

IARA MAITÊ CAMPESTRINI

**ESTUDO DO EFEITO DA DESSORÇÃO ATÔMICA INDUZIDA
POR LUZ NA DINÂMICA DE CARGA DE UMA ARMADILHA
MAGNETO-ÓPTICA DE RUBÍDIO**

Dissertação apresentada para a obtenção do título de Mestre em Física da Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas – CCT.

Orientador: Ricardo Antônio De Simone Zanon, doutor.

Coorientador: André Luiz de Oliveira, doutor.

**JOINVILLE / SC
2013**

C195e

Campestrini, Iara Maitê

Estudo do efeito da dessorção atômica induzida por luz na dinâmica de carga de uma armadilha magneto-óptica de rubídio / Iara Maitê Campestrini.
- 2013.

108 p. :il. ; 21 cm

Orientador: Ricardo Antônio De Simone Zanon

Coorientador: André Luiz de Oliveira

Bibliografia: p. 91-96.

Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2013.

1. Armadilha magnéto-óptica. 2. Efeito LIAD. 3. Dessorção. 4. Adsorção I. Zanon, Ricardo Antônio De Simone. II. Oliveira, André Luiz de. III. Universidade do Estado de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Física. IV. Título

CDD 530.44 - 20.ed.

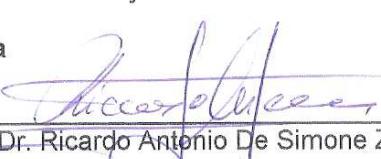
IARA MAITÊ CAMPESTRINI

ESTUDO DO EFEITO DA DESSORÇÃO ATÔMICA INDUZIDA
POR LUZ NA DINÂMICA DE CARGA DE UMA ARMADILHA
MAGNETO-ÓPTICA DE RB

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado Acadêmico em Física como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física na área de concentração "Física".

Banca Examinadora

Orientador:

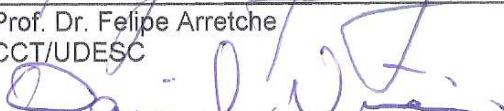

Prof. Dr. Ricardo Antonio De Simone Zanon
CCT/UDESC

Co-orientador:


Prof. Dr. André Luiz de Oliveira
CCT/UDESC

Membros


Prof. Dr. Felipe Arretche
CCT/UDESC


Prof. Dr. Daniel Vieira
CCT/UDESC


Prof. Dr. Gustavo Deczka Telles
IFSC-USP

Joinville, SC, 05/07/2013.

AGRADECIMENTOS

A Deus, pela força superior que guia a minha vida.

Aos meus pais, pelo exemplo de vida, trabalhando sempre para dar o melhor para mim e minhas irmãs, fazendo com que buscássemos ser pessoas de bem e íntegras.

Às minhas irmãs, pela companhia e por serem minhas “aluninhas” nas brincadeiras, decisivas para a escolha profissional.

Ao meu “namorado”, pela compreensão e paciência nos momentos que tive que me dedicar a esta pesquisa.

Aos amigos e colegas do mestrado, em especial à Anne, pelos ensinamentos no laboratório, Claudia, Kelaine e Juliana, pelo apoio e “trocas de figurinhas” em momentos decisivos.

Aos amigos da vida, todos! (Obs.: não quero correr o risco de esquecer alguém.) Entre eles, à professora Méri, pela revisão do texto desta dissertação e pela sabedoria em colocar palavras certas nas frases um tanto quanto confusas, construídas na tentativa de traduzir os meus pensamentos.

Aos professores do mestrado que, de forma direta ou indireta, auxiliaram na minha formação acadêmica e pessoal. Incluo também os professores da época da graduação.

Ao professor orientador Ricardo Zanon, pelo apoio nos estudos, pelas discussões e por apostar em mim.

Ao professor coorientador André de Oliveira, pelo incentivo.

Ao professor Felipe Arretche, pela participação fundamental na pesquisa.

Ao grupo de óptica do IFSC/USP – CePOF/INOF. À UDESC, CNPq, CAPES.

Ao SENAI/SC e UNIASSELVI/FAMEG, meus empregadores, pelo incentivo e liberações para participação em congressos.

RESUMO

CAMPESTRINI, Iara Maitê. **Estudo do efeito da dessorção atômica induzida por luz na dinâmica de carga de uma armadilha magneto-óptica de Rubídio.** 2013. 108 p. Dissertação (Mestrado Acadêmico em Física – Área: Física Atômica e Molecular) – Universidade do Estado de Santa Catarina. Programa de Pós-graduação em Física, Joinville, 2013.

Com o intuito de aumentar a eficiência das armadilhas magnéto-ópticas, obtendo-se um número maior de átomos aprisionados e longos tempos de vida, o efeito de dessorção atômica induzida por luz surge como uma fonte coadjuvante e não térmica de átomos. Uma investigação experimental prévia (FRITSCH, 2011) comprovou que o número de átomos de rubídio armadilhados aumenta quando uma luz de dessorção incide sobre as paredes internas da câmara de aprisionamento, cujo material é de aço inoxidável. A luz de dessorção aplicada é proveniente de uma lâmpada incandescente com potência igual a 60 mW. Os dados experimentais são fitados e os parâmetros da armadilha são determinados, para o caso sem luz. Com isso, o modelo teórico proposto por Zhang et al. (2009) é aplicado, descrevendo muito bem o incremento do número de átomos presentes na armadilha magnéto-óptica quando a luz de dessorção é acionada. Desse ajuste, a taxa de dessorção e o coeficiente de adsorção são estimados em 5×10^{17} átomos por segundo e 55 s^{-1} . A união desse modelo com o proposto por Monroe et al. (1990), para o caso sem luz, descreve perfeitamente a curva experimental gerada quando o mecanismo para a obtenção da armadilha magnéto-óptica e a luz de dessorção são acionados simultaneamente. Além disso, uma previsão teórica para a taxa de dessorção, a taxa de carregamento da armadilha magnéto-óptica e o número máximo de átomos aprisionados em função da potência da luz de dessorção é mostrada graficamente.

Palavras-chave: Armadilha magnéto-óptica. Efeito LIAD. Dessorção. Adsorção.

ABSTRACT

CAMPESTRINI, Iara Maitê. **Study of the effect of light-induced atomic desorption in dynamic loading of a magneto-optical trap for rubidium.** In 2013. 108p. Dissertation (MSc in Physics Academic - Area: Atomic and Molecular Physics) - University of the State of Santa Catarina. Graduate Program in Physics, Joinville, 2013.

In order to increase the efficiency of magneto-optical traps, yielding a greater number of trapped atoms and long lifetimes, the effect of light-induced desorption atom source emerges as an adjuvant and no thermal atoms. A prior experimental investigation (FRITSCH, 2011) showed that the number of rubidium atoms trapped increases when a light desorption focuses on the inner walls of the chamber imprisonment, whose material is stainless steel. The light desorption is applied from an incandescent lamp with power equal to 60 mW. The experimental data are adjusted and parameters are determined from the trap, in case of absence of light. Thus, the theoretical model proposed by Zhang et al. (2009) is applied, describing the increase of the number of atoms in the magneto-optical trap when the light desorption is triggered. In this setting, the rate of desorption and adsorption coefficient is estimated at 5×10^{17} atoms per second and 55 s^{-1} . The combination of this model with that proposed by Monroe et al. (1990), in case of absence of light, perfectly describes the experimental curve generated when the mechanism for obtaining the magneto-optical trap and light desorption are actuated simultaneously. Furthermore, a theoretical prediction for the desorption rate, the rate of charging of magneto-optical trap and maximum number of atoms trapped on the basis of light desorption power is shown graphically.

Keywords: Magneto-optical trap. Effect LIAD. Desorption. Adsorption.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Dois feixes de laser contrapropagantes, sintonizados numa frequência de ressonância ω , incidindo sobre um átomo que se move na direção positiva de x e apresenta frequência de ressonância ω_0	22
Figura 2 - Diagrama tridimensional do MOT: bobinas anti-Helmoltz e três pares de feixes contrapropagantes com polarizações circulares e mutuamente ortogonais.....	24
Figura 3 - Diagrama do nível de energia de um átomo de dois níveis, $S = 0$ e $S = 1$ ($m_s = -1, 0, +1$), sujeito a um campo magnético fraco e par de feixes contrapropagantes com polarizações circularmente opostas.....	25
Figura 4(a) - Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb	27
Figura 4(b) - Diagrama dos níveis de energia do ^{87}Rb	28
Figura 5 - Espectro de absorção saturada dos isótopos de rubídio: os vales I e IV correspondentes ao ^{87}Rb e os vales II e III ao ^{85}Rb	30
Figura 6 - Esquema ilustrativo do efeito de dessorção e de adsorção.....	41
Figura 7 - Processos dinâmicos: carregamento do MOT e efeito LIAD.....	52
Figura 8 - Comparativo do carregamento de uma armadilha magneto-ótica de rubídio, no interior de uma câmara de aço inoxidável, com e sem a influência da luz de lâmpada incandescente incidindo na câmara.....	60
Figura 9 - Comparativo entre os dados experimentais (pontos em preto) e a curva ajustada (linha vermelha/azul) para o caso (a) sem luz e (b) com luz para o carregamento do MOT de ^{85}Rb	62
Figura 10 - (a) Taxa de carga da armadilha em função da potência da luz de dessorção. (b) Tendência linear.....	63
Figura 11 - Curvas do carregamento do MOT conforme análises da Tabela 1.....	67
Figura 12- (a) Figura 4.1 (FRITSCH, 2011) com destaque para a contribuição no número de átomos no MOT devido efeito LIAD. Curva de carregamento do MOT devido efeito LIAD, segundo modelo do Zhang et al. (2009) com (b) $N_B = 0$	70

Figura 12- (c) Curva de carregamento do MOT devido efeito LIAD, segundo modelo do Zhang et al. (2009) com $N_B = 2 \times 10^9$ átomos.....	71
Figura 13 - Carregamento do MOT com dispenser somente e, em seguida, ligando a luz de dessorção.....	72
Figura 14 - Carregamento do MOT com dispenser e luz de dessorção como fontes de átomos, via função (4.4). No detalhe, a Figura 9b.....	74
Figura 15- Comparativo entre as curvas de carregamento do MOT: somente com LIAD (i), somente com dispenser (ii) e com dispenser e LIAD (iii).....	75
Figura 16 - Átomos no vapor de fundo devido efeito LIAD. No detalhe: átomos armadilhados pela contribuição da luz de dessorção.....	77
Figura 17 - Curva característica da função (4.11).....	79
Figura 18 - Relação entre a taxa de dessorção e a potência da luz LIAD.....	80
Figura 19 - (a) Taxa de carregamento do MOT em função da potência da luz de dessorção. (b) Número máximo de átomos armadilhados em função da potência da luz LIAD.....	82
Figura 20 - Carregamento do MOT com e sem LIAD por um tempo de 100 s.....	83
Figura 21 - Relação da pressão de vapor em função da temperatura, característica dos elementos sódio, rubídio e césio.....	99
Figura 22 - Esquema do aparato experimental para obtenção do MOT.....	102
Figura 23 - Esquema experimental do sistema da célula de absorção saturada.....	103
Figura 24 - Arranjo experimental das lentes para captação pelo fotodetector da imagem do MOT.....	105
Figura 25 - Relação entre tensão e potência no processo de calibração do fotodetector.....	106
Figura 26 - Curva de carregamento do ^{85}Rb com sinal de tensão gerado no fotodetector pela fluorescência emitida pelos átomos aprisionados, em função do tempo.....	108

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	15
2	INTRODUÇÃO TEÓRICA	21
2.1	ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA: PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO.....	21
2.2	FORÇAS QUE ATUAM SOBRE OS ÁTOMOS NO MOT.....	30
2.3	MODELO CINÉTICO DO CARREGAMENTO DOS ÁTOMOS NO MOT	34
2.4	O ÁTOMO DE RUBÍDIO.....	39
2.5	EFEITOS DE ADSORÇÃO E DESSORÇÃO.....	39
3	DESSORÇÃO ATÔMICA INDUZIDA POR LUZ APLICADA AO CARREGAMENTO DE UMA ARMADILHA MAGNÉTO-ÓPTICA.....	43
3.1	CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO USANDO LUZ BRANCA.....	43
3.2	CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO EM CÉLULA DE PYREX USANDO LUZ <i>FLASH</i>	45
3.3	CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO E POTÁSSIO USANDO LIAD ULTRAVIOLETA.....	46
3.4	CARREGAMENTO DO MOT DE SÓDIO EM CÉLULA DE PYREX COM LUZ LED.....	48
3.5	CARREGAMENTO DO MOT DE CÉSIO NUMA CÉLULA DE QUARTZO SEM REVESTIMENTO APLICANDO LUZ AZUL.....	50
3.5.1	Modelo teórico da dinâmica do MOT com LIAD proposto por Zhang et al (2009).....	51
4	LIAD APLICADA AO CARREGAMENTO DE UMA ARMADILHA MAGNÉTO-ÓPTICA DE RUBÍDIO: INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL E TEÓRICA.....	59
4.1	RESULTADOS PRELIMINARES	59
4.2	INVESTIGAÇÃO DOS PARÂMETROS DO MOT SEM LIAD.....	64
4.3	ANÁLISE DO EFEITO LIAD SOBRE O MOT.....	68
5	CONCLUSÃO.....	85
	REFERÊNCIAS.....	91
	APÊNDICE A – CARACTERÍSTICAS DOS ÁTOMOS DE METAIS ALCALINOS	97
	APÊNDICE B – APARATO EXPERIMENTAL E DETERMINAÇÃO DE ALGUNS PARÂMETROS DO MOT.....	101

1 INTRODUÇÃO

A curiosidade do homem é ponto primordial para a busca do novo. Dessa inquietação parte-se para a problematização, investigação e possível esclarecimento. De relevante importância para o desenvolvimento da ciência e das tecnologias, e constituindo-se como elemento instigador do ser humano desde os tempos da Grécia Antiga é o estudo do átomo que, naquela época, foi considerado a menor porção da matéria.

A investigação científica da estrutura atômica foi iniciada com o cientista inglês John Dalton, em 1808, dando ao átomo a imagem de uma esfera rígida e indestrutível, cujas combinações possibilitam o surgimento de diferentes tipos de matérias. Abrangeu-se tal investigação para a ideia de Rutherford, de acordo com o qual os elétrons (cargas negativas) giram em órbitas circulares ao redor do núcleo de prótons (cargas positivas). Essa concepção foi complementada pelos postulados do físico dinamarquês Niels Bohr, utilizando-se de dados experimentais e das ideias da mecânica quântica de Max Planck. Nessa proposta, o elétron circula ao redor do núcleo em órbita bem definida, mudando de órbita, se afastando ou aproximando do núcleo, quando absorve ou emite, respectivamente, uma quantidade de energia bem definida, denominada fóton (BAGNATO, 2008).

Além do estudo do átomo, a curiosidade acerca dos fenômenos ópticos levou à indagação do que é formada a luz. Conforme Bagnato (2008), no século XVII, Newton tentou responder tal questionamento atribuindo à luz o caráter corpuscular, explicando o fenômeno da propagação linear da luz, da reflexão e da refração. Por outro lado, o físico Christian Huygens explicou os fenômenos da reflexão, refração e também o da interferência da luz dando o caráter ondulatório à luz. Posteriormente, demonstrou-se o comportamento dual da luz, ora partícula, ora onda.

Os estudos quantitativos da teoria eletromagnética e da mecânica quântica possibilitaram argumentar que a luz é uma onda eletromagnética (BAGNATO, 2008), carregando energia e momento por meio de “pacotes” denominados fótons. Portanto, se o átomo emite ou absorve fóton, caracterizando um novo estado de energia, ele, na verdade, emite ou absorve luz. Tais ideias demonstram a íntima relação entre luz e matéria e foram abordadas por Einstein, em 1917, no artigo intitulado *On the Quantum Theory of Radiation* conforme destaca Kleppner (2004).

Ainda nesse trabalho, Eisntein, intrigado com o equilíbrio termodinâmico dos átomos na presença de radiação eletromagnética, propôs um processo de interação entre luz e matéria denominado de emissão estimulada. Esse efeito, como ensina Knight (2009), tornou-se o princípio básico de funcionamento de uma revolucionária invenção, idealizada por Charles Townes em 1960: o laser (em inglês, *light amplification by stimulated emission of radiation*).

A primeira observação experimental da interação fóton-átomo aconteceu em 1933 por Frish, quando a luz proveniente de uma lâmpada de sódio defletiu um feixe contrapropagante de átomos também de sódio (FRISCH, 1933). No entanto, o desenvolvimento de lasers cada vez mais estáveis, com reduzida largura de linha e com sintonização em várias frequências, permitiu o desenvolvimento de técnicas que tornaram possível o estudo mais abrangente da natureza atômica. A técnica baseada na transferência de momento do fóton para o átomo, reduzindo sua velocidade, é denominada resfriamento atômico.

Em 1975, o resfriamento atômico foi estudado por D. Wineland e H. Dehmelt (1975) e, independentemente, por T. Hänsch e A. Schawlow (1975). Observou-se que o resfriamento acontecia por dois fatores: enquanto um deles era a incidência de luz laser contrapropagante ao movimento do átomo, o outro consistia na frequência do laser sintonizada abaixo da frequência de ressonância atômica, devido o efeito Doppler.

Uma teoria semiclássica da força de radiação da luz sobre um átomo de dois níveis foi desenvolvida por Cook (1979). Baseada no teorema de Ehrenfest e nas equações ópticas de Bloch, essa teoria propõe um tratamento unificado da força de radiação, com os efeitos de emissão espontânea e interações do dipolo induzido. Assim, a simplicidade das teorias elementares é mantida.

Outra atividade experimental que marcou os estudos sobre a desaceleração dos átomos foi evidenciada por Phillips e Metcalf (1982). Na ocasião, os pesquisadores observaram a desaceleração de átomos de sódio decorrente da luz laser contrapropagante e introduziram um campo magnético variável espacialmente. Esse campo magnético favorece o desdobramento Zeeman dos níveis de energia. Tal processo desloca a frequência de ressonância atômica, o que compensa o efeito Doppler resultante do movimento dos átomos.

Um experimento marcante no processo de resfriamento de átomos neutros usando a pressão de radiação é a aplicação de três pares de feixes perpendiculares e contrapropagantes num meio viscoso. Tal configuração possibilitou o alcance de temperaturas mais baixas do que

as temperaturas até então observadas. Esse estudo foi desenvolvido por Chu et al. (1985) e denominou-se de Melaço Óptico. No entanto, segundo os autores, este esquema não se trata de uma armadilha, mas possibilita o confinamento dos átomos num pequeno espaço e num tempo muito curto. É interessante acrescentar que são utilizados no experimento dois lasers que operam em frequências diferentes a fim de prevenir o bombeamento óptico, previstos por Phillips e Metcalf (1982).

Os processos descritos até o momento resfriam o átomo. A primeira observação experimental de aprisionamento magnético de átomos neutros foi estabelecida por Migdall et al. (1985). No entanto, o aprisionamento magnético não resfria os átomos. A proposta de uma armadilha que fosse capaz de resfriar e aprisionar os átomos foi desenvolvida em 1986 por Pritchard et al. e é conhecida como armadilha magnéto-óptica. Comumente utiliza-se a sigla MOT, oriunda do inglês Magneto Optical Trap, para fazer referência a tal armadilha.

A demonstração de um MOT foi realizada em 1987 por Raab et al. Neste experimento, átomos neutros de sódio foram submetidos a forças de amortecimento oriundas de três feixes contrapropagantes e ortogonais, como sugerido por Chu et al. (1985), que estão centradas em um campo magnético quadrupolar esférico fraco. Esse campo magnético foi gerado a partir de um par de bobinas percorridas por correntes em sentidos opostos. Além disso, Raab et al. (1987) otimizaram o MOT, introduzindo lâminas que polarizam circularmente a luz e invertem a polarização quando os feixes são refletidos. Outra melhoria apresentada foi a utilização da célula de absorção saturada, que permite determinar a frequência precisa do laser, produzindo a estabilidade necessária no MOT.

A fim de possibilitar o resfriamento e o aprisionamento dos átomos, o feixe atômico necessitava ser previamente desacelerado. Em 1990, Monroe e colaboradores potencializaram a armadilha magnéto-óptica com o uso de uma célula de vapor de átomos neutros de césio. Essa célula aquecida libera o vapor de átomos com uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzman, onde os átomos mais lentos são aprisionados (MONROE et al., 1990). O uso da célula dispensa a necessidade de desaceleração do feixe de átomos, simplificando o aparato experimental. Mais tarde, em 1998, Fortagh e colaboradores demonstraram que o uso de um dispenser, uma cápsula contendo sal de metal alcalino que é resistivamente aquecido, montado a 30 mm do centro da armadilha, torna-se um eficiente mecanismo de carregamento do MOT (FORTAGH et al., 1998).

Trabalhos posteriores vieram para melhorar o aparato experimental, possibilitando uma densidade considerável de átomos frios aprisionados e consequente estudo das interações atômicas. Um exemplo disso foi o trabalho de Cohen-Tannoudji e Willian Phillips, em 1990. Os autores voltaram sua atenção aos novos mecanismos físicos para a obtenção de temperaturas muito baixas, explicando os resultados experimentais anteriormente apresentados (COHEN-TANNOUDJI; PHILLIPS, 1990). Tal estudo lhes rendeu, juntamente com Steven Chu, o prêmio Nobel de Física em 1997. Outro exemplo da importância dos estudos dos processos colisionais de átomos frios aprisionados foi a obtenção experimental do condensado de Bose-Einstein por E. A. Cornell, C. E. Wiemann e W. Ketterle, em 1995. Por este trabalho, os pesquisadores foram agraciados com o prêmio Nobel de Física em 2001.

Com a intenção de tornar as armadilhas magneto-ópticas mais eficientes, um processo relativamente novo, cujas investigações iniciaram na década de 1990, foi introduzido no aparato experimental. Esse processo é conhecido como dessorção atômica induzida por luz (LIAD, do inglês *light induced atom desorption*), e consiste na retirada de átomos da superfície interna de uma célula quando luz não ressonante e fraca incide sobre a superfície interna da mesma, aumentando a população de átomos no estado de vapor em seu interior. Segundo Mariotti et al. (1994), não se trata de efeito semelhante ao ejetar átomos ou moléculas da superfície usando uma luz laser com intensidade considerada, mas de um efeito não térmico, observado à temperatura ambiente e podendo ser produzido por lâmpadas de baixa intensidade.

Os precursores da pesquisa sobre o LIAD foram Gozzini e colaboradores. Eles realizaram a primeira observação experimental dos efeitos cinéticos da luz no vapor de sódio numa célula revestida internamente de siloxano (GOZZINI et al., 1993). A partir de então, outros pesquisadores dedicaram-se ao estudo desse efeito. Por exemplo, a dependência do aumento do número de átomos na célula em função da intensidade da luz de dessorção e também em função do comprimento de onda dessa luz foi abordada por Meucci et al. (1994). A proposta de um modelo para explicar a dinâmica do efeito LIAD, considerando taxas de dessorção e adsorção atômicas, foi realizada por Mariotti et al. (1994). Tanto Meucci et al. (1994) quanto Mariotti et al. (1994) utilizaram vapor de rubídio em célula revestida internamente por silano.

Abramova et al. (1984) observaram o efeito LIAD em vapor de sódio numa célula de safira não revestida internamente. Xu et al. (1996), por sua vez, estudaram a ejeção de Na e Na₂ em superfícies cobertas com polidimetilsiloxano (PDS). Um modelo teórico que

descreve a dinâmica da densidade do vapor de rubídio no interior de uma célula Pyrex revestida por um filme de siloxano foi desenvolvido por Atutov et al. (1999). Esse modelo, posteriormente debatido por Rebilas et al. (2009), considera além das taxas de dessorção e adsorção dos átomos, o processo de difusão como sendo dominante.

O processo de LIAD do rubídio numa célula de Pyrex também foi estudado por Burchianti e colaboradores. Tal célula, entretanto, era revestida internamente com amostras de sílica porosa, destacando a importância da difusão (BURCHIANTI et al., 2004). Tem-se também o estudo de Alexandrov et al. (2002), que analisaram o efeito LIAD com átomos de rubídio e césio em revestimento de parafina.

O efeito LIAD aplicado ao processo de carregamento de uma armadilha magnéto-óptica foi estudado por Anderson e Kasevich, em 2001. Demonstrou-se, experimentalmente, um aumento no número de átomos de ^{87}Rb no MOT, o que ocorreu em função da dessorção não térmica de átomos de rubídio das paredes de aço inoxidável da câmara.

Além disso, também Atutov et al. (2003) obtiveram um carregamento rápido e eficiente do MOT de rubídio pela dessorção de átomos em filmes de polidimetilsiloxano depositados na superfície interna de uma célula de Pyrex. Em 2006, Klemp et al. (2006) analisaram a evolução do número de átomos, no MOT de rubídio Rb^{87} e K^{40} , em função da intensidade da luz LIAD e do comprimento de onda, dentro de um intervalo de 630 nm a 253 nm, numa célula não revestida de quartzo e numa câmara de aço inoxidável.

Um modelo teórico baseado na equação diferencial que representa a taxa de carregamento de átomos devido o efeito LIAD numa armadilha magnéto-óptica, levando em conta a taxa de dessorção, coeficiente de adsorção e taxas de perda dos átomos armadilhados com vapor de fundo foi proposto (ZHANG et al., 2009). Nesse trabalho, as demonstrações teóricas concordam com os dados experimentais realizados num MOT de césio usando luz LIAD azul. Da mesma forma, os dados experimentais estão de acordo com o modelo teórico para o carregamento de uma armadilha, o qual foi desenvolvido no estudo do LIAD de sódio a partir de uma célula de vidro usado para o MOT (TELLES et al., 2010).

O efeito LIAD numa armadilha magnéto-óptica também se tornou objeto de estudo do Grupo de Óptica do CCT/UDESC no trabalho desenvolvido por Fritsch (2011). Nesse estudo, dados experimentais do carregamento de um MOT de rubídio foram coletados para o caso sem e com luz, numa câmara de aço inoxidável. Observou-se um aumento de 15% no número de átomos aprisionados devido à

incidência da luz de dessorção proveniente de uma lâmpada incandescente.

A motivação primordial desta dissertação continua sendo a curiosidade acerca da natureza do átomo e da sua interação com a luz. Dentre a gama de pesquisas realizadas, primeiramente com o desenvolvimento da técnica de resfriamento e aprisionamento atômico e, em segundo, associando a este o efeito LIAD, temos como objetivo o estudo de um modelo envolvendo LIAD, baseado no modelo proposto por Zhang et al. (2009) para a otimização do processo de carregamento em uma armadilha magneto-óptica de rubídio. Dessa forma, espera-se, num segundo momento, poder modelar os dados experimentais obtidos pelo nosso grupo de pesquisa (FRITSCH, 2011).

