

Resfriamento e Aprisionamento de Átomos Neutros com Laser

Reinaldo Luiz Cavasso Filho

*Grupo de Lasers e Aplicações - Departamento de Eletrônica Quântica
Instituto de Física “Gleb Wataghin” - Universidade Estadual de Campinas
CP. 6165 – CEP. 13083-970 Campinas – SP -Brasil*

Resumo

Apresentamos aqui as idéias básicas a respeito do controle do movimento de átomos neutros por radiação laser próxima à ressonância. A partir da probabilidade de absorção da teoria atômica de dois níveis e da conservação da energia-momentum, tratamos de forma simples os esquemas Zeeman de desaceleração de feixe atômico, o arranjo de melado óptico e a armadilha magneto-óptica. Apresentamos também algumas simulações numéricas de Monte-Carlo do movimento de átomos de cálcio nessas configurações. Finalmente, abordamos a armadilha magneto-óptica para átomos de cálcio desenvolvida recentemente no grupo e suas futuras aplicações em física básica e metrologia aplicada.

1 Introdução

Já em 1917, em seu famoso artigo sobre a radiação de corpo negro [1], Einstein havia previsto que o momentum é transferido na absorção e emissão da luz. Nesse mesmo trabalho, Einstein afirmou que o “efeito reduzido desses impulsos transmitidos pelo campo de radiação implica que eles podem, quase sempre, serem negligenciados na prática”. Em 1933, O. Frisch [2] observou uma deflexão de 0.01 mm em um feixe atômico de sódio iluminado com uma lâmpada do mesmo elemento. Progressos reais na manipulação do movimento atômico tiveram que esperar pelo desenvolvimento do laser. A primeira proposta de usar lasers para defletir feixes atômicos foi feita em 1970 por A. Ashkin. Em seguida, em 1975, veio a sugestão de T.W. Hansch e A.L. Schawlow e a de D.J. Wineland e H. Dehmelt do uso da luz laser para desacelerar e resfriar átomos [3]. Por volta de 1978, ocorreram as primeiras demonstrações experimentais com sucesso dessas idéias [4]. Desde então, esse campo tem crescido rapidamente.

Existe uma gama de interessantes aplicações para uma coleção de átomos com uma distribuição de velocidades bem estreita ou para átomos extremamente lentos confinados em uma pequena região do espaço. Para citar uns poucos exemplos [5], pode-se testar com uma precisão sem precedentes a neutralidade da matéria em experimentos de feixe atômico, efeitos de interações de violação da paridade, gravitação, estatística quântica na emissão e absorção da luz e outras interações fundamentais. Tais átomos poderiam servir como alvo ou feixe para uma variedade de experimentos de espalhamento de baixa energia ou alta resolução em energia, estudo de colisões em regime quântico de baixas temperaturas, reações químicas, estudo de superfícies, interferência de ondas de matéria, óptica não-linear, etc.

A produção de uma coleção de átomos frios e confinados de cálcio tem sido um dos principais objetivos do grupo de Lasers e Aplicações nos últimos anos. A transição de intercombinação que parte do estado fundamental $4^1S_0 - 4^3P_1$ do isótopo mais abundante, cálcio 40, em 657 nm, possui uma largura de linha natural de apenas 400 Hz (FWHM). O interesse nesse elemento surgiu devido à aplicação em metrologia de frequência e tempo. Essa transição tem promissoras aplicações como futuro padrão óptico de frequência, possuindo um fator de qualidade Q superior aos padrões de frequência com base em feixes atômicos de césio e também superior aos recentes *fontains* de césio. No campo da física básica, o sistema experimental que está sendo desenvolvido nos abre o caminho para experimentos de interferência quântica de ondas de matéria (franjas de Ramsey), colisões a baixas temperaturas, óptica não linear, eletrodinâmica quântica de cavidades, entre outros. Em comparação com átomos alcalinos metálicos, o aprisionamento magneto-óptico dos átomos alcalinos terrosos tem sido bem menos estudado, devido em grande parte à dificuldade técnica dos lasers envolvidos. No caso específico do cálcio, além da armadilha em funcionamento na Unicamp [6], atualmente existem apenas outros três grupos que possuem armadilhas magneto-ópticas desse elemento, um em Boulder nos Estados Unidos [7], e dois na Alemanha, em Braunschweig [8] e Hamburgo [9].

