



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

LUCAS SOARES MARINHO

**CORRELAÇÕES NÃO CLÁSSICAS VIA MISTURA DE QUATRO ONDAS EM
ÁTOMOS FRIOS COM DOIS NÍVEIS DE ENERGIA PUROS**

Recife

2022

LUCAS SOARES MARINHO

**CORRELAÇÕES NÃO CLÁSSICAS VIA MISTURA DE QUATRO ONDAS EM
ÁTOMOS FRIOS COM DOIS NÍVEIS DE ENERGIA PUROS**

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

Área de Concentração: Óptica

Orientador (a): Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Bar-
bosa

Coorientador (a): Prof. Dra. Michelle Oliveira de
Araújo

Recife

2022

Catálogo na fonte
Bibliotecária Nataly Soares Leite Moro, CRB4-1722

M338c Marinho, Lucas Soares
 Correlações não clássicas via mistura de quatro ondas em átomos frios
 com dois níveis de energia puros / Lucas Soares Marinho. – 2022.
 138 f.: il., fig., tab.

 Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa.
 Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física,
 Recife, 2022.
 Inclui referências.

 1. Óptica. 2. Correlações quânticas. 3. Desigualdade de Cauchy-Schwarz.
 4. Armadilha magneto-óptica. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (orientador). II.
 Título.

 535.2 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2022 - 202

LUCAS SOARES MARINHO

**CORRELAÇÕES NÃO CLÁSSICAS VIA MISTURA DE QUATRO ONDAS EM
ÁTOMOS FRIOS COM DOIS NÍVEIS DE ENERGIA PUROS**

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

Aprovada em: 29/11/2022.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Profa. Michelle Oliveira de Araújo
Coorientadora
Universidade Federal de Pernambuco

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

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

Profa. Gabriela Barreto Lemos
Examinadora Externa
Universidade Federal do Rio de Janeiro

Prof. Romain Pierre Marcel Bachelard
Examinador Externo
Universidade Federal de São Carlos

Dedico à minha avó Maria dos Santos Soares Amorim

AGRADECIMENTOS

À minha família, por todo amor e compreensão. Por sempre se fazerem presentes e por incentivarem na minha jornada.

À minha companheira Isa, por todo seu amor, companheirismo e apoio. Por vivenciar ao meu lado conquistas, angústias e momentos felizes.

A Daniel Felinto, pela sua orientação, pela sua empatia, por toda a sua paciência e dedicação. Por todos os ensinamentos e aprendizado que contribuíram na minha formação profissional.

Aos professores do Departamento de Física da UFPE que direta ou indiretamente colaboraram na construção deste trabalho.

À minha banca, por terem aceitado participar e contribuir para a realização desse trabalho.

Agradeço aos técnicos Daniel (eletrônica) e Alexsandra Melo (secretária), por se mostrarem sempre solícitos aos meus pedidos.

Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro e a Universidade Federal de Pernambuco.

“It doesn’t matter how beautiful your theory is, it doesn’t matter how smart you are. If it doesn’t agree with experiment, it’s wrong.” (FEYNMAN, 1962).

RESUMO

Nesta tese, geramos pares de fótons em um sistema com dois níveis de energia puros, utilizando uma armadilha magneto-óptica com átomos frios de rubídio-87. No processo de mistura de quatro ondas considerado neste experimento, dois feixes contrapropagantes excitam o *ensemble* atômico, gerando espontaneamente pares de fótons emaranhados, propagando-se em direções opostas e fazendo um ângulo de 3° com a direção dos feixes de excitação. Correlações quânticas são observadas na escala de tempo de nanosegundos, devido a interferência entre a componente de frequência central da excitação e as bandas laterais, que estão deslocadas da componente central pela dessintonia da ressonância atômica. Ao contrário do que foi reportado por Du *et al.* em 2007, nós fomos capazes de observar experimentalmente a violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz válida para campos clássicos de luz, e obtemos $R = (1.98 \pm 0.03) \not\leq 1$. Surpreendentemente, essas correlações quânticas prevalecem mesmo na presença do forte ruído de fundo proveniente do espalhamento Rayleigh dos feixes de excitação. Elas são frágeis com respeito a processos que perturbam a fase da excitação atômica, mas são robustas a variações no número de átomos e a aumentos nas intensidades de excitação. Também realizamos uma caracterização das correlações nas escalas de tempo curta (dezenas de ns) e longa (dezenas de μ s) e obtivemos um bom acordo dos dados experimentais com nosso modelo teórico empírico que foi introduzido. Além disso, mostramos que essas correlações não clássicas podem ser consideravelmente amplificadas filtrando espectralmente a componente do espalhamento Rayleigh, e obtivemos $R = (5.00 \pm 1.30) \not\leq 1$.

Palavras-chaves: correlações quânticas; desigualdade de Cauchy-Schwarz; armadilha magneto-óptica.

ABSTRACT

In this thesis, we generate pairs of photons in a two-level system employing a magneto-optical trap with cold rubidium-87 atoms. In the four-wave mixing process considered in this experiment, two counter-propagating beams excite the atomic ensemble, spontaneously generating pairs of entangled photons, propagating in opposite directions and making a 3° angle with the direction of the excitation beams. Quantum correlations are observed in the nanosecond time scale, due to interference between the central frequency component of the excitation and the sidebands, which are displaced from the central component by the detuning of the atomic resonance. Contrary to what was reported by Du *et al.* in 2007, we were able to observe experimentally the violation of a Cauchy-Schwarz inequality valid for classical fields of light, and obtaining $R = (1.98 \pm 0.03) \not\leq 1$. Surprisingly, these quantum correlations prevail even in the presence of strong background noise from the Rayleigh scattering of the excitation beams. They are fragile with respect to processes that disturb the phase of the atomic excitation, but are robust to variations in number of atoms and to increasing light intensities. We also performed a characterization of the correlations on the short (tens of ns) and long time scales (tens of μs) and obtained a good agreement of the experimental data with our empirical theoretical model that was introduced. Furthermore, we show that these nonclassical correlations can be considerably enhanced by spectrally filtering the Rayleigh scattering component, and we obtained $R = (5.00 \pm 1.30) \not\leq 1$.

Keywords: quantum correlations; Cauchy-Schwarz inequality; magneto-optical trap.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Intensidades medidas por detetores localizados nas posições $\vec{r}_1$ e $\vec{r}_2$ para os campos 1 e 2, respectivamente.	29
Figura 2 – Valor absoluto de $g^{(1)}(\tau)$. Curva verde tracejada para luz coerente, curva azul sólida para luz caótica Lorentziana e curva vermelha pontilhada para luz caótica Gaussiana.	32
Figura 3 – Função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$. Curva verde tracejada para luz coerente, curva azul sólida para luz caótica Lorentziana e curva vermelha pontilhada para luz caótica Gaussiana.	34
Figura 4 – Representação de um átomo de dois níveis interagindo com uma onda eletromagnética.	36
Figura 5 – (a) Oscilações de Rabi para diferentes dessintonias desconsiderando a emissão espontânea e (b) incluindo a emissão espontânea para diferentes frequências de Rabi.	38
Figura 6 – Taxa de espalhamento R_{scatt} como função da dessintonia Δ para três valores diferentes do parâmetro de saturação s , mostrando o alargamento de linha por potência.	39
Figura 7 – (a) <i>Ensemble</i> atômico de átomos idênticos de dois níveis inicialmente no estado fundamental $ g\rangle$. (b) Esquema simplificado do processo de mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante dos feixes de excitação.	41
Figura 8 – (a) Ressonância em torno de $\delta = 0$. Neste caso, os feixes são gerados com a mesma frequência ω_1 dos feixes de excitação. (b) Ressonância em torno de $\delta = \pm\Omega_e$ com fótons sendo gerados com frequências $\omega_1 + \Delta$ and $\omega_1 - \Delta = \omega_{eg}$, representados pelas setas onduladas. Nessa figura, consideramos $\Delta < 0$	46
Figura 9 – Triplete de ressonâncias de $ \chi_3^{(3)} $. Na simulação, os parâmetros escolhidos foram $\gamma_g/\gamma_2 = 0.087$, $ \Delta /\gamma_2 = 13.3$ e $ \Omega_1 /\gamma_2 = 1.38$	47
Figura 10 – Contornos de integração no plano complexo. (a) Para $\tau > 0$ (caminho anti-horário) e (b) para $\tau < 0$ (caminho horário).	53
Figura 11 – Cintura do feixe gaussiano $w(z)$ como função da distância de propagação z , onde w_0 é a cintura no ponto focal onde $z = 0$	55

Figura 12 – Quando um átomo se move na direção contrária da luz laser, cada fóton absorvido produz um recuo no átomo na direção oposta ao seu movimento e os fótons espalhados são espalhados em direções aleatórias, produzindo uma força média que reduz a velocidade do átomo.	57
Figura 13 – Técnica do melaço óptico para resfriamento laser, que usa a configuração espacial de três pares de feixes contra propagantes ortogonais entre si. . . .	58
Figura 14 – (a) Átomo de dois níveis movendo-se para a direita e submetido a um par de feixes contrapropagantes de mesma frequência. (b) Devido ao efeito Doppler, no referencial do átomo, o feixe contrapropagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o azul, enquanto que o feixe copropagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o vermelho. . .	59
Figura 15 – Força de pressão de radiação como função da velocidade v para $\Delta = -\Gamma$. A curva sólida é a representação dessa força válida para qualquer velocidade, enquanto que a curva tracejada representa a aproximação válida apenas para baixas velocidades ($kv \ll \Delta$).	60
Figura 16 – Temperatura do melaço óptico como função da dessintonia Δ para três diferentes metais alcalinos, sódio (Na), rubídio (^{87}Rb) e céssio (Cs), respectivamente.	62
Figura 17 – Armadilha Magneto-Óptica formada por três pares de feixe laser, com polarizações σ^+ e σ^- , e um par de bobinas com correntes I em sentidos opostos, na configuração anti-Helmholtz.	63
Figura 18 – Mecanismo básico de funcionamento da AMO para o caso de um átomo em uma transição $F = 0$ para $F = 1$. O gradiente de campo magnético quebra a degenerescência dos sub-níveis Zeeman produzindo um deslocamento de energia dependente da posição do átomo.	64
Figura 19 – Estrutura hiperfina da linha D_2 do Rubídio-87.	66
Figura 20 – Esquema da espectroscopia de absorção saturada.	68
Figura 21 – Transmissão do feixe fraco em função da dessintonia. Curva preta (tracejada) sem feixe forte, curva azul (sólida) na presença do feixe forte. . . .	69
Figura 22 – Espectro completo da absorção saturada para a linha D_2 do rubídio à temperatura ambiente. A primeira linha está associada às transições $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1, 2, 3$, do rubídio-87, enquanto que a quarta linha se vincula às transições $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 0, 1, 2$	70

Figura 23 – Espectro de absorção saturada para as transições entre os estados $5^2S_{1/2}, F = 2$ e $5^2P_{3/2}, F' = 1, 2$ e 3, com os correspondentes <i>cross-overs</i> F'_c	71
Figura 24 – Espectro de absorção saturada para as transições entre os estados $5^2S_{1/2}, F = 1$ para os estados $5^2P_{3/2}, F' = 0, 1$ e 2 e os correspondentes <i>cross-overs</i> F'_c	71
Figura 25 – Esquema simplificado da armadilha magneto-óptica. MAO: modulador acústico óptico; PBS: divisor de feixe por polarização (do inglês <i>Polarizing Beam Splitter</i>); FBS: divisor de feixe em fibra (do inglês <i>Fiber Beam Splitter</i>); $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda	73
Figura 26 – Esquema da configuração do campo magnético da armadilha magneto-óptica na configuração anti-Helmholtz.	74
Figura 27 – Foto da armadilha magneto-óptica (vista lateral).	74
Figura 28 – Bobinas de compensação utilizadas para o cancelamento do campo magnético espúrio.	76
Figura 29 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para a espectroscopia de micro-ondas. (b) Esquema parcial de níveis do rubídio-87 na presença do pulso de sonda, micro-ondas e campo magnético espúrio.	77
Figura 30 – Esquema de montagem simplificado da técnica de espectroscopia de micro-ondas	78
Figura 31 – Espectro na presença do campo magnético espúrio, onde $I_x = I_y = I_z = 0$ mA.	78
Figura 32 – Espectro de cancelamento do campo magnético espúrio, onde $I_x = 30, 2$ mA, $I_y = 61, 9$ mA e $I_z = 275, 7$ mA.	79
Figura 33 – (a) Sequência temporal para a medição da profundidade óptica. (b) Esquema de montagem simplificado para medir OD.	81
Figura 34 – (a) Sequência temporal do experimento. (b) Estrutura Zeeman dos dois níveis que participam do processo de mistura de quatro ondas.	83
Figura 35 – Montagem experimental para geração dos feixes de excitação, com o primeiro MAO em passagem simples e o segundo em dupla passagem. Ver referência (MCCARRON, (2007)) para mais detalhes sobre alinhamento de MAO na configuração de dupla passagem. PBS: divisor de feixe por polarização; MAO: Modulador Acústico-Óptico; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente; FBS: divisor de feixe em fibra mantedor de polarização.	84

Figura 36 – Esquema experimental simplificado da mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante. PBS: divisor de feixe por polarização; SPCM: módulo de contagem de fótons individuais (detectores D_{1a} , D_{1b} , D_{2a} e D_{2b}); AMO: armadilha magneto-óptica; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente com distância focal de 1 m. Fibra PM:Fibra Óptica Mantedora de Polarização.	84
Figura 37 – Contagens (60 s) de fótons como função do ângulo da $\lambda/2$ para o fóton 1 e 2, respectivamente. A potência dos feixes antes de atingir a nuvem foi de $39 \mu\text{W}$, para cada feixe de excitação, com $\Delta = +9\Gamma$	85
Figura 38 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para a caracterização do grau de polarização do <i>ensemble</i> atômico. (b) Esquema parcial de níveis do rubídio-87 na presença do pulso de sonda, pulsos de excitação, micro-ondas e campo magnético B_z	86
Figura 39 – Esquema de montagem simplificado para a caracterização do grau de polarização do <i>ensemble</i> atômico.	87
Figura 40 – Fotografia do arranjo experimental com as bobinas que geram o campo magnético B_z ao longo do eixo z . Note que a antena RF foi posicionada aproximadamente alinhada com o eixo z	87
Figura 41 – Espectro com a separação dos sub-níveis Zeeman devido ao campo magnético B_z	89
Figura 42 – Espectro após a realização do bombeio óptico para o nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ correspondente ao pico $\Delta_{RF} = +3\Delta_z$	89
Figura 43 – <i>Avalanche Photodetectors</i> (APD's) utilizados na detecção. (a) Modelo SPCM-AQRH-14-FC-ND da empresa Excelitas e (b) modelo SPCM-AQRH-13-FC da empresa Perkin Elmer.	90
Figura 44 – Detalhes das conexões dos APD's, onde temos a entrada para acoplamento em fibra, uma entrada com 5 V para ligá-los, o <i>gate</i> controlando o chaveamento e o <i>output</i> indicando que o detetor disparou.	91
Figura 45 – (a) Dois conversores TTL-NIM. No lado esquerdo de cada conversor temos 4 entradas (E1, E2, E3 e E4) para pulsos do tipo TTL e no lado direito temos 4 saídas (S1, S2, S3 e S4) com os pulsos convertidos para o tipo NIM. (b) Princípio de funcionamento do conversor TTL-NIM.	91

Figura 46 – Placa de fotocontagem (modelo MCS6A da empresa FAST ComTec), onde as entradas são: <i>start</i> (pulso do Arduino), <i>stop 1</i> (detetor 1a), <i>stop 2</i> (detetor 1b), <i>stop 3</i> (detetor 2a) e <i>stop 4</i> (detetor 2b).	92
Figura 47 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 175 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$	96
Figura 48 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 350 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$	98
Figura 49 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 350 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +50\Gamma$	99
Figura 50 – Valor máximo das funções de correlação $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t para as probabilidades conjuntas da seção 4.4.1. (a) $P = 175 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$, (b) $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$ e (c) com $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +50\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 para nenhuma correlação e 2 para correlações térmicas.	100
Figura 51 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ em função de τ calculadas com uma média de (a) $T = 10 \mu s$ em torno do instante $t = 0,5 \text{ ms}$ e (b) $T = 1 \text{ ms}$. Medidas com $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 para nenhuma correlação e 2 para correlações térmicas.	101
Figura 52 – Valor máximo dos parâmetros da desigualdade de Cauchy-Schwarz $R_1^{\tau_{max}}$ e $R_2^{\tau_{max}}$ em função do tempo t , obtidas a partir das funções de correlação da Fig. 50. (a) $P = 175 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$, (b) $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$ e (c) $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +50\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 da desigualdade de Cauchy-Schwarz.	102
Figura 53 – Dependência dos parâmetros R_1 e R_2 da desigualdade de Cauchy-Schwarz em função de τ . Nessa figura a potência foi mantida constante no valor de $P = 350 \mu W$ enquanto variamos a dessintonia. (a) $\Delta = +20\Gamma$, (b) $\Delta = +30\Gamma$, (c) $\Delta = +40\Gamma$ e (d) $\Delta = +50\Gamma$	103

- Figura 54 – R_{max} como função de (a) dessintonia e (b) potência dos feixes de excitação. Em (a), temos $P = 350 \mu\text{W}$ (círculos pretos preenchidos), $38 \mu\text{W}$ (triângulo azul preenchido), e $19 \mu\text{W}$ (quadrado vermelho preenchido), respectivamente. O quadrado vermelho vazio corresponde ao resultado para as mesmas condições experimentais do quadrado vermelho preenchido, mas com o feixe de rebombeio ligado continuamente durante o experimento. Em (b), as dessintonias são $\Delta = +9\Gamma$ (triângulos azuis preenchidos) e $\Delta = +20\Gamma$ (círculos pretos preenchidos). 104
- Figura 55 – Dependência das correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e das desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ com os feixes de rebombeio. Em (a) e (b) os feixes de rebombeio foram desligados durante o tempo em que o experimento foi realizado. (c) e (d) mostram as medidas com os feixes de rebombeio ligados continuamente. Medidas realizadas com $P = 19 \mu\text{W}$ e $\Delta = -9\Gamma$ 104
- Figura 56 – Dependência das correlações com a polarização dos feixes de excitação. Na Fig. 56(a) e (b) exibimos as correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e as desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$, respectivamente, com os feixes de excitação com polarização circular σ^+ . As Figs. 56(c) e (d) correspondem as medidas com os feixes de excitação com polarização linear horizontal. Medidas realizadas com $P = 24 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ fixos. 105
- Figura 57 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ (círculos pretos preenchidos) e ajuste teórico empírico (linha vermelha contínua) da eq. (5.1). Medida realizada com $P = 175 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ 108
- Figura 58 – $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para várias profundidades ópticas, mantendo a potência e a dessintonia fixas em $P = 25 \mu\text{W}$ e $\Delta = +29\Gamma$ 109
- Figura 59 – Máximo da desigualdade de Cauchy-Schwarz (a) R_1^{max} e (b) R_2^{max} como função da profundidade óptica. Medidas com duas dessintonias de $\Delta = +29\Gamma$ e $+20\Gamma$ mantendo a potência fixa em $P = 25 \mu\text{W}$ 109
- Figura 60 – Dependência do parâmetro χ com a profundidade óptica. Medidas com dessintonia $\Delta = +29\Gamma$ e $+20\Gamma$, mas com potência $P = 25 \mu\text{W}$ fixa. A reta preta contínua é um ajuste linear global dos dados. Em (b) mostramos a dependência de χ com a dessintonia Δ , mantendo fixos $P = 350 \mu\text{W}$ e $OD_{med} = 15,3 \pm 0,6$. Em (c) temos o comportamento de χ com o parâmetro de saturação s , mantendo fixos $\Delta = +20\Gamma$ e $OD_{med} = 15 \pm 2$. . 110

- Figura 61 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ no limite em que $\tau \rightarrow \infty$. Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Bin=1 e 100 correspondem a resoluções temporais de $0,1$ e 10 ns, respectivamente. 111
- Figura 62 – Probabilidades simples $\bar{p}_{1a}^T$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu\text{s}$. Medidas realizadas para três diferentes valores de campo magnético B_z . 112
- Figura 63 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ para diferentes valores do campo B_z . Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Bin=2 e 500 correspondem a resoluções temporais de $0,2$ e 50 ns, respectivamente. 113
- Figura 64 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ para diferentes valores da profundidade óptica OD . Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Bin=4 e 500 correspondem a resoluções temporais de $0,4$ e 50 ns, respectivamente. Medidas com potência e a dessintonia fixas em $P = 25 \mu\text{W}$ e $\Delta = +29\Gamma$ 114
- Figura 65 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ na configuração com apenas um feixe de excitação. (a) eixo das abscissas em escala linear. (b) eixo das abscissas em escala logarítmica. Os fótons detetados pelos APD's D_{1a} e D_{1b} tem um ângulo de espalhamento $\theta = 3^\circ$, e para os detetores D_{2a} e D_{2b} temos um ângulo de espalhamento $180^\circ - \theta = 177^\circ$. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 310 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente. Medida com Bin=100, correspondente a uma resolução temporal de 10 ns. 115
- Figura 66 – Funções de autocorrelação $\bar{g}_{1b1a}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2b2a}^T(\tau)$ na configuração com apenas um feixe de excitação. As curvas contínuas representam ajustes a partir da eq. (5.3). O ajuste global dos dados resultou em uma temperatura de $T = 328,6,0 \pm 9,3 \mu\text{K}$ e um ângulo de espalhamento $\theta_1 = 2,02 \pm 0,03^\circ$. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 310 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente. Medida com bin=100, correspondente a uma resolução temporal de 10 ns. 116

- Figura 67 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ii}^{(T, \tau=0)}$ associadas a um mesmo campo em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas realizadas para o experimento com um único feixe de excitação. Os fótons detetados pelos APD's D_{1a} e D_{1b} tem um ângulo de espalhamento $\theta = 3^\circ$, e para os detetores D_{2a} e D_{2b} temos um ângulo de espalhamento $180^\circ - \theta = 177^\circ$ 117
- Figura 68 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ no limite em que $\tau \rightarrow \infty$. Em (ai) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear. Em (bi) e (ci) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica. A curva vermelha representa o ajuste teórico empírico da eq. (5.4). Bin=1 e 100 correspondem a resoluções temporais de 0,1 e 10 ns, respectivamente. O índice i vai de 1 até 5, representando as dessintonias -20, 20, 30, 40 e 50 Γ , respectivamente. A potência foi fixada em 350 μW 118
- Figura 69 – Dependência dos parâmetros do ajuste da Eq. (5.4) para os dados da Fig. 68 como função da dessintonia Δ , mantendo fixos $P = 350 \mu W$ e $OD_{med} = 15.3 \pm 0,6$ 119
- Figura 70 – Funções de correlação de segunda ordem condicionadas em função do atraso τ . (a) Medida mantendo $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$ fixos e (b) $P = 175 \mu W$ mantendo a mesma dessintonia de $+20\Gamma$. A linha tracejada com valor 1 corresponde à fronteira entre o regime clássico ($\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) \geq 1$) e o regime puramente quântico ($\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) < 1$). 121
- Figura 71 – (a) Função de correlação de primeira ordem $|g^{(1)}(\tau)|$ para o campo 1 (curva azul tracejada) e para o campo 2 (curva verde contínua). (b) Transformada de Fourier $|G^{(1)}(\delta)|$ para os dados em (a) com $\Delta = +20\Gamma$. (c) e (d) correspondem ao caso com $\Delta = +50\Gamma$. Medidas com potência fica em $P = 350 \mu W$ 123

- Figura 72 – Esquema experimental simplificado da mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante. PBS: divisor de feixe por polarização; SPCM: módulo de contagem de fótons individuais (detectores D_{1a} , D_{1b} , D_{2a} e D_{2b}); AMO: armadilha magneto-óptica; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente com distância focal de 1 m. Fibra PM: Mantedora de Polarização; PCF: Controlador de Polarização em Fibra (do inglês Polarization Controller in Fiber); FP: Fabry-Perot. 124
- Figura 73 – (a) Sinal de transmissão dos filtros Fabry-Perot 1 e 2 (curvas azul e vermelha) com sua respectiva sintonização feita a partir de um sinal de absorção saturada (curva verde) utilizado como referência, onde o pico em $F' = 3$ representa a ressonância entre os níveis hiperfinos $F = 2 \rightarrow F' = 3$ e corresponde à frequência de ressonância ω_{eg} . ω representa a frequência dos feixes de excitação dessintonizados de $\Delta = 60\Gamma$ da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$. (b) Circuito eletrônico para sintonização e travamento do Fabry-Perot (que esta acima da caixa do circuito) na frequência desejada. 125
- Figura 74 – Dependência das correlações com a sintonização dos filtros Fabry-Perot. Em (a) $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e (b) $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ com o filtro FP1 sintonizado na ressonância e o filtro FP2 fora da ressonância. Em (c) e (d) apenas invertemos a ordem de sintonização, com o filtro FP2 na ressonância e FP1 fora da ressonância. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 440 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente. 126
- Figura 75 – Dependência das desigualdades $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para diferentes valores da dessintonia Δ . Medidas de (a) até (e) sem Fabry-Perot e (f) até (j) com Fabry-Perot. A potência foi fixada em $330 \mu\text{W}$. A reta vermelha tracejada representa o limite da desigualdade de Cauchy-Schwarz. 127
- Figura 76 – (a) R_1^{max} e (b) R_2^{max} da Fig. 75 como função de dessintonia Δ . Os círculos azuis preenchidos correspondem às medidas sem Fabry-Perot, e os quadrados vermelhos preenchidos para as medidas com Fabry-Perot. A reta preta tracejada representa o limite da desigualdade de Cauchy-Schwarz. 128

LISTA DE TABELAS

- Tabela 1 – Parte do arquivo gravado pela placa em linguagem hexadecimal, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou e o correspondente instante de tempo. 94
- Tabela 2 – Parte do arquivo da Tab. 1 gravado pela placa após ser convertido para a linguagem decimal, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou (contido na primeira coluna) e o correspondente instante de tempo em unidades de *bins* (contido na segunda coluna). . . . 95

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	28
2.1	DESIGUALDADE DE CAUCHY-SCHWARZ	28
2.2	FUNÇÕES DE CORRELAÇÃO	30
2.3	EQUAÇÕES DE BLOCH ÓPTICAS	35
2.4	RESPOSTA ÓPTICA EM UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS	40
2.5	ESTADO DO BIFOTON EM UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS	49
3	APARATO EXPERIMENTAL	57
3.1	A FORÇA DE ESPALHAMENTO	57
3.2	O MELAÇO ÓPTICO	58
3.3	LIMITE DOPPLER DE RESFRIAMENTO	60
3.4	ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA	62
3.5	NÍVEIS DE ENERGIA DO RUBÍDIO-87	65
3.6	ABSORÇÃO SATURADA	67
3.7	FEIXES LASERS DE ARMADILHAMENTO E REBOMBEIO	72
3.8	CAMPO MAGNÉTICO DA ARMADILHA	73
3.9	SISTEMA DE VÁCUO	75
3.10	ESPECTROSCOPIA DE MICRO-ONDAS	75
3.11	PROFUNDIDADE ÓPTICA	80
4	CORRELAÇÕES QUÂNTICAS NO ESPALHAMENTO DE LUZ POR ENSEMBLES DE ÁTOMOS DE 2 NÍVEIS	82
4.1	MONTAGEM DO EXPERIMENTO	82
4.2	BOMBEIO ÓPTICO - SISTEMA DE DOIS NÍVEIS	86
4.3	FOTODETEÇÃO	90
4.4	ANÁLISE DE DADOS E RESULTADOS	93
4.4.1	Probabilidades Simples e Conjuntas	94
4.4.2	Funções de Correlação de segunda ordem	99
4.4.3	Desigualdade de Cauchy-Schwarz	102
5	OUTROS ASPECTOS DAS CORRELAÇÕES NO SISTEMA	107

5.1	FUNÇÕES DE CORRELAÇÃO DE SEGUNDA ORDEM E AUMENTO NA TAXA DE DECAIMENTO	107
5.2	LIMITE $\tau \rightarrow \infty$	111
5.2.1	Experimento com Apenas um Feixe de Excitação	114
5.2.2	Ajuste dos Dados na Escala de Tempo Longa e Curta	117
5.3	FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO DE SEGUNDA ORDEM CONDICIONADA $g_c^{(2)}$	120
6	DESTILAÇÃO DO ESTADO QUÂNTICO POR FILTRAGEM ES- PECTRAL	122
6.1	FILTRAGEM DAS FREQUÊNCIAS DOS FÓTONS - FABRY-PEROT . . .	122
6.1.1	Espectro dos Fótons Gerados	122
6.1.2	Filtagem Espectral	124
7	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	129
	REFERÊNCIAS	131

1 INTRODUÇÃO

O desenvolvimento da Mecânica Quântica ocorreu principalmente nos anos de 1920 através dos físicos Erwin Schrödinger, Werner Heisenberg, Niels Bohr, entre outros. Concomitantemente, também foi se fortalecendo a interpretação de Copenhague (FAYE, (2019)) da física quântica que propõe, entre outras coisas, que o processo de medição na teoria quântica é intrinsecamente probabilístico, podendo prever apenas as probabilidades de obter um dado resultado em uma medida, o que é feito através da regra de Born (BORN, (1926)). Einstein criticou essa incerteza inata da natureza como proposto pela teoria quântica, levando ele a dizer a famosa frase, “Deus não joga dados.” Surpreendentemente até mesmo o físico Erwin Schrödinger, que desenvolveu a sua famosa equação para a descrição da evolução temporal dos sistemas na mecânica quântica, chegou a declarar, “Eu não gosto disso, e sinto muito por ter tido alguma coisa a ver com isso.”, referindo-se à mecânica quântica, após perceber a natureza quase que totalmente contraintuitiva das superposições quânticas quando aplicadas a corpos macroscópicos, em um famoso paradoxo conhecido como gato de Schrödinger (SCHRÖDINGER, (1935)).

Isso motivou, em 1935, a publicação do artigo desenvolvido por Einstein, Podolsky e Rosen (EPR) em que eles introduziram experimentos de pensamento de modo a argumentar que a mecânica quântica não é uma teoria completa, embora fosse considerada correta. Essa experiência de pensamento ficou conhecida como paradoxo EPR (EINSTEIN; PODOLSKY; ROSEN, (1935)), em que Einstein criticou a previsão da teoria quântica de que a medição em apenas uma partícula, de um par de partículas quânticas emaranhadas, pode ter um efeito instantâneo na outra partícula do sistema, independente da distância entre as duas partículas. Essa não localidade da mecânica quântica, causada por um tipo de colapso instantâneo da função de onda após a medição, foi um dos principais motivos que levou Einstein a argumentar que a mecânica quântica é uma teoria incompleta, já que nenhuma influência pode se propagar mais rapidamente do que a velocidade da luz, segundo a teoria da relatividade restrita. Então surgiu a hipótese da existência de variáveis ocultas, que seriam propriedades que as partículas quânticas possuíam e que seriam indetectáveis, mas que em princípio forneceria informações adicionais à mecânica quântica de modo a torná-la uma teoria completa.

Em 1964, quase 30 anos depois do trabalho EPR, John Bell colocou essa descrição filosófica em termos quantitativos, através da famosa desigualdade de Bell (BELL, (1964)). Bell mostrou

que se uma teoria de variável oculta é local, então ela não concorda com a mecânica quântica, e se ela concorda com a mecânica quântica ela não pode ser uma teoria local. Um dos primeiros trabalhos experimentais mais relevante para testar a desigualdade de Bell foi desenvolvido por Aspect, Grangier e Roger (ASPECT; GRANGIER; ROGER, 1982), mostrando que as previsões da mecânica quântica estavam corretas e violavam a desigualdade de Bell. Desde então, estados emaranhados têm sido estudados, tornando-se um dos temas atualmente mais relevantes tanto do ponto de vista de fundamentos da física quântica como do ponto de vista de aplicações em computação e informação quântica (NIELSEN; CHUANG, (2000)), litografia quântica (BOTO et al., (2000)), imagens quânticas (Belinskii; Klyshko, (1994); RIBEIRO et al., (1994)), etc.

O método de geração de pares de fótons emaranhados historicamente mais utilizado, durante várias décadas, foi a conversão paramétrica descendente SPDC (do inglês *Spontaneous Parametric Down-Conversion*) em cristais não lineares (HARRIS; OSHMAN; BYER, (1967); BURNHAM; WEINBERG, 1970), onde um fóton de alta energia do feixe de excitação é convertido em um par de fótons de energia mais baixa, em acordo com as leis da conservação de energia e momento. Infelizmente, esse tipo de fonte para geração de pares fótons emaranhados possui algumas limitações como, por exemplo, grande largura espectral, da ordem THz, que é várias ordens de magnitude maior do que as larguras de banda das transições atômicas de alguns MHz, dificultando assim a utilização dos fótons gerados em memórias atômicas. Esse método também possui baixa eficiência de conversão, com apenas uma pequena porção (10^{-5} a 10^{-12}) dos fótons sendo convertidos em pares correlacionados. Além disso, eles possuem um pequeno comprimento de coerência, $\sim 100 \mu\text{m}$, o que dificulta a sua utilização em protocolos de comunicação quântica para longas distâncias. Por outro lado, a grande largura espectral pode ser compensada utilizando filtros espectrais (CLAUSEN et al., (2011)), ou usando cavidades ópticas para aumentar as probabilidades de geração dos fótons nos modos espectrais e espaciais do ressonador (OU; LU, (1999); SCHOLZ; KOCH; BENSON, (2009)). Entretanto, isso reduz ainda mais a eficiência de conversão e requer uma boa estabilização da cavidade óptica.

No início dos anos 2000, o fenômeno conhecido com transparência eletromagnética induzida EIT (do inglês *Electromagnetically Induced Transparency*), uma técnica para controle coerente da propagação de luz em um meio ressonante (HARRIS, 1997; LUKIN, 2003), foi utilizado para geração de pares de fótons (KUZMICH et al., (2003); WAL et al., 2003; é et al., (2005); THOMPSON et al., 2006), com potenciais aplicações em comunicação quântica em longas distâncias, como no protocolo proposto por Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ)(DUAN et al., (2001)). Nesse protocolo é mostrado como efetuar troca, purificação e distribuição de

emaranhamento utilizando *ensembles* atômicos como memórias quânticas. Comparado com a técnica de geração via SPDC, nesse método os fótons emaranhados são gerados com um espectro de banda estreita, com maiores eficiências de geração e longos tempos e comprimentos de coerência (WEN; DU; RUBIN, (2007)).

Muitos dos trabalhos citados no parágrafo anterior utilizam o fenômeno de mistura de quatro ondas FWM (do inglês *Four-Wave Mixing*) para geração dos fótons correlacionados. A mistura de quatro ondas é um processo paramétrico não linear, de terceira ordem, em que um feixe é gerado devido à interação de outros três feixes no meio (YARIV, (1989)). Tradicionalmente, dois feixes fortes são utilizados para aumentar a potência de um terceiro feixe fraco, e simultaneamente gera o sinal da mistura de quatro ondas, onde a eficiência desse processo é fortemente afetada pelas condições de casamento de fase. FWM possui aplicações em conjugação de fase óptica, em que efeitos de distorção das frentes de onda devidos à propagação podem ser corrigidos (YARIV, (1989); BOCHOVE, (1983); AGRAWAL, (1987)); em amplificação paramétrica, em que o feixe fraco pode ser amplificado mesmo sem a utilização de qualquer cavidade externa (LOPEZ et al., (2019)); e em geração de supercontínuo (PERRET et al., (2019)), onde um feixe laser pode ser convertido em luz com uma largura de banda muito maior, cobrindo todo o espectro de luz visível (400 a 700 nm) e uma parte do infravermelho próximo (780 a 2500 nm).

Em sistemas atômicos, FWM tem sido utilizado também como fonte de estados comprimidos (*squeezing*), em que a incerteza em uma das quadraturas dos modos do campo eletromagnético é menor do que a do estado de vácuo, e de correlações não clássicas para campos de luz (prova e sinal) ao longo de algumas décadas (SLUSHER et al., (1985); MAEDA; KUMAR; SHAPIRO, (1987); RAIZEN et al., (1987); VALLET; PINARD; GRYNBERG, (1990); LAMBRECHT et al., (1996); RIES; BREZGER; LVOVSKY, (2003); MCCORMICK et al., (2007)). Estados comprimidos da luz podem ser utilizados para melhorar a precisão de medidas, como tem sido aplicado nos detetores de ondas gravitacionais LIGO e Virgo (TSE; et al, (2019); ACERNESE; et al, (2019)). Desde 2001, com a proposta de implementação do protocolo DLCZ, correlações quânticas são geradas a partir do processo de mistura de quatro ondas espontâneo SFWM (do inglês *Spontaneous Four-Wave Mixing*), com muitos grupos demonstrando toda a capacidade do SFWM e implementando partes cruciais do protocolo DLCZ (CHOU et al., 2005; MATSUKEVICH et al., (2005); LAURAT et al., (2006); CHOU et al., (2007); ZHAO et al., 2009; ALBRECHT et al., 2015a; ORTIZ-GUTIÉRREZ et al., (2018)).

Nesses experimentos com SFWM, várias técnicas foram utilizadas para a filtragem dos

fótons correlacionados a partir do ruído proveniente da luz gerada no espalhamento Rayleigh elástico devido aos feixes de excitação. O espalhamento Rayleigh é um processo em que as partículas espalham luz com frequências muito próximas da frequência dos feixes de excitação (STRUTT, (1871)). Em um *ensemble* de átomos com dois níveis de energia, esse tipo de processo resulta em luz espalhada com uma estatística de fótons característica de uma fonte térmica (LOUDON, (2000); MOREIRA et al., (2021); MOREIRA, (2018)). Geralmente, os experimentos com SFWM utilizam uma estrutura de níveis mais complexa para os átomos, de modo a eliminar o ruído proveniente do espalhamento Rayleigh, gerando luz com polarizações ou frequências substancialmente diferentes daquelas dos feixes de excitação.

Entretanto, em 2007, Du e colaboradores previram teoricamente a existência de correlações quânticas em SFWM a partir de um *ensemble* de átomos de dois níveis de energia que deveriam superar o espalhamento Rayleigh, evidenciando seu comportamento não clássico mesmo sem a utilização de nenhum processo de filtragem (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007); WEN et al., 2008), o que torna esse resultado bastante surpreendente. Além disso, nos experimentos com SFWM em espaço livre, as correlações quânticas são predominantes no regime de baixas potências de excitação e grande número de átomos, dado que esses fatores aumentam, respectivamente, a pureza dos estados quânticos (DUAN et al., (2001); LAURAT et al., (2006)) e a eficiência do processo paramétrico associado a SFWM (FELINTO et al., 2005; OLIVEIRA et al., (2014)). Entretanto, as correlações não clássicas previstas por Du e colaboradores são bastantes insensíveis à potência dos feixes de excitação e ao número de átomos no ensemble, evidenciando sua robustez para uma ampla variação desses parâmetros. Outro ponto que vale ressaltar é que a teoria das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)) foi deduzida em um limite que se considera bastante conveniente para a utilização em modelos clássicos (ALLEN; EBERLY, (1987)), servindo como uma primeira aproximação para a descrição de um grande número de fenômenos. Sua previsão de correlações não clássicas evidencia a importância e a necessidade da utilização do tratamento quântico para a explicação adequada dos fenômenos observados, mesmo em um sistema de dois níveis, que é um dos mais simples e utilizados na física.

No entanto, infelizmente, devido à falta de evidências experimentais na demonstração dessas correlações não clássicas, o significado da mensagem dos trabalhos de Du e colaboradores ficou indeterminado até recentemente. Nessa tese, finalmente fechamos essa lacuna que estava faltando, relatando uma série de experimentos confirmando as principais ideias da teoria das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)). Observamos correlações não clássicas

mesmo sem a utilização de qualquer processo de filtragem da luz gerada no espalhamento Rayleigh. Além disso, observamos a insensibilidade das correlações devido a variações no número de átomos e da potência dos feixes de excitação. Essa independência com o número de átomos e com a potência de excitação pode favorecer futuras aplicações, já que esse sistema pode ser utilizado em situações com moderadas profundidades ópticas e alta potência de excitação, de modo a aumentar as taxas de geração de fótons.

Embora os trabalhos das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)) tenham sido desenvolvidos por um grupo com bastante experiência na observações de efeitos quânticos (HARRIS; OSHMAN; BYER, (1967); BOLLER; GLU; HARRIS, (1991); HAU et al., (1999); é et al., (2005); KOLCHIN et al., (2006); DU et al., (2008)), podemos destacar alguns dos possíveis motivos deles não relatarem a observação de correlações quânticas em um sistema de dois níveis. Primeiro, eles realizaram medidas com os feixes de rebombeio ligados durante todo o experimento com o objetivo de preparar a população atômica no estado fundamental do sistema de dois níveis desejado (KOLCHIN et al., (2006)). Entretanto, como observamos em nosso trabalho (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)), a presença desse feixe de luz, que em nosso experimento consiste em dois feixes contrapropagantes ao longo do eixo x da armadilha e dois ao longo do eixo y , reduz substancialmente o valor das correlações observadas, levando-as para a borda da região clássica. Fisicamente, a presença desses feixes de fundo perturbam a fase da excitação atômica. Segundo, o campo magnético da armadilha também permaneceu ligado durante todo o experimento. A presença do campo magnético da armadilha é um dos principais mecanismos de perda de coerência nesse tipo de sistema (FELINTO et al., 2005). Terceiro, eles utilizaram feixes de excitação com polarização linear, de modo que os átomos não foram preparados efetivamente em um sistema de dois níveis puros, mas sim em um estado misto com os átomos distribuídos entre os vários subníveis Zeeman possíveis. Após a identificação e eliminação desses problemas, pudemos observar a geração de correlações não clássicas nesse sistema de dois níveis puros.

No capítulo 2, introduzimos a fundamentação teórica do problema, com uma simples dedução da desigualdade de Cauchy-Schwarz, que introduz um limite superior para as correlações clássicas entre intensidades de campos luminosos que flutuam no tempo. Posteriormente definimos as funções de correlação de primeira e segunda ordens para campos luminosos e mostramos alguns propriedades válidas para campos clássicos. Na sequência, obteremos as equações de Bloch ópticas para um sistema de átomos de dois níveis. Em seguida, exibimos em mais detalhes a teoria introduzida nas Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007))

para a resposta óptica em um sistema de dois níveis, deduzindo o estado de dois fótons em um sistema de dois níveis. E, finalmente, obtemos as funções de correlação cruzada entre os fótons 1 e 2, prevendo aspectos não clássicos no sistema.

A descrição do aparato experimental é apresentada no capítulo 3. Iniciamos com uma revisão da teoria de armadilhas magneto-ópticas, partindo da força de espalhamento produzida pela luz e chegando até a força de resfriamento e aprisionamento dos átomos em uma região do espaço. Em seguida, discutimos resumidamente a montagem da armadilha magneto-óptica para átomos de rubídio-87. Além disso, descrevemos a técnica de espectroscopia de micro-ondas utilizada para cancelamento de campos magnéticos espúrios e apresentamos também o procedimento utilizado para medir a profundidade óptica da nuvem de átomos frios.

No capítulo 4, mostramos pela primeira vez a observação de correlações quânticas no espalhamento de luz por ensembles de átomos de 2 níveis. Primeiramente, detalhamos a montagem do experimento para a observação de correlações não clássicas via mistura de quatro ondas em átomos frios com dois níveis de energia puros. Descrevemos como a caracterização do bombeio óptico para um sistema de dois níveis pode ser feita tanto através do grau de polarização da luz espalhada, que é determinada através da visibilidade, ou através da técnica de microscopia de micro-ondas, em que podemos sondar efetivamente a distribuição dos átomos nos subníveis Zeeman. Todo o processo de fotodetecção e de análise de dados também é discutido, juntamente com os resultados, mostrando a observação de correlações não clássicas nesse sistema de dois níveis que são caracterizadas a partir da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, válida para campos clássicos. Isso resultou em uma primeira publicação no início desse ano (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)).

Investigaremos, no capítulo 5, alguns aspectos e detalhes relacionados ao comportamento das correlações ainda não explorados no capítulo 4. Inicialmente, para uma melhor comparação da teoria com os dados experimentais, introduziremos empiricamente algumas poucas modificações na expressão da função de correlação de segunda ordem obtida no final do Capítulo 2. Analisaremos a dependência das correlações variando a profundidade óptica da nuvem e o campo magnético B_z ao longo da direção de propagação. Além disso, examinaremos o comportamento das correlações para longas escalas de tempo (dezenas de μs), em que o sistema tende ao regime descorrelacionado. E por fim, exibiremos resultados de medidas das funções de correlação condicionada de segunda ordem $g_c^{(2)}$.

No capítulo 6 medimos o espectro dos fótons gerados e observamos um tripleto de ressonâncias como previsto na teoria do capítulo 2, com os fótons sendo gerados tanto na componente

central como nas bandas laterais. A partir da filtragem da componente central desse espectro, que corresponde a luz espalhada na mesma frequência dos feixes de excitação, isto é, filtrando o espalhamento Rayleigh, observamos um aumento no valor da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz.

Finalmente, no capítulo 7 apresentaremos as conclusões e perspectivas para futuros trabalhos, voltados tanto para a otimização das correlações como também para uma possível observação de emaranhamento multipartite nesse sistema.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo introduzimos a fundamentação teórica, com uma simples dedução da desigualdade de Cauchy-Schwarz, que introduz um limite superior para as correlações entre intensidades de campos luminosos que flutuam no tempo. Posteriormente, definimos as funções de correlação de primeira e segunda ordens para campos luminosos e mostramos alguns propriedades válidas para campos clássicos. Na sequência, obteremos as equações de Bloch ópticas para um sistema de átomos de dois níveis. Em seguida, exibimos em maiores detalhes a teoria introduzida nas Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)) para a resposta óptica em um sistema de dois níveis, deduzindo o estado de dois fótons emitido pelo sistema e finalmente obtendo a função de correlação cruzada entre os fótons do par.

2.1 DESIGUALDADE DE CAUCHY-SCHWARZ

A desigualdade de Cauchy-Schwarz é uma das mais conhecidas e utilizadas da matemática. Em 1821, Augustin-Louis Cauchy publicou essa desigualdade na versão de somas discretas. Posteriormente em 1888, Hermann Schwarz publicou uma versão mais moderna na forma integral (SCHWARZ, (1888)). A desigualdade estabelece que, para todos os vetores $\vec{u}$ e $\vec{v}$ de um espaço vetorial com produto interno, temos que

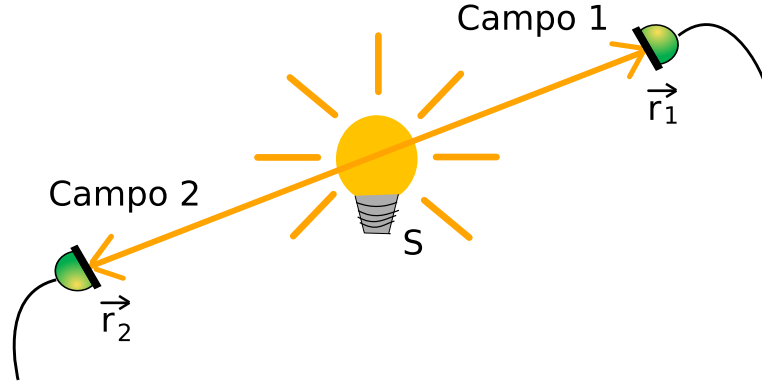
$$(\vec{u} \cdot \vec{v})^2 \leq (\vec{u} \cdot \vec{u})(\vec{v} \cdot \vec{v}), \quad (2.1)$$

em que a igualdade é válida se, e somente se, $\vec{u}$ e $\vec{v}$ forem linearmente dependentes (STEINBRUCH; WINTERLE, (1995)).

