UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

CARREGAMENTO DE ARMADILHAS MAGNETO-ÓTICAS A PARTIR DE FEIXES ATÔMICOS DESACELERADOS PARA REALIZAÇÃO DA CONDENSAÇÃO DE BOSE-EINSTEIN

SÉRGIO GUSTAVO DE MIRANDA

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

USP/IFSC/SBI

8-2-001259

São Carlos – São Paulo
1999

23/04/9909:35

Miranda, Sérgio Gustavo

Carregamento de Armadilhas Magneto-Ópticas a Partir de Feixes Atômicos Desacelerados para Realização da Condensação de Bose-Einstein / Sérgio Gustavo de Miranda – São Carlos, 1999. 78 p.

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Desaceleração. 2. Física Atômica. 3. Óptica Atômica. 4. Condensação de Bose-Einstein.

I. Título

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

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

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

Fone (016) 273-9333
Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE SÉRGIO GUSTAVO DE MIRANDA APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 17 DE MARÇO DE 1999.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-USP

Prof. Dr. Lidério Citrângulo Ioriatti Júnior/IFSC-USP

Prof. Dr. Daniel Pereira/UNICAMP

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato, meu orientador, por sua orientação, apoio e amizade sem os quais este trabalho não teria sido realizado.
- Ao Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa, meu coorientador, por seu companheirismo e indispensável orientação.
- Aos inúmeros amigos e companheiros diários do Grupo de Ótica por sua ajuda e amizade.
- Aos técnicos da Oficina Mecânica do IFSC por sua paciência e apoio.
- Aos técnicos do Grupo de Ótica por suas inestimáveis ajudas.

RESUMO

Este trabalho teve como finalidade o desenvolvimento de uma técnica de carga para armadilhas magnéticas–óticas. Nosso objetivo com este desenvolvimento foi aumentar a eficiência do aprisionamento de modo a possibilitar sua utilização como etapa inicial na geração de condensados de Bose-Einstein. Com este intuito utilizamos feixes atômicos desacelerados em substituição à liberação de vapor na câmara da armadilha, desta forma eliminando as limitações no vácuo. O elemento distintivo de nossa técnica se baseou na utilização de um disco opaco. Este possuía a função de gerar uma sombra no laser responsável pela desaceleração dos átomos. Ao projetar esta sombra sobre a região de formação da armadilha evitamos os efeitos destrutivos do laser sobre a mesma. Desta maneira conseguimos aumentar consideravelmente o número de átomos aprisionados excepcionalmente em relação a carga a partir vapor, atingindo um número de 7.10^8 e densidade de 10^{10}átomos/cm^3 numa situação otimizada.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1: Níveis quantizados de um oscilador harmônico..... 4

FIGURA 2: Estados hiper–finos do átomo de hidrogênio na presença de um campo magnético..... 7

FIGURA 3: Processo de resfriamento por evaporação..... 8

FIGURA 4: Resfriamento de uma amostra de átomos aprisionados magnéticamente..... 9

FIGURA 5: Força de radiação sobre um átomo..... 12

FIGURA 6: Processo de frenagem pela "Técnica de Sintonia Zeeman"..... 17

FIGURA 7: Seguimento adiabático do campo magnético para várias velocidades: a) não entra no processo por estar acima do valor máximo, b), c), d) e e) entram no processo e são levadas ao mesmo valor final, f) esta abaixo do valor final e não entra no processo..... 20

FIGURA 8: Condições para o seguimento adiabático em relação a vários "detuning's" Δ, segundo dados extraídos da ref. [20]. As curvas continuas indicam o máximo valor do campo para ocorrência do seguimento adiabático. A linha tracejada indica o valor real utilizado..... 23

FIGURA 9: Estrutura dos níveis atômicos do sódio..... 24

FIGURA 10: Estrutura hiper–fina dos níveis atômicos do sódio..... 23

FIGURA 11: Efeito da bobina extratora sobre o processo de desaceleração..... 26

FIGURA 12: Campo magnético produzido pelo conjunto de bobinas: a) solenóide, b) bobina extratora, c) bobinas de aprisionamento e d) campo final..... 27

FIGURA 13: Sistema unidimensional para o aprisionamento magnético..... 32

FIGURA 14: Arranjo para uma armadilha magnética–ótica tridimensional..... 33

FIGURA 15: Distribuição de velocidade de um gás segundo Maxwell–Boltzman e indicação da velocidade de captura da armadilha..... 39

FIGURA 16: Deslocamento provocado pelo laser desacelerador na nuvem de átomos aprisionados..... 40

FIGURA 17: Arranjo do sistema mecânico para a produção do feixe atômico desacelerado..... 43

FIGURA 18: Arranjo do sistema ótico para produção do laser de desaceleração 44

FIGURA 19: Sombra gerada pelo disco bloqueador..... 46

FIGURA 20: Variação dos diâmetros em relação a posição já dentro do solenóide: a) diâmetro do laser desacelerador, b) do feixe atômico e c) da sombra..... 46

FIGURA 21: Montagem do sistema ótico para geração do laser de aprisionamento e re–bombeio..... 47

FIGURA 22: Sistema para estabilização da freqüência do laser de aprisionamento..... 48

FIGURA 23: Sistema de aquisição e tomada de dados..... 49

FIGURA 24: Influência da velocidade final sobre o número de átomos aprisionados: a) nenhuma desaceleração do feixe é realizada, b) a velocidade final é superior à velocidade de captura e c)a velocidade final é inferior à velocidade de captura..... 54

FIGURA 25: Efeitos da posição da finalização do processo de frenagem sobra a eficiência do "MOT"..... 56

FIGURA 26: Imagem digitalizadas da fluorescência da nuvem de átomos aprisionados..... 65

LISTA DE GRÁFICOS

GRÁFICO 1: Perfis de fluorescência em função da freqüência do laser desacelerador para vários diâmetros da sombra no laser: a) 0mm, b) 2,6mm, c) 3,5mm, d) 5,7mm e e) 7mm 53

GRÁFICO 2: Comparação entre os perfis de fluorescência: a) sem nenhuma sombra no laser desacelerador e b) com uma sombra de 3,5mm de diâmetro 59

GRÁFICO 3: Evolução da posição de maior fluorescência em relação a alterações no diâmetro da sombra no laser desacelerador 60

GRÁFICO 4: Alterações do número máximo de átomos aprisionados em relação ao diâmetro da sombra no laser desacelerador 61

GRÁFICO 5: Comparação entre os perfis de fluorescência: a) com uma sombra de 3,5mm de diâmetro e b) com uma sombra de 7mm 63

GRÁFICO 6: Variações da máxima densidade de átomos presentes na armadilha com relação ao diâmetro da sombra no laser desacelerador 64

GRÁFICO 7: Formação de íons em função da freqüência do laser desacelerador para vários diâmetros da sombra no laser: a) 0mm, b) 2,6mm, c) 3,5mm, d) 5,7mm e e) 7mm 67

GRÁFICO 8: Variação da posição da máxima taxa de formação de íons em relação ao diâmetro da sombra 68

GRÁFICO 9: : Sinal obtido da célula de referência do laser desacelerador e utilizado para indicar a freqüência de ressonância 70

GRÁFICO 10: Perfil de fluorescência em função do laser desacelerador utilizado para medidas da velocidade de escape. A diferença entres pontos P e M foi utilizada como indicadora da velocidade de escape 68

GRÁFICO 11: Velocidade de captura resultante: a) da análise dos perfis de fluorescência e b) de simulações computacionais 68

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS i
LISTA DE GRÁFICOS iii
RESUMO iv

I INTRODUÇÃO: 2

I.1 A ATOMÍSTICA: 2
I.2 CONDENSAÇÃO DE BOSE-EINSTEIN: 5

II DESACELERAÇÃO DE FEIXES E O PROCESSO DE CARGA EM ARMADILHAS LIVRES DE GÁS DE FUNDO: 11

II.1 FORÇA DE RADIAÇÃO: 11
II.2 DESACELERAÇÃO DE FEIXES DE ÁTOMOS: 13
II.2.a Introdução: *13*
II.2.b Seguimento Adiabático: *14*
II.2.c Bombeamento Óptico: *21*
II.2.d Bobina de Extração: *25*
II.3 ARMADILHAS MAGNÉTICAS–ÓTICAS ("MOT"): 28
II.3.a Aprisionamento em uma dimensão: *28*
II.3.b "MOT" tridimensional: *31*
II.3.c Velocidade de Captura: *34*

III "DARK SPOT SLOWING": 37

III.1 INTRODUÇÃO: 37
III.2 ARRANJO EXPERIMENTAL: 40
III.2.a Sistema Mecânico do Feixe Atômico: *41*
III.2.b Sistema Mecânico do Aprisionamento: *42*
III.2.c Sistema Óptico do Laser de Frenagem: *44*
III.2.d Sistema Óptico do Laser do "MOT": *46*
III.2.e Sistema de Aquisição de Dados: *48*
III.3 DADOS E ANÁLISE: 51
III.3.a Perfis de Fluorescência: *52*
III.3.b Número e Densidade da Nuvem: *61*
III.3.c Formação de Íons: *65*
III.4 POSSÍVEL APLICAÇÃO DA TÉCNICA NA DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DE CAPTURA: 66

IV CONCLUSÕES: 73

V REFERÊNCIAS: 76

VI ANEXOS: 78

VI.1 ARTIGO: 78

I Introdução:

I.1 A Atomística:

Sempre foi uma das preocupações da Física explicar o mundo macroscópico a partir da compreensão de seus constituintes microscópicos. Isto levou ao estabelecimento da atomística, tendo esta como primeiro grande sucesso a explicação das propriedades dos gases em termos das características atômico-moleculares.

Penetrar no micro-mundo da matéria corresponde a entrar num "universo" onde nossa intuição, adaptada para o macro-mundo, tende a falhar. Nas dimensões atômicas já não podemos sustentar os conceitos de partículas ou corpos maciços, pois estes são substituídos pelo **comportamento quântico**. As leis que agora se aplicam fogem do alcance da tradicional mecânica dando lugar à mecânica quântica.

No mundo macroscópico raramente pode-se observar evidências do comportamento quântico. Isto é possível, entretanto, em algumas situações singulares como quando um gás é resfriado à temperaturas muitos baixas. Prolongando este processo pode-se atingir um regime onde é impossível sustentar a visão tradicional de partículas animadas de movimento desordenado. Quando resfria-se um gás de Bosons à temperaturas ultra-baixas atingi-se, num determinado ponto, um regime chamado de **Condensação de Bose-Einstein (CBE)**. Este novo estado da matéria recebe este nome por ter sido inicialmente previsto por A. Einstein em 1925 que, para isto, utilizou as bases teóricas contidas no trabalho do cientista Nath Bose. Na

CBE a natureza quântica da matéria se manifesta macroscopicamente assim como na supercondutividade e na superfluidez do ^{4}He liqüefeito[1].

Para compreender o fenômeno da Condensação de Bose-Einstein é preciso olhar para a distribuição de energia das partículas que constituem o gás de Bosons. Classicamente a energia de um corpo pode variar continuamente, quanticamente, entretanto, este tem que ocupar "estados" com energias discretas (ver Figura 1). Assim, num gás quântico, as partículas se distribuem estatisticamente entre os estados do sistema e todas *propriedades macroscópicas do mesmo advêm do número de partículas ocupando cada estado* (número de ocupação). Normalmente nenhum dos estados se apresenta macroscopicamente[2] ocupado mas, como observado por Einstein, em um gás bosônico a ultra-baixa temperatura e certa densidade isto poderia ocorrer com o estado de mais baixa energia (estado fundamental). Nesta situação a contribuição do estado fundamental para as propriedades termodinâmicas do sistema torna-se preponderante mostrando alterações importantes em várias propriedades. A passagem para este novo regime caracteriza uma ***transição de fase***.

A CBE tem sido estudada teoricamente por décadas e muitos problemas e as conseqüências de sua ocorrência já foram apresentadas de diversas formas em vários contextos [1]. Experimentalmente, contudo, a CBE se mantém um dos últimos problemas quase inexplorado da Física Básica. Até recentemente o único sistema físico que reunia condições para poder ser levado ao regime em questão era o ^{4}He liqüefeito, sendo a transição para o estado super-fluido aceita como manifestação que acompanha mudança de regime. Inconvenientemente o ^{4}He super-fluido é líquido e

---

[1] Apesar das inúmeras evidências da associação da super–fluidez do ^{4}He com a CBE até hoje não se encontrou um explicação teórica convincente.
[2] Diz respeito a uma fração considerável do número total de partículas do sistema.

como tal apresenta uma interação muito forte entre seus constituintes, o que torna seu estudo teórico, um problema de muitos corpos, extremamente difícil deixando as propriedades da fase super-fluida do hélio dentro de uma discussão até hoje aberta.

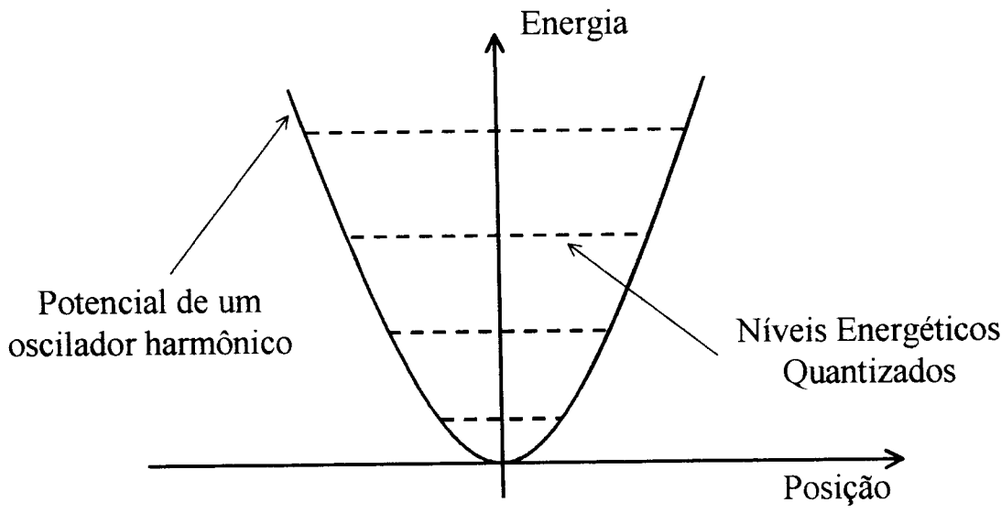

Figura 1: Níveis quantizados de um oscilador harmônico.

Para driblar as dificuldades do ^{4}He é necessário atingir a CBE em sistemas gasosos, onde a fraca interação entre as partículas simplifica em muito o estudo teórico. Partindo deste ponto desenvolveu-se um esforço na tentativa de resfriar amostras de um gás às temperaturas necessárias (da ordem de **10^{-9}Kelvin**). Com este objetivo vem se utilizando com eficácia métodos de resfriamento a laser recentemente desenvolvidas[3] que permitem produzir amostras à temperaturas de 10^{-6}K, as quais podem ser utilizadas para obter as condições necessárias ao aparecimento da CBE através de processos adicionais.

Três grupos de pesquisa conseguiram, ao longo de 1995, conjugar técnicas como o resfriamento por laseres, aprisionamento magnético e resfriamento

[3] Referências [2], [6] à [9], [12], [14] à [16]

evaporativo para reunir as condições necessárias à consecução da CBE em gases de metais alcalinos. Num primeiro experimento [3] observou-se a mudança do comportamento da distribuição espacial, tida como um bom indicador para a CBE, dos átomos de Rb pertencentes a uma amostra levada a uma densidade de 10^{12}átomos/cm^3 e temperatura de aproximadamente 100nK. Posteriormente o átomo Li [4] e depois o Na [5], ao serem submetidos a processos semelhantes mostraram-se atingir o regime do condensado. Os experimentos citados acima se tornaram os primeiros passos em direção a uma nova Física experimental que se abre a um tópico virtualmente inesgotável que é a matéria no regime ultra–frio.

O laboratório de Física Atômica do Grupo de Ótica – USP/São Carlos vem trabalhando no sentido de produzir uma amostra condensada de átomos de Na, em uma armadilha convenientemente preparada tal que seja possível a investigação de processos colisionais inelásticos em gases quânticos. O trabalho desta dissertação é parte deste esforço. Através de algumas inovações fomos capazes de aumentar o processo inicial de captura de átomos desacelerados. Isto tem um significado bastante importante para os futuros experimentos.

I.2 Condensação de Bose-Einstein:

Nossa pesquisa se orientou para o aperfeiçoamento das técnicas de aprisionamento magnético–ótico com a finalidade de conseguir um maior número de átomos nessa primeira etapa do processo que visa a realização do condensado de Bose–Einstein.

Para compreender a necessidade de um grande número inicial, presente na armadilha magnética–ótica, é preciso compreender os processos subsequentes. A este respeito a referência [30] se apresenta como um excelente mosaico.

Na década de 1980 surgiram novas expectativas na área de estudos de gases quânticos quando pesquisas de produção e estabilização do hidrogênio atômico tiveram sucesso. Com descargas de rádio freqüência no gás molecular H_2 foi possível produzir hidrogênio atômico, ao realizar este processo na presença de altos campos magnéticos inibiu-se a combinação desses elementos novamente em moléculas, isto ocorre devido a orientação induzida pelo campo magnético nos "spins" eletrônicos. A grande vantagem do gás assim produzido é que este permanece na forma gasosa até temperaturas muito próximas do zero absoluto, característica extremamente incomum nos sistemas físicos conhecidos e que facilita o estudo teórico do sistema.

Um dos pontos mais importantes dos estudos como $H\uparrow$ (notação para hidrogênio "spin"-polarizado) foram as soluções encontradas para ultrapassar certas dificuldades, sendo estas soluções importadas para outros sistemas (inclusive o de nosso interesse).

Para evitar a recombinação do $H\uparrow$ em H_2 devido a trocas de "spin" ("spin flip") que ocorrem nas colisões com as paredes do recipiente, desenvolveu-se uma forma de **aprisionamento magnético**[4] sem contato físico com nenhuma superfície. Este método é simples de ser compreendido quando olhamos para a variação da energia dos átomos (que depende do "spin" total (F) e sua componente (m_F)) apresentada na **Figura 2** para o estado fundamental $1S_{1/2}$ do hidrogênio.

[4] A primeira demonstração de aprisionamento magnético foi realizada com o Na [13].

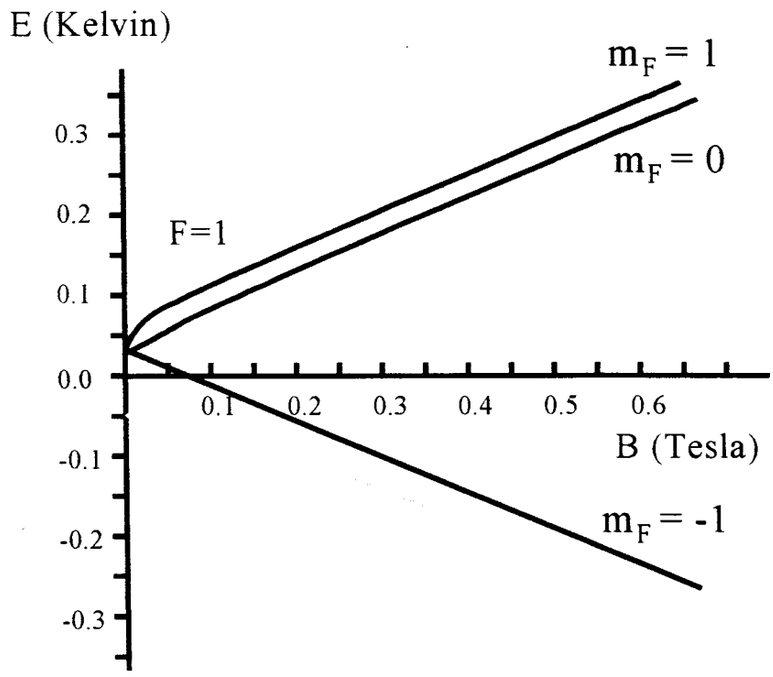

Figura 2: Estados hiper–finos do átomo de hidrogênio na presença de um campo magnético.

A partir da dependência dos estados F=1 m_F=1 e F=1 m_F=0 do hidrogênio com o campo magnético torna-se possível realizar um aprisionamento magnético em três dimensões num campo gerado por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. O zero de campo magnético no centro geométrico das bobinas funciona como um poço de potencial (estados F=1 m_F=1 e F=1 m_F=0 do H↑) para os átomos evitando assim que eles toquem as paredes do recipiente. Este poço, entretanto, é bastante raso (da ordem de décimos de Kelvin) o que implica que os átomos devam estar a temperaturas muito baixas antes do aprisionamento magnético ser tentado.

O aprisionamento magnético deu origem a uma importante técnica de resfriamento adicional baseada em um principio similar ao da evaporação de líquidos. O **resfriamento evaporativo** se dá pela retirada da porção mais energética dos átomos (acima de uma determinada velocidade – ver Figura 3). Quando isto

ocorre a amostra de partículas procura o re–estabelecimento do equilíbrio pela re-termalização do sistema, acaba assim passando a uma temperatura média menor que a inicial. Este processo pode ser repetido continuamente até que sobrem tão poucos átomos na amostra que a re-termalização se torne muito difícil.

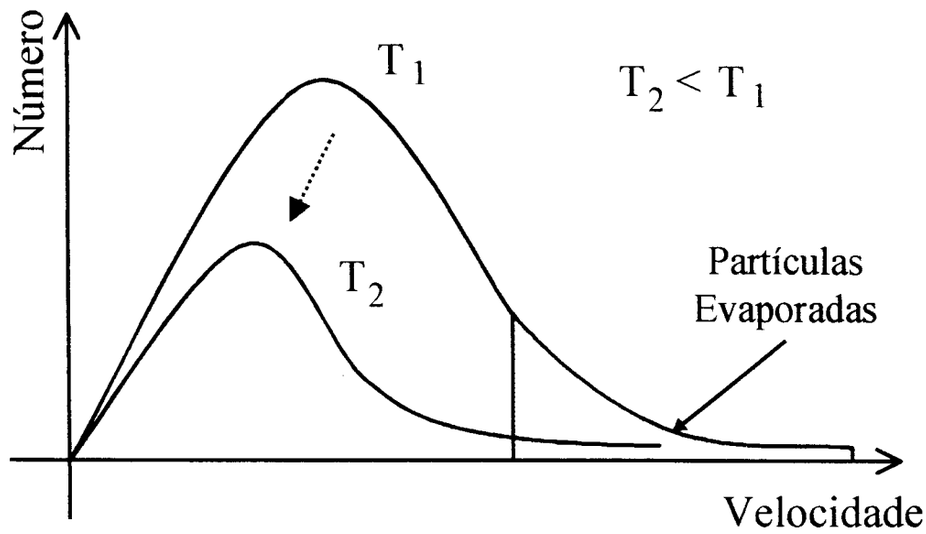

Figura 3: Processo de resfriamento por evaporação.

Para realizar a evaporação dentro da armadilha magnética injeta-se ondas de rádio freqüência nos átomos aprisionados. Esta RF tem a propriedade de induzir mudanças nos "spin's" dos átomos levando-os para estados (m_F=-1) não aprisionáveis (ver **Figura 4**). Como o potencial de aprisionamento é dado por $m_F g \mu_B B(r)$, inicialmente os átomos que possuírem uma energia total $E > \hbar\omega_{RF}|m_F|$ irão sofrer uma troca de "spin" e consequentemente escapar do poço ("evaporam").

Este processo deve-nos permitir aumentar a ordem de magnitude da densidade no espaço de fase cerca de 6 ordens de grandeza (T=1mK, n=5.10^{11}cm^{-3} $\rightarrow T$=2μK,

n=1,5.10^{14}cm^{-3}) [5] onde os segundos valores de $\underline{n}$ e $\underline{T}$ correspondem ao ponto crítico para a CBE no sódio.