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no capítulo 2 apresentamos o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica e tratamos da ideia básica do efeito de dessorção atômica induzida por luz. No capítulo 3 apresentamos os principais estudos da aplicação do efeito LIAD no carregamento de um MOT, descrevendo os resultados experimentais e modelos teóricos que explicam tais resultados. O foco é dado ao modelo desenvolvido por Zhang et al. (2009), o qual associaremos aos resultados experimentais obtidos por Fritsch (2011), apresentados no capítulo 4. Nesse mesmo capítulo relacionaremos o modelo teórico para descrever e explicar a dinâmica de carga de uma armadilha magneto-óptica de rubídio, submetido ao efeito LIAD. As conclusões serão apresentadas no capítulo 5, bem como propostas para realização de trabalhos futuros sobre o tema.

2 INTRODUÇÃO TEÓRICA

O entendimento da interação da luz com a matéria foi um dos grandes passos da ciência no processo de investigação da natureza atômica e molecular. A observação da luz emitida ou absorvida por um átomo possibilita obter importantes informações sobre a sua natureza. Este estudo se torna possível, dentre outras técnicas, por aquelas que permitem o resfriamento e o aprisionamento de amostras densas de átomos.

Exemplos de tais técnicas são a desaceleração de feixes atômicos (PHILLIPS; METCALF, 1982), a armadilha magnética (MIGDALL et al., 1985), a armadilha óptica (CHU et al., 1985) e, a mais utilizada, inclusive pelo nosso grupo, a armadilha magnéto-óptica (do inglês *magnetical optical trap*, cuja sigla é MOT) (PRITCHARD et al., 1986; RAAB et al., 1987). Essas técnicas são aplicadas no desenvolvimento de experimentos como a espectroscopia de alta resolução (CESAR et al., 1996), relógios atômicos, estudo de colisões a baixas temperaturas (WEINER et al., 1999; WALKER; FENG, 1994; MARCASSA et al., 1999), a obtenção do condensado de Bose-Einstein (ANDERSON et al., 1999) e investigação em física básica.

Neste capítulo focalizamos nossa atenção na apresentação do princípio de funcionamento de uma armadilha magnéto-óptica. Também será apresentado o modelo teórico que explica o carregamento da armadilha, assim como as características do elemento, o rubídio, utilizado em nossos experimentos. No último tópico, serão definidos os efeitos de adsorção e dessorção e como estes influenciam no processo de carregamento da armadilha magnéto-óptica.

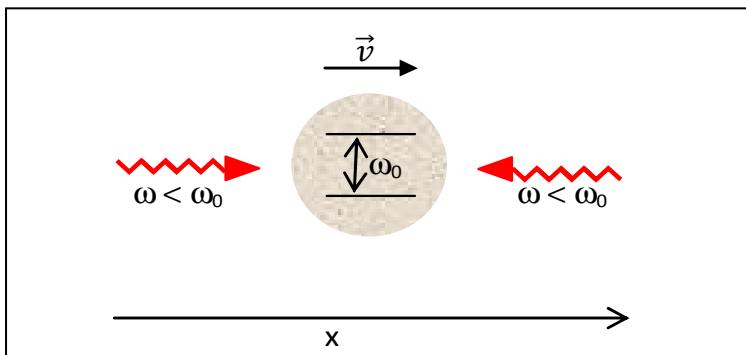
2.1 ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA: PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

É sabido que a luz exerce pressão de radiação sobre os átomos e que estes podem absorvê-la e emiti-la. Hänsch e A. Schawlow (1975) concluíram, em seus estudos, que se dois feixes lasers contrapropagantes são sintonizados numa frequência ω abaixo da frequência natural de ressonância atômica ω_0 , sempre existirá um conjunto de forças se opondo à velocidade do átomo, acarretando a diminuição da energia cinética média do mesmo.

Para ilustrar a situação, consideramos um átomo movendo-se na direção positiva do eixo x com velocidade v_x , sujeito à ação de dois

feixes laser contrapropagantes, sintonizados numa frequência ω (menor que ω_0 , a frequência natural de ressonância atômica). Essa diferença entre a frequência do laser e a frequência natural de oscilação atômica é conhecida como detuning ou dessintonia δ ($\delta = \omega - \omega_0$), como pode ser observado na Figura 1.

Figura 1: Dois feixes de laser contrapropagantes, sintonizados numa frequência de ressonância ω , incidindo sobre um átomo que se move na direção positiva de x e apresenta frequência de ressonância ω_0 .



FONTE: A autora, com base em Araujo (1995).

Nessa configuração, o feixe que se propaga no sentido contrário ao movimento do átomo, sentido negativo do eixo x , terá sua frequência deslocada para o azul, enquanto o feixe propagado no mesmo sentido do átomo, sentido positivo do eixo x , terá sua frequência deslocada para o vermelho. Isso acontece em função do efeito Doppler, tendo a mesma validade se alterarmos a configuração: o átomo se deslocando no sentido negativo do eixo x .

Dessa forma, uma vez que o feixe propagando-se em sentido oposto ao movimento do átomo tem sua frequência aumentada em relação ao átomo, se aproximando da frequência natural de ressonância atômica ω_0 , o átomo tem maior probabilidade de absorver fôtons deste feixe. Ao absorver os fôtons, o átomo sofre um recuo na mesma direção e sentido da propagação do feixe devido à transferência de momento, $\Delta p = h/\lambda$, diminuindo a sua velocidade. Além disso, segundo Araujo (1995, p. 9), “[...] se o átomo estiver parado, ele absorverá igualmente fôtons de

ambos os feixes, produzindo uma força resultante nula e permanecerá parado em sua posição inicial.”.

Chu e colaboradores (1985) implementaram a ideia proposta por Hänsch e A. Schawlow (1975), utilizando três pares de feixes polarizados linearmente e dispostos ortogonalmente entre si, que se interceptavam em um ponto. O efeito resultante das várias absorções dos fótons é um confinamento dos átomos numa pequena região do espaço, denominada de melaço óptico. Relacionando com a pressão de radiação que cada fóton exerce sobre o átomo, essa é a chamada de força de amortecimento, $\vec{F} = \alpha \vec{v}$, onde α é a constante de amortecimento.

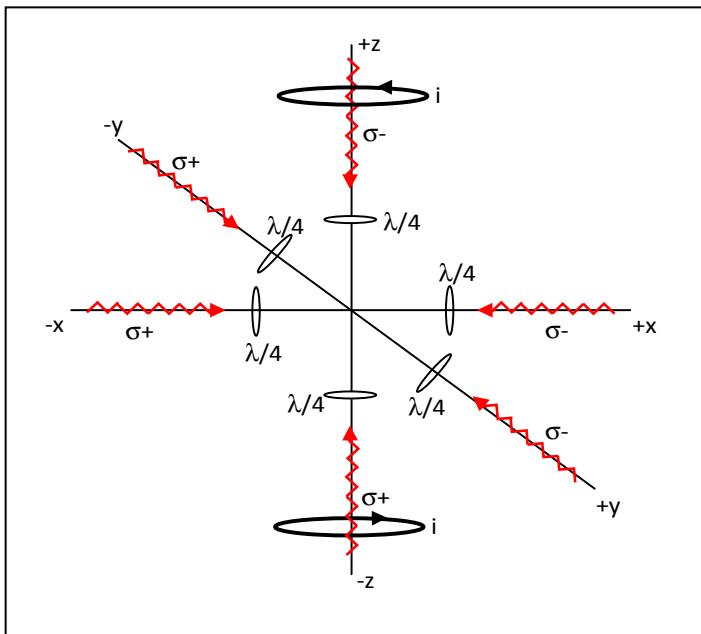
Ao absorver os fótons, o átomo pode emitir-los numa direção aleatória, criando um movimento randômico e favorecendo, após certo tempo, sua saída da ação dos feixes. Por isso, a ação dos feixes laser sobre os átomos apenas os confina, não os aprisiona. O melaço óptico permitiu um tempo de confinamento dos átomos em torno de 0,1 segundos, sendo possível resfriá-los a aproximadamente 240 μK (CHU et al., 1985). Mesmo tendo resultados melhores que os anteriores em termos de temperatura de confinamento, o objetivo é obter uma densa amostra de átomos frios e mantê-la durante um tempo consideravelmente maior, caracterizando um efetivo aprisionamento dos átomos.

O aprisionamento foi possível com a introdução de um campo magnético na configuração do melaço óptico, dando origem à armadilha magnéto-óptica (MOT). Essa armadilha foi construída por Raab e colaboradores (1987), verificando-se o resfriamento e armadilhamento de uma nuvem de átomos neutros de sódio pela pressão de radiação, proveniente de três feixes de lasers retro refletidos (um feixe retro refletido é semelhante a dois feixes contrapropagantes) e circularmente polarizados, dispostos em eixos mutuamente ortogonais, e um campo magnético fraco produzido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. Em cada bobina faz-se circular correntes de mesma intensidade, mas em sentidos opostos. Isso produz um gradiente de campo magnético: nulo a meia distância entre as bobinas (considerado o centro do MOT) e crescendo linearmente com a posição a partir deste centro, ponto este onde se interceptam os feixes laser. A Figura 2 ilustra esse esquema do MOT, proposto por Raab e colaboradores (1987), sendo atualmente utilizado.

A influência dos feixes contrapropagantes no processo de confinamento dos átomos foi anteriormente apresentada de forma detalhada, considerando um átomo de dois níveis com velocidade na

x sujeito à ação de dois feixes contrapropagantes nessa mesma direção. Agora, vamos investigar como o campo magnético favorece o aprisionamento dos átomos para, com isso, entendermos o princípio de funcionamento do MOT.

Figura 2: Diagrama tridimensional do MOT: bobinas anti-Helmoltz e três pares de feixes contrapropagantes com polarizações circulares e mutuamente ortogonais.



FONTE: A autora, com base em Raab et al. (1987).

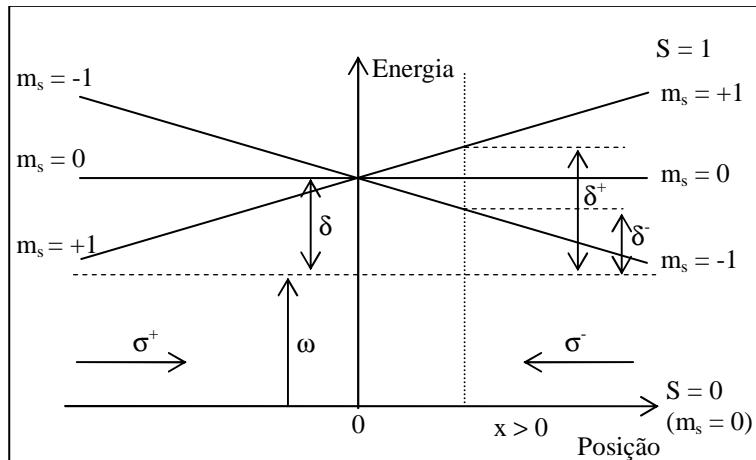
O papel desempenhado pelo campo magnético é abrir a degenerescência do nível excitado do átomo, designada pelo número quântico m_s , mudando a frequência de ressonância natural do átomo. Consideramos o estudo de um átomo hipotético de dois níveis: o estado fundamental do átomo, de spin $S = 0$ ($m_s = 0$), o qual não sofre degenerescência, e o estado excitado, com spin $S = 1$ ($m_s = -1, 0, +1$) que apresenta os níveis de energia degenerados.

Na origem, o campo magnético é nulo, crescendo linearmente conforme se afasta da origem, na forma $B(x) = bx$, onde b é uma

constante. Nesse afastamento, aparece a separação do nível de energia do estado excitado, o qual, devido ao campo magnético fraco, sofre variação da forma $\Delta E = \mu m_s B(x)$ (RAAB et al., 1987). Esse efeito é denominado de efeito Zeeman. Ao modificar a energia dos subníveis do estado excitado, tal efeito altera a frequência de ressonância natural do átomo. A Figura 3 ilustra a situação. Vamos ainda considerar o eixo de referência x , sendo a análise igualmente estendida para os eixos y e z .

Numa posição $x > 0$, a energia dos níveis degenerados do estado excitado cresce de $m_s = -1$ a $m_s = +1$. Numa posição $x < 0$, essa energia é crescente de $m_s = +1$ a $m_s = -1$. Nessa configuração, o feixe que se propaga no sentido negativo das posições possui polarização circular σ^- , enquanto o feixe que se propaga no sentido positivo das posições possui polarização circular σ^+ . Ambos possuem frequência ω menor que a frequência natural de ressonância atômica ω_0 , em $B = 0$, sendo essa diferença caracterizada pela dessintonia δ . Pelo princípio da conservação do momento angular, os feixes permitem transições com $\Delta m = \pm 1$, segundo regras de seleção.

Figura 3: Diagrama do nível de energia de um átomo de dois níveis, $S = 0$ e $S = 1$ ($m_s = -1, 0, +1$), sujeito a um campo magnético fraco e par de feixes contrapropagantes com polarizações circularmente opostas.



FONTE: A autora, com base em Metcalf e Straten (1999).

Se um átomo estiver se deslocando para posições crescentes de x , terá maior probabilidade de absorver fótons do feixe que está colimado com polarização circular σ^- , como detalhado na Figura 1. Além do mais, nessas posições, a dessintonia δ^- é menor que a dessintonia δ e δ^+ . Ou seja, a frequência do laser está mais próxima da frequência que permite a transição $\Delta m = -1$, favorecendo a transição $S = 0 (m_s = 0) \rightarrow S = 1 (m_s = -1)$. Nesse processo o átomo sofre a ação de uma força restauradora que o empurra para a posição $x = 0$.

Por outro lado, se o átomo estiver se deslocando para posições $x < 0$, absorverá mais fótons do feixe com polarização circular σ^+ pois está mais ressonante com este feixe, uma vez que a frequência do laser está mais próxima da frequência de transição $\Delta m = +1$, favorecendo a transição $S = 0 (m_s = 0) \rightarrow S = 1 (m_s = +1)$. Surge novamente uma força restauradora empurrando o átomo para a posição $x = 0$. Como no estudo do melaço óptico, a posição central é um ponto onde as forças médias sobre o átomo se anulam, caracterizando uma região de equilíbrio estável (ARAUJO, 1995).

Essa configuração é estendida para três dimensões, a partir da adição de feixes contrapropagantes nos eixos y e z e um par de bobinas na configuração anti-Helmoltz, conforme ilustrado na Figura 2. Nessa figura, as lâminas $\lambda/4$ têm a função de mudar a polarização linear do feixe proveniente dos lasers para circular, necessária no processo de resfriamento e armadilhamento. Essa é a descrição do princípio de funcionamento do MOT e a configuração utilizada nos experimentos para investigação em física básica realizadas pelo Grupo de Óptica do CCT/UDESC.

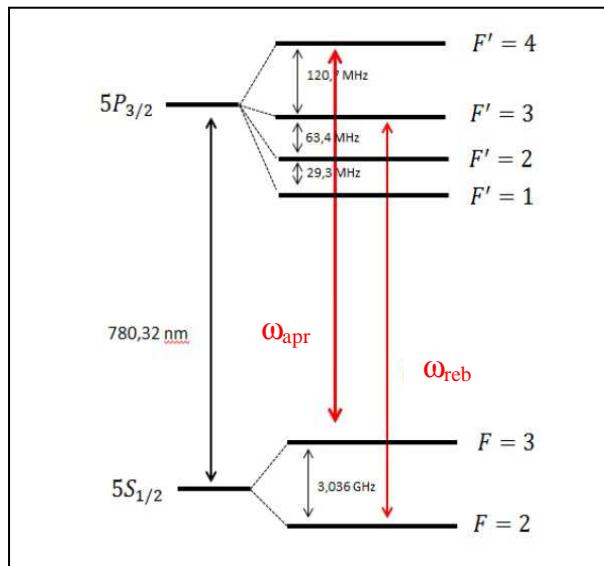
Segundo Magalhães (1999), as regras de transição para o rubídio num MOT são semelhantes às regras aplicadas em um átomo de dois níveis. Tal condição é necessária para que o rubídio seja aprisionado, permitindo um processo de interação átomo-luz de forma contínua. Como os experimentos realizados pelo Grupo de Óptica do CCT/UDESC utilizam os isótopos do rubídio 85 (^{85}Rb) e rubídio 87 (^{87}Rb), tratamos da dinâmica de resfriamento e aprisionamento deste átomo.

Para o ^{85}Rb , o laser denominado de aprisionamento é ajustado numa frequência (ω_{apr}) para permitir a transição $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 4)$, assegurada pela regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$ e $\Delta m_F = 0, \pm 1$. No estado $5P_{3/2} (F' = 4)$, os átomos decaem para o estado fundamental $5S_{1/2} (F = 3)$, estando sujeitos novamente ao laser de aprisionamento. No entanto, ao desejar excitar os átomos do estado fundamental $5S_{1/2}$ para o

estado excitado $5P_{3/2}$, pode ocorrer a transição fora de ressonância $5S_{1/2}$ ($F = 3$) \rightarrow $5P_{3/2}$ ($F' = 3$). Nesse estado excitado, existe a probabilidade 7/12 de os átomos decaírem para o estado $5S_{1/2}$ ($F = 3$), onde participam novamente do processo de aprisionamento, e a probabilidade 5/12 de os átomos decaírem para o estado $5S_{1/2}$ ($F = 2$) (MAGALHÃES, 1999), que é uma transição não desejada, pois, após ciclos de excitação, o estado $5S_{1/2}$ ($F = 2$) é populado e os átomos não interagem mais com o laser de aprisionamento.

Para solucionar essa situação, outro laser, denominado de laser de rebombeio, é introduzido no sistema. Tal laser é sintonizado com frequência (ω_{reb}) que permite a transição $5S_{1/2}$ ($F = 2$) \rightarrow $5P_{3/2}$ ($F' = 3$). Voltando para o estado excitado, o átomo pode decair para o estado $5S_{1/2}$ ($F = 3$) e ser passível de aprisionamento. Da mesma forma, o átomo pode decair para o estado $5S_{1/2}$ ($F = 2$), ser rebombeado e ter a possibilidade de ser aprisionado. O diagrama dos níveis de energia do átomo de rubídio 85 é apresentado na Figura 4(a).

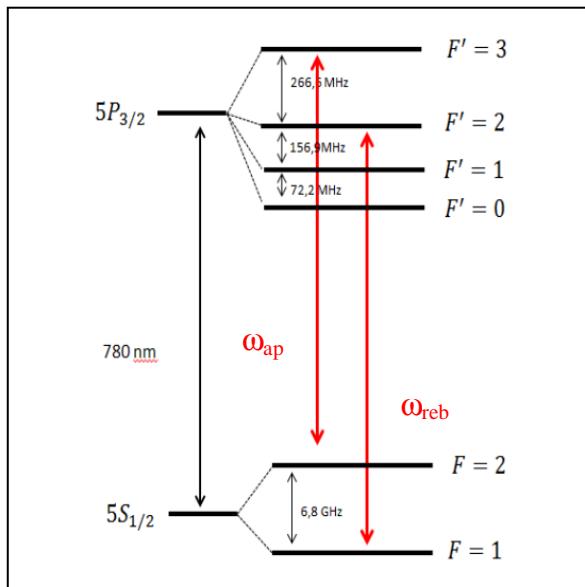
Figura 4(a): Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb .



FONTE: Fritsch (2011).

O processo de aprisionamento dos átomos do ^{87}Rb é idêntico ao processo descrito anteriormente para o ^{85}Rb . No entanto, o laser de aprisionamento é ajustado para a transição $5\text{S}_{1/2} (\text{F} = 2) \rightarrow 5\text{P}_{3/2} (\text{F}' = 3)$ enquanto o laser de rebombeio é ajustado para a transição $5\text{S}_{1/2} (\text{F} = 1) \rightarrow 5\text{P}_{3/2} (\text{F}' = 2)$. A Figura 4(b) ilustra o diagrama dos níveis de energia do átomo de rubídio 87.

Figura 4(b): Diagrama dos níveis de energia do ^{87}Rb .



FONTE: Fritsch (2011).

As duas figuras anteriores mostram os níveis de energia de forma simplificada. Para o ^{85}Rb , a figura 4(a) mostra os níveis hiperfinos $\text{F} = 2$ e 3 para o estado fundamental $5\text{S}_{1/2}$ e $\text{F}' = 1, 2, 3$ e 4 para o estado excitado $5\text{P}_{3/2}$. Na Figura 4(b), tem-se os níveis hiperfinos $\text{F} = 1$ e 2 para o estado fundamental $5\text{S}_{1/2}$ e $\text{F}' = 0, 1, 2$ e 3 para o estado excitado $5\text{P}_{3/2}$, para o ^{87}Rb . No entanto, cada nível F é degenerado ($2\text{F} + 1$) e, ao ser aplicado um campo magnético fraco, pelo efeito Zeeman, a degenerescência é aberta e um novo conjunto de subníveis m_{F} aparece (ARAUJO, 1995), da seguinte forma:

a) no estado fundamental:

^{85}Rb	^{87}Rb
$F = 2 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1, \pm 2$	$F = 1 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1$
$F = 3 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$	$F = 2 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1, \pm 2$

b) no estado excitado:

^{85}Rb	^{87}Rb
$F' = 1 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1$	$F' = 0 \Rightarrow m_{F'} = 0$
$F' = 2 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2$	$F' = 1 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1$
$F' = 3 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$	$F' = 2 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2$
$F' = 4 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3,$ ± 4	$F' = 3 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2,$ ± 3

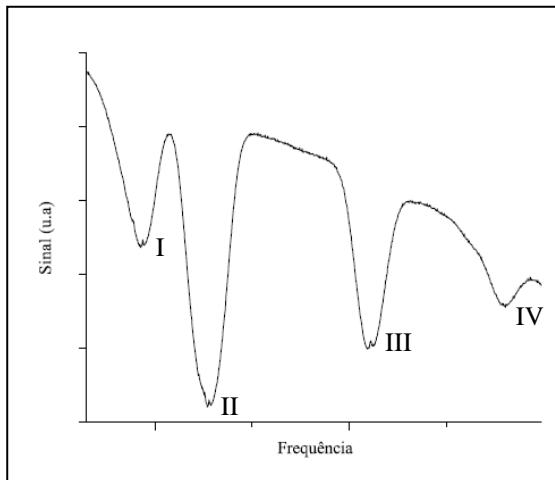
Dessa forma, na presença de um campo magnético fraco e de um feixe laser circularmente polarizado, sintonizado numa frequência ω menor que a frequência de ressonância atômica ω_0 , e que permita a transição $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 4)$, um átomo de ^{85}Rb no estado fundamental e numa região $x > 0$, tem maior probabilidade de absorver fôtons do feixe laser que se propaga na direção $-x$ cuja polarização é σ^- , e acontecer a transição permitida pela regra de seleção, $\Delta m_F = -1$, indo para o estado excitado $5P_{3/2} (F' = 4)$ e sendo empurrado para a posição central $x = 0$. Da mesma forma, se o átomo de ^{85}Rb está numa região $x < 0$, tem maior probabilidade de absorver fôtons do laser que se propaga na direção $+x$ que possui polarização σ^+ , permitindo a transição $\Delta m_F = +1$.

Experimentalmente, o laser pode ser ajustado na frequência que nos permite a transição desejada tanto para o ^{85}Rb quanto para o ^{87}Rb . Esse ajuste é feito observando-se o espectro de absorção, onde podemos nos concentrar no intervalo de frequências correspondentes à absorção do rubídio, ilustrado na Figura 5. Nessa figura, os vales correspondem às transições de aprisionamento e rebombeio para os dois isótopos do rubídio.

Mais precisamente, o vale I corresponde às transições do estado $5S_{1/2} (F = 2)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 1)$, $5P_{3/2} (F' = 2)$ e $5P_{3/2} (F' = 3)$ do ^{87}Rb . Também para o ^{87}Rb , o vale IV corresponde às transições do estado $5S_{1/2} (F = 1)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 0)$, $5P_{3/2} (F' = 1)$ e $5P_{3/2} (F' = 2)$ (FRITSCH, 2011). Ampliando cada um dos vales, observam-se os vales referentes à estrutura hiperfina dos átomos. Dessa forma, ampliando o vale I, pode-se fazer o ajuste fino da frequência do laser

que permite o aprisionamento dos átomos e, no vale IV, o ajuste fino é na frequência do laser de rebombeio.

Figura 5: Espectro de absorção saturada dos isótopos de rubídio: os vales I e IV correspondentes ao ^{87}Rb e os vales II e III ao ^{85}Rb .



FONTE: Fritsch (2011).

Para o ^{85}Rb , o vale II corresponde às transições do estado $5\text{S}_{1/2}$ ($F = 3$) para os estados $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 2$), $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 3$) e $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 4$), onde é ajustado o laser de aprisionamento pela ampliação desse vale e pela observação da estrutura hiperfina dos átomos. Já a ampliação do vale III, permite o ajuste da frequência para o laser de rebombeio, uma vez que esse vale corresponde às transições do estado $5\text{S}_{1/2}$ ($F = 2$) para os estados $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 1$), $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 2$) e $5\text{P}_{3/2}$ ($F' = 3$) (FRITSCH, 2011). Segundo Fritsch (2011), observa-se na Figura 5 que a área sobre os vales II e III é maior que a área compreendida pelos vales I e IV. Isso significa que a porção de átomos de rubídio 85 é maior que a do rubídio 87.

No próximo item, discutiremos quais são as forças responsáveis para o resfriamento e armadilhamento dos átomos.

2.2 FORÇAS QUE ATUAM SOBRE OS ÁTOMOS NO MOT

O estudo pioneiro desenvolvido por Cook (1979) trouxe uma unificação das teorias existentes acerca da força de radiação sobre o

movimento atômico. Cook (1979) propôs um tratamento semiclássico, unindo os efeitos de emissão espontânea e as interações de dipolo induzido para o estudo da força de radiação exercida por um feixe laser sobre um átomo de dois níveis. A expressão demonstrada por Cook (1979) na situação em que os átomos se movem muito vagarosamente, numa aproximação de estado estacionário, é dada por

$$\vec{F} = -\frac{[\hbar\Gamma\Omega^2\vec{\nabla}\theta + \hbar(\delta+\dot{\theta})\vec{\nabla}\Omega^2]}{[4(\delta+\dot{\theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]}, \quad (2.1)$$

onde \hbar é a constante de Planck dividida por 2π , Γ é a largura de linha natural de transição atômica, Ω é a frequência de Rabi ($\Omega = \mu E(t)/\hbar$) para um átomo de dois níveis na presença de um campo de amplitude $E(t)$, θ é a fase do campo elétrico e δ é a dessintonia ($\delta = \omega - \omega_0$).

Portanto, a força descrita na expressão (2.1) tem a contribuição da força espontânea e da força de dipolo. A primeira está associada ao processo de desaceleração do átomo devido à transferência de momento dos fôtons do laser para o átomo, estando relacionada, na expressão (2.1), com gradiente de fase. A segunda ocorre devido à interação do dipolo atômico com o gradiente do campo elétrico, que aparece na expressão (2.1) como um gradiente da frequência de Rabi, uma vez que $\Omega = \mu E(t)/\hbar$.

