

Desenvolvimento de fontes laser, espectroscopia de alta
resolução e resfriamento e aprisionamento
magneto-óptico de átomos de Cálcio

Instituto de Física “Gleb Wataghin”
UNICAMP

Tese de Doutorado

Reinaldo Luiz Cavasso Filho

Orientador: Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Luís Gustavo Marcassa – IFSC/USP

Prof. Dr. Cid Bartolomeu de Araújo – DF/UFPE

Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz – DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Amir Odacgi Caldeira – DFMC/IFGW/UNICAMP

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

C314d

Cavasso Filho, Reinaldo Luiz

Desenvolvimento de fontes laser, espectroscopia de alta resolução e resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de cálcio / Reinaldo Luiz Cavasso Filho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2002.

Orientador: Flávio Caldas da Cruz.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Átomos - Resfriamento. 2. Lasers.
 3. Ótica não-linear. 4. Espectroscopia de alta resolução.
- I. Cruz, Flávio Caldas da. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin".
III. Título.

 UNICAMP	 GRADUAÇÃO	Instituto de Física Gleb Wataghin	C.P. 6165 CEP: 13083-970 Tel. (19) 788-5305 e-mail: secpos@ifi.unicamp.br
--	--	--	--

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE REINALDO LUIZ CAVASSO FILHO – RA 982508 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 27/08/2002.

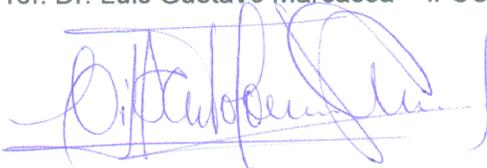
COMISSÃO JULGADORA:



Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (Orientador do Candidato) –
DEQ/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa – IFSC/USP



Prof. Dr. Cid Bartolomeu de Araújo – DF/UFPE



Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz – DEQ/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Amir Ordacgi Caldeira – DFMC/IFGW/UNICAMP

Resumo

Neste trabalho, abordamos o desenvolvimento de um sistema experimental para resfriamento laser e aprisionamento magneto-óptico de átomos de cálcio, o desenvolvimento de fontes laser empregadas nesse sistema, bem como estudos espectroscópicos de transições desse elemento em descargas elétricas de catodo oco. No caso do cálcio, a transição óptica mais eficiente para a manipulação do movimento dos átomos por pressão de radiação é a 1S_0 - 1P_1 em 423 nm. Uma das fontes de radiação laser que desenvolvemos para esse comprimento de onda consiste de um laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência. A frequência desse laser é travada à ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot de referência. O segundo harmônico do laser é gerado por conversão não-linear em um cristal de niobato de potássio situado em uma cavidade externa de amplificação. Investigamos o uso de lâmpadas de catodo oco de cálcio como ferramentas espectroscópicas de alta resolução. A variação na impedância da descarga elétrica que ocorre com a excitação laser, o efeito optogalvânico, é uma técnica de alta sensibilidade que simplifica consideravelmente a detecção e a sintonia em transições atômicas muito fracas como a 1S_0 - 3P_1 em 657 nm. O sistema de resfriamento e aprisionamento de átomos de cálcio é o último tópico abordado neste trabalho. Nesse sistema, átomos provenientes de um feixe atômico térmico são resfriados pela técnica de desaceleração Zeeman e então capturados em uma armadilha magneto-óptica. Empregamos um esquema alternativo de desaceleração Zeeman que usa um feixe laser com a mesma frequência dos feixes da armadilha. Estudamos a variação do número estacionário de átomos aprisionados com vários parâmetros, como o gradiente de campo magnético, a dessintonia e a intensidade dos feixes laser de aprisionamento e desaceleração. Analisamos também a evolução temporal do número de átomos aprisionados. Esse estudo mostrou que o tempo de armazenamento na armadilha é limitado por perdas devido ao bombeamento óptico de níveis metaestáveis do cálcio. Essas perdas por bombeamento óptico são muito maiores do que as perdas decorrentes de colisões binárias entre os átomos frios. Nesse regime, o comportamento não-exponencial do número de átomos torna-se muito difícil de ser observado. Todavia, constatamos que é possível extrair informações relativas à taxa de perdas por colisões frias comparando as constantes de tempo exponenciais das curvas de carga e descarga.

Abstract

In this work, we report on an experimental system for laser cooling and magneto-optical trapping of calcium atoms, the development of the laser sources for this system, and a spectroscopic analysis of calcium transitions in hollow cathode electric discharges. In the case of calcium, the most efficient optical transition for the atom motion manipulation by radiation pressure is the 1S_0 - 1P_1 at 423 nm. One of the laser sources that we developed at this wavelength consists on a frequency doubled and stabilized Ti:Sapphire laser. The frequency of this laser is locked to the resonance of a Fabry-Perot reference cavity. The second harmonic is generated by nonlinear conversion in a potassium niobate crystal inside an external power enhancement cavity. We investigate the use of calcium hollow cathode lamps as high resolution spectroscopic tools. The variation of the electrical discharge caused by the laser excitation, the optogalvanic effect, is a high sensitivity technique that greatly simplifies the detection and tuning on very weak atomic transitions, as the 1S_0 - 3P_1 at 657 nm. The system for cooling and trapping of calcium atoms is the last topic reported in this work. In this system, atoms from a thermal atomic beam are first cooled by the Zeeman deceleration technique and then trapped on a magneto-optical trap. We employed an alternative scheme for Zeeman deceleration which uses a laser beam at the same frequency of the trapping laser beams. We analyzed the variation of the steady state number of trapped atoms with several parameters, as magnetic field gradient, detuning and intensity of the trapping and decelerating laser beams. We also analyzed the time evolution of the number of trapped atoms. This analysis showed that the trap storage time is limited by losses related with the optical pumping of calcium metastable levels. These optical pumping losses are much larger than the losses caused by binary collisions between the cold atoms. In this regime, the non-exponential behavior of the atom number is very difficult to observe. However, we noticed that it is possible to extract information on the cold collision loss rate by comparing the exponential time constants of the trap load and the decay curves.

*Para minha mãe,
Vera Lúcia Meyer Cavasso*

Agradecimentos:

Agradeço ao meu orientador, Flávio C. Cruz, pela confiança, estímulo e amizade demonstrados até nos momentos mais adversos deste projeto desafiador.

A todos os membros do Grupo de Lasers e Aplicações do DEQ-IFGW, pelo companheirismo e otimismo que resultaram em um excelente ambiente de trabalho. Em especial, gostaria de agradecer a Haroldo J. Onisto, pela amizade e pelas várias contribuições a esta tese.

A todos os amigos e colegas que, de uma forma ou de outra, contribuíram positivamente.

Aos técnicos João B. Rodrigues e Antônio J. Polachini, da oficina mecânica do DEQ-IFGW, pela pronta disponibilidade e excelente trabalho na confecção de vários componentes mecânicos empregados em montagens ópticas e em circuitos eletrônicos.

Aos professores Chris Oates, Andreas Hemmerich, Nicolás Beverini e Luís Marcassa, pelas proveitosas discussões a respeito de vários tópicos relacionados a esta tese.

Ao Dr. Armando Mirage, do IPEN-USP, pela construção das lâmpadas de catodo oco.

Este projeto teve apoio das agências FAPESP, CNPq, CAPES e FAEP-UNICAMP, às quais somos gratos e expressamos nosso total reconhecimento. Gostaria de agradecer especialmente à CAPES pelo apoio financeiro pessoal durante o doutoramento.

Finalmente, não poderia deixar de expressar meus agradecimentos ao apoio divino sempre presente por intermédio de São Judas Tadeu.

Índice

Ficha catalográfica.....	ii
Ata de defesa de tese.....	iii
Resumo.....	v
Abstract.....	vi
Agradecimentos.....	viii
Índice.....	ix
Capítulo 1 – Introdução.....	1
Capítulo 2 - Fontes laser para espectroscopia e manipulação de átomos de cálcio.....	7
2.1 Introdução.....	7
2.2 Laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência.....	8
2.3 Lasers de diodo @ 846 nm em cavidades estendidas duplicados em frequência.....	24
2.4 Outras fontes laser utilizadas em espectroscopia.....	30
Capitulo 3 – Espectroscopia optogalvânica em lâmpadas de catodo oco.....	32
3.1 Introdução.....	32
3.2 A lâmpada de catodo oco.....	34
3.3 Espectro de emissão	37
3.4 Análise do ruído elétrico.....	46
3.5 Espectroscopia laser com detecção optogalvânica.....	50
3.5.1 Escolha do resistor de lastro para otimização do SOG	50
3.5.2 Transições atômicas investigadas	51
3.5.3 Espectroscopia optogalvânica Doppler	52
3.5.4 Espectroscopia sub-Doppler de saturação	56
3.5.5 Espectroscopia optogalvânica intermodulada (IMOGS)	59
3.5.6 Colisões que mudam a velocidade	61
3.5.7 Investigação de deslocamentos colisionais	63

3.5.8 Absorção total e espectro optogalvânico	64
3.6 Conclusões.....	66
Capítulo 4 –Resfriamento e aprisionamento magneto-óptico.....	68
4.1 Introdução.....	68
4.2 Fundamentos do controle do movimento de átomos com laser.....	69
4.2.1 Interação entre átomo e campo de radiação	69
4.2.2 Técnica de desaceleração Zeeman	74
4.2.3 Melaço óptico	77
4.2.4 Armadilha magneto-óptica	79
4.3 Sistema experimental de feixe atômico e armadilha.....	83
4.4 Distribuições de velocidade no feixe atômico.....	94
4.5 Caracterização básica do aprisionamento magneto óptico.....	96
4.5.1 Potência espalhada por N átomos	96
4.5.2 Distribuição espacial de densidade	97
4.5.3 Papel da desaceleração Zeeman no aprisionamento	99
4.5.4 Determinação topográfica da ressonância atômica	102
4.5.5 Estruturas espaciais da nuvem de átomos aprisionados	103
4.5.6 Número de átomos aprisionados	104
4.5.7 Desaceleração Zeeman independente	107
4.5.8 Estimativa da temperatura dos átomos aprisionados	112
4.6 Dinâmica do aprisionamento: Perdas lineares por bombeamento óptico de níveis metaestáveis	113
4.7 Perdas devido a colisões entre átomos frios.....	121
4.7.1 Colisões frias em elementos alcalinos terrosos	121
4.7.2 Dinâmica do número de átomos aprisionados	123
4.7.3 Processos de carga e descarga no regime de volume constante	126
4.7.4 Perdas por colisões no regime de altas perdas lineares	131
4.7.5 Observações experimentais de colisões no MOT de ^{40}Ca da Unicamp	134
4.7.6 Cálculo semi-clássico da taxa de colisões β	137

Capítulo 5 – Conclusões.....	142
Referências Bibliográficas.....	150
Apêndice A – Artigos publicados e artigos submetidos.....	156
Apêndice B – Cinturas de feixe em cavidades ópticas em anel.....	232
Apêndice C – Circuito eletrônico controlador de temperatura.....	244

Capítulo 1

Introdução

Há 85 anos, Einstein propôs que o momentum linear seria transferido nos eventos de absorção e emissão da luz [Einstein 1917]. A primeira demonstração desse efeito ocorreu em 1933, quando Frisch observou uma diminuta deflexão num feixe atômico de sódio ao ser iluminado por uma lâmpada do mesmo elemento [Frisch 1933]. Progressos reais na manipulação do movimento de átomos por absorção e emissão de fótons tiveram que esperar pelo advento do laser. As primeiras propostas para resfriar átomos com laser surgiram em 1975 [Hänsch *et al.* 1975] [Wineland *et al.* 1975] e, em 1982, obteve sucesso o primeiro experimento de desaceleração de feixe atômico [Phillips *et al.* 1982]. O confinamento espacial através da pressão de radiação aliada ao desdobramento Zeeman num campo magnético de quadrupolo foi demonstrado em 1987 [Raab *et al.* 1987]. Os elementos alcalinos metálicos foram os primeiros a serem manipulados por radiação laser próxima à ressonância. Nos quinze anos que se seguiram à demonstração da primeira armadilha magneto-óptica (MOT)¹, foram feitos muitos progressos no controle preciso do movimento atômico. O desenvolvimento subsequente das técnicas de aprisionamento magnético e de resfriamento evaporativo culminaram na observação de condensados de Bose-Einstein [Anderson *et al.* 1995] [Davis *et al.* 1995] [Bradley *et al.* 1995], abrindo um fascinante novo campo de pesquisa. Estender o número de espécies no regime quântico degenerado seria um importante passo para investigações futuras.

Enquanto que, para os elementos 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. No caso específico do cálcio, além da armadilha que desenvolvemos na Unicamp, atualmente existem apenas outros três grupos que possuem armadilhas magneto-ópticas desse elemento, sendo um em Boulder nos Estados Unidos [Oates *et al.* 1999], e dois na Alemanha, em Braunschweig [Kisters *et al.* 1994] e em Hamburgo [Grünert *et al.* 2001]. 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 e, ainda, às altas potências necessárias para saturar as transições atômicas nesses comprimentos de onda. Outra dificuldade em se trabalhar com alcalinos terrosos é que, devido à baixa pressão de vapor desses elementos à temperatura ambiente, o MOT não pode ser carregado a partir de uma célula de vapor, sendo necessária a produção de um feixe atômico.

Por outro lado, o interesse no resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos terrosos tem crescido nos últimos anos. Devido aos dois elétrons na camada de valência, esses elementos possuem uma estrutura de níveis de energia eletrônicos composta de séries de níveis tipo singleto e séries tipo tripleto. Tal estrutura dá origem a transições fortes entre níveis da mesma série e transições fracas entre níveis de séries distintas². Por exemplo, a transição entre o estado fundamental $^3\ ^1S_0$ e o primeiro estado excitado singleto (1P_1) possui uma largura de linha natural muito grande (34.63 MHz no caso do cálcio [Metcalf *et al.* 1999]). Essa grande largura de linha torna essa transição extremamente eficiente para a manipulação do movimento dos átomos por pressão de radiação. Por outro lado, a transição de intercombinação proibida por spin 1S_0 - 3P_1 , também partindo do estado fundamental, possui uma taxa de espalhamento muito baixa e, conseqüentemente, uma largura de linha natural muito estreita (408 Hz para o cálcio [Kisters *et al.* 1994]).

¹ Adotaremos a sigla do termo correspondente em inglês, *magneto-optical trap*, MOT.

² Um diagrama simplificado dos níveis de energia e transições do ^{40}Ca é mostrado na Fig. 3.3.4.

³ Utilizamos a notação espectroscópica $^{2S+1}L_J$, onde S, L e J são os números quânticos de spin, orbital e total respectivamente.

Os isótopos mais abundantes dos elementos alcalinos terrosos (por exemplo o ^{40}Ca) possuem spin nuclear nulo e, em consequência, não possuem estrutura hiperfina. A ausência de estrutura hiperfina dispensa o uso de lasers de re-bombeio, como os necessários nas armadilhas de elementos alcalinos metálicos. Além disso, a falta de estrutura hiperfina também estimula o estudo de colisões no regime de baixas temperaturas. A estrutura de níveis singleto e tripleto dos alcalinos terrosos tanto torna possível cálculos teóricos exatos quanto simplifica a interpretação dos dados experimentais [Julienne 2000] [Machholm *et al.* 2001, 2002]. Embora a ausência de estrutura hiperfina e a alta taxa de espalhamento da transição $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ sejam sem dúvida benéficas para o resfriamento e o aprisionamento laser, o comprimento de onda dessa transição requer um laser na região azul ou violeta do espectro (423 nm no caso do cálcio). Esse laser também deve ser relativamente potente, pois os parâmetros de saturação das transições atômicas nessa região são altos. Isso parcialmente explica o reduzido número de grupos que está ou esteve trabalhando em resfriamento e aprisionamento de alcalinos terrosos, em particular, com o cálcio [Kurosu *et al.* 1990] [Kisters *et al.* 1994] [Oates *et al.* 1999] [Grünert *et al.* 2001]. Esse elemento tem se mostrado atrativo para experimentos de espectroscopia de alta resolução e precisão [Kurosu *et al.* 1998], interferometria atômica [Riehle *et al.* 1996], padrões ópticos de frequência [Oates *et al.* 1999] e tempo [Udem *et al.* 2001], colisões frias [Zinner *et al.* 2000] e novas técnicas de resfriamento e aprisionamento laser [Binnewies *et al.* 2001] [Curtis *et al.* 2001]. O advento recente de medidas de frequência na região óptica com lasers de femtosegundo [Udem *et al.* 2001] tornou a transição de intercombinação $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ do cálcio um promissor padrão unificado de comprimento, tempo e frequência. Recentemente, mostrou-se que essa transição de intercombinação também pode ser utilizada para resfriar os átomos até temperaturas da ordem de micro-Kelvin [Binnewies *et al.* 2001] [Curtis *et al.* 2001]. Nessas temperaturas, abre-se a possibilidade para a aplicação de novas estratégias de resfriamento e aprisionamento adicionais [Katori *et al.* 1999] que podem levar à obtenção de regimes de degenerescência quântica por meios puramente ópticos [Barret *et al.* 2001]. Como o ^{40}Ca é um átomo não magnético, com um estado fundamental $^1\text{S}_0$, a estratégia

tradicional para atingir o regime degenerado, onde é empregado um resfriamento evaporativo em uma armadilha magnética [Metcalf *et al.* 1999], não é aplicável.

A motivação principal deste projeto de doutoramento foi o desenvolvimento de um sistema de resfriamento e confinamento espacial para átomos neutros de cálcio empregando a transição $^1S_0-^1P_1$. Nos experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos metálicos, as transições atômicas empregadas podem ser acessadas por lasers de corante ou por lasers de diodo disponíveis comercialmente. Já para acessarmos a transição ressonante $^1S_0-^1P_1$ do cálcio, necessitamos de uma fonte laser contínua e sintonizável no azul, em 423 nm. Parte desta tese dedicou-se ao desenvolvimento de fontes laser nesse comprimento de onda. Pretende-se empregar esses átomos aprisionados em experimentos futuros de interferometria atômica e de espectroscopia de alta precisão e resolução com a transição de intercombinação $^1S_0-^3P_1$. Um laser travado nessa transição estreita serviria como um padrão de frequência e também como base para um padrão de tempo e comprimento [Udem *et al.* 1999]. Transições muito fracas, como essa, requerem o uso de técnicas especiais de detecção em feixes atômicos ou armadilhas [Oates *et al.* 1999]. Como ferramenta auxiliar nos experimentos com átomos aprisionados, estudamos o uso de detecção optogalvânica em lâmpadas de cátodo de cálcio. Na detecção optogalvânica, ocorre uma variação na impedância da descarga quando os átomos dela participantes são excitados por um laser próximo à ressonância [Barbieri *et al.* 1990]. O objetivo de construção de um sistema de aprisionamento e resfriamento de átomos neutros de cálcio foi alcançado. A armadilha magneto-óptica que implementamos é do tipo tridimensional $\sigma_+ - \sigma_-$ com feixes retro-refletidos [Raab *et al.* 1987] e é carregada a partir de um feixe atômico desacelerado pela técnica Zeeman [Phillips *et al.* 1982]. Ajustando o perfil espacial do feixe laser de desaceleração, evitamos que esse interfira no comportamento dos átomos confinados, de maneira similar ao ajuste transversal descrito em [Miranda *et al.* 1999], porém sem nenhuma perda de potência no feixe.

No Capítulo 2, descrevemos as fontes laser desenvolvidas para acessar a transição ressonante $^1S_0-^1P_1$ em 423 nm, bem como as fontes utilizadas em espectroscopia de várias outras transições do cálcio. A fonte laser principal na operação da armadilha magneto-

óptica e na desaceleração do feixe atômico trata-se de um laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência [Onisto *et al.* 2002]. A duplicação em frequência é feita pela geração de segundo harmônico em um cristal não-linear de niobato de potássio (KNbO₃). Além desse sistema laser em 423 nm, desenvolvemos um outro, baseado em um laser de diodo infravermelho em cavidade estendida, também com sua frequência duplicada em um cristal de KNbO₃ [Manoel *et al.* 2002]. A investigação de espectroscopia optogalvânica em descargas de cátodo de cálcio como técnica de alta sensibilidade e resolução [Cavasso Filho *et al.* 2001] é apresentada no Capítulo 3. Através dessa técnica, detectamos transições muito fracas e também transições que partem de níveis excitados. O Capítulo 4 ocupa-se da descrição do aparato desenvolvido para resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de cálcio, bem como dos princípios gerais de manipulação de átomos por pressão de radiação próxima à ressonância. Apresentamos também os resultados da caracterização básica do sistema quanto a número, densidade e temperatura da nuvem de átomos confinados. Avaliamos a dependência do número de átomos com vários parâmetros, como potência e dessintonia dos feixes laser de aprisionamento e de desaceleração Zeeman, gradiente de campo magnético e temperatura do forno. Além de distribuições de densidade gaussianas na nuvem de átomos aprisionados, observamos também outras estruturas espaciais do tipo anel. Essas estruturas, pela primeira vez observadas em MOTs de elementos alcalinos terrosos, ocorrem devido à geração de forças de vórtex quando os feixes laser de aprisionamento não estão perfeitamente alinhados [Guedes *et al.* 1994] [Felinto *et al.* 2000]. Analisamos a dinâmica temporal do número de átomos aprisionados. Estudamos o comportamento da taxa de perdas por bombeamento óptico de níveis metaestáveis, bem como as perdas associadas a colisões entre os átomos frios. Devido às altas perdas lineares ocasionadas pelo bombeamento óptico de níveis metaestáveis, adotamos uma técnica alternativa para a observação das perdas por colisões frias. No Capítulo 5, são apresentadas as principais conclusões da tese bem como as perspectivas para trabalhos futuros a ela associados. No apêndice A, reproduzimos os artigos publicados e também os artigos submetidos, gerados no decorrer do desenvolvimento do projeto. Também não poderíamos deixar de mencionar o desenvolvimento de equipamentos de instrumentação eletrônica de controle como, por exemplo, um amplificador de tensão de baixo ruído para transdutores

piezo-elétricos [Cavasso Filho *et al.* 1999] e circuitos controladores de temperatura que proporcionam flutuações térmicas inferiores a 3 mK por hora, descritos no apêndice C.

Capítulo 2

Fontes laser para espectroscopia e manipulação de átomos de cálcio

2.1 Introdução

A espectroscopia atômica e molecular de alta resolução requer lasers contínuos (CW), sintonizáveis e mono-modo (frequência única). Neste capítulo, descrevemos as fontes de radiação laser utilizadas para espectroscopia de várias transições e para a manipulação do movimento de átomos neutros de cálcio com a transição ressonante 1S_0 - 1P_1 em 423 nm. Para a espectroscopia das transições com comprimentos de onda entre 600 e 675 nm, utilizamos lasers de corante comerciais, operando com soluções de Rhodamina 6G e DCM e com bombeio óptico de um laser de Ar^+ multi-linha. Já para a transição ressonante, temos a opção de utilizar um laser de corante operando com uma solução de estilbeno 3 [Beverini *et al.* 1989]. Todavia, o tempo de vida útil dessa solução de corante é muito pequeno, fazendo com que a operação contínua de um sistema de resfriamento e aprisionamento de cálcio baseado nessa fonte laser se restrinja a algumas semanas. Portanto, a ausência de fontes laser confiáveis em 423 nm disponíveis comercialmente obrigou-nos a buscar outras alternativas para a geração desse comprimento de onda. A alternativa mais viável que encontramos é a duplicação em frequência de um laser

infravermelho operando em 846 nm. Dois sistemas foram desenvolvidos para a geração desse comprimento de onda, um baseado em um laser de Ti:Safira CW mono-modo e estabilizado em frequência [Onisto *et al.* 2002] e outro baseado em um laser de diodo comercial com realimentação óptica em cavidade estendida [Manoel *et al.* 2002]. Em ambos os casos, a duplicação em frequência é obtida por geração de segundo harmônico em um cristal não-linear de niobato de potássio situado em uma cavidade externa de amplificação. As seções 2.2 e 2.3 tratam desses sistemas laser em 423 nm e a seção 2.4 ocupa-se das outras fontes laser que empregamos para espectroscopia.

2.2 Laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência

O laser de Titânio:Safira ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$), demonstrado pela primeira vez em 1986 [Moulton 1986], tem hoje uma variedade de aplicações e é frequentemente a melhor escolha de sintonia aliada a potência na região do infravermelho próximo. Técnicas de conversão não-linear da frequência podem estender muito sua região de cobertura. Devido a sua larga curva de ganho e à estabilidade inerente de um laser de estado sólido, suas aplicações podem variar desde a geração de pulsos ultracurtos de alta intensidade até a realização de osciladores ópticos CW de alta estabilidade. A operação desse laser em frequência única foi demonstrada já em 1988 [Schulz 1988] e a estabilização ativa em frequência foi demonstrada posteriormente em diversas configurações [Vassen *et al.* 1990, Boyd *et al.* 1991].

A Figura 2.2.1 mostra um diagrama esquemático do laser com frequência estabilizada e duplicada construído no laboratório. A cavidade do laser é do tipo em anel, formada por dois espelhos de 15 cm de raio de curvatura e dois espelhos planos. Para cobrir toda a banda de emissão do $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, 600 a 1100 nm, usualmente são necessários três conjuntos de espelhos com diferentes filmes refletivos. Como a aplicação principal desse laser é a de fonte de radiação para resfriamento e aprisionamento de cálcio, utilizamos espelhos altamente refletivos (99.5 %) com filmes de alta largura de banda (150 nm)

centrados em 846 nm. O espelho de saída (ES) tem uma transmissão de 2.3 % nesse comprimento de onda. Para o bombeamento longitudinal, um dos espelhos curvos (EE) tem uma transmissão de mais de 90 % para um laser de Ar^+ multi-linha ou para um laser de Nd:YVO_4 de frequência duplicada em 532 nm. Um dos espelhos planos é montado sobre um bloco de cerâmica piezo-elétrica (PZT) para a sintonia e o controle da frequência.

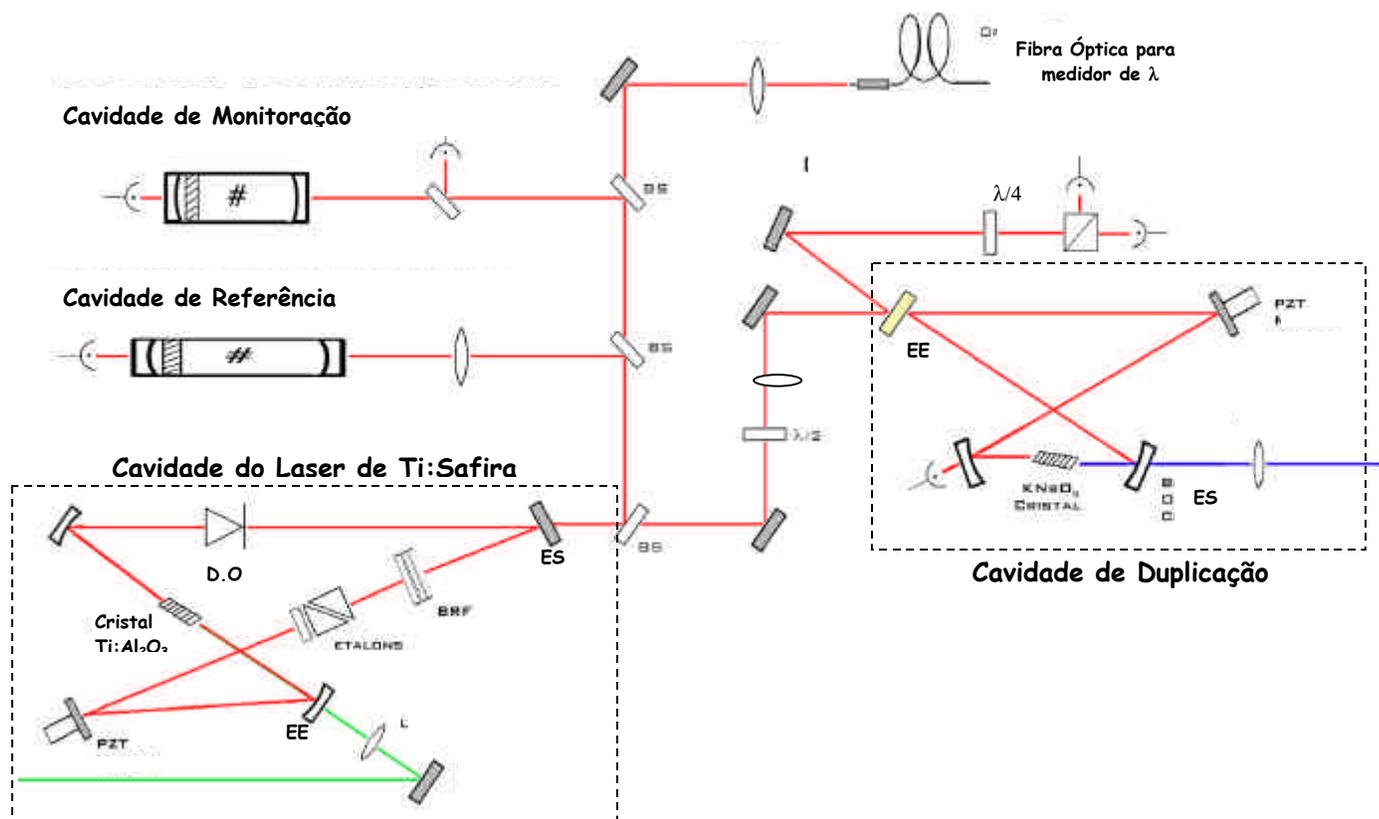


Fig.2.2.1 Diagrama esquemático do laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência. São mostradas as cavidades ópticas em anel do laser e a de duplicação em frequência, as cavidades de Fabry-Perot de referência e de monitoração e uma representação do traçado dos raios de bombeio (em verde), do primeiro harmônico do laser (em vermelho) e do segundo harmônico (em azul). EE: espelhos de entrada; ES: espelhos de saída; PZT: espelhos montados em PZT; D.O.: diodo óptico; BRF: filtro bi-refringente; BS: divisores de feixe; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda.

O cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ é cortado em ângulo de Brewster, possui uma extensão de 2 cm e uma concentração de titânio de 0.05 %. Ele absorve 84 % do laser de Ar^+ multi-linha e 78 % do laser de Nd:YVO_4 duplicado em 532 nm. Os ângulos da cavidade do laser foram

ajustados para compensar o astigmatismo provocado pelo cristal em ângulo. As distâncias entre os braços da cavidade são tais que a cintura do feixe é de $40\ \mu\text{m}$ no centro do cristal, o que resulta em um parâmetro confocal próximo à extensão do cristal. Uma lente de 10 cm de distância focal é usada para focalizar o feixe de bombeio no cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, montado sobre um suporte de cobre para dissipação de calor. Para potências de bombeio abaixo de 8 W não há a necessidade de circulação de água para o resfriamento do cristal. Para aumentar a estabilidade mecânica da cavidade do laser, os blocos de alumínio de suporte dos espelhos são montados sobre quatro barras de INVAR, um liga metálica de baixo coeficiente de expansão térmica. Os outros elementos ópticos da cavidade, que incluem um diodo óptico, um filtro bi-refringente e dois etalons, também são montados sobre essas barras. A Figura 2.2.2 mostra uma foto da estrutura mecânica do laser onde podemos observar também os lasers de bombeio comerciais de Ar^+ e de Nd:YVO_4 duplicado.

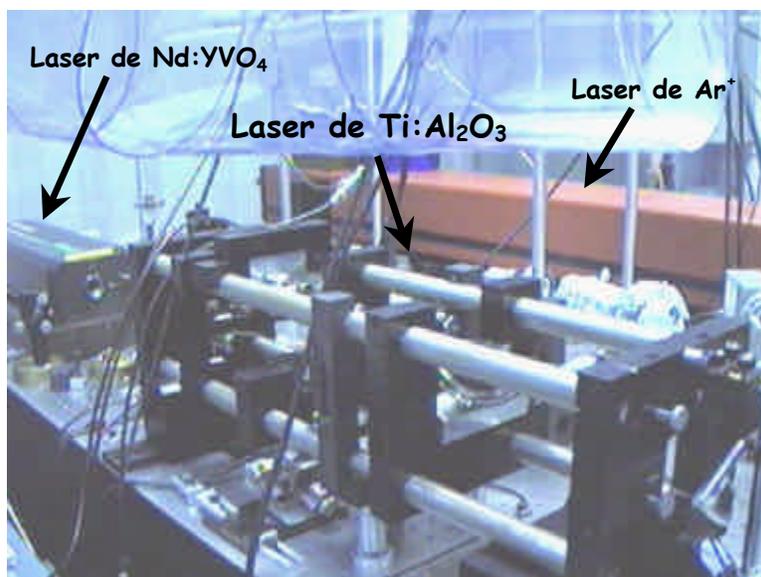


Fig. 2.2.2 Foto da mesa óptica mostrando a estrutura mecânica do laser de Ti:Safira e os dois lasers comerciais utilizados no seu bombeamento.

A oscilação em apenas um sentido da cavidade em anel é promovida por um diodo óptico, baseado no efeito de rotação de polarização de Faraday [Onisto 2001]. Para a sintonia grossa em frequência, utilizamos um filtro bi-refringente comercial (BRF). Esse filtro é inserido na cavidade do laser em ângulo de Brewster e o comprimento de onda de operação

pode ser selecionado por um parafuso micrométrico que controla o eixo óptico do BRF. Para o laser operar em frequência única, utilizamos ainda dois etalons, um grosso (15 mm) e um fino (700 μm). A banda de passagem do BRF e a sobreposição das curvas de transmissão desses etalons são tais que o laser oscila em apenas um único modo longitudinal da cavidade. A sintonia fina em frequência do laser é proporcionada pelo espelho montado sobre um PZT.

A inserção de cada elemento óptico no interior da cavidade laser gera perdas adicionais àquelas provocadas por espalhamento e absorção nas superfícies dos espelhos e no cristal. Dessa forma, ocorre uma diminuição da potência de saída com a inclusão dos elementos de controle de frequência, como podemos ver pela Figura 2.2.2. Nessa figura, temos um gráfico da potência de saída pela potência de bombeio incidente no cristal de $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ para o laser operando em várias situações.

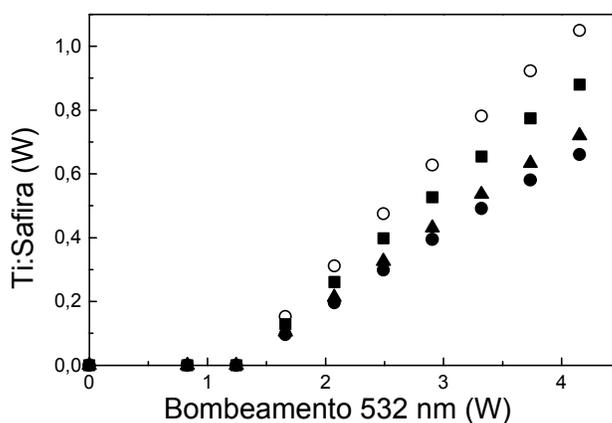


Fig. 2.2.3 Potência de saída em função da potência de bombeio incidente no cristal de $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$, sem elementos intracavidade (○), apenas com o diodo óptico (□), com o diodo óptico e o filtro birrefringente (△) e com todos os elementos intracavidade instalados (●).

Parte da potência de saída do laser (cerca 0.1 %) é desviada através de uma fibra óptica para um medidor de comprimento de onda interferométrico, localizado em outra mesa óptica. A Figura 2.2.4 mostra um gráfico da potência de saída do laser, operando em frequência única, em função do comprimento de onda. Com o conjunto de espelhos empregado, o laser opera entre 770 e 870 nm.

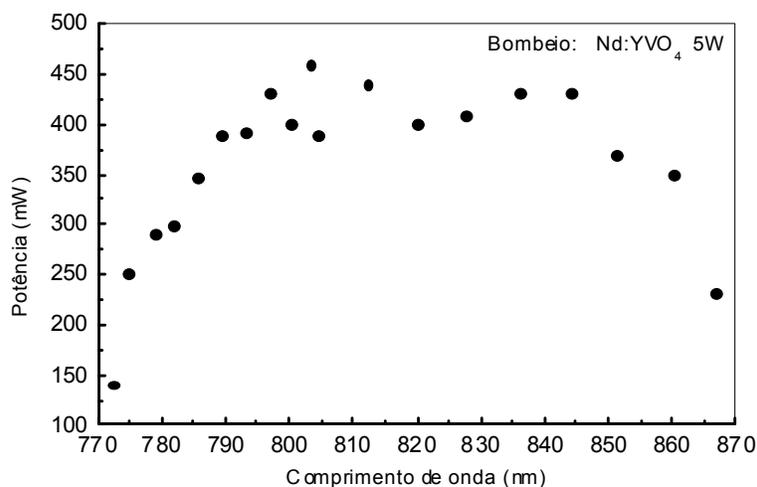


Fig. 2.2.4 Potência de saída do laser de Ti:Safira operando mono-modo em função do comprimento de onda para um bombeamento de 5W em 532 nm.

Os etalons restringem a oscilação do laser a um único modo longitudinal da cavidade. O etalon fino é pouco seletivo em frequência, pois possui uma banda de passagem larga. Já o etalon grosso apresenta uma banda de passagem mais estreita e, portanto, é mais seletivo. Devido à variação do tamanho da cavidade por deriva térmica e vibrações mecânicas, a frequência de operação do laser varia, podendo acarretar saltos de modo do etalon grosso. O etalon grosso é composto de dois prismas de Littrow com um deles montado sobre um PZT cilíndrico. Aplicando-se uma tensão ao PZT, podemos variar o comprimento desse etalon e sintonizar sua frequência de ressonância. Para evitar saltos de modo, travamos o pico de transmissão do etalon grosso num dos modos cavidade. Nesse travamento, utilizamos um esquema de detecção de fase. Uma tensão alternada senoidal é adicionada à tensão de controle do PZT, fazendo com que a frequência central de transmissão do etalon oscile com uma pequena amplitude em torno de um valor médio. Essa oscilação na frequência central do etalon causa uma pequena oscilação na potência do laser. A variação na potência do laser é então detectada e dirigida a um amplificador *lock-in*, que gera um sinal de erro. Esse sinal de erro, de alguns Volts, é amplificado e redirecionado ao PZT de modo a manter o pico de transmissão do etalon sempre em ressonância com um dos modos longitudinais da cavidade. A escolha do modo longitudinal é feita através dos parafusos mecânicos de controle dos espaçamentos dos etalons.

A sintonia fina em frequência do laser é proporcionada por um dos espelhos planos montado sobre um PZT. Ao variarmos a tensão sobre esse PZT, variamos o comprimento da cavidade óptica e a frequência do laser. Travando apenas o etalon grosso, sem controlar o etalon fino, obtemos uma varredura contínua de frequência de até 6 GHz em 846 nm, limitada pela excursão máxima do PZT, correspondendo a 12 GHz no segundo harmônico. Sintonias da ordem de algumas dezenas de GHz, como são realizadas em lasers comerciais, demandaria o uso de placas em ângulo de Brewster.

Embora o travamento da frequência central do etalon grosso evite saltos de modo e proporcione varreduras contínuas do laser, variações de temperatura no cristal, na estrutura mecânica do laser, bem como vibrações mecânicas e correntes de ar provocam alterações no caminho óptico da cavidade e, como consequência, flutuações na frequência do laser. Para analisar a intensidade dessas flutuações, utilizamos uma cavidade Fabry-Perot confocal de finesse 67 e *free spectral range* de 1.5 GHz como discriminador de frequência. Essa é a cavidade de análise esquematizada na Fig. 2.2.1. Pela variação da intensidade transmitida por essa cavidade de análise, observamos uma deriva térmica relativa da ordem de 100 MHz em 8 segundos. Essa deriva em frequência é duplicada no segundo harmônico e dificulta extremamente o uso de tal laser em experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos. No caso do cálcio, a transição ressonante 1S_0 - 1P_1 possui uma largura de linha natural da ordem de 35 MHz. Experimentos de manipulação do movimento de átomos por pressão de radiação requerem lasers com flutuações de frequência inferiores a essa largura de linha.

Para reduzir essas flutuações, a frequência do laser de Ti:Safira foi travada à ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot de referência. Essa cavidade é formada por um tubo de quartzo de 10 cm de comprimento, um PZT cilíndrico de 2 cm e dois espelhos altamente refletivos de 20 cm de raio de curvatura. Em um dos lados do tubo de quartzo é aderido um dos espelhos e, no outro lado, o PZT cilíndrico e o outro espelho. As dimensões da cavidade resultam em um *free spectral range* de 1230 MHz. O acoplamento do modo espacial do laser com o modo dessa cavidade de referência é feito através de uma lente. A Figura 2.2.5 apresenta um gráfico da intensidade transmitida por essa cavidade quando varremos a tensão no PZT que controla seu comprimento. Medimos uma finesse de 1570, o que corresponde a perdas da ordem de 0.2 % em cada espelho e uma largura de

linha de 780 KHz. O sinal de erro para o travamento do laser nessa cavidade foi obtido através da técnica *side of fringe* [Hamilton 1989]. No travamento, esse sinal passa por um circuito eletrônico proporcional-integral-diferencial de filtragem e por um amplificador de alta tensão para transdutores piezo-elétricos [Cavasso Filho *et al.* 1999] antes de ser direcionado para o PZT que controla o comprimento óptico da cavidade laser. Dessa forma, as variações aleatórias que ocorrem no caminho óptico da cavidade são compensadas por esse atuador PZT-espelho.

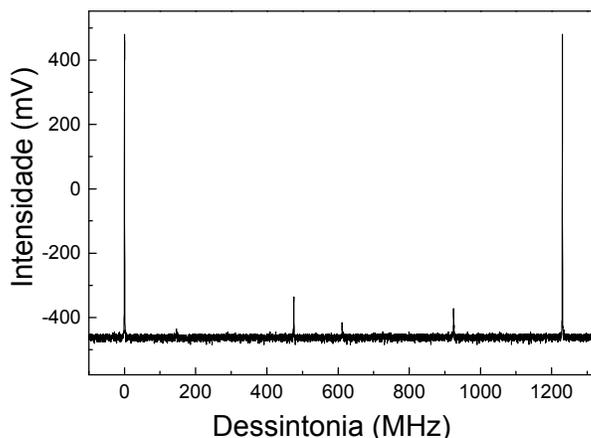


Fig. 2.2.5 Picos de transmissão da cavidade de referência do laser de Ti:Safira. Esse espectro de transmissão foi obtido varrendo-se o comprimento da cavidade de referência através de seu PZT.

Com a frequência do laser travada no lado da ressonância da cavidade de referência, através da amplitude do sinal de erro residual, mostrado na Figura 2.2.6, estimamos uma largura de linha rápida de 8 KHz. Essa é uma medida de quão bem o laser é travado nessa cavidade e não dá nenhuma informação sobre a estabilidade da cavidade em si. A estabilidade de longo termo, afetada principalmente por derivas térmicas, foi medida em relação aos átomos de cálcio aprisionados na armadilha magneto-óptica descrita no Capítulo 4. Sem nenhum controle de temperatura ou isolamento de vibrações da cavidade de referência, observamos uma deriva de frequência inferior a 30 MHz por hora. Como a largura de linha da transição ressonante do cálcio é de 35 MHz, podemos operar a armadilha magneto-óptica sem a necessidade de um travamento adicional do laser na transição atômica.

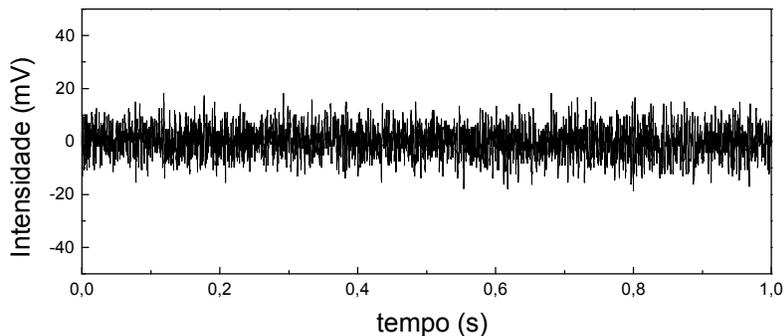


Fig. 2.2.6 Sinal de erro com o laser travado na cavidade de referência. Comparando a amplitude desse sinal com a intensidade do pico de transmissão, Figura 2.2.5, e conhecendo também a largura de linha da cavidade, podemos determinar a estabilidade relativa do laser.

Para atingirmos o comprimento de onda da transição 1S_0 - 1P_1 do cálcio em 423 nm, sintonizamos o Ti:Safira em 846 nm e utilizamos a maior parte de sua potência útil para a geração de segundo harmônico em um cristal de niobato de potássio (KNbO₃). O KNbO₃ é um cristal não-linear muito eficiente [$P_{2\omega}/(P_\omega)^2 \approx 10^{-2} \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ em 850 nm] para a geração de segundo harmônico em lasers de baixa potência operando no infravermelho próximo como, por exemplo, lasers de diodo [Lodahl *et al.* 1997]. Em passagem única por um cristal de 1 cm de comprimento, em condições ótimas de focalização, geramos cerca de 1.6 mW de potência em 423 nm a partir de 400 mW no primeiro harmônico. Isso corresponde à eficiência esperada de $P_{2\omega}/(P_\omega)^2 = 0.01 \text{ W}^{-1}$. A fim de aumentarmos essa potência no segundo harmônico, introduzimos o cristal em uma cavidade óptica mantida ressonante com o infravermelho. A idéia de introduzir o cristal em uma cavidade ressonante é de aumentarmos a potência óptica circulante do infravermelho no cristal e, conseqüentemente, aumentar a potência gerada no segundo harmônico. Devido à boa qualidade óptica do niobato de potássio, a introdução do cristal na cavidade provoca baixas perdas passivas por espalhamento, o que torna possível a obtenção de altos fatores de amplificação.

Nossa cavidade de amplificação é do tipo gravata “borboleta” e é mostrada no diagrama da Figura 2.2.1. Na Figura 2.2.7, apresentamos uma foto dessa cavidade, formada por dois espelhos planos e dois espelhos de 10 cm de raio de curvatura. O infravermelho gerado pelo laser de Ti:Safira é acoplado na cavidade pelo espelho plano de entrada EE que possui uma transmissão de 2.3 % em 846 nm. Uma única lente é utilizada para obtermos

um acoplamento de quase 100% do modo do laser com o modo TEM_{00} da cavidade. O outro espelho plano, EPZT, é montado sobre um PZT para o controle do comprimento óptico da cavidade. Uma pequena fração ($< 0.05\%$) da luz é transmitida pelo espelho curvo EM. Essa fração da potência é enviada para um fotodetector para a monitoração da potência circulante na cavidade. O segundo harmônico gerado no cristal é transmitido pelo espelho curvo ES, que é altamente refletor para o comprimento de onda de 846 nm, mas possui uma transmissão de 95 % em 423 nm. Os suportes dos espelhos da cavidade óptica são montados sobre um bloco de alumínio retangular de 32 x 12 cm. Placas de acrílico formam com a base de alumínio a caixa onde a cavidade é instalada. Essa caixa evita que flutuações de correntes de ar influenciem o caminho óptico da cavidade e diminui a influência de vibrações mecânicas externas. A geração do sinal de erro para o travamento da cavidade na ressonância do infravermelho é feita pela técnica de espectroscopia de polarização de Hänsch-Coulliaud [Häsnsch *et al.* 1980].

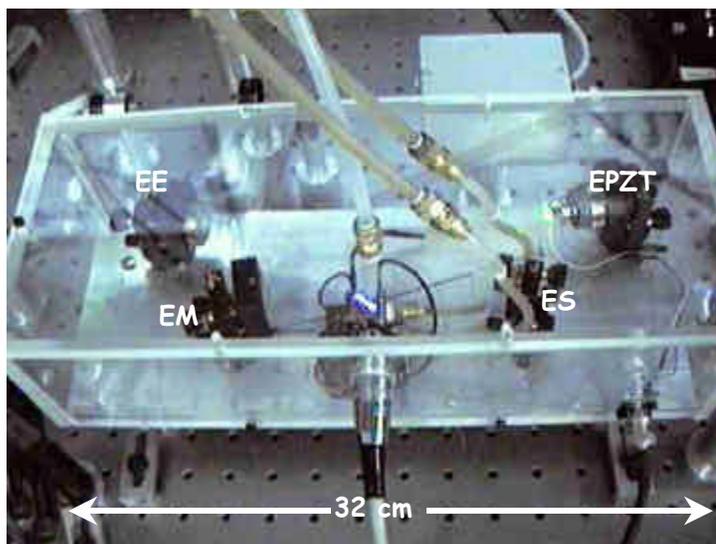


Fig. 2.2.7 Foto da cavidade óptica em anel para geração de segundo harmônico do laser de Ti:Safira em cristal de $KNbO_3$ com as faces em ângulo de Brewster. EE identifica o espelho plano de entrada; EPZT, o espelho plano montado em um bloco de cerâmica piezo-elétrica; EM, o espelho curvo de monitoração e ES, o espelho de saída para o azul.

Nessa técnica, o feixe refletido na cavidade é separado em dois feixes, um com polarização circular à esquerda e outro com polarização circular à direita. As intensidades desses dois feixes são detectadas e então subtraídas eletronicamente, gerando um sinal de erro do tipo

derivada. A montagem óptica para a separação das polarizações circulares do feixe refletido na cavidade é apresentada na Figura 2.2.1 e consiste de uma placa de quarto de onda seguida por um cubo polarizador divisor de feixe. Aplicando uma rampa de tensão no bloco de cerâmica piezo-elétrica que suporta o espelho EPZT, variamos de maneira controlada o comprimento óptico da cavidade. Podemos monitorar a potência circulante através da intensidade da luz transmitida por EM. Na Figura 2.2.8, apresentamos um gráfico da intensidade transmitida por EM em função do tempo, variando o caminho óptico da cavidade através de uma rampa de tensão aplicada em EPZT.

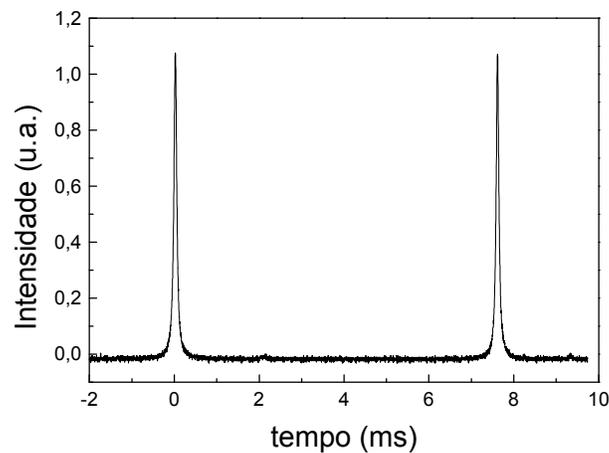


Fig. 2.2.8 Intensidade transmitida pelo espelho EM em função do tempo, varrendo a tensão no PZT que controla o caminho óptico da cavidade de duplicação.

A Figura 2.2.9 mostra um gráfico do sinal de erro gerado pela técnica de Hänsch-Coulliaud varrendo o caminho óptico da cavidade com o EPZT. Através da técnica *side of fringe*, utilizada para o travamento da frequência do laser de Ti:Safira na cavidade de referência, não travamos no máximo do pico da ressonância da cavidade, mas sim, ao lado do pico. Já a técnica de Hänsch-Coulliaud permite travarmos o laser ou a cavidade no máximo da curva de transmissão.

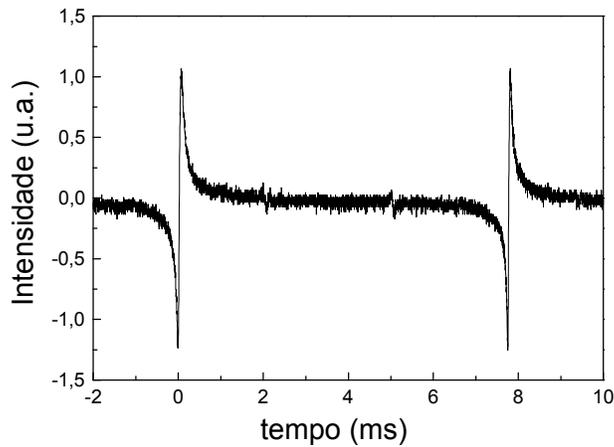


Fig. 2.2.9 Sinal de erro gerado pela técnica de espectroscopia de polarização de Häschi-Coulliaud em função do tempo varrendo o caminho óptico da cavidade de duplicação.

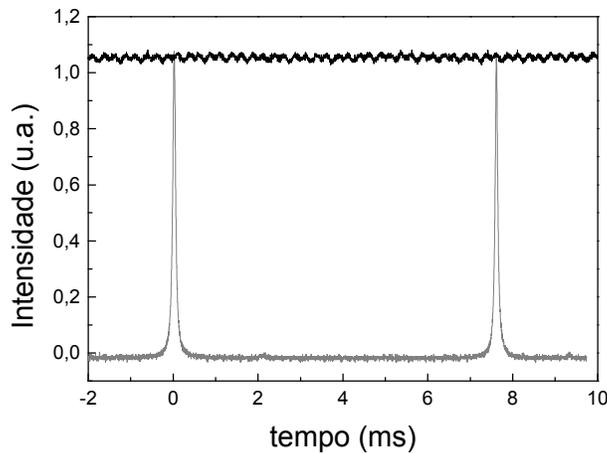


Fig. 2.2.10 Intensidade transmitida por EM quando a frequência da cavidade de duplicação é travada na ressonância pela técnica de Häschi-Coulliaud. Também é mostrado no gráfico os picos de transmissão na situação de varredura da cavidade (em cinza).

Para travarmos a cavidade na ressonância do infravermelho, esse sinal de erro é eletronicamente filtrado e amplificado [Cavasso *et al.* 1999] e então redirecionado ao PZT. Na Figura 2.2.10, apresentamos um gráfico da intensidade transmitida com a cavidade travada na ressonância do harmônico fundamental do Ti:Safira. Nesse gráfico, também é mostrada, para fins comparativos, a curva de transmissão numa varredura da cavidade (em cinza). Constatamos que o travamento da frequência da cavidade realmente ocorre no máximo da curva de ressonância. Podemos observar que o sinal transmitido na situação de

travamento apresenta pequenas flutuações de cerca 2.5 % de amplitude, ocorrendo numa taxa de repetição de 2 KHz. Essas flutuações advêm da modulação da potência do laser decorrente do travamento do etalon grosso num modo longitudinal da cavidade laser.

Utilizamos um cristal de KNbO_3 de 1 cm de comprimento com as faces cortadas em ângulo de Brewster. O cristal é posicionado no ponto médio entre os espelhos curvos. As distâncias entre os espelhos da cavidade são tais que obtemos uma cintura de feixe próxima do valor ótimo para o casamento de fase não-crítico Tipo I para geração de segundo harmônico [Boyd *et al.* 1968]. O corte em ângulo de Brewster do cristal tem a vantagem de possibilitar perdas muito baixas por reflexão e de compensar o astigmatismo gerado pelos espelhos curvos em ângulo [Apêndice B]. Cristais com filmes anti-refletores depositados em suas superfícies apresentam também baixas perdas por reflexão. Entretanto, verificamos com outros cristais de KNbO_3 que esses filmes anti-refletores tendem a se degradar com o tempo. Além disso, com cristais em ângulo reto com filmes anti-refletores, uma pequeníssima fração da potência no fundamental pode ser refletida em suas superfícies e ser amplificada por múltiplas passagens na cavidade e então ser retro-refletida para o laser. Isso pode causar problemas de instabilidade por realimentação óptica no laser. A temperatura na qual ocorre a situação de casamento de fase no cristal, ou seja, quando ocorre a igualdade entre as velocidades de propagação do fundamental e do segundo harmônico, depende do comprimento de onda. Por exemplo, para o laser operando em 856 nm a duplicação ocorre com o cristal numa temperatura próxima da ambiente (21°C), enquanto que a duplicação de 846 nm para 423 nm ocorre numa temperatura próxima a -13°C . De fato, com cristais de KNbO_3 , a geração de segundo harmônico é possível desde o comprimento de onda de 838 nm (em -36°C) até 950 nm (em 180°C) [Biaggio *et al.* 1989]. Logo, para gerarmos a radiação coerente em 423 nm, necessária para os experimentos de resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de cálcio, devemos manter o cristal de KNbO_3 a uma temperatura próxima de -13°C . Para mantermos o cristal nessa temperatura, o mesmo repousa sobre um suporte de cobre resfriado por uma pastilha Peltier. O Peltier é um elemento semiconductor de tal sorte que a passagem de uma corrente elétrica promove uma transferência de calor entre seus terminais, esquentando um lado e resfriando o outro. Na montagem, um dos lados do Peltier está em contato com o suporte do cristal e o outro em contato com uma base dissipadora de calor. Para que ocorra uma boa

dissipação do calor gerado, essa base, também de cobre, é refrigerada a água. A fim de evitar que ocorra condensação de água nas superfícies do cristal ou em seu suporte na temperatura de $-13\text{ }^{\circ}\text{C}$, é mantido, sobre o conjunto, um fluxo de baixa pressão de nitrogênio gasoso livre de vapor d'água.

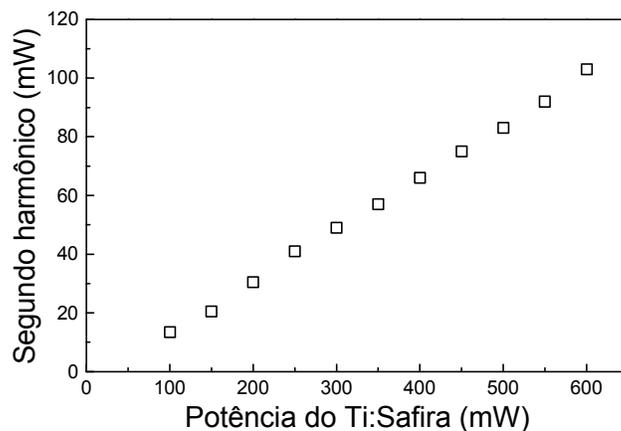


Fig. 2.2.11 Potência de saída no segundo harmônico em função da potência no harmônico fundamental injetada na cavidade de duplicação. Nesse gráfico, o laser de Ti:Safira foi mantido em 846 nm e a temperatura do cristal ajustada ponto a ponto para a otimização da potência de saída.

A Figura 2.2.11 mostra um gráfico da potência útil gerada no comprimento de onda da transição $^1S_0-^1P_1$ do cálcio em função da potência de saída do laser de Ti:Safira. Para cada valor de potência no fundamental, a temperatura do suporte do cristal foi ajustada para a otimização do casamento de fase. Na Figura 2.2.12, apresentamos um gráfico da temperatura do suporte do cristal que otimiza a potência gerada no segundo harmônico em função da potência do laser de Ti:Safira. Constatamos que quanto maior é a potência injetada no cristal, menor é a temperatura do suporte para que ocorra a duplicação em frequência. Isso provavelmente é devido ao efeito de absorção de infravermelho induzida por luz azul (BLIIRA) [Mabuchi *et al.* 1994]. Quanto maior for a potência circulante de infravermelho no cristal, maior será a potência gerada no azul e, conseqüentemente, maior será o BLIIRA. A absorção de radiação no infravermelho provoca um aquecimento do cristal. Portanto, para mantermos a condição de casamento de fase com o aumento da potência no infravermelho é necessário diminuirmos a temperatura do suporte. Um

aumento de potência no fundamental de 100 para 600 mW requer uma variação de 1 °C na temperatura do suporte para a manutenção da condição de casamento de fase no cristal.

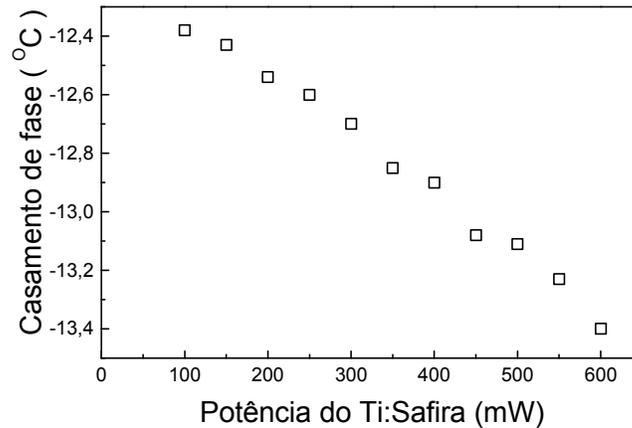


Fig. 2.2.12 Temperatura do suporte do cristal que otimiza a geração de segundo harmônico como função da potência de saída do laser de Ti:Safira operando em 846 nm.

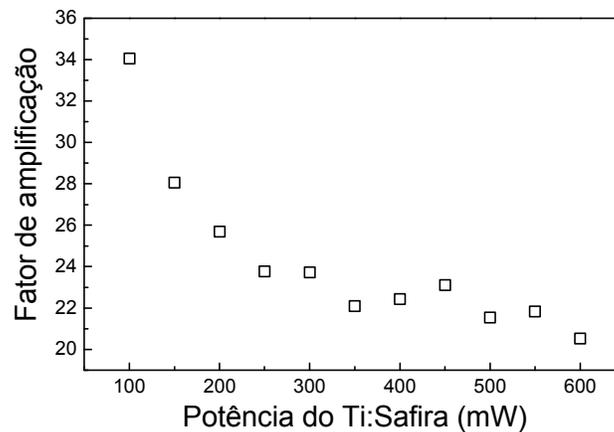


Fig. 2.2.13 Fator de amplificação na condição de casamento de fase em função da potência de saída do laser de Ti:Safira operando em 846 nm.

O fator de amplificação da cavidade, ou seja, a razão entre a potência circulante e a potência incidente, pode ser determinado medindo-se a intensidade transmitida por EM com a cavidade em ressonância e a intensidade transmitida retirando-se o espelho de

entrada. Sem o cristal na cavidade, obtivemos um fator de amplificação de 73. A relação entre o fator de amplificação Λ e as perdas totais na cavidade L é dada por

$$L = 1 - \frac{1}{1-T} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{\Lambda}} \right)^2, \quad (2.1)$$

onde T é o coeficiente de transmissão do espelho de entrada [Cruz 1999]. Portanto, o fator de amplificação de 73 corresponde a 1.25 % de perdas totais relacionadas à absorção e ao espalhamento nos espelhos. Com a inclusão do cristal na cavidade, esse fator cai para 66, fora da condição de casamento de fase, ou seja, sem a geração de azul. Portanto, as perdas passivas por espalhamento e absorção no cristal em ângulo de Brewster são da ordem de 0.2 %. Quando a temperatura do cristal é sintonizada para a geração de segundo harmônico, o fator de amplificação cai para valores entre 35 e 20, devido às perdas adicionais por conversão não-linear e BLIRA. A Figura 2.2.13 apresenta um gráfico do fator de amplificação na condição de casamento de fase em função da potência de saída do laser de Ti:Safira operando em 846 nm.

Mantendo a potência do infravermelho fixa, variamos a temperatura do suporte do cristal não-linear para avaliarmos a sensibilidade da geração do segundo harmônico na cavidade ressonante. A Figura 2.2.14 mostra um gráfico da potência gerada em 423 nm em função da temperatura do cristal para uma potência de 300 mW no fundamental. Observamos que, um deslocamento de 0.5 °C da situação de casamento de fase faz com que a potência no segundo harmônico caia para menos de 10 % de seu valor na temperatura ótima. Nessas condições, uma variação da temperatura em apenas 0.01 °C provoca uma variação na potência de 1.5 mW. Assim, para mantermos as flutuações na potência abaixo de 1%, as variações na temperatura do cristal não-linear devem permanecer abaixo de 0.002 °C. Tal nível de estabilidade em temperatura não pode ser obtido pela simples manutenção de uma corrente elétrica fixa entre os terminais do elemento Peltier que resfria o suporte do cristal. A fim de estabilizarmos a potência gerada no segundo harmônico, desenvolvemos um circuito eletrônico de servo mecanismo controlador de temperatura, descrito no Apêndice C. Controlando a temperatura do suporte do cristal com esse circuito, observamos uma deriva térmica inferior a 0.003 °C por hora.

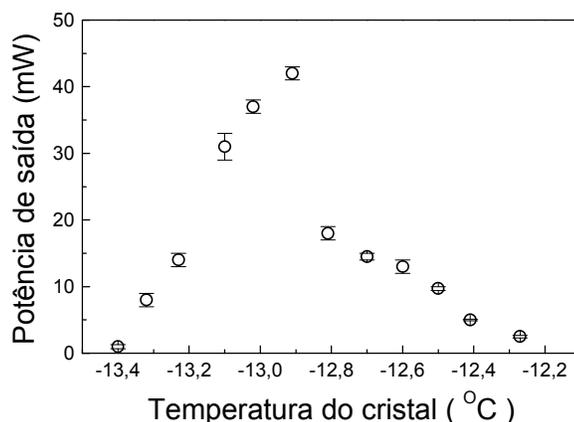


Fig. 2.2.14 Potência útil no segundo harmônico em função da temperatura do suporte do cristal não-linear para uma potência de entrada de 300 mW em 846 nm.

Controlando a temperatura do cristal com essa precisão, a instabilidade residual na potência do segundo harmônico advém unicamente da instabilidade em potência do laser de Ti:Safira.

Em suma, esse laser de Ti:Safira duplicado e estabilizado em frequência possui três sistemas de travamento de frequência óptica, um da frequência central de passagem do etalon grosso no modo da cavidade laser, outro da frequência do laser na ressonância da cavidade de Fabry-Perot de referência e um terceiro sistema de travamento da frequência da cavidade de duplicação na ressonância do infravermelho. Além desses sistemas de controle de frequência óptica, também controlamos a temperatura do cristal não-linear para a manutenção da condição de casamento de fase na geração de segundo harmônico. A deriva absoluta na frequência do segundo harmônico é menor do que 30 MHz por hora, medida em relação à ressonância dos átomos de cálcio no sistema de feixe atômico e armadilha. Essa estabilidade em frequência pode ser melhorada se controlarmos a temperatura da cavidade de referência e também a isolarmos de vibrações mecânicas externas. As flutuações na potência do Ti:Safira são ocasionadas por vibrações e variações térmicas na sua estrutura mecânica. O travamento da frequência do laser na ressonância da cavidade de referência estabiliza o caminho óptico, porém não são compensadas as flutuações no acoplamento do modo espacial da cavidade laser com o feixe de bombeamento que acarretam variações na potência do laser. Essas variações na potência do Ti:Safira podem

ser compensadas com a inclusão de um sistema adicional que controle a potência do laser de bombeamento [Dinnen *et al.* 1999].

2.3 Lasers de diodo @ 846 nm em cavidades estendidas duplicados em frequência

Como fontes laser alternativas para os experimentos de resfriamento e aprisionamento magneto-ótico de cálcio com a transição 1S_0 - 1P_1 , estudamos o uso de lasers de diodo infravermelhos duplicados em frequência. A duplicação em frequência é feita por geração não-linear em um cristal de KNbO_3 em uma cavidade externa de amplificação, de maneira similar àquela descrita para o laser de Ti:Safira.

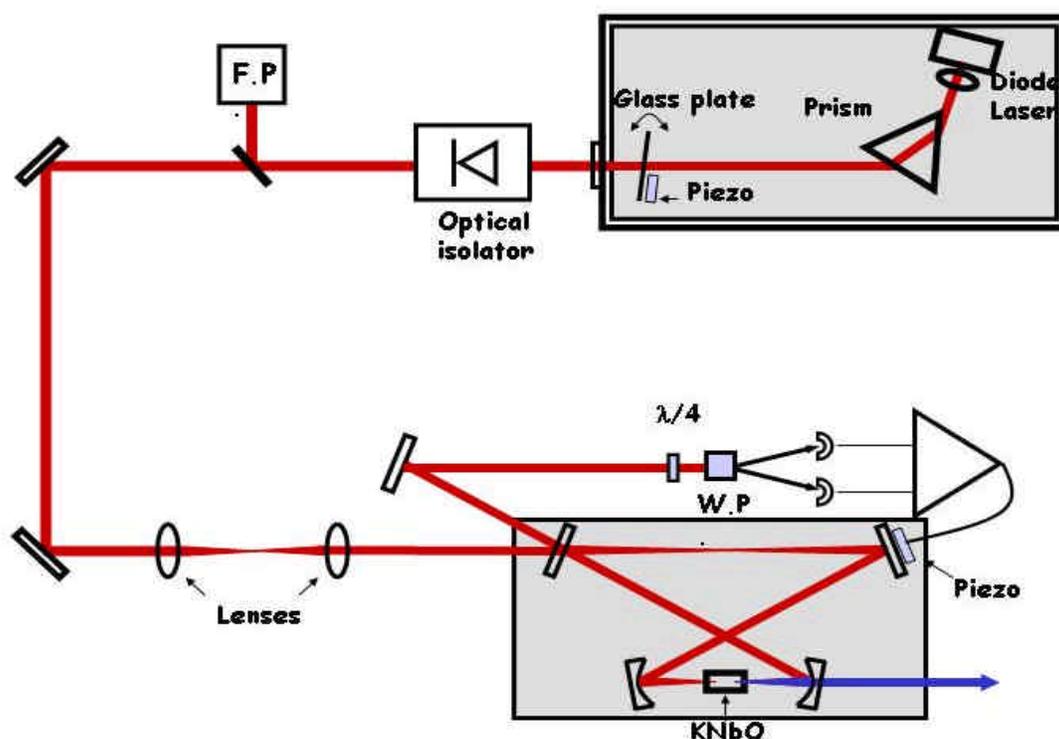


Fig. 2.3.1 Diagrama esquemático do laser de diodo de frequência duplicada. O laser e a cavidade estendida são montados sobre uma caixa de alumínio. O feixe é analisado em uma cavidade de Fabry-Perot de 1.5 GHz. Duas lentes promovem o casamento do modo espacial do laser com o modo da cavidade em anel de duplicação. A função do isolador óptico é de atenuar qualquer feixe refletido que volte diretamente para o laser e ocasione instabilidades.

Um dos sistemas, já operacional, baseia-se em um laser de diodo comercial Hitachi SDL-5422-H1 de 180 mW, realimentado opticamente em uma cavidade estendida, descrito em detalhes em [Manoel *et al.* 2002]¹. A cavidade estendida é composta de um prisma que atua como elemento dispersivo e de uma placa de vidro delgada (uma lâmina de microscópio), atuando como elemento de seleção e realimentação. Um diagrama esquemático desse sistema é mostrado na Figura 2.3.1. Um PZT controla o ângulo da placa de vidro, selecionando a frequência de realimentação do laser. Dois circuitos eletrônicos de controle de temperatura, como o descrito no Apêndice C, são utilizados para estabilizar tanto a temperatura interna do diodo quanto a temperatura de sua carcaça.

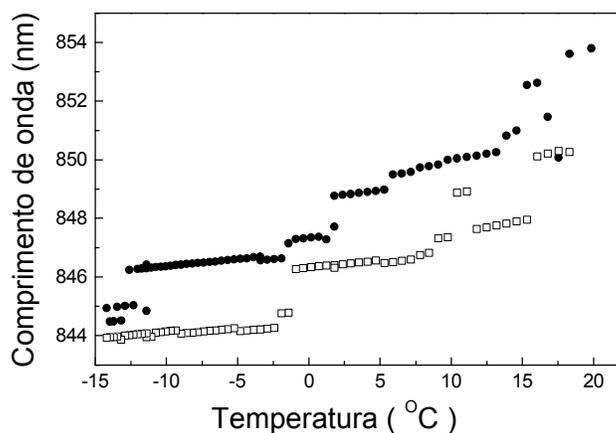


Fig. 2.3.2 Comprimento de onda de um laser SDL-5422-H1 livre, sem realimentação óptica, em função de sua temperatura interna, para uma corrente de operação de 100 (□) e 170 mA (●). A temperatura é medida através da resistência do termistor de 10 KΩ acoplado ao cabeçote do laser.

A Figura 2.3.2 apresenta um gráfico do comprimento de onda de emissão do laser em função da temperatura interna em duas condições distintas de corrente de operação. Nessas medidas, o laser foi operado sem nenhum tipo de realimentação óptica. Um aumento na temperatura do laser promove uma expansão térmica do semicondutor aumentando a distância entre suas faces e, conseqüentemente, causando um aumento em seu comprimento de onda. Próximo à temperatura ambiente, esse laser opera em 854 nm, alimentado por uma

¹ Esse laser de diodo em cavidade estendida foi desenvolvido em conjunto com a estudante Daniela de Andrade Manoel e é parte de seu projeto de doutoramento, em andamento. Uma caracterização mais detalhada desse sistema será objeto de sua tese.

corrente de 170 mA. Constatamos que é difícil sintonizar o segundo harmônico do laser na transição 1S_0 - 1P_1 do cálcio apenas com os controles de temperatura e corrente. Essa transição ocorre com o primeiro harmônico em 845.351 nm, sendo esse o comprimento de onda no ar determinado com um medidor interferométrico. Em certas regiões, o comprimento de onda varia continuamente com a temperatura para variações de até 10 °C. Entretanto, saltos de modo que ocorrem em certas temperaturas impossibilitam a sintonia do laser livre, sem realimentação óptica, em vários comprimentos de onda. Além disso, sem nenhum tipo de realimentação óptica, muitas vezes o laser não opera em frequência única.

A realimentação óptica proporcionada pela cavidade estendida composta pelo prisma e pela placa de vidro força o laser a operar em outros comprimentos de onda e em regime de frequência única. Além disso, essa realimentação óptica promove uma redução da largura de linha instantânea do laser. Ajustando apenas o ângulo da placa divisora de feixe, mantendo tanto a corrente quanto a temperatura do laser fixas, é possível variar o comprimento de onda num intervalo de 3.5 nm. Varreduras contínuas de frequência, isto é, sem saltos de modo, de até 1 GHz podem ser obtidas pelo controle do ângulo da placa através da tensão aplicada em seu PZT. Esse limite de 1 GHz está relacionado com o comprimento da cavidade estendida.

Para facilitar a operação do laser no comprimento de onda de 845.351 nm, sua temperatura interna é mantida a - 15 °C e a temperatura de sua carcaça externa em 13 °C. Nessas condições de operação, um fluxo laminar de nitrogênio gasoso é mantido sobre o sistema para evitar a condensação de água em suas superfícies. A cavidade de duplicação em frequência é muito semelhante àquela utilizada no laser de Ti:Safira. A principal diferença é o cristal não-linear de KNbO₃ que, ao invés de ter as superfícies em ângulo de Brewster, possui faces paralelas com filme anti-refletor. Fora da condição de casamento de fase, a cavidade tem um fator de amplificação de 40, que cai para 11 quando o segundo harmônico é gerado. Para cerca de 77 mW de potência no infravermelho incidindo nessa cavidade de duplicação, obtemos cerca de 16 mW de potência útil no comprimento de onda da transição ressonante do cálcio.

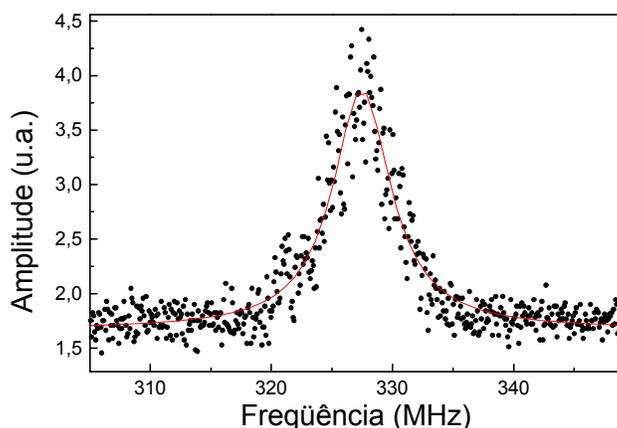


Fig. 2.3.3 Sinal de batimento entre os harmônicos fundamentais do laser de Ti:Safira estabilizado e do laser de diodo realimentado pela cavidade estendida com prisma. O tempo de aquisição nessa medida foi de 20 s.

A fim de estimarmos a estabilidade em freqüência desse laser de diodo realimentado pela cavidade estendida com prisma, enviamos parte da potência útil de seu harmônico fundamental juntamente com parte da potência do laser de Ti:Safira estabilizado para um fotodetector rápido (largura de banda de 6 GHz). Sintonizando o comprimento de onda do laser de diodo próximo daquele do laser de Ti:Safira, obtemos um sinal eletrônico que oscila com uma freqüência dada pela diferença entre as freqüências ópticas dos lasers, um sinal de batimento. Enviando esse sinal para um analisador de espectro, observamos uma largura de linha relativa de 6 MHz em 20 segundos, Figura 2.3.3. Essa largura de linha relativa corresponde na sua maior parte às flutuações de freqüência do laser de diodo, visto que o laser de Ti:Safira travado à sua cavidade de referência possui uma estabilidade absoluta superior à 15 MHz por hora no harmônico fundamental. Avaliamos também o comportamento de longo termo do laser de diodo, analisando essa freqüência de batimento em função do tempo, tendo como referência a transição ressonante dos átomos de cálcio no feixe atômico. Para intervalos de tempo de até 40 minutos, observamos uma deriva térmica muito reduzida do Ti:Safira, inferior à largura de linha da transição. Já o laser de diodo apresentou um deriva considerável, cerca de 700 MHz por hora no segundo harmônico, Figura 2.3.4. Esse comportamento provavelmente está associado a dilatações térmicas e relaxações mecânicas na cavidade estendida de realimentação óptica. Todavia, essa deriva

média de 12 MHz por minuto do laser de diodo duplicado não compromete sua aplicabilidade em experimentos de resfriamento e aprisionamento que não demandem um longo tempo de interrogação. Empregamos esse laser num experimento de desaceleração de feixe atômico carregando a armadilha magneto-óptica operada pelo laser de Ti:Safira. Nesse experimento em particular, menos de 10 segundos são suficientes para se coletar os dados em cada medida, correspondendo a uma incerteza na frequência do laser menor do que 2 MHz.

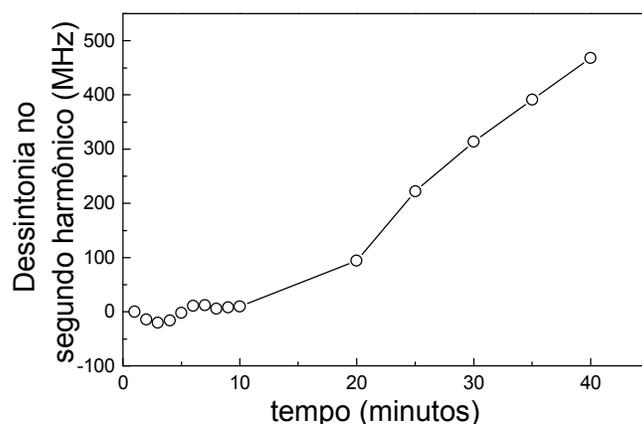


Fig. 2.3.4 Diferença entre a frequência óptica do segundo harmônico do laser de diodo em cavidade estendida e a frequência do laser de Ti:Safira estabilizado, mantido em ressonância com a transição $^1S_0-^1P_1$ do cálcio, como função do tempo. Essa diferença foi estimada através do sinal de batimento entre os harmônicos fundamentais dos lasers e mostra a deriva temporal da frequência do laser de diodo.

Nos lasers de diodo em cavidades estendidas tradicionais, uma grade de difração é usada como elemento dispersivo [Littman *et al.* 1978] [Dentröder 1996]. As vantagens da configuração de cavidade estendida com prisma em relação às cavidades que utilizam uma grade de difração como elemento dispersivo são as baixas perdas por reflexão e espalhamento que podem ser obtidas com o prisma posicionado próximo ao ângulo de Brewster. Isso torna possível uma alta potência mono-modo de saída. Na configuração de Littman, esquematizada na Figura 2.3.5, o feixe de segunda ordem de difração é enviado para um espelho montado em PZT. Esse feixe é então redirecionado para a grade e realimenta o laser. Variando o ângulo do espelho, selecionamos o comprimento de onda em que ocorre a realimentação. Montamos uma cavidade estendida na configuração de

Littman com um laser comercial SDL 5422-H1, idêntico ao utilizado na cavidade estendida com prisma. Através da realimentação óptica proporcionada pela grade de difração e pelo espelho, forçamos a oscilação mono-modo do laser. Devido ao tamanho reduzido dessa cavidade estendida, obtivemos sintonias contínuas de até 2 GHz em frequência varrendo a tensão no PZT que suporta o espelho da cavidade. Através dos controles de ângulo do suporte cinemático desse espelho, foi possível ajustar o comprimento de onda do laser para 845.351 nm, o dobro do comprimento de onda da transição 1S_0 - 1P_1 do cálcio.

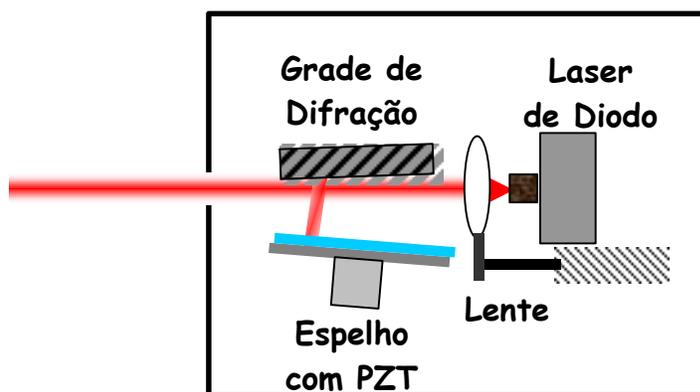


Fig. 2.3.5 Diagrama esquemático de uma montagem de laser de diodo em cavidade estendida na configuração de Littman

Perdas por espalhamento na grade fazem com que a potência útil desse sistema seja cerca de 30 % menor do que a potência útil na configuração de cavidade estendida com prisma. Ao invés de enviarmos o feixe de saída desse laser diretamente para uma cavidade de duplicação em frequência, de maneira análoga ao realizado com o laser de Ti:Safira e o laser de diodo realimentado pela cavidade com prisma, optamos por enviar parte da potência útil desse laser para um amplificador de potência comercial MOPA SDL 824. Esse amplificador possui uma ampla largura de banda e, ao injetarmos no mesmo um feixe laser de baixa potência, forçamo-lo a oscilar na frequência do laser de injeção. O laser de injeção é denominado de mestre, enquanto que o laser amplificador é denominado de escravo. Injetando cerca de 10 mW de potência do laser de diodo em cavidade de Littman nesse amplificador, obtemos até 500 mW de potência útil no infravermelho. Montamos uma cavidade em anel para a duplicação em frequência do laser escravo. A perspectiva era de obter uma potência em 423 nm comparável àquela obtida com a duplicação do laser de

Ti:Safira. Todavia, mesmo na ausência do cristal não linear, observamos um fator de aumento inferior a 30 nessa cavidade em anel. Esse baixo fator de aumento indica altas perdas por espalhamento nos espelhos componentes da cavidade. Entretanto, utilizamos espelhos com a mesma qualidade óptica dos empregados nas cavidades de duplicação dos outros lasers infravermelhos. Analisamos o espectro tanto do laser mestre quanto do laser escravo numa cavidade de Fabry-Perot de análise, cujos picos de transmissão são mostrados na Figura 2.3.6. Surpreendentemente, o espectro do laser escravo apresentou-se mais largo. Enquanto que o pico de transmissão do laser mestre tem uma largura a meia altura de 5 MHz, compatível com a *finesse* e o *free spectral range* da cavidade de análise, o pico do laser escravo apresentou uma largura de 8 MHz. Tal alargamento pode ser a explicação para o baixo fator de aumento observado na cavidade de duplicação. As causas desse alargamento ainda não foram investigadas, mas suspeitamos de ruídos mecânicos provocados pelo ventilador de refrigeração acoplado ao MOPA.

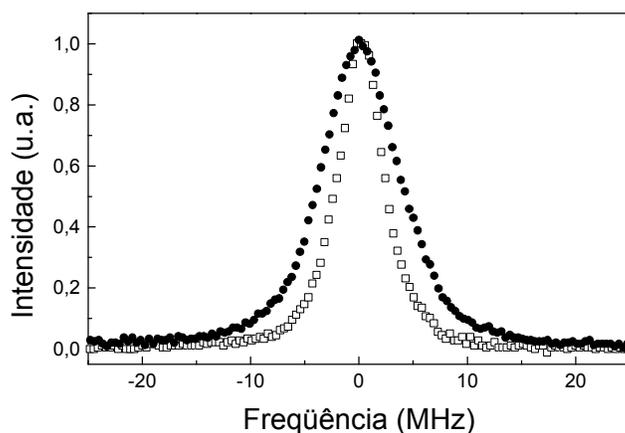


Fig. 2.3.6 Picos de transmissão do Fabry-Perot de análise, *free spectral range* de 1.5 GHz e *finesse* 300, do laser de diodo mestre em cavidade de Littman (□) e do laser de amplificação escravo (●).

2.4 Outras fontes laser utilizadas em espectroscopia

Além das fontes laser em 423 nm para acessar a transição ressonante 1S_0 - 1P_1 , trabalhamos com outras fontes para acessar transições do cálcio em outros comprimentos de onda. Nos experimentos de espectroscopia optogalvânica em descargas elétricas de

catodo oco, descritos no Capítulo 3, além de investigarmos a transição ressonante 1S_0 - 1P_1 e a transição de intercombinação 1S_0 - 3P_1 em 657 nm, também investigamos transições que partem de níveis excitados. Fizemos espectroscopia laser de transições que se encontram na região entre 600 e 672 nm. Para acessar os comprimentos de onda de até 620 nm, utilizamos um laser de corante CW comercial Coherent CR-699, operando com uma solução de Rhodamina 6G e bombeado por um laser de Ar^+ no regime multi-linha. Para as transições com comprimentos de onda entre 620 e 672 nm, utilizamos outro laser de corante comercial do mesmo modelo, porém operando com uma solução de DCM. Esses lasers são baseados em cavidades em anel, muito semelhantes à cavidade do laser de Ti:Safira construído no laboratório. A sintonia grossa em frequência é feita por um filtro bi-refringente e a oscilação mono-modo é obtida através de dois etalons inseridos na cavidade. Os suportes dos elementos da cavidade são acoplados a uma barra cilíndrica de INVAR para assegurar uma boa estabilidade térmica passiva. O modo longitudinal da cavidade é travado na ressonância de uma cavidade Fabry-Perot de baixa *finesse* (~ 20) acoplada à estrutura mecânica do laser. Sintonias contínuas em frequência de até 30 GHz são proporcionadas por pequenas rotações em uma placa em ângulo de Brewster intracavidade. A largura de linha rápida desses lasers é da ordem de 1 MHz, limitada principalmente por ruídos técnicos advindos de flutuações no jato da solução de corante. Nas espectroscopias em descargas de catodo oco, observamos derivas de frequência da ordem de 10 MHz por minuto, mesmo com o laser travado na sua cavidade de referência. Para uma potência de bombeamento típica de 6 W, potências úteis da ordem de centenas de mW podem ser obtidas, dependendo do comprimento de onda específico de operação.

Montamos um laser de diodo de 657 nm em uma cavidade estendida tipo Littman, semelhante à cavidade do outro laser de diodo operando em 846 nm. A realimentação óptica da cavidade estendida permitiu sintonizá-lo no comprimento de onda da transição de intercombinação 1S_0 - 3P_1 , observada por espectroscopia optogalvânica numa lâmpada de catodo oco. Posteriormente, esse laser será travado à ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot de altíssima *finesse* (~ 100000), fabricada em um material denominado ULE, um polímero com coeficiente de expansão térmica extremamente baixo. Experimentos de espectroscopia de alta resolução da transição de intercombinação 1S_0 - 3P_1 demandam um laser com largura de linha inferior a 400 Hz, a largura de linha natural dessa transição.

Capítulo 3

Espectroscopia optogalvânica em lâmpadas de catodo oco

3.1 Introdução

Em experimentos que envolvem espectroscopia de alta precisão em feixes atômicos ou em átomos frios, os lasers freqüentemente devem permanecer sintonizados próximos às transições de interesse. Medidores interferométricos de comprimento de onda [Hall *et al.* 1976] podem ser usados para sintonizar a freqüência do laser com uma precisão de uma parte em 10^6 ou 10^7 nos melhores casos, mas eles não são convenientes para o ajuste ou travamento da freqüência de lasers com a precisão de alguns MHz, o que corresponde a cerca de poucas partes em 10^8 . Quando a transição de interesse parte do nível fundamental, uma célula de vapor do mesmo elemento pode ser usada para o travamento da freqüência do laser, pois representa uma forma simples e barata de se produzir uma amostra de vapor atômico na qual as ressonâncias podem ser detectadas com boa razão sinal-ruído. De fato, no caso de transições muito fortes como a 1S_0 - 1P_1 dos elementos alcalinos terrosos, a fluorescência pode ser detectada com muita facilidade em feixes atômicos e armadilhas magneto-ópticas. Entretanto, esse não é o caso de transições estreitas e fracas como a transição de intercombinação 1S_0 - 3P_1 do ^{40}Ca em 657 nm, que requer técnicas de alta sensibilidade para detecção em células ou cuidados especiais para detecção da fluorescência em um feixe ou em um MOT [Kisters *et al.* 1994]. Além disso, devido à

baixa pressão de vapor à temperatura ambiente, uma célula de cálcio deveria ser aquecida a cerca de 400 °C para obtermos uma quantidade razoável de átomos para a detecção. Sintonizar ou detectar uma transição fraca e estreita pode ser particularmente difícil quando seu comprimento de onda não é conhecido com precisão. Quando a transição óptica de interesse envolve níveis excitados, uma célula de vapor do mesmo elemento é inútil como referência de frequência. Nessa situação, alternativas para sintonizar a frequência do laser próxima à transição de interesse podem incluir alguns mecanismos de excitação não-óptica desses níveis, por exemplo, pela criação de um plasma de rádio frequência na célula. Podemos ainda utilizar uma célula com um átomo ou molécula diferente como comprimento de onda de referência. Um bom exemplo é a molécula de iodo (I_2), que possui milhares de linhas espectrais pouco espaçadas na região visível do espectro.

No decorrer desse doutoramento, investigamos o uso de lâmpadas de catodo oco (LCOs) de cálcio como um meio eficiente de produzir amostras de vapor de alta densidade de átomos para espectroscopia. Elas representam uma alternativa simples e eficaz de detecção com alta sensibilidade e de detecção de transições fracas. O desenho em catodo oco da lâmpada permite o uso de técnicas de espectroscopia que usam feixes laser contra-propagantes, que eliminam o efeito Doppler de primeira ordem [Dentroeder 1996]. Devido ao fato da descarga elétrica excitar muitos dos níveis atômicos, além de produzir íons, essas lâmpadas oferecem a possibilidade natural de investigação de transições entre níveis excitados. Obtivemos espectros das transições atômicas do ^{40}Ca em 423 (ressonante), 610, 612, 616, 645, 657 (intercombinação) e 672 nm, limitadas por alargamento Doppler e também com resolução sub-Doppler, usando espectroscopia de saturação combinada com detecção optogalvânica [Barbieri *et al.* 1990]. Utilizamos duas lâmpadas de catodo oco de cálcio preenchidas com gás de buffer argônio (pressões de 0.6 e 2.5 Torr) e uma preenchida com criptônio na pressão de 0.6 Torr. Para as lâmpadas preenchidas com argônio, colisões que mudam a velocidade são responsáveis por um largo pedestal Doppler que compromete severamente a resolução. Esse pedestal é reduzido no caso da lâmpada preenchida com criptônio, na qual ressonâncias sub-Doppler com larguras tão estreitas quanto 25 MHz foram obtidas. Uma lâmpada de cálcio pode, em particular, ser uma ferramenta conveniente para outros experimentos com esse elemento, como resfriamento e aprisionamento laser, onde ela pode ser usada como uma célula de vapor, fornecendo referências de

comprimentos de onda para o travamento e a sintonia dos lasers, com a vantagem de não estar restrita a transições que partem apenas do nível fundamental.

3.2 A lâmpada de catodo oco

Duas das vantagens de uma descarga de catodo oco comparada com outros tipos de descarga são a possibilidade de operação em correntes altas (até alguns Amperes) e a alta eficiência de *sputtering* que pode ser obtida, fazendo com que esse tipo de descarga seja apropriada para o estudo de elementos refratários [Barbieri *et al.* 1990].

