UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

EDWIN EDUARDO PEDROZO PEÑAFIEL

ABSORÇÃO COOPERATIVA DE DOIS FÓTONS EM ÁTOMOS FRIOS

São Carlos 2011

EDWIN EDUARDO PEDROZO PEÑAFIEL

ABSORÇÃO COOPERATIVA DE DOIS FÓTONS EM ÁTOMOS FRIOS

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Física Básica

Orientadora: Dra. Kilvia Mayre Farias Magalhães

Versão Original

São Carlos 2011 AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Pedrozo, Edwin

Absorção cooperativa de dois fótons em átomos frios./Edwin Pedrozo Peñafiel; orientadora Kilvia Mayre Farias Magalhães. -- São Carlos, 2011. 84p.

Dissertação (Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Ciências. Área de concentração: Física Básica) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2011.

1. Dois fótons. 2. Armadilha magneto-óptica. 3. Átomos frios. 4. Fotoionização. I.Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Edwin Eduardo Pedrozo Peñafiel

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências. Área de Concentração: Física Básica.

6.1

Aprovado(a) em: 27.07.2011

Comissão Julgadora

Prof(a). Dr(a). Kilvia Mayre Farias Magalhães

Instituição: IFSC/USP

and Tilliz Assinatura /

Prof(a). Dr(a). Miled Hassan Youssef Moussa

Instituição: IFSC/USP

Assinatura

itura_____

Prof(a). Dr(a). Marcelo Martinelli

Instituição: IF/USP

Assinatura

Com todo meu amor dedico este trabalho a meu pai, minha mãe, minhas irmãs, meu sobrinho, minha namorada, minha avó, e à minha família toda, simplesmente porque os amo.

Con todo mi amor dedico este trabajo a mi papá, mi mamá, mis hermanas, mi sobrino "El gran Daniel", mi novia, mi abuela y a toda mi hermosa familia, simplemente porque los amo y les debo todo.

Agradecimentos

Agradeço a Deus por me dar a vida e me brindar a alegria de poder realizar este trabalho.

A Kilvia, por me aceitar como seu estudante, pela orientação, confiança e apoio desde antes de eu chegar à USP.

Ao professor Vanderlei Bagnato, por sua confiança, apoio nos momentos de dificuldades e por sua constante motivação. Por me dar a bonita oportunidade de pertencer a seu grupo, e por me motivar desde antes de eu vir para o Brasil.

Ao Rafael Rothganger Paiva, pela amizade durante estes dois anos. Pela paciência no momento de me ensinar. Pelos conselhos, pelo apoio nos momentos difíceis, pelas piadas, pelas brigas, por trocar o corante do 699 a maioria das vezes, e por me ajudar na minha iniciação no maravilhoso mundo da física experimental.

Ao Gustavo Telles por ter sempre uma voz de motivação, e pelas valiosas contribuições.

Ao Sergio Muniz, pelo apoio e ajuda em todo momento, sobretudo nos momentos críticos, onde sempre tinha uma solução para propor.

Aos professores William D. Phillips, Alain Aspect e John Weiner, pelas valiosas sugestões acerca deste trabalho e idéias acerca dos caminhos a seguir.

Ao professor Cleber Renato Mendonça, por resolver algumas dúvidas e pelo empréstimo dos espelhos utilizados para alinhamento do laser de excitação.

A todos os integrantes do grupo de Física Atômica.

Às secretarias do grupo, Bel, Benê e Cristiane.

Ao serviço de pós-graduação.

Ao pessoal da biblioteca.

Ao pessoal da oficina mecânica, em especial ao Evaldo.

Ao LIEPO e LAT.

À oficina de óptica.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

À gráfica, em especial ao Italo, pela ajuda e rapidez nos momentos de pressa.

Ao meu grande amigo Ruben Fonseca, pelo apoio em todo momento. A Wilson Rosado e ao Andrés Rodriguez pela amizade.

A Mayerlenis Jimenez, pela ajuda na formatação deste trabalho.

Ao Alfredo Roa e Henry Gullo, por fazer parecer fácil chegar pela primeira vez ao Brasil, e pela ajuda acadêmica, junto com Julian Jaimes, que me ajudaram a me manter vivo academicamente durante o primeiro semestre.

A todos meus colegas de aulas, dos quais aprendi muito.

Ao professor Francisco Racedo, pelo apoio incondicional desde meus anos de graduação e, sobretudo, pela amizade e constante motivação.

À professora Zulia Caamaño, por me ajudar a vir ao Brasil.

A meus amigos de casa, os quais fazem me esquecer que estou longe da minha terra.

A toda minha família, porque me deram a oportunidade de estar aqui com seu esforço, sacrificando seus sonhos pelos meus (Los amo).

A Karen Torregroza Guzmán, por saber me compreender e por ser a motivação, inspiração e luz da minha vida. E simplesmente porque a amo.

"Para uma tecnologia de sucesso, a realidade deve ter prioridade sobre as relações públicas, pois a natureza não pode ser enganada"

-Richard P. Feynman

Resumo

PEDROZO, E. E. **Absorção cooperativa de dois fótons em átomos frios**. 2011. 84p.Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2011.

Neste trabalho estudamos a absorção cooperativa de dois fótons em processos de colisão entre átomos frios de sódio aprisionados. Efeitos não-lineares exigem amostras de alta densidade para ser observados. Redisenhamos nosso sistema experimental para conseguir amostras de 10¹² átomos/cm³. As principais alterações foram a construção de um desacelerador Zeeman em configuração spin-flip, a implementação de bombeamento diferencial entre o forno e a câmara principal, assim como redisenhar o forno. A fim de compreender e melhorar os processos de medição utilizamos a técnica de fotoionização nos estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. Com esses dados conseguimos calcular a seção transversal de ionização para cada um desses estados, que está de acordo com valores reportados na literatura. Estes resultados mostram que o novo disenho do sistema permite que um grande ponto de partida para a medição da absorção de dois fótons. Uma tentativa de medir a absorção de dois fótons foi feita. Um pequeno aumento no número de íons produzidos por unidade de tempo foi observada em uma região deslocada para o vermelho de cerca de 4,5 GHz de onde inicialmente se esperava a transição ocorrer. Isto motiva a aprofundar no estudo da absorção de dois fótons, já que provavelmente essa medida seja um indicio da ocorrencia desse fenômeno. Assim, tanto a medição da secção de choque dos estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$ e a tentativa de medir a absorção de dois fótons, fornecem uma base sólida para conhecer qual é a melhor maneira de obter resultados mais decisivos no que diz respeito à absorção cooperativa de dois fótons, e as vantagens do nosso sistema em futuros experimentos.

Palavras-chave: Dois fótons. Armadilha magneto-óptica. Átomos frios. Fotoionização.

Abstract

PEDROZO, E. E. **Cooperative absorption of two-photon in cold atoms**. 2011. 84p.Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2011.

In this work we study the cooperative two-photon absorption in collisional processes between cold trapped sodium atoms. Nonlinear effects require high density samples to be observed. We redesign our experimental system to achieve samples up to 10¹¹ atoms/ cm³. The key changes were building a spin-flip Zeeman slower, implementing differential pumping between the oven and the chamber and changing the oven's design. In order to understand and improve the measurement processes we did photoionization from the states $3^2 P_{1/2}$ and $3^2 P_{3/2}$. With this data we could calculate the ionization cross section for each of these states, which is in agreement with values reported in the literature. These results shows that the new design of the system allow a great starting point for measuring of two-photon absorption. An attempt to measure the absorption of two-photon was made. A small increase in the number of ions produced per unit time was observed in a region shifted to the red of about 4.5 GHz from where we initially expected the transition to occur. These probably indicates two-photon absorption. Thus, both the measurement of cross section of states and the attempt to measure the absorption of two photons, provide a solid foundation for understanding what is the best way to obtain results more decisive with regard to cooperative absorption, and the advantages of performance of our system in future experiments.

Keywords: Two-photon. Magneto-optical trap. Cold atoms. Photoionization.

Lista de Figuras

Figura 1.1 -	Estrutura de níveis para dois átomos de sódio colidindo29
Figura 1.2 -	Gráfico da densidade de probabilidade de ocorrência de transição para dois átomos alcalinos interagindo na presença de luz de frequência ω
Figura 1.3 -	Diagrama esquemático do processo de medição da absorção de dois fótons. Não está em escala
Figura 2.1 -	Diagrama esquemático do sistema experimental
Figura 2.2 -	 (a) Forno que contém os átomos de sódio. (b) Gasket com um buraco de 4 mm para a saída dos átomos com formato de feixe atômico
Figura 2.3 -	Fluxo atômico saindo do forno. Fluorescência dos átomos de sódio ao interagir com o feixe de desaceleração
Figura 2.4 -	Curva de campo magnético gerado pelo Desacelerador Zeeman. A curva continua é o campo esperado e a curva pontilhada é o valor do campo medido experimentalmente40
Figura 2.5 -	Desacelerador Zeeman construído em configuração spin- flip40
Figura 2.6 -	Esquema tridimensional de uma armadilha magneto- óptica42
Figura 2.7 -	Diagrama esquemático do principio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica43

Figura 2.8 -	Representação dos níveis de energia de interesse para o aprisionamento do átomo de sódio. Não está em escala	6
Figura 2.9 -	Sidebands de freqüências do feixe de aprisionamento. A porcentagem da intensidade conseguida foi de aproximadamente 30 % com relação à intensidade do pico de frequência central	18
Figura 2.10 -	Sistema de vácuo, onde mostra-se a diferença de tamanho entre os tubos que unem duas regiões do sistema	50
Figura 2.11 -	 (a) Diagrama esquemático da disposição do detector dentro da câmara do MOT. (b) Detector antes de ser instalado	52
Figura 3.1 -	Esquema do sistema utilizado para a medida do número de átomos a partir da fluorescência do MOT. L1 e L2 simbolizam as duas lentes do telescópio e PD o fotodetector. Não está a escala	54
Figura 3.2 -	Curva de calibração usada para a medida da fluorescência emitida pelo MOT e número de átomos5	55
Figura 3.3 -	Esquema da proporção da área da lente que captura uma porção da radiação emitida pelo MOT e a área superficial total com radio igual a f. Não está a escala5	56
Figura 3.4 -	Imagem do MOT. (a) Visto desde fora da câmara. (b) Nota-se a saturação da foto devido à grande densidade do MOT.	58
Figura 3.5 -	Diagrama esquemático do sistema de captura de imagem do MOT. Não está em escala5	58

