

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

**ESTUDO DE COLISÕES INELÁSTICAS HETERONUCLEARES NO SISTEMA
RUBÍDIO (Rb)/ CÉSIO (Cs) EM REGIMES DE BAIXAS TEMPERATURAS**

ANDREA ANTUNES PEREIRA

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

OK

USP/IFSC/SBI



8-2-001297

São Carlos – São Paulo
1999

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

Pereira, Andrea Antunes

“Estudo de colisões inelásticas heteronucleares no sistema Rubídio (Rb) / Césio (Cs) em regimes de baixas temperaturas” / Andrea Antunes Pereira – São Carlos, 1999

Dissertação (Mestrado)) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 1999

Área: Física Aplicada

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Colisões frias. 2. Lasers. 3. Optica.

I. Título

**IFSC****UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO****Instituto de Física de São Carlos**Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
CEP 13560-250 - São Carlos - SP
Brasil

Fone (016) 273-9333

Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE ANDRÉA ANTUNES PEREIRA APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 08 DE NOVEMBRO DE 1999.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-USP

Dra. Mônica Silva dos Santos/IFSC-USP

Prof. Dr. Luiz Eugênio Machado/UFSCar

e-mail: wladerez@if.sc.usp.br

Dedico essa dissertação aos meus pais Edelton e Carmen e meus irmãos Adriana, Alexandre, Anderson e Aline pelo incentivo e superação das dificuldades. Aos meus sogros Ramos e Ester pelo apoio e dedicação.

Agradecimentos

Ao Professor Vanderlei Salvador Bagnato pelo apoio e confiança desde o início no grupo de Ótica e pela orientação do trabalho.

Ao Professor L. G. Marcassa pela ajuda na montagem experimental e realização do experimento.

Aos amigos Aparecida, Débora, Flemming pela amizade, companheirismo e pronta ajuda sempre.

A amiga Mônica S. Santos por todo apoio e pela correção deste trabalho. Seu otimismo e auxílio foram fundamentais.

As queridas amigas Patrícia e Regiane, Claudinha o apoio e a amizade de vocês foram importantes em todos os momentos.

Aos amigos: Paulino, Ana, André, Valéria, Reginaldo, Suzana, Cristiane, Kilvia, Daniel, Flávio, Carlos, Cláudia, Humberto, Wânius, Wander, Cristina, Gustavo, Marília, Paulo, Leonardo, Cleber, Joatan, Nilton, Ricardo, Edson, Serginho, Sérgio Gustavo, Fernando, Lino, Paulão e Rosane agradeço pelo auxílio sempre enriquecedor.

Débora Coimbra contei com você nos bons momentos e nos difíceis mas superáveis, com você por perto foi mais fácil...

Aos amigos Gilberto Victorino, Edvaldo, Evaldo e pelo apoio e ajuda de sempre.

As meninas da biblioteca pela pronta disposição e amizade.

A Wladerez pela ajuda sempre necessária e pela amizade.

A minha família: Carmen, Edelton, Adriana, Alexandre, Anderson e Aline. Obrigada pela paciência.

Ao Eduardo por todo apoio, tranquilidade e pela confiança fundamentais para o término do trabalho.

Sumário

Lista de Figuras	i
Resumo	ii

Capítulo 1: Introdução

1.1: Da Dissertação e sua Organização	1
1.2: Considerações Gerais	2
1.3: Por que Átomos Frios?	6
1.4: Referências do Capítulo	8

Capítulo 2: Considerações Teóricas

2.1: Prólogo	11
2.2: Descrição da Armadilha Magneto-Óptica	12
2.3: Estudos dos Processos Colisionais numa Armadilha Magneto-Óptica	16
2.4: Modelo Teórico para o Estudo de Perdas na Armadilha Magneto-Óptica Mista	21
2.5: Referências do Capítulo	30

Capítulo 3: A Armadilha Magneto-Óptica e Descrição do Sistema Experimental

3.1: Considerações Preliminares	32
3.2: Funcionamento da Armadilha Magneto-Óptica Mista	34
3.3: Estudo da Dinâmica de Colisões Heteronucleares: Equação de Taxa	41
3.4: Técnicas Experimentais Utilizadas	45
3.5: Referências do Capítulo	47

Capítulo 4: Resultados Experimentis Obtidos e Discussão

4.1: Obtenção de Parâmetros Essenciais	48
--	----

Capítulo 5: Conclusões

5.1: Da Relevância dos Resultados	61
5.2: Perspectivas Futuras	63

Lista de Figuras

Figura 2.1: (a) Esquema da armadilha magneto-óptica tridimensional para uma única espécie atômica com as polarizações adequadas para o aprisionamento. (b) Diagrama de níveis de um átomo hipotético.

Figura 2.2: Processos Colisionais que ocorrem com amostra fria de Sódio.

Figura 2.3: Potenciais de Interação para as espécies alcalinas.

Figura 2.4: Diagrama que apresenta os mecanismos de Escape Radiativo e de Mudança de Estrutura Fina.

Figura 2.5: Visualização do processo de Mudança de Estrutura Fina.

Figura 3.3: Apresenta o processo de emissão espontânea, a absorção do feixe de luz ocorre apenas ao longo de uma única direção.

Figura 3.2: Foto da armadilha utilizada no experimento.

Figura 3.3: Transições Atômicas para o Aprisionamento e Rebombeio das espécies em estudo (Rb/Cs).

Figura 3.4: Montagem utilizada para calibração das fotomultiplicadoras.

Figura 3.5: Descrição da montagem experimental utilizada no aprisionamento misto. Destaque para os feixes de laser independentes para cada espécie alcalina.

Figura 3.6: Apresenta o carregamento das duas espécies atômicas através da Técnica 1.

Figura 3.7: Processo de carga obtido através da Técnica 2 para duas intensidades.

Figura 4.1: Esquema óptico de coleta de fluorescência.

Figura 4.2: Comportamento do número de átomos de Rubídio aprisionados na presença e ausência de Césio como função da intensidade do laser.

Figura 4.3: Taxa de carga como função do laser de aprisionamento de Rubídio para as duas técnicas.

Figura 4.4: Carregamento sequencial das armadilhas para diferentes intensidades do laser de aprisionamento de Rubídio através da Técnica 1.

Figura 4.5: Curvas de carregamento de Rb na presença de Cs obtidas a partir da Técnica 2, para diferentes intensidades do feixe de aprisionamento de Rb. a) 137mW/cm^2 ; b) 86mW/cm^2 ; c) 33mW/cm^2 .

Figura 4.6: Valores dos parâmetros de perda obtidas para as duas técnicas.

Figura 4.7: Valores de algumas taxas de perda obtidas para as espécies.

Figura 4.8: Curvas de carregamento de Rubídio, Técnica 2.

Figura 4.9: Taxas de perda obtidas para alguns sistemas estudados na armadilha mista.

Figura 4.10: O gráfico representa a taxa de perda em relação a massa equivalente.

Resumo

Armadilhamento duplo de átomos neutros constitui um dos avanços mais recentes no estudo de colisões frias.

Obtivemos experimentalmente as taxas de perda devido a interação de espécies alcalinas mistas (Cs/Rb). Utilizamos uma armadilha magneto-óptica mista operando com feixes de alta intensidade permitindo o resfriamento e confinamento das amostras com sucesso.

Esse trabalho apresenta-se de forma relevante pois corresponde a primeira etapa para o estudo do processo de formação de moléculas frias heteronucleares.

Uma comparação entre duas técnicas de monitoramento dos processos de carga de átomos foi realizada. Os resultados tanto qualitativamente como quantitativamente foram satisfatórios.

Determinamos as taxas de perda, de interesse e analisamos essas taxas considerando a proporção entre as massas dos átomos envolvidos e enfocando o efeito causado pela diferença de massa entre eles concluindo assim o objetivo principal dessa dissertação.

Capítulo 1: Introdução

1.1- Da Dissertação e sua Organização

Essa dissertação apresenta um estudo dos processos de perdas por colisões inelásticas que ocorrem numa armadilha magneto-óptica mista constituída de átomos de Césio-Rubídio. São abordados aspectos teóricos gerais do processo, bem como as técnicas experimentais utilizadas. A operação da armadilha, o aparato experimental e os resultados obtidos encontram-se detalhados cuidadosamente.

O texto está dividido em cinco capítulos. No primeiro capítulo constam as considerações gerais acerca da evolução cronológica, os objetivos e motivações deste trabalho serão abordadas. No segundo capítulo apresentamos aspectos teóricos para os processos colisionais e os fundamentos físicos da armadilha magneto-óptica. O terceiro capítulo foi dedicado a uma breve introdução às peculiaridades da armadilha desenvolvida para o aprisionamento atômico, suas condições de funcionamento e montagem e as técnicas de medidas utilizadas. Destacamos a descrição das condições de aprisionamento simultâneo das espécies alcalinas Césio e Rubídio. No quarto capítulo os resultados obtidos são analisados e discutidos, encerrando com as conclusões apresentadas no quinto capítulo, o qual contém ainda as perspectivas para a continuidade desse trabalho.

1.2- Considerações Gerais

Sabemos que a descoberta dos átomos e a determinação de suas propriedades básicas têm impelido a um maior conhecimento do universo. A descrição da matéria através de uma teoria atômica é um dos desenvolvimentos mais importantes em toda a ciência [1] e o tema continua atual mesmo após um século da descoberta do átomo.

Atualmente, pesquisas em Física Atômica e Molecular tem aumentado significativamente, devido principalmente aos novos estudos da interação da radiação com a matéria propiciadas por técnicas de manipulação de átomos com luz.

A força de radiação da luz sobre átomos e moléculas foi investigada de forma pioneira por Lebedev (1910) e Einstein (1916-17). Estas pesquisas eram limitadas pelas dificuldades encontradas para formular experimentos e teorias.

A partir da invenção do laser em 1960 por Charles Townes e Arthur Schawlow [2], a pressão de radiação pode ser desenvolvida como ferramenta determinante para o controle do movimento atômico. Devido as suas características únicas como monocromaticidade, alto brilho espectral, polarização e coerência espacial. O laser é uma fonte de luz adequada para esta finalidade. Até então, apenas uma investigação experimental havia sido realizada estudando a deflexão de um feixe atômico com uma lâmpada de sódio [3]. A partir do desenvolvimento dos lasers largamente sintonizáveis que ocorreu na década de 70 experimentos similares foram realizados fornecendo resultados mais efetivos. Pesquisas envolvendo a utilização de luz ressonante e intensa para controlar o movimento dos átomos e aprisioná-los em armadilhas ópticas começaram a ser cogitadas [4].

Posteriormente, o grupo de Hansch e Schawlow [5] da Universidade de Stanford e o grupo de Wineland e Dehmelt [6] da Universidade de Washington propuseram, em trabalhos independentes, a técnica do resfriamento por laser (*"laser cooling"*). Estes grupos aventaram

a possibilidade de aprisionar átomos após tal resfriamento, através do efeito da pressão da radiação. Esta força dependente da velocidade pode ser utilizada para desacelerar e também para resfriar os átomos.

Phillips, Metcalf e colaboradores [7] conseguiram desacelerar um feixe atômico de sódio unidimensional aplicando um feixe de luz contra-propagante a um átomo, com uma pequena dessintonia para o vermelho da ressonância atômica, gerando uma força de resfriamento, em 1982.

Migdall e colaboradores demonstraram a primeira armadilha de átomos neutros em 1985 [8]. Essa armadilha é denominada armadilha magnética pois o aprisionamento atômico é obtido devido a ação da força, gradiente de campo magnético, sobre o momento magnético do átomo. Os átomos foram provenientes de um feixe atômico previamente desacelerados. Essas armadilhas não eram capazes de confinar os átomos e forneciam densidade de $10^9 \text{ átomos} / \text{cm}^3$ e temperatura da ordem de mK .

No mesmo período de desenvolvimento das armadilhas magnéticas ocorria a concepção das primeiras armadilhas ópticas. Essas armadilhas que podem ser espontâneas ou estimuladas fazem uso da pressão de radiação para a realização do aprisionamento. As armadilhas estimuladas são similares as armadilhas magnéticas, isto porque a força de aprisionamento se origina a partir da interação entre um dipolo e um campo externo aplicado.

Devemos citar ainda neste mesmo período a concepção de um resfriamento de átomos, pela utilização de uma geometria de seis feixes tridimensional, imaginado por Hansch e Schawlow [5] e efetivado por Chu e colaboradores [9]. Este arranjo de seis feixes é denominado “melado óptico” em função da natureza viscosa do aprisionamento e pode também ser unidimensional e bidimensional. O melado óptico é caracterizado pelo eficiente resfriamento da amostra correspondendo a uma etapa inicial para um aprisionamento efetivo,

isso por não possuir nenhuma ponto preferencial, assim essa armadilha cria uma região onde os átomos estão acumulados. Essa técnica permite a obtenção de átomos frios, mas com baixa densidade o que dificultava a realização de alguns estudos como o de absorção. Obtém-se o quase-aprisionamento com temperatura da ordem de μK e densidade de $10^8 \text{ átomos} / \text{cm}^3$.

A evolução das técnicas descritas acima culminou no surgimento das armadilhas magneto-ópticas. Tais armadilhas despontam como um relevante instrumento para o estudo da interação átomo-fóton, permitindo alta precisão, a análise dos processos colisionais envolvendo baixas energias e a observação de fenômenos como a Condensação de Bose-Einstein, entre outros.

A proposta inicial da armadilha magneto-óptica foi desenvolvida por David Pritchard e colaboradores[10], baseada no processo de emissão espontânea, esta armadilha possui contribuição da força dissipativa devido os feixes de aprisionamento e também da força restauradora proveniente do campo magnético inomogêneo aplicado. Nessa armadilha a melhor temperatura obtida é de alguns μK e no valor da densidade, $10^{11} \text{ átomos} / \text{cm}^3$, observada temos duas ordens de grandeza superior a obtida com melado, isso devido ao caráter confinador dessa armadilha [11].

Recentemente as colisões frias passaram a representar um excelente objeto de pesquisa com muitos mecanismos físicos para serem explorados. A perspectiva da obtenção de parâmetros relevantes da interação atômica onde citamos os potenciais moleculares de longo alcance, a determinação mais precisa dos níveis hiperfinos dos estados excitados. Assim a possibilidade da compreensão das peculiaridades quânticas da matéria abre novos caminhos onde os relógios atômicos utilizando átomos frios estão presentes, com o objetivo de melhores padrões de tempo e frequência.

O fato mencionado acima faz com que no momento um grande número de espécies homonucleares estejam sendo estudadas como Sódio [12], Potássio [13], Rubídio[14], Césio[15], Cálcio [16], Hélio [17], Estrôncio [16], Lítio [18] entre outros e também contribui para que estudos envolvendo as interações heteronucleares sejam realizados aumentando assim a importância desse trabalho [19, 20].

Estudos envolvendo a interação de dois condensados simultâneos de uma espécie [21, 22] reafirmam o interesse em experimentos envolvendo as espécies mistas.

Embora no últimos anos o aprisionamento atômico via laser tenha sido extensivamente estudado, o mesmo não ocorre para a manipulação de moléculas durante o mesmo período, sendo comparativamente mínimo. Isto se deve ao aumento da complexidade de tal sistema, por apresentar múltiplos canais de decaimento espontâneo [23].

O acima exposto motivou a realização deste trabalho como uma etapa inicial para o estudo de moléculas, com objetivo principal de maximizar procedimentos, técnicas experimentais de aquisição e taxas de perda visando o confinamento das espécies Césio e Rubídio numa armadilha magneto-óptica mista.

1.3 – Por que átomos frios?

As técnicas convencionais espectroscópicas são normalmente limitadas pelo efeito Doppler resultante do movimento atômico e do tempo de interação luz-átomo. Esse efeito produz incerteza nas medidas de propriedades atômicas e quanto mais curto o tempo de interação, maior o alargamento das linha espectrais. Posteriormente, medidas de altíssima resolução compeliram a necessidade de se reduzir a velocidade dos átomos.

Devido à ocorrência do efeito Doppler, ao se reduzir a velocidade atômica provoca-se uma mudança na frequência de ressonância. A fim de que esse efeito seja compensado utiliza-se um campo magnético variável no espaço [24].

Sabemos que existe uma relação entre a velocidade dos átomos de uma amostra gasosa e a sua temperatura. Desse modo a diminuição na velocidade dos átomos corresponde a uma diminuição da temperatura e vice-versa. Através da utilização do laser foi possível diminuir a velocidade dos átomos sem a ocorrência de mudança de fase.

