



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

TESE DE DOUTORADO

Dinâmica do processo de leitura de memórias quânticas em átomos frios

por

Milrian da Silva Mendes

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Banca Examinadora:

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa (Orientador, DF-UFPE)
Prof. Alessandro de Sousa Villar (DF-UFPE)
Prof. Lúcio Hora Acioli (DF-UFPE)
Prof. Paulo Henrique Souto Ribeiro (IF-UFRJ)
Prof. Philippe Wilhelm Courteille (IFSC-USP)

Recife-PE, Brasil
Junho - 2013

Catálogo na fonte
Bibliotecário Joana D'Arc L. Salvador, CRB 4-572

Mendes, Milrian da Silva.

Dinâmica do processo de leitura de memórias
quânticas em átomos frios / Milrian da Silva Mendes. –
Recife: O Autor, 2013.

135f: fig.

Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa.
Tese (Doutorado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2013.

Inclui referências.

1. Óptica quântica. 2. Raman, Espectroscopia de.
I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (orientador). II. Título.

535.2

(22. ed.)

FQ 2014-08



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-7640/2126-8449
<http://www.ufpe.br/ppg fisica> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Tese de Doutorado

Milrian da Silva Mendes

DINÂMICA DO PROCESSO DE LEITURA DE MEMÓRIAS QUÂNTICAS EM ÁTOMOS FRIOS

A Banca Examinadora composta pelos Professores Daniel Felinto Pires Barbosa (Presidente e Orientador), Alessandro de Sousa Villar, Lúcio Hora Acioli, todos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco, Paulo Henrique Souto Ribeiro, do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro e Philippe Wilhelm Courteille, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, em São Carlos, consideram a candidata:

(X) Aprovada

() Reprovada

() Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em vinte e um de junho de dois mil e treze.

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa
Presidente e Orientador

Prof. Alessandro de Sousa Villar

Prof. Lúcio Hora Acioli

Prof. Paulo Henrique Souto Ribeiro

Prof. Philippe Wilhelm Courteille

*A todos que estão me ajudando
a transformar essa realidade em sonho.
Em especial,
aos meus pais Lázaro e Alice.*

AGRADECIMENTOS

Sempre que me lembro do momento em que comecei o doutorado, me veem à memória as palavras do meu orientador: “Só tenho projetos experimentais. E você consegue Mil-rian! ”. Hoje, agradeço infinitamente ao Daniel pela orientação ao longo do doutorado e por acreditar em mim. Foram muitos (muitos!) dias e noites montando e caracterizando os experimentos, com ele sempre ali, colocando a mão na massa e não me deixando só. Diante de inúmeros problemas, que naturalmente surgem tanto profissional quanto pessoalmente, sua sabedoria, paciência, generosidade e compreensão me ajudaram a seguir em frente, a não desistir. Um exemplo de pessoa e de cientista que levarei sempre comigo. Obrigada por tudo professor!

Gostaria de agradecer também ao prof. Tabosa pelas inúmeras discussões sempre proveitosas e pela co-orientação ao longo do trabalho.

Ao Marcos da oficina eletrônica por ajudar a resolver os incontáveis problemas que tive com a montagem dos experimentos, desde o sistema de travamento dos lasers à montagem de circuitos simples para divisão de sinais. Minhas “caixinhas eletrônicas” não me deixam mentir. À Priscila que também ajudou nessa parte eletrônica. Ao pessoal da oficina mecânica, João, Severino e Valdomiro, os meus agradecimentos pela ajuda na fabricação de inúmeras peças.

Aos professores do DF, em especial aos do grupo de ótica, sempre tão solícitos para conversas e discussões, além de sempre cederem seus equipamentos e montagens em diversos momentos ao longo do trabalho. Aos funcionários do DF e ao programa de pós-graduação pelo suporte, os meus sinceros agradecimentos. Ao Danieverton por me ajudar nos primeiros passos no laboratório e ao Pablo pela teoria final para a descrição dos experimentos.

Aos meus irmãos do lab, Rafael e Périclles, que estiveram sempre dispostos a me ajudar durante todo esse tempo. Obrigada meninos!!!

Não posso deixar de agradecer àqueles que fizeram minha vida pessoal mais divertida e feliz aqui em Recife. À karlla Adriana, que, desde o mestrado, “segurou as pontas” comigo. Só uma goiana pra entender outra. Valeu Karlinha! À Cíntia, Luciana, Marco Antônio, Ed, Augusto, Jorlandio e Geovanni: sem vocês não conseguiria chegar até o fim. À minha companheira de viagem Natalia, pela parceria. À todos que, de uma forma ou outra, participaram da minha vida ao longo desses quatro anos: Cesar e Carol, Lincoln, Ricardo, Danielle, Sara, Rafael, Jeisa, Pablo Rafael, Allan e ao pessoal do Student

Chapter Recife pelo ambiente agradável e fraterno em que nos envolvemos. Em especial, à Kelly Jorge pela amizade e conselhos ao longo do último ano. Obrigada Kelita! Ao Ermeson, por andar junto a mim na reta final da tese. À Rilda por me ajudar no meu auto-conhecimento.

Minhas amigas goianas, Sherloma e Simone, o meu obrigada por estarem sempre presentes em minha vida, mesmo morando longe.

À minha família como um todo que sempre me apoiou e acreditou em mim, em especial ao meu irmão Diony pelo carinho e até mesmo pelos puxões de orelha. À minha prima-irmã Tatiana e minha avó Clarinda pelos sábios conselhos.

Aos meus pais Lázaro e Alice. Toda essa jornada não seria possível sem o suporte e o amor de vocês. Estamos vencendo juntos mais esse desafio. Amo vocês!

A Deus, por me dar forças para chegar até aqui.

(Milrian Mendes)

Procurar o quê?

O que a gente procura muito e sempre não é isto nem aquilo. É outra coisa. Se me perguntam que coisa é essa, não respondo, porque não é da conta de ninguém o que estou procurando. Mesmo que quisesse responder, eu não podia. Não sei o que procuro. Deve ser por isso mesmo que procuro. Me chamam de bobo porque vivo olhando aqui e ali, nos ninhos, nos caramujos, nas panelas, nas folhas de bananeiras, nas gretas do muro, nos espaços vazios. Até agora não encontrei nada. Ou encontrei coisas que não eram a coisa procurada sem saber, e desejada. Meu irmão diz que não tenho mesmo jeito, porque não sinto o prazer dos outros na água do açude, na comida, na manja, e procuro inventar um prazer que ninguém sentiu ainda. Ele tem experiência de mato e de cidade, sabe explorar os mundos, as horas. Eu tropeço no possível, e não desisto de fazer a descoberta do que tem dentro da casca do impossível. Um dia descubro. Vai ser fácil, existente, de pegar na mão e sentir. Não sei o que é. Não imagino forma, cor, tamanho.

Nesse dia vou rir de todos. Ou não. A coisa que me espera, não poderei mostrar a ninguém. Há de ser invisível para todo mundo, menos para mim, que de tanto procurar fiquei com merecimento de achar e direito de esconder.

-Carlos Drummond de Andrade-

Resumo

Nesta tese estudamos o mecanismo de extração da informação armazenada em uma memória quântica constituída de um ensemble de átomos de césio aprisionados e resfriados em uma armadilha magneto-ótica. Consideramos memórias contendo uma única excitação de um estado atômico coletivo, mapeada em um único fóton durante o processo de leitura. Os processos de geração, detecção, e caracterização dos fótons no sistema experimental são detalhados. Observamos correlações não clássicas entre os campos óticos gerados no sistema. Resultados são obtidos na presença e na ausência dos campos magnéticos da armadilha. Além disso, apresentamos uma teoria para o pacote de onda do fóton extraído, conduzindo a uma expressão analítica que depende dos parâmetros principais do problema. Comparamos a teoria com uma série de situações experimentais e um acordo quantitativo satisfatório é obtido. Desta forma, estudamos sistematicamente a saturação e o espectro do processo de leitura, elucidando ainda o papel da superradiância no sistema. Utilizando uma alta profundidade ótica, observamos a formação da condição de transparência eletromagneticamente induzida no meio através do desaparecimento de uma estrutura característica no espectro de leitura. Tal estrutura é representada pela diminuição da probabilidade de extração do fóton em torno da ressonância, desaparecendo para altas potências de leitura. Estudamos ainda o comportamento da probabilidade condicional de geração de um par de fótons variando a profundidade ótica do meio e, conseqüentemente, a própria condição de superradiância.

Palavras Chave: Átomos frios, Desigualdade Cauchy-Schwarz, Memória atômica, Correlações não-clássicas, Superradiância.

Abstract

In this thesis we studied the mechanism of extraction of information stored in a quantum memory consisted by a atomic ensemble of cesium trapped and cooled in a magneto optical trap. We consider memories containing a single excitation of a collective atomic state, which is mapped into a single photon during the reading process. The process of experimental photon generation, detection and characterization are detailed. We observed non-classical correlations between the the optical fields generated in the system. The results are obtained in the presence and absence of magnetic fields in the trap. Furthermore, a theory is developed for the wavepacket of the extracted photon, leading to a simple analytical expression depending on the key parameters of the problem. This theory is then compared to a large set of experimental situations and a satisfactory quantitative agreement is obtained. In this way, we are able to systematically study the saturation and spectrum of the reading process, as well as clarify the role of superradiance in the system. With a high optical depth, we observe the formation of the condition of induced electromagnetically transparency in the middle by the disappearance of a characteristic structure in the reading spectrum. This structure is represented by the reduction of the probability of the photon extraction around the resonance, disappearing for high reading power. We also studied the behavior of the conditional probability of generating a photon pair varying the optical depth of the medium and, hence, the condition of superradiance.

Keywords: Cold Atoms, Cauchy-Schwarz Inequality, Atomic Memory, Non-Classical Correlations, Superradiance.

Lista de Figuras

2.1	Representação do esquema proposto no protocolo DLCZ para geração de pares de fótons correlacionados, na configuração de feixes contra-propagantes, mostrando também a estrutura de níveis relevante para um átomo, com $ g\rangle$ o estado fundamental inicial, $ s\rangle$ o estado para armazenamento do estado coletivo, e $ e\rangle$ o estado excitado. Um pulso atenuado de escrita induz transições Raman espontâneas $ g\rangle \rightarrow e\rangle \rightarrow s\rangle$, resultando, com pequena probabilidade, na emissão de um fóton no campo 1 junto com o armazenamento de uma excitação coletiva. Após um atraso programado, um pulso de leitura com alta intensidade mapeia o estado dos átomos em outro modo fotônico, campo 2, através da transição $ s\rangle \rightarrow e\rangle \rightarrow g\rangle$	24
2.2	Configuração experimental para detecção dos campos 1 e 2 nos detetores localizados nas posições $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$ respectivamente.	28
2.3	Probabilidade condicional como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1, a partir da expressão 2.41. O gráfico mostra a transição da região dominada por ruídos espúrios, região (I), com probabilidade p_1 atingindo valores da ordem do ruído escuro dado por p_r , passando pela região (II) que caracteriza uma região de geração de fótons únicos, chegando na região (III) em que múltiplas excitações dominam o sistema.	39
2.4	Probabilidade condicional como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1 para alguns valores de eficiência η_1 dados pela expressão 2.41. Os parâmetros utilizados para ajuste das curvas foram $p_r = 10^{-6}$ e $\eta_2 = 0.5$	40

3.1	Diagrama de níveis de energia para a linha D_2 do césio.	44
3.2	Montagem experimental da armadilha magneto-ótica em fibra.	47
3.3	(a) Configuração tipo Λ dos níveis que participam do processo de geração de pares de fótons, indicando as transições conectadas pelos campos de escrita, campo 1, leitura e campo 2, e suas respectivas dessintonias, Δ_1 e Δ_2 , do estado excitado. (b) Sequência temporal para o chaveamento dos campos e detectores participando do experimento. (c) Descrição geral do aparato. PBS remete a um cubo polarizador, E a espelho, APD a fotodetector de avalanche e B ao campo magnético. Placas de meia onda e quarto de onda são indicadas por $\lambda/2$ e $\lambda/4$, respectivamente.	51
3.4	Configuração para sintonização da frequência e chaveamento do pulso de escrita utilizado no experimento.	53
3.5	Configuração para sintonização da frequência e chaveamento do pulso de escrita utilizado no experimento. Utilizamos um gerador de pulsos da National Instruments como placa geradora de TTL. O divisor de tensão representado é um circuito ativo que divide o TTL da placa em duas saídas com amplitudes de 1 e 5 Volts para alimentação dos moduladores.	55
3.6	Montagem experimental para sintonização do feixe de leitura.	57
3.7	(a) Mapeamento do deslocamento da frequência com a tensão aplicada no MAO que faz a sintonização do feixe de leitura. (b) Forma de linha da intensidade normalizada do sinal absorvido em torno da ressonância do feixe de leitura, com ajuste lorentziano.	58
3.8	Configuração para calibração da profundidade ótica do sistema.	59
3.9	(a) Esquema de chaveamento do sistema feito por uma placa geradora de pulsos TTL (National Instruments), com uma taxa de 40 KHz. (b) Sequência temporal dos pulsos de controle do experimento e janelas de detecção. A janela de detecção F1(F2) seleciona a região de observação do campo 1(2) emitido.	61
3.10	Figura esquemática para o sistema de detecção dos fótons.	62

3.11	Contagem acumulada dos fótons 1 e 2. O zero na figura é arbitrário, sendo o tempo, no eixo horizontal com resolução de 1 ns, o momento em que uma fotocontagem foi obtida para cada APD em relação ao tempo de chegada do trigger, sincronizado em todo o experimento. O <i>inset</i> no gráfico mostra um histograma das contagens acumuladas de uma parte da região de detecção do campo 2 com colunas de largura 1 ns, resolução limitada pela placa de aquisição.	64
3.12	Caracterização do sistema como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1. (a) Probabilidade condicional de detetar um fóton 2 uma vez que um fóton 1 foi previamente detetado na mesma amostragem, integrada durante toda a janela de observação; (b) g_{12} é a função de correlação cruzada entre os campos 1 e 2 normalizada; (c) p_2 responde pela probabilidade de detetar um fóton no campo 2; (d) R é a medida direta da desigualdade de Cauchy-Schwarz que indica uma natureza não clássica entre os campos 1 e 2 para $R > 1$	67
4.1	Representação do vetor de onda do fóton emitido. O modo ótico com vetor de onda $\mathbf{k}_1 = \mathbf{q}_1 + k_z \hat{\mathbf{z}}$ é selecionado por uma fibra ótica posicionada no eixo z	73
4.2	Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para várias intensidades do feixe de leitura. Os quadrados pretos são os resultados experimentais para (a) $I_r = 32$ mW/cm ² , (b) $I_r = 68$ mW/cm ² , e (c) $I_r = 95$ mW/cm ² . A dessintonia do laser de leitura é $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz. As curvas vermelhas são as previsões teóricas de (4.48), considerando $I_s = 4,3$ mW/cm ² , $\gamma/(2\pi) = 1,55$ MHz, $\chi = 2,7$, e $F = 4,1$	95

- 4.3 Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para várias intensidades do feixe de leitura. Os quadrados pretos são os resultados experimentais para (a) $I_r = 52 \text{ mW/cm}^2$, (b) $I_r = 80 \text{ mW/cm}^2$, e (c) $I_r = 160 \text{ mW/cm}^2$. A dessintonia do laser de leitura é $\Delta/(2\pi) = 25,7 \text{ MHz}$. As curvas vermelhas são as previsões teóricas de (4.48), considerando os mesmos parâmetros de ajuste da figura 4.2. 96
- 4.4 Probabilidade total p_2 de deteção do campo 2 e os respectivos ruídos associados para diferentes sintonizações do feixe de leitura. A curva azul representa as o ruído detetado no fóton 2 provenientes do feixe de leitura ao bloquearmos o feixe de escrita e a curva vermelha quando bloqueamos o feixe de leitura e deixamos apenas o feixe de escrita atuando no sistema, retiradas na presença dos feixes de armadilhamento. 97
- 4.5 Pacotes de onda do fóton 2 extraído. Para a probabilidade p_2 , em preto referente ao eixo vertical esquerdo, subtraímos os ruídos mostrados na figura 4.4; a probabilidade condicional p_c é mostrada em vermelho no eixo da direita e é uma ordem de grandeza maior que p_2 98
- 4.6 Função de correlação cruzada normalizada g_{12} como função do tempo para $\Delta/(2\pi) = 25,7 \text{ MHz}$ (quadrados pretos) e $1,7 \text{ MHz}$ (círculos vermelhos abertos), respectivamente. A intensidade $I_r = 95 \text{ mW/cm}^2$ foi a mesma para ambas as dessintonias. 99
- 4.7 Probabilidade condicional total P_c como função da intensidade I_r para duas dessintonias: $\Delta/(2\pi) = 1,7 \text{ MHz}$ (quadrados pretos) e $25,7 \text{ MHz}$ (círculos vermelhos). As linhas sólidas são os resultados teóricos obtidos de (4.49) com os mesmos parâmetros da figura 4.2. 100

- 4.8 Quantidades experimentais caracterizando as correlações entre os campos 1 e 2 como função da intensidade da leitura I_r , para $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz. Os quadrados pretos preenchidos são os resultados da função de correlação cruzada normalizada entre os campos 1 e 2, g_{12} . Os círculos vermelhos preenchidos (triângulos verdes preenchidos) são os resultados para a função de auto-correlação normalizada do campo 1 (2), g_{11} (g_{22}). Os quadrados azuis vazios são os resultados para a função R , que indica a natureza não clássica das correlações se $R > 1$ 101
- 4.9 Probabilidade condicional total P_c como função da dessintonia do campo de leitura Δ para duas intensidades: $I_r = 127$ mW/cm² (quadrados pretos) e 24 mW/cm² (círculos vermelhos). As linhas sólidas são resultados teóricos obtidos de (4.49). Os parâmetros usados são os mesmos da figura 4.2, com exceção do valor de $F = 4.8$ 102
- 4.10 Quantidades experimentais caracterizando as correlações entre os campos 1 e 2 como função da dessintonia da leitura Δ , para $I_r = 127$ mW/cm². Os quadrados pretos preenchidos são os resultados da função de correlação normalizada entre os campos 1 e 2, g_{12} . Os círculos vermelhos preenchidos (triângulos verdes preenchidos) são os resultados para a função de auto-correlação normalizada do campo 1 (2), g_{11} (g_{22}). Os quadrados azuis vazios são os resultados para a função R , que indica a natureza não clássica das correlações se $R > 1$ 103
- 5.1 Nova configuração do chaveamento dos campos, evidenciando o desligamento do campo magnético da AMO e a nova taxa de repetição de 10 KHz. 106
- 5.2 Chaveamento da corrente elétrica que alimenta as bobinas que geram o campo magnético para armadilhamento. 106
- 5.3 Montagem experimental do cubo com as três bobinas para cancelamento dos campos magnéticos espúrios em torno da região de armadilhamento, indicada pela sigla AMO (armadilha magneto-ótica). 107

- 5.4 Configuração EIT para cancelamento do campo magnético. Na ausência do campo de sinal, um ressurgimento é detetado ao ligarmos o campo de controle após um certo intervalo de tempo Δt_C após seu desligamento. . . 109
- 5.5 Probabilidade condicional e função de correlação entre os fótons 1 e 2 em função da separação entre os campos de escrita e leitura. Neste gráfico, observamos que para preservar a condição de não classicalidade dos fótons, $g_{12} > 2$, o tempo máximo de coerência é de aproximadamente 900 ns. . . . 111
- 5.6 Caracterização do sistema como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1: (a) e (b) sem a presença de filtros de frequência e (c) e (d) com o filtro de frequência no fóton 1. Os gráficos mostram a probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2 uma vez que um fóton 1 foi detetado e a função de correlação normalizada g_{12} entre os campos 1 e 2. O gráficos mostram a transição da região dominada por ruídos espúrios, com uma probabilidade baixa para p_1 na região (I), passando pela região (II) que caracteriza uma região de geração de fótons únicos, chegando na região (III) em que múltiplas excitações são detetadas, aumentando consideravelmente o valor de p_c . A curva em vermelho no gráfico (c) representa o ajuste teórico utilizando a expressão 2.41 com $p_r = 10^{-4}$, $\eta_1 = 0.067$ e $\eta_2 = 0.09$ 113
- 5.7 Filtro de frequência para sintonização da região espectral de detecção do campo 2. Ao lado, uma varredura do laser de diodo mostrando as duas linhas de absorção saturada, em vermelho, e o sinal de transmissão do Fabry-Perot em preto. Com o ajuste da tensão no termistor, sintonizamos os picos na região de frequência desejada. 114
- 5.8 Probabilidade condicional total P_c como função da intensidade do feixe de leitura para uma dessintonia de 1,7 MHz. A linha sólida é o resultado teórico obtido de (4.49) com os parâmetros $\chi = 3$, $F = 11$, $I_s = 26 \text{ mW/cm}^2$ e $\gamma = 0,2 \text{ MHz}$ 117

5.9	Probabilidade condicional de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton 1 foi previamente detetado no campo 1, em função do tempo para várias intensidades de leitura, indicadas em cada gráfico. A dessintonia do laser de leitura foi de $\Delta/2\pi = 1,7MHz$. As curvas em rosa são resultados teóricos da expressão (4.48) para um conjunto de parâmetros fixos: $\chi = 3$, $F = 11$, $I_S = 26 \text{ mW/cm}^2$ e $\gamma = 0,2$	118
5.10	Variação da probabilidade condicional P_c em função da dessintonia do feixe de leitura para diversas intensidades: (a) 160 mW/cm^2 ; (b) 80 mW/cm^2 ; (c) 50 mW/cm^2 ; (d) 16 mW/cm^2 ; (e) 8 mW/cm^2 ; (f) $4,8 \text{ mW/cm}^2$; (g) $1,6 \text{ mW/cm}^2$	119
5.11	Variação da função de correlação g_{12} com a dessintonia do feixe de leitura. As intensidades utilizadas são as mesmas descritas no gráfico 5.10.	121
5.12	Variação da probabilidade de deteção do segundo fóton p_2 com a dessintonia do feixe de leitura. As intensidades utilizadas são as mesmas descritas no gráfico 5.10.	122
5.13	(a) Calibração da profundidade ótica com a variação da potência total dos feixes de armadilhamento; (b) Ajuste linear para região do gráfico (a) abaixo do limiar de saturação. O ajuste linear na escala log-log forneceu um coeficiente da reta de, aproximadamente, 3,4.	124
5.14	Variação da probabilidade condicional com a profundidade ótica.	125
5.15	Variação da função de correlação g_{12} com a profundidade ótica integrada em (a) sobre toda a janela de deteção e (b) sobre uma janela de 25 e 45 ns para os campos 1 e 2 emitidos, respectivamente. As linhas horizontais vermelhas são para $g_{12} = 2$, que limita o caráter não clássico da correlação.	126
5.16	Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para vários valores da profundidade ótica no sistema.	126

Sumário

Lista de Figuras

1	Introdução	18
2	Geração de pares de fótons em um ensemble atômico	23
2.1	Pares de fótons a partir do protocolo DLCZ	24
2.2	Funções de correlação	27
2.2.1	Desigualdade de Cauchy-Schwarz	28
2.2.2	Caracterização do sistema	30
2.3	Estimativas para pares de fótons	31
2.3.1	Medidas POVM	33
3	Aparato Experimental	41
3.1	Preparando a amostra	42
3.1.1	Níveis de Energia do Césio - Linha D2	42
3.1.2	AMO em fibra	44
3.2	Configuração experimental	49
3.2.1	Sintonia e Chaveamento do Feixe de Escrita	52
3.2.2	Sintonia e Chaveamento do Feixe de Leitura	55
3.2.3	Alinhamentos e Modos Fotônicos	58
3.2.4	Implementando medidas de correlação através das fotocontagens . .	62
4	Dinâmica do processo de leitura	69
4.1	Teoria	71

SUMÁRIO

4.1.1	Processo de escrita	71
4.1.2	Dinâmica atômica no processo de leitura	76
4.1.3	Função de onda do fóton emitido no processo de leitura	83
4.1.4	Superradiância induzida por emaranhamento	88
4.2	Resultados	92
4.2.1	Pacotes de onda	94
4.2.2	Saturação	99
4.2.3	Espectro de leitura	102
5	Espectro de Leitura e Dependência com a Profundidade Ótica	104
5.1	Desligamento do campo magnético	105
5.1.1	Nova sequência temporal	105
5.1.2	Otimização do cancelamento do campo	107
5.1.3	Eficiência de recuperação de uma excitação	112
5.1.4	Pacotes de onda e Saturação	116
5.2	Análise espectral	118
5.3	Dependência com a profundidade ótica	123
5.3.1	Como variar a profundidade ótica?	123
5.3.2	Resultados experimentais	124
6	Conclusões e Perspectivas	127
	Referências Bibliográficas	130

Capítulo 1

Introdução

A utilização de ensembles atômicos como sistemas básicos para processamento de informação quântica tem-se mostrado bastante promissora ao longo dos últimos anos [1]. Diversas configurações experimentais foram desenvolvidas baseadas na interação entre feixes óticos e ensembles atômicos compostos por um grande número de átomos idênticos. Tais esquemas possuem uma grande vantagem em comparação àqueles baseados no controle de partículas individuais: devido a processos de interferência do grande número de átomos que compõem o ensemble, existe um efeito coletivo que facilita a obtenção de um acoplamento forte e controlável entre a excitação armazenada e os fótons, que servem como carregadores da informação quântica por grandes distâncias. Assim, não é necessário o uso de cavidades óticas em torno dos átomos para se atingir o acoplamento forte entre átomo e luz.

Uma vez armazenada a informação nos ensembles, podemos utilizá-los como um tipo de memória quântica, baseada em excitações únicas compartilhadas coletivamente nos ensembles. Tais memórias têm sido usadas para armazenar fótons individuais de várias fontes [2–4], assim como estados fotônicos emaranhados [5–7]. Também foi demonstrado suas aplicações para a sincronização de sistemas quânticos independentes que necessitam de uma preparação sinalizada, como fonte de fótons únicos [8–10] ou pares paralelos de ensembles atômicos emaranhados [11], uma importante tarefa para vários protocolos de informação quântica [12, 13]. Estas capacidades, juntamente com a habilidade de gerar

estados emaranhados complexos entre vários sítios de memória [14, 15], fazem de tais memórias atômicas coletivas uma importante alternativa como base para construção de redes quânticas mais gerais [1].

O emaranhamento é uma propriedade única da mecânica quântica, um tipo de correlação entre os vários componentes de um sistema físico. Para aplicações em redes quânticas, o emaranhamento átomo-luz possibilita que o qubit material seja armazenado e depois convertido em um qubit fotônico, preservando sua coerência. Para aplicações em informação quântica, o emaranhamento pode ser criado deterministicamente pelo controle preciso da dinâmica quântica de um sistema físico [16], ou probabilisticamente através da interferência quântica das contribuições de muitos átomos seguida de uma medida projetiva [5]. No último caso, é essencial que o sucesso seja sinalizado de forma indubitável, de modo que o estado emaranhado esteja disponível para sua subsequente utilização. Em ambos os casos, o uso da memória é essencial para garantir o armazenamento dos estados emaranhados até que eles sejam utilizados de acordo com o esquema em questão.

A necessidade da memória foi introduzida em comunicação quântica como parte de uma ideia baseada no conceito de repetidores quânticos [17, 18], uma possível solução para o problema de comunicação quântica a grandes distâncias. Neste caso, a memória é essencial para aumentar a probabilidade de sucesso ao longo da cadeia de passos condicionais que constituem a base do esquema, tornando factíveis redes quânticas escalonáveis. A busca de 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.

Baseada no conceito de repetidores quânticos, uma proposta que influenciou uma série de trabalhos teóricos e experimentais [11, 19, 20] foi feita no trabalho seminal de Duan *et al.* em 2001 [12], conhecido como protocolo DLCZ (dos seus autores Duan, Lukin, Cirac e Zoller). Neste trabalho é mostrado como efetuar troca, purificação e distribuição de emaranhamento, utilizando ensembles atômicos (como memórias quânticas) e técnicas de ótica linear combinadas com contagens de fótons para efetuar todas as operações necessárias.

O primeiro passo para a realização deste protocolo é a observação de correlações não-clássicas entre pares de fótons gerados a partir de um único ensemble. O primeiro trabalho nessa linha foi feito em 2003 por Kuzmich *et al.* [19]. A ideia desenvolvida foi gerar um estado de um fóton emaranhado a uma memória atômica e, posteriormente, retirar a informação armazenada na memória através de um processo de leitura do meio.

A resposta óptica do processo de leitura depende da preparação coerente dos estados atômicos, que conduz à interferências quânticas entre os possíveis caminhos que controlam tal resposta. Desta forma, é possível eliminar a absorção na frequência de ressonância da transição. Este fenômeno corresponde à Transparência Eletromagneticamente Induzida, com a sigla EIT, do inglês *Electromagnetically Induced Transparency*, uma técnica para controle coerente da propagação de luz em um meio ressonante [21,22]. Preparar um meio em condições de EIT significa induzir uma janela de transparência para uma determinada frequência. Se o processo de leitura de nossa memória resultar em um fóton que esteja em condições de EIT com o meio, podemos desprezar sua interação com o meio e os consequentes efeitos de propagação. Esta é uma das características que tornam os fótons, nesta configuração, candidatos ideais para extração de informação quântica do meio.

Uma excitação armazenada no ensemble pode, em princípio ser recuperada com eficiência unitária em um modo espacial e temporal bem definido, devido a efeitos coletivos [12]. Considerando a emissão de um par de fótons em um processo de escrita e leitura da memória atômica, os quais nomearemos de primeiro e segundo fóton respectivamente, podemos definir uma eficiência de recuperação como a probabilidade de *extrair* o segundo fóton em um modo bem definido na saída do ensemble, condicionado a uma detecção bem sucedida do primeiro. Na prática vários fatores podem limitar essa eficiência. Por exemplo, ela depende da profundidade ótica do meio e da potência do feixe de leitura, parâmetros cruciais cuja implicação para tal eficiência será discutida ao longo da tese. A interferência coletiva pode ser degradada por vários efeitos, como alargamento inhomogêneo, movimentos atômicos, ou o mal casamento dos modos dos campos clássicos com os modos fotônicos. A probabilidade que nos interessa, entretanto, é a probabilidade *condicional de detetar* o segundo fóton uma vez que o primeiro foi observado. Esta probabilidade sofre uma degradação comparada à simples probabilidade de extração do fóton do ensemble atômico, uma

vez que é afetada por várias perdas passivas na transmissão dos fótons e pela ineficiência da detecção.

Considerando ensembles atômicos com átomos de três níveis “tipo Λ ”, estudaremos a geração de um estado coletivo nesta memória e seu posterior mapeamento em um fóton durante o processo de leitura. Demonstraremos, na base de número de fótons, correlações não-clássicas no processo de geração condicionada de fótons produzidos pela leitura da excitação armazenada em uma armadilha magneto-ótica de césio, em regime de fóton único. Quantificar as correlações dos pares de fótons gerados implica em estabelecer os parâmetros e condições experimentais que delimitam a fronteira entre o caráter quântico e clássico do sistema. Através de técnicas de fotocontagem é possível medir tais correlações. Utilizaremos funções de correlação de segunda ordem e um tipo de desigualdade de Cauchy-Schwarz, válida para campos clássicos, para caracterizar a não-classicalidade dos pares de fótons. Os experimentos desenvolvidos na tese vêm de encontro à necessidade de estimar um conjunto de condições experimentais que permita atingir, controlar e otimizar o regime não clássico para as correlações entre o par de fótons gerados no ensemble.

No capítulo 2 introduziremos sucintamente a ideia do protocolo DLCZ, descrevendo os estados gerados na base de número de fótons. O caráter não-clássico dos campos é demonstrado pela violação de uma desigualdade de Cauchy-Schwarz envolvendo funções de correlação normalizadas, cuja expressão é obtida em termos de medidas de fotodetecção dos pares de fótons. Em sequência, modelamos as fotodetecções através de medidas POVM, numa abordagem mais realista do processo de medida [23]. Uma expressão para a probabilidade condicional de detecção do par de fótons é obtida e será comparada com o experimento posteriormente.

A descrição do aparato experimental é feita no capítulo 3. Detalhamos toda a montagem para obtenção da armadilha magneto-ótica, evidenciando a implementação feita no laboratório com o uso de fibras óticas. Descrevemos a sequência temporal e a configuração espacial dos feixes utilizados para a geração de pares de fótons, controlando a sintonização das suas frequências. O processo de fotodetecção é mostrado em seus detalhes. Dedicamos uma seção para descrevermos as medidas de correlação através das

fotocontagens, utilizando as expressões obtidas no capítulo 2 e apresentando os primeiros resultados experimentais.

No capítulo 4 apresentamos um modelo teórico para o cálculo da probabilidade de extração do segundo fóton pelo processo de leitura da memória atômica. Este modelo foi desenvolvido para nosso sistema experimental pelo prof. Pablo Saldanha, do Departamento de Física da UFMG. Exploramos o pacote de onda do fóton extraído variando um conjunto amplo de parâmetros, tais como dessintonia e intensidade do campo de leitura. Simplificando a descrição do processo de descoerência, obtivemos expressões analíticas para qualquer intensidade e dessintonia do campo de leitura, cuja comparação com os dados experimentais foi bem satisfatória [23]. Os limites de saturação da dinâmica desse processo de leitura são obtidos, e é analisada ainda a importância para o sistema do processo de superradiância induzida por emaranhamento.

No capítulo 5 é feita uma alteração na montagem experimental para cancelarmos o campo magnético utilizado para aprisionar os átomos, bem como outros campos magnéticos espúrios que estejam presentes no experimento, aumentando significativamente o tempo de coerência do sistema. A caracterização do regime de excitação única é feita novamente com a variação da probabilidade de extração do primeiro fóton. Uma nova configuração temporal é utilizada e retomamos então a análise do capítulo 4. Um resultado novo importante é o espectro de leitura obtido. Mostramos, a partir de medidas do espectro, como é atingida a condição de EIT para extração do fóton da memória atômica, à medida que as intensidades de leitura são aumentadas. Obtemos ainda a probabilidade condicional de extração do segundo fóton variando a profundidade ótica do meio, calculando a forma do pacote de onda do fóton extraído e observando a variação da condição de superradiância.

Finalmente, no capítulo 6 apresentaremos as conclusões e perspectivas futuras do trabalho, direcionadas principalmente para a implementação de experimentos de caracterização de fótons correlacionados a mais de um ensemble.

Capítulo 2

Geração de pares de fótons em um ensemble atômico

A base para a realização experimental do protocolo DLCZ para repetidores quânticos é a geração de campos de luz compartilhando correlações quânticas com ensembles atômicos [12]. As excitações coletivas armazenadas nos ensembles são mapeadas em campos fotônicos gerando pares de fótons, controlados temporalmente, que mantêm propriedades não-clássicas entre si. A observação dessas correlações é o primeiro passo na tentativa de uma realização prática do protocolo.

Baseado na estrutura proposta pelo protocolo, iremos, neste capítulo, analisar teoricamente as correlações entre pares de fótons gerados por um único ensemble, que constitui a etapa inicial do protocolo DLCZ, descrita na seção 2.1. Considerando o caso ideal, sem levar em conta a degradação provocada por perdas e ruídos, obteremos uma expressão para a função de onda do par de fótons gerado, utilizando-a como base para o cálculo das quantidades que caracterizam o sistema. Na seção 2.2, obteremos as expressões para as funções de correlação presentes em uma desigualdade de Cauchy-Schwarz válida para campos clássicos. Sua violação indicará os limites que caracterizam tais correlações como quânticas ou clássicas.

Uma análise consistente da eficiência e escalabilidade do protocolo DLCZ é feita em [24, 25], caracterizando um conjunto de parâmetros que limitam a região na qual é possível

verificar a presença de emaranhamento no sistema. Entretanto, nosso caso refere-se apenas à etapa inicial do protocolo: a geração de pares de fótons provenientes de um único ensemble. A partir da teoria desenvolvida em [25], obteremos a probabilidade condicional de detetarmos o par de fótons modelando o processo de detecção através de dois operadores POVM (do inglês *Positive Operator-Valued Measure*), que descrevem o comportamento característico “ON/OFF” dos Fotodetores de Avalanche (APD’s). Os resultados serão mostrados na seção 2.3.1 e comparados com o experimento no capítulo 5.

2.1 Pares de fótons a partir do protocolo DLCZ

A base do protocolo DLCZ são ensembles com N_a átomos idênticos em uma configuração de níveis tipo Λ e dois modos do campo eletromagnético, campos 1 e 2, como mostrado na figura 2.1.

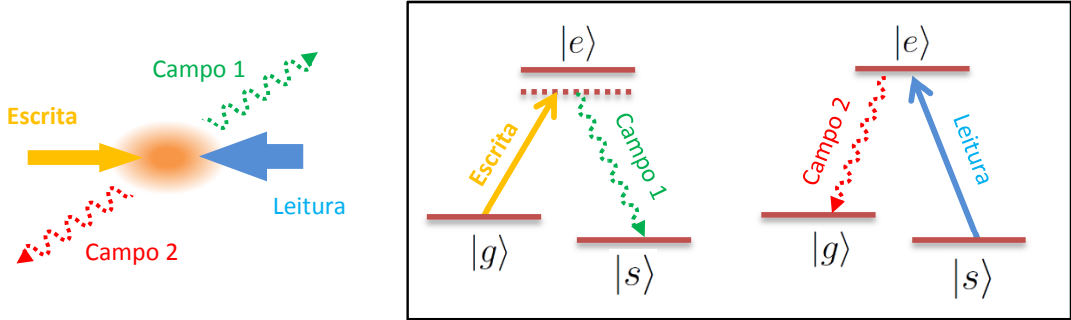


Figura 2.1: Representação do esquema proposto no protocolo DLCZ para geração de pares de fótons correlacionados, na configuração de feixes contra-propagantes, mostrando também a estrutura de níveis relevante para um átomo, com $|g\rangle$ o estado fundamental inicial, $|s\rangle$ o estado para armazenamento do estado coletivo, e $|e\rangle$ o estado excitado. Um pulso atenuado de escrita induz transições Raman espontâneas $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |s\rangle$, resultando, com pequena probabilidade, na emissão de um fóton no campo 1 junto com o armazenamento de uma excitação coletiva. Após um atraso programado, um pulso de leitura com alta intensidade mapeia o estado dos átomos em outro modo fotônico, campo 2, através da transição $|s\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$.

Inicialmente, temos todos os átomos, nomeados com índice i , preparados no estado fundamental $|g\rangle$, descrito por $|0_a\rangle$ tal que:

$$|0_a\rangle \equiv \bigotimes_i^N |g\rangle_i. \quad (2.1)$$

Ao incidir um campo de luz fraco, chamado *campo de escrita*, com uma frequência perto da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, há indução de espalhamento Raman em um modo fotônico nomeado *campo 1*, próximo à ressonância da transição $|e\rangle \rightarrow |s\rangle$. O campo 1 pode ter frequência ou polarização diferentes do campo de escrita. Se um fóton é espalhado no campo 1, um átomo é transferido para $|s\rangle$. Entretanto, todos os átomos iluminados pelo campo de escrita têm a mesma probabilidade de criar o fóton espalhado e, portanto, é impossível dizer qual átomo é transferido para $|s\rangle$. Em um evento no qual um fóton é espalhado no campo 1, o estado atômico fica então

$$|1_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g\rangle_1 \dots |s\rangle_i \dots |g\rangle_N, \quad (2.2)$$

conhecido como modo coletivo simétrico [12], que é uma superposição de todos os estados finais possíveis com apenas um dos átomos transferidos para $|s\rangle$. Podemos também descrever estados onde mais de um fóton são espalhados dentro do campo 1. Estes estados seriam denotados por $|2_a\rangle$, $|3_a\rangle$, etc. Se nenhum fóton é espalhado no campo 1, o estado atômico permanece como descrito na equação (2.1) ou passa a um estado com um fóton espalhado em outra direção¹.