Figura 3.6 -	Analise do perfil de intensidade em função do deslocamento dentro do MOT59
Figura 3.7 -	(a) Perfil de intensidade no plano x-y e (b) no eixo <i>z</i> com seus respectivos ajustes gaussianos59
Figura 3.8 -	Curva calibração que dá a relação entre pixels e milímetros60
Figura 3.9 -	Sequência temporal dos feixes de aprisionamento, rebombeio, desaceleração, excitação, e ionização. Os feixes encarregados da obtenção do MOT são desligados alguns milisegundos antes de ligar os lasers de excitação e ionização para que os átomos estejam no estado fundamenta ao momento de realizar a medida
Figura 4.1 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$ com uma potência do laser de excitação de 5 mW67
Figura 4.2 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$ com uma potência do laser de excitação de 10 mW68
Figura 4.3 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 40 mW
Figura 4.4 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 82 mW
Figura 4.5 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 164 mW
Figura 4.6 -	Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 248 mW

Lista de Tabelas

Tabela 4.1 -	Seção de choque de ionização (medida) média para os	
	estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. A média é feita com os valores da	
	seção de choque das diferentes curvas para cada estado74	4
Tabela 4.2 -	Seção de choque de ionização corrigida para os estados	
	$3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$	6

Sumário

1 Absorção cooperativa de dois fótons em átomos frios colidindo	25
1.1 Objetivo	25
1.2 Considerações relevantes	26
1.3 Antecedentes de efeitos cooperativos e não lineares	26
1.4 Princípios da absorção cooperativa de dois fótons	29
2 Montagem do sistema básico	33
2.1 Átomos de Sódio	34
2.2 Forno	35
2.3 Desacelerador Zeeman	36
2.4 Câmara do MOT (Armadilha magneto-óptica)	41
2.5 Armadilha magneto-óptica para átomos de sódio	45
2.6 Sistemas Laser	47
2.6.1 Laser de aprisionamento	47
2.6.2 Laser de desaceleração	49
2.6.3 Laser de excitação (laser dos "Dois Fótons")	49
2.6.4 Laser de ionização	49
2.7 Sistema de vácuo	50
2.8 Sistema de detecção	

3 Funcionamento e caracterização do experimento		
3.1 Caracterização do MOT	53	
3.1.1 Número de átomos	53	
3.1.2 Sistema de imagem	57	
3.2 Sistema de controle e medida	61	
4 Primeiras medidas de ionização e tentativa de medição da absorção		
cooperativa de dois fótons	65	
4.1 Medidas de ionização a partir de $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$	65	
4.2 Absorção cooperativa de dois fótons	76	
5 Conclusões	79	
Referências	81	

1 Absorção cooperativa de dois fótons em átomos frios colidindo

O presente trabalho representa os primeiros experimentos para obtenção e estudo da absorção cooperativa de dois fótons. Isso consiste em realizar estudos que envolvam efeitos não lineares ainda não explorados em átomos frios. Essa nova temática pode trazer novas possibilidades dada a flexibilidade de variação de parâmetros como numero de átomos, temperatura, interação interatômica e densidade de amostras atômicas em regimes de ultra baixas temperaturas. Aliando a esses experimentos a nossa experiência com estudos em colisões ultra frias, acreditamos ser essa uma linha de pesquisa promissora e potencialmente aplicável em outras áreas de estudo, como é o caso de processos cooperativos como o espalhamento cooperativo.

Neste capitulo será feito um apanhado do presente trabalho, estabelecendo os objetivos principais, o problema abordado e o caminho seguido para atingir estes objetivos.

1.1 Objetivo

A chamada absorção cooperativa de dois fótons para impurezas em sólidos vem sendo explorada há várias décadas (1, 2). Aqui, iremos aplicar estes conceitos para átomos frios colidindo ao invés de íons interagindo num cristal. Estudaremos essa absorção no regime de baixas temperaturas. Isso será feito usando uma amostra de átomos de sódio previamente resfriados e aprisionados pela técnica de armadilha magneto-óptica.

Primeiramente descreveremos grande parte do sistema experimental e sua caracterização correspondente para levar a cabo as medidas do dito fenômeno.

1.2 Considerações relevantes

As modernas técnicas para resfriar e aprisionar átomos neutros têm proporcionado grandes avanços da física moderna (3). Atualmente, a área de átomos frios aprisionados pode ser considerada uma das mais excitantes da física experimental conjugando, num mesmo tópico, muitos interesses. O campo se apresenta atualmente com enorme vitalidade, principalmente devido aos avanços que os condensados de Bose-Einstein têm proporcionado e também pelas fantásticas aplicações possíveis com amostras atômicas livres do efeito Doppler.

Um dos grandes interesses do nosso laboratório é o estudo de colisões frias envolvendo átomos aprisionados da mesma espécie e de espécies diferentes. Os últimos experimentos mediram separadamente os mecanismos mais importantes que ocorrem em colisões exotérmicas que levam à perda de átomos da armadilha (4-7) e também foi investigada a formação de moléculas frias e estados ligados de longo alcance em sistemas envolvendo *Na* ou *Rb* nas colisões (8, 9).

Essa dissertação trata do inicio de uma nova geração de experimentos em colisões frios, por isso foi remodelado e caracterizado a maior parte do nosso sistema experimental.

Tanto o experimento com átomos condensados de Rb quanto os experimentos de colisões com átomos de *Na* requerem técnicas modernas que permitam utilizar propriedades ópticas não-lineares das amostras para investigar propriedades físicas destes sistemas. Espera-se que o uso de técnicas de óptica não-linear aplicadas a átomos frios seja bastante rico devido à expectativa de estudar efeitos não-lineares a muito mais baixas intensidades, que não poderiam ser observados a temperaturas ordinárias (10), portanto estas técnicas apresentam uma grande potencialidade.

Neste projeto, pretendemos utilizar absorção de dois fótons cooperativos numa amostra de sódio para estudar a ocorrência deste efeito, mostrando a importância dos estados de estrutura fina nos processos colisionais. Um pouco da razão de escolhermos esta técnica está no interesse em demonstrar suas características quando aplicadas a átomos frios e, também, em abrir novas frentes de pesquisa. Em particular, num futuro bem próximo, usar essa técnica para estudar quando um gás passa do regime clássico para o regime quântico é de especial interesse para este campo de trabalho.

1.3 Antecedentes de efeitos cooperativos e não lineares

Efeitos cooperativos e processos não lineares estão intimamente relacionados. Talvez um dos passos mais importantes para começar entender estes processos foi o desenvolvimento da teoria da existência de uma transição de dois fótons feito por M. Goppert-Mayer em 1931 (11). Foi só a partir da invenção do laser que esta teoria pôde ser testada experimentalmente (12). Aportes importantes à teoria foram feitos por vários pesquisadores entre os quais um dos mais relevantes é D. A. Kleiman em 1962 (13). Depois disso, absorção de dois fótons foi amplamente estudada e testada em diferentes tipos de cristais (14, 15). Também foi testada nesses mesmos anos em materiais semicondutores (16) e vapor de Césio (17).

A absorção de dois fótons tem grande aplicabilidade em muitos estudos ópticos, sobretudo em casos onde transições dipolo-dipolo são proibidas, a qual permite o estudo de estados que não podem ser estudados utilizando espectroscopia de um fóton (18).

Uma interessante e muito importante aplicação da absorção de dois fótons é na espectroscopia livre de efeito Doppler, a qual foi reportada primeiramente em 1974 (19). Mais recentemente, a técnica de absorção de dois fótons também tem sido aplicada a amostras de átomos frios em armadilhas magneto-ópticas (20), as quais permitem a realização de uma espectroscopia de alta resolução. Também em átomos de hidrogênio em armadilhas magnéticas (21, 22). Além disso, há propostas do uso da absorção de dois fótons como técnica de resfriamento (23).

Simultaneamente a estes estudos sobre absorção de dois fótons foram feitos estudos sobre efeitos cooperativos produzidos pela interação dos átomos, íons ou constituintes fundamentais das amostras estudadas. A primeira demonstração da absorção cooperativa de um fóton por dois átomos foi feita por F. Varsanyi e G. H. Dieke em 1961 (24). Estudos importantes em absorção óptica cooperativa em sólidos foram desenvolvidos por D. L. Dexter (25-27), onde esta última referência mostra a combinação destes dos processos, ou seja, transferência de energia de um átomo excitado a outro átomo, absorvendo simultaneamente um fóton. No caso do presente trabalho é estudada a absorção cooperativa de dois fótons por um par de átomos interagindo numa armadilha magneto-óptica, em vez de estar num cristal.

Assim, torna-se interessante o estudo destes fenômenos em amostras de átomos frios, onde estudos sobre não linearidades e preparação de estados quânticos dos átomos do sistema são visados com grande potencial para novos desenvolvimentos em óptica não linear e informação quântica (28). Esta última referência é dada com o fim de mostrar a ampla variedade de efeitos não lineares que podem ser estudados neste tipo de sistemas e a grande potencialidade de aplicação que estes têm. Devido a sua natureza, os sistemas de átomos frios podem apresentar uma resposta não linear a uma dada perturbação mais facilmente, o que pode ser observado utilizando a técnica de Z-scan (29). Tudo isto é devido a que o próprio efeito mecânico da luz numa amostra de átomos frios causa efeitos sobre a amostra, mudando localmente a densidade de átomos e realimentando as não-linearidades da interação luz-átomo.

