



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

AMMIS SÁNCHEZ ALVAREZ

Estudo das flutuações de intensidade e do efeito do índice de refração em dois sinais simétricos de mistura de quatro ondas gerados em vapor de rubídio.

Recife

2024

AMMIS SÁNCHEZ ALVAREZ

Estudo das flutuações de intensidade e do efeito do índice de refração em dois sinais simétricos de mistura de quatro ondas gerados em vapor de rubídio.

Trabalho apresentado ao Programa de Pós-graduação em Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de Doutora em Física.

Área de Concentração: Óptica

Orientador(a): Sandra Sampaio Vianna

Recife

2024

Catálogo na fonte
Bibliotecário Josias Machado da Silva Junior, CRB4-1690

A473e Alvarez, Ammis Sánchez
Estudo das flutuações de intensidade e do efeito do índice de refração em dois sinais simétricos de mistura de quatro ondas gerados em vapor de rubídio / Ammis Sánchez Alvarez. – 2024.
79 f.: il., fig.

Orientador: Sandra Sampaio Viana.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física, Recife, 2024.
Inclui referências.

1. Espectroscopia atômica. 2. Mistura de quatro ondas. 3. Óptica não linear. 4. correlações clássicas. I. Vianna, Sandra Sampaio (orientador). II. Título.

535.2 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2024 - 36

AMMIS SÁNCHEZ ALVAREZ

**ESTUDO DAS FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE E DO EFEITO DO ÍNDICE DE
REFRAÇÃO EM DOIS SINAIS SIMÉTRICOS DE MISTURA DE QUATRO ONDAS
GERADOS EM VAPOR DE RUBÍDIO**

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

Aprovada em: 30/01/2024.

BANCA EXAMINADORA

Profa. Dra. Sandra Sampaio Vianna
Orientadora
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. João Carlos de Aquino Carvalho
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Marcio Heraclito Gonçalves de Miranda
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Paulo Henrique Souto Ribeiro
Examinador Externo
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille
Examinador Externo
Universidade de São Paulo

A DEUS, e às minhas pessoas importantes que já não estão.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus por ter me dado a vida e permitido que chegue até aqui. Por suas misericórdias novas a cada manhã.

Meus agradecimentos profundos a professora Sandra, pela enorme paciência que teve comigo, durante a longa trajetória desde o mestrado, e por ter sido um exemplo de dedicação e excelência no ensino e na pesquisa.

Agradeço a minha família linda por ser o principal motivo pelo qual me animo a acordar todos os dias. (Piqui, Josu, Arelita. Gracias.)

Agradeço aos meus pais pelo amor incondicional, por ter me motivado e dado ânimos o tempo todo.

Aos nossos amigos, Wanessa, Márcio, Marcelo e Nohemia, que formaram parte também desta caminhada.

Aos professores do Departamento de Física pela sua contribuição na minha formação em cada disciplina. A Alexsandra, pela sua ajuda e valiosas orientações sempre que precisei.

Aos meus companheiros do laboratório, Natalia, Matheus, Alexis e em especial a Alexandre, companheiro indispensável e parte importante dos trabalhos que aqui apresento.

Às agências CAPES e FACEPE pelo apoio financeiro.

"Tudo fez formoso em seu tempo; também pôs o mundo no coração deles, sem que o homem possa descobrir a obra que Deus fez desde o princípio até o fim." Eclesiastes 3:11.

RESUMO

Neste trabalho investigamos algumas características espectrais e temporais tanto dos feixes transmitidos como dos sinais gerados em um processo de mistura de quatro ondas. Usando um vapor de átomos de rubídio como meio não linear, estudamos tais características sob duas condições: (i) quando os feixes de luz incidentes na amostra são produzidos por dois lasers independentes e (ii) quando os feixes incidentes são produzidos por um único laser. Quando dois lasers independentes são utilizados, a frequência de um dos feixes incidentes é mantida fixa, e os espectros são obtidos em função da frequência do outro feixe. Detectamos simultaneamente, para diferentes intensidades dos campos incidentes, os espectros de transmissão e dos sinais de mistura de quatro ondas (MQO) gerados para frente. Os espectros de transmissão apresentam picos que coincidem com as frequências das transições hiperfinas da linha D_2 correspondentes ao estado $F_g = 3$ do ^{85}Rb . Devido ao efeito Doppler, o ordenamento destes picos depende de que laser tem sua frequência variando. Por outro lado, os espectros dos sinais de mistura de quatro ondas apresentam um único pico fino, próximo da transição cíclica, mas que ocorre com uma pequena separação em frequência entre eles. Um modelo teórico, desenvolvido a partir das equações óticas de Bloch para um sistema de três níveis, nos permite interpretar o deslocamento em frequência observado no sinal não linear como um efeito do comportamento anômalo do índice de refração do meio devido à interação com dois campos intensos. Na outra condição temos um único laser, de forma que os dois feixes incidentes têm sempre a mesma frequência. Neste caso analisamos um processo de mistura de quatro ondas degenerada para frente. O laser de diodo cw apresenta flutuações de amplitude e de fase. Estas últimas são transformadas em flutuações de intensidade mediante o processo de interação com o meio atômico. Mantendo a frequência do laser fixa, registramos simultaneamente as flutuações de intensidade como função do tempo dos sinais de transmissão e de misturas de quatro ondas. A partir destas séries temporais, obtivemos as correlações entre os dois sinais de transmissão e entre os dois sinais de mistura para diferentes condições de polarização, intensidade dos feixes incidentes e temperatura do vapor. Obtivemos valores de correlação entre os sinais de transmissão em $\tau = 0$ de 0.87, e entre os sinais de mistura de quatro ondas de até 0.94. Nossos resultados indicam uma diminuição da largura do pico de correlação com o aumento da intensidade dos feixes incidentes, e a presença de uma oscilação na correlação, cuja frequência tende a aumentar com a intensidade. Para analisar estes resultados experimentais desenvolvemos um modelo teórico baseado no formalismo de matriz densidade, considerando

um sistema de dois níveis interagindo com campos eletromagnéticos com uma fase estocástica definida por um processo de Ornstein-Uhlenbeck. Assim obtivemos um sistema de equações diferenciais estocásticas, que resolvemos numericamente aplicando as regras do cálculo de Itô. A partir da coerência σ_{21} integrada em velocidades podemos obter a série temporal e comparar as correlações com os resultados experimentais. Este modelo teórico nos permite investigar o efeito da distribuição de velocidades na correlação, assim como a existencia de uma relação entre a frequência de oscilação nas curvas de correlação e as frequências de Rabi do sistema.

Palavras-chaves: espectroscopia atômica; mistura de quatro ondas; óptica não linear; correlações clássicas.

ABSTRACT

In this work, we investigate several spectral and temporal characteristics of both the transmitted beams and the signals generated in a four-wave mixing process. Utilizing a vapor of rubidium atoms as a nonlinear medium, we examined these characteristics under two conditions: (i) when the light beams incident on the sample are produced by two independent lasers, and (ii) when the incident beams are produced by a single laser.

When two independent lasers are employed, the frequency of one of the incident beams is kept fixed, and the spectra are obtained as a function of the frequency of the other beam. We simultaneously detected, for different intensities of the incident fields, the transmission spectra and the forward-generated four-wave mixing (FWM) signals. The transmission spectra exhibit peaks that coincide with the frequencies of the hyperfine transitions of the D_2 line corresponding to the $F_g = 3$ state of ^{85}Rb . Due to the Doppler effect, the ordering of these peaks depends on which laser frequency varies. On the other hand, the spectra of the four-wave mixing signals present a single thin peak close to the cyclic transition but with a small frequency separation between them. A theoretical model, developed from Bloch's optical equations for a three-level system, enables us to interpret the frequency shift observed in the nonlinear signal as an effect of the anomalous behavior of the medium's refractive index due to the interaction with two intense fields.

In the other condition, we have a single laser, ensuring that the two incident beams always have the same frequency. In this case, we analyze a forward degenerate four-wave mixing process. The continuous-wave diode laser exhibits amplitude and phase fluctuations. The latter are transformed into intensity fluctuations through the process of interaction with the atomic environment. While keeping the laser frequency fixed, we simultaneously record the intensity fluctuations as a function of time of the transmission signals and four-wave mixtures. From these time series, we obtained correlations between the two transmission signals and between the two mixing signals for different polarization conditions, incident beam intensity, and vapor temperature. We obtained correlation values between the broadcast signals at $\tau = 0$ of 0.87, and between the four-wave mixing signals of up to 0.94. Our results indicate a decrease in the width of the correlation peak with increasing intensity of the incident beams and the presence of an oscillation in the correlation, whose frequency tends to increase with intensity. To analyze these experimental results, we developed a theoretical model based on density matrix formalism, considering a two-level system interacting with two electromagnetic fields

with a stochastic phase defined by an Ornstein-Uhlenbeck process. Thus, we obtained a system of stochastic differential equations, which we solved numerically by applying the rules of Itô's calculus. From the σ_{21} coherence integrated in velocities, we can obtain the time series and compare the correlations with the experimental results. This theoretical model allows us to investigate the effect of the speed distribution on the correlation, as well as the existence of a relationship between the oscillation frequency in the correlation curves and the Rabi frequencies of the system.

