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

Co-desaceleração de dois Alcalinos
Via Laser e Aumento de Eficiência
e Novas Formas de Aprisionamento
em Armadilhas Magneto-Ópticas.

Júlio Flemming Neto

Tese apresentada ao Instituto de Física
de São Carlos, USP para a obtenção do
título de Doutor em Ciências "Física Bá
sica".

Orientador: Prof.Dr.Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos - São Paulo

1995

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Artêmio Scalabrin

Prof. Dr. Frederico Dias Nunes

Prof. Dr. Daniel Pereira

Profa. Dra. Sandra Sampaio Vianna

Agradecimentos

- Ao Professor Vanderlei S. Bagnato pela amizade e orientação deste trabalho.
- Ao Professor S. C. Zílio pelo apoio experimental e sugestões nos quase dois anos em que co-orientou esta tese.
- A todos os demais professores do grupo de Óptica.
- Ao casal Aparecida e Marcel Firmino, grandes seres humanos, sempre dispostos a darem uma ajuda desinteressada.
- À Mônica dos Santos, pelo companheirismo e apoio irrestrito em várias fases do meu trabalho.
- Ao Carlos Leite, pela amizade e auxílio constante durante o tempo que aqui estive.
- Aos meus dois amigos da Paraíba: Luimar Cavalcanti e Ilde Guedes, mantendo, em qualquer ocasião, um excelente convívio e bom humor.
- Às grandes amigas e companheiras de trabalho, Tereza de Araújo e Débora Milori.
- À Liliane Ventura, pela amizade e convívio durante o decorrer deste trabalho.
- Aos demais colegas do grupo, em especial: Nilton, Eneida, Reginaldo, Marcassa, Cléber, Valdir, Sérgio, Euclides e Ricardo Santana (*Hooligan*).
- Ao Silvio, Rui, Gilberto e Izabel pelo apoio técnico.
- Aos funcionários das oficinas de óptica, mecânica e eletrônica.
- Ao Samuel, pelos desenhos.
- À Sylvia, pela datilografia do trabalho.
- À Renata, pela paciência e compreensão.

Dedico esta tese à família Flemming e, especialmente, ao meu pai que verá este trabalho do lugar onde sempre esteve, onde voam os pássaros e os aviões

Índice

Lista de Figuras	v
1 Introdução	1
1.1 Introdução	1
1.2 Perspectiva Histórica	3
2 Co-desaceleração de um Feixe Atômico de Sódio e Lítio	7
2.1 Introdução	7
2.2 Desaceleração por Ajuste Zeeman	8
2.3 Produção de um Feixe Atômico de Sódio e Lítio	11
2.3.1 Introdução	11
2.3.2 Feixe Duplo	12
2.4 Bombeamento Óptico	23
2.5 Arranjo Experimental	27
2.6 Resultados	31
3 A Armadilha Magneto-Óptica e o Aprisionamento de Potássio	38
3.1 Introdução	38
3.2 A Armadilha Magneto-Óptica	39
3.2.1 Princípio de Funcionamento	39
3.2.2 Número de Átomos Aprisionados	44
3.2.3 Colisões Frias e Potenciais de Longo Alcance Entre Átomos	47
3.3 Arranjo Experimental da Armadilha de Potássio	51
3.3.1 Sistema de Vácuo	51
3.3.2 Campo Magnético	53
3.3.3 Sistema Óptico	53
3.4 Aprisionamento de Potássio	57
4 Armadilha Magneto-Óptica Para o Sódio com Captura Auxiliar	60
4.1 Introdução	60
4.2 Fatores Determinantes Para o Número e Densidade de Átomos Aprisionados	62
4.3 Tentativas de Aumentar o Número de Átomos Aprisionados em Celas de Vapor	66
4.4 Procedimento Experimental	68

4.5	Interpretação do Gráfico de Fluorescência Contra Freqüência do Laser Auxiliar	71
4.6	Comparação da Fluorescência com a da Armadilha Tradicional	76
4.6.1	Variação com Gradiente de Campo Magnético	76
4.6.2	Variação com o Tamanho da Sombra	78
4.6.3	Variação com a Intensidade do Auxiliar	86
4.7	Outras Geometrias Para a Captura Auxiliar	90
4.8	Comentários e Conclusão	94
4.9	Glossário de definições	98
5	Aprisionamento de Sódio Utilizando a Linha D_1	100
5.1	Introdução	100
5.2	Discussão	101
5.3	Procedimento Experimental e Resultados	110
	Conclusão	115

Lista de Figuras

2.1	Pressão de vapor dos metais alcalinos em função da temperatura.	14
2.2	Diagrama binário de fases do <i>Li-Na</i>	15
2.3	A solução ideal que obedece à lei de Raoult.	17
2.4	Soluções que não obedecem a lei de Raoult	18
2.5	Diagrama de níveis de energia do <i>Na</i>	24
2.6	Diagrama de níveis de energia do ⁷ Li.	25
2.7	Arranjo experimental do feixe atômico e magneto desacelerador.	28
2.8	Arranjo óptico para o experimento de co-desaceleração.	29
2.9	Fluorescência do <i>Na</i> ao longo do magneto de desaceleração.	32
2.10	Fluorescência do <i>Li</i> ao longo do magneto de desaceleração.	33
2.11	Simulação da desaceleração do <i>Li</i> para $\Delta = -700$ MHz.	34
2.12	Simulação da desaceleração do <i>Li</i> com $\Delta = -850$ MHz.	35
2.13	Simulação numérica da desaceleração do <i>Li</i> para $\Delta = -1300$ MHz.	36
3.1	Diagrama de níveis de energia de um átomo hipotético com estado funda- mental $s = 0$ e estado excitado $s = 1$	39
3.2	A armadilha magneto-óptica em 3 dimensões.	42
3.3	Esquema de colisão com redistribuição radioativa.	50
3.4	Câmara evacuada para a realização da armadilha magneto-óptica.	52
3.5	Campo magnético nas bobinas da armadilha de K.	54
3.6	Montagem experimental da armadilha magneto-óptica.	55
3.7	Diagrama de níveis de energia do ³⁹ K.	57
3.8	Curva de carregamento da armadilha K.	59
4.1	Geometria de abertura complementar da armadilha combinada.	69
4.2	Gráfico típico da fluorescência da armadilha em função da dessintonia do laser auxiliar.	73
4.3	Variação da fluorescência normalizada máxima (FMN) em função do gra- diente de campo magnético.	77
4.4	Fluorescência normalizada máxima (FNM) da configuração ordinária em função do tamanho da sombra.	80
4.5	Dessintonia do laser auxiliar para a fluorescência normalizada máxima (FNM), contra o diâmetro da sombra, na configuração ordinária.	81
4.6	Fluorescência normalizada máxima (FNM) da configuração mista em função do tamanho da sombra.	83

4.7	Dessintonia do laser auxiliar para a fluorescência normalizada máxima (FNM) contra o diâmetro da sombra, na configuração mista.	85
4.8	Fluorescência normalizada máxima (FNM) da armadilha contra a intensidade do feixe auxiliar.	87
4.9	Dessintonia ótima do laser auxiliar em função da intensidade do mesmo. . .	89
4.10	Geometria de abertura total da armadilha combinada.	91
4.11	Gráfico típico de fluorescência contra dessintonia do auxiliar na geometria de abertura total: ambos os lasers com <i>side-bands</i>	92
4.12	Gráfico típico de fluorescência contra dessintonia do auxiliar na geometria de abertura total: <i>side-band</i> do auxiliar desligado.	93
4.13	Variação do fator de amplificação com a intensidade por braço do auxiliar, na geometria sem sombra.	95
5.1	Níveis hiperfinos da linha D_1 do sódio.	104
5.2	Sub-níveis Zeeman envolvidos na armadilha com a D_1 , na configuração A. .	106
5.3	As quatro configurações da armadilha com a linha D_1	111

Capítulo 1

Introdução e Perspectiva Histórica

1.1 Introdução

No passado recente, o domínio da manipulação e resfriamento via laser de átomos neutros conheceu desenvolvimentos espetaculares. Tornou-se possível confinar amostras relativamente grandes de átomos por tempos da ordem de minutos e resfriá-los à fração de milikelvin em armadilhas ópticas baseadas na força de radiação devido à emissão espontânea. Com isto, descortina-se consideráveis horizontes tanto na pesquisa fundamental dos mecanismos de manipulação óptica como no de aplicações.

Existem várias aplicações para uma coleção de átomos que se movem lentamente ou que tenham uma velocidade bem definida.

O movimento térmico dos átomos impõe dois limites distintos em espectroscopia de alta resolução. Um deles vem do tempo finito de interação entre um átomo que se move rapidamente e o equipamento de medida. Há uma largura de linha associada com o fato de $\Delta w \Delta t \geq 1$, que restringe a precisão. Uma outra limitação advém do chamado efeito Doppler relativístico, pois sistemas de referência em movimento relativo têm diferentes tempos próprios.

Os experimentos envolvendo feixes atômicos e colisões tinham sempre que conviver com um compromisso entre reduzir o alargamento angular do feixe através da

redução das aberturas de passagem e a obtenção de um fluxo razoável de átomos. A manipulação óptica permite se ultrapassar esta limitação.

Outro campo aberto é o de estudo de colisões entre átomos frios ou com alta resolução em energia, ou destes átomos com superfícies ou ainda de reações químicas.

Aplicações mais singulares incluiriam a condensação de Bose-Einstein numa coleção de átomos frios, efeitos das interações que violem a paridade, gravitação e manuseio de um possível átomo de anti-hidrogênio.

No conjunto desta tese nós relatamos experiências tanto com feixes atômicos como com armadilhas magneto-ópticas. A organização dela é a seguinte:

- Ainda dentro do capítulo 1, nós descrevemos brevemente o desenvolvimento histórico das técnicas de manipulação óptica dos átomos.
- No capítulo 2 é descrita a primeira experiência de resfriamento simultâneo de duas espécies atômicas num feixe, utilizando-se lasers contrapropagantes a ele e um campo magnético inhomogêneo. Antes disto, demonstra-se como se tem fluxos atômicos comparáveis de dois elementos, sódio e lítio, que têm pressões de vapor muito díspares.
- No capítulo 3 é dado uma descrição geral da armadilha magneto-óptica e dos processos colisionais que nela ocorrem. Expomos também a montagem de um sistema deste tipo para o aprisionamento de potássio e a obtenção de átomos frios deste elemento.
- No quarto capítulo uma técnica nova de se aumentar o número de átomos aprisionados é apresentada. Combinando-se adequadamente os dois tipos de armadilha que existem para o sódio, conseguiu-se até 9 vezes mais átomos que na armadilha tradicional.

- O quinto capítulo é consagrado à primeira armadilha que utiliza a linha D_1 dos elementos alcalinos. Com um arranjo especial da polarização dos lasers é possível se aprisionar átomos de quatro maneiras diferentes utilizando-se esta linha.

1.2 Perspectiva Histórica

Desde o século passado a Física vêm evoluindo no sentido de controlar os graus de liberdade internos dos átomos, através da espectroscopia. Manipular com a luz os graus de liberdade externos, alterando a velocidade e direção dos átomos, é algo recente, tendo despertado um interesse contínuo e crescente desde meados da década de 70.

Pode-se datar em 1873 o início deste desenvolvimento, quando Maxwell usou a teoria eletromagnética para calcular a força num corpo devido à absorção ou reflexão de um feixe luminoso. Em 1901 o russo Lebedev e os norte-americanos Nichols e Hull realizaram medidas que confirmaram as previsões de Maxwell. Einstein, num famoso artigo de 1917, mostrou que é a pressão de radiação que faz com que as moléculas entrem em equilíbrio térmico com um campo de radiação do tipo corpo negro. Para isto, foi necessário assumir que a molécula emite radiação não como uma onda esférica, mas como um pacote discreto que tem energia e momento bem definidos.

Em 1933 Otto Frisch^[1] realiza uma experiência pioneira que mostra diretamente o momento transferido para um átomo pela absorção de ftons, quando ele verifica a deflexão de um feixe atômico por 0,01 mm, com uma lâmpada de sódio.

Com o desenvolvimento dos lasers largamente sintonizáveis no começo da década de 70, experiências deste tipo foram repetidas com resultados bem superiores. Isto porque, dispondo-se de intensidades espectrais muito maiores, pode se explorar o pequeno tempo de vida dos estados atômicos excitados, e repetir-se o ciclo de absorção e emissão muitas vezes.

Por volta desta época começaram a aparecer muitas propostas de se usar luz intensa e ressonante para manipular os átomos como, por exemplo, acelerá-los ou aprisioná-los em armadilhas ópticas. Entre estes trabalhos podemos citar os de A. Ashkin, A. P. Kasantsev e V. S. Letokhov.

Um grande avanço foi dado por Hansch e Schawlow^[2] e por Wineland e Dehmelt^[24] em 1975. Eles perceberam que, com uma escolha cuidadosa da geometria e da frequência do laser, se pode utilizar o efeito Doppler para fazer com que a troca de momento – e portanto a força – seja dependente da velocidade. Sendo a força dependente da velocidade ela pode ser usada não apenas para desacelerar, mas como também para resfriar os átomos. Esta dependência vem do fato que a absorção atômica de luz, perto da ressonância, é fortemente dependente da frequência e, portanto da velocidade, já que o desvio Doppler é diretamente proporcional a esta última.

Há uma diferença entre desacelerar e resfriar uma coleção de átomos. Desacelerar significa diminuir a velocidade média em relação ao referencial de laboratório. Resfriar, por sua vez, é estreitar a largura da distribuição de velocidades. Veja que sempre se pode definir uma “temperatura”, mesmo para distribuições não maxwellianas, como a energia cinética média no referencial do centro de massa, dividido por k_B , a constante de Boltzmann.

Esta idéia de resfriamento foi colocada em prática pela primeira vez utilizando-se íons armazenados numa armadilha. Dois grupos distintos obtiveram resfriamento em 1978: Dehmelt et al com Ba^{+} ^[3] e Wineland et al com Mg^{+} ^[4].

O resfriamento via laser de átomos neutros exigiu técnicas diferentes daquelas dos íons. Isto porque, até 1987, não se dispunha de armadilhas eficientes para átomos neutros. O resultado, é que o tempo de interação disponível entre a luz e o átomo é limitado ao tempo de trânsito através de um dado aparelho, ao invés do potencialmente muito maior

tempo de residência numa armadilha.

A maioria dos experimentos de resfriamento de átomos neutros começaram com um feixe atômico de um alcalino, como o sódio, desacelerado e resfriado com um feixe laser contrapropagante. Isto permite um longo tempo de interação e assegura que duas das três componentes da velocidade são inicialmente bem definidas.

O primeiro resultado conclusivo foi relatado por Andreev et al. em 1981^[5].

Diferentes grupos do antigo *National Bureau of Standards* em associação com o *Joint Institute for Laboratory Astrophysics*, desenvolveram técnicas eficientes de compensar a efeito Doppler conforme os átomos desaceleram, e aprimoraram a experiência de Andreev et al^[6,7]. Temperaturas da ordem de centenas de milikelvin podem ser obtidas desta forma.

Uma técnica para resfriar ainda mais os átomos consiste no chamado *melado óptico*, apresentado em 1985^[8]. Unidimensionalmente, ele pode ser descrito como uma região iluminada por dois lasers contrapropagantes entre si e sintonizados um pouco para o vermelho da ressonância atômica. Um átomo parado não sentirá força alguma, pois os dois lasers são iguais e opostos. Mas se o átomo tem uma componente da velocidade na direção de um dos lasers, devido ao efeito Doppler, ele estará mais próximo da ressonância e a força que ele exerce sobre o átomo aumenta. O oposto vale para o laser contrapropagante. Como resultado sempre haverá uma força que se opõe à velocidade atômica e que é proporcional a esta. Ela atua, portanto, como um amortecimento viscoso sobre o átomo, resfriando-o.

Alimentando um melado óptico tridimensional através de um feixe atômico desacelerado, obteve-se temperaturas de $240 \mu K$ para o sódio.

Apesar de já existirem outros tipos de armadilhas para átomos neutros^[70], a primeira baseada na emissão espontânea foi apresentada em 1987^[9]. É a chamada armadilha magneto-óptica.

Ela pode ser considerada um melado óptico magnético. Além da força viscosa descrita anteriormente, haverá uma força de restauração calcada no efeito Zeeman e na polarização dos lasers. Desta forma conseguiu-se confinar 10^7 átomos de sódio com densidades que excedem 10^{11} átomos/cm³.

A armadilha magneto-óptica tornou-se tão popular que a ênfase dos esforços mudou. Antes empenhava-se na busca de maneiras de se alterar a trajetória dos átomos, resfriá-los e aprisioná-los. Agora, procura-se empregar esta ferramenta para realizar medidas de natureza fundamental, que não eram possíveis antes. Aplicações de interesse incluem medidas espectroscópicas de precisão, freqüentemente limitadas pelo efeito Doppler ou tempo de trânsito, estudo de colisões atômicas a baixas velocidades, colisões entre átomos lentos e superfícies, possível observação de efeitos quânticos coletivos entre átomos frios e a extensão da pressão de radiação via laser para moléculas.

Capítulo 2

Co-desaceleração de um Feixe Atômico de Sódio e Lítio

2.1 Introdução

A primeira demonstração da armadilha magneto-óptica^[9], cujo funcionamento iremos explicar no próximo capítulo, utilizava um feixe atômico desacelerado para carregá-la. Somente três anos depois é que uma armadilha magneto-óptica que dispensa este feixe foi apresentada^[10]. Contudo, mesmo hoje, quando se deseja um grande número de átomos aprisionados ou alta densidade deles, o carregamento via feixe permanece imprescindível^[11].

Dentro de um programa nosso que almeja aprisionar duas espécies atômicas simultaneamente, começamos por desenvolver a técnica de produção e desaceleração de um feixe atômico duplo, cujo intuito era carregar a futura armadilha.

Em 2.2 descrevemos a técnica de desaceleração por ajuste Zeeman, que está fundamentada no uso da pressão da radiação e de um campo magnético inhomogêneo para a redução da velocidade dos átomos.

Em 2.3 mostramos como é possível a obtenção de um único feixe atômico com fluxos iguais de Li e Na , os elementos escolhidos. A idéia é carregar o forno efusivo que irá formar este feixe atômico com uma liga balanceada de lítio e sódio, $Li_{179}Na$ (relação

em peso atômico).

Em 2.4 é feita uma análise do bombeamento óptico nos dois elementos e a razão de precisarmos de *side-bands* para o lítio. O arranjo experimental é descrito em 2.5 e os resultados que mostram a co-desaceleração de duas espécies atômicas simultaneamente estão em 2.6.

2.2 Desaceleração por Ajuste Zeeman

A força que a luz exerce sobre os átomos pode ser dividida conceitualmente em duas partes. A primeira, chamada de força de dipolo, advém da emissão estimulada e existe somente quando temos um gradiente de intensidade da luz. Se a frequência desta luz for menor do que a de ressonância do átomo, a direção da força é tal que empurra o mesmo para regiões de altas intensidades^[12]. A segunda força é chamada de espontânea e é aquela com que iremos trabalhar.

Considere um átomo iluminado por uma onda caminhante com frequência próxima a de sua ressonância. Ao absorver um fóton, este transfere ao átomo um momento $\frac{h}{\lambda}$. Após um tempo τ o átomo decai, reemitindo o fóton numa direção aleatória. Quando se toma a média sobre muitos destes ciclos, os fotons emitidos não transferem nenhum momento, visto ser randômico o processo. Mas há uma força média, na direção de propagação da luz, devido a absorção, cuja magnitude é a taxa temporal de variação de momento

$$F = \frac{h f}{\lambda \tau} \quad (2.1)$$

onde f é a probabilidade do átomo estar no estado excitado.

Suponha um átomo de dois níveis e uma luz suficientemente intensa para saturar a transição, ou seja, para que a taxa de emissão estimulada exceda a taxa de emissão

espontânea. Quando saturado, o átomo permanece cerca de metade do tempo no estado excitado. Note que a absorção seguida de emissão estimulada não transfere nenhum momento ao átomo, pois o fóton da emissão estimulada tem a mesma direção do que foi absorvido.

Nestas condições temos a maior aceleração possível:

$$a_{max} = \frac{h}{2m\lambda\tau} \quad (2.2)$$

A maneira mais óbvia de se obter desaceleração por luz é utilizar um feixe atômico com um laser contra-propagante a ele. Para o sódio um feixe térmico típico tem uma velocidade longitudinal mais provável de 10^3 m/s. Seriam necessários 3×10^4 ftons para levar estes átomos ao repouso.

Mas após ter espalhado apenas 300 ftons o átomo sofre um desvio Doppler de 15 MHz, que é maior que a largura natural de linha do sódio, que vale 10 MHz. Em outras palavras, a menos que este desvio Doppler seja compensado, os átomos rapidamente sairão de ressonância com o laser e cessará o processo de desaceleração. Uma maneira de contrabalançar é mudar a frequência de ressonância do átomo conforme ele sofre a desaceleração. Isto pode ser feito utilizando o desvio Zeeman em frequência produzida por um campo magnético inhomogêneo. Se quisermos que o processo seja eficiente, a desaceleração deve ser constante e máxima, dada pela equação (2.2). Para um movimento uniformemente desacelerado a velocidade do átomo é dada pela equação de Torricelli:

$$V(z) = (V_0^2 - 2a_{max}z)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

onde V_0 é a velocidade inicial.

Supondo um desvio Zeeman linear, o campo magnético para compensar o efeito Doppler (que é proporcional a velocidade) será:

$$B(z) = B_0 \left(\frac{1 - 2a_{max}z}{V_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

onde B_0 é o campo necessário para produzir um desvio Zeeman igual ao desvio Doppler de átomos com velocidade V_0 .

Para termos desaceleração máxima, o laser deve estar ressonante com o átomo ao longo do trajeto, e ter uma dessintonia Δ tal que compense o desvio Zeeman e Doppler deste átomo:

$$\Delta = \gamma B(z) - \frac{V(z)}{\lambda} \quad (2.5)$$

onde γ é a constante Zeeman de transição. Como há um limite para a desaceleração, haverá um correspondente limite para o gradiente de campo, pois, utilizando a equação acima, temos:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dz}v = \gamma\lambda \frac{dB}{dz}v \leq a_{max} \quad (2.6)$$

Se o gradiente de campo magnético for suave, de forma que a desigualdade acima seja satisfeita, diz-se que os átomos, conforme desaceleram, seguem adiabaticamente o campo.

2.3 Produção de um Feixe Atômico de Sódio e Lítio

2.3.1 Introdução

A idéia inicial para a co-desaceleração era utilizar sódio e césio. Isto devido à tradição do laboratório em trabalhar com estes elementos e a correspondente disponibilidade do equipamento adequado. Afora isso, como a pressão de vapor do césio é maior que a do sódio, poderíamos trabalhar com o forno efusivo em temperatura relativamente baixa, da ordem de 300 °C.