No estudo do MOT, conforme Cook (1979), $\Omega = \mu E_0/\hbar = \text{constante}$ e o termo relacionado ao gradiente do campo elétrico desprezível. Ou seja, a contribuição da força de dipolo não é considerada e a força espontânea torna-se a responsável no processo de resfriamento e armadilhamento de átomos neutros no MOT. Aplicando tais considerações na expressão (2.1), a força de radiação pode ser reescrita como

$$\vec{F} = \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\vec{k}}{[4(\delta-\vec{k}\cdot\vec{v})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]}, \quad (2.2)$$

onde \vec{k} é o vetor de onda do feixe laser e \vec{v} é a velocidade de propagação do átomo.

No entanto, o átomo interage com dois feixes lasers contrapropagantes em cada direção, sendo um com polarização circular σ^- e outro com polarização circular σ^+ , com frequências de Rabi iguais a Ω_+ e Ω_- , respectivamente. Portanto, a força total média sobre o átomo

é a soma vetorial da força de pressão de radiação de cada feixe, ou seja, $\vec{F}_t = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$, onde \vec{F}_+ representa a força causada pelo feixe que se propaga no sentido positivo da direção considerada, enquanto \vec{F}_- é a causada pelo feixe que se propaga no sentido negativo.

Outro fator importante é o desdobramento dos níveis de energia, devido à introdução de um campo magnético variável linearmente com a posição, da forma $B_x = bx$ (RAAB, 1987). Esse gradiente de campo magnético causa o gradiente da frequência de ressonância do átomo em função da posição. Essa variação pode ser escrita da forma $\frac{\partial\omega}{\partial x} = \frac{\partial\omega}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial x}$ (FRITSCH, 2010), onde $\frac{\partial\omega}{\partial B}$ é a variação da frequência de ressonância atômica em função do campo magnético aplicado e $\frac{\partial B}{\partial x}$ é a variação do campo magnético em função da posição, ou ainda, $\frac{\partial B}{\partial x} = b$, onde b é uma constante, considerando uma pequena região.

Dessa forma, considerando um átomo de dois níveis, sujeito a ação de dois feixes contrapropagantes com polarizações circulares e opostas e de um campo magnético variável linearmente com a posição, o módulo da força de radiação total sobre esse átomo em uma direção é

$$F_t = \hbar\Gamma k \left[\frac{\Omega_+^2}{4\left(\delta - k.v - \frac{\partial\omega}{\partial x}x\right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_+^2} - \frac{\Omega_-^2}{4\left(\delta + k.v + \frac{\partial\omega}{\partial x}x\right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_-^2} \right]. \quad (2.3)$$

Para simplificação da equação (2.3), tomamos

$$\left(k.v + \frac{\partial\omega}{\partial x}x \right) = \chi. \quad (2.3a)$$

Numa aproximação de baixas velocidades e baixos campos magnéticos, adotamos $\delta > \chi$ (ARAUJO, 1995), onde os termos de segunda ordem de χ são desprezados na expansão do denominador. Dessa consideração, ao substituir a equação (2.3a) na equação (2.3) e expandir o termo entre parênteses, obtemos

$$F_t = \frac{\hbar\Gamma k}{4} \left[\frac{\Omega_+^2}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_+^2}{2}\right) - 2\chi\delta} - \frac{\Omega_-^2}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_-^2}{2}\right) + 2\chi\delta} \right]. \quad (2.4)$$

Considerando o caso particular onde os feixes contrapropagantes possuem igual frequência de Rabi, $\Omega_+^2 = \Omega_-^2 = \Omega^2$, e com uma segunda simplificação, dada por

$$\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} = \lambda, \quad (2.4a)$$

a equação (2.4) se reduz a

$$F_t = \frac{\hbar\Gamma k\Omega^2}{\lambda^2} \delta\chi. \quad (2.5)$$

Voltando com as relações de χ e λ , das equações (2.3a) e (2.4a), respectivamente, e lembrando que $\delta < 0$, chegamos a

$$F_t = -\frac{\hbar\Gamma k^2\Omega^2|\delta|}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} v - \frac{\hbar\Gamma k\Omega^2|\delta|(\partial\omega/\partial x)}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} x. \quad (2.6)$$

A equação (2.6) pode ser reescrita como a força de um oscilador harmônico amortecido, da forma

$$F_t = -\alpha v - Kx \quad (2.7)$$

onde α é a constante de amortecimento e K é a constante de mola, tal que

$$\alpha = \frac{\hbar\Gamma k^2\Omega^2|\delta|}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} \quad (2.8a)$$

e

$$K = \frac{\hbar\Gamma k\Omega^2|\delta|(\partial\omega/\partial x)}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}. \quad (2.8b)$$

A introdução do termo relacionado com a velocidade do átomo, na equação (2.2), está associada ao efeito Doppler que ocorre uma vez que os feixes estejam sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica. Isso reflete, na equação 2.7, a existência de uma força que diminui a energia cinética do átomo e, por consequência, a temperatura do mesmo, resfriando-o. Essa é a força de amortecimento ou do tipo viscosa.

Ao absorver um fóton, o átomo o reemite numa direção aleatória. Esse efeito da emissão espontânea, não considerada na teoria semiclássica para a obtenção da força de radiação sobre o átomo (equação 2.6), gera uma força que produz o aquecimento, tornando-se um fator limitador da temperatura do MOT. O equilíbrio térmico dos átomos armadilhados é alcançado quando o equilíbrio entre a força viscosa e a força de emissão espontânea acontecer (FRITSCH, 2011). Com isto, o MOT apresenta uma temperatura não nula, na escala de μK , e o volume definido (MAGALHÃES, 1999).

O termo relacionado com a posição do átomo surge da aplicação de um campo magnético linearmente variável com a posição, causando o desdobramento dos subníveis de energia, efeito Zeeman, e assim, uma variação espacial da frequência de ressonância do átomo. Com isso, aparece uma força do tipo restauradora, que tende a empurrar o átomo para o centro da armadilha, confinando-o. Trabalhos desenvolvidos por Araujo (1995) e Krüger (2013), por exemplo, concentraram-se em calcular os coeficientes de amortecimento e de mola de uma armadilha magnéto-óptica, constituída de átomos na forma de vapor de sódio e de rubídio, respectivamente.

2.3 MODELO CINÉTICO DO CARREGAMENTO DOS ÁTOMOS NO MOT

Esta pesquisa tem a intenção de investigar o comportamento dos átomos de rubídio, no processo de carregamento do MOT, quando sujeito a uma perturbação externa (luz branca incidindo no interior da câmara onde os átomos estão armadilhados, por exemplo). Para maior compreensão do processo, neste item tratamos do modelo teórico matemático que descreve o carregamento do MOT sem considerar a perturbação externa.

O modelo cinético que descreve o número de átomos aprisionados em função do tempo no MOT origina-se ao considerar este número de átomos como parte de um vapor, submetido à baixa pressão, presente no interior de um recipiente, no nosso caso, da câmara de aço

inoxidável. Dos fundamentos da mecânica estatística (REIF, 1965), o número total de átomos que atravessam uma unidade de área por unidade de tempo e possuem velocidade entre v e $v + dv$ é dado por

$$\Phi_0 = \int_{v_z > 0} f(\vec{v}) v \cos\theta d^3\vec{v} = \pi \int_0^{+\infty} f(v) v^3 dv \quad (2.9)$$

onde $d^3v = v^2 dv \sin\theta d\theta d\phi$ e $f(v)$ é a função distribuição de velocidade para o gás. Se esse gás é tido em equilíbrio térmico, $f(\vec{v}) = f(v)$ sendo função somente do módulo da velocidade.

Para um gás ideal, a velocidade média dos átomos no gás cuja densidade é n , é

$$\bar{v} = \frac{4\pi}{n} \int_0^\infty f(v) v^3 dv. \quad (2.10)$$

Comparando as duas equações anteriores, se obtém uma relação entre a velocidade média dos átomos \bar{v} e o número de átomos por unidade de área por unidade de tempo Φ_0 , como segue

$$\Phi_0 = \frac{n}{4} \bar{v} \quad (2.11)$$

Considera-se que o gás obedece a uma distribuição de velocidade do tipo Maxwell-Boltzmann. Portanto, a equação (2.10) para a velocidade média dos átomos no gás pode ser reescrita da forma

$$\bar{v} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^{v_c} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^3 dv, \quad (2.12)$$

onde m é a massa do átomo, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura dos átomos no gás. O limite de integração indo de zero a velocidade v_c significa que são contabilizados apenas os átomos que possuem velocidade não nula e abaixo de uma velocidade limite v_c , denominada velocidade de captura (ARAUJO, 1995). Os átomos com velocidade máxima v_c e que fluem para uma região de captura, região esta onde os três feixes simultaneamente ortogonais se interceptam, terão maior probabilidade de serem desacelerados e confinados.

Substituindo a equação (2.12) na equação para o fluxo (2.11),

tem-se

$$\Phi_0 = n\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \int_0^{v_c} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^3 dv. \quad (2.13)$$

A taxa com que os átomos são capturados é um produto entre o fluxo dos átomos com velocidade entre 0 e v_c e a área de uma esfera de raio r que os átomos atravessam e são passíveis de aprisionamento. Essa esfera determina o volume teórico do MOT. A taxa de carregamento do MOT R é dada por

$$R = \Phi_0 4\pi r^2. \quad (2.14)$$

Escrevendo o raio $r = (3V/4\pi)^{1/3}$, resolvendo a equação (2.13) e substituindo na equação (2.14), obtém-se a taxa com que os átomos são aprisionados no MOT,

$$R = 0,5nV^{2/3} \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{3/2} v_c^4. \quad (2.15)$$

onde V é o volume da armadilha e n é a densidade de átomos no vapor de fundo.

Conforme existe um número de átomos aprisionados em relação ao tempo, num volume V , aparecem processos colisionais entre os átomos armadilhados e os que não são armadilhados, presentes no vapor, e processos colisionais entre os próprios átomos do MOT. Esses processos colisionais caracterizam uma taxa de perda da armadilha. O equilíbrio entre a taxa de captura R e a taxa de perdas fornece o número de átomos aprisionados. A equação da taxa de carregamento da armadilha pode ser descrita como (STEANE; CHOWDHURY; FOOT, 1992)

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V} \quad (2.16)$$

onde $\frac{1}{\tau}$ é a taxa de perda devida colisão entre os átomos aprisionados e os átomos no gás de fundo. Consideramos que os átomos não aprisionados sejam unicamente de rubídio, ou seja, o gás de fundo é composto de átomos da mesma espécie dos átomos armadilhados. O

terceiro termo da equação (2.16) refere-se a perdas colisionais entre os átomos aprisionados. Podemos reescrever este termo considerando $n_{ap} = \frac{N}{V}$ como a densidade de átomos aprisionados. Obtem-se que

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta n_{ap} N \quad (2.17a)$$

ou ainda,

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= R - N \left(\frac{1}{\tau} + \beta n_{ap} \right) \\ \frac{dN}{dt} &= R - \frac{N}{\tau'}, \end{aligned} \quad (2.17b)$$

onde

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \beta n_{ap} \quad (2.18)$$

e τ' é o tempo de carga da armadilha.

Uma solução da equação diferencial (2.17b) que descreve o comportamento do número de átomos aprisionados em função do tempo,

$$N(t) = R\tau' \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}} \right), \quad (2.19)$$

em que no estado estacionário, o número de átomos aprisionados é $N_{ss} = R\tau'$ (TUBOY, 1990).

Segundo Steane et al. (1992), quando as taxas de perda independem de N, o termo β torna-se desprezível. O estudo de Araujo (1995) também desconsidera o termo βn_{ap} , que se torna relevante no regime de altas densidades. Tal estudo aponta ainda que a comparação entre resultados experimentais da medida da carga da armadilha com a previsão teórica, em que são consideradas colisões apenas entre os átomos no MOT com os átomos do vapor de fundo, está em concordância, justificando o fato de desprezar o terceiro termo na equação (2.17a).

Desta forma, a equação (2.18) fica simplesmente $1/\tau' = 1/\tau$, e

a solução da equação (2.17b) é

$$N(t) = R\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (2.20)$$

Igualmente, no estado estacionário, onde as taxas de carregamento e de perdas se equilibram, o número de átomos aprisionados é

$$N_{ss} = R\tau, \quad (2.21)$$

e a taxa de perda é definida, pela teoria cinética dos gases, como

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma\bar{v}, \quad (2.22)$$

sendo que σ é a seção de choque para um átomo no vapor ejetar um átomo aprisionado (MONROE et al., 1990), \bar{v} é a velocidade média dos átomos que colidem, sendo a solução da equação (2.12), onde $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$, ou ainda, $v_{rms} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$ (REIF, 1965), e n é a densidade de átomos no vapor de fundo. Para um gás a temperatura T e pressão p , esta densidade é dada por $n = p/k_B T$.

Substituindo (2.15) e (2.22) em (2.21), tem-se (MONROE et al., 1990)

$$N_{ss} = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{V^{2/3}}{\sigma} \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^2 v_c^4. \quad (2.23)$$

Na equação (2.23) não existe a dependência do número máximo de átomos aprisionados com a densidade atômica no vapor de fundo e, por consequência, N_{ss} independe da pressão. No entanto, o tempo de carga da armadilha depende da pressão (MONROE et al., 1990), relação observada na equação (2.22) onde $n = p/k_B T$.

Experimentalmente, a taxa de carregamento da armadilha R é determinada calculando a inclinação da reta tangente à curva de carga nos primeiros milisegundos, instantes em que as perdas não estão presentes (MAGALHÃES, 1999). A taxa de perdas, $1/\tau'$ ou $1/\tau$, é determinada pelo ajuste teórico da curva de carga por meio da equação (2.19) ou (2.20) (TUBOY, 1999). Com o tempo de carga da armadilha,

valores para a seção de choque podem ser estimados (STEANE; CHOWDHURY; FOOT, 1992).

Tais procedimentos serão tratados no capítulo 4, quando uma curva de carga do aprisionamento de átomos de rubídio será caracterizada, para então ser possível vincular com estudos teóricos envolvendo os efeitos de dessorção e adsorção atômicas. A curva de carga do MOT de rubídio foi obtida pelo Grupo de Óptica do CCT/UDESC no trabalho desenvolvido por Fritsch (2011).

2.4 O ÁTOMO DE RUBÍDIO

O rubídio é o objeto de estudo deste trabalho de dissertação. No item 2.1 tratamos da estrutura atômica dos isótopos de ^{85}Rb e ^{87}Rb , no que tange à estrutura fina, hiperfina e subníveis Zeeman, que possibilita o processo de resfriamento e armadilhamento para obtenção de amostras, a fim de estudá-los.

De forma geral, outras características do átomo são seu raio atômico de 298 pm, sua estrutura cristalina na forma cúbica de corpo centrado, e o elétron de valência que está no nível de energia $5s^1$. A massa atômica é 85,4678 u e o número atômico é 37, possuindo a configuração eletrônica é $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1$. Na tabela periódica, o rubídio é o quinto elemento do grupo IA.

Numa visão macroscópica, o rubídio é um metal alcalino de cor branco-prateada, de densidade igual a 1,532 g/cm³, ponto de fusão 38,89 °C e ponto de ebulição 688 °C. O calor latente de fusão é 6,144 cal/g e calor específico é 0,080 cal/g°C, possuindo ainda o coeficiente de dilatação térmica linear $90\mu\text{C}^{-1}$. Quando o sal deste metal é exposto à chama, a cor característica é vermelho-violeta. Na natureza é encontrado na forma de dois isótopos com massas atômicas iguais a 85 (^{85}Rb) e 87 (^{87}Rb), na proporção de 72% e 28%, respectivamente (RUBEN, 1970; RAYNER-CANHAM, 1997; ZANON, 2000). As características de outros átomos de metal alcalino, utilizados no MOT, são apresentadas no Apêndice A.

2.5 EFEITOS DE ADSORÇÃO E DESSORÇÃO

Estudos acerca da influência de luz de banda larga, proveniente de uma lâmpada incandescente, por exemplo, no aumento da população de átomos aprisionados no MOT de rubídio, no interior da câmara de aço inoxidável, tem sido desenvolvidos pelo Grupo de Óptica do CCT/UDESC. Para melhor compreensão desse fenômeno, é importante

entender os efeitos da adsorção e da dessorção atômica.

Segundo Ferreira (1993), adsorção é a fixação de dois átomos ou duas moléculas de uma substância na superfície de outra substância. Este efeito foi a justificativa para a observação experimental pioneira de Gozzini et al. (1993), para o aumento da densidade de vapor de sódio presente numa célula de vidro revestida internamente por polidimetilsiloxano, à temperatura ambiente, quando esta era iluminada por um feixe laser, sintonizado na transição $3S \rightarrow 3P$ do sódio, e por uma luz não ressonante. Tal aumento da densidade de átomos na célula foi verificado em função do aumento da fluorescência emitida pelos mesmos, sendo muitas ordens de grandeza maior do que a correspondente densidade no equilíbrio térmico entre vapor e a fase de metal condensado a mesma temperatura.

Sendo os átomos de sódio previamente adsorvidos pelo revestimento interno da célula, o aumento de átomos no recipiente no estado de vapor, segundo Gozzini et al. (1993), deve-se à ejeção dos átomos de sódio do revestimento das paredes internas da célula, quando esta era iluminada com luz não ressonante, aumentando, portanto, os átomos no vapor possíveis de sofrerem a transição solicitada pelo laser ressonante, e consequentemente, de serem vistos. Um dos objetivos do estudo do grupo de Gozzini et al. (1993) foi verificar experimentalmente a dependência da densidade atômica na célula em função do tempo, da temperatura e da potência e frequência da luz não ressonante, também para os átomos alcalinos de potássio e de rubídio.

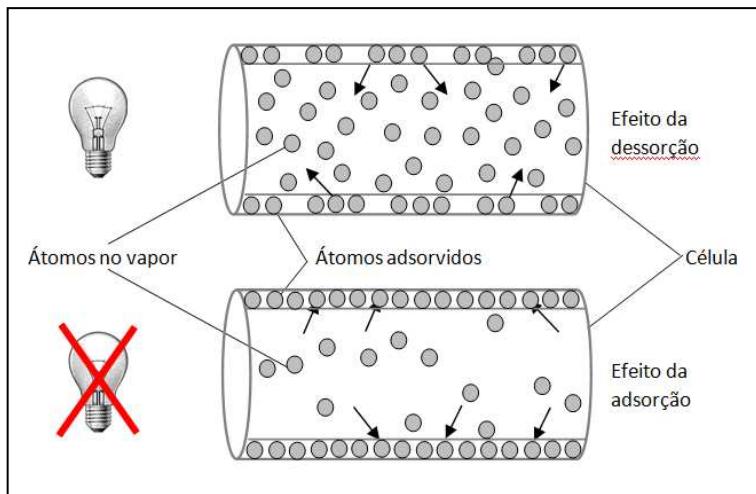
À ação de ejetar átomos da superfície da célula, Meucci et al. (1994) atribuíram a denominação dessorção atômica induzida por luz, conhecido como efeito LIAD (do inglês *Light Induced Atomic Desorption*). Esse efeito é a retirada de átomos que estão na superfície interna da célula, podendo possuir um revestimento ou não, quando sobre a célula incide uma luz não ressonante e de baixa intensidade. Tal fenômeno é observado à temperatura ambiente e trata-se de um efeito não térmico.

Meucci et al. (1994) investigaram os efeitos da luz de uma lâmpada incandescente sobre uma população do rubídio numa célula de vidro Pyrex revestida por silano. Essa configuração experimental também foi objeto de estudo de Mariotti et al. (1994), que analisou a dependência do efeito LIAD em função da intensidade da luz de dessorção, propondo um modelo teórico para explicar a dinâmica dos átomos no interior da célula.

Ambos os pesquisadores acreditam numa maior eficiência do efeito LIAD quando a célula é revestida internamente, por exemplo, por

silano. Segundo Mariotti et al. (1994), a cadeia molecular longa da cobertura de silano funciona como uma esponja para os átomos serem adsorvidos e difundidos no interior do revestimento. Quando o fóton, proveniente da luz não ressonante, é absorvido pelo átomo ou pelo silano, provoca oscilações na estrutura que culmina com a dessorção dos átomos e o aumento do vapor no interior da célula.

Figura 6: Esquema ilustrativo do efeito de dessorção e de adsorção.



FONTE: A autora.

Células de safira não revestidas foram usadas por Abramova et al. (1984) na pesquisa da dessorção fotoestimulada de átomos de sódio. Também os átomos e moléculas de sódio tiveram sua dinâmica de dessorção investigada por Xu et al. (1996), mas agora em células revestidas por filmes de polidimetilsiloxano. Esse revestimento também foi usado em células de vidro Pyrex que continham vapor de rubídio, no trabalho de Atutov et al. (1999). Nesse estudo, Atutov et al. (1999) propõem um modelo teórico unidimensional que considera, além dos efeitos de dessorção e de adsorção, o de difusão dos átomos no interior do revestimento.

Outros revestimentos foram usados para a observação do efeito LIAD: a parafina, cobrindo-se uma célula contendo amostras de átomos de céssio, outra com rubídio e uma terceira com ambos os átomos (ALEXANDROV et al., 2002); e a sílica porosa, cobrindo internamente

células de vidro Pyrex contendo átomos de rubídio. Todos os estudos mostraram um aumento no número de átomos no interior da célula quando esta era iluminada por luz de baixa intensidade. A partir dos estudos sobre o efeito LIAD, considerou-se associá-lo ao processo de resfriamento e apriisionamento de átomos, como forma de aumentar a eficiência do MOT.

A comprovação experimental deste aumento está nos trabalhos desenvolvidos por Anderson e Kasevich (2001), os quais aplicaram o LIAD no MOT de Rb numa câmara de aço inoxidável; Atutov et al. (2003), também investigou o MOT de Rb, usando filmes de polidimetilsiloxano depositados na superfície interna da célula; Klemp et al. (2006), que analisaram o carregamento do MOT de rubídio ^{87}Rb e ^{40}K , numa célula não revestida de quartz e numa câmara de aço inoxidável; Zhang et al. (2009), que utilizaram a luz LIAD azul num MOT de césio; e Telles et al. (2010), que estudaram o LIAD no MOT de sódio numa célula de vidro.

No capítulo 3 será realizada uma breve descrição sobre as principais considerações em cada modelo teórico citado. No entanto, o maior foco será dado ao modelo desenvolvido por Zhang et al. (2009). Devido a sua simplicidade, esse foi o modelo escolhido para explicar os resultados experimentais obtidos pelo nosso grupo de óptica, por meio do trabalho de Fritsch (2011).

3 DESSORÇÃO ATÔMICA INDUZIDA POR LUZ APLICADA AO CARREGAMENTO DE UMA ARMADILHA MAGNÉTO-ÓPTICA

A dessorção atômica induzida por luz (LIAD) configura-se como um processo para otimizar a eficiência de uma armadilha magnéto-óptica (MOT), ou seja, aumentar a densidade de átomos passíveis de serem resfriados e aprisionados, mantendo-os neste estado por tempos de vida mais longos. Desde a década passada, as pesquisas com LIAD aplicado no MOT usam átomos de rubídio, potássio, sódio, césio, em células de aço inoxidável, pyrex, quartzo, safira, alumínio, sendo que, em algumas das situações, as células são revestidas internamente com siloxano ou parafina.

A otimização do MOT requer o conhecimento teórico que envolve o carregamento da armadilha. No capítulo 2, descreveremos os princípios básicos que embasam o processo de resfriamento e aprisionamento atômico, bem como o modelo que representa os resultados experimentais obtidos. Ao acrescentar o efeito LIAD, modelos teóricos têm sido desenvolvidos pelos pesquisadores na tentativa de explicar os resultados por eles obtidos. Neste capítulo, tratar-se-á sobre as características experimentais e teóricas acerca de algumas das pesquisas realizadas, especialmente aquelas que unem o processo de armadilhamento e aprisionamento de átomos frios com o efeito de dessorção atômica induzida por luz, e as principais conclusões obtidas pelos pesquisadores.

3.1 CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO USANDO LUZ BRANCA

Um dos primeiros trabalhos aplicando LIAD como uma ferramenta complementar no carregamento do MOT, foi o desenvolvido por Anderson e Kasevich (2001). Na ocasião, os pesquisadores estudaram o comportamento do carregamento do MOT de ^{87}Rb induzido pela dessorção de rubídio diretamente das paredes de uma câmara de aço inoxidável. A fonte de luz utilizada no LIAD foi uma fonte de luz branca (denominada WLS, do inglês *white light source*) de baixa intensidade.

Nesse trabalho, notou-se que a incidência de radiação de WLS sobre as paredes internas da câmara de aço inoxidável provoca a dessorção de átomos de rubídio, o que aumenta rapidamente a pressão de vapor no interior da câmara. Isso possibilita o carregamento do maior

número de átomos na armadilha em um tempo relativamente pequeno. Quando a WLS é desligada, a pressão de vapor retorna ao equilíbrio inicial. Essa pressão de vapor mais baixa favorece o aumento do tempo de vida do MOT. Segundo Anderson e Kasevich (2001), a técnica WLS é similar à fonte de átomos usando dispenser de rubídio, o qual libera os átomos através do aquecimento de uma resistência colocada próximo da região de captura do MOT.

Experimentalmente, são obtidas curvas do número de átomos aprisionados em função do tempo. É obedecida a seguinte sequência: carregamento do MOT com a WLS ligada, fase de estabilização do número de átomos na armadilha, manutenção do MOT em operação com a WLS desligada e desligamento do MOT. Inicialmente foi obtida a curva de carregamento sem a intervenção da luz LIAD, como ponto de referência. Em seguida, foram obtidas as curvas de carregamento do MOT variando a intensidade da WLS, em 2 W/cm^2 , 5 W/cm^2 e 10 W/cm^2 . Anderson e Kasevich (2001) acreditam que é este ajuste da intensidade da fonte de luz branca que possibilita a variação da pressão parcial no vapor de rubídio, conferindo com o exposto anteriormente sobre os efeitos da incidência da radiação de WLS sobre as paredes da célula de vapor, onde acontece o MOT.

O modelo teórico de carregamento admitido por Anderson e Kasevich (2001) é o proposto por Monroe (1990), de acordo com o qual a taxa de carregamento depende do tamanho e intensidade dos feixes de resfriamento e armadilhamento e da pressão parcial de rubídio, enquanto as taxas de perdas ocorrem em função das colisões entre os átomos de rubídio aprisionados e os átomos de rubídio não aprisionados, dado por $1/\tau_{Rb}$. A equação da evolução temporal dos átomos aprisionados é dada pela equação (2.19), descrita no capítulo 2, com $\tau' = \tau_{Rb}$.

