

**Universidade de São Paulo**  
**Instituto de Física de São Carlos**  
**Departamento de Física e Ciência dos Materiais**

***“Estudo de Blindagem Óptica em Colisões Frias”***

***Sérgio Ricardo Muniz***

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

**Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato**

**São Carlos**  
**Março - 1998**

Muniz, Sérgio Ricardo

Estudo de blindagem óptica em colisões frias / Sérgio  
Ricardo Muniz. São Carlos, IFSC- USP 1998  
83 p.

Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física de São  
Carlos, 1998

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Física Atômica. 2. Colisões frias. 3. Átomos aprisionados.  
I. Título

# SUMÁRIO

## CAPÍTULO 1

---

<b>I. INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
----------------------	----------

## CAPÍTULO 2

---

<b>II. APRISIONAMENTO DE ÁTOMOS NEUTROS</b>	<b>6</b>
<b>II.1 INTERAÇÃO ÁTOMO-FÓTON E FORÇAS DE RADIAÇÃO</b>	<b>6</b>
II.1.1 FORÇA ESPONTÂNEA	8
II.1.2 FORÇA DE DIPOLO	9
<b>II.2 A ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA (MOT)</b>	<b>11</b>
II.2.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO	11
II.2.2 O ÁTOMO DE SÓDIO	14
II.2.3 PROCESSOS DE PERDA - COLISÕES	17

## CAPÍTULO 3

---

<b>III. COLISÕES FRIAS ENTRE ÁTOMOS DE SÓDIO</b>	<b>20</b>
<b>III.1 O QUE SÃO COLISÕES FRIAS E ULTRAFRIAS?</b>	<b>21</b>
<b>III.2 PROPRIEDADES DAS COLISÕES FRIAS</b>	<b>23</b>
<b>III.3 TIPOS DE COLISÕES FRIAS</b>	<b>24</b>
<b>III.4 CARACTERÍSTICAS GERAIS DA TAXA DE COLISÕES FRIAS</b>	<b>29</b>

## **CAPÍTULO 4**

---

<b>IV. COLISÕES FRIAS NA LINHA D1 DO SÓDIO</b>	<b>30</b>
<b>IV.1 COLISÕES EXOENERGÉTICAS EM ARMADILHAS RASAS</b>	<b>30</b>
<b>IV.2 APARATO EXPERIMENTAL</b>	<b>32</b>
<b>IV.3 MEDIDAS DE <math>\beta</math> NA LINHA D<sub>2</sub> PARA BAIXAS INTENSIDADES</b>	<b>37</b>
<b>IV.4 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS</b>	<b>38</b>

## **CAPÍTULO 5**

---

<b>V. SUPRESSÃO ÓPTICA DE COLISÕES INELÁSTICAS</b>	<b>40</b>
<b>V.1 SUPRIMINDO <i>HCC</i> NA LINHA D1</b>	<b>42</b>
V.1.1 APARATO EXPERIMENTAL	42
V.1.2 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	46

## **CAPÍTULO 6**

---

<b>VI. CONCLUSÕES</b>	<b>53</b>
<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>57</b>
<b>APÊNDICE I - CÓPIA DOS ARTIGOS PUBLICADOS</b>	<b>60</b>

## LISTA DE FIGURAS

- Fig. 1: Esquema mostrando abertura dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman na região de confinamento, juntamente com as polarizações usadas nos lasers de aprisionamento, para um caso unidimensional.** 13
- Fig. 2: Esquema tridimensional da armadilha magneto-óptica.** 14
- Fig. 3: Diagrama do níveis do sódio, mostrando as transições eletrônicas envolvidas no processo de aprisionamento.** 15
- Fig. 4: Diagrama esquemático dos processos inelásticos: (i) escape radiativo e (ii) mudança de estrutura fina.** 27
- Fig. 5: Diagrama do processo de Ionização fotoassociativa (PAI) dividido em quatro etapas** 28
- Fig. 6: Esquema da montagem experimental utilizada para medir a evolução temporal da fluorescência do trap na linha  $D_1$**  32
- Fig 7: Uma curva típica da evolução temporal da fluorescência, mostrando um ajuste (“fitting”) exponencial dos dados experimentais** 34
- Fig. 8: Taxa de perda em função da intensidade do laser para uma armadilha na linha  $D_1$**  35
- Fig. 9: Medida de  $\beta$  na linha  $D_2$  obtida pela técnica descrita neste relatório. A título de comparação mostramos também os resultados da ref. [32]** 38
- Fig. 10: Diagrama esquemático do processo de blindagem óptica.** 41

- Fig. 11: Esquema do arranjo experimental utilizado para medir o efeito do laser supressor sobre a taxa de perda de átomos, na linha D1.*** 43
- Fig. 12: Decréscimo relativo da taxa de perda como função da intensidade do laser supressor.*** 45
- Fig. 13: Diagrama esquemático do processo de blindagem óptica usando a representação de átomo-vestido; onde usa-se um único estado para representar o sistema átomo-fóton.*** 46
- Fig. 14: Comparação entre os resultados experimentais e curvas teóricas baseadas no modelo de Landau-Zener, para diferentes temperaturas da amostra.*** 50
- Fig. 15: Comparação dos resultados experimentais com curvas teóricas baseadas no modelo de multicanais acoplados, para diferentes temperaturas.*** 52

***Dedico este trabalho ...***

***Ao meus pais, Ninfa e Divanir, pelo amor e por seus esforços que me permitiram chegar até aqui.***

***Ao meu querido irmão, Sandro, como estímulo para que ele busque sempre realizar os seus sonhos...***

***E a minha esposa, Ana Paula, por sua compreensão, pelo apoio incontinentemente nos momentos difíceis e pela luz que trouxe a minha vida...***

## AGRADECIMENTOS

*Este é o momento de agradecer todos aqueles que contribuíram de forma direta ou indireta para este trabalho. E talvez, seja essa a parte mais difícil de todo esse texto. Não por ser difícil agradecer, mas pelo receio de cometer a injustiça de esquecer de citar alguém (o que inevitavelmente sempre acaba acontecendo). Assim, se por alguma infelicidade isso ocorrer, peço desde já que me perdoem. Mas que essa pessoa tenha a certeza de que, apesar desse lastimável descuido, ela estará sempre no meu coração.*

Assim, gostaria de começar agradecendo ao meu orientador, Prof. Vanderlei Bagnato, pela sua dedicação, amizade e orientação ao longo desses anos. Também pelo apoio nos momentos difíceis e por sua incrível visão e entusiasmo com relação a ciência, que consegue contagiar todos a sua volta.

Ao amigo e também orientador Prof. Luis Marcassa, com quem tenho trabalhado desde que cheguei no grupo, em 1993 (quando ele ainda era aluno de doutorado). Posso dizer que aprendi muito com sua convivência no laboratório e principalmente com sua incrível disposição ao trabalho. Além disso, se não fosse a “fundação Marcassa de apoio aos pobres alunos de graduação”, tenho certeza que minha vida aqui em São Carlos teria sido bem mais difícil.

Ao Prof. Sérgio Zílio, por sua amizade, colaboração e principalmente por seu indispensável apoio técnico nos momentos em que os lasers resolvem se revoltar contra tudo e contra todos, exceto é claro, ao próprio Zílio.



Aos professores Daniel Pereira e Artêmio Scalabrim, da Unicamp, pelo inestimável empréstimo de um dos lasers de corante utilizados neste trabalho.

Ao Prof. Reginaldo Napolitano, por sua paciência e boa vontade em explicar a teoria desenvolvida por ele e que diz respeito ao principal assunto desta dissertação.

A Regiane Ragi, pela boa vontade e confiança em emprestar o seu computador *novinho* para que eu pudesse terminar a digitação desta tese dentro do tempo previsto.

A todo o pessoal com quem tenho convivido diariamente no laboratório: André, Andréa, Aparecida, Débora, Fernandão, Flávio, Edson, Kylvia, Marília, Patrícia, Ricardo, Sérgio Miranda e Wânius. Também àqueles já se foram para outros cantos como o X-Ponja (também raramente chamado de Marcos) e a Mônica. As recém chegadas Cristina e Cristiane. Todas essas pessoas e especialmente os amigos Cléber, Daniel, Gustavo, Joatan e Lino, tem feito de cada dia de trabalho um imenso prazer, o que faz com que as várias noites mal dormidas ou aqueles feriados sem descanso, tenha valido (e muito!) a pena.

A todo o pessoal de suporte técnico do grupo, sem os quais nosso trabalho não seria possível. A Isabel e o Yashiro, por sua presteza, eficiência e sobretudo paciência; o Gilberto, pelos inúmeros favores e “quebra-galhos”. O Rui, o Carlos e o saudoso Urso, pelo apoio na parte eletrônica. O pessoal das oficinas mecânica e de óptica, especialmente o Carlinhos, o Robertinho, o Edivaldo e o Marcão; sempre dispostos a ajudar no que for preciso.

As meninas da biblioteca e da seção de alunos, especialmente a Neusa, a Wladerez e Bette, as quais sempre se mostraram muito compreensivas e eficientes. E também, ao Ítalo Celestini, da gráfica, pela ajuda na reta final de entrega da tese

É claro, que eu não poderia deixar de agradecer a FAPESP, ao CNPq, a FINEP e a CAPES pelos recursos que mantiveram todo o laboratório (e especialmente o autor) funcionando.

Por fim, gostaria de agradecer novamente aos meus pais, que nunca pouparam esforços para que eu e meu irmão pudéssemos ter a melhor educação possível. E sei que isso nem sempre foi fácil para eles. Por isso, se hoje estou defendendo essa tese, é por que eles lutaram muito para eu pudesse ter essa oportunidade. E tudo que posso fazer para retribuir é lutar também; com toda a garra que eles me ensinaram para que um dia, meus filhos possam também sentir por mim, o mesmo orgulho e admiração que sinto por eles.

## RESUMO

Neste trabalho, mostramos que é possível suprimir a maioria dos processos inelásticos que podem causar perdas de átomos em armadilhas magneto-ópticas. Nossos resultados revelam que o processo de blindagem óptica (demonstrado pelo nosso grupo, pela primeira vez para o processo de ionização fotoassociativa – *Phys. Rev. Lett.* 73, 1911 (1994)) é bem mais geral do que se supunha. Permitindo, inclusive, a supressão de colisões entre átomos no estado fundamental. E provavelmente qualquer outro processo inelástico que ocorra a curtas distâncias internucleares. Para se chegar a esses resultados, foi necessário desenvolver uma nova técnica de aprisionamento, que permite o estudo de colisões frias, mesmo em armadilhas cujo potencial de confinamento é pequeno. Graças a essa técnica foi possível, pela primeira vez, observar perdas causadas por mudança de estrutura hiperfina, numa armadilha de átomos de sódio operando na linha D1 (carregada a partir de um célula de vapor). Essa técnica ainda nos permitiu medir a taxa de colisões frias ( $\beta$ ) no *trap* da linha D1, um dado que até então não existia na literatura. Para verificar a confiabilidade dos resultados obtidos por essa técnica, realizamos também medidas de  $\beta$  na linha D2 e comparamos esses resultados com outros existentes na literatura (obtidos por uma técnica diferente). A boa concordância entre esses resultados nos deixa confiantes em dizer que essa técnica, além de ser muito interessante, no estudo de armadilhas rasas (seja isso devido a intensidade dos lasers de aprisionamento, seja devido a natureza própria da armadilha), é também bastante confiável.

## ABSTRACT

In this work, we showed that it is possible to suppress most of the inelastic processes that may cause losses of atoms in a magneto-optical trap. Our results reveal that the process of optical shielding (demonstrated by our group, for the first time to photoassociative ionization - *Phys. Rev. Lett.* 73, 1911 (1994)) is much more general than it was supposed. Even allowing, the suppression of ground state collisions. And probably any other inelastic process that happens at short internuclear distances. To achieve those results, it was necessary to develop a new trapping technique, which allows the study of cold collisions, even in traps whose confinement potential is small. Thanks to that technique it was possible, for the first time, to observe losses caused by hyperfine changing collisions, in a trap of sodium atoms operating in the D1 line (loaded from a vapor cell). That technique has still allowed us to measure the rate of cold collisions ( $\beta$ ) for the D1 line trap, a result which, until now, did not exist in the literature. To verify the reliability of the results obtained by that technique, we also accomplished measures of  $\beta$  in the D2 line and compared those results with other existent ones in the literature (obtained by a different technique). The good agreement among those results, made us confident in saying that this technique, besides being very interesting in the study of shallow traps (due to the intensity of the trapping lasers, or due to the own nature of the trap), it is also quite reliable.

***“ A natureza é exatamente simples, se conseguirmos encará-la de modo apropriado ....”***

***Albert Einstein***

# Capítulo 1

---

## **I. Introdução**

Desde a sua proposta até os dias atuais, o átomo tem sido um dos principais objetos de estudo da ciência. Busca-se, através de sua compreensão, entender a natureza como um todo. Indo desde a diferença entre os elementos químicos até a origem do universo. Por isso, não chega a ser surpreendente quando nota-se que, não só o conhecimento científico, mas também grande parte do desenvolvimento tecnológico alcançado pelo homem (especialmente neste século) é um resultado direto ou indireto das pesquisas para entender o átomo.

Essas pesquisas passaram por grandes mudanças e desenvolvimentos. Mas sem dúvida nenhuma, o grande passo dado pela física atômica nesse século veio com o advento do laser. É bem verdade que antes de sua invenção já existia a espectroscopia, mas após o desenvolvimento dos lasers sintonizáveis (na década de 70) não só as técnicas espectroscópicas sofreram um grande avanço, como também iniciou-se uma nova e importante área de pesquisa: a manipulação mecânica de átomos via pressão de radiação.

A idéia de que a luz é capaz de fazer força sobre um corpo não é propriamente nova. Maxwell, em 1873, já a havia calculado através de sua teoria do

eletromagnetismo. Mas, só em 1933, com o experimento de Frisch [1], que pela primeira vez pode-se verificar a deflexão de um feixe atômico devido a ação de uma luz ressonante, proveniente de uma lâmpada de sódio. Com a invenção do laser, iniciou-se uma série de experimentos, na tentativa de usar a luz para controlar o movimento atômico.

Um grande passo nesse sentido foi dado por Hansch e Schawlow [2] e por Wineland e Dehmelt [3], em 1975, que propuseram usar um laser contrapropagante ao movimento de íons, para desacelera-los. Ainda no final da década de 70 Dehmelt e colaboradores [4] e Wineland e colaboradores [5], independentemente, conseguiram demonstrar o efeito mecânico da luz no movimento de átomos carregados.

Só em 1982 que W. Phillips e colaboradores [6] conseguiram verificar a desaceleração de um feixe de átomos neutros, usando um feixe de luz contrapropagante ao movimento dos átomos. Em 1985 S. Chu e colaboradores [7] desenvolveram um meio viscoso tridimensional para átomos de sódio. Esse processo, que recebeu o nome de melação óptica (*optical molasses*), demonstrou-se muito eficiente para resfriar átomos neutros em três dimensões, permitindo alcançar temperaturas muito menores que as previstas pela teoria Doppler. Esse resultado inesperado, provocou um grande esforço teórico para entender melhor o processo de resfriamento, dando origem a uma nova teoria, denominada de sub-Doppler [8], a qual leva em conta a natureza multiníveis dos átomos e o gradiente de polarização, gerado pela superposição dos feixes contrapropagantes do laser de aprisionamento, na região de interação com os átomos.

Ainda em 1985, foi demonstrada a primeira armadilha magnética de átomos neutros, realizada por Migdall e colaboradores [9]. Essa armadilha usava a força que um gradiente de campo magnético faz sobre o momento de dipolo magnético do átomo, fazendo com que estes fiquem aprisionados num mínimo de campo magnético.

Paralelamente ao desenvolvimento das armadilhas magnéticas, surgiram as primeiras armadilhas ópticas, que eram inicialmente baseadas na força de dipolo elétrico. O problema dessas armadilhas era a profundidade do potencial de confinamento, pois a interação entre os dipolos induzidos com os campos externos é pequena, muito menor que no caso dos íons, por exemplo.

A primeira proposta de uma armadilha para átomos neutros baseada na emissão espontânea (e não na força de dipolo) foi feita em 1986 por Pritchard e colaboradores [10]. Nesta proposta a armadilha conjuga feixes lasers e campos magnéticos para contornar o chamado teorema ótico de Earnshaw, formulado por Ashkin e Gordon [11], que afirmava não ser possível construir uma armadilha baseada puramente na força advinda da emissão espontânea. Essa armadilha ficou conhecida como armadilha magneto-óptica (MOT - *Magneto-Optical Trap*) e foi demonstrada com sucesso em 1987 por Raab e colaboradores [12].

Embora essa armadilha seja bem mais eficiente que as primeiras, ela ainda dependia de um primeiro estágio de desaceleração, o que complicava consideravelmente o sistema experimental. O passo final para obtenção de um sistema realmente prático foi dado por C. Monroe e colaboradores [13], demonstrando uma armadilha onde os átomos são capturados diretamente a partir do



vapor de uma célula de *Cs*, em estado metálico [14] (sem a necessidade de um pré-desaceleração). Isso simplificou muito o aparato experimental necessário no aprisionamento de átomos neutros e permitiu uma rápida evolução dos estudos nessa área. Como desvantagem, essa técnica limita um pouco o tempo de vida da armadilha, pois as colisões com os átomos do vapor de fundo (átomos quente) fornecem energia cinética suficiente para que os átomos da armadilha vençam o potencial de aprisionamento e escapem.

Atualmente, experimentos envolvendo, por exemplo, átomos de *Cs* e *Rb* são, em princípio, relativamente simples, pois pode-se contar com o uso de lasers de diodo; que são bem mais baratos, extremamente compactos e tem uma manutenção muito mais simples que os usuais lasers de corante, usados no aprisionamento de átomos de *Na*. Além disso, esses lasers permitem um controle rápido e fácil da frequência emitida, o que simplifica bastante os sistemas de modulação e estabilização de frequência dos mesmos.

Neste trabalho, houve a preocupação de apresentar os assuntos de uma maneira didática. Assim, o capítulo 2 começa com uma introdução dos mecanismos que permitem a manipulação de sistemas atômicos usando a pressão de radiação. Em seguida é apresentada a armadilha magneto-óptica, que nos últimos anos se consolidou como principal instrumento do estudo de átomos frios. No capítulo 3, discute-se de uma forma bastante geral, quais os principais processos colisionais que podem ocorrer nessas armadilhas e suas características. O objetivo desses capítulos era apresentar um resumo dos principais pontos relacionados ao aprisionamento e estudo das colisões frias. De modo a fazer dessa tese um documento útil àqueles que

se iniciam nesta área. Outra preocupação foi apresentar, sempre que possível, várias referências para complementar a discussão contida no texto.

No capítulo 4 é apresentada uma nova técnica de aprisionamento, desenvolvida originalmente pelo nosso grupo, que permite realizar estudos colisionais em armadilhas cujo potencial de confinamento não é muito grande. Graças a essa técnica foi possível observar, pela primeira vez, efeitos colisionais envolvendo a estrutura hiperfina dos átomos de sódio, num sistema onde os átomos são capturados a partir de uma célula de vapor.

Mas talvez, a principal contribuição deste trabalho esteja contida no capítulo 5. Onde mostramos que é possível usar a luz para controlar a maioria dos processos de perdas que ocorrem numa armadilha magneto-óptica. Em particular, discutimos a supressão de colisões inelásticas, devido a mudança de estrutura hiperfina, em átomos de sódio. Os resultados desse trabalho mostraram que o efeito de blindagem óptica [33], produzido pela luz, é bem mais geral do que supunha. E permite controlar mesmo colisões entre átomos no estado fundamental. Finalmente, no capítulo 6 apresentamos um resumo com as principais conclusões desse trabalho e apontamos algumas sugestões para trabalhos futuros.