Como estágio inicial teríamos de obter, separadamente, a desaceleração de cada um destes elementos. Isto nos daria um maior entendimento do processo, antes de se tentar a co-desaceleração. A desaceleração de sódio pela técnica de ajuste Zeeman já havia sido obtida com sucesso em nosso laboratório^[13,14].

Já um feixe de césio nunca havia sido desacelerado utilizando-se este método. Quando se opera com laser de diodo, como no caso do césio, a desaceleração é normalmente obtida pela chamada técnica de *frequency chirping*^[7,15].

Este método é o oposto da técnica Zeeman, já que a frequência de transição do átomo permanece fixa e a frequência do laser é sincronizadamente ajustada para manter os átomos em ressonância, conforme o desvio Doppler deles é diminuído durante a desaceleração.

Apesar de termos sido bem sucedidos na inédita obtenção do resfriamento de um feixe atômico de césio pela técnica Zeeman^[16], simulações numéricas mostram que somente uma pequena parcela da distribuição de Maxwell-Boltzmann inicial sofre desaceleração. O motivo é o seguinte. A desaceleração máxima que um átomo pode experimentar ocorre quando a intensidade do laser está acima da saturação, e vale, como vimos em 2.2, $a_{\max} = \frac{h}{2m\lambda\tau}$. Para o sódio este valor é de $9,4 \times 10^5 \text{ m/s}^2$ e para o césio é 16 vezes menor, $5,7 \times 10^4$

m/s². Apesar da velocidade mais provável na distribuição inicial ser menor para o cézio, esta diminuição é de apenas 3 vezes, pois $\tilde{V}_{Na} = 790$ m/s a 300 °C e $\tilde{V}_{Li} = 275$ m/s a 125 °C, onde as temperaturas são as usuais de trabalho e aquelas em que os fluxos são iguais. Logo não há uma compensação e, com as dimensões reduzidas de nosso magneto, só é possível desacelerar átomos que já tenham uma velocidade inicial baixa, ou seja, aquela pequena parcela da distribuição de Maxwell-Boltzmann com velocidade próxima de zero.

Teríamos que trocar de elemento alcalino se quiséssemos efetuar a co-desaceleração. O candidato natural para substituir o cézio seria o potássio, por ter pressão de vapor muito próxima a do sódio, facilitando a obtenção de fluxos iguais, uma condição importante para a co-desaceleração, como veremos. No entanto, esbarra-se na dificuldade de que o laser ideal para trabalhar com o potássio ser o titânio-safira, de que não dispúnhamos.

O rubídio sofre do mesmo mal que o cézio: baixa desaceleração máxima.

Optamos pelo lítio que tem um valor de desaceleração máxima comparável com o sódio, valendo $1,7 \times 10^6$ m/s².

Simulações numéricas confirmaram que grande parte da distribuição teórica inicial do lítio a 650 °C, poderia ser levada praticamente ao repouso dentro do espaço de desaceleração do nosso magneto.

2.3.2 Feixe Duplo

Vejamos como funciona um forno efusivo, utilizado para produzir um feixe atômico. Se as moléculas de um gás, ao passarem por uma pequena abertura, não sofrerem colisões umas com as outras, teremos o que é chamado de fluxo efusivo.

Suponha uma câmara que encerra um gás a uma pressão p suficientemente baixa para que o livre caminho médio das moléculas seja muito maior que a dimensão de um pequeno orifício que conecta a câmara com uma região de vácuo. Uma molécula que

atravessa o orifício terá sofrido sua última colisão bem dentro da câmara. A teoria cinética dos gases nos diz que o fluxo efusivo através do orifício será^[17]:

$$\phi = \frac{1}{4} n \bar{V} A = \frac{pA}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad \text{moléculas/s} \quad (2.7)$$

onde n é a densidade do gás, V é a velocidade mais provável, A é a área da abertura, m a massa da molécula, p é a pressão, T a temperatura absoluta e k_B a constante de Boltzmann. Se houver apenas gás na câmara, a pressão p da equação (2.7) será dada, ao menos aproximadamente, pela equação dos gases perfeitos. No nosso caso específico não é o que ocorre, já que nossa câmara é carregada com o metal alcalino e aquecida até uma temperatura onde haja um fluxo ϕ razoável. Haverá assim duas fases, a líquida e a de vapor, coexistindo dentro da câmara. A pressão é dada, então, pela pressão de vapor do material. Ela depende exclusivamente da temperatura.

Para poder desacelerar e analisar um feixe atômico duplo é necessário que cada uma das espécies atômicas que o compõe, no caso lítio e sódio, tenham fluxos comparáveis. De outra forma a fluorescência daquele que tiver um maior fluxo de átomos encobrirá completamente a fluorescência do que tiver um fluxo menor. Também estaria prejudicando o estudo de possíveis interações entre os dois tipos de átomos, devido à grande diferença de populações.

A equação (2.7) nos diz que o fluxo é diretamente proporcional à pressão do gás na câmara, no caso, a pressão de vapor.

Como se pode ver pela figura 2.1, a pressão de vapor do lítio é cerca de 10^4 vezes menor do que a do sódio, a uma dada temperatura. Devido a esta enorme diferença de pressão de vapor parece, numa primeira análise, não ser possível se obter fluxos de mesma ordem de grandeza para os dois alcalinos, para uma câmara a temperatura T . No

entanto, como veremos, um estudo cuidadoso do comportamento da pressão de vapor de uma mistura de dois materiais permite se descobrir um procedimento para atingir nosso objetivo.

Figura 2.1: Pressão de vapor dos metais alcalinos em função da temperatura. A pressão de vapor do lítio é da ordem de 10^4 vezes menor que a do sódio. Isto exige altas temperaturas de trabalho para se ter um fluxo razoável de lítio.

O fluxo de cada componente será proporcional a sua respectiva pressão parcial de vapor e o fluxo total será proporcional a pressão total de vapor, que é a soma das pressões parciais. Vejamos como estes parâmetros podem ser calculados, no caso da mistura de lítio e sódio.

Se lítio e sódio, nas altas temperaturas em que trabalhamos ($T = 650^\circ\text{C}$) fossem dois líquidos imiscíveis, a mistura se comportaria como se cada componente estivesse num recipiente separado e a pressão total p seria a soma das pressões de vapor de cada elemento

puro, p_{Na}^0 e p_{Li}^0 :

$$p = p_{Na}^0 + P_{Li}^0 \quad (2.8)$$

No entanto, ao se analisar o diagrama de fases da liga $Li + Na$ (ver figura 2.2)^[18] verifica-se que lítio e sódio são completamente miscíveis, em quaisquer proporções, acima de 304 °C (a chamada temperatura consoluta). Como trabalhamos a 650 °C há, garantidamente, uma completa miscibilidade entre eles.

Figura 2.2: Diagrama binário de fases do Li-Na. Este diagrama mostra que, acima de 304 °C, sódio e lítio são completamente miscíveis em quaisquer proporções^[18].

Uma vez que sabemos que Na e Li são completamente miscíveis, resta ainda duas possibilidades:

1. Na e Li formam uma solução ideal
2. Na e Li formam uma solução não ideal.

Se formarem uma solução ideal, então, para qualquer composição quantitativa de $Na + Li$, teremos, numa dada temperatura^[19,20]:

$$\begin{cases} P_{Na} = X_{Na}P_{Na}^0 \\ P_{Li} = X_{Li}P_{Li}^0 \end{cases} \quad (2.9)$$

onde, P_{Na} é a pressão parcial de vapor do sódio na mistura, X_{Na} é a fração molar de sódio na mistura e P_{Na}^0 é a pressão de vapor do sódio puro. A mesma notação é usada para o lítio. Lembremos que a fração molar é definida como o número de moles deste componente dividido pelo número de moles total presentes na mistura.

As equações expressam a chamada lei de Raoult. A pressão total vale:

$$P = P_{Na} + P_{Li} = X_{Na}P_{Na}^0 + X_{Li}P_{Li}^0 \quad (2.10)$$

Compare esta equação com a equação (2.8), válida para líquidos imiscíveis. Aqui a pressão total é uma função linear da composição, cujo gráfico típico está mostrado na figura 2.3.

Para soluções não ideais não é possível se estabelecer nenhuma relação simples entre a pressão parcial de vapor de um componente A , P_A , e sua pressão de vapor no estado puro, P_A^0 . As pressões parciais e a pressão total passam a ter um comportamento

Figura 2.3: A solução ideal que obedece à lei de Raoult. A pressão parcial de cada componente tem um comportamento linear com a composição, proporcional à sua fração molar.

complicado como por exemplo, na mistura de clorofórmio e acetona mostrado na figura 2.4.

De nosso conhecimento não há, na literatura, nenhuma menção se a mistura de sódio e lítio forma uma solução ideal ou não.

Sabe-se^[20], contudo, que substância que sejam quimicamente semelhantes têm uma tendência a formarem soluções ideais. Dentre todos os elementos, os alcalinos são, certamente, os mais parecidos entre si, do ponto de vista químico. Logo é razoável se

Figura 2.4: Soluções que não obedecem a lei de Raoult. O exemplo mostrado aqui corresponde à solução de clorofórmio e acetona a 28 °C. Uma solução ideal teria o comportamento mostrado pelas linhas tracejadas^[20].

esperar, ao menos em primeira aproximação, um comportamento de solução ideal para a mistura de sódio e lítio. Além do mais, podemos nos servir da chamada Lei de Henry^[19] para nos assegurar que, mesmo no caso improvável de sódio e lítio não formarem uma solução ideal, possamos escrever a seguinte relação:

$$\begin{cases} P_{Na} = K P_{Na}^0 \\ P_{Li} = X_{Li} P_{Li}^0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Isto significa que o lítio continua a obedecer a Lei de Raoult (2.8) e o sódio tem uma dependência que pode ser diferente da Lei de Raoult, embora esta dependência continue linear.

Devido ao fato da pressão de vapor do lítio puro P_{Li}^0 ser muito menor que a do sódio, puro, P_{Na}^0 , percebe-se que é necessário se utilizar de uma grande proporção de lítio em relação ao sódio na preparação da liga metálica que iremos utilizar. Isto porque queremos fluxos iguais de sódio e lítio no nosso feixe atômico exigindo, portanto, que as pressões parciais de cada elemento, P_{Na} e P_{Li} , sejam iguais.

Quando ocorre isto, ou seja, a concentração de uma substância ser muito maior que a outra numa dada mistura, temos a chamada solução diluída ideal, que obedece à chamada Lei de Henry.

Ela estabelece as relações (2.11) acima, mesmo que sódio e lítio não formem uma solução ideal.

Apesar da Lei de Henry nos garantir que a Lei de Raoult seja válida para o lítio, precisamos descobrir qual é a constante de proporcionalidade K para o sódio, nas equações (2.11). Iremos para isto fazer uma suposição, perfeitamente aceitável devido à similitude química, de que sódio e lítio formam, efetivamente, uma solução ideal.

Com isto podemos utilizar para o cálculo da liga metálica as equações (2.9), onde aquela relativa ao lítio é exata, devido a Lei de Henry, enquanto a relativa ao sódio é, no mínimo, uma aproximação bastante boa. Quanto mais próximo da idealidade a solução, melhor a aproximação.

Dentro desta aproximação vamos calcular o que desejamos: fluxos atômicos iguais dos dois elementos. Queremos:

$$\frac{\phi_{Na}}{\phi_{Li}} = 1 \quad (2.12)$$

Utilizando as equações (2.7) e (2.9), obtemos:

$$X_{Na} = \frac{P_{Li}^0 \sqrt{m_{Na}}}{P_{Na}^0 \sqrt{m_{Li}} + P_{Li}^0 \sqrt{m_{Na}}} \quad (2.13)$$

Como veremos mais adiante, esta equação é válida para um instante inicial $t = 0$. Com o passar do tempo, ocorre destilação efusiva e os fluxos não serão mais iguais. Esta variação temporal da razão dos fluxos pode, no entanto, ser minimizada colocando-se, como carga para o forno efusivo, uma grande massa da liga metálica $Na + Li$.

Sabe-se que a pressão de vapor da maioria dos metais é dada pela equação de Antoine^[23]:

$$\log_{10} P^0 = -52,23 \frac{A}{T} + B \quad (2.14)$$

onde, A é dado em kilojoules, B e P^0 em mm Hg e T é a temperatura absoluta.

Os valores das constantes de Antoine valem:

$$\begin{array}{cc} Na & Li \\ A = & 103,3 \text{ Kj} \quad 150,21 \text{ Kj} \\ B = & 7,553 \text{ mmHg} \quad 7,63 \text{ mmHg} \end{array} \quad (2.15)$$

Utilizando a equação (2.13) e a equação de Antoine (2.14) obtem-se:

$$X_{Na} = \frac{4,79 \times (10^{\frac{-7845,5}{T} + 7,6})}{2,63 \times (10^{\frac{-5395,4}{T} + 4,79}) + 4,79 \times (10^{\frac{-7845,5}{T} + 7,6})} \quad (2.16)$$

A equação acima nos dá a fração molar do componente mais volátil, no caso o sódio, na fase líquida para termos fluxos atômicos iguais a uma dada temperatura.

A fração molar de lítio será simplesmente a complementar a esta, ou seja:

$$X_{Li} = 1 - X_{Na} \quad (2.17)$$

Devido ao fenômeno conhecido como destilação efusiva banho simples^[22] os fluxos de sódio e lítio não permanecerão iguais com o passar do tempo. Porque há esta variação temporal? Suponha que, num dado instante, os fluxos sejam iguais, isto é, $\phi_{Na} = \phi_{Li}$. Por conservação de massa, a composição percentual irá se modificando, sendo que o componente com a menor fração molar, isto é, com menor número de átomos, irá diminuindo sua fração molar, enquanto aquele componente com maior fração molar irá aumentando sua fração molar. Isto irá aumentando seu fluxo em relação ao outro componente. Logo, o fluxo de lítio será progressivamente maior. Este processo é conhecido como destilação. A destilação é chamada de banho simples porque o gás que sai pelo orifício do forno não retorna a este mesmo forno (mas irá formar o feixe atômico).

A destilação é efusiva devido as dimensões reduzidas do orifício, ou seja, este é bem menor que o livre caminho médio das moléculas dentro do forno.

As destilações se caracterizam pelo enriquecimento, com o passar do tempo, da componente menos volátil na mistura remanescente. No nosso caso isto significa que, com o passar do tempo, a liga metálica líquida que permanece no forno ficará progressivamente mais rica em lítio.

Este enriquecimento da componente menos volátil durante a destilação é governada pela equação de Rayleigh^[21] e^[22], válida para destilação banho simples não efusiva. Chamando de X e Y as frações molares do componente mais volátil (no caso, o sódio) nas fases líquida e vapor, respectivamente, e de L o número total de moles (soma das duas componentes) que ainda restam na fase líquida num instante qualquer, a equação de Rayleigh estabelece que:

$$\ln \frac{L}{L_i} = \int_{X_i}^X \frac{dX}{(Y - X)} \quad (2.18)$$

onde o índice i significa o valor do parâmetro em questão, no instante inicial.

Seguindo os mesmos passos trilhados na dedução da equação de Rayleigh acima, deduzimos uma equação equivalente para destilação banho simples, mas agora do tipo efusiva. Ela afirma que:

$$\ln \frac{L}{L_i} = \ln \left(\frac{1 - X_{Na}}{1 - X_{Na}^i} \right) + \frac{P_{Li}^0 \sqrt{m_{Na}}}{P_{Na}^0 \sqrt{m_{Li}} - P_{Li}^0 \sqrt{m_{Na}}} \cdot \ln \left(\frac{X_{Na}(1 - X_{Na}^i)}{X_{Na}^i(1 - X_{Na})} \right) \quad (2.19)$$

A equação acima nos dá, para soluções ideais em destilação banho simples efusiva, o número total de moles que ainda restam no líquido (L) em função da fração molar do componente mais volátil, na fase líquida (X_{Na}).

Não é possível se obter explicitamente X_{Na} como função do tempo, na equação (2.19). Logo só conhecemos implicitamente a variação temporal de X_{Na} , que está conectado ao fluxo ϕ_{Na} através das equações (2.7) e (2.9).

Logo, o que foi feito na prática foi carregar o forno com a maior massa possível de liga de tal forma que, mesmo ocorrendo a destilação, a composição percentual de sódio

e lítio não seja grandemente afetada para tempos não muito longos.

Com isto tentamos manter os fluxos iguais, $\phi_{Na} = \phi_{Li}$, por tempos suficientemente longos para a realização das medidas.

Utilizando as equações (2.16) e (2.17) chega-se a seguinte liga em, peso atômico, para um forno operando a 650 °C:

$$Li_{179}Na \quad (2.20)$$

Não basta colocar sódio e lítio na proporção acima dentro do forno e aquecê-lo, pois enquanto não houver uma completa homogeneização a pressão parcial de sódio não terá ainda sofrido a queda devido à lei de Raoult, equação (2.9). Logo esta terá um valor intermediário entre P_{Na}^0 (sódio puro) e P_{Na} (sódio numa liga completamente homogênea). Neste intervalo de tempo que demora a homogeneização da liga dentro do forno aquecido, teremos um fluxo muito grande de sódio, devido a sua alta pressão parcial e isto irá desbalancear a composição original da liga.

Por isso, a homogeneização da liga foi feita fora do forno, utilizando-se um cadinho de inox encerrado num recipiente de vidro evacuado. Este cadinho foi mantido a ~ 250 °C (bem acima do ponto de fusão da liga, que é 180 °C, veja figura 2.2, durante ~ 50 horas e regularmente agitado. Inicialmente utilizou-se somente um recipiente de vidro evacuado, mas este se partia a ~ 200 °C, devido, provavelmente, a uma reação química com o lítio líquido.

2.4 Bombeamento Óptico

Tanto o Na como o Li podem ser tratados como sistemas de dois níveis, se escolhermos conveniente a transição. A maneira como isto se dá dentro do campo magnético é

essencialmente igual tanto nos feixes atômicos desacelerados pela técnica de sintonia Zeeman como nas armadilhas magneto-ópticas, e será explicado em detalhes na secção 5.2. A transição conveniente para o Na é $3S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \rightarrow 3P_{3/2}(F' = 3, m_{F'} = 3)$ e para o Li é $2S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \rightarrow 2P_{3/2}(F' = 3, m_{F'} = 3)$. Veja as figuras 2.5 e 2.6.

Figura 2.5: Diagrama de níveis de energia do ^{23}Na . A transição utilizada para o aprisionamento, marcada pela seta cheia, liga os estados de $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Para que átomos, que façam transições erradas e decaiam para $F = 1$, não escapem do processo, um side-band, marcado pela seta tracejada, é colocado em $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

O ideal é que só houvesse esta transição. Contudo, por vários motivos o átomo tende a escapar destes dois níveis e precisa ser recuperado para que o processo de desaceleração continue.

Figura 2.6: Diagrama de níveis de energia do ${}^7\text{Li}$. A transição utilizada para o aprisionamento, marcada com a seta cheia, liga os estados $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Para que átomos, que façam transições erradas e decaiam para $F = 1$, não escapem do processo, um *side-band*, marcado pela seta tracejada é colocado em $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

Vamos analisar como os átomos emergem do forno e o que ocorre ao longo do trajeto do feixe atômico. Para fixar as idéias, tomemos o Li .

Conforme indicado no diagrama de níveis de energia, figura 2.6, o estado fundamental do Li é formado de dois estados hiperfinos, separados por 803 MHz. O vapor de Li dentro do forno é tratado classicamente pela distribuição de Boltzmann. A razão entre a população destes dois níveis, no forno, é dada por:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_{12}}{k_B T}\right) \quad (2.21)$$

onde g é a degenerescência de cada nível.

Nosso forno opera a 650 °C, então $k_B T$ equivale a 20 GHz e teremos $E_{12} \ll k_B T$. Então $\frac{N_1}{N_2} \cong \frac{g_1}{g_2} = \frac{3}{5}$, ou seja, as populações estão na razão das degenerescências dos níveis e seria intuitivo pensar que $\frac{3}{8} = 37,5\%$ dos átomos, estando em $F = 2$, participariam do processo de desaceleração. Mas, devido ao chamado bombeamento óptico, essa razão vai a zero num intervalo de tempo muito curto, se certas precauções não forem tomadas.

Entre a saída do forno e a entrada do magneto, temos $\vec{B} \approx 0$, e o átomo pode fazer transições de acordo com a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$. Apesar do laser estar sintonizado de $F = 2 \longrightarrow F' = 3$, há uma probabilidade não desprezível do estado $F' = 2$ ser excitado. No decaimento ele pode ir para $2S_{1/2}(F = 1)$. Estes átomos estariam perdidos, pois não há laser ressonante com este nível. Note que, sendo o feixe efusivo, também não há colisões, que eventualmente poderiam trazer átomos de $3S_{1/2}(F = 1)$ de volta para $3S_{1/2}(F = 2)$.

Para que se reduza o aumento da divergência transversal do feixe atômico conforme a sua velocidade longitudinal diminuí, focaliza-se o laser no forno^[25]. Isto ocorre porque, durante a desaceleração, a velocidade transversal dos átomos executa um passeio aleatório devido à emissão espontânea, que resulta num alargamento da distribuição desta componente de velocidade e conseqüente divergência do feixe. Com esta focalização diminuimos este efeito e também aumentamos a intensidade na boca do forno. Isto, em princípio, é bom pois o nível $3S_{1/2}(F = 1)$ pode ser mais facilmente excitado pelo laser sintonizado de $3S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 3)$, devido ao alargamento por potência. Infelizmente, se o laser está sintonizado de $2S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 2P_{3/2}(F' = 3)$, o alargamento

por potência também aumentará a taxa das transições $2S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 2P_{3/2}(F' = 2)$, sem aumentar a taxa da transição $F = 2 \longrightarrow F' = 3$, que já está saturada^[50]. Isto resulta num aumento do bombeamento para $2S_{1/2}(F = 1)$. Para que átomos que caíam para este nível sejam recuperados com eficiência se faz uso de um *side-band*, gerado por um modulador eletro-óptico apropriado, que efetua a transição $2S_{1/2}(F = 1) \longrightarrow 2P_{3/2}(F' = 2)$.

No caso do sódio, em princípio, pelos mesmos motivos expostos acima, necessitaríamos de um *side-band* também. O motivo de não ser preciso o *side-band* é que a separação entre os níveis hiperfinos do estado excitado do sódio é bem maior que a do lítio. Assim, a separação entre $F' = 3$ e $F' = 2$ vale 60 MHz para o sódio e 9 MHz para o lítio.

Com isto a probabilidade da transição $3S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 2)$ ser excitada quando o laser está sintonizado de $3S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 3)$ é bem menor. O pequeno número de átomos bombeados para $3S_{1/2}(F = 1)$ são recuperados pela excitação fora de ressonância que o laser faz sobre este nível.

Esta é a razão porque utilizamos *side-bands* para o feixe de lítio, mas não precisamos usá-los para o feixe de sódio.

Na figura 2.5 aparece um *side-band* de $F = 1 \longrightarrow F' = 2$. Este só é utilizado na armadilha magneto-óptica e não no feixe atômico.