Podemos utilizar essa desigualdade, no contexto da física clássica, a fim de deduzir um limite superior para as correlações entre intensidades de campos luminosos que flutuem no tempo. Como representado na Fig. 1, seja S uma fonte luminosa emitindo luz em várias direções. Colocando detetores nas posições $\vec{r}_1$ e $\vec{r}_2$, medimos as intensidades I_1 e I_2 dos campos 1 e 2, respectivamente.

Considerando campos de luz clássicos, descritos por amplitudes complexas ξ , a intensidade média detetada em cada detetor i é dada por $I_i \propto |\xi_i|^2$, de modo que

Figura 1 – Intensidades medidas por detetores localizados nas posições $\vec{r}_1$ e $\vec{r}_2$ para os campos 1 e 2, respectivamente.



Fonte: O autor (2022).

$$\begin{aligned}\langle I_1 \rangle &= \int \phi(\xi_1) I_1(\xi_1) d^2 \xi_1, \\ \langle I_1^2 \rangle &= \int \phi(\xi_1) I_1^2(\xi_1) d^2 \xi_1; \\ \langle I_1 I_2 \rangle &= \int \phi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2,\end{aligned}\tag{2.2}$$

em que $\langle \dots \rangle$ representa o valor médio e $\phi(\xi)$ é uma distribuição de probabilidade que descreve a probabilidade de detecção. Ela é definida no plano complexo e, considerando campos clássicos, ela deve ser obrigatoriamente positiva e normalizada, tal que $\int \phi(\xi) d^2 \xi = 1$.

Para a demonstração dessa desigualdade, vamos definir uma função real f dada por:

$$f(\xi_1, \xi_2) = I_1(\xi_1) + \lambda I_2(\xi_2),\tag{2.3}$$

onde λ é um parâmetro de proporcionalidade real e de valor arbitrário. Seja $\phi(\xi_1, \xi_2)$ a distribuição de probabilidades correspondente dessa função. Como essa distribuição é positiva definida, a seguinte desigualdade é válida

$$\int \int \phi(\xi_1, \xi_2) |f(\xi_1, \xi_2)|^2 d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 \geq 0.\tag{2.4}$$

Desenvolvendo esta desigualdade, temos:

$$\begin{aligned}\int \int \phi(\xi_1, \xi_2) |f(\xi_1, \xi_2)|^2 d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 &= \int \int \phi(\xi_1, \xi_2) I_1^2(\xi_1) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 + \\ &+ \lambda^2 \int \int \phi(\xi_1, \xi_2) I_2^2(\xi_2) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 + 2\lambda \int \int \phi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 \geq 0.\end{aligned}\tag{2.5}$$

Como

$$\int \phi(\xi_i, \xi_j) d^2 \xi_j = \phi(\xi_i), \quad (2.6)$$

com $i, j = 1, 2$, podemos reescrever a desigualdade acima como

$$\int \phi(\xi_1) I_1^2(\xi_1) d^2 \xi_1 + \lambda^2 \int \phi(\xi_2) I_2^2(\xi_2) d^2 \xi_2 + 2\lambda \int \int \phi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 \geq 0 \quad (2.7)$$

Usando as definições (2.1) acima, obtemos

$$\langle I_1^2 \rangle + \lambda^2 \langle I_2^2 \rangle + 2\lambda \langle I_1 I_2 \rangle \geq 0. \quad (2.8)$$

Escolhendo λ como

$$\lambda = -\frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_2^2 \rangle}, \quad (2.9)$$

reescrevemos (2.8) como

$$\langle I_1^2 \rangle + \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} - 2 \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} \geq 0, \quad (2.10)$$

obtendo, portanto, a desigualdade de Cauchy-Schwarz para as correlações entre intensidades de campos luminosos que flutuam no tempo

$$\langle I_1(\vec{r}_1, t_1) I_2(\vec{r}_2, t_2) \rangle^2 \leq \langle I_1^2(\vec{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2^2(\vec{r}_2, t_2) \rangle. \quad (2.11)$$

2.2 FUNÇÕES DE CORRELAÇÃO

Funções de correlação em Óptica Quântica são utilizadas para caracterizar as propriedades estatísticas e de coerência do campo eletromagnético (LOUDON, (2000)). Além disso, podem ser utilizadas para diferenciar estados da luz que requerem uma descrição puramente quântica daqueles em que uma descrição clássica é suficiente.

A função de correlação de primeira ordem normalizada é definida por

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\vec{r}_1, t_1) E(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\vec{r}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |E(\vec{r}_2, t_2)|^2 \rangle}}, \quad (2.12)$$

onde $E(\vec{r}, t)$ representa amplitude do campo elétrico e $\langle \dots \rangle$ representa uma média estatística em *ensemble*. Enquanto a média em *ensemble* é calculada sobre todas as possíveis realizações do processo estocástico em consideração e a qualquer instante de tempo, a média temporal,

por outro lado, é calculada para uma específica realização do processo durante um certo intervalo de tempo (LAHIRI, 2016).

O módulo da função de correlação de primeira ordem normalizada, conhecido como grau de coerência, caracteriza a coerência do campo elétrico, com

$$\begin{aligned} |g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)| &= 1 \quad (\text{Coerente}), \\ |g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)| &< 1 \quad (\text{Parcialmente coerente}), \\ |g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)| &= 0 \quad (\text{Incoerente}). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Se nos restringirmos a um dado ponto fixo no espaço, $g^{(1)}$ dependerá apenas dos instantes de tempo t_1 e t_2 . No caso de processos estatísticos estacionários, $g^{(1)}$ não dependerá explicitamente de t_1 e t_2 , mas sim do atraso $\tau = t_1 - t_2$, permitindo simplificar a expressão para

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle}{\langle |E(t)|^2 \rangle}, \quad (2.14)$$

onde a média estatística de *ensemble* pode ser substituída pela média temporal sobre t , com

$$\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E^*(t)E(t + \tau) dt. \quad (2.15)$$

Se as propriedades estatísticas da fonte são estacionárias, ou seja, se as grandezas físicas que governam as flutuações não variam com o tempo, então a média (2.15) não depende do instante de tempo inicial do período T , desde que T seja maior do que a escala de tempo característica das flutuações (LOUDON, (2000)). A equivalência entre a média temporal e a média estatística em *ensemble* é válida apenas para campos luminosos cujas flutuações são produzidas por um processo ergódico (GOODMAN, (2015)).

Como exemplos (ver Fig. 2), para uma fonte de luz coerente (um laser ideal com uma única frequência ω), a função de correlação de primeira ordem é dada por (LOUDON, (2000))

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau}. \quad (2.16)$$

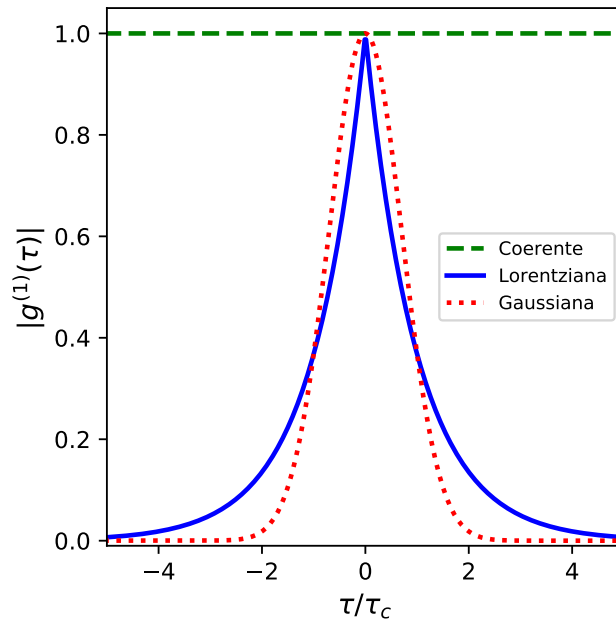
Para uma fonte de luz com perfil Lorentziano com alargamento por colisão e tempo de coerência τ_c , chamada de luz caótica Lorentziana, temos

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-|\tau|/\tau_c}. \quad (2.17)$$

Para uma fonte de luz com perfil Gaussiano com alargamento Doppler e tempo de coerência τ_c , chamada de luz caótica Gaussiana, temos

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-(\tau/\tau_c)^2}. \quad (2.18)$$

Figura 2 – Valor absoluto de $g^{(1)}(\tau)$. Curva verde tracejada para luz coerente, curva azul sólida para luz caótica Lorentziana e curva vermelha pontilhada para luz caótica Gaussiana.



Fonte: O autor (2022).

A denominação de processo caótico, nesse contexto da óptica, corresponde a processos nos quais a intensidade é calculada a partir do campo elétrico, o qual pode ser visto como a soma de vários campos elétricos independentes, mas equivalentes. Essa denominação não deve ser confundida com aquela encontrada em teoria do caos (FILHO, (2019)).

A função de correlação normalizada da intensidade, de segunda ordem no campo elétrico, é a generalização da função de primeira ordem para as intensidades:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle^2}, \quad (2.19)$$

onde a intensidade $I(t)$ é proporcional ao módulo quadrado do campo eletromagnético.

Algumas propriedades gerais da função de correlação de segunda ordem quando calculadas sobre processos clássicos, são listadas abaixo. As demonstrações podem ser encontradas em livros texto de óptica quântica (LOUDON, (2000); GERRY; KNIGHT, (2004))¹

¹ As demonstrações das eqs. (2.16), (2.17) e (2.18) podem ser encontradas nessas referências.

$$g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(-\tau), \quad (2.20)$$

$$g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) \rightarrow 1, \quad (2.21)$$

$$1 \leq g^{(2)}(0) < \infty, \quad (2.22)$$

$$g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0). \quad (2.23)$$

A eq.(2.20) evidencia a simetria de inversão temporal, a eq.(2.21) estabelece que as intensidades tornam-se estatisticamente independentes no limite $\tau \rightarrow \infty$. As propriedades nas eqs.(2.22) e (2.23) estabelecem limites válidos para campos clássicos de luz, que podem ser violadas por alguns estados quânticos da luz, como, por exemplo, o estado de um fóton individual $|1\rangle$.

Além disso, pode ser demonstrado que para fontes de luz com um grande número de emissores independentes, definição de luz caótica mencionada acima, as funções de correlação de primeira e segunda ordem são relacionadas por (LOUDON, (2000))

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2, \quad (2.24)$$

uma relação válida para todos os tipos de luz caótica.

Como exemplos (ver Fig. 3), para uma fonte de luz coerente de intensidade constante (um laser ideal com uma única frequência ω), a função de correlação de segunda ordem pode ser facilmente calculada, pois a intensidade é constante, fornecendo

$$g^{(2)}(\tau) = 1. \quad (2.25)$$

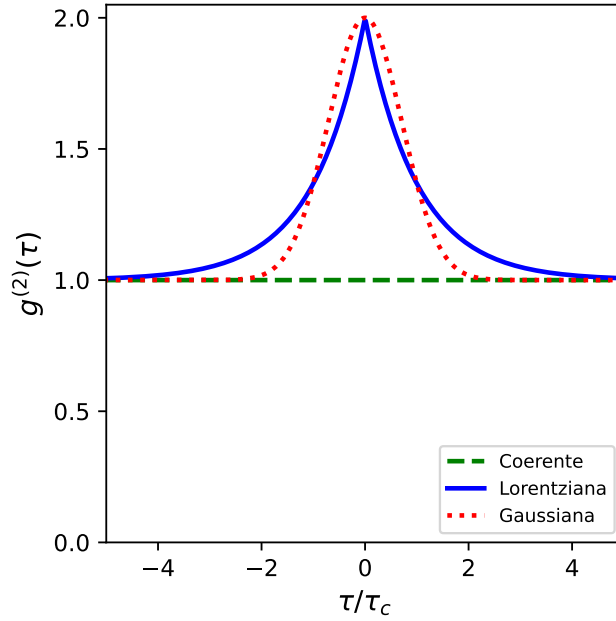
Para uma fonte de luz com perfil Lorentziano com alargamento por colisão e tempo de coerência τ_c , chamada de luz caótica Lorentziana, temos

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 = 1 + e^{-2|\tau|/\tau_c}. \quad (2.26)$$

Para uma fonte de luz com perfil Gaussiano com alargamento Doppler e tempo de coerência τ_c , chamada de luz caótica Gaussiana, temos

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 = 1 + e^{-2(\tau/\tau_c)^2}. \quad (2.27)$$

Figura 3 – Função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$. Curva verde tracejada para luz coerente, curva azul sólida para luz caótica Lorentziana e curva vermelha pontilhada para luz caótica Gaussiana.



Fonte: O autor (2022).

Observe na Fig. 3 que $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$ para $\tau \rightarrow \infty$. Além disso, uma propriedade válida para todo tipo de luz caótica é que $g^{(2)}(0) = 2$. Tal propriedade é conhecida como *photon bunching*, onde os fótons detectados não são distribuídos de forma aleatória no tempo, mas sim na forma de *clusters* ou *bunches* (LOUDON, (1976)).

Por outro lado, sistemas que violam a desigualdade na eq.(2.23) exibem *photon antibunching*, isto é, aqueles para os quais $g^{(2)}(0) \leq g^{(2)}(\tau)$. Neste caso os fótons tendem a chegar espaçados temporalmente, com uma baixa probabilidade de coincidência dentro de um intervalo de tempo τ . Tais situações são compatíveis apenas com a teoria quântica da luz, sem nenhum análogo clássico.

Pode ser demonstrado que $g^{(2)}(0)$ para um estado de Fock $|n\rangle$ é dado por (GERRY; KNIGHT, (2004))

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n} \quad (n \neq 0). \quad (2.28)$$

Note que para estados de fóton individual $|1\rangle$, temos $g^{(2)}(0) = 0$, exibindo *photon antibunching*.

A função de correlação de segunda ordem entre os campos 1 e 2 da Fig. 1, chamada de correlação cruzada, é dada por

$$g_{12}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t+\tau) \rangle}. \quad (2.29)$$

As função de correlação de segunda ordem associada ao campo 1 da Fig. 1, chamada de autocorrelação do campo 1, é definidas por

$$g_{11}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_1(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_1(t+\tau) \rangle} \quad (2.30)$$

e para o campo 2, de forma análoga, temos

$$g_{22}(\tau) = \frac{\langle I_2(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_2(t) \rangle \langle I_2(t+\tau) \rangle}. \quad (2.31)$$

Em termos dessas grandezas definidas acima, a desigualdade de Cauchy-Schwarz 2.11 pode ser reescrita como

$$g_{12}^2(\tau) \leq g_{11}(0)g_{22}(0). \quad (2.32)$$

Através da razão entre a correlação cruzada e as autocorrelações definimos o parâmetro R , de modo que podemos escrever a desigualdade de Cauchy-Schwarz como

$$R = \frac{g_{12}^2(\tau)}{g_{11}(0)g_{22}(0)} \leq 1. \quad (2.33)$$

Uma das vantagens de trabalhar com o parâmetro R é o fato dessa quantidade ser independente da eficiência dos detetores, uma vez que elas se cancelam ao calcularmos a razão entre a correlação cruzada e as autocorrelações (CLAUSER, (1974)).

2.3 EQUAÇÕES DE BLOCH ÓPTICAS

Vamos considerar um átomo idealizado com apenas 2 níveis de energia, com um estado fundamental $|g\rangle$ e um estado excitado $|e\rangle$. Esses estados são auto-estados do Hamiltoniano atômico H_0 , i.e.

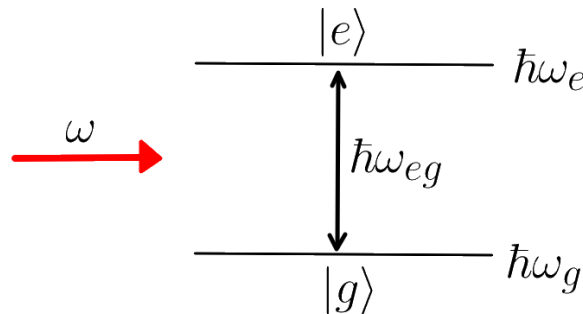
$$H_0|g\rangle = \hbar\omega_g|g\rangle. \quad (2.34)$$

$$H_0|e\rangle = \hbar\omega_e|e\rangle. \quad (2.35)$$

O átomo interage com luz LASER (sigla inglesa para *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, i.e., amplificação da luz por emissão estimulada de radiação) de

frequência angular ω com uma dessintonia $\Delta = \omega - \omega_{eg}$, onde ω_{eg} representa a frequência da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ (Fig. 4).

Figura 4 – Representação de um átomo de dois níveis interagindo com uma onda eletromagnética.



Fonte: O autor (2022).

Admitindo um campo de luz clássico, a evolução temporal pode ser descrita via equação de Schrödinger. Contudo, com a inclusão da emissão espontânea o sistema deve ser tratado pelo formalismo da matriz densidade

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{bmatrix},$$

em que ρ_{ee} e ρ_{gg} são as probabilidades de encontrar o sistema nos estados $|e\rangle$ e $|g\rangle$, respectivamente. Os elementos fora da diagonal ρ_{eg} e ρ_{ge} são as coerências entre os dois estados e descrevem as propriedades de superposição entre esses estados.

Nesse formalismo, a evolução temporal da matriz densidade é dada pela equação de Liouville

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H, \rho], \quad (2.36)$$

em que $H = H_0 + H'$ é o Hamiltoniano total composto pelo Hamiltoniano atômico H_0 e por H' , que descreve a interação átomo-luz. Na aproximação de dipolo elétrico o Hamiltoniano H' é dado por

$$H' = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}, \quad (2.37)$$

onde $\vec{\mu}$ é o operador momento de dipolo elétrico e $\vec{E}$ é o campo elétrico produzido pelo LASER na posição do átomo. Essa aproximação de dipolo elétrico consiste basicamente em desprezar a variação espacial do campo eletromagnético ao longo da posição do átomo (BOSSMANN; GRUMMT; KOLB, (2018)). Como as dimensões atômicas são da ordem de alguns Angströms²,

² Por definição, 1 Angström = 1Å=10⁻¹⁰m .

e como os comprimentos de onda típicos da luz estão entre 400 e 700 nm, essa aproximação é bastante razoável nesse regime.

Suporemos um campo elétrico monocromático

$$E(\vec{r}, t) = \frac{\varepsilon(\vec{r}, t)}{2} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c., \quad (2.38)$$

com frequência angular ω e vetor de onda $\vec{k}$, onde $\varepsilon(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo elétrico. Substituindo na equação de Liouville Eq.(2.36) e ignorando termos com dependência temporal $e^{\pm 2i\omega t}$, conhecida como aproximação de onda girante Yariv, obtemos

$$\frac{d\sigma_{ge}}{dt} = -i\Delta\sigma_{ge} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}), \quad (2.39)$$

$$\frac{d\rho_{gg}}{dt} = \frac{i}{2}(\Omega^*\sigma_{ge} - \Omega\sigma_{eg}), \quad (2.40)$$

$$\frac{d\rho_{ee}}{dt} = \frac{i}{2}(\Omega\sigma_{eg} - \Omega^*\sigma_{ge}), \quad (2.41)$$

onde $\rho_{ge} = \sigma_{ge}e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$, $\rho_{eg} = \rho_{ge}^*$, $\Omega(\vec{r}, t) = \mu_{ge}\varepsilon(\vec{r}, t)/\hbar$ é a frequência de Rabi e μ_{ge} é o momento de dipolo elétrico da transição.

Nesse formalismo semi-clássico, devemos modelar o efeito da emissão espontânea introduzindo a taxa de decaimento espontâneo Γ do estado excitado $|e\rangle$ para o estado fundamental $|g\rangle$, obtendo

$$\frac{d\sigma_{ge}}{dt} = -i\Delta\sigma_{ge} + \frac{i\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma}{2}\sigma_{ge}, \quad (2.42)$$

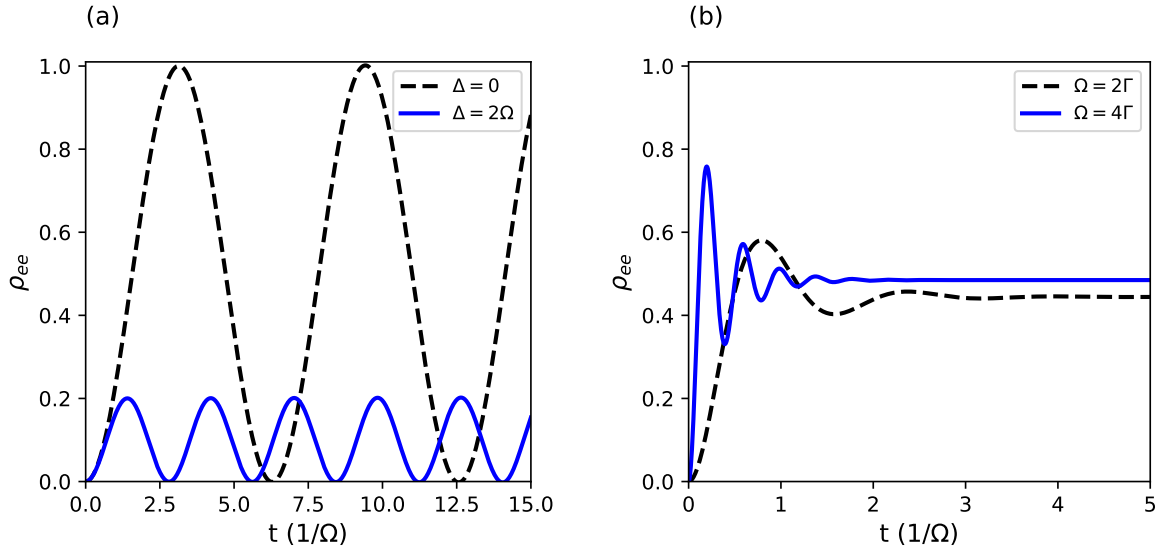
$$\frac{d\rho_{gg}}{dt} = \frac{i}{2}(\Omega^*\sigma_{ge} - \Omega\sigma_{eg}) + \Gamma\rho_{ee}, \quad (2.43)$$

$$\frac{d\rho_{ee}}{dt} = \frac{i}{2}(\Omega\sigma_{eg} - \Omega^*\sigma_{ge}) - \Gamma\rho_{ee}, \quad (2.44)$$

que são conhecidas como Equações de Bloch Ópticas, análogas às equações de Bloch que descrevem a evolução do momento magnético nuclear submetido a um campo magnético Bloch. A taxa de decaimento espontâneo Γ pode ser obtida a partir de uma teoria puramente quântica (LOUDON, (2000)), onde o campo eletromagnético é quantizado. Ela é dada por

$$\Gamma = \frac{\omega^3 \mu_{ge}^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (2.45)$$

Figura 5 – (a) Oscilações de Rabi para diferentes dessintonias desconsiderando a emissão espontânea e (b) incluindo a emissão espontânea para diferentes frequências de Rabi.



Fonte: O autor (2022).

A dinâmica temporal do sistema pode ser obtida via solução numérica das equações de Bloch Ópticas. Na Fig. 5 vemos o resultado para diferentes dessintonias e frequências de Rabi. Sem a emissão espontânea ($\Gamma = 0$) o átomo realiza oscilações de Rabi entre o estado fundamental e o estado excitado. No caso ressonante ($\Delta = 0$) as oscilações ocorrem com máxima amplitude e com uma frequência igual à frequência de Rabi Ω , enquanto para o caso fora da ressonância ($\Delta \neq 0$) a amplitude das oscilações diminuem e a frequência de oscilação aumenta para

$$\Omega_{eff} = \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}. \quad (2.46)$$

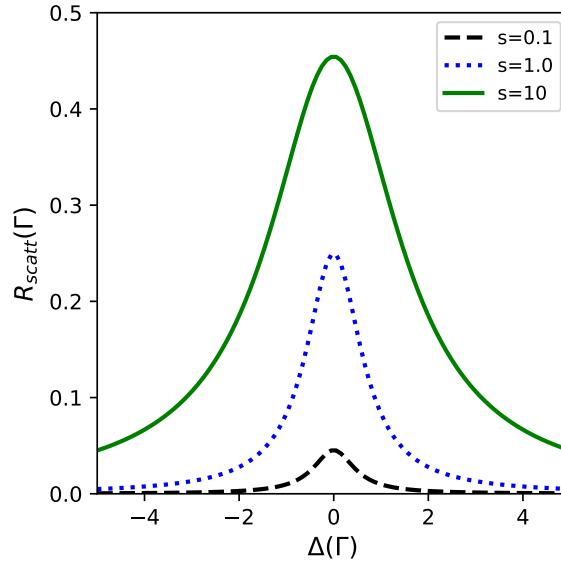
Com a inclusão da emissão espontânea ($\Gamma \neq 0$) observamos que para $t \ll 1/\Gamma$ o amortecimento causado pela emissão espontânea pode ser desprezado, enquanto para $t \gg 1/\Gamma$ um estado estacionário será atingido. A solução do estado estacionário para o estado excitado pode ser obtida requerendo

$$\frac{d\sigma_{ge}}{dt} = \frac{d\rho_{gg}}{dt} = \frac{d\rho_{ee}}{dt} = 0. \quad (2.47)$$

Obtemos assim

$$\rho_{ee} = \frac{s/2}{1 + s + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (2.48)$$

Figura 6 – Taxa de espalhamento R_{scatt} como função da dessintonia Δ para três valores diferentes do parâmetro de saturação s , mostrando o alargamento de linha por potência.



Fonte: O autor (2022).

em que s é o parâmetro de saturação definido por

$$s = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{2\mu_{ge}^2 \epsilon^2}{\hbar^2 \Gamma^2} = \frac{I}{I_s}, \quad (2.49)$$

com I_s definida como a intensidade de saturação

$$I_s = \frac{\hbar c \epsilon_0 \Gamma^2}{4\mu_{ge}^2} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}, \quad (2.50)$$

em que usamos a Eq. (2.45).

No caso de baixa saturação ($s \ll 1$), o estado excitado praticamente não está populado, enquanto que no caso de alta saturação ($s \gg 1$), a população fica igualmente distribuída entre os dois estados. A partir da Eq. (2.48) a taxa de espalhamento total da luz R_{scatt} é dada por

$$R_{scatt} = \Gamma \rho_{ee} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (2.51)$$

que satura para ($s \gg 1$) com a taxa máxima de valor $\Gamma/2$. A taxa de espalhamento como função da dessintonia tem um perfil Lorentziano (Fig. 6) com FWHM (do inglês *Full Width at Half Maximum*, ou seja, largura total a meia altura) de

$$\Gamma' = \Gamma \sqrt{1 + s}, \quad (2.52)$$

que apresenta um aumento da largura de linha com relação à natural (Γ) por conta da potência do feixe de excitação.

2.4 RESPOSTA ÓPTICA EM UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS

Vamos considerar um meio com átomos idênticos com dois níveis de energia, inicialmente com todos os átomos no estado fundamental $|g\rangle$ (ver Fig. 7(a)), contidos num fino e longo volume cilíndrico com comprimento L e área transversal A , e uma densidade atômica N . O sistema de dois níveis idealizado é separado pela frequência de ressonância atômica ω_{eg} . Excitamos o meio atômico com dois feixes de excitação na configuração contrapropagante, gerando espontaneamente pares de fótons que se propagam em direções opostas e fazem um ângulo θ com a direção definida pelos feixes de excitação. Quando a frequência ω_1 dos feixes de bombeamento excita a transição atômica $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ com uma dessintonia $\Delta = \omega_1 - \omega_{eg}$, a resposta do sistema atômico oscila na frequência $\omega_3 = \omega_1 + \delta$ e $\omega_4 = \omega_1 - \delta$, representada pelas setas onduladas na Fig. 7(b). Este processo, bastante estudado, é conhecido na literatura como mistura de quatro ondas (YARIV, (1989)). Vale a pena ressaltar que esta e as próximas seções deste capítulo são baseadas nas referências (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007); DU; WEN; RUBIN, (2008); ZHAO; SU; DU, (2016)). Para um *ensemble* de átomos frios de rubídio-87 com uma temperatura da ordem de $100 \mu K$, o efeito Doppler pode ser inicialmente desprezado. Além disso, a polarização da luz não é levada em consideração nesse tratamento simplificado, sendo fixada na polarização dos feixes que excitam o sistema de dois níveis que está sendo modelado.

A dinâmica de um átomo individual pode ser descrita pelos operadores atômicos, que na base dos estados não perturbados pela luz são dados por

$$Q_{ij}(0) = |i\rangle\langle j| \quad (i, j = g \text{ ou } e), \quad (2.53)$$

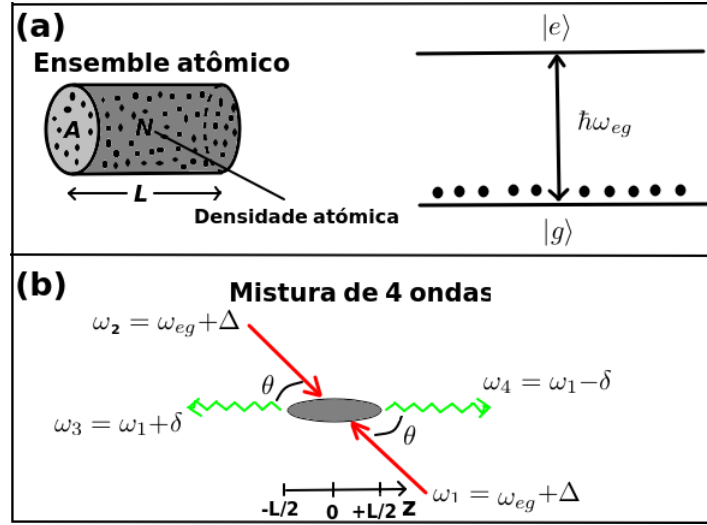
e satisfazem a equação de movimento de Heisenberg na aproximação de dipolo elétrico

$$\dot{Q}_{ge} = -(i\omega_{eg} + \gamma_2)Q_{ge} - id_{eg}\tilde{E}Q_z, \quad (2.54)$$

$$\dot{Q}_{ee} = -(Q_{ee} - Q_{ee}^{eq})\gamma_e + 2Im[d_{ge}\tilde{E}^*Q_{ge}], \quad (2.55)$$

$$\dot{Q}_{gg} = -(Q_{gg} - Q_{gg}^{eq})\gamma_g - 2Im[d_{ge}\tilde{E}^*Q_{ge}], \quad (2.56)$$

Figura 7 – (a) *Ensemble* atômico de átomos idênticos de dois níveis inicialmente no estado fundamental $|g\rangle$. (b) Esquema simplificado do processo de mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante dos feixes de excitação.



Fonte: O autor (2022).

onde $d_{eg} = \langle e|d|g\rangle/\hbar$ é o elemento de dipolo elétrico da transição dividido por $\hbar$, e ω_{eg} é a frequência de transição atômica. $Q_z = Q_{ee} - Q_{gg}$ descreve a inversão de população e $Q^{eq} = Q_{ee}^{eq} - Q_{gg}^{eq}$ é a inversão de população no equilíbrio na ausência de campos ópticos. γ_e and γ_g são as taxas de relaxação do estado excitado e fundamental, respectivamente, e $\gamma_2 = 1/T_2$ é a taxa de defasagem dos dipolos atômicos. $\tilde{E}(t)$ é a parte positiva em frequência do operador que descreve o campo elétrico

$$\tilde{E}(t) = E(t)e^{-i\omega_1 t} = [E_1 + E_3^{(+)}e^{-i\delta t} + E_4^{(+)}e^{i\delta t}]e^{-i\omega_1 t}, \quad (2.57)$$

onde E_1 representa o campo de excitação clássico com uma amplitude lentamente variável, $E_3^{(+)}$ e $E_4^{(+)}$ são os operadores que descrevem os campos gerados. A fim de eliminar os termos de fase que oscilam rapidamente nas eqs. (2.54), (2.55) e (2.56), introduzimos a seguinte transformação

$$Q_{ge}(t) = \sigma(t)e^{-i\omega_1 t}. \quad (2.58)$$

Agora as eqs. (2.54), (2.55) and (2.56) tornam-se

$$\dot{\sigma} = (i\Delta - \gamma_2)\sigma - id_{eg}E(Q_{ee} - Q_{gg}), \quad (2.59)$$

$$\dot{Q}_{ee} = -(Q_{ee} - Q_{ee}^{eq})\gamma_e + 2Im[d_{ge}E^*\sigma], \quad (2.60)$$

$$\dot{Q}_{gg} = -(Q_{gg} - Q_{gg}^{eq})\gamma_g - 2\text{Im}[d_{ge}E^*\sigma]. \quad (2.61)$$

As eqs.(2.59), (2.60) e (2.61) não podem ser resolvidas exatamente para o campo dado na eq.(2.57). Desse modo, vamos adotar o tratamento das refs. (BOYD, 2008; BOYD et al., 1981) e tentar encontrar uma solução mantendo todas as ordens do campo de excitação E_1 , enquanto mantemos apenas as ordens mais baixas para os campos gerados $E_{3,4}$. Escreveremos a solução de estado estacionário das eqs.(2.59), (2.60) e (2.61) na seguinte forma

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 + \sigma_3 e^{-i\delta t} + \sigma_4 e^{i\delta t}, \quad Q_{ee} = Q_e + Q_{e3} e^{-i\delta t} + Q_{e3}^\dagger e^{i\delta t}, \\ Q_{gg} &= Q_g + Q_{g3} e^{-i\delta t} + Q_{g3}^\dagger e^{i\delta t}, \end{aligned} \quad (2.62)$$

onde σ_0 , Q_e , e Q_g são as soluções para o caso em que apenas o campo de excitação E_1 está presente, enquanto admitimos que os outros termos são pequenos, de modo que $|\sigma_3|, |\sigma_4| \ll |\sigma_0|$ e $|Q_{e3}| \ll |Q_e|$, $|Q_{g3}| \ll |Q_g|$. Além disso, definimos $Q_0 = Q_e - Q_g$, $Q_3 = Q_{e3} - Q_{g3}$ e $Q_3^\dagger = Q_{e3}^\dagger - Q_{g3}^\dagger$.

Em seguida, substituímos a solução (2.62) nas eqs. (2.59), (2.60) e (2.61) e procuramos os termos com a mesma dependência temporal. Nessa análise, vamos desconsiderar qualquer termo que contém o produto de mais do que uma quantidade pequena.

Da eq.(2.59) temos,

$$\begin{aligned} -i\delta\sigma_3 e^{-i\delta t} + i\delta\sigma_4 e^{i\delta t} &= (i\Delta - \gamma_2)(\sigma_0 + \sigma_3 e^{-i\delta t} + \sigma_4 e^{i\delta t}) \\ &\quad -id_{eg}(E_1 + E_3^{(+)} e^{-i\delta t} + E_4^{(+)} e^{i\delta t}) \times \\ &\quad \times (Q_e + Q_{e3} e^{-i\delta t} + Q_{e3}^\dagger e^{i\delta t} - Q_g - Q_{g3} e^{-i\delta t} - Q_{g3}^\dagger e^{i\delta t}). \end{aligned} \quad (2.63)$$

Os termos que não oscilam são

$$0 = (i\Delta - \gamma_2)\sigma_0 - id_{eg}E_1(Q_e - Q_g), \quad (2.64)$$

cuja solução é

$$\sigma_0 = \frac{d_{eg}E_1Q_0}{\Delta + i\gamma_2}. \quad (2.65)$$

Os termos que oscilam como $e^{-i\delta t}$ são

$$-i\delta\sigma_3 = (i\Delta - \gamma_2)\sigma_3 - id_{eg}[E_1(Q_{e3} - Q_{g3}) + E_3^{(+)}(Q_e - Q_g)], \quad (2.66)$$

cuja solução é

$$\sigma_3 = \frac{d_{eg}(E_1 Q_3 + E_3^{(+)} Q_0)}{\Delta + \delta + i\gamma_2}. \quad (2.67)$$

Os termos que oscilam como $e^{i\delta t}$ são

$$i\delta\sigma_4 = (i\Delta - \gamma_2)\sigma_4 - id_{eg}[E_1(Q_{e3}^\dagger - Q_{g3}^\dagger) + E_4^{(+)}(Q_e - Q_g)], \quad (2.68)$$

cuja solução é

$$\sigma_4 = \frac{d_{eg}(E_1 Q_3^\dagger + E_4^{(+)} Q_0)}{\Delta - \delta + i\gamma_2}. \quad (2.69)$$

Da eq. (2.60) temos,

$$\begin{aligned} -i\delta Q_{e3}e^{-i\delta t} + i\delta Q_{e3}^\dagger e^{i\delta t} = & -(Q_e + Q_{e3}e^{-i\delta t} + Q_{e3}^\dagger e^{i\delta t} \\ & - Q_{ee}^{eq})\gamma_e + 2Im[d_{ge}(E_1^* + E_3^{(-)}e^{i\delta t} + E_4^{(-)}e^{-i\delta t}) \times \\ & \times (\sigma_0 + \sigma_3e^{-i\delta t} + \sigma_4e^{i\delta t})]. \end{aligned} \quad (2.70)$$

Os termos que não oscilam são

$$0 = -(Q_e - Q_{ee}^{eq})\gamma_e + d_{eg}(E_1^*\sigma_0 - E_1\sigma_0^*)/i. \quad (2.71)$$

Os termos que oscilam como $e^{-i\delta t}$ são

$$-i\delta Q_{e3} = -\gamma_e Q_{e3} - id_{eg}(E_1^*\sigma_3 + E_4^{(-)}\sigma_0 - E_1\sigma_4^* - E_3^{(+)}\sigma_0^*). \quad (2.72)$$

Os termos que oscilam como $e^{i\delta t}$ são

$$i\delta Q_{e3}^\dagger = -\gamma_e Q_{e3}^\dagger - d_{eg}(E_1\sigma_3^* + E_4^{(+)}\sigma_0^* - E_1^*\sigma_4 - E_3^{(-)}\sigma_0)/i. \quad (2.73)$$

Da eq. (2.61) temos,

$$\begin{aligned} -i\delta Q_{g3}e^{-i\delta t} + i\delta Q_{g3}^\dagger e^{i\delta t} = & -(Q_g + Q_{g3}e^{-i\delta t} + Q_{g3}^\dagger e^{i\delta t} - Q_{gg}^{eq})\gamma_g \\ & - 2Im[d_{ge}(E_1^* + E_3^{(-)}e^{i\delta t} + E_4^{(-)}e^{-i\delta t})(\sigma_0 + \sigma_3e^{-i\delta t} + \sigma_4e^{i\delta t})]. \end{aligned} \quad (2.74)$$

Os termos que não oscilam são

$$0 = -(Q_g - Q_{gg}^{eq})\gamma_g - d_{eg}(E_1^*\sigma_0 - E_1\sigma_0^*)/i. \quad (2.75)$$

Os termos que oscilam como $e^{-i\delta t}$ são

$$-i\delta Q_{g3} = -\gamma_g Q_{e3} - d_{eg}(E_1^* \sigma_3 + E_4^{(-)} \sigma_0 - E_1 \sigma_4^* - E_3^{(+)} \sigma_0^*)/i. \quad (2.76)$$

Os termos que oscilam como $e^{i\delta t}$ são

$$i\delta Q_{g3}^\dagger = -\gamma_g Q_{g3}^\dagger + d_{eg}(E_1 \sigma_3^* + E_4^{(+)} \sigma_0^* - E_1^* \sigma_4 - E_3^{(-)} \sigma_0)/i. \quad (2.77)$$

Das eqs. (2.71) e (2.75), que são termos que não oscilam, e usando (2.65), obtemos

$$Q_0 = \frac{\Delta^2 + \gamma_2^2}{\Delta^2 + \gamma_2^2 + \frac{\gamma_2}{2}(\frac{1}{\gamma_e} + \frac{1}{\gamma_g})|\Omega_1|^2} Q^{eq}, \quad (2.78)$$

onde $\Omega_1 = 2d_{eg}E_1$ é a frequência de Rabi.

Finalmente, das eqs. (2.72) e (2.76), que são termos que oscilam como $e^{-i\delta t}$, e usando (2.67) e (2.69), depois de algumas manipulações algébricas, obtemos

$$Q_3 = -\frac{2|d_{ge}|Q_0(\delta + 2i\gamma_2)}{D(\delta)} \left[\frac{\delta - \Delta + i\gamma_2}{\Delta - i\gamma_2} E_1^* E_3^{(+)} - \frac{\delta + \Delta + i\gamma_2}{\Delta + i\gamma_2} E_1 E_4^{(-)} \right], \quad (2.79)$$

onde

$$D(\delta) = \left[\frac{(\delta + i\gamma_e)(\delta + i\gamma_g)}{\delta + i(\gamma_e + \gamma_g)/2} \right] (\delta + \Delta + i\gamma_2)(\delta - \Delta + i\gamma_2) - |\Omega_1|^2(\delta + i\gamma_2). \quad (2.80)$$

As equações (2.65) e (2.78) descrevem a resposta óptica dos átomos devido ao campo de excitação. σ_0 caracteriza o espalhamento Rayleigh do campo de excitação e resulta em ruído descorrelacionado na medida de contagem de coincidência de fótons. Sem o feixe de excitação, $Q_0 = Q^{eq}$, como é esperado. As eqs. (2.67) e (2.79) descrevem a resposta óptica ao campo de frequência ω_3 gerado. No lado direito da eq. (2.79), o primeiro termo corresponde ao espalhamento Rayleigh na frequência ω_3 e o segundo termo a geração de fótons correlacionados. No lado direito da eq. (2.67), o primeiro termo é a resposta óptica não-linear ao campo de frequência ω_3 gerado, enquanto o segundo termo é o espalhamento Rayleigh do campo ω_3 . De modo análogo, $Q_3^\dagger$ e eq. (2.69) fornecem a resposta óptica ao campo de frequência ω_4 gerado. Q_3 (e consequentemente σ_3 and σ_4) mostram uma ressonância sempre que o feixe de excitação está sintonizado na frequência da transição atômica, de modo que $\Delta = 0$, ou quando a parte real da função $D(\delta)$ é igual a zero. No limite $|\Omega_1| \rightarrow 0$, isto é, limite de fraca excitação óptica, os zeros de $D(\delta)$ ocorrem próximos de $\delta = 0, \pm\Delta$. Para determinar sua estrutura de ressonância, vamos escrever $D(\delta)$ em termos de sua parte real e imaginária e admitir $\gamma_e \gg \gamma_g$ tal que $(\delta + i\gamma_e)(\delta + i\gamma_g)/[\delta + i(\gamma_e + \gamma_g)/2] \approx (\delta + i\gamma_g)$. Então podemos escrever

$$D(\delta) \approx (\delta + i\gamma_g)(\delta + \Delta + i\gamma_2)(\delta - \Delta + i\gamma_2) - |\Omega_1|^2(\delta + i\gamma_2), \quad (2.81)$$

ou escrevendo em termos de sua parte real e imaginária,

$$D(\delta) \approx \delta(\delta^2 - \Delta^2 - \gamma_2^2 - 2\gamma_g\gamma_2 - |\Omega_1|^2) + i[\gamma_g(\delta^2 - \Delta^2 - \gamma_2^2) + 2\gamma_2\delta^2 - |\Omega_1|^2\gamma_2]. \quad (2.82)$$

Resolvendo para $Re\{D(\delta)\} = 0$, obtemos um tripleto de ressonância ocorrendo em

$$\delta = 0, \quad \delta = \pm\sqrt{\Omega_e^2 + \gamma_2^2 + 2\gamma_g\gamma_2}, \quad (2.83)$$

onde introduzimos a frequência de Rabi efetiva $\Omega_e = \sqrt{\Delta^2 + |\Omega_1|^2}$. A fim de compreender melhor o significado físico da função $D(\delta)$, vamos admitir $\Omega_e \gg (\gamma_e, \gamma_g, \gamma_2)$. Nesse limite, obtemos

$$D(\delta) = \delta(\delta^2 - \Omega_e^2) + i[\gamma_g(\delta^2 - \Delta^2) + \gamma_2(2\delta^2 - |\Omega_1|^2)], \quad (2.84)$$

com as três ressonâncias ocorrendo em $\delta = 0, \pm\Omega_e$. Perto da ressonância central em $\delta = 0$, $D(\delta)$ pode ser aproximado por

$$D(\delta) = -\Omega_e^2(\delta + i\Gamma_0), \quad \Gamma_0 = \frac{\Delta^2}{\Omega_e^2}\gamma_g + \frac{|\Omega_1|^2}{\Omega_e^2}\gamma_2. \quad (2.85)$$

Γ_0 representa a largura de linha dessa ressonância. No caso de fraca excitação óptica, isto é, $|\Omega_1| \ll \Delta$, Γ_0 se aproxima da largura de linha γ_g do estado fundamental, enquanto o caso de forte excitação óptica, isto é, $|\Omega_1| \gg \Delta$, Γ_0 se aproxima da taxa de defasagem dos dipolos atômicos γ_2 . De modo análogo, em torno das ressonâncias laterais em $\delta = \pm\Omega_e$, $D(\delta)$ pode ser aproximado por

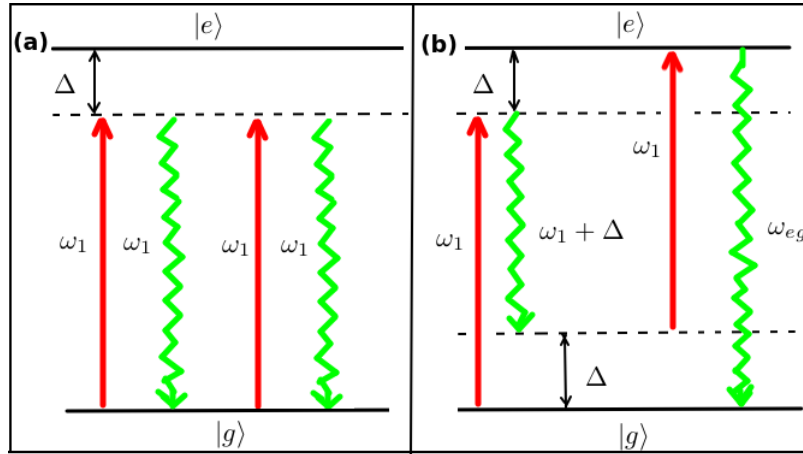
$$D(\delta) = 2\Omega_e^2(\delta \mp \Omega_e + i\Gamma), \quad \Gamma = \frac{|\Omega_1|^2}{\Omega_e^2} \left(\frac{\gamma_g + \gamma_2}{2} \right) + \frac{\Delta^2}{\Omega_e^2}\gamma_2. \quad (2.86)$$

As bandas laterais têm a mesma largura de linha Γ . No limite de fraca excitação óptica Γ tende a γ_2 , enquanto no limite de forte excitação óptica ela tende a $(\gamma_g + \gamma_2)/2$.

Dois tipos de processos físicos estão associados com $D(\delta)$, como ilustrado na Fig 8. Quando a ressonância ocorre em torno de $\delta = 0$, os fótons são gerados com a mesma frequência do feixe de excitação, como mostrado na Fig. 8(a). Neste caso, os fótons são gerados devido a absorção de um fóton de cada feixe de excitação, que estão na configuração contrapropagantes. Os pares de fótons gerados espontaneamente propagam-se em direções opostas, satisfazendo a condição de *phase matching*. Quando as ressonâncias ocorrem em $\delta = \pm\Omega_e$, temos a geração

nas bandas laterais com representado na Fig. 8(b), com os feixes de excitação criando dois estados virtuais, um com uma energia $\hbar\omega_1$ acima do estado fundamental $|g\rangle$, e outro com uma energia $\hbar\omega_1$ abaixo do estado excitado $|e\rangle$. Estes dois tipos de processos físicos contribuem para o sinal gerado, como será discutido adiante.

Figura 8 – (a) Ressonância em torno de $\delta = 0$. Neste caso, os feixes são gerados com a mesma frequência ω_1 dos feixes de excitação. (b) Ressonância em torno de $\delta = \pm\Omega_e$ com fótons sendo gerados com frequências $\omega_1 + \Delta$ and $\omega_1 - \Delta = \omega_{eg}$, representados pelas setas onduladas. Nessa figura, consideramos $\Delta < 0$.



Fonte: O autor (2022).