Um trabalho recente acerca de não-linearidades ópticas cooperativas em átomos frios de Rydberg foi desenvolvido (30). Nele foi feito uma descrição de não-linearidades ópticas geradas pela interação dipolo-dipolo dos átomos da amostra. Assim, a resposta de átomos individuais é alterada pelos átomos que o rodeiam. A não-linearidade óptica é então associada a efeitos cooperativos. Isto representa uma importante base para a área em geral, e nos motiva a continuar os estudos de absorção cooperativa de dois fótons, o que será um aporte significativo ao estado da arte neste campo.

1.4 Princípios da absorção cooperativa de dois fótons

Como já foi mencionado na seção anterior, a chamada absorção cooperativa de dois fótons para impurezas em sólidos vem sendo explorada há várias décadas, um exemplo disso está nas referencias: J. R. Rios Leite e Cid B. de Araújo (1); D. L. Andrews e M. J. Harlow.(2). Aqui, iremos aplicar estes conceitos para átomos frios colidindo ao invés de íons interagindo num cristal.

Para explicar este efeito, vamos considerar dois átomos alcalinos colidindo. Estes átomos têm uma estrutura eletrônica que, devido à interação fina, apresenta dois estados P (dubleto). Assim, consideremos dois átomos colidindo na presença de luz de freqüência ω .

Quando estes átomos estão distantes, a estrutura de níveis é como a mostrada na figura 1.1.



Figura 1.1 - Estrutura de níveis para dois átomos de sódio colidindo.

Os átomos ao colidirem podem apresentar as possíveis combinações mostradas. Ao incidirmos sobre este sistema fótons de energia $\hbar \omega$ observamos que poderemos ter transições de um fóton quando $\omega = \omega_{S \to P_{1/2}}$ ou $\omega = \omega_{S \to P_{3/2}}$. Isto é, o fóton poderá excitar qualquer um dos estados da estrutura fina.

No entanto, quando $2\omega = \omega_{S \to P_{1/2}} + \omega_{S \to P_{3/2}}$, teremos a probabilidade de ocorrer uma transição de dois fótons, existente devido à interação entre os átomos e por isto chamada de dois fótons cooperativa (1). Isto deve ocorrer quando a energia do fóton se encontra exatamente entre os estados $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$. Esta é uma situação espectroscopicamente nova que advém da existência de interação entre os átomos. Seja H_I , a hamiltoniana que descreve a interação entre estes átomos, utilizando perturbação de primeira ordem, pode-se mostrar que a função de onda para o sistema passa a ter a forma (1):

$$\left|\psi_{ij}\right\rangle = \left|ij\right\rangle + \sum_{(k,l)\neq(i,j)} \frac{\left\langle kl \left|H_{I}\right|ij\right\rangle}{\hbar\omega_{kl} - \hbar\omega_{ij}} \left|ij\right\rangle$$
(1.1)

onde $\omega_{ij} = \omega_i + \omega_j$, i, k = S ou $P_{1/2}$ e j, l = S ou $P_{3/2}$. Para uma interação do tipo dipolar (que é o caso quando temos dois alcalinos interagindo, estando um no estado *S* e o outro no estado *P*), podem-se calcular as probabilidades de transição deste sistema na presença de um campo de luz de frequência ω . Fazendo isto, obtém-se o gráfico mostrado na figura 1.2:



Figura 1.2 – Gráfico da densidade de probabilidade de ocorrência de transição para dois átomos alcalinos interagindo na presença de luz de frequência ω . Fora de escala

Podemos observar a presença de três picos: dois intensos devido à absorção de um fóton e um mais fraco devido à absorção de dois fótons (1).

O experimento começa com uma amostra de átomos interagindo, mas todos no estado $3^2 S_{1/2}$. Um campo de luz é então colocado com frequência entre $\omega_{S \to P_{1/2}}$ e $\omega_{S \to P_{3/2}}$. Assim, investiga-se então a excitação de um par de átomos: um em $3^2 P_{1/2}$ e outro em $3^2 P_{3/2}$.

$$Na(3^{2}S_{1/2}) + Na(3^{2}S_{1/2}) + 2\hbar\omega \rightarrow Na(3^{2}P_{1/2}) + Na(3^{2}P_{3/2})$$
(1.2)

A excitação produzida é confirmada utilizando a técnica de fotoionização seletiva (31).

Para o experimento proposto, utilizamos um laser de corante capaz de varrer a frequência desde a transição $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2}$ até a frequência da transição $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{3/2}$, passando pela frequência correspondente à transição de dois fótons que deve estar no meio dos valores das frequências das transições anteriores. Este laser será chamado de excitação ou laser dos dois fótons.

Utilizamos também um laser de estado sólido para desacelerar os átomos e um laser de corante para aprisioná-los na armadilha magneto-óptica. A ionização é conseguida com um laser de diodo com comprimento de onda no violeta. A figura 1.3 mostra um esquema básico do processo de medição da absorção de dois fótons.



Figura 1.3 – Diagrama esquemático do processo de medição da absorção de dois fótons. Não está em escala.

No capitulo 2 descreveremos em mais detalhe o aparato experimental para a realização das medidas de absorção cooperativa de dois fótons.

2 Montagem do sistema básico

Componentes importantes do sistema experimental foram remodelados para a realização deste experimento, tais como o desacelerador Zeeman e o Forno. Também instalamos novos lasers de estado sólido como bombeio para os lasers de corantes. O sistema óptico foi rearranjado para conseguir a melhor configuração e balanço entre os lasers de aprisionamento, desaceleração, excitação (Dois Fótons) e o laser de ionização. Também foi instalado um novo detector de íons na câmara do MOT (Magneto-Optical Trap).

Aqui realizaremos uma breve descrição de cada um destes componentes e discutiremos brevemente os princípios básicos de alguns deles.

A figura 2.1 mostra os componentes principais do sistema experimental e a disposição de cada um deles utilizada no experimento.



Figura 2.1 - Diagrama esquemático do sistema experimental.

Para a descrição de nosso sistema experimental vamos dividi-lo em vários setores:

- Átomos de Sódio
- > Forno
- Desacelerador Zeeman
- Câmara do MOT
- > Aprisionamento de átomos de sódio
- Sistemas Laser
- Sistema de vácuo
- Sistema de detecção.

2.1 Átomos de Sódio

Os átomos de sódio utilizados no experimento, são aprisionados na câmara principal onde o MOT^{*} (Armadilha magneto-óptica) tem lugar, e vem de duas fontes: Uma fonte são os dispensers e a outra é uma ampola que combém sódio, a qual é colocada no interior de um forno.

Os dispensers, os quais estão situados perto da câmara principal, liberam átomos de sódio ao momento que fazemos circular uma corrente através deles. A corrente que fazíamos circular era de 4.5 A, o qual permitia ter um MOT de aproximadamente 10⁷ átomos. A disposição desses dispensers (*SAEES alkali metal dispensers*) foi realizada de acordo com parâmetros estudados anteriormente pelo nosso grupo (32). O interesse em ter esta fonte de átomos, é que eles funcionam como prova para otimizar os parâmetros do sistema.

Assim, o MOT feito por átomos fornecidos pelos dispensers, é mais simples e rápido de realizar que com o forno. Portanto, ao momento de fazer o MOT com o

^{*} MOT: por sua abreviação em inglês magneto-optical trap.

forno, o sistema já esta nas melhores condições. Entre essas condições podemos mencionar as polarizações dos feixes de aprisionamento, intensidades e campo magnético das bobinas de aprisionamento, e balanço de potências entre os feixes de aprisionamento, entre outras.

2.2 Forno

O forno, mostrado na figura 2.2(a), contém os átomos de sódio e foi construido seguindo a configuração mostrada na referência (33). Ele é aquecido até uma temperatura de aproximadamente 250 °C para obter um a distribuição de velocidades do vapor de sódio, tal que estes átomos saíam com a velocidade para o qual o sistema de desaceleração foi desenhado para operar (34). Neste regime de temperaturas a velodidade média dos átomos é de aproximadamente 850 m/s.



Figura 2.2 - (a) Forno que contém os átomos de sódio. (b) Disco de cobre com um buraco de 4 mm para conseguir a saída dos átomos com formato de feixe atômico.

O forno tem uma pequena abertura circular de aproximadamente 4 mm de diâmetro, como mostrado na figura 2.2(b). Este permite conseguir um feixe atômico com um fluxo maior ao que tínhamos anteriormente (32). Uma forma empírica e muito útil de testar se o fluxo de átomos saindo do forno é adequado, é mediante a

observação de sua fluorescência. A figura 2.3 mostra uma fluorescência bastante intensa dos átomos, ao interagir com o feixe de desaceleração.



Figura 2.3 – Fluxo atômico saindo do forno. Fluorescência dos átomos de sódio ao interagir com o feixe de desaceleração.

2.3 Desacelerador Zeeman

Os desaceleradores Zeeman foram propostos e desenvolvidos por W. D. Phillips em 1985 (35). Isto ocorreu depois de pesquisas teóricas desenvolvidas com relação ao resfriamento de átomos, primeiro desacelerando estes usando a pressão da radiação. O primeiro em obter uma expressão para a pressão da radiação sobre os átomos foi R. J. Cook (36), o que permitiu o desenvolvimento das técnicas de desaceleração por pressão de radiação.

Os desaceleradores Zeeman tem como finalidade desacelerar os átomos que saem do forno até uma velocidade na qual possam ser aprisionados na câmara pela armadilha magneto-óptica. O desacelerador Zeeman funciona compensando o efeito Doppler, produzido pelo movimento relativo entre o átomo e o feixe laser, com o
efeito Zeeman, que abre os níveis atômicos, mantendo os átomos em ressonância com um feixe de desaceleração.