A descrição espectroscópica através do aprisionamento de átomos e moléculas constitui um dos principais objetivos da Física Atômica. A obtenção de melhores padrões de frequência a átomos frios, as colisões atômicas, a óptica atômica, os efeitos coletivos e a Física Nuclear representam algumas das áreas de abrangência que vêm sendo desenvolvidas com átomos frios. A manipulação atômica também é relevante para aplicações tais como Engenharia Genética e Ciências dos Materiais.

Nas colisões envolvendo altas velocidades não podemos entender detalhes do potencial e o efeito da distribuição de velocidades faz com que observemos a velocidade média $\left(\frac{1}{2}mv^2 \approx KT\right)$ com isso o número de átomos aprisionados diminui. Outro limitante é

que a energia do átomo é bem maior que a energia do desdobramento de níveis, não é possível então, verificar efeitos da estrutura hiperfina dos átomos.

Para manipulações com átomos frios o tempo de colisão é maior que o tempo de vida do estado excitado, há possibilidade da ocorrência de emissão espontânea, ocorre predominância de interações fracas de longo alcance.

Na colisão normal, o tempo de trânsito é da ordem de $\Delta t \approx 10^{-12} - 10^{-14} s$ enquanto na colisão fria $\Delta t \approx 10^{-7} - 10^{-9} s$, o que possibilita a observação de passos intermediários, pois os átomos passam tempo suficiente em cada um dos pontos do potencial.

Os aspectos mencionados destacam a grande importância do resfriamento atômico para a pesquisa científica, particularmente se estamos interessados no regime quântico. A utilização de átomos frios para o aprisionamento atômico constitui um dos avanços significativos recentes e também é efetivado nesse trabalho.

1.4- Referências do Capítulo

- 1.1 - Rohef, J. W.; *Modern Physics from α to Z^α* , 1 st edition, John Wiley & Sons, INC., 1994.
- 1.2 - Iga, K., *Fundamentals of Laser Optics*, Plenum Press, 1994.
- 1.3 - Frisch, R.; Experimentelles nachweis des Einsteinschen strahlung sruck stobes, Zeit. J. Phys, v.86, p.42, 1933.
- 1.4 - Askhin, A.; Phys. Rev. Let. 40, 729 (1978)
- 1.5 - Hansch, T. W.; Schawlow, A. L.; *Cooling of gases by laser radiation*, *Opt. Commun.*, v.13, p.68, 1975.
- 1.6- Wineland, D.; Dehmelt, H., *Proposed $10^4 \Delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Te^+ mono-ion oscilator III*, Phys. Re v. Lett., v.48, n.22, p.596, 1982.
- 1.7 - Phillips, W. D.; Metcalf, H. *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett., v.48, n.22, p.596, 1982.
- 1.8 - Migdall, A.; Prodan, J.; Phillips, W. D.; Bergeman, T; Metcalf, H. Phys. Rev. Lett., v.54, p.2596, 1985.
- 1.9 - Chu, S.; Hollberg, L.; Bjorkholm, J.; Cable, A.; Ashkin, A.; Phys. Rev. Lett., 55, 48.
- 1.10 - Pritchard, D. E.; Raab, E. L.; Bagnato, V.S.; Wieman, C.; and Watts, R., Phys. Rev. Lett., v.57, p.310, 1986.
- 1.11 - Milori, D. M. B. P., *Caracterização de uma armadilha magneto-óptica para átomos de Sódio em célula de vapor*, Tese de Doutorado, IFQSC (1994).
- 1.12 - Raab, E. L.; Prentiss, M.; Cable, A.; Chu, S.; and Pritchard, D. *Trapping of neutral Sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. v.59, p.2631, 1987.

- 1.13 – Williamson III, R. S. and Walker, T. Magneto-optical trapping and ultracold of potassium atoms, *J. Op. Soc. Am. B*, v.12, p. 1393, 1995.
- 1.14 – Hoffman, D.; Feng, P.; Williamson III, R. S. and Walker, T. Excited –state collisions of trapped 85Rb atoms, *Phys. Rev. Lett.* v.69, p.753, 1992.
- 1.15 – Cardona, P.S. P., Montagem e caracterização de uma armadilha magneto-óptica para átomos de Césio operando com miligramas do metal, dissertação de mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo.
- 1.16 – Kuron, T. and Shimizu, F. Laser cooling and trapping of calcium and Strontium, *Jpn. J. Appl. Phys.* v.29, L2127, 1990.
- 1.17 – Bardou, F.; Emile, °; Courty, J.; Westbrook, C. and Aspect, A., Magneto-optical trapping of metastable helium: collision in the presence of resonant light, *Europhys. Lett.*, v.20, p.681, 1992.
- 1.18 – Ritchie, N. W. M.; Abraham, E. R. I.; Xiao, Y. Y.; Bradley, C. C.; Hulet, R. G. and Julienne, P., Trap-loss collisions of ultracold Lithium atoms, *Phys. Rev. A* v.51, R.890, 1995.
- Lin, Z.; Shimizu, K.; Zhan, M.; Shimizu, F.; and Takuma, H. Laser colling and trapping of Li, *Jpn. J. Appl. Phys.* v.30, L1324, 1991.
- 1.19 – Telles, G. D. Colisões inelásticas em amostras heteronucleares obtidas em armadilhas magneto-ópticas, dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos, 1998.
- 1.20 – Santos, M. S.; Nussensveig, P.; Marcassa, L.; Helmerson, K.; Flemming, J.; Zílio, S. C.; Bagnato, V. S., Simultaneous traaping of two different species in a vapor-cell magneto-optical trap, *Phys. Rev. A.*, v.52, n.6, p. R4340, 1995.

- 1.21 – Mewes, M. O.; Andrews, M. R.; Kurn, D. M.; Durfee, D. S.; Townsend, C. G.; and Ketterle, W., Output coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms, *Phys. Rev. Lett.*, v.78, p. 582, 1987.
- 1.22 - Myatt, C. J.; Burt, E. A.; Ghrist, R. W.; Cornell, E. A.; and Wieman, C. E., Production of two Overlapping Bose-Einstein Condensates by sympathetic cooling, *Phys. Rev. Lett.*, v.78, p.586, 1987.
- 1.23 - Bahns, J. T.; Stwalley, W. C.; Gould, P.L., *Laser cooling of molecules: A sequential scheme for rotation, translation, and vibration*, *J. Chem. Phys.*, n° 104, v.24, p. 9689-9697, 1996.
- 1.24 – Monroe, C.; Swann, W.; Robinson, H.; Wiemann, C., *Phys. Rev. Lett.*, Very cold atoms in vapor cell, v.65, p.1571, 1990.

Capítulo 2: Considerações Teóricas

2.1 Prólogo

Inicialmente, expomos os princípios físicos e operacionais envolvidos na concepção de uma armadilha magneto-óptica. Na sequência uma breve abordagem dos processos colisionais é apresentada, como modelo utilizado na descrição dos mecanismos de perdas. Finalizando, discutimos a equação representativa do processo dinâmico de colisões heteronucleares, característico para o estudo de colisões frias com amostras mistas.

A utilização da radiação como fonte de resfriamento e confinamento atômico, a partir do vapor de espécies atômicas no limite de temperaturas inferiores a miliKelvins, teve início em meados da década passada [1]. Nesta época foram desenvolvidas as primeiras teorias e experimentos, possibilitando o surgimento de novos ramos de pesquisa, que mais recentemente culminou com a realização experimental controlada da Condensação de Bose-Einstein [2,3] e Holografia Atômica [4] entre outras.

A análise dos potenciais de interação entre os átomos é de fundamental importância para a descrição dos mecanismos físicos envolvidos nos processos colisionais, assim como, no estudo das perdas que ocorrem numa armadilha magneto-óptica. A abordagem cuidadosa destes mecanismos representa um dos pontos essenciais desta dissertação, sendo efetuada neste capítulo.

2.2- Descrição da Armadilha Magneto-Óptica

Um átomo de dois níveis interage com a radiação e é desacelerado pelas sucessivas transferências de momentum linear ocasionando um recuo e conseqüentemente após vários ciclos uma diminuição significativa na velocidade inicial do átomo e temperatura. Esse processo é chamado melado óptico e tem por finalidade resfriar a amostra de vapor. O mecanismo não dá preferência espacial para o acúmulo de átomos. Tridimensionalmente o que observamos é o preenchimento da região de intersecção dos feixes de laser, não representando um confinamento nessa região.

A inclusão de um campo magnético no sistema mencionado anteriormente cria uma região de inomogenidade, localização preferencial para os átomos se acumularem. Essa região é devido a estrutura do campo magnético. A idéia do acoplamento desses dois mecanismos corresponde a armadilha magneto-óptica

A primeira armadilha magneto-óptica foi demonstrada, com mencionado anteriormente, por Raab e colaboradores produzindo como resultado uma força de caráter confinador, isto é, uma força que empurra o átomo em direção a origem do sistema. Ocasionalmente assim o aprisionamento da amostra atômica.

Abordaremos a sistemática de funcionamento da armadilha unidimensional. Consideremos um átomo hipotético com spin $s_0 = 0$ no estado fundamental e $s_1 = 1$ no estado excitado. Aplicando-se um campo magnético linear na direção do eixo z , sob a forma $B(z) = B_0 z$. O estado excitado do átomo sofrerá um desdobramento devido ao efeito Zeemann (que é linear para campo magnético fraco), tornando-se triplamente não degenerado

($m_s = -1,0,1$) com desvio $\Delta E = \mu m_s B$, sendo μ o magneton de Bohr. No caso tridimensional o campo cresce linearmente em qualquer direção e é nulo no centro da armadilha. Portanto, o gradiente de campo é máximo sobre o eixo em que estão as bobinas e cai para a metade nas direções ortogonais. Isto está ilustrado na Figura 2.1.

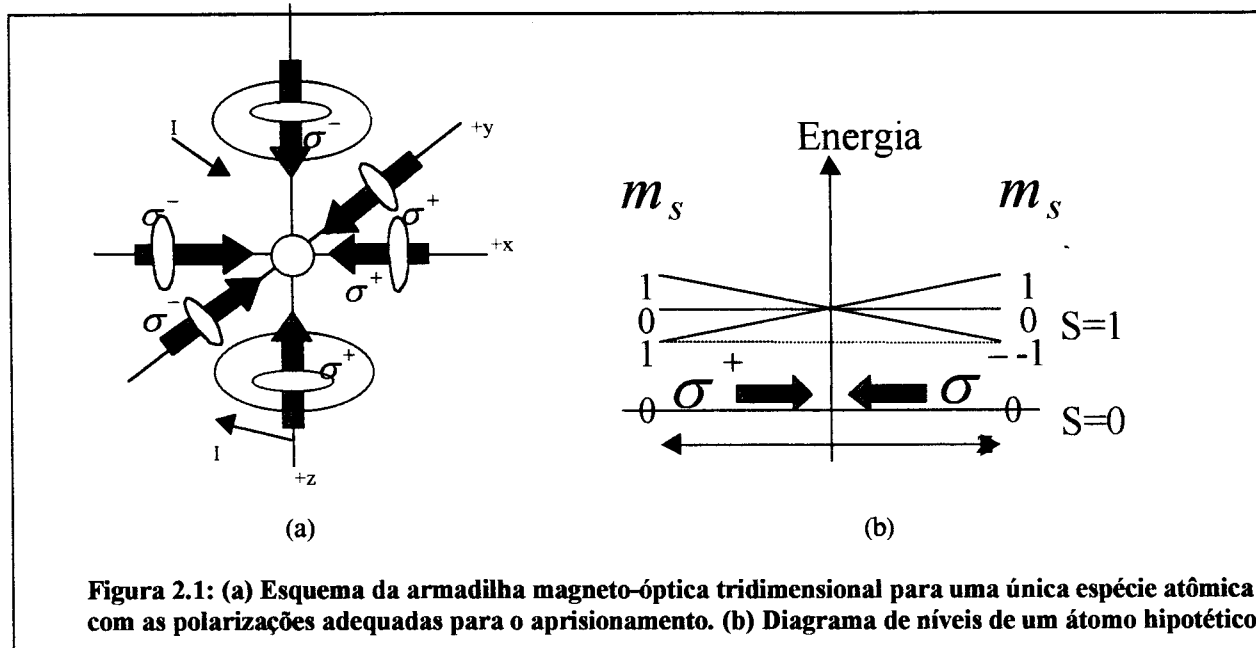


Figura 2.1: (a) Esquema da armadilha magneto-óptica tridimensional para uma única espécie atômica com as polarizações adequadas para o aprisionamento. (b) Diagrama de níveis de um átomo hipotético.

Aplicando-se na direção z um par de feixes de lasers contrapropagantes com frequência abaixo da ressonância e com polarizações ortogonais circulares. O efeito disto é que quando o átomo está sujeito ao feixe da região $z > 0$ ocorre preferencialmente a absorção dos fótons com polarização σ^- , pois a transição $\Delta m_s = -1$ é a mais próxima da frequência atômica. Para $z < 0$ temos que ocorre mais absorção de fótons σ^+ favorecido pela transição $\Delta m_s = +1$, dessa forma novamente a força a que o átomo está submetido o empurra para o centro da armadilha. Essa condição confina o átomo na origem do sistema $z=0$ e também retira energia cinética do mesmo já que essa força espontânea é dissipativa.

Consideramos uma única dimensão (eixo z) e a incidência de um único feixe de laser, com velocidade v submetido a um campo magnético como o descrito anteriormente, de

acordo com o formalismo definido por Cook [5] consideramos também a interação da luz com um átomo de dois níveis. O momento carregado por um fóton é $\hbar/\lambda = \hbar k$ sendo a luz de comprimento de onda λ . Assim a força média agindo sobre este átomo na direção positiva é definida pelo momento multiplicado a taxa média de absorção de fótons:

$$F_{\pm} = \pm \hbar \kappa \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + [\Delta \pm (\kappa v + \kappa \gamma z)]^2}, \quad (1)$$

sendo Γ a largura de linha, Ω a frequência de Rabi, Δ a dessintonia do laser, v a velocidade do átomo e $\gamma = \frac{1}{\hbar \kappa} g \mu \frac{\partial \mathcal{B}}{\partial z}$, para qual g é o fator de Landé do estado excitado e μ o magneton de Bohr.

Para a situação real onde sobre os átomos estão atuando em cada direção, dois feixes de laser contra-propagantes e considerando que as duas ondas atuam de maneira independente sobre o átomo, definimos a força total como:

$$F = F_+ + F_-. \quad (2)$$

Dessa forma para baixas velocidades e campos magnéticos fracos, temos que $|\kappa v|$ e $|\kappa \gamma z| \ll \Delta$, assim a equação de força se reduz para:

$$F = \hbar \kappa \Gamma \frac{\Omega^2 \Delta}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} + \Delta^2\right)^2} (\kappa v + \kappa \gamma z), \quad (3)$$

que pode ser reescrita como:

$$F = -\alpha v - Kz, \quad (4)$$

na qual $\alpha = \frac{K}{\gamma} = \hbar \kappa^2 \frac{-\Omega^2 \Delta \Gamma}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} + \Delta^2\right)^2}$, representando o movimento atômico nas

proximidades do centro da armadilha, o que corresponde a um oscilador harmônico amortecido.

Portanto, temos uma força dissipativa com a finalidade de diminuir a velocidade dos átomos, independente da presença do campo magnético. No trabalho de Cook foi demonstrado que essa força é composta de duas partes onde a primeira corresponde a força de dipolo e a segunda é a força espontânea. A armadilha magneto-óptica é baseada na força espontânea e devido a utilização usual do perfil de intensidade gaussiano, o efeito da força induzida é considerado desprezível.

A captura dos átomos ocorre a partir do vapor proveniente de um reservatório acoplado a câmara de aprisionamento, esse reservatório se mantém aquecido adequadamente até que a câmara seja completamente saturada pelo vapor. Essa armadilha funcionando a partir do vapor desenvolvida por Monroe [6] consiste na utilização dos átomos de baixa velocidade da célula de vapor, representando uma grande evolução nas armadilhas devido a simplificação do aparato experimental, já que anteriormente a amostra atômica provinha de um feixe atômico desacelerado via ajuste Zeemann.

2.3- Estudo dos Processos Colisionais numa Armadilha Magneto-

Óptica Mista

O estudo dos átomos tem sido a grande motivação para o desenvolvimento do aprisionamento via laser e para o surgimento das técnicas de resfriamento [1]. A utilização de radiação como fonte de resfriamento e confinamento atômico, a partir do vapor de espécies atômicas, no limite de temperaturas inferiores a miliKelvins (mK), teve início em meados da década passada com o desenvolvimento dos primeiros estudos teóricos e experimentais, os quais serão apresentados neste capítulo.

