



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

NATÁLIA DOMINGUES ALVES

**INSTRUMENTAÇÃO PARA GERAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE PARES
DE FÓTONS EM UM ENSEMBLE DE ÁTOMOS FRIOS**

Recife
2019

NATÁLIA DOMINGUES ALVES

**INSTRUMENTAÇÃO PARA GERAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE PARES DE
FÓTONS EM UM ENSEMBLE DE ÁTOMOS FRIOS**

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

Área de concentração: Óptica

Orientador: Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa

Recife
2019

Catálogo na fonte
Bibliotecária Elaine Freitas CRB4-1790

A474i Alves, Natália Domingues
 Instrumentação para geração e caracterização de pares de
 fótons em um ensemble de átomos frios/ Natália Domingues
 Alves . – 2019.
 106 f.

 Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa .
 Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de
 Pernambuco. CCEN. Física. Recife, 2019.
 Inclui referências e apêndices.

 1. Armadilha Magneto-Óptica. 2. Átomos frios. 3. Informação
 Quântica. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (orientador). II. Título.

 535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2019-15

NATÁLIA DOMINGUES ALVES

**INSTRUMENTAÇÃO PARA GERAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE PARES
DE FÓTONS EM UM ENSEMBLE DE ÁTOMOS FRIOS**

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

Aprovada em: 18/02/2019.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Renato Evangelista de Araújo
Examinador Externo
Universidade Federal de Pernambuco

À minha mãe, Janayna

AGRADECIMENTOS

Muitas pessoas me ajudaram a percorrer o caminho da vida, e a todas elas sou eternamente grata, mas aqui, agradeço em especial às personagens centrais da minha história.

À mais importante delas, minha mãe, agradeço por todo amor, força, paciência e compreensão com a filha que escolheu fazer física. Sua luta nesses 23 anos me proporcionou chegar até aqui, a primeira da família com ensino superior e agora, buscando ir ainda mais longe com o título de mestre. Muito obrigada mãe, minha guerreira. Também agradeço a toda minha família, que nos deu suporte sempre que possível.

Às minhas amigas Fernanda e Camila, que apesar da distância não deixaram minha peteca cair. Em especial à Aninha, por ter sido, e ser, meu porto seguro durante todos esses anos desde o ensino médio. Sua ajuda nos meus tempos sombrios me ajudaram a não afundar de vez. À minha amiga de curso, laboratório e livros, Ayanne. Ao meu amigo Gustavo, que desde a sexta série tem sido essa figura única na minha vida. A André e Azadeh, por serem amigos incríveis e ajudarem em tudo o que for possível. Ao Ceará, Alyson e Carol, por fazerem nossa vizinhança mais divertida.

Ao Prof. Dr. Daniel Felinto, que desde meu primeiro período na graduação do Bacharelado em Física foi um grande orientador, sempre compreensivo e disposto a compartilhar seu profundo conhecimento. Aos professores que marcaram minha formação: Fernando Parísio, José Tabosa, Paulo Campos e Sandra Vianna. Às pessoas que contribuíram para a realização dos experimentos descritos nesta dissertação: Marcos e Daniel, da Oficina de Eletrônica do Departamento de Física, Ayanne, Luis Ortiz, Luis Muñoz e Johan, colegas de laboratório. Aos funcionários da Pós-Graduação Alexsandra e Ailton, por serem sempre solícitos e às instituições de financiamento Capes, CNPq e FACEPE.

Por último, quero agradecer a Leonardo Dalla Porta Dornelles, meu companheiro e amigo, pelo seu apoio, paciência e inspiração. Pelos momentos incríveis que você me proporcionou, tornando minha vida mais feliz e colorida. E também por topar dividir o fardo e as risadas comigo para sempre.

RESUMO

Nesta dissertação são apresentadas minhas contribuições na construção de uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO) e na implementação experimental do protocolo DLCZ no Laboratório de Redes Quânticas da UFPE. Entre elas estão a montagem da cabeça de um laser de diodo (Teco), um controlador de temperatura digital em Arduino, bobinas para geração de campos magnéticos, entre outras. A AMO se baseia na força por pressão de radiação que a luz exerce sobre a matéria. Ao combinar um campo magnético inhomogêneo com três pares de feixes de laser contrapropagantes de polarizações circulares opostas, conseguimos criar uma força viscosa e restauradora que resfria e aprisiona os átomos em torno da origem definida pelo campo magnético, formando uma nuvem fria de átomos. Como parte do esforço coletivo para sua construção, montei ainda um sistema de absorção saturada do laser Teco, o feixe de rebombeio e as bobinas para os campos magnéticos de compensação e armadilhamento. A temperatura que a nuvem atômica atinge é da ordem de 1mK, sua dimensão é de $\sim 3mm$ e conseguimos armadilhar cerca de 10^8 átomos. Uma vez formada a nuvem de átomos frios e armadilhados, desligamos os feixes que sustentam a AMO e realizamos o experimento de geração de pares de fótons individuais seguindo o protocolo de informação quântica DLCZ, onde contribuí com a montagem do feixe de leitura. Com a ajuda do *Time-Multiplexed Detector* que implementei, fazemos a detecção dos fótons gerados e obtemos as estatísticas necessárias para sua caracterização. A partir dos dados obtidos, determinamos se os pares de fótons gerados estão em um regime não-clássico.

Palavras-chave: Armadilha Magneto-Óptica. Átomos frios. Informação Quântica. Pares de fótons.

ABSTRACT

In this dissertation we present my contributions in the setup of a Magneto-Optical Trap (MOT) and in the experimental implementation of the DLCZ protocol in UFPE's Quantum Network Laboratory. Among them, it is the assembly of the head of a diode laser (Teco), a digital temperature controller in Arduino, coils for the generation of magnetic fields, and others. The MOT is based on the radiation pressure force that light exerts on matter. By combining an inhomogeneous magnetic field with three pairs of counter-propagating laser beams with opposing circular polarizations, we are able to create a viscous and restoring force that cools and traps the atoms around the origin defined by the magnetic field, forming a cold cloud of atoms. As part of the collective effort for its construction, I set up the saturated absorption of the laser Teco, the repump beam and the coils for the magnetic fields of compensation and trapping. The atomic cloud reached temperatures of the order of 1mK, its size is $\sim 3mm$ and we trapped about 10^8 atoms. Once the cold cloud of atoms is formed, we turn off the MOT beams and begin the experiment of generation of pairs of individual photons following the DLCZ quantum information protocol, where I contributed with the assembly of the read beam. With the help of the Time-Multiplexed Detector that I set up, we make the detection of the generated photons and we obtain the necessary statistics for its characterization. From the obtained data, we determine whether the generated pair of photons are in a non-classical regime.

Key words: Magneto-Optical Trap. Cold atoms. Quantum information. Pairs of photons.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
2	CONCEITOS BÁSICOS	15
2.1	Laser de diodo	15
2.2	Armadilha Magneto-Óptica	18
2.3	Protocolo DLCZ	25
2.3.1	<i>Funções de correlação</i>	28
2.3.1.1	<i>Desigualdade de Cauchy-Schwarz</i>	28
2.3.1.2	<i>Caracterização do sistema</i>	30
2.3.1.3	<i>Estimativas para pares de fótons</i>	31
2.4	Estados de Fock a partir de um ensemble atômico	33
3	LASER DE DIODO	34
3.1	Construindo a cabeça do laser Teco	35
4	CONTROLADOR DE TEMPERATURA DIGITAL COM ARDUINO .	43
4.1	Arduino	43
4.2	Circuito	44
4.3	Sinal PWM	46
4.4	Código comentado	47
4.5	Finalização	48
5	ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA	51
5.1	Rubídio e sua estrutura hiperfina	51
5.2	A técnica de absorção saturada	54
5.2.1	<i>Montagem</i>	56
5.3	Bobinas de compensação e armadilhamento	59
5.4	Modulador Acusto-Óptico	62
5.5	Feixes de resfriamento	64
5.6	Feixe de rebombeio	65
5.7	Finalização	68
6	GERAÇÃO DE PARES DE FÓTONS EM UM ENSEMBLE ATÔMICO	71
6.1	Implementação do protocolo DLCZ	71
6.1.1	<i>Feixe de escrita</i>	71

6.1.2	<i>Feixe de leitura</i>	73
6.1.3	<i>Fotodeteção e contagem</i>	74
6.1.4	<i>Time-Multiplexed Detector</i>	77
6.1.5	<i>Experimento</i>	79
6.2	Análise das contagens	80
6.3	Caracterização do sistema	81
6.4	Geração de estados de Fock	84
7	CONCLUSÕES	85
	REFERÊNCIAS	86
	APÊNDICE A – CIRCUITO ELÉTRICO DO CONTROLADOR DE CORRENTE	89
	APÊNDICE B – DATASHEET E AUTOCAD DO LASER DE DIODO DL-7140-201S	91
	APÊNDICE C – CIRCUITO ELÉTRICO DO DRIVER DE TEMPE- RATURA	94
	APÊNDICE D – CÓDIGO DO CONTROLADOR DE TEMPERATURA PARA ARDUINO	95
	APÊNDICE E – DATASHEETS DOS MODULADORES ACUSTO ÓP- TICOS	103

1 INTRODUÇÃO

Uma das tecnologias desenvolvidas que mais tiveram impacto sobre a área da óptica foi o laser [1]. Inicialmente conhecido como “maser óptico”, a palavra laser é o acrônimo para *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* e passou a ser utilizada a partir de 1965. Sua origem data da época de Einstein, que primeiro postulou em 1905 que a luz é constituída de pacotes de energia, os quanta de luz [2, 3], e posteriormente, em 1916, que os átomos podem emitir estimuladamente [4], sendo este o princípio básico do laser.

O antecessor do laser, o maser (acrônimo para *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*), foi inventado em 1954 [5] e foi a primeira fonte de radiação coerente em micro-ondas (10^9 a 10^{11} Hz) produzida. Ele funciona da seguinte forma: um feixe de átomos de dois níveis passa por uma cavidade ressonante sintonizada aproximadamente na frequência de transição atômica. A cavidade é excitada por uma fonte externa de micro-ondas, o que estimula a transição atômica e resulta na emissão ou absorção de micro-ondas. Como a emissão é estimulada, a fase entre os quanta é bem definida, sendo então o maser uma fonte de micro-ondas coerente. A viabilidade da amplificação da luz a partir dos princípios do maser foi estudada em 1958 por Schawlow e Townes [6]. Eles mostraram teoricamente como uma cavidade de centímetros de diâmetro, tendo muitos modos ressonantes, pode gerar oscilações no regime do infra-vermelho quando um vapor de potássio é bombeado com uma certa quantidade de luz incoerente, produzindo uma fonte de luz extremamente coerente e monocromática.

Dois anos após a proposta teórica, em 1960, o primeiro laser foi implementado por Theodore H. Maiman no Hughes Research Laboratories [7]. Seu processo de funcionamento pode ser explicado da seguinte maneira (ver Figura 1): o meio de ganho é um material que absorve radiação incidente em um certo intervalo de comprimentos de onda de interesse. Quando este é bombeado por uma fonte, seja ela óptica (outro laser) ou elétrica, os elétrons contidos no material são excitados para um nível de energia mais alto, no processo $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ (Figura 1b). Eventualmente, um elétron decai do estado excitado para o de menor energia $|s\rangle$, emitindo um fóton através do processo chamado emissão espontânea. A cavidade óptica ressonante fornece um *feedback* positivo e suporta um certo número de ondas estacionárias, que chamamos de modos, que ocorrem quando o comprimento da cavidade L é um múltiplo da metade do comprimento de onda λ da luz que se deseja propagar. Assim, caso o fóton emitido espontaneamente tenha um

modo permitido pela cavidade, ele fica preso em um ciclo, induzindo outros elétrons excitados a decaírem estimuladamente. Para que os átomos excitados não se esgotem e a emissão estimulada pare, o material é constantemente bombeado para que a inversão de população – mais população no estado excitado $|e\rangle$ que no estado fundamental $|s\rangle$ – não se perca e o funcionamento do laser seja sustentado.

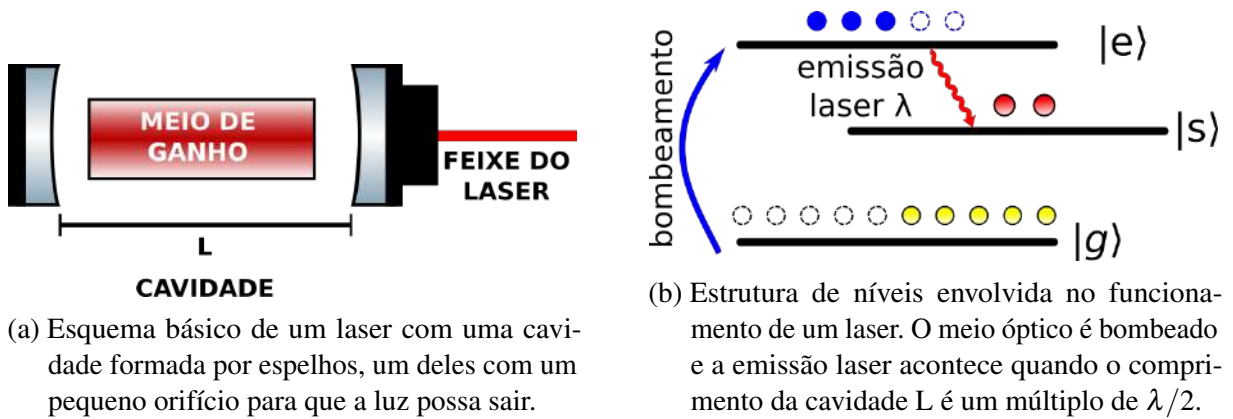


Figura 1

O laser produzido por Maiman utilizou um bastão de rubi como meio de ganho e gerou luz monocromática e coerente em $6943\text{\AA}$. Poucos meses depois o laser de gás hélio-neônio foi desenvolvido no *Bell Telephone Laboratories*, com emissão de luz no vermelho visível e no infra-vermelho. Desde então, essa tecnologia foi desenvolvida para diferentes comprimentos de onda, utilizando variados meios de ganho. Em 1962 o primeiro laser de diodo pulsado foi inventado, porém foi apenas em 1970 que o primeiro laser de diodo cw em temperatura ambiente conseguiu ser implementado. Ele utiliza um semi-condutor como meio de ganho e as recombinações elétron-buraco para emissão de luz. Sua explicação em detalhes está na Seção 2.1. As aplicações dos lasers em geral se estendem além da área acadêmica, como por exemplo, comunicações a longa distância, radar óptico, cirurgia ocular, mouses ópticos, entre outras.

Dentro da área acadêmica, uma das aplicações do laser é na utilização da pressão de radiação que sua luz exerce sobre os átomos. Antes mesmo da invenção do laser, a pressão de radiação era conhecida por conta da teoria eletromagnética de Maxwell, que prevê que radiação exerce uma pressão sobre qualquer superfície que a receba. Em 1903, pela primeira vez, Ernest Fox Nichols e Gordon Ferrie Hull [8,9] em Dartmouth College realizaram medições de torsão em uma balança para demonstrar o efeito da pressão de radiação sobre um espelho suspenso.

No artigo de 1916 [4], Einstein postulou que a partir da natureza quântica da radiação – em que os quanta têm energia $h\nu$, onde $h = 6.62607004 \times 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg/s}$ é a constante de Planck

e ν a frequência da radiação – um átomo ao absorver um fóton ganha um momento $\mathbf{p}_a$ na direção de propagação do fóton. Ao emitir um fóton, o átomo perde um momento $\mathbf{p}_e$, tendo um recuo na direção oposta ao fóton emitido. Essa variação de momento é dada por $\Delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_a - \mathbf{p}_e$. Como a emissão do fóton é um processo espontâneo, ela pode ocorrer em qualquer direção, levando a uma média $\langle \mathbf{p}_e \rangle = 0$, restando apenas ao átomo o momento ganho pela absorção dos fótons. Essa troca de momento leva a uma força efetiva sobre o átomo na direção de propagação da luz. Em 1933, Otto Frisch [10] comprovou experimentalmente este fato ao observar uma pequena deflexão em um feixe de átomos de sódio ao incidir sobre ele a luz de uma lâmpada do mesmo elemento.

Muito tempo depois, em 1970, Ashkin [11, 12] mostrou que a luz do laser pode exercer uma força de espalhamento considerável sobre os átomos. Ele apontou então a possibilidade dessa força ser usada para aprisioná-los. A partir disso, muitas propostas para esfriar e armadilhar átomos neutros surgiram. Em 1975, Hänsch e Schawlow [13] propuseram um esquema para o resfriamento de um gás atômico, utilizando o efeito Doppler. Nessa proposta, é utilizado um feixe de laser dessintonizado abaixo da transição atômica. Para entender como o resfriamento acontece, considere a radiação agindo sobre o gás em uma dimensão. Apenas os átomos que se movem contra a direção de propagação do feixe verão sua frequência deslocada positivamente, ou seja, mais próxima da ressonância, e com isso terão uma seção de choque de espalhamento maior, o que leva o átomo a absorver com maior probabilidade um fóton desse feixe. Caso o átomo esteja se movendo na direção de propagação do feixe, ele verá a frequência do laser deslocada ainda mais para baixo da ressonância, tendo então uma menor seção de choque de espalhamento e portanto menor probabilidade de absorver o fóton do laser. Assim, caso a frequência do laser esteja abaixo da ressonância e hajam dois feixes contra-propagantes, os átomos apenas perderão energia e momento, nunca ganharão. Caso a luz venha de todas as direções, os átomos perderão energia nas três dimensões, de modo que a temperatura do gás é reduzida até o limite em que a largura de linha Doppler seja tão pequena quanto a largura de linha natural. Outras propostas para a utilização da pressão de radiação para confinamento de átomos e íons podem ser encontradas em [14] e [15].

Em 1985 Steve Chu e colaboradores [16] realizaram o primeiro confinamento viscoso e resfriamento de átomos de sódio. Eles utilizaram três pares de feixes de laser contrapropagantes nas três direções ortogonais x , y e z . A temperatura que atingiram foi próxima do limite Doppler para a transição atômica selecionada, cerca de $\sim 240\mu K$. Essa técnica foi denominada de melço

óptico pela sua característica de força viscosa. Contudo, só a luz do laser não é suficiente para o aprisionamento espacial dos átomos.

Em 1987, o grupo de S. Chu [17] implementou a chamada Armadilha Magneto-Óptica. Sob um campo magnético inhomogêneo de gradiente constante, $B_z(z) = bz$, a estrutura Zeeman do átomo tem sua degenerescência quebrada, de acordo com $\Delta E \propto b m_F z$. O que o grupo do S. Chu fez foi juntar essa quebra de degenerescência com o melaço óptico desenvolvido anteriormente. Iluminando o átomo com dois feixes de polarização σ^+ em $+\hat{z}$ e σ^- em $-\hat{z}$, a força que agirá sobre esse átomo terá além da componente viscosa $\propto v$, uma componente $\propto z$, que leva ao confinamento espacial do melaço óptico. Eles conseguiram armadilhar 10^7 átomos durante 2 minutos, e atingiram temperaturas menores que 1mK. O desenvolvimento das técnicas de aprisionamento e resfriamento dos átomos rendeu o prêmio Nobel de 1997 a Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William D. Phillips.

Muitas aplicações da Armadilha Magneto-Óptica se suscederam a partir da sua criação, como, por exemplo, a condensação de Bose-Einstein, que permitiu o estudo de um novo estado da matéria, atualmente sendo um amplo campo de pesquisa. Além dessa, uma das mais importantes e objeto de estudo desta dissertação, é sua aplicação na área de informação quântica experimental, permitindo a implementação do protocolo DLCZ. O protocolo DLCZ, proposto por Duan, Lukin, Cirac e Zoller [18], utiliza um feixe de laser, chamado escrita, para guardar uma ou mais excitações no ensemble atômico, ao passo que também permite que outro feixe de laser, chamado leitura, recupere essa informação guardada. Nesse processo são emitidos dois fótons, a denominar, campo 1 e campo 2. Esse protocolo tem se mostrado muito eficiente como alternativa às fontes de fótons individuais disponíveis, como pelo processo de Conversão Paramétrica Descendente. Por conta da utilização de um ensemble atômico, esse protocolo também permite o estudo e aprimoramento de elementos fundamentais de informação quântica, como a memória quântica.

Esta dissertação foi dividida em 7 capítulos, incluindo esta introdução. No capítulo 2 introduziremos os conceitos básicos envolvidos no processo de geração de pares de fótons individuais. Fazemos uma revisão dos níveis de energia do Rubídio e sua distribuição eletrônica. Mostramos como a interação radiação-matéria leva a uma força na direção de propagação do feixe, e como essa força pode ser utilizada para o resfriamento atômico. Ao adicionar um campo magnético inhomogêneo, mostramos que isso gera uma força restauradora sobre os átomos frios e, ao fazer esse processo tridimensionalmente, geramos uma nuvem de átomos frios e

armadilhados, o ensemble atômico utilizado nos próximos experimentos. Por fim, introduzimos então o protocolo DLCZ, responsável pela geração dos pares de fótons, e as funções de correlação entre eles, que determinam se estamos em um regime clássico ou quântico. Os capítulos 3, 4, 5 e 6 focam nas minhas contribuições para o aparato experimental desenvolvido. O capítulo 3 apresenta a montagem da cabeça de um dos dois lasers de diodo utilizados no experimento, o laser Teco. O capítulo 4 mostra o passo-a-passo do desenvolvimento do controlador de temperatura digital em Arduino, desde sua programação até sua integração ao circuito elétrico de travamento de temperatura do laser Teco e finalização. O capítulo 5 apresenta minhas colaborações no esforço coletivo do grupo do laboratório na construção da Armadilha Magneto-Óptica, incluindo a montagem do sistema de absorção saturada para o laser Teco, o feixe de rebombeio e as bobinas para os campos de compensação e armadilhamento. Apresentamos também a AMO finalizada e em funcionamento. No capítulo 6 mostro a implementação do protocolo DLCZ, comigo montando o feixe de leitura e o *Time-Multiplexed Detector*, aparato experimental extra utilizado na fotocontagem. Nele apresentamos também o resultado bem sucedido obtido na geração de estados de Fock, mostrando que com o nosso aparato experimental atingimos o limite da geração de *single-photons*, assim como o de *bi-photons*. O capítulo 7 conclui esta dissertação.

2 CONCEITOS BÁSICOS

Neste capítulo, introduziremos vários conceitos fundamentais por trás do experimento de geração de fótons individuais. Primeiramente, é discutido o funcionamento do laser de diodo, utilizado no nosso experimento. Depois, discutiremos a armadilha magneto-óptica, que fornecerá a nuvem de átomos frios e armadilhados, o ensemble atômico. Com isso, passamos ao protocolo DLCZ, que é a técnica utilizada para a geração dos pares de fótons. Por último, mostramos como caracterizar os fótons gerados e verificar se estão em um regime não clássico.

2.1 Laser de diodo

Lasers, do inglês *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, têm uma composição básica: um meio de ganho óptico dentro de uma cavidade ressonante com uma pequena saída (ver Figura 1a).

Para o laser de diodo [19], onde o meio de ganho é um semicondutor, só pode haver ganho óptico através do processo de recombinação estimulada, onde um buraco e um elétron livre (portadores) se juntam e emitem energia em forma de fóton. Desse modo, para que haja ganho, é necessário que haja um constante fluxo de buracos e elétrons livres para repor os portadores que foram recombinados e convertidos em fótons. Para que o fluxo de portadores no meio de ganho aconteça, o semicondutor deve ser bombeado ou excitado com alguma fonte de energia externa. Um dos maiores atributos do laser de diodo é sua capacidade de ser bombeado diretamente com uma corrente elétrica.

O efeito de confinamento de portadores da *double-heterostructure* (DH) é uma das mais importantes características dos lasers de diodo modernos. Após muitas tentativas iniciais que usavam *homojunctions* ou *single heterostructures*, o advento da estrutura DH tornou o laser de diodo realmente viável pela primeira vez e levou a dois prêmios Nobel em física para Zhores I. Alferov e Herbert Kroemer no ano 2000. A Figura 2 mostra o esquema de um laser de diodo *broad-area pin DH*, junto com esboços do *gap* de energia transversal, índice de refração e perfil do modo óptico resultante que se propaga na direção z através da região DH. Como ilustrado na Figura 2a, uma fina placa de um material ativo semi-condutor não-dopado é *sanduichado* entre camadas de revestimento de semicondutores do tipo p e n, que têm um *gap* de energia E_{gcl} entre as bandas de valência e condução maior que E_g . A espessura típica da camada de material

ativa para essa estrutura simples de três-camadas é de $0.1 - 0.2\mu m$. Como o *gap* de energia das camadas de revestimento é maior, luz gerada na região ativa não terá energia suficiente para ser absorvida por estas (i. e., $E_g = h\nu < E_{gcl}$).

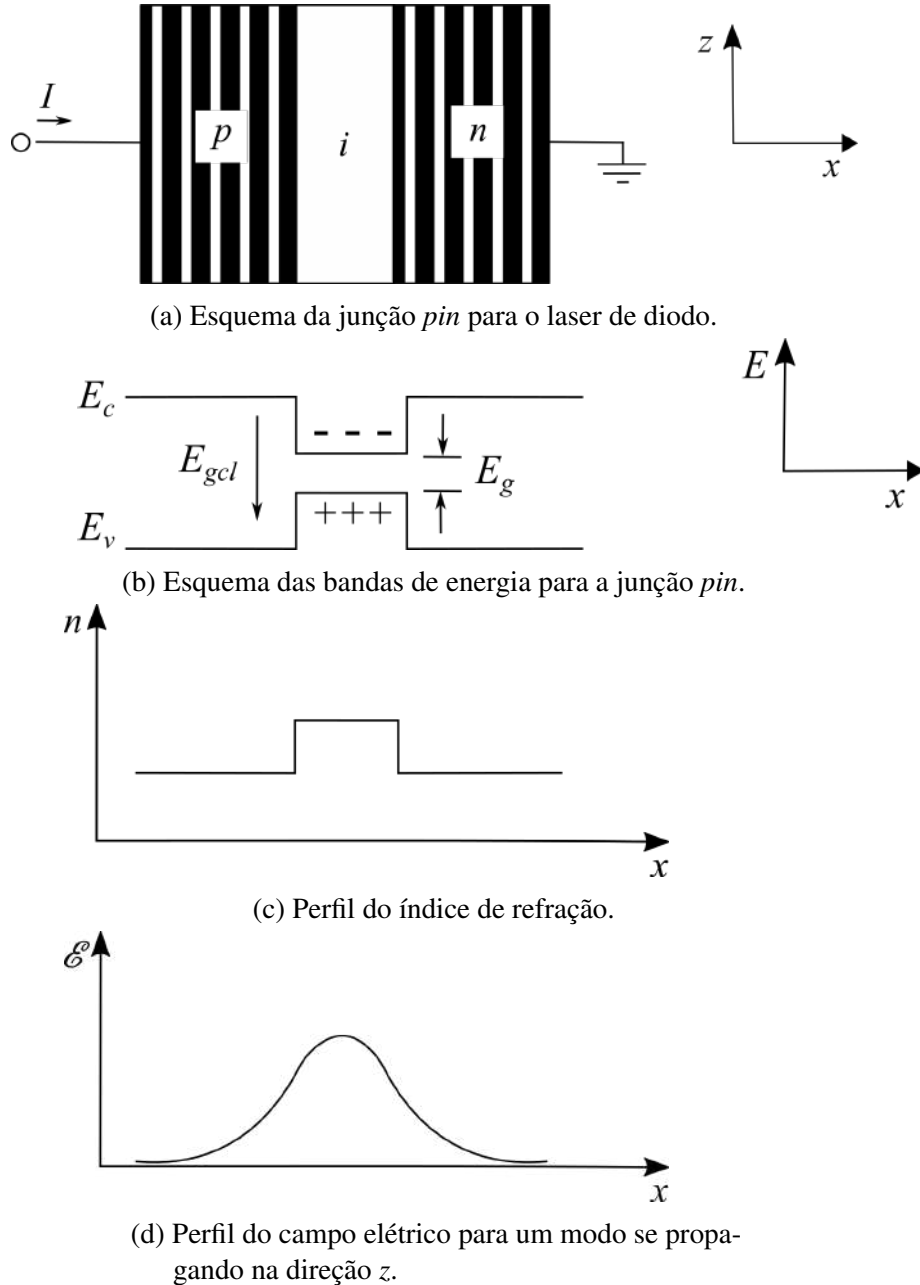


Figura 2

Para essa estrutura DH, um poço de potencial transversal (direção *x*) é formado para elétrons e buracos que estão sendo injetados a partir das regiões tipo-n e tipo-p, respectivamente. Como ilustrado na Figura 2b, eles são capturados e confinados juntos, aumentando então sua probabilidade de recombinação. Ao contrário da maioria dos diodos semicondutores ou transistores, que são usados em circuitos puramente eletrônicos, é desejável em um laser ou LED

(*Light Emitting Diode*) que todos os portadores injetados se recombinem na região ativa para formar fótons. Assim, a teoria da junção p-n simples, que assume que todos os portadores que entram a *depletion region* passam diretamente com recombinação negligenciável, é totalmente inapropriada para lasers de diodo e LEDs. Na verdade, uma melhor suposição para lasers e LEDs é que todos os portadores se recombinam na região-i. Há também a possibilidade de uma “corrente de fuga”, que resulta de alguns portadores sendo termionicamente emitidos através das *heterobarriers* antes que consigam se recombinar.

Para formar a cavidade ressonante necessária para o *feedback* óptico, faces clivadas simples podem ser usadas, pois a alta descontinuidade do índice de refração na interface semiconductor-ar fornece um coeficiente de reflexão de $\sim 30\%$. O menor *bandgap* da região ativa usualmente tem um índice de refração, n , maior que as camadas de revestimento, como pode ser visto na Figura 2c, de modo que uma guia de onda dielétrica transversal é formada com seu eixo ao longo da direção z . O perfil de densidade de energia óptica transversal resultante (proporcional à densidade de fótons ou à magnitude do campo elétrico ao quadrado $|E|^2$) está ilustrada na Figura 2d. Assim, com o guia de onda no plano e espelhos perpendiculares nas extremidades, como indicado na Figura 3, uma cavidade ressonante completa é formada. O *output* de luz é fornecido pelas faces clivadas, que refletem parcialmente. O comprimento de onda da luz emitida pelo laser de diodo é essencialmente determinado pelo *bandgap* do material semiconductor ativo: a energia do fóton é muito próxima da energia do *bandgap*.

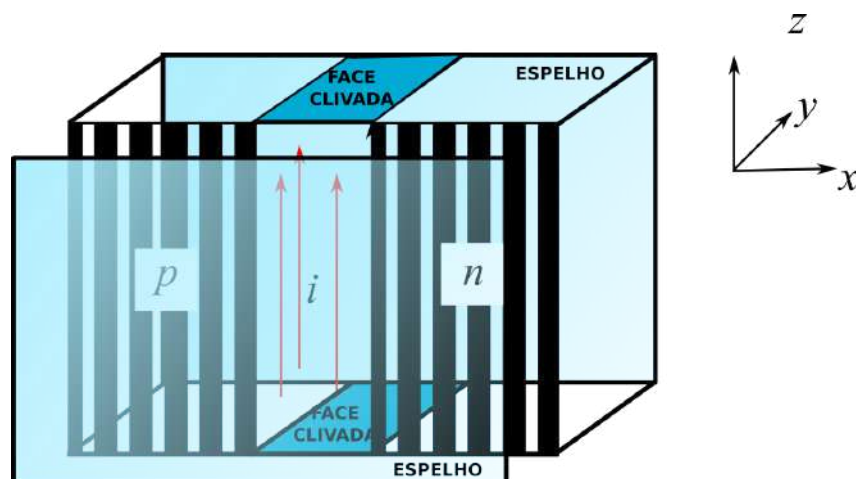


Figura 3 – Esquema da cavidade do laser de diodo.

A espessura da região ativa no DH tem um importante papel nas suas propriedades ópticas. Se a espessura começa a ficar menor que $\sim 100\text{nm}$, efeitos quânticos nas propriedades ópticas devem ser considerados, e esse regime de operação é chamado de *quantum confined*.

regime. Para dimensões maiores que 100nm, podemos assumir que estamos trabalhando com um *continuum* de estados, e esse regime é chamado de *bulk*.

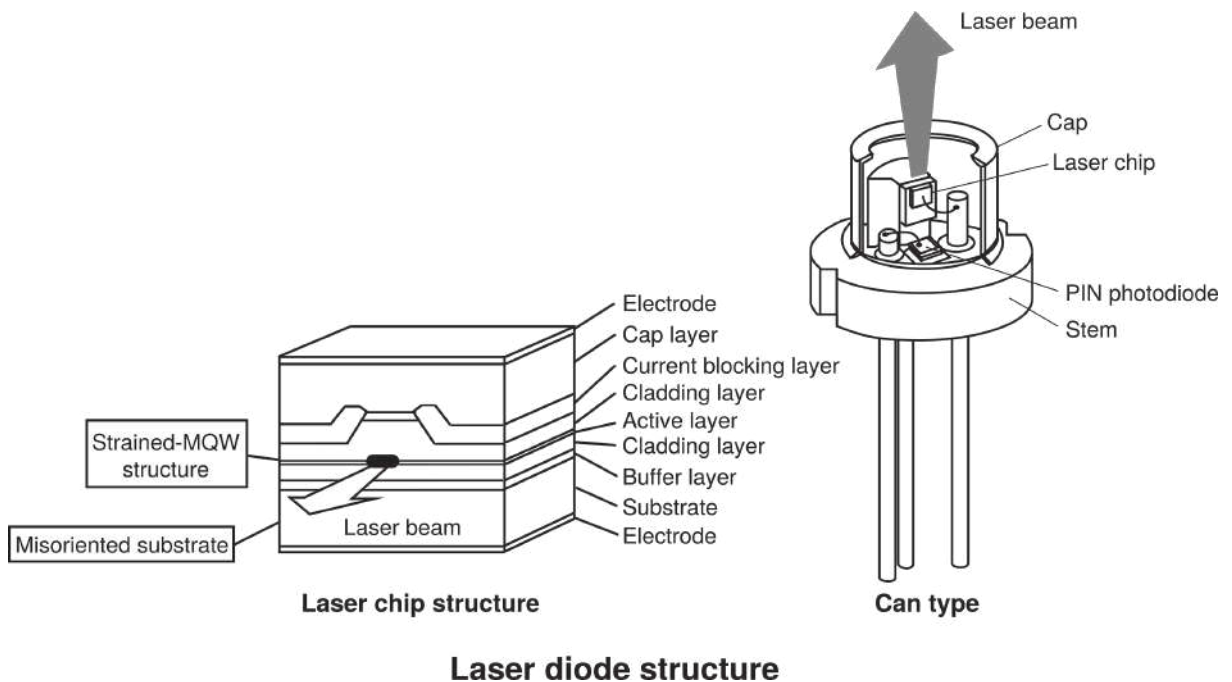


Figura 4 – Configuração de montagem e esquema das camadas dos semi-condutores utilizados em um laser de diodo moderno *can-type* da SANYO. Imagem retirada de <http://www.lillyelectronics.com/download/2006Catalog.pdf> em 20-05-2018.