2 Interação entre Átomo e Campo de Radiação

Cada fóton do campo eletromagnético carrega não só energia $h\nu$, mas também momentum angular $h/2\pi$ e momentum linear h/λ [3]. Logo, ao absorver um fóton, pela conservação de energia-momentum do processo, o átomo

armazena energia $h\nu$ indo para um estado excitado; ele armazena momentum angular $h/2\pi$ na forma de movimento interno de seus elétrons; ele absorve momentum h/λ recuando da fonte de radiação. Essa variação na velocidade do átomo é a razão da variação de momentum absorvido da luz h/λ e a massa do átomo

$$v_R = \frac{h}{m\lambda} \quad (1)$$

conhecida como velocidade de recuo. No caso do isótopo mais abundante do cálcio, ^{40}Ca , a absorção de um fóton ressonante na transição $4^1S_0 - 4^1P_1$ causa uma variação de velocidade da ordem de 2.36 cm/s. O átomo permanece nesse estado excitado durante um intervalo de tempo que depende do campo de radiação (frequência de Rabi) e das flutuações de vácuo do campo eletromagnético (decaimento espontâneo). Após esse intervalo de tempo, o átomo pode então perder essa energia de excitação por emissão espontânea ou estimulada de um fóton. Se essa emissão for estimulada pelo feixe de laser que originalmente excitou o átomo, o fóton é emitido no mesmo modo do campo de laser e não haverá nenhuma transferência efetiva de momentum para o átomo ao final do processo. Na absorção o átomo recebe do campo um momentum mv_R , mas na emissão estimulada ele cede ao campo a mesma quantidade de movimento. Por outro lado, o processo de absorção seguido de emissão espontânea pode resultar em uma mudança efetiva no momentum do átomo. No caso do decaimento do nível excitado ocorrer espontaneamente, o fóton é emitido em uma direção randômica (todas as direções são igualmente prováveis). Por conservação de momentum total, o átomo recua em sentido contrário à emissão. Essa situação é representada esquematicamente na Fig.1. Em outras palavras, a cada absorção o átomo absorve uma quantidade de movimento

$$\Delta p_A = mv_R \mathbf{e}_L \quad (2)$$

onde \mathbf{e}_L é o sentido do vetor de onda definido pelo feixe laser. Já na emissão espontânea, a variação na quantidade de movimento é

$$\Delta p_E = -mv_R \mathbf{e}_R \quad (3)$$

onde \mathbf{e}_R é a direção do fóton emitido. Como a emissão espontânea é um processo randômico, após N eventos de absorção seguida de emissão espontânea, a variação total no momentum do átomo será $N \Delta p_A$. O intervalo de tempo médio em que ocorre um processo de absorção seguida de emissão espontânea é dado pelo inverso da taxa de espalhamento [5]. Logo, N processos ocorreram em um intervalo de tempo

$$\Delta t = N \frac{1+S_0 + 4\Delta^2 / \gamma^2}{S_0} \frac{2}{\gamma} \quad (4)$$

onde S_0 é o parâmetro de saturação do laser para essa transição atômica (I / I_s), Δ é a dessintonia angular no sistema de repouso do átomo e γ é a largura de linha

angular da transição. Dessa forma, a aceleração sofrida pelo átomo decorrente de N processos é dada por ($N \Delta p_A / \Delta t$) / m , ou seja,

$$\mathbf{a} = \frac{v_R \gamma}{2} \frac{S_0}{1+S_0 + 4(\omega_D + \omega_B + \delta)^2 / \gamma^2} \mathbf{e}_L \quad (5)$$

onde ω_D é o deslocamento Doppler relacionado com a velocidade do átomo no sistema de referência do laboratório,

$$\omega_D = -\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v} = \frac{2\pi v}{\lambda} \quad (6)$$

ω_B é o deslocamento Zeeman do nível atômico decorrente da interação do momentum angular orbital com um campo magnético externo [10],

$$\omega_B = \frac{2\pi m_r g_r \mu_B B}{h} \quad (7)$$

δ é a dessintonia angular do laser em relação à frequência de emissão de um átomo em repouso no laboratório e na ausência de qualquer campo elétrico e magnético externos.

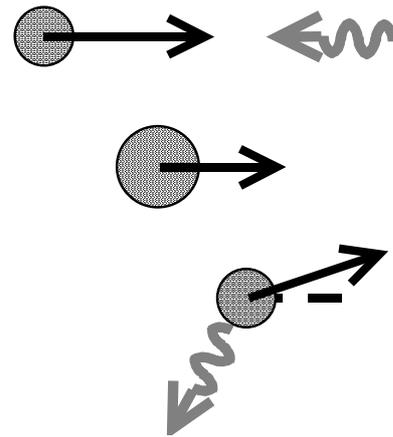


Figura 1: Representação pictórica de uma absorção seguida de emissão espontânea.