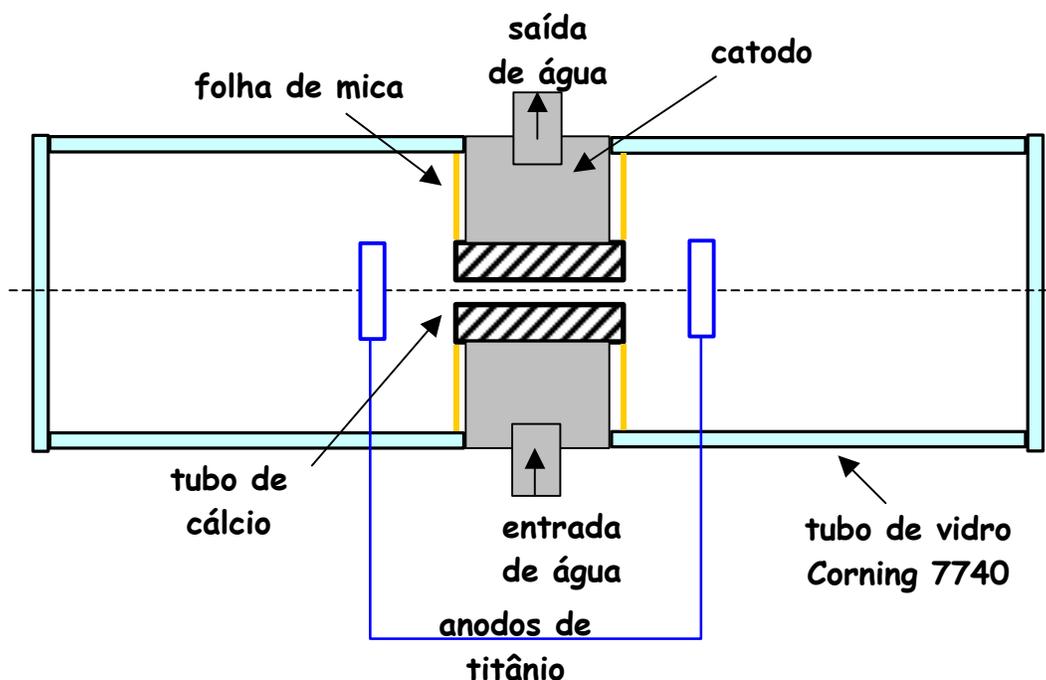


Fig. 3.2.1 Diagrama esquemático de uma lâmpada de catodo oco de cálcio.

O arranjo experimental é simples, sem a necessidade de um forno para a produção de amostras com temperaturas da ordem de 1000°C . As três lâmpadas de catodo oco utilizadas são similares a outras apresentadas em trabalhos anteriores do grupo com outros elementos [Mirage *et al.* 1992]. A Figura 3.2.1 mostra um diagrama esquemático de uma LCO construída no IPEN de São Paulo, em colaboração com o Dr. Armando Mirage.

mesmo material, são aderidos com resina epóxi a uma peça cilíndrica de aço, refrigerada a água, que constitui o catodo. Um cilindro de cálcio de 22 mm de comprimento com diâmetro interno de 2.8 mm é inserido na peça de aço, centrado no eixo do tubo. Folhas de mica, um material isolante, são usadas para prevenir a ocorrência de descargas elétricas entre os anodos e as superfícies de aço do catodo, fazendo com que a descarga ocorra apenas entre os anodos e o tubo de cálcio. Dois anodos de titânio em forma de anel são dispostos a 0.5 cm de distância de cada lado do catodo cilíndrico de aço onde o tubo de cálcio foi inserido. Uma bomba de vácuo turbo-molecular foi usada antes de a lâmpada ser selada. É necessária uma limpeza das partes internas do tubo para se obter uma descarga com baixo ruído, livre de gases moleculares ou vapor d'água, cujas bandas de emissão moleculares podem se sobrepor às linhas espectrais atômicas.

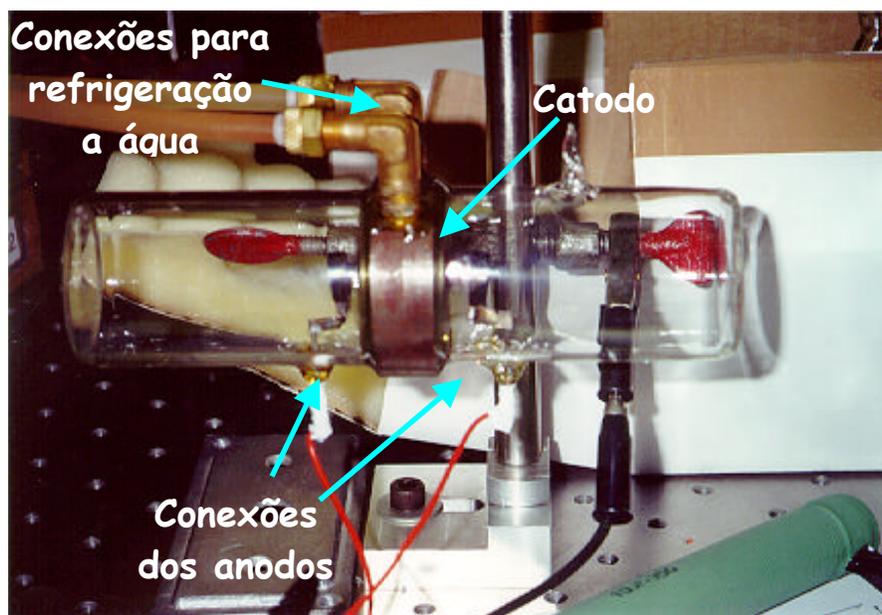


Fig. 3.2.2 Foto de uma das lâmpadas de catodo oco de cálcio.

Uma descarga elétrica é induzida aplicando uma tensão contínua entre os eletrodos da lâmpada, preenchida com uma baixa atmosfera de gás nobre. Essa descarga é utilizada para limpar as partes internas por *sputtering* do material das superfícies e por aquecimento do catodo. O tubo é evacuado e esse processo é repetido algumas vezes, até que uma descarga de ruído desprezível é obtida. A lâmpada é então selada com gás nobre a uma determinada pressão de operação. Utilizamos três lâmpadas fabricadas por esse processo, preenchidas com argônio (a pressões de 2.5 e 0.6 Torr) e criptônio (a uma pressão de 0.6 Torr). A

Figura 3.2.2 apresenta uma foto de uma dessas lâmpadas, salientando o cilindro de aço do catodo com as conexões para refrigeração a água e as conexões elétricas dos anodos de titânio em forma de anéis.

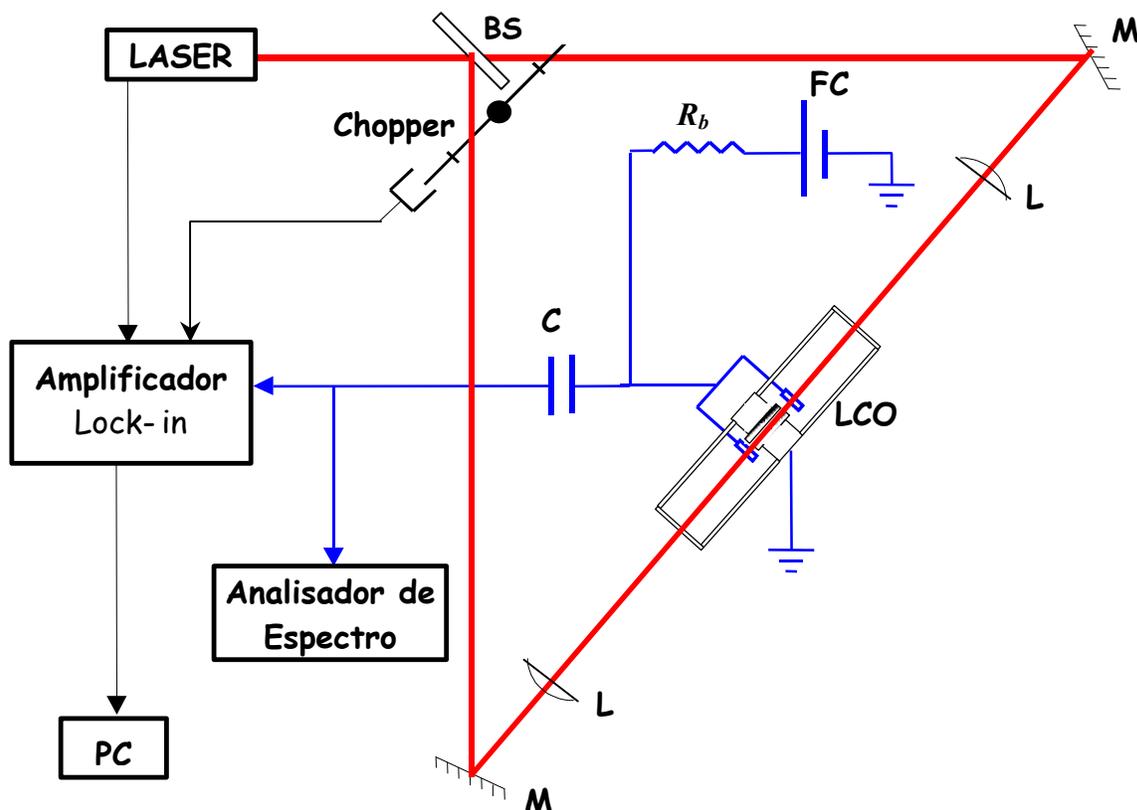


Fig. 3.2.3 Diagrama esquemático do arranjo para espectroscopia optogalvânica intermodulada. As linhas em vermelho representam o percurso do feixe laser. São mostrados o diagrama da lâmpada com as conexões elétricas (em azul) e o arranjo para a medida de ruído no analisador de espectro. BS representa um divisor de feixe; Ls, lentes de 20cm de distância focal; FC, uma fonte de corrente; Ms, espelhos; LCO, a lâmpada de catodo oco; R_b , o resistor de *lastro*; C, o capacitor de acoplamento AC.

Em condições normais de operação, a lâmpada é conectada a uma fonte de corrente (400 V, 0 a 200mA) através de um resistor de *lastro* R_b , indicado na Figura 3.2.3. Valores mínimos do resistor de *lastro* são limitados por instabilidades da descarga e valores máximos são limitados pela capacidade da fonte de corrente. A resistência de *lastro* afeta o nível de ruído balístico [Keller *et al.* 1980] e também altera a magnitude do sinal optogalvânico (SOG), a mudança na impedância da descarga induzida pelo laser. Utilizamos quatro valores de R_b (0.5, 1.0, 2.0 e 3.0 K Ω), com melhores resultados para R_b

entre 2 e 3 K Ω . Em condições típicas, as lâmpadas são operadas em 50 mA, com uma tensão de 100 Volts entre seus eletrodos. Observamos que essas lâmpadas podem ser operadas continuamente com correntes da ordem de 20 mA por cerca de alguns meses, sem a necessidade de abertura para limpeza ou troca do catodo de cálcio. Quando a lâmpada opera com correntes superiores a 10 mA, correspondendo a potências maiores do que 1 W, é necessário refrigerarmos o catodo com água circulante para evitar um superaquecimento. Esses níveis de corrente, da ordem de dezenas de mA, são necessários para a produção de uma densidade de átomos suficiente para a detecção de transições fracas. De fato, a variação da densidade de átomos com o ajuste da corrente da lâmpada é uma maneira muito conveniente de controlar a absorção total de luz, e é similar à variação do comprimento de uma célula de vapor a pressão constante. É possível variar a densidade óptica da amostra de átomos simplesmente variando a corrente da lâmpada, obtendo um meio opticamente fino ou grosso, dependendo da transição atômica considerada.

3.3 Espectro de emissão

A fim de verificarmos a produção eficiente de vapor de cálcio por *sputtering* na descarga de catodo oco, medimos o espectro de emissão da lâmpada preenchida com 2.6 Torr de argônio por meio de um espectrômetro com resolução máxima de 0.1 Å. O espectrômetro utilizado consiste de um duplo monocromador da marca SPEX, composto basicamente de duas grades de difração, espelhos e três fendas. Uma dessas fendas limita a entrada da luz a ser analisada, uma se situa entre as grades de difração e a outra é posicionada na saída do feixe monocromático. A fim de aumentarmos a razão sinal-ruído do espectro, focalizamos a luz proveniente da lâmpada na fenda de entrada com o auxílio de uma lente. Realizamos uma série de espectros da lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr no intervalo entre 400 e 725nm, variando a corrente da lâmpada, as aberturas das fendas, a velocidade de varredura e, em certos casos, a amplificação do sinal da fotomultiplicadora. A Figura 3.3.1 apresenta um espectro nessa região para uma corrente de 50 mA. A cor predominantemente azul da descarga se deve às fortes linhas distribuídas entre 400 e 500 nm. A transição ressonante $4^1S_0-4^1P_1$ em 422.673 nm corresponde à linha mais forte do

espectro e foi utilizada para calibrarmos o espectrômetro. Esse espectro foi obtido com uma varredura rápida e uma baixa amplificação do sinal da fotomultiplicadora para não ocorrer saturação da linha 422.7 nm.

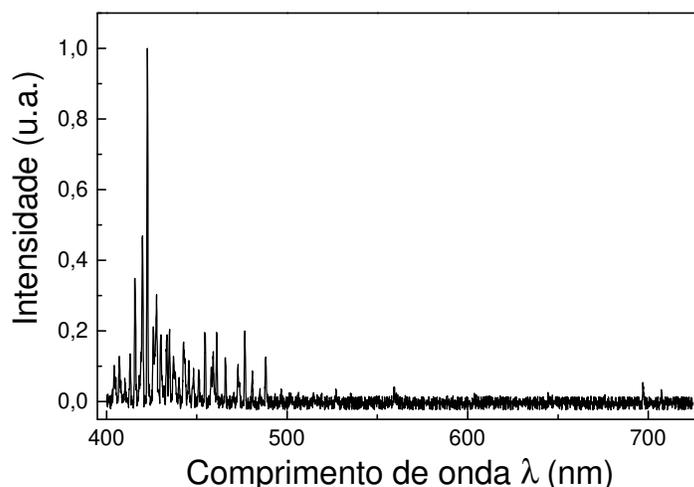


Fig. 3.3.1 Espectro de emissão da lâmpada preenchida com 2.5 Torr de argônio operando com uma corrente de 50 mA na região entre 400 e 725 nm.

Fazendo uma varredura mais lenta e com menor abertura das fendas de colimação do interferômetro, obtivemos um espectro no intervalo estreito entre 400 e 460 nm, Figura 3.3.2, e outro entre 600 e 725 nm, Figura 3.3.3, com uma melhor razão sinal-ruído. Esses espectros mostram muitas das linhas do cálcio neutro, além de várias linhas correspondentes a transições de íons de cálcio e, é claro, várias linhas do gás de buffer argônio. Constatamos que o espectrômetro está calibrado com uma precisão melhor do que 0.1 nm, comparando a posição nominal do pico de maior intensidade do espectro com o comprimento de onda da transição ressonante $4^1S_0-4^1P_1$, 422.673 nm no ar*, cuja taxa de transição ou coeficiente de Eintein é de $2.18 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.

* Os comprimentos de onda e as taxas de transição atômica apresentadas nesta tese foram extraídos da base de dados do Instituto Nacional de Padrões e Tecnologia dos Estados Unidos (NIST) na internet, http://physlab2.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd. Os valores dos comprimentos de onda se referem ao ar e não ao vácuo.

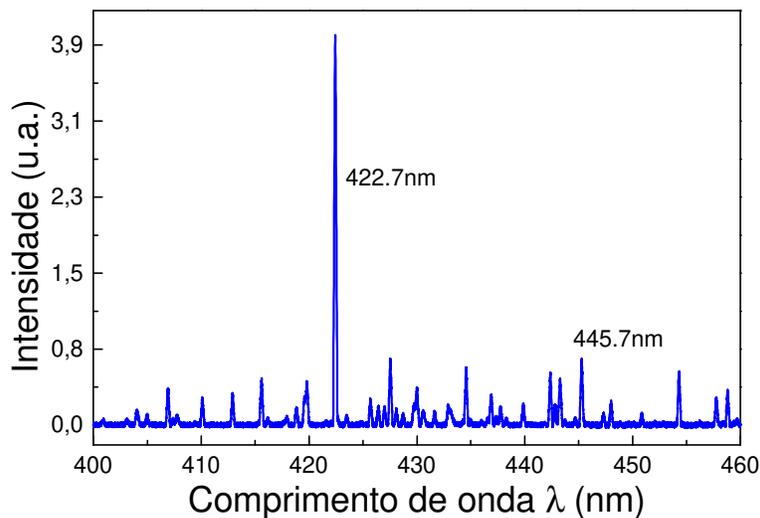


Fig. 3.3.2 Espectro de emissão da LCO preenchida com 2.5 Torr de argônio (Ca-Ar 2.5 Torr) na região do azul entre 400 e 460 nm. As linhas identificadas correspondem a transições do cálcio atômico.

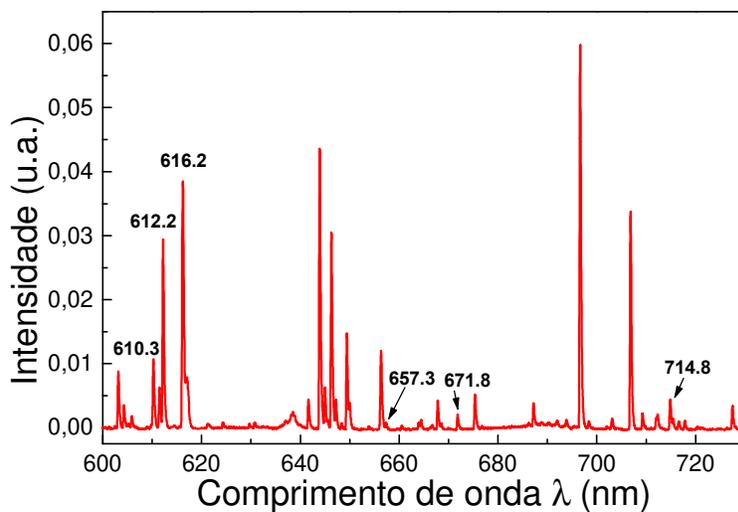


Fig. 3.3.3 Espectro de emissão da LCO Ca-Ar 2.5 Torr na região do vermelho entre 600 e 725 nm. As linhas identificadas correspondem a transições do cálcio atômico.

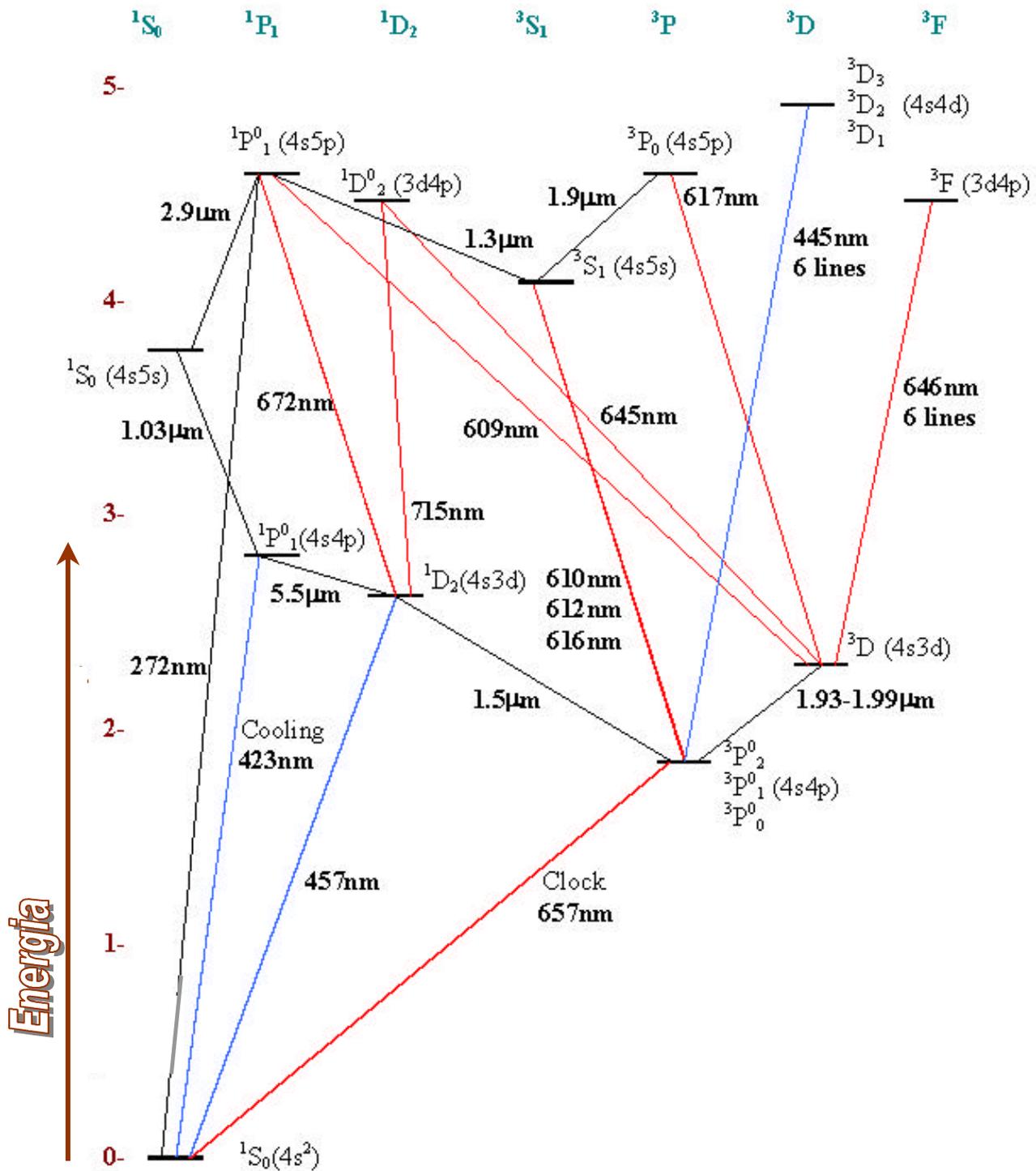


Fig. 3.3.4 Diagrama dos primeiros níveis de energia e das principais transições do ^{40}Ca e seus respectivos comprimentos de onda. A escala vertical de energia está em eV, sendo que o limite de ionização desse elemento é 6.113 eV.

Além da linha ressonante, observamos várias outras transições do Ca I no espectro de emissão da lâmpada, cujo diagrama dos primeiros níveis de energia é apresentado na Figura 3.3.4. Ainda na região azul do espectro, identificamos as linhas correspondentes às transições entre os níveis $(4s4p) \ ^3P_{0,1,2}$ e $(4s4d) \ ^3D_{1,2,3}$, cujos comprimentos de onda e taxas de transição são apresentadas na Tabela 3.3.1. A Figura 3.3.5 apresenta um espectro da lâmpada na região entre 442 e 446 nm para três valores diferentes de corrente. Devido à resolução do espectrômetro, não é possível separar as duas linhas próximas a 443.5 nm e as três linhas próximas a 445.6 nm. Observamos um aumento geral no sinal de todas as linhas com o aumento da corrente na lâmpada.

λ (nm)	A_{ki} (10^8s^{-1})	$J_i - J_k$
442.5437	4.98e-01	0-1
443.4957	6.7e-01	1-2
443.5679	3.42e-01	1-1
445.4779	8.7e-01	2-3
445.5887	2.0e-01	2-2
445.6616	2.45e-02	2-1

Tab. 3.3.1 Comprimentos de onda e coeficientes de Einstein A_{ki} para as transições entre os níveis $(4s4p) \ ^3P_{0,1,2}$ e $(4s4d) \ ^3D_{1,2,3}$. J_i indica o spin do estado 3P e J_k o do estado 3D .

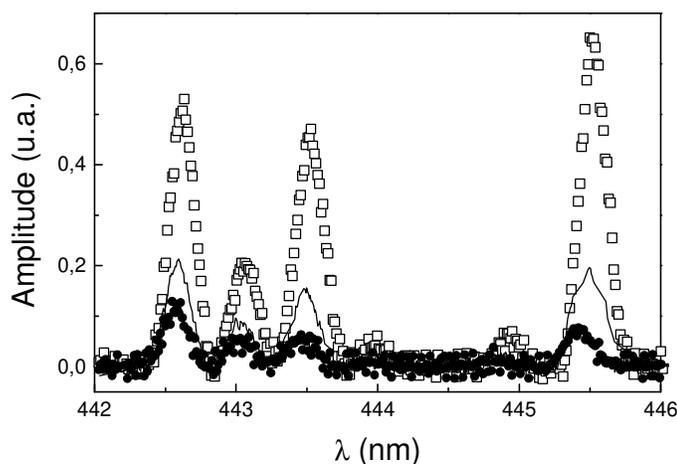


Fig. 3.3.5 Espectros de emissão da lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr na região entre 442 e 446 nm para três correntes de operação, 30 (●), 50 (linha cheia) e 70 mA (□).

Na Figura 3.3.6, apresentamos um espectro da região entre 608 e 618 nm com a lâmpada operando a 70 mA, com a abertura da fenda de entrada do espectrômetro a 0.5 e a 3 mm mantendo as outras duas com 0.5 mm de abertura. A Tabela 3.3.2 mostra os comprimentos de onda e as taxas de transição das linhas do Ca I nessa região. Podemos identificar no espectro as transições entre os níveis $4^3P_{0,1,2}$ e o nível 5^3S_1 . As outras linhas não aparecem com a mesma clareza devido às suas baixas taxas de transição. As duas linhas em 616.9 nm aparecem como um único pico no espectro obtido com a fenda de entrada a 3.0 mm. Diminuindo a abertura dessa fenda para 0.5 mm, observamos outro pico em 617.2 nm, onde não temos nenhuma linha nem do cálcio neutro, nem de seus íons. Provavelmente, esse pico corresponde à linha 617.228 nm do Ar II, com uma taxa de transição de $2.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, da mesma ordem de grandeza das linhas em 616.9 nm do Ca I. Ao diminuirmos a abertura das fendas de colimação do espectrômetro, aumentamos sua resolução. Todavia, aberturas menores do que 0.5 mm diminuem muito a intensidade de luz comprometendo a razão sinal-ruído para as transições muito fracas como a transição de relógio em 657 nm, Figura 3.3.4. Em todos os outros espectros apresentados foi utilizado o espectrômetro com todas as suas fendas com aberturas de 0.5 mm.

λ (nm)	A_{ki} (10^8 s^{-1})	Configurações	Termos	$J_i - J_k$
610 .2723	9.6e-02	$4s4p - 4s5s$	$^3P^\circ - ^3S$	0-1
612 .2217	2.87e-01	$4s4p - 4s5s$	$^3P^\circ - ^3S$	1-1
615 .6023	2.3e-03	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	1-2
616 .1297	3.3e-02	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	2-2
616 .2173	4.77e-01	$4s4p - 4s5s$	$^3P^\circ - ^3S$	2-1
616 .3755	5.6e-02	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	1-1
616 .6439	2.2e-01	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	1-0
616 .9042	1.7e-01	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	2-1
616 .9563	1.9e-01	$3d4s - 4s5p$	$^3D - ^3P^\circ$	3-2

Tab. 3.3.2 Comprimentos de onda, coeficientes de Einstein e configurações das transições do Ca I na região entre 608 e 618 nm.

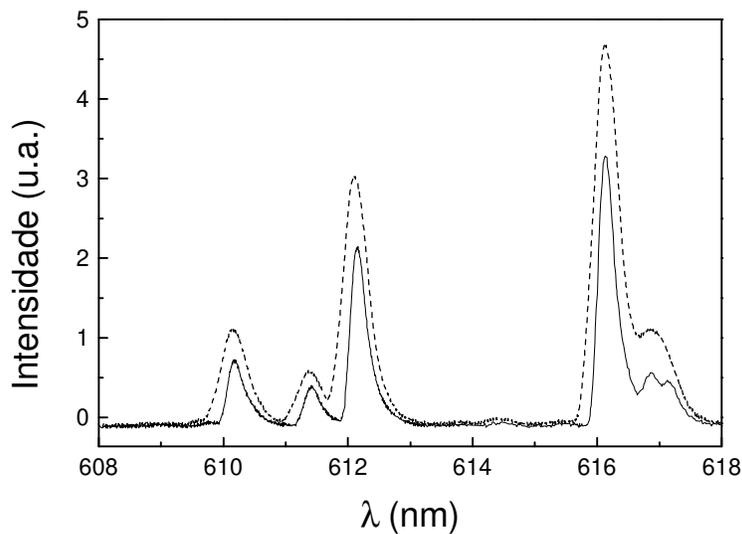


Fig. 3.3.6 Espectro de emissão da lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr na região entre 608 e 618 nm para dois valores da abertura da fenda de entrada, 3 mm (tracejado) e 0.5 mm (linha cheia).

No espectro da Figura 3.3.7, na região entre 643 e 658 nm, identificamos sete transições do Ca I, além da transição de intercombinação $4^1S_0-4^3P_1$ em 657.278 nm. As configurações dessas transições, bem como suas taxas, são mostradas na Tabela 3.3.3.

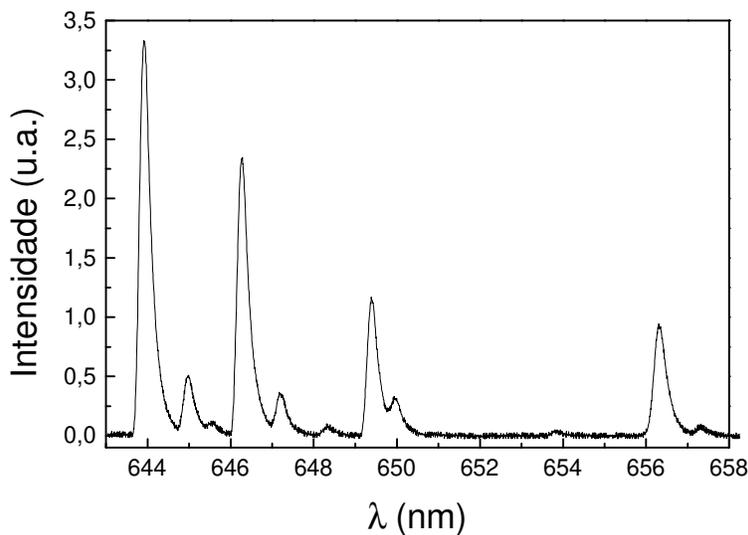


Fig. 3.3.7 Espectro de emissão da lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr na região entre 643 e 658 nm.

λ (nm)	A_{ki} ($10^8 s^{-1}$)	Termos	$J_i - J_k$
643 .9075	5.3e-01	$^3D - ^3F^\circ$	3-4
644 .9808	9.0e-02	$^3D - ^1D^\circ$	1-2
645 .5598	1.4e-02	$^3D - ^1D^\circ$	2-2
646 .2567	4.7e-01	$^3D - ^3F^\circ$	2-3
647 .1662	5.9e-02	$^3D - ^3F^\circ$	3-3
649 .3781	4.4e-01	$^3D - ^3F^\circ$	1-2
649 .9650	8.1e-02	$^3D - ^3F^\circ$	2-2

Tab. 3.3.2 Comprimentos de onda, coeficientes de Einstein e configurações das transições do Ca I entre 643 e 650 nm.

A magnitude relativa dessas linhas no espectro de emissão segue a mesma seqüência das taxas de transição apresentadas nessa tabela. A Figura 3.3.8 mostra uma ampliação do espectro da Figura 3.3.7 em torno de 657.278 nm, o comprimento de onda da transição de relógio do cálcio. Observamos um pico em 657.3 nm com uma largura cheia a meia altura (FWHM) de 0.2 nm. Esse pico corresponde à transição de relógio do cálcio, pois as linhas mais próximas de outros elementos são a do íon oxigênio, em 657.111 nm ($3 \times 10^7 s^{-1}$), e a do ferro neutro, em 657.423 nm ($2.8 \times 10^2 s^{-1}$). Em outra região do espectro, encontramos também um pico claro em 671.8 nm e largura FWHM de 0.3 nm, correspondendo à transição $3^1D_2 - 5^1P_1$ do Ca I. Um laser travado nessa transição pode ser usado como bombeio em um MOT operando na transição ressonante, aumentando em até 5 vezes o tempo de vida dos átomos aprisionados [Oates *et al.* 1999]. Identificamos também no espectro de emissão um pico em 714.8 nm, correspondente à transição $3^1D_2 - 4^1D_2$.

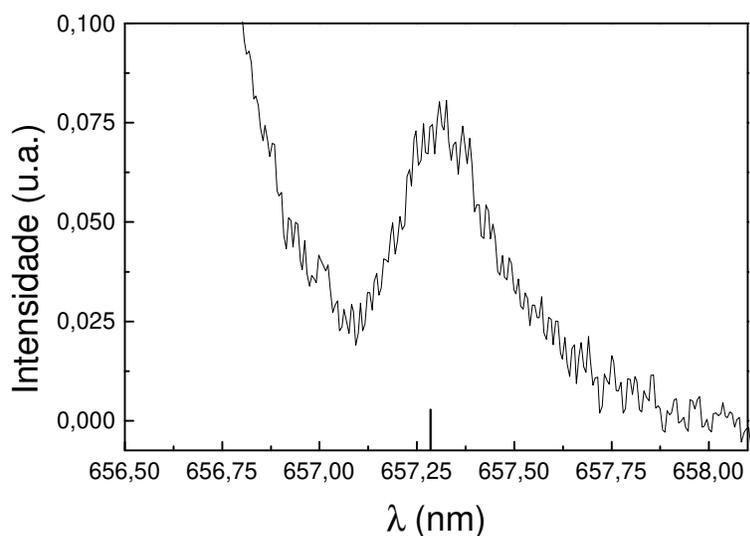


Fig. 3.3.8 Detalhe da região entre 656.5 e 658.25 nm no espectro de emissão da lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr obtido entre 643 e 658 nm, Figura 3.3.7.

λ (nm)	Intensidade Relativa		
	30mA	50mA	70mA
422.67	238	466	1000
445.66	20.2	50.6	170
610.27	0.25	0.63	2.03
612.21	0.66	1.75	5.57
616.17	1.06	2.78	8.61
657.27	0	0.08	0.15
671.77	0.10	0.18	0.38
714.82	0.28	0.48	0.86

Tabela 3.3.3 Intensidades relativas de algumas linhas do Ca I, observadas no espectro de emissão da LCO de Ca-Ar 2.5 Torr, para várias correntes de operação. As intensidades são normalizadas para a intensidade da linha ressonante com a corrente de operação em 70 mA.

Nossas medidas do espectro de emissão na LCO de Ca-Ar 2.5 Torr podem ser resumidas na Tabela 3.3.3, onde apresentamos as intensidades relativas do sinal de fluorescência de várias linhas identificadas como transições do cálcio neutro, para três correntes de operação

da lâmpada, 30, 50 e 70 mA. A intensidade dessas linhas e, portanto, a densidade de átomos na lâmpada, aumenta consideravelmente com a corrente apresentando uma dependência aproximadamente quadrática.

3.4 Análise do ruído elétrico

No efeito optogalvânico, uma mudança na impedância da descarga é induzida pelo laser quando esse está em ressonância com alguma das espécies atômicas ou moleculares presentes na descarga [Green *et al.* 1976]. Em descargas de catodo oco, dois mecanismos principais são responsáveis por esse efeito [Barbieri *et al.* 1990]. No primeiro, a variação da impedância é provocada por uma mudança na temperatura dos elétrons, causada por colisões com os átomos excitados pelo laser. Ocorre basicamente uma transferência de parte da energia dos fótons para os elétrons, via colisões com os átomos excitados [Keller *et al.* 1982]. No segundo processo, colisões com os elétrons podem causar a ionização desses átomos [Kopeika. 1982]. Em primeira aproximação, o sinal optogalvânico (SOG) é proporcional à variação na densidade atômica no nível sendo excitado pelo laser, não importando qual mecanismo está causando a mudança na impedância da descarga. Uma relação completa entre o SOG e os vários parâmetros espectroscópicos e do plasma é muito difícil de se estabelecer e, freqüentemente, modelos teóricos simples são empregados.

Uma variação na impedância da descarga se traduz em uma variação na queda de tensão na lâmpada, visto que a fonte irá manter uma corrente fixa. Para correntes de algumas dezenas de mA, a queda de tensão na lâmpada é da ordem de 100 V; já a variação na tensão causada pela excitação laser, o SOG, é tipicamente da ordem de algumas dezenas de μV , podendo atingir até algumas dezenas de mV, dependendo da transição atômica considerada, da corrente da lâmpada e da intensidade do laser. Portanto, temos que detectar

variações de tensão inferiores a uma parte em 10^4 . Dessa forma, para medirmos eficientemente o SOG, empregamos a técnica de detecção sensível a fase, onde a amplitude do laser é modulada numa dada frequência f , e monitoramos as variações de tensão na lâmpada que ocorrem nessa frequência de modulação através de um amplificador *lock-in*. As intensidades dos feixes laser de excitação são moduladas com um *chopper* mecânico operando entre 1 e 4 KHz. Para obtermos uma boa razão sinal-ruído no SOG, é importante encontrarmos situações de baixas flutuações em tensão nesse intervalo de frequência.

Para determinarmos as condições ótimas para a detecção e espectroscopia optogalvânica, a distribuição espectral do ruído elétrico na lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr foi investigada, usando o arranjo mostrado na Figura 3.2.3. A parte alternada da queda de tensão entre os eletrodos da lâmpada, na ausência da excitação pelo laser, é acoplada a um analisador de espectro por meio do capacitor C do circuito. Utilizamos um analisador de espectro a transformada de Fourier (SRS780), para frequências entre 0 e 100 KHz, ou um analisador de espectro de rádio frequência (HP8572), para frequências superiores a 100 KHz. Essas medidas foram feitas para vários valores de corrente e para quatro valores do resistor de *lastro* R_b .

Observamos que nem sempre o ruído na lâmpada está limitado ao nível balístico e o excesso de ruído pode ser significativo, usualmente decaindo com o aumento da corrente. Em algumas condições de operação da descarga, o excesso de ruído técnico pode decair com a frequência de Fourier, mas algumas vezes ele pode ser plano ou, ainda, aumentar para frequências de algumas centenas de KHz, antes de decair para o nível balístico para frequências da ordem de alguns MHz. Embora a descarga seja sempre estável, existem certas condições de operação onde o ruído em tensão pode se tornar relativamente alto sem nenhum sinal visual na aparência da descarga. Para correntes altas, acima de 50 mA, a lâmpada é usualmente limitada por ruído balístico, com uma dependência plana com a frequência. Essas considerações são importantes quando a detecção optogalvânica pretende ser usada como uma técnica de grande sensibilidade.

A Figura 3.4.1 mostra um exemplo da distribuição espectral do ruído em tensão, sem excitação laser, no intervalo de 0 a 100 KHz, para diferentes valores de corrente na lâmpada (10, 30, 50 e 70 mA), usando $R_b = 0.5 \text{ K}\Omega$. Notamos que o ruído é alto para uma

baixa corrente de operação (10 mA), mas é essencialmente reduzido para o nível balístico para correntes maiores que 30 mA. O excesso de ruído observado em 10 mA decresce com a frequência até o nível balístico em algumas centenas de KHz. Nesse caso, para uma melhor sensibilidade do sinal em espectroscopia optogalvânica, é aconselhável usar frequências de modulação altas no feixe laser de excitação.

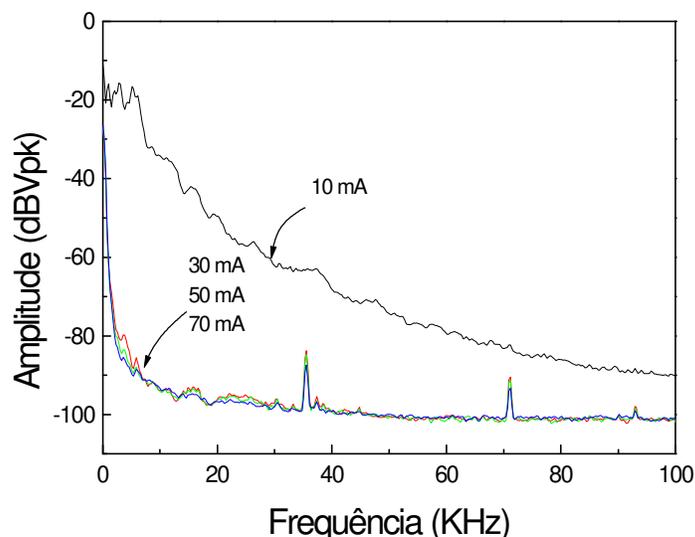


Fig. 3.4.1 Distribuição espectral das flutuações de tensão de 0 a 100 KHz, para correntes de 10, 30, 50 e 70 mA e uma resistência de *lastro* de 0.5 K Ω .

A Figura 3.4.2a mostra um espectro de ruído na região entre 100 KHz e 1 MHz, obtido com as mesmas correntes que o espectro da Figura 3.4.1 e o mesmo resistor de *lastro*, mas em uma condição diferente de operação da descarga. Níveis de ruído mais altos são observados, por exemplo, para 30 e 50 mA. A diferença observada entre as Figuras 3.4.1 e 3.4.2a é devida provavelmente a instabilidades na descarga (não observadas visualmente), causadas pelo valor relativamente baixo da resistência de *lastro* [Keller *et al.* 1980]. De fato, essas condições de instabilidade na descarga observadas na Figura 3.4.2a são menos frequentes quando utilizamos valores mais altos de R_b . A Figura 3.4.2b mostra o mesmo espectro da Figura 3.4.2a, exceto que foi utilizado $R_b = 1 \text{ K}\Omega$. Em suma, esses resultados indicam que, para resistências de *lastro* iguais ou superiores a 1 K Ω e para correntes superiores a 20 mA, a operação da lâmpada de catodo oco com o ruído limitado ao nível balístico é facilmente

obtida. Nessas condições de mínimo ruído, temos a sensibilidade máxima para a detecção optogalvânica.

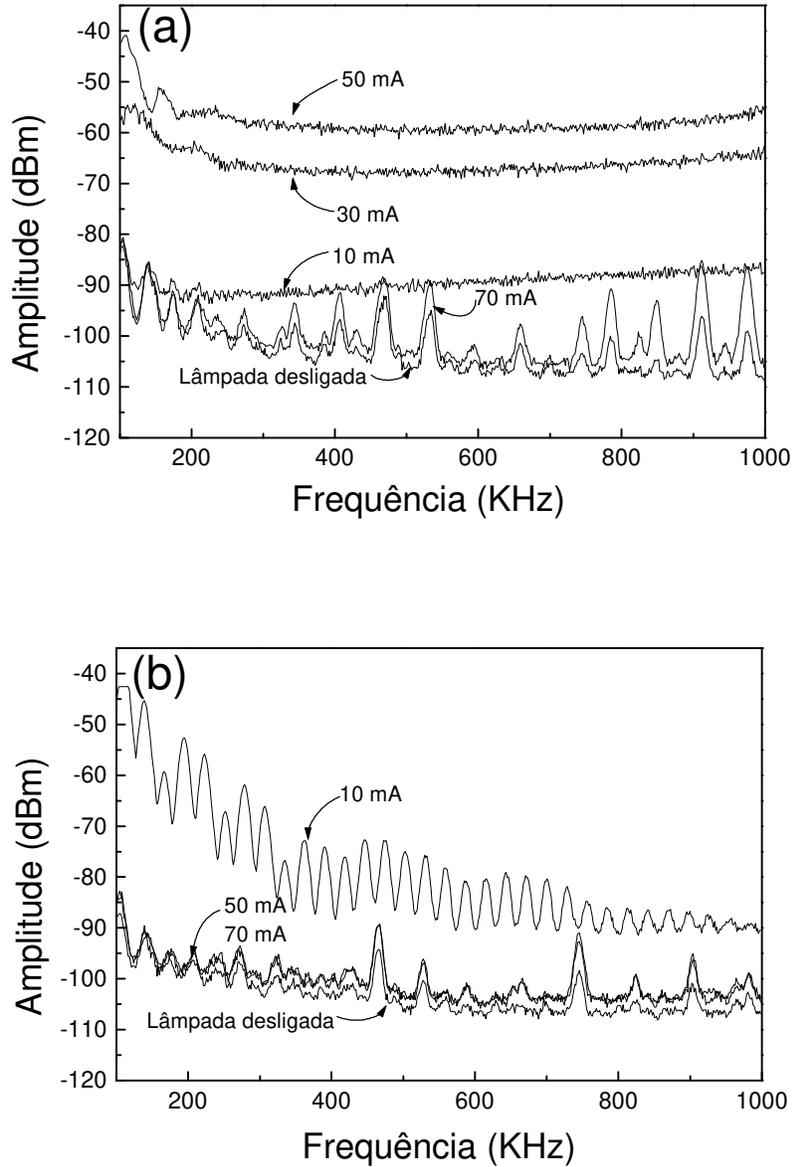


Fig. 3.4.2 Distribuição espectral das flutuações de tensão na lâmpada de catodo oco; a) $R_b = 0.5 \text{ K}\Omega$; b) $R_b = 1 \text{ K}\Omega$.

3.5 Espectroscopia laser com detecção optogalvânica

3.5.1 Escolha do resistor de lastro para otimização do SOG

Além de medirmos o espectro do ruído em diferentes condições de descarga sem a excitação laser, também medimos a magnitude do SOG na LCO Ca-Ar 2.5 Torr no centro da linha $4^3P_2-5^1S_1$ do cálcio em 610 nm. Para excitarmos essa transição, empregamos um laser de corante mono-modo comercial CR-699 da *Coherent* operando com uma solução de Rhodamina 6G, produzindo uma potência útil de 100 mW quando bombeado por 6W provenientes de um laser de Ar^+ multi-linha. O feixe proveniente do laser de corante é enviado para a mesa onde se situa a LCO por meio de uma fibra óptica cuja potência de saída foi mantida a 32 mW. Cerca de 20 mW dessa potência é modulada em uma frequência de 1.2 KHz e o SOG é obtido por detecção sensível à fase em um amplificador *lock-in*. A Figura 3.5.1 apresenta um gráfico da magnitude do SOG em função da corrente na lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr para quatro valores da resistência de lastro R_b . Observamos que, no intervalo de resistências de lastro analisado, um aumento em R_b representa um aumento no SOG. O maior valor do sinal optogalvânico foi obtido na corrente de 50 mA com a resistência de lastro de 3 K Ω , que foi o valor finalmente adotado. Para linhas com alta taxa de transição, o sinal optogalvânico pode decrescer acima de uma determinada corrente, como podemos observar nesse gráfico. Isso ocorre porque, acima de um limiar de corrente, a densidade de átomos produzidos por *sputtering* é tão alta que a luz do laser é absorvida por átomos que estão fora da região entre os eletrodos e não participam da descarga.

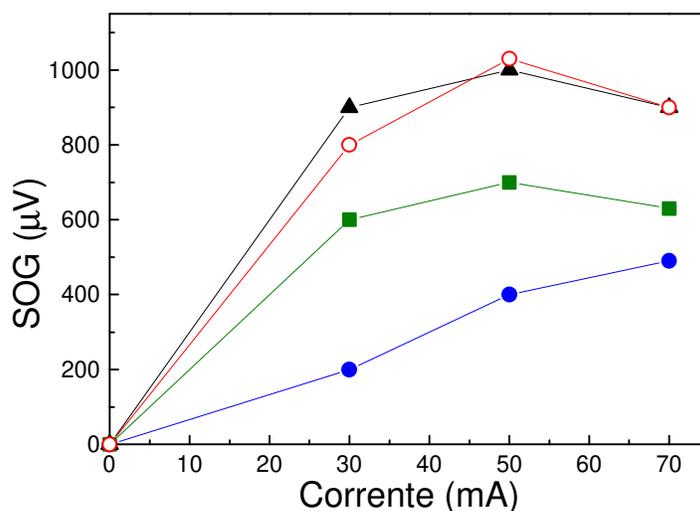


Fig.3.5.1 Magnitude do SOG no pico da transição $4^3P_2-5^1S_1$ em 610 nm, em função da corrente, para uma potência incidente na LCO de Ca-Ar 2.5 Torr de cerca de 20mW. Cada curva corresponde a um valor do resistor de lastro R_b ; • 0.5 KΩ, □ 1 KΩ, ○ 3 KΩ e ▴ 2 KΩ.

3.5.2 Transições atômicas investigadas

Como a descarga elétrica popula basicamente todos os níveis do cálcio neutro, uma LCO é a escolha natural para espectroscopia de transições entre níveis excitados. A possibilidade de usar a detecção optogalvânica altamente sensível e de ajustar a absorção com o controle da corrente da lâmpada tornam as LCOs apropriadas para a espectroscopia de transições fracas. Obtivemos espectros das seguintes transições do Ca I, listadas aqui em ordem decrescente de taxas de transição (coeficientes de Einstein A_{21}): $^1S_0-^1P_1$ (423 nm, transição ressonante; usada para resfriamento e aprisionamento), $^3P_{0,1,2}-^3S_1$ (610, 612 e 616 nm), $^1D_2-^1P_1$ (672 nm, usada como “re-bombeio” para depopular o nível metaestável 1D_2 [Oates *et al.* 1999, Zinner *et al.* 2000, Grünert *et al.* 2001]), $^3D-^1D_2$ (645 nm), e $^1S_0-^3P_1$ (657 nm, transição de intercombinação; referência para padrão de frequência e relógio óptico). Utilizando o arranjo da Figura 3.2.3, obtivemos espectros Doppler e sub-Doppler dessas transições. Resolução sub-Doppler foi obtida por espectroscopia de saturação, usando tanto a configuração de espectroscopia optogalvânica intermodulada [Barbieri 1990] quanto a configuração na qual um “Lamb dip” é observado [Demtröder 1996]. Na primeira configuração, dois feixes laser contrapropagantes são modulados em amplitude com

freqüências f_1 e f_2 e o sinal optogalvânico é detectado na soma dessas freqüências. Na segunda, um feixe de prova fraco modulado é detectado na presença de um feixe de bombeio contrapropagante não modulado. Para excitar as transições no vermelho, empregamos lasers de corante mono-modo comerciais CR-699 da *Coherent* (com largura de linha menor do que 1 MHz). Para a transição ressonante no azul, utilizamos o laser de Ti:Safira duplicado em freqüência construído no laboratório [Onisto *et al.* 2002]. Quando essas medidas em lâmpadas foram efetuadas, esse laser não estava estabilizado em freqüência na cavidade de referência e o segundo harmônico estava sendo gerado por passagem única em um cristal de KNbO_3 . Nessas condições, para 400 mW em 846 nm, geramos cerca de 1.6 mW em 423 nm com uma largura de linha da ordem de alguns MHz. As transições 616 e 645 nm estão nas bordas das curvas de ganho dos lasers de corante, usando as soluções R6G e DCM respectivamente. Devido às baixas potências dos lasers, obtivemos espectros com uma razão sinal-ruído muito pobre para essas duas transições.

3.5.3 *Espectroscopia optogalvânica Doppler*

Denominamos espectro Doppler o espectro obtido quando a excitação de uma amostra de átomos é proporcionada por apenas um único feixe laser monocromático. Em um gás em equilíbrio térmico a uma temperatura T , as velocidades atômicas obedecem à distribuição de Maxwell-Boltzman [Metcalf *et al.* 1999]

$$\eta(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-v^2 \frac{m}{2k_B T}\right), \quad (3.5.1)$$

onde v é a velocidade, m é a massa do átomo e k_B é a constante de Boltzman. A probabilidade de encontrar um átomo no ensemble com velocidade no intervalo entre v e $v + dv$ é simplesmente $\eta(v) dv$, que também pode ser interpretada como a fração de átomos do ensemble com velocidades nesse intervalo. Vamos considerar um feixe laser cuja freqüência angular é dessintonizada de Δ em relação à ressonância atômica de um átomo em repouso. Os átomos com velocidades v tais que o deslocamento Doppler, $2\pi v/\lambda$, compense a dessintonia Δ do laser têm a mais alta probabilidade de serem excitados. Variando a freqüência do laser, varremos a classe de átomos com velocidade entre v e $v + dv$ com considerável probabilidade de excitação. Dessa forma, fazendo um espectro de absorção ou

fluorescência desse ensemble com um único feixe laser de excitação, esse espectro conterá a informação da distribuição gaussiana de velocidades de Maxwell-Boltzmann, Eq.(3.5.1). À largura da distribuição de velocidades podemos associar uma largura Doppler no espectro de frequência angular de $\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$. Se essa largura Doppler for muito maior do que a largura de linha natural da transição, o espectro de absorção ou fluorescência do ensemble é simplesmente uma mímica da distribuição de Maxwell-Boltzmann. Como exemplo, podemos considerar uma amostra de átomos de ^{40}Ca a uma temperatura de 1000°C . Uma espectroscopia da transição ressonante em 423 nm resultaria em uma largura Doppler de $2\pi \times 1.2$ GHz, cerca de 35 vezes maior do que a largura de linha natural, $2\pi \times 34.63$ MHz [Metcalf *et al.* 1999].

Na Figura 3.5.2, apresentamos um gráfico do sinal optogalvânico em função da dessintonia do laser, um espectro optogalvânico, para a transição de relógio do ^{40}Ca em 657.278 nm, obtido com a lâmpada de Ca-Kr 0.6 Torr. Nesse espectro, a potência do feixe laser de prova, proveniente de um laser de corante, é de 44 mW.

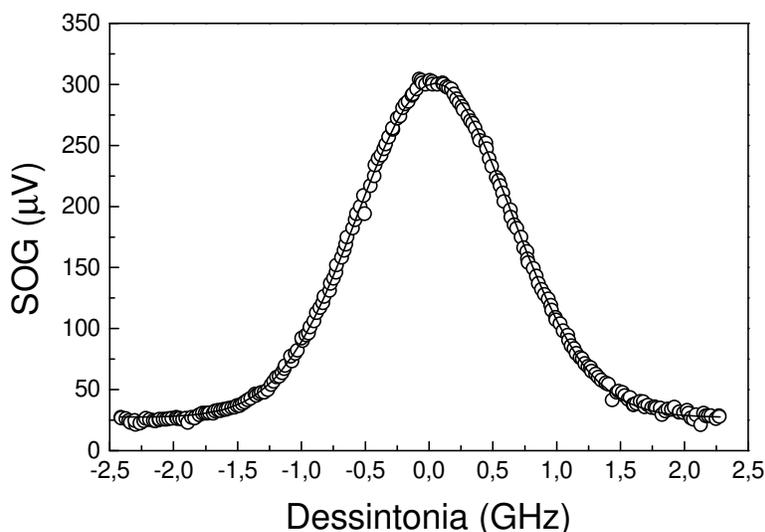


Fig. 3.5.2 Espectroscopia optogalvânica Doppler da transição $4^1\text{S}_0-4^3\text{P}_1$ do cálcio na LCO Ca-Kr 0.6 Torr (o), operando com uma corrente de 105 mA e uma potência do feixe laser de prova de 44 mW. Também é mostrado no gráfico o ajuste gaussiano da curva (linha cheia).

Nesse gráfico, também é mostrado um ajuste gaussiano da curva experimental, donde extraímos uma largura Doppler de 1.211(4) GHz. A Figura 3.5.3 mostra um gráfico do SOG de pico para várias correntes de operação da lâmpada e duas potências do feixe laser de excitação, 4.4 e 36 mW. Em ambos os casos, observamos uma dependência linear do sinal com a corrente.

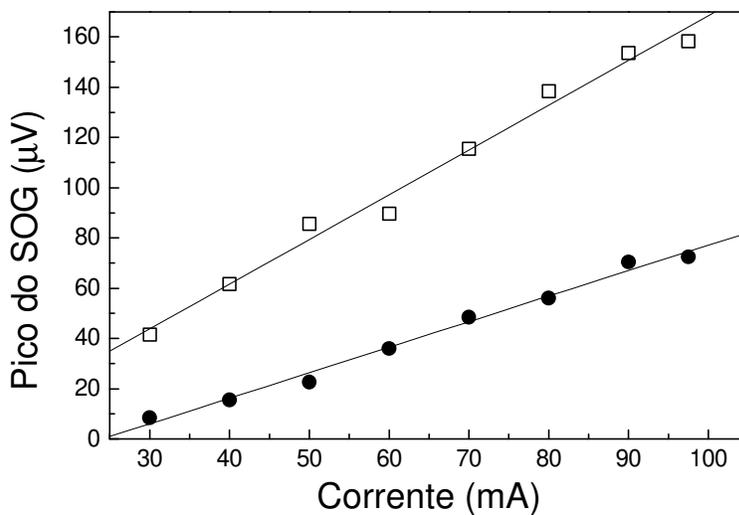


Fig. 3.5.3 Magnitude do sinal optogalvânico do espectro Doppler na LCO Ca-Kr 0.6 Torr, no centro da linha 657 nm do ^{40}Ca , para duas potências do laser de excitação, 4.4 (●) e 36 mW (□). As retas são ajustes lineares dos dados.

A Figura 3.5.4 mostra um gráfico da largura gaussiana (Doppler) desses espectros em função da corrente na lâmpada para duas potências do feixe laser. O aumento da corrente gera não só um aumento no número de átomos participando da descarga, evidente pelo aumento do SOG, como também um aumento na temperatura desses átomos, verificado pelo aumento da largura Doppler na Figura 3.5.4. Constatamos que os espectros obtidos com o laser de maior potência, 36 mW, apresentaram larguras maiores do que aqueles obtidos com o laser de potência mais baixa, 4.4 mW. Na Figura 3.5.5, apresentamos um gráfico da largura Doppler de espectros optogalvânicos obtidos com várias potências de excitação mantendo uma corrente de operação fixa na lâmpada. Mesmo nessas medidas com resolução Doppler, o efeito de alargamento por potência [Demtröder 1996] pôde ser verificado.

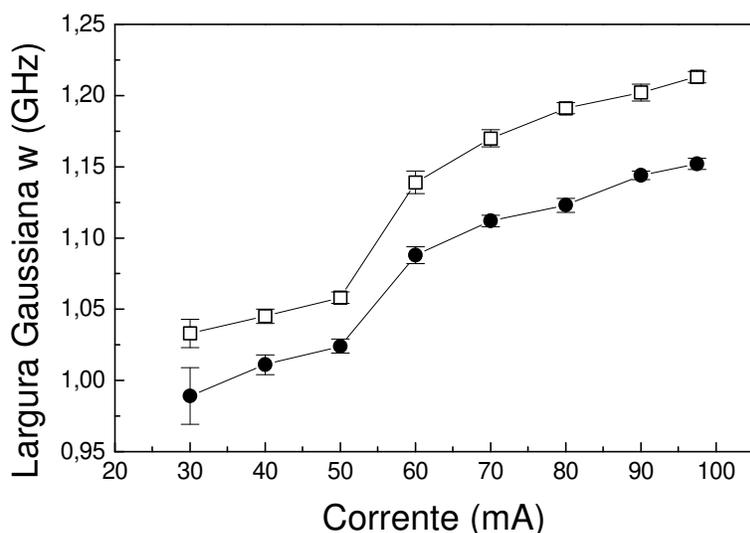


Fig. 3.5.4 Largura Doppler w em função da corrente da lâmpada para duas potências do laser de excitação, 4,4 (●) e 36 mW (□). Ajustamos os espectros optogalvânicos Doppler a distribuições gaussianas do tipo $\exp(-(\nu - \nu_0)^2 / 2w^2)$, onde ν e ν_0 são as frequências do laser e da ressonância ($\omega_0/2\pi$) respectivamente.

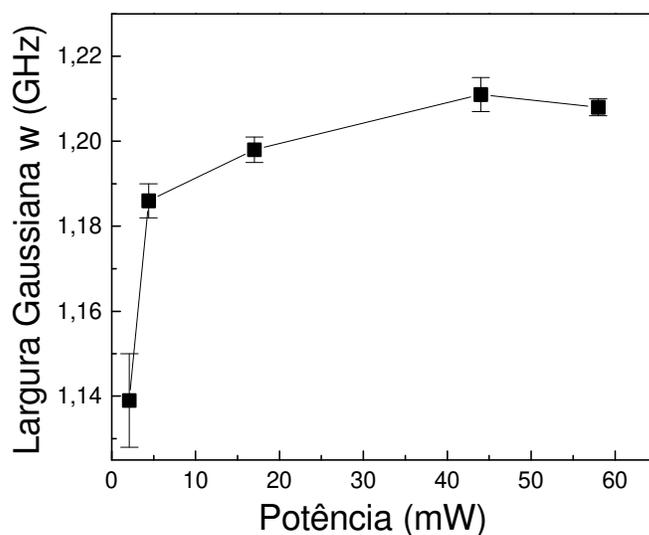


Fig. 3.5.5 Largura gaussiana w no espectro Doppler da linha 657 nm em função da potência do laser de excitação, com a lâmpada Ca-Kr 0.6 Torr operando com uma corrente de 105 mA.

3.5.4 Espectroscopia sub-Doppler de saturação

Um espectro Doppler pode servir como uma referência mais precisa para a frequência de um laser do que um medidor interferométrico de comprimento de onda. Todavia, a distribuição de velocidades do gás, em geral, resulta em uma largura muito maior do que a largura de linha natural da transição de interesse. Quando uma precisão na dessintonia do laser da mesma ordem de grandeza que a largura de linha natural é requerida, o alargamento Doppler impõe limitações na utilidade desse espectro para a estabilização do laser. Se, ao invés de excitarmos os átomos com um único feixe laser, empregarmos dois feixes contrapropagantes, obteremos um espectro com uma maior resolução denominado de espectro sub-Doppler. Nessa configuração, um dos feixes laser, em geral o mais fraco, é denominado de feixe de prova e o outro é denominado de feixe de bombeio. Vamos considerar ambos os feixes com a mesma frequência, provenientes da mesma fonte.

Ao fazermos um espectro com o feixe de prova nos átomos, detectando a fluorescência, absorção, ou ainda, o sinal optogalvânico induzido por esse feixe, o que observaremos é um poço estreito no centro da linha provocado pela presença do feixe de bombeio. Esse poço é denominado de “Lamb dip”. A princípio, a largura mínima desse poço é limitada pela largura de linha natural da transição sendo investigada. O aparecimento desse poço no espectro do feixe de prova pode ser entendido do seguinte modo. Vamos considerar a situação, representada na Figura 3.5.6, onde dois átomos A e B, com velocidades v e $-v$, interagem com os feixes contrapropagantes de prova e bombeio.



Fig. 3.5.6 Representação pictórica de dois átomos A e B, com velocidades v e $-v$, interagindo com dois feixes laser contrapropagantes de mesma frequência, denominados de prova e de bombeio.

Quando o laser está com uma dessintonia para o vermelho de $\Delta = -2\pi v/\lambda$, o átomo A terá uma grande probabilidade de ser excitado pelo feixe de bombeio e o átomo B pelo feixe de prova. Já para uma dessintonia para o azul $\Delta = 2\pi v/\lambda$, ocorre o inverso. Para uma dessintonia muito maior do que a largura de linha natural da transição, os feixes de prova e

de bombeio sempre induzirão transições em diferentes classes de átomos. Nesse caso, a fluorescência do laser de prova praticamente não é alterada com a presença do feixe de bombeio. Já para dessintonias da ordem da largura de linha natural da transição, a classe de átomos com velocidades baixas tem probabilidades muito semelhantes de absorção de fótons do feixe de bombeio e do feixe de prova. Por velocidades baixas consideramos velocidades tais que o deslocamento Doppler correspondente é da ordem da largura de linha natural. Se o feixe de bombeio tiver uma intensidade maior do que o feixe de prova, para dessintonias pequenas, os átomos absorverão muito mais fótons do feixe de bombeio do que do feixe de prova. Como a fluorescência do feixe de prova é proporcional ao número de átomos excitados por unidade de tempo, e como parte desses átomos é excitada pelo feixe de bombeio, haverá uma redução do sinal relativo ao feixe de prova. Em outras palavras, surge um poço ao redor da ressonância no espectro do feixe de prova. Como, em geral, o feixe de bombeio satura a transição, uma espectroscopia realizada dessa forma é denominada de saturação. E como, também em geral, a largura do poço é menor do que a largura Doppler, esse espectro é denominado sub-Doppler.

Nessa espectroscopia optogalvânica de saturação, para selecionarmos o sinal optogalvânico induzido apenas ao feixe de prova, modulamos a amplitude desse feixe com uma certa frequência f_1 , sem modular o feixe de bombeio, e fazemos uma detecção sensível à fase nessa frequência. A Figura 3.5.7 mostra um gráfico com dois espectros optogalvânicos da linha de intercombinação $4^1S_0-4^3P_1$ com a LCO Ca-Ar 2.5 Torr operando em 60 mA. A primeira curva (○) corresponde a um espectro Doppler convencional do feixe de prova, de 25 mW de potência, modulado a 1.2 KHz. A segunda (linha cheia), corresponde a um espectro desse feixe de prova na presença de um feixe laser contrapropagante de 35 mW. Observamos uma razoável atenuação do sinal optogalvânico no centro do espectro. Porém, a largura desse poço é da ordem de algumas centenas de MHz, muito maior que a largura de linha natural da transição. Posteriormente, discutiremos as origens desse alargamento presente nas lâmpadas de cálcio preenchidas com gás buffer argônio. Na Figura 3.5.8, apresentamos um gráfico com um espectro Doppler e um de saturação para a mesma transição, porém obtidos com a lâmpada preenchida com criptônio, a LCO Ca-Kr 0.6 Torr. Nesse espectro, a corrente de operação da lâmpada é de 105 mA e a

potência dos feixes de prova e de bombeio é de 20 mW. Nesse caso, a largura a meia profundidade do poço do espectro de saturação é de cerca de 55 MHz, cerca de 22 vezes menor do que a largura Doppler correspondente.

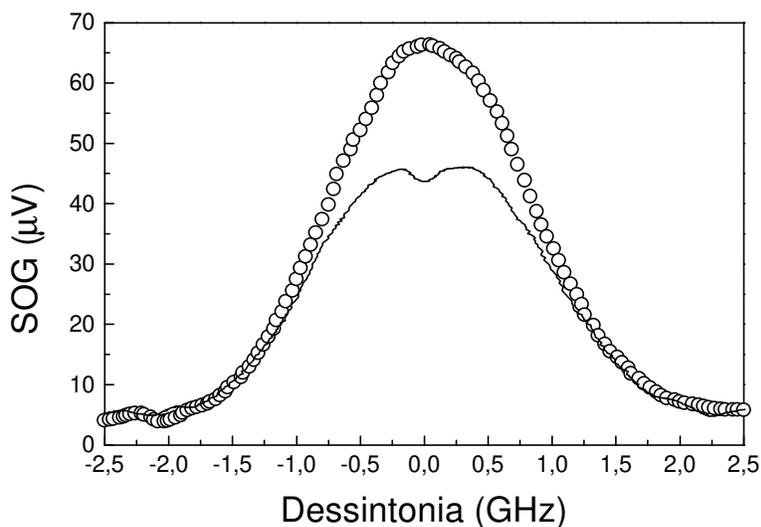


Fig. 3.5.7 Espectro optogalvânico Doppler (O) e de saturação (linha cheia) da transição de intercombinação em 657 nm na lâmpada Ca-Ar 2.5 Torr.

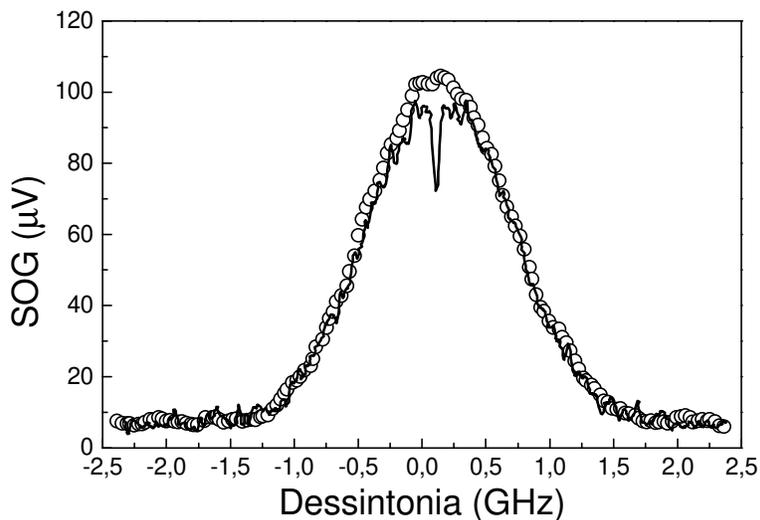


Fig. 3.5.8 Espectro optogalvânico Doppler (O) e de saturação (linha cheia) da transição de intercombinação em 657 nm na lâmpada Ca-Kr 0.6 Torr.

Diminuindo a potência dos feixes laser, obtemos poços com larguras ainda menores, como o espectro de saturação apresentado na Figura 3.5.9 obtido com 4.4 mW no feixe de prova e 10 mW no feixe de bombeio. Nesse poço Lamb do espectro saturado, observamos uma largura a meia profundidade de apenas 25 MHz. Níveis de potência mais baixos provavelmente resultariam em larguras ainda menores, porém, abaixo da potência de 4 mW por feixe laser, a razão sinal-ruído do poço no SOG fica bastante comprometida.

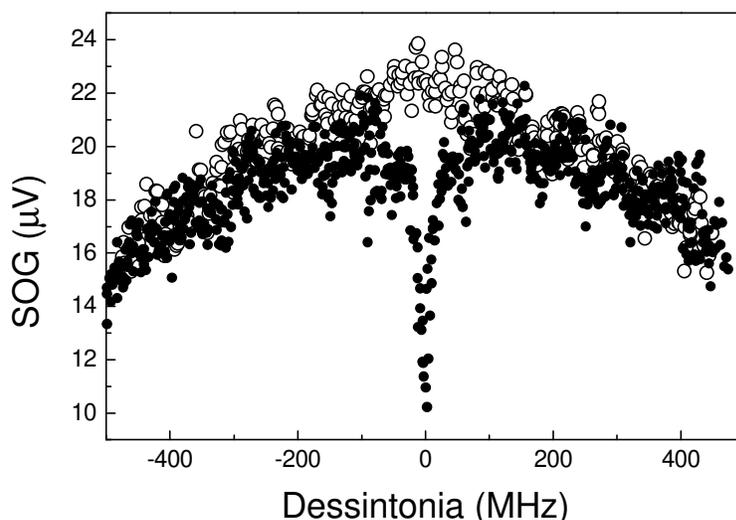


Fig. 3.5.9 Espectros optogalvânicos Doppler (○) e de saturação (●) da transição de intercombinação em 657 nm na lâmpada Ca-Kr 0.6 Torr operando a 50mA, para 4.4 mW de potência no feixe de prova e 10 mW no feixe de bombeio.

3.5.5 *Espectroscopia optogalvânica intermodulada (IMOGS)*

Na espectroscopia de saturação descrita na última seção, o poço no espectro do feixe de prova aparece devido aos átomos que interagem com o feixe de bombeio. Quando os feixes de prova e de bombeio possuem intensidades comparáveis, os átomos com velocidades baixas podem interagir com ambos os feixes para baixas dessoronâncias. Assim, ao invés de detectarmos o sinal induzido apenas pelo feixe de prova, podemos detectar o sinal induzido pelos dois feixes simultaneamente. Para detectarmos o sinal dos átomos que interagem simultaneamente com ambos os feixes, o feixe de prova é modulado na frequência f_1 e o feixe de bombeio em f_2 , usando as pás internas e externas do “chopper” mecânico, como ilustrado na Figura 3.2.3. O SOG é então detectado na soma dessas

freqüências. Essa técnica é denominada de espectroscopia optogalvânica de intermodulação ou IMOGS (a sigla do termo correspondente em inglês) [Barbieri *et al.* 1990]. A probabilidade de um átomo ser excitado por ambos os feixes laser é tão maior quanto menor for sua velocidade. Portanto, a princípio, esse sinal intermodulado corresponderia a uma classe de átomos em relativo repouso e, portanto, livre do alargamento Doppler.

A Figura 3.5.10 mostra um gráfico do espectro optogalvânico de intermodulação da linha de intercombinação $4^1S_0-4^3P_1$ com a LCO Ca-Ar 2.5 Torr operando em 60 mA. O feixe de prova, com 25 mW, tem sua amplitude modulada a 1.2 KHz e o feixe laser contrapropagante de bombeio, com 35 mW, é modulado a 1.6 KHz. Esses níveis de potência e corrente da lâmpada correspondem à mesma situação dos espectros Doppler e de saturação apresentados na Figura 3.5.7. A largura a meia altura desse espectro intermodulado é de cerca de 1.0 GHz, um pouco inferior à largura do espectro Doppler correspondente. Diminuindo a corrente dessa lâmpada e os níveis de potência dos feixes laser, não foi possível reduzir significativamente a largura do pico no espectro intermodulado, tampouco a largura do “Lamb dip” no espectro de saturação.

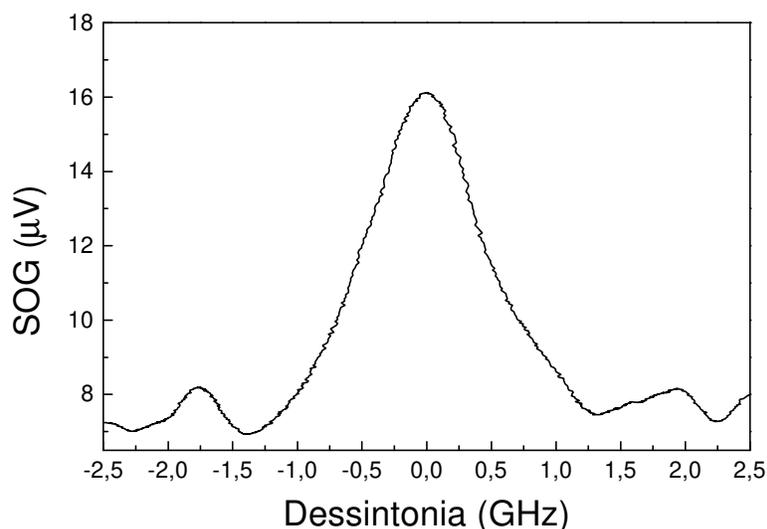


Fig. 3.5.10 Espectroscopia optogalvânica intermodulada da transição de intercombinação em 657 nm na lâmpada Ca-Ar 2.5 Torr.

Na Figura 3.5.11, apresentamos um gráfico do espectro optogalvânico de intermodulação da linha de intercombinação $4^1S_0-4^3P_1$ com a LCO Ca-Kr 0.6 Torr (operando em 105 mA). Nesse espectro, onde as potências dos feixes de prova e de bombeio foram de 11 e 25 mW respectivamente, a largura a meia altura do pico é de aproximadamente 42 MHz.

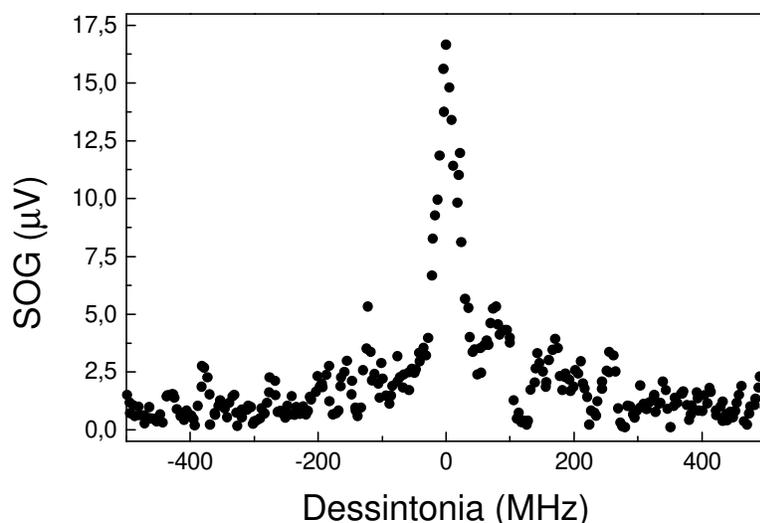


Fig. 3.5.11 Espectroscopia optogalvânica intermodulada da transição de intercombinação em 657 nm na lâmpada Ca-Kr 0.6 Torr.

3.5.6 *Colisões que mudam a velocidade*

Devido à concentração muito baixa, um átomo de cálcio colide com muito mais frequência com os átomos do gás de “buffer” do que com os outros átomos de cálcio. Essas colisões redistribuem os átomos dentro do perfil Doppler. Em particular, um átomo com velocidade v , inicialmente interagindo com um dos feixes laser, pode ter sua velocidade alterada para $-v$ através de uma colisão e então interagir com o outro feixe laser contrapropagante. Essas colisões são denominadas de colisões que mudam a velocidade, ou VCC. Esse processo colisional resulta em um alargamento do espectro sub-Doppler que, como discutimos anteriormente, baseia-se na detecção dos átomos que interagem com ambos os feixes laser. Portanto, o efeito das colisões com o gás de buffer é a sobreposição de um pedestal com alargamento não-homogêneo Doppler ao perfil homogêneo

Lorentziano. A intensidade desse pedestal Doppler relativa à intensidade do perfil homogêneo pode ser consideravelmente alta. Essa intensidade depende, dentre outros fatores, da razão das massas dos átomos que participam da colisão. Nas lâmpadas de cálcio preenchidas com gás argônio, a massa do isótopo mais abundante, ^{40}Ca (40.078 u.m.a.), é praticamente idêntica à massa do ^{40}Ar (39.948 u.m.a.). Essa pequeníssima diferença de massa, cerca de 0.3 %, torna as colisões que mudam a velocidade de v para $-v$ muito prováveis. Isso explicaria os largos pedestais observados nos espectros sub-Doppler na lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr. Fizemos também os espectros Doppler e sub-Doppler da linha 672 nm e da linha 657 nm numa lâmpada de cálcio preenchida com argônio numa pressão mais baixa, cerca de 0.6 Torr. A Figura 3.5.12 apresenta um gráfico com um espectro Doppler e dois sub-Doppler, de saturação e de intermodulação, da linha 672 nm obtidos nessa LCO de Ca-Ar 0.6 Torr. As larguras sub-Doppler do “Lamb dip” e do pico de intermodulação são da ordem de 550 MHz, cerca de metade da largura Doppler correspondente. Mesmo utilizando potências tão baixas quanto 1 mW para o feixe de prova e 5 mW para o feixe de bombeio, não observamos nenhuma redução significativa nessas larguras sub-Doppler.

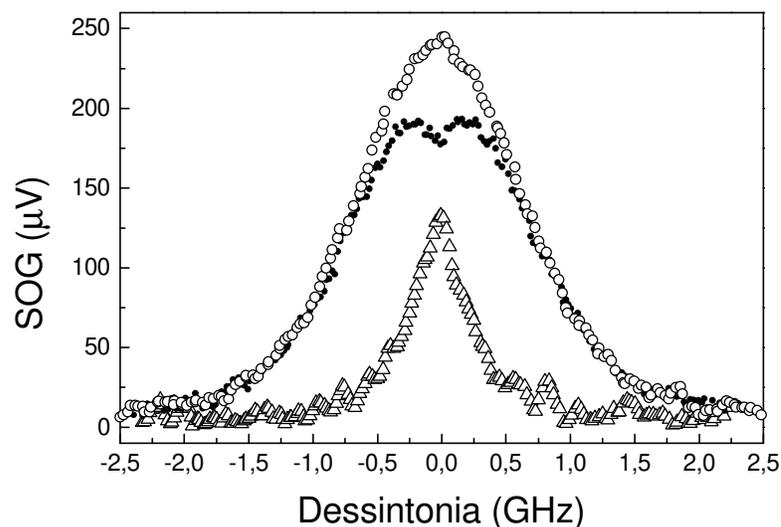


Fig. 3.5.12 Espectros optogalvânicos Doppler (o), sub-Doppler de saturação (●) e intermodulação (□) da linha 672 nm na LCO Ca-Ar 0.6 Torr, com potências de prova e de bombeio de 20 mW e a lâmpada operando a 50 mA. Para fins comparativos, multiplicamos a intensidade do sinal de intermodulação por 6.

Assim, a redução de cerca de 5 vezes na pressão do gás de buffer na lâmpada Ca-Ar reduz o alargamento colisional em apenas 50 %. Na lâmpada preenchida com criptônio, Ca-Kr 0.6 Torr, a grande diferença entre as massas do ^{40}Ca e do gás nobre de buffer, ^{84}Kr , reduz a probabilidade da ocorrência de colisões que mudam a velocidade. Por esse motivo, a resolução dos espectros sub-Doppler obtidos com essa lâmpada não são limitados por VCC.

3.5.7 *Investigação de deslocamentos colisionais*

Além de alargar os espectros sub-Doppler, as colisões dos átomos de cálcio com o gás buffer podem gerar deslocamentos do centro da linha. A fim de investigar esse possível deslocamento colisional nas descargas de catodo oco, necessitamos comparar o espectro optogalvânico com um espectro de uma amostra de átomos independente, livre desses efeitos colisionais. Dispondo de um sistema de feixe atômico de cálcio [Cavasso *et al.* 2002b], descrito no Capítulo 4, a escolha natural foi fazer uma espectroscopia de fluorescência nesse feixe. Empregamos a configuração com um feixe laser transversal à direção de propagação desse feixe atômico. Como os átomos no feixe atômico estão no estado fundamental, a espectroscopia de transições que partem de níveis excitados requer o uso de mecanismos adicionais de excitação [Woehl Jr. *et al* 1999]. Por simplicidade, optamos por fazer uma espectroscopia da transição ressonante em 423 nm. Tendo em vista que sua taxa é alta ($2.18 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$), a fluorescência do feixe atômico pode ser detectada com relativa facilidade. Direcionamos a maior parte da potência útil em 423 nm, na ocasião 1.6 mW, gerada pelo laser de Ti:Safira duplicado em frequência por passagem única em um cristal de KnbO_3 , para a lâmpada de catodo oco e, uma pequena fração, algumas dezenas de μW , para o feixe atômico. Varrendo a frequência do laser, gravamos simultaneamente o sinal optogalvânico induzido na LCO Ca-Ar 2.5 Torr e o sinal da fluorescência induzida no feixe atômico. O resultado dessa espectroscopia simultânea no feixe atômico e na lâmpada é apresentado na Figura 3.5.13. O espectro do feixe atômico apresenta uma largura Doppler residual de aproximadamente 70 MHz devido à divergência do feixe atômico. A diferença entre a posição do máximo do espectro do feixe atômico e a posição do centro de gravidade do espectro Doppler da lâmpada é menor do que 35 MHz, a largura de linha natural da

transição. Isso indica que um possível deslocamento colisional na lâmpada é relativamente pequeno para essa transição.

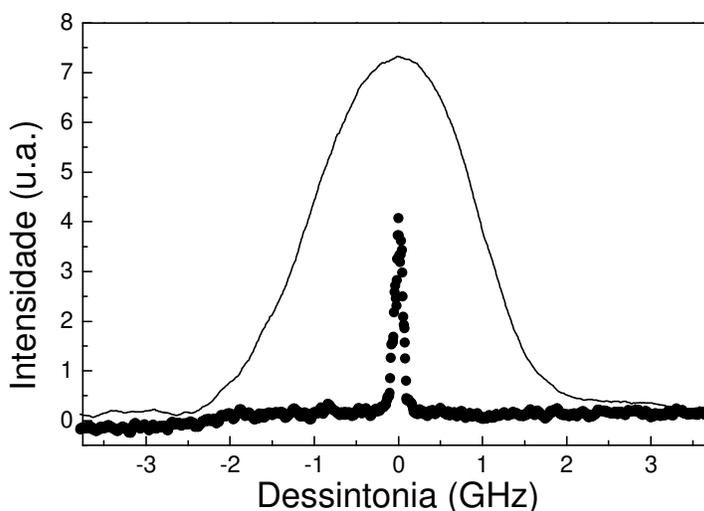


Fig. 3.5.13 Espectro optogalvânico Doppler da transição ressonante em 423 nm na lâmpada de Ca-Ar 2.5 Torr a 30 mA (linha cheia), obtido simultaneamente com a detecção da fluorescência transversal do feixe atômico (•).

3.5.8 Absorção total e espectro optogalvânico

A Figura 3.5.14 mostra três gráficos onde temos um espectro optogalvânico Doppler obtido simultaneamente com um espectro de absorção óptica da transição ressonante em 423 nm na LCO Ca-Ar 2.5 Torr, para três correntes de operação, 30 (a), 50 (b) e 70 mA (c). No espectro da Figura 3.5.14a, com a corrente de 30 mA, observamos uma absorção de 75 % da luz no centro da linha. Aumentando a corrente para 40 mA, toda a potência incidente de 1.6 mW é absorvida. Para 50 mA, Figura 3.5.14b, a região central do espectro optogalvânico começa a sofrer uma atenuação, dando origem a um poço similar a um “Lamb dip” de um espectro de saturação. Essa atenuação do sinal optogalvânico deve-se à absorção de luz por átomos que estão fora da região entre os eletrodos, que não participam da descarga e, portanto, não contribuem para o sinal optogalvânico. Para 70 mA, Figura 3.5.14c, essa atenuação no centro da linha é total também no sinal optogalvânico. Nesse nível de corrente, é possível observar facilmente a fluorescência do feixe laser no interior da lâmpada. Assim, simplesmente variando a corrente na LCO, podemos mudar

significativamente o coeficiente de absorção para uma dada linha atômica. Podemos produzir dessa forma um meio opticamente grosso ou fino para espectroscopia, de uma maneira similar à variação do comprimento em uma célula de vapor. Essa propriedade deve--se unicamente à variação na densidade de átomos de cálcio extraídos do catodo por

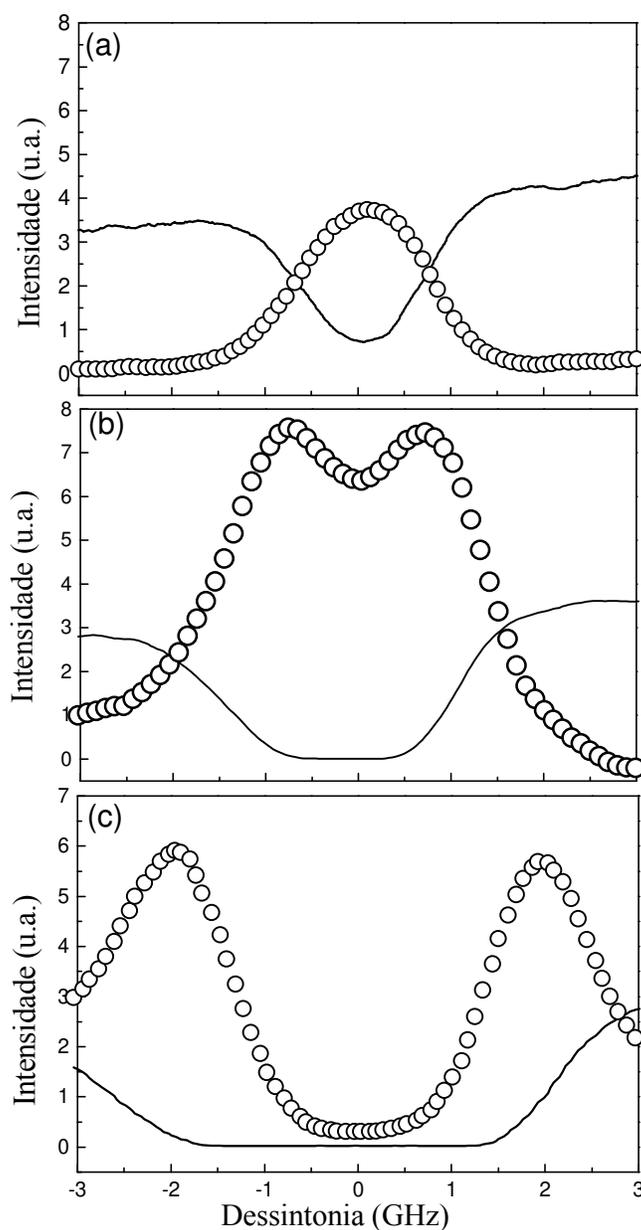


Fig. 3.4.14 Espectro Doppler optogalvânico (○) e de absorção (linha cheia) da transição ressonante em 422.678 nm na lâmpada Ca-Ar 2.5 Torr, para uma corrente de operação de 30 (a), 50 (b) e 70 mA (c).

sputtering e pode ser útil na detecção de transições muito fracas. Considerando os 75 % de absorção da linha ressonante na corrente de operação de 30 mA e a largura Doppler de 2.2 GHz, Figura 3.5.14a, estimamos que a descarga produz uma densidade numérica média de 10^{10} átomos de cálcio por cm^3 . As medidas da intensidade das linhas no espectro de emissão da lâmpada, sumarizadas na Tabela 3.3.3, indicam que essa densidade tem uma dependência quadrática com a corrente.

3.6 Conclusões

Investigamos o uso de descargas de catodo oco para espectroscopia de alta resolução e alta sensibilidade. Os espectros de emissão, obtidos em várias regiões do visível, mostraram que a descarga elétrica popula todos os níveis, possibilitando a espectroscopia de transições entre níveis excitados. Obtivemos espectros com detecção optogalvânica de várias transições do cálcio neutro (incluindo a transição ressonante e a de relógio, em 423 e 657 nm). Duas lâmpadas de catodo oco de Ca-Ar com pressões de 0.6 e 2.5 Torr e uma lâmpada de Ca-Kr com uma pressão de 0.6 Torr foram utilizadas. Resoluções sub-Doppler foram obtidas com espectroscopia optogalvânica de saturação usando tanto a configuração na qual um Lamb dip é criado quanto a configuração de intermodulação. Os espectros sub-Doppler das lâmpadas de Ca-Ar são fortemente afetados por colisões que mudam a velocidade, dando origem a um largo pedestal Doppler. Esse pedestal é bastante reduzido nos espectros obtidos com a lâmpada de Ca-Kr 0.6 Torr, que mostrou ser a melhor escolha para espectroscopia de alta resolução. Larguras homogêneas tão pequenas quanto 25 MHz foram obtidas nessa lâmpada para a transição em 657 nm. Essa resolução é comparável a que seria obtida em espectroscopia Doppler de um feixe atômico pouco divergente. Uma LCO com o gás de buffer escolhido apropriadamente pode ser particularmente útil como ferramenta auxiliar na sintonia ou travamento de lasers em experimentos de alta resolução em feixes atômicos ou armadilhas magneto-ópticas. As principais vantagens dessas lâmpadas advêm da relativa simplicidade do arranjo experimental combinada com a boa razão sinal-ruído que pode ser obtida na detecção optogalvânica. Essa técnica pode ser

aplicada igualmente ao estudo de transições em diversas regiões espectrais, do ultravioleta ao infravermelho, dispensando, por exemplo, o uso de vários detectores ópticos distintos. Além disso, LCOs podem ser úteis na sintonia em transições que partem de estados excitados, naturalmente populados pela descarga. Algumas perspectivas futuras para o uso de LCOs incluem o estudo de VCC em outros gases de buffer (por exemplo xenônio e neônio), realização de medidas precisas de deslocamentos colisionais e testes de lasers estabilizados em LCOs para experimentos com feixes atômicos e átomos frios.

Capítulo 4

Resfriamento e aprisionamento magneto-óptico

4.1 Introdução

Este Capítulo é dedicado ao sistema experimental de resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de cálcio. Na seção 4.2, fazemos uma breve exposição dos processos básicos relacionados à manipulação do movimento de átomos por pressão de radiação laser próxima da ressonância. Através da probabilidade de transição extraída da teoria semiclássica e dos princípios de conservação de energia e momentum, abordamos, de uma forma simples, o esquema Zeeman de desaceleração de feixe atômico, o resfriamento que ocorre em um melaço óptico e o confinamento espacial proporcionado por uma armadilha magneto-óptica. Uma exposição didática mais extensa desses mecanismos pode ser encontrada em [Metcalf *et al.* 1999] e, mais especificamente para átomos de cálcio, em [Cavasso Filho 2001]. Na seção 4.3, descrevemos detalhadamente o sistema experimental implementado de feixe atômico e armadilha. Nas seções seguintes, apresentamos uma caracterização desse sistema quanto a número de átomos aprisionados, distribuição espacial e temperatura. Analisamos a dependência do número estacionário de átomos com vários parâmetros da armadilha magneto-óptica e da desaceleração Zeeman. As últimas duas

seções do Capítulo são dedicadas a uma análise da dinâmica do processo de aprisionamento. Avaliamos a dependência da taxa de perdas de átomos na armadilha em relação a vários parâmetros e analisamos suas conexões com a estrutura particular de níveis de energia do cálcio e também com os processos de colisões binárias entre os átomos frios. A caracterização primária desse sistema de resfriamento e aprisionamento, bem como análises de perdas decorrentes do bombeamento óptico de níveis metaestáveis e de perdas por processos de colisões são também apresentadas em três artigos que submetemos recentemente para publicação. Esses artigos submetidos são reproduzidos no Apêndice A, juntamente com os artigos já publicados.

