

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

MARIA LUIZA MIGUEZ

**Técnicas de resfriamento e aprisionamento de
átomos aplicadas a átomos de estrôncio**

São Carlos

2013

MARIA LUIZA MIGUEZ

Técnicas de resfriamento e aprisionamento de átomos aplicadas a átomos de estrôncio

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

Área de Concentração: Física Básica
Orientador: Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille

Versão Corrigida

(versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2013

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

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Miguez, Maria Luiza

Técnicas de resfriamento e aprisionamento de átomos aplicadas a átomos de estrôncio / Maria Luiza Miguez; orientador Philippe Wilhelm Courteille - versão corrigida -- São Carlos, 2013.
117 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2013.

1. Armadilha de dipolo. 2. Átomos de estrôncio. 3. Átomos ultra-frios. I. Wilhelm Courteille, Philippe, orient. II. Título.

Dedico este trabalho a:

minha família.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Philippe Wilhelm Courteille pela orientação.

Ao Prof. Celso J. Villas Bôas e ao Prof. Flávio C. da Cruz, por aceitarem participar da banca, e pelas valiosas sugestões.

À minha mãe e aos meus irmãos João Pedro e Marcus Vinicius, pelo amor que compartilhamos, pela grande confiança deposita em mim e, mesmo eu estando longe amo vocês.

Ao Fernando "Lindo", por todos momentos vividos juntos, por me motivar nos momentos difíceis, por ter uma enorme paciência e simplesmente por existir na minha vida. Preciso agradecer também por me ajudar corrigindo os errinhos de português e por me ajudar com as figuras.

Ao João Luiz pela paciência, pelo carinho e confiança.

Aos amigos que fiz no grupo: Mike, Patrícia, Rodrigo, Freddy, Pedro, Rafael, Edwin, Franklin, Guilherme (de mais longa data), Mônica, Che, Anne, Kyle, Amilson, Jair. E ao Prof. Daniel Magalhães. Por todas as produtivas e não produtivas conversas.

Ao pessoal da oficina mecânica, Ademir, Camargo, Araldo, João, Ricardo, Gerson, Pereira, Robertinho, Leandro, pela atenção, paciência, habilidade e agilidade em executar meus trabalhos rapidamente.

Ao pessoal da oficina de óptica, Fernando, Marcão, Romeu e Tiago.

Ao pessoal do LIEPO, João, Denis, Leandro e Guilherme. Pelas discussões, esclarecimentos e, sem dúvidas, pelas conversas descontraídas.

A todos os professores que direta ou indiretamente contribuíram para meu crescimento

pessoal e profissional.

A todos os membros do Grupo de Óptica.

Aos funcionários do Serviço de Pós-Graduação do IFSC, Silvio, Ricardo e Patrícia. Pelo excelente trabalho e verdadeiro compromisso com todos os estudantes do IFSC.

Aos funcionários da biblioteca, especialmente à Maria Neusa, pelo sua grande dedicação em nos atender.

Aos funcionários da gráfica do IFSC.

A Universidade de São Paulo e ao Instituto de Física de São Carlos, por fazerem parte de minha formação profissional, desde os tempos de graduação.

Ao CNPQ que financiou este projeto de mestrado. Gostaria também de manifestar meu grande respeito as instituições de fomento à pesquisa pelos enormes esforços em fortalecer o desenvolvimento e a pesquisa no Brasil.

*“Que o mel é doce é coisa que eu me nego a afirmar,
mas que parece doce eu afirmo plenamente”*

— RAUL SEIXAS

“Dificuldades preparam pessoas comuns para destinos extraordinários.”

— C.S.LEWIS

“De tanto ver triunfar as nulidades; de tanto ver prosperar a desonra, de tanto ver crescer a injustiça. De tanto ver agigantarem-se os poderes nas mãos dos maus, o homem chega a desanimar-se da virtude, a rir-se da honra e a ter vergonha de ser honesto.”

— RUI BARBOSA

RESUMO

Miguez, M. L. **Técnicas de resfriamento e aprisionamento de átomos aplicadas a átomos de estrôncio.** 2013. 117 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013.

Este trabalho descreve os métodos usados para obtenção de uma amostra ultra-fria de átomos de estrôncio. Os métodos usados para preparar a amostra são: um desacelerador Zeeman e duas armadilhas magneto-ópticas (MOT). O primeiro MOT operando na transição $^1S_0 - ^1P_1$ (azul) e o segundo na transição $^1S_0 - ^3P_1$ (vermelha). Com relação ao primeiro estágio, se faz necessário o uso de um laser de comprimento de onda de $497nm$, que através da transição $^3P_2 - ^3D_2$ recuperam os átomos que sofrem transição para os chamados estados escuros. O último estágio é uma armadilha de dipolo para átomos de estrôncio usando apenas um feixe laser com comprimento de onda de $1064nm$. O carregamento dessa armadilha é feito transferindo uma amostra atômica já pré-resfriadas. Explicamos de que maneira é feita a análise e aquisição dos resultados apresentados. Ressaltamos ainda a importância dos resultados obtidos para o projeto atual e para projetos futuros.

Palavras-chave: Armadilha de dipolo. Átomos de estrôncio. Átomos ultra-frios.

Abstract

Miguez, M. L. **Techniques for cooling and trapping of atoms applied to strontium atoms.** 2013. 117 p. Dissertation (Master of Science) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013.

The present work describes the methods used to obtain a sample of ultra cold atoms of strontium. The methods necessary for obtaining the sample are: a Zeeman decelerator and a two step magneto-optical trap (MOTs). The first MOT works on the blue transition $^1S_0 - ^1P_1$ while the second is operating on the red transition $^1S_0 - ^3P_1$ transition. In the first stage a laser operating at $497nm$ is used to drive the $^3P_2 - ^3D_2$ transition in order to prevent atoms accumulating in the 3P_1 dark state. The last stage, after cooling, consists in a dipole trap for strontium atoms using only one laser beam with $1064nm$ wavelength. This trap is loaded by the transfer of a pre cooled atomic sample. We explain how the analysis and acquisition of the presented data are made. We also emphasize the importance of the obtained results for the current project as well as for future ones.

Keywords: Dipole trap. Strontium atoms. Ultra-cold atoms.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Níveis de energia dos átomos de estrôncio 88.	28
Figura 2.1 - A figura representa o processo de desaceleração atômica usando luz, temos uma sequência composta por três figuras: na primeira temos um átomo com velocidade \vec{v} e um fóton com momento $\hbar\vec{k}$, antes de interagirem; na segunda o fóton foi absorvido, transferindo seu momento completamente e como consequência disso o momento do átomo muda pela quantidade mostrada na figura; finalmente, na última vemos o átomo emitir radiação em uma direção aleatória, de maneira que em média o átomo será desacelerado.	35
Figura 2.2 - Na figura podemos ver o que acontece com a frequência que os átomos enxergam quando se movimentam na mesma direção do feixe ou contra-propagantes a ele. O feixe é visto deslocado para o azul quando contra-propagante, ou deslocado para o vermelho quando o movimento é na mesma direção dos átomos.	36
Figura 2.3 - Esquema de um MOT composto pelos seis feixes contra-propagantes com suas polarizações bem definidas e pelo campo magnético gerado pelas bobinas anti-Helmholtz.	39
Figura 2.4 - Na figura podemos ver que o estado fundamental $J = 0$ não sofre mudança do seu valor de energia quando aplicamos o campo magnético, já o estado $J = 1$ se desdobra em três níveis devido à quebra de degenerescência. A polarização dos feixes determina quais átomos sentirão a força restauradora em uma determinada posição.	41

Figura 2.5 - A primeira figura (a) ilustra o caso onde $\Delta < 0$, podemos observar que os átomos estão mais concentrados no foco do feixe gaussiano, região de maior intensidade. A segunda figura (b) considera o caso onde $\Delta > 0$, portanto os átomos no caso de um feixe gaussiano são repelidos da região do foco.	46
Figura 2.6 - Ilustração do deslocamento nos níveis de energia considerando um átomo de dois níveis. A figura considera o caso onde $\Delta < 0$, portanto o estado fundamental é deslocado para baixo, no caso de um feixe gaussiano o poço de potencial terá um valor de profundidade igual ao valor calculado para ΔE	50
Figura 3.1 - A figura pode ser dividida em três partes. Embaixo temos um esquema feito no software SolidWorks da idealização do sistema de vácuo. No meio temos uma foto do sistema de vácuo atual do experimento e por fim temos apenas os microtubos localizados entre o forno e o tubo do desacelerador Zeeman.	54
Figura 3.2 - A figura mostra o funcionamento básico dos microtubos como filtro seletor de velocidades, as setas indicam a direção e o sentido do vetor velocidade dos átomos, que depois de passarem pelos microtubos têm uma distribuição angular mais colimada, sendo sua maioria na direção longitudinal dos microtubos.	55
Figura 3.3 - Na figura temos um esquema das frequências geradas por AOMs a partir do laser azul.	58
Figura 3.4 - Temos duas figuras do sinal da espectroscopia, na primeira (esquerda) podemos ver o sinal quando o feixe de bombeio está bloqueado, a segunda (direita) é um sinal quando o feixe de bombeio está desbloqueado, portanto diferentemente da primeira podemos observar uma depleção devido à ausência do alargamento Doppler.	59

Figura 3.5 - Esquema experimental da espectroscopia e do etalon; sistemas com a finalidade de estabilizar o laser de 461nm.	60
Figura 3.6 - Interface de controle do módulo Digilock 110 da Toptica. No display podemos ver o sinal obtido por espectroscopia de absorção saturada em amarelo e o sinal de dispersão gerado pela técnica de lock-in em vermelho. 61	61
Figura 3.7 - Na figura podemos observar um sinal de transmissão do etalon que opera atualmente no laser azul.	62
Figura 3.8 - Esquema experimental envolvendo o laser verde. Podemos observar que como dito no texto não há sistema de travamento de frequência, o etalon é utilizado apenas para verificar se o laser está trabalhando em um modo transversal gaussiano.	64
Figura 3.9 - Esquema de níveis do ^{88}Sr para o bombeamento óptico. As linhas coloridas são as transições que ocorrem com a presença de lasers e as linhas tracejadas são as transições espontâneas. Os valores entre parênteses são a largura de linha natural de cada uma dessas transições.	65
Figura 3.10 - Esquema temporal do experimento.	66
Figura 3.11 - Gráfico resultante da evolução temporal da densidade dos estados do átomo de estrôncio 88.	67
Figura 3.12 - Ilustração das três diferentes configurações de campo do desacelerador Zeeman.	70
Figura 3.13 - Esquema experimental do desacelerador Zeeman.	71
Figura 3.14 - Esquema experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^1P_1$	72
Figura 3.15 - Esquema experimental da imagem de absorção.	74

Figura 3.16 - Temos duas imagens. Na primeira, (a), podemos ver o esquema final para aquisição das imagens. Na segunda, (b), temos um esquema de triângulos obtidos a partir da figura (a) de onde podemos obter a magnificação do sistema de imagem.	74
Figura 3.17 - Temos uma sequência de três imagens. Na primeira, (a), podemos ver o feixe de prova, porém é nítida uma região escura dentro do feixe, esta região é onde estão os átomos, e a diminuição da intensidade é devido a absorção da luz pela amostra. Na segunda, (b), temos apenas o feixe de prova. E na terceira, (c), temos uma figura sem o feixe de prova, com a finalidade de capturar luzes espúrias.	75
Figura 3.18 - Esquema ilustrando a obtenção de uma imagem normalizada.	76
Figura 4.1 - Temos uma sequência de duas imagens. Ambos são sinais de erro gerados a partir da demodulação do sinal de reflexão acrescido das bandas laterais provenientes da cavidade. Na primeira, (a), podemos ver um sinal para baixas frequências de modulação. Em (b), temos o sinal para altas frequências de modulação.	81
Figura 4.2 - Esquema experimental de estabilização do laser mestre vermelho e “injection locking” do laser escravo.	82
Figura 4.3 - Sinal proveniente de um osciloscópio contendo dois sinais. O primeiro em azul é o sinal de transmissão da cavidade com bandas laterais adicionadas pela modulação da frequência do laser. O sinal em amarelo é o sinal de erro gerado a partir do primeiro sinal. Esse segundo sinal é aquele usado na técnica de estabilização PDH.	83

Figura 4.4 - Na figura podemos ver duas curvas em escala, a curva em azul é a distribuição gaussiana de frequências que a amostra atômica sente quando um feixe laser ressonante com a transição ω_0 interage com a amostra, enquanto a curva vermelha corresponde a largura de linha do feixe vermelho.	86
Figura 4.5 - Esquema da rampa de modulação utilizada para o laser vermelho.	87
Figura 4.6 - Diagrama de frequências que compõe o sistema do MOT vermelho.	89
Figura 4.7 - Esquema experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^3P_1$. Na figura podemos ver um círculo em azul em torno de um espelho dicróico onde os feixes laser vermelho e azul são sobrepostos.	91
Figura 4.8 - Sequência experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^3P_1$ e posterior processo de aquisição de imagens.	92
Figura 5.1 - A figura mostra três gráficos que representam, respectivamente, o potencial de dipolo dividido pela constante de Planck em Hz , o potencial de dipolo dividido pela constante de Boltzmann em μK e a taxa de espalhamento como função da cintura do feixe w_0 , na posição focal.	97
Figura 5.2 - Gráfico contendo os dados experimentais de $w_x(z)$ medidos para três diferentes valores de z e a curva que se ajusta aos pontos.	99
Figura 5.3 - A figura mostra o esquema da montagem experimental da armadilha de dipolo. O Feixe infra-vermelho está em cinza enquanto o feixe proveniente do laser azul está em azul. Os feixes são sobrepostos no cubo divisor de feixe que está marcado por um círculo vermelho.	100
Figura 5.4 - Na figura temos o diagrama esquemático de um feixe gaussiano. Podemos ver os parâmetros w_0 , z_R e $w(z)$	102

Figura 5.5 - Esquema da técnica *knife-edge*. Podemos ver que a lâmina bloqueia parcialmente o feixe laser. Durante a medida, a mesma é deslocada de forma a inicialmente termos todo o feixe incidindo no detector e no final da medida o feixe está completamente bloqueado pela lâmina. 102

Figura 5.6 - A figura mostra um gráfico contendo uma medida realizada usando a técnica *knife-edge*, podemos observar a curva característica dessa técnica, uma função erro. A linha azul foi obtida através de métodos computacionais para que pudéssemos determinar especificamente a posição onde a potência têm um valor de 10% (linha rosa), 90% (linha azul claro), 50% (linha preta), e a partir do valor obtido para $w_x(z)$ naquela posição as linha verdes são colocadas de forma que a distância entre elas é de $2w_x(z)$. 105

Figura 5.7 - A figura mostra um gráfico contendo todos os valores de $w_x(z)$ contra a distância z_L , medida entre a lente e a lâmina, além da curva que ajusta-se aos pontos. 106

Figura 5.8 - A figura mostra um gráfico contendo o comportamento do valor da potência do laser medida durante um intervalo de 4000s. Temos dois gráficos, o vermelho é quando o botão ruído está desligado e o gráfico azul é para o botão ruído ligado. As linhas tracejadas estão no valor de potência média para cada uma das situações anteriores. 108

LISTA DE TABELAS

- Tabela 1.1 - Tabela contendo informações relevantes sobre os isótopos do átomo de estrôncio. 29
- Tabela 5.1 - A tabela mostra os valores que caracterizam a armadilha de dipolo, valores de potencial e taxa de espalhamento, para três diferentes valores de cintura do feixe, w_0 . O valor de w_0 considerado teórico é aquele obtido usando a expressão (5.4), o valor curva experimental foi obtido a partir do ajuste de uma curva sobre os dados experimentais, a curva pode ser vista na fig. 5.7 e o valor considerado menor valor experimental é o menor valor obtido experimentalmente através da técnica *knife-edge*. . . 106
- Tabela 5.2 - A tabela mostra os demais valores que caracterizam a armadilha de dipolo, valores para a frequência radial e axial de oscilação, para três diferentes valores de cintura do feixe, w_0 . Mesmos valores de w_0 considerados da tabela 5.1. Além do valor para o comprimento de Rayleigh, z_R , valor necessário para calcular o valor de ω_z 107

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>BEC</i>	<i>Bose–Einstein Condensate</i> (Condensado de Bose–Einstein).
<i>MOT</i>	<i>Magneto–Optical trap</i> (Armadilha Magneto-Óptica).
<i>AOM</i>	<i>Acousto-Optic Modulator</i> (Modulador Acustico-Óptico).
<i>TOF</i>	<i>Time Of Flight</i> (Tempo de voo livre).
<i>OD</i>	<i>Optical Density</i> (Densidade Óptica).
<i>PDH</i>	<i>Pound-Drever-Hall</i> .

SUMÁRIO

1	Introdução	25
1.1	Aspectos gerais	25
1.2	Os átomos de estrôncio	27
1.3	Apresentação do trabalho	30
2	Teoria dos processos de resfriamento e aprisionamento de átomos	33
2.1	Força da pressão da radiação	34
2.2	Desacelerador Zeeman	36
2.3	Armadilha magneto-óptica - MOT	38
2.4	Armadilha de dipolo	42
2.4.1	Armadilha de dipolo com dessintonia para o vermelho	50
3	Experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos	53
3.1	Sistema de vácuo	53
3.2	Sistema de lasers	56
3.2.1	Laser 461nm - azul	57
3.2.2	Laser 497nm - verde	63
3.3	Desacelerador Zeeman	68
3.4	MOT azul	70

3.5	Sistema de aquisição de imagens	72
4	Armadilha magneto-óptica vermelha - experimento	79
4.1	Laser 689nm - vermelho	79
4.1.1	Estabilização pela técnica de PDH	80
4.1.2	“Injection locking”	83
4.2	Modulação da frequência	84
4.2.1	Estimativas para valores de modulação	87
4.2.2	Procedimento experimental	89
4.3	Montagem experimental	90
4.4	Sequência experimental	92
5	Armadilha de dipolo - experimento	95
5.1	Montagem experimental	96
5.2	Caracterização do laser	101
5.2.1	Técnica <i>Knife-Edge</i>	101
5.2.2	Método 90% – 10%	103
5.2.3	Valores característicos da armadilha	105
6	Conclusões e Perspectivas	109
	REFERÊNCIAS	113

1 Introdução

1.1 Aspectos gerais

O estudo da física a baixas temperaturas, contido em um grupo maior de estudos que chamamos de física da matéria condensada, iniciou-se com o uso de técnicas criogênicas aplicadas para liquefazer diversos gases entre eles o *He*. O Prêmio Nobel de Física de 1913 foi atribuído a Heike Kamerlingh Onnes (1) por ter sido pioneiro nas investigações das propriedades da matéria a baixas temperaturas, tendo produzido *He* líquido.

O interesse no estudo do *He* líquido perdura até os dias atuais por apresentar a característica de superfluidez. A baixas temperaturas apresenta um comportamento peculiar característico de um novo estado da matéria, o estado superfluido. Essa área ainda foi consagrada por diversos laureados com o Prêmio Nobel, em 1962 Lev Landau recebeu o prêmio pela a formulação teórica da superfluidez; em 1978 parte do prêmio foi para Pyotr Leonidovich Kapitsa (2) por suas investigações e descobertas em física de baixa temperatura; e mais recentemente em 1996 o prêmio foi para David M. Lee, Douglas D. Osheroff e Robert C. Richardson (3–5) pela descoberta da superfluidez do ^3He .

O *He* é resfriado através de técnicas termodinâmicas de troca de calor (6) de maneira seme-

lhante ao processo que transforma água em gelo, o ar retira calor da água líquida até que esta se solidifique.

Somente em 1960 Theodore Maiman deu os primeiros passos para o desenvolvimento dos lasers atuais (7), ferramenta fundamental para a investigação das propriedades da matéria posterior a essa data. A área de átomos frios é extremamente dependente do uso de lasers, nesse caso usamos luz no processo de “retirada de calor”, essas técnicas são objeto central deste trabalho.

A razão para o interesse em átomos frios foi a previsão de um novo estado de matéria, em 1924 por Albert Einstein e Satyendranath Bose.

A possibilidade de aprisionar átomos usando a força de dipolo foi pela primeira vez considerada por V. S. Letokhov em 1968 (8), que sugeriu que o confinamento atômico pudesse ser feito nas regiões de máximos ou mínimos de intensidade de uma onda estacionária com frequência distante da ressonância. Essa força é fraca e, portanto para um resultado satisfatório deve agir sobre uma amostra previamente resfriada de átomos.

Experimentalmente, Hans G. Dehmelt e Wolfgang Paul (9, 10) foram pioneiros no uso de luz em técnicas para chegar a baixas temperaturas ao construir um experimento para capturar íons individuais, mais fáceis do que os átomos, por causa de sua carga elétrica. A força de interação entre os íons e o campo de radiação é a força elétrica, essa força tem alcance infinito. Por esse resultado, eles ganharam o Prêmio Nobel de Física de 1989.

O resfriamento de átomos eletricamente neutros usando luz foi possível apenas após o desenvolvimento de técnicas para resfriar e aprisionar átomos que premiaram Steven Chu e William D. Phillips em 1997 com o Prêmio Nobel de Física, além de Claude Cohen-Tannoudji pela formulação teórica (11–13).

Utilizando as técnicas para resfriamento e aprisionamento de átomos neutros, anos mais tarde este novo estado da matéria chamado de condensado de Bose-Einstein (BEC - do inglês *Bose-Einstein Condensate*) foi alcançado usando átomos neutros (14, 15) simultaneamente por Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle e Carl E. Wieman, motivo pelo qual ganharam o Prêmio Nobel de 2001 (16, 17).

Atualmente, todos os projetos para estudos de átomos frios partem da armadilha magneto-óptica (18), porém esse método apresenta limitações para a densidade atômica da amostra aprisionada e temperatura da mesma, com o objetivo de ultrapassar esses limites são usadas conjuntamente com o MOT as armadilhas dipolares. Armadilhas de dipolo são o último estágio antes de atingir os condensados de Bose-Einstein, pelo processo de resfriamento evaporativo. Outra técnica usada para alcançar o BEC são as armadilhas magnéticas também pelo processo de resfriamento evaporativo. A escolha entre esses dois métodos depende da estrutura interna do átomo que está sendo resfriado.

Em 1989, o grupo chefiado por Steven Chu realizou a primeira armadilha óptica de dipolo para átomos neutros.

A área de átomos frios está em plena expansão, o Prêmio Nobel de Física de 2012, mais recente até o momento, foi atribuído a Serge Haroche e David J. Wineland pelas pesquisas desenvolvidas na área.

1.2 Os átomos de estrôncio

O interesse de trabalhar com estrôncio pode ser explicado analisando a estrutura dos níveis de energia na fig. 1.1. Nosso trabalho baseia-se essencialmente em duas transições atômicas específicas, a primeira com $461nm$ e largura natural $\Gamma = 2\pi \times 32MHz$, como veremos adiante a força de pressão de radiação usada para desacelerar os átomos depende linearmente de Γ e sendo esse valor relativamente alto teremos um eficiente processo de desaceleração, e a segunda com comprimento de onda $689nm$ e mais estreita $\Gamma = 2\pi \times 7,6kHz$, essa segunda sendo usada também com a finalidade de resfriar e aprisionar os átomos, essa segunda armadilha produz uma amostra de densidade mais elevada e com uma temperatura inferior a primeira (19–21).

O estrôncio é da família dos metais alcalinos terrosos, portanto possui dois elétrons na

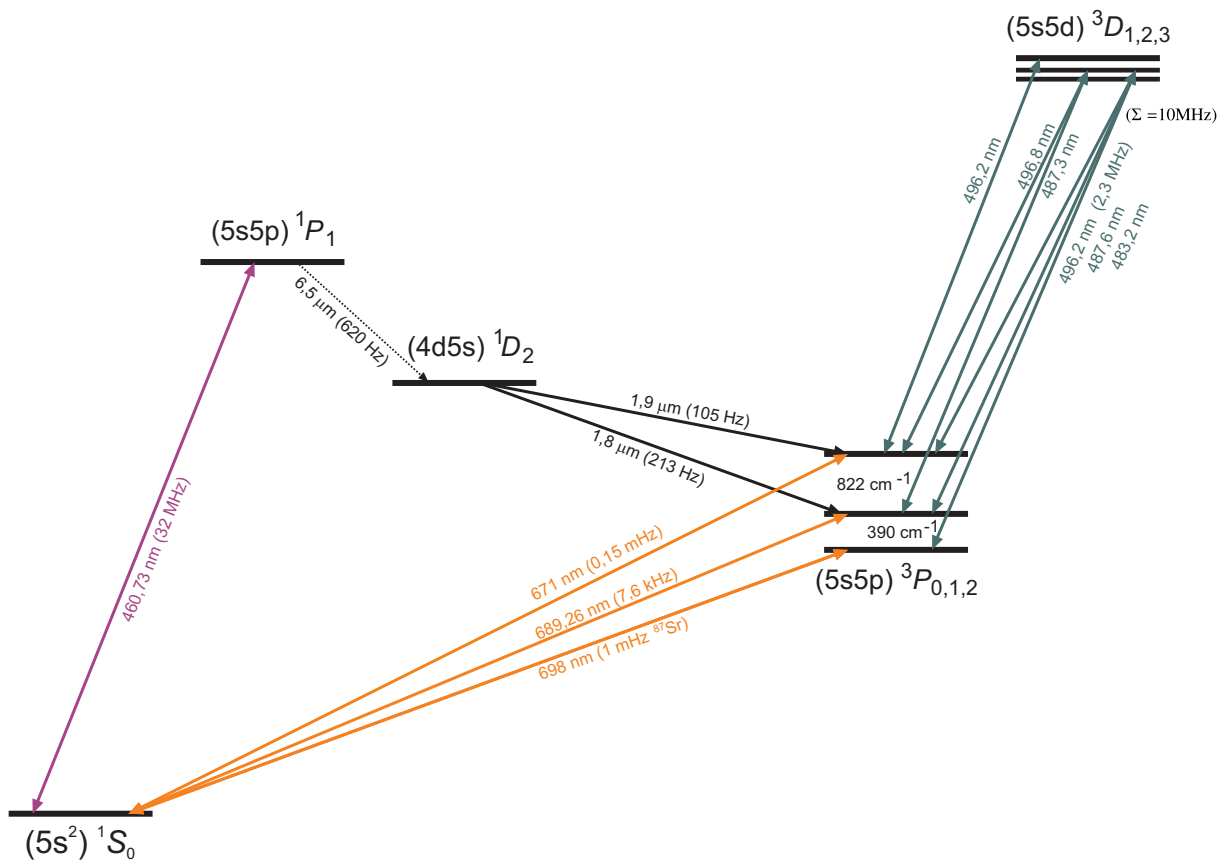


Figura 1.1 – Níveis de energia dos átomos de estrôncio 88.

camada mais externa; o que origina dois tipos de estados: singleto e tripleto. Como já dito anteriormente, apresenta uma transição larga e outra muito estreita, ambas na região visível do espectro. Todos os metais alcalinos terrosos apresentam duas transições diferentes para o processo de resfriamento.

Considerando os isótopos estáveis bosônicos, o estado singleto é o fundamental e não possui estrutura hiperfina já que seu momento magnético é nulo ($J = 0$), ou seja, o número de estados que sofrerão efeito Zeeman devido a campos externos é reduzido, além disso, esse estado não interage com o spin nuclear (22). São ausentes ainda as ressonâncias de Feshbach.