## **II. Aprisionamento de Átomos Neutros**

### **II.1 Interação átomo-fóton e forças de radiação**

Existem, basicamente, dois mecanismos pelos quais a luz é capaz de realizar força sobre um átomo. O primeiro está relacionado com a transferência de *momentum* na absorção e emissão de fótons. Esse processo recebe o nome de força espontânea e tem um caráter dissipativo. O segundo mecanismo surge da interação do dipolo elétrico, induzido pela luz incidente, com o gradiente de intensidade da radiação. Esse tipo de força recebe o nome de força de dipolo e é conservativa.

A fim de compreender o funcionamento das armadilhas atômicas e o mecanismo responsável pelo resfriamento, é necessário atingir um certo grau de compreensão sobre as forças de radiação envolvidas. Um cálculo detalhado para se chegar a essas expressões está fora do escopo deste trabalho, mas pode ser encontrado na referência [15]. Descreveremos aqui, apenas os passos principais para se chegar a força de pressão de radiação. Para simplificar, adotaremos uma formulação semi-clássica; onde o átomo é quantizado e o campo eletromagnético é clássico [16]. Um tratamento totalmente quântico do problema pode ainda ser encontrado na referência [17].

A interação do átomo com o campo pode ser descrita pelo potencial  $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}$ ; onde  $\vec{\mu}$  representa o dipolo elétrico do átomo e  $\vec{E}$  é o campo elétrico da radiação. A força será então o negativo do gradiente desse potencial; e a força média, correspondente a um período de oscilação do campo, pode ser escrita como

$$\vec{F} = -\langle \vec{\nabla} U \rangle = \langle \vec{\mu} \cdot \hat{e} \rangle \vec{\nabla} E(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

O valor médio do dipolo induzido pode ser calculado através do formalismo de matriz densidade [16] e a força de pressão de radiação encontrada após todos os passos de cálculo é dada por

$$\vec{F} = -\frac{[\hbar\Gamma\Omega^2\vec{\nabla}\theta + \hbar(\Delta + \dot{\theta})\vec{\nabla}\Omega^2]}{[4(\Delta + \dot{\theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \quad (2.2)$$

onde  $\Omega = \mu E / 2\hbar$  é a frequência de Rabi,  $\Gamma$  é a largura natural da transição e  $\Delta = \omega_L - \omega_A$  é o *detuning*<sup>1</sup> entre a frequência do laser ( $\omega_L$ ) e a frequência de ressonância atômica ( $\omega_A$ ). Na expressão (2.2) o termo com gradiente da fase corresponde a força espontânea enquanto o termo proporcional ao gradiente da intensidade (lembre-se que  $\Omega^2 \propto E^2 \propto$  Intensidade) representa a força de dipolo.

---

<sup>1</sup> Alguns autores costumam usar o termo *dessintonia* para a palavra derivada do inglês: *detuning*. Entretanto, ao longo de todo esse trabalho, optamos por usar a palavra original, uma vez que o termo *dessintonia* ainda não está completamente assimilado em nossa língua.

### II.1.1 Força espontânea

Para analisar a força espontânea vamos considerar um átomo neutro localizado numa região próxima ao centro de um feixe gaussiano colimado. Nesta situação a fase do campo pode ser escrita como  $\theta(r) = -\vec{k} \cdot \vec{r}$  e a força de dipolo será, então, desprezível frente a força espontânea que é dada por:

$$\vec{F}_s = \frac{\Gamma \Omega^2}{[4(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \hbar \vec{k} = \gamma_s \hbar \vec{k} \quad (2.3)$$

onde  $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$  é a velocidade do átomo; sendo a frequência de Rabi calculada no centro do feixe ( $r = 0$ ).

Pode-se entender esse resultado de uma maneira um pouco mais intuitiva, se pensarmos nele como uma força devido ao espalhamento de fótons, que transferem um *momentum*  $\hbar \vec{k}$  para o átomo a uma taxa  $\gamma_s$ . Essa taxa depende da intensidade e *detuning* do laser, da velocidade do átomo e também do tempo de vida do estado excitado, que é dado pelo fator  $\Gamma$ .

Ocorre, entretanto, que devido ao caráter randômico da emissão espontânea, as flutuações em torno do valor médio da força, acabam por provocar um aquecimento dos átomos. Esse aquecimento impõe um limite mínimo para a temperatura do sistema. Num MOT convencional, essa temperatura é tipicamente da ordem de  $10^{-4}$  Kelvin.

Pode-se notar que a força espontânea apresenta um perfil Lorentziano, centrado em torno da frequência  $\omega = \omega_A + \vec{k} \cdot \vec{v}$  (frequência natural atômica mais deslocamento Doppler), com uma largura que corresponde a largura natural da transição, acrescida do alargamento devido a intensidade do laser. Além disso, a força sempre tem a direção do feixe incidente (direção do vetor de onda  $\vec{k}$ ), independentemente do *detuning*, e satura num valor de  $(\Gamma/2)\hbar\vec{k}$ , para altas intensidades. É importante, ainda, lembrar que o denominador da expressão da força traz um termo dependente da velocidade, que faz com que o átomo deixe de interagir com o laser quando este causar uma grande variação na velocidade do átomo. Esse fato é particularmente importante quando se está interessado na desaceleração de feixes atômicos, onde é necessário utilizar alguma técnica que permita manter os átomos sempre em ressonância com o laser, durante todo o processo de freamento.

### **II.1.2 Força de dipolo**

Além da chamada força espontânea, um outro caso de grande importância prática ocorre quando o perfil e intensidade do laser muda consideravelmente numa região da ordem do comprimento de onda. Como, por exemplo, nas situações onde temos um feixe altamente focalizado ou uma onda estacionária.

No caso geral de uma onda estacionária, a condição  $\vec{\nabla} \theta = 0$  pode ser usada e temos automaticamente uma força espontânea nula. E portanto, a força de radiação reduz-se a

$$\vec{F}_d = -\frac{\hbar\Delta\vec{\nabla}\Omega^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \quad (2.4)$$

que tem uma característica dispersiva, centrada em torno de  $\Delta=0$ . Para *detunings* negativos a força é na direção do máximo de intensidade, enquanto para *detunings* positivo a força é na direção contrária. Esse tipo de força é muito importante no estudo de *optical lattices* [19].

Porém, para se obter um confinamento dos átomos é necessário usar um feixe focalizado, ao invés de uma onda estacionária. Nestes casos  $\vec{\nabla}\theta \neq 0$ , e afim de se eliminar qualquer contribuição da força espontânea é necessário utilizar um laser sintonizado numa frequência que esteja várias centenas de larguras de linha da frequência de ressonância, de modo que

$$\vec{F}_d = -\frac{\hbar\vec{\nabla}\Omega^2}{4\Delta} \quad (2.5)$$

Entretanto, para compensar a redução na força devido ao grande *detuning*, é necessário ter também, um grande gradiente de intensidade. O que pode ser conseguido, usando-se feixes intensos (tipicamente da ordem de 1W) altamente focalizados. Muito embora esteja-se, dessa forma, também aparentemente aumentando a contribuição da força espontânea, devido ao aumentando o valor de  $\Omega^2$ , o termo de força espontânea ficará na verdade bastante reduzido devido a dependência da taxa de absorção,  $\gamma_s = \Gamma\Omega^2/4\Delta^2$ , que é inversamente proporcional ao

quadrado do *detuning*. Isso faz com que a força espontânea seja inteiramente desprezível, quando comparada a força de dipolo. A força de radiação passa então a ser conservativa, o que nos permite definir um potencial  $U = \hbar\Omega^2 / 4\Delta$ . A grande vantagem é que agora, como a força não é ressonante, não temos o espalhamento secundário de fótons [22], que é um limitante importante da densidade que se pode obter em armadilhas baseadas na força espontânea.

## ***II.2 A armadilha magneto-óptica (MOT)***

### ***II.2.1 Princípio de funcionamento***

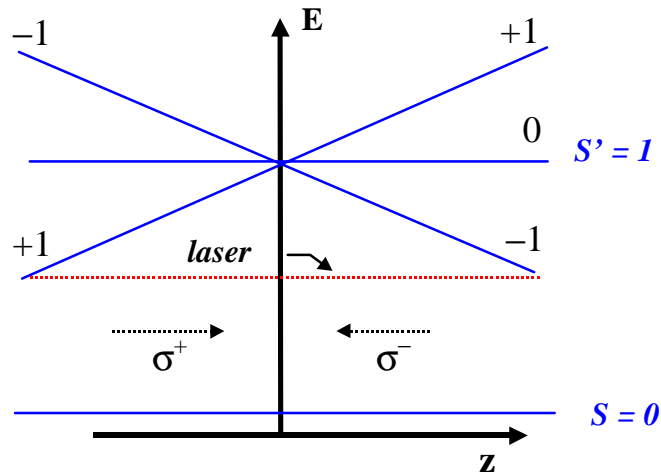
O teorema óptico Earnshaw [11] estabelece que se uma força é proporcional a intensidade do campo elétrico, esta necessariamente deverá ter divergência nula numa região livre de cargas elétrica; pois o vetor de Poynting tem divergência nula nessas condições. Durante muito tempo isso desestimulou o desenvolvimento de armadilhas atômicas baseadas unicamente na força espontânea, que como vimos na seção anterior, é proporcional a intensidade da luz incidente. E a idéia básica por trás do trabalho de Pritchard e colaboradores [10] era mostrar que se podia utilizar os graus de liberdade interna do átomo para criar uma dependência posicional na relação de proporcionalidade entre a força e o vetor de Poynting do campo. Dessa forma, o confinamento de átomos neutros passa a ser possível, mesmo numa configuração baseada na força espontânea.



Usando esse conceito, Raab e colaboradores [11], no ano seguinte a sugestão de Pritchard, demonstraram a primeira armadilha magneto-óptica (*Magneto-Optical Trap* – MOT). Que recebeu esse nome por usar o efeito Zeeman para gerar uma dependência posicional na força. Devido ao deslocamento dos níveis de energia do átomo, sob ação de um campo magnético dependente das coordenadas. Além do efeito Zeeman, usa-se também luz circularmente polarizada, para criar uma dependência espacial nas regras de seleção. O efeito final é produzir uma força capaz de empurrar os átomos em direção a origem do sistema de coordenadas.

Para compreender melhor o princípio básico de funcionamento da armadilha magneto-óptica, consideraremos, inicialmente, um modelo unidimensional; onde assumiremos um átomo (hipotético) de dois níveis, com estado fundamental de *momentum* angular  $S=0$  ( $m_s = 0$ ) e estado excitado com  $S=1$  ( $m_s = 0, \pm 1$ ). Tal átomo encontra-se imerso num campo magnético inhomogêneo que varia linearmente com a posição. Além disso, vamos considerar que o campo é suficientemente fraco, de modo que podemos escrever a separação Zeeman entre os níveis, como sendo também linear com o campo ( $\Delta E = \mu m_s B$ ), como é mostrado a figura 1. Considere, agora, que o átomo é exposto a um par de feixes lasers contrapropagantes ao longo da direção  $\hat{z}$ , com polarizações ortogonais circulares e sintonizado numa frequência abaixo da ressonância, no ponto onde  $B=0$ . De acordo com a figura 1, temos então, uma situação onde: para  $z > 0$  o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização  $\sigma^-$  do que do feixe  $\sigma^+$ , pois a frequência deste está mais próxima da transição de  $\Delta m_s = -1$ . A força resultante é, portanto, é na direção da origem. Para  $z < 0$  ocorre o

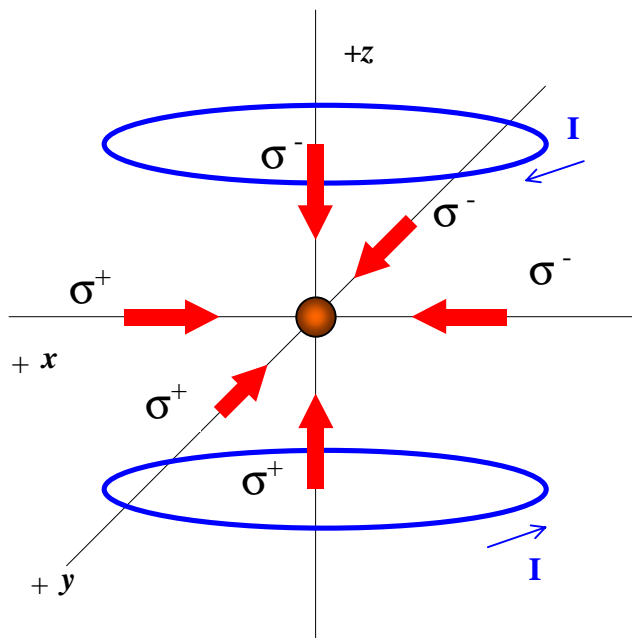
contrário e o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização  $\sigma^+$  (transição  $\Delta m_s = +1$ ), de modo que novamente, o átomo sente uma força em direção a origem.



**Fig. 1:** Os níveis de energia abrem-se devido ao efeito Zeeman e com a escolha apropriada das polarizações e frequências dos feixes lasers é possível criar uma força de confinamento, do tipo oscilador harmônico amortecido.

A situação descrita acima resulta num sistema que tende a manter o átomo na origem ( $z = 0$ ). Além de também retirar energia cinética dos átomos, devido ao fato da força espontânea ser dissipativa.

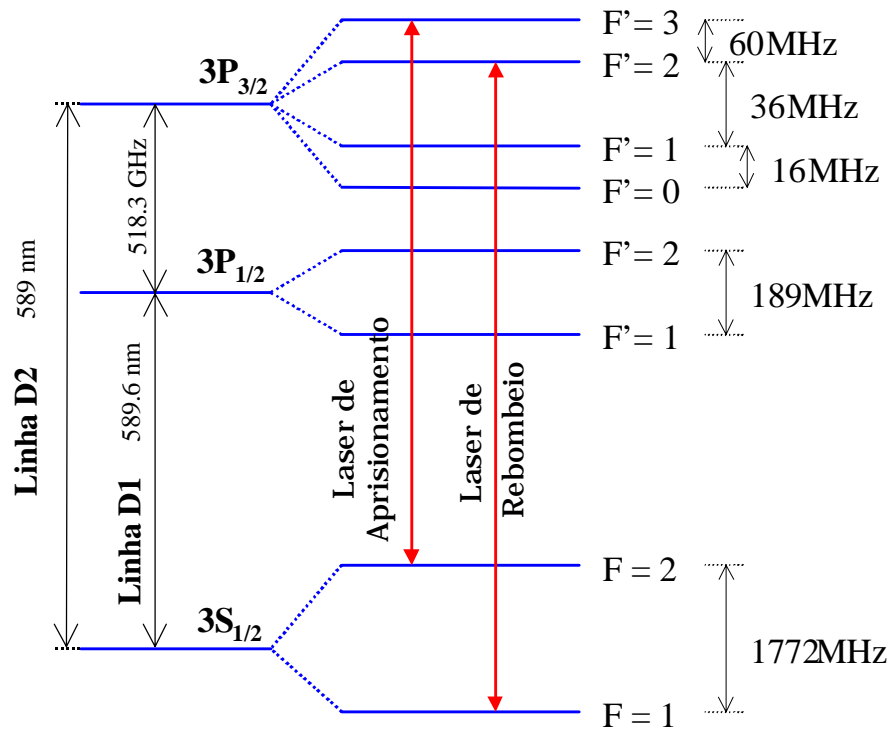
Um arranjo tridimensional, composto por três pares de feixes contra-propagantes, com polarizações e frequências apropriadas, permite gerar uma força do tipo oscilador harmônico amortecido, capaz de resfriar e aprisionar átomos neutros. A figura 2 apresenta um esquema da armadilha utilizada neste trabalho; mostrando os lasers e o par de bobinas (configuração anti-Helmoltz) que gera o campo magnético necessário ao confinamento.



**Fig. 2:** Esquema tridimensional da armadilha. Três pares de feixes contra-propagantes cruzam-se no ponto de mínimo valor do campo magnético, gerado pelo par de bobinas na configuração anti-Helmoltz

## II.2.2 O átomo de Sódio

Na seção anterior, explicamos o princípio de funcionamento do MOT, onde utilizamos um modelo simplificado de dois níveis para o átomo. O problema, entretanto, é que não existe na natureza um átomo desse tipo. Na realidade, o átomo é bem mais complicado que isso, possuindo vários níveis e subníveis de energia. A figura 3 mostra um esquema com alguns dos níveis do átomo de sódio. Em particular, mostramos a estrutura fina e hiperfina da camada 3, onde temos as transições mais importantes para o processo de aprisionamento .



**Fig. 3: Diagrama do níveis do sódio, mostrando as transições eletrônicas envolvidas no processo de aprisionamento.**

Uma característica importante do sistema real é que a estrutura hiperfina desses estados dá origem a vários processos importantes, que não são abordados no modelo de dois níveis. Isso cria alguns efeitos que complicam um pouco, tanto o sistema experimental, como a análise dos dados. O principal desses problemas é o decaimento radiativo entre os níveis  $3P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1)$ . Que ocorre porque existe uma probabilidade de que o átomo que estava inicialmente no estado  $3S_{1/2}(F=2)$  seja excitado para o estado  $3P_{3/2}(F'=2)$ , e não para  $F'=3$ , como era desejado. De lá o átomo pode decair para  $3S_{1/2}(F=1)$ . Esse processo recebe o nome de bombeamento óptico e, mesmo tendo uma probabilidade de ocorrência muito pequena, faz com que os átomos deixem de interagir com o laser de aprisionamento

(que só é capaz de realizar transições de  $F=2$  para  $F'=3$ ). Isso ocorre porque o tempo de vida do estado excitado é muito curto ( $\sim 10^{-9}$  s) e permite um grande número de ciclos de absorção-emissão por unidade de tempo. Nesses casos, o estado fundamental de  $F=1$  é chamado de um “estado escuro”, pois os átomos que lá se encontram não interagem com o laser.

Para fazer com que o átomo continue a interagir com os lasers de aprisionamento, é necessário introduzir uma outra frequência que realize a transição  $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ . De modo que o átomo sempre “veja” alguma luz em ressonância com ele. Na prática essa frequência pode, em alguns casos, ser gerada através de dispositivos óticos não lineares. Mais especificamente, por moduladores eletro-ópticos de frequência [20].

Contudo, apesar de fazer a armadilha funcionar, essa nova frequência faz com que agora tenha-se população em ambos os estados fundamentais. O que demanda um certo cuidado na hora de interpretar os resultados experimentais. O leitor interessado em maiores detalhes a esse respeito, pode encontrar uma boa discussão na ref. [21], onde descreve-se um experimento para medir a relação entre as populações de ambos os estados fundamentais.

### **II.2.3 Processos de perda - colisões**

No estado estacionário, o número final de átomos aprisionados numa armadilha é o resultado do equilíbrio entre as taxas de perda e captura. As perdas podem ter origem numa série de diferentes processos; mas basicamente, os mais

importantes são os processos colisionais que podem ocorrer tanto entre os próprios átomos da armadilha, como com o átomos do vapor de fundo.

A equação que governa a variação temporal do número de átomos é

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N - \beta \int_V n^2(r,t) d^3 r \quad (2.6)$$

onde  $L$  representa a taxa de captura,  $\gamma$  a taxa de colisão dos átomos aprisionados com os átomos térmicos, do vapor de fundo, e  $\beta$  é taxa de colisão entre átomos frios. Em geral, a variação espacial da densidade de átomos  $n(r,t)$  requer uma integração sobre todo o volume  $V$  da armadilha, mas pode-se mostrar, que no limite de altas densidades, o aprisionamento ocorre a densidade constante [22]. Isso permite-nos rescrever a equação acima numa forma mais simples:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_c) N \quad (2.7)$$

onde agora,  $n_c$  é a densidade final constante que é obtida no *trap*. O valor de  $n_c$  é uma característica das condições de aprisionamento, mas pode ser determinado experimentalmente. O fator  $(\gamma + \beta n_c)$  representa a taxa total de perda nas armadilhas e é esse valor que determina-se experimentalmente. Para determiná-lo basta medir a evolução temporal do número de átomos quando desliga-se o processo de carga, isto é  $L \rightarrow 0$ . Assim, o número de átomos variará segundo a expressão

$$N(t) = N_o \exp(-(\gamma + \beta n_c)t) \quad (2.8)$$

de maneira que pode-se determinar o termo  $(\gamma + \beta n_c)$  através de um ajuste (*fitting*) exponencial da curva de descarga.