Podemos calcular a forma apropriada do campo magnético da seguinte forma: A força sentida pelos átomos após absorver um fóton é dada por (33):

$$F_{esp} = \hbar k \gamma \rho_{ee} \tag{2.1}$$

onde $\hbar k$ é o momento do fóton, $\gamma = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ é a taxa do processo de absorção/emissão do sódio, e ρ_{ee} é a probabilidade dos átomos estarem no estado excitado, a qual é dada por:

$$\rho_{ee} = \frac{S_0 / 2}{1 + S_0 + [2\delta / \gamma]^2}$$
(2.2)

onde $S_0 = \frac{I}{I_0}$ é a razão entre a intensidade do laser e a intensidade de saturação, que para o sódio é de $6,4 \,\mathrm{mW/cm^2}$, e δ representa a dessintonia da frequência do laser com a frequência de ressonância da transição atômica levando em conta o efeito Zeeman e o efeito Doppler, portanto sendo defina como (37):

$$\delta = \Delta \omega + kv - \frac{\mu_B B(z')}{\hbar}$$
(2.3)

onde B(z') é o campo magnético gerado pelo desacelerador Zeeman ao longo do eixo do desacelerador z', μ_B é o magnéton de Bohr, \hbar a constante de Planck, v é a velocidade do átomo, k é o momento do fóton, e $\Delta \omega = \omega_{laser} - \omega_{atomo}$ é a dessintonia entre a frequência do laser e a frequência de ressonância do átomo. Assim, o segundo e terceiro termo da equação (2.3) dão conta do deslocamento na frequência devido ao efeito Doppler e o efeito Zeeman respectivamente. Para termos uma condição de ressonância devemos satisfazer a condição em que $\delta = 0$. Portanto, a equação (2.3) fornece o valor do campo magnético em cada ponto do desacelerador, o qual é então dado por:

$$B(z') = \frac{\hbar \Delta \omega}{\mu_B} + \frac{\hbar}{\mu_B} kv$$
(2.4)

Para calcularmos v utilizamos o fato de que a desaceleração máxima é dada por uma força espontânea máxima, que da equação (2.1) e (2.2), e tomando o limite para altas intensidades do laser é $F_{max} = \hbar k \gamma/2$, portanto a aceleração máxima é:

$$a_{\max} = \frac{F_{\max}}{M} = \frac{\hbar k\gamma}{2M} = \frac{v_r}{2\tau}$$
(2.5)

onde v_r é a mudança na velocidade do átomo por cada absorção, ou emissão de um fóton de comprimento de onda λ , M = 22,98977 u.m.a é a massa do sódio, e $\tau = 16 ns$ é o tempo de vida do estado excitado. Assim, para o sódio temos $v_r \cong 3 cm/s$. Para o sódio, essa máxima desaceleração é $a_{max} 9 \times 10^5 m/s$.

Da equação $v^2 = v_0^2 - 2a_{max}z'$, e tomado que a velocidade final seja zero, obtemos o comprimento do desacelerador Zeeman:

$$L = \frac{v_0^2}{2a_{\max}}$$
(2.6)

mas, o valor da aceleração usado em nosso sistema é $a_s = (3/5)a_{max}$, o comprimento do desacelerador é assim diferente, e dado por:

$$L_0 = \frac{\mathbf{v}_0^2}{2a_s} \tag{2.7}$$

Usando a velocidade $v^2 = v_0^2 - 2a_s z'$, e a equação (2.7) em (2.4) temos que a forma do campo magnético é dada por:

$$B(z') = \frac{\hbar \Delta \omega}{\mu_B} + \frac{\hbar k}{\mu_B} v_0 \sqrt{1 - \frac{z'}{L_0}}$$
(2.8)

Para a realização de nosso experimento, construímos um Desacelerador Zeeman em configuração *spin-flip* (33). Este tipo de configuração em desaceleradores consiste na combinação em serie de dois desaceleradores mais comuns, a saber, desacelerador de campo decrescente e desacelerador de campo crescente. Neste tipo de configuração os átomos são inicialmente desacelerados dentro de um campo magnético decrescente. Este campo efetua só uma fração da desaceleração, portanto seu valor pode ser diminuído. Depois de sair desta seção do desacelerador, os átomos entram numa região de campo crescente, onde o resto da desaceleração é levada a cabo. Este campo crescente é menor que o valor do campo magnético da primeira região, o que faz com que seu decaimento seja rápido depois do final do desacelerador (38).

O desacelerador Zeeman que construímos neste trabalho, tem um comprimento de 100 cm e a corrente que circula através de suas bobinas é de 20 A, as quais geram um campo máximo de 706 Gauss, como é mostrado na figura 2.4, a qual mostra a curva de campo medido em Gauss do desacelerador. A curva continua mostra a forma do campo magnético esperado, e a curva pontilhada mostra os dados experimentais obtidos no momento da medida. A dessintonia $\Delta \omega$ utilizada no nosso sistema de desaceleração foi de -500 MHz, ou seja, com dessintonia para o vermelho.

Para obter a curva experimental, usamos uma sonda Hall, deslocada entre o começo do Desacelerador Zeeman, o qual corresponde à região de maior campo magnético, e o final deste, onde o campo magnético agora esta invertido. A figura 2.5 mostra o desacelerador Zeeman construído para nosso experimento.



Figura 2.4 - Curva de campo magnético gerado pelo Desacelerador Zeeman. A curva continua é o campo esperado e a curva pontilhada é o valor do campo medido experimentalmente.



Figura 2.5 – Desacelerador Zeeman construído em configuração spin-flip.

Cabe mencionar que a configuração *spin-flip* tem a grande vantagem de poder desacelerar átomos que tem uma velocidade inicial alta, com um menor campo magnético máximo que o requerido por desaceleradores em uma configuração só de campo decrescente para átomos com a mesma velocidade inicial (38).

2.4 Câmara do MOT (Armadilha magneto-óptica)

Utilizamos uma câmara de aço inox, a qual tem o acesso óptico requerido para o experimento como mostra a figura 2.1. Seis dessas janelas são utilizadas para os seis feixes contrapropagantes encarregados do aprisionamento dos átomos que tem sido desacelerados pelo desacelerador Zeeman. Uma janela é destinada ao laser de excitação, o qual fornece a fregüência para absorção dos dois fótons, outra janela é utilizada para a entrada do laser de ionização. Duas janelas são utilizadas para capturar a imagem do MOT, uma dessas imagens é capturada com uma câmara CCD com a qual obtemos o perfil de intensidade do MOT, e portanto seu tamanho. A outra dessas janelas permite obter a imagem do MOT ao vivo, o que permite otimizar alguns parâmetros in-situ, com a finalidade de obter um MOT mais denso, simétrico e estável. Destina-se também uma janela para capturar a fluorescência do MOT, o que permite obtermos o número de átomos presentes na amostra. Um dos braços da câmara, exatamente o que esta no eixo do feixe atômico é destinado ao feixe de desaceleração, o qual entra em sentido contrario ao feixe atômico e está focalizado na abertura do forno, que é o ponto de saída dos átomos, e assim, compensar o alargamento do feixe atômico num ângulo sólido, que embora seja pequeno, reduz o número de átomos desacelerados, e portanto, o numero de átomos aprisionáveis na câmara.

Um par de bobinas em configuração anti-helmholtz, como representado na figura 2.6, são colocadas, exatamente acima e abaixo da câmara, para gerar um campo magnético com zero intensidade de campo no centro geométrico desta, criando assim a região confinante. Um divisor de corrente foi colocado entre essas duas bobinas, o que permitia deslocar a região onde o campo magnético era nulo, o qual

é de utilidade para compensar qualquer diferença de corrente, e consequentemente compensar qualquer diferença de campo gerado por estas.

Cabe mencionar aqui, que as armadilhas magneto-ópticas mais típicas consistem de seis feixes contrapropagantes, que produzem um efeito dissipativo devido à força chamada de dissipativa ou de aprisionamento, a qual é descrita na referência (39) e um campo magnético quadrupolar que cria um potencial atrativo para estados atômicos que tenham um $m_1 > 0$ (40).



Figura 2.6 – Esquema tridimensional de uma armadilha magneto-óptica.

Tomando o eixo z como o eixo das bobinas, o campo magnético é dado por (40):

$$\vec{B} = B'(x\hat{i} + y\hat{j} - 2z\hat{k})$$
 (2.9)

onde B' é o gradiente do campo. Então, a magnitude do campo é dada por:

$$B = B'(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2}$$
(2.10)

a qual tem um mínimo no centro do quadrupolo (40).

Como a energia de sub-nivel magnético num campo magnético é,

$$E = g_{I} \mu_{B} B m_{I} \tag{2.11}$$

o qual leva a que as armadilhas quadrupolares sejam atrativas para estados com $m_j > 0$ e repulsivas para estados com $m_j < 0$ (40).

Como mencionado anteriormente, vemos que o MOT aproveita a dependência com a posição do deslocamento Zeeman dos níveis atômicos quando este se move num gradiente de campo com relação ao centro (39). Usando luz circularmente polarizada, com uma dessintonia de aproximadamente Γ faz com que exista uma dependência espacial da probabilidade de transição, assim, uma força restauradora empurra os átomos para a origem.



Figura 2.7 – Diagrama esquemático do principio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica.

Para esclarecer o dito até agora, consideremos um átomo de dois níveis movendo-se no eixo z com transição $J = 0 \rightarrow J = 1$, onde J é o número quântico momento angular total. Um campo magnético que se incrementa com a distância, atua sobre o átomo, que devido ao efeito Zeeman separa os seus subníveis magnéticos que dependem da posição, e com energia expressa pela equação (2.11), a figura 2.7 ilustra esta situação. Se um campo de luz é aplicado ao longo das direções $\pm z$, com polarizações circulares e com dessintonia para o vermelho da transição atômica, os átomos que se movem para a direita terão uma taxa maior de espalhamento de fótons com polarizaçõe esquerda (σ^-). Isto é devido a que eles estão mais próximos da transição $\Delta m_j = -1$, e os que se movem para a esquerda terão uma maior taxa de espalhamento de fótons com polarização circular direita (σ^+), devido a que estão mais próximos da transição $\Delta m_j = +1$. Assim, a força sentida pelo átomo em ambos os casos é (39):

$$F_{+z} = -\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\Omega^2 / 2}{\left(\Delta + kv_z + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z\right)^2 + (\Gamma / 2)^2 + \Omega^2 / 2}$$
(2.12)

$$F_{-z} = +\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\Omega^2 / 2}{\left(\Delta - kv_z + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z\right)^2 + (\Gamma / 2)^2 + \Omega^2 / 2}$$
(2.13)

Assim, o átomo sempre sentirá uma força que vai levá-lo para a origem da armadilha. Este processo é idêntico nas três direções, e, portanto se terá uma armadilha tridimensional se agregarmos mais dois pares de feixes contrapropagantes.