Outras propriedades dos átomos de estrôncio são relevantes para experimentos de átomos frios, nesses tipos de experimentos usamos a todo instante vapor atômico. Os metais alcalino-terrosos apresentam maiores inconveniências por possuírem pressão de vapor a temperatura

ambiente cerca de duas ordens de grandeza menor do que a dos metais alcalinos, e quando aquecidos reagem facilmente com o vidro, deixando-o opaco, muitas vezes precisamos usar um gás tampão, o que dificulta a execução do experimento. O gás de estrôncio reage também com o ar e com a água, de maneira que seu condicionamento precisa ser feito com mais cuidado (23).

Átomos divalentes apresentam uma grande variedade de isótopos naturais não-radiativos. No caso do estrôncio esse número é quatro. Na tabela 1.1 apresentamos informações importantes de cada um deles, massa atômica, spin nuclear, comprimento de espalhamento e abundância natural. O comprimento de espalhamento é dado em unidades de a_0 , o raio de Bohr, cujo valor é $a_0 = 5.29 \times 10^{-11} m$.

Tabela 1.1 – Tabela contendo informações relevantes sobre os isótopos do átomo de estrôncio.

Isótopos de ^{88}Sr				
Isótopos	^{84}Sr	^{86}Sr	^{87}Sr	^{88}Sr
Massa Atômica	83.91	85.91	86.91	87.91
Spin Nuclear	0	0	9/2	0
Comprimento de Espalhamento	$123a_0$	$823a_0$	$96a_0$	$-2a_0$
Abundância Natural (%)	0.56	9.86	7.0	82.58

Podemos observar um isótopo fermiônico e três isótopos bosônicos. Entre os bosônicos dois se destacam, o ^{88}Sr , que é utilizado em nosso laboratório, possui maior valor de abundância natural, seu comprimento de espalhamento é ideal para experimentos de medidas de precisão, porém não é favorável a experimentos que envolvem a técnica de resfriamento evaporativo. Já o ^{84}Sr apesar de apresentar o menor valor de abundância natural, seu comprimento de espalhamento é ideal para técnicas de resfriamento evaporativo. O primeiro condensado de Bose-Einstein utilizando átomos de estrôncio foi feito com esse isótopo (24).

Trabalhamos com o isótopo ^{88}Sr , vamos agora detalhar melhor o esquema de níveis energéticos desse átomo. Para resfriar e aprisionar os átomos de estrôncio usamos as seguintes transições, ambas na região visível do espectro: $^1S_0 - ^1P_1$ e $^1S_0 - ^3P_1$. Ainda existem os chamados estados escuros (3P_2), estados para os quais os átomos decaem e não conseguem sair em um tempo razoável, 17 minutos para o caso estudado. Para retornar esses átomos para o experimento usamos um terceiro laser também na região visível do espectro, no processo de

bombeamento óptico. Para o estrôncio essa transição é $^3P_2 - ^3D_2$, cujo comprimento de onda é de $497nm$. Quando no estado 3D_2 , eles decaem naturalmente para o estado 3P_1 , estado que permite que os átomos voltem a ser resfriados e aprisionados (25). Existem diversas maneiras de retornar esses átomos para o ciclo de resfriamento e aprisionamento, alguns experimentos usam laser com comprimento de onda de $3012nm$ (26,27), ou ainda $707nm$ (28). São apenas linhas diferentes, porém a ideia de recuperar os átomos é a mesma.

Para completar, usamos um laser de $1064nm$ para carregar uma armadilha óptica de dipolo, que será explicada adiante.

É interessante ressaltar ainda que os metais alcalino-terrosos apresentam uma transição óptica muito estreita, que aparece nessa classe devido à presença de uma transição de dipolo proibida entre os estados singlete e tripleto, podendo ser usada para padrões de frequência óptica (29–31).

1.3 Apresentação do trabalho

As pesquisas experimentais sob a supervisão do Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille no Instituto de Física de São Carlos iniciaram-se no ano de 2011.

Os objetivos do nosso laboratório consistem em estudar efeitos fundamentais da interação da luz com a matéria. Para este fim, inicialmente devemos conseguir amostras atômicas ultra-frias, em nosso caso de átomos de estrôncio, através de técnicas de aprisionamento e resfriamento atômico já bem estudadas e empregadas em outros laboratórios pelo mundo.

O primeiro estágio de resfriamento composto por um desacelerador Zeeman e por uma armadilha magneto-óptica operando na transição $^1S_0 - ^1P_1$ começou a ser implementado durante o trabalho de mestrado do aluno Andres David Rodriguez Salas sob a supervisão do Prof. Philippe e do Pós-Doutor Helmar Bender no período entre agosto de 2010 e julho de 2012 (32).

Durante esse período também foram realizados trabalhos para a estabilização de um laser de diodo que opera na transição $^1S_0 - ^3P_1$, necessário para a segunda armadilha magneto-óptica. Esse projeto foi realizado pelo aluno Dominik Vogel para obtenção do equivalente ao título de mestrado na Universidade de Tübingen (33).

Mais recentemente o segundo estágio de resfriamento e aprisionamento, a segunda armadilha magneto-óptica operando da transição $^1S_0 - ^3P_1$ foi realizada, as primeiras amostras ultra-frias foram obtidas em julho de 2013. O próximo estágio, a armadilha de dipolo, já está em andamento, iniciamos a caracterização do feixe laser, além de alguns cálculos e estimativas. Esses dois últimos tópicos são a motivação para essa dissertação de mestrado.

Essa dissertação de mestrado está organizada da seguinte maneira: no capítulo 2, apresentamos uma revisão dos fundamentos teóricos sobre os métodos empregados para resfriar e aprisionar os átomos. Esse capítulo está dividido em três seções, onde são apresentados o funcionamento de um desacelerador Zeeman na seção 3.3, o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica na seção 2.3 e para finalizar apresentados o funcionamento de uma armadilha de dipolo na seção 2.4.

Nos capítulos 3, 4 e 5 descrevemos a produção da amostra ultra-fria no nosso laboratório.

O capítulo 3 é destinado à transição $^1S_0 - ^1P_1$. Na seção 3.1 descrevemos o sistema de vácuo e nossa fonte de átomos de Sr. Na seção 3.2 descrevemos nosso sistema de laser, que inclui a maneira com a qual é feita a estabilização da frequência de cada um deles. O sistema de aprisionamento e resfriamento de átomos é apresentado nas seções 3.3, 3.4. Ainda apresentamos a maneira com que as imagens são obtidas e de que maneira podemos determinar quantos átomos compõem a amostra e qual é a sua temperatura na seção 3.5.

O capítulo 4 tratamos a transição $^1S_0 - ^3P_1$, na seção 4.1 serão descritos a estabilização do laser e o processo de “injection locking”. Nas seções seguintes descrevemos como obter a amostra atômica e concluindo o capítulo serão apresentados alguns resultados obtidos durante esse trabalho de mestrado.

No capítulo 5 apresentaremos os resultados obtidos pela implementação da armadilha de

dipolo.

Finalizamos esse trabalho no capítulo 6 onde apresentamos as conclusões gerais desse trabalho e perspectivas para o futuro da experiência.

2 *Teoria dos processos de resfriamento e aprisionamento de átomos*

Faremos uma revisão rápida sobre a teoria envolvida nos processos de resfriamento e aprisionamento de átomos apenas com a finalidade de complementar a dissertação, já que esse tema é amplamente abordado na literatura.

Vamos detalhar três técnicas importantes para o resfriamento e aprisionamento atômico, o desacelerador Zeeman, a armadilha magneto-óptica (MOT) e a armadilha óptica de dipolo.

Essas técnicas baseiam-se na interação do campo de radiação (luz, campo magnético, etc.) com a matéria, no nosso caso, os átomos. Para as nossas aplicações, um modelo semi-clássico, onde apenas o átomo é quantizado, é suficiente. O campo de radiação será tratado classicamente.

A força exercida pelo campo clássico de um feixe laser sobre um átomo quantizado é dada por (34, 35)

$$\vec{F} = -\hbar\vec{\nabla}\Omega\frac{\delta}{2}\frac{4\Omega/\Gamma^2}{1+I/I_S+(2\delta/\Gamma)^2} + \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2}\frac{I/I_S}{1+I/I_S+(2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.1)$$

Temos dois termos na expressão para a força que o campo exerce sobre os átomos. O primeiro termo é uma força conservativa, capaz de gerar um potencial, do tipo força de dipolo elétrico, proporcional ao gradiente do campo de radiação $\vec{\nabla}\Omega$. Torna-se o termo dominante para grandes valores de dissintonia e quando a intensidade do feixe laser varia consideravelmente

em uma distância da ordem do comprimento de onda. O segundo termo representa a força da pressão da radiação, devido à absorção seguida pela emissão espontânea de fótons, sendo este um termo dissipativo, também conhecido como força espontânea. Será o termo dominante para valores pequenos de dissintonia.

$$\vec{F} = \vec{F}_{dip} + \vec{F}_{sp} \quad (2.2)$$

Ainda com relação à expressão (2.1), I é a intensidade do feixe de laser, I_S é a intensidade de saturação do átomo (2.3), $\delta = \omega_L - \omega_0$ é a dessintonia do feixe laser com frequência ω_L em relação à transição atômica ω_0 , Γ é a largura natural da transição atômica, Ω é a frequência de Rabi que está relacionada com a força de acoplamento entre o campo e o átomo, e por fim \vec{k} é o vetor de onda associado ao campo de radiação.

$$I_S = \frac{\pi hc \Gamma}{3\lambda^3} \quad (2.3)$$

Ainda que pareça óbvio, devemos ressaltar que o primeiro termo estará relacionado ao processo de aprisionamento dos átomos, enquanto o segundo ao processo de resfriamento. Forças conservativas apresentam dependência com a posição, neste caso a dependência encontra-se no gradiente do campo $\vec{\nabla}\Omega$.

Nas próximas seções vamos explicar três diferentes técnicas, a primeira trata de um método usado apenas para desacelerar os átomos, ou seja, tem a função apenas de resfriar a amostra atômica e as duas subsequentes descrevem técnicas para resfriar e aprisionar os átomos simultaneamente.

2.1 Força da pressão da radiação

Tipicamente, átomos e moléculas quando na temperatura ambiente movem-se com uma velocidade muito alta, próxima de $460m/s$. Essencialmente, um feixe atômico é desacelerado pela transferência dinâmica de momento que ocorre quando um átomo absorve um fóton. Na fig. 2.1 podemos ver um desenho esquemático sobre o processo de resfriamento.

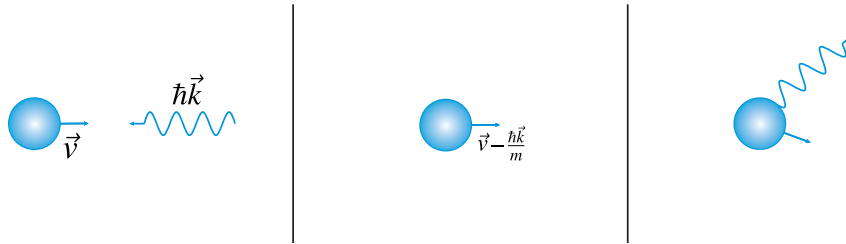


Figura 2.1 – A figura representa o processo de desaceleração atômica usando luz, temos uma sequência composta por três figuras: na primeira temos um átomo com velocidade \vec{v} e um fóton com momento $\hbar\vec{k}$, antes de interagirem; na segunda o fóton foi absorvido, transferindo seu momento completamente e como consequência disso o momento do átomo muda pela quantidade mostrada na figura; finalmente, na última vemos o átomo emitir radiação em uma direção aleatória, de maneira que em média o átomo será desacelerado.

Os átomos são desacelerados devido aos processos de absorção e emissão espontânea de fótons. Na absorção, o fóton transfere momento para o átomo, temos então o que chamamos de velocidade de recuo, $\vec{v}_{rec} = \frac{\hbar\vec{k}}{m}$, e durante a emissão o átomo transfere momento para o fóton, mas por ser um processo espontâneo não há direção preferencial e, portanto, depois de vários processos como estes o átomo será desacelerado (36).

Para átomos de estrôncio usados no nosso experimento, que inicialmente estão na temperatura de $T = 550^{\circ}C$, a cada processo de absorção a velocidade de recuo é de $v_{rec} = 1cm/s$, e estando estes inicialmente a uma velocidade $v = 3 \times 10^4 cm/s$, para parar os átomos vamos precisar de 3×10^4 processos de absorção e emissão de fótons.

A princípio o procedimento não apresenta dificuldades, porém, durante o processo, a frequência do fóton no referencial do átomo é deslocada pelo efeito Doppler, $\omega_L \longrightarrow \omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$, onde \vec{k} é o vetor de onda do feixe e \vec{v} é a velocidade dos átomos. De maneira que a força dissipativa

passa a ter o seguinte formato (37):

$$\vec{F}_{dis} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})}{\Gamma} \right]^2} \quad (2.4)$$

A frequência que átomo enxerga depende da orientação do seu movimento em relação ao movimento do feixe de laser. Para um movimento contra-propagante o deslocamento é na direção azul do espectro, quando o movimento de ambos é na mesma direção o deslocamento de frequência é na direção vermelha do espectro, veja a fig.2.2.

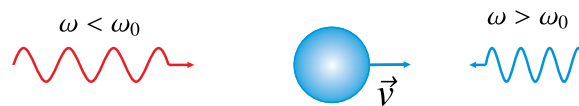


Figura 2.2 – Na figura podemos ver o que acontece com a frequência que os átomos enxergam quando se movimentam na mesma direção do feixe ou contra-propagantes a ele. O feixe é visto deslocado para o azul quando contra-propagante, ou deslocado para o vermelho quando o movimento é na mesma direção dos átomos.

2.2 Desacelerador Zeeman

Os desaceleradores Zeeman foram propostos e desenvolvidos por W. D. Phillips em 1985 (38), na tentativa de resfriar e aprisionar átomos neutros. Este processo consiste basicamente de tornar o átomo sempre ressonante com um feixe laser contra-propagante.

No caso de um desacelerador Zeeman o átomo e o feixe laser são contra-propagantes, portanto, o átomo enxerga a frequência do laser deslocada para o azul, veja a fig.2.2.

Considerando apenas o fato dos átomos serem contra-propagantes com o feixe laser, tere-

mos a seguinte expressão:

$$\vec{F}_{dis} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta + kv)}{\Gamma}\right]^2} \quad (2.5)$$

O valor máximo de desaceleração pode ser obtido para um valor limite de força, quando usamos feixes lasers muito intensos, $I/I_S \gg 0$. Portanto, a desaceleração máxima é dada pela equação (2.11).

$$\vec{F}_{max} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \implies \vec{a}_{max} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2m} \quad (2.6)$$

Para que o processo de desaceleração seja eficiente, o campo eletromagnético do laser deve estar em ressonância com os átomos durante todo o tempo. Conforme os átomos são desacelerados, o deslocamento Doppler tira os átomos de ressonância e, portanto, para voltarmos à condição de ressonância um campo magnético é inserido no sistema, o que chamamos de ajuste Zeeman, de onde o nome da técnica é derivado.

O campo magnético é ajustado para mudar a separação dos níveis de energia do átomo, mantendo-os sempre em ressonância com um laser de frequência bem definida, para $z < 0$.

$$\vec{F}_{dis} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta - \gamma B(z) + kv)}{\Gamma}\right]^2} \quad (2.7)$$

Onde $\gamma B(z)$ é o espaçamento Zeeman entre os níveis considerados. Para determinar $B(z)$, devemos procurar o que maximiza a desaceleração, portanto devemos minimizar o denominador, assim

$$\gamma B(z) = \delta + kv. \quad (2.8)$$

Para determinar a expressão para $B(z)$, vamos considerar uma desaceleração constante a e a velocidade inicial dos átomos v_0 , portanto a velocidade $v(z)$ é dada pela equação de Torricelli

(39)

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az}. \quad (2.9)$$

Combinando as equações (2.8) e (2.9), teremos $B(z)$ dado por

$$B(z) = B_b - B_0 \sqrt{1 - \beta z}. \quad (2.10)$$

Onde $B_b = \frac{\delta}{\gamma}$, $B_0 = \frac{kv_0}{\gamma}$ e $\beta = \frac{2a}{v_0^2}$.

2.3 Armadilha magneto-óptica - MOT

Outra técnica bastante usada para resfriar e aprisionar os átomos é a armadilha magneto-óptica (*Magneto-Optical Trap - MOT*) criada em 1987 pelo grupo de S. Chu.

O MOT é baseado na força de pressão de radiação, a mesma que age no desacelerador Zeeman. A seguir faremos uma breve descrição de seu funcionamento, as expressões serão demonstradas para o caso unidimensional (x , y ou z), já que nas demais direções as equações são as mesmas.

Basicamente temos três componentes no MOT: três pares de feixes contra-propagantes, campo magnético produzido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, além da correta polarização dos feixes, podemos ver um diagrama esquemático na fig. 2.3. Vamos a seguir descrever como cada um desses componentes deve operar.

Os seis feixes contra-propagantes aos pares podem ser descritos pela equação (2.11), a força que age sobre o átomo não esquecendo que este possui velocidade e , portanto, devemos

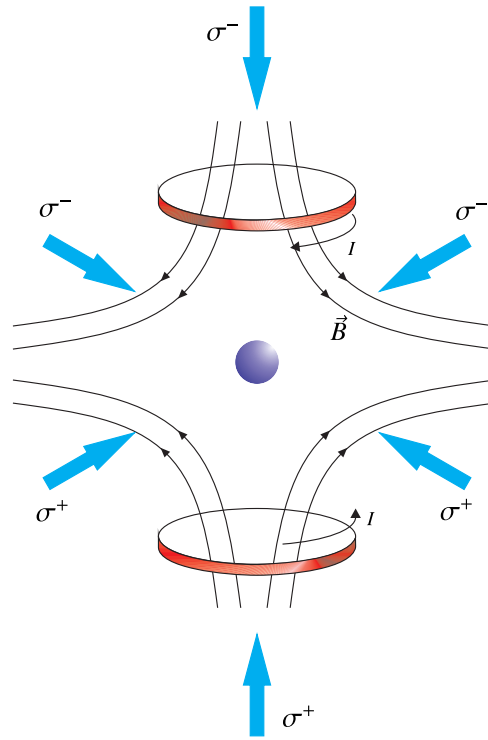


Figura 2.3 – Esquema de um MOT composto pelos seis feixes contra-propagantes com suas polarizações bem definidas e pelo campo magnético gerado pelas bobinas anti-Helmholtz.

considerar a expressão que leva em conta o deslocamento Doppler (34,35),

$$F = F_+ + F_- = \hbar k \frac{\Gamma I}{2 I_S} \left\{ \frac{1}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta - kv)}{\Gamma} \right]^2} - \frac{1}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta + kv)}{\Gamma} \right]^2} \right\}. \quad (2.11)$$

Essa força depende somente da velocidade. Perto da ressonância ela se comporta de maneira semelhante a uma força viscosa, $F = \alpha v$, análogo ao movimento Browniano de uma partícula de poeira imersa em água. Sua função é resfriar ainda mais os átomos. Essa configuração produz um fluido viscoso de nome melação óptico.

Qualquer átomo com velocidade v sofre a mesma força não dependendo de sua posição, de forma que não poderão ser aprisionados em uma região específica. Devemos adicionar uma força com a finalidade de aprisionar esses átomos, confinando espacialmente. Devemos então adicionar a parte magnética da armadilha, introduzindo o campo magnético criado por um par de bobinas anti-Helmholtz. No centro do sistema formado pelas bobinas a intensidade tem

comportamento aproximadamente linear $\vec{B}(z) = bz\hat{z}$, onde b é o gradiente do campo.

Para um átomo de dois níveis, quando introduzimos o campo magnético, o nível inferior com $J = 0$ não sofre alteração enquanto o nível superior com $J = 1$ se desdobra em três novos níveis devido à quebra de degenerescência causada pelo efeito Zeeman. Dessa forma temos agora três possíveis transições. A separação entre esses níveis depende da posição espacial, sendo a frequência da transição alterada conforme a equação (2.12)

$$\omega_0 \longrightarrow \omega_0 + m_{F_e} \mu_B g b z, \quad (2.12)$$

onde m_{F_e} é o número quântico magnético do estado excitado, μ_B é o magneton de Bohr, g é o fator giromagnético.

Finalizando as componentes básicas do MOT, a ideia é usar o momento angular da luz circularmente polarizada para explorar a estrutura magnética do átomo.

A quebra de degenerescência dos níveis do átomo depende da posição espacial fazendo com que a energia também dependa da posição, dessa maneira a frequência de ressonância da transição também dependerá da localização desse átomo. Devido à configuração do campo magnético a separação de energia entre os níveis aumenta com $|z|$.

A força que age sobre o átomo passa a ter o seguinte formato:

$$F = \hbar k \frac{\Gamma I}{2 I_S} \left\{ \frac{1}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta - kv - \mu_B g b z)}{\Gamma} \right]^2} - \frac{1}{1 + I/I_S + \left[\frac{2(\delta + kv + \mu_B g b z)}{\Gamma} \right]^2} \right\}. \quad (2.13)$$

Como já foi dito, os feixes do MOT possuem frequência menor que a frequência de transição atômica. Quando na presença do campo magnético, o feixe com polarização circular σ^+ promove a transição com $\Delta m_J = +1$ enquanto o feixe com polarização circular σ^- promove a transição com $\Delta m_J = -1$. A polarização de cada feixe é ajustada para promover o aumento do número de átomos confinados na armadilha. A fig. 2.4 é um esquema do que acaba de ser explicado (40).

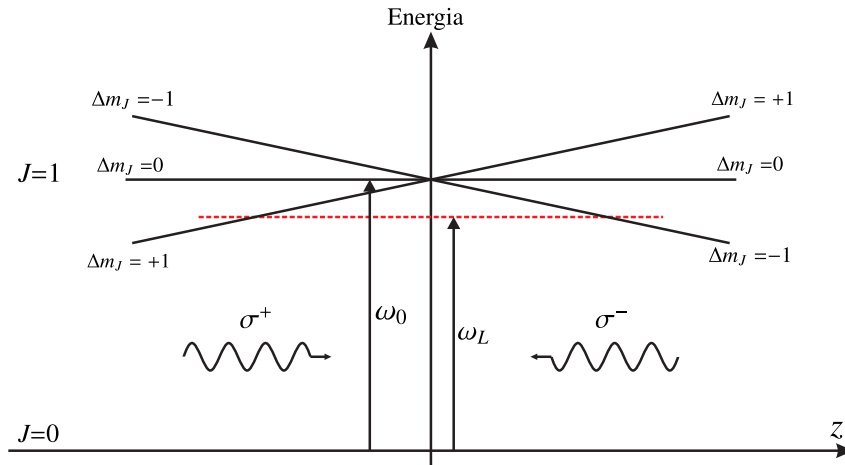


Figura 2.4 – Na figura podemos ver que o estado fundamental $J = 0$ não sofre mudança do seu valor de energia quando aplicamos o campo magnético, já o estado $J = 1$ se desdobra em três níveis devido à quebra de degenerescência. A polarização dos feixes determina quais átomos sentirão a força restauradora em uma determinada posição.

A temperatura mínima T_D que pode ser alcançada usando essas duas últimas técnicas descritas é a chamada de limite de resfriamento Doppler,

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.14)$$

O seu valor depende da largura natural da transição atômica Γ . Experimentalmente são alcançados valores inferiores, devido ao resfriamento sub-Doppler, sendo esse limitado pelo recuo do átomo na emissão de um único fóton. Apesar da emissão espontânea não alterar em média o momento do átomo, instantaneamente sua velocidade muda, estabelecendo então um limite mínimo para a temperatura, chamado de limite de recuo de fóton (41).

$$T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B}. \quad (2.15)$$

Esse valor depende do vetor de onda do laser utilizado, $k = 2\pi/\lambda$, estando dessa maneira relacionado com a transição atômica.

Para quantificar essas grandezas, vamos comparar esses valores para o estrôncio e para o rubídio, sendo esse último um elemento químico largamente utilizado na área de átomos

frios. Para o rubídio, $T_D = 143\mu k > T_r = 0,37\mu k$. Para o estrôncio, considerando a transição azul, temos $T_D = 770\mu k > T_r = 0,5\mu k$, considerando a transição vermelha, mais estreita $T_D = 180nk < T_r = 230nk$. Sendo sempre o limite inferior de temperatura dado pela T_r .

2.4 Armadilha de dipolo

Armadilhas ópticas de dipolo são mecanismos que dependem da interação do dipolo elétrico do átomo com uma fonte de luz com frequência muito distante da ressonância. Em geral, a força de confinamento é mais fraca do que as demais discutidas nas seções anteriores.

A primeira armadilha de dipolo foi realizada por Chu e colaboradores em 1986, onde conseguiram aprisionar cerca de 500 átomos de sódio por alguns segundos no foco de uma armadilha com dessintonia para o vermelho (42).

Como já foi dito, a força de dipolo é devida à interação do campo eletromagnético da luz com o momento de dipolo induzido no átomo. Essa interação provoca um deslocamento de energia nos níveis do átomo, efeito conhecido por “Efeito Stark ac”, de forma que o foco do feixe de laser passa a ser um ponto de equilíbrio para estes.

Por ser um mecanismo de aprisionamento mais fraco do que aqueles que envolvem pressão da luz ou campos magnéticos, para uma maior eficiência a armadilha de dipolo deve ser usada em conjunto com outros métodos.

Vamos agora tentar compreender melhor o funcionamento desse tipo de armadilha atômica. As equações básicas que caracterizam a armadilha são o potencial de dipolo e a taxa de espalhamento, para derivá-las vamos considerar o modelo clássico onde o átomo é um oscilador harmônico simples sujeito a um campo de radiação clássico (43).

Vamos considerar um campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{e}E(\vec{r})exp(i\omega t) + c.c.$, que oscila harmôni-

camente no tempo. Este campo induz um momento de dipolo oscilante no átomo $\vec{p}(\vec{r}, t) = \hat{e}p(\vec{r})\exp(i\omega t) + c.c.$, sendo \hat{e} o vetor unitário de polarização.

As amplitudes do momento de dipolo e do campo elétrico se relacionam seguindo a equação (2.16)

$$p = \alpha(\omega)E, \quad (2.16)$$

onde $\alpha(\omega)$ é a polarizabilidade complexa que depende da frequência ω .

O potencial de dipolo é dado pela média temporal do produto escalar entre o momento de dipolo e o campo elétrico. O fator $1/2$ é devido à natureza do momento de dipolo que neste caso é induzido e não permanente.

$$U_{dip} = -\frac{1}{2}\langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha)I, \quad (2.17)$$

onde a relação entre a intensidade e a amplitude do campo é $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$.

Devemos observar nessa expressão que a energia potencial depende da intensidade I do campo e da parte real da polarizabilidade, portanto oscila em fase com o momento de dipolo. A dependência com a intensidade é importante porque podemos controlar a interação simplesmente ajustando nossa fonte de radiação.

Outra importante expressão que deve ser derivada é a taxa de espalhamento, para isso precisamos primeiro calcular a potência absorvida por um oscilador devido ao campo elétrico, dada pela média temporal do produto escalar entre o campo de radiação e a derivada temporal do momento de dipolo,

$$P_{abs} = \langle \dot{\vec{p}} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha)I. \quad (2.18)$$

A taxa de espalhamento pode ser obtida dividindo a potência absorvida pela energia de um

fóton $\hbar\omega$, já que os fótons absorvidos são logo re-emitidos,

$$\Gamma_{SC}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}). \quad (2.19)$$

As expressões (2.17) e (2.19) são as duas quantidades principais para caracterizar armadilhas de dipolo. Estas expressões são válidas para qualquer sistema polarizável na presença de um campo elétrico oscilante.

Precisamos relacionar agora essas expressões obtidas com o sistema físico. Primeiro vamos obter uma expressão para a polarizabilidade α e em seguida para a intensidade $I(r)$.