Contudo, muitos lasers de diodo modernos, como o utilizado em nosso experimento (ver Figura 4), envolvem uma maior complexidade na estrutura de seus portadores transversos e confinamento de fótons quando comparados com a Figura 2, mas os conceitos fundamentais permanecem válidos.

2.2 Armadilha Magneto-Óptica

A primeira evidência experimental de que a luz exerce força sobre um corpo veio do céu. Observações astronômicas reportaram um fenômeno que não era esperado: as caudas de poeira dos cometas sempre apontavam para a direção oposta ao Sol. O que foi visto é resultado da força por pressão de radiação. No nosso dia-a-dia, devido às dimensões dos corpos e da intensidade da luz, esse fenômeno não é observado. Contudo, essa força tem valor considerável caso a fonte de luz seja coerente e atue sobre corpos muito leves, como um gás de átomos. Nesta seção, vamos mostrar a teoria da força por pressão de radiação, sua aplicação para o resfriamento dos átomos e como campos magnéticos podem ser adicionados ao sistema para obtermos uma Armadilha Magneto-Óptica, onde uma nuvem de átomos frios e confinados é produzida.

Como sabemos, fótons carregam um momento $\mathbf{p}$ dado por $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, onde $\mathbf{k}$ é o vetor de onda do fóton de módulo $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$. A troca de momento entre o fóton e o átomo, quando este o absorve, leva a uma força de recuo por pressão de radiação. Da teoria de interação entre radiação coerente e um átomo de dois níveis [19] é possível mostrar que essa força é dada por

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k} \frac{\gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta^2}{\gamma^2}}, \quad (2.1)$$

onde $\delta = \omega - \omega_0$, com ω sendo a frequência do laser e ω_0 a frequência de absorção do átomo ou de ressonância, I a intensidade do laser, γ a largura de linha natural e I_{sat} a intensidade de saturação dada por

$$I_{sat} = \frac{\hbar\gamma\omega_0^3}{12\pi c^2}. \quad (2.2)$$

Como podemos ver na Equação 2.1, a força $\mathbf{F}$ aponta na direção $\mathbf{k}$ de propagação do feixe. Note que esse tratamento é majoritariamente clássico, onde o movimento do átomo e o campo de radiação são considerados variáveis contínuas, enquanto que as estruturas internas atômicas e a interação átomo-luz são tratadas quanticamente. Esta abordagem é válida no limite de grande fluxo de fótons do laser e velocidade dos átomos (quando comparada à velocidade de recuo devido à absorção do fóton). Como é possível ver na Figura 5 a força $\mathbf{F}$ tem valor máximo quando a dessintonia δ é nula. Ela satura no valor $\hbar k\gamma/2$ e tem comportamento linear para baixas intensidades.

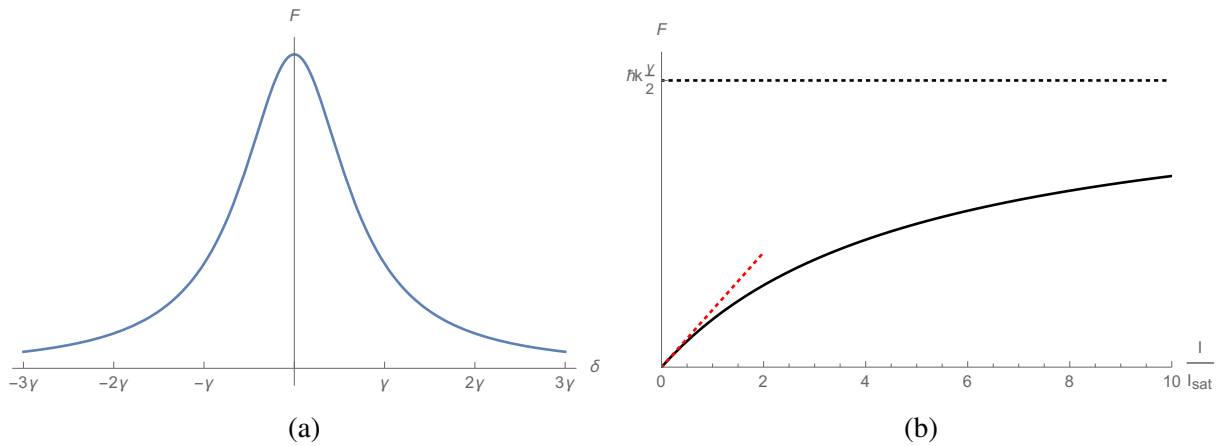


Figura 5 – Gráfico da Equação 2.1 para a força de pressão de radiação $\mathbf{F}$ para diferentes parâmetros.

Em 1975, T. W. Hänsch e A. L. Schawlow, fazendo uso da força de pressão de radiação, propuseram o resfriamento de gases por radiação laser [13], também chamado de *Doppler cooling*. Utilizando um par de feixes de laser dessintonizados abaixo da linha de absorção de

um vapor de gás atômico, é possível diminuir sua energia cinética e com isso resfriá-lo. Isso acontece pois o átomo que se move em uma direção contrária à direção do feixe do laser vê sua frequência aumentada – devido ao efeito Doppler – e portanto, próxima da frequência de transição (ver Figura 6). Pela mesma razão, caso o átomo se mova na mesma direção que o feixe do laser, ele verá sua frequência diminuída, e longe da transição. A força resultante sobre o átomo devido ao efeito Doppler para $I/I_{sat} \ll 1$ é dada por

$$\mathbf{F} \simeq \hbar \mathbf{k} \frac{\gamma}{2} \left[\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 - kv)^2}{\gamma^2}} - \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 + kv)^2}{\gamma^2}} \right], \quad (2.3)$$

onde o primeiro termo entre colchetes é a força gerada pelo feixe copropagante *red-shifted* (curva vermelha na Figura 7) e o segundo pelo feixe contrapropagante *blue-shifted* (curva azul na Figura 7).

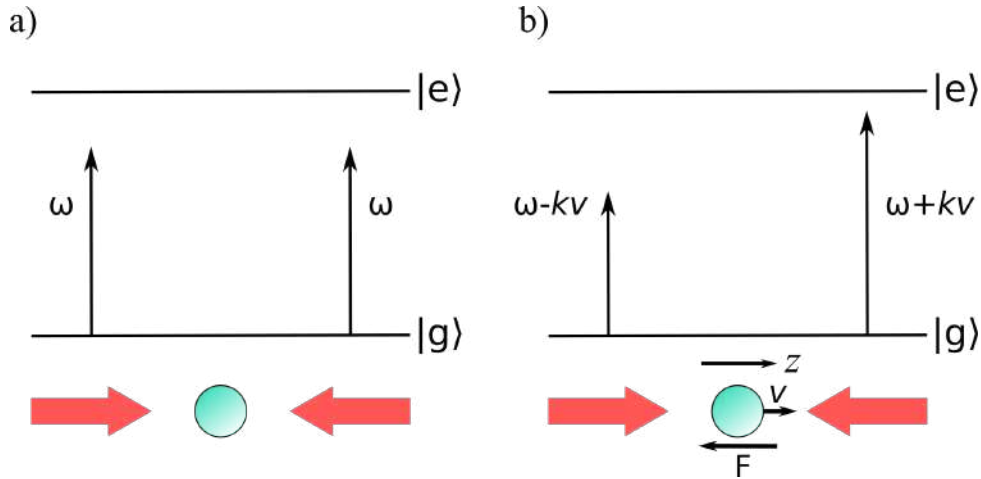


Figura 6 – Esquema para a frequência do laser vista pelo átomo com a) $v = 0$ e b) $v \neq 0$, onde o efeito Doppler está presente. As velocidades são medidas no referencial do laboratório.

Para pequenas velocidades podemos expandir a Equação 2.3 em torno de $v = 0$ e obtermos

$$F = -\beta v + O(v^3), \quad (2.4)$$

que descreve uma força de dissipação com coeficiente

$$\beta = -8\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{\frac{\delta}{\gamma}}{\left(1 + \frac{4\delta^2}{\gamma^2}\right)^2}, \quad (2.5)$$

que é positivo para uma dessintonia $\delta = \omega - \omega_0 < 0$, de modo que a força resultante sobre o átomo é contrária ao seu movimento, reduzindo sua velocidade.

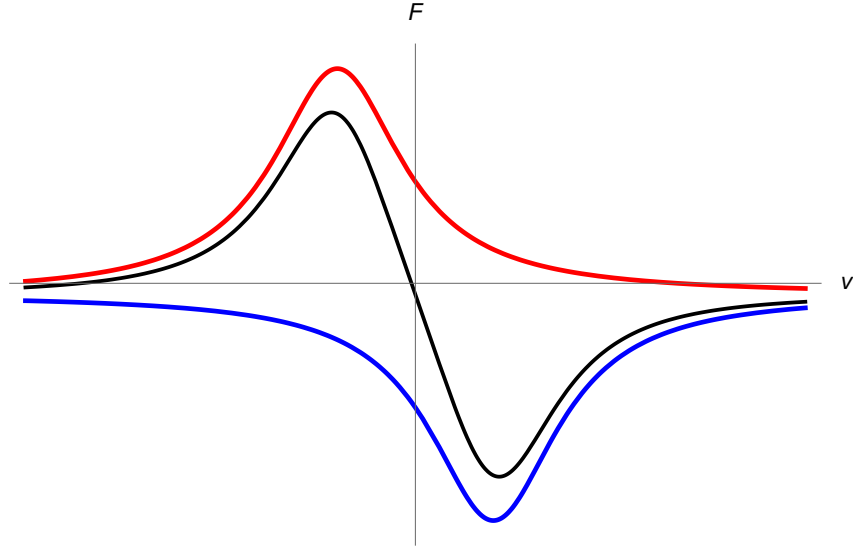


Figura 7 – Plot da Equação 2.3 em preto. Curvas vermelha e azul são para as forças *red-shifted* e *blue-shifted*, respectivamente.

Quando os feixes do laser incidem contrapropagantes nos seis eixos x , y e z , o processo de troca de momento se repete até que as forças atinjam um equilíbrio e a temperatura do gás seja reduzida. Para um resfriamento eficiente é necessário que um mesmo átomo espalhe inúmeros fótons. Para isso, as transições que o átomo realiza nesse processo devem permanecer em um ciclo, de modo que ele seja excitado sempre para o mesmo estado $|e\rangle$ e, ao decair, volte para o estado inicial $|g\rangle$. Na literatura, esse gás de átomos frios é chamado melaço óptico.

Devido à flutuações não-nulas da força $\mathbf{F}$, a velocidade do átomo sofre um “*random walk*”, que é responsável pela temperatura mínima finita que pode ser atingida pelo *Doppler cooling*. Essa temperatura é chamada Temperatura Doppler (T_D) e é dada por

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}, \quad (2.6)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck normalizada, γ é a largura de linha natural e k_B é a constante de Boltzmann.

Apesar de resfriar os átomos, essa técnica não é suficiente para aprisioná-los em uma determinada região, uma vez que a nuvem atômica expande difusivamente e sua densidade diminui [20]. Para isso, é necessário que além do resfriamento haja uma força restauradora que seja proporcional à posição dos átomos, ou seja, nula na origem e negativa em relação à posição nos eixos. Tal força é obtida através de campos magnéticos inhomogêneos.

O campo magnético com as características necessárias para a armadilha magneto-óptica é o quadrupolar. Ele é nulo na origem e tem gradiente $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} = b$ constante em torno dela (ver

Figura 8). Ele pode ser produzido por duas bobinas circulares idênticas em configuração anti-Helmholtz, onde as correntes I das bobinas são opostas entre si e, idealmente, a distância entre as bobinas é igual ao seu raio.

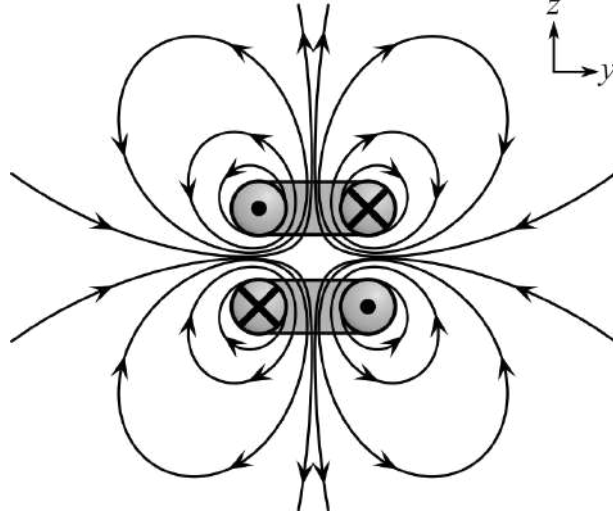


Figura 8 – Linhas de um campo magnético quadrupolar para a configuração anti-Helmholtz das bobinas. Note que o campo é nulo na origem e de gradiente constante em torno dela.

Devido à interação do momento angular F com o campo magnético $\mathbf{B} = bz\hat{\mathbf{z}}$, os níveis de energia do átomo sofrem um *shift* linear com a posição dado por

$$\Delta E = g_{F'} \mu_b m_{F'} bz, \quad (2.7)$$

onde $g_{F'}$ é o fator de Landè do estado F' , $\mu_b = e\hbar/2m_e$ o magneton de Bohr, e $m_{F'}$ é o número quântico magnético que caracteriza o subnível Zeeman. Por conta disso, o par de feixes para resfriamento devem ter polarizações circulares opostas entre si. Para exemplificar, tomemos o caso da transição $F = 0 \rightarrow F' = 1$ com $m_{F'} = -1, 0, 1$. A Figura 9 esquematiza os níveis de energia do átomo e a polarização dos feixes para este caso.

Para que ambos os feixes do par contrapropagante induzam uma transição para um mesmo valor de energia (linha tracejada na Figura 9) é necessário que suas polarizações circulares σ sejam opostas, pois pela conservação de momento angular apenas transições com $\Delta m_F = +1$, para σ^+ e $\Delta m_F = -1$ para σ^- , são permitidas. Note que a componente do momento angular $m_{F'}$ e a polarização circular da luz estão definidas de acordo com o mesmo eixo de quantização z .

Com a combinação de um par de feixes de polarizações circulares opostas *red-detuned* e o campo magnético quadrupolar de gradiente b (ver Figura 10), temos que a força que age sobre o átomo que se move com velocidade $v > 0$ no referencial do laboratório, no limite de

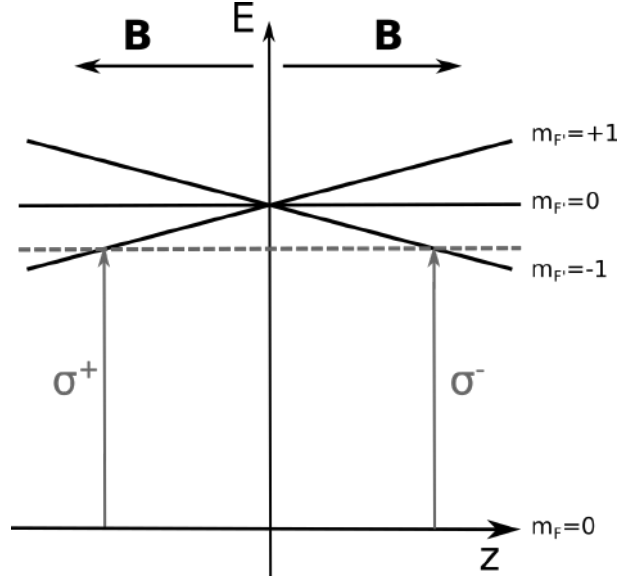


Figura 9 – Níveis de energia de um átomo para a transição $F = 0 \rightarrow F' = 1$ na presença de um campo magnético de gradiente constante b . Note a quebra de degenerescência do estado $F' = 1$. A expressão para ΔE é dada pela Equação 2.7. As polarizações circulares indicadas levam a uma transição para um mesmo nível de energia, indicada pela linha tracejada.

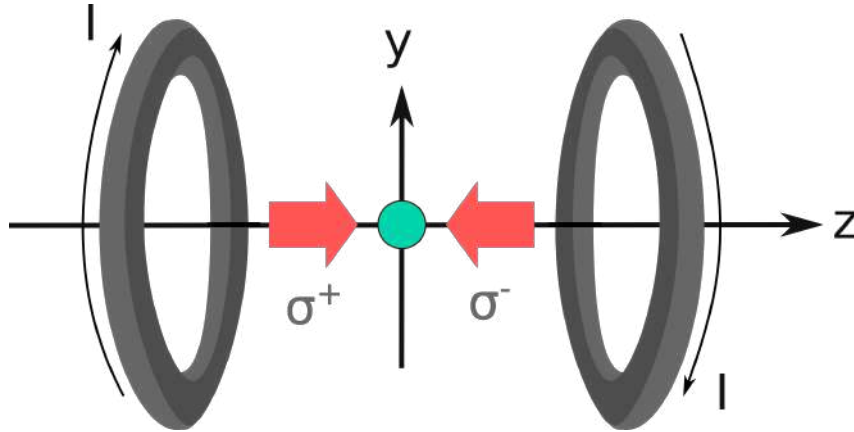


Figura 10 – Esquema da Armadilha Magneto-Óptica em uma dimensão. Feixes contrapropagantes de polarizações circulares opostas resfriam o gás atômico, o campo magnético produzido pelas bobinas os aprisiona espacialmente.

baixas intensidades $I/I_{sat} \ll 1$, é dada por

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \alpha z)) - \mathbf{F}_{\sigma^-}(\omega + kv - (\omega_0 - \alpha z)), \quad (2.8)$$

onde a frequência do laser ω é alterada pelo já discutido efeito Doppler, a frequência de ressonância do átomo ω_0 é alterada por $\Delta E/\hbar$ e $\alpha = g_{F'}\mu_B b/\hbar$. Assim,

$$\mathbf{F} \simeq \hbar \mathbf{k} \left[\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 - kv - g_{F'}\mu_B bz/\hbar)^2}{\gamma^2}} - \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4(\omega - \omega_0 + kv + g_{F'}\mu_B bz/\hbar)^2}{\gamma^2}} \right]. \quad (2.9)$$

Expandindo a Equação 2.9 para pequenos z e v em torno de $z = 0$ e $v = 0$ temos que

$$\mathbf{F} \simeq -\frac{\alpha\beta}{k}z - \beta v \quad (2.10)$$

onde vemos a conhecida Equação de um oscilador harmônico amortecido.

O resultado da Equação acima pode ser generalizado para o caso 3D, onde são aplicados sobre o gás mais dois pares de feixes ortogonais que se intersectam na origem, definida pelo zero do campo magnético. O tratamento quantitativo da força $\mathbf{F}$ continua o mesmo, devido à sua natureza vetorial. Assim é montada uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO). Seu esquema completo pode ser visto na Figura 11.

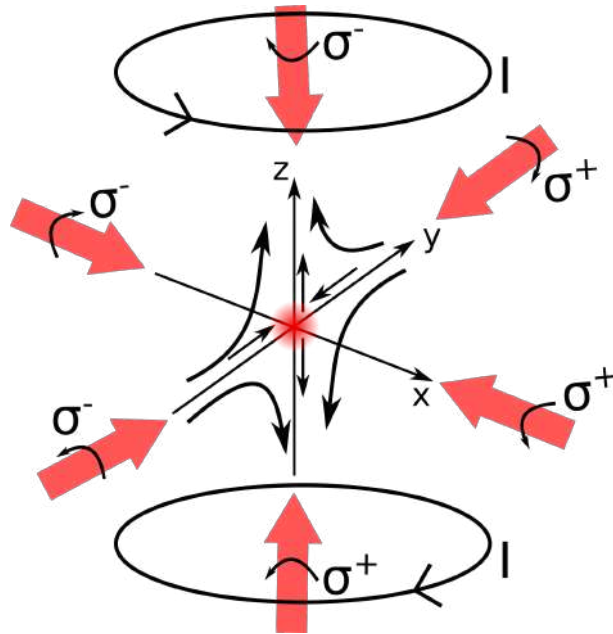


Figura 11 – Esquema da armadilha magneto-óptica em três dimensões. Note que devido à inversão de sinal do campo magnético nos eixos x e y , as polarizações devem ser invertidas em relação ao eixo z .

Um problema que não foi ressaltado na teoria de resfriamento atômico é que na prática, não há átomos de dois níveis perfeitos. Para driblar esse problema, são utilizados nos experimentos elementos alcalinos. Devido a sua estrutura de níveis de energia e a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$, é possível selecionar uma transição atômica cíclica que simule um átomos de dois níveis, onde o átomo, quando excitado do estado $|g\rangle$ para um estado $|e\rangle$, não tenha outro estado de decaimento senão $|g\rangle$. Contudo, essa solução não é perfeita, devido à probabilidade finita de excitação de outros níveis hiperfinos próximos, que levam à consequente perda desse átomo para um estado “escuro”, fora do ciclo. Por conta disso é necessário um feixe de laser extra, chamado rebombeio, que traz esses átomos perdidos de volta ao ciclo. Ele funciona excitando

os átomos do estado escuro para outro cujos possíveis estados de decaimento incluem o estado fundamental do ciclo de resfriamento. O feixe de rebombeio não tem uma posição de preferência em relação à região da AMO, porém deve se superpor à região de captura dos átomos para permitir o resfriamento dos mesmos.

2.3 Protocolo DLCZ

O protocolo DLCZ, proposto por Duan, Lukin, Cirac e Zoller [18] em 2001, é uma técnica utilizada para implementação de comunicação quântica a longa-distância. Ela faz uso de ótica linear para excitar um ensemble atômico e com isso gerar pares de fótons que compartilham correlações quânticas entre si. Nesta seção discutiremos o processo de geração e como caracterizar e quantificar a correlação dos fótons produzidos.

A base do protocolo DLCZ¹ [21] é um ensemble de N átomos em configuração Λ que será excitado por dois campos de luz separados e controlados temporalmente: escrita e leitura. Cada um desses campos gerará, com certa probabilidade, outros campos de luz, a denominar, campos 1 e 2.

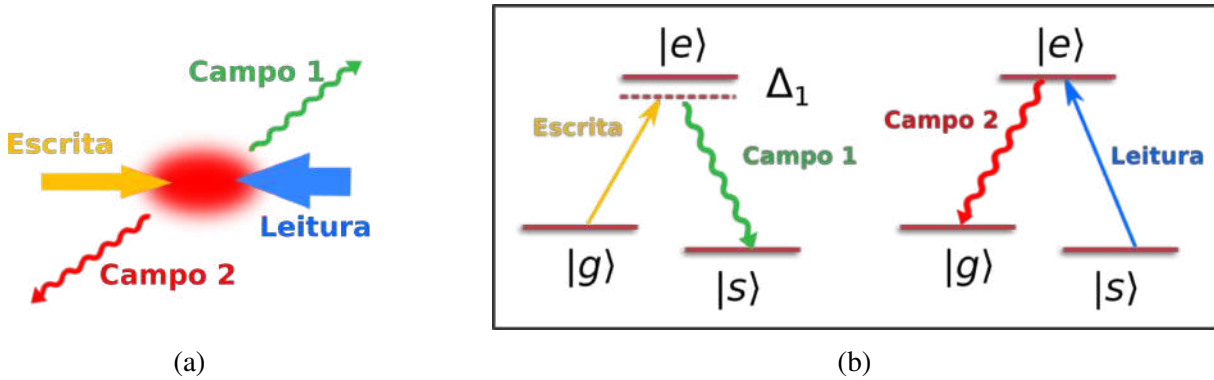


Figura 12 – Representação esquemática do protocolo DLCZ. Um pulso atenuado de escrita induz transições Raman espontâneas $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |s\rangle$ resultando, com pequena probabilidade, na emissão de um fóton no campo 1 junto com o armazenamento de uma excitação coletiva no estado $|s\rangle$. Após um atraso programado, um segundo pulso de leitura, com alta intensidade, mapeia o estado atômico em outro fóton, campo 2, através das transições $|s\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$. Os feixes de escrita e leitura são contrapropagantes.

O esquema para o processo de geração dos pares de fótons no ensemble, assim como a estrutura interna do átomo com estado fundamental inicial $|g\rangle$, estado excitado $|e\rangle$ e estado de armazenamento do estado coletivo $|s\rangle$ está ilustrado na Figura 12.

¹ O protocolo DLCZ originalmente propõe seu uso para vários ensembles a fim de obter uma rede de informação quântica.

Inicialmente todos os átomos são preparados no estado fundamental $|g\rangle_i$, onde i é o índice que rotula cada átomo. Assim, o ensemble atômico está no estado $|0_a\rangle$ definido por

$$|0_a\rangle \equiv \bigotimes_i^N |g\rangle_i \quad (2.11)$$

onde $\bigotimes$ representa o produto tensorial.

Ao incidir sobre o ensemble um campo de luz atenuado, denominado *feixe de escrita*, com frequência próxima à da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, há indução de uma transição Raman que leva à emissão espontânea de um campo de luz denominado *campo 1*, de frequência próxima à da transição $|e\rangle \rightarrow |s\rangle$. O campo 1 pode ter frequência ou polarização diferentes do campo de escrita.

Se o fóton no campo 1 foi emitido, significa que um átomo foi transferido para o estado $|s\rangle$. Porém, como todos os átomos iluminados pelo campo de escrita tem mesma probabilidade de gerar o fóton no campo 1, é impossível dizer qual átomo emitiu e foi para o estado $|s\rangle$. Assim, caso haja a emissão do fóton no campo 1, o estado do ensemble $|1_a\rangle$ é uma superposição de todas as possibilidades para sua emissão, e é dado por

$$|1_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g\rangle_1 \dots |s\rangle_i \dots |g\rangle_N \quad (2.12)$$

que é conhecido como um estado coletivo simétrico [18]. Também é possível que mais de um fóton seja emitido a partir do ensemble. Assim, poderíamos descrever os estados atômicos como $|2_a\rangle$, $|3_a\rangle$, etc. Se nenhum fóton no campo 1 é emitido, o estado atômico continua como está na Equação 2.11 ou então passa a um estado com um fóton emitido em outra direção e não detetado^{2,3}.

Com uma potência do campo de escrita suficientemente baixa, tal que duas ou mais excitações são pouco prováveis de ocorrer, podemos aproximar o estado conjunto dos átomos do ensemble e do campo 1 como

$$|\psi_{a,1}\rangle = |0_a\rangle |0_1\rangle + e^{i\beta} \sqrt{p} |1_a\rangle |1_1\rangle + O(p), \quad (2.13)$$

onde foi utilizada a base de número de excitações na descrição do estado, tal que $|n_1\rangle$ representa o estado do campo 1 com n fótons emitidos associado ao estado atômico $|n_a\rangle$ com n átomos transferidos para $|s\rangle$, p é a probabilidade de excitação de um único átomo transferido de $|g\rangle$

² É a detecção do fóton que leva aos estados descritos por $|1_a\rangle$, $|2_a\rangle$, etc.

³ As fases dos campos de escrita e leitura (com vetores de onda $\mathbf{k}_e$ e $\mathbf{k}_l$) e os fótons espalhados (com vetores $\mathbf{k}_1$ e $\mathbf{k}_2$) estão relacionadas em um processo de mistura de quatro ondas cujas fases obedecem à relação $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_l - \mathbf{k}_2 = 0$

para $|s\rangle$, $O(p)$ representa os termos com mais excitações cujas probabilidades são iguais ou menores que p^2 e β é uma fase determinada pela propagação do campo de escrita. A detecção de um fóton emitido no campo 1 sinaliza o armazenamento de uma única excitação distribuída dentro de todo o ensemble.

Para acessar essa excitação armazenada, é enviado um segundo pulso no ensemble, chamado *pulso de leitura*, ressonante com a transição $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$. O estado coletivo simétrico é então transferido para outro modo fotônico, chamado *campo 2*, na transição $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$. Devido ao efeito coletivo, a probabilidade de todos os átomos retornarem ao estado inicial cresce com o número de átomos ao quadrado [22], o que faz com que o processo de leitura seja realizado com alta eficiência. Obtemos agora um estado dos campos 1 e 2 correlacionados em número de fótons dado por

$$|\psi_{1,2}\rangle = |0_1\rangle |0_2\rangle + e^{i\beta'} \sqrt{p} |1_1\rangle |1_2\rangle + O(p), \quad (2.14)$$

onde β' inclui a fase adicional do processo de leitura. Note que o número de fótons nos dois modos está correlacionado de modo que $|\psi_{1,2}\rangle$ é um estado emaranhado.

No processo descrito acima, a leitura do sistema não é necessariamente simultânea ao processo de escrita. Assim, é essencial que a informação “gravada” nos níveis internos do átomo não se perca devido a processos descoerentes, de modo que o ensemble funcione como uma memória. O uso da memória permite que a excitação coletiva emaranhada com o fóton do campo 1 seja armazenada no ensemble atômico por um certo tempo até ser mapeada no fóton do campo 2. Esta é a principal diferença entre o protocolo DLCZ e a conversão paramétrica descendente, que é outro processo para obtenção de pares de fótons emaranhados, onde estes são gerados simultaneamente.

Para verificar se os fótons emitidos foram gerados a partir do mesmo processo de escrita-leitura, é feita uma caracterização do par de fótons. Através de uma desigualdade de Cauchy-Schwarz para campos clássicos é possível obter funções de correlação para tal caracterização [23]. Descrevendo o estado do par de fótons a partir de um estado ideal, como dado na Equação 2.14, obteremos expressões para as funções de correlação de segunda ordem com a qual analisaremos o caráter quântico (não clássico) das correlações entre o fóton 1 e o fóton 2. A manifestação de tais correlações pode ser verificada experimentalmente a partir do processo de fotodetecção dos campos emitidos, utilizando funções deduzidas em trabalho feito por Clauser em 1974 [24].

2.3.1 Funções de correlação

A observação das correlações quânticas entre os fótons dos pares é o primeiro passo na verificação do sucesso da implementação do protocolo. É necessário portanto estabelecer e quantificar tais correlações. Para tal, desenvolveremos a desigualdade de Cauchy-Schwarz para campos de luz clássicos, obtendo uma expressão que, se violada, expressa o caráter quântico destes. Após isso, faremos estimativas da desigualdade para os pares de fótons gerados no estado ideal.

2.3.1.1 Desigualdade de Cauchy-Schwarz

A desigualdade de Cauchy-Schwarz é uma das mais importantes em física e matemática. Em sua forma mais simples, nos diz que o módulo quadrado do produto interno de dois vetores não pode ser maior que o produto do módulo quadrado de cada vetor. No caso da física clássica, podemos utilizar tal desigualdade para deduzir um limite superior da magnitude das correlações entre quantidades que flutuam no tempo. No nosso caso, queremos analisar as probabilidades de fotodetecção de campos que alcançam detetores nas posições $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$, com intensidades I_1 e I_2 , respectivamente (Figura 13).

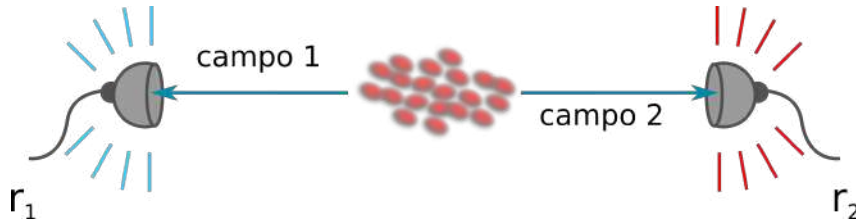


Figura 13 – Configuração experimental para detecção dos campos 1 e 2 nos detetores localizados nas posições $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$, respectivamente.

O que um detetor de luz tipicamente faz é uma média no tempo da intensidade dos campos incidentes. Esta medida depende da integração temporal no detetor e da forma de onda da luz no mesmo. Considerando campos clássicos descritos por amplitudes complexas ϵ , a intensidade média detetada em cada detetor i é dada por $I_i(\epsilon_i) \propto |\epsilon_i|^2$, tal que

$$\begin{aligned} \langle I_1 \rangle &= \int P(\epsilon_1) I_1(\epsilon_1) d^2 \epsilon_1 \\ \langle I_1^2 \rangle &= \int P(\epsilon_1) I_1^2(\epsilon_1) d^2 \epsilon_1 \\ \langle I_1 I_2 \rangle &= \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_1(\epsilon_1) I_2(\epsilon_2) d^2 \epsilon_1 d^2 \epsilon_2 \end{aligned} \quad , \quad (2.15)$$

onde $P(\varepsilon_i)$ e $P(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ são distribuições de probabilidade definidas no plano complexo. Sendo uma função que representa probabilidade de detecção, ao referir-se a campos clássicos, seu valor deve obrigatoriamente ser positivo com normalização dada por $\int P(\varepsilon_i) d^2 \varepsilon_i \equiv 1$.

Vamos definir uma função real do tipo

$$\psi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = I_1(\varepsilon_1) + \lambda I_2(\varepsilon_2) \quad (2.16)$$

onde o parâmetro λ é deixado como um fator de proporcionalidade de valor arbitrário. Tal função possui uma distribuição de probabilidades que depende só das amplitudes complexas ε_1 e ε_2 , $P(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ sendo positivamente definida, valendo a desigualdade

$$\int \int P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) |\psi(\varepsilon_1, \varepsilon_2)|^2 d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 \geq 0. \quad (2.17)$$

Considerando I_1 , I_2 e λ reais, temos

$$\begin{aligned} \int \int P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \psi^*(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \psi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 &= \\ &= \int \int P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \left(I_1(\varepsilon_1) + \lambda I_2(\varepsilon_2) \right)^* \left(I_1(\varepsilon_1) + \lambda I_2(\varepsilon_2) \right) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 \geq 0 \\ &= \int \int P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) I_1^2(\varepsilon_1) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 + \int \int \lambda^2 P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) I_2^2(\varepsilon_2) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 \\ &\quad + 2 \int \int \lambda P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) I_1(\varepsilon_1) I_2(\varepsilon_2) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 \geq 0. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Sabendo que

$$\int P(\varepsilon_i, \varepsilon_j) d^2 \varepsilon_j = P(\varepsilon_i), \quad (2.19)$$

onde $i, j = 1, 2$, podemos simplificar os dois primeiros termos da expressão acima, obtendo

$$\begin{aligned} \int P(\varepsilon_1) I_1^2(\varepsilon_1) d^2 \varepsilon_1 + \int \lambda^2 P(\varepsilon_2) I_2^2(\varepsilon_2) d^2 \varepsilon_2 \\ + 2 \int \int \lambda P(\varepsilon_1, \varepsilon_2) I_1(\varepsilon_1) I_2(\varepsilon_2) d^2 \varepsilon_1 d^2 \varepsilon_2 = \langle I_1^2 \rangle + \lambda^2 \langle I_2^2 \rangle + 2\lambda \langle I_1 I_2 \rangle \geq 0. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Definindo o parâmetro λ como

$$\lambda = -\frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_2^2 \rangle}, \quad (2.21)$$

reescrevemos a Equação 2.20 como

$$\langle I_1^2 \rangle + \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} - 2 \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} \geq 0, \quad (2.22)$$

e assim obtemos finalmente a desigualdade de Cauchy-Schwarz para as quantidades relevantes do problema

$$\langle I_1^2(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2^2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \geq \langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle^2. \quad (2.23)$$

2.3.1.2 Caracterização do sistema

Através de fotocontagens são medidas as várias probabilidades de detecção dos campos 1 e 2 relacionadas às correlações de intensidade da Equação 2.23. Assim, definimos o conjunto de probabilidades que caracterizam o sistema como:

$$\begin{aligned} p_{12} &= \text{probabilidade de detetar um par de fótons em dois detetores distintos;} \\ p_i &= \text{probabilidade de detetar um único fóton no campo } i \text{ (} i=1,2 \text{);} \\ p_{ii} &= \text{probabilidade de detetar dois fótons no mesmo campo.} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Aqui, uma vez que passaremos a caracterizar o regime quântico da luz, podemos introduzir o operador intensidade $\hat{I}_i$ que descreve o respectivo campo i em um detetor e os respectivos fatores η_i que representam as eficiências no processo de detecção [25, 26]

$$\begin{aligned} \hat{I}_i &\equiv \eta_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \\ :\hat{I}_1 \hat{I}_2: &= \eta_1 \eta_2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2, \end{aligned} \quad (2.25)$$

onde $\hat{a}^\dagger$ é o operador de criação e $\hat{a}$ o operador de destruição do campo i . O termo $\langle :: \rangle$ representa a média sobre os estados com ordenamento normal dos operadores⁴ [25].