Se os feixes lasers são dessintonizados para o vermelho em aproximadamente Γ , então o deslocamento Doppler do movimento do átomo terá uma dependência com a velocidade do termo de restauração, o que produz para pequenos deslocamentos e pequenas velocidades, sendo a força total de restauração expressada como (39):

$$F_{MOT} = F_{+z} + F_{-z} = -\alpha \dot{z} - Kz$$
 (2.14)

a qual é a equação de movimento de um oscilador harmônico amortecido de massa *m*,

$$\ddot{z} + \frac{2\alpha}{m}z + \frac{K}{m}z = 0$$
(2.15)

as constantes $\alpha \in K$, podem ser escritas como (39):

$$\alpha = \hbar k \Gamma \frac{16 |\Delta| (\Omega')^2 (k / \Gamma)}{\left[1 + 2(\Omega')^2 \right]^2 \left[1 + \frac{4(\Delta')^2}{1 + 2(\Omega')^2} \right]^2}$$
(2.16)

$$K = \hbar k \Gamma \frac{16 |\Delta| (\Omega')^2 \left(\frac{d\omega_0}{dz}\right)}{\left[1 + 2(\Omega')^2\right]^2 \left[1 + \frac{4(\Delta')^2}{1 + 2(\Omega')^2}\right]^2}$$
(2.15)

onde Δ' , Ω' , e $\frac{d\omega_0}{dz} = \left[(\mu_B / \hbar) \frac{dB}{dz} \right] / \Gamma$ são constante normalizadas análogas às constante definidas antes.

A dependência com a velocidade do termo de amortecimento implica com que a energia do átomo é dissipada da forma (39):

$$E = E_0 e^{-\frac{2\alpha}{m}t}$$
(2.18)

onde E_0 é a energia cinética inicial no começo do processo de resfriamento. Assim, o termo que expressa a força dissipativa resfria os átomos bem como combina o termo do deslocamento para confinar-los.

2.5 Armadilha magneto-óptica para átomos de sódio

As transições de interesse para o processo de aprisionamento dos átomos de sódio são mostradas na figura 2.8. Aqui se mostram as linhas D_1 e D_2 , que correspondem às transições $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2}$ e $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{3/2}$ respectivamente.



Figura 2.8 – Representação dos níveis de energia de interesse para o aprisionamento do átomo de sódio. Não está em escala.

A linha D_2 é utilizada para o aprisionamento com a transição $3^2 S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3^2 P_{3/2}(F=3)$. Esta transição levaria ao átomo depois de alguns ciclos de absorção-emissão para o estado fundamental $3^2 S_{1/2}(F=1)$, onde estes átomos já não são aprisionáveis (41). O decaimento entre estes dois estados é radiativo, devido a que segundo a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$, é possível que um átomo que

esteja primeiramente no estado $3^2 S_{1/2}(F=2)$, ao invés de ser excitado para $3^2 P_{3/2}(F=3)$, seja excitado para $3^2 P_{3/2}(F=2)$, portanto ele pode decair para $3^2 S_{1/2}(F=1)$, onde sem a presença de uma frequência de rebombeio o átomo não pode ser aprisionado (42). Este rebombeio deve ser tal que possa excitar o átomo à transição $3^2 S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3^2 P_{3/2}(F=2)$, o qual vai dar a possibilidade deste voltar a decair para o estado $3^2 S_{1/2}(F=2)$, onde o átomo é aprisionável.

Na seção seguinte apresentaremos os lasers utilizados para o processo de aprisionamento, desaceleração, excitação e ionização.

2.6 Sistemas Laser

O experimento conta com uma serie de lasers necessários para as diferentes etapas do processo de criação do MOT e medida da absorção dos Dois Fótons. Contamos com dois lasers de corante, um deles usado como laser de aprisionamento e o outro como laser de excitação (laser dos Dois Fótons). Dois lasers Verdi, emitindo em 532 nm, os quais bombeiam os lasers de corantes. Um laser amarelo de estado sólido é usado para desaceleração do feixe atômico, e por último um laser de diodo de 40 mW potência emitindo em 405 nm é utilizado como laser de ionização.

2.6.1 Laser de aprisionamento

O laser de aprisionamento é um laser de corante (*Coherent* 899) sintonizado na transição D_2 do átomo de sódio com uma dessintonia de 10 MHz para o vermelho. O laser é colocado nesta frequência utilizando um sistema de absorção saturada como referência atômica, o qual consiste de uma célula que contem vapor de sódio a uma temperatura de aproximadamente 137°C. Para esse processo de aprisionamento a frequência do laser é colocada na transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ e para gerar frequência de rebombeio usamos um modulador eletro-óptico com *sidebands*^{*} de 1712 MHz, o qual fornece átomos aprisionáveis na armadilha (42). A intensidade de estes sidebands era em aproximadamente de um 30% o valor da intensidade da luz com a frequência central como mostra a figura 2.9.



Figura 2.9 - Sidebands de freqüências do feixe de aprisionamento. A porcentagem da intensidade conseguida foi de aproximadamente 30 % com relação à intensidade do pico de frequência central.

Utilizamos sidebands ao invés da tradução de bandas laterais por ser muito mais comum na literatura.

2.6.2 Laser de desaceleração

Para o processo de desaceleração usamos um laser amarelo de estado sólido com uma grande estabilidade tanto na potência quanto na frequência. A frequência de desaceleração está também na linha D_2 do átomo de sódio, ou seja, a mesma linha de aprisionamento, com a diferença que esta tem uma dessintonia de 500 MHz para o vermelho da transição. Para gerar a frequência de rebombeio na mesma forma que no processo de aprisionamento, e aumentar o número de átomos desacelerados, e por tanto aprisionáveis, usamos também um modulador eletro-óptico com o qual conseguimos amplitudes dos *sidebands* com aproximadamente um 50% da intensidade que tem da frequência central.

A potência do feixe laser ao momento de entrar contrapropagante ao feixe atômico era de aproximadamente 200 mW. O feixe é focalizado alguns centímetros antes da abertura do forno, isto com a finalidade de capturar um maior número de átomos e compensar o efeito que tem a expansão cônica do feixe atômico num ângulo sólido dado.

2.6.3 Laser de excitação (laser dos "Dois Fótons")

O laser utilizado para fornecer os dois fótons aos átomos do MOT é também um laser de corante (*Coherent 699*). Para obter e monitorar as regiões onde se fez a varredura usou-se um medidor de comprimento de onda.

Varremos o laser ao redor das transições ressonantes conhecidas, ou seja, ao redor das linhas D_1 e D_2 , e a terceira região foi a região de frequência intermédia entre essas duas frequências, o que corresponde exatamente à metade da soma dessas duas frequências, como discutido no capítulo 1 e que tem um valor de 508,5905 THz (589,4574 nm).

2.6.4 Laser de ionização

O laser de ionização é o laser que nos permite fazer a medida indireta da absorção cooperativa dos dois fótons. Este é um laser de diodo de 40 mW de potência de saída e um comprimento de onda de 405 nm, a largura do comprimento de onda do laser é de aproximadamente 0,087 nm. Esta frequência permite ionizar os átomos de sódio a partir do primeiro estado excitado, ou seja, a partir de $3^2 P_{1/2}$. A potência que chega ao MOT é de aproximadamente 25 mW, devido a perdas tanto nos espelhos usados para o alinhamento quanto na janela de entrada à câmara.

2.7 Sistema de vácuo

O sistema de vácuo esta conformado por duas bombas iônicas e duas bombas turbo, que realizam um bombeamento diferencial entre a região do forno, o desacelerador Zeeman, e a câmara do MOT. A disposição dessas bombas é mostrada na figura 2.10. A primeira região, a região do forno está a uma pressão de cerca 10⁻⁶ Torr, a câmara principal opera a uma pressão de 10⁻⁹ Torr.





A câmara de aprisionamento é bombeada usando uma bomba iônica, a qual consegue atingir uma pressão da ordem de 10⁻⁹ Torr. Uma bomba turbo é adicionada a essa região com a finalidade de melhorar o vácuo em situações nas que a pressão aumenta e a bomba iônica não consegue por se só recuperar a pressão necessária para a operação da armadilha magneto-óptica. Isto ocorre normalmente quando os dispensers são utilizados.

2.8 Sistema de detecção

Os íons formados no processo de excitação e posterior ionização dos átomos são coletados por um detector de íons situado a cerca 5 cm do centro da câmara do MOT, onde os átomos estão aprisionados. A figura 2.11(a) mostra a disposição do detector dentro da câmara de aprisionamento.

A grade ou placa frontal do detector de íons (channeltron) é colocada a um potencial de -2000 *V*. Os pulsos gerados pelo detector ao momento da incidência dos íons sobre seu coletor são contados conectando o Channeltron (CEM: Channel Electron Multiplier, KBL 1010) a um contador SR400.

Utilizamos um programa feito em linguagem *Labview* que, por meio de um sistema de aquisição de dados, fornece em tempo real a contagem de íons no momento do experimento.



Figura 2.11 – (a) Diagrama esquemático da disposição do detector dentro da câmara do MOT. (b) Detector antes de ser instalado.

No seguinte capitulo mostramos uma descrição do funcionamento e a caracterização do sistema experimental.

3 Funcionamento e caracterização do experimento

Neste capitulo mostraremos a caracterização feita do sistema no diz respeito à obtenção dos melhores parâmetros para a sequência temporal utilizada, o número de átomos na armadilha, o qual é obtido através da medida da fluorescência emitida pelos átomos aprisionados, e a obtenção das imagens do MOT, que é um passo necessário para a obtenção do valor da densidade.