Agora vamos determinar as respostas ópticas dos dipolos atômicos nas frequências $\omega_{3,4} = \omega_1 \pm \delta$. Estamos interessados nas susceptibilidades. Os operadores de polarização com amplitudes lentamente variáveis são dados por $\mathcal{P}(\omega_3) = N\hbar d_{ge}\sigma_3$ e $\mathcal{P}(\omega_4) = N\hbar d_{ge}\sigma_4$, com N representando a densidade atômica. A relação entre a polarização e a susceptibilidade é dada por $\mathcal{P} = \epsilon_0\chi E + \epsilon_0\chi^{(3)}EEE$. Para o campo com frequência ω_3 , obtemos

$$\begin{aligned}
 N\hbar d_{ge}\sigma_3 &= \epsilon_0\chi_3 E_3^{(+)} + \epsilon_0\chi_3^{(3)} E_1 E_1 E_4^{(-)} \\
 \Rightarrow \frac{N\hbar|d_{ge}|^4 E_1 (-2)Q_0(\delta+2i\gamma_2)}{(\Delta+\delta+i\gamma_2)D(\delta)} &\left[\frac{\delta-\Delta+i\gamma_2}{\Delta-i\gamma_2} E_1^* E_3^{(+)} - \frac{\delta+\Delta+i\gamma_2}{\Delta+i\gamma_2} E_1 E_4^{(-)} \right] + \frac{N\hbar|d_{ge}|^2 Q_0 E_3^{(+)}}{(\Delta+\delta+i\gamma_2)} \\
 &= \epsilon_0\chi_3 E_3^{(+)} + \epsilon_0\chi_3^{(3)} E_1 E_1 E_4^{(-)}. \tag{2.87}
 \end{aligned}$$

Igualando os termos de mesma ordem no campo elétrico, obtemos

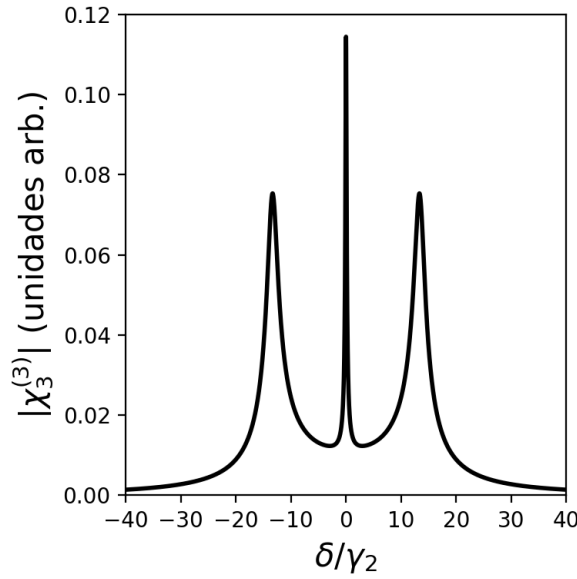
$$\chi_3(\delta) = \frac{N\hbar|d_{ge}|^2 Q_0}{\epsilon_0(\Delta+\delta+i\gamma_2)} \left[1 - \frac{|\Omega_1|^2(\delta+2i\gamma_2)(\delta-\Delta+i\gamma_2)}{2D(\delta)(\Delta-i\gamma_2)} \right], \tag{2.88}$$

$$\chi_3^{(3)}(\delta) = \frac{2N\hbar|d_{ge}|^4 Q_0(\delta+2i\gamma_2)}{\epsilon_0 D(\delta)(\Delta+i\gamma_2)}, \tag{2.89}$$

$$\chi_4(\delta) = \chi_3(-\delta), \quad (2.90)$$

$$\chi_4^{(3)}(\delta) = \chi_3^{(3)}(-\delta). \quad (2.91)$$

Figura 9 – Tripleto de ressonâncias de $|\chi_3^{(3)}|$. Na simulação, os parâmetros escolhidos foram $\gamma_g/\gamma_2 = 0.087$, $|\Delta|/\gamma_2 = 13.3$ e $|\Omega_1|/\gamma_2 = 1.38$.



Fonte: O autor (2022).

As eqs. (2.90) e (2.91) mostram a simetria entre a resposta óptica para os campos gerados com frequências ω_3 e ω_4 . As susceptibilidades lineares χ_3 e χ_4 determinam o perfil de dispersão e o espectro de transmissão dos campos com frequências ω_3 e ω_4 que se propagam através do meio, respectivamente. As susceptibilidades não lineares de terceira ordem $\chi_3^{(3)}$ e $\chi_4^{(3)}$ controlam a eficiência de conversão paramétrica dos pares de fótons gerados, e além disso, desempenham um papel na amplitude do pacote de onda dos fótons gerados (bifóton). No lado direito das eqs. (2.88) and (2.90), o primeiro termo corresponde ao espalhamento Rayleigh linear dos campos gerados com frequência ω_3 e ω_4 e o segundo termo corresponde ao espalhamento Rayleigh não-linear. Na Fig. 9, o aspecto do tripleto de ressonâncias é mostrado através do valor absoluto de $|\chi_3^{(3)}|$ como função de δ/γ_2 . Os parâmetros escolhidos foram $\gamma_g/\gamma_2 = 0.087$, $|\Delta|/\gamma_2 = 13.3$ e $|\Omega_1|/\gamma_2 = 1.38$. Note que a componente central é muito mais estreita do que as bandas laterais localizadas em torno de $\pm\Delta$. Além disso, pode ser demonstrado que, quando γ_g aumenta, o pico central diminui, enquanto sua largura de banda aumenta.

Agora vamos analisar a condição de *phase matching* para a mistura de quatro ondas num sistema de dois níveis. As respostas ópticas não-lineares (2.88)-(2.91) influenciam a dinâmica de propagação dos campos gerados nas frequências $\omega_{3,4} = \omega_1 \pm \delta$. Vamos escrever as susceptibilidades lineares em termos da sua parte real e imaginária $\chi = \chi' + i\chi''$. O número de onda para os campos gerados é dado por $k_{3,4} = (\omega_1 \pm \delta)/v_{3,4}$. $v_{3,4}$ são as velocidades de grupo dos campos gerados propagando-se através do meio, definidos por $v = c/[n + \omega(dn/d\omega)]$. $n(\omega)$ é o índice de refração definido por $n = \sqrt{1 + \chi'}$. Portanto, a velocidade de grupo pode ser escrita como

$$v_{3,4} = \frac{c}{1 + \frac{\omega_1}{2} \frac{d\chi'}{d\delta} \frac{d\delta}{d\omega_{3,4}}}. \quad (2.92)$$

Combinando as eq. (2.88) com (2.90), resulta em $v_3 = v_4$, como esperado pela simetria em um sistema de dois níveis. Na configuração contrapropagante, o resultante *mismatch* é dado por

$$\Delta k = k_3 - k_4 = \frac{(\omega_1 + \delta)}{v_3} - \frac{(\omega_1 - \delta)}{v_4} = \frac{2\delta}{v_3} \quad (2.93)$$

A largura de banda devido ao atraso de grupo pode ser estimada a partir da eq. (2.93) como sendo $\Delta\omega_\Phi \sim v_3/2L$. O perfil de transmissão é determinado por χ'' , como mencionado anteriormente. A largura de banda na qual os fótons se propagam é dada por $\Delta\omega_{tr} = \sqrt{c/\omega_1 L [d^2\chi''/d\delta^2]}$ (WEN; DU; RUBIN, (2007)). Como exemplo, vamos considerar a linha D_2 do rubídio-87 com os seguintes parâmetros: $\Omega_1 = 26$ MHz, $\Delta = 2\pi \times 40$ MHz, $\gamma_e = 2\pi \times 6$ MHz, $\gamma_2 = 2\pi \times 3$ MHz, $\gamma_g = 2\pi \times 0.26$ MHz, $N = 2 \times 10^{17}$ átomos/ m^3 , e $L = 1.5$ mm. Nesse caso, o índice de refração será $n \approx 1$ e a velocidade de grupo $v = 3.55 \times 10^5$ m/s. A largura de banda devido ao *phase mismatching* (ou da dispersão) é $\Delta\omega_\Phi = 0.12$ GHz e a largura de banda devido ao perfil de transmissão é $\Delta\omega_{tr} = 0.44$ GHz. As larguras de banda do tripleto de ressonância são 18.8 MHz (bandas laterais) e 1.61 MHz (componente central). Portanto, dentro dessa faixa de parâmetros, a largura de banda dos fótons gerados é determinada principalmente pelas larguras de bandas do tripleto de ressonância, ao invés do largura de banda de transmissão ou do *phase mismatching*.

2.5 ESTADO DO BIFOTON EM UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS

Um esquema da geração do par de fótons correlacionados é exibido na Fig. 7 onde, na presença de dois feixes de excitação contrapropagantes de frequências ω_1 e $\omega_2 = \omega_1$, pares de fótons correlacionados de frequências $\omega_3 = \omega_1 + \delta$ e $\omega_4 = \omega_1 - \delta$, satisfazendo a condição de *phase-matching*, são produzidos espontaneamente a partir do processo de mistura de quatro ondas. Uma das vantagens da configuração dos feixes contrapropagantes, com os fótons detectados fazendo um ângulo θ em relação aos feixes de excitação, é a possibilidade de separar espacialmente os fótons gerados dos feixes de excitação.

Vamos considerar um *ensemble* de átomos frios com todos os átomos inicialmente no estado fundamental $|g\rangle$. Os átomos estão confinados em um longo e fino volume cilíndrico, com comprimento L , área da seção transversão A e com uma densidade atômica N . Denotamos o campo elétrico ao longo do eixo z como $E(z, t) = \frac{1}{2}[E^{(+)}(z, t) + E^{(-)}(z, t)] = \frac{1}{2}[E^{(+)}(z, t) + h.c.]$, onde $E^{(+)}$ e $E^{(-)}$ são as partes positiva e negativa em frequência, respectivamente. Assumindo que os feixes de excitação não são depletados pelo meio atômico, suas projeções ao longo do eixo longitudinal z são descritas por

$$E_1^{(+)}(z, t) = E_1 e^{i(-k_1 z \cos \theta - \omega_1 t)}, \quad (2.94)$$

$$E_2^{(+)}(z, t) = E_2 e^{i(k_2 z \cos \theta - \omega_2 t)}, \quad (2.95)$$

onde k_1 e k_2 são os números de onda dos feixes de excitação. Tratamos os campos gerados como quantizados:

$$E_3^{(+)}(z, t) = \sqrt{\frac{2\hbar\bar{\omega}_3}{c\epsilon_0 A}} \hat{a}_3(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2\hbar\bar{\omega}_3}{c\epsilon_0 A}} \int d\omega_3 \hat{a}(\omega_3) e^{i(-k_3 z - \omega_3 t)}, \quad (2.96)$$

$$E_4^{(+)}(z, t) = \sqrt{\frac{2\hbar\bar{\omega}_4}{c\epsilon_0 A}} \hat{a}_4(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2\hbar\bar{\omega}_4}{c\epsilon_0 A}} \int d\omega_4 \hat{a}(\omega_4) e^{i(k_4 z - \omega_4 t)}. \quad (2.97)$$

Aqui c é a velocidade da luz no vácuo, ϵ_0 é a permissividade do vácuo, $\bar{\omega}_3$ e $\bar{\omega}_4$ são as frequências centrais dos fótons gerados. Os operadores de criação e aniquilação dos fótons gerados satisfazem as relações de comutação

$$[\hat{a}_3(\omega), \hat{a}_3^\dagger(\omega')] = [\hat{a}_4(\omega), \hat{a}_4^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega'). \quad (2.98)$$

O hamiltoniano efetivo na representação de interação, que descreve o processo paramétrico de FWM é dado por (WEN; RUBIN, (2006)a; WEN; RUBIN, (2006)b)

$$\hat{H}_I = \frac{\epsilon_0 A}{4} \int_{-L/2}^{L/2} dz \chi^{(3)} E_1^{(+)}(z, t) E_2^{(+)}(z, t) E_3^{(-)}(z, t) E_4^{(-)}(z, t) + H.c. \quad (2.99)$$

Substituindo os campos elétricos das Eqs. (2.94), (2.95), (2.96) e (2.97) na Eq. (2.98), obtemos

$$\hat{H}_I = \frac{\hbar \sqrt{\omega_3 \omega_4} L}{4\pi c} \int d\omega_3 d\omega_4 \chi^{(3)} E_1 E_2 \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) e^{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t} \hat{a}_3^\dagger(\omega_3) \hat{a}_4^\dagger(\omega_4) + H.c., \quad (2.100)$$

em que

$$\Delta k = (k_4 - k_3) - (k_2 - k_1) \cos \theta \quad (2.101)$$

é o *phase-mismatching*.

A teoria de perturbação fornece de modo aproximado o estado dos fótons gerados como uma superposição linear de $|0\rangle + |\Psi\rangle$, onde $|0\rangle$ é o estado de vácuo. O estado de dois fótons (bifoton) $|\Psi\rangle$ pode ser expresso como

$$|\Psi\rangle = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \hat{H}_I |0\rangle. \quad (2.102)$$

Como o estado de vácuo não é detectável, vamos considerar apenas o estado do bifoton a partir de agora. Termos de altas ordens com quatro, seis, etc... fótons são desprezíveis no regime de baixa potência de excitação. Substituindo (2.100) em (2.102), obtemos

$$|\Psi\rangle = \frac{\sqrt{\omega_3 \omega_4} L E_1 E_2}{2ic} \int d\omega_4 \chi^{(3)} \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \hat{a}_3^\dagger(\omega_1 + \omega_2 - \omega_4) \hat{a}_4^\dagger(\omega_4) |0\rangle, \quad (2.103)$$

em que usamos que $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t} dt = 2\pi \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)$, o qual expressa a conservação da energia em um processo de FWM e leva ao emaranhamento em frequência dos fótons gerados, implicando que a detecção de um fóton com frequência ω_3 requer a detecção de um segundo fóton com a frequência $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Essa correlação em frequência tem consequências interessantes no comportamento temporal do bifoton. O estado do bifoton é também emaranhado com respeito ao número de onda, desde que a função $\text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$ não pode ser fatorada com uma função de k_3 vezes uma função de k_4 . Se L é infinito, então a função $L \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$ torna-se uma função delta $\delta(\Delta k)$. Neste caso, as condições

$$\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4 = 0,$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4 = \vec{0}, \quad (2.104)$$

são satisfeitas e o *phase-matching* é dito ser perfeito.

Vamos desprezar a propagação no espaço livre (que causa apenas um deslocamento temporal nas medidas) e considerar os detetores localizados nas posições $z = -L/2$ e $z = +L/2$. Os operadores de aniquilação nessas posições do espaço são dados por

$$\hat{a}_3(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}_3(\omega) e^{i(-kL/2 - \omega t)}, \quad (2.105)$$

$$\hat{a}_4(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}_4(\omega) e^{i(kL/2 - \omega t)}, \quad (2.106)$$

e satisfazem as relações de comutação

$$[\hat{a}_3(t), \hat{a}_3^\dagger(t')] = [\hat{a}_4(t), \hat{a}_4^\dagger(t')] = \delta(t - t'). \quad (2.107)$$

A função de correlação de Glauber de segunda ordem, que fornece a taxa de geração do bifoton é dada por

$$G^{(2)}(t_3, t_4) = \langle \Psi | \hat{a}_4^\dagger(t_4) \hat{a}_3^\dagger(t_3) \hat{a}_3(t_3) \hat{a}_4(t_4) | \Psi \rangle = |\langle 0 | \hat{a}_3(t_3) \hat{a}_4(t_4) | \Psi \rangle|^2 = |\Psi(t_3, t_4)|^2, \quad (2.108)$$

onde $\Psi(t_3, t_4)$ é chamado de pacote de onda do bifoton que, usando (2.105) e (2.106), pode ser escrito como

$$\Psi(t_3, t_4) = \frac{\sqrt{\omega_3 \omega_4} L E_1 E_2}{4\pi i c} \int d\omega_4 d\omega'_3 d\omega'_4 \chi^{(3)} \text{sinc} \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) e^{-i(\omega'_3 + \omega'_4)t} \delta(\omega'_3 - \omega_1 - \omega_2 + \omega_4) \delta(\omega'_4 - \omega_4), \quad (2.109)$$

onde usamos que $\langle 0 | \hat{a}_3(\omega'_3) \hat{a}_4(\omega'_4) \hat{a}_3^\dagger(\omega_1 + \omega_2 - \omega_4) \hat{a}_4^\dagger(\omega_4) | 0 \rangle = \delta(\omega'_3 - \omega_1 - \omega_2 + \omega_4) \delta(\omega'_4 - \omega_4)$.

Simplificando a expressão acima, obtemos

$$\Psi(t_3, t_4) = \psi(\tau) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t_3}, \quad (2.110)$$

onde

$$\psi(\tau) = \frac{L}{2\pi} \int d\omega_4 \kappa(\omega_4) \Phi(\omega_4) e^{-i(\omega_4)\tau}, \quad (2.111)$$

$$\kappa(\omega_4) = \frac{\sqrt{\omega_3 \omega_4} L E_1 E_2}{4\pi i c} \chi^{(3)}(\omega_4), \quad (2.112)$$

$$\Phi(\omega_4) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (2.113)$$

e $\tau = t_4 - t_3$ é o atraso de tempo entre duas detecções. Portanto, o pacote de onda do bifoton é determinado tanto pelo coeficiente de acoplamento não linear κ como pela função de dessintonia longitudinal Φ .

Vamos calcular $\psi(\tau)$ admitindo que os fótons gerados têm uma largura de banda estreita, como foi estimado no final da seção 2.4, de modo que $\Phi \approx 1$. Assim, usando que $\omega_4 = \omega_1 - \delta$, podemos escrever

$$\psi(\tau) = -\frac{L\omega_1|E_1|^2 e^{-i\omega_1\tau}}{4\pi i c} \int d\delta \chi_4^{(3)}(\delta) e^{i\delta\tau}, \quad (2.114)$$

em que usamos que $E_1 = E_2$, e que $\bar{\omega}_3 \approx \bar{\omega}_4 \approx \omega_1$. Considerando $\Omega_e \gg (\gamma_e, \gamma_2, \gamma_g)$, a susceptibilidade não linear de terceira ordem pode ser expandida em torno das ressonâncias em ω_1 e $\omega_1 \pm \Omega_e$. Assim, obtemos (WEN; DU; RUBIN, (2007))

$$\chi_4^{(3)}(\delta) = \frac{N\hbar|d_{ge}|^4 Q_0}{\epsilon_0(\Delta + i\gamma_2)} \left[\frac{1}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta + \Omega_e + i\Gamma)} + \frac{1}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta - \Omega_e + i\Gamma)} \right], \quad (2.115)$$

em que usamos que $\chi_4^{(3)}(\delta) = \chi_3^{(3)}(-\delta)$. O primeiro termo entre colchetes indica que o campo ω_4 é ressonante na frequência angular ω_1 e $\omega_1 + \Omega_e$ e o segundo termo mostra que as ressonâncias ocorrem em ω_1 e $\omega_1 - \Omega_e$. Os dois termos entre colchetes contribuem igualmente para a amplitude do bifoton na integral, assim vamos manter o primeiro termo e multiplicar tudo por pelo fator 2. Logo,

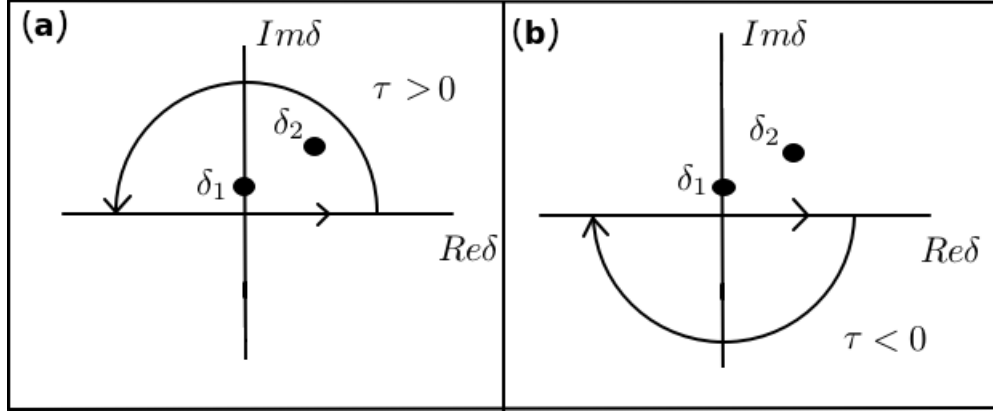
$$\psi(\tau) = -\frac{L\omega_1|E_1|^2 e^{-i\omega_1\tau}}{4\pi i c} \frac{N\hbar|d_{ge}|^4 Q_0}{\epsilon_0(\Delta + i\gamma_2)} 2 \int d\delta \frac{e^{i\delta\tau}}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta + \Omega_e + i\Gamma)}. \quad (2.116)$$

Vamos calcular esta integral no plano complexo pelo método dos resíduos. Os polos do integrando, que são pontos onde o integrando apresenta singularidades tendendo ao infinito, são $\delta_1 = i\Gamma_0$ e $\delta_2 = \Omega_e + i\Gamma$, e os contornos de integração estão ilustrados na Fig. 10.

Note que para $\tau < 0$ a integral é nula, pois os polos estão fora do contorno de integração (ver Fig. 10 (b)). Para $\tau > 0$, a integral pode ser calculada usando o teorema dos resíduos (BROWN; CHURCHILL, (2013)). Portanto,

$$\int d\delta \frac{e^{i\delta\tau}}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta + \Omega_e + i\Gamma)} = 2\pi i \sum_j \text{Re}(f, \delta_j), \quad (2.117)$$

Figura 10 – Contornos de integração no plano complexo. (a) Para $\tau > 0$ (caminho anti-horário) e (b) para $\tau < 0$ (caminho horário).



Fonte: O autor (2022).

onde

$$f = \frac{e^{i\delta\tau}}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta + \Omega_e + i\Gamma)}, \quad (2.118)$$

e $Re(f, \delta_j)$ é chamado de resíduo de f no ponto de singularidade δ_j . Para $\delta_1 = i\Gamma_0$,

$$Re(f, \delta_1) = \frac{e^{-\Gamma_0\tau}}{(\Omega_e - i\Gamma_0 + i\Gamma)}. \quad (2.119)$$

Para $\delta_2 = \Omega_e + i\Gamma$,

$$Re(f, \delta_2) = -\frac{e^{i\Omega_e\tau}e^{-\Gamma\tau}}{(\Omega_e - i\Gamma_0 + i\Gamma)}. \quad (2.120)$$

Assim,

$$\int d\delta \frac{e^{i\delta\tau}}{(-\delta + i\Gamma_0)(-\delta + \Omega_e + i\Gamma)} = \frac{2\pi i}{(\Omega_e - i\Gamma_0 + i\Gamma)} (e^{-\Gamma_0\tau} - e^{i\Omega_e\tau}e^{-\Gamma\tau})\theta(\tau), \quad (2.121)$$

em que $\theta(\tau)$ é a função de Heaviside, que vale 1 para $\tau \geq 0$, e 0 para $\tau < 0$. Nos cálculos dos resíduos usamos que se $f(z) = g(z)/(z - a)$, onde $g(z)$ é uma função bem comportada em $z = a$, e a é um polo de f . Então (BROWN; CHURCHILL, (2013))

$$Res(f, a) = g(a). \quad (2.122)$$

Assim, podemos finalmente escrever o bifoton como

$$\psi(\tau) = W(e^{-\Gamma_0\tau} - e^{i\Omega_e\tau}e^{-\Gamma\tau})\theta(\tau), \quad (2.123)$$

onde

$$W \approx -\frac{L\omega_1|E_1|^2 N\hbar|d_{ge}|^4 e^{-i\omega_1\tau}}{c\epsilon_0\Delta\Omega_e}, \quad (2.124)$$

dado que $\Omega_e \gg (\Gamma_0, \Gamma)$, e aproximamos Q_0 pela unidade. Finalmente, obtemos a taxa de geração do bifoton a partir do módulo quadrado do bifoton no limite de alta dessintonia

$$G^{(2)}(\tau) = |W|^2 \left[e^{-2\Gamma_0|\tau|} + e^{-2\Gamma|\tau|} - 2 \cos(\Omega_e \tau) e^{-(\Gamma+\Gamma_0)|\tau|} \right], \quad (2.125)$$

exibindo uma oscilação de Rabi amortecida com uma frequência Ω_e e taxas de decaimento Γ e Γ_0 . Como mencionado anteriormente (ver Fig. 8), essa oscilação é devido à interferência entre dois tipos de processos de FWM, com as ressonâncias acontecendo em torno de $\delta = 0$ (componente central) e $\delta = \pm\Omega_e$ (bandas laterais). Esses resultados são compatíveis com a imagem de um processo paramétrico (DU et al., (2007)): após a emissão de um fóton de frequência ω_3 , o mesmo átomo emite um segundo fóton de frequência ω_4 depois de um período $(2\pi/\Omega_e)$.

A função de correlação de segunda ordem normalizada dos ω_3 e ω_4 é dada por (WEN; DU; RUBIN, (2007); ZHAO; SU; DU, (2016))

$$g_{3,4}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{G^{(2)}(\tau)}{R_R^2}. \quad (2.126)$$

Aqui R_R representa a taxa de espalhamento Rayleigh linear, que representa a taxa com a qual os fótons são espalhados com a mesma frequência dos feixes de excitação.

Vamos agora determinar uma expressão simplificada para a taxa de espalhamento Rayleigh R_R , baseada em equações de taxa, escrevendo (WEN; DU; RUBIN, (2007))

$$R_R = \gamma_e \langle Q_{ee} \rangle N_a f, \quad (2.127)$$

onde $\gamma_e = 8\pi^2 \hbar |d_{ge}|^2 / \epsilon_0 \lambda_1^3$ é a taxa de decaimento do estado excitado, $\langle Q_{ee} \rangle = 2|\Omega_1|^2 / (\gamma_2^2 + 4\Omega_e^2)$ é a fração da população atômica distribuída no estado excitado, N_a é o número de átomos do *ensemble* atômico, e f é fração da luz irradiada que é selecionada pelo modo da fibra óptica colocada antes dos detetores.

O cálculo da fração de luz irradiada que é coletada pelo modo gaussiano TEM_{00} da fibra óptica é feito a partir das expressões que descrevem a propagação de um feixe gaussiano, cuja intensidade é descrita por

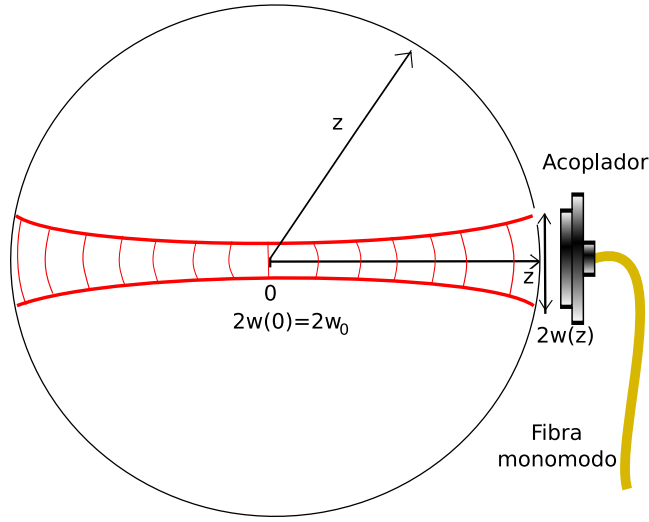
$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2r^2/w^2(z)}, \quad (2.128)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (2.129)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_1}, \quad (2.130)$$

onde I_0 é a intensidade central do feixe gaussiano, $w(z)$ é a dependência da cintura do feixe com a distância de propagação z , w_0 é a cintura no ponto focal onde $z = 0$, e z_R é o parâmetro de Rayleigh. Na Fig. 11 exibimos a evolução do feixe gaussiano para longas distâncias de propagação onde a fibra de detecção é posicionada.

Figura 11 – Cintura do feixe gaussiano $w(z)$ como função da distância de propagação z , onde w_0 é a cintura no ponto focal onde $z = 0$.



Fonte: O autor (2022).

A fração f é dada pela razão entre a área do feixe gaussiano selecionada pela fibra óptica na posição z , e a área da esfera de raio z que compreende todas as direções igualmente possíveis em que a emissão espontânea pode ocorrer,

$$f = \frac{\pi w^2(z)}{4\pi z^2} = \frac{\lambda_1^2}{4\pi^2 w_0^2}, \quad (2.131)$$

onde tomamos o limite em que $z \gg z_R$. Portanto,

$$R_R = \frac{\lambda_1^2}{4\pi} \gamma_e \langle Q_{ee} \rangle NL, \quad (2.132)$$

onde $N = N_a/V$ é a densidade atômica, e $V \approx \pi w_0^2 L$ representa o volume de interação. Além disso, como colocamos um polarizador antes da fibra de detecção (que não foi incluído na representação simplificada da Fig. 11), apenas metade dos fótons que chegam na fibra de detecção são detetados. Este polarizador funciona como um filtro de polarização, selecionando apenas os fótons com a polarização desejada e eliminando qualquer luz espúria com polarização ortogonal à do fóton. Portanto, vamos dividir R_R por um fator $N_Q = 2$. Assim,

$$R_R = \frac{\lambda_1^2}{4\pi N_Q} \gamma_e \langle Q_{ee} \rangle NL = \frac{\pi \hbar |d_{ge}|^2 |\Omega_1|^2 NL}{2\epsilon_0 |\Omega_e|^2 \lambda_1}, \quad (2.133)$$

na última igualdade foi tomado o limite $\Omega_e \gg \gamma_2$. Portanto, podemos escrever a função de correlação cruzada de segunda ordem entre os campos ω_3 e ω_4 como

$$g_{3,4}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{|W|^2}{R_R^2} \left[e^{-2\Gamma_0|\tau|} + e^{-2\Gamma|\tau|} - 2 \cos(\Omega_e \tau) e^{-(\Gamma+\Gamma_0)|\tau|} \right] \quad (2.134)$$

ou ainda,

$$g_{3,4}^{(2)}(\tau) = 1 + \left(\frac{\Omega_e}{\Delta} \right)^2 \left[e^{-2\Gamma_0|\tau|} + e^{-2\Gamma|\tau|} - 2 \cos(\Omega_e \tau) e^{-(\Gamma+\Gamma_0)|\tau|} \right], \quad (2.135)$$

que no limite de alta dessintonia é dada por

$$g_{3,4}^{(2)}(\tau) = 1 + \left[e^{-2\gamma_g \tau} + e^{-2\gamma_e \tau} - 2 \cos(\Delta \tau) e^{-(\gamma_e + \gamma_g)\tau} \right], \quad (2.136)$$

em acordo com o que foi obtido na Ref. (DU et al., (2007)). Entretanto, esse resultado difere do que foi obtido no ano seguinte pelo mesmo grupo na Ref. (WEN; DU; RUBIN, (2007)) que é dado por

$$g_{3,4}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{4}{\pi^2} \left[e^{-2\gamma_g \tau} + e^{-2\gamma_e \tau} - 2 \cos(\Delta \tau) e^{-(\gamma_e + \gamma_g)\tau} \right]. \quad (2.137)$$

Com o intuito de manter um paralelismo entre essa tese e o nosso artigo publicado (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)), vamos utilizar a eq.(2.137) como sendo a expressão teórica da função de correlação de segunda ordem.

Em nosso sistema os valores das funções de autocorrelação em $\tau = 0$ são $g_{3,3}(0) = g_{44}(0) = 2$, como era de se esperar para a estatística de campos térmicos (MOREIRA et al., (2021); ELOY et al., (2018)). Podemos então escrever o parâmetro R da desigualdade de Cauchy-Schwarz (ver Eq. (2.33)) como

$$R = \frac{g_{34}^2(\tau)}{g_{33}(0)g_{44}(0)} = \left[1 + \frac{4}{\pi^2} \left(e^{-2\gamma_g \tau} + e^{-2\gamma_e \tau} - 2 \cos(\Delta \tau) e^{-(\gamma_e + \gamma_g)\tau} \right) \right]^2 / 4. \quad (2.138)$$

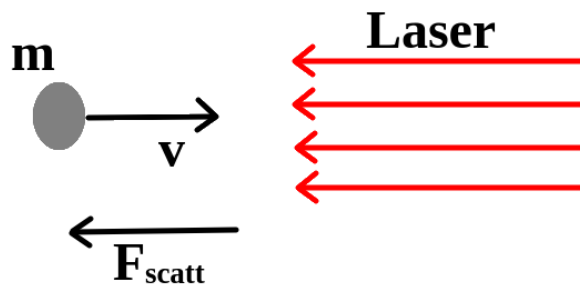
3 APARATO EXPERIMENTAL

A descrição do aparato experimental é apresentada neste capítulo. Iniciamos com uma revisão da teoria de armadilhas magneto-ópticas, partindo da força de espalhamento produzida pela luz e chegando até a força de resfriamento e aprisionamento dos átomos em uma certa região do espaço. Em seguida, discutimos resumidamente a montagem da armadilha magneto-óptica para átomos de rubídio-87. Além disso, descrevemos a técnica de espectroscopia de micro-ondas utilizada para cancelamento de campos magnéticos espúrios e apresentamos também a metodologia utilizada para medir a profundidade óptica da nuvem de átomos frios.

3.1 A FORÇA DE ESPALHAMENTO

Desde o século XIX, James Clerk Maxwell salientava o fato de que a radiação eletromagnética transporta energia e *momentum* (FOOT, (2005)). De acordo com o princípio da conservação de *momentum*, quando um átomo absorve radiação eletromagnética, existe uma mudança em seu *momentum*, e a força que a radiação exerce sobre o átomo é igual a taxa de variação do *momentum*. Cada fóton absorvido causa um recuo no átomo na direção do fóton incidente, isso produz uma pequena força de recuo no átomo. Entretanto, na emissão espontânea os fótons são emitidos aleatoriamente em todas as direções, e portanto a força média devido a muitas emissões espontâneas de um átomo produz uma força resultante nula. Assim, após muitos ciclos de absorção (que sempre produz um recuo no átomo) e emissão espontânea (que produz em média um recuo nulo), a luz produz na média uma força na direção da luz que excita os átomos (Fig. 12).

Figura 12 – Quando um átomo se move na direção contrária da luz laser, cada fóton absorvido produz um recuo no átomo na direção oposta ao seu movimento e os fótons espalhados são espalhados em direções aleatórias, produzindo uma força média que reduz a velocidade do átomo.



Fonte: O autor (2022).

A magnitude da força de espalhamento é igual à taxa na qual os fótons absorvidos transferem *momentum* para o átomo, ou seja,

$$F_{scatt} = (\text{momentum do fóton}) \times (\text{taxa de espalhamento}). \quad (3.1)$$

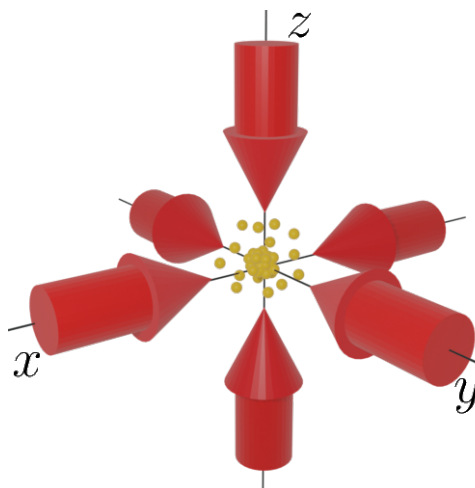
O *momentum* do fóton é $\hbar k$ e a taxa de espalhamento R_{scatt} foi obtida na Eq.(2.51), assim

$$F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (3.2)$$

onde a dessintonia da ressonância $\Delta = \omega - \omega_{eg} + kv$ é igual à diferença entre a frequência do laser ω e a frequência da ressonância atômica ω_{eg} , levando em consideração o deslocamento Doppler kv , devido ao movimento relativo entre o átomo e a fonte luminosa. Quando $I \rightarrow \infty$, a força satura em um valor de $F_{max} = \hbar k \Gamma / 2$. A taxa de emissão espontânea para um átomo de dois níveis no limite de altas intensidades tende a $\Gamma/2$ porque as populações dos estados fundamental e excitado tendem a $1/2$.

3.2 O MELAÇO ÓPTICO

Figura 13 – Técnica do melaço óptico para resfriamento laser, que usa a configuração espacial de três pares de feixes contra propagantes ortogonais entre si.

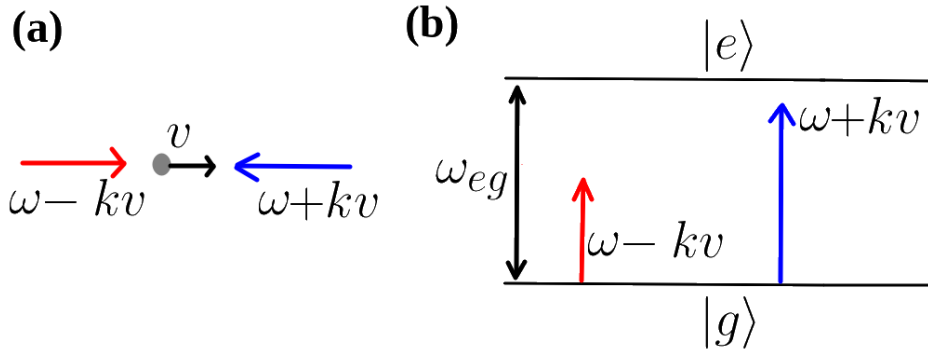


Fonte: O autor (2022).

Os átomos em um gás movem-se em todas as direções, portanto para reduzir o movimento dos átomos é necessária uma configuração espacial com luz laser em três direções ortogonais (Fig. 13). Para um átomo movendo-se em uma determinada direção, o efeito Doppler causa uma desbalanço nas forças, com uma resultante não nula. Por simplicidade, consideramos um

átomo de dois níveis submetido a um par de feixes contra propagantes de um laser com uma frequência ω abaixo da ressonância atômica ω_{eg} . Do ponto de vista do referencial de um átomo que se move para a direita, o efeito Doppler causa um aumento na frequência do feixe contra propagante a direção de movimento do átomo. Esse desvio Doppler torna a frequência da luz mais próxima da ressonância atômica, e portanto, aumentando a taxa de absorção deste feixe. Por outro lado, o desvio Doppler no feixe propagante na mesma direção do movimento atômico torna a frequência mais longe da ressonância, diminuindo sua taxa de absorção (Fig. 14). Matematicamente, a resultante das forças de espalhamento sobre o átomo é dada por

Figura 14 – (a) Átomo de dois níveis movendo-se para a direita e submetido a um par de feixes contrapropagantes de mesma frequência. (b) Devido ao efeito Doppler, no referencial do átomo, o feixe contrapropagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o azul, enquanto que o feixe copropagante ao seu movimento tem sua frequência deslocada para o vermelho.



Fonte: O autor (2022).

$$F_{\text{melaço}} = F_{\text{scatt}}(\Delta - kv) - F_{\text{scatt}}(\Delta + kv) \quad (3.3)$$

$$= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta - kv)^2/\Gamma^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2}. \quad (3.4)$$

Para átomos com baixas velocidades ($kv \ll \Delta$), podemos expandir a expressão em série de Taylor mantendo o termo de ordem mais baixa, obtendo

$$F_{\text{melaço}} = -\alpha v, \quad (3.5)$$

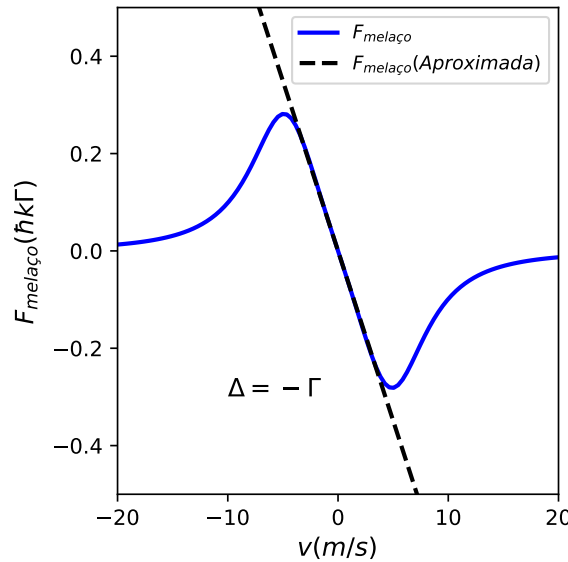
onde

$$\alpha = 8\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I/I_s}{[1 + I/I_s + 4(\Delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (3.6)$$

Portanto para o caso de dessintonia negativa ($\Delta < 0$), a luz exerce uma força de atrito viscoso, ou amortecimento, sobre o átomo exatamente como a força sobre uma partícula em um fluido viscoso. Isso motivou a origem do nome dado a essa técnica, conhecida como melaço

óptico, desenvolvida por Steven Chu em 1985 (CHU et al., (1985)). Por outro lado, se $\Delta > 0$, essa força tende a aquecer os átomos.

Figura 15 – Força de pressão de radiação como função da velocidade v para $\Delta = -\Gamma$. A curva sólida é a representação dessa força válida para qualquer velocidade, enquanto que a curva tracejada representa a aproximação válida apenas para baixas velocidades ($kv \ll \Delta$).



Fonte: O autor (2022).

Na Fig. 15, mostramos a força do melaço óptico como função da velocidade v para $\Delta = -\Gamma$. A curva sólida é a representação dessa força válida para qualquer velocidade, enquanto que a curva tracejada representa a aproximação válida apenas para baixas velocidades ($kv \ll \Delta$). Observe que a força é negativa para $v > 0$ e positiva para $v < 0$, assim a força desacelera os átomos. Note que, com essa técnica, os átomos que se movem com altas velocidades ($kv \gg \Delta$) não serão resfriados.

3.3 LIMITE DOPPLER DE RESFRIAMENTO

A temperatura mínima possível de ser obtida no melaço óptico, ou temperatura limite, é atingida quando a taxa de resfriamento da força de amortecimento é contrabalanceada pela taxa de aquecimento associada com repetidos processos de absorção e emissão de fótons. A taxa de resfriamento é

$$\frac{dE}{dt}_{\text{resfriamento}} = vF_{\text{melaço}} = -\alpha v^2, \quad (3.7)$$

e a taxa de aquecimento é dada por

$$\frac{dE}{dt}_{\text{aquecimento}} = \frac{1}{2m} \frac{d\langle p^2 \rangle}{dt}. \quad (3.8)$$

A taxa de aquecimento está associada ao fato de que embora a força de amortecimento reduza a velocidade média dos átomos a zero, a velocidade média quadrática não é nula. Em cada ciclo o átomo absorve e emite um fóton com *momentum* $\hbar k$. Para um átomo com velocidade média nula é igualmente provável que ele absorva um fóton de um feixe laser propagando-se na direção positiva ou negativa, e também pode emitir em ambas as direções com a mesma probabilidade. Portanto, o movimento do átomo realiza uma caminhada aleatória durante cada absorção ou emissão. Se a caminhada aleatória tem N passos (com $N \gg 1$), o *momentum* médio é nulo, mas a média quadrática do *momentum* é dada por

$$\langle p^2 \rangle = N(2\hbar k)^2, \quad (3.9)$$

com $N = R_{\text{scatt}} t$. Assim

$$\frac{dE}{dt}_{\text{aquecimento}} = \frac{2\hbar^2 k^2 R_{\text{scatt}}}{m}. \quad (3.10)$$

Quando a taxa de resfriamento é contrabalanceada pela taxa de aquecimento, a taxa de variação total da energia é nula, portanto

$$\frac{dE}{dt}_{\text{resfriamento}} + \frac{dE}{dt}_{\text{aquecimento}} = 0, \quad (3.11)$$

o que implica em

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\hbar \Gamma}{8m} \frac{(1 + I/I_s + 4(\Delta/\Gamma)^2)}{|\Delta|/\Gamma}. \quad (3.12)$$

Pelo teorema da equipartição da energia (SALINAS, (1997)), $m\langle v^2 \rangle/2 = k_B T/2$, onde k_B é a constante de Boltzmann, logo

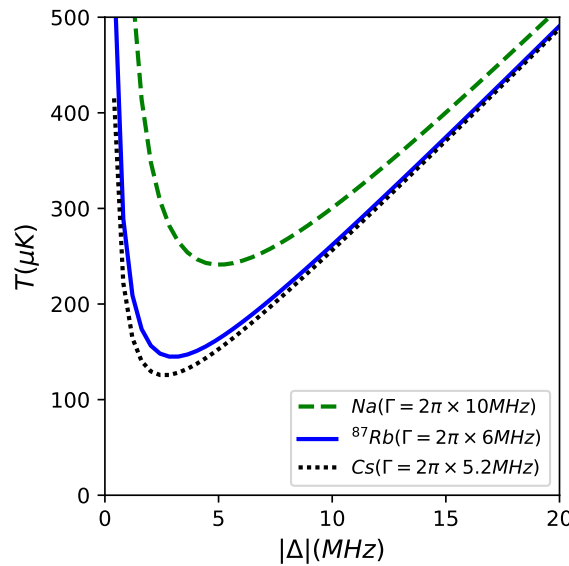
$$T = \frac{\hbar \Gamma}{8k_B} \frac{(1 + I/I_s + 4(\Delta/\Gamma)^2)}{|\Delta|/\Gamma}. \quad (3.13)$$

No regime de baixas intensidades ($I \ll I_s$) a temperatura mínima é dada por

$$T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}, \quad (3.14)$$

quando $\Delta = -\Gamma/2$. Esta temperatura é conhecida como limite Doppler e impõe um limite fundamental na temperatura que pode ser atingida pelo resfriamento Doppler na sua forma mais simples.

Figura 16 – Temperatura do melaço óptico como função da dessintonia Δ para três diferentes metais alcalinos, sódio (Na), rubídio (^{87}Rb) e céssio (Cs), respetivamente.



Fonte: O autor (2022).

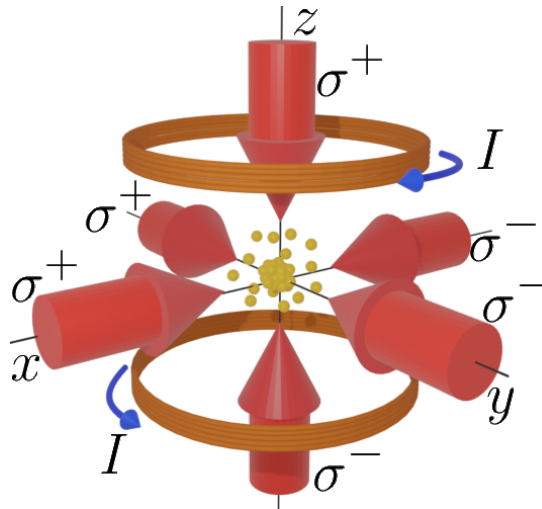
Na Fig. 16 exibimos a dependência da temperatura do melaço óptico como função da dessintonia Δ para três diferentes metais alcalinos, sódio (Na), rubídio (^{87}Rb) e céssio (Cs), respetivamente. Note que a temperatura mínima é dependente da largura de linha natural Γ de cada metal alcalino, cujos mínimos são $T_{\min} = 240 \mu\text{K}$ para o sódio, $T_{\min} = 146 \mu\text{K}$ para o rubídio-87 e $T_{\min} = 125 \mu\text{K}$ para o cério.

Curiosamente, as primeiras medidas experimentais da temperatura do melaço óptico encontraram temperaturas abaixo do limite Doppler (LETT et al., (1989)). O modelo simplificado de um átomo de dois níveis não explica esse resfriamento abaixo do limite Doppler, conhecido como resfriamento sub-Doppler. Posteriormente, Steven Chu mediu em um sistema de dois níveis e obteve o limite Doppler em acordo com Eq. (3.14).

3.4 ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA

Através da técnica do melaço óptico, apenas os átomos que se encontrem na região de interseção entre os três feixes laser são resfriados (ver Fig. 13). Eventualmente, devido ao seu movimento difusivo causado por seguidos processos de absorção e emissão, alguns átomos podem sair da região de interseção e assim não serão mais resfriados. Entretanto, escolhendo apropriadamente as polarizações dos feixes laser (polarização circular σ^+ e σ^-) e através da

Figura 17 – Armadilha Magneto-Óptica formada por três pares de feixe laser, com polarizações σ^+ e σ^- , e um par de bobinas com correntes I em sentidos opostos, na configuração anti-Helmholtz.



