



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA - CCEN  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Johan Erasmo Ospina Morales

Montagem do experimento para a geração de pares  
de fótons individuais a partir de ensembles atômicos  
numa armadilha magneto-óptica

Recife  
2016

Johan Erasmo Ospina Morales

**Montagem do experimento para a geração de pares  
de fótons individuais a partir de ensembles atômicos  
numa armadilha magneto-óptica**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador:  
Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa

Recife  
2016

Catálogo na fonte  
Bibliotecária Joana D'Arc Leão Salvador CRB 4-572

O83m      Ospina Morales, Johan Erasmo.  
              Montagem do experimento para a geração de pares de fótons  
              individuais a partir de ensembles atômicos numa armadilha magneto-óptica  
              / Johan Erasmo Ospina Morales . – 2016.  
              101 f.: fig.

              Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa.  
              Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.  
              Física. Recife, 2016.  
              Inclui referências e apêndices.

              1. Óptica física. 2. Espectroscopia de emissão atômica. I. Barbosa,  
              Daniel Felinto Pires (Orientador). II. Título.

              535.2              CDD (22. ed.)                      UFPE-FQ 2016-35

Johan Erasmo Ospina Morales

**Montagem do experimento para a geração de pares  
de fótons individuais a partir de ensembles atômicos  
numa armadilha magneto-óptica**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 30/03/2016.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa  
Orientador  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Dr. Leonardo de Souza Menezes  
Examinador Interno  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Adriana Fontes  
Examinadora Externa  
Universidade Federal de Pernambuco

*A minha família....*

## AGRADECIMENTOS

Eu gostaria de agradecer ao meu orientador Professor Daniel Felinto pelo seu apoio e pela oportunidade de trabalhar com ele, no grupo de Redes Quânticas. Muito obrigado pelo tempo dedicado e por colocar à disposição todos os meios para eu conseguir desenvolver este trabalho, assim como também pela sua confiança e paciência sempre, enquanto eu encontrava o caminho através dos obstáculos no laboratório.

A Ayanne e Natália, pela sua colaboração na construção de várias partes do experimento. A Luis Fernando e Luis Gustavo não somente pela amizade, mas também pela ajuda na caracterização e otimização da armadilha.

Ao Marcos da oficina de eletrônica pela sua ajuda e assessoria no desenvolvimento da eletrônica de várias partes da armadilha.

Ao Alan, pela sua ajuda e orientação no desenvolvimento dos programas em LabVIEW. A meus amigos do mestrado, Johana, Marcos, Edwin e Winnie, pelos bons momentos compartilhados e por sua amizade nestos dois anos.

Agradeço também a minha família, por todo seu apoio, carinho e compreensão sempre.

Finalmente, agradeço a FACEPE pelo apoio financeiro.

« ¡Actúa en vez de suplicar. Sacrificate sin esperanza de gloria ni recompensa! Si quieres conocer los milagros, hazlos tú antes. Sólo así podrá cumplirse tu peculiar destino. »

*Ludwig van Beethoven*

## Resumo

Neste trabalho, apresentamos a construção e caracterização de uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO) para átomos neutros de Rubídio. Esta AMO usa fundamentalmente a força de radiação de três pares de feixes contrapropagantes, que se interceptam na origem de uma região onde um campo magnético quadrupolar é aplicado. Implementamos uma montagem para a geração de pares de fótons individuais a partir de ensembles atômicos como proposto no protocolo de informação quântica DLCZ. No desenvolvimento deste trabalho, montamos o sistema de vácuo e a câmara de vácuo onde é gerada a nuvem de átomos aprisionados. Fizemos a construção, sintonia e chaveamento dos feixes de resfriamento, e dos feixes usados no experimento de geração de fótons; chamados de escrita e leitura. Para a caracterização da AMO, fizemos medidas do número de átomos, e medidas da densidade da nuvem, calculando a profundidade óptica. Utilizando um método baseado em espectroscopia de micro-ondas, o qual foi implementado pela primeira vez em nosso grupo, fizemos o cancelamento de campos magnéticos espúrios atuando sobre a AMO.

**Palavras Chave:** Átomos Frios. Pares de Fótons. Espectroscopia Atômica.

## Abstract

In this work we present the construction and characterization of a Magneto-Optical Trap (MOT) of rubidium neutral atoms. This MOT basically uses the radiation pressure force of three pairs of counterpropagating beams which intersect each other at the origin of a region where a quadrupole magnetic field is applied. We implement an experimental setup for single photon pair generation from atomic ensembles as proposed in DLCZ quantum information protocol. In the development of this work, we mounted the vacuum system and the vacuum chamber in which a cloud of trapped atoms is generated. We carried out the construction, tuning and switching of the cooling beams and the beams used in the photon generation experiment; called writing and reading beams. For the MOT characterization, we measured the number of atoms and cloud density calculating the optical depth. Using a method based on microwave spectroscopy, which was first implemented in our group, we made the spurious magnetic fields cancellation acting on the MOT.

**Keywords:** Cold Atoms. Photon Pairs. Atomic Spectroscopy.

# Lista de Nomenclaturas

<b>Simbolo</b>	<b>Unidades</b>	<b>Término</b>
$\omega_0$	Hz	Frequência da transição atômica
$\omega$	Hz	Frequência da radiação
$\delta = \omega_0 - \omega$	Hz	Dessintonia
$\Omega$	Hz	Frequência de Rabi
$\Gamma$	Hz	Taxa de emissão espontânea
$s_0$	—	Parâmetro de saturação
<i>BS</i>	—	Beam Splitter
<i>ND</i>	—	Neutral Density
<i>PBS</i>	—	Polarizing Beam Splitter
$\omega_{hf}$	Hz	Frequência da transição atômica entre dois níveis hiperfinos
$\delta_M = \omega - \omega_{hf}$	Hz	Dessintonia entre a frequência do campo de micro-ondas e a frequência da transição entre níveis hiperfinos

# Lista de Figuras

2.1	Átomo de dois níveis . . . . .	24
2.2	Átomo de dois níveis. $\omega$ é a frequência da radiação, $\omega_0$ é a frequência da transição atômica, $\delta = \omega_0 - \omega$ é a dessintonia e $\Gamma$ a taxa de emissão espontânea. . . . .	25
2.3	Deslocamento em frequência de um par de feixes contrapropagantes no referencial do átomo. O qual esta movendose para a direita, a frequência do feixe contra propagante aumenta $\kappa v$ , enquanto a frequência do feixe copropagante ao átomo diminui $\kappa v$ , onde $\kappa$ e $v$ são o vetor de onda e a velocidade do átomo respctivamente. . . . .	33
2.4	Esquema conceitual para uma AMO unidimensional, considerando os feixes de resfriamento e o campo magnético . . . . .	37
2.5	Bobinas na configuração Anti-Helmholtz . . . . .	41
2.6	Bobinas na configuração de Helmholtz . . . . .	42
2.7	Representação do esquema proposto pelo protocolo DLCZ para a geração de pares de fótons a partir de um ensemble atômico. Onde $ g\rangle$ é o estado fundamental, $ e\rangle$ é o estado excitado e $ s\rangle$ é o estado para o armaenamento da excitação. . . . .	44
3.1	Montagem do vácuo . . . . .	47
3.2	Funções dos vários acessos á câmara de vidro contendo a AMO. . . . .	49
3.3	Foto do laser de diodo mostrando o tubo de colimação e o Peltier usado. . . . .	50
3.4	Fotos das montagens dos lasers usados para resfriamento e rebombeio, com suas respectivas montagens de absorção saturada. . . . .	51

---

3.5	Esquema da montagem de absorção saturada. . . . .	53
3.6	Espectro completo de absorção saturada para a linha D2 do Rb87 e Rb85. . . . .	54
3.7	Espectro de absorção saturada da linha D2 do Rb87, as transições mostradas partem do nível $F = 2$ ( $F = 2 \rightarrow F'$ ), em cada pico está indicada a transição correspondente. Os "cross-overs" são indicados por $F'_C$ . . . . .	55
3.8	Espectro de absorção saturada da linha D2 do Rb87. As transições mostradas partem do nível $F = 1$ ( $F = 1 \rightarrow F'$ ), em cada pico está indicada a transição correspondente. . . . .	55
3.9	Representação dos feixes de resfriamento e rebombeio atuando em suas respectivas transições. O laser de resfriamento esta desintonizado alguns MHz da transição $ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$ e o laser de rebombeio esta na ressonancia com a transição $ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 2\rangle$ . . . . .	56
3.10	(a) Mostramos as correspondentes entradas do Driver controlador do MAO. (b) Foto de um MAO usado no experimento. (c) Esquema do MAO, mostrando um feixe incidente atravessando ele e sendo difratado. . . . .	58
3.11	Esquema da montagem dos feixe de resfriamento . . . . .	60
3.12	Foto da montagem dos feixes de resfriamento . . . . .	61
3.13	Esquema do feixe de rebomeio . . . . .	62
3.14	Foto da montagem do feixe de rebombeio . . . . .	62
3.15	Esquema da configuração dos feixes em torno da câmara que contem a nuvem de átomos. . . . .	64
3.16	Foto da nuvem de átomos armadilhada (vista lateral). . . . .	64
3.17	Foto das bobinas para o campo magnético quadrupolar e as bobinas de compensação. . . . .	65
3.18	Foto do painel de controle de corrente das bobinas de compensação. . . . .	66
3.19	Esquema do feixe de leitura . . . . .	67
3.20	Foto da montagem do feixe de leitura . . . . .	67
3.21	Esquema do feixe de escrita . . . . .	68
3.22	Foto da montagem do feixe de escrita . . . . .	69
3.23	Ilustração dos quatro feixes para a geração de fótons individuais. . . . .	71

---

3.24	Desenho da configuração de quatro ondas . . . . .	71
4.1	Painel de controle do programa de aquisição dos dados para as medidas de profundidade óptica . . . . .	77
4.2	Configuração de pulsos para medições de OD . . . . .	78
4.3	Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso em que o feixe não passa por nenhum filtro antes da AMO . . . . .	79
4.4	Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso em que o feixe passa por um filtro de 4,8 ND antes da AMO . . . . .	80
4.5	Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso em que o feixe passa por um filtro de 5,3 ND antes da AMO . . . . .	81
4.6	Sistema de níveis para esquema de cancelamento de campos magnéticos espúrios. . . . .	82
4.7	Configuração de pulsos para o cancelamento do campo . . . . .	83
4.8	Painel de controle do programa de aquisição dos dados para o cancelamento do campo . . . . .	84
4.9	Esquema de aquisição de dados . . . . .	85
4.10	Absorção do pulso de prova como função da dessintonia $\delta_M$ do pulso de bombeio de micro-ondas. Medida de espectroscopia de micro-ondas, para correntes nas bobinas de compensação de $I_X = 40\text{mA}$ , $I_Y = 0\text{mA}$ , $I_Z = 0\text{mA}$ . 86	
4.11	Absorção do pulso de prova como função da dessintonia $\delta$ do pulso de bombeio de micro-ondas. Medida de espectroscopia de micro-ondas, para correntes nas bobinas de compensação iguais a $I_X = 30\text{mA}$ , $I_Y = -7\text{mA}$ , $I_Z = 165\text{mA}$ , onde o sinal menos corresponde a uma inversão na polaridade das bobinas. . . . .	87
1	Laser de diodo . . . . .	96
2	Características do laser de diodo . . . . .	97
3	Características do MAO com frequência central de 110 MHz. . . . .	98
4	Características do MAO com frequência central de 200 MHz. . . . .	99
5	Especificações do Driver do MAO com frequência central de 110MHz. . . . .	100

---

6	Especificações do Driver do MAO com frequência central de 200 MHz. . . .	101
---	--	-----

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>Aspectos teóricos</b>	<b>22</b>
2.1	Estrutura eletrônica do Rubídio . . . . .	22
2.2	Interação radiação-matéria . . . . .	24
2.3	Força de pressão de radiação . . . . .	30
2.4	Mecanismos de resfriamento e armadilhamento . . . . .	32
2.4.1	Melaço óptico . . . . .	32
2.4.2	Efeito Zeeman na estrutura hiperfina . . . . .	34
2.4.3	Armadilha Magneto-Ótica (AMO) . . . . .	36
2.4.4	Limite Doppler . . . . .	39
2.4.5	Campo magnético . . . . .	41
2.5	Geração de pares de fótons a partir de um ensemble atômico . . . . .	43
2.5.1	Transições magnéticas . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Configuração experimental e métodos</b>	<b>46</b>
3.1	Montagem do vácuo . . . . .	47
3.2	Lasers de diodo TICO e TECO . . . . .	49
3.3	Absorção saturada . . . . .	52
3.3.1	Eletrônica de controle . . . . .	57
3.4	Feixes de resfriamento e rebombeio . . . . .	57
3.4.1	Modulador Acusto-Óptico . . . . .	57
3.4.2	Feixes de resfriamento . . . . .	59

---

3.4.3	Feixe de rebombeio . . . . .	61
3.5	Campo Magnético . . . . .	65
3.5.1	Bobinas do campo magnético . . . . .	65
3.5.2	Bobinas de compensação . . . . .	65
3.6	Feixes usados para o experimento de geração de par de fótons . . . . .	66
3.6.1	Leitura . . . . .	66
3.6.2	Feixe de escrita . . . . .	67
3.6.3	Montagem para a geração de pares de fótons. . . . .	69
<b>4</b>	<b>Resultados e otimização da AMO</b>	<b>73</b>
4.1	Número de átomos aprisionados . . . . .	73
4.2	Medidas de profundidade óptica . . . . .	75
4.2.1	Programa LabVIEW . . . . .	76
4.2.2	Medidas . . . . .	77
4.3	Cancelamento do campo magnético . . . . .	81
4.3.1	Aquisição de dados e medidas . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Conclusões e perspectivas</b>	<b>88</b>
	<b>Referências</b>	<b>90</b>
	Apêndice A-Lasers de diodo . . . . .	96
	Apêndice B-Moduladores acusto-ópticos . . . . .	98

# Capítulo 1

## Introdução

O estudo da interação da radiação com a matéria, e mais especificamente a pressão de radiação que a luz exerce sobre os átomos, começou a ser quantificado com o surgimento da teoria eletromagnética desenvolvida por James Maxwell. Esta teoria mostrou que a radiação exerce uma pressão sobre qualquer superfície que é exposta a ela, o que seria corroborado experimentalmente por Piotr Lebedev [1] em 1901 e por Nichols e Hull em 1901 [2] e 1903 [3]. Eles mostraram como a luz exerce força sobre objetos macroscópicos. Mais tarde, Albert Einstein evidenciou a natureza quântica desta força [4, 5], o que forneceu um grande avanço na compreensão dela por meio da mecânica quântica. Einstein apontou que um átomo que absorve um fóton (com energia  $h\nu$ ) experimentará um impulso na direção de propagação do fóton, com momento  $\vec{P}_A$ . Quando o átomo emite um fóton com momento  $\vec{P}_E$ , este sofre um recuo no sentido contrário. Portanto, o momento total que o átomo experimenta é dado pela diferença de momento transferido ( $\Delta\vec{P} = \vec{P}_A - \vec{P}_E$ ). Como os fótons são emitidos em direções aleatórias, o momento médio transferido por eles é zero, e o momento líquido transferido ao átomo ocorre devido aos fótons absorvidos. Desta forma, os fótons transferem momento ao átomo, por causa dos ciclos de emissão e absorção. Em 1933, Otto R. Frisch [6] mostrou experimentalmente pela primeira vez que a pressão da luz pode desviar um feixe de átomos. Para este fim, ele usou um vapor de Sódio, o qual deixou passar através de uma série de aberturas, formando assim um feixe

---

de átomos. Depois disso, o feixe era irradiado por fótons de uma lâmpada de vapor de Sódio. Assim, Frisch conseguiu medir pequenas deflexões no feixe atômico.

Anos mais tarde, o advento do laser forneceu muitas vantagens no estudo da interação da radiação com a matéria. Estes forneciam um grande potencial na manipulação de átomos devido a sua intensidade e banda estreita, além disso, a luz emitida por ele era coerente e fácil de sintonizar em torno de uma frequência específica. Picqué e Vialle [7] e Schieder et al. [8], em 1972, foram os primeiros a fazerem experimentos usando lasers para desviar feixes de átomos. Desta forma, os lasers começaram ser usados na manipulação de átomos. Até que em 1975, Hänsch e Schawlow [9] e independentemente Wineland e Dehmelt [10], no mesmo ano, propuseram um esquema similar para resfriar átomos neutros e íons, respectivamente. A ideia consistia em usar dois feixes contrapropagantes com a mesma intensidade e frequência, sintonizados abaixo da ressonância. Para um átomo em repouso, as duas forças de pressão de radiação se equilibram e a força líquida é zero. Por outro lado, para um átomo deslocando-se, a frequência aparente dos dois feixes é deslocada pelo efeito Doppler, e dessa forma o feixe contrapropagante terá uma frequência maior e ficará mais perto da ressonância, exercendo uma força de pressão de radiação maior. No entanto, o feixe copropagante terá uma frequência menor e ficará mais longe da ressonância, o que gera um desbalanço na absorção dos feixes. Assim, a força resultante é oposta ao movimento atômico. As primeiras demonstrações experimentais deste mecanismo de resfriamento foram apresentadas em 1978 por Wineland, Drullinger e Walls [11]. Eles publicaram um artigo onde mostraram que conseguiam resfriar íons de Magnésio ( $Mg^{2+}$ ) confinados em uma armadilha electromagnética de Penning até temperaturas menores que 40K. Também em 1978, Neuhauser, Hohenstatt, Toschek e Dehmelt [12] relataram o resfriamento de átomos de Bário ( $Ba^+$ ) confinados por um potencial parabólico.

Em 1985, Steven Chu e seus colaboradores [13], nos laboratórios Bell, usaram três pares de feixes contrapropagantes, ao longo de três direções ortogonais, para confinar átomos neutros de Sódio (Na). Eles conseguiram chegar a temperaturas de  $240\mu K$ . A região onde se interceptam os seis feixes foi chamado de melaço óptico, pois os átomos experimentam uma força similar ao de uma partícula em um fluido viscoso. Até este

---

ponto, as configurações experimentais usadas não conseguiam gerar uma força que confinasse os átomos, o seja uma força dependente da posição. Isto só seria possível depois de que Jean Dalibard, em 1986, sugeriu usar um gradiente do campo magnético para produzir um deslocamento Zeeman dos níveis de energia dos átomos, para assim gerar uma dependência da posição na força de pressão de radiação que experimentam os átomos. Isto leva a uma força restauradora que atrai os átomos para um ponto onde o campo é nulo. Este esquema foi implementado no mesmo grupo de S. Chu [14] em 1987, e levou à armadilha magneto-óptica (AMO) ou em inglês MOT (Magneto-optical trap). A AMO realizada por eles conseguiu aprisionar uma quantidade de átomos do ordem de  $10^7$  por aproximadamente 2 minutos, atingindo temperaturas menores que 1mK. Além disso, esta AMO tinha um intervalo de velocidade de captura muito grande. Steven Chu, Claude Cohen Tannoudji e William Daniel Phillips ganharam o prêmio Nobel em 1997 pelos seus trabalhos no resfriamento e aprisionamento de átomos usando lasers. Uma boa introdução aos mecanismos que conduziram ao desenvolvimento da AMO pode ser encontrada nas referências [15–17].

A teoria de resfriamento Doppler-desenvolvida por Letokhov et al. em 1977 [18], Wineland e Itano em 1979 [19] e Gordon e Ashkin em 1980 [20]-previa um limite de temperatura que era possível atingir, devido a flutuações da taxa de absorção e emissão de fótons por unidade de tempo, que para átomos alcalinos seria da ordem de  $100\mu K$ . Porém, em 1988 o grupo de William Phillips junto com Herald Metcalf [21] conseguiu medir temperaturas mais baixas que a esperada segundo a teoria desenvolvida até o momento, de aproximadamente  $43\mu K$  para átomos de Sódio (Na). Isto indicou que formas de resfriamento mais poderosas estavam presentes, o que foi explicado mais tarde por Dalibard e Cohen-Tannoudji [22], e por P. J. Ungar e colaboradores, ambos em 1989 [23, 24], e é chamado de resfriamento "Sísifo" ou por gradiente de polarização.

Desta forma, foram conseguidos muitos desenvolvimentos no resfriamento de átomos e íons, motivados pelo interesse de reduzir os efeitos do movimento dos átomos em espectroscopia e relógios atômicos, assim como pelos fenômenos interessantes que surgem quando átomos são resfriados a temperaturas muito baixas. Entre esses fenômenos encontramos, por exemplo, a condensação de Bose-Einstein, a qual seria observada pelo grupo

---

de C. E. Wieman e E. A. Cornell. Eles fizeram o primeiro condensado em um vapor de átomos de Rubídio 87 no ano de 1995 [25]. Eles usaram uma armadilha magneto-óptica além de outros processos de resfriamento, atingindo uma temperatura próxima de 170nK e medindo uma densidade de  $2.5 \times 10^{12}$  átomos por centímetro cúbico. No mesmo ano, o grupo de W. Ketterle conseguiu um condensado de átomos de Sódio [26], onde foram medidas temperaturas de  $2\mu K$ . Estes três físicos- C. E. Wieman, E. A. Cornell e W. Ketterle- ganharam o prêmio Nobel no ano de 2001 pela realização do condensado de Bose-Einstein. Este tem sido considerado como um novo estado da matéria, e agora constitui um amplo campo de pesquisa.

Entre outros interessantes fenômenos quânticos observados, temos, no caso de íons armadilhados e esfriados ópticamente; os saltos quânticos (Bergquist et al., 1986 [27]; Nagourney et al., 1986 [28]; Sauter et al., 1986 [29]), onde é possível observar o salto quântico de e para um estado metaestável em um só átomo, usando um sistema de três níveis, com uma transição forte entre um estado fundamental e um excitado, além do estado metaestável acoplado pelo menos a um deles, o estado quântico do átomo pode ser determinado monitorando a fluorescência da transição forte. Quando um elétron passa ao estado metaestável a fluorescência de transição forte desaparece e quando elétron volta á transição forte a fluorescência volta repentinamente. Portas lógicas quânticas, como foi mostrado por Monroe et al., 1995 [30], eles implementaram a porta C-NOT sobre um par de qubits chamados de alvo e controle. Os qubits usados por eles compreendiam dois estados hiperfinos fundamentais como alvo e os dois primeiros estados de oscilador harmônico quântico como controle, de um só íon armadilhado de  ${}^9\text{Be}^+$ . Estes qubits podem ser manipulados usando dois pares de feixes ressonantes com o íon, para assim induzir transições Raman entre os estados fundamentais. Também temos os estados tipo gato de Schrödinger (Monroe et al., 1996 [31]), os quais são gerados usando um só íon armadilhado, o qual é resfriado e posteriormente preparado numa superposição de estados coerentes de oscilador harmônico separados espacialmente. Mas recentemente as AMOs têm sido muito importantes na área de informação e computação quântica, onde é usada a interação da luz com ensembles de átomos neutros, com o fim de implementar protocolos de informação quântica. Um deles, por exemplo, é o protocolo DLCZ [32, 33], ele é um

---

protocolo para comunicação quântica a grandes distâncias, e usa o conceito de repetidor quântico, que é o análogo quântico do amplificador de sinais da comunicação clássica. Ele envolve o uso de ensembles atômicos os quais funcionam como memórias atômicas, e de óptica linear, a qual usa divisores de feixes e detectores de fótons individuais com uma eficiência determinada. Sua implementação requer a distribuição de emaranhamento entre ensembles atômicos dando lugar as redes quânticas [34]. Nesta dissertação, vamos abordar a construção de uma armadilha para ser usada na implementação do experimento de geração de pares de fótons individuais com correlações quânticas [35], a partir de um único ensemble atômico. Isto corresponde à primeira parte do protocolo DLCZ.

No capítulo 2, fazemos uma revisão da teoria necessária para o entendimento dos experimentos realizados. Inicialmente, será mostrada a estrutura eletrônica do átomo de Rubídio. Fazemos uma revisão da teoria de interação da radiação com a matéria, considerando um campo eletromagnético descrito classicamente e um átomo de dois níveis numa representação quântica. Utilizamos também o formalismo da matriz densidade, onde chegamos às equações de Bloch ópticas e encontramos sua solução para a população do estado excitado. A partir da expressão que representa a evolução dessa população, encontramos uma expressão para a força de pressão de radiação. Depois disso, usamos esta força para explicar o mecanismo de resfriamento Doppler, começando pelo melaço óptico, e chegando ao funcionamento da armadilha magneto-óptica. Em seguida, revisamos a teoria para transições de dipolo magnético, que será usada na caracterização da AMO no capítulo 4. Finalmente, descrevemos o processo de geração de pares de fótons no protocolo DLCZ.

No capítulo 3, apresentamos a parte experimental do trabalho, onde é mostrada primeiro a construção das várias partes da AMO: o sistema de vácuo, os lasers de diodo usados e sua estabilização em frequência, os feixes de resfriamento e rebombeio. Descrevemos depois a construção de dois feixes, escrita e leitura, que serão usados inicialmente como feixes de prova para medidas de caracterização da AMO. Descrevemos também a montagem para o experimento de geração de fótons individuais, onde são usados quatro modos do campo, chamados: escrita, leitura, fóton 1 e 2, em uma configuração chamada de mistura de quatro ondas.

No capítulo 4, mostramos os resultados da caracterização e otimização da AMO. Descrevemos os programas de aquisição e tratamento de dados, os quais foram realizados em LabVIEW. Com eles controlamos o sistema, e fizemos as medidas de caracterização e otimização da AMO. Finalmente, apresentamos as medidas e resultados obtidos. Calculamos o número de átomos que se conseguiu aprisionar, e fizemos medidas de profundidade óptica. Por meio de uma técnica nova em nosso grupo, a qual é baseada em espectroscopia de micro-ondas, conseguimos fazer o cancelamento dos campos magnéticos residuais, ou espúrios. No capítulo 5, apresentamos as conclusões e perspectivas de nosso trabalho.