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

$$|\psi_{a,1}\rangle = |0_a\rangle |0_1\rangle + e^{i\beta} \sqrt{p} |1_a\rangle |1_1\rangle + O(p), \quad (2.3)$$

¹ As fases dos campos de escrita e leitura (com vetores de onda $\mathbf{k}_e$ e $\mathbf{k}_l$) e os fótons espalhados (com vetores $\mathbf{k}_1$ e $\mathbf{k}_2$) estão relacionados em um processo de mistura de quatro ondas cujas fases obedecem a relação $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_l - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 0$

onde utilizamos a base de número de excitação na descrição do estado, tal que $|n_1\rangle$ corresponde ao estado do campo 1 com n fótons associado ao estado atômico $|n_a\rangle$ com n átomos transferidos para $|s\rangle$; p corresponde à probabilidade de excitação de um único átomo, transferido de $|g\rangle$ para $|s\rangle$; $O(p)$ representa os termos com mais excitações cujas probabilidades são iguais ou menores que p^2 e β é uma fase determinada pela propagação do campo de escrita. Observe que a detecção de um fóton emitido no campo 1 sinaliza o armazenamento de uma única excitação de spin distribuída dentro de todo o ensemble.

Para acessar essa excitação armazenada, enviamos um segundo pulso no ensemble, chamado *pulso de leitura*, ressonante com a transição $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$. O estado coletivo simétrico do ensemble atômico é então transferido para outro modo fotônico que chamamos *campo 2*, na transição $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$. Devido ao efeito coletivo, a probabilidade de todos os átomos retornarem ao estado inicial cresce com o número de átomos ao quadrado [26], o que faz com que o processo de leitura seja obtido com alta eficiência. Obtemos agora um estado dos campos 1 e 2 correlacionados em número de fótons dado por:

$$|\psi_{1,2}\rangle = |0_1\rangle |0_2\rangle + e^{i\beta'} \sqrt{p} |1_1\rangle |1_2\rangle + O(p), \quad (2.4)$$

onde β' inclui a fase adicional do processo de leitura. Observe que o número de fótons nos dois modos está correlacionado tal que $|\psi_{1,2}\rangle$ é um estado emaranhado, precisamente como no caso da conversão paramétrica descendente na base de número de fótons [27,28].

No processo acima estabelecido, a leitura do sistema não é, necessariamente, simultânea ao processo de escrita. Assim, torna-se imprescindível que a informação “gravada” nos níveis internos dos átomos seja preservada de processos de descoerência, para que o meio atômico funcione como uma memória. O uso de memória permite que a excitação coletiva emaranhada com o fóton do campo 1 seja armazenada no ensemble atômico por um certo tempo até ser mapeada no segundo fóton emitido. Esta é uma das principais diferenças que distingue o processo do protocolo DLCZ com relação à conversão paramétrica descendente, cujo par de fótons é emitido simultaneamente.

Até aqui descrevemos de forma simplificada a etapa inicial de geração de uma excitação coletiva proposta pelo protocolo DLCZ. Este processo pode ser implementado para

conectar dois ou mais ensembles, seguindo o procedimento de geração e armazenamento do emaranhamento entre pares de ensembles sugerido originalmente pelo protocolo [12]. Como já mencionado, uma análise da eficiência e escalabilidade do protocolo, considerando a degradação do estado em uma cadeia linear de repetidores quânticos, foi efetuada anteriormente por nós e publicada em [25]. Verificamos então ser necessário obter um conjunto de parâmetros e medidas que estabeleçam as condições para observação do caráter quântico do processo em cada etapa. O passo inicial é caracterizar um par de fótons originário de um único ensemble. Através de uma desigualdade de Cauchy-Schwarz para campos clássicos é possível obter funções de correlação para tal caracterização [19]. Descrevendo o estado do par de fótons a partir de um estado ideal, como dado na equação 2.4, obteremos expressões para as funções de correlação de segunda ordem com a qual analisaremos o caráter quântico (não clássico) das correlações entre o fóton 1 e o fóton 2 emitidos. A manifestação de tais correlações pode ser verificada experimentalmente a partir do processo de fotodetecção dos campos emitidos, utilizando funções deduzidas no trabalho pioneiro feito por Clauser em 1974 [29].

2.2 Funções de correlação

Uma das vantagens de utilizarmos o protocolo DLCZ é que sua abordagem é menos sensível a uma variedade de mecanismos de perdas, incluindo a ineficiência no transporte e detecção dos fótons 1 e 2. Entretanto, em um experimento real, temos várias outras fontes de perdas que levam à deteriorização das correlações entre os fótons, como imperfeições nas filtragens e ruídos de fundo provenientes da fluorescência atômica. É necessário portanto estabelecer e quantificar tais correlações a fim de caracterizar o caráter quântico ou clássico entre os campos emitidos. No caso específico descrito na seção anterior, existe um limite bem definido entre os domínios quântico e clássico para os campos 1 e 2 que podem ser acessados operacionalmente via detecção de coincidências [19]. Abaixo apresentaremos uma dedução simplificada da desigualdade de Cauchy-Schwarz relevante para nosso caso. Em seguida, obteremos uma expressão para a violação de tal desigualdade considerando os estados relevantes em nosso experimento.

2.2.1 Desigualdade de Cauchy-Schwarz

A desigualdade de Cauchy-Schwarz é uma das mais utilizadas e importantes em física e matemática. Em sua forma mais básica, ela nos diz que o valor absoluto do produto interno de dois vetores não pode ser maior que o produto de seus comprimentos. No caso da física clássica, podemos utilizar tal desigualdade para deduzir um limite superior da magnitude das correlações entre quantidades que flutuam no tempo. No nosso caso, queremos analisar as probabilidades de fotodeteção de campos que alcançam detetores nas posições $\vec{r}_1$ e $\vec{r}_2$, com intensidades I_1 e I_2 respectivamente (ver Figura 2.2).

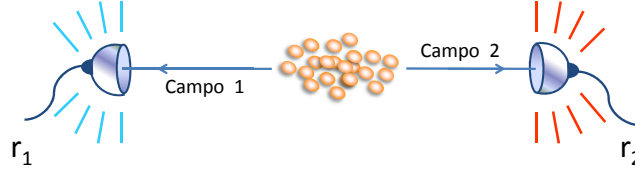


Figura 2.2: Configuração experimental para detecção dos campos 1 e 2 nos detetores localizados nas posições $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$ respectivamente.

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

$$\begin{aligned}\langle I_1 \rangle &= \int P(\epsilon_1) I_1(\epsilon_1) d^2 \epsilon_1; \\ \langle I_1^2 \rangle &= \int P(\epsilon_1) I_1^2(\epsilon_1) d^2 \epsilon_1; \\ \langle I_1 I_2 \rangle &= \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_1(\epsilon_1) I_2(\epsilon_2) d^2 \epsilon_1 d^2 \epsilon_2,\end{aligned}\tag{2.5}$$

onde $P(\epsilon_i)$ e $P(\epsilon_1, \epsilon_2)$ são distribuições de probabilidade definidas no plano complexo. Sendo uma função que representa probabilidade de detecção, ao referir-se a campos clássicos, seu valor deve obrigatoriamente ser positivo com normalização dada por $\int P(\epsilon_i) d^2 \epsilon_i \equiv 1$.

Dando continuidade à demonstração, vamos definir uma função real do tipo:

$$\psi(\epsilon_1, \epsilon_2) = I_1(\epsilon_1) + \lambda I_2(\epsilon_2),\tag{2.6}$$

em que o parâmetro λ é deixado como um fator de proporcionalidade de valor arbitrário. Tal função possui uma distribuição de probabilidades que depende só das amplitudes complexas ϵ_1 e ϵ_2 , $P(\epsilon_1, \epsilon_2)$, sendo positivamente definida, como dito anteriormente, e vale a desigualdade

$$\int \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) |\psi(\epsilon_1, \epsilon_2)|^2 d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 \geq 0. \quad (2.7)$$

Considerando I_1 e I_2 reais temos:

$$\begin{aligned} \int \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) \psi^*(\epsilon_1, \epsilon_2) \psi(\epsilon_1, \epsilon_2) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 &= \\ &= \int \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) \left(I_1(\epsilon_1) + \lambda I_2(\epsilon_2) \right)^* \left(I_1(\epsilon_1) + \lambda I_2(\epsilon_2) \right) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 \geq 0 \\ &= \int \int P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_1^2(\epsilon_1) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 + \int \int \lambda^2 P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_2^2(\epsilon_2) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 \\ &\quad + 2 \int \int \lambda P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_1(\epsilon_1) I_2(\epsilon_2) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 \geq 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Sabendo que

$$\int P(\epsilon_i, \epsilon_j) d^2\epsilon_j = P(\epsilon_i), \quad (2.9)$$

sendo $i, j = 1, 2$, podemos efetuar tais integrais nos dois primeiros termos da expressão acima obtendo

$$\begin{aligned} \int P(\epsilon_1) I_1^2(\epsilon_1) d^2\epsilon_1 + \int P(\epsilon_2) \lambda^2 I_2^2(\epsilon_2) d^2\epsilon_2 \\ + 2 \int \int \lambda P(\epsilon_1, \epsilon_2) I_1(\epsilon_1) I_2(\epsilon_2) d^2\epsilon_1 d^2\epsilon_2 = \langle I_1^2 \rangle + \lambda^2 \langle I_2^2 \rangle + 2\lambda \langle I_1 I_2 \rangle \geq 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Definindo o parâmetro λ como

$$\lambda = -\frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_2^2 \rangle}, \quad (2.11)$$

reescrevemos (2.10)

$$\langle I_1^2 \rangle + \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} - 2 \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} \geq 0 \quad (2.12)$$

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

$$\langle I_1^2(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2^2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \geq \langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle^2. \quad (2.13)$$

2.2.2 Caracterização do sistema

Através de fotocontagens é possível medir as várias probabilidades de detecção dos campos 1 e 2 relacionadas às correlações de intensidade da equação 2.13. Assim, podemos definir um conjunto de probabilidades que caracterizam o sistema: p_{12} sendo a probabilidade de detetar um par de fótons em dois detetores distintos; p_i a probabilidade de detetar um único fóton no campo i ($i=1,2$); e p_{ii} como a probabilidade de detetar dois fótons provenientes do mesmo campo. Obtemos então a função de correlação cruzada normalizada entre os campos 1 e 2:

$$g_{12} = \frac{p_{12}}{p_1 p_2} \equiv \frac{\langle : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle}, \quad (2.14)$$

que fornece a probabilidade de geração de um par de fótons dividido pela probabilidade de observar um evento de coincidência acidental, e as autocorrelações dadas como

$$g_{ii} = \frac{p_{ii}}{p_i^2} = \frac{\langle : \hat{I}_i^2 : \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2}, \quad (2.15)$$

em que o operador intensidade $\hat{I}_i$ descreve o respectivo campo em um detetor i e o termo $\langle :: \rangle$ representa a média sobre os estados, com os dois pontos indicando o ordenamento normal dos operadores² [27]. Em termos das quantidades introduzidas acima, a desigualdade 2.13 pode ser reescrita por:

$$g_{12}^2 \leq g_{11} g_{22}. \quad (2.16)$$

A razão entre a correlação cruzada e as auto-correlações ainda nos dá um outro parâmetro de análise, diretamente relacionado com a desigualdade de Cauchy-Schwarz:

$$R = \frac{g_{12}^2}{g_{11} g_{22}} \leq 1. \quad (2.17)$$

Este parâmetro será largamente utilizado na análise dos dados experimentais nos capítulos seguintes, para a caracterização do sistema de geração de pares de fótons.

² O produto de dois operadores estão ordenados normalmente quando o operador de criação está à esquerda do operador de destruição. Ex: $\hat{a}^\dagger \hat{a}$

2.3 Estimativas para pares de fótons

Estabelecidas as definições das funções de correlação, queremos obter expressões que as quantifique. De maneira similar à feita em [19], vamos calcular as funções de correlação para o par de fótons proveniente dos processos de escrita e leitura, como descritos na seção 2.1. Os modos destes dois campos, cujo estado é descrito pela equação 2.4, estão perfeitamente correlacionados em condições ideais. Normalizando tal expressão obtemos

$$|\Psi_{12}\rangle = \sqrt{1-p} \left[|0_1 0_2\rangle + \sqrt{p} |1_1 1_2\rangle + p |2_1 2_2\rangle + O(p^{3/2}) \right]. \quad (2.18)$$

Partindo deste estado coletivo ideal, calculamos facilmente as funções de correlação normalizadas dadas por 2.14 e 2.15. Introduzindo fatores que representam as perdas no processo de detecção, os operadores intensidade podem ser descritos como [27, 30]

$$\begin{aligned} \hat{I}_i &\equiv \eta_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \\ : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : &= \eta_1 \eta_2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde η_i é uma constante de proporcionalidade (eficiência do sistema de detecção) entre o operador intensidade e o operador número de fóton $\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$ para o modo i . Utilizando então o estado ideal dado em 2.18, obtemos

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{12} | \hat{I}_i | \Psi_{12} \rangle &= \eta_i \frac{p}{1-p}; \\ \langle \Psi_{12} | : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : | \Psi_{12} \rangle &= \eta_1 \eta_2 \frac{p + p^2}{(1-p)^2}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Substituindo tais expressões em 2.14, obtemos para a função de correlação cruzada

$$g_{12} = 1 + \frac{1}{p}. \quad (2.21)$$

Para o cálculo das autocorrelações temos

$$\langle : \hat{I}_1^2 : \rangle = \langle \eta_1^2 \hat{a}_1^{\dagger 2} \hat{a}_1^2 \rangle = 2\eta_1^2 \frac{p^2}{(1-p)^2} \equiv 2\langle : \hat{I}_1 : \rangle^2, \quad (2.22)$$

e similarmente para o campo 2. De acordo com a expressão 2.15, ficamos então com

$$g_{11} = g_{22} = 2 \quad (2.23)$$

para o estado dos campos perfeitamente correlacionados dado por 2.18. A expressão para a quantidade R é obtida a partir das definições acima resultando que

$$R = \frac{g_{12}^2}{g_{11}g_{22}} = \left(\frac{1+p}{2p} \right)^2 \gg 1, \quad (2.24)$$

para $p \ll 1$, indicando uma forte violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz para o caso ideal.

Enquanto uma demonstração da natureza não clássica das correlações requer a medida de R , a medida da função de correlação cruzada $g_{12} > 2$ já fornece uma forte evidência desse comportamento não clássico. Isto porque na presença de ruídos de fundo, como vazamento dos lasers de excitação e outras contagens espúrias, há uma diminuição do valor da autocorrelação dos campos não condicionados, o que implica em $g_{ii} < 2$. Observando a expressão 2.21 para o caso ideal, vemos que se $p \ll 1$, temos $g_{12} \gg 2$, uma assinatura do caráter não clássico entre o par de fótons. Assim, este regime pode ser acessado com baixas intensidades do feixe de escrita no nosso sistema, o que implica numa baixa probabilidade de geração do primeiro fóton. Isto é verdade considerando um ruído de fundo pequeno. Um dos maiores desafios dos experimentos desta natureza, como no caso do protocolo DLCZ, é preservar o caráter quântico dos fótons emitidos minimizando da melhor forma possível as fontes que introduzem erros no sistema, o que requer excelentes processos de filtragens de ruído.

Em contraste com o caso ideal, existe no experimento real um conjunto de vazamentos devido à filtragem não ideal dos lasers de excitação, fluorescência de fundo proveniente de átomos não correlacionados, e casamento imperfeito dos modos de detecção dos campos 1 e 2. Estas imperfeições reduzem as correlações fotoelétricas observadas e a razão R entre a correlação cruzada e as auto-correlações. Emissões descorrelacionadas e luz de fundo

levam $g_{12} \rightarrow 1$. Na ausência da emissão coletiva, as fontes de ruído dominariam o sistema e nenhuma violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz seria observada no experimento.

As medidas de coincidência claramente documentam a natureza cooperativa do processo de emissão. Um parâmetro que caracteriza tais medidas é definido pela probabilidade de detecção do par de fótons condicionada à detecção do primeiro. Utilizando as definições desta seção para tais probabilidades e considerando as expressões 2.20, calculadas para o estado ideal em 2.18, obtemos a probabilidade condicional p_c

$$p_c = \frac{p_{12}}{p_1} = \eta_2(1 + p). \quad (2.25)$$

Observe entretanto que esta definição de probabilidade não está normalizada, limitada a 1. Isto ocorre também nas expressões 2.20 quando $p \rightarrow 1$. A origem desse problema está no fato que a média do operador intensidade não é limitada, aproximando o resultado correto apenas quando $p \ll 1$. Diante dessa situação, vamos introduzir uma abordagem mais robusta do problema, baseado na descrição de operadores modelados por medidas POVM, que descrevem de forma mais realista o processo de detecção.

2.3.1 Medidas POVM

O protocolo DLCZ foi inicialmente desenvolvido considerando uma única excitação compartilhada no sistema. Entretanto, a contribuição dos termos de excitação de ordens mais altas são importantes para determinarmos as regiões dos parâmetros do sistema que permitem a verificação experimental de emaranhamento, ou correlações não-clássicas. Dentro deste contexto, trabalhamos teoricamente na análise da degradação do estado final de uma cadeia de repetidores quânticos com o aumento da cadeia, caracterizando alguns parâmetros que limitam a eficiência e escalabilidade do protocolo [25]. Neste trabalho a modelagem das fotodeteções foi feita por operadores tipo POVM (do inglês

Positive Operator Valued Measure)³ “ON/OFF” [31], de modo a permitir comparações com dados experimentais, .

Com base na teoria desenvolvida em [25], vamos calcular agora a probabilidade de detetarmos um par de fótons gerados por um único ensemble. Como já descrito, o estado do sistema átomo mais campo 1, logo após a incidência do feixe de escrita, é dado pela expressão 2.18. De forma análoga à feita em [25], vamos escrevê-la de forma mais compacta:

$$|\psi_{1,a}\rangle = \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=0}^{\infty} p^{n/2} |n_1\rangle |n_a\rangle, \quad (2.26)$$

onde o índice $(1, a)$ significa o estado do campo 1 mais sistema atômico, $n_1 = n_a = n$ para cada valor de n no somatório e $A = \sum_0^{\infty} p^n \equiv 1 - p$ é o fator de normalização, considerando $0 < p < 1$.

O esquema de detecção proposto é similar ao mostrado na figura 2.2. A detecção do primeiro fóton, feita por um detetor em uma posição $\mathbf{r}_1$, projeta o estado do ensemble de acordo com:

$$\rho_a = \text{Tr}_1 \left[\Pi_1^w |\psi_{1,a}\rangle \langle \psi_{1,a}| \right], \quad (2.27)$$

em que Tr_1 indica o traço sobre os estados do campo 1. Neste caso, modelamos o detetor como sendo fotodetetores de avalanche (APD’s), tal que o processo de medida pode ser descrito por dois operadores POVM da forma

$$\Pi_0^w = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-\eta_1)^k}{k!} (a_1^\dagger)^k (a_1)^k; \quad (2.28)$$

$$\Pi_1^w = I - \Pi_0^w,$$

onde a_1 é o operador de aniquilação do campo 1, η_1 é a eficiência de detecção e I o operador identidade⁴. O par de operadores (Π_1^w, Π_0^w) são aqueles que definimos como operadores

³ Uma medida POVM é interessante quando o estado do sistema após a medida é de pouco interesse, sendo mais importante a probabilidade dos diferentes resultados da medida. Esse é caso por exemplo em que a medida é feita apenas uma vez, e o experimento concluído. Um exemplo de tais medidas são as fotodetecções em que um fóton é convertido em um pulso elétrico no detetor, o que acaba destruindo o estado do sistema. Assim, pode-se considerar as medidas POVM como um caso especial do formalismo geral de medidas, que fornece o meio mais simples para se estudar estatísticas de medidas gerais, sem a necessidade de se conhecer o estado após a medida.

⁴ O índice (w) refere-se ao campo de escrita, do inglês *write field*, a partir do qual geramos o campo 1.

(*ON, OFF*). Π_0^w descreve a probabilidade de não detetarmos um fóton no campo 1 [27], enquanto o operador Π_1^w descreve o resultado complementar, ou seja, a probabilidade de obtermos uma contagem no detector. Vale ressaltar que qualquer número de fótons que chegam ao detector contribuem com apenas uma única contagem quando modelamos nosso sistema com Π_1^w , o que o diferencia do operador intensidade $\hat{I}_1$, discutido na seção 2.2.2⁵.

Podemos reescrever a expressão para Π_0^w na base de número de fótons aplicando o operador unidade $I = \sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle\langle n|$ tal que

$$\begin{aligned}\Pi_0^w &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-\eta_1)^k}{k!} (a_1^\dagger)^k (a_1)^k \left(\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle\langle n| \right); \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \frac{(-\eta_1)^k}{k!} \frac{n!}{(n-k)!} |n\rangle\langle n|; \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} (1 - \eta_1)^n |n\rangle\langle n|,\end{aligned}\tag{2.29}$$

em que usamos

$$(a_1^\dagger)^k (a_1)^k |n\rangle = \frac{n!}{(n-k)!} |n\rangle \quad ; \quad (x+y)^n = \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k!(n-k)!} x^{n-k} y^k.\tag{2.30}$$

Reescrevemos então Π_1^w

$$\begin{aligned}\Pi_1^w &= I - \sum_{n=0}^{\infty} (1 - \eta_1)^n |n\rangle\langle n| \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - (1 - \eta_1)^n \right) |n\rangle\langle n| = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\eta_1) |n\rangle\langle n|,\end{aligned}\tag{2.31}$$

com $c_n(\eta) = 1 - (1 - \eta)^n$.

Com as definições acima, a equação 2.27 pode ser escrita como:

⁵ Quanto maior a intensidade do campo, descrito por um operador do tipo $\hat{I}_1$, maior a probabilidade de excitação dos átomos no ensemble. A contribuição dos termos de ordem superior em número de fótons torna-se então mais significativa, aumentando proporcionalmente o número de fotocontagens. Na equação 2.26, essa contribuição cresce com o parâmetro p de excitação do sistema.

$$\begin{aligned}
 \rho_a &= \frac{1}{A} \text{Tr}_1 \left[\left(\sum_{n'_1=0}^{\infty} c_{n'_1}(\eta_1) |n'_1\rangle \langle n'_1| \right) \sum_{n,m=0}^{\infty} p^{(n+m)/2} |n_1, n_a\rangle \langle m_a, m_1| \right] \\
 &= \frac{1}{A} \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\eta_1) p^n |n_a\rangle \langle n_a| \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} d_n(\eta_1, p) |n_a\rangle \langle n_a|
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

em que $d_n(\eta_1, p) = \frac{c_n(\eta_1)p^n}{A}$. Observe que este estado não está normalizado. O somatório de todos os termos d_n fornece a probabilidade total de detetarmos o estado geral ρ_a . Podemos então definir um parâmetro baseado nesta definição tal que:

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \sum_{n=0}^{\infty} d_n(\eta_1, p) = \frac{1}{A} \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - (1 - \eta_1)^n \right) p^n \\
 &= (1 - p) \left[\sum_{n=0}^{\infty} p^n - \sum_{n=0}^{\infty} (1 - \eta_1)^n p^n \right] \\
 &= (1 - p) \left[\frac{1}{(1 - p)} - \frac{1}{1 - p(1 - \eta_1)} \right] = \frac{\eta_1 p}{1 - p(1 - \eta_1)}.
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Este termo indica a probabilidade de haver a sinalização de uma detecção, indicando portanto que pelo menos uma excitação ficou armazenada no ensemble atômico. Entretanto, existem fontes de ruído que podem contribuir com uma parcela significativa de falsas detecções. Neste caso, podemos ter uma componente de vácuo deixada no ensemble. A fim de introduzir tais detecções espúrias, incluímos uma probabilidade p_r de ter falsas detecções adicionando uma componente de vácuo com esta amplitude e reescrevendo o estado renormalizado como

$$\rho_a^w = \frac{1}{B} \left(p_r |0_a\rangle \langle 0_a| + \rho_a \right). \tag{2.34}$$

onde $B = p_r + A_0$. Esta equação representa então o estado do ensemble atômico após a detecção do primeiro fóton. Note que, para pequenos valores de p_r , a probabilidade p_1 associada a uma detecção bem sucedida é dada pelo próprio termo B tal que

$$p_1 = p_r + A_0 = p_r + \frac{\eta_1 p}{1 - p(1 - \eta_1)}. \quad (2.35)$$

Seguindo o procedimento do protocolo, uma vez preparado o estado ρ_a^w com a detecção do primeiro fóton, fazemos o mapeamento da excitação armazenada no ensemble em um segundo fóton a partir da excitação do sistema com um feixe de leitura. Os átomos contendo n_a excitações são mapeados em n_2 excitações no campo 2. Assim, a expressão para ρ_a leva ao estado para o campo 2 (ρ_2), resultando em:

$$\begin{aligned} \rho_a^w \rightarrow \rho_2^w &= \frac{1}{B} \left(p_r |0_2\rangle \langle 0_2| + \rho_2 \right) \\ &= \frac{1}{B} \left(p_r |0_2\rangle \langle 0_2| + \sum_{n=0}^{\infty} d_n(\eta_1, p) |n_2\rangle \langle n_2| \right). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Imperfeições nesse mapeamento, com a consequente perda de fótons, podem ser incluídas como perdas na detecção, afetando o fator η_2 .

De forma análoga ao procedimento feito para o campo 1, vamos fazer a detecção do campo 2 considerando operadores similares àqueles introduzidos em 2.29 e 2.31. Considerando agora a eficiência η_2 de detecção obtemos

$$\begin{aligned} \Pi_0^r &= \sum_{n=0}^{\infty} (1 - \eta_2)^n |n\rangle \langle n|; \\ \Pi_1^r &= \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - (1 - \eta_2)^n \right) |n\rangle \langle n| = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\eta_2) |n\rangle \langle n|, \end{aligned} \quad (2.37)$$

em que o índice r indica o operador correspondente ao processo de leitura do ensemble atômico⁶.

⁶ O índice (r) refere-se ao campo de leitura, do inglês *read field*, a partir do qual geramos o campo 2.

A detecção do segundo fóton em um segundo detetor, que chamaremos D_2 , implica em fazer o traço sobre os estados do campo 2 e o resultado obtido representa a probabilidade de obter um segundo fóton uma vez que o primeiro foi detetado. Assim

$$\begin{aligned}
 p_c &= \text{Tr}_2 \left[\Pi_1^r \rho_2^w \right], \\
 &= \frac{1}{B} \text{Tr}_2 \left[\left(\sum_{n'_2=0}^{\infty} c_{n'_2}(\eta_2) |n'_2\rangle \langle n'_2| \right) \left(p_r |0_2\rangle \langle 0_2| + \sum_{n=0}^{\infty} d_n(\eta_1, p) |n_2\rangle \langle n_2| \right) \right] \\
 &= \frac{p_r c_0(\eta_2)}{B} + \frac{1}{B} \text{Tr}_2 \left[\left(\sum_{n'_2=0}^{\infty} c_{n'_2}(\eta_2) |n'_2\rangle \langle n'_2| \right) \sum_{n=0}^{\infty} d_n(\eta_1, p) |n_2\rangle \langle n_2| \right] \\
 &= \frac{1}{B} \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\eta_2) d_n(\eta_1, p) \\
 &= \frac{1}{A} \frac{1}{B} \underbrace{\sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - (1 - \eta_2)^n \right) \left(1 - (1 - \eta_1)^n \right) p^n}_{\Sigma}
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

Vamos calcular os termos da equação acima. Os termos A e B são os fatores de normalização obtidos anteriormente, de modo que:

$$\frac{1}{AB} = \frac{1-p}{p_r + A_0} = \frac{1-p}{p_r + \frac{\eta_1 p}{1-p(1-\eta_1)}} = \frac{(1-p+p\eta_1)(1-p)}{p_r + p[\eta_1 - p_r(1-\eta_1)]}. \tag{2.39}$$

O somatório indicado por Σ pode ser reescrito como

$$\begin{aligned}
 \Sigma &= \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - (1 - \eta_2)^n \right) \left(1 - (1 - \eta_1)^n \right) p^n \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} p^n - \sum_{n=0}^{\infty} [p(1 - \eta_1)]^n - \sum_{n=0}^{\infty} [p(1 - \eta_2)]^n + \sum_{n=0}^{\infty} \left[p(1 - \eta_2)(1 - \eta_1) \right]^n \\
 &= \frac{1}{1-p} - \frac{1}{1-p(1-\eta_1)} - \frac{1}{1-p(1-\eta_2)} + \frac{1}{1-p(1-\eta_2)(1-\eta_1)}.
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

Substituindo estes dois termos na equação para p_c obtemos

$$p_c = \frac{p\eta_1}{p_r + p[\eta_1 - p_r(1-\eta_1)]} \left\{ 1 - \left[\frac{1-p(1-\eta_1)}{1-p(1-\eta_2)} \right] \left[\frac{(1-p)(1-\eta_2)}{1-p(1-\eta_2)(1-\eta_1)} \right] \right\} \tag{2.41}$$

Utilizaremos p_1 para parametrizar as quantidades medidas uma vez que o mesmo corresponde também a uma medida experimental, ao invés do parâmetro p [25]. Assim, podemos plotar p_c em função de p_1 como na figura 2.3 para $p_r = 10^{-6}$, $\eta_1 = 0.1$ e $\eta_2 = 0.135$ (valores baseados em condições experimentais). Neste gráfico vemos a passagem

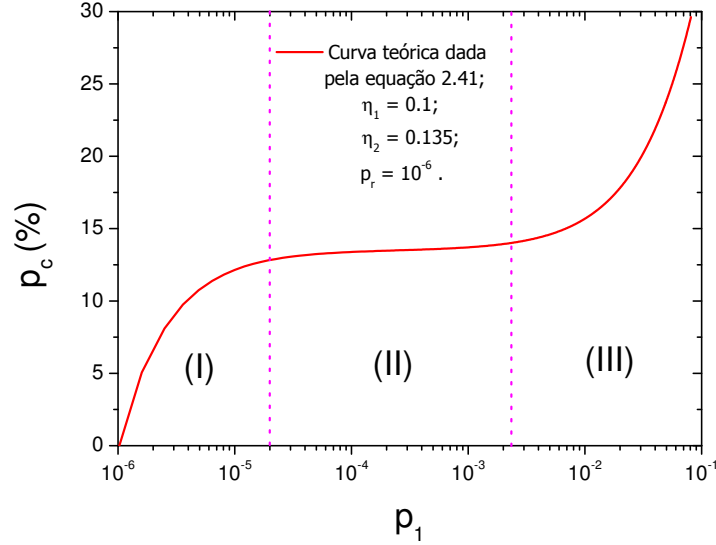


Figura 2.3: Probabilidade condicional como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1, a partir da expressão 2.41. O gráfico mostra a transição da região dominada por ruídos espúrios, região (I), com probabilidade p_1 atingindo valores da ordem do ruído escuro dado por p_r , passando pela região (II) que caracteriza uma região de geração de fótons únicos, chegando na região (III) em que múltiplas excitações dominam o sistema.

de um regime dominado pelo ruído, região (I), para um regime de múltiplas excitações em (III), atravessando um regime de excitação única em (II). Em (I), a probabilidade p_1 atinge valores da ordem de p_r , indicando que falsas detecções passam a ser significativas. Como estas não resultam em nenhum estado armazenado, p_c diminui pela inexistência do segundo fóton. O platô da região (II) caracteriza uma região em que o nível de ruído é suficientemente baixo e houve apenas uma excitação no ensemble. A terceira região mostra que, ao aumentarmos p_1 , a contribuição de termos de alta ordem domina o sistema, aumentando significamente a probabilidade p_c . O aumento da probabilidade condicional nesta região não implica em uma melhor preparação do estado, uma vez que leva a uma

diminuição da correlação medida no par de fótons. Os resultados experimentais nesta condição serão mostrados no capítulo 5.

Podemos ver diretamente a influência de cada parâmetro no ajuste da curva: o termo p_r nos dá a região em que a probabilidade condicional vai a zero; η_2 fornece o valor para o patamar da curva, neste caso em torno de $p_c = 13,5\%$ e a extensão do patamar é proporcional a η_1 . Para entendermos como a eficiência de detecção influencia no comportamento da probabilidade condicional p_c , plotamos a expressão 2.41 para alguns valores de η_1 mostrados no gráfico 2.4. Os parâmetros utilizados foram $p_r = 10^{-6}$ e $\eta_2 = 0.5$. Observamos que, quando $\eta_1 \rightarrow 1$, implica em $p_1 \rightarrow p$, ou seja, a probabilidade de detecção do primeiro fóton se aproxima da probabilidade de excitação de um átomo no ensemble. Isto faz com que o patamar referente à região de fótons únicos se estenda por uma região maior de valores de p_1 . Por outro lado, na região em que p_1 é da ordem de p_r , temos $p_c \rightarrow 0$ para qualquer valor de η_1 , já que o sistema passa a ser dominado pelos ruídos espúrios e não há a geração de pares de fótons correlacionados.

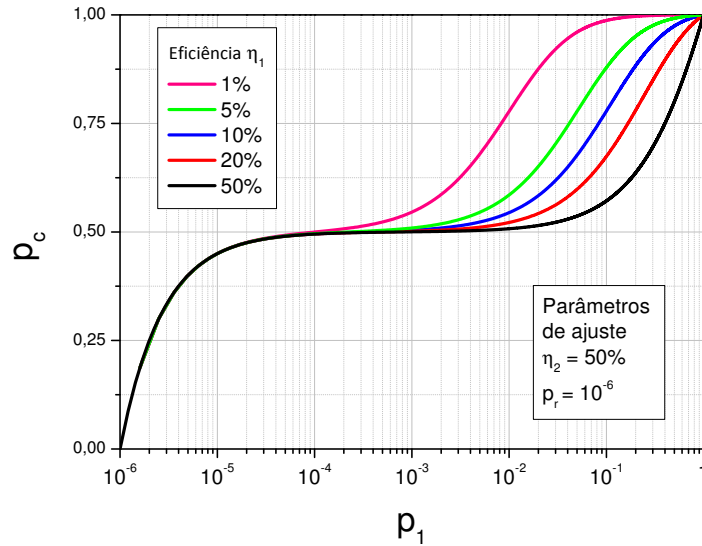


Figura 2.4: Probabilidade condicional como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1 para alguns valores de eficiência η_1 dados pela expressão 2.41. Os parâmetros utilizados para ajuste das curvas foram $p_r = 10^{-6}$ e $\eta_2 = 0.5$.

Capítulo 3

Aparato Experimental

Neste capítulo descreveremos o aparato experimental montado no laboratório de átomos frios para geração de pares de fótons correlacionados, como proposto no capítulo 2. Em nossa configuração experimental, utilizamos uma amostra fria de átomos de césio como fonte de estados de fótons únicos. O vapor atômico é resfriado e aprisionado através de uma armadilha magneto-ótica, implementada com o uso de fibras óticas. Na seção 3.1, descrevemos a preparação da amostra para a realização dos experimentos, introduzindo a estrutura atômica do césio na subseção 3.1.1 seguida por uma descrição da montagem da armadilha magneto-ótica em fibra em 3.1.2. A caracterização do meio atômico é feita através de medidas de profundidade ótica, parâmetro crucial para o experimento.

Uma vez preparada a nuvem de átomos frios, seguimos na seção 3.2 com a descrição da montagem para geração de pares de fótons, configurada num esquema de mistura de quatro-ondas [32]. Nossa abordagem implementa o protocolo DLCZ [12] adaptado para a geração de fótons únicos sinalizados, como proposto inicialmente em [33].

Para produção de fótons correlacionados, a interação dos campos clássicos de luz com o meio atômico exige um controle minucioso entre a separação dos pulsos de excitação e seus respectivos campos gerados. O controle temporal das medidas envolve a sincronização de todos os pulsos de luz que interagem com o sistema e das janelas de detecção dos fótons, através de linhas de atrasos e janelas eletrônicas, que selecionam as regiões de interesse a serem analisadas. A geração dos pulsos de excitação com direção de propa-

3.1 Preparando a amostra

gação, dessintonias, formas temporais e espaciais bem definidas é sucintamente descrita nas seções 3.2.1 e 3.2.2. Os pares de fótons, criados sequencialmente a partir dos pulsos de escrita e leitura, também possuem modos específicos e são detetados utilizando um conjunto de APDs (do inglês “Avalanche Photodetector”). Todo o processo de detecção é abordado na seção 3.2.3, em que detalhamos o processo de filtragem espacial a partir do uso de fibras óticas e a configuração eletrônica das janelas para separação temporal dos campos emitidos.

Nosso sistema de detecção guarda toda a sequência de fotodeteções, com resolução de 1 ns, o que permite mapear as várias probabilidades de detecção individuais e conjuntas. Baseado nas expressões desenvolvidas no capítulo 2 para violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, é possível estabelecer, a partir das fotocontagens, um conjunto de funções de correlação para caracterizar a não classicalidade do estado do par de fótons gerado. Tais medidas são detalhadas na seção 3.2.4. Os pacotes de onda dos fótons gerados são caracterizados através da contagem condicional dos fótons, cuja análise é feita posteriormente por software.

3.1 Preparando a amostra

3.1.1 Níveis de Energia do Césio - Linha D2

Os átomos de metais alcalinos possuem várias propriedades que facilitam que sejam resfriados e armadilhados. Sua configuração com um elétron na última camada permite uma simplificação em sua modelagem, em que podemos aproximá-lo em muitos aspectos a um átomo de hidrogênio. A frequência de excitação do nível fundamental para o nível excitado mais próximo, nestes átomos, ocorre tipicamente na região do visível, facilitando o controle de sua interação com a luz em transições óticas, uma das características mais importantes para seu uso.

Todo nosso estudo com memórias atômicas foi construído a partir de um ensemble atômico frio de césio. Pertencente à família dos metais alcalinos, o césio possui número

3.1 Preparando a amostra

atômico $Z = 55$ e apenas um isótopo estável de massa $M = 133$, em unidades de massa atômica. Em seu estado fundamental e neutro, sua configuração eletrônica é dada por:

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

Seu último elétron na camada $6s$ é óticamente ativo e pode sofrer transições para outros níveis de energia. Seus números quânticos são representados, em notação espectroscópica, por $6^2S_{1/2}$ no caso do estado fundamental. Tal notação é dada por $[N]^{(2S+1)}[L]_{(J)}$ em que N é o número quântico principal, L é o momento angular orbital ($L = 0, 1, 2, \dots$ representados respectivamente por $S, P, D, \dots$), e $J=L+S$ é o momento angular total do elétron - limitado pela condição $|L - S| \leq J \leq L + S$ - onde S é o spin do elétron. Para o primeiro estado excitado com $L = 1$, J assume dois valores, $1/2$ e $3/2$, dando origem aos níveis finos $6^2P_{1/2}$ e $6^2P_{3/2}$, respectivamente.

Nos átomos alcalinos, as transições mais fortes do espectro são conhecidas como “linhas D”, que no cézio são representadas pelas transições para o nível $6p$ do espectro ($L = 1$): a linha D_1 corresponde à transição $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ (895nm) e a linha D_2 à transição $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ (852nm). 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 3.1.

A *estrutura fina* no espectro é 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. Tal interação, descrita pelo hamiltoniano $\hat{H}_{LS} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$, é que dá origem ao momento angular total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

A *estrutura hiperfina* é a separação dos níveis devido ao acoplamento do momento angular eletrônico total com o momento de spin nuclear I , que no cézio tem valor $I = 7/2$, dando origem ao momento angular atômico total F , $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. O hamiltoniano que descreve tal interação é descrito por $\hat{H}_{JI} \propto \vec{J} \cdot \vec{I}$. Para a linha D_2 , esta interação hiperfina separa o estado excitado $6^2P_{3/2}$ em componentes $F' = 2, 3, 4, 5$ e o estado fundamental $6^2S_{1/2}$ em $F = 3, 4$, separados por 9.192631770 GHz, como pode ser visto na figura 3.1. Vale lembrar que esta frequência é usada como base para o padrão de tempo internacional.