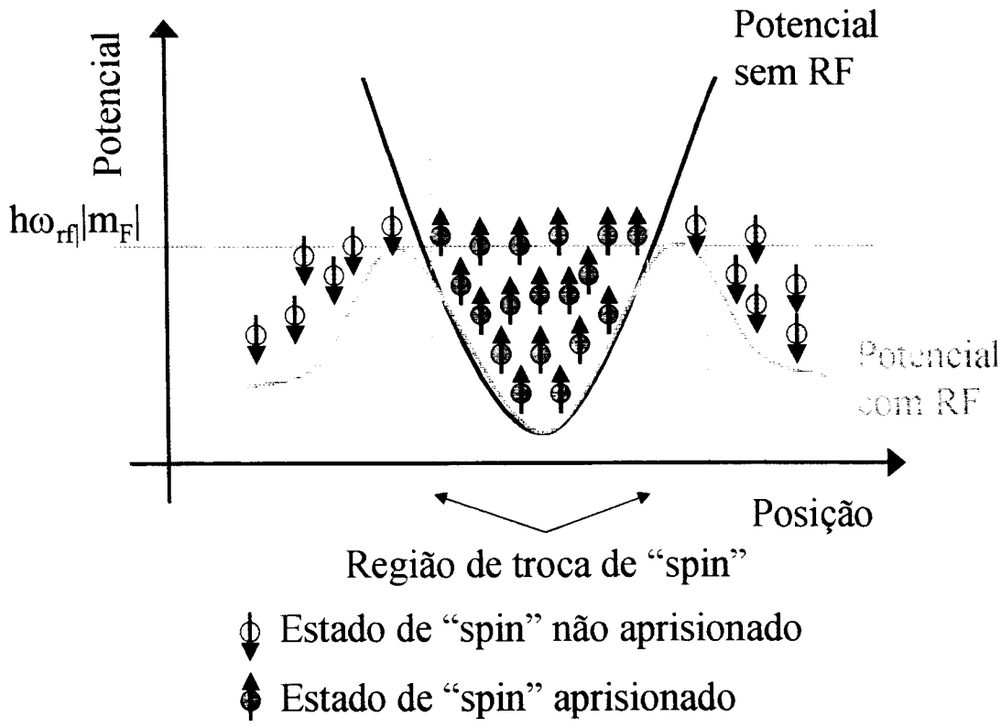

Figura 4: Resfriamento de uma amostra de átomos aprisionados magneticamente.

Tendo em vista as perdas nos processos subsequentes à armadilha magnética–óptica compreende-se a necessidade de um grande número de átomos aprisionados nesta etapa: 1) É preciso uma considerável densidade para que ocorra a rápida re–termalização da amostra no processo de resfriamento evaporativo. 2) Cerca de dois terços dos átomos podem se perder na passagem da armadilha magnética–óptica para a puramente magnética. 3) Todo processo para consecução da CBE demora cerca de 40 segundos, tempo em que os átomos da amostra são perdidos devido a colisões com vapor de fundo e por outros canais.

O método desenvolvido e estudado nesta dissertação de mestrado se mostrou eficiente, ao reduzir consideravelmente as colisões com vapor de fundo, em aumentar o número de átomos aprisionados magnética–oticalmente e prolongar o tempo de vida das armadilhas magnéticas. Abrindo, desta forma, caminho para a obtenção da Condensação de Bose-Einstein, seu objetivo final, alem de evitar os efeitos indesejáveis do laser desacelerador, o qual introduz limitações no acúmulo de átomos e na transferência para o armadilhamento magnético. Com este trabalho iniciamos nosso caminho de forma particular na obtenção da condensação de Bose–Einstein.

II Desaceleração de Feixes e o Processo de Carga em Armadilhas Livres de Gás de Fundo:

II.1 Força de Radiação:

Quando um átomo absorve um fóton de luz também absorve o momento linear (p) que o mesmo carrega ($p=h/\lambda$, h é a constante de Planck e λ o comprimento de onda do fóton), o que obviamente implica em uma força sobre o átomo na mesma direção do fóton. Após a absorção o átomo permanece num estado excitado de energia até emitir, numa direção aleatória se não estiver num campo intenso de radiação, um outro fóton com comprimento de onda próximo ao do primeiro. Novamente observa-se uma força como a descrita anteriormente, porem se estivermos considerando um grande número de absorções/emissões a força, ocasionada pelas emissões, em média se anula devido a aleatoriedade de sua direção. Ver Figura 5.

Uma boa estimativa para a força de radiação, quando imaginamos um átomo se movendo no sentido contrário à um feixe relativamente intenso de fótons, é imaginar que o átomo demora um tempo τ (tempo de vida do estado excitado) para absorver um fóton do campo e o mesmo tempo permanecendo no estado excitado, quando então decai e novamente está pronto para um novo ciclo. Desta maneira o tempo entre duas absorções é, em média, 2τ, como o momento transferido por absorção é h/λ teremos uma força de:

$$\vec{a}_{\max} = \frac{\hbar \vec{k}}{2m\tau} \qquad (1)$$

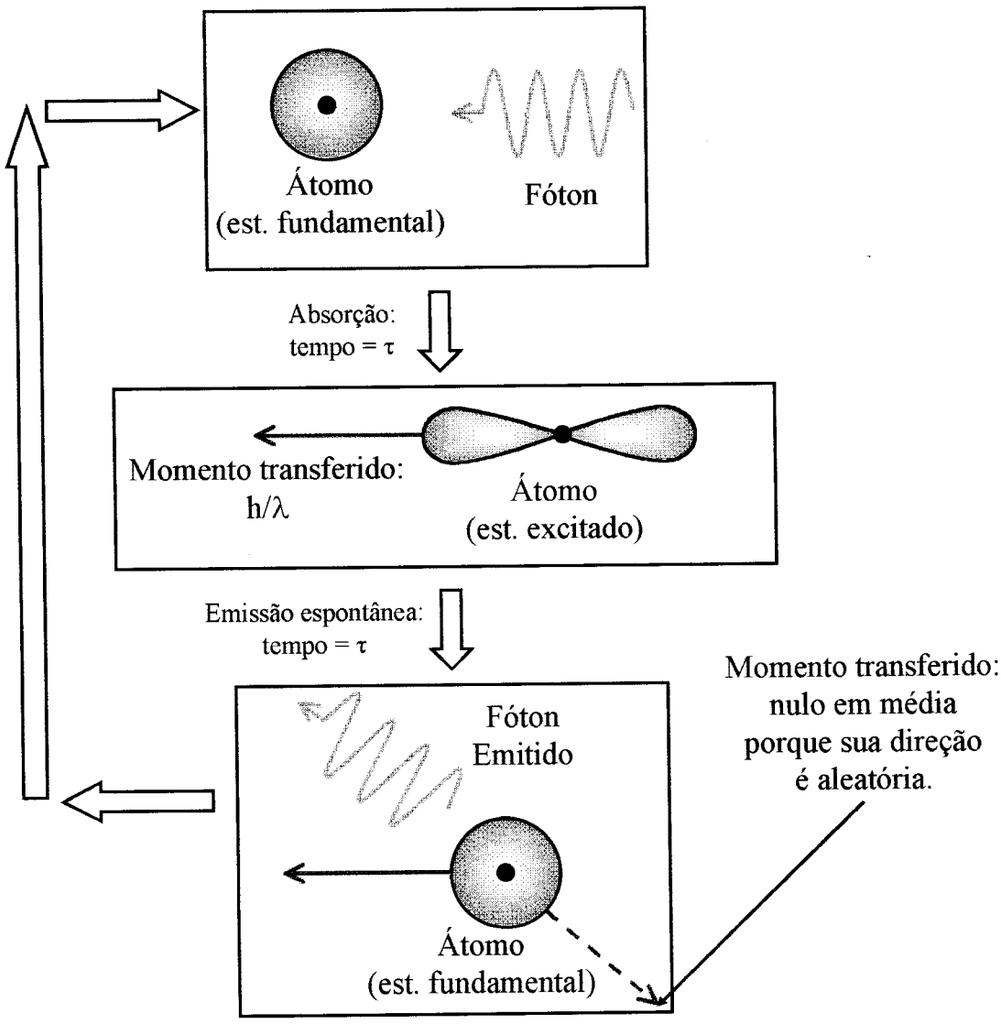

Figura 5: Força de radiação sobre um átomo.

Como exemplo um átomo de Sódio (λ=569nm, τ=16ns, m=3,8.10^{-26}Kg) com uma velocidade térmica típica de 500m/s seria parado em cerca de um metro em 1ms e depois de ter absorvido cerca de 30.000 fótons.

II.2 Desaceleração de Feixes de Átomos:

II.2.a Introdução:

Já foi citado anteriormente a possibilidade de resfriar átomos neutros utilizando-se um feixe de luz contra-propagante. Experimentalmente este processo já foi realizado há algum tempo e vários métodos já foram utilizados: primeiramente encontramos os métodos de Sintonia Zeeman e "Frequence Shirping" [6, 7, 8, 9], posteriormente surgiram outros como: "Difuser of Light" [12], "Stark Tuning" [14], Laser Multimodos [15], Luz Branca [16] e Onda Estacionária Intensa. Todos estes métodos, que contam com seu pontos fortes e fraquezas, foram desenvolvidos com o intuito de compensar o efeito do deslocamento Doppler nos átomos do processo de frenagem.

Uma característica fundamental dos átomos é sua extrema seletividade na absorção dos fótons: somente fótons com energia muito próxima da energia de ressonância com os níveis atômicos tem chance de serem absorvidos. Devido ao deslocamento Doppler o átomo, dependente da sua velocidade, "vê" o fóton com freqüências diferentes (consequentemente energias diferentes), ou, de forma equivalente, a diferença dos níveis de energia atômicos (sua freqüência de ressonância) muda com a velocidade deste. Imaginemos um átomo com uma dada velocidade $\underline{v_z}$ caminhando contra um feixe de luz numa freqüência $\underline{\omega}$ em ressonância. Após a absorção de um certo número de fótons a velocidade terá se reduzido para um valor $v_z'=v_z-\Delta v_z$, como o deslocamento Doppler para esta velocidade difere do primeiro a freqüência do laser se afasta da freqüência de ressonância, consequentemente as absorções cessam, ou diminuem consideravelmente, assim como processo de frenagem.

Todos os métodos descritos anteriormente visam compensar a variação da freqüência de ressonância causada pelo deslocamento Doppler. A técnica de "Frequence Chirping", por exemplo, varre a freqüência do laser utilizado para frear os átomos, desta forma os átomos com diferentes velocidades sempre encontrarão uma freqüência dentro da varredura com a qual estarão em ressonância, infelizmente isto produz um fluxo atômico lento pulsado.

Há vários anos a técnica de Sintonia Zeeman vem sendo estudada por nosso grupo (referências [17] à [20]). Resultando na compreensão da importância dos vários elementos do processo e possibilitando-nos a maximização do fluxo de átomos com baixas velocidades. Entretanto nenhum experimento havia sido realizado com o intuito de estudar formas de carregar armadilhas magnéticas–ópticas ("MOT's") através deste fluxo, tornando-se isto o cerne de nossos trabalhos.

II.2.b Seguimento Adiabático:

Como mencionado anteriormente a diferença entre as técnicas de frenagem de feixes atômicos reside no método utilizado para manter os átomos em ressonância com o feixe de luz quando a velocidade dos primeiros decresce. A técnica de Sintonia Zeeman utiliza, com este intuito, o deslocamento da freqüência de ressonância causado por um campo magnético (**Efeito ou Deslocamento Zeeman**).

O processo pode ser compreendido da seguinte maneira:

Imaginemos um átomo parado em campo de radiação. A probabilidade do átomo absorver um fóton do campo só será considerável no caso da freqüência do fóton ser muito próxima da freqüência de ressonância natural do átomo. Assim para

haver um número razoável de absorções é necessário que a energia do fóton esteja muito perto da separação dos níveis de energia do átomo. Figura 6 a)

Ao passarmos para situação em que o átomo se encontra em movimento devemos levar em conta o **Efeito Doppler**. O efeito ou deslocamento Doppler é caracterizado por uma alteração da freqüência de ressonância natural do átomo provocada pelo movimento do mesmo. Também podemos compreender este deslocamento como uma mudança aparente dos níveis de energia atômicos. Neste ponto, para que ocorra absorções, é necessário que a energia do fóton esteja muito próxima da "nova" separação aparente de energia dos níveis atômicos. Figura 6-b)

O problema da frenagem surge ao querer-se manter uma aceleraçào sobre o átomo, ou seja, manter a absorção de fótons enquanto a velocidade do átomo varia. Tal situação pode ser visualizada da seguinte maneira:

Consideremos um átomo com uma certa velocidade contrária a propagação de um campo de radiação. Supondo que no início do processo a energia dos fótons seja próxima da energia da separação aparente dos níveis atômicos (Figura 6-b), que leva em conta o deslocamento Doppler gerado pela velocidade, ocorrerá um elevado número de absorções. O efeito destas absorções é uma aceleração sofrida pelo átomo no sentido da propagação dos fótons. Como conseqüência temos uma redução da velocidade que implica inevitavelmente em uma redução do deslocamento Doppler. Ver Figura 6-c)

Com a redução do deslocamento Doppler ocorre uma variação na separação aparente dos níveis atômicos. Como a energia dos fótons do campo permanece

constante estes dois valores se distanciam provocando uma grande redução do número de absorções (Figura 6-c).

Desta maneira observamos a interrupção do processo de frenagem. Em outras palavras, quando se tenta frear continuamente um átomo somente, utilizando para isto um laser de freqüência fixa, ocorrem um certo número de absorções iniciais que diminuem a velocidade do átomo, em virtude disto e após isto, as absorções cessam e o processo termina com apenas uma pequena redução da velocidade.

Várias soluções são possíveis no sentido de manter o processo de frenagem enquanto ocorre a redução de velocidade. A que foi utilizada em nossos experimentos é conhecida por "**Técnica de Sintonia Zeeman**", recebendo este nome por utilizar o deslocamento dos níveis energéticos atômicos provocado pela presença de um campo magnético (Deslocamento ou Efeito Zeeman).

A idéia desta técnica é utilizar o deslocamento Zeeman para compensar a já discutida **variação** do deslocamento Doppler durante o processo de frenagem. Neste sentido aplica-se um campo magnético de forma a restaurar a igualdade entre a separação dos níveis atômicos e a energia dos fótons do campo, como indicado Figura 6-d.

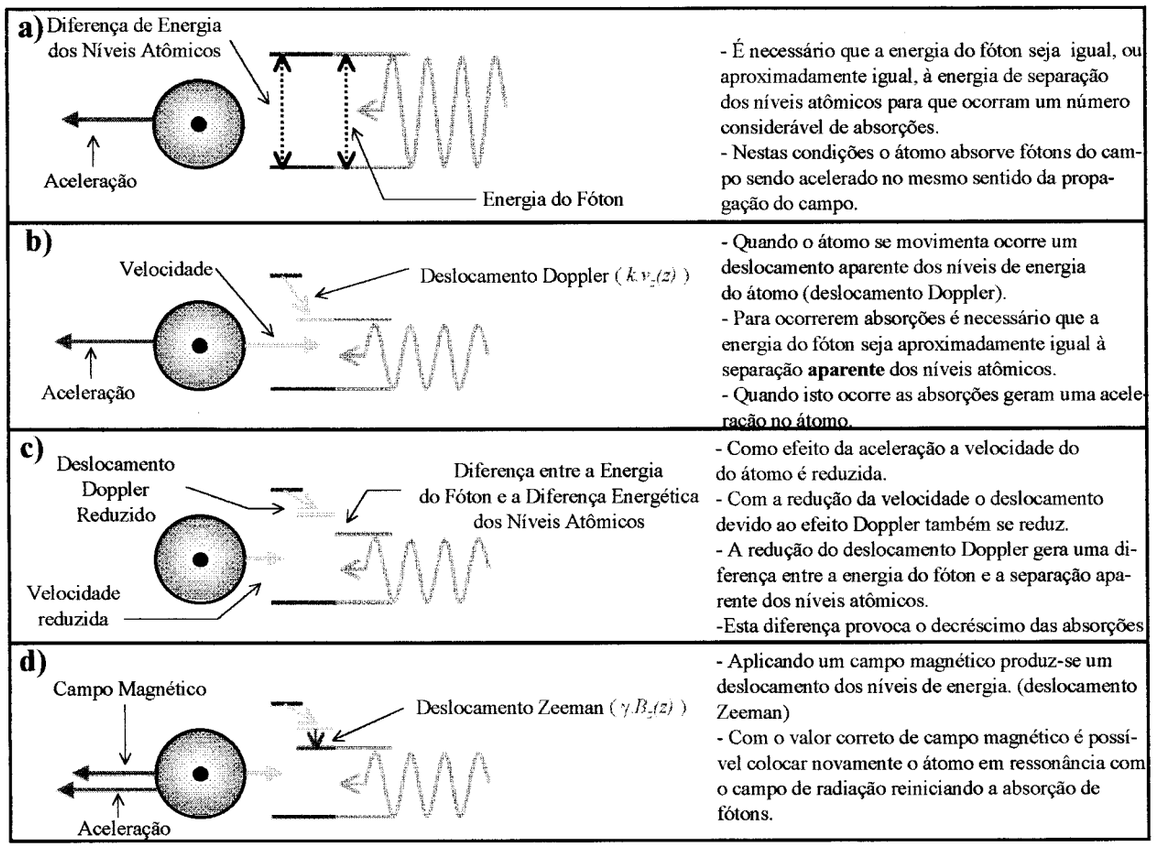

Figura 6: Processo de frenagem pela "Técnica de Sintonia Zeeman"

Com este novo elemento um átomo estará no processo de frenagem, o que significa possuir uma alta taxa de absorção, quando a seguinte equação for satisfeita:

$$kv_z(z) = -\Delta + \gamma B_z(z) \qquad (2)$$

onde Δ é a diferença entre as freqüência de ressonância (átomo parado) e a do laser, $k=\lambda^{-1}$ é o número de onda da radiação e γ a constante de Zeeman com valor aproximando de $2\pi.1{,}4$MHz/Gauss.

Nesta equação, conhecida como **condição de ressonância,** encontra-se o deslocamento Doppler no termo $kv_z(z)$ e o deslocamento Zeeman no termo $\gamma B_z(z)$. Quando o átomo se move obedecendo a condição de ressonância dizemos que ele

esta **seguindo adiabaticamente** o campo magnético, conceito que será melhor compreendido a seguir.

Para manter a desaceleração, que implica em manter a condição de ressonância, durante um intervalo maior de velocidades, o que possibilita a redução da velocidade a um valor muito inferior ao valor inicial, utiliza-se um campo magnético variável ao longo da direção de frenagem.

Em ordem de compreender o processo retornemos ao caso do átomo se movendo no sentido contrário ao campo de radiação, só que agora adicionemos um campo magnético variável apropriado na região em que deverá ocorrer a desaceleração.

Tomemos que inicialmente o átomo se encontre em ressonância com laser, após um período de absorções a redução da velocidade gerada pela aceleração quebra a condição de ressonância. Neste momento o átomo passa a se mover com uma velocidade praticamente constante. Isto irá ocorrer até que ele se aproxime de uma posição onde o campo magnético ali presente possua o valor correto para restaurar, a partir do deslocamento por este provocado, a condição de ressonância. Neste ponto novamente ocorrem absorções que reduzem a velocidade do átomo e o levam novamente fora de ressonância, assim o processo se repete até um determinado **ponto de interrupção** que veremos adiante. Como estamos falando de cerca de 30.000 absorções o processo é, de fato, praticamente contínuo.

Desta forma observamos que a velocidade possuída pelo átomo ao longo da direção de desaceleração é controlada ou "moldada" pelo campo magnético. Numa

terminologia comum e já citada diz-se que o átomo está **seguindo adibaticamente o campo magnético** quando se encontra obedecendo à condição de ressonância.

Como opção para a forma do campo magnético utilizamos um perfil a fim de produzir uma aceleração constante:

$$v(z) = \sqrt{v^2 - 2a_{\max} z} \qquad (3)$$

O campo magnético necessário para esta finalidade pode ser obtido a partir das equações (1, 2) resultando:

$$B_z = B_b + B_o\sqrt{1 - \beta z} \qquad (4)$$

com $B_o = k.v_o/\gamma$ e $\beta = 2.a.B_b/v_o^2$, B_b é uma constante arbitrária que se soma ao perfil parabólico com a responsabilidade de definir a maior velocidade (v_o) que entrará no processo. O termo constante também aumenta o desacoplamento do "spin" eletrônico, importante para reduzir o bombeio óptico para estados que não sofrem a frenagem (ver item II.2.c)

Para sermos mais realísticos sobre o comportamento dos átomos na presença do laser e do campo magnético temos que recorrer a uma equação mais precisa para a força de radiação:

$$m\frac{dv}{dt} = -\frac{\Gamma\Omega^2 hk}{4[\Delta - \gamma B(z) + kv(z)]^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \qquad (5)$$

Esta equação pode ser numericamente integrada (ver ref. [18]) utilizando os valores de campo magnético descritos anteriormente para obtermos a velocidade $v_z(z)$ do átomo. A Figura 7 apresenta os valores obtidos pela integração ($k.v_z(z)$) e a

função $f(z)=-\Delta+\gamma.B_z(z)$ que representa a condição de ressonância referida anteriormente.

Como é possível observar o átomo se movimenta, sem qualquer aceleração apreciável, até a posição onde $k.v_z(z)=-\Delta+\gamma.B_z(z)-\delta$, $0<\delta<<\Delta+\gamma.B_z(z)$, quando a taxa de absorção de fótons cresce dando origem à frenagem. O átomo permanece sendo freado enquanto $k.v_z(z)$ "segue" por baixo a curva $f(z)$, até um ponto de cruzamento onde o seguimento se interrompe e o processo termina. Este ponto caracteriza a região onde a variação do campo magnético ultrapassa um valor máximo o qual analisaremos adiante. Pela Figura 7 também notamos que todas velocidades dentro de um determinado intervalo são reduzidas a aproximadamente o mesmo valor final (v_{final}) uma **compressão** no espaço da velocidade.

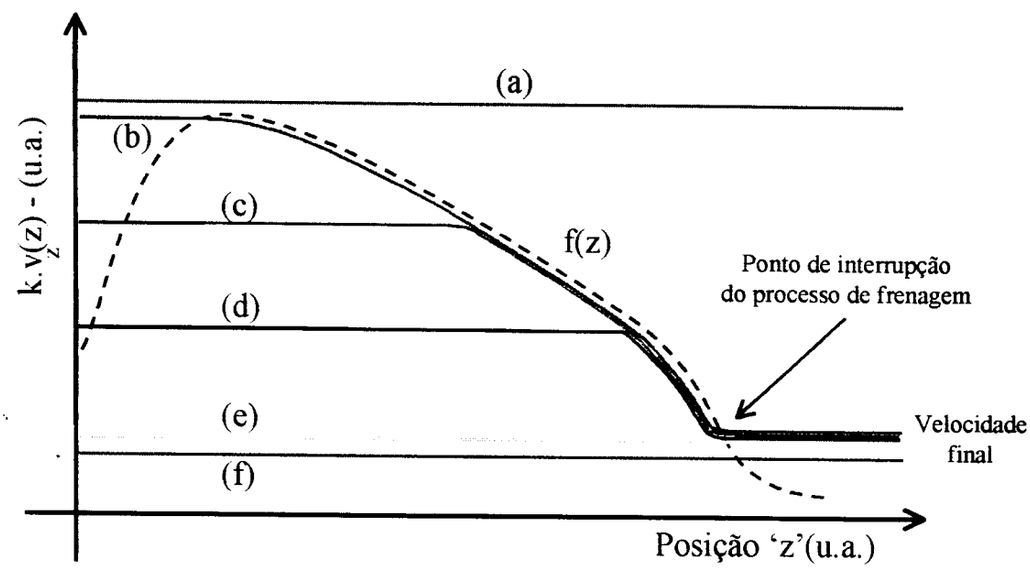

Figura 7: Seguimento adiabático do campo magnético para várias velocidades iniciais: a) não entra no processo por estar acima do valor máximo, b), c), d), e e) entram no processo e são levadas ao mesmo valor final, f) está abaixo do valor final e não entra no processo.