# Capítulo 2

## Aspectos teóricos

Neste capítulo, vamos começar explicando a estrutura eletrônica do Rubídio, depois vamos mostrar a teoria necessária para entender o funcionamento da armadilha magneto-óptica (AMO), começando pelas equações de Bloch ópticas, a força de pressão de radiação e o melaço óptico. Explicamos brevemente as transições entre subníveis Zeeman induzidas pela interação de um campo magnético com o dipolo magnético do átomo, as quais serão usadas no capítulo 4 para o cancelamento do campo magnético espúrio. Finalmente, explicamos a teoria básica da geração de pares de fótons a partir de um único ensemble, no contexto do protocolo DLCZ.

### 2.1 Estrutura eletrônica do Rubídio

O Rubídio é um elemento químico localizado na quinta linha do grupo dos metais alcalinos da tabela periódica. Este elemento possui número atômico 37 e um elétron desemparelhado na camada mais externa do átomo. Existem dois isótopos do Rubídio que podem ser encontrados naturalmente, ou seja, que possuem o mesmo número de prótons, mas diferem no número de nêutrons, o Rb 85, o qual é estável, e o Rb 87, que é radioativo com um tempo de vida médio de  $48.8 \times 10^9$  anos. Eles tem uma abundância natural de 72,17 % e 27,83 %, respectivamente. A configuração eletrônica do Rubídio é expressa como:

$$1S^2, 2S^2, 2P^6, 3S^2, 3P^6, 3D^{10}, 4S^2, 4P^6, 5S^1. \quad (2.1)$$

onde 1, 2, 3, 4 e 5 representam os números quânticos principais ( $n$ ), o momento angular orbital ( $\vec{L}$ ) é representado por  $S, P, D$  e  $F$ , os quais representam subníveis de energia, com as correspondências  $L = 0 \rightarrow S, L = 1 \rightarrow P, L = 2 \rightarrow D$  e  $L = 3 \rightarrow F$ . O expoente é o número de elétrons em cada subnível.

O acoplamento entre o momento angular orbital  $\vec{L}$  ( $0 \leq L \leq n - 1$ ) e o momento angular de spin  $\vec{S}$ , dá lugar ao momento angular total do átomo e a sua estrutura fina, onde  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ , limitado pela condição  $|L - S| \leq J \leq L + S$ . Este acoplamento é denominado interação spin-orbita e é descrita pelo hamiltoniano  $\hat{H}_{S-O} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$ .

Quando o momento angular é  $L = 0$  e considerando que o spin do elétron é  $s = 1/2$ , temos apenas  $J = 1/2$ . Para  $L = 1$ , o momento angular total pode tomar dois valores:  $J = 1/2$  e  $3/2$ . As transições mais fortes nos átomos alcalinos são conhecidas como linhas "D". No Rubídio temos a transição óptica de  $L = 0, J = 1/2 \rightarrow L = 1, J = 1/2$ , ou em notação espectroscópica ( $n^{2S+1}L_J$ )  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ , que denomina-se linha D1, em 795nm. Temos ainda a linha D2 que corresponde à transição de  $L = 0, J = 1/2 \rightarrow L = 1, J = 3/2$  ou ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ), em 780nm. As linhas D1 e D2 estão representadas na Figura 2.1.

O acoplamento entre o momento angular total do elétron  $J$  e o momento de spin nuclear  $I$  que para o Rb 87 é igual a  $I = 3/2$ , dá origem à estrutura hiperfina do átomo. Esta interação é descrita pelo hamiltoniano  $\hat{H}_{J-I} \propto \vec{J} \cdot \vec{I}$ . O momento angular atômico total fica então  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ , onde  $|J - I| \leq F \leq J + I$ . Quando  $L = 0, J = 1/2$ , obtemos  $F = 1, 2$ . Quando  $L = 1, J = 3/2$ , temos quatro subníveis hiperfinos  $F = 0, 1, 2, 3$ . Dessa forma, para a linha D2 do Rb 87, temos 2 subníveis hiperfinos para o nível  $5^2S_{1/2}$  e 4 subníveis para o nível  $5^2P_{3/2}$ .

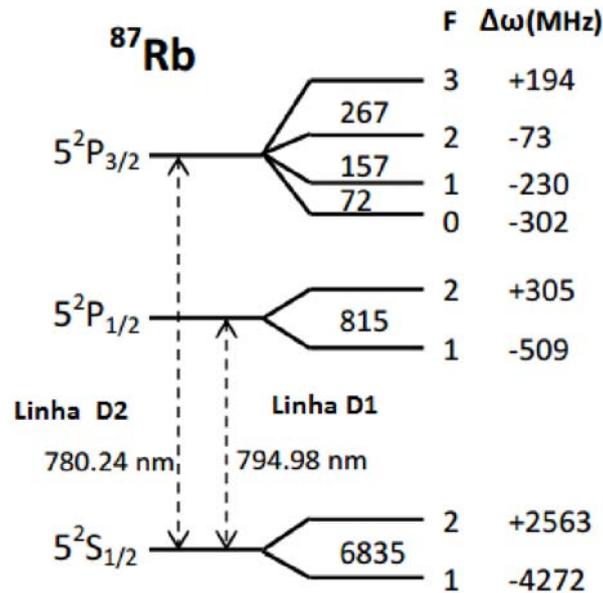


Figura 2.1: Linhas D1 e D2 do sistema de níveis do Rubídio 87. A direção vertical representa a energia e está fora de escala. Adaptada de [36] e [37].

## 2.2 Interação radiação-matéria

Nesta seção, serão apresentadas algumas aproximações importantes, a fim de simplificar a resolução da dinâmica da interação da radiação com os átomos. Será usada uma teoria semiclássica, onde será utilizada uma descrição clássica do campo eletromagnético e uma representação quântica do átomo. Neste caso, também estamos considerando que o átomo tem somente dois níveis de energia, um fundamental e um excitado, o que é equivalente a ter um campo quase ressonante com a transição entre dois níveis atômicos particulares (ver figura 2.2) [38].

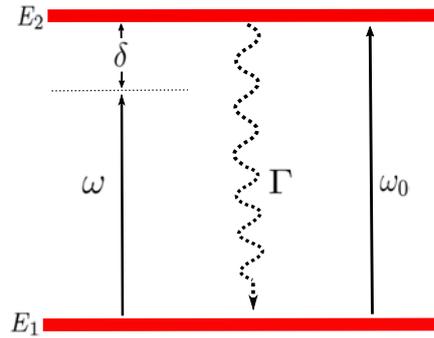


Figura 2.2: Átomo de dois níveis. Onde  $\omega$  é a frequência da radiação,  $\omega_0$  é a frequência da transição atômica,  $\delta = \omega - \omega_0$  é a dessintonia e  $\Gamma$  a taxa de emissão espontânea.

Inicialmente, temos a equação de Schrödinger dependente do tempo, a qual descreve a dinâmica de um átomo de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético:

$$H\Psi(r, t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(r, t)}{\partial t}, \quad (2.2)$$

onde  $H = H_0 + H_I(t)$ ,  $H_0$  é o hamiltoniano do átomo livre e  $H_I(t)$  o hamiltoniano dependente do tempo atribuído à interação do campo com o átomo. Para o átomo livre, as funções de onda de cada nível de energia podem ser escritas na forma:

$$\Psi_n(r, t) = \psi_n(r) \exp^{-iE_n t/\hbar} \quad (2.3)$$

como produto de uma parte puramente espacial e outra temporal, com  $E_n$  representando as autoenergias livres do estado  $n$ . Para um átomo de dois níveis ( $n = 1, 2$ ), as funções de onda espaciais livres satisfazem as seguintes equações:

$$H_0\psi_1(r) = E_1\psi_1(r), \quad (2.4)$$

$$H_0\psi_2(r) = E_2\psi_2(r). \quad (2.5)$$

As autofunções dependentes do tempo são:

$$\Psi_1(r, t) = \psi_1(r) \exp^{-iE_1 t/\hbar}, \quad (2.6)$$

$$\Psi_2(r, t) = \psi_2(r) \exp^{-iE_2 t/\hbar}. \quad (2.7)$$

Quando  $H$  depende explicitamente do tempo, as soluções já não são soluções de estado estacionário, e com isso as funções de onda podem ser expressadas como uma superposição, sendo escritas na forma:

$$\Psi(r, t) = C_1(t)\psi_1(r) \exp^{-iE_1 t/\hbar} + C_2(t)\psi_2(r) \exp^{-iE_2 t/\hbar}, \quad (2.8)$$

onde  $\Psi(r, t)$  é um estado normalizado, e seus coeficientes devem satisfazer a seguinte equação:

$$\int dV |\Psi(r, t)|^2 = |C_1(t)|^2 + |C_2(t)|^2 = 1. \quad (2.9)$$

Utilizando a Equação 2.2 em notação de Dirac, obtemos finalmente:

$$i\hbar \frac{dC_1}{dt} = \langle 1|H_I(t)|1\rangle C_1 + \exp^{-i\omega_0 t} \langle 1|H_I(t)|2\rangle C_2, \quad (2.10)$$

$$i\hbar \frac{dC_2}{dt} = \langle 2|H_I(t)|2\rangle C_2 + \exp^{i\omega_0 t} \langle 2|H_I(t)|1\rangle C_1, \quad (2.11)$$

Em que  $\omega_0 = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$  e  $\langle i|H_I(t)|j\rangle = \int dV \Psi_i^* H_I(t) \Psi_j$ , com  $i, j = 1, 2$ .

Para conhecer a forma do hamiltoniano de interação, primeiro vamos considerar o campo eletromagnético como uma onda viajante e o raio do átomo da ordem do raio de Bohr, ou seja,  $a_B = 5 \times 10^{-11} \text{m}$ , que é muito menor que o comprimento de onda da radiação no espectro infravermelho (da ordem de 780 nm). É possível então desprezar as variações espaciais do campo percebidas pelo átomo. Como o maior termo no hamiltoniano de

interação surge da energia potencial do dipolo elétrico do átomo no campo elétrico da luz, podemos tipicamente desprezar as demais contribuições (dipolo magnético, quadrupolo elétrico, etc.) à energia potencial. No caso das transições de dipolo elétrico, o estado inicial e final devem ter diferentes paridades, então temos que os elementos da matriz  $H_I(t)$  diagonais são zero e os termos não diagonais sobrevivem:

$$\langle 1|H_I(t)|1\rangle = \langle 2|H_I(t)|2\rangle = 0, \quad (2.12)$$

$$\langle 2|H_I(t)|1\rangle = \langle 1|H_I(t)|2\rangle^*, \quad (2.13)$$

onde  $H_I(t) = e\vec{D} \cdot \vec{E}_0 \cos(\omega t)$  e o módulo do campo elétrico é  $E = E_0 \cos(\omega t)$ , sendo  $e$  a carga do elétron e  $\vec{D}$  o dipolo elétrico do átomo. Assim temos que:

$$\langle 1|H_I(t)|2\rangle^* = eE_0 X_{12} \cos(\omega t) \quad (2.14)$$

onde  $X$  é a componente  $x$  do momento de dipolo atômico,  $X_{12} = \langle 1|x|2\rangle$ , definida como a direção da polarização linear do campo elétrico. Finalmente, ficamos com duas equações diferenciais acopladas, dadas por:

$$i \frac{dC_1}{dt} = \Omega \cos(\omega t) \exp^{-i\omega_0 t} C_2, \quad (2.15)$$

$$i \frac{dC_2}{dt} = \Omega \cos(\omega t) \exp^{i\omega_0 t} C_1, \quad (2.16)$$

onde  $\Omega = \frac{eE_0 X_{12}}{\hbar}$  é a frequência de Rabi, que consideraremos real.

Na última equação devemos incluir um termo que representa o efeito da emissão espontânea, pois o átomo deve decair ao estado fundamental em um tempo finito. Assim temos:

$$i\frac{dC_2}{dt} = \Omega \cos(\omega t) \exp^{i\omega_0 t} C_1 - i\frac{\Gamma}{2} C_2. \quad (2.17)$$

Agora generalizando o cálculo para um ensemble de  $N$  átomos iguais, temos que o número médio de átomos populando os dois estados atômicos num tempo  $t$  é  $N_1(t) = N|C_1(t)|^2$  e  $N_2(t) = N|C_2(t)|^2$ . Como temos um ensemble de átomos, o formalismo do operador densidade fornece uma melhor descrição de nosso sistema. Dessa forma, os elementos de matriz densidade são definidos como:

$$\rho_{11} = |C_1(t)|^2, \quad (2.18)$$

$$\rho_{22} = |C_2(t)|^2, \quad (2.19)$$

$$\rho_{12} = C_1(t)C_2(t)^*, \quad (2.20)$$

$$\rho_{21} = C_2(t)C_1(t)^*. \quad (2.21)$$

O operador densidade é semidefinido positivo, tem traço 1 e é um operador hermitiano. Os elementos diagonais são denominados de populações, enquanto os elementos fora da diagonal são as coerências. As equações de movimento para a evolução dos elementos de  $\rho$  podem ser obtidas da seguinte equação:

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = C_i(t) \left( \frac{dC_j(t)^*}{dt} \right) + \left( \frac{dC_i(t)}{dt} \right) C_j(t)^* \quad (2.22)$$

substituindo 2.15 e 2.17 em 2.22 obtemos:

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = -i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} (\rho_{12}e^{i\omega_0 t} - \rho_{21}e^{-i\omega_0 t}) - \Gamma\rho_{22}, \quad (2.23)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} (\rho_{12}e^{i\omega_0 t} - \rho_{21}e^{-i\omega_0 t}), \quad (2.24)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} e^{-i\omega_0 t} (\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{12}, \quad (2.25)$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} e^{i\omega_0 t} (\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{21}. \quad (2.26)$$

Como  $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$ , para que as equações anteriores fiquem consistentes, devemos incluir um termo fenomenologicamente na equação 2.24. Para que  $\frac{d(\rho_{11} + \rho_{22})}{dt} = 0$ . Assim as equações anteriores ficam

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = -i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} (\rho_{12}e^{i\omega_0 t} - \rho_{21}e^{-i\omega_0 t}) - \Gamma\rho_{22}, \quad (2.27)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} (\rho_{12}e^{i\omega_0 t} - \rho_{21}e^{-i\omega_0 t}) + \Gamma\rho_{22}, \quad (2.28)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} e^{-i\omega_0 t} (\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{12}, \quad (2.29)$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = i\Omega \frac{(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} e^{i\omega_0 t} (\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{21}. \quad (2.30)$$

A solução destas equações se torna mais simples utilizando a aproximação de onda girante, na qual desprezamos os termos que oscilam com frequência  $\omega_0 + \omega$  e são considerados apenas os termos que oscilam com frequência  $\omega_0 - \omega$ , quando  $\omega$  é próximo a  $\omega_0$ . As equações anteriores ficam então:

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{-i}{2}\Omega(\rho_{12}e^{i(\omega_0-\omega)t} - \rho_{21}e^{-i(\omega_0-\omega)t}) - \Gamma\rho_{22}, \quad (2.31)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega(\rho_{12}e^{i(\omega_0-\omega)t} - \rho_{21}e^{-i(\omega_0-\omega)t}) + \Gamma\rho_{22}, \quad (2.32)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega e^{-i(\omega_0-\omega)t}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{12}, \quad (2.33)$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega e^{i(\omega_0-\omega)t}(\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{21}. \quad (2.34)$$

Fazendo as substituições  $\tilde{\rho}_{12} = e^{i(\omega_0-\omega)t}\rho_{12}$  e  $\tilde{\rho}_{21} = e^{-i(\omega_0-\omega)t}\rho_{21}$  obtemos finalmente:

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{-i}{2}\Omega(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}) - \Gamma\rho_{22}, \quad (2.35)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega(\tilde{\rho}_{12} - \tilde{\rho}_{21}) + \Gamma\rho_{22}, \quad (2.36)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{12}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) + \left[ i(\omega_0 - \omega) - \frac{\Gamma}{2} \right] \tilde{\rho}_{12}, \quad (2.37)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{21}}{dt} = \frac{-i}{2}\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) + \left[ -i(\omega_0 - \omega) - \frac{\Gamma}{2} \right] \tilde{\rho}_{21}. \quad (2.38)$$

Assim a solução de estado estacionário para a população do estado excitado é:

$$\rho_{22} = \frac{\Omega^2/4}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2}. \quad (2.39)$$

Para átomos na presença de campos com intensidades muito altas, a população do estado excitado  $\rho_{22}$  tende então a  $1/2$ .

## 2.3 Força de pressão de radiação

A força de pressão de radiação surge da troca de momento entre a luz e os átomos. Isto acontece no processo de absorção e emissão de fótons, o qual é proporcional à taxa em que

a luz transfere momento ao átomo [38]. Para encontrar uma expressão para esta força, utilizamos a equação 2.39 para a população do estado excitado em termos do parâmetro de saturação  $s_0$  [39]:

$$\rho_{22} = \frac{1}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2}. \quad (2.40)$$

O parâmetro de saturação é  $s_0 = I/I_{sat}$ , onde  $I_{sat}$  é o mínimo valor de intensidade a partir do qual temos saturação em ressonância. A intensidade de saturação está relacionada com a frequência de Rabi por  $I/I_{sat} = 2\Omega^2/\Gamma^2$ , e  $I_{sat} = \frac{\pi}{3} \frac{\hbar c \Gamma}{\lambda^3}$  [40]. A taxa de espalhamento é dada em termos da taxa de decaimento do nível excitado, e definida como  $\Gamma_{esp} = \Gamma \rho_{22}$ , onde  $\rho_{22}$  é a população do estado excitado. Assim, a partir da equação 2.39 temos

$$\Gamma_{esp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2}. \quad (2.41)$$

A taxa de espalhamento espontâneo é a taxa com que o átomo recebe momento do laser de excitação, pois o espalhamento espontâneo é isotrópico e não contribui em média para a variação de momento do átomo, em contraste com o espalhamento estimulado o qual contribui com momento ao átomo na direção contrária ao obtido no processo de absorção. A força de espalhamento é dada por

$$F_{esp} = \hbar k \Gamma_{esp} \quad (2.42)$$

$$= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4(\delta + \kappa v)^2/\Gamma^2}. \quad (2.43)$$

Quando a intensidade  $I$  é muito alta, o valor do parâmetro de saturação é muito alto,  $s_0 \gg 1$ , e a força de espalhamento tende a seu valor máximo:

$$F_{Esp.Max} = \hbar k \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.44)$$

Esta força é chamada força de pressão de radiação, e é uma força dissipativa, como veremos a seguir. Ela não é o único tipo de força que a luz exerce sobre um átomo. Existe também, por exemplo, a força de dipolo. Mais detalhes podem ser encontrados nas referências [39–41].

## **2.4 Mecanismos de resfriamento e armadilhamento**

Nesta seção, primeiro descrevemos o mecanismo de resfriamento de átomos chamado de melaço óptico. Em seguida, explicamos o efeito Zeeman na estrutura hiperfina do Rb 87 devido a um campo magnético. Finalmente, explicamos o funcionamento da AMO no caso unidimensional.

### **2.4.1 Melaço óptico**

O processo de resfriamento dos átomos em um gás é realizado através do uso de feixes contrapropagantes, com a mesma frequência. Para átomos com velocidades diferentes de zero, o efeito Doppler produz um desbalanço na força de pressão de radiação que cada feixe exerce sobre eles. Por outro lado, para os átomos parados, as duas forças se equilibram pois elas são iguais em magnitude e opostas em direção.

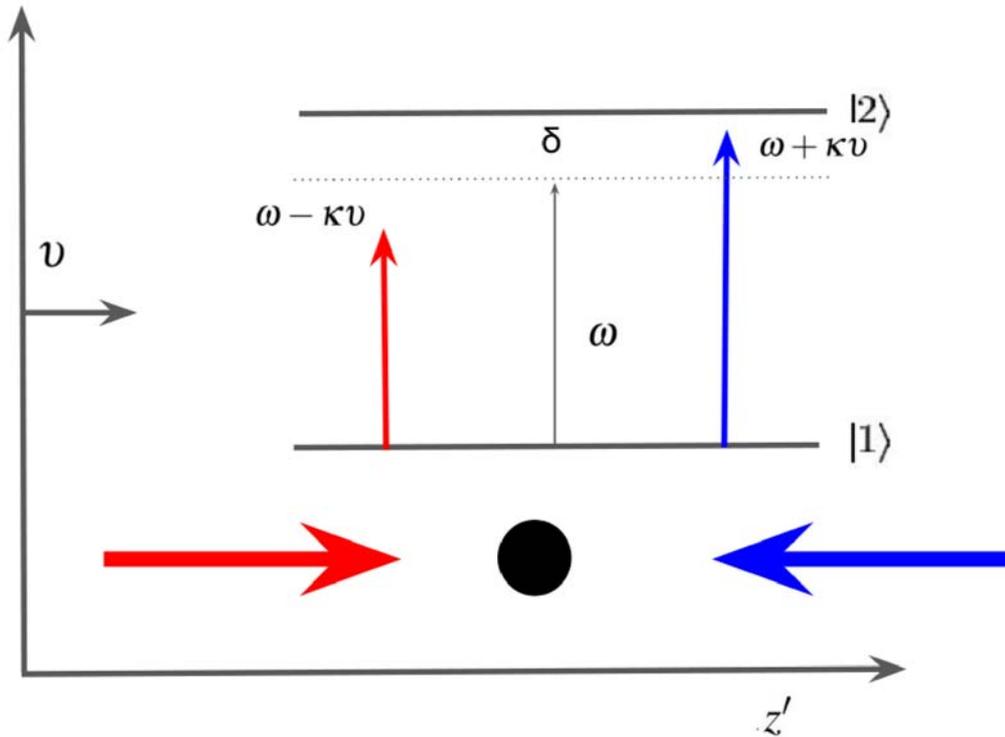


Figura 2.3: Deslocamento em frequência de um par de feixes contrapropagantes no referencial do átomo. O qual esta movendo-se para a direita, a frequência do feixe contra propagante aumenta  $\kappa v$ , enquanto a frequência do feixe copropagante ao átomo diminui  $\kappa v$ , onde  $\kappa$  e  $v$  são o vetor de onda e a velocidade do átomo respectivamente. Adaptada de [40].

Consideremos um melaço óptico unidimensional, onde dois feixes contrapropagantes de um mesmo laser com frequência  $\omega$ , dessintonizada por  $\delta < 0$ , interagem com um átomo de dois níveis. No referencial de um átomo que se desloca para a direita, como é mostrado na figura 2.3, o efeito Doppler faz com que o átomo perceba a frequência do feixe que se desloca em sentido contrário a ele como maior, enquanto que, para o feixe que se propaga no mesmo sentido, ele vai perceber como tendo uma frequência menor. Este deslocamento Doppler deixa o feixe que aponta no sentido contrário ao átomo mais próximo da ressonância, o que produz um aumento em sua absorção. Enquanto que o outro feixe que se desloca no mesmo sentido do átomo, se afasta da ressonância e sua absorção diminui. A força resultante é dada pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
F_{Mel} &= F_{Esp}(\omega - \omega_0 - \kappa v) - F_{Esp}(\omega - \omega_0 + \kappa v) & (2.45) \\
&= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\delta - \kappa v)^2/\Gamma^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\delta + \kappa v)^2/\Gamma^2}. & (2.46)
\end{aligned}$$

Para velocidades atômicas baixas  $\kappa v \ll \Gamma$ , podemos simplificar a expressão para:

$$F_{Mel} = 4\hbar k \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{(1 + I/I_{sat} + 4(\delta)^2/\Gamma^2)^2} \kappa v. \quad (2.47)$$

A expressão acima é uma força de fricção, análoga à força que uma partícula sente num fluido viscoso. Assim podemos escreve-la da seguinte forma:

$$F_{Mel} = -\alpha v, \quad (2.48)$$

com  $\alpha$  sendo o coeficiente de fricção dado por:

$$\alpha = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-2\delta/\Gamma}{(1 + 4\delta^2/\Gamma^2)^2} \quad (2.49)$$

onde estamos considerando o regime de baixa saturação  $I/I_{sat} \ll 1$ . Para que esta força seja uma força de amortecimento,  $\alpha$  deve ter um valor positivo para  $\delta < 0$ .

### 2.4.2 Efeito Zeeman na estrutura hiperfina

Como mostrado anteriormente na seção 2.1, o estado fundamental do Rb 87 tem dois subníveis hiperfinos,  $F = 1$  e  $F = 2$ , onde cada um dos níveis hiperfinos tem  $2F + 1$  subníveis Zeeman. Na ausência de campos magnéticos estes subníveis são degenerados. No entanto, quando um campo magnético externo é aplicado, a degenerescência é quebrada. Este fenômeno é conhecido como efeito Zeeman. No caso onde o campo é baixo, ou seja,

a interação dos átomos com o campo magnético é muito mais fraca do que a interação hiperfina, o hamiltoniano que descreve a interação é:

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar}(g_S\mathbf{S} + g_L\mathbf{L} + g_I\mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}. \quad (2.50)$$

Considerando um campo magnético ao longo da direção  $z$ , temos

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar}(g_S S_z + g_L L_z + g_I I_z) B_z, \quad (2.51)$$

onde  $\mu_B$  é o magnéton de Bohr,  $g_L \approx 1$ ,  $g_S \approx 2$  e  $g_I \approx -0.000995$  são os fatores  $g$  de Landé para o momento angular orbital do elétron, do spin do elétron, e nuclear, respectivamente. No caso no qual o deslocamento de energia devido ao campo magnético é pequeno comparado com os subníveis hiperfinos,  $F$  é um bom número quântico e o hamiltoniano de interação pode ser escrito como:

$$H_B = \mu_B g_F \frac{F_z}{\hbar} B_z, \quad (2.52)$$

onde  $g_F$  é o fator de Landé hiperfino:

$$g_F \simeq g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.53)$$

com  $g_J \simeq 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$ . O deslocamento de energia ( $\Delta E_{|F, m_F\rangle}$ ) dos subníveis magnéticos é dado por [36] [42]:

$$\Delta E_{|F, m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B_z. \quad (2.54)$$

Os subníveis Zeeman produzidos quando campos magnéticos atuam sobre átomos, serão usados na próxima seção onde explicamos a teoria da armadilha magneto-óptica, onde feixes de luz polarizada circularmente são sintonizados ressonantes com transições entre os subníveis Zeeman de dois níveis hiperfinos. Mais adiante usaremos eles no cancelamento dos campos magnéticos espúrios usando espectroscopia de micro-ondas.