2.5 Arranjo Experimental

O sistema de feixe atômico e do magneto desacelerador está mostrado na figura 2.7

O arranjo óptico está mostrado na figura 2.8.

A luz ressonante com o sódio, linha D_2 em 589,0 nm, é criada por um laser de corante (R6G) Coherent 699, de cavidade em anel, bombeado por um laser de AR^+

Figura 2.7: Arranjo experimental do feixe atômico e magneto desacelerador. A pressão na câmara do forno é de $\sim 10^{-3}$ Torr e na região do tubo de $\sim 10^{-6}$ Torr. O *skimmer* é um conjunto de aberturas progressivamente menores, que têm a função de colimar o feixe atômico. O feixe laser de referência incidindo perpendicularmente ao feixe atômico permite uma espectroscopia sub-Doppler^[28].

Coherent Inova 200.

Para o lítio, linha D_2 em 670,8 nm, utilizou-se um conjunto idêntico, mas o corante é DCM.

O modulador eletro-óptico para o lítio foi construído com um cristal de niobato de lítio ($LiNbO_3$) de $4 \times 4 \times 33 \text{ mm}$ em uma cavidade de cobre de dimensões apropriadas^[60].

A frequência desejada de modulação é aquela correspondente a transição $3S_{\frac{1}{2}} F = 1 \longrightarrow 3P_{\frac{3}{2}} F' = 2$ (ver figura 2.6).

Isto resulta em $803,5 \text{ MHz} + 9,24 \text{ MHz} = 812,74 \text{ MHz}$.

Uma maneira prática de sintonizar a frequência de ressonância do modulador eletro-óptico consiste em se fazer uma cavidade de cobre um pouco maior que o compri-

Figura 2.8: Arranjo óptico para o experimento de co-desaceleração. As luzes de ressonância para cada átomo são produzidas por lasers de corante bombeados por laser de Ar^+ . A dessintonia do laser com relação a ressonância atômica é medida com o auxílio de absorção saturada (Na) ou de uma espectroscopia sub-Doppler no próprio feixe atômico, utilizando-se um feixe laser a 90° (Li). O lítio exige *side-bands*, criados pelo modulador eletro-óptico. Os lasers, circularmente polarizados, são combinados num espelho dicróico, expandidos e focalizados no forno efusivo, que se encontra na extremidade do tubo de vidro.

mento do cristal. Verifica-se que a frequência de ressonância estará mais alta do que o desejado. A partir daí, insere-se pouco a pouco um fio metálico concêntrico com a cavidade. Isto fará baixar progressivamente a frequência de ressonância, até o ponto que se deseja. A eficiência de modulação não será grandemente afetada, desde que o metal não seja ferromagnético. O *side-band* tem tipicamente $\frac{1}{3}$ da amplitude do pico central.

Para sabermos a dessintonia do laser de 671 nm, correspondente ao lítio, desvi-

amos uma pequena parte, com baixa intensidade, deste mesmo laser para incidir ortogonalmente ao feixe atômico. Obtemos assim, uma espectroscopia sub-Doppler, visto que, a componente de velocidade dos átomos na direção do feixe laser é praticamente nula. Com isto resolvemos a estrutura hiperfina do estado fundamental do lítio.

O mesmo poderia ser feito com relação ao sódio. Mas como já dispúnhamos de uma cela de referência onde se pode realizar uma absorção saturada, utilizamos este método de espectroscopia sub-Doppler para saber a dessintonia do laser de 589 nm. A cela também nos permite achar muito mais facilmente a linha D_2 do sódio nos estágios iniciais de ajuste e com isto, liberar o *wave-meter* para que ele fique permanentemente alinhado com o laser vermelho, indicando a linha D_2 do lítio. Devido a reatividade do lítio aquecido, necessário para uma absorção saturada, uma eventual cela para este elemento não pode ser feita de vidro como no sódio mas de um material bem mais inerte, como quartzo, por exemplo.

O sistema de lentes antes do tubo desacelerador serve para expandir e focalizar os feixes lasers no orifício de saída do forno formando um cone luminoso que se superpõe ao cone do feixe atômico, que surge devido à dispersão transversal deste. O laser amarelo tem uma potência de 150 mW com um diâmetro de 30 mm no começo do tubo que é a região de observação e é focalizado a um diâmetro de 1 mm, no forno, a 1,25 m de distância. O laser vermelho tem uma potência de 50 mW e a mesma geometria de colimação. Sendo a intensidade de saturação para o sódio, na transição $3S_{\frac{1}{2}} (F = 2 \ m_F = 2) \longrightarrow 3P_{\frac{3}{2}} (F' = 3 \ m_{F'} = 3)$, de 6 mW/cm² e a correspondente para o lítio, na transição $2S_{\frac{1}{2}} (F = 2 \ m_F = 2) \longrightarrow 2P_{\frac{3}{2}} (F' = 3 \ m_{F'} = 3)$, de 2,5 mW/cm², estaremos trabalhando sempre acima da intensidade de saturação.

A temperatura do forno era de 650 °C e a pressão no tubo de desaceleração de 5×10^{-6} Torr.

Para que se possa medir a distribuição de velocidades dos átomos é necessário, além do laser desacelerador, um segundo laser de prova^[25]. Nosso experimento exigiria, assim, quatro lasers, de que não dispúnhamos. Há, no entanto, uma técnica de verificar a desaceleração de um feixe atômico monitorando a fluorescência ao longo do trajeto de desaceleração^[26,28]. Neste sentido utilizamos um conjunto de detetores de silício localizados em torno do tubo de vidro, coaxial ao magneto, e que podem correr ao longo de toda a sua extensão coletando a fluorescência dos átomos.

2.6 Resultados

Os perfis de fluorescência do feixe atômico ao longo do caminho de desaceleração para diferentes dessintonias do laser estão mostrados nas figuras 2.9 e 2.10.

A corrente no magneto era de 40 A, que resulta no melhor perfil de campo magnético, segundo simulações numéricas que efetuamos.

Uma característica comum de todos os perfis é o aumento do sinal conforme nos aproximamos do final do magneto, que é indicativo do processo de desaceleração. O aumento da fluorescência conforme os detetores caminham para campos magnéticos menores se deve basicamente porque mais átomos estão participando do processo de desaceleração e, também, porque átomos mais lentos espalham mais ftons por unidade de comprimento.

A dessintonia ideal para desacelerar o sódio é de $\Delta = 150$ MHz e para o lítio de $\Delta = -850$ MHz, quando a corrente é de 40 A. Estes valores foram obtidos por simulações numéricas^[27] que efetuamos. Mostramos três destas simulações para o lítio nas figuras 2.11, 2.12 e 2.13. Nestes gráficos representamos a velocidade de um átomo ao longo do tubo, se ele abandona o forno efusivo com sua velocidade mais provável.

A curva de forma parabólica representa $\gamma B(z) - \Delta$ (ver equação (2.5)) para uma corrente de 40 A.

Figura 2.9: Fluorescência do Na ao longo do magneto de desaceleração. O aumento do sinal conforme nos aproximamos do final do magneto, onde o campo é menor, é uma evidência da desaceleração. A dessintonia ótima é de $\Delta = +150$ MHz. Conforme a dessintonia vai para o vermelho ou para o azul, os átomos abandonam antes o processo de desaceleração. A corrente é de 40 A.

A velocidade está dividida por λ , de tal forma que quando as duas curvas se tocam, a condição de ressonância (2.5) é estabelecida. Enquanto as duas curvas seguírem juntas, o átomo está sendo desacelerado.

Na dessintonia ideal, $\Delta = -850$ MHz, (figura 2.12), é possível perceber que os átomos seguem adiabaticamente o campo magnético até quase o final, abandonando o processo na posição $z \cong 105$ cm. Neste ponto o gradiente de campo magnético é muito abrupto e a desigualdade (2.6) não é mais satisfeita. O átomo sai de ressonância e não é

Figura 2.10: Fluorescência do Li ao longo do magneto de desaceleração. O aumento do sinal conforme nos aproximamos do final do magneto, onde o campo é menor, é uma evidência da desaceleração. A dessintonia ótima é de $\Delta = -850$ MHz. Se formos mais para o vermelho, os átomos abandonam antes o processo de desaceleração. A corrente é de 40 A.

mais desacelerado. Ele mantém esta sua última velocidade até o final do trajeto. Quando a dessintonia é mais para o azul, $\Delta = -700$ MHz (figura 2.11), os átomos nem chegam a entrar em ressonância com o laser. Indo para o vermelho da dessintonia ideal (figura 2.13) os átomos entram em ressonância mas abandonam o processo antes do que fariam se estivessem com a dessintonia ótima, $\Delta = -850$ MHz.

Estes gráficos permitem compreender o processo de desaceleração por sintonia Zeeman.

Um átomo, que saia do forno com uma velocidade tal que ele entre, no ponto de

Figura 2.11: Simulação da desaceleração do *Li* para $\Delta = -700$ MHz. A dessintonia está muito para o azul da ideal ($= -850$ MHz), e os átomos nem sequer entram em ressonância com o laser desacelerador.

maior campo magnético, *por baixo* da curva parabólica $\gamma B(z) - \Delta$, irá caminhando até um ponto onde o efeito Doppler será compensado pelo efeito Zeeman. O átomo passa então a ser freado com uma desaceleração constante. Mais e mais átomos vão se acumulando conforme se avança em direção ao final do magneto, aumentando a fluorescência. Na região onde o campo magnético possuir acentuado gradiente, o conjunto de átomos pode sair de ressonância, e teremos uma queda da fluorescência.

O perfil de fluorescência medido, no caso do lítio, está mostrado em 2.10.

Estas medidas estão em bom acordo com as simulações. Os átomos se acumulam,

Figura 2.12: Simulação da desaceleração do *Li* com $\Delta = -850$ MHz. Esta é a dessintonia ideal para desacelerar o *Li*, com o magneto a 40 A. Observe que os átomos acompanham o perfil de campo quase até o final do magneto, diminuindo sua velocidade.

para $\Delta = -850$ MHz, em $z \cong 105$ cm, que é a posição mais perto do final do magneto que é possível levá-los, com esta corrente de 40 A. Esta é a posição prevista pela simulação da figura 2.12. Se a dessintonia do laser desacelerador Δ for mais para o vermelho, os átomos abandonam o processo antes de $z \cong 105$ cm. Para $\Delta = -1300$ MHz os átomos escapam em $z \cong 95$ cm, como previsto pela simulação da figura 2.13. A altura do pico de fluorescência também é menor que o de Δ ideal.

O sódio tem um comportamento semelhante ao do lítio com relação à dessintonia do laser. A dessintonia ideal para as nossas condições de corrente e temperatura do forno

Figura 2.13: Simulação da desaceleração do *Li* para $\Delta = -1300$ MHz. Como estamos mais para o vermelho da dessintonia ideal, ($= -850$ MHz) os átomos não conseguem seguir adiabaticamente o campo, e escapam antes do processo de desaceleração.

é de $\Delta = 150$ MHz. Conforme se vai para o vermelho deste valor, os átomos deixam de desacelerar antes do ponto ideal e, portanto, veremos a queda da fluorescência ocorrer antes. Isto de fato é observado no perfil de fluorescência ao longo do tubo, figura 2.9. Observe que em $\Delta = 100$ MHz o pico ocorre em $z \cong 100$ cm enquanto para $\Delta = 150$ MHz ocorre em $z \cong 110$ cm.

A simulação que fizemos para o sódio indica que os átomos seguem o campo magnético adiabaticamente até o final do magneto, em $z \cong 125$ cm, quando $\Delta = 150$ MHz e até $z \cong 110$ cm quando $\Delta = 100$ MHz.

A concordância entre a simulação e o ponto real onde ocorre o pico de fluorescência é boa, embora não tanto como no caso do lítio.

Não sabemos a razão disto, podemos apenas aventar uma possibilidade, qual seja, de que o vácuo no final do tubo não seja suficientemente bom para se observar átomos muito lentos. Como afirmam Prodan e colaboradores^[25], há um aumento dramático no número de átomos lentos observados, quando a pressão de fundo é diminuída na região de observação.

Pode-se notar que, também aqui, quando a dessintonia está mais para o vermelho da ideal, o pico de fluorescência é menor e situado mais para dentro do magneto.

Quando se caminha um pouco para o azul, indo para $\Delta = 200$ MHz, pode-se perceber que os átomos param antes, não havendo queda na altura do pico de fluorescência em relação a $\Delta = 150$ MHz.

Esta também é uma boa dessintonia para desacelerar os átomos, não fosse pelo fato de que, quanto mais longe do final do magneto, mais difícil é a observação visual dos átomos parados.

Em resumo conseguimos, de nosso conhecimento pela primeira vez, obter um feixe atômico duplo com fluxos comparáveis e mostrar a desaceleração simultânea destas duas espécies atômicas usando a força de radiação. Este feixe desacelerado pode eventualmente ser utilizado para se carregar com eficiência uma armadilha magneto-óptica dupla, com dois tipos diferentes de átomos.

Capítulo 3

A Armadilha Magneto-Óptica e o Aprisionamento de Potássio

3.1 Introdução

Neste capítulo descreveremos o princípio de funcionamento das armadilhas magneto-ópticas e de como ela consegue aprisionar e resfriar uma coleção de átomos. As equações que regem o número de átomos aprisionados são apresentadas em 3.2.2. As colisões entre dois átomos lentos, se, por um lado causam perdas na armadilha e limitam o número de átomos aprisionados, por outro lado, permitem que se estude colisões num regime bastante novo, o das colisões frias. Isto está descrito em 3.2.3.

Após termos conseguido a co-desaceleração de dois elementos num feixe atômico, a etapa seguinte é o co-aprisionamento. Com isto, será possível o estudo de colisões entre duas espécies atômicas distintas. Devido à similitude de pressões de vapor, o candidato natural numa parceria com o sódio, seria o potássio. Descreveremos, em 3.3, a construção e montagem de uma armadilha magneto-óptica para este elemento.

O sistema óptico, assim como outros detalhes, já estão adaptados para funcionar com dois elementos. Foi obtido o aprisionamento do potássio, só recentemente descrito na literatura^[45]. Esta última etapa está descrita na secção 3.4.

3.2 A Armadilha Magneto-Óptica

3.2.1 Princípio de Funcionamento

A chamada armadilha magneto-óptica é, atualmente, o mais usual dos métodos para se capturar e resfriar átomos neutros. Seu princípio de funcionamento pode ser mais facilmente entendido em uma dimensão.

Considere um átomo hipotético cujo estado fundamental tenha um spin $s = 0$ e um estado excitado com $s' = 1$. Num campo magnético com uma dependência espacial linear tipo $B(z) = B_0 z$, o efeito Zeeman também será linear, desde que o campo seja fraco. O nível excitado, triplamente degenerado ($m_s = 0, \pm 1$), se abre com um desvio dado por $\Delta E = \mu m_s B$, onde μ é o magneton de Bohr (ver figura 3.1).

Figura 3.1: Diagrama de níveis de energia de um átomo hipotético com estado fundamental $s = 0$ e estado excitado $s = 1$. O átomo está imerso num campo magnético $B_z(z) = bz$. Os níveis de energia se abrem devido ao efeito Zeeman e a polarização e frequência dos lasers são tais que produzem uma força de restauração e amortecimento do movimento atômico.

Este átomo é agora iluminado por um par de feixes lasers contrapropagantes entre si, com polarização σ^+ e σ^- , e sintonizadas para o vermelho da ressonância do átomo.

Suponha que o laser σ^+ se propaga na direção de z positivo. Um átomo localizado à direita (z positivo) absorverá mais fons σ^- do que fons σ^+ . Isto acontece porque tanto a transição σ^- , de $m_s = 0$ para $m_s = -1$, como a σ^+ de $m_s = +1$ são igualmente prováveis e a largura em frequência do laser permite que ambas sejam excitadas. No entanto, como a dessintonia é para o vermelho a transição σ^- é favorecida. A consequência é que o átomo sofrerá uma força resultante em direção à origem. Para um átomo à esquerda a força reverte o sentido. Logo, há um potencial atrativo centrado na origem, onde $B = 0$.

Afora isto, uma outra força ocorrerá devido ao chamado melado óptico. Ao contrário da anterior, ela dependerá da velocidade do átomo e, portanto, não será conservativa, provocando o resfriamento dos átomos. Suponha novamente o átomo no eixo z , à direita da origem, mas agora com uma velocidade $+V$ para a direita. Nesta situação, devido ao efeito Doppler, a frequência do laser contrapropagante σ^- , visto pelo referencial do átomo, está mais próximo da ressonância que o σ^+ . Então, novamente teremos uma força resultante para a origem. No entanto, se o mesmo átomo estivesse com velocidade $-V$, a força apontaria para fora da origem. Ou seja, não é uma força restauradora e sim dissipativa. A função dela é fazer a velocidade dos átomos diminuir. O nome vem da semelhança com bolinhas sendo mergulhadas num melado. Observe que esta força de melado ocorreria mesmo na ausência de campo magnético.

Para cada feixe laser, o átomo pode ser considerado um sistema de dois níveis e, matematicamente, pode-se colocar^[29]:

$$\begin{cases} F = F_+ + F_- \\ F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + [\Delta \mp (k\nu + k\gamma z)]^2} \end{cases} \quad (3.1)$$

onde, $k = 1/\lambda$, Γ é a largura natural de linha, Ω é a frequência de Rabi, Δ é a dessintonia do laser ($w_L - w_A$), v é a velocidade do átomo no referencial de laboratório e $\gamma = \frac{1}{\hbar k} g \mu_B \frac{\partial B}{\partial z}$

onde g é o fator g de Landé do estado excitado, e μ é o magneton de Bohr.

Se supormos que $|k\nu|$ e $|k\gamma z| \ll \Delta$, o que fisicamente significa baixos campos magnéticos e baixas velocidades, a expressão da força simplifica-se para:

$$F = \hbar k \Gamma \frac{\Omega^2 \Delta}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \Delta^2)^2} (k\nu + k\gamma z) \quad (3.2)$$

Esta força pode ser reescrita como:

$$F = -\alpha v - Kz \quad (3.3)$$

com

$$\alpha = \frac{K}{\gamma} = \hbar k^2 \frac{-\Omega^2 \Delta \Gamma}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \Delta^2)^2} \quad (3.4)$$

Da equação (3.3) vemos que o movimento de um átomo na vizinhança do centro da armadilha é a de um oscilador harmônico amortecido.

A extensão deste mecanismo para três dimensões, mostrado na figura 3.2, é feito na forma de três pares de feixes mutuamente ortogonais e de um campo magnético criado

por duas bobinas separadas por uma distância igual ao raio e com correntes contrárias (configuração de *anti-Helmholtz*).

Figura 3.2: A armadilha magneto-óptica em 3 dimensões^[51]. Há 3 pares de feixes lasers mutuamente ortogonais, que incidem no centro da armadilha. As lâminas de quarto de onda ($\lambda/4$) produzem as polarizações circulares convenientes. As bobinas com correntes contrárias criam um campo magnético nulo no centro, e com um gradiente linear em qualquer direção.

A aplicação da força (3.3) levaria o átomo, ao cabo de um certo tempo, ao estado de repouso.

Isto de fato não ocorre, pois a expressão (3.3) é apenas a da força média. O caráter randômico da emissão espontânea introduz flutuações no movimento atômico. Estas flutuações tendem a aumentar continuamente a largura Δv da distribuição de velocidades atômicas e tem uma correspondente taxa de aquecimento proporcional a $\frac{(\Delta v)^2}{t}$.

Este passeio aleatório pode ser visto como uma difusão no espaço dos momentos, sendo o coeficiente de difusão D proporcional a $\frac{(\Delta v)^2}{t}$ e, portanto, ao aquecimento. A temperatura de equilíbrio é proporcional à razão entre o aquecimento e resfriamento $\frac{D}{\alpha}$, onde α é o coeficiente de atrito, dado pela equação (3.4). Visto que D e α são ambos proporcionais à intensidade do laser (no limite de baixas intensidades) a temperatura deve ser independente desta mesma intensidade.

Das expressões teóricas para D e α pode-se mostrar^[34] que esta temperatura T_D , chamada de limite de resfriamento Doppler, é dada por:

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (3.5)$$

Para o sódio T_D vale aproximadamente $240\mu K$.

Vale observar que temperaturas de $40\mu K$ foram medidas para o sódio^[39], em desacordo com a teoria Doppler exposta acima. Não discutiremos as novas teorias^[41,42,40,32] que explicam este fato, mas daremos apenas uma breve idéia do que se sucede.

Os novos modelos invocados para explicar estas temperaturas sub-Doppler têm como característica fundamental uma resposta não adiabática de um átomo a um campo de luz. Implícito também é que o átomo seja considerado multinível. Átomos que se movem num campo de luz que varia espacialmente, redistribuirão suas populações entre os níveis para ajustar-se ao campo. Se o bombeamento óptico for fraco, a orientação (ou seja, a distribuição interna entre os níveis) dos átomos que se movem estará atrasada em relação a um átomo parado e que tivesse tempo suficiente para atingir sua orientação de equilíbrio.

Como exemplo dum campo que varia espacialmente, suponha dois lasers contrapropagantes com polarizações ortogonais. Eles criam um campo que tem uma polarização

que varia dentro de uma distância igual ao comprimento de onda. Assim, ao longo da direção dos feixes, haverá um campo que varia espacialmente devido a este gradiente de polarização.

O processo de resfriamento derivado do seguimento não adiabático desta variação espacial do campo só é efetivo para uma gama de velocidades. A força de resfriamento é máxima para átomos que viajam de $\frac{\lambda}{2}$ durante uma transferência por bombeamento óptico. Se a velocidade é menor, ele não terá chegado a uma parte muito diferente do campo de luz antes que o bombeamento óptico ocorra. Se o átomo for mais rápido, ele já terá passado a posição de maior variação do campo antes que seja bombeado para outro sub-nível.

O modelo Doppler é suficiente para explicar o carregamento da armadilha magneto-óptica, seu tempo de vida e o número de átomos aprisionados. Explica também qual é a temperatura em condições usuais de trabalho. Todavia, as predições concorrentes à temperatura mínima e a dessintonia onde ela acontece exigem teorias sub-Doppler^[43,44].

3.2.2 Número de Átomos Aprisionados

O número de átomos que a armadilha consegue aprisionar é dado por um balanço dinâmico entre a taxa de carregamento e as taxas de perdas. As perdas ocorrem devido às colisões e são de três tipos: colisões entre os próprios átomos aprisionados, e entre estes e um átomo rápido externo, podendo este ser do mesmo tipo ou de um tipo diferente do átomo aprisionado.

Vejamos como é a equação que governa estes mecanismos. Da teoria cinética temos que a probabilidade por unidade de tempo de um dado átomo sofrer uma colisão com um átomo externo vale^[30]:

$$\alpha = v' \sigma' n' \quad (3.6)$$

onde v' é a velocidade relativa média, σ' a secção de choque e n' a densidade de átomos de fundo (fora da armadilha). Se houver N átomos na armadilha haverá $N\alpha$ colisões.