No equilíbrio entre a taxa de carregamento e a taxa de perda decorrente das colisões, o número de átomos armadilhados N torna-se N_{lim} , tal que $N_{lim} = R\tau_{Rb}$, que independe da pressão parcial de rubídio. No entanto, são consideradas as perdas em função das colisões entre os átomos de rubídio no MOT e os átomos do gás de fundo que não são de rubídio, o que conduz a um número de átomos armadilhados, denominado de $N_{máx}$, menor que N_{lim} , dada a proporção $N_{máx} = (N_{lim}\tau_{MOT})/\tau_{Rb}$, onde τ_{MOT} é o tempo de carregamento do MOT, dado por $\frac{1}{\tau_{MOT}} = \frac{1}{\tau_{Rb}} + \frac{1}{\tau_b}$.

Com o desejo de aumentar o número de átomos aprisionados $N_{máx}$ e o tempo de vida da armadilha τ (proporcional a τ_{MOT}), o produto $N_{máx}\tau_{MOT}$ deve ser maximizado (ANDERSON; KASEVICH, 2001).

Para atingir esse objetivo, a pressão do vapor de rubídio deve ser otimizada para uma dada pressão de fundo, de forma que a pressão é aumentada até o MOT possuir o maior número de átomos possível. Em seguida, a pressão é reduzida, diminuindo-se a taxa de perda com átomos do gás de fundo de rubídio e aumentando o tempo de vida do MOT. Essa variação na pressão do gás de fundo do rubídio é conseguida pela introdução do LIAD, variando-se a intensidade da WLS que incide sobre as paredes da célula.

A partir dos dados experimentais, constatou-se que o aumento da intensidade da luz branca aumenta o número de átomos aprisionados. As curvas experimentais são ajustadas, e a partir daí se tem a taxa de carregamento do MOT e o tempo em que o carregamento acontece. Percebe-se que quanto maior a intensidade da WLS, maior é a taxa de carregamento da armadilha e menor é o tempo de carga. Ou seja, mais rápido o número máximo de átomos aprisionados é atingido. Da mesma forma, quando a WLS é desligada, o tempo de recuperação para o estado de equilíbrio é tanto menor quanto maior é a intensidade da luz LIAD.

3.2 CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO EM CÉLULA DE PYREX USANDO LUZ FLASH

Os átomos de rubídio também foram objeto de estudo no trabalho desenvolvido por Atutov et al. (2003). Nesse trabalho, os átomos presentes numa célula de Pyrex eram dessorvidos da superfície revestida internamente por siloxano, usando uma luz *flash*. A proposta de utilizar uma célula revestida vem do fato de o revestimento ter a propriedade de coletar significativa quantidade de átomos e dessorvê-los quando a superfície é iluminada, apresentando uma dinâmica de dessorção mais rápida do que em relação às fontes térmicas.

Além disso, ao considerar o efeito LIAD uma fonte não térmica de átomos de rubídio, os autores acreditavam que a fonte de luz pulsada tornava-se uma fonte pulsada de átomos, o que aumenta a eficiência da armadilha reduzindo as perdas decorrentes das colisões entre os átomos do MOT e aqueles da mesma espécie no vapor de fundo. Atutov et al. (2003) consideraram o conjunto de átomos no MOT, N_t , e os átomos presentes no vapor de fundo, N_v , como sistemas dinâmicos, descritos pelas equações: $\frac{dN_t}{dt} = LN_v - C(t)N_t - \beta N_t^2 - \alpha N_v N_t$ e $\frac{dN_v}{dt} = -WN_v - LN_v + C(t)N_t + \beta N_v^2 + \alpha N_v N_t + I(t)$.

Em tais equações são consideradas as taxas de carregamento dos átomos no MOT, dadas por LN_v , e de perda dos átomos do vapor de

fundo, WN_v , em função do processo de adsorção atômica pelas paredes da célula e por causa de vazamentos na célula. Além do mais, as taxas de perda dos átomos no MOT, consideradas em trabalhos anteriores, também são incluídas, como as perdas decorrentes das colisões entre os próprios átomos aprisionados, dada por βN_t^2 , de colisões entre os átomos aprisionados e os átomos da mesma espécie no vapor de fundo, $\alpha N_v N_t$, e entre os átomos no MOT com os átomos de outra espécie presentes no vapor de fundo, $C(t)N_t$. O termo $I(t)$ é a taxa com que os átomos são postos na célula por meio de uma fonte externa, contribuindo para aumento da população N_v . Nesse caso, a fonte externa é um reservatório metálico aquecido por resistência, dispenser, posto em anexo à célula de vidro.

Complementando o trabalho de Atutov et al. (2003), foi estimado o parâmetro que mede a eficiência do carregamento da armadilha. Logicamente, esse parâmetro é a razão entre o número máximo de átomos no MOT, N_t^{\max} , e o número total de átomos disponíveis para serem aprisionados, dado por $\int_0^\tau I(t)dt$. Dessa forma, pode-se escrever a eficiência do carregamento como $\eta = \frac{N_t^{\max}}{\int_0^\tau I(t)dt}$. Os experimentos realizados pelo grupo resultaram numa eficiência do carregamento da armadilha aplicando o efeito LIAD de aproximadamente 54% com erro de 7%. Os resultados apresentados pelo grupo permitem concluir que o carregamento usando o efeito LIAD é melhor do que o carregamento em que se usam fontes de átomos convencionais. Além disso, é preciso considerar que o uso do revestimento diminui em duas vezes o tempo de carga da armadilha, se comparado com resultados apresentados na literatura.

3.3 CARREGAMENTO DO MOT DE RUBÍDIO E POTÁSSIO USANDO LIAD ULTRAVIOLETA

Outro trabalho de investigação experimental e teórica de LIAD aplicado ao carregamento do MOT foi desenvolvido por Klemp et al. (2006). Os pesquisadores investigaram o efeito LIAD, usando luz de intensidade em torno de 1 mW/cm² ou menor, aplicado como única fonte de átomos no carregamento do MOT de ⁸⁷Rb e de ⁴⁰K, em uma célula de quartzo e em uma câmara de aço inoxidável, ambas não revestidas. O efeito LIAD foi explorado tendo como dado experimental a evolução temporal do número de átomos no MOT em função da intensidade da luz LIAD, e também quando se varia o comprimento de

onda da luz, compreendida na faixa entre 253 nm e 630 nm.

Acreditando que os átomos adsorvidos nas paredes da célula são dessorvidos quando estas paredes são irradiadas com luz de baixa intensidade e incoerente, o efeito LIAD é aplicado como uma técnica para aumentar a pressão parcial dos átomos na célula em um tempo reduzido, mas suficiente para saturar o MOT com $3,5 \times 10^9$ átomos de ^{87}Rb e $7,0 \times 10^7$ átomos de ^{40}K . Quando a luz é desligada, a pressão de vapor retorna ao equilíbrio inicial num tempo menor que 200 μs , o que favorece um tempo de vida longo para o MOT, após este ser carregado.

Assim como Anderson e Kasevich (2001), Klemp et al. (2006) também utilizam o modelo teórico do número de átomos aprisionados em função do tempo proposto por Monroe et al. (1990). Tem-se, portanto, a equação que descreve o número de átomos no MOT em função do tempo dada pela equação (2.19), estudada no capítulo 2. Nessa equação, as taxas de perda são dadas por $\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \beta n_{ap}$, denominada de equação (2.18). No entanto, Klemp et al. (2006) descrevem a taxa de perda em função da colisão entre os átomos armadilhados e os átomos no vapor de fundo $1/\tau$ em duas partes: uma parcela devida colisão dos átomos no MOT com átomos não aprisionados e de mesma espécie, denominada de $1/\tau_1$, e outra parcela devida colisão entre os átomos do MOT com os átomos de outra espécie no vapor de fundo, $1/\tau_2$. Isso se deve ao fato de Klemp et al. (2006) desenvolverem os experimentos utilizando uma mistura de rubídio e potássio no gás de fundo. Ao desprezar o termo β , relacionado à perda decorrente da colisão dos átomos aprisionados entre si, o termo $\frac{1}{\tau'}$ da equação (2.18) é reescrito como $\frac{1}{\tau_{MOT}} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}$. E o número máximo de átomos armadilhados é dado por $N_{\text{máx}} = R\tau_{MOT}$, sendo que R é a taxa de carga da armadilha.

Uma curva que descreve o número de átomos de rubídio e potássio em função do tempo foi obtida para cada um dos comprimentos de onda da luz LIAD aplicada: 253 nm, 395 nm, 470 nm (azul), 560 nm (verde) e 630 nm (vermelho). Ajustando essas curvas experimentais, pode-se determinar a taxa de carregamento do MOT e o tempo de carga. Com isso, as relações entre o número máximo de átomos no MOT e o comprimento de onda da luz LIAD, e entre a taxa de carga e o número de onda são estimadas. Quando o comprimento de onda foi mantido constante em 395 nm, foi variada a intensidade da luz de dessorção até 22 mW/cm², de onde foram obtidas relações entre o número máximo de átomos no MOT e a taxa de carga com a intensidade da luz LIAD.

Os resultados obtidos por Klemp et al. (2006) permitem concluir que o número máximo de átomos no MOT é maior quanto menor for o comprimento de onda da luz LIAD. Ou ainda, quanto maior for o número de onda da luz, maior será a taxa de carregamento da armadilha. Portanto, a luz LIAD que apresenta menor comprimento de onda é ideal como fonte de átomos para o MOT, no caso de potássio e de rubídio. A verificação da proporcionalidade entre o número de átomos máximo na armadilha conforme a intensidade da luz LIAD é aumentada a ponto de saturar o número de átomos no MOT sem o uso de uma fonte secundária de átomos (dispenser, por exemplo), permite concluir que o efeito LIAD pode ser usado como única fonte de átomos para o carregamento do MOT. Uma vez que as taxas de perda não aumentam se comparadas às taxas de perda do MOT com o uso de dispenser, o efeito LIAD aparece como uma fonte de átomos melhor em comparação com a fonte térmica de átomos.

3.4 CARREGAMENTO DO MOT DE SÓDIO EM CÉLULA DE PYREX COM LUZ LED

As relações entre o efeito LIAD numa armadilha magnéto-óptica com a intensidade e com o comprimento da luz de dessorção também foram objeto de estudo no trabalho desenvolvido por Telles et al. (2010). Em alguns pontos, os autores renomeiam o efeito LIAD por PSD, dessorção estimulada por fóton (do inglês, *photon-stimulated desorption*).

Nessa pesquisa, o MOT é carregado com átomos de sódio e realizado no interior de uma célula de vidro Pyrex não revestida internamente. A luz LIAD é proveniente de um LED comercial azul (do inglês, *light-emitting diode*), usada como única fonte de átomos. Como curiosidade, os pesquisadores esperam, com esse trabalho, contribuir não somente na otimização do controle do MOT de sódio pelo uso de células de vapor, mas também na aplicação da técnica de resfriamento via laser associado ao LIAD, como forma de entender melhor a superfície lunar e a composição química da sua atmosfera.

Curvas experimentais da evolução temporal do número de átomos presentes no MOT foram obtidas usando LED azul de 455 nm como luz de dessorção. A intensidade dessa luz foi variada em 0 mW/cm², 0,9 mW/cm², 2,6 mW/cm² e 4,0 mW/cm². Assim como no trabalho de Anderson e Kasevich (2001), verificou-se que o aumento da intensidade da luz LIAD acarreta um aumento do número de átomos na armadilha e uma diminuição no tempo de carga da mesma.

Graficamente, constatou-se uma dependência linear entre a taxa de carga do MOT e a intensidade da luz de dessorção.

Essa constatação tornou-se possível, pois os dados experimentais concordam com o modelo teórico proposto por Monroe (1990), discutido no capítulo 2. A equação diferencial que descreve a taxa temporal do número de átomos aprisionados pode ser representada pela equação (2.16), onde o termo quadrático é desprezado pois, segundo Telles et al. (2010), não apresenta importância significativa frente às condições experimentais. O termo relacionado à taxa de perdas devido à colisão entre os átomos do MOT e os átomos do gás de fundo é reescrito da forma $\frac{1}{\tau} = \gamma_{Na} + \gamma_{bg}$, onde o gás de fundo é composto não somente por átomos da mesma espécie dos aprisionados, no caso, átomos de sódio, mas também por outros átomos residuais.

A equação (2.20), que descreve a evolução do número de átomos do MOT em função do tempo, é reescrita como $N(t) = N_\infty(1 - e^{-\gamma_{total}t})$, onde $\gamma_{total} = \gamma_{Na} + \gamma_{bg}$ é a taxa total de perdas decorrentes das colisões entre os aprisionados com os do gás de fundo, e $N_\infty = R/\gamma_{total}$ é o número máximo de átomos aprisionados. Aplicando a modelagem matemática aos gráficos obtidos experimentalmente, as grandezas N_∞ e γ_{total} são determinadas para cada curva, ou seja, para cada intensidade da luz LIAD aplicada. Consequentemente, determina-se a taxa de carregamento do MOT, designada por R .

Como complementação à pesquisa, Telles et al. (2010) propuseram a parametrização entre R e γ_{Na} , uma vez que a primeira está relacionada com a segunda, pois ambas dependem da densidade de sódio no vapor de fundo. Dessa relação, gráficos da taxa de perda total, γ_{total} , e do número máximo de átomos no MOT, N_∞ , em relação à taxa de carga, R , são graficados. Observa-se, portanto, uma dependência linear entre γ_{total} e R . Ou seja, quanto maior a intensidade da luz LIAD, a taxa de carga da armadilha aumenta linearmente e igualmente linear é o aumento da taxa de perda total decorrente das colisões dos átomos no MOT com os do vapor de fundo. Já a relação entre N_∞ e R é não linear, apesar do aumento da intensidade da luz LIAD acarretar um aumento em R , na faixa de intensidades estudadas, observa-se que N_∞ cresce cada vez menos com o aumento da taxa de carga, tendendo a uma estabilização.

A pesquisa também investigou a relação entre o número máximo de átomos no MOT e a taxa de perda devida a colisões com os átomos do vapor de fundo de sódio. O objetivo era confirmar a validade do modelo de Monroe et al. (1990) e, portanto, a validade dos estudos

realizados pelo grupo. Também foi obtida graficamente a evolução temporal do número de átomos aprisionados conforme a sequência de procedimentos experimentais: inicia-se com o carregamento do MOT sem o LIAD, até a estabilização da armadilha, liga-se a luz LIAD e após 40 s desliga-se a luz de dessorção. Observa-se a existência de uma pressão parcial dos átomos de sódio, o que permite o carregamento exponencial da armadilha. Ao ligar a luz LED, esta provoca um aumento do número de átomos de sódio no vapor de fundo, aumentando a pressão parcial dos átomos de sódio e, por consequência, o aumento exponencial do número de átomos aprisionados. Quando o LED é desligado, os átomos de sódio são extintos por serem rapidamente adsorvidos pelas paredes da célula, a pressão parcial de vapor de sódio diminui juntamente com o número de átomos no MOT, até o valor de átomos aprisionados ser igual ao de antes da luz LIAD ser açãoada.

Uma curva de carga do MOT de sódio também foi analisada tendo em vista a variação do comprimento de onda da luz LED usada para a dessorção atômica. Nesta etapa experimental, inicialmente o MOT foi carregado sem o efeito LIAD. Em seguida, o MOT foi desligado e a luz de dessorção ligada para, na sequência, o MOT ser açãoado e acontecer o carregamento da armadilha, com o efeito LIAD. Essas etapas foram realizadas independentemente para valores de comprimento de onda de 365 nm a 590 nm. Taxas de carga foram determinadas e se verificou que efeitos de dessorção atômica foram significantes quando a luz usada tinha comprimentos de onda até 470 nm, para a qual a energia do fóton seja superior a 2,6 eV.

3.5 CARREGAMENTO DO MOT DE CÉSIO NUMA CÉLULA DE QUARTZO SEM REVESTIMENTO APLICANDO LUZ AZUL

Outro estudo unindo o efeito LIAD ao processo de armadilhamento dos átomos é apresentado no trabalho desenvolvido por Zhang et al. (2009). Esse trabalho será apresentado de forma mais detalhada, principalmente no que tange o modelo teórico, o qual explica a influência da adsorção e dessorção no processo de carregamento de uma armadilha magnéto-óptica de césio. A intenção é aplicar esse modelo teórico aos resultados experimentais obtidos pelo Grupo de Óptica do CCT/UDESC, e assim descrever a dinâmica do MOT de rubídio sob a influência do efeito LIAD.

Zhang et al. (2009) propuseram investigar o carregamento de um MOT de césio quando luz azul incide sobre as paredes de uma célula quartzo, não revestida. Os resultados experimentais consistiram em

curvas exponenciais do número de átomos presentes no MOT em função do tempo, quando a intensidade da luz de dessorção aumentou de 0 – com nenhum efeito LIAD – a $1,76 \text{ mW/cm}^2$. O procedimento experimental consistiu, inicialmente, em carregar a armadilha com a luz de dessorção desligada, quando obtido o equilíbrio do número de átomos aprisionados, a luz LIAD era ligada. A partir deste instante, as curvas de carregamento foram computadas. Dessa forma, tem-se a evolução do número de átomos na armadilha que são provenientes exclusivamente do efeito de dessorção atômica das paredes da célula.

Os resultados experimentais apresentados permitem concluir que quanto maior é a intensidade da luz de dessorção, maior é o número máximo de átomos na armadilha, concordando com a análise apresentada por Telles et al. (2010), para o sódio. Os autores concordam também quando tratam do número máximo de átomos no MOT e da taxa de carga da armadilha em função da intensidade da luz LIAD. Com o aumento da intensidade da luz de dessorção, um aumento linear é observado em relação à taxa de carregamento dos átomos no MOT, no entanto, menor é o aumento efetivo do número de átomos aprisionados, que tende a uma estabilização.

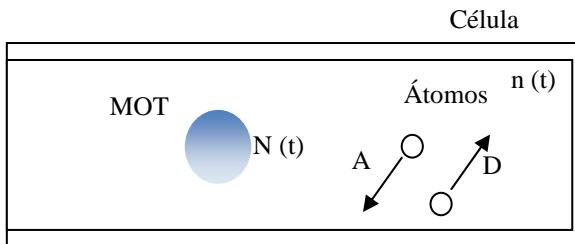
Outro resultado interessante é a relação gráfica entre a taxa de dessorção e a intensidade da luz LIAD. O aumento da intensidade acarreta um aumento linear da taxa com que os átomos são retirados das paredes da célula de quartzo. O estabelecimento dessa relação foi possível pois as taxas de dessorção da luz azul, para cada valor da intensidade dessa luz, foram determinadas quando as curvas que representam a evolução temporal do número de átomos do MOT foram ajustadas. A relação matemática obtida concorda muito bem com o modelo teórico que representa a dinâmica de carga da armadilha, proposto por Zhang et al. (2009). Esse modelo considera o processo de carregamento do MOT e o efeito LIAD, levando em conta as taxas de dessorção e adsorção. As considerações e descrições matemáticas que conduziram ao modelo são apresentadas na próxima seção.

3.5.1 Modelo teórico da dinâmica do MOT com LIAD proposto por Zhang et al (2009)

O modelo é descrito pela união de dois processos dinâmicos: o carregamento do MOT e o efeito LIAD. A Figura 7 ilustra, de forma simplificada, essa dinâmica no interior da célula. A armadilha magnético-óptica é formada apresentando uma quantidade N_B de átomos presos. Quando a luz LIAD é ligada, provoca a dessorção de átomos das

paredes da célula, aumentando a densidade de átomos $n(t)$ compondo o vapor de fundo. Aumentando, portanto, o número de átomos passíveis de serem aprisionados. Essa densidade atômica na célula é determinada pelo coeficiente de adsorção A e pela taxa de dessorção D , que representa o número de átomos retirados da superfície da célula por segundo.

Figura 7: Processos dinâmicos: carregamento do MOT e efeito LIAD.



Fonte: A autora, com base em Zhang et al (2009).

A densidade de átomos na célula em função do tempo pode ser descrita pela equação diferencial:

$$\frac{dn(t)}{dt} = D - A n(t). \quad (3.1)$$

A solução de (3.1) é a densidade de átomos no vapor de fundo em função do tempo, dada por:

$$n(t) = \frac{D}{A} (1 - e^{-At}). \quad (3.2)$$

No instante inicial $t = 0$, $n(t) = 0$, o que garante que a densidade atômica considerada é proveniente unicamente do efeito LIAD. Para o tempo tendendo ao infinito, a densidade atômica na célula tende uma estabilização em D/A , onde a razão $1/A$ é o tempo de decaimento de $n(t)$ quando a luz de dessorção é desligada.

A dinâmica de carga do MOT baseia-se no proposto por Monroe (1990):

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V}. \quad (3.3)$$

Para uma densidade atômica na armadilha baixa, o terceiro termo na equação (3.3) é desprezado. O termo $1/\tau$ corresponde à taxa de perda dos átomos no MOT decorrentes das colisões destes com átomos não aprisionados que estão na célula. No entanto, essa taxa é dada pela soma da contribuição das colisões com átomos do vapor de fundo da mesma espécie dos átomos do MOT, $1/\tau_1$, e da contribuição advinda da colisão com átomos de outras espécies presentes no vapor de fundo, $1/\tau_2$. A equação (3.3) é reescrita da forma

$$\frac{dN}{dt} = R - N \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (3.4)$$

O termo $1/\tau_1$ surge da teoria cinética dos gases e a taxa de carregamento R provém dos fundamentos da mecânica estatística, como elucidado no capítulo 2 e proposto por Monroe (1990). Nesse sentido, temos que

$$\frac{1}{\tau_1} = \sigma n(t) \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

e

$$R = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 n(t). \quad (3.6)$$

Ao compararmos as equações (3.5) e (3.6) com as equações originais, propostas por Monroe (1990) e apresentadas no capítulo 2, percebe-se que a densidade atômica do vapor de fundo é variável no tempo e tem como fonte a dessorção atômica induzida por luz, descrita pela equação (3.2).

Substituindo a equação (3.2) nas equações (3.5) e (3.6) e estas em (3.4), a equação diferencial que fornece a taxa do número de átomos armadilhados em função do tempo é dada por

$$\frac{dN}{dt} = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \frac{D}{A} (1 - e^{-At})$$

$$-N\sigma \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{1/2} \frac{D}{A} (1 - e^{-At}) - N \frac{1}{\tau_2}$$

ou

$$\frac{dN}{dt} = a(1 - e^{-At}) - Nb(1 - e^{-At}) - Nc, \quad (3.7)$$

com

$$a = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \frac{D}{A}, \quad (3.8a)$$

$$b = \sigma \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{1/2} \frac{D}{A}, \quad (3.8b)$$

$$c = \frac{1}{\tau_2}. \quad (3.8c)$$

Reescrevendo a equação (3.7):

$$\frac{dN}{dt} + N[b(1 - e^{-At}) + c] = a(1 - e^{-At}), \quad (3.9)$$

que pode ser resolvida aplicando-se a solução geral da equação diferencial de primeira ordem por fator integrante (FIGUEIREDO, 1997). Com isso, é obtido o número de átomos armadilhados em função do tempo, da forma

$$N(t) = N_B + ae^{\frac{(be^{-At} + Abt + Act)}{A}} \times \int_0^t e^{-A\tau + (be^{-A\tau} + Ab\tau + Act)/A} (e^{A\tau} - 1) d\tau, \quad (3.10)$$

onde a constante N_B é o número de átomos aprisionados sem a influência do efeito LIAD. Para obter N_B , considera-se que o processo de aprisionamento de átomos foi acionado e o MOT atingiu seu estado estacionário. A partir desse instante, a luz de dessorção foi ligada, fazendo com que os átomos presentes nas paredes da célula fossem

retirados e contribuíssem com o vapor de fundo, aumentando $n(t)$, também aumentando o número de átomos no MOT. O segundo termo da equação (3.9) corresponde justamente a esse aumento dado pelo efeito LIAD.

Nos estudos desenvolvidos por Zhang et al. (2009) admitiu-se que a razão b/A é, geralmente, muito pequena e a exponencial $e^{-be^{-At}/A}$ na equação (3.10) pode ser aproximada para 1, resultando numa simplificação da equação (3.9):

$$N(t) = N_B + \frac{a}{b+c} [1 - e^{-(b+c)t}]. \quad (3.11)$$

Ao atingir o estado estacionário, o número de átomos no MOT se torna uma constante, igual a $N_{ss} = N_B + \frac{a}{b+c}$ ao tomar um tempo infinito na equação (3.11). Substituindo pelas expressões (3.8), tem-se:

$$N_{ss} = N_B + \frac{0,5V^{\frac{2}{3}}\left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 \frac{D}{A}}{\sigma\left(\frac{3k_B T}{m}\right)^{1/2} \frac{D}{A} + \frac{1}{\tau_2}}. \quad (3.12)$$

Nessa aproximação, a taxa de carga R , da equação (3.6), é reescrita como segue:

$$\begin{aligned} R &= 0,5V^{\frac{2}{3}}\left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 \frac{D}{A}(1 - e^{-At}) \\ R &= 0,5V^{\frac{2}{3}}\left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 \frac{D}{A}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

A partir da equação (3.10), Zhang et al. (2009) investigaram o comportamento do número de átomos aprisionados em função do tempo, atribuindo valores para a taxa de dessorção, D , para o coeficiente de adsorção, A , e para o coeficiente c , que representa a taxa de perda das colisões entre os átomos aprisionados e os átomos presentes no vapor de fundo diferentes dos átomos do MOT. Das equações (3.12) e (3.13), verificou-se graficamente o comportamento do número máximo de átomos armadilhados e da taxa de carregamento da armadilha em função

da taxa de dessorção, do coeficiente de adsorção e do coeficiente c .

Dos resultados numéricos, constatou-se que quanto maior é a taxa de dessorção, mantidos constantes o coeficiente de adsorção e o coeficiente c , maior é o número de átomos aprisionados no estado estacionário e maior é a taxa de carregamento da armadilha. Ou seja, quanto mais átomos são retirados por unidade de tempo das paredes da célula, o estado estacionário é alcançado em menos tempo, com um valor maior de átomos aprisionados. Observou-se que a taxa de dessorção e a de carga do MOT são linearmente proporcionais. No entanto, o número máximo de átomos armadilhados aumenta exponencialmente. Em outras palavras, conforme aumenta a taxa de dessorção, um aumento cada vez menor no número máximo de átomos no MOT é observado, até um valor estável. Segundo Zhang et al. (2009), tal limitação deve-se a especificações da própria armadilha, como volume do MOT, velocidade de captura, entre outras.

Considerando-se agora a taxa de dessorção e o coeficiente c constantes, variou-se o coeficiente de adsorção, outro parâmetro importante no carregamento da armadilha com o efeito LIAD, principalmente por tratar diretamente do quão rápido o sistema volta à situação de equilíbrio quando a luz de dessorção é desligada. Constatou-se que quanto maior é o coeficiente de adsorção, menor é o número de átomos no MOT. O número máximo de átomos se torna cada vez menor, sendo o estado estacionário alcançado num tempo cada vez maior, uma vez que a taxa de carregamento diminui. Zhang et al. (2009) concluíram a existência de valores desejáveis para a taxa de dessorção e o coeficiente de adsorção nos experimentos, tendo em vista que para valores muito altos do coeficiente de adsorção, praticamente a quantidade de átomos saturados no MOT torna-se muito pequena, o que não é o desejado.