Neste trabalho estaremos apenas interessados na taxa de colisões frias,  $\beta$ . Portanto, uma vez obtida a taxa total de colisão, ainda será necessário determinar  $\gamma$  para podermos isolar o termo  $\beta n_c$ . Ocorre, entretanto, que  $\gamma$  depende apenas da pressão parcial do gás de fundo [23], de modo que é possível medi-lo separadamente. Para isso pode-se usar duas diferentes técnicas [21], mas que tem o mesmo princípio. A idéia é observar a evolução temporal do número de átomos numa situação onde a densidade de átomos na armadilha seja suficientemente pequena para que praticamente não tenhamos colisões frias, ou seja, numa situação onde  $\beta n_c \rightarrow 0$  (ou pelo menos, seja muito menor que  $\gamma$ ). Isso pode ser obtido reduzindo-se a intensidade do laser de aprisionamento de modo a obter uma armadilha com um pequeno número de átomos. Porém, no caso do sódio é bem mais prático usar a armadilha do tipo II (onde a transição de aprisionamento é de  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ ), que possui naturalmente um potencial de confinamento bem menor do que o convencional *trap* do tipo I ( $F=2 \rightarrow F'=3$ ). Pois, uma vez terminada as medidas de carga na armadilha tipo I, basta sintonizar o laser de aprisionamento cerca de 60 MHz para o vermelho e medir algumas curvas de carga nessa nova condição, que o parâmetro que obtém-se,

então, pelo ajuste exponencial será exatamente a taxa  $\gamma$ . Uma vez determinado os valores de  $\gamma$  e  $n_c$ , pode-se finalmente, determinar o valor de  $\beta$ .

Mostraremos no próximo capítulo que a taxa  $\beta$  resulta de uma série de diferentes processos colisionais. Discutiremos cada um desses processos com um pouco mais de detalhe e veremos, também, como a luz pode influenciar esses processos.



### ***III. Colisões frias entre átomos de Sódio***

A principal motivação para o desenvolvimento das técnicas de resfriamento e aprisionamento é estudar as propriedades do átomo, livre dos efeitos de alargamento e deslocamento de linha, que surgem devido ao seu movimento e as colisões. Porém, desde que se conseguiu uma armadilha eficiente para átomos neutros (especialmente as do tipo MOT), notou-se que uma série de novos processos colisionais passavam a ser importantes nesse regime.

Inicialmente, o estudo dessas colisões era motivado pelo interesse em entender a origem dos processos de perda de átomos das armadilhas, a fim de se conseguir amostras com número e densidades cada vez maiores [24].

Contudo, nos últimos anos, o estudo de colisões frias e ultrafrias mostrou-se extremamente interessante por si só, devido a grande riqueza de informação que pode ser explorada no regime de baixas energias. Atualmente, por exemplo, utiliza-se processos colisionais inelásticos para se obter medidas espectroscópicas extremamente precisas. Essas medidas, permitem determinar parâmetros importantes da interação entre esses átomos, como por exemplo: os potenciais moleculares de

longo alcance, o comprimento de espalhamento para colisão de dois corpos, ou ainda, determinar a separação hiperfina dos estados excitados com uma grande precisão [37].

Além de permitir o estudo dessas propriedades intrinsecamente quânticas da matéria, o entendimento desses processos também tem seu apelo tecnológico; pois a nova geração de relógios atômicos (que são baseados em átomos frios) tem sua precisão, em parte, limitada pelo deslocamento de linha causado por essas colisões. E as futuras possíveis aplicações para o recém demonstrado “laser de átomos”, sem dúvida, terão que passar antes pela compreensão de como os efeitos colisionais afetam o comprimento de coerência das ondas de matéria.

Porém, antes de discutir os diferentes tipos de processos colisionais que podem ocorrer, vamos primeiro definir melhor o que são colisões frias e quais as suas características.

### ***III.1 O que são colisões frias e ultrafrias?***

Quando se fala em colisão num MOT é preciso ter em mente que podem ocorrer dois tipos de processos completamente diferentes. O primeiro envolve apenas as colisões entre os próprios átomos confinados. Em condições típicas de operação, serão estas colisões que irão prevalecer.

Um outro processo que também pode retirar átomos da armadilha são as colisões que ocorrem entre os átomos frios e o vapor residual, presente na câmara de aprisionamento. Esse segundo processo é mais significativo nos MOT's carregados a

partir de um célula de vapor, do naqueles onde os átomos são capturados a partir de um feixe atômico desacelerado. E a razão disso é que nos sistemas baseados na captura a partir do vapor, a pressão parcial de átomos quentes é muito maior que no caso onde o carregamento é feito a partir de um feixe. Isso limita bastante o tempo de vida da armadilha, pois as colisões com átomos do vapor são bem mais freqüentes. Como uma consequência imediata disso, as taxas de colisão quentes passam a ser comparáveis as de colisões frias.

Como esses dois processos tem características bem diferentes, costuma-se procurar distingui-los, chamando as primeiras de colisões frias (ou ultrafrias) e a segunda de colisões quentes ou térmicas. Discutiremos as características intrínsecas de cada um desses processos na próxima seção deste capítulo.

O constante desenvolvimento das técnicas de resfriamento fez com que recentemente também se passasse a subdividir as colisões entre átomos aprisionados em frias e ultrafrias. São designadas de colisões ultrafrias aquelas que ocorrem a uma temperatura menor que  $1 \mu\text{K}$ , enquanto as colisões frias situam-se na faixa a de  $1 \text{mK}$  até  $1 \mu\text{K}$ . É importante chamar a atenção aqui para dois pontos importantes: o primeiro é que a grande maioria dos estudos colisionais, em baixa temperatura, encontram-se na faixa de colisões frias; e o segundo, é ressaltar que essa convenção para colisões frias e ultrafrias é bastante recente [18], e ainda é comum encontrar na literatura (especialmente em artigos mais antigos) o termo ultrafrias referindo-se a colisões que ocorrem a temperaturas acima de  $1 \mu\text{K}$ .

### ***III.2 Propriedades das colisões frias***

Embora, a princípio não pareça, a diferença de velocidade relativa entre as colisões quentes e frias, faz com que as propriedades de cada uma sejam extremamente diferentes. Nas colisões quente, por exemplo, devido as grandes velocidades dos átomos do vapor, tanto a taxa de captura da armadilha, como a taxa de perda, podem ser facilmente calculadas a partir da teoria cinética dos gases [23]. Além disso, nesses casos, o tempo de colisão é tipicamente  $\sim 10^{-15}$  segundos, o que nos permite negligenciar completamente qualquer efeito de emissão ou absorção de fótons na dinâmica da colisão. A grande energia cinética desses átomos permite-nos, também, desconsiderar a energia de interação associada aos potenciais moleculares de longo alcance, que só passam a ser importantes, a curtas distâncias internucleares, onde esses potenciais se tornam altamente repulsivos, devido a interpenetração das camadas eletrônicas.

Já nas colisões frias, a pequena velocidade dos átomos faz com que as escalas de tempo e energia sejam bem diferentes. Nestes casos, não podemos mais tratar o problema classicamente e um formalismo, no mínimo semi-clássico, se faz necessário. A principal razão para isso é que a duração dessas colisões é tipicamente da ordem de  $10^{-7}$  segundos enquanto o tempo de vida dos estados excitados é da ordem de  $10^{-9}$  segundos; o que significa que os átomos podem absorver e/ou emitir um ou mais fótons durante a colisão. Isso faz com que, agora, a emissão espontânea passe a desempenhar um papel importante na dinâmica da colisão.

Graças a sua pequena energia cinética, os átomos do par, passam a ter um comprimento de onda de de Broglie comparável ao alcance dos potenciais de interação, de modo que deve-se esperar que a natureza ondulatória da matéria comece a se manifestar de forma importante. Além disso, a energia de interação desses potenciais é agora comparável a energia cinética do átomos, fazendo com que os átomos comecem a interagir, mesmo para distâncias tão longas quanto  $10^3$  raios de Bohr. Isso faz essas colisões extremamente sensíveis ao formato dos potenciais, que passam a determinar o resultado final do processo.

### ***III.3 Tipos de colisões frias***

Uma das maneiras de se classificar as colisões frias é de acordo com o produto final do processo. Assim, uma colisão será elástica se o estado final do átomos for exatamente o mesmo que era no início. Caso a colisão seja inelástica (estado final diferente do inicial), ela poderá ainda ser exoenergética, isto é, os átomos podem ter uma parte de sua energia potencial convertida em energia cinética. Se essa energia for suficientemente grande para vencer o potencial de confinamento, estes átomos escaparão da armadilha, dando origem as perdas. Esse tipo de processo é genericamente chamado de *traploss*.

Pode, ainda, ocorrer uma situação onde o produto final da colisão não está apenas energeticamente, mas também estruturalmente diferente, como é o caso das colisões onde ocorre a ionização fotoassociativa (*PhotoAssociative Ionization* – PAI). No caso particular do sódio, o processo de PAI é um canal de perda importante, pois

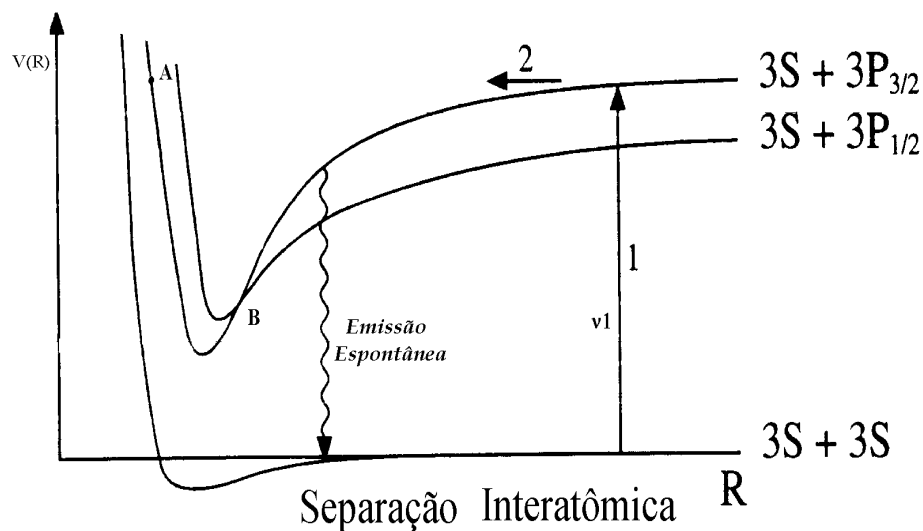
ocorre naturalmente, nas condições usuais de operação armadilha. Do ponto de vista experimental, entretanto, o processo de ionização fotoassociativa é bastante interessante; pois permite uma fácil detecção do produto final da colisão, o que garante uma boa relação (*Sinal/Ruído*), mesmo na observação de efeitos muito sutis.

É comum, ainda, dividir as colisões frias em três grandes grupos; de acordo com os estados atômicos, de cada átomo do par, no início do processo. Esses grupos são: (i) as colisões envolvendo dois átomos no estado fundamental (colisões no estado fundamental); (ii) um no fundamental e outro no estado excitado (colisões de um estado excitado); (iii) com os dois átomos no estado excitado (colisões de dois estados excitados).

A primeira classe de colisões são as que mais se parecem com as colisões térmicas, no sentido de que o movimento dos átomos é governado apenas pelos potenciais de longo alcance, não ocorrendo emissão espontânea. Essas colisões estão sempre ocorrendo numa armadilha, e se o potencial de confinamento não for suficientemente grande, essas colisões podem dar origem a processos inelásticos. Como um importante exemplo desse processo inelástico, temos as colisões com mudança de estrutura hiperfina (*Hiperfine Change Collisions* - HCC), que irá determinar as perdas da armadilha, no regime de baixas intensidades. Mas mesmo os processos elásticos entre esses átomos no estado fundamental são de grande interesse, pois são eles que permitem a termalização, em armadilhas magnéticas, durante o estágio resfriamento evaporativo induzido. Graças a isso, é que foi possível se alcançar temperaturas tão baixas quanto algumas dezenas de nanokelvin, permitindo a recente observação da condensação de Bose-Einstein [25].

O segundo grande grupo de colisões frias refere-se aquelas que envolvem um dos átomos no estado excitado e outro no estado fundamental. Nesse caso, o potencial de interação entre os átomos é do tipo dipolo-dipolo [26], que tem uma forma do tipo  $\pm C_3/R^3$ . O sinal do coeficiente  $C_3$  define se a interação é atrativa ou repulsiva. Devido a dependência  $1/R^3$ , esse potencial tem um alcance bem maior que o potencial de Van der Waals (que varia com  $1/R^6$ ), que intermedia as colisões no estado fundamental. A figura 4 mostra um diagrama esquemático desses potenciais moleculares, ilustrando também dois importantes processos de *traploss* que pertencem a esse grupo.

O primeiro desses processo de perda chama-se escape radiativo (*Radiative Escape, RE*) e ocorre devido a emissão espontânea de um fóton de energia menor que do a fóton absorvido. A diferença de energia é transformada em energia cinética para o par que está colidindo. Se essa energia for maior que o potencial de confinamento, teremos os dois átomos escapando da armadilha. No próximo capítulo mostraremos resultados que indicam que esse é o principal processo de perda nas armadilha magneto-ópticas de átomos de sódio.



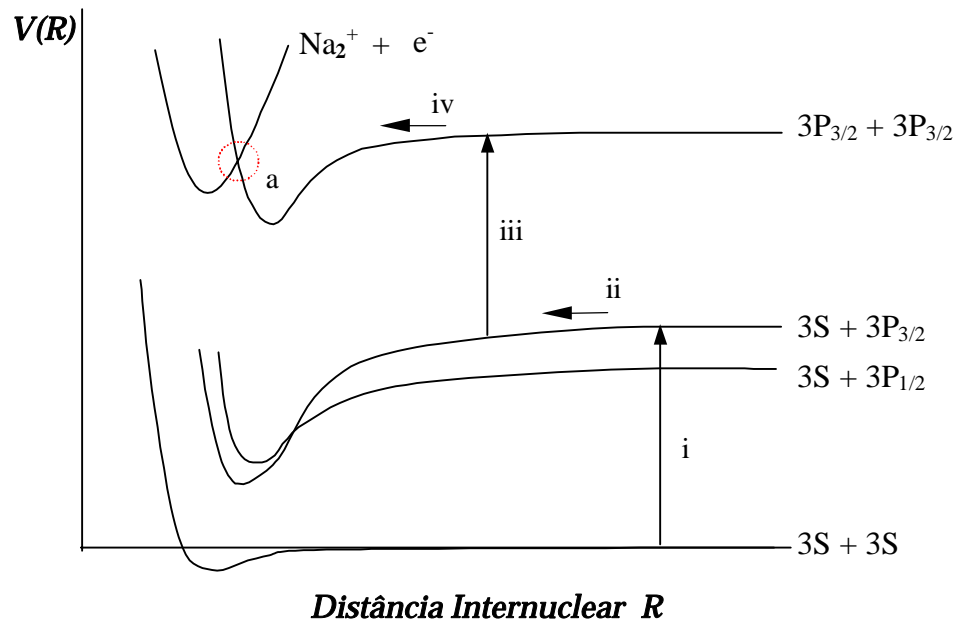
**Fig. 4: Diagrama esquemático dos processos inelásticos: (i) escape radiativo, o par vai para o estado excitado pela absorção do fóton (1), acelera no potencial e decai espontaneamente, com um ganho de energia cinética; (ii) mudança de estrutura fina, onde o sistema vai para o estado  $S_{1/2}+P_{3/2}$  caminhando nesse potencial até o ponto (A), na volta, ao passar pelo ponto (B), pode ocorrer a mudança para o estado  $S_{1/2}+P_{1/2}$ , também ganhando energia cinética.**

Ainda dentre as colisões de um estado excitado, temos um outro importante processo de *traploss*, que ocorre quando os átomos conseguem chegar a curtas distâncias sem sofrer decaimento espontâneo. Nesse caso, ao retornarem, os átomos podem seguir adiabaticamente pelo potencial  $3S_{1/2}+3P_{1/2}$ . Dessa maneira os átomos do par ganharão energia cinética suficiente para fugir da armadilha, pois a separação da estrutura fina nos átomos de sódio fornece uma energia correspondente a uma energia equivalente a 12 K, enquanto a profundidade da armadilha não é maior que 1 K. Esse processo recebe a designação de mudança de estrutura fina (*Fine-Structure Change, FSC*) e é o processo de perda dominante em alguns alcalinos [27].

Finalmente, o terceiro grupo de colisões fria envolve dois átomos colidindo no estado excitado. O principal processo inelástico que pode ocorrer nesse caso é a



ionização fotoassociativa (PAI). Para que ocorra a autoionização é necessário haver um cruzamento entre os potenciais  $3P_{3/2}+3P_{3/2}$  e o da molécula ionizada. No caso do sódio, esse cruzamento existe e o processo de PAI ocorre naturalmente, mesmo numa armadilha onde só estão presentes os lasers de aprisionamento.



**Fig. 5: Diagrama do processo de PAI em quatro etapas. Na fase (i) o sistema recebe um fóton que leva a um potencial atrativo; (ii) caminham nesse potencial; (iii) recebem um segundo fóton e (iv) caminham num potencial molecular duplamente excitado até que a curtas distâncias sofrem ionização; devido ao cruzamento com o potencial da molécula  $Na_2^+$ .**

Naturalmente, deve-se esperar que esse tipo de colisão ocorra a uma taxa menor que os processos de *traploss* discutidos acima, pois agora o sistema, além de ter que sobreviver ao decaimento espontâneo de um átomo, terá ainda que absorver um segundo fóton e permanecer no potencial duplamente excitado,  $3P_{3/2}+3P_{3/2}$ , até

sofrer ionização, a curta distâncias. A figura 5 mostra um esquema do processo de PAI, onde estão indicados as quatro etapas do processo [28].

### ***III.4 Características gerais da taxa de colisões frias***

Assim, levando-se em conta os diferentes tipos de processos colisionais que podem ocorrer nas armadilhas magneto-ópticas; podemos esperar um comportamento geral, para a taxa de colisões frias, que de alguma forma aumente com a intensidade do laser de aprisionamento. Isso porque quanto maior a intensidade do laser, maior será a probabilidade de excitação do par, o que aumenta a perdas devido aos processo colisionais envolvendo átomos excitados. Por outro lado, apesar da taxa de colisões frias dever diminuir com a intensidade, deve-se esperar também, que abaixo de uma certa intensidade do laser, a armadilha passe a ser tão rasa que mesmo as pequenas energias adquiridas pelo átomos nos processos de mudança de estrutura hiperfina sejam capazes de introduzir perdas apreciáveis. E, portanto, o valor de  $\beta$  deveria novamente aumentar, mesmo diminuindo-se a intensidade o laser de aprisionamento. No próximo capítulo mostraremos resultados que concordam bem com essas expectativas.

### **IV. Colisões frias na linha $D_1$ do Sódio**

#### **IV.1 Colisões exoenergéticas em armadilhas rasas**

Como vimos, no capítulo anterior, existem vários processos capazes de causar perdas nas armadilhas magneto-ópticas. Seria muito interessante poder separar as contribuições de cada um desses mecanismos na taxa total de perda. Poderia-se, assim, estudar melhor a dependência de cada um deles com os parâmetros experimentais, o que permitiria a elaboração de modelos teóricos mais realísticos. Entretanto, pela maneira que usualmente se estuda os processos de *traploss* não é possível identificar qual a contribuição individual de cada processo; pois, em geral, o que se mede no laboratório é a taxa total de perdas, que inclui a contribuição de todos esses efeitos.

