



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física

Raoni Sávio de Negreiros Moreira

**Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da
mecânica quântica e caracterização de novas memórias
atômicas**

Recife

2018

Raoni Sávio de Negreiros Moreira

**Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da
mecânica quântica e caracterização de novas memórias
atômicas**

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

Área de concentração: Óptica Quântica e Informação Quântica.

Orientador: Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa

Coorientador: Dr. Lúcio Hora Acioli

Recife

2018

Catálogo na fonte
Bibliotecária Elaine Freitas CRB4-1790

M838o Moreira, Raoni Sávio de Negreiros
 Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da mecânica quântica e caracterização de novas memórias atômicas / Raoni Sávio de Negreiros Moreira . – 2018.
 90 f.

 Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa
 Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.
Física. Recife, 2018.
 Inclui referências e apêndice.

 1. Física Quântica. 2. Óptica Quântica. 3. Mecânica quântica 4. Emaranhamento. 5. Desigualdade de Clauser-HorneShimony-Holt. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (Orientador). II. Título.

 535.12 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2018-80

RAONI SÁVIO DE NEGREIROS MOREIRA

**ÓPTICA QUÂNTICA APLICADA A TESTES EM FUNDAMENTOS DA MECÂNICA
QUÂNTICA E CARACTERIZAÇÃO DE NOVAS MEMÓRIAS ATÔMICAS**

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

Aprovada em: 23/08/2018.

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli
Co-Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Anderson Monteiro Amaral
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

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

Prof. Dr. Marcelo Martinelli
Examinador Externo
Universidade de São Paulo

PARTICIPAÇÃO VIA VIDEOCONFERÊNCIA

Prof. Dr. Pablo Lima Saldanha
Examinador Externo
Universidade Federal de Minas Gerais

Dedico à minha amiga Ana.

AGRADECIMENTOS

À minha família, por todo o esforço e compreensão. Por se fazerem presentes em minha memória nos momentos de minha ausência física, por compartilhar as alegrias e também os percalços desta árdua e instigante jornada.

À minha companheira Ana Moreira, por todo seu amor, pela força e sua perseverança desde o nosso encontro. Por vivenciar ao meu lado as angústias, conquistas, descobertas e recuos. Por compartilhar a arte do amor, contribuindo para o equilíbrio entre o social e o profissional.

A Daniel Felinto, pela sua orientação, por toda a sua paciência, todos nossos debates e seus ensinamentos, por me receber em seu grupo e contribuir na minha formação profissional.

Ao meu coorientador Lúcio Acioli, pela sua contribuição na montagem do experimento, pelas inúmeras discussões acerca da tese e por sempre se mostrar acessível nas minhas incansáveis consultas.

Aos(as) amigos(as) que Recife me presenteou. Sintam-se abraçados! Tenho imenso carinho por todos vocês. Aos colegas do laboratório, por dividirem as inquietações científica, Paulo Vasconcelos, Luis Muñoz, Luis Ortiz, Milrian Mendes, Johan Ospina, Gabriel Borba, Alyson José, Natália Alves e Ayanne Tieco.

Aos professores que indiretamente colaboraram na construção deste trabalho. A Adriano Batista e Fábio Dahia, por terem me ajudado a despertar para busca incessante da ciência. A Silvio Salinas, pelas interlocuções acadêmicas, contribuindo para meu amadurecimento enquanto pesquisador.

Aos professores do Departamento de Física da UFPE, que mais de perto me acompanharam. A Fernando Parisio, José Tabosa e José Ferraz (UFRPE), pelas discussões físicas e problematizações acerca da tese. Aos professores Sérgio Coutinho, Fernando Machado, Anderson Gomes e Antônio Murilo pelas aulas estimulantes.

À minha banca, por terem aceitado esta missão. Anderson Amaral, Leonardo Menezes, Marcelo Martinelli e Pablo Saldanha, sou grato por suas contribuições dadas a este trabalho. Vocês têm minha admiração intelectual e profissional.

Aos profissionais que também fazem parte da essência do Departamento de Física, em especial, a Aziel Pedro e João Barbosa (Surubim), e os técnicos Daniel Melo e Alexandra Melo, por se mostrarem sempre solícitos aos meus pedidos.

Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro direto na minha bolsa de doutorado e a Universidade Federal de Pernambuco como instituição em que realizei este trabalho.

RESUMO

Nesta tese, exploramos técnicas de óptica quântica para abordar dois problemas distintos. Primeiro, relatamos passos experimentais significativos em direção a um teste sobre a realidade da função de onda, destacando a possibilidade de diferenciar o colapso instantâneo da função de onda de sua redução em tempo finito. Para isto, foi necessária a caracterização de uma fonte capaz de gerar estados de fótons parcialmente emaranhados em polarização. Essa fonte é baseada em interferômetro de Sagnac e em um cristal de PPKTP que, pelo processo de conversão paramétrica descendente espontânea, gera pares de fótons colineares e com polarização ortogonais. O sistema é bombeado pelo trem de pulsos de um laser de femtossegundos pulsado. O emaranhamento parcial requerido dos estados de pares de fótons é caracterizado pela violação que produzem na desigualdade de Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) e a sincronização é obtida através de medições de varreduras temporais. Isto nos permite compreender melhor as condições instrumentais necessárias para a execução de um teste final da hipótese de um tempo finito de colapso da função de onda. Para nosso segundo problema, investigamos o espalhamento espontâneo de fótons de um conjunto de átomos frios de dois níveis a um certo ângulo. Para isto, utilizamos uma armadilha magneto-óptica para átomos de Rubídio-87. Relatamos a observação de correlação entre fótons espalhados por pulsos consecutivos do laser de excitação, com uma dessintonia muito maior do que o inverso do tempo de vida do estado excitado. Tais correlações mostram um aumento da probabilidade de detectar outro fóton na mesma direção, uma vez que o primeiro foi observado, e modificações na estatística dos fótons da luz espalhada condicionada. Elas duram consideravelmente mais do que o tempo de vida do estado excitado e são robustas ao processo de leitura, apontando o papel fundamental das ressonâncias induzidas por recuo no sistema.

Palavras-chave: Óptica quântica. Estados emaranhados. Desigualdade de Clauser-Horne-Shimony-Holt. Conversão paramétrica descendente. Armadilha magneto-óptica. Espalhamento e correlação de fótons.

ABSTRACT

In this thesis, we explore quantum optics techniques to address two distinct problems. First, we report significant experimental steps towards a test on the reality of the wave function, highlighting the possibility of differentiating the instantaneous collapse of the wave function from its reduction in finite time. For this, it was necessary to characterize a source able to generation photon states partially entangled in polarization. This source is based on Sagnac interferometer and a PPKTP crystal which, by the spontaneous parametric down conversion process, generates orthogonal polarizing and collinear photon pairs. The system is pumped by the pulse train of a pulsed femtosecond laser. The required partial entanglement of the photon pair states is characterized by the violation they produce in the Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) inequality and synchronization is obtained via time-scan measurements. This allows us to better understand the instrumental conditions necessary for the execution of a final test of the hypothesis of a finite time of wave function collapse. For our second problem, we investigate the spontaneous photon scattering of an ensemble of two-level cold atoms at a certain angle. For this, we used a magneto-optical trap for Rubidium-87 atoms. We report the observation of correlation between photons scattered by consecutive pulses of the excitation laser, with a much greater detuning than the inverse of the average lifetime of the excited state. Such correlations show an increased probability of detecting another photon in the same direction, once the first was observed, and changes in the photon statistic of the conditioned scattered light. They last considerably longer than the excited state lifetime and are robust to the reading process, pointing to the crucial role of recoil induced resonances in system.

Keywords: Quantum optics. Entangled states. Clauser-Horne-Shimony-Holt inequality. Parametric down conversion. Magneto-optical trap. Scattering and photon correlation.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AD	Anti-diagonal
AMO	Armadilha Magneto-Óptica
BBO	Báριο Borato
BS	Separador de Feixe
CHSH	Clauser-Horne-Shimony-Holt
D	Diagonal
FBS	Separador de Feixe em Fibra
FWHM	Largura à Meia Altura
H	Horizontal
HWP	Placa de Meia Onda
OD	Profundidade Óptica
PBS	Separador de Feixe por Polarização
PDC	Conversão Paramétrica Descendente
QWP	Placa de Quarto de Onda
SPCM	Módulo de Contagem de Fótons Individuais
SPDC	Conversão Espontânea Paramétrica Descendente
TFCFO	Tempo Finito do Colapso da Função de Onda
Ti:S	Titânio Safira
TTL	Lógica Transistor-Transistor
V	Vertical

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	12
2	TEMPO FINITO DO COLAPSO DA FUNÇÃO DE ONDA	17
2.1	Colapso da função de onda com estados emaranhados em polarização	17
2.2	Caracterização experimental de estados emaranhados em polarização	20
2.3	Geração de estados quânticos	23
2.4	Varreduras temporais	27
2.5	Discussão e proposta experimental	30
2.6	Considerações finais	32
3	ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA	34
3.1	Pressão de radiação em um átomo de 2 níveis	34
3.2	Resfriamento atômico – o melço óptico	37
3.2.1	Limite do resfriamento Doppler	40
3.3	Aprisionando os átomos	41
3.4	Níveis de energia do Rubídio-87 – linha D2	44
3.4.1	Fonte de átomos	46
3.5	Lasers: feixes de armadilha e rebombeio	46
3.6	Campo magnético quadrupolar	48
3.7	Minimizando as colisões – sistema de vácuo	49
3.8	Minimizando os campos magnéticos espúrios	51
3.9	Medindo a profundidade óptica	55
3.10	Considerações e perspectivas	57
4	MEMÓRIA EM ESPALHAMENTO LINEAR DE FÓTONS A PARTIR DE UM ENSEMBLE ATÔMICO	59
4.1	Memória via ressonância induzida por recuo	59
4.2	Função de correlação de segunda ordem	60
4.2.1	Fonte térmica em uma descrição clássica	63
4.2.2	Descrição quântica básica	63
4.2.2.1	<i>Estatística dos fótons do laser</i>	65
4.2.2.2	<i>Fonte térmica de fótons - descrição quântica</i>	66
4.3	Caracterização do espalhamento espontâneo de fótons	66
4.4	Idéia original para observar efeitos de memória não-volátil no espalhamento espontâneo da luz	68

4.5	Luz espalhada pelo laser sem nuvem fria	70
4.6	Resultados	71
4.6.1	Efeitos do transiente do campo magnético e cancelamento não otimizado .	74
4.7	Considerações finais e perspectivas	77
5	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	79
	REFERÊNCIAS	81
	APÊNDICE A – SPDC: ESTADO DE DOIS FÓTONS	88

1 INTRODUÇÃO

A **óptica quântica** é um campo de pesquisa que surge da aplicação da teoria quântica aos fenômenos que envolvem a luz e sua interação com a matéria, tendo por idéia central explicar os efeitos luminosos sem análogos clássicos [1]. A princípio, foi questionada a necessidade da quantização do campo, visto que vários experimentos envolvendo a luz, tais como o interferômetro de Michelson, as fendas de Young e a geração da luz por um laser eram bem entendidos utilizando modelos semi-clássicos [2]. Entretanto, com os trabalhos de Glauber [3, 4] e Sudarshan [5], tornou-se claro que alguns dos estados da luz não poderiam ser descritos em termos da física clássica, assim como a análise da geração de tais estados não poderia ser feita semi-classicamente. Experimentalmente, o sucesso da teoria (óptica quântica) foi mostrado em 1977, com medidas de correlações de intensidade por Kimble, Dagenais & Mandel [6] usando luz fluorescente emitida por átomos de sódio excitados por um laser. O efeito não-clássico mostrava uma maior separação temporal entre os fótons, lembrando um comportamento fermiônico, previsto teoricamente por Carmichael & Walls [7] e denominado de “anti-agrupamento de fótons”, inaugurando assim uma nova era na óptica. Alguns experimentos realizados dentro deste campo são inclusive usados para **testar e compreender os fundamentos da mecânica quântica** [8, 9, 10, 11].

Nesta linha de raciocínio, na década de 1980 surge uma geração de experimentos para investigar alguns destes fundamentos, utilizando fontes de fótons emaranhados por polarização, baseados no processo de Emissão Paramétrica Descendente Espontânea (SPDC, do inglês *Spontaneous Parametric Down-Conversion*) [1, 12, 13, 14, 15]. O estado emaranhado de pares de fótons é caracterizado pela impossibilidade de descrevê-lo em termos do produto dos estados individuais de cada fóton. Esta característica implica na existência de correlações mais fortes que o permitido pela mecânica clássica entre os possíveis resultados de medidas sobre cada fóton [16]. Desde a primeira experiência com violações das desigualdades clássicas, diferentes métodos para a geração de estados quânticos têm aparecido [17, 18, 19].

Um dos sistemas bem sucedidos baseia-se na estabilidade da fase de um interferômetro de Sagnac [20, 21]. A fonte de Sagnac permitiu a geração dos estados de Bell com alta fidelidade, tanto por feixes contínuos quanto no regime pulsado [19, 22, 23]. O esquema é baseado em um cristal com não-linearidade de segunda ordem que gera fótons colineares pela SPDC dentro do Sagnac. Devido à indistinguibilidade dos fótons gerados em sentido horário ou anti-horário no mesmo, no regime de baixa potência, o estado de superposição dos fótons em sua saída do Sagnac é efetivamente descrito por $|\psi_{spdc}\rangle = \alpha|H, V\rangle + \beta|V, H\rangle$, com α e $\beta \in \mathbb{C}$, e H (V) representando polarização horizontal (vertical) [24, 25].

Por outro lado, existe uma discussão mais ampla que é dominada por uma dicotomia: o estado quântico ψ é matemático ou físico? Se a primeira é verdadeira, ψ representa o conhecimento sobre alguns aspectos da realidade, enquanto a última implica que ψ representa diretamente o estado microscópico do sistema. Como seria de esperar, é possível defender cada uma dessas duas interpretações, dependendo das premissas adotadas [26, 27, 28, 29, 30]. Em vez de investigar a referida dicotomia via desigualdades decorrentes da impossibilidade de distinguir plenamente estados não ortogonais, pretendemos explorar a íntima conexão entre a realidade da função de onda e a natureza de seu colapso. Neste trabalho, relatamos os avanços em direção a testes da realidade da função de onda com uma abordagem no espírito proposto em [31] como uma prova de princípio e, mais tarde, em termos mais realistas em [32, 33].

Se a função de onda representa apenas informações sobre alguns aspectos da realidade física subjacente, então um colapso instantâneo não é problemático, uma vez que representaria uma atualização informacional bayesiana [34]. Por outro lado, se ψ é um campo físico em qualquer sentido razoável, então, o colapso não deve ser instantâneo. Dentro do modelo proposto em [33] é possível distinguir experimentalmente (i) a escala temporal da redução e (ii) o tempo necessário para a especificação macroscópica dos resultados de uma medição. Acontece que essa distinção é indireta, inferida das distribuições estatísticas de medidas de polarização de pares de fótons emaranhados em polarização.

Vamos introduzir brevemente algumas características-chave dos modelos de redução que abordaremos [33], e discutir porque um colapso não instantâneo modificaria sutilmente as previsões estatísticas padrões da mecânica quântica, sob condições especiais. Em [33], o fato experimental de que qualquer medida real tem uma duração finita, Δt , é explicitamente considerado. Além disso, presume-se que um evento microscópico, um “hit”, precede o resultado macroscópico resultante de uma medição. Mais especificamente, assume-se que o colapso é um processo iniciado por um “gatilho aleatório” cujo tempo de ocorrência é tomado como uma variável estocástica obedecendo a uma distribuição de probabilidade, que, no presente caso, é identificada com o perfil de intensidade temporal do pacote de onda dos fótons. Uma terceira suposição é que o estado quântico leva um tempo curto ($\delta t \ll \Delta t$), a partir do gatilho, para completar sua redução.

Se considerarmos, por exemplo, que o estado de polarização de dois fótons é enviado a diferentes detectores, e as duas polarizações são medidas durante a mesma janela de tempo no referencial do laboratório, então há uma probabilidade pequena, mas finita, de que dois hits (um para cada detector) ocorrem dentro de um intervalo de tempo menor que δt . Nessas raras ocasiões, o segundo hit pode mudar o resultado para o qual o colapso inicial levaria. Isso alteraria ligeiramente as frequências das polarizações medidas, sendo assim experimentalmente possível a inferência da existência do tempo finito do colapso [33].

Além do fato de que emaranhamento é necessário, não há muitas semelhanças com os testes de emaranhamento de Bell [16]. Em primeiro lugar, os estados maximamente emaranhados não são úteis para a presente investigação, e é necessário produzir estados emaranhados desbalanceados de maneira controlada [25]. Em segundo lugar, as duas partes têm que medir o mesmo observável H/V (Horizontal/Vertical), e as duas medições devem ser finamente sincronizadas no referencial do laboratório. Este requisito de sincronização, ausente nos testes da Bell, apresenta dificuldades técnicas que são abordadas em detalhes aqui [34].

Em um segundo momento, vamos estudar uma memória atômica, que constitui parte central do desenvolvimento tecnológico atual, oferecendo oportunidades e desafios na fronteira do conhecimento científico [35]. Diferentes configurações experimentais têm utilizado a interação entre feixes luminosos e ensembles atômicos, compostos por muitos átomos idênticos, para o armazenamento de informação baseada em excitações compartilhadas coletivamente no ensemble [36]. Tais memórias têm sido utilizadas para armazenar fótons individuais de várias fontes [37, 38], assim como estados fotônicos mais complexos, como por exemplo estados de Fock [39]. Também foi demonstrada sua aplicação para uma boa sincronização de sistemas quânticos independentes, que necessita de uma preparação sinalizada, um importante pré-requisito para vários protocolos de informação quântica [35].

A importância da memória foi introduzida na comunicação quântica através da ideia de repetidores quânticos, uma provável solução para o problema de comunicação quântica a grandes distâncias [40, 41]. Neste cenário, a memória essencialmente aumenta a probabilidade de sucesso ao longo de uma cadeia de passos condicionados que constituem a base do esquema, tornando possível a materialização de redes quânticas escalonáveis [35, 42]. A busca por arquiteturas simples para a transmissão de informação representa uma forma mais realista de alcançar o objetivo primordial dos repetidores quânticos, que é superar a distância máxima através das quais estados quânticos podem ser transmitidos de forma direta.

Apesar de serem bastante conhecidas e estudadas, as memórias atômicas continuam nos surpreendendo com novas propriedades à medida que tentamos descrevê-las em seus aspectos mais fundamentais, abandonando aproximações comuns na modelagem de seu comportamento. Um desenvolvimento recente foi a proposta do protocolo de Duan-Lukin-Cirac-Zoller para comunicação quântica a longas distâncias, que desencadeou um rápido progresso experimental em memórias quânticas baseadas em ensembles atômicos [43]. Por trás desse desenvolvimento está a modelagem de primeiros princípios de um ensemble de átomos de três níveis na configuração tipo lambda (Λ), interagindo de forma coerente com os modos de vácuo à medida que a luz é espalhada por dois pulsos de laser consecutivos. Abandonar a descrição da emissão espontânea como um processo incoerente nos leva a

um novo mundo de possibilidades através da exploração do emaranhamento fundamental entre os átomos e a luz espontaneamente espalhada a partir deles.

Nesta tese, também relatamos as correlações observadas após registrarmos a detecção de um fóton em uma determinada direção, emitida espontaneamente a partir de um ensemble de átomos de dois níveis, que armazena por um tempo relativamente longo a informação sobre a direção de emissão do primeiro fóton. Condicionadas na primeira detecção, tais correlações aparecem como um aumento na probabilidade de detectar outros fótons na mesma direção, bem como na supressão da componente de dois fótons para o campo nessa direção. Ambos os efeitos transitórios duram mais de dez vezes a vida útil do estado excitado. Além disso, a memória atômica parece ser bastante robusta a mudanças no esquema para ler a informação armazenada, indicando seu caráter não volátil.

Um efeito semelhante foi observado por Almeida *et al.* [44], ao excitar um ensemble de átomos frios de dois níveis com dois pulsos de laser formando um ângulo entre si. Isto permitiu acoplar diferentes estados de momento dos átomos de césio via interação Raman de dois fótons, levando ao armazenamento da informação óptica. Depois de desligar ambos os lasers, esperar um certo tempo, e voltar a ligar apenas um deles, o sistema continua a emitir luz na direção do laser ausente por um tempo relativamente longo, como se a memória não fosse afetada pelo processo de leitura. Esses autores também mostraram que a vida útil da memória é limitada apenas pelo movimento térmico atômico. Tais resultados foram bem compreendidos no âmbito das chamadas Ressonâncias Induzidas por Recuo (RIR) [45, 46], que estão associadas ao recuo do átomo devido à absorção ou emissão de radiação.

A detecção de uma emissão espontânea em um determinado modo da luz anuncia a ocorrência de uma interação coerente do ensemble atômico com esse modo particular de vácuo. O fato de que o sistema atômico ainda revela o efeito RIR, mesmo no espalhamento espontâneo da luz, é outra consequência notável da natureza coerente da emissão espontânea que pode ser explorada quando observamos os graus de liberdade apropriados, particularmente quando usamos informações sobre eventos anteriores de emissão espontânea.

Desta forma, utilizamos técnicas da óptica quântica para testar e entender dois problemas bem distintos. O primeiro nos possibilitou produzir uma função de onda via SPDC a partir de um interferômetro de Sagnac, usada para criarmos condições para um eventual teste do tempo finito do colapso da função de onda através de detecções sincronizadas. No segundo, investigamos o espalhamento espontâneo de um ensemble de átomos de dois níveis, obtido a partir de uma armadilha magneto-óptica.

Em vista disso, no Capítulo 2 trataremos a discussão sobre um passo significativo alcançado experimentalmente para a realização do teste final no intuito de medir o Tempo Finito do Colapso da Função de Onda (TFCFO). Para isso, discutiremos o raciocínio

teórico introduzido por Moreno & Parisio [33]. Descreveremos os detalhes do nosso aparato experimental e como conseguimos criar a função de onda bipartite requerida, com a devida caracterização de visibilidade e emaranhamento. Apresentaremos um processo de sincronização das detecções e como contornamos os problemas do desalinhamento causados pelas varreduras temporais. Por fim, faremos uma discussão sobre os aspectos fundamentais requeridos do experimento para a realização do teste final. Os resultados deste capítulo se encontram publicados em [34].

No Capítulo 3, abordaremos os processos físicos fundamentais da armadilha magneto-óptica. Iniciaremos discutindo a força sentida por um átomo de dois níveis na presença do campo elétrico. Mostraremos que dois feixes contrapropagantes monocromáticos e dessintonizados negativamente da ressonância atômica no referencial do laboratório, podem levar ao resfriamento do conjunto de átomos. Diante disto, devemos criar na região de resfriamento um campo magnético quadrupolar para estabelecer a condição de confinamento. Discutiremos ainda a montagem e a caracterização da AMO criada para átomos de Rubídio-87. Apresentaremos a técnica empregada para cancelar os campos magnéticos espúrios e o nosso método para medir profundidades ópticas, que já foi utilizado em [39].

No Capítulo 4, abordaremos nosso experimento acerca do espalhamento de fótons em ensembles de átomos de dois níveis. Inicialmente, discutiremos o experimento realizado na ref. [44] que motivou o estudo do espalhamento espontâneo. Faremos uma discussão sobre a função de correlação de segunda ordem, nas formas clássica e quântica, que deve ser utilizada como meio de analisar a estatística dos fótons espalhados. De forma sucinta, traremos uma abordagem sobre a estatística de fótons provenientes de um feixe coerente e de uma fonte térmica. Descreveremos também o aparato experimental para a presente investigação. Mostraremos que, quando interagimos pulsos de laser consecutivos dessintonizados da frequência de ressonância do átomos de Rubídio-87, os fótons espalhados pela nuvem apresentam correlações, aumentando a probabilidade de detectar outro fóton na mesma direção. Tais modificações na estatística dos fótons espalhados ocorrem devido à presença de uma memória não-volátil nos graus de liberdade externos do átomo. Abordamos então vários fatores que interferem no espalhamento.

Por fim, traremos nossa conclusão e perspectivas acerca de trabalhos futuros.

2 TEMPO DO COLAPSO DA FUNÇÃO DE ONDA

Neste capítulo, relataremos um passo significativo para a realização de um teste experimental com o intuito de verificar a existência de um Tempo Finito do Colapso da Função de Onda (TFCFO), que foi introduzido teoricamente por Moreno & Parisio na ref. [33]. Para isso, foi essencial a construção de uma fonte de fótons emaranhados em polarização e a sua devida caracterização. Também realizamos a sincronização necessária entre dois detectores. Desta forma, pudemos estimar melhor as condições que precisam ser atendidas para o teste final da proposta apresentada na ref. [33], e conceber um experimento detalhado para sua implementação [34]. A configuração experimental e o procedimento que decorrem dessa análise são consideravelmente mais complexos e exigentes do que originalmente proposto.

2.1 Colapso da função de onda com estados emaranhados em polarização

O sistema abordado na ref. [33] é composto por dois fótons espacialmente separados que são gerados simultaneamente, resultando em um estado emaranhado entre polarização horizontal (H) e vertical (V)

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \alpha|H\rangle_1 \otimes |V\rangle_2 + \beta|V\rangle_1 \otimes |H\rangle_2 \\ &\equiv \alpha|H, V\rangle + \beta|V, H\rangle, \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde $\alpha \neq 0$ e $\beta \neq 0$, e os subscritos 1 e 2 referem-se aos fótons enviados aos detectores (observáveis) dos caminhos 1 e 2, respectivamente, como mostra a Figura 1. Uma vez que os fótons seguem caminhos ópticos distintos, um atraso entre eles é susceptível de ser introduzido, a menos de um tempo τ vinculado à imprecisão mínima experimental [34]. Vale lembrar que isso não é levado em consideração na avaliação de testes padrões de violação da desigualdade de Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH) [47].

Por meio dos conhecimentos básicos de mecânica quântica, podemos inferir a distribuição estatística resultante de uma série de N medições de coincidências nas polarizações do estado. Para isso, temos uma probabilidade $|\alpha|^2$ de detectar o auto-estado $|H, V\rangle$ e $1 - |\alpha|^2$ para o estado $|V, H\rangle$, com flutuações da ordem de \sqrt{N} de um número finito de repetições. Uma vez que na interpretação padrão da mecânica quântica o colapso é assumido como instantâneo, a segunda medição da polarização do estado em um evento

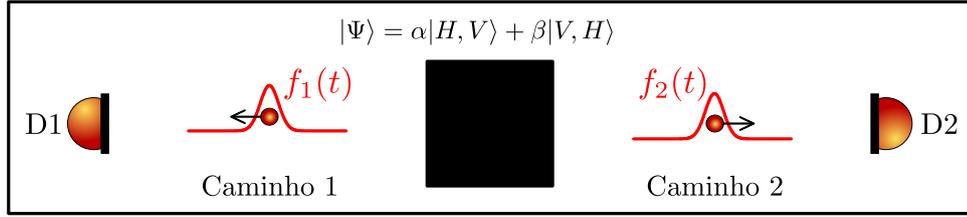


Figura 1 – Representação simplificada da configuração experimental. A caixa preta lança pares de fótons emaranhados em polarização, um por cada caminho, sendo então representados pela função de onda $|\Psi\rangle = \alpha|H, V\rangle + \beta|V, H\rangle$, com $|\beta| = \sqrt{1 - |\alpha|^2}$. Os fótons que seguem os caminhos 1 e 2 estão probabilisticamente localizados pelas funções $f_1(t)$ e $f_2(t)$, respectivamente.

de coincidência não desempenha qualquer papel além de purificar o estado global sendo medido.

Entretanto, em um par de artigos [31, 33], foi levada em consideração a possibilidade do colapso não ser instantâneo. Para isso, na ref. [33], os autores assumiram que os perfis de intensidade dos campos eletromagnéticos associados aos fótons são pre-estabelecidos. Denotaram então as distribuições para um sucesso nos detectores do caminho 1 e 2 por $f_1(t)$ e $f_2(t)$, respectivamente, e admitiram que o fóton detectado no caminho 1 é atrasado por um tempo τ em relação ao detectado no caminho 2. Além disto, consideraram os dois pacotes como tendo a mesma forma,

$$f_1(t) = f_2(t - \tau). \quad (2.2)$$

Neste cenário, eles apontaram que duas situações distintas poderiam acontecer. Se o tempo de colapso δt é menor do que qualquer outra escala de tempo no problema, quando for detectado o segundo fóton do par, a redução devido ao primeiro já estará concluída. Por estas realizações, obtemos exatamente os mesmo resultado quando levamos em conta o colapso instantâneo. No entanto, se o segundo fóton chega à detecção com um atraso menor que δt , a detecção do segundo fóton tem “início” enquanto o colapso da função de onda devido à detecção do primeiro fóton ainda está ocorrendo. Assim que o primeiro evento acontece, não importa em que detector 1 ou 2 ocorrer, o estado começa a colapsar seguindo uma das duas vias cinemáticas

$$|\Psi_I(t)\rangle = a_I(t)|H, V\rangle \otimes |\Phi_{H,V}^{(I)}\rangle + b_I(t)|V, H\rangle \otimes |\Phi_{V,H}^{(I)}\rangle, \quad (2.3)$$

$$|\Psi_{II}(t)\rangle = a_{II}(t)|H, V\rangle \otimes |\Phi_{H,V}^{(II)}\rangle + b_{II}(t)|V, H\rangle \otimes |\Phi_{V,H}^{(II)}\rangle, \quad (2.4)$$

com condições de contorno

$$\begin{aligned} a_I[t^{(h)}] &= \alpha, & a_I[t^{(h)} + \delta t^{(I)}] &= 1, \\ b_I[t^{(h)}] &= \beta, & b_I[t^{(h)} + \delta t^{(I)}] &= 0, \end{aligned} \quad (2.5)$$

e

$$\begin{aligned} a_{II}[t^{(h)}] &= \alpha, & a_{II}[t^{(h)} + \delta t^{(II)}] &= 0, \\ b_{II}[t^{(h)}] &= \beta, & b_{II}[t^{(h)} + \delta t^{(II)}] &= 1, \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde $\delta t^{(I)}$ e $\delta t^{(II)}$ denotam os tempos de colapso para rotas (2.3) e (2.4), respectivamente. Denotamos o instante em que o primeiro fóton chega em qualquer detector como $t^{(h)}$. Os estados $\{|\Phi\rangle\}$ correspondem aos estados microscópicos dos graus de liberdade externos que se acoplam ao sistema durante a medição. Para ser consistente com a regra de Born, os autores assumiram que a via (2.3) acontece com uma frequência relativa de $|\alpha|^2$ e a segunda via (2.4), com frequência relativa de $|\beta|^2 = 1 - |\alpha|^2$. É relevante deixar claro que os mesmos não forneceram, ou tentaram fornecer, a dinâmica das equações que as amplitudes $a_i(t)$ e $b_i(t)$ devem satisfazer durante o processo de redução. Em vez disso, usaram apenas o fato de que no final do processo o postulado de Born deve ser validado.