3 Técnica de Desaceleração Zeeman

Da Eq.(5) notamos que o valor máximo da aceleração decorrente dos processos de absorção-emissão espontânea ocorre quando

$$\Delta \equiv \omega_D + \omega_B + \delta = 0 \quad (8)$$

ou seja, na condição de ressonância. Vamos considerar agora a seguinte situação: um átomo na ausência de campo magnético externo com velocidade inicial v_0 , no instante $t = 0$ entra em contato com um campo de radiação laser cuja dessintonia compensa o seu deslocamento Doppler, ou seja, $\delta = -\omega_D = -2\pi v_0/\lambda$. No instante inicial, o átomo sofre a

desaceleração máxima, pois está em ressonância com o campo laser. Todavia, ao ser desacelerado, o deslocamento Doppler irá diminuir, saindo então da condição de ressonância e, conseqüentemente, diminuindo a taxa de espalhamento e a aceleração sofrida pelo átomo. Na Fig.2 apresentamos uma simulação dessa situação para um átomo de cálcio com velocidade inicial de 600 m/s na presença de um feixe laser com uma potência de 100 mW e largura de 2 mm ($S_0 = 13.3$). Apesar de observarmos uma considerável desaceleração nos primeiros instantes, ela cai rapidamente à medida que a velocidade diminui. Nesse exemplo específico o átomo percorreu cerca de 50 cm em 1 ms. Uma desaceleração mais efetiva ocorreria se, de alguma forma, mantivéssemos o átomo sempre próximo à ressonância ($\Delta = 0$) durante o processo. Essa condição pode ser satisfeita se variarmos temporalmente a dessintonia δ do laser, assim compensando a variação temporal no deslocamento Doppler, ω_b , decorrente da desaceleração. Essa técnica de *frequency sweep* foi demonstrada com sucesso em átomos de sódio em 1985 [5]. Entretanto, uma das principais desvantagens dessa técnica é que os átomos lentos são produzidos em uma estrutura temporal. Dois átomos distintos em posições diferentes com a mesma velocidade inicial serão desacelerados até virtualmente pararem no mesmo instante temporal, mas em posições diferentes do espaço. Outra idéia que surgiu foi a de variar a frequência do átomo e não a do laser, usando o efeito Zeeman. Um deslocamento Zeeman, ω_b , variável no espaço pode compensar a variação do efeito Doppler, ω_b , causado pela desaceleração. Esse método foi o primeiro a obter sucesso na produção de átomos frios em 1982 [5] e, ainda hoje, é o mais eficaz. Vamos considerar agora o caso de desaceleração uniforme e determinar o perfil do campo magnético necessário. O problema consiste em determinar $B(z)$ de modo que a dessintonia Δ se mantenha constante durante toda a trajetória. Escrevendo $\omega_B(z) = 2\pi \alpha_B B(z)$, das Eq.(6,7) vem que

$$B(z) = \frac{v(z)}{\alpha_B \lambda} + \text{const.} \quad (9)$$

Como a desaceleração é suposta uniforme $v^2(z) = v_0^2 - 2az$, o perfil de campo apropriado fica da forma

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - z/z_0} + \text{const.} \quad (10)$$

onde $B_0 = v_0 / \alpha_B \lambda$, z_0 é a distância para o átomo parar sujeito a uma aceleração constante a ,

$$z_0 = v_0^2 / 2a \quad (11)$$

No caso da transição $4^1S_0 - 4^1P_1$ do ^{40}Ca , em 423nm, o deslocamento Zeeman é

$$\alpha_B = 1.3996 \text{ MHz / Gauss} . \quad (12)$$

Deste modo, para um laser em $\delta = 0$ o campo magnético máximo B_0 para desacelerar um átomo com velocidade inicial v_0 é dado por

$$B_0 = 1.6904 \text{ (Gauss/ (m/s)) } v_0 . \quad (13)$$

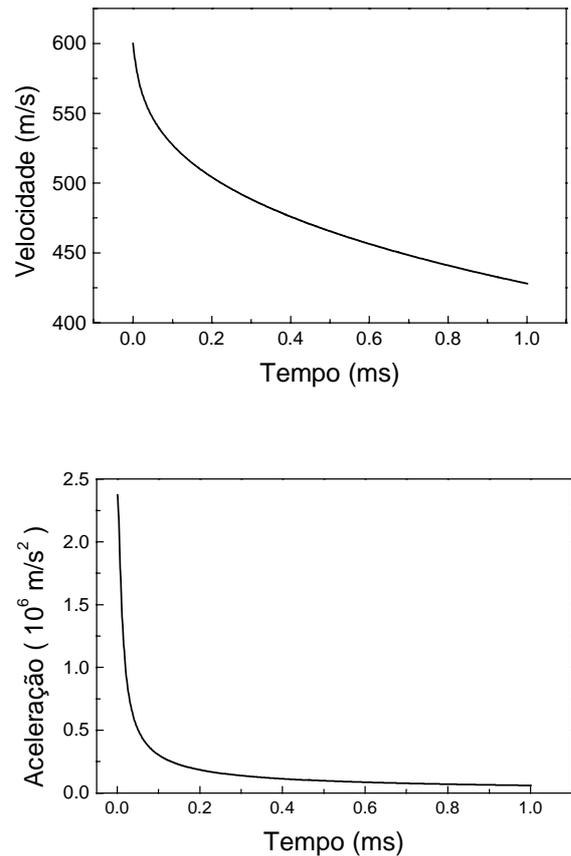


Figura. 2: Movimento de um átomo de Ca em desaceleração: $v_0 = 600\text{m/s}$ em ressonância inicial com um laser de razoável potência, $S_0 = 13.3$, na ausência de campo magnético externo.