A compreensão dos mecanismos físicos envolvidos nas perdas de átomos na armadilha é o grande fator motivador do estudo dessas colisões. Inicialmente estes estudos eram realizados com a finalidade de maximizar o número de átomos aprisionados e sua densidade.

O processo de perdas ("*trap loss*") que ocorre na armadilha é devido a colisão entre os átomos aprisionados e átomos não aprisionados, levando à diminuição drástica da densidade de átomos aprisionados, o que impossibilita a realização de alguns experimentos de interesse. O termo para cada tipo de colisão e sua origem física é discutido.

Os processos colisionais inelásticos permitem a obtenção de medidas espectroscópicas altamente precisas sendo responsável assim pela determinação dos potenciais moleculares de longo alcance, determinação do comprimento de espalhamento obtido na colisão binária e determinação da separação hiperfina dos estados excitados com alta precisão [7].

Com o objetivo de estudar esses mecanismos de perdas por colisão descrevemos as possíveis situações colisionais. As colisões frias e ultra-frias que ocorrem em uma armadilha magneto-óptica apresentam-se sob três formas [8]:

- **Colisão com átomos no estado fundamental**

Essas colisões são sensíveis aos detalhes dos potenciais de interação, de modo que campos fracos podem afetar tal processo colisional. Essa classe de colisões é extremamente importante em dois casos: o papel importante das colisões elásticas em aplicações de armadilhas em outras áreas como padrões de frequência e o Condensado de Bose – Einstein [9] e também devido as limitações que as colisões inelásticas impõem no número de átomos aprisionados. Dessa forma notamos que processos elásticos quanto inelásticos estão presentes em fenômenos nos quais este tipo de colisões está envolvido.

Para o caso elástico, a colisão é caracterizada pelo comprimento de espalhamento α , o qual pode ser determinado por termalização e pela análise dos estados ligados do potencial, obtendo assim seus parâmetros. Entretanto, esses processos não são interessantes em nosso trabalho, por não possuírem mecanismos de perda.

Nos processos inelásticos destacamos a mudança de estrutura hiperfina. Para átomos no estado eletrônico fundamental a energia de interação varia com R^{-6} , caracterizando um potencial de interação de curto alcance. Nas situações envolvendo baixas intensidades (uma armadilha pouco profunda) de luz ressonante em relação a intensidade de saturação dá-se uma maior incidência desse tipo de processo.

• **Colisões com um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado**

Nesse caso, temos uma interação dipolar e os potenciais de longo alcance são relevantes, ocorrendo transferência de energia cinética para os átomos, através de dois processos básicos: Escape Radiativo e de Mudança de Estrutura Fina.

No primeiro processo, a excitação do átomo no potencial de longo alcance ocasiona o seu decaimento, possibilitando a ocorrência de emissão espontânea. Os átomos são acelerados em sentidos contrários até o ponto, antes de decair. Os dois átomos agora, no estado eletrônico fundamental, estão livres e com maior energia cinética, o que permite a saída do confinamento.

No segundo processo devemos considerar a probabilidade de que o par de átomos sofram uma mudança no momento angular total, caracterizando o desdobramento de níveis, resultando numa transferência de energia para cada átomo. Nas situações envolvendo altas intensidades da luz ressonante em relação a intensidade de saturação, este tipo de colisão é bastante relevante.

• **Colisões envolvendo ambos átomos no estado excitado**

A interação para esse tipo de colisão é quadrupolar, a qual também é sensível ao potencial de longo alcance. Dois átomos no estado excitado estão envolvidos, tornando eficiente a detecção de íons, devido à natureza do processo. Há uma maior complexidade na dinâmica da colisão, em relação às situações envolvendo um único átomo no estado excitado. Os potenciais duplamente excitados são relativamente fracos, variando radialmente com R^{-5} , não podendo acelerar suficientemente os átomos para pequenas distâncias, sem a ocorrência de emissão espontânea.

O processo inelástico relacionado a essas colisões é o processo de Ionização Fotoassociativa. Ocorrendo quando há um cruzamento entre os potenciais $3P_{3/2} + 3P_{3/2}$ e o

associado a molécula ionizada. Esse processo aparece em menor escala, as contribuições para taxas de perda devido a esse processo é menor em relação aos processos mencionados anteriormente.

Observamos na Figura 2.2 os três casos envolvidos em colisões frias. Particularmente para átomos de Sódio O movimento atômico é governado por forças interatômicas conservativas.

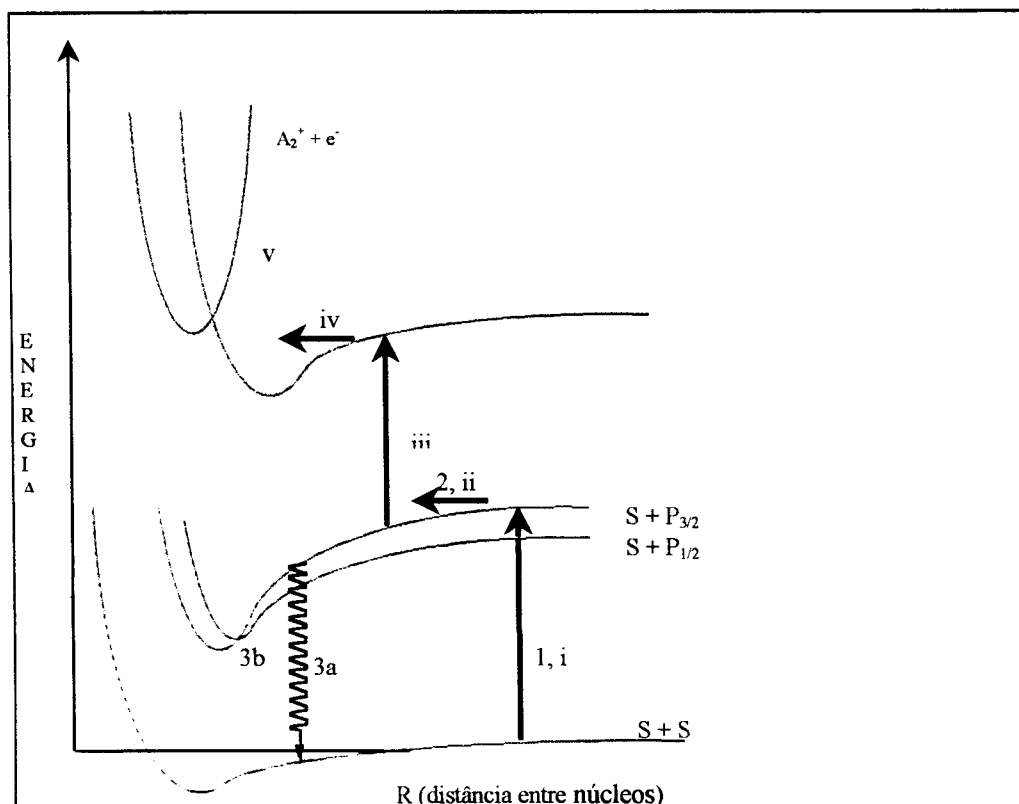


Figura 2.2: Processos Colisionais que ocorrem com amostra fria de Sódio.

As colisões entre átomos no estado fundamental ocorre sob a curva S+S (em magenta). Para as colisões envolvendo um átomo no estado excitado, tal excitação é feita via laser para grandes distâncias internucleares, o que pode ser visualizado no passo (1), e a ocorrência de aceleração, levando a um possível decaimento espontâneo sob o potencial do estado excitado, o qual explicitado no passo (2). Para tais processos, verifica-se a transferência de energia representada no passo (3a) ou a mudança de estrutura fina para

pequenos valores de R no passo (3b). Colisões envolvendo duplo estado excitado [passo (i)] para grandes valores de R ; aceleração com decaimento espontâneo possível sobre o potencial de um átomo no estado excitado [passo (ii)]; excitação para um duplo estado excitado para valores intermediários de R [passo (iii)] e um possível decaimento espontâneo [passo (iv)] encontram-se também representados. Notamos ainda a possível ocorrência de ionização fotoassociativa [passo (v)]. Dessa forma, descrevemos os principais processos que ocorrem na armadilha magneto-óptica. Apresentamos na Figura 2.2, curvas de potenciais para as espécies alcalinas em estudo [10].

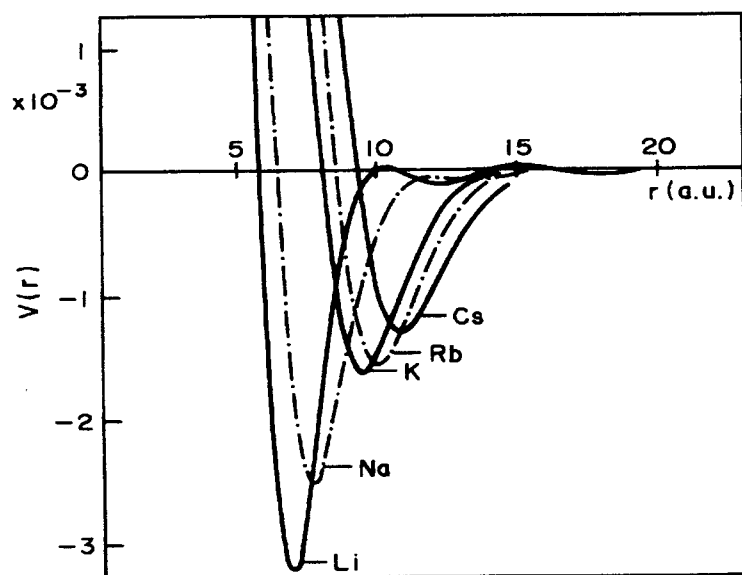


Figura 2.2: Potenciais de Interação para as espécies alcalinas.

2.4- Modelo Teórico para o Estudo de Perdas na Armadilha Magneto-Óptica Mista

O modelo utilizado para o estudo dos processos colisionais tem por objetivo explicar os mecanismos de perdas devido aos processos de Escape Radiativo e de Mudança de Estrutura Fina. Foi desenvolvido por Gallarger- Pritchard [11], sendo um modelo semi-clássico por considerar o átomo como uma partícula puramente quântica e atribuir ao movimento atômico no potencial molecular um tratamento clássico. Esse modelo, já bastante discutido na literatura, foi posteriormente adaptado para colisões heteronucleares.

Os dois átomos se encontram um no estado fundamental e o outro no estado excitado. A interação atômica entre eles é atrativa, levando a uma aproximação dos núcleos atômicos, os quais adquirem energia cinética suficiente para escapar do confinamento. Nas colisões frias estão envolvidas velocidades baixas e tempos longos, possibilitando um estudo do comportamento atômico em todos os pontos do potencial a que está submetido. A localização da ocorrência da emissão espontânea e o tempo de aceleração definirão se o átomo vai escapar ou não da armadilha.

Para compreendermos melhor os mecanismos de perdas que ocorrem na armadilha é necessário conhecer a probabilidade de ocorrência da emissão espontânea, bem como o tempo em que o átomo é acelerado até a colisão com o outro átomo.

Os potenciais de longo alcance são muito relevantes na dinâmica de colisões frias.

Para combinações entre amostras binárias, temos os estados e os termos dominantes de seu potencial:

$$S + S \rightarrow \frac{1}{R^6} \quad \text{Interação Tipo Van der Waals,}$$

$$S + P \rightarrow \frac{1}{R^3} \quad \text{Interação Dipolar,}$$

$$P + P \rightarrow \frac{1}{R^5} \quad \text{Interação Quadrupolar.}$$

Os dois últimos podem ser atrativos ou repulsivos. O potencial de longo alcance ocorre quando temos um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado. Para átomos neutros é a maior força interatômica que pode ocorrer. Por exemplo, quando *Sódio* está sujeito ao potencial de longo alcance ($R=1000\text{\AA}$) a energia cinética do átomo e a profundidade da armadilha são iguais.

Trataremos agora as transições atômicas $S_{1/2}$ e $P_{1/2}$ apenas com relação ao mecanismo de Escape radiativo. Consideremos o laser deslocado para o vermelho da transição. Fazendo uma aproximação quase-estática, o que representa que a amostra de átomos se encontra parada quando ocorre a absorção do fóton, podemos descrever esse processo através da equação [12]:

$$A + A\left(^2P_{3/2}\right) + E_i \rightarrow A + A + \hbar\nu + E_f, \quad (6)$$

na qual E_i e E_f correspondem as energias cinéticas nos estados inicial e final do processo. O ganho em energia cinética ΔE é devido a emissão do fóton pela molécula A_2 , o qual está deslocado para o vermelho da transição atômica com energia $\hbar\nu_A$, sendo

$$\Delta E = E_f - E_i = \hbar\nu_A - \hbar\nu. \quad (7)$$

A probabilidade do átomo absorver fótons na presença da radiação depende da largura de linha do laser, da sua frequência e da frequência de ressonância atômica, apresentando a forma de uma lorentziana.

A taxa de excitação do par de átomos sujeito a interação dipolar distantes R_0 entre si, representa a probabilidade de absorver fótons multiplicada pela secção de choque e fluxo dos fótons, ou seja

$$\mathfrak{R}(R_0, \omega_L, I) = \left[\frac{(\Gamma_A)^2}{[\omega_L - \omega(R_0)]^2 + (\Gamma_A)^2} \right] \frac{I\lambda^2}{\hbar\omega_L 2\pi} = \phi(\omega_L, I) \frac{I\lambda^2}{\hbar\omega_L 2\pi}, \quad (8)$$

sendo que $\omega(R_0) = \omega_0 - \frac{C_3}{\hbar R_0^3}$ representa a frequência da molécula ressonante com R_0 igual

ao ponto de excitação de um dos átomos, $\Gamma_A = \frac{\Gamma_M}{2} = 0.6 \times 10^8 \text{ Hz}$ é definida como a largura de linha atômica.

Centramos a função $\phi(\omega_L, I)$ na posição em que ocorre absorção de fótons e a dessintonia é dada por $\Delta = \omega_L - \omega_0 = \frac{C_3}{R_0^3}$. O valor médio da constante $C_3 = 9,19 u.a.$ é encontrado na literatura [13,14] e possui um valor característico de acordo com a espécie atômica..

Definimos então, para a taxa de perdas:

$$\beta \propto \int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 dR_0 \phi(\omega_L, I) P(R_0). \quad (9)$$

Essa expressão associa através de um produto os termos referentes à probabilidade da ocorrência de perda na armadilha, à densidade de pares no espaço e à probabilidade de

absorção de um fóton, sendo a densidade da forma: $\frac{[C]^2}{2}(4\pi R_0^2 dR_0)$, para a qual $[C]$ representa a concentração de átomos de Sódio.

Para calcularmos a probabilidade $P(R_0)$ de ocorrer perdas na armadilha, é necessário calcular o tempo em que os átomos vão estar sob a influência do potencial atrativo, isto é, a permanência no potencial, é que vai definir se a energia é suficiente ou não para que os átomos sejam liberados.

Iniciaremos definindo o tempo t_i como o tempo necessário para levar o par de átomos de R_0 até R_1 , que representa a probabilidade do átomo percorrer a curva entre R_0 e R_1 sem decair espontaneamente; e t_f de R_1 até R_A , sendo que R_0 é a posição em que o fóton foi absorvido, R_A é o raio do átomo e R_1 corresponde a distância em que a energia cinética adquirida pelo par é duas vezes a profundidade da armadilha. Essa condição representa um limite para o confinamento atômico, de modo que para a probabilidade do movimento atômico em t_i com a ausência da emissão espontânea:

$$P = \exp(-2\Gamma_A t_i). \quad (10)$$

No intervalo de distância de R_1 para R_A temos que a probabilidade é

$$P = \exp(-4\Gamma_A t_f). \quad (11)$$

Devido ao fato do par de átomos estar vibrando, devemos considerar as sucessivas aproximações, até que emita espontaneamente. O tempo de vida do estado excitado é menor do que o tempo das oscilações, entretanto as contribuições dos termos oscilatórios devem ser preservadas.

Podemos escrever a probabilidade total como:

$$P = [\exp(-\Gamma t_i)(1 - \exp(-2\Gamma t_f)) \sum_{j=0}^{\infty} (\exp(-\Gamma(t_i + t_f)))^j] = \frac{\sin(\Gamma t_i)}{\sinh[\Gamma(t_i + t_f)]}. \quad (12)$$

Estamos ainda interessados no cálculo do tempo total no qual o par acelerado está sob a influência do potencial, dado por [15]

$$t(R_0) = 1,4 \sqrt{\frac{\mu}{2}} \int_0^{R_0} dR \left[\left(\frac{1}{R_3^{1/3} - R_0} \right) C_3 \right]^{-1/2} = \left[\frac{\mu R_0^5}{2C_3^3} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Na expressão, μ representa a massa reduzida do par e a multiplicação por 1,4 indica o fato do átomo possuir velocidade diferente de zero quando ocorre a absorção do fóton.