Observamos a existência de um valor máximo para a aceleração gerada pela força de radiação ($a_{max} \approx h/2m\tau\lambda$ segundo a equação (1)) conclui-se a partir disto que há uma máxima variação do campo magnético na direção ao longo do eixo z ($(dB_z(z)/dz)_{max}$) acima da qual não é possível manter o seguimento adiabático porque não se pode gerar uma aceleração superior a a_{max}. É possível estimar o valor de $(dB_z(z)/dz)_{max}$ a partir da diferenciação da equação (2):

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dz} v = \frac{\gamma}{k} \frac{dB}{dz} v \leq a_{\max} \qquad (6)$$

Na região onde a derivada do campo ultrapassa o valor acima o átomo deixa de seguir adiabaticamente o campo e escapa do processo de frenagem, caracterizando o ponto de interrupção do processo que citamos anteriormente.

Recorrendo a Figura 8, extraída da referência [20], é possível observar as regiões onde a inequação não é cumprida e a variação desta para diversas diferenças de freqüência Δ. Quanto maior for o "detuning" Δ menor é região onde o seguimento adiabático não é possível.

II.2.c Bombeamento Óptico:

A despeito de nossa aproximação de um átomo apresentando apenas dois níveis de energia a realidade mostra a existência de um emaranhado de níveis provenientes da estrutura eletrônica atômica. Na Figura 9 apresentamos de forma simplificada um diagrama contendo os principais níveis envolvidos no processo de frenagem e aprisionamento magnético-óptico do sódio.

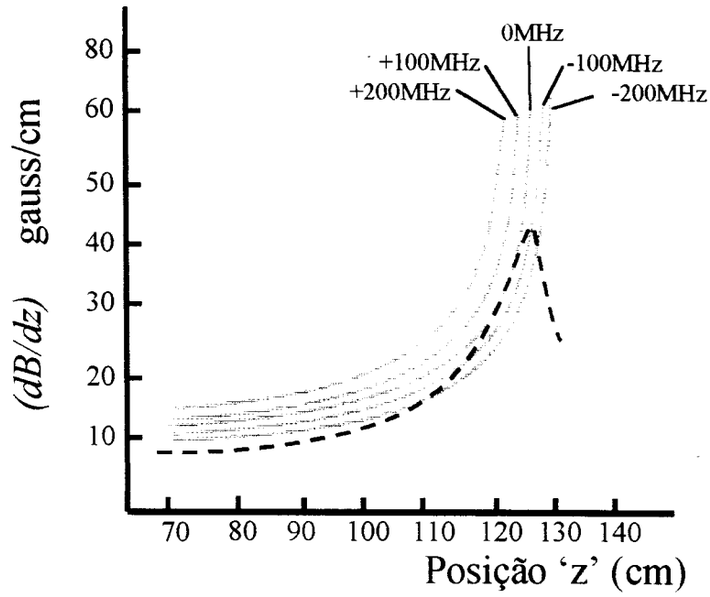

Figura 8: Condições para o seguimento adiabático em relação a vários "detuning's" Δ, segundo dados extraídos da ref. [20]. As curvas contínuas indicam a máxima derivada do campo para ocorrência do seguimento adiabático. A linha tracejada indica o campo real utilizado.

Para a produção do feixe atômico o Na metálico é levado à temperaturas da ordem de 1000Kelvin. A energia relativa a esta temperatura ($E \cong k_B.T$, $T \cong 1000K$) é bastante superior à energia de separação dos estados $3S_{1/2}$ F=2 e $3S_{1/2}$ F=1 ($E=hf$, f=1,77GHz) implicando que os átomos, ao serem vaporizados no forno, distribuem-se quase igualmente em todos estados de $3S_{1/2}$. Como o estado F=2 é constituído de cinco sub–estados ($m_F=\pm 2, \pm 1, 0$) e o estado F=1 de três sub–estados ($m_F=\pm 1, 0$), ver Figura 10 , a razão entre a população destes estados será:

$$\frac{[S_{1/2}(F=2)]}{[S_{1/2}(F=1)]} = \frac{5}{3} \qquad (7)$$

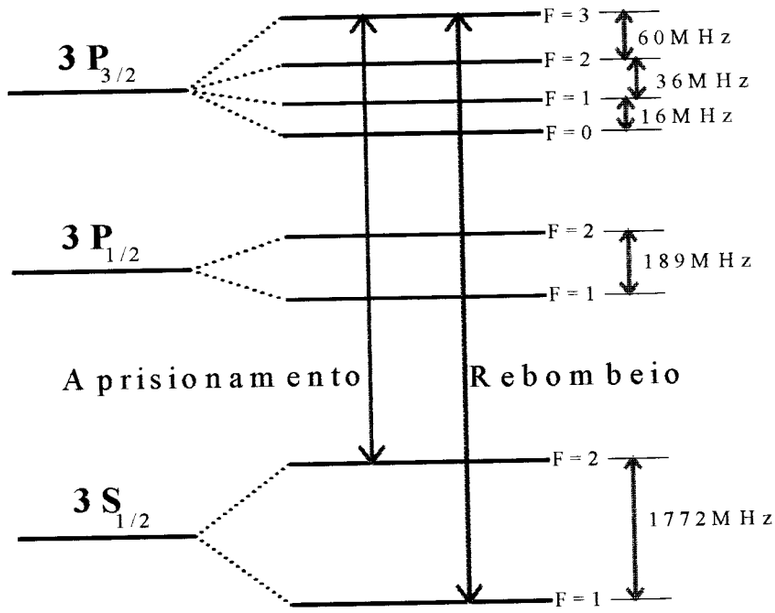

Figura 9: Estrutura dos níveis atômicos do sódio.

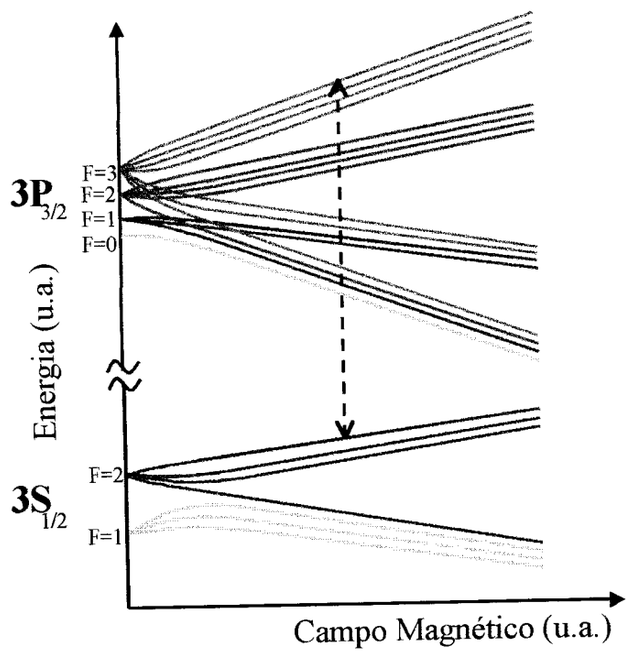

Figura 10: Estrutura hiper–fina dos níveis atômicos do sódio.

Os átomos utilizados no processo de desaceleração são aqueles no estado $S_{1/2}$ F=2 m_F=2, ou seja, somente 1/8 do total de átomos de feixe. Entretanto uma fração bem maior que esta é vista sofrer a frenagem como indica a referência [21]. Uma explicação já apresentada pela literatura reside na **focalização do lazer** na saída do forno. Neste ponto intensidades de até 10^8mW/cm^2 são atingidas, como efeito direto ocorre um alargamento da faixa de absorção (Γ) [22] para a transição ($3S_{1/2}$ F=2 m_F=2 $\rightarrow$ $3P_{3/2}$ F=3 m_F=3). A largura de Γ=10MHz para baixas intensidades (10^{-1}mW/cm^2) passa a seguir a relação:

$$\Delta\nu_{luz} = \Gamma\sqrt{1+\frac{I}{I_s}} \qquad (8)$$

onde I_S é a intensidade de saturação da transição (aprox. 10mW/cm^2).

Na situação em análise $\Delta\nu\approx$3,1GHz, valor bastante superior a separação entre os níveis F=1 e F=2 do estado $3S_{1/2}$, de forma que ambos estados são excitados. Como o laser é **circularmente polarizado** (σ^-), exigindo que Δm_F=+1 na absorção do fóton, os átomos acabam sendo levados gradativamente para o estado de maior projeção do momento angular, no caso $3S_{1/2}$ F=2 m_F=2.

Como vimos, polarizando o laser de frenagem com σ^- induzimos, com o auxílio das altas intensidades geradas na saída do forno pela focalização do feixe de luz, um bombeamento óptico que leva os átomos ao estado de nosso interesse. A polarização também inibe o bombeamento para outros estados mesmo após a região de foco.

O campo magnético constate $\underline{B_b}$, separando os níveis de energia como indica a Figura 10 também ajuda a diminuir a possibilidade de transições indesejadas ocorrerem.

II.2.d Bobina de Extração:

Um dos problemas que tiveram que ser contornados foi o fato dos átomos terminarem o processo de frenagem numa posição muito próxima, ou ainda no interior, do solenóide responsável pela geração do campo magnético. Isto é um inconveniente porque a região em questão é de difícil acesso físico, ainda mais quando o aparato a ser utilizado (câmara de aprisionamento, bomba de vácuo, etc.) possuía tamanhos consideráveis. Por outro lado deixar os átomos caminharem do ponto onde termina o processo de desaceleração até a posição onde se encontra o volume de captura da armadilha magnética-óptica constitui uma apreciável fonte de perdas. Compreende-se isto lembrando que o feixe atômico deixa o processo com velocidades longitudinais muito baixas implicando em uma grande dispersão transversal, provocada principalmente pela velocidade transversal adquirida devido a direção aleatória do espalhamento de fótons.

A forma encontrada para sanar esta situação foi "moldar" o campo magnético de frenagem de forma que os átomos lentos foram produzidos em uma região mais acessível ao aparato de aprisionamento magnético–ótico. Para tanto, a cerca de 20cm do fim do solenóide foi colocada uma bobina (ver Figura 17). Com isto, de modo já estudado na referência [17], foi possível atrasar o final da frenagem permitindo um número considerável de átomos freados após o aparato de desaceleração. Os efeitos desta bobina, conhecida como "bobina de extração", podem ser observados através da Figura 11 extraída da referência [17], nela a fluorescência ao longo do tubo de

frenagem é apresentada em função desta posição. É preciso lembrar que a fluorescência é uma medida do número de átomos por unidade de comprimento que estão espalhando fótons (ou seja, sendo freados), como o fluxo de átomos pelo tubo é praticamente constante, a fluorescência é inversamente proporcional à velocidade do feixe. Em resumo a fluorescência indicada na Figura 11 é proporcional ao número de átomos engajados no processo de frenagem numa região e inversamente proporcional a velocidade destes.

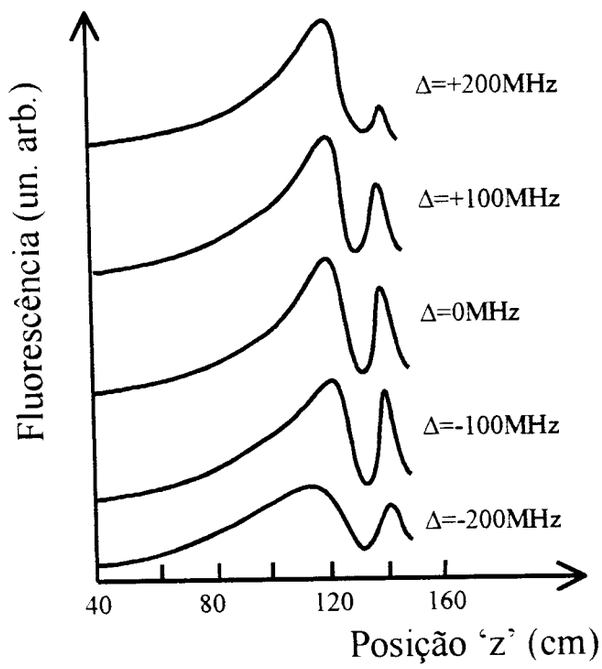

Figura 11: Efeito da bobina extratora sobre o processo de desaceleração.

É fácil observar, segundo os dados da referência [17], a efetividade da bobina de extração em deslocar o ponto de saída dos átomos lentos para regiões mais distantes do solenóide. A presença de dois picos de intensidade não significa que parte dos átomos deixem o processo no fim do solenóide e outra parte na bobina extratora. Uma explicação mais viável é que a frenagem se interrompa após o

primeiro pico (dentro do solenóide) e se reinicie na ocasião do segundo (logo depois da bobina de extração). Como a velocidade longitudinal dos átomos, no momento da interrupção do processo no final do solenóide, é maior em comparação à ausência da bobina extratora as perdas devido a dispersão transversal são reduzidas. É importante notar que o campo magnético produzido pelas bobinas utilizadas no aprisionamento magnético–óptico também influencia na finalização da frenagem.

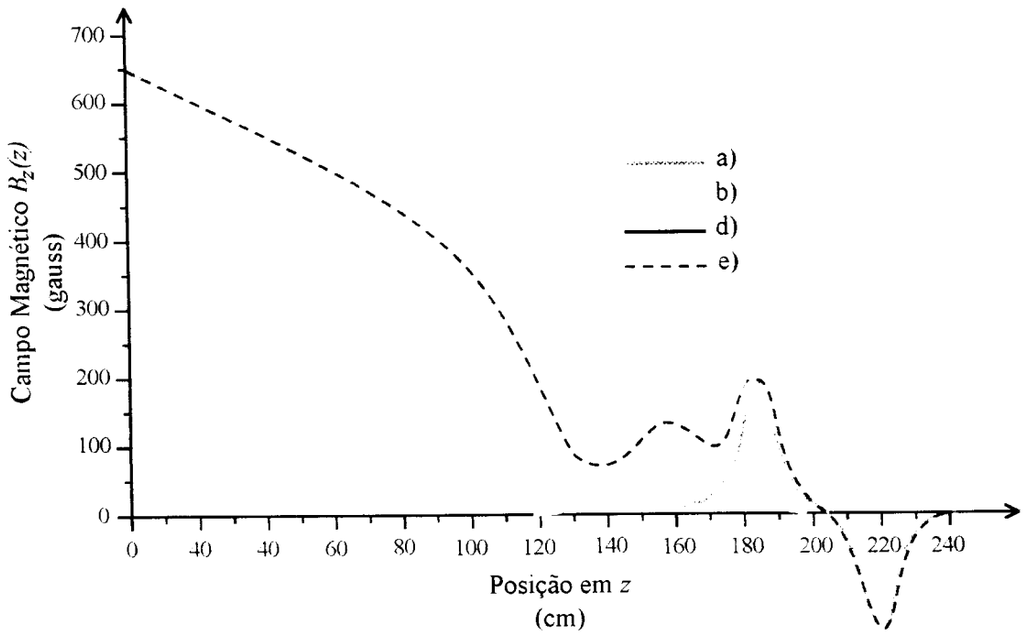

Figura 12: Campo magnético produzido pelo conjunto de bobinas: a) solenóide, b) bobina extratora, c) bobinas de aprisinamento e d) campo final.

No perfil de campo magnético também devemos incluir o campo das bobinas de aprisionamento na ordem de compreender o seguimento adiabático. O campo gerado por estas bobinas representa 1,3 vezes o valor máximo gerado pela bobina extratora. Desta forma acreditamos que o processo de frenagem ocorra também dentro da câmara da armadilha sendo guiado pelas bobinas do "MOT". Após a

inclusão de todos elementos geradores de campos este assumiu um perfil, na direção z, segundo o indicado na Figura 12.

Como prova da eficiência do arranjo indicado foi possível observar durante os trabalhos a fluorescência característica da região de finalização do processo no interior da câmara de aprisionamento.

II.3 Armadilhas Magnéticas–Óticas ("MOT"):

II.3.a Aprisionamento em uma dimensão:

Mesmo para cálculos realistas é necessário considerar o átomo como tendo apenas dois níveis de energia (o fundamental e o excitado, o que simplifica em muito os cálculos) com uma diferença energética de $\hbar\omega_o$ – diz-se que ω_o é a freqüência de ressonância para os estados em questão. Se este átomo se mover, com velocidade v_z, contra um feixe de luz de comprimento de onda λ (freqüência ω), numa região onde um fraco campo magnético $B_z(z)$ atua, observaremos uma força:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left[\frac{2}{\Gamma}\left(\Delta - kv_z - \gamma B_z(z)\right)\right]^2} \qquad (9)$$

onde Γ é a largura de linha da transição atômica, I é a intensidade do feixe, I_o a intensidade de saturação da transição, $\Delta = \omega - \omega_o$ é a diferença entre as freqüências do laser e de ressonância.

Se adicionarmos um outro feixe se propagando na direção contrária ao primeiro teremos uma força agindo:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2}\frac{I}{I_o}\left[\frac{1}{1+I/I_o+\left[\frac{2}{\Gamma}\left(\Delta - kv_z - \gamma B_z(z)\right)\right]^2} - \frac{1}{1+I/I_o+\left[\frac{2}{\Gamma}\left(\Delta + kv_z + \gamma B_z(z)\right)\right]^2}\right] \quad (9)$$

Introduzindo a freqüência de Rabi $\Omega_o=(I/I_o)(\Gamma^2/2)$ e definindo o parâmetro $\xi=kv_z+\gamma B_z(z)$, temos:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma}{2}\Omega_o^2\left[\frac{1}{4(\Delta-\xi)^2+\Gamma^2+2\Omega_o^2} - \frac{1}{4(\Delta-\xi)^2+\Gamma^2+2\Omega_o^2}\right] \quad (10)$$

Se considerarmos baixas velocidades e baixos campos ($\Delta \gg \xi$) podemos escrever em primeira ordem:

$$F = 16\hbar k\Gamma\Omega_o^2\Delta\left[\frac{\xi}{4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_o^2}\right] \quad (11)$$

Esta equação pode ser re–escrita resultando:

$$F = 16\hbar k\Gamma\Omega_o^2\Delta\left[\frac{\gamma B_z(z) - kv_z(z)}{4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_o^2}\right] \quad (12)$$

Se considerarmos um fraco campo magnético da forma $B_z(z)=bz$ chegamos a:

$$F = 16\hbar k\Gamma\Omega_o^2\Delta\left[\frac{\gamma bz - kv_z(z)}{4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_o^2}\right] \quad (13)$$

Ao definirmos as constantes:

$$K = \frac{16\hbar k\Gamma\Omega_o^{\ 2}\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_o^{\ 2}}\gamma b\,,\ \alpha = \frac{16\hbar k\Gamma\Omega_o^{\ 2}\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_o^{\ 2}}k \quad (14, 15)$$

Quando $\Delta < 0$ se olharmos para a força total, agora incluindo feixes contra–propagantes nos três eixos cartesianos teremos:

$$F = -K\vec{r} - \alpha\frac{d\vec{r}}{dt} \quad (16)$$

Que é uma expressão típica de **força viscosa**, onde $\underline{K}$ representa uma constante de mola e $\underline{\alpha}$ assume um papel de constante de amortecimento. Os valores típicos para estas constantes, considerando átomos de sódio e sua transição $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, são $\sim 10^{-19}$ J/m^2 e $\sim 10^{-21}$ Js/m^2. Este sistema super–amortecido seria capaz de levar uma amostra de átomos ao repouso absoluto, temperatura 0K, com uma densidade extremamente alta localizada no centro da armadilha. Na realidade as simplificações e aproximações realizadas, juntamente com fenômenos como o re–espalhamento de fótons, não permitem que isto aconteça como veremos a seguir.

Apesar de termos tratado o átomo quanticamente não fizemos o mesmo com o campo de radiação, mais especificamente desprezamos o efeito da emissão expontânea dos fótons absorvidos durante o processo. A força, de direção aleatória, produzida pela emissão, apesar de não influenciar na força total média de vários ciclos absorção/emissão, gera um movimento aleatório que tem como conseqüência um aquecimento da amostra. Desta forma impede-se que se atinja o zero absoluto de temperatura e limita-se o volume mínimo alcançado.

A teoria cinética contida na referência [23] prevê uma temperatura mínima: $T_{min}=h\Gamma/4\pi k_B$, sendo k_B a constante de Boltzmann, atingida pelo equilíbrio entre as taxas de resfriamento pela força viscosa e aquecimento pela emissão expontânea. Os valores obtidos por esta teoria giram em torno de centenas de μK, 240μK para o sódio. Estes são superiores aos obtidos na prática o que é compreendido dentro da teoria sub–Doppler [24] ao levar em contra aproximações mais realísticas para os átomos.

Agora fica claro que é possível resfriar átomos e ao mesmo tempo confiná-los espacialmente através da combinação de múltiplos feixes de laseres e campos magnéticos apropriados. Este é o principio de funcionamento de nossos "MOT's" ("Magneto Optical Trap").

II.3.b "MOT" tridimensional:

A principio analisemos um caso unidimensional com átomos simplificados contendo dois níveis de energia: um fundamental com momento angular nulo S=0 m_S=0 e um excitado com S=1 m_S=0, ±1. Na região de aprisionamento teremos um campo magnético que varia linearmente com a posição z, em outras palavras $B_z(z)=Bz$, fraco o suficiente para podermos escrever o deslocamento Zeeman da diferença dos níveis como: $\Delta E=\mu m_S B_z(z)$. Ver Figura 13.

Se adicionarmos dois feixes de laser, com uma freqüência abaixo da ressonância, propagando-se nas direções $+\hat{z}$ com polarização σ^-, e $-\hat{z}$ com polarização σ^- obteremos um sistema parecido a um oscilador amortecido. Se um átomo se encontrar numa posição $z>0$ o mesmo estará mais próximo da ressonância com o feixe de polarização σ^- absorvendo mais fótons deste e sendo empurrado em

direção ao centro da armadilha. De forma análoga para posições negativas, $z<0$, o laser mais próximo da ressonância é o com polarização σ^+ que empurra os átomos na direção $+\hat{z}$, ou seja, também para o centro da armadilha. Como podemos ver qualquer que seja a posição do átomo ele será levado ao centro do sistema, se adicionarmos a isto uma força viscosa como a indicada no item anterior teremos um meio de confinar e resfriar átomos.

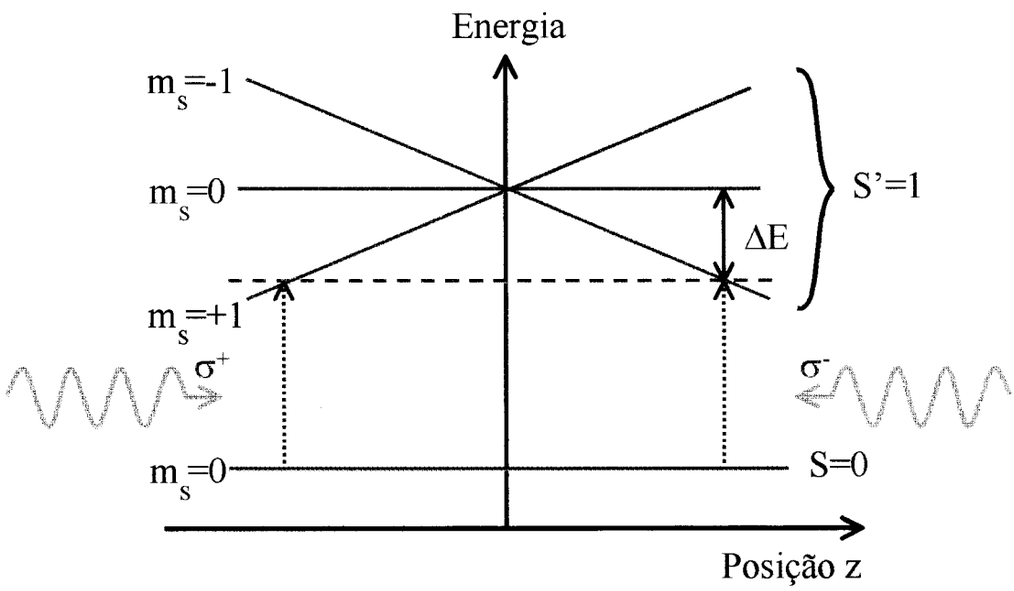

Figura 13: Sistema unidimensional para o aprisionamento magnético óptico.