A probabilidade $P_{<}$ para a ocorrência das duas detecções em um intervalo de tempo mais curto do que qualquer $\delta t^{(i)}$, quando a detecção leva à rota i , é

$$P_{<} = |\alpha|^2 P_{<}^{(I)} + |\beta|^2 P_{<}^{(II)}, \quad (2.7)$$

com

$$P_{<}^{(i)} = \int_{-\Delta t/2}^{+\Delta t/2} \int_{t''=t'-\delta t^{(i)}}^{t''=t'+\delta t^{(i)}} f_1(t') f_2(t'') dt' dt'', \quad (2.8)$$

e o intervalo $[-\Delta t/2, \Delta t/2]$ estabelecido como a janela da detecção. Definindo $y = t_1^{(h)} - t_2^{(h)}$, em que $t_1^{(h)}$ ($t_2^{(h)}$) é o momento em que o fóton chega ao detector no caminho 1 (caminho 2), a densidade de probabilidade para a variável relativa y para cada percurso é dada por $p^{(i)}(y) = dP_{<}^{(i)}/d(\delta t^{(i)})|_y$. É fácil ver, a partir da relação anterior, que $p^{(1)}(y) = p^{(2)}(y) = p(y)$.

Vamos considerar o evento em que uma segunda detecção acontece entre t e $t + dt$ com $t^{(h)} < t < t^{(h)} + \delta t^{(i)}$. Nesta situação, se o estado é pego em colapso pela via (2.3), os resultados após a segunda detecção são $|H, V\rangle|\Phi_{H,V}^{(I)}\rangle$ ou $|V, H\rangle|\Phi_{V,H}^{(I)}\rangle$ com probabilidades $|a_I(t)|^2$ e $|b_I(t)|^2$, respectivamente. Por outro lado, se o estado está em colapso pela via (2.4), os resultados possíveis são $|H, V\rangle|\Phi_{H,V}^{(II)}\rangle$ e $|V, H\rangle|\Phi_{V,H}^{(II)}\rangle$ com probabilidades de $|a_{II}(t)|^2$ e $|b_{II}(t)|^2$, respectivamente. A partir deste raciocínio, a probabilidade de obter $|H, V\rangle$ entre t e $t + dt$ é proporcional à

$$[|\alpha|^2 |a_I(t)|^2 + |\beta|^2 |a_{II}(t)|^2] dt. \quad (2.9)$$

Assim, a probabilidade de obtenção de $|H, V\rangle$ para qualquer t , satisfazendo $t^{(h)} < t < t^{(h)} + \delta t^{(I)}$ ou $t^{(h)} < t < t^{(h)} + \delta t^{(II)}$, dependendo da via, é dada pela o integral

$$\begin{aligned} P(H, V|\delta t) &= \frac{|\alpha|^2}{P_{<}} \int_{-\delta t^{(I)}}^{\delta t^{(I)}} |a_I(y)|^2 p(y) dy + \frac{|\beta|^2}{P_{<}} \int_{-\delta t^{(II)}}^{\delta t^{(II)}} |a_{II}(y)|^2 p(y) dy \\ &= \frac{|\alpha|^2 (\zeta + P_{<}) + |\beta|^2 \xi}{P_{<}}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde

$$\zeta = \int_{-\delta t^{(I)}}^{\delta t^{(I)}} |a_I(y)|^2 p(y) dy - P_{<}, \quad (2.11)$$

$$\xi = \int_{-\delta t^{(II)}}^{\delta t^{(II)}} |a_{II}(y)|^2 p(y) dy. \quad (2.12)$$

Podemos escrever a probabilidade incondicional de obter o resultado $|H, V\rangle$ como

$$P(H, V) = (1 - P_{<})|\alpha|^2 + P_{<}P(H, V|\delta t) = |\alpha|^2 + (|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi). \quad (2.13)$$

Conseqüentemente, se o colapso não é instantâneo, os resultados de duas medições de polarização sincronizadas deve levar ao autoestado $|H, V\rangle$ com uma probabilidade de $|\alpha|^2 + (|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi)$ e ao auto-estado $|V, H\rangle$ com uma probabilidade de $1 - |\alpha|^2 - (|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi)$. Uma vez que é feito um número N de repetições sobre a medida, a diferença numérica entre os resultados $|H, V\rangle$ e $|V, H\rangle$, para uma cenário sem colapso é $\Delta N_{\text{sem colapso}} = (|\alpha|^2 - |\beta|^2)N$, enquanto que a mesma quantidade, se considerarmos a existência do colapso, é $\Delta N_{\text{com colapso}} = [2(|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi) + (|\alpha|^2 - |\beta|^2)]N$. Assim, o desvio entre os dois cenários é dado por

$$\Delta N = \Delta N_{\text{com colapso}} - \Delta N_{\text{sem colapso}} = 2(|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi)N. \quad (2.14)$$

Dentro desta proposta, para um estado maximamente emaranhado (com $|\alpha|^2 = 1/2$), que implica em $\delta t^{(I)} = \delta t^{(II)}$, não seria possível revelar um tempo de colapso potencialmente não nulo, uma vez que isso iria conduzir a um $\Delta N = 0$. Isto é devido ao fato de que, neste caso simétrico, devemos ter $|a_I(y)|^2 = |b_{II}(y)|^2$. Portanto, para sermos capazes de comprovar a existência do tempo de colapso, na seção seguinte vamos descrever o experimento que fizemos para criar o estado inicial (2.1) desbalanceado.

Segundo os autores da ref. [33], é possível distinguir as flutuações estatísticas ($\Delta\mathcal{N}$) da alteração provocado pela existência do TFCFO, pois o desvio $\Delta\mathcal{N} = \sqrt{N}$ tende a diminuir o efeito em $|\Delta N|$, de modo que $\Delta N/\Delta\mathcal{N} = 2(|\alpha|^2\zeta + |\beta|^2\xi)\sqrt{N}$ e, para um número suficientemente grande de realizações experimentais, pode-se alcançar em princípio uma relação $\Delta N/\Delta\mathcal{N}$ tão grande quanto necessária. Eles então verificaram que, se o efeito vier a existir, o desvio ΔN entre os dois cenários será maior quando a função de onda (2.1) apresentar $|\alpha| = \sqrt{3}/2$ e $|\beta| = 1/2$.

2.2 Caracterização experimental de estados emaranhados em polarização

O aparato experimental usado para a investigação do TFCFO é introduzido esquematicamente na Figura 2. Um laser de Titânio Safira (Ti:S) operando no regime de modos travados (*mode-locked*) com pulsos de duração de ≈ 100 fs, em uma taxa de repetição de $f_r \approx 82$ MHz, e centrado em $\lambda_b = 800$ nm é usado para gerar pares de fótons correlacionados via Conversão Paramétrica Descendente (PDC, do inglês *Parametric Down-Conversion*). O laser tem sua frequência óptica dobrada em um cristal de β -Borato de Bário com $500 \mu\text{m}$ para geração de segundo harmônico do tipo I. O feixe de $\lambda_{SH} \approx 400$

Dentro do Sagnac, são utilizados dois elementos ópticos para o controle de polarização: um HWP (Casix) de duplo comprimento de onda (800 nm/400 nm) e um separador de feixe por polarização (PBS, do inglês *Polarization Beam Splitter*) de banda larga. O PBS é usado para acoplar luz para dentro e para fora do interferômetro. A HWP dual possui duas funções. A primeira é girar a polarização do bombeio que circula no sentido horário para satisfazer a condição de casamento de fase no cristal para ambas as direções, no sentido horário e anti-horário (veja a superposição no Sagnac na Figura 2). A segunda é permutar as polarizações de fótons convertidos pela SPDC e, desta forma, garantir que os fótons complementares gerados no sentido horário e anti-horário saiam do interferômetro através da mesma porta de saída (1 ou 2) e os fótons sinais saiam através da outra [25].

Uma vez que saem da fonte, os fótons emaranhados são enviados para um sistema de análise de polarização composto por uma HWP e um PBS. Detectamos separadamente os feixes refletidos e transmitidos no PBS. Os filtros de interferência, centrados em 800 nm e com largura à meia altura (FWHM, do inglês *Full Width at Half Maximum*) de 10 nm (40 nm), são colocados nos feixes transmitidos (refletidos) pelos dois PBS's. Para uma maior filtragem espectral, usamos ainda espelhos dicróicos e filtros de cor que bloqueiam o segundo harmônico.

Telescópios são colocados em todos os canais de detecção para melhorar o acoplamento dos fótons emaranhados às fibras monomodo. As fibras são conectadas a detectores de fótons individuais (Perkin-Elmer SPCM). Os fótons das portas de saída 1 e 2 do Sagnac, que são transmitidos através dos PBS's de análise, são acoplados a fibras de 30 cm de comprimento, enquanto as reflexões são acopladas em fibras de 200 cm de comprimento. Uma linha de atraso micrométrica é colocada no caminho da transmissão da saída 1 do Sagnac, para realizar as medidas sincronizadas necessárias para investigar os efeitos do TFCFO. Nosso objetivo aqui não é sincronizar as quatro saídas de detecção, como seria necessário para testar a proposta da ref. [33]. Para isso, seria indispensável introduzir linhas de atraso também nas reflexões dos polarizadores das duas saídas do Sagnac.

Os sinais eletrônicos TTL de todos os detectores são enviados para um conversor lógico TTL–NIN e processados por uma placa de contagem de coincidências (FAST ComTech – P7888) com 1 ns de resolução. Em nosso esquema, o pulso que desencadeia a detecção de coincidência está relacionado aos detectores D1T ou D1R (eletronicamente atrasados em relação um ao outro) e os dois pulsos de parada estão relacionados aos detectores D2T e D2R. Desta forma, podemos medir quaisquer coincidências entre os quatro detectores. A eficiência de cada detector é $\eta_{1T} = 4,3\%$, $\eta_{1R} = 2,5\%$, $\eta_{2T} = 3,5\%$ e $\eta_{2R} = 2,2\%$, respectivamente, sendo estas definidas a partir da razão entre coincidências e contagens individuais.

Atribuimos a baixa eficiência de detecção, principalmente, à presença de um grande número de fótons de fluorescência atingindo o aparato de detecção, devido à interação

do feixe de bombeio UV com elementos ópticos do caminho dos feixes. Isso leva a um aumento na taxa de contagem de fótons individuais, mas não um aumento equivalente em coincidências. A filtragem no tempo pode remover contagens individuais indesejadas devido à fluorescência, porém nossa filtragem temporal de aquisição está disponível apenas nas detecções de coincidências. Para os fins do presente trabalho, apenas as contagens de coincidências estão relacionadas à geração de fótons emaranhados, o que nos permitiu prosseguir. As coincidências de fótons foram medidas em janelas temporais de 4 ns de duração situadas a 20 ns do instante de chegada do primeiro fóton do SPDC que desencadeia a detecção. Registramos cerca de 5 coincidências por segundo relacionadas à luz espúria, enquanto que para os fótons correlacionados temos cerca de 160 coincidências por segundo.

2.3 Geração de estados quânticos

O estado quântico associado aos graus de liberdade de polarização, quando os fótons gerados pelo SPDC saem do Sagnac, pode ser escrito como [25]:

$$|\psi_{spdc}\rangle = \alpha|H_i, V_s\rangle + \beta e^{i(\phi_- + \Delta)}|V_i, H_s\rangle, \quad (2.15)$$

onde i e s correspondem aos fótons *idler* e de *signal*, respectivamente, com polarização H ou V. Os valores absolutos das amplitudes α e β são dados por

$$\alpha = \sqrt{\frac{\sin^2(2\theta_b) + \sin^2[2(\theta_b - \phi_b)]}{2}}, \quad (2.16)$$

$$\beta = -\sqrt{\frac{\cos^2(2\theta_b) + \cos^2[2(\theta_b - \phi_b)]}{2}}, \quad (2.17)$$

onde θ_b e ϕ_b são os ângulos dos eixos rápidos das HWP e QWP, respectivamente, usadas no controle da polarização do feixe de bombeio. Nesta derivação, assumimos que o feixe de bombeio tem polarização $|V\rangle$ antes de passar pelas HWP e QWP. A contribuição de ϕ_- para a fase relativa entre os dois estados na Equação 2.15 é dada por

$$\tan \phi_- = \frac{2 \sin(2\phi_b)}{\sin(4\theta_b) + \sin[4(\theta_b - \phi_b)]}. \quad (2.18)$$

Além disso, a constante Δ leva em consideração diferenças de fase acumuladas na propagação do bombeio, sinal e complementar nas duas direções opostas dentro do Sagnac [25].

As Equações 2.15 - 2.18 mostram que, com uma manipulação adequada das placas de onda ópticas no feixe de bombeio, é possível obter o estado fotônico necessário para investigar a dinâmica do TFCFO proposta por Moreno e Parisio [33], que deve ser um estado bipartite com correlações quânticas, mas não emaranhado maximamente. Para

prosseguir nesta análise, nosso primeiro conjunto de medidas é projetado para caracterizar os estados produzidos pela fonte de fótons emaranhados, o que é realizado por medidas de polarização correlacionadas em um conjunto de bases distintas [51]. Vamos configurar inicialmente a HWP situada na saída 1 do Sagnac com o eixo rápido no ângulo $\theta_1 = 0^\circ$, representando a base H/V , e posteriormente em $2\theta_1 = 45^\circ$, descrevendo a base D/AD (Diagonal/Anti-Diagonal), em relação ao eixo vertical.

As Figuras 3 e 4 mostram as contagens de coincidências adquiridas à medida que variamos o ângulo θ_2 da HWP na porta de saída 2 do interferômetro Sagnac. O símbolo C_{xy} significa o número de coincidências entre os detectores x e y na primeira e segunda portas de saída do Sagnac, respectivamente. Em ambas as Figuras 3 e 4 definimos $\phi_b = 0^\circ$ e os círculos pretos estão associados com $2\theta_b = 45^\circ$, enquanto os círculos vermelhos correspondem a $2\theta_b = 30^\circ$. A Figura 3 apresenta a contagem de coincidências para a base H/V , enquanto a Figura 4 apresenta a contagem de coincidências para a base D/AD .

As linhas sólidas representam os melhores ajustes senoidais para os dados experimentais, que são usadas para obter as visibilidades $V = (C_{\max} - C_{\min}) / (C_{\max} + C_{\min})$, com C_{\max} e C_{\min} os valores máximo e mínimo de coincidências, respectivamente. A Tabela 1 mostra as visibilidades para as 16 curvas experimentais das Figuras 3 e 4.

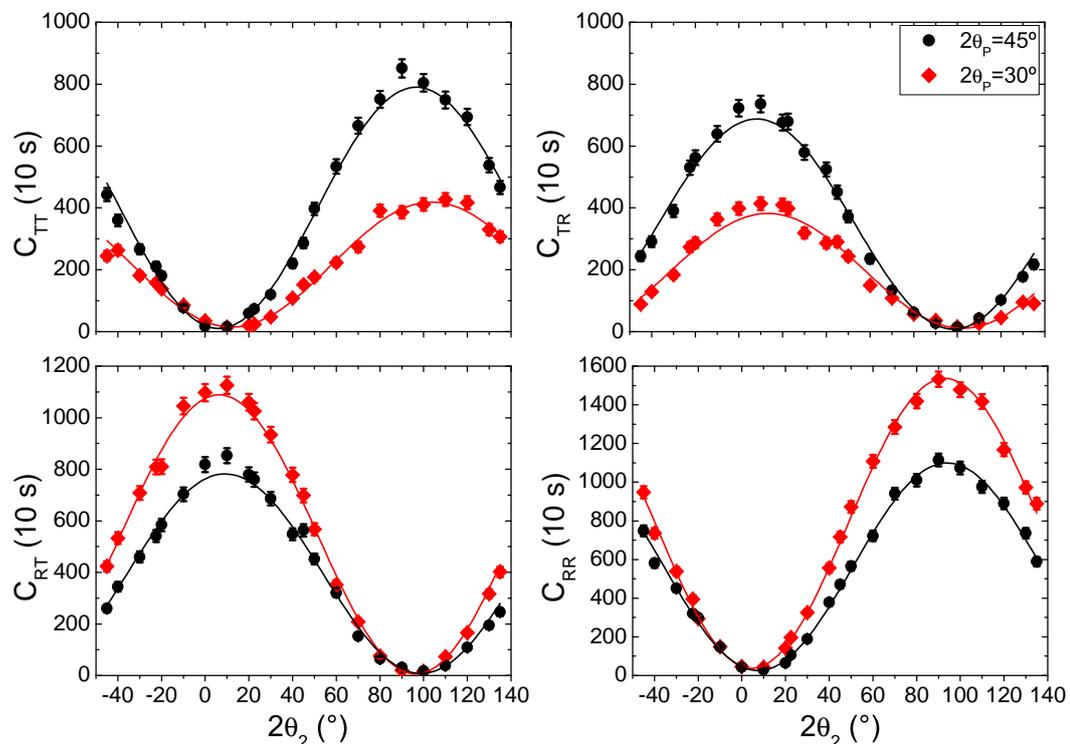


Figura 3 – Contagens de coincidências como uma função do ângulo de polarização ($2\theta_2$) medido na base H/V ($\theta_1 = 0^\circ$). A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. A linha sólida é uma função senoidal que melhor ajusta os dados. O símbolo C_{xy} designa o número de coincidências entre o detector x , na primeira porta de saída do Sagnac e o detector y , na segunda saída.

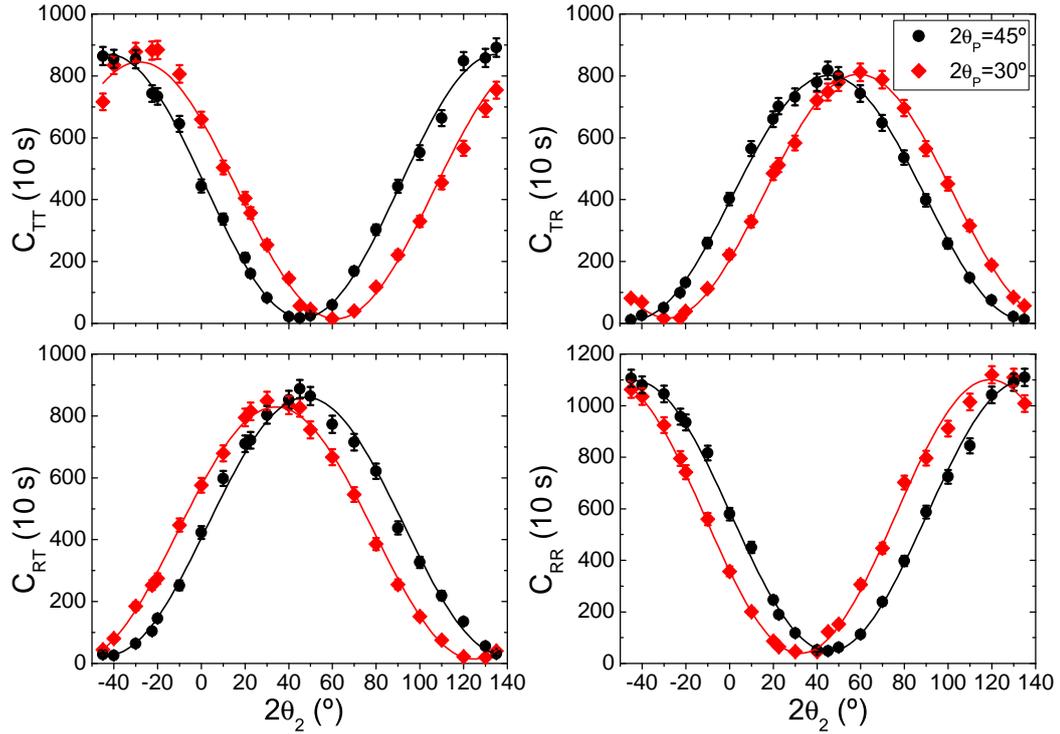


Figura 4 – Contagens de coincidências como uma função do ângulo de polarização ($2\theta_2$) medido na base D/AD ($2\theta_1 = 45^\circ$). A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. A linha sólida é uma função senoidal que melhor ajusta os dados. O símbolo C_{xy} representa a mesma quantidade que na Figura 3.

$2\theta_1$ (°)	$2\theta_b$ (°)	V_{TT} (%)	V_{TR} (%)	V_{RT} (%)	V_{RR} (%)
0	30	93,7(6,3)	93,0(6,4)	97,2(4,0)	94,5(3,4)
	45	96,5(4,6)	96,5(5,0)	96,1(4,6)	94,8(4,0)
45	30	96,7(4,6)	96,1(4,7)	95,4(4,6)	92,1(3,8)
	45	96,0(4,5)	97,3(4,8)	94,3(4,4)	91,7(3,8)

Tabela 1 – Visibilidades do conjunto de medidas com interferências nas bases H/ V ($\theta_1 = 0^\circ$) e D/AD ($2\theta_1 = 45^\circ$). O símbolo $V_{x,y}$ representa a visibilidade entre o detector x , na primeira porta de saída do Sagnac e o detector y , na segunda saída.

Uma maneira de caracterizar o emaranhamento em sistemas bipartite de dois níveis é usando a desigualdade CHSH [47] expressa em termos do parâmetro

$$S = |E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta'_2) + E(\theta'_1, \theta_2) - E(\theta'_1, \theta'_2)|, \quad (2.19)$$

onde θ_1 e θ_2 são os ângulos das HWP's dos analisadores (Figura 2), e $E(\theta_1, \theta_2)$ é definido por

$$E(\theta_1, \theta_2) = \frac{C_{TT} - C_{TR} - C_{RT} + C_{RR}}{C_{TT} + C_{TR} + C_{RT} + C_{RR}}. \quad (2.20)$$

O símbolo C_{xy} designa o número de coincidências entre o detector x , na primeira porta de saída do Sagnac e o detector y , na segunda porta de saída, com $x, y = T, R$.

Os estados com correlações quânticas apresentam $2 < S < 2\sqrt{2} \approx 2,8$, sendo a violação máxima alcançada por um estado de Bell, obtidos quando os valores dos ângulos são $\theta_1 = 0^\circ$, $2\theta'_1 = 45^\circ$, $2\theta_2 = 22,5^\circ$ e $2\theta'_2 = -22,5^\circ$. Usamos esses valores para medir S para um determinado estado definido pelo ângulo da HWP do bombeio, $2\theta_b$. A Figura 5 apresenta então o parâmetro S como uma função de $2\theta_b$. O estado preparado exibe correlações quânticas quando $15^\circ < 2\theta_p < 80^\circ$. Mais importante ainda, ao fixar $2\theta_p = 30^\circ$, podemos produzir o estado emaranhado desbalanceado considerado por Moreno e Parisio [33], necessário para investigar os efeitos eventuais do TFCFO. O parâmetro S para este estado corresponde ao círculo vermelho na Figura 5. Outro ponto destacado é o parâmetro S que corresponde ao estado maximamente emaranhado (quadrado preto). Durante o estudo abaixo sobre a sincronização da detecção para investigações do TFCFO, também usaremos esse estado para fins de comparação, porque, de acordo com a Ref. [33], em um estado maximamente emaranhado, não é possível observar o efeito relacionado ao TFCFO. As curvas nas Figuras 3 e 4 estão associadas a estes dois estados importantes para a nossa investigação.

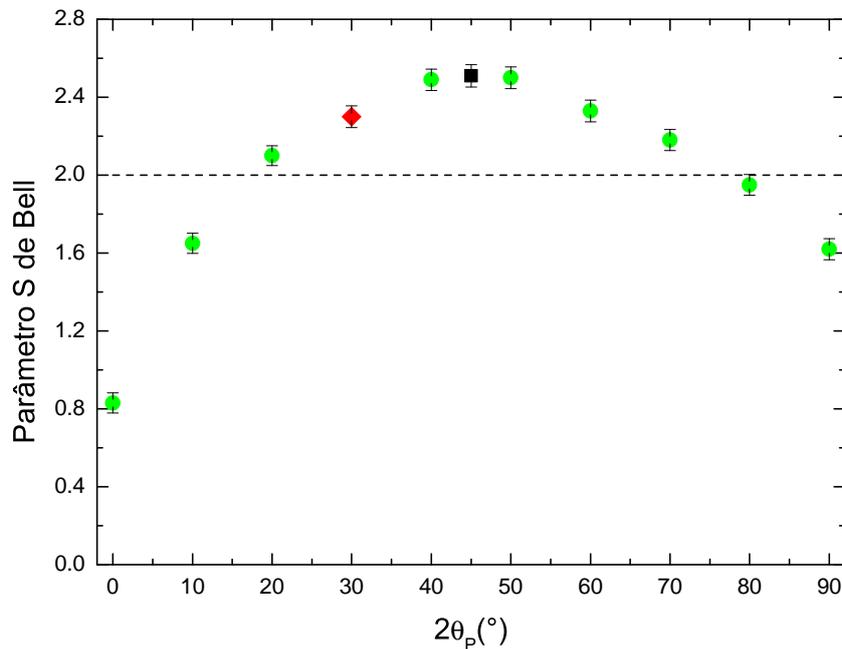


Figura 5 – Medição do parâmetro S de Bell como uma função do ângulo $2\theta_p$ da HWP do bombeio. A linha pontilhada $S = 2$ representa o limite entre as correlações clássicas ($S < 2$) e não clássicas ($S > 2$). O tempo de aquisição para as correlações foi de 10 s. O ponto preto foi obtido para o estado balanceado, enquanto que o ponto vermelho para o estado desbalanceado utilizado.

2.4 Varreduras temporais

As contagens de coincidências sincronizadas entre detectores, colocados em diferentes portas de saída do Sagnac, são necessárias para verificar a hipótese proposta em [33]. Desta forma, a contagem de coincidência está relacionada aos coeficientes α e β da Equação 2.15, e em um estado desbalanceado, essas contagens de coincidências devem apresentar um pico ou um vale quando o tempo de chegada dos fótons emaranhados nos detectores é o mesmo, se houver algum tempo finito para o colapso da função de onda. No entanto, para diferenciar essas estruturas, é necessário estabelecer uma linha de base em torno da qual é esperada alguma flutuação residual dos pontos. Não é direto determinar essa linha de base devido a desvios sistemáticos provenientes dos desalinhamentos da linha de atraso, pois ela é “varrida”. A maneira como nós contornamos esse problema foi realizar a medição para os dois estados destacados na seção anterior, uma vez que ambos estão sujeitos ao mesmo desalinhamento, mas um seria afetado pelo TFCFO e o outro não. Mostramos então, que a subtração dos resultados para esses dois estados é suficiente para compensar erros provocados pelo desalinhamento, e obtemos como resultado uma linha plana.

Com o intuito de configurar o sistema para sincronizar o tempo de chegada dos fótons emaranhados nos detectores D1T e D2T, é utilizada uma fração do laser em $\lambda = 800$ nm, remanescente do processo de geração de harmônicos secundários (feixe de alinhamento na Figura 2). Este feixe segue o mesmo caminho óptico dos fótons gerados pelo SPDC, e suas duas saídas do Sagnac são acopladas nas fibras de modo único, conectadas aos detectores D1T e D2T. Um Separador de Feixe em Fibra (FBS, do inglês *Fiber Beam Splitter*) é conectado às saídas das fibras em que se acoplam os dois detectores, com a entrada A (B) do FBS conectada ao acoplador da fibra D1T (D2T), conforme mostrado na Figura 6(a). A linha de atraso foi “varrida” e um padrão de interferência foi observado para um atraso $\tau_{AB} = -5,47 \pm 0,03$ ps. As entradas do BSF são então trocadas como mostrado na Figura 6(b), e a linha de atraso foi novamente varrida. Desta vez, o padrão de interferência foi observado em $\tau_{BA} = +5,47 \pm 0,03$ ps. Os dois picos, associados aos dois padrões de interferência, são mostrados na Figura 6(c), onde o zero é definido por $\tau_{AB} + \tau_{BA} = 0$. A diferença entre τ_{AB} e τ_{BA} vem unicamente da diferença entre os braços do FBS que conectam as entradas A e B ao centro. O zero, definido através deste procedimento, fornece uma estimativa da posição da linha de atraso para a qual fótons do Sagnac chegam simultaneamente em D1T e D2T. A precisão desta estimativa é limitada por variações na distância entre a ponta da fibra e a superfície do detector em D1T e D2T, respectivamente. Estimamos que uma varredura de $-0,4$ mm ($-1,3$ ps) a $+0,4$ mm ($+1,3$ ps) em torno do zero é suficiente para compensar qualquer incerteza na localização da origem.

Esperamos que os fótons apresentem um forte alargamento no tempo devido à

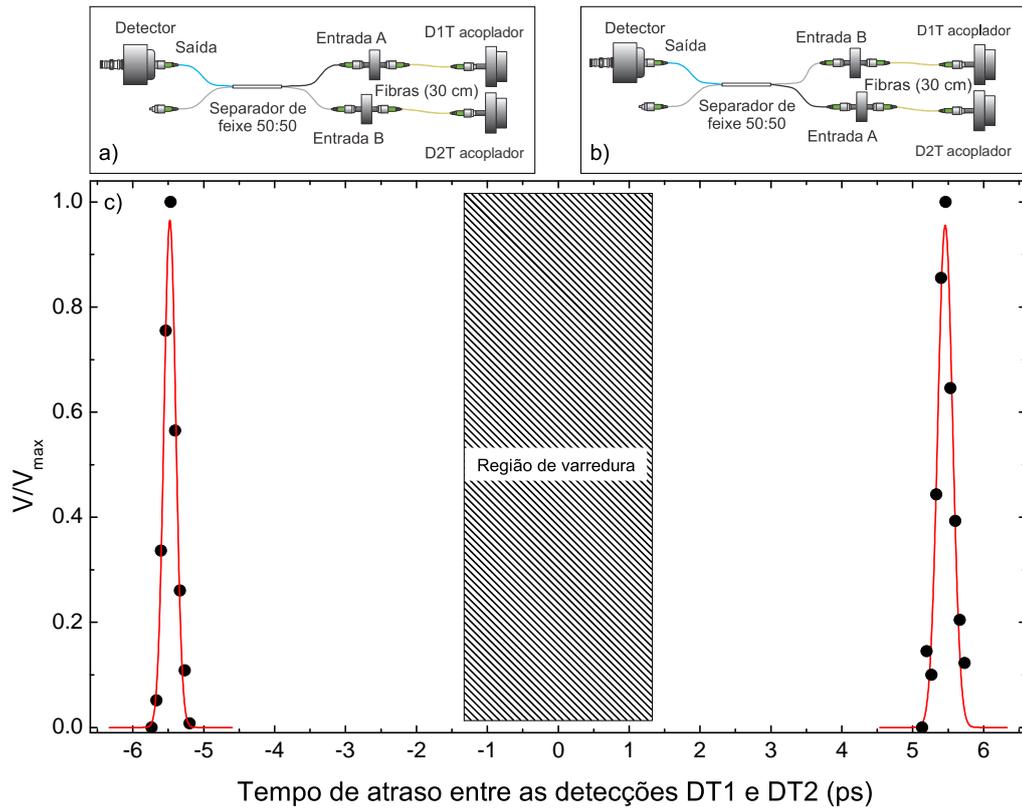


Figura 6 – Os painéis (a) e (b) apresentam os esquemas experimentais que medem a interferência quando a linha de atraso marca $-5,47$ ps e $+5,47$ ps, respectivamente. (c) Medição de interferência como função da posição da linha de atraso. O pico da esquerda está relacionado ao experimento descrito em (a), enquanto o pico da direita ao experimento em (b). Com isso, definimos a região de varredura de $-1,3$ a $+1,3$ ps.

propagação nas fibras ópticas de 30 cm. A duração original do pulso de 100 fs que corresponde a uma largura espectral $\Delta\lambda \approx 10$ nm, deve então aumentar para cerca de 700 fs. Este efeito deve limitar qualquer pico ou vale observado na varredura a ter uma largura de pelo menos 700 fs. A partir desta estimativa, consideramos um passo de varredura de 130 fs da linha de atraso como um bom compromisso entre o número de pontos a serem tomados e a precisão necessária para medir qualquer estrutura possível proveniente do TFCFO.

