UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

"ESTUDO DE TAXAS DE PERDAS EM SISTEMAS HETERONUCLEARES"

WÂNIUS JOSÉ GARCIA DA SILVA

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

ok

USP/IFSC/SBI
8-2-001369

Orientador:
Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

Comissão Julgadora:
Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa (IFSC-USP)
Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano (IFSC-USP)
Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (UNICAMP)

São Carlos – São Paulo
2001

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Silva, Wânius José Garcia
Estudo de Taxas de Perdas em Sistemas Heteronucleares / Wânius José Garcia da Silva – São Carlos, 2001.
70p.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, 2001.

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

1.Física Atômica e Molecular. 2. Aprisionamento de Átomos. I. Título

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Caixa Postal 369
13560-970 São Carlos, SP
Av. Trabalhador São-carlense, 400,
13566-590 São Carlos, SP

Fone/Fax 16 273 9777
www.if.sc.usp.br
wladerez@if.sc.usp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE WANIUS JOSÉ GARCIA DA SILVA APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 09 DE MARÇO DE 2001

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa/IFSC-FCM-USP

Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano/IFSC-FCM-USP

Prof. Dr. Flávio C Cruz/UNICAMP

" De algum modo, a maravilhosa promessa da terra é existência de coisas belas, coisas maravilhosas e atraentes, e em virtude de nosso ofício, queremos compreendê-las."

Feigenbaum.

Agradecimentos

Ao Prof. Luis Gustavo Marcassa pela competência no laboratório, paciência e amizade que muito contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao professor Vanderlei S. Bagnato pelo apoio e sugestões que foram dadas no decorrer do trabalho.

Ao amigo Leandro da Silva Aguiar que "suportou" as inúmeras brincadeiras no decorrer de todo o Mestrado e também pelas discussões relevantes.

À Débora Marcondes B. P. Milori e Aparecida Marika Tuboy que me ensinaram os primeiros passos na pesquisa.

Ao Daniel Magalhães pela ajuda na parte eletrônica de estabilização de laseres.

Aos amigos da Física, em particular Tiago, Newton, Flávio, Cláudia e Carlinhos.

Ao Gustavo Telles pelas discussões relevantes sobre o trabalho realizado.

Aos técnicos do grupo, Rui, Gilberto, e Engº. Carlos.

Ao pessoal das oficinas de óptica e mecânica pela confecção dos componentes utilizados na realização deste trabalho.

À Isabel e Gláucia pela ajuda e paciência.

Aos meus pais e minha irmã pelo carinho durante todo o Mestrado.

À Camila Kakuda pelo amor, carinho, paciência e alegrias.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

Índice

LISTA DE FIGURAS I

LISTA DE TABELAS II

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS III

LISTA DE SÍMBOLOS IV

RESUMO V

ABSTRACT VI

1. INTRODUÇÃO 01

2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS SOBRE COLISÕES FRIAS 05

2.1 Processos colisionais atômicos responsáveis por perdas em uma armadilha magneto-óptica de átomos neutros 05

2.2 Modelo GP para colisões atômicas frias homonucleares 10

2.3 Modelo GP para colisões atômicas frias heteronucleares 16

2.4 *Quasimolécula* duplamente excitada 21

3. DINÂMICA DE CARGA EM UMA AMO E APARATO EXPERIMENTAL PARA O APRISIONAMENTO SIMULTÂNEO 23

3.1 Equação de taxa fenomenológica 23

3.1.1 Determinação da taxa homonuclear 24
3.1.2 Determinação da taxa heteronuclear 28

3.2 Arranjo e procedimento experimental para o estudo de sistemas heteronucleares: Rb-Cs, um exemplo 30

3.2.1 Arranjo experimental 30
3.2.2 Procedimento experimental 36

4. ESTUDO DE TAXAS DE PERDAS EM SISTEMAS HETERONUCLEARES **38**

4.1 Resultados experimentais - dependência com a intensidade: Rb-Cs, um exemplo 38

4.2 Dependência das taxas de perdas heteronucleares com a razão das massas do par atômico 55

4.3 Análise de outros resultados experimentais de sistemas atômicos heteronucleares 62

5. CONCLUSÕES 65

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS **69**

Lista de Figuras

Figura 2.1: Estrutura de uma *quasimolécula* homonuclear durante uma colisão fria. Os passos de 1 a 3 indicam os possíveis processos de escape radiativo e mudança de estrutura fina 08

Figura 2.2: Esquema ilustrativo das quatro etapas necessárias à ocorrência do processo de ionização fotoassociativa 22

Figura 3.1: Foto do aparato experimental utilizado nas experiências 31

Figura 3.2: Diagrama esquemático ilustrando a câmara de aprisionamento e alguns equipamentos periféricos 32

Figura 3.3: Diagramas esquemáticos dos níveis de energia e as transições utilizadas no aprisionamento de Rb e Cs 35

Figura 3.4: Esquemas de etapas de carregamento das armadilhas de Rb e Cs 37

Figura 4.1: Número de átomos aprisionados em função do tempo na ausência e presença da nuvem de Cs 39

Figura 4.2: Taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}) para o sistema Rb-Cs 41

Figura 4.3: Taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}). Evolução teórica prevista para as taxas de perdas $\beta(I_{Rb})$ e $\beta'(I_{Rb}, I_{Cs})$ pelo modelo GP considerando os canais de perdas Rb-Rb* e Rb-Cs* 43

Figura 4.4: Profundidade da armadilha como função da intensidade do laser de aprisionamento para Rb e Cs. Fração de átomos de Rb e Cs no primeiro estado excitado 44

Figura 4.5: Taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}). Evolução teórica prevista para a taxa de perdas β' (I_{Rb}, I_{Cs}) pelo modelo GP considerando os canais de perdas Rb-Cs* e Rb*-Cs* respectivamente 47

Figura 4.6: Resultados experimentais obtidos pelo grupo italiano. Evolução teórica prevista pelo modelo GP para β' considerando o canal de perda Rb-Cs* 49

Figura 4.7: Comparação entre a evolução teórica prevista para as taxas de perdas β' nas condições do experimento nosso e dos italianos. Profundidade da

armadilha de Rb como função da intensidade para três diferentes valores de dessintonias 51

Figura 4.8: Simulações com o modelo GP: β' como função da massa (V_T constante), β' como função da massa (Λ constante) e β' como função de C_6 56

Figura 4.9: Taxas de perdas heteronucleares como função da massa equivalente 59

Figura 4.10: Resultados experimentais obtidos para o sistema Na-$^{(87)85}$Rb por pesquisadores americanos. Evolução teórica obtida através do modelo GP considerando o canal de perda Na-$^{(87)85}$Rb* 62

Lista de Tabelas

Tabela 2.1: Valores teóricos e experimentais da constante $|C_3|$ para as interações do tipo nS - nP 16

Tabela 2.2: Valores teóricos da constante $|C_6|$ para as interações do tipo nS – n'P 20

Tabela 4.1: Parâmetros e valores típicos nas experiências B e I 53

Tabela 4.2: Dependência das taxas de perdas homonucleares (β) e heteronucleares (β') (para o sistema Rb-Cs) com os principais mecanismos de perdas em uma AMO 61

Lista de Abreviaturas e Siglas

AMO – Armadilha Magneto-Óptica

BEC – *Bose Einstein Condensation*

GP – *Gallagher - Pritchard*

ER – Escape Radiativo

MEF – Mudança de Estrutura Fina

MEH – Mudança de Estrutura Hiperfina

CCD – *Charge Coupled Device*

DBR – *Distributed Bragg Reflector*

Lista de Símbolos

R – Distância internuclear

ω_L – Freqüência do Laser

ω_0 – Freqüência de Ressonância da Transição Atômica

Δ_{ER} – Energia Liberada no Processo de Escape Radiativo

Δ_{MEF} – Energia Liberada no Processo de Mudança de Estrutura Fina

k_B – Constante de *Boltzmann*

C_3 – Constante para as interações nS – nP

C_6 – Constante para as interações nS – n'P

I – Intensidade do Laser de Aprisionamento

I_S – Intensidade de Saturação

Γ_M – Largura de Linha da Molécula

Δ - Dessintonia do Laser

μ - Massa Reduzida do Par Atômico

λ - Comprimento de Onda do Laser

L – Taxa de Carga

γ - Taxa de Perdas Devido às Colisões Entre Átomos Térmicos e Frios

β - Taxa de Perdas Homonucleares

β' - Taxa de Perdas Heteronucleares

w – Cintura Gaussiana da Distribuição Atômica

Resumo

Uma análise dos processos colisionais homonucleares e heteronucleares, responsáveis por perdas em uma armadilha magneto-óptica, foi realizada neste trabalho. Resultados experimentais inéditos para as taxas de perdas, no sistema Rb-Cs, foram obtidos. Os dados experimentais em conjunto com os resultados do modelo sugerem que o processo de escape radiativo é dominante. O modelo utilizado é muito sensível à profundidade da armadilha, a qual depende de outros parâmetros (intensidade, dessintonia, gradiente de campo magnético, etc.). A colaboração com pesquisadores italianos possibilitou uma análise mais detalhada das taxas de perdas heteronucleares em outras regiões de intensidade. Estudamos a dependência das taxas heteronucleares com a razão das massas do par atômico, e uma razoável concordância foi observada. O estudo de processos colisionais em armadilhas magneto-ópticas é importante na obtenção do condensado de *Bose-Einstein* com duas espécies atômicas distintas, e também em experiências de espectroscopia fotoassociativa.

Abstract

In this work, we had investigated the heteronuclear trap loss rate in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap. The experimental results suggest that radiative escape is the main collisional process responsible for heteronuclear losses. An addapted Gallagher - Pritchard model is compared with the data. The model is very sensitive to the trap depth, which depends on the trap parameters (intensity, detunning, magnetic - field gradient, etc.) This observation is also supported by experimental results from a Pisa' group. We have compared experimental of heteronuclear rates as a function of the masses ratio of the atomic pair with the model, and a reasonable agreement is observed. These studies are relevant for high resolution atomic / molecular spectroscopy, and for the production of mixed - species Bose-Einstein condensates.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, o interesse na física de colisões frias entre átomos aprisionados em armadilhas magneto-ópticas tem crescido significativamente. Mais recentemente, um novo interesse desenvolveu-se com respeito à física de vapores frios, compostos por espécies atômicas distintas (colisões heteronucleares).

Nas décadas de 50 e 60, *W. Paul* e *H. Dehmelt* [1] desenvolveram configurações de campo elétrico e magnético capazes de aprisionar íons. O aprisionamento de átomos neutros, entretanto, foi desenvolvido somente na década de 80 devido ao fato da interação dipolar entre átomos neutros e campos externos ser muito pequena comparada com a interação entre íons e campos externos, tornando este processo bem mais complexo. Experimentalmente os poços para aprisionamento de átomos neutros são da ordem de 1K, tornando-se necessário um resfriamento prévio dos átomos para que eles possam ser aprisionados.

Em 1975 *T. Hänsch* e *A. Schawlow* [2], e *D. Wineland* e *H. Dehmelt* [3] sugeriram independentemente a necessidade de resfriamento dos átomos antes do aprisionamento, utilizando o efeito da pressão de radiação. Estes grupos perceberam que a luz laser quando aplicada contrapropagante a um átomo, com uma pequena dessintonia para o vermelho da ressonância atômica, gera uma força de resfriamento. Esta técnica foi demonstrada pela primeira vez em 1982 por *W. Phillips* e *H. Metcalf* [4] através da desaceleração de um feixe atômico em uma dimensão. Em 1985 *S. Chu* e colaboradores [5] demonstraram um meio viscoso

para átomos (*optical molasses*) empregando três pares de feixes ortogonais contrapropagantes, conseguindo assim resfriar átomos de uma maneira muito eficiente em três dimensões.

A história das armadilhas magneto-ópticas tem início em 1986 com as idéias propostas por *D. Pritchard* e colaboradores [6]. Em 1987 é construída a primeira armadilha magneto-óptica (AMO) por *E. Raab* e colaboradores na experiência relatada na referência [7]. Nesse trabalho foram produzidos átomos lentos através da desaceleração óptica de um feixe de átomos de sódio e posteriormente utilizados os efeitos *Doppler* e *Zeeman* para exercer sobre estes uma pressão de radiação dependente de sua posição e velocidade. Com esta armadilha *E. Raab* e colaboradores obtiveram uma pequena nuvem de átomos aprisionados com alta densidade e temperaturas da ordem de 1 μK.

Posteriormente em 1990, *C. Monroe* e colaboradores [8] mostraram ser possível construir uma AMO numa célula de vapor aproveitando os átomos com baixa velocidade sem a necessidade de uma desaceleração prévia. Este novo dispositivo passou então a ser amplamente difundido devido ao baixo custo (pois elimina o feixe atômico) e à simplicidade da técnica. As armadilhas tornaram-se ferramentas poderosas permitindo estudos de precisão como espectroscopia de alta resolução em átomos frios e o desenvolvimento de melhores padrões de tempo e freqüência [9].

Outra importante aplicação das armadilhas magneto-ópticas foi na obtenção do condensado de *Bose-Einstein* (*BEC*) de átomos neutros, observado pela primeira vez em 1995 [10]. É sabido que as colisões são essenciais para a obtenção de condensados bosônicos, devido ao processo de resfriamento evaporativo. Recentemente foi demonstrado que utilizando técnicas atuais não é possível a obtenção do condensado em amostras de Cs [11], isso se deve ao papel crucial exercido pelos processos colisionais. Nosso grupo está interessado em

realizar um condensado com duas espécies distintas, para isso, tornam-se necessários estudos de colisões heteronucleares.

Vários experimentos na área de colisões frias foram realizados em nossos laboratórios em armadilhas magneto-ópticas similares à de *C. Monroe* [8]. O grupo adquiriu grande experiência aprisionando independentemente os metais alcalinos sódio (^{23}Na), potássio (^{39}K), rubídio (^{85}Rb) e césio (^{133}Cs). Porém, há pouco mais de quatro anos nosso grupo de pesquisa foi bem sucedido na tentativa de aprisionar duas espécies alcalinas distintas, simultaneamente, numa mesma região do espaço: o Na e o K [12]. Neste trabalho foram reportados os primeiros efeitos colisionais heteronucleares observados experimentalmente. Daí surgiu a necessidade de dar continuidade a essas pesquisas, para isso foi projetada uma AMO, possibilitando estudar processos colisionais entre espécies atômicas distintas aprisionadas na mesma região do espaço. Assim, os átomos alcalinos: Na, K, Rb e Cs foram escolhidos para compor os quatro reservatórios nela existentes. A escolha baseou-se, como já citado, na experiência adquirida pelo grupo em aprisionar, separadamente, qualquer um daqueles átomos.

O grande desafio no estudo experimental de colisões frias em uma AMO é separar os diferentes tipos de processos colisionais responsáveis pelas perdas. Alguns estudos foram realizados para separar as contribuições dos processos de mudança de estrutura fina e escape radiativo [13,14]. No caso especial do Li, é possível apontar o processo de escape radiativo como principal mecanismo de perdas, porque a energia liberada em um processo de mudança de estrutura fina é sempre inferior à profundidade da armadilha [15].

Segundo trabalhos recentes [16], o escape radiativo é o principal processo responsável por perdas e a mudança de estrutura fina contribui com uma pequena parcela da taxa total de perdas, dependendo da espécie atômica [14]. No regime de

baixa intensidade, o processo de mudança de estrutura hiperfina do estado fundamental torna-se também um importante mecanismo de perdas [16,17].

Grande parte dessa dissertação terá como finalidade discutir os resultados obtidos na mistura Rb-Cs. Até o momento não existe nada reportado na literatura relacionado a esta particular mistura. Além disso, conforme previsto por *W. Stwalley* e colaboradores [18], a mistura Rb-Cs é uma das mais promissoras para a realização de experiências de espectroscopia de fotoassociação e seu fator relativo de *Franck-Condon* é o maior.

Inicialmente no Capítulo 2, faremos uma abordagem a respeito dos processos colisionais atômicos responsáveis por perdas em uma AMO. Em seguida discutiremos o modelo *Gallagher-Pritchard* (GP) e como estendê-lo ao estudo de colisões entre átomos distintos (colisões heteronucleares).

No Capítulo 3, abordaremos a dinâmica de uma AMO resolvendo e discutindo a equação de taxa fenomenológica que descreve o processo. Finalmente será apresentada a descrição do aparato e do procedimento experimental utilizado no estudo da mistura Rb-Cs.

No Capítulo 4, mostraremos os resultados experimentais obtidos no estudo da mistura Rb-Cs juntamente com resultados experimentais heteronucleares obtidos em colaboração com pesquisadores italianos (*Universidade de Pisa*). Discussões relativas aos resultados acima serão apresentadas. Também discutiremos a importância da relação entre as massas em uma colisão heteronuclear para diversas misturas atômicas. Então, apresentaremos os resultados dos modelos comparados aos dados experimentais.

Finalizando, apresentaremos nossas conclusões e discussões a respeito dos resultados experimentais, obtidos no estudo da mistura heteronuclear Rb-Cs, num contexto mais geral. Sugestões de novos caminhos a serem seguidos no estudo de colisões atômicas frias também serão abordadas.

Capítulo 2

CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS SOBRE COLISÕES ATÔMICAS FRIAS

Na primeira seção deste capítulo discutiremos os principais processos colisionais responsáveis por perdas em uma AMO. O restante do capítulo será utilizado para analisar e discutir o modelo colisional desenvolvido por *A. Gallagher* e *D. Pritchard* em 1989 [19], ficando o mesmo conhecido como modelo *Gallagher-Pritchard* (GP). O modelo GP é um tratamento semi-clássico que tem como objetivo calcular as taxas de perdas por colisões entre dois átomos frios aprisionados. Este modelo foi criado para estudar as colisões entre átomos da mesma espécie, porém é possível adaptar o modelo GP para estudar colisões entre átomos de espécies distintas. Na última seção discutiremos sucintamente o processo de ionização fotoassociativa.

2.1 PROCESSOS COLISIONAIS ATÔMICOS RESPONSÁVEIS POR PERDAS EM UMA ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA DE ÁTOMOS NEUTROS

Seguindo a definição adotada por *K-A. Suominen* [20], classificamos como colisões frias os processos colisionais atômicos que ocorrem numa faixa de temperatura entre 1mK e 1μK, correspondente aos regimes de *Doppler cooling* e

Optical molasses. Nesta situação, a maior parte dos fenômenos colisionais ocorrem na presença de campos de radiação luminosa usados no confinamento e estudo das interações atômicas.

Classificamos como colisões ultrafrias os processos que ocorrem abaixo da temperatura de 1μK onde o resfriamento evaporativo e a condensação de *Bose-Einstein* tornam-se o centro da atenção. Nesse regime estados quânticos degenerados da amostra atômica começam a manifestar-se. As colisões neste estado (fundamental) ocorrem somente por meio de ondas s, ou seja, não apresentam momento angular. As energias destes processos estão abaixo da energia cinética transferida ao átomo pelo recuo sofrido no espalhamento de um fóton. Portanto, as colisões devem acontecer no escuro, sem a presença de luz (caso contrário aqueceriam a amostra).

Neste trabalho nos restringiremos ao estudo de fenômenos relacionados às colisões frias apenas, pois as experiências foram realizadas em uma armadilha magneto-óptica (AMO). Além, é claro, da própria faixa de temperatura, as colisões frias se diferenciam das colisões a temperatura ambiente nos seguintes aspectos:

1) as baixas energias do sistema implicam em colisões estritamente quânticas, envolvendo apenas algumas ondas parciais;

2) as colisões passam a ser extremamente sensíveis a interações de longo alcance, pois as baixas energias tornam os sistemas sensíveis mesmo a fracas interações;

3) os longos tempos de colisão implicam que os processos de emissão e absorção podem afetar a dinâmica da colisão. A probabilidade de emissão espontânea durante a colisão requer novas estratégias, seja do ponto de vista teórico, seja do experimental, uma vez que o sistema não é mais conservativo [21].