3.1 Caracterização do MOT

Para a realização do experimento é preciso conhecer um dos parâmetros mais relevantes da nossa armadilha magneto-óptica, a densidade de átomos. Para calcular esta, devemos fazer uma medida do tamanho do MOT e do número de átomos aprisionados na nossa armadilha. Em seguida faremos uma descrição de como estes parâmetros são obtidos experimentalmente, e mostraremos a sequência temporal dos feixes lasers, em coordenação com o sistema de aquisição de dados.

3.1.1 Número de átomos

Para calcularmos o número de átomos aprisionados, fazemos uso da fluorescência emitida por estes quando eles estão submetidos ao processo que os aprisiona. A disposição dos elementos ópticos utilizados para a captura da fluorescência é mostrada na figura 3.1. Este sistema consta basicamente de duas lentes convergentes formando um telescópio, e um fotodetector. As leituras de tensão foram processadas usando uma interface analógica associada a um programa em linguagem *Labview*.

A radiação emitida pelos átomos é levada ao fotodetector que faz uma medida de tensão diretamente proporcional à potência dessa fluorescência. Para fazermos uma relação direta entre essa potência e a tensão medida pelo fotodetector, calibramos

este. Isto é feito fazendo medidas de tensão em função da potência de uma fonte conhecida (λ) que chega a um medidor de potência.



Figura 3.1 – Esquema do sistema utilizado para a medida do número de átomos a partir da fluorescência do MOT. L1 e L2 simbolizam as duas lentes do telescópio e PD o fotodetector. Não está a escala.

É importante ressaltar que é necessário fazer a calibração do fotodetector no intervalo de intensidades emitidas pelo MOT para ter uma medida confiável. A curva de calibração é mostrada na figura 3.2. Onde o coeficiente angular dá a relação entre a potência incidente e a leitura de tensão feita pelo fotodetector.



Figura 3.2 - Curva de calibração usada para a medida da fluorescência emitida pelo MOT e número de átomos.

A potência emitida pelo MOT em todas as direções é dada por:

$$P_{MOT} = \Gamma_{sc} NE \tag{3.1}$$

onde *N* é o número de átomos no MOT, $E = \frac{hc}{\lambda}$ é a energia de cada fóton, que para a linha D_2 do sódio tem $\lambda = 589,16 \,\mathrm{nm}$, o que dá $E = 3,374 x 10^{-19} \,\mathrm{J}$, e Γ_{sc} é a taxa de espalhamento dos fótons integrada em todas as direções e frequências, e é dada por (43):

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{\left(1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}\right)}$$
(3.2)

com $\Delta < 0$ para uma dessintonia para o vermelho, $\Gamma = 61,54 \,\mathrm{s}^{-1}$ é a taxa de decaimento natural do estado excitado, e $I_{sat} = 6,40 \,\mathrm{mW/cm^2}$ é a intensidade de saturação para o sódio.



Figura 3.3 – Esquema da proporção da área da lente que captura uma porção da radiação emitida pelo MOT e a área superficial total com radio igual a f. Não está a escala.

Como apenas uma porção da radiação é capturada pelo sistema lentes, temos que considerar a razão entre a área superficial de uma esfera com radio na primeira lente, como mostra a figura 3.3.

Essa razão é dada por:

$$k = \frac{\pi r^2}{4\pi f^2} \tag{3.3}$$

onde r = 2 cm é o radio da lente, portanto temos que $k = 1,11 \times 10^{-3}$.

A potência medida pelo fotodetector é então dada por:

$$P_{PD} = M \frac{V}{k} \tag{3.4}$$

onde *M* é o coeficiente angular da curva de calibração e *V* é a tensão medida pelo fotodetector. Igualando a potência lida pelo fotodetector com a potência emitida pelo MOT, $P_{MOT} = P_{PD}$, obtemos o número de átomos do MOT:

$$N = \frac{P_{PD}}{\Gamma_{sc}E}$$
(3.5)

Para nosso caso $\Gamma_{sc} = 3,452 MH_z$. Assim, conseguimos regularmente um número de átomos na nossa armadilha magneto-óptica ao redor de 2×10^{10} átomos. Vale ressaltar que essa densidade é a maior que se tem conseguido no nosso sistema, mostrando a boa disposição das mudanças e aparatos construídos para a realização deste e futuros experimentos.

3.1.2 Sistema de imagem

Para calcular o tamanho do MOT, é montado um sistema de imagem que consiste de dois polaróides, uma lente, um telescópio e uma câmara CCD *(Charge Couple Device)*.

Para a obtenção das dimensões do MOT, ou seja, os diâmetros nos diferentes eixos, a foto do MOT é usada. Analisamos o perfil de intensidade gaussiano da amostra, a partir do qual podemos obter o valor dos diâmetros do MOT que corresponde ao FWHM (Largura máxima à metade da altura) da distribuição.

Uma foto do MOT é mostrada na figura 3.4, onde nota-se a saturação da foto, devido à grande densidade.



Figura 3.4 – Imagem do MOT. (a) Visto desde fora da câmara. (b) Nota-se a saturação da foto devido à grande densidade do MOT.

Na figura 3.5 se faz uma representação do sistema utilizado para a captura da imagem do MOT.



Figura 3.5 – Diagrama esquemático do sistema de captura de imagem do MOT. Não está em escala.



Figura 3.6 – Analise do perfil de intensidade em função do deslocamento dentro do MOT.

A figura 3.6 mostra o perfil de intensidade da imagem do MOT e a figura 3.7 os correspondentes perfis gaussianos ajustados.



Figura 3.7 – (a) Perfil de intensidade no plano x-y e (b) no eixo z com seus respectivos ajustes gaussianos.

Para obter uma relação entre o número de pixels e a distância real, se faz uma calibração previa usando-se uma régua com espaçamentos bem definidos. A curva de calibração se mostra na figura 3.8. Precisando assim, que os valores do FWHM sejam multiplicados pelo coeficiente angular da curva de calibração.

Os dois polaróides têm como função atenuar a intensidade da radiação emitida pelo MOT e capturada pela câmara para evitar saturação na imagem.



Figura 3.8 – Curva calibração que dá a relação entre pixels e milímetros.

Supondo que no plano x-y o MOT é simétrico, o volume (V_{MOT}) pode ser calculado da seguinte relação:

$$V_{MOT} = \frac{4}{3}\pi a^2 b$$
 (3.6)

onde a é o raio do MOT no plano x-y e b o raio no eixo z.

Portanto, com o número de átomos calculado como mostrado na seção 3.1.1 e o tamanho do MOT finalmente obtemos a densidade:

$$n = \frac{N}{V} \tag{3.7}$$

Com nosso sistema experimental, conseguimos um número médio de átomos na armadilha magneto-óptica de 2×10^{10} átomos num volume de aproximadamente $0,01257 \,\mathrm{cm}^3$, atingindo assim uma densidade típica ao redor de $1,18 \times 10^{12}$ átomos/cm³.

3.2 Sistema de controle e medida

O controle da sequência de medida é realizado utilizando uma placa de aquisição de dados da *National Instrument* (NI-DAQmx Devices). Inicialmente precisamos realizar uma sequência temporal em relação aos feixes de aprisionamento, rebombeio, desaceleração, excitação e ionização, o diagrama dessa sequência é mostrado na figura 3.9.

O desenho da sequência temporal é feito para que ao momento de aplicar as frequências dos dois fótons a pares de átomos colidindo, estes estejam no estado fundamental $3^2 S_{1/2} + 3^2 S_{1/2}$ e assim, levá-los ao estado excitado $3^2 P_{1/2} + 3^2 P_{3/2}$ somente com o laser de excitação. Simultaneamente quando é ligado o laser de excitação, é ligado o laser de ionização, o qual ioniza este par de átomos e assim, ter evidencia de que eles estavam no estado anteriormente dito antes da ionização. Todo o sistema de medida é controlado usando um programa em linguagem *Labview*.



Figura 3.9 - Sequência temporal dos feixes de aprisionamento, rebombeio, desaceleração, excitação, e ionização. Os feixes encarregados da obtenção do MOT são desligados alguns milisegundos antes de ligar os lasers de excitação e ionização para que os átomos estejam no estado fundamenta ao momento de realizar a medida.

Os íons formados no processo são detectados e contados pelo detector de íons e o contador SR400 mencionados na seção 2.8. Na figura 3.9 vemos que a frequência de rebombeio e o laser de desaceleração são desligados alguns milisegundos antes

de desligar os lasers de aprisionamento, isto com o objetivo de que todos os átomos voltem ao estado fundamental ao momento de o laser de excitação e ionização incidir sobre estes átomos.

4 Primeiras medidas de ionização e tentativa de medição da absorção cooperativa de dois fótons

Neste capitulo mostraremos as primeiras medidas de ionização a partir dos estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. Estas medidas correspondem inicialmente à absorção de um fóton ao redor da fequência de ressonância desde o estado fundamental $3^2 S_{1/2}$. Apresentamos aqui as curvas de fotoionização que permitiram calcular a seção de choque de ionização a partir desses estados. Também mostramos um resultado que pode ser um indicio da existência da absorção cooperativa dos dois fótons na armadilha magneto-óptica. Além disso, discutimos as possíveis melhores condições que se devem ter no experimento para uma observação determinante do efeito.

4.1 Medidas de ionização a partir de $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$

Quando os átomos do MOT são excitados por um laser de excitação varrendo sua frequência entre as transições ressonantes $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{1/2}$ e $3^2 S_{1/2} \rightarrow 3^2 P_{3/2}$ observamos essa população mediante fotoionização utilizando um campo laser de 405 nm de comprimento de onda. Esta radiação ioniza os átomos exatamente a partir do estado $3^2 P_{1/2}$, e consequentemente também ioniza a partir de $3^2 P_{3/2}$. Assim, podemos observar as curvas de íons produzidos por unidade de tempo em função da frequência do laser de excitação. A medida da taxa de produção de íons dá a população que se encontra nos estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. Para caracterizar nosso sistema de medida utilizamos como parâmetro de comparação a seção de choque de fotoionização a partir de $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$, os valores que consideramos como referência desta quantidade foram tomados da referência (44).