Se as colisões forem entre os próprios átomos da armadilha, basta substituir os três parâmetros do lado direito pelos correspondentes internos à armadilha (identificados por não terem linha '). Haverá $Nv\sigma N/V$ colisões, onde V é o volume da armadilha. Supondo que cada colisão cause a perda de um átomo, temos:

$$\frac{dN}{dt} = -\beta \frac{N^2}{V} - \alpha N \quad (3.7)$$

onde $\beta = V\sigma$. As colisões com átomos externos podem ainda serem divididas em colisões com átomos externos idênticos e colisões com átomos (ou moléculas) diferentes. Haverá, correspondentemente, um termo α_I e outro α_D . A taxa de carga L , por sua vez, independe do número de átomos aprisionados e podemos então reescrever a equação (3.7) incluindo a taxa de carga, como:

$$\frac{dN}{dt} = L - \beta \frac{N^2}{V} - \alpha_I N - \alpha_D N \quad (3.8)$$

Num regime onde a densidade de átomos aprisionados não seja muito alta ($\leq 10^8$ átomos/cm³), o termo quadrático da equação (3.8) pode ser desprezado em primeira aproximação.

Se o sistema de vácuo for suficientemente bom a densidade n'_D de átomos externos diferentes pode ser significativamente menor que a densidade n'_I de átomos externos

idênticos ao da armadilha. Neste caso podemos desprezar o termo que contem α_D na equação (3.8). Ela poderá ser reescrita como:

$$\frac{dN}{dt} = L - \alpha_I n \quad (3.9)$$

A solução desta equação é:

$$N(t) = [N(0) - \frac{L}{\alpha_I}]e^{-\alpha_I t} + \frac{L}{\alpha_I} \quad (3.10)$$

No estado estacionário ($t \longrightarrow \infty$) teremos:

$$N(\infty) = \frac{L}{\alpha_I} \quad (3.11)$$

Como α_I e L são ambos proporcionais à densidade do vapor de fundo do átomo a ser aprisionado, o número $N(\infty)$ independe desta densidade. Vale dizer que o número de átomos na armadilha é independente da pressão de vapor, (e, portanto, da temperatura) do sistema. Esta afirmação deixa de ser verdadeira em baixas pressões de vapor, quando outras espécies atômicas formam uma fração significativa dos átomos de fundo, ou seja, quando não mais podemos desprezar o termo α_D frente ao termo α_I .

Observe também que um aumento da pressão de vapor do átomo alcalino que queremos aprisionar, obtido através de um aumento da temperatura do sistema (se a temperatura não for uniforme, é a temperatura mais baixa do sistema que ditará a pressão de vapor), implica num aumento de α_I . Isto significa, como podemos ver da equação (3.10), que o sistema atingirá mais rapidamente o estado estacionário durante o processo

inicial de carga. Do mesmo modo, o tempo de vida da armadilha será menor se, de alguma forma, o carregamento for interrompido ($L = 0$).

3.2.3 Colisões Frias e Potenciais de Longo Alcance Entre Átomos

Analiseemos alguns aspectos teóricos das colisões entre átomos frios. São elas as principais responsáveis pelas perdas de átomos na armadilha, em altas densidades. Correspondem ao termo β na equação (3.7).

Vamos considerar colisões binárias entre átomos alcalinos idênticos, desprezando a estrutura hiperfina deles. A colisão é dominada a longas distâncias pelo termo de mais baixa ordem do potencial molecular. Para dois átomos no estado fundamental, este corresponde usualmente à interação de Van der Waals, que é um potencial atrativo C_6/R^6 , onde R é a separação interatômica. Para uma colisão de um átomo no estado fundamental e outro no excitado, existe uma interação de maior alcance, do tipo dipolo-dipolo ressonante, da forma^[49]:

$$\frac{C_3}{R^3} = \frac{|d|^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \quad (3.12)$$

$$\rightarrow C_3 = \frac{3}{4} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^3 \hbar \Gamma \quad (3.13)$$

onde d é o elemento de matriz de dipolo elétrico e Γ é a largura da linha. Esta interação modifica os níveis de energia de uma largura de linha a uma distância de aproximadamente um comprimento de onda. Dois átomos no estado excitado dão origem a um potencial tipo quadrupolo-quadrupolo que varia como C_5/R^5 . Estes dois últimos potenciais podem ser atrativos ou repulsivos.

Espécies	n	C_n	T_D	R_D
$Cs + Cs$	6	7260	130 μK	127 Å
$Na + Na$	6	1510	250 μK	87 Å
$Na^* + Na^*$	5	730	250 μK	198 Å
$Na^* + Na$	3	10,6	250 μK	1905 Å

Tabela 3.1: Alcance efetivo nas colisões frias

Estes potenciais tornam-se significativos numa distância R_D onde o efeito de aceleração ou desaceleração muda a energia cinética relativa por uma quantia comparável com a energia térmica. Para átomos ultrafrios na armadilha uma temperatura típica é a temperatura limite por resfriamento Doppler $T_D = \hbar/2K_B\Gamma$. Logo pode-se determinar a distância crítica pela igualdade $C_n/R_D^n = 3/2K_BT_D$. A tabela abaixo 3.1 mostra estes parâmetros para os casos mais usuais. Na tabela 3.1 Na^* corresponde a $Na(^2P_{3/2})$ e C_n está em unidades atômicas.

O importante a destacar é o longo alcance da interação dipolo-dipolo, na colisão de um átomo excitado e outro no fundamental. Esta é a maior força interatômica que pode surgir entre átomos neutros.

As colisões frias que podem causar perdas na armadilha são as inelásticas, onde há uma troca entre a energia cinética dos átomos e a energia interna deles ou com o campo de radiação. As colisões inelásticas entre dois átomos no estado fundamental são energeticamente proibidas (desprezando a estrutura hiperfina). Devido ao fato da interação C_3/R^3 ser de muito maior alcance que a C_5/R^5 é razoável supor e a experiência confirma^[54] que as perdas por colisões do tipo $A^* + A$ são bem maiores que as devidas a colisões $A^* + A^*$. Por isto iremos nos ater à descrição do tipo $A^* + A$. Elas podem ser divididas em dois tipos:

Colisões com redistribuição radioativa (CRR).

Colisões com mudança de estrutura fina (CMEF).

Uma física fundamentalmente diferente ocorre em colisões frias que envolvem um átomo excitado. Isto é particularmente visível nas CRR, que iremos explicar logo abaixo. O problema surge porque o tempo característico de colisão τ_c nestas baixas temperaturas pode ser comparável ou superior ao tempo de vida por emissão espontânea τ_e . Por exemplo, numa velocidade típica ultrafria de 100 cm/s ou menos, um átomo se move 100 Å ou menos $10^{-8}s \approx \tau_e$. Ocorre então que é necessário abandonar o ponto de vista tradicional usado para discutir colisões com estados excitados, qual seja, que estas colisões são semelhantes àsquelas com átomos no estado fundamental, exceto que elas acontecem ao longo de uma curva diferente de potencial molecular. Este ponto de vista não mais se aplica, pois a emissão espontânea torna-se provável, contrariando a hipótese que somente uma curva de potencial esteja envolvida.

Vejamos então como se dá as CRR. Se os átomos estão suficientemente próximos quando a excitação acontece, eles serão acelerados um em direção ao outro até um ponto onde haja uma mudança significativa na energia potencial, antes de ocorrer o decaimento. Após isto, os dois átomos voltam ao estado fundamental e tornam-se partículas livres (desprezando o potencial menos importante C_6/R^6) com energia cinética maior que a inicial, e suficiente para que os átomos escapem da armadilha. O processo pode ser escrito como

Aqui $A_2^*(P_{3/2})$ representa um estado molecular de longo alcance. O processo transfere $\hbar(w - w')/2$ de energia cinética para cada átomo. Ele está mostrado diagramaticamente na figura 3.3.

Figura 3.3: Esquema de colisão com redistribuição radioativa. Um par no estado fundamental se aproxima com energia cinética EC_1 , que é conservada durante a excitação mas que aumenta de EC_2 para EC_3 conforme a separação do par $A^* - A$ diminui. Há conservação de EC_3 durante a emissão espontânea, resultando no escape de dois átomos, se ν' for o suficientemente para o vermelho^[48].

O segundo processo, CMEF, já é bem conhecido em temperaturas ordinárias, e envolve a mudança na estrutura fina do estado excitado com o correspondente ganho de energia, da forma como está abaixo:

Há transferência de $\Delta E_{EF}/2$ de energia cinética para cada átomo.

3.3 Arranjo Experimental da Armadilha de Potássio

3.3.1 Sistema de Vácuo

O espaço físico da nossa armadilha para o potássio é uma câmara de aço inox aproximadamente cilíndrica de altura 5 cm e raio 7 cm. Ela é evacuada por uma bomba mecânica Edwards com 18l/s de velocidade de bombeamento, uma bomba difusora feita no nosso Instituto, uma bomba turbo-molecular Leybold de 55l/s e uma bomba iônica Varian de 20l/s.

O sistema de alto vácuo, que inclui a câmara e a bomba iônica, pode ser isolado do resto por uma válvula tipo gaveta. A câmara é toda envolta com fitas de aquecimento e fitas de fibra de vidro para isolamento térmico. Ela é então mantida aquecida a ~ 200 °C durante várias semanas para a desgaseificação do aço inox. Nas conexões utiliza-se *o'rings* de cobre desgaseificado. Ver figura 3.4

Cuidado deve ser tomado em não se aquecer a câmara acima de ~ 60 °C após a quebra do frasco que contém o potássio. Isto porque, mesmo o simples vapor deste elemento nesta temperatura em contato com o vidro pyrex, produz uma reação que quebra as janelas.

É fundamental um bom sistema de vácuo para que se obtenha um elevado número de átomos aprisionados e também um longo tempo de vida da armadilha, pelas razões que foram expostas na discussão que segue a equação (3.8).

O sistema pode ser considerado adequado se a pressão devido aos átomos e moléculas estranhas (principalmente H_2 , N_2 e H_2O) for bem menor que a pressão do elemento alcalino que queremos aprisionar. A pressão dos gases estranhos é medida pelo vacuômetro da bomba iônica, antes da quebra do frasco que irá liberar o elemento alcalino. No nosso sistema era de 3×10^{-9} Torr à temperatura ambiente. Já a pressão do elemento

Figura 3.4: Câmara evacuada para realização da armadilha magneto-óptica. A câmara cilíndrica **c** é feita de aço inox e têm 10 janelas **j**: 6 para os lasers e 4 para observação. Toda a câmara é envolta com fitas térmicas **ft** para se fazer a desgaseificação inicial, necessária para um bom vácuo e, também para eventualmente se modificar a temperatura do vapor alcalino. O vácuo primário é realizado conectando a câmara a um conjunto de bomba mecânica, difusora e turbo-molecular através de uma conexão flexível, o **bellow**. A bomba iônica **bi** é responsável pelo abaixamento final da pressão dentro da câmara^[51].

alcalino é dada pela sua pressão de vapor. Para o potássio ela vale^[23]:

$$\log_{10} p = \frac{-4434,3}{T} + 7,18 \quad (3.16)$$

onde p é dado em Torr e T em Kelvin.

Se quisermos ter uma ordem de grandeza a mais de átomos de potássio em relação

aos átomos e moléculas estranhas, a pressão de vapor deve ser, no mínimo, de 5×10^{-8} Torr, que corresponde a $T = 30$ °C, ou seja, podemos operar praticamente à temperatura ambiente.

3.3.2 Campo Magnético

A chamada configuração de anti-Helmholtz consiste de duas bobinas idênticas separadas por uma distância igual ao raio. Quando percorridas por correntes iguais mas em sentidos contrários criam, na região central entre elas, um campo magnético cujo gradiente é linear^[38].

No nosso caso, por limitações de espaço, não mantivemos esta distância ideal entre as bobinas. No entanto, como mostrado por simulações numéricas que efetuamos, variações desta distância ideal não constituem parâmetro crítico com relação à linearidade do gradiente. Assim, construímos bobinas, refrigeradas a água, que têm um raio médio de 8 cm separadas por uma distância média de 17 cm. O campo foi medido na direção do eixo das bobinas, utilizando-se uma sonda Hall. Medidas para vários valores de corrente, das quais algumas estão graficadas na figura 3.5, mostram que, efetivamente, temos um gradiente linear, mesmo em posições afastadas da região central entre as bobinas.

Este gradiente axial vale $1G/cm \cdot A$. Na direção transversal ao eixo, devido ao fato que $\text{div } \vec{B} = 0$, o gradiente terá metade deste valor.

3.3.3 Sistema Óptico

O arranjo óptico da armadilha de potássio é semelhante ao de sódio, figura 3.6, com algumas particularidades que iremos descrever.

A luz ressonante, de 766,6 nm de comprimento de onda, é fornecida por um laser de $Ti : \text{safira}$ Coherent 899, de cavidade em anel, bombeado por um laser de $Ar^{\dagger}$, Coherent INOVA 200.

Figura 3.5: Campo magnético nas bobinas da armadilha de K. Observe que, apesar de não estarmos na configuração de *anti-Helmholtz*, o gradiente é linear e vale 1 G/cm. Na direção vertical, ao longo do eixo das bobinas. O gradiente horizontal é de metade deste valor. Medidas efetuadas com sonda Hall.

Para obtenção de luz circularmente polarizada foi utilizado rombos de Fresnel ao invés das tradicionais lâminas de quarto de onda. A razão é que o rombo é um polarizador circular acromático servindo, portanto, tanto para a linha de ressonância do potássio como de qualquer outro alcalino. Isto será útil no futuro, pois desejamos fazer um co-aprisionamento, colocando simultaneamente sódio e potássio numa mesma armadilha.

O método usual de se obter, num dado eixo, o par de feixes laser contra-propagantes é fazer com que ele seja refletido sobre si mesmo (veja por exemplo fig. 3.6). No entanto, não utilizamos este método, pois nossas janelas não tem *coating* anti-refletor. A luz,

aprisionamento, ao invés de três incidentes e três retro-refletidos.

Em todos os alcalinos, a transição atômica utilizada para o aprisionamento é aquela, dentro da D_2 , que envolve os estados de maior projeção de momento angular. Isto permite que o átomo seja tratado aproximadamente como um sistema de dois níveis. No potássio isto corresponde à transição $4S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \longrightarrow 4P_{3/2}(F' = 3, m_{F'} = 3)$. No entanto, se o laser for sintonizado nesta transição haverá um forte aquecimento dos átomos. Isto ocorre porque a separação entre $P_{3/2}(F' = 2)$ e $(F' = 3)$ é de apenas 21 MHz (ver figura 3.7) comparado com a largura natural de linha de 6,2 MHz. Logo quando o laser estiver para o vermelho do nível $F' = 3$ ele também estará para o azul de $F' = 2$, o que provocará aquecimento. Este mecanismo deletério será ainda maior em alta intensidade, devido ao alargamento por potência.

Para contornar este problema o aprisionamento do potássio é efetuado com luz sintonizada para o vermelho de todos os níveis hiperfinos de $4P_{3/2}$ (ver figura 3.7).

Com isto, haverá também um populamento grande dos níveis $F' = 3, 2$ e 1 do estado excitado $4P_{3/2}$. No decaimento, devido à regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$, muitos átomos decairão para $F = 1$ de $4F_{1/2}$. Logo, um segundo laser, sintonizado a partir deste estado, é necessário para trazer estes átomos de volta ao processo de desaceleração. Como haverá uma grande população em $F = 1$ de $4F_{1/2}$, muitas transições ocorrerão com este segundo laser, fazendo com que ele também exerça forças de aprisionamento e resfriamento^[45]. Logo, por razões análogas ao do primeiro laser, ele também deve estar sintonizado para o vermelho de toda a estrutura hiperfina do estado excitado $4P_{3/2}$.

Este segundo laser é simulado, na prática, pelo *side-band* gerado por um modulador eletro-óptico com uma cavidade sintonizada em 462 MHz, que é a separação entre os níveis hiperfinos do estado fundamental $4F_{1/2}$.

Figura 3.7: Diagrama de níveis de energia do ^{39}K . Devido a proximidade dos níveis hiperfinos do estado excitado, não é possível se efetuar o aprisionamento utilizando a linha $F = 2 \rightarrow F' = 3$, que seria a usual. Assim o laser (seta cheia) e seu side-band (seta tracejada) são sintonizados para o vermelho de toda estrutura hiperfina de $4P_{3/2}$.

3.4 Aprisionamento de Potássio

Apesar de estar no limite do infravermelho, é possível observar-se a fluorescência da nuvem de átomos aprisionados de potássio a olho nu.

A nuvem é formada com gradientes de campo magnético variando de 22 a 40 G/cm.

A intensidade mínima onde ainda se observa a formação da armadilha é de 16 m W/cm² em cada um dos seis braços. Cerca de 25% desta potência é devida ao *side-band*.

A máxima intensidade possível de se atingir com o laser foi de $\sim 60 \text{ mW/cm}^2$. A intensidade de saturação da linha D_2 do potássio vale $1,7 \text{ mW/cm}^2$.

A nuvem tem um volume de $\sim 9 \text{ mm}^3$, quando o gradiente é de 30 G/cm . O número de átomos aprisionados é calculado da maneira que explicaremos no capítulo 5 seção 5.3 O valor obtido é de $\sim 2 \times 10^7$ átomos, resultando numa densidade de $\sim 5 \times 10^9$ átomos/ cm^3 .

Pode-se obter uma curva de carregamento da armadilha obliterando os feixes lasers e, após um tempo longo o suficiente para que a armadilha se descarregue, reabrindo-os. Acompanha-se, então, o crescimento da fluorescência com o tempo. Um gráfico típico desta medida está mostrado na figura 3.8. Esta curva foi levantada com uma intensidade de 56 mW/cm^2 e um gradiente de 22 G/cm . A pressão era de 4×10^{-7} Torr, e, como sempre, a câmara estava à temperatura ambiente.

A curva experimental de carregamento segue o comportamento previsto pela equação (3.10), como se pode ver pelo bom ajuste dos pontos experimentais.

Concluindo, podemos afirmar que foi obtido o aprisionamento de potássio numa armadilha magneto-óptica, fato este só recentemente reportado na literatura^[45].

Nosso sistema, já adaptado para trabalhar com sódio, abre caminho para o aprisionamento simultâneo de potássio e sódio, permitindo assim o estudo inédito de colisões frias entre duas espécies atômicas diferentes.

Figura 3.8: Curva de carregamento da armadilha de K. Esta curva foi levantada à temperatura ambiente, com $p = 4 \times 10^{-7}$ Torr, e um gradiente de 22 G/cm. A intensidade por braço era de 56 mW/cm², incluindo o side-band. A linha cheia é o ajuste pela equação (3.10).

Capítulo 4

Armadilha Magneto-Óptica Para o Sódio com Captura Auxiliar

4.1 Introdução

Tanto o estudo de colisões frias, que é a nossa linha de trabalho, como o de efeitos quânticos de uma coleção densa de átomos cineticamente lentos, como a condensação de Bose-Einstein^[65], requerem não só um grande número de átomos aprisionados como também uma alta densidade deles na região da armadilha magneto-óptica.

O número é dado por um balanço entre a taxa de perda e a taxa de captura. A armadilha só consegue capturar átomos que estejam abaixo de uma velocidade crítica, V_c , sendo que a taxa de captura depende da quarta potência de V_c .

Logo se houver algum método que resulte num aumento, mesmo que modesto, em V_c , teremos um ganho substancial no número de átomos. Isto, evidentemente, se a taxa de perda ficar inalterada.

Imaginamos, então, que isto poderia ser obtido se a armadilha pudesse ser dividida espacialmente em duas regiões, cada uma iluminada por um laser com uma dessintonia independente.

A região externa seria sintonizada mais para o vermelho que a armadilha tradicional. Ela seria, portanto, capaz de capturar átomos mais rápidos, devido ao desvio

Doppler maior destes átomos. Conforme eles caminhassem para o centro da armadilha eles reduziriam suas velocidades e tenderiam a sair fora de ressonância com este laser. Antes disto acontecer, no entanto, eles entrariam na região interna, onde um laser com uma dessintonia menor faria o estágio final de desaceleração até o centro. Uma outra característica, exclusiva do sódio, pode também ser explorada. Dentre todos os alcalinos ele é o único que pode formar dois tipos de armadilha. A tipo *I*, menor, com maior densidade e menor número de átomos aprisionados. E a tipo *II*, que é maior com menor densidade e maior número de átomos.

Pode-se então combinar ambas as armadilhas. A tipo *II*, que normalmente consegue capturar mais átomos, permanece no exterior e a tipo *I*, com maior poder de confinamento, atua na região central.

Este trabalho mostra que conseguimos dobrar o número de átomos utilizando um único tipo de armadilha com dessintonias diferentes. Quando se combina os dois tipos de armadilhas o aumento chega a ser de 9 vezes.

Em 4.2 damos um apanhado dos parâmetros importantes para determinação do número e densidade de átomos aprisionados. Em 4.3 é feita uma revista nas tentativas anteriores de se incrementar o número e, em seqüência, descrevemos o método experimental usado para implementar a nossa própria idéia de captura auxiliar. A proximidade entre os níveis hiperfinos do nível excitado do *Na* geram diversos vales e picos num gráfico típico de nossas experiências. A interpretação deles é dada em 4.5.

Em 4.6 é comparado a armadilha tradicional com a armadilha combinada, em função de gradiente de campo magnético, diâmetro da sombra e intensidade do laser auxiliar.

Na secção 4.7 discutimos resultados com geometrias alternativas para os feixes auxiliar e principal, e na secção 4.8 comentamos alguns aspectos deste tipo de armadilha.

Na secção 4.9, para facilitar a leitura, resumimos num glossário as principais definições usadas neste capítulo.

4.2 Fatores Determinantes Para o Número e Densidade de Átomos Aprisionados

Vamos analisar, inicialmente, a questão do número de átomos na armadilha. Ele é determinado por um balanço dinâmico entre a taxa de captura L e as taxas de perda. Estas perdas advêm de colisões, quer de um átomo da armadilha com um átomo rápido externo, quer entre dois átomos frios, dentro do potencial da armadilha.

Chamando, respectivamente, de α e β as taxas de perda destes dois mecanismos, de N o número átomos aprisionados e de V o volume da armadilha, a teoria cinética nos dá a seguinte equação:

$$\frac{dN}{dt} = L - \alpha N - \beta \frac{N^2}{V} \quad (4.1)$$

A taxa de carga L depende do método utilizado para se carregar a armadilha.

Por exemplo, os átomos podem ser inicialmente pré-resfriados colocando-se um laser desacelerador contra-propagante a um feixe atômico. Este método foi utilizado na primeira demonstração da armadilha magneto-óptica^[9], onde átomos de sódio tinham suas velocidades reduzidas a $\approx 20m/s$ antes de serem capturados.