Como comentamos anteriormente, a aceleração sentida pelo átomo, Eq.(5), depende de vários parâmetros, como a massa do átomo, o comprimento de onda da radiação, a largura de linha natural, a intensidade do campo de radiação e a dessintonia no sistema de repouso atômico. Na ressonância, $\Delta = 0$, essa aceleração assume seu valor máximo para a intensidade laser S_0 , dado por

$$a_{max}(S_0) = \frac{v_R \gamma}{2} \frac{S_0}{1+S_0} \quad (14)$$

Em qualquer situação de dessintonia, velocidade e campo magnético, a aceleração imprimida ao átomo é sempre menor do que $a_{\max}(S_0)$. Portanto, no caso de desaceleração uniforme a discutido anteriormente, no cálculo do perfil de campo magnético temos que considerar sempre

$$a \leq a_{\max}(S_0) \quad (15)$$

Na Fig.3 apresentamos um cálculo do movimento de um átomo com velocidade inicial de 600 m/s interagindo com um campo laser de intensidade $S_0 = 1.33$ e $\delta=0$, numa região de campo magnético dada pela Eq.(10), com $a = a_{\max}(S_0)/2$. Na Fig.3a, apresentamos um gráfico v versus t , onde constatamos a constância da aceleração quando o campo magnético é da forma da Eq.(10). Na Fig.3b temos um gráfico do espaço percorrido em 1ms e observamos que, nessas condições de campo magnético e intensidade laser, o átomo “para” após percorrer aproximadamente 24,5 cm. Um gráfico da aceleração em função do tempo é apresentado na Fig.3c; no instante inicial o átomo está em ressonância com o campo de radiação e a aceleração é determinada pela intensidade do laser, $a_{\max}(S_0)$, nesse caso $1.5 \times 10^6 \text{ m/s}^2$. Constatamos também que o valor da aceleração cai rapidamente para $a = a_{\max}(S_0)/2$, valor determinado pelo perfil do campo magnético. A Fig.3d apresenta um gráfico da velocidade versus distância percorrida, $v(z)$. Esse gráfico é proporcional ao perfil do campo magnético dada a dependência de $B(v)$ no caso de aceleração constante, veja Eq.(9).

Anteriormente mencionamos que o valor da aceleração é determinado pelo perfil de campo magnético $B(z)$ que, no caso de aceleração constante, é determinado por a . Todavia, para que o átomo seja efetivamente desacelerado, a intensidade laser deve ser tal que a aceleração máxima seja maior que a determinada pelo perfil do campo magnético, ou seja, $a_{\max}(S_0) \geq a$. Portanto, é necessário uma intensidade de laser mínima S_{MIN} para que ocorra a desaceleração em um campo magnético caracterizado pela aceleração a , onde a relação entre a e S_{MIN} é simplesmente

$$a = \frac{v_R \gamma}{2} \frac{S_{\text{MIN}}}{1 + S_{\text{MIN}}} \quad (16)$$

Para uma intensidade laser S_0 menor do que S_{MIN} , o átomo literalmente escapa da desaceleração pois a máxima aceleração possível com essa intensidade é menor do que a determinada pelo gradiente de campo magnético. A Fig.4 mostra um gráfico de velocidade versus posição, resultado de simulações para um campo magnético idêntico ao da Fig.3 para três intensidades laser diferentes. Para $S_0 = S_{\text{MIN}} = 0.4$ e para $S_0 = 3.3 S_{\text{MIN}} = 1.33$ o átomo é desacelerado praticamente da mesma maneira, já para uma intensidade laser pouco menor do que a mínima, $S_0 = 0.99 S_{\text{MIN}}$, o átomo escapa da desaceleração.