Depois de definir o passo e a região da varredura, as contagens de coincidências foram feitas conforme necessário para observar o TFCFO. Na Figura 7, apresentamos as contagens de coincidências experimentais associadas à função:

$$F(\theta_p) \equiv \frac{C_{RT} - C_{TR}}{C_{RR} + C_{RT} + C_{TR} + C_{TT}}, \quad (2.21)$$

quando a linha de atraso é varrida. Para todas as avaliações de $F(\theta_p)$ usamos $2\theta_1, 2\theta_2 = 0$, conforme sugerido na ref. [33]. Também definimos o ângulo da QWP do bombeio (ϕ_p) como zero. Para esses ângulos, temos uma quantidade insignificante de contagens C_{RR}

e C_{TT} , com $(C_{RT} + C_{TR})/(C_{RR} + C_{RT} + C_{TR} + C_{TT}) \approx 1$. A diferença entre C_{RT} e C_{TR} , no entanto, varia consideravelmente com θ_b , conforme previsto na Figura 3. Idealmente, o valor de $2\theta_b = 30^\circ$ proposto na ref. [33] levaria à uma diferença em torno do valor de $F(15^\circ) \approx 0,5$. Por outro lado, o estado maximamente emaranhado que ocorre com $2\theta_p = 45^\circ$ levaria a $F(22.5^\circ) \approx 0,0$.

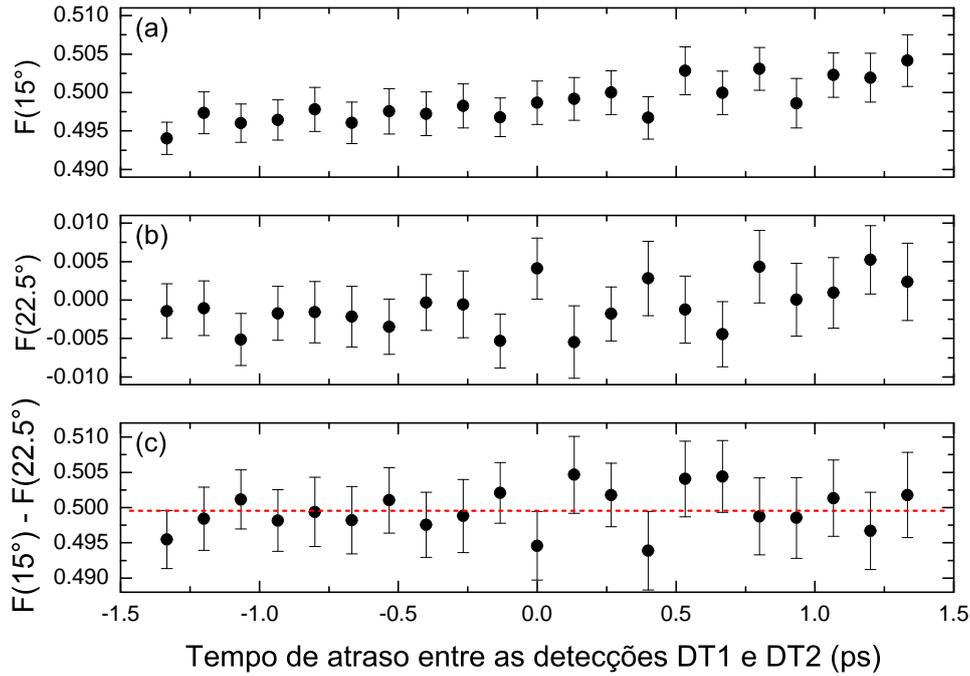


Figura 7 – (a) e (b) Média de 48 medidas realizadas com um tempo total de 300 s de aquisição por ponto das funções $F(15^\circ)$ e $F(22.5^\circ)$, respectivamente, em função do atraso entre os dois canais de detecção. (c) Diferença entre $F(15^\circ)$ e $F(22.5^\circ)$. A linha pontilhada vermelha representa a média de $F(15^\circ) - F(22.5^\circ)$. A barra de erro vertical é o erro padrão médio obtido das 48 medições diferentes realizadas.

Os resultados experimentais relativos à varredura de tempo de $F(15^\circ)$ são apresentados na Figura 7(a), revelando um aumento monotônico e pequeno com o atraso. Esse aumento monotônico, no entanto, também está presente na Figura 7(b), que mostra os resultados experimentais correspondentes quando monitoramos um estado maximamente emaranhado, isto é, $F(22.5^\circ)$. Não se espera que o fenômeno do TFCFO seja visível em um estado de Bell. Na Figura 7(c) é apresentada a diferença $F(15^\circ) - F(22.5^\circ)$ que, como antecipado acima, é feita para extrair efeitos espúrios, como desalinhamento na linha de atraso e desequilíbrios de fótons de fluorescência entre diferentes canais. A subtração apresentada na Figura 7(c), então, não mantém nenhum rastro de pequenos aumentos com o atraso, como pode ser apreciado a partir da dispersão de pontos em torno de sua média, dada pela linha vermelha tracejada. Todos os pontos diferem da média por uma

quantidade da ordem das barras de erro. Nas Figuras 7(a) e (b), o tempo de aquisição foi de 300 s para cada ponto em uma varredura particular, e cada curva é a média de 48 varreduras diferentes tomadas para o mesmo conjunto de parâmetros experimentais.

2.5 Discussão e proposta experimental

O objetivo do experimento foi realizar o procedimento de sincronização para observar o efeito TFCFO, como teoricamente proposto na ref. [33], com os estados quânticos requeridos e pacotes de ondas ultracurtos. Desta forma, pretendemos fornecer uma primeira avaliação das imperfeições e desafios da experiência real, mesmo que vários aspectos do aparato experimental possam ser melhorados individualmente além do ponto aqui empregado. A Figura 7(c) apresenta os principais resultados deste primeiro teste. Conseguimos contagens de coincidências variando o tempo relativo de chegada dos fótons aos detectores, com passos de ~ 130 fs, tempo suficiente para detectar qualquer pico ou vale relacionado ao TFCFO. Conseguimos compensar os erros sistemáticos provocados pelo desalinhamento na linha de atraso e efeitos espúrios na varredura. Desta forma, podemos comparar todos os pontos na varredura com um valor médio simples e demonstrar que a curva observada equivale a uma dispersão aleatória dos pontos em torno desse valor médio.

Podemos comparar também as imperfeições experimentais observadas com as previstas teoricamente, para termos uma idéia de quão distantes ainda estamos da situação que gerou as estimativas da ref. [33]. A principal diferença está resumida na Figura 8, que traça a evolução das barras de erro durante as 48 medidas de um ponto específico das curvas apresentadas nas Figuras 7(a) (diamantes vermelhos) e 7(b) (círculos pretos). Essas barras de erro são avaliadas a partir de variações do valor medido em todas as aferições até um certo tempo acumulado. Na Figura 8, também apresentamos as barras de erro associadas às flutuações estatísticas esperadas, calculadas a partir da raiz quadrada do número total de contagens envolvidas nas medidas acumuladas. Essas flutuações estatísticas foram a principal imperfeição considerada na ref. [33], e a possibilidade de distinguir um efeito relacionado ao TFCFO acima desse nível de erro foi um ponto importante da proposta teórica. Observamos claramente, no entanto, que outras flutuações ainda prevalecem no aparato experimental sobre as flutuações estatísticas, impedindo o experimento de testar a proposta teórica. Em princípio, de acordo com a análise teórica da ref. [33], o efeito provocado pelo TFCFO pode acabar sendo escondido entre os níveis dos dois tipos de barras de erro na Figura 8.

A discussão acima leva a uma análise mais detalhada do experimento para avaliar suas imperfeições e a possibilidade de superá-las. O primeiro ponto a ter em mente nesta análise é a escala de tempo relevante das flutuações experimentais. A Figura 8 já destaca o fato de que cada ponto nas Figuras 7(a) e 7(b) leva um total de 240 minutos para

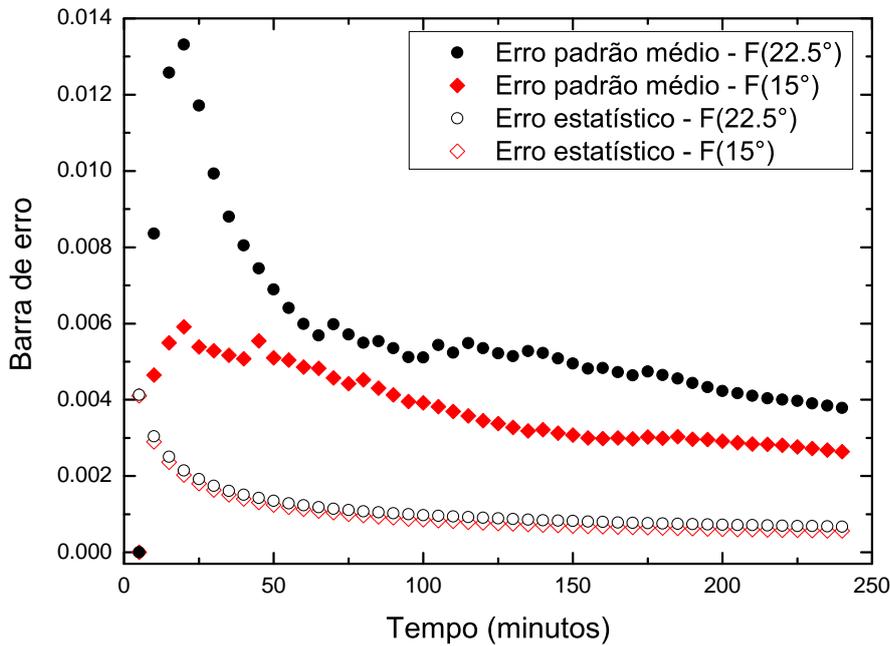


Figura 8 – **Evolução das barras de erro experimentais.** Os diamantes vermelhos (círculos pretos) preenchidos fornecem o erro padrão médio acumulado até um certo tempo de medição para um ponto particular na Figura 7(a) [Figura 7(b)], diamantes vermelhos (círculos pretos) vazados fornecem as respectivas barras de erro provenientes das flutuações estatísticas esperadas no número de contagens acumuladas.

ser avaliado. Uma vez que temos um total de 42 pontos independentes na Figura 7, foram necessários sete dias de tempo total de medição, durante o qual as flutuações mecânicas e térmicas no interferômetro Sagnac e na linha de atraso podem afetar o número relativo de contagens nos vários canais de detecção. Também observamos variações correlacionadas com oscilações de longo prazo na potência do laser. É necessário, então, acumular contagens ao longo desse período de tempo a uma taxa muito maior, para que as barras de erros estatísticas se sobressaiam a essas flutuações de longo prazo em nossa configuração experimental. Consideramos que melhorias nesta direção são completamente viáveis, tendo em vista que a taxa de geração do par de fótons em nosso experimento, cerca de 160 Hz, é mais do que uma ordem de magnitude menor do que o estado da arte para sistemas que usam a SPDC para a geração de pares de fótons [52, 53, 54]. Existem também várias modificações que podem ser feitas para melhorar mecanicamente o interferômetro Sagnac e o caminho óptico das linhas de atraso.

Essas melhorias aproximariam as condições experimentais da análise teórica com base no efeito TFCFO prevalecendo sobre os erros estatísticos do sistema. No entanto, também há melhorias visando especificamente aumentar os efeitos relacionados ao TFCFO.

Particularmente, o sinal relacionado ao TFCFO deve aumentar à medida que estreitamos a região de varredura onde as coincidências de detecção devem ocorrer. Conforme explicado na seção 2.4, em nossa configuração atual esperamos que qualquer pico ou vale relacionado ao TFCFO tenha cerca de 700 fs, devido ao alargamento do pulso do laser nas fibras ópticas curtas de 30 cm nos dois canais de detecção concorrentes. Isto é consideravelmente maior que o limite de 100 fs esperado da largura temporal do pulso de laser. Em princípio, então, ao remover essas fibras, melhoraremos significativamente a relação sinal-ruído se o TFCFO existir. Na prática, precisamos também criar em algum estágio uma compensação para o alargamento perto dos detectores, a fim de obter a largura mínima do pulso. Isso exigirá um redesenho considerável do nosso sistema de detecção.

2.6 Considerações finais

Para testar a proposta na ref. [33], precisamos sincronizar todos os quatro detectores na Figura 2. Na prática, isso implicaria no uso de três linhas de atraso como a do detector D1T. O espaço dos parâmetros de varredura aumentaria muito. Supondo que a estatística de dados atuais foi suficiente para estabelecer a linha de base na Figura 7(c), podemos extrapolar a partir daí para estimar os números típicos para o teste experimental final. Por exemplo, se conservássemos o mesmo número de 42 pontos nas duas curvas nas Figuras 7(a) e 7(b), as três linhas de atraso levariam à medição de $42^3 \approx 74000$ pontos. Se continuássemos a gastar 240 minutos para acumular as estatísticas necessárias por ponto, a experiência total exigiria 34 anos! Aqui novamente, é crucial alcançar o alto desempenho para sistemas que usam o fenômeno da SPDC na geração de fótons gêmeos. Nesse caso, estimamos que as mesmas estatísticas poderiam ser obtidas com cerca de 6,4 minutos por ponto, o que reduziria o tempo total de aquisição para cerca de 11 meses, ainda impraticável. No entanto, se diminuíssemos o número de pontos em cada curva por um fator de aproximadamente 2, para 9 pontos por curva, a quantidade total de tempo diminuirá de um fator de 13. Isso nos deixaria em um tempo total para o experimento de 25 dias, que consideramos viável.

Em resumo, a partir da configuração atual, consideramos as seguintes etapas cruciais para a implementação final do teste experimental para a medição do TFCFO:

1. Aumento da taxa de geração do par de fótons para cerca de 6000 Hz.
2. Instalação de linhas de atraso motorizadas em três das quatro vias de detecção da Figura 2.
3. Redução do número de pontos em cada varredura temporal por um fator de 2.

Algumas outras modificações também podem ser benéficas para aumentar a sensibilidade do teste final:

1. Redução do tamanho das fibras pequenas de detecção por um fator de 3, para 10 cm. Isso permitiria reduzir o alargamento temporal do pacote de onda dos fótons devido à dispersão da velocidade de grupo, aumentando a relação sinal-ruído de um possível efeito do TFCFO.
2. Compensação no espaço livre do alargamento temporal do pulso fotônico nas fibras de detecção. Isso melhoraria o sinal na mesma direção que a redução das fibras de detecção. No entanto, com essa compensação podemos, em princípio, atingir a largura temporal mínima dos pacotes de ondas fotônicas, cerca de 100 fs em nosso sistema.
3. Melhoria das visibilidades na Tabela 1, que pode reduzir os ruídos espúrios provenientes de uma pequena quantidade de mistura de polarização nos estados emaranhados.

Contudo, devido a nossa incapacidade técnica atual, ficamos impossibilitados de seguir com a proposta do teste do TFCFO, necessitando fazer mudanças de grandes proporções no nosso aparato experimental. Diante disto, passamos a nos debruçar no estudo do espalhamento linear de fótons a partir de um ensemble atômico de dois níveis. Para isto, foi necessário a utilização e caracterização de uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO) para átomos de Rubídio-87.

3 ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA

Neste capítulo, vamos apresentar uma descrição sucinta das técnicas empregadas para o resfriamento atômico, usando feixes luminosos e campo magnético, para o controle e caracterização da nuvem atômica fria que será usada no próximo capítulo. A força de pressão de radiação, produzida por três pares de feixes contra-propagantes e ortogonais entre si, produz um ambiente no espaço capaz de desacelerar (resfriar) átomos, de característica muito viscosa, chamado de *Melaço Óptico* [55]. Adicionando um campo magnético quadrupolar a essa região, os átomos passam a ser sujeitos também a uma força harmônica, dirigida para a origem do potencial magnético, assim ficando aprisionados. Por esta configuração, conhecida como Armadilha Magneto-Óptica (AMO), Steven Chu [56], Cohen-Tannoudji [57] e William Phillips [58] ganharam o prêmio Nobel de Física em 1997. Descreveremos de maneira concisa nossa Armadilha Magneto-Óptica (AMO); nosso procedimento para minimizar a influência de campos magnéticos espúrios sobre os átomos; e finalmente apresentaremos uma nova técnica para medir a profundidade óptica (OD, do inglês *Optical Depth*) da nuvem fria. As medidas cuidadosas de OD discutidas ao final do capítulo já foram usadas no trabalho da ref. [39].

3.1 Pressão de radiação em um átomo de 2 níveis

O Hamiltoniano para um átomo na presença de um campo elétrico clássico em uma aproximação dipolar é dado por

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{H}_0 - \hat{\mu} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (3.1)$$

onde \hat{p} é o operador do momento linear do centro de massa (m), \hat{H}_0 o Hamiltoniano eletrônico interno do átomo, $\hat{\mu}$ o operador de dipolo elétrico e $\vec{E}(\vec{r}, t)$ o campo elétrico avaliado no tempo t na posição $\vec{r} \equiv \langle \hat{r} \rangle$, tomando como referência o centro de massa. Na representação de Heisenberg, o operador do momento linear \hat{p} satisfaz a equação de movimento

$$\frac{d\hat{p}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{p}] = -\vec{\nabla} \hat{H} = \vec{\nabla} [\hat{\mu} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)], \quad (3.2)$$

onde $\vec{\nabla}$ é o operador diferencial *nabla* [59]. Usando o *teorema de Ehrenfest*, a força \vec{F} exercida pelo campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ sobre o átomo é igual ao valor esperado do operador

de força \hat{F} [60]. Deste modo, a versão quântica da 2ª lei de Newton é dada por

$$\vec{\mathcal{F}} = \langle \hat{F} \rangle = \left\langle \frac{d\hat{p}}{dt} \right\rangle = \langle \vec{\nabla} [\hat{\mu} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)] \rangle. \quad (3.3)$$

Para simplificar a abordagem, vamos considerar o movimento do átomo em um campo elétrico na forma $\vec{E}(\vec{r}, t) = E(\vec{r}, t)\vec{e}$, com o vetor de polarização \vec{e} independente de \vec{r} e t . Neste caso, a Equação 3.3 torna-se $\vec{\mathcal{F}} = \langle (\hat{\mu} \cdot \vec{e}) \vec{\nabla} E \rangle$, caso $\vec{\nabla} E$ seja aproximadamente constante em todo o pacote de onda atômico [60],

$$\vec{\mathcal{F}} = \langle \hat{\mu} \cdot \vec{e} \rangle \vec{\nabla} E. \quad (3.4)$$

Desta forma, estamos supondo que o momento linear do fóton é muito menor que o do átomo, resumindo o Hamiltoniano apenas a dinâmica interna do átomo $\hat{H} \simeq \hat{H}_0 - \hat{\mu} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$.

Vamos considerar o átomo como tendo apenas dois níveis de energia de diferença $E_{e \rightarrow g}$. O estado fundamental é representado por $|g\rangle$, enquanto que o estado excitado por $|e\rangle$. Desta forma, construímos o Hamiltoniano eletrônico $\hat{H}_0 = E_{e \rightarrow g}|e\rangle\langle e|$, o operador densidade

$$\hat{\rho} = \rho_{gg}|g\rangle\langle g| + \rho_{ge}|g\rangle\langle e| + \rho_{eg}|e\rangle\langle g| + \rho_{ee}|e\rangle\langle e|, \quad (3.5)$$

e o operador momento de dipolo elétrico

$$\hat{\mu} \cdot \vec{e} = \mu_{ge}|g\rangle\langle e| + \mu_{eg}|e\rangle\langle g|, \quad (3.6)$$

com $\mu_{ge} = \langle g|\hat{\mu} \cdot \vec{e}|e\rangle$ e $\mu_{eg} = \mu_{ge}^*$. Usando a propriedade de que o valor médio de um operador \hat{O} é igual ao traço da matriz $\hat{\rho}\hat{O}$, $\langle \hat{O} \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho}\hat{O})$ [59], podemos escrever

$$\vec{\mathcal{F}} = \text{Tr} [\hat{\rho}(\hat{\mu} \cdot \vec{e})] \vec{\nabla} E \quad \Rightarrow \quad \vec{\mathcal{F}} = (\mu_{ge}\rho_{eg} + \mu_{eg}\rho_{ge}) \vec{\nabla} E. \quad (3.7)$$

Pressupomos o campo elétrico, que interage com o átomo, como monocromático:

$$E(\vec{r}, t) = \frac{\varepsilon(\vec{r}, t)}{2} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c., \quad (3.8)$$

tendo frequência ω , propagando na direção \vec{k} e com amplitude $\varepsilon(\vec{r}, t)$. Usando a equação de Liouville $\partial\hat{\rho}/\partial t = (i\hbar)^{-1}[\hat{H}, \hat{\rho}]$, e desprezando os termos que oscilam com o dobro da frequência ótica (aproximação de onda girante) [61, 62], a dinâmica temporal dos coeficientes da matriz $\hat{\rho}$ é dada por

$$\frac{\partial\rho_{gg}}{\partial t} = i\frac{\Omega^*}{2}\sigma_{ge} - i\frac{\Omega}{2}\sigma_{eg}, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial\rho_{ee}}{\partial t} = i\frac{\Omega}{2}\sigma_{eg} - i\frac{\Omega^*}{2}\sigma_{ge}, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial\sigma_{ge}}{\partial t} = i(\omega_{e \rightarrow g} - \omega)\sigma_{ge} + i\frac{\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}), \quad (3.11)$$

onde $\rho_{ge} = \sigma_{ge} e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$, $\rho_{eg} = \rho_{ge}^*$, $\omega_{e\rightarrow g} \equiv E_{e\rightarrow g}/\hbar$ e definimos $\Omega(\vec{r}, t) \equiv \mu_{ge}\varepsilon(\vec{r}, t)/\hbar$ como sendo a *frequência de Rabi*.

Como partimos de um tratamento semi-clássico, não há termos de relaxação nas Equações 3.9 - 3.11, que surgem naturalmente quando consideramos um campo eletromagnético quântico para o vácuo [63]. Precisamos então adicionar a constante de decaimento Γ relacionada à emissão espontânea, levando às equações de Bloch

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = -\Gamma \rho_{gg} + \Gamma + i \frac{\Omega^*}{2} \sigma_{ge} - i \frac{\Omega}{2} \sigma_{eg}, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \sigma_{ge}}{\partial t} = -\frac{\Gamma}{2} \sigma_{ge} - i \delta \sigma_{ge} - i \frac{\Omega}{2} + i \Omega \rho_{gg}, \quad (3.13)$$

onde Γ é a taxa de decaimento do estado $|e\rangle$ para o $|g\rangle$, $\delta \equiv \omega - \omega_{e\rightarrow g}$ e usamos o fato de que $\rho_{gg}(t) + \rho_{ee}(t) = 1$. Este conjunto de equações é conhecido como *as equações de Bloch Ópticas*, em analogia às equações de Bloch da ressonância magnética nuclear [64].

Consideramos o caso em que a frequência de Rabi $\Omega(\vec{r}, t)$ varia lentamente durante o tempo de vida $\tau = 1/\Gamma$ do estado excitado, o suficiente para que a matriz $\hat{\rho}$ atinja o caso estacionário ($\partial \rho_{gg}/\partial t = \partial \sigma_{ge}/\partial t = 0$). Deste modo,

$$\bar{\rho}_{gg} = \frac{\Gamma^2 + 4\delta^2 + \Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}, \quad \bar{\sigma}_{ge} = \frac{2(\delta + i\Gamma/2)\Omega}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}, \quad (3.14)$$

e

$$\bar{\rho}_{ge} = \bar{\sigma}_{ge} e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)} = \frac{2(\delta + i\Gamma/2)\Omega}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2} e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}, \quad (3.15)$$

onde, por simplicidade, consideramos $\Omega(\vec{r}, t) \in \mathbb{R}$. Substituindo então as Equações 3.8 e 3.15 na Equação 3.7 e, novamente desprezando os termos que oscilam com o dobro da frequência óptica, encontramos

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{F}} &= \frac{\hbar \delta \vec{\nabla} \Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2} + \frac{\hbar \Gamma \Omega^2 \vec{k}}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}, \\ &= \vec{\mathcal{F}}_{dip} + \vec{\mathcal{F}}_{esp}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Nesta expressão, o primeiro termo, que é proporcional ao gradiente da intensidade do campo elétrico [$\Omega(\vec{r}, t) \propto \varepsilon(\vec{r}, t)$], representa a força de dipolo elétrico, que é importante em situações nas quais o perfil de intensidade do feixe muda consideravelmente numa distância da ordem do comprimento de onda da luz [65]. Entretanto, como em nosso experimento utilizamos um feixe colimado e aproximadamente Gaussiano, o perfil de intensidade do feixe é bastante homogêneo na região da nuvem armadilhada, permitindo desprezar este termo ($\vec{\nabla} \Omega^2 \simeq 0$). Por outro lado, o segundo termo da equação representa a força de pressão de radiação, gerada pela absorção seguida de emissão espontânea de fótons (veja a Figura 9). Este é o termo que dará origem ao processo de resfriamento atômico na armadilha magneto-óptica.

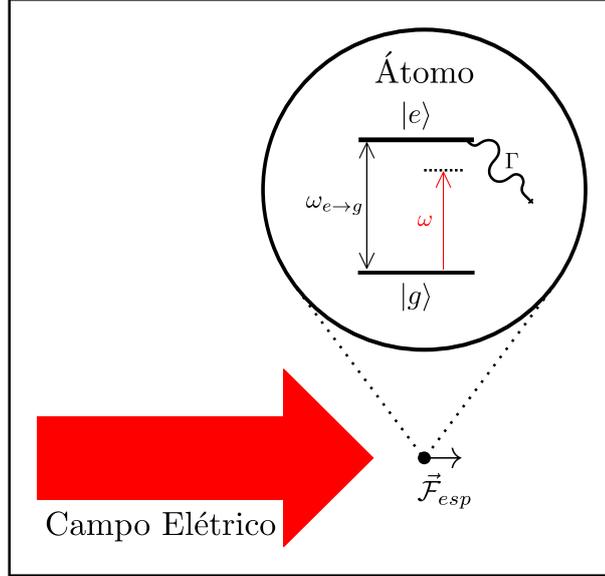


Figura 9 – Esquema de um campo elétrico gaussiano e colimado interagindo com um átomo de dois níveis.

Uma vez que $\bar{\rho}_{ee} = 1 - \bar{\rho}_{gg}$ e comparando a Equação 3.14 com a 3.16, reconhecemos que

$$\vec{\mathcal{F}}_{esp} = \hbar \vec{k} \Gamma \bar{\rho}_{ee}. \quad (3.17)$$

Esta força é igual ao momento de um fóton $\hbar \vec{k}$, multiplicado pela taxa de relaxação atômica e pela probabilidade do átomo estar no estado excitado $\bar{\rho}_{ee}$, cujo valor máximo estacionário é $1/2$.

A frequência de Rabi está relacionada com a intensidade do campo por $I/I_{sat} = 2\Omega^2/\Gamma^2$, onde I é a intensidade do feixe e I_{sat} é a intensidade de saturação do átomo, dada por $I_{sat} \equiv \pi \hbar c \Gamma / (3\lambda^3)$ [66], com λ sendo o comprimento de onda do campo elétrico. Deste modo, a força que uma onda monocromática plana exerce sobre o átomo pode ser escrita como

$$\vec{\mathcal{F}}_{esp} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + (2\delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}}. \quad (3.18)$$

Para o caso em que $I \gg I_{sat}$, a força tende à $\vec{\mathcal{F}}_{esp}^{(max)} = (\Gamma/2)\hbar \vec{k}$, mostrando que não cresce continuamente com o aumento da intensidade do campo, uma vez que a transição atômica é saturada pelo feixe.

3.2 Resfriamento atômico – o melaço óptico

No processo de interação com o campo elétrico, o átomo pode emitir fótons estimuladamente e espontaneamente. Na emissão estimulada o momento transferido para

o átomo possui sentido oposto e módulo igual ao do momento recebido na absorção do fóton. Desta forma, a variação do momento atômico em todo o processo é nula, e a emissão estimulada não contribui para a força resultante. Já a emissão espontânea não possui uma direção preferencial, com o fóton emitido aleatoriamente. A cada emissão espontânea há variações aleatórias do momento linear atômico. Quando somadas, no entanto, a variação resultante do momento é nula. Assim apenas o processo de absorção transfere o momento $\hbar\vec{k}$ para o átomo. Este processo é responsável pelo resfriamento atômico.

Devemos considerar que os átomos estão se movendo ininterruptamente e com velocidades aleatórias devido às interações com o ambiente (paredes do reservatório). Como consequência, a frequência do fóton no referencial do centro de massa do átomo é deslocada pelo efeito Doppler. Para um átomo com velocidade \vec{v} , a frequência angular da radiação com vetor de onda \vec{k} é modificada de acordo com $\omega \rightarrow \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$. Desta forma, se o átomo está se movendo contra a luz, a frequência aumenta e, se o átomo está se movendo no mesmo sentido da luz, a frequência diminui. Portanto, a pressão de radiação no referencial do átomo, dependendo do sentido de propagação do feixe, é modificada para

$$\vec{\mathcal{F}}_{esp}^{(\pm\vec{k})} = \pm\hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v})^2/\Gamma^2 + I/I_{sat}}. \quad (3.19)$$

Nesta expressão, assumimos que a velocidade do átomo não varia muito durante alguns ciclos de absorção e emissão de fótons, ou seja, $\vec{k} \cdot \vec{v}_{rec} \ll \Gamma$, onde $\vec{v}_{rec} = \hbar\vec{k}/m$ é a velocidade de recuo do átomo ao absorver ou emitir um fóton. Isso permite falarmos em força média (média sobre alguns ciclos de absorção e emissão espontânea de fótons) para uma dada velocidade atômica [67].

Em virtude do fóton ter maior probabilidade de ser absorvido quando tem uma frequência mais próxima da ressonância atômica, Hänsch & Schawlow [68] e Wineland & Dehmelt [69] mostraram a possibilidade de resfriar átomos aproveitando a pressão de radiação e a dessintonia causada pelo efeito Doppler. Eles consideraram um átomo se movendo com uma velocidade \vec{v} , interagindo com dois feixes contrapropagantes, com a frequência ω sintonizada abaixo da frequência natural da transição atômica ω_0 ($\delta < 0$). No referencial do átomo, a frequência do feixe oposto ao seu movimento é aumentada para $\omega + \vec{k} \cdot \vec{v}$, aproximando-se da frequência de ressonância, ao contrário do feixe copropagante, que é deslocado para mais longe da ressonância $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$ [ver a Figura 10(a)]. Em consequência, o átomo absorve mais os fótons do primeiro feixe, que são opostos ao seu movimento e mais ressonantes, perde momento e, por isso, é freado nessa direção. O mesmo fato acontece se o átomo se move para o outro lado. Então, o átomo sempre absorve mais fótons dos feixes que se opõem à direção de movimento, e portanto são freados e resfriados [ver a Figura 10(b)]. Para obter o resfriamento tridimensional, é necessário colocar um par de feixes em cada direção.