### 2.4.3 Armadilha Magneto-Óptica (AMO)

No caso do melaço óptico, temos que os átomos só sofrem uma diminuição na velocidade, mas eles não ficam confinados espacialmente. Para mudar isso pode-se usar um campo magnético que vai quebrar a degenerescência entre os subníveis Zeeman ( $m_F$ ). Para simplificar nossos cálculos, e assim ter maior clareza dos conceitos físicos, vamos continuar trabalhando com um sistema unidimensional, com dois feixes contrapropagantes interagindo com um átomo de dois níveis. O funcionamento da armadilha pode ser melhor entendido através da Figura 2.4. Nela vemos o papel de um campo magnético que varia linearmente desde zero no eixo  $z$ . Os dois feixes contrapropagantes são dessintonizados abaixo da ressonância atômica com a transição  $F = 0 \rightarrow F' = 1$ , esta transição é usada como exemplo para facilitar a explicação. Os dois feixes mostrados na Figura 2.4 se propagam em sentidos opostos e estão circularmente polarizados. Dessa forma, através da regra de seleção do momento angular e na aproximação de dipolo elétrico estes feixes induzem somente transições  $\sigma_+$  e  $\sigma_-$ . Quando o átomo se move na direção  $z < 0$ , o nível de energia  $m_{F'} = +1$  está mais perto da ressonância com a frequência do laser. Então a absorção do feixe que se move na direção negativa de  $z$  será maior. Este feixe induz transições  $\sigma^+$ . Para átomos que se movem na direção  $z > 0$ , o nível de energia  $m_{F'} = -1$  está mais perto da ressonância com o laser. Então a absorção do feixe que se move na direção positiva de  $z$  é favorecida. Este feixe induz transições  $\sigma^-$ . Desta forma surge um desbalanço entre as forças que exercem os dois feixes sobre os átomos, que depende da velocidade e de sua posição ao longo do eixo  $z$ . Esta força tende a trazer os átomos para o zero do campo magnético. O deslocamento em frequência produzido pelo efeito Zeeman

deve ser incluído na força de melço óptico encontrada anteriormente. Dessa forma, a expressão que descreve a força de resfriamento  $F_{AMO}$  é dada por:

$$F_{AMO} = F_{Esp}^{\sigma^+}(\delta_{Esq}) - F_{Esp}^{\sigma^-}(\delta_{Dir}), \quad (2.55)$$

$$F_{AMO} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\delta_{Esq})^2/\Gamma^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4(\delta_{Dir})^2/\Gamma^2}. \quad (2.56)$$

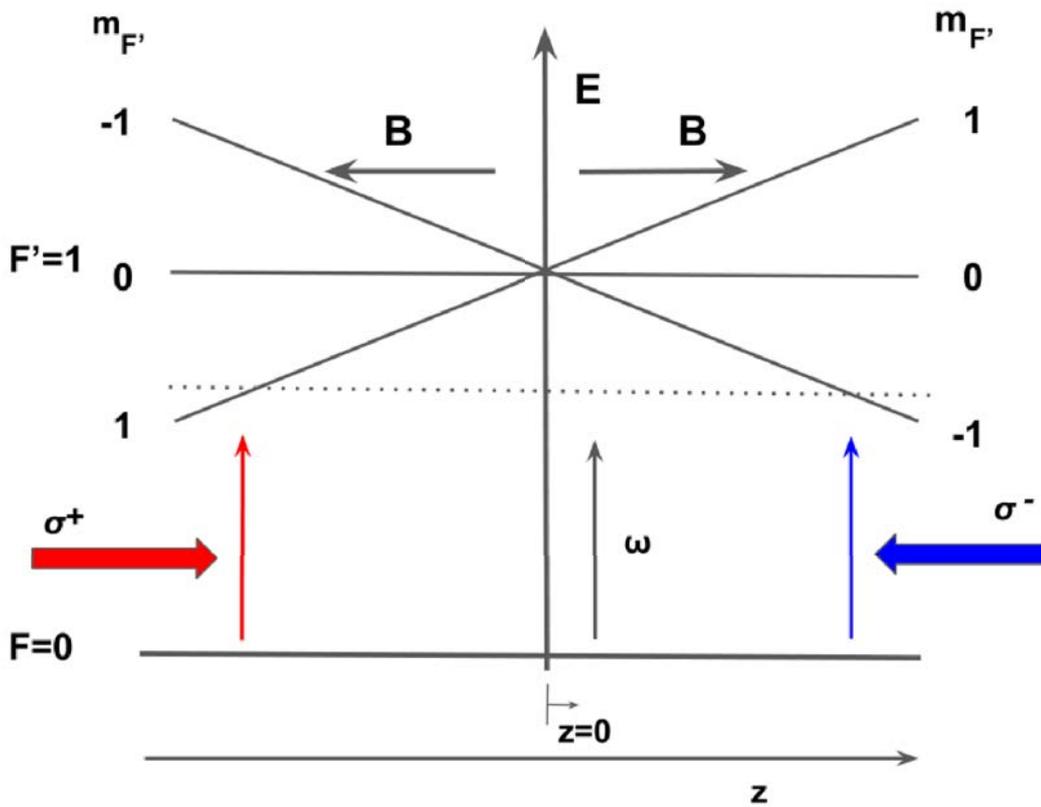


Figura 2.4: Esquema conceitual para uma AMO unidimensional, são mostrados dois feixes contrapropagantes com frequência  $\omega$  e com polarizações circulares  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . A separação entre os subníveis Zeeman  $m'_F$  do nível hiperfino de energia  $F' = 1$  aumenta proporcional ao campo magnético  $B$ , este campo aumenta linearmente desde  $z = 0$  no sentido positivo e negativo do eixo  $z$ .

A frequência do feixe que se propaga na direção positiva de  $z$  é mais ressonante com a transição  $\Delta m_{F'} = -1$ , então sua dessintonia  $\delta_{Esq}$  é dada pela seguinte equação:

$$\delta_{Esq} = (\omega - \kappa v) - (\omega_0 + \beta z). \quad (2.57)$$

Para o feixe que se propaga na direção negativa de  $z$ , mais ressonante com a transição  $\Delta m_{F'} = +1$ , temos:

$$\delta_{Dir} = (\omega + \kappa v) - (\omega_0 - \beta z), \quad (2.58)$$

onde o deslocamento em frequência ( $\beta z$ ) devido ao efeito Zeeman é dado por:

$$\beta z = \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z, \quad (2.59)$$

onde  $g = g_{F'}m_{F'} - g_F m_F = g_{F'}m_{F'}$ , pois  $m_F = 0$  para o  $F = 0$  no nosso caso. Agora considerando pequenos deslocamentos Zeeman  $\beta z \ll \Gamma$ , e átomos a baixas velocidades ( $\kappa v \ll \Gamma$ ) é possível fazer uma expansão em séries de Taylor em torno de  $v = 0$  e  $z = 0$ , para finalmente se obter uma expressão simplificada para a força de resfriamento  $F_{AMO}$ :

$$F_{AMO} = -\alpha v - \zeta z \quad (2.60)$$

onde  $\zeta$  é a constante de mola dada por:

$$\zeta = \frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dz} \alpha. \quad (2.61)$$

Esta é uma força restauradora que atrai o átomo para o centro da armadilha. Contrasta então com o melaço óptico, onde os feixes exercem uma força sobre os átomos que diminui sua velocidade e é independente da posição, ou seja, a mesma força atua sobre os átomos

em qualquer posição e só depende da velocidade. Nesse caso, os átomos podem sair com alta probabilidade da região onde os três pares de feixes se interceptam. Ao adicionar o campo magnético é introduzido uma dependência com a posição, levando os átomos a serem confinados no ponto onde é zero o campo magnético.

Este tratamento unidimensional é generalizado para o caso tridimensional, onde usamos três pares de feixes contrapropagantes junto a um campo quadrupolar, o qual aumenta linearmente em todas as direções. Cada feixe pode ser tratado independentemente no regime de baixa saturação, onde os efeitos de cada feixe sobre os outros não é relevante.

#### 2.4.4 Limite Doppler

Para determinar a mínima temperatura que se pode alcançar no processo de resfriamento, temos que considerar as flutuações da força de espalhamento, pois elas representam uma fonte de aquecimento. O limite de resfriamento será dado pela temperatura quando a taxa de resfriamento e aquecimento são iguais. As flutuações são causadas por variações estatísticas no número de fótons transferidos por unidade de tempo e na direção aleatória de fótons emitidos. Estes dois efeitos levam o átomo a seguir um passeio aleatório no espaço de momento com um passo de magnitude  $\hbar\kappa$ , onde cada passo do caminhante, ou átomo, será representado pelo processo de absorção e emissão de um fóton. O coeficiente de difusão de momento é definido como:

$$D_P \equiv \langle \frac{dp^2}{dt} \rangle / 2 = \Gamma_{esp} \hbar^2 k^2. \quad (2.62)$$

onde  $\frac{dE}{dt} = \frac{D_p}{m}$  é a taxa de aquecimento e  $\Gamma_{esp}$  é a taxa de espalhamento (definido em 2.41). Neste caso foi assumido que os fótons são absorvidos e emitidos somente ao longo da direção de propagação. A energia cinética dos átomos diminui por uma força descrita pela equação  $F_{Mel} = -\alpha v$ . A taxa de resfriamento é dada por:  $\frac{dE}{dt} = v_z F_{Mel} = -\alpha v_z^2$ , onde escolhemos  $z$  como a direção de propagação dos feixes. Quando fazemos a soma da taxa de aquecimento e resfriamento igual a zero, obtemos:

$$D_P/\alpha = mv_z^2 \quad (2.63)$$

Para finalizar, utilizamos o teorema de equipartição da energia, considerando que a energia cinética média é  $m\langle v_z^2 \rangle/2$ . Como a energia térmica é  $k_B T/2$  para cada grau de liberdade quadrático no hamiltoniano, então  $m\langle v_z^2 \rangle = k_B T$ , com isso, para o caso unidimensional no regime de baixa saturação e baixas velocidades temos:

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{-2\delta/\Gamma}, \quad (2.64)$$

quando  $\delta = -\Gamma/2$  a equação acima leva a uma temperatura mínima:

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2}. \quad (2.65)$$

Esta equação estabelece o limite do resfriamento Doppler. Para o caso tridimensional é mostrado em [40] e [43] que a temperatura mínima é dada pela mesma equação.

### 2.4.5 Campo magnético

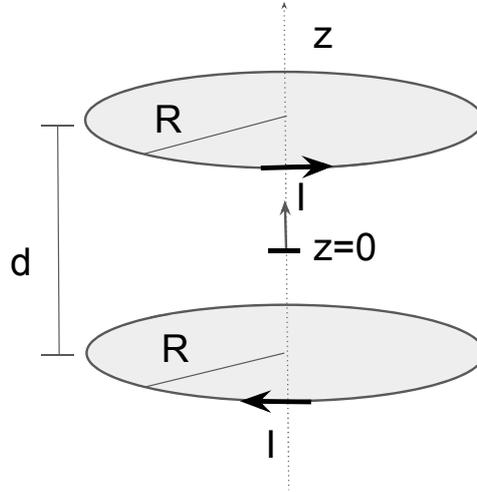


Figura 2.5: Bobinas na configuração Anti-Helmholtz.

Para fornecer o campo magnético quadrupolar necessário para armadilhar os átomos, usamos um par de bobinas circulares na configuração Anti-Helmholtz, ou seja, quando percorre por elas uma corrente  $I$  de mesmo valor e com sentidos opostos. Nesta configuração, as bobinas devem estar posicionadas simetricamente em torno do eixo  $z$  e separadas por uma distância  $d$  igual ao seu raio  $R$ , ver figura 2.5. Esta figura está fora de escala para facilitar sua visualização. No próximo capítulo, será mostrado que no nosso experimento estas bobinas estão separadas por uma distância um pouco maior que seu raio, isto devido ao tamanho da câmara de vácuo.

O campo magnético total gerado é dado pela lei de Biot-Savart, e pode ser calculado usando o princípio da superposição. Dessa forma, o campo fica como uma soma dos campos gerados por cada bobina:

$$B(z) = \frac{N\mu_0}{2} \left( \frac{R^2 I}{((z - R/2)^2 + (R)^2)^{3/2}} - \frac{R^2 I}{((z + R/2)^2 + (R)^2)^{3/2}} \right), \quad (2.66)$$

onde  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{N/A}^2$ . O campo gerado por esta configuração cresce linearmente em todas as direções desde o seu ponto médio, em  $z = 0$ , onde é nulo.

Por outro lado, após a adição das bobinas circulares na armadilha, acrescentamos também três pares de bobinas quadradas, a fim de compensar os campos magnéticos espúrios. Estas foram montadas na configuração de Helmholtz para gerar um campo homogêneo em cada direção no centro da armadilha. Neste caso, a corrente  $I$  fluem em cada par de bobinas na mesma direção, e o campo magnético é dado pela expressão:

$$B(z) = \frac{2N\mu_0}{\pi} \left( \frac{a^2 I}{\left( (z - \frac{d}{2})^2 + a^2 \right) \left( (z - \frac{d}{2})^2 + 2a^2 \right)^{1/2}} + \frac{a^2 I}{\left( (z + \frac{d}{2})^2 + a^2 \right) \left( (z + \frac{d}{2})^2 + 2a^2 \right)^{1/2}} \right) \quad (2.67)$$

onde cada bobina tem lado  $2a$ , e cada par de bobinas estão separadas por uma distância  $d$ , como é mostrado na Figura 2.6

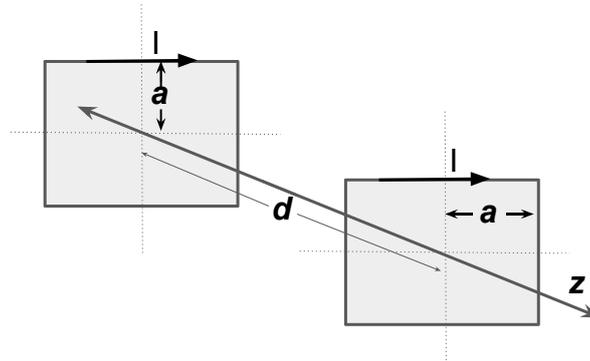


Figura 2.6: Bobinas na configuração de Helmholtz.

## 2.5 Geração de pares de fótons a partir de um ensemble atômico

Usaremos esta armadilha magneto-óptica para a geração de pares de fótons, os quais podem ser obtidos a partir de um único ensemble atômico frio. Esta constitui a etapa inicial na implementação do protocolo para comunicação quântica a grandes distâncias DLCZ [32]. Para a realização do experimento, consideramos ensembles com  $N_a$  átomos idênticos numa configuração de níveis tipo  $\Lambda$ , como mostrado na figura 2.7a e 2.7b.  $|g\rangle$  e  $|s\rangle$  são os estados fundamentais, e  $|e\rangle$  é o estado excitado. A primeira etapa é um bombeio óptico para deixar os átomos no estado  $|g\rangle$ . Depois disto é usado um pulso chamado de escrita, de baixa intensidade e quase ressonante com a transição  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ , de forma que a probabilidade de induzir a transição de mais de um átomo seja muito baixa. Assim, estamos em um regime de uma só excitação. Posteriormente, o estado atômico coletivo decai no estado  $|s\rangle$  emitindo um fóton chamado de fóton 1. Este indicará o armazenamento de uma excitação coletiva no ensemble. Estas são chamadas transições Raman espontâneas ( $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |s\rangle$ ). Um segundo pulso, chamado de leitura, é enviado depois com um atraso programado. Este pulso é de alta intensidade e ressonante com a transição  $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$ . Posteriormente, um fóton chamado de fóton 2 é emitido na transição  $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ . A emissão do fóton 2 é garantida pelo fenômeno de superradiança, onde a emissão de um fóton é acelerada a uma taxa que pode ser sintonizada controlando o número de átomos no ensemble [44]. No caso do protocolo DLCZ, a leitura do sistema não é feita simultaneamente com o processo de escrita, então o meio atômico deve funcionar como uma memória. A excitação atômica coletiva deve ser armazenada no ensemble atômico por um tempo, até ser mapeada no fóton 2 gerado no processo de leitura. Os feixes de leitura e escrita, e os modos de detecção dos fótons 1 e 2, estão em uma configuração de mistura de quatro ondas, como é mostrado na figura 2.7c.

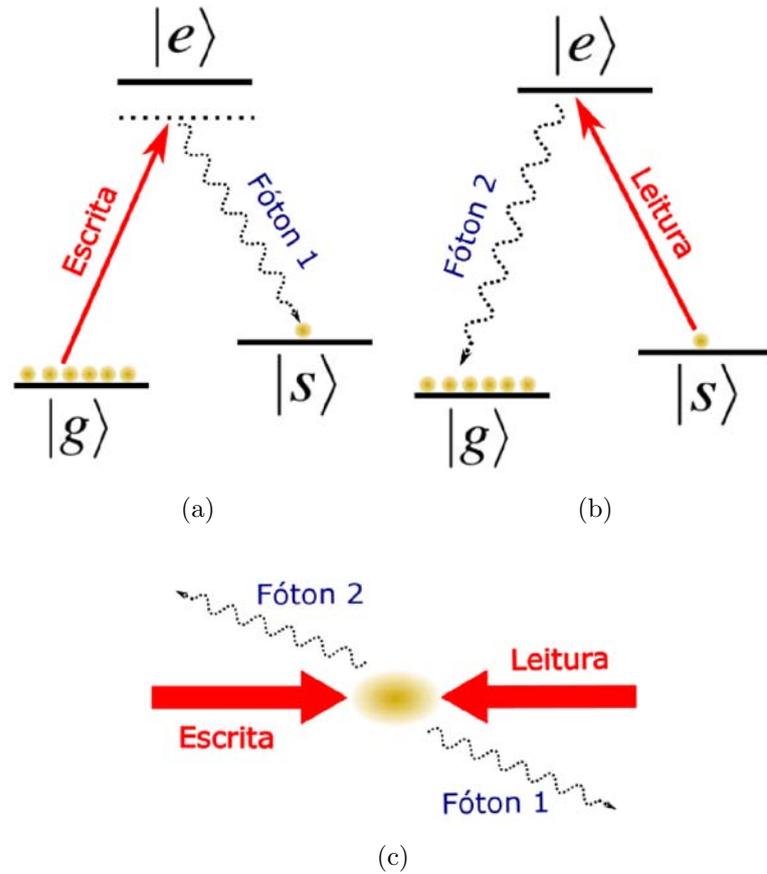


Figura 2.7: Representação do esquema proposto no protocolo DLCZ para a geração de pares de fótons a partir de um ensemble atômico.  $|g\rangle$  é o estado fundamental,  $|e\rangle$  é o estado excitado e  $|s\rangle$  é o estado para o armazenamento da excitação. (a) Esquema de níveis para o processo de escrita. (b) Esquema de níveis para o processo de leitura. (c) Configuração de feixes contrapropagantes mostrando os respectivos fótons 1 e 2 gerados, depois da incidência dos pulsos de escrita e leitura sobre a nuvem atômica.

### 2.5.1 Transições magnéticas

As regras de seleção para as transições de dipolo elétrico proíbem as transições entre subníveis Zeeman hiperfinos, ou transições de radio-frequências, onde só o número quântico magnético  $m_F$  muda. Estas transições são chamadas de dipolo magnético e são induzidas por um campo magnético oscilante da forma

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos \omega t. \quad (2.68)$$

Os elementos da matriz de transição para dois estados atômicos particulares  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$  são

$$\mu_{21} \propto \langle 2 | \hat{\vec{\mu}} \cdot \hat{\vec{B}} | 1 \rangle, \quad (2.69)$$

onde  $\hat{\vec{\mu}} = -\mu_B(g_L\hat{\vec{L}} + g_S\hat{\vec{S}})$ . Como  $\hat{\vec{L}}$  e  $\hat{\vec{S}}$  têm paridade par, eles permitem transições entre estados de mesma paridade. As regras de seleção ficam  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta S = 0$ . Para estados hiperfinos, as regras de seleção são  $\Delta F = 0, \pm 1$ ,  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . Transições deste tipo serão exploradas na seção 4.3, onde usamos espectroscopia de micro-ondas para o cancelamento dos campos magnéticos espúrios atuando na região da nuvem atômica.

## Capítulo 3

# Configuração experimental e métodos

Neste capítulo, vamos mostrar a montagem experimental e os métodos usados para o desenvolvimento do experimento. Na seção 3.1, descrevemos o sistema de vácuo. Os lasers e seu sistema de controle e estabilização são descritos em 3.2 e 3.3. A montagem, sintonia e chaveamento dos feixes de resfriamento e dos feixes de prova, assim como escrita e leitura, são descritos na seção 3.4. Na seção 3.5, descrevemos a configuração das bobinas para o campo magnético quadrupolar e para os campos de compensação. Finalmente, em 3.6 descrevemos a montagem para a geração de fótons individuais.

### 3.1 Montagem do vácuo

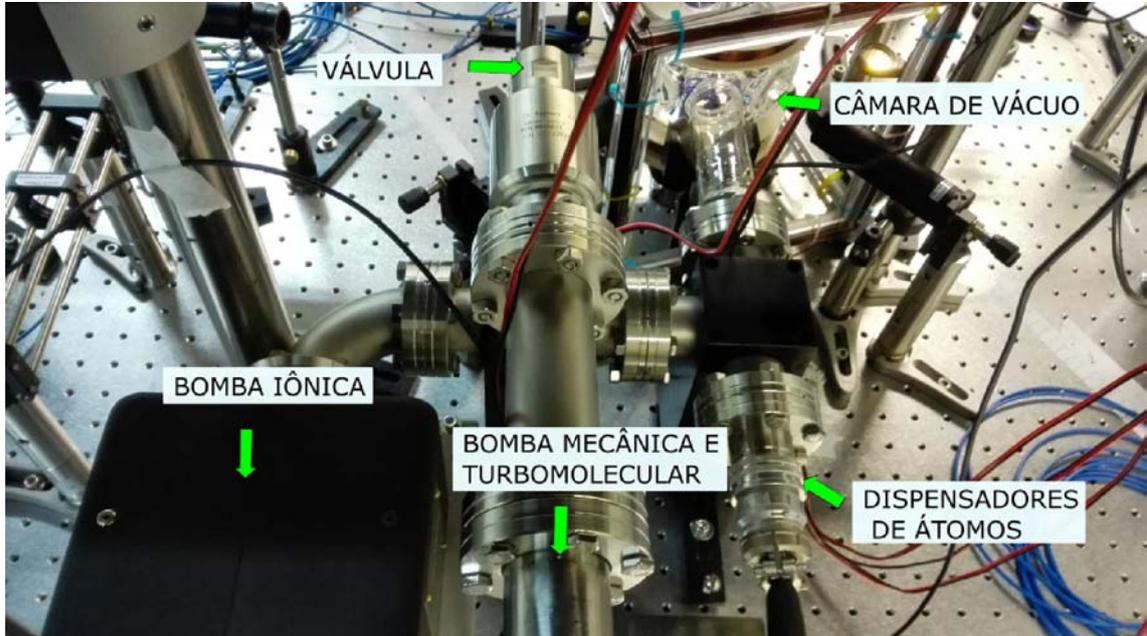


Figura 3.1: Foto do sistema de vácuo.

Para diminuir a quantidade de colisões entre átomos externos e os átomos de Rubídio e seus efeitos sobre nosso experimento, devemos construir um sistema de vácuo. Para tal propósito, usamos um sistema que consiste de três diferentes bombas: uma bomba iônica (VacIon plus 20), uma mecânica (Varian Mechanical Vacuum Pumps sd 40) e uma bomba turbomolecular (Turbo V81-AG da Agilent), as quais estão conectadas ao sistema da câmara de vácuo. Neste sistema, também encontra-se uma válvula que separa o conduto onde são conectadas as bombas mecânica e turbomolecular do resto do sistema, como é mostrado na figura 3.1.

Um procedimento muito importante para o bom funcionamento do sistema é a limpeza na montagem das peças, onde neste processo sempre foram utilizadas luvas na manipulação dos condutos e flanges. Antes da montagem das peças, as mesmas foram devidamente lavadas com acetona e isopropanol para retirar qualquer sujeira. Nas conexões foram utilizadas flanges que usam uma junta em anel de cobre para unir os componentes da montagem. As flanges foram parafusadas de forma que a pressão fosse distribuída uni-

formemente. Para esse fim, seguimos um procedimento em que inicialmente apertávamos um parafuso e em seguida o parafuso localizado na posição diametralmente oposta.

Nesta montagem, também foram acoplados dispensadores de átomos de Rubídio "getters" da empresa Alvatec (AS-3-Rb-60 tipo-S). Esses getters liberam átomos de Rubídio quando uma corrente entre 4 e 8 A é aplicada. Após a montagem completa do sistema, foram realizadas duas etapas para alcançar o nível de vácuo desejado, da ordem de  $1 \times 10^{-8}$  mbar. Na primeira etapa, conectamos a bomba mecânica, que inicialmente ela pode atingir  $1 \times 10^{-3}$  mbar aproximadamente. Esta bomba possui um rotor que gira no interior de uma câmara cilíndrica. Por meio de paletas, o ar é transferido, comprimido e finalmente expulso da câmara de vácuo.