Podemos escrever também a probabilidade de perdas como função da dessintonia do laser, usando $t = t_i + t_f = \left(\frac{(\Delta_r/\Delta)^{5/6}}{\Gamma} \right)$ sendo $\Delta_r = \frac{C_3}{\hbar} \left(\frac{\mu \Gamma^2}{2C_3} \right)^{3/5}$, de modo a obtermos para a taxa de perdas como função da dessintonia do laser:

$$\beta \propto \frac{\sin(\Gamma t_{ii})}{\Delta^2 \sinh \left[\left(-\Delta_r/\Delta \right)^{5/6} \right]}. \quad (14)$$

Essa probabilidade determina a taxa de perdas para o processo de Escape Radioativo. Faz-se necessário o cálculo para o processo de Mudança de Estrutura Fina que foi desprezado inicialmente. Considerando então a estrutura do estado excitado, necessitamos calcular a variação do momento angular J .

Os potenciais atômicos são descritos segundo o modelo de Landau-Zener [16], existindo uma probabilidade de troca de momento angular J . Nesse mecanismo o ganho de energia cinética é dado por:

$$\Delta E = E_f - E_i = \Delta E_{FS}, \quad (15)$$

na qual ΔE_{FS} é a diferença de energia entre os níveis de estrutura fina.

Estudos de colisões homonucleares mostram que a taxa de perdas devido à Mudança de Estrutura Fina é maior que a taxa dada pelo processo de Escape Radiativo para espécies alcalinas [17]. Esse fato ainda não foi devidamente tratado para colisões envolvendo duas espécies [18]. Na Figura 2.4 podemos ver ilustrado o esquema para os dois mecanismos.

No processo de Escape Radiativo a energia cinética liberada é suficiente para que o par de átomos aprisionados no potencial de longo alcance escape da armadilha, então a taxa equivalente aos átomos sujeitos ao processo de Mudança de Estrutura Fina é definida por:

$$\beta_J \propto \frac{\eta_J \exp[-(\Delta_\Gamma / \Delta)^{\frac{5}{6}}]}{[1 - (1 - \eta_J) \exp[-2(\Delta_\Gamma / \Delta)^{\frac{5}{6}} \Delta^2]]} \quad (16)$$

sendo o fator η_J a probabilidade de que o mesmo ocorra.

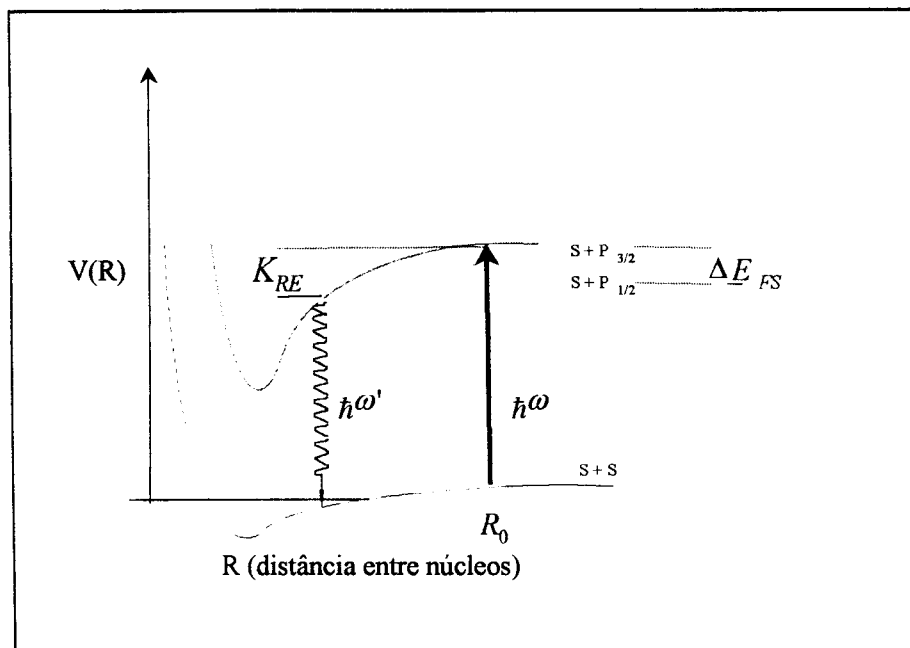


Figura 2.4: Diagrama que apresenta os mecanismos de Escape Radioativo e de Mudança de Estrutura Fina.

Para o processo de Escape Radiativo é necessário que o átomo não tenha sofrido Mudança de Estrutura Fina, assim, definimos $2t_{RE}(R_0)$ como o tempo em que $R < R_{RE}$, de modo que:

$$\beta_{RE} \propto \frac{2t_{RE}(R_0)\Gamma_M \exp[-(\Delta_\Gamma / \Delta)^{\frac{5}{6}}]}{[1 - (1 - \eta_J) \exp[-2(\Delta_\Gamma / \Delta)^{\frac{5}{6}} \Delta^2]]} \quad (17)$$

O acima exposto mostra que a taxa de perdas por colisão cresce rapidamente quando a dessintonia do laser tende para o vermelho, e o mecanismo de perda dominante para o estado $3P_{3/2}$ é a Mudança de Estrutura Fina.

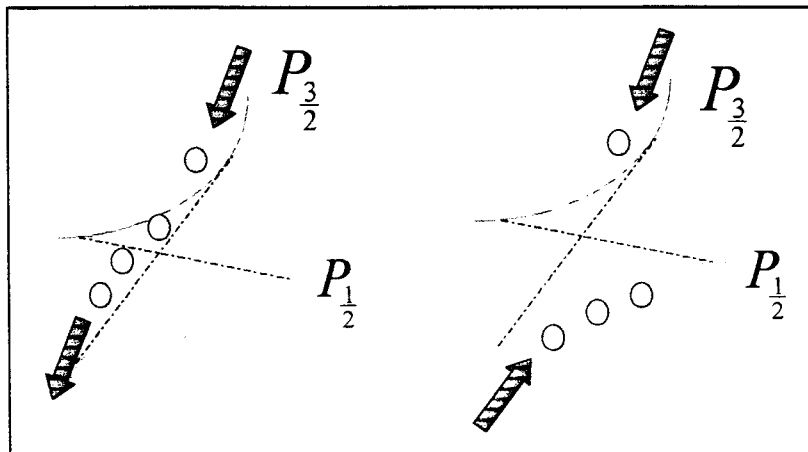


Figura 2.5: Visualização do processo de Mudança de Estrutura Fina.

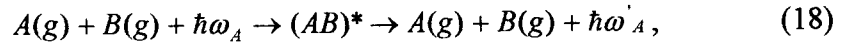
Esse modelo foi pioneiro no tratamento das colisões frias homonucleares e com os ajustes feitos para o estudo de colisões heteronucleares possibilita a análise dos processos envolvidos de forma satisfatória. Não obstante, existem outros modelos para o estudo dessas colisões que consideram todo o processo numa abordagem quântica, mas que não serão investigados nesse trabalho.

As alterações feitas no modelo para o tratamento de colisões heteronucleares levam em conta que o potencial de interação entre os átomos não é mais um potencial do tipo dipolo ressonante, no qual as nuvens atômicas trocam suas excitações, possibilitando a propagação da excitação de um átomo para o outro.

Para átomos diferentes, não é mais possível a troca de excitação, ocorrendo flutuações nas nuvens eletrônicas. O novo potencial é do tipo van der Waals, que caracteriza uma

interação mais fraca e por isso é uma interação de curtas distâncias. A probabilidade de ocorrência de acoplamentos entre as nuvens diminui e os efeitos desse potencial serão mais efetivos a distância interatômicas curtas. Devido à mudança na forma do potencial, as taxas de perdas também serão alteradas.

Para a nova situação podemos escrever:



na qual temos a diferença de energia como $\hbar(\omega_A - \omega'_A)$ devendo ser dividida para cada átomo de acordo com a diferença entre as massas inerciais de cada espécie. A formação da “quase-molécula” $(AB)^*$ que pode resultar de ambos os processos representados na equação, sendo geradas entretanto com características diferentes, acreditamos ser devida a outros mecanismos de perdas e excitação que estão influenciando os resultados.

A frequência de ressonância atômica é alterada para $\omega(R_0) = \omega_0 - \frac{C_6}{\hbar R_0^6}$, assim, o

ponto em que um dos átomos é excitado também é modificado:

$$\Re(R_0, \omega_L, I) = \left[\frac{(\Gamma_A)^2}{\left[\omega_L - \omega_0 - \frac{C_6}{\hbar R_0^6} \right] + (\Gamma_A)^2} \right] \frac{I\lambda^2}{\hbar\omega_L 2\pi} = \phi(\omega_L, I) \frac{I\lambda^2}{\hbar\omega_L 2\pi}. \quad (19)$$

Podemos escrever o novo tempo de aproximação entre os átomos como:

$$t(R_0) = 1,4 \sqrt{\frac{\mu}{2}} \int_0^{R_0} dR \left\{ \left[\frac{1}{R^6 - R_0^6} \right] C_6 \right\}^{-1/2} = 3,25 \left[\frac{\mu R_0^8}{2C_6} \right]^{-1/2}, \quad (20)$$

de modo a determinar a taxa de perdas por colisão heteronuclear entre átomos aprisionados por:

$$\beta \propto \frac{\sinh(\Gamma t_1)}{\Delta^2 \sinh\left(3,25\Gamma \left(\frac{\mu R_0^8}{2C_6}\right)\right)}. \quad (21)$$

A taxa de perdas por colisão depende da concentração de pares, da densidade de átomos no estado excitado e da probabilidade do átomo na presença da luz laser absorver fótons. Podemos escrever a equação considerando as variáveis mencionadas anteriormente como

$$\beta = \frac{\Gamma_A}{2} \left[\frac{(\Gamma_A/2)^2 + \Delta^2}{(\Gamma_A/2)^2} \right] \int_0^\infty \frac{4\pi R_0^2 dR_0 \phi(\omega_L, I) P(R_0)}{2}, \quad (22)$$

que deve ser integrada, lembrando que $\Delta = \omega_L - \omega_0 - \frac{C_6}{\hbar R_0^6}$ e $dR_0 = \frac{d\Delta}{\left| \frac{d\Delta}{dR} \right|_{R_\Delta}}$, sendo R_Δ a

posição na qual a taxa de excitação é máxima. Assim, a taxa de perdas é dada por:

$$\beta = \frac{\Gamma_A}{2} \left[\frac{(\Gamma_A/2)^2 + \Delta^2}{(\Gamma_A/2)^2} \right] \frac{4\pi R_\Delta^2 \Gamma_M}{\frac{d\Delta}{dR}} \frac{\sinh(\Gamma t_1)}{4 \sinh[\Gamma(t_0 + t_1)]}. \quad (23)$$

Utilizamos uma integração numérica para obter os tempos t_0 , que representa o tempo necessário para o átomo se deslocar do ponto em que o par é excitado até o ponto em que a energia é suficiente para que ele escape da armadilha e t_1 que representa o tempo necessário para o átomo se deslocar do ponto em que o ganho de energia é suficiente para que ele escape até a distância mínima de aproximação entre os átomos.

Esse cálculo nos fornece o valor da taxa de perda. Com o uso dos valores das constantes C para os potenciais de interação entre as espécies podemos observar no quarto capítulo que a concordância entre os valores obtidos teoricamente e aqueles obtidos experimentalmente é satisfatória.

2.5- Referências do Capítulo

- 2.1 – Phillips, W.D.; Prodan, J. V.; Metcalf, H.J. *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms*, J. Opt. Soc. Am. B, v.2, n.11, p.1751-67, 1985.
- 2.2 – Hansch, T. W.; Ssshawlow, A. L. *Cooling of Gases by laser Radiation*, Opt. Com., v.13, n.1, p.68-69,1975.
- 2.3 – Davis, K.B.; Mewes, M. O.; Andrews, M. R.; van Druten, N. J. ; Durfee, D. S.; Kurn, D. M.; Ketterle, W.; *Bose- Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Re v. Lett., v.75, n.22, p.3969-3973, 1995.
- 2.4 - Morinaga, M.; Yasuda, M.; Kishimoto, T.; Shimizu, F. *Holographic Manipulation of Cold Atomic Beam*, Re v. Lett., v.77, n.5, p.802-805, 1996.
- 2.5 – Cook, R. J. Atomic motion in resonantradiation: An application of Ehrenfest's theorem, Phy. Rev. A, v.20, n.1, p.224-8, 1979.
- 2.6 – Monroe, C.; Swann, W.; Robinson, H.; Wieman, C. Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell, Phys. Rev. Lett., v.65, n.13, p.1571-4, 1990.
- 2.7 - Marinescu, M.; Dalgarno, A.; *Dispersion forces and long-range eletronic transition dipoles moments of alkali-metal dimer excited states*,Phys. Rev. A., v. 52, n.1, p.311-328,1995.
- 2.8 - Walker, T.; Feng, P. *Measurements of Collisions between Laser-Cooled Atoms*, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* , v.34, p. 125-170, 1994.
- 2.9 - Gallarger, A.; Pritchard, D. *Exoergic Collisions of Cold Na* -Na*, Phys Rev. Lett., v.63, n.9, p.957-60, 1989.
- 2.10 - Julienne, P. S.; Vigué, J. *Cold Collisions of Ground- and Excited-state Alkali-metal Atoms*, Phys. Rev. A., v.44, n.7, p.4464-4484, 1991.
- 2.11 - Bussery, B.; Aubert- Frecon M.; *Multipolar long-range electrostatic, dispersion, and indution energy terms for the interactions between two identical alkali atoms Li, Na, K, Rb and Cs*, J. Chem. Phys., v.82, n.7, p.3224-3234, 1985.
- 2.12 - Peters, M. G.; Hoffmann, D.; Tobiason, J. D.; Walker, T.; *Laser-induced ultracold Rb($5S_{\frac{1}{2}}$) + Rb($5P_{\frac{1}{2}}$) collisions*, Phys. Rev. A., v.50, 1994.
- 2.13 - Weiner, J.; Bagnato, V. S.; Zilio, S. C.; Julienne, P.; *Experiments and Theory in Cold and Ultracold Collisions*, Rev. Mod. Phys.

- 2.14 - Walker, T.; Sesko, D.; Wiemann, C.; *Collective behavior of Optically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett., v. 64, p. 408-411.
- 2.15- Marcassa, L.; Bagnato, V.; Wang, Y.; Tsao, C.; Weiner, J.; Dileu, O.; Band, Y. B.; Julienne, P. S.; *Collisional Loss rate in a Magneto-optical Trap for Sodium atoms: Light-intensity dependence*, Phys. Rev. A., v.47, n.6, p. R4563-4566,1993.
- 2.16 - Santos, M. S.; Nussenzeig, P.; Marcassa, L.; 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. Rev. A., v.52, n.6,p.R4340-4343,1995.
- 2.17 - Santos, M. S.; *Aprisionamento Simultâneo de Sódio-Potássio e Estudos Collisionais*, São Carlos, 1997, 95p. Tese de Doutorado- Instituto de Física de São Carlos- Universidade de São Paulo.
- 2.18 - Bahns, J. T.; Stwalley, W. C.; Gould, L.; *Laser cooling of molecules: A sequential scheme for rotations, translation, and vibration*, J. Chem. Phys., v.104, n.24, p.9689-9697, 1996.

Capítulo 3: A Armadilha Magneto-Óptica e Descrição do Sistema Experimental

3.1-Considerações Preliminares

Nosso grupo é responsável por diversos trabalhos envolvendo o estudo da interação radiação-matéria ilustrado na Figura 3.1, tendo como técnica utilizada o resfriamento via laser para o controle do movimento atômico. Nessa técnica, os graus de liberdade externos são controlados através da transferência de momento linear entre átomos e fótons permitindo a redução da energia cinética da amostra de átomos consequentemente a redução da velocidade, como discorreremos a seguir.

A armadilha magneto-óptica utiliza a força da pressão de radiação para produzir o resfriamento e o aprisionamento tridimensional [1,2], sendo, até então, o método mais eficiente para o aprisionamento de átomos neutros.

Uma das finalidades da armadilha magneto-óptica é estudar o comportamento da interação atômica no regime de ultra baixas energias e altas densidades. Possui também aplicações como: medidas espectroscópicas de precisão, estudo de colisões atômicas para baixas velocidades, colisões entre átomos lentos e superfícies, observação de efeitos quânticos coletivos entre átomos frios e estudo de espectroscopia molecular.