Neste capítulo, discutimos um experimento que permite determinar a taxa  $\beta$  em uma armadilha operando na linha  $D_1$  (transição  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ ). Operando nessa linha, elimina-se o processo de troca de estrutura fina, e ainda simplifica-se bastante a estrutura hiperfina do estado excitado; que passa agora a ter apenas dois subníveis hiperfinos, ao invés dos quatro, do estado  $P_{3/2}$ . Essa simplificação é importante, pois recentemente Juliennne e colaboradores [29] mostraram que para se compreender

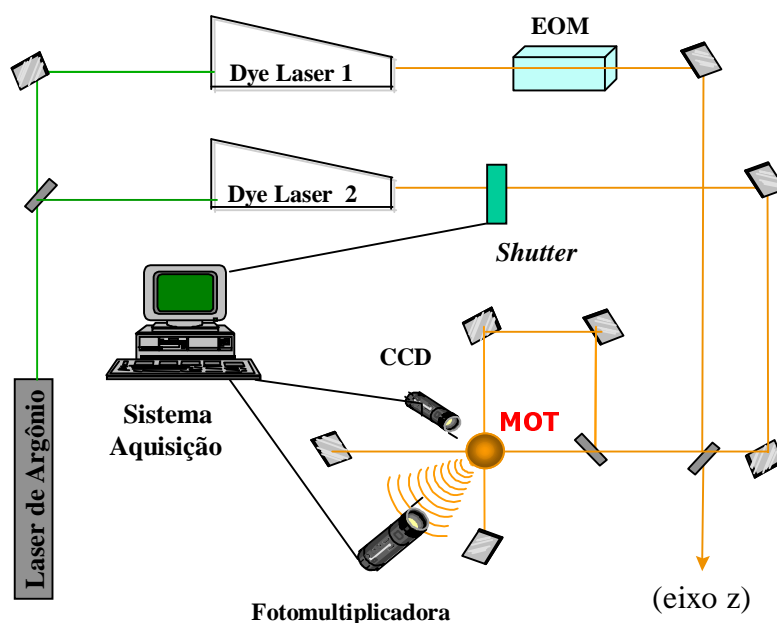
colisões frias em alcalinos é quase sempre necessário incluir os efeitos de estrutura hiperfina. No caso das armadilhas de sódio, operando na linha D1, isso é mandatório, pois essas armadilhas são tão rasas que os processos de mudança de estrutura hiperfina passam a ser significativos, ou até mesmo dominantes, em determinadas condições.

Embora, a idéia de se estudar colisões na linha D1 seja simples, foi apenas recentemente que Flemming Neto e colaboradores [30] conseguiram demonstrar uma armadilha operando e capturando átomos nessa linha. A razão disso é que a profundidade do potencial de confinamento é tão pequena que o número átomos aprisionados é extremamente reduzido, de modo que a densidade dessas amostras não é suficiente para se ter uma taxa de colisões frias apreciável. Além disso, no regime de baixas intensidades, a taxa de captura é tão pequena que mal consegue compensar a perdas por colisões com o vapor de fundo.

Para superar essas limitações desenvolvemos uma nova técnica de aprisionamento que funciona em duas etapas [31]: primeiro faz-se o aprisionamento convencional (na linha D2), carregando a armadilha com grande número de átomos e altas densidades; então muda-se rapidamente para uma situação onde se tem apenas lasers induzindo transições na linha D1. Dessa maneira pode-se, através do estudo da evolução temporal do número de átomos, determinar as taxas de colisões devido aos processos de *traploss*, mesmo nessas armadilhas muito rasas.

## ***IV.2 Aparato Experimental***

A figura 6 mostra um esquema simplificado da montagem experimental utilizada nessas medidas. Os átomos da armadilha são capturados a partir do vapor de uma célula de *Na* metálico, que é aquecida até uma temperatura de aproximadamente 50° C. Essa célula é mantida numa câmara de aço inox a uma pressão menor que  $5 \times 10^{-9}$  torr. A câmara possui várias janelas que permitem acesso óptico aos feixes lasers e ao sistema de imagem. Existe, ainda, um detector de íons do tipo *channeltron particle multiplier* instalado no interior da câmara de vácuo, que permite a contagem de íons formados no processo de PAI.



**Fig. 6:** Esquema da montagem experimental utilizada para medir a evolução temporal da fluorescência do trap na linha  $D_1$ .

Faz-se incidir, sobre o vapor da câmara, três pares de feixes mutuamente ortogonais. Tais feixes são retrorefletidos e cruzam-se no centro de um quadrupolo

magnético gerado por um par de bobinas, numa configuração anti-Helmoltz. Essas bobinas são externas à câmara de vácuo e permitem gerar um gradiente de campo entre 20 e 30 gauss/cm. Os feixes são produzidos por dois lasers de corante (Coherent-699) sintonizáveis, usando o corante *Rhodamina 6G*.

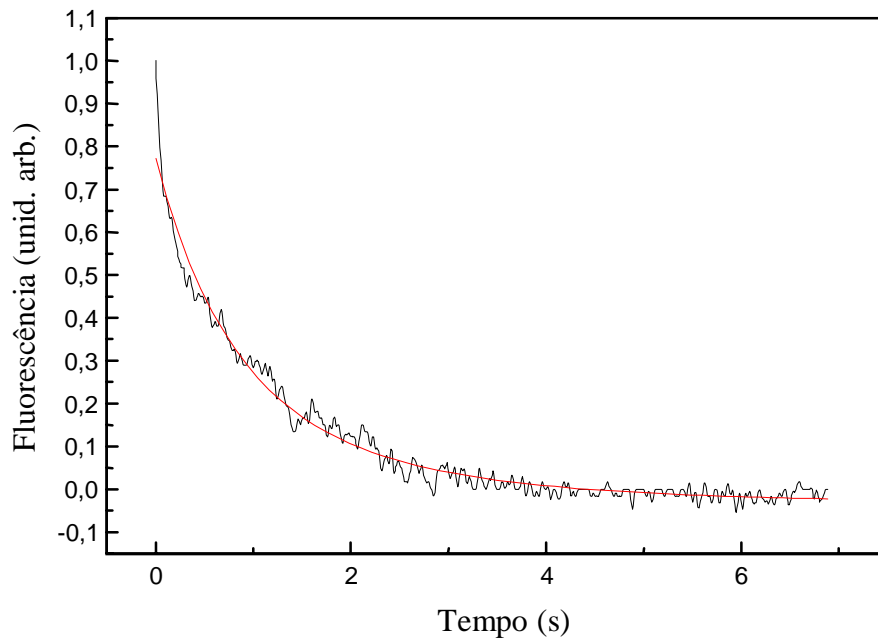
O laser 1 passa por um modulador eletro-óptico (EOM) que introduz frequências laterais (*sidebands*) a 1,772 GHz em torno da frequência central, sintonizada na transição  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$ . Desse modo o *sideband* para o azul dessa transição funciona como frequência de rebombeio, fazendo com que os átomos que foram bombeados ópticamente para o estado  $3S_{1/2}(F=1)$  voltem a interagir com os feixes de aprisionamento.

O laser 2, sintonizado na transição  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ , é encarregado de fazer um MOT convencional na linha D2, e assim conseguir um *trap* com um número da ordem entre  $10^6$  e  $10^7$  átomos, numa densidade de cerca de  $10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>. Uma vez que se consegue atingir o estado estacionário dessa armadilha, um obturador eletrônico (*shutter*) bloqueia o laser 2, deixando apenas os feixes do laser 1, que fazem a armadilha operar na linha D1.

Um sistema de lentes é usado para capturar uma parte da fluorescência dos átomos do *trap* e projetá-la sobre uma fotomultiplicadora calibrada. Assim pode-se medir indiretamente o número de átomos na armadilha [21]. Além disso, um sistema de vídeo, utilizando uma câmera CCD, grava as imagens da armadilha durante todo processo, permitindo posteriormente, determinar o volume da amostra. Dessa forma, pode-se calcular o valor de  $n_c$ , com uma incerteza da ordem de 20% a 30%. Sendo

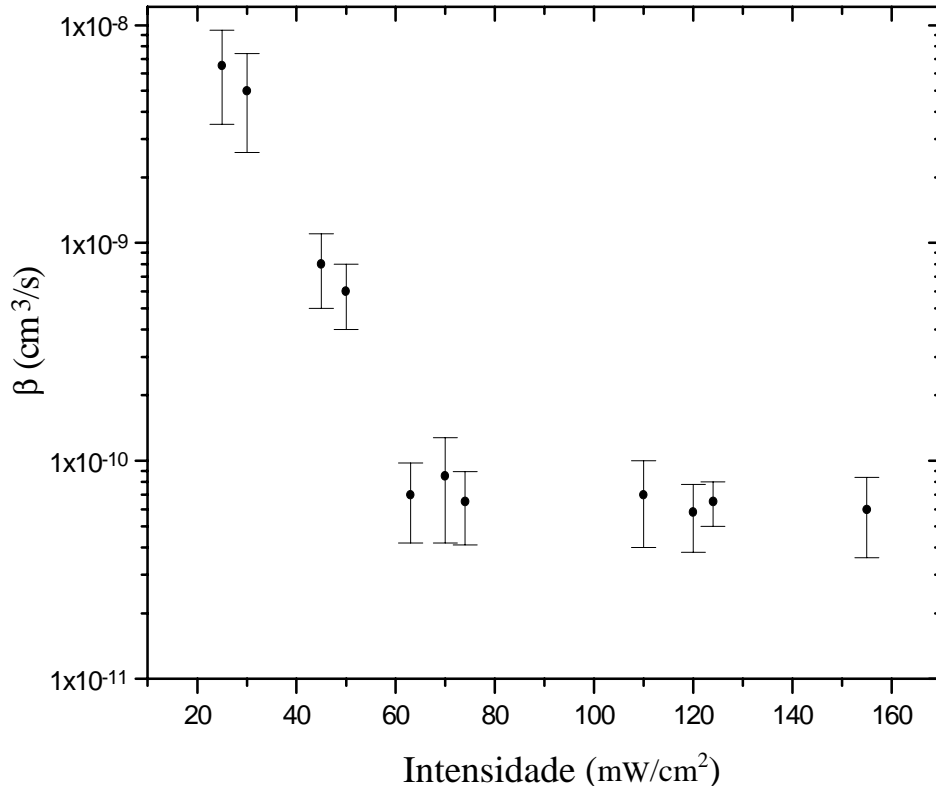
essa incerteza devido essencialmente ao erro que se comete na determinação do volume.

Nosso experimento consiste basicamente em medir a evolução temporal do número de átomos (via fluorescência), a partir do momento que o laser 2 é bloqueado. Em outras palavras, medimos o tempo de descarga da armadilha. Como já foi discutido na *seção II.2.3*, esse tempo está relacionado às taxas de colisão pela equação (2.8). Na figura 7 mostra-se uma curva de descarga típica, de onde pode-se facilmente determinar  $(\gamma + \beta n_c)$  através de um ajuste (*fitting*) exponencial da curva de fluorescência.



**Fig 7: Uma curva típica da evolução temporal da fluorescência. A curva mais suave é um ajuste (“fitting”) exponencial dos dados experimentais, onde tiramos  $(\gamma + \beta n_c)$ .**

Para determinar  $\beta$ , ainda é necessário conhecer  $\gamma$ ; mas como esse só depende da pressão do gás de fundo, seguimos os procedimentos discutidos no apêndice I para determiná-lo. Particularmente optamos por fazer medidas do tempo de descarga para a armadilha do tipo II, cuja densidade ( $\sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ) é pequena o suficiente para não permitir a ocorrência de efeitos de colisão fria. Dessa forma, o tempo de descarga é devido unicamente as colisões com o vapor de fundo e o ajuste exponencial da curva de descarga fornece exatamente o valor de  $\gamma$ .

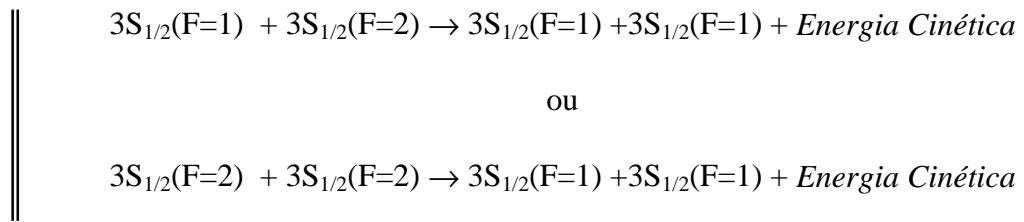


**Fig. 8:** Taxa de perda em função da intensidade do laser para uma armadilha na linha  $D_1$ . As barras de erro correspondem a desvio estatístico das várias medidas realizadas.



Foram feitas várias medidas, para diferentes intensidades, no intervalo de 25 a 160 mW/cm<sup>2</sup>. O resultado final é mostrado na figura 8, onde o gráfico já mostra o valor final calculado para  $\beta$ . Na figura, pode-se observar que entre 160 e 65 mW/cm<sup>2</sup>, não temos uma apreciável mudança de  $\beta$ . Estando as flutuações dentro do erro experimental. Entretanto, para intensidades menores que 65 mW/cm<sup>2</sup> a taxa de colisão começa a sofrer um aumento expressivo, chegando a variar duas ordens de grandeza no intervalo de 65 a 25 mW/cm<sup>2</sup>. Infelizmente, para intensidades inferiores a 25 mW/cm<sup>2</sup> a armadilha opera de modo tão pobre que não é mais possível realizar medidas confiáveis.

O ponto onde a taxa de perda começa a subir rapidamente, corresponde a intensidade para a qual a armadilha é tão rasa que mesmo os processos colisionais que induzem a mudança de estrutura hiperfina, passam a fornecer energia suficiente para os átomos escaparem da armadilha. Nestas condições, os dois possíveis processos são:



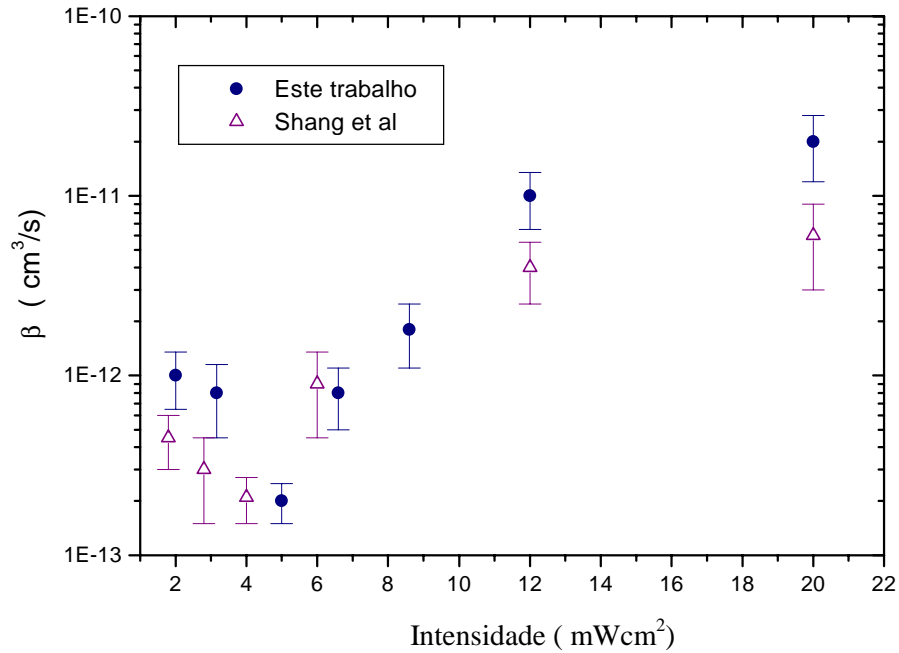
No primeiro caso, a quantidade de energia cinética adquirida pelo par é  $\frac{1}{2}\mu v^2$ , onde  $\mu$  é a massa reduzida (do par) e  $v$  é a velocidade relativa. No segundo caso, energia é o dobro da anterior. Em casos de colisões homonucleares, essa

energia é dividida igualmente para cada átomo do par. De modo que para escapar, cada um precisa ganhar uma energia cinética maior que a profundidade da armadilha.

### ***IV.3 Medidas de $\beta$ na linha $D_2$ para baixas intensidades***

Com o objetivo de comparar os resultados obtido através da técnica de aprisionamento em duas etapas com os resultados existentes na literatura, realizamos a mesma experiência na linha  $D_2$ . Os resultados são comparados com a ref. [32] que usa um MOT carregado a partir de um feixe atômico desacelerado e mede a taxa de colisão para cada subnível hiperfino do estado fundamental através do procedimento usual de se observar o tempo de descarga da armadilha. A grande vantagem desse esquema é que como o carregamento não é feito a partir de uma célula de vapor, o vácuo do sistema é bem melhor, o que lhe permite realizar medidas de valores absolutos de  $\beta$  bem menores.

O aparato experimental é exatamente o mesmo utilizado na medida de  $\beta$  na linha  $D_1$ , com a única diferença de que agora temos os dois lasers operando na linha  $D_2$ . E a figura 9 mostra uma comparação entre nossos resultados e os da ref. [32].



**Fig. 9: Medida de  $\beta$  na linha  $D_2$  obtida pela técnica descrita neste relatório. A título de comparação mostramos também os resultados da ref. [32].**

Pode-se notar que os resultados acima estão em boa concordância com aqueles da literatura. A concordância entre os resultados obtidos por métodos diferentes mostra que a técnica de aprisionamento em duas etapas, além de ser prática em situações onde a armadilha é muito “rasa”, é também bastante confiável.

#### **IV.4 Discussão dos resultados**

Se compararmos as intensidades onde começamos a ter perdas por mudança de estrutura hiperfina para as linha  $D_1$  e  $D_2$ , veremos que na  $D_1$  essa intensidade é da ordem de 1/10 da outra. O está relacionado apenas com profundidade do *trap* em ambas as situações.

A menor profundidade para o *trap* na  $D_1$  pode ser compreendida se levarmos em conta que neste caso os átomos tem maiores possibilidades de fazer, o que chamamos de, uma transição para um estado “escuro”. Onde o átomo deixa de interagir com os lasers. Considere, por exemplo, num sistema unidimensional, um átomo no estado  $3S_{1/2}(F = 2, m_f = 2)$ . Se esse átomo estiver num dos lados da armadilha onde a interação mais provável se dá com o laser de polarização  $\sigma^-$ , e ocorrer uma transição induzida por bombeamento óptico para o estado  $3S_{1/2}(F = 2, m_f = -2)$ , isso fará com que o átomo deixe de interagir com o feixe  $\sigma^-$ . Como se trata de um estado fundamental, a única maneira voltar a interagir com o laser é através de uma transição, fora de ressonância, com o laser de polarização  $\sigma^+$ .

Existem, ainda, várias outras possibilidades de transições para estados “escuros”. É isso que faz com que a profundidade dessas armadilhas seja menor do que das armadilhas baseadas em transições do tipo  $j \rightarrow j+1$ . Uma estimativa da profundidade do *trap*, baseada nas transições possíveis do estado  $3S_{1/2}(F= 2, m_f= -2)$ , mostra um fator 14 vezes menor para a linha  $D_1$ . Esse fator representa um limite superior, se incluirmos os outros estados fundamentais e a influência dos outros lasers, esse fator aproxima-se de 10, o que foi observado experimentalmente.

### V. *Supressão Óptica de Colisões Inelásticas*

Tirando o escape radiativo, todos os outros processos de *traploss* exigem que o par atômico consiga chegar a curtas distâncias internucleares, para que algum tipo de processo inelástico ocorra. Assim, se de alguma forma consegue-se desviar o curso da colisão, de maneira a evitar que os átomos cheguem a curto alcance, pode-se suprimir grande parte das colisões inelásticas que ocorrem numa armadilha.

A idéia básica deste capítulo, e também o principal objetivo deste trabalho, é mostrar que é possível controlar opticamente o resultado final de uma colisão fria, de modo a suprimir a maioria dos processos inelásticos que ocorrem numa armadilha magneto-óptica. Particularmente, nos concentramos na supressão de colisões com mudança de estrutura hiperfina, em átomos de sódio. Para isso nós optamos por trabalhar na linha D1, onde os efeitos de HCC são muito mais facilmente. Usamos a técnica desenvolvida e os resultados obtidos no capítulo anterior para a taxa de colisões na linha D1.