Fonte: O autor (2022).

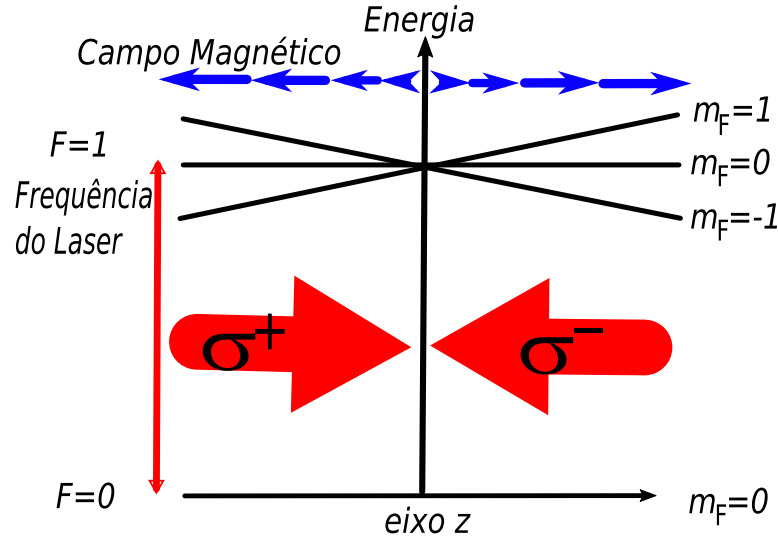
adição de um gradiente de campo magnético, os átomos podem ser armadilhados em uma determinada região do espaço (ver Fig. 17). Esta técnica conhecida como Armadilha Magneto-Óptica (AMO) foi originalmente proposta por Jean Dalibard em 1985 e demonstrada nos laboratórios Bell por David E. Pritchard em 1987 (CHU, (1998)).

O campo magnético $\vec{B}$ é gerado por um par de bobinas iguais e coaxiais, na configuração anti-Helmholtz, criando um campo quadrupolar. As bobinas são formadas por N espiras percorridas por uma corrente I de mesmo valor, mas circulando em sentidos contrários. Cada bobina está disposta nas posições $+d$ e $-d$ do eixo z e possuem um raio r . A separação entre as bobinas é escolhida pela relação $2d/r = 1,25$, gerando uma configuração de campo magnético nulo no ponto intermediário das bobinas e dependente linearmente da posição em todas as direções (MIGDALL et al., (1985)).

O princípio que ilustra o funcionamento da AMO pode ser visto na Fig. 18, na qual consideramos um átomo idealizado com um estado fundamental $|g\rangle$ e um estado excitado $|e\rangle$ com momento angular total $F = 0$ e $F = 1$, respectivamente. O objetivo da inclusão do campo magnético é separar os sub-níveis Zeeman, rotulados por diferentes valores do número quântico magnético m_F que podem assumir apenas valores inteiros entre F e $-F$.

Com a aplicação do campo magnético, a degenerescência dos sub-níveis Zeeman do átomo é quebrada, produzindo um deslocamento de energia dependente da posição do átomo. No eixo z , por exemplo, em pontos próximos ao ponto intermediário das bobinas (ponto que define a origem do campo magnético, onde $\vec{B} = \vec{0}$), o deslocamento Zeeman dos níveis de energia

Figura 18 – Mecanismo básico de funcionamento da AMO para o caso de um átomo em uma transição $F = 0$ para $F = 1$. O gradiente de campo magnético quebra a degenerescência dos sub-níveis Zeeman produzindo um deslocamento de energia dependente da posição do átomo.



Fonte: O autor (2022).

para um átomo com momento magnético $\vec{\mu}$ é dado por

$$\Delta E_{Zeeman} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = m_F \hbar \mu_B g_F \frac{dB}{dz} z, \quad (3.15)$$

em que μ_B é o magneton de Bohr e g_F é o fator giromagnético de Landé do estado excitado. Portanto, a frequência de ressonância atômica da transição do estado fundamental para o estado excitado, devido à presença do campo magnético, é alterada para

$$\omega_{eg} \rightarrow \omega_{eg} + m_F \hbar \mu_B g_F \frac{dB}{dz} z, \quad (3.16)$$

e, como conhecido pelas regras de seleção, o número magnético m_F poderá apenas assumir os valores -1, 0 e +1 (FOOT, (2005)).

Quando o átomo se movimenta na direção $\mp z$, o sub-nível Zeeman com $m_F = \pm 1$ está mais próximo da ressonância para uma dada frequência ω do laser. Assim, escolhendo as polarizações dos feixes da armadilha de acordo com a Fig. 18, o feixe que se propaga na direção $\pm z$ será mais absorvido se o átomo estiver se movendo na direção $\mp z$, induzindo as transições $\sigma_{\pm}$, respectivamente. Esse mecanismo dá origem a uma força restauradora que tende a manter os átomos na região do espaço em que o campo magnético é nulo.

A expressão para a força total de pressão de radiação ao longo do eixo z , incluindo o efeito Doppler e o efeito Zeeman é dada por

$$F_{AMO}^{(z)} = F_{scatt}^{\sigma+}(\Delta - kv - \mu_B g_F \partial_z B z) - F_{scatt}^{\sigma-}(\Delta + kv + \mu_B g_F \partial_z B z) \quad (3.17)$$

$$F_{AMO}^{(z)} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta - kv - \mu_B g_F \partial_z B z)^2/\Gamma^2} - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta + kv + \mu_B g_F \partial_z B z)^2/\Gamma^2}. \quad (3.18)$$

Portanto, para um átomo próximo à origem do campo magnético ($|\mu_B g_F \partial_z B z| \ll |\Delta|$) e com baixa velocidade ($|kv| \ll |\Delta|$), podemos expandir a expressão acima em primeira ordem para

$$F_{AMO}^{(z)} = -\alpha v - Kz, \quad (3.19)$$

onde

$$K = \frac{\alpha \mu_B g_F}{k} \frac{dB}{dz} \quad (3.20)$$

é a constante de mola relativa à força restauradora, que tende a fazer com que o átomo se mantenha na origem do campo magnético. Portanto, o átomo experimenta um movimento harmônico amortecido. Em 1997, os físicos Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William D. Phillips foram contemplados com o prêmio Nobel pelo desenvolvimento dos métodos para resfriar e armadilhar átomos com feixes de laser (PRESS. . . ,).

3.5 NÍVEIS DE ENERGIA DO RUBÍDIO-87

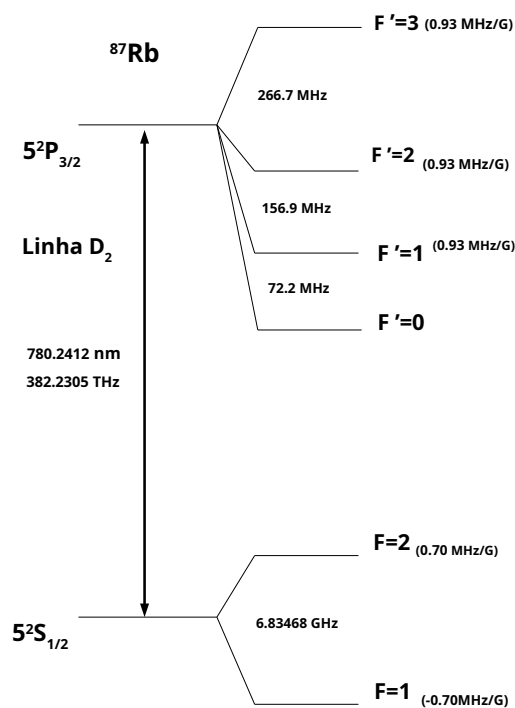
Na montagem da nossa armadilha magneto-óptica foi escolhido o átomo de rubídio-87, um metal alcalino de número atômico $Z = 37$, possuindo apenas um elétron na camada de valência. Ele é um átomo altamente reativo, com propriedades similares a outros elementos do grupo 1, como uma rápida oxidação na atmosfera terrestre. Além do rubídio-87, que compõe quase 28% da sua ocorrência natural, o rubídio tem um isótopo estável, o rubídio-85 com uma ocorrência natural de 72%. O rubídio-87 é um elemento radioativo, com uma meia-vida de aproximadamente 49 bilhões de anos - mais de três vezes maior que a idade estimada do universo. A frequência de excitação do nível fundamental para os níveis excitados mais próximos ocorre na região do infravermelho (780 nm), permitindo o controle de sua interação com a luz em transições ópticas através de lasers de diodo, por exemplo.

A configuração eletrônica do rubídio-87 em seu estado fundamental e neutro é :

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

onde 1, 2, 3, 4 e 5 representam os números quânticos principais n ; o momento angular orbital $\vec{L}$ é representado pelas letras s , p e d , que retratam os subníveis de energia com $L = 0 \rightarrow s$, $L = 1 \rightarrow p$ e $L = 2 \rightarrow d$; o expoente é o número de elétrons em cada subnível. Observe que na última camada existe apenas um único elétron opticamente ativo.

Figura 19 – Estrutura hiperfina da linha D_2 do Rubídio-87.



Fonte: O autor (2022).

Em notação espectroscópica, o estado quântico do átomo é representado por $n^{(2S+1)}L_J$, onde n é o número quântico principal do nível ocupado pelo elétron de valência, L o momento angular orbital, $\vec{S}$ o spin do elétron e $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ o momento angular total do elétron, satisfazendo a condição $|L - S| \leq J \leq |L + S|$. Para o estado fundamental temos $n = 5$, $L = 0$ e $S = 1/2$, sendo representado por $5^2S_{1/2}$. Para o primeiro estado excitado com $L = 1$, J assume dois valores, $1/2$ e $3/2$, dando origem aos níveis finos $5^2P_{1/2}$ e $5^2P_{3/2}$, respectivamente. A separação desses dois níveis de energia é devida ao acoplamento entre o momento angular orbital do elétron $\vec{L}$ e o momento angular de spin $\vec{S}$, através da interação spin-órbita descrita pelo hamiltoniano $H_{S-L} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$, e é conhecida como estrutura fina. As

transições entre o estado fundamental $5^2S_{1/2}$ para os estados $5^2P_{1/2}$ e $5^2P_{3/2}$ são conhecidas como linhas D_1 e D_2 , com comprimentos de onda 795 nm e 780 nm, respectivamente.

A separação dos níveis de energia devido ao acoplamento entre o momento angular total do elétron $\vec{J}$ e o momento de spin nuclear $\vec{I}$, descrita pelo hamiltoniano $H_{I-J} \propto \vec{I} \cdot \vec{J}$, é conhecida como estrutura hiperfina. O momento angular atômico total é dado por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, onde $|J - I| \leq F \leq |J + I|$. Para o rubídio-87, como $I = 3/2$, esta interação separa o estado fundamental $5^2S_{1/2}$ em outros dois níveis com $F = 1$ e 2 , a uma frequência de 6,83468261090429(9) GHz entre eles. Para o estado excitado $5^2P_{3/2}$ com $J = 3/2$, essa interação dá origem a outros quatro níveis com $F=0, 1, 2$ e 3 , como mostrado na Fig. 19 (ver referência (STECK, (2015))) para maiores detalhes sobre o rubídio).

A aplicação de um campo magnético externo quebra a degenerescência dos níveis hiperfinos, dando origem aos subníveis Zeeman representados pelo número quântico m_F . Cada nível hiperfino F corresponde a $(2F+1)$ subníveis Zeeman, com $-F \leq m_F \leq F$.

3.6 ABSORÇÃO SATURADA

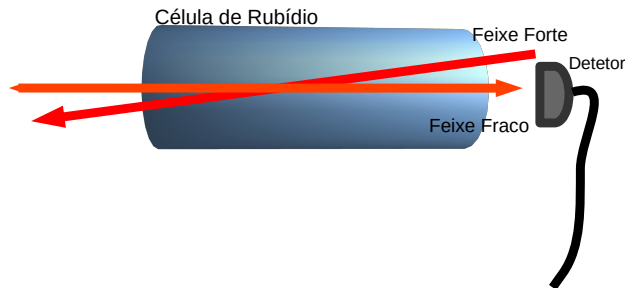
A espectroscopia de absorção saturada é uma das técnicas mais simples e utilizadas em física atômica para selecionar, monitorar e travar a frequência do laser na transição desejada. Ela é limitada apenas pela largura de linha Γ natural da transição. Para as linhas D do Rubídio, a largura de linha é da ordem de $\Gamma \approx 2\pi \times 6$ MHz. Esta técnica permite resolver as frequências das transições entre os estados hiperfinos do rubídio, evitando o alargamento Doppler, que em um vapor atômico à temperatura ambiente é da ordem de $\Delta\omega_{Doppler} \approx 1$ GHz.

A técnica consiste em uma célula preenchida com vapor de rubídio e excitada por dois feixes oriundos do mesmo laser, portanto com a mesma frequência, na configuração contra propagantes. Um deles de alta intensidade é chamado de feixe forte, para saturar os átomos, e o outro é chamado de feixe fraco com uma intensidade 10 vezes menor em comparação com a do feixe forte (ver Fig.20).

Para entender o funcionamento da absorção saturada, vamos considerar inicialmente átomos de dois níveis com estado fundamental $|g\rangle$ e excitado $|e\rangle$ com frequência de ressonância ω_0 . A distribuição normalizada de velocidades de Maxweel-Boltzmann em uma dimensão é dada por

$$\rho(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-mv^2/2k_B T} dv \quad (3.21)$$

Figura 20 – Esquema da espectroscopia de absorção saturada.



Fonte: O autor (2022).

e a seção de choque de um átomo movendo-se com velocidade v é (FOOT, (2005))

$$\sigma(v) = \frac{6\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(\omega - \omega_0 - kv)^2}. \quad (3.22)$$

O feixe forte transfere uma população de N_e átomos para o estado excitado. Com essa perda de população no estado fundamental, $N_g = N - N_e$, a absorção do feixe fraco é reduzida por um fator (COURTEILLE, (2019)),

$$\frac{N_e}{N} = \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \Gamma^2 + 4(\omega - \omega_0 + kv)^2}. \quad (3.23)$$

O espectro da profundidade óptica,

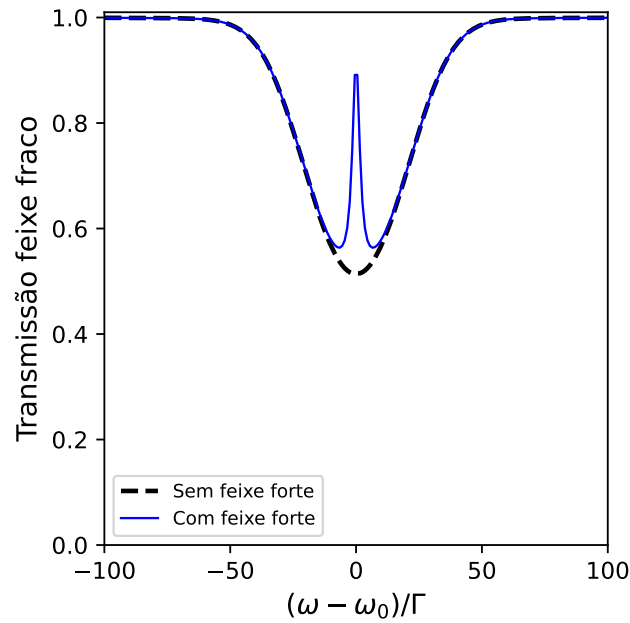
$$OD(\omega) = \ln \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_g - N_e}{N} \sigma(v) \rho(v) dv \right), \quad (3.24)$$

e a correspondente fração de intensidade transmitida através da célula é dada por, $I = e^{-OD}$.

Se bloquearmos o feixe forte, vemos apenas uma linha de absorção gaussiana simples com um grande alargamento Doppler (curva preta tracejada na Fig. 21). Quando desbloqueamos o feixe forte, vemos um pico surgir na ressonância atômica $\omega = \omega_0$. Isso acontece pois apenas átomos cuja componente da velocidade na direção de propagação do feixe é nula interagem com ambos os feixes, forte e fraco, de mesma frequência no referencial do laboratório. Devido à alta intensidade do feixe forte que satura a transição (daí o nome absorção saturada), o feixe fraco tem menos átomos para excitar, e portanto é bem menos absorvido, o que resulta no pico visto na curva azul sólida da Fig. 21.

Na Fig. 22. exibimos o espectro de absorção saturada completo para a linha D_2 do rubídio 87 e 85 à temperatura ambiente, onde podemos observar 4 linhas com forte alargamento

Figura 21 – Transmissão do feixe fraco em função da dessintonia. Curva preta (tracejada) sem feixe forte, curva azul (sólida) na presença do feixe forte.



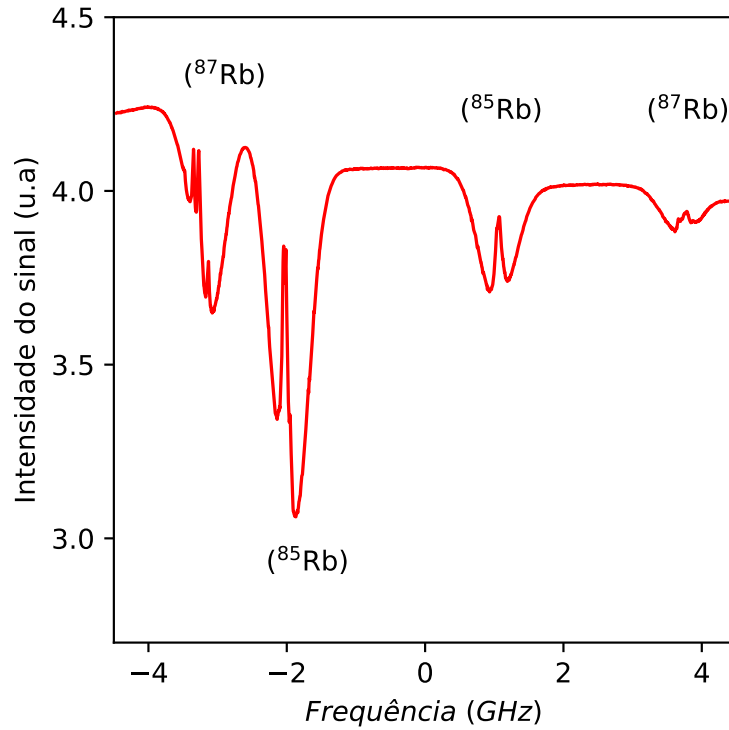
Fonte: O autor (2022).

Doppler e dentro delas as possíveis transições entre os níveis hiperfinos. A primeira linha está associada às transições $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1, 2, 3$, do rubídio-87, enquanto que a quarta linha se vincula às transições $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 0, 1, 2$. A segunda e a terceira linhas são as transições correspondentes para o rubídio-85.

Entretanto, esse tratamento simplificado de um átomo de dois níveis não descreve todos os picos que aparecem no sinal de absorção saturada do rubídio 87 (Fig. 23). Evidentemente, esperamos picos em $F' = 1, 2, 3$ do estado $5^2P_{3/2}$, porém existem três picos adicionais, conhecidos como *cross-overs*. Os *cross-overs* surgem quando um átomo que se move com velocidade não nula interage, simultaneamente, com os feixes forte e fraco. Isso acontece quando a frequência do laser está deslocada de exatamente metade da diferença de frequência entre duas transições, de tal modo que no referencial do átomo ambos os feixes estão em diferentes ressonâncias devido ao deslocamento Doppler. Como o feixe forte satura a transição, o feixe fraco é também menos absorvido, resultando em um pico. Na Fig. 23 vemos os correspondentes *cross-overs* $F'_c = 1 - 3$ (entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 1$ e $F = 2 \rightarrow F' = 3$), $F'_c = 1 - 2$ (entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 1$ e $F = 2 \rightarrow F' = 2$) e $F'_c = 2 - 3$ (entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 2$ e $F = 2 \rightarrow F' = 3$).

Na Fig. 24 vemos picos em $F' = 0, 1$ e 2 correspondentes às transições do estado

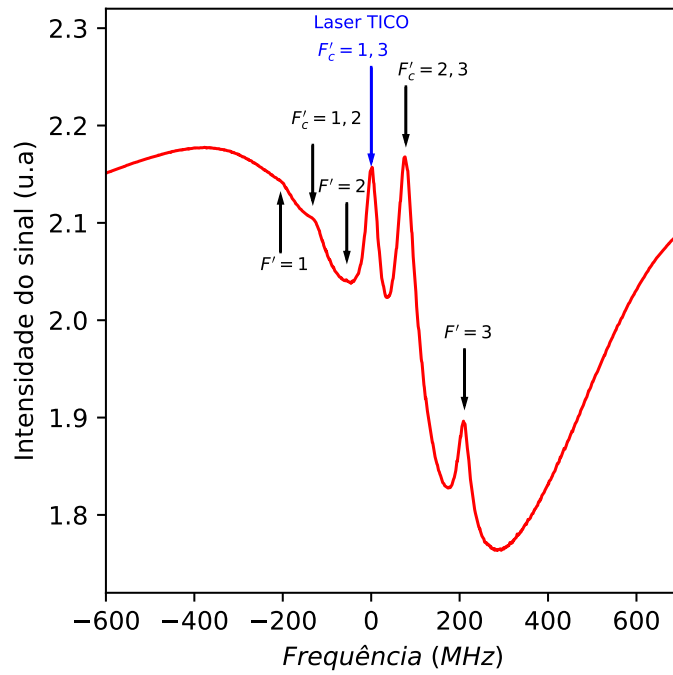
Figura 22 – Espectro completo da absorção saturada para a linha D_2 do rubídio à temperatura ambiente. A primeira linha está associada às transições $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1, 2, 3$, do rubídio-87, enquanto que a quarta linha se vincula às transições $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 0, 1, 2$.



Fonte: O autor (2022).

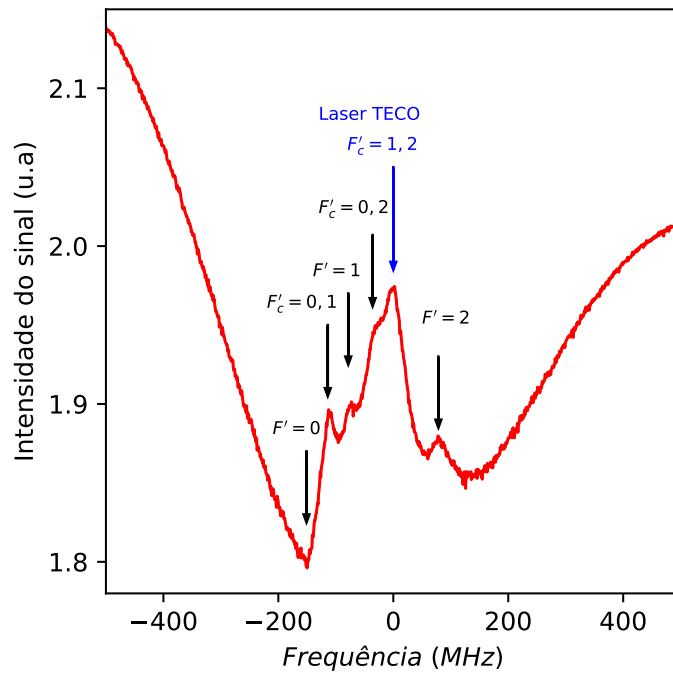
$5^2S_{1/2}, F = 1$ para os estados $5^2P_{3/2}, F' = 0, 1$ e 2 e os correspondentes *cross-overs* $F'_c = 0-1$ (entre as transições $F = 1 \rightarrow F' = 0$ e $F = 1 \rightarrow F' = 1$), $F'_c = 0-2$ (entre as transições $F = 1 \rightarrow F' = 0$ e $F = 1 \rightarrow F' = 2$) e $F'_c = 1-2$ (entre as transições $F = 1 \rightarrow F' = 1$ e $F = 1 \rightarrow F' = 2$).

Figura 23 – Espectro de absorção saturada para as transições entre os estados $5^2S_{1/2}, F = 2$ e $5^2P_{3/2}, F' = 1, 2$ e 3 , com os correspondentes *cross-overs* F'_c .



Fonte: O autor (2022).

Figura 24 – Espectro de absorção saturada para as transições entre os estados $5^2S_{1/2}, F = 1$ para os estados $5^2P_{3/2}, F' = 0, 1$ e 2 e os correspondentes *cross-overs* F'_c .



Fonte: O autor (2022).

3.7 FEIXES LASERS DE ARMADILHAMENTO E REBOMBEIO

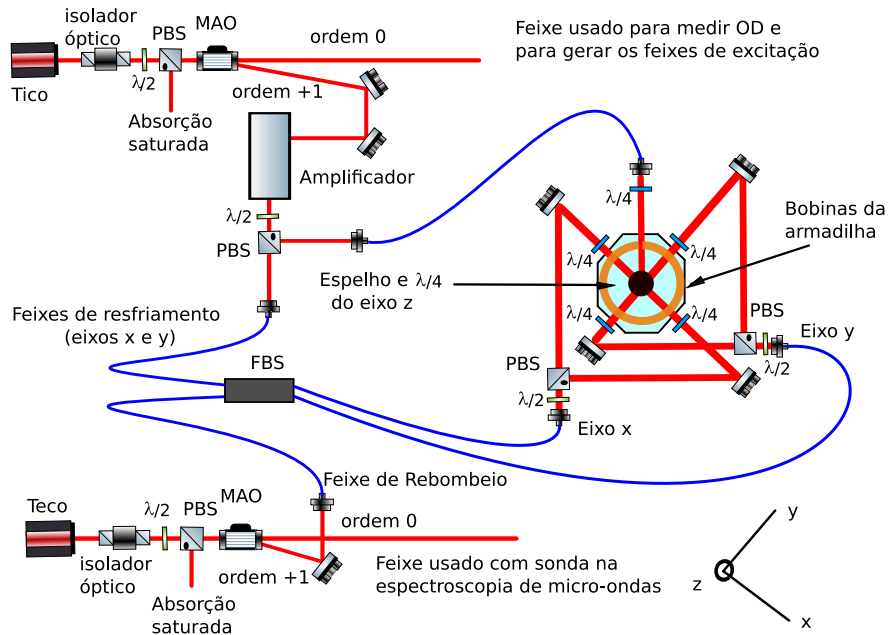
Para o funcionamento da armadilha magneto-óptica é necessária a utilização de dois lasers. O laser de resfriamento será denominado de Tico, e o de rebombeio de Teco. Eles são lasers de diodo (Thorlabs – modelo DI7140-2015) que emitem luz em comprimentos de onda da ordem de 780 nm (THORLABS,). Na saída de ambos os lasers utilizamos isoladores ópticos para proteção dos lasers. Para uma temperatura de 25.2 °C e uma corrente de 93 mA, a potência do laser Tico na saída do isolador óptico é da ordem de 38 mW, e para o laser Teco, 65 mW de potência para uma temperatura de 22.1 °C e uma corrente de 110 mA. Para o travamento dos lasers nas frequências desejadas, utilizamos um circuito de travamento que gera um sinal de erro, a partir de um pico de transição de um sinal de absorção saturada, proporcional à dessintonia do laser da frequência desejada. O sinal de erro é enviado à caixa de controle de corrente do laser para produzir o ajuste desejado. Para mais detalhes sobre a estabilização de frequência de lasers de diodo em experimentos com átomos frios ver referência (WEEL; KUMARAKRISHNAN, (2002)).

O laser Tico é travado na ressonância de *cross-over* $F'_c = 1 - 3$ (entre as transições $F = 2 \rightarrow F' = 1$ e $F = 2 \rightarrow F' = 3$), ver Fig. 23. O laser Teco é travado na ressonância de *cross-over* $F'_c = 1 - 2$ (entre as transições $F = 1 \rightarrow F' = 1$ e $F = 1 \rightarrow F' = 2$), ver Fig. 24.

Ajustamos as frequências dos lasers no valor desejado utilizando Moduladores Acústico-Ópticos (MAO). Utilizamos moduladores fabricados pela empresa Gooch & Housego nos modelos 3110-120 (centrado em 110 MHz) e 3200-124 (centrado em 200 MHz). Com o MAO apresentando uma frequência de modulação de 187,8 MHz, ajustamos o feixe proveniente do laser Tico a uma dessintonia de -24 MHz da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$, produzindo assim os feixes de resfriamento. Tal dessintonia negativa é necessária para a produção do melaço óptico (ver Eq.(3.6)). Utilizamos a ordem +1 de difração do MAO para deslocar a frequência do feixe, o qual tem a potência aumentada por um amplificador (Sacher Lasertechnik – modelo Tapered Littrow Laser) com potência máxima de saída de até 1,5 W para uma potência de 17 mW na entrada do amplificador.

A saída do amplificador é dividida em dois feixes com a utilização de uma placa de meia onda $\lambda/2$ e um cubo divisor de feixe por polarização PBS (do inglês *Polarizing Beam Splitter*), transmitindo luz com polarização linear horizontal e refletindo luz com polarização vertical. O feixe transmitido pelo cubo dá origem aos feixes xy da AMO, e o feixe refletido dá origem ao feixe na direção do eixo z da armadilha. Ambos os feixes são acoplados em fibras ópticas

Figura 25 – Esquema simplificado da armadilha magneto-óptica. MAO: modulador acústico óptico; PBS: divisor de feixe por polarização (do inglês *Polarizing Beam Splitter*); FBS: divisor de feixe em fibra (do inglês *Fiber Beam Splitter*); $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda



Fonte: O autor (2022).

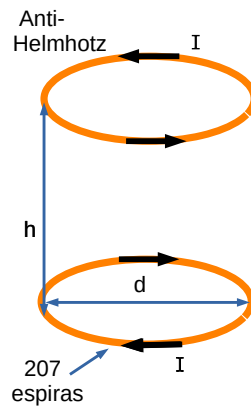
mantenedoras de polarização que levam os feixes até a região da AMO, como mostra a Fig. 25.

Os átomos excitados para o nível $F' = 3$ podem apenas decair para o estado fundamental $F = 2$, em uma chamada transição cíclica. Porém, existe uma probabilidade dos átomos serem excitados para o nível $F' = 2$. Deste modo, eles podem decair para o nível $F = 1$, saindo assim do ciclo de resfriamento. Para recolocar os átomos no ciclo de resfriamento, utilizamos um feixe de rebombeio. O feixe de rebombeio é proveniente do laser Teco, que é travado no *cross-over* $F'_c = 1 - 2$. Utilizando um MAO com uma frequência de modulação de 78,5 MHz, deslocamos a frequência do laser Teco para a ressonância $F = 1 \rightarrow F' = 2$, e acoplamos a ordem +1 de difração em uma fibra mantenedora de polarização. Misturamos então a luz do laser Teco com os feixes de resfriamento das direções xy em um divisor de feixe em fibra (FBS, do inglês *Fiber Beam Splitter*), como podemos ver na Fig 25.

3.8 CAMPO MAGNÉTICO DA ARMADILHA

Para gerar o campo magnético da armadilha, utilizamos um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, com as correntes fluindo em direções contrárias através das bobinas. Nessa

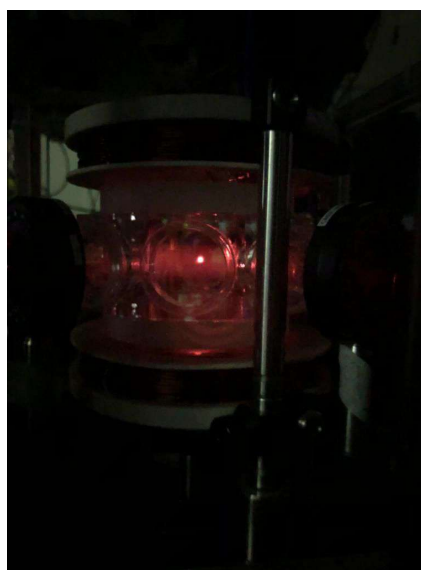
Figura 26 – Esquema da configuração do campo magnético da armadilha magneto-óptica na configuração anti-Helmholtz.



Fonte: O autor (2022).

configuração, geramos um campo magnético nulo na região central e que cresce aproximadamente linearmente em todas as direções na vizinhança da região central. As bobinas têm um diâmetro $d = 10,5$ cm, com 207 voltas de fio de cobre e uma corrente $I = 4$ A fluindo através delas, gerando um gradiente magnético estimado de 10 G/cm na região central. A distância de separação entre as bobinas é de aproximadamente $h = 6,6$ cm. Na Fig. 26 vemos um esquema simplificado da configuração de campo magnético utilizada na armadilha magneto-óptica. Na Fig. 27 mostramos uma fotografia da nuvem de átomos frios e armadilhados em nosso sistema.

Figura 27 – Foto da armadilha magneto-óptica (vista lateral).



Fonte: O autor (2022).

3.9 SISTEMA DE VÁCUO

Os átomos de rubídio-87 na armadilha podem escapar da região de confinamento devido a colisões com átomos do vapor de fundo. Para reduzir esse efeito, diminuimos a pressão do vapor de modo a obter um nível de ultra-alto vácuo. Para tal propósito, utilizamos um sistema com 3 tipos de bombas de vácuo: uma bomba mecânica (Varian Mechanical Vacuum Pumps sd 40), uma turbo molecular (Agilent Turbo V81-AG) e uma bomba iônica (Vaclon plus 20). Em nosso sistema existe uma válvula que separa o tubo onde a bomba mecânica e turbo molecular são conectadas do resto do sistema.

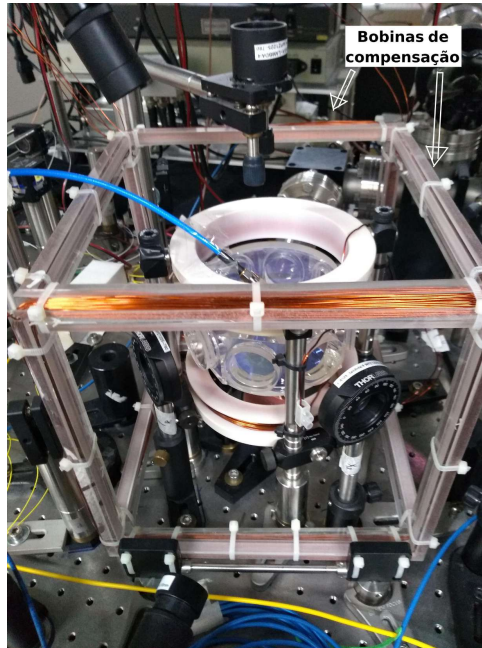
Na montagem do sistema de vácuo, é necessário lavar todas as peças com acetona e isopropanol para remover toda sujeira (MORALES, (2016)). Foram utilizados flanges e anéis de cobre nas conexões para unir os componentes. Além disso, foi acoplado o dispensador de átomos de rubídio que libera átomos quando uma corrente elétrica entre 4 e 12 A é aplicada entre seus terminais.

Na etapa inicial, conecta-se a bomba mecânica, que pode chegar até uma pressão de 10^{-3} mbar. O bar é uma unidade de pressão equivale a exatamente 100 000 Pascals (10^5 Pa). Este valor de pressão é muito próximo ao da pressão atmosférica padrão, que é definido como $1,01325 \times 10^5$ Pa. Ao atingir esse nível de pressão, a bomba turbo molecular é ligada automaticamente e começa a operar. Ela pode atingir um nível de até 10^{-7} mbar. Nesse nível de pressão, a bomba iônica então começa a funcionar, chegando a pressões da ordem de 10^{-8} mbar. Nessa etapa, a válvula pode finalmente ser fechada e a bomba mecânica e turbo molecular podem ser desconectadas, mantendo apenas a bomba iônica ligada.

3.10 ESPECTROSCOPIA DE MICRO-ONDAS

Com o objetivo de cancelar campos magnéticos espúrios indesejados, devidos ao campo magnético da Terra (que pode chegar até 0,65 Gauss em algumas regiões da Terra) assim como àqueles campos gerados pelos equipamentos do nosso próprio laboratório, usamos três pares de bobinas quadradas na configuração Helmholtz. Cada bobina é composta por 52 voltas de fio de cobre de calibre 18 com 1.024 mm de diâmetro, com dimensões de 22,5 cm para cada lado (ver Fig. 28). Para uma corrente de 1 A passando por elas, podemos gerar um campo de 1 G no centro. Estas bobinas foram reconstruídas em Setembro de 2019, após verificarmos que uma pequena diferença na resistência das bobinas era devido a uma diferença de 10 voltas

Figura 28 – Bobinas de compensação utilizadas para o cancelamento do campo magnético espúrio.

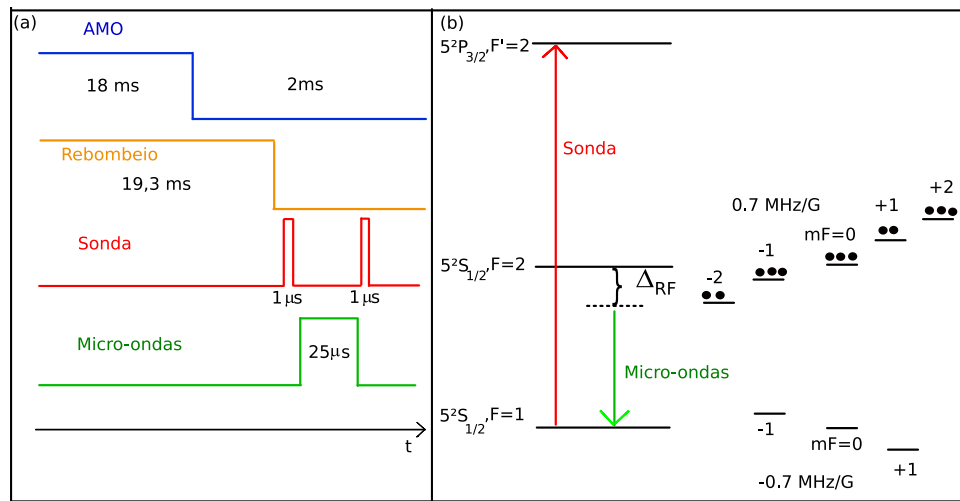


Fonte: O autor (2022).

de fio de cobre entre as bobinas dos pares do eixo y e do eixo z. Essa diferença nas voltas de fio foi responsável por uma oscilação na função de correlação de segunda ordem, $g^{(2)}(\tau)$, que persistia mesmo para uma escala de tempo longa de dezenas de microsegundos, de modo que a propriedade $g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) \rightarrow 1$ não era verificada (ver Fig. A.9 no apêndice de um artigo anterior do nosso grupo (MOREIRA et al., (2021)) e a respectiva tese de doutorado (MOREIRA, (2018))).

A presença de um campo magnético espúrio sobre os átomos resulta na quebra de degenerescência dos subníveis Zeeman. Para caracterização, utilizamos a técnica de espectroscopia de micro-ondas entre os dois estados hiperfinos fundamentais do rubídio-87 (transições $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2S_{1/2}, F = 2$) (ALMEIDA et al., (2016); MORALES, (2016)). A sequência temporal de geração dos pulsos utilizados para a execução da técnica de espectroscopia de micro-ondas, feita por uma placa Arduino Due, está esquematizada na Fig. 29(a). Durante 18 ms os feixes de resfriamento, o feixe de rebombeio e o campo magnético quadrupolar da armadilha permanecem ligados. Após o desligamento dos feixes de resfriamento e do campo magnético, o feixe de rebombeio permanece ligado por mais 1,3 ms preparando todos os átomos no estado $5^2S_{1/2}, F = 2$. Depois de 10 μs do desligamento do feixe de rebombeio, enviamos um pulso de sonda, que tem duração de 1 μs e ressonante com a transição

Figura 29 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para a espectroscopia de micro-ondas. (b) Esquema parcial de níveis do rubídio-87 na presença do pulso de sonda, micro-ondas e campo magnético espúrio.



Fonte: O autor (2022).

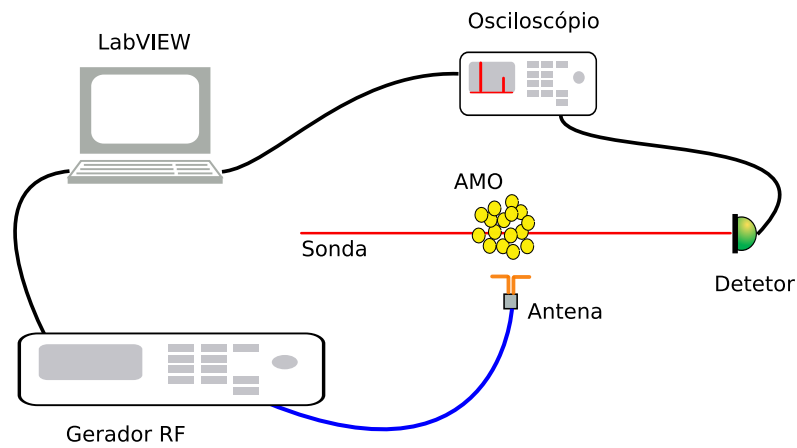
$5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 2$, para medir a sua intensidade inicial I_0 . Este pulso é totalmente transmitido sem nenhuma absorção, uma vez que não existe qualquer átomo no estado $5^2S_{1/2}, F = 1$. Sua intensidade é medida por um fotodetector (Thorlabs – modelo APD120A/M), com sinal de pico de 50 mV no detector medido através de um osciloscópio, o que equivale a uma intensidade de $1,5 \times 10^{-2} \text{ mW/cm}^2$. Após $1 \mu\text{s}$ é enviado o pulso de micro-ondas que tem uma duração de $25 \mu\text{s}$, que transfere os átomos de $5^2S_{1/2}, F = 2$ para $5^2S_{1/2}, F = 1$, induzindo transições entre seus subníveis Zeeman. Na Fig. 29(b) mostramos um esquema parcial de níveis do rubídio-87 na presença do pulso de sonda, micro-ondas e campo magnético espúrio.

O pulso de micro-ondas é gerado por meio de um gerador de frequências de rádio (RF) fabricado pela empresa Agilent Technologies (modelo E8257D), com uma potência de 18 dBm (63 mW). Após o pulso de micro-ondas, enviamos o segundo pulso de sonda de $1 \mu\text{s}$ de duração e medimos sua intensidade I . Toda essa sequência ocorre em um único ciclo de ligar e desligar a armadilha. Para cada ciclo da armadilha, medimos a transmissão para um dado valor de dessintonia $\Delta_{RF} = \omega_{RF} - \omega_{hp}$ do pulso de micro-ondas em relação à transição hiperfina $\omega_{hp} = 6,834682610 \text{ GHz}$, onde ω_{RF} representa a frequência da micro-onda.

O conjunto de todas as medidas variando a frequência da micro-onda forma o espectro de absorção do pulso de prova e nos mostra a separação entre os subníveis Zeeman dos átomos. O pulso de micro-ondas é varrido em frequência, em um intervalo entre -2 MHz e 2 MHz em

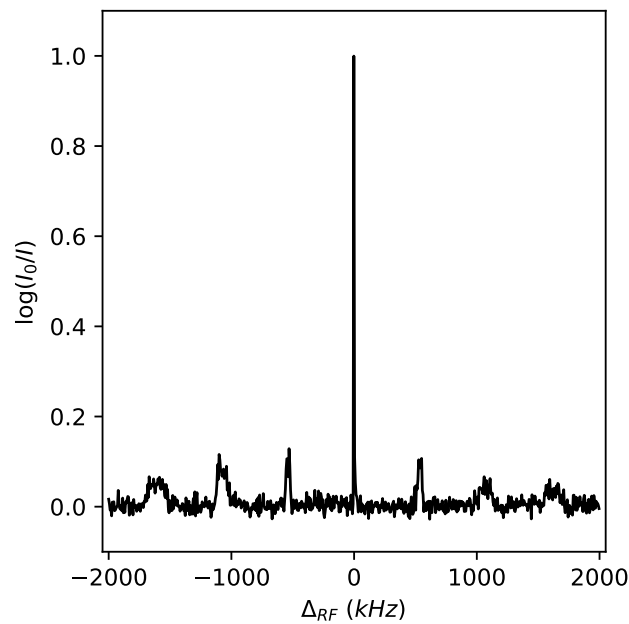
torno da frequência central ω_{hp} , com um passo de 6 kHz para cada variação de frequência. A aquisição dos dados é feita usando um programa em LabVIEW que faz a varredura em frequência do gerador de micro-ondas. O programa também registra os dados do osciloscópio para cada valor de frequência RF, permitindo obter os valores das intensidades I_0 e I , gerando um gráfico do $\log(I_0/I)$ em função da dessintonia Δ_{RF} . Na Fig. 30 é mostrado um esquema simplificado de montagem da técnica de espectroscopia de micro-ondas.

Figura 30 – Esquema de montagem simplificado da técnica de espectroscopia de micro-ondas



Fonte: O autor (2022).

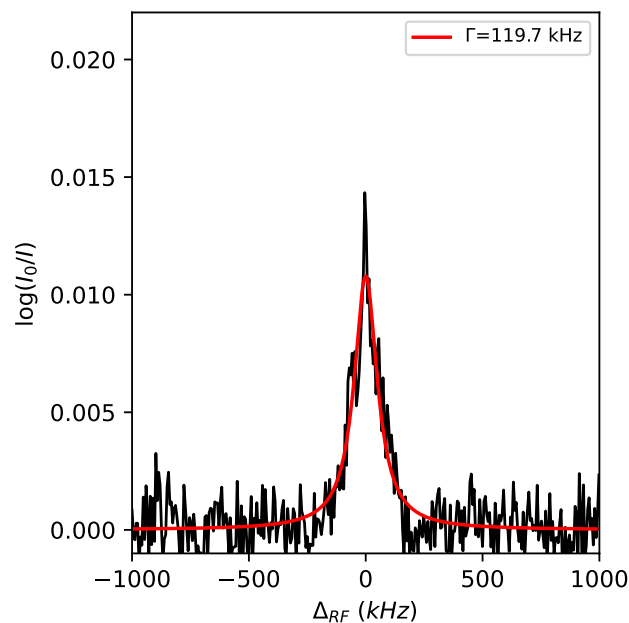
Figura 31 – Espectro na presença do campo magnético espúrio, onde $I_x = I_y = I_z = 0$ mA.



Fonte: O autor (2022).

Inicialmente medimos o espectro na presença do campo magnético espúrio na região da armadilha. Para isso, fixamos a corrente das bobinas com todos os valores nulos, isto é, $I_x = I_y = I_z = 0$ mA. Na Fig. 31 podemos identificar os sete picos correspondentes às ressonâncias Zeeman para as transições σ ($\Delta m_F = \pm 1$) e π ($\Delta m_F = 0$). A separação entre os picos é de 532 kHz, o que corresponde a um campo magnético espúrio de aproximadamente 0,76 G. O pico central corresponde à transição π entre os níveis com $m_F = 0$, que são insensíveis ao campo magnético. Podemos observar uma variação da largura da linha dos picos à medida que aumenta o m_F , revelando a existência de um pequeno gradiente de campo magnético.

Figura 32 – Espectro de cancelamento do campo magnético espúrio, onde $I_x = 30,2$ mA, $I_y = 61,9$ mA e $I_z = 275,7$ mA.



Fonte: O autor (2022).

Para o cancelamento dos campos magnéticos espúrios variamos as correntes nas bobinas até minimizar a separação entre os picos. A configuração de correntes que minimizou o campo espúrio foi de $I_x = 30,2$ mA, $I_y = 61,9$ mA e $I_z = 275,7$ mA¹. Nesse espectro, o pulso de micro-ondas foi varrido em frequência, em um intervalo entre -1 MHz e 1 MHz em torno da frequência central ω_{hp} , com um passo de 6 kHz para cada variação de dessintonia. Na Fig. 32 observamos o espectro de cancelamento com um único pico. A largura a meia altura

¹ Medimos o valor da tensão em um multímetro na escala de mV e dividimos pelo valor da resistência de $0,47 \Omega$, assim obtemos o valor da corrente em mA.