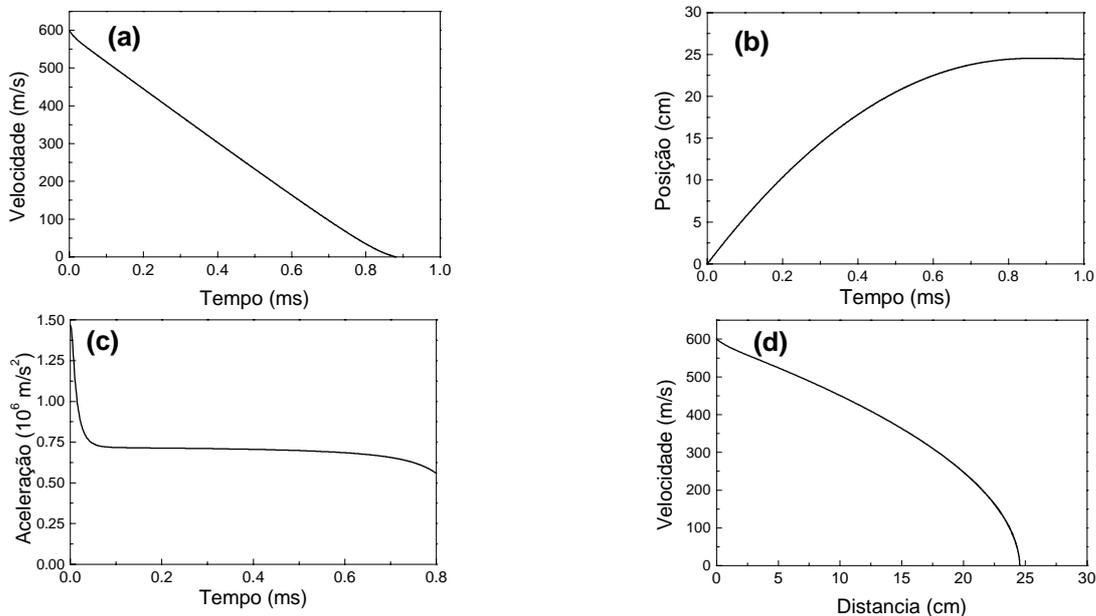


Figura.3: Simulação de movimento de um átomo de cálcio : $v_0 = 600\text{m/s}$, laser $S_0 = 1.33$, $\delta=0$; na presença de um campo magnético dado pela Eq.(10), com $a = a_{\max}(S_0)/2$.

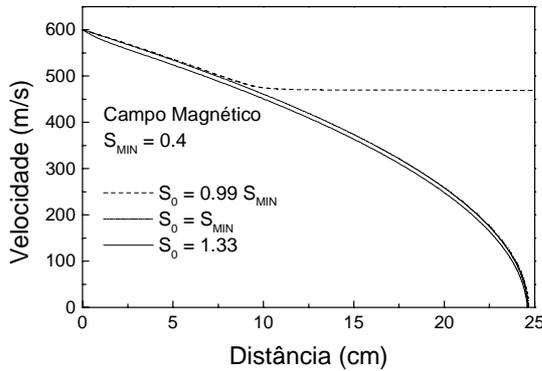


Figura. 4: Simulação de movimento de um átomo de cálcio para o mesmo campo magnético da Fig.3 e condições iniciais, variando-se a intensidade do laser de desaceleração.

4 Melado Óptico

Ao mesmo tempo que os átomos são desacelerados em uma direção na técnica Zeeman, o caráter aleatório da emissão espontânea provoca uma difusão no plano perpendicular à direção de desaceleração, tanto no espaço de posição como no da velocidade. Na seção II mostramos como se dá a interação de um átomo com um único feixe laser. Vamos agora considerar a interação com dois feixes laser contrapropagantes com a mesma frequência e intensidade como é esquematizado na Fig.5. Para um átomo em repouso, a probabilidade de absorver um fóton do feixe vindo da esquerda é idêntica à probabilidade de absorção de um fóton vindo da direita e, portanto, a força de radiação é nula neste caso. No caso geral, a probabilidade de absorção de um fóton de um feixe laser é dada por [5]

$$Prob = \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\omega_D + \omega_B + \delta)^2 / \gamma^2} \quad (17)$$

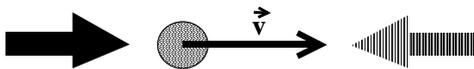


Figura. 5: Interação de um átomo com dois feixes laser contrapropagantes.

No caso de um átomo se movendo da esquerda para a direita, como na Fig.5, o feixe co-propagante sofrerá um deslocamento Doppler para o vermelho ($\omega_D < 0$), enquanto que o outro feixe sofrerá um deslocamento Doppler para o azul ($\omega_D > 0$). Nessa situação, para um laser em ressonância com átomos em repouso ($\delta = 0$) novamente a

probabilidade de absorção por qualquer um dos feixes será igual. No caso do laser estar dessintonizado para o azul, ou seja, $\delta > 0$, a probabilidade de absorção pelo feixe co-propagante com o átomo será maior do que a probabilidade de absorção de fótons do feixe contrapropagante ao movimento. Nessa situação o átomo sofre uma aceleração no mesmo sentido de seu movimento e ocorre um aumento de temperatura para um *ensemble* de átomos interagindo com estes feixes laser. Caso a dessintonia seja para o vermelho, ou seja, $\delta < 0$, a probabilidade de absorção do feixe contrapropagante é sempre maior. Isto significa que o átomo está sob a ação de uma força de radiação sempre contrária ao seu movimento, ou seja, uma força viscosa que tende a anular sua velocidade. Essas situações são representadas na Fig.6a por um gráfico da aceleração *versus* a dessintonia, para um átomo de cálcio com 14 m/s e feixes laser com intensidade $S_0 = 1.33$ (situação real do laboratório).