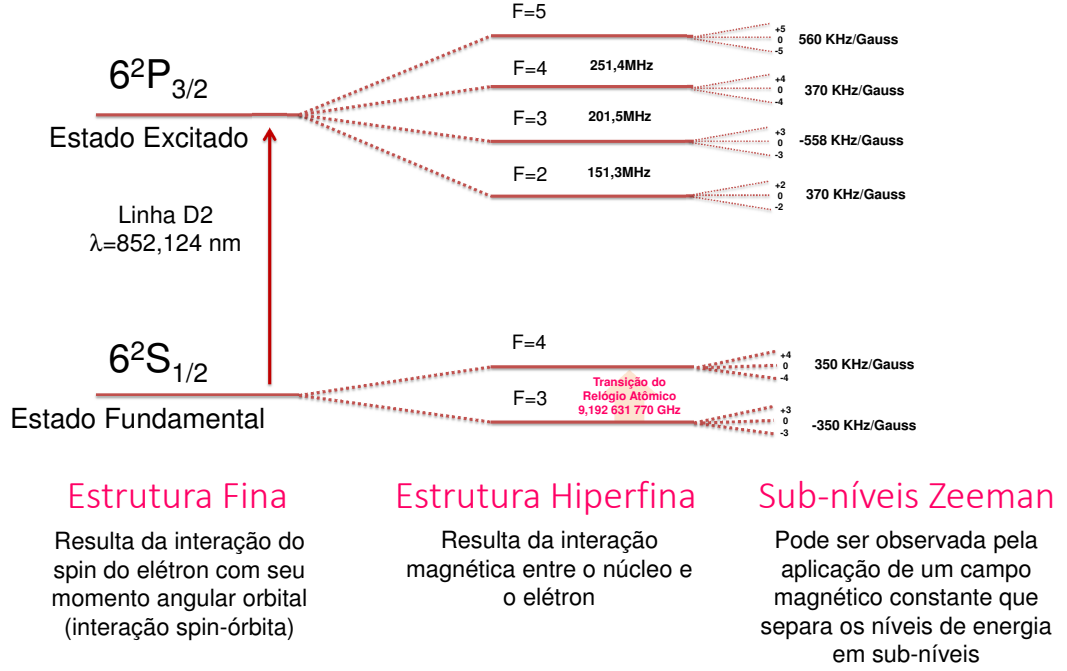


Figura 3.1: Diagrama de níveis de energia para a linha D_2 do césio.

Os *subníveis Zeeman* podem ser observados a partir da interação dos níveis hiperfinos com campos magnéticos. Cada nível se separa em $(2F + 1)$ subníveis, e na figura 3.1 mostramos o coeficiente de deslocamento Zeeman linear como função do campo magnético aplicado para os vários níveis hiperfinos.

Uma das vantagens em se trabalhar com a linha D_2 do césio é que a transição cíclica entre os níveis $6^2S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F' = 5$ é utilizada para resfriar e aprisionar átomos de césio em experimentos com armadilhas magneto-ópticas, como veremos adiante.

3.1.2 AMO em fibra

A complexidade introduzida pelo uso das armadilhas magneto-ópticas no estudo da interação luz-matéria em vapores atômicos é compensada pela maior facilidade na interpretação dos resultados obtidos e na elaboração de experimentos mais idealizados. Nos átomos frios, o alargamento Doppler é muito menor que a largura de linha natural das transições. As densidades com que trabalhamos são também muito baixas, de modo que o efeito das colisões atômicas pode ser desprezado. Alguns fatores, como pequeno tempo de

vida da AMO (ms) quando os feixes de armadilhamento são desligados e o deslocamento dos átomos por pressão de radiação, muitas vezes limitam o uso das AMOs, entretanto os experimentos são tipicamente montados para compensar tais fatores.

Para que o armadilhamento seja possível é necessário que duas forças atuem sobre a amostra de átomos: uma força viscosa que retira energia cinética dos átomos, obtida através de um conjunto de feixes contrapropagantes sintonizados um pouco abaixo da ressonância atômica, e uma força restauradora que garante o aprisionamento dos átomos em um determinado ponto, obtida com a ajuda de um campo magnético de quadrupolo gerado por duas bobinas em configuração anti-Helmholtz associado às características de polarização circular dos feixes [34].

O feixe de laser responsável pela força viscosa é chamado de laser de resfriamento, sintonizado um pouco abaixo da frequência de ressonância atômica. Esta força depende apenas da velocidade dos átomos, sendo responsável portanto pela dissipação da energia cinética. Ela é obtida através de um conjunto de três pares de feixes contrapropagantes, com frequência e polarização propriamente selecionadas. Esta configuração, conhecida como “melaço ótico” [34], pode ser entendida considerando um átomo propagando-se no sentido contrário ao do vetor de onda de uma radiação laser. Por efeito Doppler, a frequência efetiva que tal átomo perceberá terá um valor maior que a frequência real do laser. Neste caso, como o laser está sintonizado um pouco abaixo da frequência de ressonância, a frequência percebida pelo átomo é mais próxima da ressonância atômica aumentando a probabilidade de ocorrer absorção. Já o átomo que se propaga com velocidade no mesmo sentido do vetor de onda da luz percebe a frequência do laser mais distante da frequência de ressonância, diminuindo a probabilidade de ser absorvido. Assim, há uma redução da velocidade dos átomos devido à transferência de momento dos fótons do feixe de laser ressonante. Cada vez que ocorre uma absorção há uma redução, em média, da ordem de $\hbar\mathbf{k}$ da componente do momento antiparalelo à direção de propagação do feixe de laser. Devido à sua isotropia, o efeito resultante da variação de momento induzida pela emissão espontânea será, na média, zero após múltiplas absorções e emissões, restando apenas uma transferência líquida de momento linear na direção e sentido de propagação do feixe incidente. Dessa forma, obtemos uma força viscosa sobre os átomos sempre contrária ao

seu movimento. A criação do melaço ótico entretanto não garante o aprisionamento dos átomos numa posição específica, obtida apenas na presença de um campo magnético.

Gerado por um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz, o campo magnético age sobre os subníveis Zeeman degenerados dos átomos de césio, criando uma força restauradora dependente da posição e dirigida para o centro da armadilha. A existência de um gradiente de campo magnético linear produz um desdobramento da estrutura de níveis Zeeman dos átomos que depende linearmente da posição. Se, associado ao efeito Zeeman, adicionarmos lasers contrapropagantes com polarizações circulares opostas, obtidos através de um conjunto de placas de quarto de onda, é possível obter a força restauradora desejada. A força viscosa juntamente com esta força restauradora formam um sistema tipo oscilador harmônico amortecido, dependente da velocidade e da posição dos átomos, e são as responsáveis pela captura e aprisionamento dos átomos numa armadilha magneto-ótica [34].

Para a obtenção da nossa amostra fria de césio, trabalhamos na montagem de uma armadilha magneto-ótica mais versátil e de fácil manipulação. Implementada pela primeira vez no laboratório de átomos frios, utilizamos fibras monomodo e mantenedoras de polarização (fibras PM, do inglês “Polarization-Maintaining Fibers”) para acoplar os feixes de armadilhamento, obtendo assim uma alta estabilidade no alinhamento da nossa amostra. Esta estabilidade é crucial para mantermos a AMO numa posição específica, visto que os experimentos a serem realizados exigem uma tomada de dados longa e são extremamente sensíveis a qualquer deslocamento da mesma.

Como mostrado na figura esquemática 3.2, três dos seis feixes de armadilhamento foram acoplados em fibras óticas monomodo e mantenedoras de polarização. Cada feixe em fibra é retrorefletido por um espelho diametralmente oposto gerando os feixes contrapropagantes correspondentes, facilmente alinhados com os parafusos verticais e horizontais de suas respectivas montagens de suporte. Na montagem, utilizamos em cada saída da fibra uma lente biconvexa de foco $f = 10$ cm para colimação dos mesmos em um diâmetro de aproximadamente 15 mm. Sabendo que a polarização na saída das fibras é linear, utilizamos uma placa de onda $\lambda/4$ após a lente colimadora, ajustando a polarização circular do feixe de armadilha. Como o feixe contrapropagante deve ter polarização circular oposta

3.1 Preparando a amostra

colocamos também uma $\lambda/4$ antes do espelho retrorefletor, invertendo a polarização do mesmo em relação ao feixe incidente no referencial do átomo.

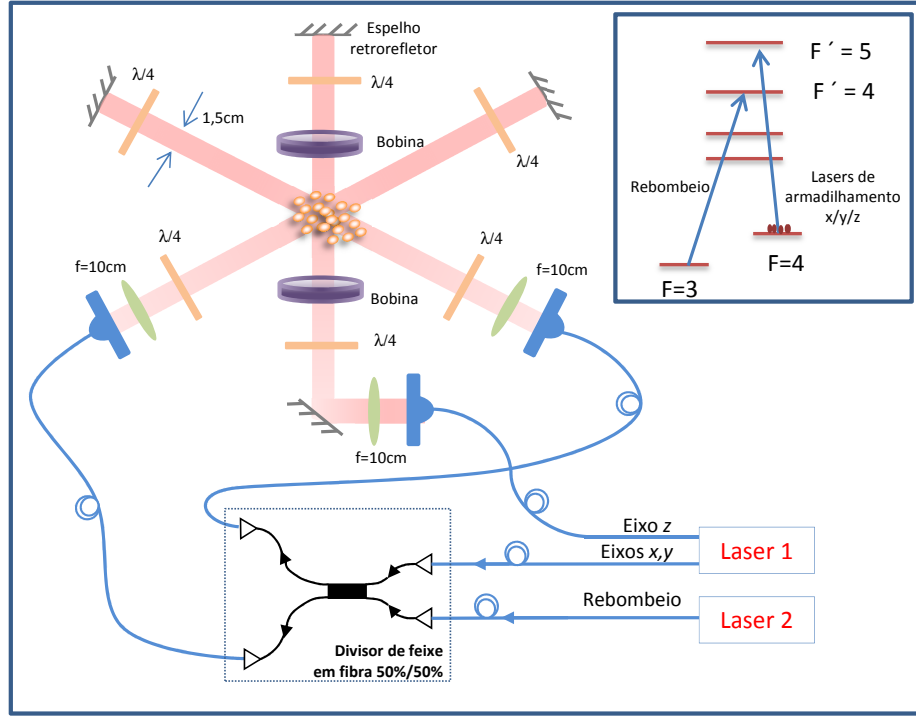


Figura 3.2: Montagem experimental da armadilha magneto-ótica em fibra.

Para o alinhamento inicial da AMO em fibra, cruzamos os feixes nas três direções no centro da célula. O feixe que é retrorefletido deve percorrer o mesmo caminho do feixe incidente. Para isso, utilizamos uma íris na saída de cada feixe, para reduzir seu diâmetro, e alinhamos a volta com o uso dos parafusos do espelho retrorefletor. Para um alinhamento mais fino, observamos as fibras óticas “acenderem” com o retorno do feixe retrorefletido para dentro da fibra. Sem a presença das íris e utilizando um visor de infravermelho, olhamos para a fibra ótica de saída do feixe dando pequenos toques nos mesmos parafusos do espelho retrorefletor, ajustando o alinhamento entre os caminhos dos feixes. Devido às perdas nas conexões iniciais da fibra, quando o feixe é acoplado na fibra, esta emite radiação observada com o visor (a fibra “acende”). Assim, obtemos um alinhamento robusto em cada direção, garantindo uma alta estabilidade na posição de nossa AMO ao longo das medidas.

3.1 Preparando a amostra

Uma vez determinada a posição de cruzamento dos feixes e feito o alinhamento, o par de bobinas que gera o campo magnético é posicionado em uma das direções, eixo z na nossa montagem, tal que o centro do gradiente de campo gerado (nulo na configuração anti-Helmholtz) coincida com tal posição. As duas bobinas possuem correntes elétricas de mesmo valor e sentidos opostos. Em cada bobina temos um enrolamento de aproximadamente 50 espiras¹ com raio de aproximadamente 3 cm associadas em série e separadas por uma distância em torno de 12 cm. Com uma corrente de 4.5 Ampères, o gradiente de campo linear na direção z fornecido é da ordem de 1 G/cm. Com esta preparação de campo e alinhamento dos feixes, concluímos a montagem experimental para obtermos uma amostra fria de césio. Partiremos agora para o controle das frequências dos feixes de laser.

Dois lasers de diodo com cavidade externa são usados para a produção dos feixes em todo nosso experimento. Esses lasers são monitorados e travados em frequência utilizando um sistema de absorção saturada cada. Os feixes para o armadilhamento (x, y, z) são gerados por um laser (Toptica DL100, potência máxima 170 mW) que chamaremos *Laser 1* (veremos mais adiante que este mesmo laser dará origem ao nosso feixe de escrita). Utilizando um esquema de absorção saturada, sintonizamos tal laser no “crossover” entre as transições $F = 4 \rightarrow F' = 4$ e $F = 4 \rightarrow F' = 5$ da linha D_2 do césio. Através de um modulador acusto-óptico (MAO) subimos sua frequência em aproximadamente 110 MHz, deixando-a aproximadamente 15 MHz abaixo da transição cíclica $F = 4 \rightarrow F' = 5$ necessária para o ciclo de resfriamento da AMO (ver inset na figura 3.2). Tal MAO também servirá para chaveamento da AMO nos experimentos. Para aumentar a potência do feixe, utilizamos um amplificador (Boosta Toptica) que recebe um valor máximo de 40 mW na entrada e é capaz de gerar, em perfeitas condições de alinhamento, até 500 mW na saída. Após a amplificação, cujo valor obtido em média era de 380 mW, o feixe é dividido por um cubo polarizador cuja reflexão e transmissão são acopladas em fibras óticas PM que geram, respectivamente, os feixes nas direções z e $x - y$ para a AMO, como

¹ Utilizamos fio de cobre de referência 18 AWG.

3.2 Configuração experimental

mostrado na figura 3.2. Ao final, obtemos cerca de 20 mW em fibra para cada eixo da armadilha².

Além dos feixes de armadilhamento, faz-se necessário a presença de um feixe de rebombeio, ou bombeio ótico, que retira os átomos do nível fundamental $F = 3$ levando-os de volta para $F = 4$, onde a transição cíclica com o feixe de resfriamento é excitada. Este feixe também é acoplado em uma fibra PM com uma potência em torno de 18 mW. A necessidade deste laser para o funcionamento da AMO vem do fato que, embora a transição cíclica $F = 4 \rightarrow F' = 5$ seja fechada, há uma pequena probabilidade do estado $F' = 4$ ser excitado pelo laser de armadilhamento. Isto faz surgir portanto uma probabilidade da população deste nível decair para o estado fundamental $F = 3$, acumulando população atômica neste nível, o que interromperia o ciclo de resfriamento. Tal feixe é gerado a partir de um segundo laser de diodo, que nomearemos *Laser 2* (Toptica DL100, com amplificador acoplado e potência máxima de 300 mW). Este, sintonizado no crossover entre as transições $F = 3 \rightarrow F' = 3$ e $F = 3 \rightarrow F' = 4$ da linha D_2 do césio, passa por um MAO que desloca sua frequência em aproximadamente 100 MHz para cima, deixando o rebombeio praticamente ressonante com a transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$.

Como pode ser visto na figura 3.2, os feixes nas direções $x - y$ da AMO são compostos pelo feixe de armadilhamento junto com o rebombeio reunidos por um divisor de feixes em fibra, o que facilita ainda mais o alinhamento da AMO. Assim, com todas as frequências estabelecidas, o campo magnético ligado e os alinhamentos feitos, concluimos a preparação da amostra fria de átomos de césio, com a maior parte dos átomos no nível fundamental $F = 4$.

3.2 Configuração experimental

Estamos interessados no estudo do processo de leitura de uma memória quântica armazenando um estado atômico coletivo codificado como uma grade de coerência no nosso ensemble de átomos frios de césio. A geração de tal estado coletivo segue o procedimento descrito no capítulo 2, implementado pela primeira vez no trabalho de Kuzmich *et.*

² A potência total de saída do amplificador é dividida entre duas AMO em nosso laboratório.

3.2 Configuração experimental

al [19]. Desta forma, consideramos um ensemble de átomos de três níveis tipo Λ , como mostrado na figura 3.3(a). Os estados fundamentais $|g\rangle$ e $|s\rangle$ correspondem aos níveis hiperfinos $|6S_{1/2}(F = 4)\rangle$ e $|6S_{1/2}(F = 3)\rangle$ respectivamente, e o estado excitado $|e\rangle$ ao nível $|6P_{3/2}(F' = 4)\rangle$.

Com uma taxa de repetição de 40 kHz, preparamos inicialmente o sistema desligando os feixes de armadilhamento e bombeio ótico durante um intervalo de $7\ \mu\text{s}$ e $3\ \mu\text{s}$ respectivamente a cada trigger, como pode ser visto na figura 3.3(b). Este intervalo é curto o suficiente para que os átomos não saiam da região de interação com os feixes de armadilhamento. Isso se deve ao longo tempo de trânsito dos átomos para cruzar a região da AMO. Considerando a temperatura da AMO em torno de 1 mK e a velocidade média dos átomos em torno de 30 cm/s, descrita pela distribuição de Maxwell-Boltzmann³, os átomos levarão cerca de 10 ms para atravessar uma região de armadilha com diâmetro de 3 mm, como é o nosso caso. Assim podemos considerar que o tempo de desligamento da AMO não é suficiente para que os átomos voem para fora da região de interação com os feixes.

O desligamento do bombeio ótico ocorre em torno de $4\ \mu\text{s}$ após o desligamento da AMO, bombeando opticamente todos os átomos do ensemble para o nível $|g\rangle$ ($F=4$). O campo magnético é mantido ligado durante todo o tempo⁴, o que implica em tempos de vida muito curtos, dezenas de nanosegundos, para excitações armazenadas nas coerências entre os níveis $|g\rangle$ e $|s\rangle$ [26]. Os pulsos de escrita e leitura, separados por um pequeno intervalo de tempo, aproximadamente 100 ns, se propagam na nuvem atômica de Cs gerando dois pulsos correlacionados, campo 1 e campo 2, como discutido no capítulo 2. Ambos campos de escrita e leitura são produzidos dentro de um período de $1,5\ \mu\text{s}$ no qual as APD's que detetam os campos 1 e 2 estão ligadas (ver figura 3.3(b)).

A figura 3.3(c) mostra o coração do esquema experimental para geração condicional de fótons únicos. Representado em amarelo na figura, incidimos um feixe de escrita contrapropagante ao feixe de leitura, em azul. O resultado da interação destes feixes

³ A velocidade média na distribuição de Maxwell-Boltzmann é dada por $v(T) = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$, onde k_B é a constante de Boltzmann e m é a massa do átomo.

⁴ No capítulo 5 mostraremos resultados com o campo magnético desligado.

3.2 Configuração experimental

com o meio atômico é a emissão dos campos 1 e 2, representados em verde e vermelho respectivamente. A direção de detecção dos fótons forma um ângulo de aproximadamente 1° com a direção definida pelos feixes clássicos. Estes quatro campos estão acoplados por um processo de mistura de quatro ondas, com o qual descreveremos nosso sistema [32,35].

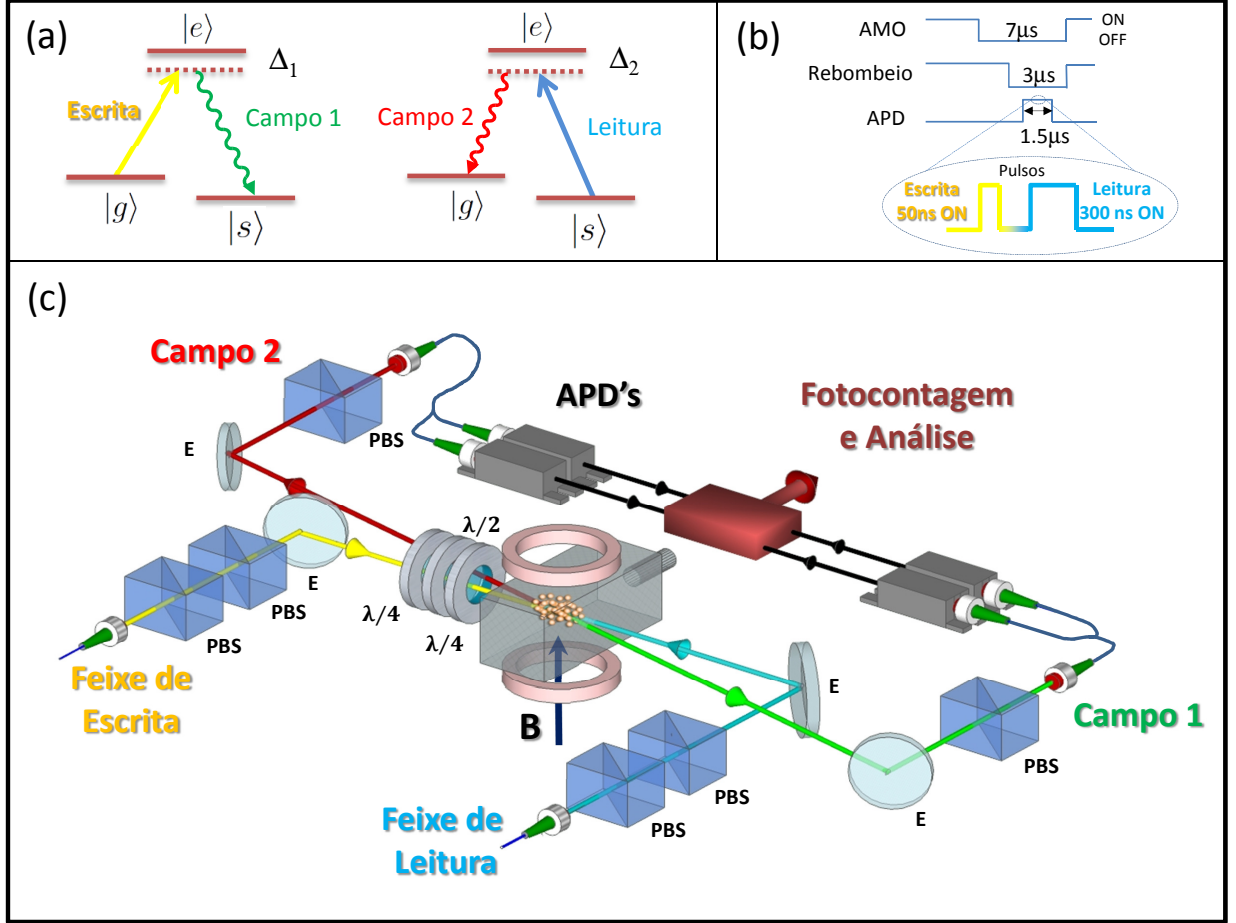


Figura 3.3: (a) Configuração tipo Λ dos níveis que participam do processo de geração de pares de fótons, indicando as transições conectadas pelos campos de escrita, campo 1, leitura e campo 2, e suas respectivas dessintonias, Δ_1 e Δ_2 , do estado excitado. (b) Sequência temporal para o chaveamento dos campos e detectores participando do experimento. (c) Descrição geral do aparato. PBS remete a um cubo polarizador, E a espelho, APD a fotodetector de avalanche e B ao campo magnético. Placas de meia onda e quarto de onda são indicadas por $\lambda/2$ e $\lambda/4$, respectivamente.

Na saída das fibras que carregam os feixes clássicos de escrita e leitura até a região do experimento, há um par de cubos polarizadores que definem uma polarização linear

3.2 Configuração experimental

horizontal. Entretanto, o feixe de escrita atravessa um conjunto de placas de onda (duas $\lambda/4$ e uma $\lambda/2$) que são alinhadas de modo a inverter sua polarização, deixando-a vertical (oposta ao feixe de leitura). Nesta configuração, a polarização dos fótons detetados também será linear. O campo 1 possui polarização linear horizontal, definida pela presença do cubo polarizador logo antes da entrada da respectiva fibra que conduzirá o campo aos detetres. O campo 2 tem polarização linear vertical, oposta ao campo 1. Tal configuração é facilmente identificada na figura 3.3: a polarização linear vertical do fóton 2 que sai da AMO é invertida ao atravessar o conjunto de placas de onda, deixando-a alinhada com a transmissão em um cubo polarizador e daí para sua respectiva fibra de detecção.

O aparato na região em torno do ensemble busca, em grande parte, isolar os fótons gerados do resto da luz de fundo, vinda de outros equipamentos na sala, dos feixes de excitação, da fluorescência de átomos de fundo, etc. A utilização de um ângulo entre as direções dos campos de excitação e dos fótons detetados representa uma filtragem espacial e o uso de polarizações ortogonais entre feixes excitantes e fótons detetados, uma filtragem por polarização.

A filtragem do modo transversal do campo é obtida ao acoplarmos cada fóton em uma fibra monomodo. Esses são direcionados para diferentes divisores de feixe em fibra, com cada saída atingindo um fotodetector de avalanche diferente (APD). A filtragem temporal, com janelas eletrônicas selecionando a observação dos fótons apenas na região dos respectivos campos de excitação, será mostrada na Fig. 3.9 e discutida em detalhes na seção 3.2.3. As correlações finais entre os fótons do par serão feitas através de uma análise em software, na qual empregaremos um conjunto de programas em linguagem C. Nas sessões seguintes, detalharemos tal processo de interpretação dos dados e toda a configuração experimental esquematizada na figura 3.3 que, vale salientar, foi totalmente desenvolvida ao longo dos últimos três anos.

3.2.1 Sintonia e Chaveamento do Feixe de Escrita

O estágio inicial para a obtenção da memória atômica é criar um estado com uma excitação coletiva no ensemble. Após a preparação inicial da amostra no nível $|g\rangle$, um

3.2 Configuração experimental

pulso de escrita com duração de 50 ns acopla o nível $|g\rangle$ com o nível $|e\rangle$, dessintonizado de $\Delta_1/2\pi = 20\text{MHz}$ abaixo da ressonância. Com uma pequena probabilidade, há a transferência de um átomo para o estado fundamental $|s\rangle$, inicialmente não populado. Concomitantemente com a transmissão de um átomo para $|s\rangle$, um fóton é emitido no modo do campo 1.

Uma das características principais deste processo é a baixa probabilidade de excitação do meio atômico, uma vez que queremos considerar nosso sistema como fonte de fótons únicos, utilizando o modelo discutido no capítulo 2. Para obter tal regime é necessário que o pulso de escrita, além de dessintonizado, seja fraco e curto o suficiente para não aumentar a probabilidade de excitação do sistema. Uma das grandes dificuldades experimentais encontradas neste ponto é o chaveamento rápido deste pulso que tem duração, como já mencionado, de 50 ns. Utilizamos para isso uma combinação de dois moduladores acusto-óticos, que servem também para sintonizar o feixe abaixo da transição atômica desejada. A figura 3.4 mostra a montagem experimental com tal configuração.

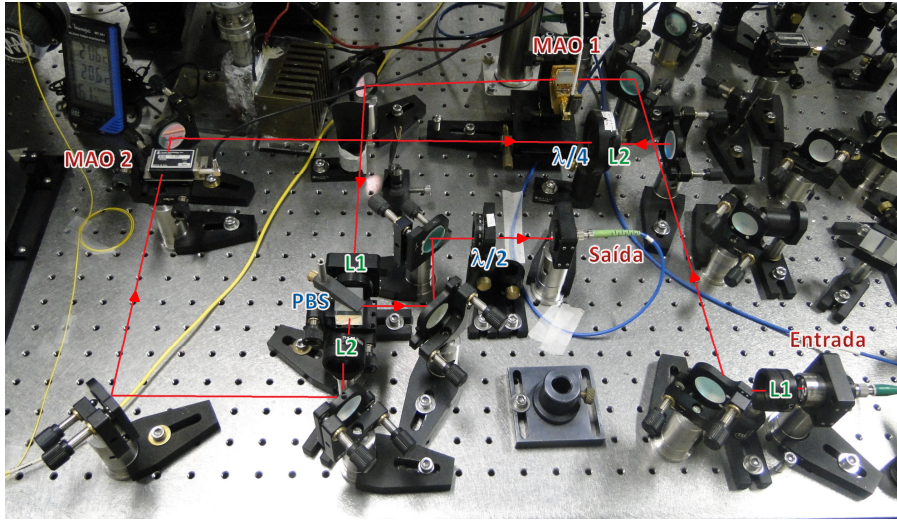


Figura 3.4: Configuração para sintonização da frequência e chaveamento do pulso de escrita utilizado no experimento.

Uma parte da potência do laser 1 é acoplada em uma fibra monomodo e conectada a um colimador que fornece um feixe largo com 7 mm de diâmetro, indicado como *Entrada* na figura 3.4. Com esse diâmetro, utilizando uma lente ($L1$ na figura) de foco $f = 40$ cm,

3.2 Configuração experimental

focalizamos o feixe no modulador acusto-ótico (rotulado de *MAO 1*) com um diâmetro de aproximadamente $60\ \mu\text{m}$. Com isso, a eficiência de extração da primeira ordem de difração on MAO diminui para cerca de 67%, mas por outro lado o tempo de chaveamento cai para $20\ \text{ns}$, fundamental para seu controle rápido. Este MAO está sintonizado para deslocar a frequência em 77 MHz acima da frequência central do laser 1, que, como já mencionado, é travado na linha D_2 do césio na transição do nível fundamental $F = 4$ para o cross-over entre os níveis excitados $F' = 4$ e $F' = 5$. A primeira ordem defletida então passa por outra lente do tipo $L1$ para ser colimada, e é focalizada com outra lente também de foco $f = 40\ \text{cm}$ em um segundo modulador, nomeado *MAO 2*. Este está sintonizado com uma tensão de 8.2 V para diminuir a frequência em 110 MHz em sua primeira ordem defletida do feixe. Fazemos então uma dupla passagem neste, resultando numa diminuição efetiva de 220 MHz com as duas passagens. Assim, somando-se os dois deslocamentos dos moduladores, sintonizamos o feixe de escrita 20 MHz abaixo da ressonância $F = 4 \rightarrow F' = 4$.

Para sincronização dos dois moduladores, o chaveamento foi feito utilizando o mesmo pulso TTL, de duração 50 ns, proveniente de uma placa geradora de pulsos da National Instruments, modelo PCI-6602. Como cada modulador exige uma tensão distinta, utilizamos um circuito ativo divisor de tensão e dividimos o pulso TTL em dois: um de 1V, alimentando o MAO 1, e outro de 5V para o MAO 2. Além disso, a passagem por um modulador pode gerar um atraso no pulso de centenas de nanosegundos, o que já é maior que a largura do pulso. Assim, para compensar o atraso de um modulador em relação ao outro, o MAO 1 foi colocado sobre uma plataforma com deslocamento perpendicular à direção de incidência do feixe. Com um parafuso micrométrico acoplado à plataforma, foi possível realizar um atraso na passagem do pulso por este modulador e com isso, sincronizá-lo com a passagem no segundo. Este procedimento é feito apenas como uma etapa inicial do alinhamento dos moduladores e uma vez estabelecido, mantém-se estável ao longo das medidas. A figura 3.5 representa o desenho esquemático simplificado da montagem da figura 3.4, mostrando a configuração de chaveamento dos moduladores descrita acima.

3.2 Configuração experimental

Como visto na figura 3.4, após a primeira passagem do feixe no MAO 2, utilizamos uma placa de onda $\lambda/4$ para inverter sua polarização, uma vez que é retrorefletido por um espelho e passa duas vezes pela mesma. Isto é necessário para que o feixe que volta sobre o MAO 2 seja refletido no cubo polarizador, rotulado por *PBS*, e possa ser acoplado a uma fibra ótica, nomeada *saída*, e assim enviado ao experimento.

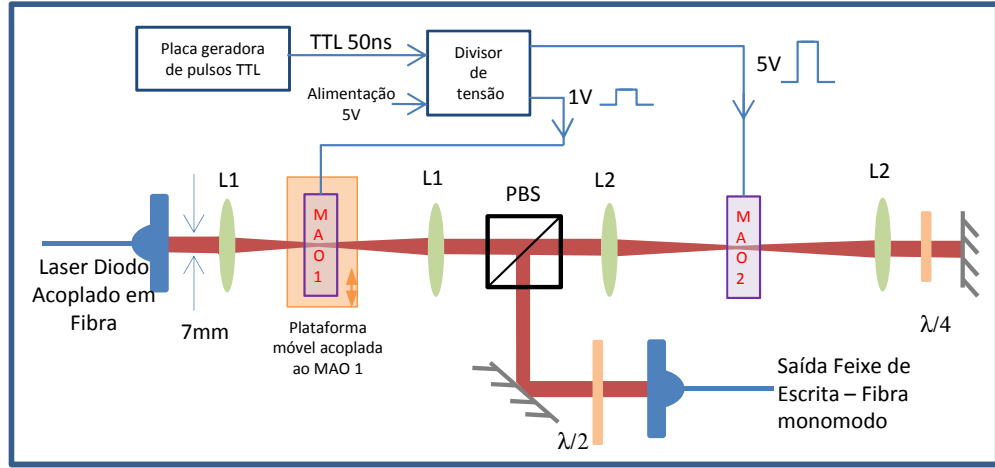


Figura 3.5: Configuração para sintonização da frequência e chaveamento do pulso de escrita utilizado no experimento. Utilizamos um gerador de pulsos da National Instruments como placa geradora de TTL. O divisor de tensão representado é um circuito ativo que divide o TTL da placa em duas saídas com amplitudes de 1 e 5 Volts para alimentação dos moduladores.

3.2.2 Sintonia e Chaveamento do Feixe de Leitura

Embora a detecção inicial do fóton 1 gerado pelo pulso de escrita seja probabilística, sua detecção indica a preparação condicional do estado com uma excitação atômica compartilhada coerentemente no ensemble. Esta excitação pode ser convertida em uma excitação de um campo de luz com alta probabilidade com uma direção de emissão específica [12]. A conversão desta excitação atômica em um campo se dá através da incidência de um pulso de leitura sintonizado perto da ressonância $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$, com uma dessintonia que chamamos de Δ_2 . Ele mapeia uma excitação armazenada no nível $|s\rangle$ em um outro fóton emitido agora na transição $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$, no modo do campo 2. A leitura da memória é feita

3.2 Configuração experimental

logo após o final do pulso de escrita, com uma separação de aproximadamente 100 ns, uma vez que o tempo de coerência é pequeno em nosso aparato.

Para a caracterização do processo de extração do segundo fóton no nosso experimento, iremos mais à frente variar a dessintonia do feixe de leitura. Utilizando o mesmo modulador acusto-óptico que faz a modulação em intensidade do nosso feixe, é possível variar a dessintonia em relação à uma determinada transição atômica, assim como feito no feixe de escrita. O laser que gera o feixe de leitura é travado na transição do nível fundamental $F = 3$ para o cross-over entre os níveis excitados $F' = 3$ e $F' = 4$, 100 MHz abaixo da transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Utilizando a primeira ordem defletida de um MAO, ajustado para elevar a frequência do feixe que o atravessa, sintonizamos o feixe com a transição atômica desejada. Para isso, aplicamos uma voltagem de sintonização no MAO que corresponderá a um determinado aumento na frequência ótica do feixe. No nosso caso, aplicamos uma tensão correspondente a um aumento de 100 MHz. Variando a tensão aplicada no MAO, de 2 a 10 Volts, conseguimos variar a dessintonia do feixe em torno da ressonância em um intervalo de ± 25 MHz.

Fixada uma determinada tensão, estabelecemos a separação temporal entre os feixes de escrita e leitura. Entretanto, ao variarmos a tensão no MAO, mudamos o caminho ótico percorrido pelo feixe dentro do cristal e surge um deslocamento da posição relativa entre os feixes. Para corrigir tal situação, fixamos o MAO sobre uma montagem em que podemos movê-lo na direção perpendicular à direção de incidência do feixe e com isso corrigir o atraso do pulso difratado. Um desenho esquemático para essa configuração é mostrado na figura 3.6. Tal montagem é semelhante à feita para um dos moduladores do feixe de escrita, porém, neste caso, a cada variação feita na tensão que controla o MAO é necessário ajustarmos sua posição com a montagem móvel. Com isso, mantemos a mesma separação temporal entre os pulsos de escrita e leitura para cada dessintonia.

Para encontrarmos o valor da tensão aplicada ao MAO que deixará nosso campo de leitura ressonante com a transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$, precisamos da relação da tensão aplicada ao MAO, que faz sua varredura, com seu respectivo deslocamento em frequência. Esta curva é mostrada na figura 3.7(a), facilmente obtida com um analisador de espectro acoplado ao MAO. Para a determinação precisa do centro da linha atômica, medimos a

3.2 Configuração experimental

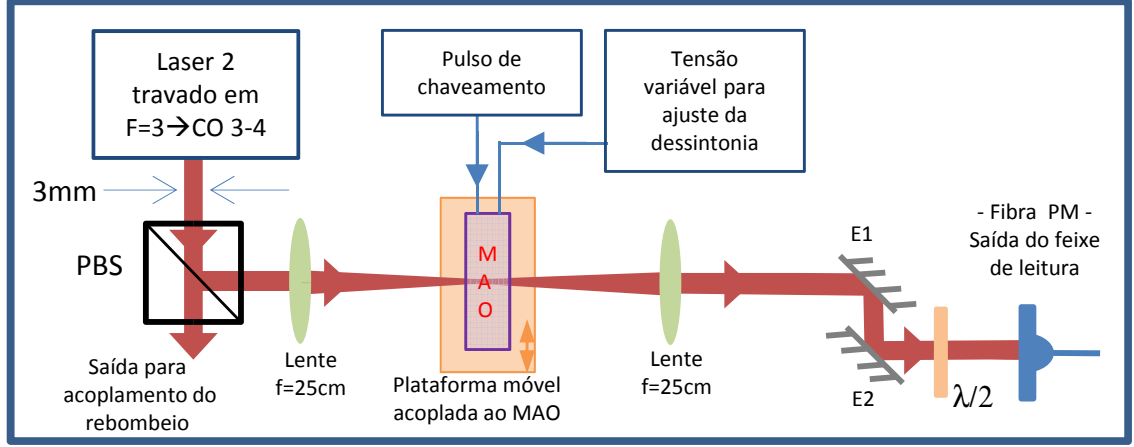


Figura 3.6: Montagem experimental para sintonização do feixe de leitura.

absorção do feixe de leitura pela amostra, após o bombeio de uma fração de átomos para o nível $|s\rangle$.

Uma vez preparada a amostra fria de átomos conforme descrito na seção 3.1.2, utilizamos o feixe de escrita com intensidade máxima e com largura temporal de 500 ns. Este feixe, agora ressonante na transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$, atuará como um bombeio ótico para retirar os átomos de $F = 4$, jogando-os de volta, com uma certa probabilidade, para o nível $F = 3$. Uma vez que o laser que gera o feixe de leitura é travado na transição $F = 3$ para o cross-over entre $F = 3 \rightarrow F' = 4$, precisamos variar o MAO em torno da tensão correspondente a um deslocamento de 100 MHz, que de acordo com o gráfico 3.7(a) é 6 Volts, pois com isso o feixe de leitura estará aproximadamente ressonante na transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Deixando então o feixe de leitura com uma intensidade muito baixa e largura temporal de 200 ns, fazemos sua varredura. Com um detetor de referência após a incidência do feixe de leitura sobre a amostra, tomamos o valor da intensidade do sinal com e sem a presença do campo de escrita. O logaritmo da razão entre essas duas intensidades fornece uma medida típica de profundidade ótica do meio, que será discutida em detalhes na próxima seção. Tal resultado revela a absorção do sinal pelo meio e é mostrado na figura 3.7(b). O ajuste da curva é feito com uma lorentziana. O bom ajuste da curva lorentziana com os dados indica que o estado excitado está sujeito principalmente a um alargamento homogêneo. A largura de linha completa a meia altura (FWHM) de cerca de 10 MHz, indica a presença de outros mecanismos de alargamento,

3.2 Configuração experimental

além da emissão espontânea responsável pela largura de linha de 5.2 MHz. Os outros mecanismos de alargamento presentes devem ser principalmente ocasionados pelo campo magnético inhomogêneo da AMO [26] e pela potência do feixe de leitura. Encontramos então que o pico de absorção ocorria, mais precisamente, na tensão 6,2 V do MAO.

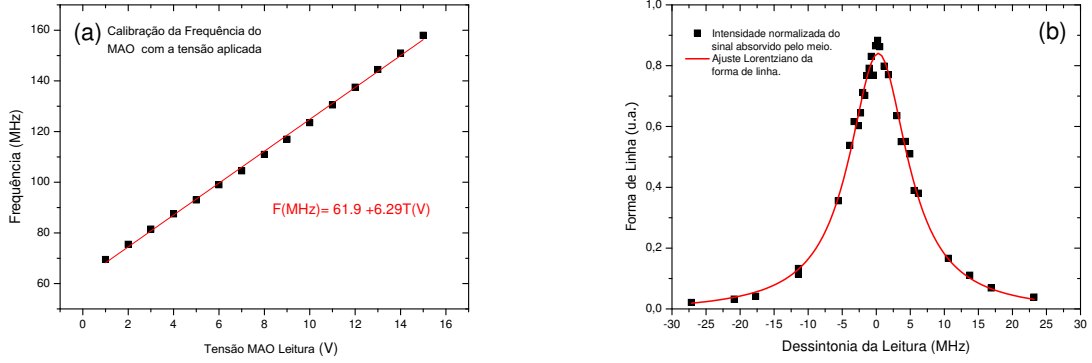


Figura 3.7: (a) Mapeamento do deslocamento da frequência com a tensão aplicada no MAO que faz a sintonização do feixe de leitura. (b) Forma de linha da intensidade normalizada do sinal absorvido em torno da ressonância do feixe de leitura, com ajuste lorentziano.