Uma vez diferenciadas quanto ao aspecto de temperatura, as <u>colisões homonucleares</u> (de nosso interesse) podem ainda ser classificadas em quatro tipos

distintos, conforme o estado interno dos átomos envolvidos. O primeiro tipo caracteriza-se por apresentar ambos os átomos no estado fundamental ($S + S \rightarrow U = 1/R^6$: interação tipo *van der Waals*). O segundo tipo é aquele que apresenta um dos átomos no estado fundamental e o outro no primeiro estado excitado ($S + P \rightarrow U = 1/R^3$: interação dipolar ressonante). Já o terceiro tipo é aquele onde estão envolvidos dois estados excitados, apresentando ambos os átomos nestes estados ($P + P \rightarrow U = 1/R^5$: interação quadrupolar) [21]. Finalmente, o quarto tipo é aquele onde ambos os átomos são promovidos para um estado com número quântico principal muito grande (estado de *Rydberg*). Em nossas experiências, vamos nos ater exclusivamente ao estudo das colisões do segundo e do terceiro tipo.

Ao usarmos um laser contínuo para excitar um átomo durante uma colisão atômica homonuclear, o par atômico pode terminar em um potencial atrativo de longo alcance $1/R^3$ (onde R é a distância internuclear) originado por uma interação do tipo dipolo-dipolo ressonante, característico deste tipo de colisão. Tais potenciais, em alguns casos, podem fornecer energias da ordem de 1K (para o ^{85}Rb : 1mK $\rightarrow$ 54 cm/s - modelo de velocidade de escape) ou maiores, acelerando então os átomos [21] e fazendo com que estes atinjam, sem decair, pequenas separações internucleares suscetíveis a efeitos inelásticos. Nestas curtas distâncias internucleares, os processos de emissão espontânea são muito prováveis, tendo em vista que os tempos colisionais são em geral maiores que o tempo de vida do estado excitado.

A ocorrência de emissão espontânea causa uma mudança súbita de estado molecular junto com a emissão de um fóton deslocado para o vermelho em relação ao fóton absorvido segundo o processo:

$$A(S) + A(S) + \hbar\omega \rightarrow A_2^* \rightarrow A(S) + A(S) + \hbar\omega' + \Delta E_{ER}\,, \qquad (2.1)$$

onde *A(S)* representa um átomo neutro no seu estado fundamental, A_2^* representa uma *quasimolécula* formada durante o processo colisional, $\hbar\omega$ e $\hbar\omega'$ são, respectivamente, a energia inicial absorvida por um dos átomos (fornecida pelos fótons do laser de aprisionamento) e a energia emitida (para o vermelho) pelo par atômico. Desta forma, a energia cinética transferida para o par atômico é a diferença entre as energias dos fótons absorvido e emitido:

$$\Delta E_{ER} = \hbar\,(\omega-\omega')\,. \qquad (2.2)$$

Se a energia cinética transferida ao par for alta o suficiente, ambos os átomos são então "aquecidos" e escapam da armadilha, contribuindo assim para o mecanismo de perdas denominado **escape radiativo** (ER) [19]. O processo de escape radiativo pode ser visualizado na Figura 2.1.

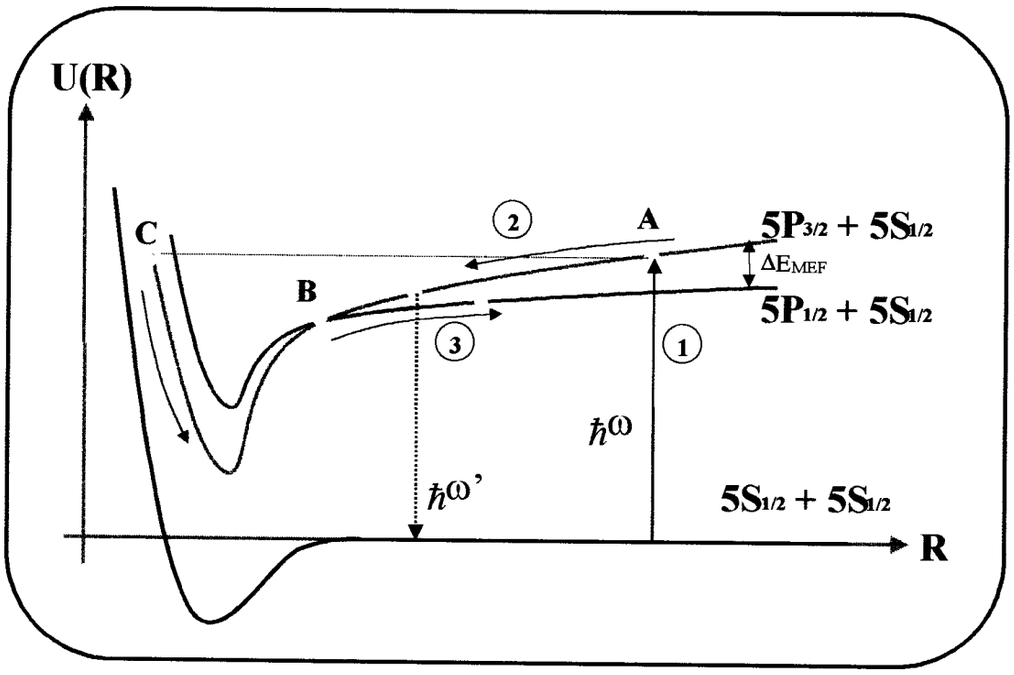


Figura 2.1: Estrutura de uma *quasimolécula* homonuclear (como exemplo escolhemos um par de átomos de Rb) durante uma colisão fria. Os passos de ① a ③ indicam os possíveis processos de **escape radiativo** e **mudança de estrutura fina** do estado excitado. **A** é o ponto onde a *quasimolécula* é excitada e **B** é o ponto onde a mudança de estrutura fina pode ocorrer.

Para alcalinos, há também outro processo exoérgico (que libera energia) envolvendo colisões frias no estado excitado. Devido à existência de estrutura fina no estado excitado ($P_{1/2}$ e $P_{3/2}$), o encontro atômico a pequenas distâncias internucleares pode resultar em uma **mudança de estrutura fina** (MEF) com liberação de energia compartilhada por ambos os átomos na forma de energia cinética [22]. Este processo pode ser ilustrado da seguinte forma:

$$A(S_{1/2}) + A(S_{1/2}) + \hbar\omega \rightarrow A(S_{1/2})A^{*}(P_{3/2}) \rightarrow A(S_{1/2}) + A^{*}(P_{1/2}) + \Delta E_{MEF} \quad (2.3)$$

Ele é caracterizado pelo anticruzamento das curvas de potencial dos estados $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$ [23], para as quais existe a probabilidade de que o par de átomos siga adiabaticamente o seu caminho original ao longo do potencial. Por outro lado, no mecanismo de mudança de estrutura fina a energia cinética ganha (ΔE_{MEF}) é a diferença de energia entre o espaçamento da estrutura fina do estado excitado (entre $P_{3/2}$ e $P_{1/2}$) [16]. Se ΔE_{MEF} for suficientemente grande, quando a *quasimolécula* formada na colisão passar através do anticruzamento das curvas de potencial moleculares poderá então diabaticamente mudar de potencial, passando para o outro estado molecular que não é aprisionado efetivamente nas condições de nossa experiência. Para o rubídio (^{85}Rb) temos que $\Delta E_{MEF} / k_B = 342.8$ K, onde k_B é a constante de *Boltzmann*. O processo de mudança de estrutura fina também está esquematizado na Figura 2.1.

Deve ficar evidente que, para que ocorram colisões como as discutidas anteriormente, é fundamental a participação ativa de laser na colisão, devido à possibilidade do átomo absorver e emitir fótons durante sua realização.

2.2 MODELO *GALLAGHER-PRITCHARD* PARA COLISÕES ATÔMICAS FRIAS HOMONUCLEARES

O modelo a ser discutido detalhadamente neste capítulo determina as taxas de perdas por colisões considerando somente o processo de escape radiativo [19]. Trabalhos recentes [14,16] indicam o processo de escape radiativo como o principal mecanismo de perdas em uma AMO. Outros processos podem ocorrer, por exemplo, mudança de estrutura fina do estado excitado, com uma contribuição entre poucos porcento e trinta porcento das taxas de perda totais, dependendo da espécie atômica. No regime de baixa intensidade, a mudança de estrutura hiperfina do estado fundamental pode tornar-se um importante mecanismo de perdas [16,17].

Consideremos um par de átomos da mesma espécie, onde um deles encontra-se em seu estado fundamental e o outro no primeiro estado excitado. A interação entre esses dois átomos pode ser tanto atrativa como repulsiva. No caso de interação atrativa, seus núcleos vão aproximar-se por um movimento acelerado. Dependendo de onde ocorra a emissão espontânea, ele poderá ou não escapar da armadilha que o mantém confinado. Assim, para determinarmos as taxas de perdas por colisões é fundamental conhecermos a probabilidade de ocorrência de emissão espontânea e também o tempo que o átomo fica sujeito ao processo de aceleração.

Assim, a taxa de excitação do par atômico sujeito ao potencial $U = -C_3/R^3$, quando os mesmos se encontram a uma distância internuclear R_0, pode ser escrita como abaixo [26]:

$$\varepsilon\left(R_0, \omega_L, I\right) = \frac{I/I_S}{1 + \frac{4}{\Gamma_M^2}\left(\Delta - \frac{C_3}{\hbar R_0^3}\right)^2 + I/I_S}, \quad (2.4)$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_0$ é a dessintonia utilizada no aprisionamento; ω_L e I são, respectivamente, a freqüência e a intensidade do laser de aprisionamento; ω_0 é a freqüência de ressonância da transição atômica e I_S é a intensidade de saturação. R_0 é o ponto onde um dos átomos é excitado e Γ_M é a largura de linha da molécula ($\Gamma_M = 2\Gamma_A$ em nossa simples aproximação, onde Γ_A é a largura de linha atômica). As taxas de perdas por colisões por unidade de volume devido ao processo de ER será proporcional à probabilidade de que o fóton seja absorvido, multiplicada pela probabilidade de que haja perda na armadilha e pela densidade de pares no espaço, para incluir pares em todas as separações internucleares.

Após a excitação em R_0 o par sofre uma aceleração no potencial atrativo durante um certo intervalo de tempo T_0 até alcançar a região de $R = R_T$, onde R_T é a distância em que a energia cinética ganha pelo par é suficiente para que os mesmos fiquem na iminência de escapar. Se os átomos decaírem na região $0 \leq R \leq R_T$, eles deixarão a armadilha, pois a energia cinética ganha na colisão é suficiente para que escapem.

Definimos T_0 como o tempo clássico necessário para o par ir de $R = R_0$ a $R = R_T$ e T_1 como o tempo para ir de $R = R_T$ até $R = R_A$ (onde R_A é o raio atômico) Para determinar o intervalo de tempo $T(R_0) = T_0 + T_1$, podemos utilizar a equação clássica para a conservação da energia do sistema:

$$\frac{\mu V^2}{2} = -\Delta U(R) = C_3\left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3}\right), \qquad (2.5)$$

onde μ é a massa reduzida do par atômico. Utilizando a Equação (2.5) podemos escrever:

$$V = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2C_3}{\mu}\left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3}\right)} \quad . \qquad (2.6)$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

A Equação (2.6) descreve o movimento do centro de massa do par atômico, portanto, considerando que o sistema inicia a colisão partindo do repouso. Esta suposição é razoável pois a velocidade que o átomo adquire na aceleração é muito maior que sua velocidade inicial (~ 50 cm/s em uma AMO convencional). Essa aceleração é devido à forte dependência com a distância internuclear do potencial atrativo do estado excitado ($U = 1/R^3$), em relação à interação no estado fundamental ($U = 1/R^6$).

Rescrevendo a Equação (2.6) convenientemente como segue abaixo, temos:

$$T(R_0) = \int_o^T dt = \sqrt{\frac{\mu}{2C_3}} \int_0^{R_0} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right)^{-\frac{1}{2}} dR \quad . \tag{2.7}$$

Note que a integração foi de $R = 0$ a $R = R_0 \sim 1000$ Å e não de $R = R_A \sim 10$ Å a $R = R_0$, isso é válido porque $R_0 >> R_A$ e a integral de $R = 0$ até $R = R_A$ é insignificante.

A integral na Equação (2.7) pode ser resolvida utilizando a seguinte substituição:

$$S = 1 - \frac{R^3}{R_0^3} \; ; \quad R = R_0 (1-S)^{\frac{1}{3}} \; ; \quad dR = -\frac{R_0}{3} \frac{dS}{(1-S)^{\frac{2}{3}}} \; :$$

$$T(R_0) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}} \int_0^1 \frac{dS}{S^{\frac{1}{2}} (1-S)^{\frac{1}{6}}} \tag{2.8}$$

A integral na variável S da Relação (2.8) pode ser resolvida analiticamente, em termos das propriedades da função Beta [24]:

$$B(a,b) = \int_0^1 x^{a-1} (1-x)^{b-1} dx \quad (a,b > 0) \; . \tag{2.9}$$

Assim, a Equação (2.8) torna-se:

$$T(R_0) = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}}B\left(\frac{1}{2},\frac{5}{6}\right). \tag{2.10}$$

Também podemos escrever a Equação (2.10) como função da dessintonia (Δ) do laser de aprisionamento, através do uso da seguinte relação:

$$\hbar\Delta = -\frac{C_3}{R^3}\bigg|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_3}{R_0^3}. \tag{2.11}$$

Substituindo (2.11) em (2.10), obtemos:

$$T(\Delta) = \frac{1}{\Gamma_M}\left(\frac{\omega_\tau}{\Delta}\right)^{\frac{5}{6}}, \tag{2.12}$$

onde

$$\omega_\tau = \left[\left(\frac{B\left(1/2, 5/6\right)\Gamma_M}{3}\right)^6\left(\frac{\mu^3 C_3^2}{8\hbar^5}\right)\right]^{\frac{1}{5}}. \tag{2.13}$$

A probabilidade de que o átomo caminhe durante T_0 sem emitir um fóton é: $P_0 = \exp\{-\Gamma_M T_0\}$. Já a probabilidade de que ele o emita espontaneamente enquanto estiver na região entre $R = R_T$ e $R = R_A$ é : $P_1 = 1-\exp\{-2\Gamma_M T_1\}$. O fator 2 no argumento da exponencial é devido ao átomo poder emitir espontaneamente tanto quando ele está se aproximando do outro átomo quanto quando está se afastando. Como o par de átomos fica oscilando, então existe uma probabilidade de que este se aproxime várias vezes até que ocorra emissão espontânea. A contribuição desses termos que envolvem várias oscilações é menor, pois o tempo de vida do estado excitado é menor do que o tempo necessário para várias oscilações; entretanto, essas inúmeras probabilidades precisam ser consideradas. Então a probabilidade total pode ser escrita como:

$$P = e^{-\Gamma_M T_0}(1-e^{-2\Gamma_M T_1}) + e^{-\Gamma_M T_0}(1-e^{-2\Gamma_M T_1})e^{-\Gamma_M 2T_0}e^{-\Gamma_M 2T_1} + \\ + e^{-\Gamma_M T_0}(1-e^{-2\Gamma_M T_1})e^{-4\Gamma_M T_0}e^{-\Gamma_M 4T_1} + \\ + e^{-\Gamma_M T_0}(1-e^{-2\Gamma_M T_1})e^{-\Gamma_M 6T_0}e^{-\Gamma_M 6T_1} + \ldots \quad .(2.14)$$

Podemos rescrever P na forma de uma série infinita:

$$P = e^{-\Gamma_M T_0}(1-e^{-2\Gamma_M T_1})\sum_{i=0}^{\infty}(e^{-\Gamma_M (T_0+T_1)})^i \quad . \qquad (2.15)$$

O somatório em (2.15) é uma progressão geométrica e podemos escrever a mesma da seguinte maneira:

$$\sum_{i=0}^{\infty}(e^{-\Gamma_M (T_0+T_1)})^i = \frac{1}{1-e^{-2\Gamma_M (T_0+T_1)}} \qquad (2.16)$$

Substituindo (2.16) em (2.15) e fazendo as manipulações matemáticas necessárias, chegamos ao seguinte resultado:

$$P_{ER}(R_0, R_T) = \frac{sinh[\Gamma_M T_1(R_0, R_T)]}{sinh[\Gamma_M (T_0 + T_1)]} \quad , \qquad (2.17)$$

onde

$$T_1(R_0, R_T) = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mu R_T^5}{2C_3}}B\left(\frac{1}{2}, \frac{5}{6}\right),$$

$$R_T = \left(\frac{\mu V_T^{\,2}}{2C_3} + \frac{1}{R_0^3}\right)^{-1/3} \quad ,$$

e V_T é a velocidade de escape, a qual é determinada numericamente.

Deve-se notar que os passos devem ocorrer em seqüência e isso significa a necessidade de ocorrência de todas as etapas para que um par de átomos escape da armadilha. Assim, a taxa de perdas por colisões devido ao processo de ER que estamos calculando deve ser obtida multiplicando-se todas as probabilidades

relativas a cada etapa do processo. Além disso, deve-se integrar o resultado da multiplicação para todas as possíveis separações considerando a densidade de pares *A–A* (estado fundamental) com separações internucleares entre R_0 e R_0 + dR_0 , ou seja: $\frac{n^2}{2} 4\pi R_0^2 dR_0$, obtendo assim a taxa total de perda por unidade de volume devido ao processo de escape radiativo:

$$\Re_{ER}(\omega_L, I) = \frac{n^2}{2} \int_0^\infty \varepsilon(R_0, \omega_L, I) P_{ER}(R_0, R_T) 4\pi R_0^2 dR_0 \qquad (2.18)$$

Consideremos que um dos átomos do par homonuclear absorve um fóton (quando eles estão separados por uma distância internuclear $R_0 \leq 1000$ Å) o qual transfere ambos para um estado atrativo, permanecendo nesse estado até atingirem pequenas distâncias internucleares ($R < 50$ Å). A interação molecular dominante nessa região é do tipo dipolo-dipolo ressonante ($U = \pm C_3/R^3$). Os valores teóricos e experimentais [25] de $|C_3|$ para os alcalinos de nosso interesse estão contidos na Tabela 2.1:

Elemento	n	$\|C_3\|$ Teórico (u.a.)	$\|C_3\|$ Experimental (u.a.)
^{7}Li	2	11,01	11,05 ± 0,05 10,95 ± 0,09 10,92 ± 0,02
^{23}Na	3	12,26	12,31 ± 0,02 12,54 ± 0,23 12,34 ± 0,07
^{39}K	4	17,33	16,64 ± 0,30 17,36 ± 0,33 17,80 ± 0,34
^{85}Rb	5	18,40	18,03 ± 0,35 18,03 ± 0,35
^{133}Cs	6	20,95	21,00 ± 0,50 19,60 ± 0,90 21,60 ± 0,20

Tabela 2.1 : Valores teóricos e experimentais de $|C_3|$ para as interações *nS* - *nP*. Os valores teóricos encontram-se na referência [25] e os valores experimentais nas referências deste mesmo artigo.