Como sabemos a velocidade também causa um deslocamento da freqüência de ressonância, sendo este para o vermelho ($\Delta E_{Doppler}<0$) quando o átomo se move contra o sentido de propagação do laser e para o azul ($\Delta E_{Doppler}>0$) quando no mesmo sentido. Desta forma o deslocamento Doppler auxilia o processo de aprisionamento porque, estando o laser ajustado a uma freqüência abaixo da ressonância, aumenta a absorção do feixe contra-propagante e diminui a do feixe oposto. Este processo dá origem à **força viscosa** que citamos no parágrafo anterior.

Para estender o método de forma que opere tridimensionalmente basta utilizar três pares de laseres contra–propagantes nas três direções cartesianas como indica a Figura 14. É necessário também um campo magnético com um mínimo local para seu módulo, isto é facilmente conseguido através de duas bobinas dispostas na configuração anti–Helmholtz.

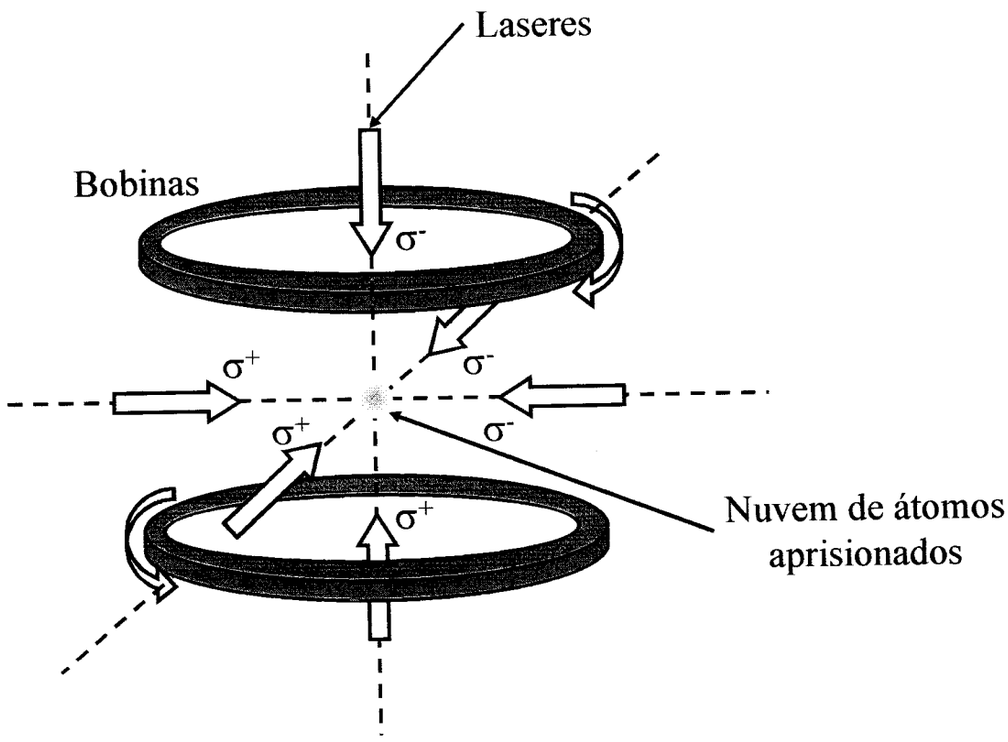

Figura 14: Arranjo para uma armadilha magnética–ótica tri–dimensional.

Na verdade a estrutura atômica dos níveis de energia é bem mais complexa que a utilizada em nossa explicação anterior, para um átomo de sódio podemos ver um emaranhado de níveis como indicado na Figura 10. Entretanto os níveis também se abrem da mesma forma na presença de campos magnéticos tornando possível, apesar de um pouco mais complicado, o aprisionamento magnético–óptico. Uma implicação direta dos múltiplos níveis presentes no átomo real é a necessidade de se utilizar um

laser de re–bombeio sem o qual é impossível a realização do "MOT". A função deste laser, como o próprio nome indica, é retirar (ou excitar) átomos que no decaimento expontâneo caiam em estados que não o de aprisionamento e portanto fora de ressonância. Sem este processo em alguns ciclos absorção/emissão o estado em ressonância com o laser de aprisionamento fica despopulado.

Armadilhas magnéticas–ópticas convencionais, carregadas a partir da captura de átomos de metais alcalinos vaporizados dentro da câmara de aprisionamento, apresentam-se com diferentes eficiências para cada tipo de elemento utilizado. Especificamente para o sódio obtêm-se normalmente **~10^6átomos** aprisionados numa densidade de **~10^9átomos/cm^3**. Vários ***fatores de perda*** limitam o número máximo de aprisionamento, entretanto o principal para "MOT's" carregados a partir de vapor é aquele devido às **colisões dos átomos da nuvem com os do vapor de fundo**. Este fator é predominante devido a não se poder evacuar a câmara abaixo de **10^{-9}Torr** sem comprometer o processo de carga, isto porque apenas uma pequena fração do número total presente no vapor é capturada (átomos com velocidade inferior à de captura). O método alternativo que estudamos utiliza um feixe atômico previamente desacelerado, desta forma elimina-se a necessidade do vapor de fundo e o vácuo fica limitado pela capacidade do equipamento, quando conseguimos **~10^{-11}Torr**, aumentando radicalmente o número total na nuvem e o tempo de vida da mesma.

II.3.c Velocidade de Captura:

Um "MOT" nada mais é do que sistema semelhante a um oscilador harmônico amortecido gerado por uma configuração apropriada de laseres e campos magnéticos capaz de interagir com átomos neutros. A capacidade deste sistema de dissipar energia cinética das partículas determina uma *máxima velocidade* acima da qual a

armadilha é incapaz de aprisionar o átomo que a possui, esta é chamada de **velocidade de captura**.

Esta velocidade é um fator determinante na **eficiência** da armadilha quando analisada em conjunto com a distribuição de velocidades dos átomos utilizados no processo de carga. Isto é facilmente compreensível ao entendermos que o número máximo aprisionado é atingido quando ocorre o equilíbrio entre a taxa de perdas e a de captura, sendo o a última determinada em parte pela velocidade de captura. A caracterização do "MOT" e a compreensão de processos exo–térmicos também estão vinculados a velocidade em questão.

O valor desta velocidade depende de vários parâmetros da armadilha e do átomo sendo aprisionado [27] e, alem disto, da ***trajetória*** descrita pelo átomo ao ser preso, o que dificulta em muito estudos teóricos a respeito. Entretanto é possível fazer uma estimativa simples do valor da velocidade de captura tendo como parâmetros a ***máxima aceleração*** produzida sobre os átomos (equação (1)) e o ***raio de captura*** (R_{cap}). Desta forma o valor de V_{cap} é a máxima velocidade que pode ser extinta numa distância R_{cap} ao aplicarmos uma aceleração igual à metade da máxima possível:

$$V_{cap} = \sqrt{2aR_{cap}} = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2m} R_{cap}} \qquad (17)$$

Uma aproximação mais realística, mas que ainda mantém certa simplicidade ao ser trabalhada, é considerar somente uma força viscosa atuando sobre o átomo na região de captura:

$$F = -\alpha v \Rightarrow m\frac{d^2z}{dt^2} = -\alpha\frac{dz}{dt} \qquad (18)$$

Ao integrarmos ambos os lados da equação anterior obtemos:

$$V = -\frac{\alpha}{m}z \qquad (19)$$

Como o processo ocorre apenas no região de captura:

$$V_{cap} = -\frac{\alpha}{m}R_{cap} \qquad (20)$$

Agora podemos substituir o valor de $\underline{\alpha}$ encontrado no item II.3, para finalizar:

$$F = \frac{16\hbar k\Gamma\Omega_o^{\ 2}\Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_o^{\ 2}}\frac{k}{m}R_{cap} \qquad (21)$$

O valor assim encontrado gira em torno de **50m/s** para as armadilhas de sódio realizadas durante os experimentos que iremos descrever e possui fundamental importância na forma dos gráficos *fluorescência vs. freqüência* do laser desacelerador (item III.3.a). Valores experimentais são dificilmente medidos entretanto na seção III.4 indicamos uma forma de obtenção destes através da análise dos gráficos citados acima.

III "Dark Spot Slowing":

III.1 Introdução:

A técnica de "Dark Spot Slowing" visa melhorar a performance da armadilha magnética–ótica aumentando o número de átomos aprisionados. Com este intuito utiliza para carregar o "MOT" um ***feixe atômico previamente desacelerado***, no lugar de vapor liberado na câmara de aprisionamento. O feixe atômico lento é conseguido através da já comentada técnica de Ajuste Zeeman com a adição de um **"dark spot"** (***disco opaco ou bloqueador***) colocado no laser utilizado para frenagem e com a finalidade de reduzir ou eliminar a influência deste sobre o "MOT".

A principio é interessante compreender quais são as vantagens de se passar de uma armadilha a partir de vapor para uma carregada a partir de um feixe atômico desacelerado. Com esta finalidade devemos analisar como se comporta o número total de átomos aprisionados em relação ao parâmetros influenciados por esta troca. Este número total é atingido no momento em que o número de átomos sendo aprisionados se iguala ao número sendo perdido pelos processos de perda possíveis. Em qualquer momento podemos escrever a variação do número total aprisionado a partir da diferença entre as taxas de captura (carga) e perda, ou seja:

$$\frac{dN}{dt} = L - \frac{N}{\tau} \qquad (22)$$

onde N é o número de átomos, L a taxa de carga e L/τ a taxa de perdas.

A taxa de perdas inclui um termo (γ) representativo das *colisões entre o gás de fundo e os átomos da amostra* e um (β) que, associado com uma constante (n_c)

relacionada com a densidade da nuvem, representa as colisões internas à amostra. Esta relações podem ser escritas, de acordo com os estudos apresentados nas referências [25] e [26], segundo a equação:

$$\frac{1}{\tau} = \gamma + \beta n_c \qquad (23)$$

O valor de βn_c é, em geral, bastante inferior ao valor de γ que contem os fatores *seção de choque* entre o gás de fundo e os átomos da amostra e o ***tempo médio entre colisões***. O tempo médio entre colisões é determinado basicamente pela **pressão** dentro da câmara de aprisionamento. O vácuo, nos métodos de carga a partir de vapor, fica *limitado ao redor de* 10^{-9}*Torr*. Tal limite surge da relação entre a distribuição de velocidades no gás e a velocidade de captura da armadilha. O problema se apresenta no fato de apenas um pequeno número de átomos (aqueles com velocidades inferiores à velocidade de captura, cerca de 0,1% a uma temperatura de 350K) do total presente no vapor se prestarem ao processo de carga (ver Figura 15) tornando necessário uma grande quantidade de gás e consequentemente um baixo vácuo. Ao utilizarmos o feixe atômico desacelerado eliminamos a necessidade do vapor na câmara, tornando o vácuo *limitado apenas pela capacidade do equipamento*, nos permitindo atingir até **10^{-12}Torr** e elevar o tempo de vida da armadilha de alguns segundos para mais de trinta.

Uma desvantagem de se utilizar o carregamento a partir do feixe atômico surge dos *efeitos destrutivos* gerados pelo laser utilizado na frenagem sobre a nuvem de átomos aprisionados. Efeitos originados da pressão de radiação provocada por tal laser e que depende fortemente da freqüência do mesmo. O ***disco opaco***, uma idéia extremamente simples, consiste em criar uma **sombra** no laser de desaceleração e

projetá-la sobre a região de formação da nuvem, com isto diminui-se ou elimina-se a pressão de radiação do laser de frenagem. A principal conseqüência deste é evitar que a região de formação da nuvem seja empurrada para fora do centro do campo magnético (ver Figura 16). Esta técnica é bastante funcional porque as regiões em freqüência nas quais têm-se o maior fluxo de átomos propícios à captura são também aquelas onde os efeitos destrutivos do laser são maiores como veremos adiante.

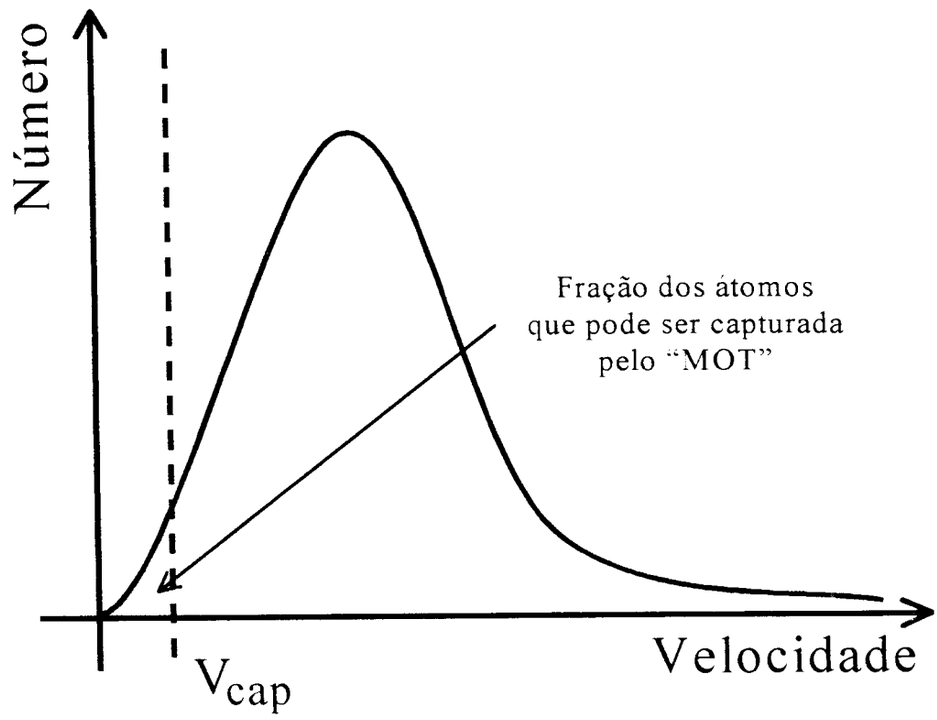

Figura 15: Distribuição de velocidades gás segundo Maxwell–Boltzman e indicação da velocidade de captura da armadilha.

Nós pudemos observar um grande aumento do número de átomos aprisionados na técnica de "Dark Spot Slowing" em relação a ausência do disco bloqueador. E um aumento ainda maior em relação as técnicas de carga a partir de vapor. Também foi possível inferir sobre variações da velocidade de captura do "MOT" através dos perfis de fluorescência obtidos.

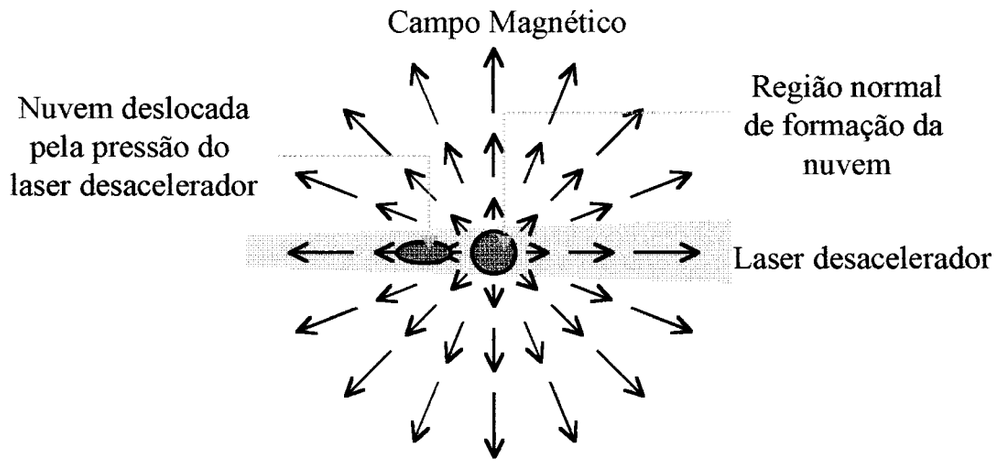

Figura 16: Deslocamento provocado pelo laser desacelerador na nuvem de átomos aprisionados.

III.2 Arranjo Experimental:

Para melhor compreender e visualizar a montagem para o aprisionamento magnético-óptico a partir do feixe desacelerado é apropriado dividir o sistema por suas funções:

1) Sistema Mecânico do Feixe Atômico: compreende a parte de produção do feixe juntamente com a produção do campo magnético necessário para a frenagem e a produção do vácuo.

2) Sistema Mecânico do Aprisionamento: engloba o equipamento utilizado para realização do MOT juntamente com o sistema de vácuo e bobinas para produção do campo magnético.

3) Sistema Óptico do Laser de Frenagem: aqui inclui-se todo conjunto para produção e adequação do laser utilizado para desacelerar os átomos.

4) Sistema Óptico do Laser de Aprisionamento: compreende o aparato necessário para gerar o laser com as características necessárias ao aprisionamento.

5) Sistema de Aquisição de Dados: engloba os equipamentos utilizados na tomada de medidas das características do "trap".

III.2.a Sistema Mecânico do Feixe Atômico:

Numa tentativa de simplificar a compreensão da montagem e do funcionamento deste sistema seguiremos descrevendo-o na ordem da produção à frenagem do feixe.

Dentro de um recipiente metálico, a ser chamado por **forno**, alguns gramas de sódio metálico foram aquecidos, por uma fita térmica, à temperaturas de cerca de 350^oC produzindo grande quantidade de vapor. Este vapor, impelido a sair do forno, passou por um **"nozzle"**. Este um estreito orifício responsável pela *colimação* dos átomos em um feixe com um ângulo de abertura de aproximadamente *1mrad*. O "nozzle" foi mantido à temperaturas (550^oC) superiores a do forno a fim de evitar entupimentos. Todo este conjunto foi montado em uma plataforma, móvel através de controles externos, dentro de uma câmara metálica na qual o vácuo foi mantido em torno de $10^{-6}Torr$ por uma bomba difusora acoplada a uma bomba mecânica.

Ao passar pelo "nozzle" o feixe encontrava um orifício de cerca de *1,5mm* de diâmetro que ligou a câmara do forno a um tubo levando ao restante do sistema. Este orifício, chamado de **canal**, foi mantido a cerca de 500^oC. O canal serviu para evitar a passagem de vapor da câmara do forno para o restante do sistema, nos permitindo a obtenção de um vácuo melhor nesta segmento.

Uma segunda câmara encontrava-se logo após o canal possibilitando-nos, através de suas janelas, a observação e o alinhamento do feixe de frenagem em

relação ao canal. Ela também nos possibilitou a adição de uma bomba turbo–molecular, e uma bomba Iônica responsável por levar o vácuo deste trecho à cerca de 10^{-9} *Torr*.

Na seqüência o feixe passava por um "bellow" (tubo flexível para vácuo), responsável por evitar torções entre as partes conectadas, após o que entrava na região onde se dava o processo de desaceleração. Nesta ocasião passava por um longo **tubo metálico** de ***~1,5m***. Este era equipado com uma camisa de nitrogênio visando melhorar o vácuo do restante do sistema e rodeado pelo **solenóide** destinado à produção do campo magnético ~~descrito no item II.2.b~~. Uma fonte de ~~alta~~ corrente fornecia os até *40Amp*. utilizados pelo solenóide e pela **bobina de extração** situada logo após o mesmo.

Por fim o tubo se conectava à câmara de aprisionamento cujos detalhes são apresentados no item seguinte.

III.2.b Sistema Mecânico do Aprisionamento:

O aprisionamento era realizado em uma **câmara** de aço inoxidável. Esta câmara possuía *16 janelas* para: 1) seis janelas para inserção dos laseres de aprisionamento, 2) duas para o laser de frenagem e o feixe atômico, 3) uma para o detetor de íons, 4) uma para a foto–multiplicadora, 5) uma para a câmera CCD, 6) uma para visualização da amostra de átomos aprisionados e 7) uma para a conexão de uma bomba turbo–molecular. A conexão desta a uma bomba turbo–molecular e uma iônica foi o suficiente para produzir um vácuo de aproximadamente 10^{-11} *Torr*.

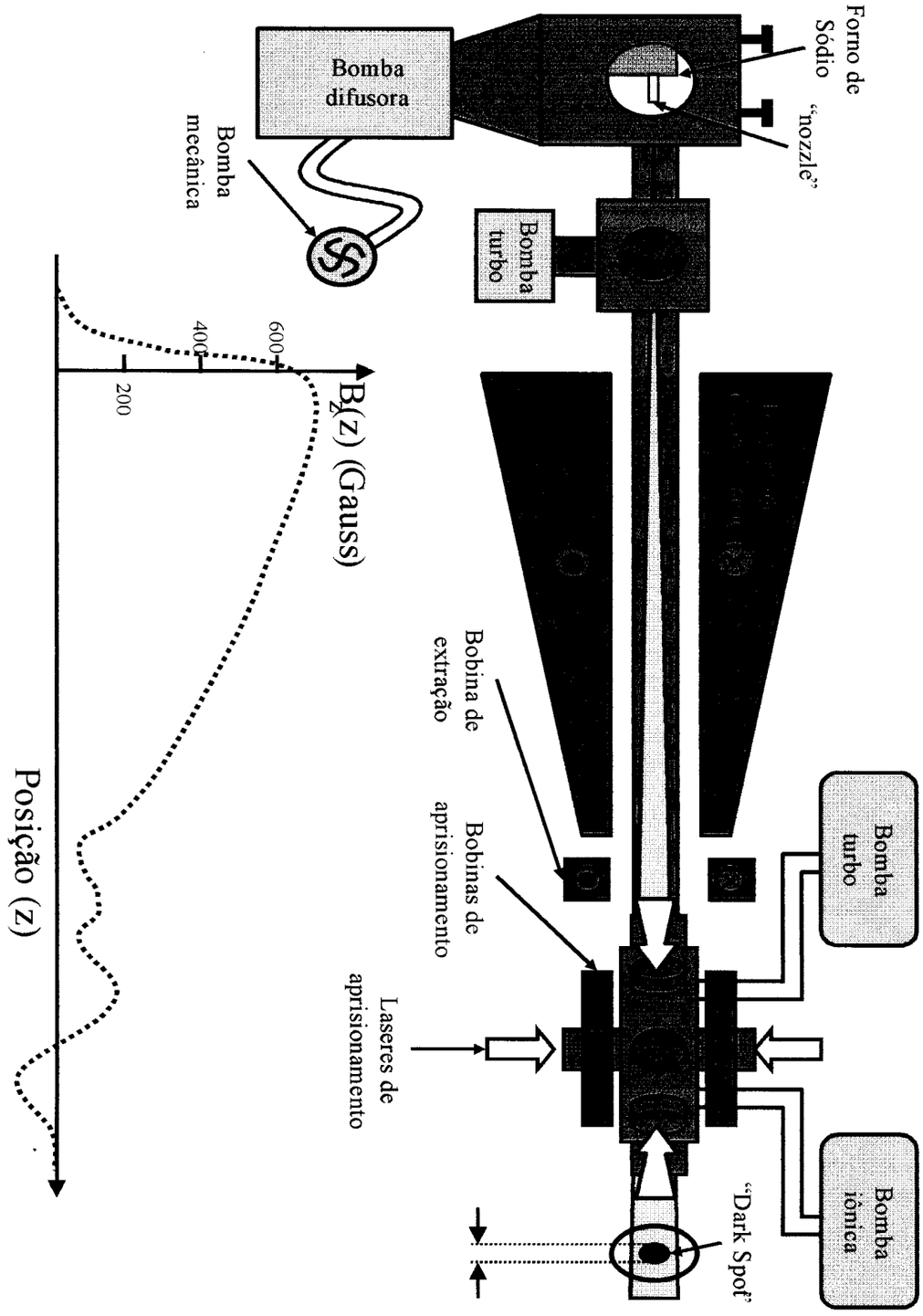

Figura 17: Arranjo dos sistema mecânico para a produção do feixe atômico desacelerado.