Γ do espectro de absorção do pulso de sonda é, neste caso, 119,7 kHz. Considerando que os picos extremos estão distanciados por essa frequência, o campo magnético residual seria aproximadamente de 28,9 mG. Vale a pena ressaltar que o cancelamento do campo magnético espúrio é um procedimento que é feito repetidas vezes ao longo do tempo, sempre com o objetivo de otimizá-lo.

3.11 PROFUNDIDADE ÓPTICA

A profundidade óptica OD (do inglês *optical depth*) é uma medida da absorção de um feixe de baixa intensidade que atravessa a amostra de átomos frios. Ela é uma grandeza diretamente proporcional ao número de átomos da armadilha, ou seja, $OD \propto N$ (SWINEHART, (1962); OLIVEIRA et al., (2014)). A profundidade óptica, em nosso experimento, é medida na transição entre os estados $5^2S_{1/2}, F = 2$ e $5^2P_{3/2}, F' = 3$. O alinhamento do feixe passando no centro da nuvem de átomos frios é feito utilizando um feixe de alta potência, cerca de 1 mW, e observando a fluorescência através de uma câmera (Thorlabs – Modelo DCC3260). Deste modo, garantimos que o feixe será absorvido pelo maior número de átomos possível. Após isso, utilizamos filtros para reduzir a potência do feixe de modo a não saturar os átomos, obtendo intensidades entre 50 a 100 mV no detetor (Thorlabs – Modelo APD120A/M), que é medido através do uso de um osciloscópio, que correspondem a intensidades entre $1,5 \times 10^{-2}$ mW/cm² e $3,0 \times 10^{-2}$ mW/cm². O feixe tem diâmetro $4\sigma = 415 \mu m$ na posição da nuvem, onde σ representa a meia largura e meia altura. O diâmetro do feixe foi medido usando uma câmera (CCD CAMERA BEAM PROFILER, modelo BC106N-VIS/M) da THORLABS. Como não é possível colocar a câmera para medir o diâmetro dentro da câmara de vácuo, colocamos um espelho removível, na entrada da câmara de vácuo, para desviar o feixe e posicionamos a câmera a uma distância que corresponda exatamente a mesma distância que o feixe se propagaria até chegar a região central da câmara de vácuo. Desse modo, conseguimos determinar o diâmetro transversal do feixe na região central da nuvem de átomos frios.

Toda a sequência temporal dos pulsos para a medida da profundidade óptica, feita por uma placa Arduino Due, está representado na Fig. 33(a). Durante 23 ms, os feixes de resfriamento, o feixe de rebombeio e o campo magnético quadrupolar da armadilha permanecem ligados. Após o desligamento dos feixes de resfriamento e do campo magnético, o feixe de rebombeio permanece ligado por mais 0,9 ms, preparando todos os átomos no estado $5^2S_{1/2}, F = 2$. Depois de 550 μs do desligamento do feixe de rebombeio, atuamos sobre os átomos com um

Na grande parte das medidas que foram realizadas nesse trabalho, a OD foi da ordem de 15, correspondendo a $N \approx 10^6$ átomos contribuindo para a luz nos modos detetados (ORTIZ-GUTIÉRREZ et al., (2018); OLIVEIRA et al., (2014)).

4 CORRELAÇÕES QUÂNTICAS NO ESPALHAMENTO DE LUZ POR ENSEMBLES DE ÁTOMOS DE 2 NÍVEIS

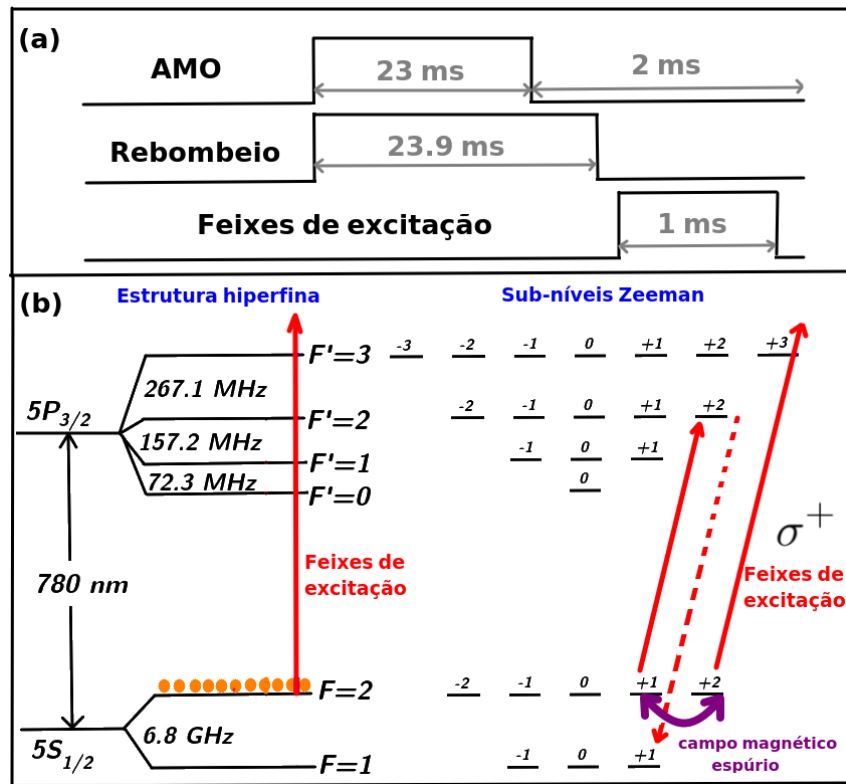
Neste capítulo, mostramos pela primeira vez a observação de correlações quânticas no espalhamento de luz por ensembles de átomos de 2 níveis. Primeiramente, detalhamos a montagem do experimento para a observação de correlações não clássicas via mistura de quatro ondas em átomos frios com dois níveis de energia puros. Descrevemos como a caracterização do bombeio óptico para um sistema de dois níveis pode ser feita tanto através do grau de polarização da luz espalhada, que é determinada através da visibilidade, ou através da técnica de microscopia de micro-ondas, onde podemos sondar efetivamente a distribuição dos átomos nos subníveis Zeeman. Todo o processo de fotodeteção e de análise de dados também é discutido, juntamente com os resultados mostrando a observação de correlações não clássicas nesse sistema de dois níveis que são caracterizadas a partir da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, válida para campos clássicos. Isso resultou em uma primeira publicação no início desse ano (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)).

4.1 MONTAGEM DO EXPERIMENTO

Nesta seção, descrevemos o aparato experimental e a sequência temporal de pulsos para a realização do experimento, os quais são fornecidos por uma placa Arduino Due. Preparamos uma nuvem de átomos frios de rubídio-87 mantendo ligados, durante 23 ms, os feixes de resfriamento e rebombeio e o campo magnético quadrupolar da armadilha. Após o desligamento dos feixes de resfriamento e do campo magnético, o feixe de rebombeio permanece ligado por mais 0,9 ms, preparando todos os átomos no estado $5^2S_{1/2}, F = 2$. Depois de 23,9 ms, todos os feixes de resfriamento, rebombeio e campo magnético ficam desligados. Após cerca de 50 μs , excitamos a nuvem de átomos com dois feixes contrapropagantes durante 1 ms. O ciclo completo da armadilha se repete a cada 25 ms, o que corresponde a um taxa de repedição de 40 Hz, ou seja, 40 ciclos de armadilha por segundo (ver Fig. 34(a)). Os dois feixes de excitação são gerados de forma independente a partir de um divisor de feixes em fibra mantedor de polarização, e têm diâmetros 4σ de 414 e 421 μm na posição da nuvem, respectivamente. Ambos têm a mesma potência P , controladas independentemente por cubos divisores de feixe por polarização PBS (do inglês *Polarizing Beam Splitter*) e placas de meia-onda $\lambda/2$. Eles possuem a mesma frequência ω e dessintonia Δ da transição $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$,

pois são gerados a partir da mesma ordem de difração de dois moduladores acústico-ópticos, o primeiro em passagem simples e o segundo em dupla passagem (ver Fig. 35). A polarização dos feixes de excitação é definida pela passagem através de dois PBS em sequência, cada um deles transmitindo a polarização horizontal. A transmissão através de dois PBS em sequência garante uma polarização horizontal bem definida, melhor que 1 parte em 10^5 . Em seguida a polarização de cada feixe é transformada em circular σ^+ através da passagem por placas de quarto de onda $\lambda/4$. Esses feixes com polarização circular σ^+ bombeiam opticamente os átomos até o nível Zeeman extremo com $m_F = 2$, de modo que somente a transição cíclica $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3$ entre esses dois níveis seja pertinente para o experimento (ver Fig. 34(b)). Toda a caracterização do bombeio óptico para o nível Zeeman extremo com $m_F = 2$ será discutida na seção 4.2.

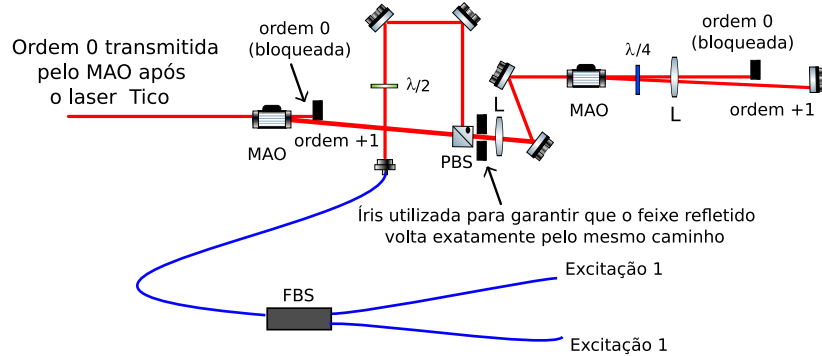
Figura 34 – (a) Sequência temporal do experimento. (b) Estrutura Zeeman dos dois níveis que participam do processo de mistura de quatro ondas.



Fonte: O autor (2022).

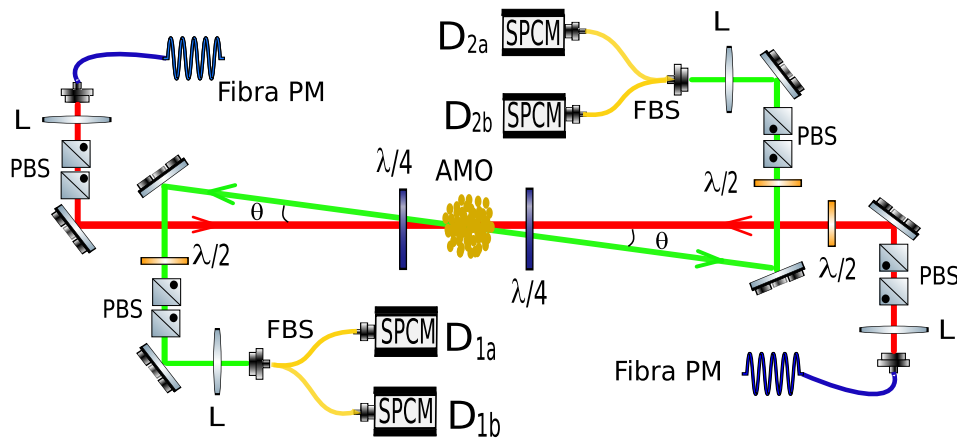
Podemos ver na Fig. 36 que os fótons emitidos são detectados numa direção $\theta = 3^\circ$ em relação aos feixes de excitação, e propagam-se na mesma direção mas em sentidos contrários, garantindo assim a condição de casamento de fase. Os modos de detecção são definidos por fibras monomodo, com diâmetros 4σ de 140 e 141 μm na posição da nuvem, respectivamente.

Figura 35 – Montagem experimental para geração dos feixes de excitação, com o primeiro MAO em passagem simples e o segundo em dupla passagem. Ver referência (MCCARRON, (2007)) para mais detalhes sobre alinhamento de MAO na configuração de dupla passagem. PBS: divisor de feixe por polarização; MAO: Modulador Acústico-Óptico; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente; FBS: divisor de feixe em fibra mantedor de polarização.



Fonte: O autor (2022).

Figura 36 – Esquema experimental simplificado da mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante. PBS: divisor de feixe por polarização; SPCM: módulo de contagem de fótons individuais (detectores D_{1a} , D_{1b} , D_{2a} e D_{2b}); AMO: armadilha magneto-óptica; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente com distância focal de 1 m. Fibra PM: Fibra Óptica Mantenedora de Polarização.

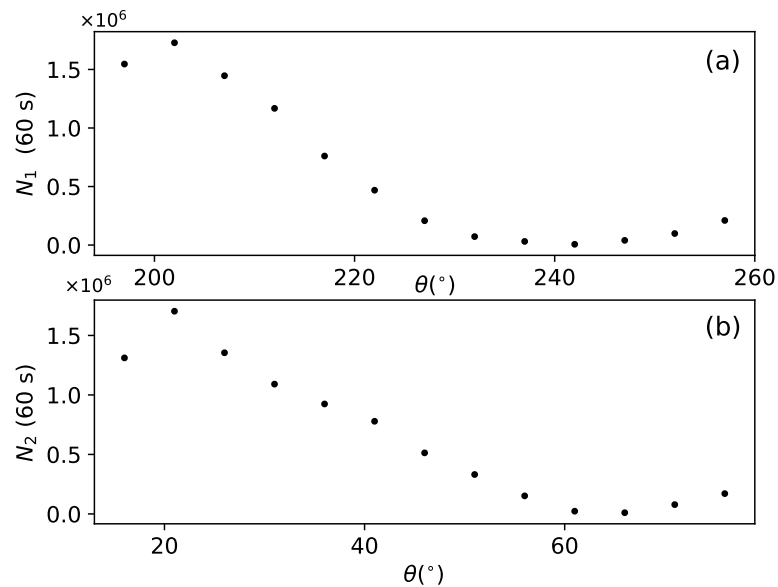


Fonte: O autor (2022).

Essa escolha com $\theta \neq 0$ permite separar espacialmente os fótons emitidos pela nuvem dos fótons provenientes dos feixes de excitação, funcionando como uma espécie de filtro espacial. Por outro lado, nos restringimos a valores pequenos de θ de modo a maximizar o volume de interação definido pelos feixes de excitação e os modos de detecção. O diâmetro dos feixes foi medido usando uma câmera (CCD CAMERA BEAM PROFILER, modelo BC106N-VIS/M) da THORLABS, como descrito na seção 3.11. Os feixes de excitação têm diâmetros maiores, de modo que o perfil transversal deles pode ser aproximado ao de uma onda plana. Por outro lado, os fótons são modos conjugados um em relação ao outro, a fim de garantir que só

fótons que coincidam com as características dos modos alinhados sejam acoplados nas fibras de detecção. Todas as fibras ópticas são acopladas uma em relação a outra com uma eficiência acima de 70%, ou seja, o feixe de excitação 1 é acoplado no modo da fibra que define o feixe de excitação 2 e vice-versa, o mesmo valendo para os modos de detecção dos fótons 1 e 2. A fibra de detecção do fóton 1 é na realidade um braço de entrada de um divisor de feixes em fibra FBS, com o outro braço não utilizado coberto para evitar contaminação com luz espúria do laboratório. As saídas do FBS são conectadas nos detetores 1a e 1b. Uma montagem igual foi feita para o fóton 2, utilizando os detetores 2a e 2b (ver Fig. 36).

Figura 37 – Contagens (60 s) de fótons como função do ângulo da $\lambda/2$ para o fóton 1 e 2, respectivamente. A potência dos feixes antes de atingir a nuvem foi de $39 \mu\text{W}$, para cada feixe de excitação, com $\Delta = +9\Gamma$.



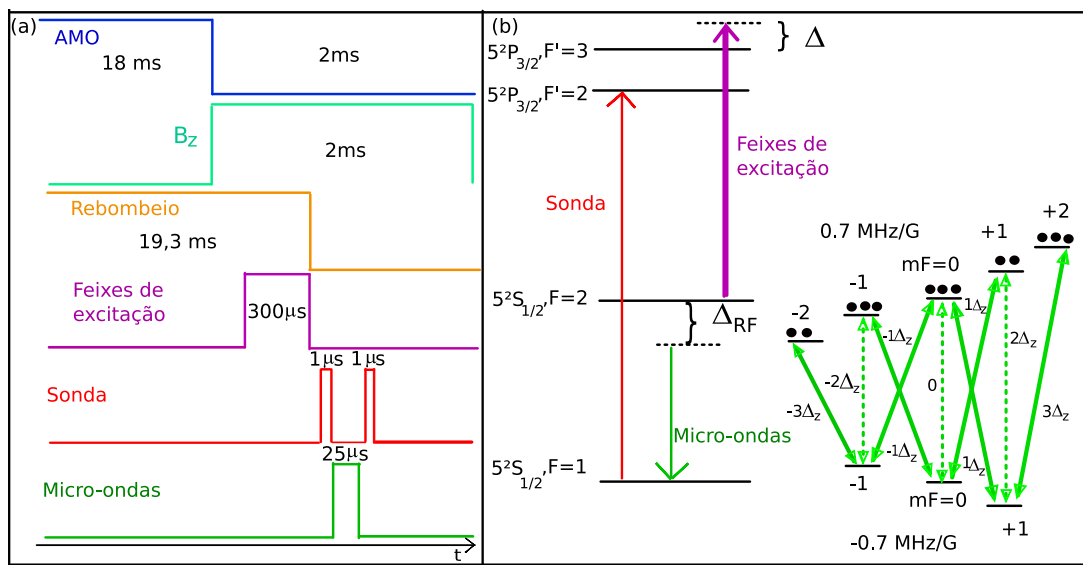
Fonte: O autor (2022).

Os fótons são emitidos na transição cíclica com polarização σ^+ , passam por placas de quarto de onda $\lambda/4$, a fim de mudar sua polarização de circular para linear antes de chegar a um polarizador, que consiste em uma placa de meia onda $\lambda/2$ seguida de dois PBS (ver Fig. 36). Este polarizador funciona como um filtro de polarização, selecionando apenas os fótons com a polarização desejada e eliminando qualquer luz espúria com polarização ortogonal à do fóton. Esse filtro de polarização, no entanto, serve mais para determinar o grau de polarização de bombeio óptico do meio atômico do que para filtrar componentes espúrias, pois a principal fonte de ruído do nosso sistema (os feixes de excitação) tem a mesma polarização dos fótons. A caracterização do grau de polarização da luz detetada pode ser feita através da visibilidade $\mathcal{V}$, definida por $\mathcal{V} = (N_{max} - N_{min}) / (N_{max} + N_{min})$, onde N_{max} e N_{min} são as contagens máxima

e mínima, respectivamente, obtidas a medida que o ângulo da $\lambda/2$ é variado. O número de contagens em função do ângulo da $\lambda/2$ é mostrado na Fig. 37, a partir dela obtemos um grau de projeção linear horizontal médio de $\mathcal{V} = (99,0 \pm 0,2)\%$.

4.2 BOMBEIO ÓPTICO - SISTEMA DE DOIS NÍVEIS

Figura 38 – (a) Sequência temporal dos pulsos utilizados para a caracterização do grau de polarização do *ensemble* atômico. (b) Esquema parcial de níveis do rubídio-87 na presença do pulso de sonda, pulsos de excitação, micro-ondas e campo magnético B_z .



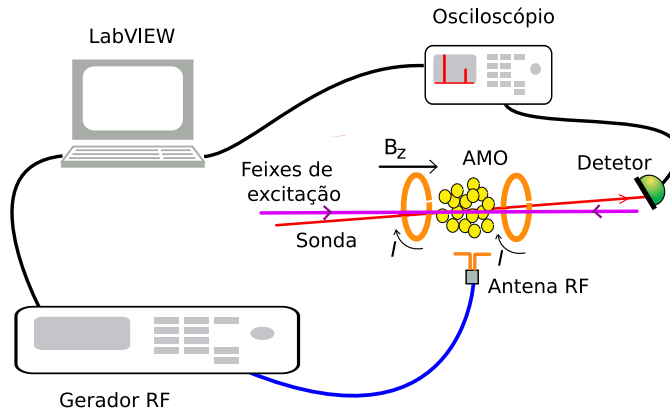
Fonte: O autor (2022).

Uma etapa crucial para a observação de correlações quânticas em nosso experimento é bombear opticamente todos os átomos para um único sub-nível Zeeman, tornando assim o meio atômico polarizado. Em nosso experimento, o nível escolhido foi $5^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$. Para aferir o grau de polarização do *ensemble* atômico, a utilização da visibilidade $\mathcal{V}$ como medida do grau de polarização da luz detetada não é a grandeza mais sensível, uma vez que átomos no nível $5^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 1$ também não espalham luz na polarização σ^+ , assim como átomos no nível $5^2S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$.

Para caracterizar a distribuição de população dos átomos nos vários sub-níveis Zeeman, novamente utilizamos a técnica de espectroscopia de micro-ondas da seção (3.10). A sequência temporal para a execução da técnica é mostrada na Fig. 38(a). As únicas mudanças em relação ao procedimento realizado para cancelamento do campo magnético espúrio da seção (3.10) foram a inclusão dos dois feixes de excitação com polarização σ^+ utilizados no experimento, e

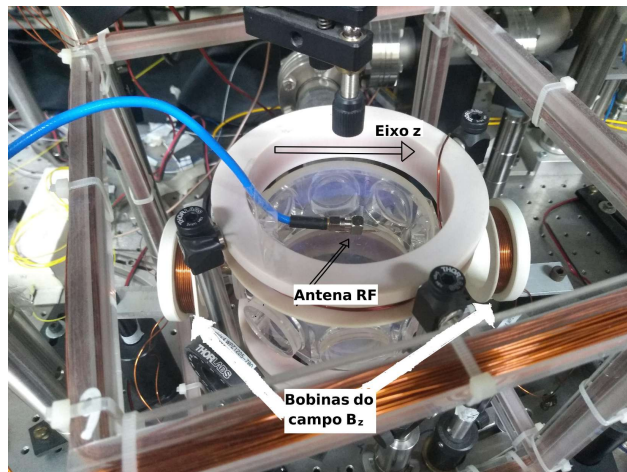
um campo magnético dc, B_z , na direção do feixe de excitação, nosso eixo de quantização z . Este campo magnético B_z é responsável por quebrar a degenerescência dos sub-níveis Zeeman de uma maneira controlada, separando o espectro do campo cancelado em vários picos.

Figura 39 – Esquema de montagem simplificado para a caracterização do grau de polarização do *ensemble* atômico.



Fonte: O autor (2022).

Figura 40 – Fotografia do arranjo experimental com as bobinas que geram o campo magnético B_z ao longo do eixo z . Note que a antena RF foi posicionada aproximadamente alinhada com o eixo z .



Fonte: O autor (2022).

Na Fig. 39 é mostrado um esquema de montagem simplificado para caracterizar a distribuição de população dos átomos nos vários sub-níveis Zeeman. Nessa etapa, incluímos um par de feixes contrapropagantes, os feixes de excitação utilizados no experimento. Lembremos que eles são sintonizados na transição $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$, com potência $P = 530 \mu\text{W}$ e dessintonia $\Delta = +9\Gamma$. Eles possuem ainda polarização σ^+ , sendo assim responsáveis por fazer o bombeio óptico para ao nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$. Eles permanecem ligados

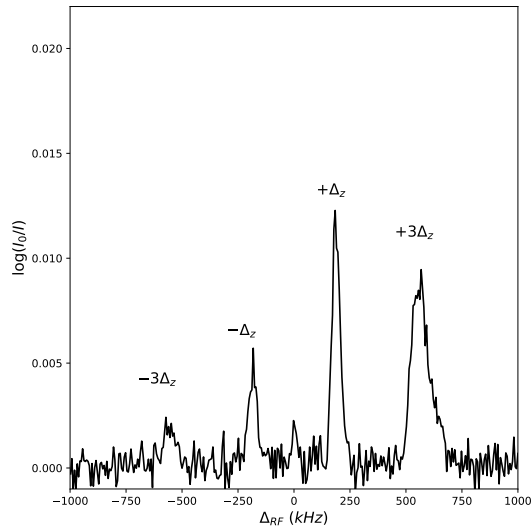
nos últimos 300 μs em que o rebombeio fica ligado. Decidimos manter os feixes de rebombeio ligados juntamente com os feixes de excitação para melhorar a relação sinal ruído do espectro, pois, se desligarmos os feixes de rebombeio antes, alguns átomos podem decair indiretamente para o nível $5^2S_{1/2}, F = 1$, de modo que a intensidade I_0 do primeiro pulso será reduzida devido à absorção pelos átomos no nível $5^2S_{1/2}, F = 1$. Consequentemente, ao gerarmos o gráfico de $\log(I_0/I)$ observamos um maior nível de ruído devido a redução da intensidade I_0 . Nessa montagem, o feixe de sonda foi acoplado na fibra de detecção do fóton 2, fazendo assim um ângulo $\theta = 3^\circ$ com os feixes de excitação. Também foi incluído um par de bobinas responsáveis por gerar o campo B_z , que são circulares com 9 cm de diâmetro, 20 voltas de fio de cobre cada uma e estão separadas por uma distância de 17 cm. Na Fig. 40 mostramos uma fotografia do arranjo experimental com as bobinas ao longo da direção dos feixes de excitação.

Imediatamente após o desligamento dos feixes de resfriamento, o campo magnético B_z é mantido ligado por 2 ms. Com uma voltagem de 4,40 V na fonte de tensão, geramos uma corrente média $I_{med} = 0,14$ A, que é vista no mostrador da fonte de tensão. Como a corrente permanece ligada durante 2 ms a cada ciclo da armadilha que dura 20 ms, temos então uma corrente de pico de $I = (20 \text{ ms}) / (2 \text{ ms}) \times 0,14 \text{ A} = 1,4$ A. Para essa corrente, estimamos um campo magnético B_z da ordem de 268 mG. Tal estimativa é feita a partir da separação em frequência entre os picos em um espectro de micro-ondas (tal espectro será mostrado logo abaixo na Fig. 41) e sabendo que o fator g de Landé para a transição considerada é de 0,70 MHz/G (STECK, (2015)), podemos assim estimar o valor do campo magnético responsável pela separação dos picos do espectro. Outro detalhe importante na montagem foi o posicionamento da antena de RF na direção aproximadamente alinhada com o eixo z , de modo que o campo magnético da micro-onda seja perpendicular ao eixo z . Desse modo, as transições σ^+ e σ^- entre os sub-níveis Zeeman dos estados fundamentais, $5^2S_{1/2}, F = 1$ e $5^2S_{1/2}, F = 2$, são mais favorecidas. As transições favorecidas são representadas por setas com linhas sólidas na Fig. 38(b), enquanto as transições π , suprimidas, são representadas por setas com linhas tracejadas.

Inicialmente vamos considerar a situação em que os feixes de excitação são bloqueados. Com campo magnético B_z ligado, a degenerescência dos sub-níveis Zeeman é quebrada e vemos o único pico que estava em $\Delta_{RF} = 0$ (ver Fig. 32.) se dividir em vários vários picos, com a posição da nossa antena RF favorecendo os picos localizados em $\Delta_{RF} = \pm\Delta_z, \pm3\Delta_z$, como mostrado na Fig. 41.

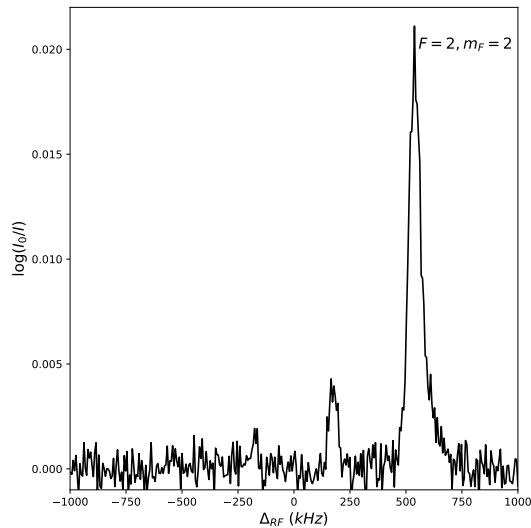
Posteriormente, na Fig. 42 desbloqueamos os feixes de excitação. Podemos observar um

Figura 41 – Espectro com a separação dos sub-níveis Zeeman devido ao campo magnético B_z .



Fonte: O autor (2022).

Figura 42 – Espectro após a realização do bombeio óptico para o nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ correspondente ao pico $\Delta_{RF} = +3\Delta_z$.



Fonte: O autor (2022).

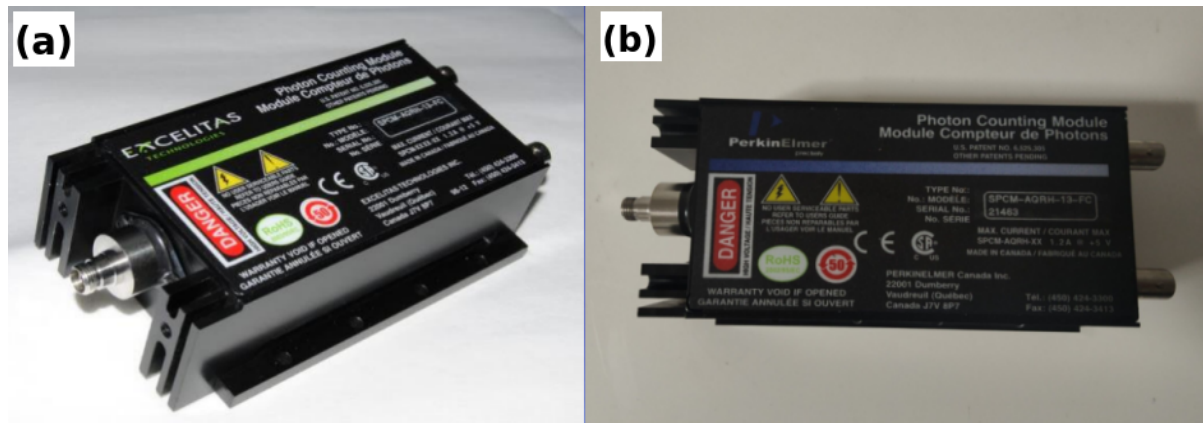
acumulo de população no nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ correspondente ao pico $\Delta_{RF} = +3\Delta_z$, com uma população residual no nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 1$. Nos espectros das Figs. 41 e 42, o pulso de micro-ondas foi varrido em frequência, em um intervalo entre -1 MHz e 1 MHz em torno da frequência central $\Delta_{RF} = 0$, com um passo de 6 kHz para cada variação de frequência. Além disso, ambos os espectros foram medidos em um mesmo dia.

Esta maneira de caracterizar o bombeio óptico para o nível $5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ é mais sensível do que medir a visibilidade $\mathcal{V}$, no sentido de que podemos reduzir o pico em

$\Delta_{RF} = +1\Delta_z$, ajustando as placas de onda que controlam as polarizações dos feixes de excitação. No entanto, esse ajuste fino do bombeio óptico não se traduz em um aumento significativo da visibilidade ou das correlações observadas. Salientamos que o procedimento de obtenção do espectro da Fig. 42 não está nas mesmas condições experimentais para a realização do experimento principal descrito nessa tese, pois o feixe de rebombeio foi mantido ligado juntamente com os feixes de excitação para melhorar a relação sinal ruído do espectro, como foi explicado anteriormente. No entanto, esse espectro ilustra diretamente a ação de bombeio óptico dos feixes de excitação.

4.3 FOTODETEÇÃO

Figura 43 – *Avalanche Photodetectors* (APD's) utilizados na detecção. (a) Modelo SPCM-AQRH-14-FC-ND da empresa Excelitas e (b) modelo SPCM-AQRH-13-FC da empresa Perkin Elmer.

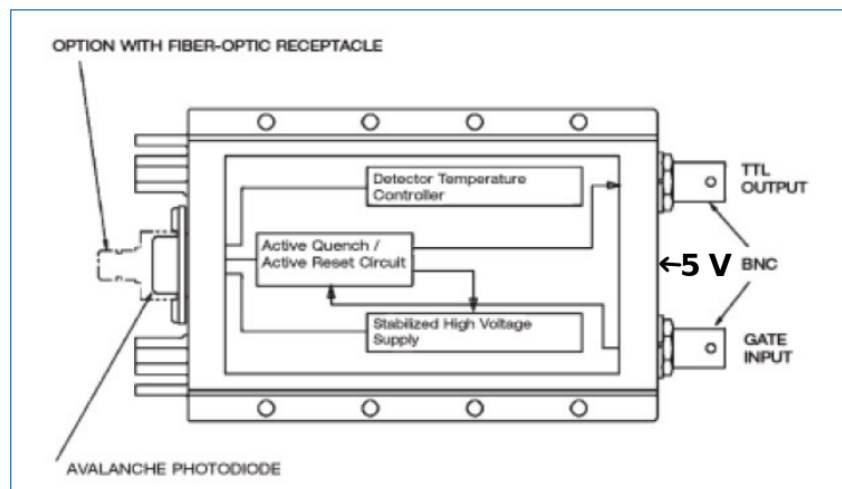


Fonte: O autor (2022).

Em nosso sistema de fotodeteção utilizamos módulos contadores de fótons individuais (*single-photon counting modules* SPCM), que são detetores do tipo APD (*Avalanche Photodetector*) de fótons individuais sem resolução do número de fótons. No total temos 4 APD's, 2 para o fóton 1 e 2 para o fóton 2. Utilizamos dois APD's do modelo SPCM-AQRH-14-FC-ND da empresa Excelitas e dois do modelo SPCM-AQRH-13-FC da empresa Perkin Elmer (ver Fig. 43). Vale a pena ressaltar que são detetores extremamente sensíveis. Portanto, mantemos eles sempre cobertos com uma capa preta e antes de ligá-los devemos desligar as lâmpadas do laboratório. Como mostrado na Fig. 44, cada detetor possui uma entrada de 5 V para ligá-lo, um conector BNC com um *gate* controlando o seu chaveamento, e um *output*, indicando que o detetor disparou. Para cada *gate* enviamos um pulso TTL para ligar os detetores por um 1 ms

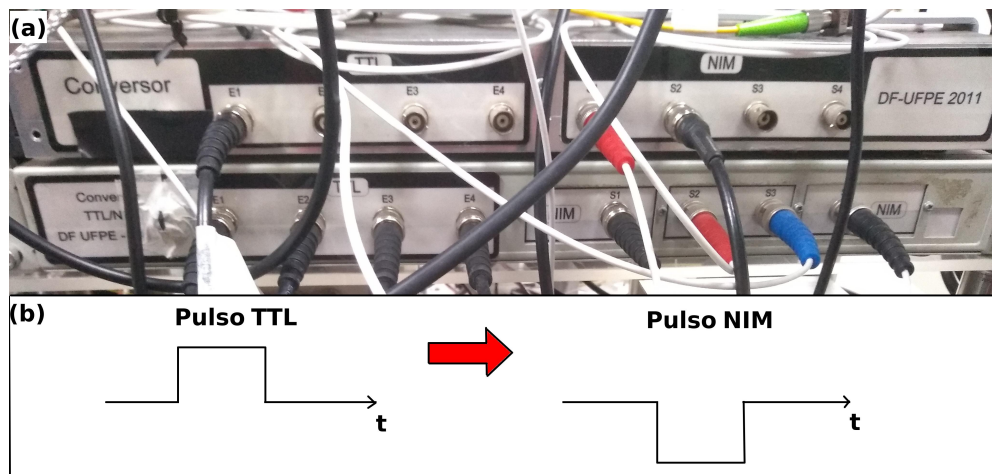
a cada ciclo da armadilha. Esse pulso é gerado pela mesma placa Arduino Due mencionada anteriormente. Cada *output* é um pulso TTL, que passa através de um conversor TTL-NIM (ver Fig. 45) e posteriormente é conectado na placa fotocontadora (modelo MCS6A da empresa FAST ComTec) mostrada na Fig. 46. Essa placa de fotocontagem possui resolução temporal de 0,1 ns por *bin*.

Figura 44 – Detalhes das conexões dos APD's, onde temos a entrada para acoplamento em fibra, uma entrada com 5 V para ligá-los, o *gate* controlando o chaveamento e o *output* indicando que o detector disparou.



Fonte: O autor (2022).

Figura 45 – (a) Dois conversores TTL-NIM. No lado esquerdo de cada conversor temos 4 entradas (E1, E2, E3 e E4) para pulsos do tipo TTL e no lado direito temos 4 saídas (S1, S2, S3 e S4) com os pulsos convertidos para o tipo NIM. (b) Princípio de funcionamento do conversor TTL-NIM.



Fonte: O autor (2022).

Nas entradas da placa de fotocontagem são necessários sinais do tipo NIM, por esse

motivo se faz indispensável utilizarmos o conversor de sinais TTL-NIM. O *start* é oriundo do mesmo pulso do Arduino que vai para o *gate* dos APD's. Ele determina, dentre de cada ciclo, o intervalo de tempo durante o qual a placa registra as contagens de fótons. Esse pulso passa por uma linha de atraso eletrônica extra para compensar o atraso óptico dos fótons detetados. Esse atraso óptico em sua grande parte se deve ao tempo necessário para gerar a onda acústica na difração do MAO, que faz o chaveamento óptico dos pulsos de excitação, e em parte devido ao caminho óptico percorrido pelos feixes. A linha de atraso eletrônica consiste em duas caixinhas com 63,5 ns de atraso cada uma e um rolo de cabo BNC com dezenas de metros. No *stop 1* (detetor 1a), *stop 2* (detetor 1b), *stop 3* (detetor 2a) e *stop 4* (detetor 2b) são conectados os *outputs* dos APD's, com os sinais já convertidos para o tipo NIM.

Figura 46 – Placa de fotocontagem (modelo MCS6A da empresa FAST ComTec), onde as entradas são: *start* (pulso do Arduino), *stop 1* (detetor 1a), *stop 2* (detetor 1b), *stop 3* (detetor 2a) e *stop 4* (detetor 2b).



Fonte: O autor (2022).

A placa é controlada por um *software* onde podemos escolher o tempo durante o qual a medida é feita, o *range* e o *bin*. Esses parâmetros serão explicados logo adiante. Na maioria das situações investigadas nessa tese, fazemos várias medidas com 30 min de duração cada uma, onde podemos analisar separadamente cada medida e posteriormente somar todas as medidas para acumular estatística com uma menor barra de erro. O $bin=1$ corresponde à melhor resolução temporal de 0,1 ns permitida pela nossa placa de fotocontagem, e um $bin = n$ corresponde a uma resolução temporal de $n \times 0,1$ ns. Uma vez escolhida a resolução temporal, que no nosso caso foi o de $bin=1$, escolhemos o *range*, o qual determina a janela temporal durante a qual os fótons são registrados pela placa de fotocontagem. Escolhemos o range com

a mesma duração de 1 ms dos pulsos de excitação. Isso corresponde a $range=10.000.000$ de *bins*. Ao colocarmos esse valor na placa, ela arredonda o valor para $range=10.100.032$, uma vez que opera em uma base binária.

Um ponto que vale a pena ressaltar é que após um detetor disparar, com a placa de fotocontagem registrando um *click*, na análise de dados desconsideramos todos os próximos *clicks* registrados pela placa que aconteceram até 100 ns após o primeiro *click* daquele APD. Por exemplo, após o detetor D_{1a} disparar, na análise de dados vamos considerar apenas o primeiro *click* que aconteceu e desconsiderar os próximos *clicks* do APD D_{1a} nos 100 ns seguinte. Isso se deve ao fato de que o APD tem um “tempo morto”, que corresponde ao tempo necessário para ela se preparar para registrar um novo evento. Todos os *clicks* registrados dentro desse “tempo morto” podem ser confundidos por *clicks* que são gerados por um processo térmico dentro do detetor (*afterpulsing*) (COVA et al., (1996)), e desse modo são desconsiderados. Após transcorrido esse “tempo morto”, podemos novamente considerar um novo primeiro *click* e desconsiderar novamente os *clicks* espúrios dentro dos próximos 100 ns, e assim por diante. Lembramos que a placa de fotocontagem registra todos esses *clicks* e retiramos os *clicks* espúrios apenas na etapa de análise de dados via programas caseiros desenvolvidos para a análise dos dados.

Os nossos detetores possuem uma taxa de saturação em torno de 10 MHz. No entanto, os APD's ficam ligadas durante apenas 1 ms a cada ciclo de funcionamento da armadilha que dura 25 ms. Então a taxa de saturação dos APD's para esse tipo de ciclo de funcionamento da nossa armadilha é $(1 \text{ ms})/(25 \text{ ms}) \times 10^7 = 400$ mil contagens por segundo.

4.4 ANÁLISE DE DADOS E RESULTADOS

Quando o pulso de *start* chega na placa de fotocontagem, ela registra qual APD disparou e o correspondente instante de tempo. Esse tempo corresponde ao intervalo de tempo medido após chegar o pulso de *start*, assim $t = 0$ é o instante em que se inicia uma janela temporal com 1 ms de duração para cada ciclo de funcionamento da armadilha. A placa de fotocontagem registra as contagens em um arquivo .lst, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou e o correspondente instante de tempo. A placa grava essas informações usando uma base hexadecimal, pois dessa forma ela trabalha de forma mais eficiente. Na Tab. 1 exibimos um parte do arquivo gravado pela placa em linguagem hexadecimal.

Utilizamos um programa caseiro em linguagem C++ para converter as informações da Tab.

Tabela 1 – Parte do arquivo gravado pela placa em linguagem hexadecimal, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou e o correspondente instante de tempo.

0000000e
0001da3a
0008236c
00133af9
001854fb
0019c83b
001fd2d9
0036363b
0039469b
003af469
⋮

Fonte: O autor (2022).

1, que estão em linguagem hexadecimal, para a linguagem decimal. Na Tab. 2 mostramos esses dados em linguagem decimal, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou (contido na primeira coluna) e o correspondente instante de tempo em unidades de *bins* (contido na segunda coluna). Na primeira coluna, o número 6 corresponde ao *start*, e os detetores D_{1a} , D_{1b} , D_{2a} e D_{2b} correspondem aos números 1, 2, 3 e 4, respectivamente.

4.4.1 Probabilidades Simples e Conjuntas

A partir do arquivo .lst convertido para linguagem decimal, utilizamos um segundo programa em linguagem C para fazer uma varredura do arquivo e contabilizar as contagens simples e as coincidências entre pares de detetores. No programa também eliminamos as contagens que correspondem aos 1 μ s iniciais e aos 20 μ s finais do pulso de 1 ms de duração, de modo que selecionamos uma janela temporal, excluindo as contagens que caem fora dela. Além disso, também realizamos uma sincronização dos canais de modo a compensar qualquer atraso óptico (devido a pequenas diferenças no caminho óptico dos fótons) ou eletrônico (devido a pequenas diferenças entre os tamanhos dos cabos BNC utilizados).

Com os detetores rotulados pelo índice $i = \{1_a, 1_b, 2_a, 2_b\}$, computamos as quantidades $N_i(t)$, $N_{ij}(t, t + \tau)$ e N_{tot} , em que:

- $N_i(t)$ é o número de contagens simples do detetor i no instante de tempo t , ou seja, o

Tabela 2 – Parte do arquivo da Tab. 1 gravado pela placa após ser convertido para a linguagem decimal, onde cada linha do arquivo contém apenas a informação de qual detetor clicou (contido na primeira coluna) e o correspondente instante de tempo em unidades de *bins* (contido na segunda coluna).

<i>stop</i>	tempo (<i>bins</i>)
6	0
2	7587
4	33334
1	78767
3	99663
3	105603
1	130349
3	222051
3	234601
1	241478
$\vdots$	$\vdots$

Fonte: O autor (2022).

número de vezes que o detetor i disparou no instante t . Numericamente $N_i(t)$ são vetores colunas, com n linhas variando de $0 \leq t \leq 1$ ms e com passo de 0,1 ns, que corresponde a vetores com cerca de 10 milhões de linhas, que são alocados dinamicamente utilizando as funções da biblioteca `nrutil.h` do livro “Numerical Recipes in C” (PRESS et al., (1992)).

- $N_{ij}(t, t + \tau)$ são as coincidências entre os detetores i e j , isto é, o número de vezes que o detetor j disparou no instante $t + \tau$ depois que detetor i disparou no instante t . Numericamente, $N_{ij}(t, t + \tau)$ é uma matriz com n linhas e m colunas, com n variando de $0 \leq t \leq 1$ ms e com passo de 0,1 ns e m variando de $0 \leq \tau \leq \tau_{max}$ com passo de 0.1 ns, respectivamente. O valor de τ_{max} é um parâmetro que pode ser escolhido em nosso programa de análise de dados. Por exemplo, escolhendo $\tau_{max} = 100$ ns com passo de 0.1 ns teremos 1000 colunas. Logo temos uma matriz com $n \times m = 10^{10}$ elementos. Como cada elemento do tipo `int` em C ocupa 4 bytes de memória, seria necessária uma memória RAM de no mínimo 40 Gb, indisponível nos *notebooks* atuais. Felizmente, $N_{ij}(t, t + \tau)$ é uma matriz esparsa, com a maioria dos elementos iguais a zero. Logo, não é necessário alocar espaço para todos os elementos da matriz, alocamos apenas memória para os elementos não nulos. Isto é feito através das funções da biblioteca de matrizes esparsas `gsl_spmatrix.h` disponível no site www.gnu.org (GSL...,).

- N_{tot} é o numero total de amostragem, isto é, o numero de vezes em que o pulso de 1 ms foi enviado para a nuvem, ou seja, o numero de ciclos de armadilha N_{trap} . Como cada ciclo da armadilha dura 25 ms, com os detetores ligados durante os últimos 1 ms, temos uma taxa de repetição de 40 Hz, ou seja, a cada segundo se passaram 40 ciclos de armadilha. Em uma medida de 30 min=1800 s, teríamos então $N_{tot} = 40 \times 1800 = 72000$ amostragens.

A partir dessas quantidades, podemos computar as probabilidades simples $p_i(t)$ e conjuntas $p_{ij}(t, t + \tau)$, respectivamente, como

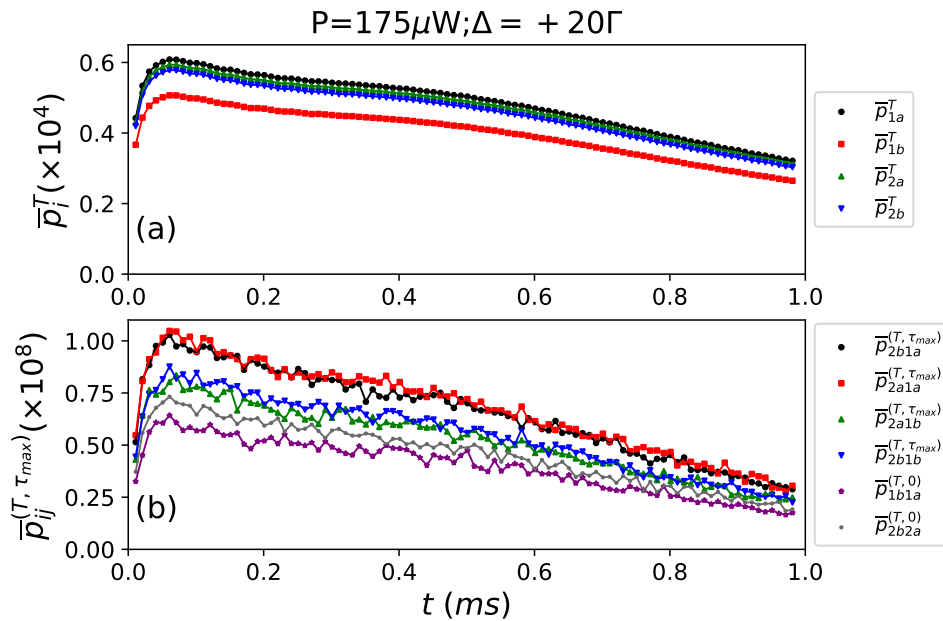
$$p_i(t) = \frac{N_i(t)}{N_{tot}} \quad (4.1)$$

e

$$p_{ij}(t, t + \tau) = \frac{N_{ij}(t, t + \tau)}{N_{tot}}. \quad (4.2)$$

Como existem quatro detetores e considerando todas as combinações possíveis, ao todo temos 4 probabilidades simples $p_i = \{p_{1a}, p_{1b}, p_{2a}, p_{2b}\}$ e seis probabilidades conjuntas $p_{ij} = \{p_{1a2a}, p_{1a2b}, p_{1b2a}, p_{1b2b}, p_{2a1b}, p_{2a2b}\}$.