Quando a pressão chega a um nível adequado (do ordem de  $1 \times 10^{-2}$  mbar) para a bomba turbomolecular funcionar, ela é acionada automaticamente. Esta bomba tem uma turbina rotativa que é controlada por um motor elétrico que alcança uma velocidade de 81000 rpm e uma velocidade de bombeamento de 50 L/s para o Nitrogênio. Com estas condições, a bomba alcança aproximadamente  $1,4 \times 10^{-7}$  mbar, a partir de onde a bomba iônica pode ser ligada. Esta última possui velocidade de bombeamento de 20 L/s para o Nitrogênio e pressão inicial máxima de funcionamento de  $5 \times 10^{-2}$  mbar. A bomba iônica é deixada ligada e com isso conseguimos uma pressão de cerca de  $1 \times 10^{-8}$  mbar. A partir desse momento, a válvula da câmara é fechada e as bombas mecânica e turbomolecular desconectadas do sistema.

A câmara da AMO é feita de vidro, com dimensões de 5,5 cm de altura e 11.0cm de diâmetro, aproximadamente. As paredes laterais têm 8 janelas, com um diâmetro de 5.0 cm cada. Na figura 3.2, podemos ver a função de cada uma das janelas. Elas estão unidas ao sistema do vácuo por meio de um tubo de vidro que leva aos dispensadores de átomos de Rubídio. A medida da pressão da câmara é feita por meio da corrente da bomba iônica e do gráfico que relaciona essa corrente com a pressão.

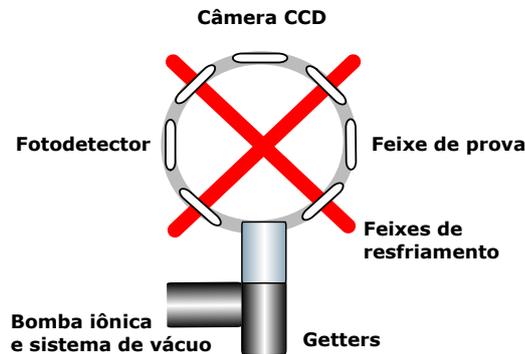


Figura 3.2: Funções dos vários acessos a câmara de vidro contendo a AMO.

## 3.2 Lasers de diodo TICO e TECO

Para gerar os feixes de resfriamento e o feixe de rebombeio (será explicado na seção 3.4), utilizamos dois lasers de diodo, denominados de TICO e TECO, respectivamente. Um fator muito importante para o travamento da frequência dos lasers é a temperatura, pois os modos de emissão da cavidade do laser são muito sensíveis a ela. Além de utilizarmos um circuito para o travamento ativo da mesma, verificamos a necessidade de controlar também a temperatura da sala. Os lasers de diodo utilizados no experimento são da empresa THORLABS (modelo DL7140-201S) e emitem em um comprimento de onda em torno de 785 nm, ver apêndice ?? para especificações. Os lasers foram inseridos em um tubo colimador com uma lente óptica (THORLABS LT230P-B-Comprimento 0,75”) e dentro de uma caixa de acrílico com um Peltier embaixo de uma peça de cobre que fixa o tubo colimador, ver figura 3.3. Na saída do feixe, colocamos uma janela óptica com película anti-refletora (THORLABS WG11050-B).

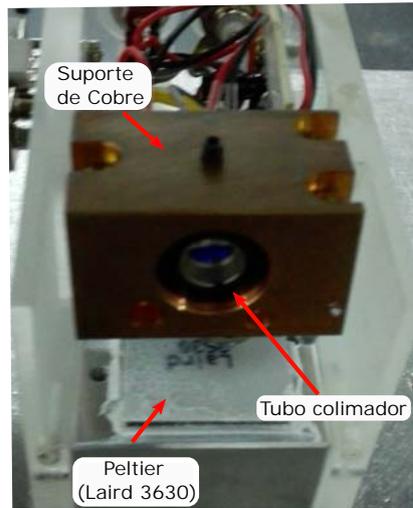
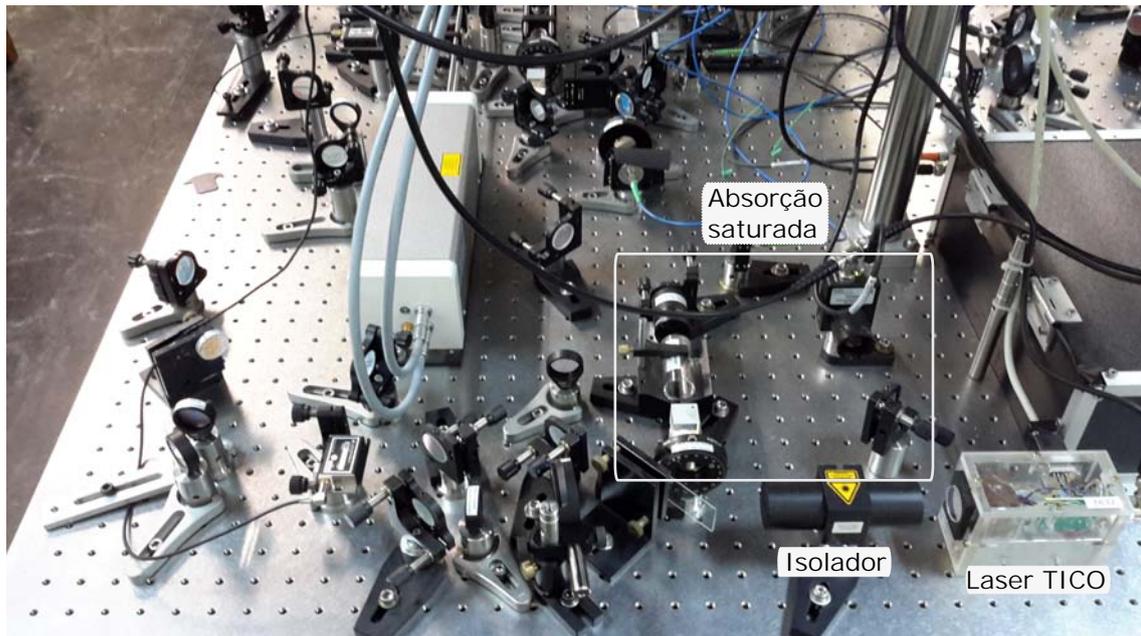
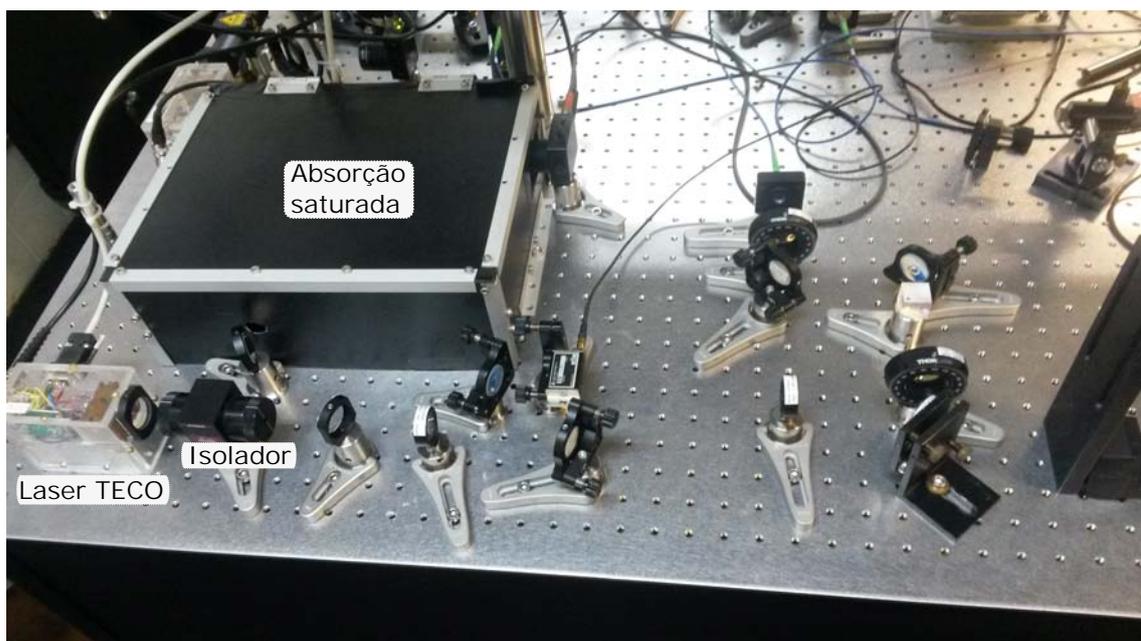


Figura 3.3: Foto do laser de diodo mostrando o tubo de colimação e o Peltier usado.

Os lasers de diodo, ou laser de semicondutor, são formados por uma junção  $p-n$ . Essa junção consiste da união de dois cristais, onde o tipo  $p$  está dopado de forma que tenha abundância de buracos (cargas positivas) e o tipo  $n$  tem abundância de elétrons livres (cargas negativas). Geralmente, os lasers de diodo consistem de uma lâmina delgada com um lado totalmente refletor e outro parcialmente refletor. Quando é atravessado por uma corrente elétrica ele emite luz devido à inversão de população dos portadores de carga (elétrons e buracos). Isso ocorre quando alguns elétrons dos níveis de energia mais altos da banda de valência passam a ocupar os níveis de mais baixa energia da banda de condução. Os elétrons na banda de condução podem voltar à banda de valência ocupando um dos buracos produzidos, emitindo assim um fóton com energia igual ao gap de energia do semicondutor. Esta emissão é a que produz um efeito laser. A intensidade e frequência da luz emitida dependem da corrente fornecida. Quando esta é menor que um limiar, a diretividade da luz laser é baixa, enquanto o sua banda espectral é grande, funcionando basicamente como um LED. Acima do limiar de corrente, a luz tem banda espectral estreita e uma forte diretividade. O tamanho da cavidade pode ser mudado pela temperatura, e desta forma o limiar de corrente também muda um pouco [45].



(a) Foto do laser TICO.



(b) Foto do laser TECO.

Figura 3.4: Fotos das montagens dos lasers usados para resfriamento e rebombeio, com suas respectivas montagens de absorção saturada.

Na figura 3.4, um isolador óptico de 60dB de atenuação é usado na saída de cada laser, ele não deixa entrar luz refletida da montagem no laser, só permite a transmissão em uma

---

direção. Seu funcionamento esta baseado no efeito Faraday, no qual um campo magnético muda o plano da polarização da luz. A potência do laser TICO após do isolador é de 40mW quando fornecemos a ele uma corrente de 100 mA aproximadamente, e para o laser TECO temos que para uma corrente de 114 mA obtemos 59 mW aproximadamente. Para a estabilização da frequência dos lasers, foi usada uma montagem de absorção saturada. Isto com o fim de fixar a frequência deles por meio de um circuito de travamento, o qual usa o sinal obtida no experimento de absorção saturada.

### 3.3 Absorção saturada

O método de espectroscopia de absorção saturada do Rubídio oferece uma medida precisa das frequências de transições atômicas não perturbadas pelo movimento atômico. Na espectroscopia linear usual, onde observamos a absorção simples de um único feixe de prova, temos um espectro com alargamento Doppler e não é possível resolver a estrutura hiperfina nem o alargamento natural da linha atômica. No caso da espectroscopia de absorção saturada usamos outro feixe mais intenso com direção contrária ao feixe de prova, chamado de feixe forte. Estes dois feixes passam através de uma célula de vapor a temperatura ambiente. Se considerarmos que esta célula contém idealmente átomos de dois níveis, com apenas um estado excitado e um fundamental, que obedecem a um perfil de velocidades de Maxwell-Boltzmann, então quando apenas o laser de prova passa por ela o espectro de absorção observado apresenta um alargamento Doppler. Quando usamos o feixe intenso na direção oposta e com a mesma frequência do feixe de prova, além disso ressonante com a transição atômica, ele vai ser absorvido pelos mesmos átomos que o feixe de prova só para átomos com velocidade zero. Nesse caso, o feixe intenso satura a transição e observamos uma diminuição na absorção do prova, o qual é representado por um pico. No caso dos átomos com muitos níveis, com mais de um nível excitado dentro do perfil Doppler, acontece que átomos com velocidade diferente de zero podem ficar ressonantes com os dois feixes simultaneamente mas cada um em transições diferentes, dando origem ao picos chamados de "cross-over". Neste caso, o espectro de absorção do prova apresenta

ressonâncias em uma frequência igual à média aritmética entre as frequências dos dois níveis excitados.

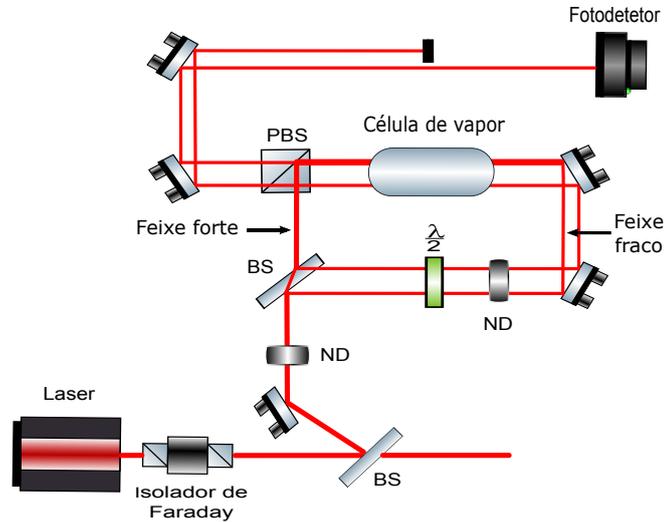


Figura 3.5: Esquema da montagem de absorção saturada.

A montagem de absorção saturada implementada para os dois lasers foi fundamentalmente a mesma. Um desenho ilustrativo é mostrado na figura 3.5, correspondente à absorção saturada do laser TECO. O feixe saindo do laser passa por um isolador óptico, é refletido num BS (do inglês Beam Splitter), o qual gera dois feixes: um deles, o transmitido, será usado para a implementação do feixe de rebombeio e leitura posteriormente. O refletido é dirigido por meio de um espelho à montagem de absorção saturada. Primeiro passa por filtros ND (Neutral Density), depois por um divisor de feixe BS, este divide o feixe incidente em três feixes. Um deles vai ser o feixe forte ou intenso, ele corresponde ao feixe transmitido, o qual é refletido por um PBS (Polarizing Beam Splitter), de forma que passe por uma célula de vapor de átomos de Rubídio. Os outros dois feixes, refletidos pelo BS, passam por uma placa de onda  $\lambda/2$ , a qual gira a polarização linear deles, assim eles são transmitidos pelo PBS locado depois da célula. Depois eles passam por um filtro ND para diminuir sua intensidade, eles são chamados de feixes prova. Finalmente são refletidos por dois espelhos de forma que também passem pela célula de vapor, um deles contrapropagante ao feixe forte. Depois de passar pela célula, os feixes prova são transmitidos por um PBS e por meio de dois espelhos são dirigidos a um fotodetector da

empresa THORLABS (modelo APD36A/M). A partir do sinal que chega ao fotodetector obtemos o espectro de absorção saturada. Usando esta configuração mais um circuito de travamento como mostramos na seção 3.3.1, é possível fixar a frequência dos lasers numa determinada transição atômica.

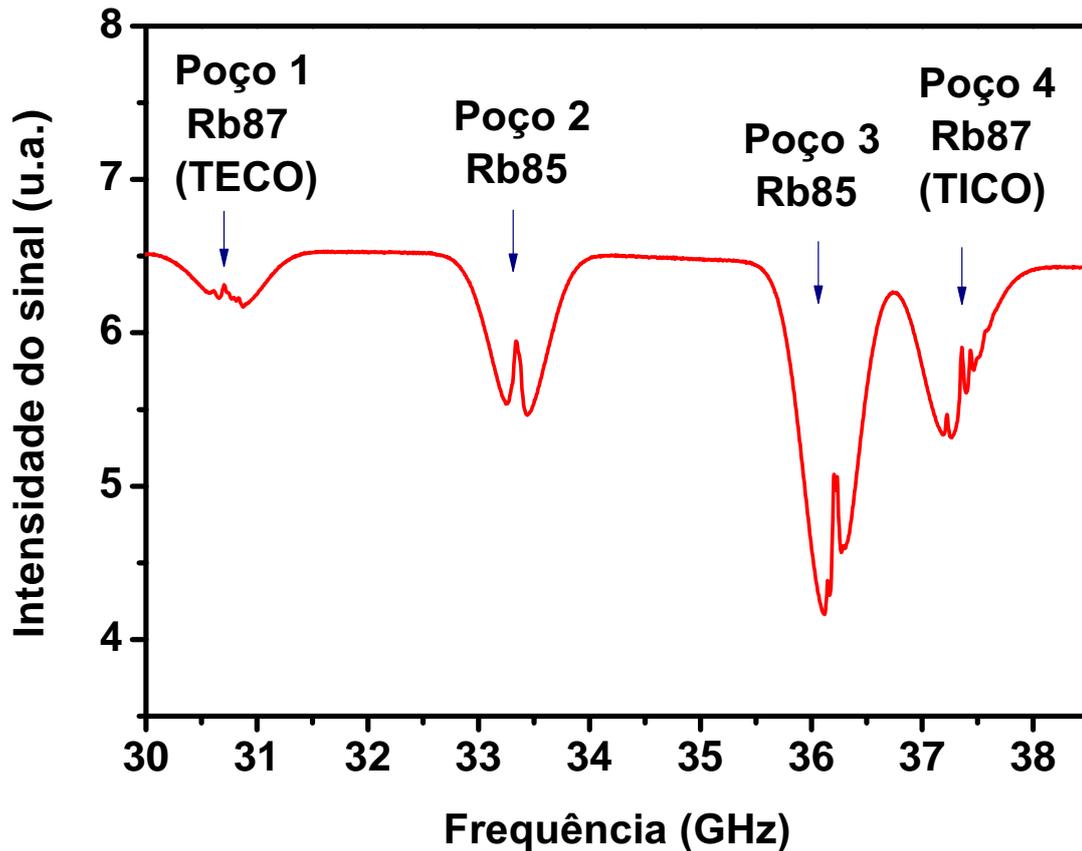


Figura 3.6: Espectro completo de absorção saturada para a linha D2 do Rb87 e Rb85.

O espectro completo de absorção saturada para a linha D2 do Rb87 e Rb85 é mostrado na figura 3.6, onde podemos observar os 4 poços de absorção Doppler. Para cada laser foi usada uma montagem de absorção saturada e um circuito de controle de corrente independente. O laser TICO foi travado no cross-over entre as transições  $F = 2 \rightarrow F' = 1$  e  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , representado pelo terceiro pico do quarto poço, dessintonizado 211,8 MHz de  $F' = 3$ , ver figura 3.7. O laser TECO foi travado no segundo pico do primeiro poço, que corresponde ao cross-over entre as transições  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  e  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ , dessintonizado 78,47 MHz de  $F' = 2$ , ver figura 3.8. O travamento foi feito nos cross-over devido a seus sinais serem mais fortes.

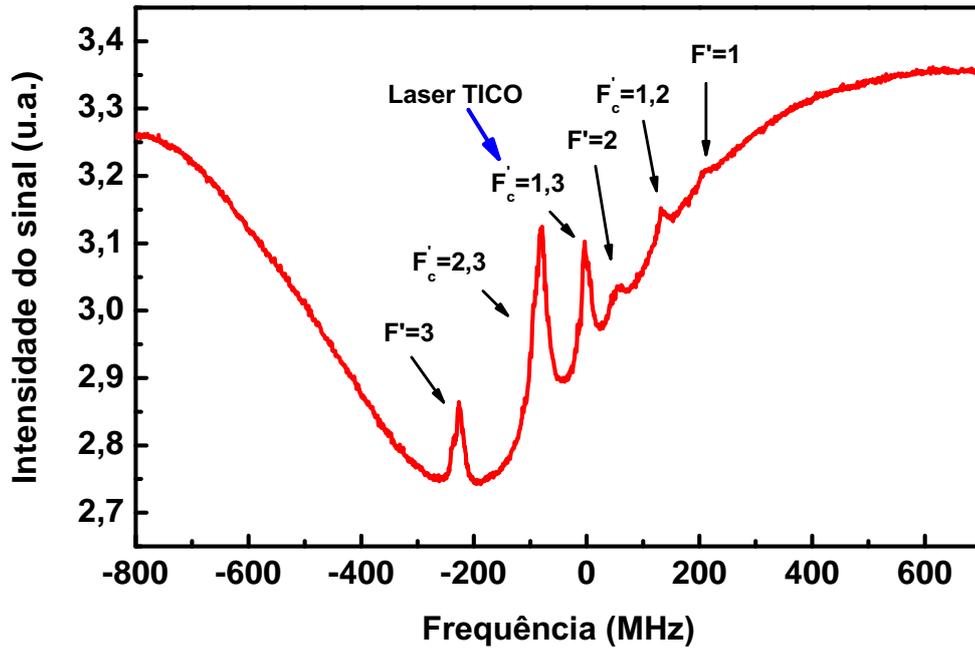


Figura 3.7: Espectro de absorção saturada da linha D2 do Rb87. As transições mostradas partem do nível  $F = 2$  ( $F = 2 \rightarrow F'$ ), em cada pico está indicada a transição correspondente. Os "cross-overs" são indicados por  $F'_c$ . TICO é travado em  $F'_c = 1, 3$ .

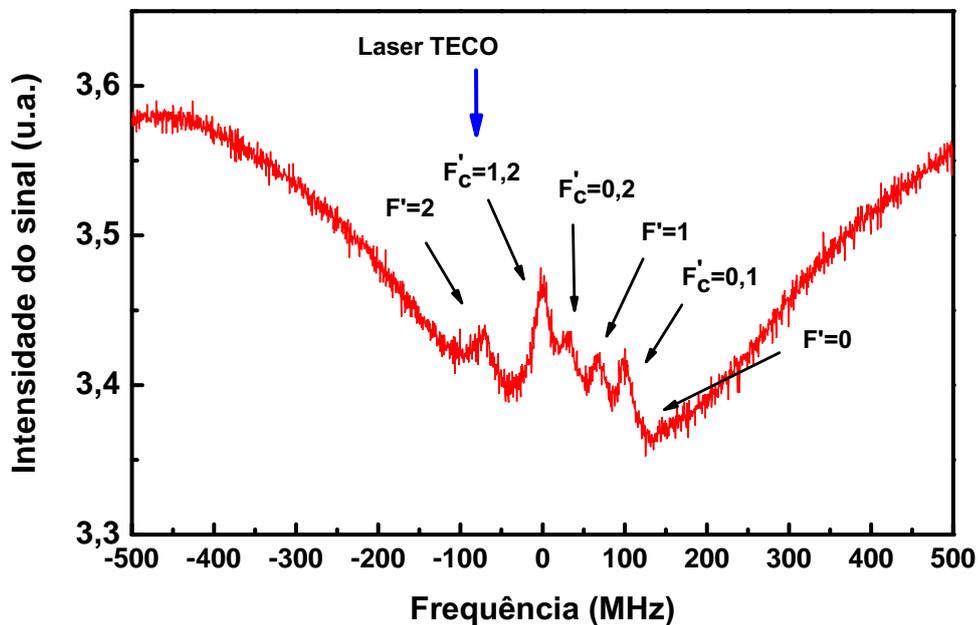


Figura 3.8: Espectro de absorção saturada da linha D2 do Rb87. As transições mostradas partem do nível  $F = 1$  ( $F = 1 \rightarrow F'$ ), em cada pico está indicada a transição correspondente. TECO é travado em  $F'_c = 1, 2$ .

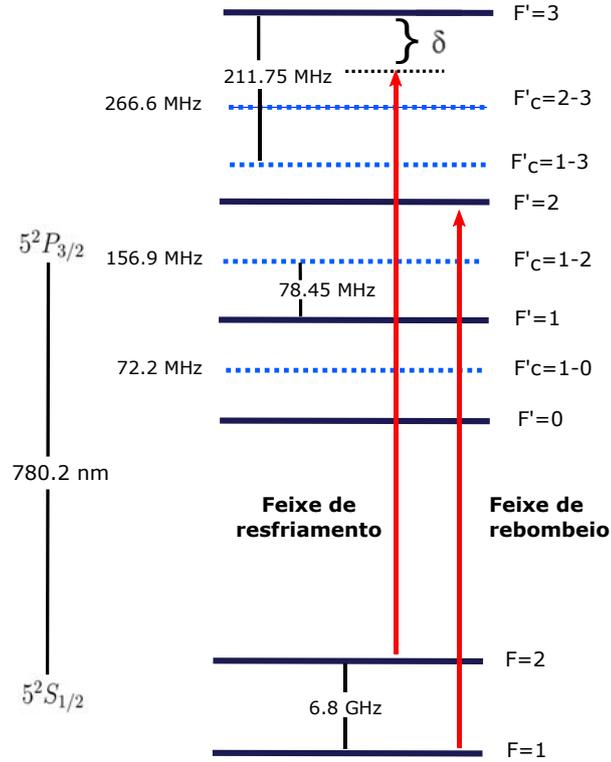


Figura 3.9: Representação dos feixes de resfriamento e rebombeio atuando em suas respectivas transições. O laser de resfriamento está dessintonizado alguns MHz da transição  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  e o laser de rebombeio está na ressonância com a transição  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ . Onde  $F'_C$  corresponde aos crossover entre os distintos níveis excitados.

Os lasers TICO e TECO são usados para a produção dos feixes de resfriamento e rebombeio respectivamente. Estes feixes são sintonizados na frequência desejada usando Moduladores Acusto-Ópticos (MAO), como será mostrado na seção 3.4. Nós escolhemos sintonizar os feixes de resfriamento perto da ressonância com a transição  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , ver figura 3.9. Os átomos excitados no nível  $F' = 3$ , só podem decair para o estado fundamental  $F = 2$ , o que corresponde a uma transição cíclica. No entanto, existe uma pequena probabilidade de que os átomos sejam excitados ao nível  $F' = 2$ . Assim, eles podem decair ao nível fundamental  $F = 1$ , acumulando átomos neste nível, o que interromperia o ciclo de resfriamento. O anterior faz necessário o feixe de rebombeio, ou bombeio óptico, o qual é sintonizado ressonante com a transição  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ .

---

Ele leva os átomos de  $F = 1$  para  $F = 2$ , onde os átomos são excitados com o feixe de resfriamento na transição cíclica.