Se a frequência do laser supressor é  $\omega_S$ , e está acima da ressonância por uma quantidade  $\Delta = \omega_S - \omega_A$  (*detuning*), teremos que ponto *Condon* (onde o laser fica ressonante com o potencial molecular) ocorre a uma distância internuclear

$R_s = (C_3 / \hbar\Delta)^{1/3}$ . Isso significa que o laser supressor pode desviar o fluxo de átomos para um potencial molecular repulsivo, num ponto *Condon* anterior aquele em que o laser de aprisionamento leva os átomos a um potencial molecular atrativo. Isso cria um efeito de “blindagem”, que impede o par de chegar a distâncias menores que  $R_s$ . Essa blindagem (óptica) será tanto mais eficiente quanto maior for a intensidade do laser supressor. Nossas medidas mostram, entretanto, que sempre ocorre um efeito de saturação, para grandes intensidades. A figura 10 mostra um esquema com os potenciais moleculares e o efeito do laser supressor no processo de blindagem.

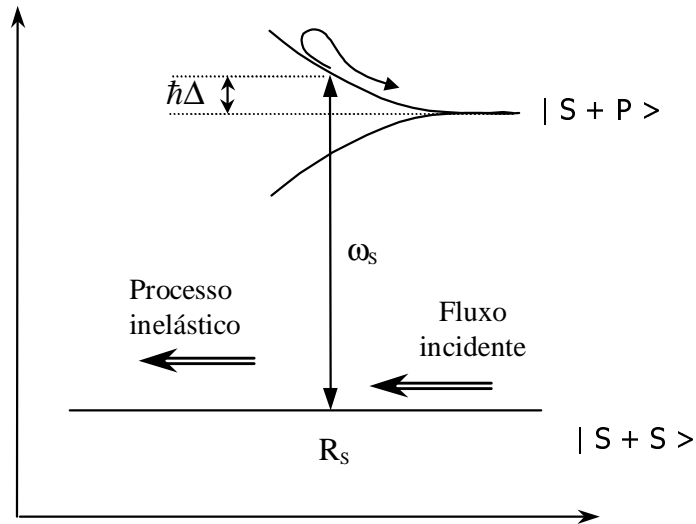


Fig. 10: **Esquema do processo de blindagem óptica: o fluxo de átomos que se aproxima ao longo do potencial  $S+S$ , é desviado para o estado molecular repulsivo  $S+P$ , pelo laser de frequência  $\omega_s$ , em torno do ponto Condon  $R_s$ .**

A primeira demonstração do efeito de blindagem óptica foi feita por nosso grupo, em 1994, usando a ionização fotoassociativa de átomos de sódio [33]. Mostraremos, aqui, que a mesma configuração, usada para suprimir os processos de PAI, pode ser usada para suprimir também processos de *traploss*, que ocorram a curtas distâncias. Discutiremos também como esses resultados podem ser,

qualitativamente, compreendidos com um modelo simples, baseado na teoria de Landau-Zener; ou com um modelo um pouco mais elaborado, de multicanais acoplados.

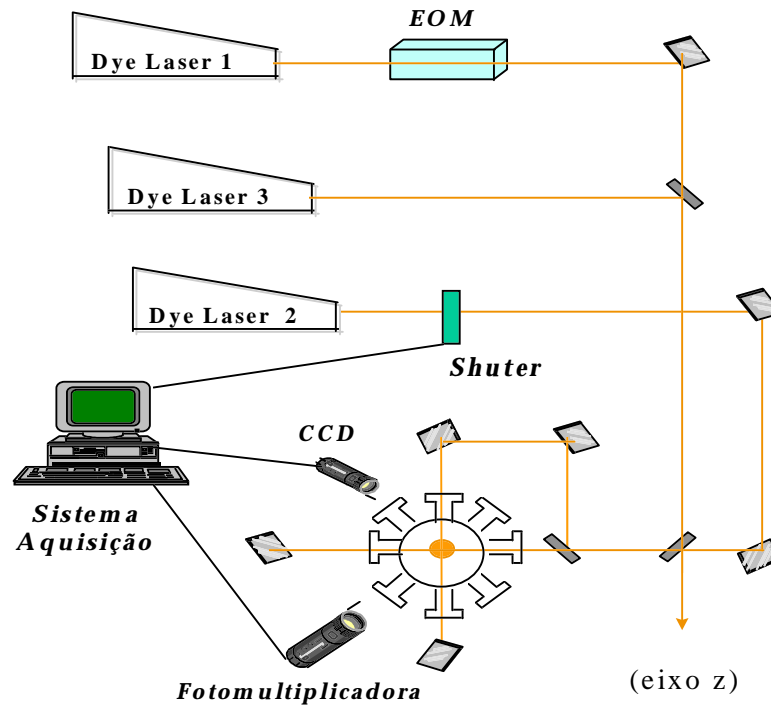
## **V.1 Suprimindo HCC na linha $D_1$**

Como vimos no capítulo IV, o regime de baixas intensidades é dominado por perdas devido a mudança de estrutura hiperfina, isso porque a profundidade da armadilha, nesses casos, é tão pequena que algumas poucas centenas de MHz de energia cinética é suficiente para retirar átomos da armadilha. Por outro lado, vimos também que não é fácil se observar HCC em armadilhas carregadas a partir de células de vapor, devido as altas taxas de colisão como vapor de fundo. Para superar esses problemas, usamos a técnica de aprisionamento em duas etapas.

### **V.1.1 Aparato Experimental**

O esquema experimental utilizado nestas medidas é mostrado na figura 11 e basicamente, é o mesmo descrito no capítulo anterior. A principal diferença é a presença do laser 3, que funciona como supressor. Este laser é sintonizado 600 MHz para azul da transição de aprisionamento. O laser 2, sintonizado na transição  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$  da linha D2, faz o primeiro passo de aprisionamento; obtendo entre  $10^6$  e  $10^7$  átomos e uma densidade da ordem de  $4 \times 10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>. Esse laser é bloqueado por um *shutter* quando a armadilha atinge o estado

estacionário. A partir daí, fica presente na armadilha apenas o laser 1, sintonizado na transição  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$  da linha D1. Como a captura na D1 é bastante pobre, após o passo de carga na D2, o número de átomos da armadilha passa a seguir a equação (2.8). A evolução temporal do número de átomos é adquirida por um sistema de imagem, que coleta uma parte da fluorescência da armadilha e a projeta numa fotomultiplicadora calibrada. Determina-se, então o tamanho do *trap* através de uma imagem feita por uma câmera *CCD* ligada a um sistema de vídeo.



**Fig. 11:** Esquema do arranjo experimental utilizado para medir o efeito do laser supressor sobre a taxa de perda de átomos, na linha D1. Nesse regime as colisões são dominada pela mudança de estrutura hiperfina.

O nosso objetivo era determinar como a taxa de colisões frias é alterada pela presença do laser supressor. Fizemos isso para várias intensidades diferentes. Para essas medidas, fixamos a intensidade do laser da linha D1 em  $40 \text{ mW/cm}^2$

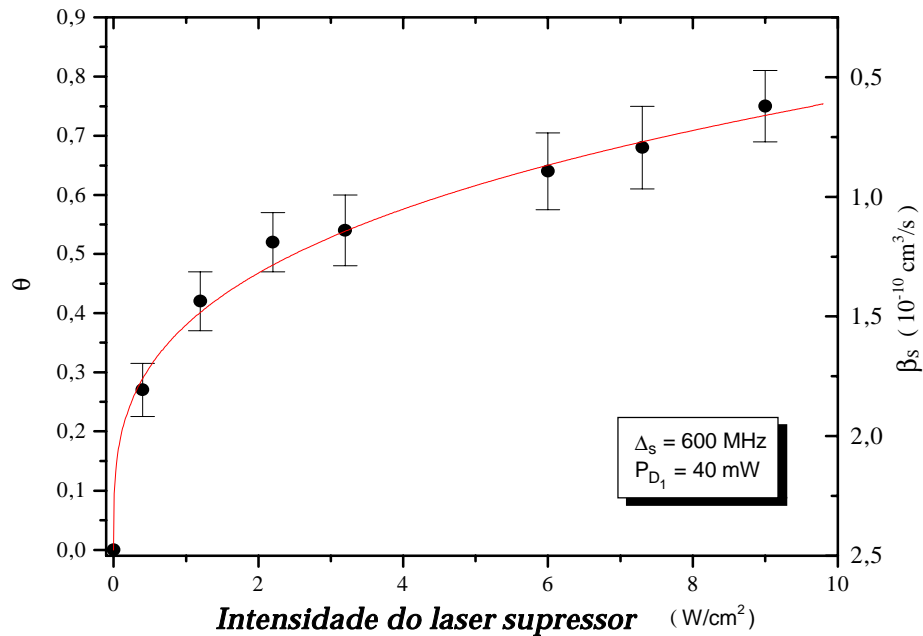


(intensidade total). Nesta intensidade o valor de  $\beta$  já é cerca de dez vezes maior do que em altas intensidades; sugerindo que estamos no regime onde as perdas por mudança de estrutura hiperfina passam a ser dominantes. Nessa situação, acrescentamos o laser 3 e repetimos os procedimentos descritos no capítulo anterior, para a determinação de  $\beta$ .

A fim de mostrar os resultados da dependência de  $\beta$  com a intensidade do laser supressor é conveniente definir o parâmetro  $\theta$ :

$$\theta = \frac{\beta_o - \beta_s}{\beta_o} \quad (5.1)$$

que representa o decréscimo relativo da taxa de perda, devido ao efeito de blindagem óptica. A quantidade  $\beta_s$  representa a taxa de colisões frias na presença do laser supressor, enquanto  $\beta_o$  é a taxa na ausência do laser supressor. O valor absoluto de  $\beta_o$ , para a intensidade escolhida do laser 1, foi determinado em nossas medidas anteriores na linha D1 e é dado por:  $\beta_o = 2,5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ . A fig. 12 mostra o gráfico de  $\theta$  como função da intensidade do laser supressor. No eixo do lado direito da figura, pode-se ainda observar o valor absoluto de  $\beta_s$ .

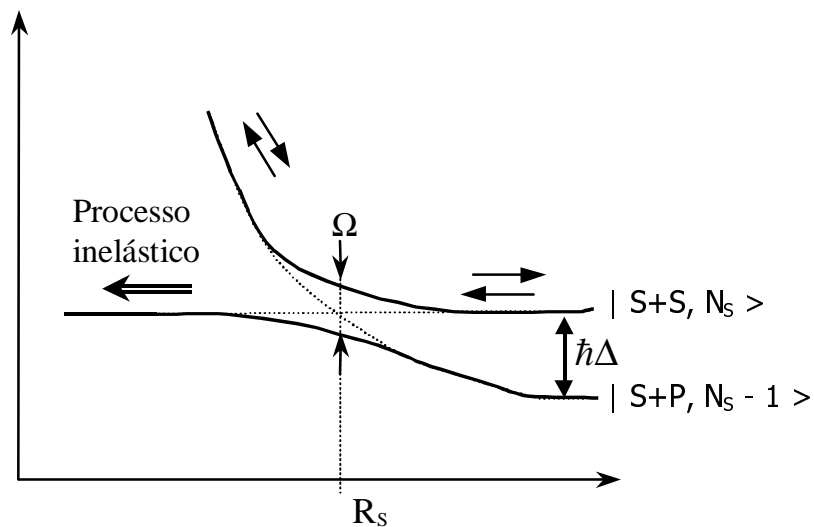


**Fig. 12: Decréscimo relativo da taxa de perda como função da intensidade do laser supressor. A linha sólida é apenas para guiar os olhos, não tendo nenhum outro significado.**

Como pode-se observar, na figura, a presença do laser supressor causa um decréscimo de até quase 80% na taxa de perda de átomos da armadilha. Esse resultado mostra que é possível controlar as perdas devido as colisões entre átomos no estado fundamental, e muito provavelmente, qualquer outro processo de *traploss* que ocorra a distâncias internucleares menores que o ponto  $R_S$ . Um outro ponto importante nesses resultados é que, apesar das altas intensidades do laser supressor, não observamos um efeito total de blindagem.

### V.1.2 Discussão dos resultados

Se considerarmos dois átomos, que aproximam seguindo o potencial  $S + S$ , na ausência de excitações eles irão chegar até curtas distâncias internucleares, onde poderão sofrer troca de estrutura hiperfina, com uma dada probabilidade. Na presença de um laser de frequência  $\omega_S$ , sintonizado acima da transição  $S \rightarrow P$ , para uma certa distância internuclear  $R_S$ , os átomos do par serão excitados para um potencial molecular repulsivo, como mostrado na fig. 10. Para baixas intensidades do laser supressor, o efeito pode ser visto como devido ao desvio do fluxo átomos, do estado fundamental para o estado excitado, seguido de um afastamento desses átomos devido a repulsão provocada pelo estado excitado. Até esse ponto, a colisão continua sendo inelástica, pois esse mecanismo transfere energia cinética para os átomos, que podem então escapar da armadilha.



**Fig. 13: Esquema da representação do processo de blindagem óptica usando a representação de átomo-vestido; onde usa-se um único estado para representar o sistema átomo-fóton.**

Conforme a intensidade do laser supressor vai aumentando, é conveniente usar a representação de átomos-vestidos com o campo (*dressed-atoms*), para ganhar

alguma intuição do que está ocorrendo. Considerando os potenciais da figura 10, soma-se a energia do fóton a energia potencial do estado fundamental, de modo a construir o estado  $|S + S, N_S\rangle$ , que representa os dois átomos no estado fundamental e o campo no estado de fótons com número de ocupação  $N_S$ . Esse estado do sistema átomos-fóton, irá cruzar-se com o estado  $|S + P, N_S - 1\rangle$  (que representa a situação onde um dos átomos absorveu um fóton) no ponto  $R_S$ . Ao incluir o acoplamento entre esses dois estados, causado pela presença do laser supressor, tem-se, então, um anti-cruzamento entre as duas curvas, cuja separação é dada pela energia  $\hbar\Omega$  (onde  $\Omega$  é a frequência de Rabi associada ao laser supressor no ponto  $R_S$ ). Ao se aproximar desse ponto, os átomos que estão inicialmente no estado  $|S + S, N_S\rangle$ , podem ou seguir adiabaticamente pelo potencial ou serem transferidos para o estado  $|S + P, N_S - 1\rangle$ . No primeiro caso, o sistema pode sofrer mudança de estrutura hiperfina ou, simplesmente, sofrer uma colisão elástica e retornar sobre o mesmo potencial, onde, novamente, ao cruzar o ponto  $R_S$ , poderá seguir adiabaticamente o potencial ou sofrer uma transição de volta para o estado  $|S + S, N_S\rangle$ . Se o sistema se afastar seguindo o potencial  $|S + P, N_S - 1\rangle$ , o par de átomos irá se dissociar em um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado. Esse canal é normalmente chamado de canal de aquecimento, pois os átomos ganham uma energia cinética igual a  $\hbar\Delta$ , associada ao *dettuning* do laser supressor. Porém, se o sistema se afastar seguindo o potencial do estado  $|S + S, N_S\rangle$ , então, os dois átomos terminam a colisão no mesmo estado que começaram, de modo que esse é um canal elástico. Para altas intensidades do

laser supressor, o efeito de aquecimento é reduzido enquanto o efeito de blindagem é aumentado, devido, basicamente, a emissão estimulada no ponto  $R_S$ . A figura 13 mostra um esquema do efeito de blindagem usando a representação de átomos-vestidos.

Podemos entender qualitativamente as principais características do processo blindagem, através do modelo de Landau-Zener. Nesse modelo, o par atômico aproxima-se do ponto de anti-cruzamento, seguindo curvas de potencial representadas na fig. 13. A probabilidade do sistema seguir adiabaticamente o potencial  $|S + S, N_S\rangle$  é dada pela fórmula de Landau-Zener [34]

$$P_{elastico} = 1 - \exp\left(\frac{-\pi\hbar\Omega^2}{2\alpha v}\right) \quad (5.2)$$

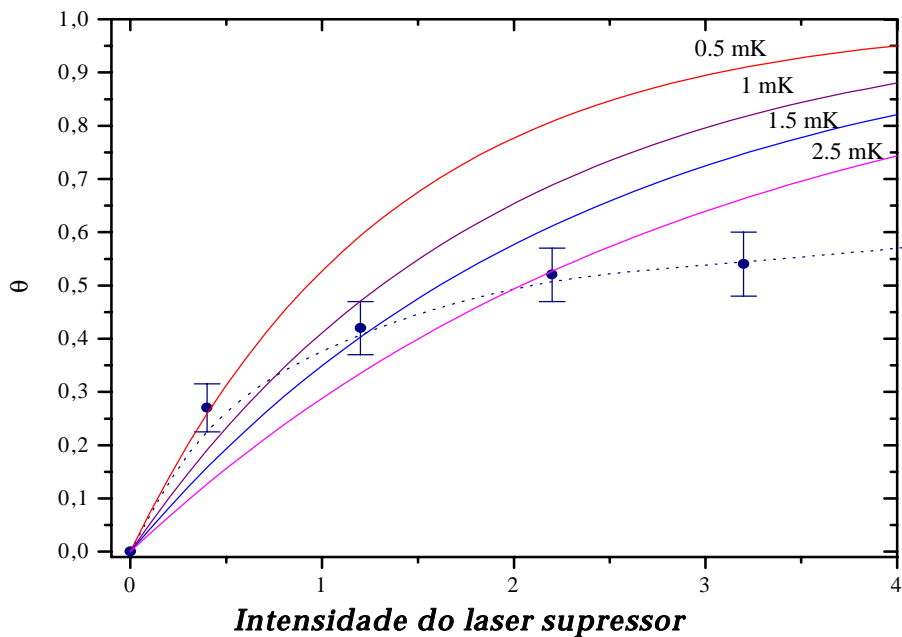
onde

$$\alpha = \left| \left( \frac{\partial U}{\partial R} \right)_{R=R_s} \right| = 3 \frac{C_3}{R_s^4} \quad (5.3)$$

sendo  $v$  a velocidade relativa do par e  $\alpha$  é a derivada do potencial de interação calculado no ponto de anti-cruzamento (assumindo que o potencial do estado fundamental é plano – o que é bastante razoável a longas distâncias). Se sistema permanecer adabaticamente no estado  $|S + S, N_S\rangle$ , os átomos serão repelidos por esse potencial e irão se afastar, dando origem a uma colisão elástica. Por outro lado, se o sistema sofrer uma transição não adiabática, existe a probabilidade de ocorrer mudança de estrutura hiperfina a curtas distâncias. Assim, a eq. (5.2) descreve o fator de supressão dos processos inelásticos.

Apesar de ser bastante intuitivo e explicar qualitativamente o processo de supressão, o modelo de Landau-Zener não é suficiente para explicar todas as características do processo. De modo que a concordância numérica entre resultados e teoria deixa bastante a desejar. A principal divergência entre o modelo e o experimento está no fato do modelo prever uma completa supressão dos efeitos inelásticos, para intensidades suficientemente grandes do laser supressor. Isso, porque, conforme aumenta-se a intensidade (que é proporcional a  $\Omega^2$ ), aumenta-se também a separação entre as curvas da fig. 13; fazendo com que a probabilidade de uma transição adiabática ocorrer seja cada vez maior. Contudo, isso nunca foi observado experimentalmente. No sistema real, sempre temos uma saturação do efeito de blindagem, num valor menor que 100%.

Essa saturação pode ter origem numa série de processos diferentes, que não são levados em conta pelo modelo de Landau-Zener. O primeiro desses processos é o próprio aquecimento da amostra devido as altas intensidades do laser supressor. A figura 14 mostra um gráfico da probabilidade de supressão (calculado pelo modelo de Landau-Zener) para diferentes temperaturas da amostra, juntamente com alguns pontos experimentais. Conforme a intensidade é aumentada, pode-se notar que os pontos experimentais começam a recair sobre curvas correspondentes a temperaturas maiores. Isso sugere que o efeito de aquecimento é mais importante do que supõe o modelo.