Experimentalmente, é esperado um sistema de vácuo próximo do ideal, eliminando qualquer átomo de outra espécie que não seja o utilizado no estudo do armadilhamento. Um sistema de vácuo afeta diretamente o coeficiente de perdas do MOT. Quanto melhor é o vácuo, menores são as perdas em função das colisões. O modelo proposto por Zhang et al. (2009) considera esse coeficiente de perdas, c , cuja análise gráfica constata que quanto menor é a taxa de perdas c , maior é o número de átomos no estado estacionário. No entanto, a relação entre o número máximo de átomos no MOT decai mais para menores valores do coeficiente c , diminuindo menos até chegar a um valor constante, para valores maiores do coeficiente c . A taxa de carga da armadilha R não varia pois, como observado na equação (3.13), R independe de c .

Pela sua simplicidade, o modelo teórico apresentado por Zhang et al. (2009) foi escolhido pelo nosso grupo de pesquisa para reproduzir os dados experimentais obtidos por nós e apresentados no trabalho de Fritsch (2011). A fim de compreender o modelo e a inter-relação das grandezas físicas, os resultados numéricos apresentados no trabalho de Zhang et al. (2009) foram reproduzidos a partir dos dados apresentados no artigo para o átomo de césio. Posteriormente foram introduzidos os dados relativos ao processo de armadilhamento dos átomos de rubídio numa célula de aço inoxidável considerando o efeito LIAD, cuja luz de dessorção é proveniente de uma lâmpada incandescente.

No próximo capítulo, a atenção será dada aos resultados experimentais obtidos por Fritsch (2011) ao medir a evolução temporal dos átomos num MOT de rubídio, com e sem a ação do efeito LIAD. Os dados experimentais serão vinculados ao modelo teórico proposto por Zhang et al. (2009), a partir do qual parâmetros principais dessa armadilha serão obtidos, no que tange à taxa de dessorção e ao coeficiente de adsorção.

4 LIAD APLICADA AO CARREGAMENTO DE UMA ARMADILHA MAGNÉTO-ÓPTICA DE RUBÍDIO: INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL E TEÓRICA

Um interesse maior em investigar o efeito LIAD aplicado ao MOT surgiu a partir dos resultados apresentados por Fritsch (2011). Nesse trabalho, observou-se um aumento considerável no número de átomos aprisionados quando uma luz de banda larga passou a fazer parte dos procedimentos de formação do MOT. Esses resultados incitaram para a busca de um melhor entendimento do processo, principalmente no embasamento teórico de um modelo para explicar o comportamento experimental observado.

Este capítulo está dividido nos seguintes tópicos: apresentação dos resultados obtidos por Fritsch (2011), investigação dos parâmetros do MOT, sem considerar o efeito LIAD, e, finalmente, aplicação dos parâmetros que mais se ajustam aos dados experimentais, sem luz, no modelo proposto por Zhang et al. (2009), para explicar a curva de carregamento do MOT com a luz de dessorção atuando.

4.1 RESULTADOS PRELIMINARES

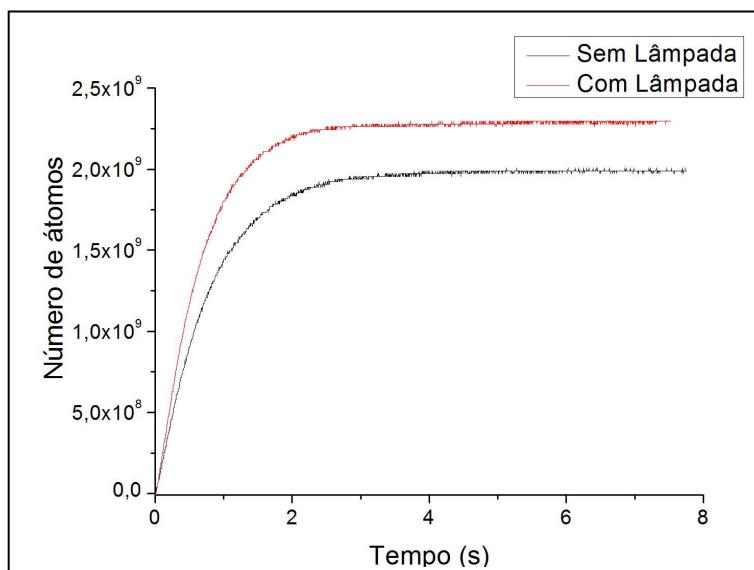
A luz de banda larga, usada como luz de dessorção por Fritsch (2011), foi proveniente de duas lâmpadas incandescentes que, juntas, fornecem uma potência de 60 mW. Incidiu-se a luz dessas lâmpadas no interior da câmara de aprisionamento, e em seguida, a corrente das bobinas geradoras do campo magnético era ligada para efetivar o carregamento da armadilha e aprisionamento dos átomos. Para efeito de comparação, também foi realizado o processo normal do carregamento do MOT, com a luz das lâmpadas desligada.

Segundo Fritsch (2011), em todos os experimentos realizados, a incidência da luz da lâmpada incandescente provocou um aumento no número de átomos aprisionados, se comparado com a situação onde não havia lâmpada ligada. A Figura 8 ilustra um dos resultados como comparativo entre o caso sem luz e o caso com luz.

O aumento do número de átomos no MOT observado a partir da incidência da luz proveniente de uma lâmpada incandescente, ilustrado na Figura 8, está de acordo com resultados obtidos em trabalhos anteriores para o sódio (TELLES et al., 2010), potássio e rubídio (KLEMPT et al., 2006), césio (ZHANG et al., 2009) e também para o átomo de rubídio (ANDERSON; KASEVICH, 2001). Desses, constatou-se que o efeito produzido pela luz de banda larga é um efeito

não térmico, que retira átomos das paredes da célula onde é realizado o MOT. Ao serem retirados, esses átomos aumentam a densidade atômica no interior da célula, estando sujeitos ao processo de resfriamento e armadilhamento. Denominou-se este efeito de dessorção atômica induzida por luz (LIAD) (GOZZINI et al., 1993).

Figura 8: Comparativo do carregamento de uma armadilha magnético-óptica de rubídio, no interior de uma câmara de aço inoxidável, com e sem a influência da luz de lâmpada incandescente incidindo na câmara.



Fonte: Fritsch (2011).

O número de átomos armadilhados é estimado a partir da fluorescência emitida. Ao incidir num fotodetector, a fluorescência é convertida em um sinal de tensão e um gráfico da tensão em função do tempo é dado pelo osciloscópio. A relação entre o sinal de tensão e o número de átomos em função do tempo é apresentada no Apêndice B.

A partir dos gráficos da Figura 8, iniciamos a investigação teórica para determinar parâmetros importantes do processo, com e sem o efeito LIAD, aplicado ao armadilhamento de átomos de ^{85}Rb numa célula de aço inoxidável, a câmara de aprisionamento. Esses parâmetros

são as taxas de carga do MOT, de perdas decorrentes das colisões entre os átomos aprisionados e os presentes no vapor de fundo, de dessorção atômica, além do coeficiente de adsorção.

Da Figura 8, as duas curvas experimentais foram ajustadas, de acordo com Rodney (2002). Tais curvas apresentam um comportamento que pode ser descrito através de uma função exponencial, da forma:

$$N(t) = R\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (4.1)$$

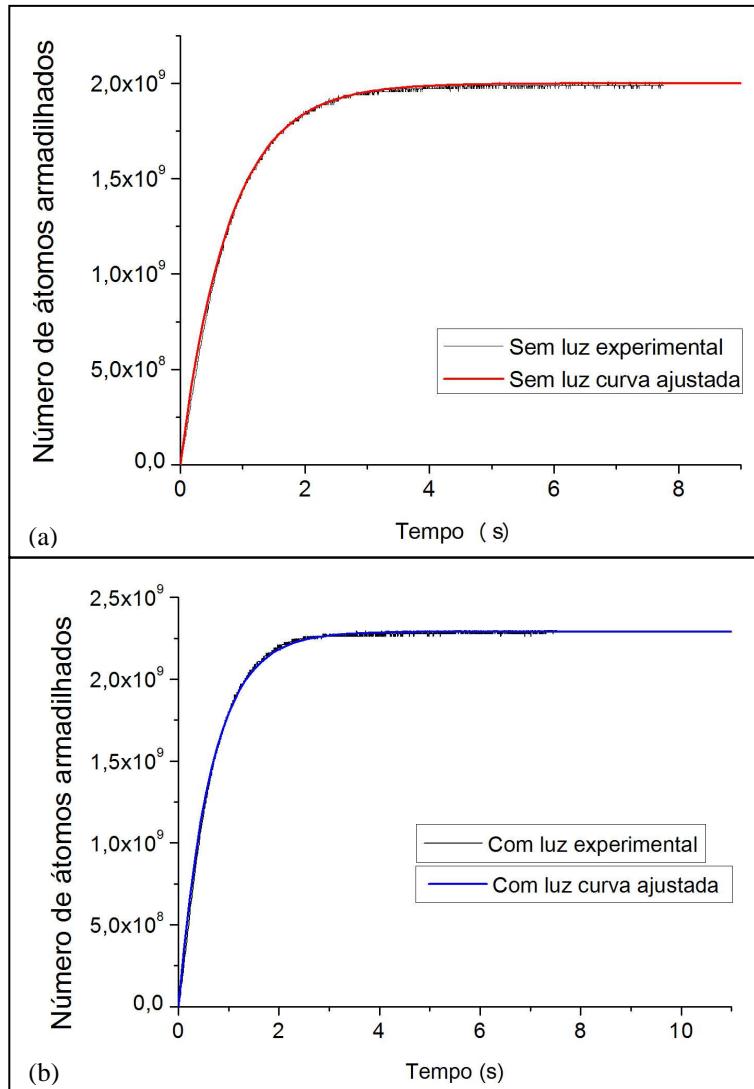
Essa equação é justamente a equação que descreve a evolução temporal do número de átomos no MOT, característica desse processo, como proposto por Monroe et al. (1990). Um comparativo entre os dados experimentais e a curva fitada para a situação sem e com luz é apresentado na Figura 9.

O produto $R\tau$ na equação (4.1) é igual ao número de átomos do estado estacionário N_{ss} . Sem luz, este produto tem resultado de $1,996 \times 10^9$ átomos, com luz, o resultado é $2,29 \times 10^9$ átomos. A constante $\frac{1}{\tau}$ resultou em $1,22 s^{-1}$ e $1,53 s^{-1}$, respectivamente, para a curva de carregamento sem e com o efeito LIAD. Ao modelar as curvas, a taxa de carregamento da armadilha R pode ser estimada. Para o caso sem luz, R é aproximadamente igual a $2,43 \times 10^9$ átomos por segundo. Ao aplicarmos uma luz de dessorção não térmica de aproximadamente 60 mW, essa taxa aumenta para $3,50 \times 10^9$ átomos por segundo.

Conforme apresentam Monroe et al. (1990), a taxa com que os átomos são aprisionados por unidade de tempo é diretamente proporcional à densidade de átomos no vapor de fundo. Portanto, o aumento na taxa de carga deve-se ao aumento no número de átomos na célula disponíveis para captura, que por sua vez, acarreta um aumento na pressão parcial no interior da mesma, tornando possível que mais átomos sejam armadilhados. Comprova-se experimentalmente que a luz da lâmpada incandescente provoca a retirada dos átomos de rubídio da parede interna da célula de aço inoxidável, como observado por Anderson e Kasevich (2001) para o rubídio e por Zhang et al. (2009), para o césio.

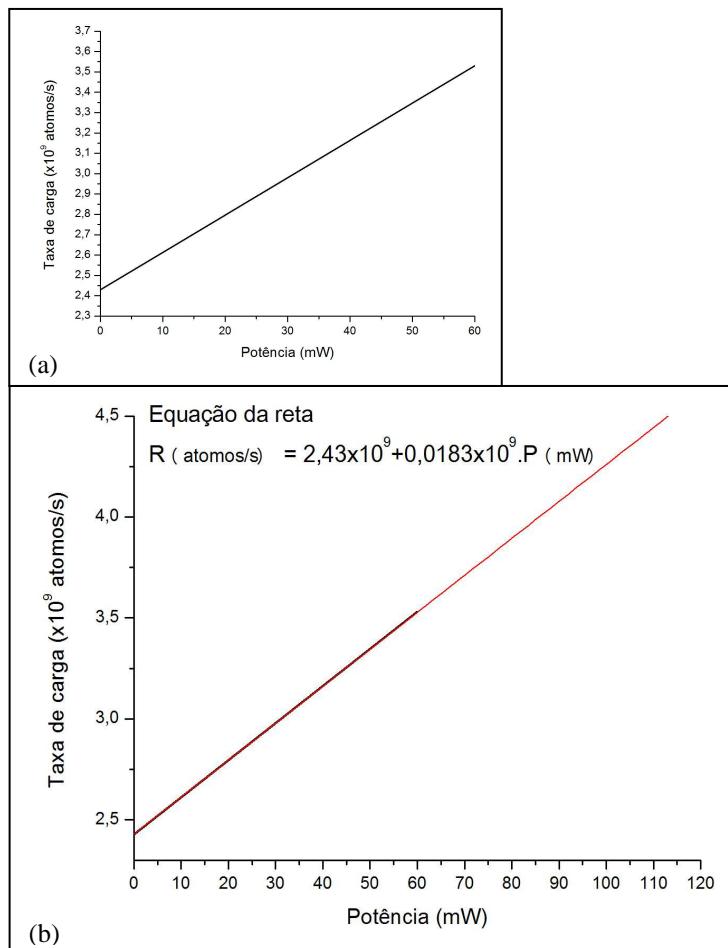
Variando a potência da luz LIAD, é esperado que a taxa de carga do MOT cresça linearmente, conforme estudos de Zhang et al. (2009). A Figura 10 ilustra tal comportamento.

Figura 9: Comparativa entre os dados experimentais (pontos em preto) e a curva ajustada (linha vermelha/azul) para o caso (a) sem luz e (b) com luz para o carregamento do MOT de ^{85}Rb .



Fonte: A autora, com base em Fritsch (2011).

Figura 10: (a) Taxa de carga da armadilha em função da potência da luz de dessorção. (b) Tentência linear.



Fonte: A autora, com base em Zhang et al. (2009).

O primeiro gráfico da Figura 10 é obtido a partir dos pontos para a taxa de carga da armadilha na situação em que não há luz de dessorção atuando, potência nula, e quando se incide uma luz LIAD de 60 mW de potência. O segundo gráfico apresenta a tendência linear para valores maiores de potência e também a equação que descreve a reta

característica dessa relação.

O número de átomos, quando o MOT atinge o equilíbrio, pode ser estimado a partir dos gráficos apresentados na Figura 9. Para o caso sem a aplicação da luz LIAD, esse número equivale a $1,996 \times 10^9$ átomos. Com a luz de dessorção ligada, o número de átomos armadilhados passa para $2,29 \times 10^9$, um aumento de 15% de átomos na armadilha. Atribuímos esse aumento exclusivamente ao efeito LIAD, comprovando se tratar de uma possível fonte não térmica de átomos.

4.2 INVESTIGAÇÃO DOS PARÂMETROS DO MOT SEM LIAD

Vamos concentrar nossa atenção, inicialmente, à curva que representa o comportamento dos átomos na armadilha para o caso sem luz. O número de átomos no MOT quando este atinge uma situação de equilíbrio, pode ser relacionado com parâmetros da armadilha, tais como o volume do MOT V , temperatura T , a seção de choque σ , a velocidade de captura v_c e a massa do átomo de rubídio, obedecendo à equação, proposta por Monroe et al. (1990):

$$N_{ss} = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{V^{2/3}}{\sigma} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^2 v_c^4. \quad (2.23)$$

Atribuindo à seção de choque o valor de $\sigma_l = 6,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ (FAGNAN et al., 2009), à velocidade de captura $v_c = 4,66 \text{ m/s}$, à massa do átomo de rubídio $m = 1,42 \times 10^{-25} \text{ kg}$ (METCAULF, 1999), e a temperatura $T = 300 \text{ K}$, para o número de átomos aprisionados sem considerar o efeito LIAD $N_{ss} = 1,996 \times 10^9$ átomos, estima-se o volume compreendido pelos átomos armadilhados, aproximadamente igual a $V_1 = 1,15 \times 10^{-4} \text{ m}^3$.

Por outro lado, a equação (2.23) pode ser aplicada para estimar o valor da seção de choque. Para isso, o volume do MOT deve ser calculado experimentalmente. Nos estudos de Fritsch (2011), que geraram os gráficos da Figura 8, esse volume corresponde a $V_2 = 4,5 \times 10^{-8} \text{ m}^3$. Mantendo os mesmos parâmetros para a massa e velocidade de captura do rubídio, a temperatura e o número de átomos aprisionados no estado estacionário, a seção de choque é $\sigma_2 = 3,58 \times 10^{-22} \text{ m}^2$.

Temos a preocupação de, além dos valores da seção de choque e do volume satisfazerem a equação que descreve as curvas experimentais, também estarem de acordo com a realidade do laboratório. Por isso, averiguamos qual seria a pressão na câmara para as

seções de choque $\sigma_1 = 6,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ e $\sigma_2 = 3,58 \times 10^{-22} \text{ m}^2$. A equação utilizada para essa análise é

$$\frac{1}{\tau} = \sigma p \left(\frac{3}{k_B T m} \right)^{1/2}, \quad (4.2)$$

conforme proposto por Monroe et al. (1990), onde a taxa de perdas decorrentes das colisões, obtida ao ajustar a curva experimental, é $\frac{1}{\tau} = 1,22 \text{ s}^{-1}$, é mantida constante para os dois casos. As pressões calculadas são: $p_1 = 1,91 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ para $\sigma_1 = 6,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ e $p_2 = 4,49 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ para $\sigma_2 = 3,58 \times 10^{-22} \text{ m}^2$. Essas pressões são valores altos frente à pressão medida no trabalho de Fritsch (2011), de $1 \times 10^{-8} \text{ Torr}$.

Aplicando a pressão $p_3 = 1 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ e a seção de choque $\sigma_2 = 3,58 \times 10^{-22} \text{ m}^2$ na equação (4.2), considerando o volume experimental $V_2 = 4,5 \times 10^{-8} \text{ m}^3$ e o número de átomos no estado estacionário $N_{ss} = 1,996 \times 10^9 \text{ átomos}$, obtém-se a taxa de perda igual a $\frac{1}{\tau_3} = 3,41 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, ou ainda, $\tau_3 = 2,9 \times 10^4 \text{ s}$. Isso significa que o tempo para a armadilha carregar é muito longo se comparado com os dados experimentais.

Outra proposta de pressão é $p_4 = 3 \times 10^{-7} \text{ Torr}$, dada pela tabela apresentada por Newmeyanov (1963) correspondente à temperatura de $T = 300 \text{ K}$. Aplicando essa pressão na equação (4.2), para a seção de choque $\sigma_2 = 3,58 \times 10^{-22} \text{ m}^2$ proveniente da consideração em que $V_2 = 4,5 \times 10^{-8} \text{ m}^3$ e $N_{ss} = 1,996 \times 10^9 \text{ átomos}$, se obtém uma taxa de perda igual a $\frac{1}{\tau_4} = 1,023 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, equivalente a $\tau_4 = 978 \text{ s}$, o que pode ser considerado um tempo bastante alto para a situação experimental em questão.

Por outro lado, se as pressões $p_3 = 1 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ e $p_4 = 3 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ são aplicadas na equação (4.2), mantida a taxa de perdas por colisão igual a $\frac{1}{\tau} = 1,22 \text{ s}^{-1}$, as seções de choque são determinadas, resultando em $\sigma_3 = 1,28 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ e $\sigma_4 = 4,27 \times 10^{-19} \text{ m}^2$. Substituindo essas seções de choque na equação (2.23), mantendo um volume do MOT igual a $V_2 = 4,5 \times 10^{-8} \text{ m}^3$, determinam-se os respectivos números de átomos aprisionados no estado estacionário. Tais valores são $N_{ss3} = 5,596 \times 10^4 \text{ átomos}$ e $N_{ss4} = 1,678 \times 10^6 \text{ átomos}$, e podem ser considerados pequenos quando comparados com os $1,996 \times 10^9 \text{ átomos}$ dos dados experimentais. Tal resultado é justificado, pois, diminuindo a pressão, diminui-se a probabilidade de os átomos serem armadilhados, consequência da

diminuição do número de átomos no vapor de fundo.

As grandezas analisadas estão organizadas e relacionadas na forma de uma tabela, apresentada a seguir. Os valores em destaque na cor azul correspondem aos valores provenientes da curva ajustada; os valores em destaque na cor vermelha são os dados do trabalho experimental de Fritsch (2011) e dados provenientes da literatura. Os demais valores são os calculados aplicando as equações (4.1), (4.2) e (2.23).

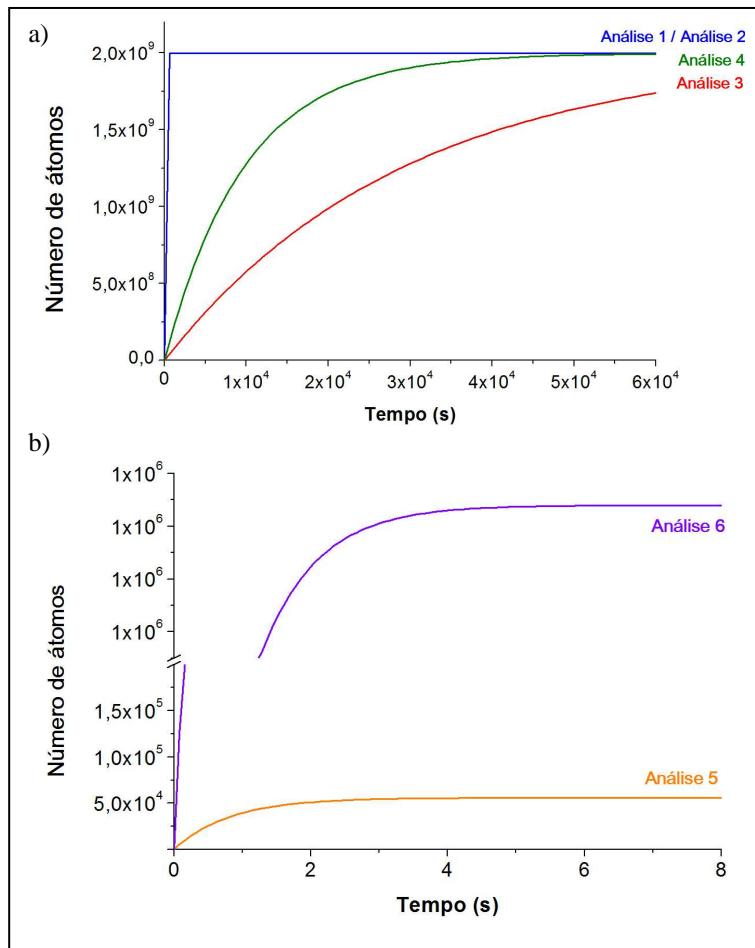
Tabela 1: Comparativo entre os valores experimentais e os valores teóricos.

	N_{ss} (átomos)	$V(m^3)$	$\sigma(m^2)$	$(1/\tau)$ (s ⁻¹)	p (Torr)
Análise 1	$1,996 \times 10^9$	$1,15 \times 10^{-4}$	$6,7 \times 10^{-20}$	1,22	$1,91 \times 10^{-6}$
Análise 2	$1,996 \times 10^9$	$4,5 \times 10^{-8}$	$3,58 \times 10^{-22}$	1,22	$3,58 \times 10^{-4}$
Análise 3	$1,996 \times 10^9$	$4,5 \times 10^{-8}$	$3,58 \times 10^{-22}$	$3,41 \times 10^{-5}$	1×10^{-8}
Análise 4	$1,996 \times 10^9$	$4,5 \times 10^{-8}$	$3,58 \times 10^{-22}$	$1,023 \times 10^{-3}$	3×10^{-7}
Análise 5	$5,596 \times 10^4$	$4,5 \times 10^{-8}$	$1,28 \times 10^{-17}$	1,22	1×10^{-8}
Análise 6	$1,34 \times 10^6$	$4,5 \times 10^{-8}$	$4,27 \times 10^{-19}$	1,22	3×10^{-7}

Fonte: A autora.

Para as situações analisadas na Tabela 1, foram geradas as curvas do número de átomos na armadilha em função do tempo, com base na equação (4.1). Essas curvas são apresentadas na Figura 11. Na análise 1 e 2, as curvas se sobrepõem pois as grandezas N_{ss} e $\frac{1}{\tau}$ são as mesmas, sendo iguais também às da curva que ajusta os dados experimentais. No entanto, na análise 1, a seção de choque é dada (FANGAN et al., 2009), o volume do MOT e a pressão na câmara são calculados. Na análise 2, o volume é dado (FRITSCH, 2011), e a seção de choque e a pressão na câmara são calculadas. Comparando-se as duas situações, uma diminuição no volume acarreta uma diminuição na seção de choque e um aumento na pressão da câmara. No entanto, essas pressões não correspondem à realidade do laboratório.

Figura 11: Curvas do carregamento do MOT conforme análises da Tabela 1.



Fonte: A autora.

Nas situações 3 e 4, a grandeza N_{ss} é constante, assim como o volume, proveniente da experimentação (FRITSCH, 2011). O primeiro valor da pressão corresponde ao fornecido por Fritsch (2011), enquanto o segundo valor da pressão é o que corresponde à temperatura de 300 K, segundo Newmeyanov (1963). A seção de choque e a taxa de perdas foram calculadas. A seção de choque tornando-se, em primeira instância,

característica do experimento, mas a taxa de perdas decorrentes das colisões é muito pequena, resultante num tempo grande para o MOT atingir o estado estacionário. Essa comparação se torna mais clara na Figura 11a.

Nas análises 5 e 6 foram mantidas as mesmas pressões das análises 3 e 4, assim como o volume calculado via experimentação. No entanto, o tempo de carregamento do MOT foi o tempo determinado através da modelagem da curva experimental da Figura 9. O resultado teórico foi uma diminuição do número de átomos aprisionados, como ilustra a Figura 11b, não conferindo com os dados experimentais obtidos, que são 4 a 5 ordens de grandeza maior.