Se, por acaso, a velocidade do átomo é muito alta, o deslocamento Doppler é

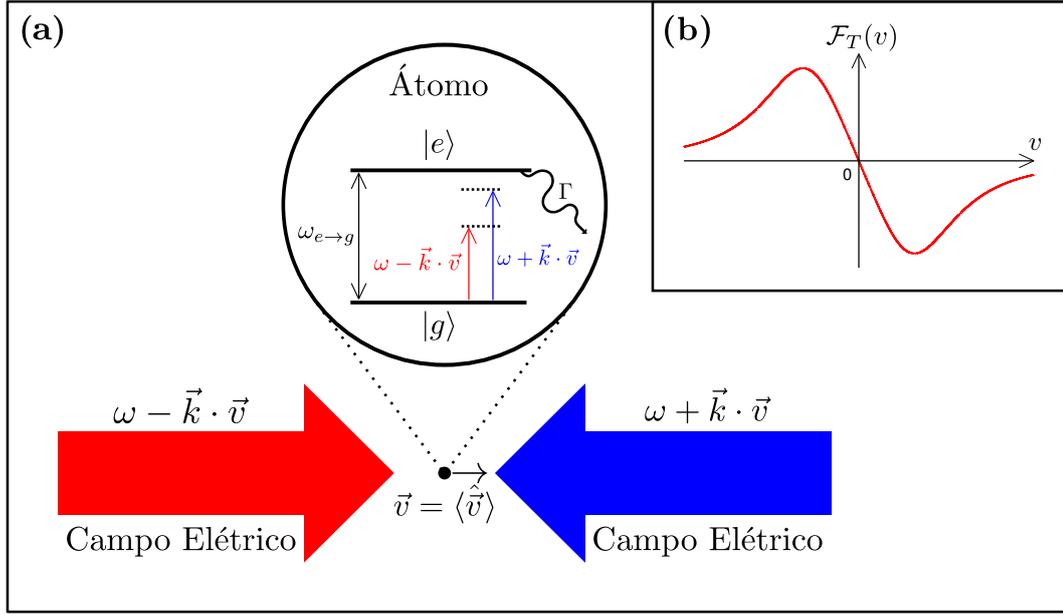


Figura 10 – (a) Esquema de um átomo hipotético de dois níveis se movendo entre dois feixes contra-propagantes com a mesma frequência ω . Devido ao efeito Doppler, no referencial do átomo, o feixe contra-propagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o azul, enquanto que o feixe copropagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o vermelho. (b) Força sentida pelo átomo na presença dos feixes contra-propagantes.

muito grande e os feixes não o conseguem frear, como sugere a Figura 10(b). Dessa forma, os átomos precisam estar mais lentos que a velocidade de captura do sistema (velocidade máxima que os átomos podem ter para serem capturados) para sentir o efeito de resfriamento. Por outro lado, como os átomos da amostra encontram-se numa distribuição Gaussiana de velocidades, sempre existirão átomos que satisfazem essa condição [70].

Em virtude do átomo interagir com dois feixes de *laser* contrapropagantes, desprezando a emissão estimulada (que tem resultante média nula), a força total média é dada por

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{F}}_T &= \vec{\mathcal{F}}_{esp}^{(+\vec{k})} + \vec{\mathcal{F}}_{esp}^{(-\vec{k})}, \\ &= \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2/\Gamma^2 + I/I_{sat}} - \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2/\Gamma^2 + I/I_{sat}}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Assim, para átomos de baixa velocidade ($|\vec{k} \cdot \vec{v}| \ll |\delta|$), podemos simplificar a expressão, obtendo

$$\vec{\mathcal{F}}_T = 8\hbar \vec{k} \frac{\delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}]^2} (\vec{k} \cdot \vec{v}). \quad (3.21)$$

Adotando \vec{k} na direção z e $\delta < 0$, esta força pode ser escrita na forma

$$\mathcal{F}_T^{(z)} = -\alpha_D v_z, \quad (3.22)$$

com

$$\alpha_D \equiv 8\hbar k^2 \frac{|\delta|}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}]^2}. \quad (3.23)$$

Como vemos, neste limite a pressão de radiação se comporta como uma força de fricção, atenuando a velocidade do átomo. Podemos observar ainda que a força total tende a zero se a dessintonia tende a zero. Por outro lado, se $\delta > 0$ esta força não é mais de resfriamento.

Neste sentido, observando o comportamento dos átomos resfriados, no primeiro experimento realizado para comprovar o resfriamento atômico, os autores deram nome ao “fluido viscoso de fótons” de *melaço óptico* [71].

3.2.1 Limite do resfriamento Doppler

No melaço óptico, a temperatura dos átomos é resultado do equilíbrio entre a dissipação provocada pela força de fricção e o processo de aquecimento devido às mudanças do momento do átomo, causadas pelas contínuas absorção e emissão espontânea de fótons. O limite inferior da temperatura que o sistema atômico pode atingir é obtido quando as taxas de resfriamento e aquecimento são igualadas. Em virtude de haver sempre uma absorção seguida de uma emissão, a energia cinética relacionada com o feixe de momento \vec{k} é o resultado das somas das energias cinéticas relacionadas tanto com a absorção quanto com a emissão, $E_c = E_c^{(abs)} + E_c^{(emi)}$. Como o módulo do momento do fóton absorvido é aproximadamente igual ao momento do fóton emitido, podemos considerar que $E_c = 2E_c^{(abs)}$. Então,

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{aquecimento} = \frac{2\hbar\vec{k} \cdot \vec{\mathcal{F}}_{esp}}{m} \equiv \frac{\mathcal{D}_p}{m}, \quad (3.24)$$

onde $\mathcal{D}_p \equiv 2\hbar\vec{k} \cdot \vec{\mathcal{F}}_{esp}$ é o coeficiente de difusão do momento no meio viscoso [55]. Com a aproximação $|\vec{k} \cdot \vec{v}| \ll |\delta|$ e substituindo a Eq. (3.18) em (3.24), encontramos

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{aquecimento} = \frac{(\hbar k)^2 \Gamma}{m} \frac{I/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.25)$$

que é válida no limite de baixa intensidade ($I \ll I_s$). Este termo representa a variação da energia cinética devido ao aquecimento.

Por outro lado, a potência dissipada pelo processo de absorção e emissão é

$$\left(\frac{dE_{dissipada}}{dt}\right)_{resfriamento} = \vec{v} \cdot \vec{\mathcal{F}}_T = -\alpha v_z^2 = -\frac{8\hbar|\delta|k^2 v_z^2}{\Gamma} \frac{I/I_s}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]}. \quad (3.26)$$

No equilíbrio, a soma da potência dissipada com a potência absorvida deve ser nula,

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{aquecimento} + \left(\frac{dE_{dissipada}}{dt}\right)_{resfriamento} = 0. \quad (3.27)$$

Desta forma, usando as Eqs. (3.25) e (3.26), obtemos

$$v_z^2 = \frac{\hbar\Gamma}{4M} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}. \quad (3.28)$$

Como esse termo é calculado usando taxas médias, podemos interpretá-lo como a velocidade média quadrática de um grupo de átomos ou a média temporal da velocidade quadrática de um único átomo. Pelo teorema da equipartição da energia [72, 73], obtemos $mv_z^2/2 = k_B T/2$, onde k_B é a constante de Boltzmann e, portanto,

$$T = \frac{\hbar\Gamma}{4k_B} \frac{1 + (2|\delta|/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}. \quad (3.29)$$

A temperatura mínima é atingida quando $2|\delta|/\Gamma = 1$, correspondendo à $T_D = \hbar\Gamma/(2k_B)$. Essa temperatura é chamada de **limite de resfriamento Doppler** [74] que, por exemplo, para o átomo do ^{87}Rb é $146 \mu\text{K}$, correspondendo a uma velocidade média de 14 cm/s [75].

Entretanto, apesar desta estimativa teórica, as primeiras medidas de temperatura obtidas a partir de átomos resfriados mostraram temperaturas inferiores a este limite [76]. Para compreender a origem deste resfriamento sub-Doppler, é necessário levar em conta os diferentes subníveis dos estados fundamental e excitado, e a polarização do campo eletromagnético [77]. Neste sentido, embora a emissão espontânea não interfira no momento médio do átomo, cada emissão de um fóton altera momentaneamente a velocidade do átomo. Esta natureza aleatória da emissão estabelece um limite mínimo para a largura da distribuição de velocidade, levando a uma temperatura mínima chamada de **limite de recuo por fóton**, dado pelo recuo do átomo na emissão de um único fóton [65]. Por exemplo, para a linha D_2 do ^{87}Rb , a temperatura $T_{recuo} = 361.96 \text{ nK}$ e a velocidade $v_{recuo} = 5.88 \text{ mm/s}$, representam o limite inferior de resfriamento possível usando feixes de *laser* [75].

As expressões acima consideram ensembles sem interação entre os átomos, equivalentes a amostras finas, com baixa profundidade óptica. Para amostras espessas, esperamos observar aquecimento adicional devido à interação entre os átomos por conta do efeito conhecido como Armadilhamento de Radiação [78, 79, 80], a reabsorção de luz emitida por outros átomos do ensemble. Por isso, nas situações experimentais que exploraremos, esperamos encontrar temperaturas acima de T_D .

3.3 Aprisionando os átomos

Como vimos, no *melaço óptico* os átomos com velocidade \vec{v} sofrem a mesma força independentemente da posição ocupada, não sendo confinados espacialmente. Porém, como resultado das colisões atômicas, eles podem ser lançados para fora da região de resfriamento. Além disso, o processo de emissão espontânea produz um movimento aleatório dos átomos

dentro da região onde estão presentes os feixes, levando a um processo difusivo que pode fazer com que os átomos finalmente saiam da zona de *melaço óptico*.

Assim, para conseguirmos aprisionar os átomos, devemos criar sob o *melaço óptico* uma força conservativa. O *Teorema Óptico de Earnshaw* afirma que é impossível criar uma armadilha estável baseada somente em absorção e emissão espontânea numa configuração estática de feixes de lasers [81]. Para conseguirmos construir uma armadilha estável, devemos criar na região viscosa uma força com uma dependência linear na posição.

Seguindo essa lógica, foi criada a AMO, que combina o resfriamento causado pelo *melaço óptico* com o efeito de um campo magnético [82]. O artifício essencial é o uso do momento angular da luz circularmente polarizada para explorar a estrutura Zeeman do átomo, modificada por um campo magnético dependente da posição atômica, obtendo assim tanto o resfriamento como o aprisionamento.

O campo magnético estático e inhomogêneo da AMO é criado por um par de bobinas iguais na configuração anti-Helmholtz, resultando em um campo quadrupolar. O esquema completo da AMO é apresentado na Figura 11. As bobinas são coaxiais, formadas por N espiras, posicionadas em $\pm b$ do eixo z e possuindo raio R . Em cada uma delas circula uma corrente I de mesma amplitude, mas em sentidos opostos. A separação ótima entre as bobinas é definida pela relação $2b/R = 1,25$, criando a melhor configuração do campo magnético dependente linearmente da posição nas direções radial (plano $x-y$) e longitudinal (eixo \vec{z}) [83, 84]. No ponto intermediário das bobinas o campo magnético é nulo, aumentando linearmente em todas as direções [70, 85, 86].

Para que se possa entender o processo de aprisionamento, é necessário sair do modelo simplificado de átomos de dois níveis, e levar em consideração os níveis magnéticos identificados com diferentes valores do número quântico magnético m_F . Esses números podem assumir apenas valores inteiros entre F e $-F$, cujo produto $m_F\hbar$ é a projeção do momento angular total \vec{F} no eixo de quantização [87].

Nesse sentido, vamos considerar que o estado fundamental $|g\rangle$ e o excitado $|e\rangle$ possuem momento angular total $F_g = 0$ e $F_e = 1$, respectivamente. Embora os átomos utilizados em nosso experimento não tenham esse conjunto de níveis, a descrição também é aplicável para qualquer transição $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$.

A finalidade da introdução do campo magnético é quebrar a degenerescência das três componentes Zeeman do átomo, criando uma separação entre os níveis dependente da posição espacial. Por exemplo, no eixo z , próximo ao ponto intermediário das bobinas, o deslocamento da energia de um nível com momento magnético $\vec{\mu}$ pelo campo é dado por

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(z) = \mu_B g \vec{F} \cdot \vec{B}(z) = m_F \hbar \mu_B g \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0} z, \quad (3.30)$$

onde μ_B é o magneton de Bohr e g é o fator giromagnético de Landé do estado excitado [66]. A frequência de ressonância da transição $|g; F_g = 0, m_{F_g} = 0\rangle \rightarrow |e; F_e = 1, m_{F_e}\rangle$ é

alterada para

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 + m_{F_e} \mu_B g \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0} z, \quad (3.31)$$

onde, pela regra de seleção, m_{F_e} só pode assumir os valores $\{-1, 0, 1\}$.

O feixe com momento $+\hbar\vec{k}$ ($-\hbar\vec{k}$) promove a transição para $m_{F_e} = +1$ ($m_{F_e} = -1$). Levando em consideração o efeito Doppler, a dessintonia causada pelos feixes contrapropagantes no eixo z na presença do campo magnético é dada por

$$\begin{aligned} \delta^{(\pm k)} &= \omega - (\omega_0 \pm \mu_B g z \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0}) \\ &= \delta \mp (k v_z + \mu_B g z \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0}). \end{aligned} \quad (3.32)$$

Substituindo então a Eq. (3.32) em (3.18) e considerando as contribuições dos dois feixes contrapropagantes, obtemos a força de radiação na AMO no eixo z ,

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_T^{(z)} &= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4[\delta - (k v_z + \mu_B g z \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0})]^2/\Gamma^2 + I/I_{sat}} \\ &- \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4[\delta + (k v_z + \mu_B g z \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0})]^2/\Gamma^2 + I/I_{sat}}. \end{aligned}$$

Sendo assim, para um átomo próximo ao ponto intermediário das bobinas ($|\mu_B g z \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0}| \ll |\delta|$) e com baixa velocidade ($|k v_z| \ll |\delta|$), podemos simplificar a expressão em primeira ordem para:

$$\mathcal{F}_T^{(z)} = -\alpha_D v_z - \beta_D z, \quad (3.33)$$

onde

$$\beta_D \equiv \frac{\alpha_D m_F \mu_B g}{k} \left[\frac{dB}{dz} \right]_{z=0} \quad (3.34)$$

é a constante de mola relativa à força restauradora, que tende a fazer com que o átomo volte para a posição $z = 0$. Então, quando o feixe de *laser* é sintonizado abaixo da frequência natural dos átomos ($\delta < 0$) teremos uma força de amortecimento que resfria os átomos. Uma medida experimental de α_D e β_D pode ser encontrada em [88].

Na Figura 11 mostramos o esquema usado para o aprisionamento de átomos pela AMO. Para $z > 0$ ou $x, y < 0$ as energias dos níveis magnéticos aumentam de $m_{F_e} = -1$ a $m_{F_e} = 1$; e para $z < 0$ ou $x, y > 0$ a situação se inverte devido ao momento angular do feixe. Próximo do ponto médio das bobinas, a separação da energia entre os níveis cresce linearmente com a posição. Incidimos sobre o átomo três pares de feixes contrapropagantes sintonizados abaixo da linha da ressonância atômica. Por exemplo, se o átomo estiver na região $z > 0$ ($z < 0$), a transição $\Delta m_F = -1$ ($\Delta m_F = 1$) através do feixe σ^- (σ^+) é mais ressonante, e o resultado é uma pressão de radiação que empurra o átomo para o centro. Portanto, o resultado desse efeito é o confinamento do átomo no ponto de campo magnético nulo.

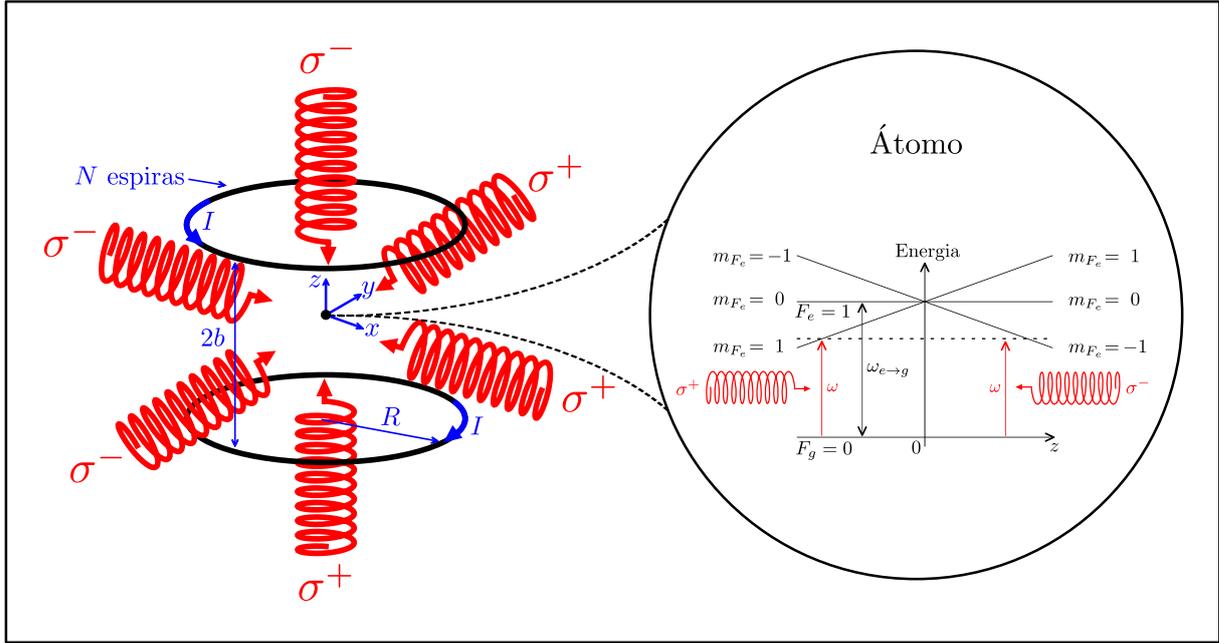


Figura 11 – Esquema da armadilha magneto-óptica. As bobinas em configuração anti-Helmholtz e os feixes *laser* conseguem aprisionar o átomo.

3.4 Níveis de energia do Rubídio-87 – linha D2

Para nossa armadilha, foi escolhido o átomo de Rubídio-87, que pertence à família dos metais alcalinos, apresentando o número atômico $Z = 37$ e um único elétron na camada de valência. É um átomo radioativo com um tempo de meia vida de 48,8 bilhões de anos [75]. Outra característica importante é que a frequência de excitação do nível fundamental para os níveis excitados mais próximos ocorre na região do infravermelho, favorecendo o controle de sua interação com a luz em transições óticas. Possui o isótopo Rubídio-85 que pode ser encontrado na natureza, sendo estável e tendo uma ocorrência natural de 72,17(2)% do Rubídio [89].

A configuração eletrônica do Rubídio em seu estado fundamental e neutro, é dada por:

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

sendo 1, 2, 3, 4 e 5 a representação dos números quânticos principais (n); o momento angular orbital (\vec{L}) é representado por s , p e d , os quais retratam subníveis de energia com correspondências $L = 0 \rightarrow s$, $L = 1 \rightarrow p$ e $L = 2 \rightarrow d$; e o expoente é o número de elétrons em cada subnível. Especialmente, na última camada existe um único elétron opticamente ativo, podendo sofrer transições para outros níveis de energia.

O estado quântico do átomo pode ser escrito em notação espectroscópica por $n^{(2S+1)}L_J$, onde n é o número quântico principal do nível ocupado pelo elétron de valência, L o momento angular orbital, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ o momento angular total do elétron, limitado

pela condição $|L - S| \leq J \leq L + S$, sendo \vec{S} o spin do elétron. Por exemplo, o estado fundamental, que tem $n = 5$, $L = 0$ e $S = 1/2$, é representado simbolicamente por $5^2S_{1/2}$, enquanto que para o primeiro estado excitado com $L = 1$, J assume dois valores, $1/2$ e $3/2$, dando origem aos níveis finos $5^2P_{1/2}$ e $5^2P_{3/2}$, respectivamente.

As transições mais fortes do espectro nos átomos alcalinos são conhecidas como linhas “D”, que no Rubídio são representadas pelas transições para o nível $5P$ do espectro. A linha D_1 , em 795 nm, corresponde à transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$, enquanto a linha D_2 , em 780 nm, corresponde a transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Tais transições são componentes do dubleto da chamada estrutura fina, que se desdobram em subníveis hiperfinos. A estrutura de níveis da linha D_2 é mostrada na Figura 12.

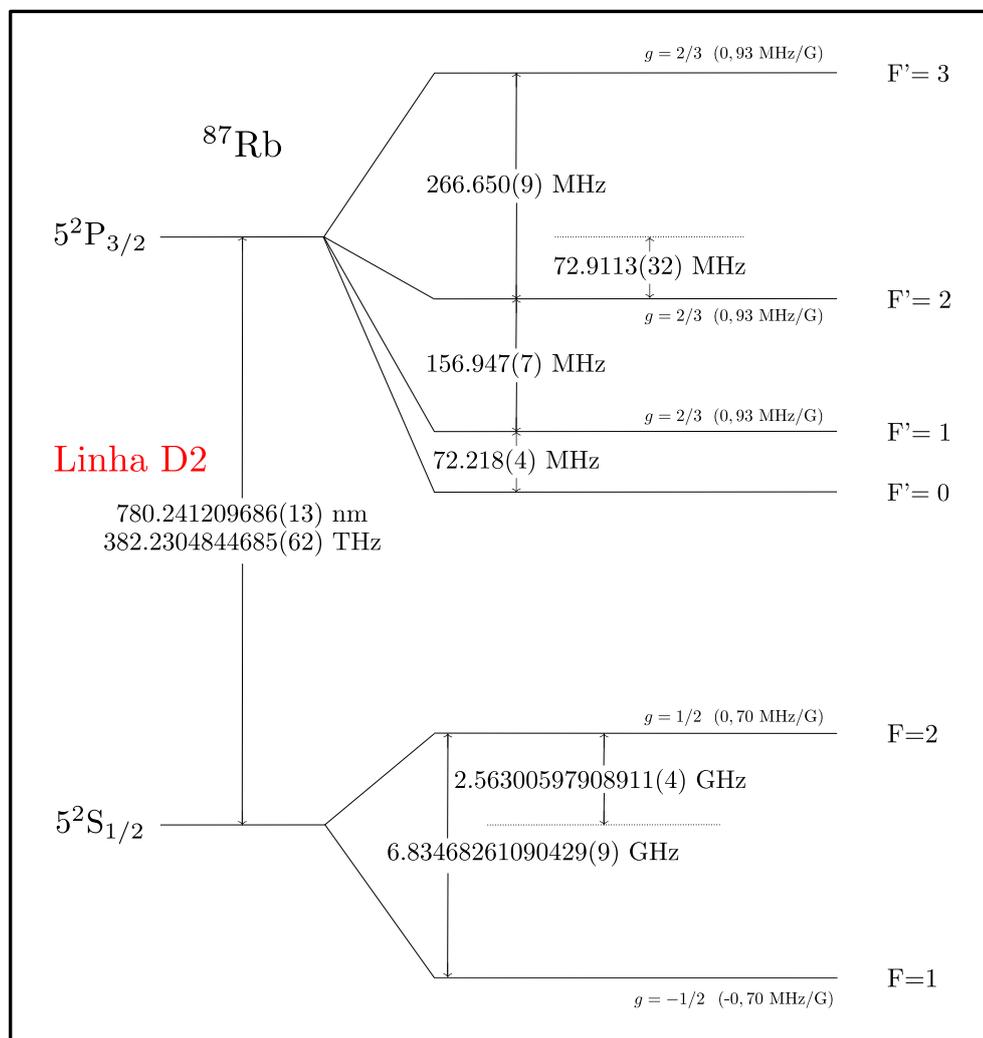


Figura 12 – Diagrama de níveis de energia para a linha D2 do Rubídio-87. Os dados foram retirados de [75]. O g é denominado fator giromagnético ou simplesmente fator g de Landé.

O desdobramento dos níveis de energia devido ao acoplamento entre o momento angular orbital do elétron \vec{L} e o momento angular de spin \vec{S} , conhecida como interação

spin-órbita e descrita pelo hamiltoniano $\hat{H}_{L-S} \propto \hat{\vec{L}} \cdot \hat{\vec{S}}$, dá origem à *estrutura fina* no espectro e ao momento angular total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

A separação dos níveis energéticos devido ao acoplamento do momento angular eletrônico total \vec{J} com o momento de spin nuclear \vec{I} , descrita pelo hamiltoniano $\hat{H}_{J-I} \propto \hat{\vec{J}} \cdot \hat{\vec{I}}$, dá origem à *estrutura hiperfina* do espectro e ao momento angular atômico total $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ onde $|J - I| \leq F \leq J + I$. Por exemplo, no rubídio-87 como $I = 3/2$, esta interação separa o estado fundamental $5^2S_{1/2}$ em outros dois níveis com $F = 1$ e 2 , a uma frequência de $6,83468261090429(9)$ GHz entre eles [75], como pode ser visto na Figura 12.

Os níveis hiperfinos interagem com o campo magnético, dando origem aos *subníveis Zeeman*, que são utilizados no processo de resfriamento. Cada nível hiperfino se separa em um número inteiro de níveis Zeemans dentro do intervalo $-F \leq m_F \leq F$, correspondendo a $(2F + 1)$ subníveis Zeeman. Na Figura 12, mostramos o coeficiente de deslocamento Zeeman linear como função do campo magnético aplicado para os vários níveis hiperfinos.

3.4.1 Fonte de átomos

Como uma fonte de átomos, utilizamos um dispensador (Alvatec – modelo AS-Rb-60-S) constituído por um pequeno tubo de aço inoxidável com 60 mg de Rubídio-87 metálico. O tubo tem uma extremidade fechada e outra selada por uma tampa de Índio, devido a sua alta reatividade. Com a vedação de Índio intacta, o dispensador pode ser facilmente manipulado em condições ambientais. Uma vez conectado a contatos elétricos que, por sua vez, estão unidos à câmara de vácuo, o dispensador é aquecido propositalmente devido a passagem de uma corrente elétrica através do contato. Um passo de ativação preliminar é aquecer o dispensador até o tampão de Índio se derreter. Após a ativação, a corrente através do dispensador faz com que o Rubídio se evapore, surgindo um jato atômico através da extremidade não vedada, em direção ao local da AMO.

3.5 Lasers: feixes de armadilha e rebombeio

Para a AMO, é necessária a utilização de dois lasers, que foram denominados de Tico e Teco, respectivamente. O laser Tico gera os feixes de resfriamento, enquanto que Teco produz o feixe de rebombeio. Ambos os lasers de diodo (Thorlabs – modelo D17140-201S) emitem em comprimentos de onda próximos de 785 nm [90]. Para proteger os lasers de qualquer *feedback*, é necessário o uso de isoladores ópticos. Os detalhes da montagem dos lasers podem ser encontrados em [91].

A potência do laser Tico após o isolador óptico é de 40 mW, quando fornecemos uma corrente de 94 mA; e o laser Teco, aproximadamente 60 mW para uma corrente

de 114 mA. Para minimizar as flutuações térmicas do laser, que levariam a variações na frequência da radiação emitida pela cavidade, controlamos a temperatura por meio de um Peltier implantado na base do laser [91]. Para a estabilização das frequências dos lasers, utilizamos um circuito de travamento que usa um sinal de erro proporcional à dessintonia do laser da frequência desejada, proveniente de um experimento de absorção saturada. Este sinal é enviado à caixa controladora de corrente do laser para produzir o ajuste requerido.

O espectro de absorção saturada completo para a linha D2 do ^{87}Rb e ^{85}Rb é mostrado na Figura 13, onde podemos observar 4 linhas de absorção Doppler. O laser Tico é travado na ressonância de *crossover* $F'_c = 1 - 3$ (entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 1$ e $F = 2 \rightarrow F' = 3$), representado pelo terceiro pico da quarta linha. Por outro lado, o laser Teco é travado na ressonância de *crossover* $F'_c = 1 - 2$ (entre as transições $F = 1 \rightarrow F' = 1$ e $F = 1 \rightarrow F' = 2$), representando o segundo pico da primeira linha.

Os feixes de lasers são ajustados às frequências desejadas utilizando Moduladores Acústicos Ópticos (AOM, do inglês *Acousto-Optic Modulator*). O moduladores foram fabricados pela empresa Gooch & Housego. Os modelos utilizados foram: 3110 – 120 (centrado em 110 MHz) e 3200 – 124 (centrado em 200 MHz). Com um AOM apresentando frequência central de 200 MHz, configuramos o feixe proveniente do laser Tico a uma dessintonia de $-11,8(1)$ MHz da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$, produzindo assim os feixes de resfriamento. Essa dessintonia negativa é necessária para a existência do melaço óptico [55, 71]. Devido ao processo de espalhamento Brillouin, o AOM desloca a frequência óptica em 200,0 MHz acima da frequência de *crossover* em torno da qual fizemos o travamento. Os feixes difratados são conduzidos a uma amplificador (Sacher Lasertechnik – modelo Tapered Littrow Laser), sendo então acoplados em fibras mantenedoras de polarização, que levam até a região da AMO, como mostra a Figura 16.

Os átomos excitados para o nível $F' = 3$ só podem decair para o estado fundamental $F = 2$, a que chamamos de transição cíclica. No entanto, existe uma pequena probabilidade dos átomos serem excitados para o nível $F' = 2$. Deste modo, eles podem decair para o nível $F = 1$, interrompendo o ciclo de resfriamento. Isso nos obriga a usar um feixe de rebombeio para recolocar os átomos que se acumulam no nível $F = 1$ no ciclo de resfriamento. Para isso, com um AOM com frequência central em 110 MHz, configuramos o feixe proveniente do laser Teco à ressonância da transição $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (segue a Figura 14). Este feixe é acoplado em uma fibra mantenedora de polarização e então misturado com os feixes de resfriamento das direções x e y , como podemos ver na Figura 16.