2.3 MODELO GALLAGHER-PRITCHARD PARA COLISÕES ATÔMICAS FRIAS HETERONUCLEARES

Nesta seção mostraremos as adaptações necessárias ao modelo GP homonuclear detalhado anteriormente a fim de estudar colisões heteronucleares. Analogamente ao caso homonuclear, considere o processo abaixo:

$$A(S) + B(S) + \hbar\omega_A \rightarrow A^{*}\text{-}B \rightarrow A(S) + B(S) + \hbar\omega_A' + \Delta E_{ER}\,, \quad (2.19)$$

onde novamente a diferença de energia $\hbar(\omega_A - \omega_A')$ liberada devido ao processo de ER vai ser dividida entre os átomos, mas agora respeitando a relação entre as massas inerciais dos mesmos. Observe que agora, uma *quasimolécula* pode ser

formada tanto pela absorção de um fóton que leve o átomo *A* ao primeiro estado excitado (A^*-B) quanto de um fóton que leve o átomo *B* ao estado excitado (A-B^*). As quasimoléculas formadas apresentarão características distintas; as interações A^*-B ou A-B^* são do tipo *van der Waals* ($U = 1/R^6$) e não mais dipolo-dipolo ressonante ($U = 1/R^3$) como no caso homonuclear. Isto implica em uma menor possibilidade de acoplamento e os átomos terão de estar mais próximos entre si para sofrerem algum efeito. Porém, a magnitude da interação depende do átomo que estiver sendo excitado, determinando assim o valor absoluto do coeficiente C_6. Consideremos então que dois átomos distintos em seus respectivos estados fundamentais estejam em repouso um em relação ao outro. Digamos que excitamos o par para o potencial A^*-B a uma separação internuclear R_0, seus núcleos serão acelerados um contra o outro segundo uma interação atrativa da forma $U = -C_6 / R^6$ durante um certo intervalo de tempo T_A. O átomo *A* absorverá um fóton de acordo com a seguinte taxa de absorção [26]:

$$\varepsilon_A\left(R_0, \omega_L^A, I_A\right) = \frac{I_A / I_S^A}{1 + \frac{4}{\left(\Gamma_M^A\right)^2}\left(\Delta_A - \frac{C_6}{\hbar R_0^6}\right)^2 + I_A / I_S^A} . \quad (2.20)$$

Usando argumentos de conservação de energia, podemos determinar o intervalo de tempo T_A citado anteriormente:

$$\frac{\mu V^2}{2} = -\Delta U(R) = C_6\left(\frac{1}{R^6} - \frac{1}{R_0^6}\right),$$

$$T_A(R_0) = \int_o^{T_A} dt = \sqrt{\frac{\mu}{2C_6}} \int_0^{R_0} \left(\frac{1}{R^6} - \frac{1}{R_0^6}\right)^{-\frac{1}{2}} dR . \quad (2.21)$$

A integral da Equação (2.21) pode ser resolvida mediante as seguintes substituições:

$$S = 1 - \frac{R^6}{R_0^6} \; ; \quad R = R_0 (1-S)^{\frac{1}{6}} \; ; \quad dR = -\frac{R_0}{6} \frac{dS}{(1-S)^{\frac{5}{6}}} \; .$$

Assim, obtemos:

$$T_A(R_0) = \frac{1}{6}\sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}} \int_0^1 \frac{dS}{S^{\frac{1}{2}}(1-S)^{\frac{1}{3}}} \; . \tag{2.22}$$

Utilizando novamente as propriedades da função Beta, podemos resolver a integral na variável S e escrever a Equação (2.22) como abaixo:

$$T_A(R_0) = \frac{1}{6}\sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}} B\left(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right) \; . \tag{2.23}$$

Podemos rescrever a Equação (2.23) como função da dessintonia (Δ_A) do laser de aprisionamento mediante a utilização da seguinte relação:

$$\hbar \Delta_A = -\frac{C_6}{R^6}\bigg|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_6}{R_0^6} \; . \tag{2.24}$$

Assim, substituindo a Relação (2.24) na Equação (2.23) obtemos:

$$T_A(\Delta_A) = \frac{1}{\Gamma_M^A}\left(\frac{\omega_\tau}{\Delta_A}\right)^{\frac{2}{3}} \; , \tag{2.25}$$

onde

$$\omega_\tau = \left[\left(\frac{B\left(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right)\Gamma_M^A}{6}\right)^6 \left(\frac{\mu^3 C_6}{8\hbar^4}\right)\right]^{\frac{1}{4}} \; .$$

Então, a probabilidade de perda por escape radiativo é dada pela seguinte série infinita:

$$P_{ER}^A = e^{-\Gamma_M^A T_0^A}(1 - e^{-2\Gamma_M^A T_1^A}) \sum_{i=0}^{\infty} (e^{-\Gamma_M^A (T_0^A + T_1^A)})^i \; . \tag{2.26}$$

Através de algumas manipulações matemáticas, podemos rescrever a Equação (2.26) da seguinte forma:

$$P_{ER}^{A}(R_0,R_T)=\frac{sinh[\Gamma_M^A T_1^A(R_0,R_T)]}{sinh[\Gamma_M^A(T_0^A+T_1^A)]}\ , \qquad (2.27)$$

onde $T_A(R_0) = T_0^A + T_1^A$ e :

$$T_1^A(R_0,R_T)=\frac{1}{6}\sqrt{\frac{\mu R_T^8}{2C_6}}B\left(\frac{1}{2},\frac{2}{3}\right),$$

$$R_T=\left(\frac{\mu V_T^{\,2}}{2C_6}+\frac{1}{R_0^6}\right)^{-1/6}.$$

V_T é a velocidade de escape (determinada por métodos numéricos).

Finalmente, multiplicamos as probabilidades pela densidade de pares *A-B* separados por distâncias internucleares entre R_0 e $R_0 + dR_0$: $n_A n_B 4\pi R_0^2 dR_0$ e obtemos a taxa de perdas por escape radiativo por unidade de volume:

$$\Re'_{ER}(\omega_L^A,I_A)=n_A n_B\int_0^\infty \varepsilon_A(R_0,\omega_L^A,I_A)P_{ER}^A(R_0,R_T)4\pi R_0^2 dR_0\ . \qquad (2.28)$$

Como citado anteriormente, a magnitude da interação depende de qual átomo do par heteronuclear é excitado, determinando assim o valor absoluto do coeficiente C_6. O potencial pode ser tanto atrativo como repulsivo.

Essa afirmação pode ser entendida da seguinte forma: consideremos um átomo *A* no estado excitado e um átomo *B* no estado fundamental. A energia potencial é dada pela bem conhecida expressão de *van der Waals* $U_{fe}=|C_6|/R^6$. O coeficiente C_6 pode ser estimado pelo tratamento de dois átomos *A* e *B* com um simples sistema de dois níveis com freqüência de transição

$\omega_i = 2\pi.c/\lambda_i$ e momentos de dipolo elétrico d_i (i = A ou B). A teoria de perturbação de segunda ordem fornece [27]:

$$C_6 \cong \frac{4d_A^2 d_B^2}{\hbar(\omega_A - \omega_B)} . \tag{2.29}$$

A diferença entre as energias de transição determina o caráter da interação. Se o parceiro da colisão com a maior (menor) freqüência de ressonância é excitado, a interação é geralmente repulsiva (atrativa). No caso particular de nosso interesse, Rb^*-Cs, temos a seguinte análise:

$$\lambda_{Rb} < \lambda_{Cs} \Rightarrow \omega_{Rb} > \omega_{Cs} \Rightarrow (\omega_{Rb} - \omega_{Cs}) > 0 \Rightarrow C_6 > 0 \quad \text{(repulsivo)}$$

Abaixo temos a Tabela 2.2 que contém os valores teóricos das constantes $|C_6|$ [28] para as interações de nosso interesse:

Potenciais	$\lvert C_6 \rvert$ **(x 10^4u.a)**
Li(2S)-Cs(6P)	2,6960
Na(3S)-Cs(6P)	2,3060
K(4S)-Rb(5P)	30,585
K(4S)-Cs(6P)	8,5992
Rb(5S)-Cs(6P)	8,2377
Na(3S)-Rb(5P)	1,8621

Tabela 2.2: Valores teóricos da constante $|C_6|$ para as interações nS – n'P. Os valores teóricos acima encontram-se na referência [28].

Embora o modelo de dois níveis seja demasiado simplificado para o complexo esquema de níveis de átomos reais, os coeficientes C_3 e C_6 derivados deste modelo reproduzem as ordens corretas de magnitude para pares alcalinos. Para a determinação exata dos potenciais moleculares de longo alcance, modelos elaborados com efeitos de *spin-órbita*, estados moleculares interagentes e estrutura hiperfina são necessários.

2.4 *QUASIMOLÉCULA* DUPLAMENTE EXCITADA

Um outro processo que pode ocorrer em uma AMO é a ionização fotoassociativa. Nesta seção apresentaremos apenas uma abordagem qualitativa do processo, suficiente (quando necessário) para a análise dos resultados. O processo de ionização fotoassociativa já foi tema de vários trabalhos em nosso grupo, ocorrendo somente em átomos de sódio (Na) entre os metais alcalinos [22].

A ionização fotoassociativa pode ser explicada considerando-se a existência de quatro etapas no processo. Deve ficar claro que estamos interessados nas primeiras três etapas, ou seja, até a formação da *quasimolécula* duplamente excitada. O processo será abordado considerando-se uma colisão homonuclear, porém sua adaptação ao caso heteronuclear é completamente análoga.

A ionização fotoassociativa é um processo de interação entre dois átomos que levam os mesmos à formação de uma *quasimolécula* diatômica ionizada (Na_2^+). Ambos os átomos do par iniciam a colisão em seus estados fundamentais ($3S_{1/2}$ + $3S_{1/2}$). Nesta situação, o movimento atômico é governado por forças conservativas e o potencial de interação entre eles é fraco (quase plano). Ocorre então a primeira etapa da ionização fotoassociativa, a qual consiste na absorção de um fóton de freqüência ω_1 pelo par atômico que passa a um novo estado molecular, onde os átomos ficam agora submetidos à ação de um potencial atrativo forte (longo alcance) da forma $U = -C_3/R_3$ (R corresponde à distância internuclear), como discutido na Seção 2.2.

Neste estado, $3S_{1/2}$ + $3P_{3/2}$ (ver Figura 2.2), os átomos são acelerados um contra o outro, por efeito de uma interação atrativa do tipo dipolo-dipolo ressonante, ganhando energia cinética - esta é a segunda etapa do processo. No período de aceleração pode ocorrer a absorção de um segundo fóton de freqüência ω_2 , caso o

par sobreviva ao processo de emissão espontânea, e os átomos vão para o estado $3P_{3/2} + 3P_{3/2}$, duplamente excitado, que é a terceira etapa do processo. Finalmente, se o par sobreviver nesse estado por tempo suficiente, a distância internuclear vai diminuir, devido à velocidade adquirida na etapa anterior, até ocorrer a auto-ionização que é a quarta e última etapa do processo. Toda a descrição acima referente às quatro etapas do processo estão ilustradas da Figura 2.2.

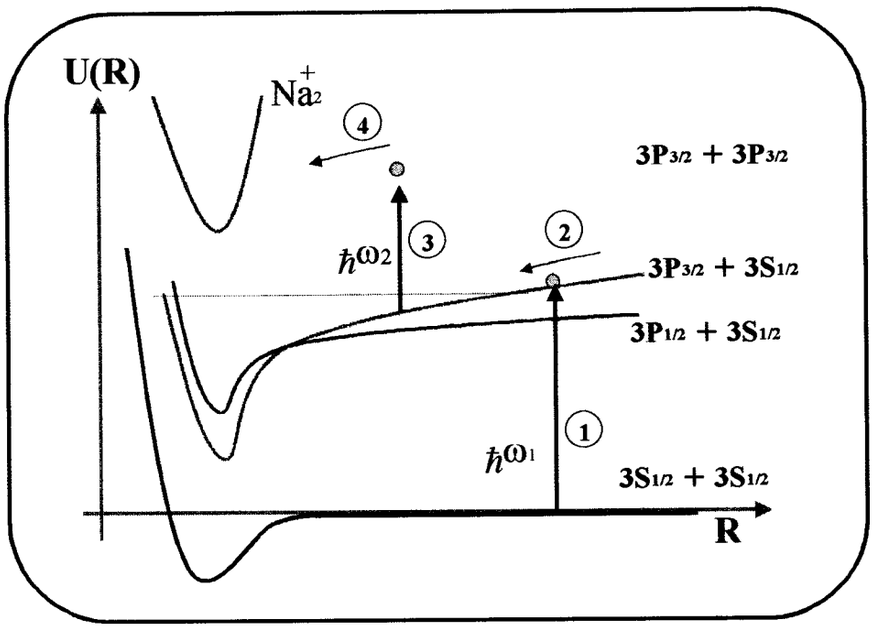


Figura 2.2: Esquema ilustrativo das quatro etapas necessárias à ocorrência do processo de ionização fotoassociativa. Estamos interessados até a etapa 3, onde ocorre a formação da *quasimolécula* duplamente excitada.

Estaremos interessados na formação de quasimoléculas heteronucleares duplamente excitadas, Rb^*-Cs^*, que ocorrem analogamente às três primeiras etapas do processo de ionização fotoassociativa. O modelo para o estudo de colisões duplamente excitadas (que também será utilizado nesta dissertação) é trabalho de Mestrado de outro aluno de pós-graduação de nosso grupo de pesquisa [34]. Com a abordagem realizada neste Capítulo, concluímos o estudo do modelo *Gallagher-Pritchard* homonuclear e sua adaptação para o estudo de colisões atômicas frias heteronucleares.

Capítulo 3

DINÂMICA DE CARGA EM UMA ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA E O APARATO EXPERIMENTAL PARA O APRISIONAMENTO SIMULTÂNEO

Este capítulo será dividido em duas seções principais. Na primeira seção abordaremos a dinâmica de uma armadilha magneto-óptica resolvendo e discutindo a equação de taxa fenomenológica que descreve a evolução temporal do número de átomos capturados pela armadilha. Em seguida, vamos nos ater à descrição do procedimento e aparato experimental utilizado para o estudo da mistura Rubídio (^{85}Rb) – Césio (^{133}Cs).

3.1 – EQUAÇÃO DE TAXA FENOMENOLÓGICA

Nesta seção inicialmente resolveremos e discutiremos a equação de taxa fenomenológica para o caso homonuclear; posteriormente acrescentaremos o termo necessário ao estudo de perdas heteronucleares.

3.1.1 – DETERMINAÇÃO DA TAXA HOMONUCLEAR

A evolução do número de átomos aprisionados por uma AMO desde o início de sua operação até o equilíbrio dinâmico pode ser qualitativamente descrito através de uma equação de taxa fenomenológica. Essa equação é um caso especial de uma relação mais geral denominada equação de *Ricatti* [24] e está descrita abaixo:

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = L - \gamma \int_{V_A} n_A dV - \beta \int_{V_A} n_A^2 dV \quad . \tag{3.1}$$

O primeiro termo à direita da igualdade é a taxa de carga (L) fortemente dependente de vários parâmetros da armadilha. O segundo termo é o produto da taxa de perdas γ devido à colisões entre átomos térmicos do vapor de fundo com átomos frios pelo número de átomos capturados até um determinado instante. O último termo é o de maior interesse pois fornece a taxa de perdas β devido à ocorrência de colisões binárias homonucleares entre átomos frios. A integração no volume da amostra do quadrado da densidade dos átomos aprisionados é devido ao fato de considerarmos que as perdas são causadas por pares de átomos, ou seja, cada colisão desse tipo (binária) causa a perda de dois átomos da armadilha (no caso homonuclear).

Uma observação é relevante aqui: a taxa $\Re_{ER}(\omega_L, I)$ calculada na Capítulo 2 e a taxa β que será determinada nesta seção, estão relacionadas segundo a equação abaixo:

$$\beta = \frac{\Re_{ER}}{n_A^2} \, .$$

Nesta abordagem, desprezamos perdas originadas por colisões de três ou mais átomos, pois acreditava-se que colisões envolvendo mais de dois átomos fossem insignificantes considerando-se o baixo número e as pequenas densidades

atômicas obtidas em AMO convencionais. Todavia, já existe na literatura [29] trabalhos que discutem a possibilidade da ocorrência de perdas devido à colisões entre três átomos. Este tipo de colisão só ocorre no estado de condensação *Bose-Einstein* [10], onde a densidade é suficientemente alta.

Para resolvermos a Equação (3.1) inicialmente vamos escolher um sistema de coordenadas conveniente e proceder de tal forma que a solução da equação fique em função de parâmetros que possam ser obtidos experimentalmente. Escolhendo um sistema de coordenadas esféricas e supondo que os átomos estejam ocupando a região da amostra segundo uma distribuição gaussiana (segundo observações experimentais), podemos definir a densidade como :

$$n_A(R) = n_0^A e^{-2\left(\frac{R}{w_A}\right)^2} , \tag{3.2}$$

onde w_A é a cintura gaussiana da distribuição atômica. Utilizando a Relação (3.2) podemos rescrever o segundo e o terceiro termos da Equação (3.1) como segue abaixo

$$\int_{V_A} n_A dV = N_A = n_0^A w_A^3 \sqrt{\left(\frac{\pi}{2}\right)^3} , \tag{3.3}$$

$$\int_{V_A} n_A^2 dV = \frac{N_A^2}{\sqrt{\pi^3} w_A^3} , \tag{3.4}$$

onde N_A é o número total de átomos.

Substituindo as relações obtidas em (3.3) e (3.4) na Equação (3.1) obtemos uma equação bastante simples mostrada abaixo:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - aN_A - bN_A^2 \quad , \tag{3.5}$$

com $$a = \gamma \quad \text{e} \quad b = \frac{\beta}{\sqrt{\pi^3} w_A^3} \quad .$$

No início da operação não existem átomos aprisionados, portanto o termo de carga deve dominar completamente nos primeiros instantes. Conforme o tempo evolui, o número de átomos aprisionados aumenta e os canais de perdas por colisões tornam-se cada vez mais importantes. Isso faz com que a inclinação da curva (inicialmente L) se modifique até atingir um equilíbrio dinâmico onde o número de átomos capturados é igual ao número de átomos que escapam da armadilha. Nesse caso temos:

$$\lim_{t \to \infty} \frac{dN_A}{dt} = 0 = L - aN_A^T - b(N_A^T)^2 \tag{3.6}$$

cuja solução é:

$$N_A^T = \frac{\sqrt{a^2 + 4Lb} - a}{2b} \quad , \tag{3.7}$$

onde N_A^T é o número total de átomos que podem ser capturados pela armadilha numa dada situação experimental. Façamos $D = \sqrt{a^2 + 4Lb}$ para facilitar a compreensão em passos seguintes. Já determinamos duas condições de contorno para $t \to 0^+$ e $t \to \infty$, podendo utilizá-las na determinação da solução da Equação (3.5). Por conveniência, empregaremos a condição $t \to \infty$ (Equação (3.7)) e aplicando métodos convencionais baseados no uso da equação característica em conjunto com funções de *Green* e procurando pelas soluções reais encontramos:

$$N_A(t) = \frac{D}{2b} \tanh\left[\frac{D}{2}t + \operatorname{arctanh}\left(\frac{a}{D}\right)\right] - \frac{a}{2b} \quad . \tag{3.8}$$

Agora, faremos uma discussão a respeito da determinação dos parâmetros L, γ e β a partir das curvas de carga. Inicialmente, vamos adquirir informações a respeito dos intervalos capazes de nos fornecer os parâmetros menos importantes: L e γ. Isso pode ser conseguido através do ajuste teórico dos primeiros pontos das curvas num intervalo de poucas centenas de milissegundos a partir do início do carregamento da armadilha. Nessas condições, a Equação (3.1) pode ser escrita na forma:

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = L - \gamma N_A(t) \Rightarrow N_A(t) = \frac{L}{\gamma}\left(1 - e^{-\gamma t}\right). \qquad (3.9)$$

Uma vez determinado os intervalos de valores possíveis para L e γ, fazemos o ajuste das curvas, até o estado estacionário, pela Equação (3.8) (a solução exata). Observe que nesta parte final estamos interessados em obter o valor do parâmetro b, o qual é diretamente proporcional à taxa de perdas homonuclear (β). Assim, antes de iniciar o ajuste para uma dada condição de intensidade, restringimos o intervalo de valores acessíveis a L e γ de acordo com o obtido na etapa anterior.