Duas bobinas de 90 voltas e 18cm de raio médio produziam o perfil de campo magnético necessário. Estas foram colocadas ao lado da câmara, como indica a Figura 17. Ao serem alimentadas por uma fonte de corrente com aproximadamente *35Amp.* produziam cerca de 10gauss/cm de gradiente na direção do eixo z e ~5gauss/cm no plano paralelo ao das bobinas e no centro do sistema. Com este campo criou-se as condições necessárias para o aprisionamento magnético–óptico.

III.2.c Sistema Óptico do Laser de Frenagem:

Um **laser de corante**, ao ser bombeado com um laser de argônio, produzia cerca de ***400mW*** de potência num feixe de banda de freqüência ao redor de ***1MHz*** valor bastante inferior à largura de linha da transição utilizada para frenagem do feixe atômico. Ver Figura TAL.

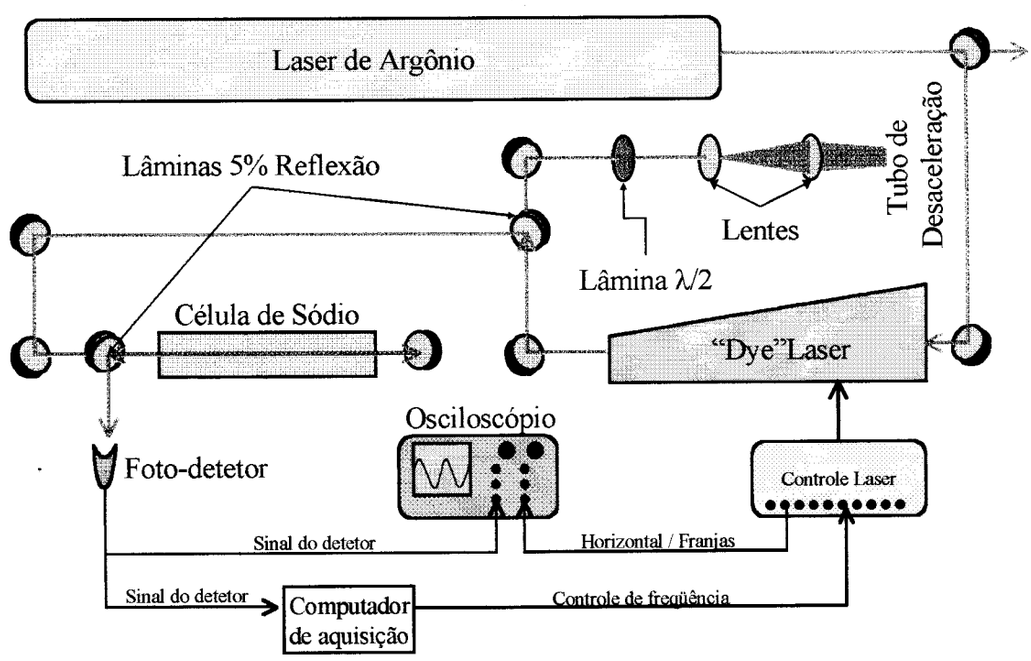

Figura 18: Arranjo do sistema ótico para produção do laser de desaceleração.

Para controlar a freqüência do laser, assim como ajustá-la em relação a freqüência de transição do sódio, utilizamos um sistema de célula de referência. O sistema de célula de referência constitui-se basicamente de uma célula de vidro contendo vapor de sódio através da qual passou-se uma pequena fração (cerca de 5%) subtraída do laser desacelerador com o auxílio de uma lâmina de vidro. Medindo a intensidade do feixe de referência transmitido foi possível conhecer a freqüência do laser em relação a freqüência de ressonância da transição utilizada para a frenagem e aprisionamento.

Duas lentes foram utilizadas para expandir e focalizar o feixe no orifício do canal. Uma **lâmina de $\lambda/2$**, colocada com seu eixo rápido à 45° do eixo de polarização do laser de corante, foi responsável por gerar a **polarização σ^+** no feixe de frenagem.

Na janela da câmara de aprisionamento utilizada para a entrada o laser de frenagem foi colocada, sobre um **translador x-y**, uma lâmina de acrílico cujas superfícies possuíam camadas anti–refletoras. Aproximadamente no centro dessa lâmina foi fixado um **disco opaco** utilizado para produzir uma ***sombra*** no laser. Este conjunto é aquele que nos referimos por "dark spot" ou "disco bloqueador". Ver Figura 19.

A relação entre o diâmetro da do feixe de átomos, do laser desacelerador e da sombra pode ser visto na <<fig em função da posição ao longo do solenóide de frenagem. É fácil observar a partir desta figura que o diâmetro do laser sempre é superior ao diâmetro do feixe atômico e a sombra cobre apenas uma pequena parcela do total.

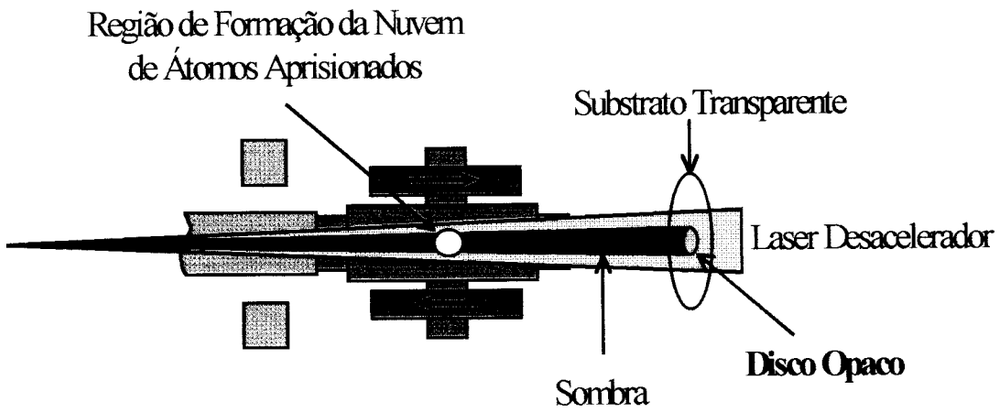

Figura 19: Sombra gerada pelo disco bloqueador.

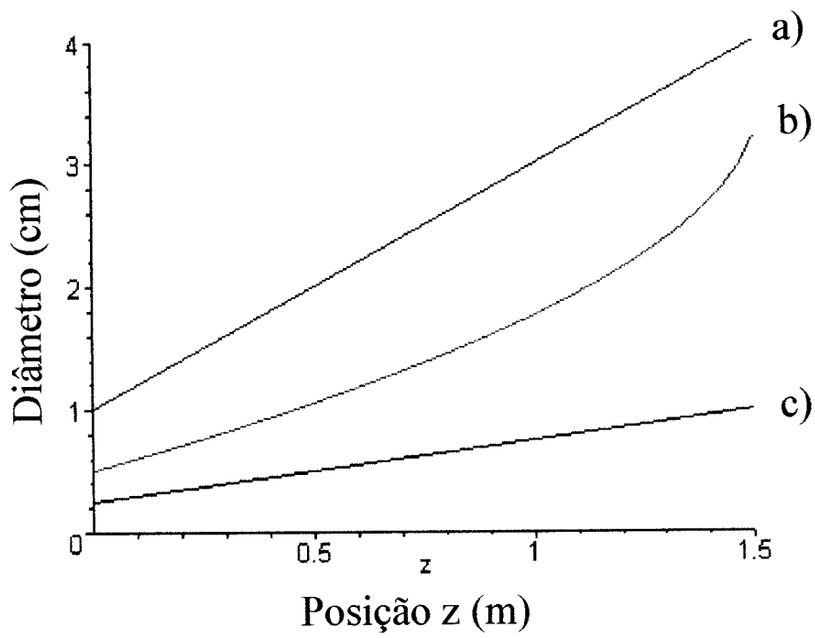

Figura 20: Variação dos diâmetros em relação à posição já dentro do solenóide: a) diâmetro do laser desacerador, b) do feixe atômico e c) da sombra.

III.2.d Sistema Óptico do Laser do "MOT":

Da mesma forma que para o laser de frenagem produzia-se, a partir de um laser de argônio bombeando um laser de corante, cerca de ***400mW*** de luz com estreita banda de freqüência (1MHz).

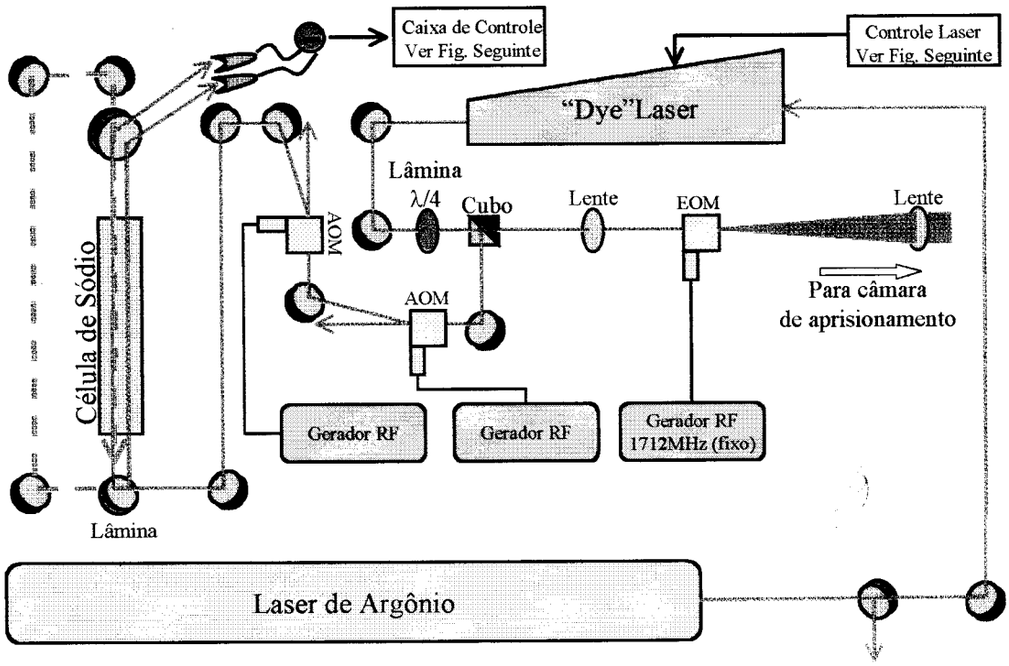

Figura 21: Montagem do sistema ótico para geração do laser de aprisionamento e re–bombeio.

Com o auxílio de um cubo e uma lâmina de λ/2 uma pequena parcela do feixe principal foi subtraída para ser utilizada em um sistema de **célula de referência**, similar ao descrito no tópico anterior. Este encontrava-se acoplado a um conjunto de equipamentos ("Lock In", osciloscópio, caixa de controle, moduladores acusto–ópticos ("AOM"), etc.) responsáveis por compensar flutuações e assim manter automaticamente o laser na freqüência desejada. Ver Figura 22.

O laser transmitido pelo cubo foi focalizado, com uma lente de 6cm de foco, no cristal de um **modulador eletro–óptico** ("EOM") conectado a um gerador de freqüências. Este modulador operava criando duas bandas laterais a ±1712MHz (cerca de 60MHz inferior à separação entre os estados $3S_{1/2}$ F=1 e $3S_{1/2}$ F=2) da banda central e com cerca de 2/3 da potência máxima desta. A banda lateral de maior freqüência foi responsável pelo re–bombeio dos átomos que, indesejavelmente,

decaíssem para o estado $3S_{1/2}$ F=1, enquanto que a banda principal realizava o aprisionamento.

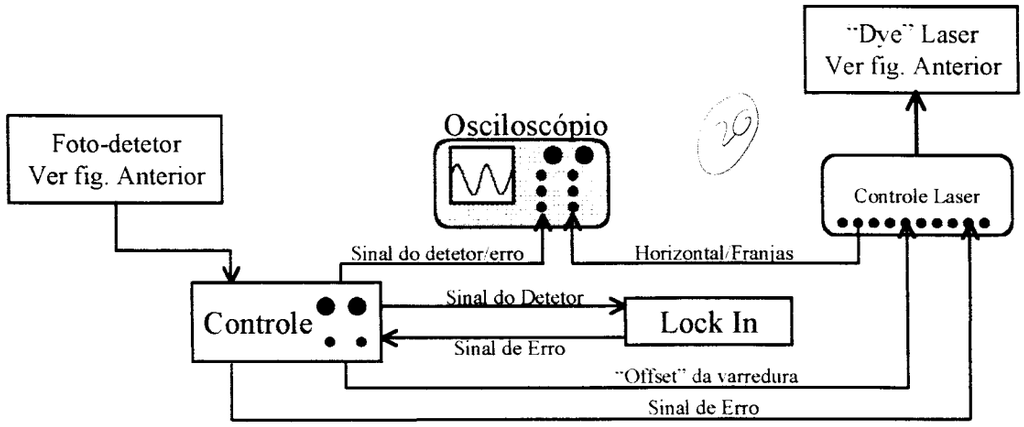

Figura 22: Sistema para estabilização da freqüência do laser de aprisionamento.

O laser foi expandido com duas lentes e quando chegava na câmara de aprisionamento um conjunto de espelhos, divisores de feixe e lâminas de $\lambda/4$, dividia-o nas três porções dos eixos de aprisionamento e o polarizava da forma indicada no item II.3.a.

III.2.e Sistema de Aquisição de Dados:

Foram observadas três características da amostra de átomos aprisionados: 1) a fluorescência ou espalhamento da luz dos laseres pelos átomos, 2) a imagem desse espalhamento e 3) o número de íons formados.

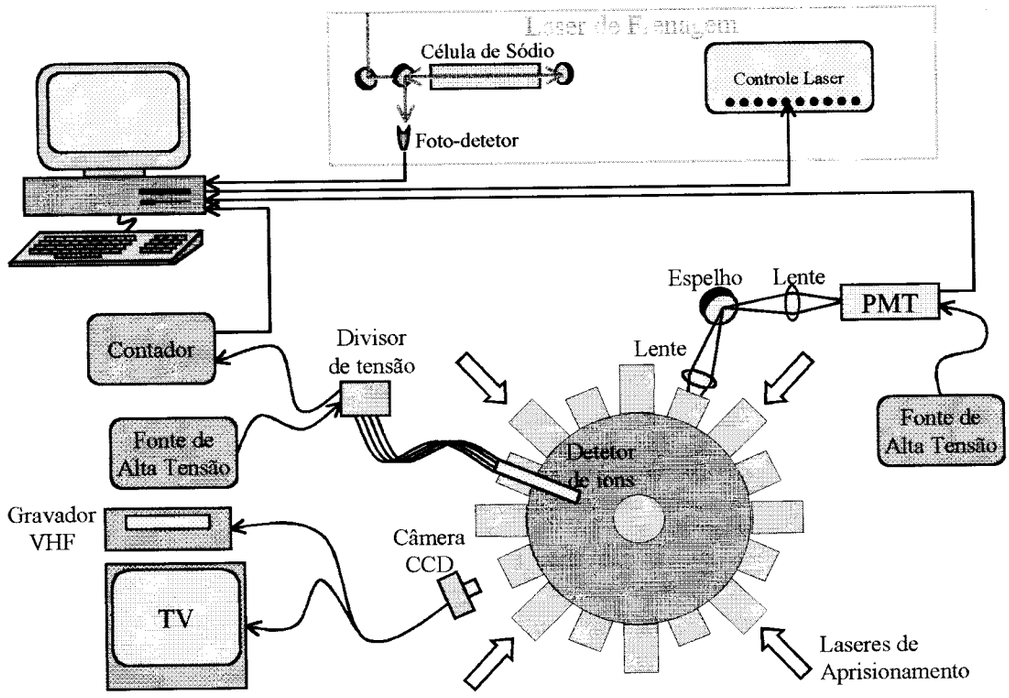

Figura 23: Sistema de aquisição e tomada de dados.

Para medir a quantidade de luz espalhada pelo "trap" utilizamos uma **foto–multiplicadora** ("PMT") (dispositivo capaz de gerar uma corrente elétrica a partir da absorção de uns poucos fótons) alimentada com uma tensão de cerca de 2500V por uma fonte apropriada. Duas lentes foram utilizadas para focalizar a imagem da amostra no sensor da "PMT". Com o auxílio de uma íris a luz espalhada por outras fontes que não a nuvem pode ser parcialmente bloqueada. O sinal elétrico de saída da foto–multiplicadora, linear em relação ao número de fótons que atingiam o sensor, foi conectado ao **computador de aquisição** para ser gravado juntamente com os outros dados do sistema. Assim obtido este valor forneceu, ao incluirmos mais alguns parâmetros do sistema (ver item III.3.b), o ***número total de átomos*** presentes na amostra. Ver Figura 23.

Imagens do espalhamento foram obtidas com o auxílio de uma **câmera CCD** externa à câmara e acoplada a um gravador VHS e uma TV. Uma lente regulável, embutida na câmera, permitiu a focalização da imagem no sensor. A imagem da fluorescência nos forneceu, depois das devidas calibrações da CCD e digitalização das imagens, informações sobre a ***forma e volume*** da nuvem.

Introduzido em uma das janelas da câmara um **detetor de íons** fornecia os dados sobre a taxa de ***formação iônica*** a um contador de pulsos ligado ao computador de aquisição. Para operar o detetor foi conectado à 2000V de uma fonte de alta tensão através de um divisor de tensão responsável pela distribuição da voltagem entre os diversos elementos internos. Segundo a teoria defendida no item III.3.c o número de íons formados é proporcional ao número total de átomos na armadilha vezes a densidade dos mesmos. O número de íons formados não foi de grande interesse na nossa pesquisa, sendo mais interessante para estudos colisionais, que se orientou pelo número total de átomos e o volume da nuvem.

Integrando os sistema de aquisição esteve um **computador** com uma placa, apropriada para coletar e enviar sinais elétricos externos, e um programa responsável pelo armazenamento destes sinais de entrada e controle dos sinas de saída. Este computador foi responsável pelo controle da freqüência do laser desacelerador (nas medidas de fluorescência *vs.* freqüência), dos "shutter's" (mecanismo de bloqueio do laser), das válvulas pneumáticas e de outros componentes utilizados nas diversas medidas realizadas.

III.3 Dados e Análise:

Como já indicado anteriormente as seguintes características da amostra de átomos aprisionados foram medidas: 1) a ***intensidade da fluorescência*** indicando o **número total** de átomos aprisionados, 2) a ***imagem da fluorescência*** fornecendo a **forma** e **volume** da nuvem e, por fim, 3) a ***taxa de formação de íons*** indicando o produto **numero total** vezes **densidade**.

Na ocasião das medidas referidas anteriormente os parâmetros do sistema foram:

1) A potência do laser de aprisionamento foi de 400mW, sendo o parâmetro w do perfil gaussiano do feixe 5mm indicando uma intensidade de **~100mW/cm^2** para cada eixo, valor superior, como necessário, à intensidade de saturação da transição do sódio em questão.

2) A potência do laser de frenagem, antes de penetrar na câmara, girava em torno de 400mW, a intensidade relativa a este valor na região do "MOT" era de cerca de **250mW/cm^2**.

3) O vácuo na câmara de aprisionamento era de aproximadamente **10^{-11}Torr**.

4) O sistema de aprisionamento passou por um alinhamento geral na freqüência de melhor performance do "MOT" para o "dark spot" de 4mm de diâmetro.

5) O "dark spot" foi alinhado, para cada diâmetro diferente do disco, com o auxílio do seu sistema de translação de forma a minimizar a distorção e deslocamento sofridos pela nuvem de átomos aprisionados. Para tanto a freqüência do laser de frenagem era ajustada de forma a provocar a maior pressão possível sobre a nuvem.

6) Varreu-se a freqüência do laser de frenagem em **1GHz** em torno da freqüência de aprisionamento e em 300 passos realizados em um intervalo total de **cinco minutos**. O tempo de varredura é importante para a carga e estabilização do número aprisionado. Tempos muito curtos podem impossibilitar a armadilha de se carregar completamente comprometendo os resultados.

III.3.a Perfis de Fluorescência:

Num primeiro momento nosso interesse esteve voltado para a influência da freqüência do laser de frenagem sobre a eficiência do "MOT" e as alterações devido a sombra gerada pelo "dark spot". Com este intuito procedemos variando a freqüência do laser de frenagem ao mesmo tempo que armazenamos os dados sobre intensidade da luz espalhada, o número de íons formados, o sinal da célula de referência e a imagem da fluorescência. O computador de aquisição controlou ao mesmo tempo a armazenagem dos dados indicados anteriormente e a varredura de freqüência de onde tiramos o Gráfico 1 para os diversos tamanhos de "dark spot". O sinal da célula de referência, apresentada somente no Gráfico 9 como exemplo, foi substituído no Gráfico 1 por um ajuste da posição zero de freqüência.

É fácil observar através do Gráfico 1 a forte dependência da performance da armadilha magnética-óptica com relação à freqüência do laser desacelerador. Acreditamos que isto se deve basicamente a dois fatores: 1) alterações no fluxo e velocidade final dos átomos lentos, gerados pelo processo de frenagem, fornecidos ao volume de captura de "MOT" (características já estudadas nas referências [18, 19, 20]) e 2) desbalanço da armadilha causada pela pressão de radiação provocada pelo laser desacelerador.