Para calcular a polarizabilidade α podemos considerar o átomo no modelo de Lorentz para um oscilador clássico. Um elétron de massa m_e e carga e ligado ao núcleo através de uma mola, oscilando com frequência ω_0 , correspondente à transição atômica e amortecido devido à radiação de dipolo emitida pelo elétron acelerado. A partir desse modelo o resultado obtido para $\alpha(\omega)$ é

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega}, \quad (2.20)$$

sendo Γ_ω dado pela expressão (2.21), e correspondente à taxa de energia irradiada:

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3}. \quad (2.21)$$

Outra grandeza relevante é a taxa de amortecimento Γ quando o sistema está em ressonância, que se relaciona com Γ_ω através da equação (2.22)

$$\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \Gamma_\omega. \quad (2.22)$$

Substituindo na expressão (2.20), o valor de α depende agora somente das características do sistema, ω , ω_0 e Γ_ω que são respectivamente a frequência do laser, a frequência de transição

e a taxa de amortecimento do sistema, sendo assim,

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right)\Gamma}. \quad (2.23)$$

O tratamento clássico oferece resultados satisfatórios já que estamos sempre interessados nas situações em que a frequência do laser está distante da ressonância atômica ($\Delta = \omega - \omega_0$), caso em que $|\Delta| \gg 0$, portanto a ocorrência de saturação de um dos estados dos átomos dificilmente será observada, mesmo para altas intensidades.

Substituindo (2.23) em (2.17) e (2.19), teremos expressões explícitas para o potencial de dipolo e para a taxa de espalhamento, não esquecendo de considerar a frequência do laser distante da ressonância:

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (2.24)$$

$$\Gamma_{SC}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (2.25)$$

Podemos fazer algumas aproximações com a finalidade de simplificar as expressões (2.24) e (2.25). Vamos usar a aproximação de ondas girantes (Rotating-Wave Approximation - RWA), de maneira que podemos negligenciar os termos com $\omega + \omega_0$, vamos ainda considerar $\omega/\omega_0 \approx 1$,

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}), \quad (2.26)$$

$$\Gamma_{SC}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (2.27)$$

Em (2.26), expressão para o potencial de dipolo, o sinal da dessintonia ($\Delta = \omega_0 - \omega$) define o tipo de armadilha que estamos trabalhando. Quando $\Delta < 0$ o potencial de dipolo é negativo e, portanto, atrativo, os átomos serão aprisionados no mínimo de potencial, região de máxima

intensidade, o foco do laser. Neste caso dizemos que a armadilha está deslocada para o vermelho. Quando $\Delta > 0$ o mínimo de potencial corresponde ao mínimo de intensidade, a armadilha é dita deslocada para o azul (44).

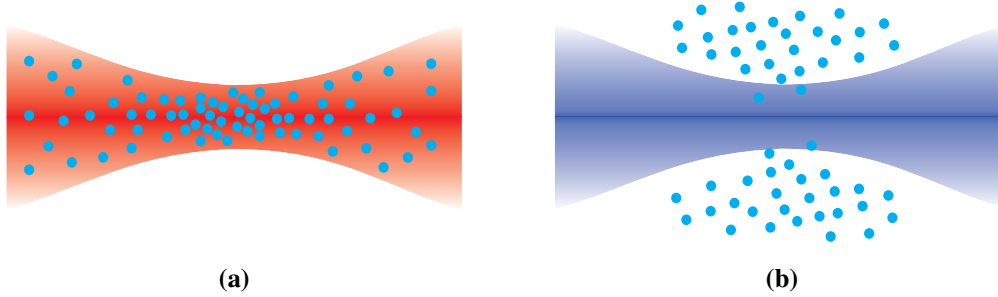


Figura 2.5 – A primeira figura (a) ilustra o caso onde $\Delta < 0$, podemos observar que os átomos estão mais concentrados no foco do feixe gaussiano, região de maior intensidade. A segunda figura (b) considera o caso onde $\Delta > 0$, portanto os átomos no caso de um feixe gaussiano são repelidos da região do foco.

Os parâmetros que podem ser ajustados com a finalidade de otimizar o aprisionamento dos átomos são a intensidade do laser e a dessintonia. Devemos observar que o potencial de dipolo depende de I/Δ enquanto a taxa de espalhamento depende de I/Δ^2 .

Precisamos relacionar essas grandezas com as características do laser. Sendo o feixe de laser gaussiano podemos facilmente calcular sua intensidade $I(\vec{r})$ a partir do quadrado do módulo do campo elétrico,

$$|E(r, z)| = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[\frac{-r^2}{w(z)^2} \right], \quad (2.28)$$

$$I(r, z) = 2\epsilon_0 c E_0^2 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right], \quad (2.29)$$

onde foi novamente utilizado $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$. Devemos, para finalizar, expressar os resultados (2.26) e (2.27) em termos da potência total do feixe, já que é esta a informação que obtemos no laboratório. Em (2.30) temos a expressão para a o cálculo da potência do feixe $P(r, z)$, que para ser obtida devemos integrar a intensidade $I(r', z)$ sobre a coordenada r' considerando um

elemento de área $2\pi r' dr'$, uma vez que a geometria do problema é gaussiana, ou seja na direção radial apresenta simetria cilíndrica:

$$P(r, z) = \int_0^r 2\pi r' I(r', z) dr' = \frac{\pi}{2} I_0 w_0^2 \left\{ 1 - \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right] \right\}, \quad (2.30)$$

onde $I_0 = 2\epsilon_0 c E_0^2$ é a intensidade do feixe laser na posição $r = 0$ e $z = 0$. A potência total, P_0 , é obtida quanto a integral em (2.30) é calculada no intervalo $[0, \infty)$, resultado dado a seguir:

$$P_0 = \int_0^\infty 2\pi r' I(r', z) dr' = \frac{\pi}{2} I_0 w_0^2, \quad (2.31)$$

$$I(r, z) = \frac{2P_0}{\pi w(z)^2} \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right]. \quad (2.32)$$

A expressão para o diâmetro do feixe é

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (2.33)$$

onde w_0 é a cintura, ou diâmetro mínimo, do feixe.

Agora, temos o conhecimento necessário para caracterizar a nossa armadilha de dipolo. A princípio, precisamos apenas dos valores no foco da armadilha.

$$U(r, z) = \frac{3c^2 \Gamma P_0}{\Delta \omega_0^3 w(z)^2} \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right] \implies U(0) = \frac{3c^2 \Gamma P_0}{\Delta \omega_0^3 w_0^2} \quad (2.34)$$

$$\Gamma_{SC}(r, z) = \frac{3c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \frac{P_0}{w(z)^2} \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right] \implies \Gamma_{SC}(0) = \frac{3c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \frac{P_0}{w_0^2} \quad (2.35)$$

O valor $U(0)$, chamado de profundidade da armadilha, e o valor $\Gamma_{SC}(0)$ são resultados importantes para caracterizar a armadilha dipolar.

Uma última característica relevante para as armadilhas de dipolo são as frequências de oscilação radial e axial. Para obter esses valores devemos expandir a expressão $U(r, z)$ obtida em (5.1) para valores próximos de seu valor mínimo. Essa expansão é feita considerando a fórmula da expansão em série de Taylor para uma função de múltiplas variáveis em torno do ponto $X_0 = (x_1^0, \dots, x_n^0)$ dada a seguir,

$$f(x_1, \dots, x_n) = \sum_{k \geq 0} \frac{1}{k!} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}(X_0)(x_i - x_i^0) \right)^k. \quad (2.36)$$

Após a expansão, a expressão para $U(r, z)$, considerando regiões próximas a $r = 0$ e $z = 0$, é dada por:

$$U(r, z) = U_0 - \frac{2U_0}{w_0^2} r^2 - \frac{U_0}{z_R^2} z^2, \quad (2.37)$$

onde $U_0 = U(0)$ é o valor do potencial de dipolo na posição onde a amostra atômica será aprisionada. Não podemos esquecer que o valor de Δ é negativo, característico de uma armadilha de dipolo com dessintonia para o vermelho. Com a finalidade de atribuir frequências de oscilação é mais indicado escrever a expressão para o $|\Delta|$. Lembrando que para um oscilador harmônico a energia pode ser expressa por

$$U(r, z) = U_0 + \frac{1}{2} m \omega_r^2 r^2 + \frac{1}{2} m \omega_z^2 z^2. \quad (2.38)$$

Os valores para a frequência radial, ω_r , e axial, ω_z , são respectivamente,

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_0^2}}, \quad (2.39)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{m z_R^2}}. \quad (2.40)$$

Uma abordagem quântica do problema mostra o real motivo do efeito envolvido ser chamado “Efeito Stark ac”, esse efeito consiste do deslocamento dos níveis atômicos quando na

presença de um campo elétrico externo, e pode ser considerado um análogo ao efeito Zeeman, sendo este causado por campos magnéticos externos.

O efeito causado por um feixe de luz sintonizado longe da ressonância atômica sobre os átomos pode ser tratado como uma perturbação de segunda ordem independente do tempo, portanto linear com a intensidade ($I \propto |E|^2$) do feixe, podendo assim ser chamado também de efeito Stark quadrático. O resultado geral considerando estados não-degenerados, quando um Hamiltoniano de interação H age sobre o sistema levando a uma mudança da energia do i -ésimo estado é dado pela equação (2.41) (43).

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H | i \rangle|^2}{\epsilon_i - \epsilon_j} \quad (2.41)$$

No caso de um átomo interagindo com laser o hamiltoniano é $H = -\hat{\mu} \cdot \vec{E}$ onde $\hat{\mu} = -e\vec{r}$ representa o operador dipolo elétrico.

Na primeira situação temos o átomo no estado fundamental com energia zero e o campo com energia $n\hbar\omega$, onde n é o número de fótons que compõem esse campo, portanto a energia total é $\epsilon_i = n\hbar\omega$. Numa segunda situação temos o átomo excitado pela absorção de um fóton, sua energia passa a ser $\hbar\omega_0$ e a energia do campo passa a ser $(n-1)\hbar\omega$, dessa maneira a energia total é $\hbar\omega_0 + (n-1)\hbar\omega = -\hbar\Delta_{ij} + n\hbar\omega$. O valor do denominador da equação (2.41) é dado por $\epsilon_i - \epsilon_j = \hbar\Delta_{ij}$.

No caso de um átomo de dois níveis, modelo que descreve os átomos de estrôncio, teremos a seguinte expressão:

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle e | \mu | g \rangle|^2}{\hbar\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I. \quad (2.42)$$

Onde substituímos $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ para a intensidade do feixe e ainda a expressão (2.43), onde

o elemento de matriz de dipolo é dado em termos de valores característicos do sistema,

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e | \boldsymbol{\mu} | g \rangle|^2. \quad (2.43)$$

O deslocamento energético é exatamente o valor do potencial de dipolo para um átomo de dois níveis. Vemos na fig. 2.6 que o estado fundamental e o estado excitado sofrem um deslocamento no sentido de aumentar a distância entre os níveis para uma armadilha deslocada para o vermelho. No caso de uma armadilha deslocada para o azul os níveis de energia se aproximam.

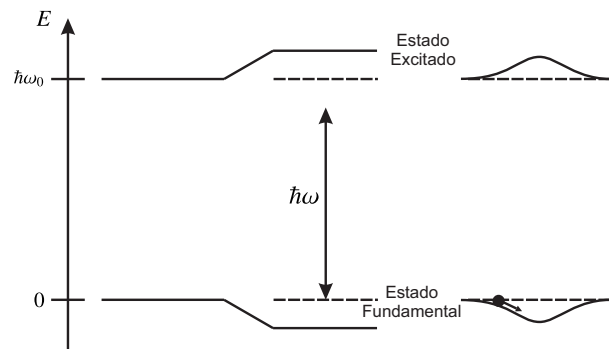


Figura 2.6 – Ilustração do deslocamento nos níveis de energia considerando um átomo de dois níveis. A figura considera o caso onde $\Delta < 0$, portanto o estado fundamental é deslocado para baixo, no caso de um feixe gaussiano o poço de potencial terá um valor de profundidade igual ao valor calculado para ΔE .

2.4.1 Armadilha de dipolo com dessintonia para o vermelho

Agora vamos dar uma atenção especial para um caso particular desses tipos de armadilha, quando a frequência do laser é muito menor que a frequência da transição, $\omega - \omega_0 \ll 0$.

Existem pelo menos três configurações básicas de armadilhas, considerando o uso de feixes gaussianos focalizados, são elas:

1. Armadilha de feixe focalizado, construída a partir de um só feixe;

2. Armadilha de feixe estacionário, onde os átomos são aprisionados nos antinodos de um feixe estacionário;
3. Armadilha de feixes cruzados, construída usando dois ou mais feixes que se interceptam na região do foco.

Nessa dissertação vamos abordar o primeiro tipo, já que estamos iniciando nossos trabalhos em armadilhas de dipolo. Futuramente devemos passar para o terceiro tipo de configuração, composto por dois feixes lasers e que permite um aprisionamento tridimensional forte enquanto no primeiro tipo o aprisionamento continua sendo tridimensional, porém fraco na direção axial.

O segundo tipo de armadilhas, de feixe estacionário, é característico de redes ópticas, no caso de apenas um feixe temos uma rede unidimensional enquanto que no caso de dois feixes temos redes bidimensionais, objeto de estudos futuros.

3 Experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos

Neste capítulo vamos descrever uma parte do sistema experimental para a obtenção de átomos frios de estrôncio que está sendo construído no Instituto de Física de São Carlos. Vamos descrever primeiramente a parte estrutural, ou seja, o sistema de vácuo e a fonte de átomos. Posteriormente descreveremos o sistema de lasers utilizado na primeira etapa de resfriamento e aprisionamento, detalhando como é feita a estabilização de cada um deles.

Vamos ainda descrever o funcionamento experimental do desacelerador Zeeman e do MOT que opera na região do azul, esses dois métodos compõe o que chamamos de primeira etapa de resfriamento e aprisionamento.

3.1 Sistema de vácuo

Nessa seção faremos uma descrição detalhada da estrutura do nosso experimento, além da fonte de átomos.

Podemos observar no esquema da fig. 3.1 o sistema inteiro; ele é composto basicamente por um forno, que produz o feixe de átomos de estrôncio para o experimento, um desacelerador Zeeman e uma câmara principal onde os átomos são resfriados e aprisionados com o auxílio

de bobinas anti-Helmholtz e de feixes lasers. Em seções anteriores explicamos em detalhes o funcionamento dessas técnicas.

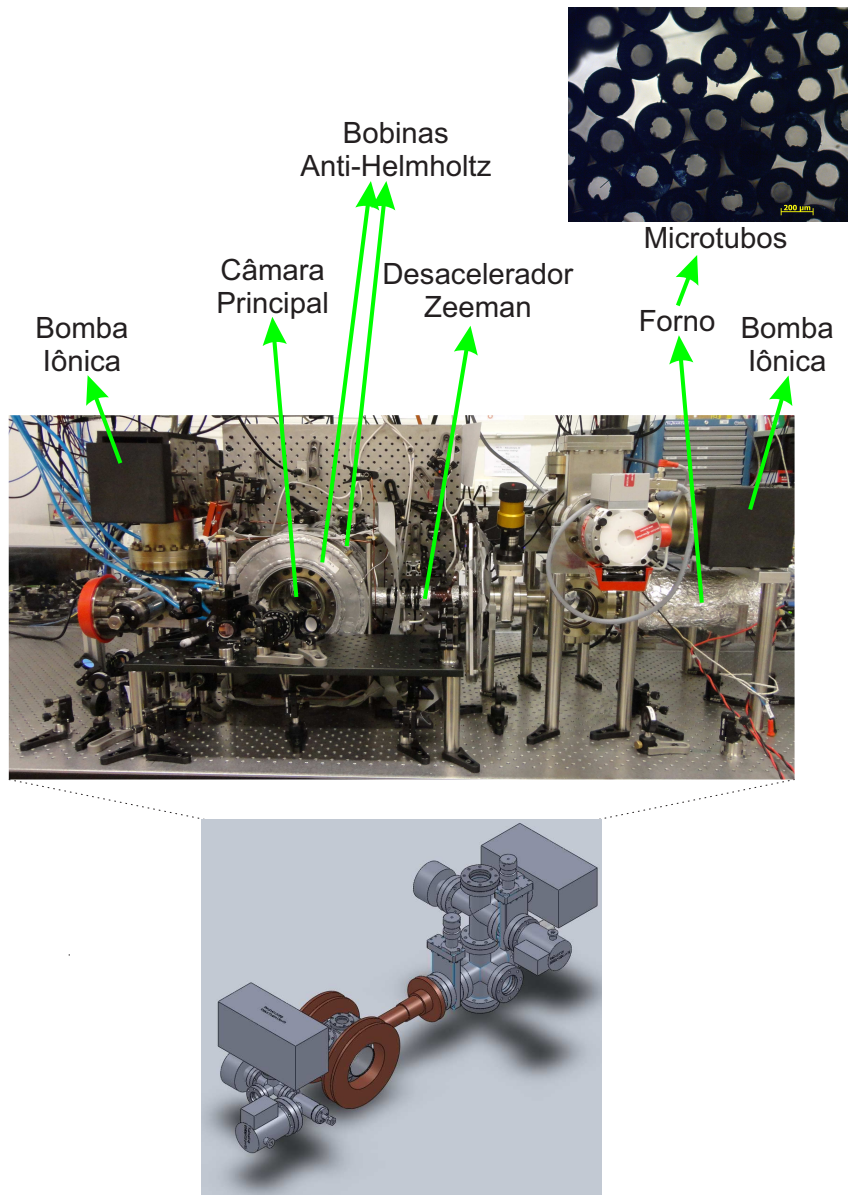


Figura 3.1 – A figura pode ser dividida em três partes. Embaixo temos um esquema feito no software SolidWorks da idealização do sistema de vácuo. No meio temos uma foto do sistema de vácuo atual do experimento e por fim temos apenas os microtubos localizados entre o forno e o tubo do desacelerador Zeeman.

Vamos agora detalhar cada uma dessas partes:

1. O *forno de átomos de estrôncio* é apenas um compartimento que contém estrôncio em sua forma metálica, aquecido a uma temperatura de aproximadamente $T_F \approx 600^\circ C$, ideal

para produzir um feixe atômico relativamente denso. A essa temperatura os átomos saem do forno com uma velocidade $v_a \approx 500m/s$.

2. Os **microtubos** estão conectados à saída do forno, e têm a finalidade de produzir um feixe colimado de átomos. São basicamente agulhas cirúrgicas, do tipo usado em medicina, das quais cortamos as partes plásticas e as pontas.

O processo de colimação é importante porque conseguimos dessa forma selecionar os átomos cujo movimento não tem ângulo ou possuem um ângulo pequeno em relação à direção longitudinal dos microtubos, portanto teremos um feixe mais colimado, comparado ao caso em que não utilizamos esse dispositivo, e conseguiremos manter o vácuo na câmara principal. A pressão na saída do forno é $2,5 \times 10^{-8}mbar$. Na fig. 3.2 podemos ver um desenho esquemático do funcionamento dos microtubos.

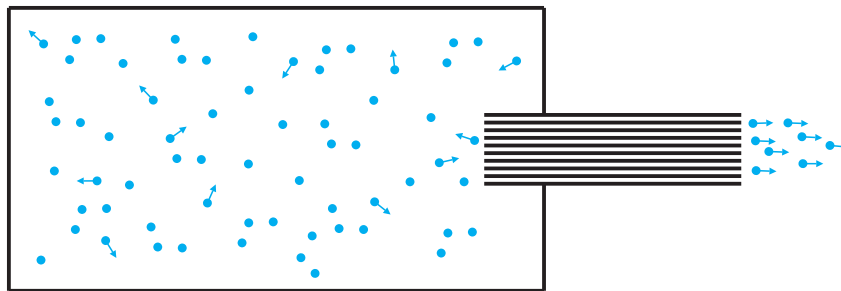


Figura 3.2 – A figura mostra o funcionamento básico dos microtubos como filtro seletor de velocidades, as setas indicam a direção e o sentido do vetor velocidade dos átomos, que depois de passarem pelos microtubos têm uma distribuição angular mais colimada, sendo sua maioria na direção longitudinal dos microtubos.

A temperatura na região dos microtubos deve ser maior comparada com a temperatura do restante do forno para que os mesmos não fiquem obstruídos, portanto são aquecidos independentemente a uma temperatura $T_M \approx T_F + 30^\circ C$.

3. O **tubo do desacelerador Zeeman** liga o forno à câmara principal, sua estrutura foi feita para manter o gradiente de pressão entre as duas regiões. Foi confeccionado a partir de tubos concêntricos cujo diâmetro interno aumenta quanto mais perto da câmara principal.
4. A **câmara principal**, como já foi dito, é onde os átomos serão resfriados e aprisionados.

Atualmente, a pressão nessa região da montagem experimental é $9,6 \times 10^{-10} \text{ mbar}$. É constituída de oito janelas laterais além de duas janelas transversais maiores. Uma de suas janelas laterais conecta a câmara principal ao tubo do desacelerador Zeeman, as outras janelas são para acessos ópticos dos feixes lasers; os feixes dos MOTs, o feixe do desacelerador Zeeman, o feixe que auxilia na aquisição de imagens e o feixe da armadilha de dipolo.

Duas bombas iônicas também fazem parte do sistema de vácuo, uma localizada próxima ao forno e a outra próxima à câmara principal. São necessárias para manter o alto vácuo nessas regiões.

3.2 Sistema de lasers

O sistema é constituído de quatro lasers diferentes que vamos descrever nos próximos capítulos (45). Neste capítulo apresentaremos os lasers de 461 nm e de 497 nm usados na primeira etapa de resfriamento e aprisionamento, no capítulo 4 é descrito o laser de 689 nm usado na segunda etapa e no capítulo 5 o laser de 1064 nm usado na armadilha de dipolo. Vamos ainda detalhar os respectivos métodos de estabilização e as frequências necessárias para o experimento que obtemos a partir dos lasers com auxílio de moduladores acusto-ópticos (AOM, do inglês acousto-optical modulator).

AOMs são dispositivos que utilizam radio-frequência para modificar a frequência do laser. Uma característica secundária, mas não menos importante, é a capacidade de ligar e desligar rapidamente, sendo eficientes como “shutters”. O uso de “shutters” mecânicos é feito apenas para auxiliar na extinção completa da luz.

3.2.1 Laser 461nm - azul

Esse laser opera na transição $^1S_0 - ^1P_1$ que tem largura natural $\Gamma = 2\pi \times 32\text{MHz}$ resfriando e aprisionando os átomos, faz parte do desacelerador Zeeman, da primeira armadilha magneto-óptica e auxilia no processo de aquisição de imagem.

No nosso experimento usamos o laser de diodo comercial TOPTICA TA/DL-SHG pro cuja potência máxima de saída nominal é 400mW . Baseia-se no dobramento de frequência de um diodo laser de cavidade estendida em configuração Litrow, cujo comprimento de onda é de 922nm , amplificado por um TA (*tapered amplifier*). O dobramento de frequência é feito por um cristal não linear dentro de uma cavidade óptica.

Como dito inicialmente, esse laser produz os feixes que são usados no desacelerador Zeeman, no primeiro MOT e na aquisição de imagens, para cada uma dessas aplicações precisamos de diferentes valores de frequência que são conseguidos a partir de AOMs. A frequência do laser é $\nu_L = \nu_0 - 130\text{MHz}$, onde $\nu_0 = 650,69\text{THz}$ é a frequência da transição atômica. Para a espectroscopia óptica usamos um feixe com frequência ν_0 , o feixe do desacelerador Zeeman deve ter frequência $\nu_0 - 580\text{MHz}$, os feixes do MOT devem ter frequência $\nu_0 - 40\text{MHz}$ e o feixe da imagem ν_0 , ou seja, ressonante com a transição.

O uso de um AOM no feixe usado para a espectroscopia, onde $\nu_L \neq \nu_0$, é feito para que haja a necessidade de usar um AOM no feixe de aquisição de imagens. Como já foi dito, este último feixe precisa ser ressonante, e, dessa forma podemos utilizar o AOM como um “shutter”.

A estabilização desse laser é feita usando uma célula de espectroscopia de absorção saturada para travar o laser em uma determinada frequência (próxima à frequência da transição atômica).

A ideia central da espectroscopia de absorção saturada é estabilizar a frequência do laser usando uma referência externa, que obtemos por espectroscopia atômica.

O sinal de espectroscopia é obtido a partir de uma célula metálica com janelas de vidro, que

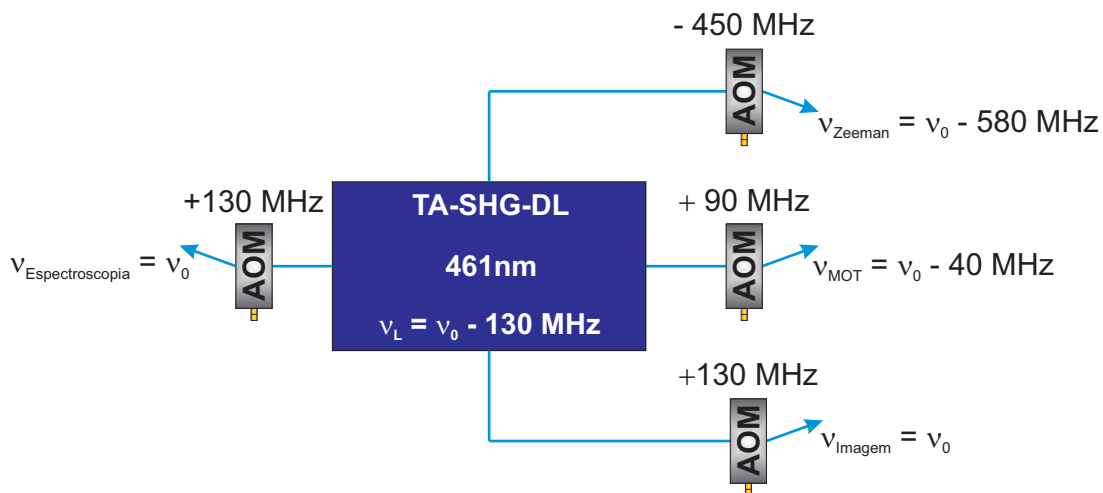


Figura 3.3 – Na figura temos um esquema das frequências geradas por AOMs a partir do laser azul.

contém gás de estrôncio a uma temperatura de aproximadamente 300°C em uma atmosfera de argônio. O argônio é necessário já que o estrôncio se deposita nas janelas de vidro deixando-as com uma aparência esbranquiçada que impede que o laser entre na célula.

Esse método espectroscópico pode ser chamado também de espectroscopia livre de efeito Doppler. Como sabemos, a largura de uma transição atômica é limitada por diversos fatores, o tempo de vida da transição é chamado de alargamento natural, pois é intrínseco. Alargamentos causados por colisões entre átomos ou simplesmente pelo fato de estarem em movimento são alargamentos induzidos pelo meio e podem ser minimizados dependendo do tipo de procedimento realizado. No caso descrito o nome já diz, o método de espectroscopia livre de efeito Doppler deixa o sinal livre do alargamento causado por efeito Doppler.

A técnica utiliza feixes contra-propagantes sobrepostos para reduzir o alargamento Doppler de um perfil de absorção. Usamos dois feixes, um chamado de feixe de bombeio (I_B), que excita os átomos, e o outro de feixe de prova (I_P), com intensidade bem inferior ao primeiro $I_B \gg I_P$, que anula o alargamento Doppler devido ao movimento dos átomos. Por serem contra-propagantes, somente átomos com velocidade zero em relação aos dois feixes é que vão interagir com os dois feixes simultaneamente. Portanto, a largura de linha obtida é apenas a natural acrescida de um valor devido às colisões, $\Gamma = \Gamma_T - \Gamma_{col}$. O resultado é um perfil Doppler alargado somado ao que chamamos de “saturated absorption dip” (ou “Lamb dip”). Usamos

um segundo feixe de prova, portanto de baixa intensidade, que no nosso caso passa por fora da célula para quando subtrairmos os dois sinais provenientes dos feixes de prova termos um sinal robusto livre de ruídos e instabilidades provenientes do laser.