4.2 Fundamentos do controle do movimento de átomos com laser

4.2.1 Interação entre átomo e campo de radiação

Vamos considerar um átomo de dois níveis, com o estado fundamental denotado por $|g\rangle$ e o excitado por $|e\rangle$ e a diferença de energia entre esses níveis sendo dada por $\hbar\omega_0$, onde ω_0 é a frequência angular de Bohr da transição. Quando esse átomo interage com o campo eletromagnético de um feixe laser, há uma probabilidade de que ele absorva um fóton do campo. Tal probabilidade depende do tempo de interação considerado, da frequência ω do laser, bem como da velocidade atômica e dos outros campos elétricos e magnéticos na posição do átomo. Além da energia $\hbar\omega$, cada fóton do campo eletromagnético carrega *momentum* angular \hbar e *momentum* linear $\hbar\vec{k}_L$, onde \vec{k}_L é o vetor de onda do feixe laser. Quando o átomo absorve um fóton, a energia, a *momentum* angular e o *momentum* linear do sistema átomo-fóton devem ser conservados durante o processo de absorção. Logo, ao absorver um fóton, o átomo armazena a energia $\hbar\omega$, indo do estado fundamental $|g\rangle$ para o estado excitado $|e\rangle$; ele armazena o *momentum* angular na forma de movimento interno de seus elétrons; e ele absorve o *momentum* linear $\hbar\vec{k}_L$, recuando da fonte de radiação. Portanto, ao absorver um fóton, ocorre uma variação na velocidade do

átomo dada pela razão entre o *momentum* linear $\hbar\vec{k}_L$ do fóton e a massa m do átomo, ou seja,

$$v_R = \frac{h}{m\lambda}, \quad (4.2.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação. Essa variação de velocidade v_R decorrente da conservação do *momentum* linear é conhecida como velocidade de recuo. No caso do isótopo mais abundante do cálcio, ^{40}Ca , a absorção de um fóton ressonante na transição $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ em 423 nm causa uma variação na sua velocidade de 2.36 cm/s. O átomo permanece no estado excitado $|e\rangle$ durante um intervalo de tempo que depende do campo de radiação (frequência de Rabi) e das flutuações do 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* linear para o átomo ao final do processo. Na absorção, o átomo recebe do campo um *momentum* $\hbar\vec{k}_L$, mas na emissão estimulada, ele cede ao campo a mesma quantidade de movimento¹.

Por outro lado, se o processo de absorção for seguido da emissão espontânea de um fóton, pode ocorrer uma mudança efetiva no *momentum* do átomo. No caso do decaimento do nível excitado ocorrer espontaneamente, o fóton é emitido em uma direção randômica, pois todas as direções são igualmente prováveis. Por conservação de *momentum* linear total, o átomo recua em sentido contrário à emissão. Essa situação é representada esquematicamente na Figura 4.2.1.

¹ Essa argumentação é válida para um átomo interagindo com uma onda eletromagnética plana. No caso de termos uma onda com um gradiente de intensidade de campo, surge um *momentum* de dipolo induzido no átomo e uma força não nula [Metcalf *et al.* 1999]. Tal força de dipolo é desprezível nos experimentos de resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de ^{40}Ca realizados no laboratório. Esse mecanismo, portanto, não será objeto desta tese.

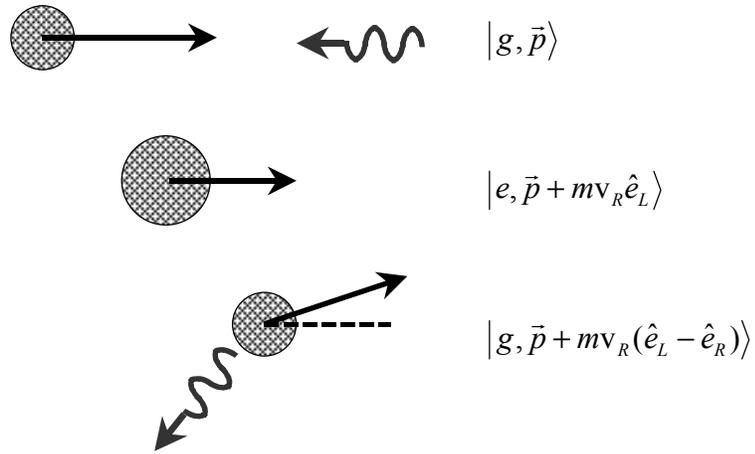


Fig. 4.2.1 Representação pictórica de um processo de absorção seguida de emissão espontânea de um fóton. Nesse diagrama temos, de cima para baixo, um átomo inicialmente no estado fundamental se movendo em direção a um fóton contrapropagante; a situação intermediária do átomo no estado excitado se movendo durante um certo intervalo de tempo e a situação final em que o átomo decai para o estado fundamental emitindo um fóton. Os vetores representam o *momentum* linear do átomo nos diversos instantes.

A cada absorção, o átomo adquire uma quantidade de movimento dada por

$$\Delta \vec{p}_A = m v_R \hat{e}_L, \quad (4.2.2)$$

onde \hat{e}_L é o sentido de propagação do feixe laser. Já na emissão espontânea, a variação na quantidade de movimento é

$$\Delta \vec{p}_E = -m v_R \hat{e}_R, \quad (4.2.3)$$

onde \hat{e}_R é o sentido do fóton emitido. Como a emissão espontânea é um processo randômico, cada evento de emissão contribui para uma variação de *momentum* de mesma magnitude, porém com uma direção aleatória. Dessa forma, em um número N de eventos de absorção seguida de emissão espontânea, a variação no *momentum* do átomo será dada aproximadamente por $N\Delta \vec{p}_A$, visto que a contribuição da emissão espontânea se anula em média. Essa aproximação é tão mais precisa quanto maior for o número de eventos.

Logo, a força média provocada pela pressão de radiação será dada pela razão entre a variação de *momentum* e o intervalo de tempo em que ocorrem esses N processos de absorção seguida de emissão espontânea. O intervalo de tempo médio de um processo pode ser extraído do modelo semiclássico de um átomo de dois níveis, $|g\rangle$ e $|e\rangle$, interagindo com um campo de radiação eletromagnética [Metcalf *et al.* 1999]. Nesse modelo, o átomo é tratado como um ente quântico e o campo, como uma perturbação clássica. A Hamiltoniana

do átomo na presença do campo possui um termo de acoplamento dipolar entre os dois níveis. Para um átomo inicialmente no estado excitado $|e\rangle$ e na ausência de qualquer campo de radiação, devido às flutuações do vácuo eletromagnético, a probabilidade de encontrá-lo no estado excitado diminui exponencialmente com o tempo com uma constante τ , denominada de tempo de vida natural do nível. Esse fenômeno de decaimento espontâneo do estado excitado é tratado com a inclusão de um termo fenomenológico na Hamiltoniana. Esse modelo semiclássico de interação de um átomo de dois níveis com um campo externo e a inclusão fenomenológica do decaimento espontâneo resulta na seguinte expressão para o intervalo de tempo médio do processo de absorção seguida de emissão espontânea

$$\Delta t_{A-E} = \frac{\tau}{f}, \quad (4.2.4)$$

onde f é a probabilidade média do átomo ser encontrado no estado excitado ou, no caso de um ensemble de átomos, a fração populacional no estado excitado. Ainda, $2f$ pode ser interpretado também como a probabilidade de o átomo sofrer uma absorção seguida de emissão espontânea num intervalo de tempo igual a 2τ . De acordo com o modelo semiclássico descrito, essa probabilidade de transição f é dada por²

$$f = \frac{1}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4\Delta^2 / \gamma^2}, \quad (4.2.5)$$

onde γ é a largura de linha angular da transição, o inverso do tempo de vida natural τ ($2\pi \times 34.63$ MHz no caso da transição 1S_0 - 1P_1 do cálcio). O termo S_0 é o parâmetro de saturação do laser para essa transição atômica, $S_0 = I/I_S$, a razão entre a intensidade do laser I e a intensidade de saturação da transição I_S , onde

$$I_S = \frac{\pi hc}{3\lambda^3 \tau}, \quad (4.2.6)$$

cerca de 59.9 mW/cm² para a transição 1S_0 - 1P_1 do cálcio. O termo Δ é a dessintonia angular do laser, ou seja, a diferença entre a frequência do campo de radiação e a frequência de Bohr da transição. Para intensidades laser muito altas, tal que $S_0 \gg 1$, a fração populacional do estado excitado f satura em $1/2$.

² Esse termo é a componente diagonal do estado excitado da matriz densidade do sistema, ρ_{ee} na representação de [Metcalf *et al.* 1999].

Dessa forma, a força média advinda da pressão de radiação sofrida pelo átomo em N processos de absorção seguida de emissão espontânea é dada pela razão entre a variação de *momentum* $N\Delta\vec{p}_A$ e o tempo decorrido nesses N processos, $N\tau/f$, ou seja,

$$\vec{F} = m v_R \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4\Delta^2/\gamma^2} \hat{e}_L. \quad (4.2.7)$$

Para uma intensidade laser fixa, essa força assume seu valor máximo quando a energia dos fótons se iguala à energia de separação entre os níveis atômicos, ou seja, quando $\Delta = 0$. Em ressonância e para altas intensidades, a aceleração correspondente satura em $v_R\gamma/2$, ou cerca de $2.57 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ no caso da transição ressonante do cálcio.

Salientamos que Δ é a dessintonia num sistema de referência acompanhando o movimento do átomo. Denominamos de δ a dessintonia do laser em relação a um átomo em repouso no sistema de referência do laboratório e na ausência de qualquer campo elétrico ou magnético adicional. Um átomo se movendo com uma velocidade \vec{v} em relação à fonte de radiação observa uma alteração na frequência do campo eletromagnético dada por [Demtröder 1996]

$$\omega_D = -\vec{k}_L \bullet \vec{v}, \quad (4.2.8)$$

denominada de deslocamento Doppler. A dessintonia efetiva é a soma da dessintonia intrínseca δ , em relação a um átomo em repouso, acrescida do deslocamento Doppler, ou seja, $\Delta = \delta + \omega_D$. Um átomo se movendo em direção à fonte de radiação observa um aumento na energia dos fótons. Já para um átomo se movendo no mesmo sentido de propagação do feixe laser, ocorre o contrário.

Se o átomo estiver na presença de um campo magnético externo \vec{B} , a interação de seu *momentum* angular total com o campo resulta em um deslocamento dos níveis atômicos. Considerando um átomo cujo estado fundamental tem *momentum* angular total nulo, $J''=0$, como é o caso do ^{40}Ca , a presença do campo magnético externo resulta em uma variação na energia do nível excitado, com $J' \neq 0$, tal que a frequência de Bohr ω_0 é alterada por [Cohen-Tannoudji *et al.* 1977]

$$\omega_B = \frac{m_r g_r \mu_B B}{\hbar}, \quad (4.2.9)$$

onde m_r é a projeção do *momentum* angular na direção do campo magnético em unidades de \hbar , g_r é o fator de Landè, μ_B é o magnéton de Bohr e B é o módulo do campo magnético. Essa variação na energia dos níveis atômicos provocada pelo campo magnético é denominada deslocamento Zeeman. Portanto, para um átomo com velocidade \vec{v} se movendo numa região do espaço com campo magnético \vec{B} , o campo de radiação laser possui uma dessintonia efetiva

$$\Delta = \delta + \omega_D - \omega_B. \quad (4.2.10)$$

O deslocamento Zeeman é tomado com o sinal negativo pois um aumento na energia do estado excitado resulta em uma diminuição na diferença entre a frequência de ressonância e a frequência do laser, e vice-versa.

4.2.2 Técnica de desaceleração Zeeman

Da Eq.(4.2.7), notamos que o valor máximo da aceleração decorrente dos processos de absorção-emissão espontânea ocorre quando $\delta + \omega_D - \omega_B = 0$, 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 contrapropagante cuja dessintonia compensa o seu deslocamento Doppler inicial, ou seja, $\delta = -\omega_D = -2\pi v_0/\lambda$.

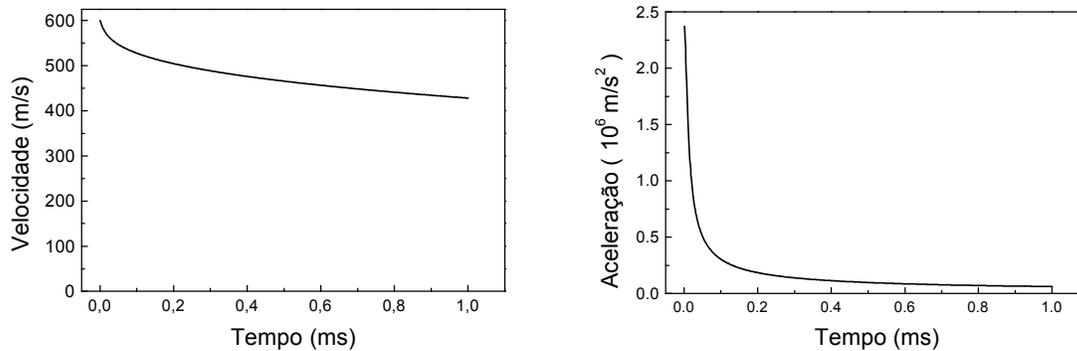


Fig. 4.2.2 Simulação numérica do movimento de um átomo de ^{40}Ca com velocidade inicial $v_0 = 600\text{m/s}$ sob a ação de um laser de razoável potência, $S_0 = 13.3$, em ressonância inicial e na ausência de campo magnético externo.

No instante inicial, o átomo sofre a desaceleração máxima

$$a_{max}(S_0) = \frac{v_R \gamma}{2} \frac{S_0}{1+S_0}, \quad (4.2.11)$$

pois está em ressonância com o campo laser. Todavia, à medida que o átomo vai sendo desacelerado, o deslocamento Doppler ω_D irá diminuir, saindo da condição de ressonância e, conseqüentemente, diminuindo a taxa de espalhamento e a aceleração sofrida pelo átomo. Na Figura 4.2.2, apresentamos uma simulação numérica 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 diâmetro de 2 mm (correspondendo a um parâmetro de saturação $S_0 = 13.3$). Apesar de observarmos uma considerável desaceleração nos primeiros instantes, essa 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_D , decorrente da desaceleração. Essa técnica de variação da frequência foi demonstrada com sucesso em átomos de sódio em 1985 [Metcalf *et al.* 1999]. 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_D , causado pela desaceleração. Esse método foi o primeiro a obter sucesso na produção de átomos frios em 1982 [Phillips *et al.* 1982] 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 Eqs.(4.2.6,4.2.7) vem que

$$B(z) = \frac{v(z)}{\alpha_B \lambda} + \text{const.} \quad (4.2.12)$$

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

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - z/z_0} + \text{const.} , \quad (4.2.13)$$

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

$$z_0 = v_0^2 / 2a . \quad (4.2.14)$$

No caso da transição $^1S_0 - ^1P_1$ do ^{40}Ca , em 423nm, o deslocamento Zeeman é [Metcalf *et al.* 1999]

$$\alpha_B = 1.3996 \text{ MHz / Gauss} . \quad (4.2.15)$$

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

$$B_0 = 1.6904 \text{ (Gauss/ (m/s)) } v_0 . \quad (4.2.16)$$

A aceleração sofrida pelo átomo depende de vários parâmetros, como sua massa, o comprimento de onda da radiação, a largura de linha natural da transição, a intensidade do campo de radiação e a dessintonia efetiva num sistema de referência acompanhando seu movimento. Na ressonância, $\Delta = 0$, essa aceleração assume seu valor máximo para a intensidade laser S_0 , dado pela Eq.(4.2.11). Em qualquer situação de dessintonia, velocidade e campo magnético, a aceleração impressa ao átomo é sempre menor do que $a_{\text{max}}(S_0)$. Para um perfil de campo magnético qualquer, com o objetivo de manter o átomo em desaceleração em todo o percurso, a variação espacial do deslocamento Zeeman deve ser sempre menor do que a variação máxima do deslocamento Doppler determinada pela intensidade do feixe laser. Caso o campo magnético caia bruscamente, a aceleração máxima imposta ao átomo não é suficiente para variar o deslocamento Doppler com a mesma rapidez e compensar a variação do deslocamento Zeeman. Nessa variação rápida do deslocamento Zeeman, o átomo sai fora da condição de ressonância com o campo, vindo a cessar a desaceleração. As condições de seguimento adiabático na desaceleração de átomos de cálcio são discutidas em maiores detalhes em [Cavasso Filho 2001].

Ao mesmo tempo que os átomos são desacelerados em uma direção na técnica de compensação Zeeman, o caráter aleatório da emissão espontânea provoca uma difusão no

plano perpendicular à direção de desaceleração, tanto no espaço de posição como no de velocidade.

4.2.3 *Melaço Óptico*

Na seção 4.2.1, tratamos a interação de um átomo com um único feixe laser. Vamos agora considerar a interação de um átomo com dois feixes laser contrapropagantes com a mesma frequência e intensidade como é esquematizado na Fig.4.2.3. 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, nesse caso, é nula. A probabilidade de absorção de um fóton de um feixe laser em um intervalo de tempo igual ao tempo de vida natural da transição τ é dada por $2f$, Eq.(4.2.5), onde a dessintonia efetiva Δ é dada por $\delta + \omega_D$ na ausência de campo magnético externo. No caso de um átomo movendo-se na mesma direção de propagação dos feixes laser, como representado na Figura 4.2.3, 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 ($\omega_D > 0$).

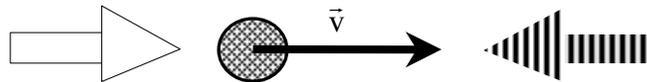


Fig. 4.2.3 Interação de um átomo com dois feixes laser contrapropagantes de mesma intensidade e frequência.

Nessa situação, para um laser em ressonância com átomos em repouso ($\delta = 0$), 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 do 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 esses feixes laser. Caso a dessintonia seja para o vermelho, ou seja, $\delta < 0$, a probabilidade de absorção do feixe contrapropagante ao movimento é sempre

maior. Isso 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.

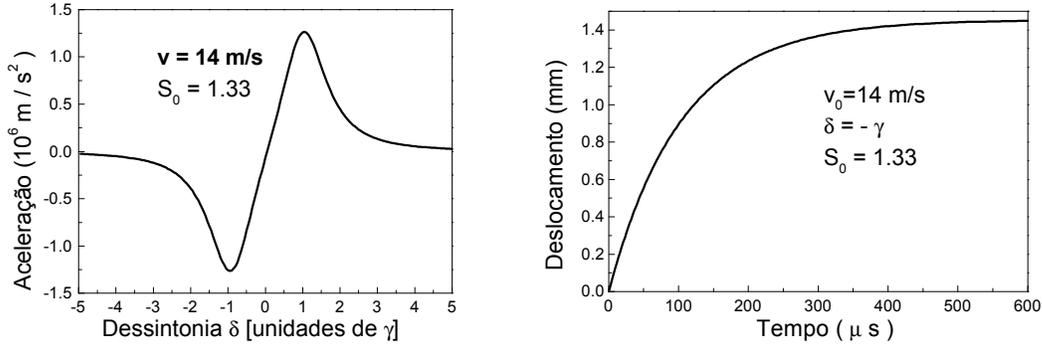


Fig. 4.2.4 a) Pressão de radiação de dois feixes laser contrapropagantes em um átomo de cálcio com velocidade inicial de 14 m/s em função da dessintonia dos feixes. b) Simulação numérica do movimento desse átomo para uma dessintonia δ de $-\gamma$.

Essas situações são representadas na Fig.4.2.4a por um gráfico da aceleração *versus* a dessintonia, para um átomo de cálcio com velocidade de 14 m/s e feixes laser com uma intensidade tal que $S_0 = 1.33$. Na Fig.4.2.4b, 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 melaço óptico por se tratar de uma força de radiação viscosa, sempre contrária ao movimento. Podemos escrever a força da pressão de radiação espontânea imposta por esses dois feixes laser contrapropagantes, de mesma frequência e intensidade, como

$$\vec{F} = m v_R \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta - k_L v_x)^2 / \gamma^2} \hat{e}_x - m v_R \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta + k_L v_x)^2 / \gamma^2} \hat{e}_x, \quad (4.2.17)$$

onde v_x é a velocidade do átomo na direção dos feixes. Para dessintonias negativas, para o vermelho, 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 atenuada adicionando-se mais dois pares de feixes laser mutuamente perpendiculares e também perpendiculares ao primeiro par em uma configuração de melaço óptico tridimensional. É importante salientar que, em um melaço 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.4.2.4b. A

temperatura estacionária atingida em um melaço óptico tridimensional é determinada pelo balanço entre o aquecimento, decorrente do caráter aleatório da emissão espontânea, e o resfriamento, proporcionado pela absorção dos fótons dos campos de radiação. Um ensemble de átomos, ao interagir com um melaço óptico, é resfriado até que a taxa de aquecimento se iguale à taxa de resfriamento. Essa temperatura de equilíbrio depende da intensidade e da dessintonia dos feixes laser, bem como da largura de linha natural da transição [Lett *et al.* 1989]. Para baixas intensidades laser, $S_0 \ll 1$, a dessintonia δ que minimiza a temperatura no estado estacionário é $-\gamma/2$. Essa temperatura é conhecida como limite Doppler, dado por $T_D = h \gamma / 4\pi k_B$, onde k_B é a constante de Boltzman. Para átomos de cálcio resfriados com a transição 1S_0 - 1P_1 em 423nm, o limite Doppler é de 830 μ K. Nos elementos alcalinos metálicos, a temperatura atingida em um melaço óptico é mais baixa que esse limite Doppler [Metcalf *et al.* 1999]. Os processos que resultam nessas temperaturas mais baixas estão associados à estrutura hiperfina dos níveis de energia dos alcalinos metálicos, ausente no ^{40}Ca devido a seu spin nuclear nulo.

4.2.4 Armadilha Magneto-Óptica

Vamos analisar agora o funcionamento da mais versátil armadilha para átomos neutros, a armadilha magneto-óptica (MOT). A primeira demonstração experimental de confinamento espacial com essa técnica ocorreu em 1987 com átomos de sódio [Raab *et al.* 1987].

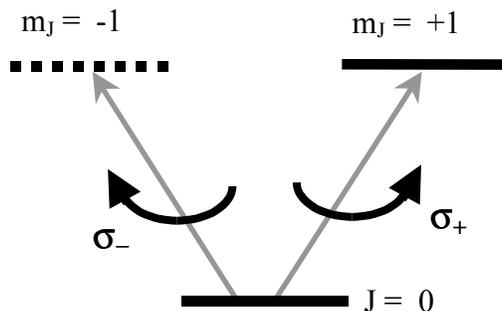


Figura 4.2.5 Conservação do momento angular na absorção de fótons com diferentes polarizações.

Como mencionamos anteriormente, na absorção de um fóton ocorre 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 em que um átomo inicialmente no estado fundamental, $J=0$, $m_J=0$, ao absorver um fóton com polarização circular à direita (σ_+), salta para o nível $J=1$, $m_J = +1$. No caso da luz ser polarizada circularmente à esquerda (σ_-), o estado final do átomo será $J=1$, $m_J = -1$, como representado esquematicamente na Figura 4.2.5. 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 um 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.(4.2.9). 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 Figura 4.2.6. 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 polarizações σ_+ e σ_- pode ser obtida facilmente pela retro-reflexão de um dos feixes após passar por uma placa de um quarto de onda [Metcalf *et al.* 1999]. Com o laser dessintonizado para o vermelho, $\delta < 0$, como representado na Figura 4.2.6, na ausência do campo magnético teríamos a ação de um melaço óptico uni-dimensional.

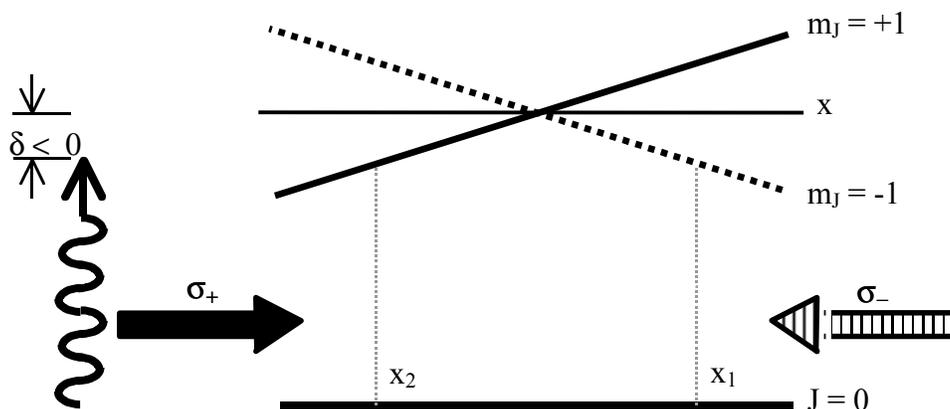


Fig. 4.2.6 Diagrama esquemático do funcionamento de um MOT em uma dimensão. Para $B>0$, o nível $m_J = +1$ (linha cheia) sofre um deslocamento positivo e o nível $m_J = -1$ (linha tracejada), um deslocamento negativo e vice-versa para $B<0$.

Na presença do campo, considerando um átomo em repouso em $x = x_1$, o feixe laser σ_- está bem mais próximo da ressonância com o nível $m_j = -1$ do que o feixe σ_+ com 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 sempre impulsiona o átomo ao zero de campo magnético, o centro da armadilha.

A força decorrente da pressão de radiação espontânea proporcionada pelos dois feixes contrapropagantes de polarização σ_+ e σ_- numa região de campo magnético $B(x) = Ax$ é dada por

$$F_x = m v_R \frac{\gamma}{2} \left[\frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta - k_L v_x + \alpha_B Ax)^2 / \gamma^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta + k_L v_x - \alpha_B Ax)^2 / \gamma^2} \right] \quad (4.2.18)$$

Quando a magnitude de δ não é maior do que algumas larguras de linha, o átomo sente um potencial praticamente harmônico [Metcalf *et al.* 1999]. Esse esquema de confinamento unidimensional pode ser estendido para três dimensões adicionando dois pares de feixes laser similares nos outros eixos cartesianos e um campo de quadrupolo magnético esférico gerado por duas bobinas na configuração anti-Helmholtz.

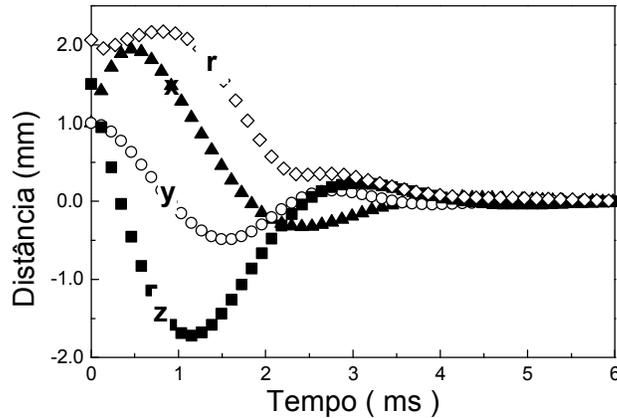


Fig. 4.2.7 Simulação do movimento de um átomo de ^{40}Ca em um MOT com parâmetros similares aos utilizados na prática em nosso laboratório. É apresentado um gráfico das posições em x (\square), y (\circ) e z (\blacksquare), e ainda, da distância a origem (\blacktriangle) em função do tempo. As condições iniciais supostas nessa simulação são $\mathbf{r} = (1, 1, 1.5)$ mm e $\mathbf{v} = (2, 0, -3)$ m/s.

É importante ressaltar que, em uma armadilha magneto-óptica, 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 adquira uma velocidade tal que a probabilidade de absorção pelo feixe contrapropagante σ_+ seja maior devido ao deslocamento Doppler, começando assim a atuar o melaço óptico. A Figura 4.2.7 apresenta uma simulação numérica da trajetória tridimensional de um átomo em nossa armadilha de cálcio, mostrando um comportamento de oscilador harmônico superamortecido. Assim como no melaço óptico, a temperatura estacionária em uma armadilha magneto-óptica é determinada pelo balanço entre o aquecimento e o resfriamento ocasionados pelos processos de absorção e de emissão espontânea. O limite de temperatura que pode ser alcançado numa armadilha é idêntico ao limite Doppler associado ao melaço óptico [Lett *et al.* 1989].

4.3 Sistema experimental de feixe atômico e armadilha

A Figura 4.3.1 mostra um diagrama esquemático do aparato experimental de feixe atômico e MOT de ^{40}Ca construído no laboratório. Esse sistema é composto de duas câmaras, uma para a produção do feixe atômico e outra para a desaceleração Zeeman e o aprisionamento magneto-óptico. O feixe atômico é produzido num forno cilíndrico de aço inoxidável com um orifício de saída com 2 mm de diâmetro e 3 mm de extensão [Woehl Jr. *et al.* 1999]. Esse forno é aquecido por meio de um conjunto de resistências coaxiais próprias para vácuo e dispostas de tal forma que a saída é mantida a uma temperatura cerca de 65 °C mais alta que a do corpo do forno. Isso diminui a probabilidade de deposição de átomos no orifício. O forno se encontra no interior de uma câmara, também de aço inoxidável, conectada a uma bomba de vácuo turbo molecular de 240 l/s. Essa câmara possui duas janelas ópticas de safira que possibilitam experimentos de espectroscopia de absorção saturada no ambiente de alto fluxo atômico próximo à saída do forno.

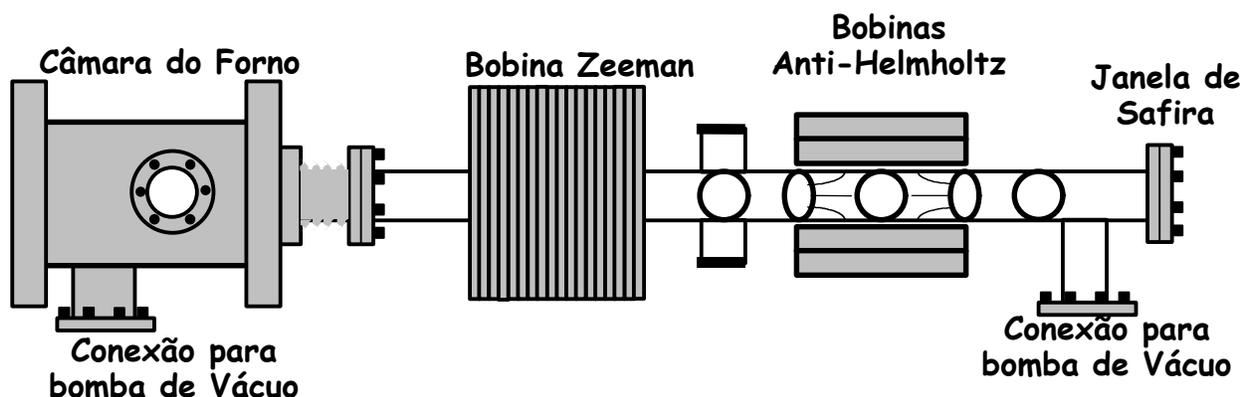


Fig. 4.3.1 Diagrama esquemático do aparato experimental de feixe atômico e MOT, mostrando, da esquerda para a direita: a câmara de aço do forno, a câmara de vidro de desaceleração e aprisionamento com 14 janelas anti-refletoras e uma janela de safira no extremo direito. Também é indicado o magneto Zeeman de 18 seções e as bobinas anti-Helmholtz de aprisionamento.

A colimação do feixe atômico é determinada por outro orifício, também de 2 mm de diâmetro, a cerca de 15 cm da saída do forno. Esse orifício se localiza na flange que conecta a câmara de aço do forno com a câmara de desaceleração e aprisionamento, construída inteiramente em vidro Pyrex. Os parafusos de fixação da câmara do forno à mesa também servem para ajustar o ângulo do feixe atômico. A maior parte dos átomos que

saem do forno são perdidos porque não passam através do orifício de colimação. Embora essa forma de produção do feixe atômico não seja muito eficiente, o sistema pode ser operado continuamente com temperaturas próximas de $480\text{ }^{\circ}\text{C}$ por vários meses, sem a necessidade de reposição de cálcio [Grünert *et al.* 2000]. Nessa temperatura, estimamos que o fluxo de átomos no feixe atômico é de $3.2(5) \times 10^{12}\text{ s}^{-1}$. A distância entre o orifício de saída do forno e o de colimação, juntamente com o diâmetro desse último, determinam a divergência do feixe atômico, cerca de 6.7 mrad . Isso corresponde a um feixe atômico com diâmetro de cerca de 1 cm na região do MOT. Operando o sistema a temperaturas da ordem de $600\text{ }^{\circ}\text{C}$, o tempo de vida útil cai para cerca de uma semana, sob operação constante. A Figura 4.3.2 mostra uma foto do sistema experimental representado esquematicamente na Figura 4.3.1. Já a Figura 4.3.3 mostra uma foto da câmara do forno onde podemos observar, através da janela de safira, uma fluorescência dos átomos evaporados induzida pelo feixe laser de desaceleração, contrapropagante ao feixe atômico, que entra na câmara pelo orifício de colimação.

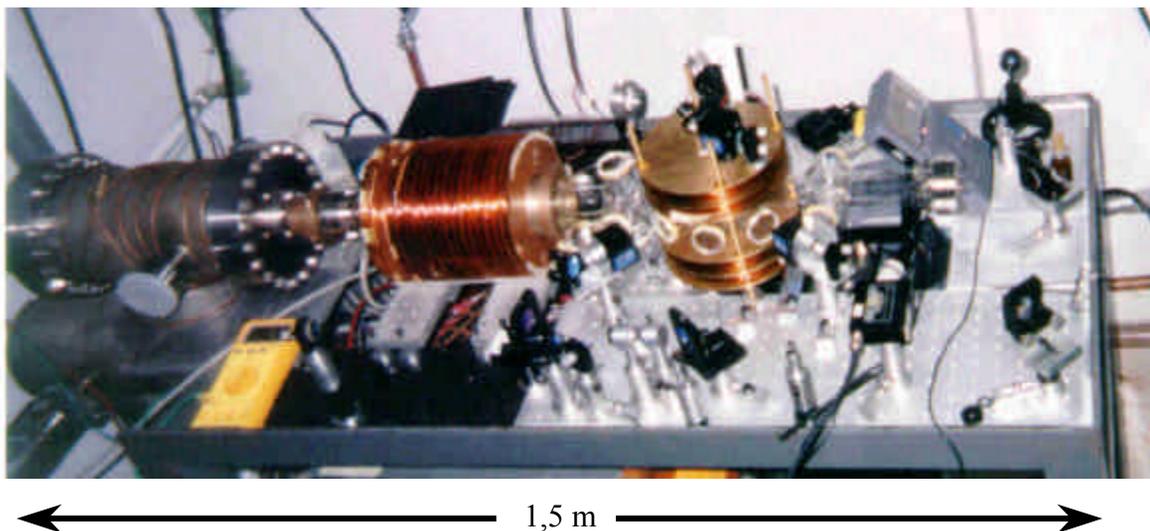


Fig. 4.3.2 Foto do sistema experimental de feixe atômico e MOT de ^{40}Ca construído no Grupo de Lasers e Aplicações da UNICAMP.

A câmara de desaceleração e aprisionamento se baseia em um tubo de Pyrex de 90 cm de comprimento e 4 cm de diâmetro, com 14 janelas ópticas de BK7 com filme anti-refletor para 423 e 657 nm e uma janela de safira ao final do tubo para acoplamento do

feixe laser de desaceleração. Essas 14 janelas ópticas foram unidas ao tubo usinado de Pyrex por meio de uma resina adesiva própria para sistemas de vácuo.

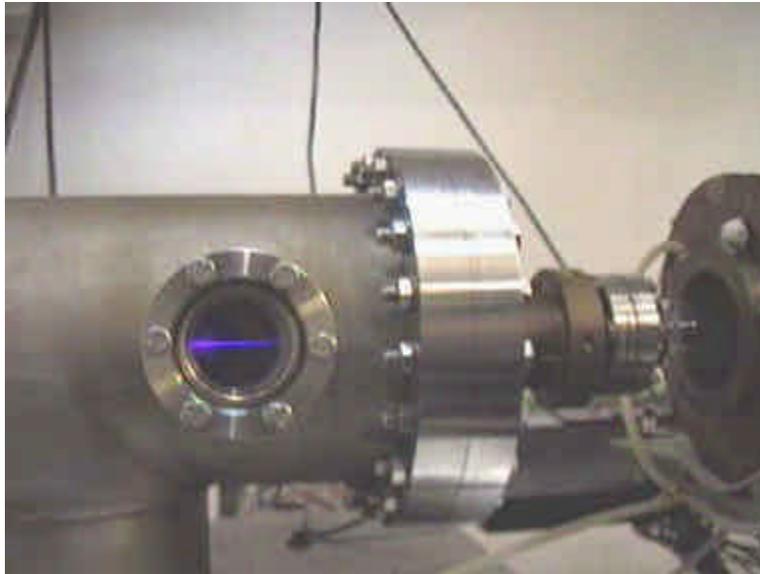


Fig. 4.3.3 Foto detalhando a câmara de vácuo do forno. Podemos observar, através de uma das janelas de safira, a fluorescência do feixe atômico induzida pelo feixe laser desacelerador que entra na câmara pela abertura de colimação.

O magneto Zeeman de 22 cm de comprimento é composto de 18 seções independentes de 1 cm cada, enroladas em uma base cilíndrica de cobre com refrigeração a água. Com todas as seções operando com uma corrente de 1 A, por exemplo, o campo magnético máximo é cerca de 780 Gauss. A Figura 4.3.4 apresenta um gráfico do campo magnético na direção do feixe atômico produzido pelo magneto Zeeman nessa situação de corrente. Esse campo permite a desaceleração de todos os átomos do feixe com velocidades menores do que 460 m/s, que corresponde a uma fração de 13 % da distribuição de velocidades quando o forno é operado a 480 °C. Ajustando as correntes de cada seção, é possível otimizar o perfil do campo magnético para a desaceleração. Além disso, o magneto Zeeman repousa sobre uma base que permite uma certa variação de sua posição ao longo do tubo. Após o magneto Zeeman, cerca de 47 cm da abertura de colimação da câmara do forno, há dois pares de janelas anti-refletoras. Essas janelas podem ser usadas para um melaço óptico 2-D para resfriar o feixe atômico na direção transversal, uma armadilha magneto-óptica 2-D para comprimi-lo, ou, ainda, para espectroscopia. Após essas janelas, temos a câmara do MOT,

cujo centro se encontra cerca de 60 cm distante do orifício de colimação, com seis janelas anti-refletoras no plano horizontal e duas no plano vertical.

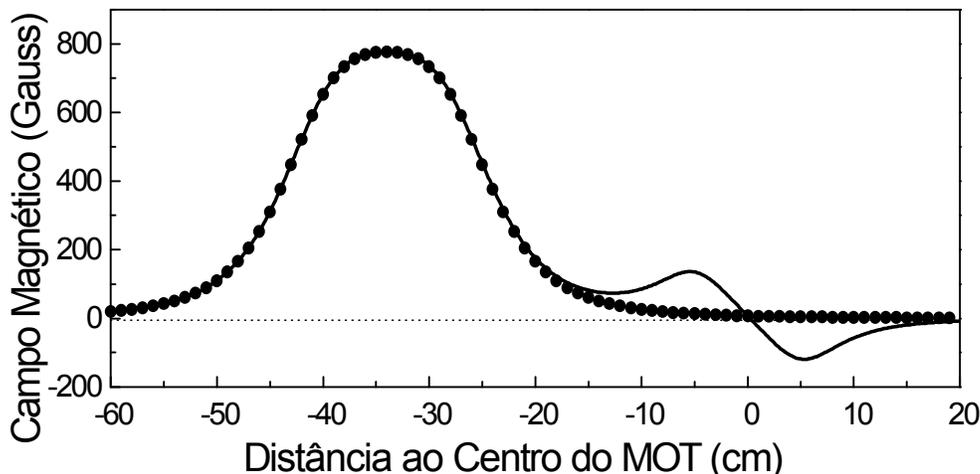


Fig.4.3.4 Campo magnético na direção de propagação do feixe atômico na situação de todas as seções do magneto Zeeman a 1A, com a bobina anti-Helmholtz desligada (•) e ligada (linha cheia).

O par horizontal de janelas perpendicular à direção do feixe atômico foi desenhado para espectroscopia ou para a monitoração da fluorescência com um fotodiodo calibrado e uma câmera CCD. As outras janelas ópticas são destinadas aos feixes laser de aprisionamento. O campo magnético de quadrupolo da armadilha é gerado por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, posicionadas ao redor das janelas ópticas verticais. Para uma corrente de 1A, próximo ao zero de campo, essa configuração produz gradientes de campo vertical e horizontal de 66 e 33 Gauss/cm respectivamente. A Fig.4.3.4 mostra o campo magnético produzido por essas bobinas anti-Helmholtz nessa corrente, adicionado ao campo da bobina Zeeman com todas as suas seções também a 1 A. Essa é a situação de operação utilizada na maior parte dos experimentos realizados. A Figura 4.3.5 mostra a câmara de aprisionamento com o par de bobinas anti-Helmholtz já instalado, antes da montagem dos componentes ópticos. Essas bobinas são fixas na mesa por 4 hastes de cobre com rosca. A Figura 4.3.6 mostra uma foto de todo o sistema antes da instalação das bobinas de aprisionamento e dos componentes ópticos. Tal foto nos dá uma boa visão da câmara de vidro de desaceleração e aprisionamento.

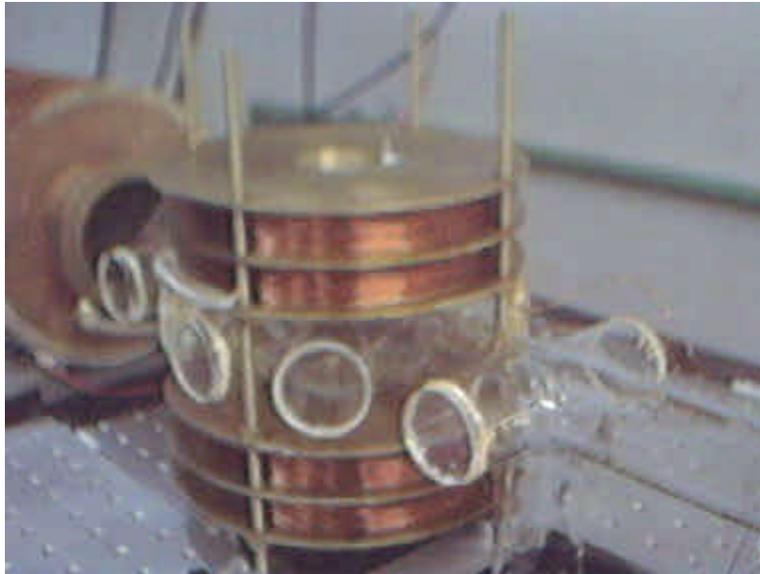


Figura 4.3.5 Foto detalhando a câmara de aprisionamento e as bobinas anti-Helmholz refrigeradas a ar. Essa foto foi tomada antes da montagem dos sistemas ópticos na mesa.

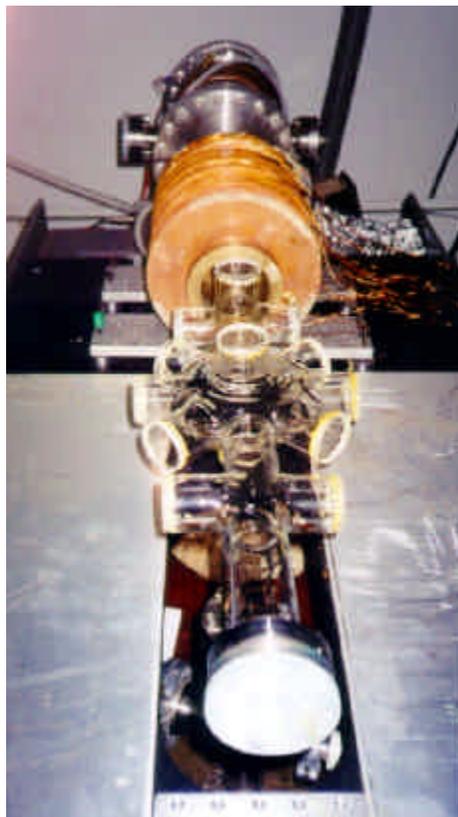


Figura 4.3.6 Foto do sistema de feixe atômico e MOT tomada antes da instalação das bobinas anti-Helmholtz e dos componentes ópticos.

Cerca de 13 cm após o centro do MOT, temos um par adicional de janelas ópticas horizontais que podem ser usadas para espectroscopia do feixe atômico. Logo após essas janelas, temos uma conexão para outra bomba de vácuo turbo molecular de 240 l/s de vazão. Ao final do tubo, a cerca de 90 cm da abertura de colimação do feixe atômico, temos uma janela de safira. Essa janela é aquecida a 250 °C para prevenir a deposição de átomos de cálcio provenientes do feixe atômico. Tipicamente, a pressão de fundo na câmara de desaceleração e aprisionamento é de cerca de 5×10^{-8} mbar quando o forno está desligado e de cerca de 10^{-7} mbar quando o feixe atômico é produzido com o forno operando a temperaturas da ordem de 480 °C. Para atingirmos esse nível de vácuo, todo o sistema foi mantido a aproximadamente 120 °C pelo tempo de uma semana por meio de mantas térmicas construídas no próprio laboratório. Durante esse procedimento, ocorre a evaporação de moléculas de água adsorvidas nas superfícies internas das câmaras, resultando, ao final, em uma diminuição da pressão de fundo. Uma situação de vácuo melhor poderia ser obtida aquecendo-se o sistema a temperaturas mais altas; todavia, nos limitamos a 120 °C devido ao limite térmico de ruptura da resina adesiva empregada na fixação das janelas ópticas.

A radiação coerente em 423 nm necessária para desacelerar, resfriar e aprisionar os átomos é proveniente do laser de Titânio:Safira estabilizado e duplicado em frequência, construído no próprio laboratório, descrito no Capítulo 2 e na referência [Onisto *et al.* 2002]. O segundo harmônico do laser de Titânio:Safira estabilizado é enviado pelo ar para a mesa do sistema de feixe atômico e MOT. Ele é dividido em 4 feixes de igual potência por meio de dois prismas de Wollaston. Devido a perdas nessa configuração de prismas, para um feixe incidente com potência de 52 mW, produzimos 4 feixes com cerca de 10 mW cada um, correspondendo à situação típica de operação, utilizada na maior parte dos experimentos. Um desses feixes é usado para a desaceleração Zeeman e os outros três são utilizados no aprisionamento. O MOT adota a configuração padrão $\sigma_+ - \sigma_-$ com feixes retro-refletidos [Raab *et al.* 1987]. O ajuste da polarização dos feixes laser de aprisionamento no plano horizontal é feito através de romboedros de Fresnel. Utilizamos romboedros de alta qualidade produzidos pela CVI, próprios para 423 nm, com perdas praticamente nulas. Na direção vertical, utilizamos uma placa de quarto de onda, com perdas totais de 15 % por

reflexão e absorção, para o feixe incidente e um romboedro de Fresnel para o feixe retro-refletido. A adoção dessa configuração deveu-se a dificuldades que encontramos na orientação angular de um romboedro para o feixe incidente nessa direção. O desbalanço de potência em cada direção, devido unicamente a perdas nas janelas ópticas, é da ordem de 5 %. Constatamos que as perdas de aproximadamente 2.5 % em cada janela devem-se à absorção pelo material constituinte, BK7, e não a imperfeições no filme anti-refletor. Também observamos absorção de radiação violeta em 423 nm pelo BK7 nos romboedros de Fresnel manufaturados na Oficina de Óptica do Instituto de Física da USP de São Carlos. Vamos analisar esse efeito de desbalanço de potência nos átomos aprisionados. De acordo com o modelo de MOT discutido na seção anterior, para um átomo estacionário a uma distância x do zero de campo magnético, a força resultante de um feixe laser com intensidade de saturação S_0 e outro contrapropagante com intensidade $(1-L)S_0$ é dada pela somatória das pressões de radiação de cada feixe, ou seja,

$$F(x) = \frac{\hbar k_L}{2} \gamma \left[\frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta + \alpha_B Ax)^2 / \gamma^2} - \frac{(1-L) S_0}{1 + (1-L) S_0 + 4(\delta - \alpha_B Ax)^2 / \gamma^2} \right], \quad (4.3.1)$$

onde L é a diferença percentual entre a potência incidente e a retro-refletida. A posição de equilíbrio x_0 do átomo nessa configuração é o ponto onde a pressão de radiação induzida por um feixe anula a do outro, ou seja, quando $F(x_0) = 0$. Na prática, temos $L = 0.05$ pela dupla passagem do feixe retro-refletido na janela óptica. Considerando o eixo de aprisionamento horizontal e um gradiente de campo magnético axial de 66 Gauss/cm, calculamos a posição de equilíbrio da nuvem de átomos aprisionados para várias dessintonias do laser e o resultado é apresentado na Figura 4.3.7. Os deslocamentos em relação ao zero de campo magnético foram estimados para uma intensidade de saturação S_0 de 2.6, correspondendo a cerca de 10 mW por feixe de aprisionamento. Diminuindo S_0 para 0.26, não constatamos nenhuma mudança significativa nesse gráfico. Para dessintonias maiores do que meia largura de linha em módulo, observamos um aumento linear da posição de equilíbrio. Já para dessintonias menores, há um rápido incremento da posição de equilíbrio com a redução de δ . Nesse regime, devido à alta probabilidade de absorção em baixas dessintonias, é necessário que o átomo se desloque muito em direção ao feixe menos potente para que as pressões de radiação se compensem. Como no eixo vertical o gradiente de campo magnético é maior, o deslocamento na posição de equilíbrio é o dobro do

estimado para os eixos horizontais. Para uma dessintonia de aprisionamento típica de 3 larguras de linha, estimamos um deslocamento de cerca de 0.7 mm do centro da nuvem em relação ao zero tridimensional de campo magnético. Logo, devido às perdas nas janelas ópticas, os átomos aprisionados sentem um campo magnético médio de cerca de 4 Gauss.

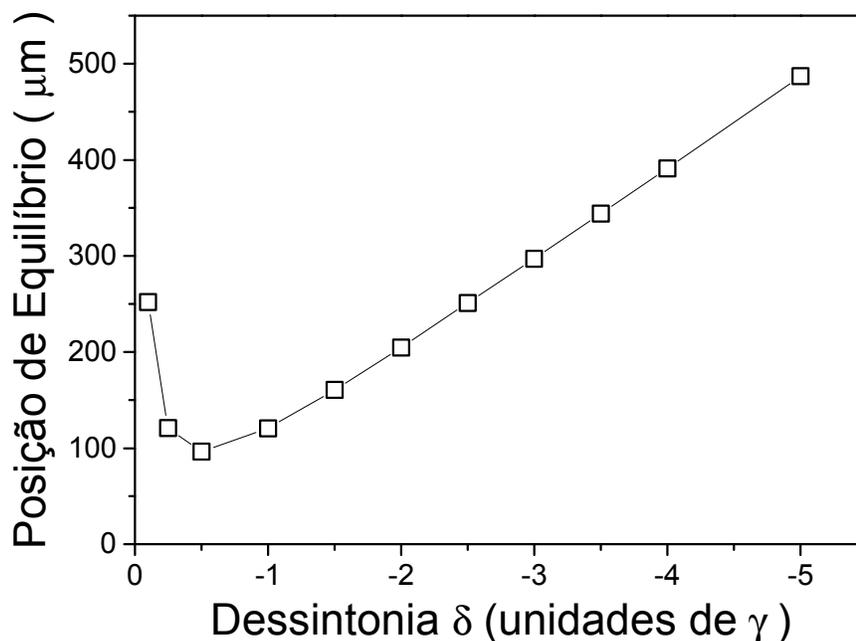


Fig. 4.3.7 Estimativa do deslocamento da posição de equilíbrio da armadilha em relação ao zero de campo magnético, provocado por um desbalanço de potência de 5 % entre o feixe laser incidente e o retro-refletido.

O perfil de intensidade da frente de onda de um laser tem a forma gaussiana

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2 / w^2), \quad (4.3.2)$$

onde w é a cintura do feixe e r é a direção transversal ao vetor de onda de propagação. A lente localizada na saída da cavidade de duplicação foi posicionada de tal forma que os seis feixes de aprisionamento possuem aproximadamente a mesma cintura de feixe, cerca de 1.40 (5) mm. Bombeando o laser de Titânio:Safira em 532 nm com 5.5 W, intensidades de pico I_0 de até 200 mW/cm² por feixe de aprisionamento podem ser obtidas.

Implementamos uma armadilha localizada dentro do feixe atômico, que possui uma seção transversal de diâmetro da ordem de 1 cm próximo da região de aprisionamento.

Várias configurações foram testadas com resultados similares, com o MOT aproximadamente centrado em relação ao feixe atômico. Um dos problemas de uma armadilha localizada no mesmo eixo do feixe atômico é que o laser de desaceleração contrapropagante pode causar grandes distúrbios na nuvem de átomos aprisionados. Se a frequência e a intensidade do feixe laser de desaceleração forem as mesmas dos feixes de aprisionamento, a pressão de radiação daquele feixe sobre um átomo aprisionado é da mesma ordem de grandeza da produzida pelos feixes de aprisionamento. Essa situação gera um desbalanço de forças, levando à ejeção dos átomos da armadilha, como esquematizado na Figura 4.3.8.

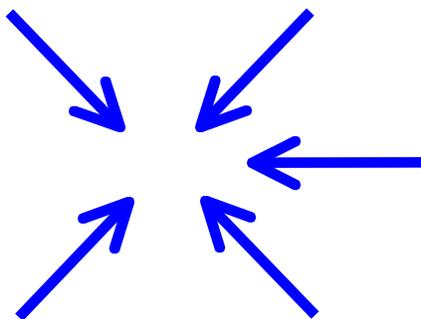


Fig. 4.3.8 Diagrama esquemático das forças de radiação atuando em um átomo aprisionado, com o feixe laser de desaceleração com a mesma frequência e intensidade dos feixes de aprisionamento.

Portanto, para carregarmos eficientemente um MOT a partir de um feixe atômico desacelerado, é necessário minimizarmos a influência do laser de desaceleração nos átomos aprisionados. Isso pode ser feito de, pelo menos, três maneiras distintas. O MOT pode ser posicionado fora do eixo do feixe atômico, com os átomos desacelerados sendo defletidos para a região de aprisionamento por um melaço óptico bidimensional [Kisters *et al.* 1994]. Podemos utilizar um modulador acusto-óptico (AOM) para deslocar a frequência do feixe desacelerador em relação à frequência dos feixes de aprisionamento ou, ainda, um laser independente [Metcalf *et al.* 1999]. A maneira mais recente que surgiu na literatura para contornar o problema da influência do laser desacelerador nos átomos aprisionados é utilizar um feixe laser opaco no centro, projetando a sombra de um anteparo sobre a nuvem de átomos [Miranda *et al.* 1999]. Todos esses métodos compartilham o mesmo problema de consumo de potência, o que não é desejado no caso de manipulação de átomos alcalinos

terrosos cujas transições de resfriamento estão na região violeta e UV do espectro e possuem altas intensidades de saturação. Nós empregamos outra estratégia, a qual consiste em focalizar o feixe laser de desaceleração próximo ao centro da armadilha, mas deslocado cerca de 2mm desse centro no plano transversal à direção de propagação do feixe atômico. Essa situação é esquematizada na Figura 4.3.9. Dessa forma, um feixe laser com uma cintura da ordem de algumas dezenas de micrometros não tem praticamente influência nenhuma em nuvens atômicas com diâmetros inferiores a 2 mm. Esse esquema tem vantagens sobre os citados anteriormente, pois não temos perdas de potência como ocorre no caso da variação da frequência do feixe desacelerador com um AOM, da produção de um feixe laser opaco no centro ou do desvio de uma parcela da potência útil para um melaço óptico de deflexão. Além disso, a utilização de um feixe desacelerador focalizado, operando com a mesma frequência dos feixes de aprisionamento, representa uma considerável simplificação na montagem. Para testarmos a eficiência dessa nova técnica de desaceleração, empregamos o laser de diodo duplicado em frequência descrito no Capítulo 2 e na referência [Manoel *et al.* 2002], a fim de desacelerarmos independentemente o feixe atômico.



Fig. 4.3.9 Esquema da focalização do feixe laser de desaceleração para o aprisionamento e desaceleração com feixes de mesma frequência. Nessa situação, o centro do MOT se localiza dentro da extensão transversal do feixe atômico.

A Figura 4.3.10 apresenta um diagrama esquemático dos componentes ópticos usados na manipulação dos feixes laser no sistema de desaceleração Zeeman e aprisionamento magneto-óptico. Também é mostrado o caminho óptico dos feixes laser numa visão superior do sistema. O feixe laser proveniente da mesa óptica do laser de Ti:Safira duplicado é refletido em M1 e dividido em 4 feixes por dois prismas de

Wollastron. O feixe usado na desaceleração Zeeman é direcionado pelos espelhos M2, M3 e M4 e sua cintura e divergência são manipuladas por meio de um telescópio composto por duas lentes L1 e L2, sendo a última montada em um posicionador x y z . O feixe de aprisionamento na direção vertical é direcionado pelos espelhos M5, M6 e M7, cuja polarização é ajustada por uma placa $\lambda / 4$ entre M5 e M6. Os espelhos M6 e M7 são montados sobre a base de enrolamento e refrigeração das bobinas anti-Helmholtz. Na parte de baixo da câmara do MOT, temos um romboedro de Fresnel e um espelho M8, não mostrados no diagrama, para gerar-se o feixe retro-refletido da direção vertical. Os feixes de aprisionamento no plano horizontal são direcionados por M9, M10 e M11 em uma direção e M12, M13 e M14 na outra.

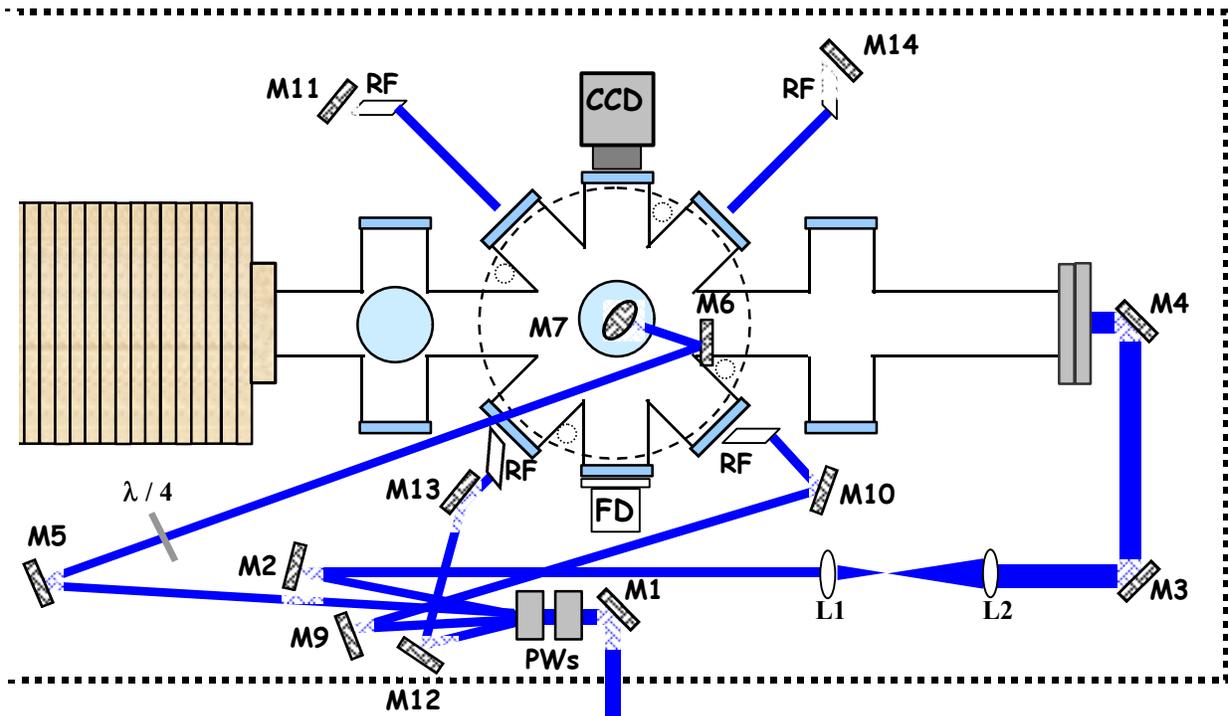


Fig. 4.3.10 Diagrama esquemático do sistema experimental, salientando os componentes ópticos e a trajetória dos feixes laser. PWs indica um par de prismas de Wollastron; M_i , espelhos; RF, romboedros de Fresnel; L1 e L2, lentes; $\lambda / 4$, uma placa de quarto de onda; CCD, uma câmera de vídeo e FD, um sistema de fotodetecção da fluorescência da região de aprisionamento. O pontilhado denota o limite da mesa onde todo o sistema óptico e o sistema de vácuo são montados.

4.4 Distribuições de velocidade no feixe atômico

Com um feixe laser incidindo a 45° em relação à direção de propagação dos átomos, fizemos uma espectroscopia da transição 1S_0 - 1P_1 no feixe atômico. Através dessa espectroscopia, podemos estimar a distribuição longitudinal de velocidade no feixe. A Figura 4.4.1 apresenta uma curva do sinal de fluorescência em função da dessintonia do laser e da velocidade atômica. A relação entre a dessintonia e a velocidade é $\delta = 2\pi v/\sqrt{2}\lambda$, que corresponde à dessintonia do laser que promove a ressonância em um átomo se movendo com velocidade v e fazendo um ângulo de 45° com o vetor de onda da radiação. Esse espectro foi tomado com a temperatura do corpo do forno a $472(1)^\circ\text{C}$ e a temperatura de sua saída a $560(1)^\circ\text{C}$.

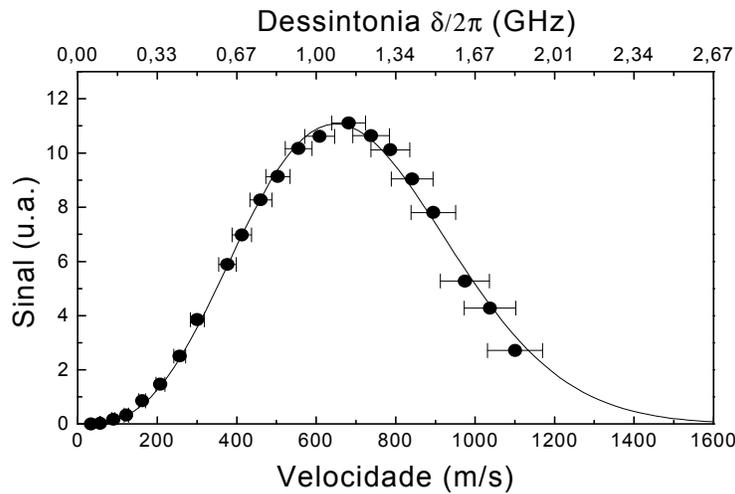


Fig. 4.4.1 Medida espectroscópica da distribuição de velocidade do feixe atômico, com o forno a uma temperatura de $472(1)^\circ\text{C}$. A curva sólida representa um ajuste à expressão de distribuição de Maxwell-Boltzmann para feixes [Metcalf *et al.* 1999].

A linha cheia, no gráfico, é um ajuste à distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann para feixes atômicos [Metcalf *et al.* 1999],

$$\rho(v) = \frac{v^3}{2\tilde{v}^4} \exp\left(-\frac{v^2}{2\tilde{v}^2}\right), \quad (4.4.1)$$

onde $\rho(v)dv$ é a probabilidade de encontrar um átomo com velocidade no intervalo entre v e $v+dv$, $\tilde{v} = \sqrt{k_B T / m}$, onde T é a temperatura absoluta dos átomos no forno. De acordo

com esse ajuste, a velocidade mais provável no feixe atômico é de 648(42) m/s, o que corresponde a $\tilde{v} = 374(24)$ m/s. A temperatura estimada através dessa espectroscopia a 45° é de 404(87) °C, consistente com a temperatura medida de 472(1) °C.

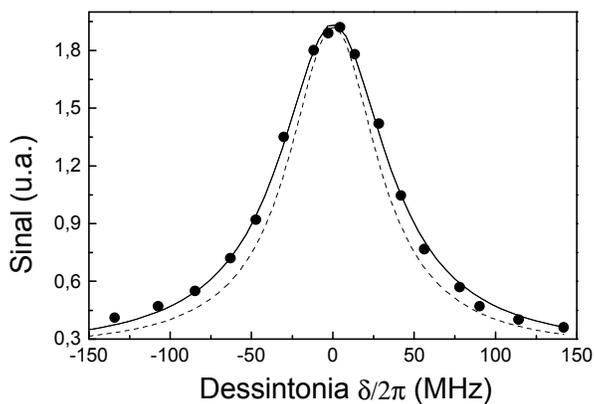


Fig. 4.4.2 Espectroscopia transversal do feixe atômico para o forno a uma temperatura de 472 (1) °C. A curva sólida é um ajuste Lorentziano dos pontos experimentais. A curva em tracejado é uma Lorentziana teórica, $(1+S_0+4\delta^2/\gamma^2)^{-1}$, considerando o parâmetro de saturação $S_0=2.6$ e a largura de linha da transição $\gamma=2\pi \times 34.63$ MHz.

Se, ao invés de fazermos uma espectroscopia de fluorescência a 45°, utilizarmos um feixe laser transversal, obteremos informações a respeito da divergência do feixe atômico. Para essa espectroscopia, empregamos o feixe laser vertical de armadilha, bloqueando sua retro-reflexão e os demais feixes de aprisionamento. A Figura 4.4.2 apresenta um gráfico do sinal de fluorescência em função da dessintonia do laser. A curva tracejada é a Lorentziana teórica para um átomo estacionário com uma transição de largura de linha natural $\gamma = 2\pi \times 34.63$ MHz, excitado por um feixe laser de intensidade de 2.6 vezes maior que a intensidade de saturação dessa transição [Metcalf *et al.* 1999]. Essa Lorentziana possui uma largura de 66 MHz, que é maior do que a largura de linha natural da transição devido ao efeito de alargamento por potência [Dentröder 1996]. A curva experimental possui um perfil Voigt, correspondendo à convolução da curva Lorentziana da transição com a curva Gaussiana relacionada com a distribuição de velocidade transversal do feixe atômico. O espectro apresentou uma largura a meia altura de 80(2) MHz. Pela diferença entre essa e a largura da Lorentziana e, através da velocidade mais provável no feixe atômico (648(42) m/s) obtida pela espectroscopia a 45°, estimamos que o feixe possui uma

divergência de 4.6(7) mrad. Essa estimativa é muito próxima daquela feita através da distância entre os orifícios de saída e de colimação da câmara do forno.

4.5 Caracterização básica do aprisionamento magneto-óptico

4.5.1 Potência espalhada por N átomos

Estimamos o número de átomos aprisionados através da potência da luz por eles espalhada nos eventos de emissão espontânea. Na presença de seis feixes laser com a mesma intensidade I , a potência espalhada por um único átomo é dada pelo produto da energia do fóton $h\nu$ com a taxa de espalhamento [Lett *et al.* 1989]

$$P_1 = h\nu \frac{\gamma}{2} \left[\frac{6I/I_s}{1 + 6I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2} \right]. \quad (4.5.1)$$

Assumindo que todos os átomos estão sujeitos à mesma intensidade laser total de $6I$, então a potência espalhada pelos N átomos é dada simplesmente por $N P_1$. Essa aproximação é válida apenas quando a cintura do feixe laser é muito grande em comparação com a extensão da nuvem de átomos aprisionados. Em uma situação mais realística, a extensão espacial da nuvem não é desprezível em relação ao diâmetro dos feixes laser. Nesse caso, temos que considerar a variação da intensidade dos feixes laser de perfil Gaussiano, Eq.(4.3.2), sobre a distribuição espacial da densidade numérica atômica $n(r)$. Podemos considerar uma intensidade laser efetiva¹

$$I_{eff} = \frac{1}{N} \int I_{TOT}(r) n(r) d^3r, \quad (4.5.2)$$

uma média ponderada da intensidade sobre o ensemble atômico, onde $I_{TOT}(r)$ é a soma das intensidades dos seis feixes laser no ponto r . No caso dos elementos alcalinos terrosos, para densidades inferiores a 10^{11} átomos por cm^3 , a distribuição espacial de densidade da nuvem

¹ Análise apresentada em [Cavasso Filho R.L., Manoel D.A., Ortega D.R., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz C., *Near on axis Calcium magneto-optical trap loaded with a focusing decelerating laser*], artigo reproduzido no Apêndice A e submetido para publicação na revista Phys. Rev. A. De nosso conhecimento, em nenhum outro trabalho é considerada a variação da intensidade dos feixes laser na estimativa do número de átomos.

atômica é Gaussiana [Dinnen *et al.* 1999]. Para densidades abaixo desse limite, podemos escrever

$$n(r) = n_0 \exp(-z^2 / a_z) \exp[-(x^2 + y^2) / a^2], \quad (4.5.3)$$

onde n_0 é a densidade de pico, a_z é a largura da nuvem atômica na direção axial do campo magnético de quadrupolo e a é a largura no seu plano transversal. Integrando a Eq.(4.5.3) num volume infinito, obtemos o número total de átomos $N = n_0 \pi^{3/2} a_z a^2$. Considerando todos os seis feixes laser com a mesma intensidade de pico I_0 e a mesma cintura de feixe w , obtemos a seguinte expressão para a intensidade laser efetiva no ensemble

$$I_{eff} = \frac{2I_0}{\sqrt{1+a^2/w^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2/w^2}} + \frac{2}{\sqrt{1+a_z^2/w^2}} \right). \quad (4.5.4)$$

Dessa forma, a potência espalhada pelos N átomos aprisionados é simplesmente N vezes a potência espalhada por um único, Eq.(4.5.1), substituindo o termo $6 I$ pela intensidade efetiva I_{eff} , Eq.(4.5.4). Para nuvens com extensão espacial muito menor do que a cintura dos feixes laser, essa intensidade efetiva tende a $6 I_0$, como esperado.

4.5.2 Distribuição espacial de densidade

Em uma das janelas horizontais da câmara de aprisionamento, posicionamos uma câmera de vídeo CCD para monitorar a distribuição espacial da fluorescência da nuvem de átomos confinados. A CCD utilizada possui uma definição de 640 por 480 *pixels*. Com o conjunto de lentes empregado, cada foto da região central do MOT corresponde a uma região retangular de 27 x 20 mm, com uma resolução espacial de 41.9(3) μm por *pixel*. A Figura 4.5.1 apresenta uma foto da região central da armadilha, mostrando a fluorescência dos átomos aprisionados para uma dessintonia de $-84(5)$ MHz e uma potência total do laser de 49(1) mW, um gradiente de campo magnético axial de 63 Gauss/cm e uma temperatura do forno de 472(1) $^{\circ}\text{C}$. Nessa foto, também observamos a fluorescência de fundo dos átomos quentes do feixe atômico, provocada pelo par vertical de feixes laser, transversal à direção de propagação dos átomos. Na região da armadilha, 60 cm distante do orifício de colimação, a seção transversal do feixe atômico possui um diâmetro ($1/e^2$) de aproximadamente 1 cm. Ajustamos o ângulo do feixe para que o centro da armadilha esteja localizado dentro dessa seção transversal, porém deslocado do centro desse feixe.

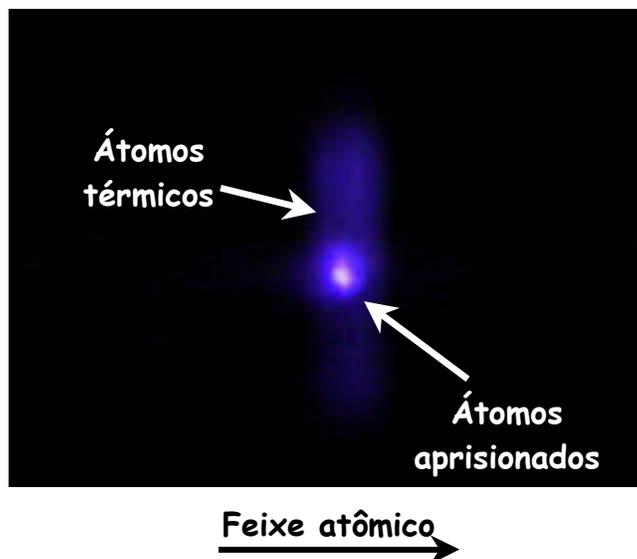


Fig. 4.5.1 Foto da região central do MOT (27 x 20 mm) mostrando a fluorescência dos átomos aprisionados (nuvem brilhante central) e a fluorescência transversal dos átomos térmicos do feixe atômico. Abaixo da foto, indicamos o sentido de propagação desse feixe.

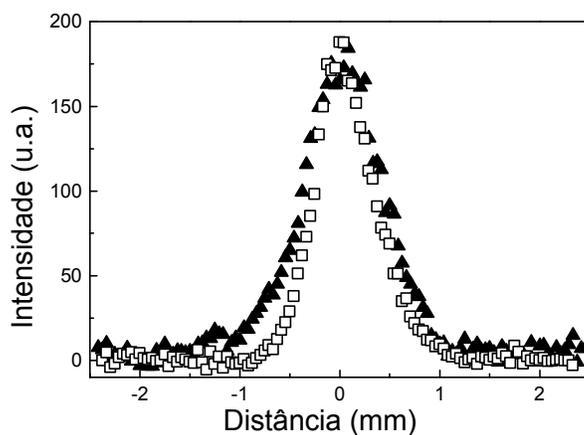


Fig. 4.5.2 Distribuição de intensidade horizontal (\blacktriangle) e vertical (\square) da fluorescência da nuvem atômica para uma dessintonia de $-45(5)$ MHz e um gradiente de campo axial de 41 Gauss/cm.

Analisando as linhas centrais da imagem gerada pela CCD, extraímos as distribuições de intensidade horizontal e vertical da nuvem de átomos, como as mostradas na Figura 4.5.2. Para obtermos esses perfis de intensidade, subtraímos da imagem com a nuvem de átomos aprisionados outra imagem obtida nas mesmas condições, porém sem o feixe laser de desaceleração. Dessa forma, cancelamos a intensidade relacionada à fluorescência de fundo do feixe atômico.

4.5.3 Papel da desaceleração Zeeman no aprisionamento

A Figura 4.5.3 apresenta uma montagem com uma seqüência de três fotos da região central da armadilha. A primeira é uma imagem tomada bloqueando-se um dos feixes laser horizontais da armadilha e também o feixe de desaceleração. Nessa foto, observamos apenas a fluorescência de fundo dos átomos térmicos do feixe atômico. Na segunda foto, são aplicados todos os seis feixes laser de aprisionamento, mas ainda sem o feixe laser que promove a desaceleração Zeeman do feixe atômico. Os átomos aprisionados são observados apenas de maneira marginal na fluorescência de fundo do feixe atômico. Nessa situação, são aprisionados os átomos do feixe atômico com velocidades naturalmente abaixo da velocidade de captura da armadilha, v_C . Essa é a maior velocidade que um átomo pode ter ao incidir na zona de aprisionamento e ser capturado. Átomos com velocidades acima de v_C têm suas trajetórias alteradas ao interagir com os feixes laser da armadilha, porém não são aprisionados. Na terceira foto da seqüência, apresentada na Figura 4.5.3, observamos um grande aumento da fluorescência na região central, efeito da desaceleração Zeeman do feixe atômico. A intensidade total da fluorescência é cerca de 50 vezes maior quando o feixe laser de desaceleração é aplicado.

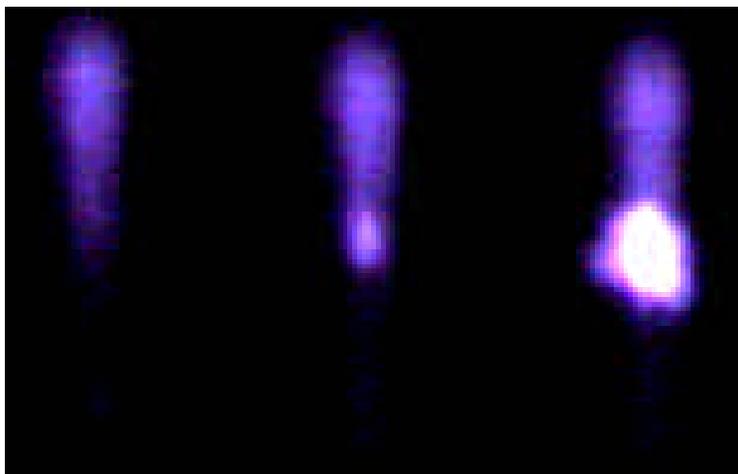


Fig. 4.5.3 Seqüência de três fotos da região central da armadilha magneto-óptica. À esquerda temos uma imagem da fluorescência do feixe atômico quando um dos feixes laser horizontais da armadilha é bloqueado; ao centro, a armadilha operando com todos os seis feixes, porém sem a desaceleração do feixe atômico e, à direita, com todos os feixes laser de aprisionamento e também o de desaceleração.

Fizemos algumas simulações numéricas do processo de aprisionamento de átomos de cálcio em nossa armadilha. A velocidade de captura é uma função não só do gradiente de campo magnético, da dessintonia, da intensidade e da cintura dos feixes laser, como também da distância transversal do átomo incidente ao centro da armadilha. A Figura 4.5.4 apresenta um gráfico da trajetória percorrida por um átomo incidindo com uma velocidade de 6 m/s a uma distância transversal de 4 mm do centro da armadilha. As linhas tracejadas indicam os “limites” (intensidade $1/e^2$) dos feixes laser Gaussianos de aprisionamento. Nessas simulações numéricas, aumentamos gradualmente a velocidade do átomo até observarmos a velocidade em que ele deixa de ser capturado. A Figura 4.5.5 apresenta um gráfico dessa velocidade de captura em função da distância transversal de incidência para três situações de dessintonia distintas. Quanto maior é a distância transversal de incidência, menor é a velocidade de captura.

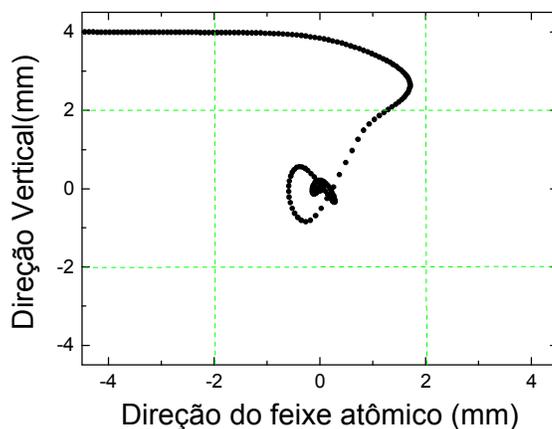


Fig. 4.5.4 Trajetória gerada numa simulação numérica do movimento de um átomo com velocidade de 6 m/s incidindo na região de aprisionamento a uma distância transversal de 4 mm do centro da armadilha. Consideramos uma dessintonia de -2γ , 10 mW de potência em cada um dos feixes laser e um gradiente de campo magnético axial de 63 Gauss/cm.

Para átomos incidindo a distâncias transversais inferiores a 2 mm, a velocidade de captura média é de 30 m/s, considerando uma dessintonia de -2γ . Na temperatura do forno de 472(1) °C, a distribuição de velocidades observada no espectro Doppler a 45°, Figura 4.4.1, indica que 0.1 % dos átomos no feixe atômico estão com velocidades abaixo de 30 m/s. Essa é a fração dos átomos que são capturados na situação de aprisionamento sem desaceleração Zeeman.

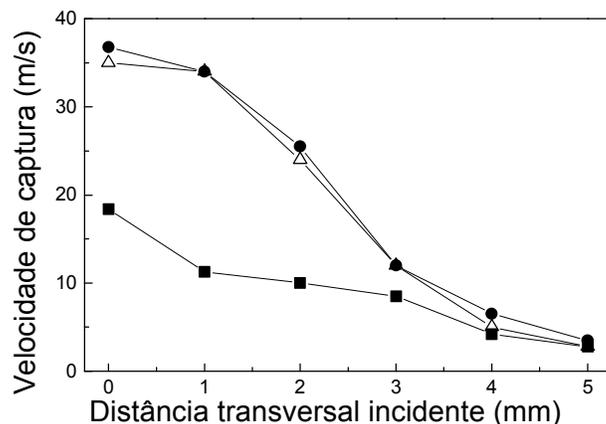


Fig. 4.5.5 Resultados numéricos da velocidade de captura da armadilha de cálcio em função da distância transversal incidente do átomo, para as dessintonias de $-\gamma$ (●), -2γ (△) e -3γ (□).

Um dos primeiros experimentos de manipulação de átomos por pressão de radiação que realizamos foi a demonstração da desaceleração Zeeman do feixe atômico. Anteriormente a este trabalho, desaceleração de um feixe atômico de cálcio havia sido realizada e caracterizada através da intensidade de fluorescência ao longo do feixe atômico [Woehl Jr. et al, 1999]. Com um laser de diodo em 846 nm em cavidade estendida de Littman² [Cruz *et al.* 1999], duplicado em frequência por passagem única em um cristal de KNbO₃, monitoramos a distribuição de velocidade do feixe atômico de maneira similar àquela descrita na seção 4.4. A Figura 4.5.6 mostra um gráfico dessa distribuição de velocidade na ausência (linha tracejada) e na presença de um feixe laser desacelerador proveniente do laser Ti:Safira duplicado em frequência (linha cheia). As distribuições mostram uma desaceleração eficiente dos átomos com velocidades abaixo de 300 m/s. Através de uma integração da Eq.(4.4.1), constatamos que esses átomos com velocidades abaixo de 300 m/s correspondem a uma fração de 4.2 % do total dos participantes do feixe atômico. Isso explica o aumento de cerca de 50 vezes no número de átomos aprisionados com a presença do feixe laser de desaceleração.

² Na ocasião, não dispúnhamos do laser de diodo em cavidade estendida alternativa duplicado em frequência [Manoel *et al.* 2002]. Para observarmos a fluorescência promovida por esse laser em configuração de Littman, com apenas 400 μ W de potência útil em 423 nm, utilizamo-nos de detecção sensível à fase.

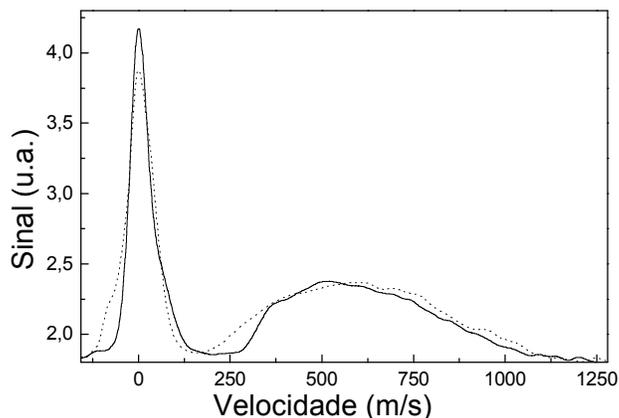


Fig. 4.5.6 Distribuição de velocidade no feixe atômico, obtida através de uma espectroscopia a 45° , na situação de feixe atômico livre (linha tracejada) e na presença de um feixe laser desacelerador de frequência fixa (linha cheia). O pico em $v = 0$ é proveniente da fluorescência de um feixe laser adicional incidindo transversalmente ao feixe atômico.

4.5.4 Determinação topográfica da ressonância atômica

A Figura 4.5.7 apresenta uma montagem que reúne 10 fotos da região de aprisionamento para várias dessintonias laser. Na primeira foto da seqüência, à esquerda, a dessintonia do laser é de $+84$ MHz para o azul ($\delta/2\pi$). A dessintonia varia de -28 MHz (para o vermelho) de foto para foto na seqüência. Nessas imagens, observamos também a fluorescência do feixe atômico provocada pelo par de feixes laser na direção vertical, transversal à direção de propagação do feixe atômico. Nas três primeiras imagens, com dessintonias para o azul decrescentes, podemos observar duas nuvens bem definidas e separadas espacialmente. A razão para esse efeito é o desdobramento Zeeman do nível excitado 1P_1 no campo de quadrupolo magnético e a configuração simétrica $\sigma_+ - \sigma_-$ dos feixes laser nessa direção. Na condição de ressonância, $\delta = 0$, quarta foto da seqüência, a fluorescência do feixe laser σ_+ ocorre na mesma posição da do feixe laser σ_- . Através desse “desdobramento espacial” da fluorescência, estimamos que a ressonância atômica pode ser determinada com uma incerteza de 5 MHz, para um gradiente de campo magnético de 63 Gauss/cm. Tal incerteza é ditada principalmente pela divergência de $4.6(7)$ mrad do feixe atômico, sendo que a resolução da câmera de vídeo CCD, $41.9(3)$ μm com o atual sistema de lentes, tem um papel bem menor. Dessa forma, determinamos a ressonância atômica topograficamente através do desdobramento Zeeman espacial observado na imagem da

CCD. A dessintonia é determinada a partir da excursão do PZT que sintoniza a cavidade de referência do laser de Ti:Safira, cujo coeficiente de expansão é de 27.8(1.0) MHz/Volt no segundo harmônico.

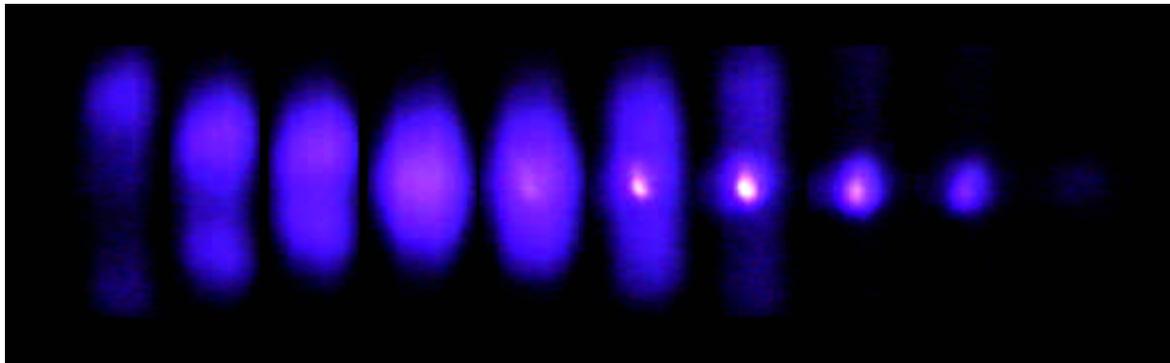


Fig. 4.5.7 Montagem com uma seqüência de 10 fotos da região central da armadilha, para várias dessintonias do laser de aprisionamento. A primeira foto à esquerda corresponde a uma dessintonia para o azul de aproximadamente 84 MHz. Nas fotos seguintes, a dessintonia é variada de 28 MHz para o vermelho de foto para foto.

4.5.5 Estruturas espaciais da nuvem de átomos aprisionados

As Figuras 4.5.1, 4.5.3 e 4.5.7 apresentam fotos da nuvem de átomos com distribuições Gaussianas aproximadamente esféricas, obtidas com um cuidadoso alinhamento dos feixes laser da armadilha. Pequenos desalinhamentos desses feixes geram estruturas espaciais diferentes. A Figura 4.5.8 mostra uma foto tomada numa situação de desalinhamento que produz uma estrutura em anel estável.

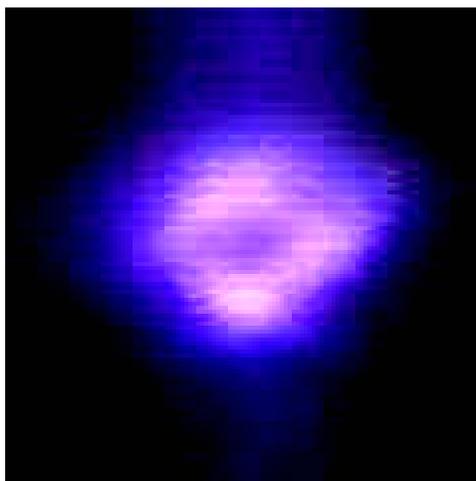


Fig. 4.5.8 Foto da região central do MOT ($5 \times 5 \text{ mm}^2$), mostrando uma distribuição espacial em anel da nuvem de átomos aprisionados.

Esses tipos de estruturas já foram reportadas em armadilhas magneto-ópticas de elementos alcalinos metálicos [Guedes *et al.* 1994]. A explicação para o surgimento desses modos espaciais não-Gaussianos está relacionada à força de vórtex decorrente do desalinhamento dos feixes da armadilha [Guedes *et al.* 1994][Felinto *et al.* 2000]. No caso de nossa armadilha, onde a intensidade dos feixes laser é alta e suas cinturas reduzidas, essas estruturas são observadas facilmente mesmo para pequenos desalinhamentos. Fizemos também um modelamento de nossa armadilha magneto-óptica considerando feixes Gaussianos desalinhados. Simulações numéricas do movimento de átomos de cálcio nessa armadilha mostram que essas estruturas surgem para discordâncias de sobreposição dos feixes σ_+ e σ_- tão pequenas quanto 1 mm. Os modelos teóricos que explicam esse comportamento supõem um átomo de níveis $J'=0$ e $J'=1$ [Guedes *et al.* 1994][Felinto *et al.* 2000]. Essa suposição está longe do caso real dos elementos alcalinos metálicos. Por outro lado, uma análise de tais estruturas em armadilhas de elementos alcalinos terrosos, como o cálcio, pode promover uma comparação direta com esses modelos. De nosso conhecimento, essa é a primeira vez que tal comportamento é relatado em armadilhas de elementos alcalinos terrosos.

4.5.6 *Número de átomos aprisionados*

A fim de medirmos o número de átomos aprisionados, parte da potência espalhada pela nuvem é coletada em um fotodetector calibrado. Através do ângulo sólido coberto por esse detector, determinamos a potência total espalhada pelo ensemble e, levando em conta as considerações discutidas na seção 4.5.1, estimamos o número de átomos na armadilha. Para descartarmos o sinal proveniente da fluorescência de fundo do feixe atômico, modulamos o feixe laser de desaceleração através de um obturador mecânico. Posicionando o obturador no foco do telescópio que ajusta a focalização desse feixe, obtemos tempos de abertura e de fechamento tão pequenos quanto 100 μ s. O obturador é controlado através de um gerador de onda quadrada, ajustado para manter o feixe laser de desaceleração atuando durante 100 ms e “desligado” durante o mesmo intervalo de tempo. Esse intervalo é suficiente para a carga e a descarga completa em uma armadilha de cálcio [Oates *et al.* 1999].

Na Figura 4.5.9, apresentamos um gráfico do número estimado de átomos aprisionados em função da dessintonia, para 10 mW de potência por feixe de aprisionamento e de desaceleração, um gradiente de campo vertical de 63 Gauss/cm e uma temperatura do forno de $480(1)^\circ\text{C}$. O número máximo de átomos, $9(1) \times 10^5$, ocorre para uma dessintonia para o vermelho de $97(5)$ MHz, ou cerca de $2.8(1)$ larguras de linha. A imprecisão na estimativa do número vem, principalmente, da incerteza do ângulo sólido coberto pelo sistema de detecção.

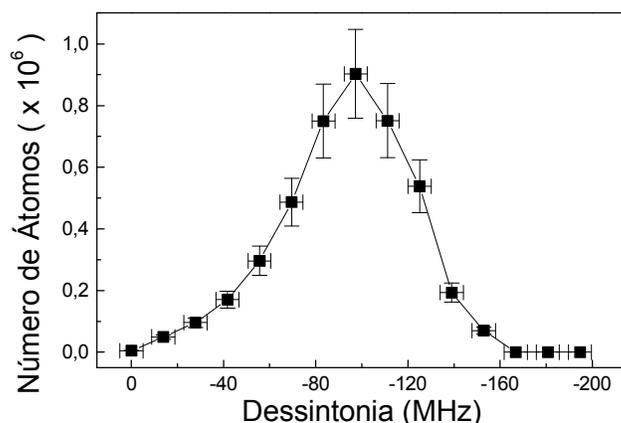


Fig.4.5.9 Número de átomos aprisionados em função da dessintonia do laser para uma potência total de $52(1)$ mW, um gradiente de campo de 63 Gauss/cm e uma temperatura do forno de 480°C .

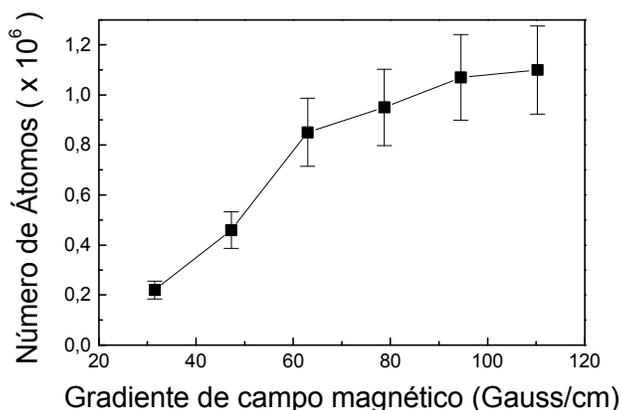


Fig.4.5.10 Número máximo de átomos aprisionados em função do gradiente de campo magnético vertical da armadilha.