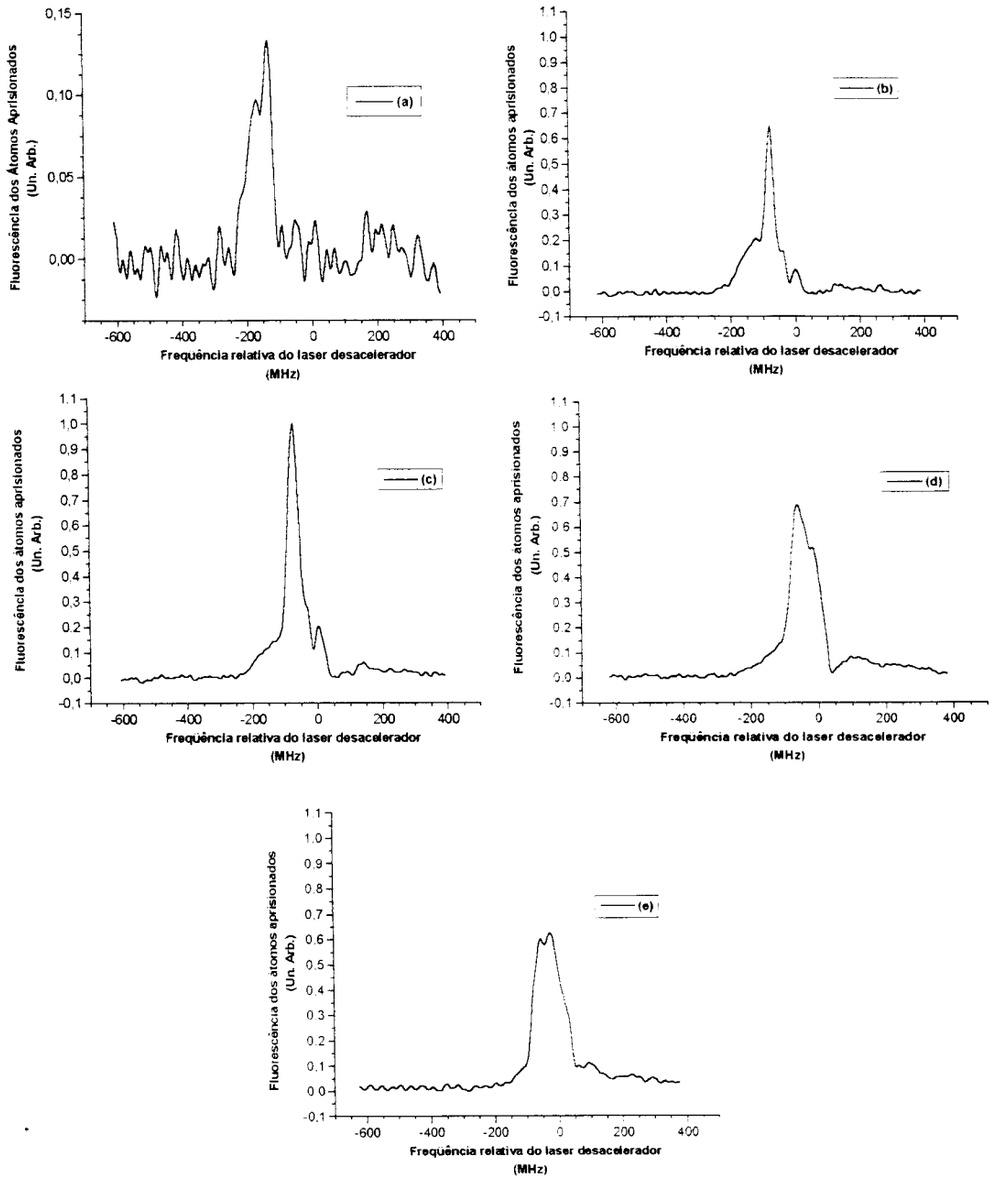

Gráfico 1: Perfis de fluorescência em função freqüência do laser desacelerador para vários diâmetros da sombra no laser: a) 0mm, b) 2,6mm, c) 3,5mm, d) 5,7mm e e)7mm

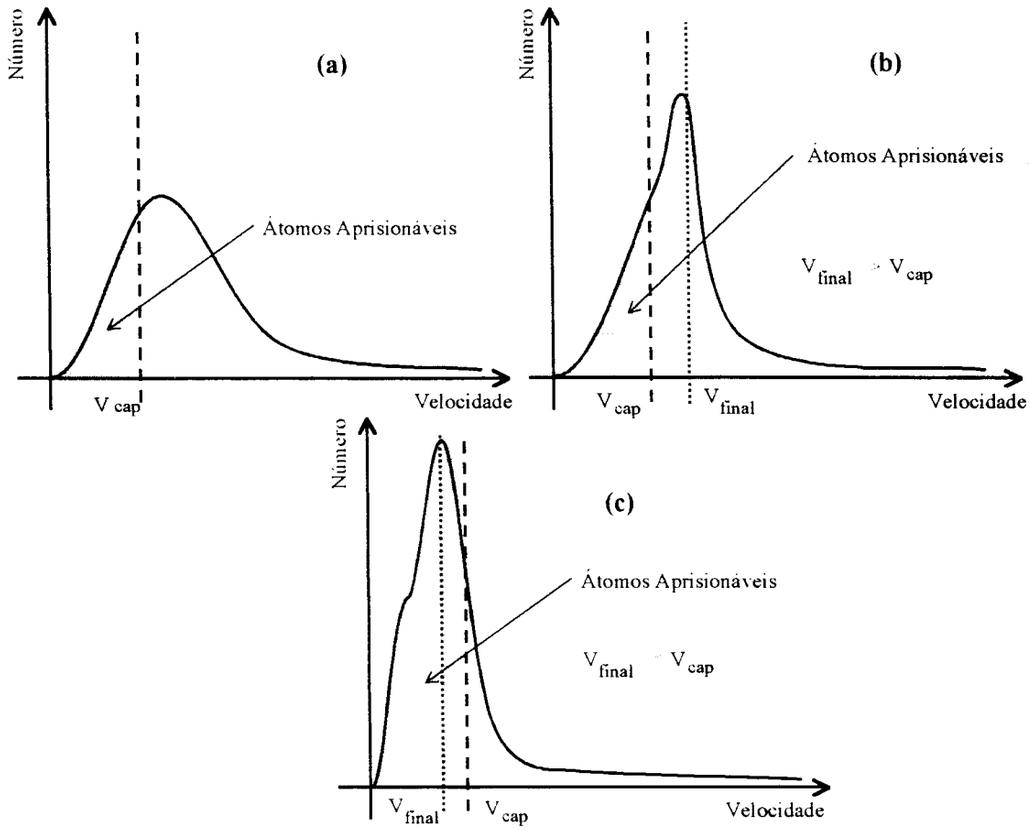

Figura 24[5]: Influência da velocidade final sobre o número de átomos aprisionados: a) nenhuma desaceleração do feixe é realizada, b) a velocidade final é superior à velocidade de captura e c) a velocidade final é inferior a velocidade de captura.

De maneira mais detalhada devemos considerar os seguintes fatores:

1) O primeiro fator a ser considerado é a relação entre as velocidades final da frenagem, e de captura da armadilha. Para uma melhor compreensão analisemos a situação onde a velocidade de saída é maior que a velocidade de captura do "MOT". Desta forma mesmo que um grande número de átomos lentos chegue a região de captura e o desbalanço devido o laser de frenagem seja pequeno, a performance da armadilha será ruim porque esta não é capaz de reter os átomos. Quando a velocidade

[5] As escalas da figura não estão corretas para fins de ilustração e visualização.

final for inferior à velocidade de captura uma grande quantidade de átomos são capturados refletindo positivamente sobre o "MOT".

Devemos lembrar que o campo na região final (B_{final}) também depende do "detuning" ou freqüência relativa do laser de frenagem (Δ). Entretanto o valor $\gamma.B_{final}/k$ é bastante pequeno resultando:

$$V_{final} = -\Delta/k \qquad (25)$$

A velocidade de captura para armadilhas magnéticas–ópticas com as características da utilizada em nossos experimentos é de aproximadamente **50m/s**, este valor corresponde a uma freqüência de **80MHz** para o vermelho da transição utilizada no processo de desaceleração. Assim fixa-se uma clara dependência entre a velocidade final e a freqüência do laser de frenagem e consequentemente entre a performance do "MOT" e a diferença de freqüências Δ.

2) A posição, em relação ao volume de captura da armadilha (aproximadamente uma esfera com 1,2cm de diâmetro), onde os átomos deixam o processo de frenagem também é um fator crucial para a eficiência do "MOT". Se a finalização do processo ocorre muito antes da região de captura a dispersão transversal se apresenta como um forte fator moderador do número de átomos aprisionados (ver Figura 25). Se, por outro lado, a finalização ocorre excessivamente após a região de captura, no momento em que os átomos passam por esta sua velocidade é superior à velocidade final do processo. Como descrito anteriormente há uma velocidade máxima (v_{cap}) à qual o "MOT" pode efetuar o aprisionamento de modo que quanto maior for a

velocidade dos átomos fornecidos à região de captura pior será a performance do "trap".

Podemos ver a relação entre o ponto onde os átomos param de ser freados e a freqüência relativa do laser da seguinte forma: o final da frenagem ocorre quando a derivada do campo magnético ultrapassa um certo valor máximo tolerável. Este valor máximo, por sua vez, depende de Δ assim como depende a posição em que ocorre.

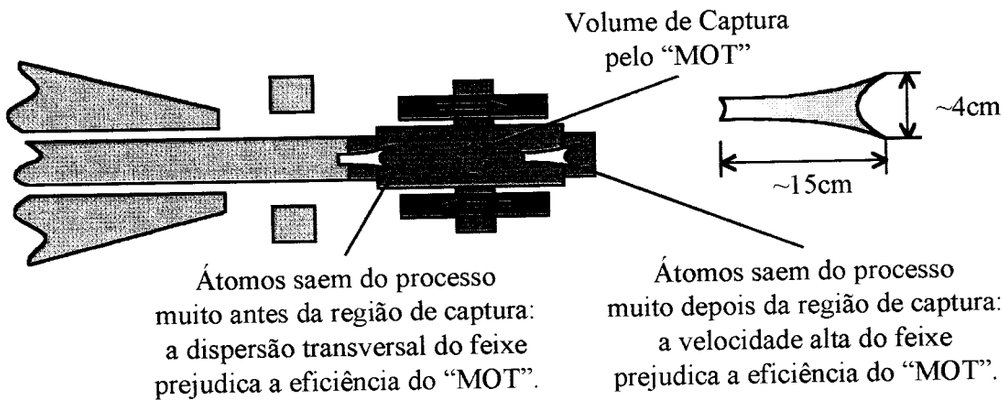

Figura 25: Efeitos da posição da finalização do processo de frenagem sobre a eficiência da armadilha.

Por fim vemos que o "detuning" Δ também influencia a eficiência do "MOT" através da posição relativa a região de captura onde os átomos deixam o processo de frenagem. Esta região, de 10 a 15cm, era visível a olho nú durante os experimentos e foi possível observar que, ao varrer a freqüência do vermelho para o azul da transição, ela se deslocava cerca de 40cm do lado da janela de entrada do laser desacelerador para o interior do tubo. Também notamos que o "trap" se formava quando a luminescência a qual nos referimos estava sobre a região de formação do mesmo.

3) Como já foi citado o laser desacelerador produz uma pressão, dependente da freqüência do mesmo, sobre os átomos da nuvem capaz de deslocá-los do centro da armadilha e até extinguir a mesma. Isto ocorre principalmente porque o laser de frenagem opera em freqüências próximas da ressonância e o faz com uma potência que é superior à dos laseres de aprisionamento em cada direção.

A equação (5) torna explicita a dependência da pressão desbalanceadora, produzida pelo laser responsável pela frenagem do feixe atômico sobre o "MOT", com a diferença de freqüências Δ. Apesar de uma expressão quantitativa para este efeito ser difícil de se deduzir, na prática ele é facilmente observável através do deslocamento e deformação sofridos pela nuvem de átomos aprisionados.

Tendo em mente os quatro fatores citados anteriormente estamos aptos a compreender os perfis da **fluorescência *vs.* freqüência** do laser de frenagem apresentado no Gráfico 1:

Comecemos observando o Gráfico 1 para o caso em que nenhum disco bloqueador foi utilizado. Vê-se nenhuma fluorescência até 250MHz para o vermelho da ressonância, após isto um fraco sinal cresce lentamente até atingir um valor máximo em ~130MHz para o vermelho. Este máximo marca o início de uma relativamente abrupta queda até a extinção total em -100MHz. Na faixa de freqüências onde se observa a formação da nuvem de átomos aprisionados **(-250 a -100MHz)** a velocidade de saída do processo de desaceleração varia de **117 a 70m/s**. Velocidades altas em relação à velocidade de captura do "MOT" (estimada em torno de 50m/s para armadilhas operando com os mesmo parâmetros utilizados) o que indica uma faixa de **0 a –80MHz** para a boa operação do aprisionamento. Desta

forma, o aumento gradativo até o pico de intensidade se compreende pelo decréscimo da velocidade final, proporcionando maior número de átomos passíveis de serem aprisionados.

A extinção do "trap" após –130MHz se deve ao **desbalanço** causado pelo laser de frenagem, que conta com uma intensidade de **~250mW/cm^2**, sobre a armadilha magnética–óptica. A pressão produzida por este laser é suficiente, na região de freqüência entre **–130 a +20MHz** (região onde surge um pico de fluorescência quando colocado o disco bloqueador), para expulsar todos átomos que por ventura estejam presos na armadilha. Este processo de perda pode ser facilmente verificado a partir do Gráfico 2 onde os sinais para os casos onde não há nenhum "dark spot" e para o caso em que um de 4mm de diâmetro é utilizado. Quando a freqüência do laser desacelerador passa para o lado azul da transição atômica os átomos são freados em regiões muito anteriores ao volume de captura do "MOT". Deste modo as perdas pela dispersão transversal eliminam o fluxo de átomos lentos para a armadilha.

Antes de prosseguirmos no estudo dos casos onde há "dark spot's" presentes é aconselhável compreender a atuação dos mesmos no sistema em questão. Dois efeitos facilmente identificáveis:

1) A sombra gerada no laser desacelerador eliminava ou reduzia consideravelmente, ao ser projetada sobre a nuvem de átomos, a pressão de radiação do laser em questão. Contando assim com um efeito **positivo** sobre a performance do "MOT".

2) Por outro lado a sombra eliminava uma parte da região na qual se dava o processo de desaceleração, o que, somado ao fato do volume restante ao processo

terminar numa região periférica ao volume de captura, reduzia o número de átomos disponíveis ao aprisionamento produzindo um efeito **negativo** sobre a eficiência do "trap".

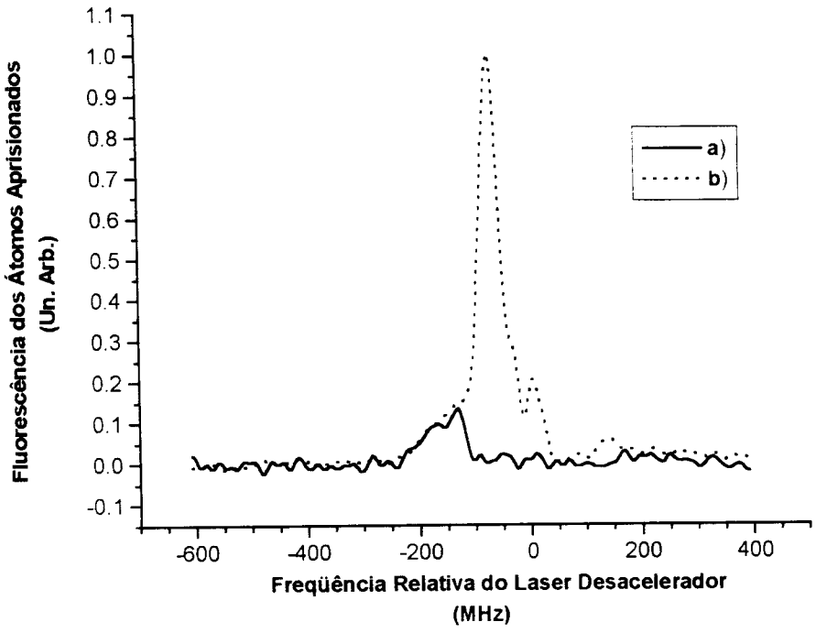

Gráfico 2: Comparação entre os perfis de fluorescência: a) sem nenhuma sombra no laser desacelerador e b) com uma sombra de 3,5mm de diâmetro.

O Gráfico 2 mostra claramente o efeito da presença do "dark spot", na região de –200 a –130MHz os dois sinais, com e sem disco bloqueador, são praticamente iguais, isto corresponde a dizer que o *desbalanço do laser desacelerador nesta faixa de freqüência é desprezível.* No intervalo de **–130 a 20MHz** enquanto que na ausência do disco bloqueador não ocorre a formação da nuvem, na presença do disco vemos um sinal bastante intenso indicando um grande número de átomos aprisionados. Sem a pressão do laser de frenagem a maior eficiência do "MOT" ocorre quando a velocidade final do feixe atômico lento é menor, como pode ser

visto o pico de intensidade com um "dark spot" de 4mm (sombra 3,5mm) ocorre em torno de **70MHz** para o vermelho, quando, calcula-se, temos átomos chegando com uma velocidade de **40m/s**, valor inferior à velocidade de captura, o Gráfico 3 apresenta a evolução da posição do pico com o tamanho do disco.

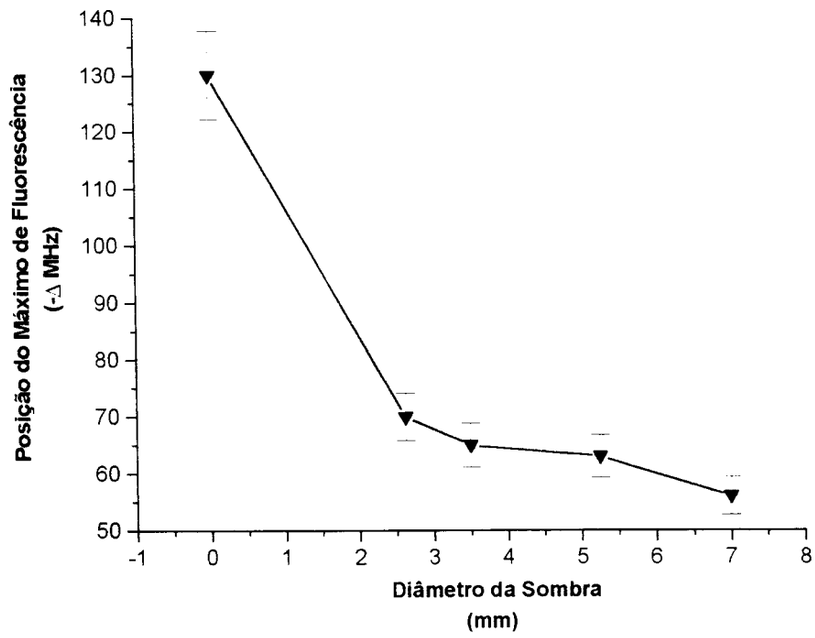

Gráfico 3: Evolução da posição de maior fluorescência em relação as alterações no diâmetro da sombra no laser desacelerador.

Como conseqüência do aumento da sombra no laser desacelerador, em um determinado momento as perdas devido a inutilização da área sombreada para o processo de frenagem ultrapassam os ganhos da blindagem da pressão desbalanceadora. O resultado disto é que o número total de átomos aprisionados decai, ver Gráfico 4, em contrapartida o largura do pico de fluorescência aumenta indicando a quase total extinção da pressão do laser desacelerador (ver). No Gráfico 4 observa-se um aumento, compreendido pela proteção da sombra sobre a nuvem, no

número máximo aprisionado até uma sombra de 3,5mm de diâmetro quando então os princípios de perda comentados tornam-se superiores e o número diminui gradativamente.

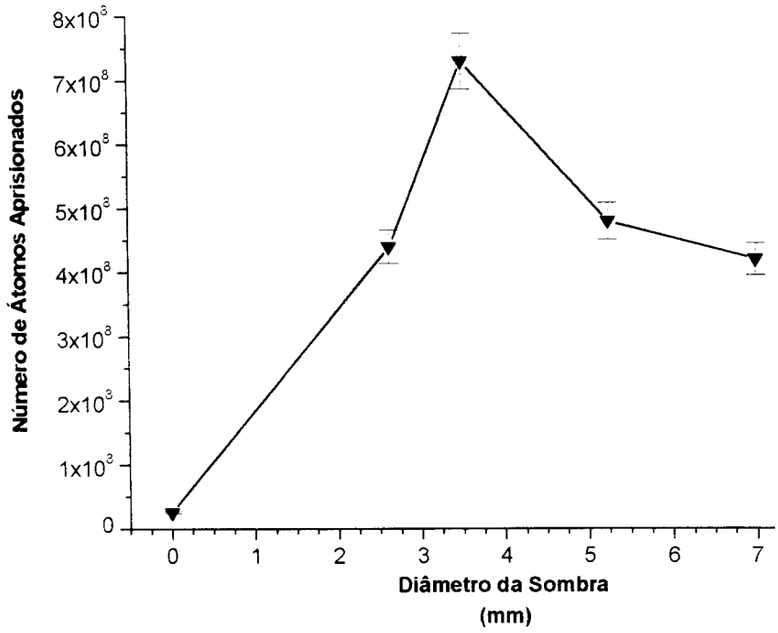

Gráfico 4: Alterações do número máximo de átomos aprisionados em re o diâmetro da sombra no laser desacelerador.

III.3.b Número e Densidade da Nuvem:

. O número total de átomos foi calculado a partir da fluorescência medi "PMT" e alguns parâmetros do aprisionamento. O método utilizado para o c analisa a quantidade de luz (potência) espalhada por um certo número de át quando irradiados com uma determinada intensidade de luz a uma dada freqüê Encontramos, a partir desta análise, uma equação que relaciona a potência espalhada e o número de átomos:

$$P_t = Nh\nu \frac{1}{2\tau} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\Delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \Omega^2} \qquad (26)$$

onde h é a constante de Planck ($6{,}6.10^{-34}$Js), ν é a freqüência do laser de aprisionamento ($5{,}08.10^{8}$MHz), Γ representa a largura de linha da transição de aprisionamento (10MHz), τ o tempo de vida do estado excitado (16ns) e Ω a freqüência de Rabi ($\Omega=28(I_t)^{1/2}$). Sendo a intensidade total (I_t) encontrada a partir de:

$$I_t = \frac{2P_o}{\pi W^2}\frac{1}{3} \qquad (27)$$

onde P_o é a potência medida do laser de aprisionamento (400mW) e W um parâmetro da forma gaussiana do mesmo laser (5mm). O fator 1/3 surge do fato de ao medirmos a potência do laser estamos incluindo as duas bandas laterais do re–bombeio que não entram no cálculo por estarem numa freqüência fora de ressonância.

Primeiramente foi necessário calibrar a foto–multiplicadora para determinar exatamente a relação entre a voltagem do sinal de saída (V_{pmt}) e a potência luminosa incidente no detetor (P), encontramos $V_{pmt}=-0{,}04-1{,}47.10^{5}P$, P em mW e V_{pmt} em Volts. Calculando o ângulo sólido da luz captada no sensor e as perdas nas superfícies conseguimos uma relação direta entre a potência total emitida (P_o) e a voltagem (V_{pmt}).

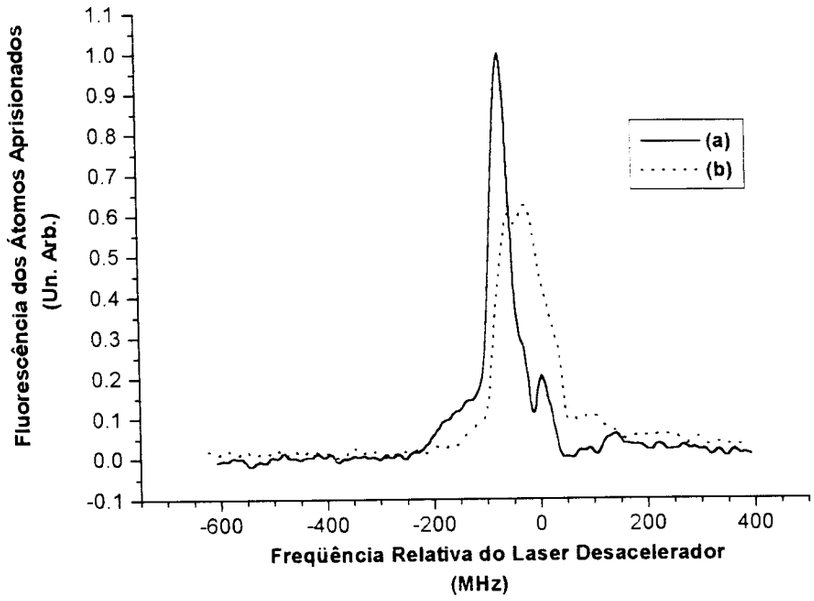

Gráfico 5: Comparação entre os perfis de fluorescência: a) com uma sombra de 3,5mm diâmetro e b) com uma sombra de 7mm.

Desta forma calculamos, na melhor performance do "MOT", um número total de **(7,3±0,4).10^8** átomos aprisionados quando utilizamos um "dark spot" de diâmetro 4mm (sombra de 3,5mm na nuvem), este valor representa um aumento de ***30 vezes*** em relação à situação onde nenhum disco bloqueador foi utilizado. Para "dark spot's" maiores que 4mm ocorre uma lenta diminuição do número aprisionado reduzindo-se a cerca de metade do valor ótimo quando em uso de um disco opaco de 8mm. Concluímos que o efeito positivo da blindagem gerada pela sombra no laser desacelerador supera os efeitos negativos da perda de volume para desaceleração até um disco bloqueador de 4mm. A partir deste diâmetro a situação se inverte tornando desvantajoso o aumento do disco apesar de ainda contarmos com uma eficiência superior em relação a não utilização do mesmo.

As densidades foram calculadas a partir do número de átomos aprisionados obtidos da fluorescência da nuvem e dos volumes obtidos através das imagens gravadas pela câmera "CCD". Para calcular o volume foi necessário digitalizar a imagem gravada, dessa forma obtivemos perfis de intensidade (ver Figura 26) em função dos pixel's da gravação. Com o auxílio de uma calibração da câmera encontramos a relação pixel/centímetro que nos permitiu o cálculo do volume. Assumimos uma esfera com raio igual ao raio médio da região com mais da metade da intensidade máxima.