3.2.3 Alinhamentos e Modos Fotônicos

Para os modos espaciais dos campos de excitação e dos fótons detetados empregamos a configuração de mistura de quatro ondas introduzida em [32], como mostrado na figura 3.3(c), aplicada e aperfeiçoada posteriormente por vários grupos [9, 20, 36]. Desta forma, o campo de escrita é conduzido por uma fibra ótica mantenedora de polarização (PM) para a região do experimento, e focalizado no ensemble com um diâmetro de 400 μm . O feixe de leitura é conduzido através de uma fibra PM diferente e chega ao ensemble no mesmo modo transversal do campo de escrita, mas contra-propagante a ele. Para o alinhamento, o feixe de escrita pode ser acoplado à fibra que contém o feixe de leitura, e vice-versa, com cerca de 70% de eficiência. A região pela qual estes feixes atravessam o ensemble é definida tal que a profundidade ótica (OD) é máxima. Este parâmetro mede a transparência da amostra em relação a uma determinada frequência, ou seja, o quanto um feixe é absorvido pelo meio. No nosso experimento, queremos sondar a transição

3.2 Configuração experimental

$|g\rangle(F = 4) \rightarrow |e\rangle(F' = 4)$ referente ao estágio inicial do processo de escrita da memória atômica. Utilizamos então o próprio feixe de escrita ressonante nesta transição⁵. Com o feixe intenso e contínuo, primeiramente observamos (através de uma câmera ou visor de infravermelho) o feixe atravessando o centro da AMO, cavando um “buraco” nos átomos aprisionados, o que significa que há átomos absorvendo o feixe e ao mesmo tempo sendo arrastados para fora da região de armadilhamento, já que a intensidade é alta. Uma vez estabelecida essa condição, mudamos o tempo de chaveamento dos moduladores acusto-óticos do feixe de escrita, gerando um pulso de 300 ns bastante atenuado, e sondamos o experimento apenas com este feixe, dentro do intervalo de tempo em que a AMO é desligada. Com um detetor de 50 MHz de banda de detecção (APD 110A/M da Thorlabs) medimos sua absorção como mostrado na figura 3.8. No geral, obtemos $OD \approx 5$ em nosso experimento, correspondente à uma atenuação de intensidade proporcional a e^{-OD} tal que:

$$OD = -\ln\left(\frac{I_f}{I_0}\right).$$

em que I_0 é a intensidade do pulso laser (altura do pico mostrado no osciloscópio) quando bloqueamos a AMO e I_f é o pulso laser ao atravessar a AMO dentro do período em que não há feixes de armadilhamento nem de rebombeio.

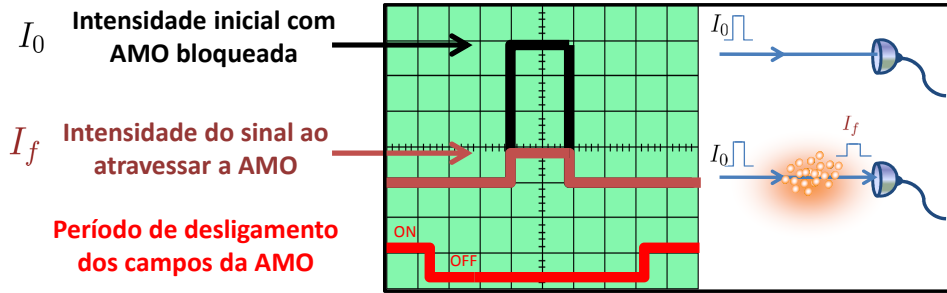


Figura 3.8: Configuração para calibração da profundidade ótica do sistema.

Uma vez estabelecida a direção de excitação do sistema, definimos uma direção de detecção para os campos emitidos. Na figura 3.3(c) podemos ver a direção dos feixes clássicos (escrita e leitura em amarelo e azul, respectivamente) e a direção de detecção

⁵ Para deixar o feixe de escrita ressonante com a transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$, mudamos a tensão no MAO 2 na figura 3.5 para 6.4 V e realinhamos o acoplamento na entrada da fibra de saída.

3.2 Configuração experimental

dos campos 1 e 2 (verde e vermelho respectivamente). Os fótons são emitidos contra-propagantes um em relação ao outro formando um ângulo de aproximadamente 1° com a direção definida pelos feixes de escrita e leitura. Eles são acoplados em fibras óticas do tipo monomodo (SM, do inglês *Single-Mode*), cujos modos transversais são focalizados com um diâmetro de $200\ \mu\text{m}$ no ensemble. Um feixe de laser para alinhamento saindo da fibra do modo 2 pode ser acoplado com uma eficiência de 55% em relação a fibra que contém o modo 1. Nesta configuração, o campo 2 é detetado no modo de casamento de fase com o campo 1 com uma probabilidade maior, desde que os campos de escrita e leitura possam ser aproximados por ondas planas devido ao seu maior diâmetro na região do ensemble [36]. Embora a escolha inicial da direção para a detecção do fóton 1 seja arbitrária, a detecção do fóton 2 deve ser tal que haja o casamento de fase exigido no processo de mistura de quatro ondas. Tal processo também requer combinação específica de polarização entre os quatro campos. Configuramos os campos de escrita e leitura com polarizações lineares ortogonais. Os campos 1 e 2 também tem polarizações lineares, com o campo 1(2) sendo ortogonal tanto ao campo de escrita(leitura) quanto ao campo 2(1). Como discutido no início da seção, as polarizações dos vários feixes são fixadas pela combinação de divisores de feixes polarizadores e placas de onda mostrados na figura 3.3(c).

A configuração da sequência temporal dos pulsos e janelas de detecção é detalhada na figura 3.9. Os pulsos de chaveamento da AMO e dos feixes de rebombeio, escrita e leitura, alimentam seus respectivos MAO. As fotocontadoras (APDs) também recebem um pulso para seu chaveamento. Entretanto, a corrente exigida para tal é maior que a fornecida pela placa geradora de pulsos. Assim, o TTL que alimenta a modulação das APDs passa por um circuito ativo que fornece a corrente necessária para seu chaveamento (o circuito não é mostrado na figura 3.10). A fotocontadora SR400, que recebe os fótons provenientes do experimento, é sincronizada com a mesma taxa de repetição do gerador de pulsos⁶ que controla as chaves das janelas de fotodetecção.

Ao serem acoplados em suas respectivas fibras óticas, os fótons passam através de divisores de feixes em fibra SM, alcançando dois pares independentes de APD's. Tal separação é feita para posterior análise da componente de dois fótons em cada modo e

⁶ Gerador/Atrasador de pulsos com quatro canais da *Stanford Research Systems Inc.*, modelo DG535.

3.2 Configuração experimental

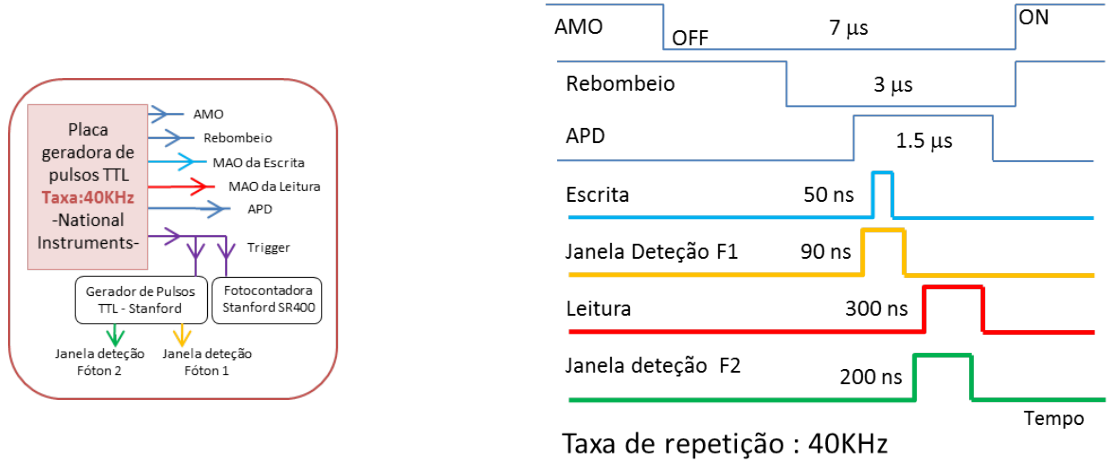


Figura 3.9: (a) Esquema de chaveamento do sistema feito por uma placa geradora de pulsos TTL (National Instruments), com uma taxa de 40 KHz. (b) Sequência temporal dos pulsos de controle do experimento e janelas de detecção. A janela de detecção F1(F2) seleciona a região de observação do campo 1(2) emitido.

será detalhada na seção seguinte. O esquema do sistema de detecção dos fótons é mostrado na figura 3.10. Os fótons detetados são convertidos em pulsos TTL na saída de cada APD, com uma eficiência de 50%, que são configuradas para ligar durante um intervalo de 1,5 μ s, período em que apenas os feixes de escrita e leitura atuam sobre o sistema. Entretanto, queremos analisar regiões específicas para cada APD. Então, na saída de cada uma delas há uma chave (tipo AND) que seleciona a região temporal de interesse dos modos dos campos, representada na figura pelas Chaves 1, 2, 3 e 4. Como mencionado anteriormente, as chaves têm o período sincronizado com o trigger do sistema.

Para separar temporalmente os fótons provenientes de APDs diferentes, em uma das chaves de cada par colocamos uma linha de atraso (cabo mais longo). A chave OR na figura representa a junção dos sinais de cada par de APD (direto e com atraso) que será enviado à fotocontadora SR400 (Stanford). Esta etapa é necessária pois contamos apenas com dois canais eletrônicos na entrada da SR400, que fará a integração inicial de todas as fotocontagens. Tais contagens são monitoradas em tempo real durante a tomada dos dados, com um período de integração de 1 s, e é um fator crucial para acompanharmos a estabilidade do sistema. Além disso, a SR400 transforma os sinais TTL para sinais

3.2 Configuração experimental

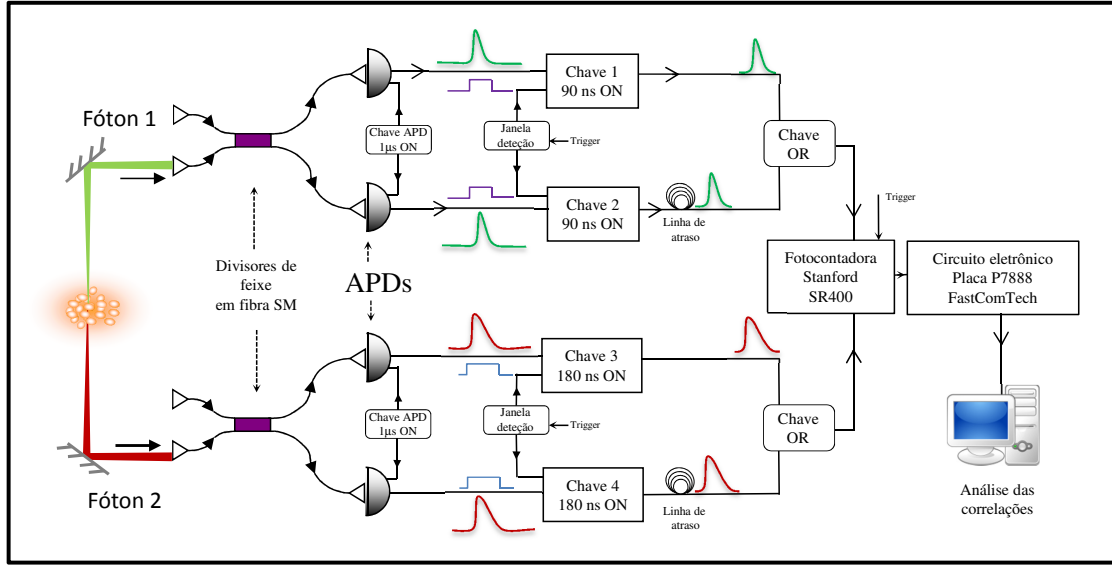


Figura 3.10: Figura esquemática para o sistema de detecção dos fótons.

do tipo NIM⁷ que são então direcionados para uma placa eletrônica contadora (modelo P7888 da FastCom Tech) que guarda toda a sequência de fotocontagens com resolução de 1ns.

3.2.4 Implementando medidas de correlação através das fotocontagens

Com o mapeamento de quatro detetores independentes em dois canais eletrônicos, partimos para a análise em software das fotocontagens obtidas pela placa de aquisição de dados (P7888). Como já descrito anteriormente, os pulsos TTL gerados pelas APDs a partir das fotocontagens são direcionados para a placa de aquisição que grava todos os tempos de chegada dos pulsos eletrônicos. Obtemos então um arquivo composto por um conjunto de detecções, ou como é comumente chamado, de “clicks” (uma detecção corresponde a um “click”). Descreveremos aqui o procedimento para extração das informações das probabilidades de detecção contidas nestes arquivos. Somente após o processamento destes dados é que obteremos informações sobre as taxas de contagens.

⁷ NIM: do inglês *Nuclear Instruments Modules*; especifica um padrão que descreve propriedades eletrônicas e mecânicas para alguns módulos de instrumentos.

3.2 Configuração experimental

Inicialmente, selecionamos o tempo de medida, ou o número de triggers que queremos detectar, e obtemos um sinal análogo ao mostrado na figura 3.11. Duas APDs são responsáveis pela detecção do modo 1 (2) e são mostradas na figura pelos pulsos em vermelho (rosa) e preto (azul), nomeadas de APD 1(3) e APD 2(4). Neste gráfico, o eixo vertical corresponde ao número de fotocontagens que cada APD registrou, acumuladas dentro do intervalo específico de tempo pré-selecionado. No eixo horizontal, vemos a duração total das janelas de detecção de cada APD e sua separação temporal. No gráfico, a separação temporal entre as APDs que detetam o mesmo campo é apenas um artifício em nosso sistema de detecção (atraso) para posterior análise da componente de dois fótons e não tem significado físico. O gráfico em detalhe mostra o histograma das contagens entre 260 e 280 ns, referente à APD 4. Plotamos o gráfico como colunas de largura 1 ns, resolução limitada pela placa de aquisição, evidenciando que o processo de detecção é feito pela acumulação das contagens dentro de cada nanosegundo, a cada trigger. Observe que, de acordo com a figura 3.10, os pulsos nomeados pelas APDs 2 e 4 representam aqueles que passaram por uma linha de atraso em relação aos pulsos das APDs 1 e 3 respectivamente. Utilizamos essa separação temporal pois estávamos limitados a apenas um canal eletrônico para análise de cada fóton. O zero da figura é arbitrário, importando, efetivamente, apenas a separação entre as detecções dos campos 1 e 2.

A obtenção dos dados experimentais, como mostrado na figura 3.11, é feita da seguinte maneira: a cada trigger, a placa grava em quais fotodetetores (nomeados de 1 a 4) houve alguma contagem e quanto tempo após a chegada do trigger, sincronizado em todo o experimento, este evento ocorreu. Se não houver nenhuma ocorrência, a placa conta o intervalo de tempo correspondente a um trigger (que no nosso experimento é de $25 \mu\text{s}$) e o registra sem nenhuma fotodetecção. Com isso, obtemos uma listagem “crua” de dados que facilita a manipulação para análise das correlações entre os fótons. É importante salientar que se mais de um evento ocorreu dentro de um intervalo maior que o tempo de recuperação da APD ($\sim 50 \text{ ns}$), em um mesmo trigger, esta contagem é descartada e não entra em nossa estatística de fótons. Isto é feito para evitar problemas com falsos processos de disparo da APD, os chamados *afterpulses*.

3.2 Configuração experimental

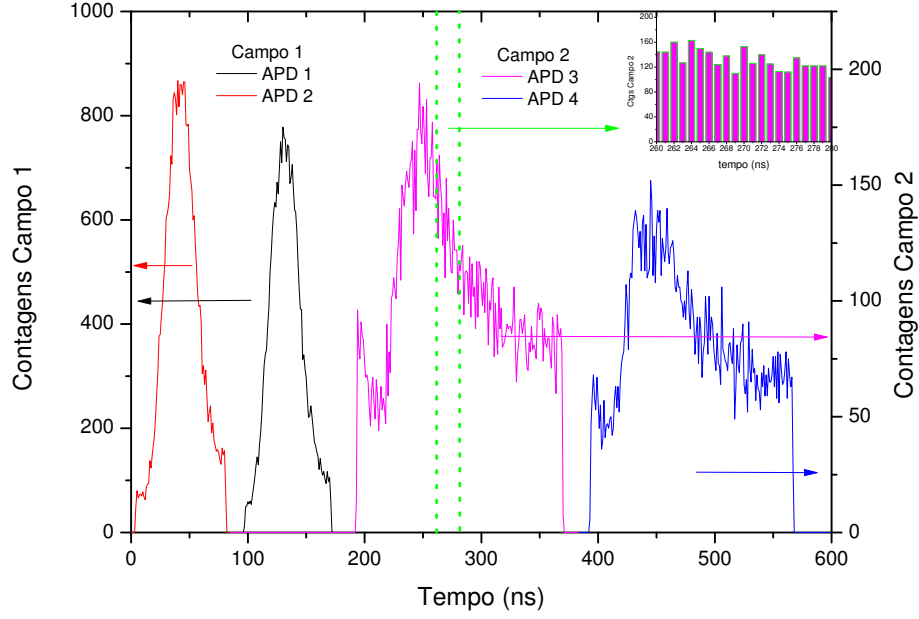


Figura 3.11: Contagem acumulada dos fótons 1 e 2. O zero na figura é arbitrário, sendo o tempo, no eixo horizontal com resolução de 1 ns, o momento em que uma fotocontagem foi obtida para cada APD em relação ao tempo de chegada do trigger, sincronizado em todo o experimento. O *inset* no gráfico mostra um histograma das contagens acumuladas de uma parte da região de detecção do campo 2 com colunas de largura 1 ns, resolução limitada pela placa de aquisição.

Podemos então computar as várias probabilidades de detecção individual p_i e conjunta p_{ij} para todos os eventos de detecção em uma única amostragem, com $i, j = 1, 2$ rotulado de acordo com o respectivo fóton, normalizando todas as contagens pelo número total de triggers recebidos pelo sistema durante a medição (na figura 3.11 foram $1,6 \times 10^7$). Em cada tomada de dados, o número de triggers (amostragens) depende da estatística que queremos para fotocontagens para cada situação.

Normalizado através do número total de triggers do sistema, o somatório das detecções nos pares de APDs 1 e 2 e nas APDs 3 e 4 fornece então a contagem total dos fótons 1 e 2 com as quais extraímos as probabilidades p_1 e p_2 respectivamente. Se em um mesmo trigger houver a emissão de dois fótons em um dos campos simultaneamente, existe uma probabilidade de que cada fóton siga por uma fibra ótica diferente ao passar pelo divisor de feixes, etapa inicial mostrada na figura 3.10. Para cada campo emitido, a separação temporal entre as detecções em cada par de APD, mostrada na figura 3.11,

3.2 Configuração experimental

permite calcularmos a componente de dois fótons, uma vez que os dois fótons chegam sincronizados nas duas APDs e são registrados para o mesmo trigger. Isto caracteriza uma contagem dupla e entra então na estatística do cálculo da componente de dois fótons do sistema. Obtemos assim as probabilidades p_{11} e p_{22} de detetar dois fótons nos campos 1 e 2, respectivamente. É possível ainda calcularmos a probabilidade de detetarmos um par de fótons dentro de um mesmo trigger que rotulamos como p_{12} . Neste caso, somamos todas as ocorrências em que houve uma deteção simultânea das APDs para o fóton 1 e o fóton 2.

Uma vez definidas estas probabilidades, podemos extrair as três importantes funções de correlação, introduzidas no capítulo 2:

$$g_{11} = \frac{p_{11}}{p_1^2}; \quad g_{22} = \frac{p_{22}}{p_2^2}; \quad g_{12} = \frac{p_{12}}{p_1 p_2}; \quad (3.1)$$

e verificar a violação da desigualdade

$$R = \frac{g_{12}^2}{g_{11}g_{22}} < 1, \quad (3.2)$$

válida para campos clássicos [19, 29]. Como discutido no capítulo 2, temos que $g_{12} > 2$ também indica correlações puramente quânticas entre os campos. Esta quantidade é regularmente empregada no nosso trabalho para fornecer diretamente uma inferência da natureza puramente quântica do sistema, já que ela é muito mais fácil de medir do que R , afetado pela baixa estatística das medidas de p_{11} e p_{22} .

Outra quantidade importante do capítulo anterior é dada por

$$p_c = \frac{p_{12}}{p_1}, \quad (3.3)$$

que fornece a probabilidade condicional de detetar um fóton 2 uma vez que um fóton 1 foi previamente detetado na mesma amostragem. A maioria dos resultados em torno da dinâmica do processo de leitura no nosso estudo são relatados em relação a medidas de p_c , desde que ele dá a probabilidade de gerar um fóton 2 uma vez que a criação do estado coletivo correspondente é sinalizada pela deteção do fóton 1. Neste sentido, ao

3.2 Configuração experimental

compararmos p_c com p_2 , este último carrega uma informação muito diferente, uma vez que não está diretamente conectado à leitura do estado coletivo armazenado.

Todas as probabilidades e funções de correlação acima citadas podem ser obtidas após integração através da janela total de duração dos pulsos de escrita e leitura, ou sobre uma parte das mesmas. Particularmente, denotaremos por P_c a versão integrada de p_c . Por outro lado, podemos também medir estas quantidades como função do tempo dentro de cada pulso de excitação. Esta última medida fornece então os vários pacotes de onda para os fótons, juntos com os detalhes correspondentes da dinâmica do processo de leitura em tempo real. Três pacotes de onda são particularmente interessantes para nós: $p_c(t)$, $p_2(t)$ e $g_{12}(t)$. Estas quantidades serão analisadas em detalhe no próximo capítulo.

Para um determinado conjunto de parâmetros experimentais, caracterizamos a geração do par de fótons através das medidas das funções de correlação normalizadas. Particularmente importante é caracterizar a eficiência de extração do segundo fóton a partir da variação da probabilidade de geração do primeiro, que controla a pureza do estado armazenado (ver seção 2.3.1). Considerando o esquema experimental como descrito nas seções anteriores, utilizamos um feixe de escrita dessintonizado de 20 MHz da transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$ e um feixe de leitura com potência fixa em $85 \mu\text{W}$, ressonante na transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Os sinais detetados dos campos 1 e 2 são aqueles mostrados na figura 3.11 com janelas de detecção de 90 e 180 ns respectivamente, de acordo com a sequência temporal mostrada na figura 3.9 e o esquema da figura 3.10. De posse da sequência de eventos gravada pela placa de aquisição, selecionamos por software uma região com extensão de 70 ns, tanto para o campo 1 quanto para o campo 2, em que otimizamos os valores para as quantidades g_{12} e p_c . Vamos então observar o comportamento desses parâmetros ao variarmos a potência do feixe de escrita, o que implica diretamente na variação da probabilidade p_1 de registrar uma fotocontagem no campo 1 em uma amostragem. Tais medidas são mostradas nos gráficos da figura 3.12, cujas barras de erro são incertezas estatísticas⁸.

Quanto menor o valor de p_1 , menor é a probabilidade de observarmos a componente de dois fótons nos campos gerados, e mais entramos na região em que fótons individuais

⁸ Associamos um erro $\sqrt{N}$ a um número N de contagens.

3.2 Configuração experimental

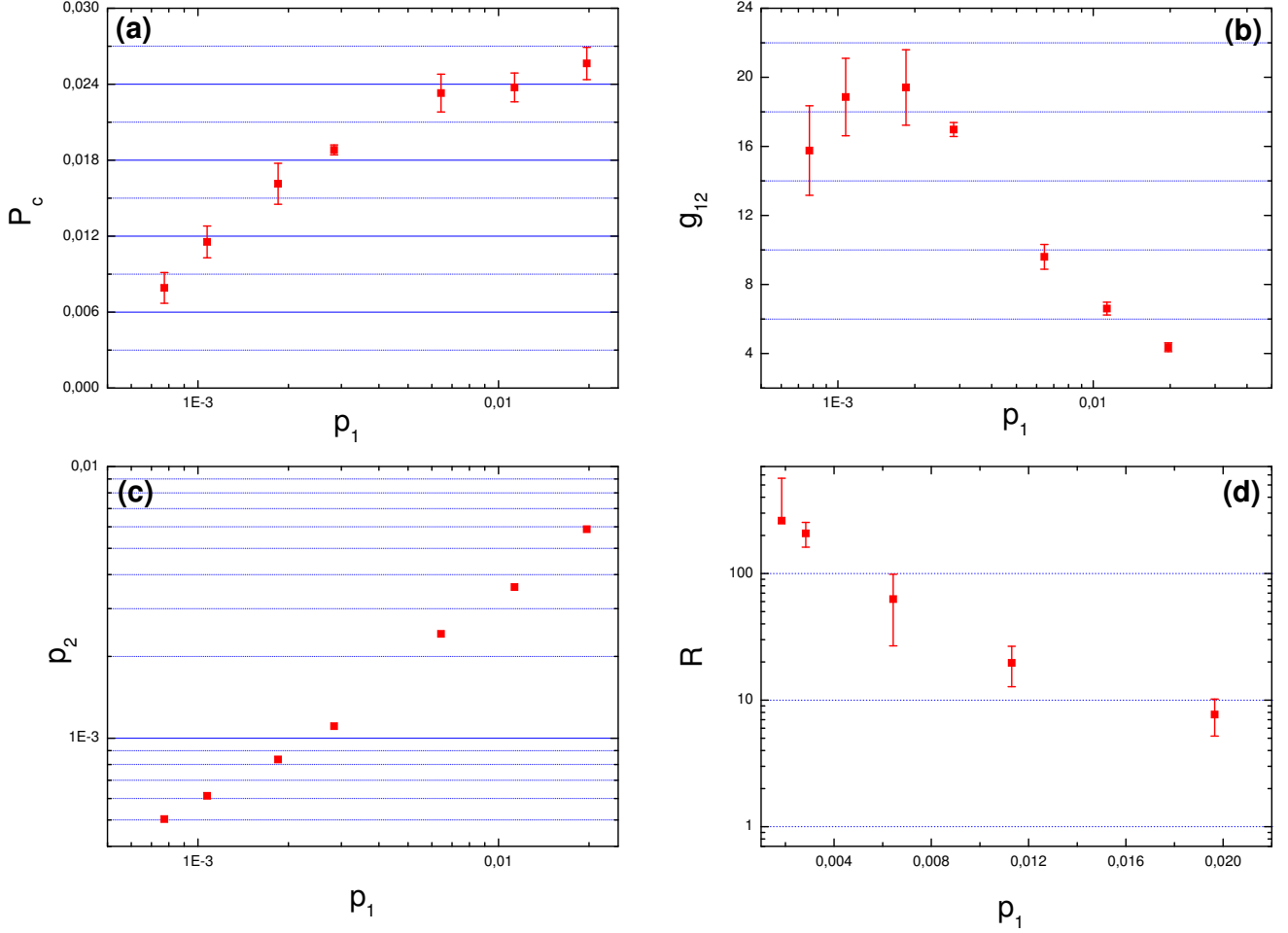


Figura 3.12: Caracterização do sistema como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1. (a) Probabilidade condicional de detetar um fóton 2 uma vez que um fóton 1 foi previamente detetado na mesma amostragem, integrada durante toda a janela de observação; (b) g_{12} é a função de correlação cruzada entre os campos 1 e 2 normalizada; (c) p_2 responde pela probabilidade de detetar um fóton no campo 2; (d) R é a medida direta da desigualdade de Cauchy-Schwarz que indica uma natureza não clássica entre os campos 1 e 2 para $R > 1$.

são detetados. Entretanto, para valores de p_1 muito baixos, atingimos o limite do ruído do sistema e há a indução de falsas deteções do campo 1 (ver seção 2.3.1). Por outro lado, a componente de dois fótons domina o sistema para altos valores de p_1 , uma vez que vai com seu quadrado, aumentando o valor de P_c em detrimento da queda de g_{12} e R .

A forma da curva de P_c , figura 3.12(a), mostra dois regimes para a geração do par de fótons. Neste gráfico, vemos um regime de saturação do valor de P_c , observado como a formação de um platô em torno de $P_c = 0,025$, que corresponde ao regime de excitação

3.2 Configuração experimental

de um único fóton. Neste regime, cada fóton do campo 1 originará um único fóton no campo 2 e as probabilidades de múltiplas excitações são desprezadas. Com a diminuição de p_1 para valores muito baixos, P_c decai rapidamente pois estamos no limite dos ruídos do sistema, o que implica em falsas detecções para o campo 1.

Tal situação também é observada no comportamento de g_{12} com p_1 , visto no gráfico 3.12(b). De acordo com a nossa idealização no capítulo 2, $g_{12} = 1 + 1/p$, quanto menor o valor de p_1 , maior g_{12} . Entretanto, ao atingir o limite do ruído com p_1 , há uma queda significativa no valor de g_{12} , resultado das detecções espúrias provenientes dos ruídos do sistema. Como g_{12} é uma medida condicionada, as detecções dos fótons provenientes do ensemble atômico coerentemente preparado se confundem com as detecções aleatórias dos ruídos com a consequente queda das correlações.

O aumento da potência do feixe de escrita implica em mais átomos sendo excitados, o que aumenta também a emissão de fótons no processo de leitura, caracterizado por p_2 . O gráfico 3.12(c) mostra a linearidade da relação entre p_2 e p_1 , um comportamento esperado uma vez que tais probabilidades não são condicionadas à preparação coerente do ensemble atômico.

A Fig. 3.12(d) evidencia uma forte violação da desigualdade $R \leq 1$ para campos clássicos. O segundo maior valor⁹ de R corresponde a $R = 210 \pm 46$, muito maior que 1 e, portanto, já bem dentro da nossa região de interesse onde os campos apresentam fortes correlações quânticas. Vale salientar que em contraste ao caso ideal mostrado no capítulo 2, em nosso experimento há um grande número de imperfeições devidas ao vazamento de luz, por conta de falhas nas filtragens nos campos de excitação e fluorescência dos átomos não correlacionados. Tudo isso reduz as correlações dos fótons observados e, portanto, a razão para o valor de R entre a correlação cruzada e as auto-correlações. Entretanto, ainda assim, o caráter não clássico das correlações entre os campos (1 e 2) é fortemente evidenciado no nosso caso.

⁹ O maior valor de R no gráfico 3.12(d) mostra $R = 261$. Entretanto, não fizemos uma estatística longa com essa configuração e obtemos uma barra de erro muito grande, evidenciada no gráfico apenas com sua parte positiva para este ponto.

Capítulo 4

Dinâmica do processo de leitura

O processo de leitura da memória atômica implica em mapear a informação extraída do ensemble atômico em um campo de luz. Uma vez que não existe uma cavidade ótica no sistema com um modo fortemente acoplado ao ensemble, a eficiência deste mapeamento se baseia criticamente no efeito coletivo da emissão do ensemble em um modo fotônico particular [12, 37, 38], além de sua dependência com as quantidades usuais que afetam a excitação de átomos individuais, como dessintonização e intensidade dos campos de excitação. Uma vez que trabalhamos com um estado coletivo gerado de forma sinalizada [12], é possível desacoplar o processo de leitura do processo de escrita, o que facilita nossa abordagem teórica. Entretanto, o mecanismo físico geral por trás de tal processo de leitura pode ser um tanto quanto complexo, com vários efeitos contribuindo para a eficiência de extração final da informação armazenada. Trabalhos teóricos prévios neste assunto trataram o problema considerando a propagação de campos quânticos no meio sob condições de Transparência Eletromagneticamente Induzida [22, 38, 39]. Esta abordagem tem dado suporte a vários trabalhos experimentais até agora [2, 3, 40, 41]. Entretanto, para o cálculo do pacote de onda do fóton extraído, ela leva tipicamente a soluções numéricas, devido à complexidade de resolver um problema de propagação em um meio denso com múltiplos níveis de energia e um campo forte presente, como é necessário para obtermos tanto a transparência como o efeito coletivo. Em muitos destes trabalhos prévios, há também um foco no problema combinado de, em primeiro lugar, mapear um

fóton viajante previamente livre em uma memória atômica e então recuperá-lo durante o estágio de leitura [2, 3, 37, 38], com as eficiências medidas e calculadas misturando estes dois processos. Embora este problema combinado seja crucial para várias aplicações, o estado coletivo pode ser também gerado localmente de uma maneira sinalizada, como nos experimentos dessa tese e em muitos outros [8–11, 14, 15, 40, 41]. No último caso, a eficiência do processo de leitura é completamente desacoplada do processo de escrita, uma vez que a leitura apenas inicia-se após a sinalização de um estágio de escrita bem sucedido. A possibilidade de tal desacoplamento é o que permite focarmos no processo de leitura daqui em diante na tese.

Nossa abordagem para descrever a dinâmica do processo de leitura de tais estados coletivos, e o correspondente pacote de onda do fóton gerado, é distinta daquelas mencionadas acima, já que começamos assumindo que a condição de transparência para o fóton extraído vale na amostra. Esta condição é obtida lendo o ensemble com um campo forte, o que “abre” o ensemble para o fóton lido [42]. Uma vez que o meio é transparente para o fóton, podemos desprezar sua propagação na amostra e considerar o estado do fóton saindo como sendo a superposição de contribuições independentes de todos os átomos no ensemble, iniciando em um estado coletivo contendo uma única excitação. Isto simplifica consideravelmente a análise teórica geral. Consideramos então a evolução do Hamiltoniano dos átomos do ensemble interagindo com o campo eletromagnético do laser de leitura e com o campo do vácuo. A evolução é uma combinação de oscilações de Rabi e decaimento espontâneo. Entretanto, desde que estamos lidando com um estado inicial coletivo, o decaimento exponencial devido à emissão espontânea apresenta agora um efeito superradiante em relação aos estados que conduzem à extração do fóton. No final, chegamos em uma expressão analítica simples para a função de onda do fóton extraído, que depende do comportamento coletivo dos átomos e das propriedades do campo do laser de leitura. Nós também incluímos na teoria o principal processo de descoerência na nossa configuração experimental particular: o defasamento das coerências atômicas devido à presença de um campo magnético inhomogêneo na amostra. A dedução de uma expressão analítica simples nos permite analisar de forma mais direta e intuitiva a contribuição dos vários efeitos por trás do processo de leitura. Somos capazes, por exemplo, de isolar o

efeito coletivo proveniente da superradiância com relação a efeitos devidos ao casamento de fase de processos óticos não-lineares, e também modelar a saturação do processo de leitura e seu espectro.

4.1 Teoria

A abordagem teórica descrita a seguir foi desenvolvida pelo professor Pablo Saldanha para modelar os resultados obtidos com o nosso aparato experimental para gerar fótons únicos sinalizados a partir de uma nuvem de átomos de césio frios, como descrito no capítulo anterior. Os principais parâmetros experimentais que ajustamos foram a dessintonia e a intensidade do campo de leitura. Desta forma, exploramos o pacote de onda do fóton extraído em um amplo espectro de condições. Também obtemos a probabilidade total de extrair o fóton em uma amostragem como função tanto da intensidade quanto da dessintonia, revelando então o comportamento de saturação do sistema e seu espectro. Os resultados apresentam um acordo excelente entre teoria e experimento, com o uso de poucos parâmetros fixos para ajustar um grande conjunto de dados. Dessa forma, validamos nossa abordagem teórica simplificada para o problema como sendo adequada para descrever tal sistema experimental, capturando seus aspectos físicos essenciais.

4.1.1 Processo de escrita

Como já discutido no capítulo anterior, seção 3.2, consideramos um sistema de três níveis tipo Λ . Partindo de um sistema coerentemente preparado no estado $|s\rangle$, queremos estudar o processo de leitura da memória atômica ao transformar a excitação armazenada no ensemble atômico em um fóton emitido, e calcular a dependência temporal de sua função de onda. Porém, antes de descrevermos o processo de leitura da memória atômica, precisamos preparar o sistema partindo de um processo de escrita que sinaliza, com a emissão de um fóton, que o meio está pronto para ser lido.

Considere um conjunto de átomos, cada um representado numa posição $\mathbf{r}_i$, submetidos a um campo de escrita com amplitude $E(\mathbf{r})$, vetor de onda $\mathbf{k}_w$ e frequência $\omega_w = ck$. Neste

processo de excitação coerente, o feixe de laser de escrita induz a transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |s\rangle$ em um dos átomos do ensemble e um fóton em um modo específico, com vetor de onda que denominaremos por $\mathbf{k}_1$, é selecionado por uma fibra ótica e detetado em um detetor de fótons (por exemplo, uma APD). Considere então a direção de detecção como sendo o eixo z . Podemos associar uma componente $\mathbf{q}_1$, do vetor de onda total $\mathbf{k}_1$, como sendo a componente no plano xy , perpendicular a z . Uma figura esquemática é mostrada em 4.1. O modo ótico detetado corresponde a um modo gaussiano acoplado pela fibra ótica utilizada na seleção do modo emitido. Podemos então definir um operador de aniquilação $\hat{a}_1$ correspondente a tal modo ótico selecionado

$$\hat{a}_1 = \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) \hat{a}(\mathbf{k}_1) = \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) \hat{a} \left(\mathbf{q}_1 + \sqrt{k_1^2 - q_1^2} \hat{z} \right), \quad (4.1)$$

em que $\hat{a}(\mathbf{k})$ corresponde ao operador aniquilação para o modo de onda plana com vetor de onda $\mathbf{k}$. Nesta abordagem, por simplicidade, não consideraremos a polarização dos campos óticos e a estrutura Zeeman correspondente, aproximando os estados atômicos por um sistema de três níveis como mostrado na figura 3.3(a). A função $\phi_1(\mathbf{q}_1)$ representa o peso das várias ondas planas que compõem o modo gaussiano $\hat{a}_1$ e define o modo a ser detetado. O estado quântico com um único fóton neste modo específico pode ser escrito como $\hat{a}_1^\dagger |\text{vac}\rangle$, em que $\hat{a}_1^\dagger$ é o operador de criação para o modo e $|\text{vac}\rangle$ representa o estado de vácuo do campo eletromagnético. Podemos entender o processo de escrita como o espalhamento coerente de um fóton do feixe de escrita, que é tratado como um campo clássico, em um fóton no modo definido por um operador $\hat{a}_1$, junto com uma mudança correspondente no estado do átomo que espalhou o fóton [43].