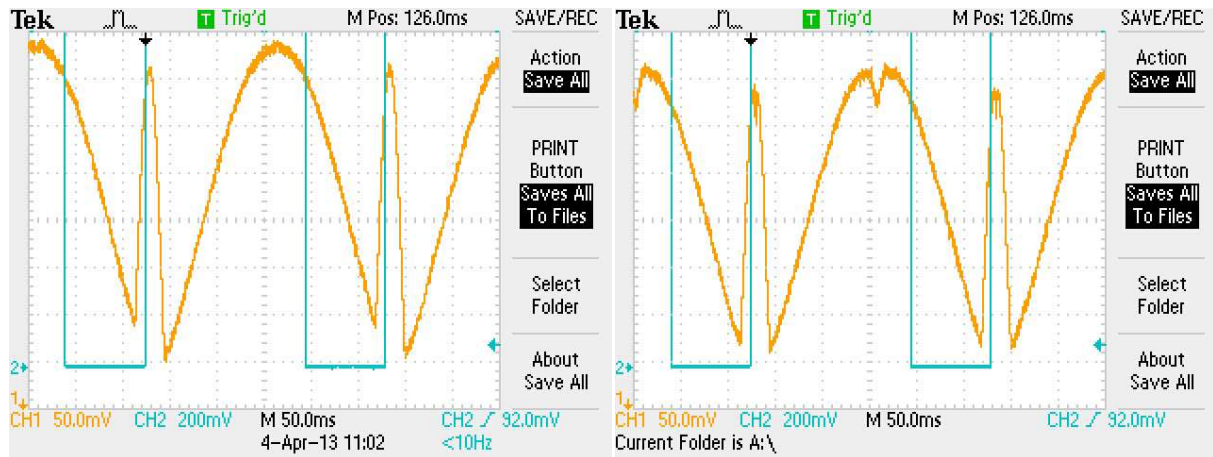


Figura 3.4 – Temos duas figuras do sinal da espectroscopia, na primeira (esquerda) podemos ver o sinal quando o feixe de bombeio está bloqueado, a segunda (direita) é um sinal quando o feixe de bombeio está desbloqueado, portando diferentemente da primeira podemos observar uma depleção devido à ausência do alargamento Doppler.

Como vemos na fig. 3.5, que representa o sistema experimental, uma parcela do feixe proveniente do laser é utilizada para a espectroscopia, esse feixe inicial tem uma potência de $10mW$, em seguida passa através de um AOM, usamos a primeira ordem, portanto $\nu_e = \nu_L + 130MHz = \nu_0$, sendo ν_0 a frequência da transição atômica. Em seguida, é dividido por um cubo em feixe de prova e feixe de bombeio, podemos ver ainda um segundo cubo, que divide o feixe de prova em dois feixes, um passa pela célula antes de ir para o fotodetector e o outro vai direto para o fotodetector. O feixe que segue diretamente para o fotodetector é usado para suprimir do sinal qualquer tipo de ruído proveniente do laser (ruídos térmicos, elétricos, etc.).

O sinal de espectroscopia é utilizado para fazer o travamento da frequência do laser através de um sistema de lock digital da Toptica conhecido tecnicamente como módulo Digilock 110. Esse módulo pode ser controlado por seu software utilizando apenas um computador conectado via entrada USB. A fig. 3.6 mostra a interface de controle desse sistema.

A estabilização, é feita no sinal de erro. Para uma variação na frequência, para o sinal de

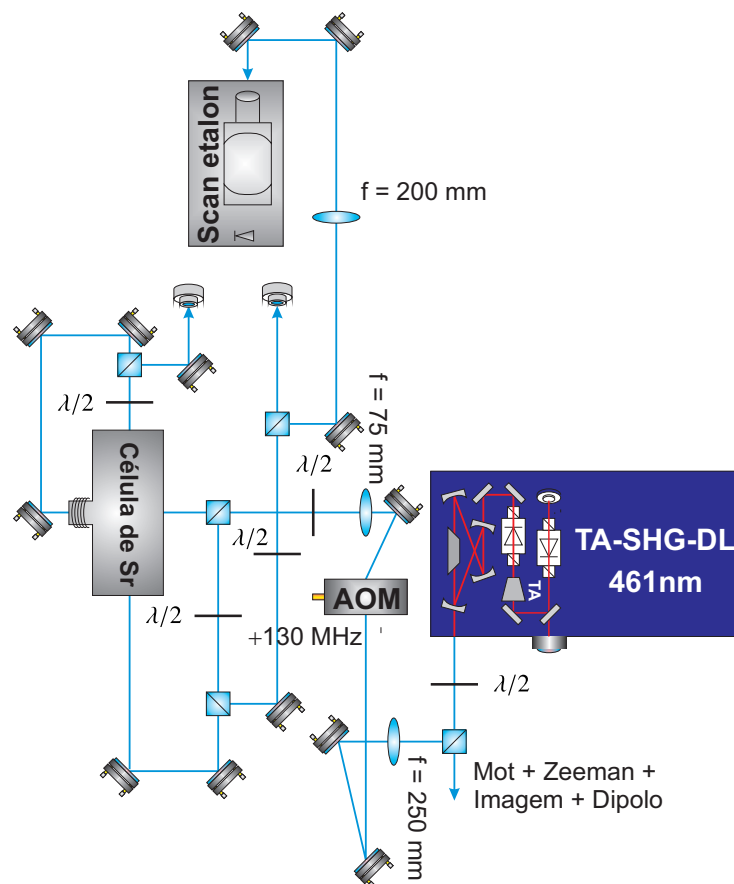


Figura 3.5 – Esquema experimental da espectroscopia e do etalon; sistemas com a finalidade de estabilizar o laser de 461nm .

erro é possível saber em que sentido a frequência variou, sendo o processo de travamento mais eficiente.

Utilizamos uma cavidade confocal, etalon, para averiguar se o laser está operando em um modo gaussiano, e não em uma superposição de modos, um esquema pode ser visto na fig. 3.5. Fabricada na oficina mecânica do IFSC, ela é constituída de dois espelhos de alta refletividade, posicionados opostos um ao outro dentro de um tubo metálico.

Nessa configuração de espelhos a amplitude dos modos eletromagnéticos dentro da cavidade apresenta uma forte dependência com a frequência. Os parâmetros relevantes para caracterizar a cavidade confocal podem ser compreendidos a partir do interferômetro de Fabry-Pérot, que discutiremos brevemente a seguir.

O interferômetro de Fabry-Pérot consiste de dois espelhos de alta refletividade, um feixe de

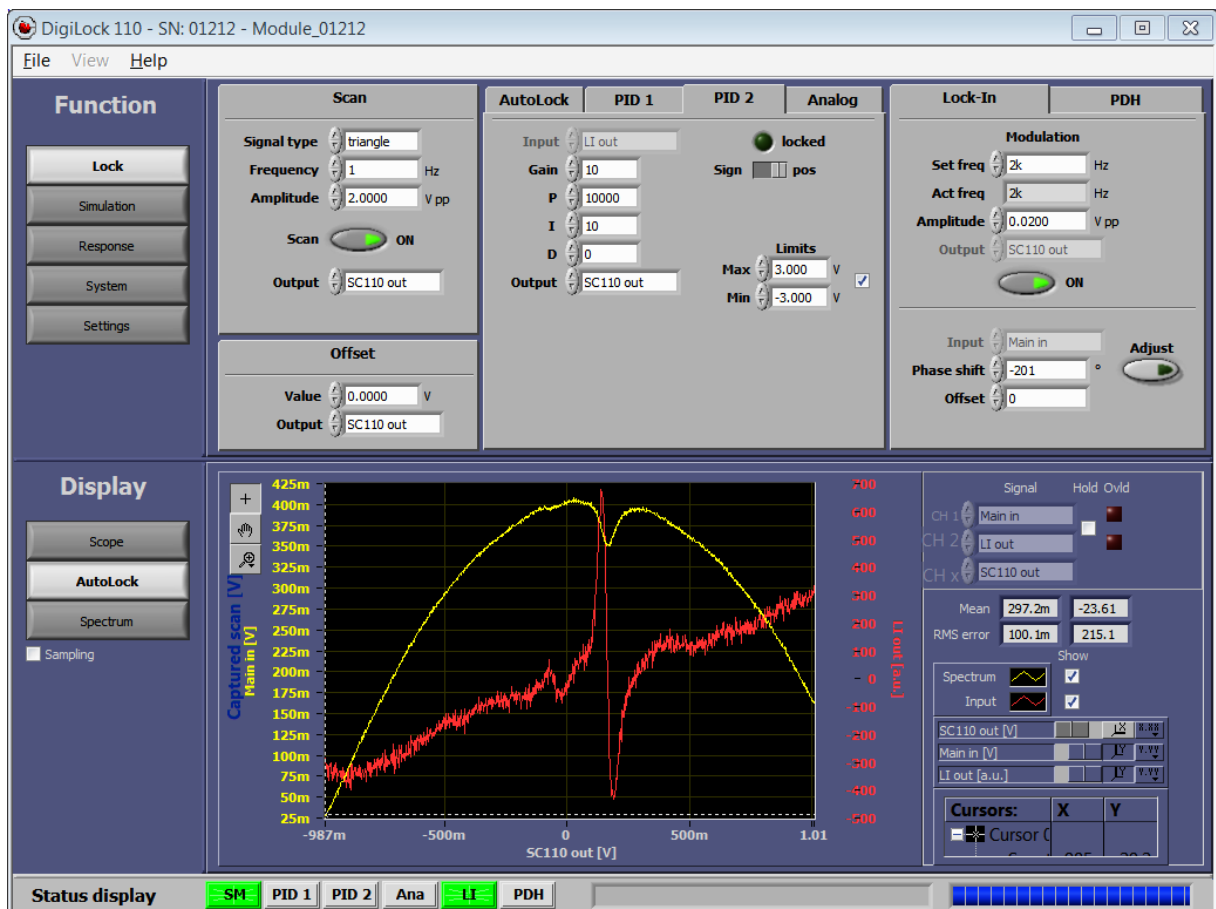


Figura 3.6 – Interface de controle do módulo Digilock 110 da Toptica. No display podemos ver o sinal obtido por espectroscopia de absorção saturada em amarelo e o sinal de dispersão gerado pela técnica de lock-in em vermelho.

laser é refletido por cada um dos espelhos e em cada reflexão parte do feixe é transmitido para fora da cavidade, respeitando a relação $E_r \gg E_t$, já que, como dito anteriormente, os espelhos apresentam alta refletividade (46).

A intensidade transmitida, após inúmeras reflexões é dada pela função de Airy, $I(\delta)$, onde $\delta = 2kL$, k é o vetor de onda e L é a distância entre os espelhos:

$$I(\delta) = \frac{I_0}{1 + F \sin^2(\delta/2)}. \quad (3.1)$$

O parâmetro mais relevante é o que chamamos de Finesse F da cavidade óptica, é ela que

indica o contraste das franjas de interferência e é dada por

$$F = \frac{V_{FSR}}{V_{FWHM}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad (3.2)$$

onde V_{FSR} e V_{FWHM} são respectivamente a distância entre dois picos consecutivos (Free Spectral Range - FSR) e a largura a meia altura de cada pico (Full Width Half Maximum - FWHM). A finesse caracteriza a qualidade da cavidade, quanto maior esse valor menor é a largura dos picos de intensidade e, portanto, maior é a resolução do interferômetro. Esse valor pode ser obtido experimentalmente.

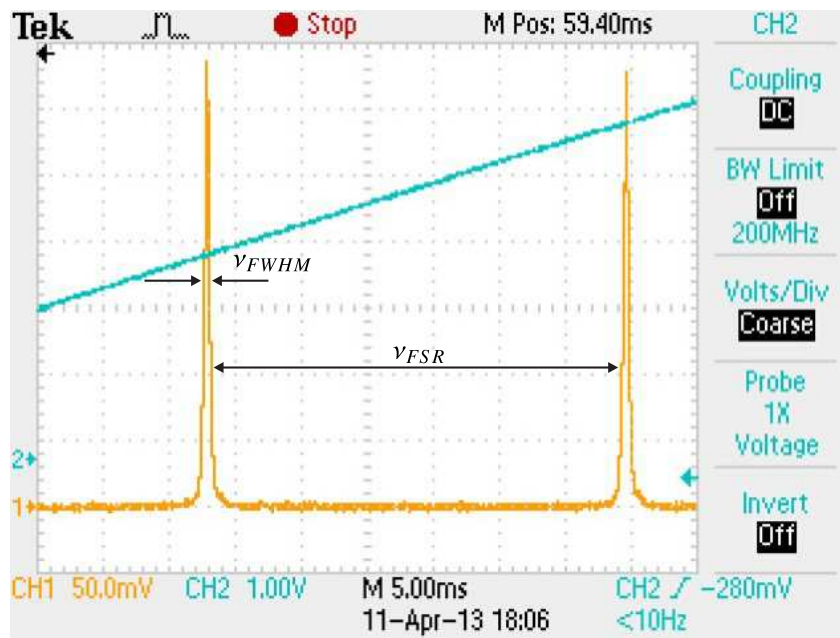


Figura 3.7 – Na figura podemos observar um sinal de transmissão do etalon que opera atualmente no laser azul.

A última parte da igualdade pode ser considerada como o valor nominal da Finesse da cavidade já que R representa a refletividade dos espelhos utilizados, valor dado pelo fabricante.

A distância entre os espelhos na cavidade que usamos no nosso experimento pode ser alterada usando uma cerâmica piezoelétrica, para achar a posição onde o modo eletromagnético desejado é predominante. Quando a frequência do laser é ajustada para coincidir com o modo da cavidade o laser terá a mesma estabilidade da cavidade.

Para a nossa cavidade, usamos um feixe de potência $1mW$. O valor de Finesse obtido experimentalmente é de $F \approx 100$.

3.2.2 Laser 497nm - verde

Os átomos, quando no estado excitado 1P_1 , têm uma probabilidade de decair para o que chamamos de estado escuro 3P_2 , este estado tem um tempo de vida longo, em torno de 17 minutos, por isso precisamos usar uma outra fonte de luz laser para recuperar esses átomos. Esse processo é chamado de bombeamento óptico e envolve a transição $^3P_2 - ^3D_2$ com comprimento de onda de $497nm$.

Os átomos ficam aprisionados no estado 3P_2 , em uma armadilha puramente magnética gerada pelo campo magnético de quadrupolo do MOT azul.

Usamos um laser de diodo comercial TOPTICA DL-SHG pro. Seu funcionamento é basicamente da mesma maneira que o laser azul. Usamos um cristal para obter o comprimento de onda final através do dobramento de frequência de um laser de diodo com comprimento de onda de $994nm$, sua potência de saída nominal é $40mW$. A sintonização desse laser é feita de maneira a maximizar a fluorescência do MOT azul. Podemos ver no esquema da fig. 3.8 que usamos uma fibra óptica para transportar o feixe da saída do laser até um dos acessos ópticos da câmara principal. Um shutter mecânico é usado para bloqueá-lo quando necessário. O valor da potência na saída da fibra óptica é de $20mW$.

Uma maneira de mostrar a importância do esquema de bombeamento óptico é considerar as equações de taxa de Einstein e analisar como a população de cada nível energético envolvido evolui com o tempo.

O esquema da fig. 3.9 mostra os níveis envolvidos, as linhas contínuas representam transições que ocorrem com a presença de uma fonte laser e as linhas tracejadas as transições que ocorrem espontaneamente. As setas nas extremidades das linhas indicam o sentido da transição.

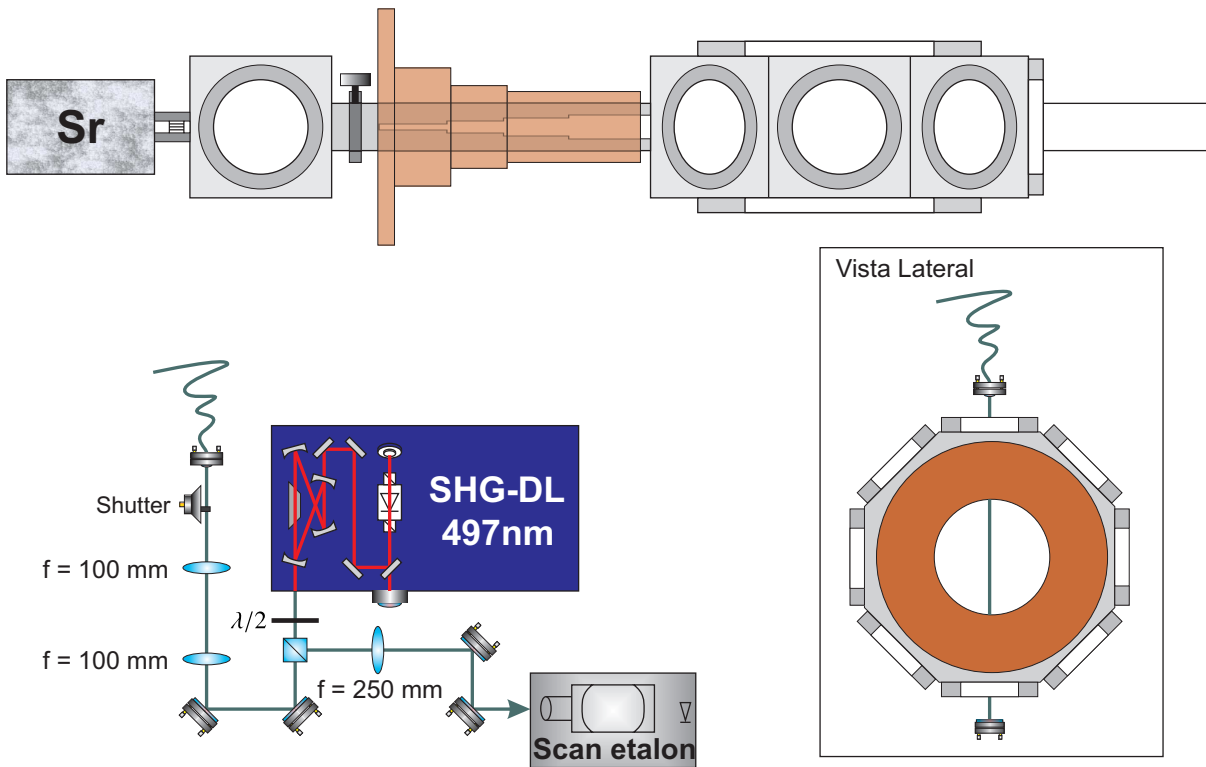


Figura 3.8 – Esquema experimental envolvendo o laser verde. Podemos observar que como dito no texto não há sistema de travamento de frequência, o etalon é utilizado apenas para verificar se o laser está trabalhando em um modo transversal gaussiano.

As equações de taxa de Einstein considerando um átomo de dois níveis (para o caso de um átomo com mais de dois níveis a ideia é trabalhar dois a dois independentemente) são as dadas a seguir

$$\frac{d\rho_1}{dt} = A_{21}\rho_2 - R_{21}\rho_1, \quad (3.3)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} = -A_{21}\rho_2 + R_{21}\rho_1, \quad (3.4)$$

onde $R_{21} = B_{12}u_\omega$, sendo u_ω a densidade de energia do campo de radiação, laser. B_{12} e A_{21} são os coeficientes de Einstein, o primeiro é a taxa de transições espontâneas e o segundo é a taxa de transições estimuladas. A quantidade ρ_i ($i = 1, 2$ no caso de átomos de dois níveis) indica a densidade de átomos no i -ésimo nível.

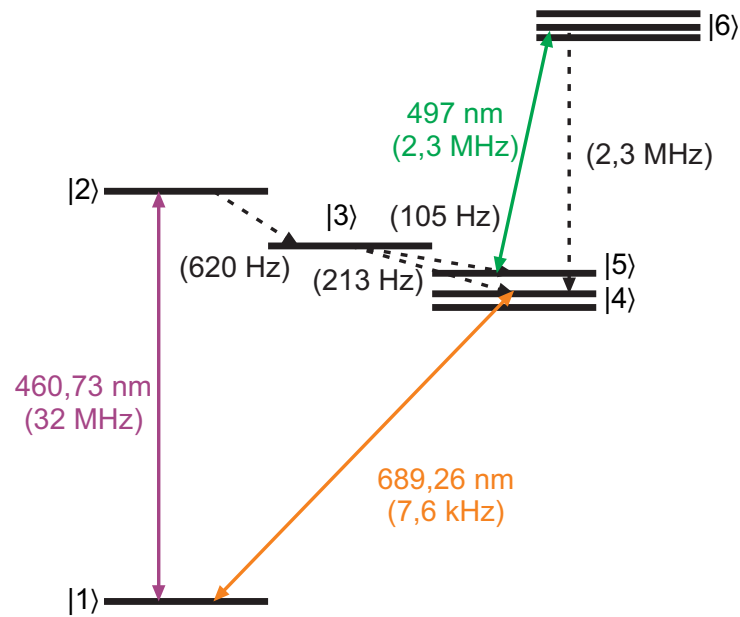


Figura 3.9 – Esquema de níveis do ^{88}Sr para o bombeamento óptico. As linhas coloridas são as transições que ocorrem com a presença de lasers e as linhas tracejadas são as transições espontâneas. Os valores entre parênteses são a largura de linha natural de cada uma dessas transições.

Essas equações podem ser escritas matricialmente. Considerando o caso do átomo de estrôncio, a matriz dos coeficientes está descrita a seguir,

$$M = \begin{matrix} & |1\rangle & |2\rangle & |3\rangle & |4\rangle & |5\rangle & |6\rangle \\ \langle 1| & -R_{21} - R_{41} & A_{21} + R_{21} & 0 & A_{41} + R_{41} & 0 & 0 \\ \langle 2| & R_{21} & -A_{21} - A_{32} - R_{21} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \langle 3| & 0 & A_{32} & -A_{43} - A_{54} & 0 & 0 & 0 \\ \langle 4| & R_{41} & 0 & A_{43} & -A_{41} - R_{41} & 0 & A_{64} \\ \langle 5| & 0 & 0 & A_{53} & 0 & -R_{65} & A_{65} + R_{65} \\ \langle 6| & 0 & 0 & 0 & 0 & R_{65} & -A_{64} - A_{65} - R_{65} \end{matrix}$$

No caso de um sistema atômico de dois níveis isolado, o valor da taxa de transições espontâneas, A , está relacionado ao tempo de vida do átomo em um determinado estado, sendo igual ao valor da largura natural da transição.

Já o valor do coeficiente R , tem uma dependência com a densidade de energia do campo de

radiação envolvido no processo, ou seja, seu valor está relacionado com os valores experimentais de potência do laser utilizado para promover as transições.

Para obter equações semelhantes às descritas em (3.3) e (3.4), devemos multiplicar a matriz anterior por um vetor coluna composto por ρ_i para $i = 1, \dots, 6$, caso do estrôncio, e igualar essa multiplicação a outro vetor coluna que contém a variação de ρ_i com o tempo, dado pela equação (3.5), onde $\dot{\rho}$ e ρ são dadas respectivamente por (3.6) e (3.7):

$$\dot{\rho} = M\rho, \quad (3.5)$$

$$\rho = \begin{pmatrix} \blacksquare & \rho_2 & \rho_3 & \rho_4 & \rho_5 & \rho_6 \end{pmatrix}^T, \quad (3.6)$$

$$\dot{\rho} = \begin{pmatrix} \frac{d\rho_1}{dt} & \frac{d\rho_2}{dt} & \frac{d\rho_3}{dt} & \frac{d\rho_4}{dt} & \frac{d\rho_5}{dt} & \frac{d\rho_6}{dt} \end{pmatrix}^T. \quad (3.7)$$

Na fig. 3.10 temos o esquema temporal das etapas de resfriamento atômico. O gráfico da fig. 3.11 representa o comportamento da densidade atômica real de cada nível. No modelo, negligenciamos perdas de átomos, o aumento do número de átomos provenientes do desacelerador Zeeman além de outros mecanismos de perda, consideramos ainda apenas o decaimento espontâneo e os decaimentos e excitações estimuladas pelas fontes lasers.



Figura 3.10 – Esquema temporal do experimento.

Primeiramente podemos notar nos gráfico que até $15ms$, intervalo no qual o laser azul está ligado e o laser verde permanece desligado, ocorre um acréscimo na densidade atômica ρ_5 do

nível 5, este é o que chamamos de estado escuro do átomo. Após os 15ms ligamos o laser verde e podemos observar que a densidade de átomos ρ_5 decresce quase instantaneamente. Portanto, é indispensável o processo de bombeamento óptico (rebombeio) para que possamos obter amostras com uma maior densidade.

O laser verde recupera os átomos para o ciclo de resfriamento e no final dos 20ms metade dos átomos estará no estado 1 e a outra metade dos átomos estará no estado 4. Esta é uma configuração final bastante razoável uma vez que para um átomo de dois níveis não podemos obter uma inversão de população.

Como dito anteriormente, para chegar a esses resultados os valores para os coeficientes A são os tempos de vida do átomo no estado superior de cada transição. Esses valores estão na fig. 3.9. Já os valores para R estão diretamente relacionados com a intensidade dos feixes lasers utilizados. Esses valores são $R_{21} = 0,7725 \times A_{12}$, $R_{65} = 1,73 \times A_{65}$ e $R_{41} = 174,5653 \times A_{41}$, e representam, respectivamente, os valores de intensidade usados experimentalmente para cada uma das transições atômicas.

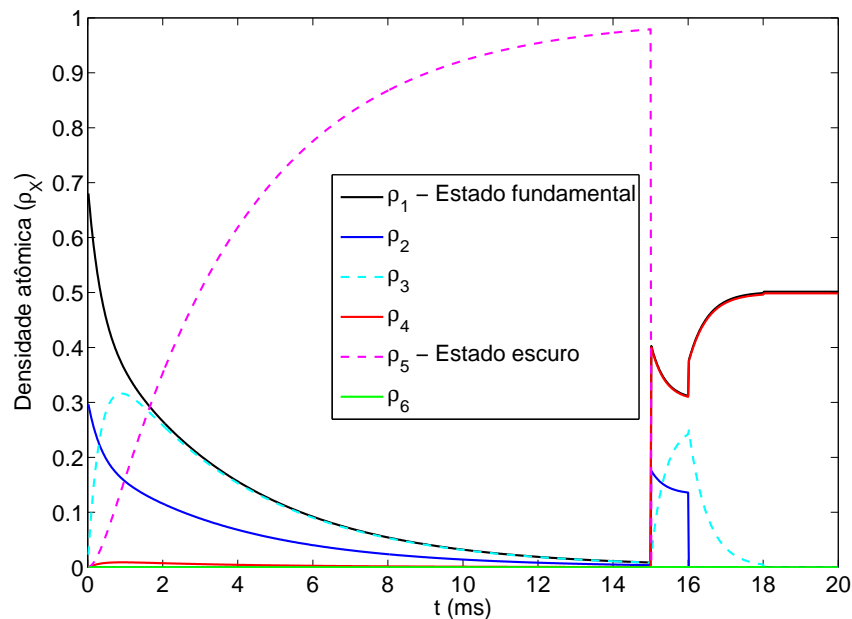


Figura 3.11 – Gráfico resultante da evolução temporal da densidade dos estados do átomo de estrôncio 88.

3.3 Desacelerador Zeeman

O desacelerador Zeeman é composto por um feixe de laser com frequência $\nu_Z = \nu_L - 450\text{MHz} = \nu_0 - 580\text{MHz}$ conseguida com o uso de um AOM e uma bobina usada para gerar o campo magnético necessário para compensar o efeito Doppler sentido pelos átomos. Nessa configuração é possível obter na saída do tubo amostras com temperatura de aproximadamente 1K .