Na Fig.6b apresentamos uma simulação numérica de Monte Carlo para um átomo sob a ação de dois feixes laser contrapropagantes com dessintonia para o vermelho da ordem de uma largura de linha. O átomo sofre uma grande redução em sua velocidade nessa configuração, conhecida como melado óptico por se tratar de uma força de radiação viscosa, sempre contrária ao movimento. Ao mesmo tempo que ocorre um resfriamento na direção dos feixes laser, a emissão espontânea randômica dá origem a uma dispersão no plano perpendicular. Essa dispersão, ou aquecimento, pode ser corrigida adicionando mais dois pares de feixes laser mutuamente perpendiculares e também perpendiculares ao primeiro par em uma configuração de melado óptico tri-dimensional. É importante salientar que em um melado óptico ocorre um resfriamento, ou seja, redução das velocidades do *ensemble* atômico, mas não ocorre um confinamento no espaço, o que é facilmente observado na Fig.6b.

5 Armadilha Magneto-Óptica

Vamos analisar agora o funcionamento da mais versátil armadilha para átomos neutros, a armadilha magneto-óptica (MOT do inglês *magneto-optical trap*). A primeira demonstração experimental de confinamento espacial com esta técnica ocorreu em 1987 com átomos de sódio [11]. Como mencionamos anteriormente, na absorção de um fóton ocorre a conservação de energia (salto do estado fundamental para o excitado), conservação do momentum linear (responsável pelo recuo) e conservação do momentum angular total. A conservação do momentum angular implica que um átomo inicialmente no estado fundamental eletrônico $J=0$, $m_J=0$, ao absorver um fóton com polarização circular à direita (σ_+), salta para

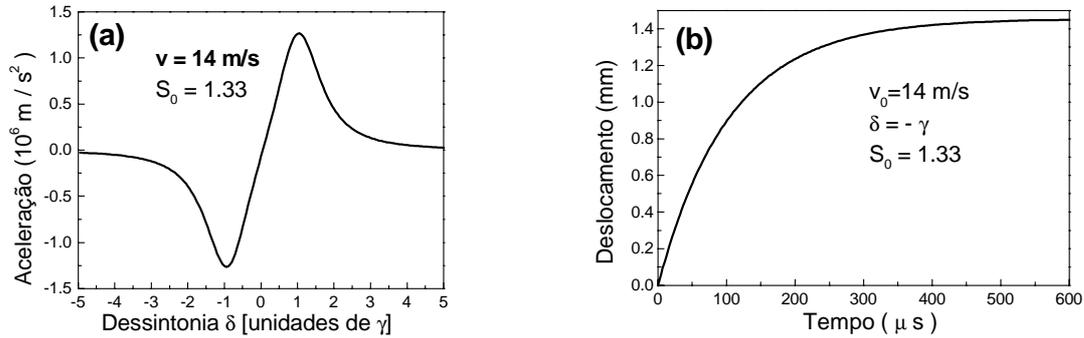


Figura.6: (a) Pressão de radiação de dois feixes lasers para um átomo de cálcio com 14 m/s, (b) Simulação numérica do movimento deste átomo para uma dessintonia de $-\gamma$.

o nível $J=1$, $m_J = +1$. No caso da luz ser polarizada circularmente à esquerda (σ_-), o estado final do átomo será $J=1$, $m_J = -1$, veja a Fig. 7. Na ausência de campo magnético a probabilidade de um átomo em repouso absorver fótons de um feixe σ_+ é idêntica à probabilidade de absorver de σ_- . Entretanto, na presença de um campo magnético ocorre um desdobramento Zeeman ω_B em direções contrárias para os níveis $m_J = +1$ e $m_J = -1$, veja Eq.(7). Com o átomo na presença de um campo magnético variável no espaço do tipo $B(x) = B_0 x$, o desdobramento Zeeman dos níveis excitados depende da posição, como mostrado na Fig.8. O nível fundamental $J=0$ não é afetado pelo campo magnético. Nessa figura, o nível $m_J = +1$ é representado pela linha cheia e $m_J = -1$ pela linha tracejada. A configuração de feixes laser contrapropagantes de polarização σ_+ e σ_- pode ser obtida facilmente pela retro-reflexão de um dos feixes após passar por uma placa de um quarto de onda. Com o laser dessintonizado para o vermelho, $\delta < 0$ como na Fig.8, na ausência do campo magnético teríamos um melado óptico uni-dimensional. Na presença do campo, para um átomo em repouso em $x = x_1$, o nível $m_J = -1$ está bem mais próximo da ressonância do que o nível $m_J = +1$. Logo, em $x = x_1$, a probabilidade de absorção de um fóton do feixe σ_- é bem maior do que a probabilidade de absorção de um fóton do feixe σ_+ . Já em $x = x_2$, a probabilidade de absorção do feixe circular à direita, σ_+ , é bem maior. Portanto, a pressão de radiação faz com que o átomo seja sempre impulsionado ao zero de campo magnético, ou seja, o centro da armadilha. Se a magnitude de δ não é maior do que algumas larguras de linha, o átomo sente um potencial praticamente harmônico [3]. Este esquema uni-dimensional é estendido facilmente para três dimensões com duas bobinas na configuração anti-Helmholtz formando um campo de quadrupolo magnético esférico.