Keywords: atomic spectroscopy; four-wave-mixing; nonlinear optics; classical correlations.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Esquema representando as diferentes configurações dos feixes incidentes para a geração de um sinal de MQO. (a) MQO gerada para trás ou conjugada. (b) MQO gerada para frente. Fonte: Autor(a)	23
Figura 2 – Representação de dois feixes incidentes numa célula de vapor atômico e os feixes de transmissão e misturas de quatro ondas observados depois da interação com o meio. Fonte: Autor(a)	24
Figura 3 – Esquema representativo dos níveis hiperfinos que compõem a linha D_2 do ^{85}Rb . Fonte: (STECK, 2013)	26
Figura 4 – Espectro de absorção linear da linha D_2 do rubídio. Fonte: (WONG, 2016) .	27
Figura 5 – Espectro de absorção saturada correspondente à transição $F_g = 3$ do ^{85}Rb . Fonte:(JACQUES V., 2009)	28
Figura 6 – Esquema de um sistema de dois níveis fechado interagindo com um campo eletromagnético. Fonte: Autor(a)	30
Figura 7 – (a) Sistema experimental e níveis de energia do ^{85}Rb . PBS e HWP indicam divisor de feixe por polarização (<i>polarizing beamsplitter</i>) e placa de meia onda (<i>half wave-plate</i>) respectivamente. \vec{k}_a and \vec{k}_b são os vetores de onda dos feixes E_a e E_b . $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ e $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$ indicam as direções de propagação dos sinais de MQO gerados pelo meio. (b) Representação da condição de casamento de fase satisfeita pelos sinais gerados de MQO. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	37
Figura 8 – (a) Resultado experimental da intensidade de dois sinais de transmissão e dois sinais de MQO gerados como função da dessintonia do feixe E_a . Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	38
Figura 9 – Esquema representativo da interação de cada campo com os diferentes grupos de velocidade. (a) Referente à curva de T_a .(b) Referente à curva de T_b . Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	40

Figura 10 – Resultados experimentais de MQO e Transmissões dos feixes com relação à dessintonia do feixe que varia em frequência. $I_a = I_b = 100mW/cm^2$. (a) Gráfico de intensidade dos sinais MQO e transmissões com relação à dessintonia do feixe $E_a, \delta_a/2\pi$. (b) Intensidade dos sinais MQO e transmissões com relação à dessintonia do feixe $E_b, \delta_b/2\pi$. Fonte: Autor(a)	40
Figura 11 – Espectros dos sinais de MQO em função da frequência do campo E_a para diferentes valores de intensidade dos feixes incidentes. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	41
Figura 12 – Comportamento da separação em frequência entre os sinais de MQO com o aumento da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autor(a)	42
Figura 13 – Comportamento dos parâmetros amplitude e largura a meia altura (FWMH) dos sinais de MQO com relação ao aumento da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autor(a)	43
Figura 14 – Curvas de sinais T_a e MQO em função da dessintonia do feixe de varredura. (a) Curvas com o feixe E_a varrendo e o feixe E_b com frequência fixa. (b) Curvas com o feixe E_b variando e o feixe E_a com frequência fixa. Inserções, zoom do pico correspondente à transição cíclica na curva T_a em cada condição. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	43
Figura 15 – Esquema do modelo teórico de três níveis utilizado. (a) e (b) representam os processos separados que geram as duas componentes circulares do sinal de mistura, na direção $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$; (c) e (d) análogos na direção $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	45
Figura 16 – (a) Índice de refração teórico para os dois campos incidentes; (b) Condições de casamento de fase para os dois sinais MQO. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	48
Figura 17 – Sinais de MQO teóricos considerando integração em velocidades e propagação no meio com casamento de fase (linha sólida) e com $\Delta k = 0$ (linha tracejada). Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)	49

Figura 18 – Esquema experimental para as medidas de flutuações de intensidade nos sinais de transmissão e MQO, e esquema de níveis da linha D_2 do ^{85}Rb . $\lambda/2$ é a placa de meio comprimento de onda e PBS é o polarizador divisor de feixe. Configuração correspondente às polarizações lineares-perpendicular dos feixes incidentes. (Foram colocadas cores diferentes nos feixes, unicamente com propósito de identificação). Fonte: Autora	52
Figura 19 – Método de sintonia da frequência de travamento do laser. Fonte: Autora	53
Figura 20 – Espectros dos sinais de transmissão e das Misturas de Quatro Ondas geradas no ^{85}Rb . $T = 72^\circ\text{C}$ polarizações linear-ortogonal. Fonte: Autora	54
Figura 21 – (a) Gráficos de flutuações de intensidade dos feixes transmitidos para diferentes temperaturas do meio atômico. (b) Curvas de correlação correspondentes a cada série temporal na parte (a). Fonte: Autor(a)	55
Figura 22 – (a) Curvas de correlação entre as transmissões para diferentes valores de intensidade abaixo da intensidade de saturação na configuração polarização linear-ortogonal dos feixes incidentes. Para cada intensidade as curvas de auto correlação de cada feixe transmitido são apresentadas em (b) feixe E_a e em (c) feixe E_b . Fonte: Autora	57
Figura 23 – (a) Gráfico em escala de cores apresentando a variação das curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ com a intensidade dos feixes incidentes. $T = 72^\circ\text{C}$, polarizações lineares-perpendiculares. (b) Curva de correlação para $I \approx 170 \text{ mW/cm}^2$ com $G^{(2)}(\tau = 0) \approx 0.7$. (c) Curva de correlação correspondente a $I \approx 40 \text{ mW/cm}^2$ com $G^{(2)}(\tau = 0) \approx 0.79$. Fonte: A. de Almeida	58
Figura 24 – Variação da frequência de oscilação presente nas curvas de correlação entre as transmissões em função da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: A. de Almeida	58
Figura 25 – Curvas de correlação entre sinais de transmissão com intensidades diferentes e $T = 50^\circ\text{C}$. Fonte: Autora	59
Figura 26 – Dados no tempo das MQO e curvas de correlação correspondentes, nas temperaturas $T = 50^\circ\text{C}$ e $T = 72^\circ\text{C}$ no ^{85}Rb . Fonte: Autora	60
Figura 27 – Resultados de correlações de intensidade entre os sinais de MQO para os dois isótopos do rubídio: ^{85}Rb e ^{87}Rb . Fonte: Autor(a)	61

Figura 28 – Curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ entre sinais de MQO apresentando o alargamento do pico com a diminuição da intensidade dos feixes incidentes. (a) Polarização linear-ortogonal. (b) Polarização linear-paralela. Fonte: Autora	61
Figura 29 – Gráfico de variação da frequência de oscilação das curvas de $G^{(2)}(\tau)$ entre os sinais de MQO como função da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autora	62
Figura 30 – Comparação entre as curvas de $G^{(2)}(\tau)$ para os sinais de MQO em cada configuração de polarização dos feixes incidentes. Fonte: Autora	63
Figura 31 – Esquema representativo do modelo teórico. Fonte: Autor(a)	65
Figura 32 – Sinal aleatório gerado como um ruído de tipo Ornstein-Uhlenbeck para valores diferentes dos parâmetros θ e σ . Fonte: Autora	67
Figura 33 – Sinal teórico de flutuações de intensidade no tempo do feixe transmitido. Fonte: Autora	68
Figura 34 – Comparação entre as curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ teóricas para $\delta = 0$ MHz, -50 m/s $< v < 50$ m/s, com t inicial diferentes. (a) Considerando integração no intervalo de tempo 200 ns $< t < 300$ ns. (b) Considerando o intervalo de tempo 20 ns $< t < 300$ ns. Fonte: Autora	69
Figura 35 – Curvas de autocorrelação teóricas obtidas para diferentes intervalos de integração em velocidades considerando o transiente. Fonte: Autor(a)	70
Figura 36 – (a) População do estado excitado para diferentes valores de velocidade. (b) Comparação do comportamento da frequência de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ no intervalo de integração -50 m/s $< v < 50$ m/s, com a frequência de oscilação da população nas velocidades $v = 0$ m/s e $v = 50$ m/s ao aumentar a frequência de Rabi. Fonte: Autora	70
Figura 37 – Curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ para diferentes valores de frequências de Rabi dos feixes incidentes. Fonte: Autora	72
Figura 38 – Curvas de autocorrelação (a) para diferentes valores de dessintonia integrando no intervalo de velocidades de -50 m/s a 50 m/s. (b) Para delta = 100 MHz integrando no intervalo de velocidades de 30 m/s a 130 m/s. Fonte: Autora	73

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
2	CONCEITOS BÁSICOS	20
2.1	INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA	20
2.2	MISTURA DE QUATRO ONDAS	22
2.3	O ÁTOMO DE RUBÍDIO	25
2.4	FORMALISMO DE MATRIZ DENSIDADE PARA UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS	29
2.5	FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE	31
2.6	CÁLCULO DE ITÔ COMO MÉTODO PARA RESOLVER UM SISTEMA DE EQUAÇÕES DIFERENCIAIS ESTOCÁSTICAS	33
2.7	CÁLCULO DAS CORRELAÇÕES CRUZADAS.	34
3	MISTURA DE QUATRO ONDAS SIMÉTRICA EM VAPOR DE RUBÍDIO COM ÍNDICE DE REFRAÇÃO ANÔMALO	36
3.1	SISTEMA EXPERIMENTAL	36
3.2	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	38
3.2.1	Intensidades dos feixes incidentes iguais	38
3.2.2	Intensidades diferentes dos feixes incidentes	42
3.2.3	Explicação física dos resultados experimentais por meio do modelo teórico	44
3.3	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO	49
4	CORRELAÇÕES TEMPORAIS CLÁSSICAS DAS FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE ENTRE DOIS SINAIS DE TRANSMISSÃO E DOIS SINAIS MQO, GERADOS NO VAPOR DE RUBÍDIO	51
4.1	SISTEMA EXPERIMENTAL	52
4.2	CORRELAÇÃO ENTRE OS FEIXES TRANSMITIDOS	55
4.3	CORRELAÇÃO DE FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE ENTRE OS FEIXES DE MISTURA DE QUATRO ONDAS	59
4.4	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO	63
5	MODELO TEÓRICO DAS CORRELAÇÕES TEMPORAIS	64

5.1	SISTEMA DE DOIS NÍVEIS INTERAGINDO COM DOIS CAMPOS CONTENDO FLUTUAÇÕES DE FASE ESTOCÁSTICAS	64
5.2	RESULTADOS TEÓRICOS	67
5.2.1	Variação da curva de correlação teórica com a intensidade e a frequência dos feixes incidentes	71
5.3	CONCLUSÕES DO CAPÍTULO	73
6	CONCLUSÕES	74
	REFERÊNCIAS	76

1 INTRODUÇÃO

Com o desenvolvimento do laser em 1960, resultado publicado por Maiman (MAIMAN et al., 1961), novas áreas de pesquisa na interação da radiação coerente com a matéria surgiram. Características como a direcionalidade, coerência e alta intensidade dessa nova fonte de luz possibilitou a descoberta de efeitos não lineares, como a geração de segundo harmônico em 1961 (FRANKEN et al., 1961). Posteriormente, outros processos não lineares foram identificados, incluindo a absorção de dois fótons (KAISER; GARRETT, 1961), a geração de soma e diferença de frequências, amplificação paramétrica, e mistura de frequências Stokes e anti-Stokes (MAKER; TERHUNE, 1965).