Para um átomo na posição $\mathbf{r}_i$, começaremos descrevendo a interação do mesmo com um campo de escrita, com amplitude proporcional a $E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i}$. O átomo está inicialmente no estado $|g\rangle$. Na interação com o feixe de escrita há a geração de um único fóton com vetor de onda $\mathbf{k}$, e o átomo decai para o nível $|s\rangle$. Este processo pode ser descrito em duas etapas. A primeira, quando o átomo absorve um fóton do campo de escrita com amplitude $E(\mathbf{r})$, descrito classicamente, fazendo a transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, com o meio atômico com níveis quantizados. O tratamento semiclássico então é descrito pelo hamiltoniano $\mu E(\mathbf{r}) |e\rangle \langle g|$,

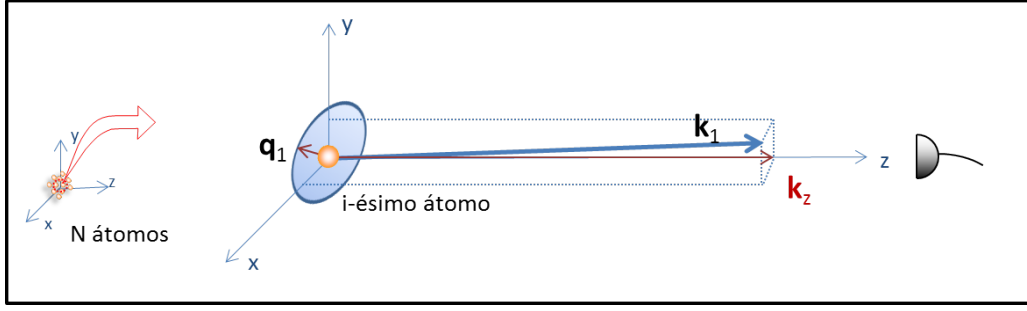


Figura 4.1: Representação do vetor de onda do fóton emitido. O modo ótico com vetor de onda $\mathbf{k}_1 = \mathbf{q}_1 + k_z \hat{\mathbf{z}}$ é selecionado por uma fibra ótica posicionada no eixo z .

onde μ corresponde ao momento de dipolo da transição. A segunda etapa, na emissão do fóton na transição $|e\rangle \rightarrow |s\rangle$, pode ser vista como um processo puramente quântico descrito pelo hamiltoniano proporcional a $\hat{a}^\dagger |s\rangle \langle e|$. Então, o hamiltoniano efetivo para a transição de dois fótons entre $|g\rangle$ e $|s\rangle$, é dado por

$$H \propto \left(\hat{a}^\dagger(\mathbf{k}) |s\rangle \langle e| \right) \otimes \left(\mu E(\mathbf{r}) |e\rangle \langle g| \right) \propto E(\mathbf{r}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}) |s\rangle \langle g|.$$

O estado inicial do sistema, sujeito à ação do hamiltoniano acima descrito, é dado por $|\psi_{inicial}\rangle = |vac\rangle |g\rangle$, ou seja, o átomo em $|g\rangle$ e nenhum fóton no campo. O estado final que queremos obter é a projeção da função de onda total no estado que corresponde à detecção no modo $|\psi_{final}\rangle \propto \hat{a}_1^\dagger |vac\rangle$ para um fóton na fibra. Assim, a função de onda do estado final do átomo com um fóton emitido com vetor de onda $\mathbf{k}$ pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &\propto \langle vac | \hat{a}_1 H | vac \rangle |g\rangle \\ |\Psi\rangle &\propto \langle vac | \hat{a}_1 \left[E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle \langle g| \right] | vac \rangle |g\rangle. \end{aligned} \quad (4.2)$$

sendo E_0 a amplitude do feixe de escrita e $e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i}$ o termo de fase espacial do fóton emitido.

Considere agora que o feixe de escrita interage com um ensemble de átomos. Devido a indistinguibilidade fundamental sobre qual átomo sofreu a transição, a amplitude de probabilidade para o espalhamento de cada átomo pode ser adicionada coerentemente.

Assim, o estado quântico do ensemble atômico quando um fóton é absorvido do feixe de escrita e outro é criado (e detetado) no modo 1, é dado por:

$$|\Psi\rangle \propto \langle \text{vac} | \hat{a}_1 \left[\sum_i E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \int d^3k' \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle_i \langle g| \right] |\text{vac}\rangle |g\rangle^{\otimes N}, \quad (4.3)$$

em que o somatório é feito sobre todos os átomos do ensemble e o termo $|g\rangle^{\otimes N}$ representa o estado do ensemble com todos os átomos no estado $|g\rangle$.

Enquanto a memória atômica armazena o estado coletivo, processos de descoerência afetam o sistema, de modo que após um longo período não é mais possível extrair informações sobre esse estado. O principal mecanismo de descoerência no nosso sistema é a interação Zeeman do momento magnético dos átomos com o campo magnético da armadilha magneto ótica [26]. Os níveis $|g\rangle$ e $|s\rangle$ correspondem a subníveis hiperfinos do estado eletrônico fundamental dos átomos de césio, enquanto o nível $|e\rangle$ corresponde a um estado excitado. Todos esses níveis tem momento magnético não nulo, cuja componente na direção do campo externo varia ao longo do ensemble. Cada átomo então, que chamamos de i , tem em geral diferentes valores de energia $\hbar\omega_{gi}$, $\hbar\omega_{si}$, e $\hbar\omega_{ei}$ dos níveis $|g\rangle$, $|s\rangle$ e $|e\rangle$, respectivamente. Como o sistema evolui no tempo, o defasamento entre diferentes átomos aumenta, o que causa uma diminuição na coerência do estado coletivo atômico do ensemble [26].

Como nossa descrição teórica inicia-se com o estado atômico preparado após completarmos o processo de escrita, consideramos que a detecção do fóton ocorre no tempo $t = -\tau$. Em $t = 0$, o estado atômico já terá sofrido ação do feixe de escrita e emitido um fóton no campo 1. Sua função de onda pode ser obtida utilizando a definição do operador $\hat{a}_1$, dado em 4.1, na equação 4.3:

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle &\propto \langle \text{vac} | \hat{a}_1 \left[\sum_i E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \int d^3 k' \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle_i \langle g| \right] | \text{vac} \rangle |g\rangle^{\otimes N} \\
&= \langle \text{vac} | \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) \hat{a}(\mathbf{k}_1) \left[\sum_i E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \int d^3 k' \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle_i \langle g| \right] | \text{vac} \rangle |g\rangle^{\otimes N} \\
&= \langle \text{vac} | \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) \left[\sum_i E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \int d^3 k' \hat{a}(\mathbf{k}_1) \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle_i \langle g| \right] | \text{vac} \rangle |g\rangle^{\otimes N} \\
&= \langle \text{vac} | \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) \left[\sum_i E_0 e^{i\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i} \int d^3 k' (\delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}') - \hat{a}^\dagger(\mathbf{k}') \hat{a}(\mathbf{k}_1)) e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_i} |s\rangle_i \langle g| \right] \\
&\quad \times | \text{vac} \rangle |g\rangle^{\otimes N} \\
&= \sum_i E_0 \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}_i} |s_i, 0\rangle
\end{aligned} \tag{4.4}$$

onde $|s_i, 0\rangle$ representa o estado no qual o átomo i está no estado $|s\rangle$, todos os outros estão no estado $|g\rangle$ e não há fótons no sistema. Sabendo que

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{q}_1 + k_z \hat{\mathbf{z}} \quad \text{e} \quad \mathbf{r}_i = \boldsymbol{\rho}_i + \vec{z}_i, \tag{4.5}$$

onde $\boldsymbol{\rho}_i$ é a componente de $\mathbf{r}_i$ no plano xy , consideramos a aproximação paraxial $|\mathbf{k}_1| \gg |\mathbf{q}_1|$, de modo que $k_z = |k_z \hat{\mathbf{z}}| = \sqrt{|\mathbf{k}_1|^2 - q_1^2} \approx k_1 - q_1^2/(2k_1)$. Neste caso, átomos distribuídos ao longo do eixo ótico contribuem igualmente, importando portanto apenas a distribuição atômica transversal cujo casamento de fase na transição Raman é obtido. Assim:

$$\begin{aligned}
\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_i &= (\mathbf{q}_1 + k_z \hat{\mathbf{z}}) \cdot (\boldsymbol{\rho}_i + \vec{z}_i) \\
&= \mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + k_z \hat{\mathbf{z}} \cdot \vec{z}_i = \mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + z_i |k_z \hat{\mathbf{z}}| = \mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + z_i \sqrt{k_1^2 - q_1^2} \\
&\approx \mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + z_i k_1 - \frac{q_1^2 z_i}{2k_1},
\end{aligned} \tag{4.6}$$

lembrando que $|\mathbf{k}_1| = k_1$ é o vetor de onda do modo do fóton 1 emitido no processo de escrita. Utilizando estas aproximações, o estado atômico em (4.4) se reduz para:

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle &\propto \sum_i \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}_i} |s_i, 0\rangle \\
&= \sum_i \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i(\mathbf{k}_w \cdot \mathbf{r}_i - \mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i - k_1 z_i + \frac{q_1^2 z_i}{2k_1})} |s_i, 0\rangle \\
&= \sum_i \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i(-\mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + \frac{q_1^2 z_i}{2k_1})} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{r}_i} |s_i, 0\rangle
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Podemos então escrever o estado $|\Psi(0)\rangle$ na forma

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_i A_i(0) |s_i, 0\rangle e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{r}_i}, \tag{4.8}$$

onde

$$A_i(0) = c_i e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau}, \tag{4.9}$$

em que consideramos que o átomo i , ao fazer a transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |s\rangle$ do tempo $t = -\tau$ para $t = 0$, adquire uma fase $e^{-i\omega_{si}\tau}$, em vez da fase $e^{-i\omega_{gi}\tau}$, devido à evolução do Hamiltoniano. De acordo com essa definição, teremos

$$c_i = \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i[-\mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + z_i q_1^2 / (2k_1)]} \tag{4.10}$$

e $\sum_i |c_i|^2 = 1$.

4.1.2 Dinâmica atômica no processo de leitura

Uma vez preparado o meio atômico com o pulso de escrita e a detecção de um fóton no modo 1, consideramos que no tempo $t = 0$ um feixe de laser de leitura interage com o ensemble no estado dado por (4.8). O feixe de leitura tem amplitude dada por $u(\mathbf{r}, t)$, vetor de onda $\mathbf{k}_r$, e frequência $\omega_r = ck_r$, com a dessintonia para o átomo i dada por $\Delta_i = \omega_{ei} - \omega_{si} - \omega_r$. Este feixe induz a transição $|s\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$ no átomo originalmente no estado $|s\rangle$, com a emissão simultânea de um fóton cujas propriedades dependem do estado atômico coletivo. Tratando o feixe de leitura como um campo clássico e os outros modos

do campo eletromagnético como campos quânticos inicialmente no vácuo, o Hamiltoniano que governa a evolução temporal do sistema pode ser escrito como:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3, \quad (4.11)$$

com

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \sum_i \left[\hbar\omega_{gi}|g_i\rangle\langle g_i| + \hbar\omega_{si}|s_i\rangle\langle s_i| + \hbar\omega_{ei}|e_i\rangle\langle e_i| \right] + \int d^3k \hat{a}^\dagger(\mathbf{k})\hat{a}(\mathbf{k}), \\ \hat{H}_1 &= - \sum_i \hbar g_{es}^* \hat{\sigma}_{es,i} u(\mathbf{r}_i, t) e^{i[\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i - \omega_r t + (\omega_{ei} - \omega_{si})t]} + \text{H. c.}, \\ \hat{H}_2 &= - \sum_i \int d^3k \hbar g_{eg,\mathbf{k}}^* \hat{\sigma}_{eg,i} \hat{a}(\mathbf{k}) e^{i[\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i - \omega_k t + (\omega_{ei} - \omega_{gi})t]} + \text{H. c.}, \\ \hat{H}_3 &= - \sum_i \int d^3k \hbar g_{es,\mathbf{k}}^* \hat{\sigma}_{es,i} \hat{a}(\mathbf{k}) e^{i[\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i - \omega_k t + (\omega_{ei} - \omega_{si})t]} + \text{H. c.}, \end{aligned}$$

onde H. c. é a abreviação de Hermitiano conjugado, $\hat{\sigma}_{es,i} \equiv |e\rangle_i\langle s|$ e $\hat{\sigma}_{eg,i} \equiv |e\rangle_i\langle g|$. $\hat{H}_0$ é o Hamiltoniano livre para os átomos do ensemble e o campo eletromagnético. $\hat{H}_1$ corresponde ao termo que governa a interação dos átomos com o feixe de leitura incidente, o qual induz transições entre os níveis $|s\rangle$ e $|e\rangle$. g_{es} é a constante de acoplamento entre o átomo e o feixe de leitura, que depende do momento de dipolo da transição. Este termo gera oscilações de Rabi entre os níveis $|s\rangle$ e $|e\rangle$ [44]. $\hat{H}_2$ e $\hat{H}_3$ correspondem aos termos que governam a interação dos átomos com outros modos do campo eletromagnético, que são tratados como campos quânticos, induzindo um decaimento do nível $|e\rangle$ para os níveis $|g\rangle$ ou $|s\rangle$ com a emissão de um fóton [44]. $g_{eg,\mathbf{k}}$ e $g_{es,\mathbf{k}}$ são as respectivas constantes de acoplamento que dependem do momento de dipolo da transição e do vetor de onda $\mathbf{k}$ do modo eletromagnético interagente.

Considerando o estado inicial do sistema como sendo aquele dado pela equação (4.8), a evolução do Hamiltoniano gera o seguinte estado geral na configuração de interação:

$$\begin{aligned}
|\Psi(t)\rangle = & \sum_i e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{z}) \cdot \mathbf{r}_i} \left[A_i(t) |s_i, 0\rangle + B_i(t) |e_i, 0\rangle \right] + \int d^3k C_{\mathbf{k}}(t) |g, 1_{\mathbf{k}}\rangle + \\
& + \sum_i \int d^3k D_{i,\mathbf{k}}(t) |s_i, 1_{\mathbf{k}}\rangle,
\end{aligned} \tag{4.12}$$

onde $|e_i, 0\rangle$ representa um estado com o átomo i no estado $|e\rangle$, todos os outros átomos no estado $|g\rangle$ e nenhum fóton, no modo $\mathbf{k}$, presente no sistema, $|g, 1_{\mathbf{k}}\rangle$ representa um estado com todos os átomos no estado $|g\rangle$ e um fóton com vetor de onda $\mathbf{k}$ no sistema e $|s_i, 1_{\mathbf{k}}\rangle$ representa um estado com o átomo i no estado $|s\rangle$, todos os outros no estado $|g\rangle$ e um fóton com vetor de onda $\mathbf{k}$ no sistema (lembrando que estamos considerando o feixe de leitura como um campo clássico).

A evolução temporal do estado (4.12) pode ser calculada usando a equação de Schrödinger na configuração de interação, dada por

$$|\dot{\Psi}\rangle = -\frac{i}{\hbar}(\hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3)|\Psi\rangle. \tag{4.13}$$

Substituindo o estado $|\Psi\rangle$ dado em (4.12) e os Hamiltonianos acima, encontramos que os coeficientes A_i , B_i , $C_{\mathbf{k}}$ e $D_{i,\mathbf{k}}$ obedecem ao seguinte conjunto de equações diferenciais:

$$\dot{A}_i(t) = i g_{es} u^*(\mathbf{r}_i, t) e^{i[-\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}_i - \Delta_i t]} B_i(t), \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned}
\dot{B}_i(t) = & i g_{es}^* u(\mathbf{r}_i, t) e^{i[\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}_i + \Delta_i t]} A_i(t) + \\
& + i \int d^3k g_{eg,\mathbf{k}}^* e^{i[(-\mathbf{k}_w + k_1 \hat{z} + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_i + (\omega_{ei} - \omega_{gi} - \omega_k)t]} C_{\mathbf{k}}(t) + \\
& + i \int d^3k g_{es,\mathbf{k}}^* e^{i[(-\mathbf{k}_w + k_1 \hat{z} + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_i + (\omega_{ei} - \omega_{si} - \omega_k)t]} D_{i,\mathbf{k}}(t),
\end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\dot{C}_{\mathbf{k}}(t) = i \sum_i g_{eg,\mathbf{k}} e^{i[(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{z} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_i + (-\omega_{ei} + \omega_{gi} + \omega_k)t]} B_i(t), \tag{4.16}$$

$$\dot{D}_{i,\mathbf{k}}(t) = i g_{es,\mathbf{k}} e^{i[(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{z} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_i + (-\omega_{ei} + \omega_{si} + \omega_k)t]} B_i(t). \tag{4.17}$$

Para resolver este sistema, tentamos a seguinte forma para o termo $B_i(t)$:

$$B_i(t) = \beta_i(t)b_i(t)e^{i\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (4.18)$$

tal que

$$\beta_i(t)\dot{b}_i(t) = ig_{es}^*u(\mathbf{r}_i, t)e^{i\Delta_i t}A_i(t) \quad e \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_i(t)b_i(t) &= i \int d^3k \left[g_{eg, \mathbf{k}}^* C_{\mathbf{k}}(t) e^{i(\omega_{ei} - \omega_{gi} - \omega_k)t} + g_{es, \mathbf{k}}^* D_{i, \mathbf{k}}(t) e^{i(\omega_{ei} - \omega_{si} - \omega_k)t} \right] \\ &\times e^{i(-\mathbf{k}_w + k_1 \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{k} - \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

A vantagem de usar esta forma de solução para $B_i(t)$ é que agora temos dois conjuntos de equações acopladas. As equações (4.14) e (4.19) formam um sistema que descreve uma dinâmica de oscilações de Rabi, enquanto (4.16), (4.17) e (4.20) formam um sistema que descreve uma dinâmica de decaimento espontâneo [44]. Nosso método de solução será resolver o sistema (4.16), (4.17) e (4.20) e substituir os resultados para solucionar o sistema (4.14) e (4.19).

Vamos começar pelo sistema de equações (4.16), (4.17) e (4.20). Utilizando a definição de $B_i(t)$ dada em (4.18) e integrando as equações (4.16) e (4.17) temos

$$C_{\mathbf{k}}(t) = i \int_0^t dt' \sum_j g_{eg, \mathbf{k}} e^{i[(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_j + (-\omega_{ei} + \omega_{gi} + \omega_k)t']} \beta_j(t') b_j(t'), \quad (4.21)$$

$$D_{i, \mathbf{k}}(t) = i \int_0^t dt' g_{es, \mathbf{k}} e^{i[(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i + (-\omega_{ei} + \omega_{si} + \omega_k)t']} \beta_i(t') b_i(t'). \quad (4.22)$$

Substituindo em (4.20) temos

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_i(t) &= - \int_0^t dt' \int d^3k \left\{ |g_{es, \mathbf{k}}|^2 e^{i(\omega_{ei} - \omega_{si} - \omega_k)(t-t')} \frac{b_i(t')}{b_i(t)} \beta_i(t') + \right. \\ &\quad \left. + \sum_j |g_{eg, \mathbf{k}}|^2 e^{i[(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) + (\omega_{ei} - \omega_{gi} - \omega_k)(t-t')] } \frac{b_j(t')}{b_i(t)} \beta_j(t') \right\}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

O integrador d^3k pode ser escrito como

$$\int d^3k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \int_0^\infty dk k^2 = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \int_0^\infty d\omega_k \frac{\omega_k^2}{c^3}. \quad (4.24)$$

Devido à presença do termo $e^{-i\omega_k(t-t')}$, com rápidas oscilações para $t \neq t'$, podemos aproximar

$$\int_0^\infty d\omega_k \omega_k^2 e^{-i\omega_k(t-t')} \approx 2\pi\delta(t-t')\omega_k^2. \quad (4.25)$$

Então temos

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_i(t) = & - \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \frac{2\pi\omega_k^2(|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 + |g_{es,\mathbf{k}}|^2)}{c^3} \\ & \times \left[1 + \frac{|g_{eg,\mathbf{k}}|^2}{|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 + |g_{es,\mathbf{k}}|^2} \sum_{j \neq i} e^{i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_1 \hat{z} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} \frac{b_j(t)\beta_j(t)}{b_i(t)\beta_i(t)} \right] \beta_i(t). \end{aligned} \quad (4.26)$$

Também temos $|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 \approx |g_{es,\mathbf{k}}|^2$ no nosso sistema, tal que podemos aproximar $|g_{eg,\mathbf{k}}|^2/(|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 + |g_{es,\mathbf{k}}|^2) \approx 1/2$ na equação acima.

De acordo com a teoria de Weisskopf-Wigner para o decaimento espontâneo, a taxa de decaimento dos estados $|e\rangle$ para os estados $|g\rangle$ ou $|s\rangle$ para um átomo livre é dada por [44]

$$\Gamma = 2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \frac{2\pi\omega_k^2(|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 + |g_{es,\mathbf{k}}|^2)}{c^3} = \frac{\omega_k^3(p_{eg}^2 + p_{es}^2)}{3\pi\hbar\epsilon_0 c^3}, \quad (4.27)$$

desde que temos

$$|g_{eg,\mathbf{k}}|^2 = \frac{\omega_k p_{eg}^2 \cos^2(\theta')}{2(2\pi)^3 \epsilon_0 \hbar}, \quad (4.28)$$

onde $\mathbf{p}_{eg} = \langle e|\hat{\mathbf{p}}|g\rangle$, $\hat{\mathbf{p}}$ é o operador de dipolo elétrico e θ' é o ângulo entre $\mathbf{p}_{eg}$ e o vetor de polarização do fóton emitido. Para $|g_{es,\mathbf{k}}|^2$, temos uma expressão análoga.

Se o termo dentro do colchete em (4.26) fosse 1, teríamos a mesma taxa de decaimento de um átomo livre. Se os átomos são iluminados de forma aproximadamente uniforme por ambos os campos de escrita e leitura, a dinâmica atômica para a excitação ótica $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$

não varia consideravelmente de um átomo para outro. Desta forma, para a evolução de (4.26), poderíamos aproximar $b_j(t) \approx b_i(t)$ e $\beta_j(t) \approx \beta_i(t)$. Definindo

$$\chi_i = \left[1 + \frac{3}{8\pi} \sum_{j \neq i} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \cos^2(\theta') e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} \right], \quad (4.29)$$

a equação (4.20) então torna-se

$$\dot{\beta}_i(t) = -\frac{\chi_i \Gamma}{2} \beta_i(t), \quad (4.30)$$

com solução

$$\beta_i(t) = e^{-\chi_i \Gamma t/2} \quad (4.31)$$

para $\beta_i(0) = 1$ e $\beta_i(\infty) = 0$.

Se $\chi_i > 1$, temos um aumento da taxa de decaimento induzida pela presença de outros átomos, em um fenômeno comumente relacionado ao efeito de superradiância [45], só que aqui estamos no regime de fóton único. Este aumento da taxa de decaimento não é resultado da emissão estimulada, uma vez que apenas um fóton é emitido pelo ensemble. É um efeito que depende da distribuição da excitação através do ensemble. Ou seja, esta superradiância é induzida pelo emaranhamento do sistema. Mais adiante, discutiremos mais sobre o efeito da superradiância, fazendo uma estimativa de sua contribuição como função da densidade atômica do ensemble.

Uma vez encontrado $\beta_i(t)$, podemos substituir este resultado no sistema de equações (4.14) e (4.19), que tornam-se

$$\dot{A}_i(t) = i g_{es} u^*(\mathbf{r}_i, t) e^{-i\Delta_i t - \chi_i \Gamma t/2} b_i(t), \quad (4.32)$$

$$\dot{b}_i(t) = i g_{es}^* u(\mathbf{r}_i, t) e^{i\Delta_i t + \chi_i \Gamma t/2} A_i(t). \quad (4.33)$$

Considerando $u(\mathbf{r}_i, t)$ uma constante real u para $t \geq 0$ e g_{es} também sendo real, podemos eliminar A_i no sistema de equações acima diferenciando (4.33) em relação ao tempo tal que

$$\dot{A}_i = \frac{-i}{g_{es}u} \left[(-i\Delta_i - \chi_i\Gamma/2)\dot{b}_i(t) + \ddot{b}_i(t) \right] e^{-i\Delta_i t - \chi_i\Gamma t/2}, \quad (4.34)$$

e substituindo em (4.32)

$$ig_{es}u b_i(t) + \frac{1}{g_{es}u} [\Delta_i - i\chi_i\Gamma/2] \dot{b}_i(t) + \frac{i}{g_{es}u} \ddot{b}_i(t) = 0. \quad (4.35)$$

Impondo a condição que $b_i(0) = 0$ (inicialmente, não há átomos no estado $|e\rangle$) e $A_i(0)$ dado por (4.9), obtemos

$$\begin{aligned} b_i(t) &= \frac{c_i \Omega e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau}}{2[\alpha_+ + i\alpha_-]} \\ &\times \left[\exp \left\{ \left[\frac{\chi_i\Gamma}{4} + \frac{\alpha_+}{2} \right] t + i \left[\frac{\Delta_i}{2} + \frac{\alpha_-}{2} \right] t \right\} - \exp \left\{ \left[\frac{\chi_i\Gamma}{4} - \frac{\alpha_+}{2} \right] t + i \left[\frac{\Delta_i}{2} - \frac{\alpha_-}{2} \right] t \right\} \right], \\ &= \frac{c_i \Omega e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau}}{2[\alpha_+ + i\alpha_-]} e^{(\chi_i\Gamma + 2i\Delta_i)t/4} \left[\exp \left\{ \frac{\alpha_+}{2} t + i \frac{\alpha_-}{2} t \right\} - \exp \left\{ -\frac{\alpha_+}{2} t - i \frac{\alpha_-}{2} t \right\} \right], \\ &= i \frac{c_i \Omega e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau} e^{(\chi_i\Gamma + 2i\Delta_i)t/4}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t \right\}, \end{aligned} \quad (4.36)$$

com $\Omega \equiv 2g_{es}u$ e

$$\alpha_{\pm} = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\Omega^2 + \Delta_i^2}{2} - \frac{(\chi_i\Gamma)^2}{8} \right)^2 + \frac{\Delta_i^2(\chi_i\Gamma)^2}{4}} \mp \left(\frac{\Omega^2 + \Delta_i^2}{2} - \frac{(\chi_i\Gamma)^2}{8} \right)}. \quad (4.37)$$

Substituindo (4.36) e (4.31) em (4.18), chegamos em

$$B_i(t) = i \frac{c_i e^{i\mathbf{k}r \cdot \mathbf{r}_i} \Omega e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau} e^{(-\chi_i\Gamma + 2i\Delta_i)t/4}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t \right\}. \quad (4.38)$$

É importante enfatizar que sempre teremos $\chi_i\Gamma/2 > \alpha_+$, tal que há sempre um decaimento exponencial nos termos acima. Note que a coerência entre os níveis $|e\rangle$ e $|g\rangle$ é proporcional a $B_i(t)$. Dependências temporais similares para a coerência ótica, que combinam decaimento exponencial e função seno hiperbólica, são comumente deduzidas por teorias semiclássicas para a leitura de grades de coerência geradas deterministicamente em ensembles atômicos frios [35]. Tais similaridades são esperadas já que o problema

tratado aqui pode ser entendido como o limite para uma única excitação do problema determinístico discutido em [35], uma vez que restringimos nossa análise aqui para eventos sinalizados nos quais uma excitação é armazenada com uma grande certeza no ensemble atômico. A principal diferença com respeito a estes tratamentos prévios vem do fator χ_i que multiplica Γ , ou seja, o caráter superradiante da emissão. Como apontado acima, no atual tratamento essa característica superradiante da taxa de decaimento do nível $|e\rangle$ para $|g\rangle$ vem do emaranhamento entre os átomos no estado coletivo inicial do ensemble, junto com a indistinguibilidade dos caminhos que levam os átomos de volta ao estado $|g\rangle$ após emitirem um fóton no campo 2.

4.1.3 Função de onda do fóton emitido no processo de leitura

Após o cálculo da evolução temporal do estado atômico, podemos partir para encontrar o modo e a dependência temporal do fóton emitido no processo de leitura. Há duas possibilidades para a dinâmica do sistema que levam a comportamentos completamente diferentes para o fóton emitido. A primeira situação é aquela na qual o decaimento espontâneo do nível $|e\rangle$ para o nível $|g\rangle$ ocorre antes do decaimento espontâneo do nível $|e\rangle$ para o nível $|s\rangle$. Neste caso, de acordo com (4.12), a decomposição em modos de onda plana do estado do fóton emitido é dada por $\text{Lim}_{t \rightarrow \infty} C_{\mathbf{k}}(t)$, com $C_{\mathbf{k}}(t)$ dado por (4.21), uma vez que este termo representa a emissão de um fóton no modo 2 com todos os átomos no estado fundamental $|g\rangle$. Podemos ver que o somatório dos termos $e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i}$ em (4.21) gera a direcionalidade do fóton emitido, já que $\mathbf{k}_w \approx -\mathbf{k}_r$ nos experimentos e há interferência construtiva apenas para $\mathbf{k} \approx -k_1 \hat{\mathbf{z}}$. Neste caso, como veremos abaixo, a informação é transferida com sucesso para o estado fotônico conjugado em fase com o fóton 1.

A segunda situação é aquela na qual um decaimento espontâneo do nível $|e\rangle$ para o nível $|s\rangle$ ocorre antes do decaimento espontâneo do nível $|e\rangle$ para o nível $|g\rangle$. Neste caso, de acordo com (4.12), se fizermos o traço nos graus de liberdade atômicos vemos que a decomposição em modos de onda plana da matriz densidade do fóton emitido é dada por $\sum_i \text{Lim}_{t \rightarrow \infty} |D_{i,\mathbf{k}}(t)|^2$ com $D_{i,\mathbf{k}}(t)$ dado por (4.22). Não há direcionalidade

na emissão do fóton e a informação impressa na memória quântica é perdida. Outros fótons podem ser emitidos no processo, desde que a transição $|s\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$ possa ser induzida no átomo i . Entretanto, o estado quântico do ensemble atômico perde sua coerência com a emissão do primeiro fóton, de forma que o segundo fóton também será emitido em uma direção aleatória sem nenhuma relação com o estado quântico inicial da memória. Então, considerando a densidade atômica do ensemble pequena, não há efeitos de superradiância na emissão do fóton e $\chi_i \approx 1$ para todo i se as taxas de decaimento do nível $|e\rangle$ para os níveis $|g\rangle$ e $|s\rangle$ forem aproximadamente as mesmas. Neste caso, há um limite fundamental de 50% para a eficiência desta memória quântica, mesmo se todos os processos de descoerência e perdas forem perfeitamente eliminados e tivermos uma forte direcionalidade na emissão $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$.

Vamos considerar agora em detalhe a situação na qual a decomposição em modos de onda plana do estado do fóton emitido é dada por $\text{Lim}_{t \rightarrow \infty} C_{\mathbf{k}}(t)$, tal que a informação impressa na memória é transferida para o fóton extraído. Para encontrar a dependência temporal do fóton emitido precisamos efetuar uma transformada de Fourier no seu espectro de frequência. Vamos definir um modo fotônico Ψ_2 em termos de $\mathbf{q}$, a componente do vetor de onda do fóton 2 no plano xy , como feito em (4.1) para o modo do fóton detetado no processo de escrita. Temos

$$\Psi_2(\mathbf{q}; t) \propto \int d\omega_k e^{-i\omega_k t} \text{Lim}_{t \rightarrow \infty} C_{\mathbf{k}}(t). \quad (4.39)$$

Para obtermos uma expressão analítica para o pacote de onda do fóton extraído, consideramos duas aproximações principais. A primeira é que χ_i tenha o mesmo valor para todos os átomos no ensemble, ou seja, $\chi_i \approx \chi$. A segunda é que o deslocamento dos níveis causado pelos campos magnéticos é pequeno quando comparado a Γ . Desta forma, se ω_e , ω_g e ω_s são os valores não perturbados das respectivas frequências de transição, podemos escrever

$$\begin{aligned}
\omega_{ei} &\approx \omega_e; & \omega_{gi} &\approx \omega_g + \delta_{gi}; & \omega_{si} &\approx \omega_s + \delta_{si}; \\
\delta_{gi}, \delta_{si} &<< \Gamma; \\
\Delta_i &\approx \Delta = \omega_e - \omega_s - \omega_r,
\end{aligned} \tag{4.40}$$

sendo a última aproximação feita ao desprezarmos qualquer deslocamento do estado excitado dentro dos coeficientes $\alpha_{\pm}$. Com estas aproximações, a equação (4.38) pode ser escrita como

$$B_i(t) = c_i e^{i\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}_i} e^{-i(\delta_{si} - \delta_{gi})\tau} e^{-i\delta_{si}t/2} e^{i\Delta t} B(t), \tag{4.41}$$

com

$$B(t) = i \frac{\Omega e^{-i(\omega_s - \omega_g)\tau} e^{-\chi\Gamma t/4} e^{-i\Delta t/2}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t \right\} \tag{4.42}$$

sendo a mesma função para todos os átomos do ensemble. A expressão para $C_{\mathbf{k}}(t)$ pode ser obtida com estas aproximações, utilizando (4.21) com os termos (4.36), (4.31) e (4.10), levando a

$$\begin{aligned}
C_{\mathbf{k}}(t) &= i \int_0^t dt' \sum_i g_{eg,\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \omega_k)t'} e^{i\delta_{gi}t'} \\
&\times i \frac{c_i \Omega e^{-i(\omega_{si} - \omega_{gi})\tau} e^{(\chi_i \Gamma + 2i\Delta_i)t'/4}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t' \right\} \\
&\times e^{-\chi_i \Gamma t'/2} \\
&= i \int_0^t dt' \sum_i g_{eg,\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \omega_k)t'} e^{i\delta_{gi}t'} \\
&\times i \frac{c_i \Omega e^{-i(\omega_s - \omega_g)\tau} e^{-i(\delta_{si} - \delta_{gi})\tau} e^{-\chi\Gamma t'/4} e^{i\Delta t'/2} e^{-i\delta_{si}t'/2}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t' \right\} \\
&= i \int_0^t dt' \sum_i c_i g_{eg,\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \omega_k + \Delta)t'} e^{i(\delta_{gi} - \delta_{si}/2)t'} e^{-i(\delta_{si} - \delta_{gi})\tau} \\
&\times i \frac{\Omega e^{-i(\omega_s - \omega_g)\tau} e^{-\chi\Gamma t'/4} e^{-i\Delta t'/2}}{\alpha_+ + i\alpha_-} \sinh \left\{ \left(\frac{\alpha_+ + i\alpha_-}{2} \right) t' \right\} \\
&= i \int_0^t dt' \sum_i c_i g_{eg,\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \omega_k + \Delta)t'} e^{-i(\delta_{1i}\tau + \delta_{2i}t')} B(t'),
\end{aligned} \tag{4.43}$$

com $\delta_{1i} \equiv \delta_{si} - \delta_{gi}$ e $\delta_{2i} \equiv (\delta_{si}/2) - \delta_{gi}$. Então, substituindo na expressão (4.39) para Ψ_2 temos

$$\begin{aligned}
 \Psi_2(\mathbf{q}; t) &\propto \int d\omega_k e^{-i\omega_k t} \text{Lim}_{t \rightarrow \infty} C_{\mathbf{k}}(t) \\
 &= i \int d\omega_k e^{-i\omega_k t} \text{Lim}_{t \rightarrow \infty} \left[\sum_i c_i g_{eg, \mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} \right. \\
 &\quad \times \left. \int_0^t dt' e^{-i[\delta_{1i}\tau + \delta_{2i}t']} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \omega_k + \Delta)t'} B(t') \right] \\
 &= i \sum_i c_i g_{eg, \mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} \\
 &\quad \times \int d\omega_k e^{-i\omega_k t} \left[\text{Lim}_{t \rightarrow \infty} \int_0^t dt' e^{i\omega_k t'} e^{-i[(\delta_{1i})\tau + (\delta_{2i})t']} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \Delta)t'} B(t') \right] \\
 &= i \sum_i g_{eg, \mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{r}_i} \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) e^{i[-\mathbf{q}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_i + z_i q_1^2 / (2k_1)]} \\
 &\quad \times \int d\omega_k e^{-i\omega_k t} \left\{ \text{Lim}_{t \rightarrow \infty} \int_0^t dt' e^{i\omega_k t'} \left[e^{-i[(\delta_{1i})\tau + (\delta_{2i})t']} e^{i(-\omega_e + \omega_g + \Delta)t'} B(t') \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

Observe que o termo da última linha contém uma transformada de Fourier direta e outra reversa em t' e ω_k , cujo resultado é o valor da função entre colchetes para $t' = t$. Sabendo que $\mathbf{k} = \mathbf{q} + k_z \hat{\mathbf{z}}$, obtemos

$$\begin{aligned}
 \Psi_2(\mathbf{q}; t) &\propto \sum_i \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) g_{eg, \mathbf{k}} e^{-i[(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}) \cdot \boldsymbol{\rho}_i + (k_{1z} + k_z)z]} e^{-i(\delta_{1i}\tau + \delta_{2i}t)} \\
 &\quad \times B(t) e^{-i\omega t},
 \end{aligned} \tag{4.45}$$

desde que $k_{1z} \approx k_1 - q_1^2 / (2k_1)$, $\mathbf{k}_w \approx -\mathbf{k}_r$, e a frequência central do fóton emitido sendo $\omega = \omega_e - \omega_g - \Delta$ [46]. Por simplicidade, assumiremos $\delta_{1i} \approx \delta_{2i} \approx \delta_i$, para reduzir o número de variáveis e uma vez que a diferença entre δ_{1i} e δ_{2i} será equivalente a valores ligeiramente diferentes de τ .

Como previamente discutido, diferentes átomos tem diferentes níveis de energia devido à interação Zeeman com o campo magnético da armadilha. Como o modo definido por (4.1) tem em geral uma largura pequena no plano xy , a variação do campo magnético na direção z é a principal causa de descoerência no sistema. O campo ao longo do eixo z

pode ser aproximado por $\mathbf{B} \approx bz\hat{\mathbf{z}}$, com uma dependência linear na direção z . A projeção do momento do campo magnético nos estados hiperfinos na direção z não é controlada, então para cada conjunto de átomos com número quântico m_F teremos uma dependência diferente dos níveis de energia com z . Para simplificar os cálculos, consideraremos uma interação efetiva tomando a média da separação Zeeman, tal que $\delta_i \approx \xi z_i$, ξ sendo uma constante que define a descoerência do sistema.

Vamos substituir o somatório em (4.45) por integrais espaciais que contém a densidade atômica $\rho(\mathbf{r})$ do ensemble, resultando que

$$\sum_i \rightarrow \int d^3r \rho(\mathbf{r}), \text{ com } \rho(\mathbf{r}) \propto e^{-z^2/(2L^2)}, \quad (4.46)$$

onde L é o tamanho do ensemble na direção z . Nós consideramos uma densidade uniforme no plano xy porque a distribuição da excitação no ensemble dada por $|c_i|^2$ de (4.10) tem uma largura muito menor que a largura do ensemble atômico neste plano. Como resultado, as integrais em x e y serão proporcionais a $\delta^2(\mathbf{q} + \mathbf{q}_1)$. Obtemos então:

$$\begin{aligned} \Psi_2(\mathbf{q}; t) &\propto \int \int dx dy \int dz \rho(\mathbf{r}) \int d\mathbf{q}_1 \phi_1(\mathbf{q}_1) g_{eg, \mathbf{k}} e^{-i[(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}) \cdot \boldsymbol{\rho}_i + (k_{1z} + k_z)z]} e^{-i(\tau+t)\xi z} \\ &\quad \times B(t) e^{-i\omega t} \\ &= \int dz e^{-z^2/(2L^2)} \phi_1(-\mathbf{q}) g_{eg, \mathbf{k}} e^{-i[(k_{1z} + k_z)z]} e^{-i(\tau+t)\xi z} B(t) e^{-i\omega t} \\ &= g_{eg, \mathbf{k}} \phi_1(-\mathbf{q}) B(t) e^{-i\omega t} \int dz e^{-z^2/(2L^2)} e^{-i[k_{1z} + k_z + (\tau+t)\xi]z} \\ &= g_{eg, \mathbf{k}} \phi_1(-\mathbf{q}) B(t) e^{-i\omega t} e^{-\frac{L^2}{2}[(k_{1z} + k_z + (\tau+t)\xi)]^2} \int dz e^{\frac{[iz - L^2(k_{1z} + k_z + (\tau+t)\xi)]^2}{(2L^2)}}, \end{aligned}$$

o que nos leva a

$$\Psi_2(\mathbf{q}; t) \propto \phi_1(-\mathbf{q}) e^{-L^2(k_{1z} + k_z)^2/2} e^{-\xi^2 L^2(t+\tau)^2/2} B(t) e^{-i\omega t}. \quad (4.47)$$

Esta expressão demonstra que o segundo fóton vem, como esperado, no modo conjugado do campo 1, com $k_z \approx -k_{1z}$ e o correspondente ϕ_1 como modo transversal. Ela também

relaciona explicitamente o parâmetro ξ vindo do campo magnético da AMO com uma taxa de decaimento $\gamma = \xi L$.

A probabilidade condicional $p_c(t)$ de detetar o segundo fóton no tempo t uma vez que o primeiro fóton foi detetado é dada então por

$$\boxed{p_c(t) = |\Psi_2(\mathbf{q}; t)|^2 = F e^{-\gamma^2(t+\tau)^2} |B(t)|^2}, \quad (4.48)$$

com F sendo uma constante de proporcionalidade e $B(t)$ dado por (4.42). Outra quantidade importante é a probabilidade condicional total P_c :

$$\boxed{P_c = \int_0^\infty p_c(t) dt}, \quad (4.49)$$

que fornece a probabilidade de extrair o fóton durante todo o processo de leitura. Para testar as predições de (4.48) e (4.49), iremos compará-las com uma série de resultados experimentais discutidos logo mais adiante.