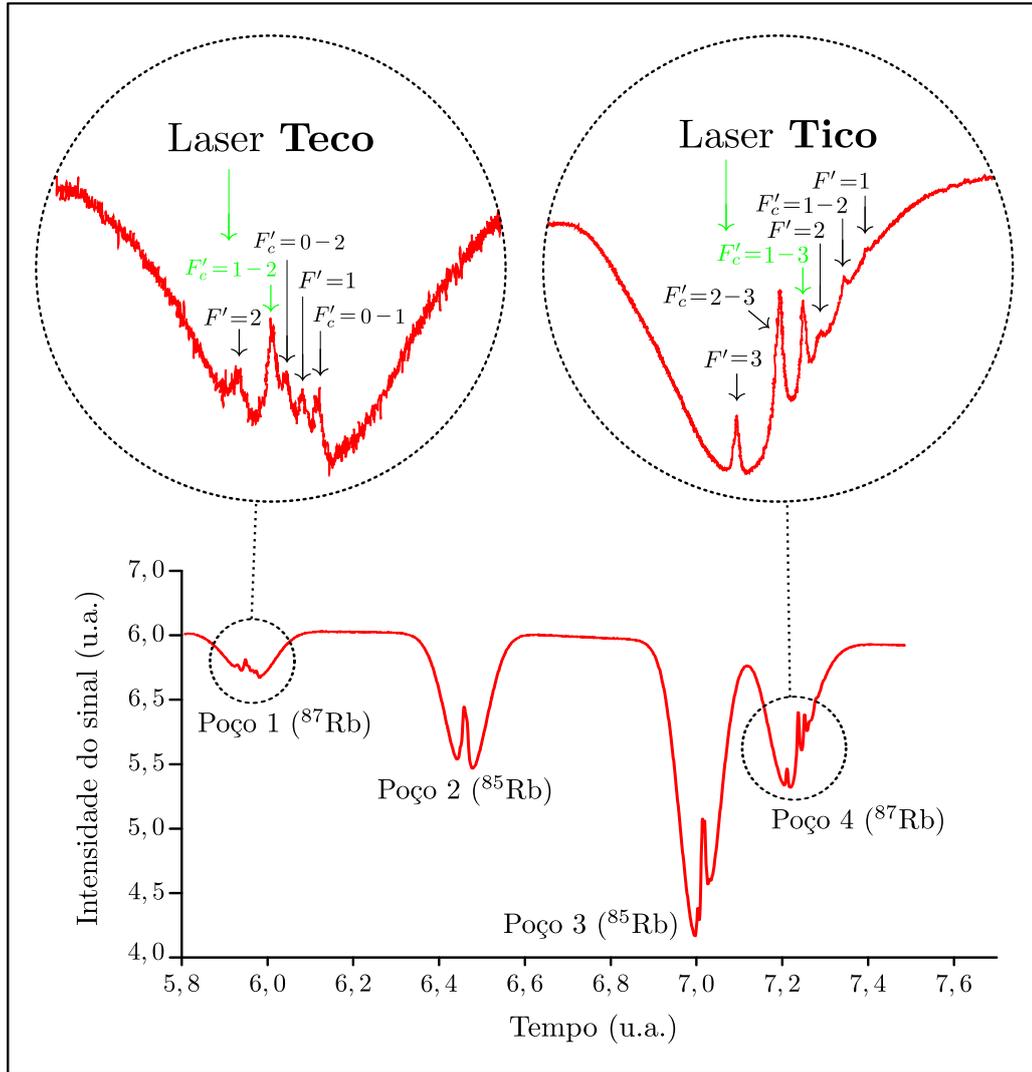


Figura 13 – Espectro completo da absorção saturada para a linha D2 do Rubídio à temperatura ambiente. A primeira linha está associada as transições do nível $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'$, enquanto que a quarta linha se vincula as transições $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'$, do ^{87}Rb . As ressonâncias de *crossover* são indicadas por F'_c . O Lasers Tico e Teco são travados em $F'_c = 1-2$ e $F'_c = 1-3$ das quarta e primeira linha, respectivamente.

3.6 Campo magnético quadrupolar

Conforme mencionado anteriormente, o campo magnético quadrupolar utilizado para o aprisionamento dos átomos é produzido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, com diâmetros de 10,5 cm e 207 espiras de fio de cobre em cada uma. Nas duas bobinas passam correntes de 4 A em sentidos opostos, com o intuito de gerar um campo magnético nulo no ponto intermediário entre as bobinas, aumentando linearmente em todas as direções, apresentando um gradiente de cerca de 10 G/cm na região da AMO, no eixo \bar{z} . Na Figura 15, mostramos de maneira simplificada como configuramos tais bobinas.

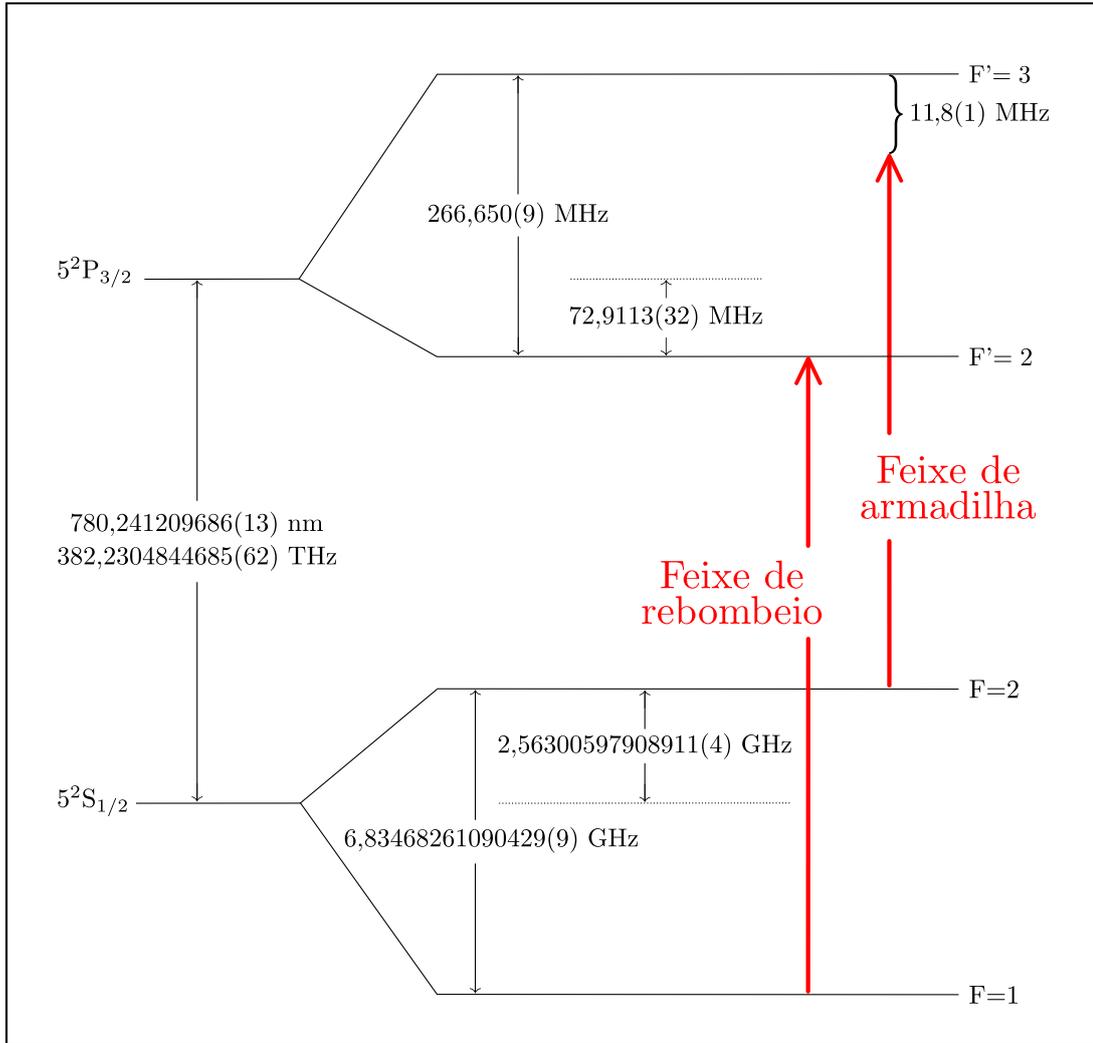


Figura 14 – Esquema simplificado de níveis do ^{87}Rb e representação dos feixes atuantes durante o resfriamento. O feixe de aprisionamento está dessintonizado de $-11.8(1)$ MHz da transição $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, enquanto que o feixe de bombeio está em ressonância com a transição $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$.

3.7 Minimizando as colisões – sistema de vácuo

A força de aprisionamento criada pela AMO não é grande o suficiente para aprisionar todos os átomos [74]. Os átomos de Rubídio-87, apesar de estarem sob a influência dos lasers de aprisionamento e do campo magnético quadrupolar, podem colidir com os átomos que não são influenciados pelos lasers, alcançando velocidades suficientemente grandes para escapar da região de confinamento. Para evitar tais colisões, é necessário que a pressão no vácuo na região de confinamento seja reduzida até determinado nível. Para tal objetivo, usamos um sistema que consiste em três diferentes bombas: uma iônica (VaeIon plus 20), uma mecânica (Varian Mechanical Vacuum Pumps sd 40) e outra turbomolecular (Agilent – Turbo V81-AG), que estão conectadas à câmara. Neste sistema, existe uma válvula que separa o tubo onde as bombas mecânica e turbomolecular são conectadas do restante do

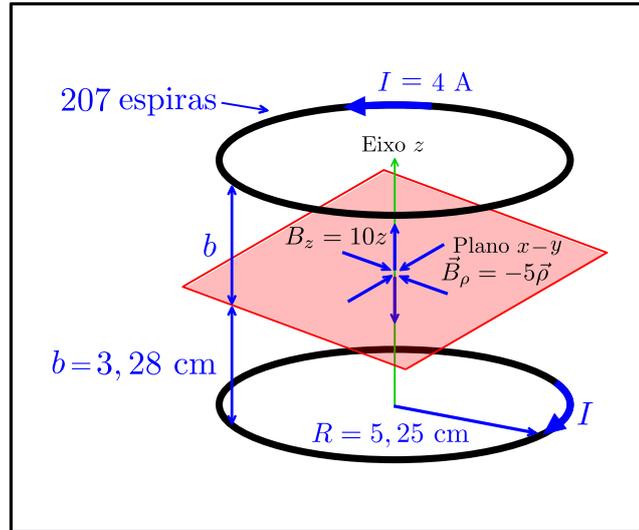


Figura 15 – Esquema da configuração do campo magnético na AMO. O campo magnético em Gauss e aproximado na região da nuvem é dado por $\vec{B} = -5(\vec{x} + \vec{y} - 2\vec{z})$, com posições dadas em centímetros. Tal aproximação só é válida para distâncias menores que 5 cm do centro da armadilha.

sistema.

Antes de montar o sistema que leva a câmara ao vácuo, é necessário lavar completamente todas as peças com acetona e isopropanol para remover qualquer contaminante [91]. Nas conexões, foram utilizados flanges e anéis de cobre para unir os componentes da montagem. Também foi acoplado o dispensador de átomos de Rubídio-87, que libera átomos quando uma corrente entre 4 e 8 A é aplicada.

A câmara da AMO é feita de vidro, com dimensões de 5,5 cm de altura e 11,0 cm de diâmetro. As paredes laterais têm 8 janelas, com diâmetro de 5,0 cm cada. A câmara é unida ao sistema de vácuo por meio de um tubo de vidro que leva aos dispensadores de átomos de Rubídio-87. A medida da pressão da câmara é feita por meio da corrente da bomba iônica, cuja a relação com a pressão é fornecida pelo fabricante.

Após a montagem completa do sistema, foram realizadas duas etapas para alcançar a pressão desejada, da ordem de 10^{-8} mbar. Na primeira etapa, foi conectada a bomba mecânica, que inicialmente pode atingir 10^{-3} mbar. Quando a pressão chega a cerca de 10^{-2} mbar, a bomba turbomolecular é acionada automaticamente. Esta bomba tem uma turbina rotativa que é controlada por um motor elétrico que alcança uma velocidade de 81×10^3 rpm e uma velocidade de bombeamento de 50 L/s para o nitrogênio. Com estas condições, a câmara de vácuo alcança aproximadamente 10^{-7} mbar, a partir de onde a bomba iônica é ligada, possuindo uma velocidade de bombeamento de 20 L/s para o nitrogênio. A bomba iônica é deixada então ligada, conseguindo manter a câmara a uma pressão de cerca de 10^{-8} mbar. A partir deste momento, a válvula da câmara é fechada e as bombas mecânica e turbomolecular desconectadas do sistema [91].

leva os átomos do nível $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ para $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$, dependendo da dessintonia $\Delta = \omega_{RF} - 6,834683$ GHz, sendo ω_{RF} a frequência do pulso conforme mostra a Figura 17. Depois disso, enviamos um pulso de sonda luminoso em ressonância com a transição $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$, e através de sua absorção inferimos a variação da população de átomos em $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$.

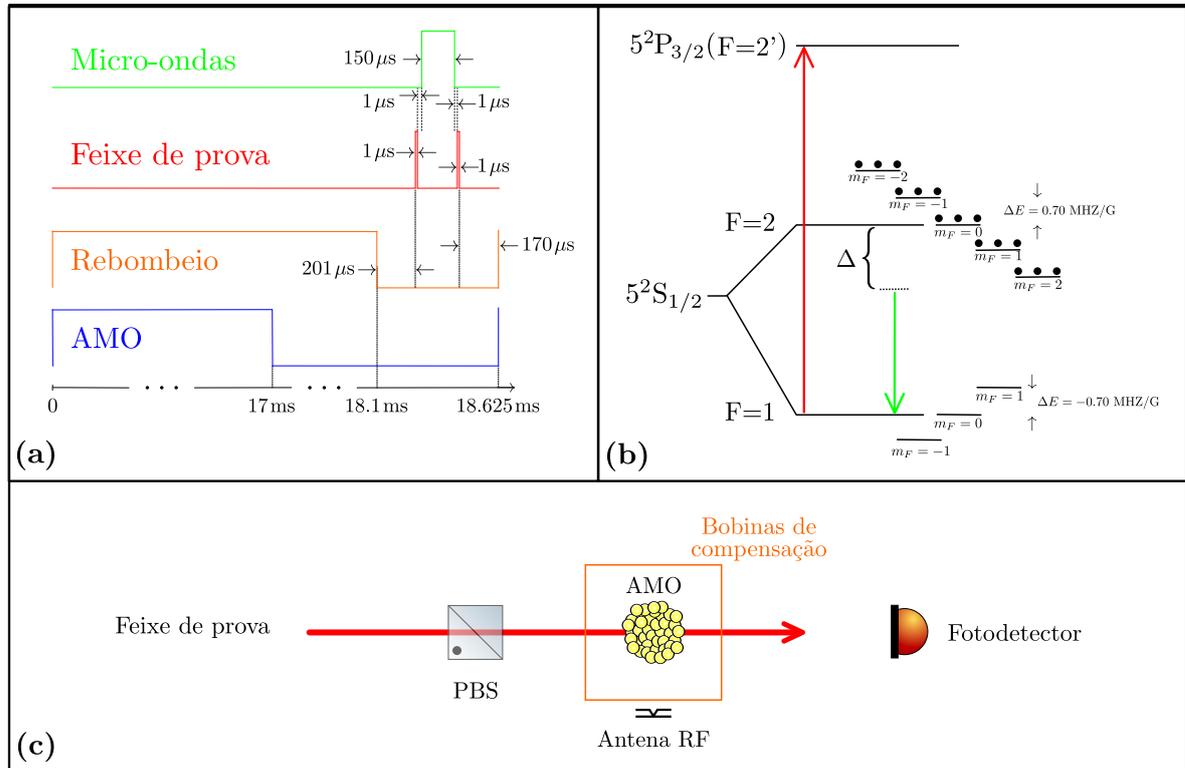


Figura 17 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para o cancelamento do campo magnético espúrio. (b) Esquema parcial de níveis do ^{87}Rb na presença do pulso de sonda, micro-ondas e campo magnético. (c) Esquema experimental simplificado para cancelar o campo magnético espúrio na nuvem de átomos.

A sequência de pulsos utilizados para a implementação da espectroscopia de micro-ondas é gerada por uma placa de Arduino Due e está descrita na Figura 17(a). Após o desligamento da AMO, enquanto o campo magnético quadrupolar decai, atuamos sobre a nuvem de átomos apenas com o pulso de rebombeio por 1,1 ms, preparando todos os átomos no estado $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Depois de 201 μs do desligamento do feixe de rebombeio, fazemos incidir o primeiro pulso de sonda, que tem duração de 1 μs , com o fim de medir sua intensidade inicial, I_0 . Este pulso é totalmente transmitido, uma vez que não existe qualquer átomo no estado $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Sua intensidade é medida por um fotodetector sensível a potências entre 1 nW e 1 μW (Thorlabs – modelo APD120A/M). Para as medidas que seguem, usamos pulsos com sinais de pico de 37 mV no detector. Após 1 μs , enviamos um pulso de micro-ondas, através de uma antena de meia onda^a, que induz

^a O nome antena de meia onda deriva-se do fato de que a antena tem seu comprimento igual a metade do comprimento de onda a ser irradiado.

transições entre os subníveis Zeeman $|5S_{1/2}, F = 2, m_F\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle$.

O pulso de micro-ondas é produzido por meio de um gerador de frequências de rádio (RF) fabricado pela Agilent Technologies (modelo E8257D), com uma potência de 18 dBm (63 mW). Após o pulso de micro-ondas, enviamos o segundo pulso de sonda com a mesma duração do primeiro, sendo sua intensidade I registrada pelo fotodetector. Todas estas etapas ocorrem dentro de um único ciclo de ligar e desligar a AMO. Para cada ciclo, tiramos uma medida da transmissão para um valor de dessintonia Δ do pulso de micro-ondas [segue a Figura 17(b)]. Desta forma, o conjunto destas medidas forma o espectro completo de absorção do pulso de sonda e ao mesmo tempo mostra a separação entre os subníveis Zeeman do ensemble de átomos.

Para a aquisição dos dados, usamos um programa em LabVIEW que varre a frequência do gerador de micro-ondas. Tal programa é apresentado em [91]. Ele coleta os valores das intensidades dos pulsos de sondas, I_0 e I , do osciloscópio para cada valor da RF fornecidas pelo gerador de micro-ondas, gerando remotamente um gráfico do $\log(I_0/I)$ em função da dessintonia Δ . O esquema da montagem do experimento está descrito na Figura 17(c).

Inicialmente, aplicamos um campo suficiente forte na direção x para conseguirmos identificar os sete picos correspondentes às ressonâncias Zeeman para as transições $\sigma(\delta m_F = \pm 1)$ e $\pi(\delta m_F = 0)$. Para a análise, configuramos as bobinas com as seguintes correntes: $I_x = 40$ mA, $I_y = 0$ mA e $I_z = 0$ mA, obtendo assim o espectro mostrado na Figura 18. O pico central corresponde à transição com $\delta m_F = 0$ entre os níveis com $m_F = 0$, que são insensíveis ao campo magnético. A separação entre os picos de 600 kHz mostra que a amostra está sob a influência de um campo magnético de $\sim 0,86$ G. Em tal espectro, ainda podemos observar uma variação da largura da linha dos picos à medida que aumenta o m_F , indicando que um pequeno gradiente de campo magnético está presente na armadilha.

Para a minimização da influência dos campos magnéticos espúrios variamos as correntes nas bobinas até minimizar a separação entre os picos. Em nossa armadilha verificamos que este mínimo é atingido para as seguintes correntes: $I_x = 25,0$ mA; $I_y = 5,0$ mA e $I_z = 149,5$ mA. Obtemos então o espectro da Figura 19, onde observamos um único pico. A largura a meia altura do espectro de absorção do pulso de sonda é, neste caso, 95 kHz. Se considerarmos que os picos extremos estão distanciados por essa frequência, o campo magnético residual seria de, aproximadamente, 23 mG.

Nossa limitação na minimização do campo magnético residual está na presença de um gradiente de campo que não podemos compensar com o atual circuito elétrico de controle. Entretanto, estamos finalizando um novo circuito que nos possibilitará cancelar também o gradiente de campo magnético [92].

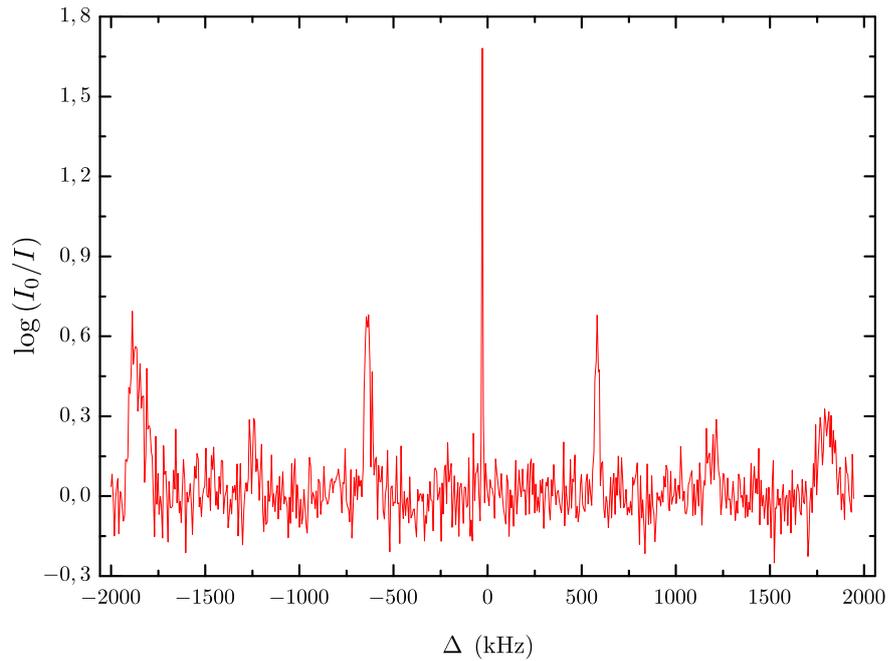


Figura 18 – Espectro de absorção do pulso de sonda como função da dessintonia Δ do pulso de micro-ondas. O passo de varredura foi de 6 kHz. Os sete picos estão associados a todas as possíveis ressonâncias Zeeman. As correntes utilizadas nas bobinas são: $I_x = 40,0$ mA, $I_y = 0,0$ mA e $I_z = 0,0$ mA.

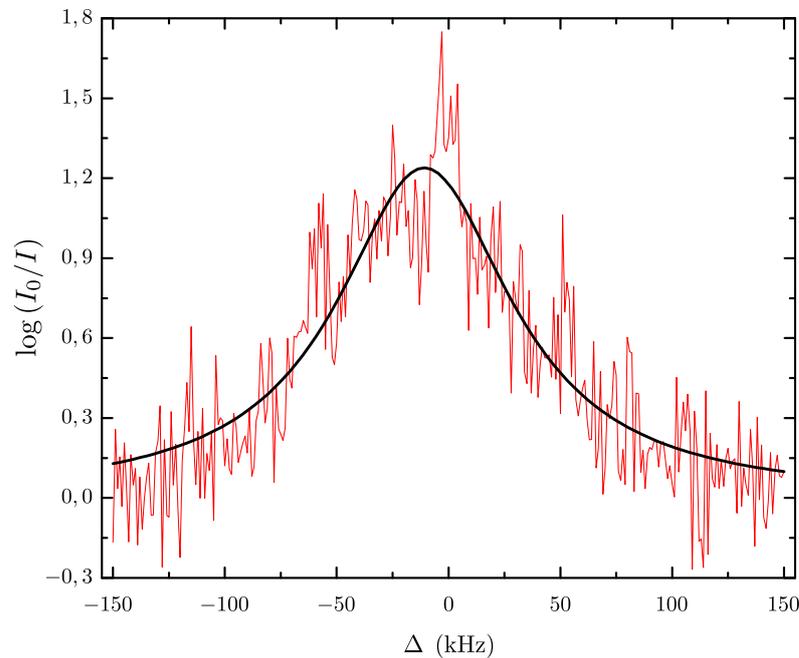


Figura 19 – Espectro de absorção do pulso de prova como função da dessintonia Δ do pulso de micro-ondas. O passo de varredura foi de 2 kHz. A linha preta representa a melhor curva lorentziana de ajuste com largura a meia altura de 95 kHz. As correntes das bobinas de compensação são: $I_x = 25,0$ mA, $I_y = 5,0$ mA e $I_z = 149,5$ mA. O campo magnético associado ao espectro é de 23 mG.

3.9 Medindo a profundidade óptica

O procedimento descrito anteriormente consiste em medir a transmissão de um feixe monocromático pela amostra. A partir disto, podemos determinar a Profundidade Óptica (OD) que é uma medida da absorção do feixe e que é, portanto, proporcional ao número de átomos da amostra, isto é, $OD \propto N$ [1, 93, 94]. Em nosso experimento, a transição de interesse é a $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5S_{3/2}, F' = 3\rangle$, referente a nossa aproximação hipotética a um átomo de dois níveis. Com o feixe intenso e contínuo, primeiramente observamos com uma câmera (Thorlabs – Modelo DCC3260), sensível ao infravermelho, o feixe atravessando e fazendo um buraco no centro da amostra. Isso significa que alguns átomos estão absorvendo o feixe e ao mesmo tempo sendo expulsos da nuvem, já que a intensidade é alta.

Com a certeza de que o feixe está passando no centro da amostra, passamos a atuar com o pulso de sonda dentro de um intervalo de tempo em que a AMO está desligada. A sequência de pulsos utilizada para a implementação do experimento é gerada também por uma placa de Arduino Due e está ilustrada na Figura 20(a). Após o desligamento da AMO, enquanto o campo magnético quadrupolar decai, passamos a atuar sobre a nuvem de átomos com o pulso de rebombeio apenas por 1,1 ms, preparando todos os átomos no estado $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Depois de 550 μs do desligamento do feixe de rebombeio, atuamos sobre os átomos com um pulso de sonda de 1 μs de duração. A intensidade deste pulso é medida por um fotodetector (Thorlabs – Modelo APD120A/M). O sinal gerado pelo fotodetector é visualizado em um osciloscópio, de onde medimos as intensidades do feixe com e sem a presença da nuvem, como vemos na Figura 20(b).

Para um feixe de sonda com baixa potência, após passar pela nuvem, sua intensidade dependente da dessintonia Δ com relação à ressonância atômica é dada por [1]

$$I(\Delta) = I_0 \exp \left[-\frac{OD}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} \right], \quad (3.35)$$

sendo I_0 a intensidade do feixe antes de passar pela nuvem e OD a profundidade óptica na ressonância. Assim, com uma potência fixa do feixe de sonda, realizamos uma varredura na frequência do feixe em torno da ressonância da transição desejada, $|5^2S_{1/2}(F = 2)\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}(F' = 2)\rangle$ [segue a Figura 20(c)]. Na Figura 20(d) a intensidade do feixe medida sem a nuvem pelo fotodetector foi de 100 mV, correspondendo a uma potência de 24 nW na entrada da câmara de vácuo e diâmetro 4σ (σ sendo o desvio padrão) de 420 μm . A varredura foi de -50 a 50 MHz, com passos de 2 MHz.

Ao invés de medir a OD na ressonância, como é usual, procuramos a diferença (δ) das duas frequências ($\omega_<$ e $\omega_>$) do feixe em que a intensidade do pulso de prova I (altura do pico mostrado no osciloscópio), ao atravessar a AMO, tenha metade da intensidade I_0 do pulso quando medimos sem a nuvem, como indica a Figura 20(d).

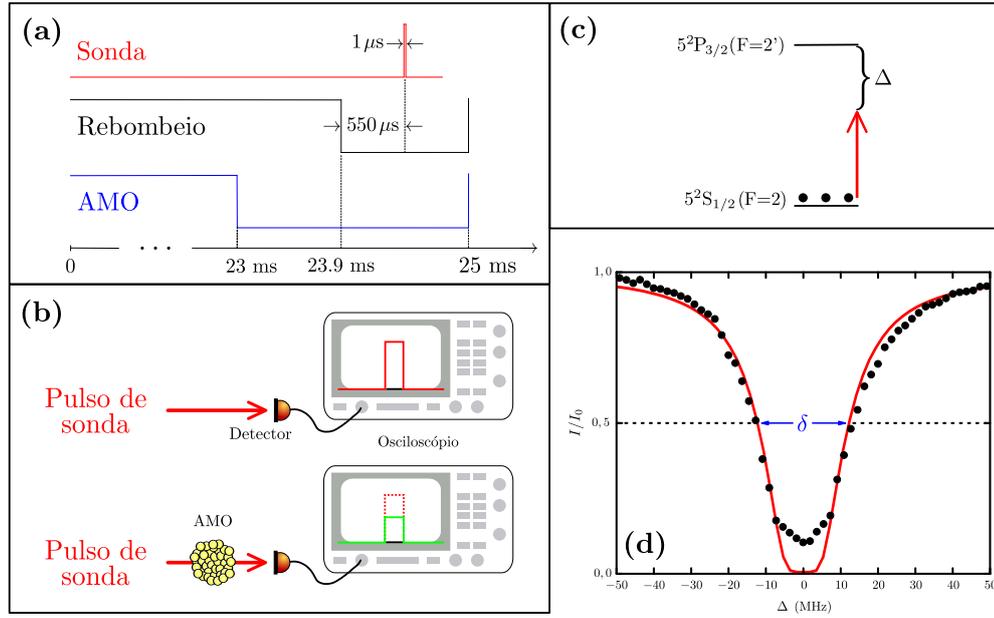


Figura 20 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para a medição da profundidade óptica. (b) Esquema experimental simplificado para a medição da absorção do pulso de sonda. (c) Níveis simplificados do Rubídio-87 para a análise da absorção. (d) Curva de absorção em função da dessintonia do feixe com passos de 2 MHz. A potência utilizada no feixe de armadilha foi de 20 mW. A linha sólida representa o melhor ajuste dado pela Equação 3.35.

Desta forma, como $I(\delta) = I_0/2$, conectamos a diferença $\delta \equiv \omega_{<} - \omega_{>}$ com a OD através da Equação 3.35, e assim obtemos

$$OD = \ln(2) \left[1 + (\delta/\Gamma)^2 \right], \quad (3.36)$$

onde $\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz é o inverso do tempo de vida do estado excitado [95].

Como a aproximação só é válida para o regime de baixas potências, devemos calcular a OD para diferentes potências do feixe de sonda, e por uma regressão linear, obter a OD para um feixe com baixíssima potência (veja a Figura 21). Essa técnica permite medir de forma confiável grandes profundidades ópticas para feixes com baixíssimas potências, o que não é possível medindo diretamente na ressonância devido à baixa relação sinal-ruído nessa região.

O método utilizado nesta tese para modificar a OD foi variar a intensidade dos feixes de armadilhamento que produzem nossa amostra. Como descrito na seção 3.5, um único feixe luminoso dá origem aos cinco feixes de armadilhamento (x, y, z) . Ao modificarmos a intensidade desse feixe único, variamos proporcionalmente a intensidade dos cinco feixes gerados, alterando a densidade atômica na região de armadilhamento e, conseqüentemente, causando uma variação na OD do meio.

Para três diferentes potências utilizadas para o armadilhamento: 12 mW, 20 mW e 79 mW, aplicando o método da regressão linear, conforme a Figura 21, encontramos como

medidas $OD = 2 \pm 1$, 15 ± 1 e 25 ± 1 , respectivamente. O erro desta medida é resultante da incerteza da constante da reta projetiva, proveniente do melhor ajuste sobre os dados.

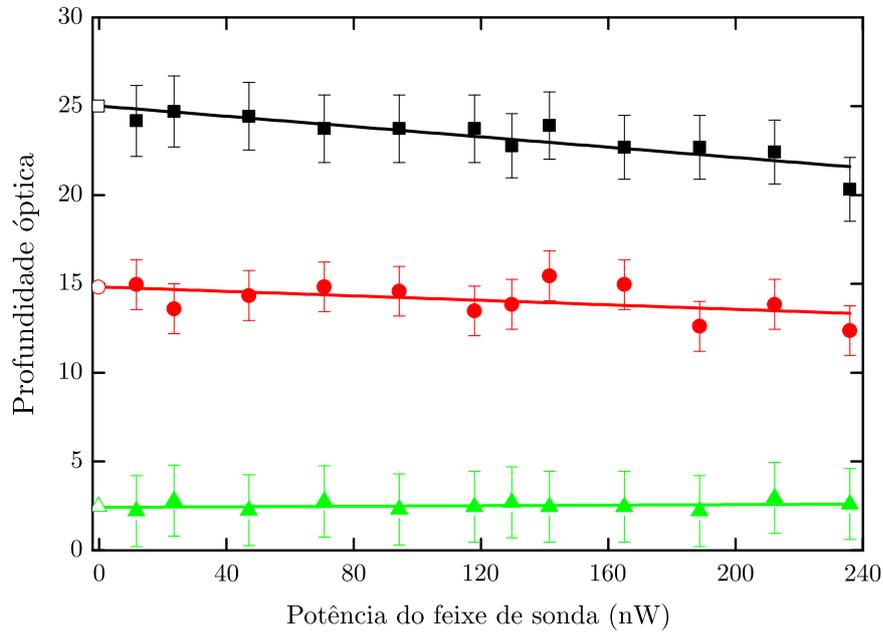


Figura 21 – Medida da profundidade óptica, usando a Equação 3.36 e variando a potência do feixe de sonda. As retas são os melhores ajustes lineares para o conjunto de dados. Os quadrados pretos, os círculos vermelhos e os triângulos verdes, representam profundidades ópticas para três diferentes potências utilizadas para o armadilhamento: 79 mW, 20 mW e 12 mW, respectivamente. As barras de erros são calculadas mediante a incerteza na largura δ .