Numa visão clássica, estes efeitos não lineares são interpretados como resultado da polarização não linear induzida no meio como resposta à incidência de um campo electromagnético muito intenso. Quando expandida a polarização em série de potências do campo incidente, é encontrada a dependência de termos de ordens superiores da susceptibilidade elétrica (BOYD, 2008).

Especificamente em vapores atômicos, os processos não lineares de terceira ordem como a Mistura de Quatro Ondas (MQO), têm sido amplamente estudados em meios tais como célio (Cs) e rubídio (Rb), utilizando diferentes configurações de níveis de energia, incluindo: interação com dois níveis (ABRAMS; LIND, 1978; ORIA et al., 1989), interação com três níveis, conhecido como sistema Λ (PINARD; VERKERK; GRYNBERG, 1987), e de quatro níveis ou sistema $\text{doble-}\Lambda$ (LUKIN; HEMMER; SCULLY, 2000).

No capítulo 2 deste documento abordamos os conceitos fundamentais para a compreensão do processo de MQO, assim como apresentamos a estrutura de níveis de energia da linha D_2 do átomo de rubido, meio atômico da nossa análise, na forma de vapor aquecido. Apresentamos também os princípios de interação radiação-matéria mediante o tratamento semi-clássico, onde o sistema atômico é quantizado enquanto o campo eletromagnético é definido como uma grandeza clássica. Como exemplo, é desenvolvido o modelo para o caso de um sistema atômico de dois níveis fechado, interagindo com um campo eletromagnético, na aproximação de dipolo elétrico. Também realizamos uma introdução ao estudo das flutuações e os modelos teóricos utilizados para descrever as flutuações de fase presentes no campo eletromagnético gerado por um laser contínuo. Apresentamos brevemente o cálculo de Itô como método de resolução de equações diferenciais estocásticas e a definição de correlação cruzada e a correlação de

segunda ordem $G^{(2)}(t)$, conceitos essenciais para uma melhor compreensão dos resultados apresentados nos capítulos 4 e 5.

Um dos efeitos obtidos mediante o processo de MQO é o controle do índice de refração do meio (LUKIN et al., 1998). Além disso, sob condições específicas, é possível o cancelamento da absorção devido ao fenômeno de Transparência Eletromagneticamente Induzida (*EIT*) (XIA, 2000; FLEISCHHAUER; IMAMOGLU; MARANGOS, 2005), bem como o aumento da absorção pelo processo de Absorção Eletromagneticamente Induzida (*EIA*) (AKULSHIN; BARREIRO; LEZAMA, 1998; TAICHENACHEV; TUMAIIKIN; YUDIN, 1999). No processo de MQO, também foram observados efeitos de tipo *crosstalk*, nos quais ocorre uma interferência no meio entre os feixes incidentes, resultando na modificação do índice de refração percebido por esses feixes (HSU et al., 2011).

No capítulo 3, apresentamos o estudo das características de dois sinais de MQO simétricos gerados por dois feixes incidentes no vapor de rubídio, originados por dois lasers contínuos independentes. Com a frequência de um dos lasers fixa, estamos interessados em analisar as características dos sinais de transmissão e de MQO como função da frequência do outro laser, ao variar as intensidades dos feixes incidentes. Apresentamos também o modelo teórico para um sistema de três níveis que nos permitiu interpretar os resultados experimentais.

O estudo das flutuações de intensidade da luz ao interagir com um meio atômico vem sendo realizado desde 1977, onde um dos primeiros trabalhos considerando a interação de um campo eletromagnético que apresenta flutuações estocásticas com um sistema atômico de dois níveis, foi realizado por Avan e Cohen-Tannoudji (AVAN; COHEN-TANNOUDJI, 1977). Vários estudos sobre a influência das flutuações do campo na dinâmica atômica foram realizados nos anos seguintes, porém o interesse era focado principalmente na observação de flutuações nas populações atômicas e de espectros de fluorescência. No ano 1991 Yabusaki e colaboradores observaram que um campo de luz com grandes flutuações de fase ao interagir com uma amostra atômica, o ruído de intensidade aumenta, de forma proporcional a quão perto o campo está da ressonância atômica (YABUZAKI; MITSUI; TANAKA, 1991). Ou seja, mediante a interação com os átomos, as flutuações do campo dão informação sobre a estrutura de níveis de energia da amostra. Este fenômeno acontece porque, durante a interação, o sistema atômico transforma o ruído de fase do laser em ruído de intensidade do campo. A explicação teórica deste processo de conversão de flutuações de fase em flutuações de intensidade foi realizada por (WALSER; ZOLLER, 1994) em 1994. Estes resultados deram origem a um novo ramo da espectroscopia atômica e foi uma das primeiras demonstrações da importância do estudo das flutuações.

Uma das formas de estudo das flutuações é mediante o cálculo da função de correlação cruzada, a qual permite dizer quão parecidas ou não são as flutuações de dois sinais aleatórios, como é o caso dos sinais de flutuações de intensidade no tempo. A obtenção de feixes correlacionados e anti-correlacionados nas condições de transparência eletromagneticamente induzida, foram reportados por (MARTINELLI et al., 2004; CRUZ et al., 2007; XIA, 2000) como resultado da interação coerente do feixe laser com um vapor atômico. Por outro lado C. Li e colaboradores (LI et al., 2016) conseguiram controlar as correlações de flutuações de intensidade mediante a manipulação da polarização dos feixes incidentes num processo de MQO. Campos com fortes correlações e anticorrelações foram gerados igualmente por X. Yang e colaboradores no vapor de rubídio via coerência de spin atômico (YANG et al., 2012).

No capítulo 4 deste trabalho apresentamos os resultados experimentais do estudo das correlações das flutuações de intensidade entre os dois sinais de transmissão e entre os dois sinais de MQO simétricos gerados para frente. Os feixes incidentes na amostra são provenientes de um único laser, resultando em flutuações de fase e frequência iguais para os dois campos interagindo com o vapor de rubídio. Analisamos as características das curvas de correlação e seu comportamento ao variar a intensidade dos feixes incidentes.

No capítulo 5 apresentamos o modelo teórico desenvolvido com a finalidade de interpretar os processos físicos nos resultados apresentados no capítulo 4. Este modelo foi desenvolvido aplicando o formalismo de matriz densidade em um sistema atômico de dois níveis interagindo com dois campos, os quais foram definidos seguindo o modelo de difusão de fase (CRUZ, 2005), onde as flutuações de fase do campo são inclusas como uma fase descrita por uma variável estocástica. As equações ópticas de Bloch obtidas correspondem a um sistema de equações diferenciais estocásticas, as quais foram resolvidas numericamente pelo método de Runge-Kutta para ruídos escalares aplicando as regras de cálculo de Itô. Determinamos a série temporal correspondente à coerência e realizamos integração em velocidades para considerar o efeito Doppler no vapor atômico. Nosso interesse é determinar o sinal temporal proporcional ao feixe transmitido, a partir do qual calculamos as correlações das flutuações de intensidade.

Por último no capítulo 6 apresentamos as conclusões derivadas dos resultados desenvolvidos nos capítulos 3, 4 e 5, destacando as perspectivas e possíveis direções para futuras pesquisas que esses resultados podem possibilitar.

2 CONCEITOS BÁSICOS

Neste capítulo são apresentados alguns conceitos e fundamentos básicos necessários para a compreensão do trabalho realizado. Apresentamos os fundamentos teóricos da interação coerente entre radiação e matéria, e o processo de mistura de quatro ondas (MQO). Também fazemos a descrição da estrutura de níveis de energia da linha D_2 do ^{85}Rb , meio atômico de nosso estudo, e apresentamos o formalismo de matriz densidade aplicado a um sistema de dois níveis fechado, interagindo com um campo eletromagnético.

Abordamos os fundamentos do estudo das flutuações de intensidade presentes nos campos resultantes após a interação coerente com o meio atômico. E apresentamos o modelo teórico de difusão de fase que usamos para descrever matematicamente o campo eletromagnético com flutuações de fase. Apresentamos também as definições de cálculo de correlação cruzada assim como a função de correlação de segunda ordem, utilizadas para comparar as flutuações de intensidade entre dois sinais temporais com ruído.

Por último apresentamos as bases do cálculo de Itô, método necessário para resolver sistemas de equações diferenciais estocásticas (SEDE), que aplicamos na elaboração do modelo teórico para interpretar os resultados das correlações de intensidade, entre dois sinais de transmissão e entre dois sinais de MQO.

2.1 INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA

Uma das formas de descrever a interação coerente entre radiação e matéria é a teoria semi-clássica, a partir do formalismo da matriz densidade. O campo eletromagnético, representado, neste contexto, pela luz laser, é descrito pelas equações de Maxwell.

Partindo da lei de Gauss escrita nas unidades SI (Sistema Internacional), para o campo elétrico na matéria sem cargas livres temos que:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= 0, \\ \nabla \cdot (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) &= 0, \\ \nabla \cdot \vec{E} &= -\frac{1}{\varepsilon_0}(\nabla \cdot \vec{P}),\end{aligned}\tag{2.1}$$

O vetor deslocamento elétrico é definido como $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, onde ε_0 é a permissividade do vácuo. O campo elétrico incidente no meio induz uma polarização \vec{P} conforme definido por

(BOYD, 2008):

$$\vec{P} = \epsilon_o \chi^{(1)} \vec{E}. \quad (2.2)$$

onde a constante de proporcionalidade $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade linear. Quando a intensidade do campo elétrico é muito alta (comparado com a intensidade de saturação da transição), a polarização do meio pode ser descrita como uma expansão em série de potências do campo \vec{E} da seguinte forma:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_o [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^{(2)}(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^{(3)}(t) + \dots] = \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (2.3)$$

onde $\chi^{(i)}$ e $\vec{P}^{(i)}$ para $i > 1$ correspondem às ordens não lineares da susceptibilidade elétrica e a polarização do meio, respectivamente.