O valor da seção de choque é calculado usando a seguinte relação:

$$\frac{ions}{tempo} = \sigma \frac{I_{ionização}}{\hbar \omega_{ionização}} n_{est} \Delta z.A$$
(4.1)

onde σ é a seção de choque de ionização do estado $3^2 P_{1/2}$ ou $3^2 P_{3/2}$, $I_{ionização}$ é a intensidade do feixe de ionização, $\Delta z.A$ é o volume de controle no MOT, ou seja, o volume onde os átomos estão interagindo com os feixes de prova e ionização, com Δz correspondendo ao diâmetro do MOT e $A \approx 2,17 \times 10 \text{ m}^2$ é a área do feixe de prova, o qual delimita essa região de controle, devido ao fato que este é o feixe menor, $\hbar \omega_{ionização} = 4,90 \times 10^{-19} \text{ J}$ é a energia de um fóton de ionização, *ions/tempo* é a taxa de ionização, e por último n_{est} é a densidade de átomos no estado excitado.

Como para cada curva de fotoionização variamos a potência do laser de excitação, podemos calcular a seção de choque para cada uma dessas potências. Da curvas de fotoionização calculamos o número de íons produzidos por unidade de tempo. O valor da densidade no estado excitado é considerado ser a metade da densidade total do MOT devido ao fato que ao voltarem os átomos ao estado fundamental depois de desligar o sistema de aprisionamento, a excitação produzirá uma população no estado excitado, que depois de vários ciclos de emissão-absorção estará entre esses dois estados com aproximadamente igual probabilidade. Assim, usando a equação 4.1 encontramos a seção de choque de ionização.

Da figura 4.1 a 4.6 temos o número de íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$. Para cada uma de estas medidas utilizamos uma potência diferente do laser de excitação. Na figura 4.7 mostramos a superposição de todas estas curvas, o que permite ter uma visão mais clara da diminuição da quantidade de íons produzidos por unidade de tempo ao diminuir a potência do laser de ionização.

De cada uma dessas curvas calculamos a seção de choque das quais obtemos uma média, a qual é mostrada na tabela 4.1. O número de íons total ao varrer sobre todas as frequências mostradas nas curvas tem que ser divido entre 200 ms, o que corresponde ao tempo de medida do sistema. Em cada uma das curvas colocamos marcas (líneas pontilhadas), que correspondem a todas as transições possíveis desde o estado $3^2 S_{1/2}$ ao estado $3^2 P_{1/2}$ levando em conta a estrutura hiperfina.



Figura 4.1 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$ com uma potência do laser de excitação de 5 mW.



Figura 4.2 – Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 10 mW.



Figura 4.3 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 40 mW.



Figura 4.4 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 82 mW.



Figura 4.5 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 164 mW.



Figura 4.6 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{1/2}$, com uma potência do laser de excitação de 248 mW.



Figura 4.7 – Superposição das curvas de número de íons por unidade de tempo em função da frequência de excitação, onde se observa claramente o aumento da contagem de íons ao aumentar a potência do laser de excitação.

A figura 4.8 mostra o crescimento da amplitude, ou seja, do número de íons produzidos por unidade de tempo em função da potência do laser de excitação, onde se observa uma tendência linear.



Figura 4.8 – Contagem de íons como função da potência do laser de excitação. Observa-se a tendência linear dessa relação.

Para a ionização a partir de $3^2 P_{3/2}$ se fez o mesmo procedimento que para a ionização a partir de $3^2 P_{1/2}$. As figuras 4.9 a 4.10 mostram a contagem de íons ao varrer a frequência do laser de excitação. Na figura 4.11 apresenta-se a superposição destas curvas e na figura 4.12 observa-se explicitamente o aumento da amplitude ou contagem de íons como função da potência do laser de excitação.



Figura 4.9 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{3/2}$, com uma potência do laser de excitação de 40 mW.



Figura 4.10 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{3/2}$, com uma potência do laser de excitação de 80 mW.


Figura 4.11 - Íons produzidos por unidade de tempo a partir de $3^2 P_{3/2}$, com uma potência do laser de excitação de 253 mW.



Figura 4.12 Superposição das curvas de número de íons por unidade de tempo em função da frequência de excitação partir de $3^2 P_{3/2}$. Observa-se claramente o aumento da contagem de íons ao aumentar a potência do laser de excitação.



Figura 4.13 - Contagem de íons como função da potência do laser de excitação, para ionização a partir de $3^2 P_{3/2}$. Observa-se a tendência linear dessa relação.

A tabela 4.1 resume os valores médios da seção de choque de ionização a partir de cada um dos estados estudados.

Tabela 4.1 – Seção de choque de ionização (medida) média para os estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. Amédia é feita com os valores da seção de choque das diferentes curvas para cadaestado.

Estado	Seção de choque média de ionização (<i>cm</i> ²)
$3^2 P_{1/2}$	$(3,7\pm0,8)\times10^{-21}\mathrm{cm}^2$
$3^2 P_{3/2}$	$(2,3\pm0,7)\times10^{-21}\mathrm{cm}^2$

Estes valores da seção de choque medida quando o sistema de aprisionamento está ligado, precisam ser corrigidos, devido ao fato que no momento da medida o MOT sofre uma expansão num tempo de aproximadamente 10 ms, o qual é o atraso entre o momento em que se desligam os feixes de aprisionamentos e o momento em que se ligam os laser de excitação e ionização. A mudança no volume do MOT implica logicamente uma mudança na densidade.

Considerando que o número de átomos no instante de desligar o laser de aprisionamento (N) é igual ao número de átomos no MOT no momento da medição (N'), ou seja, N' = N, temos que:

$$nV_{MOT} = nV_{MOT} \tag{4.2}$$

onde *n*, e *n*' são as densidades de átomos no MOT no instante em que o sistema de aprisionamento é desligado, e depois de 10 ms respectivamente. Considerando o MOT esfericamente simétrico, com radio ω , sendo este calculado a partir do valor FWHM, como explicado na seção 3.1.2, temos que:

$$n' = \frac{\omega^3}{{\omega'}^3} n \tag{4.3}$$

O raio ω' é dado por:

$$\omega^{3} = (\omega^{2} + \overline{v}^{2} t^{2})^{3/2}$$
(4.4)

onde t = 10 ms, \overline{v} é a velocidade média dos átomos expandido, que para uma temperatura de 240 µK, ou seja, no limite Doppler, tem um valor aproximadamente de $\overline{v} = 51 \text{ cm/s}$ para átomos de sódio. Com um valor médio de ω de 0,1509 cm temos $\omega^3 = 0,150 \text{ cm}^3$. Portanto, o valor fator de correção na densidade é:

$$\frac{\omega^3}{{\omega'}^3} = 0,023 \tag{4.5}$$

Assim, o valor corrigido da seção de choque é dado por:

$$\sigma_{corrigido} = \frac{\sigma_{medido}}{0.023} \tag{4.6}$$

Os valores corrigidos da seção de choque são dados na tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Seção de choque de ionização corrigida para os estados $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$.

Estado	Seção de choque de ionização corrigida (<i>cm</i> ²)
$3^2 P_{1/2}$	$(1,6\pm0,3)\times10^{-19}$ cm ²
$3^2 P_{3/2}$	$(1,0\pm0,1)\times10^{-19}$ cm ²

4.2 Absorção cooperativa de dois fótons

Ao realizarmos as primeiras varreduras do laser de excitação, observando a formação de íons como função da frequência na região esperada para a ocorrência da absorção de dois fótons. Apesar de imaginarmos que a transição deve ocorrer numa determinada frequência correspondendo à $2\omega = \omega_{S \rightarrow P_{1/2}} + \omega_{S \rightarrow P_{3/2}}$, devemos lembrar que a interação entre os átomos é essencial para a existência do elemento de matriz que corresponde à transição de dois fótons. Desta forma, não podemos esperar que a transição seja estreita e localizada.

No gráfico da figura 4.14 mostramos a observação de um leve aumento na contagem de íons quando o laser de excitação encontra-se na região para excitação

por dois fótons. Numa vasta região de frequência observamos uma contagem de fundo que corresponde a cerca de 1 íon/segundo. Como observamos, existe uma região onde esta contagem sobe e, representa aproximadamente 50 % de aumento. Apesar de bastante incipiente, este leve aumento pode ser um indicativo importante para a procura do efeito desejado.

Observamos que este leve aumento ocorre numa largura de aproximadamente 4 GHz a 5 GHz e provavelmente deslocado para o vermelho do esperado cerca de 4,5 GHz.

Assumindo que este sinal possa ser indicativo do processo procurado, podemos oferecer uma explicação.



Figura 4.14 – Contagem de íons ao redor da frequência requerida para absorção de dois fótons. Observa-se um leve incremento da contagem quando a frequência se desloca para o vermelho da possível região de absorção dos dois fótons (quadro vermelho).

O diagrama mostrado na figura 4.15 representa o diagrama de níveis de dois átomos de Na colidindo, onde os potenciais são observados como função da distancia internuclear.



Figura 4.15 – Níveis de dois átomos de sódio colidindo. Existe um deslocamento para o vermelho da soma da frequência dos dois fótons quando a interação cresce.

Devido à necessidade da interação entre os átomos, espera-se que a transição ocorra preferencialmente quando átomos estejam já se aproximando. Isto deve deslocar um pouco a frequência esperada para a ocorrência da transição. O estado final $3^2 P_{1/2} + 3^2 P_{3/2}$ deve ter um pequeno deslocamento para o vermelho, δ . O sinal esperado será desta forma espelhado para uma certa região de frequência, esperada ter alguns GHz de largura.

O sinal esperado será um compromisso de diversos efeitos, a necessidade de interação com o compromisso de número de pares determinará o valor ótimo esperado.

5 Conclusões

Para o experimento de Absorção Cooperativa de Dois Fótons, remodelamos partes do experimento como é o caso da fonte de átomos (onde houve mudanças mecânicas e do sistema de vácuo), sistema de desaceleração e reconformamos o sistema de lasers. Isso implicou numa nova geração de Zeeman Slower que associada às outras mudanças possibilitou a obtenção de um numero de átomos na armadilha magneto-óptica sem precedentes em nosso laboratório.