Com essas definições, obtemos então a função de correlação cruzada normalizada entre os campos 1 e 2

$$g_{12} = \frac{p_{12}}{p_1 p_2} \equiv \frac{\langle :\hat{I}_1 \hat{I}_2: \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle}, \quad (2.26)$$

que fornece a probabilidade de geração de um par de fótons dividida pela probabilidade de observar um evento de coincidência acidental. As autocorrelações são dadas por

$$g_{ii} = \frac{p_{ii}}{p_i^2} = \frac{\langle :\hat{I}_i^2: \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2}, \quad (2.27)$$

Em termos das quantidades acima, a desigualdade 2.23 pode ser reescrita como

$$g_{12}^2 \leq g_{11} g_{22}. \quad (2.28)$$

A razão entre a correlação cruzada e as auto-correlações ainda nos dá outro parâmetro de análise

$$R = \frac{g_{12}^2}{g_{11} g_{22}} \leq 1, \quad (2.29)$$

muito utilizado na análise dos dados experimentais para caracterização dos pares de fótons.

⁴ Ordenamento normal é o produto de vários operadores de criação e destruição onde todos os de criação estão à esquerda dos de destruição. Ex: $\hat{a}^\dagger \hat{a}$.

2.3.1.3 Estimativas para pares de fótons

Dadas as definições das funções de correlação, queremos expressões que as quantifique. De maneira similar à feita em [23], vamos calcular as funções de correlação para o par de fótons gerados nos processos de escrita e leitura. Os modos destes dois campos, cujo estado é dado pela Equação 2.14, estão perfeitamente correlacionados em condições ideais. Normalizando tal expressão obtemos

$$\begin{aligned} |\Psi_{12}\rangle &= \sqrt{1-p} \left[|0_1 0_2\rangle + e^{\beta'} \sqrt{p} |1_1 1_2\rangle + e^{2i\beta'} p |2_1 2_2\rangle + O(p^{3/2}) \right] \\ &= \sqrt{1-p} \sum_{n=0}^{\infty} e^{in\beta'} p^{n/2} |n_1, n_2\rangle. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Partindo deste estado coletivo ideal, calculamos as funções de correlação normalizadas dadas por 2.26 e 2.27:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{12} | \hat{I}_1 | \Psi_{12} \rangle &= \eta_1 \langle \Psi_{12} | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 | \Psi_{12} \rangle \\ &= \eta_1 |\hat{a}_1 | \Psi_{12} \rangle|^2. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Mas

$$\hat{a}_1 | \Psi_{12} \rangle = \sqrt{1-p} \sum_{n=0}^{\infty} p^{n/2} \sqrt{n} |n_1 - 1, n_2\rangle, \quad (2.32)$$

então

$$p_1 = \eta_1 |\hat{a}_1 | \Psi_{12} \rangle|^2 = \eta_1 (1-p) \sum_{n=0}^{\infty} p^n n = \eta_1 \frac{p}{1-p}, \quad (2.33)$$

onde usamos a expansão em série de Taylor para simplificar o resultado. De modo similar, devido à simetria, temos o mesmo resultado para o campo 2

$$\langle \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \rangle = \langle \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 \rangle = \frac{p}{1-p} = \frac{p_2}{\eta_2}. \quad (2.34)$$

Para o número de coincidências $\langle \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2 | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2 \rangle$ temos

$$\hat{a}_1 \hat{a}_2 | \Psi_{12} \rangle = \sqrt{1-p} \sum_{n=0}^{\infty} p^{n/2} \sqrt{n} \sqrt{n} |n_1 - 1, n_2 - 1\rangle, \quad (2.35)$$

assim

$$\begin{aligned} p_{12} &= \langle : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : \rangle = \eta_1 \eta_2 |\hat{a}_1 \hat{a}_2 | \Psi_{12} \rangle|^2 = \eta_1 \eta_2 (1-p) \sum_{n=0}^{\infty} p^n n^2 \\ &= \eta_1 \eta_2 \frac{p + p^2}{(1-p)^2}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Substituindo as expressões 2.33, 2.34 e 2.36 em 2.26 temos

$$g_{12} = 1 + \frac{1}{p}. \quad (2.37)$$

Para o cálculo das autocorrelações precisamos de $\langle \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i \rangle$, assim

$$\hat{a}_1 \hat{a}_1 |\Psi_{12}\rangle = \sqrt{1-p} \sum_{n=0}^{\infty} p^{n/2} \sqrt{n} \sqrt{n-1} |n_1-2, n_2\rangle \quad (2.38)$$

de modo que

$$\begin{aligned} |\hat{a}_1 \hat{a}_1 |\Psi_{12}\rangle|^2 &= (1-p) \sum_{n=0}^{\infty} p^n n(n-1) \\ &= \frac{2p^2}{(1-p)^2}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

assim,

$$\langle : \hat{I}_1^2 : \rangle = \eta_1^2 \langle \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i \rangle = 2 \langle : \hat{I}_1 : \rangle^2, \quad (2.40)$$

portanto,

$$g_{11} = \frac{\langle : \hat{I}_1^2 : \rangle}{\langle : \hat{I}_1 : \rangle^2} = 2, \quad (2.41)$$

e similarmente, $g_{22} = 2$.

Com esses resultados, podemos calcular o parâmetro R para o estado de dois fótons perfeitamente correlacionado $|\Psi_{12}\rangle$

$$R = \frac{g_{12}^2}{g_{11}g_{22}} = \frac{\left(\frac{1+p}{p}\right)^2}{4} = \left(\frac{1+p}{2p}\right)^2. \quad (2.42)$$

Como exemplo, se considerarmos $p \sim 0.1$, $R \sim 30$ e quanto menor a probabilidade p de geração do fóton 1, maior o parâmetro R , o que significa maior violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, assim como é maior o caráter puramente quântico do par de fótons gerado. Enquanto que para a demonstração do caráter não-clássico do par de fóton gerado é necessária a medição de R , $g_{12} > 2$ já é um forte indício desse comportamento.

Para obtermos $p \ll 1$ e portanto $g_{12} \gg 1$, a potência do feixe de escrita deve ser muito baixa. Isso leva a um desafio experimental, pois quando a potência do feixe de escrita é diminuída, há um *threshold* em que ruídos introduzidos no sistema se tornam mais perceptíveis que os fótons gerados.

A última medida que caracteriza a natureza cooperativa do processo de emissão é a probabilidade p_c de detecção do segundo fóton do par condicionada à detecção do primeiro deles

$$p_c = \frac{p_{12}}{p_1} = \frac{\langle : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle} = \eta_2 \frac{1+p}{1-p}. \quad (2.43)$$

Note que há um problema com essa estimativa pois p_c não é normalizada. Ela é válida apenas no limite $p \ll 1$, onde $p_c \simeq \eta_2$. Para uma estimativa geral, há um modo mais apropriado para obter as probabilidades acima, que é usando operadores POVM [27]. Porém, dada a magnitude das probabilidades atingidas no experimento, o tratamento com POVM não será necessário.

2.4 Estados de Fock a partir de um ensemble atômico

Como discutido na Seção 2.3, o estado emaranhado entre o sistema atômico com n_a excitações em um modo coletivo particular a e um campo de luz no modo 1 contendo n_1 fótons é dado por

$$|\Psi_{a,1}\rangle = \sqrt{1-p} \sum_{n=0}^{\infty} p^{n/2} |n_a, n_1\rangle. \quad (2.44)$$

O parâmetro p indica, para $p \ll 1$, a probabilidade de haver simultaneamente apenas uma excitação tanto no ensemble como no campo de luz. Usando detetores insensíveis ao número de fótons com uma eficiência geral baixa (o caso usual), a detecção de um único fóton no campo 1 projeta idealmente o ensemble atômico no estado

$$|\psi_1\rangle \propto |1_a\rangle + p^{1/2} |2_a\rangle + p |3_a\rangle + \dots \quad (2.45)$$

Por outro lado, a detecção de dois fótons no campo 1 resultaria no estado

$$|\psi_2\rangle \propto |2_a\rangle + p^{1/2} |3_a\rangle + \dots \quad (2.46)$$

Os estados de Fock $|1_a\rangle$ e $|2_a\rangle$ são então obtidos como limites dos estados $|\psi_1\rangle$ e $|\psi_2\rangle$, respectivamente, quando $p \rightarrow 0$.

3 LASER DE DIODO

Como explicado na seção 2.2, para o correto funcionamento da Armadilha Magneto-Óptica são necessários dois tipos de feixes de laser: resfriamento e rebombeio. No nosso experimento, esses feixes são gerados por dois lasers de diodo diferentes, nomeados Tico e Teco, respectivamente. Eles foram construídos inspirados no design trazido do Caltech pelo Prof. Dr. Daniel Felinto, e neste capítulo detalho a construção do laser Teco, da qual fui responsável. Além do feixe de rebombeio, o laser Teco também é responsável pela geração do feixe de leitura utilizado para a implementação experimental do protocolo DLCZ, seguindo a proposta da seção 2.3.

Para garantir a estabilidade do laser de diodo, evitando (em primeira ordem) ruídos e flutuações em seu comprimento de onda foram necessários três circuitos externos: uma fonte de tensão simétrica $\pm 15V$, um controlador de corrente e um controlador de temperatura, todos analógicos e já disponíveis no laboratório. O controlador de corrente funciona comparando uma voltagem de referência com a voltagem de resposta do laser, seu circuito encontra-se no Apêndice A. O controlador de temperatura é composto por dois circuitos: um sensor e um controlador. O sensor é responsável por detectar flutuações e diferenças na temperatura do laser em relação à temperatura selecionada pelo usuário. O sensor utiliza uma ponte de Wheatstone como principal elemento. Um dos braços da ponte contém um termistor, que é um resistor de resistência variável com a temperatura. Em outro braço há um potenciômetro, que é um dispositivo de resistência também variável. O usuário ao selecionar a temperatura desejada através do potenciômetro define uma das resistências dos dois braços. O equilíbrio da ponte se dá quando essas duas resistências são iguais. Enquanto o equilíbrio não é atingido, ou seja, a temperatura do laser ainda não atingiu a selecionada pelo usuário, o sensor envia um sinal chamado tensão de erro para o circuito controlador, e este muda a temperatura do laser. Isto é feito pelo envio de uma tensão do circuito controlador a um peltier, que interage com um reservatório de calor (peça de alumínio discutida posteriormente) e com a peça de cobre que abriga o laser de diodo (também discutida posteriormente). Sabemos se o laser está esquentando ou resfriando por um led bicolor, que indica qual processo ocorre pela sua cor, luz laranja para o primeiro caso e luz verde para o segundo. Esses dois controladores seguem um modelo desenvolvido no Caltech. Para a estabilidade do laser em segunda ordem, é utilizado um circuito de travamento, que é

uma adaptação do circuito desenvolvido na USP de São Paulo. Este circuito utiliza a derivada do sinal da absorção saturada como *feedback* para o controlador de corrente, fixando-a em um certo valor, travando o laser em um determinado comprimento de onda.

3.1 Construindo a cabeça do laser Teco

Nosso sistema tem muitos aparatos caseiros [28], pois buscamos uma maior liberdade de construção, reparação e custo. O laser Teco, usado para o feixe de rebombeio da Armadilha Magneto-Óptica e leitura do protocolo DLCZ, é um deles. Seu principal elemento é um laser de diodo Sanyo DL7140-201S (ver Figuras 14 e 4 e Apêndice B), que vamos nos referir simplesmente como diodo. Sua montagem segue os mesmos moldes do laser Tico, usado para o feixe de armadilhamento da AMO e escrita do protocolo DLCZ.



Figura 14 – Laser de diodo DL7140-201S Sanyo *can-type* para 785nm, com potência máxima de 80mW. Datasheet no Apêndice B.

Primeiramente, o laser de diodo é sustentado por um tubo colimador, como pode ser visto na Figura 15. Esse tubo permite a movimentação de uma lente esférica de foco $f=4.51\text{mm}$ (THORLABS, LT230P-B) para colimação do feixe de saída. Um soquete é conectado às suas pernas para facilitar a solda dos fios que o conectarão à fonte de corrente. As peças 1 e 2 da Figura 15a servem para fixação e centralização do diodo dentro do tubo colimador, a peça 3 fixa toda a montagem (diodo + soquete + peça 1 + peça 2) da Figura 15b dentro do tubo.

O tubo montado será inserido em uma peça retangular de cobre, que serve para leitura da temperatura e fixação à massa térmica de alumínio, ver Figura 16. Todas as conexões mecânicas que estão relacionadas à temperatura são feitas com pasta térmica, maximizando a transferência de calor.

Entre essas duas peças é inserido um peltier (Laird 3630), como indicado na Figura 17, que é o componente ativo do controle de temperatura.



Figura 15 – Peças para a montagem da cabeça do laser Teco.

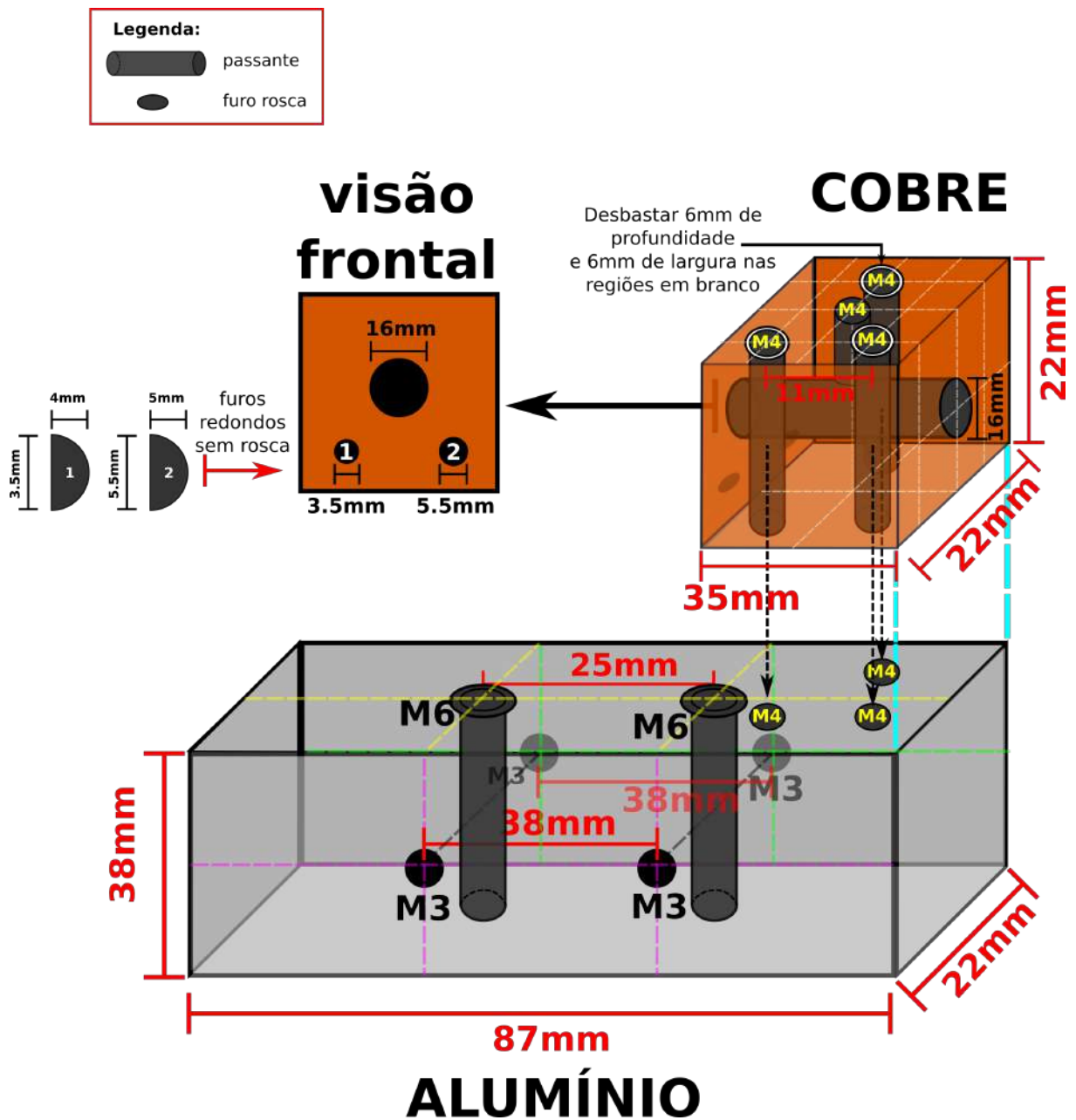


Figura 16 – Design e medidas das peças de cobre e alumínio utilizadas nos lasers Tico e Teco.

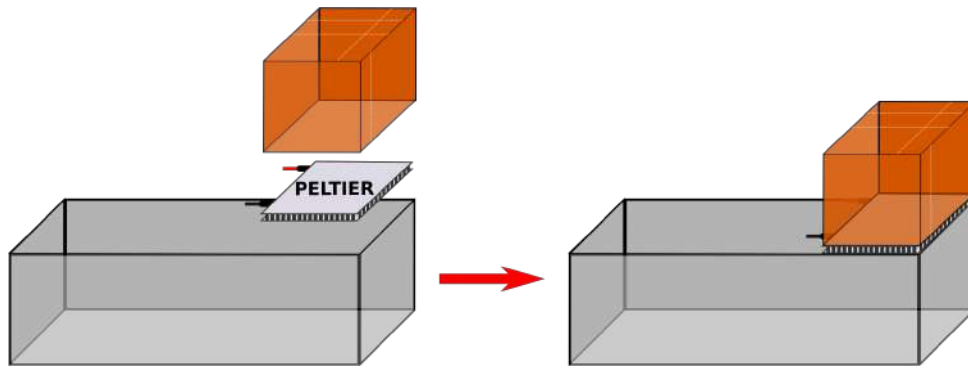


Figura 17 – Esquema da montagem das peças de cobre e alumínio conectadas pelo peltier Laird 3630.

A peça de cobre tem, além do furo passante para o tubo colimador, dois furos para serem inseridos sensores de temperatura. São eles um termistor (NTC 10k RS 256-045, Figura 18a) e um sensor LM35 (Figura 18b). O termistor é um resistor com resistência variável, que diminui com o aumento da temperatura. O LM35 é um sensor de temperatura que mostra o resultado diretamente em Celsius (conversão de 10mV para cada °C). Eles são inseridos respectivamente nos furos 1 e 2 na visão frontal da Figura 16. Ambos estão relacionados a um controle de temperatura que pode ser tanto analógico como digital. Neste último caso, o qual discutiremos no Capítulo 4, podemos usar apenas o LM35. Por enquanto, até o fim deste Capítulo, discutiremos o laser Teco funcionando com todos os circuitos analógicos. O sistema peça de cobre montada + peça de alumínio + peltier será chamada, daqui em diante, de cabeça do laser Teco.

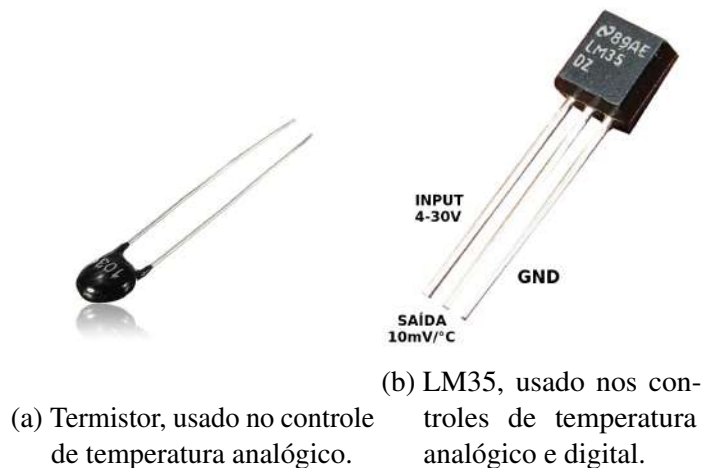


Figura 18 – Sensores de temperatura utilizados para leitura da temperatura do laser de diodo.

O laser Teco também conta na cabeça com um circuito eletrônico de proteção (ver Figura 19), que evita a inversão de polaridade da corrente que alimenta o laser de diodo (diodos D1 e D2), além de filtrá-la (capacitor C1), protegendo-o de curtos e dissipando as cargas acumuladas

ao desligá-lo (resistor R1). Sua entrada é a corrente do controlador que vem pelo cabo BNC, e sua saída é conectada à chave alavanca que utilizamos como o liga/desliga (*on/off*) do laser. As pernas do laser de diodo são então conectadas a essa chave alavanca. Esta chave é conectada ao laser de diodo através das indicações da Figura 19.

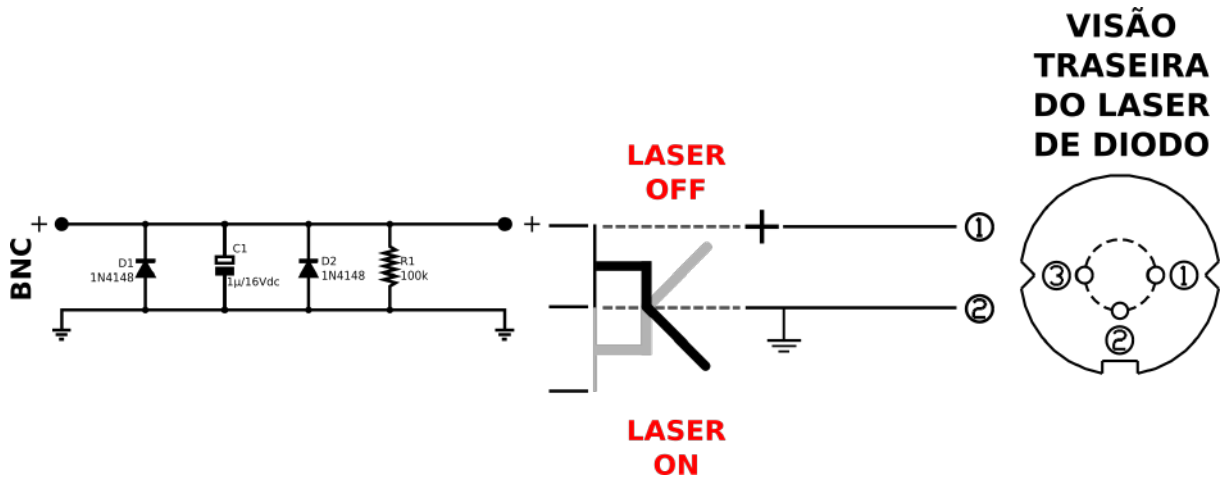


Figura 19 – Circuito elétrico de proteção do laser Teco e conexão do laser de diodo com a chave alavanca liga/desliga.

O sinal de leitura da temperatura do laser de diodo e a corrente do peltier são enviados e recebidos, respectivamente, por um cabo serial conectado ao controlador de temperatura. A configuração das conexões está indicada na Figura 20.

Para diminuir o fluxo de ar em torno da cabeça do laser, facilitando a estabilização de sua temperatura, montei uma caixa de acrílico. O design e medidas da caixa de acrílico podem ser vistas na Figura 21.

A cabeça é alimentada por uma corrente fornecida pelo controlador de corrente, assim como sua temperatura é determinada pelo controlador de temperatura. Os controladores de corrente e temperatura do nosso sistema são caseiros e fornecem, respectivamente, de 0 a 140 mA e 11,5°C a 42°C. Os controladores encontram-se na mesma caixa, porém são independentes. Ambos são alimentados por uma fonte dual de $\pm 15V$ (Figura 22). No local de saída do feixe foi instalada uma janela com película anti-refletora (THORLABS N-BK7 Laser Windows, WL11050-C13) para sua melhor transmissão (Figura 23).

A cabeça do laser Teco finalizada pode ser vista na Figura 23. O limiar do Teco pode ser identificado facilmente plotando uma curva Corrente vs. Potência Luminosa emitida, pois tem uma característica típica de um joelho pontudo. Como podemos ver na Figura 24, o limiar encontra-se em torno de 35mA. Quando comparamos esse gráfico com o mesmo do *datasheet*

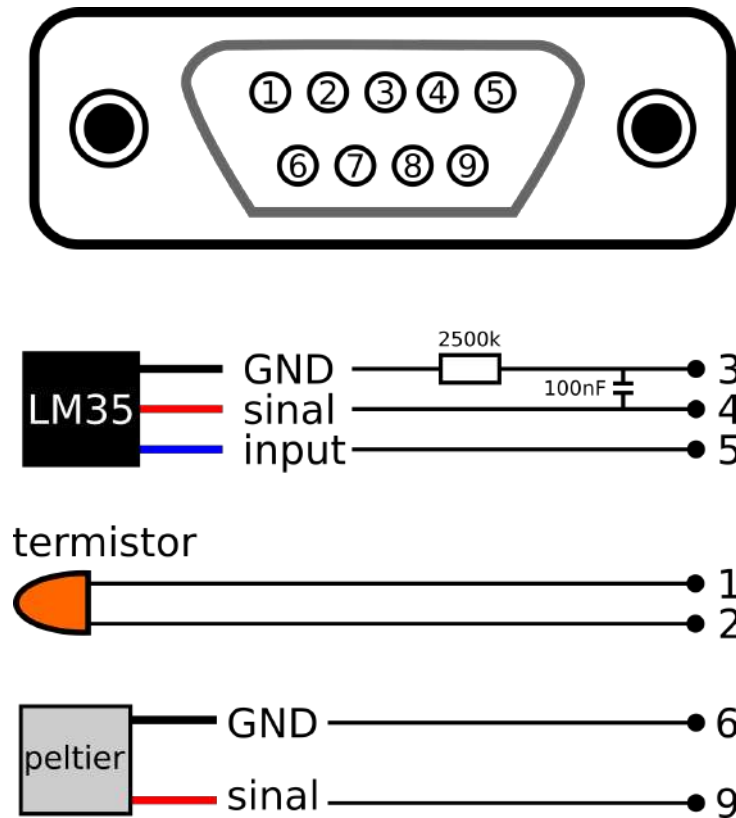
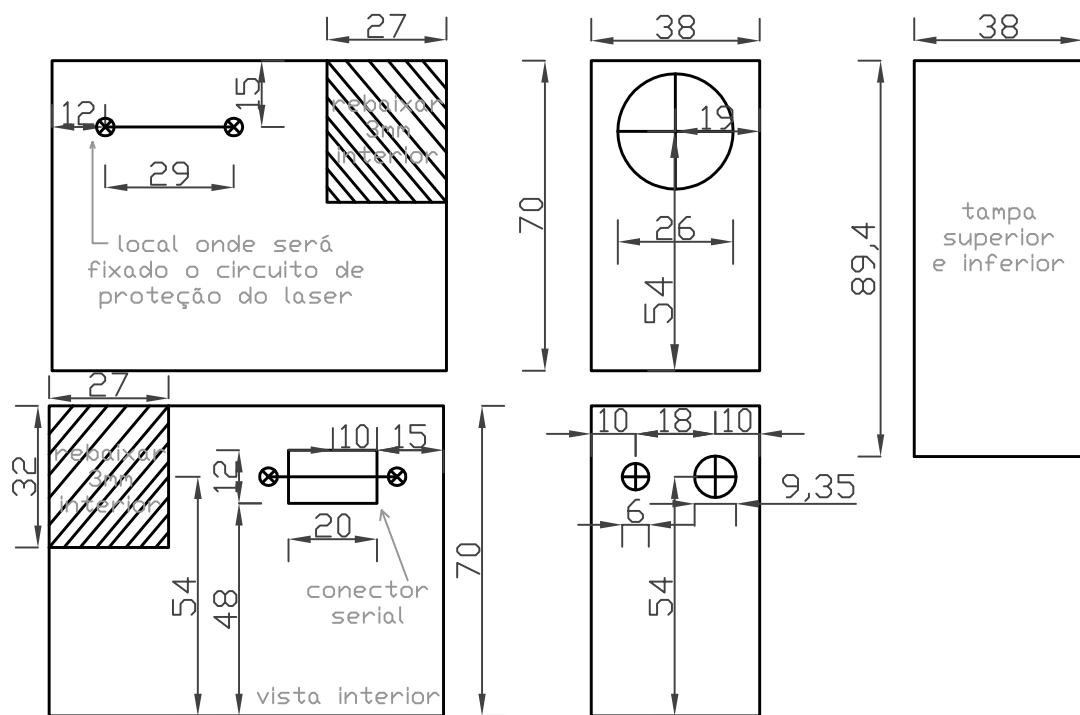


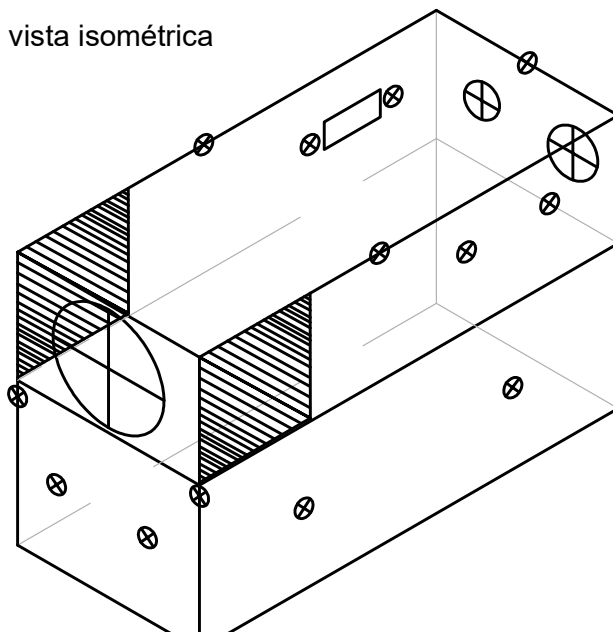
Figura 20 – Configuração do cabo que conecta os elementos relacionados à temperatura e seu controlador, este utilizado para as primeiras medições de caracterização do laser Teco.

fornecido pela Sanyo (ver Apêndice B, gráfico *Output power vs. Forward current*), para a temperatura de 25°, vemos que o laser de diodo utilizado está funcionando como esperado.

Caixa de acrílico para o laser de diodo



vista isométrica



Observações:

Todas as cotas estão em mm

⊗ parafuso/rosca M3

⊕ outras aberturas

Figura 21 – Desenho e medidas para a caixa de acrílico dos lasers Tico e Teco. Créditos: Gabriel Pereira.



(a) Fonte dual $\pm 15V$.

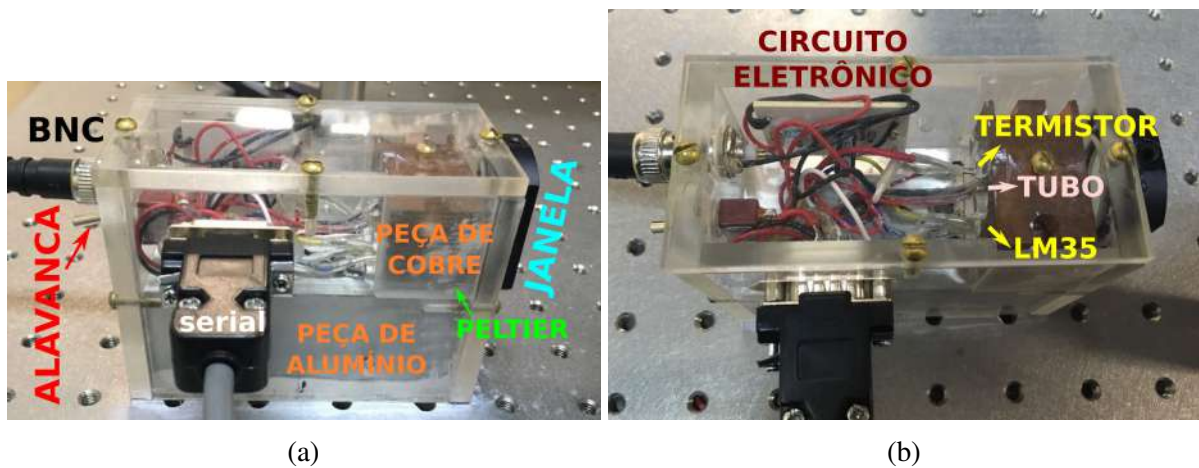


(b) Controlador de temperatura e corrente.



(c) Parte traseira do controlador de temperatura e corrente.

Figura 22 – Sistema de controle de temperatura e corrente.



(a)

(b)

Figura 23 – Laser Teco.

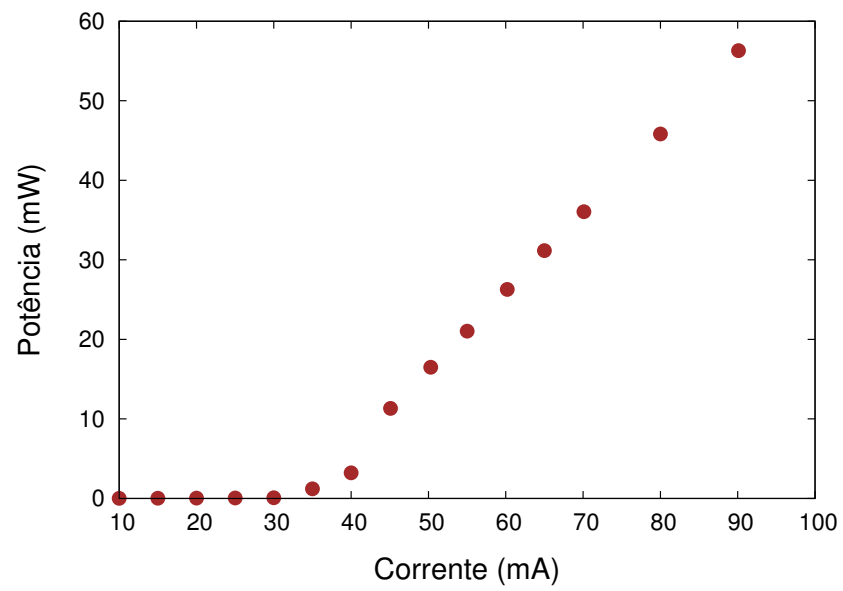


Figura 24 – Gráfico Corrente vs. Potência do laser de diodo Tecolaser.