### 3.3.1 Eletrônica de controle

Para fornecer corrente aos lasers é usada uma caixa eletrônica com um controle de corrente, por meio de uma chave é possível variar a corrente fornecida pela caixa e assim fazer uma varredura na frequência da luz emitida pelo cavidade laser. Esta caixa tem também um controle de temperatura, e sua finalidade é minimizar as flutuações da temperatura do laser, as quais ocasionariam a variação na frequência da radiação emitida pela cavidade. Isto é feito por meio de um Peltier na base do suporte de cobre que sustém o tubo colimador onde está o laser, como foi mostrado na figura 3.3. Por outro lado, foi usada também uma caixa com um circuito para o travamento dos laser, com a finalidade de fixar a frequência do laser num valor determinado, por longos períodos de tempo. O circuito de travamento usa uma sinal de erro proporcional à dessintonia do laser da frequência desejada. Este sinal é enviado à caixa controladora da corrente do laser para produzir o ajuste requerido. Para mais detalhes do circuito de travamento, ver referência [46] [47].

## 3.4 Feixes de resfriamento e rebombeio

Nesta seção, vamos explicar o montagem dos feixes usados para o resfriamento e o rebombeio dos átomos na armadilha. Começamos explicando o funcionamento do modulador acusto-óptico, que será usado nas montagens para chavear e sintonizar as frequências dos feixes. Depois descrevemos a montagem dos respectivos feixes.

### 3.4.1 Modulador Acusto-Óptico

Um modulador acusto-óptico (MAO) é um dispositivo que usa o efeito acusto-óptico para mudar simultaneamente a direção e a frequência de um feixe de luz. Consiste basicamente de um transductor piezoelétrico unido a um cristal. Quando se fornece uma tensão oscilando em radiofrequência (RF), são geradas ondas acústicas no cristal oscilando com a

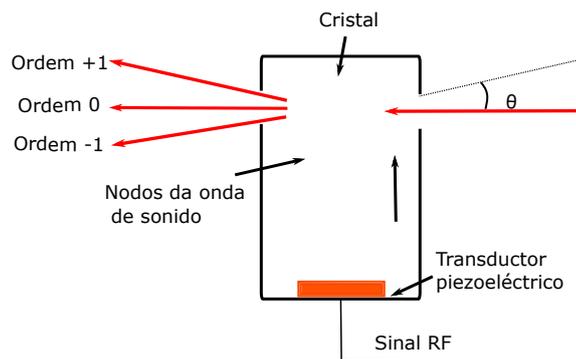
mesma frequência. Quando a luz é transmitida através do cristal, é difratada, o que se conhece como difração de Brillouin. O espalhamento é produzido pelos modos acústicos. Classicamente, a compressão e expansão de um meio muda seu índice de refração. Assim, nos pontos onde muda o índice de refração se produz espalhamento. O feixe difratado vai sofrer uma mudança em sua direção e em sua energia devido à conservação de momento e energia [48]. Os moduladores usados são das empresas Gooch and Housego (modelos 3110-120 e 3200-124) e da Crystal Technology. Cada modulador é controlado por meio de um driver (ver figura 3.10), com o qual é possível sintonizar a frequência do MAO. Para mais informação sobre as características do MAO, ver apêndice 5.



(a) Foto do Driver controlador do MAO.



(b) Foto do MAO.



(c) Esquema do MAO

Figura 3.10: (a) Mostramos as correspondentes entradas do Driver controlador do MAO. (b) Foto de um MAO usado no experimento. (c) Esquema do MAO, mostrando um feixe incidente atravessando ele e sendo difratado.

As ordens (+1) e (-1) difratadas, como é mostrado em 3.10, estão deslocadas em uma frequência igual à frequência da onda acústica propagando-se no cristal. Esta frequência é mudada fornecendo uma tensão adequada na entrada de modulação da frequência do driver do MAO.

### 3.4.2 Feixes de resfriamento

A frequência do laser TICO foi travada no cross-over entre  $F' = 1$  e  $F' = 3$ , como mostrado anteriormente, dessintonizado 211,8 MHz de  $F' = 3$ . Queremos sintonizar os feixes de resfriamento na transição  $F' = 2 \rightarrow F' = 3$ , então usamos um MAO com frequência central de 200 MHz (suas especificações estão no apêndice 4). O Driver do modulador é alimentado com uma tensão de 6.7 V (ver apêndice 5), na entrada de modulação em frequência, para assim aumentar a frequência do feixe em 200 MHz, ficando dessintonizado 11.8 MHz de  $F' = 3$ , ver figura 3.9. Esta dessintonia é o  $\delta$  negativo necessário para ter um melaço óptico, como mostrado no capítulo anterior. Como vemos na figura 3.11, o MAO está sintonizado para deslocar a frequência 200 MHz acima da frequência do cross-over onde fizemos o travamento. Na figura, isso corresponde a utilizar a ordem +1 difratada. Posteriormente o feixe difratado é conduzido por quatro espelhos a um amplificador da empresa Sacher Lasertechnik. A ordem zero difratada vai ser usada posteriormente para a construção do feixe de escrita.

O amplificador fornece uma potência de saída de 412.5 mW para uma potência de entrada de 20.3 mW. O feixe saindo do amplificador não é colimado em um dos eixos transversais, por esta razão precisamos fazer dois telescópios. O primeiro utiliza duas lentes cilíndricas, com  $f = 10$  cm e  $f = 5$  cm, em configuração confocal com a finalidade de corrigir a divergência do feixe numa direção. Depois usamos uma placa de onda de  $\lambda/2$  e um cubo polarizador para definir sua polarização linear e controlar posteriormente de forma suave sua potência. Usando dois espelhos, dirigimos o feixe a outro telescópio feito com duas lentes de  $f = 7.5$  cm e  $f = 2.5$  cm na mesma configuração que o primeiro, para mudar o diâmetro do feixe antes de seu acoplamento a uma fibra óptica. Depois do segundo telescópio, usamos uma  $\lambda/2$  e um cubo novamente, com o fim de transmitir uma

parte do feixe e refletir a outra para criar os dois feixes que vão ser acoplados em duas fibras PM (do inglês "Polarization-Maintaining Fibers"), ver figura 3.11 3.12. Um dos feixes vai passar por um divisor de feixes PM, para se misturar com o feixe de rebombeio posteriormente. Deste são obtidos os feixes  $x$  e  $y$  da armadilha 3.15. Eles são dirigidos até a montagem em torno da câmara de vácuo usando outras fibras PM. O outro feixe acoplado na fibra é o eixo  $z$  da nossa armadilha. O acoplamento do feixe dos eixos  $x - y$  e  $z$  foi feito com uma eficiência do 50 e 46 por cento, respectivamente.

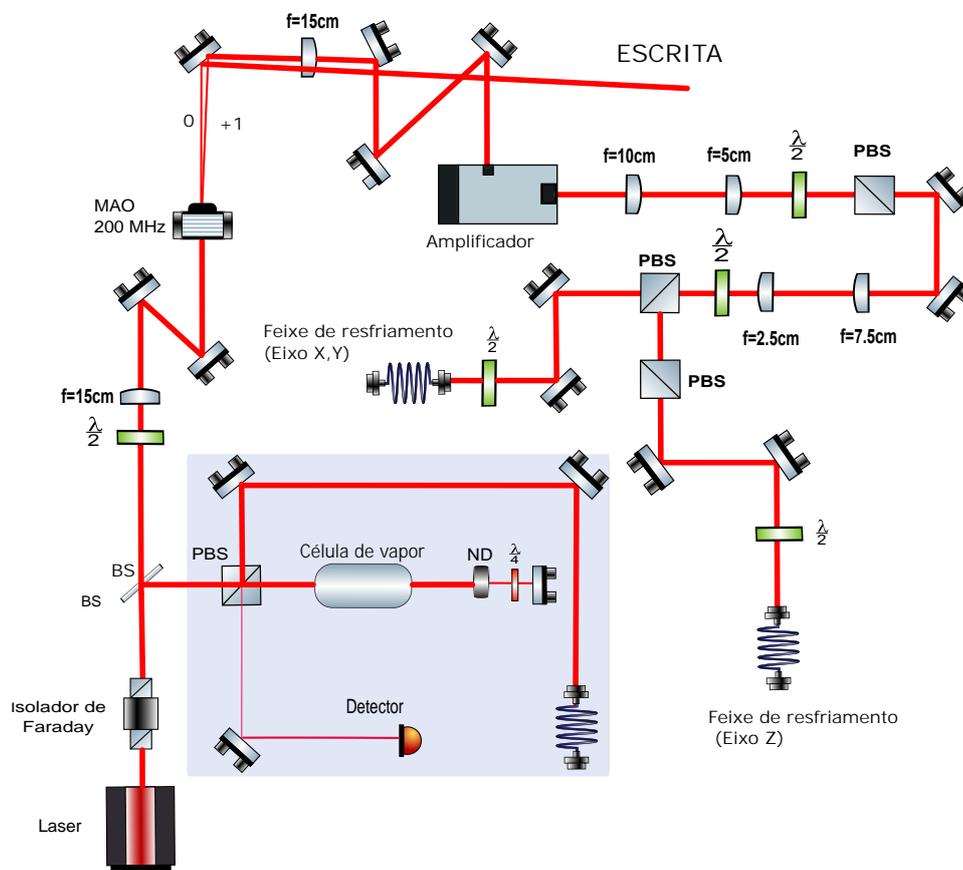


Figura 3.11: Esquema da montagem dos feixes de resfriamento.

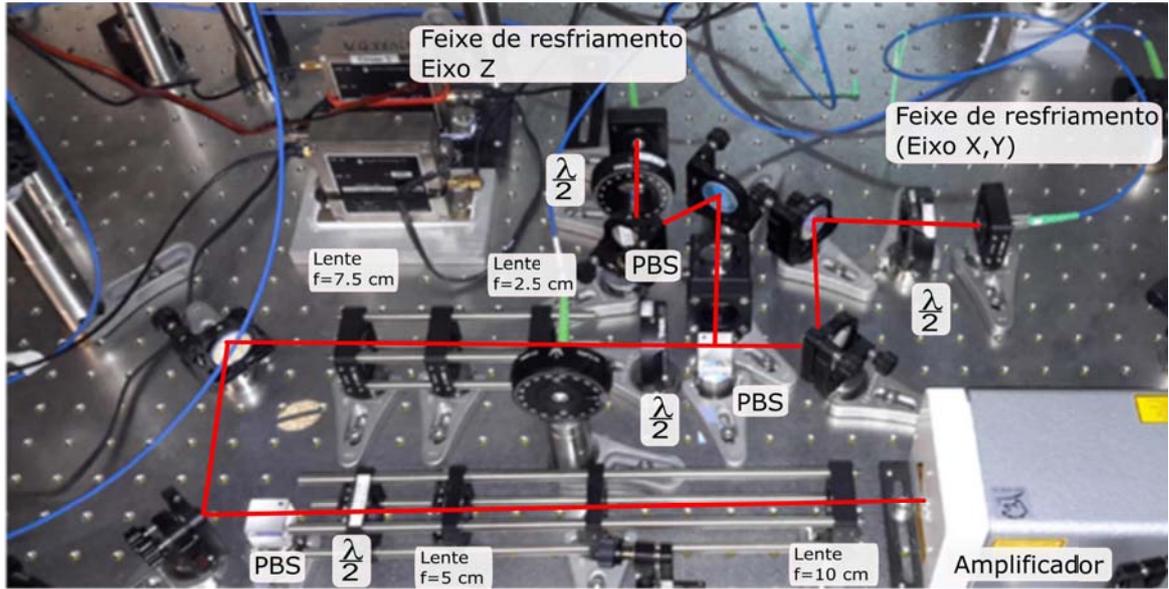


Figura 3.12: Foto da montagem dos feixes de resfriamento.

### 3.4.3 Feixe de rebombeio

Como mostrado anteriormente na seção de absorção saturada, a frequência do laser TECO foi travada no cross-over entre as transições  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  e  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ , dessintonizado 78,5 MHz de  $F' = 2$ . Como a transição que vamos usar para o rebombeio é  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ , usamos um MAO com frequência central de 110 MHz (ver especificações no apêndice 5), com uma tensão de modulação no driver de 2,3 V, sintonizado para deslocar a frequência 77 MHz acima da frequência do laser TECO. Como é mostrado nas figuras 3.13 e 3.14, a ordem +1 difratada é acoplada em fibra com uma eficiência do 43.7%, para posteriormente ser levada à região da câmara de vácuo pelo divisor de feixes PM que fornece luz nos eixos  $x$  e  $y$  da armadilha.

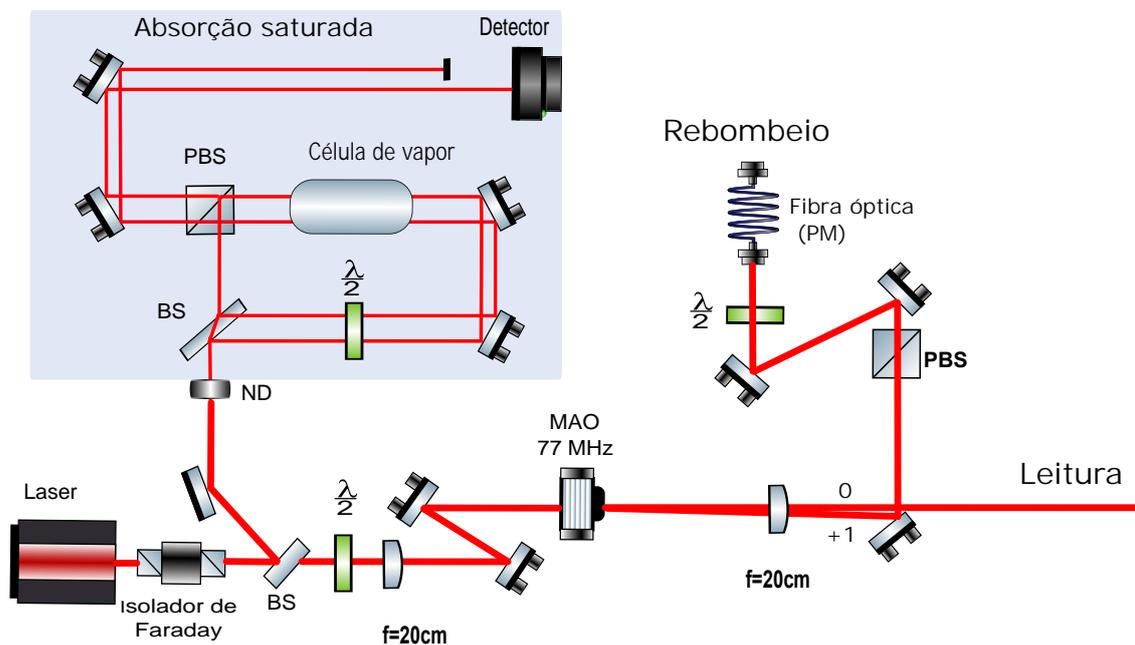


Figura 3.13: Esquema do feixe de rebombeio.

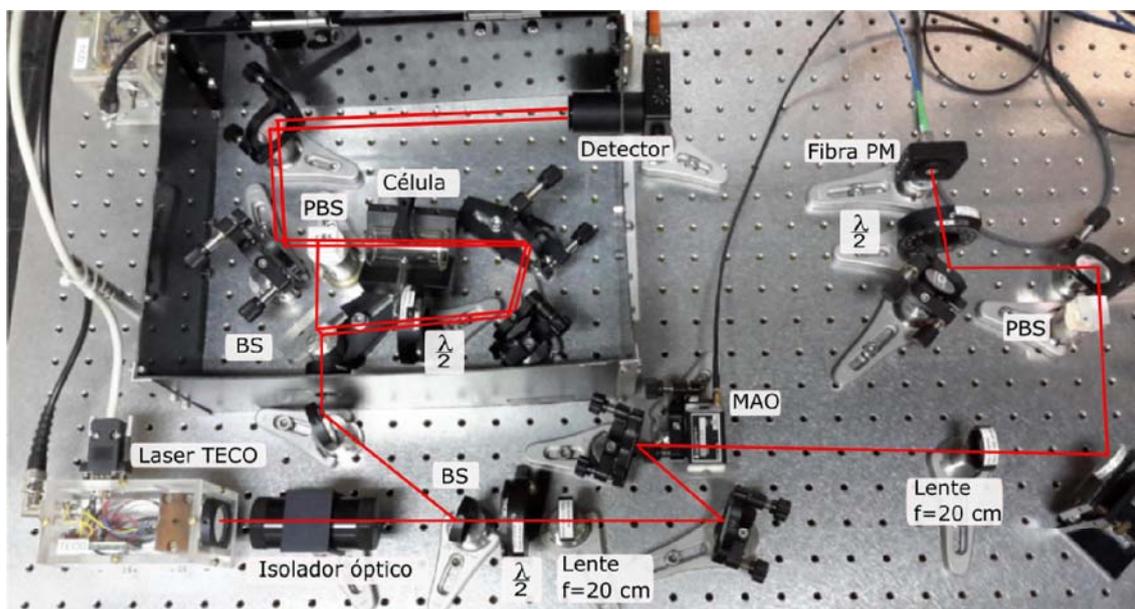


Figura 3.14: Foto da montagem do feixe de rebombeio.

Como explicado acima, os feixes de resfriamento foram conduzidos à região da amostra de átomos usando fibras ópticas monomodo e mantenedoras de polarização. O uso de fibras fornece maior estabilidade, mas a perda de potência é maior se comparada com o

---

uso de elementos ópticos em espaço livre. Como mostrado na figura 3.15, os três feixes saindo das fibras PM são retro-refletidos por um espelho diametralmente oposto, gerando assim os feixes contrapropagantes nas três direções. Para colimação de cada feixe na saída da fibra, foi usada uma lente biconvexa de foco  $f = 10$  cm. Antes da lente, nas direções X-Y, usamos um cubo polarizador, só para filtrar a polarização linear na saída. Para ajustar a polarização circular dos feixes como desejado, usamos uma placa de onda  $\lambda/4$  depois da lente. Também é usada uma  $\lambda/4$  antes do espelho retrorefletor, para inverter a polarização do feixe contrapropagante, pois ele deve ter polarização circular oposta em relação ao feixe incidente, no sistema de referência dos átomos.

Devido às dimensões da câmara, os feixes nos eixos  $X$  e  $Y$  experimentam maior absorção que o feixe do eixo  $Z$ , ocasionando um desbalanço na potência do feixe refletido. Isto influi fortemente na formação e forma da nuvem de átomos aprisionados. Para corrigir isto, tivemos que adicionar uma lente de  $f = 1$  m na frente dos espelhos retrorrefletores no eixo  $X$  e  $Y$ , com a finalidade de equilibrar a potência dos pares de feixes, ver Figura 3.15. Na figura 3.16 é mostrada a nuvem de átomos armadilhada obtida depois de implementar o sistema descrito.

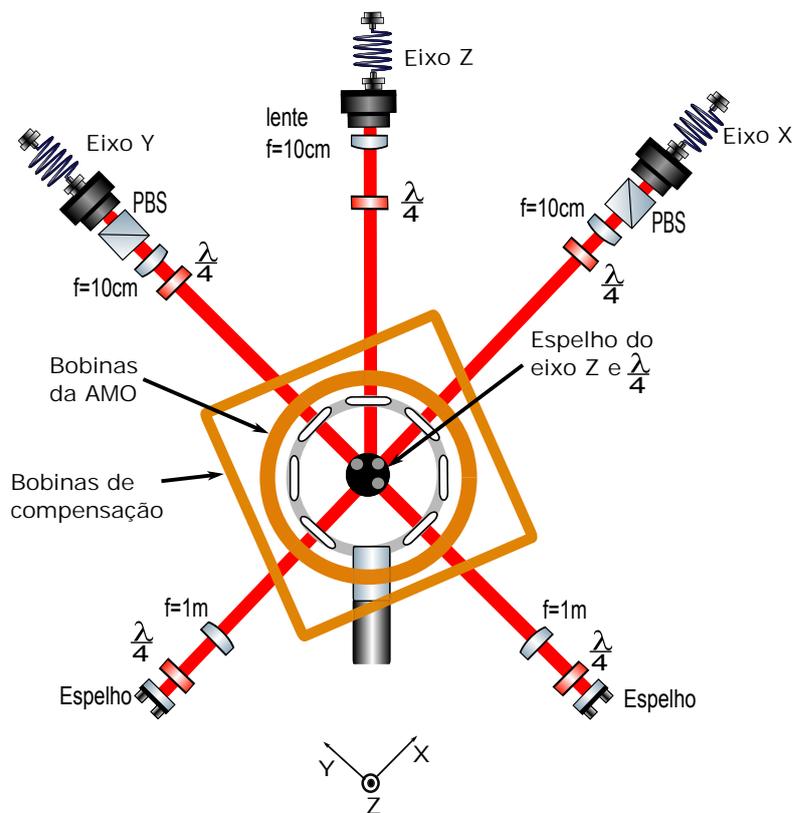


Figura 3.15: Esquema da configuração dos feixes em torno da câmara que contem a nuvem de átomos.

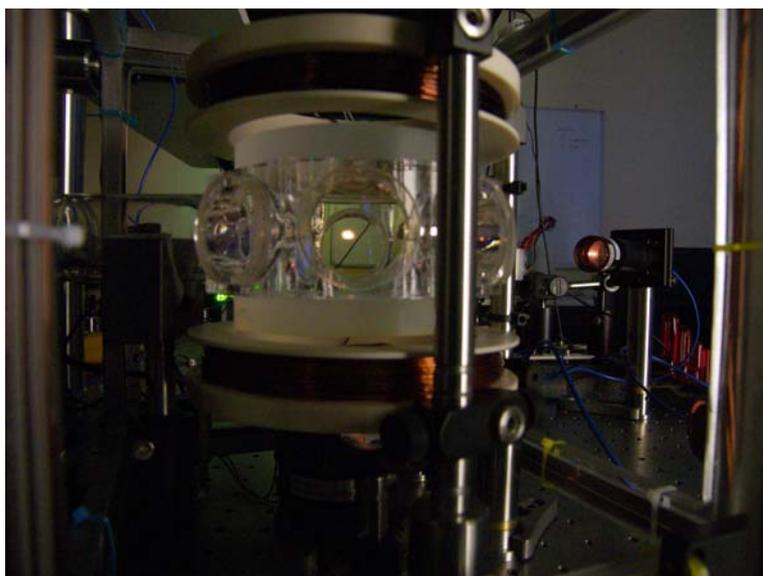


Figura 3.16: Foto da nuvem de átomos armadilhada (vista lateral).

## 3.5 Campo Magnético

Nesta seção, descrevemos a montagem das bobinas usadas para o resfriamento, assim como as usadas para a compensação dos campos magnéticos residuais.

### 3.5.1 Bobinas do campo magnético

As bobinas usadas para gerar o campo magnético quadrupolar, como mostrado no capítulo 2, têm que estar em uma configuração anti-Helmholtz, na qual os sentidos das correntes que circulam pelas duas bobinas são opostos. Assim, teremos um valor de campo igual a zero no centro e aumentando linearmente em todas as direções. O diâmetro delas é de 10.5 cm, sendo compostas por 207 voltas de fio de Cobre. Com uma corrente de 4 A passando por elas estimamos a criação de um gradiente de 10 G/cm na região da AMO.

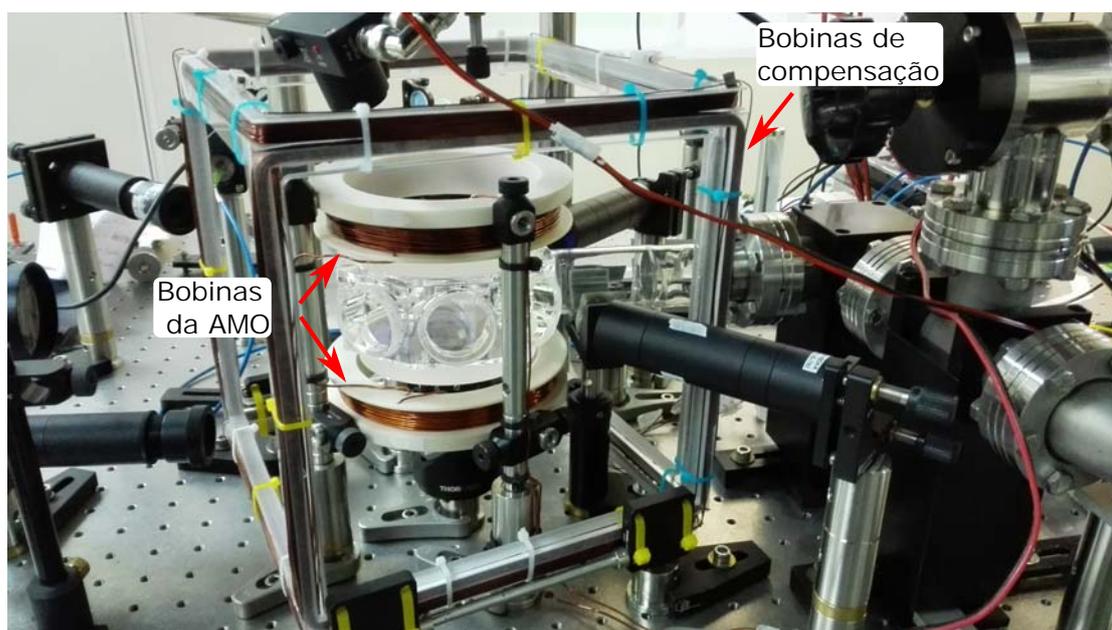


Figura 3.17: Foto das bobinas para o campo magnético quadrupolar e as bobinas de compensação.

### 3.5.2 Bobinas de compensação

As bobinas de compensação são três pares de bobinas quadradas na configuração de Helmholtz, cada uma composta por 52 voltas de fio de cobre de 1 mm de diâmetro. Sua

dimensão é de 22,5 cm para cada lado. Quando uma corrente de 1 A passa por elas, temos um campo de 1 G no centro.