Para uma potência constante dos feixes laser de aprisionamento e de desaceleração, a dessintonia ótima que maximiza o número de átomos não varia muito com o gradiente de campo da armadilha. Entretanto, o número de átomos aprisionados com essa dessintonia ótima varia significativamente, como podemos observar na Figura 4.5.10.

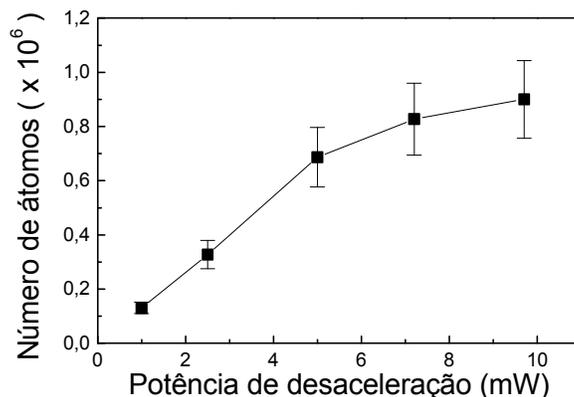


Fig. 4.5.11 Número de átomos aprisionados em função da potência do feixe laser de desaceleração, para as mesmas condições descritas na Figura 4.5.9.

Mantendo constante a potência e a dessintonia dos feixes de aprisionamento, variamos a potência do feixe de desaceleração e medimos a variação no número de átomos aprisionados, sendo o resultado mostrado na Figura 4.5.11. O aumento no número de átomos aprisionados na variação da potência de desaceleração de 2,5 mW para 5 mW é maior do que 100 %, enquanto que o aumento na variação de 5 mW para 10 mW é de apenas 30 %. Logo, não são necessárias altas potências no feixe de desaceleração Zeeman para uma temperatura do forno de 480 °C. Obviamente, em temperaturas mais altas, o aumento no fluxo de átomos irá requerer uma potência maior para desacelerarmos eficientemente a mesma classe de átomos. A Figura 4.5.12 apresenta o resultado da variação apenas da temperatura do forno, mantendo fixos todos os outros parâmetros.

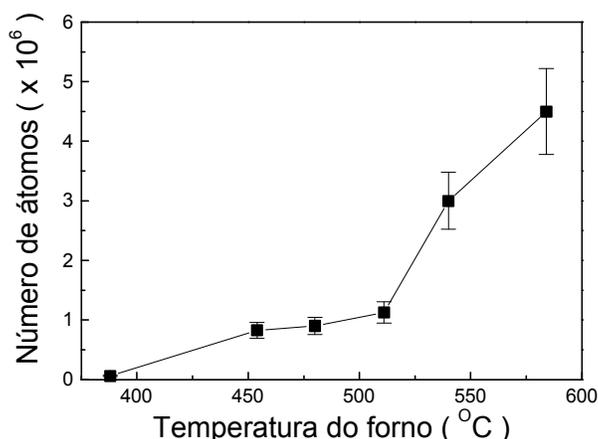


Fig. 4.5.12 Número de átomos aprisionados em função da temperatura do corpo do forno. Nessas medidas, mantivemos fixas a dessintonia ($-100(5)$ MHz), a potência por feixe laser de aprisionamento e desaceleração (10 mW) e o gradiente de campo magnético (63 Gauss/cm na direção vertical).

4.5.7 Desaceleração Zeeman independente

Na sub-seção 4.5.6, apresentamos os resultados do número estacionário de átomos aprisionados em função de vários parâmetros, com a desaceleração Zeeman e o aprisionamento magneto-óptico promovidos por feixes laser provenientes da mesma fonte de radiação, o laser de Ti:Safira estabilizado e duplicado em frequência [Onisto *et al.* 2002]. Nessa situação, a focalização do feixe laser de desaceleração foi ajustada para evitarmos que ele tivesse qualquer influência sobre os átomos confinados na armadilha. A fim de testarmos a eficiência dessa técnica de desaceleração Zeeman com feixe focalizado, empregamos uma outra fonte laser, independente do laser de aprisionamento, para desacelerar o feixe atômico. Para tal fim, utilizamo-nos do laser de diodo em cavidade estendida alternativa duplicado em frequência [Manoel *et al.* 2002]. Para medirmos a dessintonia desse laser de diodo, fizemos um batimento de seu primeiro harmônico com o primeiro harmônico do laser de Ti:Safira em um fotodetector rápido (largura de banda de 6 GHz). Observamos uma deriva térmica da frequência do laser de diodo inferior a 10 MHz por minuto no segundo harmônico. Essa deriva permite que façamos algumas medidas no intervalo de uns poucos minutos. Nos experimentos de desaceleração Zeeman independente com esse laser, o feixe de saída no segundo harmônico, com uma potência útil de 8.5 mW,

é enviado a um telescópio a fim de ajustarmos seu perfil espacial para coincidir o melhor possível com o perfil do feixe atômico divergente.

Mantendo a dessintonia dos feixes de aprisionamento constante, em $-84(10)$ MHz, fizemos uma varredura da frequência do feixe de desaceleração. O resultado é mostrado na Figura 4.5.13. O número máximo de átomos ocorre para uma dessintonia de $-438(15)$ MHz. Repetimos essa varredura da frequência de desaceleração para vários valores da dessintonia dos feixes laser de aprisionamento. O valor ótimo da dessintonia de desaceleração varia com a dessintonia de operação da armadilha, como podemos ver no gráfico da Figura 4.5.14.

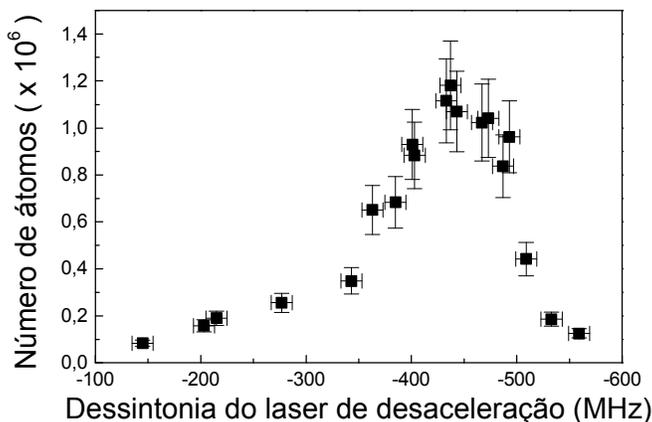


Fig.4.5.13 Número de átomos para uma dessintonia fixa de $-84(10)$ MHz dos feixes laser de aprisionamento em função da dessintonia do feixe de desaceleração.

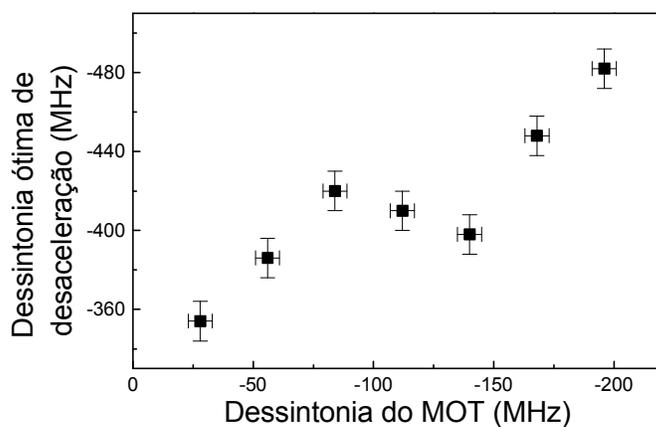


Fig.4.5.14 Dessintonia do feixe laser de desaceleração que maximiza o número de átomos aprisionados em função da dessintonia dos feixes da armadilha.

Constatamos, pela Figura 4.5.14, que a diferença entre a frequência do feixe de desaceleração e a dos feixes de aprisionamento que maximiza o número de átomos é praticamente independente da dessintonia de operação da armadilha. Nessa situação, onde a dessintonia do feixe de desaceleração é ajustada para otimizar a fluorescência dos átomos aprisionados para cada valor da dessintonia da armadilha, o número de átomos aprisionados é apresentado na Figura 4.5.15. Neste gráfico, o número de átomos máximo ocorre para uma dessintonia de aprisionamento de aproximadamente -100 MHz, praticamente o mesmo valor obtido desacelerando o feixe atômico com a mesma fonte laser, veja a Figura 4.5.9. Todavia, com a desaceleração independente, conseguimos aprisionar cerca de 25 % mais átomos.

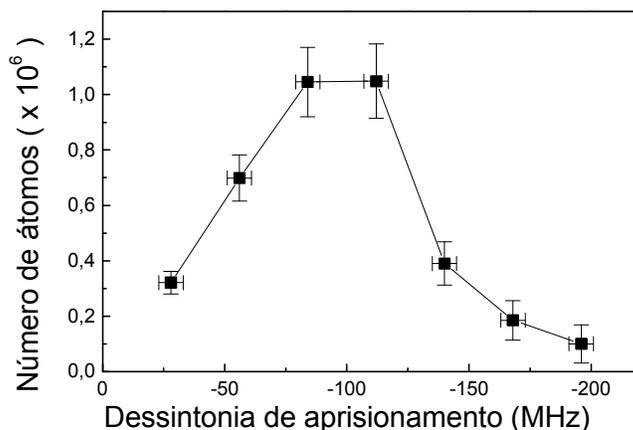


Fig. 4.5.15 Número de átomos aprisionados em função da dessintonia dos feixes laser de aprisionamento, otimizando ponto a ponto a dessintonia do feixe de desaceleração.

As medidas de desaceleração independente que relatamos até o momento foram realizadas com um gradiente de campo magnético axial de 63 Gauss/cm. A dessintonia ótima na desaceleração é um compromisso entre o fluxo gerado de átomos lentos no volume de captura da armadilha e a perda decorrente da extração de átomos aprisionados por pressão de radiação do feixe de desaceleração nesses átomos. Essa dessintonia de desaceleração ótima varia consideravelmente com o gradiente de campo da armadilha, embora a dessintonia ótima de operação da armadilha permaneça praticamente inalterada, como podemos ver no gráfico da Figura 4.5.16.

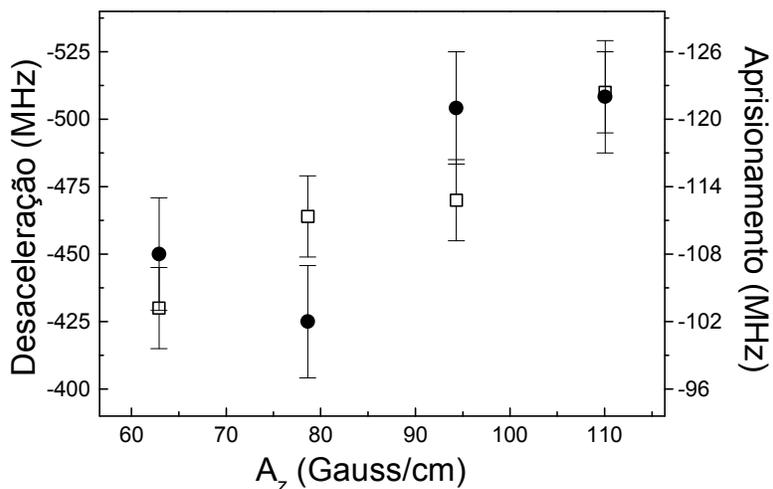


Fig.4.5.16 Dessintonias ótimas do laser de desaceleração (□) e do laser de aprisionamento (●) em função do gradiente de campo magnético da armadilha.

Um resultado interessante que conseguimos extrair com a desaceleração independente é apresentado na Figura 4.5.17. Nessa figura, temos um gráfico do número de átomos aprisionados variando a potência dos feixes laser de aprisionamento e mantendo fixas tanto a dessintonia quanto a potência do feixe de desaceleração, de forma a manter um fluxo constante de átomos lentos no volume de captura da armadilha. O resultado da variação da potência dos feixes de aprisionamento é uma mudança muito pequena no número de átomos aprisionados.

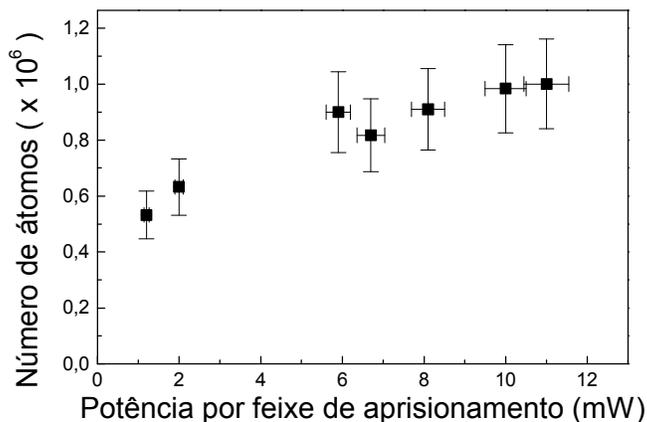


Fig. 4.5.17 Número de átomos em função da potência média por feixe laser de aprisionamento, mantendo a potência e a dessintonia do feixe de desaceleração fixas.

Uma variação maior do que um fator de 10, de 1mW para 11 mW, na potência de cada feixe da armadilha, causa uma variação menor do que um fator de 2 no número de átomos. Combinando esse resultado com aquele extraído da Figura 4.5.11, onde variamos a potência do feixe de desaceleração, concluímos que uma potência relativamente baixa é necessária para desacelerar um feixe atômico de cálcio e capturar os átomos desacelerados em uma armadilha magneto-ótica. Uma potência total de 10 mW em 423 nm é mais do que suficiente, com a maior parte dessa potência desviada para o feixe de desaceleração para assegurar o seguimento adiabático durante a desaceleração [Napolitano *et al.* 1990].

Já mencionamos que a desaceleração independente do feixe atômico aumenta o número de átomos aprisionados em cerca de 25 %. Isso é válido para gradientes de campo menores do que 80 Gauss/cm. Acima desse limite, a razão entre o número máximo de átomos aprisionados desacelerando independentemente (N_{Diodo}) e desacelerando com o laser focalizado ($N_{Ti:Safira}$) aumenta com o gradiente de campo, como é mostrado na Figura 4.5.18. O gradiente de campo máximo é limitado a 110 Gauss/cm pelo aquecimento das bobinas anti-Helmholtz refrigeradas a ar. Para um gradiente de campo de 110 Gauss/cm e uma temperatura do forno de 580 °C, desacelerando independentemente o feixe atômico obtemos um número de $1.2(2) \times 10^7$ átomos na armadilha.

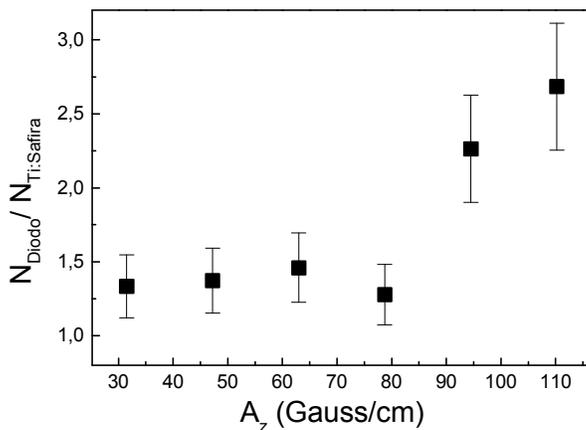


Fig.4.5.18 Razão entre o número de átomos aprisionados desacelerando independentemente com o laser de diodo e desacelerando com o próprio laser de aprisionamento em função do gradiente de campo magnético axial da armadilha.

4.5.8 Estimativa da temperatura dos átomos aprisionados

Em uma armadilha magneto-óptica, quando os deslocamentos Zeeman e Doppler são pequenos quando comparados à dessintonia do laser, a força de pressão de radiação sobre os átomos é, em boa aproximação, harmônica [Metcalf *et al.* 1999]. Nesse potencial harmônico, a equipartição da energia implica em que a distribuição de velocidade relacione-se com a distribuição espacial por $m v_{\text{rms}}^2 = \kappa r_{\text{rms}}^2$, onde m é a massa do átomo e v_{rms} e r_{rms} são os valores médios quadráticos da velocidade e da posição, respectivamente. O termo κ é a “constante de mola” da armadilha, dada por

$$\kappa = 8 \hbar k_L \frac{\delta}{\gamma} \frac{I_0 / I_S}{(1 + I_0 / I_S + 4\delta^2 / \gamma^2)^2} (2\pi \alpha_B A), \quad (4.5.5)$$

onde α_B é o desdobramento Zeeman do nível 1P_1 e A é o gradiente de campo magnético. Dessa forma, conhecendo o potencial da armadilha e medindo a distribuição espacial da nuvem, podemos estimar a temperatura dos átomos aprisionados³. Embora tanto o número quanto o tempo de armazenamento não dependam de maneira crítica do alinhamento preciso dos feixes laser da armadilha, a determinação da temperatura pela distribuição espacial da nuvem depende. Como já mencionamos, pequenos desalinhamentos geram forças de vórtex que resultam em diferentes estruturas espaciais. Com um alinhamento cuidadoso dos feixes, obtemos distribuições com perfis aproximadamente Gaussianos, como aqueles apresentadas na Figura 4.5.2. Para os parâmetros daquela medida, dessintonia de -45 (5) MHz, gradiente de campo axial de 41 Gauss/cm e 1.1 mW de potência por feixe de aprisionamento, estimamos, pela distribuição espacial horizontal da nuvem, uma velocidade média quadrática de 136(12) cm/s, correspondendo a uma temperatura de 9(2) mK. Em uma medida espectroscópica precisa da temperatura em armadilha de cálcio similar, o grupo do NIST encontrou um valor mínimo de 69 cm/s para essa velocidade média quadrática unidimensional [Oates *et al.* 1999]. É notável que nenhum grupo trabalhando com esse elemento tenha atingido o limite Doppler de 42 cm/s para essa

³ De nosso conhecimento, essa é a primeira vez em que a temperatura de átomos confinados em uma armadilha magneto-óptica é determinada através da distribuição espacial da nuvem. A determinação pela técnica tradicional de tempo de voo [Metcalf *et al.* 1999] demanda o uso de uma câmera de vídeo CCD mais sofisticada do que aquela de que dispomos no momento. A medida da distribuição de velocidade através de espectroscopia Doppler de uma transição fraca [Oates *et al.* 1999] demanda um controle rápido (algumas centenas de nanossegundos) da intensidade dos feixes laser de prova e de aprisionamento.

transição quando nenhuma estratégia de resfriamento adicional é aplicada [Curtis *et al.* 2001] [Binnewies *et al.* 2001].

4.6 Dinâmica do aprisionamento: Perdas lineares por bombeamento óptico de níveis metaestáveis

A modulação do feixe laser de desaceleração permite não apenas medirmos o número de átomos aprisionados, livres do sinal de fundo da fluorescência do feixe atômico, como também analisar o comportamento dinâmico dos processos de carga e descarga da armadilha. Quando o feixe laser desacelerador é bloqueado, cessa o fluxo de átomos lentos na armadilha magneto-óptica e o número de átomos aprisionados cai exponencialmente com o tempo. No caso da armadilha de cálcio implementada, a constante de tempo desse decaimento exponencial é determinada principalmente pelos detalhes da estrutura de níveis de energia dos elementos alcalinos terrosos.

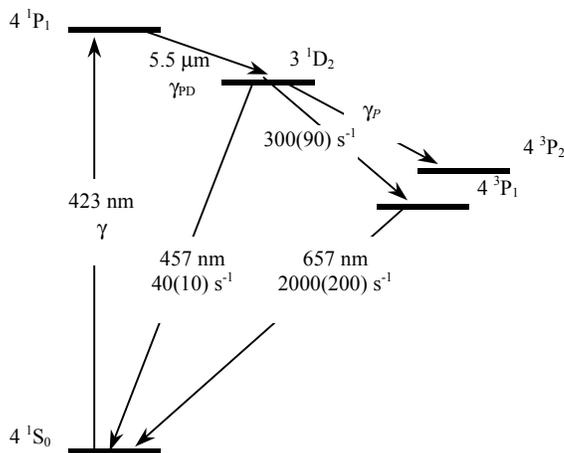


Fig. 4.6.1 Diagrama simplificado de níveis de energia do ^{40}Ca , mostrando os níveis, comprimentos de onda e taxas das transições relevantes.

A Figura 4.6.1 apresenta um diagrama simplificado da estrutura de níveis de energia do ^{40}Ca , mostrando os níveis, os comprimentos de onda e os coeficientes de Einstein das transições que possuem um papel relevante na limitação do tempo de armazenameto. O spin nuclear nulo dos isótopos mais abundantes dos alcalinos terrosos dão origem a níveis eletrônicos sem estrutura hiperfina. Essa ausência de desdobramento hiperfino dispensa o

uso de “lasers de rebombeio” necessários nas armadilhas de elementos alcalinos metálicos [Metcalf *et al.* 1999]. A transição 1S_0 - 1P_1 dos elementos alcalinos terrosos proporciona a manipulação do movimento atômico com uma alta pressão de radiação e uma rápida taxa de resfriamento. Entretanto, com exceção do magnésio, essa não é uma transição opticamente fechada. Do nível excitado 1P_1 , o átomo pode decair para o estado 1D_2 . No caso do ^{40}Ca , esse decaimento ocorre numa taxa de $\gamma_{PD} = 2180(300) \text{ s}^{-1}$ [Beverini *et al.* 1989]. Dessa forma, o tempo de resfriamento, ou seja, o tempo de interação do átomo com a radiação laser que conecta o estado fundamental com o nível 1P_1 , é limitado pelo bombeamento óptico do nível 1D_2 . Esse efeito foi observado já nos primeiros experimentos de aprisionamento magneto-óptico de elementos alcalinos terrosos [Kurosu *et al.* 1992]. Entretanto, até o momento não foi reportado nenhum estudo experimental detalhado desse mecanismo de perdas que inclua sua dependência com parâmetros da armadilha como a dessintonia e a intensidade do laser e o gradiente de campo magnético. Tal estudo, na armadilha de cálcio implementada, é o objeto principal dessa seção. Uma análise experimental similar desse mecanismo de perdas foi reportada recentemente para uma armadilha de itérbio [Loftus *et al.* 2000]. O itérbio não é um elemento alcalino terroso, mas possui o mesmo tipo de estrutura de níveis de energia.

Vamos analisar como a dinâmica dos níveis internos de energia do átomo está conectada com o tempo de armazenamento na armadilha. Denominamos N_P o número de átomos no nível 1P_1 e N , o número total de átomos. A população desse nível aumenta numa taxa de $Nf\gamma$, a taxa de transferência de átomos do estado fundamental para o 1P_1 , e diminui numa taxa de $N_P\gamma$, o decaimento espontâneo para o estado fundamental, acrescida da taxa $N_P\gamma_{PD}$, a taxa de decaimento espontâneo para o nível 1D_2 . Em outras palavras, a população do nível 1P_1 é dada por

$$\frac{dN_P}{dt} = Nf\gamma - N_P\gamma - N_P\gamma_{PD}, \quad (4.6.1)$$

onde f é a probabilidade de excitação do nível [Metcalf *et al.* 1999][Kurosu *et al.* 1992],

$$f = \frac{1}{2} \frac{I_{eff}/I_S}{1 + I_{eff}/I_S + 4\delta^2/\gamma^2}, \quad (4.6.2)$$

onde consideramos a intensidade efetiva I_{eff} , a média ponderada da intensidade laser de aprisionamento. O termo f também pode ser interpretado como a fração de átomos no nível

excitado [Metcalf *et al.* 1999]. Num raciocínio similar, o número de átomos no estado 1D_2 , N_D , é governado pela seguinte equação de taxa

$$\frac{dN_D}{dt} = N_P \gamma_{PD} - N_D (\gamma_P + \gamma_S) \quad , \quad (4.6.3)$$

onde $N_D \gamma_P$ é a taxa de decaimento para o nível 3P_2 e $N_D \gamma_S$ é a taxa de decaimento para o estado fundamental, diretamente ou através do nível 3P_1 . No regime estacionário, $dN_D / dt = 0$, a população do nível 1P_1 é $N_P = N f \gamma / (\gamma + \gamma_{PD}) \approx N f$. De maneira similar, a população estacionária do nível metaestável 1D_2 é dada por $N_D = N_P \gamma_{PD} / (\gamma_P + \gamma_S)$.

Do nível 1D_2 , uma fração de $\gamma_P / (\gamma_S + \gamma_P) \approx 22\%$ dos átomos decaem para o estado 3P_2 . Os átomos no nível metaestável 3P_2 escapam completamente da armadilha porque o tempo de vida desse estado é de aproximadamente duas horas [Derevianko 2001]. A fração restante dos átomos no nível 1D_2 , em torno de 88%, gasta cerca de 3 ms para decair para o estado fundamental, tanto diretamente quanto pelo nível 3P_1 . Esses átomos têm uma probabilidade ϵ de escapar da armadilha [Kurosu *et al.* 1992]. Essa probabilidade depende da distribuição de velocidade dos átomos e também do volume de captura da armadilha. Assim, temos uma taxa de $N_D (\gamma_P + \epsilon \gamma_S)$ átomos escapando da armadilha. Desprezando as perdas decorrentes de colisões binárias entre os átomos frios, o processo de bombeamento óptico do nível 1D_2 em conjunto com o processo de colisões dos átomos frios com os átomos quentes do gás de fundo levam à seguinte equação de taxa para o número de átomos aprisionados

$$\frac{dN}{dt} = R - N_D (\gamma_P + \epsilon \gamma_S) - N p \gamma_C \quad , \quad (4.6.4)$$

onde R é a taxa de captura, p é a pressão de fundo e γ_C é a taxa de colisões entre os átomos frios e os átomos do gás de fundo. Através da cintura dos feixes laser de nossa armadilha e considerando uma velocidade média quadrática de 100 cm/s, estimamos que aproximadamente 50% dos átomos no nível 1D_2 não são recapturados, pois decaem para o estado fundamental fora do volume da armadilha [Kurosu *et al.* 1992]. Aumentando o diâmetro dos feixes laser de aprisionamento para cerca de 1 cm, é possível recapturar quase 100% dos átomos decaindo de 1D_2 para o estado fundamental diretamente ou pelo nível 3P_1 [Grünert *et al.* 2001].

Quando o feixe laser de desaceleração é bloqueado, o fluxo de átomos lentos no volume de captura da armadilha cessa, ou seja, $R = 0$. Nessa situação, de acordo com a Eq.(4.6.4), temos um decaimento exponencial do número de átomos aprisionados com o tempo, $dN/dt = -\alpha N$, onde

$$\alpha = \frac{\gamma_P + \epsilon\gamma_S}{\gamma_P + \gamma_S} \gamma_{PD} f + p\gamma_C \quad (4.6.5)$$

é a taxa linear de perdas. Assim, num ambiente de alto vácuo, o tempo de armazenamento da armadilha é limitado a

$$\tau = 2 \frac{\gamma_P + \gamma_S}{\gamma_P + \epsilon\gamma_S} \gamma_{PD}^{-1} \left(1 + \frac{I_S}{I_{eff}} \frac{\gamma^2 + 4\delta^2}{\gamma^2} \right). \quad (4.6.6)$$

Na Figura 4.6.2, analisamos a taxa de perdas na nossa armadilha em função da dessintonia do laser de aprisionamento, para uma intensidade fixa. No gráfico apresentado nessa figura, plotamos curvas de $\ln(N(t)/N_0)$, onde N_0 é o número de átomos no regime estacionário e $N(t)$ é o número no instante t , o intervalo de tempo decorrido após o bloqueio do feixe laser de desaceleração.

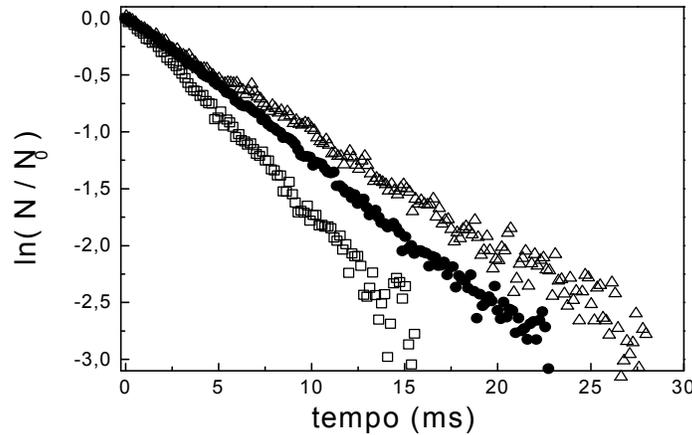


Fig. 4.6.2 Fluorescência normalizada dos átomos aprisionados em função do tempo decorrido após o desligamento repentino (100 μ s) do feixe laser de desaceleração, para uma intensidade laser efetiva de $3.4 I_S$ e três dessintonias ($\delta/2\pi$) distintas: -28(5) MHz (\square), -56(5) MHz (\bullet) e -84(5) MHz (Δ).

As curvas mostram claramente o comportamento exponencial no processo de descarga da armadilha. Observamos que o tempo de armazenamento aumenta com a dessintonia (em

módulo), como previsto pela Eq.(4.6.6). Poderíamos esperar que esse aumento no tempo de armazenamento não cessasse para dessintonias ainda maiores. Entretanto, observamos que para dessintonias acima de 150 MHz ($\delta / 2\pi$), a armadilha torna-se instável, um ponto em que a pressão de radiação não é forte o bastante para manter os átomos ainda confinados.

Na Figura 4.6.3, apresentamos curvas de descarga para uma dessintonia fixa de $-84(5)$ MHz, variando a intensidade dos feixes laser de aprisionamento. Observamos o comportamento previsto pela Eq.(4.6.6), um aumento no tempo de armazenamento com a diminuição da intensidade. A princípio, para intensidades ainda mais baixas, teríamos um aumento ainda maior no tempo de armazenamento. Entretanto, uma diminuição na intensidade dos feixes laser também leva a uma redução na taxa de espalhamento de fótons, no potencial de aprisionamento e na velocidade de captura. Dessa forma, para intensidades muito baixas, não é possível manter os átomos aprisionados.

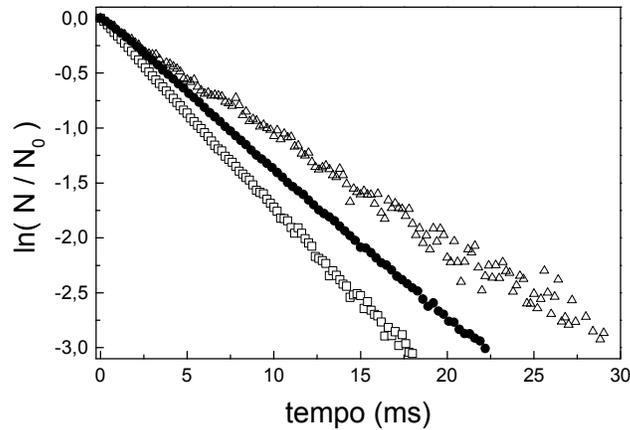


Fig. 4.6.3 Curvas de descarga da armadilha para uma dessintonia de $-84(5)$ MHz e intensidades efetivas de $11.9 I_S$ (\square), $8.8 I_S$ (\bullet) e $3.4 I_S$ (\triangle).

De acordo com a Eq.(4.6.5), é esperado que a taxa de perdas α tenha uma dependência linear com a fração f de átomos no estado excitado 1P_1 . Na Figura 4.6.4, apresentamos algumas medidas da taxa de perdas tomadas numa variedade de condições de intensidade e dessintonia. Através da variação observada da taxa de perdas com a fração f , estimamos em $\gamma_{PD} = 1440(400) \text{ s}^{-1}$ a taxa de decaimento do nível 1P_1 para o nível 1D_2 . Isso corresponde à uma razão de $1.6(4) \times 10^5$ entre a probabilidade de decaimento de um átomo

no nível 1P_1 para o estado fundamental e a de decaimento para o nível metaestável 1D_2 . Esse valor está bem próximo daquele obtido numa medida baseada na desaceleração Zeeman de um feixe atômico [Beverini *et al.* 1989]. A imprecisão no valor aqui obtido está relacionada à incerteza no cálculo da fração de átomos que escapa da armadilha antes de decair para o estado fundamental, ϵ . Medidas similares em armadilhas com um maior volume de captura, como aquelas descritas em [Oates *et al.* 1999] e [Grünert *et al.* 2000], diminuiriam essa incerteza. Poderíamos também diminuir consideravelmente o volume da armadilha, fazendo $\epsilon = 1$, de modo que a taxa de perdas fique independente dos valores precisos de γ_S e γ_P , veja a Eq.(4.6.5). Através de um ajuste linear dos dados experimentais apresentados no gráfico da Figura 4.6.4, observamos que a taxa de perdas não se anula quando f tende a zero. Baseados nessa extrapolação, concluímos que as condições imperfeitas de vácuo na nossa câmara de aprisionamento, com uma pressão de fundo típica de 1.5×10^{-7} mbar, limitam o tempo de armazenamento a 35(12) ms, o que corresponde a $1/\gamma_C = 48(18) \text{ ms} \times 10^{-7} \text{ mbar}$. Isso está em acordo com uma medida do grupo do PTB [Zinner *et al.* 2000], Alemanha, onde é usado um laser adicional para rebombear os átomos que decaem no nível 1D_2 de volta para o estado fundamental. Neste trabalho, é observado um tempo de armazenamento de 50 ms para uma pressão de fundo de 10^{-7} mbar.

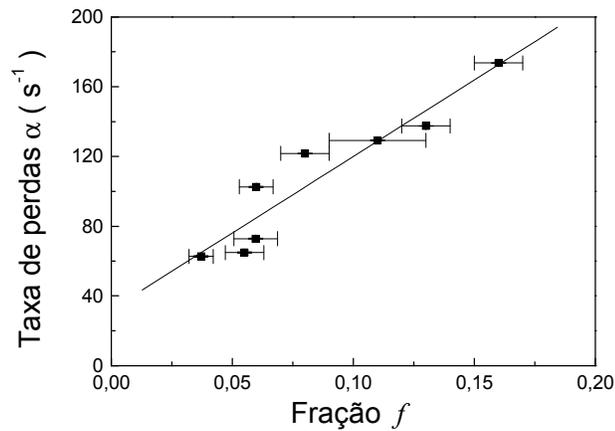


Fig. 4.5.4 Taxa de perdas em função da fração de átomos no estado excitado para várias condições de dessintonia e intensidade dos feixes laser de aprisionamento. A linha reta é um ajuste linear dos dados.

O bombeamento óptico do nível 1D_2 impõe um limite no tempo de armazenamento, como previsto pela Eq.(4.6.6). Esse limite aumenta com o aumento da dessintonia e com a

diminuição da intensidade dos feixes laser de aprisionamento. Todavia, esse modelo não diz nada a respeito da dependência com o gradiente de campo magnético. Na Figura 4.6.5, apresentamos os resultados das medidas da taxa de perdas linear α em função do gradiente de campo da armadilha para uma intensidade laser efetiva de $493(7)$ mW/cm² e uma dessintonia de $-111(5)$ MHz, correspondendo a uma fração de átomos no estado excitado de $0.080(6)$. Observamos um decréscimo da taxa de perdas com o aumento do gradiente de campo. Encontramos uma explicação qualitativa para esse efeito.

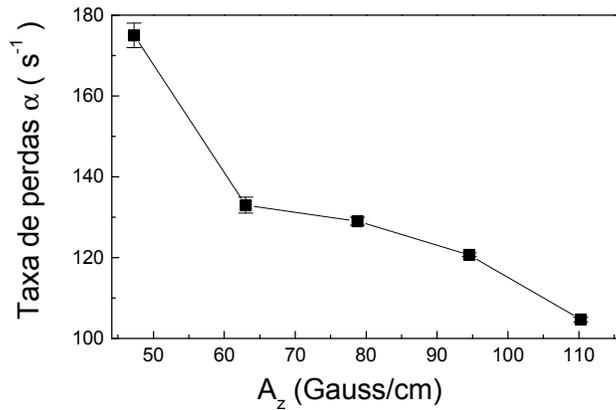


Fig. 4.6.5 Taxa de perdas em função do gradiente de campo magnético vertical. Todas as medidas foram feitas com $f=0.080(6)$.

A probabilidade de escape ϵ introduzida em [Kurosu *et al.* 1992] não leva em conta a distribuição espacial do ensemble atômico. A temperatura dos átomos é basicamente ditada pela intensidade e dessintonia do laser e não depende do gradiente de campo magnético A [Lett *et al.* 1989]. Por outro lado, o potencial de aprisionamento é diretamente dependente desse gradiente, veja a Eq.(4.5.5). Ainda, a distribuição espacial está conectada com a distribuição de velocidade (temperatura) por esse potencial. Mantendo constantes tanto a dessintonia como a intensidade do laser, a cintura da nuvem atômica a varia com $1/A^{1/2}$. No caso de a ser comparável com a cintura dos feixes de aprisionamento, a probabilidade de escape irá depender de a . A probabilidade para um átomo no nível 1D_2 decair para o estado fundamental fora do volume de captura da armadilha é tão maior quanto maior for o tamanho da nuvem atômica. Portanto, quanto menor for o gradiente de campo magnético, maior será o tamanho da nuvem atômica e, portanto, maior será a probabilidade de escape ϵ . Assim, quanto maior for o gradiente de campo, menor será a taxa de perdas.

Determinamos a dependência da taxa de perdas com o número de átomos aprisionados analisando as curvas de descarga partindo de pontos iniciais diferentes de $t = 0$, isto é, variando o número inicial N_0 . Na Figura 4.6.6, temos um gráfico da taxa de perdas em função do número absoluto de átomos aprisionados N_0 para uma condição de aprisionamento correspondente a $f = 0.16(1)$. Em uma medida semelhante numa armadilha de itérbio [Loftus *et al.* 2000] não foi observada nenhuma dependência da taxa de perdas com o número de átomos. Na condição particular de aprisionamento da Figura 4.6.6, observamos um aumento na taxa de perdas com o número de átomos aprisionados. Essa é uma evidência clara da ocorrência de colisões binárias entre os átomos frios. Tal mecanismo de perdas é o objeto da próxima seção. Essa dependência da taxa de perdas com o número de átomos foi observada apenas nas situações de aprisionamento com as mais altas intensidades do laser, em decorrência da razão sinal-ruído do fotodetector empregado.

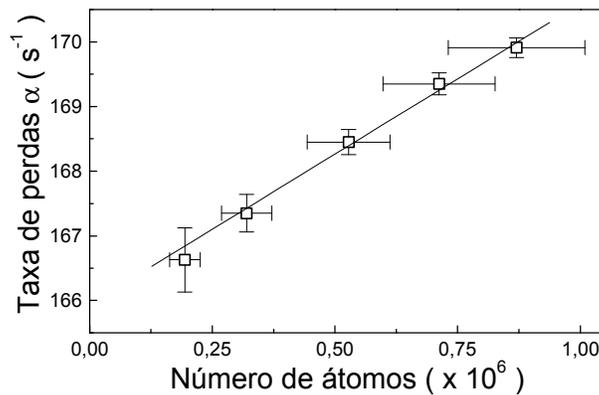


Fig. 4.6.6 Taxa de perdas α em função do número de átomos aprisionados para uma condição de aprisionamento que corresponde a uma fração de átomos no estado excitado de 0.16(1).

4.7 Perdas devido a colisões entre átomos frios

Nesta seção, abordamos as perdas quadráticas, relacionadas a colisões binárias induzidas por luz, em nossa armadilha magneto-óptica de cálcio. Essas perdas se traduzem em um desvio do comportamento exponencial na evolução temporal do número de átomos aprisionados. Para uma armadilha com altas perdas lineares, a fração de perdas por colisões frias é extremamente reduzida e o desvio do comportamento exponencial não pode ser claramente observado. Todavia, constatamos que o efeito dessas colisões também se traduz em uma diferença mensurável entre os tempos de carga e descarga da armadilha, mesmo no regime de altas perdas lineares. Apresentamos aqui medidas da taxa de colisões β em nosso MOT, obtidas através dessa diferença de tempos. O valor obtido é relativamente alto quando comparado com um trabalho recente de medidas de espectroscopia fotoassociativa desse elemento. Tal discrepância pôde ser explicada através de um cálculo semiclássico que mostrou que o potencial molecular $^1\Pi_g$ de longo tempo de vida é responsável por um aumento apreciável da taxa de colisões para dessintonias pequenas, da ordem de algumas larguras de linha. Os principais resultados desta seção são apresentados de maneira mais concisa no trabalho intitulado *Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earths*, aceito para publicação na revista *Physical Review A – Rapid Communications*.

4.7.1 Colisões frias em elementos alcalinos terrosos

Pouco tempo após os primeiros experimentos bem sucedidos de aprisionamento magneto-óptico, foi constatado que tanto o tempo de armazenamento quanto o número de átomos estão limitados, em última instância, por processos de colisões entre os átomos frios assistidas pelo campo de radiação de aprisionamento [Prentiss *et al.* 1988]. Durante a última década, os mecanismos de perdas relacionados a essas colisões foram extensivamente estudados em MOTs de elementos alcalinos metálicos [Weiner *et al.* 1999]. Através da análise de tais processos, podem ser obtidas informações a respeito dos potenciais de interação átomo-átomo, de tempos de vida dos níveis atômicos e, ainda, do comprimento de espalhamento do estado fundamental.

Entretanto, para os alcalinos metálicos, somente o caso de excitação com altas dessintonias, maiores do que 10 larguras de linha, permite cálculos exatos [Julienne 2000]. A análise teórica no intervalo de pequenas dessintonias, isto é, com a excitação ocorrendo a uma grande separação internuclear, é difícil devido à estrutura hiperfina dos níveis de energia dos alcalinos metálicos. O entrelaçamento dos níveis hiperfinos que ocorre quando os átomos estão muito distantes um do outro é extremamente complicado de se tratar de maneira exata. Atualmente, não existe nenhum método teórico adequado de cálculo das perdas por colisões induzidas por luz nos sistemas alcalinos metálicos no regime de baixa dessintonia [Julienne 2000].

Além desse problema de cálculo da taxa de perdas para dessintonias pequenas, recentemente lançaram-se dúvidas sobre a explicação do comportamento da taxa de colisões β para baixas intensidades da radiação de aprisionamento [Telles *et al.* 2001]. A taxa de perdas é usualmente explicada através de três processos distintos: escape radiativo (ER), mudança de estrutura fina (MEF) e mudança de estrutura hiperfina (MEH) [Weiner *et al.* 1999]. Para intensidades altas de luz, o processo de MEH é desprezível, visto que a energia cinética ganha por um par de átomos é bem menor do que a profundidade da armadilha, sendo o ER e a MEF os mecanismos de perdas dominantes. Como os processos de ER e MEF dependem diretamente da fração de átomos no estado excitado, quanto maior for a intensidade luminosa, maiores serão as perdas. Já no regime de baixa intensidade luminosa, há uma redução de ER e MEF e o mecanismo de MEH torna-se dominante. Até há pouco tempo, a MEH era a explicação aceita para o comportamento da taxa de colisões β nesse regime, onde ocorre um aumento de β à medida que diminuimos a intensidade. Todavia, mostrou-se recentemente que tal comportamento pode ser também explicado pela simples variação da velocidade de escape com a intensidade [Telles *et al.* 2001].

Ao contrário do que ocorre com os elementos alcalinos metálicos, os isótopos pares dos elementos alcalinos terrosos, que são os mais abundantes, não possuem spin nuclear e, conseqüentemente, seus níveis atômicos não apresentam estrutura hiperfina. Se, por um lado, essa ausência de estrutura hiperfina nos alcalinos terrosos impede a ação de mecanismos de resfriamento sub-Doppler [Metcalf *et al.* 1999], por outro não há a necessidade do uso de um laser adicional de rebombeio nos moldes convencionais do aprisionamento de alcalinos metálicos. Sistemas atômicos mais simples, como os alcalinos

terrosos, propiciam cálculos teóricos realísticos de β para baixas dessintonias e, ainda, podem permitir o esclarecimento do papel do mecanismo de MEH no regime de baixa intensidade luminosa. A despeito desses interesses, existem atualmente pouquíssimos dados reportados de perdas por colisões em MOTs desses elementos [Dinneen *et al.* 1999, Zinner *et al.* 2000, Grünert *et al.* 2001]. Isso se deve ao reduzido número de grupos que têm reportado armadilhas de alcalinos terrosos, pelas razões já discutidas no início desse capítulo. Frente a isso, resolvemos investigar a contribuição de perdas colisionais em nossa armadilha de ^{40}Ca .

4.7.2 *Dinâmica do número de átomos aprisionados*

Na presença de colisões de dois corpos, a dinâmica do número de átomos N na armadilha obedece à seguinte equação diferencial [Dinneen *et al.* 1999]

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \beta \int n^2(r) d^3r, \quad (4.7.1)$$

onde R é a taxa de captura, α é a taxa de perdas lineares, β é o coeficiente de perdas por colisões de dois corpos, r é uma variável de espaço e $n(r)$ é a densidade numérica pontual de átomos. O termo R representa o número de átomos do gás de fundo ou do feixe atômico com velocidades abaixo da velocidade de captura que entram no volume de aprisionamento do MOT por unidade de tempo. Se o MOT é carregado a partir de um feixe atômico, é possível modular R modulando-se o feixe laser de desaceleração. Dessa forma, podemos observar as curvas de carregamento e descarregamento do número de átomos. Esse é o caso da armadilha de cálcio que implementamos na UNICAMP. Por outro lado, se a armadilha é carregada a partir de uma célula de vapor, é possível observar apenas a curva de carga, uma vez que não modulamos o fluxo de átomos lentos entrando no volume de captura e sim, os feixes laser de aprisionamento. Se o termo em β , representando a taxa de perdas por colisões frias, é desprezível quando comparado com o termo linear αN , os processos de carga e descarga são descritos por curvas puramente exponenciais com a mesma constante de tempo. Já quando as colisões entre os átomos frios começam a desempenhar um papel não desprezível, é necessário levarmos em conta a distribuição de densidade dos átomos aprisionados. Existem dois limites para a densidade em armadilhas

magneto-ópticas. Abaixo de uma densidade crítica n_C , a distribuição espacial dos átomos aprisionados está diretamente conectada com a distribuição de velocidades do ensemble no potencial quase-harmônico do MOT [Metcalf *et al.* 1999]. Nesse regime, a temperatura do ensemble atômico pode ser estimada pelo tamanho da nuvem e pelo potencial de aprisionamento [Cavasso Filho *et al.* 2002]. Abaixo da densidade crítica, a distribuição de densidade pode ser escrita como uma função gaussiana esfericamente simétrica

$$n(r) = n \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (4.7.2)$$

onde n é a densidade de pico e a cintura da nuvem atômica a está relacionada com a temperatura do ensemble e alguns parâmetros da armadilha. O número total de átomos aprisionados N é encontrado pela integral de volume da Eq.(4.7.2), resultando em

$$N = n(\sqrt{\pi}a^3). \quad (4.7.3)$$

Um acréscimo no número de átomos na armadilha resulta em um aumento na densidade, mas não em um aumento no tamanho da nuvem. Por essa razão, esse é chamado regime de volume constante. Em outras palavras, o volume da nuvem independe do número de átomos confinados, embora esse volume dependa do potencial da armadilha, definido pelo gradiente de campo magnético e também pela dessintonia e intensidade dos feixes laser de aprisionamento. A densidade de pico n aumenta com o número de átomos até chegar ao valor limite n_C . A partir desse ponto, um acréscimo no número resulta em um aumento no tamanho da nuvem. Essa limitação em densidade é causada pela reabsorção de fótons emitidos espontaneamente por átomos do próprio ensemble, o que causa uma pressão de radiação de dentro para fora da nuvem. Um fóton absorvido do campo laser de radiação pode ser emitido por um átomo e, seu vizinho, ao invés de absorver do campo, pode absorver o fóton emitido espontaneamente, sendo que a probabilidade de tal processo depende da proximidade entre os átomos. Tal fenômeno ocorre quando a densidade óptica excede a unidade e é denominado aprisionamento de radiação, pois nessa situação um fóton pode ser absorvido e emitido espontaneamente, absorvido em seguida, e a situação pode se repetir por vários ciclos. Muitas armadilhas de elementos alcalinos metálicos operam com densidades ópticas muito maiores do que a unidade e a distribuição espacial de densidade torna-se praticamente uniforme [Weiner *et al.* 1999]. Devido às baixas temperaturas atingidas nesses elementos, o volume da nuvem, ditado pelo potencial da armadilha para n

$< n_C$, é relativamente pequeno e desvios da distribuição gaussiana, Eq.(4.7.2), começam a ocorrer já para números da ordem de 5×10^4 átomos [Dinneen *et al.* 1999]. Já para os alcalinos terrosos, a ausência de estrutura hiperfina impede a ação de mecanismos de resfriamento sub-Doppler e a temperatura final atingida é ditada pelo limite Doppler usual. Esse limite de temperatura mais alto faz com que os átomos ocupem um volume muito maior e, conseqüentemente, para a densidade óptica atingir a unidade é necessário um número muito maior de átomos aprisionados do que no caso dos alcalinos metálicos. Em experimentos em uma armadilha de ^{88}Sr [Dinneen *et al.* 1999] não foi constatado nenhum desvio da distribuição gaussiana para números inferiores a 10^7 átomos aprisionados. Na armadilha de ^{40}Ca de Hamburgo [Grünert *et al.* 2000], similar àquela em operação em nosso laboratório, foi observado um limite de $n_C = 2.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Todavia, densidades de pico cerca de dez vezes maiores foram reportadas na armadilha de ^{40}Ca em operação no PTB [Zinner *et al.* 2000]. No caso de nossa armadilha especificamente, não observamos nenhum desvio notável do comportamento gaussiano da distribuição de densidade para números inferiores a 3×10^6 átomos. A cintura da nuvem é tipicamente da ordem de 0.5 mm, operando com cerca de 10^6 átomos, o que corresponde a densidades de pico abaixo de 10^9 cm^{-3} , no regime de volume constante.

No regime de densidade constante, a distribuição de densidade é praticamente uniforme e assume o valor limite n_C . Assim, a equação diferencial que descreve a evolução temporal do número de átomos na armadilha, Eq.(4.7.1), fica na forma

$$\frac{dN}{dt} = R - (\alpha + \beta n_C)N . \quad (4.7.4)$$

A solução dessa equação é uma exponencial simples tanto para a carga quanto para a descarga, sendo que a taxa de perdas lineares α é acrescida do termo βn_C . A determinação experimental da taxa de perdas total $\alpha + \beta n_C$ é feita por um ajuste exponencial da curva de carga ignorando o intervalo de tempo inicial até a armadilha atingir a densidade limite ou, ainda, utilizando-se da curva de descarga ignorando o intervalo de tempo final onde a evolução temporal do número de átomos perde o caráter exponencial. Para se extrair β , a taxa de perdas por colisões de dois corpos, é necessário efetuarmos uma medida independente de α . Essa taxa linear pode ser obtida, por exemplo, operando o MOT com

um número de átomos muito pequeno, de forma que o termo em β seja desprezível frente àquele em α .

4.7.3 *Processos de carga e descarga no regime de volume constante*

Estamos interessados no regime de volume constante, onde a densidade do ensemble atômico é caracterizada pela distribuição gaussiana Eq.(4.7.2). Nessa situação, a evolução temporal do número de átomos aprisionados, Eq.(4.7.1), assume o seguinte formato

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \frac{\beta}{(\sqrt{2\pi}a)^3} N^2 . \quad (4.7.5)$$

Portanto, o efeito de colisões frias no regime de volume constante é adicionar um termo quadrático na equação de taxa. No estado estacionário, a taxa de perdas totais é $\alpha + \beta n_0 / \sqrt{8}$, onde n_0 é a densidade estacionária de pico. As colisões frias entre os átomos aprisionados são responsáveis por uma taxa de perdas de $\beta n_0 / \sqrt{8}$, ou uma fração

$$\xi = \frac{\beta n_0 / \sqrt{8}}{\alpha + \beta n_0 / \sqrt{8}} = \frac{1}{1 + \sqrt{8} \frac{\alpha}{\beta n_0}} \quad (4.7.6)$$

das perdas totais. Podemos inverter essa expressão e escrever a taxa de colisões de dois corpos β em função de ξ , obtendo

$$\beta = \alpha \frac{\xi}{1 - \xi} \frac{\sqrt{8}}{n_0} . \quad (4.7.7)$$

Vamos analisar agora as soluções da Eq.(4.7.5). Quando a fração de perdas por colisões frias ξ é muito menor do que a unidade, a evolução temporal do número de átomos é essencialmente exponencial tanto no processo de carga quanto no processo de descarga.

No processo de carregamento da armadilha, em $t = 0$ inicia-se o fluxo de átomos lentos no volume de captura para um MOT carregado a partir de um feixe atômico desacelerado ou, ainda, no caso de um MOT carregado por cela de vapor, quando os feixes

lasers de aprisionamentos são ligados. Utilizando a relação entre β e ξ , Eq.(4.7.7), na equação de evolução temporal do número, Eq.(4.7.5), encontramos a seguinte solução para o processo de carga

$$N(t) = N_0 \left[1 - \frac{(1+\xi) \exp(-t/\tau_L)}{1+\xi \exp(-t/\tau_L)} \right], \quad (4.7.8)$$

onde N_0 é o número de átomos no estado estacionário, relacionado com n_0 por $N_0 = n_0 (\sqrt{\pi} a^3)$. A constante de tempo de carregamento τ_L está relacionada com a taxa linear de perdas α e com a fração de perdas quadráticas ξ por

$$\tau_L = \frac{1-\xi}{1+\xi} \frac{1}{\alpha}. \quad (4.7.9)$$

No processo de descarga da armadilha, o fluxo de átomos lentos no volume de captura do MOT, R , cai a zero em $t = 0$, como no caso do carregamento através de feixe atômico quando o feixe laser de desaceleração é obstruído. Para $R = 0$, encontramos que a solução da Eq.(4.7.5) é dada por

$$N(t) = N_0 \frac{(1-\xi) \exp(-t/\tau_D)}{1-\xi \exp(-t/\tau_D)}, \quad (4.7.10)$$

onde a constante de tempo de descarga τ_D é simplesmente o inverso da taxa de perdas lineares α , como no caso em que as perdas quadráticas são desprezíveis.

A Figura 4.7.1 apresenta alguns gráficos de curvas teóricas de carga (em vermelho), de acordo com a Eq.(4.7.8), e descarga (em azul), Eq.(4.7.10), para diversos valores de ξ . Também é apresentada (em preto) a curva para o decaimento puramente exponencial ocasionado pela taxa de perdas lineares α . Para facilitar o entendimento e a visualização dessas curvas, a escala temporal t está em unidades de $1/\alpha$, e no eixo vertical é plotado o sinal normalizado $\ln(N(t)/N_0)$ para a carga e $\ln(1-N(t)/N_0)$ para a descarga. Dessa forma, nessa “escala logarítmica”, o desvio do comportamento exponencial se traduz em um desvio de uma reta. Na Figura 4.7.1a, para $\xi = 0.9$, correspondendo à uma fração de 90% de perdas quadráticas em relação às perdas totais, observamos claramente o comportamento

não-exponencial na curva de descarga. Já na curva de carga, em vermelho, o desvio do comportamento exponencial não é muito evidente. Para fatores de perdas não-lineares menores, como $\xi=0.5$, na Figura 4.7.1b, também observamos mais claramente o comportamento não-exponencial na descarga do que na carga. Já para frações de perdas por colisões frias ainda menores, 10 e 5%, nas Figuras 4.7.1c-d, o desvio do comportamento exponencial nas curvas tanto de carga como de descarga é difícil de ser notado.

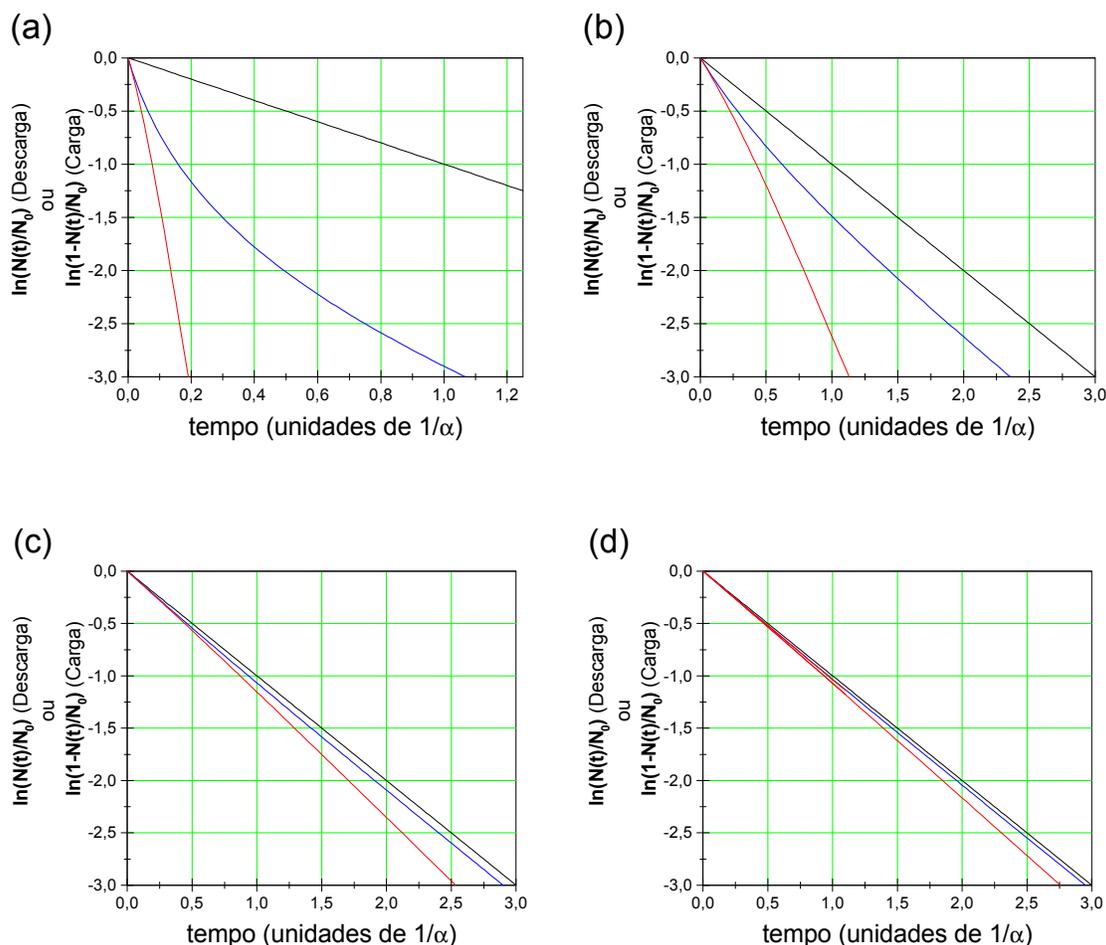


Fig.4.7.1 Comparação entre o comportamento puramente exponencial (em preto) e perdas quadráticas de 90% (a), 50% (b), 10% (c) e 5% (d) , na descarga (em azul) e no carregamento da armadilha (em vermelho).

No regime de volume constante, o coeficiente β é normalmente obtido experimentalmente por meio do desvio do comportamento exponencial no processo de carga, Eq.(4.7.8), ou no processo de descarga, Eq.(4.7.10). Em armadilhas de elementos

alcalinos metálicos, a taxa de perdas lineares α está relacionada a colisões elásticas de átomos frios com átomos quentes do gás de fundo, cuja temperatura é da ordem de centenas de Kelvin. A transferência de *momentum* de um átomo do gás de fundo para um átomo frio por meio de um processo de colisão é suficiente para esse átomo escapar da armadilha, cuja profundidade do potencial é da ordem de uns poucos Kelvin. Essa perda linear é proporcional à pressão de fundo. Ao diminuir as perdas lineares, reduzindo a pressão de fundo, há um aumento da contribuição não linear, veja a Eq.(4.7.6). Dessa forma, a taxa de perdas não-lineares relacionadas às colisões frias pode assumir valores mais de uma centena de vezes maiores do que α em elementos alcalinos metálicos [Prentiss *et al.* 1988]. Por outro lado, em um MOT de um elemento alcalino terroso que utiliza a transição 1S_0 - 1P_1 , o bombeamento óptico de níveis metaestáveis resulta em um mecanismo de altas perdas lineares e os processos de colisões frias são responsáveis por apenas uma fração diminuta das perdas totais [Loftus *et al.* 2000]. Nas observações de efeitos colisionais reportadas em armadilhas de elementos alcalinos terrosos [Dinneen *et al.* 1999] [Zinner *et al.* 2000] [Grünert *et al.* 2001], as perdas lineares devido a esse bombeamento óptico são altamente reduzidas com a adição de outros lasers que transferem a população dos níveis metaestáveis de volta para o estado fundamental. Dessa forma, diminuindo α e conseqüentemente aumentando a fração de perdas colisionais ξ , foi possível observar o comportamento não-exponencial [Dinneen *et al.* 1999] [Grünert *et al.* 2001] ou uma pequena diferença no número de átomos aprisionados no experimento de espectroscopia fotoassociativa realizado pelo PTB [Zinner *et al.* 2000]. O grupo do JILA [Dinneen *et al.* 1999] reportou algumas medidas de perdas em um MOT de ^{88}Sr , onde se observou uma fração de perdas quadráticas de até 0.5. Naquele trabalho, a dependência de ξ com a densidade de átomos aprisionados foi estudada. O número de átomos é determinado através da fluorescência que, por sua vez, depende da intensidade do laser. Mesmo quando a fração ξ assume valores da ordem de algumas dezenas por cento, flutuações muito pequenas na potência do laser de aprisionamento degradam ou mascaram completamente os efeitos colisionais, visto que a determinação de ξ se baseia no desvio do comportamento exponencial na evolução temporal do número. Para se medir ξ , é necessário a implementação de sistemas sofisticados de servo-mecanismo de controle da potência dos lasers [Dinneen *et al.* 1999] [Zinner *et al.* 2000]. Ainda assim, com um alto controle da potência dos lasers de

aprisionamento, correntes de ar causam instabilidades nos feixes que resultam em erros da ordem de 1% em α e, conseqüentemente, erros da ordem de 25% em ξ , mesmo quando esse é da ordem de algumas dezenas por cento [Dinneen *et al.* 1999]. Recentemente, o grupo de Hamburgo [Grünert *et al.* 2001] reportou a observação de perdas colisionais em um MOT de ^{40}Ca , onde foi empregado um laser adicional para forçar um bombeamento óptico dos átomos do nível metaestável $^1\text{D}_2$ para o nível superior 5^1P_1 , de onde retornam rapidamente para o estado fundamental, voltando a interagir com o laser de aprisionamento. Foi observado um tempo de descarga da ordem de 71.8 ms e uma fração de perdas ξ da ordem de 0.32 para valores não especificados tanto do número e densidade de átomos quanto da dessintonia do laser de aprisionamento. Também empregando esse mesmo esquema de rebombeio, o grupo do PTB realizou uma espectroscopia fotoassociativa com um laser adicional induzindo transições para estados moleculares ligados [Zinner *et al.* 2000]. Esse laser adicional aumenta a fração de perdas de $\xi = \xi_0$, devido unicamente às colisões induzidas pelo campo laser de aprisionamento, para $\xi = \xi_0 + \xi'$. No estado estacionário, ou seja, $dN/dt=0$, o número de átomos aprisionados N_0 é, de acordo com a Eq.(4.7.5),

$$N_0 = \frac{R}{\alpha}(1 - \xi). \quad (4.7.11)$$

Isso significa que as colisões frias também se manifestam como uma redução do número de átomos aprisionados. Obviamente, o número de átomos que seria aprisionado sem colisões, R/α , não pode ser determinado, pois não é possível “desligar” as colisões induzidas pelo próprio campo de aprisionamento sem “desligar” também a armadilha. Entretanto, no caso de colisões induzidas por um laser adicional, é possível observar uma diminuição de aproximadamente $N_0 \xi'$ no número de átomos aprisionados. Dessa forma, medindo o número de átomos na ausência e na presença de um laser adicional de fotoassociação, o grupo do PTB obteve o espectro molecular do dímero Ca_2 . Devido às dificuldades impostas pelo diminuto valor de ξ' naquele experimento, cerca de 1%, foi necessária a implementação de um sistema de controle de potência de alta estabilidade, visto que o número de átomos foi medido através da técnica tradicional da fluorescência induzida pelo laser de aprisionamento. Por outro lado, a medida de uma fração de perdas adicional tão pequena quanto 0.01 não parece ser factível através do ajuste não-exponencial de curvas de carga ou descarga da armadilha, tendo em vista que mesmo valores relativamente altos de ξ

não podem ser medidos com grande precisão através desse método [Dinneen *et al.* 1999]. Embora nos poucos experimentos realizados [Dinneen *et al.* 1999] [Zinner *et al.* 2000] [Grünert *et al.* 2001], a redução das perdas lineares tenha possibilitado a observação das perdas quadráticas relacionadas a colisões frias, a situação é ainda muito diferente do caso de armadilhas de alcalinos terrosos, onde as perdas quadráticas são centenas de vezes maiores que a parte linear [Weiner *et al.* 1999].

4.7.4 *Perdas por colisões no regime de altas perdas lineares*

Usualmente, medidas de perdas quadráticas no regime de volume constante são feitas através do ajuste não-exponencial das curvas de carga ou descarga ou, ainda, medindo a diferença do número de átomos aprisionados na presença ou ausência do laser de fotoassociação. No caso de nossa armadilha de ^{40}Ca sem rebombeio, estimamos pelo modelo semiclássico de Gallagher-Pritchard que as perdas colisionais para dessintonias pequenas, da ordem de algumas larguras de linha, seriam da ordem de uns poucos por cento das perdas totais. Nesse regime, onde as perdas lineares por bombeamento óptico de níveis metaestáveis dominam, seria extremamente difícil observar um desvio claro do comportamento exponencial nas curvas de carga ou descarga, mesmo controlando a potência dos feixes laser de aprisionamento. De nosso conhecimento, nenhum grupo trabalhando com armadilhas de elementos alcalinos terrosos reportou a observação de colisões frias em MOTs operando na transição $^1\text{S}_0\text{-}^1\text{P}_1$ sem nenhum tipo de esquema de rebombeamento dos átomos que decaem para níveis metaestáveis. Grünert e Hemmerich argumentam que, sem rebombeio, o parâmetro ξ é desprezível [Grünert *et al.* 2001]. O desvio do comportamento não-exponencial é detectável facilmente apenas quando ξ é suficientemente grande, ou seja, quando as perdas por colisões tornam-se comparáveis com as perdas lineares. Todavia, constatamos que existe um outro efeito associado a colisões frias, mensurável mesmo quando a fração ξ é muito reduzida para ser determinada pelo ajuste da curva de carga ou descarga. Se ξ é realmente desprezível, os processos de carga e descarga da armadilha devem ocorrer exatamente com a mesma constante de tempo. Vamos analisar o que ocorre quando ξ é muito pequeno, porém não desprezível, de forma que o comportamento não-exponencial não pode ser facilmente observado. De acordo com

as soluções da equação de taxa que governa o número de átomos aprisionados, Eq.(4.7.5), a descarga ocorre com uma constante de tempo linear de $\tau_D = 1/\alpha$, enquanto que a carga ocorre com uma constante de tempo dada pela Eq.(4.7.9). Dessa forma, para valores muito pequenos de ξ , os processos de carga e descarga são exponenciais em boa aproximação, com o tempo de carga relacionado com o tempo de descarga por

$$\tau_L = \frac{1-\xi}{1+\xi} \tau_D. \quad (4.7.12)$$

Como o parâmetro ξ assume valores no intervalo de 0 a 1, o tempo de carga é sempre menor do que o tempo de descarga, veja a Figura 4.7.1. A Eq.(4.7.12) pode ser invertida, deixando ξ em função das constantes de tempo,

$$\xi = \frac{\tau_D - \tau_L}{\tau_D + \tau_L}. \quad (4.7.13)$$

No regime de baixas perdas não-lineares, a diferença entre os tempos de carga e descarga é de aproximadamente $2\xi \tau_D$. Através de ajustes exponenciais das curvas de carga e descarga, determina-se esse intervalo de tempo, donde é possível obter informações a respeito da taxa de colisões β . Vamos considerar um exemplo prático. Em nosso MOT de ^{40}Ca , o tempo de armazenamento é limitado a 16 ms por bombeamento óptico do nível $^1\text{D}_2$, como vimos na seção anterior. Nesse caso, uma fração de perdas quadráticas de somente 1% causaria uma diferença de tempos entre carga e descarga da ordem de 0.32 ms. Tal diferença pode ser medida com razoável precisão, a princípio melhor do que a incerteza típica de 25 % obtida pela análise do comportamento não-exponencial [Dinneen *et al.* 1999], lembrando que essa incerteza estava relacionada a valores relativamente altos de ξ , da ordem de 0.5. Portanto, na situação de fração colisional muito pequena, a comparação entre as curvas de carga e descarga parece ser um modo de se obter uma informação mais precisa do que o ajuste não-exponencial independente de uma das duas curvas.

Esse método é aplicável apenas para armadilhas carregadas a partir de feixe atômico desacelerado, visto que em MOTs carregados por célula de vapor não é possível observar o processo de descarga da armadilha. E ainda, temos que assegurar que as perdas lineares nos processos de carga e descarga sejam idênticas. À primeira vista essa observação parece óbvia ou, ainda, sem sentido, porém a pressão de radiação do feixe laser de desaceleração

pode levar a perdas adicionais pela extração de átomos aprisionados. Evidentemente, tais perdas adicionais estão presentes apenas no processo de carga.

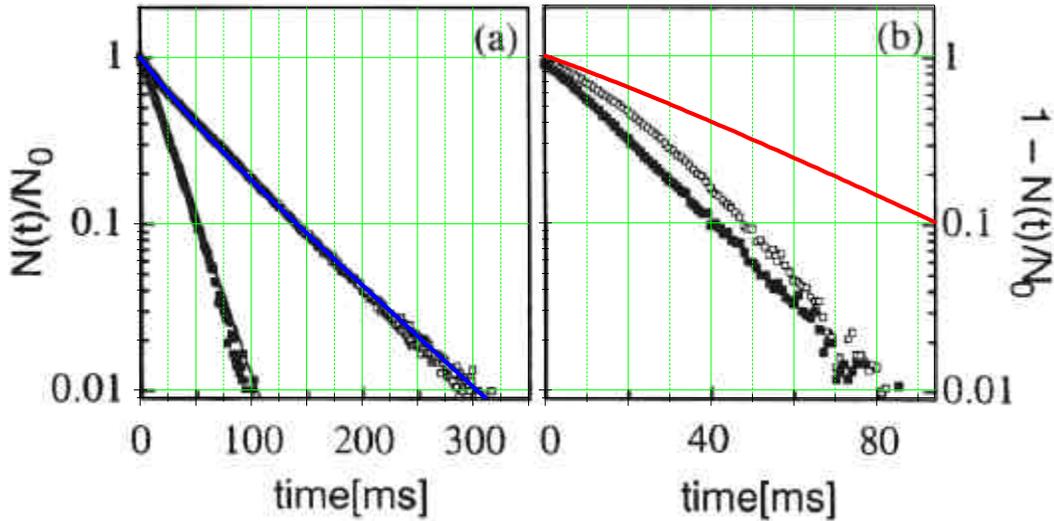


Fig. 4.7.2 Curvas experimentais de descarga (à esquerda) e carga (à direita) da armadilha de ^{40}Ca de Hamburgo [Grünert *et al.* 2001]. Sobre os gráficos retirados dessa referência, traçamos, nas mesmas escalas, a curva teórica de descarga (em azul) e a curva de carga (em vermelho) usando $\xi = 0.32$ e $\alpha = 1/(71.8 \text{ ms})$.

A Figura 4.7.2 apresenta dois gráficos extraídos de [Grünert *et al.* 2001], onde foi reportada a observação de efeitos colisionais em um MOT de ^{40}Ca , utilizando-se de um laser de rebombeio para diminuir as perdas lineares por bombeamento óptico do nível $^1\text{D}_2$. O primeiro gráfico (a), à esquerda, mostra duas curvas de descarga, com e sem o laser de rebombeio, a última correspondendo à curva exponencial com menor constante de tempo. De acordo com os autores, a adição do laser de rebombeio diminui a taxa de perdas linear para $\alpha = 1/(71.8 \text{ ms})$, o que tornou possível a observação de uma fração de perdas colisionais de $\xi = 0.32$. Na Figura 4.7.2.a, sobreposmos um gráfico da curva teórica de descarga (em azul), na mesma escala, produzida com esses valores α e ξ . Verificamos uma razoável concordância nessa sobreposição. Fizemos o mesmo para o caso da carga, Figura 4.7.2.b, onde a curva em vermelho é a curva teórica, Eq.(4.7.8), obtida com os mesmos valores de α e ξ reportados. Embora os autores tenham afirmado que as constantes foram obtidas pelo ajuste de ambas as curvas, carga e descarga, essa afirmação claramente é

equivocada. Os dados experimentais apresentados na Figura 4.7.2.b não condizem com a curva teórica sobreposta. Assim, a taxa de perdas no processo de carga é maior do que aquela observada no processo de descarga, Figura 4.7.2.a. Provavelmente, o que ocorreu nesse experimento foi um distúrbio do feixe laser de desaceleração nos átomos aprisionados, aumentando a taxa de perdas no processo de carga. Portanto, a fim de extrairmos o parâmetro ξ pela comparação entre as curvas, temos que evitar que o feixe laser de desaceleração tenha alguma influência nos átomos aprisionados. Isso pode ser feito de várias formas distintas, utilizando um feixe de desaceleração com a frequência muito longe da ressonância [Metcalf *et al.* 1999], posicionando a região do MOT fora do eixo do feixe atômico [Kisters *et al.* 1994], usando um feixe laser com a região central opaca [Miranda *et al.* 1999] ou focando o feixe laser desacelerador com o foco muito próximo à região central do MOT, porém deslocado no plano transversal do feixe atômico [Cavasso Filho *et al.* 2002].

4.7.5 *Observações experimentais de colisões no MOT de ^{40}Ca da UNICAMP*

No sistema implementado no laboratório, para desacelerar o feixe atômico e aprisionar os átomos com o mesmo laser, estamos utilizando a última técnica descrita. No mesmo conjunto de medidas tomadas inicialmente para analisar o bombeamento óptico do nível $^1\text{D}_2$, descrito na seção anterior, foi possível observar a manifestação de colisões frias. A Figura 4.7.1 apresenta um gráfico com duas curvas de evolução temporal do número de átomos aprisionados no processo de carga (\bullet) e de descarga (\square) da armadilha, para as mesmas condições de aprisionamento. Para uma melhor interpretação, plotamos o sinal normalizado, $\ln(N(t)/N_0)$ no caso do processo de descarga e $\ln(1-N(t)/N_0)$ no caso da carga. Essas medidas foram tomadas para uma dessintonia de $-70(5)$ MHz, cerca de duas larguras de linha, uma intensidade efetiva de aprisionamento de $204(6)$ mW/cm², um gradiente de campo axial de 66 Gauss/cm e uma temperatura do forno de $477(1)$ °C. Nessa situação, o número de átomos aprisionados no estado estacionário determinado pela fluorescência é de $6.5(1.0) \times 10^5$ e a cintura da nuvem atômica a , cerca de $500(50)$ μm , determinada pela análise de imagem da câmera CCD.

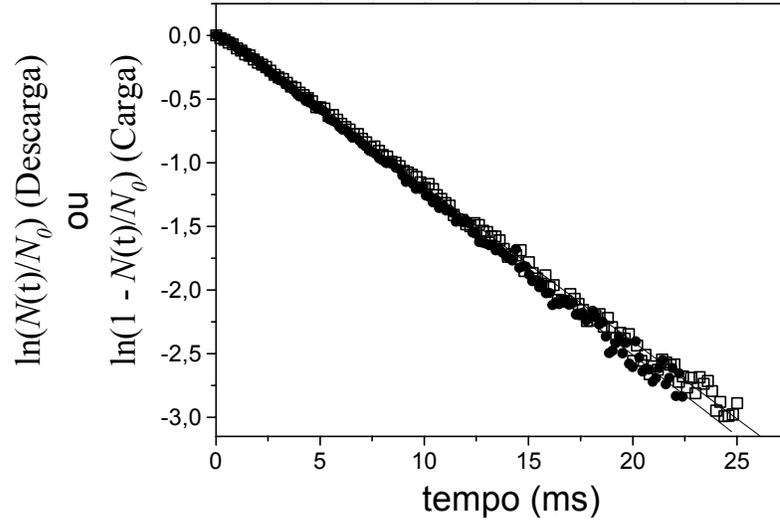


Fig. 4.7.3 Curvas de carga (•) e descarga (□) do MOT para uma dessintonia de $-70(5)$ MHz e uma intensidade efetiva de $204(6)$ mW/cm². Também são mostrados os ajustes exponenciais dessas curvas (linhas cheias).

Isso corresponde a uma densidade de pico n_0 da ordem de $9.3(2.3) \times 10^8$ átomos por cm³. Não observamos nenhum desvio notável do comportamento exponencial nas curvas apresentadas na Figura 4.7.1 e, como previsto, o processo de carga ocorre com uma constante de tempo um pouco menor do que a descarga. As duas linhas cheias que também aparecem nessa figura são ajustes exponenciais, donde extraímos uma constante de tempo para a descarga τ_D de $8.35(5)$ ms e uma constante de tempo para a carga τ_L de $7.84(5)$ ms. Através dessa diferença entre os tempos de carga e descarga, determinamos, a partir da Eq.(4.7.13), uma fração de perdas ξ da ordem de $3.1(6)$ %. Portanto, para essa situação de dessintonia e intensidade do laser de aprisionamento, estimamos uma taxa de colisões β da ordem de $1.1(5) \times 10^{-8}$ cm³ s⁻¹.

Na Figura 4.7.4, apresentamos um gráfico dos tempos de carga e descarga para as mesmas condições descritas para a medida apresentada na Figura 4.7.3, porém variando a dessintonia do laser de aprisionamento. No intervalo de dessintonia analisado, observamos que o processo de carga sempre ocorre com uma constante de tempo menor do que na descarga, confirmando o papel das colisões frias no regime de altas perdas lineares. Nesse gráfico, também constatamos um aumento das constantes de tempo com a dessintonia. Esse

comportamento está relacionado com o bombeamento óptico do nível 1D_2 . A taxa de perdas relacionada a esse mecanismo é diretamente proporcional à fração de átomos no estado excitado que, por sua vez, diminui com o aumento do módulo da dessintonia, como descrito na seção anterior. A Figura 4.7.5 apresenta um gráfico dos tempos de carga e descarga em função da dessintonia para uma intensidade efetiva de $525(15) \text{ mW/cm}^2$. Notamos o mesmo tipo de comportamento das constantes de tempo com a dessintonia.

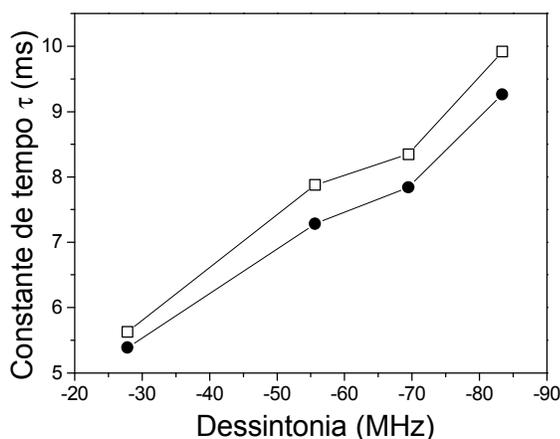


Fig. 4.7.4 Constantes de tempos exponenciais de carga (●) e descarga (□) em função da dessintonia do laser de aprisionamento, para uma intensidade efetiva de $204(6) \text{ mW/cm}^2$.

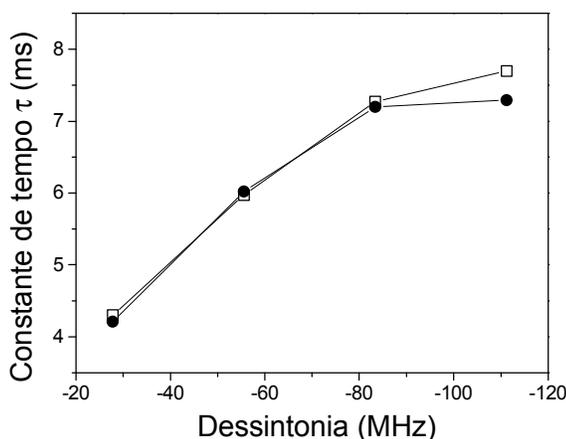


Fig. 4.7.5 Constantes de tempos exponenciais de carga (●) e descarga (□) em função da dessintonia do laser de aprisionamento, para uma intensidade efetiva de $525(15) \text{ mW/cm}^2$.

Todavia, as diferenças entre os tempos de carga e descarga são menores, devido ao fato de que a perda linear é proporcional à intensidade de luz efetiva dos feixes laser de aprisionamento. Aumentando a intensidade, provocamos um aumento α e, conseqüentemente, uma redução na fração colisional ξ , o que se traduz em uma diminuição na diferença entre os tempos de carga e descarga, veja a Eq.(4.7.6) e a Eq.(4.7.12).

O valor do coeficiente β obtido aqui é consideravelmente grande quando comparado àquele obtido recentemente por meio de espectroscopia fotoassociativa [Zinner *et al.* 2000], cerca de $2.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, uma diferença que excede duas ordens de magnitude. A partir disso, poderíamos concluir simplesmente que há falhas em nossas medidas da fração de perdas quadráticas. Entretanto, analisando os valores de ξ e α reportados pelo grupo de Hamburgo em [Grünert *et al.* 2001] e combinando com os valores de número, densidade de pico e diâmetro da nuvem reportados em [Grünert *et al.* 2000], encontramos $\beta = 2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Nesses trabalhos, não é divulgada a dessintonia do laser de aprisionamento. Provavelmente, essa dessintonia é da ordem de algumas larguras de linha da transição, na região de operação de um MOT. O valor que encontramos de β para a armadilha de Hamburgo é muito próximo daquele obtido através de nossas próprias medidas. No experimento de fotoassociação [Zinner *et al.* 2000], foi usado um laser adicional para induzir colisões, utilizando uma dessintonia no intervalo de 2 a 30 GHz, ou 58 a 866 larguras de linha. Provavelmente, por alguma razão, há uma variação de β com a dessintonia que possa explicar essa discrepância. A fim de testar essa hipótese, fizemos um cálculo semiclássico das perdas por ER em nossa armadilha, seguindo o modelo de Gallagher-Pritchard (GP) [Dinneen *et al.* 1999].

4.7.6 Cálculo semiclássico da taxa de colisões β

Na situação em que temos um átomo no estado fundamental 1S_0 e outro no estado excitado 1P_1 , entre eles surge uma interação de dipolo de longo alcance. Já em 1939, mostrou-se que o potencial de interação entre um átomo no estado excitado P e um átomo no estado fundamental S é dado por [King *et al.* 1939] [Weiner *et al.* 1999]

$$U(R) = \pm \frac{1}{R^3} \left(\langle d_x \rangle^2 + \langle d_y \rangle^2 + 2\langle d_z \rangle^2 \right), \quad (4.7.14)$$

onde $\langle d_i \rangle$, com $i = x, y, z$, são as matrizes de transição de dipolo entre os dois estados. O eixo z refere-se à direção que une os dois núcleos atômicos. Dependendo da orientação do *momentum* angular do átomo excitado, o potencial é atrativo ou repulsivo. Devido à ausência de estrutura hiperfina, os alcalinos terrosos possuem apenas dois potenciais repulsivos, $^1\Sigma_g^+$ e $^1\Pi_u$, e dois atrativos, $^1\Sigma_u^+$ e $^1\Pi_g$, como esquematizado na Figura 4.7.6. A curtas distâncias internucleares, a sobreposição das nuvens eletrônicas de cada átomo dá origem a termos de repulsão elétron-elétron [Weiner *et al.* 1999]. A excitação dos potenciais atrativos de longo alcance, $-C_3^\Sigma R^{-3}$ e $-C_3^\Pi R^{-3}$, resulta em perdas de átomos na armadilha. Essas constantes estão relacionadas diretamente com os elementos de matriz de dipolo e são dadas por

$$C_3^\Sigma = \frac{3\hbar\lambda^3}{16\pi^3}\gamma \quad (4.7.15)$$

e $C_3^\Pi = C_3^\Sigma / 2$, onde γ é a largura de linha natural e λ é o comprimento de onda da transição atômica 1S_0 - 1P_1 .

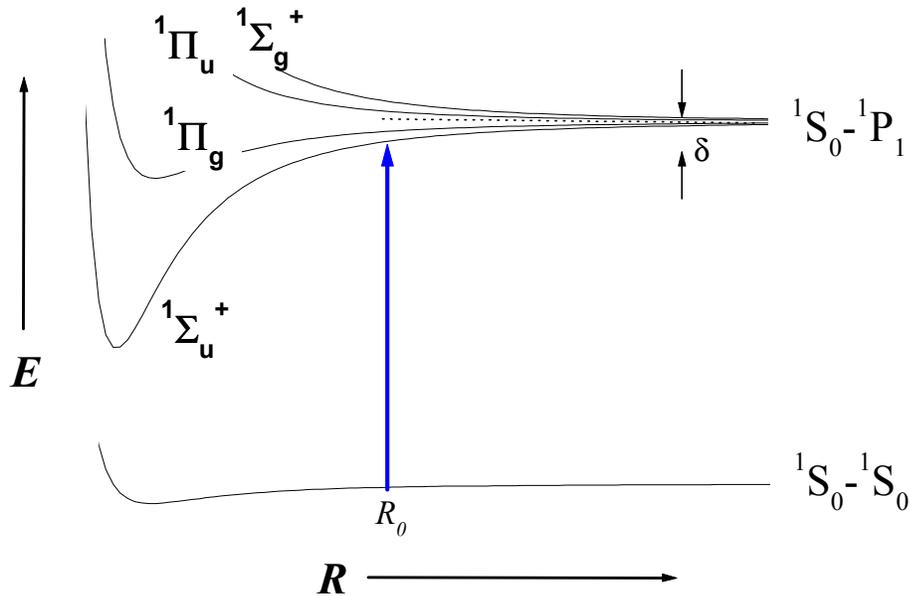


Fig. 4.7.6 Diagrama de níveis moleculares do Ca_2 considerando apenas os níveis atômicos 1S_0 e 1P_1 . São mostradas curvas esquemáticas das energias potenciais de interação dipolar em função da distância internuclear R .

Vamos considerar dois átomos inicialmente no estado 1S_0 , separados a uma distância R_0 . Um laser pode levar a excitação do par de átomos para um dos estados moleculares $^1S_0-^1P_1$, como o $^1\Sigma_u^+$ mostrado na Figura 4.7.6. Caso essa excitação ocorra a uma distância de Condorm R_0 longa, tal que a separação entre os autoestados do potencial seja menor que a largura de linha do estado, os átomos aceleram um contra o outro nesse potencial atrativo. Quando o átomo excitado volta para o estado fundamental a uma separação internuclear mais curta, a energia cinética ganha no processo pode ser suficiente para os átomos escaparem do potencial da armadilha. Esse é o processo de colisão que iremos considerar, denominado escape radiativo (ER). Em um MOT, essas colisões induzidas por luz levam a um escape de cerca de [Dinneen *et al.* 1999]

$$R_{perdas} = 2 \int d^3r \left(\frac{1}{2} \beta n^2(r) \right) \quad (4.7.16)$$

átomos por segundo, onde β é a taxa de colisões de dois corpos, o fator $1/2$ corrige a dupla contagem e o fator 2 está relacionado com a perda de dois átomos em cada processo. O modelo GP considera dois átomos inicialmente no estado fundamental a uma distância internuclear R_0 . A essa distância, a frequência de ressonância molecular é

$$\omega(R_0) = \omega_A - \frac{C_3}{R_0^3}, \quad (4.7.17)$$

onde ω_A é a frequência de ressonância atômica. A taxa de excitação do par para o estado molecular induzido por um campo de radiação com frequência ω_L e intensidade I é dada por [Weiner *et al.* 1999]

$$\mathfrak{R}(R_0, \omega_L, I) = \frac{I}{\hbar \omega_L} \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4(\Delta_M / \Gamma_M)^2}, \quad (4.7.18)$$

onde $\Delta_M = [\omega_L - \omega(R_0)]$ é a dessintonia do laser em relação à ressonância molecular e Γ_M é a taxa de decaimento espontâneo do estado molecular. A probabilidade do par S-P formado em $R = R_0$ sobreviver no estado excitado até colidir em $R \sim 0$ é dada por [Dinneen *et al.* 1999]

$$S(R_0) = \exp \left(- \int_0^{t_c} \Gamma_M(t) dt \right), \quad (4.7.19)$$

onde t_C é o tempo para os átomos colidirem. Considerando que a energia cinética inicial do sistema é nula, das equações de movimento clássicas para duas partículas no potencial central $-C_3 R^{-3}$, podemos converter essa integral no tempo na seguinte integral no espaço

$$S(R_0) = \exp\left(-\sqrt{\frac{\mu R_0^3}{2 C_3}} \int_0^1 \frac{\Gamma_M(x)}{\sqrt{x^3 - 1}} dx\right), \quad (4.7.20)$$

onde μ é a massa reduzida do par de átomos e $x = R / R_0$. A taxa de colisões β é dada pelo produto da taxa de excitação em R_0 com a probabilidade de sobrevivência $S(R_0)$, integrada sobre todos os valores possíveis de R_0 , ou seja,

$$\beta = \int_0^\infty dR_0 4\pi R_0^2 \mathfrak{R}(R_0, \omega_L, I) S(R_0), \quad (4.7.21)$$

onde o fator $4\pi R_0^2$ é a distribuição de número à distância R_0 do átomo alvo [Dinneen *et al.* 1999].

No caso do potencial $^1\Sigma_u^+$, a taxa de decaimento molecular Γ_M é o dobro da taxa de decaimento atômica γ . No caso do ^{40}Ca , o valor mais preciso de γ foi obtido no experimento recente de fotoassociação do PTB [Zinner *et al.* 2000], cerca de $2.205(8) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, o que corresponde a um coeficiente $C_3^\Sigma = 16.5(1) \text{ a.u.}$, ou $1.048(6) \times 10^{-47} \text{ Jm}^3$. Considerando a intensidade luminosa efetiva em nossa armadilha e aplicando o valor constante de Γ_M no cálculo da taxa de excitação e da probabilidade de sobrevivência, obtemos a taxa de colisões β por excitação desse potencial através da Eq.(4.7.21). Na Figura 4.7.7, apresentamos um gráfico teórico de β para uma intensidade efetiva de 200 mW/cm^2 , variando a dessintonia atômica no intervalo de -10 MHz a -2 GHz . Essa figura também apresenta o resultado do cálculo para a excitação do outro potencial atrativo, $^1\Pi_g$. No caso do potencial $^1\Pi_g$, temos que $C_3^\Pi = C_3^\Sigma/2$ e a taxa de decaimento molecular natural Γ_M , ao contrário do potencial $^1\Sigma_u^+$, depende da separação internuclear R ,

$$\Gamma_M^\Pi = \gamma \left\{ 1 - \frac{3}{2} [(y^2 - 1) \sin y + y \cos y] \right\}, \quad (4.7.22)$$

onde $y = 2\pi R / \lambda$. Quando a distância de excitação R é menor do que $\lambda / 2\pi$, temos que $\Gamma_M^\Pi \approx \gamma (2\pi R / \lambda)^2 / 5$. Logo, para distâncias internucleares relativamente altas, há uma razoável probabilidade de excitação do nível $^1\Pi_g$. Ocorrendo a excitação para esse estado molecular, à medida que os átomos se aproximam um do outro, o tempo de vida do par,

$1/\Gamma_M$, aumenta rapidamente. Em outras palavras, o estado $^1\Pi_g$ pode absorver a distâncias longas, mas decai muito fracamente para R pequeno, o que aumenta a probabilidade de sobrevivência do par até separações internucleares da ordem de 10 \AA , onde colisões de mudança de estado podem ocorrer [Dinneen *et al.* 1999]. Dessa forma, esse estado molecular induz eficientemente perdas para baixas dessintonias, quando a excitação ocorre a grandes separações internucleares. Por outro lado, à medida que aumentamos a dessintonia, torna-se difícil excitar o átomo, pois a distância internuclear de excitação é menor e conseqüentemente a taxa de absorção é reduzida. De fato, da Figura 4.7.7, constatamos que, para dessintonias para o vermelho inferiores à 200 MHz, a taxa de colisões é dominada pelo potencial $^1\Pi_g$.