Figura 47 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 175 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$.



Fonte: O autor (2022).

Com o objetivo de melhorar a estatística dos dados, podemos realizar uma média temporal sobre um intervalo de tempo T em torno de cada valor de t , de modo que as probabilidades serão dadas por

$$\bar{p}_i^T = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p_i(t) dt \quad (4.3)$$

e

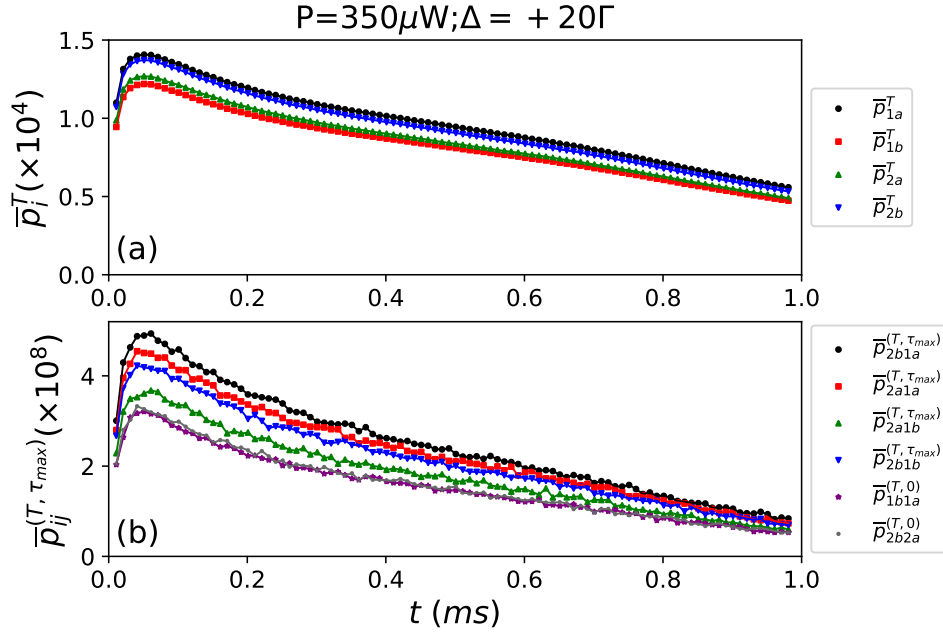
$$\bar{p}_{ij}^{(T,\tau)} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p_{ij}(t, t + \tau) dt. \quad (4.4)$$

Na Fig. 47(a) mostramos as probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ em função do tempo t . Essas probabilidades foram primeiramente obtidas como médias em ensemble para cada valor de t , e posteriormente fizemos uma média temporal sobre um intervalo de tempo $T = 10 \mu s$ em torno de cada valor de t . Considerando que o espalhamento Rayleigh resulta em $p_i \propto N$, isto é, a probabilidade de detecção no detetor i é proporcional ao número de átomos no estado fundamental que são excitados pela luz, no período inicial de aproximadamente $60 \mu s$, observamos um bombeio óptico na estrutura Zeeman, com os átomos se acumulando no nível com $m_F = +2$. Posteriormente, observamos um bombeio óptico espúrio para o nível hiperfino $F = 1$, reduzindo lentamente a população do nível $F = 2$. Esse mecanismo de perda de átomos do nível $m_F = +2$ está ilustrado na Fig 34(b), com o campo magnético espúrio acoplando os níveis $m_F = +2$ e $m_F = +1$ com estados excitados. Quando os átomos se encontram no nível $m_F = +1$, eles possuem uma baixa probabilidade de serem excitados para o nível hiperfino $F' = 2$, posteriormente, podem decair para o nível $F = 1$. Embora tenhamos reduzido esse mecanismo de perda de átomos minimizando o campo magnético espúrio, ele não poder ser desconsiderado na escala de tempo de 1 ms ao longo do qual os feixes de excitação permanecem ligados.

Na Fig. 47(b) exibimos o máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T,\tau_{max})}$ em função do tempo t , que são calculadas no ponto de máximo onde $\tau = \tau_{max}$. No caso de detecções conjuntas associadas ao mesmo campo, esses máximos ocorrem em $\tau = 0$ e são representados por $\bar{p}_{1a1b}^{(T,0)}$ e $\bar{p}_{2a2b}^{(T,0)}$. No caso de detecções conjuntas associadas a campos distintos, o valor máximo de τ é dependente da dessintonia Δ , com $\tau_{max} \propto 1/\Delta$, como será mostrado nas próximas seções. Como pode ser observado, essas probabilidades conjuntas são mais sensíveis ao número de átomos do que as probabilidades simples, uma vez que, mesmo detecções descorrelacionadas produzem $\bar{p}_i^T \bar{p}_j^T \propto N^2$. Um fato importante de destacar é que as probabilidades conjuntas associadas a campos distintos são sempre maiores do que as probabilidades conjuntas associadas

a um mesmo campo, por exemplo, $\bar{p}_{1a2b}^{(T,\tau_{max})}$ é sempre maior do que $\bar{p}_{1a1b}^{(T,0)}$ e $\bar{p}_{2a2b}^{(T,0)}$. Isso é um forte indicativo da presença de correlações não-clássicas em nosso sistema.

Figura 48 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T,\tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 350 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$.

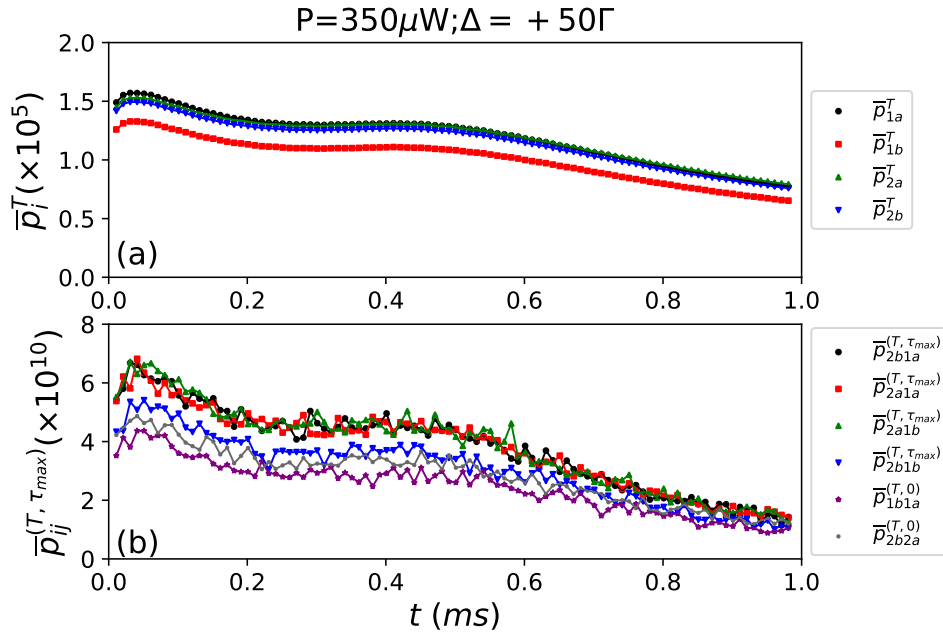


Fonte: O autor (2022).

A Fig. 47 corresponde a medidas feitas com os feixes de excitação com $P = 175 \mu W$ de potência e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$. Na Fig. 48 temos medidas para $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$. Comparando as Figs. 47 e 48 podemos notar que o aumento da potência dos feixes de excitação resulta em um aumento nas probabilidades de detecção, como seria esperado. Além disso, observe que o aumento da potência resulta em um bombeio óptico mais rápido para o nível com $m_F = +2$, com o máximo ocorrendo aproximadamente em torno de $40 \mu s$. A taxa de bombeio óptico espúrio para o nível hiperfino $F = 1$ também aumentou com a potência, caracterizada por uma queda mais rápida nas probabilidades em função do tempo.

Na Fig. 49 temos medidas para $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +50\Gamma$. Comparando as Figs. 49 e 48 podemos observar uma redução na taxa de bombeio óptico espúrio para o nível hiperfino $F = 1$ devido ao aumento da dessintonia, caracterizada por uma queda mais lenta nas probabilidades em função do tempo. Para essa medida o ponto de máximo ocorre aproximadamente em torno de $40 \mu s$.

Figura 49 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) máximo das probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas para potência $P = 350 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +50\Gamma$.



Fonte: O autor (2022).

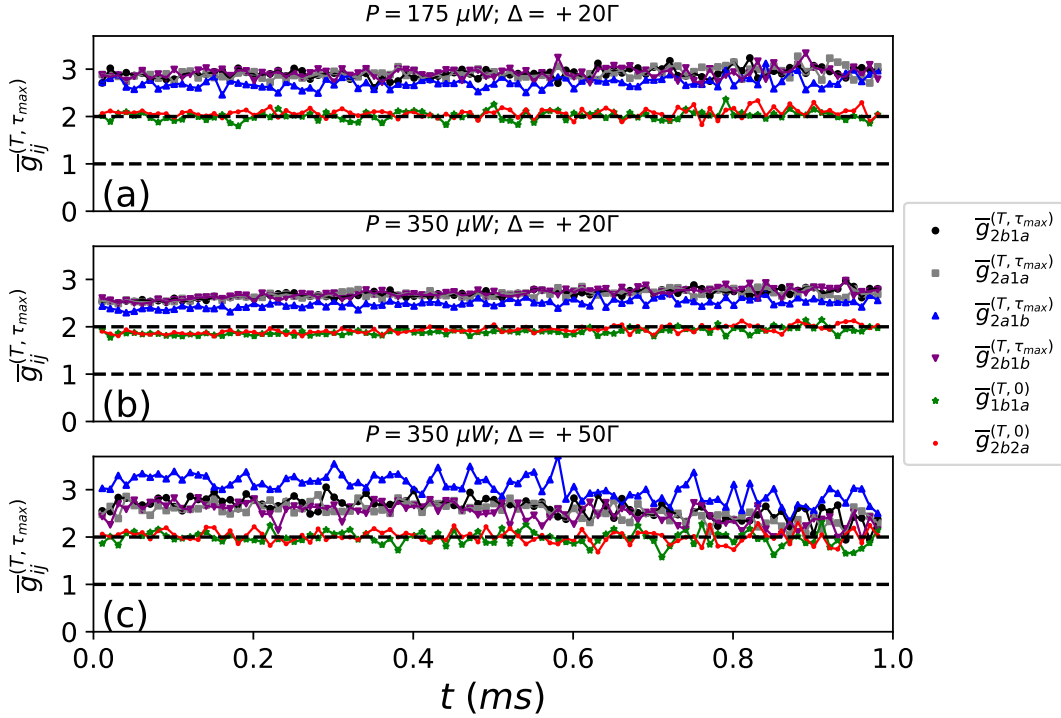
4.4.2 Funções de Correlação de segunda ordem

A partir das probabilidades simples e conjuntas das eqs. (4.1) e (4.2), podemos calcular as funções de correlação de segunda ordem como uma média em *ensemble*

$$g_{ij}(t, t + \tau) = \frac{p_{ij}(t, t + \tau)}{p_i(t)p_j(t + \tau)}, \quad (4.5)$$

onde g_{ij} é a função de correlação de segunda ordem entre os detetores i e j . Como existem quatro detetores e considerando todas as combinações possíveis, ao todo temos seis funções de correlação $g_{ij} = \{g_{2a1a}, g_{2b1a}, g_{2a1b}, g_{2b1b}, g_{1b1a}, g_{2b2a}\}$. As funções g_{2a1a} , g_{2b1a} , g_{2a1b} e g_{2b1b} , descrevem as correlações entre os fótons do campo 1 e do campo 2. Elas são chamadas de correlações cruzadas, dado que representam correlações entre campos distintos. As funções g_{1b1a} e g_{2b2a} , que descrevem correlações entre fótons do mesmo campo, são chamadas de autocorrelações. O procedimento para obter as funções de correlação de segunda ordem $g_{ij}(t, t + \tau)$ como definido na eq. (4.5) via média em *ensemble* nos permite tratar de processos não-ergódicos, uma vez que o nosso sistema não atinge um estado estacionário, como pode ser observado pela dependência das probabilidades simples e conjuntas em função do tempo t .

Figura 50 – Valor máximo das funções de correlação $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t para as probabilidades conjuntas da seção 4.4.1. (a) $P = 175 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$, (b) $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ e (c) com $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 para nenhuma correlação e 2 para correlações térmicas.

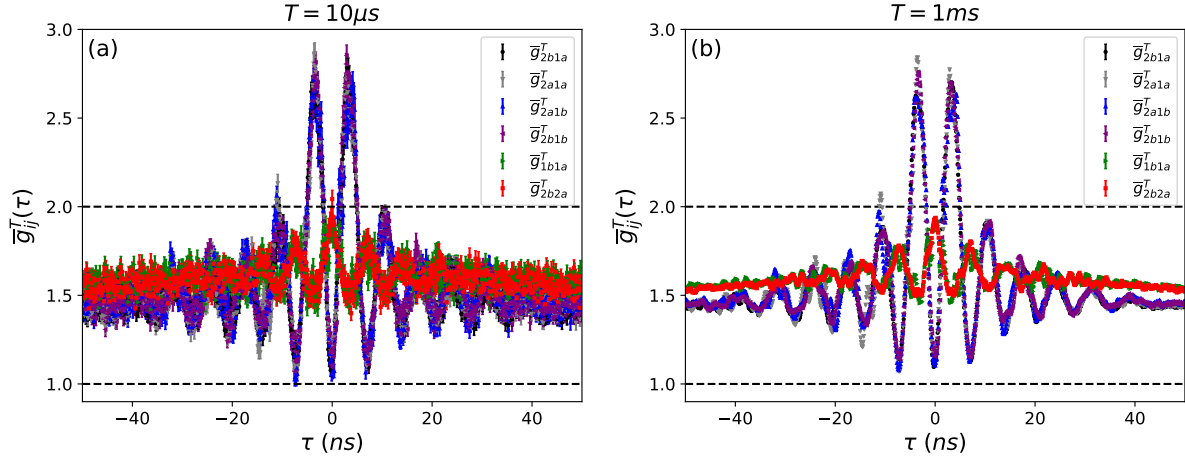


Fonte: O autor (2022).

Na Fig. 50 exibimos o máximo das funções de correlação $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$ em função do tempo t , que são calculadas no ponto de máximo onde $\tau = \tau_{max}$. Elas foram primeiramente obtidas como médias em ensemble para cada valor de t , e posteriormente fizemos uma média temporal sobre um intervalo de tempo $T = 10 \mu\text{s}$ em torno de cada valor de t . As linhas tracejadas indicam os níveis 1 para nenhuma correlação (campos descorrelacionados) e 2 para correlações térmicas (campos térmicos). Podemos observar que $\bar{g}_{1b1a}^{(T, 0)} \approx \bar{g}_{2b2a}^{(T, 0)} \approx 2$, como era de se esperar para a estatística de campos térmicos (MOREIRA et al., (2021); ELOY et al., (2018)). Por outro lado, para as correlações cruzadas sempre temos valores maiores que 2, como por exemplo $\bar{g}_{2a1a}^{(T, \tau_{max})} > 2$. Como previsto na Eq. (2.137), observamos que, por exemplo, $\bar{g}_{2a1a}^{(T, \tau_{max})}$ é praticamente independente do número de átomos, uma vez que o número de átomos varia ao longo do tempo, mas $\bar{g}_{2a1a}^{(T, \tau_{max})}$ permanece aproximadamente constante ao longo do tempo. Esse tipo de comportamento foi observado para todas as funções de correlação e para todos os valores de τ . Os resultados da Fig. 50 foram adquiridos ao longo de quase 3 meses de medidas, para acumular estatística suficiente a fim de determinar o comportamento das funções de

correlação ao longo de todo o período de 1 ms.

Figura 51 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ em função de τ calculadas com uma média de (a) $T = 10 \mu\text{s}$ em torno do instante $t = 0,5 \text{ ms}$ e (b) $T = 1 \text{ ms}$. Medidas com $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 para nenhuma correlação e 2 para correlações térmicas.



Fonte: O autor (2022).

A partir da Fig. 50, observamos que podemos novamente melhorar a estatística dos dados fazendo uma média temporal durante um tempo T sobre $g_{ij}(t, t + \tau)$ como

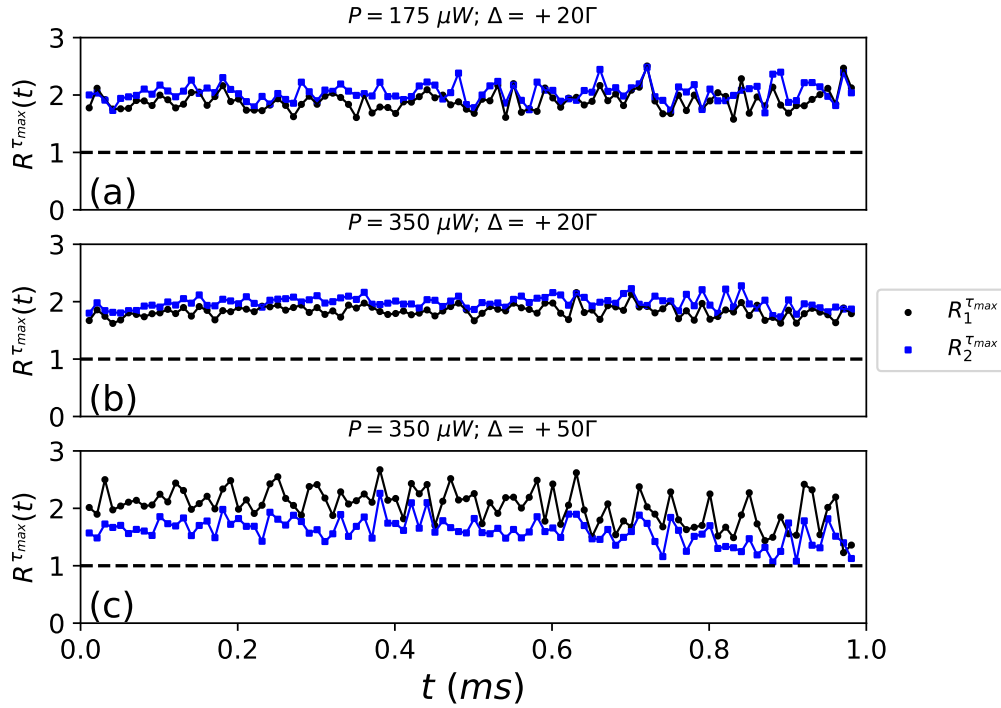
$$\bar{g}_{ij}^T(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} g_{ij}(t, t + \tau) dt \quad (4.6)$$

em que $T = 1 \text{ ms}$. Desse modo, podemos capturar o comportamento do sistema ao longo de todo o período de 1 ms. As funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{ji}^T(\tau)$ diferem apenas na ordem de qual detetor clicou primeiro, de modo que $\bar{g}_{ij}^T$ para valores de $\tau > 0$ indica que o detetor i clicou primeiro e posteriormente o detetor j . Assim, valores de $\tau < 0$ indicam que o detetor j clicou primeiro e posteriormente o detetor i .

Na Fig. 51 exibimos o comportamento das funções de correlação em função de τ . A Fig. 51(a) corresponde às funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ calculadas com uma média de $T = 10 \mu\text{s}$ em torno do instante $t = 0,5 \text{ ms}$, isto é, em torno do centro do pulso de 1 ms. Na Fig. 51(b) a média é feita ao longo de todo o pulso com $T = 1 \text{ ms}$. Observamos o mesmo comportamento oscilatório das funções $\bar{g}_{12}^T(\tau)$ como descrito pela Eq. (2.137), isto é, uma oscilação de Rabi amortecida. Podemos notar que o resultado é independente do intervalo temporal durante o qual a média é calculada. Além disso, é notável a redução no nível de ruído do sinal com T , de modo que no restante dos resultados dessa tese teremos médias ao longo de todo o intervalo $T = 1 \text{ ms}$.

4.4.3 Desigualdade de Cauchy-Schwarz

Figura 52 – Valor máximo dos parâmetros da desigualdade de Cauchy-Schwarz $R_1^{\tau_{max}}$ e $R_2^{\tau_{max}}$ em função do tempo t , obtidas a partir das funções de correlação da Fig. 50. (a) $P = 175 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$, (b) $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +20\Gamma$ e (c) $P = 350 \mu W$ e $\Delta = +50\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 da desigualdade de Cauchy-Schwarz.



Fonte: O autor (2022).

A desigualdade definida na eq. (2.33) é válida para uma montagem com apenas dois detetores, um em cada campo. Para o nosso aparato experimental com 4 detetores, teremos dois parâmetros R , definidos por Clauser, (1974))

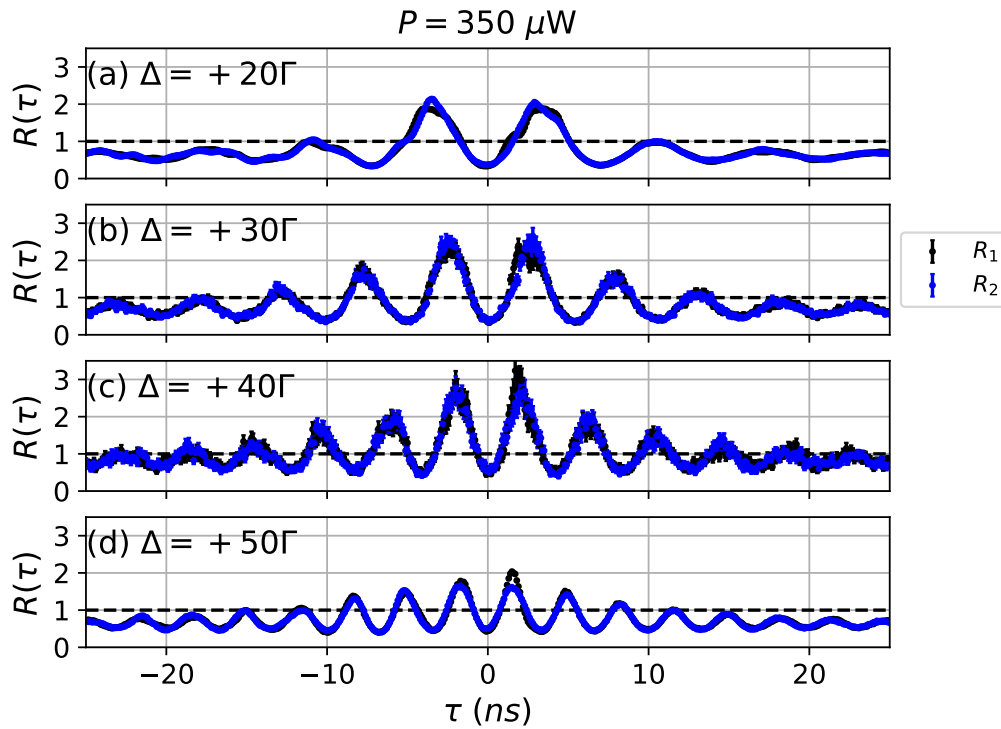
$$R_1(\tau) = \frac{\bar{g}_{1a2b}^T(\tau)\bar{g}_{1b2a}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(0)\bar{g}_{2a2b}^T(0)} \leq 1, \quad R_2(\tau) = \frac{\bar{g}_{1a2a}^T(\tau)\bar{g}_{1b2b}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(0)\bar{g}_{2a2b}^T(0)} \leq 1. \quad (4.7)$$

Violações nas Eqs. (4.7), isto é, $R > 1$ são assinaturas de correlações puramente quânticas sem nenhum análogo clássico.

O valor máximo dos parâmetros da desigualdade de Cauchy-Schwarz $R_1^{\tau_{max}}$ e $R_2^{\tau_{max}}$ em função do tempo t é exibido na Fig. 52, que foram obtidas a partir das funções de correlação da Fig. 50. Na Fig. 52(a) temos uma medida com potência $P = 175 \mu W$ e dessintonia $\Delta = +20\Gamma$. Na Fig. 52(b) aumentamos a potência para $P = 350 \mu W$ e mantivemos a dessintonia em $\Delta = +20\Gamma$. Na Fig. 52(c) mantivemos a potência em $P = 350 \mu W$ e aumentamos a

dessintonia para $\Delta = +50\Gamma$. As linhas tracejadas indicam os níveis 1 da desigualdade de Cauchy-Schwarz válida para campos clássicos da luz, indicando uma fronteira entre o regime clássico e o regime puramente quântico. Podemos observar uma nítida violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, em que na medida com o maior valor de violação e com menor barra de erro (configuração com $\Delta = +20\Gamma$ e $P = 350 \mu\text{W}$) obtemos $R_{max} = (1.98 \pm 0.03) \not\leq 1$, correspondendo a uma violação por 33 desvios padrões. Como previsto na Eq. (2.138), observamos que $R_1^{T_{max}}$ e $R_2^{T_{max}}$ são praticamente independentes do número de átomos, uma vez que o número de átomos varia ao longo do tempo, mas os parâmetros permanecem aproximadamente constantes.

Figura 53 – Dependência dos parâmetros R_1 e R_2 da desigualdade de Cauchy-Schwarz em função de τ . Nessa figura a potência foi mantida constante no valor de $P = 350 \mu\text{W}$ enquanto variamos a dessintonia. (a) $\Delta = +20\Gamma$, (b) $\Delta = +30\Gamma$, (c) $\Delta = +40\Gamma$ e (d) $\Delta = +50\Gamma$.

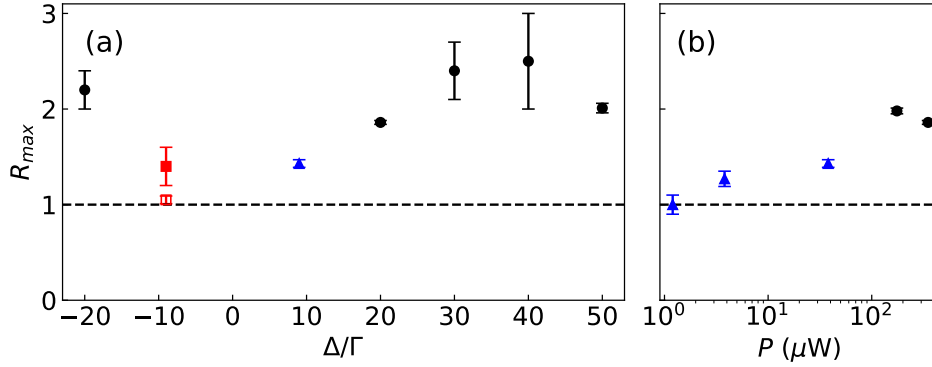


Fonte: O autor (2022).

Na Fig. 53 mostramos a dependência dos parâmetros R_1 e R_2 da desigualdade de Cauchy-Schwarz em função de τ . Podemos observar novamente o comportamento característico de uma oscilação de Rabi amortecida. Além disso, note que o instante de tempo τ_{max} que corresponde ao valor máximo da violação da desigualdade é inversamente proporcional à dessintonia Δ da transição atômica, isto é, $\tau_{max} \propto 1/\Delta$.

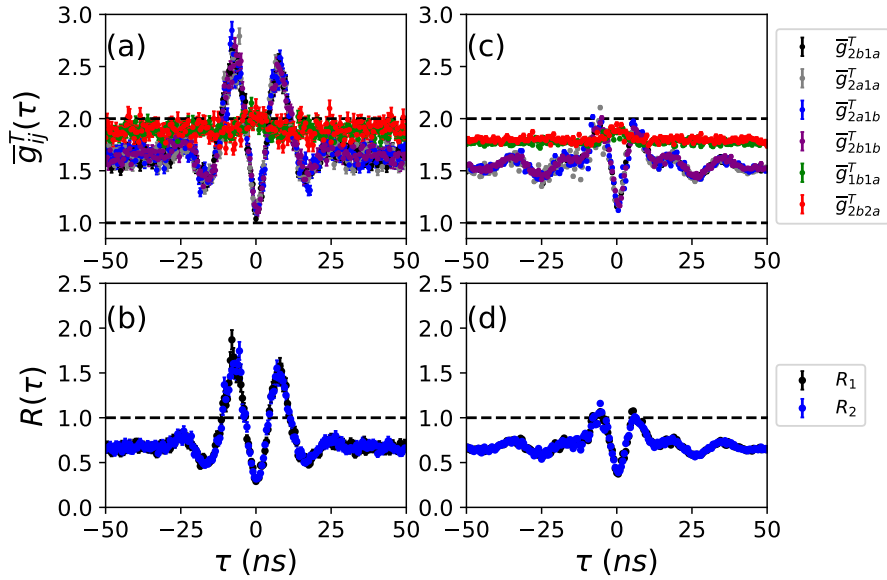
Os valores de R_{max} variando com a dessintonia e potência são mostrados na Fig. 54. Os

Figura 54 – R_{max} como função de (a) dessintonia e (b) potência dos feixes de excitação. Em (a), temos $P = 350 \mu\text{W}$ (círculos pretos preenchidos), $38 \mu\text{W}$ (triângulo azul preenchido), e $19 \mu\text{W}$ (quadrado vermelho preenchido), respectivamente. O quadrado vermelho vazio corresponde ao resultado para as mesmas condições experimentais do quadrado vermelho preenchido, mas com o o feixe de rebombeio ligado continuamente durante o experimento. Em (b), as dessintonias são $\Delta = +9\Gamma$ (triângulos azuis preenchidos) e $\Delta = +20\Gamma$ (círculos pretos preenchidos).



Fonte: O autor (2022).

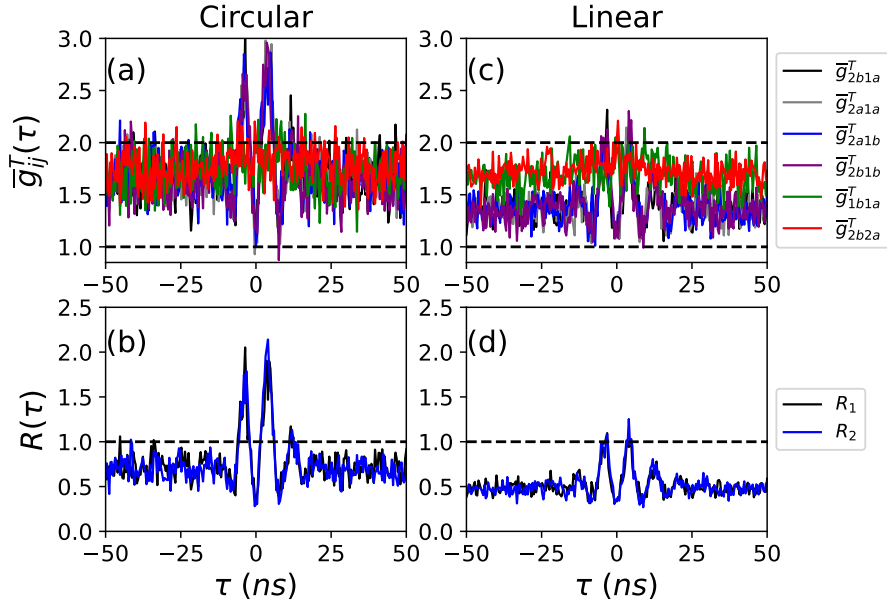
Figura 55 – Dependência das correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e das desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ com os feixes de rebombeio. Em (a) e (b) os feixes de rebombeio foram desligados durante o tempo em que o experimento foi realizado. (c) e (d) mostram as medidas com os feixes de rebombeio ligados continuamente. Medidas realizadas com $P = 19 \mu\text{W}$ e $\Delta = -9\Gamma$.



Fonte: O autor (2022).

círculos pretos preenchidos em (a) correspondem a medidas variando a dessintonia e mantendo a potência fixa em $350 \mu\text{W}$. Nessa configuração experimental, a maior taxa de espalhamento foi obtida para $\Delta = +20\Gamma$, com taxas de detecção em torno de 40 mil contagens por segundo, o que corresponde a um décimo da taxa de saturação do nosso detector. Portanto,

Figura 56 – Dependência das correlações com a polarização dos feixes de excitação. Na Fig. 56(a) e (b) exibimos as correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e as desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$, respectivamente, com os feixes de excitação com polarização circular σ^+ . As Figs. 56(c) e (d) correspondem as medidas com os feixes de excitação com polarização linear horizontal. Medidas realizadas com $P = 24 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ fixos.



Fonte: O autor (2022).

para dessintonias menores, reduzimos a potência dos feixes de excitação de modo a evitar a saturação dos detetores. Para $\Delta = +9\Gamma$ e -9Γ na Fig. 54(a), usamos $P = 38 \mu\text{W}$ e $19 \mu\text{W}$, respectivamente. Os valores de R_{max} para $\Delta = \pm 9\Gamma$ são simbolizados por um triângulo azul e quadrado vermelho preenchidos, respectivamente, e correspondem às maiores violações obtidas para essas dessintonias. No quadrado vermelho vazio temos o resultado para as mesmas condições experimentais do quadrado vermelho preenchido, mas com o feixe de rebombeio ligado continuamente durante o experimento (ver Fig. 55). Na Fig. 54(b) exibimos medidas variando a potência de excitação para duas dessintonias diferentes, $\Delta = +9\Gamma$ (triângulos azuis preenchidos) e $\Delta = +20\Gamma$ (círculos pretos preenchidos). Em geral, observamos uma robusta violação da desigualdade $R_{max} \not\leq 1$ para uma ampla variação dos parâmetros, com valores de R_{max} acima de 1. Este comportamento global está em bom acordo com a eq. (2.137).

Com o intuito de estudar a dependência das correlações com os feixes de rebombeio, na Fig. 55 exibimos medidas com e sem os feixes de rebombeio. Na Fig. 55(a) e (b) exibimos as correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e as desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$, respectivamente, com os feixes de rebombeio desligados durante o tempo em que o experimento foi realizado. As Figs. 55(c) e (d) correspondem às medidas com os feixes de rebombeio ligados continuamente durante todo

o ciclo de funcionamento da armadilha. Portanto, a presença do feixe de rebombeio, que em nosso experimento consiste em dois feixes contrapropagantes ao longo do eixo x da armadilha e dois ao longo do eixo y , reduz significativamente o valor das correlações observadas, levando elas para a fronteira da região clássica, como observado em (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)). Fisicamente, a presença desses feixes de fundo perturbam a fase da excitação atômica.

Estudamos também a dependência das correlações com a polarização dos feixes de excitação. Na Fig. 56(a) e (b) exibimos as correlações $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e as desigualdades de Cauchy $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$, respectivamente, com os feixes de excitação com polarização circular σ^+ . As Figs. 56(c) e (d) correspondem às medidas com os feixes de excitação com polarização linear horizontal, obtidas removendo as placas de quarto de onda da Fig. 36. Portanto, com os feixes com polarização linear, o sistema não pode mais ser descrito como sendo de dois níveis puros, e sim como um estado misto com os átomos distribuídos entre os 5 sub-níveis Zeeman associados ao nível $F = 2$. Os átomos em diferentes sub-níveis Zeeman contribuem de forma independente, através de diferentes processos paramétricos (FELINTO et al., 2005), levando as correlações novamente para a fronteira da região clássica, novamente como observado em (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)).

Além da dependência das correlações com o rebombeio e com a polarização dos feixes de excitação, o valor de R_{max} é bastante afetado pelo alinhamento da mistura de quatro ondas, que depende da região de interação dos feixes de excitação e dos modos de detecção estarem exatamente no centro da nuvem de átomos frios, além dos acoplamentos das fibras dos modos de excitação e detecção em torno de 70 a 80 %.

Portanto, demonstramos experimentalmente a observação de correlações não clássicas entre pares de fótons gerados através do processo espontâneo de mistura de quatro ondas em um *ensemble* de átomos de dois níveis de energia puros, confirmando a previsão teórica das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)). Salientamos que a observação dessas correlações quânticas foi realizada sem a utilização de filtros de frequência (interferômetros de Fabry-Perot, por exemplo), ou seja, ocorreu na presença de um alto nível de ruído de fótons descorrelacionados oriundos do espalhamento Rayleigh. Além disso, verificamos uma ampla independência das correlações com vários parâmetros experimentais, que comumente controlam o grau de pureza (com relação ao estado de bifoton ideal) dos pares de fótons gerados a partir do *ensemble* atômico, como o número de átomos no *ensemble* e as taxas de detecção (determinada pela dessintonia e pela intensidade dos feixes de excitação).

5 OUTROS ASPECTOS DAS CORRELAÇÕES NO SISTEMA

Neste capítulo investigaremos alguns aspectos e detalhes relacionados ao comportamento das correlações ainda não explorados no capítulo anterior. Inicialmente, para uma melhor comparação da teoria com os dados experimentais, introduziremos empiricamente algumas poucas modificações na expressão da função de correlação de segunda ordem obtida no final do Capítulo 2. Analisaremos a dependência das correlações variando a profundidade óptica da nuvem e o campo magnético B_z (descrito na seção 4.2). Além disso, examinaremos o comportamento das correlações para longas escalas de tempo (dezenas de μs), onde o sistema tende ao regime descorrelacionado. E por fim, exibiremos resultados de medidas das funções de correlação condicionada de segunda ordem $g_c^{(2)}$.

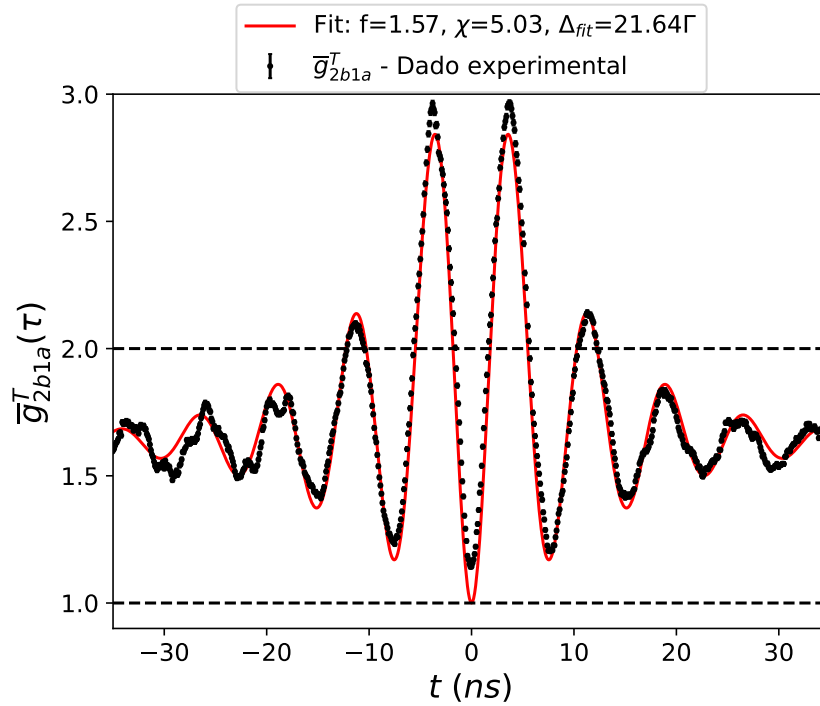
5.1 FUNÇÕES DE CORRELAÇÃO DE SEGUNDA ORDEM E AUMENTO NA TAXA DE DECAIMENTO

A fim de ajustar os dados experimentais com a teoria, assumimos que $\gamma_g \approx 0$ e modificamos empiricamente a eq. (2.137) para (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022))

$$g_{1,2}^{exp}(\tau) = 1 + f \frac{4}{\pi^2} (1 + e^{-\chi\Gamma\tau} - 2 \cos(\Delta_{fit}\tau) e^{-\chi\Gamma\tau/2}). \quad (5.1)$$

com f , χ e Δ_{fit} parâmetros de ajuste. A linha sólida vermelha na Fig. 57 fornece um ajuste à eq. (5.1), para uma medida com $P = 175 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$. Como resultado, obtemos $f = 1,57 \pm 0,01$, $\chi = 5,03 \pm 0,05$ e $\Delta_{fit} = (21,64 \pm 0,02)\Gamma$. O valor de $\Delta_{fit} \approx \Delta$ é consistente com a expectativa teórica e com o valor medido experimentalmente. O valor $f \neq 1$, por outro lado, indica que a teoria simplificada das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)) não prediz com exatidão o valor máximo das funções de correlação. Vale a pena ressaltar novamente que os valores teóricos máximos para as funções de correlação obtidas nessas referências não coincidem entre si, com a Ref. (DU et al., (2007)) fornecendo $f = \pi^2/4 \approx 2,46$ e a Ref. (WEN; DU; RUBIN, (2007)) fornecendo $f = 1$ (ver eqs. (2.136) e (2.137)). Outra diferença marcante foi um aumento na taxa de decaimento natural representado pelo valor $\chi > 1$, em que para um átomo individual $\chi = 1$. Portanto, isso pode indicar a existência de aumento na taxa de decaimento devido a efeitos coletivos, como observado em outros experimentos em condições experimentais similares (ORTIZ-GUTIÉRREZ et al., (2018); ARAÚJO et al., (2016)).

Figura 57 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ (círculos pretos preenchidos) e ajuste teórico empírico (linha vermelha contínua) da eq. (5.1). Medida realizada com $P = 175 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$



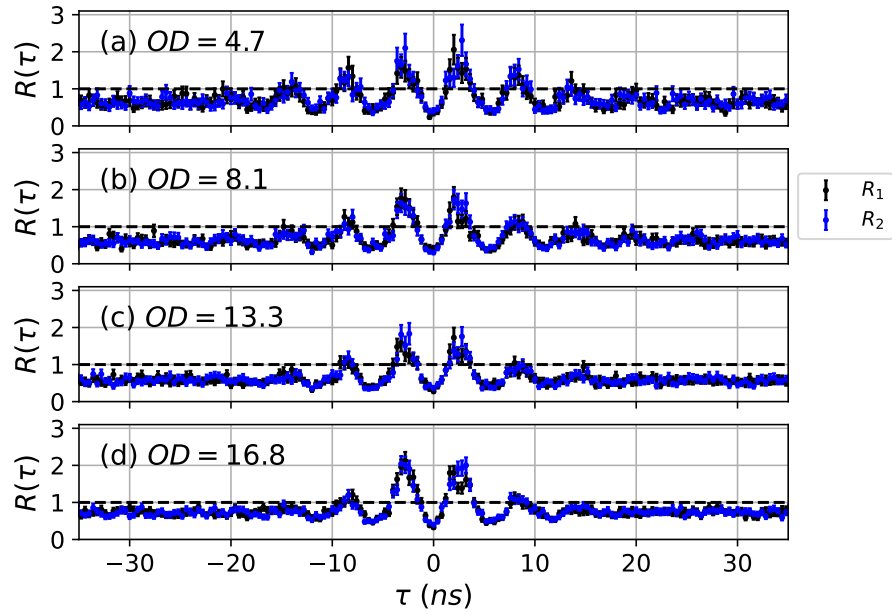
Fonte: O autor (2022).

Para entender melhor a dependência das correlações e do aumento na taxa de decaimento com o número de átomos N , realizamos medidas variando a profundidade óptica $OD \propto N$. Na Fig. 58 mostramos as quantidades $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para várias profundidades ópticas, mantendo a potência e a dessintonia fixas em $P = 25 \mu\text{W}$ e $\Delta = +29\Gamma$. Podemos observar um aumento na taxa de decaimento com o aumento da profundidade óptica, como pode ser notado pela oscilações “morrendo” em tempos menores com o aumento da profundidade óptica.

A Fig. 59(a) e (b) mostra a dependência do máximo das desigualdades de Cauchy-Schwarz R_1^{max} e R_2^{max} , respectivamente, como função da profundidade óptica. Os círculos azuis preenchidos correspondem aos máximos da desigualdade da Fig. 58, com dessintonia $\Delta = +29\Gamma$. Os quadrados vermelhos preenchidos correspondem a medidas com a mesma potência de $P = 25 \mu\text{W}$ mas com dessintonia de $\Delta = +20\Gamma$. Podemos observar que os valores máximos da desigualdade de Cauchy são praticamente independentes às variações no número de átomos. Isso está de acordo com a previsão teórica. Lembrando que a função de correlação pode ser escrita como $g_{1,2}(\tau) = 1 + R_{cc}(\tau)/R_R^2$, onde a taxa de coincidência $R_{cc} \propto N^2$ (como é esperado para processos paramétricos) e $R_R \propto N$ representa a taxa de espalhamento Rayleigh.

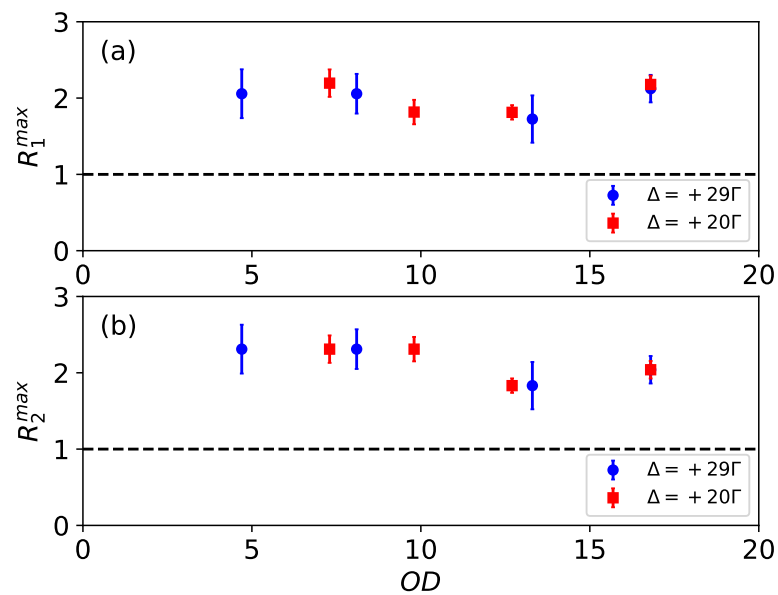
A Fig. 60(a) mostra a dependência do parâmetro χ com a profundidade óptica. Os círculos

Figura 58 – $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para várias profundidades ópticas, mantendo a potência e a dessintonia fixas em $P = 25 \mu\text{W}$ e $\Delta = +29\Gamma$.



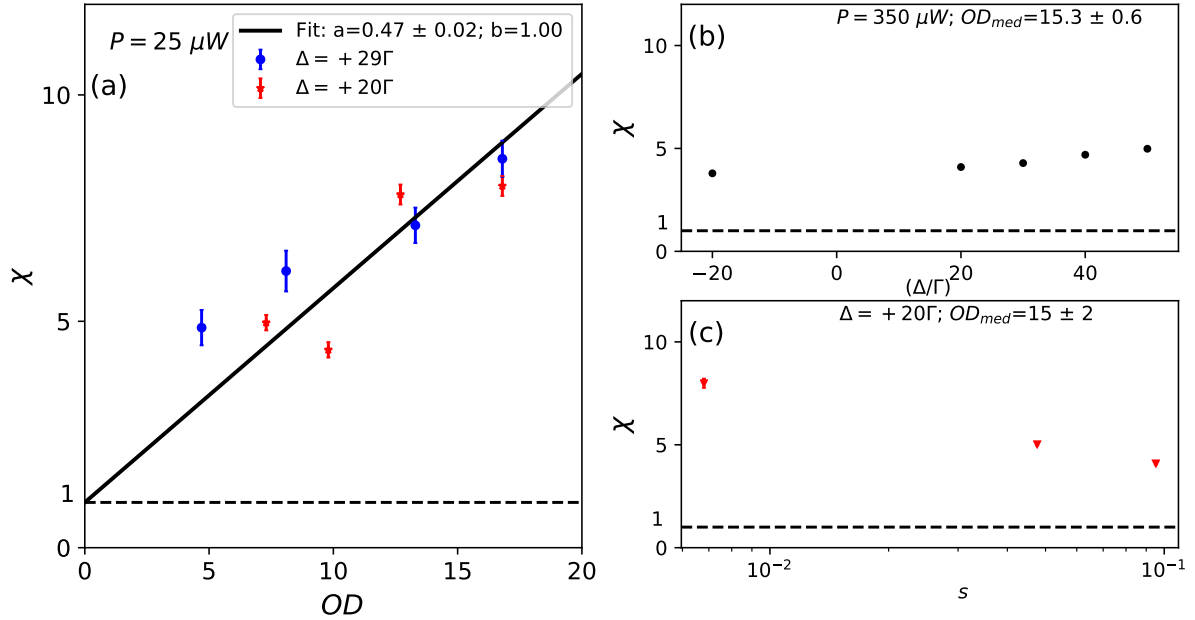
Fonte: O autor (2022).