4.3 ANÁLISE DO EFEITO LIAD SOBRE O MOT

A importância na determinação, a partir das curvas experimentais, da seção de choque do átomo de rubídio para ejetar um átomo aprisionado, também de rubídio, e do correspondente volume da nuvem formada pelos átomos presos, está em aplicar estes dados no modelo proposto por Zhang et al. (2009). Esse modelo analisa a evolução do número de átomos no MOT, após a incidência da luz de banda larga no interior da câmara, resultando num aumento no número de átomos aprisionados. Nesse modelo, a evolução temporal dos átomos na armadilha é dada pela função (3.10):

$$N(t) = N_B + ae^{-\frac{(be^{-At} + Abt + Act)}{A}} \times \int_0^t e^{-A\tau + (be^{-A\tau} + Ab\tau + Ac\tau)/A} (e^{A\tau} - 1) d\tau, \quad (3.10)$$

onde

$$a = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \frac{D}{A}, \quad (3.8a)$$

$$b = \sigma \left(\frac{3k_B T}{m}\right)^{1/2} \frac{D}{A}, \quad (3.8b)$$

$$c = \frac{1}{\tau_2}. \quad (3.8c)$$

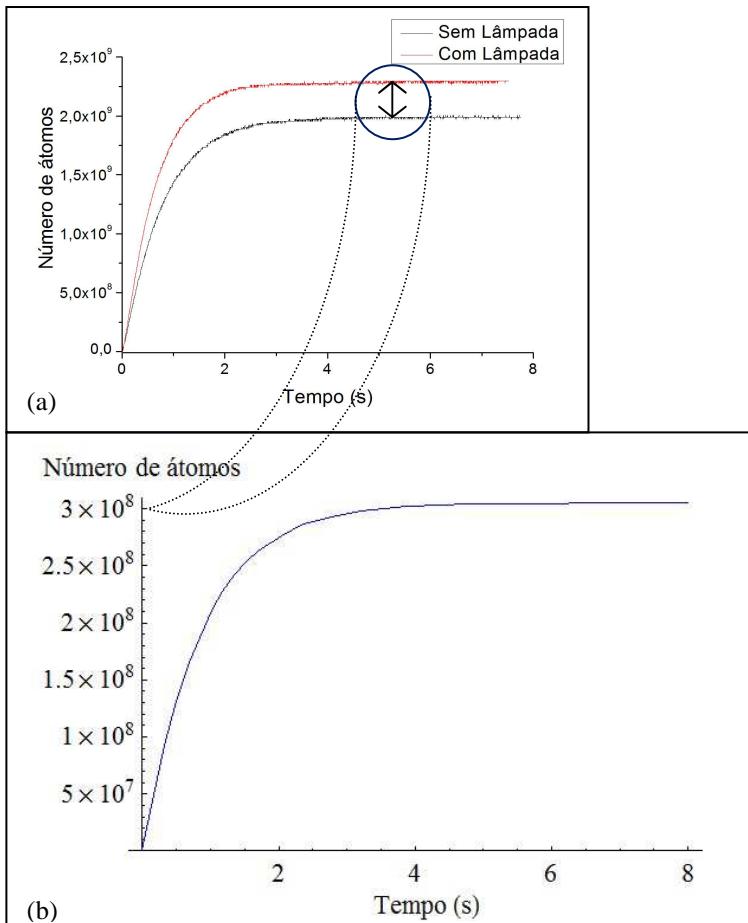
A primeira parcela da função (3.10), N_B , é o número de átomos no MOT, quando este atingiu o estado de equilíbrio entre ganhos e perdas apenas considerando o acionamento do sistema para o armadilhamento e o dispenser como fonte de átomos. Zhang et al. (2009) consideram N_B igual a zero e analisam a evolução do número de átomos aprisionados após a luz LIAD ser ligada. A segunda parcela da função (3.10) trata exclusivamente da evolução temporal dos átomos no MOT em função do efeito LIAD. Nesse termo, aparecem os parâmetros característicos desse efeito: a taxa de dessorção D e o coeficiente de adsorção A . Ainda em relação às equações acima, $1/\tau_2$ é a taxa de perdas decorrentes das colisões entre os átomos de rubídio armadilhados com os átomos e moléculas não armadilhados de outra espécie, taxa esta não considerada para o caso sem luz.

A investigação prosseguiu ao substituir o volume V e a seção de choque σ , relacionada em cada análise apresentada na Tabela 1, na função (3.10). Com o auxílio do programa *Mathematica* 5.2, foram atribuídos valores para as taxas de perda, de dessorção e para o coeficiente de adsorção, de tal maneira que o gráfico gerado, a partir da resolução da integral, se torne o mais ajustado possível às curvas experimentais.

Para simplificar, considerou-se N_B igual a zero na função (3.10). Dessa forma, a expectativa estava em obter valores para D , A e c tal que, no estado de equilíbrio, a contribuição no número de átomos aprisionados devido o efeito LIAD se aproximasse de 3×10^8 átomos num tempo de carregamento aproximadamente igual a 2s. Esse valor para o número de átomos é justamente os 15% de diferença entre o número de átomos no MOT com e sem o efeito LIAD. A Figura 12a destaca essa diferença.

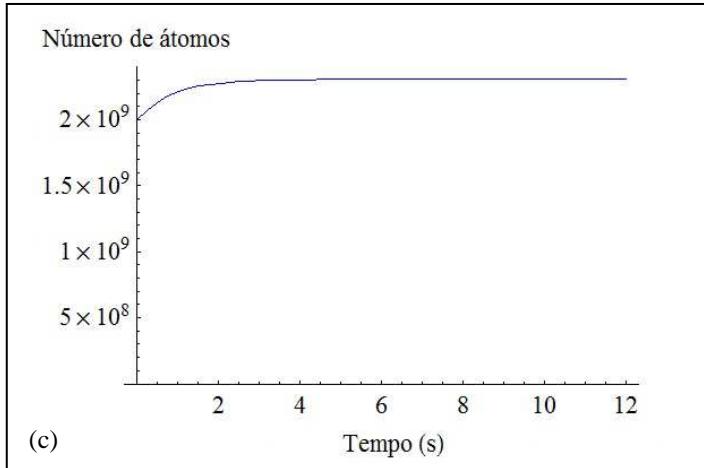
Os dados que mais se ajustaram à curva experimental foram os relacionados na segunda linha da Tabela 1, provenientes da Análise 1, com taxa de dessorção $D = 5 \times 10^{17}$ átomos por segundo, taxa de perdas $c = 1 s^{-1}$ e coeficiente de adsorção $A = 55 s^{-1}$. Esses valores, aplicados na função (3.10), fornecem a evolução temporal do número de átomos na armadilha após a luz de dessorção ser ligada. A Figura 12b mostra o gráfico que representa tal evolução, considerando não existir átomos no MOT antes de a luz LIAD ser ligada, ou seja, $N_B = 0$. Já o gráfico da Figura 12c considera que quando a luz de dessorção é ligada já existe uma densidade de átomos aprisionados, cujo $N_B = 1,996 \times 10^9$ átomos, o número de átomos no MOT para o caso sem luz.

Figura 12: (a) Figura 4.1 (FRITSCH, 2011) com destaque para a contribuição no número de átomos no MOT devido efeito LIAD. Curva de carregamento do MOT devido efeito LIAD, segundo modelo do Zhang et al. (2009) com (b) $N_B = 0$.



Fonte: A autora.

Figura 12: (c) Curva de carregamento do MOT devido efeito LIAD, segundo modelo do Zhang et al. (2009) com $N_B = 2 \times 10^9$ átomos.

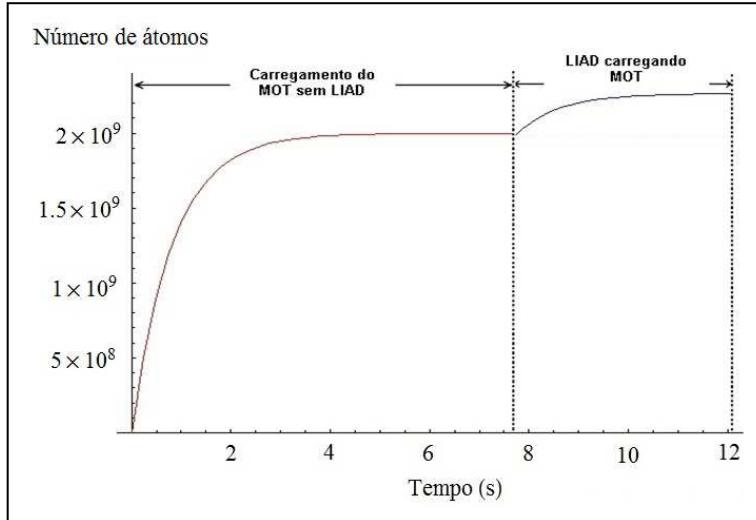


Fonte: A autora.

Dessa forma, nos gráficos da Figura 12, o tempo inicial igual a zero corresponde ao momento em que a luz de dessorção é ligada, desprezando-se o tempo anterior a este em que a formação do MOT aconteceu de forma usual, tendo como fonte de átomos um dispenser. Ao se considerar esse tempo anterior à luz de dessorção ser ligada, espera-se um comportamento do número de átomos em função do tempo como ilustra a Figura 13. Ou seja, quando os mecanismos para o resfriamento e armadilhamento são acionados, observa-se um aumento exponencial de átomos na nuvem, aguarda-se o período de estabilização e em seguida, a luz da lâmpada incandescente é ligada, observando-se um novo aumento dos átomos no MOT. Tal comportamento é verificado por Telles et al. (2010) para o sódio.

A primeira parte da Figura 13, relacionada ao carregamento do MOT sem LIAD, é a curva gerada pela equação (4.1) com $R = 2,43 \times 10^9$ átomos por segundo e $\frac{1}{\tau} = 1,22 \text{ s}^{-1}$, que corresponde à curva da Figura 9a.

Figura 13: Carregamento do MOT com dispenser somente e, em seguida, ligando a luz de dessorção.



Fonte: A autora.

Ou ainda, corresponde à curva gerada pela equação

$$N(t) = R\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) = N_{ss} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right),$$

ou

$$N(t) = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{V^{2/3}}{\sigma} \left(\frac{m}{2k_B T}\right)^2 v_c^4 \left\{1 - e^{-\left[\sigma p \left(\frac{3}{k_B T m}\right)^{1/2}\right] t}\right\}, \quad (4.3)$$

com $\sigma = 6,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $V = 1,15 \times 10^{-4} \text{ m}^3$, $v_c = 4,66 \text{ m/s}$, $m = 1,42 \times 10^{-25} \text{ kg}$, $T = 300 \text{ K}$ e $p = 1,91 \times 10^{-6} \text{ Torr}$. A segunda parte da Figura 13, referente ao período em que a luz de dessorção é ligada, corresponde à curva gerada pela função (3.10), tomando as mesmas grandezas descritas e mais as grandezas relacionadas ao efeito LIAD, $D = 5 \times 10^{17}$

átomos por segundo, $A = 55 \text{ s}^{-1}$ e $c = 1\text{s}^{-1}$, e com $N_B = 1,996 \times 10^9$ átomos. Essa parte é, na verdade, o gráfico da Figura 12c transladado 7,6 s.

De acordo com Zhang et al. (2009), N_B corresponde ao background do MOT. Podemos tratar $N_B = N_B(t)$ ao considerar a evolução temporal dos átomos aprisionados, sem LIAD, descrita pela equação (4.3). Substituiu-se, portanto, essa equação no lugar de N_B na função (3.10),

$$N(t) = \frac{\frac{2}{V^3}}{\sqrt{6}\sigma} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^2 v_c^4 \left\{ 1 - e^{-\left[\sigma p \left(\frac{3}{k_B T m} \right)^{\frac{1}{2}} \right] t} \right\} + \\ ae^{\frac{(be^{-At}+Abt+Act)}{A}} \times \\ \int_0^t e^{-A\tau+(be^{-A\tau}+Ab\tau+Act)/A} (e^{A\tau} - 1) d\tau. \quad (4.4)$$

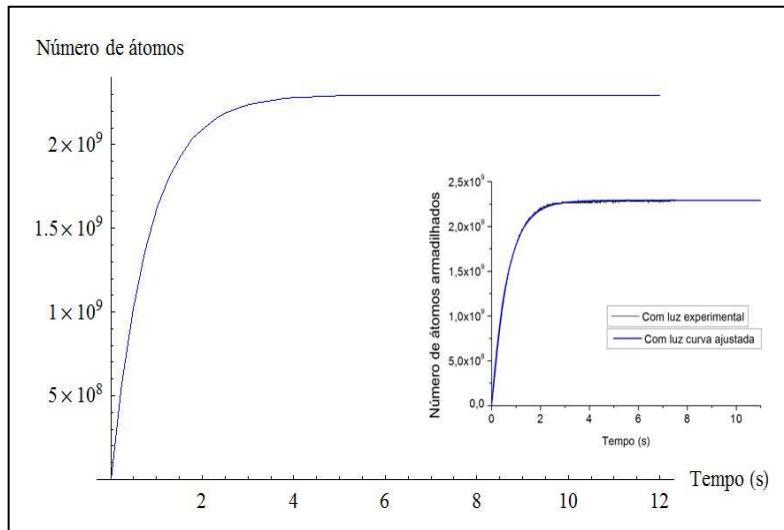
Essa função informa que o número total de átomos aprisionados tem uma parcela de contribuição dos átomos presentes no vapor de fundo provenientes de um dispenser, somente, e uma parcela de contribuição dos átomos que foram dessorvidos da parede interna da célula. A evolução temporal dos átomos no MOT, segundo a função (4.4), é mais clara se for graficada. O gráfico obtido, com o auxílio do programa *Mathematica* 5.2, é apresentado na Figura 14.

Experimentalmente, a evolução no número de átomos na armadilha, dada pela função (4.4) e pelo gráfico na Figura 14, foi obtida ligando-se, simultaneamente, o mecanismo para a obtenção do MOT, o dispenser e a luz de dessorção. Isso porque o gráfico gerado corresponde ao gráfico obtido experimentalmente por Fritsch (2011), apresentado na Figura 9b e no detalhe da Figura 14, tomando esse procedimento experimental.

Dessa forma, a função que descreve a curva experimental, considerando a contribuição do dispenser e da luz de dessorção acionadas ao mesmo tempo, é a união da função (4.3), proposta por Monroe et al. (1990), para o caso sem LIAD, com a função (3.10), proposta por Zhang et al. (2009), considerando apenas a contribuição do efeito LIAD, ao tomar $N_B = 0$. A Figura 15 apresenta os gráficos comparando as três curvas de carregamento: apenas com efeito LIAD

(i), apenas com dispenser (ii) e com dispenser e LIAD (iii). Pode-se perceber que as curvas (ii) e (iii) correspondem às curvas experimentais da Figura 8 obtidas por Fritsch (2011). A diferença proposta na Figura 15a para a 15b está em considerar, para a curva (i), um background no MOT de $N_B = 1,996 \times 10^9$ átomos. Essa figura apresenta os três gráficos analisados anteriormente, apresentados nas Figuras 12b, 13 (parte inicial: carregamento do MOT sem LIAD) e 14.

Figura 14: Carregamento do MOT com dispenser e luz de dessorção como fontes de átomos, via função (4.4). No detalhe, a Figura 9b.

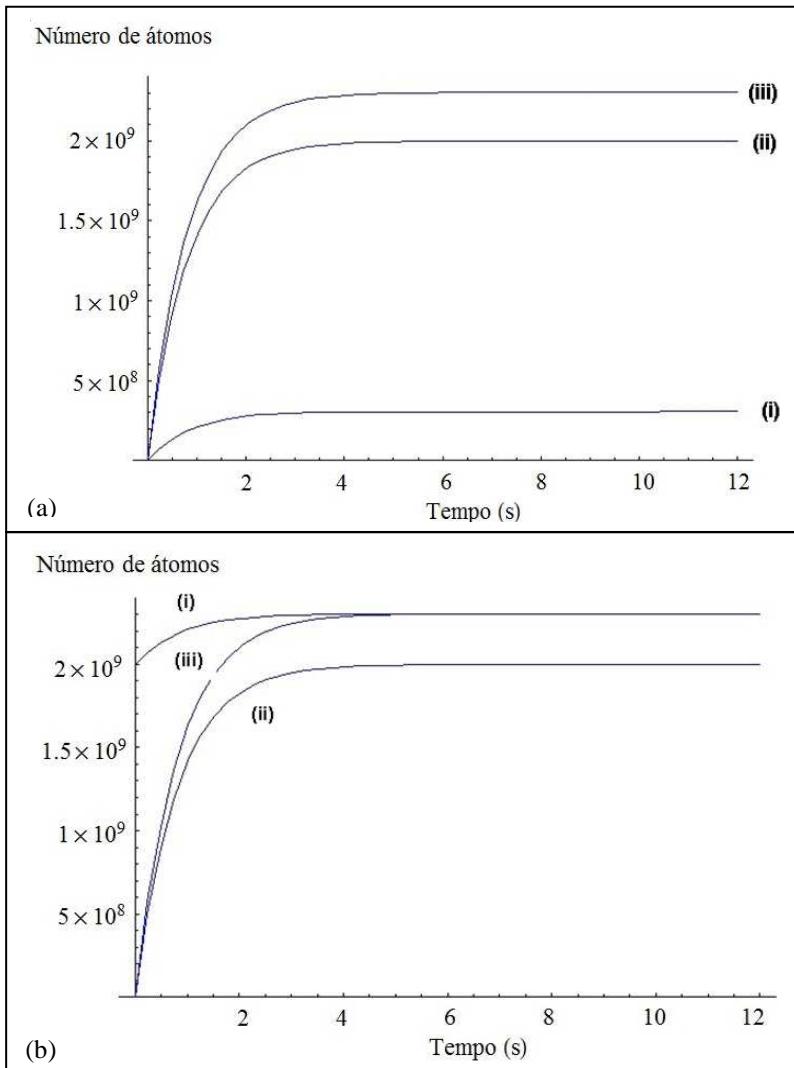


Fonte: A autora.

Relembrando, no modelo proposto por Zhang et al. (2009), a exclusividade admitida para o aumento dos átomos no MOT ocorrer devido o efeito LIAD, aparece na dependência da taxa de carga da armadilha e da taxa de perdas devido a colisões, descritas, respectivamente, por

$$R = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 n(t) \quad (3.6)$$

Figura 15: Comparativo entre as curvas de carregamento do MOT: somente com LIAD (i), somente com dispenser (ii) e com dispenser e LIAD (iii).



Fonte: A autora.

e

$$\frac{1}{\tau_1} = \sigma \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{1/2} n(t), \quad (3.5)$$

com a densidade atômica no interior da célula $n(t)$, descrita por

$$\frac{dn(t)}{dt} = D - A n(t), \quad (3.1)$$

que trata da relação direta entre a taxa de variação da densidade de átomos com a taxa de dessorção D e o coeficiente de adsorção A , grandezas características do efeito LIAD. Resolvendo a função (3.1), obtemos como essa densidade de átomos evolui no interior da célula, quando a luz de dessorção é ligada. Tal solução é

$$n(t) = \frac{D}{A} (1 - e^{-At}). \quad (4.11)$$

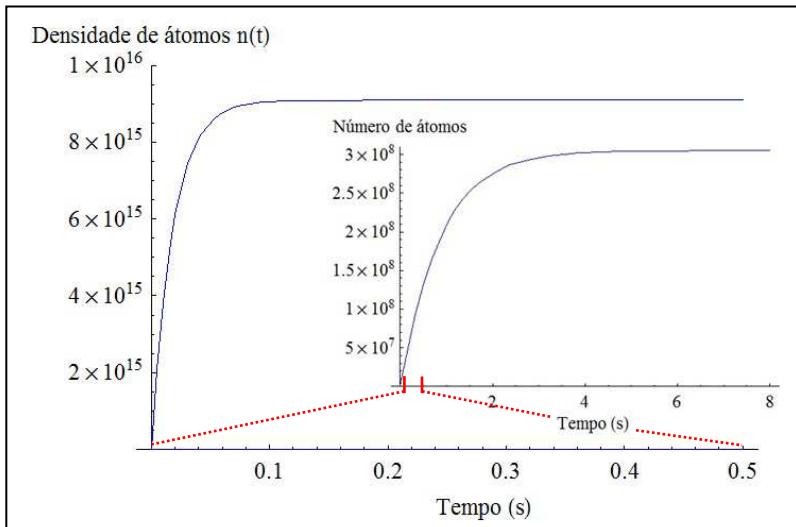
Com os valores de $D = 5x10^{17}$ átomos por segundo e $A = 55 s^{-1}$, a função (3.2) pode ser representada graficamente, retratando a contribuição do efeito LIAD no aumento do número de átomos no vapor de fundo, Figura 16. Esse gráfico é comparado com o gráfico apresentado na Figura 12b, que representa o número efetivo de átomos dessorvidos que são armadilhados, apresentado no detalhe da Figura 16.

Da Figura 16, percebe-se um aumento quase instantâneo da densidade de átomos no vapor de fundo, do instante em que a luz de dessorção é ligada, atingindo uma situação de equilíbrio em $9x10^{15}$ átomos por m^3 no vapor de fundo. Segundo Zhang et al. (2009), esse número corresponde ao estado de saturação quando o tempo tende ao infinito, estabelecido pela razão D / A , e o inverso do coeficiente de adsorção ($1/A$) corresponde ao tempo de decaimento característico de $n(t)$ quando a luz de dessorção é desligada.

Tomando a razão b / A , com b dado pela equação (3.8b) e $A = 55 s^{-1}$, verifica-se se tratar de um valor muito pequeno, considerando os parâmetros adotados. Por isso, é adotada a simplificação proposta por Zhang et al. (2009), de forma que a exponencial $\exp(-be^{-At}/A) \approx 1$ na função (3.10), que pode ser simplificada na forma

$$N(t) = N_B + \frac{a}{b+c} [1 - e^{-(b+c)t}]. \quad (3.11)$$

Figura 16: Átomos no vapor de fundo devido efeito LIAD. No detalhe: átomos armadilhados pela contribuição da luz de dessorção.



Fonte: A autora.

No estado estacionário, o número de átomos aprisionados, considerando o incremento dos átomos provenientes da dessorção, se torna $N_{ss} = N_B + \frac{a}{b+c}$, ou

$$N_{ss} = N_B + \frac{0.5V^{\frac{2}{3}}\left(\frac{m}{2k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 D_A}{\sigma\left(\frac{3k_B T}{m}\right)^{1/2} D_A + \frac{1}{\tau_2}}, \quad (3.12)$$

resultado das substituições das equações (3.8a), (3.8b) e (3.8c) na equação simplificada do número máximo de átomos aprisionados. Se os parâmetros admitidos para o aprisionamento do rubídio e as constantes que caracterizam o efeito LIAD são substituídos na equação (3.12), tomado $N_B = 0$, tem-se o incremento no número de átomos aprisionados igual a 3×10^8 átomos, após a luz LIAD ser ligada, conferindo com o verificado na Figura 12a.

Substituindo, agora, a função (3.2) na função (3.6), novamente considerando a situação do estado estacionário, é obtida a equação da

taxa de carregamento do MOT,

$$R \approx a = 0,5V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \frac{D}{A}. \quad (4.6)$$

Percebe-se que a taxa de carregamento, nesta aproximação, se iguala a constante a descrita na equação (3.8a). Evoluindo essa equação com os mesmos parâmetros usados na equação (3.12), determinamos a taxa de carregamento dos átomos no MOT após a luz de dessorção ser ligada. Essa taxa é equivalente a $3,6 \times 10^8$ átomos por segundo.

O procedimento anterior é igualmente realizado para analisar a taxa de perdas $1/\tau_1$ na equação (3.5). Substitui-se nesta a função (3.2), considerando a situação do estado estacionário, tem-se

$$\frac{1}{\tau_1} = b = \sigma \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{1/2} \frac{D}{A}. \quad (4.7)$$

Novamente, essa taxa de perdas, entre os átomos de rubídio do MOT e do vapor de fundo, é equivalente a constante b , descrita na equação (3.8b). Essa taxa de perdas é igual a $0,18 \text{ s}^{-1}$. Zhang et al. (2009) consideram também a taxa de perdas dos átomos armadilhados com átomos de outras espécies no vapor de fundo, dada por $1/\tau_2$, igual a constante c , conforme equação (3.8c). Da mesma maneira em que os valores de D e A foram obtidos para o melhor ajuste entre o modelo teórico e os resultados experimentais, assim c foi ajustado, assumindo o valor $c = 1/\tau_2 = 1/1$.

Considerando a equação para o número de átomos no MOT em função do tempo, proposta por Monroe et al. (1990) e adotada por Zhang et al. (2009),

$$N(t) = R\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) = N_{ss} \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)t} \right], \quad (4.8)$$

sendo

$$N_{ss} = R\tau \quad (4.9)$$

e

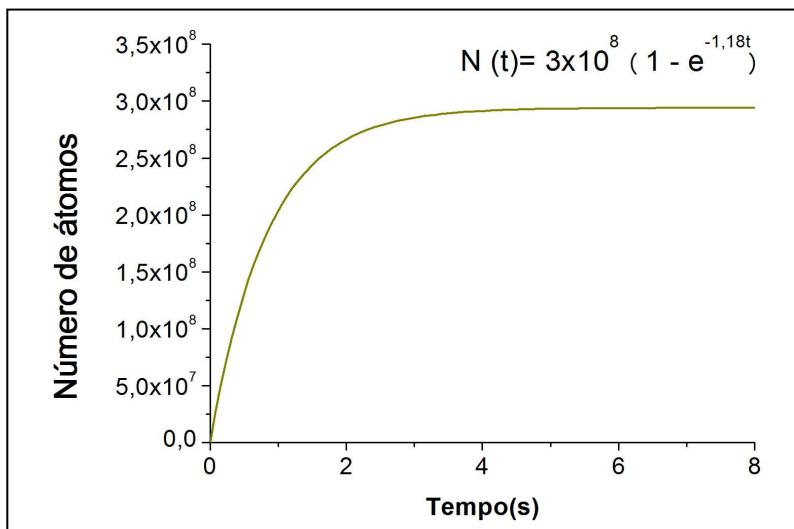
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}. \quad (4.10)$$

Substituindo o valor de N_{ss} e de R , calculados a partir das equações (3.12) e (4.6), na equação (4.9), determina-se a taxa de perdas total, que aplicada na equação (4.10), confere com a taxa de perdas $1/\tau_1$, calculada na equação (4.7), somada à taxa de perdas estimada $1/\tau_2$. Aplicando esses valores na função (4.8), tem-se

$$N(t) = 3 \times 10^8 (1 - e^{-1,18t}). \quad (4.11)$$

O gráfico gerado a partir da função acima é apresentado na Figura 17. Esse gráfico é semelhante ao gráfico obtido a partir da função (3.2), com $N_B = 0$, e apresentado na Figura 12b. Essa igualdade confirma a simplificação adotada e a semelhança entre as funções (3.10) e (4.11). Assim como valida os dados estimados para a taxa de dessorção, para o coeficiente de adsorção e para a taxa de perda $1/\tau_2$, tendo como base os dados experimentais de Fritsch (2011).

Figura 17: Curva característica da função (4.11).