Outra possibilidade é utilizar-se do vapor atômico encerrado numa cela que contém um reservatório do elemento a ser estudado^[53]. Átomos com baixas velocidades no extremo da distribuição de Maxwell-Boltzmann podem ser capturados pela armadilha e carregá-la. Este último método é o mais simples, tanto experimentalmente como do ponto de vista da análise teórica. Mesmo assim, o entendimento do processo de captura é difi-

cultado pela presença da força de resfriamento , que é não conservativa. Isto faz com que a velocidade máxima para que um átomo ainda possa ser capturado pela armadilha, V_c , dependa da trajetória deste átomo. Contudo, um modelo aproximado para o cálculo de V_c pode ser construído considerando-se apenas o módulo da velocidade, como veremos a seguir.

Os átomos são desacelerados espalhando r fótons por segundo e cada fóton freia o átomo de uma quantia V_{re} , a velocidade de recuo, $3cm/s$ no caso do sódio. A distância necessária para parar um átomo com V_c é, portanto,

$$d = \frac{V_c^2}{2rV_{re}} \quad (4.2)$$

A maior velocidade que ainda pode ser capturada é aquela que exige uma distância d de, no máximo, o diâmetro dos lasers que formam a armadilha. Logo d representa o diâmetro destes feixes. A taxa de espalhamento é

$$r = \frac{p}{[2(1+p)\tau]}, \quad (4.3)$$

onde τ é o tempo de vida do estado excitado ($\frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\gamma}{2\pi} = 10MHz$, para a linha D_2 do sódio) e p é o parâmetro de saturação, dado por

$$p = \left(\frac{I}{I_S} \right) \frac{1}{1 + 4\Delta^2/\gamma^2} \quad (4.4)$$

Aqui I é a intensidade do laser, I_S é a intensidade de saturação atômica ($6mW/cm^2$, para a transição Zeeman mais intensa dentro da D_2 , $F = 2$, $m_F = 2 \longrightarrow F' = 3$, $m_{F'} = 3$)

e Δ é a dessintonia do laser.

A teoria cinética dos gases permite mostrar que a taxa de carga de uma armadilha formada a partir de uma cela de vapor é^[56]:

$$L \approx \frac{nd^2V_c^4}{\bar{v}^3} \quad (4.5)$$

onde n é a densidade de átomos de fundo, d é o diâmetro dos lasers de aprisionamento e $\bar{v} = (2K_B T/m)^{\frac{1}{2}}$ é a velocidade mais provável do vapor. Esta equação é válida desde que $V_c \ll \bar{v}$.

Como $d = \frac{V_c^2}{2rV_{re}}$, L é proporcional a d^4 . Logo:

$$L \propto d^4 \quad (4.6)$$

O terceiro termo do lado direito da equação (4.1) só é significativo para altas densidades de átomos na armadilha. Se pudermos desprezá-lo, a solução da equação é:

$$N(t) = \left[N_0 - \frac{L}{\alpha} \right] \exp(-2t) + \frac{L}{\alpha} \quad (4.7)$$

No estado estacionário $N = \frac{L}{\alpha}$. A teoria cinética dos gases nos dá:

$$N = \frac{L}{\alpha} \cong \frac{1}{5} \left(\frac{V_c}{\bar{v}} \right)^4 \frac{A}{\sigma} \quad (4.8)$$

onde A é a área da superfície da região de aprisionamento e σ é a reação de choque de colisões com átomos do vapor de fundo.

Monroe et al.^[10] mostraram que o mecanismo dominante de perdas em baixas densidades são com colisões com átomos de fundo da mesma espécie.

Isto faz com que o número de átomos aprisionados seja independente da densidade de fundo n , pois tanto a taxa de carga L , dada pela equação (4.5), quanto a taxa de colisões com átomos de fundo da mesma espécie são proporcionais a n . Isto só deixa de ser válido quando a pressão de vapor na cela é muito baixa ou quando o vácuo inicial do sistema não é muito bom, pois aí outras espécies atômicas formam uma fração significativa do gás de fundo.

A explicação acima nos permite entender a principal desvantagem do carregamento via cela de vapor em relação ao carregamento via um feixe atômico desacelerado. É que os átomos frios que podem ser capturados pela armadilha formam uma minoria enquanto a maioria, formada de átomos quentes, colide com os átomos aprisionados e arrancam eles fora da armadilha. Quando se usa um feixe atômico desacelerado, então a maioria, ou pelo menos, uma grande fração, estão dentro da faixa de captura da armadilha, daí a maior eficiência. Usando a técnica de desaceleração de um feixe atômico por sintonia Zeeman é possível criar um fluxo contínuo de átomos lentos, que conseguem carregar uma armadilha de átomos de sódio com $\sim 10^{10}$ átomos^[52].

Em contraposição, a primeira armadilha a funcionar via cela de vapor aprisionava $\sim 10^6$ átomos de sódio^[53]. Pouco depois Monroe et al.^[10] capturaram $1,8 \times 10^7$ átomos de césio e Grison et al.^[62] $\sim 10^8$ átomos do mesmo elemento, sempre a partir de uma cela de vapor.

Analisamos, agora a densidade. Na armadilha, há três fatores que limitam a densidade. Um deles ocorre mesmo quando consideramos que os átomos formam um gás livre, isto é, sem forças interagentes entre eles^[32]. Como a temperatura deste gás não é zero, o teorema da equipartição da energia diz que o movimento térmico fará com que a

nuvem tenha um raio quadrático médio de:

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}K \langle r^2 \rangle \quad (4.9)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann e K é a constante de mola dado, na teoria Doppler, pela equação (3.4) A equação acima é unidimensional. aplicável a cada eixo separadamente.

Se mais átomos forem sendo carregados e se a temperatura for mantida, a densidade aumentará. A partir de um dado ponto, no entanto, aparece em cena o segundo fator que limita a densidade: fons espalhados por um átomo podem ser reabsorvidos por outro átomo, gerando uma força repulsiva entre eles^[64]. Este processo é conhecido como confinamento da radiação. Numa densidade atômica limite, a pressão de radiação externa é contrabalançada por estas forças repulsivas. Aí, um incremento no número de átomos leva apenas a nuvens maiores, mas não há mais aumento na densidade.

Finalmente, há as colisões inelásticas. Colisões que envolvam um átomo no estado excitado e outro no fundamental, como descrevemos na secção 3.2.3, podem ter parte da energia de excitação transformada em energia cinética que fará com que os átomos escapem do potencial da armadilha^[54]. Estas perdas correspondem ao termo quadrático na equação (4.1).

4.3 Tentativas de Aumentar o Número de Átomos Aprisionados em Celas de Vapor

Gibble et al^[56] conseguiram um aumento de 300 vezes no número de átomos aprisionados numa cela em relação aos valores conseguidos previamente. Usando feixes lasers de até 4 cm de diâmetro foi possível atingir-se $N = 3,6 \times 10^{10}$ átomos de césio.

A idéia básica é utilizar-se da forte dependência da taxa de carga com o diâmetro do feixe laser, dada pela equação (4.6). Um feixe maior cria a opção de uma distância de freamento mais longo, o que significa que átomos mais rápidos podem ser parados. Isto significa um aumento na dessintonia ótima, visto que átomos mais rápidos têm maiores desvios Doppler. No caso citado o módulo da dessintonia ótima para feixes menores que 2 cm de diâmetro era de $2 - 3\gamma$, e com diâmetro de 4 cm a dessintonia subia para 4γ . Com esta maior dessintonia, a intensidade também precisa ser aumentada para que se mantenha o mesmo parâmetro de saturação. Uma desvantagem deste método é a dificuldade de se obter feixes laser de cintura tão larga mantendo, ao mesmo tempo, alta intensidade.

Outras tentativas, desta vez infrutíferas, de se aumentar o número de átomos aprisionados, consistem em, ou adicionar *side-bands* extras ou em varrer a dessintonia do laser (*chirping*). Ambos os métodos tentam manter a luz em ressonância com os átomos conforme eles desaceleram num esforço para diminuir a distância de freamento, aumentar a velocidade de captura e coletar mais átomos.

A primeira idéia, é de se colocar *side-bands* extras sintonizados mais para o vermelho para que se tenha luz com diversos componentes com frequências bastante próximas entre si. Isto faria com que o átomo, conforme fosse sendo progressivamente desacelerado, estivesse sempre em ressonância com alguma destas componentes, tornando o processo mais eficiente. A idéia foi tentada com o cézio^[63,56] e com o sódio^[36].

A diferença em frequência destes *side-bands* chegou a ser de 40 MHz no caso do cézio, mas o resultado era sempre um decréscimo acentuado do número de átomos aprisionados. Um trabalho teórico de Parkim e Zoller^[66] dá uma explicação plausível para estes resultados: os átomos com baixas velocidades se aquecem ao invés de resfriarem com a adição dos *side-bands*.

Outra proposta seria varrer repetidamente a frequência do laser de alta dessinto-

nia para baixas dessintonias (*chirping*).

Teríamos uma maior taxa de carregamento porque teríamos uma maior velocidade de captura, pois átomos mais rápidos têm desvios Doppler maiores. Para manter estes átomos em ressonância conforme eles desaceleram vai-se diminuindo a dessintonia. Esta idéia foi estudada experimentalmente para o cézio^[63,56]. O melhor resultado obtido é com um tempo de varredura de $1ms$ e uma dessintonia inicial de -4Γ , mas o número nunca excede aquele obtido no caso tradicional de frequência fixa. Cálculos realizados mostram porque esta técnica não funciona. Visto que os átomos da armadilha são capturados do gás de fundo da cela, nem todos os átomos que entram na região de desaceleração irão fazê-lo no instante de maior dessintonia. Alguns dos átomos entrarão na região de desaceleração fora de fase com a varredura em frequência de laser. Embora se obtenha uma maior velocidade de captura quando temos a fase correta do ciclo de varredura isto não contrabalança a redução da velocidade de captura durante a parte fora de fase do ciclo.

4.4 Procedimento Experimental

Para se construir uma armadilha magneto-óptica com captura auxiliar utiliza-se superposto ao mesmo trajeto do conjunto original de seis feixes lasers, ver figura 3.6, um outro conjunto de seis feixes com a mesma polarização.

O novo conjunto, chamado de auxiliar, é oriundo de um segundo laser de corante, idêntico ao primeiro, Coherent *CR - 699*, que atravessa um modulador eletro-óptico, localizado entre duas lentes que servem como expensor de feixe, e uma lâmina de vidro pintada com uma sombra circular. Esta sombra, que pode ter diferentes diâmetros, fica concêntrica com o feixe laser, de modo a bloquear a região central deste.

O laser de aprisionamento original, que chamaremos de principal, tem o seu

diâmetro reduzido, por meio de uma íris, para que fique com o mesmo diâmetro da sombra do laser auxiliar. Assim, a configuração final é de dois lasers que se complementam, não havendo região no espaço onde eles se superponham. Ver figura 4.1.

Figura 4.1: Geometria de abertura complementar da armadilha combinada. O laser principal atua no centro. Seu diâmetro é reduzido com uma íris para que fique igual ao diâmetro da sombra. O laser auxiliar, que atua na periferia, é mantido com seu diâmetro máximo. Um anteparo circular cria uma sombra que, na combinação, será iluminada pelo laser principal. Nesta geometria os lasers principal e auxiliar estão completamente separados espacialmente.

O espaço da armadilha fica então dividido em duas regiões, iluminadas por lasers de frequências independentes:

1. A frequência do laser principal, ω_P , na região central da armadilha.
2. A frequência do laser auxiliar, ω_A , na região periférica da armadilha.

Cada um destes lasers vem acompanhado de *side-bands* gerados pelos seus próprios moduladores.

Ambos os *side-bands* estão sintonizados a $1772 - 60 = 1712$ MHz para o azul da portadora central, de forma que, se esta estiver na transição $S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow P_{3/2}(F' = 3)$, o *side-band* estará na transição $F = 1 \longrightarrow F' = 2$. Se alterarmos a dessintonia do laser, que representa a portadora central, o *side-band* sofrerá a mesma alteração.

O feixe auxiliar tem uma distribuição gaussiana de intensidade, com uma cintura $2w = 9\text{mm}$. O mesmo é válido para o principal. As sombras têm diâmetros de $1\frac{1}{2}$, $3\frac{1}{2}$, 5 e 7 mm. As nuvens de átomos aprisionados têm diâmetros de $\sim 0,8\text{mm}$ para a armadilha tipo I e $\sim 2,5\text{mm}$ para a tipo II.

O sódio apresenta dois tipos de nuvens de átomos aprisionados. Ele é o único alcalino com esta particularidade. A nuvem tipo I corresponde àquela que é comum a todos os alcalinos, ou seja, aquela envolvendo os níveis de maior F e m_F dentro da linha D_2 . No caso, a transição $3S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 3, m_{F'} = 3)$. A chamada tipo II^[9], exclusiva do sódio, é obtida a ~ 60 MHz para o vermelho do tipo I. Nesta frequência, o laser e seu *side-band* estarão próximos da ressonância das transições $F = 2 \longrightarrow F' = 2$ e $F = 1 \longrightarrow F' = 0$, respectivamente. Ver figura 2.5. Se são exatamente estas transições que exercem ou não a força na armadilha, é algo ainda não esclarecido na literatura^[69,75].

A fluorescência da armadilha é coletada por uma lente focalizada numa fotomultiplicadora. Na maior parte dos casos a nuvem de átomos é esférica, podendo se afastar deste formato para certos valores de dessintonia do laser auxiliar. O diâmetro da nuvem é medido com auxílio de uma luneta localizada numa das janelas do sistema.

Há duas celas de referência, uma para o laser principal e outra para o auxiliar.

O laser principal é mantido numa dessintonia fixa $\Delta_P = -10$ MHz para o vermelho da transição $F = 2 \longrightarrow F' = 3$. Esta dessintonia é aquela que maximiza a fluorescência de uma armadilha tipo I tradicional.

O laser auxiliar tem uma dessintonia variável, desde $\Delta_A \cong +50$ MHz até $\Delta_A \cong -150$ MHz da mesma linha $F = 2 \longrightarrow F' = 3$. Observe que, como na configuração tradicional, a armadilha tipo *II* tem o seu máximo de fluorescência localizado a $\Delta = -60$ MHz, este intervalo de 200 MHz de variação da dessintonia do laser auxiliar é suficientemente grande para que o processo de captura seja investigado tanto na região da armadilha tipo *I*, como na tipo *II*.

Uma medida típica envolve registrar a fluorescência da armadilha com a varredura do laser auxiliar e, simultaneamente, um espectro da absorção saturada deste mesmo laser, para servir como referência de frequência, ou seja, da dessintonia. Esta varredura deve ser lenta (200 MHz em ~ 2 minutos) para que, em qualquer instante, a armadilha esteja em regime estacionário.

4.5 Interpretação do Gráfico de Fluorescência Contra Frequência do Laser Auxiliar

Conforme levamos a dessintonia do laser auxiliar mais para o vermelho da transição $F = 2 \longrightarrow F' = 3$, alguma outras transições, envolvendo outros níveis hiperfinos do estado excitado $3P_{3/2}$, podem entrar em ressonância. A análise destas outras transições é importante para a explicação de algumas características dos gráficos de fluorescência contra dessintonia do laser auxiliar.

Como em qualquer região do espaço existe um único laser atuando, na região central o principal e na região periférica o auxiliar, é necessário que cada um deles tenha seu próprio *side-band*. De outro modo, haveria bombeamento óptico para o nível $F = 1$ de $3S_{1/2}$ (armadilha tipo *I*) ou $F = 2$ de $3S_{1/2}$ (armadilha tipo *II*) e os átomos deixariam de ficar ressonantes como o laser, parando o processo. No caso da armadilha tipo *I* o *side-band* deve estar sintonizado, em princípio, na transição $F = 1 \longrightarrow F' = 2$. Observe,

porém, que a transição $F = 1 \longrightarrow F' = 1$ também serviria para se fazer o rebombeamento óptico para o nível de interesse $F = 2$, pois a regra de relação $\Delta F = 0, \pm 1$ permite que ocorra emissão espontânea de $F' = 1 \longrightarrow F = 2$.

Assim, juntamente com o laser principal, há um *side-band* a 10 MHz para o vermelho de $F = 1 \longrightarrow F' = 2$. No laser auxiliar, o intervalo de frequência que separa o laser de seu *side-band* é fixo e igual ao do principal. Com o deslocamento para o vermelho do auxiliar, seu *side-band* também fica cada vez mais para o vermelho da transição $F = 1 \longrightarrow F' = 2$.

Analisemos o gráfico da figura 4.2, que é típico de nossas medidas.

Consideremos inicialmente a posição marcada com a flecha 1, onde a dessintonia dos dois lasers são iguais, $\Delta_A = \Delta_P = -10$ MHz. Esta situação corresponde à armadilha tradicional, onde um átomo aprisionado não distingue o laser principal do auxiliar. É também o ponto onde a fluorescência normalizada vale 1, já que ele vai ser adotado como norma para as demais posições. Conforme a dessintonia do auxiliar é trazida mais para o vermelho aumenta o número de átomos, pois o processo de captura foi melhorado. O máximo de fluorescência é obtido quando $\delta_A = -24$ MHz. A partir de um certo momento o número de átomos volta a cair, pois começa a haver competição com um processo prejudicial à captura, que pode ser melhor entendido quando ele é o processo dominante. Isto ocorre com $-60 \text{ MHz} < \delta_A < -45 \text{ MHz}$.

Neste intervalo, marcado com as flechas 2 e 3, a fluorescência vai a zero e a nuvem de átomos desaparece. Observe que o laser principal continua fixo com uma dessintonia de $\delta_P = -10$ MHz de tal forma que, se o laser auxiliar foi bloqueado, haverá uma nuvem de átomos aprisionados. Logo, neste intervalo, o laser auxiliar não só não ajuda o processo de captura mas também prejudica-a. A razão disto é que, quando $\Delta_A = -45$ MHz, o laser de aprisionamento do auxiliar está a 15 MHz para o *azul* da transição $F = 2 \longrightarrow F' = 2$.

Figura 4.2: Gráfico típico da fluorescência da armadilha em função da dessintonia do laser auxiliar. A fluorescência da nossa armadilha combinada se altera conforme se varre o laser auxiliar. Ela é proporcional ao número de átomos aprisionados. Na configuração ordinária os dois lasers estão sintonizados na região da armadilha tipo I, enquanto na mista o laser auxiliar passa para a região tipo II. A seta 1 corresponde à armadilha tradicional, onde os dois lasers têm a mesma frequência. É a nossa norma. As setas 2 e 3 marcam a região escura que separa as duas configurações. A seta 4 assinala um segundo mínimo, que também pode ser explicado numa análise do diagrama de níveis do Na.

Esta é a dessintonia ideal para acelerar (e, também, para repelir do centro da armadilha) os átomos. Logo elimina-se a captura e a nuvem desaparece.

Observe que nesta dessintonia o *side-band* do auxiliar estará a 9 MHz para o vermelho de $F = 1 \rightarrow F' = 1$ e, como explicado anteriormente, ele continua rebombeando átomos para o nível de interesse, $F = 2$. O *side-band* estará, também, a 9 MHz para o azul da transição $F = 1 \rightarrow F' = 0$ e, portanto, também contribuindo para a aceleração dos átomos.

Quando Δ_A atinge -60 MHz o laser de aprisionamento está exatamente com a frequência da transição $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Ele, portanto, já deixou de acelerar os átomos, embora ainda não esteja desacelerando-os. O *side-band* está a 24 MHz para o vermelho da transição $F = 1 \rightarrow F' = 1$ e a 6 MHz para o vermelho de $F = 1 \rightarrow F' = 0$, contribuindo para o rebombeio óptico e a desaceleração.

Quando a dessintonia está mais para o vermelho que $\Delta_A = -60$ MHz, a nuvem de átomos começa a reaparecer.

Na armadilha tradicional esta dessintonia de $\Delta = -60$ MHz da linha $F = 2 \rightarrow F' = 3$ é a região onde ocorre o máximo de fluorescência da nuvem tipo *II*, nas condições usuais de campo e intensidade dos lasers (gradiente de ~ 25 G/cm e $\frac{I}{I_s} \sim 5$).

Portanto, a configuração que teremos daqui em diante é do laser auxiliar na região da armadilha tipo *II*, enquanto o laser principal permanece na armadilha tipo *I*.

A região escura, entre $-60 \text{ MHz} < \Delta_A < -45 \text{ MHz}$, serve, portanto, como um divisor de águas: dessintonias do auxiliar menores (em módulo) que 45 MHz correspondem aos dois lasers na armadilha *I*, enquanto que se forem maiores que 60 MHz correspondem a uma região central na armadilha *I* e a captura sendo realizada pela armadilha *II*. Esta última configuração iremos denominar de mista, a primeira de ordinária.

Na fluorescência máxima da configuração mista, com $\Delta_A = -72$ MHz, a porta-

dora central está a -12 MHz da transição $F = 2 \longrightarrow F' = 2$, enquanto o *side-band* está a -36 MHz de $F = 1 \longrightarrow F' = 1$ e a -18 MHz de $F' = 1 \longrightarrow F = 0$. Logo a captura dos átomos está sendo efetuada basicamente na transição $F = 2 \longrightarrow F' = 2$ que tem luz numa boa dessintonia para o vermelho.

A partir daí a fluorescência volta a cair, atingido um número em $\Delta_A = -90$ MHz, onde temos uma queda de ~ 4 vezes em relação ao máximo, flecha 4. A portadora central está aí a -30 MHz de $F = 2 \longrightarrow F' = 2$ e a $+6$ MHz de $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ e o *side-band* a -54 MHz de $F = 1 \longrightarrow F' = 1$ e a -36 MHz de $F = 1 \longrightarrow F' = 0$. Aqui todas as dessintonias para o vermelho são grandes demais (em módulo) e, portanto, relativamente ineficientes para a captura, comparados com dessintonia para o azul de $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ que é bastante eficiente para prejudicar o processo. Logo, temos um mínimo.

Se continuarmos a caminhar para o vermelho a fluorescência volta a aumentar, pois as transições de $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ deixam de ser prejudiciais à captura. Temos um novo pico de fluorescência quando $\Delta_A = -106$ MHz. Nesta situação a portadora central está a -10 MHz de $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ e o *side-band* a -70 MHz de $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ e a -52 MHz de $F = 1 \longrightarrow F' = 0$. A captura passa agora a ser bastante favorecida pela dessintonia que existe na transição $F = 2 \longrightarrow F' = 1$. A razão provável para que este pico de fluorescência não seja maior do que ele é, é a quase completa inoperância do rebombeamento óptico realizado através da transição $F = 1 \longrightarrow F' = 1$.

Uma dessintonia de -70 MHz faz com que haja poucas transições e, portanto, pouco rebombeio para o nível $F = 2$. Talvez uma mudança na frequência de modulação para diminuir a dessintonia do *side-band* em relação à linha $F = 1 \longrightarrow F' = 1$ ajudasse a aumentar a fluorescência, embora isto também causasse um aumento de transições $F = 1 \longrightarrow F' = 0$, que são prejudiciais ao processo.