Como visto anteriormente, para uma força de pressão de radiação máxima F_{max} , teremos uma desaceleração máxima a_{max} e, conseqüentemente, podemos calcular o comprimento mínimo necessário para o tubo Zeeman. Sabendo que

$$F_{max} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \quad \rightarrow \quad a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2M}, \quad (3.8)$$

e, usando a equação de Torricelli para o movimento uniformemente acelerado, considerando que os átomos na saída do forno estão a uma velocidade média de $v_0 = 500\text{m/s}$, teremos,

$$v^2 = v_0^2 + 2a_{max}L_{min} \quad \rightarrow \quad L_{min} = \frac{v_0^2}{2a_{max}}. \quad (3.9)$$

O valor de L_{min} pode ser calculado considerando que a aceleração é negativa. Para o nosso caso, no qual consideramos uma velocidade inicial $v_0 \approx 500\text{m/s}$ e um valor de desaceleração máxima $a_{max} \approx 1 \times 10^6\text{m/s}$, o valor calculado é $L_{min} = 12,5\text{cm}$.

O desacelerador Zeeman é feito a partir de um tubo, construído com a finalidade de manter o gradiente de pressão entre a região próxima ao forno e a região da câmara principal, esse tubo é a base onde os fios de cobre serão enrolados para formar a bobina geradora de campo magnético. O tubo é composto por cinco regiões cada uma com comprimento de $5,6\text{cm}$, totalizando 28cm . Os diâmetros internos aumentam gradativamente no sentido da câmara principal 4mm , 6mm , 8mm , 10mm e 12mm .

As voltas com o fio de cobre totalizam um comprimento de 25cm , a quantidade de voltas na bobina também varia espacialmente, próximo ao forno o campo magnético é mais intenso, portanto a quantidade de voltas é maior. Como fonte de corrente é usada uma fonte bipolar High Finesse $12\text{A}/8\text{V}$ em série com as bobinas. Usamos um valor de corrente de $7,29\text{A}$.

Esse valor de corrente gera um campo magnético. No caso de desaceleradores Zeeman existem três tipos de configuração para os campos: crescente, decrescente e spin-flip, que seria uma combinação dos dois anteriores, e é a configuração usada em nosso sistema experimental. Tais configurações podem ser vistas na fig. 3.12.

1. O *desacelerador Zeeman de campo crescente* tem como desvantagem apresentar um valor de campo muito intenso no final do tubo e portanto próximo do MOT, podendo interferir significativamente no campo do MOT.
2. O *desacelerador Zeeman de campo decrescente* não apresenta influências no campo do MOT, porém por ser tão pouco intenso o campo magnético, é preciso usar o feixe de laser próximo da ressonância, porém isso pode interferir significativamente no MOT. O processo de desaceleração não é tão efetivo e, portanto a amostra atômica no final do tubo terá temperaturas mais altas quando comparadas as demais configurações de campo magnético.
3. O *desacelerador Zeeman spin-flip* como dito anteriormente combina as vantagens das duas outras configurações, inicialmente os átomos são desacelerados em um desacelerador de campo decrescente. No final desse primeiro estágio seguem para um desacelerador de campo crescente de tamanho menor (o campo aumenta na direção oposta, ou seja, tem um valor positivo inicialmente e passa a ter um valor negativo), portanto, os átomos no final do tubo ainda apresentam baixas velocidades.

Quanto ao feixe, é usado um feixe quase colimado de maneira que próximo ao forno sua cintura é alguns milímetros menor. A potência desse feixe na entrada do sistema de vácuo é de 54mW com um diâmetro de 10mm . As lentes são escolhidas para que na saída dos microtubos

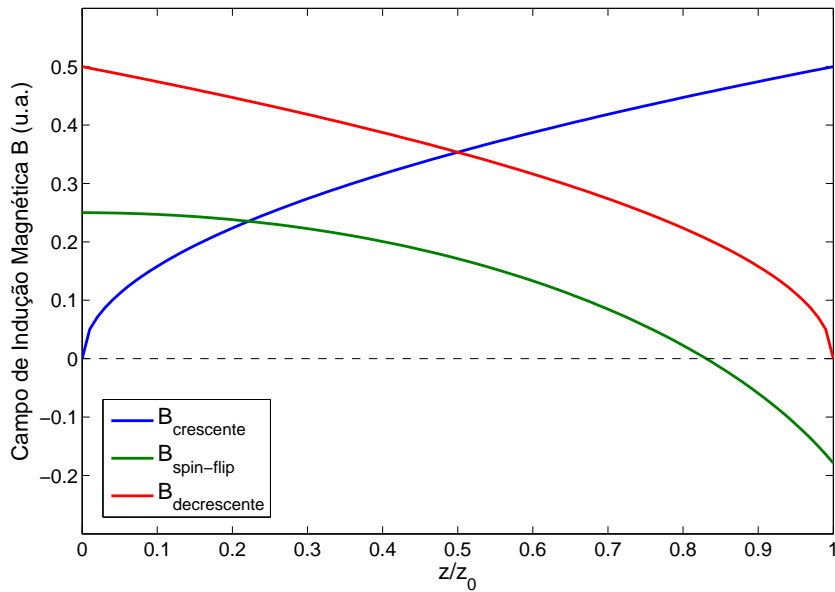


Figura 3.12 – Ilustração das três diferentes configurações de campo do desacelerador Zeeman.

o valor para diâmetro do feixe seja de 4mm . O sistema experimental pode ser visto na fig. 3.13.

3.4 MOT azul

Como já foi dito, o MOT é composto por 6 feixes laser contra-propagantes aos pares, um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, além da correta polarização de cada um dos feixes.

Para alimentar as bobinas usamos uma corrente de $33,75\text{A}$ para o que chamamos de bobina A e $37,43\text{A}$ para a bobina B, fornecida por uma fonte DC Agility Technology 20V/40A. O valor de corrente e voltagem é um pouco diferente para cada uma das bobinas devido à construção de cada uma. Em teoria deveríamos ter em cada bobina 5 camadas, cada uma com 40 voltas, totalizando 200 voltas em cada bobina. O gradiente de campo magnético gerado é de aproximadamente $60\text{G}/\text{cm}$.

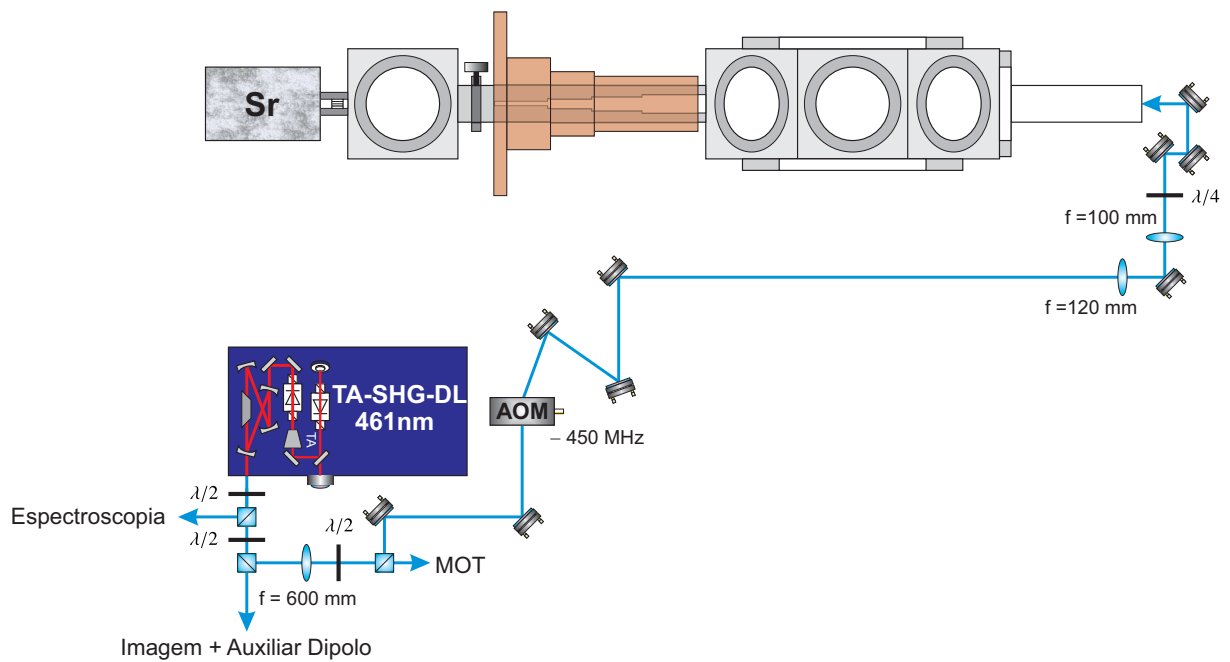


Figura 3.13 – Esquema experimental do desacelerador Zeeman.

Os feixes na armadilha têm frequência $\nu_{MOT} = \nu_L + 90MHz$ conseguida usando um AOM e são colimados com diâmetro de $10mm$. Os valores de potência são os mesmos para os feixes diagonais, $7,5mW$, e um valor diferente para a direção horizontal, $3,5mW$. Os feixes são retro-refletidos para gerar seus respectivos pares. Os feixes gerados pela retro-reflexão tem uma intensidade mais baixa.

Nesta configuração, fig.3.14, conseguimos obter uma amostra atômica contendo aproximadamente 10^8 átomos, a uma temperatura de aproximadamente $4mK$.

O valor da temperatura no limite Doppler dessa transição é calculado a partir da equação (2.15) levando em conta que $\Gamma = 2\pi \times 32MHz$ para essa transição, o resultado obtido é $770\mu K$.

Esses valores são obtidos após o processo de bombeamento óptico que recupera os átomos do chamado estado escuro, cuja montagem experimental pode ser vista na fig. 3.8.

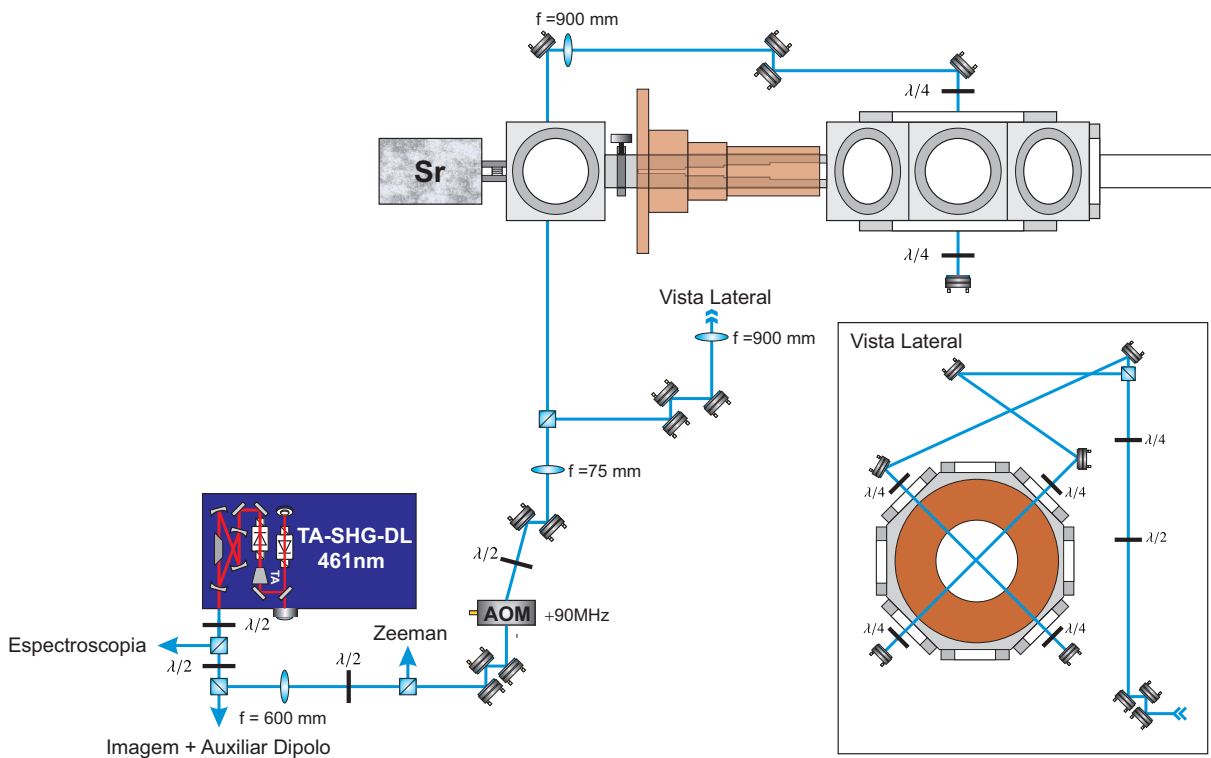


Figura 3.14 – Esquema experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^1P_1$.

3.5 Sistema de aquisição de imagens

A análise experimental é feita em sua totalidade através de imagens de absorção. O método para aquisição dessas imagens consiste basicamente em incidir sobre a amostra atômica um feixe laser com intensidade conhecida. Parte desse feixe será absorvido pela amostra e, portanto, o que detectamos é uma sombra, ou seja, a ausência de luz em determinada região, da qual obtemos as informações que desejamos.

Essas informações são obtidas com o auxílio da lei de Beer-Lambert que relaciona a absorção de luz com as propriedades da amostra, e pode ser expressa através da seguinte relação

matemática:

$$\frac{I(x, z)}{I_0(x, z)} = e^{-\sigma \int n(x, y, z) dy}, \quad (3.10)$$

onde σ é a secção transversal de absorção característica de cada átomo, n é a densidade atômica da amostra, sendo dependente da posição, ou seja, $n = n(x, y, z)$, y é a distância que a luz viaja através da amostra, e I e I_0 são, respectivamente, a intensidade do feixe transmitido e do feixe incidente.

A secção de choque transversal de absorção pode ser obtida a partir da seguinte expressão (35,47)

$$\sigma_i = \frac{\hbar \omega \Gamma}{2(I_s)_i}, \quad (3.11)$$

onde o índice i está relacionado com a transição envolvida, ω é a frequência dessa transição, Γ é a largura natural e $(I_s)_i$ é a intensidade de saturação para essa dada transição. Para a transição considerada $^1S_0 - ^1P_1$, o valor de σ é de aproximadamente $1 \times 10^{-9} \text{cm}^3$, e o valor de I_s para essa transição é $42 \text{mW}/\text{cm}^2$.

A montagem óptica necessária para formar a imagem da sombra sobre a câmara é composta apenas por uma lente de distância focal $f = 50 \text{mm}$, fig. 3.15. Dessa imagem obtemos diversas informações: número de átomos, temperatura, dimensões e informações sobre a geometria da amostra.

Como mencionado anteriormente, as imagens são feitas usando um feixe de prova colimado com uma potência de $65 \mu\text{W}$ na entrada da câmara principal e diâmetro 10mm , ou seja, as informações são retiradas da absorção desse feixe de prova pela amostra atômica. O feixe de prova deve estar sintonizado em ressonância com os átomos. Usamos o feixe ressonante com a transição $^1S_0 - ^1P_1$, para que este possa ser absorvido pela amostra atômica. Com uma câmera CCD (Point Grey modelo Chameleon USB) com pixels de tamanho $3.75 \mu\text{m} \times 3.75 \mu\text{m}$ fazemos a aquisição das imagens.

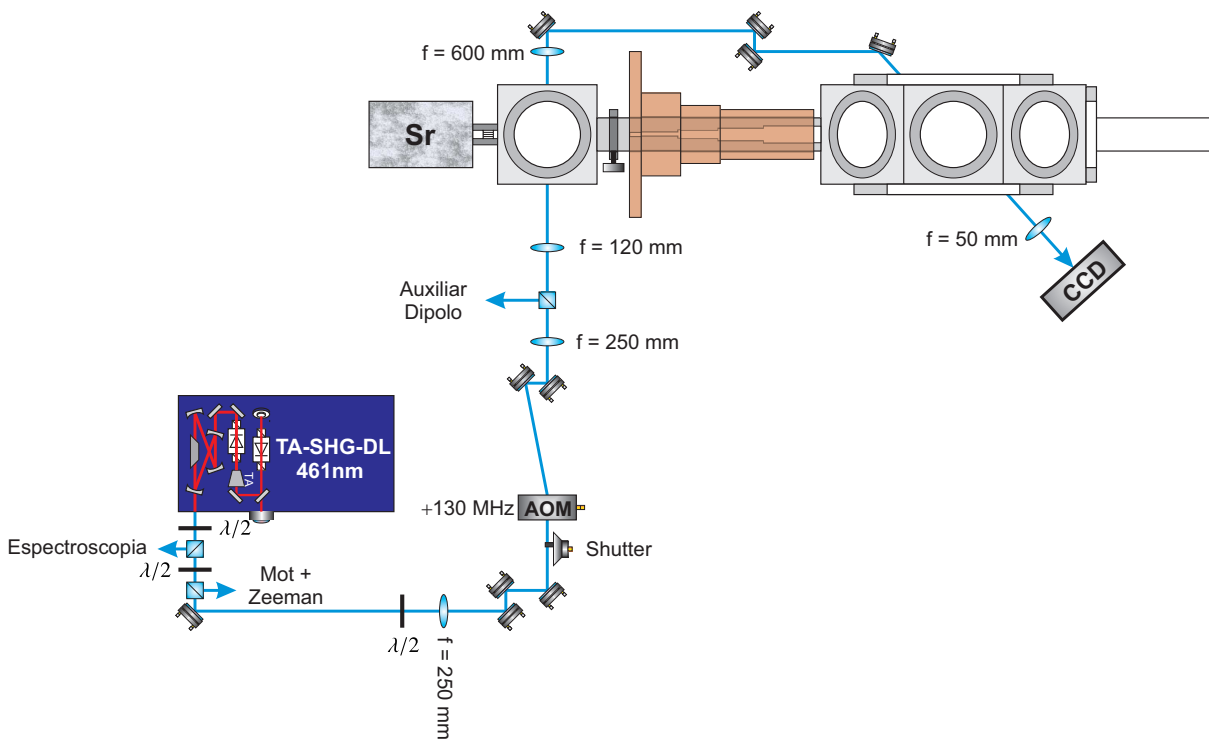


Figura 3.15 – Esquema experimental da imagem de absorção.

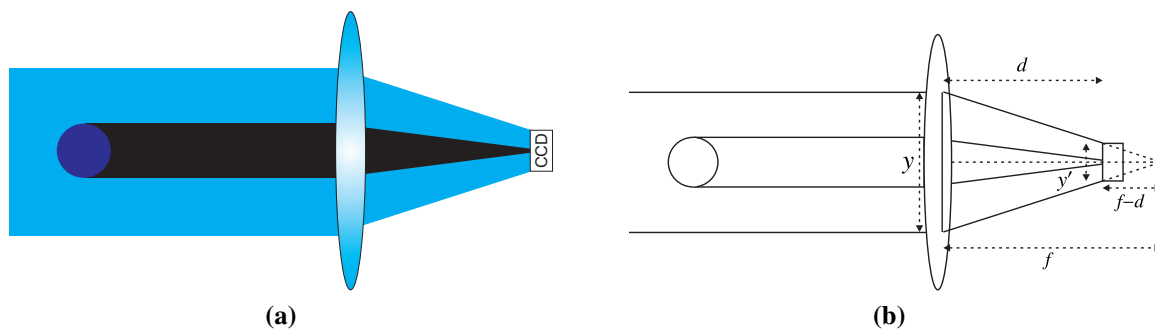


Figura 3.16 – Temos duas imagens. Na primeira, (a), podemos ver o esquema final para aquisição das imagens. Na segunda, (b), temos um esquema de triângulos obtidos a partir da figura (a) de onde podemos obter a magnificação do sistema de imagem.

Na fig. 3.16 podemos ver um esquema de onde pode ser obtida facilmente a magnificação do sistema de imagem. O fato do feixe de imagem ser colimado significa que o objeto é do tipo impróprio (como objeto entenda: feixe de imagem subtraído da região onde os átomos absorveram a luz). Como vemos na fig. 3.16, a magnificação pode ser obtida usando semelhança de

triângulos.

$$M = \frac{y'}{y} = \frac{f - d}{f} \quad (3.12)$$

Para o nosso esquema experimental, no qual usamos uma lente de distância focal $f = 50\text{mm}$ e a câmera CCD está localizada uma distância $d = 65\text{mm}$ da lente. O valor da magnificação do sistema é $M = -0,3$, ou seja, a imagem formada na câmera é invertida e tem tamanho reduzido quando comparado ao objeto.

Para uma análise correta devemos obter uma imagem normalizada, livre de inhomogeneidades do feixe incidente, além da redução de ruídos provenientes, por exemplo, de luzes espalhadas pelas janelas. Precisamos então de três imagens, que devem ser obtidas quando os campos magnéticos e os feixes do desacelerador Zeeman e dos MOTs estão desligados, ou seja, quando o confinamento é inexistente; a primeira imagem contém o feixe de prova e a sombra produzida pelos átomos, a segunda contém somente o feixe de prova e uma terceira tirada na ausência de átomos e do feixe de prova.

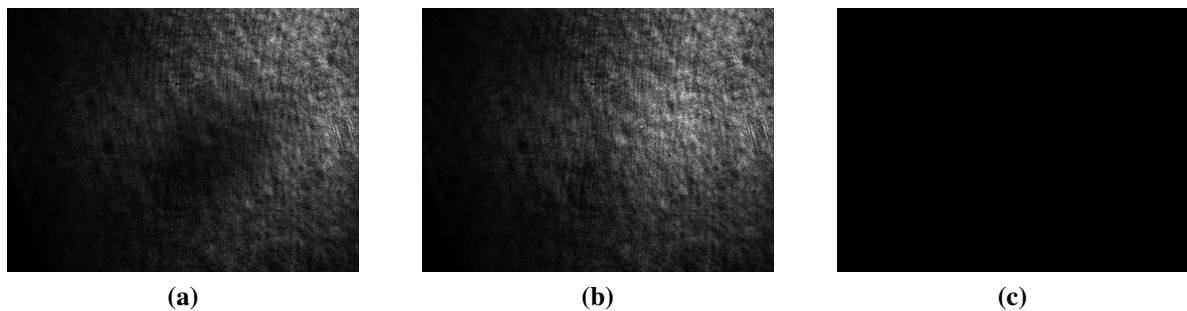


Figura 3.17 – Temos uma sequência de três imagens. Na primeira, (a), podemos ver o feixe de prova, porém é nítida uma região escura dentro do feixe, esta região é onde estão os átomos, e a diminuição da intensidade é devido a absorção da luz pela amostra. Na segunda, (b), temos apenas o feixe de prova. E na terceira, (c), temos uma figura sem o feixe de prova, com a finalidade de capturar luzes espúrias.

I , I_0 e I_E são, respectivamente, a intensidade do feixe transmitido, fig. 3.17 (a), a intensidade do feixe incidente, fig. 3.17 (b), e a intensidade da imagem escura, fig. 3.17 (c).

Para obter os valores que caracterizam a amostra devemos realizar a seguinte operação com

as imagens obtidas,

$$\frac{I - I_E}{I_0 - I_E} = I_A. \quad (3.13)$$

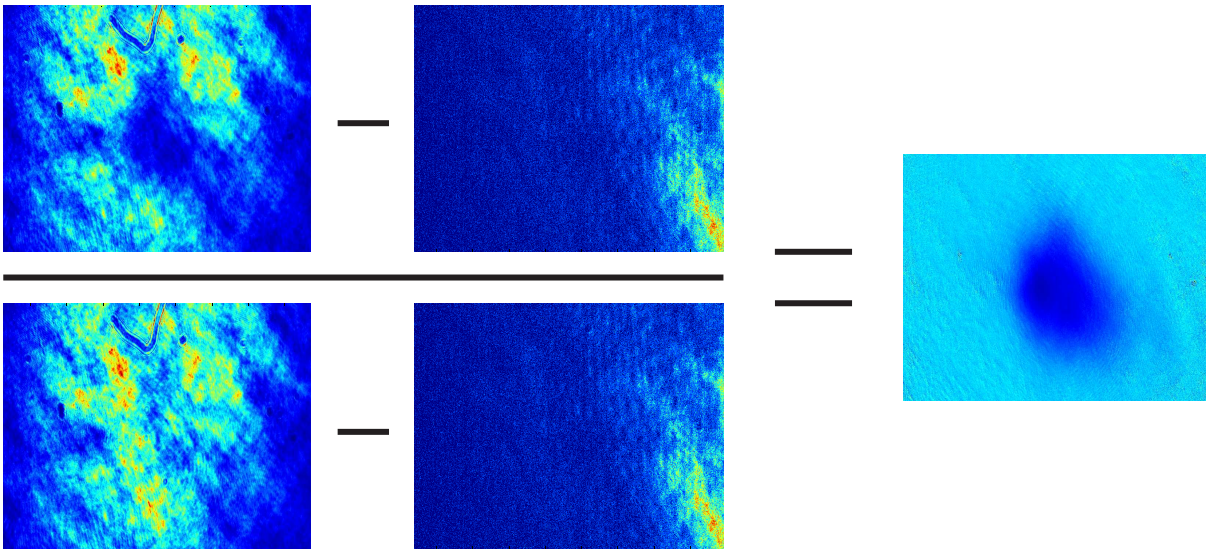


Figura 3.18 – Esquema ilustrando a obtenção de uma imagem normalizada.

I_A = Imagem de Absorção

I = Feixe de prova + Átomos + Fundo

I_0 = Feixe de prova + Fundo

I_E = Fundo

Resumindo, dividimos as matrizes das imagens elemento a elementos, e o resultado é a matriz da imagem normalizada.

O perfil de densidade bidimensional da nuvem atômica pode ser obtido da seguinte maneira:

$$\rho(x, z) \equiv \int n(x, y, z) dy = -\frac{1}{\sigma} \ln \left[\frac{I(x, z) - I_E(x, z)}{I_0(x, z) - I_E(x, z)} \right], \quad (3.14)$$

já que $n(x, y, z)$ é o perfil tridimensional da amostra. Podemos obter então o número total de

átomos apenas integrando $\rho(x, z)$, ou seja:

$$N = \int \rho(x, z) dx dz. \quad (3.15)$$

Para obter a temperatura da amostra, devemos usar uma técnica conhecida por TOF - *Time of flight* (48), que consiste em obter as imagens somente após a nuvem expandir livremente por determinado tempo, chamado de tempo de voo. A temperatura pode ser obtida diretamente da imagem da nuvem expandida, uma vez que a expansão é consequência da velocidade dos átomos, que por sua vez está relacionada com a temperatura através da expressão

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv_{rms}^2, \quad (3.16)$$

onde v_{rms} é a velocidade quadrática média dos átomos. Uma nuvem clássica de átomos frios (não condensados) possui perfil de densidade gaussiano, logo a velocidade v_{rms} está diretamente relacionada com a velocidade que a largura a meia altura da densidade de perfil gaussiano cresce em função do tempo de voo.

$$v_{rms} = \frac{(x_{FWHM})_2 - (x_{FWHM})_1}{t_{TOF}}. \quad (3.17)$$

sendo $(x_{FWHM})_2 - (x_{FWHM})_1$ a variação da largura a meia altura do perfil de densidade atômica e t_{TOF} é o tempo de voo propriamente dito.

4 Armadilha magneto-óptica vermelha - experimento

Neste capítulo faremos uma descrição detalhada do funcionamento da armadilha magneto-óptica que opera na transição $^1S_0 - ^3P_1$ vermelha. Estágio posterior ao MOT azul, usado para obter uma amostra atômica ainda mais fria e densa.