Em meios como gases, líquidos e sólidos amorfos, que apresentam simetria de inversão espacial (chamados centro-simétricos), os termos que contêm susceptibilidades pares se anulam. (BOYD, 2008)

Examinando a equação de onda que descreve o comportamento do campo elétrico, a qual é deduzida através do cálculo do rotacional aplicado à lei de Faraday-Lenz, em um meio sem cargas e/ou correntes livres, seguindo a notação utilizada em (BOYD, 2008), em SI, podemos estabelecer a relação entre a polarização do meio e o campo elétrico como:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_o c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}, \quad (2.4)$$

onde c é a velocidade da luz, e ϵ_o é a permissividade elétrica do vácuo.

Reordenando a equação 2.4 temos:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{\epsilon_o c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D} = 0, \quad (2.5)$$

onde $\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P}$, é o vetor deslocamento elétrico.

Para analisar efeitos não lineares, é conveniente separar o vetor polarização em suas partes linear e não linear:

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}, \quad (2.6)$$

de maneira que o vetor deslocamento elétrico pode ser escrito como:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}. \quad (2.7)$$

Substituindo a equação 2.7 na equação 2.5 temos:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}) = 0, \quad (2.8)$$

onde podemos dizer que o termo $\vec{D}^{(1)} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}^{(1)}$, é a componente linear do vetor deslocamento elétrico.

Rescrevendo a equação 2.8 substituindo por $\vec{D}^{(1)}$, e reordenando os termos obtemos:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D}^{(1)} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{NL}. \quad (2.9)$$

Considerando um meio não dispersivo, sem perdas e isotrópico, tal que $\vec{D}^{(1)} = \varepsilon_0 \epsilon^{(1)} \vec{E}$, onde $\epsilon^{(1)}$ é a permissividade relativa, a qual é diferente para cada material. Podemos escrever a equação 2.9 como: (BOYD, 2008)

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}^{NL}. \quad (2.10)$$

Desta forma obtemos uma equação de onda na qual a resposta não linear do meio atua como uma fonte do campo elétrico, como definido em (BOYD, 2008). Como resultado, as ordens não lineares da polarização induzida no meio pelo campo elétrico incidente, dão origem a um novo campo elétrico, caracterizado por propriedades específicas de frequência e vetor de onda, que dependem das frequências e vetores de onda dos campos incidentes.

Existem varios processos mediante os quais um novo campo eletromagnético é gerado no meio devido à polarização não linear induzida. Exemplos desses processos incluem a geração de segundo harmônico, a soma e diferença de frequências, que ocorrem devido à polarização de segunda ordem, e os processos de mistura de ondas para polarizações em ordens superiores. No caso da polarização de terceira ordem, um dos processos possíveis é denominado mistura de quatro ondas (MQO), o qual será abordado na seguinte seção.

2.2 MISTURA DE QUATRO ONDAS

No contexto deste estudo, utilizamos um meio atômico composto por vapor de rubídio, o qual é um meio centro-simétrico, pelo que a polarização de terceira ordem é o primeiro termo

não linear não nulo. O parâmetro de nosso interesse é a susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$, responsável por descrever, entre outros processos, a mistura de quatro ondas (MQO).

A MQO é um processo paramétrico no qual três campos eletromagnéticos incidentes em uma amostra interagem com o meio atômico, induzindo uma polarização que, por sua vez, origina um quarto campo. A polarização de terceira ordem induzida pode ser escrita como:

$$\tilde{P}^{(3)} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^* \tilde{E}_3, \quad (2.11)$$

onde \tilde{P} e \tilde{E} representam as componentes escalares da polarização e dos campos, respectivamente.

A frequência e direção do campo gerado no processo de MQO, são bem determinados devido à conservação da energia e do momento linear. Por este motivo, a natureza do processo de MQO varia com: i) as frequências dos campos incidentes, podendo ser classificado como degenerado (quando todas as frequências são iguais), ou não degenerado (quando as frequências são diferentes); e ii) com o vetor de onda dos feixes incidentes, podendo ocorrer de forma contra-propagante ou conjugado, conforme ilustrado na figura 1 (a), ou na direção oposta, também chamado de feixe co-propagantes ou para frente, como apresentado na figura 1 (b).

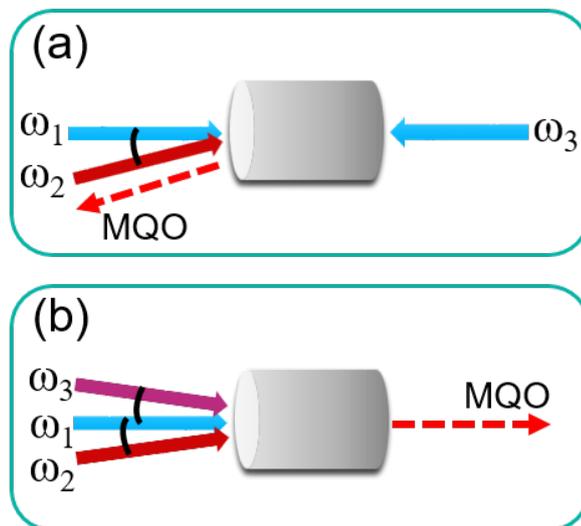


Figura 1 – Esquema representando as diferentes configurações dos feixes incidentes para a geração de um sinal de MQO. (a) MQO gerada para trás ou conjugada. (b) MQO gerada para frente. Fonte: Autor(a)

Consideramos o caso específico onde somente dois campos elétricos, que denominaremos $\tilde{E}_a(t)$ e $\tilde{E}_b(t)$, da forma $\tilde{E}_i(t) = E_i e^{-i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} + c.c.$, incidem na amostra. Ambos os campos

tem a mesma frequência tal que $\omega_a = \omega_b = \omega$, incidindo de maneira quase co-propagante num vapor atômico, formando um ângulo θ muito pequeno, como ilustrado na figura 2.

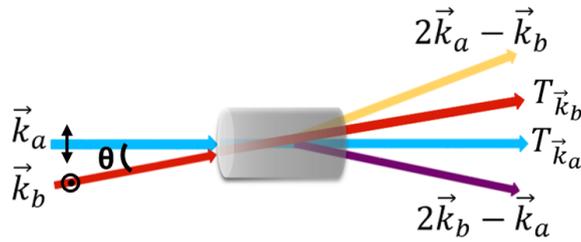


Figura 2 – Representação de dois feixes incidentes numa célula de vapor atômico e os feixes de transmissão e misturas de quatro ondas observados depois da interação com o meio. Fonte: Autor(a)

Vamos considerar o processo onde dois fótons são absorvidos do feixe E_a e um fóton é emitido na direção do feixe E_b , de modo que continua sendo um processo de terceira ordem no campo. Ao substituir esses dois campos na expressão para a polarização de terceira ordem, obtemos:

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{(3)} &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}_a \tilde{E}_b^* \tilde{E}_a, \\ \tilde{P}^{(3)} &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} [E_a e^{-i(\omega t - \vec{k}_a \cdot \vec{r})} + c.c.] [E_b^* e^{i(\omega t - \vec{k}_b \cdot \vec{r})} + c.c.] [E_a e^{-i(\omega t - \vec{k}_a \cdot \vec{r})} + c.c.]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Expandindo os termos da equação 2.12 obtemos:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{2E_a - E_b}^{(3)} &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} [(E_a^2 E_b^* e^{-i[\omega t - (2\vec{k}_a - \vec{k}_b) \cdot \vec{r}]} + c.c.) + 2(|E_a|^2 E_b e^{-i(\omega t - \vec{k}_b \cdot \vec{r})} + c.c.) \\ &\quad + (E_a^2 E_b e^{-i[3\omega t - (2\vec{k}_a + \vec{k}_b) \cdot \vec{r}]} + c.c.)], \end{aligned} \quad (2.13)$$

Para o caso em que o meio interage duas vezes com o campo \tilde{E}_b e uma vez com \tilde{E}_a a expressão da polarização está determinada pela equação a seguir:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{2E_b - E_a}^{(3)} &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} [(E_b^2 E_a^* e^{-i[\omega t - (2\vec{k}_b - \vec{k}_a) \cdot \vec{r}]} + c.c.) + 2(|E_b|^2 E_a e^{-i(\omega t - \vec{k}_a \cdot \vec{r})} + c.c.) \\ &\quad + (E_b^2 E_a e^{-i[3\omega t - (2\vec{k}_b + \vec{k}_a) \cdot \vec{r}]} + c.c.)]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Ao examinar as expressões 2.13 e 2.14, percebemos que a polarização de terceira ordem contém um termo associado ao terceiro harmônico, caracterizado pela frequência 3ω e o vetor de onda $2\vec{k}_i + \vec{k}_j$, um termo referente ao processo de MQO com frequência ω e vetor de onda $2\vec{k}_i - \vec{k}_j$. Por último, identificamos um termo na direção da transmissão de um dos feixes incidentes, com frequência ω e vetor de onda \vec{k}_i . Colocamos de forma explícita a parte da polarização de terceira ordem que corresponde ao processo de MQO, de nosso interesse:

$$\tilde{P}_{MQO}^{(3)} = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) (E_i^2 E_j^* e^{-i[\omega t - (2\vec{k}_i - \vec{k}_j) \cdot \vec{r}]} + c.c.). \quad (2.15)$$

onde os subíndices $i, j = a, b$, indicam o campo.

Substituindo a equação 2.15 na equação de onda 2.10, podemos calcular diretamente a amplitude do campo gerado $\tilde{E}_{(MQO)}$.