4 CONTROLADOR DE TEMPERATURA DIGITAL COM ARDUINO

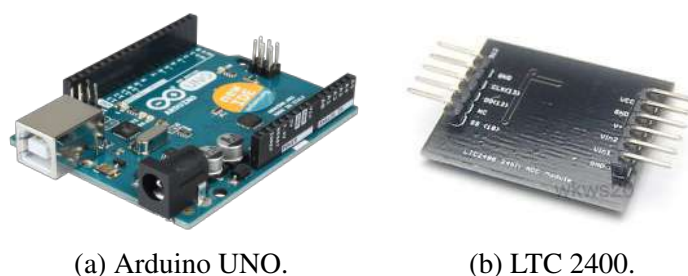
Como discutido no início do Capítulo 3, o controle de temperatura analógico utiliza tanto o termistor como o sensor LM35 para a leitura da temperatura. Foi observado que este sistema tinha problemas, pois enquanto o LM35 lia com boa acurácia a temperatura do laser Teco, o travamento de temperatura feito pelo controlador estava utilizando outra temperatura que não a do Teco como referência. Devido à distância entre o termistor (na cabeça do Teco) e o circuito sensor (caixa de alumínio em cima da mesa óptica) e à sensibilidade dos elementos eletrônicos à temperatura da sala, outra referência era gerada. Observando o melhor desempenho do LM35, decidimos construir um circuito digital com Arduino utilizando apenas este sensor de temperatura para a geração da tensão de erro.

Neste capítulo iremos apresentar todos os passos envolvidos na construção do controlador de temperatura digital, desde a programação da placa de Arduino até sua integração ao circuito do Driver de temperatura já disponível no laboratório e finalização com a caixa de alumínio.

4.1 Arduino

Arduino (Figura 25a) é uma plataforma eletrônica *open-source* baseada em *easy-to-use* hardware e software. As placas de Arduino podem ler *inputs*, como a luz em um sensor, e transformar isso em um *output*, como ativar um motor. É possível dizer o que a placa deve fazer programando seu microcontrolador. Para isso, usa-se a interface de programação do Arduino, baseada em Java, que por sua vez se baseia na linguagem C/C++. Suas aplicações para eletrônica são variadas, e por ser uma plataforma digital, tem potencial para minimizar o uso de circuitos analógicos, reduzindo a quantidade de componentes eletrônicos utilizados e facilitando a construção de aparatos mais precisos. O Arduino também permite o desenvolvimento de elementos adicionais que se conectam a ele, aumentando sua gama de aplicações.

Como primeiro passo para a digitalização dos aparatos eletrônicos *homemade* do laboratório, montamos um controlador de temperatura com Arduino, adicionando a este o componente LTC 2400 (Figura 25b). O LTC 2400 permite a leitura de um sinal analógico com até 6 algoritmos significativos. Utilizaremos esse elemento conectado ao sensor de temperatura LM35, assim teremos maior precisão na leitura da temperatura.



(a) Arduino UNO.

(b) LTC 2400.

Figura 25

A partir do controle de temperatura analógico, fizemos várias mudanças em seu circuito. A principal delas foi a total substituição do circuito de tensão de erro analógico pelo circuito digital com o Arduino. Além disso, o *driver* também sofreu pequenas alterações. O processo de transformação do controlador analógico para digital foi feito com a ajuda da Oficina Eletrônica do Departamento de Física da UFPE, com suporte do técnico Marcos Aurélio.

4.2 Circuito

O Arduino será conectado a alguns elementos que fornecem os dados necessários para ele trabalhar assim como visualização das temperaturas envolvidas no sistema (ver Figura 26).

O LM35 tem seu terra (GND) e saída conectadas ao GND e Vin1 do LTC 2400. O LTC 2400 se conecta ao Arduino pelas saídas indicadas na Figura 26, com seu VCC conectado à saída de 5V. As entradas analógicas A4 e A5, assim como GND e o 5V do Arduino são conectadas respectivamente ao SDA, SCL, GND e VCC do módulo I2C (ver Figura 27)¹ para visor LCD, que por sua vez é conectado a um visor LCD. As entradas digitais 6, 7 e 8 são conectadas a botões alimentados pelo 5V, e controlarão discretamente a temperatura de travamento. A saída digital 5 é o sinal PWM gerado pelo Arduino, de 0 a 5V, que para ser transformado na tensão de erro contínua, de -2.5V a 2.5V, passa por um circuito eletrônico externo. Essa tensão de erro alimentará o driver, cujo circuito encontra-se no Apêndice C. A temperatura do laser em °C é lida com quatro casas decimais (6 algarismos significativos) e oscila muito nas duas últimas. A montagem do protótipo seguindo esse circuito pode ser visto na Figura 28.

¹ O módulo I2C tem programação específica, encontrada na página <https://www.arduinoecia.com.br/2014/12/modulo-i2c-display-16x2-arduino.html> em 15-07-2018.

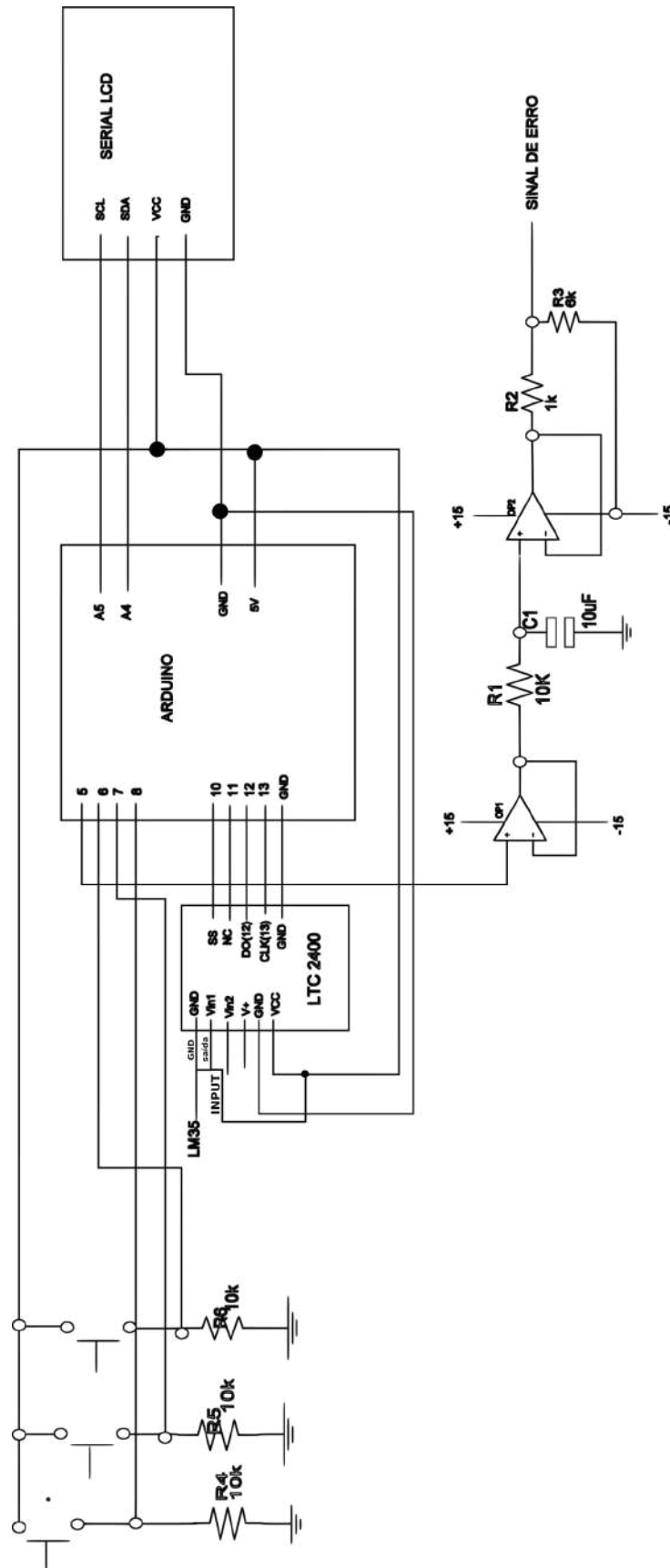


Figura 26 – Parte do circuito eletrônico geral do Controlador de Temperatura digital que envolve o Arduino.

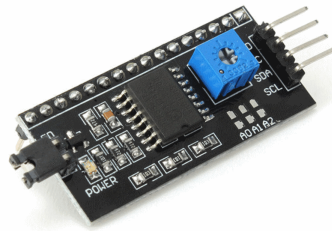


Figura 27 – Módulo I2C para visor LCD usado para diminuir as entradas utilizadas do Arduino.



Figura 28 – Protótipo do gerador da tensão de erro.

4.3 Sinal PWM

*Pulse Width Modulation*², ou PWM, é uma técnica da Arduino para simular um sinal analógico a partir de um meio digital. O controle digital é usado para gerar uma função degrau, que é um sinal alternado entre liga e desliga. Esse padrão liga/desliga pode simular voltagens entre completamente ligado (5V) ou completamente desligado (0V) pela alteração da duração temporal em que o sinal permanece ligado ou desligado. A duração temporal em que o sinal permanece ligado é chamado de largura do pulso. Para obter um sinal analógico de valores variáveis muda-se, ou modula-se, a largura do pulso. Se o padrão liga/desliga se repete rápido o suficiente, no caso 500Hz, o resultado é um sinal com uma voltagem estável entre 0 e 5V.

A função que controla a modulação do pulso é a *analogWrite(pwm,var)*, onde *var* é uma variável com valor entre 0 e 255, onde 0 representa o sinal completamente desligado e 255 completamente ligado (ver Figura 29).

² Fonte: <https://www.arduino.cc/en/Tutorial/PWM>. Acessado em 22/09/2018.

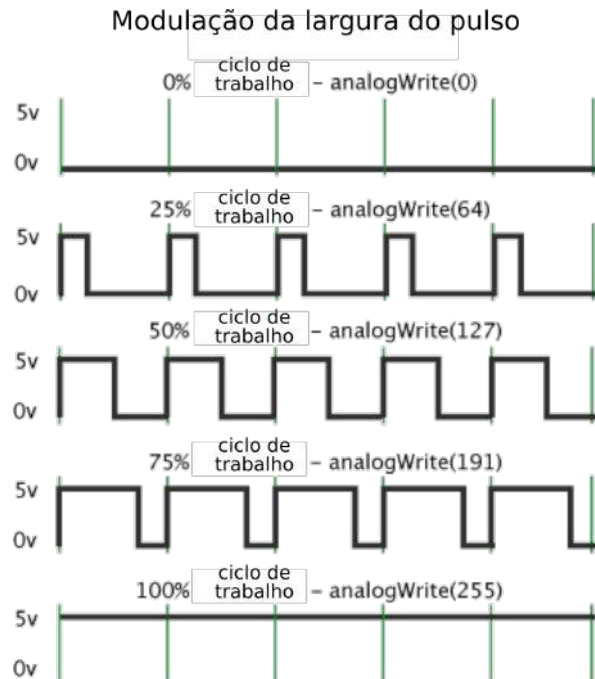


Figura 29 – Esquema da geração do sinal analógico a partir da função degrau e a duração em que ele está ligado ou desligado.

4.4 Código comentado

O código da Arduino fará basicamente o seguinte: ler a temperatura do LM35 e subtrair esta de uma temperatura de travamento selecionada, ao passo que mostra esses valores na tela LCD. A diferença entre as temperaturas dará origem à tensão de erro. O LTC 2400 tem uma programação específica para sua leitura, que foi obtida no site de compra³. O que fizemos foi desenvolver os passos acima dentro desse código. Sua parte mais importante é a geração do sinal PWM (*Pulse Width Modulation*), que simula uma saída analógica de 0 a 5V. Ele foi escrito seguindo o diagrama de blocos da Figura 30.

A temperatura de travamento é definida no código e usada como referência para o travamento, contudo é possível alterá-la na caixa do controlador. Para isso, são usados três botões: um para seleção da casa numérica decimal que se deseja alterar, um para adicionar 1 unidade e outro para reduzir 1 unidade dessa casa. A maior parte do código é dedicada a essa alteração. Sua ideia é que a contagem de cliques do botão de seleção determina o valor a ser adicionado ou reduzido no ponto de travamento da temperatura. O indicativo visual da casa que será alterada é o seu piscar. Uma parte do código que representa essa parte está apresentada através do diagrama de blocos da Figura 31. O código completo pode ser visto no Apêndice D.

³ <https://www.ebay.com/itm/LTC2400-24bit-analog-to-digital-converter-ADC-module-temp-sensor-SPI-AVR-arduino-/111005456125> acessado em 18-05-2018.

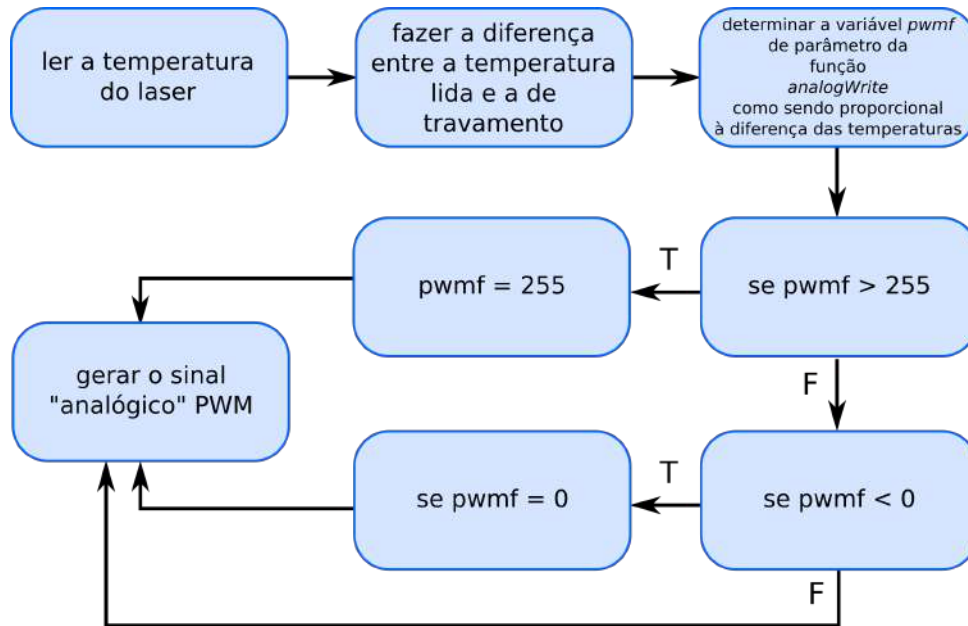


Figura 30 – Diagrama de blocos para o trecho do código da Arduino responsável pela geração do sinal analógico PWM.

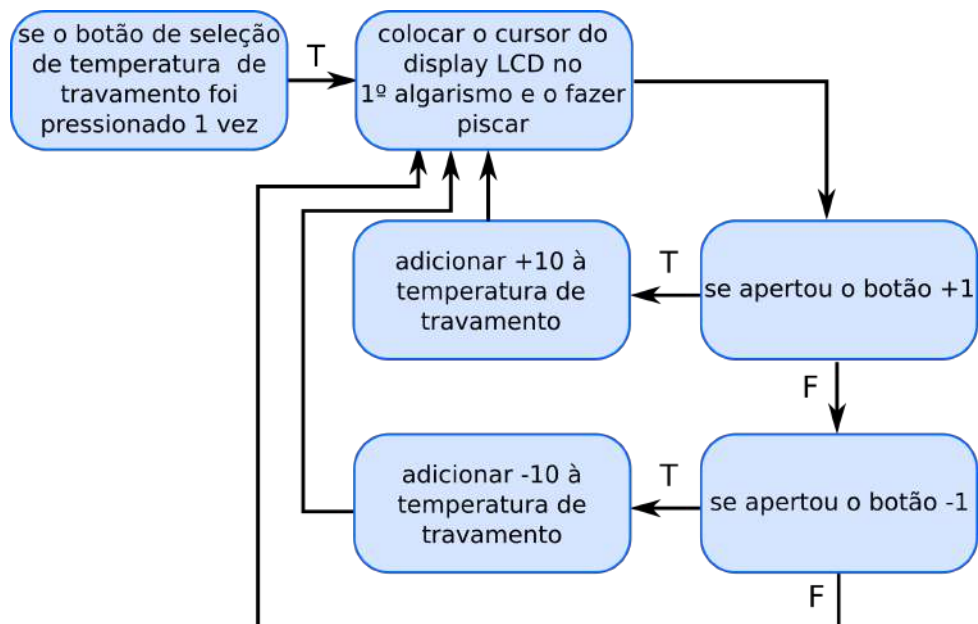
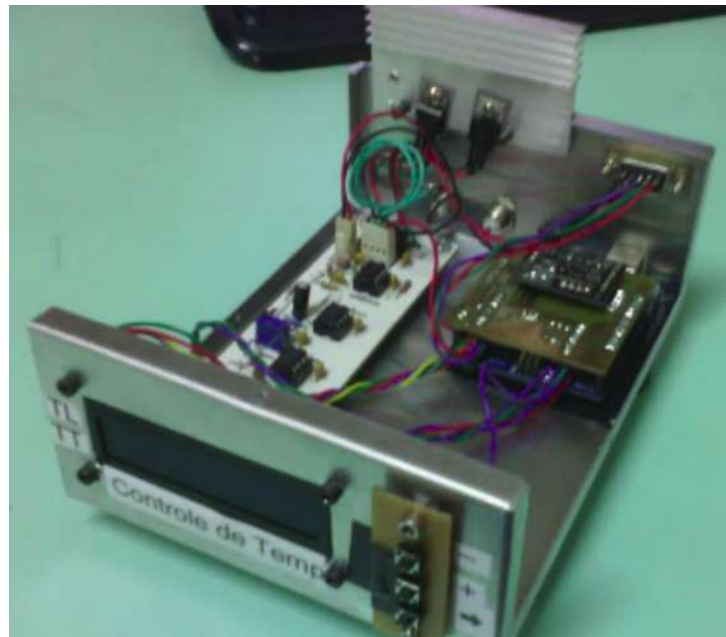


Figura 31 – Diagrama de blocos para o trecho do código para o Arduino responsável pela seleção de temperatura de travamento.

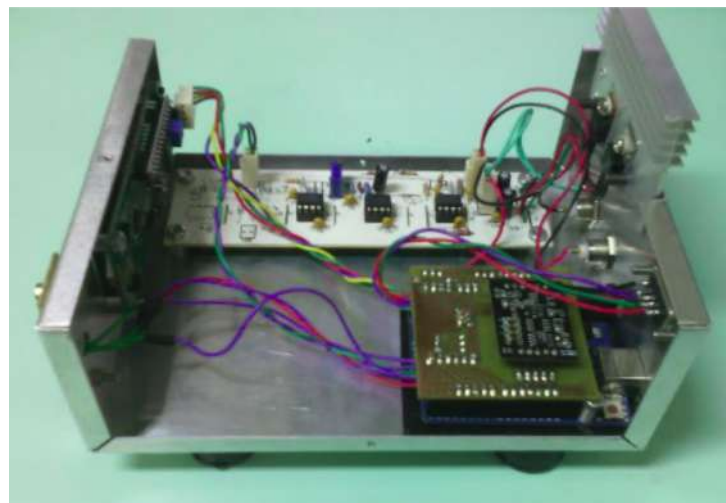
4.5 Finalização

O protótipo do gerador da tensão de erro foi então inserido em uma caixa metálica e conectado ao driver e aos outros componentes, tais como conectores seriais e BNC's, formando o Controlador de Temperatura final. Ele e o Arduino são alimentados por uma fonte externa de $\pm 15V$ e $5V$, respectivamente. O driver deve ser conectado a um dissipador, que, como o

nome diz, dissipa o calor produzido para não danificar os transistores de potência da placa. A montagem completa da caixa do Controlador pode ser vista na Figura 32. Ele finalizado e já integrado ao nosso experimento pode ser visto na Figura 33. Esse controlador foi usado em todos os experimentos descritos daqui em diante e seu funcionamento garante um travamento na temperatura com variação de $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$.



(a)



(b)

Figura 32 – Controlador de Temperatura com Arduino aberto.

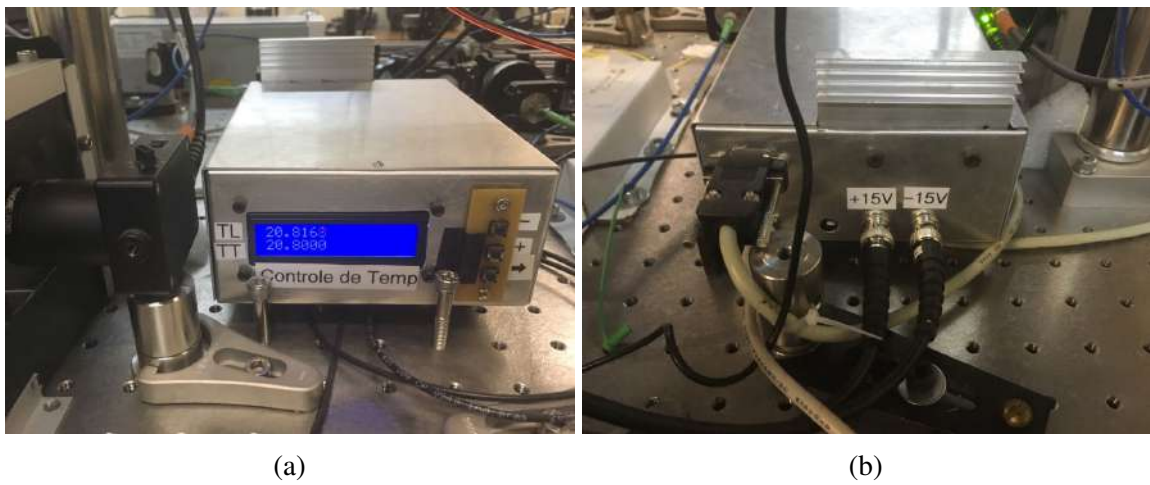


Figura 33 – Controlador de temperatura com Arduino pronto e integrado à mesa óptica.

5 ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA

Neste capítulo vamos apresentar minhas contribuições na construção da Armadilha Magneto-Óptica (AMO) do Laboratório de Redes Quânticas da UFPE. Esse primeiro experimento é essencial pois é a AMO que fornece o ensemble de átomos frios necessário para a implementação do protocolo DLCZ, como explicado na Seção 2.3. A AMO utiliza dois lasers diferentes para a geração dos feixes de resfriamento e rebombeio. O primeiro é gerado pelo laser Tico e o segundo pelo laser Teco. Cada feixe tem uma configuração de montagem, e aqui detalharei a do feixe de rebombeio, da qual fui responsável. Para monitoramento e seleção da frequência do laser Teco, montei um sistema de absorção saturada. Como explicado na Seção 2.2, só esses feixes não são suficientes para o aprisionamento espacial dos átomos, sendo necessário um campo magnético de gradiente constante que criará uma força restauradora. Esse campo magnético é criado em nosso experimento por duas bobinas circulares em configuração anti-Helmholtz, da qual também fui responsável. Para eliminarmos campos magnéticos espúrios, como os da Terra ou quaisquer outros gerados por equipamentos no laboratório, construímos três pares de bobinas quadradas em configuração Helmholtz e as instalamos em torno da câmara de vácuo. Essa câmara abriga o gás de átomos de rubídio 87, do qual faremos uma breve revisão sobre seus níveis de energia. Por fim, mostraremos a AMO finalizada e em funcionamento.

5.1 Rubídio e sua estrutura hiperfina

Em experimentos de física atômica e óptica quântica os metais alcalinos são muito utilizados. Sua estrutura eletrônica com um elétron na camada de valência permite um modelo teórico simplificado para seu comportamento, que é feito como uma correção do átomo de hidrogênio. Os metais alcalinos também permitem transições cíclicas que simulam um átomo de dois níveis, e com isso facilitam a implementação experimental de propostas como o resfriamento por pressão de radiação.

O Rubídio (Rb) é um metal alcalino de número atômico $Z = 37$ e massa 85.4678g/mol [29] (ver Figura 34). Trinta e nove isótopos e isômeros do Rubídio são conhecidos. O rubídio natural é encontrado em dois isótopos, ^{85}Rb (72.17%) e ^{87}Rb (27.83%), sendo o primeiro estável. O ^{87}Rb tem massa 86.909187g/mol , *spin* nuclear $3/2$ e é um emissor beta com uma meia-vida de 4.9×10^{10} anos.



Figura 34 – Rubídio à temperatura ambiente. Imagem retirada de <https://en.wikipedia.org/wiki/Rubidium> em 27-02-2018.



Figura 35 – *Dispenser* de rubídio utilizado na Armadilha Magneto-Óptica. Ele contém uma liga de metais, na qual se inclui o ^{85}Rb e o ^{87}Rb .

Sua estrutura eletrônica no estado fundamental é

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1.$$

O último elétron, localizado na camada de valência $5s$ será o opticamente ativo e responsável pelas transições necessárias para a Armadilha Magneto-Óptica e para o protocolo DLCZ. Para obtermos um gás de rubídio para a Armadilha Magneto-Óptica, utilizamos um *dispenser* (Alvatec AS-Rb-60-S, ver Figura 35). Ele contém uma liga de ^{87}Rb e ^{85}Rb , entre outros metais. Ao ser aquecida por uma corrente elétrica, ela acaba liberando o rubídio.

Os níveis de energia do átomo são especificados pelas estrutura fina e hiperfina. A estrutura fina decorre da interação do *spin* do elétron $\mathbf{S}$ com seu momento angular $\mathbf{L}$, de modo que o momento angular resultante $\mathbf{J}$ é dado por

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (5.1)$$

cujo módulo é dado pelos valores do intervalo

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|. \quad (5.2)$$

Em notação espectroscópica, o estado fundamental do átomo com $L = 0$, $S = 1/2$ e $J = 1/2$, é escrito como $^2S_{1/2}$. O primeiro estado excitado com $L = 1$ e $S = 1/2$, se desdobra em dois níveis diferentes, com $J = 1/2$ ou $J = 3/2$, e é escrito como $^2P_{1/2}$ e $^2P_{3/2}$ respectivamente. A transição do estado fundamental para o estado $^2P_{1/2}$ é tradicionalmente denominada linha D_1 e para o estado $^2P_{3/2}$, linha D_2 .

Além da estrutura fina, a interação do momento angular resultante $\mathbf{J}$ com o *spin* do núcleo $\mathbf{I}$ leva à estrutura hiperfina, que tem momento angular resultante $\mathbf{F}$ dado por

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}, \quad (5.3)$$

cujo módulo é dado pelos valores do intervalo

$$|J - I| \leq F \leq |J + I|. \quad (5.4)$$

Para o ^{87}Rb , cujo spin nuclear $\mathbf{I}$ tem módulo $3/2$, o esquema do desdobramento de níveis pela interação fina e hiperfina, assim como seus subníveis Zeeman, são mostrados na Figura 36.

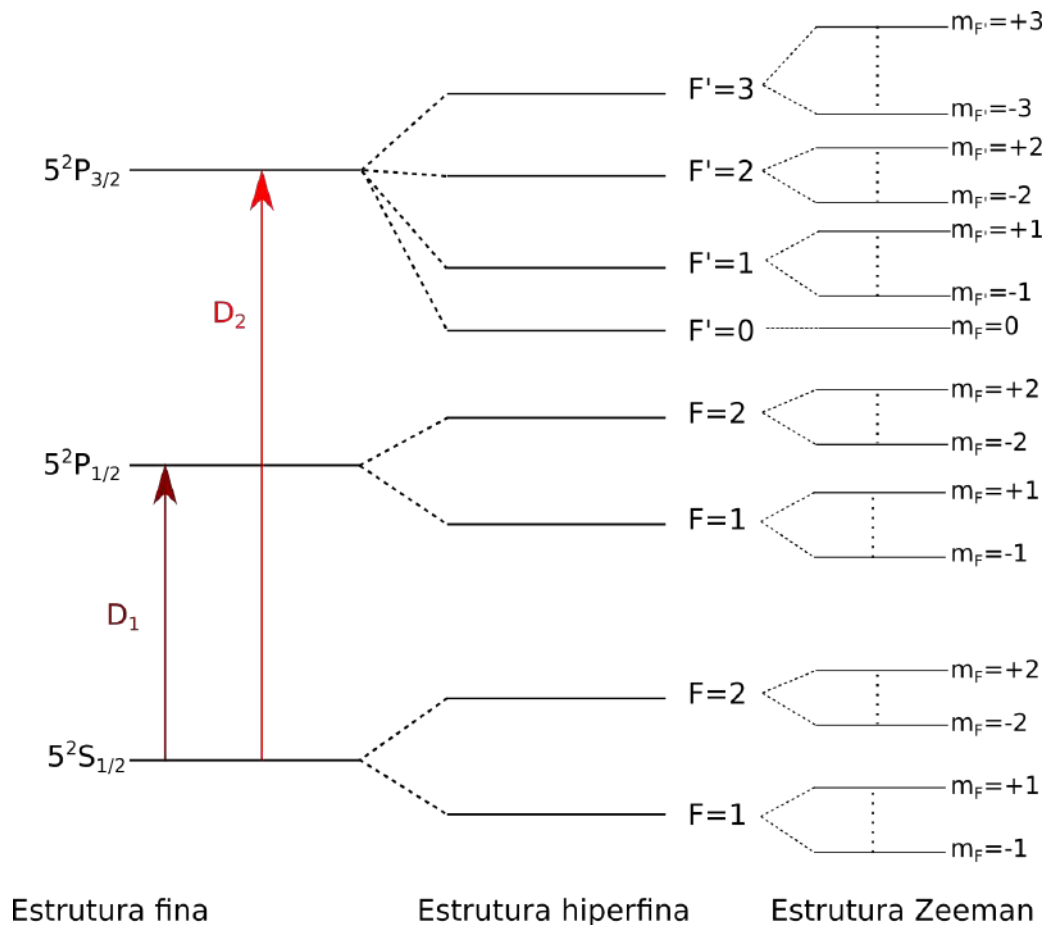


Figura 36 – Estrutura de níveis para o ^{87}Rb , onde $I = 3/2$.

5.2 A técnica de absorção saturada

O laser de diodo utilizado tem uma largura de linha de $\sim 1\text{MHz}$, tendo uma região de funcionamento de 775nm a 800nm. Átomos, por sua vez, absorvem luz em frequências específicas, de modo que para que o laser esteja “na linha”, sua frequência deve ser a de transição do átomo. A técnica utilizada para monitorar e selecionar a transição que queremos foi a absorção saturada.

O esquema básico experimental para a absorção saturada está ilustrado na Figura 37. Nela, dois feixes contrapropagantes vindos do mesmo laser, um de prova (fraco) e um de bombeio (forte) atravessam a célula de vapor atômica. Geralmente a intensidade do feixe de bombeio I_{bomb} é muito maior que o de prova I_{prov} (cerca de dez vezes), com $I_{bomb} \gg I_{sat}$. O sinal espectroscópico é obtido pela fotodeteção do feixe de prova e visto no osciloscópio.

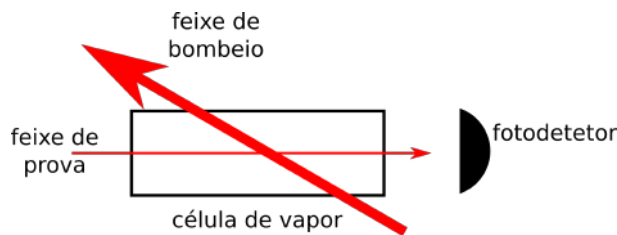


Figura 37 – Esquema simples de absorção saturada.

Para entender como a absorção saturada funciona, vamos considerar inicialmente átomos de dois níveis com estado fundamental $|g\rangle$ e excitado $|e\rangle$. O tipo de sinal que vemos no osciloscópio ao escanar a frequência do laser ¹ está ilustrado na Figura 38. Caso o feixe de bombeio seja bloqueado, vemos apenas uma linha de absorção gaussiana simples com um forte alargamento Doppler (Figura 38a). Quando desbloqueamos o feixe de bombeio, vemos um pico surgir na ressonância atômica $\omega = \omega_0$. Isso acontece pois apenas átomos cuja componente da velocidade na direção de propagação do feixe é nula interagem com ambos os feixes de mesma frequência no referencial do laboratório. Devido à alta intensidade do feixe de bombeio que satura a transição (daí o nome absorção saturada), o feixe de prova tem menos átomos para excitar, e portanto é bem menos absorvido, o que resulta no pico visto na Figura 38b.

Contudo, esse tratamento simples de um átomo de dois níveis não engloba todos os picos que aparecem no sinal espectroscópico do ^{87}Rb (Figura 39). Esse sinal em particular representa as transições possíveis a partir do nível $F = 2$ do $5^2S_{1/2}$. Naturalmente, esperamos picos em

¹ A frequência do laser é escaneada pelo controlador de corrente, que recebe uma modulação de corrente externa gerada pelo sistema de travamento eletrônico.

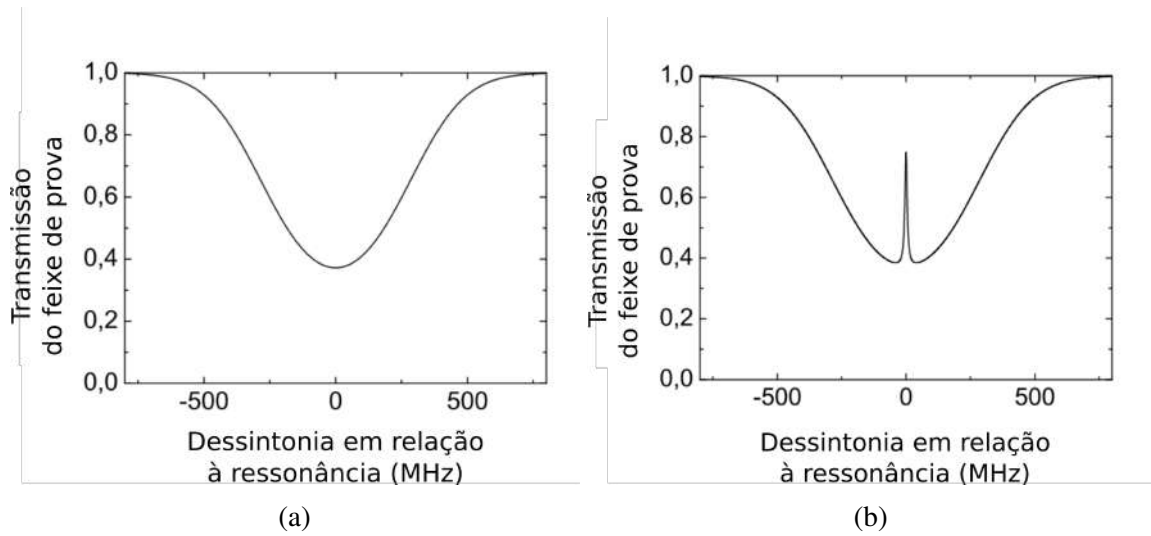


Figura 38 – Sinal visto no osciloscópio a) sem feixe de bombeio b) com feixe de bombeio.

$F' = 1, 2, 3$ do $5^2P_{3/2}$, porém, vemos três picos extras. Esse picos adicionais são os chamados *cross-overs*.