4.1.4 Superradiância induzida por emaranhamento

Para podermos comparar nossos resultados experimentais com a teoria desenvolvida, vamos, antes disso, estimar uma expressão para a superradiância em condições experimentais típicas. Para isso, precisamos calcular χ_i de (4.29) como função da densidade atômica do ensemble sob algumas aproximações.

Primeiramente, vamos desconsiderar o padrão de radiação de dipolo da emissão atômica, considerando ao invés disso uma emissão em todas as direções, e substituir o somatório novamente por integrais sobre a densidade atômica. Além disso, a forma da integral $\int d^3k$ que utilizaremos é dada por

$$\begin{aligned} \int d^3k &= \left[\int_0^\infty dk \int_{-k}^k dq_x \int_{-\sqrt{k^2-q_x^2}}^{\sqrt{k^2-q_x^2}} dq_y \right]_{k_z=\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2}} + \\ &+ \left[\int_0^\infty dk \int_{-k}^k dq_x \int_{-\sqrt{k^2-q_x^2}}^{\sqrt{k^2-q_x^2}} dq_y \right]_{k_z=-\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2}}. \end{aligned} \quad (4.50)$$

Com estas considerações, e desde que $\mathbf{k}_w \approx -\mathbf{k}_r$ e $k_1 \approx k$, χ_i pode ser escrito como

$$\chi_i = 1 + \frac{1}{2\pi k^2} \int_{-k}^k dq_x \int_{-\sqrt{k^2-q_x^2}}^{\sqrt{k^2-q_x^2}} dq_y \int d^3r \rho(\mathbf{r}) e^{-i[q_x(x-x_i)+q_y(y-y_i)]} \\ \times \left\{ e^{-i(k-\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})(z-z_i)} + e^{-i(k+\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})(z-z_i)} \right\}. \quad (4.51)$$

Para calcularmos a integral em volume, consideraremos que a densidade atômica ρ é dada por distribuições gaussianas no plano xy e ao longo do ensemble. Temos então

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} W^2 L} e^{-(x^2+y^2)/(2W^2)} e^{-z^2/(2L^2)}, \quad (4.52)$$

em que W é a cintura do feixe no modo do fóton detetado, L é o tamanho do ensemble na direção z e N é o número total de átomos nesta região. Somente os átomos que estão nesta região do modo do fóton detetado podem armazenar a excitação, então apenas estes átomos são considerados no cálculo de χ_i . Efetuando a integral em volume, temos para o eixo x (e similarmente para o eixo y):

$$\int dx e^{-iq_x x} \frac{e^{-x^2/(2W^2)}}{\sqrt{2\pi}W} \xrightarrow{x \rightarrow \sqrt{2}Wx} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int dx e^{-x^2 - i\sqrt{2}Wq_x x} = e^{\frac{-W^2 q_x^2}{2}}. \quad (4.53)$$

Já para o eixo z

$$\int dz \frac{e^{-i(k \pm \sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})z} e^{-z^2/(2L^2)}}{\sqrt{2\pi}L} \xrightarrow{z \rightarrow \sqrt{2}Lz} \exp \left[\frac{-L^2(k \pm \sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})^2}{2} \right]. \quad (4.54)$$

Assim, obtemos para χ_i

$$\chi_i = 1 + \frac{N}{2\pi k^2} \int_{-k}^k dq_x \int_{-\sqrt{k^2-q_x^2}}^{\sqrt{k^2-q_x^2}} dq_y \exp \left[\frac{-W^2(q_x^2 + q_y^2)}{2} \right] e^{-i(q_x x_i + q_y y_i)} \\ \times \left\{ \exp \left[\frac{-L^2(k - \sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})^2}{2} \right] e^{-i(k-\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})z_i} + \right. \\ \left. + \exp \left[\frac{-L^2(k + \sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})^2}{2} \right] e^{-i(k+\sqrt{k^2-q_x^2-q_y^2})z_i} \right\}. \quad (4.55)$$

Para os ensembles atômicos usuais utilizados em memórias quânticas, valores típicos para as quantidades k , W e L são $k \approx 10^7 \text{m}^{-1}$, $W \approx 10^{-4} \text{m}$ e $L \approx 10^{-3} \text{m}$. A função $\exp[-W^2(q_x^2 + q_y^2)/2]$ tem largura $1/W \ll k$ em q_x e q_y , tal que as integrais em q_x e q_y podem ser extendidas de $-\infty$ a $+\infty$ e podemos aproximar $k - \sqrt{k^2 - q_x^2 - q_y^2} \approx (q_x^2 + q_y^2)/(2k)$. Desta forma, a função $\exp\{-L^2[(q_x^2 + q_y^2)/(2k)]^2/2\}$ tem largura $\sqrt{2}k/L$ em $q_x^2 + q_y^2$, enquanto a função $\exp[-W^2(q_x^2 + q_y^2)/2]$ tem largura $1/W^2 \ll \sqrt{2}k/L$ em $q_x^2 + q_y^2$, tal que a primeira destas funções pode ser considerada constante (valor 1) para a evolução das integrais em q_x e q_y . Podemos aproximar também $e^{[-L^2k^2]} \approx 0$. Calculando as integrais acima sob estas considerações e desconsiderando termos com $L/(W^2k)$ em relação a 1, obtemos

$$\begin{aligned} \chi_i = 1 + & \frac{N}{2\pi k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_x dq_y \exp \left[\frac{-W^2(q_x^2 + q_y^2)}{2} \right] e^{-i(q_x x_i + q_y y_i)} \\ & \times \left\{ \exp \left[\frac{-L^2[(q_x^2 + q_y^2)/(2k)]^2}{2} \right] e^{-i[(q_x^2 + q_y^2)/(2k)]z_i} + \right. \\ & \quad \left. + \exp \left[\frac{-L^2[2k + (q_x^2 + q_y^2)/(2k)]^2}{2} \right] e^{-i[2k + (q_x^2 + q_y^2)/(2k)]z_i} \right\} \quad (4.56) \\ \approx 1 + & \frac{N}{2\pi k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_x dq_y \exp \left[\frac{-W^2(q_x^2 + q_y^2)}{2} \right] e^{-i(q_x x_i + q_y y_i)} \end{aligned}$$

e finalmente

$$\chi_i = 1 + \frac{N}{W^2 k^2} \exp \left[\frac{-(x_i^2 + y_i^2)}{2W^2} \right]. \quad (4.57)$$

Considerando a distribuição da excitação no ensemble seguindo ρ/N de (4.52), o valor médio χ é dado por

$$\boxed{\chi = 1 + \frac{N}{2W^2 k^2}}. \quad (4.58)$$

É importante salientar que a direcionalidade da emissão do fóton no processo de leitura, como previsto em (4.47), depende apenas da extensão do ensemble atômico sobre grandes distâncias comparadas a λ . Uma vez que essa condição é preenchida, a direcionalidade no nosso processo cresce proporcionalmente a N^2 , um efeito bem conhecido em tais sistemas de mistura de quatro ondas. Desta forma, é possível obter uma forte direcionalidade sem superradiância, ou seja, com $\chi \approx 1$. Nesta situação, como discutido anteriormente, há

um limite fundamental de 50% na eficiência da memória quântica devido ao decaimento espontâneo do nível $|e\rangle$ para o nível $|s\rangle$. Obviamente, desde que este limite vem da taxa de ramificação dos vários canais de decaimento do estado excitado, ela deveria diminuir no experimento atual com átomos reais e sua estrutura Zeeman total. Para experimentos típicos com átomos alcalinos, como césio e rubídio, cada estado excitado deveria ter cerca de seis canais de decaimento, correspondentes a transições com uma variação de $\Delta m_F = 0$ ou ± 1 do número quântico magnético e a um dos dois estados fundamentais hiperfinos.

Por outro lado, quando $\chi > 1$ esta eficiência pode aumentar, desde que a taxa de decaimento do nível $|e\rangle$ para o nível $|g\rangle$, que chamaremos $P_{e \rightarrow g}$, aumente em relação à taxa de decaimento do nível $|e\rangle$ para o nível $|s\rangle$, $P_{e \rightarrow s}$, devido ao efeito de superradiância. Para mostrarmos este efeito, vamos calcular tais taxas. Somando a contribuição de todos os átomos em (4.17) e integrando sobre o ângulo sólido de emissão do fóton obtemos:

$$P_{e \rightarrow s} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \sum_i |\dot{D}_{i,\mathbf{k}}|^2 = \sum_i \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |g_{es,\mathbf{k}}|^2 |B_i|^2, \quad (4.59)$$

O termo (4.16), integrado sobre a região de emissão do fóton, representa $P_{e \rightarrow g}$, e é dado por

$$P_{e \rightarrow g} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |\dot{C}_{\mathbf{k}}|^2 = \sum_i \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |g_{eg,\mathbf{k}}|^2 |B_i|^2 \\ \times \left[1 + \sum_{j \neq i} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{z} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} \frac{\beta_j b_j}{\beta_i b_i} \right]. \quad (4.60)$$

Observe que (4.16) já contém a contribuição de todos os átomos implícita pois este termo é ligado ao fato de utilizarmos um feixe clássico no processo de leitura e há um efeito coletivo, com uma correlação de fase, na emissão do fóton para o estado $|g\rangle$.

A equação acima pode ser comparada com (4.26) e (4.30) aproximando $\beta_j \approx \beta_i$, $b_j \approx b_i$, e $|g_{es,\mathbf{k}}|^2 \approx |g_{eg,\mathbf{k}}|^2$, resultando, com estas condições, em

$$\dot{\beta}_i(t) = - \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |g_{eg,\mathbf{k}}|^2 \frac{4\pi\omega_k^2}{c^3} \left[1 + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{z} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} \right] \beta_i(t)$$

e

$$\dot{\beta}_i(t) = -\frac{\chi_i \Gamma}{2} \beta_i(t). \quad (4.61)$$

Comparando as duas expressões e lembrando da definição de Γ dada em (4.27)

$$-\frac{\chi_i \Gamma}{2} \beta_i(t) = - \underbrace{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |g_{eg,\mathbf{k}}|^2 \frac{4\pi\omega_k^2}{c^3}}_{\frac{\Gamma}{2}} \left[1 + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} \right] \beta_i(t) \quad (4.62)$$

o que nos leva a reescrever

$$\chi = \chi_i \equiv 1 + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} e^{i(\mathbf{k}_w - k_1 \hat{\mathbf{z}} - \mathbf{k} + \mathbf{k}_r) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}$$

Assim, a partir de (4.59) e (4.60), temos

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) |\dot{C}_{\mathbf{k}}|^2 = (2\chi - 1) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin(\theta) \sum_i |\dot{D}_{i,\mathbf{k}}|^2, \quad (4.63)$$

ou seja

$$\boxed{\frac{P_{e \rightarrow g}}{P_{e \rightarrow s}} = 2\chi - 1}, \quad (4.64)$$

tal que a razão entre a taxa de decaimento dos estados $|e\rangle$ para os estados $|g\rangle$ e para o estado $|s\rangle$ no processo de leitura é $2\chi - 1$. Então, quanto maior o valor de χ , mais eficiente é a leitura total da memória quântica.

4.2 Resultados

Para testarmos a teoria analítica desenvolvida até aqui para o processo de leitura de nossa memória atômica, vamos desenvolver um estudo sistemático de tal processo variando dois de seus parâmetros principais: dessintonia e intensidade do feixe de leitura. Medimos então os pacotes de onda e a probabilidade total de extração do fóton 2 para um grande número de parâmetros, e os comparamos com a teoria. Obtemos um acordo quantitativo

entre teoria e experimento que valida, em grande medida, nossa abordagem teórica para o problema.

A teoria desenvolvida até aqui fornece diretamente o pacote de onda do fóton extraído, descrevendo então a dinâmica do processo de leitura. Não é uma teoria desenvolvida para a verificação da natureza quântica do campo medido, isto é, não calculamos a estatística de fótons dos campos óticos extraídos. A fim de verificar este aspecto, empregamos medidas padrões de ótica quântica para as funções de correlação do sistema combinado dos campos 1 e 2 [19, 29], desenvolvidas nos capítulos 2 e 3. Tais medidas de correlação serão fornecidas nas seguintes seções em acréscimo às medidas para comparação direta com a teoria. Basicamente, todos os resultados apresentados foram obtidos no regime quântico para a memória.

Os resultados que seguem nas seções 4.2.1 e 4.2.2 foram obtidos no mesmo dia sob as mesmas condições experimentais. Essencialmente, utilizamos tais resultados experimentais como base para os ajustes teóricos do nosso modelo. Para o parâmetro de descoerência, empregamos $\gamma/(2\pi) = 1,55$ MHz, consistente com números típicos obtidos de outras medidas de geração de fótons únicos de armadilhas magneto-ólicas sem o desligamento do campo magnético [26]. Para a intensidade de saturação, encontramos $I_s = 4,3$ mW/cm², como definido através da relação

$$\left[\frac{\Omega}{\Gamma}\right]^2 = \frac{I_r}{2I_s} \quad (4.65)$$

entre a frequência de Rabi e a intensidade I_r do feixe de leitura do experimento. O parâmetro cooperativo superradiante que melhor ajusta nossos dados foi $\chi = 2,7$, indicando então que já estamos no regime $\chi > 1$ no qual a superradiância desempenha um papel significativo. Finalmente o parâmetro de proporcionalidade¹ obtido foi $F = 4,1$. Os resultados na seção 4.2.3 foram obtidos alguns dias depois sob as mesmas condições experimentais. A única diferença nos parâmetros de ajuste foi o valor de $F = 4,8$ empregado para este conjunto de dados, refletindo um melhor acoplamento das fibras neste dia.

Para determinarmos um valor de $\chi > 1$ experimentalmente, uma abordagem mais direta poderia ser medir a probabilidade condicional total P_c , compensada por todas as

¹ Constante de proporcionalidade para a probabilidade condicional de detecção do segundo fóton. Ver equação ??.

perdas conhecidas, e verificar se a probabilidade de extração correta é maior que o limite esperado sem superradiância, como discutido previamente. Para um átomo de três níveis, se a probabilidade de extração é maior que 50%, poderíamos aplicar a relação deduzida na seção 4.1.4 entre χ e a taxa de decaimento para obtermos uma estimativa para este valor. Esta abordagem, entretanto, tem a desvantagem de necessitarmos um conhecimento prévio de todos os outros mecanismos de perdas da configuração experimental. Na nossa configuração, por exemplo, o campo magnético da AMO induz grandes perdas na extração do fóton, devido ao processo de descoerência, que são complicadas de serem quantificadas. Mesmo se tal campo for desligado, entretanto, perdas extras desconhecidas poderiam facilmente diminuir qualquer probabilidade de extração corrigida, conduzindo a uma subestimação de χ . Nossa abordagem vai em um caminho diferente. Obtemos χ através de ajustes de dados experimentais para várias intensidades e dessintonias do campo de leitura, testando os efeitos de uma mudança efetiva de Γ sobre a saturação e a forma de linha no processo de leitura. A qualidade do ajuste final é então crucial para garantirmos o significado do valor de χ . As desvantagens dessa abordagem são sua dependência com um modelo particular para o processo de leitura e a correspondente determinação indireta de χ . Um método melhor seria combinar, no futuro, as duas abordagens, buscando sua convergência e usando uma medida indireta para corroborar as estimativas das perdas empregadas nas medidas diretas de χ .

4.2.1 Pacotes de onda

Para obtermos o pacote de onda do fóton emitido, vamos analisar os resultados experimentais para a probabilidade condicional p_c como função do tempo. Os quadrados negros das figuras 4.2 e 4.3 representam tais medidas, com a origem do tempo no momento em que o campo de leitura é ligado. Os dados são apresentados como pontos separados pela resolução da placa de detecção: 1 ns. Na figura 4.2 plotamos os resultados para a dessintonia da leitura $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz e três intensidades de leitura diferentes: $I_r = 32$ mW/cm², 68 mW/cm², e 95 mW/cm². Na figura 4.3 plotamos os resultados para $\Delta/(2\pi) = 25,7$ MHz e intensidades $I_r = 52$ mW/cm², 80 mW/cm², e 160 mW/cm²,

respectivamente. As barras de erro representam a incerteza estatística para as contagens em cada tempo. Os fortes campos de leitura são cruciais para este tipo de medida para

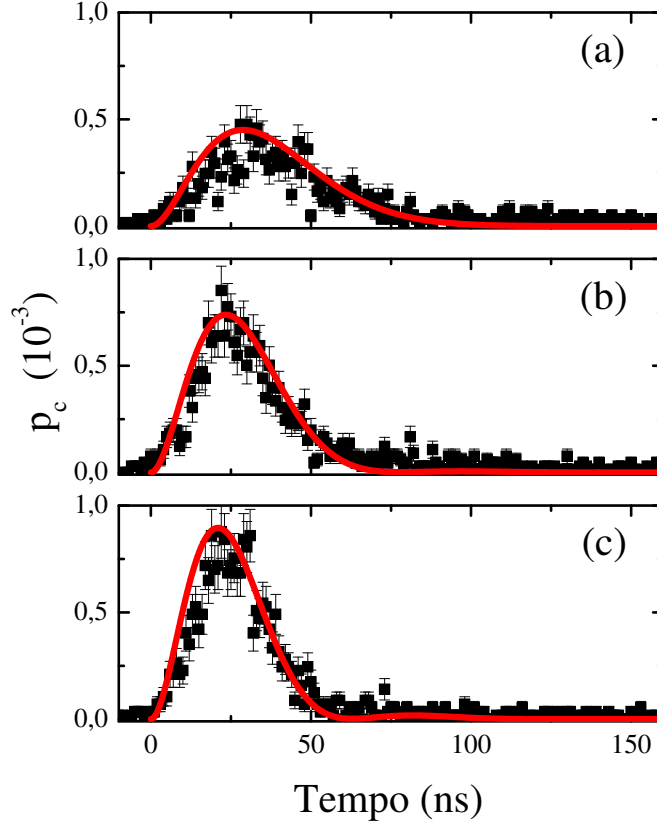


Figura 4.2: Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para várias intensidades do feixe de leitura. Os quadrados pretos são os resultados experimentais para (a) $I_r = 32 \text{ mW/cm}^2$, (b) $I_r = 68 \text{ mW/cm}^2$, e (c) $I_r = 95 \text{ mW/cm}^2$. A dessintonia do laser de leitura é $\Delta/(2\pi) = 1,7 \text{ MHz}$. As curvas vermelhas são as previsões teóricas de (4.48), considerando $I_s = 4,3 \text{ mW/cm}^2$, $\gamma/(2\pi) = 1,55 \text{ MHz}$, $\chi = 2,7$, e $F = 4,1$.

garantir a transparência do meio para o fóton extraído, assim como para uma leitura rápida frente aos nossos tempos de coerência curtos. Outros parâmetros experimentais importantes são a profundidade ótica do ensemble atômico, $OD \approx 5$, e a probabilidade $p_1 = 0,0036 \pm 0,0004$ para deteção de um fóton no campo 1. Como já discutido na seção 3.2.3, a OD foi determinada pela absorção de um pulso curto de $0,5 \mu\text{s}$, linearmente polarizado, ressonante com a transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ e propagando através do ensemble no modo transversal de escrita.

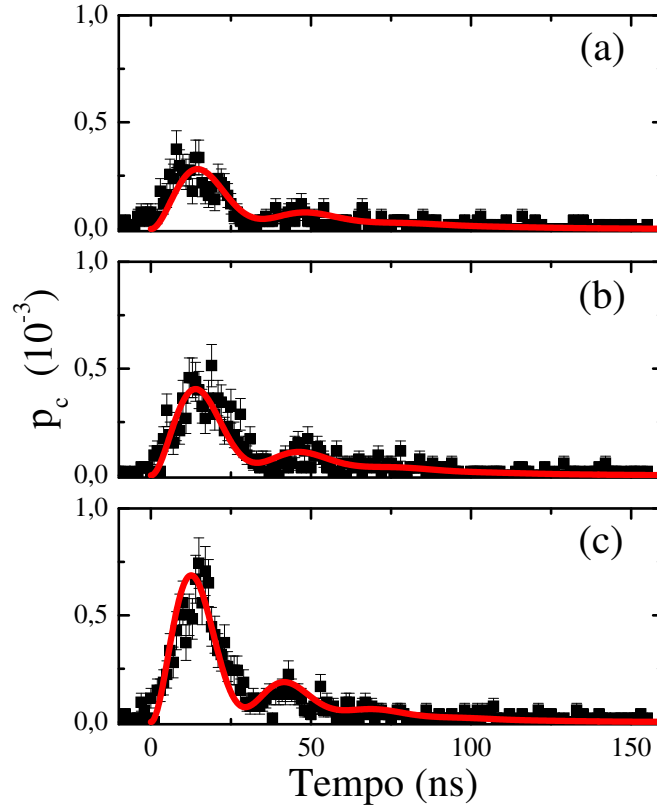


Figura 4.3: Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para várias intensidades do feixe de leitura. Os quadrados pretos são os resultados experimentais para (a) $I_r = 52 \text{ mW/cm}^2$, (b) $I_r = 80 \text{ mW/cm}^2$, e (c) $I_r = 160 \text{ mW/cm}^2$. A dessintonia do laser de leitura é $\Delta/(2\pi) = 25,7 \text{ MHz}$. As curvas vermelhas são as previsões teóricas de (4.48), considerando os mesmos parâmetros de ajuste da figura 4.2.

Pacotes de onda como aqueles nas figuras 4.2 e 4.3 fornecem as observações experimentais mais diretas da dinâmica do processo de leitura, com os tempos de subida e descida e um eventual comportamento oscilatório. As curvas teóricas correspondentes obtidas a partir de (4.48) são dadas pelas curvas vermelhas em cada figura. Obtivemos então um acordo quantitativo satisfatório, tanto para as formas do pulso, quanto para as eficiências de extração, empregando um único conjunto de parâmetros de ajuste, fornecidos acima, para todas as curvas. Em cada configuração de potência e dessintonia foram gastos aproximadamente 15 minutos por ponto para a tomada de dados, cerca de $3,2 \times 10^7$ triggers.

4.2 Resultados

Para uma intensidade fixa de leitura em $I_r = 20mW/cm^2$, fizemos uma caracterização do ruído dos feixes clássicos que afetam o pacote de onda não condicionado. O resultado é mostrado na figura 4.4 para o feixe de leitura dentro e fora de ressonância. As curvas com

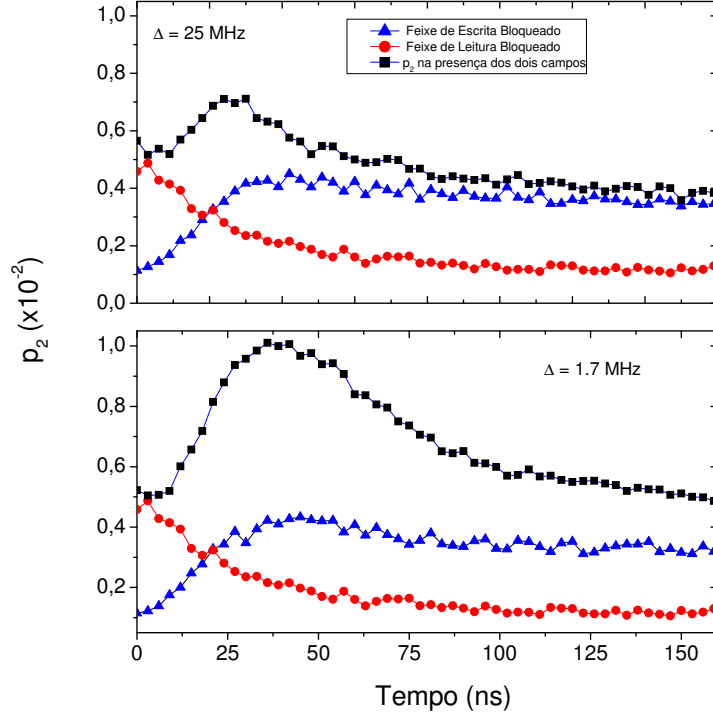


Figura 4.4: Probabilidade total p_2 de detecção do campo 2 e os respectivos ruídos associados para diferentes sintonizações do feixe de leitura. A curva azul representa as o ruído detetado no fóton 2 provenientes do feixe de leitura ao bloquearmos o feixe de escrita e a curva vermelha quando bloqueamos o feixe de leitura e deixamos apenas o feixe de escrita atuando no sistema, retiradas na presença dos feixes de armadilhamento.

quadrados pretos representa a probabilidade p_2 de detecção do fóton 2. Entretanto, esta curva contém os ruídos provenientes dos feixes de escrita e leitura, mostrados nas curvas em vermelho e azul respectivamente. A curva com triângulos azuis foi extraída bloqueando o feixe de escrita, e a com pontos vermelhos bloqueando o feixe de leitura. Para encontrar o pacote de onda não condicionado, subtraímos tais curvas daquela mostrada em preto. Os resultados dessa subtração de ruídos são mostrados na figura 4.5 pelas curvas com quadrados pretos, referentes ao eixo vertical esquerdo. Esta figura contém outros dois gráficos com dessintonias diferentes, obtidos de forma similar.

4.2 Resultados

Além do pacote de onda não condicionado, a figura 4.5 mostra o pacote de onda condicionado, $p_c(t)$, para cada situação de dessintonia. O resultado é mostrado pelas curvas em vermelho, com valores indicados pelo eixo vertical da direita. As duas curvas em cada gráfico contêm comportamentos consideravelmente diferentes. Mesmo com a subtração dos ruídos dos feixes clássicos, a probabilidade p_2 alcança um patamar de contagens, não observado na curva para $p_c(t)$. Isto indica que parte da luz coletada não é correlacionada ao campo 1, mas de outros processos não relacionados ao estado atômico coletivo. Além do aumento de uma ordem de grandeza na probabilidade condicional em relação ao cálculo de p_2 , observamos ainda uma subida mais rápida do pacote de onda condicionado. Ainda não temos uma explicação clara para tais diferenças de comportamento, já que nossa teoria não prevê um modelo para o pacote de onda não condicionado.

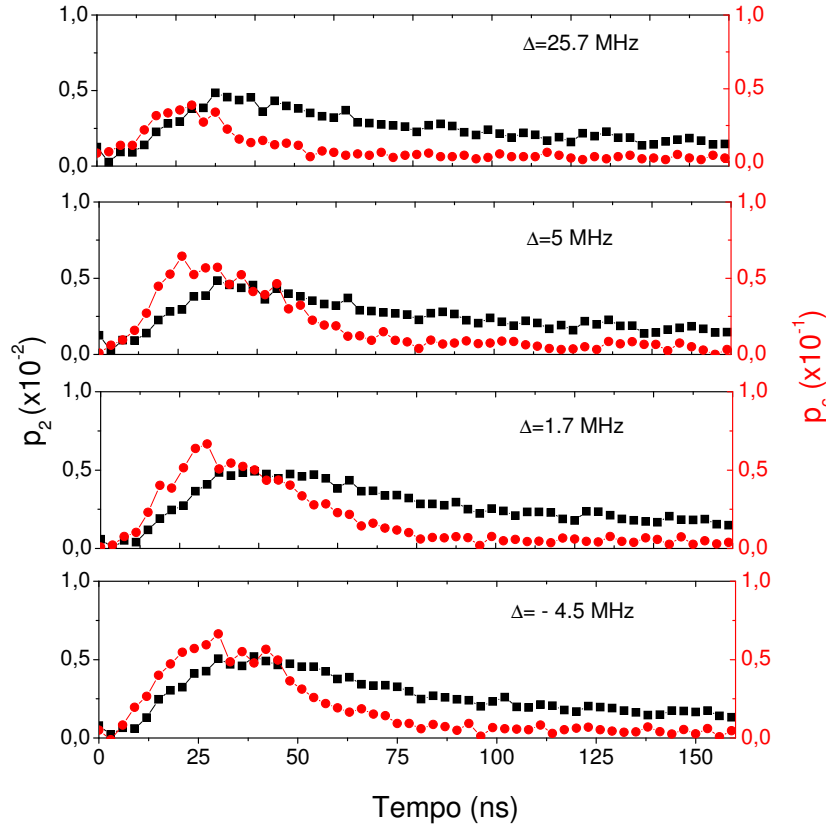


Figura 4.5: Pacotes de onda do fóton 2 extraído. Para a probabilidade p_2 , em preto referente ao eixo vertical esquerdo, subtraímos os ruídos mostrados na figura 4.4; a probabilidade condicional p_c é mostrada em vermelho no eixo da direita e é uma ordem de grandeza maior que p_2 .

Na figura 4.6, por outro lado, plotamos a função de correlação cruzada $g_{12} = p_c(t)/p_2(t)$ como função do tempo para $I_r = 95 \text{ mW/cm}^2$ e duas sintonizações, $\Delta/(2\pi) = 1,7 \text{ MHz}$ e $25,7 \text{ MHz}$. Para o cálculo de $g_{12}(t)$, utilizamos $p_2(t)$ sem nenhuma subtração de ruído. A resolução no tempo foi alterada para 3 ns para permitir uma melhor estatística em cada ponto. O comportamento temporal de g_{12} e p_c contém diferenças marcantes, principalmente no máximo de saturação em $g_{12} \approx 20$ para ambas as curvas. Como antecipado, a teoria desenvolvida não modela tais dados experimentais, já que não calculamos os estados não condicionados da luz que originam $p_2(t)$. Entretanto, como discutido anteriormente, a condição $g_{12} > 2$ é um forte indício da natureza puramente quântica das correlações entre os campos 1,2. As curvas plotadas na figura 4.6 fornecem o comportamento temporal de tais correlações não-clássicas, que podem ser usadas para selecionar janelas temporais otimizadas para a realização de protocolos de informação quântica [47].

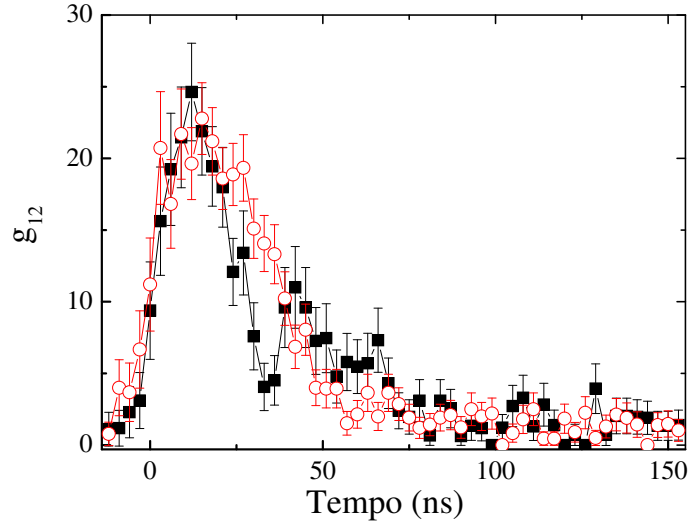


Figura 4.6: Função de correlação cruzada normalizada g_{12} como função do tempo para $\Delta/(2\pi) = 25,7 \text{ MHz}$ (quadrados pretos) e $1,7 \text{ MHz}$ (círculos vermelhos abertos), respectivamente. A intensidade $I_r = 95 \text{ mW/cm}^2$ foi a mesma para ambas as dessintonias.

4.2.2 Saturação

Para caracterizarmos a saturação da probabilidade de extração P_c com relação à intensidade do campo de leitura I_r , integramos os pacotes de onda dados por $p_c(t)$ sobre uma janela temporal extensa, no total de 160 ns das figuras 4.2-4.6. Os resultados para P_c

como função de I_r para as duas sintonizações distintas, $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz e 25,7 MHz, são mostradas na figura 4.7. As curvas teóricas correspondentes são dadas pelas linhas sólidas que ajustam os dados experimentais. Alguns dos pontos experimentais foram medidos mais de uma vez para fornecer uma estimativa melhor das incertezas por conta de flutuações nas condições do nosso sistema, o que resulta na dispersão dos pontos experimentais no topo das incertezas estatísticas usuais.

Tais resultados integrados fornecem um mapa mais amplo da dependência do processo de leitura com seus parâmetros experimentais principais. Na figura 4.7 notamos, por exemplo, que a intensidade na qual P_c satura e o máximo valor de P_c dependem ambos fortemente de Δ . Tal saturação para P_c também ocorre para valores mais altos de I_r do que aqueles esperados da intensidade de saturação $I_s = 4,3$ mW/cm² obtida do nosso ajuste global. Interpretamos esse efeito como sendo proveniente do nosso tempo de coerência curto devido aos campos magnéticos da AMO. Para extrair o fóton, precisamos extraí-lo de forma rápida quando comparado com seu tempo de coerência, e isto requer altas intensidades. Altas intensidades também são necessárias para garantir a transparência do meio para os fótons extraídos.

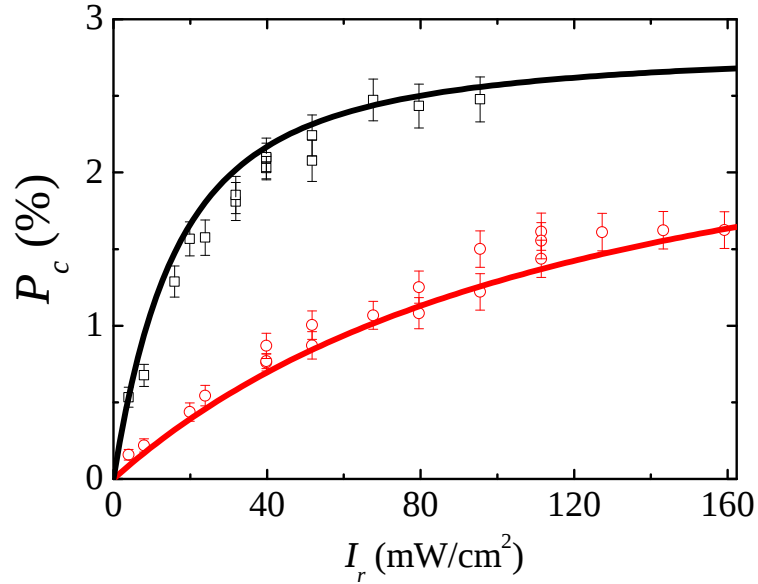


Figura 4.7: Probabilidade condicional total P_c como função da intensidade I_r para duas dessintonias: $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz (quadrados pretos) e 25,7 MHz (círculos vermelhos). As linhas sólidas são os resultados teóricos obtidos de (4.49) com os mesmos parâmetros da figura 4.2.

A figura 4.8 fornece então os resultados que demonstram diretamente a violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz $R = g_{12}^2/(g_{11}g_{22}) < 1$ válida para campos clássicos, onde g_{ij} (com $i, j = 1, 2$) são as várias funções de correlação definidas no capítulo 2 entre os campos 1 e 2. As quantidades na figura 4.8 são calculadas para os pontos na figura 4.7 com $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz. Também empregamos aqui a janela temporal de 160 ns das figuras anteriores: isto é crucial para melhorarmos as estatísticas das quantidades medidas. Ainda assim, temos grandes incertezas estatísticas para a determinação de g_{22} bem como uma grande susceptibilidade de ambos g_{11} e g_{22} em relação às flutuações experimentais de longo prazo. Para sua determinação, estas quantidades requerem medidas das componentes de dois fótons nos campos 1 e 2 que são muito baixas, uma vez que entramos bem no regime de fótons únicos, como indicado por $g_{12} \approx 9$ [36]. Isto leva a grandes flutuações e barras de erro em R . Claramente observamos, entretanto, $R \gg 1$ para todos os valores medidos de I_r , tipicamente algumas barras de erro acima do valor limite $R = 1$.

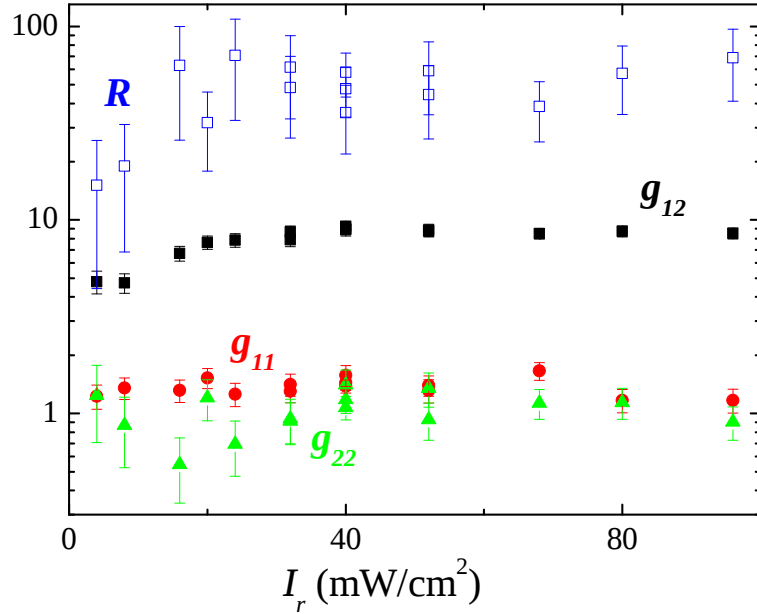


Figura 4.8: Quantidades experimentais caracterizando as correlações entre os campos 1 e 2 como função da intensidade da leitura I_r , para $\Delta/(2\pi) = 1,7$ MHz. Os quadrados pretos preenchidos são os resultados da função de correlação cruzada normalizada entre os campos 1 e 2, g_{12} . Os círculos vermelhos preenchidos (triângulos verdes preenchidos) são os resultados para a função de auto-correlação normalizada do campo 1 (2), g_{11} (g_{22}). Os quadrados azuis vazios são os resultados para a função R , que indica a natureza não clássica das correlações se $R > 1$.

4.2.3 Espectro de leitura

Na figura 4.9 plotamos valores integrados de P_c , tal como na figura 4.7, mas agora como função da dessintonia Δ do campo de leitura, para ambos $I_r = 24 \text{ mW/cm}^2$ e 127 mW/cm^2 . Isto corresponde a medir o espectro de leitura da memória atômica, como discutido em [46]. Entretanto, diferentemente de [46], estamos no regime de campos de leitura muito fortes, que induzem a transparência do meio para o fóton extraído e a um aumento na probabilidade da sua extração na ressonância ($\Delta = 0$). As curvas teóricas correspondentes são dadas pelas curvas sólidas. Como discutido anteriormente, empregamos aqui os mesmos parâmetros de ajuste para a teoria como nas figuras anteriores, com exceção do valor de F , que é agora $F = 4.8$, refletindo um alinhamento otimizado para a detecção do campo 2 no momento em que estes dados foram obtidos. A figura 4.10 demonstra a natureza não clássica dos estados armazenados através da curva com $I_r = 127 \text{ mW/cm}^2$ na figura 4.9, da mesma forma como na figura 4.8.

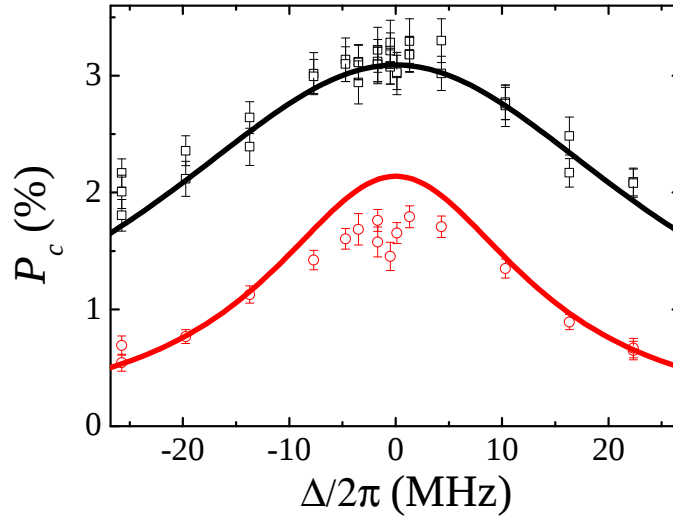


Figura 4.9: Probabilidade condicional total P_c como função da dessintonia do campo de leitura Δ para duas intensidades: $I_r = 127 \text{ mW/cm}^2$ (quadrados pretos) e 24 mW/cm^2 (círculos vermelhos). As linhas sólidas são resultados teóricos obtidos de (4.49). Os parâmetros usados são os mesmos da figura 4.2, com exceção do valor de $F = 4.8$.