Na Figura 22, mostramos os resultados das medidas da OD como função da soma das potências dos seis feixes de armadilhamento. Os dados utilizados foram obtidos pelas medidas projetivas no limite de uma potência nula do feixe de sonda. Utilizamos uma curva exponencial como ajuste sobre os dados [95]. Verificamos a saturação da OD em 25 ± 1 . Isso deve-se ao fato de que existe um limite no número de átomos que podem ser aprisionados. A partir deste limite, a absorção do feixe de sonda permanece constante, como vimos na seção 3.1.

3.10 Considerações e perspectivas

Ao final desta etapa, foi possível caracterizar a AMO para o armadilhamento de átomos de Rubídio-87, que foi montada anteriormente por Morales [91], Gutierrez-Ortiz [96] e Muñoz-Martínez [97]. Otimizamos apenas o alinhamento e minimizamos a influência dos campo magnéticos espúrios na AMO usando as técnicas de espectroscopia e micro-ondas. Esse método permite observar diretamente, a partir da absorção de um pulso de sonda, a separação entre os diferentes subníveis Zeeman, induzida pela interação dos átomos com

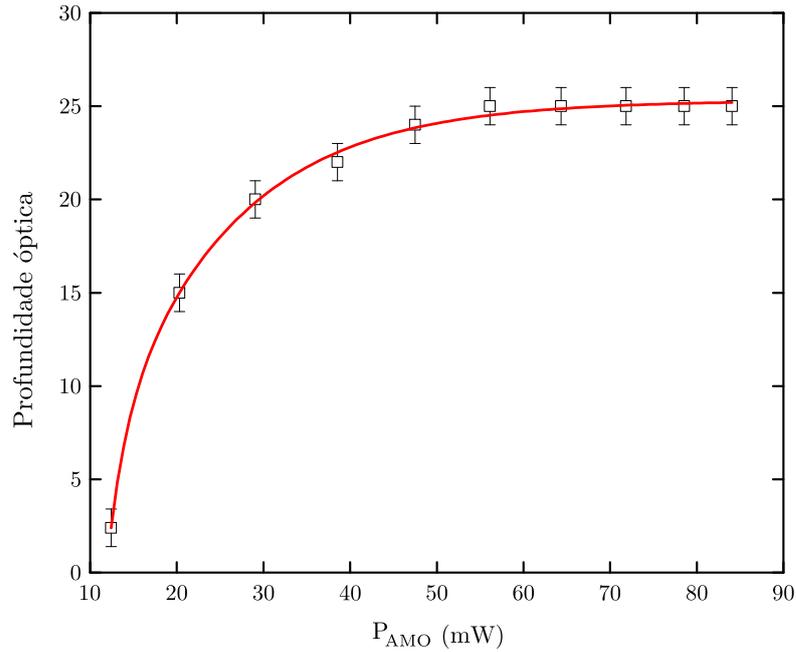


Figura 22 – Medida da profundidade óptica variando a potência para o armadilhamento. Os pontos vazados representam as profundidades ópticas, inferidas pela regressão linear para um feixe de sonda com baixíssima potência. As barras de erros são dadas pelas incertezas nas constantes das retas projetivas. A linha sólida representa o melhor ajuste exponencial sob os dados. Como podemos observar, a profundidade óptica é saturada em 25 ± 1 .

campos magnéticos espúrios. Medimos então um campo magnético residual da ordem de 23 mG.

Apresentamos um novo método de medir a OD que consiste em determiná-la a partir da largura da meia absorção. Calculamos as OD's para diferentes potências do pulso de sonda, e por uma regressão linear, obtivemos a profundidade óptica para um pulso com baixíssima potência. Essa técnica permite medir altas ODs de maneira confiável, o que não é possível medindo diretamente na ressonância devido a baixa relação sinal-ruído nessa região. Com isso, realizamos as medidas precisas de OD reportadas já na ref. [39].

Por fim, estamos desenvolvendo um circuito eletrônico que será utilizado para introduzir uma diferença de corrente nas bobinas de compensação [92]. Isto vai nos permitir criar um gradiente de campo magnético na região da AMO, a fim de conseguir minimizar ainda mais a influência dos campos magnéticos espúrios e aumentar o tempo de coerência da memória quântica. Quanto ao processo de aprisionamento dos átomos, tornaremos também os feixes contrapropagantes no eixo z independentes, assim como estão os dos eixos x e y , pois, de acordo com [95], isso vai permitir alcançar maiores profundidades ópticas.

4 MEMÓRIA EM ESPALHAMENTO LINEAR DE FÓTONS A PARTIR DE UM ENSEMBLE ATÔMICO

Neste capítulo, investigamos o espalhamento espontâneo (espalhamento devido a interação com os modos de vácuo) de um ensemble de átomos de dois níveis a um certo ângulo. Inicialmente, vamos discutir a memória via Ressonância Induzida por Recuo (RIR), que foi observada experimentalmente em 2016 por Almeida *et al.* [44]. De fato, este experimento foi a motivação para o estudo em torno da proposta deste capítulo. Em seguida, traremos uma breve revisão acerca da função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$, na forma clássica e quântica, a fim de introduzirmos os conceitos e procedimentos de análise do processo de espalhamento. Discutiremos sucintamente as estatísticas dos fótons provenientes de um laser e de uma fonte térmica. Mostraremos de maneira concisa nosso aparato experimental e a pureza em polarização do fóton espalhado e detectado pela nuvem fria de Rubídio-87. Apresentaremos nossa forma original para observação de correlações entre fótons espalhados a partir de pulsos consecutivos do laser, dessintonizados da ressonância atômica. Tais correlações mostraram um aumento da probabilidade de detectar outro fóton, na mesma direção, uma vez que o primeiro foi observado, e as modificações na estatística dos fótons da luz espalhada condicionada. Analisaremos também a influência sobre o espalhamento do ângulo de detecção, do número de átomos, da dessintonia e da potência do feixe de excitação. Por fim, mostraremos como os efeitos de um campo magnético contribuem negativamente para a memória, e apresentaremos nossas considerações finais e perspectivas nesse tema.

4.1 Memória via ressonância induzida por recuo

Recentemente, Almeida *et al.*, na ref. [44], demonstraram experimentalmente a existência de uma memória óptica, baseada no mecanismo da RIR, excitando átomos de dois níveis com um feixe de acoplamento forte (C) e outro de sonda fraco (P). A memória RIR é observada quando os feixes ópticos de sonda e acoplamento têm a mesma polarização óptica, porém vetores de onda (\vec{k}_C e \vec{k}_P) e frequências (ω_C e ω_P) diferentes, com $\Delta\vec{k} = \vec{k}_C - \vec{k}_P$ e $\delta = \omega_C - \omega_P$, acoplando diferentes estados dos graus de liberdade externos dos átomos.

O aparato experimental utilizado em [44] para investigar a memória não-volátil,

está ilustrado na Figura 23(a). Interagindo os feixes de acoplamento e de sonda (formando um certo ângulo entre si), com os átomos de cézio resfriados [Figura 23(b)], percebeu-se que para $\delta > 0$ ou $\delta < 0$ o feixe de sonda era absorvido ou amplificado, respectivamente, como uma típica RIR.

Nos experimentos conduzidos por Almeida *et al.* [44], inicialmente ambos os feixes de acoplamento e sonda interagem com os átomos. Foi verificado que, após o desligamento do feixe de sonda e somente o feixe de acoplamento presente, a nuvem atômica continua emitindo fótons na direção do feixe de sonda, mostrando a existência de uma memória no meio. Nesta mesma linha de raciocínio, estes autores modularam o feixe de acoplamento após o desligamento do feixe de sonda, e o resultado observado foi o da Figura 24, juntamente com o outro obtido com o feixe de acoplamento contínuo, nas mesmas condições experimentais. Observou-se que este efeito era influenciado pelo ângulo entre os feixes de acoplamento e de sonda, verificando que a largura temporal do pulso recuperado diminui com o aumento do ângulo. Isso mostrou que o principal mecanismo responsável pelo decaimento da informação armazenada é a temperatura dos átomos, que leva à eliminação da grade de densidade de átomos criada pela interferência original dos feixes no meio, que possui um período espacial dado por $\Lambda = \lambda/[2\text{sen}(\theta/2)]$, com λ sendo o comprimento de onda óptico e θ o ângulo entre C e P.

Considerando a situação física explorada por Almeida *et al.* uma pergunta pertinente é a seguinte: se o feixe de sonda não interagir em nenhum momento com a nuvem, existiria ainda o efeito da memória sobre os fótons espalhados? E mais, se escolhêssemos um modo específico para a detecção, poderíamos associar a este modo um campo de vácuo que faria o papel semelhante ao feixe de sonda? De fato, os resultados obtidos por Almeida *et al.* serviram como motivação para nossa análise do espalhamento espontâneo de fótons em um ensemble de átomos de dois níveis.

4.2 Função de correlação de segunda ordem

Para a análise da estatística dos fótons emitidos pela nuvem, vamos utilizar a função de correlação temporal normalizada da intensidade do feixe luminoso, de segunda ordem no campo elétrico, que é definida como

$$g^{(2)}(\tau) \equiv \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle^2}, \quad (4.1)$$

onde a intensidade $I(t)$ é proporcional ao módulo quadrado do campo eletromagnético $E(t)$, $\langle I(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T I(t) dt$ representa a média temporal para um período longo e $\tau = t' - t$ é o tempo decorrido entre duas detecções de fótons em t e t' [98, 99]. Vamos considerar que o feixe luminoso tem propriedades estatísticas estacionárias. A partir da

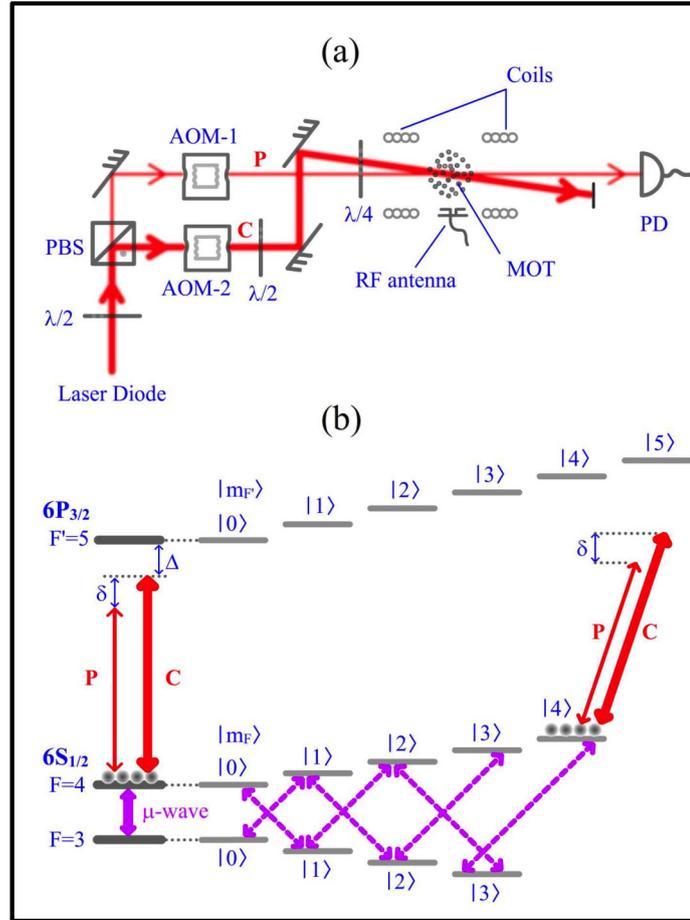


Figura 23 – (a) Esquema experimental simplificado da referência [44] para a observação do espectro da RIR e o armazenamento de luz associado. PBS: divisor de feixe em polarização; MOT: armadilha magneto-óptica; AOM: modulador acústico-óptico; PD: fotodetector. (b) Níveis hiperfinos parciais da linha D2 do césio, interagindo com os feixes de acoplamento (C) e de sonda (P) na presença de um campo magnético.

definição, deduzimos a simetria de inversão temporal

$$g^{(2)}(-\tau) = g^{(2)}(\tau). \quad (4.2)$$

Para campos clássicos, o intervalo permitido de valores para a correlação de segunda ordem é governado pela desigualdade de Cauchy-Schwarz, para qualquer intervalo de tempo τ . Portanto, duas medidas de intensidade nos tempos t e $t + \tau$ devem satisfazer a

$$[I(t + \tau) - I(t)]^2 \geq 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{I^2(t) + I^2(t + \tau)}{2} \geq I(t)I(t + \tau). \quad (4.3)$$

Uma propriedade importante decorrente desta desigualdade é encontrada, tomando uma média temporal na Equação 4.3 e substituindo na Equação 4.1,

$$\langle I^2(t) \rangle \geq \langle I(t)I(t + \tau) \rangle \quad \Rightarrow \quad g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau), \quad (4.4)$$

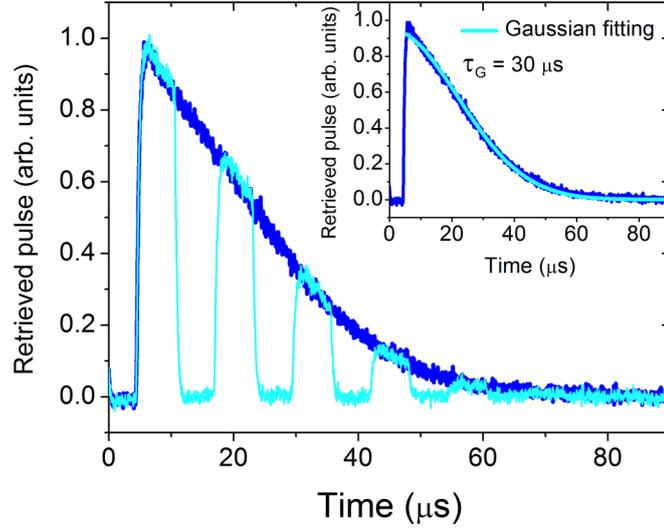


Figura 24 – Pulso recuperado por Almeida *et al.* na ref. [44], quando utilizaram feixes de acoplamentos contínuo (azul) e modulado (ciano). No *inset*, a linha sólida (ciano) representa um ajuste teórico Gaussiano sobre os dados (azul).

mostrando que, classicamente, a correlação de segunda ordem nunca pode exceder seu valor para o atraso temporal nulo.

Por outro lado, aplicando esta desigualdade aos termos cruzados, é fácil mostrar que

$$\left[\frac{I^2(t_1) + I^2(t_2) + \dots + I^2(t_N)}{N} \right] \geq \left[\frac{I(t_1) + I(t_2) + \dots + I(t_N)}{N} \right]^2, \quad (4.5)$$

para o resultado de N medidas de intensidades e, em termos de médias estatísticas, $\langle I^2(t) \rangle \geq \langle I(t) \rangle^2$, levando a função de correlação de segunda ordem em $\tau = 0$ a satisfazer a desigualdade

$$g^{(2)}(0) \geq 1, \quad (4.6)$$

também para campos clássicos.

Não é possível estabelecer qualquer limite superior, tornando o intervalo completo permitido para campos clássicos

$$1 \leq g^{(2)}(0) \leq \infty. \quad (4.7)$$

As desigualdades (4.4) e (4.7) só se aplicam a feixes de luz estacionários e não-estacionários na teoria clássica, não podendo ser aplicadas a um campo quântico geral [1, 98, 99]. Neste último caso, a única restrição no grau de coerência de segunda ordem são os resultados da natureza essencialmente positiva da intensidade, ou seja, $0 \leq g^{(2)}(\tau) \leq \infty$.

4.2.1 Fonte térmica em uma descrição clássica

O modelo de fonte térmica (ou fonte caótica) que adotaremos consiste em muitos átomos, que emitem luz totalmente independentes um do outro. Mudanças da fase ocorrem aleatoriamente no campo elétrico emitido. Vamos assumir que o módulo do campo elétrico emitido pelo n -ésimo átomo seja

$$E_n(t) = E_0 e^{i[\phi_n(t) - \omega t]}, \quad (4.8)$$

uma onda plana com amplitude E_0 , frequência angular ω e uma fase estatisticamente flutuante $\phi_n(t)$.

A radiação produzida por uma fonte de luz é então calculada somando todos os campos elétricos individuais emitidos pelos átomos. Desta forma, para um número grande de átomos ($N \gg 1$), a função de correlação de segunda ordem, dada pela Equação 4.1, se torna [99]

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{|\langle E_n^*(t) E_n(t + \tau) \rangle|^2}{\langle E_n^*(t) E_n(t) \rangle^2}, \quad (4.9)$$

onde $g^{(2)}(0) = 2$ indica que os fótons de uma fonte térmica tendem a ser emitidos agrupados (fenômeno chamado de *Bunching*). Desta forma, se um fóton foi detectado, a probabilidade de detectar um segundo fóton logo depois é aumentada [99]. A partir disso, pode-se inferir que $g^{(2)}(\tau)$ tem um máximo em $\tau = 0$ e diminui assintoticamente para 1.

4.2.2 Descrição quântica básica

O campo eletromagnético é quantizado pela identificação de cada modo do campo, definido em uma base de ondas planas pelo vetor de onda \vec{k} e seu vetor de polarização, com um oscilador harmônico. O Hamiltoniano do oscilador harmônico é dado por

$$\hat{H} = \frac{1}{2} (\hat{p}^2 + \omega^2 \hat{q}^2), \quad (4.10)$$

com a frequência ω , o operador posição \hat{q} e o operador de momento \hat{p} , que seguem a regra de comutação $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$. No caso luminoso, \hat{p} e \hat{q} correspondem as quadraturas do campo elétrico. Comumente, tais quadraturas são substituídas pelos operadores adimensionais de criação e aniquilação,

$$\hat{a}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} (\omega \hat{q} - i\hat{p}) \quad \text{e} \quad \hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}} (\omega \hat{q} + i\hat{p}), \quad (4.11)$$

respectivamente. Os operadores de criação e aniquilação seguem a regra de comutação para bósons

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1. \quad (4.12)$$

Desta forma, a Eq. (4.10) se torna

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\hbar\omega (\hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}) = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2} \right). \quad (4.13)$$

Os autovalores de \hat{H} são os auto-estados de número $|n\rangle$ com energia $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$. Um campo eletromagnético neste estado contém n quanta de energia que são chamados de fótons. Enquanto um operador \hat{a} aniquila um fóton, o \hat{a}^\dagger cria um, ou seja

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle \quad \text{e} \quad \hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle. \quad (4.14)$$

A intensidade do campo elétrico é dada pelo valor esperado do operador de número de fótons, que é equivalente ao número médio de fótons no modo:

$$I \propto \langle \hat{n} \rangle = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \doteq \bar{n}. \quad (4.15)$$

Desta forma, a função de correlação temporal de segunda ordem pode ser escrita como uma função dos operadores de aniquilação e criação:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}^\dagger(t+\tau)\hat{a}(t+\tau)\hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \rangle^2}, \quad (4.16)$$

onde, em contraste com a descrição clássica, a ordem dos operadores quânticos é importante. Na Equação 4.16 os operadores estão na chamada ordem normal, com operadores de criação à esquerda dos operadores de aniquilação [1, 99].

Usando as Equações 4.16 e 4.12, podemos escrever $g^{(2)}(0)$ como uma função do valor esperado do operador de número de fótons \hat{n}

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}^2 \rangle - \langle \hat{n} \rangle^2}{\langle \hat{n} \rangle^2} = 1 + \frac{\Delta n^2 - \bar{n}}{\bar{n}^2}, \quad (4.17)$$

onde $\Delta n^2 = \langle \hat{n} - \langle \hat{n} \rangle \rangle^2$ é a variância da distribuição de número de fótons. Desta forma, para um estado de número de fótons $|n\rangle$ sem qualquer flutuação, $g^{(2)}(0) < 1$. Esta situação – um campo com estatística sub-poissoniana – não pode ser explicada usando campos clássicos. Qualitativamente os fótons são emitidos de forma regular e, portanto, não mostram flutuações. Um exemplo para a geração de luz não-clássica é a fluorescência ressonante de um único átomo [6].

Por outro lado, quando Hanbury-Brown & Twiss na ref. [100] mediram correlações em fótons provenientes de uma lâmpada de vapor de mercúrio, eles utilizaram dois detectores, D_a e D_b , que apresentavam eficiências η_a e η_b , respectivamente, menores que 100%. Como mostra a Figura 25, eles mediram número de fótons utilizando dois operadores de intensidades relativos a cada um dos detectores,

$$\hat{I}_a(t) = \frac{1}{2}\eta_a\hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \quad \text{e} \quad \hat{I}_b(t) = \frac{1}{2}\eta_b\hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t), \quad (4.18)$$

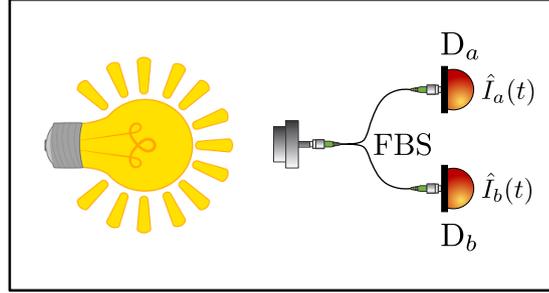


Figura 25 – Esquema experimental simplificado e análogo ao usado por Hanbury-Brown & Twiss para a detecção de fótons proveniente de uma lâmpada de vapor de mercúrio. O separador de feixe em fibra (FBS) é utilizado para dividir em 50:50 os fótons para os detectores D_a e D_b .

onde o índice a e b referem-se ao detectores D_a e D_b , respectivamente. Substituindo então a Equação 4.18 na Equação 4.1, obtemos a mesma Equação 4.16. Isso mostra que a função de correlação temporal de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$ é insensível às eficiências de detecção.

Analogamente a $I(t) \propto \langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \rangle$, que dá a probabilidade de detectar um fóton no tempo t , $g^{(2)}(\tau)$ pode ser interpretado como uma probabilidade condicional,

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P(t|t + \tau)}{P(t)}, \quad (4.19)$$

onde $P(t)$ é a probabilidade de detectar um fóton no tempo t no detector j e $P(t|t + \tau)$ é a probabilidade condicional de detectar um segundo fóton em um tempo $t + \tau$ no detector j , uma vez que o primeiro fóton foi detectado no detector i , com $i \neq j$ representando cada detector D_a ou D_b (Figura 25).

4.2.2.1 Estatística dos fótons do laser

Como já mencionamos, no nosso experimento usamos um laser monocromático, que na óptica quântica, é descrito pelo estado coerente $|\alpha\rangle$:

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (4.20)$$

representando uma superposição das auto-funções do oscilador harmônico. O estado coerente é definido como sendo um auto-estado do operador aniquilação, com auto-valor α [1]. Desta forma, a intensidade fica

$$\langle I \rangle \sim \langle \hat{n} \rangle = \langle \alpha | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \alpha \rangle = |\alpha|^2 = \bar{n}. \quad (4.21)$$

A probabilidade de medir um dado número de fótons no estado coerente é dada pela projeção

$$p(n) = |\langle n | \alpha \rangle|^2 \Rightarrow p(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad (4.22)$$

que é uma distribuição Poissoniana para o valor médio \bar{n} . A luz do laser então, apresenta uma variância do número de fótons de $\Delta n^2 = \bar{n}$, de modo que

$$g^{(2)}(0) = 1, \quad (4.23)$$

representando o limite inferior de um tratamento clássico da radiação [1].

4.2.2.2 Fonte térmica de fótons - descrição quântica

Por outro lado, podemos modelar um estado térmico na base de número de fótons como [1]

$$\rho_{\text{térmico}} = \frac{1}{1 + \bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1 + \bar{n}} \right)^n |n\rangle\langle n|, \quad (4.24)$$

onde $\bar{n} \equiv \langle n \rangle \sim \langle I \rangle$. Desta forma, a probabilidade de medir um dado número de fótons é dada por

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{1+n}}, \quad (4.25)$$

o que corresponde a uma distribuição de Bose-Einstein com valor médio \bar{n} . Nesse sentido, a luz proveniente da fonte térmica manifesta uma variância no número de fótons de $\Delta n^2 = \bar{n}^2 + \bar{n}$, novamente indicando que [1]

$$g^{(2)}(0) = 2. \quad (4.26)$$

Para o que se segue, é importante perceber que a distribuição de fótons de um estado térmico, com as mesmas funções de correlação associadas, pode ser obtida a partir de estados quânticos puros, como por exemplo:

$$|\Psi_{\text{térmico}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \bar{n}}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1 + \bar{n}} \right)^{n/2} |n\rangle. \quad (4.27)$$

4.3 Caracterização do espalhamento espontâneo de fótons

Em nosso experimento, utilizamos uma nuvem de átomos de rubídio-87 obtida a partir de uma AMO, descrita no Capítulo 3, resfriando os átomos até centenas de microkelvin. Os feixes luminosos e o campo magnético da armadilha atuam sobre a amostra fria por 23 ms e depois são desligados por 2 ms, como mostramos na Figura 26(a). Durante o tempo de desligamento, o feixe de rebombeio da armadilha é mantido por mais 900 μs para bombear os átomos para o nível fundamental $|5S_{1/2}(F = 2)\rangle$.

Em cada amostragem de período T , um pulso de laser de 70 ns de duração excita os átomos. O laser de excitação é polarizado circularmente e desintonizado por δ da

ressonância, como mostra a Figura 26(b). Ele rapidamente bombeia opticamente os átomos até o estado Zeeman extremo $m_F = 2$, de modo que somente a transição cíclica $|5S_{1/2}(F = 2, m_F = 2)\rangle \rightarrow |5P_{3/2}(F = 3, m_F = 3)\rangle$ de dois níveis é relevante para o processo.

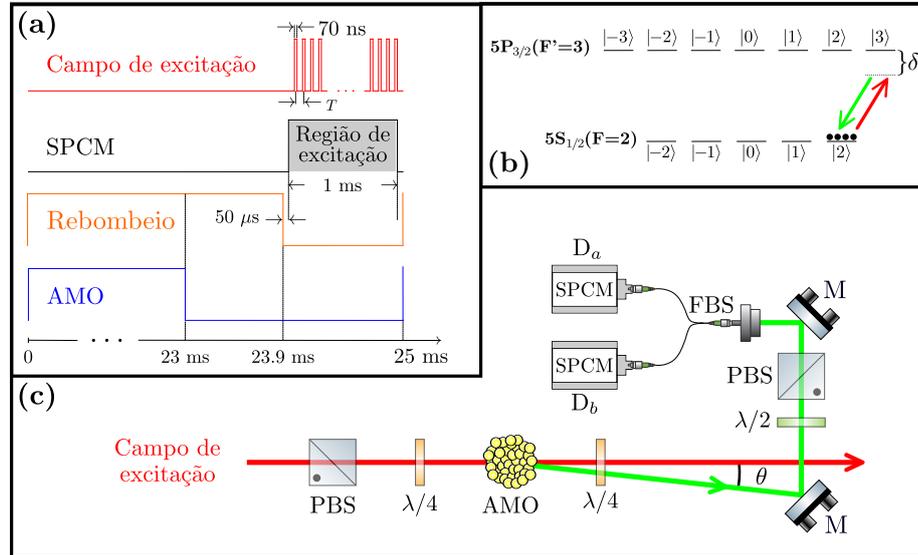


Figura 26 – (a) Sequência temporal do experimento, sendo T o período para o trem de pulsos de excitação. (b) Estrutura Zeeman dos níveis que constituem o experimento, com todos os átomos bombeados para o estado $m_F = 2$ e submetidos a um campo de excitação circularmente polarizado desintonizado de δ . (c) Configuração para análise do espalhamento linear de luz do ensemble atômico frio em um ângulo θ . PBS: divisor de feixe por polarização; FBS: divisor de feixe em fibra; SPCM: módulo de contagem de fótons individuais (detectores D_a , D_b); M: espelhos; AMO: armadilha magneto-ótica; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda.

Como mostramos no capítulo anterior, o feixe de excitação chega à região experimental através de uma fibra óptica monomodo, e pode ser aproximado por um feixe Gaussiano com diâmetro 4σ (σ sendo o desvio padrão)^a de $420 \mu\text{m}$ na nuvem. A luz espalhada espontaneamente é coletada por outra fibra monomodo, que projeta no ensemble outro modo Gaussiano com diâmetro 4σ de $210 \mu\text{m}$ passando através do centro do feixe de excitação e formando um ângulo de θ com ele, como mostra a Figura 26(c).

O feixe coletado pela fibra passa então por um separador de feixes em fibra monomodo (FBS) 50:50, cujas saídas atingem dois detectores de Si de fótons únicos (Perkin-Elmer SPCM), os detectores D_a e D_b , produzindo sinais eletrônicos TTL para marcar qualquer evento de detecção. Tais sinais são enviados para um conversor lógico TTL–NIN e processados por uma placa de contagem de coincidências (FAST ComTec – Modelo MCS6A) com resolução de 0,1 ns.

^a Para um feixe Gaussiano de modo único, a medida do diâmetro 4σ equivale a uma distância entre os pontos, na distribuição marginal, de $1/e^2 \sim 0,135$ vezes o valor máximo do pico.

A polarização do feixe de excitação é definida por um divisor de feixes por polarização (PBS, do inglês *Polarization Beam Splitter*), seguido por uma placa de quarto de onda logo antes de atingir a amostra. Após a interação com os átomos, a luz coletada passa por outra placa de quarto de onda, a fim de mudar sua polarização de circular para linear antes de chegar a um polarizador, que consiste em uma placa de meia onda seguida de um PBS. Este polarizador deve filtrar qualquer luz espúria com polarização ortogonal a do fóton. Este polarizador também serve para caracterizar o grau de polarização da luz espontaneamente espalhada através de uma visibilidade V , definida por $V = (C_{\max} - C_{\min}) / (C_{\max} + C_{\min})$, onde C_{\max} e C_{\min} são as contagens máxima e mínima, respectivamente, de forma análoga à seção 2.3. Dessa forma, para uma situação típica medimos $V = 98,3(0,4)\%$, como mostra a Figura 27, sintonizando o ângulo do polarizador.