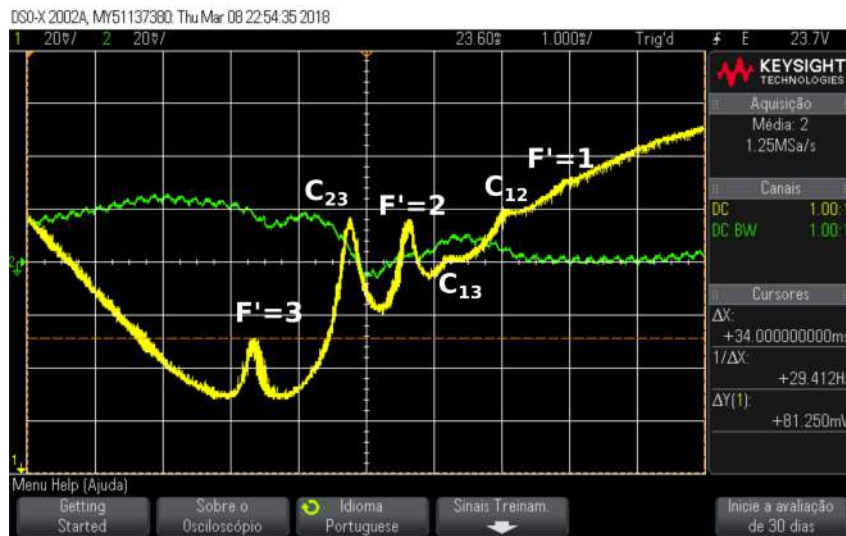


Figura 39 – Sinal espectroscópico (em amarelo) da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$ da linha D_2 do ^{87}Rb .

Cross-overs aparecem quando um átomo que se move com velocidade $v \neq 0$ interage ao mesmo tempo com os feixes de prova e bombeio. Isso acontece quando a frequência do laser está deslocada de exatamente metade da diferença de frequência entre duas transições, de modo que o átomo “vê” ambos os feixes em diferentes ressonâncias. Como novamente o feixe de bombeio satura a transição, o feixe de prova é menos absorvido, resultando no pico. Um exemplo de *cross-over* entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 3$ e $F = 2 \rightarrow F' = 2$ do rubídio pode ser vista na Figura 40.

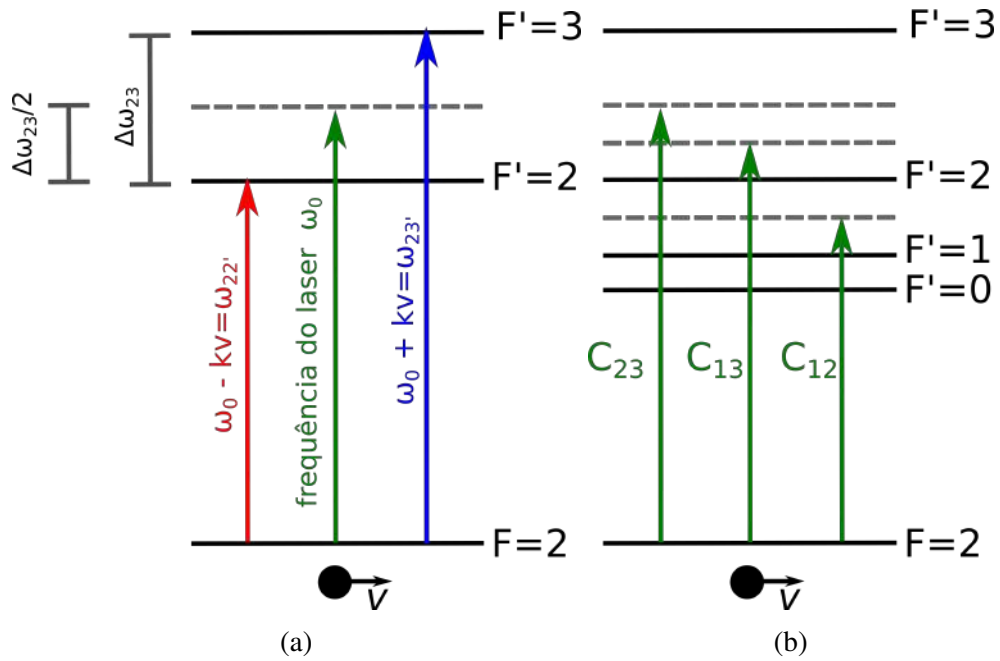


Figura 40 – Esquema de níveis para os *cross-overs* a partir de $F = 2$ do estado fundamental do ^{87}Rb .

Assim, para todos os picos das transições possíveis a partir de $5^2S_{1/2}F = 2$ do ^{87}Rb veremos sempre um *cross-over* entre dois deles, a dizer: $F' = 2$ e $F' = 3$, $F' = 1$ e $F' = 3$ e $F' = 1$ e $F' = 2$, como pode ser visto nas Figuras 40b e 39.

O ^{87}Rb tem duas possíveis transições a partir do estado fundamental: $F = 1$ e $F = 2$ com separação entre elas bem maior que o alargamento Doppler do meio (ver Figura 41), o que gera dois poços no seu sinal espectroscópico. Para o nosso experimento elas serão usadas, respectivamente, para o travamento do laser de rebombeio (Teco) e de armadilhamento (Tico).

O sinal espectroscópico completo que vemos em uma célula de vapor de rubídio está na Figura 42. Os poços 1 e 4 são do ^{87}Rb , representando as transições possíveis a partir de $5^2S_{1/2}F = 1$ e $5^2S_{1/2}F = 2$, respectivamente. Na Figura 42 aparecem dois poços extras que correspondem ao ^{85}Rb , também presente na célula de vapor.

5.2.1 Montagem

O feixe que sai do laser Teco é dividido em dois por um divisor de feixes, que é uma peça de vidro fina (espessura $< 1\text{mm}$) e retangular, de modo que tenhamos um feixe refletido e outro refratado. O refletido será usado para a absorção saturada, e o refratado para todos os outros processos do experimento. O esquema da montagem da absorção saturada está na Figura 43.

O feixe refletido por sua vez passa primeiramente por outro divisor de feixes de acrílico

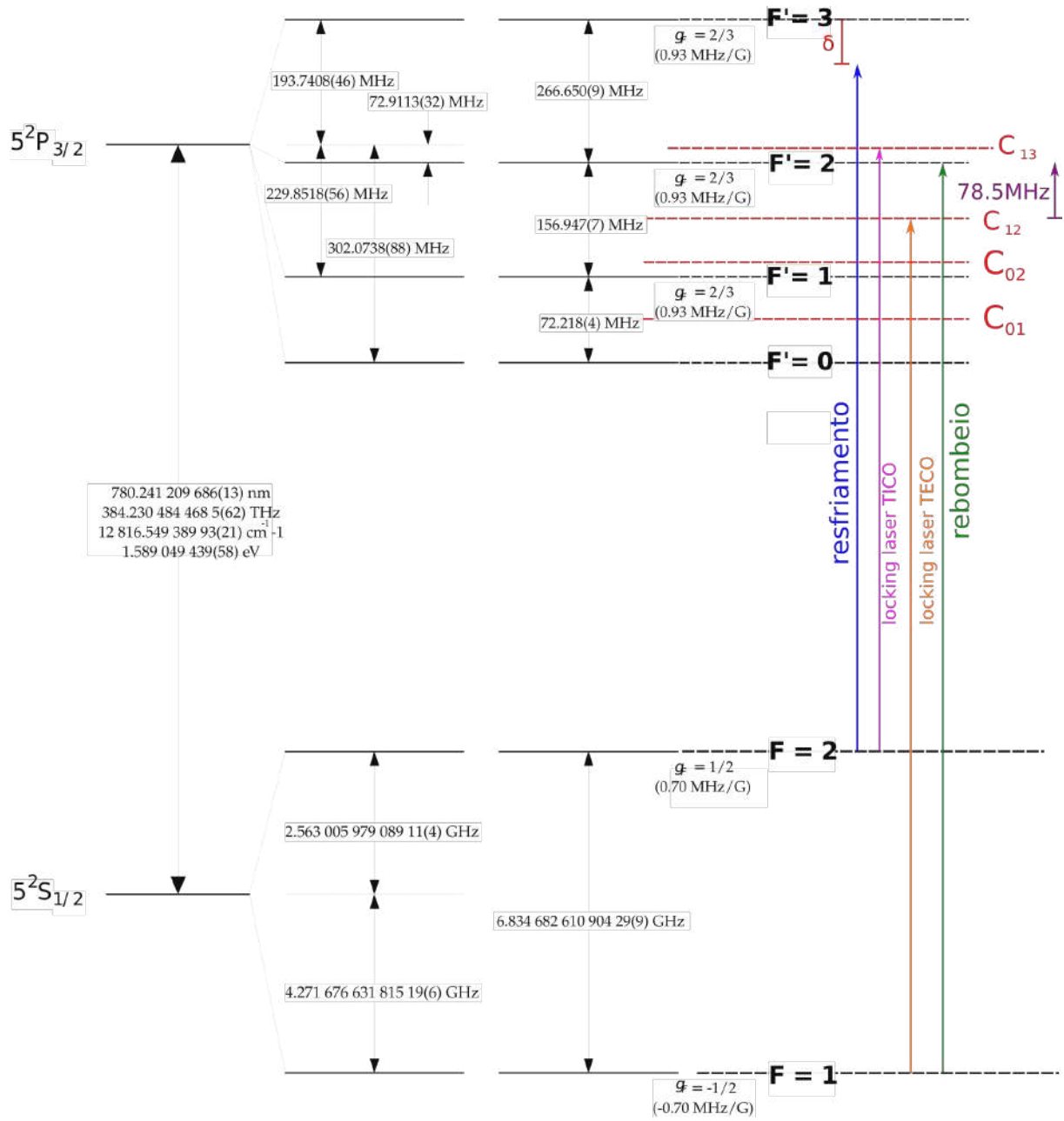


Figura 41 – Linhas de transição D_2 do ^{87}Rb e os feixes utilizados no experimento [30].

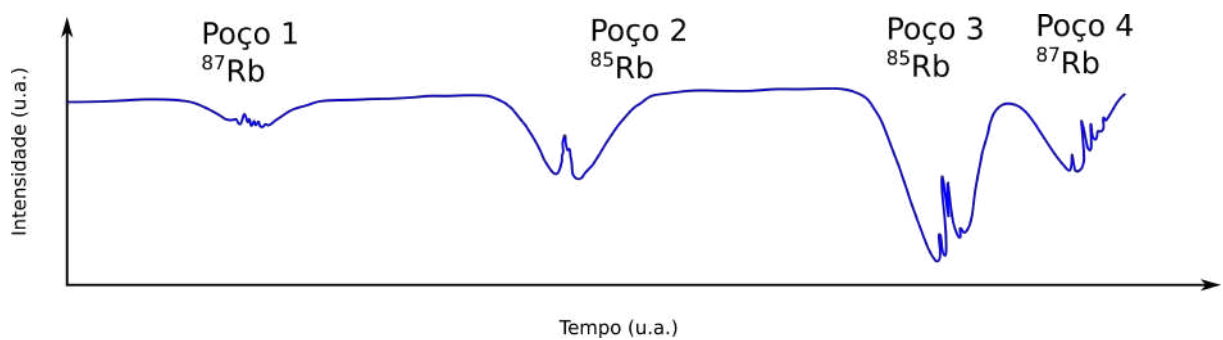


Figura 42 – Sinal espectroscópico completo da célula de vapor de rubídio.

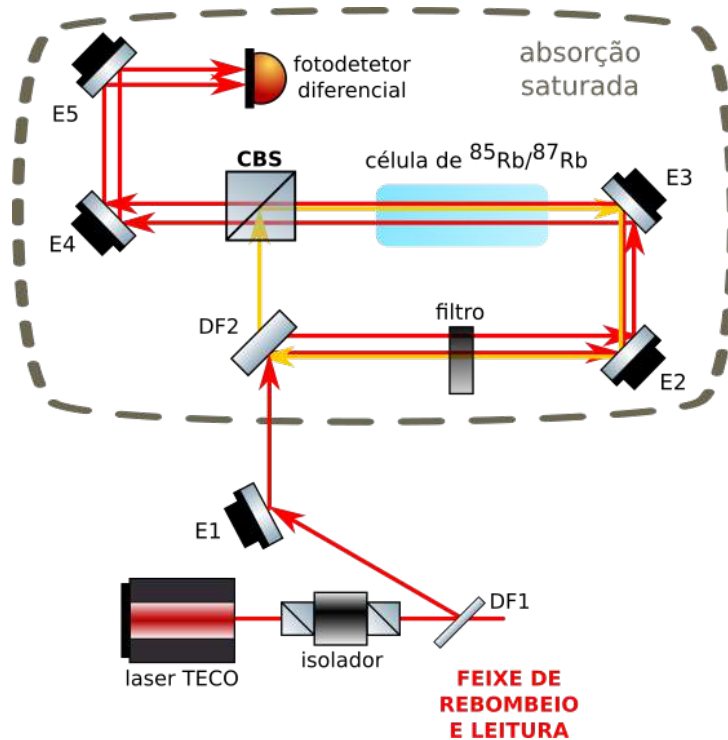


Figura 43 – Esquema da absorção saturada para o laser Teco. DF significa Divisor de Feixe, E espelho e PBS é do inglês *Polarizing Beam Splitter*.

grosso ($\sim 7\text{mm}$) e esse processo leva à geração por divisão de três feixes: dois de prova e um de bombeio. Utilizaremos dois feixes de prova para a fotodeteção diferencial que será logo discutida. O feixe de bombeio, mais forte, passa por um PBS (*Polarizing Beam Splitter*)² que o reflete para a célula de vapor. Os feixes de prova passam por uma $\lambda/2$, que é uma placa de meia-onda utilizada para alterar a polarização linear do feixe que a atravessa. Eles ainda passam por um filtro para diminuir sua potência e então incidem sobre a célula de vapor. O feixe de bombeio deve se superpor a um dos feixes de prova (não importa qual), para obtermos a absorção saturada. Isso é feito utilizando os espelhos E2 e E3. Os dois feixes de prova então atravessam o PBS (suas polarizações são selecionadas com a $\lambda/2$ de modo a termos máxima transmissão pelo PBS) para serem captados pelo fotodetector diferencial. A seleção da posição correta de entrada no fotodetector pode ser feita com os espelhos E4 e E5.

O fotodetector diferencial é um fotodetector com duas entradas. Seu sinal de saída é a diferença entre eles. Com isso, vemos no osciloscópio um sinal livre de alargamento por efeito Doppler, presente no experimento comum sem o feixe de prova extra (Figura 39). O nosso fotodetector diferencial é caseiro e foi montado seguindo o circuito da Figura 44. O sinal obtido com o fotodetector diferencial (Figura 45) está na Figura 46.

² O PBS é um cubo que transmite a luz com polarização vertical e reflete a luz com polarização horizontal.

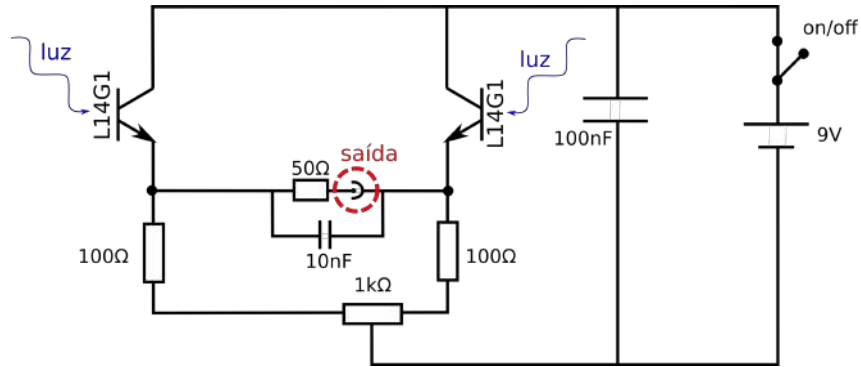


Figura 44 – Circuito elétrico para o fotodetector diferencial trazido do laboratório do Prof. Dr. Marcelo Martinelli da USP São Paulo.

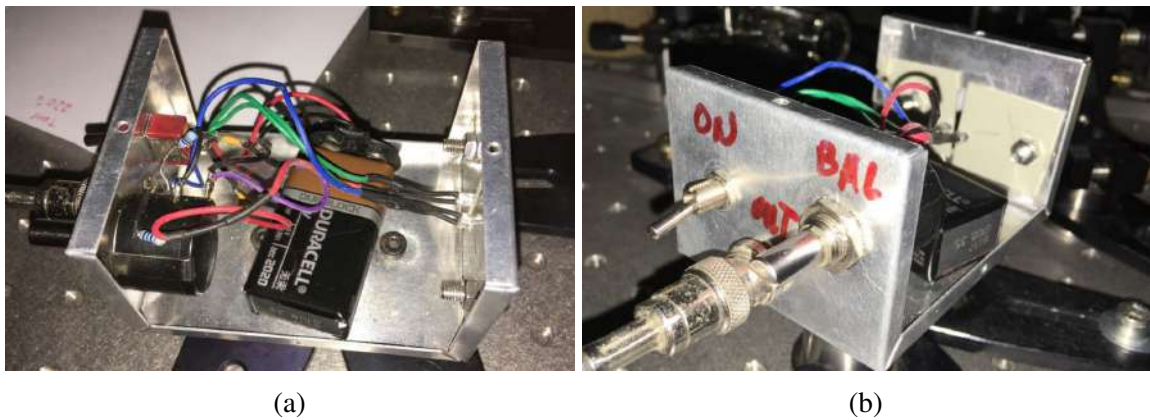


Figura 45 – Fotodetector diferencial.

Para evitar que a luz do laboratório interferisse no sinal emitido pelo fotodetector diferencial, foi confeccionada uma caixa em acrílico preta (2 peças 31.5×11 cm, 2 peças 24.5×11 cm e 1 peça 31.5×24.5 cm). Todo o sistema pode ser visto na Figura 47.

O fotodetector diferencial é apenas um artifício que foi utilizado para melhor visualização dos picos de transição. Contudo, posteriormente, foi abandonado, ficando apenas um fotodetector comercial amplificado comum recebendo o sinal do feixe superposto. A linha de funcionamento do laser Teco, $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (o primeiro poço da Figura 42) é muito rasa, o que dificulta seu travamento em frequência. Por conta disso, modificações no aparato são frequentemente introduzidas buscando otimizar o sinal.

5.3 Bobinas de compensação e armadilhamento

Para o aprisionamento espacial dos átomos na câmara de vácuo e cancelamento de campos espúrios, como o da Terra, são necessários campos magnéticos. Estes por sua vez são produzidos por bobinas, circulares e quadradas respectivamente, onde fiz o design dos seus

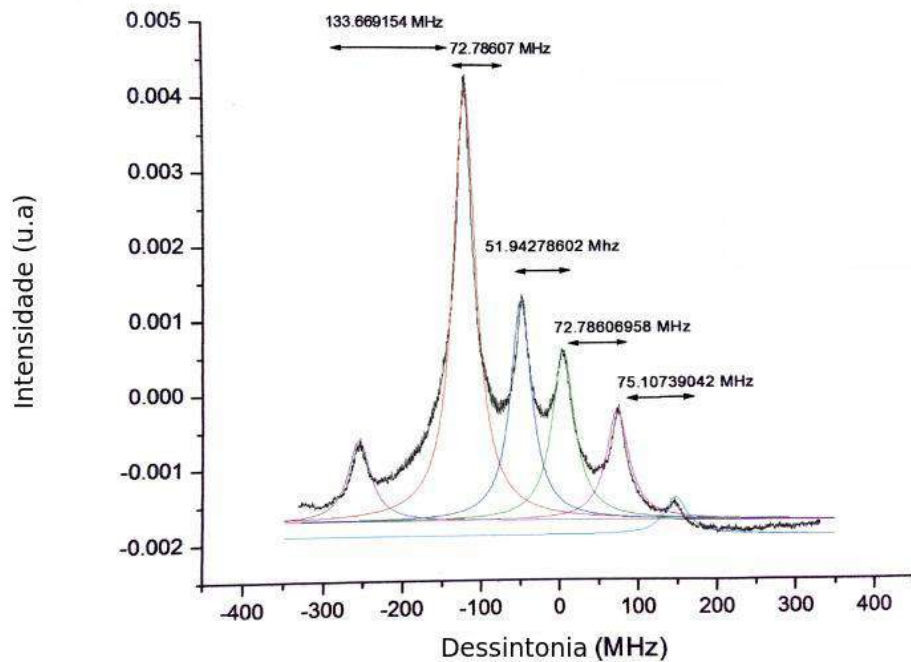


Figura 46 – Sinal espectroscópico da absorção saturada para a mesma transição da Figura 39 com o fotodetector diferencial. O perfil é diferente pois agora subtraímos do sinal da Figura 39 o alargamento Doppler.

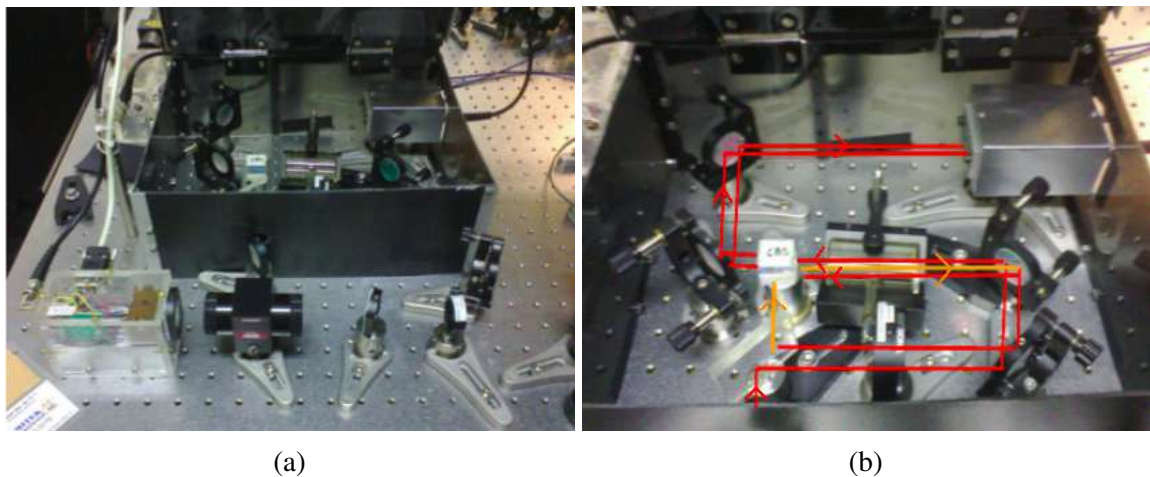


Figura 47 – Absorção saturada com fotodetector diferencial.

suportes considerando o tamanho da câmara de vácuo (14cm de diâmetro e 5cm de altura).

Para as bobinas quadradas, de compensação dos campos espúrios, sua configuração é Helmholtz, de modo a obtermos um campo uniforme de 1G em torno de sua origem. Foram produzidas na Oficina Mecânica do Departamento de Física da UFPE quatro suportes para bobinas de 225mm x 225mm e dois de 225mm x 209mm no esquema descrito na Figura 48. Para o valor do campo necessário, fiz 52 voltas de fio de cobre de 1mm de espessura para correntes de

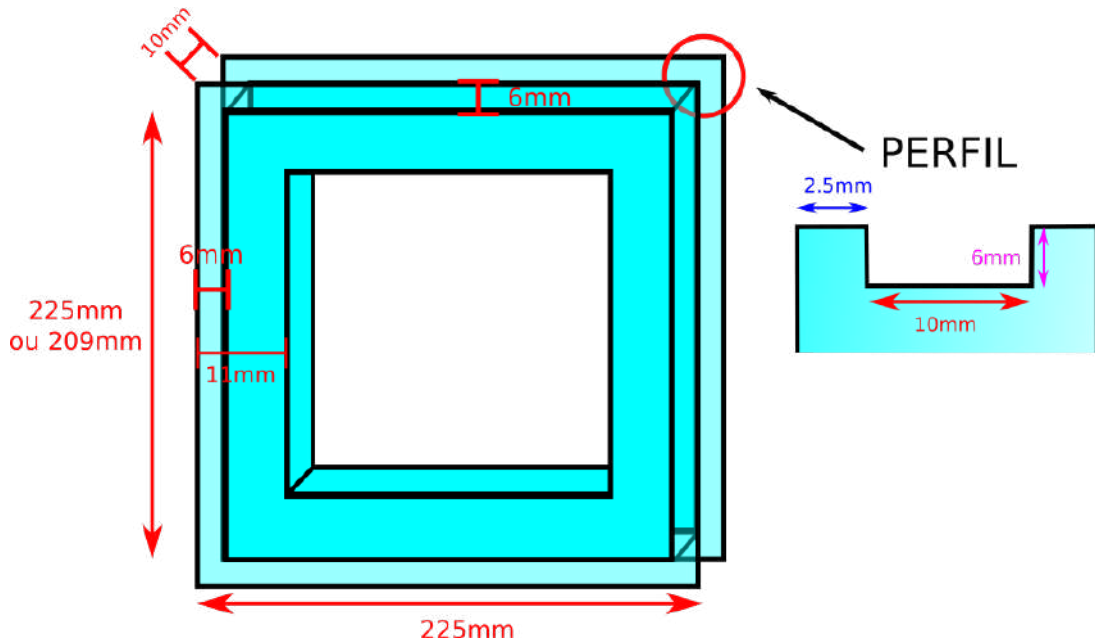


Figura 48 – Desenho das bobinas de compensação, em acrílico.

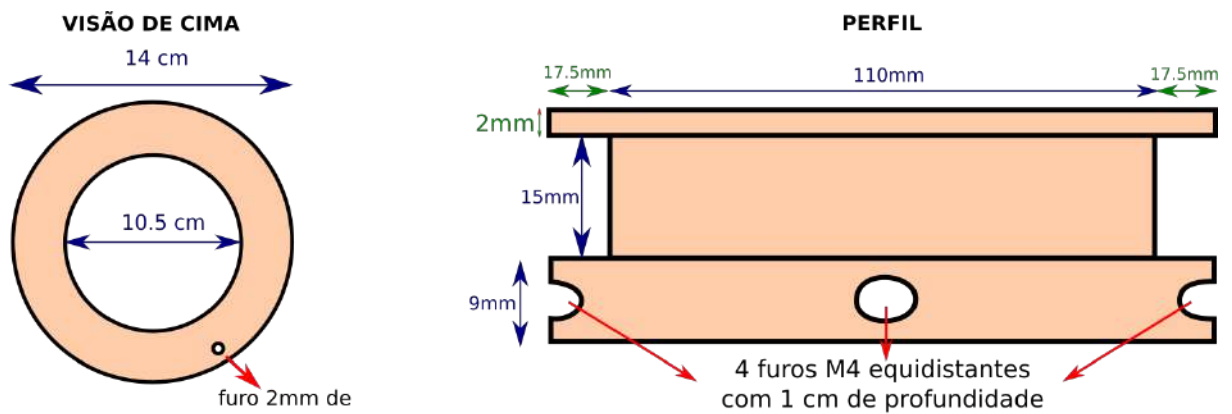


Figura 49 – Desenho das bobinas de armadilhamento, em PVC.

até 1A. A corrente de cada eixo x , y , e z é independente e determinada por um controlador. Para as bobinas de armadilhamento, em configuração anti-Helmholtz, foram produzidas duas bobinas de acordo com o esquema descrito na Figura 49. Fiz 207 voltas de fio de cobre com 1mm de espessura e correntes de até 5A em sentidos opostos, de modo que o campo é nulo no centro e de gradiente $b = 10G/cm$ em seu entorno [31]. As bobinas conectadas e montadas na mesa óptica podem ser vistas na Figura 50. O cancelamento dos campos espúrios é feito com a ajuda da espectroscopia de micro-ondas e não será discutida nessa dissertação, os detalhes podem ser vistos em [28].

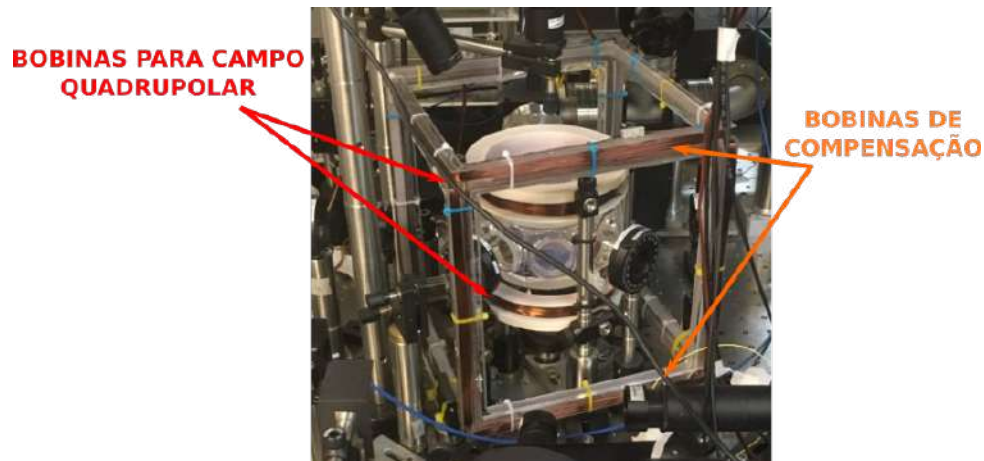


Figura 50 – Bobinas de aprisionamento (circulares) e de compensação de campos magnéticos espúrios (retangulares).

5.4 Modulador Acusto-Óptico

O Modulador Acusto-óptico (MAO) é um dispositivo eletrônico muito utilizado na área de óptica experimental, pois com ele é possível alterar a frequência, a direção e/ou acionamento de um feixe luminoso. O MAO (Figura 51) tem como principal elemento um transdutor piezoelétrico, que quando submetido a uma tensão oscilante em radiofrequência (RF), oscila mecanicamente. Esse transdutor é preso a um cristal. A tensão oscilante faz o cristal vibrar, o que gera um índice de refração ondulatório que age como uma grade de difração senoidal.

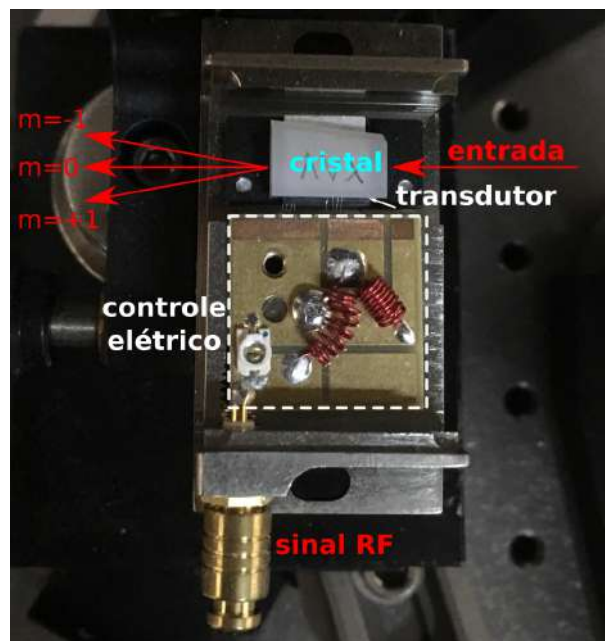


Figura 51 – Interior do Modulador Acusto-Óptico.

A luz incidente é então espalhada através da modulação periódica de índice de refração

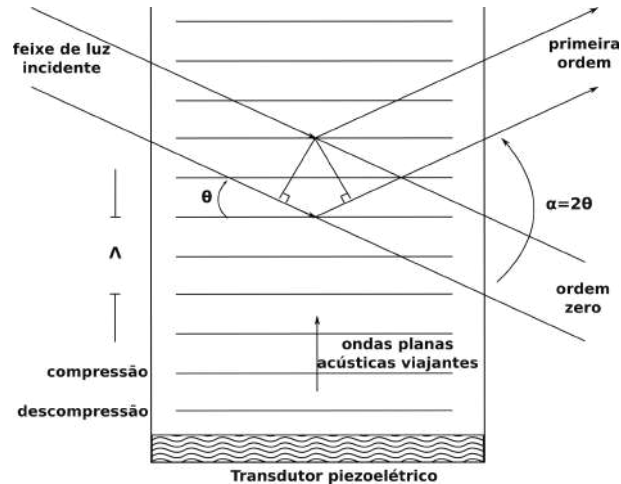


Figura 52 – Esquema e funcionamento do MAO. Imagem retirada de <https://wp.optics.arizona.edu/milster/wp-content/uploads/sites/48/2016/06/acousto-optics-modulator.pdf> em 17-05-2018.

resultante, ocorrendo interferência similar à difração de Bragg. Uma diferença com relação à difração de Bragg é que a luz é espalhada por planos que se movem. Uma consequência disso é que a frequência do feixe difratado f de ordem m será alterada de uma quantidade igual à frequência da onda sonora F (Figura 52) da seguinte forma

$$f \rightarrow f + mF.$$

Além da alteração da frequência, o feixe também é desviado, e o ângulo entre o feixe incidente e o difratado é dado por

$$\theta = m\lambda \frac{f_a}{v_a}$$

onde λ é o comprimento de onda do feixe incidente, f_a e v_a são a frequência e velocidade, respectivamente, da onda acústica e m é a ordem de difração.

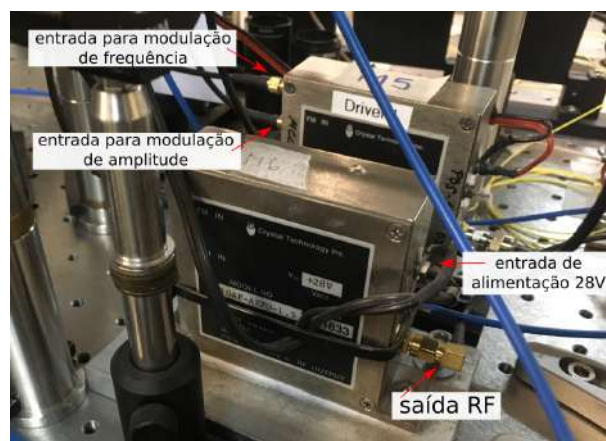


Figura 53 – Driver do modulador acusto-óptico, Crystal Technology, modelo 1110AF-AEF0-1.5.

A interação pode ser vista como um processo de mistura de três ondas, onde resultam as gerações de *sum-frequency* ou *difference-frequency* entre fótons e fônons. O responsável pela geração da tensão RF oscilante é o Driver do modulador (Crystal Technology, modelo 1110AF-AEF0-1.5, datasheets no Apêndice E. Ver Figura 53.), que é controlado por uma fonte externa de tensão conectada à modulação de frequência. O esquema da montagem do MAO pode ser visto em detalhe na Figura 54.

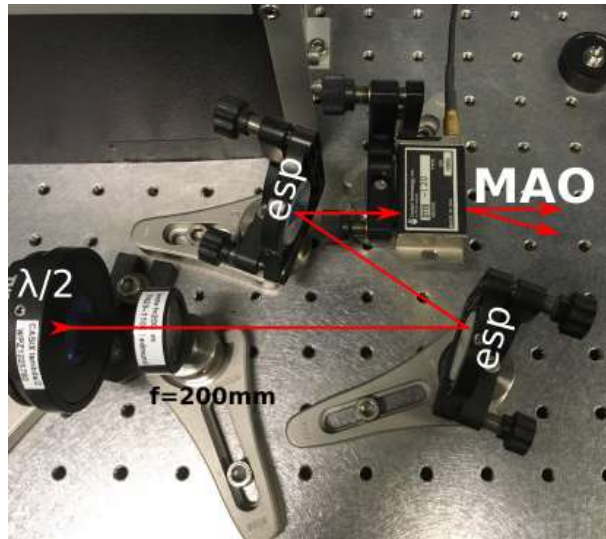


Figura 54 – Montagem do modulador acusto-óptico Crystal Technology 3110-120.