Desde a elaboração da primeira armadilha magneto-óptica, muitas espécies atômicas foram aprisionadas, inicialmente com amostras de um único elemento atômico, sendo introduzido recentemente o aprisionamento simultâneo de diferentes espécies atômicas com átomos de Sódio, Potássio e Rubídio [3, 4].

Apresentamos nesse capítulo a implementação da armadilha magneto-óptica mista, as condições necessárias para seu funcionamento e as técnicas experimentais utilizadas para aquisição de resultados.

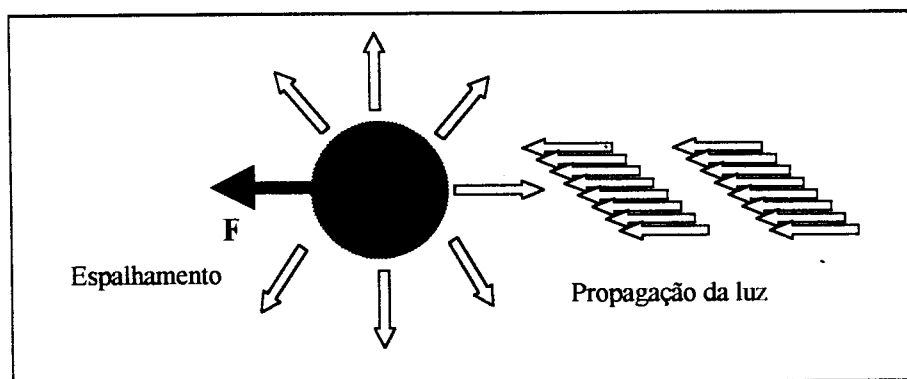


Figura 3.1: Apresenta o processo de emissão espontânea, a absorção do feixe de luz ocorre apenas ao longo de uma única direção.

3.2- Funcionamento da Armadilha Magneto-Óptica Mista

Nosso aparato experimental é composto pela câmara onde a amostra atômica é aprisionada juntamente com a montagem óptica que nos permite definir a trajetória dos feixes de lasers.

Como mencionado no capítulo anterior nosso objetivo é determinar as taxas de perdas entre as espécies distintas. É importante salientar que são inúmeros os processos que ocasionam as perdas na armadilha e nosso sistema permite a obtenção da taxa total de perdas considerando a contribuição de todos os processos colisionais sem distingui-los, assim podemos determinar os parâmetros de interesse ajustando adequadamente as curvas obtidas.

A proposta de estudar as colisões frias foi bastante desenvolvida em nosso grupo [5, 6] e com isso demonstramos a eficiência desse tipo de montagem operando e capturando átomos.

A câmara de vácuo de aço inox utilizada contém seis janelas pelas quais passam os feixes de aprisionamento, uma janela para observação da armadilha, janelas permitindo a conexão de bombas que mantêm o vácuo adequado, janelas para detecção de íons e câmera CCD (“*charge coupled device*”) com a qual serão realizadas as aquisições de imagens. Utilizamos uma bomba iônica e uma bomba turbo molecular. A pressão obtida na câmara é da ordem de 10^{-9} Torr.

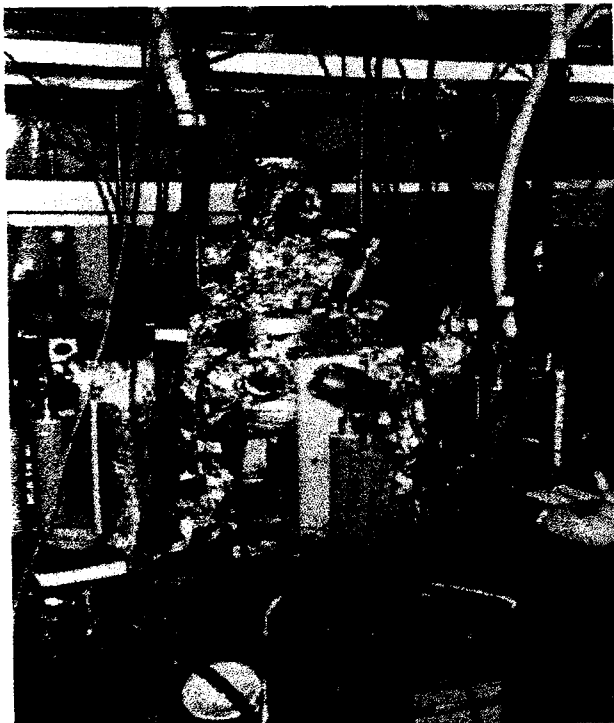


Figura 3.2: Foto da armadilha utilizada no experimento.

Acoplados também estão os reservatórios das espécies alcalinas em estudo: Césio (*Cs*), Potássio (*K*), Rubídio (*Rb*) e Sódio (*Na*). Os reservatórios possuem uma ampola de vidro que contém porções de cada espécie lacradas em alto vácuo. O material da ampola é liberado à medida que o vácuo esteja propício, ou seja, adequado para o não comprometimento do aprisionamento. A célula contém vapor de Césio e Rubídio. Seis pares de feixes de lasers ortogonais e contrapropagantes interceptam-se no centro da célula. Foram utilizadas lâminas $\frac{1}{4}$ para polarizar o plano xy e rombos de Fresnel para o eixo z gerando rotação de $\frac{1}{4}$. Os feixes de ambas espécies são combinados no eixo z . O campo magnético utilizado possui variação linear com a posição a partir do centro da armadilha. Conjuntos independentes de ópticas permitem alinhamento garantindo que as nuvens atômicas se superponham

espacialmente. As duas nuvens atômicas são produzidas com número de átomos e densidades da ordem de 10^8 e 10^{10} átomos / cm^3 .

A câmara é mantida a uma temperatura constante através do uso de fitas térmicas e termopares para o monitoramento da temperatura.

A pressão do vapor é um fator determinante para o aprisionamento de átomos, as nuvens são obtidas com pressões da ordem de 10^{-9} Torr, conservadas por uma bomba turbomolecular e uma bomba iônica independentes. O vácuo limita a pressão em função dos gases que o compõem, sendo realizados processos de aquecimento e em seguida processos de resfriamento até a temperatura ambiente, para solucionar o problema.

O reservatório de Césio (Cs) é rompido liberando vapor da espécie para a realização do experimento. A outra espécie aprisionada (Rb), devido a experimentos realizados anteriormente na armadilha já haviam sido liberados. Os reservatórios foram controlados termicamente pois as pressões de vapor dos alcalinos em mesma temperatura são diferentes. Isso se faz necessário para não comprometer o aprisionamento das espécies com menor pressão de vapor.

O aprisionamento simultâneo das espécies, no espaço e no tempo, é conseguido através da utilização de um laser de Argônio, com potência de $14W$, cuja finalidade é o bombeio de dois lasers de Titânio – Saphira. A potência dos últimos é de aproximadamente $470mW$, chegando à intensidade de $375mW/cm^2$ na armadilha, próxima da ressonante em $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ com $\lambda = 850nm$ para o aprisionamento (linha D_2) dos átomos de Césio com desintonia de $\Delta = 5MHz$.

É também necessário um laser de diodo na transição de rebombeio $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2,3,4)$ para a espécie supracitada e outro com potência de saída $270mW$

com intensidade de 175 mW/cm^2 na armadilha, transição $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ com $\lambda = 780 \text{ nm}$ para o aprisionamento (linha D_2) dos átomos de Rubídio com desintonia de $\Delta = 5 \text{ MHz}$. É preciso ainda um laser de diodo para transição de rebombeio $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. Necessitamos de uma interação contínua entre o átomo e a radiação, entretanto os alcalinos não átomos de dois níveis, para formar o ciclo de um átomo de dois níveis utilizamos o laser de rebombeio cujo objetivo é evitar que o átomo transicione para estados que não são de interesse.

A Figura 3.3 apresenta o esquema de níveis eletrônicos das espécies em estudo, salientando as transições proficuas para o estudo das espécies.

A frequência de rebombeio foi obtida de um laser de diodo sintonizado. Alterações da frequência do laser são obtidas via ajuste de temperatura e corrente. O ajuste de temperatura é definido com um ajuste grosso, enquanto que o ajuste de corrente é um ajuste fino. Esse laser representa um baixo investimento devido ao seu baixo custo e também é um dispositivo de tamanho reduzido o que permite um fácil manuseio.

O laser de rebombeio é fixado numa caixa metálica para de corrigir possíveis alterações na temperatura (estabilização primária). Utilizamos um termistor acoplado ao diodo através de um Peltier para esse monitoramento. Um ajuste permite selecionar as temperaturas e correntes adequadas à transição de interesse então realizamos a técnica de absorção saturada que é um método utilizado para contornar o alargamento das linhas devido o efeito Doppler e funcionando como uma referência para obtenção da transição atômica desejada.

Os feixes utilizados para o aprisionamento e rebombeio foram expandidos através do uso de um par de lentes que possibilitam um aumento de oito vezes no diâmetro do feixe do laser, resultando num diâmetro de aproximadamente uma polegada. A região de

aprisionamento é definida pelo diâmetro dos feixes de aprisionamento, havendo por isso uma grande dependência com o número de átomos aprisionados.

Moduladores acústico-ópticos foram necessários para o ajuste da transição do rebombeio, selecionando a frequência para o vermelho com a utilização da técnica de absorção saturada, como ilustrado na Figura 3.5. Tal técnica permite a visualização da fluorescência, que assegura estarmos na transição desejada. Para sua realização são utilizados uma célula de referência contendo material da espécie, um detetor, um amplificador de sinal, espelhos e um vidro tipo BK7.

Bobinas na configuração anti-Helmoltz (eixo z sendo o eixo das bobinas) são utilizadas. Essa configuração produz um gradiente de campo máximo no eixo z e metade deste valor nas direções ortogonais. Na região em que os feixes se interceptam o átomo deve emergir num campo magnético como o descrito, sendo condição fundamental para o sucesso do aprisionamento.

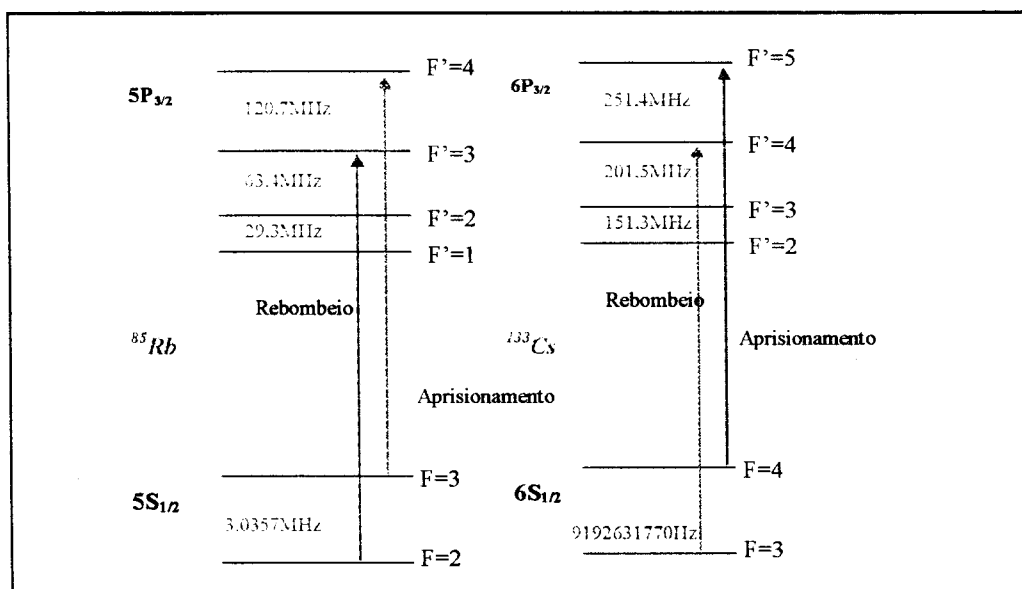


Figura 3.3: Transições Atômicas para o Aprisionamento e Rebombeio das espécies em estudo (Rb/Cs)

Uma corrente de aproximadamente $16A$ nas bobinas produz um campo magnético no centro da armadilha de $16Gauss/cm$ para o eixo z e cerca de metade desse valor para os eixos x e y .

Utilizamos, para a aquisição de dados, um microcomputador com placa de aquisição da National Instruments, executando um código escrito em linguagem do software Labview Versão 3.0 para aquisição dos dados. A camera CCD utilizada é sensível ao espectro eletromagnético na região do infravermelho.

Utilizamos ainda uma fotomultiplicadora previamente calibrada alimentada por uma tensão de $-1720V$ para a amostra de Césio e $-1082V$ para o Rubídio. A calibração foi feita através da coleta de sinais referentes a várias potências do feixe, comparando estes com um medidor de alta potência comercial. A montagem para tal calibração está esquematizada na Figura 3.3.

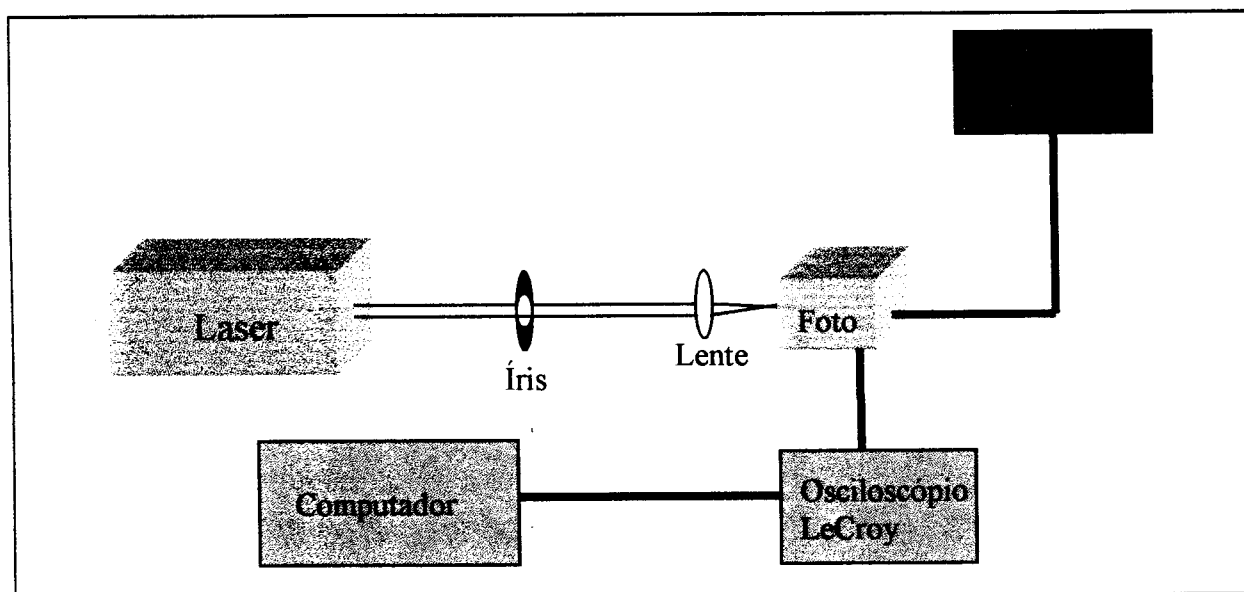


Figura 3.4: Montagem utilizada para calibração das fotomultiplicadoras.

O sistema experimental utilizado é composto pela armadilha e pela parte óptica. Os componentes da armadilha já foram descritos. A Figura 3.4 mostra o esquema completo da montagem experimental.

O carregamento da armadilha, número de átomos aprisionados e tempo de aprisionamento são explicados pelo teoria Doppler que também apresenta informações sobre a temperatura comumente utilizada no experimento.

O experimento então detalhado, corresponde à primeira etapa do estudo de formação de moléculas e representa um estudo final quanto a aprisionamentos mistos e a determinação das alterações nas taxas de perdas obtidas em função da diferença de massa entre as espécies.