4.6 Comparação da Fluorescência com a da Armadilha Tradicional

Para avaliarmos o efeito da introdução de um laser auxiliar com frequência independente do laser principal na região de captura, foi feita uma comparação relativa entre a fluorescência quando o auxiliar tem uma frequência diferente do principal em relação à fluorescência quando a frequência dos dois lasers são iguais. Esta última situação corresponde a uma armadilha tradicional, já que toda a armadilha vê uma mesma frequência, igual à frequência ótima para a armadilha tradicional. A fluorescência nesta última situação passa a ser, portanto, a normalização das outras medidas. Veja que normalizar a fluorescência com relação à da armadilha tradicional é equivalente a normalizar com relação ao número de átomos. Já que uma é diretamente proporcional a outra. A partir da razão entre o número de átomos numa situação qualquer em relação à norma, conhecemos o ganho obtido com laser auxiliar de captura.

4.6.1 Variação com Gradiente de Campo Magnético

Foram feitas varreduras da dessintonia do laser auxiliar com gradientes de campo variando desde 15 G/cm até 30 G/cm (valores ao longo do eixo das bobinas). Foi utilizado a sombra, com diâmetro de 5 mm.

Configuração Ordinária

Nesta região a captura dos átomos é realizada pela armadilha tipo *I* assim como o aprisionamento central.

A primeira observação é que, para qualquer gradiente de campo investigado sempre há uma dessintonia do laser auxiliar onde obtemos um aumento do número de átomos. Ver figura 4.3.

Figura 4.3: Variação da fluorescência normalizada máxima (FNM) em função do gradiente de campo magnético. A fluorescência normalizada máxima mede o quanto a armadilha com captura auxiliar é eficiente. A configuração ordinária corresponde aos lasers principal e auxiliar sintonizados na região da armadilha tipo I, enquanto a mista corresponde ao laser principal na tipo I e o auxiliar na tipo II. Observe que, exceto para gradientes muito baixos, a configuração mista é sempre bem mais eficiente.

Se, conforme explicado anteriormente, normalizarmos todas as medidas de fluorescência (que são diretamente proporcionais ao número de átomos) pelo valor que se obtem na armadilha tradicional, então o aumento máximo da fluorescência normalizada é de 2,2 vezes, ocorrendo para nosso maior valor de gradiente, 30 G/cm.

Configuração Mista

Nesta região a captura dos átomos é realizada pela armadilha tipo *II*, enquanto o aprisionamento central continua na armadilha tipo *I*.

Ao contrário do caso anterior a fluorescência normalizada nem sempre é maior do que 1. Ver figura 4.3. Para 15 G/cm vale, no máximo, 0,7. Isto significa que, para estes baixos gradientes de campo, o laser auxiliar está prejudicando o processo de captura, ao invés de auxiliá-lo. Dito de outra forma, para baixos campos magnéticos, não há maneira da captura sendo feita pela armadilha tipo *II* ser mais eficiente que a captura do processo padrão, na armadilha tradicional.

Mas basta subir o gradiente para 20 G/cm para que haja uma completa inversão dos fatos.

Agora não só o máximo da fluorescência normalizada será maior do que 1 como também este máximo, da configuração mista, será significativamente maior que o máximo da configuração ordinária.

A fluorescência normalizada máxima sobe com o gradiente de campo, chegando a 4,3 para o máximo de gradiente, 30 G/cm. Neste particular os dois casos têm comportamento semelhante: o máximo de fluorescência é conseguido no maior gradiente de campo magnético.

4.6.2 Variação com o Tamanho da Sombra

Foi utilizado quatro diferentes diâmetros de sombra que bloqueavam a parte cen-

tral do laser auxiliar. Eram de $1\frac{1}{2}$, $3\frac{1}{2}$, 5 e 7 mm. O feixe laser tinha uma cintura, definida como a meia largura da região onde a intensidade caiu de $\frac{1}{e^2}$ (de tal forma que o campo elétrico caia de $\frac{1}{e}$), de $w = 4,5$ mm. Logo ele tem um diâmetro efetivo de $2w = 9$ mm. As nuvens de átomos aprisionados nas armadilhas tipo *I* e tipo *II* do Na têm diâmetros de $\sim 0,8$ e $\sim 2,5$ mm, respectivamente.

A chamada região de captura está delimitada exteriormente pelo diâmetro dos lasers que formam a armadilha (9 mm) e interiormente pela própria nuvem luminosa de átomos já aprisionados no fundo do poço de potencial (0,8 mm, no caso da armadilha tipo *I* e 2,5 mm na tipo *II*).

No nosso experimento o laser principal permanece fixo na armadilha tipo *I*. Então a região de captura se estende de 0,8 até 9 mm, e todas as sombras que usamos só bloqueiam a luz nesta região. No entanto, a menor das sombras (1,5 mm) tem um diâmetro menor que a nuvem associada à armadilha tipo *II* (2,5 mm). Logo ela tem a particularidade de deixar o laser auxiliar formar a parte exterior da nuvem associada à armadilha tipo *II*, que, para uma certa dessintonia, ficará circundando a armadilha tipo *I* central.

Nossa armadilha combinada, com captura auxiliar, tem uma dessintonia Δ que se comporta como uma função degrau, no espaço. Na região interior, onde atua o laser principal, Δ tem um valor que depois muda abruptamente para um Δ mais para o vermelho, onde o auxiliar atua. Variando o tamanho da sombra queremos investigar se a *posição* onde este degrau está afeta a eficiência do processo. Veremos, realmente, que ela é muito afetada, tanto na configuração ordinária como na mista.

Configuração Ordinária

Aqui o laser auxiliar varre na região da armadilha tipo *I*. Os valores da fluo-

rescência normalizada máxima (FNM) contra o tamanho da sombra estão na figura 4.4.

Figura 4.4: *Fluorescência normalizada máxima (FNM) da configuração ordinária em função do tamanho da sombra. O maior ganho obtido, de 1,7 vezes, é com a sombra de 5 mm de diâmetro, que corresponde a 60% do diâmetro do feixe auxiliar. Se aumentarmos a sombra há uma forte queda na eficiência, com o ganho se aproximando de 1, valor que corresponderia à uma armadilha tradicional. O mesmo ocorre se diminuirmos a sombra, mas de um modo mais suave.*

O processo de captura auxiliar atinge sua eficiência máxima quando a sombra tem cerca de 60% do tamanho do auxiliar. Ou seja, obtemos o máximo de átomos capturados quando o degrau de dessintonia situa-se a cerca da metade do percurso entre o exterior da armadilha e seu centro. O aumento no número é de 1,7 vezes em relação à armadilha tradicional.

O degrau muda a dessintonia de -20 MHz do auxiliar (ver figura 4.5) para -10

MHz do principal.

Figura 4.5: Dessintonia do laser auxiliar para a fluorescência normalizada máxima (FNM), contra o diâmetro da sombra, na configuração ordinária. Pode-se perceber que a captura é mais eficiente quando o auxiliar está mais para o vermelho. Na posição 0,6 temos o maior valor da fluorescência normalizada máxima (FNM), como se verifica no gráfico correspondente. É também a posição onde o laser auxiliar tem a dessintonia mais para o vermelho (-19 MHz). Isto é coerente com o fato que quanto mais rápido o átomo, maior o seu desvio Doppler e mais para o vermelho deve estar o laser para captura-lo.

Conforme se aumenta a sombra a eficiência cai significativamente, o que é coerente, visto que, no limite em que o diâmetro da sombra for igual ao diâmetro do laser auxiliar, a armadilha será formada apenas pelo laser principal. Teremos então uma armadilha tradicional e não haverá ganho no número de átomos.

Quando se diminui a sombra, a partir do tamanho ideal, há uma queda, só que desta vez mais suave. Esta diminuição de eficiência também é razoável, já que no limite do diâmetro da sombra igual a zero temos novamente a armadilha tradicional, só que desta vez formada somente pelo laser auxiliar.

Configuração Mista

Aqui o laser auxiliar varre na região da armadilha tipo *II*.

Na figura 4.6 estão graficados os valores da fluorescência normalizada máxima (FNM) contra o diâmetro da sombra.

O primeiro fato a observar é que a configuração mista é bem mais eficiente na captura do que a configuração ordinária. Enquanto, nesta última, temos um ganho máximo de 1,7 vezes, na configuração mista este ganho no número de átomos chega a 8,7 vezes. Para qualquer diâmetro da sombra a configuração mista é sempre mais eficiente.

Desconsiderando, por ora, a menor sombra, podemos notar que a eficiência de captura aumenta linearmente com a diminuição do diâmetro da sombra. A melhor reta pelos três pontos mostra-se coerente, pois para o diâmetro da sombra igual ao diâmetro do laser auxiliar (valor 1,0 no eixo das abcissas) ela dá uma fluorescência normalizada igual a ~ 1 . É exatamente o que se esperaria, pois neste caso só teremos o laser principal e obteremos a armadilha tradicional.

Porque o ponto correspondente à menor sombra não está sobre a reta ? Como já dissemos, em 4.6.2, esta sombra guarda a particularidade de ser tão pequena que permite a formação da porção exterior da nuvem tipo *II*. O diâmetro desta última está demarcado pela reta vertical do gráfico 4.6. Com isto a nuvem tipo *I* central estará circundada por uma outra nuvem de átomos já resfriados. É compreensível que o comportamento do sistema seja diferente numa situação tão especial. Mas porque a eficiência de captura

Figura 4.6: Fluorescência normalizada máxima (FNM) da configuração mista em função do tamanho da sombra. Variação da fluorescência normalizada máxima - que ocorre na configuração mista - como função do diâmetro da sombra. A eficiência de captura aumenta conforme diminuimos o diâmetro da sombra, como se observa neste gráfico. O número de átomos na armadilha, que é proporcional a fluorescência, aumenta linearmente com a redução da sombra até o limite do diâmetro da armadilha tipo II, assinalada pela reta vertical próxima a 0,3. A partir daí o ganho é muito maior, pois a sombra é menor que a armadilha tipo II e, portanto, parte desta carrega a zona central.

aumenta tanto ? É difícil dizer. Sabemos que na região de separação do laser principal para o auxiliar - onde está o degrau de dessintonia - temos um anel de átomos já resfriados pela armadilha tipo *II*. É razoável se pensar que, *nesta região*, eles devem ser bem mais frios do que se fossem resfriados somente pela tipo *I* numa armadilha tradicional.

Agora, se imaginarmos somente a região central - onde atua o laser principal - como uma armadilha, então para ela podemos aplicar, como vimos em (), a relação^[32]:

$$N \cong \frac{1}{5} \left(\frac{V_c}{\tilde{v}} \right)^4 \frac{A}{\sigma} \quad (4.10)$$

Uma diminuição grande na velocidade mais provável $\tilde{v}$ dos átomos exterior à armadilha leva a um grande aumento no número de átomos aprisionados. Mas os átomos externos a esta armadilha central são justamente aqueles que formam o anel de átomos resfriados pela tipo *II*.

Como eles estão muito frios, o número N da armadilha central cresce bastante. É claro que a equação acima é apenas uma estimativa, visto que efeitos devido a altas densidades (como colisões entre átomos frios e confinamento da radiação^[64]) foram descartados. Pode ocorrer também que, nesta situação, a velocidade de captura desta armadilha central seja próxima à velocidade mais provável do anel externo, violando a hipótese que $\tilde{v} \gg V_c$, usada na dedução da equação acima.

A dessintonia onde ocorre a fluorescência normalizada máxima (FNM) muda conforme mudamos o tamanho da sombra. Ver figura 4.7.

Se observarmos o gráfico veremos que, para a direita da reta vertical em $\sim 0,3$, o comportamento é semelhante ao da configuração ordinária. Compare com a figura 4.5. No entanto, o ponto situado à esquerda da reta tem um comportamento bem diferente. Isto é devido à situação especial deste ponto, onde a sombra muito pequena permite

Figura 4.7: Dessoria do laser auxiliar para a fluorescência normalizada máxima (FNM) contra o diâmetro da sombra, na configuração mista. A reta vertical próxima a 0,3 marca o diâmetro da armadilha tipo II. Este gráfico dá, para pontos situados à direita desta reta vertical, um comportamento idêntico que o correspondente a configuração ordinária. O ponto situado à esquerda da reta está associado a uma sombra menor do que a armadilha tipo II e maior que a tipo I. Logo tem um comportamento especial.

a formação da porção exterior da nuvem tipo *II*. Temos aqui o máximo de eficiência de captura (ver figura 4.6), onde o número de átomos é cerca de 9 vezes maior que a armadilha tradicional. Para isto ocorrer a dessintonia laser auxiliar tem que ir bem para o vermelho, com $\Delta_A \cong -70$ MHz.

4.6.3 Variação com a Intensidade do Auxiliar

Mantendo a intensidade do laser principal fixo, variamos a intensidade do laser auxiliar. A intensidade do principal era de 45 mW/cm^2 em cada braço da armadilha. Isto corresponde 7,5 vezes a intensidade de saturação da linha $3S_{1/2}(F = 2, m_F = 2) \rightarrow 3P_{3/2}(F' = 3, m_{F'} = 3)$. Lembremos que a intensidade de pico I_0 para um feixe gaussiano vale^[59]:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (4.11)$$

onde P é a potência do feixe e w é sua cintura. No nosso caso, cerca de 40% da potência é transferida para os *side-bands*.

Foi utilizado a sombra de 5 mm de diâmetro que é a melhor na configuração ordinária. O laser auxiliar, sem a sombra, tinha uma intensidade máxima igual ao do principal.

Configuração Ordinária

A eficiência da captura modifica-se pouco com a intensidade do auxiliar. Isto pode estar associado ao fato de já estarmos com a transição correspondente saturada ($I_s = 6 \text{ mW/cm}^2$). A tendência, contudo, é um ligeiro aumento da eficiência com a intensidade. Há um aumento acentuado da eficiência para um ponto cuja intensidade está abaixo da intensidade de saturação. O motivo disto não é claro.

O gráfico de dessintonia, mostrado na figura 4.8, mostra que devemos trazer o laser auxiliar cada vez mais para o vermelho conforme diminuimos a intensidade dele.

Figura 4.8: Fluorescência normalizada máxima (FNM) da armadilha contra a intensidade do feixe auxiliar. Aqui podemos ver como a eficiência de captura depende da intensidade do laser auxiliar. Na configuração ordinária esta eficiência é pouco afetada por variações de intensidade. Já a configuração mista, que realiza a captura através da armadilha tipo II, tem um desempenho bem superior em altas intensidades. Sombra de 5 mm de diâmetro e gradiente de 25 G/cm.

Em alta intensidade a tendência é estabilizar numa dessintonia ótima de $\Delta \cong -15$ MHz.

Configuração Mista

A dependência da captura com a intensidade é bem mais pronunciada aqui que na configuração ordinária.

Em alta intensidade o processo de captura auxiliar nesta configuração é ~ 3 vezes mais eficiente que na configuração ordinária. Já para intensidades da ordem de 15 mW/cm^2 , a situação se inverte, sendo a ordinária mais eficiente.

Qual é a transição associada à força na armadilha tipo *II* ainda é motivo de investigação^[69], podendo ser de $3S_{1/2}(F = 1) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 1)$ ou $3S_{1/2}(F = 1) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 2)$, com vários sub-níveis Zeeman envolvidos. De qualquer forma, devido às regras de seleção, o estado excitado pode decair para vários níveis inferiores. O tempo de vida do estado excitado será^[58]:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_n \frac{1}{\tau_n} \quad (4.12)$$

onde τ_n corresponde aos tempos de vida individuais de cada transição.

Logo, a tendência nestes esquemas multiníveis é diminuir o tempo de vida τ em relação a um sistema de dois níveis e, portanto, aumentar a intensidade de saturação. Apenas para exemplificar $I_s = 40 \text{ mW/cm}^2$ para a linha $F = 2 \longrightarrow F' = 2$ ^[57].

Se supormos que a transição envolvida na armadilha tipo *II* tenha uma intensidade de saturação da mesma ordem, pode-se associar a dependência mais acentuada da configuração mista com a intensidade ao fato de estarmos trabalhando abaixo da saturação.

O gráfico da dessintonia, figura 4.9, mostra um comportamento semelhante à da configuração ordinária.

Para baixas intensidades devemos levar o laser mais para o vermelho e, em altas intensidades, a dessintonia ótima estabiliza-se em $\Delta \cong -70 \text{ MHz}$ da linha $2 - 3$.

Figura 4.9: Dessintonia ótima do laser auxiliar em função da intensidade do mesmo. Os pontos superiores correspondem à configuração ordinária e os inferiores à mista.

4.7 Outras Geometrias Para a Captura Auxiliar

Além da abertura complementar, figura 4.1, experimentamos outras geometrias:

1. a que chamamos abertura total, figura 4.10 e
2. os dois lasers, principal e auxiliar, juntos na região da armadilha, mas sem nenhuma sombra bloqueando o auxiliar.

Centramos nossa atenção na abertura complementar por dois motivos:

1. trabalhos anteriores^[63,56] já haviam mostrado que luz com diversas frequências próximas entre si não era benéfica para o aprisionamento de átomos, conforme explicamos na secção (4.3). Assim, a escolha natural é a geometria de abertura complementar, onde os lasers não se superpõem e cada região é iluminada somente com uma frequência e seu *side-band*.
2. Na prática, uma série grande de medidas com outras geometrias confirmam que a abertura complementar é a mais eficiente para capturar átomos.

Vamos tecer alguns comentários sobre as outras geometrias. Dentro da abertura total, há duas possibilidades quanto aos *side-bands*. Pode-se manter os *side-bands* de ambos os lasers ligados ou pode-se desligar o *side-band* do auxiliar. Neste último caso o rebombeio na região exterior será feito pelo laser principal.

Gráficos típicos destas duas situações estão mostrados nas figuras 4.11 e 4.12. Pode-se perceber que, o gráfico da figura 4.11, onde os dois, *side-bands* estão ligados e quatro frequências estão presentes na região exterior (desconsiderando ainda mais dois *side-bands* gerados inevitavelmente pelo modulador, mas que não têm função) é um gráfico mais rico em vales e picos e com uma largura maior destes picos. Esta riqueza de detalhes

Figura 4.10: Geometria de abertura total da armadilha combinada. O laser auxiliar é bloqueado por um anteparo circular concêntrico a ele. Na combinação, esta sombra é iluminada pelo laser principal. Nesta geometria, a parte central é iluminada somente pelo laser principal, mas na periferia atuam ambos os lasers. Esta é a diferença em relação à abertura complementar.

Fluorescência Normalizada Máxima			
Configuração	Abertura		
	Complementar	Total	
		Ambos <i>Side-Bands</i> ligados	<i>Side-Band</i> do auxiliar desligado
Ordinária	1.4	1.3	1.1
Mista	2.1	1.2	0.8

Tabela 4.1: Comparação entre abertura complementar e abertura total.

é certamente advinda da combinação destas quatro frequências com os diversos níveis hiperfinos do sódio. A análise que fizemos destes picos para a abertura complementar, na seção 4.5, em princípio poderia ser estendida para este caso mais complexo.

De qualquer forma, qualquer destas duas situações da abertura total é menos efetiva que a abertura complementar.

Em idênticas condições (sombra de 3, 5mm de diâmetro, 25G/cm e $\sim 25mW/cm^2$) obtivemos os seguintes valores para a fluorescência normalizada máxima:

Em diversas outras condições testadas, a geometria de abertura complementar

Dess. do aux. da linha $F=2 \rightarrow F'=3$ (MHz)

Figura 4.11: Gráfico típico de fluorescência contra dessintonia do auxiliar na geometria de abertura total: ambos os lasers com *side-bands*. Na região externa da armadilha atuam os lasers auxiliar e principal (geometria de abertura total). Como ambos mantêm seus *side-bands*, nesta região externa temos quatro frequências presentes. A grande largura dos picos e a presença de vales internos advêm das múltiplas combinações destas frequências com os níveis do Na. A seta 1 marca a posição onde ambos os lasers têm a mesma frequência.

Figura 4.12: Gráfico típico de fluorescência contra dessintonia do auxiliar na geometria de abertura total: *side-band* do auxiliar desligado. Na região externa da armadilha atuam os lasers auxiliar e principal (geometria de abertura total). Como somente o principal matêm seu *side-band*, temos três frequências na região externa, sendo que somente uma (a portadora do auxiliar) está varrendo e as outras duas são fixas. Observe que a fluorescência da configuração mista é menor que a da ordinária. A seta 1 marca a posição onde ambos os lasers têm a mesma frequência.

sempre se mostrava superior.

Uma outra geometria alternativa é aquela dos dois lasers, o principal e o auxiliar, conjuntamente ocupando toda a região da armadilha. Ou seja, o principal totalmente aberto e o auxiliar sem nenhuma sombra bloqueando-o.

Aqui não temos a divisão espacial da armadilha e, à primeira vista, estaríamos refazendo a mesma coisa que outros autores^[63,56] já fizeram: usar lasers com diversas frequências para tentar capturar mais átomos. Como vimos, na seção 4.3, isto não melhora a eficiência da armadilha. Porém o *Na* tem a peculiaridade de ser o único alcalino a formar dois tipos de armadilha. Assim, a superposição em todo o espaço destes dois tipos é algo novo.

O gráfico da figura 4.13 mostra o aumento da captura em função da intensidade do laser auxiliar. O laser principal é mantido fixo na sua frequência ótima da armadilha tipo *I* a -10 MHz da linha $F = 2 \longrightarrow F' = 3$. O laser auxiliar é varrido e verifica-se que o máximo de fluorescência conjunta é obtida quando ele passa pela região da armadilha tipo *II*. Mede-se este valor e, depois, bloquea-se alternadamente o principal e o auxiliar medindo-se a fluorescência quando somente cada um deles está presente. O fator de ampliação é então definido como a fluorescência da soma dividido pela soma das fluorescências de cada um individualmente. Se ele for maior que um mostra que as armadilhas não atuam independentemente, mas há um efeito cooperativo. O gráfico mostra este efeito, pois a fluorescência do conjunto é mais do que 3,5 vezes maior que a soma das partes individuais.

4.8 Comentários e Conclusão

O potencial efetivo da armadilha é dado pela velocidade de captura. A armadilha, sendo um oscilador harmônico amortecido, não pode ter um potencial real, pois envolve

Figura 4.13: Variação do fator de amplificação com a intensidade por braço do auxiliar, na geometria sem sombra. O laser principal está otimizado na armadilha tipo I e o auxiliar é varrido até se obter o máximo de fluorescência conjunta, o que ocorre na região da armadilha tipo II. O fator de amplificação é definido como a fluorescência quando ambos os lasers estão presentes dividido pela soma das fluorescências quando cada um atua individualmente. A intensidade do principal é de 40 mW/cm² e o gradiente de 25 G/cm.

forças não conservativas. O potencial efetivo é, então, definido pelo teorema da energia-trabalho^[72] que diz que a variação de energia cinética do átomo é igual ao trabalho τ realizado pelas forças, conservativas ou não. Assim temos:

$$|\Delta E_c| = |E_{cf} - E_{ci}| = \frac{1}{2}mV_c^2 = |\tau| = \text{potencial efetivo} \quad (4.13)$$

onde a energia cinética final é aproximadamente zero, pois a temperatura no centro da armadilha é da ordem de centenas de μK e o potencial efetivo da ordem de $\frac{1}{2}K$.^[9] Um nome mais correto seria energia potencial efetiva, mas consagrou-se a designação potencial efetivo.