5.5 Feixes de resfriamento

A frequência do laser Tico é travada no *cross-over* entre os estados $F' = 1$ e $F' = 3$, como pode ser visto na Figura 41, de modo que ele está dessintonizado 211,8MHz do estado $F' = 3$. Como para o processo de resfriamento precisamos de uma transição cíclica, queremos que o feixe tenha frequência abaixo da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Para isso, utilizamos um MAO de frequência central 200MHz. O Driver do modulador é alimentado por uma tensão de 6.7V, para aumentar a frequência do feixe em 200MHz, deixando-o então com uma dessintonia negativa de 11.8MHz em relação a $F' = 3$, o que é crucial, como explicado na Seção 2.2. Isso equivale a selecionar a ordem +1 da saída do MAO, como pode ser visto na Figura 55. A placa de onda $\lambda/2$ usada antes do MAO é para maximizar a transmissão, a lente de $f=15\text{cm}$ é para focalizar o feixe sobre o cristal do MAO e a segunda lente de $f=15\text{cm}$ é para colimar o feixe de saída. A ordem 0 do MAO será utilizada para o feixe de escrita do protocolo DLCZ. Com espelhos, encaminhamos o feixe para um amplificador. Esse amplificador fornece uma potência de saída de 412.5mW para uma entrada de 20.3mW. As placas de onda $\lambda/2$ controlam a polarização e,

portanto, a potência do feixe transmitido pelos cubos PBS (do inglês *Polarizing Beam Splitter*). Para dividir o feixe em dois, de modo a termos os feixes de resfriamento x,y (juntos) e z, usamos uma placa de onda $\lambda/2$ e um cubo PBS. Como as fibras ópticas que levarão o feixe até a região da armadilha precisam ser mantenedoras de polarização, uma placa de onda $\lambda/2$ é colocada na frente de cada acoplador para o ajuste correto da polarização do feixe de entrada.

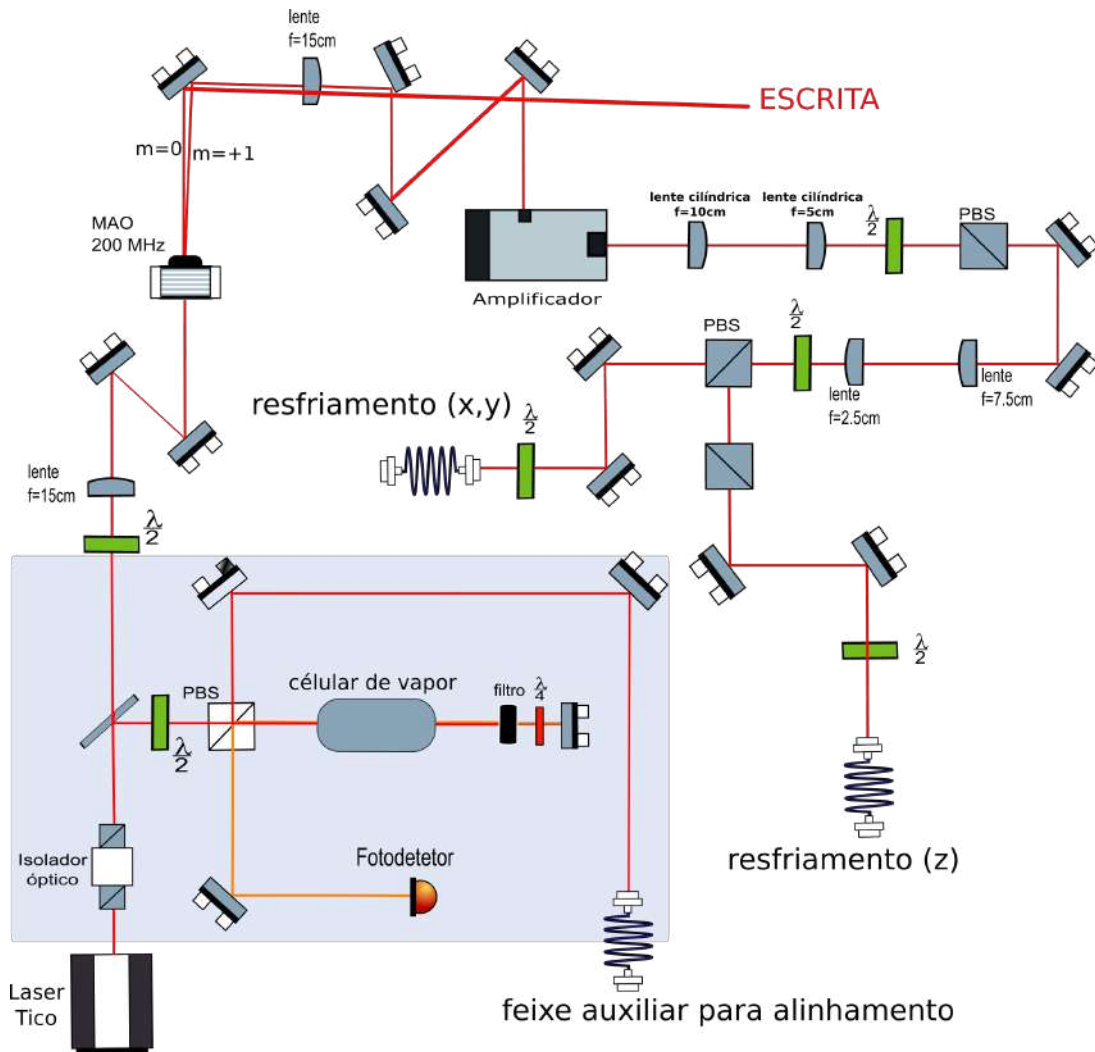


Figura 55 – Esquema da montagem dos feixes de resfriamento dos eixos x, y e z. Créditos: Luis Fernando Muñoz.

5.6 Feixe de rebombeio

Para o caso do elemento do experimento, ^{87}Rb , a transição sintonizada para o feixe de resfriamento é a $F = 2 \rightarrow F' = 3$ da linha D_2 . Em $F' = 3$ o átomo só pode decair para $F = 2$ por conta das regras de seleção, fechando o ciclo. Porém, o feixe de armadilhamento tem uma probabilidade finita de excitar átomos de $F = 2$ para $F' = 2$, e de lá o átomo pode decair para

$F = 2$, continuando no ciclo, ou para $F = 1$, saindo do ciclo. Para resolver esse problema, o feixe de rebombeio excita para $F' = 2$ os átomos que caíram em $F = 1$.

Para a montagem do feixe de rebombeio (Figura 56), usamos o feixe do laser Teco que foi refratado pelo DF 1. Como o *locking* do laser Teco é feito no *crossover* entre $5^2P_{3/2} F' = 1$ e $5^2P_{3/2} F' = 2$ (sinal mais forte), para que ocorra a transição entre $5^2S_{1/2} F = 1$ e $5^2P_{3/2} F' = 2$ é necessário um deslocamento de frequência de 78.5MHz para cima (Figura 41). Isso é feito com um Modulador Acusto-Óptico fornecendo uma tensão de 2.3V na entrada de modulação da frequência de seu driver.

Para otimizar a saída do feixe no MAO de modo que tenhamos o máximo possível de potência na difração de ordem $+1$, usamos uma placa de onda $\lambda/2$ – o MAO é sensível à polarização da luz – e uma lente de foco 200mm . Dois espelhos são utilizados para otimizar de forma fina a saída do MAO. Separando a saída de ordem $m = 0$, que será posteriormente utilizada para o feixe de leitura do experimento, a saída de ordem 1 passa por um PBS (*Polarizing Beam Splitter*) para limpeza da sua polarização.

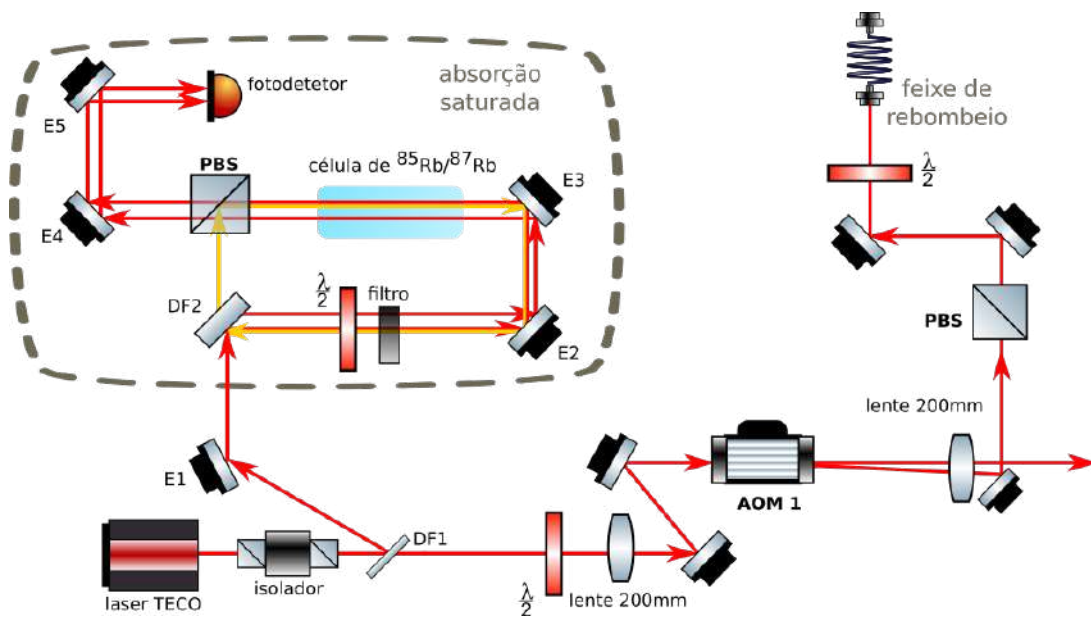


Figura 56 – Esquema da montagem do feixe de rebombeio.

Para acoplar o feixe na fibra, de modo a levá-lo para a câmara de vácuo, usamos dois espelhos e uma placa de onda $\lambda/2$ na entrada do acoplador. A montagem do feixe de rebombeio pode ser vista na Figura 57. A fibra que utilizamos é monomodo e mantenedora de polarização. A fibra mantenedora de polarização (PM, do inglês *Polarization-Maintaining*) é útil, pois quando casada a polarização do feixe de entrada com o eixo preferencial da fibra, a polarização do

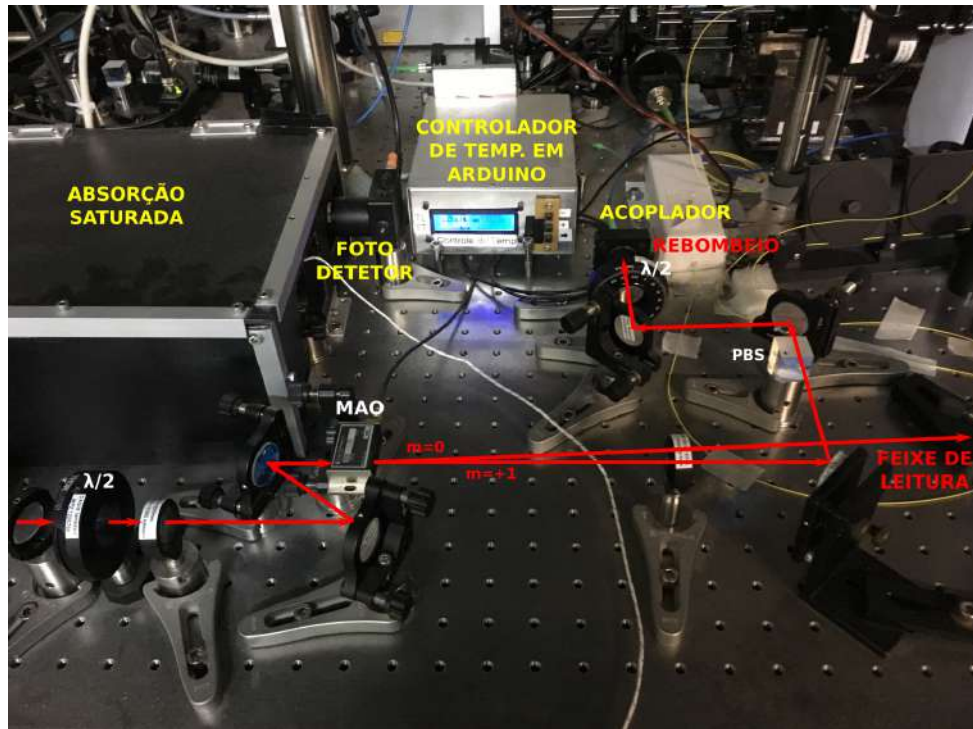


Figura 57 – Montagem do feixe de rebombeio na mesa óptica.

feixe é mantida constante até a saída da fibra. A checagem do casamento é feita com o teste de polarização. Esse teste utiliza a montagem da Figura 58, onde acoplamos a fibra PM. O feixe então passa por uma $\lambda/2$, um PBS e tem ao fim sua potência medida.

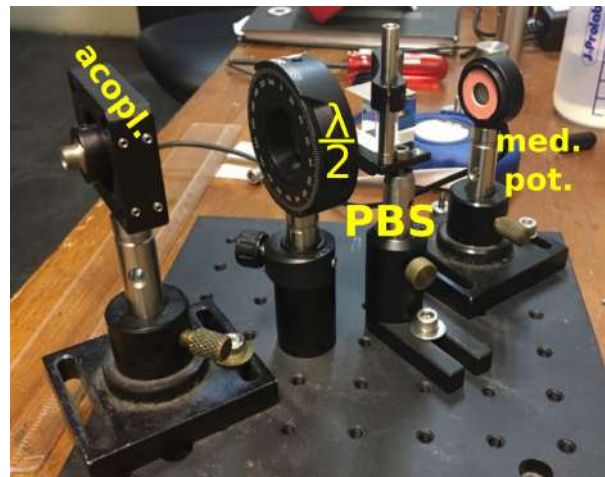


Figura 58 – Montagem utilizada para checagem da polarização de saída da fibra óptica mantenedora de polarização.

Girando a $\lambda/2$ devemos achar a potência máxima e a mínima. A potência da última não deve ultrapassar 1% da primeira. Caso ultrapasse, é necessário alterar a polarização do feixe de entrada (no nosso caso, girar a $\lambda/2$ do feixe de rebombeio) e refazer o teste até atingir o 1%. A eficiência de acoplamento na fibra é de 47%.

Acoplada a polarização correta, o feixe de rebombeio é conectado a um divisor de feixes em fibra 50%/50% que o mistura com o feixes de armadilhamento dos eixos x e y e sai para espaço livre em direção à câmara de vácuo (Figura 59), passando por um PBS, uma lente de colimação de $f = 10\text{cm}$ e uma $\lambda/4$.

5.7 Finalização

Acoplados em fibra óptica, os feixes de armadilhamento e rebombeio são levados à região da câmara de vácuo, e são montados de acordo com a configuração da Figura 59. Para colimação dos feixes em cada eixo, eles passam por uma lente de $f=10\text{cm}$; para limpeza de polarização, por um cubo PBS; e para selecionar a polarização circular necessária para o armadilhamento, passamos o feixe por uma placa de onda $\lambda/4$. Cada feixe é retro-refletido e passa por uma $\lambda/4$ duas vezes, o que tem o efeito de girar a polarização em 90° , fazendo com que este tenha a polarização circular ortogonal à anterior (no referencial do átomo), de acordo com o modelo discutido na Seção 2.2. A disposição espacial das montagens dos feixes na mesa óptica pode ser vista na Figura 60.

O vácuo da câmara é da ordem de 10^{-8}mbar . A temperatura atingida pela nuvem é $\sim 1\text{mK}$, com cerca de 5.6×10^8 átomos [28], que é uma quantidade usual encontrada na literatura. Sua profundidade óptica (OD, de *Optical Depth*), que é determinada por

$$OD = -\ln \frac{I}{I_0}$$

onde I é a intensidade de saída da nuvem de um feixe de prova e I_0 sua intensidade de entrada, atinge até $OD = 31$ [32–34]. A nuvem de átomos frios e armadilhados produzida pela nossa Armadilha Magneto-Óptica pode ser vista na Figura 61.

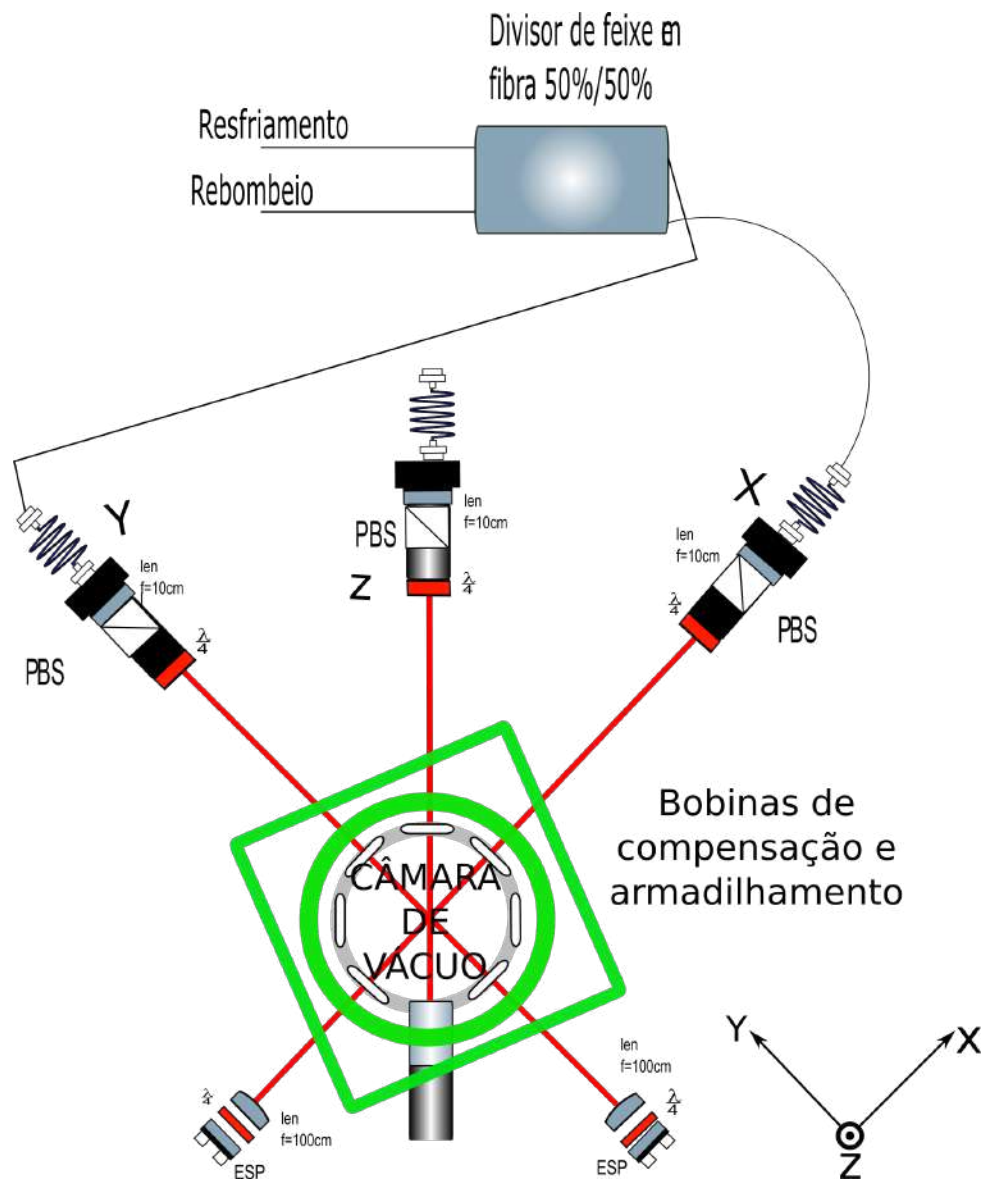


Figura 59 – Esquema da montagem dos feixes na região da câmara de vácuo, incluindo a saída do feixe de rebombeio para o espaço livre junto com os feixes de resfriamento nos eixos x e y . O feixe de resfriamento no eixo z também é ilustrado. Créditos: Luis Fernando Muñoz.



Figura 60 – Esquema da montagem dos vários aparatos que compõem a Armadilha Magneto-Óptica na mesa óptica.

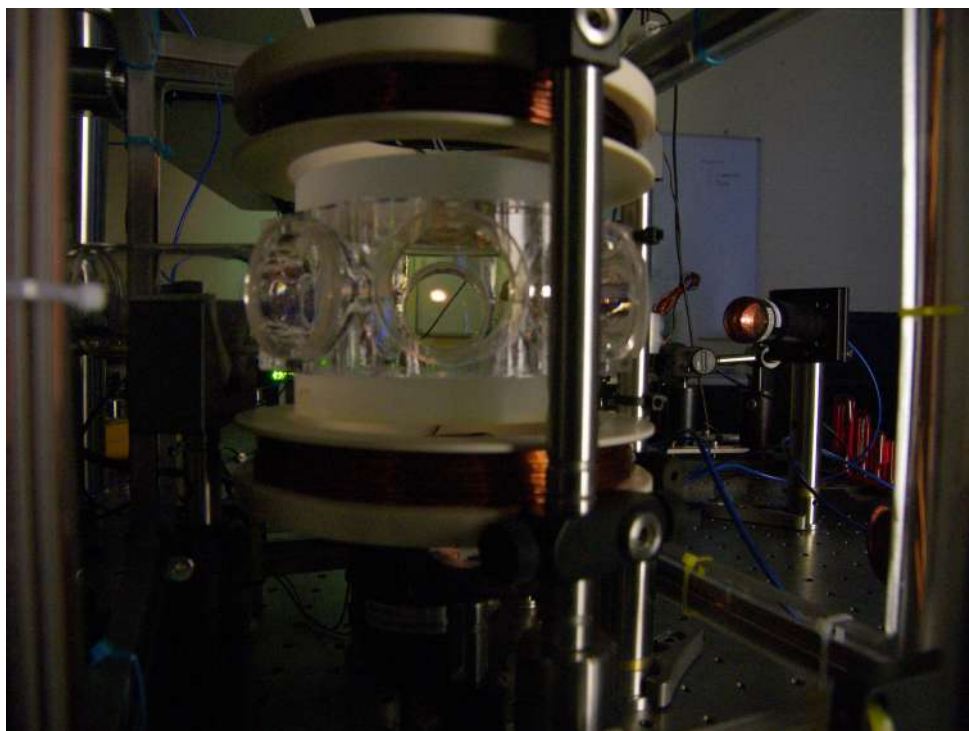


Figura 61 – Armadilha Magneto-Óptica ligada, o ponto claro no centro da câmara de vácuo é a nuvem de átomos frios e armadilhados. Devido à saturação da câmara fotográfica, a nuvem aparece branca mas na verdade é vermelha.

6 GERAÇÃO DE PARES DE FÓTONS EM UM ENSEMBLE ATÔMICO

Neste capítulo será detalhado a implementação experimental do protocolo DLCZ, focando em minhas contribuições. Será explicado também como é feita a aquisição de dados e sua análise para caracterização do sistema, da qual não participei, porém é de vital importância para o entendimento de todas as atividades descritas até aqui. Por último, serão expostos os resultados obtidos na geração de estados de Fock [32–34].

6.1 Implementação do protocolo DLCZ

A implementação experimental do protocolo DLCZ é direta à proposta. O feixe de escrita virá do laser de resfriamento, Tico e o de leitura do de rebombeio, Teco. Devido ao travamento do laser já mencionado anteriormente, novamente serão usados Moduladores Acusto-Ópticos para atingirmos a frequência correta dos feixes (ver Figura 62).

O esquema completo da montagem do protocolo DLCZ pode ser visto na Figura 63. Nela estão descritos os feixes de leitura, escrita e os campos 1 e 2. Os feixes de leitura e escrita serão discutidos em detalhes posteriormente.

As polarizações dos feixes de escrita e leitura devem ser ortogonais entre si, de modo que quando forem colocados contrapropagantes, não entrem um na fibra do outro. Isso não afeta o experimento. A partir de agora vamos nos referir como experimento apenas à geração dos pares de fótons a partir do protocolo DLCZ.

Durante o experimento, para não interferirem, os feixes da armadilha magneto-óptica e o campo magnético de armadilhamento devem ser desligados. Devido ao tempo finito de vida da nuvem de alguns milissegundos, o experimento será realizado em 2ms. Para isso, os feixes da AMO e do o experimento serão controlados por pulsos gerados por uma Arduino DUO conectados aos MAO's. O esquema da duração e ordem dos pulsos será exibido posteriormente.

6.1.1 *Feixe de escrita*

A ordem zero que sai do primeiro modulador do laser TICO é usada para o feixe de escrita (ver Figura 64). O feixe passa por dois espelhos e uma lente de $f = 150mm$ para focar sobre o MAO1. Para a sintonização próxima da transição $F = 2 \rightarrow F' = 2$ serão necessários

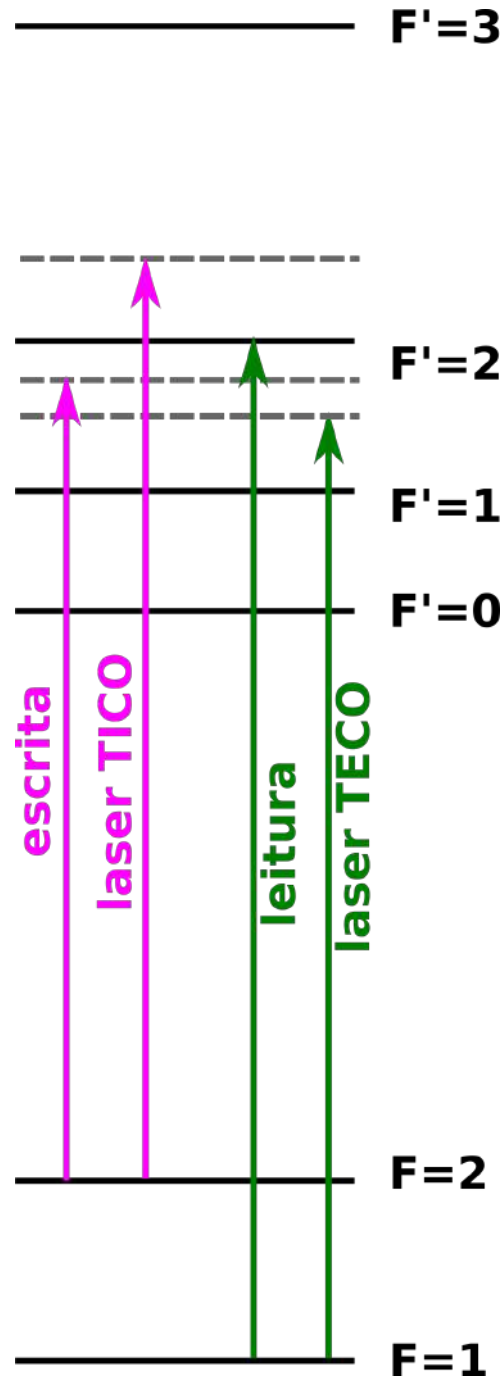


Figura 62 – Configuração dos feixes do experimento (escrita e leitura) e do travamento dos lasers TICO e TECO.

dois moduladores. A frequência central do MAO1 é 200MHz e deslocará a frequência do feixe 180MHz acima da frequência do laser TICO. Para isso é fornecida uma tensão de 5V na entrada de modulação da frequência do driver. Selecionando a ordem $m = +1$ do modulador, o feixe passa novamente por uma lente de $f = 100\text{mm}$ para colimação. Ao passar pelo PBS ele fixa uma certa polarização linear. Mais uma lente de $f = 200\text{mm}$ focaliza o feixe sobre o MAO2, de frequência central 110MHz , que deslocará a frequência de 117MHz para baixo. Para isso

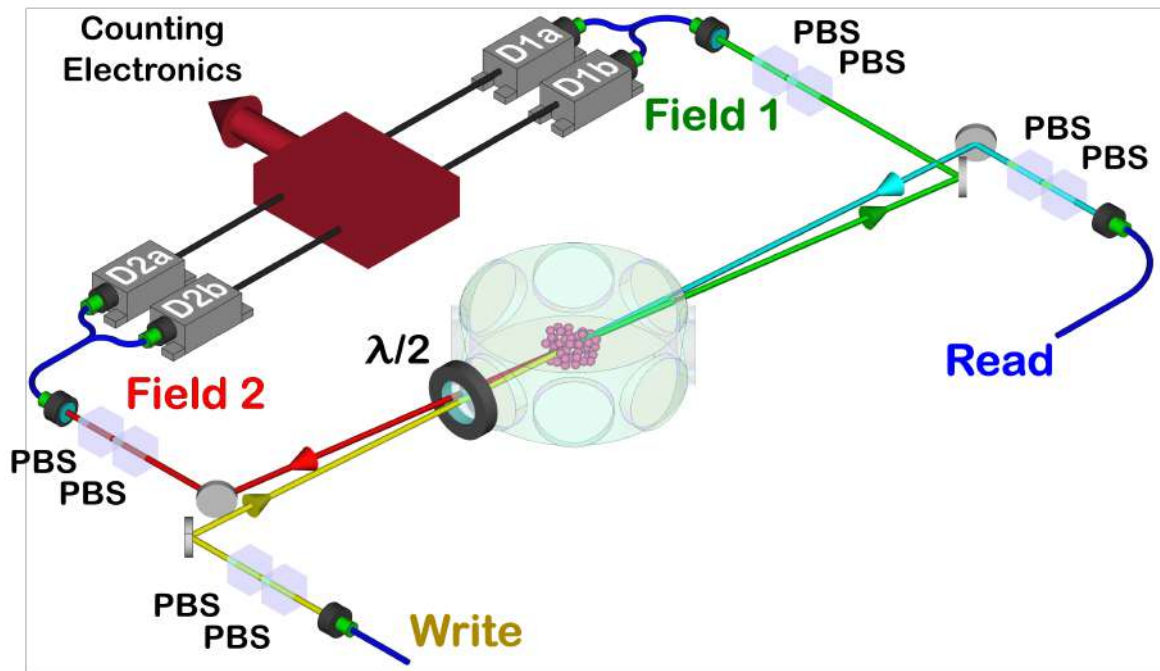


Figura 63 – Configuração experimental para implementação do protocolo DLCZ. A placa de meia onda é usada para rotacionar as polarizações transmitidas em 90° [33].

é fornecida uma tensão de $9.7V$ na entrada de modulação da frequência do driver. A ordem selecionada do modulador é $m = -1$. Passando por uma lente de $f = 100mm$, o feixe atravessa uma placa de onda $\lambda/4$ e atinge um espelho. Ao voltar, o feixe passa novamente pela $\lambda/4$ – com isso sua polarização linear é invertida – e pela MAO2, que o desloca novamente para baixo de $117MHz$, o que faz com que o feixe tenha a frequência próxima à da transição necessária, ou $265.8MHz$ abaixo de $F' = 3$. Ao passar pelo cubo o feixe é refletido por conta da sua polarização invertida e então é acoplado em uma fibra óptica PM.

6.1.2 Feixe de leitura

Vamos utilizar o feixe de ordem zero que sai do MAO 1 do rebombeio (ver Figuras 65 e 66). Ele passa por uma lente plano-convexa de $f = 200mm$ e será focalizado sobre o MAO 2. Esse modulador acusto-óptico tem frequência centrada em $110MHz$ e é sintonizado para deslocar $77MHz$ acima da frequência do locking do laser TECO. Isso é feito fornecendo uma tensão de $2.3V$ na entrada de modulação da frequência do seu driver. Utilizamos a ordem $m = +1$ do feixe que sai do MAO 2. Novamente o feixe passa por uma lente de $f = 200mm$, para colimação. Espelhos controlam a direção do feixe que passa por um PBS para limpeza da polarização. Dois espelhos ajudam no acoplamento do feixe na fibra PM, em que fazemos o mesmo teste de

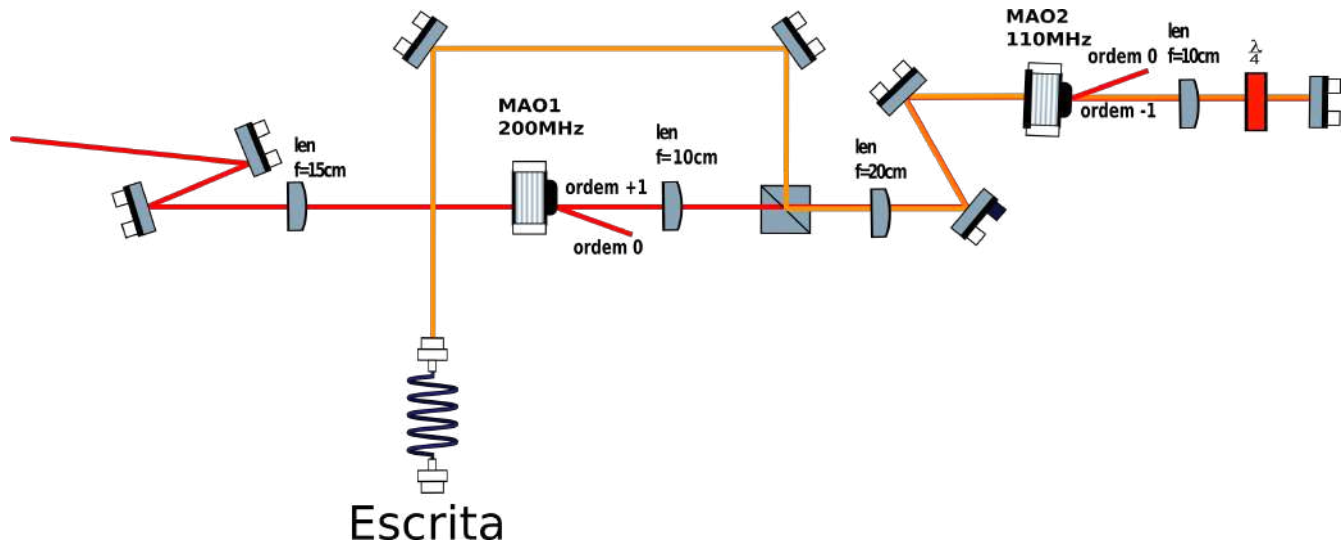


Figura 64 – Esquema do feixe da escrita.

polarização do feixe de rebombeio. A eficiência de acoplamento foi de 55%.

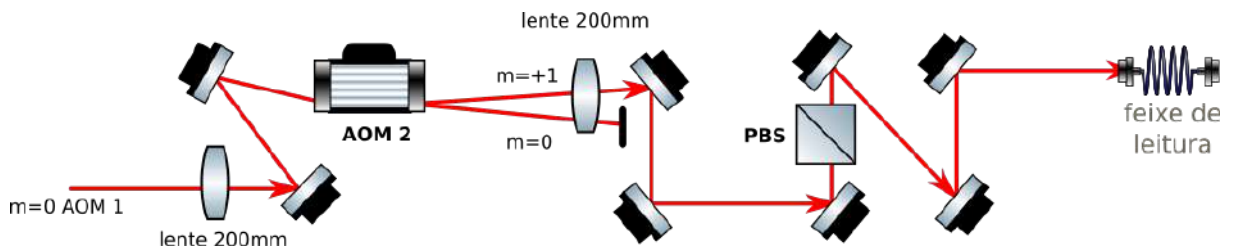


Figura 65 – Esquema da montagem do feixe de leitura.