Figura 59 – Máximo da desigualdade de Cauchy-Schwarz (a) $R_1^{\max}$ e (b) $R_2^{\max}$ como função da profundidade óptica. Medidas com duas dessintonias de $\Delta = +29\Gamma$ e $+20\Gamma$ mantendo a potência fixa em $P = 25 \mu\text{W}$.



Fonte: O autor (2022).

Figura 60 – Dependência do parâmetro χ com a profundidade óptica. Medidas com dessintonia $\Delta = +29\Gamma$ e $+20\Gamma$, mas com potência $P = 25 \mu W$ fixa. A reta preta contínua é um ajuste linear global dos dados. Em (b) mostramos a dependência de χ com a dessintonia Δ , mantendo fixos $P = 350 \mu W$ e $OD_{med} = 15,3 \pm 0,6$. Em (c) temos o comportamento de χ com o parâmetro de saturação s , mantendo fixos $\Delta = +20\Gamma$ e $OD_{med} = 15 \pm 2$.



Fonte: O autor (2022).

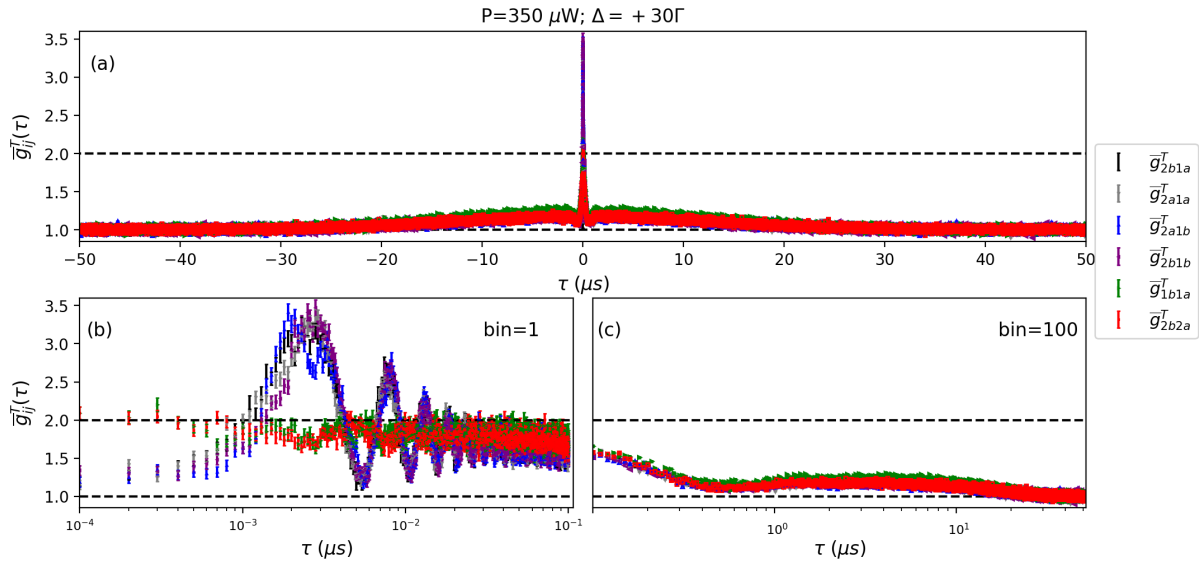
azuis preenchidos correspondem às medidas com dessintonia $\Delta = +29\Gamma$ e os quadrados vermelhos preenchidos correspondem às medidas com a mesma potência de $P = 25 \mu W$ mas com dessintonia de $\Delta = +20\Gamma$. Podemos observar uma dependência linear de χ com OD , além de sua independência com a dessintonia Δ . Um ajuste linear $\chi = a \times OD + b$ global dos dados resultou em $a = 0.47 \pm 0.02$, em que fixamos $b=1.00$. Essa dependência nas taxas de decaimento é consistente com efeitos de superradiância (ARAÚJO et al., (2016); ROOF et al., (2016)). Na Fig. 60(b) podemos ver que o parâmetro χ é praticamente independente da dessintonia Δ , mantendo fixas a potência de excitação $P = 350 \mu W$ e a profundidade óptica $OD_{med} = 15,3 \pm 0,6$. Por outro lado, na Fig. 60(c) vemos que o parâmetro χ é sensível ao parâmetro de saturação s , mantendo fixas a dessintonia $\Delta = +20\Gamma$ e a profundidade óptica $OD_{med} = 15 \pm 2$. Essa sensibilidade não é usual em problemas de superradiância, que tipicamente trata de decaimentos livres dos átomos. O parâmetro de saturação é definido em termos da fração entre a intensidade I dos feixes de excitação e a intensidade de saturação I_s da transição e levando também em consideração a dessintonia com a qual a nuvem é bombeada, e é expresso como $s = \frac{I}{I_s} \frac{1}{1+4(\Delta/\Gamma)^2}$. Para a transição considerada nesse trabalho, temos $I_s = 1.669 \text{ mW/cm}^2$ (STECK, (2015)).

5.2 LIMITE $\tau \rightarrow \infty$

No limite em que $\tau \rightarrow \infty$, o sistema tende a ficar descorrelacionado. Portanto, a probabilidade conjunta $p_{ij}(t, t + \tau)$ pode ser fatorada como $p_{ij}(t, t + \tau) = p_i(t)p_j(t + \tau)$. Desse modo, a função de correlação nesse limite fica

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} g_{ij}(t, t + \tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{p_{ij}(t, t + \tau)}{p_i(t)p_j(t + \tau)} = 1. \quad (5.2)$$

Figura 61 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ no limite em que $\tau \rightarrow \infty$. Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Bin=1 e 100 correspondem a resoluções temporais de $0,1$ e 10 ns, respectivamente.



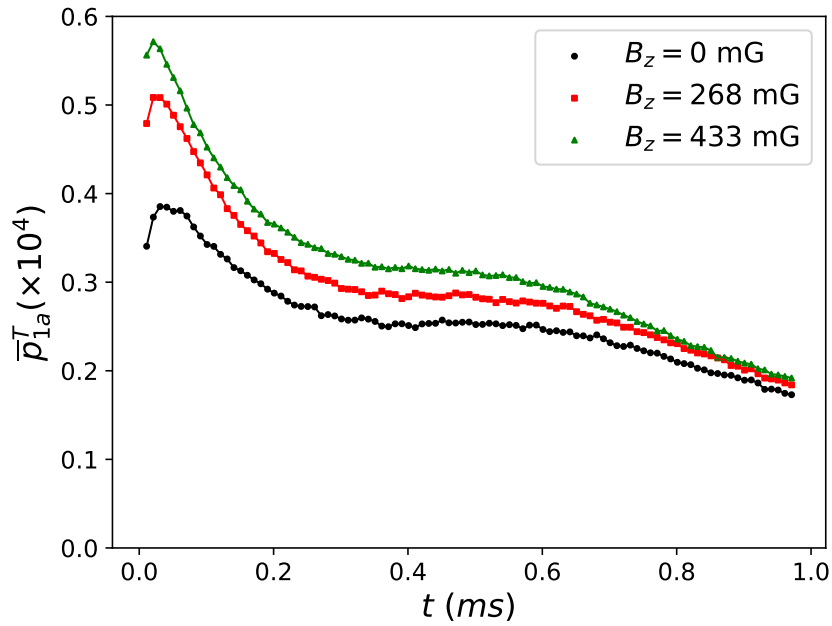
Fonte: O autor (2022).

Do ponto de vista operacional, usamos a verificação desse limite como uma maneira de validar o tratamento dos dados experimentais via média em *ensemble* na eq. (4.5), que permite tratar processos não-ergódicos, uma vez que o nosso sistema não atinge um estado estacionário, como pode ser observado pela dependência das probabilidades simples e conjuntas em função do tempo t (ver Figs. 47, 48 e 49).

A Fig. 61 exhibe as funções de correlação nesse limite em que $\tau \rightarrow \infty$. Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Na escala de tempo curto que vai até $100 \text{ ns} = 10^{-1} \mu\text{s}$, utilizamos nossa melhor resolução temporal possível de $0,1 \text{ ns}$, que corresponde a um bin=1 na Fig. 61(b). Na escala de tempo longo que vai de

$100 \text{ ns} = 10^{-1} \mu\text{s}$ até $50 \mu\text{s}$, utilizamos uma resolução de 10 ns , que corresponde a um $\text{bin} = 100$ na Fig. 61(c). Note que as oscilações acontecem para valores de τ de apenas dezenas de ns. Observe que o decaimento das correlações com τ não é suave, mas contém três escalas de tempo de decaimento: o primeiro decaimento vai até cerca de $\tau \lesssim 100 \text{ ns}$, o segundo decaimento vai até cerca de $\tau \lesssim 400 \text{ ns}$, e então acontece um pequeno crescimento seguido por um terceiro decaimento com $\bar{g}_{ij}^T \rightarrow 1$ para valores de τ da ordem de $20 \mu\text{s}$.

Figura 62 – Probabilidades simples $\bar{p}_{1a}^T$ em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu\text{s}$. Medidas realizadas para três diferentes valores de campo magnético B_z .

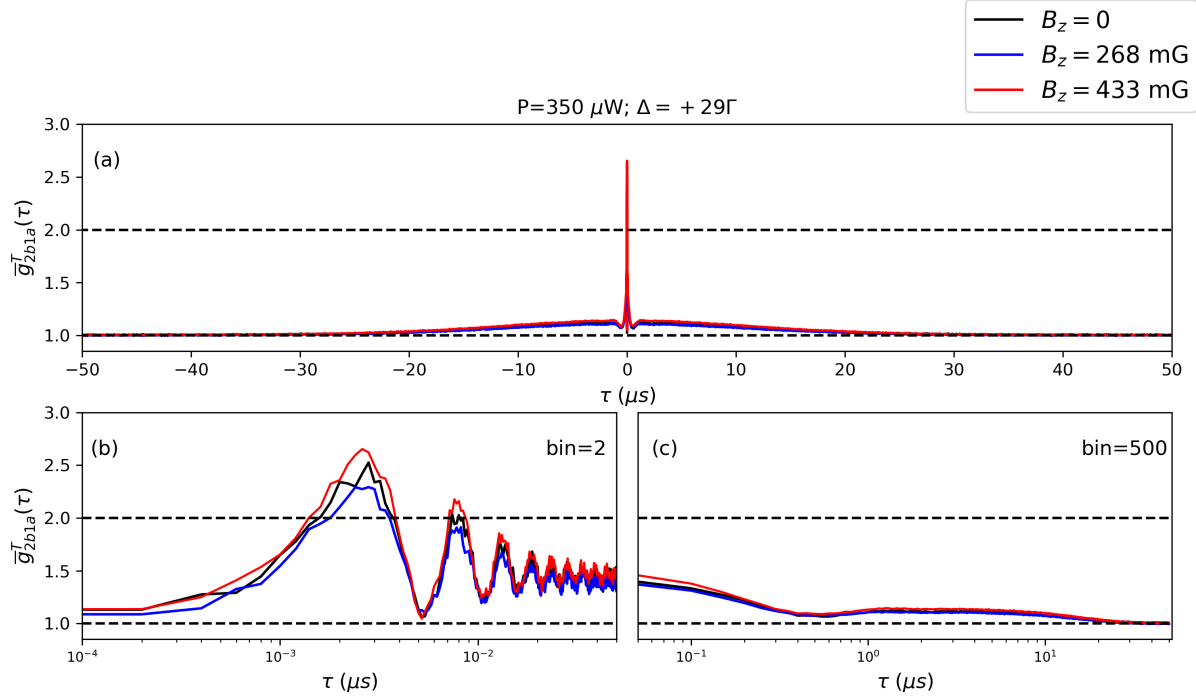


Fonte: O autor (2022).

Como relatado em (MOREIRA et al., (2021)), o decaimento na escala de tempo mais longa está relacionado à temperatura da nuvem de átomos frios. O principal mecanismo responsável por esse decaimento está associado à agitação térmica dos átomos que borra as grades de coerência e de população criadas na nuvem de átomos pelos feixes de excitação (ALMEIDA et al., (2016)). O período espacial da grade de população é dado por $\Lambda = \lambda/[2 \sin(\theta/2)]$, onde λ é o comprimento de onda e θ o ângulo de espalhamento. Decaimentos do segundo (de centenas de ns) e terceiro (de dezenas de μs) tipos também foram observados em um anterior trabalho do nosso grupo (MOREIRA et al., (2021)). Entretanto, na ref. (ALMEIDA et al., (2016)), foram observados apenas decaimentos do terceiro tipo.

Para tentar entender se existe alguma dependência das taxas de decaimento com o campo magnético, realizamos medidas aplicando um campo magnético B_z ao longo do eixo z . Esse

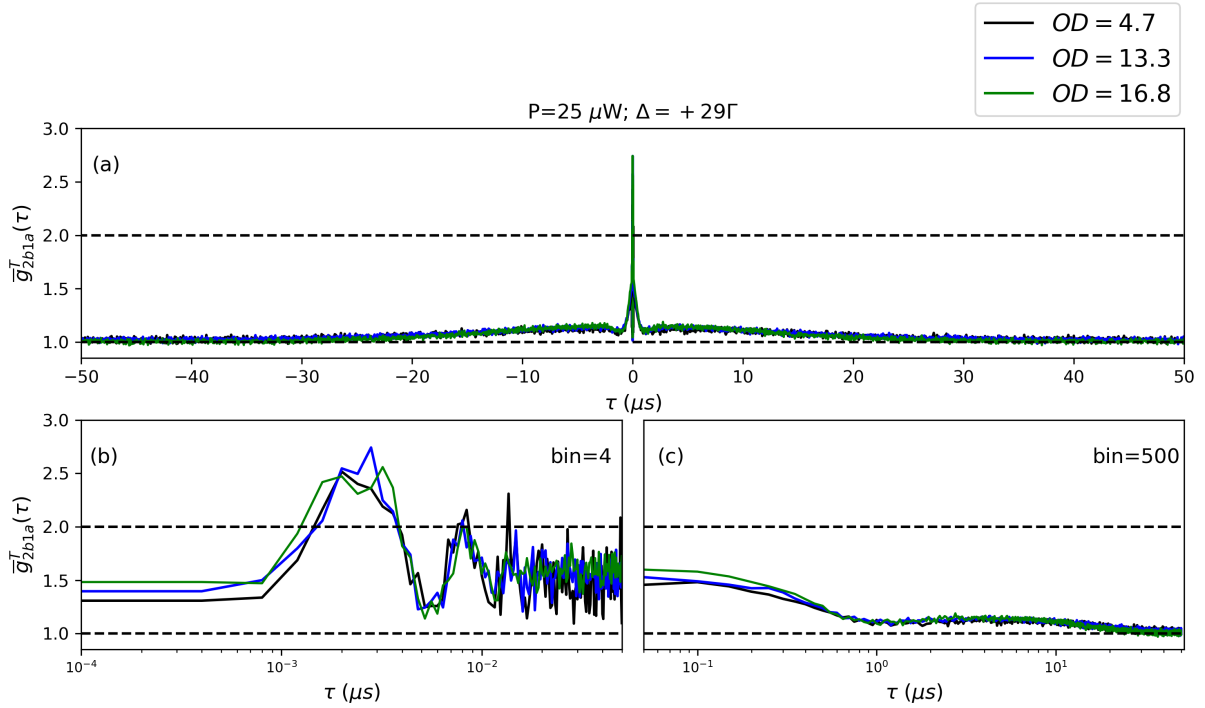
Figura 63 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ para diferentes valores do campo B_z . Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu\text{s}$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu\text{s}$. Bin=2 e 500 correspondem a resoluções temporais de $0,2$ e 50 ns, respectivamente.



Fonte: O autor (2022).

campo é gerado pelas mesmas bobinas utilizadas na técnica de espectroscopia de micro-ondas para caracterizar o bombeio óptico para um sistema de dois níveis da seção 4.2. A Fig. 62 mostra o comportamento das probabilidades simples $\bar{p}_{1a}^T$ em função do tempo t para três diferentes valores de campo magnético B_z aplicado. Podemos notar que com o aumento de B_z o bombeio óptico inicial se dá se forma mais acentuada. Já na Fig. 63 mostramos a função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ para três valores diferentes do campo magnético B_z aplicado. Os valores de B_z foram medidos, independentemente, a partir da separação dos picos em um espectro de micro-ondas. Nessa medida, potência e dessintonia foram fixadas em $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +29\Gamma$. Não observamos nenhuma variação significativa nas taxas de decaimento e nem no valor máximo da desigualdade de Cauchy-Schwarz R^{max} devido ao campo magnético B_z . As medidas variando a profundidade óptica também mostram que não há alterações significativas no comportamento das funções de correlação nas escalas de tempo longas com esse parâmetro (ver Fig. 64).

Figura 64 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ para diferentes valores da profundidade óptica OD . Em (a) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear, com τ entre -50 e $+50 \mu s$. Em (b) e (c) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica, com τ entre 0 e $+50 \mu s$. Bin=4 e 500 correspondem a resoluções temporais de $0,4$ e 50 ns, respectivamente. Medidas com potência e a dessintonia fixas em $P = 25 \mu W$ e $\Delta = +29\Gamma$.



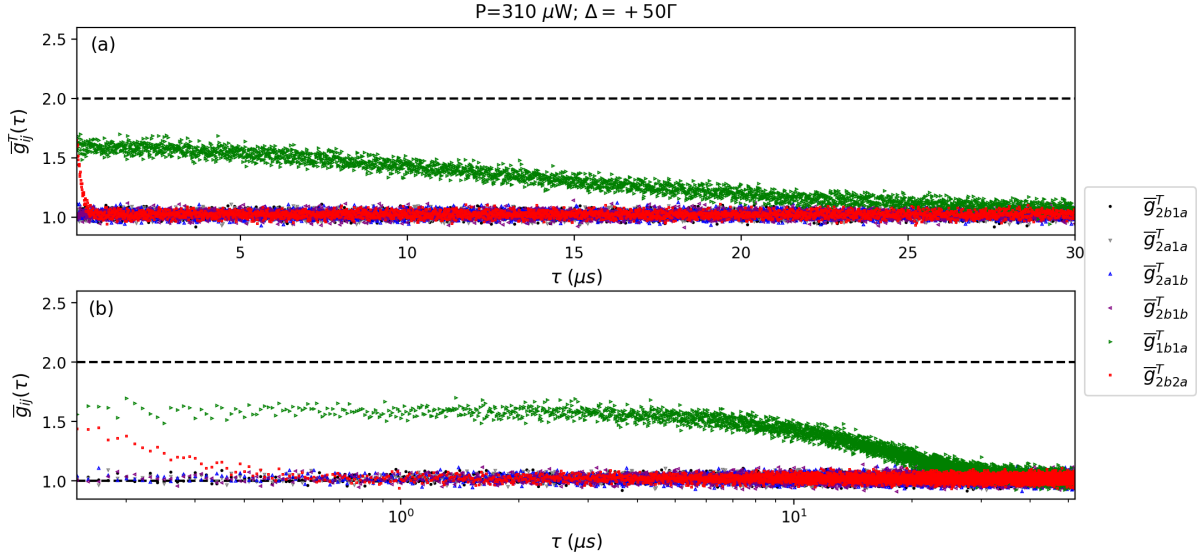
Fonte: O autor (2022).

5.2.1 Experimento com Apenas um Feixe de Excitação

Com o intuito de verificar a dependência do tempo de decaimento na escala de tempo longa com o ângulo de detecção, bloqueamos um dos feixes de excitação (o feixe 2 foi o escolhido). A Fig. 65 mostra como ficaram as funções de correlação nesse caso. Como esperado, não observamos nenhuma correlação cruzada entre os campos 1 e 2, com $\bar{g}_{2a1a}^T = \bar{g}_{2b1a}^T = \bar{g}_{2a1b}^T = \bar{g}_{2b1b}^T = 1$ para todos os valores de τ . Isso é esperado, pois não teremos mais um processo com casamento de fase com esse tipo de configuração espacial de apenas um feixe de excitação. Note que, nesse caso, os fótons detetados pelos APD's D_{1a} e D_{1b} tem um ângulo de espalhamento $\theta = 3^\circ$, e para os detetores D_{2a} e D_{2b} temos um ângulo de espalhamento $180^\circ - \theta = 177^\circ$. Podemos observar que o tempo característico para o decaimento das funções de autocorrelação $\bar{g}_{1b1a}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2b2a}^T(\tau)$ é bastante diferente, uma vez que temos ângulos de espalhamento de 3° e 177° , respectivamente.

O ajuste do comportamento temporal das funções de autocorrelação $\bar{g}_{1a1b}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2a2b}^T(\tau)$

Figura 65 – Funções de correlação $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ na configuração com apenas um feixe de excitação. (a) eixo das abscissas em escala linear. (b) eixo das abscissas em escala logarítmica. Os fótons detetados pelos APD's D_{1a} e D_{1b} tem um ângulo de espalhamento $\theta = 3^\circ$, e para os detetores D_{2a} e D_{2b} temos um ângulo de espalhamento $180^\circ - \theta = 177^\circ$. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 310 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente. Medida com Bin=100, correspondente a uma resolução temporal de 10 ns.



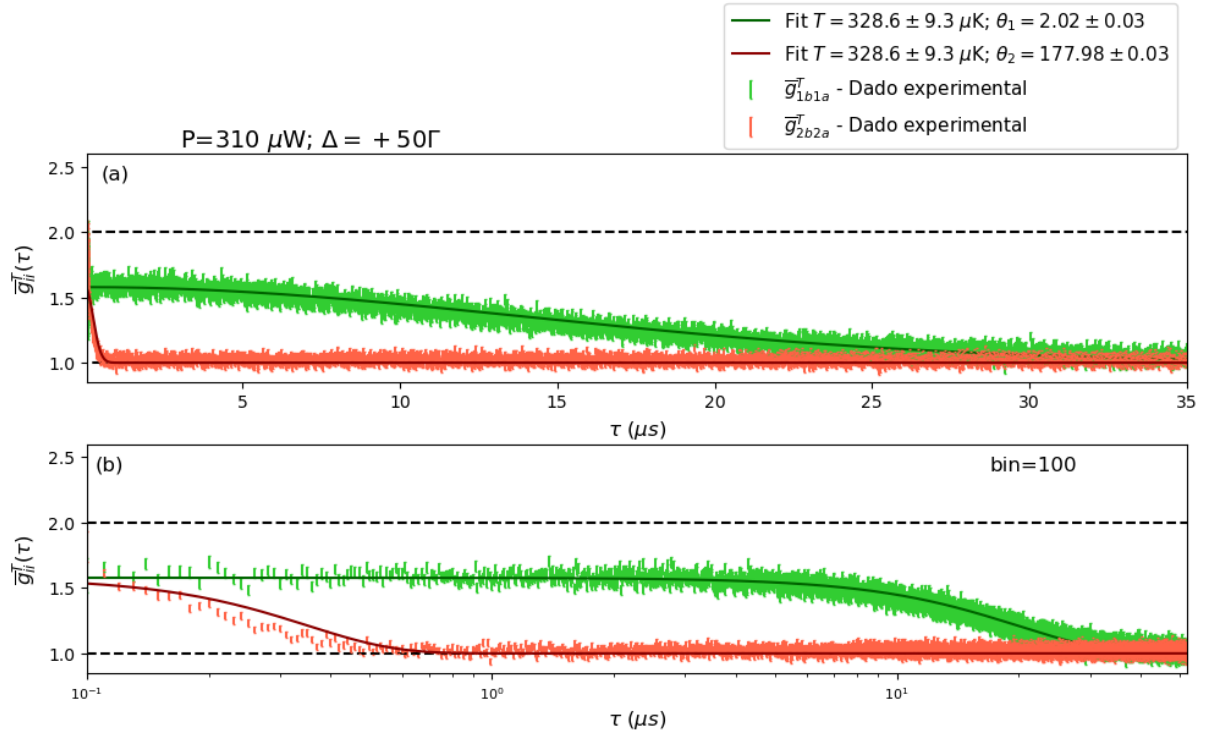
Fonte: O autor (2022).

é feito em todas as escalas de tempo por um decaimento gaussiano do tipo (ALMEIDA et al., (2016); MOREIRA et al., (2021))

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + Ae^{-(\tau/\tau_D)^2}, \quad (5.3)$$

com o tempo de decaimento Doppler dado por $\tau_D = \Lambda/\sqrt{2}\pi u$, onde $\Lambda = \lambda/[2\sin(\theta/2)]$ é o período espacial da grade de população criada pelo feixe de excitação, com λ sendo o comprimento de onda e θ o ângulo de espalhamento, $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ sendo a velocidade mais provável dos átomos de massa m em uma temperatura T , e k_B é a constante de Boltzmann. O parâmetro A ajusta o valor das funções de autocorrelação em $\tau = 0$. A Fig. 66 mostra as funções de autocorrelação g_{1b1a} e g_{2b2a} e as curvas contínuas representam os ajustes a partir da eq. (5.3). Realizamos um ajuste global das curvas com os dados experimentais, utilizando a temperatura da nuvem e o ângulo de espalhamento θ_1 (correspondente a luz detetada pelos APD's D_{1a} e D_{1b}) como parâmetros globais de ajuste. O ângulo θ_2 (correspondente a luz detetada pelos APD's D_{2a} e D_{2b}) é o suplementar de θ_1 , isto é, $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$. Além disso, utilizamos um parâmetro A_1 (A_2) para ajustar o valor da função de autocorrelação $\bar{g}_{1b1a}^T(\tau)$ ($\bar{g}_{2b2a}^T(\tau)$) em $\tau = 0$. O ajuste global dos dados resultou em uma temperatura de

Figura 66 – Funções de autocorrelação $\bar{g}_{1b1a}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2b2a}^T(\tau)$ na configuração com apenas um feixe de excitação. As curvas contínuas representam ajustes a partir da eq. (5.3). O ajuste global dos dados resultou em uma temperatura de $T = 328.6, 0 \pm 9.3 \mu\text{K}$ e um ângulo de espalhamento $\theta_1 = 2.02 \pm 0.03^\circ$. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 310 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente. Medida com bin=100, correspondente a uma resolução temporal de 10 ns.



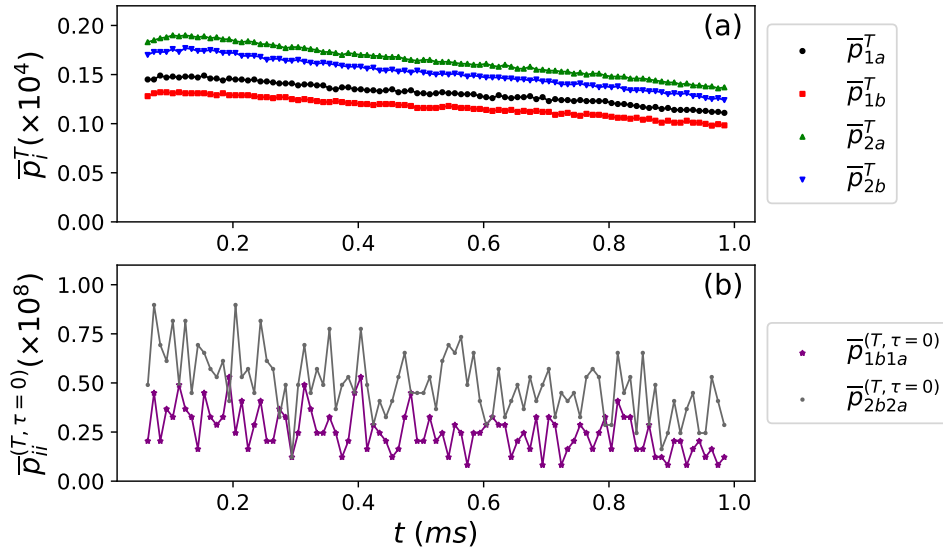
Fonte: O autor (2022).

$T = 328.6, 0 \pm 9.3 \mu\text{K}$, um ângulo de espalhamento $\theta_1 = 2.02 \pm 0.03^\circ$, $A_1 = 0.578 \pm 0.001$ e $A_2 = 0.579 \pm 0.002$.

Na Fig. 67 exibimos as probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ em (a) e em (b) as probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ii}^{(T, \tau=0)}$ associadas a um mesmo campo como função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu\text{s}$. A partir desta figura, podemos notar que as probabilidades de geração são praticamente iguais tanto para o espalhamento com ângulo $\theta = 3^\circ$ como para o ângulo de 177° , com as pequenas diferenças nas probabilidades sendo devido a detetores com eficiências levemente diferentes. Sendo assim, os decaimentos das funções de autocorrelação com tempos característicos τ_{D1} ($\theta = 3^\circ$) e τ_{D2} ($\theta = 177^\circ$) da Fig. 66 acontecem praticamente com a mesma probabilidade. Vale ressaltar que esse tipo de medida não foi realizada para outros pares de ângulos suplementares, por exemplo, não foi realizada para 1° e 179° . Portanto, uma explicação plausível para as escalas de tempo do segundo e terceiro tipos observados no decaimento das funções de correlação da seção 5.2, onde os dois feixes de excitação estão ligados, é que com os dois feixes de excitação presentes temos contribuições para o decaimento na escala de tempo

do segundo tipo devido a espalhamentos com ângulos de 177° e para o decaimento na escala de tempo do terceiro tipo devido a espalhamentos com ângulos de 3° .

Figura 67 – (a) Probabilidades simples $\bar{p}_i^T$ e (b) probabilidades conjuntas $\bar{p}_{ii}^{(T, \tau=0)}$ associadas a um mesmo campo em função do tempo t , com médias sobre $T = 10 \mu s$. Medidas realizadas para o experimento com um único feixe de excitação. Os fótons detetados pelos APD's D_{1a} e D_{1b} tem um ângulo de espalhamento $\theta = 3^\circ$, e para os detetores D_{2a} e D_{2b} temos um ângulo de espalhamento $180^\circ - \theta = 177^\circ$.



Fonte: O autor (2022).

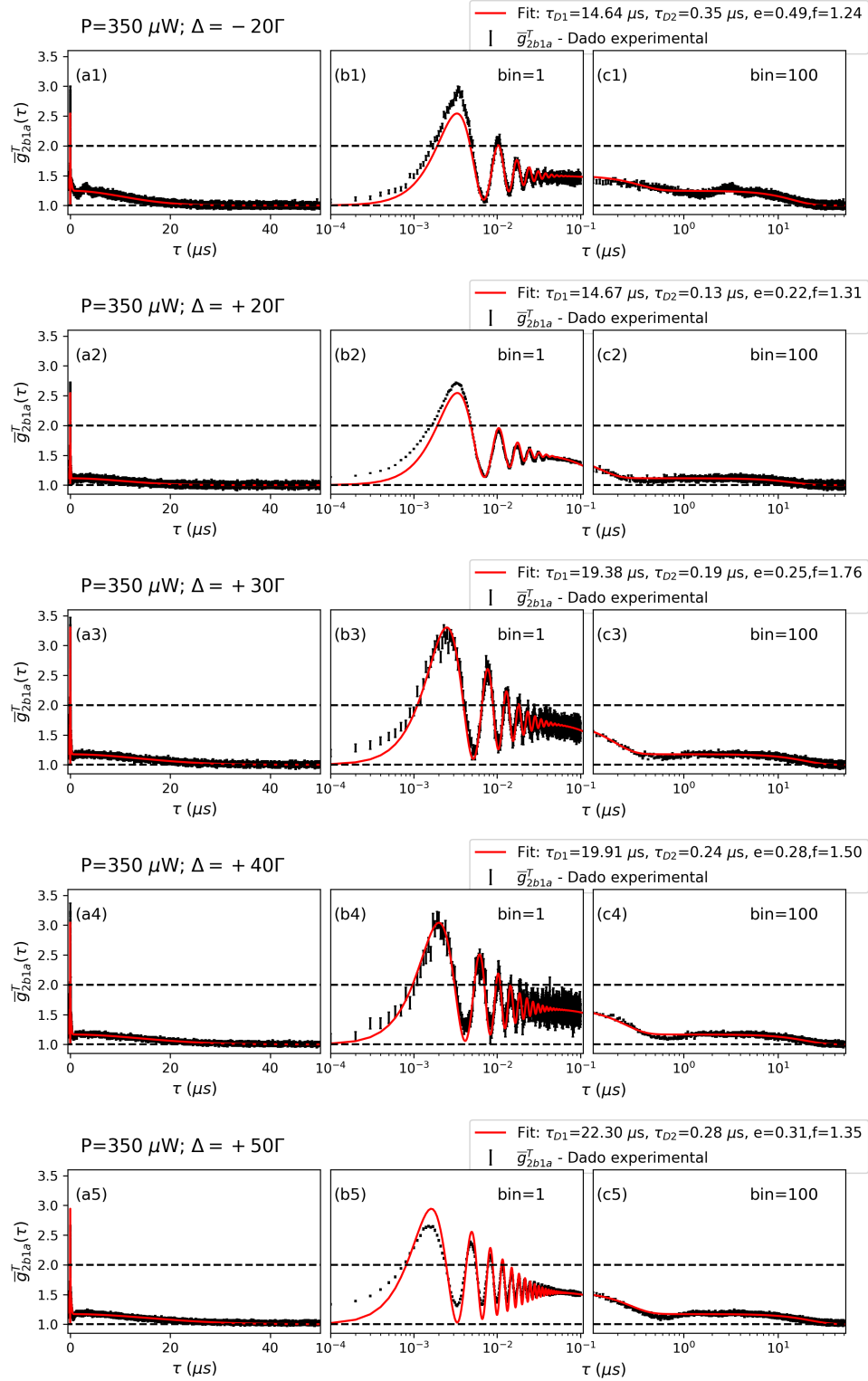
5.2.2 Ajuste dos Dados na Escala de Tempo Longa e Curta

A fim de ajustar os dados experimentais com a teoria para as três escalas de tempo de decaimento, e baseados nos resultados da seção 5.2.1, modificados empiricamente a eq. (5.1) para

$$g_{1,2}^{exp}(\tau) = 1 + \left[f \left(4/\pi^2 \right) \left(1 + e^{-\chi \Gamma \tau} - 2 \cos(\Delta_{fit} \tau) e^{-\chi \Gamma \tau / 2} \right) \right] \left[\epsilon e^{-(\tau/\tau_{D1})^2} + (1 - \epsilon) e^{-(\tau/\tau_{D2})^2} \right], \quad (5.4)$$

com f , τ_{D1} , τ_{D2} e ϵ parâmetros de ajuste. Nossa modificação empírica considerou que uma parcela ϵ dos átomos do *ensemble* são afetados pelo alargamento Doppler com tempo de decaimento τ_{D1} , e que uma fração $(1 - \epsilon)$ dos átomos são afetados pelo alargamento Doppler com tempo de decaimento τ_{D2} . Uma abordagem semelhante é encontrada na Ref. (MOREIRA et al., (2021)). Esses diferentes tempos de decaimento Doppler estão associados a espalhamentos com ângulos de 3° e $180^\circ - \theta = 177^\circ$, como mencionado na seção 5.2.1. Os parâmetros χ ,

Figura 68 – Função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ no limite em que $\tau \rightarrow \infty$. Em (ai) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear. Em (bi) e (ci) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica. A curva vermelha representa o ajuste teórico empírico da eq. (5.4). Bin=1 e 100 correspondem a resoluções temporais de 0,1 e 10 ns, respectivamente. O índice i vai de 1 até 5, representando as dessintonias -20, 20, 30, 40 e 50 Γ , respectivamente. A potência foi fixada em 350 μW .



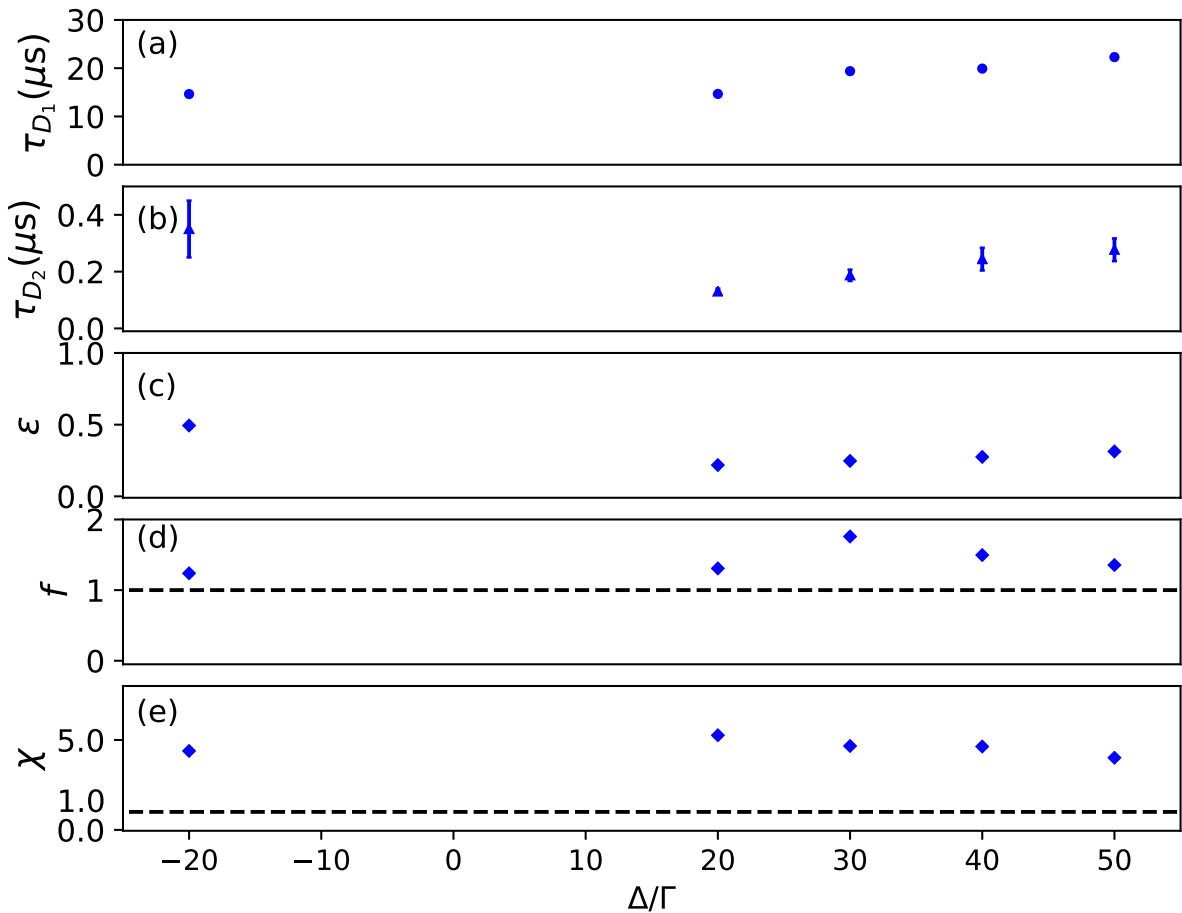
Fonte: O autor (2022).

Δ_{fit} foram ajustados independentemente realizando primeiro um fitting na escala de tempo curta (que vai até 50 ns).

Na Fig. 68 exibimos a função de correlação $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$ no limite em que $\tau \rightarrow \infty$. As outras 3 funções de correlação cruzadas ($\bar{g}_{2a1a}^T(\tau)$, $\bar{g}_{2a1b}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2b1b}^T(\tau)$) também exibem um comportamento semelhante ao exibido pela função $\bar{g}_{2b1a}^T(\tau)$. Em (ai) vemos o comportamento com o eixo τ em escala linear. Em (bi) e (ci) vemos o comportamento com o eixo τ em escala logarítmica. A curva vermelha representa o ajuste teórico empírico da Eq. (5.4).

Na Fig. 69 mostramos a dependência dos parâmetros do ajuste da Eq. (5.4) para os dados da Fig. 68 como função da dessintonia Δ , mantendo fixos $P = 350 \mu\text{W}$ e $OD_{med} = 15.3 \pm 0,6$. Podemos observar que não houve grandes mudanças nos parâmetros do ajuste ao variar dessintonia, com apenas o tempo de decaimento Doppler τ_{D2} na escala de tempo curta exibindo uma maior sensibilidade, no algoritmo de ajuste, à variações de dessintonia.

Figura 69 – Dependência dos parâmetros do ajuste da Eq. (5.4) para os dados da Fig. 68 como função da dessintonia Δ , mantendo fixos $P = 350 \mu\text{W}$ e $OD_{med} = 15.3 \pm 0,6$.



Fonte: O autor (2022).

5.3 FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO DE SEGUNDA ORDEM CONDICIONADA $g_c^{(2)}$

A função de correlação de segunda ordem condicionada é um critério bastante utilizado em sistemas ópticos para caracterizar a natureza individual dos fótons gerados (GRANGIER; ROGER; ASPECT, (1986); OLIVEIRA et al., (2014); ALBRECHT et al., 2015b). Ela é definida por

$$g_{ijj'}^{(2)}(t, t + \tau, t + \tau) = \frac{p_{ijj'}(t, t + \tau, t + \tau)}{g_{ij}(t, t + \tau)g_{ij'}(t, t + \tau)}p_i(t), \quad (5.5)$$

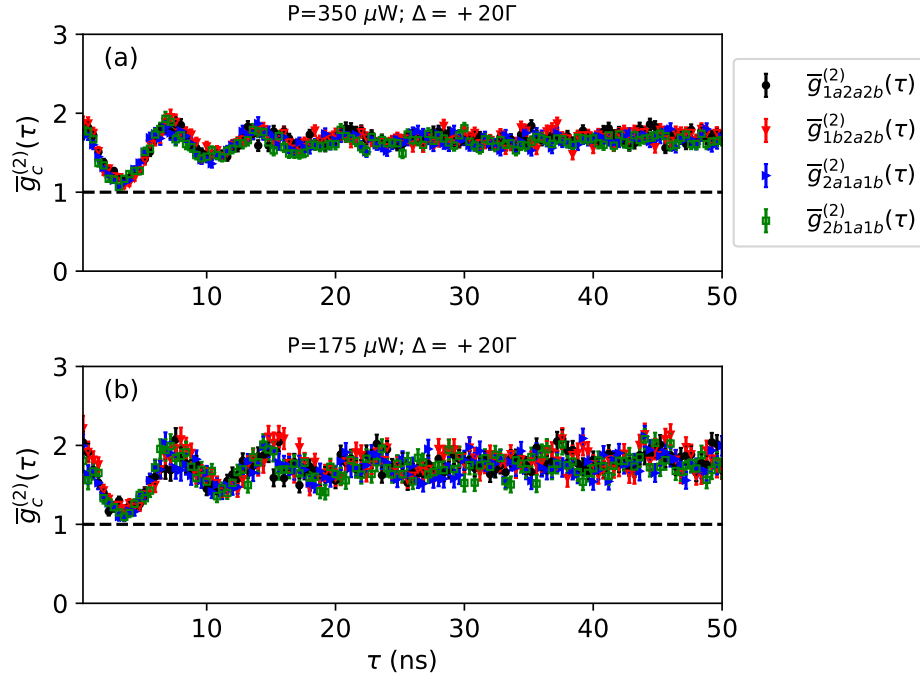
onde $p_{ijj'}(t, t + \tau, t + \tau)$ é a probabilidade de que os detetores j e j' do mesmo campo cliquem juntos no mesmo instante $t + \tau$ depois que o detetor i do outro campo tenha clicado no instante t , por exemplo, $p_{1a2a2b}(t, t + \tau)$ significa que o detetor $1a$ clicou no instante t e os detetores $2a$ e $2b$ clicaram simultaneamente no instante posterior $t + \tau$. Resumindo, é a probabilidade de medir uma coincidência no campo j condicionada a um clique no campo i . A eq. (5.5) é válida apenas para $\tau > 0$, pois os cliques simultâneos em j e j' acontecem depois do clique em i , que corresponde ao nosso condicionamento. Essa medida depende, portanto, da probabilidade de eventos envolvendo coincidências triplas. Lembre-se que (ver Fig. 47) a probabilidade média de acontecer um clique individual, em nosso sistema, é da ordem de $p_i \sim 10^{-4}$, e a probabilidade de ocorrer uma coincidência varia com o quadrado desse número $p_{ij} \sim p_i^2 \sim 10^{-8}$, portanto, a probabilidade média de acontecer uma coincidência tripla é da ordem de $p_{ijj'} \sim p_i^3 \sim 10^{-12}$. Logo, medidas como essa demandam um tempo consideravelmente maior para acumular estatística suficiente.

Novamente, podemos melhorar a estatística dos dados fazendo uma média temporal durante um tempo T sobre $g_{ijj'}(t, t + \tau, t + \tau)$ como

$$\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} g_{ijj'}^{(2)}(t, t + \tau, t + \tau) dt \quad (5.6)$$

onde $T = 1$ ms. Como temos 4 detetores, existem 4 possíveis condicionamentos para as funções de correlação de segunda ordem condicionada, $\bar{g}_{1a2a2b}^{(2)}$, $\bar{g}_{1b2a2b}^{(2)}$, $\bar{g}_{2a1a1b}^{(2)}$ e $\bar{g}_{2b1a1b}^{(2)}$. Na Fig. 70 mostramos a dependência das funções de correlação de segunda ordem condicionadas em função do atraso τ . Em (a) medida mantendo $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ fixos e (b) reduzimos a potência para $P = 175 \mu\text{W}$ mantendo a mesma dessintonia de $+20\Gamma$. A função de correlação de segunda ordem condicionada satisfaz a desigualdade $\bar{g}_{ijj'}^{(2)} \geq 1$ (LOUDON, (2000); GERRY; KNIGHT, (2004)). O regime puramente quântico é caracterizado para valores $\bar{g}_{ijj'}^{(2)} < 1$ em que a desigualdade é violada. Idealmente, $\bar{g}_{ijj'}^{(2)} = 0$ para fótons individuais. Não conseguimos observar violações com valores menores do que 1, pois seria necessário obter

Figura 70 – Funções de correlação de segunda ordem condicionadas em função do atraso τ . (a) Medida mantendo $P = 350 \mu\text{W}$ e $\Delta = +20\Gamma$ fixos e (b) $P = 175 \mu\text{W}$ mantendo a mesma dessintonia de $+20\Gamma$. A linha tracejada com valor 1 corresponde à fronteira entre o regime clássico ($\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) \geq 1$) e o regime puramente quântico ($\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) < 1$).



Fonte: O autor (2022).

maiores valores das correlações $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})}$. Na ref. (LAURAT et al., (2006)) foi obtido $g_{ijj'}^{(2)} \sim 0,7$ para valores da correlação da ordem de $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})} \sim 5$, que são quase 1,6 vezes maiores do que as correlações obtidas em nosso sistema de 2 níveis que são da ordem de $3,18 \pm 0,14$.

Portanto, neste capítulo estudamos o aumento na taxa de decaimento da função de correlação de segunda ordem e obtemos uma boa concordância com o primeiro modelo teórico empírico introduzido. Posteriormente, analisamos o comportamento dessas correlações no limite em que o sistema tende ao regime descorrelacionado. A partir do experimento com apenas um feixe de excitação, introduzimos algumas justificativas para o aparecimento de três escalas de tempo de decaimento quando os dois feixes de excitação estão presentes. Inserimos uma nova modificação empírica no modelo, de modo a ajustar o decaimento nas três escalas de tempo. Por fim, realizamos medidas da função de correlação de segunda ordem condicionada, entretanto não conseguimos verificar o comportamento de fóton individual, pois seria necessário no mínimo quase o dobro do máximo de correlação observado em nosso sistema (que foi de $\bar{g}_{ij}^{(T, \tau_{max})} = 3,18 \pm 0,14$) para obter uma violação da desigualdade $\bar{g}_{ijj'}^{(2)}(\tau) < 1$.