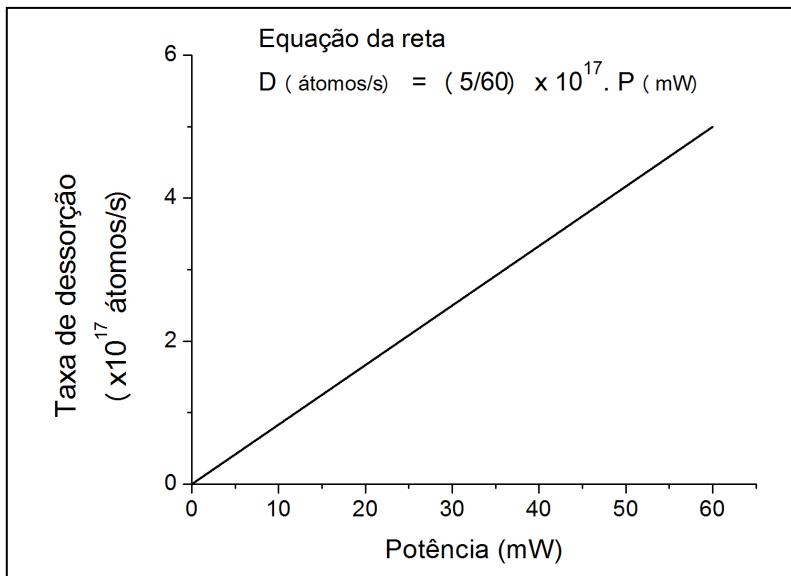


Fonte: A autora.

Curvas de carregamento da armadilha magnéto-óptica semelhantes à curva da Figura 17 foram obtidas por Zhang (2009), ao analisar o efeito LIAD sobre o MOT de átomos de césio, para alguns valores de intensidade da luz de dessorção. Para cada intensidade dessa luz tem-se uma curva de carregamento, a partir da qual é estimada a taxa de dessorção. Essas duas grandezas são relacionadas graficamente, permitindo observar-se uma dependência linear. Tendo apenas uma curva de carregamento para analisar o MOT de rubídio sujeito ao efeito LIAD, cuja potência da luz da lâmpada incandescente é 60 mW, assume-se a dependência linear entre a taxa de dessorção e a potência, para a análise gráfica do número máximo de átomos e da taxa de carregamento no MOT em função da potência da luz de dessorção.

Para o gráfico apresentado na Figura 17, a taxa de dessorção estimada é de 5×10^{17} átomos por segundo, para a potência da luz LIAD igual a 60 mW. Considerando o momento em que não há luz de dessorção sobre as paredes internas da célula, e portanto, não há aumento do número de átomos no MOT, pode-se estimar uma relação numérica entre a taxa de dessorção e a potência da luz LIAD. Essa relação, tanto gráfica quanto numérica, é apresentada na Figura 18.

Figura 18: Relação entre a taxa de dessorção e a potência da luz LIAD.



Fonte: A autora.

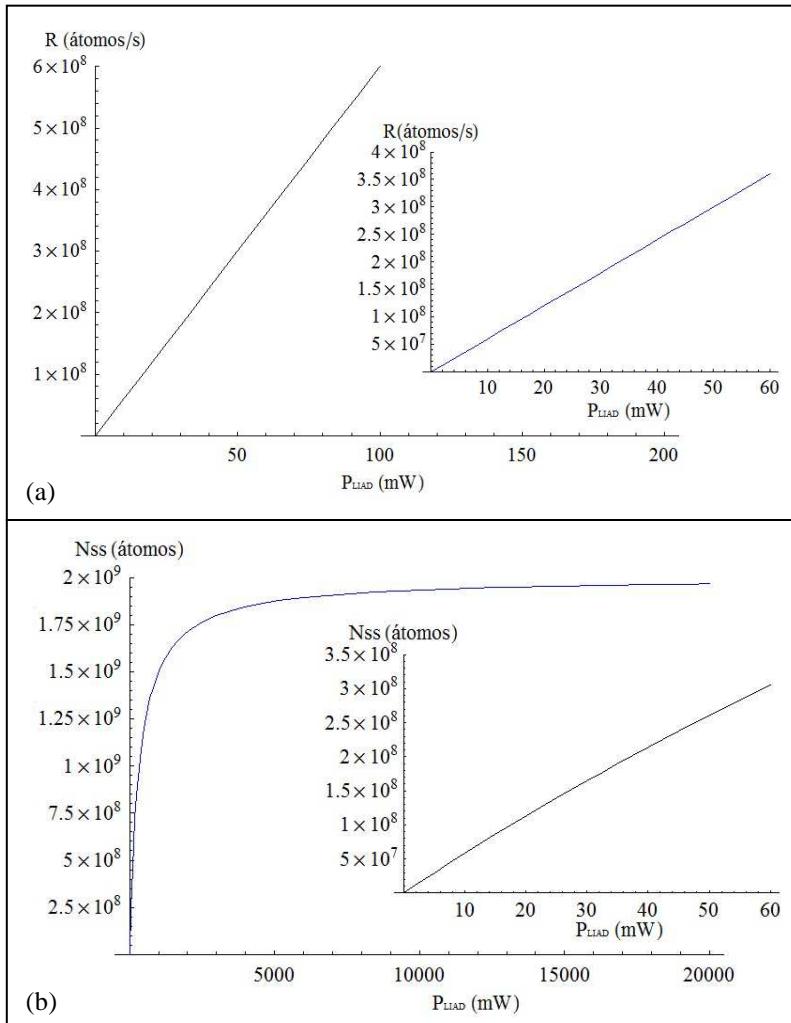
Tendo a relação numérica entre a taxa de dessorção e a potência da luz LIAD, esta é aplicada na equação (4.6) e se obtém a dependência da taxa de carregamento em função da potência da luz de dessorção. Da mesma forma, ao aplicar a relação estabelecida na Figura 18, na equação (3.12), a dependência do número máximo de átomos aprisionados em função da potência da luz LIAD é obtida. Essas relações são apresentadas na Figura 19.

A proporcionalidade linear entre a taxa com que os átomos são armadilhados e a potência é verificada. No entanto, quanto maior é a potência da luz LIAD, tanto menor é o aumento do número de átomos máximo no MOT, cujo crescimento é exponencial em relação à potência. Portanto, um incremento significativo na densidade de átomos aprisionados é obtido até uma dada potência da luz de dessorção, confirmando o efeito LIAD como uma fonte de átomos não térmica. Para potências mais altas, não há maiores contribuições do efeito LIAD para os átomos no MOT, como previsto por Telles et al. (2010) e Zhang et al. (2009). A previsão teórica indica um limite na potência de 15 W de luz de dessorção, para o qual se tem um incremento de 2×10^9 átomos no MOT, sendo carregados a uma taxa de 9×10^{10} átomos por segundo.

A partir de então, questionamo-nos se existe a possibilidade de a luz de dessorção contribuir para uma diminuição no número de átomos aprisionados. Ou seja, haveria um limite para a potência da luz LIAD em que a quantidade de átomos dessorvidos, e presentes no vapor de fundo, influenciassem no aumento da taxa de perdas? Tal situação pode indicar uma explicação para outros resultados experimentais, também obtidos por Fritsch (2011). Estes resultados são apresentados na Figura 20.

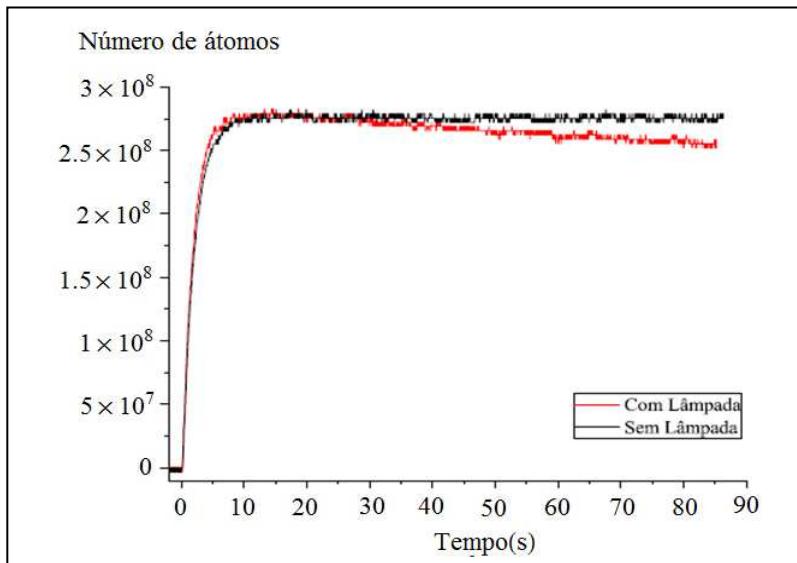
Comparando a Figura 20 com a Figura 8, percebe-se que na primeira o tempo em que a armadilha foi carregada aumentou, indicando uma menor eficiência desta. Na situação em que não há luz de dessorção ligada, observa-se o comportamento natural da curva de carregamento, chegando a um nível de estabilização, em que o número de átomos aprisionados é menor que o apresentado na Figura 8. No entanto, os resultados apresentados acima são válidos nas condições experimentais e para os parâmetros característicos desse processo de armadilhamento.

Figura 19: (a) Taxa de carregamento do MOT em função da potência da luz de dessorção. (b) Número máximo de átomos armadilhados em função da potência da luz LIAD.



Fonte: A autora.

Figura 20: Carregamento do MOT com e sem LIAD por um tempo de 100 s.



Fonte: Fritsch (2011).

Quando o MOT foi acionado ligando-se uma lâmpada incandescente como luz de dessorção, com potência também de 60 mW, observou-se um aumento “tímido” no número de átomos aprisionados até o tempo de 10 s. Após esse tempo, o número de átomos no MOT foi diminuindo linearmente, não chegando a uma estabilização, como esperado. A Figura 20 retrata uma nova situação, em que o efeito LIAD não se apresenta como uma fonte coadjuvante de átomos para o carregamento do MOT. Mas como um fator que favorece o aumento da taxa de perdas. Portanto, a mesma potência para a luz de dessorção apresenta dois resultados experimentais: os apresentados na Figura 8, em que o efeito LIAD aumenta o número de átomos armadilhados; e os apresentados na Figura 20, para os quais a luz de dessorção afeta negativamente no processo de carregamento.

Desta forma, uma mesma luz LIAD pode colaborar de maneira diferente para cada armadilha, mesmo em se tratando do MOT do mesmo elemento químico. Pode-se afirmar que tal fato deve-se à dependência dos parâmetros associados ao processo de dessorção com os característicos de cada armadilha, como apresentadas nas equações

(4.15a) e (4.15b). Outra possível explicação para o comportamento apresentado na Figura 20, segundo Metcalf (1999), está na luz branca saturar a transição atômica para as velocidades abaixo da velocidade de captura, de tal forma que para uma determinada condição de aprisionamento, essa saturação passa a ser prejudicial ao processo.

Uma proposta de continuidade desta pesquisa, seria repetir, experimentalmente, as condições para o carregamento do MOT que conduziram aos dados da Figura 20, variando para menos e para mais a potência da luz de dessorção. Espera-se que para uma menor potência, o comportamento das curvas seja semelhante ao das curvas da Figura 8. Já para potências maiores, analisar a dependência desta com a taxa de perdas do MOT, sugerindo um modelo teórico para o fenômeno retratado na Figura 20.

5 CONCLUSÃO

A influência da luz de banda larga sobre a população de átomos de rubídio no MOT foi o ponto inicial de pesquisa para esta dissertação. Os resultados experimentais obtidos por Fritsch (2011) conduziram a uma investigação teórica para o entendimento de um efeito relativamente novo, denominado por Gozzini et al. (1993) de efeito LIAD. A dessorção de átomos de rubídio das paredes da câmara de aprisionamento quando a luz de lâmpadas incandescentes incidia sobre essas paredes é a explicação para o aumento no número de átomos aprisionados. Esse efeito mostrou-se uma eficiente fonte de átomos, coadjuvante ao *dispenser*, comumente utilizado em armadilhas magnéto-ópticas.

Estudos importantes associando o carregamento do MOT com o efeito LIAD confirmam o comportamento experimental apresentado por Fritsch (2011). Dentre esses trabalhos, estão os desenvolvidos por Anderson e Kasevich (2001) e Atutov et al. (2003), ambos para o átomo de rubídio, sendo que os primeiros usaram uma célula de aprisionamento de aço inoxidável, e os segundos, uma célula de vidro revestida internamente com silano. Destacam-se também os trabalhos de Klemp et al. (2006), com átomos de rubídio e potássio em células de aprisionamento de quartzo e aço inoxidável; de Telles et al. (2010), com átomos de sódio em células de vidro Pyrex não revestidas e de Zhang et al. (2009), aplicando o efeito LIAD sobre as paredes de uma célula de aprisionamento de quartzo, com vapor de átomos de césio.

Em todos os trabalhos verificou-se o aumento no número de átomos no MOT e da taxa de carregamento do mesmo com a incidência da luz de dessorção sobre as paredes internas da câmara de aprisionamento, confirmando os dados experimentais obtidos por Fritsch (2011). O fato de átomos serem retirados das paredes da câmara faz com que aumente a densidade atômica no vapor de fundo, aumentando a pressão e o número de átomos aprisionados. Também se constatou que a taxa de carregamento da armadilha aumenta com a incidência de luz LIAD, comprovando a relação entre a taxa de carga com a densidade de átomos no vapor de fundo, dependência essa proposta por Monroe et al. (1990).

Inicialmente, as curvas que representam o número de átomos no MOT em função do tempo foram ajustadas e as constantes da função característica de cada curva foram determinadas. Essas constantes têm significado físico e tratam da taxa de carregamento e da taxa de perdas do MOT, conforme modelo proposto por Monroe et al. (1990). A partir

de então, os parâmetros da armadilha foram calculados para que estejam de acordo com os valores ajustados, considerando a ausência de luz de dessorção. Dentre as análises realizadas, aquela que mais se aproximou dos dados experimentais relaciona a seção de choque determinada por Fangan et al. (2009), a qual possibilitou o cálculo do volume da nuvem.

Os parâmetros que caracterizam a curva experimental sem luz são aplicados para caracterizar a situação com luz LIAD. Para isso, o modelo teórico utilizado foi o proposto por Zhang et al. (2009). Esse modelo considera que os átomos que compõem o vapor de fundo são aqueles provenientes das paredes da câmara de aprisionamento, quando a luz LIAD é acionada. Nesse caso, o aumento da densidade atômica do vapor de fundo é descrito tendo um comportamento exponencial, em termos do coeficiente de adsorção e taxa de dessorção. Aplicando essa função nas funções da taxa de carga e de perdas propostas por Monroe et al. (1990), tem-se a evolução temporal do número de átomos aprisionados exclusivamente devido ao efeito LIAD.

Dessa forma, o modelo proposto por Zhang et al. (2009) é aplicado considerando-se apenas o incremento dos átomos no MOT com a luz de dessorção. Tal dado é determinado diretamente a partir dos dados experimentais comparando as curvas sem e com luz, quando atingem a situação de equilíbrio. Com isso, a taxa de dessorção e o coeficiente de adsorção são estimados, além da taxa de perdas devido a colisões entre os átomos aprisionados e os de outra espécie, presentes no vapor de fundo. Esses valores são, respectivamente, $D = 5 \times 10^{17}$ átomos por segundo, $A = 55 \text{ s}^{-1}$ e $c = 1 \text{ s}^{-1}$. Não existem, na literatura, outros parâmetros para o rubídio, os quais permitam avaliar se essas taxas são aceitáveis. Num primeiro momento, tais taxas estão coerentes com o aumento de 15% de átomos no MOT, obtidos por Fritsch (2011).

No entanto, o modelo de Zhang et al. (2009) não se aplica diretamente para explicar a curva experimental com luz obtida por Fritsch (2011). Isso porque o modelo teórico considera a existência de um número de átomos aprisionados, denominado de átomos de background no MOT, proveniente de outra fonte de átomos. Ou seja, inicialmente é acionado o procedimento de resfriamento e armadilhamento e aguarda-se o equilíbrio a ser atingido. Nesse equilíbrio tem-se o background no MOT. Se nesse instante a luz LIAD é acionada, tem-se um novo crescimento exponencial dos átomos na nuvem, como representado na Figura 13 e observado por Telles et al. (2010), para o átomo de sódio.

Como no modelo teórico original o foco é dado apenas após a luz de dessorção ser ligada, o número de átomos no background do

MOT é dado como nulo. Tal consideração não pode ser adotada para a curva experimental aqui investigada, pois essa resultou de um procedimento um pouco diferente do mencionado anteriormente. Nesse procedimento, a luz de dessorção e os mecanismos de obtenção do MOT foram acionados simultaneamente. Portanto, o número de átomos no vapor de fundo é composto por átomos provenientes de um dispenser e os dessorvidos das paredes da câmara de aprisionamento. Dessa forma, o modelo teórico para descrever a curva experimental obtida por Fritsch (2011) deve levar em consideração também a evolução temporal dos átomos no MOT devido aos átomos no vapor de fundo vindos do dispenser.

Para isso, no modelo proposto por Zhang et al. (2009), o número de átomos no background do MOT, considerado nulo naquela análise, foi substituído pela função que descreve a curva experimental sem luz, previamente determinada. A curva gerada a partir desta nova função concorda com a curva experimental obtida por Fritsch (2011) para o caso com luz. Tem-se, portanto, que a junção do modelo do Zhang et al. (2009) com o modelo do Monroe et al. (1990) resulta num modelo que descreve o carregamento dos átomos aprisionados, na condição experimental em que os mecanismos do MOT e do LIAD são acionados simultaneamente.

Num segundo momento do trabalho, verificou-se a relação entre a taxa de dessorção, a taxa de carga e o número máximo de átomos no MOT em função da potência da luz de dessorção. Na ausência de outras curvas experimentais para diferentes potências, as relações entre as grandezas acima mencionadas foram adotadas a partir de trabalhos previamente realizados. A dependência linear entre a taxa de dessorção e a potência da luz LIAD (ZHANG et al., 2009), por exemplo, foi aplicada usando os parâmetros estimados a partir das curvas experimentais. O resultado gráfico possibilita uma previsão teórica da taxa de dessorção para outra potência da luz LIAD que não seja a utilizada no experimento.

Tendo em vista que a taxa de carregamento da armadilha é diretamente proporcional à taxa de dessorção, observa-se uma dependência igualmente linear entre a taxa de carga do MOT com a potência da luz LIAD (ANDERSON; KASEVICH, 2001; ZHANG et al., 2009; TELLES et al., 2010), fornecendo uma previsão da taxa de carga para outra potência aplicada. Por outro lado, o número máximo de átomos no MOT em função da potência da luz de dessorção é não linear (KLEMPF et al., 2006; ZHANG et al., 2009; TELLES et al., 2010), mostrando a existência de um limite de potência para o qual valores

maiores não produzirão um aumento no número máximo de átomos aprisionados. Essa potência limite para os dados obtidos por Fritsch (2011) foi de 15 W.

Para a comprovação das previsões teóricas e uma análise mais apurada da aplicação do modelo de Zhang et al. (2009) seria necessária uma quantidade maior de dados experimentais como, por exemplo, mais curvas de carregamento do MOT para outros valores de potência, ou então, para outros valores da intensidade da luz de dessorção. Os esforços do grupo de Óptica do CCT/UDESC convergiam para este objetivo, na intenção de obter curvas experimentais para um estudo mais aprofundado da influência do efeito LIAD num MOT de átomos de rubídio.

No entanto, imprevistos de ordem técnica impossibilitaram um maior aprofundamento prático. Não menos importante, entretanto, o estudo teórico até o momento realizado se coloca como base para outros trabalhos que investigam o comportamento de átomos no MOT de rubídio sob a ação de uma luz extra, incidindo nas paredes da câmara de aprisionamento de aço inoxidável. Fica como proposta de trabalho o aprofundamento experimental para a comprovação da previsão teórica. No Apêndice B, é relatado o esquema do aparato experimental que seria previamente utilizado, assim como uma descrição para a determinação do número de átomos no MOT e uma estimativa do volume deste, parâmetros importantes na análise teórica.

Uma segunda proposta de trabalho é o aprofundamento do estudo teórico para obter os parâmetros da armadilha para o caso sem luz. Das análises apresentadas na Tabela 1, adotando aquela que se ajusta à curva experimental, segundo o modelo proposto por Monroe et al (1990), determinamos um volume que não está coerente com a realidade do laboratório. No entanto, esse parâmetro é utilizado no modelo do Zahng et al. (2009) para verificar a concordância com a curva experimental para o caso com luz. A proposta do aprofundamento teórico seria considerar dois termos no modelo que descreve o caso sem luz. O primeiro é a taxa de perda entre os átomos do MOT com os de outra espécie presentes no vapor de fundo, e o segundo é o que considera as perdas colisionais entre os átomos aprisionados, proposto por Steane et al (1992).

Outro resultado experimental interessante foi obtido por Fritsch (2011), o qual verificou um comportamento até o momento não encontrado na literatura, para a curva que considera o efeito LIAD no carregamento do MOT. O aparato experimental é essencialmente o mesmo que forneceu os resultados prévios analisados nesta dissertação:

a mesma potência da luz de dessorção e câmara de aprisionamento, para obtenção também do MOT de rubídio, alterando-se somente as condições de pressão na câmara, o caminho óptico da luz dos lasers até a câmara e o laser aprisionamento.

Esperava-se um aumento no número de átomos no MOT com a aplicação da luz LIAD, atingindo uma situação de equilíbrio. Porém, um aumento pouco expressivo no número de átomos aprisionados foi verificado, além de o equilíbrio não acontecer. Contrariamente ao esperado, ocorreu um decréscimo lento dos átomos armadilhados. Tal resultado poderia estar relacionado com a potência da luz de dessorção, num limite em que não favoreça mais o aumento dos átomos no MOT e esteja vinculada com uma taxa de perda dependente do tempo. Outra possível explicação para esse fato, segundo Metcalf (1999), está na desvantagem da luz branca que, incidindo no interior da câmara, satura a transição atômica para todas as velocidades abaixo da velocidade de captura.

Uma investigação mais aprofundada se faz necessária para explicar os últimos resultados experimentais. Refazer os experimentos associando MOT de rubídio em câmara de aço inoxidável e efeito LIAD surge como sugestão para trabalhos futuros. O objetivo seria validar as previsões teóricas apresentadas nesta dissertação. Para isso, seria interessante variar a potência da luz LIAD assim como o comprimento de onda da mesma, verificando também se existe uma relação entre a potência da luz LIAD e os parâmetros de aprisionamento. Outro procedimento experimental está em analisar o comportamento dos átomos aprisionados, submetidos ao efeito LIAD, variando a potência do laser de aprisionamento.

REFERÊNCIAS

- ABRAMOVA, I. et al. Photostimulated desorption of metal atoms from surfaces of transparent insulators. **JEPT Letters**, v. 39, n. 4, p. 203-205, fev. 1984.
- ALEXANDROV, E. B. et al. Light-induced desorption of alkali-metal atoms from paraffin coating. **Phys. Rev. A**, v. 66, p. 042903-1 - 042903-12, out. 2002.
- ANDERSON, B. P.; KASEVICH, M. A. Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption. **Phys. Rev. A**, v. 63, p. 023404-1 - 023404-6, jan. 2001.
- ANDERSON, M. H. et al. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. **Sciense**, v. 269, n. 5221, p. 198-201, jul. 1995.
- ARAUJO, M. T. de. **Medidas das constantes de mola, de amortecimento e da temperatura para átomos aprisionados e para uma de suas variantes espaciais**. 1995. Tese de Doutorado / IFQSC / USP.
- ATUTOV, S. N. et al. Light-induced diffusion and desorption of alkali metals in a siloxane film: theory end experiment. **Phys. Rev A**, v. 60, n. 6, p. 4693-4700, dez. 1999.
- _____ et al. Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption. **Phys. Rev. A**, v. 67, p. 053401-1 - 053401-6, maio 2003.
- BAGNATO, Vanderlei Salvador. **Laser e suas aplicações em Ciência e Tecnologia**. São Paulo: Livraria da Física, 2008.
- BURCHIANTI, A. et al. Light-induced atomic desorption from porous silica. **Europhysics Letters**, v. 67, n. 6, p. 983-989, jul. 2004.
- CESAR, C. L. et al. Two-photon spectroscopy of trapped atomic hydrogen. **Phys. Rev. Let.**, v. 77, n. 2, p. 255-258, jul. 1996.

CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. **Phys. Rev. Lett.**, v. 55, n. 1, p. 48-51, jul. 1985.

COHEN-TANNOUDJI, C.; PHILLIPS, W. D. New mechanisms for laser cooling. **Physics Today**, v. 43, p. 33-40, out. 1990.

COOK, R. J. Atomic motion in resonant radiation: an application of Ehrenfest's theorem. **Phys. Rev. A**, v. 20, n. 1, p. 224-228, jul. 1979.

FANGAN, D. E. et al. Observation of quantum diffractive collisions using shallow atomic traps. **Physical Review A**. v. 80, p. 022712-1 – 022712-8, ago. 2009.

FANGAN, D. E. **Study of collision cross section of ultra-cold rubidium using a magneto-optic and pure magnetic trap**. 2009. 63 p. Tese para obtenção do título de Bacharel em Ciências / The University of British Columbia.

FERREIRA, Aurélio B. de H. **Minidicionário da língua portuguesa**. 3^aed. Rio de Janeiro: Nova Fronteira, 1993.

FIGUEIREDO, Djairo Guedes de; NEVES, Aloisio Freiria. **Equações diferenciais aplicadas**. 1^a ed. Rio de Janeiro: Instituto de Matemática Pura e Aplicada, 1997.

FORTAGH, J. et al. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. **Journal of Applied Physics**, v. 84, n. 12, p. 6499-6501, dez. 1998.

FRISCH, R. Experimentelles nachweis des Einsteinschen strahlung strück stabes. **Z. Phys**, v. 86, p. 42, 1933.

FRITSCH, A. R. **Caracterização de uma armadilha magneto-óptica para experimentos de colisões**. 2011. 68 p. Dissertação do Mestrado Acadêmico em Física / CCT / UDESC.

GONÇALVES, J. C. **Tabela atômica multidisciplinar**. 33.ed. Editora Multilivro, 2010.

GOZZINI, A. et al. Light-induced ejection os alkali atoms in polysiloxane coated cells. **Il Nuovo Cimento D**, v. 15, n. 5, p. 709-722, maio 1993.

HÄNSCH, T.W.; SCHAWLOW, A. L. Cooling of gases with laser radiation. **Optics Communications**, v. 13, n. 1, p. 68-69, jan. 1975.

KLEMPF, C. et al. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. **Phys. Rev. A**, v. 73, p. 013410-1 - 013410-7, jan. 2006.

KLEPPNER, D. Relendo Einstein sobre radiação. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, 2004, v. 27, n. 1, p. 87.

KNIGHT, Randall D. **Física: uma abordagem estratégica:** relatividade, física quântica. 2. ed. Porto Alegre: Bookman, 2009.

KRÜGER, A. L. **Efeitos de um feixe não gaussiano em uma armadilha magneto-óptica.** 2013. 83 p. Dissertação do Mestrado Acadêmico em Física / CCT / UDESC.

MAGALHÃES, K. M. F. **Medida de tempos de vida de estados de Rydberg em átomos frios de ^{85}Rb .** 1999. Dissertação de Mestrado / IFSC / USP.