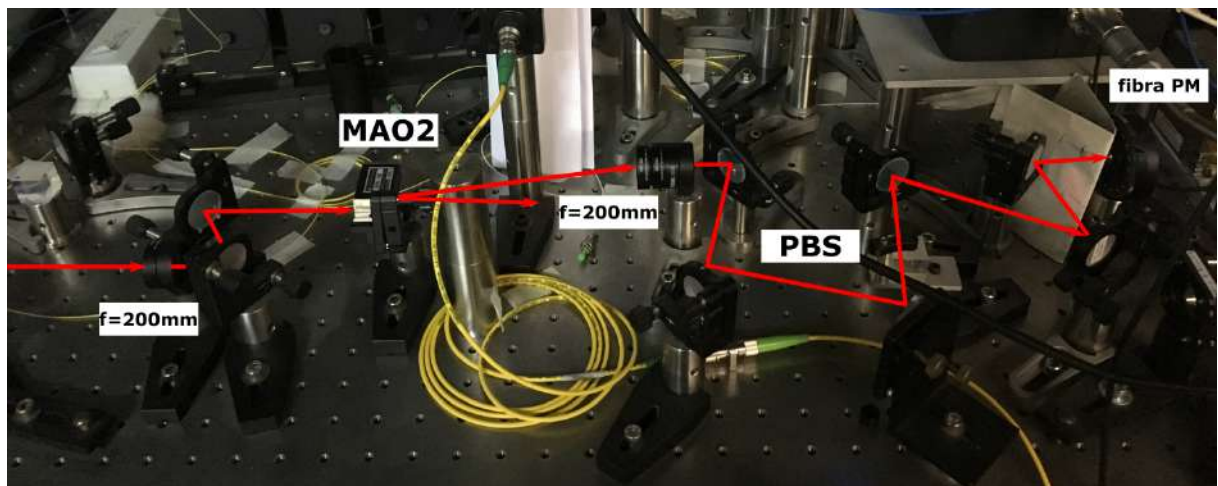


Figura 66 – Foto da montagem do feixe de leitura.

6.1.3 Fotodeteção e contagem

Os fótons 1 e 2 gerados passam por uma série de elementos ópticos antes de serem acoplados em fibras ópticas que os levarão aos fotodetetores. Esse esquema está exibido na Figura

63. O ângulo entre os feixes de escrita e leitura e os “feixes” de fótons é de aproximadamente 3° . O fóton do campo 1 tem polarização oposta ao feixe de escrita, que, nesse experimento, é horizontal. Ele é então refletido perpendicularmente ao feixe de escrita transmitido, para evitar contaminação. Por fim, ele passa por dois cubos PBS para limpeza da polarização. O campo 1 então é acoplado em uma fibra óptica monomodo e levado aos fotodetetores. O fóton do campo 2 tem polarização oposta ao feixe de leitura, i.e., horizontal. Com a *waveplate* $\lambda/2$ logo na saída da câmara de vácuo, sua polarização se torna vertical. Ele então é refletido perpendicularmente ao feixe transmitido de leitura para evitar contaminação. A limpeza de sua polarização é feita por 2 cubos PBS. Por fim, o fóton 2 é também acoplado a uma fibra óptica monomodo.

O acoplamento em fibras ópticas dos fótons 1 e 2 é feito diretamente em um dos braços de dois divisores de feixe em fibra, com os braços não utilizados cobertos para evitar contaminação com luz espúria do laboratório. As potências de saída dos divisores de feixe são aproximadamente as mesmas de entrada. Os braços de saída são conectados diretamente nas APD's.



Figura 67 – Avalanche Photodetector (APD) SPCM-AQRH-14-FC-ND usado na fotodeteção.

A APD (*Avalanche Photodetector*) é um fotodetector de fótons individuais sem resolução de número de fótons (ver Figura 67). No total temos 4 APD's, 2 para o fóton 1 e 2 para o fóton 2. Elas são ligadas e desligadas por pulsos eletrônicos gerados pelo Arduino. Esse pulso fica ligado enquanto os feixes da armadilha estão desligados, de modo que a APD esteja pronta para detectar aproximadamente 1000 processos de escrita e leitura em sequência. A saída da APD é um pulso TTL, cada pulso corresponde a um fóton que foi detectado. Esse sinal eletrônico passa por um conversor TTL-NIM (Figura 68) e entra na placa fotocontadora (FAST ComTec

modelo-MCS6A, Figura 69).



Figura 68 – Montagem do sistema de fotodetecção dos fótons dos campos 1 e 2, seleção e conversão de sinal.



Figura 69 – Placa de fotocontagem FAST ComTec modelo-MCS6A, onde as entradas são: start (pulso do Arduino), canal 1 (fóton 1), canal 2 (fóton 1), canal 3 (fóton 2) e canal 4 (fóton 2).

A conversão do sinal é necessária, pois essa placa trabalha melhor com sinais de entrada tipo NIM. A resolução temporal da placa é de 0.1ns, e conseguimos gravar tudo o que acontece durante o experimento.

Como a APD fica ligada durante todos os processos de escrita e leitura, acabamos por guardar mais informação do que precisamos, de modo que é necessário jogar fora as contagens quando os fótons 1 e 2 não são esperados. Para isso usamos uma chave eletrônica que também é controlada pelo Arduino. Ao final desse processo o que obtemos da placa fotocontadora é um arquivo que contém toda a informação obtida durante o experimento codificada em uma lista de números em linguagem hexadecimal. Esse arquivo é decodificado e analisado por programas *home-made* específicos para essas atividades, extraindo informações como as fotocontagens totais em cada APD, assim como histogramas em função do tempo dos *singles* (um clique na APD), *doubles* (dois cliques em APD's diferentes), *triples* (três cliques) ou *quadruples* (todas as APD's disparam). Desse arquivo conseguimos todas as informações para determinar a correlação entre os fótons 1 e 2, plotar os pacotes de onda e obter qualquer outro parâmetro desejado.

Na segunda fase do experimento, onde foram feitas algumas modificações (Figura 73), onde queremos analisar a geração de dois fótons no campo 2, é preciso um maior número de fotodetetores, uma vez que as APDs não são sensíveis ao número de fótons. O jeito mais simples para essa detecção seria ter 4 APD's na fibra que acopla o fóton no campo 2, usando uma configuração tipo cascata com três divisores de feixe em fibra, onde dois deles tem suas saídas conectadas a duas APD's e uma de suas entradas conectadas a cada uma das saídas do primeiro. Porém, há uma outra maneira de obtermos efetivamente esse resultado sem aumentar o número de APD's, usando o Time-Multiplexed Detector (TMD) discutido na Subseção seguinte [35]. O fato de querermos utilizar 4 APD's quando estamos interessados em um máximo de dois cliques no campo 2, é para analisar a supressão da componente de 3 fótons.

6.1.4 Time-Multiplexed Detector

O TMD (*Time-Multiplexed Detector*) é um aparato em que são utilizados dois divisores de feixe em fibra monomodo, que têm suas duas saídas soldadas uma à outra, em um esquema de cascata, com uma das pernas alongada também com fibra monomodo (ver Figura 70). Assim, dois fótons que entram ao mesmo tempo no TMD tem uma probabilidade de 25% de saírem separados temporalmente no mesmo braço, de modo que dois detetores conectados às suas duas saídas tem no geral 75% de chance de detetá-los.

Como as APD's que utilizamos no experimento tem um tempo morto de 100ns, essa será a separação temporal dos fótons. Para isso, adicionamos 20m de fibra óptica em uma de suas saídas. Isso é feito soldando as fibras ópticas. Para soldarmos tanto as pernas dos beam-splitters

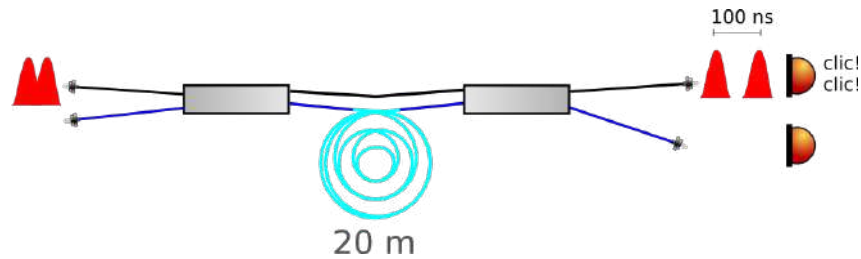


Figura 70 – Configuração do aparato TMD. Em uma das saídas que serão unidas é adicionada uma certa metragem de fibra óptica, no nosso caso, 20m. Os fótons representados por seus pacotes de onda em vermelho foram desenhados separados na entrada apenas para ilustração.

como a fibra óptica extra, utilizamos os três equipamentos da Figura 71. O primeiro passo é tirar os conectores dos divisores de feixe e cortar a metragem da fibra. Isso é feito rudemente com o alicate. Como o soldador (*splicer*, na Figura 71) apenas solda o núcleo de fibras, é necessário também desencapá-las com o alicate. Para deixar o corte da fibra o mais reto possível, cortamo-as em um clivador. Esse processo gera sujeira na fibra, por isso devemos limpá-la com o lenço adequado e isopropanol. Por último, elas são colocadas no soldador, que solda automaticamente. O soldador tem uma tela em que podemos ver o processo de solda, de modo a verificar alguma irregularidade, e se necessário, refazer a emenda. Também já é feita uma estimativa de perda na solda em dB. Caso refazer o splicing não resolva a má solda, devemos repetir todo o processo.

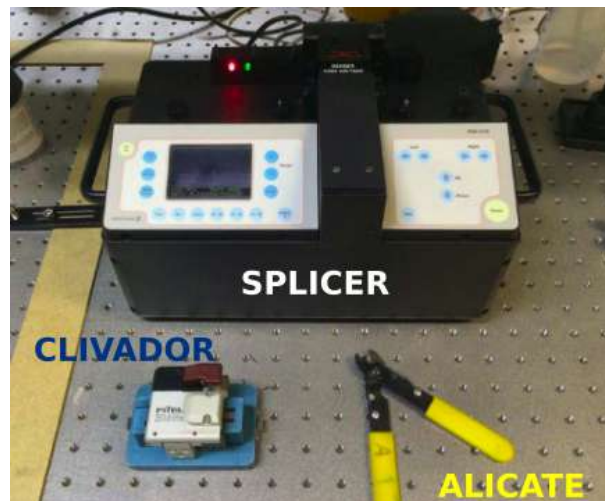


Figura 71 – Equipamentos utilizados para a produção do TMD. O alicate corta rudemente e desencapa a fibra óptica, o clivador corta rente à fibra e o *splicer* solda.

O TMD finalizado pode ser visto na Figura 72. Sua eficiência é de 75% entre a entrada e a saída. Quando o fóton 2 passa do espaço livre para a fibra é a entrada do TMD que se conecta ao acoplador (ver Figura 73). As saídas do TMD são conectadas a duas APD's.

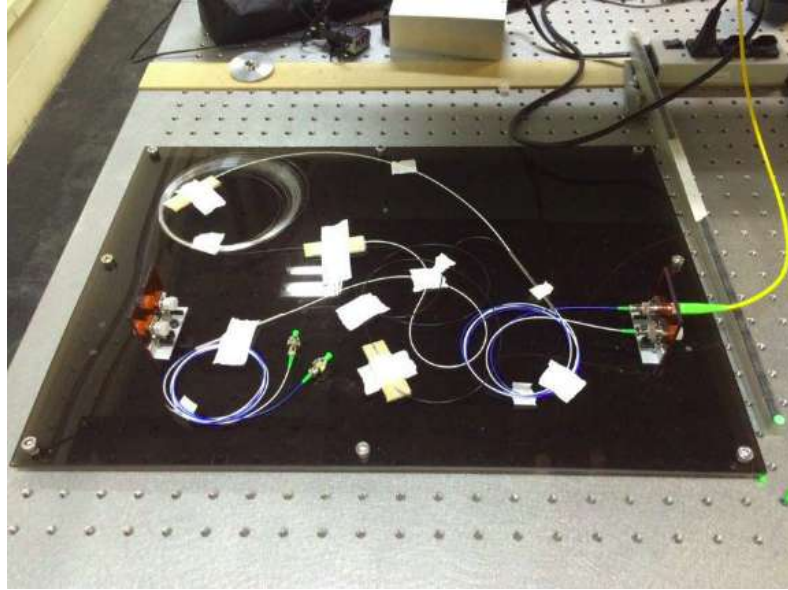


Figura 72 – Time-Multiplexed Detector montado para nosso experimento.

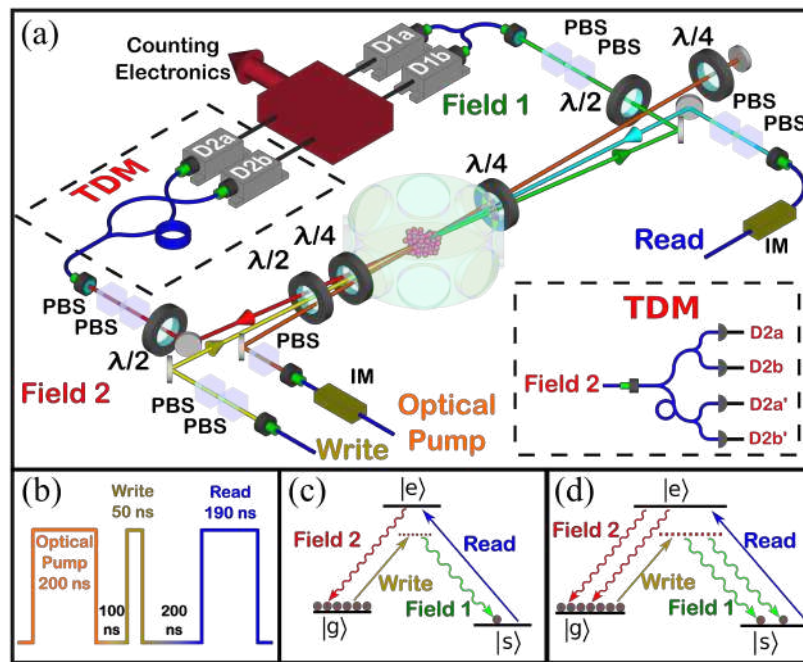


Figura 73 – Segunda fase do experimento de geração de pares de fótons onde algumas alterações foram feitas, como a adição do TMD e a polarização dos feixes é circular.

6.1.5 Experimento

O experimento é feito de maneira pulsada, o que quer dizer que os feixes de escrita e leitura são pulsos. Esses pulsos são controlados pelo Arduino que chaveia os Moduladores Acusto-Ópticos. As duas escalas temporais utilizadas são *fast switching* e *slow switching*. Na *fast switching* temos um grupo de 2 pulsos, que se repetem mil vezes em um espaço de tempo de

1ms. Na *slow switching* são 4 pulsos quasi-simultâneos que se repetem em uma taxa de 40Hz. Essa escolha de escala de tempo e quantidade de repetições são para atingirmos a estatística necessária para os resultados experimentais.

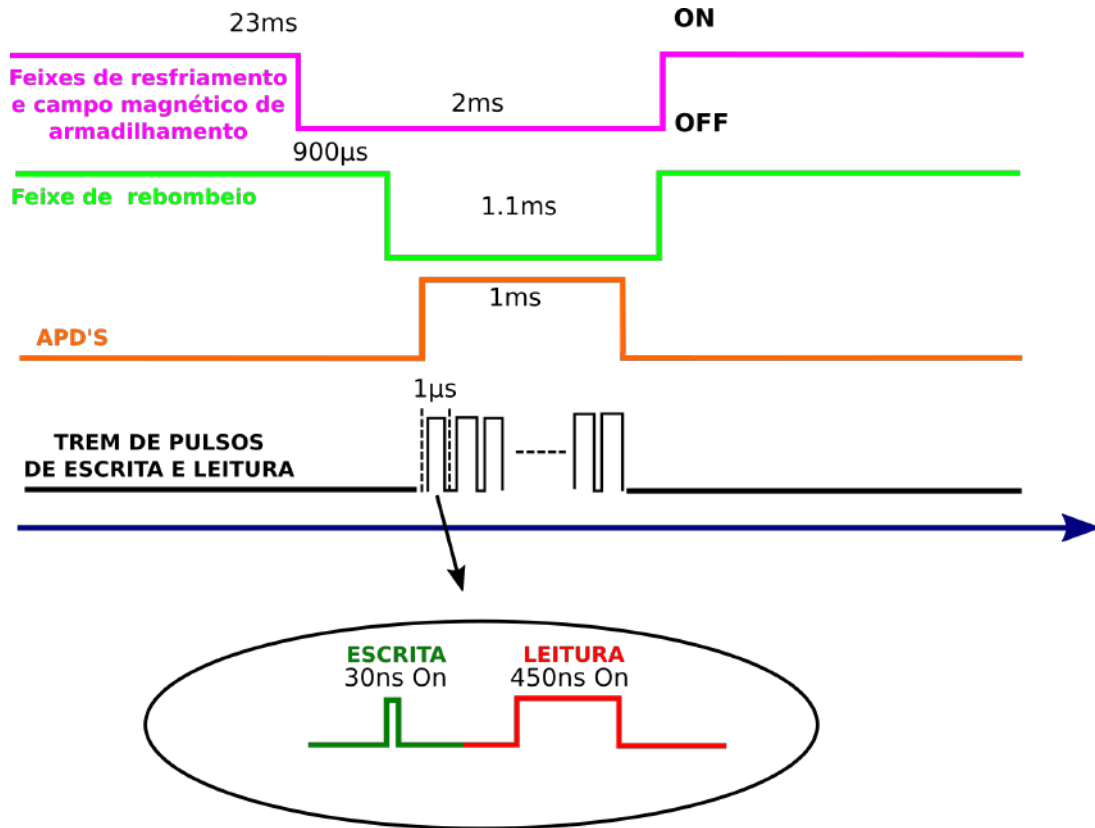


Figura 74 – Configuração dos pulsos envolvidos no experimento. APD significa *Avalanche Photodetector*, e são os detetores de fótons individuais que usamos.

Como podemos ver na Figura 74, a *fast switching* está associada aos feixes de escrita, leitura e janelas de detecção. A *slow switching* está associada à AMO, rebombeio e às APD's (fotodetecção). Note que a *fast switching* está dentro do *slow switching* das APD's, como deve ser, e que o rebombeio e a armadilha devem estar desligados durante o experimento, evitando decoerência das excitações armazenadas.

6.2 Análise das contagens

A partir do arquivo gerado pela placa de fotocontagem e que passou pelos programas *homemade* que o decodificam, conseguimos o número de cliques em cada uma das 4 entradas. A análise desses cliques é feita de duas maneiras diferentes. A primeira é contruindo um histograma do número de eventos em que um detetor do campo 1 e um do campo 2 foram acionados em função do tempo de detecção do campo 2, o que representa o pacote de onda do fóton extraído.

A segunda maneira é estudando o número de cliques de um modo geral. Vamos usar a notação $N_{1a,1b,2a,2b}$, onde cada subscrito representa o nome da APD de acordo com a Figura 63 e os seus possíveis valores são 0,1 e X. O valor 0 indica que a APD não disparou, 1 que a APD disparou e X indica que não estamos interessados nessa informação, contando então os dois casos, em que ela dispara ou não dispara. Por exemplo, N_{10XX} significa que o detetor 1a disparou, o 1b não disparou (com certeza) e os detetores 2a e 2b do campo 2 podem ter disparado ou não. O que é feito para obter esses valores é contar o número de vezes em que essa combinação de detecções ocorreram ao longo da medida. É interessante sabermos o número total de amostragens N_{TOT} que aconteceram durante a medida, que é obtido diretamente, e o tempo total de medida em segundos, t_{TOT} .

Para obter a probabilidade de detecção de um único fóton no campo 1, independentemente do que aconteceu no campo 2, usamos a relação

$$p_1 = \frac{N_{10XX} + N_{01XX}}{N_{TOT}}. \quad (6.1)$$

Similarmente para a probabilidade de detetar um único fóton no campo 2 temos

$$p_2 = \frac{N_{XX10} + N_{XX01}}{N_{TOT}} \quad (6.2)$$

e para a probabilidade de ter 2 fótons, mas apenas 1 fóton em cada campo temos

$$p_{12} = \frac{N_{1010} + N_{0101} + N_{0110} + N_{1001}}{N_{TOT}}. \quad (6.3)$$

A taxa de geração de pares de fótons representa o número de vezes em que houve um clique em apenas um dos detetores em cada campo para 1 segundo do tempo de medida. Em uma média sobre todo o tempo de medida esse número será chamado *Twin Generation Rate* (TGR), dado por

$$TGR = \frac{N_{1010} + N_{0101} + N_{0110} + N_{1001}}{t_{TOT}} \quad (6.4)$$

e medido em unidades de Hz.

6.3 Caracterização do sistema

Para a primeira parte do experimento [32–34], onde queremos caracterizar os pares de fótons gerados, usamos a configuração experimental da Figura 63. Foram usadas polarizações lineares para os feixes de escrita e leitura, assim como para os fótons gerados. O feixe de escrita tem 48ns e o de leitura tem 350ns de duração. Fora isso, nenhuma outra mudança foi feita

no esquema dos pulsos. Os parâmetros de caracterização do sistema que utilizaremos são a profundidade óptica (OD, de *Optical Depth*), g_{12} , p_c e TGR. Eles serão usados na análise do regime de um único fóton. Uma vez bem definido esse regime, movemos para o de 2-fótons. Primeiro são feitas medições de sondagem no sistema, antes de fazermos as longas. Para isso fazemos uma série de medições para diferentes valores de p_1 , que é a probabilidade de detetarmos um único fóton no campo 1 independente do número de detecções no campo 2. Para variarmos o valor de p_1 de uma maneira controlada, variamos a potência do feixe de escrita. Isso é feito usando diferentes filtros antes do acoplamento deste à fibra óptica. O tempo típico de medida dessa medida-sondagem é de 10 minutos.

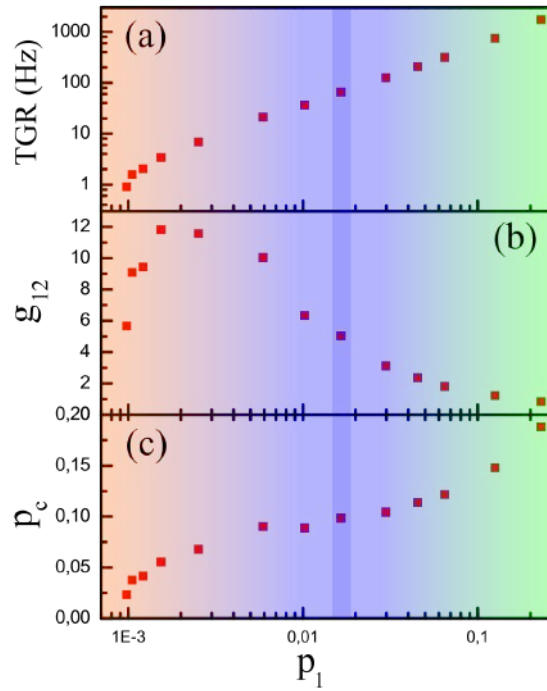


Figura 75 – Caracterização das primeiras medidas sem bombeio óptico e sem o modulador de intensidade em função de p_1 . Paineis (a) mostra o TGR (*Twin Generation Rate*), (b) g_{12} e (c) a probabilidade condicional p_c . A medida final é feita com $p_1 = 0.0164$, $p_c = 0.0951$, $g_{12} = 5.25$ e $TGR = 62,5Hz$. A região $p_1 \rightarrow 0$, onde ruídos são dominantes, tem cor de fundo laranja. A região de muitas excitações tem cor de fundo verde. O meio, onde serão realizadas as medidas, tem cor de fundo azul.

A primeira caracterização do sistema, ver Figura 75, corresponde à função de correlação cruzada g_{12} (ver Figura 75(b)), descrita na Seção 2.3 como $g_{12} = p_{12}/p_1p_2$, de modo que conseguimos gerar sua curva a partir das contagens $N_{1010}, N_{1001}, N_{0110}, N_{0101}, N_{01XX}, N_{10XX}, N_{XX10}, N_{XX01}$ e N_{TOT} . Vemos nessa curva que g_{12} se torna pequeno para valores muito baixos e muito altos de p_1 . A região de interesse para o experimento combina três fatores, um deles é estar próximo dos

maiores valores de g_{12} , uma vez que isso indica uma maior correlação entre os pares de fótons. O outro fator é notar também que a probabilidade de detetar um par de fótons condicionado à detecção de um fóton no campo 1, denotado como p_c , deve ser maximizada.

É por essa razão que a segunda caracterização do sistema é p_c em função de p_1 , para os mesmos valores usados para g_{12} . Como vemos na Figura 75(c), há três regiões: para pequenos valores de p_1 , p_c cresce; a região intermediária de p_1 , em que p_c permanece quase constante, e para altos valores de p_1 , p_c cresce novamente. A explicação para isso é que no limite em que $p_1 \rightarrow 0$ o feixe de escrita tem potência tão baixa que os detetores clicam mais devido à luz espúria do que ao processo de escrita-leitura. Como a luz espúria não tem correlação, as detecções em D_{1a} e D_{1b} não sinalizam o armazenamento de excitação no ensemble, desse modo, $p_c \rightarrow 0$. Já na região intermediária, que chamamos de *single-photon region*, p_c se torna praticamente independente de p_1 . Isso é justificado observando que o termo de um fóton na Equação 2.45 é independente de p_1 . Na terceira região, vemos novamente um aumento proporcional a p_1 , já que não estamos mais vendo apenas uma excitação no campo de escrita devido à alta potência do feixe de escrita que acaba por excitar mais de um átomo, chegando cada vez mais próximo da região clássica. Observando conjuntamente as curvas de g_{12} e p_c podemos determinar um acordo entre os dois parâmetros. A melhor região de p_1 para fazermos o experimento será aquela que g_{12} é o maior possível sem deixar a região de single-photon determinada por p_c .

A terceira curva, Figura 75(a), corresponde ao *Twin Generate Rate*. Essa medida nos dá a eficiência de geração de pares em unidades de frequência, Hz. Note seu crescimento monotônico com a potência de escrita. Com essa análise saberemos se o tempo necessário para a medida final será longo demais¹. Tentamos sempre manter o valor do TGR o maior possível, mas ao mesmo tempo respeitando os dois critérios anteriores para g_{12} e p_c .

Considerando todos os critérios acima, escolhemos que a medida final ocorreria com $p_1 \approx 0.0164$, onde $g_{12} = 5.25$, $p_c = 0.0951$ e $TGR = 62.5\text{Hz}$. A potência do feixe de leitura é fixada em um valor muito maior que o da escrita, uma vez que precisamos de alta eficiência na extração do fóton 2.

¹ Aqui nos referimos como medida final a medida que dará origem aos pacotes de onda do fóton no campo 2, não discutidas nesta dissertação, porém explicada em detalhes em [32–34].

6.4 Geração de estados de Fock

Com o nosso aparato experimental para geração de pares de fótons a partir do protocolo DLCZ, fomos capazes de produzir os estados de Fock $|\Psi_1\rangle$ e $|\Psi_2\rangle$ descritos na Seção 2.4, como é possível ver na Figura 76.

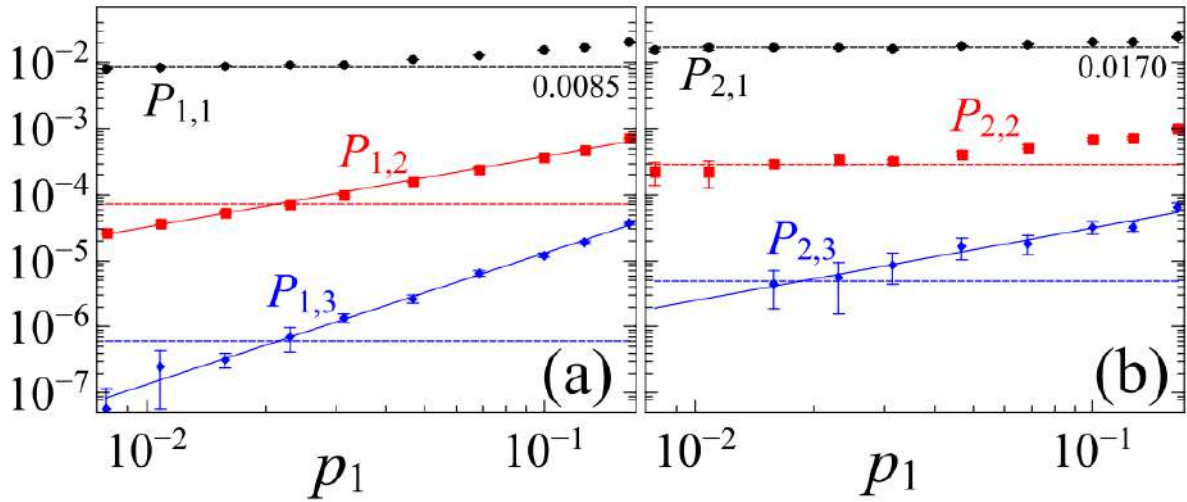


Figura 76 – Probabilidades $P_{i,j}$ de detetar j fótons no campo 2 condicionados à deteção de i fótons no campo 1 em função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1 com $i=1$ (a) e 2 (b). Círculos, quadrados e diamantes plotam a probabilidade de detetar um, dois e três fótons no campo 2. Linhas sólidas são *fits* lineares. Linhas pretas tracejadas dão os valores para o platêu de $P_{i,1}$ [0.0085 para (a) e 0.0170 para (b)]. Linhas tracejadas vermelhas e azuis dão o quadrado e o cubo, respectivamente, da linha preta, correspondendo aos níveis de Poisson para as componentes de dois e três fótons.

A análise do campo 2 foi feita condicionada a uma ou duas deteções no campo 1 em função da probabilidade p_1 de deteção no campo 1 (razão entre o número de deteções no campo 1 e o número de tentativas). $P_{i,j}$ indica a probabilidade de j deteções no campo 2 condicionados a i deteções no campo 1. Assim, a Figura 76(a) plota os valores de $P_{1,j}$ relacionados a $|\Psi_1\rangle$ e a Figura 76(b) os valores de $P_{2,j}$ relacionados a $|\Psi_2\rangle$.

Da equação 2.45, esperamos que as probabilidades $P_{1,2}$ e $P_{1,3}$ decresçam proporcionalmente a p e p^2 , respectivamente. Do plot log-log na Figura 76(a), obtemos $P_{1,2} \propto p_1^{s_{12}}$ e $P_{1,3} \propto p_1^{s_{13}}$, com $s_{12} = 1.07 \pm 0.02$ e $s_{13} = 1.99 \pm 0.07$. Por outro lado, da equação 2.46 esperamos $P_{2,3} \propto p$, obtendo $P_{2,3} \propto p_1^{s_{23}}$ com $s_{23} = 1.10 \pm 0.007$ da Figura 76(b).

7 CONCLUSÕES

Nesta dissertação apresentamos minhas contribuições na construção do aparato experimental para a geração de pares de fótons individuais. Este experimento conta primeiramente com uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO), que fornece a nuvem de átomos frios e armadilhados (ensemble atômico) necessária para a implementação do protocolo DLCZ.

Como primeiro passo para a montagem da AMO, construí um dos dois lasers de diodo que foram usados, o Teco. Após isso, desenvolvi um Controlador de Temperatura Digital com Arduino, utilizando uma parte do circuito eletrônico do controlador analógico já disponível no laboratório. Para a AMO, colaborei na montagem da absorção saturada do laser Teco, utilizada para monitorar e travar sua frequência, além de outros sistemas ópticos, como o feixe de rebombeio, necessário para o correto funcionamento da AMO e as bobinas para a geração dos campos magnéticos da armadilha.

O experimento de geração de pares de fótons segue a proposta do protocolo DLCZ, que utiliza dois feixes de laser, escrita e leitura, para produzir dois fótons, campo 1 e campo 2. Os feixes de escrita e leitura vêm de dois lasers diferentes, Tico e Teco, respectivamente. O feixe de leitura foi destacado nesta dissertação por ser uma das minhas contribuições. Para a análise estatística dos pares de fótons gerados, montei um *Time-Multiplexed Detector* (TMD), que efetivamente duplica o número de fotodetetores utilizados para caracterizar o campo 2.

A partir da análise dos dados obtidos, mostramos a correlação entre os fótons nos campos 1 e 2 variando a potência do feixe de escrita. Também construímos um gráfico que relaciona as probabilidades de detecção do fóton no campo 2 condicionada a uma certa quantidade de detecções no campo 1, e com isso mostramos uma rota factível para gerar estados de Fock no sistema. Nossos métodos e resultados foram publicados em 2018 na revista *Physical Review Letters* [32].

REFERÊNCIAS

- [1] G. R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Dover, New York, 1975.
- [2] A. Einstein. über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt. *Ann. d. Phys.*, 322:132–148, 1905.
- [3] A. B. Arons e M. B. Peppard. Einstein's proposal of the photon concept—a translation of the annalen der physik paper of 1905. *American Journal of Physics*, 33(5):367–374, 1965.
- [4] A. Einstein. Strahlungs-emission und -absorption nach der quantentheorie. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18:318–323, 1916.
- [5] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, e C. H. Townes. Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH₃. *Phys. Rev.*, 95:282–284, 1954.
- [6] A. L. Schawlow e C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 112:1940–1949, 1958.
- [7] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [8] E. F. Nichols e G. F. Hull. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation. *Phys. Rev. (Series I)*, 13:307–320, 1901.
- [9] E. F. Nichols e G. F. Hull. The pressure due to radiation. (second paper.). *Phys. Rev. (Series I)*, 17:26–50, 1903.
- [10] R. Frisch. Experimenteller nachweis des einsteinschen strahlungsrückstoßes. *Zeitschrift für Physik*, 86:42–48, 1933.
- [11] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24:156–159, 1970.
- [12] A. Ashkin. Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 25:1321–1324, 1970.
- [13] Hänsch T.W. e Schawlow A.L. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1):68–69, 1975.

- [14] A. Ashkin. Applications of laser radiation pressure. *Science*, 210(4474):1081–1088, 1980.
- [15] J. Dalibard, S. Reynaud, e C. Cohen-Tannoudji. Potentialities of a new $\sigma^+ - \sigma^-$ laser configuration for radiative cooling and trapping. *J. Phys. B*, 17(22):4577, 1984.
- [16] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, e A. Cable, Alex e Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, 1985.
- [17] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, e D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, 1987.
- [18] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, e P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414:413–418, 2001.
- [19] M. Inguscio e L. Fallani. *Atomic Physics: Precise Measurements and Ultracold Matter*. Oxford University Press, New York, NY, 2013.
- [20] T.W. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, e J. Dalibard. Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses. *Appl. Phys. B*, 60:135–143, 1995.
- [21] M. S. Mendes. *Dinâmica do processo de leitura de memórias quânticas em átomos frios*. PhD thesis, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 2013.
- [22] D. Felinto, C. W. Chou, H. de Riedmatten, S. V. Polyakov, e H. J. Kimble. Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Phys. Rev. A*, 72:053809, 2005.
- [23] 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*, 423:731–734, 2005.
- [24] John F. Clauser. Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. *Phys. Rev. D*, 9:853–860, 1974.
- [25] L. M. Mandel e E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge, Cambridge, United Kingdom, 2013.