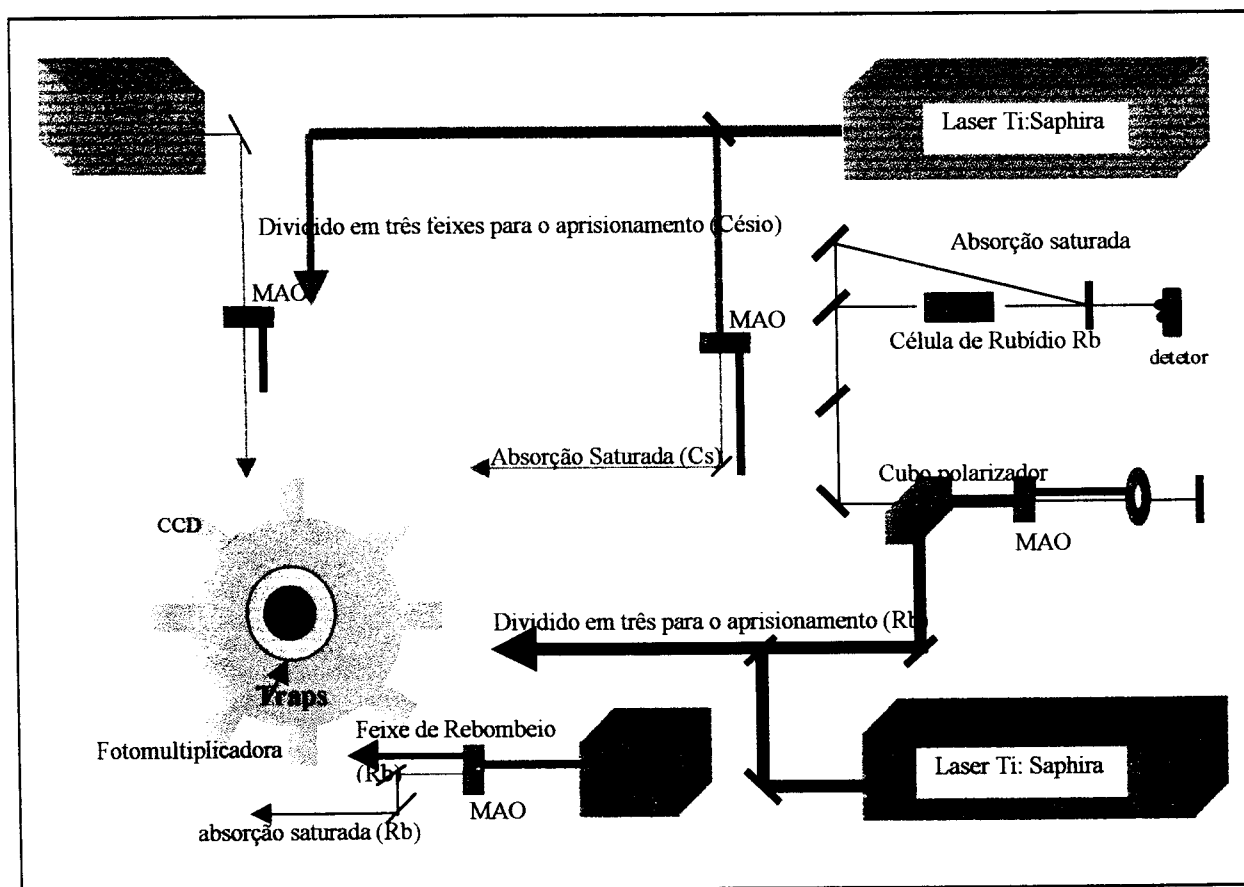


Figura 3.5: Descrição da montagem experimental utilizada no aprisionamento misto. Destaque para os feixes de laser independentes para cada espécie alcalina.

3.3- *Estudo da Dinâmica de Colisões Heteronucleares- Equação de Taxa*

Os estudos de colisões frias envolvendo átomos aprisionados tem adquirido enorme importância, a tal ponto que vários grupos tradicionais no estudo de colisões atômicas passaram ao estudo de colisões frias. Recentemente artigos de revisão [7] tem mostrado os principais aspectos relacionados com este tema. A extensão natural dos vários estudos com espécies únicas aprisionadas é a análise dos processos colisionais envolvendo mistura de átomos distintos. Este tipo de estudo deverá, entre outras coisas, proporcionar avanços necessários na direção da obtenção de condensados bosônicos mistos.

Para entendermos como são feitos esses estudos com átomos frios, vamos considerar uma armadilha contendo átomos aprisionados de uma determinada espécie. Para uma única espécie atômica a equação que representa a evolução do número de átomos como função do tempo e que rege a dinâmica de colisões é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N - \beta \int n^2(r,t) d^3r, \quad (25)$$

na qual L (átomos/s) é a taxa de carga que possui uma dependência com a pressão do gás de fundo existente na câmara, γ é a constante para colisões entre átomos aprisionados e o vapor da célula, sendo proporcional à pressão de vapor da espécie em estudo Rb e ao vácuo residual, β é a constante de perdas devidas às colisões entre os átomos aprisionados, n é a densidade e N representa o número total de átomos aprisionados na armadilha. Essa equação descreve a variação temporal do número de átomos na armadilha associado aos mecanismos de carregamento e de perdas, sendo os processos que ocorrem na armadilha.

A variação espacial da densidade atômica requer a integração sobre todo o volume ocupado pela amostra, porém a distribuição espacial da densidade dos átomos aprisionados possui limites. O fenômeno físico que limita a densidade é denominado como limite de reabsorção de fótons. No início do funcionamento da armadilha, devido a elevação da densidade com o número de átomos aprisionados, ocorre troca intensa de momentum entre átomos e fótons que se encontram próximos, levando a maior absorção dos fótons espalhados. Dessa forma a densidade ficará constante e o volume crescerá junto com o número de átomos aprisionados, até alcançar o limite final. Destacamos importante o limite de altas densidades, no qual a distribuição possui a forma de uma gaussiana produzindo uma densidade constante no espaço.

No limite de altas intensidades a equação de taxa tem a forma:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_c)N, \quad (26)$$

sendo n_c a constante de densidade atômica final obtida na armadilha. O valor de n_c é característico das condições de aprisionamento. Como os átomos são adicionados ou removidos, a densidade da nuvem mantém-se aproximadamente a mesma, mas o volume cresce ou decresce. Assim, as taxas também permanecem fixas, assumindo que a temperatura não afeta a taxa de colisões. O fator $(\gamma + \beta n_c)$ corresponde a taxa total de perda na armadilha e esse valor pode ser obtido experimentalmente. Fazendo a taxa de carregamento tender a zero, podemos determinar a evolução temporal do número de átomos e dessa maneira através do ajuste da curva exponencial determinamos esse termo.

Temos, como solução para a nova equação de taxa $N(t) = N_0 \{1 - [\exp(\gamma + \beta n_c)]t\}$ obtida também em outros estudos já realizados.

A taxa β representa a taxa de colisões entre os átomos aprisionados que são capazes de transferir energia suficiente aos pares que estão colidindo para que escapem da armadilha. Nossa amostra contém N átomos e densidade n . Cada átomo possui uma taxa de colisão definida $\sigma\bar{v}n$, onde σ é a secção de choque de colisão. Como a amostra é composta por N átomos então a secção de choque total é dada por $\sigma\bar{v}nN$ e corresponde a taxa de colisões total por segundo. Neste processo cada colisão leva 2 átomos a escaparem da armadilha, a variação no número de átomos devido a tais processos é exatamente:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{colisao} = 2\sigma\bar{v}nN, \quad (27)$$

que comparada com a equação de taxa total mostra que a taxa β corresponde a $2\sigma\bar{v}$ sendo desse modo o produto entre a secção de choque e a velocidade média dos átomos e tem dependência com as características da armadilha, principalmente com a intensidade dos feixes de lasers. No caso do estudo de colisões de átomos, normalmente investiga-se a variação de β com a intensidade de luz e com a frequência do laser.

A determinação de β consiste em analisar experimentalmente a equação. Quando a armadilha opera em altas intensidades.

A equação para armadilhas mistas é similar a apresentada, devendo ser consideradas as taxas devidas às colisões entre as espécies distintas. A evolução temporal para o número de átomos de Rb aprisionados quando a nuvem de Cs está presente é da forma:

$$\frac{dN_{Rb}}{dt} = L - \gamma N_{Rb} - \beta \int_v n^2_{Rb} d^3r - \beta' \int_v n_{Rb} n_{Cs} d^3r, \quad (28)$$

na qual L corresponde à taxa de carga, γ é a constante para colisões entre átomos aprisionados e o vapor da célula, o qual é proporcional à pressão de vapor da espécie Rb e ao vácuo residual; β é o parâmetro determinante das perdas devidas às colisões entre os átomos

de mesma espécie aprisionados (Rb/Rb), n é a densidade e N representa o número total de átomos aprisionados na armadilha. Por fim, β' é o parâmetro determinante das perdas devidas às colisões entre espécies distintas (Rb/Cs). Discutiremos posteriormente os argumentos utilizados para a determinação dos parâmetros presentes na equação.

O estudo da dinâmica de colisões envolvendo espécies mistas apresenta contribuições significativas quanto ao processo de perdas que ocorrem na armadilha magneto-óptica de espécies mistas, destacando-se o processo de Mudança de Estrutura Fina e o Escape Radiativo.

Tais processos são relevantes quando trabalhamos com feixes de lasers a altas intensidades pois as colisões ocorrem entre átomos no estado excitado e fundamental e a mudança de estrutura hiperfina que predomina com feixes de lasers de baixas intensidades emprega átomos no estado fundamental.

O estudo ora apresentado foi desenvolvido em uma armadilha capaz de aprisionar diferentes amostras simultaneamente, isto é, o par de espécies alcalinas foi escolhido de forma a propiciar os vários aprisionamentos. Recentemente, nosso grupo foi bem sucedido em aprisionar duas espécies atômicas simultaneamente e realizar estudos colisionais (Na/K , Na/Rb e K/Rb) [8, 9]. Neste trabalho aprisionamos duas espécies distintas, Césio e Rubídio (Rb/Cs), na mesma armadilha magneto-óptica. Dentre as possíveis combinações atômicas envolvendo alcalinos, a mistura Rb/Cs apresenta um interesse especial devido aos fatores de Frank-Condon convenientes nesse sistema para formação de moléculas frias heteronucleares [10].

O procedimento utilizado para determinar os parâmetros referentes as perdas na armadilha mista é descrito com detalhes no próximo capítulo.

3.5-Técnicas Experimentais Utilizadas

Numa armadilha magneto-óptica diferentes processos colisionais podem ocorrer. O comportamento da taxa de colisões pode modificar quando há alteração na intensidade dos feixes de lasers.

Desse modo algumas técnicas são utilizadas para o estudo de perda em armadilhas e fundamentam-se na observação da variação do número de átomos aprisionados no tempo. A escolha da técnica a ser empregada no experimento é definida de acordo com o tipo de medidas a serem realizadas e se a mesma possibilita compreensão adequada dos fenômenos físicos envolvido nos processos colisionais de interesse.

Neste trabalho utilizamos duas técnicas para determinar os parâmetros de perdas obtidos com o aprisionamento e para a realização do monitoramento do processo de carga da armadilha.

A primeira técnica foi desenvolvida em nosso grupo [3] em função da dificuldade em manipular os resultados obtidos durante um experimento. Consiste no monitoramento das duas espécies atômicas em um intervalo de tempo, que ocorre à medida que carregamos a primeira espécie (Rubídio). Após constatação de que estamos no estado estacionário (basicamente 4 segundos, neste caso), liberamos a outra espécie (Césio) e também observamos a saturação por cerca de 3 segundos.

Tal técnica veio suprir a necessidade de redução no tempo de aquisição de dados e simplificar o aparato experimental, apenas uma fotomultiplicadora é utilizada. Determinamos o número final de átomos de Rubídio, de Césio e de Rubídio na presença de Césio.

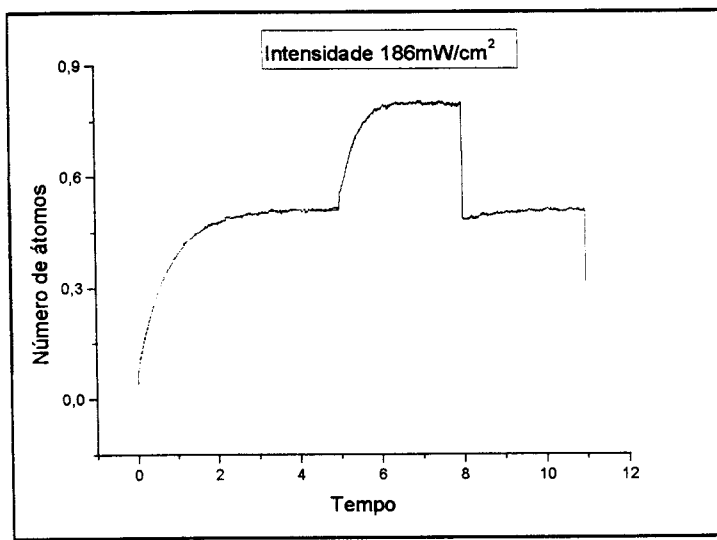


Figura 3.6: Apresenta o carregamento das duas espécies atômicas através da Técnica 1.

A segunda técnica visa também o monitoramento das taxas de carregamento das espécies em estudo, utilizando duas fotomultiplicadoras, o que possibilita a verificação das taxas de carga para cada espécie.

Obtivemos um gráfico linear da intensidade versus voltagem, que possibilitou o monitoramento da sensibilidade da fotomultiplicadora quando da aplicação de uma certa intensidade de luz.

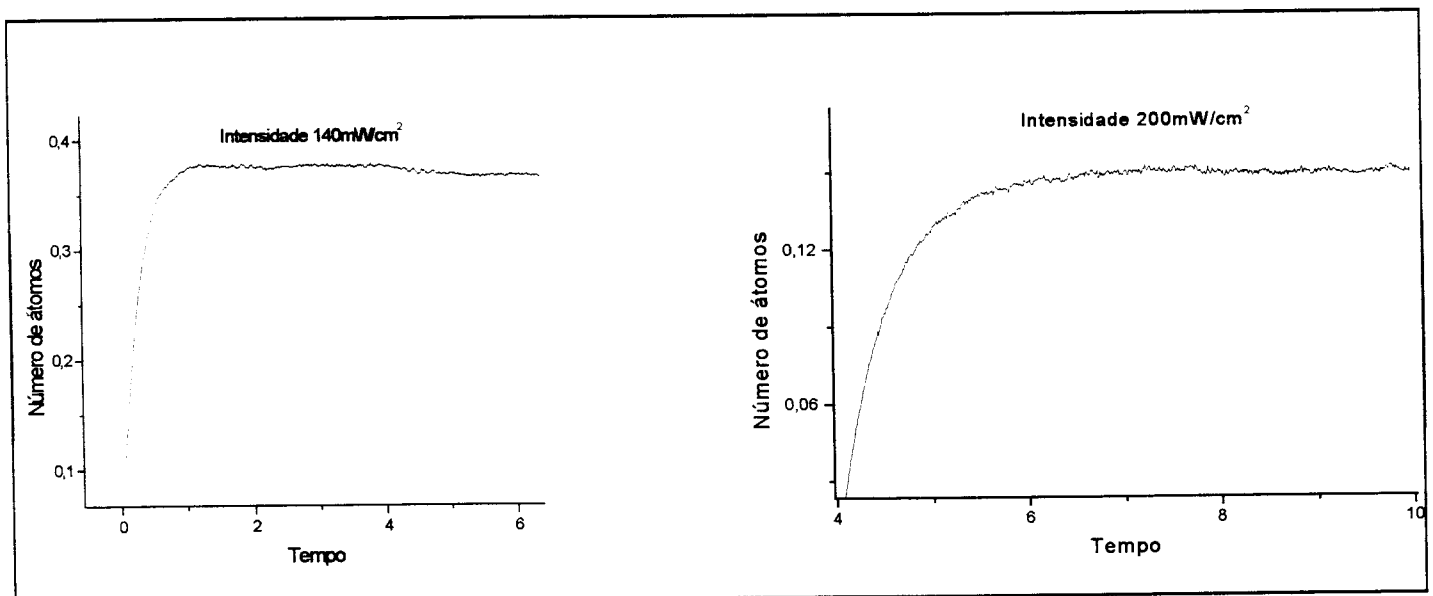


Figura 3.7: Processo de carga obtido através da Técnica 2 para duas intensidades.