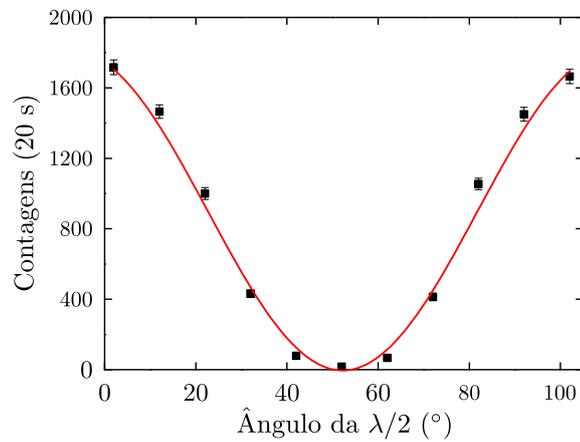


Figura 27 – Contagens de fótons como uma função do ângulo da $\lambda/2$ da Figura 26(c). A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. O ângulo de espalhamento de análise foi $\theta = 2,5^\circ$, a dessintonia $\delta = 56$ MHz, o período $T = 1,0 \mu\text{s}$, a potência do feixe antes de atingir a nuvem foi de $50 \mu\text{W}$ e a profundidade óptica $OD = 25 \pm 1$. A linha sólida é uma função senoidal que melhor representa os nossos dados. A visibilidade observada foi de $V = 98,3(0,4)\%$.

4.4 Idéia original para observar efeitos de memória não-volátil no espalhamento espontâneo da luz

Durante o pulso de excitação, a amostra pode espalhar espontaneamente um fóton para o modo f definido pela fibra monomodo do nosso sistema de detecção. Se tal evento ocorrer com uma probabilidade $p \ll 1$, antes de qualquer detecção em D_a ou D_b , esperamos que o sistema formado pelo ensemble atômico e pelo modo de luz f esteja no estado

emaranhado em todas as ordens do campo [1]

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1-p} [|0_a, 0_f\rangle + \sqrt{p}|1_a, 1_f\rangle + p|2_a, 2_f\rangle + \dots], \quad (4.28)$$

onde n_f denota n fótons espalhados no modo f , e n_a denotado um estado do ensemble atômico com n_a átomos que passaram pelo processo de absorver um fóton do laser e emitir espontaneamente outro no modo f . Particularmente, temos

$$|1_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}_a}} \sum_{i=1}^{\mathcal{N}_a} a_i |\vec{p}_1\rangle |\vec{p}_2\rangle \cdots |\vec{p}_i + \Delta\vec{p}\rangle \cdots |\vec{p}_{N_a-1}\rangle |\vec{p}_{N_a}\rangle, \quad (4.29)$$

com \vec{p}_i o momento linear do i -ésimo átomo, \mathcal{N}_a o número de átomos da amostra, e a_i é uma amplitude relacionada à probabilidade de que o i -ésimo átomo contribua para uma detecção no modo f [101]. $\Delta\vec{p} = \hbar(\vec{k}_e - \vec{k}_f)$ é a diferença de momento proveniente da absorção de um fóton do feixe de excitação e emissão de outro no modo f , com \vec{k}_e e \vec{k}_f os vetores de onda para excitação e campo detectado, respectivamente. O auto-estado $|1_a\rangle$ é então um estado coletivo simétrico do ensemble atômico com as amplitudes a_i definindo uma forma particular desse estado coletivo conectado ao modo f [101]. A estatística de luz no modo f para $|\Psi\rangle$ em determinados eventos de excitação, sem olhar para os anteriores, revela as correlações de um campo térmico, como esperado para um processo espontâneo desse tipo. Note que o estado (4.28) é igual ao estado (4.27), identificando $p = \bar{n}/(1 + \bar{n})$.

De acordo com a forma de detecção dada pela Figura 26, a função de correlação de intensidade pode ser escrita como

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{[N_{ab}(\tau)/N_p]}{(N_a/N_p)(N_b/N_p)} = N_p \times \frac{N_{ab}(\tau)}{N_a N_b}, \quad (4.30)$$

onde o N_p representa a quantidade de pulsos de excitação atuando no ensemble, N_a (N_b) o número de detecções em D_a (D_b), e $N_{ab}(\tau)$ a quantidade de coincidências espaçadas temporalmente por τ , condicionada à primeira detecção em D_a ^b. Outra quantidade importante que vamos usar na análise será

$$P_1 = \frac{N_a + N_b}{N_p}, \quad (4.31)$$

que representa a probabilidade de haver pelo menos uma excitação em qualquer detector, dado que houve a atuação de um pulso de excitação sobre o ensemble.

Para cada pulso de excitação, só levamos em consideração no máximo uma detecção em D_a e/ou D_b . Em casos eventuais, dois fótons podem ir para o mesmo detector D_a ou D_b . Caso ocorram estas possibilidades, elas serão desconsideradas, pois podem ser facilmente confundidas por falsos pulsos que são gerados por um processo térmico dentro do detector (*afterpulsing*) [102].

^b Por conversão, assumimos que a detecção em D_a seguida por outra em D_b ocorre em um tempo τ . Dessa forma, o contrário ocorre em um tempo negativo ($-\tau$).

Entretanto, uma vez registrada uma detecção em D_a ou D_b , a componente de vácuo da Equação 4.28 é eliminada e o estado atômico pode ser aproximado por

$$|\psi_a\rangle \propto |1_a\rangle + O(p). \quad (4.32)$$

Logo, o estado $|1_a\rangle$ é obtido como limite do estado $|\psi_a\rangle$, quando $p \rightarrow 0$. Nesse sentido, para a análise da supressão da componente de vácuo, somos levados a definir uma nova quantidade que representa $g^{(2)}(0)$ condicionado a uma detecção individual em D_a em um tempo anterior t_c ,

$$g_{t_c}^{(2)}(0) = N'_a \times \frac{n_{ab}(t_c)}{n_a(t_c)n_b(t_c)}, \quad (4.33)$$

onde N'_a representa o número de detecções em D_a subtraído das coincidências com o detector D_b , $n_a(t_c)$ [$n_b(t_c)$] é o número de detecções em D_a (D_b) e $n_{ab}(t_c)$ é o número de coincidências após um tempo t_c de uma detecção individual em D_a . Por construção,

$$\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = g^{(2)}(0), \quad (4.34)$$

já que nesse limite deve desaparecer a memória do evento em $t_c = 0$. Desta forma, o fato de $g_{t_c}^{(2)}(0)$ aumentar com t_c indica que uma simples detecção em D_a ou D_b altera o estado atômico no ensemble, revelando de fato a existência de uma memória no espalhamento dos fótons.

4.5 Luz espalhada pelo laser sem nuvem fria

Um aparato experimental simplificado foi usado para investigar a estatística dos fótons do feixe de excitação, ver Figuras 28(a) e (b). O experimento é semelhante ao relatado em seção 4.3, exceto por uma mudança do centro espalhador por um pedaço de papel. Isso foi necessário para aumentar a probabilidade de detecção, uma vez que o feixe de excitação tem diâmetro de 420 μm com potências da ordem de 1 μW . Mesmo com nosso aparato de detecção tendo sensibilidade de fótons individuais, ainda assim as contagens eram muito baixas sem a armadilha atômica ligada.

Na Figura 28(c) mostramos as medidas de $g^{(2)}(\tau)$ para os fótons espalhados pelo papel. A linha vermelha, que representa a média sobre todos os dados para $\tau > 0$ [$g^{(2)}(\tau) = 0,999(1)$], mostra que não existe qualquer efeito de memória, uma vez que a detecção de um fóton não altera a detecção de um seguinte. Note que o $g^{(2)}(0)$ é sutilmente acima de 1. Isso é natural porque podemos ter diversos processos de excitação de polarização dos materiais atravessados pelo laser ou, até mesmo, um pequeno desvio da estatística poissoniana do próprio laser. Mas nenhum destes processos tem memória e, por isto, $g^{(2)}(\tau)$ fica em torno de 1 para $\tau > 0$.

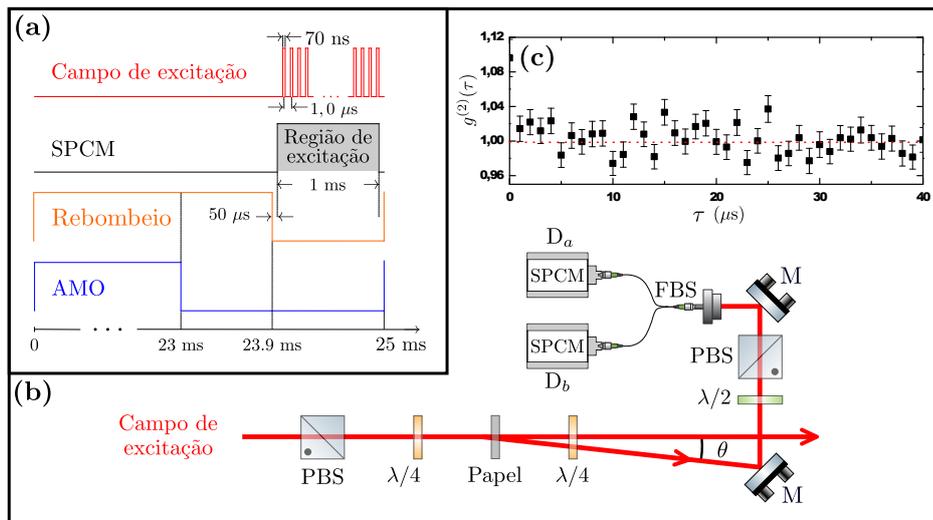


Figura 28 – **Espalhamento de fótons do laser por um pedaço de papel.** (a) Sequência temporal de pulsos para a análise dos fótons do laser espalhados pelo papel. (b) Configuração simplificada para a análise do espalhamento, semelhante à Figura 26(c), exceto que trocamos a AMO por um pedaço de papel. (c) Medida de $g^{(2)}(\tau)$ para os fótons espalhados. A linha pontilhada vermelha representa a média sobre todos os dados. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. No presente experimento a probabilidade P_1 foi de 1%.

4.6 Resultados

Nesta seção, descrevemos os resultados de nossas medidas na presença da nuvem atômica como meio espalhador. Inicialmente, analisamos a influência do período dos pulsos de excitação sobre a emissão dos fótons pela nuvem, como mostra a Figura 29, submetendo a nuvem atômica a trens de pulsos de excitação com períodos de $T = 0,5 \mu\text{s}$ (quadrados pretos), $1,0 \mu\text{s}$ (círculos vermelhos) e $2,0 \mu\text{s}$ (triângulos verdes), sob as mesmas condições experimentais. Podemos observar que a variação de T não afeta significativamente a evolução temporal das funções de correlação medidas. Assim, o processo de leitura não afeta a informação armazenada, que pode ser acessada várias vezes. Isto condiz com a natureza não-volátil da memória, como previamente observado por Almeida *et al.* [44].

O decaimento de $g^{(2)}(\tau)$ apresenta duas escalas de tempo: uma rápida, de poucos microssegundos ($\sim 2 \mu\text{s}$), e uma mais lenta, na faixa de dezenas de microssegundos. Ambas escalas de tempo são bem maiores que o tempo de vida do estado excitado, de cerca de 30 ns, indicando o armazenamento de informação nos graus de liberdade externos dos átomos. A função $g_{t_c}^{(2)}(0)$ decresce com relação ao seu valor não condicionado, $g_{t_c}^{(2)} < g^{(2)}(0)$, logo após o evento do condicionamento. Isso é esperado a partir da Equação 4.32, pois o estado condicionado tem uma componente de excitação individual pronunciada, o que puxa o $g^{(2)}(0)$ para baixo. Obviamente, quando a distância ao instante do condicionamento aumenta ($t_c \rightarrow \infty$), observamos $g_{t_c}^{(2)}(0) \rightarrow g^{(2)}(0)$.

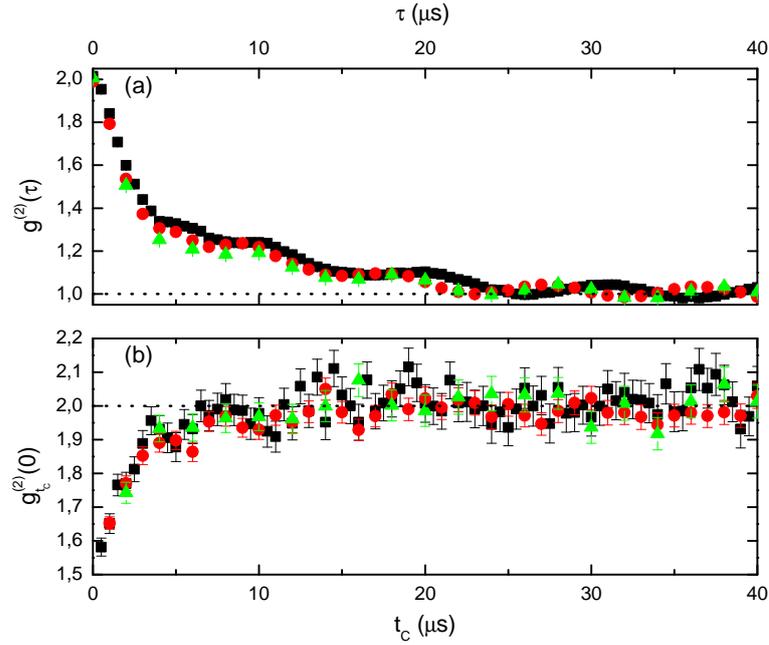


Figura 29 – **Variando o período do feixe de excitação.** (a) e (b) representam medidas de $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$, respectivamente, com diferentes períodos T do feixe de excitação. Os quadrados pretos referem-se à $T = 0,5 \mu\text{s}$, os círculos vermelhos à $T = 1,0 \mu\text{s}$ e os triângulos verdes à $T = 2,0 \mu\text{s}$. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. Os demais parâmetros experimentais foram: $\delta = 56 \text{ MHz}$, $P_1 = 2\%$, $\theta = 2,5^\circ$ e $OD = 25 \pm 1$.

Medimos o espalhamento para diferentes ângulos θ entre o feixe de excitação e o modo de espalhamento, como mostra a Figura 30. Sob as mesmas condições experimentais, detectamos o feixe espalhado com $\theta = 1,1^\circ$ (quadrados pretos), $2,5^\circ$ (círculos vermelhos) e $4,7^\circ$ (triângulos verdes). Esta análise mostrou que $g^{(2)}(\tau)$ é alterada significativamente apenas na escala temporal mais lenta e, quanto maior o ângulo de observação, mais rapidamente $g^{(2)}(\tau)$ converge para o valor estacionário. Estes resultados revelam que o principal mecanismo de longo prazo responsável pelo decaimento da informação armazenada é o movimento térmico atômico, levando à eliminação da grade armazenada.

A nossa maior fonte de ruído é o feixe de excitação, que deve contaminar as medidas de $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ quando sua intensidade aumentar muito. Neste sentido, analisamos a estatística dos fótons emitidos pela nuvem fria variando a potência de feixe de excitação e, conseqüentemente, a probabilidade P_1 , mantendo os demais parâmetros experimentais fixos. Como mostra a Figura 31, submetemos a nuvem a intensidades do feixe de excitação que resultam nas probabilidades $P_1 = 2\%$ (quadrados pretos), 6% (círculos vermelhos) e 11% (triângulos verdes). À medida em que aumentamos a potência do feixe de excitação, a correlação entre os fótons diminui, particularmente o $g^{(2)}(0)$. Isto pode ser entendido como

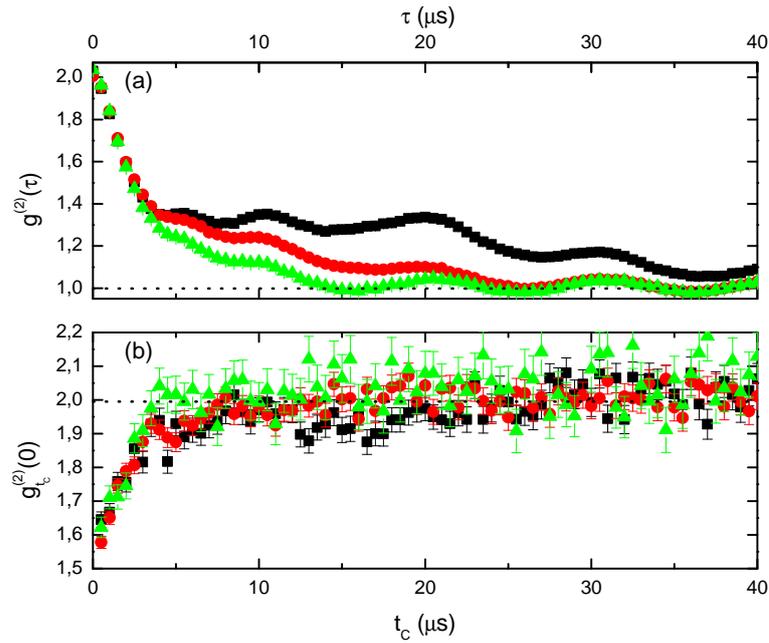


Figura 30 – Variando o ângulo da detecção. Em (a) e (b) medimos $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ para diferentes ângulos de detecção. Os quadrados pretos estão relacionados a $\theta = 1, 1^\circ$, os círculos vermelhos a $\theta = 2, 5^\circ$ e os triângulos verdes a $\theta = 4, 7^\circ$. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. Os outros parâmetros foram: $\delta = 56$ MHz, $P_1 = 2\%$, $OD = 25 \pm 1$ e $T = 0,5$ μ s.

resultado de uma maior contaminação da medida por luz do laser espalhada em outros objetos, como no papel, por exemplo, que produziu os resultados da Figura 28. Ainda de acordo com a Figura 31, o $g^{(2)}(\tau)$ apresenta diferentes rotas para o regime estacionário, quando variamos P_1 . Entretanto, o tempo de memória é o mesmo (tempo necessário para $g^{(2)}(\tau)$ convergir para 1). Neste sentido, como $g^{(2)}(0)$ define o limite assintótico de $g_{t_c}^{(2)}(0)$, esta última quantidade também apresenta rotas afetadas pelo aumento de P_1 . Mesmo assim, note que o limite $t_c \rightarrow 0$ de $g_{t_c}^{(2)}(0)$ continua igual ao das curvas anteriores.

Analisamos, também, o espalhamento linear variando a dessintonia do feixe de excitação δ . Como vemos na Figura 32, mantendo a probabilidade P_1 fixa em 6%, observamos o espalhamento com $\delta = 40$ MHz (quadrados pretos), 56 MHz (círculos vermelhos) e 60 MHz (triângulos verdes). Para manter o P_1 fixo, foi necessário aumentar a potência do feixe de excitação com o aumento da dessintonia. Tal análise mostrou que a dependência com a dessintonia não é apreciável na escala de variação que testamos.

Em nossa análise, também estudamos a influência do número de átomos sobre a estatística dos fótons espalhados pela nuvem. Para a Figura 33, manipulando a intensidade dos feixes de armadilhamento, conseguimos profundidades ópticas de $OD = 2 \pm 1$

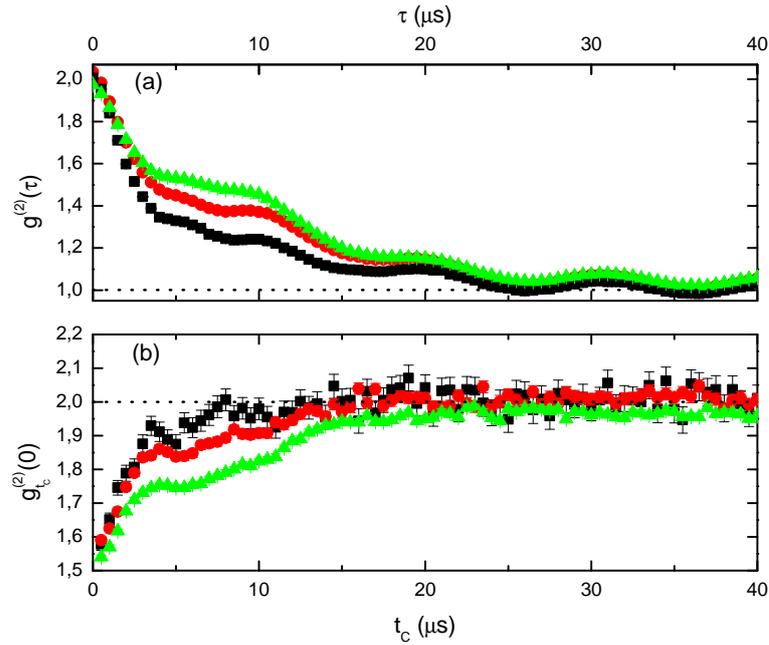


Figura 31 – Variando a potência do feixe de excitação. Em (a) e (b), mostramos medidas de $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$, respectivamente, com diferentes potências do feixe de excitação. Os quadrados pretos referem-se à $P_1 = 2\%$, os círculos vermelhos à $P_1 = 4\%$, os triângulos verdes para cima à $P_1 = 6\%$ e os triângulos azuis para baixo à $P_1 = 11\%$. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. Os parâmetros experimentais foram: $\delta = 56$ MHz, $\theta = 2,5^\circ$, $OD = 25 \pm 1$ e $T = 0,5 \mu\text{s}$.

(quadrados pretos), 15 ± 1 (círculos vermelhos) e 25 ± 1 (triângulos verdes). Mantemos os parâmetros θ , δ , T e P_1 invariantes nesta análise. Para as observações, mantivemos P_1 em 2%, aumentando a potência do feixe de excitação com a diminuição da OD . Este parâmetro também modifica a escala de tempo longa do $g^{(2)}(\tau)$, ou seja, observamos o aumento do tempo de memória com a diminuição da OD . Tal efeito pode ser resultado da diminuição da temperatura dos átomos, à medida em que o número de átomos armadilhados diminui [80]. Por outro lado, como sugere a Figura 33, a diminuição da OD não influencia em $g_{t_c}^{(2)}(0)$ no limite $t_c \rightarrow 0$. Entretanto, o tempo para o $g_{t_c}^{(2)}(0)$ convergir para 2 é significativamente afetado pela variação da OD .

4.6.1 Efeitos do transiente do campo magnético e cancelamento não otimizado

Durante o processo de otimização do experimento, descrito pela Figura 26, foi necessário determinar o tempo de rebombeio T_r , dentro do período sem armadilhamento, a fim de preparar todos os átomos na melhor condição possível. Para isto, utilizamos o

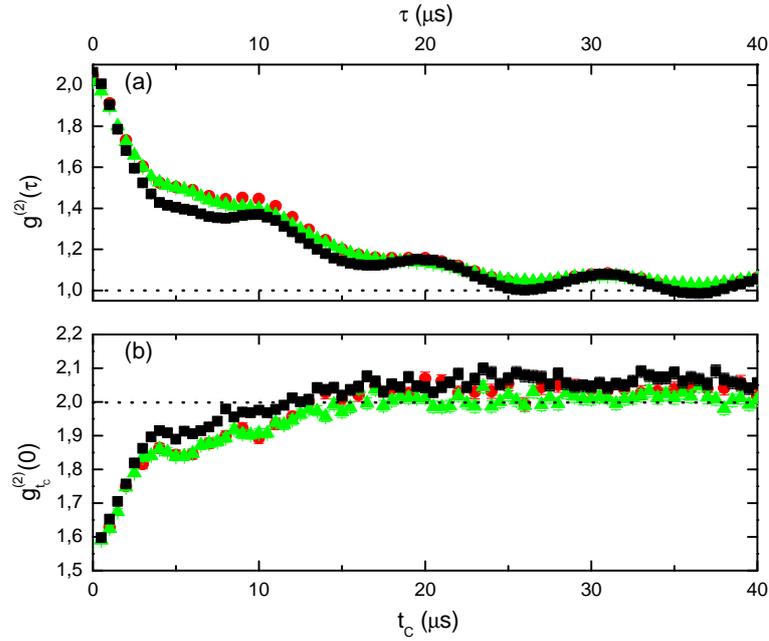


Figura 32 – Variando a dessintonia do feixe de excitação. Em (a) e (b) medimos $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ com diferentes dessintonias. Os quadrados pretos referem-se a $\delta = 40$ MHz, os círculos vermelhos a $\delta = 56$ MHz e os triângulos verdes a $\delta = 60$ MHz. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. Os demais valores experimentais foram: $P_1 = 6\%$, $\theta = 2, 5^\circ$, $OD = 25$ e $T = 0, 5 \mu s$.

esquema de pulsos descrito na Figura 34. Por exemplo, na Figura 35 mostramos as medidas de $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ para tempos de rebombeio $T_r = 70 \mu s$ (círculos vermelhos) e $900 \mu s$ (quadrados pretos). Como vemos, ambas as funções de correlação variaram fortemente nos primeiros $\sim 2 \mu s$ quando usamos $T_r = 70 \mu s$. Isso ocorre devido à existência do campo magnético quadrupolar remanescente do armadilhamento, durante a aplicação do trem de pulsos de excitação. Este campo pode degradar consideravelmente o processo de bombeio óptico na amostra. Diante disto, percebemos que um tempo de $900 \mu s$ após o desligamento da AMO parece suficiente para o campo magnético quadrupolar decair.

Foi realizada também uma análise da influência do campo magnético DC sob os átomos. Por exemplo, na Figura 36 analisamos $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ com e sem a minimização otimizada do campo magnético descrita na seção 3.8. Como a nuvem foi deslocada diante deste processo, é relevante enfatizar que o alinhamento do feixe de excitação sofreu variação. Percebemos que a presença deste campo magnético diminui o tempo de memória e aumenta as oscilações residuais que aparecem na escala de tempo longo da memória, sendo necessário cancelar todo o campo magnético remanescente. Nas melhores condições, obtivemos uma minimização que nos levou um campo residual de 23 mG.

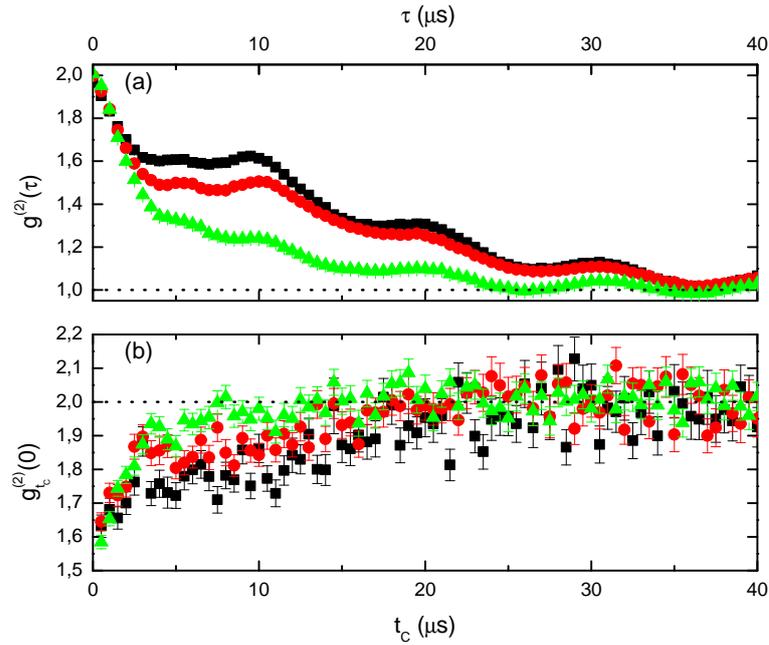


Figura 33 – Variando a OD. Em (a) e (b), medimos $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$, respectivamente, com diferentes profundidade ópticas. Os quadrados pretos estão relacionados a $OD = 2 \pm 1$, enquanto que os círculos vermelhos a $OD = 15 \pm 1$ e os triângulos verdes a $OD = 25 \pm 1$. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens. Os outros parâmetros experimentais foram: $\delta = 56$ MHz, $\theta = 2,5^\circ$, $P_1 = 2\%$ e $T = 0,5 \mu\text{s}$.

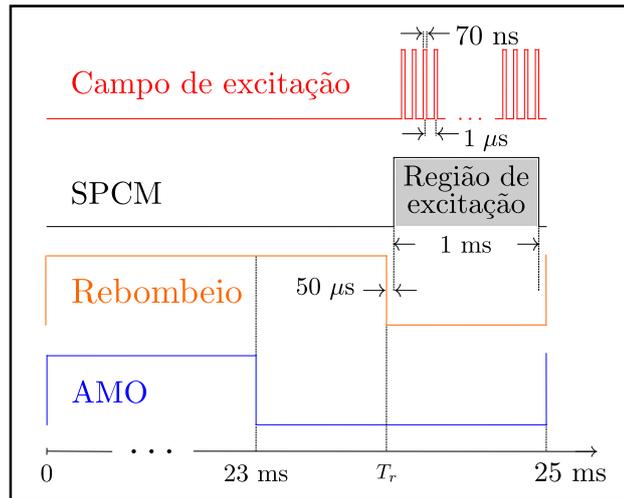


Figura 34 – Sequência de pulsos para a escolha do tempo de rebombeio T_r que localiza a janela de excitação dentro do período de desligamento da AMO. SPCM: módulo de contagem de fótons individuais.

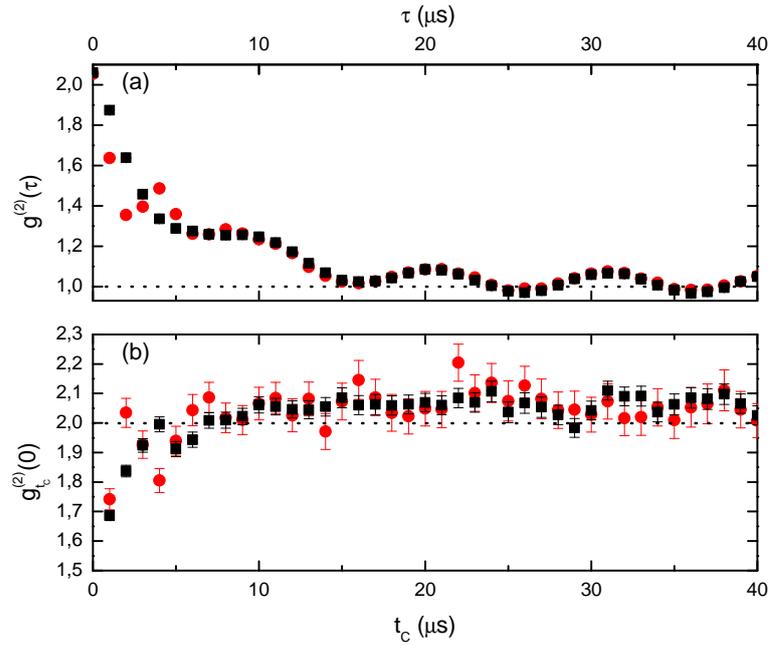


Figura 35 – **Variando o tempo de rebombeio.** Em (a) e (b), medimos as correlações $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$ com diferentes tempos de rebombeio. Os quadrados pretos (círculos vermelhos) referem-se ao $T_r = 900 \mu\text{s}$ ($T_r = 70 \mu\text{s}$). A probabilidade P_1 de detectar um fóton em ambas as configurações foi de 4%. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g_{t_c}^{(2)}(0) = 2$, respectivamente. A barra de erro é dada pela raiz quadrada do número de contagens.