Outro resultado importante que deve ser obtido para determinarmos o valor da taxa de perdas é a cintura gaussiana da distribuição atômica (w_A). Para isso, associamos o sinal da imagem da nuvem atômica capturada por uma câmara CCD (*Charge-Coupled Device*) a um circuito denominado *line grabber*, capaz de selecionar uma única linha da matriz da imagem. Assim, determinados os valores de L, γ, b, w_A e N_A^T podemos determinar β a partir da Equação (3.7):

$$\beta = \frac{\sqrt{\pi^3}\left(\sqrt{\gamma^2 + 4Lb} - \gamma\right)w_A^3}{N_A^T} \quad . \qquad (3.10)$$

3.1.2 – DETERMINAÇÃO DA TAXA HETERONUCLEAR

A solução obtida na Seção 3.1.1 é geral, onde utilizamos a hipótese de uma única amostra atômica presente. Para o caso heteronuclear modificaremos a Equação (3.1) incluindo um termo responsável pelas perdas por colisões binárias entre átomos distintos:

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = L - \gamma \int_{V_A} n_A dV - \beta \int_{V_A} n_A^2 dV - \beta' \int_{V_A} n_A n_B dV \quad . \qquad (3.11)$$

Analogamente ao caso homonuclear, a taxa β' que será determinada nesta seção relaciona-se com a taxa $\Re'_{ER}(\omega_L^A, I_A)$ do Capítulo 2, segundo a equação abaixo:

$$\beta' = \frac{\Re'_{ER}}{n_A n_B} .$$

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado na Seção 3.1.1, vamos supor que os átomos estejam distribuídos em suas respectivas amostras de acordo com:

$$n_A(R) = n_0^A e^{-2\left(\frac{R}{w_A}\right)^2} \quad \text{e} \quad n_B(R) = n_0^B e^{-2\left(\frac{R}{w_B}\right)^2} \quad . \qquad (3.12)$$

Assim, utilizando as equações acima, podemos rescrever o último termo da Equação (3.11) da seguinte forma:

$$\int_{V_A} n_A n_B dV = \sqrt{\left[\frac{2}{\pi(w_A^2 + w_B^2)}\right]^3} N_A N_B \quad , \qquad (3.13)$$

onde N_A e N_B são, respectivamente, os números totais de átomos capturados das amostras A e B.

Utilizando os resultados obtidos anteriormente em (3.3) e (3.4), em conjunto com (3.13) a Relação (3.11) pode ser escrita como segue abaixo:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - aN_A - bN_A^2 \quad , \tag{3.14}$$

onde agora a e b passam a obedecer as seguintes relações:

$$a = \gamma + \sqrt{\left[\frac{2}{\pi(w_A^2 + w_B^2)}\right]^3} N_B \beta' \quad \text{e} \quad b = \frac{\beta}{w_A^3 \sqrt{\pi^3}} \tag{3.15}$$

Agora, vamos obter uma equação relacionando os parâmetros experimentais e a taxa de perdas por colisões heteronucleares, β'. É possível obter-se da curva de número de átomos aprisionados como função do tempo, os números finais de átomos capturados por ambas as armadilhas na situação onde estão presentes as duas amostras. Analisando <u>ambas as situações no estado estacionário</u> imaginamos que, a menos do número final de átomos capturados, a única diferença é a presença de um mecanismo de perdas extra e, portanto, propomos a seguinte igualdade:

$$L - \gamma N_A^T - b(N_A^T)^2 = 0 = L - a\overline{N_A^T} - b(\overline{N_A^T})^2 \, , \tag{3.14}$$

onde $\overline{N_A^T}$ é o número final de átomos capturados da amostra A na presença da amostra B. A Relação (3.14) pode ser rescrita, de acordo com (3.13), como:

$$\gamma(N_A^T - \overline{N_A^T}) + b[(N_A^T)^2 - (\overline{N_A^T})^2] = N_B^T \, \overline{N_A^T} \sqrt{\left[\frac{2}{\pi[(w_A^*)^2 + w_B^2]}\right]^3} \beta' \, , \tag{3.15}$$

onde w_A^* é a cintura gaussiana da amostra aprisionada A na presença da amostra B. Finalmente obtemos:

$$\beta' = \sqrt{\left[\frac{\pi[(w_A^*)^2 + w_B^2]}{2}\right]^3 \left[\frac{\gamma(N_A^T - \overline{N_A^T}) + b[(N_A^T)^2 - (\overline{N_A^T})^2]}{N_B^T \overline{N_A^T}}\right]} \quad . \quad (3.16)$$

3.2 – ARRANJO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA O ESTUDO DE SISTEMAS HETERONUCLEARES: Rb-Cs, UM EXEMPLO

Nesta seção apresentaremos uma abordagem a respeito do aparato experimental necessário para realização de experimentos no sistema heteronuclear Rb-Cs. Também descreveremos o procedimento necessário para a obtenção dos resultados experimentais.

3.2.1 – ARRANJO EXPERIMENTAL

Uma visão geral da câmara de aprisionamento utilizada em nossas experiências, com alguns dos equipamentos conectados a ela, é mostrado na Figura 3.1. Já na Figura 3.2 tem-se um diagrama esquemático simplificado do sistema, destacando-se alguns dos seus equipamentos periféricos. Nosso aparato experimental consistia de uma câmara de aprisionamento construída em aço inoxidável em forma de disco possuindo um total de quatorze janelas. Dez janelas eram utilizadas para o acesso dos feixes laseres, enquanto as demais eram utilizadas para observação e detecção da luz emitida pela nuvem de átomos frios aprisionados. Sobre o eixo z (em cima da câmara de aprisionamento) estava localizada uma peça especial denominada *six-way cross*, com quatro reservatórios

contendo os quatro metais alcalinos de nosso interesse: sódio (^{23}Na), potássio (^{39}K), rubídio (^{85}Rb) e césio (^{133}Cs).

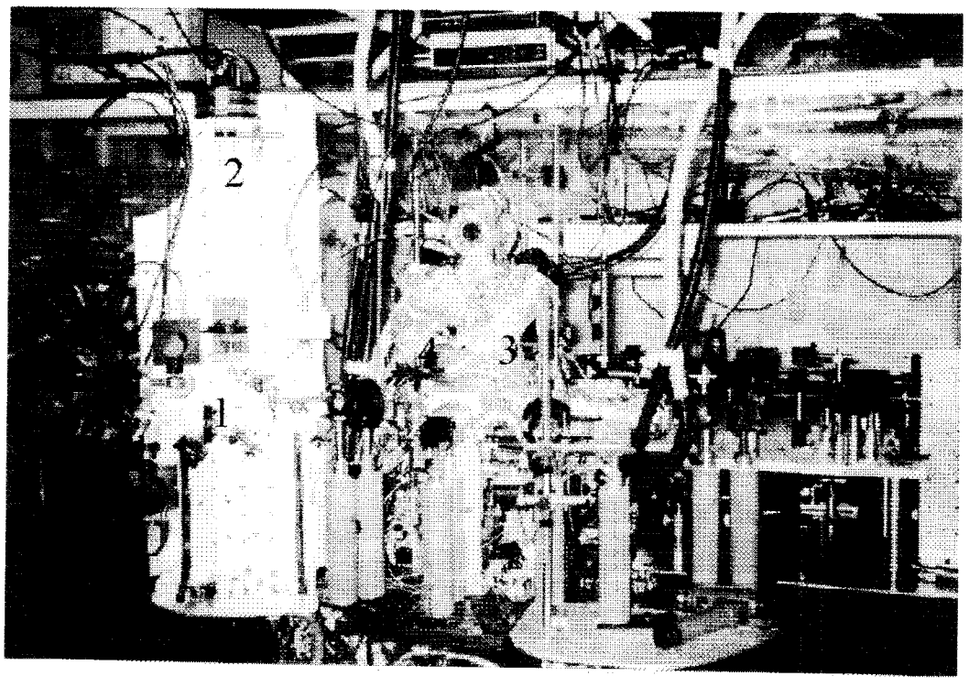


Figura 3.1: Foto do aparato experimental utilizado nas experiências. 1 é o tubo fotomultiplicador, 2 a câmera CCD, 3 os reservatórios e válvulas, 4 bobina superior e 5 o 'pescoço' da bomba turbo-molecular.

Cada reservatório estava envolto por fitas térmicas que, em conjunto com uma válvula apropriada, serviam para regular a pressão parcial do vapor de cada alcalino no interior da câmara de aprisionamento. Esse controle de temperatura de cada reservatório se fez necessário pelo fato de os quatros metais alcalinos citados anteriormente possuírem pressões parciais distintas quando estão à mesma temperatura.

A pressão no interior da câmara de aprisionamento era da ordem de 10^{-9} torr, mantida assim por um par de bombas de vácuo - inicialmente ligou-se uma bomba turbo-molecular e posteriormente uma bomba iônica independe, atingindo assim o vácuo necessário à nossa experiência.

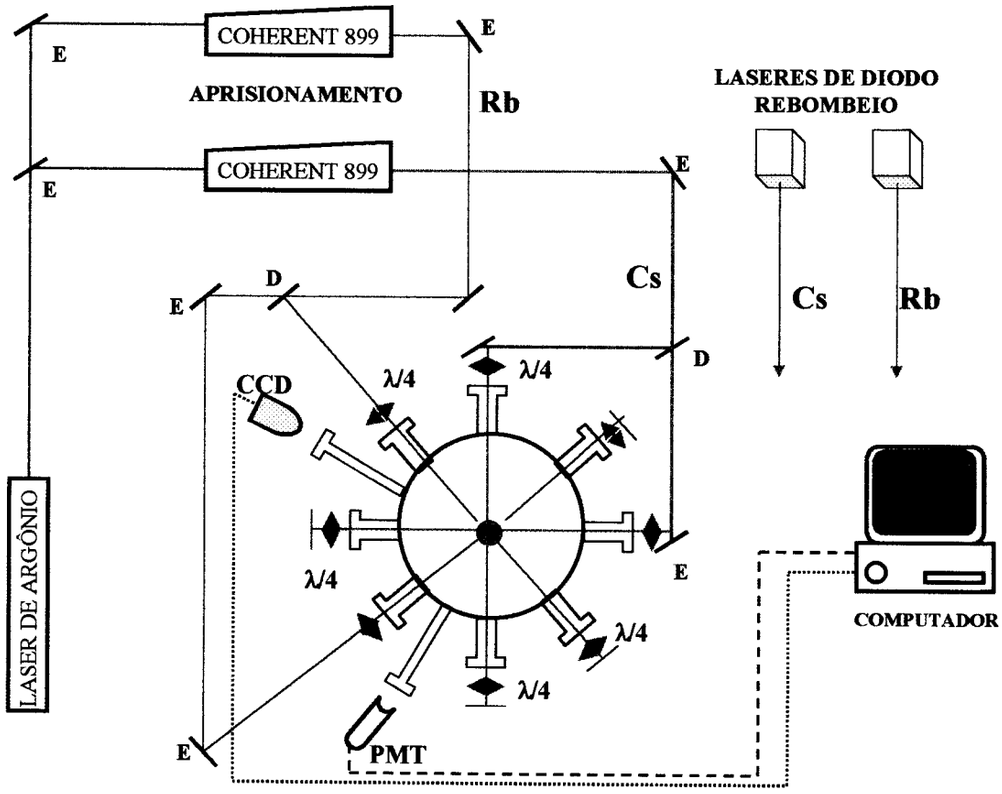


Figura 3.2: Diagrama esquemático ilustrando a câmara de aprisionamento e alguns equipamentos periféricos (laseres, câmera CCD, tubo fotomultiplicador, etc.). **E** são espelhos, **D** os divisores de feixe e **λ/4** são as lâminas polarizadoras.

Duas bobinas em configuração anti-Helmholtz foram montadas externamente à câmara de aprisionamento para fornecer o campo magnético quadrupolar necessário para separar os níveis de energia Zeeman dos átomos que se pretendiam aprisionar. Utilizou-se uma intensidade de 20 A, a qual produziu um gradiente de campo magnético na região central da câmara de aprisionamento da ordem de 10 G/cm no plano xy e o dobro desse valor na direção vertical (eixo z).

Dez pares de feixes laseres contrapropagantes e convenientemente polarizados interceptavam-se na região central da câmara de aprisionamento, onde o campo magnético varia linearmente com a posição. As polarizações corretas eram obtidas com o auxílio de lâminas de quarto de onda (λ/4), no plano xy,

independentes para o Rb e o Cs. Todavia, como os feixes laseres para ambas as amostras eram combinados no eixo z, as polarizações corretas foram obtidas com o uso de rombos acromáticos de *Fresnel*, os quais introduzem uma rotação de $\lambda/4$ nas radiações eletromagnéticas incidentes.

As primeiras armadilhas magneto-ópticas foram construídas a partir de um feixe atômico previamente desacelerado [7]. Em 1900, *Monroe* e colaboradores [8] realizaram o aprisionamento de Cs em uma câmara de vapor. Esse trabalho foi um grande avanço para o aprisionamento atômico, uma vez que simplificou muito o aparato experimental eliminando o feixe atômico. Supondo que os vapores de Rb e Cs possuam uma distribuição de velocidades do tipo *Maxwell-Boltzmann*, apenas uma parte dos átomos correspondentes ao início da distribuição (átomos com velocidades abaixo da velocidade de captura) serão aprisionados.

O laser utilizado no aprisionamento de Rb é do tipo *Titânio-safira* (*Coherent* 899), sendo ajustado para atuar na linha D_2 do átomo de Rb (λ_{Rb} = 780 nm) e promovendo a transição do estado fundamental $5S_{1/2}$ (F= 3) para o estado excitado $5P_{3/2}$ (F' = 4) com uma dessintonia Δ_{Rb} = -5 MHz ~ $1\Gamma_{Rb}$ ($\Delta = \omega_0 - \omega_L$) para o vermelho em relação à freqüência natural da transição. As regras de seleção para transição dipolar elétrica fazem do Rb um sistema muito próximo ao de um átomo de dois níveis, que é o que se deseja para fazer o aprisionamento, pois temos um processo contínuo de interação da radiação eletromagnética com o átomo. No entanto, existe uma probabilidade do sistema fazer transições erradas (devido à presença de estados energéticos hiperfinos) e lesar o processo de acúmulo de átomos. Esta perda para nossa armadilha é tão significativa que apenas com o feixe laser de aprisionamento não é possível se observar átomos aprisionados. Para solucionar esse problema e aumentar a eficiência do processo é utilizado um segundo laser denominado rebombeio. Este, no caso do Rb, era fornecido por um laser semicondutor (Diodo SDL) ajustado para atuar na transição atômica $5S_{1/2}$ (F

=2) $\rightarrow$ $5P_{3/2}$ (F'= 3) com uma dessintonia Δ_{Rb} = -5 MHz. Esse laser faz com que os átomos originalmente no estado $5S_{1/2}$ (F = 2), transicionem para o estado $5P_{3/2}$ (F'= 3) e possam eventualmente transicionar para o estado $5S_{1/2}$ (F = 3) possibilitando sua participação no processo de aprisionamento novamente.

Para aprisionar o Cs utilizamos um laser do tipo *Titânio-safira* (*Coherent* 899). Este laser foi ajustado para atuar na linha D_2 do átomo de Cs (λ_{Cs} = 852 nm), promovendo a transição do estado fundamental $6S_{1/2}$ (F = 4) para o estado excitado $6P_{3/2}$ (F'= 5) com uma dessintonia Δ_{Cs} = -5 MHz ~ 1 Γ_{Cs} para o vermelho em relação à freqüência natural da transição. Pelo mesmo inconveniente já discutido anteriormente para o átomo de Rb, para o aprisionamento de Cs se faz necessário a utilização de um laser de rebombeio. Essa freqüência de rebombeio era fornecida por um laser semicondutor (Diodo DBR – *Distributed Bragg Reflector* – SDL 5400) com estabilidade em freqüência (largura de linha) da ordem de 1 MHz, ajustado para atuar na transição $6S_{1/2}$ (F= 3) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ (F'= 4) com uma dessintonia Δ_{Cs} = -5 MHz.

Para ajustar a freqüência de emissão dos laseres de aprisionamento e rebombeio do Rb e Cs contávamos com um sistema de absorção saturada, o qual nos permitia obter o espectro de absorção saturada da linha D_2 de ambos os alcalinos estudados.

Na Figura 3.3 temos os diagramas esquemáticos dos níveis hiperfinos da linha D_2 dos átomos de Rb e Cs e a atuação dos laseres de aprisionamento e rebombeio para cada espécie.

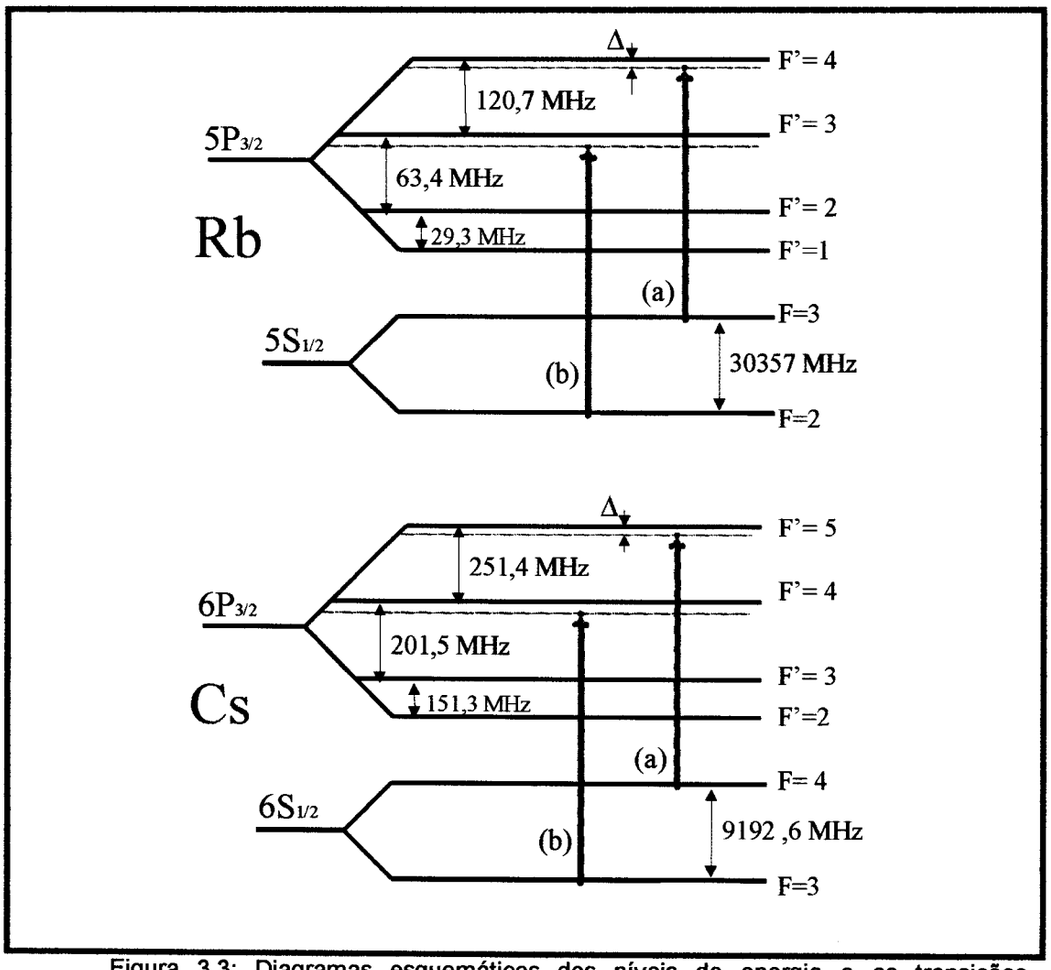


Figura 3.3: Diagramas esquemáticos dos níveis de energia e as transições utilizadas no aprisionamento de Rb e Cs. Em ambas as figuras (a) é a transição de aprisionamento, (b) a transição de rebombeio e Δ= -5 MHz é a dessintonia empregada no experimento. As separações entre os níveis não se encontram em escala.

Após aprisionar as duas espécies (Rb e Cs) independentemente, ambas as nuvens atômicas foram sobrepostas (isso era realizado com o auxílio dos espelhos e de duas câmeras CCD), sendo que a nuvem menor composta por átomos de Rb era completamente envolvida pela nuvem de Cs. Isso era necessário para garantir que todos os átomos de Rb estariam sob influência dos átomos de Cs.

Parâmetros como o volume e a distribuição espacial da nuvem atômica foram obtidos para cada amostra através de uma câmara CCD acoplada a uma das janelas de observação da câmara de aprisionamento. Para captar a luz emitida pelas nuvens atômicas aprisionadas utilizávamos um tubo fotomultiplicador (PMT).