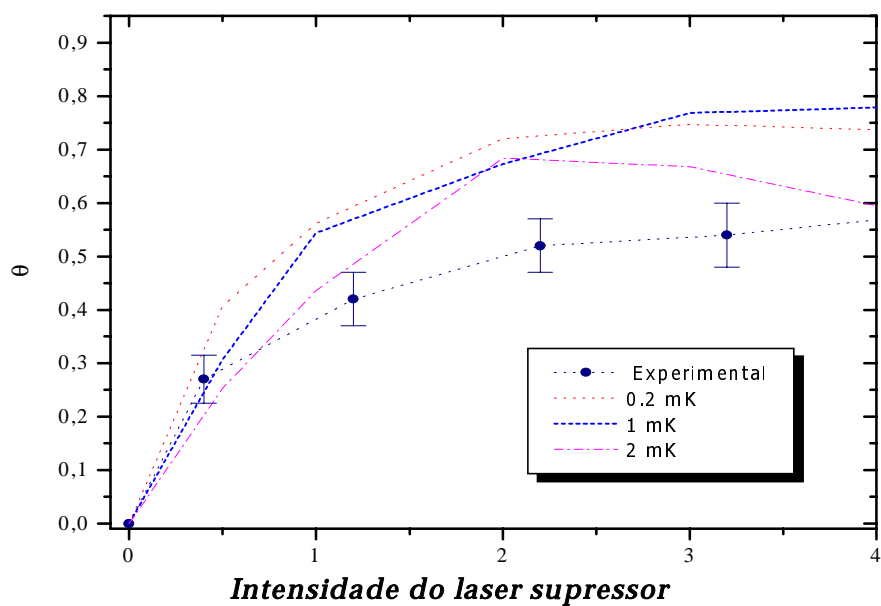
**Fig. 14:** Comparação entre os resultados experimentais e curvas teóricas baseadas no modelo de Landau-Zener, para diferentes temperaturas da amostra.

Uma outra característica que não é considerada no modelo de Landau-Zener, é a de que podemos ter mais de um tipo de onda parcial colidindo. Se considerarmos o potencial molecular efetivo, teremos um potencial diferente para cada tipo de onda parcial. Isso permite a existência de um número maior de canais, além daqueles dois considerados anteriormente. Por exemplo, podemos ter uma situação onde ondas parciais do tipo  $d$  colidem com uma energia cinética inferior a barreira centrífuga do potencial efetivo. Normalmente, essa seria uma colisão elástica, mesmo para os átomos que permanecem todo o tempo no estado fundamental. Entretanto, devido a presença do laser supressor, o sistema pode absorver um fóton, a uma distância  $R_S$ , e se a intensidade do laser for suficientemente grande, o átomo pode imediatamente reemitir esse fóton (devido a emissão estimulada) e voltar para o estado fundamental;

só que agora, num estado de onda  $s$ . Como o par não teve tempo de sentir a força de repulsão do estado excitado, pode acontecer do sistema conseguir chegar a curtas distâncias e mudar de estado; pois não existe a barreira centrífuga no potencial molecular associado ao estado fundamental de uma onda  $s$ . Esse exemplo ilustra apenas um dos outros possíveis canais que surgem quando leva-se em consideração quais os tipos de ondas parciais que estão colidindo.

Para incluir os efeitos devido as diferentes ondas parciais nos processos de colisão frias, R. Napolitano e colaboradores [35] desenvolveram uma teoria de multicanais acoplados, que mostra como a dependência com a intensidade pode ser bem diferente quando o modelo considera mais que dois canais. A figura 15 mostra uma comparação dos resultados experimentais com simulações numéricas baseadas no modelo de multicanais. Na figura temos três curvas teóricas, para diferentes temperaturas da amostra, considerando que polarização do laser supressor é linear. O estudo da dependência do efeito de blindagem com a polarização do laser supressor, também foi realizado por nosso grupo e pode ser encontrado na ref. [36]. Nesse estudo mostramos, basicamente, que a eficiência do efeito de supressão é maior quando se usa polarizações circulares. Isso está ligado ao fato dessa polarização permitir um melhor acoplamento com as ondas parciais de ordem superior, onde existe a barreira centrífuga colaborando para o efeito de blindagem.





**Fig. 15: Comparação dos resultados experimentais com curvas teóricas baseadas no modelo de multicanais acoplados, para diferentes temperaturas.**

Não devemos esquecer que o efeito de blindagem óptica suprime, apenas, os efeitos inelásticos que ocorrem a curta distância. O processo de escape radiativo está sempre presente nessas armadilhas, seja via o decaimento espontâneo do estado molecular atrativo (devido ao laser de aprisionamento) ou do estado repulsivo (devido a laser supressor). Assim, um último efeito que pode ser responsável pela taxa residual de colisões é o próprio processo de escape radiativo. Dessa forma, concluímos que o sistema real apresenta uma riqueza de detalhes suficientemente grande para justificar a pequena concordância dos resultados experimentais com os modelos teóricos.

### **VI. Conclusões**

Realizamos uma série de estudos envolvendo efeitos colisionais, em átomos aprisionados magneto-ópticamente (átomos frios). Dentre eles está a determinação da taxa total de perda de átomos, devido a colisões frias, numa armadilha operando na linha D1. Dessa forma foi possível mostrar que o mecanismo de *traploss* dominante, numa armadilha de átomos de sódio, é o escape radiativo. A razão dessa afirmação é que nessa armadilha, para o caso particular das colisões envolvendo um estado excitado, o único processo que pode ocorrer é o escape radiativo.

Para realizar essas medidas foi preciso desenvolver uma nova técnica de aprisionamento, que nos permitisse observar colisões frias mesmo em armadilhas pouco confinantes. Isso porque, na linha D1, a armadilha é tão rasa que mal consegue compensar as colisões com o vapor de fundo. E a solução encontrada foi combinar, numa mesma armadilha, dois lasers que fazem o aprisionamento simultâneo nas linhas D1 e D2. Dessa forma, o laser na linha D2 carrega a armadilha com um número da ordem de  $10^7$  átomos a uma densidade de  $10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>. Após essa etapa de carga, o laser na linha D2 é bloqueado, ficando apenas o laser sintonizado

na linha D1. Porém, como o potencial de confinamento dessa armadilha é bem menor, os átomos começam a escapar, devido as colisões.

Para nos assegurar que a técnica anterior fornece resultados confiáveis, repetimos as medidas de  $\beta$  na linha D2, na região de baixas intensidades, e comparamos os resultados com outros existentes na literatura. A concordância entre esses resultados nos permite afirmar que a técnica de aprisionamento em duas etapas, além de ser bastante prática no estudo de armadilhas rasas é também bastante confiável.

Um estudo da evolução temporal do número de átomos, na armadilha na linha D1, como função da intensidade do laser de aprisionamento, mostrou que no regime de altas intensidades a taxa de colisões frias é praticamente constante; devido ao fato de só termos o processo de escape radiativo contribuindo para as perdas. Por outro lado, quando analisamos na região de baixas intensidades observa-se um expressivo aumento de  $\beta$ . Associamos esse efeito ao processo de mudança de estrutura hiperfina, que ocorre entre os átomos no estado fundamental. Além disso, uma comparação entre as intensidade na qual o processo de *HCC* passa a ser importante, nas linhas D1 e D2, mostra que na D1 a intensidade é dez vezes maior que na D2. Um cálculo levando em conta a probabilidade de transição para os chamados *estados escuros* (estados onde os átomos não interagem com o laser) mostra uma boa concordância com esse resultado.

Além desses estudos na linha D1, esse trabalho mostra também que é possível usar a luz para controlar a taxa de colisões frias, associada a processos inelásticos que ocorrem a curtas distâncias internucleares. Esse efeito recebe o nome

de blindagem óptica e é devido a excitação, de um dos átomos do par que está colidindo, para um estado repulsivo de longo alcance. Isso é feito, adicionando-se um laser sintonizado para o azul da transição de aprisionamento. Devido ao efeito que causa, esse laser é chamado de laser supressor.

Mostramos, também, que apesar de descrever qualitativamente o processo, modelos simples, como o de Landau-Zener, não apresentam uma boa concordância numérica com os resultados experimentais. Em particular, esse modelo não consegue descrever o efeito de saturação que ocorre para altas intensidades do laser supressor. Uma possível razão para isso é o fato do modelo considerar apenas dois canais: um elástico e outro inelástico. Um outro modelo, já um pouco mais sofisticado, que leva em consideração quais ondas parciais estão participando do processo colisional, consegue descrever apenas qualitativamente o efeito de saturação. Mas isso mostra que, mesmo não incluindo toda a complexidade do sistema real, o simples fato de se considerar que podem existir um número maior de canais é suficiente para se explicar, de modo qualitativo, o que está de fato acontecendo.

Como sugestão para futuros trabalhos nessa área poderíamos citar um estudo do efeito de blindagem, nas colisões de estado fundamental, como função da frequência do laser supressor. Isso poderia fornecer informações importantes a respeito dos processos de aquecimento introduzidos por este laser. Uma outra possibilidade a ser explorada, é o controle óptico da interação entre os átomos no estado fundamental, numa situação onde já se alcançou o regime de condensação de Bose-Einstein. Dessa forma, pode-se, em princípio, estudar como que a interação entre os átomos altera o comportamento estatístico do sistema. Lembre-se que a

maior parte da teoria para esses sistemas, considera um gás ideal ou fracamente interagente. Porém existem grandes evidências que mostram que a superfluidez do hélio líquido está associada ao fenômeno de condensação. E a possibilidade de se obter no laboratório um condensado cujo nível de interação possa ser deliberadamente controlado, pode vir a trazer surpresas interessantes, como por exemplo, outros novos “super-efeitos”.

Por fim, podemos dizer que, apesar do grande desenvolvimento dos estudos em armadilhas atômica nos últimos anos, essa é uma área ainda jovem e cheia de possibilidades. As recentes propostas de se utilizar átomos frios como padrões de tempo e frequência, e as possíveis aplicações do “laser de átomos” apontam para um futuro cheio de novidades e expectativas.

## Referências

- [1] R. Frisch - Zeit. J. Phys. **86**, 42, 1933.
- [2] T. W. Hansch, A. L. Schawlow - Opt. Comm. **13**, 68, 1975.
- [3] D. Wineland, H. Demelt - Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637, 1975.
- [4] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toscheck, H. Dehmelt - Phys. Rev. Lett. **41**, 233, 1978.
- [5] D. Wineland, R. Drullinger, F. Walls - Phys. Rev. Lett. **40**, 1639, 1978.
- [6] W. Phillips, and H. Metcalf - Phys. Rev. Lett **48**, 596, 1982; J. Prodan, W. Phillips and H. Metcalf - Phys. Rev. Lett. **49**, 1149, 1982; J. Prodan, A. Migdall, W. Phillips, I. So, H. Metcalf, J. Dalibard - Phys. Rev. Lett. **54**, 992, 1985.
- [7] S. Chu, L. Holberg, J. Bjorkman, A. Cable, and A. Ashkin - Phys. Rev. Lett. **55**, 48, 1985.
- [8] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji - J. Opt. Soc. Am. B, 2023, 1989.
- [9] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman, and H. Metcalf - Phys. Rev. Lett. **54**, 2596, 1985.
- [10] D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman, R. Watts - Phys. Rev. Lett. **57**, 310, 1986.
- [11] A. Ashkin - Phys. Rev. Lett. **40**, 729, 1978.
- [12] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, E. Prichard - Phys. Rev. Lett. **59**, 2631, 1987.

- [13] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman - Phys. Rev. Lett. **65**, 1571, 1990.
- [14] V. Bagnato, G. Lafyatis, W. Phillisp and D. Wineland, a ser publicado
- [15] Stenholm, S. - Rev. Mod. Phys. **58**,699, 1986.
- [16] Cook, R. J. - Phys. Rev. A **20**, 224, 1979; R. Cook - Phys. Rev. Let **40**, 729, 1978.
- [17] Cook, R. J. - Phys. Rev. A **22**, 1078, 1985.
- [18] Weiner, J., Bagnato, V., Zilio, S., submetido ao Rev. Mod. Phys., 1997.
- [19] Jessen and Deutsch, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95, 1996.
- [20] S. C. Zílio et al - Rev. Fís. Aplic. e Instr. Vol 6, nº 3, p. 130, 1991.
- [21] L. G. Marcassa - *Tese de Doutorado, IFSC/USP em 1995.*
- [22] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman - Phys. Rev. Lett. **64**, 408, 1990.
- [23] D. M. B. P. Milori - *Tese de Doutorado, IFSC/USP em 1994.*
- [24] M. Prentiss, A. Cable, J. Bjorkholm, S. Chu, E. Raab, D. Pritchard; Opt. Lett. **13**, 452, 1988; D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, C. Wieman; Phys. Rev. Lett. **63**, 961, 1989.
- [25] Science 269, 198 (1995) .. Phys. Rev. Lett. 75, 1687 (1995) e Phys. Rev. Lett. 75, 3969 (1995)
- [26] P. Julienne, J. Vigue, Phys. Rev. A **44**, 4464, 1991.
- [27] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, C. Wieman; Phys. Rev. Lett. **63**, 961, 1989.
- [28] A. Gallagher, Phys. Rev. A, **44**, 4249, 1991.
- [29] P. Jullienne et al, Laser Phys. **4**, 1076, 1994.

- [30] Flemming et al, *Opt. Commum.* **135**, 239, 1997.
- [31] L. G. Marcassa , K. Helmerson, A. M. Tuboy, S. R. Muniz, J. Flemming, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29**, 3051, 1996.
- [32] Shang et al, *Phys. Rev. A* **50**, 4449, 1994.
- [33] L. Marcassa, S. Muniz, E. Queiroz, S. Zilio, V. Bagnato, J. Weiner, P. Julienne, K. Suominen; *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1911, 1994.
- [34] L. D. Landau, *Phys. Z. Sowjetunion* **2**, 46, 1932; C. Zener, *Proc. R. soc. London A*, **137**, 696, 1932.
- [35] R. Napolitano, J. Weiner, P. Julienne, *Phys. Rev. A*, **55**, 1191, 1997.
- [36] S. C. Zílio, L. G. Marcassa, S. R. Muniz, R. Horowicz, V. Bagnato, R. Napolitano, J. Weiner and P. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2033, 1996.
- [37] S. R. Muniz et al, *Las. Phys.* **7**, 938 (1997); P. Gould, P. Lett, P. Julienne, W. Phillips, H. Thorsheim and J. Weiner, *Phys. Ver. Lett.* **60**, 788, 1988.



# Apêndice I

## Cópia dos artigos referentes à tese e já publicados

*Nas páginas seguintes temos uma cópia dos dois artigos publicados sob o tema desta dissertação. O primeiro deles diz respeito a técnica de aprisionamento em duas etapas (capítulo 4). O segundo refere-se ao estudo de controle óptico de colisões frias e a supressão de HCC (capítulo 5). Dois outros artigos importantes, relacionados a técnica de blindagem óptica, que eu participei ainda como aluno de graduação são citados abaixo; mas não foram anexados por não estarem diretamente relacionados a este trabalho de mestrado.*

### **OUTRAS IMPORTANTES REFERÊNCIAS DO GRUPO, RELACIONADAS A BLINDAGEM ÓPTICA DE COLISÕES FRIAS:**

- ***“Optical Suppression of Photoassociative Ionization in Magneto-Optical Trap” - L.G. Marcassa, S.R. Muniz, E. de Queiroz, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, J. Weiner, P.S. Julienne e K.A. Suominen - Phys. Rev. Lett. 73 (14), 1911 (1994)***
- ***“Intensity dependence of Optical Supression in Photoassociative Ionization Collisions in a Sodium Magneto-Optical Trap” - L. Marcassa, R. Horowicz, S. Zilio and V. Bagnato - Phys. Rev. A 52, R913 (1995).***
- ***“Polarization Dependence of Optical Suppression in Photoassociative Ionization Collision in Sodium Magneto-Optical Trap” - S. C. Zilio, L. Marcassa, S. R. Muniz, V. Bagnato, R. Horowicz, R. Napolitano, J. Weiner and P. Julienne - Phys. Rev. Lett. 76 (12), 2033 (1996)***

## Collisional loss rate of sodium atoms in a magneto-optical trap operating on the D1 line

L G Marcassa, K Helmerson<sup>†</sup>, A M Tuboy, D M B P Milori, S R Muniz, J Flemming, S C Zílio and V S Bagnato

Departamento de Física e Ciência dos Materiais, Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo Caixa Postal 369, 13560-970, S Carlos, SP, Brazil

Received 28 February 1996

**Abstract.** We have measured the total collisional loss rate for ultracold sodium atoms held in a magneto-optical trap operating on the D1 line. The collisional rate is extracted from the decay of the fluorescence from trapped atoms. We observe an intensity dependence corresponding to radiative escape and hyperfine changing collisions in the trap. The results obtained are compared with previous measurements for traps operating on the D2 line.

### 1. Introduction

Studies of collisionally induced trap loss for trapped neutral atoms continue to provide important information about various inelastic collisions processes occurring in the regime of ultra-low energy. Many aspects of trap-loss collisions have recently been investigated for basically all the alkalis and reported in several papers by Marcassa *et al* (1993), Wallace *et al* (1992), Hoffmann *et al* (1994), Sesko *et al* (1989), Ritchie *et al* (1995) and Kawanaka *et al* (1993). A particularly interesting class of trap-loss collisions is that involving the excitation of one of the colliding atoms by the light field, while the other remains in the ground state. In this situation, a potential energy arises from the resonant dipole–dipole interaction, creating an attractive  $R^{-3}$ -dependent interaction at long range. For high energy collisions, this long-range interaction plays no significant role; however, this potential is strong enough to accelerate the colliding partners toward each other with corresponding temperatures even exceeding 1 K, which is significantly higher than the initial milliKelvin temperatures associated with ultracold atoms. If the acceleration is followed by a change of the molecular state or radiative emission of a red-shifted photon, all the residual energy is transferred to the atoms as kinetic energy, resulting in their ejection from the trap. This is believed to be the main process of light-induced trap loss. In alkalis, the change of molecular state occurs between the fine-structure states and is normally referred to as fine-structure change (FSC). Losses due to radiative decay after receiving energy in the potential are referred to as the radiative escape (RE).

Most experiments measuring trap loss have not been able to identify the individual contributions of FSC and RE to the total losses. Moreover, if the trapping condition is such that the trap is very shallow, losses due to hyperfine changing collisions (HCC) are also important. HCC have been observed for almost all the alkalis in shallow traps operating at

<sup>†</sup> Present address: Atomic Physics Division, Phys A-167, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA.

low light intensity and reported by Wallace *et al* (1992), Ritchie *et al* (1995) and Shang *et al* (1994). Different approaches have been taken without success to understand the contribution of each mechanism to the total trap loss. Hyperfine components in the excited state create an additional complication to the problem. As has been pointed out recently by Julienne *et al* (1994), theoretical calculations have shown that, in order to understand cold collisions in alkalis, the inclusion of hyperfine structure seems to be mandatory for most cases. The  $P_{3/2}$  state of alkalis has a complicated hyperfine manifold and a simpler excited state would be desirable, to allow a more direct observation of the role of hyperfine structure as well as comparison between collisions involving different hyperfine structures. The first simplification one can think of is to perform the experiment with a trap involving the  $P_{1/2}$  level (D1 line) instead of the  $P_{3/2}$  (D2 line). In this case, the result becomes clearer due to a simpler hyperfine structure for the excited state and the elimination of FSC from the trap-loss mechanisms. We should point out that work performed by Peters *et al* (1994) employed a probe laser field (called a 'catalysis laser') resonant with the D1 line to investigate the collision loss process in a rubidium trap. This technique also allows the elimination of FSC through an additional effect and not as a pure direct measurement. Experiments performed in lithium by Ritchie *et al* (1995) and Kawanaka *et al* (1993) showed that at sufficiently high intensities atoms undergoing FSC are recaptured, thereby eliminating this type of collision as a loss mechanism.

Trapping on D1 and D2 lines of an alkali allows a comparison between two different hyperfine structures for the collisional process involving ground-excited states. Although the idea is straightforward, trapping with the D1 line of alkalis has only very recently been demonstrated by Flemming Neto (1995). In this paper we present a study of trap loss for a trap operating on the D1 line of sodium. Comparison of these results with recent experiments involving the D2 line of sodium has allowed us to understand some of the properties of a D1 line trap as well as the important aspects of the mechanisms of trap loss in both types of trap.