2.3 O ÁTOMO DE RUBÍDIO

O rubídio é um metal de fácil vaporização, composto por 37 elétrons, dos quais apenas um ocupa a camada externa do caroço, possibilitando que seja tratado como um átomo hidrogenóide. É encontrado na concentração natural de 72 % no isótopo ^{85}Rb , e aproximadamente 28 % como o isótopo ^{87}Rb . O rubídio é um dos metais alcalinos mais utilizados em espectroscopia atômica, com comprimento de onda de 780 nm na transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, a qual pode ser facilmente excitada com lasers de diodo contínuo simples e compactos. Tendo uma alta pressão de vapor, possibilita sua utilização em uma célula de vidro à temperatura ambiente, a qual é utilizada como amostra nos experimentos de espectroscopia. (PRESTON, 1996).

Olhando para a estrutura de níveis de energia do ^{85}Rb , na transição do estado fundamental para o estado excitado, temos primeiramente o acomplamento entre o momento angular orbital do elétron na camada externa \vec{L} , e seu momento angular de spin \vec{S} , obtendo o momento angular total do elétron \vec{J} conforme definido em (SAKURAI, 2011):

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (2.16)$$

onde o valor de J se encontra no intervalo $|\vec{L} - \vec{S}| \leq J \leq |\vec{L} + \vec{S}|$.

O estado fundamental do ^{85}Rb está determinado pelos números quânticos $L = 0$ e $S = 1/2$, pelo que o número quântico do momento angular total do elétron tem valor $J = 1/2$. Já o primeiro estado excitado está definido pelo momento angular orbital com número quântico $L = 1$, pelo que os números quânticos correspondentes do momento angular total são $J = 1/2$ e $J = 3/2$. Desta forma temos a linha D_1 correspondente a transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$, e a linha D_2 correspondente a transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, formando a estrutura fina. Uma descrição mais completa desta estrutura de níveis surge de considerar os efeitos relativísticos devidos à velocidade do elétron. (FOOT, 2007)

Além da estrutura fina, temos a estrutura hiperfina, que resulta do acoplamento do momento angular total do elétron \vec{J} , com o momento angular total do núcleo \vec{I} , dando lugar ao momento angular total do átomo \vec{F} , definido como:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}, \quad (2.17)$$

onde os valores de F se encontram no intervalo $|\vec{J} - \vec{I}| \leq F \leq |\vec{J} + \vec{I}|$. De forma que considerando o estado fundamental do ^{85}Rb na linha D_2 , com os números quânticos $J = 1/2$ e $I = 5/2$, os números quânticos do momento angular atômico são $F = 2$ e $F = 3$. Igualmente para o estado excitado na linha D_2 com $J = 3/2$ e $I = 5/2$ os números quânticos possíveis de F são $F = 1$, $F = 2$, $F = 3$ e $F = 4$. A linha D_2 é uma das transições mais utilizadas nos experimentos atuais em física atômica e óptica quântica, uma vez que envolve a transição fechada ou cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ que desempenha um papel essencial em processos de resfriamento e aprisionamento de átomos (STECK, 2013; STARK, 2011).

Na figura 3, é apresentado um esquema dos níveis hiperfinos que formam a linha D_2 do ^{85}Rb .

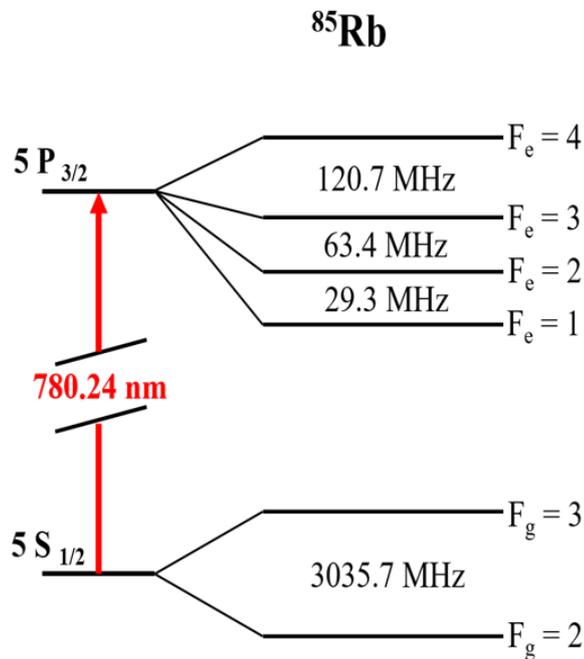


Figura 3 – Esquema representativo dos níveis hiperfinos que compõem a linha D_2 do ^{85}Rb . Fonte: (STECK, 2013)

A estrutura atômica hiperfina num vapor atômico, não pode ser visualizada em um espectro de absorção de um único feixe devido ao efeito de alargamento não homogêneo produzido pelo

efeito Doppler. (FOOT, 2007)

Quando os átomos são irradiados por um laser com frequência ω_L no referencial do laboratório, no referencial do átomo, a frequência "percebida" ω é diferente de ω_L e depende da componente da velocidade do átomo v_z ao longo da direção de propagação do feixe incidente. Na aproximação não relativista ω está dada por: (JACQUES V., 2009)

$$\omega = \omega_L \left(1 - \frac{v_z}{c}\right), \quad (2.18)$$

onde, c é a velocidade da luz. A função de distribuição de probabilidade das velocidades num vapor segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann (SALINAS, 2001). Integrando em velocidades a função de distribuição de Maxwell-Boltzmann, para a frequência ω_L obtemos o número relativo de átomos ressonantes com o laser dado por:

$$N_{rel} = \exp\left[-\frac{mc^2}{2\kappa_b T} \left(\frac{\omega - \omega_L}{\omega_L}\right)^2\right], \quad (2.19)$$

onde m é a massa do átomo, κ_b é a constante de Boltzmann, e T é a temperatura do vapor, (JACQUES V., 2009; FOOT, 2007).

A equação 2.19 segue uma distribuição Gaussiana. Esta distribuição modifica a forma do espectro de absorção linear. Na figura 4, podemos ver o espectro de absorção linear para o rubídio nas frequências da linha D_2 para os dois isótopos.

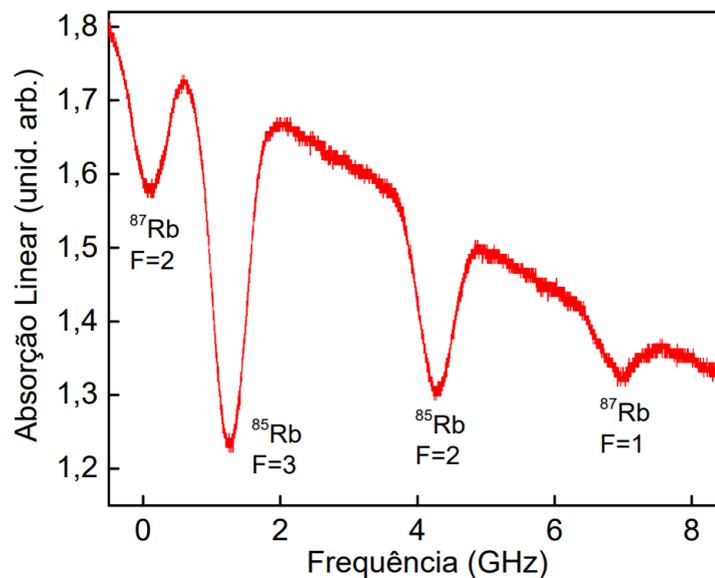


Figura 4 – Espectro de absorção linear da linha D_2 do rubídio. Fonte: (WONG, 2016)

Com a técnica de espectroscopia de absorção saturada, introduzida em 1971 (SMITH P.W., 1971; HÄNSCH TH W., 1971), é possível observar as linhas correspondentes às transições hi-

perfinas, livres do efeito Doppler (*Doppler – free*), no interior do espectro de absorção dos gases atômicos. Na figura 5 podem ser observados os picos sub-Dopplers correspondentes às transições hiperfinas do ^{85}Rb $F_g = 3$.

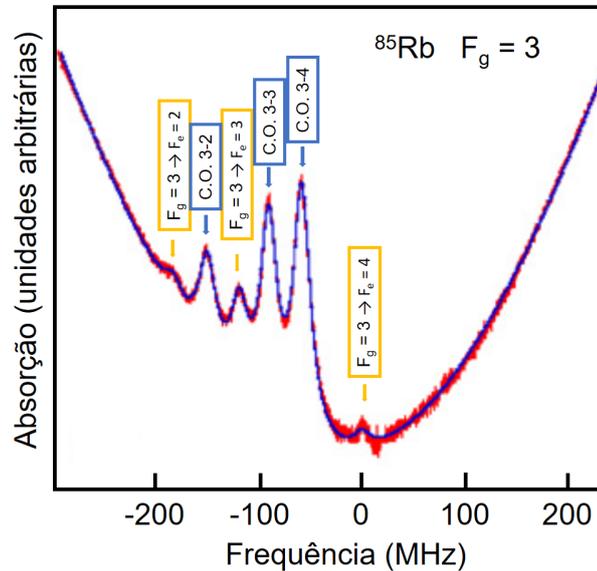


Figura 5 – Espectro de absorção saturada correspondente à transição $F_g = 3$ do ^{85}Rb . Fonte:(JACQUES V., 2009)

Como pode ser observado na figura 5, no interior da curva de absorção Doppler, aparecem picos sub-Dopplers correspondentes às transições hiperfinas possíveis a partir do estado fundamental $F_g = 3$ (ver figura 3). Também temos os picos chamados de ressonâncias de *Crossover*, os quais aparecem na metade da distância em frequência entre dois níveis hiperfinos.

A técnica de espectroscopia da absorção saturada é utilizada nos experimentos de física atômica como método de travamento da frequência do laser, assim como régua padrão para definir a escala em frequência das medidas realizadas. Os detalhes desta técnica podem ser consultados na referência (JACQUES V., 2009).