Será feita uma descrição do funcionamento do laser explicando o método usado para estabilizar o mesmo, o processo de “injection locking” usado para obter mais potência e finalmente o funcionamento da armadilha.

Esses são resultados preliminares, obtidos durante o período de mestrado, que terão que sofrer processos de otimização antes de passar para a etapa seguinte, a armadilha de dipolo.

4.1 Laser 689nm - vermelho

Com o objetivo de acessar a transição $^1S_0 - ^3P_1$ usamos um laser de diodo de cavidade estendida comercial TOPTICA DL pro com potência nominal máxima de $20mW$ como “master laser” ou “laser mestre”. É neste laser que faremos todo o processo de estabilização para posteriormente “injetar” uma parte desse laser em um segundo diodo, “slave laser” ou “laser escravo”, técnica conhecida por “injection locking”. O “laser escravo” terá a mesma frequência

e estabilidade que o laser mestre (49, 50).

A transição envolvida apresenta uma largura estreita, $\Gamma = 2\pi \times 7,6kHz$. Portanto precisamos de um laser que apresente uma largura de linha também estreita e estável.

Na saída do “laser mestre”, após a fibra óptica o valor da potência é de $P \approx 4mW$. O feixe é divergente, usamos um sistema de focalização para que o ponto focal seja no centro da cavidade de alta finesse.

4.1.1 Estabilização pela técnica de PDH

O processo de travamento é realizado usando a técnica de Pound-Drever-Hall (PDH), que tem esse nome por ter sido sugerida em 1983 por R. V. Pound e R. Drever, mesma época em que J. L. Hall sugeriu uma técnica semelhante (51).

É uma técnica importante, sendo capaz de estabilizar lasers com largura de banda de emissão menores que $1Hz$, maior que a resolução da cavidade utilizada para realizar o procedimento de estabilização, além de ser insensível a flutuações de intensidade do laser. A técnica de PDH difere de outras técnicas de estabilização que usam cavidades Fabry-Perot por utilizar uma modulação rápida na frequência do laser a ser estabilizado para gerar bandas laterais. A técnica PDH permite obter uma maior sensibilidade.

A estabilização é feita no “laser mestre” utilizando o sinal reflexão da cavidade.

A transição atômica $^1S_0 - ^3P_1$ tem largura natural $\Gamma = 7,6kHz$, 4000 vezes mais estreita que a largura da transição para o azul. Para obtermos uma boa estabilização nesse regime de frequência usamos como dito anteriormente a técnica de Pound-Drever-Hall (PDH).

A técnica utiliza uma cavidade confocal. No experimento usamos uma cavidade comercial de Finesse $F = 6000$ da Advanced Thin Films (ATF). Esta cavidade é constituída de dois espelhos de alta refletividade, posicionados opostos um ao outro dentro de um tubo feito por um material de ultra baixa expansão térmica (ULE - "*ultra low expansion*") para um determinado

valor de temperatura, que no nosso caso é $T = 35,9^{\circ}\text{C}$, valor medido pelo fabricante. Ainda no sentido de manter a estabilidade da cavidade, ela possui uma região interna na qual fazemos vácuo, $P = 10^{-4}\text{mbar}$, a pressão é mantida com o auxílio de uma bomba iônica.

O funcionamento procede da mesma maneira que explicado na seção 3.2.1, onde discutimos sobre o laser de comprimento de onda de 461nm . A diferença é que na estabilização do laser de 461nm a cavidade é usada apenas para nos certificarmos que estamos trabalhando no modo correto do laser, já para o laser de 689nm é esse o sinal usado também como referência para travamento de frequência (função semelhante à do sinal de espectroscopia de absorção saturada).

Os sinais de transmissão e reflexão tem uma dependência com Δf , que é a diferença das frequências do laser e do modo da cavidade. Uma maneira de perceber que a frequência do laser variou é observar as intensidades desses sinais. Uma pequena variação na frequência do laser produz uma variação correspondente na intensidade do sinal de transmissão e reflexão. Esses sinais apresentam simetria com relação a Δf , de forma que apenas analisando os valores das intensidades não podemos determinar em qual direção a frequência do laser variou. Uma opção é trabalhar com a demodulação desses sinais, ou seja, sinal erro gerado a partir desses sinais, já que essas são funções antissimétricas com relação a Δf .

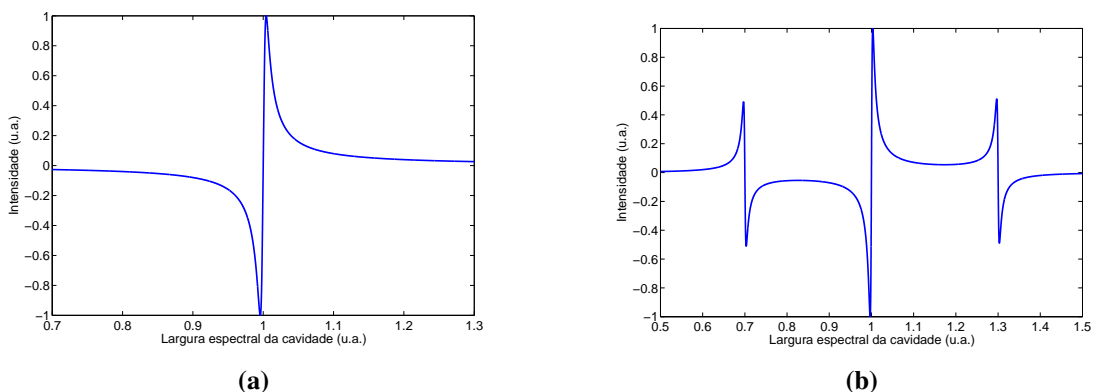


Figura 4.1 – Temos uma sequência de duas imagens. Ambos são sinais de erro gerados a partir da demodulação do sinal de reflexão acrescido das bandas laterais provenientes da cavidade. Na primeira, (a), podemos ver um sinal para baixas frequências de modulação. Em (b), temos o sinal para altas frequências de modulação.

Na fig. 4.1 podemos ver os sinais de erro obtidos a partir da demodulação do sinal de reflexão proveniente da cavidade. Em (a) temos o sinal para baixas frequências de modulação, tipicamente usado para estabilização através da técnica de lock-in, técnica usada para estabilizar o laser azul, podemos ver um sinal semelhante na fig. 3.6. Em (b) podemos ver um sinal para altas frequências, típico sinal usado na técnica de PDH.

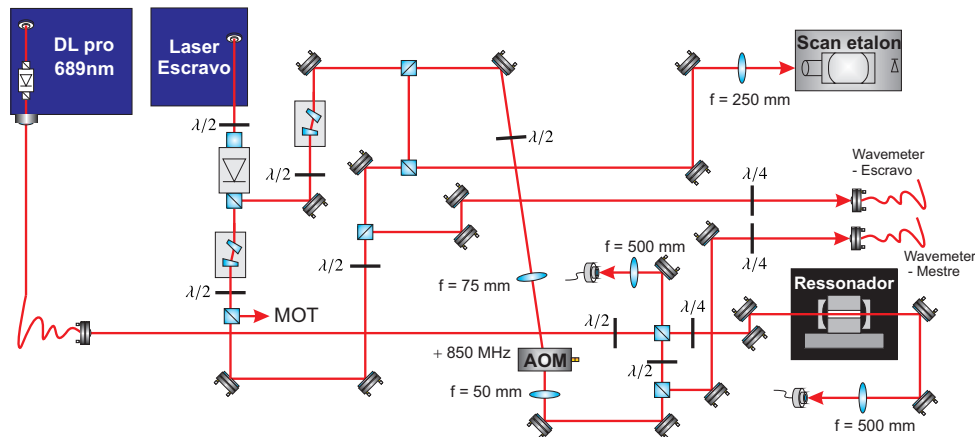


Figura 4.2 – Esquema experimental de estabilização do laser mestre vermelho e “injection locking” do laser escravo.

Um módulo PDD 100 da Toptica é usado para gerar as bandas laterais. Na fig. 4.2 temos o esquema da montagem experimental da técnica de PDH, e na fig. 4.3 temos o gráfico contendo os sinais obtidos através dessa técnica: o sinal acrescido das bandas laterais e o sinal de erro derivado deste primeiro sinal. Uma peculiaridade da técnica é o uso de fotodetectores de alta velocidade para a aquisição do sinal de transmissão e de reflexão da cavidade.

O módulo PDD 100, inclui toda a eletrônica necessária para a realização da estabilização por PDH. Consiste de um oscilador que modula a corrente que alimenta o diodo laser. Essa modulação gera bandas laterais na frequência da luz emitida, que corresponde a um espectro com duas bandas laterais distantes uma da outra por 20MHz .

Na fig. 4.3 temos um sinal em azul, este sinal é proveniente da transmissão da cavidade, onde podemos observar as bandas laterais geradas pela modulação da frequência. O sinal em amarelo é observado após a demodulação do sinal em azul, com o qual é feito o processo de estabilização da técnica de PDH.

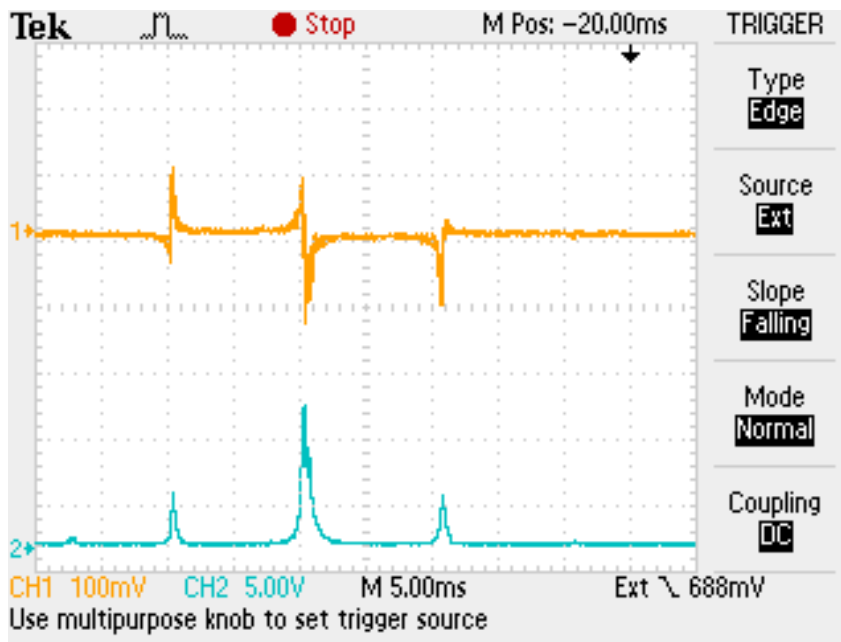


Figura 4.3 – Sinal proveniente de um osciloscópio contendo dois sinais. O primeiro em azul é o sinal de transmissão da cavidade com bandas laterais adicionadas pela modulação da frequência do laser. O sinal em amarelo é o sinal de erro gerado a partir do primeiro sinal. Esse segundo sinal é aquele usado na técnica de estabilização PDH.

4.1.2 “Injection locking”

Lasers de baixa potência são mais facilmente estabilizados, geralmente lasers de baixa potência são monomodos, portanto, primeiro estabilizamos um laser de baixa potência e posteriormente usamos um segundo laser com potência maior que é induzido por meio de “injection locking” a ter a mesma frequência e estabilidade do primeiro.

Um feixe proveniente do laser mestre entra no laser escravo passando por um isolador óptico de maneira que os feixes laser não interfiram, conforme fig. 4.2. Um isolador óptico é um dispositivo comumente usado na saída do laser para evitar que possíveis reflexões voltem para o diodo laser, danificando assim o mesmo. Composto basicamente por dois cubos divisores de feixe e entre eles um rotor de Faraday. O isolador óptico é um dispositivo que só permite que a luz viaje em uma direção já que quando o feixe passa por esse dispositivo sua polarização é rodada.

Podemos ver ainda no esquema da montagem experimental a presença de uma segunda cavidade do tipo etalon. Esta também é usada no processo de “injection locking”, uma vez que apenas quando o laser mestre e o laser escravo estiverem com o mesmo modo é que terão a mesma frequência e então o “injection locking” funcionará da maneira desejada. Uma parcela de luz proveniente do “laser mestre” e do “laser escravo” é colocada dentro da cavidade, e, dessa forma podemos averiguar se ambos estão com o mesmo modo.

4.2 Modulação da frequência

A luz vermelha deve agir sobre os átomos pré-resfriados provenientes do MOT azul. Resumidamente, a amostra atômica (MOT azul) possui uma distribuição de velocidades, portanto, devido ao efeito Doppler esses átomos enxergam o feixe vermelho com uma frequência diferente da frequência da transição atômica, cujo valor dependerá da velocidade de cada átomo.

A seguir vamos explicar mais detalhadamente incluindo estimativas numéricas reais.

O valor da temperatura no limite Doppler da transição, calculada a partir da equação (2.15) sabendo que Γ para essa transição é $7,6\text{kHz}$, é 180nK , mais de 4200 vezes menor do que o valor encontrado usando somente o MOT azul.

A amostra gerada pelo processo de resfriamento e aprisionamento do MOT apresenta um limite inferior de temperatura, isso atribui aos átomos que compõe essa amostra uma distribuição característica de velocidades. Essa distribuição de velocidades pode ser descrita por uma distribuição de Maxwell-Boltzmann.

A largura da distribuição associada aos átomos que compõem o MOT azul é maior que a largura natural da transição envolvida no MOT vermelho. Desta maneira apenas uma frequência não será eficiente para o carregamento dessa armadilha. Daí a necessidade de modular a frequência do laser.

Um MOT gera uma amostra atômica com valor finito de temperatura, portanto, os átomos que compõe essa amostra possuem uma distribuição de velocidades. Considerando apenas uma direção de propagação dos átomos, a distribuição de velocidades que descreve a amostra atômica é dada por

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-mv_i^2}{2k_B T}\right), \quad (4.1)$$

sendo T a temperatura da amostra.

Uma vez que os átomos estão em movimento, a frequência do laser “enxergada” por eles difere da frequência da transição e depende da velocidade desses átomos de acordo com o efeito Doppler.

$$\omega = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (4.2)$$

Portanto, podemos descrever nossa amostra em termos da frequência que os átomos enxergam, considerando $\vec{k} = k\hat{i}$:

$$f(\omega) = f(v_i) \frac{dv_i}{d\omega}, \quad (4.3)$$

$$f(\omega) = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi\omega_0^2 k_B T}} \exp\left[\frac{-mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2\omega_0^2 k_B T}\right]. \quad (4.4)$$

Essa curva descreve a distribuição de frequências que a amostra atômica sente quando um feixe laser ressonante com a transição ω_0 interage com a amostra. A largura a meia altura, $\Delta\omega$, associada a essa distribuição, uma distribuição gaussiana, é dada pela seguinte expressão

$$\Delta\omega = \sqrt{\frac{8\ln(2)\omega_0^2 k_B T}{mc^2}}. \quad (4.5)$$

Para estimar valores relacionados ao nosso experimento devemos considerar uma amostra atômica produzida pelo MOT azul, portanto, $T = T_D$ do MOT azul, que precisa “enxergar” a

luz vermelha para ser resfriada no MOT vermelho, sendo então ω_0 a frequência da transição vermelha. Ou seja, essa largura a meia altura é medida na distribuição de como os átomos do MOT azul enxergam a luz que supostamente seria utilizada no MOT vermelho.

Nessas condições o valor de $\Delta\omega = 2\pi \times 0,92\text{MHz}$. Esse valor é 120 vezes maior que a largura natural Γ da transição $^1S_0 - ^3P_1$.

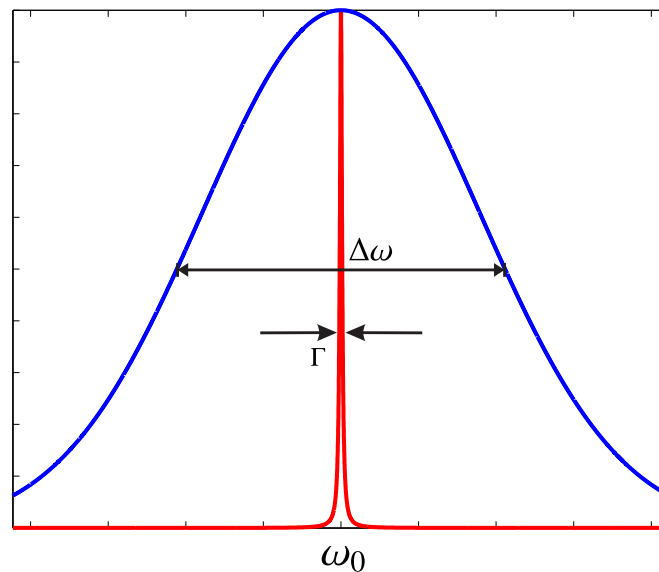


Figura 4.4 – Na figura podemos ver duas curvas em escala, a curva em azul é a distribuição gaussiana de frequências que a amostra atômica sente quando um feixe laser ressonante com a transição ω_0 interage com a amostra, enquanto a curva vermelha corresponde a largura de linha do feixe vermelho.

A quantidade de átomos do MOT azul que são capturados pelo laser vermelho sem modulação é proporcional à área debaixo da curva vermelha na fig. 4.4. Sendo assim, uma única frequência não irá aprisionar uma grande quantidade de átomos. Seria necessário incluir outras frequências próximas de ω_0 , que é a região onde a maior parte dos átomos está. Dessa maneira, pode-se garantir que mais átomos serão aprisionados com o laser vermelho.

Podemos observar tanto nos cálculos quanto a partir da fig. 4.4 a necessidade de modular a frequência do laser vermelho. Concluindo corretamente que uma frequência única não é eficiente na captura de átomos para o MOT vermelho dos átomos do MOT azul.

4.2.1 Estimativas para valores de modulação

Uma maneira de estimar valores para a frequência dessa modulação é inicialmente estimar o tempo mínimo de interação da luz do MOT vermelho com os átomos, Δt , para que ao menos uma transição ocorra, esse tempo deve ser maior que meio período do ciclo de Rabi.

$$\Delta t > \frac{\pi}{\Omega} \quad (4.6)$$

onde Ω é chamado de frequência de Rabi. O tempo de duração de um ciclo de Rabi é $2\pi \times$ o inverso da frequência de Rabi, uma vez que Ω é uma frequência angular.

Uma maneira de relacionar essas grandezas com a frequência de modulação é considerar uma rampa de velocidade de modulação similar à fig. 4.5:

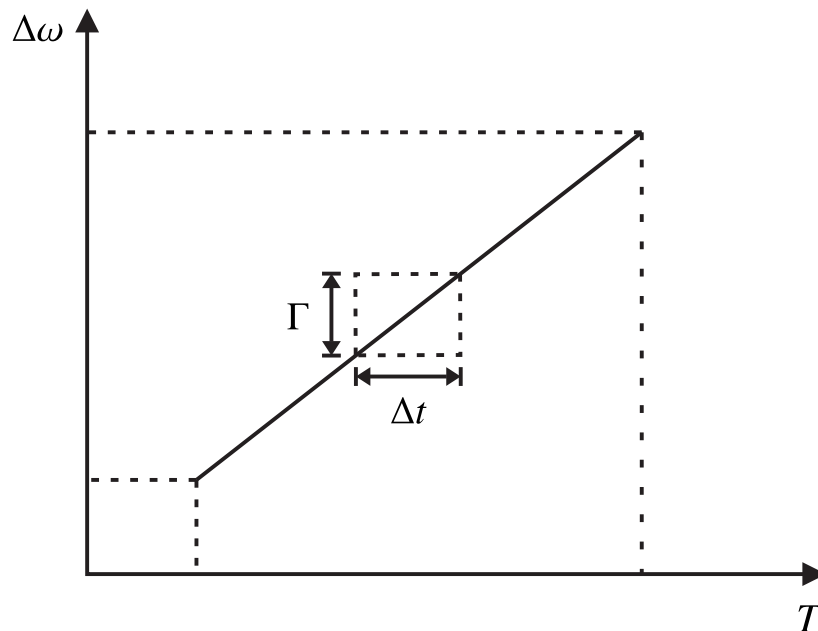


Figura 4.5 – Esquema da rampa de modulação utilizada para o laser vermelho.

A rampa aplicada tem formato dente de serra. Durante um intervalo Δt o átomo está em ressonância com o laser enquanto que em um período de modulação T , vários átomos deverão

em algum momento estar em ressonância com o laser.

$$\frac{\Delta t}{T} = \frac{\Gamma}{\Delta\omega}. \quad (4.7)$$

Na expressão anterior, T é o período de modulação, portanto seu inverso é o valor que procuramos para a frequência de modulação.

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\Gamma}{\Delta t \Delta\omega} < \frac{\Gamma\Omega}{\pi\Delta\omega} \quad (4.8)$$

Considerando valores para o nosso experimento, precisamos determinar a frequência de Rabi da transição, ela está relacionada com a intensidade de saturação da transição e com a intensidade de luz laser no MOT, de acordo com a expressão a seguir (41)

$$\frac{I}{I_s} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}. \quad (4.9)$$

Substituindo a expressão encontrada em (4.9) na expressão (4.8) para a frequência de modulação, teremos uma expressão que depende de valores da transição, e de valores experimentais:

$$f = \frac{1}{T} < \frac{\Gamma^2}{\pi\Delta\omega} \sqrt{\frac{I}{2I_s}}. \quad (4.10)$$

Os valores numéricos para estimar a frequência de modulação que devemos usar em nosso experimento são o valor de $I_s = 3,04\mu W/cm^2$ para a transição vermelha e o valor $I = 60mW/cm^2$, a soma das intensidades do par de feixes na direção considerada. O valor para a frequência de modulação é aproximadamente $24,7kHz$.

Uma modulação mais rápida torna-se ineficiente, os átomos não terão tempo suficiente para fazer transição, e serem resfriados.

4.2.2 Procedimento experimental

Vamos descrever a seguir qual o procedimento experimental para a realização da modulação do feixe laser.

Podemos observar na fig. 4.7 a montagem experimental para a realização do MOT vermelho. Falaremos mais detalhadamente sobre isso adiante.

Para obter as frequências experimentais necessárias usamos dois AOMs, um de 850MHz e outro de 110MHz . No diagrama da fig. 4.6 temos um esquema das frequências características.

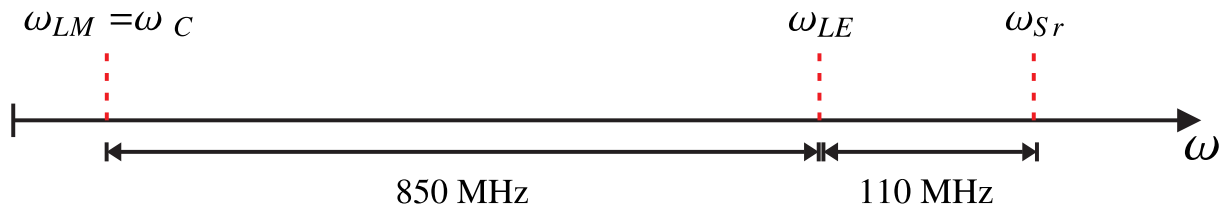


Figura 4.6 – Diagrama de frequências que compõe o sistema do MOT vermelho.

A frequência do “laser mestre” é escolhida ressonante à cavidade, portanto $\nu_{LM} = \nu_C = 434,82815\text{THz}$. O “laser escravo” apresenta uma frequência aproximadamente 850MHz maior que a frequência do “laser mestre” $\nu_{LE} = \nu_{LM} + 850\text{MHz} = 434,82895\text{THz}$. Os valores foram obtidos usando um wavelength meter WS Ultimate 30.

O feixe que vai para o experimento ainda passa por um segundo AOM de 110MHz . Portanto, a frequência da cavidade está 960MHz distante da transição.

Para modular a frequência dos feixes do MOT usamos um dos AOMs que compõe a montagem experimental. A princípio, ambos os AOMs podem ser usados, porém apresentam desvantagens que precisam ser analisadas.

Quando um feixe laser passa através de um AOM, o feixe desdobra-se em diversas ordens, cada ordem com um determinado ângulo de abertura. Em geral, usamos a primeira ordem (negativa ou positiva) para realizar os deslocamentos de frequência necessários. A abertura

angular está relacionada com o deslocamento de frequência, quanto maior o deslocamento de frequência maior o deslocamento angular.

Para o AOM de 110MHz a distância que o feixe deve percorrer até a amostra atômica é bastante grande, portanto, uma pequena variação angular provocada pela modulação da frequência corresponde a uma mudança significativa na posição do feixe, sendo essa sua desvantagem.

Enquanto para o AOM de 850MHz , o feixe deve percorrer uma distância menor até coincidir com o diodo do “laser escravo”. A distância é bem menor quando comparada à distância que o feixe proveniente do AOM de 110MHz precisa percorrer, portanto, a variação da posição é bem menor. Um inconveniente é que esse feixe é usado para realizar o “injection locking”, esse valor de modulação de frequência pode interferir no processo de travamento de frequência do laser escravo.

4.3 Montagem experimental

Igualmente ao explicado para o MOT azul, o MOT vermelho é composto por 6 feixes laser contra-propagantes, um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, além da correta polarização de cada um dos feixes.

Neste caso, as bobinas precisam gerar um gradiente de campo menos intenso, de aproximadamente $5\text{G}/\text{cm}$ e, portanto, os valores de corrente e tensão são diferentes. Já que o par de bobinas usado é o mesmo, usamos uma corrente de 2.86A para a bobina A e 3.03A para a bobina B, fornecida pela mesma fonte. Essa mudança de valores de gradiente de campo magnético deve ser feita o mais rápido possível para evitar a expansão da nuvem gerada pelo MOT azul. Essa transição rápida é controlada por um circuito elétrico composto de um MOSFET, o tempo de chaveamento é de 1ms para ir de $60\text{G}/\text{cm}$ para $5\text{G}/\text{cm}$ e 1ms para diminuir a zero o valor do gradiente de campo magnético.

No esquema da fig. 4.7 podemos observar a presença de dois AOMs que conjuntamente geram o valor de frequência correto para a operação da armadilha, $\nu_{MOT} = \nu_L + 850MHz + 110MHz$. Na entrada da câmara os feixes estarão colimados com uma potência de $3mW$ e diâmetro de $8mm$. Igualmente ao MOT azul, os feixes são retro-refletidos e, portanto, os respectivos pares apresentam uma potência inferior.

O feixe que compõe o MOT vermelho é sobreposto ao azul com o auxílio de um espelho dicróico e, a partir desse ponto, a óptica usada é para ambos os comprimentos de onda.