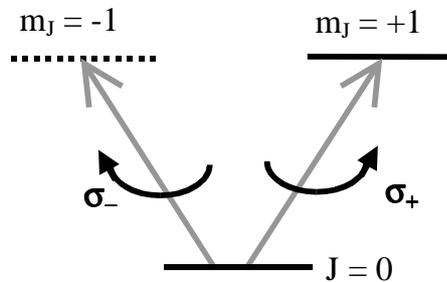


Figura. 7: Conservação do *momentum* angular na absorção de fótons com diferentes polarizações.

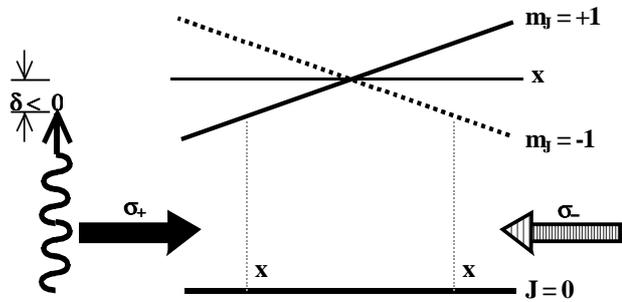


Figura. 8: Esquema de um MOT em uma dimensão. Para $B > 0$ o nível $m_J = +1$ sofre um deslocamento positivo e o nível $m_J = -1$ um deslocamento negativo.

É importante ressaltar que em um MOT os átomos não somente são aprisionados mas também são resfriados. Considere um átomo inicialmente em repouso em $x = x_1$. Esse átomo será impulsionado em direção ao centro pelo feixe σ_- até o ponto em que ele adquira uma velocidade tal que a probabilidade de absorção pelo feixe contrapropagante σ_+ seja maior devido ao deslocamento Doppler, começando assim a atuar o melado óptico, veja Eq.(17). A Fig.9 apresenta uma simulação numérica de

Monte-Carlo da trajetória tri-dimensional de um átomo em nosso MOT de cálcio em condições normais de operação, mostrando um comportamento de oscilador harmônico superamortecido. Como mencionamos anteriormente, os processos de emissão espontânea geram uma dispersão no espaço dos momentos, ou seja, um aquecimento. A competição entre esse aquecimento e o amortecimento por pressão de radiação do MOT resulta em uma energia cinética diferente de zero no estado estacionário. Nesse estado estacionário dos átomos aprisionados, a taxa de aquecimento é igual à taxa de resfriamento. A dessintonia que minimiza essa taxa é $\delta = -\gamma/2$, e a temperatura nesse ponto é conhecida como o limite Doppler, que é dado por $T_D = h\gamma/4\pi k_B$ [5]. Para átomos de cálcio resfriados com a transição $4^1S_0 - 4^1P_1$ em 423 nm, o limite Doppler é da ordem de 800 μ K.

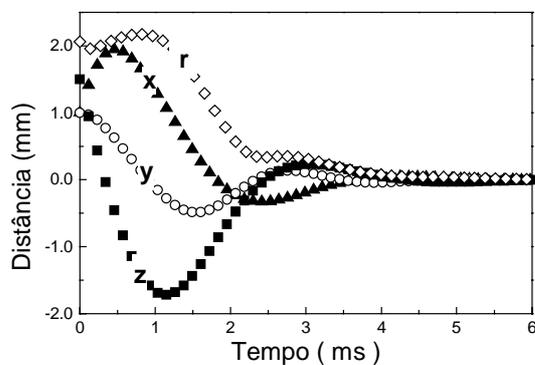


Figura. 9: Movimento de um átomo de cálcio em uma armadilha magneto-óptica.

6 Discussão

Os átomos alcalinos metálicos foram os primeiros a serem capturados e resfriados, em meados da década de 1980, pelas técnicas básicas que discutimos. O desenvolvimento subsequente das técnicas de aprisionamento magnético e resfriamento abaixo do limite Doppler [5] culminaram na demonstração experimental de condensados de Bose-Einstein gasosos de rubídio [12], sódio [13] e lítio [14] em 1995.