## 2. Collision losses in magneto-optical traps

Trap-loss collisions in magneto-optical traps (MOTs) are conventionally studied through the temporal evolution of the number of trapped atoms (see, for instance, Marcassa *et al* (1993) and references therein). The trap is loaded to its steady-state number, the loading is then turned off and the subsequent decrease in the number of atoms with time due to collisions is observed. For this situation, the rate equation governing the number of trapped atoms is:

$$\frac{dN}{dt} = -(\gamma + \beta n)N \quad (1)$$

where  $N$  is the number of atoms,  $n$  the density,  $\gamma$  the rate of collisions with untrapped atoms and  $\beta$  the loss rate from ultracold collisions within the trap. As observed by several groups (Walker *et al* 1990, Marcassa *et al* 1993), trap loading (unloading) for a reasonably large number of atoms proceeds at a constant density, i.e., as the number increases (decreases), the volume expands (contracts) such that the density in the trap remains unchanged. As a result, the equation that governs the total number,  $N$ , of the atoms in the trap is identical to equation (1) with  $n$  replaced by  $n_c$ , the constant atomic density achieved in the trap in this regime (for sodium, the constant density regime occurs when  $n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  and  $N \sim 10^7$ ). The solution of equation (1) in the constant density regime is  $N = N_0 \exp(-(\gamma + \beta n_c)t)$ .

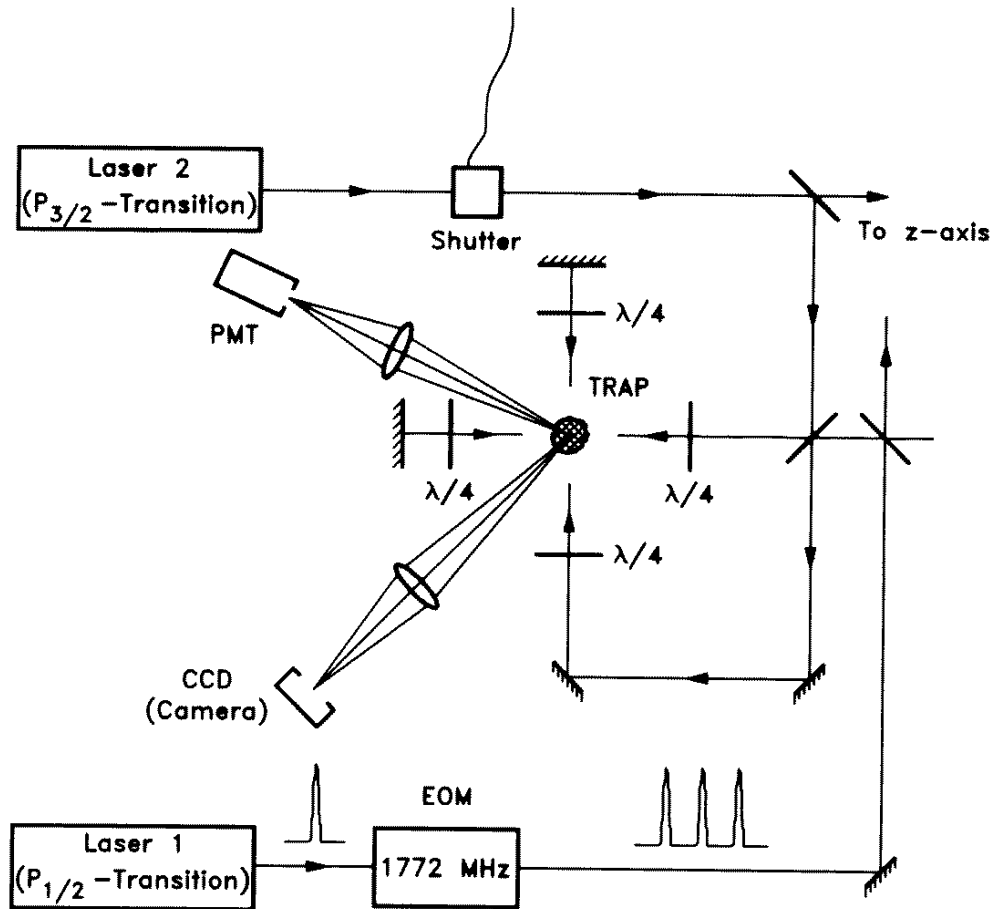


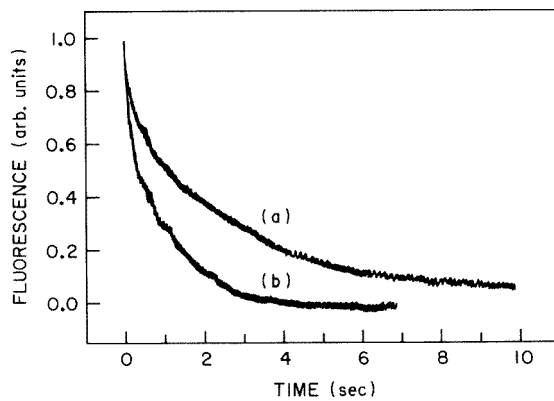
Figure 1. Experimental set-up to investigate trap loss on the D1 line of sodium.

### 3. Experimental set-up

In this work we have measured  $\beta$  versus the light intensity for a trap operating on the D1 line of sodium ( $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ ). Our experimental set-up is shown in figure 1. Sodium vapour at a partial pressure of about  $10^{-8}$  Torr, corresponding to about  $50^\circ\text{C}$ , is contained in a chamber at a base pressure lower than  $5 \times 10^{-9}$  Torr and provides the atoms that load the MOT. The trap is formed by three mutually orthogonal, retro-reflected laser beams intersecting at the centre of a quadrupole magnetic field generated by a pair of coils carrying opposite currents. The coils are located external to the chamber and produce a field gradient in the trap region between 20 and  $30 \text{ G cm}^{-1}$ . Two ring dye lasers (lasers 1 and 2) provide the laser beams for the trap. Laser 2 is tuned to the  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$  (D2 line) transition forming the conventional MOT used in our previous experiments (Marcassa *et al* 1993). Laser 1 passes through an electro-optical modulator (EOM) introducing sidebands at 1.772 GHz (the power is equally distributed between the central frequency and the sidebands). The central frequency of laser 1 is tuned to the  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$  transition while the blue sideband is resonant with the  $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$  transition. Laser 1 normally

operates as a repumper for atoms that leave the  $3S_{1/2}(F = 2)$  state during the interaction with laser 2. The trap typically contains about  $10^6$ – $10^7$  atoms at densities of the order of  $4 \times 10^{10}$  atoms/cm<sup>3</sup>. After loading the trap to a steady-state situation, a mechanical shutter blocks laser 2 and laser 1 produces a trap operating just on the D1 line. The performance of a D1 line trap alone in a vapour cell is very poor and requires loading from an external source of cold atoms. Hence, the conventional MOT is used for loading the D1 line MOT. After shutting off laser 2, the number of trapped atoms decays due to collisional losses ( $\gamma$  and  $\beta$ ), as discussed above.

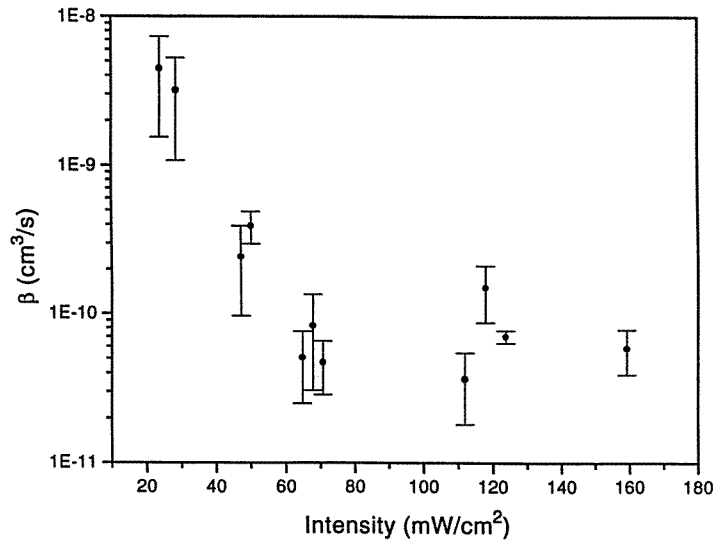
Optics external to the MOT chamber capture a fraction of the trap fluorescence and image it onto a calibrated photomultiplier tube (PMT). The measurement of the fluorescence permits an evaluation of the number of trapped atoms, which is obtained while the trap operates on the D2 loading cycle. This is done to assure that the fluorescence is a correct measurement of the number of atoms (considered here as a two-level system). The error in determining the number of atoms using fluorescence is estimated to be less than 20%. However the volume can only be determined with a precision of about 40%, resulting in large errors in the determination of the density and hence in the collision loss rate. During the D1 trapping cycle the possibility of dark states introduces uncertainties when the fluorescence is used to determine the absolute number of atoms. The image of the atomic cloud obtained with a CCD camera and a survey telescope allows the determination of the volume of the trap and hence the density  $n_c$ .



**Figure 2.** Fluorescence against time curves monitoring the loss of atoms from the D1 line trap at two different trap laser intensities: (a)  $150 \text{ mW cm}^{-2}$  and (b)  $25 \text{ mW cm}^{-2}$ . Loading is shut off at  $t = 0$ .

Typical fluorescence decay curves, corresponding to the decrease in the number of trapped atoms with time, are presented in figure 2 for two different intensities of laser 1. The presence of dark states does not affect the measurement of the decay curves since we are not concerned with the absolute number of atoms at this stage. From these transients, together with the measurement of  $n_c$ , the constants  $\gamma$  and  $\beta$  can then be determined. This technique of measuring  $\gamma$  and  $\beta$  has already been employed by our group and it is fully described in the work by Marcassa *et al* (1993), hence we will give only a brief description of the method.

From the transient curve we get  $\gamma + \beta n_c$ . We measure  $n_c$  in the way described previously. In order to determine  $\beta$  we have to measure  $\gamma$ . We do this by measuring the decay curve



**Figure 3.** Trap-loss rate coefficient as a function of laser intensity for the D1 line trap. The error bars correspond to the statistical deviation resulting from several measurements.

when the trap (operating on the D2 line transition) is loaded with a very low number of atoms (density  $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ) such that collisions between trapped atoms, and hence the term  $\beta n$ , are negligible. The value of  $\gamma$  obtained was verified as depending only on the cell temperature (density of untrapped atoms) and shown to be independent of light intensity, magnetic field and laser detuning.

#### 4. Results and discussions

We have measured  $\beta$  for the D1 line over a range of light intensities. The variation of  $\beta$  with total light intensity is presented in figure 3. In the range from 200  $\text{mW cm}^{-2}$  to about 65  $\text{mW cm}^{-2}$  (total intensity, sum of six beams), we do not observe any considerable variation of  $\beta$ . At about 65  $\text{mW cm}^{-2}$  the collisional loss rate increases considerably, increasing by more than one order of magnitude at about 25  $\text{mW cm}^{-2}$ . Below this intensity the trap operates so poorly that measurements of  $\beta$  are not possible.

As observed previously by Shang *et al* (1994), the point where the trap loss increases rapidly corresponds to the intensity where the trap is so shallow that hyperfine changing collisions involving different ground-state atoms can result in enough energy to eject atoms out of the trap. The two possible processes are:  $3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=1) + \text{kinetic energy}$  and  $3S_{1/2}(F=2) + 3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=1) + \text{kinetic energy}$ . In the first process the amount of kinetic energy ( $\frac{1}{2}\mu v^2$ , where  $\mu$  is the reduced mass and  $v$  is the relative velocity) gained in  $h\nu_{\text{hfs}}$  ( $v \sim 5.5 \text{ m s}^{-1}$ ) and twice that ( $v \sim 7.8 \text{ m s}^{-1}$ ) for the second process. For a trap operating on the  $P_{3/2}$  transition (D2 line) the intensity where this occurs is about 6.5  $\text{mW cm}^{-2}$ , as observed by Shang *et al* (1994), ten times smaller than for the  $P_{1/2}$  transition trap. If we consider the trap depth as being proportional to the intensity, we conclude that the ratio between the trap depths corresponding to the D1 and D2 lines is of the order of 1/10.

The observed decrease in the trap depth can be explained by the fact that, for  $P_{1/2}$  transitions, there are several possibilities for the atom to be optically pumped into a dark state, a state that does not interact with the light field. As an example, consider, in one dimension, an atom in the  $3S_{1/2}(F = 2, m_f = 2)$  ground state on one side of the trap where interaction with  $\sigma^-$  light is preferable. By optical pumping this atom may end in the  $3S_{1/2}(F = 2, m_f = -2)$  state, ceasing its interaction with the  $\sigma^-$  laser which normally pushes the atom back to the centre of the trap. The atom will remain in this dark state until, most likely, an off-resonance transition from the  $\sigma^+$  laser brings it back to a state that can interact with the  $\sigma^-$  light. There are several other similar possibilities for the atom to be pumped dark until an off-resonance transition allows it to interact with the laser field again. The existence of these dark resonances makes the trap shallower than the conventional  $j \rightarrow j + 1$  transition. Based on all the allowed transitions to and from the  $3S_{1/2}(F = 2, m_f = -2)$  ground state, we have estimated that the trap depth should be a factor of 14 less for the D1 transition compared to the D2 transition. This factor of 14 represents an upper limit and including the other ground states as well as the influence of orthogonal laser beams in the trapping process should decrease this factor closer to the factor of 10 actually observed.

Another observation from the data of figure 3 is that at high intensity the trap loss for the  $P_{1/2}$  transition trap is about  $5\text{--}10 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . This value is only slightly higher than compared to the  $P_{3/2}$  transition trap at equivalent intensities (Marcassa *et al* 1993, Shang *et al* 1995). Following the theory presented by Julienne and Vigué (1991), trapping loss due to radiative escape is obtained to scale with the trap depth as  $(Ud)^{-5/6}$  ( $Ud$  is defined as the trap depth). Therefore, we would expect from the ratio between the trap depth obtained from the threshold point for HCC, an increase in the high intensity trap loss by a factor of about nine. The discrepancy between the observation and the prediction can be either a consequence of the second trap-loss mechanism in the D2 line trap (FSC) and not accounted for in the radiative escape expression of Julienne and Vigué (1991), or an indication of the importance of the hyperfine structure of the excited state, which is different for the D1 and D2 lines. In this work we do further consider this discrepancy, which is considered a subject for further investigation. For low intensity, our results show higher values for the trapping loss rate than those observed by Shang *et al* (1994). The two orders of magnitude higher values observed here may well be due to the fact that our trap gets into the region of intensity where HCC is relevant for trap loss at a much higher intensity than used by Shang *et al*. This causes a higher population in the excited state and HCC involving excited states (as  $P_{1/2} + S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2} + S_{1/2}(F = 1)$ ) may also be important. We should point out that due to the different nature of both traps (D1 and D2), comparison between values of  $\beta$  is only fair at high intensity.

## 5. Conclusions

In conclusion, we have performed measurements of the trap-loss collisional rate coefficient for a trap operating on the D1 line of sodium. The results obtained are consistent with having a much shallower trap with correspondingly higher losses. Trapping with other transitions may turn out to be a very good alternative to test the influence of different hyperfine structures on collisional processes in the regime of ultra-low velocities. Experiments to observe photoassociative ionization (using one- and two-colour excitation) are currently under way. The development of theories comparing trap loss for traps operating on the D1 or D2 lines may bring an important new understanding of the phenomenon of the ultracold collisions.

## Acknowledgments

We acknowledge the support from FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo), CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) and Finep (Financiadora de Estudos e Projetos). KH acknowledges support from the National Institute of Standards and Technology.

## References

- Flemming Neto J 1995 *Doctoral Degree Thesis* University of São Paulo, Brazil  
Gallagher A and Pritchard D 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 957  
Hoffmann D, Feng P and Walker T 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 712  
Julienne P S and Vigué J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4464  
Julienne P, Williams C, Dulieu O and Band Y 1994 *Laser Phys.* **4** 1076  
Kawanaka J, Shimizu K, Takuma H and Shimizu F 1993 *Phys. Rev. A* **48** 883  
Marcassa L, Bagnato V, Wang Y, Tsao C, Weiner J, Dulieu O, Band Y and Julienne P 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4563  
Peters M G, Hoffmann D, Taibiason J and Walker T 1994 *Phys. Rev. A* **50** R906  
Ritchie N W, Abraham R, Xiao Y, Bradley C and Hulet R 1995 *Phys. Rev. A* **51** 890  
Sesko D, Walker T, Monroe C, Gallagher A and Wieman C 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 961  
Shang S Q, Lu Z T and Freedman S J 1994 *Phys. Rev. A* **50** 4449  
Walker T, Sesko D and Wieman C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 408  
Wallace C D, Dinneen T P, Tan K, Grove T and Gould P 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 897



# Optical suppression of hyperfine-changing collisions in a sample of ultracold sodium atoms

S. R. Muniz, L. G. Marcassa, R. Napolitano, G. D. Telles, J. Weiner,\* S. C. Zilio, and V. S. Bagnato  
*Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, São Carlos, São Paulo 13560-970, Brazil*  
 (Received 29 May 1996; revised manuscript received 13 February 1997)

We report the observation of hyperfine-changing collisions and the suppression of their rates in a sample of ultracold sodium atoms. We show that the suppression scheme used in the study of photoassociative ionization of Na [Phys. Rev. Lett. **76**, 2033 (1996)] is also able to suppress the hyperfine-changing collisions, producing suppression up to 80%. The experimental results are compared with predictions of a simple Landau-Zener model and of a three-dimensional, multichannel close-coupling calculation. Both theories agree at low intensity, but at high intensity the experiment shows a saturation behavior that is qualitatively described only by the three-dimensional multichannel theory. [S1050-2947(97)05106-8]

PACS number(s): 32.80.Pj, 33.80.Ps, 34.50.Rk, 34.80.Qb

## I. INTRODUCTION

Collisions involving optically cooled and trapped atoms have been the subject of intense investigation mainly due to the different features inherent to this regime of ultracold temperatures [1]. Recently, several groups have demonstrated that the presence of a blue-detuned laser field can change the course of an ultracold atomic encounter, producing dramatic suppression of inelastic processes that take place at short internuclear distances. This effect was initially shown using the photoassociative ionization (PAI) of Na [2] and later the Penning ionization of rare gas [3] and the hyperfine-changing collisions of Rb [4]. In all these suppression experiments a laser field, resonant with a repulsive molecular potential, deflects the atoms preventing them to get close enough for the occurrence of inelastic processes. In this paper we demonstrate that the same configuration used to study suppression of PAI also suppresses hyperfine-changing collisions (HCCs) and probably any other inelastic processes taking place at short range.

We start this paper by presenting a general description of the collisional process to be studied and of the experimental setup and technique used. Then we discuss the results of the measurements. The suppression of HCCs we have obtained is interpreted and compared with a simple Landau-Zener model and a three-dimensional, multichannel close-coupling calculation.

## II. HYPERFINE-CHANGING COLLISIONS

The magneto-optical trap (MOT) is the most common device to produce ultracold atoms for studying ultracold collisions. Collisional studies using a MOT are normally realized through the observation of the transient behavior during the loading-unloading cycle of the trap [5]. At high laser intensity two collisional loss mechanisms involving excited- and ground-state atoms are believed to contribute: radiative escape and fine-structure-changing collisions [6]. Both processes transfer enough energy to the colliding partners to

overcome the trap depth. At low laser intensity the HCCs become significant and even dominant [7].

At low laser intensity the trap depth is so shallow that even a few hundred megahertz of kinetic energy is enough to eject the atoms. The regime of HCC losses is not easily reached when operating a MOT with direct capture from a vapor cell. At low intensity, where HCCs are important for losses, the trap capture is not great and can barely overcome the losses due to collisions with the hot background gas. The resulting atomic density is low and the collisions between trapped atoms can hardly be observed. To overcome these limitations we have followed a two-step trapping process: first we load the trap at high intensity in a strong transition; then we switch lasers to trap in a weaker transition, producing a shallower trap. Thus we capture sodium atoms out of a thermal vapor at 340 K using the  $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$  transition; then, after reaching the steady state, we switch to the  $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$  transition where HCCs can be observed easily [8]. Once we have reached the region of HCC losses, we add a blue-detuned laser to the trap that is resonant with a repulsive molecular state. Under this condition we observe a pronounced suppression of the trap loss rate caused by HCCs. Our investigation consists in studying the variation of the suppression fraction as a function of the suppressor laser intensity.