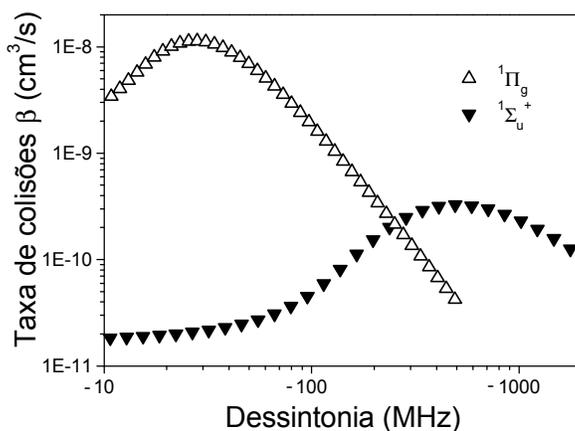


Fig. 4.7.7 Variação da taxa de colisões β com a dessintonia do laser. Cálculo baseado no modelo GP [Dinneen *et al.* 1999] para uma intensidade de 200 mW/cm^2 considerando a probabilidade de excitação dos dois potenciais moleculares atrativos, $^1\Pi_g$ e $^1\Sigma_u^+$.

No modelo apresentado aqui, não incluímos a temperatura do ensemble atômico. Tal inclusão leva a uma diminuição da taxa de colisões, pois o *momentum* angular inicial dos átomos diminui a probabilidade de que o par sobreviva até curtas separações internucleares [Dinneen *et al.* 1999]. Todavia, o comportamento de β que retiramos desse modelo semiclássico simplificado, Figura 4.7.7, explica qualitativamente a discrepância entre o valor obtido através das medidas em nossa armadilha, com dessintonias da ordem de algumas larguras de linha, e aquele reportado no experimento de espectroscopia de fotoassociação [Zinner *et al.* 2000], para dessintonias maiores do que 2 GHz.

Capítulo 5

Conclusões

Nesta tese foram abordados três temas correlatos: o desenvolvimento de fontes laser para acessar a transição ressonante 1S_0 - 1P_1 do cálcio em 423 nm, o estudo de transições desse elemento em espectroscopia optogalvânica em lâmpadas de catodo oco e a construção e caracterização de um sistema de resfriamento e aprisionamento magneto-óptico, bem como análises da taxa de perdas de átomos na armadilha. Neste Capítulo, apresentamos as principais conclusões e sugestões para trabalhos futuros relativas a cada um desses temas.

Uma das fontes laser desenvolvidas para a manipulação de átomos de cálcio com a transição ressonante foi o laser de Ti:Safira duplicado e estabilizado em frequência. Com esse sistema, potências úteis de até 100 mW em 423 nm podem ser alcançadas. O travamento da frequência fundamental do laser em uma cavidade de Fabry-Perot de referência resultou em uma largura de linha rápida de 16 KHz no segundo harmônico. A estabilidade térmica dessa cavidade de referência, proporcionada por seu espaçador de quartzo, traduziu-se em uma deriva de frequência inferior a 30 MHz por hora em 423 nm. Essa deriva térmica relativamente baixa, menor do que a largura de linha de 34.63 MHz da transição, possibilitou a operação da armadilha magneto-óptica sem a necessidade de implementação de sistemas adicionais para travamento do laser na ressonância atômica. Constatamos que a potência no segundo harmônico depende muito da estabilidade em temperatura do cristal não-linear, pois variações de temperatura tão pequenas quanto 0.01

$^{\circ}\text{C}$ podem causar flutuações superiores a 1 mW na potência. Para atenuar essas flutuações, desenvolvemos um circuito controlador capaz de estabilizar a temperatura do cristal com uma deriva térmica inferior a 0.003°C por hora. As variações remanescentes na potência do segundo harmônico estão relacionadas diretamente às flutuações na potência do primeiro harmônico. Como proposta de trabalhos futuros em relação a esse laser, sugerimos o desenvolvimento de um sistema que estabilize a potência no harmônico fundamental do Ti:Safira controlando a potência do laser de bombeio de maneira semelhante àquela indicada em [Dinneen *et al.* 1999] e em [Zinner *et al.* 2000]. Para aumentar a estabilidade em frequência do laser, sugerimos a implementação de um isolamento térmico ou, ainda, um controle térmico, da cavidade de referência de Fabry-Perot.

Como fonte auxiliar em 423 nm, desenvolvemos um laser de diodo em cavidade estendida alternativa duplicado em frequência. Utilizamos esse laser num experimento onde a frequência do feixe laser de desaceleração é desacoplada da frequência dos feixes laser que promovem o aprisionamento magneto-óptico. A deriva em frequência do segundo harmônico desse laser foi estimada em 500 MHz por hora. A fim de aumentarmos a estabilidade em frequência do mesmo e, conseqüentemente, sua aplicabilidade nos experimentos com átomos de cálcio, sugerimos que a frequência de seu harmônico fundamental seja travada à ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot, de maneira semelhante àquela adotada no laser de Ti:Safira.

Investigamos o uso de lâmpadas de catodo oco como um meio eficiente de produção de amostras de vapor de átomos de cálcio para espectroscopia. Como a descarga elétrica popula todos os níveis, é possível fazermos espectroscopia de transições entre níveis excitados. A detecção optogalvânica revelou-se uma técnica de alta sensibilidade, possibilitando a detecção de transições muito fracas. Nas lâmpadas preenchidas com argônio como gás de buffer, observamos espectros de saturação e de intermodulação extremamente largos. Esse alargamento deve-se a colisões entre átomos de cálcio e átomos do gás buffer, em particular colisões que mudam a velocidade do átomo de cálcio de v para $-v$. A reduzida diferença entre as massas do cálcio e do argônio aumenta significativamente a probabilidade dessas colisões. Já em uma lâmpada preenchida com criptônio, ao invés de

argônio, observamos espectros sub-Doppler da transição em 657 nm com larguras tão pequenas quanto 25 MHz. A grande diferença entre as massas do cálcio e do criptônio reduz a probabilidade de colisões que mudam a velocidade. Em um experimento de espectroscopia optogalvânica simultânea a uma espectroscopia de fluorescência no feixe atômico, com a transição ressonante em 423 nm, não detectamos nenhum deslocamento colisional significativo na lâmpada. Uma lâmpada de cátodo oco de cálcio, com o gás de buffer escolhido apropriadamente, pode ser muito útil como referência de comprimento de onda em outros experimentos com esse elemento. Por exemplo, podemos implementar um sistema primário de estabilização do laser de diodo vermelho na transição de intercombinação 1S_0 - 3P_1 utilizando como referência o sinal optogalvânico gerado na lâmpada.

Como a contribuição mais significativa desta tese, destacamos o desenvolvimento e a caracterização do sistema de aprisionamento magneto-óptico de átomos de cálcio, tendo em vista o reduzido número de sistemas similares em operação [Kisters *et al.* 1994] [Oates *et al.* 1999] [Grünert *et al.* 2000]. Implementamos uma armadilha magneto-óptica carregada a partir de um feixe atômico desacelerado por um feixe laser focalizado próximo à região central da armadilha. Utilizamos uma mesma fonte laser para os feixes da armadilha e para o feixe de desaceleração Zeeman, o que corresponde a uma grande simplificação do aparato. Essa desaceleração Zeeman focalizada tem uma eficiência muito próxima da ótima. Um experimento de desaceleração com outra fonte laser mostrou que o número de átomos aprisionados é praticamente independente da potência dos feixes da armadilha. Concluímos que uma potência total de apenas 10 mW em 423 nm já seria suficiente para a operação eficiente de um sistema de armadilha magneto-óptica carregada a partir de um feixe atômico desacelerado. Esse baixo nível de potência torna possível a construção de um sistema compacto, operando exclusivamente através de lasers de diodo. Isso é interessante para aplicações práticas como um padrão de frequência ou relógio óptico baseado em átomos de cálcio frios.

Derivamos uma expressão que relaciona o número de átomos aprisionados com a potência espalhada quando o tamanho da nuvem atômica é comparável à cintura dos feixes

laser de aprisionamento. Apresentamos várias medidas da dependência do número de átomos com o gradiente de campo magnético, potência e dessintonia dos feixes laser de aprisionamento, temperatura do forno e também potência e dessintonia do feixe de desaceleração. Em determinadas circunstâncias, a nuvem de átomos aprisionados apresentou-se em estruturas espaciais estáveis na forma de anéis. Essas estruturas, já relatadas em armadilhas de elementos alcalinos metálicos [Guedes *et al.* 1994], são criadas por forças de vórtex e, neste trabalho, foram observadas pela primeira vez em uma armadilha de um elemento alcalino terroso. A transição de resfriamento desses elementos, partindo de $J'' = 0$ para $J' = 1$, como assumido nos modelos teóricos de resfriamento e aprisionamento, permite fazer comparações mais realistas entre a teoria e os experimentos. Estimamos a temperatura do ensemble de átomos aprisionados por meio da extensão da nuvem atômica. A velocidade média quadrática estimada é da mesma ordem de magnitude dos valores obtidos em medidas espectroscópicas precisas [Kisters *et al.* 1994] [Oates *et al.* 1999].

Analisamos também a taxa de perdas, ou seja, a fração do número de átomos que escapa da armadilha por segundo. O bombeamento óptico do nível metaestável 1D_2 é o principal fator limitante do tempo de armazenamento. Os comportamentos esperados do tempo de armazenamento com a dessintonia e com a intensidade dos feixes laser foram confirmados experimentalmente. Através da dependência da taxa de perdas com a fração de átomos no estado excitado, estimamos a razão entre as probabilidades de decaimento do nível 1P_1 para o estado fundamental e para o nível metaestável 1D_2 . O valor estimado de $1.6(4) \times 10^5$ está bem próximo do valor extraído de experimentos de desaceleração Zeeman de feixe atômico [Beverini *et al.* 1989]. A perda linear gerada por colisões entre os átomos aprisionados e os átomos quentes do gás de fundo limita o tempo de armazenamento em $48(18) \text{ ms} \times 10^{-7} \text{ mbar}$. O efeito do gradiente de campo magnético na taxa de perdas também foi analisado e o comportamento observado é consistente com a variação da extensão da nuvem atômica com o potencial de aprisionamento.

Propusemos um novo método para o estudo de perdas provocadas por colisões binárias entre os átomos frios na armadilha. Quando essas perdas colisionais são muito menores do que as perdas lineares, torna-se difícil observar o comportamento não-

exponencial do número de átomos com o tempo. Instabilidades muito pequenas na intensidade ou na frequência do laser podem degradar ou, ainda, mascarar completamente os efeitos colisionais no processo. Por outro lado, na hipotética ausência de colisões frias na armadilha, os tempos de carga e descarga deveriam ocorrer exatamente com as mesmas constantes de tempo. Mostramos que, quando as perdas lineares são dominantes, a fração de perdas por colisões ξ pode ser extraída através da comparação entre as constantes de tempo das curvas de carga e descarga. No caso da armadilha de ^{40}Ca operando com a transição $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$, as perdas lineares por bombeamento óptico são muito maiores do que as perdas associadas ao processo de colisões binárias entre átomos frios. Embora nesse sistema essas colisões sejam responsáveis por uma fração muito pequena das perdas totais, através desse novo método foi possível medir a taxa de perdas por colisões na armadilha. O valor que estimamos para o coeficiente de colisões β é de $1.1(5) \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Esse valor é relativamente alto quando comparado com o valor obtido em um experimento recente de espectroscopia fotoassociativa [Zinner *et al.* 2000]. Nesse experimento, foi empregado um laser adicional, com dessintonias entre 2 e 30 GHz, para induzir a excitação do estado molecular $^1\Sigma_u$. Assim como no caso do ^{88}Sr [Dinnen *et al.* 1999], o valor relativamente alto aqui estimado para β confirma a importância da excitação do estado molecular $^1\Pi_g$ no processo de perdas colisionais para dessintonias da ordem de algumas larguras de linha. A diferença entre o valor observado em nossa armadilha e aquele reportado em [Zinner *et al.* 2000] pôde ser explicado quantitativamente por um cálculo semiclássico do processo de colisão, semelhante ao efetuado em [Dinnen *et al.* 1999], considerando as excitações dos níveis moleculares $^1\Sigma_u$ e $^1\Pi_g$.

Várias sugestões podem ser feitas tanto para a melhoria do sistema de resfriamento e aprisionamento implementado quanto para experimentos futuros com os átomos frios. A estabilização da potência do laser de Ti:Safira contribuiria para a melhoria da razão sinal-ruído em medidas de perdas por colisões frias [Dinnen *et al.* 1999] [Zinner *et al.* 2000].

Na montagem atual, o diâmetro dos feixes laser de aprisionamento é limitado pelos prismas de Wollaston e pelos romboedros de Fresnel, utilizados como divisores de feixe e como placas de quarto de onda, respectivamente. A substituição desses prismas e

romboedros por componentes ópticos de maior área útil possibilitaria um aumento na cintura desses feixes. Feixes laser com diâmetros maiores levam a um aumento no volume de captura da armadilha e, conseqüentemente, a uma redução da probabilidade de escape ϵ dos átomos que decaem do nível 1D_2 para o estado fundamental diretamente ou através do nível 3P_1 . Numa armadilha formada por feixes laser com diâmetros maiores do que 10 mm, praticamente todos esses átomos são recapturados [Grünert *et al.* 2000]. Nessa situação, o tempo de armazenamento fica limitado a cerca de 23 ms, devido às perdas ocasionadas pela fração de átomos que, do nível 1D_2 , decaem para o nível 3P_2 . Tais perdas podem ser altamente reduzidas com a adição de um laser em 672 nm que transfira a população do nível 1D_2 para o nível 5^1P_1 , donde os átomos decaem rapidamente para o estado fundamental e são recapturados. Recentemente, esse esquema de rebombeamento dos átomos que decaem para 1D_2 foi demonstrado com sucesso e tempos de armazenamento tão altos quanto 84 ms podem ser obtidos [Oates *et al.* 1999]. Observamos essa transição por detecção optogalvânica em uma lâmpada de catodo oco de cálcio [Cavasso Filho *et al.* 2001]. Assim, podemos utilizar o sinal optogalvânico como uma referência de comprimento de onda ou para o travamento desse laser de rebombeio em 672 nm. Todavia, no sistema atual, esse esquema de rebombeamento não levaria a tempos de armazenamento tão altos quanto os observados em [Oates *et al.* 1999]. Nossas medidas da taxa de perdas em função da fração de átomos no estado excitado indicam que a pressão de fundo de 1.5×10^{-7} mbar limita o tempo de armazenamento a cerca de 32 ms. Portanto, a fim de diminuirmos consideravelmente as perdas lineares na armadilha, tornam-se necessárias melhorias no sistema de vácuo.

O método proposto para medidas da taxa de perdas por colisões frias dispensa o uso de lasers de rebombeio [Grünert *et al.* 2001] e sistemas sofisticados de controle de potência [Dinnen *et al.* 1999] [Zinner *et al.* 2000], simplificando o aparato experimental necessário. Investigações da taxa de colisões em armadilhas de elementos alcalinos terrosos para intensidades muito baixas dos feixes de aprisionamento poderiam finalmente esclarecer o papel das colisões de troca hiperfina [Telles *et al.* 2001]. No presente momento, nosso sistema não permite a realização de tais medidas, pois não é possível variar a potência dos feixes de aprisionamento sem alterar a potência do feixe de desaceleração. Pequenas

modificações na montagem óptica do sistema permitiriam diminuir ilimitadamente a potência dos feixes de aprisionamento, mantendo fixa a de desaceleração. Entretanto, outro fator limitante é a relativa baixa sensibilidade dos fotodetectores que empregamos nas medidas de fluorescência dos átomos aprisionados. Uma das sugestões que deixamos para trabalhos futuros é a de contornar as limitações descritas e investigar o comportamento das perdas associadas a colisões binárias de dois corpos no regime de baixas intensidades.

A relativa simplicidade da transição $^1S_0-^1P_1$ do cálcio, partindo de $J''=0$ para $J'=1$, facilita não somente os cálculos de colisões binárias de dois corpos [Macchom *et al.* 2002] como também a análise teórica dos mecanismos básicos de resfriamento e aprisionamento, como o limite Doppler de temperatura [Lett *et al.* 1989] e a formação de estruturas espaciais em anel provocadas por forças de vórtex [Felinto *et al.* 2001]. Uma sugestão que deixamos é a do estudo da formação dessas estruturas espaciais na armadilha magneto-óptica implementada e a comparação com os modelos teóricos. Uma caracterização importante da armadilha é a temperatura da nuvem de átomos confinados. Neste trabalho, fizemos uma estimativa dessa temperatura através da extensão da nuvem e do potencial de aprisionamento. Seria interessante obter medidas precisas da temperatura da nuvem por espectroscopia Doppler da transição de intercombinação $^1S_0-^3P_1$ [Oates *et al.* 1999] ou pela técnica convencional de tempo de voo [Metcalf *et al.* 1999].

O sistema de resfriamento e aprisionamento magneto-óptico implementado abre caminho para experimentos de interferometria atômica [Riehle *et al.* 1996] e espectroscopia de alta precisão [Kurosu *et al.* 1998] com a transição de intercombinação $^1S_0-^3P_1$. Talvez a aplicação prática mais importante dessa coleção de átomos de cálcio frios seja a implementação de um padrão de frequência [Oates *et al.* 1999] e de tempo [Udem *et al.* 2001] baseados num laser estreito travado nessa transição de intercombinação.

A implementação de novas técnicas de resfriamento Doppler com a transição de intercombinação [Binnewies *et al.* 2001] [Curtis *et al.* 2001] podem abaixar a temperatura dos átomos de alguns mili-Kelvin, na armadilha operando com a transição $^1S_0-^1P_1$, para poucos micro-Kelvin. Estamos atualmente avaliando a implementação de outras estratégias, como o resfriamento através de transições de dois fótons proibidas por dipolo elétrico, para atingir temperaturas abaixo do limite Doppler com uma maior simplicidade do aparato

experimental. Átomos de cálcio a micro-Kelvin estão com velocidades baixas o suficiente para serem capturados em uma armadilha de dipolo [Metcalf *et al.* 1999]. Técnicas adicionais de resfriamento do tipo evaporativo nessa armadilha de dipolo poderiam levar o ensemble atômico ao regime quântico degenerado de condensação de Bose-Einstein [Barret *et al.* 2001].

Referências Bibliográficas

- Anderson M.H., Ensher J.R., Matthews M.R., Wieman C.E. and Cornell E.A. 1995, *Observation of Bose-Einstein Condensation in Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, pp. 198-201.
- Barbieri B., Beverini N. and Sasso A. 1990, *Optogalvanic spectroscopy*, Rev. Mod. Phys. **62**, pp. 603-644.
- Barrett M.D., Sauer J.A. and Chapman M.S. 2001, *All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, pp. 010404-1 – 010404-4.
- Biaggio I., Losser H. and Gunter P. 1989, *Intracavity frequency doubling of a diode pumped Nd:YAG laser using a KNbO₃ crystal*, Ferroelectrics **94**, pp. 157-161.
- Beverini N., Giammanco N., Maccioni E., Strumia F. and Vissani G. 1989, *Measurement of the calcium ¹P₁-¹D₂ transition rate in a laser cooled atomic beam*, J. Opt. Am. **B6**, 2188-2193.
- Binnewies T., Wilpers G., Sterr U., Riehle F., Helmcke J., Mehlstaubler T.E., Rasel E.M. and Ertmer W. 2001 *Doppler cooling and trapping on forbidden transitions*, Phys. Rev. Lett **87**, pp. 3002-3005.
- Boyd G.D. and Kleinman 1968, *Parametric interaction of focused gaussian light beams*, J. Appl. Phys. **39**, pp. 3597-3639.
- Boyd T.L. and Kimble H.J. 1991, *Frequency stabilization of a continuous-wave Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, pp. 581-583.
- Bradley C.C., Sackett C.A., Tollett J.J. and Hulet R.G. 1995, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, pp. 1687-1693.
- Cavasso Filho R.L. Viscovini R.C., Arruda M.P., Onisto H.J. and Cruz F.C. 1999, *Amplificadores rápidos de alta tensão para controle de transdutores piezoelétricos*, Rev.Fis. Aplic. Instrum., **14**, pp. 27-32.
- Cavasso Filho R.L. 2001, *Resfriamento e aprisionamento de átomos neutros com laser*, Physicae 2 (APGF-UNICAMP ed., Campinas), pp. 23-31.

- Cavasso Filho R.L., Mirage A., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C. 2001, *Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges*, J. Opt. Soc. Am. **B**, pp. 1922-1927.
- Cavasso Filho R.L., Manoel D.A., Ortega D.R., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C. 2002, *Near on axis calcium magneto-optical trap loaded with a focusing decelerating laser*, submetido para Phys. Rev. A.
- Cavasso Filho R.L., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C., *Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earths*, Phys. Rev. A – Rapid Comm., aceito.
- Cavasso Filho R.L., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C., *Excited-state-population-dependent loss from a Calcium magneto-optical trap*, submetido para J. Phys. B.
- Cohen-Tanoudji C., Diu B. and Laloë 1977, *Quantum Mechanics* 2nd ed., (John Willey & Sons Inc., Paris).
- Curtis E.A., Oates C.W. and Hollberg L. 2001, *Quenched narrow-line laser cooling of Ca-40 to near the photon recoil limit*, Phys. Rev. A **64**, pp. 31403-1 – 31403-4.
- Cruz F.C. 1999, *Notas de aula da disciplina F196 - Eletrônica Quântica I – Lasers*, Curso de Pós-Graduação em Física, IFGW – UNICAMP Campinas-SP.
- Cruz F.C., Cavasso Filho R.L., Siqueira A.S., Manoel D.A., Telles E.M., Scalabrin A. and Pereira D. 1999, *Laser noise measurements and observation of amplitude squeezing in an external cavity diode laser*, Rev.Fis. Aplic. Instrum. **14**, pp. 33-37.
- Davis K., Mewes M-O., Andrews M., van Druten M., Durfee D., Kurn D. and Ketterle W. 1995, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, pp. 3969-3973.
- Demtröder W. 1996, *Laser Spectroscopy, Basic Concepts and Instrumentation* 3rd ed. (Springer-Verlag, Berlin).
- Dinneen T.P., Vogel K.R., Arimondo E., Hall J.L. and Gallagher A. 1999, *Cold collisions of Sr*-Sr in a magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **59**, pp. 1216-1222.
- Einstein A. 1917, *On the quantum theory of radiation*, Physik. Zeit. **18**, pp. 121 (como citado em [Metcalf *et al.* 1999]).
- Felinto D. and Vianna S.S. 2000, *Orbital modes in low-density magneto-optical traps*, J. Opt. Soc. **B 17**, pp. 681-689.
- Frisch O. 1933, Zeit. f. Physik **86**, pp.42 (como citado em [Metcalf *et al.* 1999]).

- Guedes I, de Araújo M.T., Milori D.M.B.P., Surdotovich G.I., Bagnato V.S. and Zilio S.C. 1994, *Forces acting on magnetooptically trapped atoms*, J. Opt Soc. Am. **B 11**, pp. 1935- 1940.
- Green R.B., Keller R.A., Luther G.G., Schenck P.K. and Travis J.C. 1976, *Galvanic detection of optical absorptions in a gas-discharge*, Appl. Phys. Lett., **29**, pp. 727-729.
- Grünert J., Quehl G., Elman V. and Hemmerich A. 2000, *Ultracold metastable calcium ensembles, a medium for matter wave amplification?*, J. Mod. Opt. **47** (14/15), pp. 2733-2740.
- Grünert J. and Hemmerich A. 2001, *Optimizing the production of metastable calcium atoms in a magneto-optical trap*, Appl. Phys **B 73**, pp. 815-818.
- Hall J.L. and Lee S.A. 1976, *Interferometric rea-time display of cw dye laser wavelength with sub-Doppler accuracy* , Appl. Phys. Lett. **29**, pp. 367-369.
- Hamilton M.W. 1989, *An introduction to stabilized lasers*, Contemp. Phys. **30**, pp. 21-30.
- Hänsch T.W. and Schawlow A.L. 1975, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt Commun. **13**, pp. 68-69.
- Hänsch T.W. and Couillaud B. 1980, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Commun. **35**, pp. 441-444.
- Julienne P.S. 2000, *Notes on collision studies of laser-cooled group II $^1S-^1,3P$ systems*, ITAMP Workshop on cold alkaline-earth atoms, sept 7-9. 2000.
- Katori H., Ido T., Isoya Y. and Kuwata-Gonokami M.1999, *Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature*, Phys. Rev. Lett. **82**, pp. 1116-1119.
- Keller R.A. and Zalewski E.F. 1980, *Noise considerations, signal magnitudes and detection limits in a hollow-cathode discharge by optogalvanic spectroscopy*, Appl. Opt. **19**, pp. 3301-3305.
- Keller R.A. and Zalewski E.F. 1982, *Optogalvanic response to light – photon energy vs photon number – comments*, Appl. Opt. **21**, pp. 3992-3993.
- King G.W. and van Vleck J.H. 1939, *Dipole-Dipole resonance forces*, Phys. Rev. **55**, pp. 1165-1172.
- Kisters Th., Zeiske K., Riehle F. and Helmcke J. 1994, *High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms*, Appl. Phys. **B 59**, pp. 89-98.

- Kopeika N.S. 1982, *Optogalvanic response to light – photon energy vs photon number*, Appl. Opt. **21**, pp. 3989-3991.
- Kurosu T. and Shimizu F. 1990, *Laser cooling and trapping of Calcium and Strontium*, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, pp. L2127 - L2129.
- Kurosu T. and Shimizu F. 1992, *Laser cooling and trapping of alkaline earth elements*, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, pp. 908-912.
- Kurosu T., Zinner G., Trebst T. and Riehle F. 1998, *Method for quantum-limited detection of narrow-linewidth transitions in cold atomic ensembles*, Phys. Rev. **A 58**, pp. R4275-R4278.
- Littman M.G. and Metcalf H.J. 1978, *Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander*, Appl. Opt. **17**, pp. 2224-2227.
- Lett P.D., Phillips W.D., Rolston S.L., Tanner C.E., Watts R.N. and Westbrook C.I. 1989, *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. **B 6** 11, pp. 2084-2107.
- Lodahl P., Sorensen J.L. and Polzik E.S. 1997, *High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **64**, pp. 383-386.
- Loftus T., Bochinski J.R., Shivitz R. and Mossberg T.W. 2000, *Power dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap*, Phys. Rev. **A 61**, pp. (R)51401-51404.
- Mabuchi H., Polzik E.S. and Kimble H.J. 1994, *Blue-light induced infrared absorption in KNbO₃*, J. Opt. Soc. Am **B 11**, pp. 2023-2029.
- Machholm M., Julienne P.S. and Suominen K.A. 2001, *Calculations of collisions between cold alkaline-earth-metal atoms in a weak laser field*, Phys. Rev. **A 64**, pp. 33425-33443.
- Machholm M., Julienne P.S. and Suominen K.A. 2002, *Subthermal linewidths in photoassociation spectra of cold alkaline-earth-metal atoms*, Phys. Rev. **A 65**, pp. 23401-23404.
- Manoel D.A., Cavasso Filho R.L., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C. 2002, *Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity*, Opt. Commun. **201**, pp. 157-163.
- Metcalf H.J. and van der Straten P. 1999, *Laser cooling and trapping* (Springer-Verlag, New York) e referências inclusas nesse trabalho.
- Mirage A., Pereira D., Cruz F.C. and Scalabrin A. 1992, *Determination of the saturation parameter of electronic transition in a uranium-neon hollow-cathode discharge by optogalvanic spectroscopy*, Nuovo Cimento **D 14**, pp. 605-611.

- Miranda S.G., Muniz S.R., Telles G.D., Marcassa L.G., Helmerson K. and Bagnato V.S. 1999, "*Dark-spot*" atomic-beam slowing for on-axis loading of traps, Phys. Rev. A **59**, pp. 882-885.
- Moulton P.F. 1986, *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*, J. Opt. Am B **3**, pp. 125-133.
- Oates C.W., Bondu F., Fox R.W. and Holberg L. 1999, *A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection*, Eur. Phys. J. D **7**, pp. 449-460.
- Onisto H.J. 2001, *Projeto e construção de um laser de Ti:Safira contínuo, sintonizável, com frequência única e estabilizada à uma cavidade externa de referência*, Tese de Mestrado, FEEC – UNICAMP Campinas – SP .
- Onisto H.J., Cavasso Filho R.L., Scalabrin A., Pereira D. and Cruz F.C. 2002, *Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers*, Opt. Engineering **41**, pp. 1122 –1127.
- Phillips W. and Metcalf H. 1982, *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **58**, pp. 596-599
- Prentiss M., Cable A., Bjorkholm J.E. and Chu S 1988, *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*, Opt. Lett. **13**, 6, pp. 452-454.
- Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S. and Pritchard D.E. 1987, *Trapping of neutral atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, pp. 2631-2634.
- Riehle F., Schnatz H., Zinner G., Zeiske K., Lipphardt B. and Helmcke J. 1996, *Calcium optical frequency standard based on atom interferometry*, Laser Phys. **6**, pp. 237-243.
- Shulz P.A. 1988, *Single frequency Ti:Al₂O₃ ring laser*, IEEE J. Quantum Eletron **24**, 1039-1044.
- Smith P.W. and Hänsch T. 1971, *Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328-Å neon-laser line*, Phys. Rev. Lett. **26**, p. 760.
- Telles G.D., Bagnato V.S. and Marcassa L.G. 2001, *Alternative to the hyperfine-change-collision interpretation for the behavior of magneto-optical-trap losses at low light intensity*, Phys. Rev. Lett. **86**, 20, pp. 4496-4499.
- Udem T., Diddams S.A., Vogel K.R., Oates C.W., Curtis E.A., Lee W.D., Itano W.M., Drullinger R.E., Bergquist J.C. and Hollberg L. 2001, *Absolute frequency measurements of the Hg⁺ and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser*, Phys. Rev. Lett. **86**, 22, pp. 4996-4999.

- Vassen W., Zimmermann C., Kallenbach R. and Hänsch T.W. 1990, *A frequency-stabilized titanium sapphire laser for high resolution spectroscopy*, Opt. Commun. **75**, pp. 435-440.
- Verdeyen J.T. 1995, *Laser electronics*, 3rd ed. (Prentice-Hall, Cambridge).
- Weiner J., Bagnato V.S., Zilio S. and Juliane P.S. 1999, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1, pp.1-85.
- Wineland D. and Dehmelt 1975, *Proposed $10^{14}\delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator*, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, p. 637.
- Woehl Jr. G., Garcia G.D., Cruz F.C., Pereira D. and Scalabrin A. 1999, *Deceleration of a calcium atomic beam with a frequency-doubled diode laser*, Appl. Opt. **32**, pp. 2540-2544.
- Zinner G., Binnewies T., Riehle F. and Tiemann E. 2000, *Photoassociation of cold Ca atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, pp. 2292–2295.

Apêndice A

Artigos publicados e artigos submetidos

Neste apêndice, apresentamos os artigos científicos produzidos no decorrer do desenvolvimento desta tese. Esses artigos constam de dois trabalhos submetidos recentemente para publicação, seis publicados em revistas internacionais, um trabalho completo em um simpósio internacional e três trabalhos publicados em revistas nacionais. Abaixo, relacionamos esses artigos na mesma seqüência da apresentação¹.

Artigos submetidos para publicação

1. R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Excited-state-population-dependent loss from a Calcium magneto-optical trap*, submetido para Eur. Phys. J. D.
2. R.L. Cavasso Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *On-axis Calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser*, submetido para Appl. Phys. B.

¹ Também relacionados ao projeto de tese, estão dois trabalhos apresentados em conferências internacionais com resumos nos seus anais, [R.L. Cavasso Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Collisional Effects on calcium spectroscopy in hollow cathode discharges*, XVII International Conference on Atomic Physics, (Florença, Itália, 2000)] e [R.L. Cavasso Filho, A. Mirage, F.C. Cruz, A. Scalabrin, and D. Pereira, *High Resolution and Sensitivity Spectroscopy of Calcium*, 14th International Conference on Laser Spectroscopy (Innsbruck, Áustria, 1999)].

Artigos publicados em revistas internacionais

3. R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earths*, Phys. Rev. A **67**, 021402(R) (2003).
4. R.L. Cavasso Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz, *Calcium Magneto-Optical Trap Loaded from a Decelerated Atomic Beam*, Braz. J. Phys. **33**, 360 (2003).
5. R.L. Cavasso Filho, W.C. Magno, D.A. Manoel, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Deceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms*, J. Opt. Soc. Am. **B 20**, aceito (2003).
6. R.L. Cavasso Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz, *Laser spectroscopy of Calcium in hollow cathode discharges*, J. Opt. Soc. Am. **B 18**,1922 (2001).
7. H.J. Onisto, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers*, Opt. Engineering **41**, 1122 (2002).
8. D.A. Manoel, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity*, Opt. Commun. **201**, 157 (2002).

Trabalho completo em conferência internacional

9. R.L. Cavasso Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, *Optical Frequency Standards Based on Cold Calcium Atoms*, Proc. 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, World Scientific, 546 (2001)..

Artigos publicados em revistas nacionais

10. R.L. Cavasso Filho, *Resfriamento e Aprisionamento de Átomos Neutros com Laser*, *Physicae* **2**, (APGF-UNICAMP ed.), 23 (2001).

11. F.C.Cruz, R.L.Cavasso-Filho, A.S. Siqueira, D.A.Manoel, E.M.Telles, A.Scalabrin, and D.Pereira, *Laser noise measurements and observation of amplitude squeezing in an external cavity diode laser*, *Rev.Fis. Aplic. Instrum.* **14**, 33 (1999).

12. R.L.Cavasso Filho, R.C.Viscovini, M.P.Arruda, H.J.Onisto e F.C.Cruz, “Amplificadores rápidos de alta tensão para controle de transdutores piezoelétricos” , *Rev.Fis. Aplic. Instrum.*, **14**, 27 (1999).

Excited-state-population-dependent loss from a calcium magneto-optical trap

Reinaldo L.Cavasso Filho, Artêmio Scalabrin, Daniel Pereira and Flavio C.Cruz
*Instituto de Física ‘Gleb Wataghin’, Universidade Estadual de Campinas,
 CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil*

PACS numbers: 32.80.Pj, 42.50.Vk, 32.80.Bx

Abstract

We present an analysis of losses due to optical pumping of the 1D_2 state in a magneto-optical trap of calcium atoms working with the 1S_0 - 1P_1 transition. The observed lifetimes of the trapped atoms are consistent with the excited state population fraction dependence of the linear loss rate. We estimated the branching ratio between the 1P_1 level to the ground state and to the metastable state 1D_2 to be $(1.6 \pm 0.4) \times 10^5$. We also observed a small number dependence in the loss rate, which is a clear evidence of an additional trap depopulation mechanism related with inelastic two-body cold collisions between calcium atoms.

1. Introduction

The alkali-metals were the first elements to be manipulated with near resonant laser radiation. In the almost fifteen years following the first demonstration of a magneto-optical trap (MOT) [1], much progress has been done in the precise control of the atomic motion, culminating with the experimental demonstrations of quantum degeneracy in 1995, opening a fascinating new field of research. Although much work has been done and many techniques were developed to manipulate alkali-metal elements, only few groups have reported success in cooling and trapping alkaline-earths. Today, we can count only nine groups, including ourselves [2], with traps of these elements [3]. The main reasons for this difference are technical. While the cooling transitions of alkali-metals can be addressed by industry standard diode or dye lasers and the atoms can be captured from room temperature vapor cells, the alkaline-earth elements require more complicated laser sources, in the violet or ultra-violet range, and efficient loading of a MOT is possible only from atomic beam systems.

Figure 1 presents a simplified scheme of the level structure of ^{40}Ca , showing the relevant levels, transition wavelengths and Einstein coefficients. The two valence electrons and zero nuclear spin of the most abundant isotopes of alkaline-earths give rise to series of singlet and triplet levels and absence of hyperfine structure. This absence of hyperfine splitting dispenses the use of a “repump” laser as required for alkali-metal elements. The spin forbidden 1S_0 - 3P_1 transition has a natural linewidth of only 408 Hz for Calcium [4, 5]. Such a narrow transition departing from the ground state has

applications for an optical frequency standard and clock [6], atomic interferometry [7], high-resolution spectroscopy [8] and laser cooling into microKelvin temperatures [9,10]. On the other hand, the broad linewidth and the short wavelength of the 1S_0 - 1P_1 transition provide a large radiation pressure, making possible a fast cooling rate. However, with the exception of magnesium, this is not an optically closed transition. The excited 1P_1 level may decay into the lower lying 1D_2 state with a rate of $\gamma_{PD} = 2180(300) \text{ s}^{-1}$ [11] in the case of ^{40}Ca .

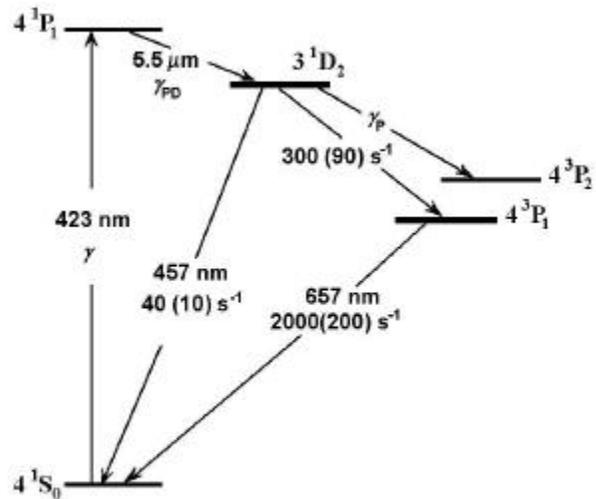


Figure 1. Simplified energy level diagram of ^{40}Ca , showing the relevant levels, wavelengths and transition rates.

In this way, the cooling time, that is, the time of interaction of the atom with the resonant radiation connecting the ground state and the 1P_1 level, is limited by optical pumping into the 1D_2 level. This effect was recognized to limit the storage time since the first experiments of magneto-optical trapping of alkaline-earth elements [12]. However, up to now there has not been a detailed experimental analysis of this loss mechanism, which includes its dependence on laser detuning, intensity and magnetic field gradient. Such analysis in a calcium MOT is the main subject of this paper. The apparatus for our MOT, loaded from a decelerated atomic beam, has been described elsewhere [2]. A similar analysis of this mechanism was done recently in Ytterbium [13], a non alkaline-earth element but which has the same kind of level structure. This comparison is particularly interesting because both ytterbium and calcium 1S_0 - 1P_1 transitions have very close linewidths, wavelengths and saturation intensities.

2. Optical pumping of metastable levels and trap loss

We will analyze now how the population dynamics of the internal atomic levels is connected with the trap storage time. Lets call N_P the number of atoms in the 1P_1 level and N the total number of atoms. The population of the this level increases at a rate $Nf\gamma$, the transfer rate of atoms from the ground state, and decreases with a rate $N_P\gamma$, the spontaneous decay to the ground state, plus $N_P\gamma_{PD}$, the spontaneous decay to the 1D_2 level:

$$\frac{dN_P}{dt} = N f\gamma - N_P\gamma - N_P\gamma_{PD}. \quad (1)$$

In this equation f is the excitation probability of the 1P_1 state [12,14] given by

$$f = \frac{1}{2} \frac{I_{eff}/I_S}{1 + I_{eff}/I_S + 4\delta^2/\gamma^2}, \quad (2)$$

where I_{eff} is the average of the trap laser intensity in the atomic ensemble [2], I_S is the saturation intensity (59.9 mW/cm² for ^{40}Ca), δ is the detuning of the trap laser beams and γ is the natural linewidth ($2\pi \times 34.6$ MHz) [14]. The quantity f can also be interpreted as the fraction of atoms in the excited 1P_1 state. In a similar way, the number of atoms in the metastable state 1D_2 , N_D , is governed by the following rate equation

$$\frac{dN_D}{dt} = N_P\gamma_{PD} - N_D(\gamma_P + \gamma_S), \quad (3)$$

where $N_D\gamma_P$ is the decay rate to the 3P_2 level and $N_D\gamma_S$ the decay rate to the ground state directly or through the 3P_1 level. In steady state, $dN_P/dt = 0$, the population of the 1P_1 level is $N_P = N f \gamma / (\gamma + \gamma_{PD}) \approx N f$. Similarly, the

population of the metastable 1D_2 level is given by $N_D = N_P \gamma_{PD} / (\gamma_P + \gamma_S)$.

From the 1D_2 level, $\gamma_P / (\gamma_S + \gamma_P) \approx 22\%$ of the atoms decay to the 3P_2 state. These atoms are completely lost from the trap because this state has a lifetime of about two hours [15]. The remaining fraction of atoms in the 1D_2 level decay to the ground state in approximately 3 ms. These atoms have a probability ϵ to escape from the trap volume [12]. This probability depends on the atomic velocity distribution and the MOT capture volume. Therefore, we have a rate of $N_D (\gamma_P + \epsilon \gamma_S)$ atoms leaving the trap. Disregarding the inelastic two-body collisions between cold atoms, the process of optical pumping of the 1D_2 level leads to the following loading equation for the number of trapped atoms

$$\frac{dN}{dt} = R - N_D(\gamma_P + \epsilon \gamma_S) - N p \gamma_C, \quad (4)$$

where R is the capture rate, p is the background pressure and γ_C is the collision rate between cold trapped and hot background atoms. By the size of our MOT beams and considering a rms atomic velocity of 100 cm/s [2], we estimate that approximately 50% of the 1D_2 atoms decaying to the ground state are not recaptured. By simply increasing the MOT laser beams, one can recapture almost 100 % of these atoms [16]. When the loading stops, $R = 0$ and we have a pure exponential decay of the trap number, $dN/dt = -\alpha N$, where

$$\alpha = \frac{\gamma_P + \epsilon \gamma_S}{\gamma_P + \gamma_S} \gamma_{PD} f + p \gamma_C \quad (5)$$

is the loss rate. Then, in a high vacuum environment, the trap lifetime is limited to

$$\tau = 2 \frac{\gamma_P + \gamma_S}{\gamma_P + \epsilon \gamma_S} \gamma_{PD}^{-1} \left(1 + \frac{I_S}{I_{eff}} \frac{\gamma^2 + 4\delta^2}{\gamma^2} \right). \quad (6)$$

3. Experimental results and discussion

In figure 2 we analyze the decay rate of our calcium MOT as a function of the trapping laser detuning, δ , for fixed laser intensity. Specifically, we plot $\ln(N(t)/N_0)$ where N_0 is the steady state and $N(t)$ is the instantaneous trap number, with t being the time delay after switching off the slower laser beam.

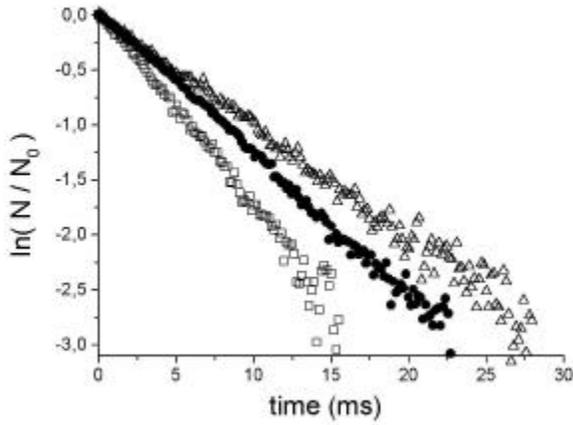


Figure 2. Normalized trapped atoms fluorescence as a function of time after suddenly switching-off the Zeeman slower laser beam, for an effective trapping laser intensity of $3.4 I_S$ and three different red detunings: \square 28 MHz, \bullet 56 MHz and \triangle 84 MHz.

The curves clearly show the exponential behavior of the decay process. From these plots, we observe that the lifetime increases with the detuning, as predicted by equation (6). We could expect that this increasing would not stop for larger detunings. However, for detunings larger than approximately 130 MHz, the MOT is unstable because the radiation pressure is not strong enough to hold the trapped atoms.

In figure 3 we present decay curves for a fixed detuning of 84(5) MHz, varying the trapping laser intensity. We observe the expected behavior of equation (6), an increasing lifetime with decreasing laser intensity. Lowering the power would increase the lifetime, but lower laser power also leads to a decrease in the photon scattering rate, the trap potential and the capture velocity, such that only very cold atoms would remain trapped.

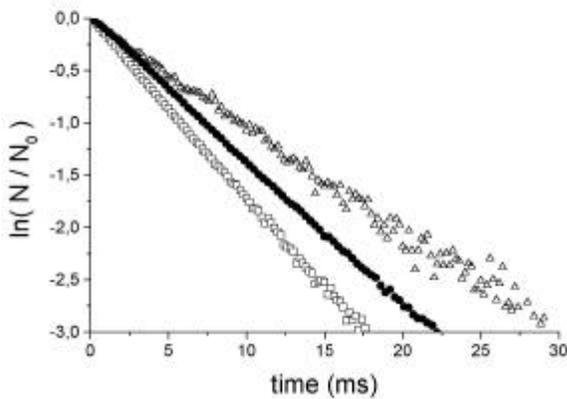


Figure 3. Decay curves for several trap laser intensities, \square $11.9 I_S$, \bullet $8.8 I_S$ and \triangle $3.4 I_S$. All curves were obtained with a red detuning of 84(5) MHz.

According to equation (5), the loss rate α is expected to be linearly dependent on the 1P_1 population fraction. In figure 4 we present some loss rate measurements taken under a variety of intensity and detuning conditions. From the observed variation of the loss rate with the excited state fraction, we could estimate the decay rate of the 1P_1 level to the low-lying 1D_2 state to be $\gamma_{PD} = 1440(400) \text{ s}^{-1}$. This corresponds to a branching ratio between the decay probability from the 1P_1 level to the ground and to the metastable 1D_2 state of $1.6(4) \times 10^5$. This value is very close to a previous measurement using a decelerated atomic beam [11]. Here, the uncertainty in γ_{PD} comes mainly from the uncertainty in the fraction of 1D_2 atoms that escape from the trap before decaying to the ground state. Similar measurements in traps with a large capture volume, which means smaller ϵ , such those of [3] and [4] would improve this uncertainty. One could also decrease considerably the trap volume, making $\epsilon = 1$ and the loss rate independent on the precise values of γ_S and γ_P , see equation (5). From the linear fit of the data on figure 4 we also observe that for f going to zero the loss rate is still not negligible. Based on this extrapolation we conclude that the imperfect vacuum conditions of our MOT chamber, with a typical background pressure of 1.5×10^{-7} mbar, is limiting the trap lifetime to 35(12) ms, which means $1/\gamma_C = 48(18) \times 10^{-7} \text{ ms mbar}$. This is in agreement with a measurement from PTB [17] where they use an additional laser to depopulate the 1D_2 metastable level and obtain a trap lifetime of 50 ms, for a background pressure of around 10^{-7} mbar.

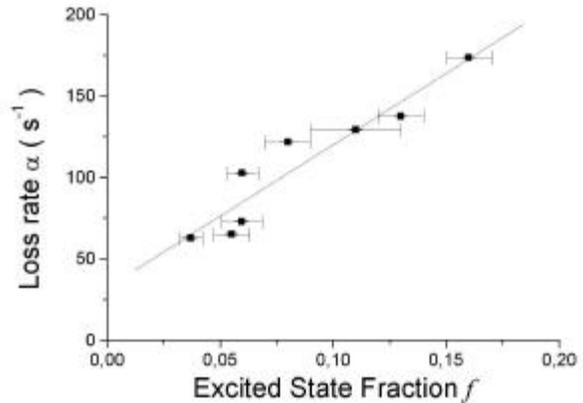


Figure 4. Loss rate as a function of the excited state fraction for several conditions of trapping laser intensity and detuning. The straight line is a linear fit of the data.

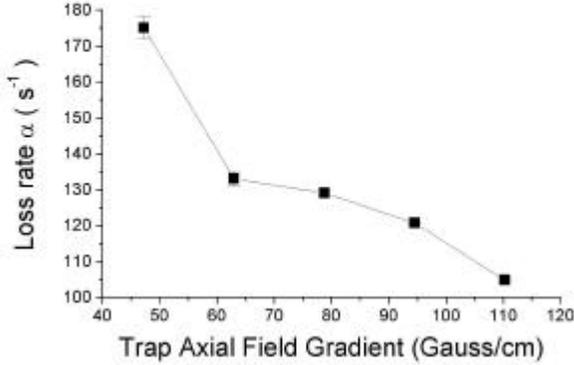


Figure 5. Loss rate as a function of the magnetic field gradient. All measurements were taken with $f=0.080(6)$.

Optical pumping of the 1D_2 state puts a limit on the trap storage time as predicted by equation (6), with the lifetime increasing with increasing detuning and decreasing laser power. This model does not say anything about the dependence with the magnetic field gradient. In figure 5, we show the results of loss rate measurements as a function of trap field gradient, for an effective trapping intensity of $493(7)$ mW/cm^2 and a red detuning of $111(5)$ MHz, which gives an excited state fraction of $0.080(6)$. We observe a decrease in the loss rate as the gradient increases. In a constant volume regime, the size of the atomic cloud is expected to be inversely proportional to the magnetic field gradient. The escape probability ϵ introduced in [12] does not take into account the spatial distribution of the atomic ensemble. In the constant volume regime, the density of trapped atoms has a Gaussian shape $\exp(-r^2/a^2)$, where a is the atomic cloud waist size. The ensemble temperature is basically dictated by the laser intensity and detuning and does not depend on the magnetic field gradient A [18]. On the other hand, the trapping potential is directly dependent on it. Furthermore, according to the equipartition of energy, the spatial distribution and the velocity distribution (temperature) are connected by the trapping potential [14]. Keeping the same laser intensity and detuning, the size of the atomic cloud a varies as $A^{-1/2}$. In the case where a is comparable with the trap volume defined by the laser beams diameters, the escape probability will depend on a . It is obvious that the larger is the atomic cloud the easier will be for an 1D_2 atom to decay to the ground state outside the trap volume. Therefore, the smaller is the magnetic field gradient, the greater will be the escape probability ϵ and, consequently, the loss rate.

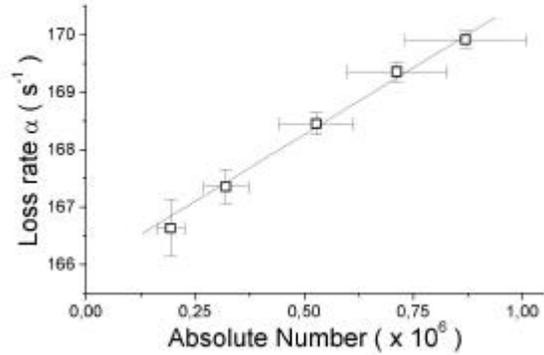


Figure 6. Loss rate α as a function of the absolute trap number for an excited state fraction of 0.16. The straight line is a linear fit of the data.

By analyzing decay curves starting from times different from $t = 0$, that is, with different initial number of atoms N_0 , we can determine the dependence of the loss rate with the number of atoms. If the influence of inelastic collisions between cold calcium atoms is neglected, the loss rate is expected to be independent on the number of trapped atoms. In figure 6 we plot the total loss rate as a function of the absolute number of trapped atoms N_0 for a particular trapping condition. In a similar measurement in an Ytterbium MOT [13], where the storage time is also limited by the excited state population fraction, it was not observed any variation in the loss rate with the number of trapped atoms. The observed increase in the loss rate with the number of atoms is a clear evidence of two-body inelastic collisions between the trapped calcium atoms. When collisions are taken into account, the trap loading equation reads [19]

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \beta \frac{N^2}{(\sqrt{2\pi}a)^3}, \quad (7)$$

where β is the inelastic collision coefficient. When the quadratic term on equation (7) is small compared with the linear part, the deviation from a pure exponential decay is difficult to observe [16,19]. In this situation we have just a small increase in the total loss rate given by $\beta N (\sqrt{2\pi}a)^{-3}$. In the constant volume regime, this additional loss rate is linear with N , as observed in figure 6. For around 10^6 trapped atoms, we estimate the loss fraction due to cold collisions, ξ , to be 2 % of the total losses. Considering the observed width a , and the number of trapped atoms, we can obtain a value for the collisional rate β . A more complete analysis of the collision losses in our trap will be given elsewhere [20]. The fraction of collision loss compared with the total losses is small due to the high linear loss resulting from optical pumping into the 1D_2 state, but nevertheless can be observed as a dependence of the trap decay rate with the number of atoms.

In conclusion, we analyzed trap losses in a calcium MOT operating with the 1S_0 - 1P_1 transition. Optical pumping to the metastable 1D_2 state is the predominant loss channel and limits the storage time of the trap. The expected behavior of the storage time with detuning and laser intensity was confirmed. By the excited state fraction dependence of the loss rate, we estimated the branching ratio between the probabilities of decaying from 1P_1 state to the ground and to the metastable 1D_2 state to be $1.6(4) \times 10^5$. The linear loss generated by collisions between the trapped and background atoms limits the storage time to $1/\gamma_C = 48(18) \times 10^{-7}$ ms mbar. The effect of the magnetic field gradient on the loss rate was also analyzed and the observed behavior is consistent with the variation of the size of the atomic cloud with the trapping potential. Even with high linear losses, we observed a variation in the loss rate with the number of trapped atoms, which is a signature of cold collisions. A detailed analysis of this will be given elsewhere [20].

Acknowledgments

This work was supported by FAPESP, CAPES and CNPq, Brazilian government agencies. Support for RLCF was through CAPES graduate research scholarship. Contact author: flavio@ifi.unicamp.br.

References

- [1] Raab EL, Prentiss M, Cable A, Chu S and Pritchard DE 1987, *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631.
 [2] Cavasso Filho RL, Manoel DA, Ortega DR, Scalabrin A, Pereira D and Cruz FC, *Near on-axis calcium magneto-optical trap loaded with a focusing decelerating laser*, submitted to *Phys. Rev. A*.
 [3] Grünert J, Quehl G, Elman V and Hemmerich A 2000, *J. Mod. Opt.* **47** 2733 and references therein.
 [4] Oates CW, Bondu F, Fox RW and Hollberg L 1999, *Eur. Phys. J. D* **7** 449.
 [5] Kisters Th, Zeiske K, Riehle F and Helmcke J 1994, *Appl. Phys. B* **59** 89.
 [6] Udem T, Diddams SA, Vogel KR, Oates CW, Curtis CW, Lee WD, Itano WM, Drullinger RE, Bergquist JC and Hollberg L 2001, *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996.
 [7] Riehle F, Schnatz H, Zinner G, Zeiske K, Lipphardt B and Helmcke J 1996, *Laser Phys.* **6** 237.
 [8] Kurosu T, Zinner G, Trebst T and Riehle F 1998, *Phys. Rev. A* **58** R4275.
 [9] Binnewies T, Wilpers G, Sterr U, Riehle F, Helmcke J, Mehlstaubler TE, Rasel EM and Ertmer W 2001, *Phys. Rev. Lett.* **87** 3002.
 [10] Cutis EA, Oates CW and Hollberg L 2001, *Phys. Rev. A* **64** 1403.
 [11] Beverini N, Giammanco F, Maccioni E, Strumia F and Vissani G 1989, *J. Opt. Am. B* **6** 2188.

- [12] Kurosu T and Shimizu F 1992, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 908.
 [13] Loftus T, Bochinski JR, Shivitz R and Mossberg TW 2000, *Phys. Rev. A* **61** R51401.
 [14] Metcalf HJ and van der Straten P 1999, *Laser cooling and trapping* (Springer-Verlag NY).
 [15] Derevianko A 2001, *Phys. Rev. Lett.* **87** 3002.
 [16] Grünert J and Hemmerich A 2001, *Appl. Phys B* **73** 815.
 [17] Zinner G, Binnewies T, Riehle F and Tiemann E 2000, *Phys. Rev. Lett.* **85** 2292.
 [18] Lett PD, Phillips WD, Rolston SL, Tanner CE, Watts RN and Westbrook CI 1989, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084.
 [19] Dinneen TP, Vogel KR, Arimondo E, Hall JL and Gallagher A 1999, *Phys. Rev. A* **59** 1216.
 [20] Cavasso Filho RL, Scalabrin A, Pereira D and Cruz FC, *Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earth*s, submitted to *Phys. Rev. Lett.* .

On-axis Calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser

Reinaldo L. Cavasso Filho, Daniela A. Manoel, Davi R. Ortega, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira and Flavio C. Cruz*

Instituto de Física ‘Gleb Wataghin’, Universidade Estadual de Campinas, CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil

We characterize a new system for laser cooling and trapping of neutral Calcium atoms employing the 1S_0 - 1P_1 resonant transition at 423 nm. An on-axis magneto-optical trap (MOT) is loaded from a Zeeman decelerated atomic beam. When a single laser is used, in order to avoid perturbation of the trap by the deceleration laser beam, this one has been tightly focused near the MOT center, with a waist size much smaller than the atomic cloud. In order to test the efficiency of this novel technique, we have then employed a second, independent decelerating laser, with a profile mode matched to the atomic beam. For an oven temperature of 580 C this system can load $1.2 (2) \times 10^7$ atoms in 16 (1) ms. Spatial structures of the trapped atoms, like stable rings created by vortex forces, have also been observed for the first time in an alkaline-earth element.

PACS number(s): 32.80.Pj, 39.25.+k, 39.10.+j

I. INTRODUCTION

Laser cooling and trapping of alkaline-earth atoms is receiving increasing attention in the past years due for example to interests in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions or the possibility to extend the quantum degenerate regime to these elements, possibly by all-optical means. Because of two electrons in the outer shell, these elements have series of singlet and triplet levels giving rise to strong transitions within series and weak transitions between them. For example, the almost closed 1S_0 - 1P_1 resonant transition, between the ground state and the first singlet state, has a large natural width (34.6 MHz for Ca), which makes it excellent for laser manipulation by radiation pressure. On the other hand, the spin forbidden 1S_0 - 3P_1 intercombination transition, also departing from the ground state, has low transition rate and consequent narrow linewidth (408 Hz for Ca) [1].

The most abundant isotopes of alkaline-earth elements (for example ^{40}Ca) also have zero nuclear spin and therefore no hyperfine structure. This dispenses the use of a “repump” laser, as in traps of alkali-metals. The lack of hyperfine structure also stimulates the study of cold collisions because both the theoretical analysis and interpretation of data are simpler [2]. Although the absence of hyperfine structure and the high scattering rate of the 1S_0 - 1P_1 transition are certainly beneficial for laser cooling and trapping, the wavelength of this transition requires a laser in the blue or violet region (423 nm for Ca). In principle, it also needs to be powerful because saturation parameters of atomic transitions are correspondingly higher in this region. This partially accounts for the relatively small number of groups that had or have been working in laser cooling and trapping of alkaline-earths and, in particular, Calcium [1, 3-5]. This element has been shown to be attractive for

experiments in high resolution and precision spectroscopy [6], atomic interferometry [7], optical frequency standards and clocks [4,8], cold collisions [9] and laser cooling and trapping [10,11]. The recent advent of frequency measurements in the optical region with femtosecond lasers [12] has made Calcium very promising as a unified standard of length, frequency and time. The intercombination transition has recently found application in Doppler cooling into microKelvin temperatures [10,11], which opens the possibility for new cooling and trapping schemes [13] and for achieving quantum degenerate regimes by all-optical means [14]. This is particularly important for such non-magnetic atom, with a 1S_0 ground state.

In this paper we discuss the characterization of our system for laser cooling and trapping of Calcium atoms using the 1S_0 - 1P_1 transition at 423 nm. In Section II we describe the experimental apparatus for the atomic beam, Zeeman slower and on-axis MOT. In Section III we discuss how the number of trapped atoms is estimated when the atomic cloud is comparable to the laser waist sizes. An analysis of the number of trapped atoms, when decelerating and trapping with same laser, and when decelerating with a second, independent laser, is presented in Section IV. We show that a total power of 10 mW at 423 nm is enough to decelerate and trap Calcium. The conclusions are summarized in Section V.

II. EXPERIMENTAL APPARATUS

Figure 1 shows a schematic diagram of the experimental apparatus. The atomic beam is produced in a stainless steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm [15]. The oven chamber is connected to a 240 l/s turbo pump and has two sapphire optical windows which allows saturation absorption spectroscopy in the high atomic flux environment near the oven. The atomic beam collimation is defined by another 2 mm aperture, 15 cm apart from the oven one. It connects the oven chamber with an all-glass chamber

* Contact author: flavio@ifc.unicamp.br; <http://www.ifc.unicamp.br/lasers>.

for the atomic beam and MOT. The system can be operated continuously at temperatures near 480 C by several months without need for filling Calcium [16]. At these temperatures, the flux of atoms in the atomic beam was estimated to be $3.2(5) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$. By operating the system at temperatures higher than 600 C, the useful time drops to around one week, under daily use.

The atomic beam slower and MOT chamber

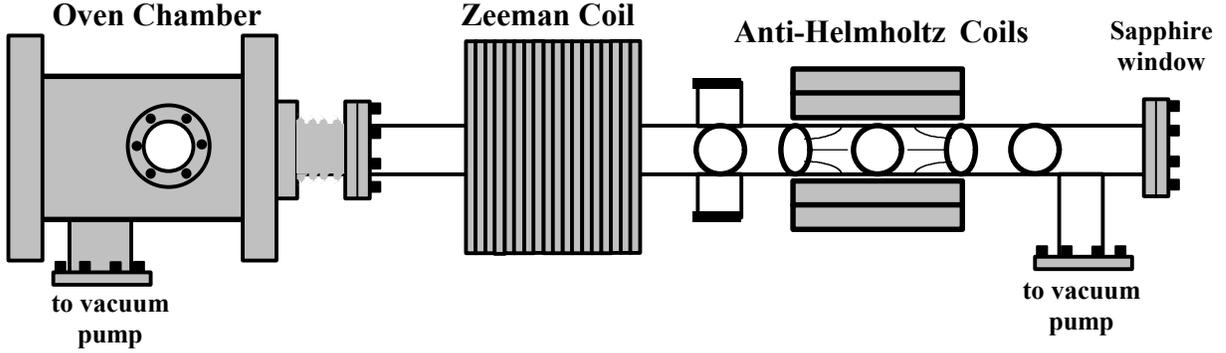


FIG.1. Schematic diagram of the atomic beam and MOT experimental apparatus. It shows, from left to right: the oven chamber, the slower and MOT glass chamber with 14 AR coated windows and one Sapphire window at the right end. Also shown is the 18 sections Zeeman magnet and the anti-Helmholtz trap coils.

consist of a 90 cm long PIREX glass tube with AR coated windows for 423 nm and 657 nm, plus a Sapphire window at the tube end, for coupling the decelerating laser beam. The 22 cm-long Zeeman magnet produces a maximum magnetic field of 780 Gauss. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which corresponds to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480 C. After the Zeeman magnet, 47 cm downstream from the oven chamber collimation aperture, there are two pairs of windows that can be used for a 2-D optical molasses or spectroscopy. After these windows, we have the MOT chamber, 60 cm downstream from the collimation aperture. Two air-cooled anti-Helmholtz coils produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 Gauss/cm. After 13 cm from the MOT center we have an additional horizontal pair of AR coated windows, which can also be used for spectroscopy. After this, there is a connection to another turbo pump. At the tube end, we have a sapphire window, which is heated up to 250°C to minimize deposition of Calcium atoms from the atomic beam [17]. Typical background pressure in the MOT chamber is 5×10^{-8} mbar, when the oven is switched-off, and 10^{-7} mbar when the atomic beam is on.

To generate the coherent radiation at 423nm, for deceleration, cooling and trapping, we are using a homemade frequency doubled and stabilized Ti:Sapphire laser [18]. With this laser we are able to generate 65 mW of useful power at 423 nm, when pumping with 5 Watts at 532 nm. The thermal drift of the Ti:Sapphire laser locked to a Fabry Perot quartz cavity is less than 30 MHz per hour in normal operating conditions, without any

temperature stabilization. Therefore this laser does not require further stabilization to an atomic reference line. The 2nd harmonic beam is split in four beams of same power. One of these is used for Zeeman deceleration and the other three are used in the standard retroreflected $\sigma_+ - \sigma_-$ 3D MOT configuration [19]. The power unbalance in each direction due to window losses is less than 5%, which has no significant effect in the position of the atomic cloud. The

laser intensity has a Gaussian shape:

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2 / w^2). \quad (1)$$

where w is the waist size and r is the transverse direction. The six trap beams have equal waist sizes, measured to be 1.40 (5) mm. Peak intensities I_0 up to 200 mW/cm² per each MOT beam can be obtained.

We have implemented an on-axis trap, where the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 2 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more or less centered with respect to the atomic beam. One of the problems of an on-axis trap, loaded from an atomic beam decelerated with the same laser, is that this one very much disturbs the trapped atomic cloud. One solution to this problem is to shift the slowing laser frequency far from resonance, for example with an acousto-optical modulator. An adjustment of the Zeeman slower magnetic field is then required to bring the outcome velocity of the decelerated atoms to the same value [20]. Another solution uses a slower laser with a central “dark spot” [21]. Both share the problem of laser power consumption, which is not desired when dealing with alkaline-earth elements. We have employed another approach, which consists in focusing the counterpropagating slower laser beam at the trap position, about 2 mm away in the transverse plane. The slower laser is focused by a telescope, which produces a spot size of 20 μm at the MOT position. This has practically no effect in atomic clouds with nearly 1 mm in diameter.

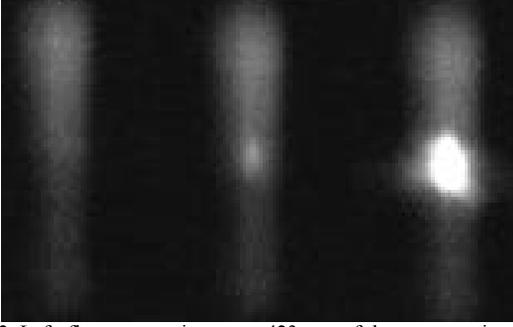


FIG. 2. Left: fluorescence image, at 423 nm, of the cross section of the atomic beam taken without one horizontal MOT beam; Center: same picture with the MOT beams applied; Right: MOT and deceleration beams are applied.

Figure 2 shows three pictures of the atomic beam at the MOT position. The first is taken without one horizontal MOT beam and is a Doppler-free fluorescence image of the non-decelerated atomic beam due to the vertical MOT beams. In the second, all the MOT beams are applied, but the atomic beam is not decelerated. The MOT is off-centered, but still within the atomic beam. The MOT fluorescence slightly higher than the atomic beam background is consistent with the flux of slow atoms within the capture velocity of the MOT. The third picture shows an increase in fluorescence of more than a hundred when the atomic beam is decelerated.

III. NUMBER OF TRAPPED ATOMS

The number of trapped atoms has been estimated by the scattered light power, in the following way. In the presence of six laser beams of same intensity I , the scattered power by one atom is given simply by the product of the photon energy and the scattering rate [22]:

$$P_1 = h\nu \frac{\gamma}{2} \left[\frac{6I/I_s}{1 + 6I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2} \right], \quad (2)$$

where h is the Planck constant, ν is the photon frequency, γ is the angular natural linewidth, I_s is the saturation intensity and δ is the laser detuning. For the Calcium resonant transition $^1S_0-^1P_1$, $\nu = 710$ THz, $\gamma = 2\pi \times 34.6$ MHz and $I_s = 59.9$ mW/cm² [23]. Assuming that all atoms are subjected to the same total laser intensity $6I$, then the total scattered power is simply $N P_1$. This holds only when the laser waist size is large in comparison with the atomic cloud extension, in which case $I = I_0$. In a more realistic situation, the atoms spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes and we have to take into account the Gaussian laser profile over the atomic density distribution $n(r)$. In other words, we have to consider an effective intensity as an ensemble average:

$$I_{eff} = \frac{1}{N} \int I(r) n(r) d^3r. \quad (3)$$

In the case of alkaline-earth elements, for densities below 10^{11} cm⁻³, the spatial distribution of the atomic cloud is

Gaussian [24]. The MOT “spring constant” depends directly on the magnetic field gradient [23]. Therefore the cloud is smaller in the direction of the higher magnetic field gradient, z , and larger in the plane where the gradient is lower, plane xy . For moderated densities we can thus write:

$$n(r) = n_0 \exp(-z^2/a_z) \exp[-(x^2 + y^2)/a^2], \quad (4)$$

where n_0 is the peak density, a_z is the width of the atomic cloud in the vertical direction and a is the width in the horizontal plane. In our case, we typically have a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and half of this value in the horizontal plane. Integration of Eq.(4) in an infinite volume give us the total number of atoms as $N = n_0 \pi^{3/2} a_z a^2$. Assuming that all six laser beams have the same intensity and waist, we get from Eq.(3) the following effective total intensity:

$$I_{eff} = \frac{2I_0}{\sqrt{1+a^2/w^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2/w^2}} + \frac{2}{\sqrt{1+a_z^2/w^2}} \right), \quad (5)$$

which for small atomic clouds goes to $6 I_0$, as expected. The ensemble average power scattered per atom is then given by Eq.(2) by just replacing the term $6I$ by the effective intensity, I_{eff} .

IV. FOCUSED DECELERATING LASER

To measure the number and the spatial extension of the trapped atoms we use two horizontal windows of the MOT chamber with a CCD camera and a calibrated photodiode. By looking at the spatial splitting of the atomic cloud fluorescence, due to the MOT vertical beams, we could estimate the atomic resonance with an uncertainty of 5 MHz, for a field gradient of 63 Gauss/cm. This accuracy is limited by the divergence of the atomic beam (5 mrad), while the resolution of the CCD camera (40 μ m) plays a minor role. The detuning is then given by the excursion of the PZT that tunes the reference Fabry-Perot cavity of the Ti:sapphire laser, which has a coefficient of 27.8 MHz/Volt at the 2nd harmonic.

By analyzing the central lines of the CCD image, we obtain the horizontal and vertical spatial distributions, as showed in Figure 3, for a red detuning of 45 MHz and a field gradient of 41 Gauss/cm. To obtain these intensity profiles we subtracted from the picture of the trapped atoms another picture in the same conditions, but without the slower laser beam, to get ride of the atomic beam background fluorescence.

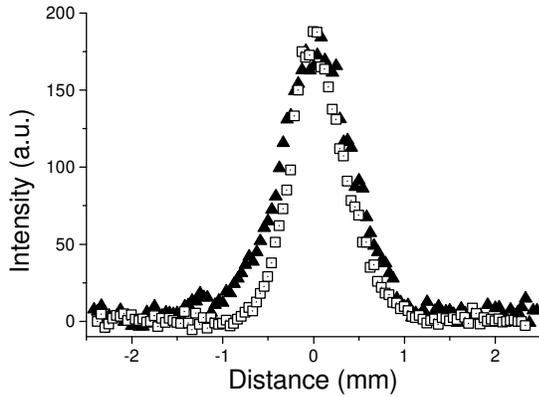


FIG. 3. Atomic cloud vertical (triangles) and horizontal (squares) distribution.

Figure 3, showing near spherical Gaussian distributions, was obtained with a careful alignment of the trapping laser beams. For small misalignments, we obtain different spatial structures of the trapped atoms. Figure 4 shows a situation of alignment that produces a stable ring of trapped atoms. These kinds of structures have already been reported for MOTs of alkali-metal elements [25]. They are related to vortex forces that appear for small misalignments of the MOT beams [25,26]. In our case, where the laser intensity is high and the waist size is small, such structures are easily observed even for small misalignments. The theoretical models that explain this behavior assume a two level atom, with $J''=0$ and $J'=1$ levels, which is far from the real case for alkali-metal elements already experimentally studied. On the other hand, an analysis of such structures in MOTs of alkaline-earth elements provides a direct comparison with the models.

To measure the number of trapped atoms, we use the calibrated photodiode and take into account the considerations of section III. To get ride of the background signal due to the atomic beam fluorescence, we modulate the slower laser beam with a mechanical shutter. By positioning this shutter at a telescope focus, we obtain a 100 μ s switch-on or off time. The laser remains on or off for nearly 100 ms. A peak number of $9(1) \times 10^5$ atoms was measured for a red detuning of 97(5) MHz, or 2.8(1) atomic linewidths. The uncertainty in atom number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. For a given laser power, the optimum detuning that maximizes the number does not change significantly with the field gradient, although the maximum atom number does, as we can see in Figure 5.

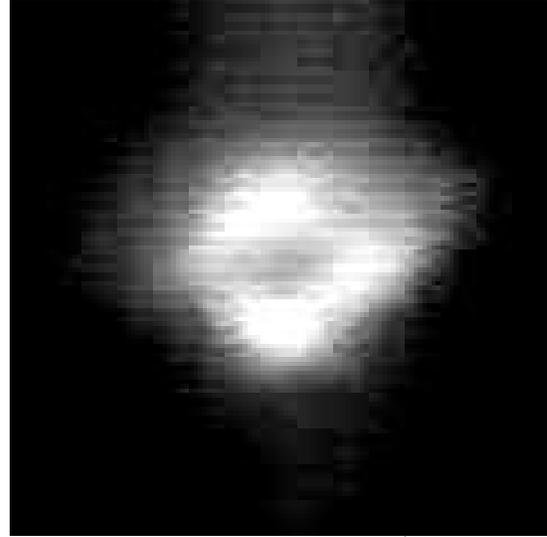


FIG. 4. Image of the MOT central region ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) showing a stable ring structure of trapped atoms.

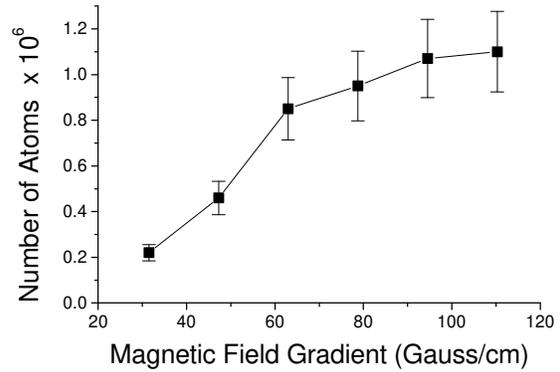


FIG. 5. Number of trapped atoms as a function of gradient of the vertical MOT field. Horizontal gradient is half of vertical.

Keeping the power of the trapping beams constant, at 10 mW per beam, for a vertical field gradient of 63 Gauss/cm, we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Figure 6. The gain in trapped atom number from a slowing power of 2.5 mW to 5 mW is more than 100% while the gain from 5 mW to 10 mW is just 30 %. Therefore it is not necessary to have large laser powers in the Zeeman slowing beam when using low oven temperatures. Of course, larger temperatures and atom fluxes will require more power to decelerate the same fraction of the atomic distribution.

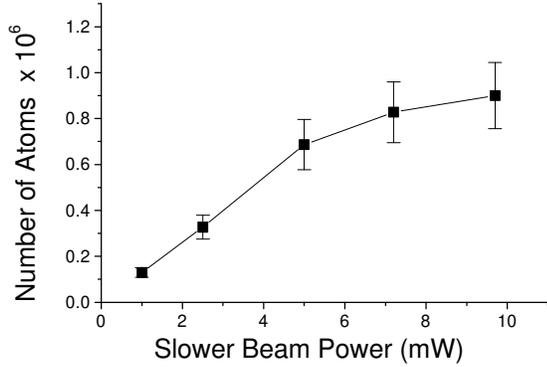


FIG. 6. Atom number as a function of slower laser power, for the same conditions of Figure 5.

In order to test the efficiency of the focused slower laser technique we employed an independent laser to decelerate the atomic beam. This laser source is a frequency doubled diode laser in an alternative extended cavity, described elsewhere [27]. To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:Sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz per minute, which enable us to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5 mW 2nd harmonic output of the diode laser is beam shaped in a telescope to approximately match the atomic beam spreading. Keeping the detuning of the MOT beams constant, at -84 (10) MHz, we scan the slower frequency and the result is showed in Figure 7. The maximum number of atoms occurs for a slower detuning of -438 (15) MHz. We noted that the number of trapped atoms varies very little when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW, keeping the power and detuning of the slower laser. Therefore relatively low power is needed to decelerate a Calcium beam and trap the slowed atoms. Ten milliwatts at 423 nm is more than sufficient, with most of the power into the slower beam to assure adiabatic following during deceleration [20]. This is important for a practical and compact atomic clock based on cold atoms.

By rising the MOT field gradient, the ratio between the optimum number of trapped atoms, when slowing independently or with the focused laser beam, increases as shown in Figure 8. For gradients below 80 G/cm, the ratio is about 25%. For a field gradient of 110 Gauss/cm and an oven temperature of 580 C we obtain a number of $1.2(2) \times 10^7$ atoms in our trap. The maximum field gradient is limited by heating of our air-cooled anti-Helmholtz coils.

Finally we have estimated the temperature of the trapped atoms by the size of the atomic cloud [23]. The rms velocity of the ensemble is in the same order of magnitude of the precise spectroscopic measurements done by other groups [1,4]. The lifetime of the trap is

consistent with the loss mechanism of optical pumping into the metastable 1D_2 level.

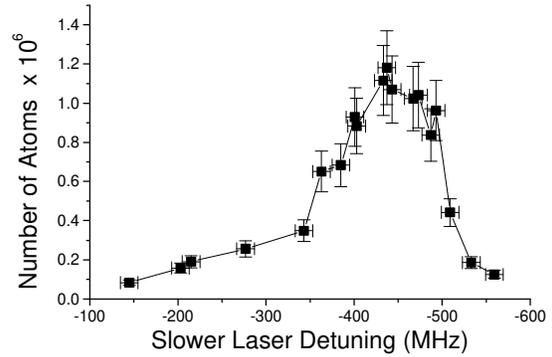


FIG.

7. Number of atoms for MOT beams detunings of -84 (10) MHz.

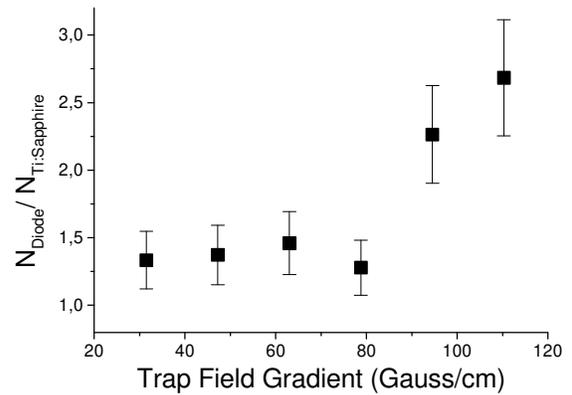


FIG. 8. Ratio between the number of trapped atoms when decelerating the atomic beam with an independent laser (diode laser) or with the same laser (Ti:sapphire) used for the MOT.

V. CONCLUSION

We have implemented an on-axis magneto-optical trap for Calcium, using its resonant 1S_0 - 1P_1 transition at 423 nm. The MOT is loaded from an atomic beam, which is decelerated by a laser that is tightly focused near the trap region. In this way, the trap is perturbed as little as possible. Decelerating independently the atomic beam with another laser shows that the focused slower laser technique has efficiency very close to optimum. We also conclude that a total power of 10 mW at 423 nm, generated by a single laser, is enough to implement a Calcium MOT, loaded from a decelerated atomic beam. This is particularly important for a practical and compact frequency standard or clock based on cold atoms.

The number of trapped atoms has been estimated taking into account the finite size of the trap lasers. Stable spatial modes of trapped atoms, other than spherical Gaussian, were observed for the first time in a MOT of an alkaline-earth atom. The true $J'=0$ to $J'=1$ cooling transition

of these elements allows to perform more realistic comparisons between theory and experiment.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors benefited from discussions with C.W. Oates and A. Hemmerich. We would like to thank the glass shop of the UNICAMP Physics Institute, for the construction of the atomic beam and MOT glass chamber, its machine shop and J.B.Rodrigues for the mechanical parts. This work was supported by FAPESP, CAPES, CNPq, and FAEP-UNICAMP, Brazilian government agencies. Support for RLCF was through CAPES graduate research scholarship and for DAM and DRO through FAPESP graduate and undergraduate scholarships respectively.

REFERENCES

- [1] Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle and J. Helmcke, , Appl. Phys. B **59**, 89 (1994).
- [2] M. Machholm, P.S. Julienne and K.A. Suominen, Phys. Rev. A **64**, 33425 (2001).
- [3] The first demonstration of magneto-optical trapping of alkaline-earth elements was reported in: T. Kurosu and F. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L2127 (1990).
- [4] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox and L. Holberg, Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999).
- [5] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman and A. Hemmerich, J. Mod. Opt. **47**, 2733 (2000).
- [6] T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst and F. Riehle, Phys. Rev. A **58**, R4275 (1998).
- [7] F. Riehle, H. Schnatz, G. Zinner, K. Zeiske, B. Lipphardt and J. Helmcke, Laser Phys. **6**, 237 (1996).
- [8] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr and F. Riehle, Appl. Phys. B **68**, 27 (1999).
- [9] G. Zinner, T. Binnewies and F. Riehle, Phys. Rev. Lett. **85**, 2292 (2000).
- [10] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T.E. Mehlstaubler, E.M. Rasel and W. Ertmer, Phys. Rev. Lett **87**, 3002 (2001).
- [11] E.A. Cutis, C.W. Oates and L. Hollberg, Phys. Rev. A **64**, 1403 (2001).
- [12] T. Udem, S.A. Diddams, K.R. Vogel, C.W. Oates, E.A. Curtis, W.D. Lee, W.M. Itano, R.E. Drullinger, J.C. Bergquist and L. Hollberg, Phys. Rev. Lett. **86**, 4996 (2001).
- [13] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. Lett. **82**, 1116 (1999).
- [14] M.D. Barrett, J.A. Sauer and M.S. Chapman, Phys. Rev. Lett. **87**, 404 (2001).
- [15] J.V.B. Gomide, G.A. Garcia, F.C. Cruz, A.J. Polaquini, M.P. Arruda, D. Pereira and A. Scalabrin, Brazilian J. Phys. **27**, 266 (1997); G. Woehl, G.D. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira and A. Scalabrin, Appl. Opt. **38**, 2540 (1999).
- [16] We note with admiration a very efficient Calcium atomic beam system designed by the Hamburg group [5], where practically all the atoms coming out the oven contribute to the atomic beam. This system allowed them to trap the record number of 10^8 Calcium atoms, for an oven temperature of 650 C.
- [17] J.A. Neuman, P. Wang and A. Gallagher, Rev. Sci. Instrum. **66**, 3021 (1995).
- [18] H.J. Onisto, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, Opt. Engineering **41**, 1122 (2002).
- [19] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [20] R.J. Napolitano, S.C. Zilio and V.S. Bagnato, Opt. Commun. **80**, 110 (1990).
- [21] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson and V.S. Bagnato, Phys. Rev. A **59**, 882 (1999).
- [22] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts and C.I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1999).
- [23] H.J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping* (Springer-Verlag NY, Inc., 1999).
- [24] T.P. Dinneen, K.R. Vogel, E. Arimondo, J.L. Hall and A. Gallagher, Phys. Rev. A **59**, 1216 (1999).
- [25] I. Guedes, M.T. Dearaujo, D.M.B.P. Milori, G.I. Surdutovich, V.S. Bagnato and S.C. Zilio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994).
- [26] D. Felinto and S.S. Vianna, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 681 (2000).
- [27] D.A. Manoel, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, Opt. Commun. **201**, 15, 7 (2002).

Observing negligible collision trap losses: The case of alkaline-earth metals

Reinaldo L. Cavasso-Filho, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz

Instituto de Física “Gleb Wataghin,” Universidade Estadual de Campinas, Caixa Postal 6165, Campinas, São Paulo 13083-970, Brazil

(Received 28 June 2002; published 28 February 2003)

We show that when cold collisions account for just a few percent of the total loss in magneto-optical traps, as for alkaline-earth metals, their contribution can be obtained by comparing the load and decay quasiexponential curves. We exemplify it by measuring the collision rate coefficient β for calcium atoms at small trap laser detuning, which confirms the role of the long-lived $^1\Pi_g$ state at small internuclear separation. Systematic and simpler measurements of β for alkaline-earth metals are important for cold collision theory, since these elements have nondegenerate ground state and no hyperfine structure. Our method has general applicability and should considerably reduce the experimental challenges associated with these important measurements.

DOI: 10.1103/PhysRevA.67.021402

PACS number(s): 32.80.Pj, 34.50.Rk

A short time after the first successful experiments on magneto-optical trapping of neutral atoms, it was recognized that the number, density, and storage time are ultimately limited by collision processes between the cold atoms in the trap light fields [1]. During the last decade, these collision mechanisms were extensively studied in magneto-optical traps (MOTs) of alkali-metal elements [2]. Much information has been obtained on atom-atom interaction potentials, atomic lifetimes, and ground-state scattering lengths. However, in alkali metals, only the case of high detuning excitation allows exact calculations. The theoretical analysis for small laser detuning, that is, excitation at large interatomic distance, is difficult because of the hyperfine structure. In addition to this, there is still some controversy about the collision mechanisms involved at low trapping laser intensities [3].

On the other hand, interest on laser cooling and trapping of alkaline-earth-metal elements has grown over the past few years. For example, they are attractive for precision frequency standards and optical clocks [4], atomic interferometry [5], and new Doppler cooling strategies [6,7], which allows temperatures near the recoil limit and might open the path to the achievement of Bose-Einstein condensation by all optical means [8] for these elements. The most abundant, even isotopes of alkaline-earth metals have a nondegenerate ground state, no nuclear spin, and therefore no hyperfine structure. One advantage of this is the enormous simplification in the analysis of trap loss collisions for large interatomic distance [9]. The simplicity in the level structure of alkaline-earth metals provides a possibility for effective calculations and comparison with experiments. Nevertheless, there are still little experimental data related to cold collisions in these elements [10,11]. One reason for this is that cold collisions represent only a small fraction of the total trap losses, in contrast to the case of alkali metals. To address this limitation, we present here a method for detecting cold collisions even when they contribute nearly negligibly to the trap loss rate. This technique is based on a subtle asymmetry in the loading and decay processes in a magneto-optical trap. We demonstrate the capability of this technique with the determination of collisional rate coefficient for ^{40}Ca , despite the fact that collisions contribute only 3% of the total measured loss rate.

In a MOT, the total number of trapped atoms, N , evolves with time as [1]

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \beta \int n^2(r) d^3r, \quad (1)$$

where R is the atom capture rate, α is the linear loss rate coefficient, β is the rate coefficient for two-body collisions, r is a space variable, and $n(r)$ is the local number density. The term R represents the rate of atoms from the background gas or atomic beam, with velocities below the MOT capture velocity, falling into the trap volume. If the MOT is loaded from a decelerated atomic beam, it is possible to modulate R by modulating the slower laser beam. In this way, the trap load and decay curves are obtained. Otherwise, if the MOT is loaded from the background gas in a cell, it is possible to observe only the load curve by turning on the MOT laser beams. In traps of alkali metals, α is due to elastic collisions with hot background atoms. This linear loss is proportional to the background pressure, and the nonlinear loss rate can be more than a hundred times larger [2]. If the term on β is null, the load and decay curves are obviously pure exponentials with the same time constant. If cold collisions become significant, we have to take into account the density distribution of the trapped atoms. There are two limits for density in a MOT. Below a critical value n_c , the spatial distribution of trapped atoms resembles the velocity distribution in the quasiharmonic potential of the MOT [12] and can be written as a Gaussian function

$$n(r) = n \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right), \quad (2)$$

where n is the peak density and the atomic cloud waist a is related to temperature and the MOT parameters. By increasing the number of atoms in the trap, the density increases, but the atomic cloud size remains constant (the so-called constant volume regime). When the peak density reaches n_c , because of radiation trapping, the volume increases but the density stays constant. As in the case of strontium [11], we observed no limitation of density in our trap, for numbers below 10^7 and typical cloud waist a of 0.5 mm [13]. We will

CAVASSO-FILHO *et al.*

 PHYSICAL REVIEW A **67**, 021402(R) (2003)

consider from now only the constant volume case, Eq. (2), which applied into Eq. (1) gives the following trap load-decay equation:

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \frac{\beta}{(\sqrt{2}\pi a)^3} N^2. \quad (3)$$

According to this, cold collisions account for a loss rate $\beta n_0 / 2^{3/2}$ in a steady state, or a fraction

$$\xi = \frac{1}{1 + \sqrt{8} \frac{\alpha}{\beta n_0}} \quad (4)$$

of the total losses, where n_0 is the steady-state peak density. For a trap decay curve, the filling of the trap stops suddenly at $t=0$ and the solution of Eq. (3) is given by

$$N(t) = N_0 \frac{(1 - \xi) \exp(-t/\tau_D)}{1 - \xi \exp(-t/\tau_D)}, \quad (5)$$

where the time constant τ_D is the inverse of the linear loss rate. For a trap load curve, when the flux of slow atoms at the trap volume is turned on at $t=0$ for a MOT loaded by a decelerated atomic beam, or when the trap beams are switched on for a background gas cell MOT, the solution of Eq. (3) reads

$$N(t) = N_0 \left[1 - \frac{(1 + \xi) \exp(-t/\tau_L)}{1 + \xi \exp(-t/\tau_L)} \right], \quad (6)$$

where the load time constant is given by

$$\tau_L = \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \frac{1}{\alpha}. \quad (7)$$

From the deviation of a pure exponential behavior of the decay, Eq. (5), or the load curve, Eq. (6), the collisional rate coefficient β is normally extracted [2,11]. We note, however, that in the limit of very small ξ , to the first order both Eqs. (5) and (6) reduce to exponentials with slightly different time constants. This is the basis of the technique, and implies that a pure exponential can be used to fit the load or decay curves with an error in time constant determination ultimately limited by the signal-to-noise ratio. The physical reason for the asymmetry in the decay and load time constants is related to the fact that the number of atoms, and therefore the cold collision rate, is higher at the beginning of the decay curve and at the end of the load curve. The higher is the cold collision loss fraction ξ , the higher is this asymmetry.

To understand the importance of this technique, let us now consider the limitations of the traditional techniques when applied to alkaline-earth-metal atoms. The resonant $^1S_0 - ^1P_1$ cooling transition of alkaline-earth-metal elements is not optically closed, with the exception of magnesium [14,15]. From the upper level, the atom has a small probability to decay into the low-lying metastable 1D_2 state. From this level, the decay to the ground state via different paths can take a long time, resulting in the main trap loss mecha-

nism that limits the MOT storage time to some tens of milliseconds. In order to reduce it, “repump” lasers have been employed [10,11,16,17], but typical storage times are still much shorter than for alkali-metal elements and cold collision effects are difficult to observe. In the few reported observations of collisional effects in MOTs of alkaline-earth-metal elements [10,11,17], repump lasers have been employed and a small departure from an exponential behavior in the load or decay curves [11,17] or small variations in the trap number in a photoassociation experiment [10] could be observed. Dinneen and co-workers [11] reported measurements of losses from a ^{87}Sr MOT, where ξ values up to 0.5 were observed. Even at this level of collisional loss fraction, small power fluctuations of the trapping lasers can degrade or completely obscure collision effects, since the determination of ξ relies on the deviation of the exponential law. It has then been usual to implement somewhat sophisticated power servo control systems [10,11]. Grünert and Hemmerich [17] reported the observation of a loss fraction ξ of 0.32 in a ^{40}Ca MOT. Also working in a ^{40}Ca MOT with a repump scheme, Zinner and co-workers [10] performed a photoassociative spectroscopy experiment with an extra, far detuned, laser to induce transitions to bound molecular states. This additional laser increases the light-induced collision fraction from $\xi = \xi_0$, due only to the trap light field, to $\xi = \xi_0 + \xi'$. It is easy to see that the steady-state number of trapped atoms is, according to Eq. (3),

$$N_0 = \frac{R}{\alpha} (1 - \xi). \quad (8)$$

Therefore, the effect of collisions also manifests a reduction of the number of atoms. By measuring it, with and without the photoassociation laser, Zinner and co-workers measured the molecular spectra of the ^{40}Ca dimer. Due to the difficulties imposed by the small value of ξ' on that experiment (around 1%), it required a high-precision laser power control, since the number was measured by detecting the atomic fluorescence. It is important to stress that it is not possible to measure collisions induced only by the trap light fields with the method used by Zinner and co-workers [10]. Again, in the few experiments performed [10,11,17], the repumping schemes reduce the linear losses, but the situation is still very different from alkali-metal traps, where the quadratic losses exceed by far the linear term.