Enquanto que para os alcalinos metálicos o aprisionamento magneto-óptico já é uma técnica bem desenvolvida e usada em muitos laboratórios, pouquíssimos grupos de pesquisa têm reportado sucesso em armadilhas de elementos alcalinos terrosos. Isso se deve em parte à dificuldade envolvida com os lasers necessários para acessar as transições de resfriamento, que estão na região violeta e ultra-violeta do espectro. Outra dificuldade em se trabalhar com alcalinos terrosos é que, devido à baixa pressão de vapor desses elementos, o MOT não pode ser carregado a partir de uma célula. É necessário, portanto a

produção de feixe atômico. A ausência de estrutura hiperfina tem a vantagem de que não é necessário o uso de um laser de rebombeio nos moldes dos alcalinos metálicos. Por outro lado, essa estrutura de níveis impossibilita a ação dos mecanismos de resfriamento tipo Sisyfus [5], o que faz com que a temperatura final dos átomos seja ditada pelo limite Doppler. Mas nem tudo é desvantagem nesse sistema de níveis. O cálcio possui uma transição muito forte, a $4^1S_0 - 4^1P_1$, em 423 nm, com $\gamma = 34$ MHz, o que resulta em uma aceleração devido ao recuo fotônico de até 260000 g, extremamente eficiente para desaceleração e aprisionamento. Por outro lado, a transição $4^1S_0 - 4^3P_1$, em 657 nm, tem uma largura de linha muito estreita, 400 Hz. Um laser travado nessa transição pode ser usado como padrão unificado de comprimento-frequência e tempo [8]. Experimentos de interferometria atômica podem ser monitorados com grande precisão através dessa transição estreita. Hoje, o mecanismo de colisões nos alcalinos é entendido muito bem, quando a dessintonia do laser é maior do que 10γ . Já quando a dessintonia é pequena, a estrutura hiperfina complexa dos sistemas alcalinos complica enormemente o tratamento teórico dos processos. Sistemas mais simples como o cálcio oferecem a possibilidade de cálculos teóricos reais e comparação com os experimentos.

A Fig.10 apresenta um diagrama esquemático de nosso sistema experimental para desaceleração, resfriamento e aprisionamento de átomos neutros de cálcio. Um feixe atômico é produzido em um forno a uma temperatura de 600°C e então desacelerado pela técnica Zeeman com uma bobina de 18 seções independentes para controle do perfil de campo magnético. Os átomos desacelerados são então capturados no centro de duas bobinas na configuração anti-Helmholtz. Atualmente o sistema é capaz de capturar 10^7 átomos em um diâmetro de aproximadamente 2 mm, com uma temperatura da ordem de 1 mK [6]. Na Fig.11 apresentamos uma foto da fluorescência dos átomos de cálcio aprisionados (região brilhante central), onde também é possível observar a fluorescência residual do feixe atômico provocada pelos feixes laser perpendiculares à direção de desaceleração.

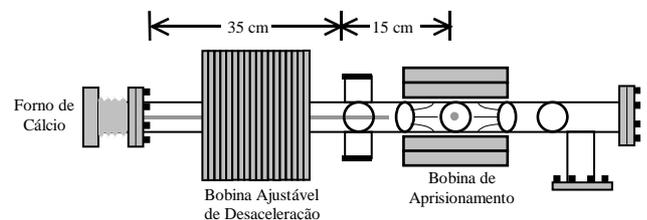


Figura. 10: Diagrama do sistema de desaceleração e aprisionamento de cálcio.



Figura. 11: Fluorescência dos átomos de cálcio aprisionados. O diâmetro da região central brilhante é da ordem de 2 mm.

7 Agradecimentos

Agradeço ao Grupo de Lasers e Aplicações do Instituto de Física “Gleb Wataghin” da UNICAMP pela oportunidade de desenvolvimento do projeto e pelo ótimo clima de trabalho. À CAPES pelo apoio financeiro durante o Doutorado.

8 Referências

- [1] A. Einstein, *Physikalische Zeit.*, **18**, 121 (1917).
- [2] O. Frisch, *Zeit. f. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [3] H. Metcalf & P. van der Straten, *Phys. Reports* **244**, 203 (1994).
- [4] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 729 (1978); S. Stenhom, V.G. Minogin & V. S. Letokhov, *Opt. Commun.* **25**, 107 (1978).
- [5] H. Metcalf & P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York, 1999.
- [6] R.L. Cavasso Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira & F.C. Cruz, *Optical Frequency Standards based on Cold Calcium Atoms*, In: 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, Symposium Papers, St. Andrews, Local Organizing Committee, 2001, full article to be published.
- [7] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox & L. Hollberg, *Eur. Phys. J.* **D 7**, 449 (1999).
- [8] T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle & J. Helmcke, *Appl. Phys. B* **59**, 89 (1994).
- [9] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman & A. Hemmerich, *J. Mod. Phys.* **47**, 2733 (2000).
- [10] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu & F. Laloë, *Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons, Paris, 1977.

- [11] E. Raab, M. Pentris, A. Cable, S. Chu & D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [12] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman & C.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [13] K. Davis, M-O. Mewes, M. Andrews, M. van Druten, D. Durfee, D. Kurn & W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [14] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett & R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).