Tais medidas do espectro de leitura revelam um desvio sistemático da teoria na ressonância para intensidades de leitura mais baixas, como pode ser visto nos resultados para $I_r = 24 \text{ mW/cm}^2$ na figura 4.9. Isto é esperado, desde que nossa teoria não leva em conta

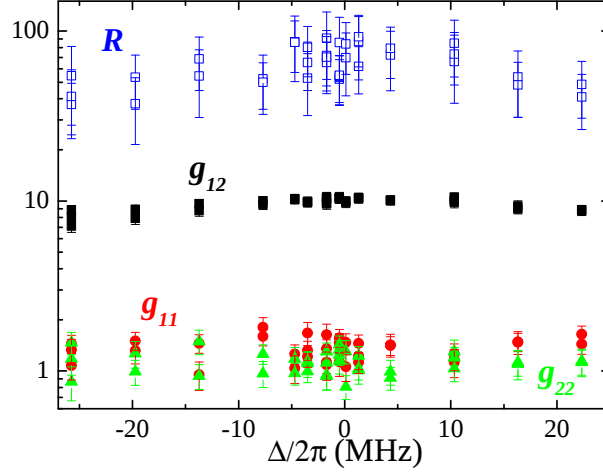


Figura 4.10: Quantidades experimentais caracterizando as correlações entre os campos 1 e 2 como função da dessintonia da leitura Δ , para $I_r = 127 \text{ mW/cm}^2$. Os quadrados pretos preenchidos são os resultados da função de correlação normalizada entre os campos 1 e 2, g_{12} . Os círculos vermelhos preenchidos (triângulos verdes preenchidos) são os resultados para a função de auto-correlação normalizada do campo 1 (2), g_{11} (g_{22}). Os quadrados azuis vazios são os resultados para a função R , que indica a natureza não clássica das correlações se $R > 1$.

a propagação do campo 2. Assumimos uma forte transparência para o fóton extraído. Como discutido em detalhes em [46], uma vez que a intensidade de leitura diminui, o sistema torna-se menos transparente para o campo 2, que começa a ser mais absorvido na ressonância. Por outro lado, continuamos observando um bom acordo quantitativo entre teoria e experimento nas asas do espectro, mesmo para baixos valores de I_r , já que essa região é menos afetada pela propagação e reabsorção do campo 2.

Capítulo 5

Espectro de Leitura e Dependência com a Profundidade Ótica

Toda a abordagem até o momento foi feita sem o desligamento do campo magnético de armadilhamento, além dos demais campos magnéticos naturalmente presentes, como o campo da Terra. Neste capítulo, introduziremos o chaveamento do campo magnético da AMO e a adaptação do aparato para cancelamento de campos magnéticos espúrios. Sem tais campos que geram descoerência no sistema, variamos a potência do feixe de escrita e caracterizamos a região de transição entre a emissão de fótons únicos e a presença de múltiplas excitações no sistema. Estabelecida uma região de interesse, no regime de fótons únicos, vamos fixar a probabilidade de extração do primeiro fóton e mapear a probabilidade de extração do segundo fóton para diferentes intensidades do feixe de leitura em função da dessintonia do campo. Este resultado fornece o que chamamos de “espectro de leitura” com o qual mostraremos que a maior probabilidade de geração de pares de fótons correlacionados não ocorre na ressonância do feixe de leitura. Para cada configuração de potência e dessintonia de leitura, demonstramos o caráter não-clássico do par de fóton gerado através do cálculo de sua função de correlação cruzada. Por último, mostraremos a variação da probabilidade condicional com a variação da profundidade ótica do meio atômico, evidenciando o perfil do pacote de onda extraído em cada situação.

5.1 Desligamento do campo magnético

No capítulo anterior desenvolvemos uma série de experimentos demonstrando o caráter não clássico de um par de fótons em um sistema cujo tempo de coerência era da ordem de 100 ns. A presença de campos magnéticos espúrios e do campo que armadilhava os átomos introduzem perturbações no sistema, um dos fatores que causam tempos característicos tão curtos. Buscando eliminar esses campos e consequentemente aumentar o tempo de coerência, vamos chavear o campo magnético da AMO e introduzir, no aparato experimental, um sistema para o cancelamento de campos magnéticos espúrios. Tais mudanças implicarão em uma nova configuração temporal dos feixes do experimento, e novos resultados para o pacote de onda e para o regime de saturação serão mostrados.

5.1.1 Nova sequência temporal

O chaveamento do campo magnético implica em desligarmos a corrente elétrica que alimenta as bobinas geradoras do campo. Como este desligamento não ocorre de maneira instantânea, precisamos levar em consideração o tempo que o campo magnético demora para anular-se. Para isso, precisamos expandir nosso período do sistema para tempos da ordem de milisegundos, como pode ser visto na figura 5.1. Agora, estamos com um período global de 22 ms e o experimento é feito durante 1 ms, dentro de um intervalo de 2 ms em que a AMO é desligada. Dentro deste intervalo em que os campos de armadilhamento, rebombeio e o próprio campo magnético ficam desligados, as APDs são ligadas durante 1 ms (sincronizadas com um trigger de período 22 ms) e um trem de pulsos, de período 5 μ s, faz o papel de um trigger secundário nesta nova situação. Este trigger será enviado para a fotocontadora SR400 e, consequentemente, para a placa de aquisição de dados que controla a contagem dos fótons¹. Assim, a cada intervalo de 22 ms, 200 triggers chaveiam o sistema, configurando uma taxa de repetição final de 10 KHz. Em cada trigger, pulsos de escrita e leitura são enviados ao ensemble, com larguras 50 e 180 ns respectivamente, separados de maneira similar à feita na presença do campo discutido na seção 3.2, em torno

¹ O sinal deste novo trigger é obtido utilizando uma chave AND entre a modulação que controla a APD e um trem de pulsos de período 5 μ s proveniente de uma segunda placa geradora de TTLs, *National Instruments PCI-6602*. Este trigger substitui aquele conectado à SR400 na figura 3.10.

5.1 Desligamento do campo magnético

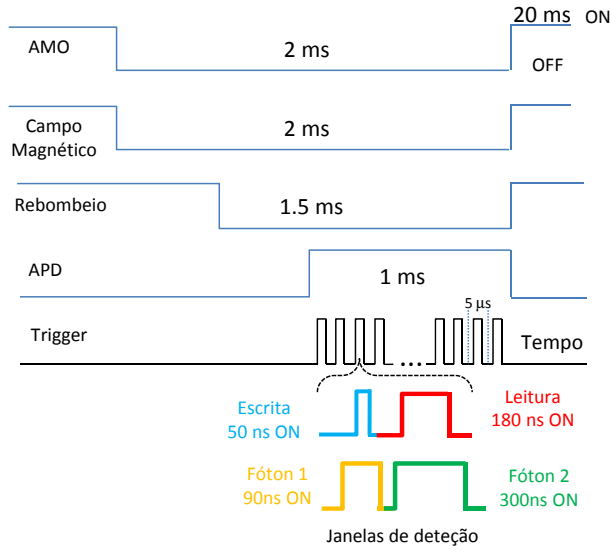


Figura 5.1: Nova configuração do chaveamento dos campos, evidenciando o desligamento do campo magnético da AMO e a nova taxa de repetição de 10 KHz.

de 100 ns. As janelas de detecção são as mesmas como no caso anterior, com 90 e 180 ns para os campos 1 e 2 respectivamente, descritas na seção 3.2.3 e também esquematizadas na figura 5.1.

O chaveamento do campo magnético que faz o armadilhamento no sistema é feito a partir da modulação da corrente que alimenta as bobinas que geram o campo. A corrente

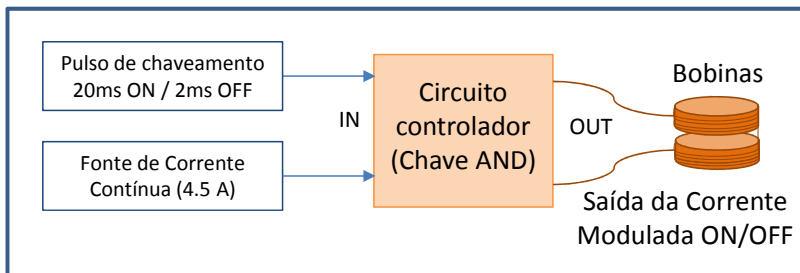


Figura 5.2: Chaveamento da corrente elétrica que alimenta as bobinas que geram o campo magnético para armadilhamento.

contínua é gerada por uma fonte comercial (utilizamos 4.5 A) que agora passa por um circuito chaveador que também recebe um pulso de modulação, como pode ser visto no esquema da figura 5.2. Nesta configuração, a corrente é desligada durante 2 ms com uma taxa de 45 Hz, sincronizada com o desligamento dos campos da AMO.

5.1.2 Otimização do cancelamento do campo

Além do desligamento das bobinas de chaveamento, precisamos de um sistema de compensação para campos espúrios presentes na região da armadilha, que consiste em três pares de bobinas em configuração Helmholtz. Cada bobina é aproximadamente quadrada (lado 15 cm) e formam a geometria de um cubo, posicionadas de forma que seu centro coincida com a região de armadilhamento. Compostas por um conjunto de 16 espiras, cada uma delas é alimentada e monitorada independentemente por um circuito controlador que fornece correntes de até 1 A para cada par em uma direção, com uma precisão de unidades de miliampêres. Utilizando essa corrente máxima em cada direção, é possível gerar um campo de até aproximadamente 1 Gauss no centro da montagem em cubo para cada par de bobina. Esse valor de campo é compatível com o necessário para cancelar o campo na superfície da Terra, em torno de 0.5 Gauss. Uma imagem do cubo para cancelamento do campo em torno da montagem experimental é mostrada em 5.3 abaixo.

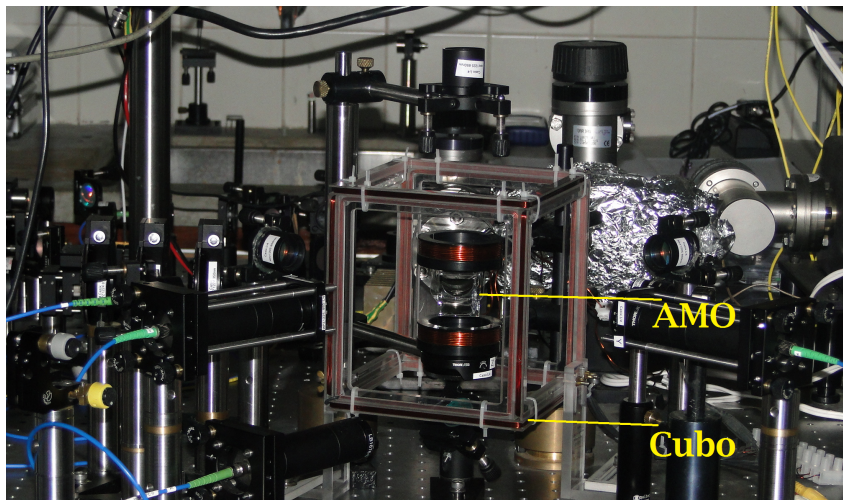


Figura 5.3: Montagem experimental do cubo com as três bobinas para cancelamento dos campos magnéticos espúrios em torno da região de armadilhamento, indicada pela sigla AMO (armadilha magneto-ótica).

Campos Magnéticos e frequência de Larmor

Para entendermos, de forma simplificada, a ação de um campo magnético DC no nosso sistema, considere um momento de dipolo magnético μ na presença de um campo uniforme

5.1 Desligamento do campo magnético

e estático $\vec{B}$. Este momento então sofre um torque $\vec{T}$ produzido pelo campo, que tende a fazê-lo precessionar em torno deste. Junto a este torque, temos uma energia potencial associada a esta orientação dada por $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. A dinâmica de interação do momento com o campo é proporcional ao torque, cuja expressão é dada por

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} \propto \vec{\mu} \times \vec{B} \equiv \vec{T}. \quad (5.1)$$

O torque produzido pelo campo será então perpendicular ao momento de dipolo e, consequentemente, ao seu momento angular, que tem a mesma direção de $\vec{\mu}$. Isto corresponde à uma precessão do momento $\vec{\mu}$ em torno do sentido do campo magnético, definido o eixo de simetria na direção de $\vec{B}$. Este efeito é conhecido como precessão de Larmor e possui uma frequência característica, diretamente proporcional ao campo aplicado. Tal frequência é dada por $\omega_L = \frac{egB}{2m}$, onde e e m são a carga e massa de um elétron e g é o fator giromagnético. Esta frequência determina os tempos característicos da evolução do sistema e é conhecida como frequência de Larmor.

Fazendo uma analogia com nosso experimento, as excitações armazenadas no ensemble² sofrem a ação de campos magnéticos residuais presentes na região de armadilhamento, dando origem a eventos de *colapsos* e *ressurgimentos* correspondente à precessão de Larmor do estado armazenado [39, 48]. Esta interação pode então ser utilizada para detectar campos magnéticos espúrios na região em torno da armadilha, como demonstraremos a seguir.

Utilizando Colapsos e Ressurgimentos para cancelamento do campo

Para a caracterização do cancelamento do campo, utilizamos o esquema de pulsos mostrado na figura 5.4, numa configuração tipo EIT para observação dos colapsos e ressurgimentos. A configuração da AMO é a mesma descrita na seção 3.1.2. Uma vez desligados os pulsos de armadilhamento, o feixe de rebombeio e as bobinas do campo magnético, dois campos são utilizados para monitorar o sistema. O primeiro, que cha-

² Os estados preparados no nosso sistema possuem população igualmente distribuída nos estados Zeeman dos níveis fundamentais hiperfinos.

5.1 Desligamento do campo magnético

mos de pulso *senal*, tem largura fixa de $\Delta t_S = 200 \mu s$ e é sintonizado na transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$. O caminho deste feixe é o caminho ótico com o qual definimos a detecção dos fótons no capítulo 3. O monitoramento dos sinais de ressurgimento são feitos a partir da detecção na direção deste primeiro campo. O segundo campo, que chamamos de *campo de controle*, forma um ângulo de aproximadamente 1° com a direção do feixe sinal, no mesmo caminho ótico dos feixes de escrita/leitura descritos na seção 3.2.1 (ver figura 3.3). Sintonizado na transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$, este campo é desligado quando desligamos o campo sinal, e religado após um certo intervalo de tempo variável. A mesma polarização circular é usada para ambos os campos

Mesmo com a ausência do campo sinal, existem alguns intervalos de tempo específicos para o religamento do campo de controle, que chamamos Δt_C na figura 5.4, nos quais há a detecção de um ressurgimento do campo do sinal. Podemos então variar este tempo de desligamento do controle e monitorar o aparecimento deste ressurgimento. Este efeito não é observado para qualquer valor de Δt_C , mas somente para aqueles tempos característicos da frequência de Larmor, que é proporcional aos campos magnéticos presentes no sistema.

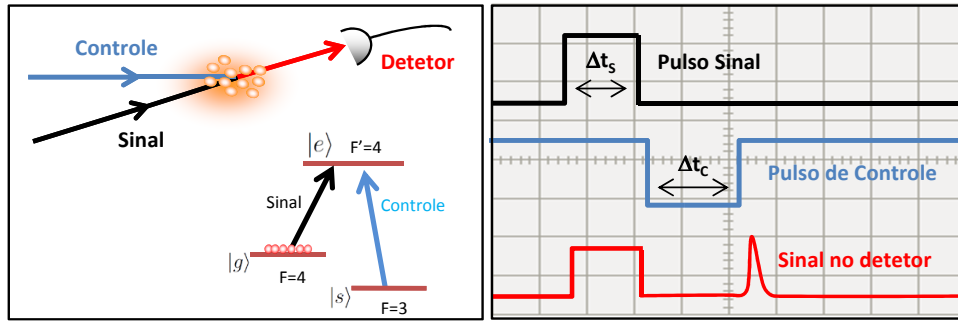


Figura 5.4: Configuração EIT para cancelamento do campo magnético. Na ausência do campo de sinal, um ressurgimento é detetado ao ligarmos o campo de controle após um certo intervalo de tempo Δt_C após seu desligamento.

Para obtermos alguns números característicos desse processo de colapso e ressurgimento, uma análise simples pode ser feita considerando a separação dos níveis Zeeman do cério, que se afastam de acordo com $g_F m_F B$ quando sofrem a ação de um campo B constante, onde g_F é o fator giromagnético do respectivo nível hiperfino. O detalhe é que $g_F = -0,35 MHz/G$ para o nível $F = 3$ e $g_F = +0,35 MHz/G$ para o nível $F = 4$ do nível

5.1 Desligamento do campo magnético

fino fundamental do césio. Assim, considerando um campo típico da terra de cerca de 0,5 G, teríamos um deslocamento de cerca de 500 KHz para o nível $m_F = 3$ do $F=4$ e -500 KHz para o $m_F = 3$ do $F=3$. Um deslocamento portanto de $+1$ MHz para transições π de dois fótons entre esses níveis. Já para o $m_F = -3$, teríamos analogamente um deslocamento de -1 MHz. Assim, ficaríamos com uma distribuição de sete frequências ao longo de 2MHz, resultando em um decaimento rápido de cerca de 100 ns. No entanto, como estas frequências seriam discretamente distribuídas nesse intervalo, com separação entre elas de cerca de 350 kHz, deveríamos observar ressurgimentos após cerca de $\frac{1}{350}ms \approx 3\mu s$ após o zero da memória.

Com base nessa análise inicial, na presença de todos os campos espúrios, desligamos o feixe de controle por intervalos muito curtos, da ordem de dezenas de nanosegundos, e observamos o sinal de ressurgimento no momento em que o religamos. Com o aumento do período de desligamento, até aproximadamente 100 ns, a intensidade do sinal de ressurgimento vai diminuindo continuamente, desaparecendo completamente para uma faixa de desligamento do controle entre centenas de nanosegundos. Então, colocando inicialmente o período de desligamento sincronizado com o período de Larmor, aproximadamente $3\mu s$, observamos um ressurgimento, que pode ser também observado na metade desse tempo. Neste momento, utilizamos os três pares de bobinas de compensação do campo para produzir um campo magnético que cancele estes campos espúrios no sistema. Com o ajuste da corrente nas três direções, otimizamos ao máximo o sinal de ressurgimento³ para aquela determinada posição. Feito isso, aumentamos o período de desligamento do campo, variando em passos entre 100 e 200 ns. Para cada nova posição de religamento do campo de controle, o sinal de ressurgimento diminui e, novamente, tocamos no controle de corrente xyz das bobinas compensadoras para otimizá-lo para esta nova posição. A ideia aqui é ir afastando o sinal de ressurgimento do zero da memória, definido como o instante do desligamento do campo de sinal, o que corresponde a diminuir a frequência de Larmor, ou seja, diminuir o campo magnético presente na região de armadilha.

³ Otimizar o sinal significa aumentar ao máximo sua amplitude observada no detetor variando as correntes nas direções xyz.

Medida do tempo de coerência

Uma vez feito tal procedimento para o cancelamento do campo, precisamos de alguma medida que indique que o processo foi bem sucedido. Para isto, vamos repetir o experimento como descrito no capítulo 3, seção 3.2.4, só que agora desligando o campo magnético da AMO na sequência temporal mostrada na figura 5.1, e utilizando as bobinas de compensação. A análise será feita através da função de correlação e da probabilidade condicional entre o par de fótons gerado em função da separação entre os pulsos de escrita e leitura. Esta medida fornece a separação máxima que podemos ter entre os feixes de excitação do sistema para que preservemos uma correlação não clássica entre os fótons extraídos, bem como uma probabilidade de leitura eficaz da excitação armazenada.

A figura 5.5 mostra os resultados para a probabilidade condicional p_c e para a função de correlação g_{12} em função do atraso entre os pulsos de escrita e leitura. Podemos comparar o resultado de p_c com o mostrado na figura 3.12(a) obtido com uma separação entre os feixes da ordem de 100 ns na presença de campo magnético. Para este valor de

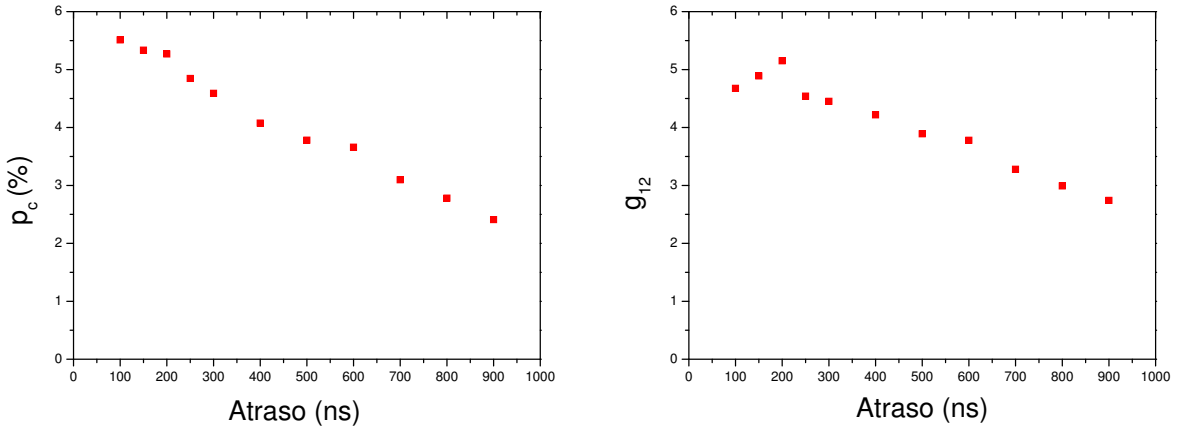


Figura 5.5: Probabilidade condicional e função de correlação entre os fótons 1 e 2 em função da separação entre os campos de escrita e leitura. Neste gráfico, observamos que para preservar a condição de não classicalidade dos fótons, $g_{12} > 2$, o tempo máximo de coerência é de aproximadamente 900 ns.

separação, observamos que, com o cancelamento dos campos espúrios, obtemos valores acentuadamente maiores para p_c evidenciando que o processo de descoerência diminuiu. O valor de g_{12} não é diretamente comparável com o da figura 3.12(b) pois as janelas de detecções são diferentes nos dois casos (utilizamos aqui 180 ns).

5.1.3 Eficiência de recuperação de uma excitação

Para caracterizar a eficiência do sistema, vamos mapear a probabilidade de extração da excitação armazenada variando a probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1. A configuração experimental é a mesma já mostrada na figura 3.3(a) e (c) - juntamente com três pares de bobinas de compensação do campo magnético que não são mostrados naquela figura - utilizando porém a sequência temporal dos campos e janelas de detecção da figura 5.1, com taxa de repetição de 10 KHz. A profundidade ótica ficou em torno de 5, obtida com um alinhamento fino da região de interação do feixe de escrita com a armadilha⁴, e uma alta potência nos feixes de armadilhamento, cerca de 30 mW em cada eixo.

O campo de escrita é fixado em 35 MHz fora de ressonância da transição $F = 4 \rightarrow F' = 4$, condição utilizada em todos os experimentos feitos com o campo magnético desligado. O feixe de leitura é ressonante na transição $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Diferentes valores para a probabilidade de detecção do primeiro fóton são obtidos variando-se a intensidade do feixe de escrita com o uso de filtros de atenuação na entrada da fibra de acoplamento do mesmo. O acoplamento obtido entre os feixes clássicos⁵ foi de 71% e de 65% para o caminho ótico que define a região de detecção dos fótons 1 e 2. Utilizamos uma potência de $500 \mu W$ no feixe de leitura, configurando uma intensidade bastante alta, já saturando o sistema. Os primeiros resultados são mostrados na figura 5.6(a) e (b), obtidos sem nenhum filtro de frequência na detecção dos fótons. A figura 5.6 mostra os resultados experimentais para g_{12} e para a probabilidade condicional p_c em função da probabilidade de detecção do primeiro fóton, p_1 .

Para filtrarmos ainda mais nossa detecção, vamos introduzir um filtro de frequência no caminho de detecção do primeiro fóton, que não foi utilizado nos experimentos descritos no capítulo anterior. Utilizamos para isso um Fabry-Perot em fibra⁶, sintonizável através da variação da temperatura de um termistor interno. Tal temperatura é controlada por

⁴ O processo de caracterização da profundidade ótica é detalhado na seção 3.2.3.

⁵ A descrição destes acoplamentos pode ser vista na seção 3.2.3.

⁶ O filtro ótico utilizado foi o modelo *FFP-I*, sigla para *Fiber Fabry-Perot Interferometer*, em 852 nm da empresa Micron Optics, com entrada e saída em fibra monomodo, largura de banda de 400 MHz, $FSR \approx 20GHz$, finesse em torno de 50 e perdas de inserção de 3dB.

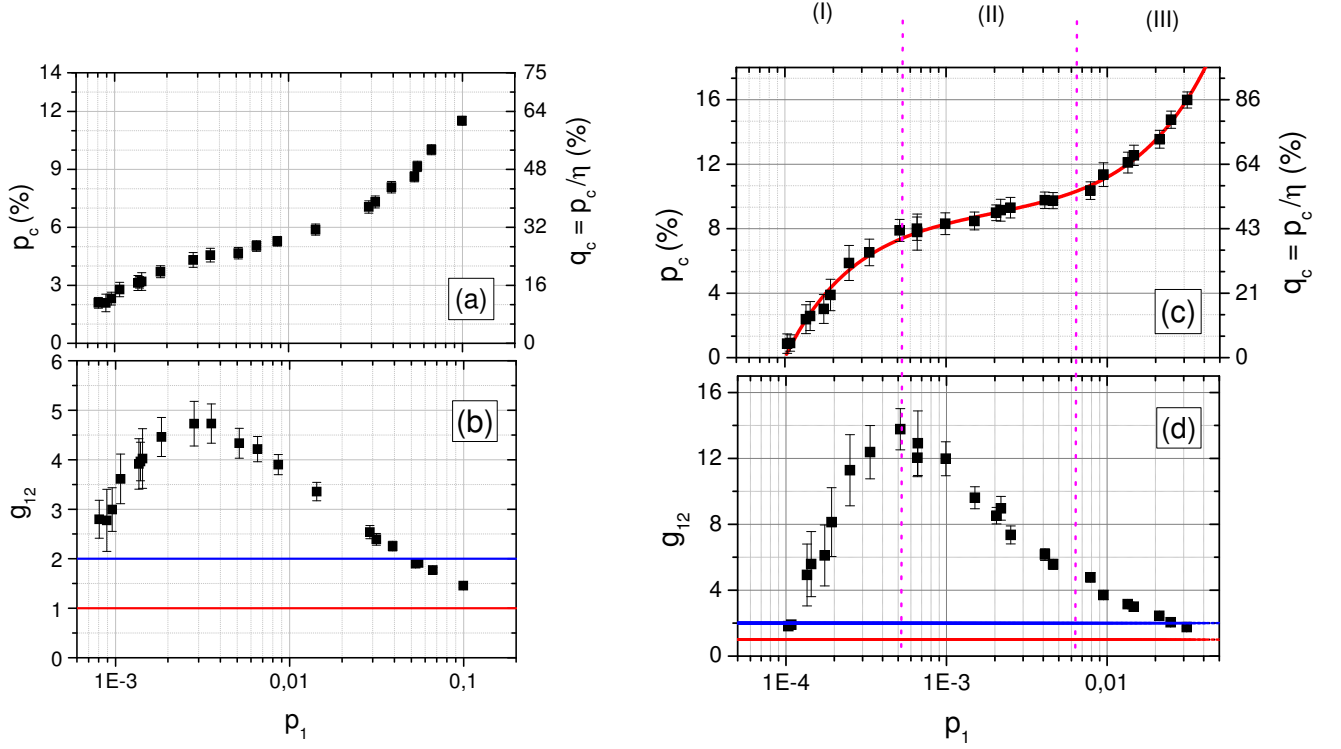


Figura 5.6: Caracterização do sistema como função da probabilidade p_1 de detetar um fóton no campo 1: (a) e (b) sem a presença de filtros de frequência e (c) e (d) com o filtro de frequência no fóton 1. Os gráficos mostram a probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2 uma vez que um fóton 1 foi detetado e a função de correlação normalizada g_{12} entre os campos 1 e 2. O gráficos mostram a transição da região dominada por ruídos espúrios, com uma probabilidade baixa para p_1 na região (I), passando pela região (II) que caracteriza uma região de geração de fótons únicos, chegando na região (III) em que múltiplas excitações são detetadas, aumentando consideravelmente o valor de p_c . A curva em vermelho no gráfico (c) representa o ajuste teórico utilizando a expressão 2.41 com $p_r = 10^{-4}$, $\eta_1 = 0.067$ e $\eta_2 = 0.09$.

um circuito eletrônico externo, montado no nosso laboratório, que permite a sintonização da frequência desejada. Este filtro possui largura de banda completa a meia altura em torno de 400 MHz e é sensível à polarização do sistema. Como estamos utilizando uma fibra monomodo na detecção dos fótons, é preciso fixá-la de modo a assegurar que a polarização na entrada no Fabry-Perot não oscile. Assim, trocamos a fibra do fóton 1 por uma fibra que contém um controlador de polarização acoplado, formado por três “bobinas” de fibra independentes compostas por um determinado número de voltas de fibra. Estes controladores utilizam a birrefringência induzida pelo stress na fibra para

5.1 Desligamento do campo magnético

criar efetivamente três placas de onda independentes que alteram a polarização da luz transmitida na fibra. Assim, é possível otimizar a transmissão do Fabry-Perot ajustando a posição de cada bobina. A figura 5.7 mostra um desenho esquemático da passagem do fóton 2 pelas bobinas controladoras de polarização, conhecidas como “mickeys”, e logo em seguida passando pelo Fabry-Perot em fibra e daí para as APDs. O gráfico ao lado mostra

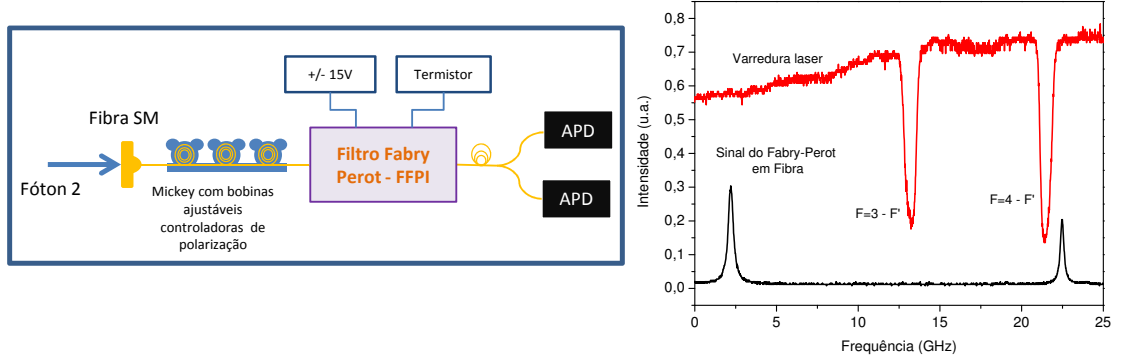


Figura 5.7: Filtro de frequência para sintonização da região espectral de detecção do campo 2. Ao lado, uma varredura do laser de diodo mostrando as duas linhas de absorção saturada, em vermelho, e o sinal de transmissão do Fabry-Perot em preto. Com o ajuste da tensão no termistor, sintonizamos os picos na região de frequência desejada.

uma varredura completa do filtro com as duas linhas doppler do césio em vermelho, que funciona como nossa régua para sintonização do filtro. Os picos pretos são as regiões em frequência transmitidas pelo filtro. Ao sintonizarmos o Fabry-Perot com o termistor, somos capazes de “andar” com os picos de transmissão, deixando-os na região desejada. O uso do filtro em frequência reduz nosso ruído em cerca de 50%, pois metade das fotodetecções no fóton 1 ocorre com frequência diferente da que desejamos, na transição do feixe de escrita. Entretanto, devido a alguma imperfeição no contato das fibras do Fabry-Perot, a eficiência de transmissão do filtro é baixa, em torno de 35%, quando deveria ser de 70% pelas suas especificações. O resultado para p_c e g_{12} com a utilização do filtro de frequência no fóton 1 são mostrados nas figuras 5.6(c) e (d).

Existem outras perdas no sistema devidas aos acoplamentos dos campos nas fibras e às conexões destas, que afetam diretamente a detecção do segundo fóton. Podemos

então calcular a probabilidade de extrair do ensemble um fóton relacionado à excitação armazenada levando em conta estas perdas, que nomearemos por q_c , tal que:

$$q_c = \frac{p_c}{\eta}, \quad (5.2)$$

sendo η a eficiência total na detecção do segundo fóton. Para obtermos uma estimativa para esta quantidade medimos, primeiramente, a transmissão ao longo da fibra monomodo, desde o campo emitido pelo sistema, que é acoplado na fibra, até a entrada das APDs, e obtemos uma eficiência de transmissão de 45% no caminho do fóton. Além disso, levando em conta a probabilidade de detecção nas APDs em torno de 45 % e as perdas de 8% das janelas sem *coating* da câmara de vácuo, podemos estimar o valor da eficiência de detecção do segundo fóton: $\eta = 0,45 \times 0,45 \times 0,92 = 0,1863$. Utilizamos este valor na expressão 5.2, representando o valor para q_c no eixo vertical direito no gráfico 5.6(a) e (c).

Um resultado análogo para a caracterização do sistema com a variação da probabilidade p_1 , como mostrado na figura 5.6, foi obtido em [36]. Como já discutido na seção 2.3.1, a curva para p_c apresenta diferentes regimes para a geração do par de fótons. Para altos valores de p_1 , indicado pela região (III) na figura 5.6(c), p_c diminui quando p_1 é reduzido. Este comportamento indica que processos de múltiplas excitações diminuem com a energia do pulso de escrita, enquanto as correlações, expressas no gráfico 5.6(d), entram na região não clássica, com $g_{12} > 2$. Na região denominada por (II), vemos que atingimos um patamar aproximadamente constante para p_c , indicando que alcançamos o regime de excitação única, em que a detecção de um fóton no campo 1, pode levar à detecção de apenas um fóton no campo 2. Observe que nessa região, a curva para g_{12} cresce linearmente com a diminuição da probabilidade p_1 . Quando atingimos uma região em que a probabilidade de excitação alcança níveis muito baixos, região (I), ruídos espúrios dominam o sistema e a probabilidade condicional decresce rapidamente, afetando também a correlação entre o par de fótons que passa a cair quando diminuimos p_1 .

A curva em vermelho no gráfico (c) representa a curva teórica utilizando a expressão 2.41 com os parâmetros de ajuste $p_r = 10^{-4}$, $\eta_1 = 0.067$ e $\eta_2 = 0.09$. Como já discutido anteriormente, o termo p_r nos dá a região em que a probabilidade vai a zero, η_2 fornece

o patamar da curva, neste caso em torno de $p_c = 9\%$ e η_1 está relacionado com a largura do patamar.

Os resultados obtidos com esta caracterização foram muito satisfatórios para calibração do sistema no regime de fótons únicos, bem como para análise do nosso sistema de perdas. Com a queda da curva para p_r da ordem de 10^{-4} , temos uma forte evidência da presença de ruídos espúrios contaminando nossa probabilidade condicional, pois este valor está bem acima do esperado para o ruído escuro da APD. Uma das possíveis fontes seria o pequeno ângulo entre o caminho dos feixes clássicos e a região de detecção dos fótons, que é de apenas 1° .

5.1.4 Pacotes de onda e Saturação

Assim como feito nas seções 4.2.1 e 4.2.2, iremos caracterizar o pacote de onda do fóton emitido e a saturação do sistema através da análise dos resultados experimentais da probabilidade condicional⁷ P_c em função, respectivamente, do tempo e da intensidade do feixe de leitura. Fixando um valor para p_1 dentro da região de emissão de fótons únicos no patamar da figura 5.6(c), em torno de $p_1 = 3,5 \times 10^{-3}$, vamos variar a intensidade do feixe de leitura, com uma dessintonia fixa em $\Delta/2\pi = 1,7 MHz$.

A abordagem feita para caracterização da saturação do sistema é a mesma descrita na seção 4.2.2. O resultado pode ser visto na figura 5.8 com os pacotes de onda dados por $P_c(t)$ integrados sobre uma janela temporal extensa de 175 ns. Um zoom na curva até 150 mW/cm^2 é mostrado para comparação com a curva 4.7 do capítulo anterior. As curvas em rosa são resultados teóricos da expressão (4.48) para um conjunto de parâmetros fixos. Os valores obtidos foram: $\chi = 3$, $F = 11$, $I_s = 26 mW/cm^2$ e $\gamma = 0,2 MHz$, sendo este último previamente fixado pelo tempo de coerência obtido com o cancelamento do campo magnético, em torno de 800 ns. Aqui estamos mostrando apenas o caso em torno da ressonância, com a mesma separação temporal entre pulsos de escrita e leitura utilizados na obtenção dos resultados da figura 4.7. Um resultado direto do cancelamento do campo magnético é visto pelo aumento da probabilidade P_c por um fator de 4 para as mesmas

⁷ Lembrando que a probabilidade P_c é a probabilidade de extrair o fóton durante todo o processo de leitura.

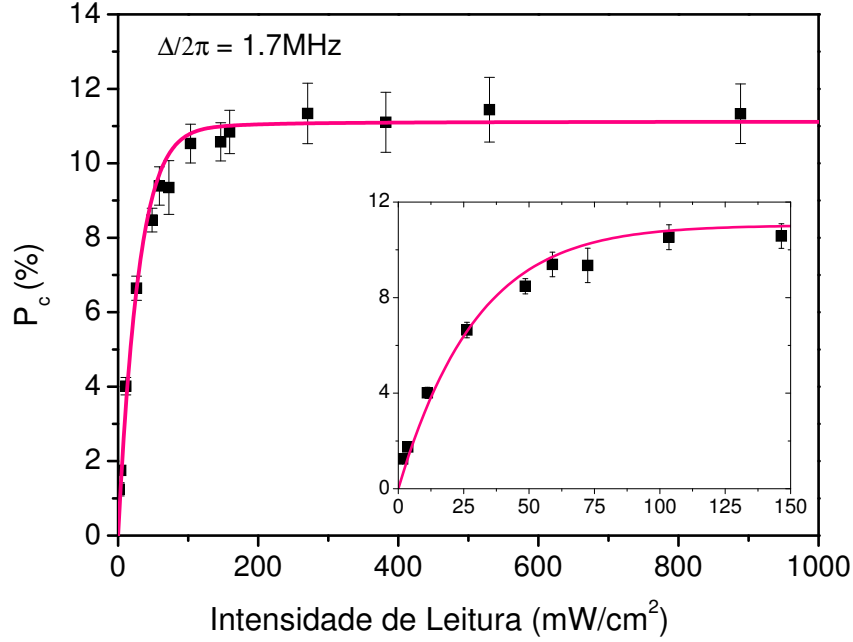


Figura 5.8: Probabilidade condicional total P_c como função da intensidade do feixe de leitura para uma dessintonia de 1,7 MHz. A linha sólida é o resultado teórico obtido de (4.49) com os parâmetros $\chi = 3$, $F = 11$, $I_s = 26 \text{ mW/cm}^2$ e $\gamma = 0,2 \text{ MHz}$.

intensidades do feixe de leitura, lembrando que o valor da probabilidade de extração do primeiro fóton na presença do campo, $p_1 = 0.0036 \pm 0.0004$, era praticamente a mesma utilizada no caso atual.

O pacote de onda é mostrado, para várias intensidades do campo de leitura, na figura 5.9. As curvas em rosa são as previsões teóricas de (4.48) e utilizam os mesmos parâmetros da curva de saturação. Em geral, a curva teórica consegue descrever bem o comportamento do pacote de onda, haja visto que todas as curvas mostradas em 5.9 são para o mesmo conjunto de parâmetros, variando apenas o parâmetro que se refere à intensidade em cada caso. Entretanto, com o cancelamento do campo magnético, as oscilações da probabilidade condicional deveriam ser mais aparentes, como é visto pela teoria, principalmente para intensidades mais altas de leitura. Isso não é observado em nossos dados experimentais. Uma possível causa é a simplicidade do nosso modelo de três níveis, o que implica que há oscilações de Rabi entre os diversos níveis Zeeman interferindo entre si, afetando a visibilidade das oscilações.