Os resultados experimentais que serão detalhados nos próximos capítulos, foram obtidos utilizando vapor atômico de rubídio como meio não linear. Durante as medidas, as frequências dos lasers foram ajustadas principalmente na transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ do ^{85}Rb . Devido à natureza cíclica desta transição, é possível considerar interações com um sistema de dois níveis fechado, o que nos permitiu desenvolver modelos teóricos simples, capazes de explicar qualitativamente os processos físicos observados nas medidas.

2.4 FORMALISMO DE MATRIZ DENSIDADE PARA UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS

Considerando o meio atômico como um ensemble, podemos aplicar o formalismo de matriz densidade. Dessa forma, a partir do conhecimento dos elementos da matriz, é possível determinar o valor esperado de qualquer grandeza física do meio (SAKURAI, 2011), tal é o caso da polarização, a qual pode ser calculada como:

$$P = N\langle\hat{\mu}\rangle = NTr(\hat{\rho}\hat{\mu}), \quad (2.20)$$

onde N é o número de átomos por unidade de volume, $\hat{\mu} = -\vec{r} \cdot \vec{E}$ é momento de dipolo elétrico e $\hat{\rho}$ é a matriz densidade do sistema. Supondo um sistema de dois níveis de energia interagindo com um campo electromagnético, como esquematizado na figura 6, $\hat{\rho}$ está definida pela seguinte matriz:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Podemos determinar a polarização do meio em qualquer instante de tempo a partir da evolução temporal da matriz densidade, a qual se calcula aplicando a conhecida equação de Liouville-Von Neumann, acrescentando de maneira fenomenológica os efeitos de relaxação que ocorrem no meio atômico tais como perdas de coerência e de população:

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{\partial\hat{\rho}_{rel}}{\partial t}, \quad (2.22)$$

onde \hat{H} é o hamiltoniano total do sistema, definido pela soma do hamiltoniano livre \hat{H}_o e a matriz de interação \hat{V} ; e $\hat{\rho}_{rel}$ está dado pelas matrizes de perda de coerência e população. Ao considerarmos a interação de dipolo elétrico, temos:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_o + \hat{V}, \\ \hat{H} &= \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\mu_{12}\tilde{E}(t) \\ \mu_{21}\tilde{E}^*(t) & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{H} &= \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & -\mu_{12}\tilde{E}(t) \\ \mu_{21}\tilde{E}^*(t) & \hbar\omega_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Na figura 6, são apresentados os efeitos de relaxação do sistema, como a taxa de decaimento devido à emissão espontânea do nível excitado ao nível fundamental, Γ_{21} , e a perda de coerência entre os estados, γ_{21} . Estes termos são incorporados à equação de Liouville como elementos da matriz $\hat{\rho}_{rel}$.

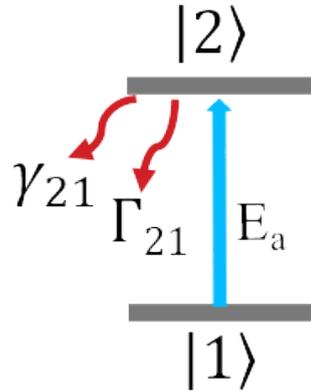


Figura 6 – Esquema de um sistema de dois níveis fechado interagindo com um campo eletromagnético. Fonte: Autor(a)

Ao substituir cada operador na equação 2.22, obtemos o seguinte sistema de equações diferenciais para os elementos da matriz densidade do sistema:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_{11}}{dt} &= \rho_{22}\Gamma_{21} + \frac{i}{\hbar}(-\mu_{21}\tilde{E}_a(t)\rho_{12} + \rho_{21}\mu_{12}\tilde{E}_a^*(t)), \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} &= -\rho_{22}\Gamma_{21} - \frac{i}{\hbar}(-\mu_{21}\tilde{E}_a(t)\rho_{12} + \rho_{21}\mu_{12}\tilde{E}_a^*(t)), \\ \frac{d\rho_{21}}{dt} &= -(i\omega_{21} + \gamma_{21})\rho_{21} - \frac{i}{\hbar}\mu_{21}\tilde{E}_a(t)(\rho_{22} - \rho_{11}).\end{aligned}\quad (2.24)$$

No sistema de equações 2.24 os termos ρ_{11} e ρ_{22} representam as populações dos estados fundamental e excitado, respectivamente. Os termos ρ_{21} e seu complexo conjugado ρ_{12} são as coerências entre os níveis fundamental e excitado. O campo elétrico é representado por $\tilde{E}_a(t) = E_a e^{-i\omega t} + E_a^* e^{i\omega t}$. Para estes cálculos a parte do vetor de onda ($\vec{k} \cdot \vec{r}$) no campo elétrico não será considerada, pois estamos interessados somente na evolução temporal do sistema.

Este conjunto de equações é conhecido como sistema de equações ópticas de Bloch, a partir do qual podemos calcular de forma analítica os termos de coerência e população no regime estacionário do sistema atômico.

A partir de 2.24 podemos calcular o valor esperado do momento de dipolo como:

$$\langle \tilde{\mu}(t) \rangle = Tr(\hat{\rho}\hat{\mu}) = \mu_{12}\rho_{21}(t) + \mu_{21}\rho_{12}(t).\quad (2.25)$$

Conhecendo o valor esperado do momento de dipolo, podemos calcular a polarização induzida no sistema por meio da equação 2.20.

2.5 FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE

Em 1991 foi observado por (YABUZAKI; MITSUI; TANAKA, 1991) que ao interagir um feixe laser com grandes flutuações de fase com um meio atômico, as flutuações de intensidade do sinal transmitido são maiores quanto mais ressonante está o campo com o sistema. Chegando à conclusão de que era possível obter informação sobre a estrutura espectral do meio atômico por meio do estudo das flutuações de intensidade no campo transmitido.

Estudos subsequentes realizados por (CAMPARO; COFFER, 1999) e (DAVIS et al., 1995) demonstraram que as flutuações de fase do laser de diodo contínuo induzem flutuações na susceptibilidade elétrica do meio com o qual interage, resultando em flutuações na intensidade do feixe transmitido. Dessa forma o meio atômico atua como um conversor de modulação de fase para modulação de amplitude.

A partir destes trabalhos, varios estudos de espectroscopia de ruído (MARTINELLI et al., 2004) têm sido realizados, assim como estudos de correlação e anticorrelação entre as flutuações de intensidade dos sinais transmitidos, tanto em vapores atômicos (ARIUNBOLD et al., 2010) quanto em átomos frios (ALMEIDA; MOTTA; VIANNA, 2023).

Para descrever matematicamente as flutuações de fase do campo eletromagnético gerado pelo laser de diodo contínuo, são considerados principalmente dois modelos (CRUZ, 2005). O primeiro é o modelo de resposta atômica linear, no qual as flutuações de fase são incorporadas na expressão do campo elétrico apenas em primeira ordem. Isso é definido, segundo (MARTINELLI et al., 2004), pela seguinte expressão para o campo elétrico:

$$\vec{E}(t) = [\bar{E} + \delta E(t)]e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \hat{e} + c.c., \quad (2.26)$$

onde \bar{E} e $\delta E(t)$ são o valor médio e as flutuações do campo respectivamente, e \hat{e} é um vetor unitário.

O segundo é o modelo de difusão de fase, no qual se considera basicamente que a fase do laser flutua de acordo com um comportamento estocástico, conforme descrito por (ARIUNBOLD et al., 2010):

$$\vec{E}(t) = E e^{-i(\omega t + \phi - \vec{k} \cdot \vec{r})} \hat{e} + c.c. \quad (2.27)$$

Neste trabalho concentraremos nossa atenção no modelo de difusão de fase, no qual a flutuação é tratada como um ruído do tipo Ornstein-Uhlenbeck (O-U). Este é um processo estocástico Gaussiano e Markoviano caracterizado por ter um valor médio igual a zero $\langle X_{OU}(t) \rangle = 0$, e uma correlação não nula com decaimento exponencial no tempo, expressa por $\langle X_{OU}(t) X_{OU}(t') \rangle = \frac{1}{2\tau} e^{-\frac{|t-t'|}{\tau}}$, onde no limite $\tau \rightarrow 0$ a exponencial se transforma em delta de Dirac, transformando o processo de Ornstein-Uhlenbeck em ruído branco (TORAL; COLET, 2014).

O processo de Ornstein-Uhlenbeck é, essencialmente, uma modificação do movimento browniano, em que as partículas experimentam uma força de atrito, limitando as oscilações em torno de um valor médio devido ao termo de amortecimento incluído na equação diferencial de Itô que o processo satisfaz (TORAL; COLET, 2014; GARDINER et al., 1985):

$$dX_t = \theta(\bar{\mu} - X_t)dt + \bar{\sigma}dW_t, \quad (2.28)$$

onde $\bar{\mu}$ é o valor médio do sinal, θ é o termo de amortecimento, $\bar{\sigma}$ é a dispersão do ruído e W_t é um processo estocástico de Wiener, também chamado de ruído branco, que descreve o movimento browniano (TORAL; COLET, 2014).