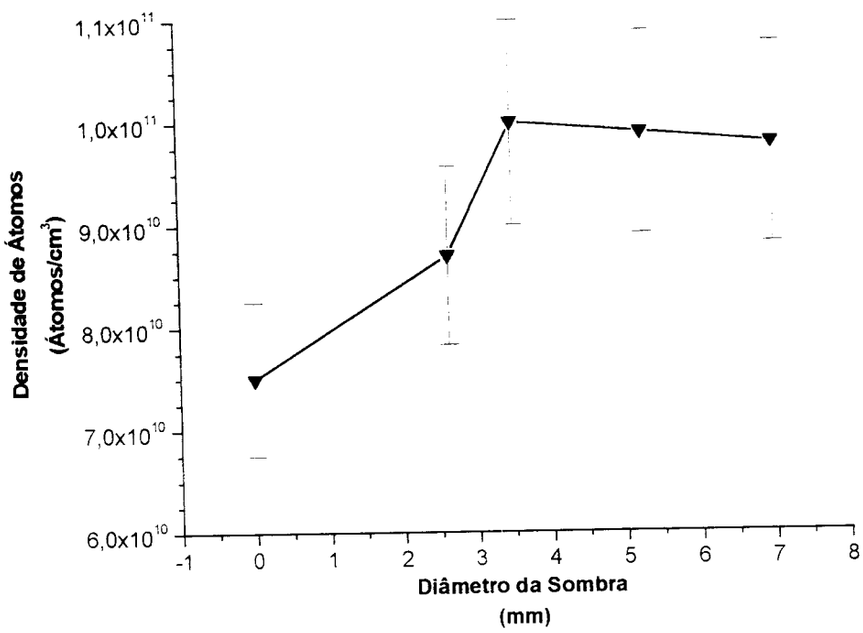

Gráfico 6: Variações da máxima densidade de átomos presentes na armadilha com relação ao diâmetro da sombra no laser desacelerador.

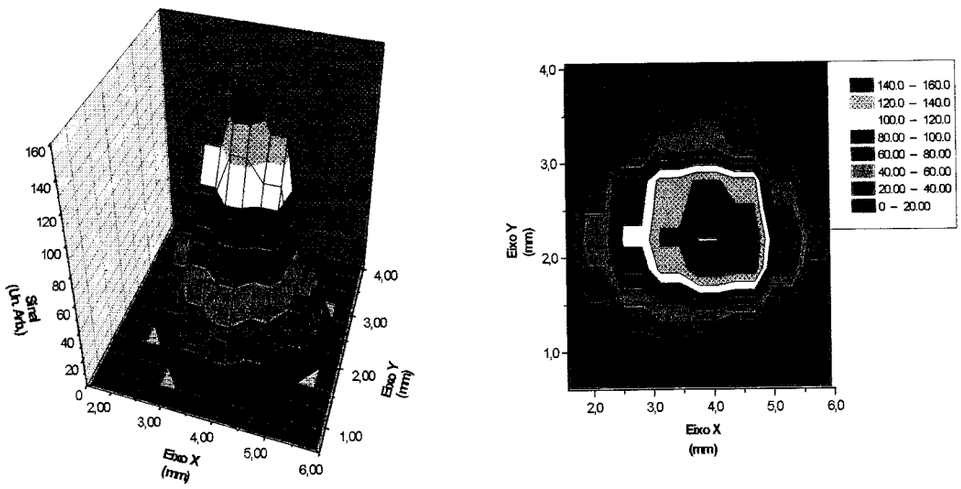

Figura 26: Imagens digitalizadas da fluorescência da nuvem de átomos aprisionados

III.3.c Formação de Íons:

Também nos experimentos monitoramos a formação de íons Na_2^+ (ver Gráfico 7) devida ao processo de **Foto–ionização Associativa ("PAI")** [28]. Em condições ótimas de carga do "MOT" estima-se uma densidade de **~10^{10}átomos/cm^3** através da taxa de perda devido a "PAI". Verificamos a partir do cálculo das densidades que estas eram limitadas (Gráfico 6) principalmente por efeitos de re–espalhamento de fótons da nuvem [29]. Conclusão esta baseada na observação de que a taxa de formação de íons Na_2^+ aumentava linearmente em relação ao número de átomos aprisionados. Com base nesta observação o *perfil de fluorescência torna-se equivalente ao perfil da taxa de formação de íons* em função da freqüência do laser desacelerador:

$$\frac{1}{Vol}\frac{dNa_2^+}{dt} = K_{PAI}n^2 \qquad (28)$$

onde $\underline{n}$ é a densidade de átomos e $\underline{K_{PAI}}$ a constante de taxa de reação (a qual depende da intensidade da luz [28]). Como $\underline{n}$ é basicamente constante $n=N/Vol$ a equação anterior resulta em:

$$\frac{dNa_2^+}{dt} = K_{PAI} nN \qquad (29)$$

Desta forma vemos que taxa de formação de íons é proporcional ao número de átomos, justamente o observado.

No Gráfico 8 encontra-se a variação da posição em que temos a máxima formação de íons em relação ao diâmetro da sombra na região de formação da nuvem de átomos aprisionados. Como pode ser facilmente observado o perfil é similar ao da máxima fluorescência. Isto reafirma a equivalência citada anteriormente entre esta e a taxa de formação de íons.

III.4 Possível Aplicação da Técnica na Determinação da Velocidade de Captura:

Medidas experimentais da velocidade de captura dos "MOT's" são extremamente difíceis de serem realizadas porque a velocidade varia muito pouco com a intensidade do laser e os parâmetros comumente auferidos da nuvem são de pouca ajuda. A velocidade de captura assume um papel de fundamental importância na caracterização do "MOT". Alem disto esta velocidade se apresenta como um fator fundamental nos processo exo–térmicos ocorridos na armadilha. Conta, desta forma, com grande importância para o estudo e compreensão das armadilhas magnéticas–óticas.

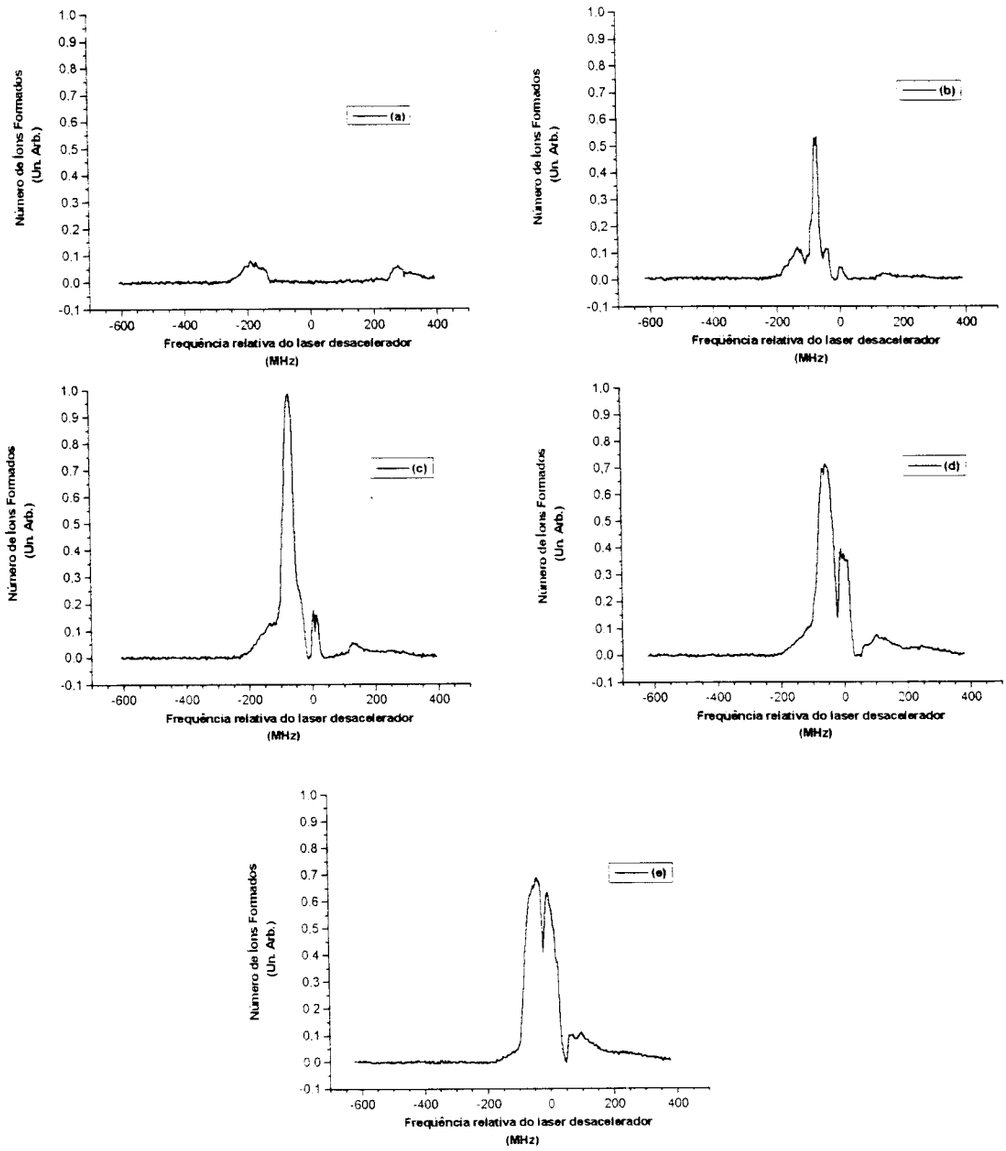

Gráfico 7: Formação de íons em função da freqüência do laser de desacelerador para vários diâmetros da sombra no laser : a) 0mm, b) 2,6mm, c) 3,5mm, d) 5,2mm e e) 7mm

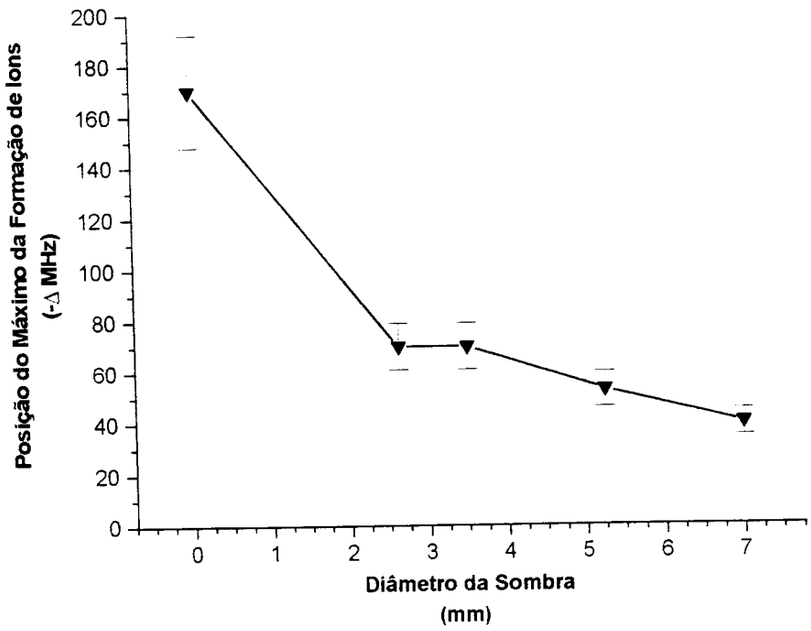

Gráfico 8: Variação da posição da máxima taxa de formação de íons em relação ao diâmetro da sombra.

Como **experimento preliminar** usamos a forma dos perfis de fluorescência para obter informações sobre a velocidade de escape. Determinar exatamente a posição em freqüência que indica a velocidade de captura, nos perfis comentados, é bastante complicado porque vários outros fatores são mesclados na forma final do gráfico. As flutuações e variações dos gráficos da fluorescência resultaram em dificuldades adicionais na análise. Por fim nossos resultados se mostraram em desacordo com as simulações realizadas. Entretanto as similaridades observadas indicam que o ***método pode vir a ser utilizado com sucesso*** depois de alguns aperfeiçoamentos.

Para relacionar a velocidade de captura com o "detuning" do laser consideramos que a posição, em relação a freqüência do laser desacelerador, de

melhor performance do "MOT" (ponto M do Gráfico 10) corresponde a ter os átomos saindo do processo de frenagem com velocidades iguais ou muito próximas da velocidade de captura ($V_{cap} \approx V_{final}$). Ao descrevermos a velocidade final da frenagem como $V_{final} = -\Delta/k$ criamos uma relação direta entre a velocidade de captura e a posição de máximo da fluorescência dos gráficos indicados.

Um problema grave surge da imprecisão da posição zero da freqüência fornecida pelo sinal da célula de referência. Mesmo utilizando o método de célula de referência para eliminar o alargamento térmico do sinal de referência este se apresentou com uma largura bastante superior (cerca de 30MHz) à largura de linha de transição do sódio (ver Gráfico 9). Este fenômeno deve-se ao fato da presença de múltiplas linhas do estado hiper-fino que se fundiam em um único sinal devido o alargamento térmico. Teoricamente a velocidade de escape varia, em termos da freqüência do laser de frenagem, apenas cerca de 10MHz. Torna-se inviável, desta maneira, utilizar o sinal da célula de sódio, possuidor de uma imprecisão de dezenas de MHz como pode ser visto no Gráfico 9, como **referência**. Para contornar este problema recorremos novamente ao perfil do sinal de fluorescência. Desta vez procuramos uma estrutura capaz de indicar e servir como uma referência. Com esta finalidade utilizamos a **posição de extinção da nuvem** indicada por P no Gráfico 10.

A partir da diferença de freqüências retiradas dos perfis de fluorescência entre a posição de máximo (M) e a de extinção (P) pudemos construir o Gráfico 11 que indicada as variações da velocidade de escape em relação a intensidade do laser de aprisionamento para o resultados obtidos e simulações realizadas.

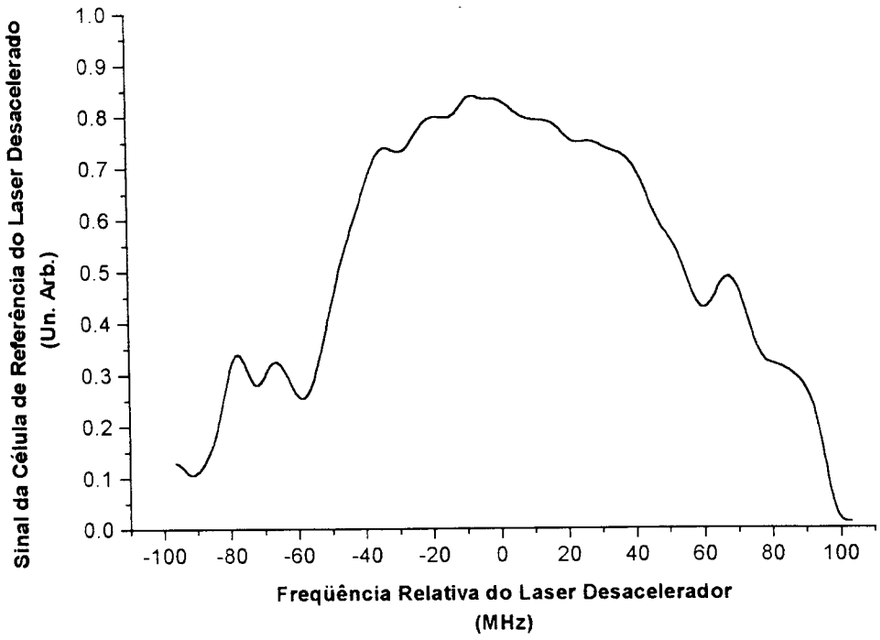

Gráfico 9: Sinal obtido da célula de referência do laser desacelerador e utilizado para indicar a freqüência de ressonância.

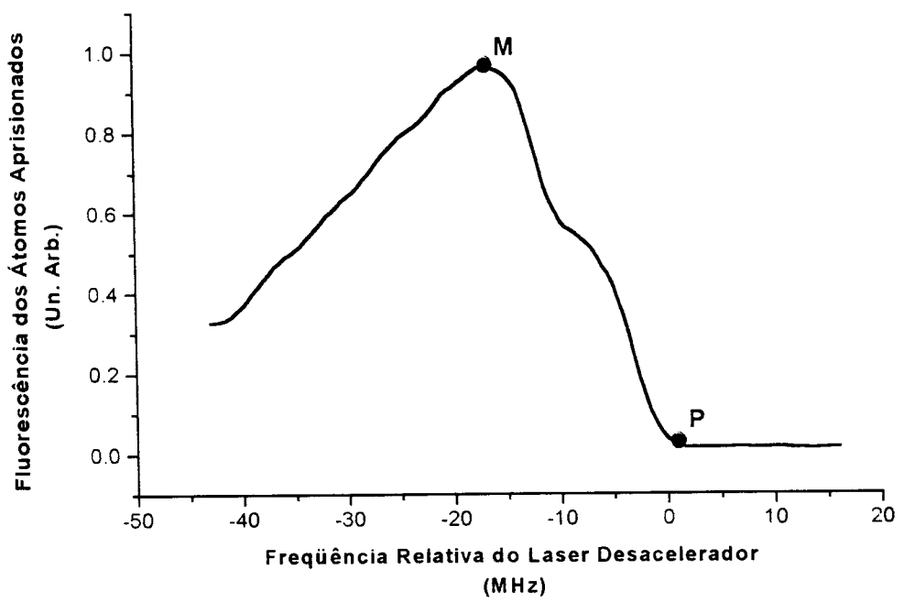

Gráfico 10: Perfil de fluorescência em função do laser desacelerador utilizado para medidas da velocidade de escape. A diferença entres pontos P e M foi utilizada como indicadora da velocidade de escape.

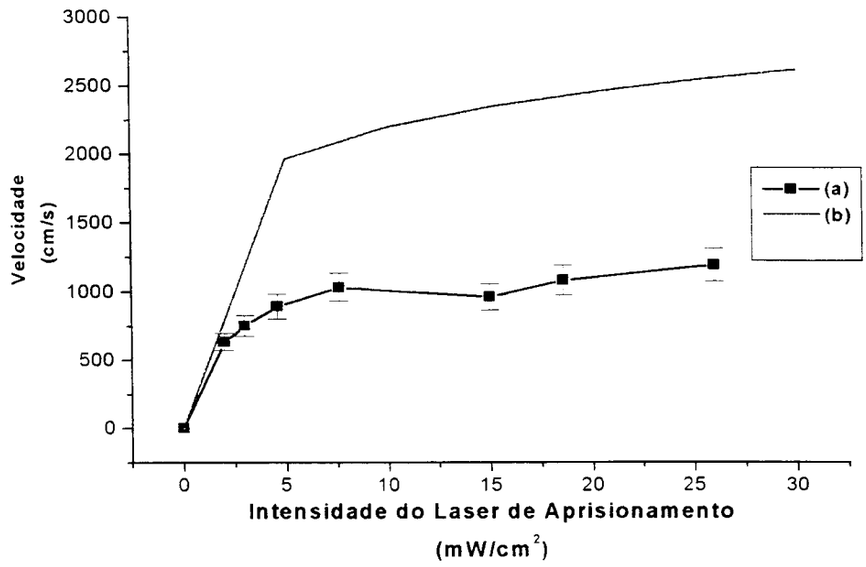

Gráfico 11: Velocidade de captura resultante: a) da análise dos perfis de fluorescência e b) de simulações computacionais.

Nas simulações tomou-se o cuidado de utilizar o mesmo ângulo de entrada dos átomos na região de captura que o tido nos experimentos. Este ponto tem grande importância porque a velocidade de captura depende da trajetória do átomo sendo capturado.

Os dados experimentais visivelmente *discordam* dos resultados teóricos esperados. Entretanto podemos observar que os resultados experimentais se comportam de forma similar ao esperado teoricamente. Compreendemos esta situação a partir de três pontos:

1) Nossa referência, o ponto de extinção da nuvem, apesar de ser apropriada na comparação dos perfis não necessariamente indica o ponto zero de freqüência, não sendo uma referência absoluta. Desta forma um deslocamento do ponto zero implica inevitavelmente num deslocamento para as velocidades obtidas.

2) Na forma dos gráficos, e especificamente na do pico, competem vários outros fatores além da velocidade de escape. Como a participação de cada um destes fatores é difícil de ser determinada torna-se impraticável confirmar que o extremo do pico de fluorescência seja uma marca **exata** para a posição representativa da velocidade de captura. Isto também dificulta o estabelecimento de outro indicador baseado na forma dos gráficos.

3) Apesar de velocidade final do processo de frenagem poder ser descrita como $V_{final}=-\Delta/k$ não podemos afirmar que o processa tenha terminado completamente na região de captura. Isto implica em velocidades superiores à esperada segundo a equação descrita e recai no problema descrito no parágrafo anterior.

Como podemos concluir a posição do pico de intensidade da fluorescência se apresenta como um **indicador** das variações da velocidade de escape em função da intensidade do laser de aprisionamento. Devido as influências de outros fatores na forma do pico e a ausência de uma referência segura os valores obtidos divergem dos esperados teoricamente. Entretanto ainda não descartamos a possibilidade de, a partir de uma análise mais complexa da forma dos gráfico fluorescência *vs.* freqüência do laser desacelerador, obter valores mais precisos para a velocidade de escape.

IV Conclusões:

Os trabalhos apresentados foram dedicados ao estudo e aperfeiçoamento de uma nova técnica de carga para armadilhas magnéticas–óticas ("MOT's"). Esta técnica, nomeada "**Dark Spot Slowing**", teve como principal objetivo aumentar a eficiência de nossas armadilhas, objetivo esta alcançado a partir da considerável redução de um dos principais fatores de perda nos "MOT's" representado pelas colisões entre o vapor de fundo presente na câmara e os átomos da nuvem. A implementação para aumentar o número de átomos capturados foi motivada pelo nosso interesse na utilização das armadilhas como estágio inicial para realização da **Condensação de Bose-Einstein** cujas etapas seguintes exigem grandes quantidade de átomos incialmente.

Com nossa compreensão e conhecimento do processo de frenagem de feixe atômicos pelo método de **"Zeeman Tuning"** fomos capazes de explicar as alterações do número de átomos aprisionados, indicada pela potência da luz espalhada pela nuvem, provocadas pela mudança de freqüência do laser desacelerador. Deste modo entendemos que os principais elementos na forma dos perfis de fluorescência foram: 1) a **pressão desbalanceadora** gerada pelo laser de desaceleração sobre a nuvem, 2) a **velocidade final** dos átomos freados e 3) a **dispersão transversal** dos átomos determinada pela posição de finalização do processo. Todo o comportamento da fluorescência se mostrou compreensível a partir dos três fatores citados.

A característica distintiva do método de frenagem utilizado foi a geração de uma **sombra** no laser de desaceleração por um disco bloqueador. Com isto

conseguimos diminuir sensivelmente a pressão desbalanceadora ocasionada pelo laser em questão. Contando com uma grande **simplicidade** a utilização do disco opaco se mostrou capaz de aumentar o número de átomos aprisionados cerca de **30 vezes**. Alcançamos um valor máximo de **(7,3±0,4).10^8átomos** na melhor situação em relação ao diâmetro do disco e a freqüência do laser de frenagem. O número conseguido representa uma eficiência **~300 vezes** superior aos "MOT's" carregados a partir de vapor. Com valores desta ordem acreditamos ser agora possível a utilização de nosso "MOT" para iniciar o processo levando a CBE, conquistando desta forma o principal objetivo proposto.

Nossos cálculos indicaram que a densidade da nuvem atingiu um valor máximo de **~10^{10}átomos/cm^3** bastante próximo do valor esperado analisando-se as perdas segundo o processo de **Foto–ionização Associativa ("PAI")**. Acreditamos que este processo seja um fator limitante da densidade da amostra. Os perfis de taxa de formação de íons obtidos se mostraram equivalentes aos perfis de fluorescência. Tal afirmação foi motivada pela constatação de que a taxa de formação de íons mantém uma relação linear com o número de átomos aprisionados.

Em medidas preliminares tentamos através da análise dos perfis de fluorescência *vs.* a freqüência do laser desacelerador tentamos obter a **velocidade de captura** característica do "MOT". Nossos resultados se mostraram em ***desacordo*** com as simulações realizadas, entretanto, a semelhança entre os comportamentos dos resultados teóricos e experimentais indicam que os últimos contém de fato informações a respeito da velocidade de escape. Acreditamos ser possível, através de uma análise mais detalhada da forma dos perfis dos gráficos e melhoramentos no sistema de referência, obter valores mais exatos.