In our ^{40}Ca MOT loaded from a decelerated atomic beam and without repumping [13], we estimated by the semiclassical Gallagher-Pritchard model [11] that the small detuning trap loss would be of the order of only a few percent of the total losses. In fact, cold collisions in alkaline-earth-metal atoms have not been observed in “standard” MOTs, e.g., without any kind of repump scheme. Grünert and Hemmerich [17] argued that, without repump, the parameter ξ turns out to be negligible. According to the solutions of Eq. (3), the decay occurs with a linear time constant $1/\alpha$, while the load occurs with a time constant given by Eq. (7). This means that the load time is connected to the decay time by

OBSERVING NEGLIGIBLE COLLISION TRAP...

PHYSICAL REVIEW A 67, 021402(R) (2003)

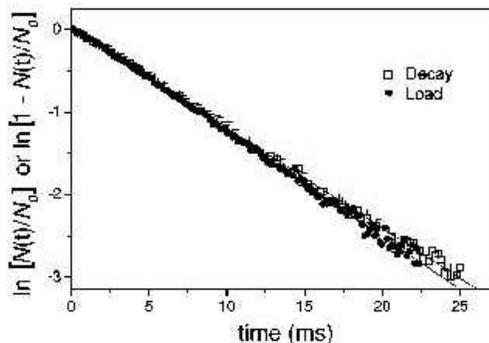


FIG. 1. MOT load (●) and decay (□) curves for a laser detuning of -70 MHz and an effective intensity of 200 mW/cm². Also shown are the exponential fittings of these curves (straight lines).

$$\tau_L = \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \tau_D, \quad (9)$$

As the ξ parameter assumes values between 0 and 1, the load time is always smaller than the decay time. In the weak nonlinear loss regime, the difference between the load and the decay is approximately $2\xi\tau_D$. By measuring this time difference, it is possible to get information about the collisional rate β . For example, in our ⁴⁰Ca MOT, the decay time is limited to 16 ms by optical pumping into the ¹D₂ level [14]. A very small collisional fraction $\xi=0.01$ would cause a difference between the load and decay times of 0.32 ms, which can be measured with reasonable precision.

In order to apply this method, we have to assure that the linear losses in the decay and load processes are identical. This point appears obvious, but the influence of the slower laser beam on the trapped atoms can give rise to an additional loss by radiation pressure. Of course, this loss mechanism is present only during the load and not during the decay process. Therefore, to extract the parameter ξ by comparing the load and decay curves, we have to avoid any influence of the slower laser on the trapped atoms. To address this problem, our on-axis ⁴⁰Ca MOT is loaded from an atomic beam decelerated with a focused laser beam [13]. This laser has a waist size of about 20 μ m at the MOT axial position, but is displaced a few millimeters from it. In this way, we avoided any perturbation, and atom loss, by radiation pressure from the decelerating laser. Figure 1 shows two curves for the normalized number of trapped atoms, after switching on and off the decelerating laser beam (N_0 is the steady-state number). From the number of trapped atoms and the atomic cloud size, a steady-state peak density n_0 of $9.3(2.3) \times 10^8$ cm⁻³ is found. The two straight lines in Fig. 1 are exponential fittings, from which we determine a decay time constant of 8.35 (5) ms and a load time constant of 7.84 (5) ms. Using these values and Eq. (9), we obtain a collisional loss fraction $\xi=0.031$ (6). From it, we estimate that for this specific laser intensity and detuning, the collisional rate coefficient β is $1.1(5) \times 10^{-9}$ cm³ s⁻¹. In Fig. 2, we have plotted the decay and load times as a function of laser detuning-

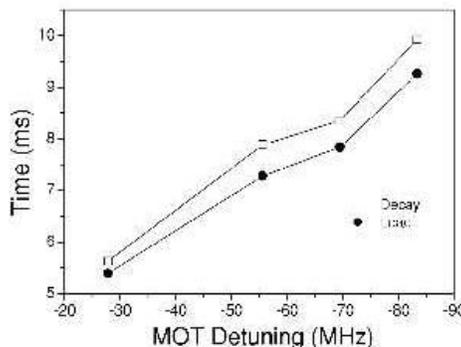


FIG. 2. Load (●) and decay (□) characteristic times as a function of the MOT laser detuning, for an effective intensity of 200 mW/cm².

ing, for the same trap conditions of Fig. 1. As expected, we notice that the load time constant is always smaller than the decay one.

The value of the collision rate coefficient β obtained here is impressively large when compared to that obtained from photoassociation spectroscopy (2.9×10^{-11} cm³ s⁻¹ [10]). This discrepancy can be understood by a semiclassical Gallagher-Pritchard model calculation [11]. When one atom is in the ground state and the other is in the excited state, they interact through a long-range dipole potential R^{-3} [18]. There are two distinct collision processes that can result in trap loss. If the atom is excited at small internuclear distance (large detuning), it can change the molecular state, the pair ends on a lower molecular potential and gain sufficient kinetic energy to escape from the trap. When the atom is excited at large internuclear distance, the atoms accelerate to each other in the R^{-3} potential and spontaneously decay at small internuclear distance. The kinetic energy extracted

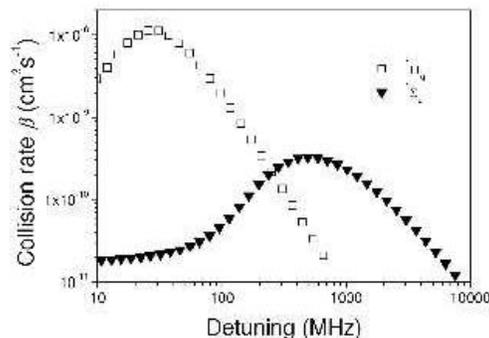


FIG. 3. Variation of the collisional rate β with laser detuning, according to a semiclassical Gallagher-Pritchard calculation, for laser intensity of 200 mW/cm². It is considered the probability for excitation of the two attractive molecular potentials ¹Π_g (□) and ¹Σ_g (▼), and further survival probability, against radiative decay at small interatomic distance.

CAVASSO-FILHO *et al.*PHYSICAL REVIEW A **67**, 021402(R) (2003)

from the R^{-3} potential can be large enough to eject the atoms from the trap. We consider here this last loss mechanism, which we refer to as radiative escape.

The Ca dimer has two attractive potentials, $-C_3^{\Sigma}R^{-3}$ and $-C_3^{\Pi}R^{-3}$, with the constants $C_3^{\Sigma} = 16.5$ (1) a.u. [10] and C_3^{Π} half of this value [2]. The rate coefficient β is related with the probability for excitation and the probability for survival of the pair at small internuclear distance [11]. The survival probability is directly connected to the molecular spontaneous decay rate. The lifetime of the $^1\Sigma_u^+$ state is half of the atomic excited state lifetime while the lifetime of the $^1\Pi_g$ molecular state varies to the internuclear distance as R^{-2} . Figure 3 shows the result of the semiclassical Gallagher-Pritchard calculation of the collision rate coefficient considering the excitation of both molecular states [11]. For small red detuning, up to 200 MHz, the excitation of the $^1\Pi_g$ state clearly is the dominant process involved in the collision trap loss. This happens because this molecular state can absorb efficiently at large R but weakly radiates at small R , given a high survival probability of the pair to very small internuclear separation, where state changing collisions can occur. Therefore, this difference between small and large detuning collisional rates explains the discrepancy between the β value determined here, for detuning in the range from 20 to

90 MHz, and that reported from photoassociation spectroscopy [10], where it was analyzed the effect of an additional laser detuned from 2 to 30 GHz.

In conclusion, we demonstrate a method to detect cold collisions in MOTs when they account for just a small fraction of the total losses and, therefore, a departure from pure exponential behavior on the load and decay curves cannot be easily observed. Since this is the typical case of alkaline-earth-metal elements, we exemplify the method by measuring the collision loss rate β in a standard $^1S_0-^1P_1$ ^{40}Ca MOT. As in the case of ^{88}Sr [11], the importance of the long-lived $^1\Pi_g$ molecular state for detunings of a few atomic linewidths is confirmed. Further investigations of trap loss for alkaline-earth-metal MOTs for small laser intensities can finally clarify the role of hyperfine changing collisions [3]. We hope the method described here can make possible systematic measurements of β as function of trap laser detuning and intensity, with a significant simplification of the experimental requirements. This will be particularly important for the theory of trap loss collisions [9].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by Brazilian government agencies FAPESP (including its Optics and Photonics Center), CAPES, CNPq, and FAEP-UNICAMP.

- [1] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, *Opt. Lett.* **13**, 452 (1988).
- [2] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. C. Zilio, and P. S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
- [3] G. D. Telles, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4496 (2001).
- [4] T. Udem *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).
- [5] F. Riehle *et al.*, *Laser Phys.* **6**, 237 (1996).
- [6] T. Binnewies *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123002 (2001).
- [7] E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **64**, 031403 (2001).
- [8] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001).
- [9] P. S. Julienne, in *Proceedings of the ITAMP Workshop on Cold Alkaline-Earth-Metal Atoms, Cambridge, 2000*, edited by Paul Julienne, Kalle-Anto Suominen, and Niels Andersen (Harvard-Smithsonian, Cambridge, 2000); M. Machholm, P. S. Julienne, and K. A. Suominen, *Phys. Rev. A* **65**, 023401 (2002).
- [10] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, and E. Tiemann, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2292 (2000).
- [11] T. P. Dinneen, K. R. Vogel, E. Arimondo, J. L. Hall, and A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **59**, 1216 (1999).
- [12] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999).
- [13] R. L. Cavasso-Filho *et al.*, *Phys. Rev. A* (to be published).
- [14] R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, *J. Phys. B* (to be published).
- [15] In spite of this, because of the high energy of the cooling transition for Mg, photoionization becomes another important loss channel.
- [16] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, *Eur. Phys. J. D* **7**, 449 (1999).
- [17] J. Grunert and A. Hemmerich, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **B73**, 815 (2001).
- [18] G. W. King and J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **55**, 1165 (1939).

Calcium Magneto-Optical Trap Loaded from a Decelerated Atomic Beam

Reinaldo L. Cavasso Filho, Daniela A. Manoel, Davi R. Ortega,
Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz*
*Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas,
CP6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil*

Received on 10 October, 2002.

We describe a new system for laser cooling and trapping of neutral Calcium atoms employing the $^1S_0 - ^1P_1$ resonant transition at 423 nm. An on-axis magneto-optical trap (MOT) is loaded from a Zeeman decelerated atomic beam. When a single laser is used, in order to avoid perturbation of the trap by the deceleration laser beam, this one has been tightly focused near the MOT center, with a waist size much smaller than the atomic cloud. In order to test the efficiency of this novel technique, we have then employed a second, independent decelerating laser, with a profile mode matched to the atomic beam. For an oven temperature of 580°C this system can load $1.2(2) \times 10^7$ atoms in 16(1) ms. By the spatial extension of the atomic cloud the one dimension rms velocity was estimated to be 136(12) cm/s, corresponding to a temperature of 9(2) mK. The variation of the number of trapped atoms as a function of laser detuning and intensity, trap magnetic field gradient and oven temperature is analyzed. Spatial structures of the trapped atoms, like stable rings created by vortex forces, have been observed. This is the first time that these structures, already observed in alkali-metal elements, are reported in MOTs of alkaline-earth elements.

1 Introduction

Laser cooling and trapping of alkaline-earth atoms is receiving increasing attention in the past years due, for example, to interests in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions or the possibility to extend the quantum degenerate regime to these elements, possibly by all-optical means. The almost closed $^1S_0 - ^1P_1$ resonant transition, between the ground state and the first singlet state of these elements has a large natural width (34.6 MHz for Ca), which makes it excellent for laser manipulation by radiation pressure. However, the wavelength of this transition requires a laser in the blue or violet region (423 nm for Ca), which also in principle needs to be powerful because saturation parameters of atomic transitions are correspondingly higher in this region. This partially accounts for the relatively small number of groups that had or have been working in laser cooling and trapping of alkaline-earths and, in particular, Calcium [1-4]. On the other hand, the spin forbidden $^1S_0 - ^3P_1$ intercombination transition of alkaline-earths, also departing from the ground state, has low transition rate and consequent narrow linewidth. For Calcium, this linewidth is only 408 Hz [1]. This transition has been used for experiments in high resolution and precision spectroscopy [5], atomic interferometry [6], optical frequency standards and clocks [3, 7], and laser cooling and trapping into microKelvin temperatures [8, 9]. The recent advent of frequency measurements in the optical region with femtosecond lasers [10] has made Calcium a promising candidate

for a unified standard of length, frequency and time.

In this paper we give a detailed characterization of our system for laser cooling and trapping Calcium atoms with the $^1S_0 - ^1P_1$ transition at 423 nm. Among several possible applications, we intend to use this system for an optical clock based on the intercombination transition at 456 THz. In Section 2, we describe the experimental apparatus for production of the atomic beam, the Zeeman slower and the on-axis MOT. In Section 3, we discuss how we estimate the number of trapped atoms when the atomic cloud is comparable to the laser waist sizes. An analysis of the number of trapped atoms with the slower laser power, detuning and magnetic field gradient, when decelerating and trapping with the same laser, is presented in Section 4. We show that 10 mW at 423 nm is enough power to decelerate and trap Calcium. Spatial structures of trapped atoms, created by vortex forces, are also reported in this section. In Section 5, we discuss our results for independent atomic beam deceleration with a second laser. The temperature of the atomic ensemble is estimated by the Gaussian profile of the atomic cloud in Section 6. Finally, the conclusions are summarized in Section 7.

2 Experimental Apparatus

Figure 1 shows a schematic diagram of the experimental apparatus. The atomic beam is produced in a stainless steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm [13]. The

*Contact author: flavio@ifn.unicamp.br; <http://www.ifn.unicamp.br/lasers>.

oven chamber is connected to a 240 l/s turbo pump and has two sapphire optical windows which allows saturation absorption spectroscopy in the high atomic flux environment near the oven. The atomic beam collimation is defined by another 2 mm aperture, 15 cm apart from the oven one. It connects the oven chamber with an all-glass chamber for the atomic beam and MOT. Screws are used to fix the oven chamber to the table and to adjust the beam angle. Most of the atoms are lost by not passing through this collimating hole. Although the generation of the atomic beam in this way is not very efficient, the system can be operated continuously at temperatures near 480°C by several months without need for filling Calcium [16]. At these temperatures, the flux of atoms in the atomic beam was estimated to be $3.2(5) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$. By operating the system at temperatures higher than 600°C, the useful time drops to around one week, under daily use.

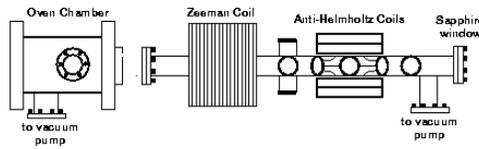


Figure 1. Schematic diagram of the atomic beam and MOT experimental apparatus. It shows, from left to right: the oven chamber, the slower and MOT glass chamber with 14 AR coated windows and one Sapphire window at the right end. Also shown is the 18 sections Zeeman magnet and the anti-Helmholtz trap coils.

The atomic beam slower and MOT chamber consist of a 90 cm long PIREX glass tube with 14 optical windows, AR coated for 423 nm and 657 nm, plus a Sapphire window at the tube end, for coupling the decelerating laser beam. The 22 cm long Zeeman magnet is composed of 18 independent sections, 1 cm long each, rolled in a water-cooled copper cylindrical basis. With all section at 1 A, for example, the maximum magnetic field is 780 Gauss. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which corresponds to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480°C. By adjusting the currents of each section it is possible to optimize the magnetic field profile for deceleration. After the Zeeman magnet, 47 cm downstream from the oven chamber collimation aperture, there are two pairs of AR coated windows. They can be used for a 2-D optical molasses to transversally cool the atomic beam, a 2-D trap to also compress it, or even for spectroscopy. After these windows, we have the MOT chamber, 60 cm downstream from the collimation aperture, with six AR coated windows in the horizontal plane and two in the vertical plane. One horizontal pair of windows, perpendicular to the atomic beam direction, is used for spectroscopy or for monitoring the fluorescence with a calibrated photodiode and a CCD camera. The other windows are used for the trapping laser beams. Around the vertical windows, two air-cooled anti-Helmholtz coils are attached in the MOT chamber. For a current of 1 A, these coils produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 Gauss/cm. After 13 cm from the MOT center we have an additional horizontal pair of AR coated windows, which can also be used for spectroscopy. After this,

there is a connection to another 240 l/s turbo pump. At the tube end, 90 cm from the oven chamber aperture, we have a sapphire window. This window is heated up to 250°C to prevent deposition of Calcium atoms from the atomic beam [15]. Typical background pressure in the MOT chamber is 5×10^{-8} mbar, when the oven is switched off and 10^{-7} mbar when the atomic beam is on.

To generate the coherent radiation at 423nm, for deceleration, cooling and trapping, we are using a homemade frequency doubled and stabilized Ti:Sapphire laser [16]. With this laser, we are able to generate 65 mW of useful power at 423 nm, when pumping with 5 Watts at 532 nm. The thermal drift of the Ti:Sapphire laser locked to a Fabry Perot quartz cavity is less than 30 MHz per hour in normal operating conditions, without any temperature stabilization or environmental isolation. Therefore this laser does not require further stabilization to an atomic reference line. The 2nd harmonic beam is split in four beams of same power. One of these is used for Zeeman deceleration and the other three are used in the standard retroreflected $\sigma_+ - \sigma_-$ 3D MOT configuration [17]. The power unbalance in each direction due to window losses is less than 5%, which has no significant effect in the position of the atomic cloud. The laser intensity has a Gaussian shape:

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \exp(-\mathbf{r}^2/w^2) \quad (1)$$

where w is the waist size and \mathbf{r} is the transverse direction. The six trap beams have equal waist sizes, measured to be 1.40 (5) mm. Peak intensities I_0 up to 200 mW/cm² per each MOT beam can be obtained.

We have implemented an on-axis trap, where the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 2 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more or less centered with respect to the atomic beam. One of the problems of an on-axis trap, loaded from an atomic beam decelerated with the same laser, is that this one very much disturbs the trapped atomic cloud. One solution to this problem is to shift the slowing laser frequency far from resonance, for example with an acousto-optical modulator. An adjustment of the Zeeman slower magnetic field is then required to bring the outcome velocity of the decelerated atoms to the same value [18]. Another solution uses a slower laser with a central "dark spot" [19]. Both share the problem of laser power consumption, which is not desired when dealing with alkaline-earth elements. We have employed another solution, which consists in focusing the counterpropagating slower laser beam to a spot size of about 20 μm , dislocated 2 mm from the trap in the transverse plane. This avoids any perturbation of the trapped atoms due to radiation pressure of the decelerating laser. The slowed atoms are captured in a traditional $\sigma_+ - \sigma_-$ 3D MOT configuration [17].

3 Number of Trapped Atoms

The number of trapped atoms is estimated by the scattered light power. In the presence of six laser beams of same intensity I , the scattered power by one atom is given simply

by the product of the photon energy and the scattering rate [20]:

$$P_1 = h\nu \frac{\gamma}{2} \left[\frac{6I/I_s}{1 + 6I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2} \right], \quad (2)$$

where h is the Planck constant, ν is the photon frequency, γ is the angular natural linewidth, I_s is the saturation intensity, and δ is the laser detuning. For the Calcium resonant transition $^3S_0 - ^1P_1$, $\nu=710$ THz, $\gamma = 234.6$ MHz, and $I_s=59.9$ mW/cm² [23]. Assuming that all atoms are subjected to the same total laser intensity $6I$, then the total scattered power is simply $N P_1$. This holds only when the laser waist size is large in comparison with the atomic cloud extension, in which case $I = I_0$. In a more realistic situation, the atoms spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes and we have to take into account the Gaussian laser profile over the atomic density distribution $n(r)$. In other words, we have to consider an effective intensity as an ensemble average:

$$I_{eff} = \frac{1}{N} \int I(r)n(r)d^3r. \quad (3)$$

In the case of alkaline-earth elements, for densities below 10^{11} cm⁻³, the spatial distribution of the atomic cloud is Gaussian [22]. The MOT "spring constant" depends directly on the magnetic field gradient [21]. Therefore the cloud is smaller in the direction of the higher magnetic field gradient, z , and larger in the plane where the gradient is lower, plane xy . For moderated densities we can thus write:

$$n(r) = n_0 \exp\left(\frac{-z^2}{a_z^2}\right) \exp[-(x^2 + y^2)/a^2], \quad (4)$$

where n_0 is the peak density, a_z is the width of the atomic cloud in the vertical direction and a is the width in the horizontal plane. In our case, we typically have a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and half of this value in the horizontal plane. Integration of Eq.(4) in an infinite volume give us the total number of atoms as $N = n_0 \pi^{3/2} a_z a^2$. Assuming that all six laser beams have the same intensity and waist, we get from Eq.(3) the following effective total intensity:

$$I_{eff} = \frac{2I_0}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} + \frac{2}{\sqrt{1 + a_z^2/w^2}} \right), \quad (5)$$

which for small atomic clouds goes to $6I_0$, as expected. The ensemble average power scattered per atom is then given by Eq.(2) by just replacing the term $6I$ by the effective intensity, I_{eff} . We have estimated in this way the number of atoms as a function of several parameters.

4 Atomic Beam Deceleration With a Focused Laser

To measure the number and the spatial extension of the trapped atoms we use the two horizontal windows of the MOT chamber with the CCD camera and the calibrated photodiode. Figure 2 shows a series of ten pictures of the trapping

region for several laser detunings. For the first picture in the left the laser detuning is 84 MHz to the blue side of the resonance, changing by 28 MHz to the red for each picture in the sequence. In these pictures we also observe the Doppler-free atomic beam fluorescence due to the vertical laser beams. In the first three pictures, with decreasing blue detunings, we observe two well defined clouds separated spatially. The reason for this effect is the Zeeman splitting of the excited 1P_1 level in the trap quadrupole magnetic field and the symmetric laser configuration $\sigma_+ - \sigma_-$ in this direction. At resonance, the fluorescence of the σ_+ beam occurs at same position of the σ_- beam. With this spatial splitting we estimate the atomic resonance with an uncertainty of 5 MHz, for a field gradient of 63 Gauss/cm. This accuracy is limited by the divergence of the atomic beam, estimated to be 5 mrad. The resolution of the CCD camera, near 40 μ m in our case, plays a minor role in the uncertainty. In this way, we are determining the atomic resonance just by looking at this Zeeman spatial splitting in the CCD image. The detuning is then given by the excursion of the PZT that tunes the reference Fabry-Perot cavity of the Ti:sapphire laser, which has a coefficient of 27.8 MHz/Volt at the 2nd harmonic.

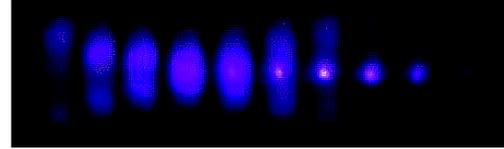


Figure 2. Pictures of the Calcium MOT central region taken under ordinary snapshot conditions for several laser detunings. The first picture in the left corresponds to a blue detuning of 84 MHz. In the next ones the detuning changes by 28 MHz to the red from picture to picture.

By analyzing the central lines of the CCD image, we obtain the horizontal and vertical spatial distributions, as showed in Figure 3, for a red detuning of 45 MHz and a field gradient of 41 Gauss/cm. To obtain these intensity profiles we subtracted from the picture of the trapped atoms another picture in the same conditions, but without the slower laser beam, to get ride of the atomic beam background fluorescence.

Figures 2 and 3, showing near spherical Gaussian distributions, were obtained with a careful alignment of the trapping laser beams. For small misalignments, we obtain different spatial structures of the trapped atoms. Figure 4 shows a situation of alignment that produces a stable ring of trapped atoms. These kinds of structures have already been reported for MOTs of alkali-metal elements [23]. The explanation of these spatial modes is related to a vortex force that appears with the misalignment of the MOT beams [23, 24]. In our situation, where the laser intensity is high and the waist size is small, such structures are easily observed even for small misalignments. The theoretical models that explain this behavior assume a two level atom, with $J^p=0$ and $J^s=1$ levels, which is far from the real case for alkali-metal elements already experimentally studied. On the other hand, an analysis of such structures in MOTs of alkaline-earth elements can provide us a direct comparison with the models.

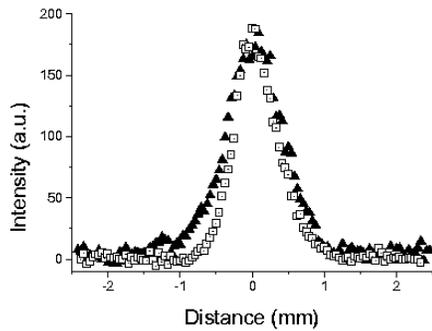


Figure 3. Atomic cloud vertical (triangles) and horizontal (squares) distribution.

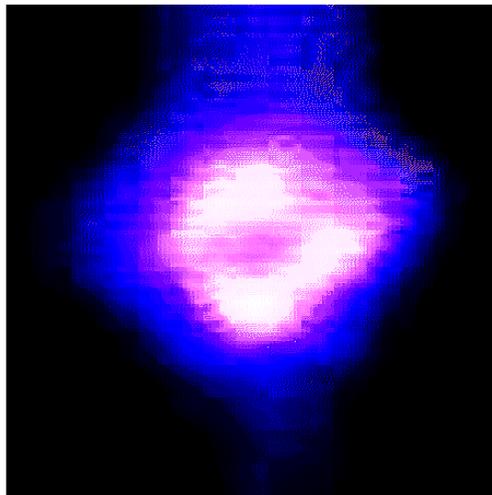


Figure 4. Picture of the MOT central region ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) showing a stable ring structure of trapped atoms.

To measure the total number of trapped atoms, we image the atomic cloud in a calibrated photodiode and take into account the considerations discussed in section 3. To get rid of the background signal due to the atomic beam fluorescence we modulate the slower laser beam with a mechanical shutter. By positioning this shutter at a telescope focus, we obtain a $100 \mu\text{s}$ switch-on or off time. The laser remains on or off for around 100 ms.

In Figure 5 we present the number of trapped atoms as a function of laser detuning, for 10 mW per each trap and slower beam, a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and oven temperature of 480°C . The peak number of $9(1) \times 10^5$ atoms occurs for a red detuning of 97 (5) MHz, or 2.8 (1) atomic linewidths. The uncertainty in the estimated number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. For a fixed total laser power, the optimum detuning that maximizes the number does not

change significantly with the field gradient, although the maximum atom number does, as we can see in Figure 6.

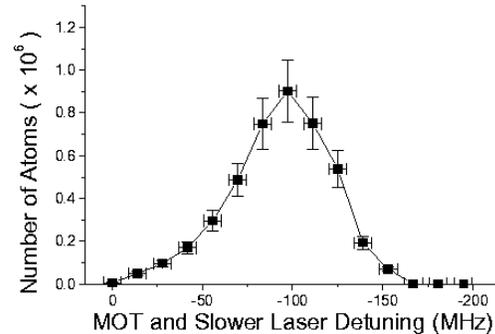


Figure 5. Number of trapped atoms as a function of the laser detuning for a total laser power of 52(1)mW, a vertical gradient of 63 Gauss/cm and an oven temperature of $480(1)^\circ\text{C}$.

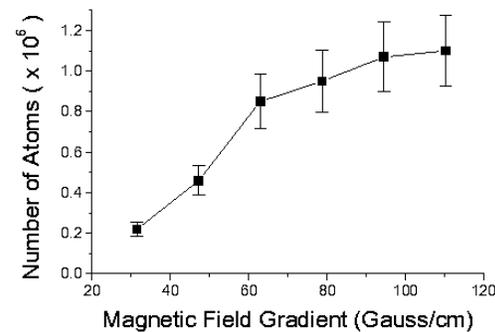


Figure 6. Maximum number of trapped atoms as a function of gradient of the vertical MOT field. Horizontal gradient is half of vertical.

Keeping the power of the trapping beams constant, at 10 mW per beam, for a vertical field gradient of 63 Gauss/cm we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Figure 7. The gain in trapped atom number from a slowing power of 2.5 mW to 5 mW is more than 100% while the gain from 5 mW to 10 mW is just 30%. This means that it is not necessary to have large laser powers in the Zeeman slowing beam when using low oven temperatures. Of course, larger temperatures will produce larger atom flux that will require more laser power to decelerate the same fraction of the atomic distribution. Figure 8 shows the result of a variation only in the oven temperature, keeping all other parameters fixed (detuning: -100 MHz, 10 mW per each trap and slower beam and a vertical field gradient of 63 Gauss/cm).

5 Decelerating and Trapping With Independent Lasers

In order to test the efficiency of the focusing slower laser technique we employed an independent laser to decelerate the atomic beam. This laser source is a frequency doubled diode laser in an alternative extended cavity, described elsewhere [25]. To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:Sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz per minute, which enable us to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5 mW 2nd harmonic output of the diode laser is beam shaped in a telescope to approximately mode match the atomic beam spreading. Keeping the detuning of the MOT beams constant, at -84 (10) MHz, we scan the slower frequency and the result is showed in Figure 9. The maximum number of atoms occurs for a slower detuning of -438 (15) MHz. By changing the MOT detuning, the optimum value for the slower detuning changes correspondingly, as we can see in Figure 10.

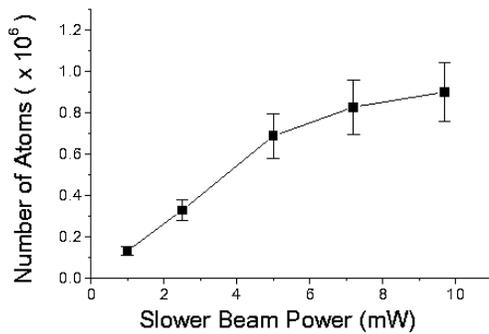


Figure 7. Variation in the power of slower laser beam for the same situation described in Figure 4.

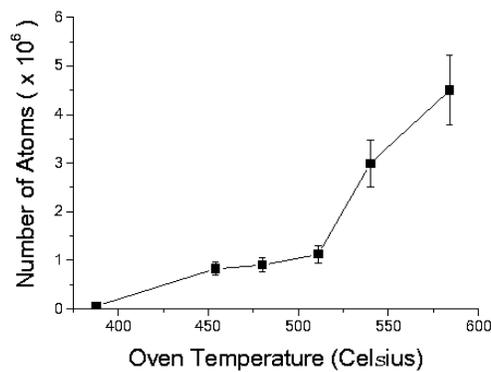


Figure 8. Number of trapped atoms as a function of oven temperature.

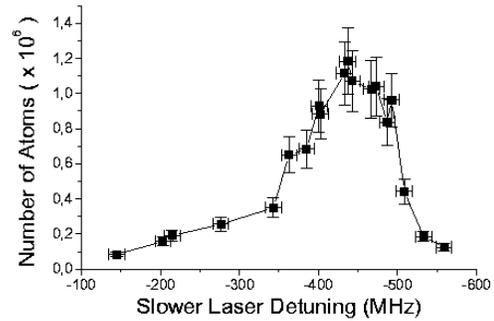


Figure 9. Number of atoms for a fixed MOT detuning of -84 (10) MHz.

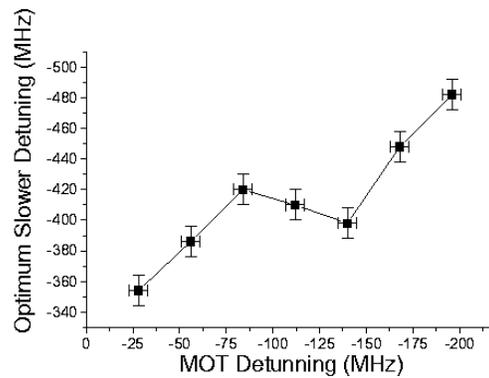


Figure 10. Optimum detuning of the slower laser as a function of detuning of MOT beams (vertical field gradient = 63 Gauss/cm).

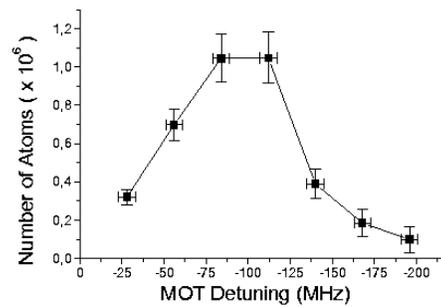


Figure 11. Number of trapped atoms as a function of detuning of the MOT laser, with the slower detuning optimized for each MOT detuning value.

The number of atoms in the situation where the slower is optimized for each value of the MOT detuning is showed in Figure 11, for a trap vertical field gradient of 63 Gauss/cm. We note that the optimum frequency difference between the MOT and the slower beam is practically independent of the MOT detuning. Moreover, the MOT detuning that optimizes the number of atoms is basically the same as when slowing with the same laser. However, with the independent slower

we could trap 25 % more atoms. This means that the technique of focusing slower has a good efficiency in the trap loading.

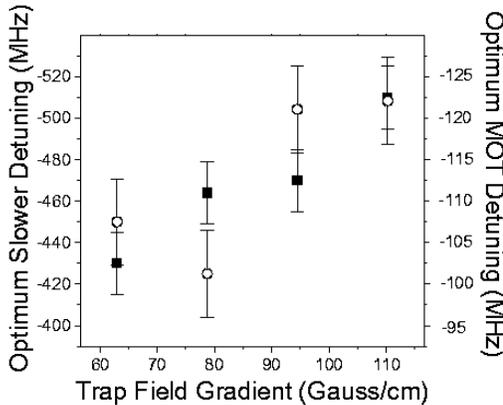


Figure 12. Optimum slower (squares) and MOT (circles) detuning as a function of trap field gradient.

The optimum detuning of the decelerating laser is a compromise between the flux of slow atoms going into the trap and the loss due to the radiation pressure of the slower laser beam in the trapped atoms. This detuning changes considerably with the trap field gradient, although the optimum MOT detuning does not, as we can see in Figure 12.

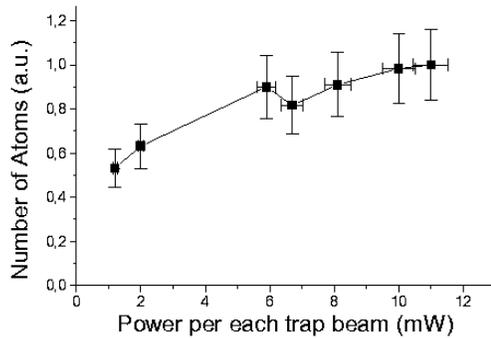


Figure 13. Number of atoms as a function of power on each MOT laser beam.

An interesting result that we could obtain with the independent slower is sketched in Figure 13. It shows the number of trapped atoms when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW, while the power and detuning of the slower laser are fixed, causing a constant flux of slow atoms into the MOT capture volume. The result is a very small variation in the number of trapped atoms. A variation of more than ten times in power produces a change of less than two in the number of trapped atoms. Combining this result with that obtained in Figure 7, where we vary the power of the slower beam, we conclude that relatively low power is needed to decelerate a Calcium beam and trap the slowed atoms. Ten milliwatts at 423 nm is more than suffi-

cient, with most of the power into the slower beam to assure adiabatic following during deceleration [18].

We already mentioned that slowing the atomic beam independently increases the number of trapped atoms by 25 %. This holds for field gradients below 80 Gauss/cm. By rising the field gradient, the ratio between the optimum number of trapped atoms, when slowing independently or with the focusing laser beam, increases as shown in Figure 14. The maximum field gradient achieved is limited by the heating of our air-cooled anti-Helmholtz coils. For a field gradient of 110 Gauss/cm and an oven temperature of 580 °C we obtain a number of $1.2 (2) \times 10^7$ atoms in the trap.

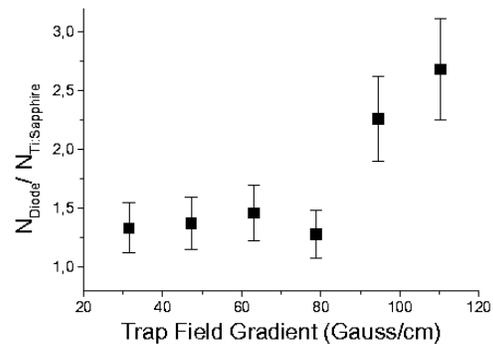


Figure 14. Ratio between the number of trapped atoms when decelerating the atomic beam with an independent laser (diode laser) or with the same laser (Ti:sapphire) used for the MOT.

6 Storage Time and Temperature

The modulation of the slower laser beam allows us not only to measure the number of trapped atoms in the background of the atomic beam fluorescence but also the trap lifetime. Figure 15 shows a typical curve of the decay and load process, for low power MOT beams. We observe an exponential decay of 15.4(8) ms, similar to other reported Calcium MOTs [1-4]. The accuracy of this measurement is limited by our detection system. This lifetime is not limited by the imperfect vacuum environment, but by the optical pumping of the 1D_2 level [26]. The transition from the 1P_1 level to the 1D_2 has a probability 10^5 times lower than the probability to decay to the ground state [27]. From the 1D_2 level the atom can decay to the metastable 3P_2 level ($\tau \approx 2$ hours, [28]), to the 3P_1 or directly to the ground state. By the Einstein coefficients of these transitions, we know that around 22% of the atoms decay to the 3P_2 level and are lost from the trap. The remaining have some probability to be recaptured, depending on the trap volume [26]. The lifetime of our Calcium MOT shows a behavior similar to that observed for Ytterbium atoms [29]. A detailed analysis of the loss mechanisms in our trap will be described elsewhere [30]. An strategy to increase the lifetime, by decreasing the loss rate and therefore increasing the number of atoms, is to transfer the population of the 1D_2 level to the 5^1P_1 level with a repump laser at 672 nm. From the 5^1P_1 level the atoms decay

rapidly to the ground state ($1.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ [27]) and are recaptured. This scheme was demonstrated by the NIST [3] and the Hamburg group [31], where lifetimes of 84 and 72 ms were achieved respectively. By lowering the linear loss rate due to the optical pumping of the 1D_2 level, the Hamburg group observed a non-exponential decay, which was attributed to inelastic two-body collisions between cold Calcium atoms. Even without the repump laser at 672 nm, we are observed small differences between the load and decay times, which are also related to cold collisions in the trap [32].

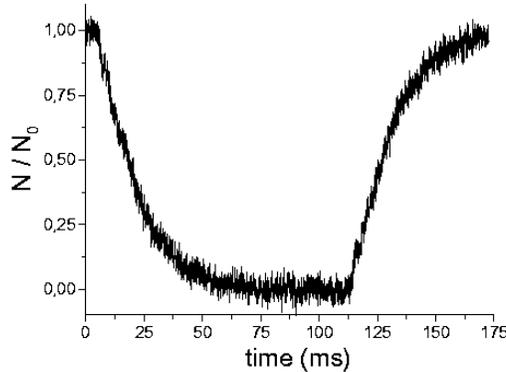


Figure 15. MOT decay and loading curves.

In a MOT, when the Doppler and Zeeman shifts are small compared to the detuning, the radiation pressure force acting on the atoms are in good approximation harmonic [21]. The equipartition of energy implies that the velocity spread and the position spread are related by $m \overline{v_{rms}^2} = \kappa \overline{r_{rms}^2}$, where κ is the MOT spring constant, given by:

$$\kappa = 8\hbar\kappa \frac{\delta}{\gamma} \frac{I/I_s}{(1 + I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2)^2} (2\pi\alpha_B A), \quad (6)$$

where I is the intensity of the MOT laser beam in the direction considered, α_B is the Zeeman splitting of the excited level and A is the magnetic field gradient. Although the number and the lifetime are not critically dependent on the precise MOT alignment, this temperature determination by the cloud size $\overline{r_{rms}}$ is. With a careful alignment of the beams we obtain near Gaussian shapes, as those presented in Figure 3. For the parameters of that measurement, we estimate by the horizontal spreading of the atomic cloud a root mean square velocity of 136 (12) cm/s, corresponding to a temperature of 9 (2) mK.

7 Conclusion

We described in detail our system for laser cooling and magneto-optical trapping of Calcium atoms using the resonant transition $^1S_0 - ^1P_1$ at 423 nm. We have implemented an on-axis magneto-optical trap, loaded from a slowed atomic beam where the deceleration laser has been focused near

the trap region. This avoids any perturbation on the trapped atoms due to radiation pressure of the slower laser. We have used a single laser for the MOT and atomic beam slower, which is an important simplification of the apparatus. Decelerating independently the atomic beam with another laser shows that the focusing Zeeman slower technique has efficiency very close to optimum. This also has showed that the number of trapped atoms is practically independent of MOT laser power, in the range from 1 to 11 mW per trapping beam ($16 - 175 \text{ mW/cm}^2$). We conclude that a total power of 10 mW at 423 nm is sufficient to have a Calcium MOT loaded from a decelerated atomic beam. This is particularly important for a practical frequency standard or clock based on cold Calcium atoms.

We derived an expression for the number of atoms when the cloud size is comparable with the trapping laser waist sizes. Several measurements are presented for the dependence of the number of trapped atoms with magnetic field gradient, power and detuning of the trapping lasers, oven temperature, and power and detuning of the decelerating laser. Stable spatial modes of trapped atoms, other than spherical Gaussian, were observed for the first time in a MOT of an alkaline-earth atom. The true $J''=0$ to $J'=1$ cooling transition of these elements allows to perform realistic comparisons between theory and experiment. We have estimated the temperature of the trapped atoms by the size of the atomic cloud. The lifetime of the trap is consistent with the loss mechanism of optical pumping into the metastable 1D_2 level.

8 Acknowledgements

We would like to acknowledge the glass shop of the UNICAMP Physics Institute for the very well done work in the construction of the atomic beam and MOT glass chamber. We also would like to thank the machine shop and J.B.Rodrigues for the mechanical parts. This work was supported by FAPESP, CAPES and CNPq and FAEP-UNICAMP, Brazilian government agencies. Support for RLCF was through CAPES graduate research scholarship and for DAM and DRO through FAPESP graduate and undergraduate scholarships respectively.

References

- [1] Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, Appl. Phys. B **59**, 89 (1994).
- [2] The first demonstration of magneto-optical trapping of alkaline-earth elements was reported in: T. Kurosu and F. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L2127 (1990).
- [3] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Holberg, Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999).
- [4] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman, and A. Hemmerich, J. Mod. Opt. **47**, 2733 (2000).
- [5] T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst, and F. Riehle, Phys. Rev. A **58**, R4275 (1998).
- [6] F. Riehle, H. Schnatz, G. Zinner, K. Zeiske, B. Lipphardt, and J. Helmcke, Laser Phys. **6**, 237 (1996).

- [7] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, and F. Riehle, *Appl. Phys. B* **68**, 27 (1999).
- [8] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstaubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett* **87**, 3002 (2001).
- [9] E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **64**, 1403 (2001).
- [10] T. Udem, S.A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).
- [11] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116 (1999).
- [12] M. D. Barrett, J.A. Sauer, and M.S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 404 (2001).
- [13] J. V. B. Gomide, G. A. Garcia, F. C. Cruz, A. J. Polaquini, M. P. Arruda, D. Pereira and A. Scalabrin, *Brazilian J. Phys.* **27**, 266 (1997); G. Woehl, G.D. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, *Appl. Opt.* **38**, 2540 (1999).
- [14] An efficient Calcium atomic beam system has been designed by the Hamburg group [5], where practically all the atoms coming out of the oven contribute to the atomic beam. This system allowed them to trap the record number of 10^8 Calcium atoms, for an oven temperature of 650°C .
- [15] J. A. Neuman, P. Wang, and A. Gallagher, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3021 (1995).
- [16] H. J. Onisto, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F.C. Cruz, *Opt. Engineering* **41** 5, 1122 (2002).
- [17] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [18] R. J. Napolitano, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, *Opt. Commun.* **80**, 110 (1990).
- [19] S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson, and V. S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999).
- [20] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1999).
- [21] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping* (Springer-Verlag NY, Inc., 1999).
- [22] T. P. Dinneen, K. R. Vogel, E. Arimondo, J. L. Hall, and A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **59**, 1216 (1999).
- [23] I. Guedes, M. T. Dearaujo, D. M. B. P. Miloni, G. I. Surdutowich, V. S. Bagnato, and S. C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1935 (1994).
- [24] D. Felinto and S. S. Vianna, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 681 (2000).
- [25] D. A. Manoel, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, *Opt. Commun.* **201**, 157 (2002).
- [26] T. Kurosu and F. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 908 (1992).
- [27] N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2188 (1989).
- [28] A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 3002 (2001).
- [29] T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg, *Phys. Rev. A* **61**, R51401 (2000).
- [30] R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, Excited-state-population-dependent loss from a Calcium magneto-optical trap, *Europhys. J. B* (submitted, 2002).
- [31] J. Grünert and A. Hemmerich, *Appl. Phys. B* **73**, 815 (2001).
- [32] R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F.C. Cruz, Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earth elements, *Phys. Rev. A* **67** (2): art. no. 021402 FEB 2003.

Deceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms

Reinaldo L. Cavasso Filho, Wictor C. Magno, Daniela A. Manoel, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz

Instituto de Física "Gleb Wataghin," Universidade Estadual de Campinas, C.P. 6165, Campinas, SP 13083-970, Brazil

Received August 1, 2002; revised manuscript received December 12, 2002

We report on a system for atomic beam deceleration and magneto-optical trapping of calcium atoms that uses the $^1S_0-^1P_1$ transition, in which a single laser is used to trap and slow the atoms. The slower laser beam is focused near the magneto-optical trap's center, which has a waist size much smaller than the atomic cloud such that its influence on the trapped atoms is greatly reduced. We also investigate the theoretical possibility of cooling by use of a two-photon ($+s^2\ ^1S_0-(+s\ 5s)\ ^1S_0$) transition. Excitation near resonance with the 1P_1 level results in an equilibrium temperature seven times smaller than the Doppler limit of the $^1S_0-^1P_1$ transition.
© 2003 Optical Society of America
OCIS codes: 020.0020, 020.7010, 020.4180.

1. INTRODUCTION

Laser cooling and trapping of neutral atoms have made important contributions to science in the past two decades that were directly recognized by the award of the Nobel Prize in physics 1997 and, indirectly, in 2001, for observation and studies of Bose-Einstein condensation. However, laser cooling of neutral atoms is still done chiefly with the alkali-metal elements, which were the first ones to be manipulated with near-resonant laser radiation. Although noble gases are also included in the list of laser-cooled atoms, we consider here alkaline-earth elements, for which only few groups of researchers have reported cooling and trapping. The main reason for this choice is technical. Whereas the cooling transitions of alkali metals can be addressed by industry standard diode or dye lasers and the atoms can be captured from room-temperature vapor cells, the alkaline-earth elements require more-complicated laser sources, in the violet or ultraviolet range, and efficient loading of a magneto-optical trap¹ (MOT) is possible only from atomic beam systems. Nevertheless, the interest in these elements has been increasing in past years owing to applications of the elements in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions, and the possibility of extending the quantum-degenerate regime to these elements, possibly by all-optical means.

The two electrons in the outer shell account for series of singlet and triplet levels that give rise to strong and very weak optical transitions. For calcium, for example, the almost closed $^1S_0-^1P_1$ resonant transition between the ground state and the first singlet state has a large natural width ($\gamma/2\pi = 34.6$ MHz), which makes the transition excellent for laser manipulation by radiation pressure. However, the spin-forbidden $^1S_0-^3P_1$ transition has a natural linewidth of only 400 Hz.^{2,3} Such a narrow transition departing from the ground state has applications as an optical frequency standard and clock,⁴ in atomic

interferometry,⁵ in high-resolution spectroscopy,⁶ and in laser cooling into microkelvin temperatures.^{7,8}

The zero nuclear spin of the most abundant isotopes of alkaline earths and the consequent absence of hyperfine structure permit the repump laser that is required for alkali-metal elements to be dispensed with here. This lack of hyperfine structure also stimulates the study of cold collisions because both the theoretical analysis and the interpretation of data are thus simpler.⁹ In spite of these advantages, the final achievable temperature is dictated by the usual Doppler limit, which is 831 μ K for the calcium $^1S_0-^1P_1$ transition. Figure 1 presents an energy-level diagram of the level structure of ^{40}Ca that shows the relevant levels, transition wavelengths, and Einstein coefficients. In this paper we discuss our system for laser cooling and trapping of calcium atoms with the $^1S_0-^1P_1$ transition at 423 nm, along with the possibility of performing two-photon Doppler cooling with the $^1S_0-^1S_0$ transition. Recently, lower temperatures than the Doppler limit of the $^1S_0-^1P_1$ transition were achieved by a second stage of cooling with the narrow $^1S_0-^3P_1$ intercombination transition.^{7,8} However, for this cooling to be effective, the transition has to be broadened by coupling of the 3P_1 metastable state to another upper level. Although this technique can reach temperatures of only a few times the one-photon recoil (near 3 μ K), the number of atoms initially trapped with the $^1S_0-^1P_1$ transition that can be transferred to the microkelvin regime by this quenching cooling is only ~15%. Here we discuss an alternative scheme for a second stage of cooling based on a two-photon transition that can be used to reach intermediate temperatures of 123 μ K with 100% transfer efficiency from the first cooling stage. This efficiency results simply from a capture velocity that is much higher than the mean velocity associated with the Doppler limit of the $^1S_0-^1P_1$ transition. The two-photon cooling might greatly improve the transfer effi-

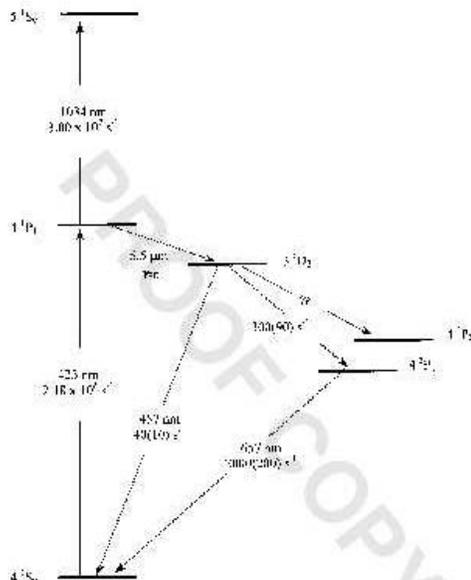


Fig. 1. Simplified energy-level diagram of ^{40}Ca , showing the relevant levels, wavelengths, and relaxation rates.

ciency to the low temperatures that is achievable with the quenching technique.^{7,8} Also, when it is used only as the second stage, following conventional cooling with the $^1S_0 - ^1P_1$ transition, two-photon cooling can also be useful for efficient loading of an optical dipole trap and is experimentally much simpler than quench cooling.

In Section 2 we describe the experimental apparatus for the atomic beam, the Zeeman slower, and the on-axis MOT. In Section 3 we present an analysis of the number of trapped atoms as a function of slower laser power and detuning. We also discuss the trap storage time, its limitation by optical pumping into metastable levels, and an estimation of temperature. In Sections 4 and 5 we discuss the possibility of two-photon Doppler cooling of calcium. Finally, our conclusions are summarized in Section 6.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS

The atomic beam is produced in a stainless-steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm.¹⁰ Its collimation is defined by another 2-mm aperture, 15 cm apart from the oven aperture, which connects the oven chamber with an all-glass chamber for the atomic beam and the MOT. A 22-cm-long Zeeman magnet, composed of 18 independent sections, produces a maximum magnetic field of 780 G with all sections at a current of 1 A, for example. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which correspond to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480 °C. By adjusting the current of each section it is possible to optimize the magnetic-field profile for deceleration. At the MOT chamber, located 60 cm downstream from the collimation aperture, one horizontal pair of windows that are perpendicular to the

atomic beam's direction is used for spectroscopy or for monitoring the fluorescence with a calibrated photodiode and a CCD camera. Anti-Helmholtz coils attached to the MOT chamber produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 G/cm for a current of 1 A. At the tube end, 90 cm from the oven chamber aperture, we have a sapphire window that is heated to 250 °C to prevent deposition of calcium atoms from the atomic beam.¹¹ Typical background pressure in the MOT chamber is 5×10^{-8} mbars.

To generate the coherent radiation at 423 nm for deceleration, cooling, and trapping we use a homemade frequency-doubled and -stabilized Ti:sapphire laser.¹² With this laser we are able to generate 65 mW of useful power at 423 nm by pumping with 5 W of power at 532 nm. The second-harmonic beam is separated into four beams of same power. One of these is used for Zeeman deceleration, and the other three are used in the standard retroreflected $\sigma_+ - \sigma_-$ three-dimensional MOT configuration.¹ The power imbalance in each direction owing to window losses is less than 5% and has no significant effect on the position of the atomic cloud. The six trap beams have equal waist sizes, measured to be 1.40(5) mm. Peak intensities I_0 of as much as 200 mW/cm² for each MOT beam can be obtained.

We have implemented an on-axis trap in which the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 1 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more-or-less centered with respect to the atomic beam. A problem with an on-axis trap that is loaded from an atomic beam decelerated with the same laser used for the MOT is that this one seriously disturbs the trapped atomic cloud. One solution is to shift the slowing laser frequency far from resonance, requiring, for example, an acousto-optical modulator¹³ or another laser. Another solution uses a slower laser with a central dark spot.¹⁴ Both techniques share the problem that the laser consumes power, which is not desirable when one is dealing with alkaline-earth elements for which the violet $^1S_0 - ^1P_1$ transitions have large saturation intensities. We have employed another solution, which consists in focusing the slower laser beam to a spot size of 20 μm at the trap position but displaced ~ 2 mm away in the transverse plane. This has practically no effect on atomic clouds of nearly 1-mm diameter. The decelerating laser is focused by two lenses (a telescope) located 60 cm from the MOT. After collimation near the MOT the beam diverges and reaches the oven aperture with a diameter of 3 mm. Although this geometry is not ideal, it has shown to be quite efficient in comparison with deceleration by an independent laser with a profile that is mode matched to the atomic beam.

3. NUMBER OF TRAPPED ATOMS AND STORAGE TIME

The number of trapped atoms is estimated by the scattered light power, as described in Ref. 15, if one assumes a more realistic situation in which the atoms' spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes. In

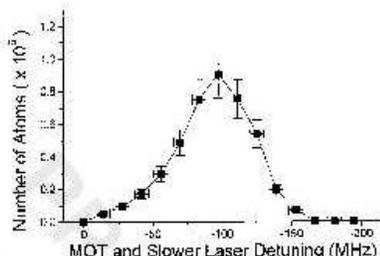


Fig. 2. Number of trapped atoms as a function of laser detuning for a total laser power of 52 (1) mW, a vertical field gradient of 63 G/cm, and an oven temperature of 480 (1) °C.

this case we have to take into account the Gaussian laser profile rather than the atomic density distribution.

To measure the number and the spatial extension of the trapped atoms we used the CCD camera and the calibrated photodiode. The center of the atomic cooling transition was determined in a topographical way. We took advantage of the fact that the vertical pair of trapping beams is roughly perpendicular to the propagation direction of the atomic beam. The trap quadrupole magnetic field generates a spatial dependence on the Zeeman splitting of the simple $J = 0 - J = 1$ transition. When the trapping laser is off resonance, we can clearly see two fluorescence clouds in the CCD image. The intensity of these clouds is much less than the intensity of the cloud of trapped atoms. One of them is related to the hot atoms excited by the σ_+ beam, and the other to the symmetric cloud excited by the counterpropagating σ_- beam. In changing the laser frequency we change the relative positions of the clouds. The resonance corresponds to the superposition of the clouds and can be determined with an uncertainty smaller than 15% of the atomic linewidth, limited mainly by the atomic beam's divergence. The laser detuning is then given by the excursion of the piezoelectric transducer that tunes the reference Fabry-Perot cavity of the Ti:sapphire laser.

In Fig. 2 we present the number of trapped atoms as a function of laser detuning for 10 mW per trap and a slower beam, an axial-field gradient of 63 G/cm, and an oven temperature of 480 °C. The peak number of $9(1) \times 10^5$ atoms occurs for a red detuning of 97(5) MHz, or 2.8(1) atomic linewidths. The uncertainty in the estimated number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. Increasing the oven temperature to 600 °C increases this peak number to 10^7 atoms. However, we avoid operating the oven at this temperature to reduce the time between calcium refills by a large amount.

Keeping the power of the trapping beams constant at 10 mW per beam, we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Fig. 3. The saturation behavior shows that relatively low laser power is required in the Zeeman slowing beam at low oven temperatures.

To test the efficiency of the focusing slower laser technique we employed an independent laser to decelerate the atomic beam. This laser source was a frequency-doubled diode laser in an alternative extended cavity, described

elsewhere.¹⁶ To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz/min; therefore we were able to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5-mW second-harmonic output of the diode laser was beam shaped in a telescope to approximately mode match the atomic beam spread. In this way we could trap 25% more atoms, a result that actually shows that focusing the slower laser still produces good efficiency. We note that the optimum frequency difference between the MOT and the slower beam is practically independent of the MOT detuning. Moreover, the MOT detuning that optimizes the number of atoms is basically the same as for slowing with the same laser.

Figure 4 shows the number of trapped atoms when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW and the power and detuning of the slower laser are fixed, thus producing a constant flux of slow atoms into the MOT capture volume. The result is a very small variation in the number of trapped atoms; a ten-times change in power produces a change of fewer than 2 in the number of trapped atoms. Combining this result with that obtained in Fig. 3, we see that relatively low power is enough to decelerate a calcium beam efficiently and trap the slowed atoms; 10 mW at 423 nm is sufficient, with most of the power into the slower beam to ensure adiabaticity following deceleration.¹³ This implies that only a single, frequency-doubled diode laser can be employed¹⁶ for deceleration and trapping, simplifying the experimental apparatus.

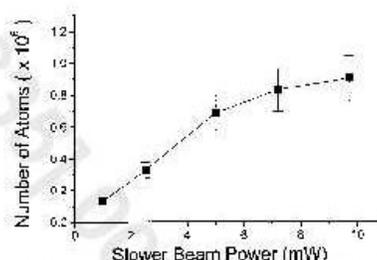


Fig. 3. Number of trapped atoms as a function of the slower laser power.

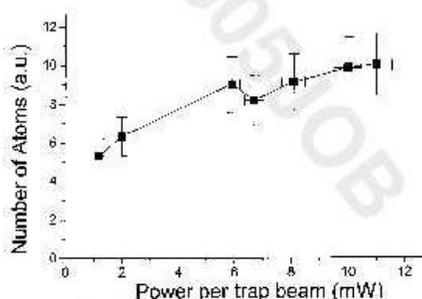


Fig. 4. Number of atoms as a function of the power on each MOT laser beam.

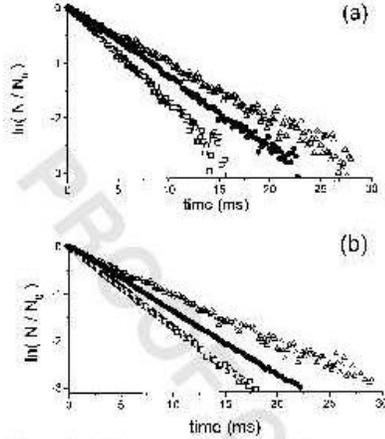


Fig. 5. Normalized fluorescence of trapped atoms as a function of time after sudden switch-off of the Zeeman slower laser beam for (a) an effective trapping laser intensity of $3.4 I_s$ and three red detunings of 28 MHz (open squares), 56 MHz (filled circles), and 84 MHz (open triangles) and (b) a red detuning of $-84(5)$ MHz and three laser intensities of $11.9 I_s$ (open squares), $8.8 I_s$ (filled circles), and $3.4 I_s$ (open triangles).

Although the calcium 1S_0 - 1P_1 resonance transition is highly efficient for cooling and trapping, it is not optically closed. The probability of a transition from the 1P_1 level to the low-lying 1D_2 level is 10^5 times lower than the probability of decay to the ground state.¹⁷ From the 1D_2 level the atom can decay to the metastable 3P_2 level [$\tau = 2$ h (Ref. 18)] to the 3P_1 level or directly to the ground state. By the Einstein coefficients of these transitions, $\sim 22\%$ of the 1D_2 atoms decay to the 3P_2 level and are lost from the trap. The remaining atoms have some probability of being recaptured, depending on the trap volume.¹⁹ The storage time of our calcium MOT is thus limited by optical pumping of the 1D_2 level and shows a behavior similar to that observed for ytterbium atoms.²⁰ A detailed analysis of the loss mechanisms was given in Ref. 21.

From a rate equation analysis for the number of atoms in the 1P_1 and 1D_2 levels,²¹ we found that the population of the 1P_1 level is $N_P \approx Nf$, where N is the total number of trapped atoms and f is the probability of excitation of the 1P_1 state, given by^{19,20}

$$f = \frac{1}{2} \frac{I_{\text{eff}}/I_s}{1 + I_{\text{eff}}/I_s + 4\delta^2/\gamma^2}, \quad (1)$$

where I_{eff} is the average of the trap laser intensity over the atomic ensemble,¹⁵ I_s is the saturation intensity (59.9 mW/cm² for ^{40}Ca), δ is the detuning of the trap laser beams, and γ is the natural linewidth ($2\pi \times 34.6$ MHz).²² Similarly, the population of the metastable 1D_2 level is given by $N_D = N_P \gamma_{PD} / (\gamma_P + \gamma_S)$, where γ_{PD} is the relaxation rate from 1P_1 to 1D_2 ; γ_P is the relaxation rate from 1D_2 to the 3P_2 state, and γ_S is the relaxation rate from 1D_2 to the ground state directly or through the 3P_1 level.

If we disregard the inelastic two-body collisions between cold atoms, the process of optical pumping of the 1D_2 level leads to the following loading equation for the number of trapped atoms:

$$\frac{dN}{dt} = R - N_D(\gamma_P + \epsilon\gamma_S) - Np\gamma_C, \quad (2)$$

where R is the capture rate, p is the background pressure, ϵ is the fraction of the 1D_2 atoms that decay to the ground state outside the trap capture volume, and γ_C is the collision rate between cold trapped and hot background atoms. For calcium the process of two-body collision between trapped atoms accounts for a negligible loss rate compared with the contribution of optical pumping of the 1D_2 level.²² By the size of our MOT beams and considering a rms atomic velocity of 100 cm/s,¹⁵ we estimate that approximately $\epsilon = 50\%$ of the 1D_2 atoms decaying to the ground state are not recaptured. By simply increasing the diameters of the MOT laser beams, one can recapture almost 100% of these atoms.²² When the loading stops, $R = 0$ and we have a pure exponential decay of the trap number, $dN/dt = -LN$, where

$$L = \frac{\gamma_P + \epsilon\gamma_S}{\gamma_P + \gamma_S} \gamma_{PD}f + p\gamma_C \quad (3)$$

is the loss rate. Then, in a high-vacuum environment, the trap lifetime is limited to²¹

$$\tau = 2 \frac{\gamma_P + \gamma_S}{\gamma_P + \epsilon\gamma_S} \gamma_{PD}^{-1} \left(1 + \frac{I_s}{I_{\text{eff}}} \frac{\gamma^2 + 4\delta^2}{\gamma^2} \right). \quad (4)$$

In Fig. 5(a) we analyze the decay rate of our calcium MOT as a function of the trapping laser detuning, δ , for fixed laser intensity. From this figure we can observe that the lifetime increases with the detuning, as predicted by Eq. (4). We observe that for a red detuning larger than approximately 130 MHz the MOT is unstable because the radiation pressure is not strong enough to hold the trapped atoms. In Fig. 5(b) we present decay curves for a fixed detuning of $-84(5)$ MHz, varying the trapping laser intensity. We observe the expected behavior of Eq. (4), an increasing lifetime with decreasing laser intensity. Lowering the power would increase the lifetime, but lower laser power also leads to a decrease in the photon scattering rate, the trap potential, and the capture velocity, such that only extremely cold atoms would remain trapped. Figure 5 confirms the decay from the 1P_1 to the 1D_2 state as the main mechanism for loss in our trap.

4. TWO-PHOTON LASER COOLING

In metal-alkali elements the hyperfine structure is the basis of sub-Doppler techniques, e.g., in the form of polarization gradient cooling, which permits the achievement of microkelvin and submicrokelvin temperatures. These techniques are not applicable to alkaline earths and, therefore, until a few years ago the smaller temperatures achieved with these elements were in the millikelvin range. Recently, microkelvin temperatures close to the recoil limit were achieved for strontium by Doppler cooling with the narrow 1S_0 - 3P_1 intercombination transition ($\gamma/2\pi = 7.6$ kHz),²³ and also for ytterbium ($\gamma/2\pi$

= 182 kHz),²⁴ which has a level structure similar to that of calcium. Cooling using the intercombination transition has also been demonstrated for calcium, for which we had to reduce the relatively long lifetime of the 3P_1 level (0.38 ms) by coupling that level to another level^{7,8} to make the cooling process effective. This quenching cooling scheme was also used several years ago to cool mercury ions to the zero-point energy of a trap.²⁵ Except for ytterbium, cooling on the intercombination transition was used as a second stage, after initial precooling to millikelvin temperatures with the strong 1S_0 - 1P_1 dipole transition. In this section we consider the possibility of two-photon Doppler cooling of atomic neutral calcium by using its $(4s^2)^1S_0$ - $(4s5s)^1S_0$ transition. Off-resonance two-photon transition rates depend on the laser beam intensities and detunings from real levels and usually are smaller than single-photon resonant transition rates. Although two-photon transition rates can be high enough for spectroscopic purposes, permitting the implementation of powerful spectroscopic Doppler-free techniques,²⁶ to reduce the atomic velocity they must be high enough to permit an effective and fast transfer of momentum from the light fields to the atom. We show that, for calcium, two-photon cooling with the 1S_0 - 1S_0 transition is possible and can be used to achieve a Doppler limit near 123 μ K, approximately seven times smaller than the Doppler limit achieved with the 1S_0 - 1P_1 resonant transition.

We consider the two-photon transition, at frequency ω_{ge} , between the ground state $|g\rangle = (4s^2)^1S_0$ and the excited state $|e\rangle = (4s5s)^1S_0$ (Fig. 1). From the $(4s5s)^1S_0$ level the atoms quickly decay to the ground state by spontaneous emission via the $|r\rangle = (4s4p)^1P_1$ state at rates of $\gamma_e = 3.00 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ and $\gamma = 2.18 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Let us consider the experimental case of one atom interacting with two copropagating laser beams with wave vectors $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ and $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ and frequencies ω_1 and ω_2 . The general expression for the two-photon transition rate between levels $|g\rangle$ and $|e\rangle$ is²⁷

$$\Gamma_{ge} = \left| \sum_r \left[\frac{\langle e|H_2|r\rangle\langle r|H_1|g\rangle}{\delta - i(\gamma/2)} + \frac{\langle e|H_1|r\rangle\langle r|H_2|g\rangle}{\delta' - i(\gamma/2)} \right] \right|^2 \times \frac{\gamma_e}{\hbar^2[\delta_2^2 + (\gamma_e/2)^2]}, \quad (5)$$

where $\langle l|H_j|m\rangle = -\langle l|\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_j|m\rangle$ ($j = 1, 2$) are the matrix elements of the interaction Hamiltonian between the $|l\rangle$ and $|m\rangle$ levels in the electric dipole approximation. The first term in Eq. (5) involves a sum on the intermediary level $|r\rangle$, which is coupled with $|g\rangle$ by allowed single-photon transitions. The laser detunings relative to level $|r\rangle$ are given by $\delta = \omega_{gr} - \omega_1 - (k_1 v)$ and $\delta' = \omega_{gr} - \omega_2 - (k_2 v)$; the first term shows that those levels that are not too far off resonance with the Doppler frequencies are the main contributors. The second term gives the spectral line profile of the two-photon transition of a single atom, which has a two-photon detuning: $\delta_2 = \omega_{ge} - \omega_1 - \omega_2 - (k_1 + k_2)v$, so it corresponds to a calcium atom of mass M and velocity v moving parallel to the laser beams at the center frequency $\omega_{ge} = \omega_1 + \omega_2 + (k_1 + k_2)v$, with a homogeneous linewidth γ_e . We

consider first an excitation with photons at $\lambda_1 = 423 \text{ nm}$ in near resonance with the strong dipole single-photon 1S_0 - 1P_1 transition and a second infrared laser at $\lambda_2 = 1034 \text{ nm}$ (Fig. 1). In this case the intermediate state that contributes more as a virtual level is the $|r\rangle = 4s4p^1P_1$ state. The contributions from all other levels can be neglected, and the sum in Eq. (5) therefore is reduced to a single term. To preserve angular momentum in a $\Delta J = 0$ transition (1S_0 - 1S_0) we also assume σ_+ and σ_- polarization for the beams at 423 and 1034 nm, respectively. Polarization selection rules for two-photon transitions are discussed in Refs. 26 and 28. Because the two wavelengths are quite different, the two terms inside the summation also reduce to only one, and Eq. (5) becomes

$$\Gamma_{ge} \approx \frac{|\Omega_1|^2|\Omega_2|^2}{\delta^2 + (\gamma/2)^2} \frac{\gamma}{\delta_2^2 + (\gamma_e/2)^2}, \quad (6)$$

where Ω_j ($j = 1, 2$) are the Rabi frequencies of the transitions, which can be written in terms of saturation parameter S_j (on resonance) and relaxation rates γ and γ_e (Ref. 29): $S_1 = 2|\Omega_1|^2/\gamma = I_1(\omega_1)/I_{1s}$ and $S_2 = 2|\Omega_2|^2/\gamma_e = I_2(\omega_2)/I_{2s}$. For calcium we have $I_{1s} \approx 60 \text{ mW/cm}^2$ ($4s^2^1S_0$ - $4s4p^1P_1$ transition) and $I_{2s} = 0.6 \text{ mW/cm}^2$ ($4s4p^1P_1$ - $4s5s^1S_0$ transition). Relation (6) can be rewritten with the definitions above as

$$\Gamma_{ge} = \frac{4S_1S_2}{1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2} \frac{\gamma_e}{1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2}, \quad (7)$$

where we have included in Eq. (7) the possibility of saturation of the one- and two-photon transitions. More than 100 mW of laser radiation at 423 nm can be generated by frequency-doubling of near-infrared diode lasers^{16,30} or of a Ti:sapphire laser.¹² Radiation at 1034 nm can be generated with a Ti:sapphire laser or with a Yb:YAG laser. With this last option, powers greater than 500 mW are readily achieved. Even at low power levels the two-photon transition rate can still be significant. For example, if we assume that $S_1 = 0.1$ and $S_2 = 3$ and assume red detuning of the incident lasers, $\delta = -\gamma/2$ and $\delta_2 = -\gamma_e/2$, the two-photon transition rate will be $\Gamma_{ge}/2\pi = 1.2 \text{ MHz}$. The single-photon $(4s^2)^1S_0$ - $(4s4p)^1P_1$ transition rate is similar to Eq. (1):

$$\Gamma_{gr} = \frac{S_1}{1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2} \frac{\gamma}{2}, \quad (8)$$

and for the above parameters $\Gamma_{gr}/2\pi = 826 \text{ kHz}$ and the ratio between two-photon and single-photon rates is $\Gamma_{ge}/\Gamma_{gr} = 1.5$.

Figure 6(a) shows the transition rates $\Gamma_{ge}/2\pi$ and $\Gamma_{gr}/2\pi$ as functions of the blue laser detuning for a specific two-photon detuning, $\delta_2 = -\gamma_e/2$, with $S_1 = 0.1$ and $S_2 = 3$. The two rates grow and saturate for lower detuning, $\delta < \gamma/2$, at values of the order of a few megahertz. We have calculated the ratio between these rates as a

function of the two-photon detuning, which is independent of blue laser detuning δ , and the result is shown in Fig. 6(b).

Let us now consider one stationary atom interacting with the copropagating σ_+ and σ_- laser beams, $k_1 e_x$ and $k_2 e_x$. Direct excitation from $|g\rangle$ to $|e\rangle$ by the simultaneous absorption of two photons occurs at a rate Γ_{ge} , given by Eq. (7). From upper level $|e\rangle$, the atom decays spontaneously to intermediate level $|f\rangle$ at a rate γ_e and, from this level, at a rate γ to the ground state. On average, the time that it takes one atom to absorb two photons simultaneously and go back to the ground state by this spontaneous cascade decay is given by

$$t = \Gamma_{eg}^{-1} + \gamma_e^{-1} + \gamma^{-1}. \quad (9)$$

As the direction of the spontaneously emitted photons is random, the mean spontaneous radiation force in this process is given simply by the ratio of momentum change $\hbar(k_1 + k_2)e_x$ to time t . If the atom is moving with a velocity $-v$ in the direction of the laser beams, this mean radiation force can be written as

$$\frac{dp}{dt} = \frac{4\hbar(k_1 + k_2)S_1S_2\gamma_e}{[1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)} \times \left\{ 1 - 8 \frac{[1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2](\delta k_1 v/\gamma^2) + [1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][\delta_2(k_1 + k_2)v/\gamma_e^2]}{[1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)} \right\} \quad (10)$$

if we disregard terms of the order of $(kv)^2/\gamma^2$.

By adding one pair of k_1 and k_2 laser beams counterpropagating to the first beams we have a configuration of a two-photon one-dimensional optical molasses. In this configuration the radiation pressure reduces to $dp/dt = -\alpha_2 v$, where damping coefficient α_2 is given by

$$\alpha_2 = \frac{-64\hbar(k_1 + k_2)S_1S_2\gamma_e}{\{[1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)\}^2} \times \left\{ \frac{\delta k_1}{\gamma} [1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + \frac{\delta_2 k_1 + k_2}{\gamma_e} [1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2] \right\}. \quad (11)$$

This damping force leads to a loss rate of kinetic energy:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{Cool}} = -\alpha_2 v^2. \quad (12)$$

Let us now consider the heating that is due to spontaneous emission. The damping force reduces the average velocity of the atoms to zero, but the random nature of the spontaneous emission leads to a nonzero mean-square velocity. Through a straightforward generalization of the analysis of the random-walk process in one-photon molasses,³¹ we see that the momentum diffusion constant in a two-photon molasses is given by

$$D_2 = \frac{4\hbar^2(k_1^2 + k_2^2)(2S_1)(2S_2)\gamma_e}{[1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2]}. \quad (13)$$

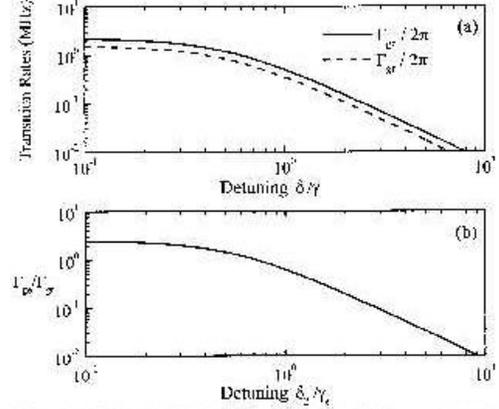


Fig. 6. (a) Transition rates for one- and two-photon processes as a function of blue laser detuning δ normalized by the radiative linewidth of the 3P_1 level with $\delta_2 = \gamma_e/2$. (b) Ratio of the transition rates Γ_{ge} and Γ_{gf} as a function of the two-photon detuning $|\delta_2|$ normalized by relaxation rate γ_e .

Then, in this two-photon optical molasses, kinetic energy $p^2/2M$ decreases at a rate given by Eq. (12) and increases at the following rate:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{Heat}} = \frac{D_2}{M}. \quad (14)$$

When equilibrium is reached, the heating and cooling rates are equal, that is, $(dE/dt)_{\text{Cool}} + (dE/dt)_{\text{Heat}} = 0$. Imposing this condition, we obtain the ensemble mean-square velocity, or the temperature:

$$k_B T = \frac{\hbar\gamma(k_1^2 + k_2^2)}{2} \frac{|\delta|}{2(k_1 + k_2)} \left(\frac{k_1}{2[1 + (2\delta/\gamma)^2]} + \frac{|\delta_2| \gamma}{\gamma_e \gamma_e [1 + (2\delta_2/\gamma_e)^2]} \right)^{-1}, \quad (15)$$

which is valid for low intensities ($S_1 \ll 1, S_1S_2 \ll 1$). When we take into account higher intensities of the laser

PROOF COPY [B-10835] 006305JOB

 Cavasso Filho *et al.*

Vol. 20, No. 5/May 2003/J. Opt. Soc. Am. B 7

beams, the damping coefficient and the momentum diffusion constant become more complicated and the result is an increase of the temperature with increasing intensity, as in the case of one-photon optical molasses.³¹ We recognize the first term on the right-hand side of Eq. (15), $\hbar\gamma/2$, as the one-photon Doppler limit, which for calcium is 831 μK . The minimum temperature in the two-photon molasses occurs for the laser detunings $\delta_2 = -\gamma_c/2$ and $\delta = -\gamma/2$ and is 123 μK for calcium.

5. COMBINED ONE- AND TWO-PHOTON COOLING PROCESSES

We should consider both one- and two-photon cooling processes jointly, because the $^1S_0-^1P_1$ and $^1S_0-^1S_0$ transitions occur simultaneously. Depending on the detunings and intensities of the incident laser beams, one process can dominate the other. The effective damping and diffusion coefficients that jointly take into account the one- and two-photon cooling processes can be written as

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_1 + \alpha_2, \quad (16)$$

$$D_{\text{eff}} = D_1 + D_2, \quad (17)$$

where the coefficients α_1 and D_1 for one-photon optical molasses were discussed in Refs. 29 and 31. The Doppler equilibrium temperature is obtained from $\hbar k_B T_D = D_{\text{eff}}/\alpha_{\text{eff}}$. Figure 7 presents this equilibrium temperature as a function of saturation parameter S_2 for several values of the first laser saturation parameter: $S_1 = 0.3, 0.2, 0.1, 0.01$, and for optimum laser detunings of $\delta = -\gamma/2$ and $\delta_2 = -\gamma_c/2$. The dashed-double-dotted curve is the minimum value achieved for the two-photon cooling process, 123 μK for calcium atoms. The limit of low intensities of the infrared laser ($S_2 \ll 1$) results in a temperature expected on the basis of the two-level atom theory: $\hbar\gamma/2k_B = 831 \mu\text{K}$ for calcium. However, for low intensities of the blue laser ($S_1 \ll 1$) and with the increase of the S_2 parameter, the Doppler temperature is quite reduced.

In Fig. 8(a) we present the variation of the equilibrium temperature with δ for S_1 and S_2 much smaller than 1 and for typical values of $S_1 = 0.1$ and $S_2 = 3$, maintain-

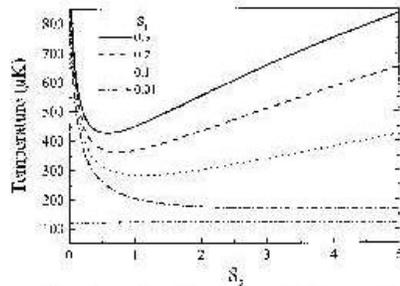


Fig. 7. Doppler temperature for calcium atoms as a function of saturation parameter S_2 for several values of blue laser saturation parameter S_1 , with $\delta_2 = -\gamma_c/2$ and $\delta = -\gamma/2$. Dashed-double-dotted curve, minimum temperature achieved, 123 μK .

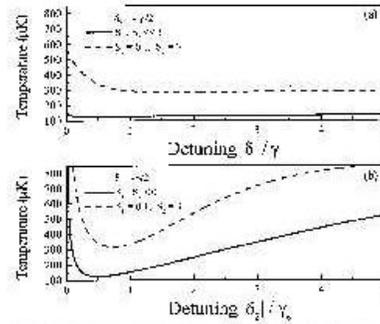


Fig. 8. Temperature as a function of (a) blue detuning δ for $\delta_2 = -\gamma_c/2$ and (b) two-photon detuning δ_2 for $\delta = -\gamma/2$, both for two laser intensities.

ing $\delta_2 = -\gamma_c/2$. In both cases we do not see significant variations for detuning larger than γ . The variation of the temperature with the two-photon detuning is presented in Fig. 8(b). In spite of the weak dependence observed with detuning δ from the 1P_1 level, the temperature varies sharply with two-photon detuning δ_2 . Again, for low laser intensities and $\delta_2 = -\gamma_c/2$ we get 123 μK , in agreement with Eq. (15). However, at two-photon resonance, $\delta_2 = 0$, the equilibrium temperature is larger than the one-photon Doppler limit of 831 μK for the 423-nm transition.

An important parameter is the capture velocity, which is of the order of $\gamma/k_1 = 14.7 \text{ m/s}$ for one-photon cooling in calcium atoms.²⁹ In general the expression for the average radiation pressure reduces to $dp/dt = -\alpha_2 v/(1 + v^2/v_c^2)$, and the capture velocity for two-photon cooling is a little smaller, of the order of $v_c = |\delta + \delta_2|/(k_1 + k_2)$. We find that $v_c = 6 \text{ m/s}$ for the optimum detunings, $|\delta| = \gamma/2$ and $|\delta_2| = \gamma_c/2$, and is much larger than the mean velocity of the atoms already cooled in the first cooling process: $v_{\text{rms}} = (\hbar\gamma/2M)^{1/2} = 41.6 \text{ cm/s}$. This fact ($v_{\text{rms}} \ll v_c$) implies that the initial number of atoms that were captured in the first cooling stage should be transferred completely into the second stage, resulting in a significant number of colder atoms. In other words, the transfer efficiency from the first (one-photon) to the second (two-photon) stage basically should be 100%. Thus the two-photon cooling should be efficiently used as a second stage, after initial precooling with the $^1S_0-^1P_1$ transition, just by addition of the extra laser with frequency ω_2 and a linewidth of approximately a megahertz. This is considerably simpler than quench cooling, which requires a narrow, stabilized laser to drive the intercombination transition (remember that it is a clock transition), in addition to the quench laser.

Finally, we can analyze the main loss mechanisms that can limit the efficiency of two-photon Doppler cooling. The first is spontaneous decay from the $(4s4p) ^1P_1$ to the $(3d4p) ^1D_2$ level at a rate $\gamma_{PD} = 2180 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 1) that was mentioned in Section 3. The second is spontaneous decay from the $(4s5s) ^1S_0$ level to the 3P_1 level at 553 nm,⁸ which occurs at a rate of $2440 (600) \text{ s}^{-1}$. Both processes have small rates compared with the two-photon rate. A third process is due to multiphoton ionization

PROOF COPY [B-10835] 006305JOB

from the excited state $(4s5s) ^1S_0$, which could be connected to the $(3d6p) ^1P_1$ level above the ionization limit by a photon at 423 nm. The photoionization rate for this process is³² $\Gamma_{\text{ion}} = \sigma_{\text{ion}}(\omega_1) \times I(\omega_1)/(\hbar\omega_1)$, where $\sigma_{\text{ion}}(\omega_1)$ is the photoionization cross section at the blue laser frequency. Although the cross section for state $(4s5s) ^1S_0$ is not known, we can make an estimate of Γ_{ion} by using the cross section for state $(4s5s) ^3S_1$, which was measured by Brinkmann *et al.*³³ for calcium at a wavelength of 488 nm, $\sigma_{\text{ion}}(\omega_1) = 1.1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. We find a negligible rate $\Gamma_{\text{ion}} = 0.14 \text{ s}^{-1}$ for $I(\omega_1) = 6 \text{ mW/cm}^2$ ($S_1 = 0.1$). The branching ratio of the ionization process with respect to the spontaneous decay to intermediate level $|r\rangle$ and from this to the ground state should be very low, $\Gamma_{\text{ion}}/(\Gamma_{\text{ion}} + \gamma_e + \gamma) = 6 \times 10^{-10}$, because $\Gamma_{\text{ion}} \ll \gamma_e, \gamma$ for small values of intensity of the 423-nm laser.

6. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

We have described our system for atomic beam deceleration and magneto-optical trapping of calcium atoms that uses the strong dipole transition of calcium at 423 nm. An on-axis MOT is loaded from an atomic beam, which is decelerated by a laser focused near the MOT center. For an on-axis MOT the decelerating beam can seriously disturb the trapped atoms. Our technique avoids this disturbance and permits the use of a single laser for deceleration and trapping, leading to a simplification of the experimental apparatus and efficient use of laser power, because no frequency shifter (modulator) is required. We have shown that this scheme has quite good efficiency by comparing it with deceleration with an independent laser that is mode matched to the atomic beam.

We have also discussed the possibility of two-photon laser cooling of calcium by use of a 1S_0 - 1S_0 transition. We considered excitation with laser beams at 423 and 1034 nm, to take advantage of the 1P_1 state as a virtual level to enhance the two-photon scattering rate. A Doppler cooling limit near 123 μK was found at optimum conditions. This technique can be used efficiently as a second stage of cooling, permitting 100% transfer efficiency from the first stage. It is also simpler than quench cooling and can be useful for subsequent loading of an optical dipole trap. This might be an important step toward achievement of an all-optical Bose-Einstein condensate for calcium.

ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported by the Brazilian government agencies Fundae, ão de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo (including its Optics and Photonics Center), Coordenaçãõ de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nivel Superior, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, and Fundo de Apoio a Pesquisa da Universidade Estadual de Campinas. F. C. Cruz benefited from fruitful discussions with C. W. Oates, J. C. Bergquist, W. M. Itano, N. Beverini, and A. Hemmerich.

F. C. Cruz's e-mail address is flavio@if.unicamp.br.

REFERENCES

1. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of neutral atoms with radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631-2634 (1987).
2. C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, "A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection," *Eur. Phys. J. D* **7**, 449-460 (1999).
3. Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, "High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms," *Appl. Phys. B* **59**, 89-98 (1994).
4. T. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg, "Absolute frequency measurements of the Hg⁺ and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser," *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996-4999 (2001).
5. F. Riehle, H. Schnatz, G. Zimmer, K. Zeiske, B. Lipphardt, and J. Helmcke, "Calcium optical frequency standard based on atom interferometry," *Laser Phys.* **6**, 237-243 (1996).
6. T. Kurosu, G. Zimmer, T. Trebst, and F. Riehle, "Method for quantum-limited detection of narrow-linewidth transitions in cold atomic ensembles," *Phys. Rev. A* **58**, R4275-R4278 (1998).
7. T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstaubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123002-123005 (2001).
8. E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, "Quenched narrow-line laser cooling of Ca⁴⁰ to near the photon recoil limit," *Phys. Rev. A* **64**, 031403-1-031403-4 (2001).
9. M. Machholm, P. S. Julienne, and K. A. Suominen, "Calculations of collisions between cold alkaline-earth-metal atoms in a weak laser field," *Phys. Rev. A* **64**, 033425-033443 (2001).
10. G. Woehl, G. D. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, "Deceleration of a calcium atomic beam with a frequency-doubled diode laser," *Appl. Opt.* **38**, 2640-2644 (1999).
11. J. A. Neuman, P. Wang, and A. Gallagher, "Robust high-temperature sapphire cell for metal vapors," *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3021-3023 (1995).
12. H. J. Onisto, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers," *Opt. Eng.* **41**, 1122-1127 (2002).
13. R. J. Napolitano, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, "Adiabatic following conditions for the deceleration of atoms with the Zeeman tuning technique," *Opt. Commun.* **80**, 110-114 (1990).
14. S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmersson, and V. S. Bagnato, "Dark-spot' atomic-beam slowing for on-axis loading of traps," *Phys. Rev. A* **59**, 882-885 (1999).
15. R. L. Cavasso Filho, D. A. Manoel, D. R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "On-axis calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser," submitted to *Phys. Rev. A*.
16. D. A. Manoel, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity," *Opt. Commun.* **201**, 157-163 (2002).
17. N. Beverini, F. Gianmanco, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, "Measurement of the calcium 1P_1 - 1D_2 transition rate in a laser-cooled atomic beam," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2188-2193 (1989).
18. A. Derevianko, "Feasibility of cooling and trapping metastable alkaline-earth atoms," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 023002-023005 (2001).
19. T. Kurosu and F. Shimizu, "Laser cooling and trapping of alkaline earth elements," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 908-912 (1992).
20. T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg, "Power dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap," *Phys. Rev. A* **61**, 051401-051404 (2000).
21. R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C.

PROOF COPY [B-10835] 006305JOB

Cavasso Filho *et al.*

Vol. 20, No. 5/May 2003/J. Opt. Soc. Am. B 9

- Cruz, "Excited-state-population-dependent loss from a Calcium magneto-optical trap," submitted to J. Phys. B .
22. J. Grünert and A. Hemmerich, "Optimizing the production of metastable calcium atoms in a magneto-optical trap," *Appl. Phys. B* **73**, 815–818 (2001).
 23. H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature," *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116–1119 (1999).
 24. T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, "Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition," *Phys. Rev. A* **60**, R746–R748 (1999).
 25. F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Laser cooling to the zero-point energy of motion," *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403–406 (1989).
 26. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
 27. R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Clarendon, London, 1983).
 28. K. D. Bonin and T. J. McIlrath, "Two-photon electric-dipole selection rules," *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 52–55 (1984).
 29. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999).
 30. J. H. Marquardt, F. C. Cruz, M. Stephens, C. Oates, L. W. Hollberg, J. C. Bergquist, D. F. Welch, and D. Mehuys, "Grating-tuned semiconductor MOPA lasers for precision spectroscopy," in *Application of Tunable Diode and Other Infrared Sources for Atmospheric Studies and Industrial Process Monitoring*, A. Fried, ed., *Proc. SPIE* **2834**, 34–40 (1996).
 31. P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, "Optical molasses," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084–2107 (1989).
 32. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1980).
 33. U. Brinkmann, W. Hartig, H. Telle, and H. Walther, "Isotope selective photoionization of calcium using two-step laser excitation," *Appl. Phys.* **5**, 109–115 (1974).

PROOF COPY [B-10835] 006305JOB

Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges

R. L. Cavasso-Filho

Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, C.P. 6165, Campinas, São Paulo, 13083-970, Brazil

A. Mirage

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares C.P. 11049, São Paulo, SP 05422-970, Brazil

A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz

Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, C.P. 6165, Campinas, São Paulo, 13083-970, Brazil

Received August 24, 2000; revised manuscript received April 27, 2001

We investigated the use of hollow-cathode discharges for high-resolution and high-sensitivity spectroscopy, using atomic calcium. Spectra with sub-Doppler resolution of CaI transitions at 423 (resonant), 610, 612, 616, 645, 657 (intercombination), and 672 nm were obtained by optogalvanic saturation spectroscopy in lamps filled with argon (0.6 and 2.5 Torr) and krypton (0.6 Torr). A Doppler background that is due to velocity-changing collisions, which may severely limit the resolution, can be greatly reduced by the choice of buffer gas. Sub-Doppler linewidths comparable with those achieved in atomic beams have been obtained, making a properly chosen hollow-cathode lamp a convenient tool for high-resolution spectroscopic experiments, providing wavelength references for laser frequency tuning. The sensitivity of optogalvanic detection and the excitation of most electronic levels by the discharge make these lamps attractive also for investigating weak and excited level transitions with the use of a simple experimental setup. © 2001 Optical Society of America

OCIS codes: 300.6440, 300.6460, 020.2070, 140.7010.

1. INTRODUCTION

Atomic calcium ($Z = 20$) has been shown to be an attractive element for high-resolution and precision spectroscopy. Its strong $^1S_0-^1P_1$ resonant transition, at 423 nm, permits laser cooling and trapping,¹⁻⁷ which greatly reduce systematic shifts and spectral-broadening effects. Calcium also offers a narrow and weak $^1S_0-^3P_1$ intercombination transition, at 657 nm, which has been used in high-resolution spectroscopy,⁸ atomic interferometry,^{9,10} and precision measurements¹¹ and as a reference for high performance atomic frequency standards in the optical region.^{12,13} Because the most abundant isotopes of alkali earth elements (for example, ^{40}Ca) have no hyperfine structure, they can be interesting also for studying cold collisions,¹⁴ which in this case could have the advantage of a potentially simpler theoretical analysis. These studies, combined with the possibility of reaching ultracold temperatures as was recently demonstrated for strontium,¹⁵ will be important for the eventual achievement of quantum degenerate regimes in alkali earth atoms.

In experiments that involve high-resolution or precision spectroscopy in atomic beams or cold atoms, lasers often may have to stay tuned for long times near the atomic transitions of interest. Interferometric wavemeters can be used to tune the laser frequency with an accuracy of 10^{-6} or better, but they are not convenient for frequency locking or when several lasers are required.