Substituindo a expressão do campo elétrico segundo o modelo de difusão de fase 2.27, no sistema de equações de Bloch 2.24, e aplicando a aproximação de variáveis lentas onde as coerências são definidas como $\rho_{21} = \sigma_{21} e^{-i(\omega t + \phi - \vec{k} \cdot \vec{r})}$, obtemos um Sistema de Equações Diferenciais Estocásticas (SEDE). O novo SEDE (nas siglas em inglês SSDE) fica da forma a seguir:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} &= \rho_{22}\Gamma_{21} + \frac{i}{\hbar}(-\mu_{21}E(t)\sigma_{12} + \mu_{12}E^*(t)\sigma_{21}), \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} &= -\rho_{22}\Gamma_{21} - \frac{i}{\hbar}(-\mu_{21}E(t)\sigma_{12} + \mu_{12}E^*(t)\sigma_{21}), \\ \frac{d\sigma_{21}}{dt} &= [i(\omega - \omega_{21}) - \gamma_{21}]\sigma_{21} - \frac{i}{\hbar}\mu_{21}E(t)(\rho_{22} - \rho_{11}) + i\frac{d\phi}{dt}\sigma_{21}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Fazendo um reordenamento nas equações e substituindo o campo $E(t)$ pela relação com a frequência de Rabi $\Omega = \frac{-\mu E(t)}{\hbar}$ obtemos:

$$\begin{aligned}
d\rho_{11} &= \rho_{22}\Gamma_{21}dt + i(\Omega^*\sigma_{12} - \Omega\sigma_{21})dt, \\
d\rho_{22} &= -\rho_{22}\Gamma_{21}dt - i(\Omega^*\sigma_{12} - \Omega\sigma_{21})dt, \\
d\sigma_{21} &= [(i(\omega - \omega_{21}) - \gamma_{21})\sigma_{21} - i\Omega^*(\rho_{22} - \rho_{11})]dt + i\sigma_{21}d\phi.
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Neste sistema de equações, observamos que apenas a equação relacionada às coerências contém o termo estocástico ϕ . Ao mesmo tempo, sua estrutura é semelhante à da equação 5.5. Para resolver esse Sistema de Equações Diferenciais Estocásticas (SEDE), é necessário aplicar as regras do cálculo de Itô, a qual explicamos brevemente na próxima seção.

2.6 CÁLCULO DE ITÔ COMO MÉTODO PARA RESOLVER UM SISTEMA DE EQUAÇÕES DIFERENCIAIS ESTOCÁSTICAS

No cálculo diferencial, é necessário que seja satisfeito o teorema fundamental do cálculo, que relaciona a integral de uma função com a sua derivada. No entanto, para funções estocásticas, que não são bem comportadas, a integração precisa ser abordada de maneira diferente.

Existem várias interpretações para a solução de integrais estocásticas, sendo as mais amplamente utilizadas as interpretações de Stratonovich e de Itô. A existência de cada interpretação está relacionada com a definição da integração da função delta de Dirac, $\int_0^\infty \delta(t)dt$, que é igual a 1 na interpretação de Itô e igual a $\frac{1}{2}$ na interpretação de Stratonovich. Neste trabalho, aplicamos a interpretação de Itô (TORAL; COLET, 2014).

Vamos considerar a integral estocástica na seguinte forma:

$$\int_t^{t'} f(X(s))\xi(s)ds = \int_t^{t'} f(X(s))dW, \tag{2.31}$$

onde $f(X(t))$ é uma função arbitrária do processo estocástico $X(t)$, e $\xi(s)$ é um ruído branco Gaussiano. O resultado desta integral para $t' = t + h$ no limite $h \rightarrow 0$ (onde h é o passo da integral no tempo), na representação de Itô, é definido como:

$$\int_t^{t+h} f(X(s))dW = f(X(t))[W(t+h) - W(t)]. \tag{2.32}$$

Vemos que a função $f(X(t))$ é avaliada no tempo inicial. A vantagem que a representação de Itô tem com relação à representação de Stratonovich é que a correlação entre a função estocástica $X(t)$ e o ruído $\xi(t) = \frac{dW}{dt}$ é zero:

$$\langle X(t)\xi(t) \rangle = 0. \quad (2.33)$$

Para realizar a integração numérica da equação diferencial estocástica, existem varios métodos de cálculo, como o método de Milstein, o método de Euler-Maruyama e o método de Runge-Kutta entre outros, abordados na referência (TORAL; COLET, 2014). Nós utilizamos especificamente o método Runge-Kutta estocástico para ruído escalar.

Uma vez solucionado o sistema de equações diferenciais estocásticas, podemos obter os resultados das populações e coerências do sistema ao longo do tempo.

2.7 CÁLCULO DAS CORRELAÇÕES CRUZADAS.

Vamos considerar dois feixes produzidos por um laser de diodo contínuo, incidindo num meio atômico como representado na figura 2. Da interação destes feixes com o meio podem ser observados dois sinais de transmissão e dois sinais de MQO simétricos gerados para frente. As flutuações de fase presentes no campo eletromagnético são transformadas em flutuações de intensidade em cada um dos sinais de transmissão e MQO. (YABUZAKI; MITSUI; TANAKA, 1991; CAMPARO; COFFER, 1999; DAVIS et al., 1995)

Cada um destes quatro sinais contém uma oscilação na intensidade em torno de um valor médio, a qual pode ser observada como um ruído nos sinais como função do tempo. Estas flutuações de intensidade como função do tempo se comportam como séries de variáveis estocásticas que satisfazem, assim como o ruído de fase do laser, um processo do tipo Ornstein-Uhlenbeck.

A partir do registro das séries temporais de cada sinal de transmissão e cada sinal de MQO, podemos determinar a função de correlação cruzada das flutuações de intensidade entre cada par. A função de correlação cruzada é uma medida da similaridade entre dois sinais, comumente usada para encontrar características em um sinal desconhecido, comparando-o com um sinal conhecido. O valor da função deve estar no intervalo (-1,1), com 1 indicando correlação perfeita e -1 indicando anticorrelação perfeita, (USORO, 2015).

A função de correlação cruzada é similar à convolução entre duas funções f e g :

$$(f * g)(\tau) = \int_{-t_1}^{t_2} f^*(t)g(t + \tau)dt = \int_{-t_1}^{t_2} f^*(t - \tau)g(t)dt. \quad (2.34)$$

Como os sinais de transmissão e MQO são sinais de intensidade de campo elétrico no tempo $|E(t)|^2 = I(t)$, e nosso interesse está nas flutuações de intensidade $\delta I(t)$, podemos determinar estas flutuações a partir da relação $\delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$, onde $\langle I(t) \rangle$ é o valor médio da intensidade do sinal. Se define então o equivalente à função de correlação cruzada normalizada para a comparação entre dois sinais temporais apresentando flutuações de intensidade, a função de correlação de segunda ordem ou função $G^{(2)}(\tau)$, como visto nas referências (ARIUNBOLD et al., 2010; ALMEIDA, 2023), a qual está dada pela equação 2.35:

$$G_{ij}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \delta I_i(t) \delta I_j(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle \delta I_i^2(t) \rangle \langle \delta I_j^2(t + \tau) \rangle}}. \quad (2.35)$$

A função de correlação $G^{(2)}(\tau)$, assim como a função de correlação cruzada, em $\tau = 0$ pode ter valores entre 1 e -1, onde 1 significa correlação e -1 anticorrelação. Esta função $G^{(2)}(\tau)$ é diferente da função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$, também conhecida como função de coerência de segunda ordem, introduzida em 1963 (ROY, 1963), a qual é aplicada para classificar os diferentes estados da luz e realizar estatística de fótons. No caso da função de coerência de segunda ordem $g^{(2)}(\tau)$, quando $\tau = 0$ obtem-se 2 para uma fonte de luz térmica ou caótica, 1 para o estado de Glauber ou fonte de luz coerente, e 0 para estados de um único fóton (LOUDON, 2000).

3 MISTURA DE QUATRO ONDAS SIMÉTRICA EM VAPOR DE RUBÍDIO COM ÍNDICE DE REFRAÇÃO ANÔMALO

Neste capítulo, apresentamos a análise dos resultados experimentais obtidos no estudo dos sinais simétricos gerados em dois processos de MQO, na configuração quase co-propagante, realizados em vapor de átomos de rubídio. Os feixes incidentes são gerados por dois lasers de diodo cw, o que permite a manipulação da frequência de cada um de forma independente.

Apresentamos uma descrição do sistema experimental utilizado e em seguida abordamos de forma detalhada os principais resultados. Por último descrevemos o modelo teórico desenvolvido com o qual explicamos os processos físicos responsáveis pelo comportamento observado. Uma discussão mais detalhada sobre o modelo teórico pode ser vista na tese de (ALMEIDA, 2023).

3.1 SISTEMA EXPERIMENTAL

A configuração experimental que utilizamos consiste em dois feixes gerados por lasers de diodo contínuos independentes, E_a e E_b , incidindo numa célula de 5 cm de comprimento contendo vapor de rubídio. Os feixes formam um ângulo de aproximadamente 40 mrd, sendo \vec{k}_a e \vec{k}_b os vetores de onda de cada feixe, em uma configuração quase co-propagante. Cada feixe foi preparado com polarização linear, sendo perpendiculares entre si. O feixe E_a foi definido com a polarização horizontal, e o feixe E_b com a polarização vertical. Nesta configuração, decidimos utilizar, pela primeira vez, ambos os feixes incidentes com altas intensidades, diferente da abordagem convencional que envolve um feixe forte e outro de prova, como comumente descrito nas referências. Essa escolha nos possibilita a geração simultânea de dois processos simétricos de Mistura Quatro Ondas (MQO) para frente, os quais constituem o objetivo de nossa investigação.

Para a realização das medidas, um dos feixes foi sintonizado na transição cíclica $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 4)$ da linha D_2 do ^{85}Rb , utilizando a técnica de espectroscopia de absorção saturada, e fixando a frequência por meio de um sistema de travamento desenvolvido pelo grupo de pesquisa. Os laser de diodo utilizados são de fabricação doméstica sem cavidade externa. Na figura 7 (a) é apresentado um esquema do sistema experimental.

Em cada medida detectamos simultaneamente as transmissões dos feixes incidentes T_a e T_b , e os sinais de MQO gerados simetricamente nas direções $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ e $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$, conforme

ilustrado na figura 7 (b).