O sistema de aquisição de dados era controlado por um microcomputador, ao qual estava conectada e instalada uma placa de aquisição fabricada pela *National Instruments.*

3.2.2 – PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A técnica adotada para estudar a mistura Rb-Cs consiste em monitorar continuamente, durante um longo intervalo de tempo (~ 10 segundos), o sinal de um único tubo fotomultiplicador calibrado, analisando cada período temporal separadamente. Ou seja, a primeira curva de carga da Figura 3.4 é relativa apenas ao carregamento da amostra aprisionada de rubídio (Rb). A segunda curva é relativa ao carregamento da amostra aprisionada de césio (Cs) até que ela se encontre em seu estado de equilíbrio dinâmico. Nesse momento, o laser de aprisionamento de Cs é repentinamente bloqueado e o sinal gerado pelo tubo fotomultiplicador cai até um determinado valor, mínimo naquela região temporal. Esse valor é equivalente ao estado estacionário que a armadilha de Rb atingiria se carregada na presença da amostra de Cs. A partir daí, continuamos monitorando o sinal do tudo fotomultiplicador até que retorne ao valor estacionário atingido anteriormente (4 ~ 5 s), na ausência de Cs. Assim, garantimos que as condições gerais de funcionamento da armadilha de Rb permaneceram inalteradas durante a varredura.

Note que toda a informação necessária está contida na Figura 3.4. Primeiro determinamos os valores de L e γ realizando o ajuste teórico dos pontos iniciais (poucas centenas de milissegundos) da primeira curva (Rb) com a Equação (3.9). Obtidos os intervalos de valores possíveis para L e γ, fazemos o ajuste teórico da curva (até o estado estacionário) com a Equação (3.8) e obtemos β. O valor de β' é

obtido algebricamente através da Equação (3.16) com a condição de contorno $\frac{dN_{Rb}}{dt} = 0$, a partir do ponto de mínimo na presença de Cs e dos parâmetros previamente determinados. Observe que não havia como realizarmos um ajuste teórico para determinar diretamente o valor de β', só podendo este ser encontrado a partir dos valores dos outros parâmetros combinados.

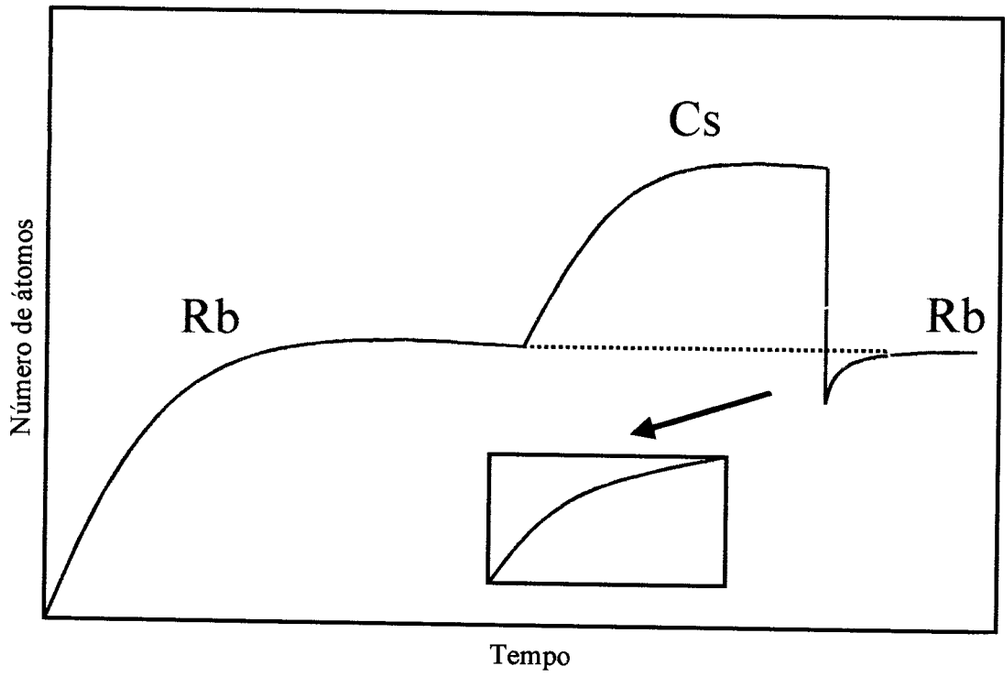


Figura 3.4: Esquema de etapas de carregamento das armadilhas de Rb e Cs. No detalhe inferior pode-se observar melhor a região envolvida pelo círculo, ou seja, o mínimo alcançado pela nuvem de Rb no momento da interrupção do laser de aprisionamento de Cs.

Capítulo 4

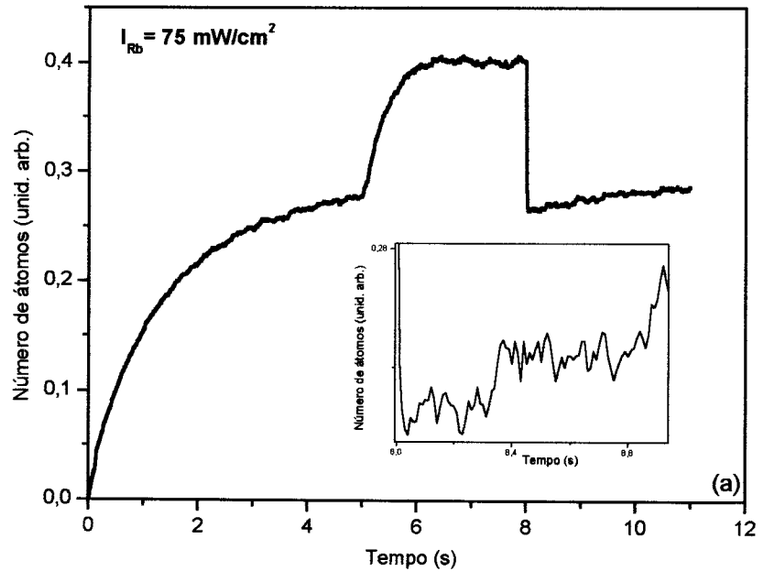
ESTUDO DE TAXAS DE PERDAS EM SISTEMAS HETERONUCLEARES

Inicialmente neste capítulo apresentaremos os resultados experimentais inéditos obtidos para a mistura Rb-Cs. Será estudada a dependência das taxas homonucleares e heteronucleares com a intensidade do laser de aprisionamento. Os resultados experimentais serão comparados com os modelos teóricos apresentados anteriormente. Em seguida discutiremos a dependência das taxas de perdas heteronucleares com a razão das massas do par atômico e finalmente, analisaremos resultados experimentais de outros sistemas heteronucleares.

4.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS – DEPENDÊNCIA COM A INTENSIDADE: Rb-Cs, UM EXEMPLO

Uma série de medidas foram realizadas para se determinar as taxas de perdas homonucleares e heteronucleares para a mistura Rb-Cs como função da intensidade do laser de aprisionamento. As Figuras 4.1 (a) e (b) ilustram as curvas (número de átomos aprisionados em função do tempo) obtidas para a nuvem de Rb na ausência e na presença da nuvem de Cs, para duas intensidades do laser de aprisionamento.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO



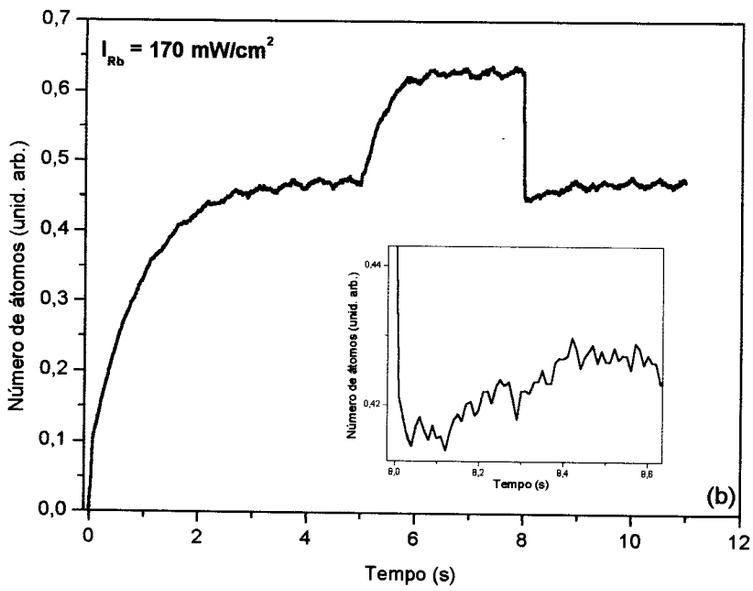


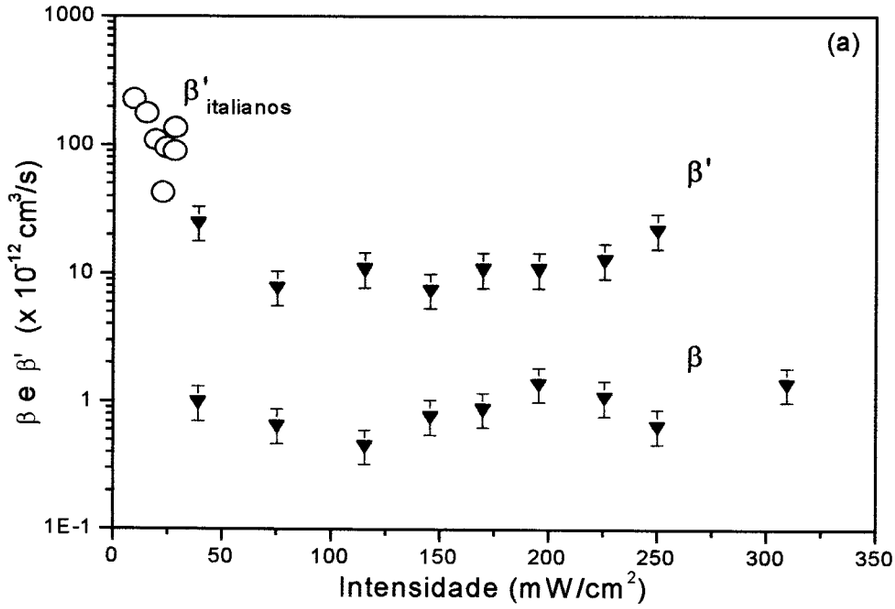
Figura 4.1 (a) e (b): Número de átomos aprisionados em função do tempo na ausência e presença da nuvem de Cs para duas intensidades distintas do laser de aprisionamento. Os gráficos menores mostram o mínimo alcançado pela nuvem de Rb no momento da interrupção do laser de aprisionamento de Cs.

Como já discutido no Capítulo 3, a dinâmica de nossa AMO pode ser estudada através de equações de taxas fenomenológicas (Equações (3.1) e (3.11)), as quais descrevem a evolução do número de átomos aprisionados com o decorrer do tempo. O procedimento utilizado para o ajuste teórico nas nove curvas semelhantes às da Figura 4.1 foi abordado no Capítulo 3.

Com o aumento do número de átomos capturados há também um aumento da densidade, assim, eles estarão mais próximos entre si e passarão a absorver mais os fótons espalhados pelos seus vizinhos. Essa intensificação na troca de *momentum* entre átomos e fótons apresenta-se como uma interação repulsiva em conjunto com colisões atômicas, limitando a densidade final. Isso evolui até se atingir o equilíbrio dinâmico com uma densidade constante.

Realizando os ajustes teóricos cuidadosamente, podemos obter para cada curva os parâmetros L, γ, β, N_{Rb} e N_{Cs} como já abordado anteriormente. O valor de β' é obtido algebricamente através da Equação (3.16). Os valores para cada amostra aprisionada independentemente foram os seguintes: $N_{Rb} \approx 2 \times 10^8$ átomos e $N_{Cs} \approx 3 \times 10^7$ átomos para o maior valor de intensidade do laser de aprisionamento ($I \sim 300$ mW/cm^2). As cinturas gaussianas das distribuições espaciais das nuvens de Rb e de Cs foram: $w_{Rb} \approx 1$mm e $w_{Cs} \approx 1{,}5$mm, fornecendo densidades da ordem de $n_{Rb} \approx 5 \times 10^{10}$ átomos/cm^3 para o Rb e $n_{Cs} \approx 2 \times 10^{10}$ átomos/cm^3 para o Cs.

Na Figura 4.2 (a), estão ilustrados os valores das taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}) como função da intensidade do laser de aprisionamento do Rb. Cada triângulo, verde ou azul, representa uma média de oito ou mais medidas realizadas independentemente. As taxas de perdas heteronucleares para o sistema Rb-Cs foram determinadas em colaboração com pesquisadores da *Universidade de Pisa* (Itália) [30].



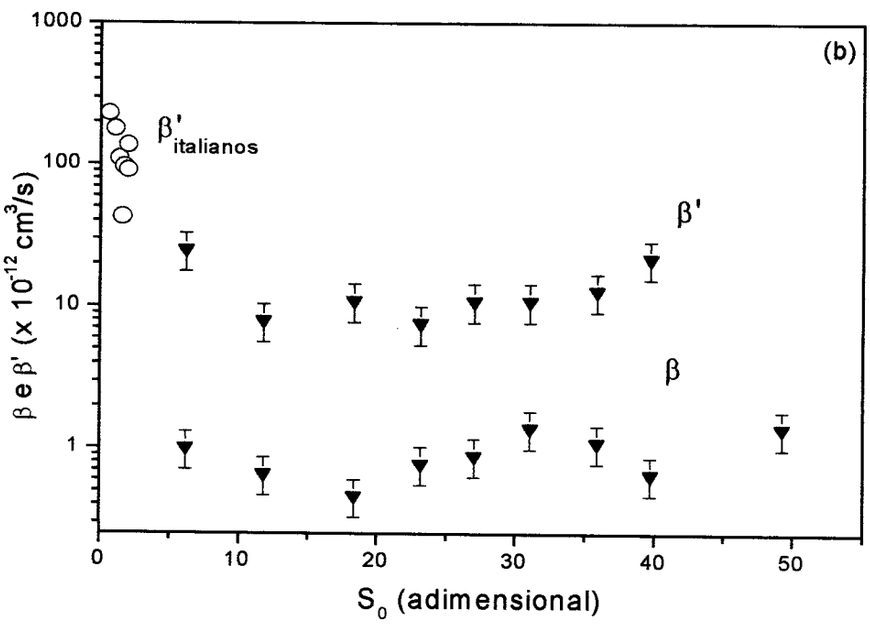


Figura 4.2: (a) Taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}) para o sistema Rb-Cs. A figura contém os resultados experimentais onde cada triângulo representa uma média de oito ou mais medidas independentes. Os círculos vermelhos são resultados experimentais obtidos para a mistura ^{87}Rb-^{133}Cs por um grupo italiano. (b) β (I_{Rb}) e β' (I_{Rb}, I_{Cs}) como função do parâmetro de saturação.

Na Figura 4.2 (b) estão ilustrados os valores das taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}) como função do parâmetro de saturação S_0. O parâmetro de saturação é expresso pela relação $S_0 = \frac{\left(I/I_S\right)}{1+4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2}}$,

onde I_S é a intensidade de saturação, Γ a largura natural de linha e $\Delta = (\omega - \omega_0)$ é a dessintonia do laser de aprisionamento utilizada nas experiências.

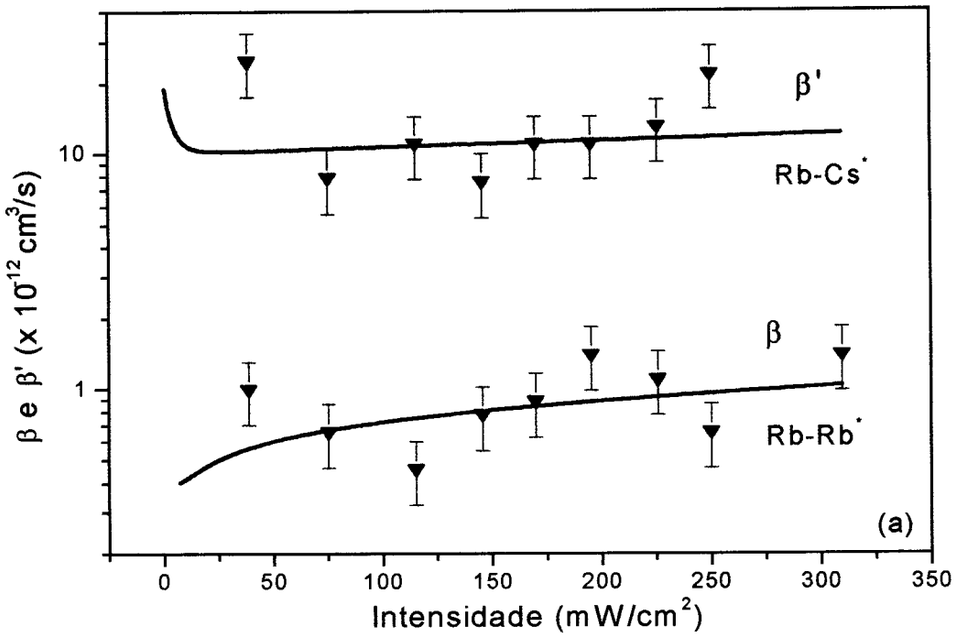
Nossa experiência foi realizada com o laser de aprisionamento de Rb variando de 40 a 300 mW/cm^2 e a experiência italiana no intervalo de 9 a 35 mW/cm^2. Para facilitar a discussão dos resultados, classificaremos como regime de baixa intensidade do laser de aprisionamento o intervalo utilizado pelos pesquisadores italianos e denominaremos de regime de alta intensidade o intervalo usado em nossas experiências.

A primeira observação que podemos fazer a respeito dos dados da Figura 4.2 (a) é que β' (I_{Rb}, I_{Cs}) chega a ser duas ordens de magnitude maior do que $\beta(I_{Rb})$, o que discutiremos com mais detalhes no momento apropriado. Resultados experimentais de β (I_{Rb}) no regime de alta intensidade são inéditos, não existindo nada reportado na literatura. Para o regime de baixa intensidade β (I_{Rb}) já foi bastante estudado e existem muitos trabalhos experimentais a respeito [17,31].

Para estudarmos β (I_{Rb}) no regime de alta intensidade do laser de aprisionamento vamos considerar a existência de apenas uma possibilidade de colisão exoérgica envolvendo átomos no estado excitado: Rb-Rb* (* indica um átomo de Rb no primeiro estado excitado). A Figura 4.3(a) ilustra os pontos experimentais para β (I_{Rb}) e o ajuste teórico (modelo GP) envolvendo colisões do tipo Rb-Rb*. A normalização dos resultados do modelo relativamente aos pontos experimentais foi realizado através de uma constante multiplicativa.

No modelo apresentado no Capítulo 2, verificamos que a profundidade da armadilha (Λ) desempenha um importante papel no cálculo de β e β' (ver Equações (2.17) e (2.27) $\Rightarrow \Lambda \propto m_A.V_T^2$). A Figura 4.4(a) ilustra as profundidades das armadilhas (Λ) para ^{85}Rb e ^{133}Cs, as quais foram determinadas mediante um modelo que calcula a velocidade de escape (V_T) como função da intensidade do laser de aprisionamento, dessintonia e parâmetros atômicos fundamentais (tempo de vida, intensidade de saturação, largura de linha, etc.). Para determinar a velocidade de escape, realizamos uma simulação onde um átomo é "solto" no centro de uma AMO com velocidade e posição iniciais. As forças de radiação são então permitidas a atuar sobre o átomo e a trajetória é seguida para determinar se o mesmo escapou ou não [35].

Definimos velocidade de escape como a velocidade mínima que um átomo deve possuir no centro da armadilha para escapar das forças de confinamento. No regime de baixa intensidade do laser de aprisionamento, a profundidade da armadilha é rasa (ver Figura 4.4 (a)) confinando apenas átomos com velocidades muito baixas. Com o aumento da intensidade do laser de aprisionamento, a profundidade também começa a crescer atingindo um valor máximo em $I_{max} \sim 45$ mW/cm^2. Após essa I_{max} a profundidade começa a diminuir lentamente, mesmo com o aumento da intensidade do laser. Isto decorre do alargamento por potência [26], ou seja, a altas intensidades o átomo não consegue distinguir as forças de radiação dos feixes contapropagantes. Isto causa um decréscimo na força viscosa e portanto uma diminuição na profundidade da armadilha. A Figura 4.4(b) ilustra a fração de átomos de Rb e Cs no primeiro estado excitado como função da intensidade do laser de aprisionamento obtidas através de um modelo de dois níveis. A Figura 4.4(b) será necessária para a interpretação dos resultados experimentais.