When the transition of interest departs from the ground state, frequently an auxiliary vapor cell of the same element is used for locking the laser frequency, because it represents a cheap and easily fabricated sample of atomic vapor in which the resonances can be detected with a good signal-to-noise ratio. In fact, for strong transitions such as resonant transitions in alkali elements, fluorescence can easily be detected in an atomic beam or a magneto-optical trap (MOT). However, such is not the case for narrow and weak transitions, such as the calcium intercombination transition at 657 nm ($\Delta\nu \approx 400$ Hz; $A_{21} = 2600 \text{ s}^{-1}$), which require either high-sensitivity techniques for detection in cells or some special care for detecting fluorescence in a beam or a MOT. For instance, a calcium reference cell would have to be heated at least to 400 °C. Tuning to or detecting a weak and narrow transition can be particularly cumbersome when the transition's wavelength is not precisely known. When the optical transition of interest involves excited levels, a vapor cell of the same element is not useful. Alternatives can include some sort of excitation of these levels, for example, by creation of a rf plasma, or the use of a cell with a different atom or molecule as the wavelength reference. A good example is iodine (I_2), which has thousands of closely spaced narrow lines. They are strong in the visible but weak in the near infrared, requiring heating and the use of long cells.

Here we investigate the use of hollow-cathode lamps

(HCLs) as an efficient way to produce a high-density vapor of calcium atoms for spectroscopy. Combined with the optogalvanic effect, they represent a simple and effective alternative for atomic detection with high sensitivity and detection of weak transitions. The lamp design can permit the use of laser techniques that employ counter-propagating beams, to eliminate broadening caused by the first-order Doppler effect. Because the electric discharge can excite most electronic levels of the neutral atom, beside producing ions these lamps offer the natural possibility of investigating transitions between excited levels of neutral atoms and ions. We obtained spectra of CaI transitions at 423 (resonant), 610, 612, 616, 645, 657 (intercombination), and 672 nm, with Doppler-limited and sub-Doppler resolution, using saturation spectroscopy combined with optogalvanic detection.¹⁶ We used two lamps filled with argon, at pressures of 0.6 and 2.5 Torr, and one lamp filled with krypton, at a pressure of 0.6 Torr. For the lamps filled with argon, velocity-changing collisions (VCCs) are responsible for a large Doppler pedestal that broadens the line and severely limits the resolution. This pedestal is reduced in the case of the lamp filled with krypton, for which sub-Doppler resonances with widths as small as 25 MHz were observed. A calcium lamp may, in particular, be a convenient tool in other experiments with this element, such as in laser cooling and trapping, for which it can be used as a vapor cell, supplying wavelength references for laser frequency tuning and locking but not restricted to transitions from the ground state.

2. EXPERIMENTAL DETAILS

Two of the advantages of a hollow-cathode discharge compared with other kinds of glow discharge are the possibility of operation at large currents (up to a few amperes) and the high sputtering efficiency that can be obtained, making this type of discharge well suited for investigations of refractory elements.¹⁶ The experimental setup is simple, with no need for an oven to produce samples at temperatures near 1000 °C or higher. We used three homemade hollow-cathode lamps that are similar to others that we reported previously.¹⁷ A schematic diagram, along with electrical connections, is included in Fig. 1. The lamps are 16 cm long and were made with a Pyrex tube of 3.5-cm diameter. They were filled with argon (at pressures of 2.5 and 0.6 Torr) or krypton (at a pressure of 0.6 Torr). Two ring titanium anodes were placed at 0.5 cm on each side of the cylindrical steel cathode, where a small calcium tube was inserted. The lamps could be operated over 100 mA, with typical voltages of 100 V, and therefore had a cathode that was water cooled. A ballast resistor of 3.0 kΩ and a 400-V, 150-mA power supply were used. We verified the efficient production of calcium vapor by sputtering through emission spectra that show most of the neutral calcium lines. As Fig. 1 shows, a spectrum analyzer was used for a study of the electrical noise in the discharge, which is important for optogalvanic detection.¹⁸ For example, for the lamp filled with argon at 2.5 Torr, the spectral distribution was verified to be flat and at the shot level for currents above 30 mA and ballast resistances higher than 0.5 kΩ.

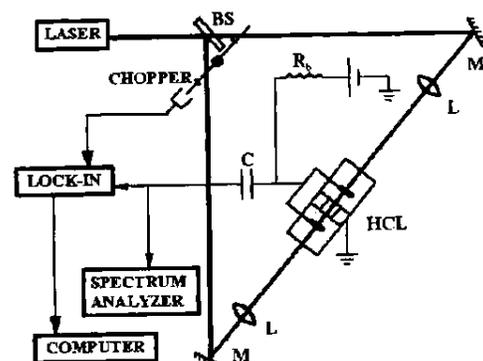


Fig. 1. Schematic diagram of intermodulated optogalvanic spectroscopy. The lamp construction diagram with electrical connections and a setup for noise measurement¹⁸ are also included. BS, beam splitter; Ls, lenses; Ms, mirrors; R_b , ballast resistor; LOCK-IN, lock-in amplifier; C, capacitor.

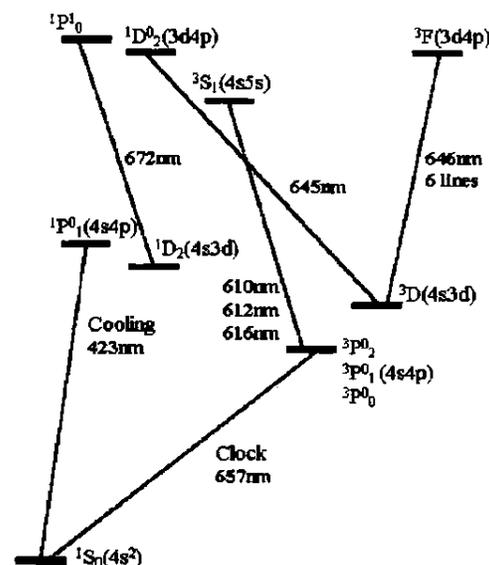


Fig. 2. Simplified level diagram of CaI.

We obtained optogalvanic spectra for the following transitions of CaI (a simplified diagram is shown in Fig. 2), listed here in decreasing order of transition rate (Einstein coefficient A_{21}) or absorption cross section: $^1S_0 - ^1P_1$ (423 nm, $A_{21} = 2.13 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, resonance transition; used for laser cooling and trapping), $^3P_{0,1,2} - ^3S_1$ (610, 612, and 616 nm, $A_{21} = 7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$), $^1D_2 - ^1P_1^0$ (672 nm, $A_{21} = 1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, used as repumping in a MOT¹⁹ to depopulate the metastable 1D_2 level), $^3D - ^1D_2^0$ (645 nm, $A_{21} = 1.4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$), and $^1S_0 - ^3P_1$ (657 nm, $A_{21} = 2600 \text{ s}^{-1}$, intercombination; reference for optical frequency standard). Using the setup of Fig. 1, we obtained both Doppler-limited and sub-Doppler spectra for these transitions. Sub-Doppler resolution was achieved by saturation spectroscopy and either the configuration of intermodulated optogalvanic spectroscopy¹⁶ or the setup in which a Lamb dip is observed²⁰ (also with optogalvanic

detection). In the first configuration, two counterpropagating laser beams with equal intensities are amplitude modulated at frequencies f_1 and f_2 , and the optogalvanic signal is recorded at the sum frequency. In the second configuration, a weakly modulated probe beam is detected in the presence of a nonmodulated counterpropagating pump beam. To excite the red transitions we used commercial single-frequency dye lasers (linewidth, $\Delta\nu \leq 1$ MHz). For the resonant blue transition we used a homemade Ti:sapphire laser ($\Delta\nu \approx 100$ kHz), which was frequency doubled in a 1-cm-long potassium niobate crystal placed inside a power-enhancement cavity.²¹ For 300 mW of power at 846 nm we could generate 80 mW at 423 nm. The transitions at 616 and 645 nm were at the edges of the gain curves of the dye lasers, which used R6G and DCM dyes, respectively, and because of the low laser power we obtained only spectra with poor signal-to-noise ratios (S/N) for these transitions.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Although, in emission spectra taken for the 2.5-Torr Ca–Ar lamp, the relative intensities for the transitions that we investigated are proportional to their respective transitional probabilities (see Table 1), the magnitudes of the optogalvanic signals (OGSs) follow a different sequence, which we again list in decreasing order: 423, 610, 672, 612, and 657 nm. To give an idea of the numbers involved in the optogalvanic detection of these transitions (in the 2.5 Torr Ca–Ar lamp), we show in Table 2 extrapolated values for the laser power required for a S/N equal to 10, at line center and $I = 70$ mA, with amplitude modulation of the laser by a chopper (frequencies from 1 to 2 kHz) and phase-sensitive detection by a lock-in amplifier with an integration time constant of 300 ms. For the resonant transition the result is shown for $I = 30$ mA for reasons explained below. The magnitude of the OGS can be higher for transitions for which the lower level is metastable,²² which is the case for the transitions at 610, 616, and 672 nm. This result explains the above sequence for the magnitude of the OGS.

In HCLs the atomic excitation depends on the electron temperature, which is higher than the gas temperature

Table 1. Relative Intensities of Some CaI Lines Observed in Emission Spectra from the 2.5-Torr Ca–Ar Lamp Normalized to the Intensity of the Resonant Transition at 70 mA^a

Calcium Line (nm)	Relative Intensity		
	30 mA	50 mA	70 mA
423	238	466	1000
445	20.2	50.6	170
610	0.25	0.63	2.03
612	0.66	1.75	5.57
616	1.06	2.78	8.61
657	0	0.08	0.15
672	0.10	0.18	0.38
715	0.28	0.48	0.86

^aA double monochromator with a resolution of 0.1 Å was used.

Table 2. Laser Power Required for a S/N of 10 in Optogalvanic Detection of some CaI Transitions^a

Calcium Line (nm)	Laser Power (mW) for an Optogalvanic S/N of 10
423	1.0
610	0.38
672	1.4
612	1.9
657	20

^aLine center, $I = 70$ mA, except for the resonant line center, for which $I = 30$ mA; 2.5 Torr Ca–Ar lamp. The laser was amplitude modulated by a chopper at frequencies of 1–2 kHz.

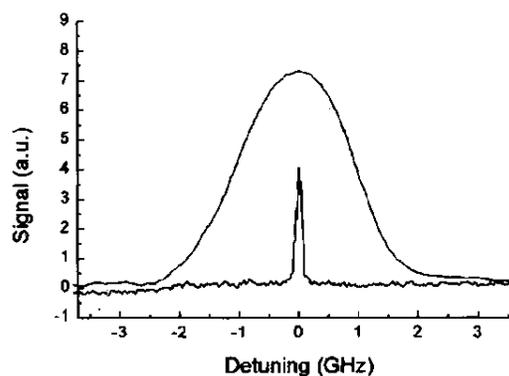


Fig. 3. Spectra of the CaI resonant transition at 423 nm, obtained simultaneously in the HCL (2.5 Torr Ca–Ar, $I = 30$ mA) with optogalvanic detection (upper curve) and in an atomic beam with detection of fluorescence (lower curve).

and is not linked to it. In all Doppler-limited spectra of the transitions that we investigated, the Doppler widths (FWHM) obtained from fittings to a Voigt profile varied from 1.3 to 2.2 GHz. These widths correspond to temperature ranging from 750 to 1200 K for CaI, within the current range in which we have mostly operated the lamps (up to 100 mA). Figure 3 shows a Doppler spectrum for the 423-nm line (FWHM of 2.2 GHz) in the 2.5-Torr Ca–Ar lamp, obtained simultaneously with a fluorescence spectrum in an atomic beam. This spectrum was obtained with the laser transverse to the atomic beam and thus has only a residual Doppler width of ~ 70 MHz, because of the divergence of the atomic beam. The difference between the positions of the maxima of the two curves or between the maximum of the beam spectrum and the center of gravity of the lamp spectrum was smaller than 34 MHz, the radiative linewidth of the 423-nm resonant transition. This indicates that a possible collisional shift will be relatively small for this transition.

An interesting point with respect to the magnitude of the OGS concerns its dependence on the lamp current and the geometry. The impedance change is caused mainly by atoms that are absorbing light between the electrodes, where the discharge is concentrated. The OGS is the corresponding voltage change measured across the electrodes (or across the ballast resistor). However, there

may be sputtered atoms all over the lamp, which absorb light but essentially do not contribute to the OGS. Usually the OGS increases with current, following the corresponding increase in density for the sputtered atoms. However, it is common to observe a decrease in the magnitude of the OGS above a certain current, which can be explained if we consider that this increasing atomic density is also creating more atoms outside the region between the electrodes. The increase in density of these atoms is of course followed by an increase of their absorption coefficient, with the result that they can absorb an appreciable fraction of the laser light before it reaches the region between the electrodes. This will cause a decrease in the magnitude of the OGS. Quantitative analysis of the magnitude of the OGS as a function of current, in lamps with designs similar to ours, should take this effect into account.²³ Figure 4 shows an example for the calcium resonant transition, where simultaneous Doppler-limited optogalvanic and optical absorption spectra have been recorded for the 2.5-Torr Ca–Ar lamp. The spectra in Fig. 4, obtained at 30 mA, show absorption by the lamp of 75% at the line center, which increases to 100% for 40 mA. At 50 mA the central portion of the atomic line, observed in optogalvanic detection, also starts to show attenuation, because of absorption from atoms located before the electrodes. At 80 mA this attenuation at the line center is also 100% for the OGS. For these current levels, the fluorescence for this strong transition in the lamp can easily be observed. Thus, just by changing the current in a HCL, for a given atomic line we can significantly change the absorption coefficient, producing a thin or a thick medium for spectroscopy, in a situation similar to that of a change in length for a vapor cell. This property is due only to the change in the atomic density of the sputtered atoms and can be useful for high-sensitivity spectroscopy of weak transitions. Considering the 75% absorption in Fig. 4, the transition rate for the resonant line ($A_{21} = 2.13 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$), and a Doppler width (FWHM) of 2.2 GHz, we estimate a density of 10^{10} cm^{-3} for calcium atoms at a current of 30 mA. Table 1 indicates that this atomic density has an approximate quadratic dependence on current, because the intensities observed in the emission spectra are proportional to it.

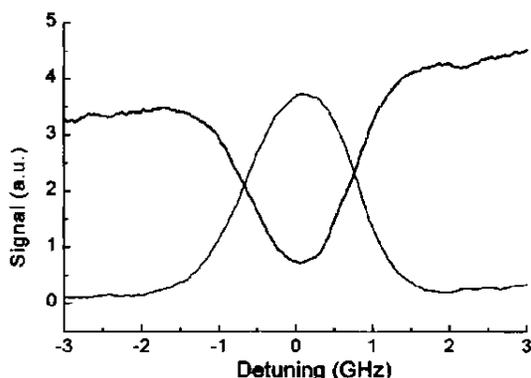


Fig. 4. Doppler-limited optogalvanic (lower curve) and optical absorption (upper curve) spectra of the calcium resonant transition at 423 nm, obtained at $I = 30 \text{ mA}$.

Considering now the sub-Doppler spectra (Lamb dip and intermodulated), we observed that they are strongly affected by VCCs,²⁴ which can broaden the lines and severely limit the resolution. These collisions can be classified as weak or strong, depending on whether the corresponding frequency shifts are smaller or bigger than the homogeneous linewidth.²⁵ Because of their much lower concentration, the sputtered ^{40}Ca atoms collide chiefly with atoms from the buffer gas (^{40}Ar or ^{84}Kr in our lamps). The weak collision regime occurs only in extreme cases, in which there is a large mass ratio between the collision partners.¹⁶ Thus the spectra from our lamps can be considered to be affected by strong collisions, which redistribute atoms within the Doppler profile. In particular, atoms with velocity \mathbf{v} , initially interacting with one of the laser beams, can be transformed into $-\mathbf{v}$ and then interact with the other counterpropagating beam. The effect of strong collisions in sub-Doppler spectra is therefore to give rise to a Doppler-broadened pedestal superimposed upon the homogeneous profile. The resultant line shapes consist of a Gaussian pedestal superimposed upon a sub-Doppler Lorentzian profile. The relative size of the Gaussian pedestal with respect to the homogeneous profile can be particularly high if the lower level of the transition is metastable, as it is in fact a function of radiative and collisional cross sections.^{16,22} It is also a function of the mass ratio between the collision partners and can sometimes be reduced by the appropriate choice of buffer gas.²⁶ A quantitative analysis of the effect of VCCs on saturation spectroscopy was considered in the research reported in Refs. 24 and 25.

Figure 5 shows examples of Doppler and sub-Doppler spectra for the intercombination 1S_0 – 3P_1 transition at 657 nm. The spectra in Fig. 5(a) were obtained with the lamp filled with argon at a pressure of 2.5 Torr, and Fig. 5(b) shows spectra obtained with the lamp filled with krypton at a pressure of 0.6 Torr. The influence of VCCs is evident. In Fig. 5(a) the sub-Doppler spectra (both Lamb dip and IMOGS) essentially show the broad Doppler pedestal, a few hundred megahertz wide, with the homogeneous signal hidden on it. Similar spectra were obtained for the other transitions. The intermodulated spectra, like those in Fig. 5(a), were fitted to an expression derived in Ref. 25 for the strong collision case, which describes the line shapes as a sum of a Gaussian (Doppler pedestal) and a Lorentzian (homogeneous signal). In these fittings, the Doppler widths obtained from the Doppler-limited spectra were fixed, and the adjusted parameters were the homogeneous linewidth and a parameter (C in Ref. 25) that describes the magnitude of the Doppler pedestal relative to the homogeneous profile. For the 2.5-Torr Ca–Ar lamp the linewidths (FWHM) vary from 400 MHz to 1 GHz. For instance, the smaller width was observed for the 612-nm transition, whose lower level (3P_1) is relatively long lived (0.38 ms) but not as much as the metastable 3P_0 or 3P_2 . These observed widths are much greater than radiative or typical collisional widths in HCLs at similar pressures.²⁷ In the spectra of Fig. 5(b), obtained with the krypton lamp, the Doppler pedestal is greatly reduced, and a narrower homogeneous peak, a few tens of megahertz wide, is observ-

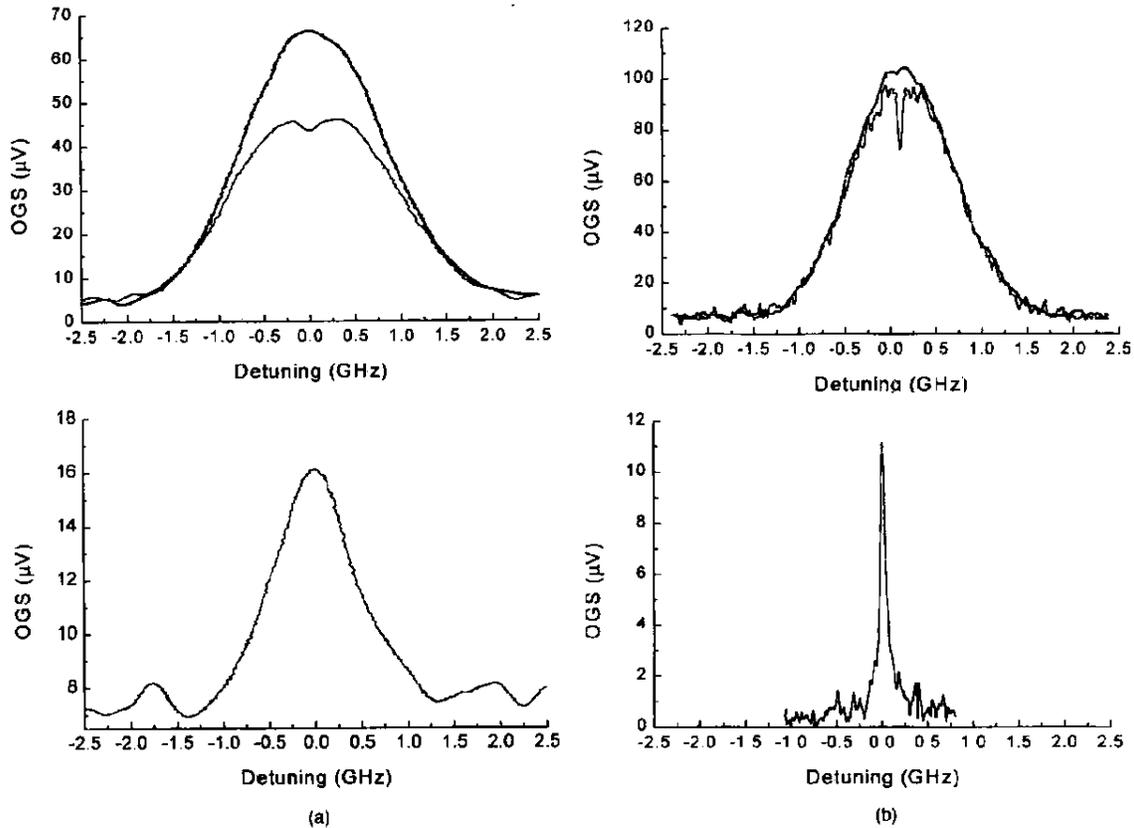


Fig. 5. Doppler and sub-Doppler optogalvanic spectra of the CaI intercombination transition at 657 nm. (a) Spectra obtained with a 2.5-Torr Ca-Ar lamp. A strong influence of VCCs is evident, giving rise to a broad Doppler pedestal. (b) Spectra obtained with a 0.6-Torr Ca-Kr lamp. The Doppler pedestal is greatly reduced. The lower curves are intermodulated optogalvanic spectra.¹⁸ Lamb dips,²⁰ which can be used for laser frequency stabilization,²⁷ are also shown for both lamps.

able. A reduction of the Doppler pedestal was reported and analyzed in Ref. 26, and different line shapes, obtained for several buffer gases, were reported in Ref. 25. In all spectra we confirmed the dominant role of VCCs in broadening the sub-Doppler spectra and also the much less significant influence of power broadening and collisional broadening, because in this case similar results were obtained for the two lamps filled with argon at different pressure. A complete characterization of pressure broadening for high-resolution spectroscopy is usually difficult in HCLs because the discharge starts to be unstable at lower pressures. Such was the case for our lamp filled with argon at 0.6 Torr.

Homogeneous linewidths as low as 25 MHz were obtained, for example, for the 657-nm transition in the 0.6-Torr Ca-Kr lamp. This resolution is comparable with what is obtained in a slightly diverging atomic beam, owing to residual Doppler broadening. Considering the integration time constants that we used to achieve the signal-to-noise ratio in Fig. 5(b), we believe that a properly chosen HCL can be useful for tuning and locking lasers in high-resolution spectroscopic experiments involving alkali earth atoms in beams or magneto-optical traps. A HCL could possibly be used to give long-term stability,

preventing drifts in a laser that has already been stabilized to a reference cavity. In the case of narrow and weak transitions between excited states, a HCL can be especially useful, working as a vapor cell whose use is not restricted to transitions departing from the ground state.

In conclusion, we have obtained spectra of CaI transitions (including the strong resonant and the weak intercombination transitions, at 423 and 657 nm) by using hollow-cathode discharges and optogalvanic detection. Two homemade Ca-Kr lamps, with pressures of 0.6 and 2.5 Torr, and one Ca-Kr lamp, with a pressure of 0.6 Torr, were used. Sub-Doppler resolution was obtained by optogalvanic saturation spectroscopy that employed the experimental configuration in which a Lamb dip is created or the configuration of intermodulated spectroscopy. The sub-Doppler spectra in the Ca-Ar lamps are strongly affected by VCCs, which give rise to a broad Doppler pedestal. It could be possible that such a strong effect of a VCC, observed for partners that have basically the same atomic mass (calcium and argon), could be similar in other lamps made with alkali earth atoms, such as Sr-Kr, Mg-Ne, or even Ba-Xe. The pedestal that was due to VCC was greatly reduced in the spectra taken with the Ca-Kr lamp, which proved to be better suited for high-

resolution spectroscopy. Homogeneous linewidths as small as 25 MHz (limited by pressure and power broadening) were obtained with this lamp for the 657-nm transition. Such resolution is comparable to what is obtained in a slightly diverging atomic beam, owing to residual Doppler broadening. We believe that a properly chosen HCL can be particularly useful as an auxiliary tool for tuning or locking lasers in high-resolution experiments in atomic beams or MOTs. Their main advantages come from the simplicity of the experimental setup combined with the good S/N that can be achieved with the sensitive optogalvanic detection. This technique can be applied equally to transitions in different spectral regions, from the UV to the IR, dispensing, for example, different optical detectors. In addition, HCLs can be suitable for tuning to transitions between excited states, which are naturally populated by the electrical discharge. Some prospects for future research include the study of VCCs with other buffer gases (for example, Xe and Ne), the realization of precise measurements of collisional shifts, and tests of HCL-stabilized lasers in experiments with atomic beams and cold atoms.

ACKNOWLEDGMENTS

This research had the financial support of the Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, and the Fundação Coordenadora de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Brazilian government agencies. R. L. Cavasso-Filho acknowledges a grant from the CAPES.

F. C. Cruz's e-mail address is flavio@ifi.unicamp.br.

REFERENCES AND NOTES

- G. Woehl, Jr., G. A. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, "Deceleration of a calcium atomic beam with a frequency-doubled diode laser," *Appl. Opt.* **38**, 2540–2544 (1999).
- C. W. Oates, M. Stephens, and L. Hollberg, "An all-diode-laser optical frequency reference using laser-trapped calcium," presented at the 1997 International Frequency Control Symposium, Orlando, Fla., May 28–30, 1997.
- A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, "Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam," *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1030–1037 (1992).
- J. Helmcke, F. Riehle, J. Ishikawa, A. Witte, Th. Kisters, L.-L. Liu, and X. D. Yuan, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, and F. Strumia, eds. (ETS, Pisa, Italy, 1991).
- T. Kurosu and F. Shimizu, "Laser cooling and trapping of calcium and strontium," *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **29**, L2127–L2129 (1990).
- N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccione, F. Strumia, and G. Vissani, "Measurement of the calcium $^1P_1-^1D_2$ transition rate in a laser-cooled atomic beam," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2188–2193 (1989).
- N. Beverini, E. Maccioni, D. Pereira, F. Strumia, and G. Vissani, "Laser cooling in calcium and magnesium atomic beams," in *Proceedings of the Fourth Symposium on Standards and Metrology*, A. De Marchi, ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1988), pp. 282–284.
- R. L. Barger, J. C. Bergquist, T. C. English, and D. J. Glaze, "Resolution of photon-recoil structure of the 6573 Å calcium line in an atomic-beam with optical Ramsey fringes," *Appl. Phys. Lett.* **34**, 850–852 (1979).
- F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and C. J. Bordé, "Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame—Sagnac effect in a matter wave interferometer," *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177–180 (1991).
- A. Morinaga, Y. Ohuchi, S. Yanagimachi, and T. Tako, "Interference fringes of the atom interferometer comprised of four copropagating traveling laser beams," in *Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, Singapore, 1995).
- H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, "First phase-coherent frequency measurement of visible radiation," *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18–21 (1996).
- P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, and F. Riehle, "A transportable optical calcium frequency standard," *Appl. Phys. B* **68**, 27–38 (1999).
- C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, "A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection," *Eur. Phys. J. D* **7**, 449–460 (1999).
- M. Machholm, P. S. Julienne, and K. Suominen, "Collisions of cold magnesium atoms in a weak laser field," *Phys. Rev. A* **59**, R4113–R4116 (1999).
- H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature," *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116–1119 (1999).
- B. Barbieri, N. Beverini, and A. Sasso, "Optogalvanic spectroscopy," *Rev. Mod. Phys.* **62**, 603–644 (1990).
- A. Mirage, D. Pereira, F. C. Cruz, and A. Scalabrin, "Determination of the saturation parameter of electronic-transition in a uranium-neon hollow-cathode discharge by optogalvanic spectroscopy," *Nuovo Cimento D* **14**, 605–611 (1992).
- R. L. Cavasso-Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Noise in hollow-cathode discharges," *Opt. Commun.* (to be published).
- C. W. Oates, F. Bondu, and L. Hollberg, "Laser cooling and trapping of alkaline earth atoms: application to a Ca optical frequency reference," in *Proceedings of the 16th International Conference on Atomic Physics*, W. E. Baylis and G. W. F. Drake, eds. (American Institute of Physics, New York, 1998), p. 115.
- W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, 3rd ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
- H. J. Onisto, R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Frequency-doubled, stabilized, all-solid-state Ti:sapphire laser," submitted to *Opt. Eng.*
- A. Sasso, G. M. Tino, and M. Inguscio, "Investigation of collisional lineshapes of neon transitions in noble gases mixtures," *Nuovo Cimento D* **10**, 941 (1988).
- It should be remembered that the same behavior of the OGS with current could also be a consequence of a decrease in the absorption coefficient as a result of electronic excitation of higher energy levels.
- P. W. Smith and T. Hänsch, "Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328-Å neon-laser line," *Phys. Rev. Lett.* **26**, 740–743 (1971).
- J. Tenenbaum, E. Miron, S. Lavi, J. Liran, M. Strauss, J. Oreg, and G. Erez, "Velocity changing collisions in saturation absorption of 1S ," *J. Phys. B* **16**, 4543–4553 (1983).
- C. Brechignac, R. Vetter, and P. R. Berman, "Influence of collisions on saturated-absorption profiles of the 557 nm line of Kr," *J. Phys. B* **10**, 3443–3450 (1977).
- F. C. Cruz, A. Mirage, A. Scalabrin, and D. Pereira, "Optogalvanic sub-Doppler spectroscopy in titanium," *J. Phys. B* **27**, 5851–5861 (1994).

Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers

Haroldo J. Onisto
Reinaldo L. Cavasso-Filho
Artemio Scalabrin
Daniel Pereira
Flavio C. Cruz
Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin
CP.6165, Campinas, SP, 13083-970
Brazil

Abstract. We describe in detail the design, construction, and characterization of an efficient frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire laser. The laser frequency has been locked to the resonance of a Fabry-Perot cavity, and doubled in a Brewster-cut potassium niobate crystal placed inside a power enhancement cavity. Up to 200 mW of single frequency blue light with fast frequency instabilities of 40-kHz rms and a drift of 10 MHz/hour has been generated. The spectral distributions of amplitude and frequency noise for the free-running laser have been measured and compared with the case of pumping from an argon ion laser. Our laser is well suited in atomic physics for high resolution spectroscopy and for laser cooling and trapping using transitions in the blue-violet region, as we demonstrate with the calcium resonant transition, at 423 nm. © 2002 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. [DOI: 10.1117/1.1466850]

Subject terms: Ti:sapphire laser; frequency stabilization; lasers.

Paper 010224 received June 27, 2001; revised manuscript received Nov. 27, 2001; accepted for publication Nov. 28, 2001.

1 Introduction

The titanium:sapphire (Ti:Al₂O₃) laser, first demonstrated in 1986,¹ has a large variety of applications and is often the best choice when tuning and power are required in the near infrared. Nonlinear frequency conversion techniques can, in particular, make an important extension of its spectral coverage further into the infrared or blue. Due to features like the broad gain curve or the inherent stability of a solid state laser, these applications may vary from the generation of ultrashort and high intensity pulses to the realization of high stability continuous wave optical oscillators. Single frequency operation of a Ti:Al₂O₃ laser was first demonstrated in 1988,² and active frequency stabilization has since been reported using various configurations.^{3,4} Because of the strong absorption in the green, Ar⁺ lasers have traditionally been the preferred source for optical pumping of the Ti:Al₂O₃ crystal. This situation changed with the availability of diode-pumped solid-state lasers, based on neodymium doped crystals, with enough power at the second harmonic.⁵⁻⁷ We give a detailed description of the construction and characterization of an efficient all-solid-state Ti:sapphire laser, pumped by a single frequency source,⁸ which is being used by us for high resolution spectroscopy and for laser cooling and trapping of calcium atoms.⁹ A sample of calcium atoms, cooled to milliKelvin temperatures or less¹⁰ in a magneto-optical trap (MOT),¹¹ can be used as a reference for a high performance optical frequency standard at 456 THz (657 nm).¹² The use of cold and trapped atoms for frequency standards allows great reduction of systematic shifts and increase of interrogation times.¹³

The frequency of the Ti:sapphire laser has been stabilized to the resonance of a Fabry-Perot cavity and is doubled in an optimized power enhancement cavity, using a

Brewster-cut potassium niobate (KNbO₃) crystal. In this way, losses that are usually introduced with time by degradation of AR coatings are avoided. We have also characterized the spectral distributions of amplitude modulation (AM) and frequency modulation (FM) noise in the infrared. This has been compared to the case of pumping with an Ar⁺ laser. The results show that the amplitude noise is considerably lower for the case of pumping with the solid state laser, but the frequency noise is about the same in both cases, showing negligible coupling between amplitude and frequency fluctuations.

2 Laser Description

Figure 1 shows a schematic diagram of the frequency doubled laser. The laser cavity is a ring one formed by two 15-cm radius of curvature mirrors and two flat ones. To cover the entire emission band of the Ti:Al₂O₃ laser (660 to 1100 nm), usually three sets of mirrors with different broadband coatings are necessary. Since we are mainly interested in using this laser for cooling and trapping of calcium atoms, we used high-reflecting (HR) mirrors (reflectivity of 99.5% and residual losses dominated by scattering and absorption) with broadband coatings (150 nm wide) centered at 846 nm. (The mirrors were coated in the Optics Workshop at the University of São Carlos, Brazil.) The output coupler (OC) has a transmission of 2.3% at this wavelength. (This value is optimum for the set of HR mirrors that we have used. Commercial standard mirrors with R=99.9% would allow higher transmission for the output coupler.) When frequency doubled, the laser will reach the ¹S₀-¹P₁ resonant cooling transition of calcium at 423 nm. For longitudinal pumping, one of the HR curved mirrors [input coupler (IC)] has a transmission of more than 90% for either a multiline Ar⁺ laser or a frequency doubled

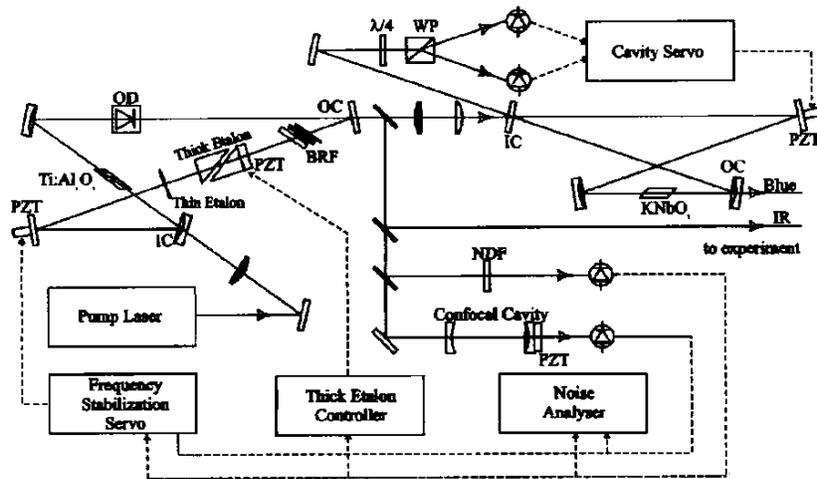


Fig. 1 Schematic diagram of the frequency doubled Ti:sapphire laser. The frequency stabilization and cavity servo boxes include a loop filter and a PZT driver. The thick etalon controller box includes amplifiers and a lock-in. The noise analyzer box includes either a 100-kHz network analyzer or a RF spectrum analyzer. OD:optical diode; BRF: birefringent filter; IC:input coupler; OC:output coupler; NDF: neutral density filter; $\lambda/4$: quarterwave plate or Fresnel rhomb; and WP: Wollaston prism.

diode-pumped Nd:YVO₄ laser at 532 nm. One of the HR flat mirrors is mounted on a PZT stack¹⁴ for frequency tuning and control.

The Ti:Al₂O₃ crystal is Brewster cut, 2 cm long, with a titanium concentration of 0.05% and a figure-of-merit¹⁵ FOM > 300.¹⁶ It absorbs 84% of the Ar⁺ laser (multiline) and 78% of the single frequency radiation at 532 nm. The cavity angles are such as to compensate for astigmatism and coma.¹⁷ The waist size at the crystal position is 40 μ m, which gives a confocal parameter close to the crystal length. A 10-cm radius of curvature plano-convex lens is used to focus the pump beam into the Ti:Al₂O₃ crystal. The crystal is placed in a tight fitting copper support piece, mounted on a rotation stage, for efficient heat dissipation. For pumping powers up to 8 W, there is no need for water cooling. This support piece should have good contact with the crystal for heat sinking, but should not press it, which would induce birefringence. It can be precisely rotated for fine alignment of the crystal axis, which is particularly important when polarization changing elements are used inside the cavity, as a birefringent filter or a Faraday rotator. To improve the mechanical stability the laser cavity has been assembled into a structure made of aluminum blocks connected by four invar rods, with diameters of one inch each. Kinematic mirror mounts, using micrometer screws and steel springs, are assembled on the aluminum blocks. In the complete configuration, the other cavity elements, which are also connected to the bars, include an optical diode, a three plate birefringent filter, and two etalons.

The homemade optical diode (OD) uses Faraday rotation in a Brewster-cut TGG crystal (2 mm long) that is inserted into a 2.5-kGauss magnetic field produced by permanent cylindrical Sm-Co magnets. The direction dependent Faraday polarization rotation of nearly 3 deg is compensated by optical activity in a thin quartz Brewster plate. These two

crystals are assembled in a support piece that allows them to be rotated independently around the laser beam direction for optimum alignment. For broadband tuning, we have used a commercial three plate birefringent filter (BRF). This filter is inserted into the laser cavity at a Brewster angle and its axis can be rotated with a micrometer for wavelength selection. To assure stable single frequency operation, a thin and thick etalon are used. The thin (700 μ m) etalon is mounted on a galvo motor (General Scanning model Z1677), for precise servo control of the tilting angle. The thick (\approx 15 mm) etalon is made of two Littrow prisms, with one of them mounted on a cylindrical PZT, so that the etalon length can be modulated. With proper design this allows the laser to be amplitude modulated, without introducing significant frequency modulation, for phase-sensitive lock of the peak of the etalon to one of the cavity modes, preventing undesirable mode hops. For this, the prisms are slightly tilted with respect to the laser beam direction, so that when their distance is changed, the total optical path remains the same due to the simultaneous change in the paths inside and between the prisms.

Continuous single frequency tuning over tens of GHz, as done in commercial lasers, would require the use of Brewster plates because of the limited excursion of the cavity mirror with only one PZT. For mode hop free tuning, a feedforward servo would also be required for control of the etalons. Since our main interests involve the access to specific atomic transitions and laser cooling and trapping of calcium, this tuning range is not necessary, and therefore we have tuned the laser only with the PZT stack that supports one of the cavity mirrors. By locking only the thick etalon without controlling the thin one, we obtain continuous tuning by 6 GHz at 846 nm (12 GHz at 423 nm), free of mode hops. Figure 2 shows the power curves for the Ti:Al₂O₃ laser at the peak of the gain curve (800 nm),

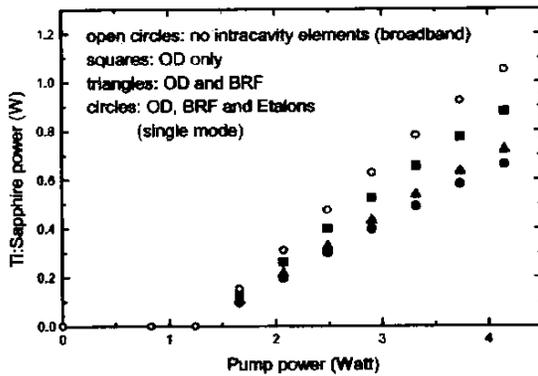


Fig. 2 Output power as a function of the pump power (single frequency, 532 nm), which is effectively reaching the Ti:Al₂O₃ crystal. OD: optical diode; BRF: birefringent filter.

when the various intracavity elements are included. The pump power has been corrected for transmission losses in the IC, focusing lens, and steering mirror, and represents the power immediately before the crystal. Without intracavity elements (broadband operation) a slope efficiency of 37% and a threshold of 1.3 W are obtained.

3 Characterization of Amplitude and Frequency Noise

The spectral distribution of amplitude and frequency noise of the free running Ti:sapphire laser has been measured with the setup also included in Fig. 1. For the measurements of AM noise, the laser light is sent to a photodetector (bandwidth of 30 MHz), which gives a photocurrent proportional to the laser intensity. This detector consists of a photodiode (EG&G FND100), whose photocurrent is amplified by a low noise operational amplifier (AD829). Its output voltage is then AC coupled into a spectrum analyzer. We have used either a digital network analyzer (SR780) for frequencies between 0 and 100 kHz, or an RF spectrum analyzer (HP8562A) for frequencies above 100 kHz. Besides looking at the frequency distribution, it is important to have a measurement of the noise relative to the shot noise level (excess noise). This can be done by comparison with a shot-noise limited light source, like a battery operated LED or a flashlamp, or by using a balanced homodyne, or two-receiver, detector.^{1b} We have adopted this method, where the laser beam is divided in two by a 50% beamsplitter, and each beam is sent to a photodetector of the same type mentioned before. To measure the shot noise, the signals from both detectors were subtracted in the network analyzer or by a differential amplifier. In either case, a common-mode rejection ratio of 25 dB was obtained for the balanced detector. The sum from both detectors gives again the laser noise. Figure 3 shows the AM noise from the Ti:sapphire laser, from 0 to 100 kHz. Our measurements were done either pumping with a multiline Ar⁺ laser (Coherent INNOVA200, in current regulation mode) or with a single mode frequency doubled Nd:YVO₄ laser (Coherent VERDI; 532 nm; current regulation mode), both placed in the same optical table of the Ti:sapphire. In either case, the

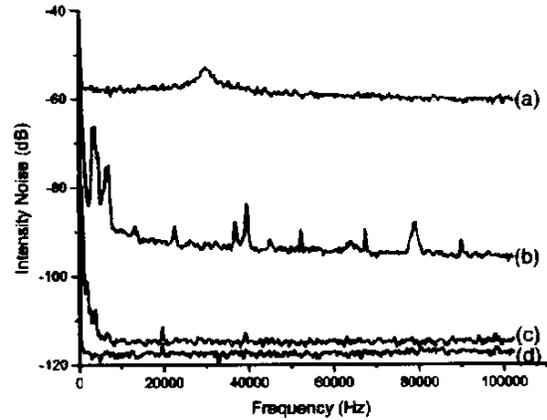


Fig. 3 AM noise spectral distribution of the Ti:sapphire laser: (a) Ar⁺ pump (multiline); (b) solid state laser pump (single-mode, 532 nm); (c) shot noise; and (d) detector noise. Resolution is 256 Hz.

powers from both pump sources were slightly adjusted to give the same output power in the Ti:sapphire laser. Figure 3 shows that the solid-state pumped Ti:sapphire laser has relatively low noise, but still has more than 20 dB of excess noise, aside from discrete features due mainly to mechanical and electrical noise coupling. The advantage of an all-solid-state pump source is evident when we compare the intensity noise for the case of pumping with the Ar⁺ laser. In this case, the AM noise level is 30 dB higher. By using the RF spectrum analyzer, we have verified the all-solid-state Ti:sapphire laser to be shot noise limited for frequencies above 300 kHz.

The characterization of FM noise is important for designing a servo system for frequency stabilization or line-width reduction, which should ideally reduce the noise to the fundamental quantum level.¹⁹ It is done in the same way as the AM noise, but since a photodetector is an intensity sensitive device, a Fabry-Perot confocal cavity (finesse=35, free spectral range=1.5 GHz) was used as a frequency to intensity converter. The cavity is tuned to the side of one of its fringes, at the half power point. By knowing the slope of the fringe at this point, a coefficient relating frequency to intensity fluctuations is obtained. To measure only FM noise, the AM noise contribution is eliminated by sending a reference beam to another photodetector, whose photocurrent is subtracted from the first detector. Figure 4 shows the FM noise spectral distribution of the Ti:sapphire laser, again pumped by the multiline Ar⁺ laser and the solid state laser at 532 nm. It is observed that there is little difference between the two cases. Figures 3 and 4 show that there is little correlation between intensity and frequency noise. Most of the peaks in Fig. 4 are due to mechanical resonances and could be excited by coupling acoustic noise through the optical table. Figure 4 shows that the frequency noise of the Ti:sapphire laser extends up to 65 kHz, indicating that only a moderate bandwidth servo system is needed for frequency stabilization. In particular, with proper design, a PZT would be the only required actuator in such a servo.

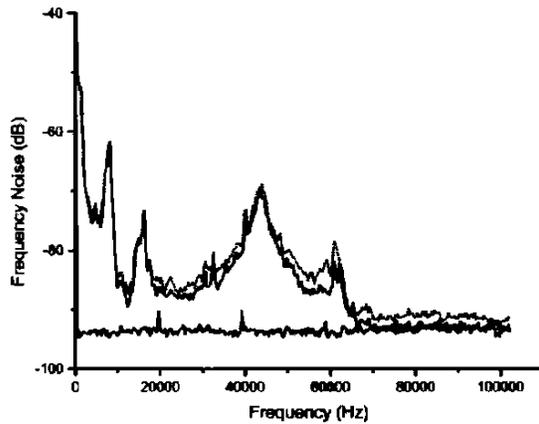


Fig. 4 FM noise spectral density of the Ti:sapphire laser. Dashed line: Ar⁺ pump (multiline); solid line: solid state laser pump (single mode, 532 nm); lower curve: detector noise. Resolution is 256 Hz.

4 Frequency Stabilization

To reduce its fluctuations, the Ti:sapphire laser frequency has been locked to the resonance of a Fabry-Perot cavity. The cavity is made of a 10-cm-long quartz tube with polished ends, one cylindrical PZT (20 mm long, the same diameter of the quartz tube), two HR mirrors (radius of curvature of 20 cm), and two brass adapter rings (1 mm long). These are used to support the mirrors, which have a smaller diameter. The quartz tube is glued, on one side, to one adapter ring and mirror. The other side is glued to the PZT and to the other ring and mirror. The cavity dimensions give a free spectral range of 1230 MHz. After mode matching the laser beam into the cavity, its finesse was measured to be 1500, which gives a loss of 0.2% to each mirror and a linewidth of 0.8 MHz for the cavity resonances. The error signal was obtained by the side-of-fringe technique.²⁰ It is amplified by a loop filter and a PZT driver (frequency stabilization servo in Fig. 1) before it is fed back to the PZT stack¹⁴ that supports the laser cavity mirror (Fig. 1). This stack has a nominal mechanical resonance frequency of 261 kHz. Using the network analyzer, this frequency was measured to drop to 66 kHz when the mirror is connected. This mechanical resonance fixes a limit to the final bandwidth of our servo system. The network analyzer has also been used to adjust the transfer function of the servo system. When the servo-loop is closed, a “fast” linewidth of 20-kHz rms at 846 nm (40 kHz at 423 nm) has been measured. This is a measurement of how well the laser can lock to the reference cavity and does not give information on the cavity stability itself. The long term stability, affected mainly by thermal drifts, was measured with respect to the trapped calcium atoms to be smaller than 10 MHz/hour. For long term stable operation of the magneto-optical trap, laser linewidth, and small drift compared to the transition natural (radiative) linewidth are required. Since the natural width of the calcium ¹S₀-¹P₁ resonant cooling transition is 34 MHz, stable long term

operation of the trap has been achieved without need for further stabilization of the laser, for example to an atomic reference.

5 Second Harmonic Generation

Many applications require a source of tunable single frequency coherent light in the blue and ultraviolet. For widely tunable lasers, as Ti:sapphire, second harmonic generation allows a considerable extension of its spectral coverage. Since we are interested in generating light at 423 nm for cooling and trapping of calcium, frequency doubling has been done from 860 to 840 nm using a potassium niobate (KNbO₃) crystal in an external power build-up cavity, locked to the laser by the Hänsch-Couillaud technique.²¹ Potassium niobate is a very efficient nonlinear bulk crystal [$\eta = P_{2\omega}/(P_{\omega})^2 \approx 10^{-2} \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ at 850 nm] and is particularly suited for second harmonic generation of near-infrared low power lasers, for example diode lasers.²² The efficiency η , under optimum focusing conditions, was measured to be at the expected value of 0.01 W^{-1} in a single pass through our 1-cm-long crystal. Due to the good optical quality of potassium niobate, low insertion loss can be obtained, making high power enhancements in an external optical cavity possible. It suffers, however, from the well-known problem of blue light induced infrared absorption (BLIRA),²³ which will limit the second harmonic power, particularly at higher fundamental powers.

Our external cavity is a bow tie type, formed by two flat mirrors and two 10-cm radius of curvature mirrors (Fig. 1). A single lens is used to obtain nearly 100% mode matching. This cavity gives a nearly optimum waist size for Type I noncritical phase-matching second harmonic generation.^{24,25} The doubling cavity input coupler is of the same type of laser cavity output coupler, e.g., coated together. The other mirrors have HR broadband coatings centered at 846 nm. (The mirrors were coated in the Optics Workshop at the University of São Carlos, Brazil.) The doubling cavity OC has also a transmission of 95% at 423 nm. We have used a 1-cm-long, a-cut KNbO₃ crystal with both facets cut at a Brewster angle.²⁶ A Brewster-cut crystal has the advantage of allowing very low reflection losses and compensation of the astigmatism introduced by the curved mirrors,¹⁷ besides being a polarization discriminant inside the cavity required for the Hänsch-Couillaud technique. Crystals with antireflection coatings can also have low reflection losses, but we have verified with other KNbO₃ crystals that the AR coating tends to degrade with time. In addition, a small power fraction of fundamental light reflected at the crystal facets can build up in the cavity and be retroreflected into the laser, causing stability problems due to optical feedback. This can be particularly cumbersome for diode lasers. The crystal is positioned at the tighter waist between the curved mirrors and, by varying its temperature, the frequency of the Ti:Sapphire laser, which will be doubled, is selected. For example, 856-nm radiation is doubled to 428 nm at room temperature (21°C), while 846 nm is doubled to 423 nm at -13°C. In fact, with a-cut KNbO₃, frequency doubling is possible from 838 nm (at -36°C) to 950 nm (at 180°C),²⁷ while b-cut crystals can be used for doubling radiation up to 1.06 μm .²⁸ Other options for frequency doubling of a Ti:Sapphire laser are LBO,

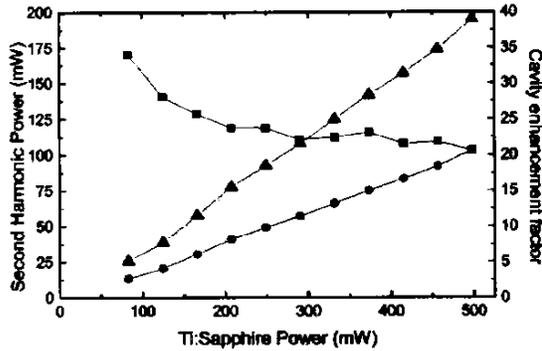


Fig. 5 Power at 423 nm as a function of the fundamental power at 846 nm, measured immediately before the doubling cavity input coupler. The circles indicate the measured available power, while the triangles indicate the powers corrected by transmission through the crystal facet and the cavity output coupler. The cavity enhancement factor is also shown (squares).

BBO, and LiIO_3 for wavelengths below 800 nm, and LiNbO_3 , MgO:LiNbO_3 , and periodically poled LiNbO_3 (PPLN), for wavelengths above 800 nm.

The power generated at the second harmonic and the cavity power enhancement factor were simultaneously measured as a function of incident fundamental power at 845.35 nm, whose second harmonic will reach the resonant calcium transition. The enhancement factor is determined as the ratio of the powers leaking through one of the HR mirrors, with and without the IC. It is a function of mirrors and crystal losses, including those due to BLIRA and the second harmonic generation (SHG). It is maximized when the transmission of the input coupler matches the total loss inside the cavity (impedance matching). Without the crystal, the maximum obtained enhancement factor was 73, from which a total loss (due to absorption and scattering) of 1.25% was determined for the cavity mirrors, excluding the IC (2.3% transmitting at 846 nm). With the inclusion of the crystal, the enhancement factor is 66, without generating blue, which gives a total loss of 0.2% for the crystal. When the crystal temperature is tuned for SHG, the enhancement factor drops between 35 and 20, because of the power dependent losses due to the nonlinear conversion and BLIRA. Figure 5 shows the measured available power (circles) at the second harmonic as a function of the incident fundamental power. The cavity power enhancements are also shown (squares), with a decrease caused by SHG and BLIRA. At this point, a comment on SHG using Brewster-cut, high index of refraction crystals, placed in external power enhancement cavities is necessary. Due to the Type I phase matching, the second harmonic beam is s-polarized with respect to the crystal Brewster facets and will have a reflectivity of 44% at the exit facet, at an incidence Brewster angle of 24 deg. The total power generated at the second harmonic, taking into account this reflected beam and also the 95% reflectivity of the output coupler at 423 nm, is also shown in Fig. 5 (triangles). An overall conversion efficiency of 40% has been obtained. Due to the high refractive index of potassium niobate ($n=2.23$), the reflected power has also a strong dependence with the in-

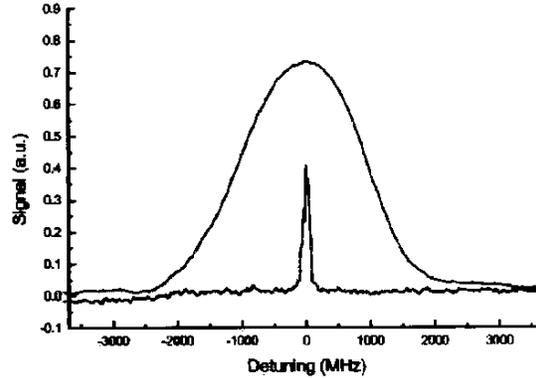


Fig. 6 Upper curve: Doppler spectrum of the calcium $^1S_0-^1P_1$ resonant cooling transition at 423 nm, obtained with optogalvanic detection. Lower curve: emission spectrum obtained in an atomic beam.

cidence angle. In fact, the critical angle for total internal reflection is 26.6 deg. Therefore, to maximize the available power, it is necessary to slightly tilt the crystal to increase the transmission of the second harmonic beam through the crystal exit facet, without introducing significant reflection losses that would affect the intracavity fundamental power. This in turn decreases the crystal efficiency. We have verified that when the crystal and cavity are aligned to optimize the second harmonic power, η drops to 0.002 W^{-1} (Fig. 5).

To illustrate the use of the frequency doubled Ti:sapphire laser in atomic spectroscopy, spectra of the calcium resonant cooling transition at 423 nm are shown in Fig. 6. The upper curve is a Doppler broadened spectrum, obtained by optogalvanic detection in a hollow cathode lamp. The lower curve is a fluorescence spectrum taken simultaneously in an atomic beam, by sending the laser perpendicular to it. Residual Doppler broadening due to the small divergence of the atomic beam accounts for a linewidth (FWHM) of 50 MHz. Our doubled Ti:sapphire laser at 423 nm has also been used for deceleration of a calcium atomic beam and posterior magneto-optical trapping of the slow atoms. Part of the laser power is sent in a beam counter-propagating to the atomic beam. This decelerates the atoms from 700 to 30 m/s in a 50-cm distance. At this position they are magneto-optically trapped by interacting with other three-orthogonal laser beams, which are retro-reflected, and cross in the center of a quadrupole magnetic field produced by anti-Helmholtz coils. About 10^7 atoms are obtained in a volume of 1 mm^3 at a temperature of 2 mK. This system is now being characterized and optimized.⁸

In summary, we have given a detailed description of the design, construction, and characterization of an efficient frequency doubled all-solid-state Ti:sapphire laser, pumped by a single-frequency laser at 532 nm. The spectral distributions of amplitude and frequency noise at the fundamental have been characterized and compared with the case of pumping with an Ar^+ laser. Frequency stabilization to a reference Fabry-Perot cavity has been done, and a linewidth of 40-kHz rms in the blue was obtained with drift smaller than 10 MHz/h. The laser described here is particu-

larly suitable for use in atomic physics, in high resolution spectroscopy, and laser cooling and trapping of atomic species that require coherent and powerful single frequency radiation in the blue or ultraviolet region.

Acknowledgments

This work was supported by FAPESP, CNPq, and CAPES, Brazilian government agencies. We would like to thank Jim Bergquist for many of the design concepts used by us and for the continuing assistance and support: V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, and S.C. Zilio for supplying Ti:Al₂O₃, a TGG crystal, and the mirrors from the University of São Carlos Optics Workshop (Brazil); Nelson B. Sales, Jorge L. Pires, Antônio J. Polaquini, and João B. Rodrigues for the mechanical parts.

References

1. P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J Opt. Soc. Am. B* 3, 125-133 (1986).
2. P. A. Schulz, "Single-frequency Ti:Al₂O₃ ring laser," *IEEE J. Quantum Electron.* 24, 1039-1044 (1988).
3. W. Vassen, C. Zimmermann, R. Kallenbach, and T. W. Hänsch, "A frequency-stabilized titanium sapphire laser for high-resolution spectroscopy," *Opt. Commun.* 75, 435-440 (1990).
4. T. L. Boyd and H. J. Kimble, "Frequency stabilization of a continuous-wave Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* 16, 808-810 (1991).
5. J. Harrison, A. Finch, D. M. Rines, G. A. Rines, and P. F. Moulton, "Low-threshold, cw, all-solid-state Ti:Al₂O₃ laser," *Opt. Lett.* 16, 581-583 (1991).
6. G. Feugnet, C. Bussac, C. Larat, M. Schwarz, and J. P. Pocholle, "High-efficiency TEM₀₀ Nd:YVO₄ laser longitudinally pumped by a high-power array," *Opt. Lett.* 20, 157-159 (1995).
7. M. Tsunekane, N. Taguchi, and H. Inaba, "High power, efficient, low-noise, continuous-wave all-solid-state Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* 21, 1912-1914 (1996).
8. Single-frequency Nd:YVO₄ laser, 5-W output power (model VERDI), Coherent, Inc., Laser Group, 5100 Patrick Henry Drive, Santa Clara, CA 95054, USA.
9. R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Laser deceleration and magneto-optical trapping of calcium," (in press).
10. E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, "Quenched narrow-line laser cooling of ⁴⁰Ca to near the photon recoil limit," *Phys. Rev. A* 64, 031403 (2001); T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions," *Phys. Rev. Lett.* 87, 123002 (2001).
11. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999).
12. F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zimmer, T. Trebst, and J. Helmcke, "The optical calcium frequency standard," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 48, 613-617 (1999).
13. For example, *Proc. Fifth Symp. Frequency Standards and Metrology*, J. C. Bergquist, Ed., World Scientific, Singapore (1996).
14. Stack model NE AE0203D04, Thorlabs Inc., 435 Route 206, PO Box 366, Newton, NJ, 07860-0366, USA. This PZT stack has a maximum excursion of 4.6 μm for 150 V, a capacitance of 0.09 μF and a resonance frequency of 261 kHz.
15. J. F. Pinto, L. Esterowitz, G. H. Rosenblatt, M. Kokta, and D. Peressini, "Improved Ti:sapphire laser performance with new high figure of merit crystals," *IEEE J. Quantum Electron.* 20, 2612-2616 (1994).
16. Union Carbide Crystals Division, now Saint-Gobain Crystals and Detectors, 750 South 32nd St., Washougal, WA, 98671, USA.
17. H. W. Kogelnik, A. Dienes, and C. V. Shank, "Astigmatism compensated cavities for cw dye lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-8, 373-379 (1972); M. H. Dunn and A. I. Ferguson, "Coma compensation in off-axis laser resonators," *Opt. Commun.* 20, 214-219 (1977).
18. S. B. Alexander, "Design of wideband optical heterodyne balanced mixer receivers," *J. Lightwave Technol.* LT-5, 523-537 (1987).
19. M. Zhu and J. L. Hall, "Stabilization of optical phase/frequency of a laser system: Application to a commercial dye laser with an external stabilizer," *J. Opt. Soc. Am. B* 10, 802-816 (1993).
20. M. W. Hamilton, "An introduction to stabilized lasers," *Contemp. Phys.* 30, 21-30 (1989).

21. T. W. Hänsch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity," *Opt. Commun.* 35, 441-444 (1980).
22. P. Lodahl, J. L. Sorensen, and E. S. Polzik, "High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser," *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* 64, 383-386 (1997).
23. H. Mabuchi, E. S. Polzik, and H. J. Kimble, "Blue-light-induced infrared absorption in KNbO₃," *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 2023-2029 (1994).
24. G. D. Boyd and D. A. Kleinman, "Parametric interaction of focused gaussian light beams," *J. Appl. Phys.* 39, 3597-3639 (1968).
25. VLOC, Subsidiary of II-VI Inc., 7826 Photonics Dr., New Port Richey, FL 34655, USA.
26. J.-C. Baumert, P. Günter, and H. Melchior, "High efficiency second-harmonic generation in KNbO₃ crystals," *Opt. Commun.* 48, 215-220 (1983).
27. I. Biaggio, H. Looser, and P. Günter, "Intracavity frequency doubling of a diode pumped Nd:YAG laser using a KNbO₃ crystal," *Ferroelectrics* 94, 157-161 (1989).
28. R. L. Cavasso-Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges," (in press).



Haroldo J. Onisto graduated in electrical engineering at the State University of Campinas (UNICAMP), Brazil. In 1994 he started a software company, which he left in 1999. Since 2000 he has been working at the National Synchrotron Laboratory in Campinas, Brazil. In 2001 he finished a MSc degree in electrical engineering also at UNICAMP. His interests include analog and digital control, digital signal processing, instrument and embedded system design, and engineering of solid state lasers and RF systems.



Reinaldo L. Cavasso-Filho received a MSc degree in physics from the Federal University of Paraná, Brazil, in 1998, with a dissertation on general relativity and gravitation. He is now finishing a PhD at the State University of Campinas, Brazil, in the field of laser cooling and trapping. His research interests include high resolution spectroscopy, laser cooling and trapping, atomic frequency standards, and atom interferometry.

Artemio Scalabrin: Biography and photograph not available.

Daniel Pereira: Biography and photograph not available.



Flavio C. Cruz received MSc (1992) and PhD (1994) degrees in physics from the State University of Campinas (UNICAMP), Brazil, with work on high resolution atomic and molecular laser spectroscopy. From 1994 to 1996, he joined the ion storage group at the National Institute of Standards and Technology (NIST), in Boulder, Colorado, where he worked on laser stabilization and development of an optical frequency standard based on laser cooled and trapped mercury ions. Since 1997, he has been an assistant professor at the Physics Institute at UNICAMP, where he has been working on spectroscopy and laser cooling and trapping of neutral calcium. His research interests include high resolution and precision spectroscopy, laser stabilization, atomic frequency standards, and atom interferometry. He is a member of the Brazilian Physical Society and the American Physical Society.



1 January 2002

OPTICS
COMMUNICATIONS

Optics Communications 201 (2002) 157–163

www.elsevier.com/locate/optcom

Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity

D.A. Manoel, R.L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz*

Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP 13083-970, Brazil

Received 6 September 2001; received in revised form 1 November 2001; accepted 1 November 2001

Abstract

We report on an alternative extended cavity scheme used with a 180 mW quantum well GaAlAs diode laser, operating near 850 nm. A dispersing prism and a thin glass plate are employed to enforce stable single-mode operation in the strong feedback regime, with no need for laser AR coatings. Compared to other configurations where a grating is used, the lower loss in the extended cavity allows higher fundamental power available for second harmonic generation. For example, by frequency doubling using potassium niobate in a power enhancement cavity, enough power can be generated from a single diode laser to decelerate and trap calcium atoms with radiation at 423 nm. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 42.55.Px; 42.60.Da; 42.65.Ky

Keywords: Diode laser; Frequency doubling; Extended cavity

1. Introduction

High-resolution atomic and molecular spectroscopy requires single-mode and tunable lasers. Diode lasers, particularly attractive because of their relative low cost and long lifetime, generally do not fit this requirement, but can be forced to oscillate single-mode when used in extended cavity configurations [1,2]. Although their tuning range is acceptable for most applications, they are available only in certain wavelength regions. In particular, laser cooling and trapping of alkaline-

earth atoms, as calcium, is one example that requires tens of milliwatts of single-mode laser power in the blue-violet region. In spite of the recent progress on development of diode lasers emitting in the blue region of the spectrum [3], the commercially available devices have still relative low power and the spectral range covered by them is rather limited. Thus, nonlinear frequency generation is still the solution to cover a broader range with high power. In the present work we describe an alternative configuration for an extended cavity, consisting of a dispersing prism and a thin glass plate, used with a 180 mW quantum well GaAlAs diode laser, operating near 850 nm. Compared to the Littman [4] and Littrow [5] configurations, where a grating is used as the dispersing element, losses by reflection and scattering

* Corresponding author. Tel.: +55-19-3788-5406; fax: +55-19-3788-5427.

E-mail address: flavio@ifi.unicamp.br (F.C. Cruz).

in a prism with faces near Brewster angle can be made negligible, making available more single-mode output power. This is particularly important for second harmonic generation, whose efficiency is proportional to the square of the fundamental power, and may also be potentially useful for squeezing experiments, where losses severely reduce the amount of noise reduction [6]. We have doubled the laser frequency in a potassium niobate (KNbO_3) crystal placed inside a power enhancement cavity, showing that enough light can be generated from a single diode laser to decelerate and trap calcium atoms, using its strong dipole $^1S_0-^1P_1$ transition, at 423 nm. After describing the extended cavity setup, we present measurements of the spectral distribution of the laser amplitude and frequency noise, and then describe the doubling stage.

2. The laser setup

We have used a commercial diode laser (SDL-5422-H1), which can deliver up to 180 mW at an operating current of 200 mA. The laser package includes an internal thermoelectric cooler (peltier) and a thermistor for temperature control. An aspheric lens ($f = 6.24$ mm) was used to collimate the elliptical laser beam. We have verified that the laser usually operates in single longitudinal-mode regime near 856 nm at room temperature, with a linewidth of 2 MHz. With measured threshold current near 20 mA and slope efficiency of 1 mW/mA (0.8 mW/mA under optical feedback), this type of laser is normally operated far above threshold and has, for instance, been used in experiments demonstrating amplitude squeezing at room temperature [6]. We have previously used the same type of device to decelerate a calcium atomic beam [7]. In that experiment, the laser was used in Littman configuration [4] to assure stable single-mode operation and tuning. The Littman and Littrow [5] schemes, which employ optical feedback from the zero or first-order diffraction beams from a grating, are well known and widely used types of extended cavity configurations, used to enforce controlled single-mode operation in diode lasers. However, very often scattering or absorp-

tion losses in an ordinary grating can be quite large (30–40%), and thus the price to achieve single-mode operation is reduced power. Of course this loss can be greatly reduced by using a proper selected, low-loss grating for the specific wavelength of interest. When power is relevant, an usual solution is to injection-lock a second, high-power device [8]. For trapping alkaline-earth elements, for example, tens of milliwatts of single-mode radiation are needed in the blue-violet region, which can be achieved by second harmonic generation of near infrared diode lasers [9]. In order to have more available power at the second harmonic, proportional to the square of the fundamental power, we have built the extended cavity in an alternative way. We use a prism as a dispersing element and a thin glass plate to reflect a fraction of the light back into the laser. Fig. 1 shows a diagram of the optical setup, including the frequency doubling stage. The laser, prism and thin plate were mounted on a copper plate inside a closed aluminum box with passive insulation to reduce acoustical noise coupling. For the same reason, the laser exit is closed with a glass window. We operated the cavity with total lengths varying from 15 to 20 cm, and the results that we will present are for this last case. By using a Brewster prism, losses for p-polarized light will arise only from reflection in the thin plate and can be made smaller than 10%. In our case, we only had available an isosceles prism with an apex angle of 65.6° , instead of 67.5° required to have a Brewster prism. For this prism, we measured reflection and absorption losses of 10%. The thin plate (a 160 μm thick microscope cover slide) was glued to a mirror mount, with a piezoelectric transducer that allowed control of its tilt angle. The reflectivity in the uncoated glass plate was measured to be 9% near normal incidence. This was verified to be enough to enforce stable single-mode operation in the strong optical feedback regime [10]. For high power diode lasers (>30 mW) the output facet has sufficiently low reflectivity, so that antireflection coatings are not necessary. Therefore our setup seems particularly well suited for these high power lasers.

Fig. 2 shows the resonance peaks of a scanning Fabry–Perot interferometer (FSR = 1.5 GHz), for

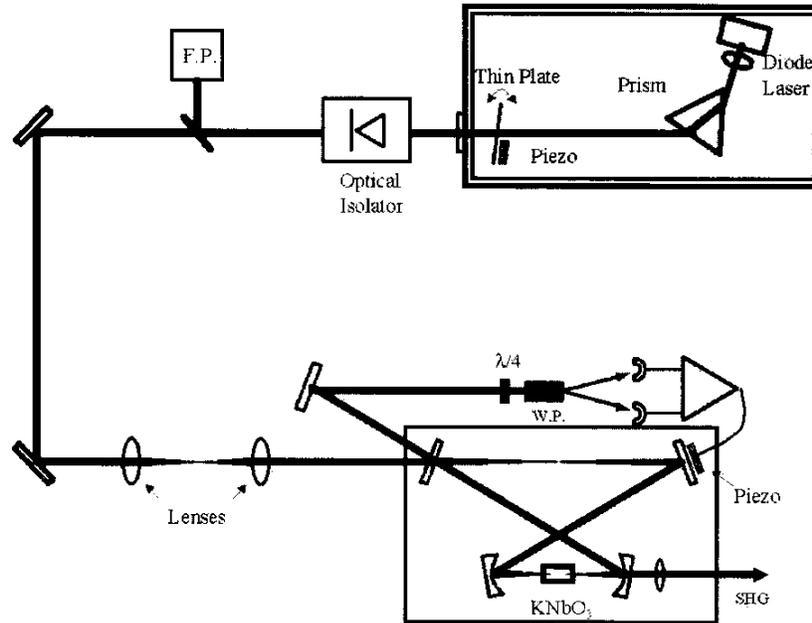


Fig. 1 Schematic diagram of the frequency doubled diode laser. The laser and extended cavity are placed in an aluminum box. The beam is analyzed by a 1.5 GHz Fabry–Perot cavity, FP. Two plano-convex lenses are used for mode matching. The quarter-wave plate, $\lambda/4$, and Wollaston prism, WP, are used in the Hänsch–Couillaud technique.

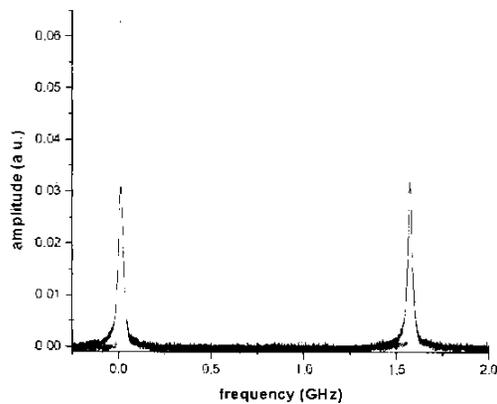


Fig. 2. Resonance peaks of the analyzing Fabry–Perot interferometer (FSR = 1.5 GHz) shown in Fig. 1. The solid line corresponds to the laser without optical feedback and the dot-dashed line to the laser with feedback.

the laser with and without optical feedback. Under optical feedback, a different wavelength is selected and tuned.

3. Tuning

For fixed current and no optical feedback, the laser wavelength can be course tuned by controlling the temperature. At 200 mA and room temperature it oscillates in a single longitudinal mode at 856 nm. The wavelength of 846 nm, which should be doubled for cooling and trapping calcium, can be reached by cooling the laser with the internal peltier. We have used homemade temperature controllers, whose stability is better than 0.01 K. They have also an useful feature, which allows adjusting the rate of the temperature change. This is particularly important for slowly tuning the KNbO_3 doubling crystal to the phase

matching temperature for doubling 846 nm radiation ($-13\text{ }^{\circ}\text{C}$), reducing the risk of depoling.

For fixed temperature and current, optical feedback from the thin plate, which acts as an etalon, is used to enforce stable single-mode operation in a specific wavelength, providing the plate is not at normal incidence. In our extended cavity setup we have three frequency selective components: the laser cavity (with modes separated by 40 GHz), the plate (etalon modes separated by 620 GHz) and the extended cavity (20 cm long). The wavelength can be tuned either by tilting the thin plate or by changing the injection current. By only tilting the plate, we could select wavelengths in a maximum range of 3.5 nm. In this case, the laser jumps between modes of the laser cavity (separated by 40 GHz, or 0.1 nm) or modes of the plate (separated by 620 GHz, or 1.5 nm). Between these larger wavelength jumps, continuous and mode-hop-free tuning is observed in intervals of 1 GHz, which corresponds nearly to the spacing between the extended cavity modes. No attempt was made to increase this range, and a significant improvement could be expected by properly combining tilting and current tuning, or by combining tilting and translating the plate.

When the thin plate is near normal incidence, the laser oscillates in a very stable multi-mode regime. The laser emission spectrum under optical feedback, obtained using a doubled grating monochromator (resolution of 0.1 Å), is shown in Fig. 3

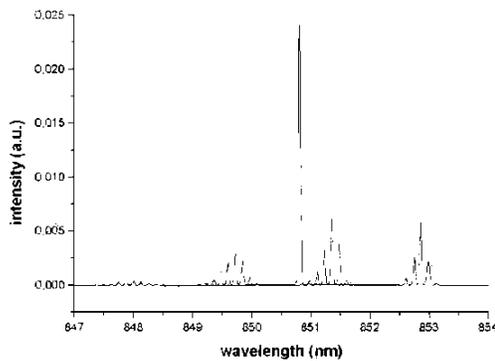


Fig. 3. Emission spectra corresponding to the single-mode and multi-mode regimes of the laser under optical feedback.

for this multi-mode regime, and for the single-mode regime, when the plate is not at normal incidence. Frequencies separated by 40 GHz are observed, corresponding to the laser cavity modes. These modes are modulated in intensity by a curve whose minima are separated by 620 GHz, corresponding to the free spectral range of the thin plate.

4. Amplitude and frequency noise

In order to characterize better the optical feedback, we have measured the spectral distribution of amplitude modulation (AM) and frequency modulation (FM) noise, shown in Figs. 4 and 5 respectively. The AM noise measurements were done using a homemade homodyne detector [11]. We split the laser beam in two equal intensity beams, which are detected by two photodiodes (EG & GFND100). The sum or difference in their photocurrents is amplified by a low noise transimpedance video amplifier (AD829) and then AC coupled in a spectrum analyzer (HP8562A). The sum corresponds to the laser noise and the difference to the shot noise (standard quantum level). For the FM noise measurements, the same setup is employed, but a low finesse ($F = 15$) Fabry–Perot cavity is used as a frequency to amplitude converter. A reference laser beam is also used in this case to subtract the contribution of the AM noise.

The curves from the bottom to the top in Fig. 4 correspond, respectively, to the photodetector noise, laser shot noise, and laser noise with and without optical feedback. The injection current was reduced to 70 mA to avoid saturation of the photodetectors. For frequencies below 100 kHz the AM noise is essentially technical, due to electrical and acoustical noise coupling. For frequencies above 500 kHz the laser noise is essentially white, a few dB above the shot noise level, with only a few discrete features. Under optical feedback the AM noise is reduced by 4 dB, coming very close to the shot noise. We note that this same type of laser has been used with optical feedback and pump suppression techniques [12] to achieve AM noise reduction below the shot noise level (amplitude squeezing) [6]. The extended cavity that we describe here may be of advantage also for these types of

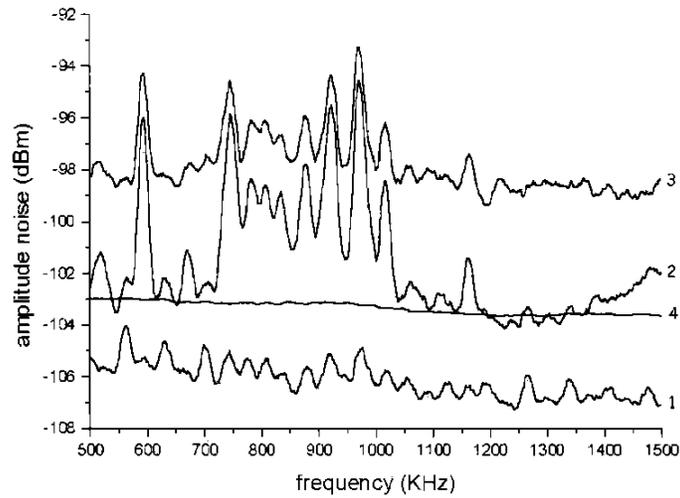


Fig. 4. AM noise of the diode laser at an injection current of 70 mA. The curves correspond to: (1) photodetector electronic noise, laser (2) with and (3) without optical feedback, and (4) shot noise.

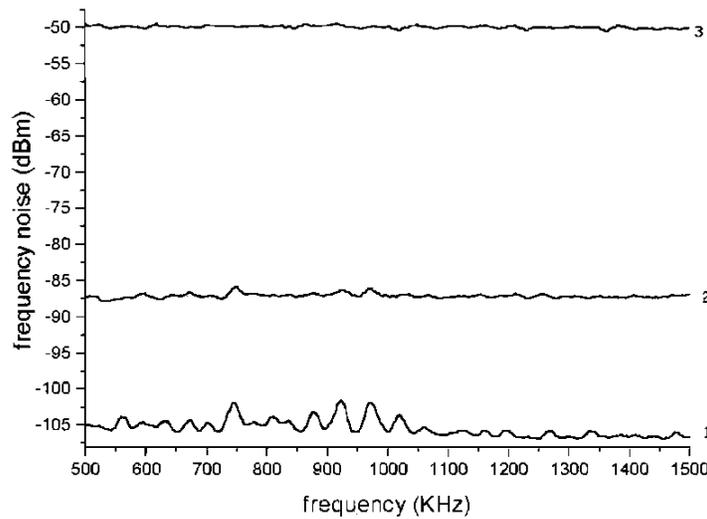


Fig. 5. FM noise of the diode laser at an injection current of 70 mA. The curves correspond to: (1) photodetector electronic noise and laser (2) with and (3) without optical feedback.

experiments, where lower losses would lead to a lower reduction in the amount of squeezing.

Because of the short cavity, the linewidth of a bare diode laser is often given by the fundamental

Schawlow-Townes limit, which can be quite large, on the order of several MegaHertz. The use of an extended (longer) cavity allows a great reduction of this limit, but it adds technical noise (mechanical,

thermal and acoustical) which gives rise to a linewidth in the form of jitter of a narrow spectral feature. For example, fast linewidths of tens of kilohertz are achieved with Littman or Littrow configurations. For longer times (>1 s) the linewidth can be much bigger depending on the amount of technical noise. For the laser setup that we describe here, our measurements indicate similar numbers. For example, the laser linewidth (rms frequency fluctuation in 1 min interval) was measured to be 2 MHz, without optical feedback, and 760 kHz, under optical feedback. The curves for FM noise shown in Fig. 5 correspond, from the bottom to the top, to the detector noise and laser noise, with and without optical feedback. We see that when optical feedback is used the FM noise is reduced by 37 dB, for example from 500 to 1500 kHz. The already mentioned linewidth of 760 kHz, which could be obtained also by integrating the FM noise distribution, is of course dominated by technical noise at lower Fourier frequencies (<100 kHz).

One possible disadvantage of using a prism is that the dispersion is smaller than for a grating. This would limit the spectral resolution and thus the ability to force single-mode operation. We suspect that the good performance obtained with the extended cavity with a prism and thin plate could be partially due to the fact that we have used a laser that usually runs in single-mode without optical feedback. The general application of this configuration to other high power diode lasers still need to be verified, specially for devices which are naturally multi-mode.

5. Frequency doubling

The laser has been frequency doubled in a potassium niobate (KNbO_3) crystal placed inside a power enhancement cavity. High conversion efficiencies have been demonstrated for frequency doubling diode lasers with this crystal. For example, in [13] it is demonstrated that a 60% efficiency from a 90 mW diode laser at 860 nm. The alternative extended cavity described here can make available at least 150 mW of single-mode infrared light for second harmonic generation. However our frequency doubling setup has losses in some

optical components, which limit the power available for doubling. The glass exit window of the box is not AR-coated and has loss of 10%. In addition, two optical isolators (60 dB) account for a total loss of 35%, since one of them is designed for a different wavelength. They are necessary to avoid feedback from the doubling cavity, which is mainly due to a small reflection in the crystal facets, which propagates in the opposite way and whose power builds up in the cavity. As a consequence of these losses, we only had available 86 mW (at 856 nm) for frequency doubling.

For cooling and trapping calcium, a few tens of milliwatts are necessary at 423 nm, so that the laser has to be tuned to 846 nm by lowering its temperature below -15 °C. For this, we use the peltier inside the laser package, but with the laser case temperature stabilized to about 13 °C. That is necessary because of the limited temperature excursion possible with a single peltier. Tuning to the Calcium line at 845.351 nm/2 (air) has been verified with a wavemeter. Frequency doubling has been done in a 1 cm long, a-cut KNbO_3 crystal, with AR coated facets. Type-I non-critical phase matching is achieved by varying its temperature. The single pass efficiency, $\eta = P_{2\omega}/P_{\omega}^2$, has been measured to be equal to 0.01 W^{-1} . The power enhancement ring cavity is made of two flat mirrors and two curved ones ($R = 10$ cm), with the crystal placed between the curved mirrors. The cavity has also been mounted in a box to reduce acoustic noise. The input coupler is one of the flat mirrors and is 2.3% transmitting at 846 nm. The output coupler is one of the curved mirrors and is 94% transmitting at the second harmonic. Two lenses were used to optimize the mode matching, which was measured to be 80% due mainly to the elliptical shape of the diode laser beam. The cavity is kept in resonance with the laser by the Hänsch–Coulliaud polarization technique [14]. For 77 mW of incident power in the doubling cavity, we could generate 20 mW at 423 nm, representing an efficiency of 26%. The cavity power build up was measured to be 40 when the crystal temperature is far from to the phase matching condition. At the phase matching condition, the power build-up drops to 11, due to the SHG and BLIRA [15]. Although the frequency doubling setup has not

been optimized, the high power available in the infrared indicates that a single diode laser can be used to decelerate a calcium atomic beam [7] and trap the atoms in a magneto-optical trap [16]. For this, a total power of 30 mW at 423 nm would be sufficient [17].

6. Conclusion

We have described an alternative extended cavity setup with reduced losses, which seems to be particularly suitable for use with high power diode lasers and for second harmonic generation. The cavity uses a dispersing prism and a thin plate to provide strong optical feedback. About 150 mW of single-mode power in the infrared has been obtained. Measurements have showed a considerable reduction of the laser amplitude and frequency noise under optical feedback. In a non-optimized frequency doubling setup, using potassium niobate in a power enhancement cavity, 20 mW of blue power near 423 nm has been generated for 77 mW of infrared power. By reducing losses between the laser and the doubling cavity, a single diode laser can be used for cooling and trapping atomic calcium. The extended cavity setup with reduced losses might also be useful to achieve larger amounts of amplitude squeezing in diode lasers at room temperature.

Acknowledgements

This work is supported by FAPESP, CAPES and CNPq, Brazilian government agencies.

References

- [1] J.C. Camparo, *Contemp. Phys.* 26 (1985) 443.
- [2] C.E. Wieman, L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991) 1.
- [3] N.M. Johnson, A.V. Nurnikko, S.P. DenBaars, *Phys. Today* 53 (2000) 31.
- [4] M.G. Littman, H.J. Metcalf, *Appl. Opt.* 17 (1978) 2224.
- [5] W. Demtröder, in: *Laser Spectroscopy*, Springer, Berlin, 1996, p. 116.
- [6] T.-C. Zhang, J.Ph. Poizat, P. Grelu, J.F. Roch, P. Grangier, F. Marin, A. Bramati, V. Jost, M.D. Levenson, E. Giacobino, *Quant. Semiclass. Opt.* 7 (1995) 601.
- [7] G. Woehl Jr., G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrín, *Appl. Opt.* 38 (1999) 2540.
- [8] J.H. Marquardt, F.C. Cruz, M. Stephens, C. Oates, L.W. Hollberg, J.C. Bergquist, D.F. Welch, D. Mehuys, *Proc. SPIE Conf.* 2834 (1996) 34.
- [9] C.W. Oates, F. Bondu, R. Fox, L. Hollberg, *Eur. Phys. J D* 7 (1999) 449.
- [10] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* LT-4 (1986) 1655.
- [11] S.B. Alexander, *J. Lightwave Technol.* LT-5 (1987) 523.
- [12] S. Machida, Y. Yamamoto, Y. Itaya, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1000.
- [13] P. Lodahl, J.L. Sorensen, E.S. Polzik, *Appl. Phys. B* 64 (1997) 383.
- [14] T.W. Hänsch, B. Couillaud, *Opt. Commun.* 35 (1980) 441.
- [15] H. Mabuchi, E.S. Polzik, H.J. Kimble, *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (1994) 2023.
- [16] H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, 1999.
- [17] By using a similar frequency doubling setup with potassium niobate, we have generated up to 200 mW at 423 nm, using 500 mW input power from a Ti:sapphire laser.

6th Symposium on Frequency Standards and Metrology
St. Andrews, Scotland, 9-11 September, 2004

**OPTICAL FREQUENCY STANDARDS BASED ON COLD CALCIUM
ATOMS**

R. I. CAVASSO-FILHO, D. A. MANOEL, D. R. ORTEGA, A. SCALABRIN, D. PEREIRA
AND F. C. CRUZ

*Instituto de Física 'Gleb Wataghin' – Universidade Estadual de Campinas, CP.6165,
Campinas, SP, 13083-970, Brazil
E-mail: flavio@ifc.unicamp.br*

We report our progress towards the development of optical frequency standards based on cold and trapped calcium atoms. We set up a Calcium MOT working on the $^1S_0-^1P_1$ resonant transition at 423nm. This MOT can load around 4×10^9 atoms with a density of 8×10^9 atoms/cm³ in 7 ms.

Atomic calcium has been shown to be an attractive element for high resolution/precision spectroscopy and metrology. Its strong $^1S_0-^1P_1$ resonant transition, at 423 nm, allows laser cooling and trapping at millikelvin temperatures, which greatly reduce systematic shifts and spectral broadening effects. Doppler cooling to much lower temperatures using narrower transitions, motivated by the results for strontium [1], would open new possibilities as has been recently shown with the novel quench cooling schemes [2-3]. The series of singlet and triplet states in the level structure of this element give rise to narrow transitions which are attractive references for frequency standards. Many years ago, transitions between metastable triplet states were proposed as references in the far-infrared [4]. For many years our group has been working on far-infrared molecular lasers, which are potential local oscillators for this standard [5]. Today the narrow $^1S_0-^3P_1$ intercombination transition, at 657 nm, has been successfully used as a reference for a high performance frequency standard in the visible [6-7]. The interest on optical frequency standards has been renewed with the recent advent of new techniques for optical frequency measurements [8].

Three frequency doubled laser systems, based on external power enhancement cavities, generate light at 423 nm for cooling and trapping. One is based on a homemade stabilized Ti:Sapphire laser and the others are based on diode laser systems. One of them uses a 180 mW diode laser in an extended cavity, which uses a prism as a dispersive element and optical feedback from a thin plate [9]. Measurements have shown a considerable reduction of the laser amplitude and frequency noise under optical feedback. The other system uses a diode laser in Littman configuration, which injection seeds a tapered amplifier. Two ring dye lasers have also been used to access several calcium transitions, for spectroscopy or optical pumping purposes. Examples include transitions between excited states at 610, 612, 616, 645 or 672 nm. In these cases, homemade hollow-cathode lamps

have been used as versatile tools[10]. As local oscillators at 657 nm, two independent systems are being built based on extended cavity diode lasers. They will be initially stabilized to two low finesse (1000) quartz cavities and then to high finesse ($>10^3$) ULE cavities. Comparisons can be made by heterodyning the systems. The analysis of the beat note allows to identify some of the thermal, acoustic and electrical contributions to the frequency noise, making possible to improve the isolation of those laser systems.

Figure 1 shows a schematic diagram of the chamber used for deceleration and trapping. The main component is a Pyrex glass tube with a diameter of 4cm and 90cm long, with fourteen anti-reflection coated windows for 657 and 423nm.

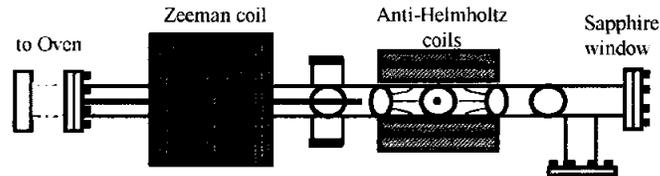


Figure 1. Magnetic coils and glass apparatus for the atomic beam and MOT.

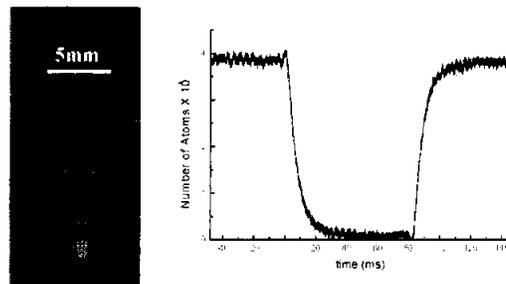


Figure 2. MOT picture taken under ordinary snapshot conditions and MOT releasing and loading curves.

We have captured about 4×10^6 atoms in a diameter around 1-mm, without optimizing the coupling of the decelerated atoms into the MOT. This corresponds to a density around 8×10^9 atoms/cm³. Figure 2 shows a picture of the trapped atoms, where we can see also the fluorescence of the atomic beam. The center of the anti-Helmholtz coils is located in the edge of the atomic beam to prevent excitation of the trapped atoms by the slower laser beam. Figure 2 shows the calibrated MOT fluorescence, which takes 7 ms to decrease to 37% of the steady state value. Since the $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ transition used for cooling and trapping is not a perfect closed transition, the trap lifetime is not limited by the background pressure

of 10^{-8} mbar but by the optical pumping to the 1D_2 state. Small misalignment of the MOT beams causes different spatial distributions of the trapped atoms. Although the atomic beam slowing and the trap are not optimized at the moment, we could also observe trapping of the less abundant isotopes ^{44}Ca and ^{42}Ca , for blue detunings of nearly 1 GHz and 500 MHz, respectively. A second, smaller, transportable steel system under development, should allow comparative studies with the first one or with other calcium systems. We thank the financial support of CAPES, FAPESP and CNPq, Brazilian government agencies.

References

1. Katori H., Ido T., Isoya Y. and Kuwata-Gonokami M., Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Phys.Rev. Lett.* **82** (1999), pp. 1116-1119.
2. Curtis E. A., Oates C. W. and Hollberg L., Quenched Narrow-Line Laser Cooling of ^{40}Ca to Near the Photon Recoil, *arXiv:physics/0104061* v1 20 apr. 2001.
3. Binnewies T., Wilpers G., Sterr U., Riehle F., Helmcke J., Mehlstäubler T. E., Rasel E. M., Ertmer W., Doppler cooling and trapping on forbidden transitions, *arXiv:physics/0105069* v1 21 may 2001.
4. Strumia F., Proposal for a new absolute frequency standard, using a Mg or Ca atomic-beam. *Metrologia* **8** (1972) pp.85-90.
5. Viscovini R., Telles E. M., Scalabrin A. and Pereira D., Characterization of new FIR laser lines from CD3-rocking and assymetric CD3 deformation modes of $^{13}\text{CD}_3\text{OD}$, *IEEE J. Quantum Electronics* **35** (1999) pp.1613-1615.
6. Kersten P., Mensing F., Sterr U. and Riehle F., A transportable optical calcium frequency standard, *Appl. Phys. B* **68** (1999), pp.27-38.
7. Oates C.W., Bondu F., Fox R.W. and Hollberg L., A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms. Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection, *EuroPhys. J.* **D 7** (1999) pp.449-460.
8. Udem T., Reichert J., Holzwarth R., Hansch T.W., Absolute optical frequency measurement of the cesium D-1 line with a mode-locked laser, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) pp. 3568-3571.
9. Manoel D. A., Cavasso-Filho R. L., Scalabrin A., Pereira D., Cruz F. C., Frequency Doubled Diode Laser in Alternative Extended Cavity, submitted to *Opt. Comm.*
10. Cavasso-Filho R.L., Mirage A., Scalabrin A., Pereira D., and Cruz F. C., Laser spectroscopy of calcium in hollow cathode discharges, *J. Opt. Soc. Am.* **B** (2001), accepted for publication.

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 657nm, possui uma largura de linha natural de apenas 400Hz (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

$$\Delta p_A = mv_R e_L \quad (2)$$

onde e_L é o sentido do vetor de onda definido pelo feixe laser. Já na emissão espontânea, a variação na quantidade de movimento é

$$\Delta p_E = -mv_R e_R \quad (3)$$

onde 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:

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

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,

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

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

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

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

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

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.