## III. EXPERIMENTAL SETUP

Our experimental setup is shown in Fig. 1. Sodium vapor, at a partial pressure below  $10^{-8}$  torr, contained in a chamber at a base pressure lower than  $5 \times 10^{-9}$  torr, provides the atoms that load the MOT. The trap is formed by three mutually orthogonal, retroreflected laser-beam intersections at the center of a quadrupole magnetic field generated by a pair of coils carrying opposite currents. The coils are located externally to the chamber and produce a gradient in the trap region of about 20–30 G/cm. Three ring dye lasers (lasers 1, 2, and 3) provide laser beams for loading, trapping, and suppression. Laser 1 is tuned to the  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$  transition ( $D2$  line). Laser 2 is tuned to the  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$  transition ( $D1$  line) and passes through an electro-optic modulator (EOM) applying sidebands resonant with the  $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$  transi-

\*Permanent address: Department of Chemistry and Biochemistry, University of Maryland, College Park, MD 20742.

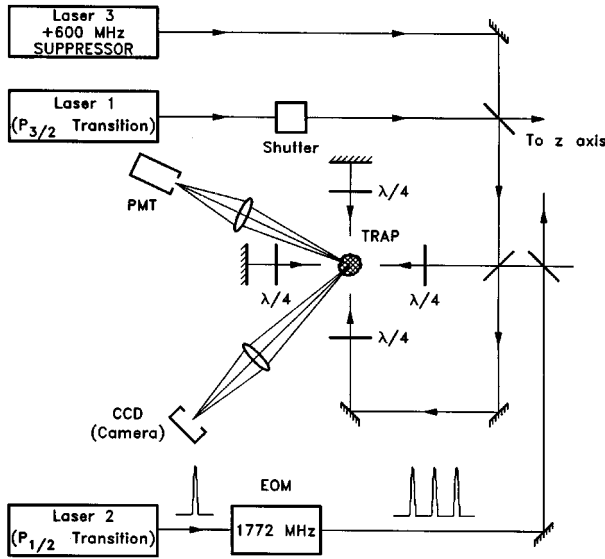


FIG. 1. Experimental setup used to investigate hyperfine-changing collisions on the  $D_1$  line of sodium.

tion. If the system operates with laser 2 only, constituting a MOT operating on the  $D_1$  line, very few atoms are captured. This low capture capability is a characteristic of traps operating on the  $D_1$  line and is discussed in detail elsewhere [9].

Having lasers 1 and 2 operating simultaneously, the trap typically contains about  $10^7$ – $10^8$  atoms at densities on the order of  $4 \times 10^{10}$  atoms/cm<sup>3</sup>. After loading the trap to steady-state operation, a mechanical shutter blocks laser 1, and laser 2 produces a trap operating in the  $D_1$  line only. The conventional  $D_2$ -line MOT works only as a loading step for the  $D_1$ -line MOT. After shutting laser 1 off, the number of trapped atoms decays due to collisional losses.

Because the capture of the  $D_1$ -line MOT is very poor, after the “loading” step is interrupted, the evolution of the number of trapped atoms follows a simple equation given by

$$\frac{dN}{dt} = -(\gamma + \beta n)N, \quad (1)$$

where  $N$  is the number of atoms,  $n$  is the atomic density,  $\gamma$  is the rate of collisions with hot untrapped atoms, and  $\beta$  is the loss rate due to ultracold collisions within the trap. Optics on the outside of the MOT chamber capture a fraction of the trap fluorescence and image it onto a calibrated photomultiplier tube (PMT). The number of trapped atoms is evaluated through the fluorescence just before switching between the loading and  $D_1$  trapping. We have done several tests to ensure that the number of trapped atoms remains unchanged during this switch. The images from a charge coupled device (CCD) camera and from a survey telescope allow us to determine the volume of the trap and hence the density  $n$ . A simple exponential law fits well typical decay curves corresponding to the decrease in the number of trapped atoms as a function of time, showing that most of the trap discharge takes place at constant density ( $n = n_c$ ), a regime already discussed in detail elsewhere [10].

From the transient exponential law, Eq. (1), we get  $\gamma + \beta n_c$ . With independent measurements of  $\gamma$  and  $n_c$  we obtain the value of  $\beta$  that shows the conventional behavior as

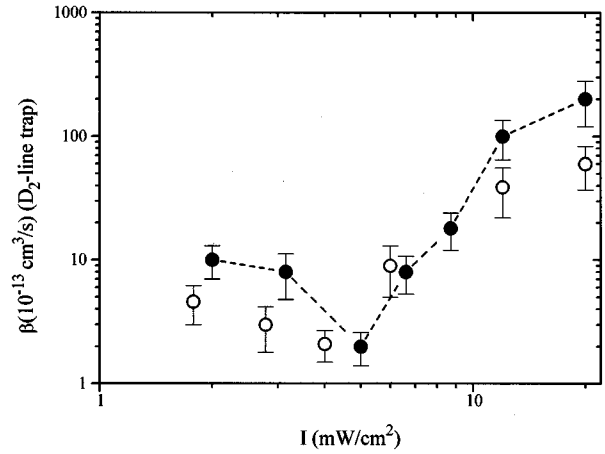


FIG. 2. To enforce our confidence in the absolute value of  $\beta$  measured for the  $D_1$ -line trap, we have measured  $\beta$  for the  $D_2$  line using the same technique and compared our result with that of Ref. [11]. Our results are the solid circles. We are restricted between 2 and 20 mW/cm<sup>2</sup> due to our technique, which observes unloading in a vapor cell MOT. For comparison we have included the data from Ref. [11] (empty circles).

a function of intensity observed by several groups. For this experiment  $\gamma$  has been measured to be  $0.26 \pm 0.2$  s<sup>-1</sup>. At high trap laser intensity the rate of ground-state–excited-state collisions dominates and the losses are primarily due to radiative escape [8]. At low laser intensity, the trap becomes shallow enough for HCCs involving only ground-state atoms to become important, promoting a considerable increase of the trap loss rate  $\beta$ . We have investigated this process in detail and published the results elsewhere [8].

We now fix the  $D_1$  trapping laser at 40 mW/cm<sup>2</sup> (the total intensity of the six beams). Under these conditions the large value of  $\beta$  suggests that the losses are already dominated by HCCs. Another blue-detuned laser [laser 3, with  $\Delta = +600$  MHz from the  $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$  transition] is introduced in the trap, as indicated in Fig. 1. The trap-loss rate  $\beta$  is now measured in the presence of the blue laser (laser 3).

The absolute measurement of  $\beta$  in the absence of the blue suppressor laser shows a value of  $\beta_0 \approx 2.5 \times 10^{-10}$  cm<sup>3</sup>/s. A full investigation for  $\beta_0$  (the  $D_1$  line) as a function of laser intensity is presented in Ref. [8]. The value of  $\beta_0$  obtained for the  $D_1$ -line trap is higher than the reported measurement for the  $D_2$ -line trap [11]. The  $D_1$ -line trap at 40 mW/cm<sup>2</sup> is already deeply inside the region dominated by HCCs because it is about 10 times shallower than the  $D_2$ -line trap. This is also discussed in detail in Ref. [8]. For the  $D_2$ -line trap such a high value of  $\beta$  is obtained only below 1 mW/cm<sup>2</sup> of total laser intensity [11]. To cross-check our measurement technique, we shifted laser 2 to the  $D_2$ -line resonance and measured the trap-loss rate on this transition. In this case, laser 1 at higher intensity works to capture and laser 2 at lower intensity allows one to measure trap loss. This measurement is important because it can be compared with previously reported results [11]. Previous absolute measurement of  $\beta$  in the  $D_1$ -line trap does not exist in the literature.

The measurement of  $\beta$  in the interval 2–20 mW/cm<sup>2</sup> is presented in Fig. 2. The results obtained agree well with the

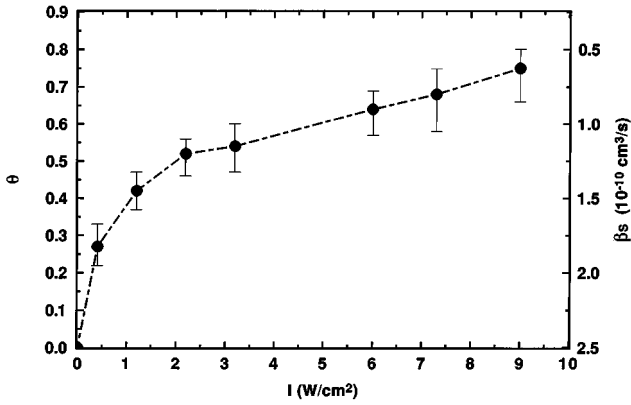


FIG. 3. Suppression factor vs suppressor laser intensity for a  $D_1$  trapping laser intensity of  $40 \text{ mW}/\text{cm}^2$ .

previous experiment of Ref. [11]. This result gives us the necessary confidence for the measured values of  $\beta$  in the  $D_1$  line, which will be used in what follows.

#### IV. SUPPRESSING HYPERFINE-CHANGING COLLISIONS

A considerable decrease in the trap loss is observed when the blue laser is present, showing that this laser is suppressing the dominant loss mechanism in this regime. We define  $\beta_0$  as the loss rate in the absence of laser 3,  $\beta_S$  as the loss rate in the presence of laser 3, and the quantity

$$\theta = \frac{\beta_0 - \beta_S}{\beta_0} \quad (2)$$

represents the fractional decrease in the loss rate caused by the blue laser, from now on called the suppressor laser. Figure 3 presents the value of  $\theta$  versus the suppressor laser intensity. We observe that suppression of the losses due to HCCs as high as 80% can be obtained at high suppressor intensity. The absolute value of the measured  $\beta_S$  is presented on the right-hand y axis of Fig. 3. The influence of the strong suppressor laser in the MOT performance has already been addressed [2]. We observe no variation in number and density, but only a predictable variation in the fluorescence due to the ac Stark shift during the loading cycle. However, during the  $D_1$ -line cycle (where the measurements are actually done) no variation in fluorescence was observed. The suppressor laser must be producing an ac Stark shift on the  $3S$  level, modifying the resonance condition during the  $D_1$ -trap cycle. At this point we have no explanation for the fact that no change in the scattering rate, during the  $D_1$  cycle, is observed. It could be that a mechanism involving the Stark shift of the hyperfine components of the ground state and changes in the optical pumping rate keeps the scattering rate nearly constant. However, we have no evidence of such a mechanism. The influence of optical pumping in the overall relative population of the two hyperfine ground-state levels was estimated to be less than 0.4%.

The concepts involved in the explanation of the measured suppression factor are schematically illustrated in Fig. 4. Consider two atoms that approach each other in their ground-state potential. In the absence of excitation they will reach the short-range part of the potential and suffer HCCs with

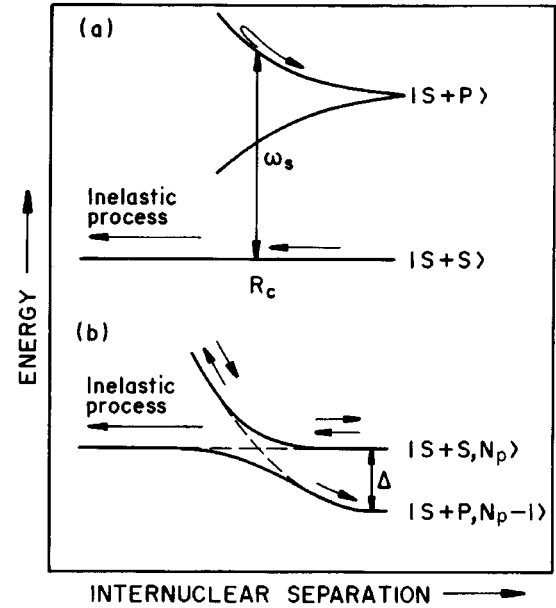


FIG. 4. Sketch of the basic idea of suppression of collisions of laser-cooled atoms. (a) Two atoms in their ground states approach each other and a blue-detuned photon is absorbed at the Condon point  $R_c$ . Then the interaction between the atoms becomes repulsive and the quasimolecule dissociates in one ground-state and one excited-state atom. (b) The same physical process in the dressed state picture.

some probability. In the presence of a laser field of frequency  $\omega_S$ , tuned to the blue of the  $S \rightarrow P$  transition, for some internuclear separation  $R_S$ , the laser field couples the ground state to a repulsive excited potential [Fig. 4(a)]. At lower suppressor-laser intensity the effect can be seen as due to a deflection of flux from the ground state to the excited state, after which the atoms repel each other due to the repulsive potential. At this point the collision is still inelastic, leading to transference of kinetic energy to the atoms. However, as the suppressor laser intensity increases a dressed-state picture is more appropriate. Let  $N_p$  represent the number of photons in the field. The atom-field system starts in the  $|S+S, N_p\rangle$  state and the suppressor laser resonantly couples it with the repulsive state  $|S+P, N_p-1\rangle$ , creating an avoided crossing between the dressed-atom-field states at the separation  $R_S$ . This picture is represented in Fig. 4(b). Getting to the avoided crossing, the reduced particle may either be transmitted to short distances on the  $|S+S, N_p\rangle$  state or be adiabatically transferred to the  $|S+P, N_p-1\rangle$ . In the first case the system may either undergo HCCs or elastically bounce back, having again two possibilities to emerge: either on the  $|S+S, N_p\rangle$  or on the  $|S+P, N_p-1\rangle$  state. If the incoming flux is adiabatically transferred to  $|S+P, N_p-1\rangle$  state the atoms are reflected on the repulsive potential and again the system can emerge either in the  $|S+S, N_p\rangle$  or in the  $|S+P, N_p-1\rangle$  state. If the outgoing flux emerges on the  $|S+P, N_p-1\rangle$  state the quasimolecule will dissociate to one ground-state and one excited-state atom. This channel is often called the ‘‘heating’’ channel because the atoms dissociate with kinetic energy equal to the blue detuning of the suppressor laser. If the outgoing flux emerges on the  $|S+S, N_p\rangle$  state, both atoms recede along the same ground-

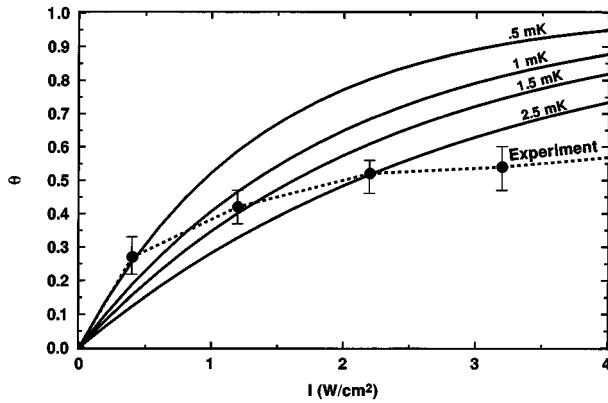


FIG. 5. Comparison between experimental results and theoretical curves using the Landau-Zener model for different temperatures.

state potential as the entrance channel. This channel is therefore termed the “elastic” channel. At high laser intensity heating is suppressed and elastic scattering is enhanced. For this reason the suppression effect is also named “optical shielding.”

## V. COMPARISON WITH THEORY

We compare our experimental results with a simple Landau-Zener (LZ) model, similar to the one we have previously used [2]. In Fig. 5, using the two-state LZ model, we plot the suppression probability as a function of the suppressor laser intensity for several temperatures together with the present experimental results. We observe that the experimental data saturate much more slowly with increasing suppressor intensity than the predictions of the LZ model. Near  $500 \text{ mW/cm}^2$  the simple theory agrees with the results; but, as the power of the suppressor laser increases, the fractional suppression of trap loss saturates well below the LZ prediction. Since collision pairs exiting on the  $|S+P, N_p-1\rangle$  state will escape from the trap, the experimental results suggest that the heating channel is more important at high suppressor intensity than predicted by the LZ model. This heating will limit the utilization of optical shielding as a technique to manipulate atomic interactions [12].

We have also compared our experimental results with a three-dimensional, multichannel close-coupling calculation

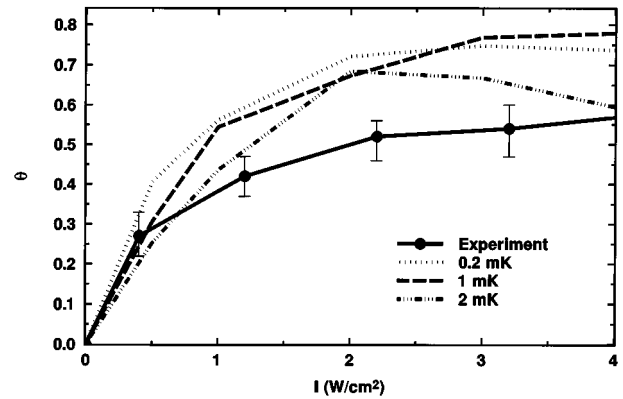


FIG. 6. Comparison between experimental results and theoretical curves using the three-dimensional, multichannel close-coupling model for different temperatures.

[13]. This second model is similar to the one we have recently presented for the analysis of polarization dependence of optical suppression [14]. More details about this model were published elsewhere [15]. The results of the close-coupling model and their comparison with the experimental results are shown in Fig. 6. The theory in the saturation region of intensities agrees better with the experiment than the simpler Landau-Zener model.

## VI. CONCLUSION

In conclusion, we have performed an experiment to demonstrate that the same laser suppressor configuration used to study the suppression of PAI also produces suppression of HCCs. Experiments to investigate the occurrence of heating due to the strong suppressor laser are now in progress. The results also show the occurrence of a saturation effect at high suppressor intensity, which cannot be explained by a two-state LZ model.

## ACKNOWLEDGMENTS

R.N. acknowledges financial support from the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) of Brazil. This work was supported by Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo. We especially acknowledge A. Scalabrin and D. Pereira for technical assistance.

- 
- [1] For a review on the subject see J. Weiner, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **35**, 45 (1995).
  - [2] L. Marcassa, S. Muniz, E. de Queiroz, S. Zilio, V. Bagnato, J. Weiner, P. S. Julienne, and K.-A. Suominen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1911 (1994).
  - [3] M. Walhout, U. Sterr, C. Orzel, M. Hoogerland, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 506 (1995); H. Katori and F. Shimizu, *ibid.* **73**, 2555 (1994).
  - [4] V. Sanchez-Villicana, S. D. Gensemer, K. Y. Tan, A. Kumarakrishnan, T. D. Dinneen, W. Süptitz, and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4619 (1995).
  - [5] D. Hoffmann, P. Feng, R. S. Williamson III, and T. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 753 (1992).
  - [6] A. Gallagher and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).
  - [7] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Weiman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989).
  - [8] L. G. Marcassa, K. Helmerson, A. M. Tuboy, D. M. B. P. Milori, S. R. Muniz, J. Flemming, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, *J. Phys. B* **29**, 3051 (1996).
  - [9] J. Flemming, A. M. Tuboy, D. M. B. Milori, L. G. Marcassa, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, *Opt. Commun.* **135**, 269 (1997).
  - [10] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O.

- Dulieu, Y. B. Band, and P. S. Julienne, *Phys. Rev. A* **47**, R4563 (1993).
- [11] S.-Q. Shang, Z.-T. Lu, and S. J. Freedman, *Phys. Rev. A* **50**, R4449 (1994).
- [12] V. S. Bagnato and J. Weiner, *Sci. Spectrum* **7**, 50 (1996).
- [13] R. Napolitano, Ph.D. thesis, University of Maryland, 1995.
- [14] S. C. Zílio, L. G. Marcassa, S. R. Muniz, R. Horowicz, V. S. Bagnato, R. Napolitano, J. Weiner, and P. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2033 (1996).
- [15] R. Napolitano, J. Weiner, and P. Julienne, *Phys. Rev. A* **55**, 1191 (1997).