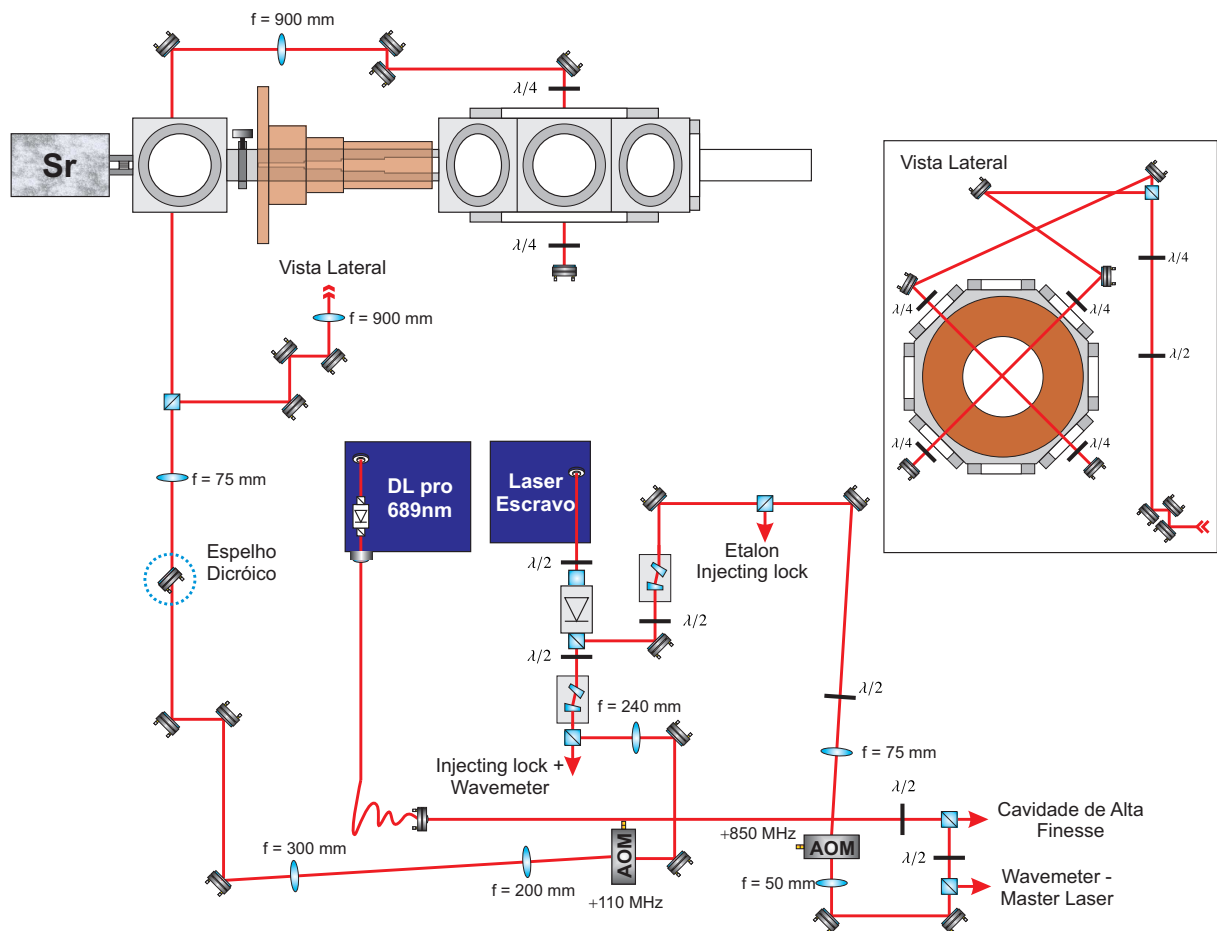


Figura 4.7 – Esquema experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^3P_1$. Na figura podemos ver um círculo em azul em torno de um espelho dicróico onde os feixes laser vermelho e azul são sobrepostos.

4.4 Sequência experimental

Na fig. 4.8 temos um esquema da sequência experimental para obtenção de amostras ultra-frias de estrôncio usando o MOT vermelho. Podemos ver claramente três regiões, as duas primeiras seriam estágios de resfriamento e aprisionamento dos átomos, e a terceira é quando ocorre a aquisição das imagens.

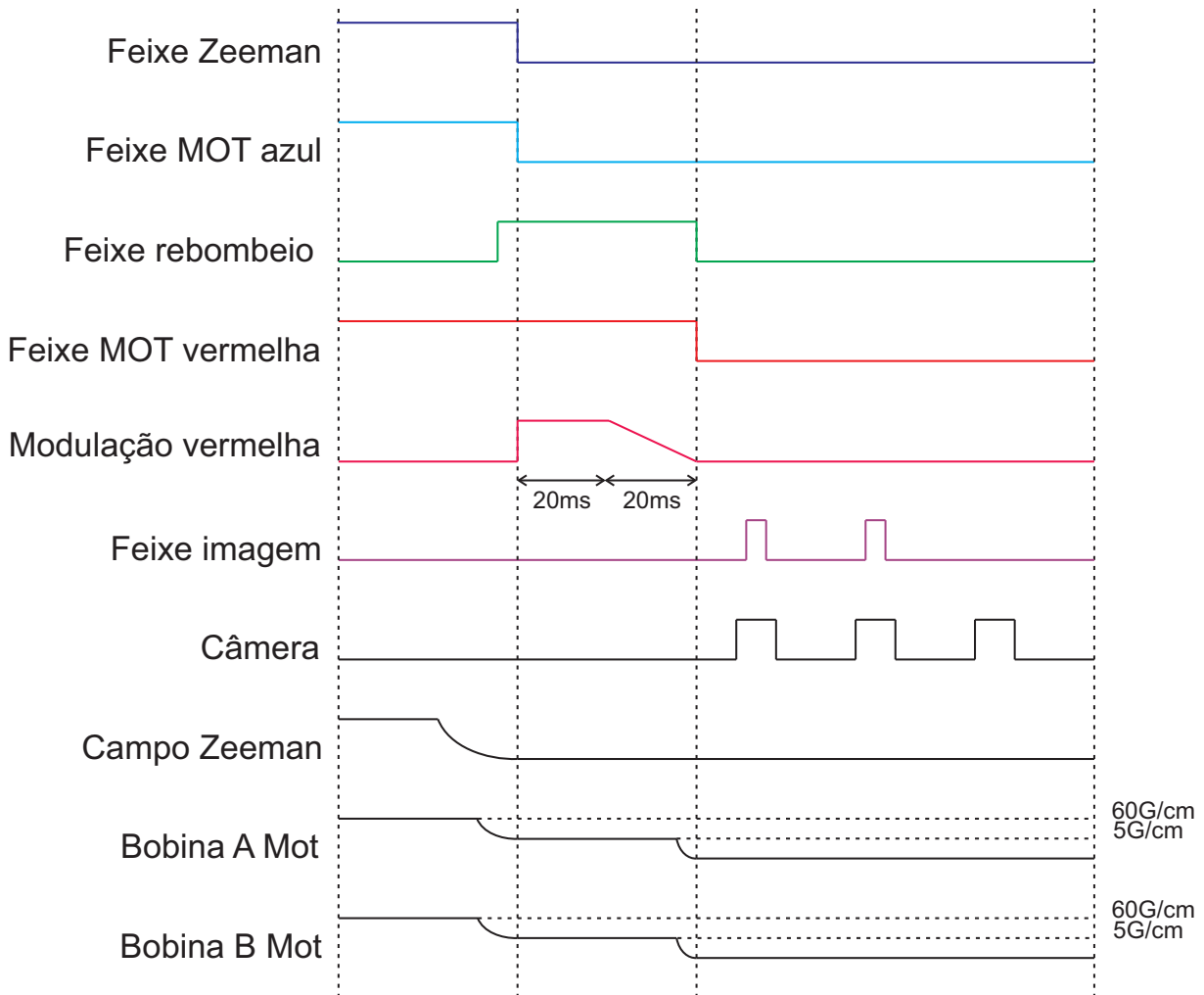


Figura 4.8 – Sequência experimental do MOT operando na transição $^1S_0 - ^3P_1$ e posterior processo de aquisição de imagens.

No primeiro estágio ocorre o carregamento do MOT azul. O tempo de carregamento é de

3s. No final deste estágio inicia-se a transferência dos átomos para o MOT vermelho, até o final do segundo estágio está ocorrendo o carregamento dessa segunda armadilha.

O laser de rebombeio é ligado após um tempo para acumulo átomos no estado escuro, como explicado anteriormente.

Durante o segundo estágio de resfriamento, os feixes do MOT vermelho durante os primeiros $20ms$ apresentam uma modulação na frequência, após esse intervalo a modulação é reduzida a zero em $20ms$.

O feixe do MOT vermelho permanece ligado durante as duas primeiras etapas, porém a modulação de frequência é feita somente na segunda parte, quando o carregamento do MOT vermelho ocorrer de fato.

Podemos observar que quando o processo para a aquisição das imagens inicia-se, terceiro estágio, todas as luzes e fontes de campos magnéticos já estão desligadas. A diferença de tempo entre esse momento até que a primeira fotografia seja feita é chamada de tempo de voo. Observemos ainda que as duas primeiras fotografias são feitas na presença do feixe de imagem enquanto a terceira é feita na ausência, essa é a imagem do fundo.

O desligamento das fontes de campo magnético são processos que não podem ser considerados instantâneos quando comparado com o desligamento dos feixes laser, e isso pode ser claramente observado na figura.

As bobinas que compõe o MOT passam por dois estágios até o desligamento completo, uma vez que o MOT azul e o MOT vermelho precisam de diferentes valores de gradiente de campo magnético para o correto funcionamento. Ambas as etapas precisam de um intervalo de tempo para ocorrer. Na primeira etapa o tempo de desligamento é de $1ms$ e na segunda etapa o de desligamento ocorre em $1ms$.

A fonte de corrente que alimenta o desacelerador Zeeman também apresenta um tempo de desligamento de $3ms$

Podemos ver que o desligamento das bobinas do MOT é muito mais eficiente que do desa-

celerador Zeeman. A causa disso é o circuito composto por um MOSFET, que já mencionamos anteriormente.

Uma última informação importante é em respeito à aquisição de imagens, esse processo é feito com um tempo de exposição de $0,2ms$ para cada imagem.

5 *Armadilha de dipolo - experimento*

As armadilhas de dipolo são o último estágio para a obtenção de condensados de Bose-Einstein através do processo de resfriamento evaporativo. Esse capítulo será destinado a descrever e caracterizar o feixe laser que será utilizado para a construção da nossa armadilha de dipolo que operará futuramente no nosso experimento.

Existem dois tipos de armadilhas dipolares: FORT (Far of Ressonance Trap) ou QUEST (Quasi Electrostatic Trap). A diferença está tanto na frequência do laser utilizado quanto na potência.

A FORT (52) opera na região de algumas centenas de nm distante da transição atômica com potências entre $100mW$ e alguns W , são utilizados lasers de Nd:YAG ($1064nm$), Fiber Laser ($1000 - 2000nm$) e Ti:Sapphire ($650 - 1100nm$). Na QUEST (53, 54) a frequência é $10\mu m$ distante da transição atômica com uma potência de $100W$, por utilizar uma fonte de luz com a frequência tão distante da transição ($\omega \ll \omega_0$), o campo que compõe o feixe pode ser considerado quase-estático dando assim o nome desse tipo de armadilha. As fontes utilizadas são lasers de CO_2 .

As taxas de espalhamento da QUEST são insignificantes quando comparadas com a FORT, portanto as amostras apresentam tempos de vida mais longos, da ordem de $100s$, esse tempo em geral é limitado apenas pelo vácuo do sistema. A FORT é uma armadilha mais profunda, apresentando uma amostra mais densa.

5.1 Montagem experimental

A armadilha de dipolo apresenta uma montagem experimental muito mais simples do que as montagens das armadilhas magneto-ópticas. No nosso caso primeiramente vamos usar apenas um feixe de laser, o que dispensa o uso de AOMs facilitando o alinhamento além de aumentar significativamente a potência final do laser, já que AOMs são grandes responsáveis por perda de potência. Armadilhas de dipolo são tipicamente muito mais difíceis para alinhar quando comparadas aos MOTs, os principais motivos são primeiro o feixe laser utilizado não ser visível, e por vezes apresentar um valor para a cintura muito estreito, uma vez que um alinhamento satisfatório deve ser inferior a este valor.

Lembrando que existem armadilhas de dipolo que usam feixes cruzados, portanto precisam de dois feixes de laser na posição da amostra, os feixes devem ter frequências diferentes para que quando se cruzarem não ocorra o fenômeno de interferência. Na escolha de uma armadilha cruzada o uso de um AOM é imprescindível.

Duas expressões são importantes no sentido de caracterizar a armadilha, são elas: o potencial de dipolo e a taxa de espalhamento (43). É importante conhecer, principalmente, seus valores no centro da armadilha, ou seja, na região da amostra atômica, são eles

$$U(0) = \frac{3c^2 \Gamma P}{\omega_0^3 \Delta w_0^2}, \quad (5.1)$$

$$\Gamma_{sc}(0) = \frac{3c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 \frac{P}{w_0^2} \quad (5.2)$$

onde Δ é a dessintonia do laser que no nosso caso é negativa ($\Delta = -2317,3$, considerando $\omega = (2\pi c)/(1064 \times 10^{-9})$ e $\omega_0 = (2\pi c)/(461 \times 10^{-9})$), o que caracteriza o que chamamos de armadilha para o vermelho, P é a potência do feixe da armadilha, w_0 é a cintura do feixe, Γ é a largura natural da transição e ω_0 é a frequência da transição, sendo $^1S_0 - ^1P_1$ a transição

considerada.

Na fig. 5.1 temos três gráficos onde podemos ver a dependência do potencial de dipolo $U(0)$ e da taxa de espalhamento $\Gamma_{SC}(0)$, ambos como função da cintura do feixe w_0 , na posição focal. Os dois primeiros gráficos mostram, respectivamente, o potencial de dipolo em unidades de frequência, $U(0)/(2\pi\hbar)$, e em unidade de temperatura, $U(0)/k_B$. Ambos foram feitos considerando a potência do feixe na posição focal, sendo $P = 1W$.

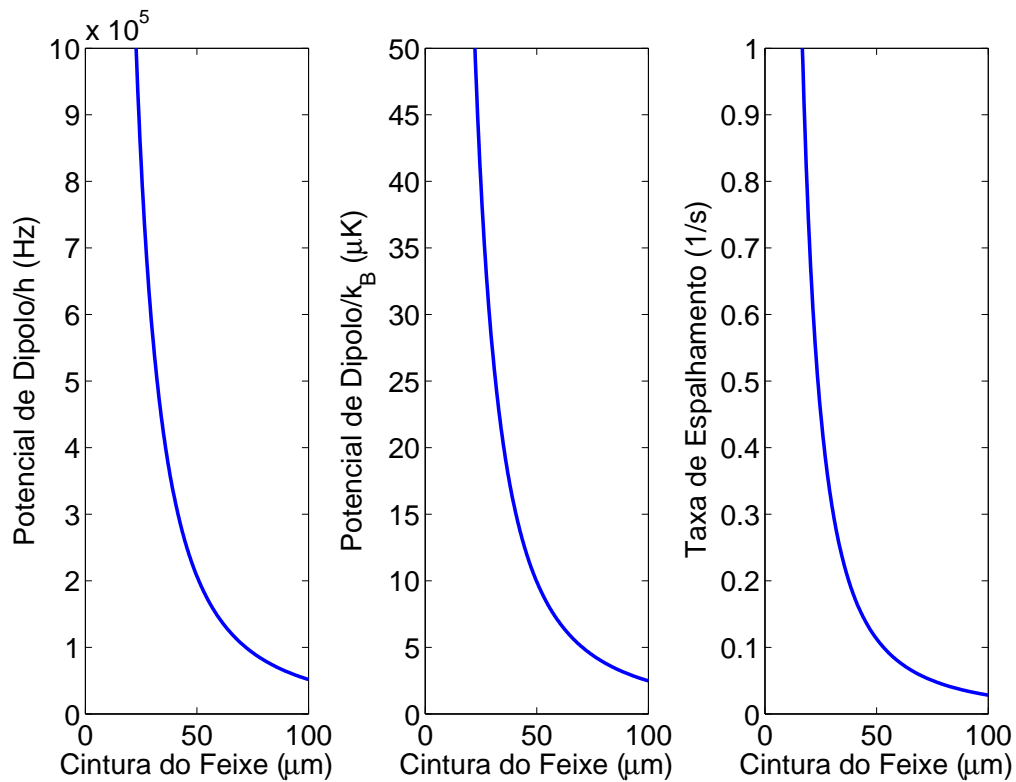


Figura 5.1 – A figura mostra três gráficos que representam, respectivamente, o potencial de dipolo dividido pela constante de Planck em Hz , o potencial de dipolo dividido pela constante de Boltzmann em μK e a taxa de espalhamento como função da cintura do feixe w_0 , na posição focal.

As amostras atômicas originadas em uma MOT vermelho apresentam tipicamente temperaturas entre $1\mu\text{K}$ e $10\mu\text{K}$. Observando o gráfico da fig. 5.1 para o potencial de dipolo em unidades de temperatura, $U(0)/k_B$, valores de cintura do feixe em torno de $50\mu\text{m}$ ou inferiores a isso serão suficientes para o aprisionamento.

A armadilha de dipolo é puramente óptica, sendo apenas um feixe de laser focalizado. Seu poder de captura é reduzido em comparação com outros métodos e por isso deve ser usada conjuntamente com outros métodos.

O laser utilizado é um laser comercial Coherent Mephisto/Mephisto S de comprimento de onda $\lambda = 1064nm$, com potência nominal de saída de $P = 2W$. Um inconveniente observado foi que o feixe não é colimado na saída do laser, no esquema da montagem pode-se observar a utilização de uma lente de distância focal $1000mm$ com a finalidade de obter um feixe de laser colimado após essa lente. Essa distância focal foi escolhida para termos um diâmetro do feixe colimado pré-determinado. Futuramente vamos relacionar o tamanho da cintura do feixe no centro da armadilha com o diâmetro do feixe colimado usado para criar essa armadilha dipolar.

Usando o método *knife-edge*, que explicaremos posteriormente, podemos medir o valor de w_0 do feixe que sai do laser e com isso determinar o ângulo de abertura desse feixe. Fizemos três medidas, cada uma a uma distância diferente quando medida a partir da saída do laser, de maneira a ser fácil determinar o ângulo de abertura.

Como explicado anteriormente, o feixe na saída do laser não é colimado, podemos ver na fig. 5.2, onde foram medidos os valores para $w_x(z)$ para as três diferentes distâncias relativas à saída do laser.

O gráfico 5.2 relaciona valores de $w_x(z)$ medidos para diferentes valores de z , medidos a partir da saída do laser. O valor de $w_x(z)$ aumenta conforme a medida distancia-se da saída do laser, característica de um feixe não colimado divergente.

O ângulo de abertura pode ser calculado a partir do gráfico uma vez que a tangente do mesmo é o coeficiente angular da reta que se ajusta aos pontos, $\theta = 0,1^\circ$. Após a lente temos um feixe colimado com diâmetro $D = 3,51mm$, obtido a partir da equação 5.3,

$$D = 2w_x(z) = 2f \tan(\theta) \quad (5.3)$$

Usando a técnica *knife-edge* para determinar o valor de D diretamente do feixe colimado

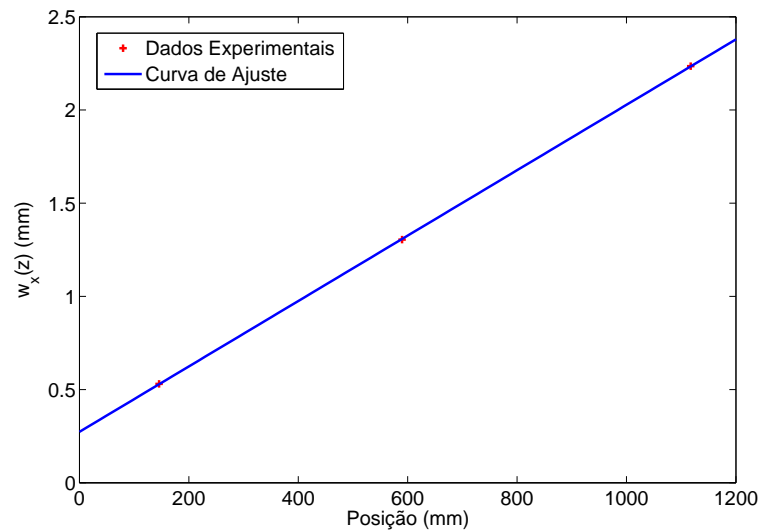


Figura 5.2 – Gráfico contendo os dados experimentais de $w_x(z)$ medidos para três diferentes valores de z e a curva que se ajusta aos pontos.

o valor obtido é de $D = 3,79mm$, apesar de certa diferença entre os valores obtidos através de duas maneiras experimentais diferentes, os mesmos são razoáveis, porém, a partir desse momento sempre utilizaremos o segundo por acharmos mais coerente, é um valor experimental que não sofre cálculos posteriores.

Outro ponto importante é a escolha da distância focal da lente final, esta lente é que vai produzir a armadilha em si. Novamente utilizando o método *knife-edge*, medimos a cintura do feixe colimado antes de passar pela lente e, dessa forma, podemos calcular um resultado teórico para a cintura w_0 da nossa armadilha. Na expressão 5.4 o comprimento de onda do laser utilizado para construir a armadilha é λ , F é a distância focal da lente usada e D é o diâmetro do feixe colimado antes de passar pela lente.

$$2w_0 = \frac{4\lambda F}{\pi D} \quad (5.4)$$

Substituindo nossos valores usados experimentalmente $\lambda = 1064nm$, $F = 200mm$ e $D = 3,79mm$ o valor encontrado para w_0 é $35,8\mu m$. Apesar de usarmos dados experimentais para calcular esse resultado, o mesmo pode ser usado com a finalidade de comparação do valor que

obteremos posteriormente usando apenas a técnica *knife-edge*.

Para facilitar o alinhamento usamos um feixe azul conjuntamente ao feixe de infravermelho, o feixe azul está em ressonância com a transição atômica de 461nm . Podemos ver no esquema da montagem óptica na fig. 5.3 que os feixes são sobrepostos com o auxílio de um cubo polarizador. Toda a óptica após esse cubo, incluindo o cubo, são específicas para o comprimento de onda do laser infravermelho, apesar de termos altas perdas de potência para o azul, as perdas para o infravermelho são baixas.

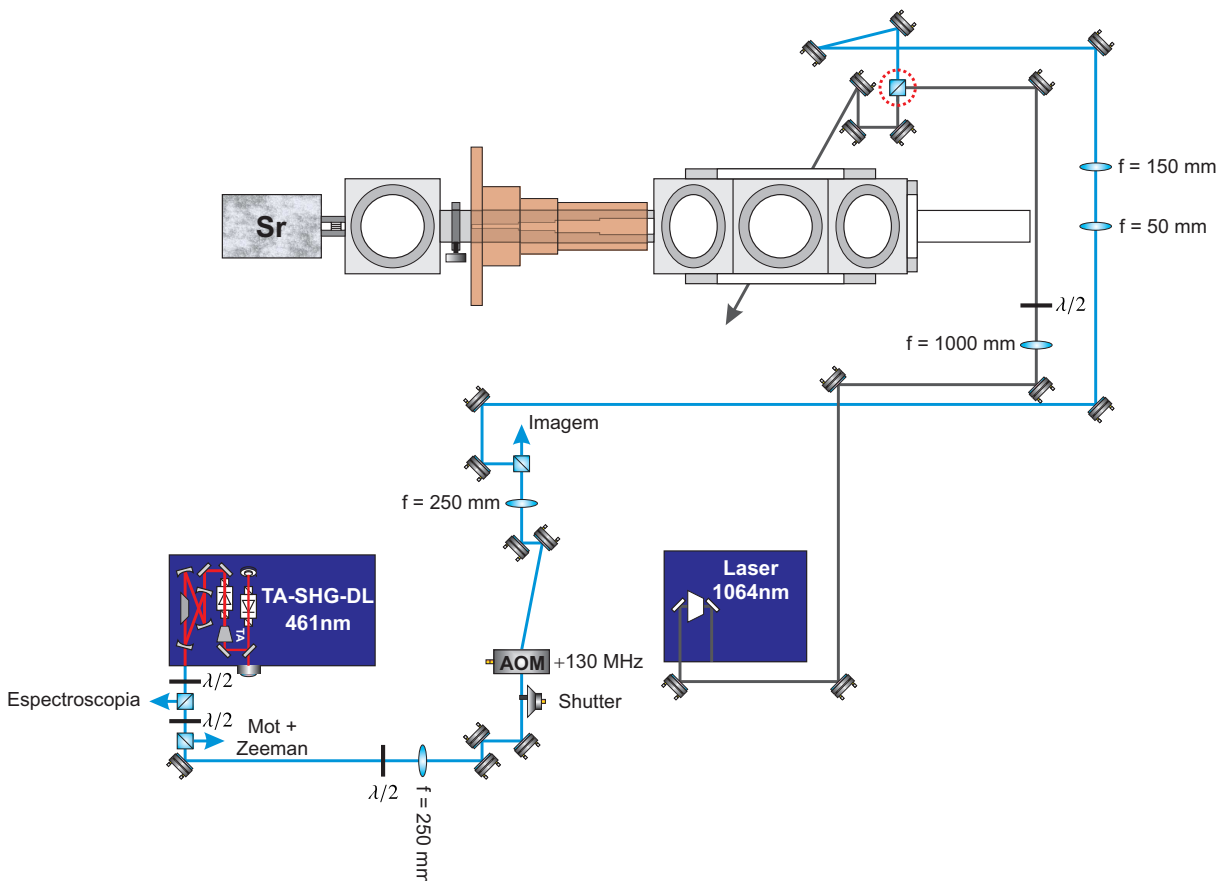


Figura 5.3 – A figura mostra o esquema da montagem experimental da armadilha de dipolo. O Feixe infra-vermelho está em cinza enquanto o feixe proveniente do laser azul está em azul. Os feixes são sobrepostos no cubo divisor de feixe que está marcado por um círculo vermelho.

5.2 Caracterização do laser

5.2.1 Técnica *Knife-Edge*

A luz emitida por um laser tem um formato gaussiano e é caracterizada pelo que chamamos de raio do feixe $w(z)$ (55).

$$w(z) = w_0 \sqrt{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} \quad (5.5)$$

O valor $w(z)$ é definido como o tamanho do raio do feixe quando a amplitude da intensidade cai para um valor $1/e^2$ quando comparado com o valor máximo da intensidade. O menor valor de $w(z)$ é w_0 , este valor é a *cintura do feixe*, ou seja, o menor valor possível para o raio de um feixe gaussiano. A existência de um tamanho mínimo está relacionada com o fenômeno de difração. Um esquema do feixe gaussiano pode ser visto na fig. 5.4. O cintura do feixe define o *comprimento de Rayleigh* z_R que pode ser obtido através da expressão

$$w_0^2 = \frac{2z_R}{k} = \frac{z_R \lambda}{\pi}, \quad (5.6)$$

onde k é o vetor de onda.

Uma caracterização completa do feixe gaussiano pode ser feita apenas determinando a posição da sua cintura, a técnica chamada de *knife-edge* é uma maneira muito precisa de obter essa grandeza, uma vez que consegue descrever o raio do feixe $w(z)$ com relação a posição z , medida a partir da lente usada para focalizar o feixe.

A técnica consiste em mapear a largura do feixe laser usando uma lâmina de estilete que “corta” perpendicularmente a potência em um determinado ponto. Com o uso de um detec-

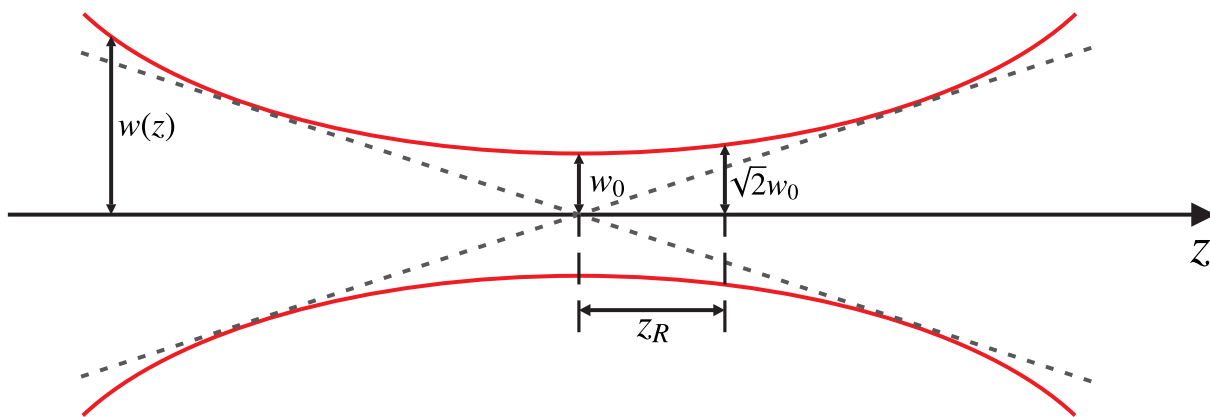


Figura 5.4 – Na figura temos o diagrama esquemático de um feixe gaussiano. Podemos ver os parâmetros w_0 , z_R e $w(z)$.

tor conseguimos determinar a potência restante, e, por ter um corte de precisão, poderemos caracterizar nosso feixe com alta precisão.