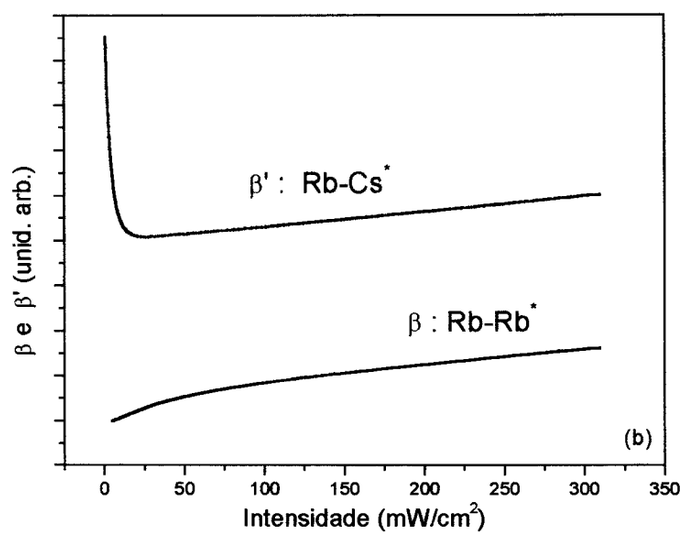


Figura 4.3: Taxas de perdas homonucleares β (I_{Rb}) e heteronucleares β' (I_{Rb}, I_{Cs}). (a) Resultados experimentais onde cada triângulo (verde ou azul) representa uma média de oito ou mais medidas independentes. As linhas sólidas preta e vermelha são os ajustes teóricos para cada situação. (b) Ilustra a evolução teórica prevista para as taxas β (I_{Rb}) e β' (I_{Rb}, I_{Cs}) pelo modelo GP, considerando-se os canais de perdas Rb-Rb* e Rb-Cs* respectivamente.

Intensidade (mW/cm²)

Figura 4.4: (a) Profundidade da armadilha (Λ) como função da intensidade do laser de aprisionamento para Rb e Cs. Estas curvas foram construídas através de um modelo que calcula a velocidade de escape do átomo levando-se em consideração as forças de pressão de radiação e campo magnético em uma AMO. (b) Fração de átomos (Π) de Rb e de Cs no primeiro estado excitado (modelo de dois níveis).

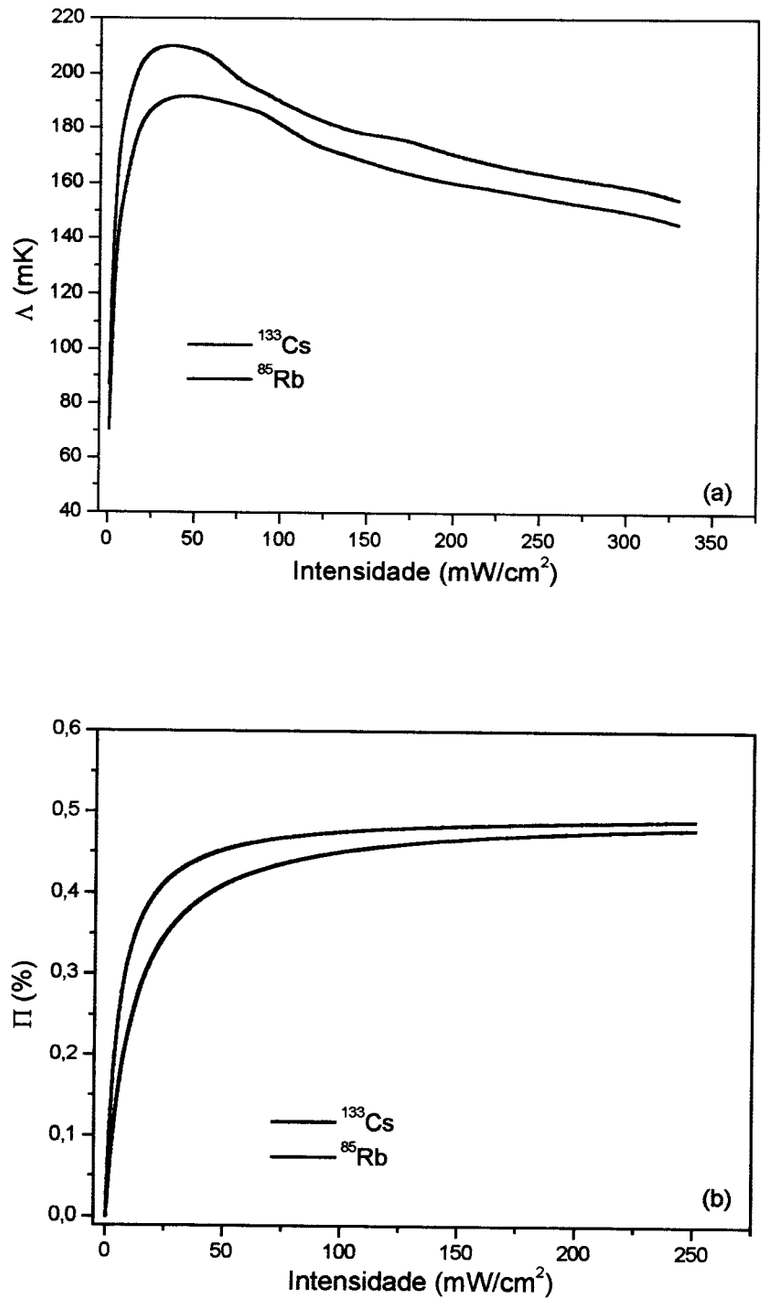


Figura 4.4: (a) Profundidade da armadilha (Λ) como função da intensidade do laser de aprisionamento para Rb e Cs. Estas curvas foram construídas através de um modelo que calcula a velocidade de escape do átomo levando-se em consideração as forças de pressão de radiação e campo magnético em uma AMO. (b) Fração de átomos (Π) de Rb e de Cs no primeiro estado excitado (modelo de dois níveis).

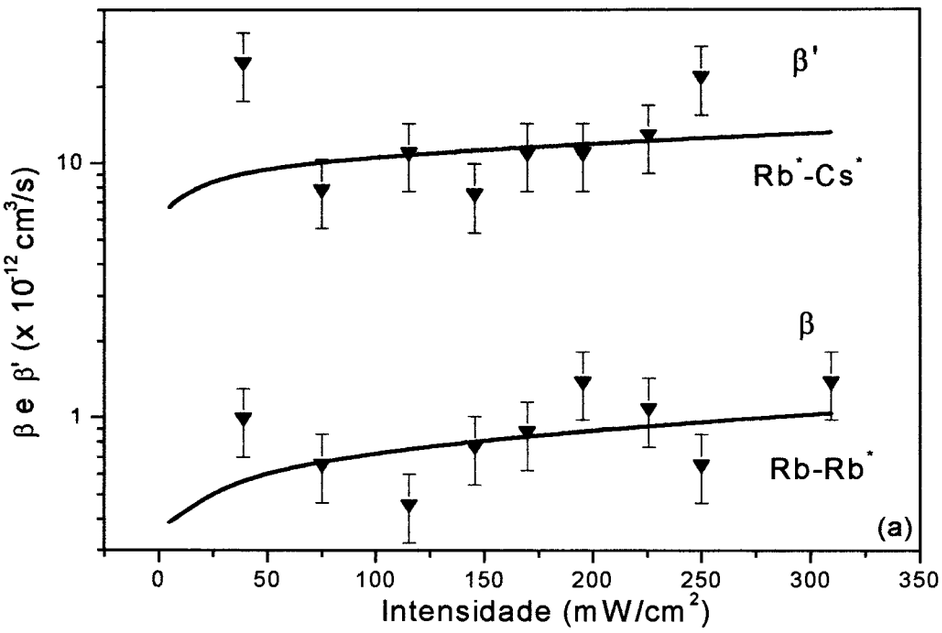
Neste regime de intensidade, β (I_{Rb}) assume valores aproximadamente constantes e pode ser interpretado da seguinte forma: a profundidade da armadilha varia lentamente (Λ_{Rb} ~ 170 mK) como ilustra a Figura 4.4(a) e a fração de átomos no estado excitado é significativa (Π_{Rb} ~ 50%, ver Figura 4.4(b)), privilegiando colisões no estado excitado, principalmente escape radiativo (ER). O processo de ER pode liberar energia suficiente para causar a perda do par atômico da armadilha no caso homonuclear. O resultado do modelo GP está em boa concordância com os pontos experimentais - as perdas nesse regime são devido ao processo de ER segundo o canal Rb-Rb*. No caso heteronuclear, devido à razão das massas, o átomo de maior massa receberá menor energia do processo de ER o que pode ser insuficiente para ejetar o mesmo da armadilha.

Vale ressaltar que os resultados de β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) obtidos pelos pesquisadores italianos no regime de baixa intensidade e os nossos valores de β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) no regime de alta intensidade são inéditos. Para interpretar os resultados experimentais β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) no regime de alta intensidade, contidos na Figura 4.2 (a), vamos considerar a existência de três possibilidades de colisões exoérgicas nas quais estão envolvidas as espécies em estado excitado: Rb-Cs*, Rb*-Cs e Rb*-Cs*. Os potenciais Rb*-Cs são todos repulsivos, não contribuindo para as taxas de perdas. A argumentação dessa análise é obtida através de *Teoria de Perturbação* como discutido anteriormente no Capítulo 2.

Inicialmente voltaremos nossa atenção ao estudo das colisões exoérgicas do tipo Rb-Cs*. A Figura 4.3(a) ilustra os pontos experimentais para β' (I_{Rb}, I_{Cs}= 327 mW/cm^2) no regime de alta intensidade do laser de aprisionamento e o ajuste teórico (modelo GP) envolvendo colisões do tipo Rb-Cs*.

No regime de alta intensidade, β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) assume valores aproximadamente constantes, podendo ser interpretado, analogamente ao caso homonuclear, da seguinte forma: a profundidade da armadilha neste regime de intensidade varia lentamente (Figura 4.4(a)) e a fração de átomos no estado excitado é significativa (Π_{Rb} ~ 50%), privilegiando colisões no estado excitado, principalmente escape radiativo (ER). Este processo colisional pode transferir aos átomos do par energia suficiente para os mesmos escaparem da armadilha. Vale lembrar que a fração de átomos de Cs no estado excitado é constante. A conservação de energia e *momentum* garantem que o átomo de Rb ganhe, aproximadamente, 61% da energia cinética adquirida na aceleração sofrida sob a ação do potencial atrativo do estado *quasimolecular*. Isso é maior do que o recebido por um átomo de Rb numa colisão homonuclear (50%).

Agora, consideremos a possibilidade de colisões exoérgicas envolvendo ambos os átomos do par no estado excitado: Rb^*-Cs^*. A Figura 4.5(a) ilustra os pontos experimentais para β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) e o ajuste teórico (modelo GP) envolvendo colisões do tipo Rb^*-Cs^*. Observando os ajustes teóricos obtidos para os dois processos colisionais (Figuras 4.3(a) e 4.5(a)) normalizados relativamente aos pontos experimentais (através de uma constante multiplicativa), verificamos que ambos apresentam uma boa concordância no regime de alta intensidade. Através dos pontos experimentais não é possível afirmar qual dos dois processos (Rb-Cs^* ou Rb^*-Cs^*) deve estar dominando, apenas que ambos podem contribuir para as taxas de perdas. A Figura 4.5(b) ilustra as evoluções teóricas previstas pelos modelos em cada situação.



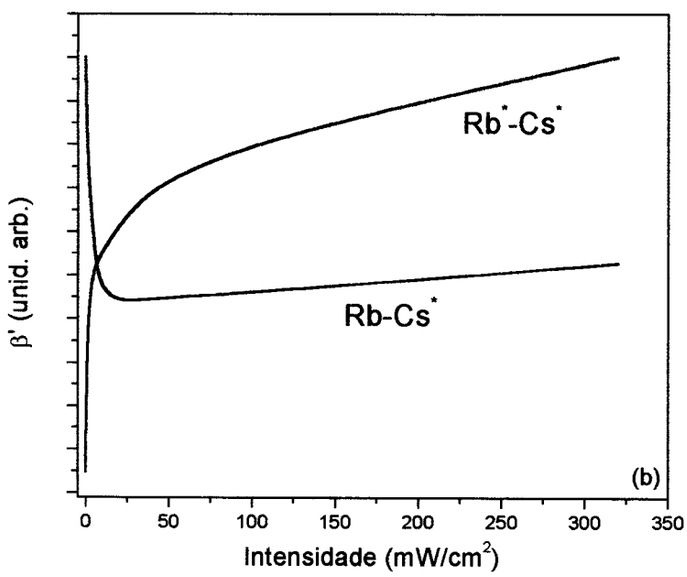


Figura 4.5: (a) As linhas sólidas são as evoluções teóricas previstas para as taxas β e β' pelo modelo GP considerando os canais de perdas Rb-Rb* e Rb*-Cs* respectivamente. (b) As linhas sólidas ilustram a evolução teórica prevista para a taxa β' pelo modelo GP considerando-se os canais de perdas Rb-Cs* e Rb*-Cs* respectivamente.

Para baixas intensidades do laser de aprisionamento, o número de átomos de Rb no primeiro estado excitado é pequeno (Π_{Rb} ~ 4% para I_{Rb} = 1 mW/cm^2), privilegiando assim, colisões do tipo Rb-Cs*. Com o aumento da intensidade do laser de aprisionamento o número de átomos de Rb no estado excitado começa a crescer rapidamente, passando a existir uma competição entre os dois canais de perdas. Em outras palavras, o canal de perda Rb-Cs* domina na região de baixa intensidade, existindo uma coexistência entre os canais de perdas Rb-Cs* e Rb*-Cs* no regime de alta intensidade, onde acreditamos (segundo o modelo GP) existir uma dominância do último canal (duplo excitado).

Agora vamos discutir os resultados obtidos pelos pesquisadores italianos, em colaboração com nosso grupo, para β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) no regime de baixa intensidade. Todavia, deve-se tomar um certo cuidado na análise destes resultados, pois existem duas diferenças importantes entre os experimentos.

A primeira se refere à amostra estudada, onde utilizamos ^{85}Rb e os italianos ^{87}Rb. A diferença na estrutura hiperfina dos isótopos de Rb pode atuar como um sutil papel nas colisões frias do sistema Rb-Cs, mas a presente análise dos resultados experimentais não mostrou quaisquer diferenças pronunciadas. Resultados recentes de *N. Bigelow* e colaboradores [32], estudando perdas em ^{23}Na devido à presença de ^{85}Rb e ^{87}Rb, mostraram que diferentemente do caso homonuclear [17,31], existe uma variação muito pequena na taxa heteronuclear β' (I_{Na}, I_{Rb}) para Na-^{85}Rb e Na-^{87}Rb.

A segunda diferença se refere às dessintonias empregadas em ambos os experimentos, onde utilizamos Δ_{Rb} = -5 MHz (~ 1Γ_{Rb}) e Δ_{Cs} = -5 MHz (~ 1Γ_{Cs}) e os italianos Δ_{Rb} = -8,2 MHz e Δ_{Cs} = -10,4 MHz. Esta diferença implica em mudanças no comportamento dos resultados dos modelos que estamos utilizando bem como

nos resultados experimentais obtidos [31]. No final desta seção encontra-se uma tabela comparativa entre as duas experiências.

A Figura 4.6 ilustra os grandes valores alcançados por β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) no regime de baixa intensidade, ao contrário do regime de alta intensidade onde β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) teve uma pequena variação com o aumento do laser de aprisionamento (ver Figura 4.2 (a)). A mudança brusca de β' em uma ordem de magnitude entre os dois regimes está em concordância com resultados obtidos para outras misturas heteronucleares [32,33].

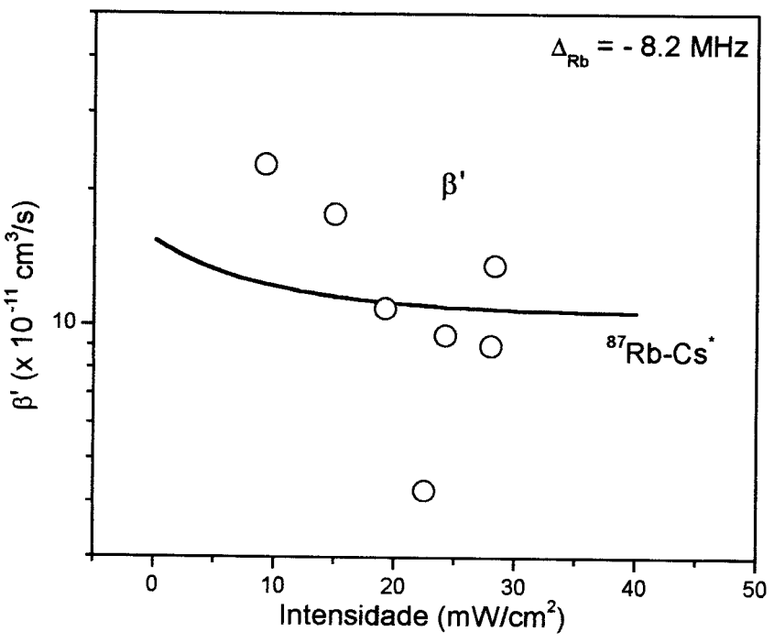
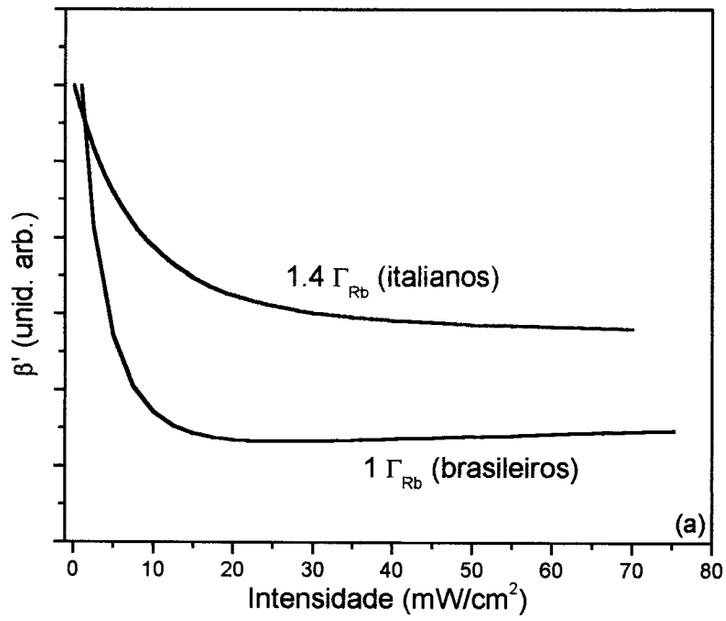


Figura 4.6: Os círculos vermelhos são os resultados experimentais obtidos pelo grupo italiano. A curva sólida (preta) é a evolução teórica prevista pelo modelo GP para β' (I_{Rb},40) considerando o canal de perda ^{87}Rb-Cs* e as mesmas condições de dessintonias (Δ_{Rb} ~ 1.4 Γ_{Rb}) utilizadas por *D. Ciampini* e colaboradores (*Universidade de Pisa*).

Para analisar a dependência de β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) com a intensidade do laser de aprisionamento no regime de baixa intensidade, as colisões Rb-Cs* podem ser consideradas juntamente com a profundidade da armadilha como os principais canais de perdas. A curva sólida da Figura 4.6 é a evolução teórica para β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) obtida através do modelo GP – as perdas nesse regime são devido ao processo de ER segundo o canal Rb-Cs*.

Modificando a intensidade do laser de aprisionamento do Rb, a população de Cs* excitado permanece constante (~ 35%, ver Figura 4.4(b)) e os dois mecanismos citados acima podem atuar. A profundidade da armadilha de Rb diminui conforme a intensidade do laser de aprisionamento decresce, e átomos de Rb escapam facilmente de um potencial raso. Todavia, a população de Rb no estado fundamental aumenta com o decréscimo da intensidade do laser, provocando um grande número de colisões Rb-Cs* e, consequentemente, um aumento na taxa de perdas.