Este trabalho depende da trajetória do átomo e, mesmo num modelo unidimensional, haverá uma dependência com o sentido, logo pode haver diferença entre velocidade de captura e velocidade de escape da armadilha^[32]. Este último é um conceito importante no caso de colisões inelásticas, onde os átomos aprisionados ganham energia cinética, como vimos na secção 3.2.3.

Um estudo de Wallace et al^[71] demonstra que a força de amortecimento, e não a de restauração, é a responsável para evitar o escape de átomos.

Isto é coerente com o fato das armadilhas serem osciladores harmônicos superamortecidos^[9,32]. Significa que um átomo rápido, que ganhou energia cinética por uma colisão inelástica no centro da armadilha, se conseguir ser freado e mantido dentro dela, o será logo no primeiro ciclo. Um cenário diferente, que seria compatível com um oscilador sub-amortecido, faria com que o átomo fosse mantido dentro da armadilha pela força de restauração, oscilando várias vezes até perder progressivamente sua energia cinética. Este último cenário não corresponde aos dados experimentais de Wallace et al^[71].

No caso da nossa armadilha com captura auxiliar, a região externa tem uma

dessintonia mais para o vermelho que a região interna. Isto porque átomos mais rápidos, que queremos capturar, têm desvios Doppler maiores. Para manter estes átomos em ressonância conforme eles desaceleram, a região interna tem uma dessintonia menor (em módulo). Com isto espera-se, e obtém-se na prática, um aumento da velocidade de captura e uma maior profundidade do potencial efetivo.

No entanto pode-se alegar que deveremos ter também uma menor velocidade de escape, pois para um átomo que tem alta velocidade no centro, advindo de uma colisão inelástica (com outro átomo frio), o degrau de dessintonia é o oposto do que deveria ser para freá-lo com eficiência. Isto é, devido ao efeito Doppler, seria necessário uma dessintonia mais para o vermelho na região central e, conforme este átomo rápido fosse perdendo velocidade, a dessintonia deveria ser menor na região externa. Logo, embora a armadilha capture átomos com velocidades maiores, ela também deixa escapar átomos com velocidades menores. Apesar disto o efeito global é de ganho no número de átomos. Pode-se concluir, daí, que a velocidade de captura aumenta numa proporção maior que a diminuição da velocidade de escape e, portanto, o aumento das perdas é mais do que compensado pelo aumento do carregamento.

Observe que estamos considerando apenas perdas por colisões entre dois átomos internos à armadilha. São elas que dominam em altas densidades^[37] e correspondem ao termo quadrático da equação (4.1).

Em baixas densidades dominam as perdas devido às colisões com átomos externos rápidos, mas estes transferem uma energia cinética tão alta aos átomos aprisionados, que é indiferente o arranjo de dessintonia dos lasers, porque inevitavelmente haverá escape da armadilha.

Em resumo, desenvolvemos uma nova técnica de aumentar o número de átomos aprisionados numa armadilha magneto-óptica. Dividimos espacialmente a região de cap-

tura e colocamos diferentes dessintonias em cada uma destas regiões. Isto é aplicável a qualquer alcalino. O sódio tem uma vantagem adicional de possuir dois tipos de armadilha. Com a combinação destes dois tipos foi possível aumentar-se de até nove vezes o número de átomos aprisionados.

4.9 Glossário de definições

- *abertura complementar*: geometria dos lasers, onde não há superposição, em nenhum ponto do espaço, dos lasers principal e auxiliar.
- *abertura total*: geometria dos lasers, onde há superposição, na região periférica da armadilha combinada, dos lasers principal e auxiliar.
- *armadilha combinada*: o mesmo que armadilha com captura auxiliar. Corresponde ao arranjo utilizado em todo o nosso experimento. É uma armadilha dividida espacialmente. Na região central atua um laser com frequência fixa (principal) e na região periférica atua um laser com frequência variável (auxiliar).
- *armadilha tradicional*: é aquela comumente usada. Utiliza somente uma frequência em todo o espaço.
- *armadilha tipo I*: armadilha do sódio sintonizado próximo às linhas $F = 2 \longrightarrow F' = 3$ e, como *side-band*, $F = 1 \longrightarrow F' = 2$. Corresponde ao aprisionamento por um sistema de dois níveis utilizado em todos os alcalinos.
- *armadilha tipo II*: armadilha do sódio sintonizada nas linhas $F = 2 \longrightarrow F' = 2$ e, como *side-band*, $F = 1 \longrightarrow F' = 0$. É uma armadilha exclusiva do sódio, não existindo o equivalente em outros alcalinos.

- *Configuração mista:* é aquela em que o laser principal está sintonizado na armadilha tipo I ($\Delta_P = -10$ MHz) mas o auxiliar está na região da armadilha tipo II (Δ_A entre ~ -60 MHz e ~ -130 MHz).
- *Configuração ordinária:* é aquela em que o laser principal está sintonizado na armadilha tipo I ($\Delta_P = -10$ MHz) e o auxiliar também (Δ_A entre $\sim +40$ MHz e ~ -45 MHz).
- *fluorescência normalizada máxima (FNM):* é a maneira de se medir a eficiência da armadilha combinada com relação à armadilha tradicional. Quando a frequência do laser auxiliar é igual ao do laser principal, a armadilha combinada não se diferencia da tradicional. A fluorescência nesta frequência corresponde à *norma* a ser adotada. A fluorescência da armadilha combinada para outras frequências do laser auxiliar é dividida por esta norma. Se o número obtido for maior que um, houve aumento de eficiência na captura de átomos. O maior valor deste número, ao longo de uma dada varredura do laser, é a fluorescência normalizada máxima.
- *laser principal:* laser mantido na região central da armadilha combinada. Ele é mantido com dessintonia fixa de $\Delta = -10$ MHz da linha $F = 2 \longrightarrow F' = 3$, ou seja, na dessintonia ótima da armadilha tipo I.
- *laser auxiliar:* laser mantido na região periférica da armadilha combinada. A dessintonia é variada desde $\Delta \cong +50$ MHz até $\Delta \cong -150$ MHz da linha $F = 2 \longrightarrow F' = 3$. Portanto, ele varre em frequência toda a região da armadilha tipo I e a da tipo II.

Capítulo 5

Aprisionamento de Sódio Utilizando a Linha D_1

5.1 Introdução

Todas as armadilhas magneto-ópticas até agora se prestavam da linha D_2 dos elementos alcalinos para efetuar o aprisionamento. Em geral efetua-se transições entre seus sub-níveis Zeeman de maior projeção de momento singular para que o processo possa ser descrito, ao menos aproximadamente, por um sistema de dois níveis. Porém, ainda na linha D_2 , verifica-se experimentalmente que ocorre aprisionamento em esquemas claramente multiníveis. Isto se aplica para a armadilha tipo *II* do Na ^[69] e a armadilha de K ^[45].

Uma eventual armadilha na linha D_1 também envolveria, como nos casos anteriores, muitos níveis, pois não se dispõe de uma transição que forme um ciclo fechado, como na D_2 . De qualquer forma, não há nada de fundamental que impeça o aprisionamento. Apesar disso, tentativas de se obter este tipo de armadilha^[45] tinham-se reveladas infrutíferas até agora.

Este capítulo mostra a obtenção de Na aprisionado na linha D_1 , nas quatro configurações possíveis de combinação de $F = 1, 2$ de $S_{1/2}$ com $F' = 1, 2$ de $P_{1/2}$. Um requisito essencial, em duas destas configurações é a troca de polarização do chamado

laser de *rebombeio*. Isto é geral e se aplica aos demais alcalinos.

A obtenção de átomos aprisionados na D_1 é um passo importante no estudo de colisões frias. Como explicamos no parágrafo 3.2.3, as colisões frias que causam perdas na armadilha são as colisões por redistribuição radiativa (CRR) e as colisões com mudança de estrutura fina (CMEF). Quando é feito qualquer medida não é possível distinguir entre as CRR e as CMEF. Uma exceção a isto é o caso do lítio. Devido à pequena separação da estrutura fina $P_{3/2} - P_{1/2}$, é possível se evitar perdas por CMEF^[80]. É possível, portanto, sob certas condições, obter-se perdas devido exclusivamente às CRR, mas este é um caso especial e, em geral, não é possível separar as CRR das CMEF.

O aprisionamento pela D_1 é uma maneira de se obter perdas exclusivamente por CRR, e aplicável a todos os alcalinos. Como os átomos serão excitados para $P_{1/2}$, não há condição dele ganhar energia cinética por uma CMEF. Pois, se fosse uma colisão quente, a passagem de $P_{1/2}$ para $P_{3/2}$ seria endoérgica, isto é, custaria energia cinética aos átomos. Numa colisão fria nem esta possibilidade existe, pois os átomos estão lentos demais para compensar uma subida de $P_{1/2}$ para $P_{3/2}$. Logo, as colisões inelásticas exoérgicas - que aumentam a E_c - se limitarão às CRR. Logo, as perdas na armadilha serão devidas exclusivamente a este tipo de colisão fria.

5.2 Discussão

Os alcalinos são utilizados no resfriamento de átomos neutros via laser por uma série de razões:

1. disponibilidade de lasers potentes, sintonizáveis e contínuos para excitar suas linhas de ressonância.
2. tempos de vida curtos (entre 1,6 ns para o Na e 3,1 ns para o Cs) que permite

uma taxa de repetição do ciclo excitação-emissão.

3. facilidade de manuseio como, por exemplo, altas pressões de vapor em relação a outros metais, permitindo que se trabalhe em temperaturas não muito elevadas.
4. um espectro simples, por serem átomos hidrogenóides.

Utiliza-se a linha de ressonância D_2 dos alcalinos para que se possa ter, ao menos aproximadamente, um sistema de dois níveis. Como o estado fundamental $S_{1/2}$ tem momento angular total eletrônico $J = \frac{1}{2}$ e o excitado $P_{3/2}$ tem $J = \frac{3}{2}$, há uma diferença de $1\hbar$ que se reflete na estrutura hiperfina. Sendo I o momento angular do núcleo e F o momento angular total, temos que:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}, \quad F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|. \quad (5.1)$$

Como I é o mesmo para os dois níveis, o maior valor de F em $P_{3/2}$ é uma unidade acima que o maior F de $S_{1/2}$. Logo pode-se sempre ter uma transição, que envolve os maiores F de cada nível, do tipo, $F \longrightarrow F + 1$.

Isto abre a possibilidade de se estabelecer um ciclo fechado, pois átomos excitados para $P_{3/2}$ no nível de maior F só poderão decair para um nível, qual seja, o nível de maior F de $S_{1/2}$, devido à regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$.

No caso específico do sódio a transição é $3S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F' = 3)$.

O átomo estará imerso num campo magnético dentro da armadilha magneto-óptica. Supondo o caso unidimensional, o campo magnético e o laser terão a mesma direção. Escolhendo o eixo de quantização para a projeção do momento angular total m_F ao longo do feixe laser incidente e tomando, por exemplo, z negativo na figura 3.1, o laser σ^+ excitará somente transições $\Delta m_F = +1$. Lembrando que

$$m_F = F, F - 1 \dots - F \quad (5.2)$$

o estado $F = 2$ tem como maior projeção $m_F = +2$ e o estado $F' = 3$, $m_{F'} = +3$. Átomos originalmente em $3S_{1/2}$ ($F = 2$, $m_F = +2$) serão excitados para $3P_{3/2}$ ($F' = 3$, $m_{F'} = +3$). O decaimento fará com que eles voltem ao estado original, devido à regra de seleção $\Delta m_F = 0, \pm 1$, e teremos um sistema de dois níveis. Dois comentários:

1. O laser σ^- , em z negativo, está praticamente fora de ressonância e excita muito menos átomos. Pode-se, portanto, desconsiderá-lo.
2. Átomos que estejam em outros sub-níveis Zeeman que não $m_F = +2$, ao cabo de umas poucas transições, serão todos bombeados para este nível. Isto porque quando um átomo num sub-nível qualquer m_F absorve um fóton σ^+ ele vai para um estado $m_{F'} = m_F + 1$. No decaimento, a regra de seleção permite $\Delta m_F = 0, \pm 1$ com igual probabilidade e, portanto, o átomo tem uma probabilidade de $2/3$ de retornar ao estado fundamental com um valor maior de m_F do que tinha originalmente. Logo, após alguns ciclos de absorção-emissão, todos os átomos serão bombeados para o nível de maior projeção de momento angular, $F = 2$, $m_F = +2$. A partir daí eles só podem ser excitados para $F' = 3$, $m_{F'} = +3$, formando o sistema de dois níveis.

A linha D_1 conecta os níveis $S_{1/2}$ e $P_{1/2}$, que têm o mesmo $J = 1/2$. A estrutura hiperfina associada a esta linha está na figura 5.1.

Como se pode ver, não há mais, como na D_2 , uma transição $F \longrightarrow F + 1$ envolvendo os maiores F dos estados excitado e fundamental. Logo, não é mais possível estabelecer um ciclo fechado envolvendo somente dois sub-níveis Zeeman, como explicado anteriormente.

Figura 5.1: Níveis hiperfinos da linha D_1 do sódio. Note a inversão da abertura Zeeman dos níveis hiperfinos inferiores de $3S_{1/2}$ e $3P_{1/2}$.

No entanto, a armadilha tipo *II* do $Na^{[9,69]}$ e a armadilha de $K^{[45]}$ são formadas com transições envolvendo vários níveis. Williamson e Walker^[45] afirmam que modelos teóricos da armadilha magneto-óptica sugerem que o aprisionamento com a D_1 , deva ser possível. No entanto foram incapazes de aprisionar qualquer dos dois isótopos de K usando os estados $P_{1/2}$. Afirmam que van der Straten (comunicação privada) realizou uma simulação da armadilha, confirmando que o aprisionamento pela $P_{1/2}$ é extremamente fraco; a razão para isto não era clara.

Não sabemos quais níveis hiperfinos dentro de $P_{1/2}$ e $S_{1/2}$ foram utilizados nestas simulações. Mas em duas das quatro combinações possíveis entre estes níveis hiperfinos, verificamos que a troca de polarização de um dos lasers é fundamental para se obter a armadilha.

O motivo, que se aplica a todos os alcalinos e não apenas ao sódio, é a inversão

da abertura Zeeman dos níveis hiperfinos inferiores de $S_{1/2}$ e $P_{1/2}$ (ver figura 5.1). Isto se prova lembrando que a variação de energia E introduzida pelo efeito Zeeman em um campo fraco B é:

$$E = g_F \mu_B m_F \quad (5.3)$$

onde μ é o magneton de Bohr e g é o fator g hiperfino:

$$g_F = \left\{ \frac{3J(J+1) + (S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right\} \cdot \left\{ \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right\} \quad (5.4)$$

Lembrando que:

1. o menor F é dado por $|I - J|$. Veja a equação (5.1)
2. $J = 1/2$
3. $I \geq 1$ para qualquer isótopo alcalino.

Teremos que $g_F < 0$, pois o primeiro termo da equação (5.4) é positivo e o segundo negativo.

Exemplos, dentro da D_1 , de ciclos de absorção-emissão que não se limitem a dois sub-níveis Zeeman mas envolvem vários sub-níveis, estão mostrados na figura 5.2. Tomemos o esquema do lado direito. Ele mostra o que ocorre com o átomo na região de campo positivo (correspondente ao lado direito da figura 3.1), quando o laser está sintonizado de $3S_{1/2}(F=2) \longrightarrow 3P_{1/2}(F'=1)$. As linhas cheias mostram as transições permitidas com luz σ^- e as linhas tracejadas as transições permitidas com luz σ^+ . Com uma análise semelhante àquela que fizemos quando explicamos a armadilha magneto-óptica para um átomo hipotético em 3.2.1, podemos verificar que, quando o laser estiver com uma dessintonia para o vermelho, destas seis transições permitidas, teremos:

Figura 5.2: Sub-níveis Zeeman envolvidos na armadilha com a D_1 , na configuração A. Nesta configuração, um laser está sintonizado de $F = 2 \rightarrow F' = 1$, enquanto um segundo laser com polarização invertida vai de $F = 1 \rightarrow F' = 1$. As linhas cheias mostram todas as transições permitidas para os feixes que vêm pela direita e as linhas tracejadas o mesmo para os feixes da esquerda. Por simplicidade, está representado apenas a situação de um átomo imerso em um campo magnético positivo.

1. algumas que praticamente não exercem força, pois estão longe de entrar em ressonância.
2. das que exercem força, algumas serão de atração para o centro da armadilha e outras de repulsão.

Como exemplo do primeiro caso, de uma transição fora de ressonância, temos a $m_F = -2 \rightarrow m_{F'} = -1$. Se, para facilitar o raciocínio, colocarmos o sub-nível $m_F = -2$ na horizontal e, correspondentemente, elevarmos o sub-nível $m_{F'} = -1$, notaremos que esta transição está muito para o azul da ressonância atômica e um laser com dessintonia vermelha não estará bem sintonizado para ela. Esta situação é equivalente a transição $m_s = 0 \rightarrow m_s = 1$ no lado direito da figura 3.1.

Um exemplo do segundo caso, de uma transição que está ressonante, é $m_F = 1 \longrightarrow m_{F'} = 0$. Deslocando o nível $m_F = 1$ para a horizontal e o nível $m_{F'} = 0$ correspondentemente para baixo, vemos que um laser com dessintonia vermelha está ressonante com esta linha. A situação é equivalente à transição $m_s = 0 \longrightarrow m_{s'} = -1$ no lado direito da figura 3.1. Como quem está ressonante é o o laser σ^- , a força é de atração para o centro da armadilha.

Um outro exemplo de uma transição que está ressonante, mas que desta vez produz uma força de repulsão, é a $m_F = 0 \longrightarrow m_{F'} = +1$. É fácil ver que ela é ressonante com um laser com dessintonia vermelha. Mas como quem realiza esta transição é um fóton σ^+ vindo da esquerda, a força resultante será de repulsão do centro da armadilha.

O resumo da análise destas seis transições é que, quando a dessintonia do laser é para o vermelho, as transições mais próximas da ressonância são de $F = 2$ ($m_F = 1, 2$) $\longrightarrow F' = 1$ ($m_{F'} = 0, 1$), (atração) e $F = 2$ ($m_F = 0$) $\longrightarrow F' = 1$ ($m_{F'} = 1$) (repulsão). Se cada transição contribuísse igualmente para a força o resultado final seria uma atração. É isto que efetivamente acontece, quando se faz o cálculo levando em conta a probabilidade de cada transição.

Para isto tomamos a parte restauradora da força, $F = -Kz$, das equações (3.2) e (3.3).

Teremos:

$$F = \hbar K \Gamma \frac{\Omega^2 \Delta}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \Delta^2)^2} k \gamma z \quad (5.5)$$

Como o que nos interessa saber é se as forças de atração vão permanecer sobre os de repulsão num dado ponto, basta tomar os parâmetros da força que se modificam de uma transição para outra:

$$F \propto \frac{\Gamma \Omega^2 \Delta}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \Delta^2)^2} \left(\frac{\gamma}{\partial B / \partial z} \right) \quad (5.6)$$

Vamos assumir que cada transição Zeeman forme um sistema de dois níveis e os sub-níveis do fundamental estejam igualmente populados.

O que irá se modificar em relação ao sistema de dois níveis usual é que, o estado excitado, devido à regra $\Delta m_F = 0, \pm 1$, poderá decair para vários sub-níveis Zeeman do estado fundamental. Logo a taxa de decaimento Γ total será a soma das taxas de decaimento individuais^[58].

Sabe-se que Γ da linha D_1 , vale 59,1 MHz^[76].

Lembrando que Γ é igual ao coeficiente A de Einstein, podemos escrever^[46,74]:

$$\Gamma = \frac{64\pi^4 \nu^3 S}{3\hbar G} \quad (5.7)$$

onde ν é a frequência da luz, S é o elemento de matriz que conecta os dois estados e G é a degenerescência do estado excitado. Usando estes dados e uma tabela com as probabilidades relativas das transições Zeeman dentro da D_1 ^[73], é possível se obter o Γ individual de cada transição Zeeman. Isto está mostrado na tabela 5.1.

Como exemplo, podemos tomar a transição $F = 2 \ m_F = 1 \longrightarrow F' = 1 \ m_{F'} = 0$, o que é uma das que estão representadas no lado direito da figura 5.2. O nível excitado pode decair para $F = 1 \ (m_F = \pm 1)$ ou $F = 2 \ (m_F = 0, \pm 1)$. Basta aplicar as regras de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$ e $\Delta m_F = 0, \pm 1$, $m_F = 0 \not\rightarrow m_F = 0$ quando $\Delta F = 0$.

O valor de Γ associado ao nível excitado $F' = 1 \ m_{F'} = 0$ será, então:

			$3S_{1/2}$							
			$F = 1$			$F = 2$				
$m_{F'} \setminus m_F$			-1	0	+1	-2	-1	0	+1	+2
$3P_{1/2}$	$F' = 1$	-1	13.46	13.46		80.78	40.39	13.46		
		0	13.46		13.46		40.39	53.85	40.39	
		+1		13.46	13.46			13.46	40.39	80.78
	$F' = 2$	-2	80.78			53.85	26.93			
		-1	40.39	40.39		26.93	13.46	40.39		
		0	13.46	53.85	13.46		40.39		40.39	
		+1		40.39	40.39			40.39	13.46	26.93
		+2			80.78				26.93	53.85

Tabela 5.1: Coeficientes A de Einstein para as transições Zeeman dentro da D_1

$$\Gamma = (13,46 + 13,46 + 40,39 + 53,85 + 40,39) \text{ MHz} \quad (5.8)$$

onde os valores foram tomados da tabela 5.1.

Este valor será usado na expressão da força (5.6).

A frequência de Rabi vale^[77]:

$$\Omega^2 = \frac{2I}{I_s} \Gamma^2 \quad (5.9)$$

onde I_s é a intensidade de saturação, dada por:

$$I_s = \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3} \Gamma \quad (5.10)$$

Se combinarmos as duas equações anteriores, teremos:

$$\Omega^2 = \frac{6\lambda^3 I}{\pi \hbar c} \Gamma \quad (5.11)$$

Logo a frequência de Rabi é conhecida quando se tem a intensidade I do laser e o Γ . Para completar o cálculo da força, equação (5.6), toma-se o $\Delta (= 2\pi\delta)$ experimental da tabela 5.2 e o desvio Zeeman γ associado à respectiva transição.

Somando as forças de cada transição Zeeman, determinamos que a polarização correta para haver atração é aquela efetivamente mostrada no lado direito da figura 5.2.