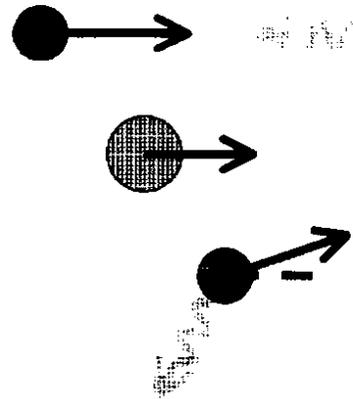


Figura 1: Representação pictórica de uma absorção seguida de emissão espontânea.

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 2mm ($S_0 = 13.3$). 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_D , 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_D , 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.

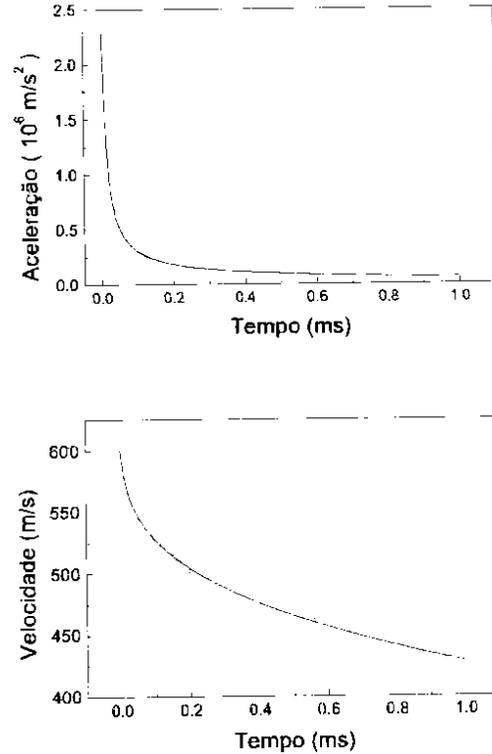


Figura. 2: Movimento de um átomo de Ca em desaceleração: $v_0 = 600\text{m/s}$ em ressonância inicial com um laser de razoável potência, $S_0 = 13.3$, na ausência de campo magnético externo.

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

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

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 $1.5 \times 10^8 \text{ m/s}^2$. 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, $a_{\max}(S_0) \geq a$.

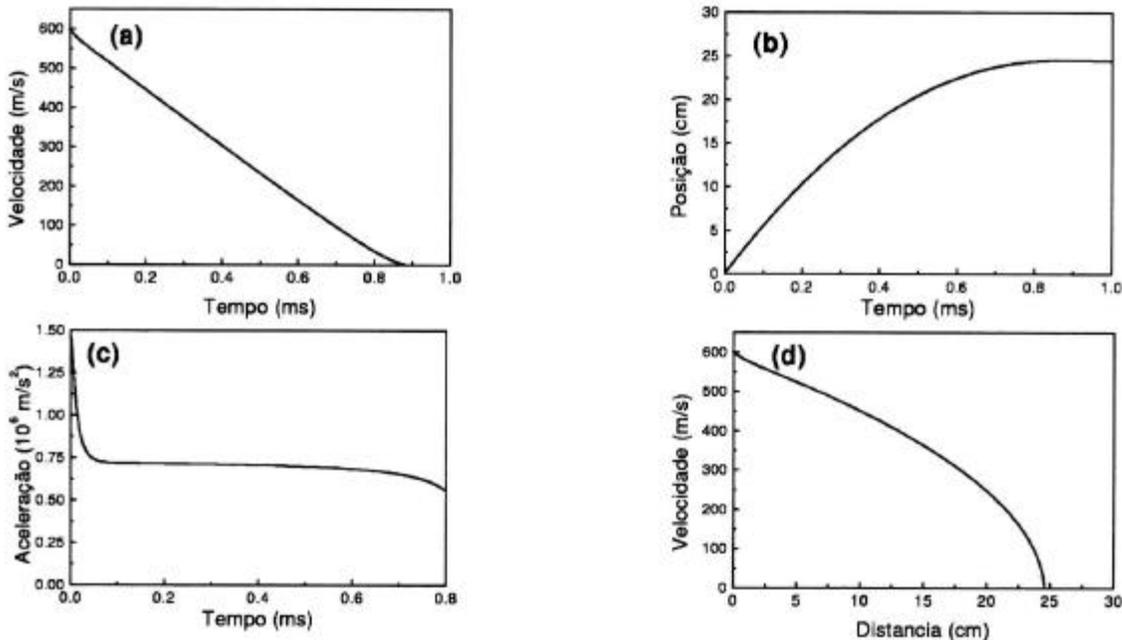


Figura.3: Simulação de movimento de um átomo de cálcio : $v_0 = 600\text{m/s}$, laser $S_0 = 1.33$, $\delta = 0$; na presença de um campo magnético dado pela Eq.(10), com $a = a_{\max}(S_0)/2$.

Resfriamento e Aprisionamento de

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

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

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 $S_0 = S_{MIN} = 0.4$ e para $S_0 = 3.3 S_{MIN} = 1.33$ o átomo é desacelerado praticamente da mesma maneira, já para uma intensidade laser pouco menor do que a mínima, $S_0 = 0.99 S_{MIN}$, o átomo escapa da desaceleração.

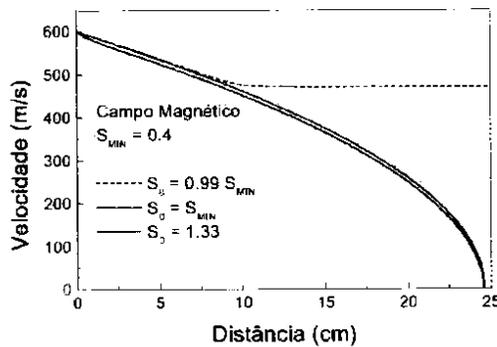


Figura. 4: Simulação de movimento de um átomo de cálcio para o mesmo campo magnético da Fig.3 e condições iniciais, variando-se a intensidade do laser de desaceleração.

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]

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

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.



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

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.

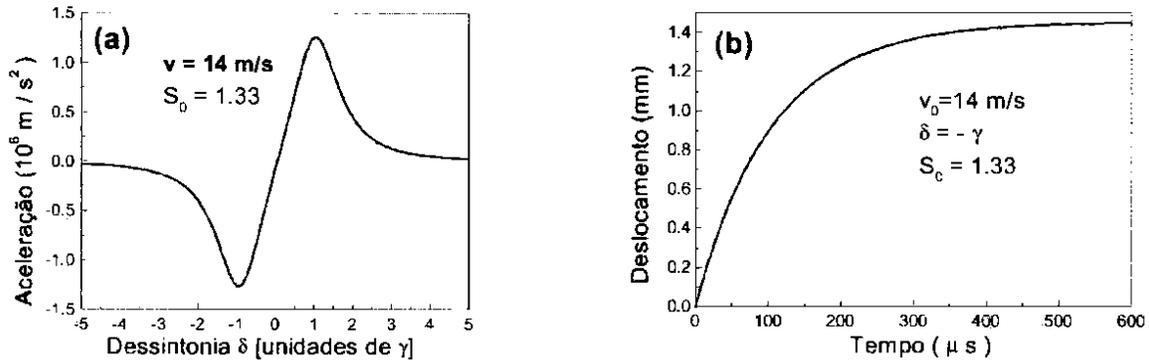


Figura.6: (a) Pressão de radiação de dois feixes lasers para um átomo de cálcio com 14 m/s, (b) Simulação numérica do movimento deste átomo para uma dessintonia de $-\gamma$.

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 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.

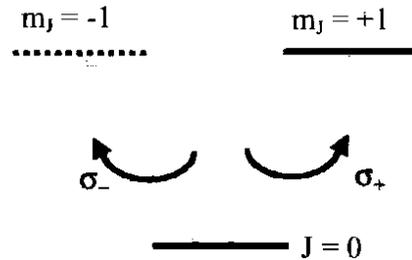


Figura. 7: Conservação do *momentum* angular na absorção de fótons com diferentes polarizações.

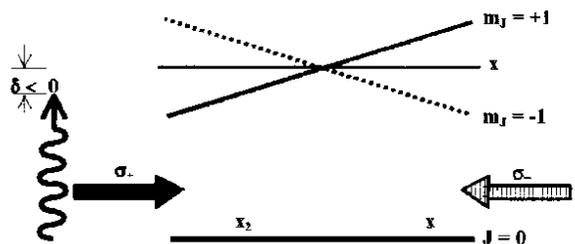


Figura. 8: Esquema de um MOT em uma dimensão. Para $B > 0$ o nível $m_J = +1$ sofre um deslocamento positivo e o nível $m_J = -1$ um deslocamento negativo.

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

Resfriamento e Aprisionamento de

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.

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.

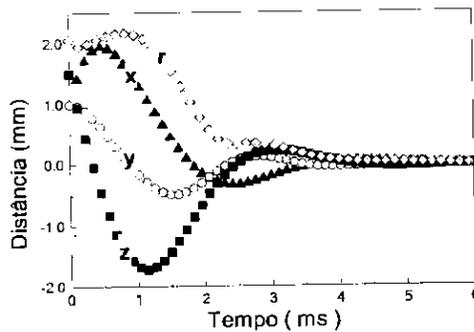


Figura. 9: Movimento de um átomo de cálcio em uma armadilha magneto-óptica.

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 $T_D = \hbar \gamma / 4\pi k_B$ [5]. Para átomos de cálcio resfriados com a transição $4^1S_0 - 4^1P_1$ em 423nm, o limite Doppler é da ordem de 800 μ K.

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 423nm, com $\gamma = 34\text{MHz}$, o que resulta em uma aceleração devido ao recuo fotônico de até 260000g, extremamente eficiente para desaceleração e aprisionamento. Por outro lado, a transição $4^1S_0 - 4^3P_1$, em 657nm, 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.

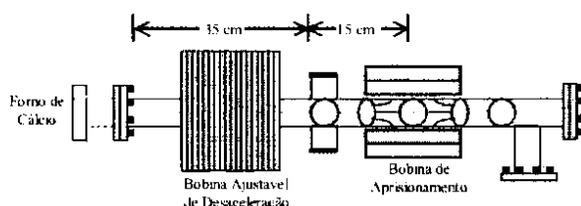


Figura. 10: Diagrama do sistema de desaceleração e aprisionamento de cálcio

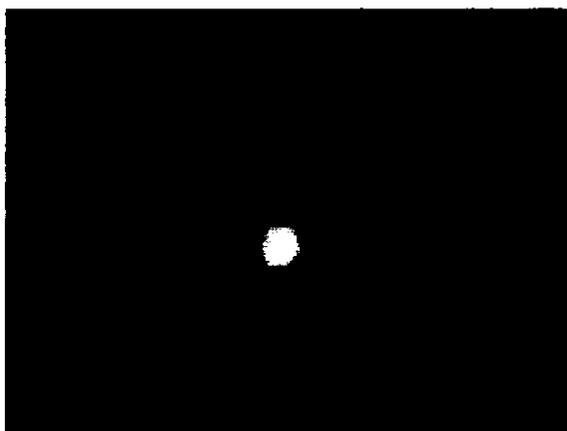


Figura. 11: Fluorescência dos átomos de cálcio aprisionados. O diâmetro da região central brilhante é da ordem de 2 mm.

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.

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. Stenholm, 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).

Laser Noise Measurements and Observation of Amplitude Squeezing in an Extended Cavity Diode Laser

F.C. Cruz, R.L. Cavasso-Filho, A.S.S. Siqueira, D.A. Manoel,
E.M. Telles, A. Scalabrin and D. Pereira

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Universidade Estadual de Campinas, CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil

Recebido em 28 Outubro, 1999

We describe an experimental setup for measuring the power spectral density of amplitude and frequency noise of lasers. Results are given for an index-guided quantum well diode laser, operating at 850 nm. We show that this laser, when used at room temperature with optical feedback from a grating, exhibits a reduction of the amplitude noise below the standard quantum limit.

I Introduction

The random fluctuations of the frequency (or phase) and amplitude of the electromagnetic field of a laser can play an important role in many applications of such light sources. In particular, the frequency and intensity noise of a monochromatic and tunable continuous wave (cw) laser can have a direct effect on the resolution and sensitivity that can be achieved in spectroscopy. In general, the effects of laser noise are undesirable and noise should often be controlled or reduced to acceptable levels. The knowledge of its power spectral density provides the basis for projecting servo systems that can reduce the frequency or amplitude fluctuations eventually down to the standard quantum limit (SQL) or shot-noise level.

Frequency stable lasers are also important for wavelength-division multiplexing (WDM) in optical communications [1] and are crucial elements in the development of atomic frequency standards [2] and particularly optical ones [3], where frequencies on the order of 10^{15} Hz are locked to supernarrow atomic transitions. They can also be used for precise measurements of energy differences, or frequency intervals, which can make possible very precise and accurate determination of many atomic quantities, such as Lamb shift, hyperfine constants, isotopic shifts, Landè factors, etc. On the other hand, intensity stable lasers are important also for high sensitivity trace gas detection [4], tests of the symmetrization postulate [5], optical communication [1], gravity waves detection [6] and optical interferometry [7].

In this paper we describe a setup that can be used to measure the spectral distribution of amplitude modulation (AM) or frequency modulation (FM) noise of a laser. From such measurements one can estimate the la-

ser linewidth or choose the best modulation frequencies to be used for phase sensitive detection in FM spectroscopy [8]. In particular, this noise measurement setup will help us to project a servo system that will be used to frequency stabilize a diode or a dye laser for use in an optical frequency standard based on the high Q (10^{12}) intercombination transition of Calcium atoms, at 657 nm (10^{15} Hz) [9]. This laser should have a frequency instability on the order of the atomic transition linewidth (400 Hz) in an observation time of a few seconds. Neutral Calcium can also be laser cooled and trapped using a frequency doubled diode laser [10], tuned to the strong recycling $^1S_0-^3P_1$ transition at 423 nm. Our noise measurement results will be presented for this laser. It is a low threshold (18mA under optical feedback) index-guided quantum well diode laser (SDL-5422-H1), that can be operated with an injection current up to 200 mA and output powers up to 160 mW. It can be temperature tuned from nearly 845 to 860 nm, and therefore is also suitable for exciting the Cesium D_2 cooling transition, at 852 nm [11]. We show that this laser can be "amplitude squeezed", or have its amplitude noise reduced below the SQL [12], when it is used with optical feedback from an extended cavity. This opens the possibility of using this squeezed light source for spectroscopy with higher signal-to-noise ratio [13] and sub-shot-noise spectroscopy [14].

II Experimental Details

Fig. 1a shows the simplest setup for measuring the amplitude noise of a laser. The laser radiation is focused in the active area of a fast photodiode, which then converts light into electron current. It is important to avoid saturation of the photodiode by laser power. The photocurrent can then be converted to voltage and then

amplified. The amplifier should be wideband and low noise, with a noise floor below the noise of the laser. We will use the term photodetector to designate the photodiode followed by the amplifier. The bandwidth, or frequency response, of the photodetector will be limited either by the bandwidth of the photodiode or the amplifier. In the ideal case, a 100% efficiency detector converts each photon into one electron. In practice this does not happen, although it is possible today to find commercial photodiodes approaching unity detection efficiency, for some wavelength ranges [15]. The time dependent fluctuations in the photocurrent, or in the amplified voltage, representing the intensity noise in the light field, are then AC coupled into a spectrum analyser, which then gives their Fourier transform.

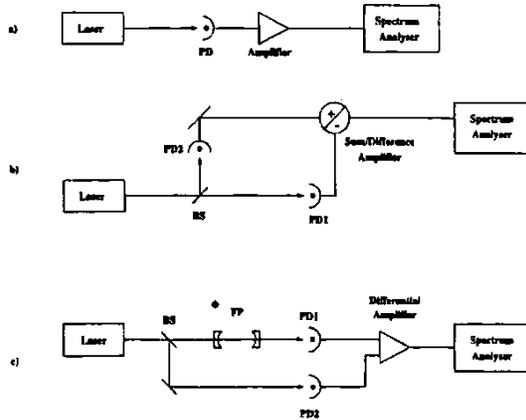


Figura 1. a) Experimental setup for measuring the amplitude or intensity noise of a laser b) Balanced Homodyne Detector. The photodetectors have a quantum efficiency of 90% at 850 nm (EG&G FND100) and the amplifier is the AD829, used as described in the text. c) Setup for measuring the frequency noise of a laser. The Fabry-Perot cavity acts as a discriminator which converts frequency into intensity fluctuations. PD: photodetector; BS: beamsplitter.

The noise spectrum of a laser usually has a $1/f$ behaviour, with large excess or technical noise at low frequencies, caused by environmental factors such as mechanical vibrations, electrical noise and/or thermal and pressure fluctuations. The technical noise can have discrete and high amplitude features at particular frequencies, that eventually can be identified and tracked back to their sources. For example, some electrical noise into a diode laser power supply, say at 60 Hz and harmonics, may show up in the intensity of the laser, and eventually can be eliminated after the source is identified. The fundamental noise of a laser comes from the random character of the spontaneous emission and can not be eliminated. This noise is white and is known as the standard quantum limit or the shot noise level [12]. Since the amplitude of technical noise decreases with increasing Fourier frequencies, all lasers, when operated

far above threshold, tend to be shot noise limited at high Fourier frequencies, although what we call “high” will depend on the particular laser.

For a given output power, in order to determine how noisy a particular laser is at some Fourier frequency, we should determine the shot noise level for that specific power level. A reliable measurement of the shot noise level may not be easy. One method that can be employed is to use a shot-noise limited source to calibrate the shot noise level. As actual examples, one can use a battery operated LED or even a flashlamp, that illuminates the photodetector with the same optical power as the laser under investigation. Therefore a great care has to be taken in order to guarantee that both the laser and the shot noise source give the same electron current (DC level) in the photodetector. In addition, since the spectral profile of the laser and the shot noise source are not the same, and photodetectors have a frequency response, very often spectral filters are employed to narrow the bandwidth of the shot noise source, but even in this case we may argue that the shot noise source is not spectrally equivalent to the laser, and therefore the photocurrent spectral distributions will be different. Another method for measuring the laser noise, and specially the shot noise level, employs what is known as a balanced homodyne detector [12, 16], shown in Fig. 1b. In this case, the shot noise level is determined from the laser itself. Our homodyne detector consists of a 50% beamsplitter, two high efficiency detectors and a low noise amplifier that can sum or subtract the two photocurrents. We have used photodiodes with a quantum efficiency of 90% at 850 nm (EG&G FND100) and a low noise video operational amplifier (AD829) with a 3dB frequency of 50 MHz (at a gain of 20). The sum signal represents the laser noise, while the difference signal represents the shot noise level. For the difference signal, the technical noise, which is correlated at both detectors, is canceled, while the uncorrelated shot noise is not. The homodyne detector provides, in principle, a more reliable determination of the shot noise level, although great care has to be taken in balancing the two arms of the detector. To sum or subtract the signal from both photodiodes, we used an arrangement where we can switch the polarity of one of the photodiodes, together with its bias voltage. However a simpler option would be to use both photodiodes in series, and connecting the amplifier input between them. This would give the difference signal (shot noise) [16]. In this case, the sum signal (laser noise) can be measured by using either photodiode, detecting 50% of the laser power, and then multiplying the noise by a factor of two, which would give a 3dB difference in the spectrum analyser (HP8562A). We have actually used both configurations

above, with equivalent results. To test the cancelation of technical noise of our homodyne detector, we have measured the common-mode-rejection-ratio (CMRR) of the difference signal by modulating the laser injection current at some RF frequencies. This causes both amplitude and frequency modulation of the laser light. The amplitude modulation is seen by the photodetectors and shows up as a peak in the sum signal with a typical amplitude of 30 dB. We have observed that this peak is suppressed by 25 dB in the difference signal.

We have, in fact, verified that the two methods for measuring the shot noise level are in very good agreement. The determination of the shot noise level is particularly important in the observation of amplitude squeezing, since the amount of noise reduction is typically only a few dB.

Fig. 1c shows the setup for measuring the FM noise of a laser. It basically employs the same method as in Fig. 1a, except that frequency fluctuations should be converted into intensity (amplitude) fluctuations, since a photodetector is an intensity sensitive device. For this, we use a Fabry-Perot cavity as a frequency-to-amplitude converter. This cavity does not need to have a high finesse and, in fact, low finesse ones are preferable for measuring frequency noise, and linewidths, of nonstabilized lasers. In order to convert frequency fluctuations into amplitude fluctuations, we change the cavity length, with a piezoelectric transducer (PZT), so that the laser is tuned to either side of the cavity resonance. at the half maximum point. In this region, the resonance curve is approximately linear, and we can measure its slope, in Volts/MHz, by looking at the cavity fringe in an oscilloscope and, of course, knowing the free-spectral-range of the cavity. In order to measure pure frequency fluctuations, a reference laser beam is sent to another photodetector (Fig. 1c). The signals from both photodetectors in Fig.1c are then subtracted and sent to the spectrum analyser.

III Results

Fig. 2a shows the FM noise of the SDL5422 diode laser at 850 nm, measured from 9 to 100 kHz using another photodetector, consisting of two conventional PIN photodiodes and a lower bandwidth amplifier (≈ 1 MHz). The laser was used in the Littman configuration [17], [10] and free-running, without any lock to an external frequency reference. Optical feedback to the laser can easily be interrupted by blocking the light incident on the mirror used in the Littman arrangement.

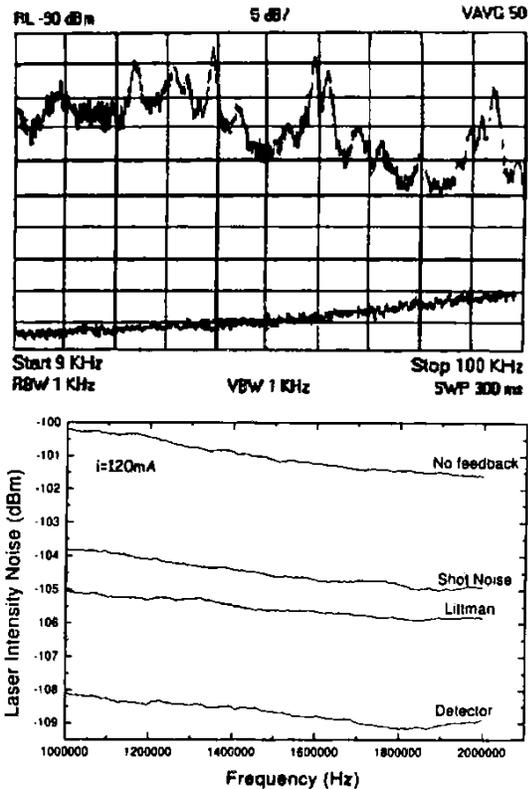


Figura 2. a) Spectral density of FM noise of the SDL-5422-H1 diode laser, from 9 to 100 kHz. Upper trace: laser noise; Lower trace: detector noise. b) Spectral density of AM noise of the SDL-5422-H1 diode laser, from 1 to 2 MHz (resolution bandwidth: 10 kHz; video bandwidth: 10 kHz.). From upper to lower traces: 1) Laser without optical feedback, 2) Shot noise level, 3) Laser under optical feedback in the Littman configuration [17] 4) Detector noise level. We can observe a reduction of the laser noise below the shot noise level when the laser is under optical feedback.

Fig. 2a shows that the laser, used under optical feedback (upper trace), has a large amount of technical noise, which is 20 to 30 dB above the detector noise, with some discrete and high amplitude components. We have observed that this noise decreases with increasing Fourier frequencies. The laser linewidth (free-running) was estimated by looking, in an oscilloscope, at the rms voltage fluctuations of the difference signal between both photodetectors in Fig.1c. It could also be obtained by integrating the noise power spectral density. Looking at the frequency fluctuation, in the oscilloscope, we can clearly see small amplitude and fast components, superimposed on a larger and slower drift of the laser. Those account for a measured linewidth (rms) of about 5 MHz, in an observation time of one second. Since this is dominated by the drift of the laser, about the same value is obtained if the laser is under optical feedback from the extended cavity or not. Dispersive feedback from the grating reduces the

short term linewidth of the laser to the kHz level, but long term stability would have to be added by locking to a stable optical resonator or to an atomic/molecular resonance.

A similar $1/f$ behaviour is observed for the AM noise of the SDL5422 diode laser. Here we have used the faster photodetectors of Fig. 1b. Without optical feedback from the grating, a large amount of excess noise is observed at low frequencies, but this technical noise is only a few dB above the shot noise level, for frequencies above 100 kHz. This shows that this laser is a very low noise one and, therefore, is suitable for high sensitivity FM spectroscopy [8]. In this technique, the laser is frequency modulated usually at RF frequencies, where the laser amplitude noise is low or eventually shot-noise limited. Phase sensitive detection, at these higher frequencies, of the dispersive part of an atomic resonance, allows spectroscopy with high signal-to-noise ratio. We have seen that for our diode laser, this limit is basically reached at frequencies as low as 100 kHz.

Amplitude Squeezing

When the diode laser is used with optical feedback from the grating [10], in the Littman configuration [17], a reduction of the AM noise below the shot noise level, known as amplitude squeezing, can be observed [18]. In this case, the noise in the sum signal of the homodyne detector is lower than the noise in the difference signal. This is a manifestation of the quantum character of the light field. In order to satisfy the Heisenberg uncertainty principle, the reduction of the noise in one quadrature of the field (amplitude) below the standard quantum limit occurs at the expense of an increase in the noise of the other quadrature (frequency).

Fig. 2b shows the AM noise spectral density, between 1 and 2 MHz, for the laser operating with and without optical feedback from the grating, at an injection current of 120 mA and an output power of 100 mW. Also shown are the shot-noise and the detector noise levels. We see that the laser noise drops below the shot noise level by as much as 1.2 dB in this frequency range. Amplitude squeezing was actually observed from a few hundred kHz to 8 MHz, without using any particular scheme for pump suppression [19]. This regime, where the injection current fluctuations are reduced by using a large impedance source, can often be easily achieved, depending on the particular current source or laser used. Amplitude squeezing has been obtained for different kinds of diode lasers and also LEDs [12]. For diode lasers, the best results are obtained with operation far above threshold, in the “pump suppression” regime [19] and at low temperatures. Larger degrees of squeezing should be obtained at high laser powers, but in this case the detection is very difficult or even impossible, since photodetectors saturate or will be damaged at high optical powers.

Since the AM noise reduction can be seen as causing a regularization in the arrival times of the photons at the detectors, any absorption or scattering of light in the optical setup, which in our case occur mainly at the grating (70% efficiency in zero order beam, 20% reflection into the first order beam and 10% losses) and optical isolator (10%), causes random removal of photons and tend to destroy the effect. Therefore squeezing clearly is a fragile effect and is very sensitive to losses in the optical setup. In fact a nice signature of squeezing would be obtained by measuring the amount of noise reduction as a function of laser power attenuation, which would give a nonlinear dependence of the degree of noise reduction [20]. Unfortunately, we could not perform this test because the detector noise level, in spite of being low, is too close to the laser noise level, leaving a small range for changing the laser power. The degree of squeezing that we observe can be corrected by the detection efficiency and losses at the optical isolator, giving a total of 2.0 dB at the output of the grating, in agreement with the best values obtained so far with extended cavity diode lasers at room temperature [21].

Similar measurements to those of figure 2b, done at other values of the injection current, are being analysed now and will be published elsewhere.

IV Conclusion

We have described an experimental system for measuring the amplitude and frequency noise of a laser. Our results with this system were obtained for a commercial diode laser (SDL-5422-H1) operating at 850 nm, which we have been using to decelerate a Calcium atomic beam with light at its second harmonic.

We have observed room temperature amplitude squeezing for this diode laser, which is a reduction of the amplitude noise below the standard quantum limit, or shot noise level. This opens the possibility of using these light sources for sensitive spectroscopy with higher signal-to-noise ratio. In particular, we also intend to investigate the noise properties of the second harmonic of this squeezed laser, in order to verify if a larger degree of noise reduction can be obtained. In this direction, our next steps should also include the use of a stabilized current source [19] and operating the diode laser at lower temperatures.

We acknowledge the financial support of FAPESP, CAPES, CNPq and FAEP- UNICAMP.

References

- [1] K. Hirahara, T. Fujii, K. Ishida, S. Ishihara, *IEICE Trans. Electr.*, **E81C**, 8, (1998) 1328-1341
- [2] Time and Frequency, J.Jespersen and D.W.Hanson, Eds. Special Issue of *Proc. IEEE*, Vol.79, n.7, 1991; J.C.Bergquist, Ed., *Proceedings of the Fifth Symposium*

- on Frequency Standards and Metrology, Woods Hole, MA, Oct. 1995 (World Scientific).
- [3] J. Helmcke, A. Morinaga, J. Ishikawa, and F. Riehle, *IEEE Trans. Instrum. Measur.*, **38**, 524-532 (1989).
- [4] F. Trager, Ed., Special Issue on "Environmental trace gas detection using laser spectroscopy", *Appl. Phys. B*, **67**, 3 (1998).
- [5] M. de Angelis, G. Gagliardi, L. Gianfrani, and G.M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **76**, (1996) 2840-2843; R.C. Hilborn and C.L. Yuca, *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 2844- 2847.
- [6] K.S. Thorne, in *300 Years of Gravitation*, S.W. Hawking and W. Israel, Eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987).
- [7] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1986.
- [8] G. Bjorklund, *Opt. Lett.*, **5**, 1 (1980) 15-17; J.H. Shirley, *7*, 11, (1982) 537-539.
- [9] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, and F. Riehle, *Appl. Phys. B*, **68** (1998) 27-38.
- [10] G. Woehl Jr, G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, *Applied Optics*, **38**, 12 (1999) 2540-2544.
- [11] *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, S. Chu and C. Wieman, Eds, Special Issue of *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 11 (1989); H. Metcalf and P. van der Straten, *Phys. Rep.* **244**, 203-286 (1994).
- [12] R.W. Henry and S.C. Glotzer, *Am. J. Phys.*, **56**, 4 (1988) 318-328; G.J. Milburn and He Bi Sun, *Contemp. Phys.*, **39**, 1 (1998) 67-79.
- [13] E.S. Polzik, J. Carri, and H.J. Kimble, *Appl. Phys. B* **55**, (1992) 279-290.
- [14] F. Marin, A. Bramati, V. Jost, and E. Giacobino, *Opt. Commun.* **140** (1997) 146-157; S. Kasapi, S. Lathi, and Y. Yamamoto, *Opt. Lett.*, **22**, 7 (1997) 478-480.
- [15] J. Kitching, NIST, private communication.
- [16] S.B. Alexander, *J. Lightwave Technology*, vol. LT-5, **4** (1987) 523-537.
- [17] M.G. Littman and H.J. Metcalf, *Appl. Opt.*, **17**, (1978) 2224-2227.
- [18] M.J. Freeman, H. Wang, D.G. Steel, R. Craig, and D.R. Scifres, *Opt. Lett.*, **18**, 24 (1993) 2141-2143.
- [19] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 10 (1987) 1000-1003.
- [20] J. Kitching, A. Yariv, and Y. Shevy, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 17 (1995) 3372-3375.
- [21] T.C. Zhang, J.-Ph. Poizat, P. Grelu, J.-F. Roch, P. Grangier, F. Marin, A. Bramati, V. Jost, M.D. Levenson, and E. Giacobino, *Quantum Semiclass. Optics*, **7** (1995) 601-613.

Amplificadores Rápidos de Alta Tensão para Controle de Transdutores Piezoelétricos

R.L. Cavasso-Filho, R.C. Viscovini, M.P. Arruda, H.J. Onisto e F.C. Cruz

Instituto de Física 'Gleb Wataghin'

Universidade Estadual de Campinas, CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brasil

Recebido em 28 Outubro, 1999

Descrevemos controladores para transdutores piezoelétricos (PZTs), baseados em amplificadores operacionais de alta tensão, que permitem saídas de tensão bipolares com amplitudes máximas de 300, 400 e 1200 Volts, e com larguras de banda na faixa de vários kHz. Estes controladores de PZTs vêm sendo utilizados em servomecanismos para estabilização da frequência de lasers a ressonâncias de cavidades ópticas e transições atômicas ou moleculares.

We describe piezoelectric transducer (PZT) drivers, based on high-voltage operational amplifiers, which can deliver bipolar voltage outputs of 300, 400 and 1200 Volts with bandwidths over several kHz. These PZT-drivers have been used in servo mechanisms for laser frequency stabilization to optical cavities and atomic or molecular resonances.

I Introdução

Os materiais piezoelétricos apresentam a propriedade de se expandir ou contrair quando submetidos a uma diferença de potencial elétrico [1]. Inversamente, podem produzir uma diferença de potencial quando submetidos a uma tensão mecânica. Devido a estas propriedades, eles encontram hoje uma grande variedade de aplicações industriais, científicas e tecnológicas. Em particular, pode-se utilizá-los para o controle preciso, através da aplicação de uma tensão elétrica, de deslocamentos submicrométricos. Como um exemplo, em experimentos de física ou engenharia envolvendo o uso de lasers, frequentemente precisamos controlar o comprimento de um caminho óptico com uma resolução e precisão superior metade do comprimento de onda da luz, que para a região visível do espectro é da ordem de 0.5 micrometros. Em particular, os PZTs (*piezoelectric transducers*), como são comumente chamados, são os atuadores básicos usados para corrigir desvios na frequência de lasers contínuos e monomodos, especialmente empregados em espectroscopia atômica e molecular de alta resolução e precisão.

Os materiais piezoelétricos, particularmente as cerâmicas ferroelétricas, são hoje largamente disponíveis no mercado em uma grande variedade de formas (discos, pastilhas, tubos, pilhas ou *stacks*, etc), tamanho, tensão máxima de operação e coeficiente piezoelétrico. Neste artigo descrevemos a construção de

amplificadores de tensão bipolar, usados como controladores de transdutores piezoelétricos (*PZT driver*). Estes amplificadores, com saídas máximas de 300, 400 e 1200 Volts, reproduzem fielmente um sinal de entrada de baixa tensão, para frequências tão altas como no mínimo 5 kHz, e são baseados no uso de amplificadores operacionais de alta tensão. Eles estão sendo empregados, em nosso grupo, dentro de servomecanismos para estabilização de lasers a frequências de ressonância de cavidades ópticas e/ou transições atômicas e moleculares. Nestes servomecanismos realimentados, um sinal de erro de baixa tensão, que pode ser obtido por diferentes métodos [2], necessita ser amplificado com alta fidelidade até os níveis de tensão exigidos pelos diversos atuadores. Entre estes estão os PZTs, que podem exigir tensões entre algumas centenas de Volts e até 1.5 kVolt, onde problemas com descargas de arco elétrico começam a aparecer.

II Descrição do Circuito e Detalhes Experimentais

A Fig. 1 apresenta o diagrama elétrico do nosso controlador que, apesar de simples, pode ser separado em três partes para efeito de discussão: 1) a seção de saída, 2) a seção de entrada e 3) a de ajuste de *offset*. Os controladores foram inicialmente montados como unidades independentes, com fontes de alimentação C.C. embuti-

das, e posteriormente reproduzidos como módulos para bastidor padrão Eurocard [3]. Neste caso a alimentação C.C. é obtida do bastidor.

A seção de saída consiste em um único amplificador operacional de alta tensão, usado numa configuração inversora padrão [4], proporcionando um ganho de tensão de 20 vezes. Testamos três amplificadores operacionais, produzidos pela Apex Microtechnology Corp. [5]: PA84, PA88 e PA89, que são alimentados respectivamente por ± 150 V, ± 200 V e ± 600 V e fornecem saídas de corrente de até 50 mA, 100mA e 75 mA [5]. O circuito mostrado na Fig. 1 se aplica portanto ao PA88 e a discussão que faremos neste trabalho será baseada nele. Para o PA89 algumas poucas alterações e comentários seriam necessários na Fig. 1, como o uso de componentes compatíveis com alta tensão. Os amplificadores acima são relativamente sensíveis a eletricidade estática e os cuidados adequados na manipulação devem ser tomados. Entre as possíveis desvantagens do uso destes dispositivos estão a necessidade de importação, com os longos tempos usualmente envolvidos, e o preço (aproximadamente US\$200 para o PA84 e PA88 e US\$500 para o PA89). Entre as vantagens estão aquelas inerentes ao uso de amplificadores operacionais [4]: simplicidade do circuito, facilidade de montagem e manutenção, confiabilidade, estabilidade, baixo ruído e excelente resposta em frequência, como veremos na próxima seção. Uma alternativa, não testada por nós, inclui o amplificador operacional 3583JM (± 150 V), produzido pela Burr-Brown [6], e que pode ser obtido, por exemplo, através do representante em São Paulo [7], ao preço aproximado equivalente a US\$250.

O amplificador operacional de alta tensão é alimentado por uma fonte regulada de tensão bipolar. A Fig. 2 apresenta um diagrama do circuito para uma fonte simétrica e regulada de ± 200 V que construímos para uso com o PA88 e que pode ser facilmente modificada para uso com o PA84. Utilizamos o regulador LM317, trabalhando com uma margem de 40 Volts. Fontes reguladas de ± 15 V foram também utilizadas para alimentação dos outros amplificadores operacionais do circuito (TL071 ou equivalente). Para alimentar o PA89, utilizamos duas fontes comerciais de tensão regulada [8], com saída unipolar e selecionável de até ± 1500 V. O circuito do controlador pode ser facilmente modificado neste caso para uma configuração assimétrica (por exemplo -200,+1000V), dependendo do interesse e aplicação específicos. Uma vez que PZTs são cargas capacitivas, uma precaução tomada foi a de colocar um resistor de proteção ($R=1$ k Ω) conectado entre o terra e a

saída do controlador (Fig.1). A função deste resistor é a de descarregar o PZT antes de se desligar a alimentação do amplificador operacional, impedindo que a saída do amplificador seja exposta a uma possível carga elétrica armazenada no PZT, o que poderia danificá-lo. Para isto, usamos uma chave de três posições, colocada no painel frontal, para ligar ou desligar o controlador. Entre a posição “ligada” e a “desligada”, há uma posição, que denominamos *standby*, que permite a conexão do resistor de proteção ao PZT, descarregando-o numa escala de tempo de poucos microsegundos. Além da saída de alta tensão, adicionamos uma saída de monitoração, onde uma amostra de baixa tensão do sinal de saída é disponível. Esta amostra é obtida pelo uso do divisor de tensão (100:1) na saída do amplificador operacional. O miliamperímetro indicado na Fig. 1 foi colocado no painel frontal, sendo bastante útil para monitorar o sinal de saída.

A seção de entrada possui tres entradas de sinal distintas, que se superpõem num somador de tensão. Um relé acionado por uma chave, localizada no painel frontal, permite a inclusão opcional de um amplificador inversor de ganho unitário no percurso do sinal (Fig. 1). Isto é importante quando o sinal de entrada é um sinal de erro, que muda de polaridade no ponto desejado com uma inclinação positiva ou negativa. As opções de entrada podem ser usadas independentemente ou somadas e suas amplitudes podem ser variadas com potenciômetros do tipo multivoltas. Em nosso caso, frequentemente estamos controlando um PZT que suporta um espelho em uma cavidade óptica, seja a própria cavidade de um laser ou uma cavidade externa (por exemplo uma cavidade de Fabry-Perot). Sendo assim, usualmente as três opções de entrada correspondem a: 1) uma rampa de tensão, que pode ser usada para fazer uma varredura da frequência do laser; 2) um sinal tipicamente senoidal, que pode ser usado para modular a frequência do laser ou 3) um sinal de erro que pode ser usado para estabilizar a frequência de um laser a uma frequência óptica estável de referencia.

A seção de ajuste de *offset* permite que seja adicionado um sinal CC estável e ajustável ao sinal de entrada do amplificador operacional. Esta seção baseia-se numa referencia estável de tensão (tipicamente +10V, fornecidos pelo REF102 da BurrBrown [6] ou +6.95V, fornecidos pelo LM399 da National Semiconductor), que pode ser atenuada com um potenciometro do tipo multivoltas, e que então passa por um amp-op (TL071 ou similar) de ganho unitário.

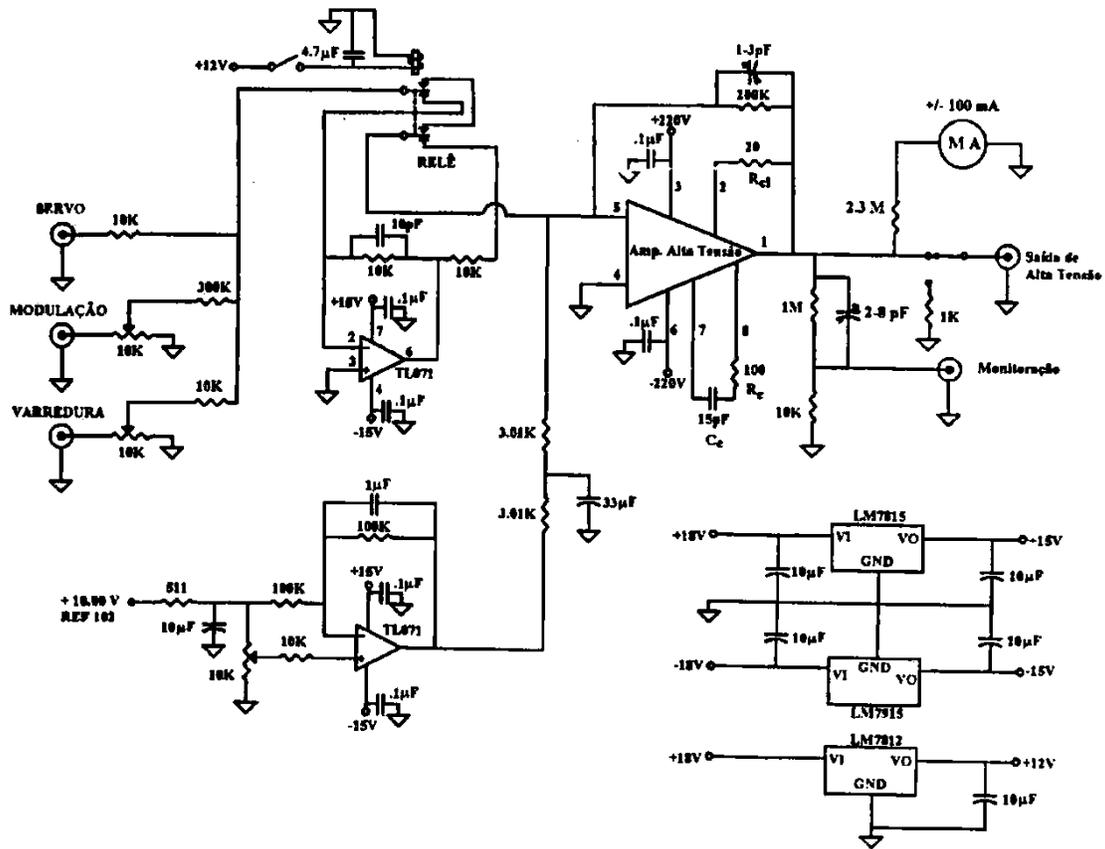


Figura 1. Diagrama esquemático do circuito para o controlador de PZT, baseado em um amplificador operacional de alta tensão. O circuito, como indicado, foi utilizado com o amplificador PA88.

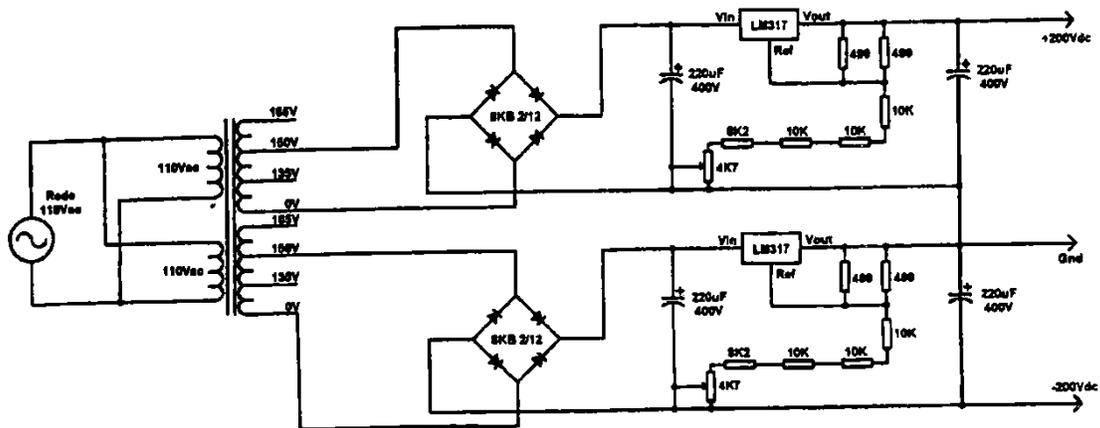


Figura 2. Fonte estabilizada de tensão, com saída de ± 200 V, utilizada para alimentar o amplificador operacional PA88.

III Resultados e Aplicações

Uma vez que usaremos o controlador de PZT em malhas de realimentação negativa [9] para estabilização de lasers, é importante a caracterização de seu ganho e deslocamento de fase em função da frequência. Inicialmente fizemos estas medidas com os amplificadores PA84, PA88 e PA89, usando um sinal senoidal na entrada do controlador e medindo a amplitude e a fase do sinal de saída. A amplitude do sinal de entrada foi ajustada para dar máxima amplitude do sinal de saída, correspondente a 90% da tensão de alimentação do amplificador de alta tensão. Confirmamos a resposta esperada do controlador, com um ganho praticamente constante até algumas dezenas de kHz, sem carga na saída. Com relação ao deslocamento de fase, verificamos um desvio de 45° para uma frequência de 60 kHz para o PA84, 35 kHz para o PA88, e 20 KHz para o PA89. Uma vez que a maioria dos PZTs respondem tipicamente até frequências de no máximo 10 KHz, onde aparecem ressonâncias mecânicas, vemos que a resposta de fase do controlador é bastante satisfatória para uso em servomecanismos realimentados deste tipo.

O amplificador operacional PA84 requer compensação de fase externa, já os amplificadores PA88 e PA89 requerem, além da compensação de fase externa, um resistor externo para limitação de corrente. A escolha dos componentes R_c e C_c da compensação de fase afeta a resposta em frequência para pequenos sinais e a escolha do resistor de limitação de corrente R_{cl} afeta a *Slew Rate* do amplificador, que por sua vez limita a resposta em frequência para grandes sinais. Os valores de R_c , C_c e R_{cl} foram determinados de acordo com os requisitos das nossas aplicações e das características dos PZTs por nós utilizados. Os procedimentos gerais para se determinar os valores destes componentes encontram-se nos manuais do fabricante dos amplificadores operacionais [5].

A fim de caracterizar melhor a resposta em frequência dos vários controladores, um novo conjunto de medidas foi realizado. Na tabela 1 são apresentadas as medidas obtidas com os controladores de PZT baseados nos amplificadores operacionais PA84 e PA88, respectivamente. Para estas medidas, uma onda quadrada foi usada como sinal de entrada e os tempos de subida e descida do sinal de alta tensão foram medidos (T_1 , T_2 , T_3 e T_4 , definidos na tabela). A amplitude do sinal de entrada foi ajustada para produzir na saída uma onda quadrada com amplitude de ± 140 V para o PA84 e ± 190 V para o PA88. Medimos ainda a amplitude pico-a-pico do ruído como sendo de 50 mV para o controlador baseado no PA84 (correspondendo a 0.04%) e 100 mV para o controlador baseado no PA88 (correspondendo a 0.05%). Para estas medidas, o amplifica-

dor inversor acionado por relé (Fig.1) não foi utilizado. Através dos tempos de subida e descida, pode-se calcular a *slew-rate* (SR) [4] do circuito e então a frequência máxima de resposta (tabela 1). As medidas foram feitas sob condição de operação sem carga (segunda coluna) e com carga (demais colunas). Neste último caso, tres tipos de PZTs foram usados (PZT1: pastilha de uma polegada de diâmetro e $C=2.2$ nF; PZT2: pastilha de meia polegada de diâmetro e $C=3.5$ nF; e PZT3: tubo com diâmetro externo e comprimento de uma polegada, com $C=4.9$ nF). Além deles, utilizamos dois capacitores com capacitâncias abaixo e acima das dos tres PZTs ($C_1 = 1.0$ nF e $C_2 = 10$ nF).

Observando a tabela 1, vemos que os tempos de subida e descida do sinal são da ordem de microsegundos. A partir destes tempos determinamos, para operação sem carga, *slew rates* de 116 V/ μ s e 40.4 V/ μ s e frequências máximas de operação de 66 kHz e 17 kHz, para o PA84 e PA88 respectivamente. Sob condição de operação com carga, verificamos que a frequência máxima de operação, para máxima variação do sinal de saída (± 140 V para o PA84 e ± 190 V para o PA88), decresce aproximadamente de forma linear com a capacitância da carga. Para os tres PZTs utilizados ($C=2.2$, 3.5 e 4.9 nF, respectivamente), estas frequências são: 12, 5.9 e 5.5 kHz, para o PA84 e 4.9, 2.6 e 2.5 kHz, para o PA88. Concluímos então que os controladores de PZT apresentados, além de apropriados para uso geral, são ainda bastante convenientes para uso em servomecanismos para estabilização de lasers, permitindo o aproveitamento de toda a faixa de resposta em frequência da maioria dos PZTs. Isto sem introduzir muita defasagem no sinal, possibilitando uma operação estável quando aplicados a sistemas com realimentação negativa.

Os controladores de PZTs utilizando os amplificadores PA84, PA88 e PA89 vem sendo utilizados com sucesso em nosso grupo em dois experimentos principais. Em um deles, utilizamos um controlador para atuar em um PZT que controla a posição de um espelho da cavidade de um laser de Ti:Safira, também desenvolvido em nosso grupo [10]. O controle da posição deste espelho permite sintonizar a frequência deste laser, ou estabilizá-la a uma referência externa. No outro experimento, o controlador posiciona o espelho de uma cavidade óptica externa, utilizada para duplicação em frequência de um laser de diodo em 846 nm. Esta montagem é usada para gerar radiação laser em 423 nm, necessária para resfriamento e aprisionamento de átomos de Cálcio [11]. Para maximizar a potência gerada no segundo harmônico ($P_{2\omega}$), uma cavidade em anel é utilizada para aumentar a potência de luz no modo fundamental, que é focalizada em um cristal não-linear de

niobato de potássio. A frequência de ressonância desta cavidade deve estar sempre estabilizada à frequência do laser de diodo. Sendo assim, seu comprimento óptico deve ser controlado com precisão inferior a $\lambda/2$ ($846/2 = 423$ nm) para mantê-la sempre em ressonância com o laser, permitindo então que a potência intracavidade

seja dezenas de vezes maior que a potência incidente. Isto aumenta drasticamente a eficiência de conversão, uma vez que a potência gerada no segundo harmônico é proporcional ao quadrado da potência incidente no cristal, ou seja, a potência intracavidade.

Amplificador PA84 (+/- 140V – Sem Inversor – Ruído = 50mV)

Medida	Sem Carga	Capacitor 1.0 nF	PZT 1 2.2nF	PZT 2 3.5nF	PZT 3 4.9nF	Capacitor 10.0nF
T ₁ (0-10%) (µs)	0.9	1.5	1.8	3.4	3.9	6.0
T ₂ (10-90%) (µs)	1.4	5.7	11.8	23.3	24.9	49.6
T ₃ (100-90%) (µs)	0.9	1.4	1.8	3.1	3.6	6.6
T ₄ (90-10%) (µs)	1.5	5.7	10.8	20.1	23.2	56.4
Slew Rate (V/µs)	116	38.9	20.6	10.5	9.7	4.4
f _{max} (KHz)	66	22	12	5.9	5.5	2.5
f _{oper} (KHz)	10	10	10	5.0	5.0	2.0

Amplificador PA88 (+/- 190V – Sem Inversor – Ruído = 100mV)

Medida	Sem Carga	Capacitor 1.0 nF	PZT 1 2.2nF	PZT 2 3.5nF	PZT 3 4.9nF	Capacitor 10.0nF
T ₁ (0-10%) (µs)	1.4	2.2	4.8	5.9	7.7	11.8
T ₂ (10-90%) (µs)	6.1	14.1	27.9	54.2	55.0	113
T ₃ (100-90%) (µs)	1.9	3.3	3.6	6.6	8.4	10.8
T ₄ (90-10%) (µs)	7.5	13.9	28.1	51.6	53.3	107
Slew Rate (V/µs)	40.4	22.1	11.6	6.3	6.1	3.1
f _{max} (KHz)	17	9.3	4.9	2.6	2.5	1.3
f _{oper} (KHz)	10	10	5.0	2.5	2.5	1.0

$$Slew\ Rate = \Delta V / (T_1 + T_2) \text{ ou } \Delta V / (T_3 + T_4) \text{ [Menor]}$$

$$f_{max} = Slew\ Rate / (2\pi \Delta V)$$

f_{oper}: frequência de operação sem distorção visível de onda senóide de amplitude máxima.

Tabela 1 - Caracterização da resposta com frequência para os amplificadores operacionais PA 84 e PA 88.

IV Conclusão

Descrevemos a construção de amplificadores de alta tensão, baseados em amplificadores operacionais, para uso como controladores de PZTs. A simplicidade do circuito, a resposta em frequência na faixa kHz e o baixo ruído constituem seus principais atrativos. Estes controladores foram testados e estão sendo utilizados com sucesso em experimentos que envolvem estabilização de lasers e controle preciso de caminhos ópticos.

Referências

- [1] *Building Scientific Apparatus. A Practical Guide to Design and Construction*, J.H. Moore, C.C. Davis, and M.A. Coplan, 2nd Ed., Addison-Wesley, 1989; *Piezoelectric Ceramics. Properties and Applications*, Phillips Corporation, Netherlands.
- [2] M.W. Hamilton, "An introduction to stabilized laser". *Contemp. Physics*, **30**, 1 (1989) 21-33.
- [3] A montagem de circuitos em placas padronizadas facilita a manutenção, a compatibilidade e a troca de dados entre diferentes instrumentos. O padrão Eurocard foi escolhido devido ao uso disseminado.
- [4] W.G.Jung, *IC Op-Amp Cookbook*, 3rd Ed., SAMS, 1994; P.Horowitz and W.Hill. *The Art of Electronics*, Cambridge

- Univ. Press, 2a Ed., 1993.
- [5] Ver por exemplo: Apex Data Book, vol.6, Apex Microtechnology Corporation, Tucson, Arizona, EUA, Tel: 001-1-800-546 2739; Fax: 001- 520-888-3329. Menção do fabricante é feita apenas para fins de informação, não significando recomendação por parte dos autores, ou que não exista outro produto equivalente ou superior.
- [6] Ver por exemplo, o catálogo de amplificadores operacionais da *Burr-Brown Corporation*, ou consultar na internet (<http://www.burr-brown.com>).
- [7] Um representante atual da Burr-Brown em São Paulo é a Artimar Ltda (tel. 011- 2310277). Menção somente para fins de informação.
- [8] Utilizamos fontes estabilizadas produzidas pela Tectrol (<http://www.tectrol.com.br>). Menção do fabricante somente para fins de informação.
- [9] R.C. Dorf e R.H.Bishop. *Modern Control Systems*. Addison-Wesley, 7a Ed., 1995.
- [10] Haroldo J. Onisto, Tese de Mestrado - FEEC/ UNICAMP, em andamento.
- [11] G.Woehl Jr, G.A.Garcia, F.C.Cruz, D.Pereira, and A.Scalabrin, *Applied Optics*, **38**, (1999) 2540-2544.

Apêndice B

Cinturas de feixe em cavidades ópticas em anel

Analisamos neste apêndice as cinturas de feixe laser que são soluções das equações de Maxwell para o campo eletromagnético interior a uma cavidade óptica simétrica em anel, esquematizada na Figura B-1. O conhecimento desses parâmetros é importante na determinação das condições de melhor acoplamento espacial do modo de um feixe laser incidente e o modo TEM_{00} da cavidade. Além disso, a eficiência na geração de segundo harmônico em cristais não-lineares, bem como efeitos de “Bllira” (sigla em inglês para absorção de infravermelho induzida por luz azul) e lente térmica, são extremamente dependentes da cintura de feixe dentro do cristal. Desenvolvemos um programa numérico para o cálculo da cintura de feixe em vários pontos da cavidade¹.

Consideramos, por simplicidade, uma cavidade em anel simétrica esquematizada na Figura B-1, onde IC e PZTM são espelhos planos e R_1 e R_2 são espelhos curvos de mesmo raio de curvatura R . Desejamos conhecer as cinturas do feixe em três pontos nessa cavidade: no ponto médio entre os espelhos planos, no espelho de entrada e no ponto médio

¹ Apesar de já termos acesso a um programa de cálculo de cavidades, o Ring.exe, desenvolvido no grupo de James Bergquist, do NIST em Boulder, esse não é um programa amigável ao usuário. Além disso, as informações que podemos extrair com o Ring.exe são muito limitadas.

entre os espelhos curvos. Para esse cálculo, utilizaremos a técnica das matrizes de transferência ABCD [Verdeyen 1996].

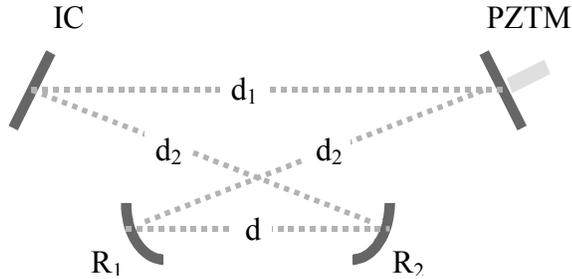


Fig.B-1 Exemplo de cavidade óptica em anel simétrica.

B.1 Cintura no ponto médio entre os espelhos Planos (w_1)

O conhecimento da cintura de feixe no ponto médio entre os espelhos planos é essencial no cálculo do sistema de lentes necessário para obter o casamento de modos entre um laser incidente e a cavidade. Partindo desse ponto médio, podemos representar um percurso completo na cavidade pela célula unitária da Figura B-2.

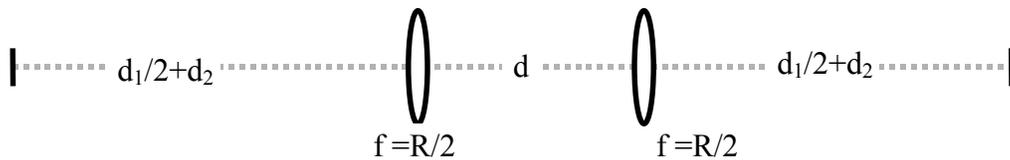


Fig. B-2 Célula unitária para o ponto médio entre os espelhos planos.

As matrizes de transferência que reproduzem a ação de espaço livre x e lente de distância focal f são respectivamente

$$T_x = \begin{pmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B-1})$$

e

$$T_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B-2})$$

A matriz T_u da célula unitária da Figura B-2 é obtida pela multiplicação das matrizes de espaço livre $d_1/2+d_2$, lente de distância focal f , espaço livre d , lente f e espaço livre $d_1/2+d_2$. Ao fazermos esse cálculo, obtemos

$$T_u = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (\text{B-3})$$

onde, no caso dessa célula unitária específica,

$$A = 1 - d/f - (d_1/2+d_2)(2-d/f)/f \quad (\text{B-4})$$

$$B = d + (d_1/2+d_2)(1+A-d/f) \quad (\text{B-5})$$

$$C = (d/f-2)/f \quad (\text{B-6})$$

$$D = A \quad (\text{B-7})$$

Para uma célula unitária geral, a cintura de feixe gaussiano w , que é solução estável das Equações de Maxwell, ou seja, que se reproduz a cada passagem pela cavidade, é dada pela seguinte expressão [Verdeyen 1996]

$$w^2 = \frac{\lambda |B|}{\pi [1 - (A+D)^2/4]^{1/2}} \quad , \quad (\text{B-8})$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação. Além da cintura do feixe, a solução das equações de Maxwell nos dá a curvatura R do feixe gaussiano

$$R = \frac{-2B}{A-D} \quad . \quad (\text{B-9})$$

Da Eq.(B-7), concluímos que o raio de curvatura do feixe no ponto médio entre os espelhos planos é infinito, o que indica que esse é um ponto focal, independentemente dos valores de d , d_1 , d_2 e do raio de curvatura dos espelhos curvos. Quando $(A+D)^2/4 \geq 1$, w^2 assume um valor imaginário. Isso implica que existem soluções estáveis apenas para cavidades tais que

$$\frac{(A+D)^2}{4} < 1 \quad . \quad (\text{B-10})$$

Para cavidades que não satisfazem essa relação, a cintura do feixe assume valores diferentes a cada passagem pela cavidade.

B-2 Cintura de feixe no espelho de Entrada IC (w)

Da mesma forma que o valor da cintura no ponto médio entre os espelhos planos, o conhecimento do valor da cintura no espelho de entrada é útil no cálculo do acoplamento de modos entre um laser incidente e a cavidade. A célula unitária que parte do espelho de entrada é representada na Figura B-3.

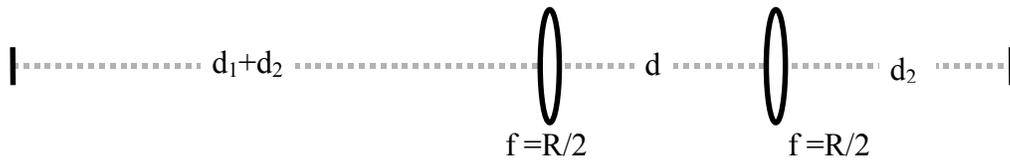


Fig. B-3 Célula unitária partindo do espelho de entrada IC.

Calculando a matriz de transferência dessa célula unitária, obtemos

$$A = 1 - d/f - (d_1+d_2)(2-d/f)/f \quad (B-11)$$

$$B = d + d_2 - d \, d_2/f + D(d_1+d_2) \quad (B-12)$$

$$C = (d/f-2)/f \quad (B-13)$$

$$D = 1 - d/f - 2d_2/f + d \, d_2/f^2 \quad (B-14)$$

A partir desses elementos de matriz, calculamos a cintura do feixe e o raio de curvatura a partir das Eqs.(B-8,B-9).

B-3 Cintura de feixe no ponto médio entre os espelhos curvos (w_0)

A menor cintura de feixe na cavidade, w_0 , ocorre no ponto médio entre os espelhos curvos. Em uma cavidade laser ou em uma cavidade em anel para duplicação em frequência, um cristal é inserido nesse ponto focal. A cintura do feixe dentro desse cristal

está intimamente relacionada com a eficiência do processo de interesse. A Figura B-4 representa uma célula unitária partindo do ponto médio entre os espelhos curvos.

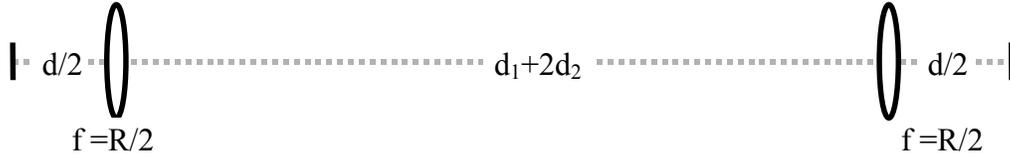


Fig.B-4 Célula unitária partindo do ponto médio entre os espelhos curvos.

O cálculo da matriz de transferência dessa célula resulta em

$$A = 1 - d/f - (d_1/2+d_2)(2-d/f)/f \quad (\text{B-15})$$

$$B = d_1+2d_2 + (d/2)[1+A - (d_1+2d_2)/f] \quad (\text{B-16})$$

$$C = (d/f-2)/f \quad (\text{B-17})$$

$$D = A \quad (\text{B-18})$$

B-4 Programa Numérico

Abaixo listamos o programa numérico em linguagem C que desenvolvemos para o cálculo dessas cinturas de feixe. Esse programa também gera curvas das cinturas w , w_1 e w_0 em função da distância entre os espelhos planos (d), mostrando a região de estabilidade da cavidade.

```

-----
#include<stdlib.h> #include<stdio.h> #include<math.h>
/* Calculo das Cinturas do Feixe em Cavidade em Anel 17/07/2001 */
FILE *arq, *arq2, *arq3;
double d1,d2,d,f,w,A,B,D,lambda,X;

void main(void)
{
printf("          [ ANEL.C ] 17/07/2001 "); printf("\n Calculo das Cinturas do Feixe em uma
Cavidade em Anel Simétrica");
printf("\n\n      |      d1      |"); printf("\n          d2      d2"); printf("\n          ( d )");

printf("\n\n Comprimento de Onda (nm) = ");scanf(" %le", &lambda);lambda=lambda*1e-9;
printf(" Raio de Curvatura dos espelhos (cm) = ");scanf(" %le", &f);f=f/2*1e-2;
printf(" Distfncias (cm) d1 = ");scanf(" %le", &d1);d1=d1*1e-2;

```

```

printf(" d2 = ");scanf(" %le", &d2);d2=d2*1e-2;
printf(" d = ");scanf(" %le", &d);d=d*1e-2;

X=d1+d2;
A=1-d/f-2*X/f+d*X/f/f;
D=1-d/f-2*d2/f+d*d2/f/f;
B=d2+d-d*d2/f+X*D; B=sqrt(B*B);
w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-(A+D)*(A+D)/4));w=w*1e6;
printf("\n Cinturas do Feixe :");
printf("\n No Espelho de Entrada : w = %4lg", w);
printf(" microns");

D=d1/2+d2;
A=1-d/f-D/f*(2-d/f);
B=D+d-d*D/f+D*A; B=sqrt(B*B);
w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-A*A));w=w*1e6;
printf("\n Entre Espelhos Planos : w = %1lg", w);
printf(" microns");

B=d/2+2*D-d*D/f+d*A/2; B=sqrt(B*B);
w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-A*A));w=w*1e6;
printf("\n Entre Espelhos Curvos : w = %1lg", w);
printf(" microns");

arq=fopen("waist0.dat","w");
arq2=fopen("waist1.dat","w");
arq3=fopen("waistic.dat","w");
d=0;

do{
D=d1/2+d2;
A=1-d/f-D/f*(2-d/f);
if (A*A<1) {
    B=d/2+2*D-d*D/f+d*A/2; B=sqrt(B*B);
    w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-A*A)); w=w*1e6;
    fprintf(arq,"\n %4lg %4lg", d*1e2, w);
    B=D+d-d*D/f+D*A; B=sqrt(B*B);
    w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-A*A)); w=w*1e6;
    fprintf(arq2,"\n %4lg %4lg", d*1e2, w);
    X=d1+d2;
    A=1-d/f-2*X/f+d*X/f/f;
    D=1-d/f-2*d2/f+d*d2/f/f;
    B=d2+d-d*d2/f+X*D; B=sqrt(B*B);
    w=sqrt(lambda*B/M_PI/sqrt(1-(A+D)*(A+D)/4));w=w*1e6;
    fprintf(arq3,"\n %4lg %4lg", d*1e2, w);
}
d+=0.005*1e-2;
}while(d<20*1e-2);
}

```

B-5 Exemplos de cavidade

Uma cavidade típica para geração de segundo harmônico em um cristal não-linear de KNbO_3 possui as seguintes dimensões²

$$d_1 = 25 \text{ cm} \quad (\text{B-19a})$$

$$d_2 = 19.6 \text{ cm} \quad (\text{B-19b})$$

$$d = 11 \text{ cm} \quad (\text{B-19c})$$

com espelhos com raio de curvatura $R = 10 \text{ cm}$. Na Figura B-5, apresentamos gráficos das cinturas w , w_0 e w_1 em função da distância entre os espelhos curvos, d .

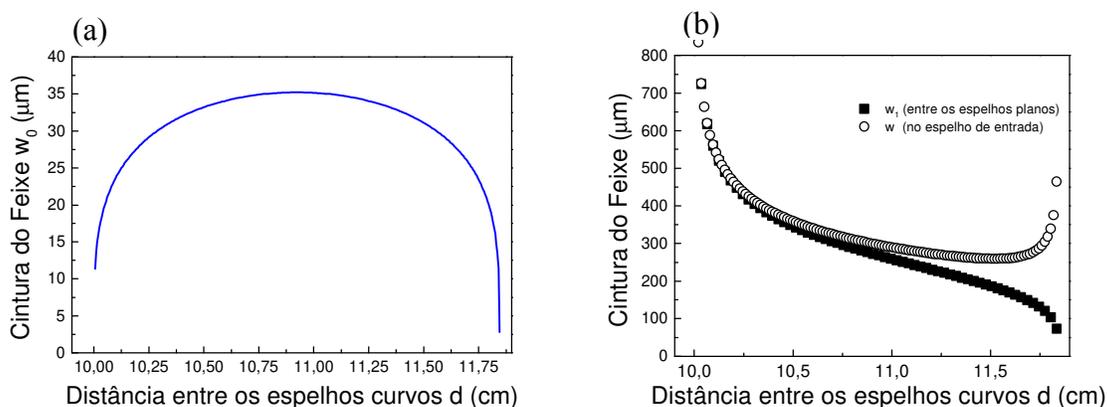


Fig.B-5 Cinturas de feixe para a cavidade definida na Eq.(B-19).

Diminuir drasticamente o tamanho da cavidade, *e.g.*, fazendo $d_1=12\text{cm}$ e $d_2=12.5\text{cm}$, resulta nas cinturas apresentadas na Figura B-6. Constatamos que o intervalo de estabilidade da cavidade é ampliado de $\Delta d = 1.8 \text{ cm}$ para $\Delta d = 3.7 \text{ cm}$ nessa mudança. O valor máximo da cintura do feixe entre os espelhos curvos (w_0) aumenta de $35 \mu\text{m}$ para $50 \mu\text{m}$. Isso pode ser particularmente útil se estivermos interessados em reduzir efeitos de lente térmica e Bliira. Entretanto, a cintura do feixe entre os espelhos planos (w_1) diminui consideravelmente, o que dificulta o casamento de modos quando estamos trabalhando com lasers de diodo com cinturas de feixe relativamente grandes.

² Esses são os parâmetros da cavidade de duplicação do laser de Ti:Safira.

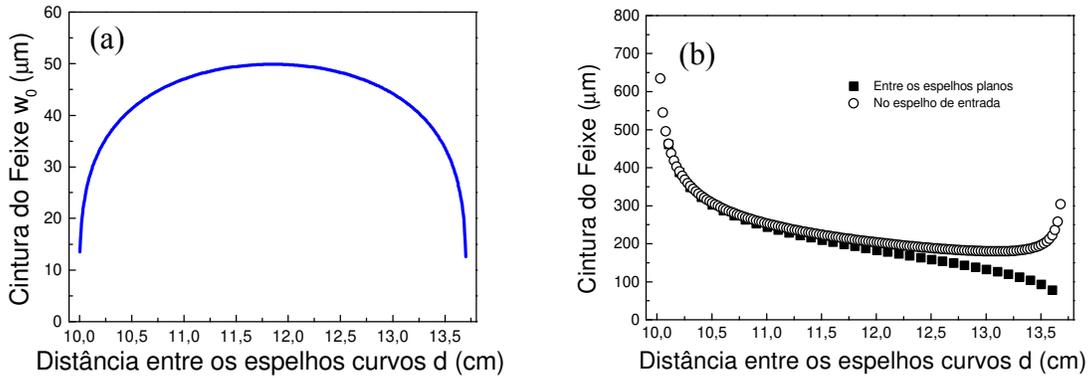


Fig.B-6 Cinturas de feixe para a cavidade relativamente pequena ($d_1=12\text{cm}$, $d_2=12.5\text{cm}$).

B-6 Influência de um cristal de faces paralelas na cavidade

A inclusão de um cristal cúbico de comprimento l_c e índice de refração n no ponto médio entre os espelhos curvos muda o caminho óptico entre esses espelhos. Para fins de cálculo das cinturas de feixe, é fácil mostrar que podemos usar todas as expressões calculadas anteriormente simplesmente substituindo a distância d por uma distância efetiva

$$d_{\text{eff}} = d - l_c (n - 1)/n \quad . \quad (\text{B-20})$$

No caso dos cristais de KNbO_3 utilizados no laboratório, $l_c = 1\text{cm}$ e $n = 2.23$. Na Figura B-7, comparamos a cavidade representada pela Eq.(B-19) apenas com os espelhos e com a inclusão de um cristal com essas características.

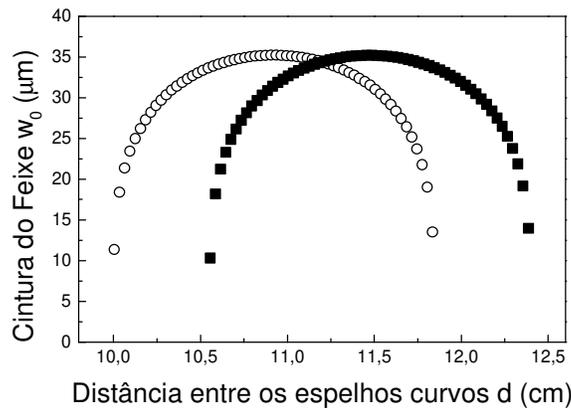


Fig.B-7 Cintura de feixe entre os espelhos curvos para a cavidade da Eq.(B-19) na ausência (o) e na presença (□) de um cristal de comprimento 1cm e índice de refração 2.23 inserido entre os espelhos curvos.

Observamos um deslocamento da região de estabilidade com a inclusão do cristal. Para $d = 10.4$ cm, a cavidade é estável sem cristal; entretanto, com a inclusão do cristal, essa cavidade torna-se instável. Para $d = 12.2$ cm, ocorre o inverso. Para d aproximadamente igual a 11.2 cm, obtemos o mesmo valor para a cintura entre os espelhos curvos com e sem o cristal. Entretanto, a cintura de feixe entre os espelhos planos irá variar com a inclusão do cristal, o que implica que o acoplamento de modos entre o laser e a cavidade deverá ser reajustado.

B-7 Espelhos curvos em ângulo - astigmatismo

Até o momento, para fins de cálculo das matrizes das células unitárias, efetuamos a substituição do espelho com raio de curvatura R por uma lente de distância focal $f = R/2$. Entretanto, a distância focal efetiva de um espelho de raio de curvatura R depende do ângulo de incidência do feixe laser. Essa distância focal depende também do plano onde ocorre a focalização. Apresentamos agora um cálculo dessas distâncias focais por traçado de raios na aproximação paraxial. No plano horizontal da cavidade, a situação é representada na Figura B-8. Dois raios paralelos atingem o espelho curvo fazendo um ângulo θ com o mesmo. Um dos raios atinge o centro do espelho, enquanto o outro atinge o espelho a uma distância h de seu centro. A propagação do feixe que atinge a parte central do espelho $(0,0)$ obedece à equação

$$\mathbf{r}_0 = (\cos \theta \mathbf{i} - \sin \theta \mathbf{j})c t_0, \quad (\text{B-21})$$

onde t_0 é o tempo para o fóton sair do ponto $(0,0)$ e chegar ao ponto \mathbf{r}_0 . Já a propagação do outro raio é dada por

$$\mathbf{r} = [\cos(\theta+2\alpha) \mathbf{i} + (h - \sin(\theta+2\alpha)) \mathbf{j}] c t, \quad (\text{B-22})$$

onde t é o tempo para o fóton percorrer o percurso entre $(h,0)$ e \mathbf{r} .

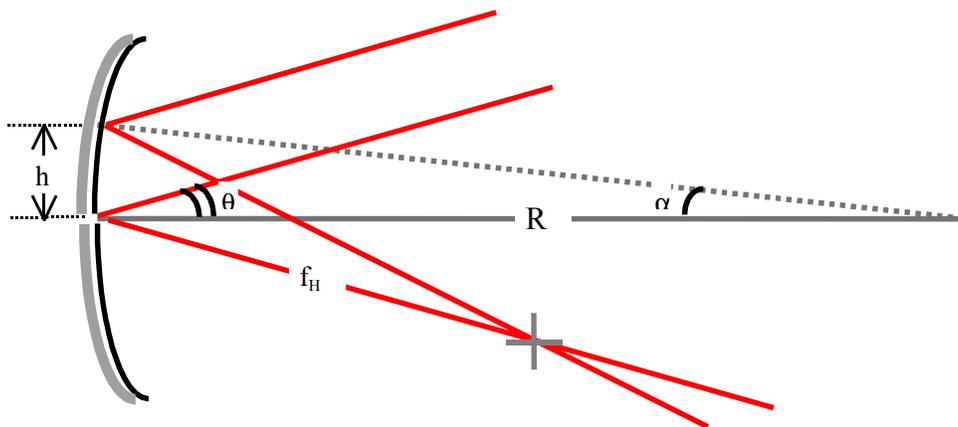


Fig. B-8 Foco de um espelho curvo com a normal em ângulo θ com o feixe laser incidente. Plano horizontal.

No ponto focal, temos que $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0(t_0)$ e, após alguma álgebra, levando em consideração a aproximação paraxial, $R \gg h$, concluímos que a distância focal no plano horizontal é dada por

$$f_H = \frac{R}{2} \cos \theta \quad . \quad (B-23)$$

Por uma análise semelhante, porém mais intrincada, podemos mostrar que a distância focal no plano vertical é dada por

$$f_V = \frac{R}{2} \frac{1}{\cos \theta} \quad . \quad (B-24)$$

Como em cavidades em anel os espelhos curvos estão sempre em ângulo, a diferença entre a distância focal horizontal e vertical dá origem a um astigmatismo da cavidade. Devido a esse efeito de astigmatismo, em geral, em cada ponto da cavidade o feixe terá uma cintura horizontal e uma vertical diferentes. No caso da cavidade descrita pela Eq.(B-19), o ângulo θ é aproximadamente 11.7° . A Figura B-9 apresenta um gráfico das cinturas horizontal e vertical no ponto médio entre os espelhos curvos.

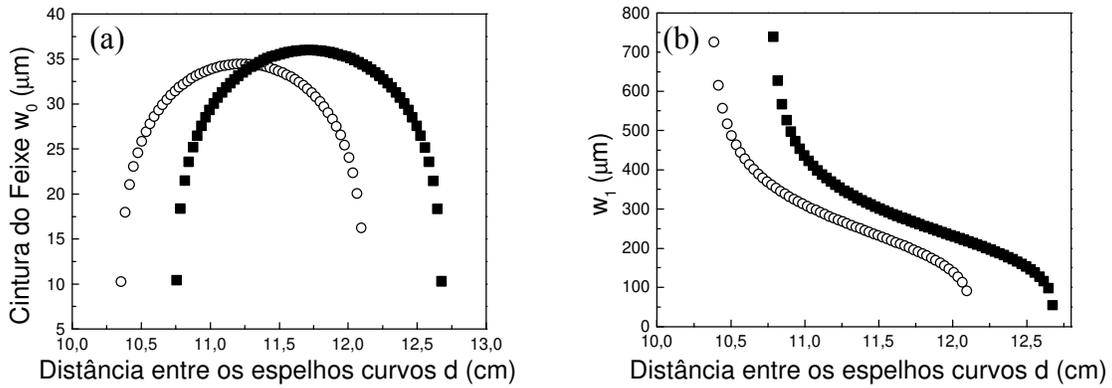


Fig.B-9 Cinturas de feixe horizontais (o) e verticais (□) para a cavidade definida pela Eq.(B-19) com o cristal de faces paralelas de 1 cm de comprimento e $n=2.27$.

Como podemos ver pela Figura B-9a, para d aproximadamente igual a 11.4 cm, as cinturas horizontal e vertical coincidem dentro do cristal. Entretanto, da Figura B-9b constatamos que não existe nenhum valor de d para o qual as cinturas horizontal e vertical entre os espelhos planos coincidam. Portanto, o feixe laser a ser acoplado nessa cavidade do exemplo deve ter cintura vertical e horizontal diferentes.

Quando inserimos na cavidade um cristal com as faces em ângulo de Brewster, esse também gera um astigmatismo. Mostramos, por um cálculo simples através da técnica de matrizes de transferência e de traçado de raios, que esse astigmatismo gerado pelo cristal e o astigmatismo gerado pela cavidade com espelhos curvos se cancelam para um ângulo dos espelhos que satisfaça a expressão

$$\frac{\text{sen}^2 \theta}{\text{cos} \theta} = \frac{l_c}{R} \frac{(n-1)}{n^2}, \quad (\text{B-25})$$

onde l_c é o comprimento do cristal e n , seu índice de refração. Para a cavidade de duplicação do laser de Ti:Safira, com espelhos de $R = 10$ cm e um cristal de KNbO_3 de $n=2.23$ e $l_c = 1$ cm, o ângulo dos espelhos que promove o cancelamento do astigmatismo é de 11.3° .

Em suma, apresentamos nesse apêndice cálculos da cintura de um feixe gaussiano em uma cavidade em anel simétrica em três pontos: espelho de entrada, ponto médio entre os espelhos planos e ponto médio entre os espelhos curvos. A inclusão de um cristal entre os espelhos curvos é considerada. Os cálculos do programa numérico aqui listado foram checados com os obtidos através do Ring.exe. O programa numérico aqui apresentado gera resultados de maneira mais rápida e simples que o Ring.exe, gerando também gráficos da região de estabilidade da cavidade. O efeito de espelhos curvos em ângulo também é levado em conta. O objetivo principal dessa análise foi a de aprimorar as cavidades de geração de segundo harmônico em operação no laboratório.

Apêndice C

Circuito eletrônico de controle de temperatura

Neste apêndice, apresentamos o circuito eletrônico de controle de temperatura que desenvolvemos para diversas aplicações. O mesmo circuito é utilizado tanto na estabilização primária dos lasers de diodo operando no vermelho e infravermelho do espectro quanto na manutenção da condição de casamento de fase na geração de segundo harmônico nos cristais não-lineares de KNbO_3 . É necessário mantermos um controle preciso da temperatura nesses dispositivos, pois variações tão pequenas quanto 10 mK podem causar alterações significativas na frequência de operação dos lasers ou na potência gerada na conversão não-linear. Esse controlador proporciona estabilidades rápidas melhores do que 1 mK e uma deriva associada ao aquecimento dos componentes do circuito inferior a 3 mK por hora.

Os princípios de operação desse circuito são semelhantes a de outros controladores de temperatura já reportados na literatura^{1,2,3}. Vamos descrever resumidamente esses

¹ A.M. Tuboy, S.A. Tonissi Jr., S.C. Zilio and V.S. Bagnato, *Utilização de lasers de diodo em espectroscopia atômica. Parte I: estabilização primária*, Revista de Física Aplicada e Instrumentação, Vol. 5, no. 3, 304-331 (1990).

² C.E. Wieman and L. Hollberg, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. **62** (1), 1-20 (1990).

³ C.C. Bradley, J. Chen and R.G. Hulet, *Instrumentation for the stable operation of laser diodes*, Rev. Sci. Instrum. **61** (8), 2097-2101 (1990).

princípios de operação. O atuador, ou seja, o elemento que varia a temperatura, consiste em uma pastilha semicondutora denominada Peltier. Esse elemento Peltier é tal que a passagem de uma corrente elétrica provoca uma transferência de calor entre seus terminais, aquecendo um lado e resfriando o outro lado da pastilha. O corpo de prova, cuja temperatura desejamos controlar, é mantido em contato com uma das faces da pastilha Peltier enquanto que a outra face é mantida em contato com um dissipador de calor que, dependendo do caso, é também refrigerado por circulação interna de água. Como sensor de temperatura, utilizamos um termistor acoplado a esse corpo de prova. O termistor é um componente cuja resistência elétrica varia com a temperatura. O que o circuito eletrônico de controle faz é enviar uma corrente elétrica ao Peltier, variando a temperatura do corpo até que a resistência desse termistor se iguale a uma resistência ajustável interna ao circuito.

A Figura C-1 mostra um diagrama esquemático do circuito eletrônico. Além desse mecanismo de servo controle de estabilização da temperatura, o circuito desenvolvido tem também a capacidade de variar lentamente a temperatura do corpo de prova. Isso é importante na operação do cristal de KNbO_3 , cuja temperatura de casamento de fase para geração de segundo harmônico no comprimento de onda da transição 1S_0 - 1P_1 é de -13°C . Toda vez que necessitamos dessa geração de segundo harmônico, o cristal deve ser resfriado até a temperatura de casamento de fase. Variações muito bruscas na temperatura podem fazer o cristal perder sua polarização e danificá-lo permanentemente. O circuito permite que o resfriamento, da temperatura ambiente até -13°C , e o aquecimento, de -13°C de volta à temperatura ambiente, ocorram em taxas controladas da ordem de 1°C por minuto. Nos circuitos convencionais, essa variação lenta deve ser feita manualmente pelo ajuste da resistência de controle.

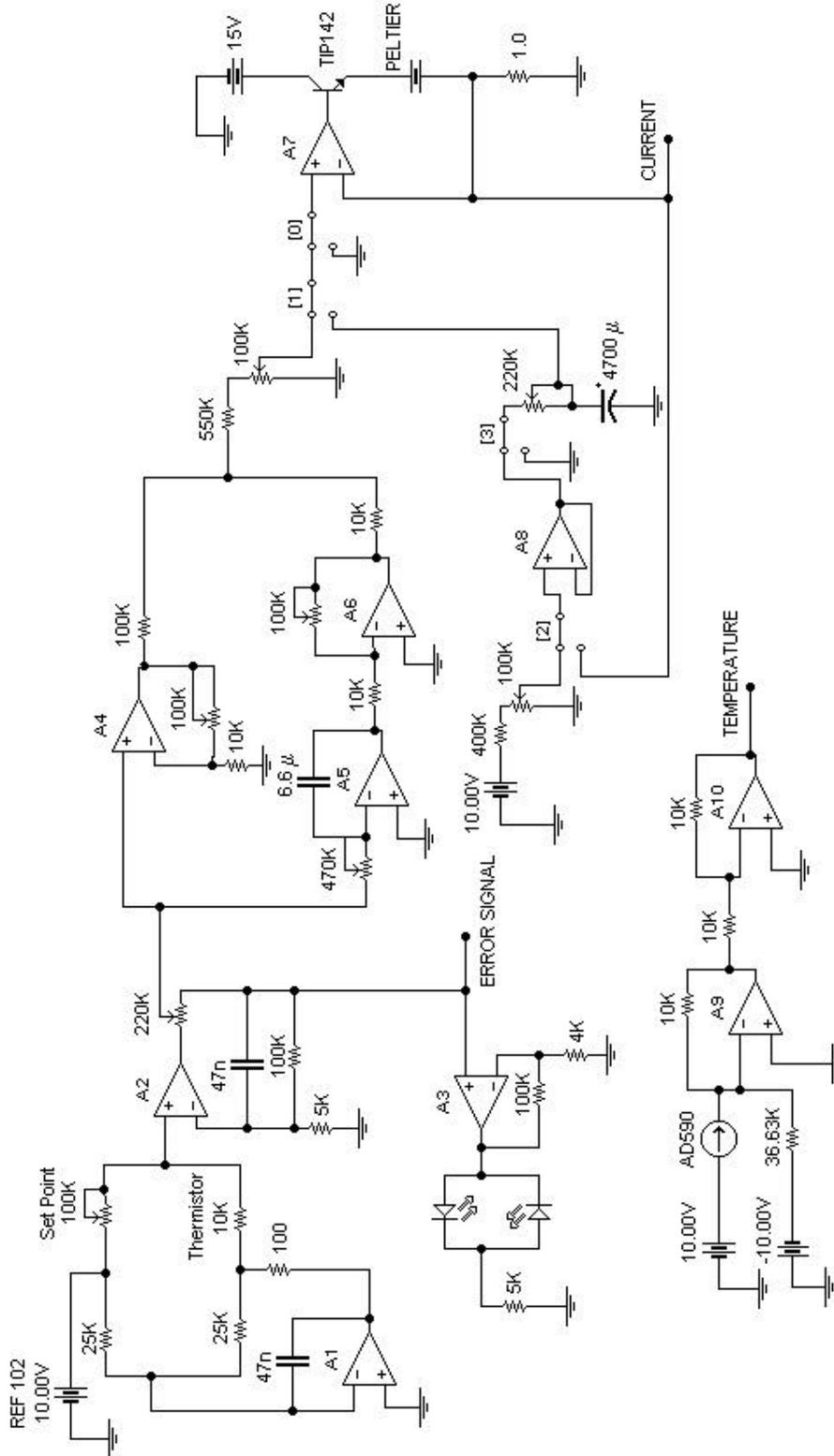


Fig. C-1 Diagrama esquemático do circuito eletrônico controlador de temperatura.

O termistor é montado numa configuração de ponte resistiva com o resistor de controle, denominado de *set point* na Figura C-1. Essa ponte é alimentada por uma fonte estabilizada bipolar de ± 10.00 Volts, esquematizada na Figura C-2. A tensão que entra no amplificador operacional A2 é proporcional à diferença entre as resistências do termistor e do resistor de *set point*. Esse sinal de erro é amplificado e enviado para um estágio proporcional-integral formado pelos amplificadores A4, A5 e A6. Após tratado e amplificado, o sinal alimenta a fonte de corrente formada pelo amplificador A7 e o transistor Darlington TIP142. Essa fonte controla a corrente elétrica que circula entre os terminais do elemento Peltier.

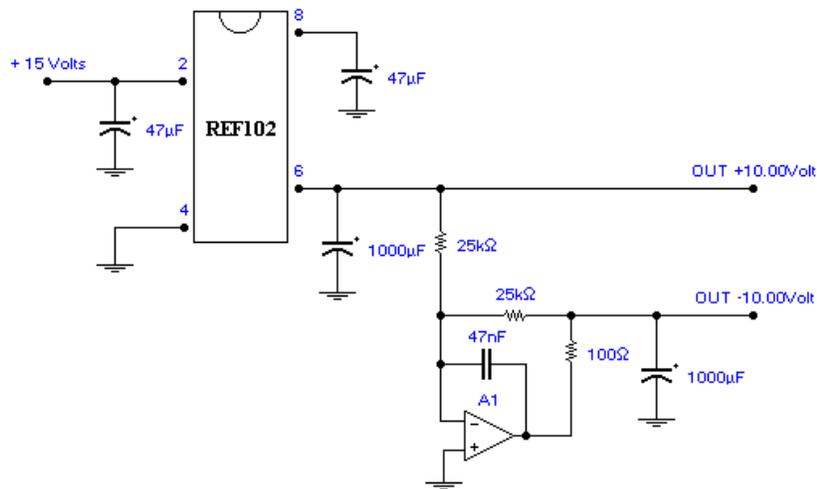


Fig. C-2 Diagrama esquemático da fonte de tensão bipolar estabilizada de ± 10.00 Volts.

O elemento AD590 é mantido em contato térmico com o corpo de prova, da mesma forma que o termistor. Esse elemento é um componente semicondutor transdutor de temperatura de tal sorte que, quando alimentado apropriadamente por uma tensão contínua, gera uma corrente proporcional à sua temperatura absoluta (gerando $1\mu\text{A}$ para cada grau Kelvin). O sub-circuito formado pelos amplificadores A9 e A10 transforma a corrente gerada no AD590 em um sinal em tensão, no qual 10 mV correspondem a 1 grau Celcius. Dessa

forma, podemos monitorar a temperatura do corpo de prova. O circuito possui ainda saídas para monitoração do sinal de erro e da corrente circulante no elemento Peltier.

Como um teste do circuito controlador, analisamos a estabilidade em temperatura de um suporte de cristal de KNbO_3 utilizado para geração de segundo harmônico de lasers infravermelhos. Ajustamos a temperatura do suporte para que o casamento de fase no cristal não-linear ocorra para o comprimento de onda de 845.351 nm. Através de um multímetro digital de precisão, monitoramos o sinal proporcional à temperatura do suporte em função do tempo. O resultado é apresentado na Figura C-3. Para períodos de observação de 1 minuto, a temperatura apresenta flutuações inferiores a 0.8 mK. A deriva térmica de longo termo observada é menor do que 3 mK por hora. Essa deriva provavelmente está relacionada ao lento aquecimento do resistor de controle *set point* do circuito. Um isolamento térmico desse componente resultaria em uma estabilidade ainda maior da temperatura.

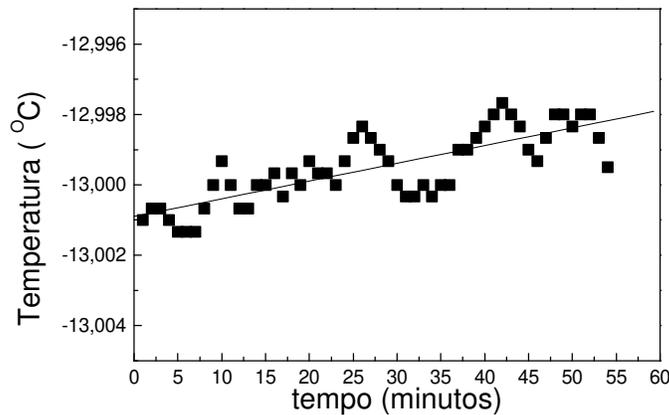


Fig. C-3 Temperatura do suporte do cristal de KNbO_3 da cavidade de duplicação do laser de Ti:Safira em função do tempo. Essa temperatura foi monitorada através de um elemento AD590 acoplado ao suporte.