3.4- Referências do Capítulo

- 3.1 - Phillipis, W. D.; Metcalf, H. *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett., v.48, n.22, p.596, 1982.
- 3.2 - Raab, E. L.; Prentiss, M.; Cable, A.; Chu, S.; Pritchard, D. *Trapping of neutral atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett., v.59, p. 2631, 1990.
- 3.3 – Telles, G. D Colisões Inelásticas em Amostras Heteronucleares obtidas em Armadilhas Magneto-ópticas, dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos, 1998.
- 3.4 – Santos, M. S. Aprisionamento Simultâneo de Sódio- Potássio e Estudos Colisionais, tese de doutorado, Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos, 1997.
- 3.5 – Cardona, P. S. P. Montagem e Caracterização de uma Armadilha Magneto-óptica para átomos de Césio operando com miligramas do metal, dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, Instituto de Física, 1997.
- 3.6 – Muniz, S. R. Estudo de Blindagem Ópticas em Colisões Frias, dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos, 1998.
- 3.7 – Weiner, J. Advances in Ultracold Collisions: Experimentation and Theory, Adv. At. Mol. Opt. Phys., v. 35, p. 45, 1996.
- 3.8 - Telles, G. D, Marcassa, L. G., Muniz, S. R., Miranda, S. G., Antunes, A., Westbrook, C, Bagnato, V. S. Inelastic cold collisions of Na/Rb mixture in a magneto-optical trap, Phys. Rev. A., v.59, n.1, p.R23-26,1999.
- 3.9 - Santos, M. S.; Nussensveig, P.; Marcassa, L.; 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. Rev. A., v.52, n.6, p.R4340-4343,1995.
- 3.10 - Bahns, J. T.; Stwalley, W. C.; Gould, P.L., *Laser cooling of molecules: A sequential scheme for rotation, translation, and vibration*, J. Chem. Phys., nº 104, v.24, p. 9689-9697, 1996.

Capítulo 4: Resultados Experimentais Obtidos e Discussão

4.1- Obtenção de Parâmetros Essenciais

A determinação da taxa de perda devido a colisões heteronucleares, necessita do conhecimento de uma série de parâmetros que caracterizam o aprisionamento atômico. Dentre eles, vamos começar descrevendo a obtenção da distribuição espacial dos átomos. Utilizando-se de uma câmara CCD obtemos um perfil 2D da nuvem de átomos aprisionada. Apesar de se tratar de uma figura 2D, a intensidade local da fluorescência é proporcional ao número de átomos, permitindo dessa forma uma visão 3D da distribuição atômica.

Essa é somente uma aproximação sendo que para a correta obtenção da distribuição espacial de átomos, teríamos que realizar um elevado número de medidas, obtendo imagens em vários ângulos, e a partir de uma análise conjunta de todas, obter a distribuição espacial. Ao mesmo tempo que isto é tecnicamente impossível devido ao restrito número de janelas, a observação experimental é que há uma certa simetria cilíndrica na nuvem aprisionada, fazendo com que uma imagem dos átomos permita determinação da distribuição espacial. Pequenas perturbações mostram-se não importantes para análise da distribuição espacial.

Obtida a imagem pela câmara CCD e tirando um perfil transversal desta imagem obtemos o gráfico cujo perfil é tipicamente gaussiano, sendo caracterizado pela cintura da distribuição gaussiana, denominada ω .

Pelo exposto, podemos determinar a distribuição espacial da armadilha através da medida experimental de w . Neste caso o volume efetivamente ocupado pelos átomos

aprisionados é $V = \frac{4}{3}\pi\omega^3$.

A determinação do parâmetro volume da armadilha, é importante a cada etapa do experimento, pois é essencial na determinação da densidade atômica, fundamental para a obtenção da taxa de perda. Este procedimento é portanto repetido em cada etapa.

Um segundo parâmetro importante a ser determinado é o número de átomos. Neste caso, como a amostra atômica não excessivamente grande, podemos fazer um sistema óptico que realiza a imagem da nuvem atômica num tubo fotomultiplicador calibrado. Neste caso, conhecendo-se a curva de calibração da foto (potência-voltagem) e as condições de operação dos lasers de armadilhamento, determina-se o número de átomos.

Um esquema mostrando numa óptica de coleta de fluorescência esta mostrada na figura 4.1.

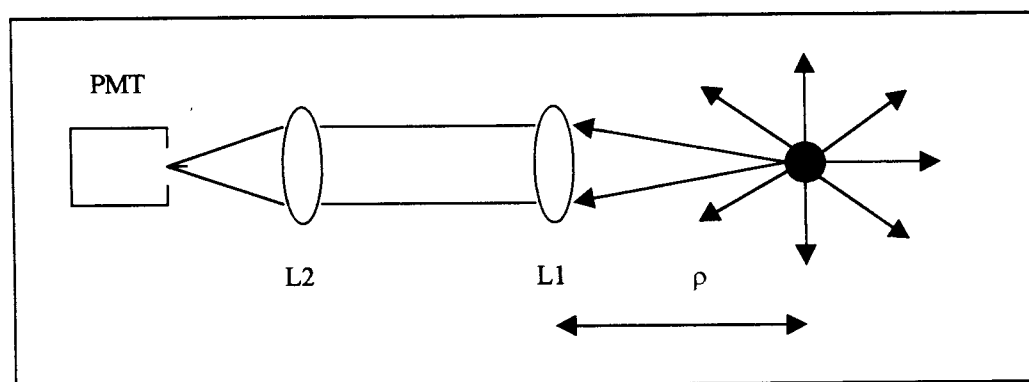


Figura 4.1: Esquema óptico de coleta de fluorescência.

De toda luz emitida pelos átomos, somente aquela que encontra-se dentro do ângulo sólido Ω é que será detectada. Desta forma o fator de coleta exige levar em conta a fração

$$\Phi = \frac{\Omega}{4\pi}, \text{ onde } \Omega = \frac{\pi(d)^2}{4l} \text{ sendo } d \text{ o diâmetro da lente e } l \text{ a distância átomo-lente.}$$

Imaginemos agora que os lasers estejam operando com dessintonia Δ e intensidade I , e que tenhamos apenas um átomo aprisionado. Neste caso, a potência emitida pelo átomo é dada por:

$$P_1 = \frac{\hbar\omega}{2\tau} \left(\frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \right) \quad (29)$$

Desta potência emitida somente ϕ é detectado. Assim, o sinal da fotomultiplicadora será:

$$(\text{sinal})_{\text{atomo}} = \phi \frac{\hbar\omega}{2\tau} \left(\frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \right) \quad (30)$$

Se tivermos N átomos,

$$(\text{sinal})_{\text{Nátomos}} = \phi \frac{\hbar\omega}{2\tau} \left(\frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \right) N \quad (31)$$

e portanto, medindo-se o sinal da fotomultiplicadora e conhecendo-se todo o resto, determinamos o número de átomos. Neste procedimento é importante conhecermos a conversão entre a potência incidente na fotomultiplicadora com a voltagem de saída.

A partir do desenvolvimento e funcionamento do sistema experimental obtivemos inicialmente parâmetros relevantes para determinação dos termos de perdas provenientes do aprisionamento misto. Esses parâmetros são volume, número de átomos aprisionados, densidade dos átomos aprisionados, taxa de carregamento, taxas de perda devido a colisão de átomos do vapor com átomos aprisionados, taxas de perda devido colisões entre átomos aprisionados da mesma espécie, taxas de perdas devido a colisões entre átomos aprisionados de espécies distintas.

Determinamos a cintura do feixe de laser empregado no aprisionamento das espécies em estudo como uma média entre as cinturas da amostra aprisionada obtidas para as intensidades analisadas. As medidas para tal parâmetro foram obtidas em condições experimentais diferentes, a saber:

- **Técnica 1:** $\omega_{\text{Rb}} = (0.92 \pm 0.25)\text{cm}$ e $\omega_{\text{Cs}} = (1.54 \pm 0.36)\text{cm}$
- **Técnica 2:** $\omega_{\text{Rb}} = (0.73 \pm 0.21)\text{cm}$ e $\omega_{\text{Cs}} = (0.97 \pm 0.24)\text{cm}$

Verificamos que em ambas as técnicas as nuvens de Césio apresentam volume maior que a de Rubídio. Para a Técnica 1 a diferença entre os volumes das nuvens aprisionadas foi de 45% e para Técnica 2 aproximadamente 35%.

Obtém-se para o número de átomos aprisionados e densidade:

$$N_{\text{Rb}} = (2.2 \pm 0.6) \times 10^8 \text{ átomos} \quad \text{e} \quad n_{\text{Rb}} = (0.5 \pm 0.1) \times 10^{11} \text{ átomos/cm}^3;$$

$$N_{\text{Cs}} = (3.2 \pm 0.9) \times 10^7 \text{ átomos} \quad \text{e} \quad n_{\text{Cs}} = (2.6 \pm 0.7) \times 10^{10} \text{ átomos/cm}^3 \quad \text{respectivamente.}$$

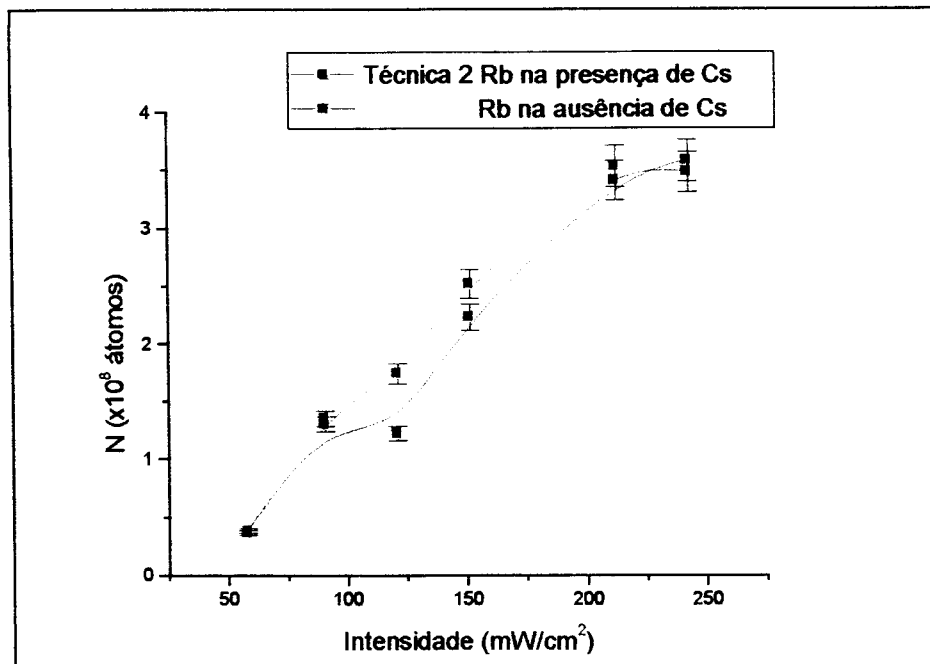


Figura 1: Comportamento do número de átomos de Rubídio aprisionados na presença e ausência de Césio como função da intensidade do laser.

O perfil do carregamento da armadilha ('loading') é obtido através da variação da fluorescência em função do tempo. A partir desta curva medimos o tempo de carregamento para cada espécie. Obtivemos a fluorescência da nuvem de átomos capturados focalizando sua imagem na fotomultiplicadora acoplada ao computador de aquisição de dados.

O tempo de carga é contabilizado quando a curva de carga se torna estacionária. O intervalo de aquisições das medidas é definido através da utilização de um obturador mecânico conectado aos lasers de aprisionamento das espécies. O tempo médio de carga e descarga da armadilha foi medido previamente permitindo que cada carregamento fosse completo, sendo da ordem de 3 a 5 segundos.

A Figura 4.3 mostra a taxa de carregamento obtido para as duas técnicas e verificamos que para todas as intensidades analisadas houve alteração no número de átomos de Rubídio .

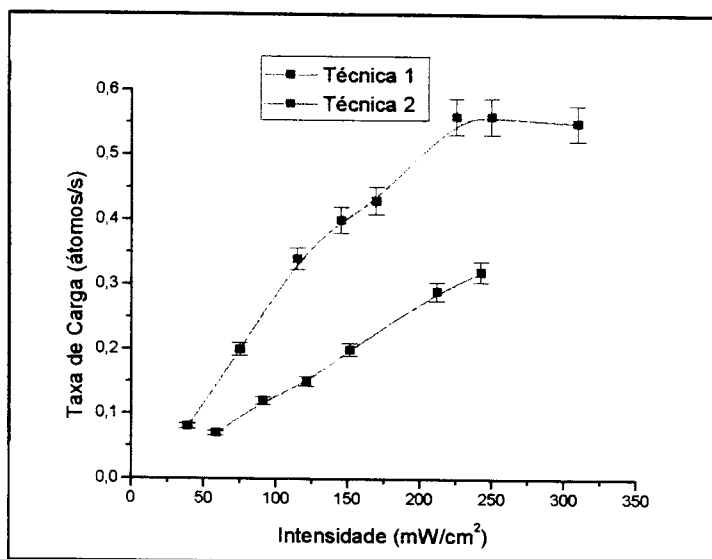


Figura 4.3: Taxa de carga como função do laser de aprisionamento de Rubídio para as duas técnicas.

A Figura 4.4 apresenta a variação da intensidade de fluorescência em função das diferentes intensidades do laser de aprisionamento de *Rb*.

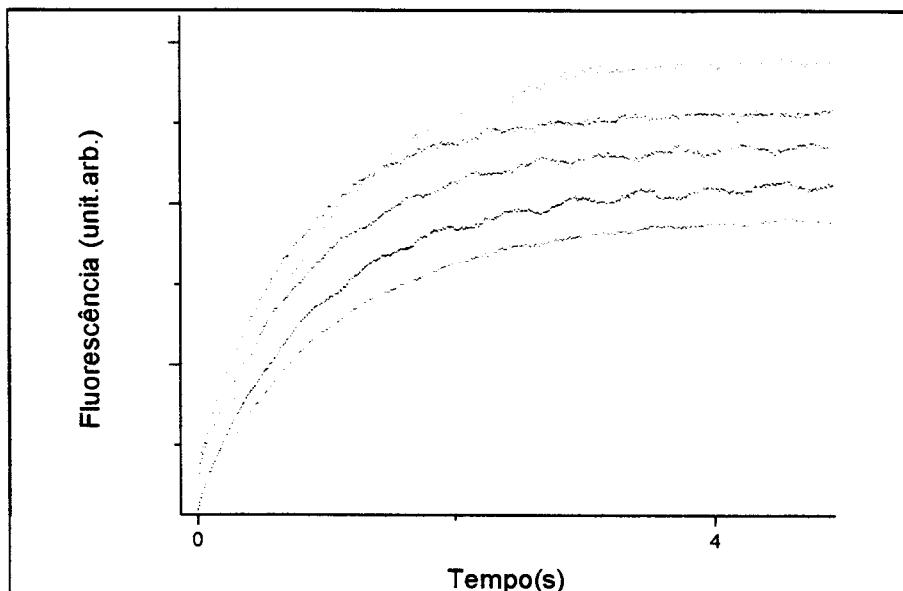


Figura 4.4: Carregamento sequencial das armadilhas para diferentes intensidades do laser de aprisionamento de Rubídio através da Técnica 1.

No gráfico da Figura 4.5 podemos observar a diminuição no número total de átomos aprisionados para todas as intensidades do laser de aprisionamento utilizadas. Observamos que mesmo à baixas intensidades essa variação ocorre. Efetuamos o processo de carregamento de *Rb* na presença e na ausência de *Cs*. No estado estacionário, o decréscimo no número de átomos obtido corresponde a 6% do número total de átomos de *Rb* quando a nuvem de *Cs* é introduzida.

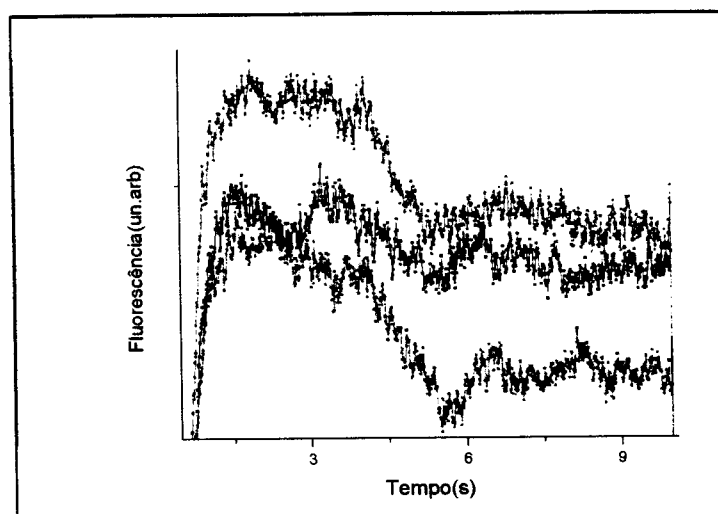


Figura 4.5: Curvas de carregamento de Rb na presença de Cs obtidas a partir da Técnica 2, para diferentes intensidades do feixe de aprisionamento de Rb. a) 137mW/cm²; b) 86mW/cm²; c) 33mW/cm².