4.7 Considerações finais e perspectivas

Neste capítulo, estudamos experimentalmente o espalhamento linear de fótons a partir de um ensemble de átomos frios de dois níveis. Para a análise, utilizamos as funções de correlação temporais de intensidade do feixe luminoso $g^{(2)}(\tau)$ e $g_{t_c}^{(2)}(0)$, que representa $g^{(2)}(0)$ condicionado a uma simples detecção no detector D_a . Enquanto a estatística dos feixes de excitação é Poissoniana, criados a partir de um laser coerente, a dos fótons emitidos pela nuvem é Super-Poissoniana. Na análise dos fótons espalhados pela nuvem, observamos duas escalas temporais: uma rápida de poucos microssegundos, e outra longa, de dezenas de microssegundos. Outro fator observado foi que a função $g_{t_c}^{(2)}(0)$ decresceu com relação ao seu valor não condicionado [$g_{t_c}^{(2)}(0) < g^{(2)}(0)$], mostrando que pelo menos um fóton foi armazenado no ensemble.

Diante da robustez quanto ao processo de leitura, a memória revelou ser não-volátil, característica fundamental das ressonâncias induzidas pelo recuo. Percebemos que a mudança no ângulo de detecção leva a variações de $g^{(2)}(\tau)$ na escala longa, e devido a isso, $g_{t_c}^{(2)}(0)$ pouco mudou. Este resultado mostra que o fenômeno está relacionado ao movimento atômico. A memória mostrou durar mais do que o tempo de vida do estado excitado. Tanto

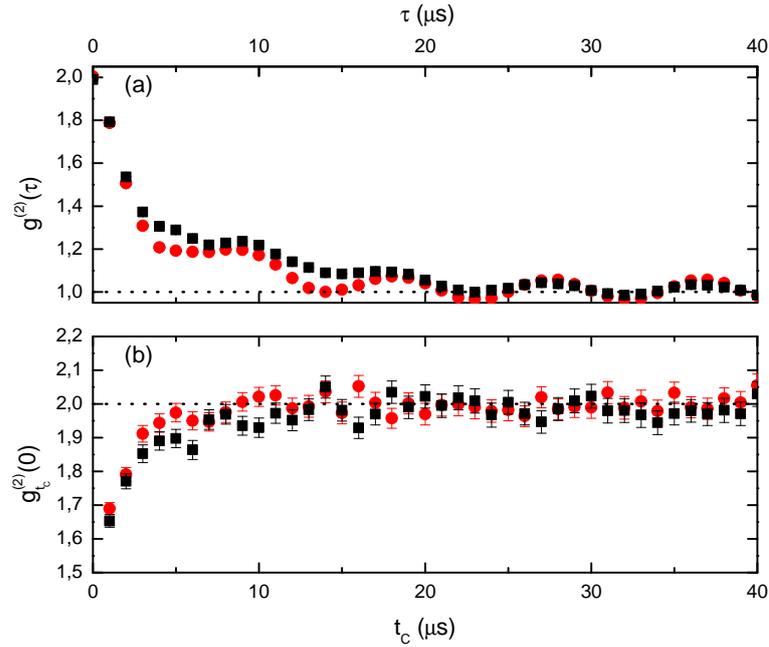


Figura 36 – **Variando o campo magnético na região da AMO.** Em (a) e (b), medimos $g^{(2)}(\tau)$ e $g^{(2)}_{t_c}(0)$ com duas diferentes configurações de campo magnético. Os quadrados pretos (círculos vermelhos) são obtidos quando minimizamos o campo magnético para 23 mG (sem minimizar). As linhas pontilhadas horizontais representam o $g^{(2)}(0)$ para as respectivas configurações. As linhas pontilhadas horizontais em (a) e (b) representam os valores estacionários $\lim_{\tau \rightarrow \infty} g^{(2)}(\tau) = 1$ e $\lim_{t_c \rightarrow \infty} g^{(2)}_{t_c}(0) = 2$, respectivamente. Os outros parâmetros experimentais foram: $\delta = 56$ MHz, $P_1 = 4\%$, $\theta = 2,5^\circ$, $OD = 25 \pm 1$ e $\tau = 1,0 \mu\text{s}$.

o $g^{(2)}(\tau)$ quanto o $g^{(2)}_{t_c}(0)$ apresentaram diferentes rotas para o regime estacionário, para diferentes potências do pulso de excitação, não alterando o tempo de memória. Variamos a dessintonia, mas esta não mostrou qualquer influência apreciável na escala de variação que testamos. A mudança na profundidade óptica alterou a escala temporal lenta do $g^{(2)}(\tau)$ e o tempo da convergência de $g^{(2)}_{t_c}(0)$, mesmo mantendo a probabilidade P_1 constante. Este parâmetro também não alterou a escala temporal curta. Por fim, percebemos que a presença do campo magnético diminui o tempo da memória.

5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Nesta tese, demos um passo significativo para a construção de um experimento para testar um eventual Tempo Finito de Colapso da Função de Onda (TFCFO), como proposto em [33]. Construímos uma fonte ajustável de fótons parcialmente emaranhados em polarização, e implementamos um estágio de sincronização de duas detecções, conforme exigido pela proposta teórica. Desta forma, pudemos avaliar as principais imperfeições do aparato experimental e fornecer estimativas específicas para o tempo necessário para o teste final da proposta. Como consequência, fornecemos uma descrição detalhada para este experimento final com a taxa requerida de geração de pares de fótons para sermos bem sucedidos no teste do TFCFO. Também fornecemos uma lista de melhorias que poderiam aumentar a relação sinal-ruído do experimento, superando várias imperfeições na configuração atual. Isso aponta, então, para as condições específicas que devem ser alcançadas por qualquer experimento futuro ao longo desta linha [34].

Para a investigação do espalhamento de fótons a partir de um ensemble atômico, tivemos que caracterizar uma armadilha magneto-óptica para átomos de Rubídio-87. Apresentamos um novo método de medir profundidades ópticas, que consiste em identificar as frequências do pulso que levam à meia absorção e inferir a partir daí a profundidade óptica na ressonância. Nesse sentido, para eliminar o alargamento por potência, medimos profundidades ópticas para várias potências e, por uma regressão linear, inferimos a profundidade óptica para um feixe no limite de potência nula. Mostramos também como minimizamos a influência do campo magnético DC espúrio, a fim de aumentar o tempo de memória do nosso ensemble de átomos. Entretanto, já estamos finalizando uma fonte de controle de corrente que deve ser capaz de gerar uma diferença de corrente entre as bobinas, a fim de cancelar também gradientes espúrios de campo magnético [92]. Melhorias no processo de aprisionamento também devem ser feitas no sentido a tornar os seis feixes independentes.

O espalhamento de fótons pela nuvem de átomos frios mostrou diversas peculiaridades. Durante a aplicação do trem de pulso de excitação, o ensemble de átomos espalha fótons que são detectados através do modo pré-definido pela fibra do sistema de detecção. Desta maneira, o registro de uma contagem indica que o ensemble armazenou um $\Delta\vec{p}$ de momento em algum átomo, nos forçando a descrever o estado geral como uma superposição coerente das várias possibilidades de excitação atômica. Neste sentido, a função de correlação temporal da intensidade do feixe luminoso, $g^{(2)}(\tau)$, foi analisada em diferentes configurações experimentais. Percebemos que o $g^{(2)}(0)$ é alterado devido ao condicionamento por uma detecção anterior, para diferentes configurações experimentais.

A memória mostrou ser não-volátil, onde o processo de excitação não afetou a informação armazenada, podendo ser acessada várias vezes. Percebemos também que o tempo de memória diminui com o aumento do ângulo de detecção. Este efeito mostra que a memória do espalhamento está relacionada às flutuações no movimento dos átomos (temperatura). Variando a profundidade óptica, mas mantendo a baixa probabilidade de detecção constante, percebemos que os átomos apresentam um maior tempo de memória. Quando diminuimos a potência do feixe de excitação, as funções de correlações analisadas apresentam diferentes rotas para a convergência, com o mesmo tempo de memória. Mostramos ainda que a presença do campo magnético diminui o tempo de memória [103]. Desta forma, um melhor cancelamento do campo magnético será também bem vindo.

REFERÊNCIAS

- [1] MANDEL, L.; WOLF, E. Optical coherence and quantum optics. Cambridge university press, 1995.
- [2] DANTAS, C. M. A. Problemas atuais em óptica quântica: novos mecanismos para gerar estados comprimidos e um modelo para determinar o estado quântico do campo. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, 1995.
- [3] GLAUBER, R. J. The quantum theory of optical coherence. Phys. Rev., v. **130**, n. 6, 1963.
- [4] GLAUBER, R. J. Coherent and incoherent states of the radiation field. Phys. Rev., v. **131**, n. 6, 1963.
- [5] SUDARSHAN, E. C. G. Equivalence of semiclassical and quantum mechanical descriptions of statistical light beams. Phys. Rev. Lett., v. **10**, n. 7, 1963.
- [6] KIMBLE, H. J.; DAGENAIS, M.; MANDEL, L. Photon antibunching in resonance fluorescence. Phys. Rev. Lett., v. **39**, n. 11, 1977.
- [7] CARMICHAEL, H.; WALLS, D. A quantum-mechanical master equation treatment of the dynamical Stark effect. J. Phys. B, v. **9**, n. 8, 1976.
- [8] ASPECT, A.; DALIBARD, J.; ROGER, G. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers. Phys. Rev. Lett., v. **49**, n. 25, 1982.
- [9] PAN, J.-W. *et al.* Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger–Horne–Zeilinger entanglement. Nature, v. **403**, n. 6769, 2000.
- [10] ROWE, M. A. *et al.* Experimental violation of a Bell's inequality with efficient detection. Nature, v. **409**, n. 6822, 2001.
- [11] BACHOR, H.-A.; RALPH, T. C. A guide to experiments in quantum optics. Wiley, 2004.
- [12] HONG, C.-K.; OU, Z.-Y.; MANDEL, L. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. Phys. Rev. Lett., v. **59**, n. 18, 1987.
- [13] PAN, J.-W. *et al.* Multiphoton entanglement and interferometry. Rev. Mod. Phys., v. **84**, n. 2, 2012.
- [14] SANGOUARD, N. *et al.* Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. Rev. Mod. Phys., v. **83**, n. 1, 2011.

- [15] KOK, P. *et al.* Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Rev. Mod. Phys.*, v. **79**, n. 1, 2007.
- [16] BELL, J. S. On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Phys.*, v. **1**, n. 1, 1964.
- [17] ASPECT, A.; GRANGIER, P.; ROGER, G. Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, v. **47**, n. 7, 1981.
- [18] ASPECT, A. Bell's inequality test: more ideal than ever. *Nature*, v. **398**, n. 6724, 1999.
- [19] KWIAT, P. G. *et al.* New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, v. **75**, n. 24, 1995.
- [20] SHI, B.-S.; TOMITA, A. Generation of a pulsed polarization entangled photon pair using a Sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, v. **69**, n. 1, 2004.
- [21] FEDRIZZI, A. *et al.* A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons. *Opt. Express*, v. **15**, n. 23, 2007.
- [22] PREDOJEVIĆ, A.; GRABHER, S.; WEIHS, G. Pulsed Sagnac source of polarization entangled photon pairs. *Opt. Express*, v. **20**, n. 22, 2012.
- [23] KUZUCU, O.; WONG, F. N. C. Pulsed Sagnac source of narrow-band polarization-entangled photons. *Phys. Rev. A*, v. **77**, n. 3, 2008.
- [24] DÍAZ, J. L. F. Geração de emaranhamento de polarização entre pares de fótons no regime de femtossegundos. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2014.
- [25] MENDES, M. S. *et al.* Femtosecond source of unbalanced polarization-entangled photons. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. **32**, n. 8, 2015.
- [26] PUSEY, M. F.; BARRETT, J.; RUDOLPH, T. On the reality of the quantum state. *Nat. Phys.*, v. **8**, n. 6, 2012.
- [27] BARRETT, J. *et al.* No ψ -epistemic model can fully explain the indistinguishability of quantum states. *Phys. Rev. Lett.*, v. **112**, n. 6, 2014.
- [28] RINGBAUER, M. *et al.* Measurements on the reality of the wavefunction. *Nat. Phys.*, v. **11**, p. 249, n. 3, 2015.
- [29] LIAO, K.-Y. *et al.* Experimental test of the no-go theorem for continuous ψ -epistemic models. *Sci. Rep.*, v. **6**, n. 1, 2016.
- [30] NIGG, D. *et al.* Can different quantum state vectors correspond to the same physical state? An experimental test. *New J. Phys.*, v. **18**, n. 1, 2015.

- [31] PARISIO, F. Estimating the reduction time of quantum states. *Phys. Rev. A*, v. **84**, n. 6, 2011.
- [32] MORENO, M. Uma investigação sobre o colapso da função de onda. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- [33] MORENO, M.; PARISIO, F. Investigation of the collapse of quantum states using entangled photons. *Phys. Rev. A*, v. **88**, n. 1, 2013.
- [34] MOREIRA, R. S. N. *et al.* Toward an experimental test for the finite-time wave function collapse. *Opt. Commun.*, v. **426**, n. 1, 2018.
- [35] KIMBLE, H. J. The quantum internet. *Nature*, v. **453**, n. 7198, 2008.
- [36] MENDES, M. d. S. Dinâmica do processo de leitura de memórias quânticas em átomos frios. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2013.
- [37] CHANELIERE, T. *et al.* Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, v. **438**, n. 7069, 2005.
- [38] EISAMAN, M. *et al.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, v. **438**, n. 7069, 2005.
- [39] ORTIZ-GUTIÉRREZ, L. *et al.* Experimental Fock-state superradiance. *Phys. Rev. Lett.*, v. **120**, n. 8, 2018.
- [40] BRIEGEL, H.-J. *et al.* Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, v. **81**, n. 26, 1998.
- [41] DÜR, W. *et al.* Quantum repeaters based on entanglement purification. *Phys. Rev. A*, v. **59**, n. 1, 1999.
- [42] MENDES, M. S.; FELINTO, D. Perspectives for laboratory implementation of the Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol for quantum repeaters. *Phys. Rev. A*, v. **84**, n. 6, 2011.
- [43] DUAN, L.-M. *et al.* Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, v. **414**, n. 6862, 2001.
- [44] ALMEIDA, A. J. F. *et al.* Nonvolatile optical memory via recoil-induced resonance in a pure two-level system. *Phys. Rev. A*, v. **94**, n. 6, 2016.
- [45] GUO, J. *et al.* Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy. *Phys. Rev. A*, v. **46**, n. 3, 1992.
- [46] COURTOIS, J.-Y. *et al.* Recoil-induced resonances in cesium: An atomic analog to the free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, v. **72**, n. 19, 1994.

- [47] CLAUSER, J. F. *et al.* Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, v. **23**, n. 15, 1969.
- [48] SHI, B.-S.; TOMITA, A. Generation of a pulsed polarization entangled photon pair using a Sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, v. **69**, n. 1, 2004.
- [49] KIM, T.; FIORENTINO, M.; WONG, F. N. C. Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, v. **73**, n. 1, 2006.
- [50] NISHIKAWA, T.; UESUGI, N. Effects of walk-off and group velocity difference on the optical parametric generation in KTiOPO₄ crystals. *J. Appl. Phys.*, v. **77**, n. 10, 1995.
- [51] JAMES, D. F. V. *et al.* Measurement of qubits. *Phys. Rev. A*, v. **64**, n. 5, 2001.
- [52] FEDRIZZI, A. *et al.* A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons. *Opt. Express*, v. **15**, n. 23, 2007.
- [53] GIUSTINA, M. *et al.* Significant-loophole-free test of Bell's theorem with entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, v. **115**, n. 25, 2015.
- [54] SHALM, L. K. *et al.* Strong loophole-free test of local realism. *Phys. Rev. Lett.*, v. **115**, n. 25, 2015.
- [55] LETT, P. D. *et al.* Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. **6**, n. 11, 1989.
- [56] CHU, S. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, v. **70**, n. 3, 1998.
- [57] COHEN-TANNOUDJI, C. N. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, v. **70**, n. 3, 1998.
- [58] PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, v. **70**, n. 3, 1998.
- [59] COHEN-TANNOUDJI, C. *et al.* *Atom-photon interactions: basic processes and applications.* Wiley, 1992.
- [60] COOK, R. J. Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest's theorem. *Phys. Rev. A*, v. **20**, n. 1, 1979.
- [61] HAROCHE, S.; RAIMOND, J. *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons.* Oxford University Press, 2013.
- [62] YARIV, A. *Quantum electronics.* John Wiley & Sons, 1989.

- [63] SCULLY, M. O.; ZUBAIRY, M. S. Quantum optics. Cambridge university press, 1997.
- [64] BLOCH, F. Nuclear induction. Phys. Rev., v. **70**, n. 7, 1946.
- [65] METCALF, H. J.; STRATEN, P. Van der. Laser cooling and trapping of neutral atoms. Wiley, 2007.
- [66] FOOT, C. J. Atomic physics. Oxford University Press, 2005.
- [67] PHILLIPS, W. D. Laser cooling and trapping of neutral atoms. NIST, 1992.
- [68] HÄNSCH, T. W.; SCHAWLOW, A. L. Cooling of gases by laser radiation. Opt. Commun., v. **13**, n. 1, 1975.
- [69] WINELAND, D.; DEHMELT, H. Proposed $10^{14} \delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator. BAPS, v. **20**, n. 4, 1975.
- [70] HE, H. Z. Construção de uma armadilha magneto-óptica para aplicações em informação quântica e física atômica. Dissertação (Mestrado) – Universidade de Sao Paulo, 2009.
- [71] CHU, S. *et al.* Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. Phys. Rev. Lett., v. **55**, n. 1, 1985.
- [72] REIF, F. Fundamentals of Statistical and Thermal Physics. McGraw–Hill, 1967.
- [73] SALINAS, S. R. Introdução a física estatística. Edusp, 1997.
- [74] DANIEL, F. Dinâmica de átomos em armadilhas magneto-ópticas com aplicações ao problema dos modos orbitais. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, 1999.
- [75] STECK, D. A. Rubidium 87 D Line Data. 2015.
- [76] LETT, P. D. *et al.* Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. Phys. Rev. Lett., v. **61**, n. 2, 1988.
- [77] DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUDJI, C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. J. Opt. Soc. Am. B, v. **6**, n. 11, 1989.
- [78] WALKER, T.; SESKO, D.; WIEMAN, C. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. Phys. Rev. Lett., v. **64**, n. 4, 1990.
- [79] SESKO, D. W.; WALKER, T.; WIEMAN, C. E. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. J. Opt. Soc. Am. B, v. **8**, n. 5, 1991.
- [80] COOPER, C. *et al.* The temperature of atoms in a magneto-optical trap. Europhys. Lett., v. **28**, n. 6, 1994.

- [81] ASHKIN, A.; GORDON, J. P. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem. *Opt. Lett.*, v. **8**, n. 10, 1983.
- [82] RAAB, E. *et al.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, v. **59**, n. 23, 1987.
- [83] MIGDALL, A. L. *et al.* First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. **54**, n. 24, 1985.
- [84] BERGEMAN, T.; EREZ, G.; METCALF, H. J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, v. **35**, n. 4, 1987.
- [85] JACKSON, J. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1975.
- [86] FRITSCH, A. R. Montagem e caracterização de uma armadilha magneto-óptica de rubídio. Dissertação (Mestrado) – Universidade do Estado de Santa Catarina, 2011.
- [87] SAKURAI, J. J. *Modern quantum mechanics*. Addison–Wesley, 1994.
- [88] TUBOY, A. Preparação de laser de diodo e sua utilização em aprisionamento e estudo de átomos frios. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, 1996.
- [89] STECK, D. A. Rubidium 85 D Line Data. 2013.
- [90] THORLABS. Ficha de dados – infrared laser diode (DL7140-201S).
- [91] MORALES, J. Montagem do experimento para a geração de fótons individuais a partir de ensembles atômicos em uma armadilha magneto-óptica. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- [92] TIECO, A. Otimização do tempo de coerência de uma memória quântica em átomos frios pelo cancelamento de campos magnéticos espúrios. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. (*Em preparação*).
- [93] SWINEHART, D. F. The Beer-Lambert law. *J. Chem. Educ.*, v. **39**, n. 7, 1962.
- [94] OLIVEIRA, R. A. *et al.* Single-photon superradiance in cold atoms. *Phys. Rev. A*, v. **90**, n. 2, 2014.
- [95] GATTOBIGLIO, G. L. *et al.* Scaling laws for large magneto-optical traps. *Phys. Scrip.*, v. **81**, n. 2, 2010.
- [96] GUTIERREZ-ORTIZ, L. Application of atomic systems for computation and fundamental studies on superradiance. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2017.

-
- [97] MARTÍNEZ, L. Muñoz. Generation and characterization of more complex non-classical light states. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- [98] NUSSENZVEIG, H. M. Introduction to quantum optics. CRC Press, 1973.
- [99] LOUDON, R. The quantum theory of light. OUP Oxford, 2000.
- [100] BROWN, R. H.; TWISS, R. Q. Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature*, v. **177**, n. 4497, 1956.
- [101] MENDES, M. S. *et al.* Dynamics of the reading process of a quantum memory. *New J. Phys.*, v. **15**, n. 7, 2013.
- [102] COVA, S. *et al.* Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Opt.*, v. **35**, n. 12, 1996.
- [103] MOREIRA, R. S. N. *et al.* Nonvolatile atomic memory in the linear scattering of light from an ensemble of two-level atoms. (*Em preparação*).
- [104] GRICE, W. P.; WALMSLEY, I. A. Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump. *Phys. Rev. A*, v. **56**, n. 2, 1997.

APÊNDICE A – SPDC: ESTADO DE DOIS FÓTONS

Podemos estudar o processo de conversão paramétrica descendente na representação de interação, em que a evolução do vetor de estado é dada por

$$|\Psi(t)\rangle = \mathbb{T} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' \hat{H}_I(t') \right] |\Psi_0\rangle, \quad (\text{A.1})$$

onde \mathbb{T} é o operador de ordenamento temporal, $|\Psi_0\rangle$ é o estado no tempo t_0 e $\hat{H}_I(t)$ é o Hamiltoniano na representação de interação [87]. Na conversão paramétrica do tipo II, este Hamiltoniano pode ser escrito como

$$\hat{H}_I(t) = \int_V dV \chi^{(2)} \hat{E}_b^{(+)}(\vec{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\vec{r}, t) \hat{E}_i^{(-)}(\vec{r}, t) + \text{H.c.}, \quad (\text{A.2})$$

onde V é o volume do cristal não-linear e $\hat{E}_j(\vec{r}, t) = \hat{E}_j^{(+)}(\vec{r}, t) + \hat{E}_j^{(-)}(\vec{r}, t)$ são os três campos de interação [104]. Aqui, identificamos $j = b, s, i$ como campos de **bombeio**, **signal** e **idler**, respectivamente.

Consideramos que o cristal não-linear é caracterizado por um $\chi^{(2)}$. Estamos desprezando os efeitos de maior ordem de dispersão, que podem ser importantes em algumas aplicações ultra-rápidas. Esta suposição é razoável porque a interação é governada pela condição de casamento de fase, que surge a partir da dispersão em $\chi^{(1)}$.

Para simplificar esta análise, podemos considerar que os feixes convertidos pela conversão paramétrica descendente são limitados por serem colineares com o feixe de bombeio. A integral de volume na Equação A.2 torna-se então uma integral sobre uma única direção, digamos z . Vale ressaltar que o feixe é focalizado em uma cintura de $92 \mu\text{m}$ e o cristal tem uma espessura de $500 \mu\text{m}$.

A parte positiva da frequência de $\hat{E}_j(\vec{r}, t)$ é

$$\hat{E}_j^{(+)}(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_j A_j(\omega_j) \hat{a}_j(\omega_j) e^{i[k_j(\omega_j)z - \omega_j t]}, \quad (\text{A.3})$$

onde $\hat{a}_j(\omega_j)$ é o operador de aniquilação de um fóton para o modo definido pela frequência ω_j , na direção z e polarização associada ao índice j . $A_j(\omega_j) = i\sqrt{\hbar\omega_j/2\epsilon_0 n^2(\omega_j)}$ é uma função que varia lentamente com a frequência que, para um campo monocromático, pode ser retirada da integral sem perda de generalidade [104]. Por outro lado, $\hat{E}_j^{(-)}(z, t)$ é dada por $\hat{E}_j^{(-)}(z, t) = [\hat{E}_j^{(+)}(z, t)]^\dagger$.

Podemos aqui escolher um campo de bombeio relativamente intenso. Assim, o operador campo elétrico $\hat{E}_b^{(+)}(\vec{r}, t)$ pode ser substituído pelo campo clássico $E_b(\vec{r}, t) =$

$\tilde{\alpha}(t)e^{ik_b(\omega_b)z}$. O Hamiltoniano de interação pode agora ser expresso como

$$\hat{H}_I = \mathcal{A} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_i \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_s \hat{a}_s^\dagger(\omega_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) \tilde{\alpha}(t) e^{-i\{[k_s(\omega_s)+k_i(\omega_i)-k_b(\omega_b)]z - [\omega_s+\omega_i]t\}} + \text{H.c.},$$

onde L é o comprimento do cristal e $\mathcal{A} = \pi c_x c_y A(\omega_s) A(\omega_i)$, sendo c_x (c_y) o diâmetro gaussiano a meia altura na direção x (y).

A parte dependente do tempo do Hamiltoniano de interação está contida no termo $e^{i(\omega_o+\omega_e)t}$, que vai a zero sempre que o campo de bombeio se anula. Se o processo é bombeado por um laser pulsado, a interação é diferente de zero apenas durante um curto período de tempo. O tempo de interação é essencialmente determinado pela duração do pulso (para o nosso experimento $\approx 100fs$). Supõe-se que, no tempo t_0 , o campo de bombeio é zero no interior do cristal e que o pulso leva um tempo t para passar por um mesmo ponto no cristal. Assim, o Hamiltoniano de interação é zero antes de t_0 ou depois de t . Os limites de integração na Equação A.1 podem, portanto, ser alargados ao infinito. Com os limites de integração revistos, esta será mais fácil de ser manuseada se o campo de bombeio for representado por uma decomposição de Fourier. A integral na Equação A.1 torna-se então

$$\begin{aligned} \int_{t_0}^t dt' \hat{H}_I(t') &= \mathcal{A} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_s \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_i \hat{a}_s^\dagger(\omega_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_b \alpha(\omega_b) \\ &\times \exp\{-i[k_s(\omega_s) + k_i(\omega_i) - k_b(\omega_b)]z - [\omega_s + \omega_i - \omega_p]t\} + \text{H.c.}, \end{aligned}$$

onde $\alpha(\omega)$ é a transformada de Fourier de $\tilde{\alpha}(t)$. A integral temporal é feita primeiro, resultando em $2\pi\delta(\omega_s + \omega_i - \omega_b)$. Calculando uma das integrais na frequência, temos

$$\begin{aligned} \int_{t_0}^t dt' \hat{H}_I(t') &= 2\pi\mathcal{A} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_o \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_e \hat{a}_o^\dagger(\omega_o) \hat{a}_e^\dagger(\omega_e) \alpha(\omega_o + \omega_e) \\ &\times \exp\{-i[k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_p)]z\} + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

A integração sobre o comprimento do cristal é de fácil entendimento, dando

$$\int_{t_0}^t dt' \hat{H}_I(t') = 2\pi\mathcal{A} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_o \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_e \hat{a}_o^\dagger(\omega_o) \hat{a}_e^\dagger(\omega_e) \alpha(\omega_o + \omega_e) \Phi(\omega_o, \omega_e) + \text{H.c.}, \quad (\text{A.5})$$

onde

$$\Phi(\omega_o, \omega_e) = \frac{\text{sen}\{[k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e)]L/2\}}{[k_o(\omega_o) + k_e(\omega_e) - k_p(\omega_o + \omega_e)]}. \quad (\text{A.6})$$

É conveniente lembrar que $k_j(\omega) = n_j(\omega)\omega/c$ [85].

Desde que a interação seja fraca, a evolução do operador unitário dado pela Equação A.1 pode ser aproximada pelos primeiros dois termos da expansão perturbativa. O primeiro termo é simplesmente o estado inicial, que é assumido ser o estado de vácuo. O termo de interesse é o segundo termo, que é

$$|\Psi_2\rangle = \frac{2\pi A}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_s \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_i \alpha(\omega_s + \omega_i) \Phi(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle_s |\omega_i\rangle_i, \quad (\text{A.7})$$

onde $|\omega_j\rangle_j$ é o estado de Fock de um fóton. A Equação A.7 representa uma superposição de um estado de dois fótons polarizados e com frequência ω_s e ω_i . A amplitude de probabilidade associada com esse par é composta pela função envelope do bombeio $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ e pela função de casamento de fase $\Phi(\omega_s, \omega_i)$. Um evento de conversão descendente é permitido somente se a soma das energias dos fótons gerados representa alguma frequência encontrada no bombeio. Para um dado fóton de bombeio, a função de correspondência de fase determina a forma como a energia é distribuída. A função do envelope de bombeio depende da frequência de soma, que é simétrica em relação a ω_s e ω_i . Entretanto, a partir da Equação A.6, isso não é válido para a função de correspondência de fase $\Phi(\omega_s, \omega_i)$. Uma vez que o cristal é birrefringente, em geral $\vec{k}_s(\omega) \neq \vec{k}_i(\omega)$, e $\Phi(\omega_s, \omega_i)$ não é simétrico em seus argumentos de frequência, isto é, $\Phi(\omega_s, \omega_i) \neq \Phi(\omega_i, \omega_s)$. Devido a esta assimetria, os pacotes de ondas que descrevem os dois fótons produzidos pelos pulsos de bombeio na conversão paramétrica descendente de tipo II não são idênticos, mesmo quando eles são degenerados nas suas frequências centrais [104].

A característica essencial da função de correspondência de fase é melhor observada quando a referida é expressa fazendo as expansões de Taylor: $k_b(\omega) = k_{b0} + (\omega - 2\bar{\omega})k'_b + \dots$ e $k_j(\omega) = k_{j0} + (\omega - \bar{\omega})k'_j + \dots$ ($j = o, e$), onde $k_{b0} = k_b(2\bar{\omega})$, $k_{j0} = k_j(\bar{\omega})$, $k'_b = \partial k_b(\omega)/\partial\omega|_{\omega=2\bar{\omega}}$ e $k'_j = \partial k_j(\omega)/\partial\omega|_{\omega=\bar{\omega}}$. Neste caso, $2\bar{\omega}$ é a frequência central do campo de bombeio. Dessa maneira, podemos escrever

$$k_s(\omega_s) + k_i(\omega_i) - k_s(\omega_s + \omega_i) \simeq \nu_s(k'_s - k'_b) + \nu_i(k'_i - k'_b), \quad (\text{A.8})$$

onde $\nu_j = \omega_j - \bar{\omega}$ ($j = s, i$) são as diferenças de frequência admitindo o perfeito casamento de fase na frequência fundamental $k_{s0} + k_{i0} - k_{b0} = 0$. Usando a Equação A.8, a função de correspondência de fase se torna

$$\Phi(\bar{\omega} + \nu_s, \bar{\omega} + \nu_i) = \frac{\text{sen} \{ [\nu_s(k'_s - k'_b) + \nu_i(k'_i - k'_b)] L/2 \}}{\nu_s(k'_s - k'_b) + \nu_i(k'_i - k'_b)}, \quad (\text{A.9})$$

atingindo seu valor máximo quando $\nu_s(k'_s - k'_b) = -\nu_i(k'_i - k'_b)$. Esta distribuição determina como a energia em um fóton de bombeio é distribuída para os dois fótons criados pela conversão paramétrica descendente, enquanto o espectro de frequência de bombeio disponível para a conversão paramétrica descendente é determinada pela função envelope $\alpha(\omega_s + \omega_i)$.