As correntes que alimentam estas bobinas são controladas por meio de um circuito de controle de corrente. A estabilidade de corrente gerada pela fonte é de 1 mA, com este valor de corrente é gerado um campo de 1 mG pelas bobinas. Cada bobina tem um controle de corrente independente. O painel do controle de corrente é mostrado na figura 3.18.



Figura 3.18: Foto do painel de controle de corrente das bobinas de compensação.

## 3.6 Feixes usados para o experimento de geração de par de fótons

Nesta seção, descrevemos a montagem, sintonia e chaveamento dos feixes de escrita, leitura, fóton 1 e fóton 2. Também explicamos a montagem implementada para a geração de pares de fótons a partir da nuvem de átomos.

### 3.6.1 Leitura

Para a construção do feixe de leitura, usamos a ordem zero que vem do MAO usado na montagem do rebombeio, ver figura 3.13. Este feixe é focalizado por meio de uma lente



modulador pelo qual passa o feixe tem frequência central de 200 MHz e está sintonizado para deslocar a frequência 180 MHz acima da frequência do laser TICO, quando uma tensão de 5 V é fornecida na modulação da frequência. Em seguida, a ordem +1 difratada passa por uma lente plano-convexa com foco  $f = 10$  cm, para colimar o feixe, e por um cubo polarizador. Depois usamos outra lente de foco  $f = 20$  cm para focalizar o feixe em um modulador com frequência central de 110 MHz, sintonizado para descer a frequência de 117 MHz, quando uma tensão de 9,7 V é fornecida na modulação da frequência do ser driver. O feixe difratado neste caso corresponde à ordem -1. Depois o feixe passa por uma lente de  $f = 10$  cm, uma placa de onda  $\lambda/4$  e um espelho. O feixe refletido passa pela  $\lambda/4$  outra vez. Com isto invertemos a polarização linear do feixe, que passa novamente pelo modulador e este desce sua frequência de 117 MHz mais uma vez. Neste ponto, sua frequência vai estar perto da ressonância com o nível  $F' = 2$ , ou 265,8 MHz abaixo de  $F' = 3$ . Esta configuração é chamada de dupla passagem. Quando o feixe passa pelo cubo é refletido pois sua polarização foi invertida. Ele é acoplado então a uma fibra PM, ver figura 3.22, para finalmente ser usado na montagem em torno da câmara de vácuo.

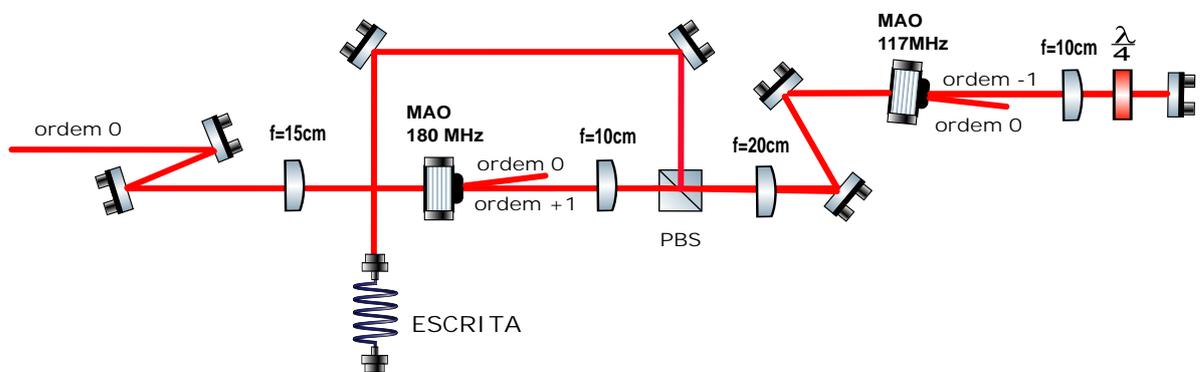


Figura 3.21: Esquema do feixe de escrita.

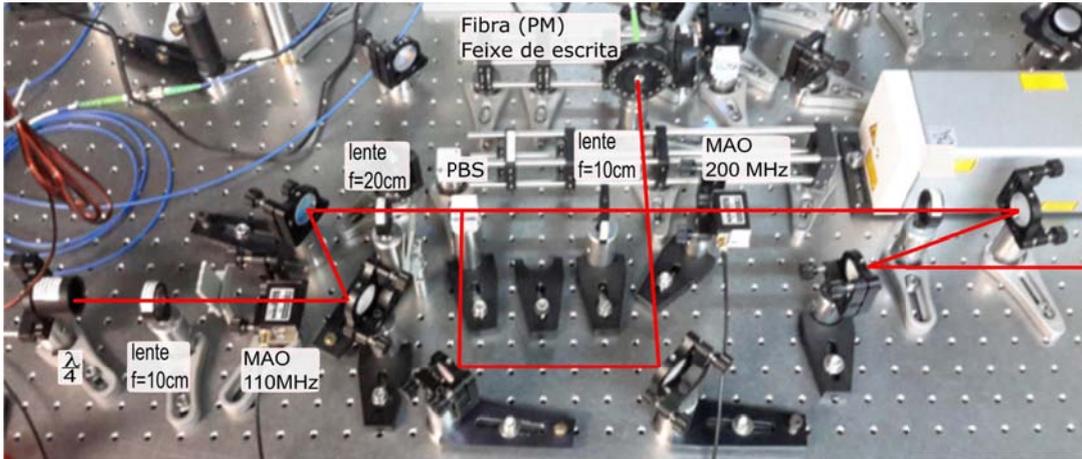


Figura 3.22: Foto da montagem do feixe de escrita.

### 3.6.3 Montagem para a geração de pares de fótons.

Os feixes de leitura e escrita foram configurados em torno da nuvem atômica junto com os feixes dos fótons 1 e 2, os quais são gerados sequencialmente pelos pulsos de escrita e leitura, respectivamente (ver seção 2.5). Eles estão configurados num esquema de mistura de quatro ondas [49–51]. Como se ve na figura 3.24, podemos observar a montagem em torno da câmara de vácuo. A idéia é produzir com esta montagem pares de fótons correlacionados. Para este fim, a interação dos campos de leitura e escrita, chamados campos clássicos, com os átomos precisa de ser muito bem controlada, de forma que eles devem ser diferenciados e isolados dos fótons. Estamos trabalhando com feixes gaussianos, ou seja feixes que têm uma distribuição de intensidade gaussiana no plano transversal [52,53]. Um feixe gaussiano é o mais simples modelo de feixe dirigido que satisfaz a equação de Maxwell na aproximação paraxial. Dois parâmetros dos feixes vão ser importantes para nós: a cintura mínima do feixe  $\omega_0$  e a distância de Rayleigh  $z_0$ , a qual nos dá informação da variação da cintura do feixe em torno da cintura mínima  $\omega_0$ . Eles estão relacionados pela seguinte expressão

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}. \quad (3.1)$$

A cintura do feixe ao longo do eixo óptico  $z$  é dada pela seguinte expressão

$$\omega(z) := \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}. \quad (3.2)$$

A luz saindo das fibras que levam os feixes de escrita e leitura até a região do experimento passa por um par de cubos polarizadores que definem a polarização linear horizontal. Depois usamos a configuração de placas de onda antes de o feixe de escrita chegar ao ensemble,  $\lambda/4 - \lambda/2$ , isto com a finalidade de girar sua polarização, deixando-a vertical. O fóton 1 vai ter uma polarização linear horizontal, definida por dois cubos polarizadores antes de ser acoplado na fibra que conduzirá os fótons aos detetores. O fóton 2 tem polarização linear vertical, oposta ao fóton 1, devido ao fóton 2 atravessar o mesmo conjunto de placas de onda localizadas na frente do feixe de escrita. Além disso, o feixe de escrita é contrapropagante ao feixe de leitura, como também os fótons são contrapropagantes entre si. Eles foram alinhados acoplando cada feixe na fibra de saída do respectivo feixe contrapropagante. O acoplamento dos campos clássicos de escrita e leitura foi conseguido com uma eficiência de aproximadamente 78%. Já o acoplamento do fóton 1 e 2 teve uma eficiência de 74% e 72%, respectivamente. Anteriormente, descrevemos a filtragem em polarização e dos modos transversais dos campos. Para a filtragem espacial, foi deixado um ângulo de separação de aproximadamente 2 graus entre as direções dos campos clássicos e dos fótons. Como vimos antes, os feixes de escrita e leitura atuam em diferentes tempos sobre a nuvem, o que corresponde a uma filtragem temporal. Um aspecto importante é que os feixes devem coincidir na região da nuvem. Para garantir isto, foi usada uma lente convexa de  $f = 100$  cm para focalizar os feixes na posição da nuvem. A cintura dos feixes foi medida usando um medidor de cintura (CCD CAMERA BEAM PROFILER, modelo BC106N-VIS/M) da THORLABS. Para escrita e leitura, medimos um diâmetro na região da AMO de  $420 \mu\text{m}$  e calculamos uma distância de Rayleigh de  $z_0 = 17,0$  cm. Para os modos transversais dos fótons 1 e 2, medimos um diâmetro de aproximadamente  $150 \mu\text{m}$ , com distância de Rayleigh  $z_0 = 2,3$  cm, ver figura 3.24.

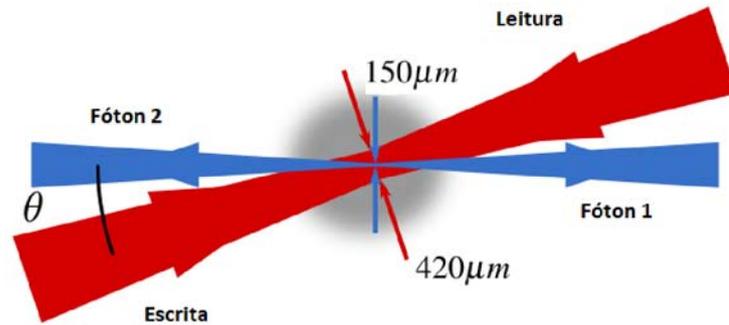


Figura 3.23: Ilustração dos quatro feixes para a geração de fótons individuais. O ângulo de  $2^\circ$  grau foi exagerado de propósito para maior clareza. Adaptada de [54].

Os feixes clássicos (escrita e leitura) têm cinturas maiores, de modo que o perfil transversal pode ser aproximado ao de uma onda plana. Por outro lado, o fóton 2 é exatamente o modo conjugado ao fóton 1, com o fim de garantir que só fótons que coincidam com as características dos modos alinhados sejam acoplados nas fibras. Ver figura 3.23.

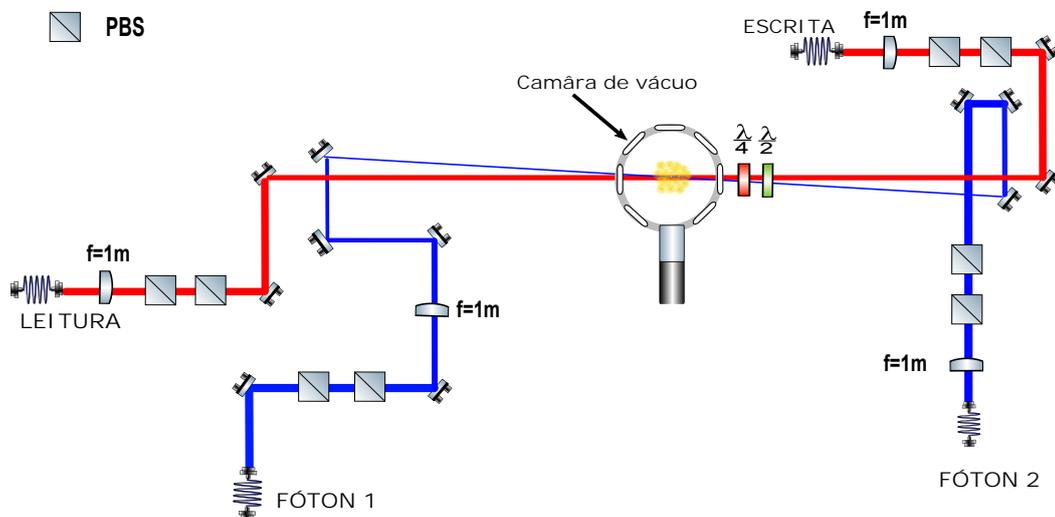


Figura 3.24: Desenho da montagem dos feixes de escrita e leitura, e dos modos dos fótons 1 e 2.

Desta forma, temos mostrado a construção de uma Armadilha Magneto-óptica e um montagem para a geração de pares de fótons individuais a partir de ensembles atômicos. No seguinte capítulo, vamos mostrar os resultados das primeiras medidas de caracterização e otimização da AMO. Vamos começar com um cálculo do número de átomos na nuvem,

seguidamente mostramos medidas de profundidade óptica e o cancelamento dos campos magnéticos espúrios.

## Capítulo 4

# Resultados e otimização da AMO

Nesta seção, explicamos a implementação do sistema de aquisição de dados, assim como os resultados obtidos nas medidas de caracterização feitas até aqui. Mostramos primeiro uma estimativa do número de átomos aprisionados. Depois partimos para o estudo da profundidade óptica do meio, a qual é uma medida da densidade da nuvem. Por último, mostramos a implementação e medidas obtidas no cancelamento do campo magnético espúrio, usando espectroscopia de micro-ondas.

### 4.1 Número de átomos aprisionados

O número de átomos aprisionados foi estimado medindo a fluorescência da nuvem. Para este fim, medimos a fluorescência que chega a um detetor (DET 36A/M da THORLABS). Consideramos então os  $N$  átomos da nuvem como fontes puntiformes emitindo luz uniformemente sobre uma superfície esférica centrada nos átomos e incluindo o detetor. Desta forma, podemos determinar a quantidade de átomos que deve emitir fótons para que o fotodetetor meça determinada potência. A potência da luz emitida pelos átomos é dada pela seguinte equação, onde consideramos a intensidade  $I$  do laser de resfriamento muito alta de modo que a taxa de espalhamento de fótons tende a  $(\frac{\Gamma}{2})$ , ver equação 2.41:

$$P = N \frac{\Gamma}{2} E_f. \quad (4.1)$$

onde  $N$  é o número de átomos aprisionados, e  $\frac{\Gamma}{2}$  é a taxa de emissão espontânea para um átomo saturado. Para átomos de Rubídio temos  $\Gamma = 2\pi \cdot 6,0666(18)$  MHz.  $E_f$  é a energia de um só fóton emitido pelo átomo:

$$E_f = hc/\lambda, \quad (4.2)$$

onde  $h = 6,625 \times 10^{-34}$  m<sup>2</sup>kg/s é a constante de Planck,  $c = 3 \times 10^8$  m/s é a velocidade da luz, e o comprimento de onda da luz é  $\lambda \approx 780,24$  nm, ressonante com a linha D2 do Rubídio. Então, a potência para  $N$  átomos é dada pela seguinte expressão

$$P = N \frac{A_d}{4\pi D^2} \frac{\Gamma}{2} E_f, \quad (4.3)$$

onde  $A_d (= 3,6 \text{ mm} \times 3,6 \text{ mm} = 1,296 \times 10^{-5} \text{ m}^2)$  é a área do detetor, e  $D (= 0,15 \text{ m})$  é a distância do detetor até a nuvem. O sinal do detetor é representado por uma diferença de tensão  $V_{out}$  igual a

$$V_{out} = P_d \cdot R(\lambda) \cdot R_{LOAD} \quad (4.4)$$

$R(\lambda)$  é a responsividade, definida como a razão entre a fotocorrente gerada [ $i_{FD} = P_d \cdot R(\lambda)$ ] pelo sinal no fotodetetor e a potência da luz incidente  $P$  em um dado comprimento de onda  $\lambda$ . É aproximadamente  $R(\lambda) = 0,48$  A/W para um comprimento de onda de 780,24 nm. A resistência de carga  $R_{LOAD} (= 1 \text{ M}\Omega)$  é usada para converter a fotocorrente gerada em uma voltagem  $V_{out}$  para ser observado no osciloscópio.

A potência teórica para  $N$  átomos é igual então a:

$$P = N \cdot 2,2 \times 10^{-16} \text{ J/s} \quad (4.5)$$

A potência medida pelo fotodetetor é da ordem de:

$$P_d = 1,3 \times 10^{-7} \text{ J/s} \quad (4.6)$$

Usando 4.5 e 4.6, estimamos que a quantidade de átomos na nuvem é da ordem de  $5,6 \times 10^8$ , um número usual encontrado na literatura para armadilhas magneto-ópticas [25].

## 4.2 Medidas de profundidade óptica

Uma medida usada para conhecer a densidade da nuvem atômica é a da profundidade óptica, em que se mede a proporção entre a intensidade  $I$  de um feixe após passar pela nuvem e a intensidade inicial  $I_0$  do feixe antes da nuvem. Mas especificamente, a profundidade ótica OD (do inglês "Optical Depth") é definida pela seguinte equação:

$$OD = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right). \quad (4.7)$$

A OD depende da seção eficaz de absorção do átomo, do tamanho da nuvem e da densidade atômica do meio. Para medir OD, usamos o feixe de escrita sintonizado ressonante com a transição  $F = 2 \rightarrow F' = 2$ . Por meio de um fotodetector (Avalanche Photodetector APD120A/M da Thorlabs) localizado na saída da nuvem, registramos sua intensidade fazendo uma varredura de frequência, em torno da ressonância atômica.

Por meio de um sistema de chaveamento dos campos baseado numa placa ARDUINO DUO, medimos a intensidade do feixe passando pela nuvem quando os feixes de resfriamento, rebombeio e o campo magnético estavam desligados. Para a aquisição dos dados do osciloscópio, usamos um programa em LabVIEW. O procedimento para pegar os dados do osciloscópio pelo programa foi o seguinte: primeiro o programa obtém os dados do feixe chegando ao detetor sem AMO para medir  $I_0$ . Depois obtém os dados com AMO para medir  $I$ . Finalmente se usa as duas medidas anteriores,  $I_0$  e  $I$ , e se calcula OD para diferentes valores de frequência do feixe de escrita. A varredura em frequência foi feita sintonizando o modulador acusto-óptico com frequência central de 110MHz que fica na montagem do feixe de escrita. Como vimos, este modulador esta numa configuração de dupla passagem, ver figura 3.21, a qual é importante para minimizar qualquer efeito de perda de alinhamento com a sintonização da frequência do laser.

### 4.2.1 Programa LabVIEW

O programa feito para a adquirir os dados controla um osciloscópio (DSO-X 2002A, Agilent Technologies ), ao qual chega a sinal do fotodetector. O programa faz que ele gere uma tensão DC entre  $-2,5\text{ V}$  e  $2,5\text{ V}$  (em passos de  $50\text{ mV}$ ), a qual era adicionada ao já fornecidos  $9,7\text{ V}$  na modulação da frequência do driver, para sintonizar o MAO, como foi mencionado anteriormente (ver seção 3.6.2). Assim, era possível fazer uma varredura na frequência em torno da ressonância com a transição atômica usada ( $F = 2 \rightarrow F' = 2$ ). No apêndice 5, pode-se encontrar a correspondência entre a tensão fornecida ao driver e a frequência da onda acústica. Na figura 4.1 podemos observar o painel de controle do programa em LabVIEW para a medida de profundidade óptica. A parte da esquerda do painel mostra um gráfico da função DC gerada pelo osciloscópio em função do tempo e o valor de voltagem o qual aumenta em passos de  $50\text{ mV}$  como foi explicado anteriormente. No parte central e superior do painel observamos o gráfico da amplitude da sinal do feixe que chega ao fotodetector, na parte inferior o tempo de amostragem e o número de amostras ou número de medias. Finalmente na parte da direita observamos o gráfico da tensão DC que alimenta o MAO em função do tempo, como foi mencionado antes.



Figura 4.1: Painel de controle do programa de aquisição dos dados para as medidas de profundidade óptica. O programa toma os dados para o cálculo de OD em dois casos; com ou sem MOT, como pode ser observado na parte superior da esquerda do painel. Na parte esquerda do painel observamos o gráfico da função gerada pelo osciloscópio em função do tempo, na parte central do painel podemos observar o gráfico da intensidade sinal detectada, assim como os tempos de amostragem e o número de amostras. Na parte direita do painel observamos um gráfico da tensão de modulação que alimenta o MAO.

## 4.2.2 Medidas

Várias configurações para adquirir os dados foram testadas, mudando a forma como o programa coleta os dados da tela do osciloscópio. Finalmente, constatamos ser melhor o programa fazer uma média de várias medidas de intensidade, para uma mesma frequência de feixe de escrita numa mesma janela de observação. Desta forma, o programa faz uma varredura na frequência do feixe de escrita em torno da ressonância com a transição  $F = 2 \rightarrow F' = 2$ . As medidas foram feitas com os feixes de aprisionamento e o campo

magnético desligados, como é mostrado na figura 4.2. O pulso de rebombeio é desligado 750  $\mu\text{s}$  depois dos feixes da AMO e o campo magnético quadrupolar, assim ele vai enviar os átomos ao nível  $F = 2$ . Com isso, o pulso de escrita (1  $\mu\text{s}$ ) deve ser maximamente absorvido pelos átomos na nuvem.

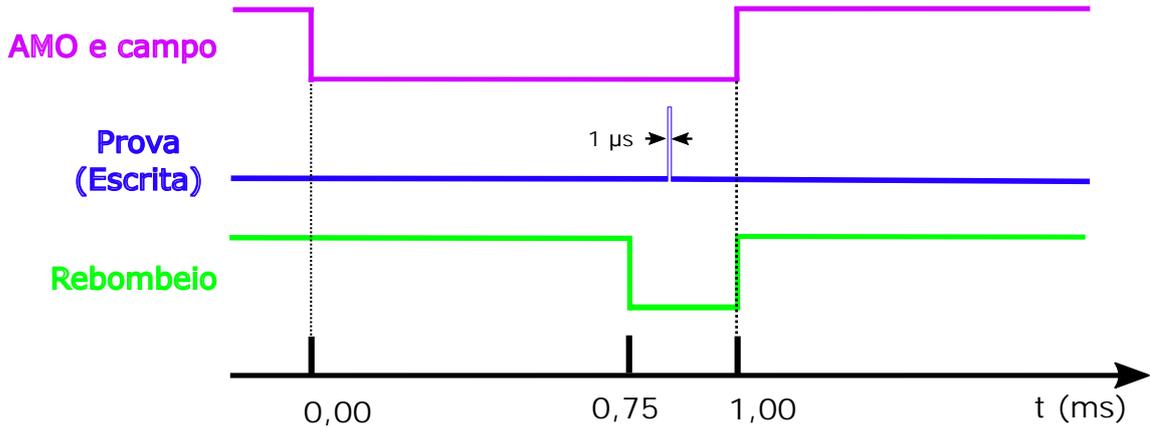


Figura 4.2: Configuração de pulsos para medições de OD.

Dois aspectos importantes que tivemos que considerar nas medidas foram: a saturação do fotodetector, o qual tem uma potência de saturação de  $1.5 \mu\text{W}$ , e a saturação dos átomos na nuvem. Para evitar problemas ligados a estes fatores, tivemos que usar filtros ND (do inglês "neutral density") antes da nuvem e antes do fotodetector. Desta forma, não permitimos a saturação nem da nuvem nem do fotodetector. Foram feitas várias medidas de OD, para diferentes configurações de filtros antes e depois da nuvem. Primeiro, fizemos um medida com o feixe de prova atuando na nuvem com uma potência de 4 mW, sem usar filtros. Posteriormente, diminuimos a potência deste feixe adicionando filtros antes da nuvem. O mecanismo de alargamento da linha esperado é devido ao alargamento por potência [55]. Na figura 4.3, observamos o espectro de absorção quando a potência do feixe era de 4 mW. Esta curva mostra uma OD máxima de 0,61, e pode ser bem ajustada por uma lorentziana de largura total a meia altura FWHM (do inglês "full width at half maximum") de 24 MHz, sabendo que a taxa de emissão espontânea para a linha D2 do Rb87 é  $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$ .

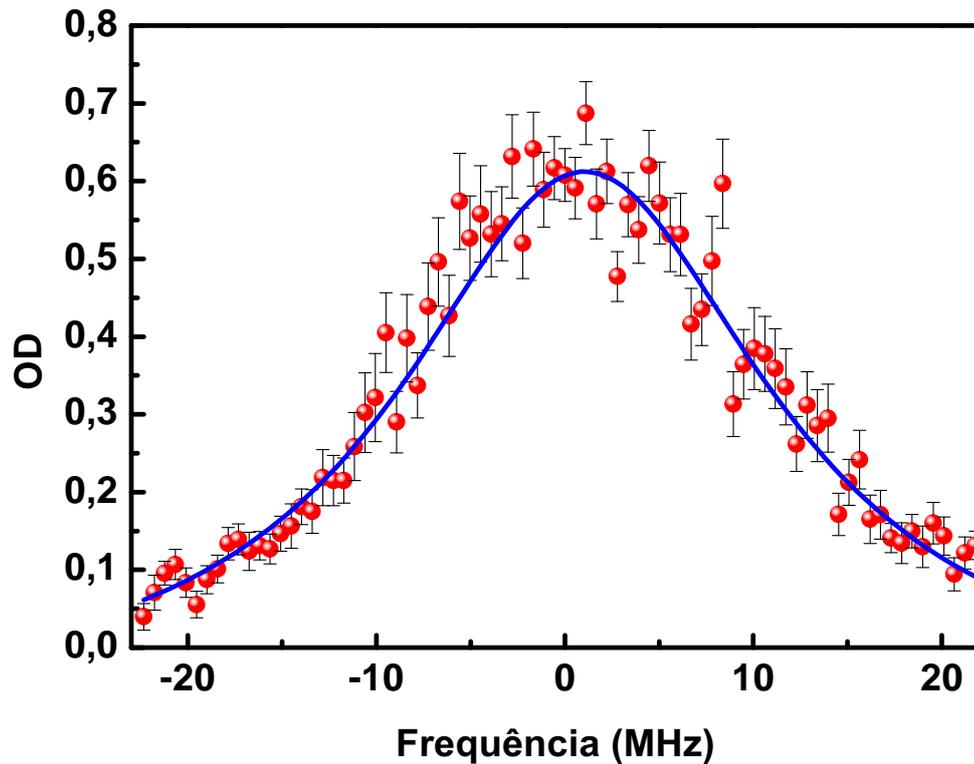


Figura 4.3: Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso no qual o feixe não passa por nenhum filtro antes da AMO. Esta curva é ajustada a uma curva Lorentziana de largura 24 MHz.