A combinação de ambos os mecanismos, diminuição da profundidade da armadilha e aumento de átomos de Rb no estado fundamental, gera uma alta probabilidade de escape e um alto valor de β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 40 mW/cm^2) no regime de baixa intensidade como previsto pelo modelo. No regime de alta intensidade β' (I_{Rb}, I_{Cs} = 327 mW/cm^2) ainda aumenta, mas a variação é menor do que para o regime de baixa intensidade. Neste regime (alta intensidade) outros mecanismos podem ser permitidos, como colisões com ambos os átomos no estado excitado: Rb*-Cs*, como já discutido anteriormente. A Figura 4.7(a) ilustra a evolução teórica de β' (I_{Rb}, I_{Cs}) no regime de baixa intensidade para a nossa experiência e a experiência dos italianos.



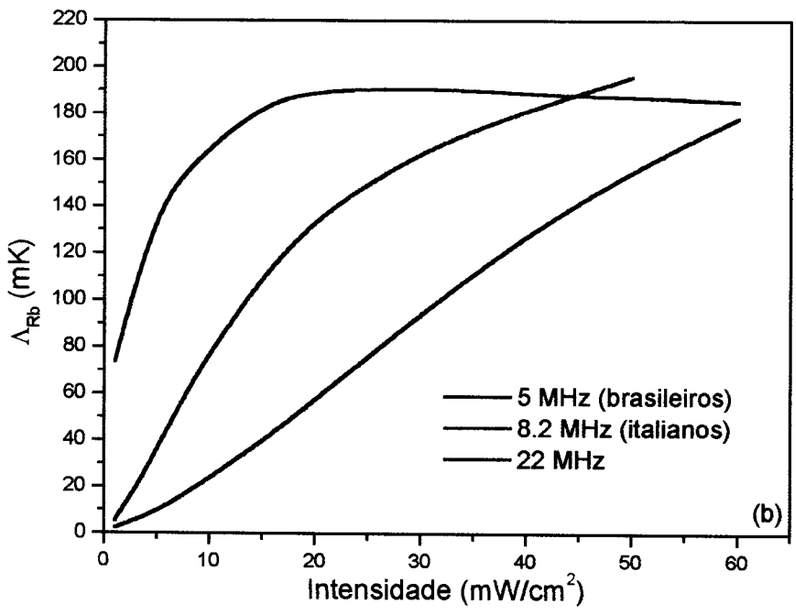


Figura 4.7: (a) Comparação entre a evolução teórica (canal: Rb-Cs*) prevista para as taxas β' (I_{Rb}, I_{Cs}) nas condições do experimento brasileiro e dos italianos. (b) Profundidade da armadilha de Rb como função da intensidade para três diferentes valores de dessintonias.

A capacidade da armadilha em aprisionar átomos, no regime de baixa intensidade, depende criticamente da intensidade e dessintonia do laser de aprisionamento. Quanto maior o valor da dessintonia (Δ), menor a profundidade da armadilha, como podemos verificar pela Figura 4.7(b). Um átomo de Rb escapará com maior facilidade de uma armadilha mais rasa; assim, devemos esperar perdas maiores no regime de baixa intensidade para o experimento dos italianos. Trabalhos com ^{85}Rb e ^{87}Rb [31] no regime de baixa intensidade mostram que as perdas aumentam com o aumento da dessintonia do laser de aprisionamento.

Também realizamos medidas inéditas do efeito da nuvem de Rb sobre a nuvem de Cs, porém, o efeito era muito pequeno e só podia ser observado com o laser de aprisionamento de Cs operando na máxima intensidade (I_{Cs} ~ 330 mW/cm^2). As perdas observadas para essa situação eram da ordem de 1% em relação ao número de átomos de Cs aprisionados. Essa não reciprocidade entre $\beta'_{Rb\text{-}Cs}$ e $\beta'_{Cs\text{-}Rb}$ será discutida com mais detalhes na próxima seção sendo uma forte evidência de que o principal mecanismo de perdas em uma AMO é o processo de escape radiativo (ER).

Finalizando esta seção, a Tabela 4.1 contém as principais diferenças entre as experiências realizadas independentemente pelos italianos e nosso grupo de pesquisa. Denominaremos de experiências B e I, respectivamente, o conjunto de parâmetros utilizados em nosso trabalho e no trabalho dos pesquisadores italianos (*Universidade de Pisa*).

Parâmetros	Experiência B	Experiência I
Mistura estudada	^{85}Rb-^{133}Cs	^{87}Rb-^{133}Cs
Transição p/ o Rb	$5S_{1/2}(F=3) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$	$5S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$
Transição p/ o Cs	$5S_{1/2}(F=4) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=5)$	$5S_{1/2}(F=4) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=5)$
Δ_{Rb}	$-1\,\Gamma_{Rb}$	$-1{,}4\,\Gamma_{Rb}$
Δ_{Cs}	$-1\,\Gamma_{Cs}$	$-2{,}0\,\Gamma_{Cs}$
I_{Rb} **(variável)**	40 – 300 mW/cm^2	9 – 35 mW/cm^2
I_{Cs} **(fixo)**	327 mW/cm^2	40 mW/cm^2
N_{Rb}	2×10^8	2×10^6
N_{Cs}	3×10^7	5×10^6
n_{Rb}	5×10^{10} cm^{-3}	$1{,}5 \times 10^{10}$ cm^{-3}
n_{Cs}	2×10^{10} cm^{-3}	$7{,}2 \times 10^9$ cm^{-3}

Tabela 4.1: Parâmetros e valores típicos nas experiências B e I.

4.2 DEPENDÊNCIA DAS TAXAS DE PERDAS HETERONUCLEARES COM A RAZÃO DAS MASSAS DO PAR ATÔMICO

Nesta seção iremos realizar algumas simulações utilizando o modelo GP. Para isso adotaremos algumas suposições, permitindo a análise das taxas de perdas heteronucleares (β') como função das variáveis de nosso interesse. Os resultados das simulações estão ilustrados nas Figuras 4.8(a), (b) e (c).

Na primeira simulação, obtivemos a evolução da taxa de perdas β' como função da massa da espécie estudada (m_A). Para isso, fixamos um valor de intensidade previamente escolhido, implicando em fixar a velocidade de escape (V_T). Outros parâmetros, como o coeficiente C_6 e a massa da espécie responsável por perdas (m_B), foram mantidos fixos. Quanto menor a massa da espécie estudada maior o valor das taxas de perdas β', ou seja, a espécie de menor massa recebe maior parte da energia cinética no processo de ER (ver Figura 4.8(a)). Analisando a Equação (2.28) é possível verificar que a maior contribuição para β' é devido ao termo $P_{ER}^{A}(R_0, R_T)$. Com as suposições adotadas acima e sabendo que T_0^A e T_1^A são muito pequenos (~ nanosegundos), β' passa a depender de m_A segundo a relação: $\beta' \propto m_A^{-2/3}$.

Na segunda simulação obtivemos a evolução da taxa de perdas β' como função da massa da espécie estudada, mas desta vez mantendo a profundidade da armadilha constante (Λ = 1K). O coeficiente C_6 e a massa da espécie responsável por perdas (m_B) também foram mantidos fixos. O resultado foi semelhante ao caso anterior - como a profundidade da armadilha é sempre constante, a espécie que receber maior energia no processo de ER terá as maiores taxas de perdas (ver Figura 4.8(b)). Aqui, β' tem a seguinte dependência com m_A: $\beta' \propto (m_A + m_B)^{-2/3}$.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Observando as duas relações acima é possível compreender a menor dependência de β' com m_A na segunda simulação do que na primeira.

Finalmente, calculamos β' como função da constante internuclear C_6, mantendo as massas do par atômico colidindo (m_A e m_B) e a velocidade de escape (V_T) constantes. Conforme C_6 aumenta, as taxas de perdas β' também aumentam. Quanto maior o valor de C_6, mais fortes são as interações de longo alcance segundo estudos teóricos [18]. A dependência de β' com C_6, considerando-se as suposições adotadas nesta terceira simulação, é descrita pela seguinte relação: $\beta' \propto C_6^{1/6}$.

Podemos utilizar os resultados obtidos nas três simulações acima na interpretação dos dados experimentais. Como já abordado anteriormente, os valores de β' (I_{Rb}, I_{Cs}) são aproximadamente duas ordens de magnitude maiores do que β (I_{Rb}). Uma das contribuições para esta grande diferença talvez resulte da razão das massas do par atômico: a massa do Rb é menor que a massa do Cs ($\frac{m_{Rb}}{m_{Rb}+m_{Cs}} \approx 0{,}61$ %), assim, no término de uma colisão o átomo de Rb adquire mais energia cinética (61%) do que em uma colisão homonuclear (50%).

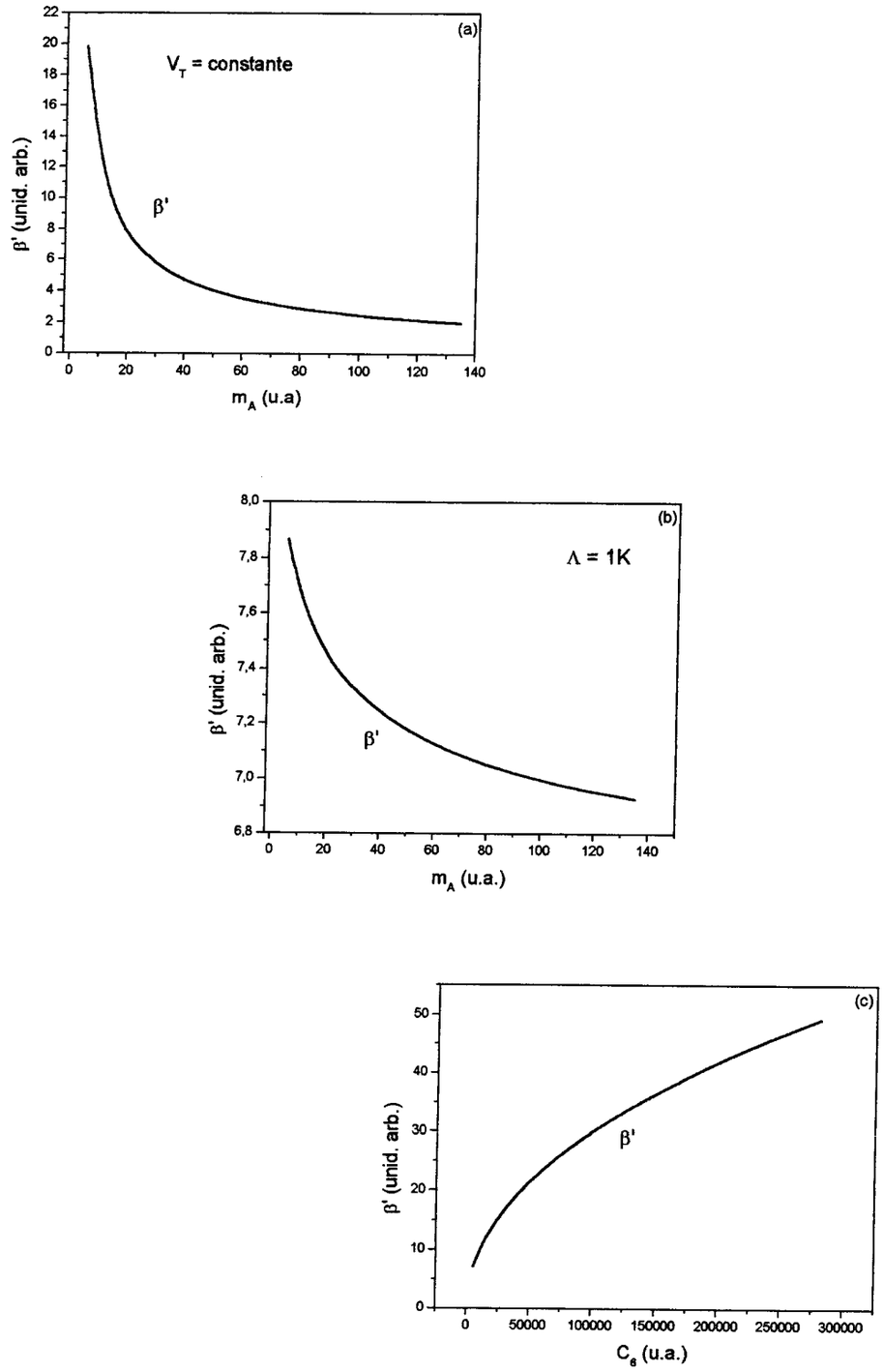


Figura 4.8: (a) β' como função da massa (V_T constante). (b) β' como função da massa (Λ constante). (c) β' como função de C_6.

Portanto, o excedente de energia comparado à profundidade da armadilha, induz altas perdas para o Rb no regime de baixa intensidade do laser de aprisionamento. As perdas serão maiores para dessintonias maiores, como discutido anteriormente.

Nas medidas realizadas do efeito da nuvem de Rb sobre a nuvem de Cs, observamos que $\beta'_{Cs\text{-}Rb}$ (I_{Cs}, I_{Rb} = 330 mW/cm^2) ~ 1,5 x 10^{-12} cm^3/s é vinte vezes menor que $\beta'_{Rb\text{-}Cs}$ (I_{Rb}, I_{Cs}), mostrando uma não reciprocidade para β'. Esta discrepância é muito maior que o esperado quando levamos em consideração somente o efeito da razão das massas, sendo um forte indício que talvez outros importantes fatores tais como potenciais interatômicos e profundidade da armadilha possam ser utilizados para explicar o observado. O modelo GP não é capaz de explicar essa não reciprocidade – ele resulta que $\beta'_{Rb\text{-}Cs}$ é apenas um fator de dois maior do que $\beta'_{Cs\text{-}Rb}$.

Em uma colisão Rb-Cs*, se a energia liberada por ER for inferior a 530 mK, a energia recebida (39%) por um átomo de Cs será insuficiente para ejetá-lo da armadilha segundo nossa curva de profundidade da armadilha (ver Figura 4.4). Todavia, será suficiente para causar a perda de um átomo de Rb (que receberá 61% da energia) – a armadilha de Rb é mais rasa que a armadilha de Cs. Em uma colisão Cs-Rb (ambos no estado fundamental) com mudança de estrutura hiperfina do estado fundamental do Rb, a energia liberada (3.035GHz ~ 145 mK) é insuficiente para causar a perda de um átomo de Cs da armadilha.

Essa não reciprocidade é uma evidência de que o processo de escape radiativo é o principal mecanismo de perdas em uma AMO. Se o processo de MEF tivesse uma contribuição considerável, a energia liberada seria alta o suficiente para ejetar os dois átomos da armadilha.

Uma contribuição adicional ao grande valor de β' (I_{Rb}, I_{Cs}) é devido ao fato que o par atômico vai até a ressonância com o laser de aprisionamento a distâncias internucleares muito menores do que no caso homonuclear. Portanto, em uma colisão heteronuclear a quasimolécula pode ser sofrer uma mudança de estrutura fina (MEF), e a energia ganha neste processo excede a profundidade da armadilha resultando em perdas. Trabalhos recentes [14,16] indicam que o processo de MEF é responsável por uma pequena contribuição na taxa total de perdas em uma AMO, dependendo da espécie atômica considerada.

Nós acreditamos que os diferentes parâmetros da AMO têm uma influência pequena sobre os valores de β' (I_{Rb}, I_{Cs}) devido à grande energia recebida pelos átomos de Rb em uma colisão com Cs. Ao contrário, para colisões Rb-Rb, os valores de β (I_{Rb}) no regime de baixa intensidade são muito sensíveis aos parâmetros da AMO, resultado em considerável diferença entre os dois isótopos como podemos verificar no trabalho de *C. Wallace* e colaboradores [17]. A dependência com os parâmetros da AMO surge principalmente quando a pequena energia ganha pelos átomos de Rb através de colisões com MEH do estado fundamental pode ser comparada à profundidade da armadilha.

A Figura 4.9(a) contém os resultados experimentais (em vermelho) das taxas de perdas heteronucleares (para intensidades próximas do laser de aprisionamento) para ^{7}Li, ^{23}Na e ^{85}Rb sobre efeito do ^{133}Cs como função da massa equivalente. A Figura 4.9(b) é análoga para ^{23}Na, ^{39}K e ^{133}Cs, porém a perda é causada pelo ^{85}Rb. Os círculos vazados são os pontos teóricos obtidos com o modelo GP para cada caso específico considerando os canais de perdas A-Rb* e A-Cs* (A é um alcalino previamente escolhido). Observando os pontos experimentais, verificamos que a relação de massa é respeitada, ou seja, quanto

menor a massa do átomo que estamos estudando maior o valor absoluto da taxa de perdas medida.

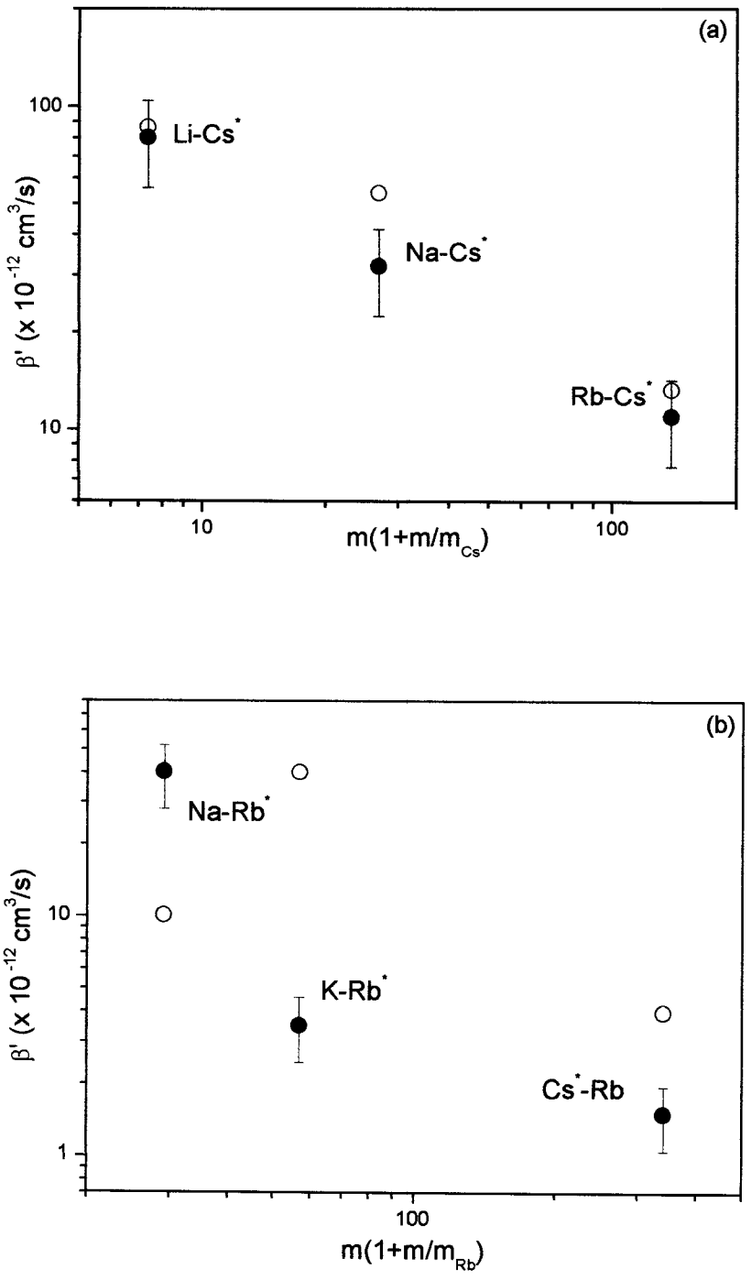


Figura 4.9: (a) Taxas de perdas heteronucleares para ^{7}Li, ^{23}Na e ^{85}Rb sob efeito do ^{133}Cs como função da massa equivalente. (b) taxas de perdas heteronuclear para ^{23}Na, ^{39}K e ^{133}Cs sobre efeito do ^{85}Rb como função da massa equivalente. Os círculos vazados (em ambos os gráficos) são os resultados obtidos com o modelo GP.

Em outras palavras, em uma colisão heteronuclear o átomo de menor massa adquire maior parte da energia cinética do processo, como já previsto pelos resultados teóricos das Figuras 4.8(a) e (b).