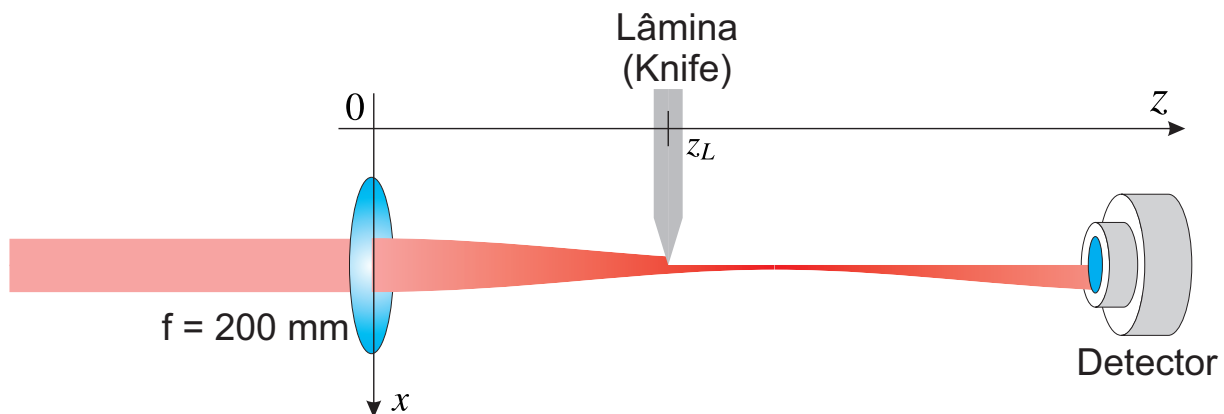


Figura 5.5 – Esquema da técnica *knife-edge*. Podemos ver que a lâmina bloqueia parcialmente o feixe laser. Durante a medida, a mesma é deslocada de forma a inicialmente termos todo o feixe incidindo no detector e no final da medida o feixe está completamente bloqueado pela lâmina.

Suponhamos que a propagação do feixe seja na direção z , o perfil de intensidade de um feixe gaussiano é dado por

$$I(x, y) = I_0 e^{-[2x^2/w_x^2(z) + 2y^2/w_y^2(z)]} \quad (5.7)$$

onde $w_x(z)$ e $w_y(z)$ são respectivamente os raios do feixe nas direções x e y .

A potência total do feixe de laser pode ser obtida integrando a expressão da intensidade em todo o espaço,

$$P_{Total} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 e^{-2x^2/w_x^2(z)} e^{-2y^2/w_y^2(z)} dx dy \quad (5.8)$$

$$P_{Total} = \frac{\pi}{2} I_0 w_x(z) w_y(z) \quad (5.9)$$

As próximas expressões podem ser consideradas para qualquer direção, por simplicidade vamos desenvolvê-las apenas para a direção x . Vamos considerar o caso em que a lâmina de estilete está sendo deslocada na direção x , neste caso devemos integrar a expressão nos intervalos de $(-\infty, \infty)$ na direção y e $(-\infty, x]$ na direção x , o resultado é uma função erro.

$$P(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{P_{Total}}{w_x(z)} \int_{-\infty}^x e^{-2x^2/w_x^2(z)} dx \quad (5.10)$$

$$P(x) = \frac{P_{Total}}{2} \left[1 + erf \left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x(z)} \right) \right] \quad (5.11)$$

Para determinar a cintura do feixe usamos o método chamado método 90% – 10%. A seguir vamos explicar o método e descrever a maneira que adquirimos os dados, e como através de métodos computacionais calculamos a cintura w_0 .

5.2.2 Método 90% – 10%

O método é relativamente simples, porém demanda certo tempo para aquisição dos dados experimentais. Uma vez feita a varredura da potência em uma das direções, que continuaremos a considerar ser a direção x , com o uso do software MATLAB (voltado para cálculos numéricos)

ajustamos uma curva com o mesmo perfil da equação (5.11), a curva ajustada é dada na equação a seguir:

$$P(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}(a + bx) \quad (5.12)$$

O ajuste é feito iterativamente. Nesta primeira fase conseguiremos determinar os valores de a e b . Uma vez tendo esses valores, sabemos a função que descreve nossos pontos e podemos calcular quais são os valores de x quando temos 10% e quando temos 90% da potência. Experimentalmente, devemos usar uma expressão normalizada onde $P_{Total} = 1$, de maneira que nossos dados são ajustados para estarem no intervalo de potência entre $[0, 1]$, e o eixo das distâncias tem a posição inicial junto a lente, $z = 0$. São deixados dois parâmetros livres, para que o ajuste possa ser feito de maneira mais eficiente.

$$0,1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}(a + bx_{10\%}) \quad (5.13)$$

$$0,9 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}(a + bx_{90\%}) \quad (5.14)$$

$$1,28w_x(z) = x_{90\%} - x_{10\%} \quad (5.15)$$

É interessante observar que o valor de $w_x(z)$ não depende de a , algo muito razoável uma vez que essa variável é deixada livre apenas para ajustar possíveis deslocamentos da função. Observe que para determinar $w_x(z)$ devemos multiplicar o valor encontrado para $x_{90\%} - x_{10\%}$ por 1,28. A princípio, pode parecer um valor arbitrário, porém devemos levar em conta a definição para $w_x(z)$:

$$2w_x(z) = x_{1-1/e^2} - x_{1/e^2}. \quad (5.16)$$

O valor de $w_x(z)$ é definido como a distância entre os pontos onde a potência é $1/e^2$, e onde

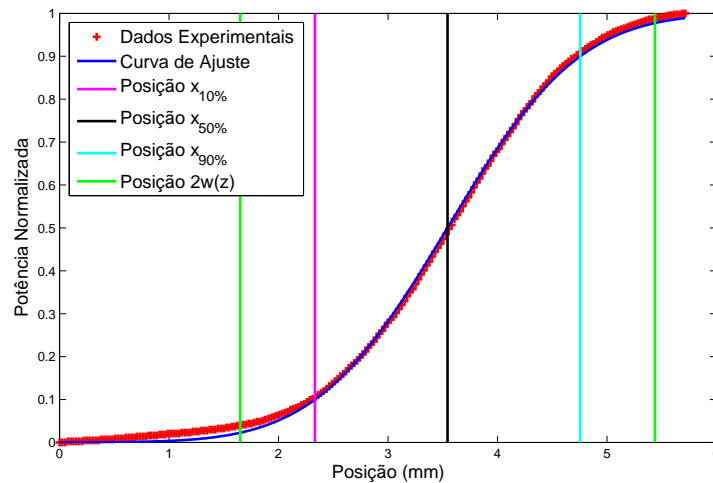


Figura 5.6 – A figura mostra um gráfico contendo uma medida realizada usando a técnica *knife-edge*, podemos observar a curva característica dessa técnica, uma função erro. A linha azul foi obtida através de métodos computacionais para que pudéssemos determinar especificamente a posição onde a potência têm um valor de 10% (linha rosa), 90% (linha azul claro), 50% (linha preta), e a partir do valor obtido para $w_x(z)$ naquela posição as linha verdes são colocadas de forma que a distância entre elas é de $2w_x(z)$.

o valor total da potência cai de um valor de $1/e^2$ e, portanto, vale $1 - 1/e^2$.

5.2.3 Valores característicos da armadilha

Para calcular o valor da cintura do feixe que produzirá a armadilha utilizamos a técnica descrita anteriormente. Uma vez obtidos todos os valores de $w_x(z)$, podemos determinar o valor da cintura do feixe w_0 . Uma vez graficado todo o conjunto de pontos $w_x(z)$ contra z , podemos novamente ajustar uma curva a esses pontos, curva esta que deve ser semelhante à expressão (5.5). O valor mínimo dessa curva será então o valor do nosso w_0 , e o valor de z correspondente é a distância que o foco está da lente.

O valor de w_0 encontrado pela técnica *knife-edge* pode ser comparado com o valor teórico. Observando a tabela (5.1) podemos verificar que em especial os valores teóricos se assemelham muito aos valores que chamamos de menores valores experimentais. O discrepância encontrada entre os valores teórico/menor valor experimental e valor curva experimental deve-se a incerteza

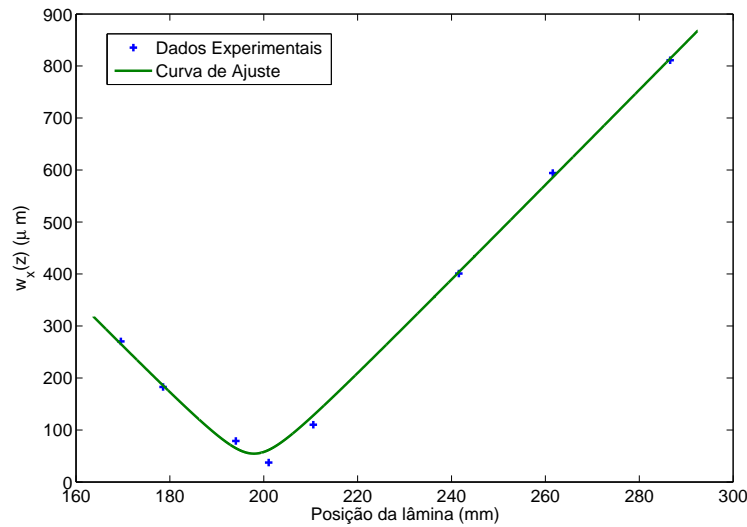


Figura 5.7 – A figura mostra um gráfico contendo todos os valores de $w_x(z)$ contra a distância z_L , medida entre a lente e a lâmina, além da curva que ajusta-se aos pontos.

na técnica “knife-edge”, utilizamos um micrômetro para a realização das medidas, e o erro associado a técnica seria o passo do micrometro, no nosso caso era de $12\mu\text{m}$.

Tabela 5.1 – A tabela mostra os valores que caracterizam a armadilha de dipolo, valores de potencial e taxa de espalhamento, para três diferentes valores de cintura do feixe, w_0 . O valor de w_0 considerado teórico é aquele obtido usando a expressão (5.4), o valor curva experimental foi obtido a partir do ajuste de uma curva sobre os dados experimentais, a curva pode ser vista na fig. 5.7 e o valor considerado menor valor experimental é o menor valor obtido experimentalmente através da técnica *knife-edge*.

Valores Característicos da Armadilha de Dipolo				
	$w_0(\mu\text{m})$	Distância da lente (mm)	$U(0) (\mu\text{K})$	$\Gamma_{SC}(0) (1/s)$
Valor teórico	35,8	200,0	19,367	0,2200
Valor curva experimental	54,52	197,93	8,351	0,0949
Menor valor experimental	37,47	201,06	17,679	0,2008

Portanto, os dois parâmetros mais relevantes para caracterizar a armadilha já foram calculados e obtidos experimentalmente e constam na tabela 5.1. Interessante observar ainda os valores de potencial de dipolo dado em unidades de temperatura $U(0)/k_B$, na tabela a situação mais extrema é para $U(0)/k_B = 8,351\mu\text{K}$, valor típico de temperatura para uma amostra proveniente do MOT vermelho e, portanto a armadilha nessa configuração atual será capaz de aprisionar os átomos.

Outros valores característicos de uma armadilha de dipolo são as frequências axial e radial de oscilação da armadilha, cujas expressões já calculamos anteriormente na seção 2.4. Esses valores estão expressos na tabela 5.2, além dos valores para z_R .

Tabela 5.2 – A tabela mostra os demais valores que caracterizam a armadilha de dipolo, valores para a frequência radial e axial de oscilação, para três diferentes valores de cintura do feixe, w_0 . Mesmos valores de w_0 considerados da tabela 5.1. Além do valor para o comprimento de Rayleigh, z_R , valor necessário para calcular o valor de ω_z .

Valores Característicos da Armadilha de Dipolo				
	$w_0 (\mu m)$	Compr. de Rayleigh z_R (mm)	ω_r (Hz)	ω_z (Hz)
Valor teórico	35,8	3,8	2390,2	15,99
Valor curva experimental	54,52	8,8	1030,6	4,53
Menor valor experimental	37,47	4,1	2181,9	13,95

Os resultados encontrados para as frequências de oscilação da armadilha mostram que o confinamento é mais intenso na direção onde a frequência de oscilação é maior, portanto, a direção radial, resultado que já esperávamos.

Novamente a discrepância entre os valores na tabela são devido ao erro embutido na técnica ‘knife-edge’.

Sobre a estabilidade do laser de 1064nm, uma maneira de averiguar é medindo a variação do valor da potência do laser durante um intervalo de tempo relativamente longo. No gráfico da fig. 5.8 a medida da potência foi feita durante um intervalo de tempo de 4000s, aproximadamente de 1 hora e 12 minutos. Usamos um fotodetector sensível a temperatura para fazer as medidas de potência, já que o laser é de alta potência.

O laser apresenta um botão ruído, fizemos a medida de estabilidade do laser, com o botão nas duas posições, ligado e desligado.

No gráfico da fig.5.8 temos os valores de potência do laser quando o botão ruído está desligado, gráfico em vermelho, e quando o botão ruído está ligado, gráfico em azul.

As linhas tracejadas representam o valor médio da potência para cada uma das configurações ditas anteriormente, representados pelas respectivas cores vermelha e azul.

Um valor relevante para determinar a estabilidade do laser é o desvio padrão das medidas

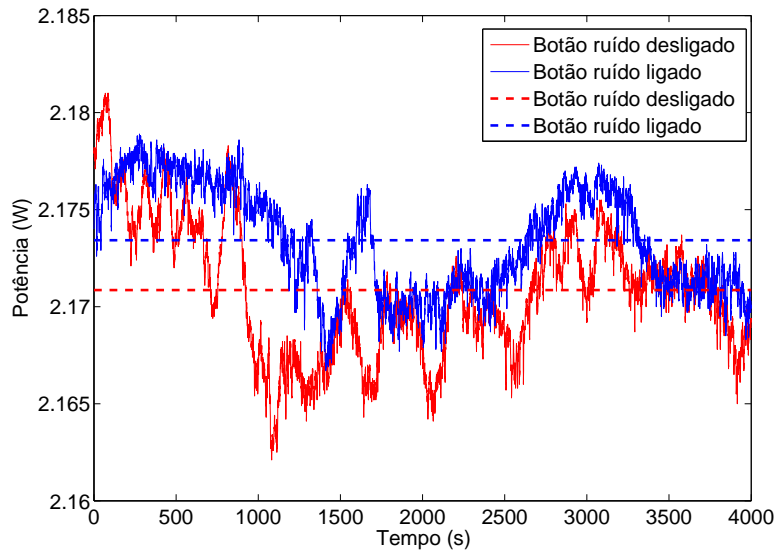


Figura 5.8 – A figura mostra um gráfico contendo o comportamento do valor da potência do laser medida durante um intervalo de 4000s. Temos dois gráficos, o vermelho é quando o botão ruído está desligado e o gráfico azul é para o botão ruído ligado. As linhas tracejadas estão no valor de potência média para cada uma das situações anteriores.

obtidas para as potências. Este valor representa quanto de variação ou "dispersão" existe em relação à média. Um valor pequeno de desvio padrão indica que os dados tendem a estar próximos da média. O valor de σ para quando o botão ruído está desligado é 0,34%, e para quando o botão ruído está ligado o valor de desvio padrão é 0,28%.

Todos os resultados obtidos neste capítulo serão úteis para trabalhos futuros, já que como dito anteriormente a armadilha de dipolo é o último estágio para a obtenção de condensados de Bose-Einstein.

6 *Conclusões e Perspectivas*

O objetivo do trabalho desenvolvido foi apresentar os resultados obtidos pelo grupo de pesquisa no qual trabalhei durante a execução do projeto de mestrado.

O projeto encontra-se na fase de construção, em busca de obter amostras atômicas ultra-frias de estrôncio, condensados de Bose-Einstein.

Para chegar nesse estado de degenerescência quântica, devemos empregar diversas técnicas de resfriamento e aprisionamento atômico, já amplamente utilizadas em diversos outros laboratórios de pesquisa ao redor do mundo, portanto, o domínio dessas técnicas é de extrema importância.

Como dito na seção 1.2, o estrôncio, nos últimos anos, tem recebido atenção especial devido ao fato de apresentar dois elétrons em sua camada externa, que oferece uma grande variedade de transições atômicas com propriedades diferentes.

Além da transição forte $^1S_0 - ^1P_1$, utilizada para resfriamento e aprisionamento óptico, existem também as transições $^3P_J - ^1P_1$. Duas dessas transições têm taxas de decaimento no regime de mHz , tornando-se candidatas ideais para aplicações em metrologia usando transições atômicas no regime óptico.

A utilização da transição estreita $^3P_2 - ^1P_1$ permite chegar em amostras no regime de μK .

Usando ambas as transições pode-se obter amostras com apenas uma ordem de grandeza na densidade de espaço de fase abaixo da ocorrência de condensados de Bose-Einstein. O passo

final para obter amostras de BEC será o resfriamento evaporativo em uma armadilha óptica de dipolo.

Resultados atuais e apresentados nesse trabalho mostram que o sistema encontra-se na seguinte situação:

1. MOT Azul: $N \approx 10^8$ átomos, $T \approx 4\text{mK}$. Sistema atual é robusto e reproduzível.
2. MOT vermelho: Montagem experimental finalizada e em fase final da implementação de uma sequência experimental reproduzível.
3. Armadilha de Dipolo: Montagem experimental capaz de aprisionar uma amostra vermelha com temperaturas inferiores a 10mK .

O projeto tem como objetivo construir uma montagem capaz de confinar gases ultra-frios de estrôncio em redes ópticas. Propostas recentes trazem o estrôncio como um candidato muito interessante para a realização de formas exóticas de redes ópticas, e.g. estrutura do diamante.

Descrevemos no capítulo 3 as técnicas que compõem o primeiro estágio de resfriamento e aprisionamento: o desacelerador Zeeman e o MOT que opera na transição azul. Devemos lembrar que para a obtenção dessa amostra um laser verde é usado para recuperar os átomos para o ciclo de resfriamento quando os mesmos decaem para o estado escuro. A importância da utilização do bombeamento óptico pode ser comprovada experimentalmente e através das simulações apresentadas, que trazem o comportamento das populações desses níveis.

O segundo estágio de resfriamento, composto pelo MOT vermelho, é um estágio que precisa ser otimizado. Os resultados preliminares são bastante otimistas.

Para finalizar apresentamos resultados no sentido de caracterizar o laser de 1064nm que será utilizado em uma armadilha óptica de dipolo. Essa caracterização permite concluir que na configuração atual da montagem experimental é possível utilizá-lo para construir uma armadilha, que pode ser utilizada para obter condensados de Bose-Einstein através do processo de resfriamento evaporativo.

Esse trabalho representa um passo importante para o nosso experimento uma vez que estamos mais perto de condensados de Bose-Einstein, amostras ultra-frias de átomos que permitem o estudo de diversos fenômenos, servindo de base para a maioria dos nossos experimentos futuros.

REFERÊNCIAS

- 1 ONNES, H. K. Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium. 1913. Disponível em: <www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/annes-lecture.pdf>. Acesso em 04 jul. 2013.
- 2 KAPITZA, P. Plasma and the controlled thermonuclear reaction. *Reviews of Modern Physics*, v. 51, n. 3, p. 417–423, 1979.
- 3 LEE, D. The extraordinary phases of liquid ^3He . *Reviews of Modern Physics*, v. 69, n. 3, p. 645–666, 1997.
- 4 OSHEROFF, D. Superfluidity in ^3He : discovery and understanding. *Reviews of Modern Physics*, v. 69, n. 3, p. 667–682, 1997.
- 5 RICHARDSON, R. The pomeranchuk effect. *Reviews of Modern Physics*, v. 69, n. 3, p. 683–690, 1997.
- 6 LANE, C. T. Production of liquid helium by the Kapitza method. *Review of Scientific Instruments*, v. 12, n. 6, p. 326–331, 1941.
- 7 MAIMAN, T. Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Physical Review Letters*, v. 4, n. 11, p. 564–566, 1960.
- 8 BALYKIN, V. I.; MINOGIN, V. G.; LETOKHOV, V. S. Electromagnetic trapping of cold atoms. *Reports on Progress in Physics*, v. 63, n. 9, p. 1429–1510, 2000.
- 9 DEHMELT, H. Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Reviews of Modern Physics*, v. 62, n. 3, p. 525–530, 1990.
- 10 PAUL, W. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of Modern Physics*, v. 62, n. 3, p. 531–540, 1990.

11 CHU, S. Nobel lecture: the manipulation of neutral particles. *Reviews of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 685–706, 1998.

12 PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 721–741, 1998.

13 COHEN-TANNOUDJI, C. N. Nobel lecture: manipulating atoms with photons. *Reviews of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 707–719, 1998.

14 DAVIS, K. et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 22, p. 3969–3973, 1995.

15 ANDERSON, M. H. et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, v. 269, n. 5221, p. 198–201, 1995.

16 CORNELL, E. A.; WIEMAN, C. E. Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Reviews of Modern Physics*, v. 74, n. 3, p. 875–893, 2002.

17 KETTERLE, W. Nobel lecture: when atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Reviews of Modern Physics*, v. 74, n. 4, p. 1131–1151, 2002.

18 RAAB, E. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n. 23, p. 2631–2634, 1987.

19 MICKELSON, P. G. et al. Bose-Einstein condensation of ^{88}Sr through sympathetic cooling with ^{87}Sr . *Physical Review A*, v. 81, n. 5, p. 051601, 2010.

20 ESCOBAR, Y. de et al. Bose-Einstein condensation of ^{84}Sr . *Physical Review Letters*, v. 103, n. 20, p. 200402, 2009.

21 DINNEEN, T. et al. Cold collisions of $\text{Sr}^* - \text{Sr}$ in a magneto-optical trap. *Physical Review A*, v. 59, n. 2, p. 1216–1222, 1999.

22 STELLMER, S. *Degenerate quantum gases of strontium*. 2013. 256 p. Ph. D. Thesis (Science) — Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, University of Innsbruck, Innsbruck, 2013.

- 23 BIDEL, Y. *Piégeage et refroidissement laser du strontium, étude de l'effet des interférences en diffusion multiple*. 2003. 392 p. Ph. D. Thesis (Science) — University of Nice Sophia Antipolis, Nice, 2003.
- 24 STELLMER, S. et al. Bose-Einstein condensation of strontium. *Physical Review Letters*, v. 103, n. 20, p. 200401, 2009.
- 25 POLI, N. et al. Cooling and trapping of ultracold strontium isotopic mixtures. *Physical Review A*, v. 71, n. 6, p. 061403, 2005.
- 26 MICKELSON, P. G. et al. Repumping and spectroscopy of laser-cooled Sr atoms using the $(5s5p)^3P_2 - (5s4d)^3D_2$ transition. *Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics*, v. 42, n. 23, p. 235001, 2009.
- 27 MICKELSON, P. G. *Trapping and evaporation of mixtures ^{87}Sr and ^{88}Sr mixtures*. 2010. 198 p. Ph. D. Thesis (Science) — Rice University, Houston, 2010.
- 28 NAGEL, S. et al. Magnetic trapping of metastable 3P_2 atomic strontium. *Physical Review A*, v. 67, n. 1, p. 011401, 2003.
- 29 FERRARI, G. et al. Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium. *Physical Review Letters*, v. 91, n. 24, p. 243002, 2003.
- 30 YE, J.; KIMBLE, H. J.; KATORI, H. Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps. *Science*, v. 320, n. 5884, p. 1734–1738, 2008.
- 31 LEGERO, T. et al. Interrogation laser for a strontium lattice clock. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 58, n. 4, p. 1252–1257, 2009.
- 32 SALAS, A. D. R. *Geração de uma armadilha magneto-óptica de estrôncio*. 2012. 88 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.
- 33 VOGEL, D. *Stabilizing a diode laser onto the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ intercombination line of strontium*. 2012. 69 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.
- 34 HE, H. Z. *Construção de uma armadilha magneto-óptica para aplicações em informação quântica e física atômica*. 2009. 114 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.

- 35 FOOT, C. J. *Atomic Physics*. New York: Oxford University Press, 2005. 346 p.
- 36 MENEGATTI, C. R. *Armadilha de dipolo para átomos e moléculas*. 2011. 162 p. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.
- 37 METCALF, H. J.; STRATEN, P. V. D. *Laser Cooling and Trapping*. New York: Springer, 1999. 323 p.
- 38 PHILLIPS, W. D.; PRODAN, J. V.; METCALF, H. J. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 2, n. 11, p. 1751–1767, 1985.
- 39 NAPOLITANO, R. d. J. *Simulação do processo de desaceleração de átomos pela técnica de ajustamento zeeman*. 1990. 166 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1990.
- 40 WEINER, J. et al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Reviews of Modern Physics*, v. 71, n. 1, p. 1–85, 1999.
- 41 TIERNEY, P. *Magnetic trapping of an ultracold $^{87}\text{Rb} - ^{133}\text{Cs}$ atomic mixture*. 2009. 263 p. Ph. D. Thesis (Science) — Department of Physics, Durham University, Durham, 2009.
- 42 CHU, S. et al. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 3, p. 314–317, 1986.
- 43 GRIMM, R.; WEIDEMÜLLER, M.; OVCHINNIKOV, Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms. 1999. Disponível em: <<http://arxiv.org/pdf/physics/9902072.pdf>>. Acesso em 04 jul. 2013.
- 44 MARANGONI, B. S. *Moléculas frias em armadilhas ópticas*. 2009. 87 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.
- 45 POLI, N. et al. Laser sources for precision spectroscopy on atomic strontium. *Spectrochimica Acta. Part A, molecular and biomolecular spectroscopy*, v. 63, n. 5, p. 981–986, 2006.
- 46 ZILIO, S. C. *Óptica moderna - fundamentos e aplicações*. São Carlos: IFSC, 2009. 306 p.

47 CASTILHO, P. C. M. *Termodinâmica de condensados aprisionados em armadilhas óptico-magnéticas*. 2012. 109 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

48 TAVARES, P. E. S. *Consequências das excitações oscilatórias em condensados de Bose-Einstein*. 2012. 103 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

49 MERRILL, D. *Amplifying an ultra-stable diode laser via injection locking*. 2009. 31 p. Master Dissertation (Science) — Department of Physics and Astronomy, Brigham Young University, Provo, 2009.

50 KATZ, R. J. *An Injection-Locked 674 nm Laser for Strontium-88 Ion Trapping*. 2012. 47 p. Master Dissertation (Science) — Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 2012.

51 BLACK, E. D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, v. 69, n. 1, p. 79–87, 2001.

52 MILLER, J.; CLINE, R.; HEINZEN, D. Far-off-resonance optical trapping of atoms. *Physical Review A*, v. 47, n. 6, p. R4567–R4570, 1993.

53 TAKEKOSHI, T.; KNIZE, R. J. CO_2 laser trap for cesium atoms. *Optics Letters*, v. 21, n. 1, p. 77–79, 1996.

54 O'HARA, K. et al. Ultrastable CO_2 laser trapping of lithium fermions. *Physical Review Letters*, v. 82, n. 21, p. 4204–4207, 1999.

55 ARAÚJO, M. A. de et al. Measurement of gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Applied Optics*, v. 48, n. 2, p. 393–396, 2009.