Quando usamos um filtro de 4,8 ND, obtemos uma OD máxima de 1,5 e uma FWHM de 19,5 MHz, como pode ser visto na figura 4.5. Finalmente, usando um filtro de 5,3 ND obtemos uma OD máxima de 1,62 e FWHM de 16 MHz, ver figura 4.4. Observamos que a largura do espectro diminui quando a potência do feixe de prova é menor, indicando que o mecanismo de alargamento por potência estava presente. Realizamos medidas de profundidade óptica variando a potência do prova até encontrar um valor onde a variação dela não dependia da potência. Este valor é obtido ao usar um filtro com ND mínima 5,3.

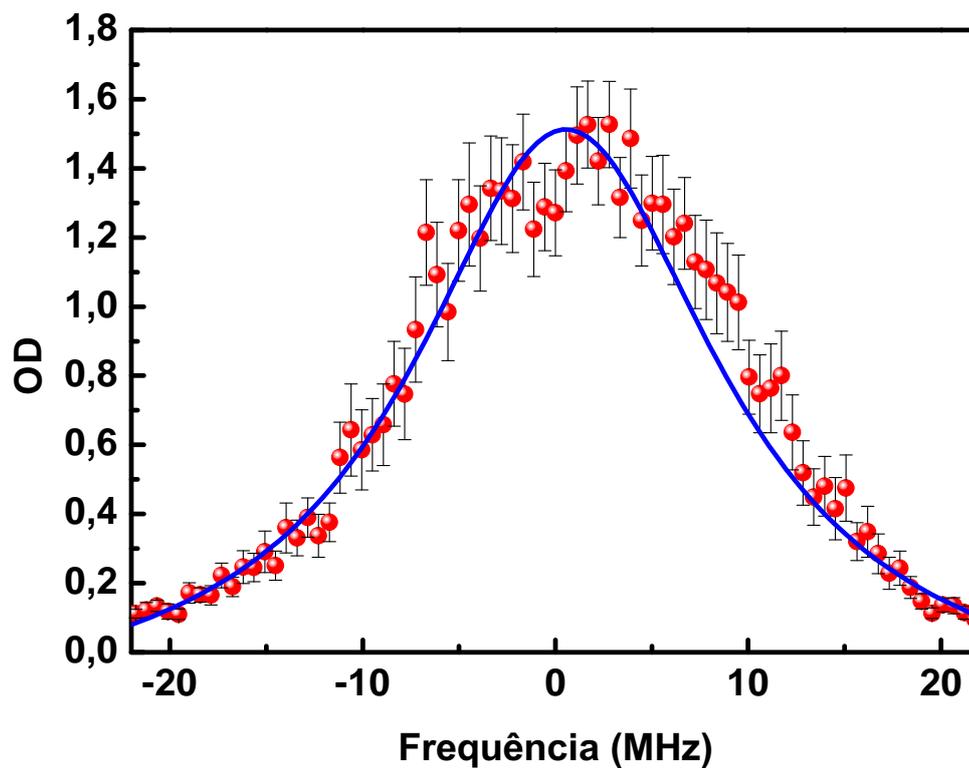


Figura 4.4: Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso em que o feixe passa por um filtro de 4,8 ND antes da AMO. Esta curva é ajustada a uma curva Lorentziana de largura 19,5 MHz.

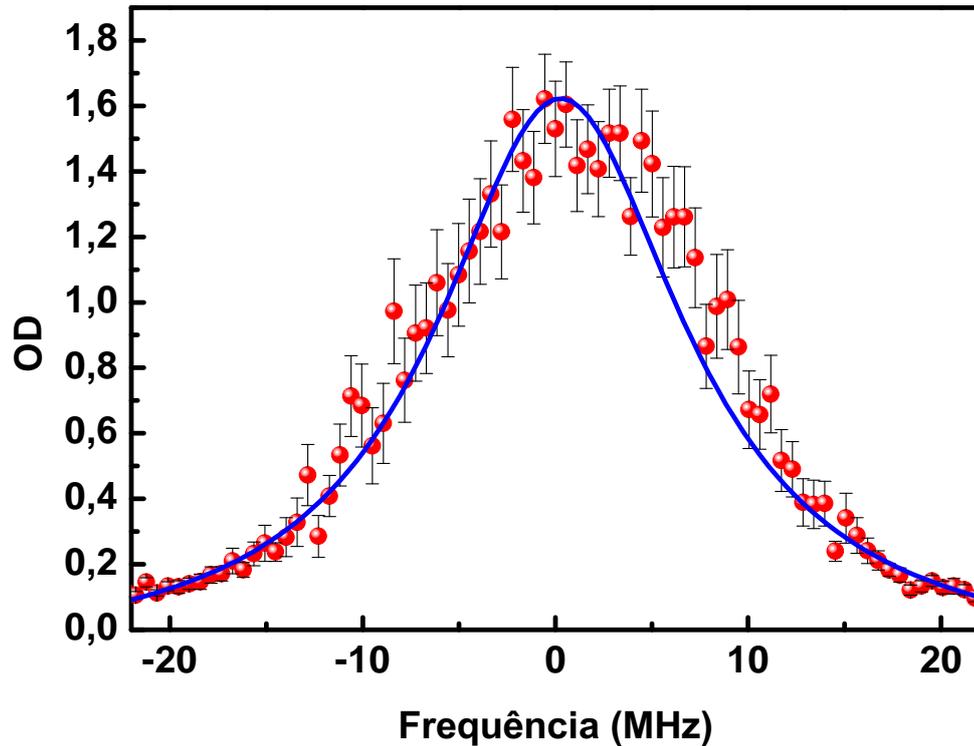


Figura 4.5: Perfil de profundidade óptica em função da frequência do feixe de prova, no caso em que o feixe passa por um filtro de 5,3 ND antes da AMO. Esta curva é ajustada a uma curva Lorentziana de largura 16 MHz.

As medidas de profundidade óptica foram ainda influenciadas por flutuações na forma da nuvem, produzidas por instabilidades no travamento da frequência do laser. Ainda estamos no processo de otimização da AMO. Para tal fim, estamos otimizando o controle de corrente e temperatura dos laser de diodo, assim como suas montagens.

### 4.3 Cancelamento do campo magnético

De modo a cancelar campos magnéticos espúrios ou não desejados, devidos ao campo magnético da terra, assim como aqueles gerados pelas partes do nosso montagem, usamos três pares de bobinas quadradas na configuração de Helmholtz. Cada par pode conduzir uma corrente de até 1 A circulando pelas bobinas, de modo que o campo de compensação no centro das bobinas fica limitado a 1 G em cada direção. O efeito de um campo magnético espúrio sobre os átomos se traduz em um desdobramento das linhas espectrais ou quebra da degenerescência dos subníveis Zeeman. Para caracterização, utilizaremos

um método de espectroscopia de micro-ondas que trabalha da seguinte forma: um pulso de micro-ondas a uma frequência  $\omega$  em torno da frequência hiperfina  $\omega_{hf} \approx 6,834682610$  GHz leva os átomos de  $|F = 2\rangle$  a  $|F = 1\rangle$  dependendo da dessintonia  $\delta_M = \omega - \omega_{hf}$ . Monitoraremos os distintos subníveis Zeeman associados com estes dois estados. Depois disto, enviamos um pulso óptico em ressonância com a transição  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ , que é um feixe sonda que nos dará a informação da população de átomos em  $|F = 1\rangle$  dependendo da dessintonia  $\delta_M$ , ver figura 4.6. A sequência de pulsos usada para a implementação da espectroscopia de micro-ondas está descrita na figura 4.7.

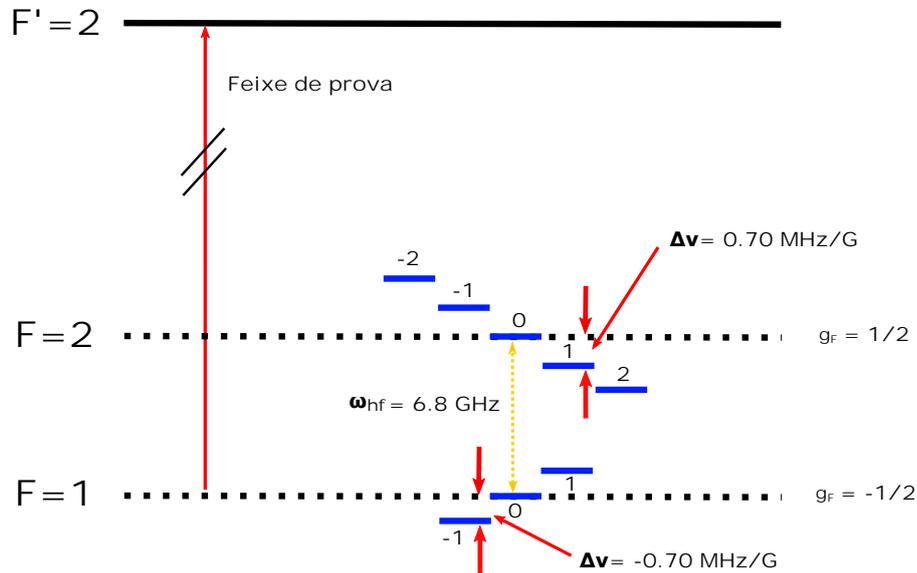


Figura 4.6: Sistema de níveis para esquema de cancelamento de campos magnéticos espúrios.

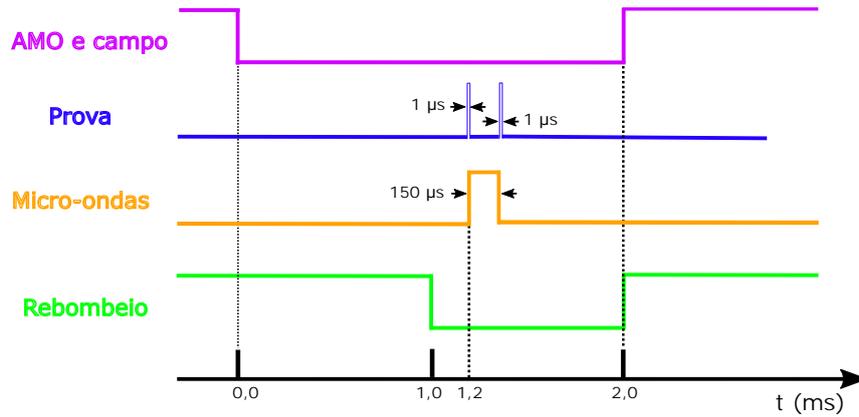


Figura 4.7: Configuração de pulsos para o cancelamento do campo.

O campo magnético quadrupolar e os feixes da armadilha são desligados 1 ms antes do rebombeio, isto com o fim de deixar os átomos no estado  $|F = 2\rangle$ . 200  $\mu\text{s}$  depois do desligamento do rebombeio, um pulso de prova linearmente polarizado de 1  $\mu\text{s}$ , no nosso caso corresponde ao feixe de leitura na transição  $|F = 1\rangle$  para  $|F' = 2\rangle$ , é enviado com o fim de medir a intensidade inicial  $I_0$  do feixe de prova. O sinal do prova é medido por meio de um fotodetector (Avalanche Photodetector APD120A/M da Thorlabs). Imediatamente depois, é enviado o pulso de micro-ondas que tem uma duração de 150  $\mu\text{s}$ , que transfere os átomos de  $|F = 2\rangle$  para  $|F = 1\rangle$ . Especificamente, ele induz transições entre os subníveis Zeeman  $|F = 2, m_F\rangle$  e  $|F = 1, m_F = \pm 0, 1\rangle$ . O pulso de micro-ondas foi gerado por meio de um gerador de radiofrequências (modelo), configurado com uma potência de 18 dBm (63 mW) e uma antena de meia onda, ou dipolo de meia onda. Depois do pulso de micro-ondas, enviamos novamente o pulso de prova, e sua intensidade  $I$  é registrada. Todos estes passos acontecem em um só ciclo da AMO. Então cada ciclo da AMO dá uma medida de absorção para um valor de dessintonia  $\delta_M$  do pulso de micro-ondas.

O conjunto destas medidas vai formar o espectro completo de absorção do pulso de prova e ao mesmo tempo nos mostrará a separação entre subníveis Zeeman do ensemble de átomos. O pulso de micro-ondas é varrido em frequência, em um intervalo entre  $-2$  MHz e  $2$  MHz em torno da frequência central  $\omega_{hf}$ , com um passo de 6 kHz para cada variação de dessintonia.

### 4.3.1 Aquisição de dados e medidas

Para a aquisição dos dados do cancelamento do campo magnético, usamos um programa em LabVIEW que muda a frequência do gerador de micro-ondas, fazendo uma varredura em frequência. Na figura 4.8 é mostrado o painel de controle do programa. Além disso, ele coleta os dados do osciloscópio para cada valor de frequência RF fornecido pelo gerador de micro-ondas. No osciloscópio, vemos a intensidade dos dois sinais do pulso sonda,  $I_0$  e  $I$ , como discutido anteriormente (ver o gráfico a direita da figura 4.8). O programa calcula a diferença entre as áreas dos dois pulsos. Finalmente ele mostra a variação da intensidade em função da frequência de dessintonia em torno de  $\omega_{hf}$ . Os pulsos foram gerados por meio de uma placa ARDUINO DUO 4.7. Na figura 4.9 é mostrado um diagrama da aquisição dos dados.

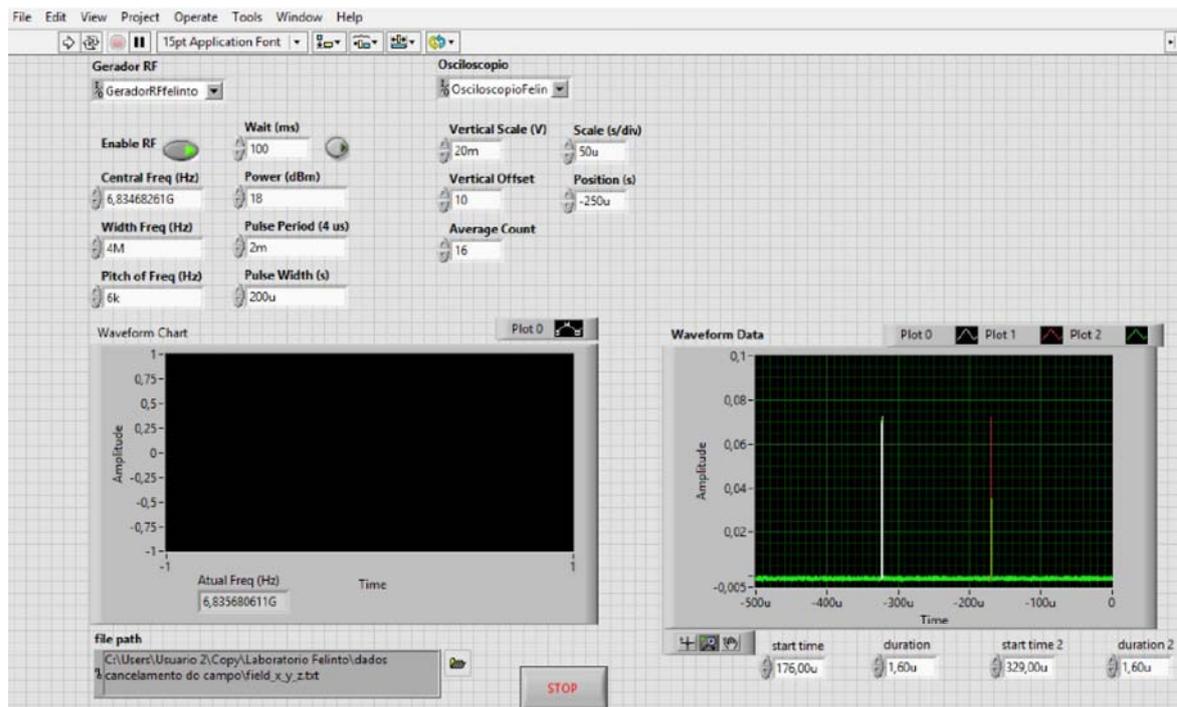


Figura 4.8: Painel de controle do programa de aquisição dos dados para o cancelamento do campo.

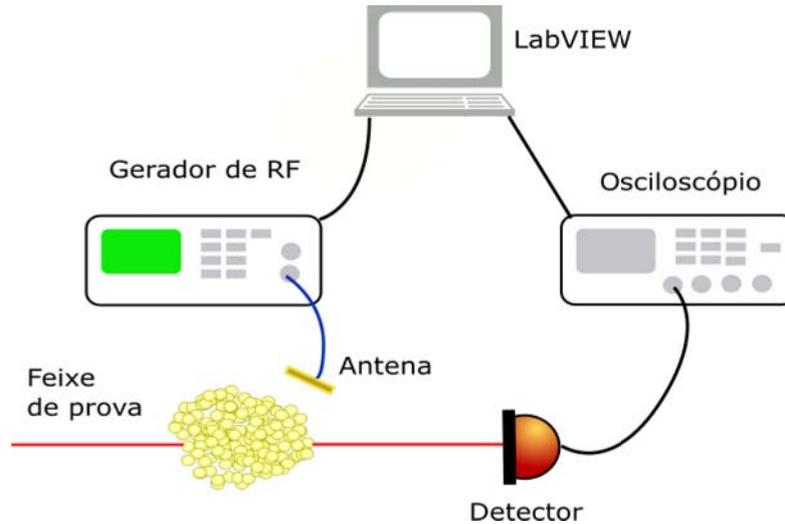


Figura 4.9: Esquema de aquisição de dados.

Fizemos as primeiras medidas de espectroscopia sem modificar a corrente nas bobinas de compensação. Neste caso, nos espectros obtidos não se conseguem ver os 7 picos esperados (correspondentes a várias transições) claramente, pois a separação entre eles resulta em picos fora do intervalo de varredura. Desta forma, precisamos usar os três pares bobinas de compensação perpendiculares entre si, ver seção 3.5.2. Um par de bobinas é alinhado com o eixo de simetria paralelo ao eixo  $Z$  do campo magnético quadrupolar, e os outros dois pares são alinhados com seus eixos perpendiculares a  $Z$ , nas direções  $X$  e  $Y$ . Quando mudamos suficientemente a corrente no par de bobinas na direção  $X$ , conseguimos ver os 7 picos correspondentes às ressonâncias Zeeman para transições  $\sigma$  ( $\Delta m_f = \pm 1$ ) e  $\pi$  ( $\Delta m_f = 0$ ). Para o caso no qual a corrente nas bobinas tinha a seguinte configuração  $I_X = 40$  mA,  $I_Y = 0$  mA,  $I_Z = 0$  mA obtivemos o espectro mostrado na figura 4.10. Neste espectro, podemos observar a variação da largura da linha dos picos à medida que aumenta o  $m_f$ , o que indica um pequeno gradiente de campo magnético presente além do campo DC espúrio. O pico fino central corresponde à transição com  $\Delta m_F = 0$  entre níveis com  $m_F = 0$ , e portanto insensíveis ao campo magnético.

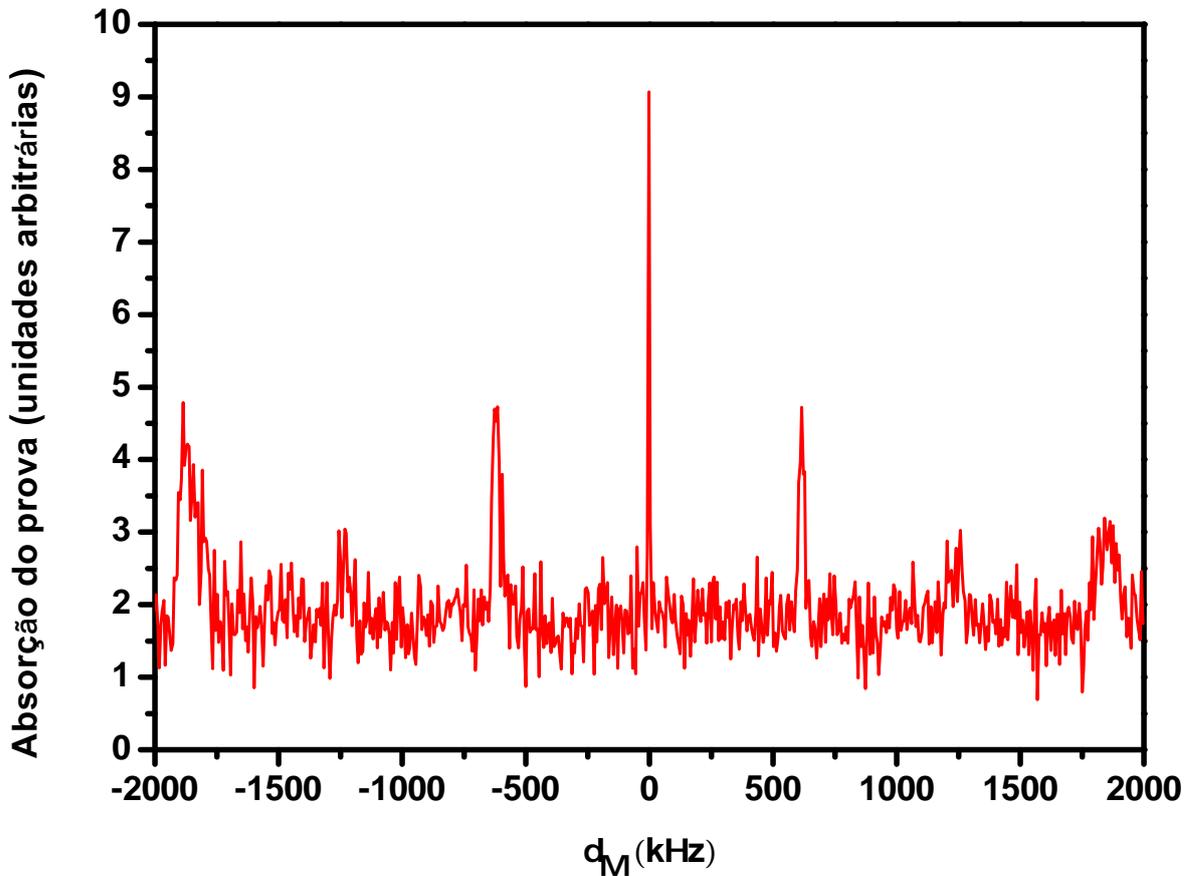


Figura 4.10: Absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta_M$  do pulso de bombeio de micro-ondas. Medida de espectroscopia de micro-ondas, para correntes nas bobinas de compensação de  $I_X = 40$  mA,  $I_Y = 0$  mA,  $I_Z = 0$  mA.

Para o cancelamento dos campos espúrios mudamos a corrente nas bobinas até minimizar a separação entre picos. Algumas vezes foi necessário inverter a polarização das bobinas, ou seja, inverter a direção do campo magnético. Desta forma, encontramos uma configuração que nos permite cancelar otimamente os campos espúrios. A configuração de correntes nas três bobinas,  $(X, Y, Z)$ , que deve ser fornecida para cancelar o campo magnético é:  $I_X = 30$  mA,  $I_Y = -7$  mA,  $I_Z = 165$  mA. Obtemos então o espectro da figura 4.11, onde somente observamos um único pico. A largura da curva de absorção do prova é, neste caso, de 108 kHz aproximadamente. Neste pico estão juntos os 7 picos observados anteriormente antes do cancelamento do campo, o que significa que nos levamos os distintos subníveis Zeeman deslocados o mais perto possível do subnível Zeeman que não se desloca em frequência pela ação dos campos externos não desejados, que

correspondem aos estados  $F = 2, m_F = 0$  e  $F = 1, m_F = 0$  como é mostrado na Figura 4.6.

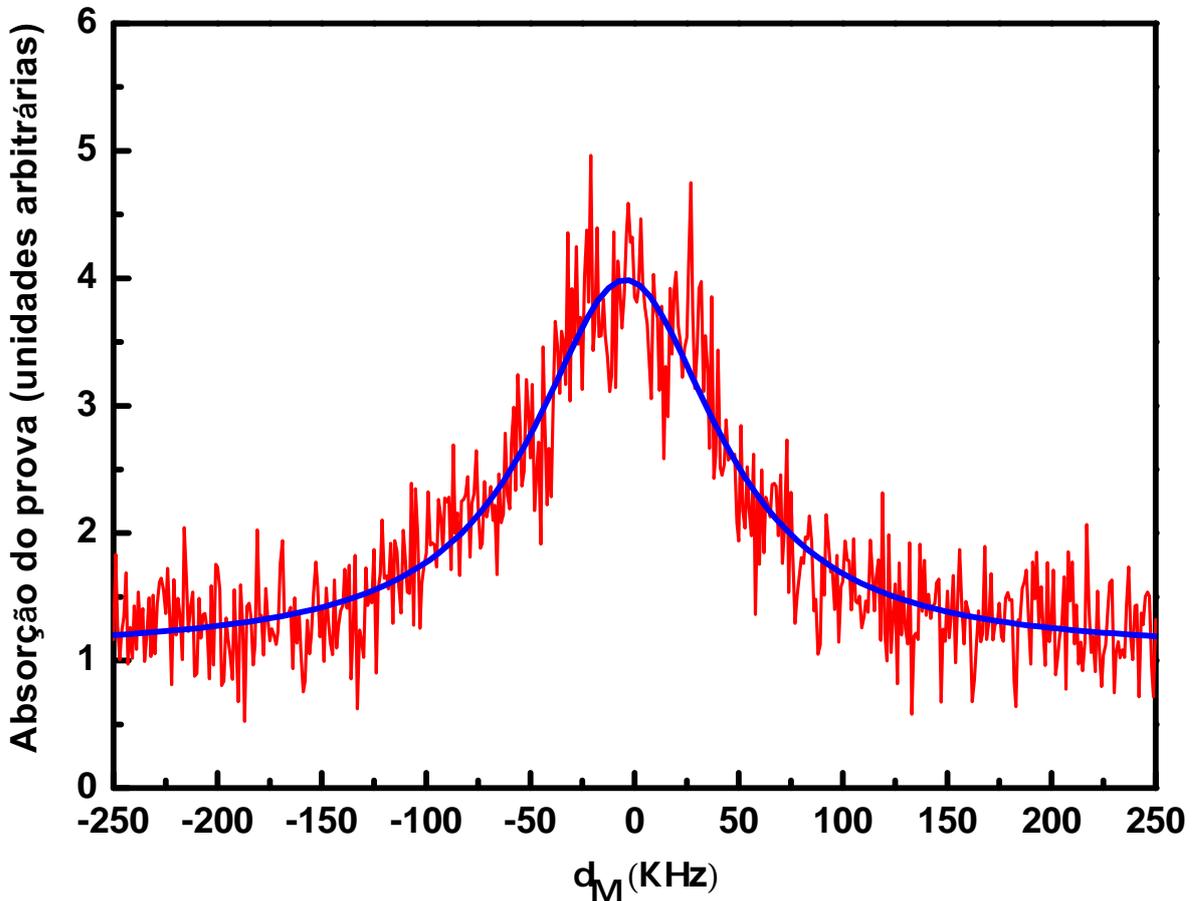


Figura 4.11: Absorção do pulso de prova como função da dessintonia  $\delta_M$  do pulso de bombeio de micro-ondas. Medida de espectroscopia de micro-ondas, para correntes nas bobinas de compensação iguais a  $I_X = 30\text{mA}$ ,  $I_Y = -7\text{mA}$ ,  $I_Z = 165\text{mA}$ , onde o sinal menos corresponde a uma inversão na polaridade das bobinas.