Já a transição $F = 1 \longrightarrow F' = 1$, mostrada no lado esquerdo da mesma figura, exige uma troca de polarização dos lasers, já que ambos os níveis têm desvio Zeeman negativo.

Colocando, portanto, os lasers com a polarização adequada nas transições $F = 1 \longrightarrow F' = 1$ e $F = 2 \longrightarrow F' = 1$, como mostramos na figura 5.2, obteremos aprisionamento de átomos na linha D_1 .

Além desta configuração, que chamamos de A , mais três outras são possíveis e estão representadas na figura 5.3. Em todas elas aprisionamos átomos, embora em C o número deles seja significativamente menor. Observe que é necessário sempre haver um laser para cada nível hiperfino do estado fundamental. Se isto não ocorrer todos os átomos serão bombeados via emissão espontânea para este nível *escuro* e o processo terminará.

5.3 Procedimento Experimental e Resultados

O arranjo experimental consiste de dois lasers de corante Coherent 699, sintonizados na linha D_1 , de $3S_{1/2}$ para $3P_{1/2}$, com $\lambda = 589,7\text{nm}$. Os feixes de ambos são mantidos colineares e formando os três pares de braços mutuamente ortogonais da armadilha. Em todas elas aprisionamos átomos, embora em C o número deles seja significativamente

Figura 5.3: As quatro configurações da armadilha com a linha D_1 . Estão indicados os dois lasers necessários para a armadilha com suas respectivas polarizações, quando eles vêm pela direita.

menor (ver figura 3.6). A intensidade em cada braço é de 50% deste total. O gradiente de campo magnético é de $40G/cm$.

Uma lâmina de meia onda ($\lambda/2$) colocada no início de um dos feixes permite a troca de polarização. A dessintonia dos lasers em relação à ressonância da armadilha é coletada com uma fotomultiplicadora calibrada.

O número de átomos aprisionados N é proporcional à fluorescência f coletada pela fotomultiplicadora calibrada. Vejamos como se determina esta constante de proporcionalidade. Do número total de átomos, somente os excitados contribuirão para a

fluorescência, sendo $\frac{1}{\tau}$ a probabilidade de emissão por unidade de tempo de um fóton por átomo. A porção de luz captada será $\frac{1}{4\pi}$ do ângulo sólido centrado na armadilha e subtendido pela lente coletora que tem uma transmissibilidade T . Cada fóton gera um elétron com eficiência η . Logo, no S. I.:

$$f = \frac{POP_{EXC}}{POP_{TOT}} \frac{1}{\tau} \frac{\Omega}{4\pi} T \frac{e\eta}{1.6 \times 10^{-15}} \quad (5.12)$$

A eficiência η é medida na prática calibrando-se a fotomultiplicadora, e a fração da população no estado excitado é obtida da teoria de um sistema de dois níveis^[79]:

$$\frac{POP_{EXE}}{POP_{TOT}} = \frac{\Omega^2/2}{2\Delta^2 + \Gamma^2} \frac{2}{2 + \Omega^2} \quad (5.13)$$

Para o cálculo desta razão acima, o nosso sistema de dois níveis efetivo passa a ser o estado fundamental $3S_{1/2}$, incluindo os dois níveis hiperfinos e o estado excitado $3P_{1/2}$, incluindo os estados hiperfinos que podem ser excitados. Por exemplo, na configuração *A* (ver figura 5.3) é somente $F' = 1$ e na configuração *B* inclui $F' = 1$ e $F' = 2$. Para o cálculo de Γ efetivo leva-se em consideração as transições Zeeman que estão sendo excitadas em cada transição hiperfina. Não importa agora se a transição é de atração ou repulsão, pois ambos espalharão ftons.

O Ω efetivo é uma média sobre todas as transições Zeeman possíveis e Δ é tomado dos valores experimentais.

Os valores do número de átomos e da dessintonia de cada um para cada um dos lasers nas quatro configurações possíveis estão mostradas na tabela 5.2.

Note os grandes valores, em módulo, das dessintonias comparativamente à arma-

$N_A = 1.1 \times 10^6$ átomos	$\delta_{1-1} = -25$ MHz	$\delta_{2-1} = -60$ MHz
$N_B = 6.3 \times 10^5$ átomos	$\delta_{1-1} = -20$ MHz	$\delta_{2-2} = -30$ MHz
$N_C = 2.1 \times 10^4$ átomos	$\delta_{1-2} = -20$ MHz	$\delta_{2-1} = -50$ MHz
$N_D = 4.1 \times 10^5$ átomos	$\delta_{1-2} = -40$ MHz	$\delta_{2-2} = -60$ MHz

Tabela 5.2: Número de átomos aprisionados nas quatro configurações da armadilha D_1 .

dilha tradicional, com a D_2 . Lá, na armadilha tipo I , temos $\delta = -10$ MHz da linha $3S_{1/2}$ ($F = 2$) $\longrightarrow$ $3P_{3/2}$ ($F' = 3$).

Nas quatro configurações não há formação da armadilha se a polarização de quaisquer dos lasers não for a correta, indicando que ambos exercem força. Em contraposição, na armadilha com a linha D_2 - tanto a tipo I quanto a tipo II - não importa a polarização do rebombeio para a formação da armadilha. Ele pode até mesmo estar em somente um único par de feixes lasers que ainda obteremos aprisionamento.

Uma possível explicação para o pequeno número de átomos na configuração C é o bombeamento óptico para um sub-nível Zeeman *escuro*, isto é, que não é excitado por nenhum dos lasers em qualquer direção, que é $3S_{1/2}$ ($F = 2$ $m_F = -2$). Evidentemente ele não é completamente *escuro*, por vários motivos, como imperfeições da polarização, mas explica a queda de fluorescência da configuração C .

Quando se adiciona uma terceira frequência, através de um modulador eletro-óptico, há um incremento significativo da fluorescência. Como o modulador não é sintonizável, não foi possível testar todas as possibilidades que existem quando se combina três frequências. No entanto, quando se tem a configuração $B + D$ a fluorescência obtida é igual à soma das fluorescências individuais. Isto apesar da divisão da potência entre as duas transições da configuração D . Isto porque o modulador divide 1/3 da potência para a portadora central excitar $F = 2 \longrightarrow F' = 2$, 1/3 para o *side-band* excitar $F = 1 \longrightarrow F' = 2$ e 1/3 é colocando no *side-band* simétrico, que não tem função.

Uma maneira de se aumentar o número de átomos aprisionados nas armadilhas que usam a D_1 seria fazer uma captura auxiliar com a D_2 , de forma semelhante ao procedimento da captura auxiliar, do capítulo 4.

Em conclusão, foi obtido, de nosso conhecimento pela primeira vez, aprisionamento de um alcalino utilizando a linha D_1 . É importante a polarização do laser que faz a transição entre os níveis hiperfinos inferiores de $S_{1/2}$ e $P_{1/2}$, devido ao desvio Zeeman negativo. Isto se aplica aos demais alcalinos. O número de $\sim 10^6$ átomos aprisionados pode ser aumentado pela adição de uma terceira (e talvez uma quarta) frequência apropriada. Lembrando que a teoria Doppler prediz^[41] uma dessintonia ótima em torno de $\delta = -\frac{\Gamma}{2} = -\frac{\pi}{\tau}$, os grandes valores absolutos de δ podem estar relacionados aos pequenos tempos de vida τ de estados excitados que, como aqui, podem decair para diversos níveis inferiores.

Conclusão

Uma parte de nosso trabalho, como exposto nesta memória, envolve a manipulação conjunta de duas espécies atômicas, via laser. Nós mostramos, pela primeira vez, que é possível se resfriar, num feixe atômico, dois tipos de átomos simultaneamente. O próximo passo é co-aprisionamento de dois elementos. Estes elementos devem ter, preferencialmente, pressões de vapor semelhantes. Por este motivo, o candidato natural para se juntar ao sódio é o potássio. Obtivemos o aprisionamento deste elemento, num sistema já preparado para funcionar como dupla armadilha. No nosso laboratório, a etapa seguinte é, certamente, o co-aprisionamento e o estudo de colisões frias entre estas espécies atômicas distintas.

Numa segunda parte de nosso trabalho demonstrou-se uma maneira nova de aumentar-se a eficiência de captura de átomos numa armadilha magneto-óptica. Medidas que efetuamos do volume da nuvem de átomos aprisionados mostram que a densidade não diminuí e, algumas vezes, chega a aumentar quando acontece este incremento no número de átomos. Portanto é possível, por exemplo, se estudar melhor os processo colisionais, pois teremos um aumento da taxa de colisões entre átomos frios. Carregamos a armadilha tipo *I* do sódio utilizando a melhor taxa de captura da armadilha tipo *II*. Um possível prolongamento deste trabalho, seria carregar a armadilha tipo *I* com diferentes geometrias da armadilha tipo *II*. Por exemplo, com um pequeno desalinhamento dos lasers é possível se criar um anel de átomos, e fazer com que este anel carregue a armadilha tipo *I*.

Uma última etapa de nosso trabalho é dedicada ao aprisionamento utilizando-se a linha D_1 dos elementos alcalinos. A obtenção inédita de átomos frios que efetuam esta transição é interessante no estudo de colisões. Como os átomos são excitados opticamente

para o nível $P_{1/2}$ e eles não têm energia cinética suficiente para realizarem uma colisão com mudança de estrutura fina, eles permanecem neste nível, não populando o nível $P_{3/2}$. Assim nas colisões que envolvem um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado, $A + A^*$, é possível se isolar os efeitos de um único tipo de colisão, as colisões por redistribuição radioativa. Também pode-se estudar qual é a dependência com a estrutura fina nas colisões $A^* + A^*$, com dois átomos no estado excitado.

Enfim, para melhor estudar estas colisões frias é conveniente aumentar-se o número e a densidade de átomos aprisionados. Isto poderia ser feito, usando-se a própria idéia da captura auxiliar, onde, externamente, a captura seria feita pela linha D_2 e, na região central, estaria a armadilha com a D_1 .

Bibliografia

- [1] Frisch R. *Experimentelles nachweis des Einsteinschen strahlung srück stobes*
Zeit. J. Phys. v. **86**, p. 42, 1933.
- [2] Hansch T. W.; Schawlow A. L.; *Cooling of gases by laser radiation*
Opt. Commun. v. **13**, p. 68, 1975.
- [3] Neuhauser W.; Hohenstatt M.; Toschek P.; Dehmelt H. *Optical – side band cooling of visible atom cloud confined in parabolic well* Phys. Rev. Lett. v. **41**, p. 233, 1978.
- [4] Wineland D. J.; Drullinger R. E.; Walls F. L. *Radiation pressure cooling of bound ressonant absorbes* Phys. Rev. Lett. v. **40**, p. 1639, 1978.
- [5] Andreev S. V.; Balykin V. I.; Letokhov V. S.; Minogin V. G. *Radiative slowing and reduction of the energy spread of a beam of sodium atoms to 1,5 K in an oppositely directed laser beam* JETP Lett. v. **34**, p. 442, 1981.
- [6] Phillips W. D.; Metcalf *Laser deceleration of an atomic beam* Phys. Rev. Lett. v. **48**, p. 596, 1982.
- [7] Ertmer W.; Blatt R.; Hall J. L.; Zhu M. *Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal* Phys. Rev. Lett. v. **54**, p. 996, 1985.
- [8] Chu S.; Hollberg L.; Bjorkholm J. E.; Cable A.; Ashkin A. *Three - dimensional viscous confinement and cooling of atoms by ressonance radiation pressure* Phys. Rev. Lett. v. **55**, p. 48, 1985.
- [9] Raab E. L.; Prentiss M.; Cable A.; Chu S.; Pritchard D. *Trapping of neutral sodium with radiation pressure* Phys. Rev. Lett. v. **59**, p. 2631, 1987.

- [10] Monroe C.; Swann W.; Robinson H.; Wieman C. *Very cold trapped atoms in a vapor cell* Phys. Rev. Lett. v. **65**, p. 1571, 1990.
- [11] Ketterle W.; Davis K. B.; Joffe M. A.; Martin A.; Pritchard D. E. *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap* Phys. Rev. Lett. v. **70**, p. 2253, 1993.
- [12] Bjorkholm J. E. *Laser cooling and trapping of atoms* Encyclopedia of Modern Physics, R. A. Meyer ed., Academic Press, San Diego, 1990.
- [13] Bagnato V. S. *Estudo do processo de desaceleração de átomos pela técnica de ajuste Zeeman* Tese de Livre-Docência , IFQSC, 1990.
- [14] Leite C. A. F. *Desaceleração e manipulação de átomos neutros* Tese de Doutorado, IFQSC, 1992.
- [15] Watts R. N. *Diode lasers manipulation of cesium atoms* Tese de Doutorado, University of Michigan, 1986.
- [16] Santos M. S. dos *Desaceleração de césio pela técnica de sintonia Zeeman* Tese de Mestrado, IFQSC, 1993.
- [17] Ramsey N. F. Molecular Beam Clarendon Press, Oxford, 1956.
- [18] Bale C. W. *The Li-Na (Lithium-Sodium) system* Bull. of Alloy Phase Diag. v. **10**, p. 265, 1989.
- [19] Atkins P. W. Physical Chemistry Oxford Press, Oxford, 1990.
- [20] Amphlett C. B. Raoult's Law *Encyclopaedic Dictionary of Physics*, J. Thewlis ed., Pergamon Press, Oxford 1962.
- [21] Weissberger A. ed., Techniques of Organic Chemistry v. **IV**, Interscience, New York, 1951.
- [22] Pratt H. R. C. Distillation *Encyclopaedic Dictionary of Physics*, J. Thewlis ed., Pergamon Press, Oxford 1962.

- [23] E. W. Washburn ed., International critical tables of numerical data, physics, chemistry and technology MacGraw Hill, New York, 1962.
- [24] Wineland D.; Dehmelt H. *Proposed $10^4 \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Te^+ mono-ion oscillator III* Bull. Am. Phys. Soc. v. **20**, p. 637, 1975.
- [25] Prodan J.V.; Phillips W. D.; Metcalf H. J. *Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam* Phys. Rev. Lett. v. **49**, p. 1149, 1982.
- [26] Bagnato V. S.; Aspect A.; Zilio S. C. *Study of laser deceleration of an atomic beam by monitoring the fluorescence along the deceleration path* Opt. Comm. v. **72**, p. 76, 1989.
- [27] Napolitano R. J. *Simulação do processo de desaceleração de átomos pela técnica de ajustamento Zeeman* Tese de Mestrado, IFQSC, 1989.
- [28] Napolitano R. J.; Zilio S. C.; Bagnato V. S. *Adiabatic following conditions for the deceleration of atoms with the Zeeman tuning technique* Opt. Comm. v. **80**, p. 110, 1990.
- [29] Cook R. J. *Atomic motion in resonant radiation: an application of Ehrenfest's Theorem* Phys. Rev. A v. **20**, p. 224, 1979.
- [30] Reif F. Fundamentals of Statistical and Thermal Physics McGraw-Hill, New York, 1965.
- [31] Wineland D. J.; Itano W. M. *Laser cooling* Physics Today v. **34**, p. 34, jun. 1987.
- [32] Steane A. M.; Chowdhury M.; Foot C. J. *Radiation force in the magneto-optical trap* J. Opt. Soc. Am. B v. **9**, p. 2142, 1992.
- [33] Crawford F. S. Waves McGraw-Hill, New York, 1968.
- [34] Stenholm S. *The semiclassical theory of laser cooling* Rev. Mod. Phys. v. **58**, p. 699, 1986.
- [35] Phillips W. D.; Prodan J. V.; Metcalf H. J. *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms* J. Opt. Soc. Am. B v. **2**, p. 1751, 1985.

- [36] Zhu M.; Oates C. W.; Hall J. L. *Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique* Phys. Rev. Lett. v. **67**, p. 46, 1991.
- [37] Walker T.; Feng P. *Mesuraments of collisions between laser-cooled atoms* Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics v. **34**, B. Bederson & H. Walther, eds.
- [38] Reitz J. R.; Milford F. J.; Christy R. W. Foundations of Electromagnetic Theory Addison Wesley, Reading 1980.
- [39] Lett. P. D.; Watts R. N.; Westbrook C. I.; Phillips W. D.; Gould P. L.; Metcalf H. J. *Observations of atoms laser cooled below the Doppler limit* Phys. Rev. Lett. v. **61**, p. 169, 1988.
- [40] Metcalf H.; Straten P. *Cooling and trapping of neutral atoms* Phys. Rep. v. **244**, p. 203, 1994.
- [41] Leet P. D.; Phillips W. D.; Rolston S. L.; Tanner C. E.; Watts R. N.; Westbrook *Optical molasses* J. Opt. Soc. Am. B v. **6**, p. 2084, 1989.
- [42] Cohen-Tannoudji C. N.; Phillips W. *New mechanisms for laser cooling* Physics Today, V. **33**, oct. 1990.
- [43] Lounis B. *Atomes refroidis par laser: de la melasse au cristal optique* Tese de Doutorado, Ecole Normale Superieure, Paris 1993.
- [44] Steane A. M.; Foot C. J. *Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap* Europhys. Lett. v. **14**, p. 231, 1990.
- [45] Willianson III R. S.; Walker T. *Magneto-optical trapping and ultracold collisions of potassium atoms* a ser publicado.
- [46] Condon E. U.; Shortley G. H. The theory of atomic spectra Cambridge University Press, London 1957.
- [47] Meystre P.; Sargent III M. Elements of quantum optics Springer Verlag, Berlim 1988.

- [48] Gallagher A.; Pritchard D. E. *Exoergic collisions of cold $\text{Na}^* - \text{Na}$* Phys. Rev. Lett. v. **63**, p. 957, 1989.
- [49] King G. W.; van Vleck J. H. *Dipole-dipole resonance forces* Phys. Rev. v. **55**, p. 1165, 1939.
- [50] Phillips W. D.; Prodan J. V.; Metcalf H. J. *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms* J. Opt. Soc. Am. B v. **2**, p. 1751, 1985.
- [51] de Araújo M. T. *Medidas das constantes de mola, de amortecimento e da temperatura para átomos aprisionados e para uma de suas variantes espaciais* Tese de Doutorado, IFQSC, 1995.
- [52] Joffe P. *Trapping and colling atoms at high densities* Tese de Doutorado, MIT, 1993.
- [53] Cable A.; Prentiss M.; Bigelow N. P. *Observation of sodium atoms in a magnetic molasses trap loaded by a continuous uncooled source* Opt. Lett. v. **15**, p. 507, 1990.
- [54] Sesko D.; Walker T.; Monroe C.; Gallagher A.; Wieman C. *Collisional losses from a light force atom trap* Phys. Rev. Lett. v. **63**, p. 961, 1989.
- [55] Prentiss M.; Cable A.; Bjorkholm E. B.; Chu S.; Raab E. L.; Pritchard D. E. *Atomic-density-dependent losses in a optical trap* Opt. Lett. v. **13**, p. 452, 1988.
- [56] Gibble K. E.; Kasapi S.; Chu S. *Improved magneto-optic trapping in a vapor cell* Opt. Lett. v. **17**, p. 526, 1992.
- [57] Balykin V. I.; Lozovik Y.; Ovchinnikov Y.; Sidorov A. I.; Shulga S. V.; Letokov V. S. *One-dimensional localization of atoms in a standing spherical light wave* J. Opt. Soc. Am. B v. **6**, p. 2178, 1989.
- [58] Stenholm S. Foundations of Laser Spectroscopy *John Wiley & Sons, New York, 1984.*
- [59] Demtröder W. Laser Spectroscopy *Springer Verlag, Berlin, 1981.*

- [60] Kelly J. F.; Gallagher A. *Efficient electro-optic modulator for optical pumping of Na beam* Rev. Sci. Instrum. v. **58**, p. 563, 1987.
- [61] Sesko D.; Walker T.; Wieman C. *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap* J. Opt. Soc. Am. B v. **8**, p. 946, 1991.
- [62] Grison D.; Lounis B.; Salomon C.; Courtois J.Y.; Grinberg G. *Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap* Europhys. Lett. v. **15**, p. 149, 1991.
- [63] Lindquist K.; Stephens M.; Wieman C. *An experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap* Phys. Rev. A v. **46**, p. 4082, 1992.
- [64] Walker T.; Sesko D.; Wieman C. *Collective behavior of optically trapped neutral atoms* Phys. Rev. Lett. v. **64**, p. 408, 1990.
- [65] Bagnato V. S.; Kleppner D. *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps* Phys. Rev. A v. **44**, p. 7439, 1991.
- [66] Parkins A. S.; Zoller P. *Laser cooling of atoms with broadband real gaussian laser fields* Phys. Rev. A v. **45**, p. 6522, 1992.
- [67] Foot C. J. Contemp. Phys. v. **32**, p. 369, 1991.
- [68] Sinclair A. G.; Riis E.; Snadden M. J. *Improved trapping in a vapour cell magneto-optic trap using multiple laser frequencies* Int. Conf. on Atomic. Phys. Boulder-Colorado, julho 1994, e também, J. Opt. Soc. Am. B v. **11**, p. 2333, 1994.
- [69] Shang S. Q.; Lu Z. T.; Freedman S. J. *Comparison of cold-collision losses for laser-trapped sodium in different ground-state hyperfine sublevels* Phys. Rev. A v. **50**, p. R4449, 1994.
- [70] Bagnato V. S.; Lafyatis G. P.; Martin A. G.; Raab E. L.; Ahmad-Bitar R. N.; Pritchard D. E. *Continuous stopping and trapping of neutral atoms* Phys. Rev. Lett. v. **58**, p. 2194, 1987.
- [71] Wallace C. D.; Dinneen T. P.; Tan K. Y. N.; Grove T. T.; Gould P. L. *Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms* Phys. Rev. Lett. v. **69**, p. 897, 1992.

- [72] Desloge E. A. Classical Mechanics *John Wiley & Sons, New York 1982.*
- [73] Gould P. L. Tese de Doutorado MIT, 1986.
- [74] Corney A. Atomic and Laser Spectroscopy *Clarendon Press, Oxford, 1977.*
- [75] Marcassa L.; Bagnato V. S.; Wang Y.; Tsao C.; Weiner J.; Dulien 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**, p. R4563, 1993.
- [76] Heavens O. S. *Radiative Transition Probabilities of the lower excited states of the
alkali metals* J. Opt. Soc. Am. B v. **51**, p. 1058, 1961.
- [77] Cohen-Tannoudji C.; Roc J. D.; Grymberg G. *Processus d'interaction entre pho-
tons et atomes* Savoirs Actuels, Paris, 1988.
- [78] da Silva I. G. *Estruturas espaciais de átomos de Na em armadilha magneto-óptica*
Tese de Doutorado, IFQSC, 1994.
- [79] Yariv A. Introduction to optical electronics *Holt Rinehart & Winston, New
York 1976.*
- [80] Kawanaka J.; Shimizu K.; Takuma H. *Quadratic collisional loss rate of a ^7Li trap*
Phys. Rev. v. **48**, p. R883, 1993.