Sugerimos que essa diferença seja devida ao aparecimento de um novo canal de perdas proveniente da interação entre as espécies distintas. A razão das massas das espécies em estudo parece ser diretamente responsável pela variação nas taxas de perda. Em nosso caso particular, $\frac{m_{Rb}}{m_{Cs}} \cong 0,65$, isto é, existe uma razão de 65% entre as massas das duas espécies.

A Figura 4.6 ilustra a variação dos parâmetros de perda β e β' como função da intensidade do feixe de aprisionamento. A nuvem de átomos de Rubídio é considerada grande em relação a nuvem de Césio. O parâmetro β corresponde à taxa de colisões entre átomos aprisionados que transferem energia aos pares que estão colidindo, a qual é suficiente para que escapem. A maior contribuição de β está relacionada com as perdas devidas ao

desdobramento do nível P, ou seja, à Mudança de Estrutura Fina devido à interação spin-órbita.

No início do experimento, o laser de aprisionamento de *Cs* foi bloqueado, levando a não formação da nuvem de *Cs* o que permitiu que executássemos isoladamente o carregamento de *Rb* isoladamente. Assim, neste caso não existiu o termo correspondente à taxa de perda devida à interação entre as espécies distintas. Observamos o carregamento de *Rb* com o auxílio da fotomultiplicadora e da câmera CCD como descrito no capítulo anterior. Através do ajuste da curva de carga, os parâmetros γ e β são obtidos. Neste ponto,

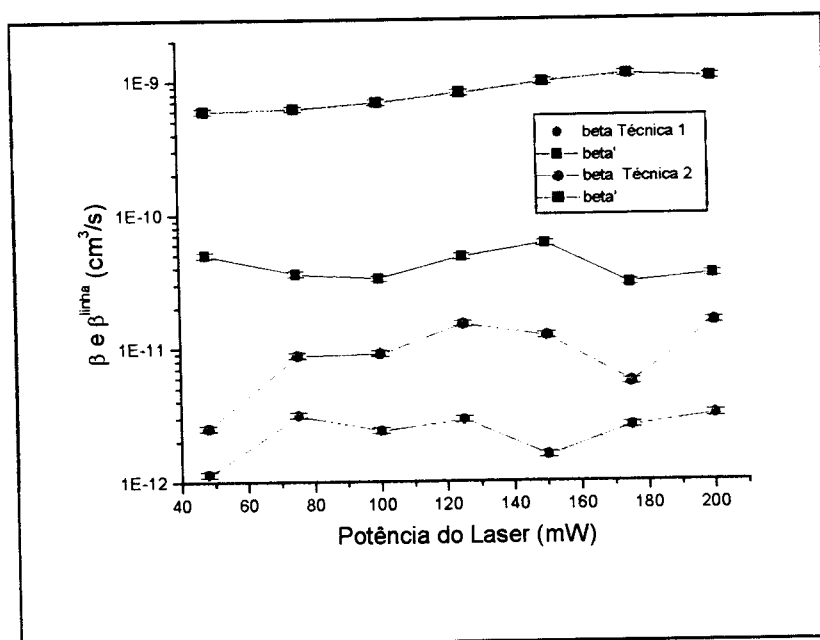


Figura 4.6: Valores dos parâmetros de perda obtidas para as duas técnicas.

desbloqueamos o feixe de laser para o aprisionamento de *Cs* e as nuvens de ambas espécies levam à duas curvas de carregamento. Realizamos um ajuste da curva determinando o parâmetro β' , a partir dos valores de γ e β obtidos anteriormente.

As duas técnicas fornecem valores semelhantes. Resultados consistentes levam-nos a afirmar que flutuações encontradas com a utilização da Técnica 2 devem-se à variação do número de átomos, já que nesta técnica mede-se a curva de carregamento na presença e ausência de outra espécie. Flutuações no número de átomos da Segunda espécie implicam em grandes flutuações na taxa β' , e menores para β . Apesar disso notamos uma consistência razoável. Entretanto consideramos que o valor correto é obtido da Técnica 1, analisando para isso resultados obtidos para taxas de perdas homonucleares.

O fato de β' para Rb/Cs ser superior a β é esperado, se considerarmos que a massa de Rubídio ($Rb-85$) é inferior à massa do Césio ($Cs-133$), como mencionamos anteriormente. Desta forma, há uma tendência maior do primeiro escapar da armadilha quando colide com o último. Para melhor comparação, fizemos medidas de Cs na presença de Rb .

$I_{Rb} = 240mW / cm^3$	β	β'
$I_{Cs} = 330mW / cm^3$		
Cs/Cs	$(5.7 \pm 1.7) \times 10^{-12} cm^3 / s$	=
Rb/Rb	$(9.0 \pm 2.5) \times 10^{-13} cm^3 / s$	=
Rb/Cs	=	$(20.0 \pm 6.0) \times 10^{-12} cm^3 / s$
Cs/Rb	=	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-12} cm^3 / s$

Figura 4.7: Valores de algumas taxas de perda obtidas para as espécies.

O comportamento obtido para o parâmetro β concorda com o modelo de Gallagher-pritchard discutido no segundo capítulo.

Para interpretar o comportamento de β^* , adaptamos o modelo citado para colisões heteronucleares levando em conta os seguintes aspectos:

- apenas o mecanismo de escape radioativo é considerado (essa hipótese firma-se em trabalhos recentes que justificam o predomínio de tal mecanismo).
- existem duas possibilidades de colisões exoérgicas que envolvem as espécies em estado excitado: Rb/Cs^* e Rb^*/Cs .

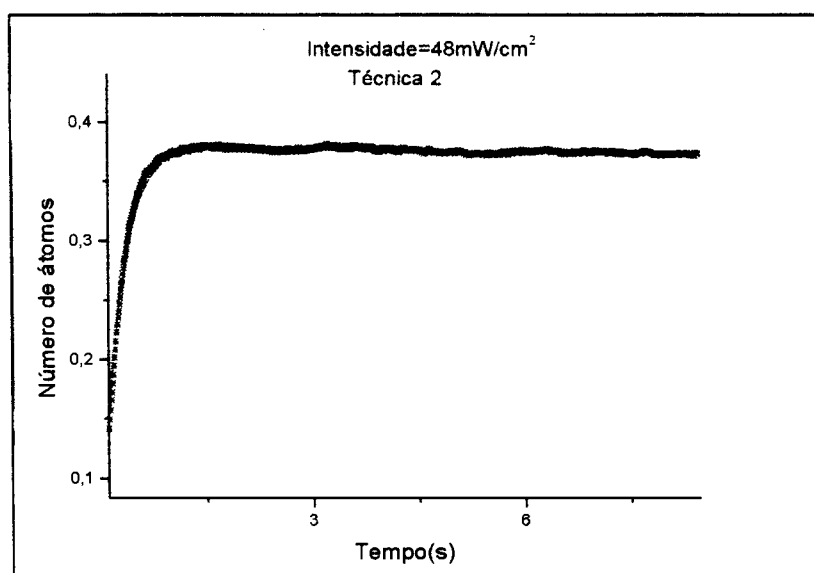


Figura 4.8: Curvas de carregamento de Rubídio, Técnica 2.

A ocorrência do escape de Rb nas colisões com Cs proporcionam taxas de perda muito maiores do que as devidas ao escape de Cs . Qualitativamente, isto pode ser interpretado como decorrência da razão entre as massas, porém quantitativamente mais dados devem ser obtidos para justificar ou não as observações.

Quando Rb/Cs é considerado, os potenciais Rb^*/Cs são todos repulsivos, não contribuindo para as taxas de perda, o que faz necessária a ocorrência de processos Rb/Cs^* , já que apresentam potenciais atrativos. A argumentação dessa análise é obtida da Teoria de Perturbação considerando que a energia do átomo de Rubídio excitado é maior que a energia do átomo de Césio excitado para estados assintóticos. O mesmo vale para o caso de Cs/Rb . Neste caso, as taxas de perdas devem depender também do tempo de vida do decaimento de Cs e de Rb .

A Figura 4.9 apresenta as taxas de perda para as espécies em estudo. Comparativamente o valor mais baixo é $\beta'_{Cs/Rb}$. Neste processo, o Rb adquire maior parte da velocidade, inibindo a perda de Cs . Observando o maior valor, notamos que o Cs promove um aumento para perda de Rb , pela mesma razão.

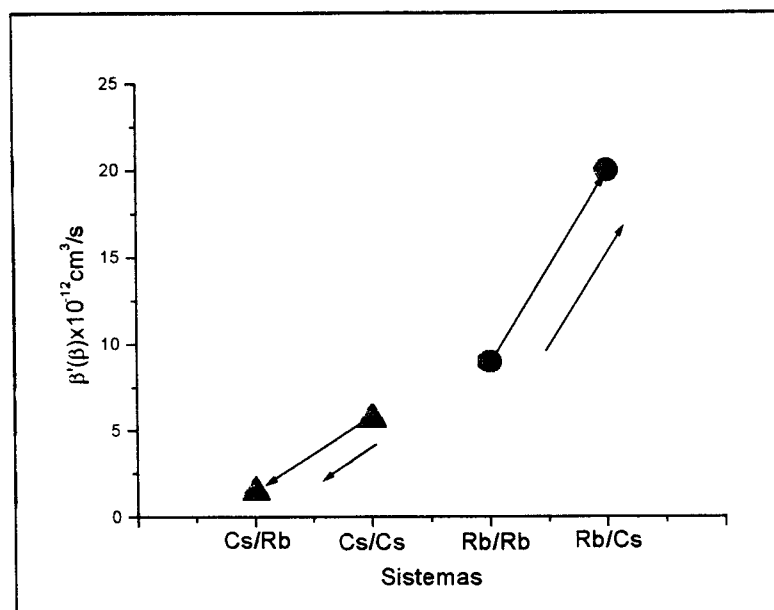


Figura 4.9: Taxas de perda obtidas para alguns sistemas estudados na armadilha mista.

Tanto Cs/Rb quanto Rb/Cs depende dos estados Rb/Cs^* . O ganho de 50% de velocidade para o segundo processo em relação a Cs/Cs é responsável pelos valores relativos de β .

Nossos resultados apontam para a idéia de que, quanto maior a massa do átomo, menor será seu β pois menos velocidade é adquirida durante o processo de Escape Radioativo.

A presença de um átomo mais leve diminui o valor de β enquanto a de um átomo mais pesado o aumenta. Este mesmo efeito pode ser observado em medidas anteriores feitas envolvendo outras espécies.

Na Figura 4.10, observamos a mesma tendência, isto é, a razão entre as massas possivelmente determinam as taxas de perda.

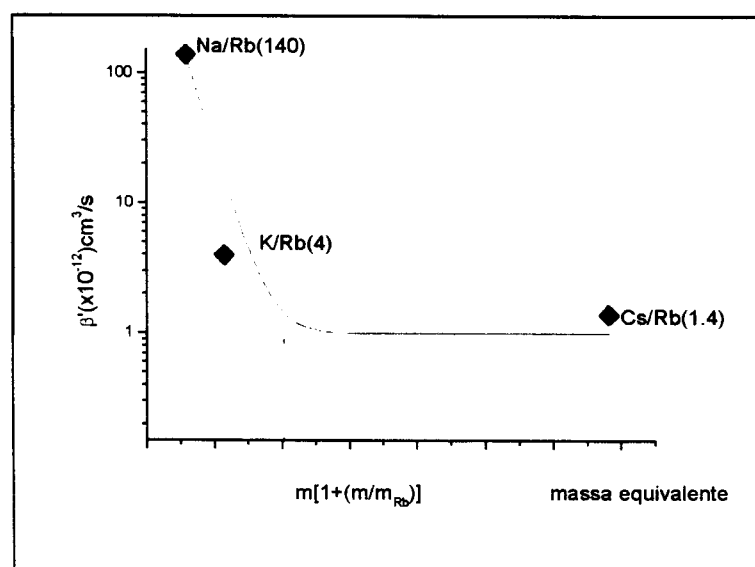


Figura 4.10: O gráfico representa a taxa de perda em relação a massa equivalente.

No sistema Rb/Cs , a contribuição para a perda provém de Rb/Cs^* . Nota-se que β' é aproximadamente constante na região estudada. Isto pode ser explicado se considerarmos que:

- a quantidade de Cs^* é mantida constante;
- a profundidade da armadilha de Rb praticamente não varia e assim não deveríamos esperar grandes alterações nos valores de β e β' .

Para explicar a tendência de crescimento de β temos algumas hipóteses. Uma possível explicação seria o fato que a altas intensidades, temos muitos Rb^* , cujas colisões com Cs não contribuem. Abaixando a intensidade, a população de Rb no estado fundamental aumenta levemente, possibilitando o aumento da perda. No caso Rb/Rb suspeitamos que no regime de altas intensidades ocorra uma maior contribuição de Rb^*/Rb^* , mas esta é menor do que Rb/Rb^* , devido ao longo alcance característico deste último potencial. Para intensidades mais baixas o mecanismo Rb/Rb^* passa a ser mais favorável e um aumento de β é observado.

Nos casos que analisamos nesse estudo se compararmos Cs/Rb com Cs/Cs , $\beta' < \beta$ e para o caso Rb/Cs em relação a Rb/Rb , $\beta' > \beta$.

Nossos resultados indicam que o fator massa sempre está prevalecendo, apesar de $\beta'_{Rb/Cs}$ ser muito maior comparativamente a $\beta'_{Cs/Rb}$, em relação as espécies puras. Ou seja, a distância entre valores é maior no caso do Rb do que no caso de Cs .

Os erros nas medidas obtidas em média corresponde a 30% e é atribuído em sua maior parte as distorções das nuvens atômicas.

Neste capítulo apresentamos os resultados por nós obtidos que indicam para uma relação entre os mecanismos de perda na armadilha e a razão entre as massas das espécies aprisionadas. Estes resultados não são conclusivos, em função da complexidade do sistema estudado.

Capítulo 5: Conclusões

5.1- Da Relevância dos Resultados

Esta dissertação apresenta a observação experimental dos processos de perdas por colisões inelásticas que ocorrem em uma armadilha magneto-óptica, através da realização do aprisionamento simultâneo das espécies alcalinas Césio e Rubídio, destacando-se a abordagem teórica, bem como as técnicas experimentais utilizadas.

Podemos destacar três aspectos que foram analisados no trabalho: a) o desenvolvimento do sistema experimental e a observação das nuvens atômicas a partir do vapor das espécies de Césio e Rubídio e a determinação das taxas de perda; b) implementação de uma técnica experimental possibilitando um estudo comparativo; c) estudo da relevância do fator massa na determinação das taxas de perda e o entendimento dos mecanismos físicos provenientes da interação entre as espécies.

O aprisionamento de duas espécies distintas apresenta maior complexidade devido a necessidade de um sistema mais abrangente, com maior número de lasers e equipamentos, o que não ocorria na manipulação de uma única espécie e também devido ao surgimento de um novo canal de perda o que altera a taxas de perda.

O estudo da dinâmica de colisões envolvendo espécies mistas apresenta contribuições significativas quanto aos processos de perda que ocorrem na armadilha, destacando-se os processos de Escape Radioativo e Mudança de Estrutura Fina.

Neste trabalho estudamos o aprisionamento de tais espécies a partir da montagem experimental desenvolvida e obtivemos parâmetros relevantes para determinação das perdas. Efetivando assim a primeira observação de processos colisionais inelásticos envolvendo essas

espécies. Determinamos as taxas de perda, as quais estávamos interessados e analisamos essas taxas, considerando a proporção entre as massas dos átomos envolvidos e enfocando o efeito causado pela diferença de massa entre eles concluindo com o objetivo principal dessa dissertação. A determinação das taxas de perda em função da intensidade do feixe de aprisionamento e sua comparação com resultados de outros trabalhos são suficientes para a obtenção de uma tendência e para o estabelecimento de relações entre as taxas obtidas e as razões das massas das espécies envolvidas.

Os resultados obtidos indicam que o fator massa é determinante para a compreensão dos mecanismos envolvidos no processo. No entanto eles não são conclusivos, devido a complexibilidade do sistema já mencionada e a necessidade de otimização do sistema.

5.2 - Perspectivas Futuras

Inicialmente deveremos analisar a montagem experimental buscando maximizar parâmetros de forma a certificar a otimização de todos os procedimentos. Estaremos fazendo modificações no sistema para o estudo de espectroscopia molecular de estados ligados envolvendo espécies mistas. Também a obtenção de condensados mistos se impõe como uma proposta relevante em função de estudos teóricos realizados destacando a importância da observação de efeitos coletivos mistos.

Certamente devido a complexidade do sistema analisado estaremos realizando outras medidas com a finalidade de confirmarmos os resultados obtidos e a argumentação das hipóteses discutidas na dissertação.