- [26] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, e H. J. Kimble. Supplementary information: a cauchy-schwarz inequality for coincidence detection of the (1, 2) fields. *Nature*, 423(6941):731–734, 2005.
- [27] Milrion S. Mendes e Daniel Felinto. Perspectives for laboratory implementation of the Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol for quantum repeaters. *Phys. Rev. A*, 84:062303, 2011.
- [28] Johan Erasmo Ospina Morales. Montagem do experimento para a geração de fótons individuais a partir de ensembles atômicos em uma armadilha magneto-óptica. Master's thesis, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- [29] W. M. Haynes. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Boca Raton, Florida, 2017.
- [30] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data, 2001. Acessado em: 19-05-2018.
- [31] Hyun Youk. Numerical study of quadrupole magnetic traps for neutral atoms: anti-helmholtz coils and a u-chip. *Canadian Undergraduate Physics Journal*, 3, 2005.
- [32] L. Ortiz-Gutiérrez, L. F. Muñoz Martínez, D. F. Barros, J. E. O. Morales, R. S. N. Moreira, N. D. Alves, A. F. G. Tieco, P. L. Saldanha, e D. Felinto. Experimental fock-state superradiance. *Phys. Rev. Lett.*, 120:083603, 2018.
- [33] L. G. Ortiz-Gutiérrez. *Application of atomic systems for computation and fundamental studies on superradiance*. PhD thesis, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 2017.
- [34] L. F. M. Martínez. *Generation and characterization of more complex non-classical light states*. PhD thesis, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- [35] M. J. Fitch, B. C. Jacobs, T. B. Pittman, e J. D. Franson. Photon-number resolution using time-multiplexed single-photon detectors. *Phys. Rev. A*, 68:043814, 2003.

APÊNDICE A – CIRCUITO ELÉTRICO DO CONTROLADOR DE CORRENTE

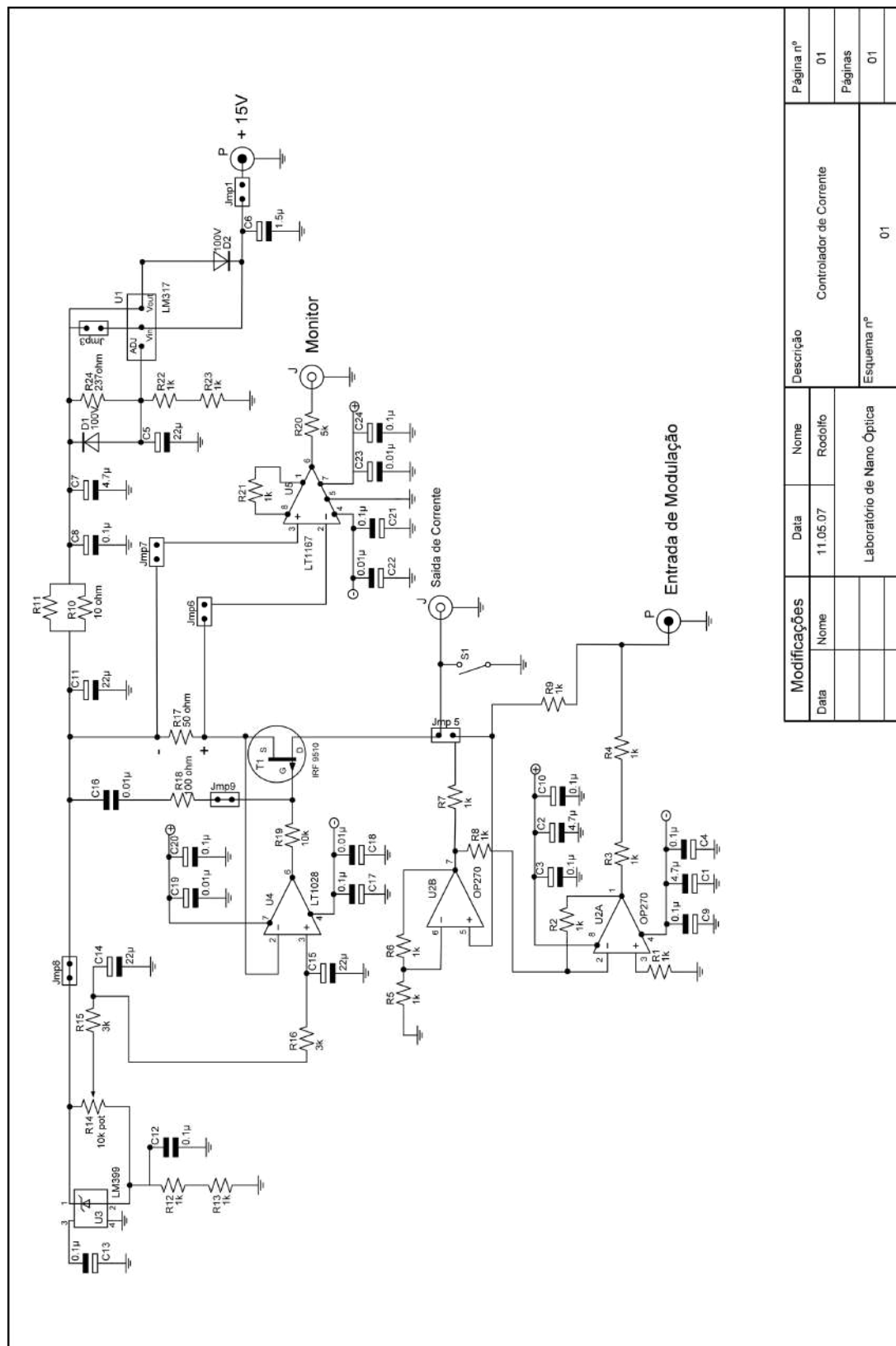


Figura 77 – Esquema do circuito eletrônico do controlador de corrente do laser Teco.

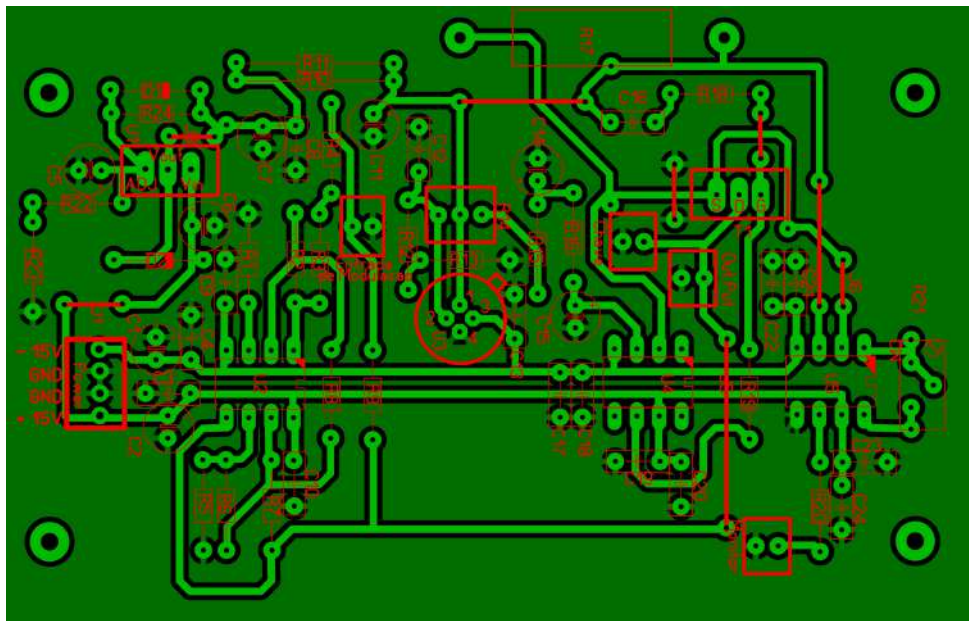


Figura 78 – Esquema da placa feita a partir do circuito eletrônico da Figura 77.

APÊNDICE B – DATASHEET E AUTOCAD DO LASER DE DIODO DL-7140-201S

INFRARED LASER DIODE

DL-7140-201S

SANYO

Ver.1 Jun. 2001

Features

- Wavelength : 785 nm (Typ.)
- Low threshold current : $I_{th} = 30$ mA (Typ.)
- High operating temperature : 60°C at 70mW(CW)

Applications

Optical disc system (CD-R)

Absolute Maximum Ratings

(Tc=25°C)

Parameter		Symbol	Ratings	Unit
Light Output	CW	Po (CW)	80	mW
	Pulse ¹⁾	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 $\leq 1.0\mu\text{s}$, Duty 50%

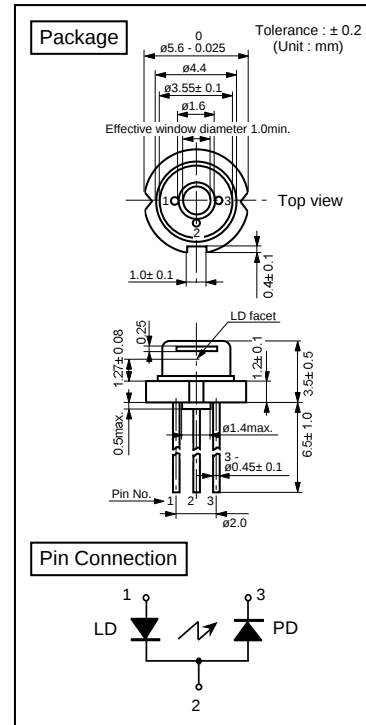
Electrical and Optical Characteristics

(Tc=25°C)

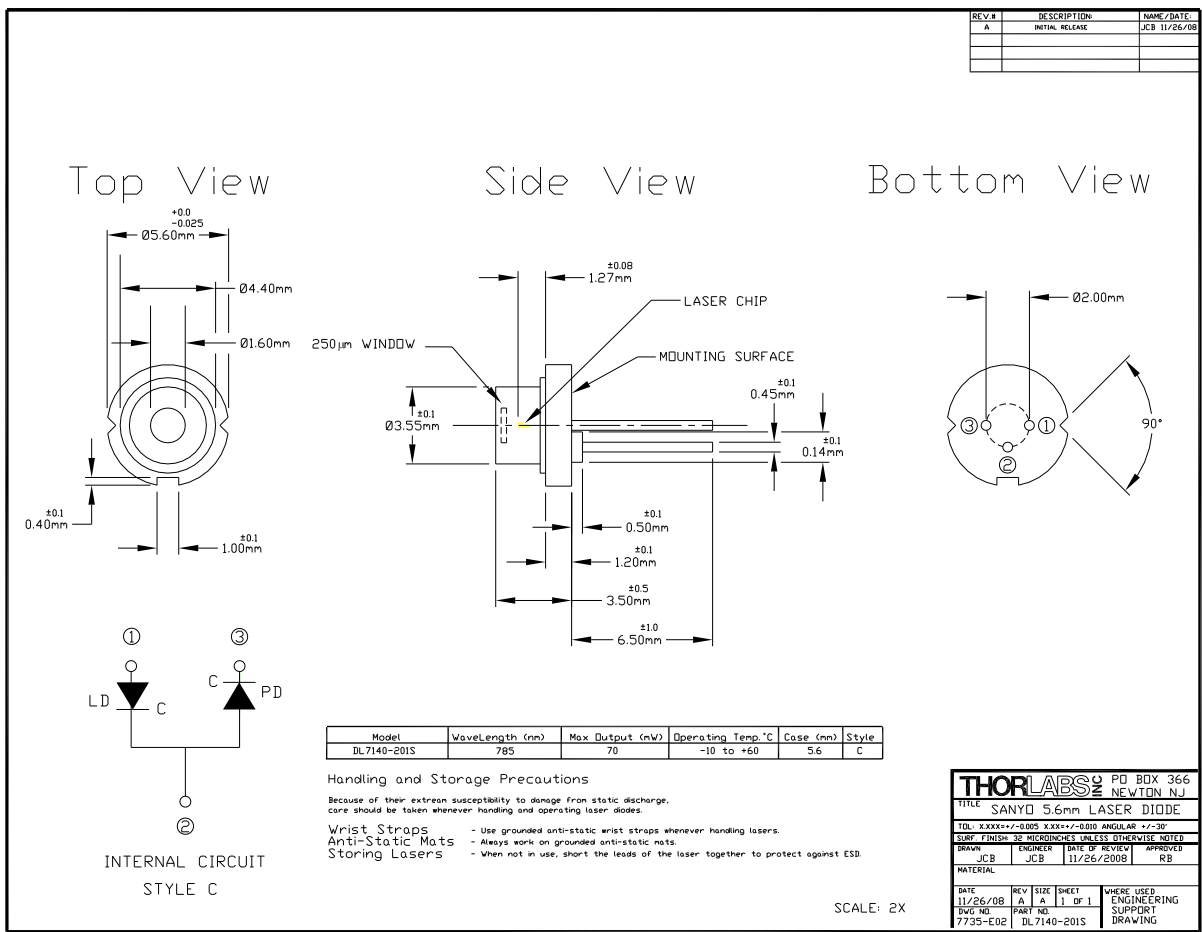
Parameter		Symbol	Condition	Min.	Typ.	Max.	Unit
Threshold Current		I_{th}	CW	-	30	50	mA
Operating Current		I_{op}	Po=70mW	-	100	140	mA
Operating Voltage		Vop	Po=70mW	-	2.0	2.8	V
Lasing Wavelength		Lp	Po=70mW	775	785	800	nm
Beam ²⁾ Divergence	Perpendicular	Qv	Po=70mW	15	17	20	°
	Parallel	Qh	Po=70mW	6	8	10	°
Off Axis Angle	Perpendicular	dQv	-	-	-	± 3	°
	Parallel	dQh	-	-	-	± 2	°
Differential Efficiency		dPo/dIop	-	0.6	1.0	1.4	mW/mA
Monitoring Output Current		Im	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.



Tottori SANYO Electric Co., Ltd. Electronic Device Business Headquarters
 LED Division
 5-318, Tachikawa, Tottori 680-8634 Japan TEL : +81-857-21-2137 FAX : +81-857-21-2161



APÊNDICE C – CIRCUITO ELÉTRICO DO DRIVER DE TEMPERATURA

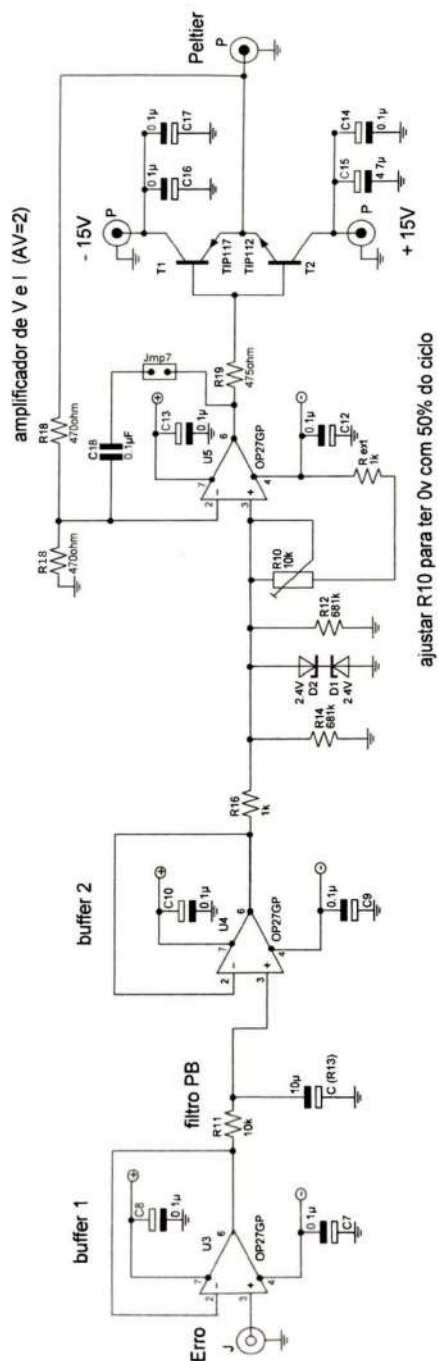


Figura 79 – Circuito elétrico do Driver de temperatura.

Modificações		Data	Nome	Descrição	Página nº
Data	Nome				01
				Driver para controlador de temperatura com Arduino UNO	Páginas
				Esquema nº	01

APÊNDICE D – CÓDIGO DO CONTROLADOR DE TEMPERATURA PARA ARDUINO

```

#include <Stdio.h>
#include<stdlib.h>

#ifndef cbi
#define cbi(sfr, bit)      (_SFR_BYTE(sfr) &= ~_BV(bit))
#endif
#ifndef sbi
#define sbi(sfr, bit)      (_SFR_BYTE(sfr) |= _BV(bit))
#endif

#define LTC_CS 2
#define LTC_MISO 4
#define LTC_SCK 5

int pwm = 5;
float pwmf;

const int buttonPin = 6;

int buttonState;
int lastButtonState = LOW;
long lastDebounceTime = 0;
long debounceDelay = 50;
int buttonPushCounter = 0;

float tc =21.5;
//int adress=0;

char outstr[15];
const int buttonPin2 = 7;
int buttonState2;
int lastButtonState2 = LOW;
long lastDebounceTime2 = 0;
long debounceDelay2 = 50;
int buttonPushCounter2 = 0;

const int buttonPin3 = 8;
int buttonState3;
int lastButtonState3 = LOW;
long lastDebounceTime3 = 0;
long debounceDelay3 = 50;
int buttonPushCounter3 = 0;

const int buttonPin4 = 4;
int buttonState4;
int lastButtonState4 = LOW;
long lastDebounceTime4 = 0;
long debounceDelay4 = 50;
int buttonPushCounter4 = 0;

//#include <EEPROM.h>

#include <Wire.h>
#include <LiquidCrystal_I2C.h>

LiquidCrystal_I2C lcd(0x3F,2,1,0,4,5,6,7,3, POSITIVE);

void setup() {

    pinMode(pwm, OUTPUT);

    cbi(PORTB,LTC_SCK);
    sbi (DDRB,LTC_CS);

    cbi (DDRB,LTC_MISO);
    sbi (DDRB,LTC_SCK);

```

```

Serial.begin(9600);

sbi(SPCR,MSTR) ;
sbi(SPCR,SPR0) ;
sbi(SPCR,SPR1);
sbi(SPCR,SPE);

pinMode(buttonPin, INPUT);
pinMode(buttonPin2, INPUT);
pinMode(buttonPin3, INPUT);
pinMode(buttonPin4, INPUT);

//tc=uint8_t read(int address);
lcd.setBacklight(HIGH);
lcd.begin(16, 2);

/*dtostrf(tc,6, 4, outstr);
lcd.setBacklight(HIGH);
lcd.setCursor(0, 1);
lcd.print(outstr);*/
}

float volt;
float error;
float v_ref=4.094;

long int ltw = 0;
int cnt;
byte b0;
byte sig;

char st1[20];

void loop() {

  lcd.setCursor(8, 0);
  lcd.print(" ");

  cbi(PORTB,LTC_CS);          // LTC2400 CS Low
  delayMicroseconds(1);

  if (!(PINB & (1 << 4))) {

    ltw=0;
    sig=0;

    b0 = SPI_read();
    if ((b0 & 0x20) ==0) sig=1;
    b0 &=0x1F;
    ltw |= b0;
    ltw <= 8;
    b0 = SPI_read();
    ltw |= b0;
    ltw <= 8;
    b0 = SPI_read();
    ltw |= b0;
    ltw <= 8;
    b0 = SPI_read();
    ltw |= b0;
  }
}

```

```

delayMicroseconds(1);

sbi(PORTB,LTC_CS);

if (sig) ltw |= 0xf0000000;
ltw=ltw/16;
volt = 100*ltw * v_ref / (16777216);

        erro = volt - tc;
        pwmf= -erro*(255/5)+125;

        if (pwmf>255){
            pwmf=255;
            analogWrite(pwm,pwmf );
        }

        if (pwmf<0){
            pwmf =0;
            analogWrite(pwm,pwmf );
        }

        else{
            analogWrite(pwm,pwmf );
        }

char tmp[9];
dtostrf(volt,6,4,tmp);
lcd.setCursor(0,0);
lcd.print(tmp);
Serial.print(tmp);
Serial.print("\n");


        sbi(PORTB,LTC_CS);
        delay(20);
    }

    dtostrf(tc,6, 4, outstr);

    lcd.setCursor(0, 1);
    lcd.print(outstr);

    int reading = digitalRead(buttonPin);

    if (reading != lastButtonState) {
        lastDebounceTime = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime) > debounceDelay) {
        if (reading != buttonState) {

            buttonState = reading;

            if (buttonState == HIGH) {

                buttonPushCounter++;
                Serial.print(buttonPushCounter);
            }
        }
    }
}

```

```

lastButtonState = reading;

if(buttonPushCounter==1){
    lcd.setCursor(0, 1);
    lcd.blink();

    int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
    int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

    if (reading2 != lastButtonState2) {
        lastDebounceTime2 = millis();
    }

    if (reading3 != lastButtonState3) {
        lastDebounceTime3 = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
        if (reading2 != buttonState2) {
            buttonState2 = reading2;

            if (buttonState2 == HIGH) {
                tc +=10;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
        if (reading3 != buttonState3) {
            buttonState3 = reading3;

            if (buttonState3 == HIGH) {
                tc -=10;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    lastButtonState2 = reading2;
    lastButtonState3 = reading3;
}

if(buttonPushCounter==2){
    lcd.setCursor(1, 1);
    lcd.blink();
    int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
    int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

    if (reading2 != lastButtonState2) {
        lastDebounceTime2 = millis();
    }
}

```

```

    if (reading3 != lastButtonState3) {
        lastDebounceTime3 = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
        if (reading2 != buttonState2) {
            buttonState2 = reading2;

            if (buttonState2 == HIGH) {
                tc +=1;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
        if (reading3 != buttonState3) {
            buttonState3 = reading3;

            if (buttonState3 == HIGH) {
                tc -=1;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    lastButtonState2 = reading2;
    lastButtonState3 = reading3;
}

if(buttonPushCounter==3){
    lcd.setCursor(3, 1);
    lcd.blink();
    int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
    int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

    if (reading2 != lastButtonState2) {
        lastDebounceTime2 = millis();
    }

    if (reading3 != lastButtonState3) {
        lastDebounceTime3 = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
        if (reading2 != buttonState2) {
            buttonState2 = reading2;

            if (buttonState2 == HIGH) {
                tc +=0.1;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
        if (reading3 != buttonState3) {

```

```

        buttonState3 = reading3;
        if (buttonState3 == HIGH) {
            tc -=0.1;
            dtostrf(tc,6, 4, outstr);
            //Serial.println(outstr);
        }
    }
    lastButtonState2 = reading2;
    lastButtonState3 = reading3;
}

if(buttonPushCounter==4){
    lcd.setCursor(4, 1);
    lcd.blink();
    int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
    int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

    if (reading2 != lastButtonState2) {
        lastDebounceTime2 = millis();
    }

    if (reading3 != lastButtonState3) {
        lastDebounceTime3 = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
        if (reading2 != buttonState2) {
            buttonState2 = reading2;

            if (buttonState2 == HIGH) {
                tc +=0.01;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
        if (reading3 != buttonState3) {
            buttonState3 = reading3;

            if (buttonState3 == HIGH) {
                tc -=0.01;
                dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                //Serial.println(outstr);
            }
        }
    }
    lastButtonState2 = reading2;
    lastButtonState3 = reading3;
}

if(buttonPushCounter==5){
    lcd.setCursor(5, 1);
    lcd.blink();
    int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
    int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

```

```

        if (reading2 != lastButtonState2) {
            lastDebounceTime2 = millis();
        }

        if (reading3 != lastButtonState3) {
            lastDebounceTime3 = millis();
        }

        if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
            if (reading2 != buttonState2) {
                buttonState2 = reading2;

                if (buttonState2 == HIGH) {
                    tc +=0.001;
                    dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                    //Serial.println(outstr);
                }
            }
        }

        if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
            if (reading3 != buttonState3) {
                buttonState3 = reading3;

                if (buttonState3 == HIGH) {
                    tc -=0.001;
                    dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                    //Serial.println(outstr);
                }
            }
        }

        lastButtonState2 = reading2;
        lastButtonState3 = reading3;
    }

    if(buttonPushCounter==6){
        lcd.setCursor(6, 1);
        lcd.blink();
        int reading2 = digitalRead(buttonPin2);
        int reading3 = digitalRead(buttonPin3);

        if (reading2 != lastButtonState2) {
            lastDebounceTime2 = millis();
        }

        if (reading3 != lastButtonState3) {
            lastDebounceTime3 = millis();
        }

        if ((millis() - lastDebounceTime2) > debounceDelay2) {
            if (reading2 != buttonState2) {
                buttonState2 = reading2;

                if (buttonState2 == HIGH) {
                    tc +=0.0001;
                    dtostrf(tc,6, 4, outstr);
                    //Serial.println(outstr);
                }
            }
        }

        if ((millis() - lastDebounceTime3) > debounceDelay3) {
            if (reading3 != buttonState3) {

```

```

        buttonState3 = reading3;

        if (buttonState3 == HIGH) {
            tc -=0.0001;
            dtostrf(tc,6, 4, outstr);
            //Serial.println(outstr);
        }
    }

    lastButtonState2 = reading2;
    lastButtonState3 = reading3;
}

if(buttonPushCounter>0 && buttonPushCounter<=6){
    lcd.setCursor(8, 1);
    lcd.print(" ");
}

if(buttonPushCounter>6 || buttonPushCounter==0){
    int reading4 = digitalRead(buttonPin4);
    lcd.setCursor(8, 1);
    lcd.print("ok?");

    if (reading4 != lastButtonState4) {
        lastDebounceTime4 = millis();
    }

    if ((millis() - lastDebounceTime4) > debounceDelay4) {
        if (reading4 != buttonState4) {
            buttonState4 = reading4;

            if (buttonState4 == HIGH) {
                lcd.setCursor(8, 1);
                lcd.print(" ");
                buttonPushCounter=-1;
            }
        }

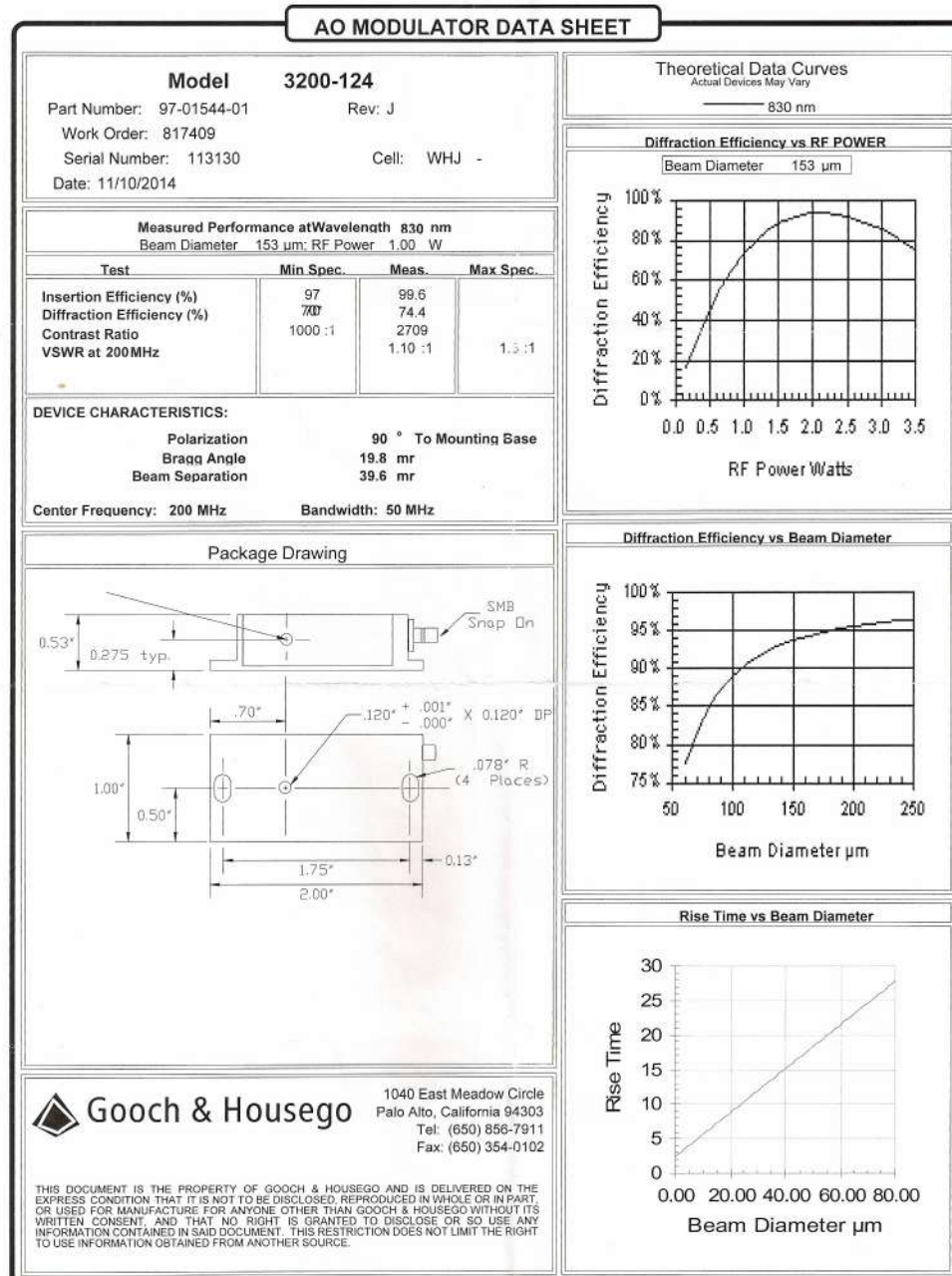
        lastButtonState4 = reading4;
    }
}

//bool write(int address, uint8_t tc);*/
}

byte SPI_read()
{
    SPDR = 0;
    while (!(SPSR & (1 << SPIF))) ; /* Wait for SPI shift out done */
    return SPDR;
}

```

APÊNDICE E – DATASHEETS DOS MODULADORES ACUSTO ÓPTICOS





Document #: 97-03307-23-110

Title: +AODR 1110AF-AEF0-1.5

Date Effective: 11/27/2013

Rev.: C

Final Test Report

Serial Number: 23786Board S/N 1412046256Power Output@Fc: 1.5 Watts ☒ PassCenter Frequency: 110 MHz $\pm 1\%$ ☒ PassModulation Input: 1 Volt ☒ Confirmed18.5 mA

				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:	≥ 35 dB: <u>38</u> dB	Pass		<u>4.51</u>	90
				<u>6.44</u>	100
				<u>8.28</u>	110
2nd Harmonic:	≤ -20 dBc: <u>-30</u> dBc	Pass		<u>10.03</u>	120
				<u>11.76</u>	130
				<u>13.44</u>	140
				<u>15.08</u>	150
VCC:	28 Volts DC (applied)				
Current Draw:	550 mA: <u>520</u> mA	Pass			

Tested by: LAC T.Date: 03/27/2015

Note: All values without tolerance indicators are nominal.

G&H (Palo Alto) LLC

AO MODULATOR DATA SHEET

Model 3110-120

Part Number: 99-20068-01

Rev: C

Work Order: 819739

Serial Number: 133327

Cell: XAV -

Date: 3/9/2015

Measured Performance at Wavelength 633 nm
Beam Diameter 195 μ m; RF Power 0.65 W

Test	Min Spec.	Meas.	Max Spec.
Insertion Efficiency (%)	96	98.6	
Diffraction Efficiency (%)	80	86.2	
Contrast Ratio	1000 :1	2829	
VSWR at 110 MHz		1.10 :1	1.3 :1

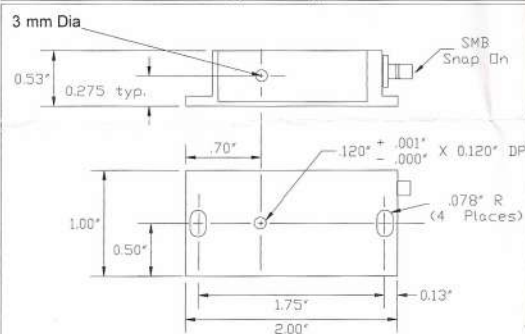
DEVICE CHARACTERISTICS:

Polarization 90° To Mounting Base
Bragg Angle 8.3 mr
Beam Separation 16.6 mr

Center Frequency: 110 MHz

Bandwidth: 24 MHz

Package Drawing

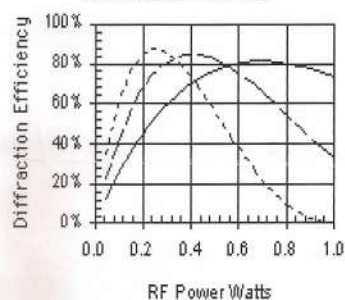


Theoretical Data Curves

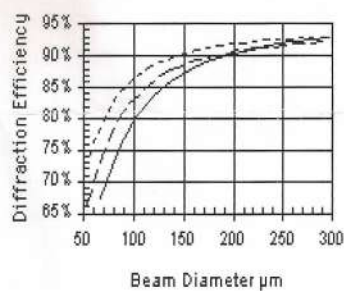
Actual Devices May Vary

--- 442 nm --- 515 nm --- 633 nm

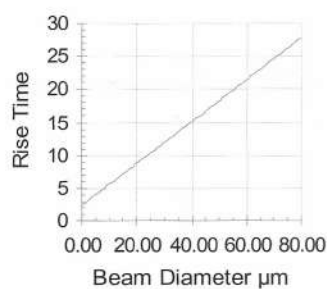
Diffraction Efficiency vs RF POWER

Beam Diameter 195 μ m

Diffraction Efficiency vs Beam Diameter



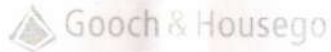
Rise Time vs Beam Diameter



Gooch & Housego

1040 East Meadow Circle
Palo Alto, California 94303
Tel: (650) 856-7911
Fax: (650) 354-0102

THIS DOCUMENT IS THE PROPERTY OF GOOCH & HOUSEGO AND IS DELIVERED ON THE EXPRESS CONDITION THAT IT IS NOT TO BE DISCLOSED, REPRODUCED IN WHOLE OR IN PART, OR USED FOR MANUFACTURE FOR ANYONE OTHER THAN GOOCH & HOUSEGO WITHOUT ITS WRITTEN CONSENT, AND THAT NO RIGHT IS GRANTED TO DISCLOSE OR SO USE ANY INFORMATION CONTAINED IN SAID DOCUMENT. THIS RESTRICTION DOES NOT LIMIT THE RIGHT TO USE INFORMATION OBTAINED FROM ANOTHER SOURCE.



Document #: 97-03307-48-110

Title: +AODR 1200AF-AEF0-2.5

Date Effective: 10/23/2009

Rev.: D

Final Test Report

Serial Number: 23774Board S/N 1412046274Power Output@Fc: 2.5 Watts ☒ PassCenter Frequency: 200 MHz $\pm 1\%$ ☒ PassModulation Input: 1 Volt ☒ Confirmed

				Tuning Voltage @	Freq MHz
V-ALC (max RF):	25.5 Volts: <u>22</u> VDC	Pass		<u>5.15</u>	180
				<u>5.66</u>	185
RF Contrast Ratio:	≥ 35 dB: <u>53</u> dB	Pass		<u>6.16</u>	190
				<u>6.64</u>	195
2nd Harmonic:	≤ -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: HUONG T.Date: 03/26/2015

Note: All values without tolerance indicators are nominal.

G&H (Palo Alto) LLC