Porém, o modelo GP fornece valores razoáveis para quase todas as misturas, com exceção da mistura K-Rb. Cálculos teóricos [18] predizem que a *quasimolécula* K-Rb tem a maior constante interatômica (C_6) para colisões excitadas (entre outras dez *quasimoléculas* heteronucleares), ou seja, ela possui excepcionais interações de longo alcance. Essa grande diferença entre os coeficientes C_6 dos potenciais de interação das quasimoléculas heteronucleares pode ser o responsável pela não compatibilidade entre o resultado experimental e teórico. Observando a Tabela 2.2, os coeficientes C_6 para Li-Cs, Na-Cs, Rb-Cs e Na-Rb são da ordem de 10^4, já para o K-Rb C_6 é uma ordem de grandeza maior. Das simulações realizadas anteriormente verificamos que a taxa de perdas β' depende mais fortemente da constante C_6 (devido a seus grandes valores) do que da massa da espécie estudada (ver Figura 4.8(c)). Para descrever o efeito K-Rb seria necessário um modelo mais elaborado, capaz de reproduzir fielmente os processos que ocorrem durante uma colisão.

Para finalizar essa discussão, a Tabela 4.2 contém um resumo da dependência das taxas de perdas homonucleares e heteronucleares (para o sistema Rb-Cs) com os principais mecanismos de perdas, nos dois regimes de intensidade do laser de aprisionamento.

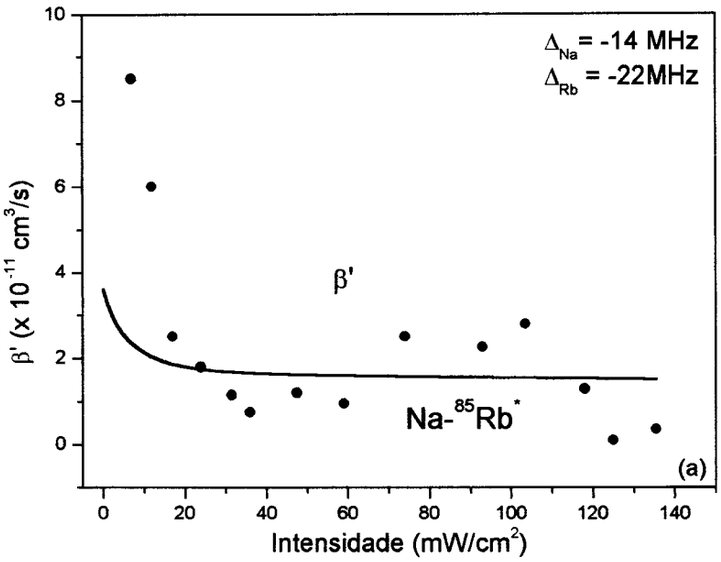
Int.	HOMONUCLEAR (Rb-Rb)	HETERONUCLEAR (Rb-Cs)
BAIXA	- Muito sensíveis aos parâmetros da AMO: profundidade, dessintonia; - Depende da fração de átomos de Rb no estado fundamental; - Processo de MEH.	- Sensíveis aos parâmetros da AMO; - Depende da fração de átomos de Rb no estado fundamental; - Processo de ER com o canal de perda: Rb-Cs*.
ALTA	- Pouco sensíveis aos parâmetros da AMO; - Depende da fração de átomos de Rb no primeiro estado excitado; - Processo de ER com o canal de perda: Rb-Rb*.	- Pouco sensíveis aos parâmetros da AMO; - Depende da fração de átomos de Rb no primeiro estado excitado; - Processo de ER com os canais de perdas: Rb-Cs* e Rb*-Cs*.

Tabela 4.2: Dependência das taxas homonuclear (β) e heteronuclear (β') (sistema Rb-Cs) com os principais mecanismos de perdas em uma AMO.

4.3 ANÁLISE DE OUTROS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE SISTEMAS HETERONUCLEARES

Recentemente, pesquisadores americanos (*University of Rochester, New York*) [32] obtiveram resultados experimentais para a mistura Na-Rb. As Figuras 4.10(a) e (b) contêm os resultados experimentais β' (I_{Na}, I_{Rb}) como função da intensidade do laser de aprisionamento para perdas em ^{23}Na devido à presença de ^{85}Rb e ^{87}Rb respectivamente. Aqui também podemos observar uma mudança brusca de β' em uma ordem de magnitude entre os dois regimes de intensidade, como observado para o caso Rb-Cs.

As linhas sólidas são as evoluções teóricas para β' (I_{Na}, I_{Rb}) obtidas através do modelo GP utilizando as mesmas características dos experimentos de *N. Bigelow* [32] e colaboradores. Podemos fazer uso dos mesmos argumentos da mistura Rb-Cs para explicar os resultados da Figura 4.10 e evidenciar ainda mais o processo de escape radiativo (ER) como o principal mecanismo de perdas em uma AMO.



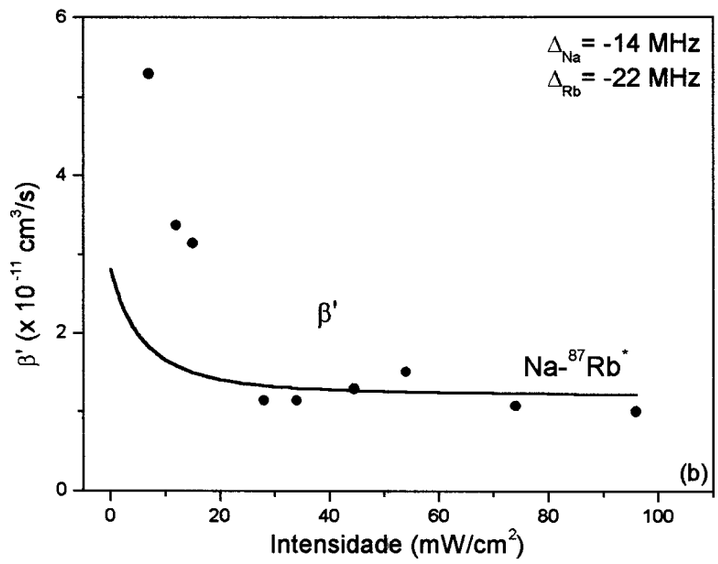


Figura 4.10: Resultados experimentais obtidos por *N. Bigelow* e colaboradores [32]. (a) Os pontos vermelhos são as taxas de perda em Na devido à presença de ^{85}Rb e a curva sólida é a evolução teórica obtida através do modelo considerando o canal de perda Na-^{85}Rb*. (b) Os pontos vermelhos são as taxas de perda em Na devido à presença de ^{87}Rb, a curva sólida é a evolução teórica obtida através do modelo considerando o canal de perda Na-^{87}Rb*.

No regime de baixa intensidade a combinação de dois mecanismos podem ser responsáveis pelas altas perdas: profundidade da armadilha e população de Na no estado fundamental. A profundidade da armadilha de Na diminui com a intensidade do laser de aprisionamento decrescendo, e átomos de Na escapam facilmente de um potencial raso. Porém, a população de Na no estado fundamental aumenta com o decréscimo da intensidade do laser, provocando um grande número de colisões Na-Rb* e, consequentemente, um aumento na taxa de perdas. Em outras palavras, as perdas β' (I_{Na}, I_{Rb}) são devidas principalmente ao processo de escape radiativo com o canal de perda Na-Rb* dominando em baixa intensidade e uma coexistência entre os canais Na-Rb* e Na*-Rb* no regime de alta intensidade.

Conclusões

Neste presente trabalho, procuramos fazer uma análise dos processos colisionais homonucleares e heteronucleares responsáveis por perdas em uma AMO. Este estudo se faz necessário porque processos colisionais mediados por laser levam a mecanismos de perdas, os quais são importantes por limitarem o tempo de aprisionamento e a densidade das armadilhas. Altas densidades são importantes, por exemplo, na obtenção do condensado de *Bose-Einstein* (*CBE*).

Os dados experimentais em conjunto com os resultados do modelo GP sugerem que os processos de escape radiativo (ER) são dominantes, ou seja, responsáveis pela maior parte das perdas em uma AMO. Desta forma, acreditamos ser este resultado um incentivo ao estudo e proposição de novos modelos teóricos para os processos de perdas em armadilhas.

Resultados experimentais inéditos para as taxas de perdas homonucleares (β) e heteronucleares (β'), para o sistema Rb-Cs, foram obtidos. Estudamos a dependência de tais taxas com a intensidade do laser de aprisionamento e outros parâmetros da armadilha (dessintonia e profundidade). A colaboração com pesquisadores italianos (*Universidade de Pisa*) foi de grande importância, pois permitiu uma análise mais detalhada de β' em outras regiões de intensidade.

Concluímos que β e β' no regime de alta intensidade do laser de aprisionamento são pouco sensíveis aos parâmetros da armadilha, o que não ocorre no regime de baixa intensidade. Isso se deve às grandes energias envolvidas no processo ER. A dependência com os parâmetros da AMO surgem

principalmente quando a pequena energia ganha pelos átomos de Rb (por exemplo através de colisões com MEH) pode ser comparada à profundidade da armadilha.

Os resultados do modelo GP mostraram uma boa concordância com β e β', aumentando nossa suspeita de que os processos de ER são dominantes. No regime de baixa intensidade, β' depende da fração de átomos de Rb no estado fundamental, privilegiando colisões do tipo Rb-Cs*, já que a fração de Cs* é sempre constante. Com o aumento do laser de aprisionamento, colisões do tipo Rb*-Cs* também tornam-se importantes. Este comportamento é descrito pelo modelo, sugerindo uma possível dominância do canal de perdas Rb*-Cs*.

Os resultados experimentais italianos (regime de baixa intensidade) estão em boa concordância com o modelo GP e foi possível utilizar os argumentos acima em conjunto com a profundidade da armadilha para explicar o observado. Átomos de Rb escapam mais facilmente de um potencial raso. As diferenças entre as duas experiências permitiu outras análises. Verificamos que a diferença propiciada pelos isótopos de Rb não mostrou qualquer discrepância pronunciada. A diferença nas dessintonias do laser de aprisionamento permitiu uma análise sob o ponto de vista da profundidade da armadilha, ou seja, as perdas aumentam com o aumento da dessintonia.

Também analisamos a dependência de β' com a razão das massas do par atômico. Verificamos através dos dados experimentais que β' chega a ser duas ordens de magnitude maior do que β. Uma contribuição para essa grande diferença talvez advenha da razão das massas, ou seja, o átomo de Rb irá adquirir maior energia em uma colisão com um átomo de Cs do que em uma colisão homonuclear. Outro importante resultado é a não reciprocidade de β', fato que evidencia ainda mais o processo de ER como o principal mecanismo de perdas em uma AMO.

Através de resultados experimentais, verificamos que a relação de massa é respeitada. O átomo de menor massa vai adquirir maior energia em uma colisão heteronuclear, proporcionando maiores perdas. Os resultados do modelo estão em concordância com todas as misturas estudas com exceção da mistura K-Rb. Acreditamos que essa não compatibilidade entre resultado experimental e teórico advém da diferença entre os coeficientes C_6 dos potenciais de interação das *quasimoléculas*. O coeficiente C_6 da *quasimolécula* K-Rb é uma ordem de magnitude maior que os coeficientes das outras cinco *quasimoléculas* estudadas. Através das simulações realizadas, verificamos que β' possui uma grande dependência com C_6 .

Finalizando, ajustamos os resultados do modelo GP em dados experimentais para a mistura Na-Rb obtidos por pesquisadores americanos (*N. Bigelow* e colaboradoes – *University of Rochester, New York* [32])– respeitando as características adotadas na experiência. Analogamente ao sistema Rb-Cs, podemos identificar o processo de ER como principal mecanismo de perdas em uma AMO.

Recentemente foi demonstrado que utilizando técnicas atuais não é possível a obtenção do condensado em amostras de Cs [11], devido a processos colisionais. Através de espectroscopia de estados ligados demonstrou-se que isso deve-se a peculiaridades dos potenciais entre átomos de Cs. Este exemplo mostra como é fundamental conhecermos os potenciais interatômicos antes de se tentar a condensação. Nosso grupo está interessado em realizar o condensado com duas espécies atômicas distintas. Mas para isto é necessário conhecermos o comprimento de espalhamento entre duas espécies atômicas.

O próximo passo seria então realizarmos experiências de espectroscopia de estados ligados em moléculas heteronucleares. Uma experiência plausível seria a determinação do comprimento de espalhamento para a mistura K-Cs. Espera-se

que com a introdução de uma espécie cujo comprimento de espalhamento interespécie é positivo (interação repulsiva) seja possível compensar a interação atrativa do Cs, permitindo desse modo a condensação do mesmo.

Outra experiência plausível seria a continuação de estudos na mistura Rb-Cs. Segundo estudos teóricos, a mistura Rb-Cs é uma das mais promissoras para a realização de experiências de espectroscopia de fotoassociação e seu fator de Franck-Condon é o maior. Isso se deve a dois fatores importantes: a sua grande massa reduzida e seu coeficiente do potencial atrativo do estado excitado Rb-Cs* (C_6).

Referências Bibliográficas

1. DEHMELT, H.; Adv. Atom. Molec. Phys., n. 3, p. 53, 1967.
2. HÄNSCH, T.; SHAWLOW, A., Opt. Comm., n.13, p. 68, 1975.
3. WINELAND, D.; DEHMELT, H., Bull. Amer. Phys. Soc., n. 20, p. 637, 1975.
4. PHILLIPS, W.; METCALF, H., Phys. Rev. Lett., n. 48, p. 596, 1982.
5. CHU, S.; HOLLBERG, L.; BJORKMAN, J.; CABLE, A.; ASHKIN, A., Phys. Rev. Lett., n. 55, p. 48, 1985.
6. PRITCHARD, D.; RAAB, E.; BAGNATO, V.; WIEMAN, C.; WATTS, R, Phys. Rev. Lett., n. 57, p. 310, 1986.
7. RAAB, E.; PRENTISS, M.; CABLE, A.; CHU, S.; PRITCHARD, D., *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett., v. 59, n. 23, p. 2631-2634, 1987.
8. MONROE, C.; SWANN, W.; ROBINSON, H.; WIEMAN, C., *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*, Phys. Rev. Lett.; v. 65, n.13, p.1571-1574, 1990.
9. SESKO, D.; WALKER, T.; MONROE, C.; GALLAGHER, A.; WIEMAN, C, Phys. Rev. Lett., n. 63, p. 961, 1986.
10. ANDERSON, M.H.; ENSHER, J.R.; MATTHEWS, M.R.; WIEMAN, C.E.; CORNELL, E.A., *Observation of Bose-Einstein Condesation in a Dilute Atomic Vapor,* Science, v. 269, p. 198-201, 14/07/1995.
11. GUÉRY-ODELIN, D.; SÖDING, J.; DESBIOLLES, P.; DALIBARD, J., Europhysics Letters, v. 44, n. 25, 1998.
12. SANTOS, M.S.; NUSSENZVEIG, P.; MARCASSA, L..G.; HELMERSON, K.; FLEMMING, J.; ZILIO, S.C.; BAGNATO, V.S., *Simultaneous Trapping of two Different Atomic Species in a Vapor-Cell Magneto-Optical Trap*, Phys. Ver. A., v.52, n. 6, p. R4340-4343, 1995.
13. FIORETTI, A.; MÜLLER, J.H.; VERKERK, P.; ALLEGRINI, M.; ARIMONDO, E.; JULIENNE,P., *Direct Measurement of Fine-Structure Collisional Losses from a Cs Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. A., v. 55, n. 6, p. R3999-R4002, 1997.

14. SHAFFER, J.P.; CHALUPCZAK, W.; BIGELOW, N. P., *Differential Measurement of the Ultracold Cs Radiative Escape and Structure Changing Collision Rates*, Eur. Phys. J.D., 7, p. 323-330, 1999.

15. SCHLÖDER, U.; ENGLER, H.; SCHÜNEMANN, U.; GRIMM, R.; WEIDEMÜLLER, *Cold Inelastic Collisions Between Lithium and Cesium in a Two-Species Magneto-Optical Trap*, The European Physical Journal D, n. 7, p. 331-340, 1999.

16. WEINER, J.; BAGNATO, V.S.; ZILIO, S.C.; JULIENNE, P.S., *Experiments and Theory in Cold and Ultarcold Collisions*, Rev. Mod. Phys., 71, 1-85, 1995.

17. WALLACE, C.D.; DINNEEN, T.P.; TAN, K.N.;GROVE, T.T.; GOULD, P.L., *Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms*, Phys. Rev. Lett. v. 69, n.6, p. 897-900, 1992.

18. WANG, H.; STWALLEY, W.C., *Ultracold Photoassociative Spectroscopy of Heteronuclear Alkali-Metal Diatomic Molecules*, Journal of Chemical Physics, v.108, n.14, p. 5767-5771, 1998.

19. GALLAGHER, A.; PRITCHARD, D.E., *Exoergic Collisions of Cold Na^*-Na*, Phys. Rev. Lett., v. 63, n. 9, p. 957-960, 1989.

20. SUOMINEN, K., *Theories for Cold Atomic Collisions in Light Fields*, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys., v. 29, p. 5981-6007, 1996, Topical Review.

21. JULIENNE, P.; VIGUÉ, J.; Phys. Rev. A, v. 44, p. 4464, 1991.

22. MARCASSA, L. G., *Fotoionização Associativa: Um Protótipo para o Estudo de Colisões com Átomos de Na Ultrafrios,* Tese de Doutorado apresentado ao IFSC-USP, 1995.

23. VITANOV, N.V., Phys. Rev. A, v.59, p.988, 1998.

24. ARFKEN, G.; WEBER, H., *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, Quarta Edição, 1995.

25. MARINESCU, M.; DALGARNO, A., *Dispersion Forces and Long-Range Eletronic Transition Dipole moments of Alkali-Metal Dimer Excited States*, Phys. Rev. A, v. 52, n.1, p. 311-328, 1995.

26. TELLES, G.D.; BAGNATO, V.S.; MARCASSA, L.G.; *Alternative Interpretation for the Behavior of Magneto Optical Trap Losses at Low Light Intensity*, Submetido ao Phys. Rev. Lett, 1999.

27. COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOË, F., *Quantum Mechanics*, Published by Hermann and by John Wiley & Sons. Inc. Printed in France, 1977.

28. MARINESCU, M.; SADEGHPOUR, H.R.; *Long-Range Potentials for Two-Species Alkali-Metal Atoms*, Phys. Rev. A, v. 59, n.1, p. 390-404, 1999.

29. MARINESCU, M.; STARACE, A.F., *Three-Body dispersion Coefficients for Alkali-Metal Atoms*, Phys. Rev. A, v. 55, n. 3 , p. 2067-2074, 1997.

30. TELLES, G.D.; GARCIA, W.; MARCASSA, L.G.; BAGNATO, V.S.; CIAMPINI, D.; FAZZI, M.; MÜLLER, J.H.; WILKOWSKI, D.; ARIMONDO, E., *Trap Loss in a Two Species Rb-Cs Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. A., v. 63, 033406, 2001.

31. GENSEMER, S.D.; SANCHEZ-VILLICANA, V.; TAN, K.Y.N.; GROVE, T.T.; GOULD, P.L., *Trap-Loss Collisions of ^{85}Rb and ^{87}Rb: Dependece on the Trap Parameters*, Phys. Rev. A, v. 56, n. 5, p. 4055-4063, 1997.

32. YOUNG, Y.E.; EJNISMAN, R.; SHAFFER, J.P.; BIGELOW, N.P., *Heteronuclear Hyperfine-State-Changing Cold Collisions*, Phys. Rev. A, v. 62 055403, Brief Reports, 2000.

33. SHAFFER, J.P.; CHALUPCZAK, W.; BIGELOW, N.P., *Trap Loss in a Two Species Na-Cs Magneto-Optical Trap: Intramultiplet Mixing in Heteronuclear Ultracold Collisions*, Phys. Rev. A, v. 60, n. 5, p. R3365-R3368, 1999.

34. AGUIAR, L.S., *Estudo de Taxas de Perdas no Sistema Heteronuclear Cs-K*, Dissertação de Mestrado Apresentada ao IFSC-USP, 2001.

35. COOK, R. J.; *Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest's theorem, Phys. Rev. A*, v. 20, n. 1, p. 224-8, 1979.