Este método para cancelamento do campo magnético usando espectroscopia de micro-ondas foi implementado pela primeira vez em nosso grupo. É um método mais direto e fácil de implementar comparado com o usado anteriormente por nós, baseado em colapsos e ressurgimentos de um pulso de luz extraído de uma memória atômica [57].

## Capítulo 5

# Conclusões e perspectivas

Construímos uma armadilha magneto-óptica (AMO) para o armadilhamento de átomos neutros de Rubídio. Esta AMO foi construída com a finalidade de implementar experimentos em informação quântica. Assim, neste trabalho mostramos a construção da montagem para o experimento de geração de pares de fótons individuais a partir de ensembles de átomos. Dedicamos muito tempo à implementação, sintonia e chaveamento dos feixes de resfriamento, escrita, leitura, e modos de detecção dos fótons 1 e 2.

A primeira medida feita na AMO foi a de número de átomos na nuvem, que é da ordem de  $5,6 \times 10^8$ . Este é um valor razoável comparado com os encontrados na literatura [56]. Desta forma, podemos afirmar que a AMO construída funciona bem. Foram realizadas as primeiras medidas de profundidade óptica (OD) da AMO sobre o sistema. Este é um parâmetro crucial para a geração eficiente de fótons individuais, como é mostrado em [57]. A OD máxima medida foi de 3 aproximadamente.

Finalmente, implementamos um método para o cancelamento de campos magnéticos espúrios, na região da nuvem atômica, baseado em espectroscopia de micro-ondas. Este foi usado pela primeira vez em nosso grupo, sendo já implementado tanto na armadilha de Rubídio descrita aqui, como na armadilha de Césio do Laboratório de Átomos Frios. Este novo método permite observar diretamente, a partir da absorção de um feixe de prova, a separação entre os diferentes subníveis Zeeman, induzidas pela interação dos átomos com um campo magnético espúrio.

Estamos ainda no processo de otimização da nuvem. Esperamos melhorar o valor de profundidade óptica medido, tendo em conta que neste trabalho apresentamos as primeiras medidas obtidas da AMO. Posteriormente, será implementado o experimento de geração de fótons individuais a partir de um só ensemble de átomos.

## Referências

- [1] P. N. Levedev, “Experimental examination of light pressure”, *Ann. der Physik*, vol. 6, 1901.
- [2] E. F. Nichols e G. F. Hull, “A Preliminary Communication on the Pressure of Heat and Light Radiation”, *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 13, 307-320, 1901.
- [3] E. F. Nichols e G. F. Hull, “The Pressure Due to Radiation”, *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 17, 26-50, 1903.
- [4] A. Einstein, “Sobre a teoria quântica da radiação”, *Revista Brasileira de Ensino de Física, versão em português*, vol. 27, 93-99, 2005.
- [5] A. Einstein, “Zur Quantentheorie der Strahlung”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, 1917.
- [6] R. Frisch, “Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 86, 42-48, 1933.
- [7] J. L. Picqué e J. L. Vialle, “Atomic-beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission”, *Optics Communications*, vol. 5, 402-406, 1972.
- [8] R. Schieder, H. Walther e L. Wöste, “Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser”, *Optics Communications*, vol. 5, 337-340, 1972.
- [9] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation”, *Optics Communications*, vol. 13, 68-69, 1975.

- 
- [10] D. J. Wineland e H. G. Dehmelt, “Principles of the stored ion calorimeter”, *Journal of Applied Physics*, vol. 46, 919-930, 1975.
- [11] D. J. Wineland, R. E. Drullinger, e F. L. Walls, “Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, 1639-1642, 1978.
- [12] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, e H. Dehmelt, “Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 41, 233-236, 1978.
- [13] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, 48-51, 1985.
- [14] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. E. Pritchard, “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, 2631-2634, 1987.
- [15] S. Chu, “Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, 685-706, 1998.
- [16] C. Cohen-Tannoudji, “Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, 707-719, 1998.
- [17] W. D. Phillips, “Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, 721-741, 1998.
- [18] V. S. Letokhov, V. G. Minogin e B. D. Pavlik, “Cooling and capture of atoms and molecules by a resonant light field”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 45, 698, 1977.
- [19] D. J. Wineland e W. M. Itano, “Laser cooling of atoms”, *Phys. Rev. A*, vol. 20, 1521-1540, 1979.
- [20] J. P. Gordon e A. Ashkin, “Motion of atoms in a radiation trap”, *Phys. Rev. A*, vol. 21, 1606-1617, 1980.

- 
- [21] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould e H. J. Metcalf, “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, 169-72, 1988.
- [22] J. Dalibard e C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, 2023-2045, 1989.
- [23] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis e Steven Chu, “Optical molasses and multilevel atoms: theory”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, 2058-2071, 1989.
- [24] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar e S. Chu, “Optical molasses and multilevel atoms: experiment”, *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*, vol. 6, 2072-2083, 1989.
- [25] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, e E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor”, *Science*, vol. 269, 198-201, 1995.
- [26] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn e W. Ketterle, “Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, 3969-3973, 1995.
- [27] J. C. Bergquist, Randall G. Hulet, W. M. Itano e D. J. Wineland, “Observation of Quantum Jumps in a Single Atom”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, 1699-1702, 1986.
- [28] W. Nagourney, J. Sandberg e H. Dehmelt, “Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, 2797-2799, 1986.
- [29] Th. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, P. E. Toschek, “Observation of Quantum Jumps”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, 1696-1698, 1986.
- [30] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano e D. J. Wineland, “Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, 4714-4717, 1995.

- 
- [31] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland, “A “Schrödinger Cat” Superposition State of an Atom”, *Science*, vol. 272, 1131-1136, 1996.
- [32] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac e P. Zoller, “Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics”, *Nature*, vol. 414, 413-414, 2001.
- [33] J. Laurat, C. W. Chou, H. Deng, K. S. Choi, H. de Riedmatten, D. Felinto e H.J. Kimble, “Quantum Networking with Atomic Ensembles in the Single Excitation Regime”, *Europe and IQEC 2007 Conference Digest*, 2007.
- [34] J. Laurat, K. S. Choi, H. Deng, C. W. Chou e H. J. Kimble, “Heralded Entanglement between Atomic Ensembles: Preparation, Decoherence, and Scaling”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, 2007.
- [35] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan e H. J. Kimble, “Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles”, *Nature*, vol. 423, 2003.
- [36] D. Steck, Rubidium 87 D Line Data, 2009.
- [37] L. Zhou. Characterizing Hyperfine Structures in 87Rb and 85Rb with Doppler-Free Spectroscopy. MIT, 2013.
- [38] L. Allen e J. H. Eberly. *Optical Resonance and two-level atoms*. Jhon Wiley & Sons, Inc. 1975.
- [39] H. J. Metcalf e P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer New York, 2001.
- [40] C. J. Foot, *Atomic Physics*, OUP Oxford, 2004.
- [41] G. Gilbert, A. Aspect. *Introduction to quantum optics: From the semi-classical approach to quantized light*, Cambridge university press, 2010.
- [42] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986.

- 
- [43] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts e C. I. Westbrook, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 6, 2084-2107, 1989.
- [44] R. A. de Oliveira, M. S. Mendes, W. S. Martins, P. L. Saldanha, J. W. R. Tabosa e D. Felinto, “Single-photon superradiance in cold atoms”, *Phys. Rev. A*, vol. 90, 2014.
- [45] C. Wieman e L. Hollberg, *Using diode lasers for atomic physics. Review of Scientific Instruments*, 1991.
- [46] M. Santos, “Detecção Síncrona”, Universidade de São Paulo, Instituto de Física da USP.
- [47] M. Weel e A. Kumarakrishnan, “Laser-frequency stabilization using a lock-in amplifier”, *Canadian Journal of Physics.*, vol. 80, 1449-1458, 2002.
- [48] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*, Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics, 1984.
- [49] V. Balić, D. A. Braje, e P. Kolchin, G. Y. Yin, e S. E. Harris, “Generation of Paired Photons with Controllable Waveforms”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, 2005.
- [50] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, M. Bhattacharya, S.-Y. Lan, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy, A. Kuzmich, “Entanglement of a Photon and a Collective Atomic Excitation”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, 2005.
- [51] J. Laurat, H. de Riedmatten, D. Felinto, C.-W. Chou and E. W. Schomburg e H. J. Kimble, “Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble”, *Opt. Express*, vol. 14, 6912-6918, 2006.
- [52] A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley & Sons, Incorporated, 1975.
- [53] D. Steck, *Classical and Modern Optics*, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2015.
- [54] L. Veissier, *Quantum memory protocols in large cold atomic ensembles*, Tese de Doutorado, Laboratoire Kastler Brossel. l’ Université Pierre et Marie Curie, 2013.

- [55] R. Loudon, *The quantum theory of light*, 2nd ed, Oxford science publications, New York:Oxford University Press, 1983.
- [56] C. Wieman, G. Flowers e S. Gilbert, “Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories”, *American Journal of Physics*, vol. 63, 317-330, 1995.
- [57] M. S. Mendes, *Dinâmica do processo de leitura de memórias quânticas em átomos frios*, Tese de Doutorado, Departamento de Física-UFPE, 2013.

# Apêndice A-Lasers de diodo

## INFRARED LASER DIODE DL-7140-201S

**SANYO**  
Ver.2.2 May. 2003

**Features**

- Wavelength : 785 nm (Typ.)
- Low threshold current : I<sub>th</sub> = 30 mA (Typ.)
- High operating temperature : 60°C at 70mW(CW)

**Applications**

Optical disc system (CD-R)

**Absolute Maximum Ratings**

(T<sub>c</sub>=25°C)

Parameter	Symbol	Ratings	Unit
Light Output	CW Po (CW)	80	mW
	Pulse <sup>1)</sup> Po(pulse)	85	
Reverse Voltage	Laser VR	2	V
	PD	30	
Operating Temperature	Topr	-10 to +60	°C
Storage Temperature	Tstg	-40 to +85	°C

1) Pulse Width 1.0μs, Duty 50%

**Electrical and Optical Characteristics**

(T<sub>c</sub>=25°C)

Parameter	Symbol	Condition	Min.	Typ.	Max.	Unit
Threshold Current	I <sub>th</sub>	CW	-	30	50	mA
Operating Current	I <sub>op</sub>	Po=70mW	-	100	140	mA
Operating Voltage	V <sub>op</sub>	Po=70mW	-	2.0	2.8	V
Lasing Wavelength	Lp	Po=70mW	775	785	800	nm
Beam Divergence <sup>2)</sup>	Perpendicular	Qv	14	17	20	°
	Parallel	Qh	6	8	10	°
Off Axis Angle	Perpendicular	dQv	-	-	± 3	°
	Parallel	dQh	-	-	± 3	°
Differential Efficiency	dPo/dIop	-	0.6	1.0	1.4	mW/mA
Monitoring Output Current	I <sub>m</sub>	Po=70mW	0.10	0.25	0.6	mA
Astigmatism	As	Po=70mW	-	-	10	μm

2) Full angle at half maximum

Note : The above product specification are subject to change without notice.

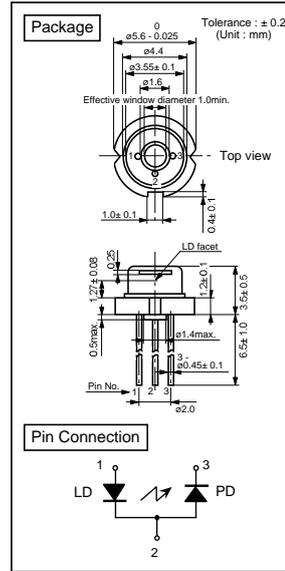
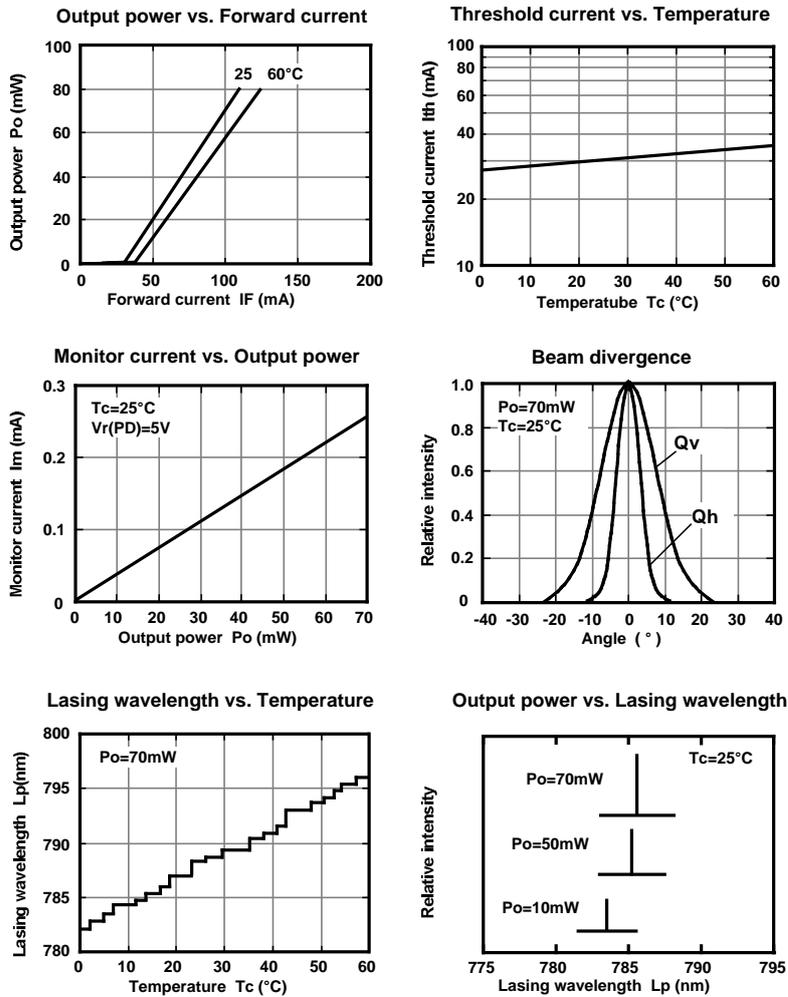


Figura 1: Laser de diodo.

DL-7140-201S



Characteristics



This is typical data and it may not represent all products.

Figura 2: Características do laser de diodo.

# Apêndice B-Moduladores acusto-ópticos

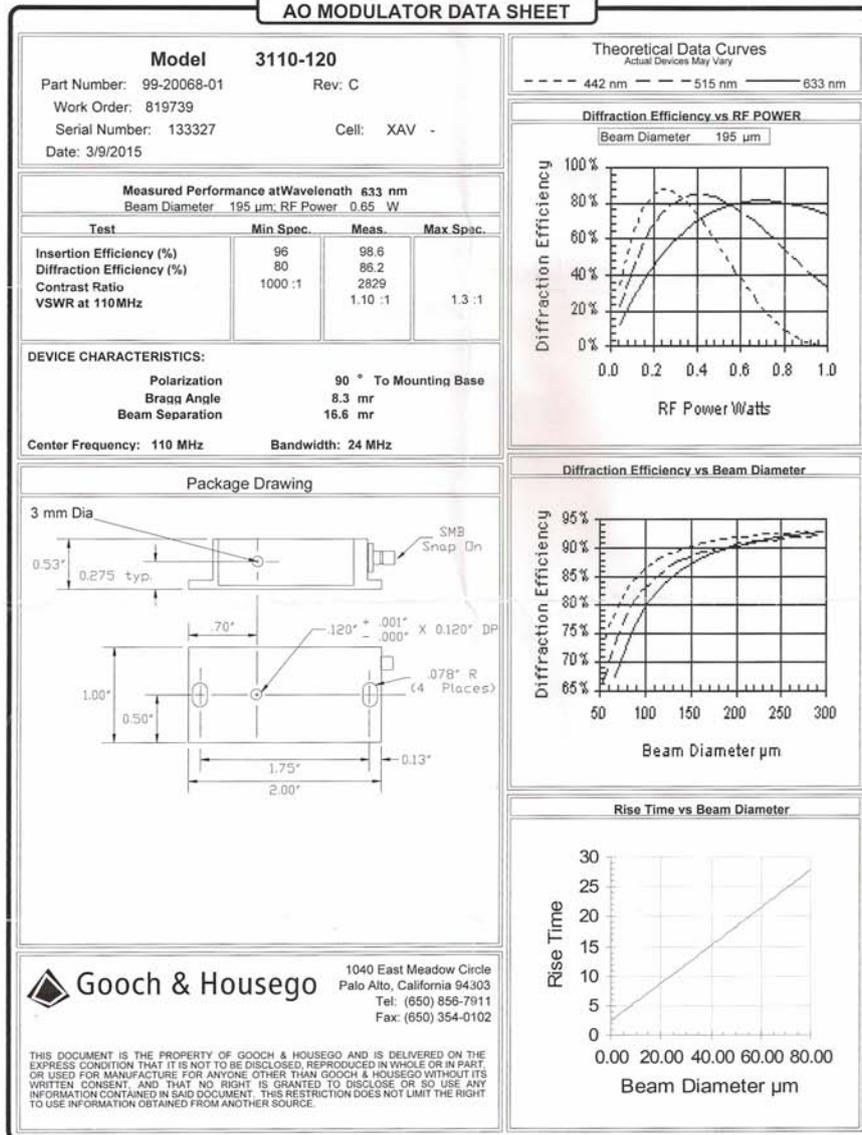


Figura 3: Características do MAO com frequência central de 110 MHz.

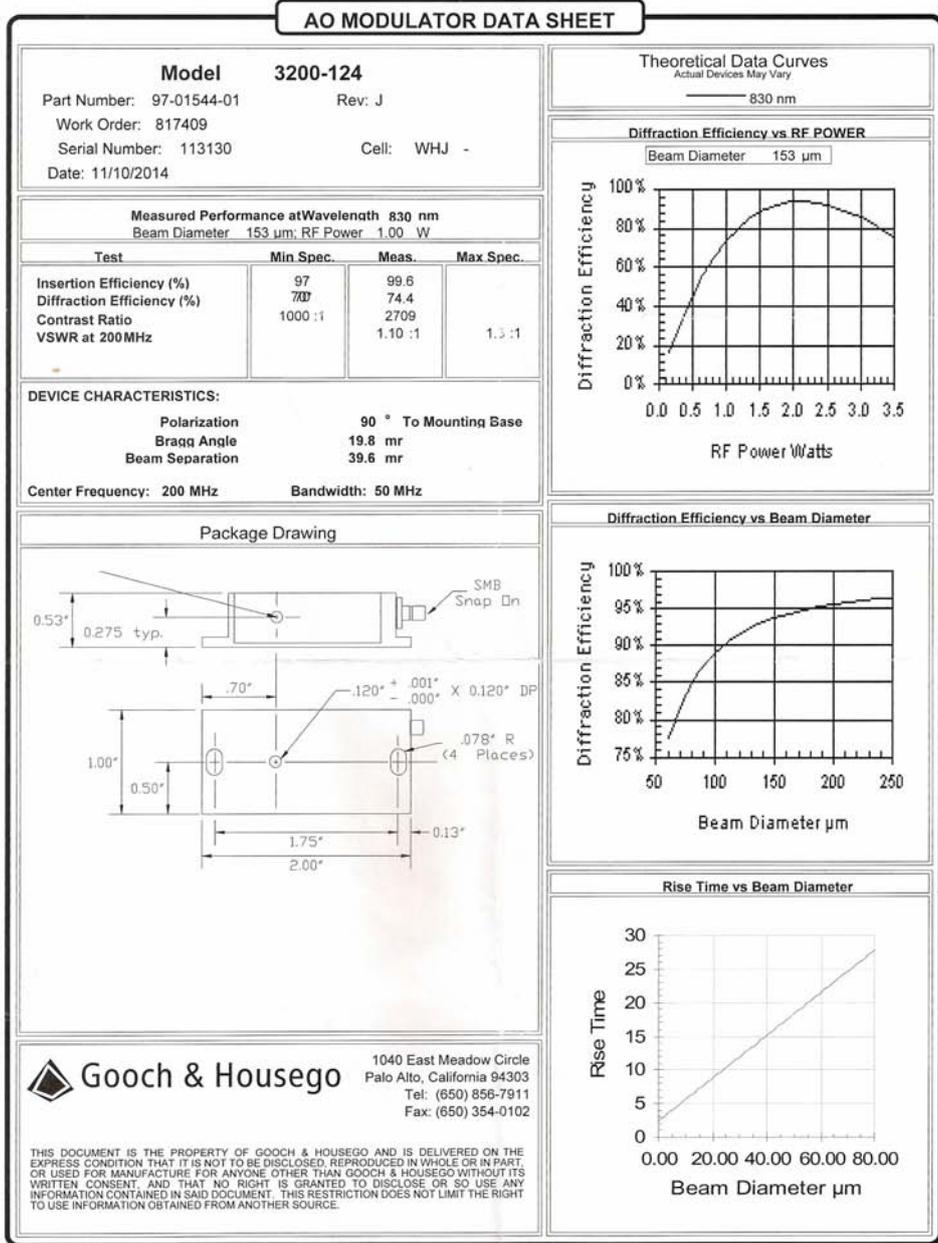


Figura 4: Características do MAO com frequência central de 200 MHz.

Document #: 97-03307-23-110		Title: +AODR 1110AF-AEF0-1.5	
Date Effective: 11/27/2013	Rev.: C	Final Test Report	
Serial Number: <u>23786</u>			
Board S/N <u>1412046256</u>			
Power Output@Fc:	1.5 Watts <input checked="" type="checkbox"/> Pass		
Center Frequency:	110 MHz $\pm 1\%$ <input checked="" type="checkbox"/> Pass		
Modulation Input:	1 Volt <input checked="" type="checkbox"/> Confirmed	<u>18.5 mA</u>	
		Tuning Voltage @	Freq MHz
V-ALC (max RF):	25.5 Volts: <u>21</u> VDC Pass	<u>1.74</u>	75
		<u>2.64</u>	80
RF Contrast Ratio:	$\geq 35$ dB: <u>38</u> dB Pass	<u>4.51</u>	90
		<u>6.44</u>	100
2nd Harmonic:	$\leq -20$ dBc: <u>-30</u> dBc Pass	<u>8.28</u>	110
		<u>10.03</u>	120
		<u>11.76</u>	130
		<u>13.44</u>	140
VCC:	28 Volts DC (applied)	<u>15.08</u>	150
Current Draw:	550 mA: <u>520</u> mA Pass		
Tested by: <u>LAC T.</u>		Date: <u>03/27/2015</u>	
Note: All values without tolerance indicators are nominal.			
G&H (Palo Alto) LLC			

Figura 5: Especificações do Driver do MAO com frequência central de 110MHz.

Document #: 97-03307-48-110		Title: +AODR 1200AF-AEF0-2.5	
Date Effective: 10/23/2009	Rev.: D	Final Test Report	
Serial Number: <u>23774</u>			
Board S/N <u>1412046274</u>			
Power Output@Fc:	2.5 Watts <input checked="" type="checkbox"/>	Pass	
Center Frequency:	200 MHz $\pm 1\%$ <input checked="" type="checkbox"/>	Pass	
Modulation Input:	1 Volt <input checked="" type="checkbox"/>	Confirmed	
V-ALC (max RF):	25.5 Volts: <u>22</u> VDC	Pass	
			Tuning Voltage @ Freq MHz
			<u>5.15</u> 180
			<u>5.66</u> 185
RF Contrast Ratio:	$\geq 35$ dB: <u>53</u> dB	Pass	<u>6.16</u> 190
			<u>6.64</u> 195
2nd Harmonic:	$\leq -20$ dBc: <u>-24</u> dBc	Pass	<u>7.11</u> 200
			<u>7.58</u> 205
			<u>8.05</u> 210
			<u>8.50</u> 215
VCC:	28 Volts DC (applied)		<u>8.93</u> 220
Current Draw:	700 mA: <u>700</u> mA	Pass	
Tested by: <u>HUONG T.</u>		Date: <u>03/26/2015</u>	
Note: All values without tolerance indicators are nominal.			
G&H (Palo Alto) LLC			

Figura 6: Especificações do Driver do MAO com frequência central de 200 MHz.