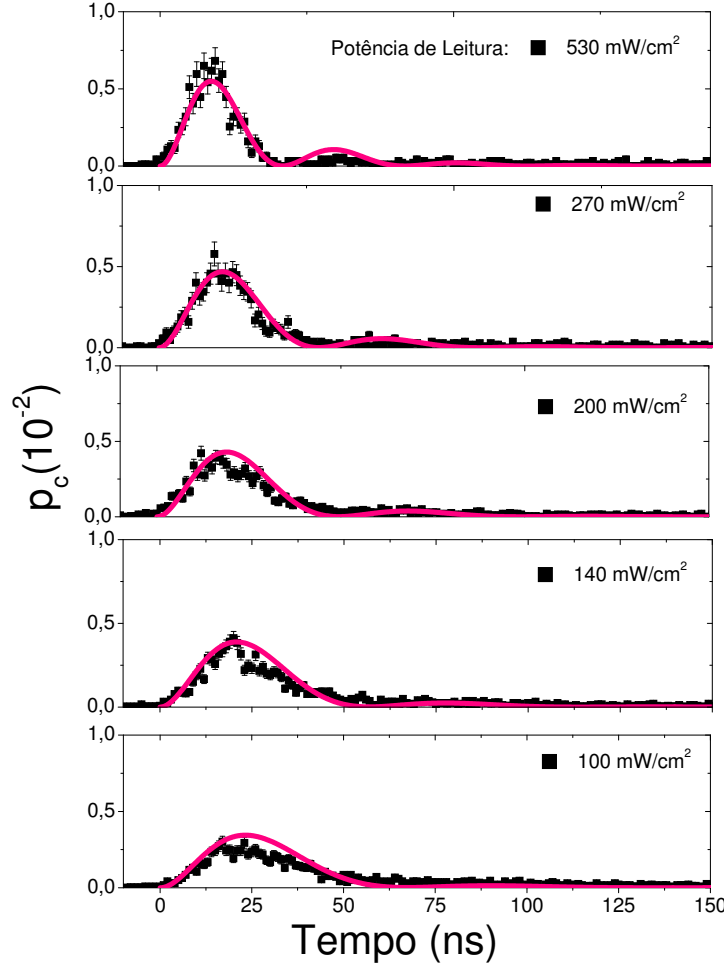


Figura 5.9: Probabilidade condicional de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton 1 foi previamente detetado no campo 1, em função do tempo para várias intensidades de leitura, indicadas em cada gráfico. A dessintonia do laser de leitura foi de $\Delta/2\pi = 1,7\text{MHz}$. As curvas em rosa são resultados teóricos da expressão (4.48) para um conjunto de parâmetros fixos: $\chi = 3$, $F = 11$, $I_S = 26\text{ mW/cm}^2$ e $\gamma = 0,2$.

5.2 Análise espectral

Uma outra maneira de caracterizarmos o processo de leitura atômica, é estabelecer em qual região espectral a extração do fóton de nossa memória será mais eficiente, garantindo ainda o caráter não clássico da correlação com o primeiro fóton. Para isso, variamos a dessintonia do feixe de leitura⁸ em torno de sua ressonância para várias intensidades. A configuração experimental é a mesma descrita na última seção, com uma profundidade

⁸ O processo de variação da dessintonia do feixe de leitura é detalhado na seção 3.2.1.

ótica em torno de $O.D. = 4,7$ e o feixe de escrita com intensidade constante, com uma probabilidade de detecção do primeiro fóton em torno de $p_1 = 2,5 \times 10^{-3}$. Os resultados experimentais de P_c e g_{12} são mostrados nas figuras 5.10 e 5.11 respectivamente, para algumas intensidades de leitura entre $1,6$ e 160 mW/cm^2 . A linha que une os pontos é apenas um guia para melhor visualização das curvas. As medidas foram tiradas durante cinco dias consecutivos, em que foram gastos cerca de vinte minutos para obtermos cada ponto das curvas de menor intensidade na leitura, computando em média seis horas de medidas para cada uma das quatro curvas representadas por (d), (e), (f) e (g) no gráfico 5.10. Para as três curvas de maior intensidade, foram gastos em média três horas para cobrirmos a mesma região em torno da ressonância, com uma média de dez minutos por ponto.

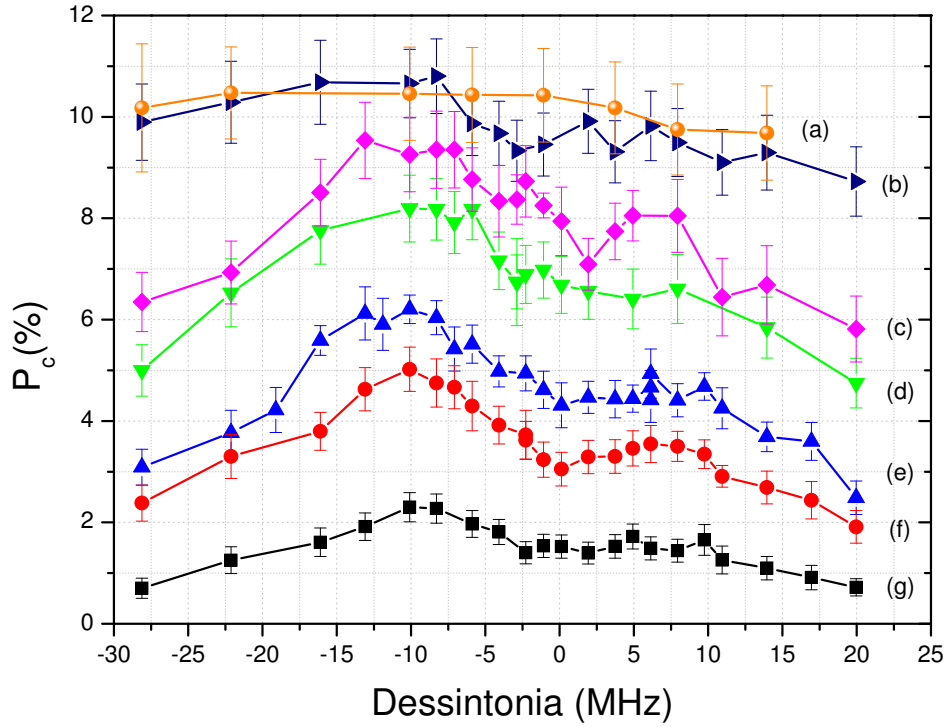


Figura 5.10: Variação da probabilidade condicional P_c em função da dessintonia do feixe de leitura para diversas intensidades: (a) 160 mW/cm^2 ; (b) 80 mW/cm^2 ; (c) 50 mW/cm^2 ; (d) 16 mW/cm^2 ; (e) 8 mW/cm^2 ; (f) $4,8 \text{ mW/cm}^2$; (g) $1,6 \text{ mW/cm}^2$.

Os gráficos apresentados na figura 5.10 são aqueles que chamaremos de “espectro de leitura”, em que P_c representa a probabilidade de extração do segundo fóton condicionado

à detecção do primeiro. Podemos observar a transição de um regime saturado, com altas intensidades do feixe de leitura em torno de 160 ou 100 mW/cm^2 , para o regime não saturado com intensidades menores. Observamos um comportamento bastante interessante de P_c com a dessintonia da leitura, com as curvas de menor intensidade apresentando uma diminuição em torno da ressonância. Este comportamento a baixas intensidades já foi observado anteriormente no processo de leitura em ensembles também coerentemente preparados, em um trabalho realizado por nosso grupo [46], em que é feita uma análise da energia do pulso extraído. Aqui, estendemos essa análise de baixas até altas intensidades e exploramos a região onde o campo de leitura extrai um fóton individual do ensemble.

Uma análise qualitativa da forma do espectro de leitura pode ser feita considerando dois parâmetros: profundidade ótica e a própria intensidade da leitura. Nas medidas realizadas, a profundidade ótica no sistema possui valores relativamente altos, O.D. $\approx 4, 7$, na transição em que o fóton é emitido. Ao deixarmos o feixe de leitura em ressonância e com baixas intensidades, o fóton emitido pode ser reabsorvido pelos outros átomos do ensemble, indicando que o sistema se torna menos transparente para o fóton 2. Assim, a leitura do sistema não é favorecida na ressonância, originando o buraco observado na figura 5.10. Este gráfico evidencia ainda uma maior probabilidade de extração do segundo fóton dessintonizando o feixe de leitura em um dos lados da transição atômica. O efeito fica mais evidente para intensidades mais baixas do feixe de leitura, como pode ser observado nas curvas (c) à (g). Nossa abordagem teórica feita no capítulo 4 não é capaz de descrever essa diminuição da probabilidade condicional em torno da ressonância da leitura, uma vez que não leva em conta efeitos de propagação do campo no meio.

A saturação do sistema também é observada na figura. Com o aumento das intensidades de leitura, o “buraco” nas curvas fica menos pronunciado, desaparecendo completamente para uma intensidade de 160 mW/cm^2 . Este comportamento mostra diretamente a formação da condição de transparência no meio atômico com o aumento da intensidade do feixe de leitura.

Comparando este gráfico com o mostrado na figura 4.9, não foi possível a visualização da diminuição de P_c na ressonância neste último caso, apenas uma diminuição global do pico, fato este associado com a presença dos campos magnéticos que alargavam a resso-

nância atômica. Lembrando que a probabilidade condicional depende da probabilidade de detecção do primeiro fóton, chegamos a um valor limite para P_c que pode ser entendido como uma limitação na taxa de geração de pares correlacionados, uma vez que fixamos o valor de p_1 . O valor desta probabilidade condicional aumentaria caso aumentássemos o valor de p_1 , como mostram os gráficos em 5.6. Entretanto, nosso interesse é permanecer numa região de geração de fótons únicos, mantendo uma correlação não-clássica entre os pares de fótons gerados. A medida para avaliarmos essa condição é mostrada no gráfico 5.11, onde vemos a função de correlação g_{12} em função da dessintonia do campo de leitura para as mesmas condições descritas no gráfico 5.10.

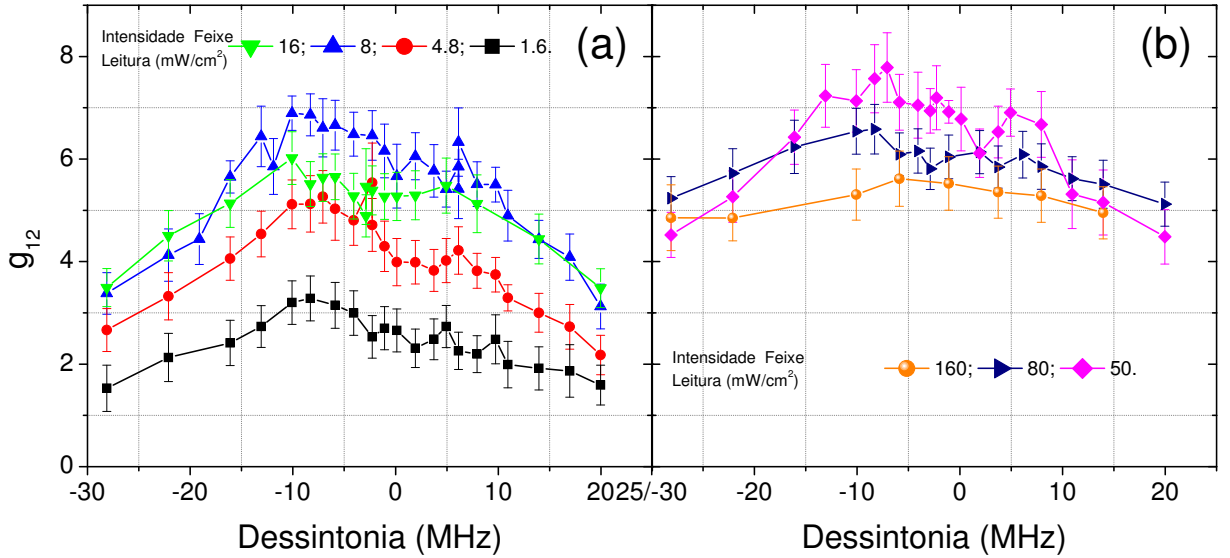


Figura 5.11: Variação da função de correlação g_{12} com a dessintonia do feixe de leitura. As intensidades utilizadas são as mesmas descritas no gráfico 5.10.

Uma consequência direta do aumento da potência de leitura é aumentar a probabilidade de geração do segundo fóton. Isto favorece o aumento de g_{12} até o ponto em que a geração do campo 2 produza fótons que preservem uma correlação ($g_{12} > 2$) com o primeiro fóton detectado, como observado no painel (a) da figura 5.11. Entretanto, observamos pelo painel (b) que, para intensidades maiores que 50 mW/cm^2 , há uma diminuição no valor da função de correlação. Isso se deve ao aumento do ruído no sistema proveniente principalmente do maior espalhamento do feixe de leitura no modo do fóton 2, que suspei-

tamos ser espalhamento ocorrendo nas paredes da célula. Estas detecções espúrias geram fótons não correlacionados que diminuem o valor de g_{12} . Lembrando que esta função é descrita pela razão $p_{12}/(p_1 p_2)$, o aumento da potência da leitura aumenta ambos p_{12} e p_2 . Entretanto, como fixamos um determinado valor de p_1 , o termo p_{12} está limitado por esta condição. Assim, ao atingirmos um valor limite para p_{12} , o aumento indefinido da leitura contribuirá apenas para o aumento por detecções espúrias da probabilidade de geração do segundo fóton, dada por p_2 , diminuindo o valor de g_{12} .

O gráfico 5.12 mostra o efeito do aumento da potência de leitura em p_2 , discutido acima. Quanto maior a potência do feixe de leitura, maior a probabilidade de detecção do segundo fóton não condicionado, que entra no cálculo de p_2 . Para intensidades mais baixas, também observamos um “dip” no espectro de p_2 , evidenciando, da mesma forma que na curva para P_c , uma reabsorção do fóton pelo meio devido à alta densidade ótica.

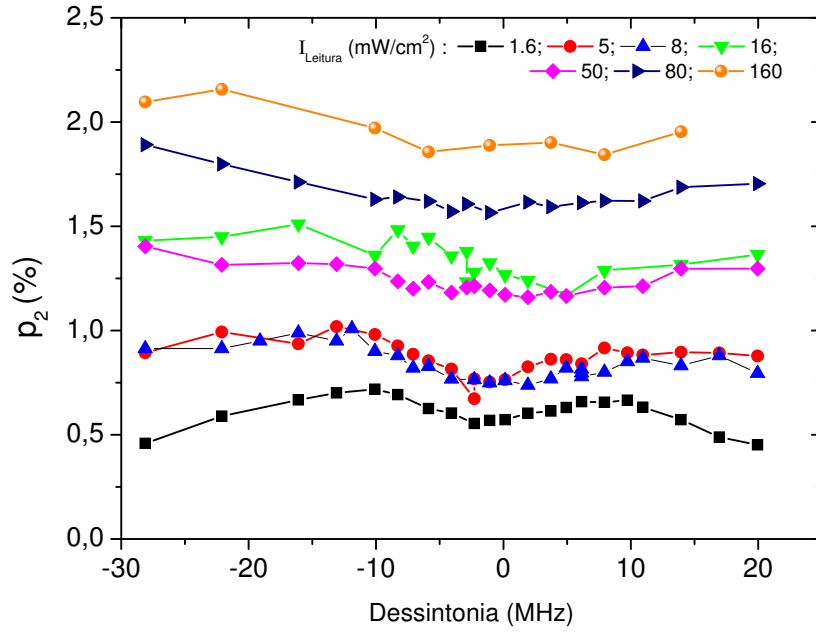


Figura 5.12: Variação da probabilidade de detecção do segundo fóton p_2 com a dessintonia do feixe de leitura. As intensidades utilizadas são as mesmas descritas no gráfico 5.10.

5.3 Dependência com a profundidade ótica

Um dos parâmetros utilizados na caracterização do sistema é a profundidade ótica (OD), discutida na seção 3.2.3. Ao variar a OD da amostra em uma certa região espectral, a condição de superradiância do meio para determinadas frequências é afetada, causando alterações nas quantidades estudadas até aqui, como p_c e g_{12} . A seguir, vamos estudar o comportamento dessas quantidades com a variação da OD.

5.3.1 Como variar a profundidade ótica?

Uma das maneiras mais intuitivas quando pensamos em variar a profundidade ótica de um meio, é variar a quantidade de átomos na amostra em questão. No nosso caso, trabalhamos em uma câmara de vácuo cuja quantidade de átomos é controlada pelo equilíbrio entre um reservatório de césio e uma bomba iônica, que mantém a pressão na câmara abaixo da pressão de vapor do césio. Modificar essa relação implicaria na abertura ou fechamento das válvulas que os separam da região do experimento na câmara. Entretanto, este procedimento é inviável para nossa situação uma vez que não é reproduzível: não temos o controle preciso da variação da posição de tais válvulas para estabelecer uma relação de equilíbrio entre emissão de átomos *versus* taxa de captura da bomba iônica. Além disso, uma vez alterada, a pressão na câmara demora muito para estabilizar-se, o que impossibilita utilizar esse método para alterar a profundidade ótica no meio.

Uma forma prática que encontramos para variar a OD foi variar a intensidade dos feixes de armadilhamento que produzem nossa amostra. Como descrito na seção 3.1.2, um único feixe de luz dá origem aos três feixes de armadilhamento (x,y,z), evidenciado na figura 3.2. Ao variarmos a intensidade desse feixe, variamos proporcionalmente a intensidade dos três feixes gerados, alterando a densidade atômica na região de armadilhamento e consequentemente causando uma variação na profundidade ótica do meio.

O mapeamento das diferentes potências de armadilhamento em suas respectivas profundidades óticas utiliza a mesma configuração mostrada na seção 3.2.3, ilustrada na figura 3.8. É impossível efetuar as medidas do experimento e, simultaneamente, obter o valor da OD. Torna-se necessário então calibrar essa relação antes de efetuarmos qualquer medida,

durante o qual monitoraremos apenas a intensidade dos feixes de armadilhamento. Os resultados dessa caracterização são mostrados na figura 5.13.

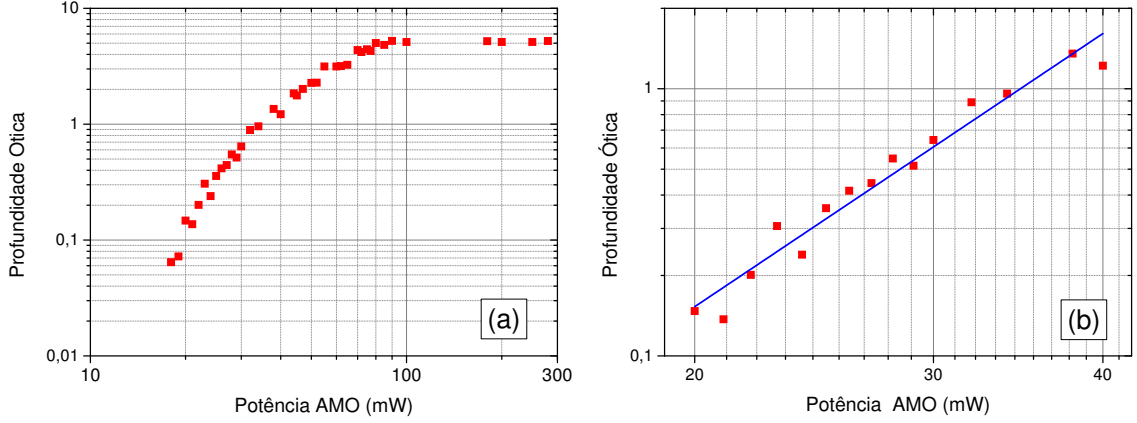


Figura 5.13: (a) Calibração da profundidade ótica com a variação da potência total dos feixes de armadilhamento; (b) Ajuste linear para região do gráfico (a) abaixo do limiar de saturação. O ajuste linear na escala log-log forneceu um coeficiente da reta de, aproximadamente, 3,4.

A figura 5.13(a) mostra a saturação da profundidade ótica com o aumento da potência dos feixes de armadilhamento [49]. O gráfico (b) mostra a região abaixo do limiar de saturação da OD, em que é feito um ajuste linear na escala log-log.

5.3.2 Resultados experimentais

Com a calibração da OD com a potência dos feixes de armadilhamento, é direto alterarmos a profundidade ótica durante o experimento. A configuração experimental da sequência temporal dos feixes de armadilhamento e do experimento é a mesma utilizada ao longo deste capítulo, mostrada na figura 5.1. As intensidades totais dos feixes de escrita e leitura são fixadas em 1 e 1,75 mW respectivamente, com o feixe de escrita a 35 MHz abaixo da transição $|g\rangle(F=4) \rightarrow |e\rangle(F'=4)$ e o leitura em ressonância em $|g\rangle(F=3) \rightarrow |e\rangle(F'=4)$. O acoplamento entre os feixes clássicos foi de 75% e de 70% para a região de detecção dos fótons⁹.

⁹ O esquema de alinhamento dos feixes e da região de detecção é descrito de forma detalhada na seção 3.2.3.

5.3 Dependência com a profundidade ótica

Uma vez fixado estes parâmetros, obtivemos a probabilidade condicional de detecção do segundo fóton em função da profundidade ótica, resultado mostrado na figura 5.14. A

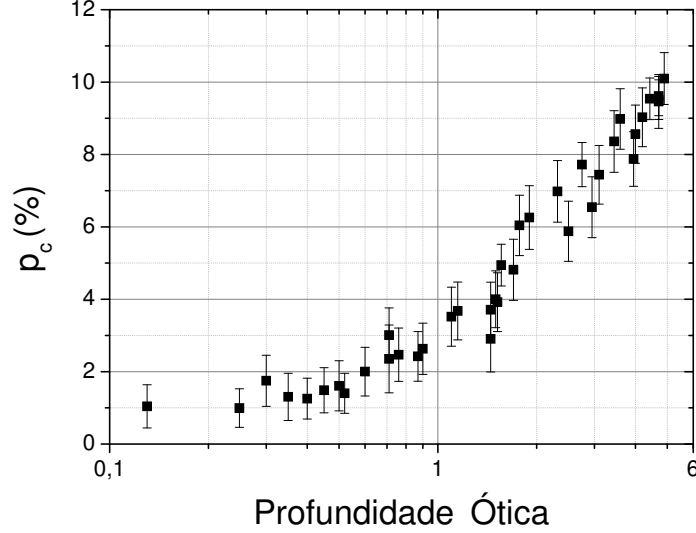


Figura 5.14: Variação da probabilidade condicional com a profundidade ótica.

função de correlação correspondente a estes dados é mostrada na figura 5.15, com uma análise feita para duas janelas de observação diferentes, como explicado na seção 3.2.3. No gráfico 5.15(a), utilizamos a janela total de observação dos campos detetados, com 90 ns para o fóton 1 e 180 ns para o fóton 2. No gráfico (b) correspondente, procurando otimizar o parâmetro g_{12} , reduzimos a janela de análise dos campos 1 e 2 para 25 e 45 ns, respectivamente. Esta redução implica em retirarmos da análise regiões que contribuem apenas com ruídos causados por contagens descorrelacionadas do segundo fóton.

O pacote de onda do fóton extraído também foi obtido variando a profundidade ótica, que pode ser visto na figura 5.16. Observamos nesse gráfico que, com a diminuição da OD, há um pronunciamento de uma oscilação no pacote do fóton. Esse comportamento é característico quando aumentamos a potência do feixe de leitura, correspondendo a um aumento nas oscilações de Rabi. Entretanto, isso não explica este resultado uma vez que para todos os gráficos a potência de leitura é a mesma.

Ao variarmos a OD estamos variando efetivamente o valor de $\chi\Gamma$ que altera a sintonização da saturação do estado coletivo. Aumentar a profundidade ótica significa aumentar o número de átomos interagindo com os feixes de excitação, mudando a absorção dos

5.3 Dependência com a profundidade ótica

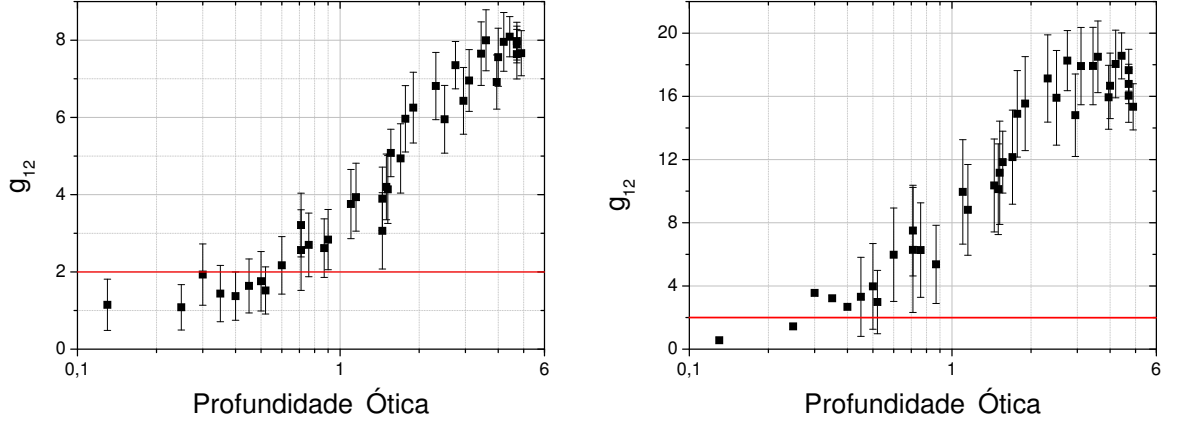


Figura 5.15: Variação da função de correlação g_{12} com a profundidade ótica integrada em (a) sobre toda a janela de detecção e (b) sobre uma janela de 25 e 45 ns para os campos 1 e 2 emitidos, respectivamente. As linhas horizontais vermelhas são para $g_{12} = 2$, que limita o caráter não clássico da correlação.

mesmos. Isto mexe diretamente com as frequências de Rabi de saturação. Com uma profundidade ótica menor, a sistema começa a saturar para uma mesma intensidade de leitura, pois há menos átomos absorvendo o feixe e consequentemente um χ menor.

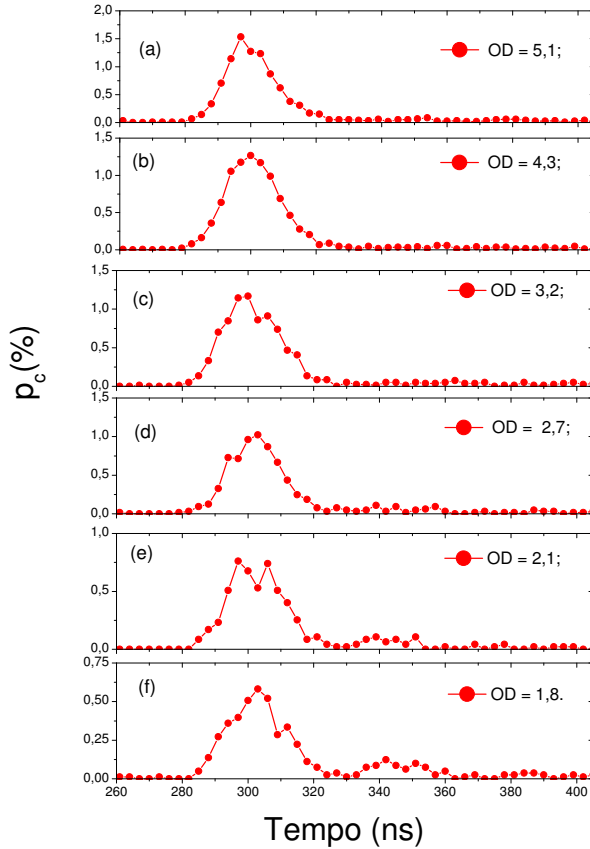


Figura 5.16: Probabilidade condicional p_c de detetar um fóton 2, uma vez que um fóton foi previamente detetado no campo 1, como função do tempo para vários valores da profundidade ótica no sistema.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Exploramos as correlações não clássicas entre os campos de luz gerados por uma memória consistindo de um estado coletivo de um ensemble de átomos compartilhando uma única excitação. Utilizamos para isso um ensemble de átomos de césio aprisionados e resfriados em uma armadilha magneto-ótica. Todo o aparato experimental foi desenvolvido e otimizado para obtenção de pares de fótons compartilhando correlações, caracterizadas através de fotocontagens. O processo de fotodeteção foi detalhado, ressaltando as técnicas de análise do sinal obtido bem como as principais formas de filtragem dos ruídos.

Utilizando a teoria apresentada em [25], calculamos a probabilidade condicional de geração de pares de fótons, parametrizada pela probabilidade de detetar um único fóton no primeiro campo. A partir da expressão obtida, fomos capazes de analisar os parâmetros experimentais que caracterizam nosso sistema como fonte de fótons únicos, observando ainda a transição de um regime dominado por ruídos até um outro regime dominado por múltiplas excitações. O ajuste dos resultados experimentais teve um bom acordo com a teoria desenvolvida. O caráter não clássico associado aos pares de fótons foi investigado através de funções de correlação baseadas em uma desigualdade de Cauchy-Schwarz, construídas a partir das probabilidades normalizadas de detecção dos vários campos.

Estudamos o processo de leitura da memória atômica que mapeia a excitação armazenada em um único fóton, cuja dependência temporal revela sua dinâmica. Efetuamos

uma série de experimentos variando tanto a intensidade quanto a dessintonia do campo de leitura, obtendo o pacote de onda do fóton extraído em uma variedade de situações.

Nossos resultados experimentais inspiraram então um modelo simplificado para o processo de leitura, conduzindo a expressões analíticas simples para os pacotes de onda dos fótons. O acordo quantitativo observado entre teoria e experimento indica que fomos capazes de capturar os aspectos físicos essenciais do problema em nosso modelo. Este modelo teórico também realça e clarifica o papel da superradiância no sistema, descrevendo como ela afeta não apenas a eficiência do processo de leitura mas também seu espectro e saturação.

A primeira fase de experimentos revelou que o campo magnético é uma das principais causas da descoerência do sistema, o que nos levou a implementar um aparato experimental para cancelarmos o campo magnético. Uma técnica para tal procedimento foi apresentada e mostramos um aumento de quase dez vezes no nosso tempo de coerência. Então, uma segunda fase de medidas foi feita repetindo a caracterização do processo de extração do segundo fóton da memória atômica nessa nova condição. Conseguimos um aumento de um fator de aproximadamente 4 na probabilidade condicional de extração dos fótons. Analisando o espectro de leitura, observamos que, com o aumento da intensidade da leitura, atingimos a condição de EIT e o meio torna-se transparente para o fóton extraído. Verificamos que a melhor região para extração do segundo fóton, no entanto, não é necessariamente na ressonância, como se esperaria em uma situação dominada pela condição de EIT.

Uma análise da influência da profundidade ótica é feita com os campos em ressonância e o pacote de onda do fóton extraído foi analisado. Para uma mesma intensidade de leitura, encontramos um comportamento interessante do pacote de onda do fóton variando a OD: observamos a alteração das amplitudes das oscilações Rabi de saturação do sistema, evidenciada pelo pronunciamento das oscilações no pacote de onda do fóton para profundidade óticas menores. Outras investigações posteriores serão feitas para medir efeitos relacionados à superradiância, que é crucial para obter o grau de eficiência no processo de leitura exigido para aplicações no campo da informação quântica.

Este trabalho foi desenvolvido no laboratório de átomos-frios do Departamento de Física, e atualmente encontra-se em andamento e otimização, com novas adaptações sendo feitas na busca pela aproximação do experimento à teoria. Na sequência desta tese adicionou-se um bombeio ótico extra na AMO que leva todos os átomos para um dos níveis Zeeman extremos. Com isso tenta-se preparar o ensemble atômico como um sistema de três níveis puros, utilizando polarizações circulares nos feixes de escrita e leitura e outras filtragens de ruído ao longo dos caminhos de detecção dos fótons. Será possível assim observar as oscilações de Rabi nos pacotes de onda dos fótons extraídos, descrevendo-as com nosso modelo teórico simplificado dado em [23]. Além disso, a implementação da teoria para descrição das funções de correlação cruzadas e das auto-correlações também pode ser obtida a partir do desenvolvimento feito em [25]. Uma vez entendidas e cobertas essas limitações, se partirá para uma implementação experimental voltada para o estudo de emaranhamento entre pares de fótons provenientes de dois ou mais ensembles.

Referências Bibliográficas

- [1] H. J. Kimble, “The quantum internet”, *Nature*, vol. 453, 1023–1030, 2008.
- [2] T. Chaneliere, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, e A. Kuzmich, “Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories”, *Nature*, vol. 438, 833–836, 2005.
- [3] M. D. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrovand, e M. D. Lukin, “Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses”, *Nature*, vol. 438, 837–841, 2005.
- [4] M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dür, e G. Rempe, “Remote entanglement between a single atom and a bose-einstein condensate”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, 210503, 2011.
- [5] C. Chou, H. d. Riedmatten, D. Felinto, S. Polyakov, S. J. van Enk, e H. J. Kimble, “Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles”, *Nature*, vol. 438, n. 8, 828–832, 2005.
- [6] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, , e H. J. Kimble, “Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory”, *Nature*, vol. 452, 67–71, 2008.
- [7] H.-N. Dai, H. Zhang, S.-J. Yang, T.-M. Zhao, J. Rui, Y.-J. Deng, L. Li, N.-L. Liu, S. Chen, X.-H. Bao, X.-M. Jin, B. Zhao, e J.-W. Pan, “Holographic storage of biphoton entanglement”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, 210501, 2012.

- [8] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, e A. Kuzmich, “Deterministic single photons via conditional quantum evolution”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, 013601, 2006.
- [9] S. Chen, Y.-A. Chen, T. Strassel, Z.-S. Yuan, B. Zhao, J. Schmiedmayer, e J.-W. Pan, “Deterministic and storable single-photon source based on a quantum memory”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, 173004, 2006.
- [10] D. Felinto, C. W. Chou, J. Laurat, E. W. Schomburg, H. de Riedmatten, e H. J. Kimble, “Conditional control of the quantum states of remote atomic memories for quantum networking”, *Nature Phys.*, vol. 2, 844–848, 2006.
- [11] C.-W. Chou, J. Laurat, H. Deng, K. S. Choi, H. de Riedmatten, D. Felinto, e H. J. Kimble, “Functional Quantum Nodes for Entanglement Distribution over Scalable Quantum Networks”, *Science*, vol. 316, 1316–1320, 2007.
- [12] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, e P. Zoller, “Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics”, *Nature*, vol. 414, 413–418, 2001.
- [13] E. Knill, R. Laflamme, e G. J. Milburn, “A scheme for efficient quantum computation with linear optics”, *Nature*, vol. 409, 46–52, 2001.
- [14] Y.-A. Chen, X.-H. Bao, Z.-S. Yuan, S. Chen, B. Zhao, e J.-W. Pan, “Heralded generation of an atomic noon state”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, 043601, 2010.
- [15] K. S. Choi, A. Goban, S. B. Papp, S. J. van Enk, e H. J. Kimble, “Entanglement of spin waves among four quantum memories”, *Nature*, vol. 468, 412–416, 2010.
- [16] B. Julsgaard, A. Kozhekin, e E. S. Polzik, “Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects”, *Nature*, vol. 413, 400–403, 2001.
- [17] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, e P. Zoller, “Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, 5932–5935, 1998.

- [18] W. Dür, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, e P. Zoller, “Quantum repeaters based on entanglement purification”, *Phys. Rev. A*, vol. 59, 169–181, 1999.
- [19] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, e H. J. Kimble, “Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles”, *Nature*, vol. 423, 731–734, 2005.
- [20] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, M. Bhattacharya, S.-Y. Lan, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy, e A. Kuzmich, “Entanglement of a photon and a collective atomic excitation”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, 040405, 2005.
- [21] S. E. Harris, “Electromagnetically induced transparency”, *Physics Today*, vol. 50, 36–42, 1997.
- [22] M. D. Lukin, “*Colloquium*: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 75, 457–472, 2003.
- [23] M. S. Mendes, P. L. Saldanha, J. W. R. Tabosa, e D. Felinto, “Towards experimental entanglement connection with atomic ensembles in the single excitation regime”, *New Journal of Physics*, Submetido para publicação, 2013.
- [24] M. S. Mendes, *Análise de eficiência e escalabilidade do protocolo DLCZ para repetidores quânticos*. Dissertação (mestrado em física), Departamento de Física - UFPE, 2009.
- [25] M. S. Mendes e D. Felinto, “Perspectives for laboratory implementation of the duan-lukin-cirac-zoller protocol for quantum repeaters”, *Phys. Rev. A*, vol. 84, 062303, 2011.
- [26] D. Felinto, C. W. Chou, H. de Riedmatten, S. V. Polyakov, e H. J. Kimble, “Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles”, *Physical Review A*, vol. 72, 053809, 2005.
- [27] L. Mandel e E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press - 1st edition, 1995.

- [28] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, e P. Zoller, “Supplementary information: Light-atom interaction and the collective enhancement of the signal-to-noise ratio”, *Nature*, vol. 414, 413–418, 2001.
- [29] J. F. Clauser, “Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect”, *Phys. Rev. D*, vol. 9, 853–860, 1974.
- [30] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, e H. J. Kimble, “Supplementary information: a cauchy-schwarz inequality for coincidence detection of the (1, 2) fields”, *Nature*, vol. 423, 731–734, 2005.
- [31] G. Brida, M. Genovese, M. Gramegna, A. Meda, F. Piacentini, P. Traina, E. Predazzi, S. Olivares, e M. G. Paris, “Quantum state reconstruction using binary data from on/off photodetection”, *Advanced Science Letters*, vol. 4, 1–11, 2011.
- [32] V. Balić, D. A. Braje, P. Kolchin, G. Y. Yin, e S. E. Harris, “Generation of paired photons with controllable waveforms”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, 183601, 2005.
- [33] C. W. Chou, S. V. Polyakov, A. Kuzmich, e H. J. Kimble, “Single-photon generation from stored excitation in an atomic ensemble”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, 213601, 2004.
- [34] H. J. Metcalf e P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 2002.
- [35] D. Moretti, N. Gonzalez, D. Felinto, e J. W. R. Tabosa, “Dynamics of bragg diffraction in a stored light grating in cold atoms”, *Phys. Rev. A*, vol. 78, 023811, 2008.
- [36] J. Laurat, H. de Riedmatten, D. Felinto, C.-W. Chou, E. W. Schomburg, e H. J. Kimble, “Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble”, *Opt. Express*, vol. 14, 6912–6918, 2006.
- [37] M. Fleischhauer, S. Yelin, e M. Lukin, “How to trap photons? storing single-photon quantum states in collective atomic excitations”, *Optics Communications*, vol. 179, 395–410, 2000.

- [38] M. Fleischhauer e M. D. Lukin, “Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, 5094–5097, 2000.
- [39] S. D. Jenkins, D. N. Matsukevich, T. Chanelière, A. Kuzmich, e T. A. B. Kennedy, “Theory of dark-state polariton collapses and revivals”, *Phys. Rev. A*, vol. 73, 021803, 2006.
- [40] M. D. Eisaman, L. Childress, A. André, F. Massou, A. S. Zibrov, e M. D. Lukin, “Shaping quantum pulses of light via coherent atomic memory”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, 233602, 2004.
- [41] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, e A. Kuzmich, “Deterministic single photons via conditional quantum evolution”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, 013601, 2006.
- [42] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, e J. P. Marangos, “Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, 633–673, 2005.
- [43] P. L. Saldanha e C. H. Monken, “Interaction between light and matter: a photon wave function approach”, *New Journal of Physics*, vol. 13, n. 7, 073015, 2011.
- [44] M. O. Scully e M. S. Zubairy, *Quantum Optics*. New York: Cambridge University Press, 1977.
- [45] R. H. Dicke, “Coherence in spontaneous radiation processes”, *Phys. Rev.*, vol. 93, 99–110, 1954.
- [46] R. A. de Oliveira, D. Moretti, D. Felinto, e J. W. R. Tabosa, “Readout spectroscopy of an atomic memory”, *Phys. Rev. A*, vol. 86, 013839, 2012.
- [47] S. V. Polyakov, C. W. Chou, D. Felinto, e H. J. Kimble, “Temporal dynamics of photon pairs generated by an atomic ensemble”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, 263601, 2004.

- [48] D. N. Matsukevich, T. Chanelière, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, e A. Kuzmich, “Observation of dark state polariton collapses and revivals”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, 033601, 2006.
- [49] G. L. Gattobigio, T. Pohl, G. Labeyrie, e R. Kaiser, “Scaling laws for large magneto-optical traps”, *Physica Scripta*, vol. 81, 025301, 2010.