Fomos bem sucedidos em nosso objetivo de implementar uma técnica de carga de armadilhas magnéticas–óticas aumentando sua eficiência ao ponto de tornar viável sua utilização dentro de processos que visem a obtenção da Condensação de Bose–Einstein. As implementações realizadas se mostraram, apesar de sua incontestável simplicidade, bastante efetivas. A partir dos trabalhos realizados também pudemos auferir sobra a taxa de formação de íons na armadilha e indicar um método de medida da velocidade de escape dos "MOT's".

V Referências:

[1] K. Huang, *Statistical Mechanics* (Wiley, N.Y., 1963).

[2] S. C. Zílio and V. S. Bagnato, Am. J. Phys. **57**, 471 (1989).

[3] M. H. Anderson *et al*, Science **269**, 198 (1995)

[4] C. C. Bradley *et al*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).

[5] K. Davis *et al*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).

[6] W. D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).

[7] J. V. Prodan *et al*, Phys. Rev. Lett. **49**, 596 (1982).

[8] V. Balykin, V. Letokhov, and V. Minogin, Zh. Teor. Fiz. [Sov. Phys. Soc. JETP **53**, 919 (1981)].

[9] W. Ertmer *et al*, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).

[10] C. Monroe *et al*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

[11] M. Anderson *et al*, Science **269**, 198 (1995).

[12] W. Ketterle *et al*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2483 (1992).

[13] A. Migdal *et al*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).

[14] R. Gaggl *et al*, Phys. Rev. A **49**, 1119 (1994).

[15] L. Moi, Opt. Commun. **50**, 349 (1984).

[16] J. Hoffnagle, Opt. Lett. **13**, 102 (1998).

[17] M. E. Firmino *et al*, Phys. Rev. A **41**, 4070 (1990).

[18] R. J. Napolitano, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, Opt. Commun. **80**, 110 (1990).

[19] V. S. Bagnato *et al*, J. Opt. Soc. Am. **8**, 497 (1991).

[20] R. J. Napolitano, and V. S. Bagnato, J. Mod. Opt. **40**, 329 (1993).

[21] W. Phillips, J. Prodan, and H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1751 (1985)

[22] A. Yariv, "Quantum Eletronics". 2nd Ed., John Wiley and Sons, N.Y., 1975.

[23] V. S. Bagnato e S. C. Zílio, Rev. Bras. de Fís. **19**, 127 (1989).

[24] J. Dalibard *et al*, J. Opt. Soc. Am. B, 2023 (1989).

[25] M. Prentiss *et al*, Opt. Lett. **13**, 452 (1988).

[26] L. Marcassa *et al*, Phys. Rev. A **47**, R4563 (1993).

[27] A. M. Steane *et al*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 12 (1992).

[28] V. Bagnato *et al*, Phys. Rev. A **48**, R2523 (1993).

[29] T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990)

[30] V. S. Bagnato, Rev. Bras. de Ens. de Fís. **19**, 1 março (1997)

VI Anexos:

VI.1 Artigo:

O artigo a seguir é uma reprodução na integra do artigo publicado na revista Physical Review A em janeiro de 1999. Este contem quase a totalidade dos trabalhos apresentados nesta dissertação.

"Dark-spot" atomic-beam slowing for on-axis loading of traps

S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson,* and V. S. Bagnato
Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, São Carlos, São Paulo 13560-970, Brazil
(Received 14 November 1997)

We have performed continuous slowing of an atomic beam to load a magneto-optical trap (MOT) on axis. To avoid the undesirable effects of the strong slowing laser on the performance of the MOT, a dark spot in the center of the slowing laser beam is used. We varied the spot size and the slowing-laser frequency and intensity to optimize the number of trapped atoms. Our "dark-spot" slowing increased the number of trapped atoms by a factor of 30, allowing us to trap $\sim 10^9$ atoms in the MOT. [S1050-2947(99)00401-1]

PACS number(s): 32.80.Pj, 03.75.Fi, 05.30.Jp

Slowing of atomic beams was among the first experimental demonstrations that radiation pressure could be used to bring atoms to almost zero velocity [1–5]. At first, neutral atom traps were loaded from slow beams, and optimization of the slowing and loading process was an active area of research. With the advent of the vapor cell magneto-optical trap (MOT), where trapped atoms were directly loaded from a vapor cell [6], research on the slowing of atomic beams was deemphasized. The success of Bose-Einstein Condensation in Rb [7], Na [8], and Li [9] has demanded better ways to load more atoms into MOTs. Hence there is renewed interest in optimizing the slowing of atomic beams and the coupling of the slow atoms into traps.

Early research on slowing of atomic beams produced two techniques: Zeeman tuning and frequency chirping [1,2,4,5]. Some time later, slowing was also achieved using a diffuser of light [10], Stark tuning [11], a multimode laser [12], white light [13], and an intense standing wave [14]. Each of these techniques were developed to solve the problem of the atoms Doppler shifting out of resonance, with the counterpropagating slowing laser, as they decelerate. The Zeeman tuning technique has been studied by our group, with the goal of understanding the importance of optical pumping and optimizing the slowing process, in order to obtain the largest possible flux of slow atoms exiting the slowing region [15–18]. Although the slowing process has been investigated extensively, techniques to couple the slow atoms efficiently into traps has not.

Several strategies have been employed to load MOTs from beams of atoms that have been slowed using either the Zeeman tuning or chirping technique. Normally, the MOT is spatially offset from the axis of the slow atomic beam to avoid the strong unidirectional radiation pressure of the slowing laser, which greatly diminishes the MOT performance. This, however, does not result in efficient coupling of the flux of slow atoms into the MOT since, off axis, the MOT does not subtend very much of the solid angle of the slow atomic beam. Having the MOT on axis with the slowed atomic beam would greatly enhance the loading of atoms into the MOT. One strategy for on-axis loading employed an inverted Zeeman slowing field [19]. In this case, the slowing laser was sufficiently detuned from zero-field resonance to prevent any influence on the MOT. This strategy, however, creates large magnetic fields near the exit end of the slower requiring that the MOT be placed further away, again reducing the solid angle of the slow beam subtended by the MOT. A variation of this strategy, involving a conventional Zeeman-tuned slower followed by a final section of inverted Zeeman slowing, also allows on-axis loading of a MOT [20], with smaller final magnetic fields. This scheme, however, requires the atoms to pass through a zero-magnetic-field region, before the final stage of slowing in the inverted Zeeman field, where optical pumping to other hyperfine levels can interrupt the slowing process, necessitating the use of additional laser frequencies to repump the atoms.

Here we present an alternative to conventional beam slowing and off-axis MOT loading. A dark spot placed in the center of the slowing beam makes a shadow on the position of the trap, allowing a large flux of slow atoms to be captured into the MOT without disturbing it. We have characterized this process using different dark-spot sizes and different slower laser frequencies and intensities. In order to determine numbers of trapped atoms and densities, we measure both the fluorescence from the atoms and also the ions produced by photoassociative ionization Na_2^+, which is a well known process very sensitive to the number of atoms and density [21]. Under optimized conditions, we have loaded up to 7.3×10^8 atoms in the MOT.

A schematic of our experimental set up is presented in Fig. 1. Briefly, a sodium atomic beam from an effusive oven is directed into a tapered solenoid, which produces the Zeeman splitting necessary to keep the decelerating atoms in resonance with the slowing laser. The slowing laser beam comes from a Coherent 699-21 dye laser, passing through a lens system such that the beam is about 2 cm in diameter ($1/e^2$) at the entrance of the vacuum system, and focused at the nozzle of the oven (located about 250 cm down stream). Once the atoms are decelerated, a single coil is used for extraction of the slow atom flux [15]. The slowing magnet's field lines join continuously with the field lines of the MOT magnets, so that the slow atomic beam does not pass through a zero-field region before the MOT. The trapping laser, from a second ring dye laser, is locked to a saturated absorption signal of Na and shifted ~ -20 MHz from the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ transition by an acousto-optic modulator. (This detuning was determined empirically for optimum

*Permanent address: National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899.

 ©1999 The American Physical Society

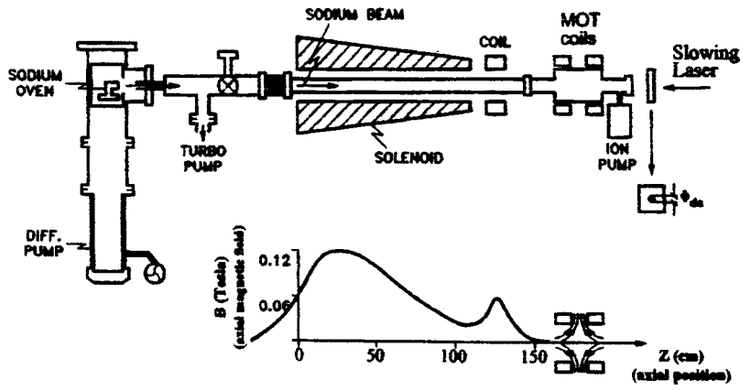

FIG. 1. (Top) Experimental setup. The beam, from an effusive oven, is decelerated by the Zeeman tuning technique. The extraction coil modifies the slower field so that final deceleration of the atoms occurs closer to the MOT coils. The MOT coils produce about a 0.1-T/m field gradient with currents such that they continue the field due to the slowing magnets. (Bottom) Magnetic-field profile. We have indicated the MOT coils' field lines to show the continuation of the trapping field with the slowing field.

MOT operation.) An electro-optic modulator, at ~1712 MHz, is used to produce light at the $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ transition in order to repump atoms from the ground-state $F=1$ hyperfine level. The MOT vacuum chamber allows for fluorescence collection (to determine the number of trapped atoms) with a calibrated photomultiplier tube, imaging with a CCD camera, and ion counting with a channeltron ion multiplier.

In the Zeeman tuning technique, the changing Doppler shift as the atoms decelerate is continuously compensated for by the changing magnetic field from a tapered solenoid, through the Zeeman shift of the atomic transition frequency. In our case, the frequency of the slowing transition in Na $[3S_{1/2}(F=2,\ m_F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3,\ m_F=3)]$ has a variation of $\gamma/2\pi \approx 14$ MHz/mT, and is maintained using circularly polarized light to prevent undesirable transitions to other Zeeman sublevels (for details, see Refs. [1] and [2]). In this scheme, if the laser is detuned Δ from the atomic transition, the longitudinal velocity v of the atom tracks the magnetic field B, with a velocity given by $kv(z) = -\Delta + \gamma B(z)$, where $k = 2\pi/\lambda$ is the wave vector of the light and z is the spatial location along the axis defined by the slowing laser. Near the exit end of the tapered solenoid, where the field has considerably decreased, the output velocity (for $\Delta < 0$) is $v_{\text{out}} \sim -\Delta/k$. As the atoms slow down, due to the random direction of the spontaneously emitted photons, they acquire additional transverse velocity kicks which produce a diffusion of the beam in the transverse direction.

To be able to efficiently load atoms into the MOT, the average velocity of the slow beam has to be less than the capture velocity of the MOT. In addition, it is desirable to stop the beam as near as possible to the MOT center, so that spatially the MOT can capture the atoms before they diffuse away. In our experimental setup, an extra coil is placed between the tapered solenoid and the trap. This coil allows us to extract a relatively slow beam from the tapered solenoid, with the final slowing of the atoms occurring at the end of the extra coil, near the trap. Without this extra "extraction" coil, atoms would, by off-resonant scattering of photons from the slowing laser in the decreasing fringing field of the tapered solenoid, continue to slow down, stop, and be turned around before they could reach the capture region of the MOT. The overall profile of the longitudinal magnetic field is shown in Fig. 1 (bottom), and details of how the extraction coil works can be found in Ref. [15].

Immediately before the vacuum chamber entrance window, the slowing laser passes through a glass slab that is mounted on an x-y translator. The glass slab is optically flat, antireflection coated on both sides, and has a dark (opaque) spot approximately in the middle of it. The diameter of the dark spot ϕ_{ds} can be varied from zero to about 10 mm (still smaller than the slower laser beam at this position, which is about 2 cm in diameter). The dark spot creates a shadow in the slowing laser beam. The position of the spot, relative to the center of the laser beam, can be moved using the x-y translator. This procedure is observed to be important in maximizing the trap loading.

With $\phi_{\text{ds}} = 0$ and the trapping laser on, the slow atoms produced can be captured in the MOT. The number of captured atoms is strongly dependent on the slowing laser frequency and intensity. This is basically due to two effects: changes in the loading rate or delivery of slow atoms to the MOT, and decreased performance of the MOT due to a force imbalance. The first effect has been studied extensively for Zeeman-tuned slowing [16–18]. The second effect is a consequence of on-axis loading of the MOT. The unidirectional light pressure exerted by the slowing laser passing through the MOT strongly unbalances the trapping forces, and causes the equilibrium position of the trapped atoms to move toward the oven. The displacement of the center of the trap from the zero-field position, produced by the quadrupole coils, is typically accompanied by poor MOT performance, resulting in a substantial reduction in the number of trapped atoms. In the extreme case, the force due to the slowing laser is stronger than the force due to the MOT beams and no trapping occurs.

Figure 2 shows the observed fluorescence of the trapped atoms as a function of the slowing-laser frequency in the case where a dark spot was not used [Fig. 2(a)], and where a 4-mm-diameter dark spot was used [Fig. 2(b)]. We observe that the MOT fluorescences as functions of slowing laser frequency, in each case, are very different from each other, and that there is a strong frequency dependence in the presence of the dark spot. With no dark spot present, we observe

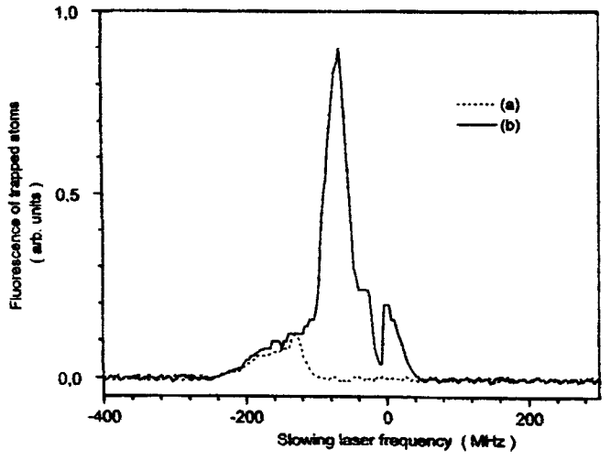

FIG. 2. Fluorescence of trapped atoms as a function of slowing-laser detuning. (a) No dark spot is present. (b) A dark spot with a diameter $\phi_{ds}=4$ mm is placed in the slowing beam.

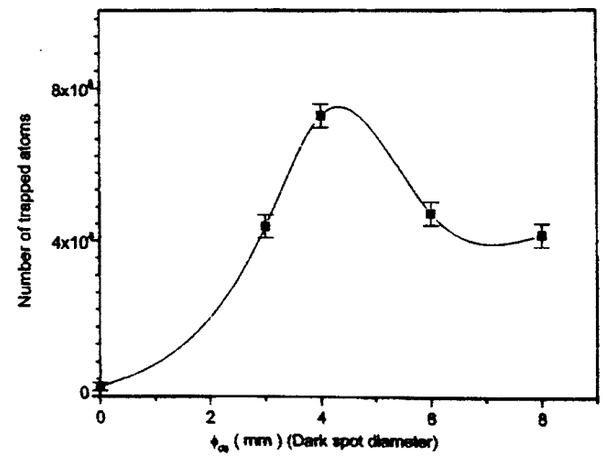

FIG. 3. Variation of the number of trapped atoms in the MOT as a function of the dark-spot diameter (ϕ_{ds}) placed in the slowing-laser beam. The points are averages of several measurements. The slowing beam diameter at the position of the dark spot is about 2 cm. The line drawn through the points serves only to guide the eye.

that at about 200 MHz red of the atomic resonance, atoms already start to accumulate in the MOT. The increase in the capture of atoms as the laser moves towards smaller red detuning is a result of the production of slower atoms ($v_{out}\sim -\Delta/k$). In the frequency range where the loading of atoms is appreciable, the velocity of the outgoing atomic beam ranges from 117 to about 70 m/s, still too high for efficient capture in the MOT. (The capture velocity for MOTs, like the one presented here, ranges from 0 to 50 m/s, which corresponds to a 0 to -80 MHz detuning of the slowing laser.) At a detuning of about 120 MHz red of resonance, the capture of atoms in the MOT drops down to zero. At this point, the radiation force of the slowing laser, with an intensity of ~ 250 mW/cm^2, overwhelms the forces due to the MOT, destabilizing the trapping. Tuning the slowing laser to the blue side of the atomic transition causes atoms to decelerate to zero velocity upstream from the MOT position; hence no slow atoms reach the MOT.

On the other hand, when a dark spot is present in the slowing laser, creating a shadow at the location of the MOT, no effect of unbalanced light pressure is present, and the situation is observed to be very different. Referring to the curve of Fig. 2(b), where a spot of diameter 4 mm was used (the shadow at the trap position was about 3.5 mm in diameter), we observe that atoms start to accumulate at about the same detuning as before, but instead of dropping off at about -120 MHz, the number of trapped atoms continues to increase, reaching a maximum at about -70 MHz. At this detuning, a large flux of slow atoms is produced with a velocity of about 40 m/s, which is within the capture velocity of our MOT, as measured in trap loss experiments [22]. As the laser frequency increases, the maximum number of trapped atoms starts to decrease, because the transverse velocity of the slow atomic beam results in a greater transverse spread for smaller longitudinal velocities. In this case, the capture volume of the MOT subtends a smaller solid angle of the beam of slow atoms. We should point out that although the shadow covers the trap center, the majority of the capture volume, which is close to a sphere of diameter 1.2 cm (the diameter of the trapping beam), is still interacting with the atoms. Increasing the laser frequency further results in a considerable decrease in the number of trapped atoms. Again, the slowing laser stops the atoms upstream, and prevents the majority of them from reaching the trap region. Only those atoms with trajectories along the dark channel of the slowing laser beam are likely to reach the MOT. For all detunings, the maximum number of trapped atoms is higher (and in some cases considerably higher) with the dark spot than without. With the dark spot present, even small blue slowing laser detunings allow a considerable capture of atoms.

By monitoring the number of trapped atoms as a function of the spot size, we can obtain the optimum size to be used. Figure 3 shows the number of trapped atoms as the dark-spot diameter ϕ_{ds} is varied. Initially, as the spot diameter increases, the number of trapped atoms also increases. In this case, as we increase the size of the shadow, the deleterious influence of the slowing laser on the MOT decreases and more slow atoms can be accumulated. The maximum number is obtained at about $\phi_{ds}=4$ mm, after which the shadow along the whole slowing path starts to compromise the slowing process, and the amount of captured atoms decreases again. For a large ϕ_{ds}, atoms are slowed only near the edges of the capture volume, which does not correspond to very efficient loading.

Under the optimum operating conditions we were able to trap about 7.3×10^8 atoms. This is ~ 30 times more than with no dark spot present, and corresponds to over 300 times the number obtained when the same trap configuration (laser beam diameter, intensity, magnetic field, etc.) is used in a vapor cell MOT.

We observe that the range of frequencies over which there is efficient capture by the trap increases with the size of the dark-spot diameter. Figure 4 shows this effect, and also the fact that with increasing spot diameter the overall shape of the curve changes. The shift and the broadening is a clear indication of the influence of slowing laser on the capture process. We also observe that the dip in the number of trapped atoms when the slowing-laser detuning is near zero (evident in the scan of Fig. 4, for $\phi_{ds}=4$ mm) decreases with increasing spot size. We suspect that this is due to diffraction

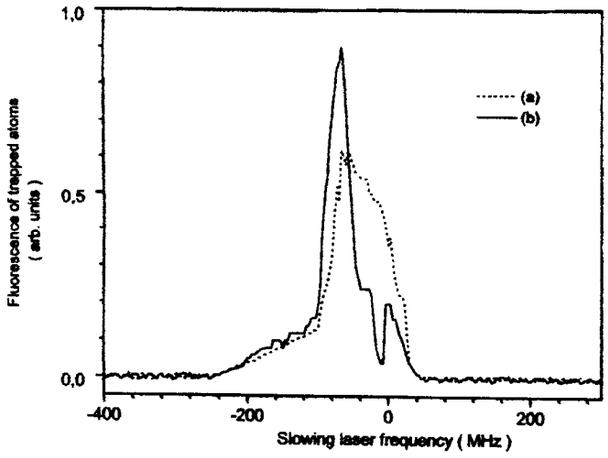

FIG. 4. Fluorescence of trapped atoms as a function of the slower laser detuning for (a) ϕ_{ds}=6 cm, and (b) ϕ_{ds}=4 cm.

of the slowing-laser light around the dark spot influencing the stability of the MOT. This detuning, however, is sufficiently far from the peak in the curve where we obtained optimal loading of the trap.

Together with fluorescence, which provides the number of atoms, we have recorded the ion production in the trap due to photoassociative ionization (PAI), forming N_2^+ [21]. Under the optimum loading conditions, the density is estimated from the PAI rate to be on the order of $10^{10}/cm^3$. We have verified that the density of the trap is limited, most likely, by photon rescattering effects [23]. This result is inferred by our observation that the rate of Na_2^+ production increases linearly with the number of trapped atoms. Thus the measured Na_2^+ formation, as a function of slowing-laser frequency, is completely equivalent to the curve obtained from fluorescence.

In conclusion, we have demonstrated that by using a dark spot in the slowing laser a considerable increase of the number of trapped atoms in a MOT can be achieved. The process is very dependent on the size of the dark spot and slowing-laser frequency. Under optimum conditions, we have obtained up to a factor of 30 increase in the number of trapped atoms. Dark-spot slowing simplifies the slowing-trapping procedure because it can be done on line without additional alignment and magnetic-field problems. This technique can be applied in experiments involving magnetic trapping of atoms for Bose-Einstein condensation, or to investigate processes where the presence of the slowing laser is undesirable but the loading process has to be continuous and large. Finally, we believe that a combination of dark-spot slowing with a dark-spot MOT [24] can further increase the number and density of trapped atoms. This will be the next stage of this investigation.

This work was supported by FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) and by the program PRONEX.

[1] W. D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
[2] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982).
[3] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, 992 (1985).
[4] V. Balykin, V. Letokhov, and V. Minogin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **80**, 1779 (1981) [Sov. Phys. JETP **53**, 919 (1981)].
[5] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and Z. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
[6] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
[7] M. Anderson, J. R. Ensher, M. Mathews, C. Wieman, and E. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
[8] K. Davis, M. Mewes, M. Andrews, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
[9] C. C. Bradley, C. A. Sachett, J. Tollett, and R. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
[10] W. Ketterle, A. Martin, M. A. Joffe, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **69**, 2483 (1992).
[11] R. Gaggl, L. Windholz, C. Umfer, and C. Neureiter, Phys. Rev. A **49**, 1119 (1994).
[12] L. Moi, Opt. Commun. **50**, 349 (1984).
[13] J. Hoffnagle, Opt. Lett. **13**, 102 (1988).
[14] M. Prentiss and A. Cable, Phys. Rev. Lett. **62**, 1354 (1989).
[15] M. E. Firmino, C. A. Faria Leite, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **41**, 4070 (1990).
[16] R. J. Napolitano, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, Opt. Commun. **80**, 110 (1990).
[17] V. S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, and S. C. Zílio, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 497 (1991).
[18] R. J. Napolitano and V. S. Bagnato, J. Mod. Opt. **40**, 329 (1993).
[19] T. Barrett, S. Dapore-Schwartz, M. Ray, and G. Lafyatis, Phys. Rev. Lett. **67**, 3483 (1991).
[20] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1030 (1992).
[21] V. Bagnato, L. Marcassa, Y. Wang, J. Weiner, P. Julienne, and Y. Band, Phys. Rev. A **48**, R2523 (1993).
[22] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieo, Y. Band, and P. Julienne, Phys. Rev. A **47**, R4563 (1993).
[23] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
[24] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).