Esse investimento no sistema experimental nos permitiu, pela primeira vez, executar os primeiros passos para o experimento acima citado, o que acreditamos representar subsídios para um modelamento teórico mais realístico do fenômeno em átomos frios, dado que até o momento esse modelamento era limitado apenas aos sistemas cristalinos.

Pudemos observar de forma qualitativa, e de certa forma quantitativa, duas características básicas do fenômeno de absorção cooperativa de dois fótons. Observamos que as contagens de íons na região esperada do efeito tem um deslocamento que é compatível com a estrutura dos potenciais desse sistema. Outra característica é a largura dessa ressonância que tem a ordem da largura das ressonâncias para freqüências de absorção de um fóton em $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$. Outro aspecto importante que medimos foi a seção de choque de absorção de um fóton em $3^2 P_{1/2}$ e $3^2 P_{3/2}$ que deu subsídios para a realização do experimento em questão. Os valores obtidos estão na ordem de grandeza esperada para esse efeito.

Dessa forma, apresentamos nossos resultados como um esforço para obter um sistema experimental robusto e flexível e para demonstrar o efeito da absorção de dois fótons em sistema de átomos frios, onde a interação interatômica é de suma importância. Dada a flexibilidade de variar parâmetros como essa interação e densidade atômicas, acreditamos que muito ainda pode ser feito e explorado nesses sistemas, inclusive em sistema como os condensados de Bose-Einstein.

No presente aparato experimental, infelizmente, não pudemos explorar mais possibilidades pelo fato de ficarmos limitados por problemas técnicos inerentes a experimentos desse porte. Continuaremos explorando parâmetros como densidade trabalhando na diminuição do atraso entre desligamento da armadilha magnetoóptica e inserção do laser de excitação. Outro aspecto importante a ser explorado é intensidade do feixe de excitação quando aplicado a amostra, assim como a intensidade do laser de ionização.

Num futuro não muito distante, esse aparato utilizado para Sódio poderá ser reconfigurado para permitir estudos em sistema de condensados duplos, onde uma das espécies é o Sódio, e a outra espécie pode ter isótopos bosônicos e fermiônicos.

Referências

1 RIOS LEITE, J. R.; DE ARAUJO, C. B. Lineshape of cooperative two-photon absorption by pairs in solids. *Chemical Physics Letters*, v. 73, n. 1, p. 71–74, July 1980.

2 ANDREWS D. L.; HARLOW, M. J. Cooperative two-photon absorption. *Journal of Chemical Physics*, v.78, n. 3, p. 1088-1094, Feb. 1983.

3 WEINER, J. et. al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Review of Modern Physics*, v. 71, n. 1, p. 1-85, Jan. 1999.

4 TELLES, G. D. et. al. Inelastic cold collisions of Na/Rb mixture in a magnetooptical trap. *Physical Review A*, v. 59, n. 1, p. R23 – R26, Jan. 1999.

5 SANTOS, M. S. et. al. Hyperfine-changing collision measurements in trap loss for mixed species in a magneto-optical trap. *Physical Review A*, v. 60, n. 5, p. 3892 – 3895, Nov. 1999.

6 MAGALHÃES, K. M. F. et. al. The escape velocity in a magneto-optical trap and its importance to trap loss investigation. *Laser Physics,* v. 12, n. 1, p. 145 – 151, 2002.

7 TELLES, G. D. et. al. Evidence of a two-color trap-loss channel. *Physical Review A*, v. 66, n. 2, p. 025403-1 – 025403-4, Aug. 2002.

8 CAIRES, A. R. L. et. al. Atomic density and light intensity dependences of the Rb₂ molecule formation rate constant in a magneto-optical trap. *Physical Review A*, v. 71, n.4, p. 043403-1 – 043403-5, Apr. 2005.

9 MARCASSA, L. G. et. al. Enhancing molecular formation in a Rb-MOT. *Laser Physics,* v. 12, n. 12, p. 1722 – 1725, 2006.

10METCALF, H. J.; STRATEN, P. van der. *Laser cooling and trapping*. New York: Springer-Verlag, 1999.

11GOPPERT-MAYER, M. Elementary processes with two quantum transitions. *Annalen der Physik*. (Berlin, Historic article), v.18, n. 7-8, p. 466-479, July 2009.

12KAISER, W.; GARRET, C. G. B. Two-photon excitation in CaF₂:Eu²⁺. *Physical Review Letters,* v. 7, n. 6, p. 229-231, Sept. 1961.

13KLEINMAN, D. A. Laser and two-photon processes. *Physical Review,* v. 125, n. 1, p. 87-88, Jan. 1962.

14PETICOLAS, W. L.; GOLDSBOROUGH, J. P.; RIECKHOFF, K. E. Double photon excitation in organic cristals. *Physical Review*, v. 10, n. 2, p. 43-45, Jan. 1963.

15SINGH, S.; STOICHEFF, B. P. Double-photon excitation of fluorescence in anthracene single crystals. *Journal of Chemical Physics*, v. 38, n. 8, p. 2032-2033, 1963.

16BRAUNSTEIN, R.; OCKMAN, N. Optical doublé-photon absorption in CdS. *Physical Review,* v. 134, n. 2A, p. A499-A507, Apr. 1964.

17ABELLA, I. D. Optical doublé-photon absorption in cesium vapor. *Physical Review Letters,* v. 9, n. 11, p. 453-455, Dec. 1962.

18BOYD, R. W. *Nonlinear optics.* New York: Elsevier Inc.; Academic Press, 2008.p.16-17.

19BIRABEN, F.; CAGNAC, B.; GRYNBERG, G. Experimental evidence of twophoton transition without Doppler broadening. *Physical Review Letters*, v. 32, n. 12, p. 643-645, Mar. 1974.

20SNADDEN, M. J. et. al. Two-photon spectroscopy of laser-cooled Rb using a mode-locked laser. *Optics Communications*, v. 125, n. 1-3, p. 70-76, Apr. 1996.

21CESAR, C. L. et. al. Two-photon spectroscopy of trapped atomic hydrogen. *Physical Review Letters,* v. 77, n. 2, p. 255-258, July 1996

22PINKSE, P. W. et. al. Resonance enhanced two-photon spectroscopy of magnetically trapped atomic hydrogen. *Physical Review Letters*, v. 79, n. 13, p. 2423-2426, Sept. 1997.

23CARVASSO FILHO, R. L. et. al. Desaceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms. *Journal of the Optical Society of America. B,* v. 20, n. 5, p. 994-1002, May. 2003.

24VARSANYI, F.; DIEKE, G. H. Ion-pair resonance mechanism of energy transfer in rare earth crystal fluorescence. *Physical Review Letters,* v. 7, n. 12, p. 442-443, Dec. 1961.

25DEXTER, D. L. Cooperative optical absorption in solids. *Physical Review*, v. 126, n. 6, p. 1962-1967, Dec. 1961.

26ALTARELLI, M.; DEXTER, D. L. Cooperative energy transfer and photon absorption. *Optics Communications,* v. 2, n. 1, p. 36-38, May-June 1970.

27ALTARELLI, M.; DEXTER, D. L. Simultaneous energy transfer and optical absorption in condensed matter. *Physical Review B*, v. 7, n. 12, p. 5335-5344, June 1973.

28FLEISCHHAUER, M.; IMAMOGLU, A.; MARANGOS, J. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*,v. 77, n. 2, p. 633-673, Apr. 2005.

29WANG, Y.; SAFFMAN, M. Experimental study of nonlinear focusing in a magnetooptical trap using a Z-scan technique. *Physical Review A*, v. 70, n. 1, p. 013804-1 – 013801-9, July 2004.

30PRITCHARD. J. D. Cooperative optical non-linearity in a blockaded Rydberg ensemble. 2011. 199p. Ph.D.Thesis (Physics) – Department of Physics, Durham University, Durham, UK, 2011.

31 PAIVA, R. R. et. al. Photoassociative ionization of cold Na atoms: repulsive levels effects on the ion production rate. *Laser Physics Letters*, v. 6, n. 2, p. 163 – 167, Feb. 2009.

32MUHAMMAD, R. et. al. Efficiency in the loading of a sodium magneto opticaltrap from alkali metal dispensers. *Optics Communications*, v. 281, p. 492-4930, 2008.

33NAIK, D. S. Bose-Einstein condensation: building the testbeds to study surperfluidity. 2006. 193p. Ph.D. Thesis (Physics) - School of Physics, Georgia Institute of Technology, Georgia, 2006.

34PAIVA, R. R. *Comunicação privada*. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil. No prelo.

35PHILLIPS, W. D.; PRODAN, J. V.; METCALF, H. J. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *Journal of the Optical Society America B*,OSA, v. 2, n. 11, p. 1751-1767, Nov. 1985.

36COOK, R.J. Atomic motion in resonant radiation: an application of Ehrenfest stheorem. *Physical Review A.* v. 20, n. 1, p. 224-227, July 1979.

37FOOT, C. J. Atomic physics. New York: Oxford University Press, 2005. p.178 – 184.

38DURFEE, D. S. *Dynamic properties of dilute Bose-Einstein condensate*. 1999. 193p. Ph.D. Thesis (Physics) – Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 1999.

39WEINER, J. Cold and ultracold collisions in quantum microscopic and mesoscopic systems. New York: Oxford University Press, 2003.

40FOX, M. *Quantum optics*: an introduction. New York: Oxford University Press, 2006.

41 PAIVA, R. *Investigação do processo de foto-ionização associativa em situações com baixa dimensão.* 2009. 72p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 2009.

42MUNIZ, S. R. *Desenvolvimento experimental para produção e estudo de gases quânticos: condensação de Bose-Einstein.* 2002. 187p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, 2002.

43STECK, D. A. Sodium D line data. 2003, Dissertation (Master) – Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 2003.

44PETROV, I. D. et. al. Near threshold photoinization of excited alkali atoms Ak(np) (Ak=Na, K, Rb, Cs; n= 3-6). *The European Physical Journal D*, v. 10, n. 1, p. 53 – 65, Apr. 2000.