6 DESTILAÇÃO DO ESTADO QUÂNTICO POR FILTRAGEM ESPECTRAL

Neste capítulo medimos o espectro dos fótons gerados e observamos um tripleto de ressonâncias como previsto na teoria do Cap. 2, com os fótons sendo gerados tanto na componente central como nas bandas laterais. A partir da filtragem da componente central desse espectro, que corresponde a luz espalhada na mesma frequência dos feixes de excitação, isto é, filtrando o espalhamento Rayleigh, observamos um aumento no valor da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz.

6.1 FILTRAGEM DAS FREQUÊNCIAS DOS FÓTONS - FABRY-PEROT

Com o objetivo de aumentar as correlações observadas, realizamos uma filtragem na frequência dos fótons que são detetados. Essa filtragem tem a finalidade de remover luz devido ao espalhamento Rayleigh, que é gerada na mesma frequência dos feixes de excitação. Esse tipo de espalhamento produz fótons descorrelacionados, de modo que a correlação total medida é reduzida devido a essa luz espúria. Mas, primeiramente, vamos medir o espectro dos fótons gerados de modo a escolher a melhor sintonização possível para os nossos filtros de frequência a partir da determinação das frequências em que os fótons são gerados.

6.1.1 Espectro dos Fótons Gerados

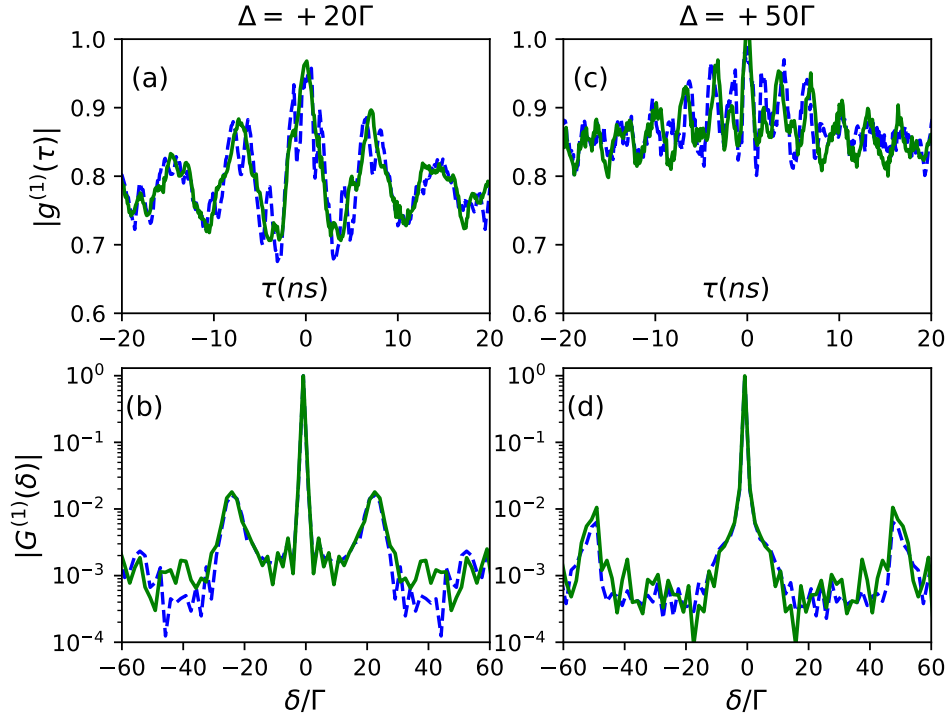
O espectro dos fótons gerados foi obtido a partir das funções de autocorrelação $\bar{g}_{1a1b}^T(\tau)$ e $\bar{g}_{2a2b}^T(\tau)$ através da relação de Siegert (LOUDON, (2000); ELOY et al., (2018)), válida para campos com estatística térmica:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2, \quad (6.1)$$

que relaciona a função de autocorrelação de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$ com a função de correlação de primeira ordem $g^{(1)}(\tau)$. Essa é a mesma relação mencionada no Cap. 2 que é válida para todos os tipos de luz caótica. Portanto, a função de correlação de primeira ordem é obtida a partir de

$$|g^{(1)}(\tau)| = \sqrt{g^{(2)}(\tau) - 1}. \quad (6.2)$$

Figura 71 – (a) Função de correlação de primeira ordem $|g^{(1)}(\tau)|$ para o campo 1 (curva azul tracejada) e para o campo 2 (curva verde contínua). (b) Transformada de Fourier $|G^{(1)}(\delta)|$ para os dados em (a) com $\Delta = +20\Gamma$. (c) e (d) correspondem ao caso com $\Delta = +50\Gamma$. Medidas com potência fica em $P = 350 \mu\text{W}$.



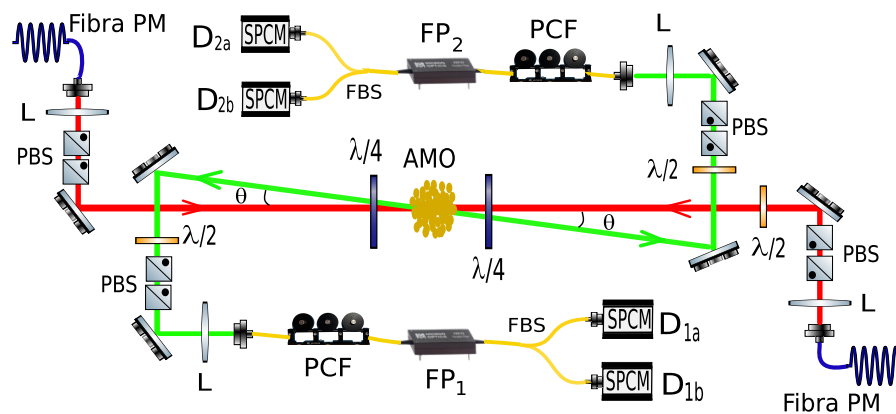
Fonte: O autor (2022).

Calculando a transformada de Fourier de $|g^{(1)}(\tau)|$ obtemos o espectro dos fótons gerados. Essa etapa é feita a partir da função FFT da biblioteca SciPy da linguagem Python. A Fig. 71(a) mostra a função de correlação de primeira ordem $|g^{(1)}(\tau)|$ e (b) a transformada de Fourier $|G^{(1)}(\delta)|$ para $\Delta = +20\Gamma$. As Figs. 71(c) e (d) correspondem ao caso com $\Delta = +50\Gamma$. Podemos notar que o espectro $|G^{(1)}(\delta)|$ apresenta um tripleto com uma componente central e duas bandas laterais, e se assemelha muito a um espectro de Mollow (MOLLOW, (1969)). O espectro da Fig. 71 é determinado pela susceptibilidade não linear de terceira ordem $\chi^{(3)}$ (ver Fig. 9). A componente central em $\delta = 0$ corresponde a um espalhamento elástico da luz na mesma frequência dos feixes de excitação. As bandas laterais localizadas em $\delta = \pm\Delta$ correspondem a um espalhamento inelástico, gerando fótons correlacionados com frequências $\omega_{1,2} = \omega \pm \delta$. Recentemente, medidas do tripleto de Mollow em átomos frios foram realizadas (ORTIZ-GUTIÉRREZ et al., (2019)) utilizando a técnica de detecção heteródina, onde o sinal da luz espalhada é combinado com um oscilador local em um divisor de feixe 50/50. O oscilador local foi obtido a partir do mesmo laser que gera os feixes do experimento, mas com uma frequência dessintonizada de $2\pi \times 120 \text{ MHz}$. Note que essa técnica é diferente da utilizada

neste trabalho que envolve apenas a detecção direta da luz espalhada.

6.1.2 Filtragem Espectral

Figura 72 – Esquema experimental simplificado da mistura de quatro ondas na configuração contrapropagante. PBS: divisor de feixe por polarização; SPCM: módulo de contagem de fótons individuais (detectores D_{1a} , D_{1b} , D_{2a} e D_{2b}); AMO: armadilha magneto-óptica; $\lambda/2$: placa de meia onda; $\lambda/4$: placa de quarto de onda; L: Lente convergente com distância focal de 1 m. Fibra PM: Mantenedora de Polarização; PCF: Controlador de Polarização em Fibra (do inglês Polarization Controller in Fiber); FP: Fabry-Perot.

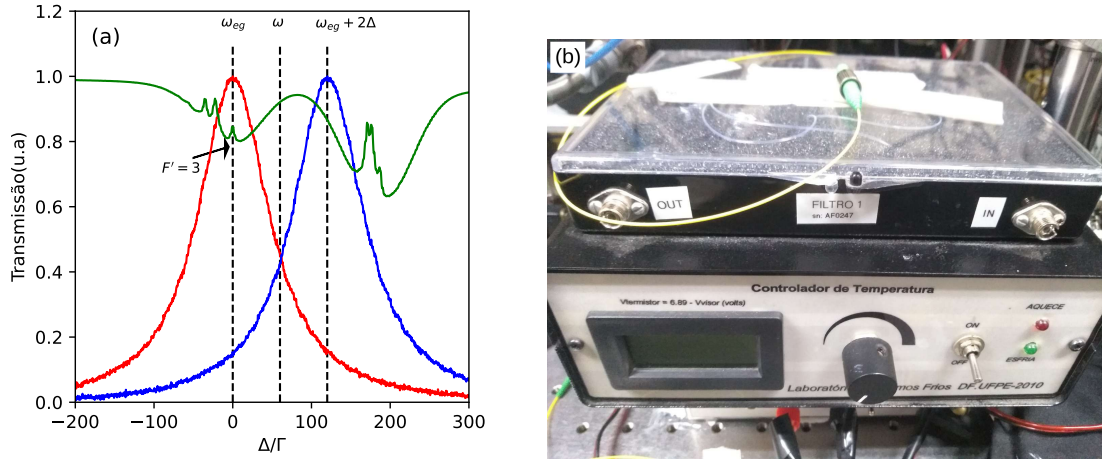


Fonte: O autor (2022).

Para a filtragem da frequência dos fótons gerados, utilizamos dois filtros de frequência Fabry-Perot (ver Fig. 72). Os filtros utilizados foram do modelo FFP-I (do inglês Fiber Fabry-Perot Interferometer) em 780 nm da empresa Micron Optics, com conexões de entrada e saída via fibra monomodo, largura de banda completa a meia altura $FWHM$ em torno de 600 MHz, Free Spectral Range $FSR \sim 20$ GHz, finesse $\mathcal{F}$ em torno de $\mathcal{F} = FSR/FWHM \approx 33$ e perdas de inserção de 3 dB. Esses filtros são sensíveis a polarização da luz detetada. Portanto, fixamos as fibras ópticas de modo a garantir que a polarização na entrada no Fabry-Perot não oscile. Além disso, substituímos as fibras dos modos de detecção por dois Controladores de Polarização em Fibra PCF (do inglês Polarization Controller in Fiber), que efetivamente funcionam como três placas de onda independentes que alteram a polarização da luz transmitida na fibra óptica. Os controladores de polarização em fibra são ajustados de modo a maximizar a transmissão no Fabry-Perot.

A Fig. 73(a) mostra o sinal de transmissão dos filtros Fabry-Perot 1 e 2 (curvas azul e vermelha) com sua respectiva sintonização feita a partir de um sinal de absorção saturada (curva verde) utilizado como referência, onde o pico em $F' = 3$ representa a ressonância

Figura 73 – (a) Sinal de transmissão dos filtros Fabry-Perot 1 e 2 (curvas azul e vermelha) com sua respectiva sintonização feita a partir de um sinal de absorção saturada (curva verde) utilizado como referência, onde o pico em $F' = 3$ representa a ressonância entre os níveis hiperfinos $F = 2 \rightarrow F' = 3$ e corresponde à frequência de ressonância ω_{eg} . ω representa a frequência dos feixes de excitação dessintonizados de $\Delta = 60\Gamma$ da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$. (b) Circuito eletrônico para sintonização e travamento do Fabry-Perot (que esta acima da caixa do circuito) na frequência desejada.

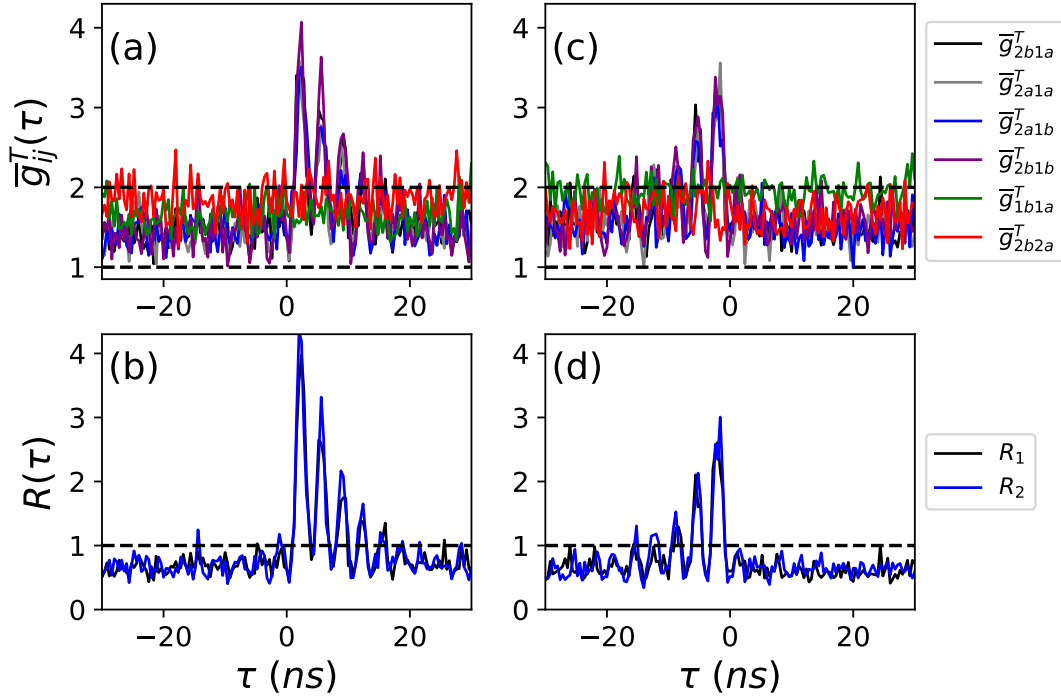


Fonte: O autor (2022).

entre os níveis hiperfinos $F = 2 \rightarrow F' = 3$ e corresponde a frequência de ressonância ω_{eg} e ω representa a frequência dos feixes de excitação dessintonizados de Δ da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Lembrando que os fótons gerados nas bandas laterais localizadas em $\delta = \pm\Delta$ correspondem às frequências $\omega_{1,2} = \omega \pm \delta$. Como $\omega = \omega_{eg} + \Delta$, temos que os fótons são gerados nas frequências $\omega_1 = \omega_{eg} + 2\Delta$ (fora da ressonância) e $\omega_2 = \omega_{eg}$ (ressonância), e são exatamente nessas frequências que os filtros são sintonizados na Fig. 73(a). Essa sintonização é feita através da variação da temperatura por um peltier e monitorado por um termistor interno ao Fabry-Perot. Estes são controlados por um circuito eletrônico externo (ver Fig. 73(b)), feito no laboratório de eletrônica do Departamento de Física da UFPE, que permite a sintonização na frequência desejada ajustando a tensão no termistor para valores em torno de 4,08 V para o FP1 e 3,18 V para o FP2. Vale a pena ressaltar que os valores das tensões vistas no mostrador do circuito são utilizadas apenas como indicação de que a temperatura no Fabry-Perot estabilizou, pois o sinal de transmissão pode se deslocar dezenas de MHz e as tensões mesmo assim permanecem fixas. Portanto, sempre verificamos o sinal de transmissão dos filtros a cada 30 min e ajustamos a sintonização se necessário.

A fig. 74 mostra dependência das correlações com a sintonização dos filtros Fabry-Perot. Em (a) $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e (b) $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ com o filtro FP1 sintonizado na ressonância e o filtro

Figura 74 – Dependência das correlações com a sintonização dos filtros Fabry-Perot. Em (a) $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ e (b) $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ com o filtro FP1 sintonizado na ressonância e o filtro FP2 fora da ressonância. Em (c) e (d) apenas invertemos a ordem de sintonização, com o filtro FP2 na ressonância e FP1 fora da ressonância. Medidas com potência e dessintonias fixadas em $P = 440 \mu\text{W}$ e $\Delta = +50\Gamma$, respectivamente.

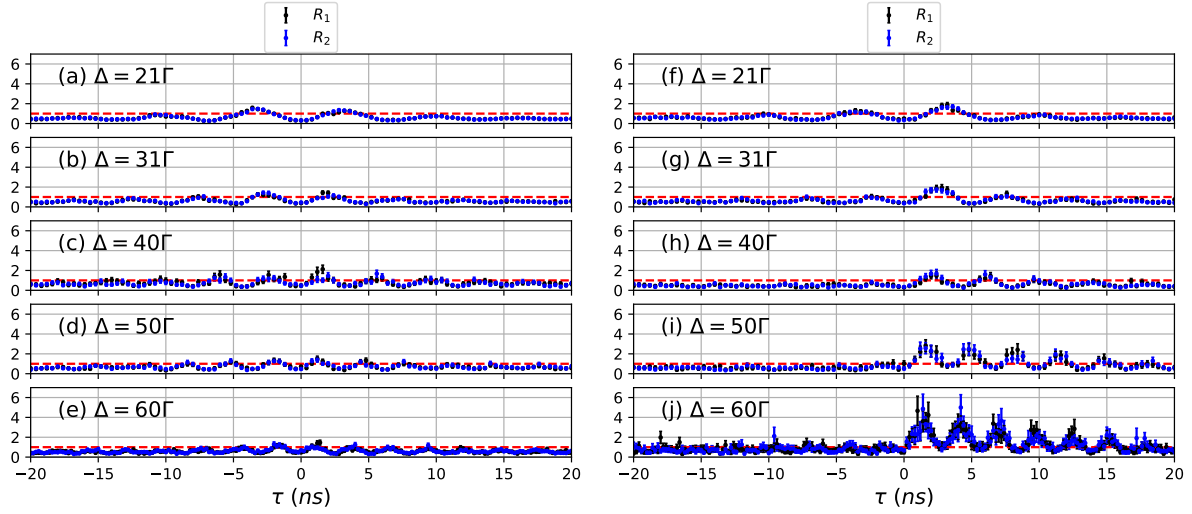


Fonte: O autor (2022).

FP2 fora da ressonância. Lembrando que de acordo com a nossa convenção adotada, por exemplo, na função $\bar{g}_{2b1a}^T$ o valor $\tau > 0$ significa que o fóton no detector D_{2b} (sintonizado fora da ressonância) clicou primeiro marcando a origem temporal em $\tau = 0$ e após um tempo $\tau > 0$ o fóton no detector D_{1a} (sintonizado na ressonância) clicou. Observe que nas Figs. 74(a) e (b) temos correlações apenas para $\tau > 0$. Nas Figs. 74(c) e (d) invertemos a ordem de sintonização, com o filtro FP2 na ressonância e FP1 fora da ressonância e observamos correlações apenas para $\tau < 0$, significando que na função $\bar{g}_{2b1a}^T$ o fóton no detector D_{1a} (sintonizado fora da ressonância) agora clicou primeiro e posteriormente o fóton no detector D_{2b} (sintonizado na ressonância) clicou. Portanto, a partir disso podemos concluir que o fóton gerado fora da ressonância $\omega_{eg} + 2\Delta$ é emitido primeiro e depois o fóton na ressonância ω_{eg} é emitido.

A Fig. 75 mostra a dependência das desigualdades $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para diferentes valores da dessintonia Δ , onde nas Figs. 75 de (a) até (e) correspondem a medidas sem Fabry-Perot e de (f) até (j) com Fabry-Perot. A potência foi fixada em $330 \mu\text{W}$. Podemos observar que

Figura 75 – Dependência das desigualdades $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$ para diferentes valores da dessintonia Δ . Medidas de (a) até (e) sem Fabry-Perot e (f) até (j) com Fabry-Perot. A potência foi fixada em $330 \mu\text{W}$. A reta vermelha tracejada representa o limite da desigualdade de Cauchy-Schwarz.

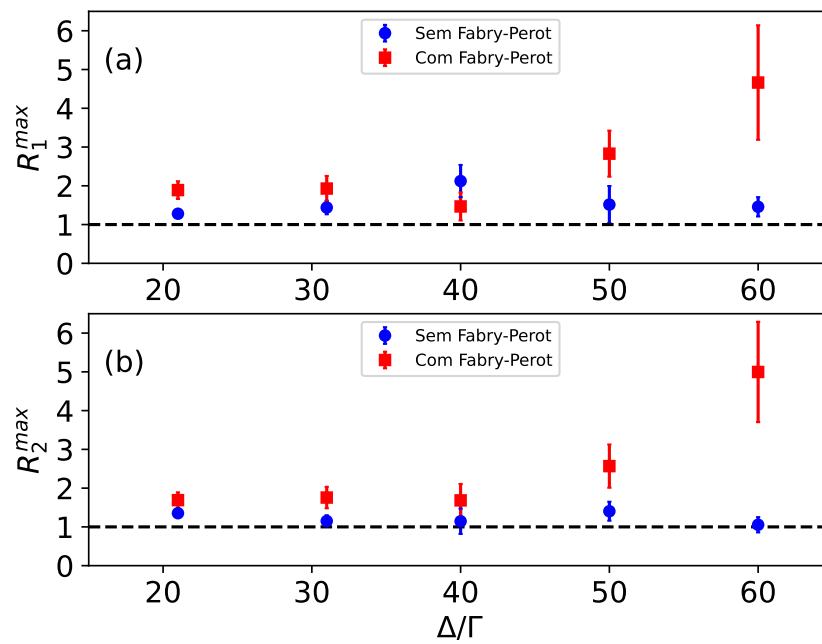


Fonte: O autor (2022).

para a menor dessintonia utilizada de $+20\Gamma$, o efeito do Fabry-Perot é quase imperceptível, mostrando apenas um pequeno aumento para os valores de $\tau > 0$. Isso se deve ao fato de que o nosso filtro utilizado tem uma largura de banda próximo de 600 MHz e a separação entre os fótons gerados nas bandas laterais é de $2\Delta = 2 \times 20\Gamma = 240 \text{ MHz}$. Por outro lado, para a maior dessintonia utilizada em nosso atual aparato experimental de $+60\Gamma$, podemos observar um aumento significativo nas desigualdades $R_1(\tau)$ e $R_2(\tau)$.

A Fig.76(a) mostra o comportamento do máximo da desigualdade R_1^{max} e (b) R_2^{max} como função da dessintonia para os dados da Fig. 75. Os círculos azuis preenchidos correspondem às medidas sem Fabry-Perot, e os quadrados vermelhos preenchidos para as medidas com Fabry-Perot. Para o caso $\Delta = +60\Gamma$ obtemos $R_1^{max} = 4.7 \pm 1.5$ e $R_2^{max} = 5.0 \pm 1.3$, que correspondem a um aumento, na violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, de cerca de 2,5 vezes do valor $R^{max} = 1,98 \pm 0,03$ obtido em nosso trabalho publicado recentemente sem a utilização de filtros de frequência (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)).

Figura 76 – (a) R_1^{max} e (b) R_2^{max} da Fig. 75 como função de dessintonia Δ . Os círculos azuis preenchidos correspondem às medidas sem Fabry-Perot, e os quadrados vermelhos preenchidos para as medidas com Fabry-Perot. A reta preta tracejada representa o limite da desigualdade de Cauchy-Schwarz.



Fonte: O autor (2022).

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Demonstramos experimentalmente a observação de correlações não clássicas entre pares de fótons gerados através do processo espontâneo de mistura de quatro ondas em um *ensemble* de átomos de dois níveis de energia puros, confirmando a previsão teórica das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)). Além disso, verificamos uma ampla independência das correlações com vários parâmetros experimentais que comumente controlam o grau de pureza dos pares de fótons gerados a partir do *ensemble* atômico, como o número de átomos no *ensemble* e as taxas de detecção (determinada pela dessintonia e pela intensidade dos feixes de excitação). Assim, fomos capazes de observar correlações não clássicas mesmo com taxas de detecção próximas da saturação dos nossos detetores. Por outro lado, vale a pena mencionar que as teorias das Refs. (DU et al., (2007); WEN; DU; RUBIN, (2007)) mostram uma discrepância nos valores máximos das correlações previstos teoricamente por elas, e que os valores máximos medidos experimentalmente encontram-se na faixa intermediária do que é esperado por essas teorias. Além disso, observamos aumentos nas taxas de decaimento que são compatíveis com efeitos coletivos e que atualmente estão sob investigação.

A observação dessas correlações abre a possibilidade de observar e explorar correlações não clássicas em situações mais corriqueiras, mesmo na presença de um alto nível de ruído de fótons descorrelacionados oriundos do espalhamento Rayleigh, salientando a importância de desenvolver um tratamento puramente quântico mesmo em situações em que comumente acredita-se que um tratamento semiclássico seja suficiente.

Analizamos o aumento na taxa de decaimento da função de correlação de segunda ordem e sua dependência com a profundidade óptica, em que observamos um aumento linear com a OD . Essa dependência nas taxas de decaimento é consistente com efeitos de superradiância (ARAÚJO et al., (2016); ROOF et al., (2016)). Posteriormente analisamos o comportamento dessas correlações no limite em que o sistema tende ao regime descorrelacionado. A partir do experimento com apenas um feixe de excitação, introduzimos algumas justificativas para o aparecimento de três escalas de tempo de decaimento quando os dois feixes de excitação estão presentes. Inserimos uma nova modificação empírica no modelo, de modo a ajustar o decaimento nas três escalas de tempo. Por fim, realizamos medidas da função de correlação de segunda ordem condicionada, entretanto não conseguimos verificar o comportamento de fóton individual.

Realizamos medidas do espectro dos fótons gerados em que observamos o aparecimento de bandas laterais, que são determinadas pela susceptibilidade não linear de terceira ordem do meio, como previsto pela teoria. Com o intuito de aumentar as correlações não clássicas, realizamos uma filtragem na componente central da frequência dos fótons gerados, com a finalidade de remover luz devido ao espalhamento Rayleigh, gerada na mesma frequência dos feixes de excitação e produzindo assim fótons descorrelacionados. Assim, com a filtragem espectral, conseguimos obter um aumento, na violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz, com $R^{max} = 5.0 \pm 1.3 \not\leq 1$. Esse aumento é cerca de 2,5 vezes do valor $R^{max} = 1,98 \pm 0,03 \not\leq 1$ obtido em nosso trabalho publicado recentemente sem a utilização de filtros de frequência (ARAÚJO; MARINHO; FELINTO, (2022)).

Como perspectiva, pretendemos aumentar ainda mais as correlações através da utilização dos filtros de frequência e trabalhar no regime de alta dessintonia, acima de $60\Gamma \approx 360$ MHz, de modo a obter uma melhor filtragem do espalhamento Rayleigh. Se com isso obtivermos uma visibilidade entre o máximo e mínimo de correlação acima de 70,7 %, o que pode ser obtido para valores de g_{12}^{max} acima de 6, pretendemos realizar medidas da desigualdade de Bell de modo a caracterizar melhor o emaranhamento em nosso sistema. Com esse possível aumento das correlações, poderemos também verificar o carácter subpoissoniano dos fótons gerados. Além disso, verificaremos a natureza multipartite do emaranhamento em nosso sistema como salientado em (LOPEZ et al., (2019)).

REFERÊNCIAS

- ACERNESE, F.; et al. Increasing the Astrophysical Reach of the Advanced Virgo Detector via the Application of Squeezed Vacuum States of Light. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 123, p. 231108, Dec (2019). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.231108>>.
- AGRAWAL, G. P. Four-wave mixing and phase conjugation in semiconductor laser media. *Opt. Lett.*, Optica Publishing Group, v. 12, n. 4, p. 260–262, Apr (1987). Disponível em: <<http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-12-4-260>>.
- ALBRECHT, B.; FARRERA, P.; HEINZE, G.; CRISTIANI, M.; RIEDMATTEN, H. de. Controlled rephasing of single collective spin excitations in a cold atomic quantum memory. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 115, p. 160501, Oct 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.160501>>.
- ALBRECHT, B.; FARRERA, P.; HEINZE, G.; CRISTIANI, M.; RIEDMATTEN, H. de. Controlled rephasing of single collective spin excitations in a cold atomic quantum memory. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 115, p. 160501, Oct 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.160501>>.
- ALLEN, L.; EBERLY, J. H. *Optical resonance and two-level atoms*. [S.l.]: (Dover Publications New York), (1987).
- ALMEIDA, A. J. F. de; MAYNARD, M.-A.; BANERJEE, C.; FELINTO, D.; GOLDFARB, F.; TABOSA, J. W. R. Nonvolatile optical memory via recoil-induced resonance in a pure two-level system. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 94, p. 063834, Dec (2016). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.94.063834>>.
- ARAÚJO, M. O.; Ć, I. Kreši; KAISER, R.; GUERIN, W. Superradiance in a large and dilute cloud of cold atoms in the linear-optics regime. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 117, p. 073002, Aug (2016). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.073002>>.
- ARAÚJO, M. O.; MARINHO, L. S.; FELINTO, D. Observation of nonclassical correlations in biphotons generated from an ensemble of pure two-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 128, p. 083601, Feb (2022). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.083601>>.
- ASPECT, A.; GRANGIER, P.; ROGER, G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 49, p. 91–94, Jul 1982. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.91>>.
- Belinskii, A. V.; Klyshko, D. N. Two-photon optics: diffraction, holography, and transformation of two-dimensional signals. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, v. 78, n. 3, p. 259–262, mar. (1994).
- BELL, J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics Physique Fizika*, American Physical Society, v. 1, p. 195–200, Nov (1964). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>>.

BOCHOVE, E. Theory of phase conjugation by degenerate four-wave mixing using spatially varying pump beams. *J. Opt. Soc. Am.*, Optica Publishing Group, v. 73, n. 10, p. 1330–1342, Oct (1983). Disponível em: <<http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-73-10-1330>>.

BOLLER, K.-J.; gLU, A. Imamo; HARRIS, S. E. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 66, p. 2593–2596, May (1991). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2593>>.

BORN, M. Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge. *Zeitschrift für Physik*, v. 37, n. 12, p. 863–867, Dec (1926). ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01397477>>.

BOSSMANN, L.; GRUMMT, R.; KOLB, M. On the dipole approximation with error estimates. *Letters in Mathematical Physics*, v. 108, n. 1, p. 185–193, Jan (2018). ISSN 1573-0530. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s11005-017-0999-y>>.

BOTO, A. N.; KOK, P.; ABRAMS, D. S.; BRAUNSTEIN, S. L.; WILLIAMS, C. P.; DOWLING, J. P. Quantum interferometric optical lithography: Exploiting entanglement to beat the diffraction limit. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 85, p. 2733–2736, Sep (2000). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2733>>.

BOYD, R. W. *Nonlinear Optics*. 3. ed. San Diego, CA: Academic Press, 2008. ISBN 9780123694706.

BOYD, R. W.; RAYMER, M. G.; NARUM, P.; HARTE, D. J. Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 24, p. 411–423, Jul 1981. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.24.411>>.

BROWN, J. W.; CHURCHILL, R. V. *Complex Variables and Applications*. [S.l.]: McGraw-Hill Education; 9th ed. edição, (2013).

BURNHAM, D. C.; WEINBERG, D. L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 25, p. 84–87, Jul 1970. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.84>>.

Ć, V. Bali; BRAJE, D. A.; KOLCHIN, P.; YIN, G. Y.; HARRIS, S. E. Generation of paired photons with controllable waveforms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 94, p. 183601, May (2005). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.183601>>.

CHOU, C. W.; LAURAT, J.; DENG, H.; CHOI, K. S.; RIEDMATTEN, H. de; FELINTO, D.; KIMBLE, H. J. Functional quantum nodes for entanglement distribution over scalable quantum networks. *Science*, v. 316, n. 5829, p. 1316–1320, (2007). Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1140300>>.

CHOU, C. W.; RIEDMATTEN, H. de; FELINTO, D.; POLYAKOV, S. V.; ENK, S. J. van; KIMBLE, H. J. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles. *Nature*, v. 438, n. 7069, p. 828–832, Dec 2005. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature04353>>.

CHU, S. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 70, p. 685–706, Jul (1998). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.685>>.

CHU, S.; HOLLBERG, L.; BJORKHOLM, J. E.; CABLE, A.; ASHKIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 55, p. 48–51, Jul (1985). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.48>>.

CLAUSEN, C.; USMANI, I.; BUSSIÈRES, F.; SANGOUARD, N.; AFZELIUS, M.; RIEDMATTEN, H. de; GISIN, N. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, v. 469, n. 7331, p. 508–511, Jan (2011). ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature09662>>.

CLAUSER, J. F. Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 9, p. 853–860, Feb (1974). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.9.853>>.

COURTEILLE, P. W. *Interaction of Light with Cold Atoms, Lecture on Atom-Light Interaction and Basic Applications*. [S.l.]: ICTP-SAIFR school, (2019).

COVA, S.; GHIONI, M.; LACAITA, A.; SAMORI, C.; ZAPPA, F. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Appl. Opt.*, OSA, v. 35, n. 12, p. 1956–1976, Apr (1996). Disponível em: <<http://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-35-12-1956>>.

DU, S.; KOLCHIN, P.; BELTHANGADY, C.; YIN, G. Y.; HARRIS, S. E. Subnatural linewidth biphotons with controllable temporal length. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 100, p. 183603, May (2008). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.183603>>.

DU, S.; WEN, J.; RUBIN, M. H. Narrowband biphoton generation near atomic resonance. *J. Opt. Soc. Am. B*, Optica Publishing Group, v. 25, n. 12, p. C98–C108, Dec (2008). Disponível em: <<http://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-25-12-C98>>.

DU, S.; WEN, J.; RUBIN, M. H.; YIN, G. Y. Four-wave mixing and biphoton generation in a two-level system. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 98, p. 053601, Jan (2007). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.053601>>.

DUAN, L.-M.; LUKIN, M. D.; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, v. 414, n. 6862, p. 413–418, Nov (2001). ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/35106500>>.

EINSTEIN, A.; PODOLSKY, B.; ROSEN, N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 47, p. 777–780, May (1935). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>>.

ELOY, A.; YAO, Z.; BACHELARD, R.; GUERIN, W.; FOUCHÉ, M.; KAISER, R. Diffusing-wave spectroscopy of cold atoms in ballistic motion. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 97, p. 013810, Jan (2018). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.97.013810>>.

FAYE, J. Copenhagen Interpretation of Quantum Mechanics. In: ZALTA, E. N. (Ed.). *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Winter 2019. [S.l.]: Metaphysics Research Lab, Stanford University, (2019).

FELINTO, D.; CHOU, C. W.; RIEDMATTEN, H. de; POLYAKOV, S. V.; KIMBLE, H. J. Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 72, p. 053809, Nov 2005. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.72.053809>>.

FEYNMAN, R. *The Feynman Lectures on Physics*. 1962.

FILHO, P. J. C. de V. Análise estatística da luz no espalhamento espontâneo por átomos de dois níveis frios. *Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Pernambuco*, (2019).

FOOT, C. J. *Atomic physics*. [S.l.]: Oxford University Press, (2005).

GERRY, C.; KNIGHT, P. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, (2004). ISBN 9781139453554. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=MDwgAwAAQBAJ>>.

GOODMAN, J. *Statistical Optics*. 2. ed. [S.l.]: Wiley, New York, (2015).

GRANGIER, P.; ROGER, G.; ASPECT, A. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences. *Europhysics Letters (EPL)*, IOP Publishing, v. 1, n. 4, p. 173–179, feb (1986). Disponível em: <<https://doi.org/10.1209/0295-5075/1/4/004>>.

GSL Sparse Matrices. <<https://www.gnu.org/software/gsl/doc/html/spmatrix.html>>. Accessed: 2021-09-30.

HARRIS, S. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, v. 50, n. 7, 1997. ISSN 0031-9228.

HARRIS, S. E.; OSHMAN, M. K.; BYER, R. L. Observation of tunable optical parametric fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 18, p. 732–734, May (1967). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.732>>.

HAU, L. V.; HARRIS, S. E.; DUTTON, Z.; BEHROOZI, C. H. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, v. 397, n. 6720, p. 594–598, Feb (1999). ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/17561>>.

KOLCHIN, P.; DU, S.; BELTHANGADY, C.; YIN, G. Y.; HARRIS, S. E. Generation of narrow-bandwidth paired photons: Use of a single driving laser. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 97, p. 113602, Sep (2006). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.113602>>.

KUZMICH, A.; BOWEN, W. P.; BOOZER, A. D.; BOCA, A.; CHOU, C. W.; DUAN, L.-M.; KIMBLE, H. J. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, v. 423, n. 6941, p. 731–734, Jun (2003). ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature01714>>.

LAHIRI, A. Chapter 7 - optical coherence: Statistical optics. In: LAHIRI, A. (Ed.). *Basic Optics*. Amsterdam: Elsevier, 2016. p. 605–696. ISBN 978-0-12-805357-7. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780128053577000071>>.

LAMBRECHT, A.; COUDREAU, T.; STEINBERG, A. M.; GIACOBINO, E. Squeezing with cold atoms. *Europhysics Letters (EPL)*, IOP Publishing, v. 36, n. 2, p. 93–98, oct (1996). Disponível em: <<https://doi.org/10.1209/epl/i1996-00192-1>>.

- LAURAT, J.; RIEDMATTEN, H. de; FELINTO, D.; CHOU, C. W.; SCHOMBURG, E. W.; KIMBLE, H. J. Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble. *Opt. Express*, Optica Publishing Group, v. 14, n. 15, p. 6912–6918, Jul (2006). Disponível em: <<http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-14-15-6912>>.
- LETT, P. D.; PHILLIPS, W. D.; ROLSTON, S. L.; TANNER, C. E.; WATTS, R. N.; WESTBROOK, C. I. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, OSA, v. 6, n. 11, p. 2084–2107, Nov (1989). Disponível em: <<http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2084>>.
- LOPEZ, J. P.; MELO, A. M. G. de; FELINTO, D.; TABOSA, J. W. R. Observation of giant gain and coupled parametric oscillations between four optical channels in cascaded four-wave mixing. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 100, p. 023839, Aug (2019). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.023839>>.
- LOUDON, R. Photon bunching and antibunching. *Physics Bulletin*, IOP Publishing, v. 27, n. 1, p. 21–23, jan (1976). Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0031-9112/27/1/023>>.
- LOUDON, R. *The Quantum Theory of Light, 3rd ed. (Oxford Science Publications)*. 3. ed. Oxford University Press, USA, (2000). ISBN 0198501765,9780198501763. Disponível em: <<http://gen.lib.rus.ec/book/index.php?md5=CCC4545C9D7C0A3216FB446644BFCD47>>.
- LUKIN, M. D. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 75, p. 457–472, Apr 2003. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.75.457>>.
- MAEDA, M. W.; KUMAR, P.; SHAPIRO, J. H. Observation of squeezed noise produced by forward four-wave mixing in sodium vapor. *Opt. Lett.*, Optica Publishing Group, v. 12, n. 3, p. 161–163, Mar (1987). Disponível em: <<http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-12-3-161>>.
- MATSUKEVICH, D. N.; CHANELIÈRE, T.; BHATTACHARYA, M.; LAN, S.-Y.; JENKINS, S. D.; KENNEDY, T. A. B.; KUZMICH, A. Entanglement of a photon and a collective atomic excitation. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 95, p. 040405, Jul (2005). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.040405>>.
- MCCARRON, D. J. *A Guide to Acousto-Optic Modulators*. (2007).
- MCCORMICK, C. F.; BOYER, V.; ARIMONDO, E.; LETT, P. D. Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor. *Opt. Lett.*, Optica Publishing Group, v. 32, n. 2, p. 178–180, Jan (2007). Disponível em: <<http://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-32-2-178>>.
- MIGDALL, A. L.; PRODAN, J. V.; PHILLIPS, W. D.; BERGEMAN, T. H.; METCALF, H. J. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 54, p. 2596–2599, Jun (1985). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.2596>>.
- MOLLOW, B. R. Power spectrum of light scattered by two-level systems. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 188, p. 1969–1975, Dec (1969). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.188.1969>>.
- MORALES, J. Montagem do experimento para a geração de fótons individuais a partir de ensembles atômicos em uma armadilha magneto-óptica. *Dissertação (Mestrado)* - Universidade Federal de Pernambuco, (2016).

MOREIRA, R. S.; CAVALCANTI, P. J.; MUÑOZ-MARTÍNEZ, L. F.; MORALES, J. E.; SALDANHA, P. L.; TABOSA, J. W.; FELINTO, D. Nonvolatile atomic memory in the spontaneous scattering of light from cold two-level atoms. *Optics Communications*, v. 495, p. 127075, (2021). ISSN 0030-4018. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401821003242>>.

MOREIRA, R. S. N. Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da mecânica quântica e caracterização de novas memórias atômicas. *Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco*, (2018).

NIELSEN, M. A.; CHUANG, I. L. *Quantum Computation and Quantum Information*. [S.l.]: Cambridge University Press, (2000).

OLIVEIRA, R. A. de; MENDES, M. S.; MARTINS, W. S.; SALDANHA, P. L.; TABOSA, J. W. R.; FELINTO, D. Single-photon superradiance in cold atoms. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 90, p. 023848, Aug (2014). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.023848>>.

ORTIZ-GUTIÉRREZ, L.; MARTÍNEZ, L. F. Muñoz; BARROS, D. F.; MORALES, J. E. O.; MOREIRA, R. S. N.; ALVES, N. D.; TIECO, A. F. G.; SALDANHA, P. L.; FELINTO, D. Experimental fock-state superradiance. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 120, p. 083603, Feb (2018). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.083603>>.

ORTIZ-GUTIÉRREZ, L.; TEIXEIRA, R. C.; ELOY, A.; SILVA, D. F. da; KAISER, R.; BACHELARD, R.; FOUCHÉ, M. Mollow triplet in cold atoms. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 21, n. 9, p. 093019, sep (2019). Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab3ca9>>.

OU, Z. Y.; LU, Y. J. Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 83, p. 2556–2559, Sep (1999). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.2556>>.

PERRET, S.; FANJOUX, G.; BIGOT, L.; FATOME, J.; MILLOT, G.; DUDLEY, J. M.; SYLVESTRE, T. Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre. *APL Photonics*, v. 4, n. 2, p. 022905, (2019). Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5045645>>.

PRESS Release: The 1997 Nobel Prize in Physics. <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/press-release/>>. Accessed: 2022-06-15.

PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. *Numerical Recipes in C*. Second. Cambridge, USA: Cambridge University Press, (1992).

RAIZEN, M. G.; OROZCO, L. A.; XIAO, M.; BOYD, T. L.; KIMBLE, H. J. Squeezed-state generation by the normal modes of a coupled system. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 59, p. 198–201, Jul (1987). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.198>>.

RIBEIRO, P. H. S.; PÁDUA, S.; SILVA, J. C. Machado da; BARBOSA, G. A. Controlling the degree of visibility of Young's fringes with photon coincidence measurements. *Phys.*

Rev. A, American Physical Society, v. 49, p. 4176–4179, May (1994). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.49.4176>>.

RIES, J.; BREZGER, B.; LVOVSKY, A. I. Experimental vacuum squeezing in rubidium vapor via self-rotation. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 68, p. 025801, Aug (2003). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.68.025801>>.

ROOF, S. J.; KEMP, K. J.; HAVEY, M. D.; SOKOLOV, I. M. Observation of single-photon superradiance and the cooperative lamb shift in an extended sample of cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 117, p. 073003, Aug (2016). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.073003>>.

SALINAS, S. R. *Introdução a física estatística*. [S.l.]: Edusp, (1997).

SCHOLZ, M.; KOCH, L.; BENSON, O. Statistics of narrow-band single photons for quantum memories generated by ultrabright cavity-enhanced parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 102, p. 063603, Feb (2009). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.063603>>.

SCHRÖDINGER, E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, v. 23, n. 48, p. 807–812, Nov (1935). ISSN 1432-1904. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01491891>>.

SCHWARZ, H. A. Über ein Flächen kleinsten Flächeninhalts betreffendes Problem der Variationsrechnung. *Acta Societatis Scientiarum Fennicae XV*, v. 318, (1888).

SLUSHER, R. E.; HOLLBERG, L. W.; YURKE, B.; MERTZ, J. C.; VALLEY, J. F. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 55, p. 2409–2412, Nov (1985). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.2409>>.

STECK, D. A. Rubidium 87 d line data. (2015).

STEINBRUCH, A.; WINTERLE, P. *Álgebra Linear*. [S.l.]: Pearson Universidades, (1995).

STRUTT, H. J. Xv. on the light from the sky, its polarization and colour. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor Francis, v. 41, n. 271, p. 107–120, (1871). Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/14786447108640452>>.

SWINEHART, D. F. The beer-lambert law. *Journal of Chemical Education*, American Chemical Society, v. 39, n. 7, p. 333, Jul (1962). ISSN 0021-9584. Disponível em: <<https://doi.org/10.1021/ed039p333>>.

THOMPSON, J. K.; SIMON, J.; LOH, H.; VULETIĆ, V. A high-brightness source of narrowband, identical-photon pairs. *Science*, v. 313, n. 5783, p. 74–77, 2006. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1127676>>.

THORLABS. Ficha de dados – infrared laser diode (dl7140-201s).

TSE, M.; et al. Quantum-Enhanced Advanced LIGO Detectors in the Era of Gravitational-Wave Astronomy. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 123, p. 231107, Dec (2019). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.231107>>.

VALLET, M.; PINARD, M.; GRYNBERG, G. Generation of twin photon beams in a ring four-wave mixing oscillator. *Europhysics Letters (EPL)*, IOP Publishing, v. 11, n. 8, p. 739–744, apr (1990). Disponível em: <<https://doi.org/10.1209/0295-5075/11/8/008>>.

WAL, C. H. van der; EISAMAN, M. D.; ANDRÉ, A.; WALSWORTH, R. L.; PHILLIPS, D. F.; ZIBROV, A. S.; LUKIN, M. D. Atomic memory for correlated photon states. *Science*, v. 301, n. 5630, p. 196–200, 2003. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1085946>>.

WEEL, M.; KUMARAKRISHNAN, A. Laser-frequency stabilization using a lock-in amplifier. *Canadian Journal of Physics*, v. 80, n. 12, p. 1449–1458, (2002). Disponível em: <<https://doi.org/10.1139/p02-084>>.

WEN, J.; DU, S.; RUBIN, M. H. Biphoton generation in a two-level atomic ensemble. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 75, p. 033809, Mar (2007). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.75.033809>>.

WEN, J.; DU, S.; RUBIN, M. H.; OH, E. Two-photon beating experiment using biphotons generated from a two-level system. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 78, p. 033801, Sep 2008. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.78.033801>>.

WEN, J.; RUBIN, M. H. Transverse effects in paired-photon generation via an electromagnetically induced transparency medium. i. perturbation theory. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 74, p. 023808, Aug (2006). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.023808>>.

WEN, J.; RUBIN, M. H. Transverse effects in paired-photon generation via an electromagnetically induced transparency medium. ii. beyond perturbation theory. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 74, p. 023809, Aug (2006). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.023809>>.

YARIV, A. *Quantum electronics*. [S.l.]: John Wiley & Sons, (1989).

ZHAO, B.; CHEN, Y. A.; BAO, X. H.; STRASSEL, T.; CHUU, C. S.; JIN, X. M.; SCHMIEDMAYER, J.; YUAN, Z. S.; CHEN, S.; PAN, J. W. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nature Physics*, v. 5, n. 2, p. 95–99, Feb 2009. ISSN 1745-2481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nphys1153>>.

ZHAO, L.; SU, Y.; DU, S. Narrowband biphoton generation in the group delay regime. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 93, p. 033815, Mar (2016). Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.033815>>.