MARCASSA, L. G. et al. Direct measurement of fine structure changing collisional losses in cold trapped ^{85}Rb . **Eur. Phys. J. D**, v. 7, p. 317-321, fev. 1999.

MARIOTTI, E. et al. Dynamics of rubidium light-induced atom desorption (LIAD). **Chemical Physics**, v. 187, p. 111-115, maio 1994.

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

MEUCCI, E. et al. Light-induced atom desorption. **Europhysics Letters**, v. 25, n. 9, p. 639-643, mar 1994.

MIGDALL, A. L. et al. First observation of magnetically trapped neutral atoms. **Phys. Rev. Lett.**, v. 54, n. 24, p. 2596-2599, jun. 1985.

MONROE, C. et al. Very cold atoms in vapor cell. **Phys. Rev. Lett.**, v. 65, n. 13, p. 1571-1574, set. 1990.

NEWMEYANOV, A. N. **Vapor pressure of the chemical elements**.

New York: Elsevier, 1963. Disponível em:

<<http://www.powerstream.com/vapor-pressure.htm>>. Acesso em: 8 agosto 2012.

OHLWEILER, O. A. **Química inorgânica**. V. 2. São Paulo: Edgard Blücher, 1973.

PHILLIPS, W. D.; METCALF, H. J. Laser deceleration of an atomic beam. **Phys. Rev. Lett.**, v. 48, n. 9, p. 596-599, mar. 1982.

PRITCHARD, D. E. et al. Light traps using spontaneous force. **Phys. Rev. Lett.**, v. 57, n. 3, p. 310-313, jul. 1986.

RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. **Phys. Rev. Lett.**, v. 59, n. 23, p. 2631-2634, dez. 1987.

RAYNER-CANHAM, Geoff. **Descriptive inorganic chemistry**. New York: W. H. Freeman and Company, 1997.

REBILAS, K. Light-induced desorption dynamics: theory for a completely illuminated cell. **Phys. Rev. A**, v. 80, p. 014901-1 – 014901-4, jul. 2009.

REIF, F. **Fundamentals of statistical and thermal physics**. New York: McGraw-Hill, 1965.

RODNEY, Carlos Bassanezi. **Ensino-aprendizagem com modelagem matemática: uma nova estratégia**. SP: Contexto, 2002.

RUBEN, Samuel. **Manual de elementos químicos**. SP: Edgard Blücher Ltda, 1970.

STEANE, A. M.; CHOWDHURY; M.; FOOT, C. J. Radiation force in the magneto-optical trap. **J. Opt. Soc. Am. B**, v. 9, p. 2142-2158, dez. 1992.

TELLES, G. et al. Light-induced atomic desorption for loading a sodium magneto-optical trap. **Phys. Rev. A**, v. 81, p. 032710-1 – 032710-5, mar. 2010.

TUBOY, A. M. **Estabilização de lasers de diodo para utilização em espectroscopia atômica**. 1990. Dissertação de Mestrado / IQSC / USP.

WALKER, T.; FENG, P. **Adv. At. Mol. Opt. Phys.**, v. 34, p. 125, 1994.

WEINER, J. et al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. **Rev. Mod. Phys.**, v. 71, n. 1, p. 1-85, jan. 1999.

WINELAND, D.; DEHMELT, H. Proposed 10^4 Δviv laser fluorescence spectroscopy on Te⁺ mono-ion oscillator. **Bull. Am. Phys. Soc.**, v. 20, p. 637, 1975.

XU, J. H. et al. Photoatomic effect: light-induced ejection of Na and Na₂ from polydimethylsiloxane surfaces. **Phys. Rev. A**, v. 54, n. 4, p. 3146-3150, out. 1996.

ZANON, R. A. de S. **Estudo de colisões frias envolvendo mudança de estado eletrônico em ⁸⁵Rb**. 2000. Tese de Doutorado / IQSC / USP.

ZHANG, P. et al. Light-induced atom desorption for cesium loading of a magneto-optical trap: analysis and experimental investigations. **Phys. Rev. A**, v. 80, p. 053420-1 - 053420-8, nov. 2009.

APÊNDICE A – CARACTERÍSTICAS DOS ÁTOMOS DE METAIS ALCALINOS

Os metais alcalinos fazem parte do Grupo IA da tabela periódica. São elementos deste grupo o lítio, sódio, potássio, rubídio, césio e frâncio. Esses elementos apresentam características similares e certa regularidade: conforme aumenta o número atômico, verifica-se um aumento no tamanho dos átomos, visível no raio atômico. Os metais alcalinos possuem baixos pontos de ebulação e fusão, que diminuem conforme aumenta o número atômico (OHLWEILER, 1973).

Outra característica dos metais alcalinos é que eles são relativamente grandes, possuem seu elétron de valência no orbital *s* mais externo e perdem com facilidade este elétron, dando origem a íons metálicos positivos. Segundo Ohlweiler (1973), os metais alcalinos apresentam brilho metálico, na cor branca “de prata”, exceto o césio que é amarelo-dourado. Esses metais são moles e apresentam alta condutividade elétrica, são muito leves e, no estado de vapor, são fortemente corados: o potássio apresenta coloração azul-verde, o rubídio, azul-esverdeado.

A tabela abaixo apresenta as principais características dos átomos de metal alcalino utilizados nos experimentos com armadilhas magnéto-ópticas e dessorção atómica induzida por luz. Em seguida, a figura apresenta a relação entre pressão de vapor e temperatura para o rubídio, sódio e césio.

Tabela 02: Principais características dos metais alcalinos usados em experimentos com MOT.

	Lítio Li	Sódio Na	Potássio K	Rubídio Rb	Césio Cs
Número atômico	3	11	19	37	55
Massa atômica	6,94 u	22,99 u	39,10 u	85,47 u	132,91 u
Configuração atômica externa	1s ² 2s ¹	2s ² 2p ⁶ 3s ¹	3s ² 3p ⁶ 4s ¹	4s ² 4p ⁶ 5s ¹	5s ² 5p ⁶ 6s ¹
Raio atômico (pm)	205	223	277	298	334
Raio iônico, M^+ , ($\times 10^{-10}$ m)	0,68	0,97	1,33	1,47	1,67

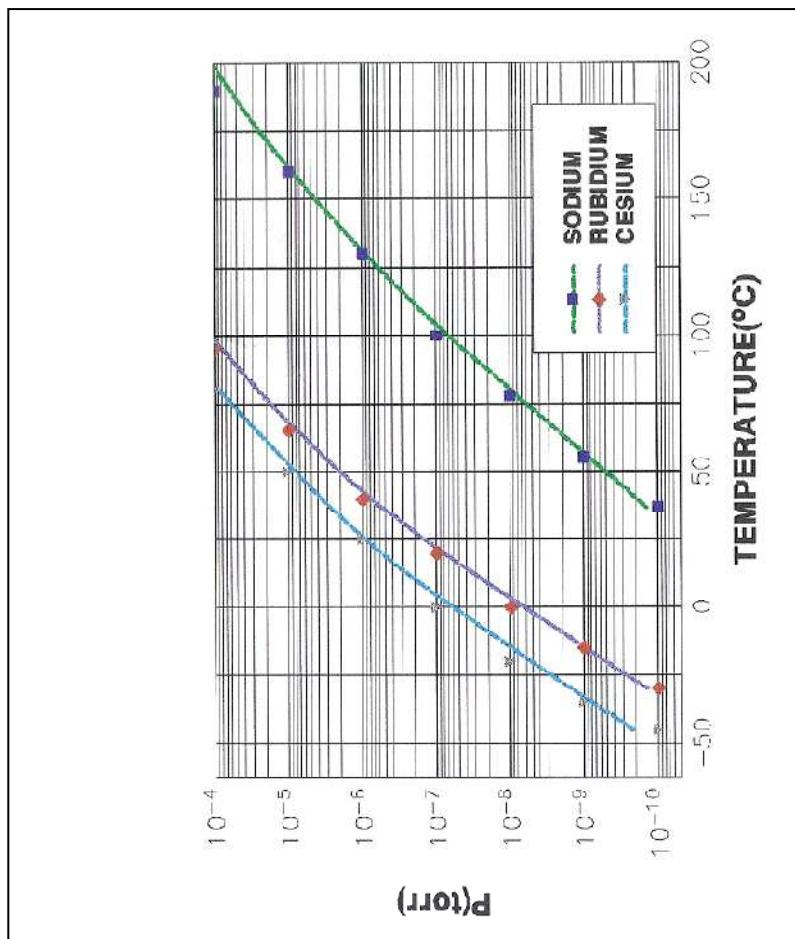
Estrutura cristalina	CCC	CCC	CCC	CCC	CCC
Densidade do sólido a 20°C (g/cm ³)	0,54	0,97	0,86	1,53	1,87
Ponto de fusão (°C)	179	97,81	63,65	38,89	28,5
Ponto de ebullição (°C)	1317	892	774	688	690
Calor latente de fusão (cal/g)	103,2	27,05	14,6	6,144	3,766
Calor específico (cal/g°C)	0,79	0,295	0,177	0,080	0,048
Coeficiente de dilatação térmica linear ($\mu\text{°C}^{-1}$)	56	71	83	90	97
Condutibilidade térmica (cal/cm/°C/s)	0,17 (20°C)	0,32 (20°C)	0,232 (21°C)	0,07 (39°C)	-
Resistividade elétrica (μ ohm.cm)	8,55	4,2	6,15	12,5	20,0

Unidade de massa: $u = 1,66 \times 10^{-27}$ kg.

CCC: forma cristalina cúbica de corpo centrado.

Fonte: Gonçalves (2010); Rayner-Canham (1997); Ruben (1970).

Figura 21: Relação da pressão de vapor em função da temperatura, característica dos elementos sódio, rubídio e césio.



Fonte: Zanon (2000).

APÊNDICE B – APARATO EXPERIMENTAL E DETERMINAÇÃO DE ALGUNS PARÂMETROS DO MOT

O aparato experimental para a obtenção do MOT, atualmente montado no laboratório de Óptica do CCT/UDESC, tem a configuração mostrada na Figura 22. Na figura em questão, estão representados o laser de rebombeio e o de aprisionamento, sistemas de absorção saturada, a câmara de aço inoxidável onde acontece o MOT, com seus dez braços no plano horizontal (vista superior) e dois braços no eixo vertical (vista lateral, no detalhe), e o conjunto óptico, formado por lentes, espelhos, íris, cubos divisores e lâminas polarizadoras, além do fotodetector.

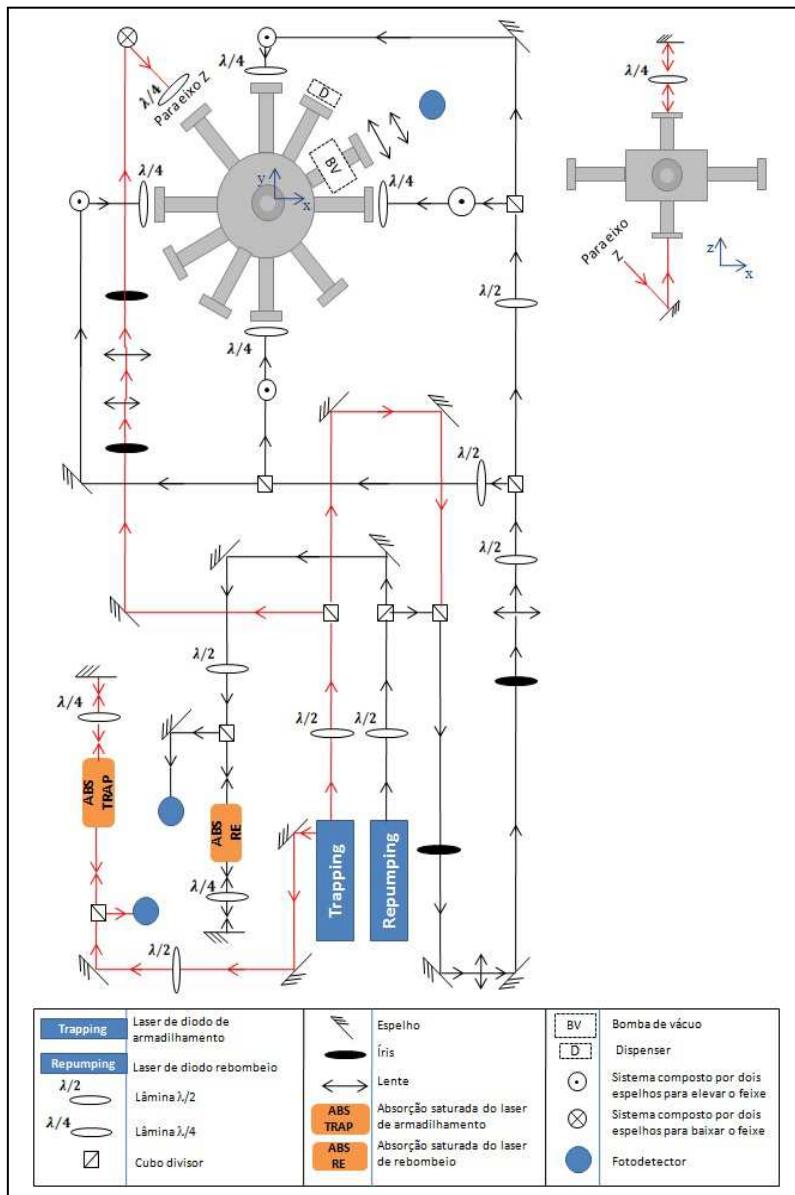
O sistema óptico permite a divisão do feixe de cada laser em três pares de feixes. Esses pares incidirão em direções mutuamente perpendiculares na câmara, para a efetivação do aprisionamento/rebombeio dos átomos. Além disso, haverá mais um feixe que será enviado para o sistema de absorção saturada. A intensidade de cada feixe é controlada pela lâmina meio de onda ($\lambda/2$), a qual faz a polarização linear do feixe. Tal lâmina é colocada antes de cada cubo divisor.

O cubo divisor, por sua vez, tem a função de permitir a reflexão ou transmissão da componente perpendicular ou paralela do feixe previamente polarizado linearmente. Refere-se ao componente perpendicular ou paralelo do feixe em relação ao plano que contém o vetor que estabelece o sentido de propagação do mesmo. Ao incidir novamente por uma lâmina $\lambda/2$, o feixe refletido ou transmitido altera seu ângulo de polarização.

Os espelhos planos ajudam no direcionamento do feixe pelo caminho óptico que devem seguir. As lentes convergentes, dispostas em distâncias determinadas, alteram o tamanho da cintura do feixe, enquanto a íris auxilia no alinhamento do mesmo. Na entrada das janelas da câmara, são colocadas as lâminas um quarto de onda ($\lambda/4$), as quais têm a função de transformar a polarização linear do feixe para circular, necessária ao processo de formação do MOT.

Os átomos que compõem o background no interior da câmara de aço inoxidável são provenientes de um *dispenser*, cápsula que contém sal do metal alcalino, no caso, sal de rubídio. Quando aquecida resistivamente, essa cápsula libera os átomos no estado de vapor.

Figura 22: Esquema do aparato experimental para obtenção do MOT.

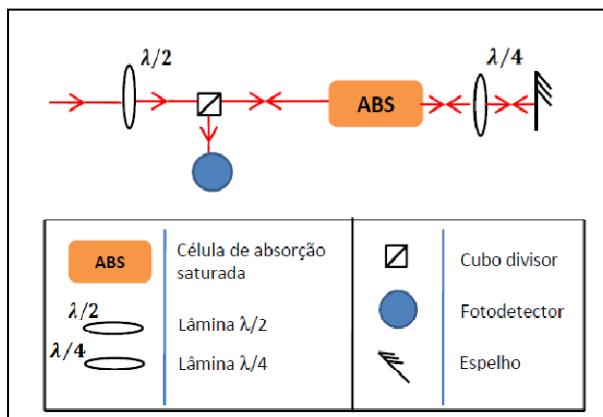


Fonte: A autora.

O sistema de absorção saturada permite a visualização do espectro de absorção do átomo de rubídio e, consequentemente, o ajuste da frequência de cada laser na transição atômica desejada. Esse sistema é composto por uma lâmina meio de onda ($\lambda/2$), um cubo divisor, uma célula que contém vapor de rubídio, uma lâmina um quarto de onda ($\lambda/4$), um espelho e um fotodetector. Existem dois sistemas de absorção saturada: um para o laser de aprisionamento e outro para o laser de rebombeio.

O feixe de baixa intensidade incide sobre o sistema de absorção saturada passando inicialmente pela lâmina $\lambda/2$ e, em seguida, pela célula de vapor de rubídio, onde excita os átomos, indo para uma lâmina $\lambda/4$ e reflete perpendicularmente num espelho plano, retornando pelo mesmo caminho. Ao passar novamente pelo cubo divisor, o feixe é direcionado a um fotodetector, ligado ao controlador do laser, onde se observa o espectro de absorção emitida pelos átomos no computador ou no osciloscópio. A Figura 23 apresenta o esquema experimental do sistema de absorção saturada.

Figura 23: Esquema experimental do sistema da célula de absorção saturada.



Fonte: A autora.

O objetivo inicial era utilizar a configuração experimental apresentada para a obtenção do MOT de rubídio, e assim obter novos dados experimentais para a análise da influência do efeito LIAD. No

entanto, problemas com o laser de aprisionamento inviabilizaram a continuidade do experimento nas dependências do CCT/UDESC. Por isso, os dados experimentais utilizados nesta dissertação são aqueles obtidos por Fritsch (2011) nos laboratórios do Grupo de Óptica do IFSC/USP.

Na sequência, será abordada a forma de obter as curvas experimentais do número de átomos no MOT em função do tempo e o volume do mesmo, com base nos dados de Fritsch (2011). Tal procedimento independe do laboratório utilizado. Dessa forma, a obtenção do número de átomos aprisionados é feita por meio de uma estimativa da medida da fluorescência emitida por eles. Trata-se de uma estimativa, pois é considerada apenas uma parte da fluorescência, a qual é captada pelo fotodetector. Além disso, se considera também o fato de o volume da nuvem de átomos armadilhados ser aproximado para uma esfera.

Primeiramente, deve-se conhecer a potência emitida pelos átomos em todas as direções, que é:

$$P_{MOT} = \Gamma_{esp} N E. \quad (\text{B.1})$$

Na expressão, N é o número de átomos aprisionados, valor que desejamos determinar. E é a energia emitida por cada átomo, relacionada à energia do fóton emitido por ele, cuja representação matemática é:

$$E = h c / \lambda, \quad (\text{B.2})$$

onde h é a constante de Planck ($6,625 \times 10^{-34}$ m²kg/s), c é a velocidade da luz no vácuo (3×10^8 m/s) e λ é o comprimento de onda de ressonância, necessária para o aprisionamento, aproximadamente igual a 780,24 nm para o Rb⁸⁵. Substituindo estes valores na equação (B.2), temos que a energia emitida por um átomo que está aprisionado é $2,55 \times 10^{-19}$ J.

Ainda em relação à equação (B.1), tem-se a grandeza Γ_{esp} que é a taxa de espalhamento dos fótons, dada por:

$$\Gamma_{esp} = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta}{\Gamma}} \right), \quad (\text{B.3})$$

onde Γ é a taxa de decaimento, inversamente proporcional ao tempo de

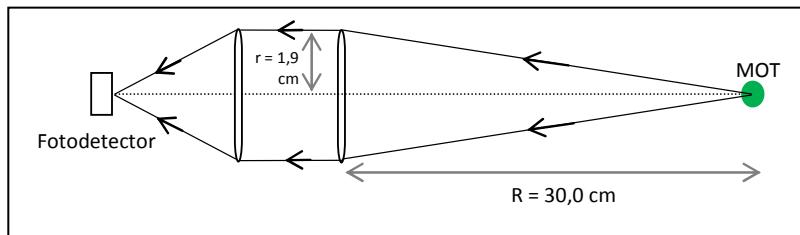
vida do estado excitado, τ , δ é a dessintonia entre a frequência de ressonância atômica e a frequência do feixe laser, I é a intensidade do feixe de aprisionamento e I_{sat} é a intensidade de saturação do átomo. Para o Rb⁸⁵, $I_{sat} = 1,64 \text{ mW/cm}^2$, $\delta = 20 \text{ MHz}$, $\Gamma = \frac{1}{\tau} = 1/26,63 \times 10^{-9} \text{ s}$ [2] e $I = 50 \text{ mW/cm}^2$.

Para determinar a grandeza N na equação (B.1), é necessário conhecer também a potência emitida pelos átomos no MOT, P_{MOT} . Parte desta potência é capturada pelo fotodetector, denominada de P_{fot} , pois o fotodetector é posicionado em uma das janelas da câmara e direcionado apenas para um dos lados da nuvem de átomos aprisionados. A relação entre P_{MOT} e P_{fot} é dada por:

$$P_{MOT} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} P_{fot}, \quad (\text{B.4})$$

onde R e r são, respectivamente, a distância entre o MOT e a lente objetiva e o raio da lente objetiva. Esse conjunto óptico fez-se necessário para projetar a imagem do MOT no fotodetector, conforme é demonstrado pela Figura 24.

Figura 24: Arranjo experimental das lentes para captação pelo fotodetector da imagem do MOT.



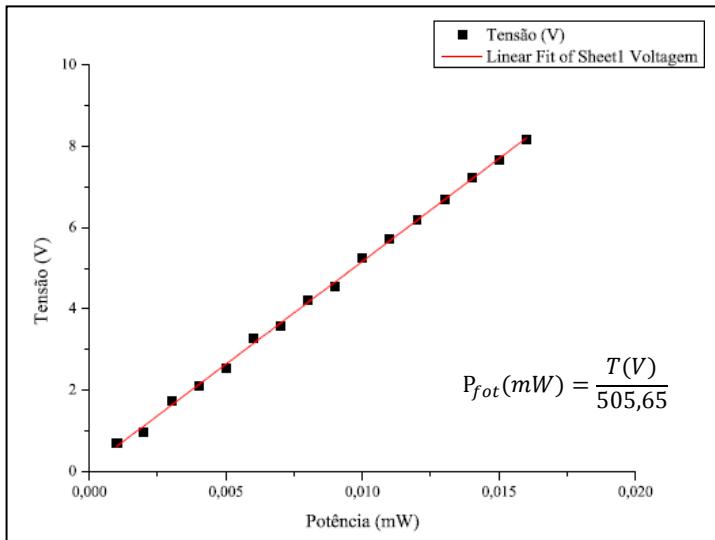
Fonte: A autora, com base em Fritsch (2011).

A potência que se evidencia no fotodetector, e que é proveniente da fluorescência emitida pelos átomos, configura-se como uma leitura indireta pois, experimentalmente, os dados gerados são em sinal de tensão. Antes, portanto, faz-se necessária a calibração do fotodetector. Essa ação é feita incidindo sobre o fotodetector um feixe laser cuja potência é variada, e em contrapartida tem-se uma resposta do

fotodetector em sinal de tensão. Um gráfico da tensão T em função da potência P_{fot} é obtido. De acordo com Fritsch (2011), a calibração do fotodetector usado para a obtenção dos dados da curva de carregamento do MOT de Rb resultou num gráfico apresentado na Figura 25, em que a equação da reta fitada é:

$$P_{fot}(mW) = \frac{T(V)}{505,65}. \quad (\text{B.5})$$

Figura 25: Relação entre tensão e potência no processo de calibração do fotodetector.



Fonte: Fritsch (2011).

Substituindo a equação (B.5) em (B.4), e esta juntamente com as equações (B.2) e (B.3) na equação (B.1), isolando a incógnita N , tem-se

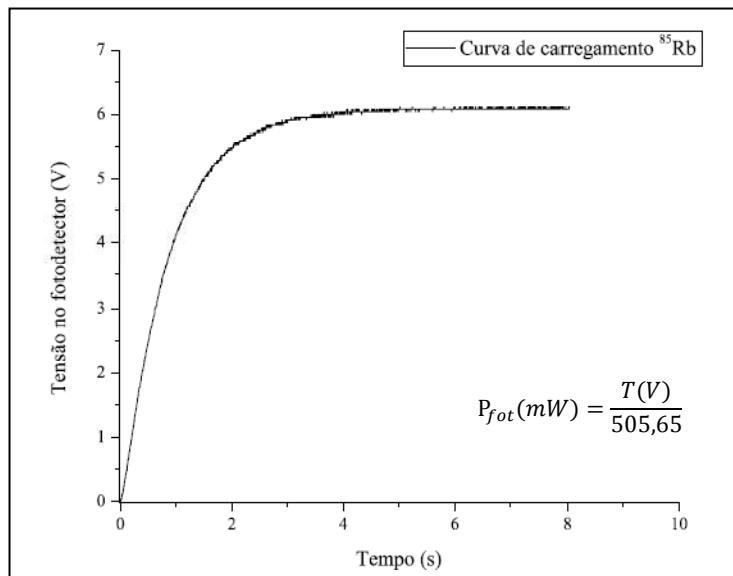
$$N = \frac{\frac{4\pi R^2}{\pi r^2} \left(\frac{T(V)}{505,65} \right)}{\frac{\Gamma h c}{2 \lambda} \left(\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta}{\Gamma}} \right)}. \quad (\text{B.6})$$

Quando o processo de carregamento da armadilha é acionado, uma curva da tensão do fotodetector em função do tempo é obtida, como ilustra a Figura 26. A tensão é convertida em número de átomos aprisionados no MOT quando a equação (B.6) é aplicada. Para o caso ilustrado na Figura 26, quando o sistema atinge o estado estacionário, a tensão gerada pela potência da fluorescência emitida pelos átomos aprisionados é 6 V, o número de átomos no estado de equilíbrio é $2,7 \times 10^9$ átomos.

O mesmo procedimento é realizado para a obtenção do número de átomos armadilhados em função do tempo, nos gráficos de carregamento da armadilha de ^{85}Rb apresentados na Figura 8, no capítulo 4. Outro parâmetro importante é o volume do MOT, que pode ser estimado experimentalmente, por meio da imagem captada por uma câmera e transmitida para um televisor. Para isso, faz-se necessária a calibração da câmara, feita fora do experimento.

A calibração é feita da seguinte maneira: objetos de tamanhos conhecidos são colocados a certa distância da câmera, sendo esta distância idêntica à distância do centro da câmara de aprisionamento, onde é formado o MOT, até a câmera. Em seguida são medidos os tamanhos das imagens destes objetos no televisor e uma relação entre tamanho real e tamanho da imagem é obtida. Essa relação é usada para estimar o diâmetro da nuvem de átomos, considerada esférica, para então ser calculado o volume aproximado. A razão entre o número máximo de átomos aprisionados e o volume formado pelos mesmos corresponde à densidade de átomos no MOT, que pode ser estimada experimentalmente.

Figura 26: Curva de carregamento do ^{85}Rb com sinal de tensão gerado no fotodetector pela fluorescência emitida pelos átomos aprisionados, em função do tempo.



Fonte: Fritsch (2011).