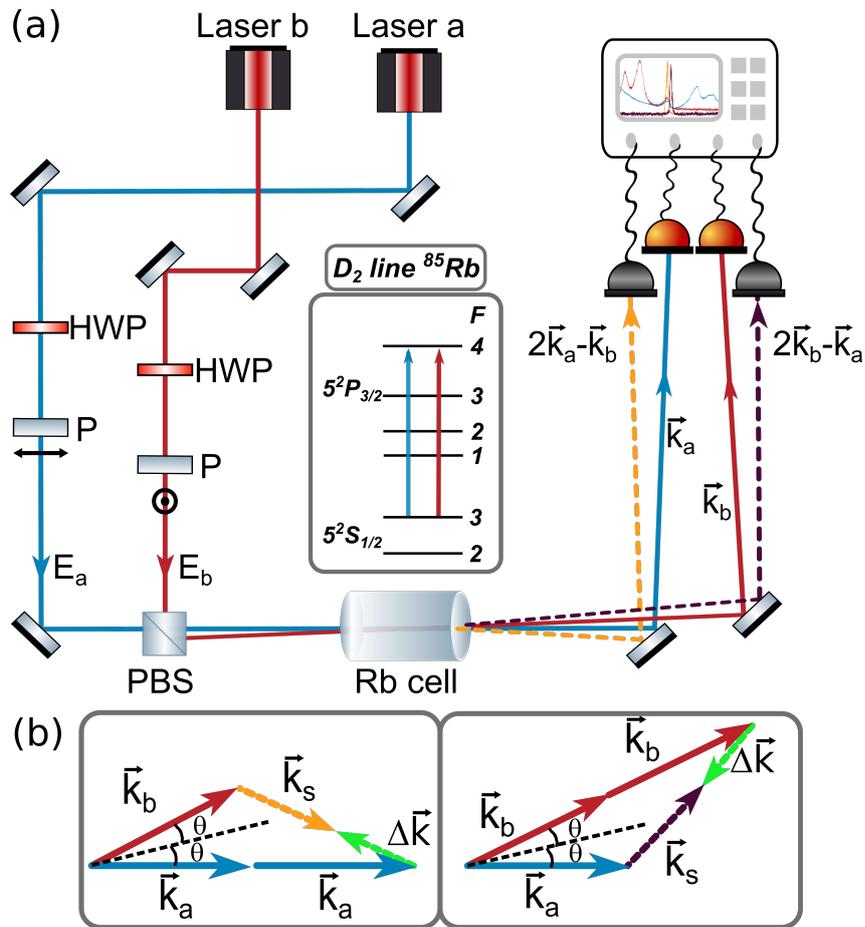


Figura 7 – (a) Sistema experimental e níveis de energia do ^{85}Rb . PBS e HWP indicam divisor de feixe por polarização (*polarizing beamsplitter*) e placa de meia onda (*half wave-plate*) respectivamente. \vec{k}_a and \vec{k}_b são os vetores de onda dos feixes E_a e E_b . $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ e $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$ indicam as direções de propagação dos sinais de MQO gerados pelo meio. (b) Representação da condição de casamento de fase satisfeita pelos sinais gerados de MQO. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

Durante as medidas, variamos a frequência de um dos lasers em torno de toda a largura Doppler, enquanto o outro feixe permaneceu com frequência fixa na transição cíclica. A intensidade dos feixes incidentes na entrada da célula foi mantida entre 10 e 100 vezes maior do que a intensidade de saturação da transição cíclica $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 4)$ a fim de maximizar os sinais gerados de MQO. O diâmetro dos feixes é de aproximadamente 0.3 cm. Para a detecção dos feixes transmitidos utilizamos fotodiodos simples enquanto que, devido aos sinais de MQO serem muito menos intensos, estes foram detectados com fotodiodos de avalanche (*Thorlabs APD120A*). A densidade atômica foi controlada ajustando a temperatura da célula, que foi aquecida usando uma fita térmica a uma temperatura aproximada de 55°C .

3.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Conduzimos duas séries de medidas com o objetivo de analisar o espectro de excitação, sempre mantendo um dos feixes com frequência fixa. Primeiro variamos as intensidades dos dois feixes, simultaneamente, e posteriormente, variamos a intensidade de cada feixe de forma independente.

3.2.1 Intensidades dos feixes incidentes iguais

Realizamos as medidas dos sinais de MQO e das transmissões dos feixes incidentes, com a célula de Rb aquecida a uma temperatura de $55\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nesta medida, o feixe E_b foi fixado em frequência, enquanto o feixe E_a varre todas as transições da linha $D_2\ F_g = 3$ do ^{85}Rb . Os sinais obtidos para as duas misturas e para os dois feixes transmitidos são registrados simultaneamente no osciloscópio como apresentamos na figura 8, onde podemos observar a intensidade de cada sinal de transmissão T_a e T_b , e de cada sinal de MQO $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ e $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$, como função da frequência do feixe E_a .

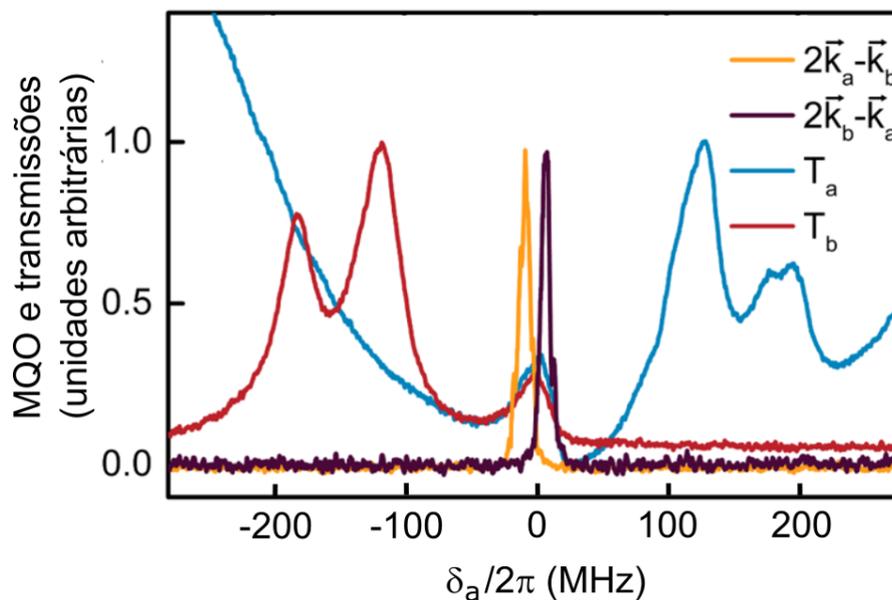


Figura 8 – (a) Resultado experimental da intensidade de dois sinais de transmissão e dois sinais de MQO gerados como função da dessintonia do feixe E_a . Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

Nos dois sinais de transmissão, podemos observar três picos em cada curva. A diferença de frequência entre eles coincide com a diferença em frequência entre os níveis hiperfinos do estado excitado $5P_{3/2}$ do ^{85}Rb . Um resultado semelhante, onde se observa a transmissão de

um feixe fraco na presença de um campo forte com frequência fixa, foi apresentado em (MOON; NOH, 2008). Este efeito é conhecido como bombeamento óptico por seleção de velocidades, onde esses picos só aparecem nos espectros devido à interação simultânea dos dois feixes com o mesmo grupo de velocidades.

Na transmissão do feixe com frequência fixa T_b , os picos aparecem na ordem de menor a maior energia. Sendo ao contrário na transmissão T_a , do feixe que varre em frequência.

Para um grupo de átomos com velocidade v_1 o feixe com frequência fixa E_b , induz a transição cíclica. Na medida que varremos a frequência do feixe E_a , ele executa todas as transições permitidas, resultando em uma menor absorção do campo E_b nessas frequências específicas, criando os picos na curva T_b .

Para explicar os picos na curva T_a devemos considerar os diferentes grupos de velocidades atômicas, que podem interagir com o campo E_b que tem frequência fixa ω_b . Por efeito Doppler, $\omega'_b = \omega_b \pm \vec{k} \cdot \vec{v}$, o campo E_b seleciona três grupos de átomos com velocidades $v_1 < v_2 < v_3$, induzindo a transição para os estados excitados $F_e = 4$, $F_e = 3$ e $F_e = 2$, respectivamente:

$$\begin{aligned}\omega_{3-4} &= \omega_b - \vec{k} \cdot \vec{v}_1, \\ \omega_{3-3} &= \omega_b - \vec{k} \cdot \vec{v}_2, \\ \omega_{3-2} &= \omega_b - \vec{k} \cdot \vec{v}_3,\end{aligned}\tag{3.1}$$

onde ω_{3-4} , ω_{3-3} e ω_{3-2} são as frequências das transições hiperfinas.

Por sua vez o feixe E_a induz a transição cíclica para cada grupo de átomos com as velocidades selecionadas por E_b , v_1 , v_2 e v_3 , tal que:

$$\begin{aligned}\omega_{3-4} &= \omega_a - \vec{k} \cdot \vec{v}_1, \\ \omega_{3-4} &= \omega_a - \vec{k} \cdot \vec{v}_2, \\ \omega_{3-4} &= \omega_a - \vec{k} \cdot \vec{v}_3,\end{aligned}\tag{3.2}$$

onde ω_a é a frequência variável do feixe E_a . Um esquema da contribuição dos diferentes grupos de velocidade na interação com cada laser é esquematizado na figura 9.

O bombeamento óptico devido ao feixe E_b diminui a absorção do feixe E_a , e gera os três picos na ordem oposta de aumento da energia na curva T_a (KIM et al., 2003; MOON; NOH, 2008; GARCÍA-WONG et al., 2018).

Vamos analisar agora os espectros dos sinais de MQO, ainda apresentados na figura 8. Ao examinarmos as equações 3.1 e 3.2, podemos identificar que os dois feixes E_a e E_b coincidem

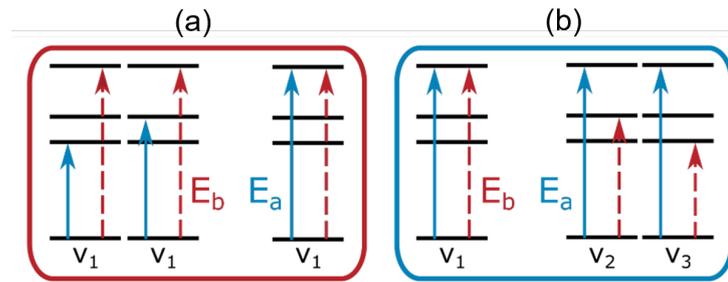


Figura 9 – Esquema representativo da interação de cada campo com os diferentes grupos de velocidade. (a) Referente à curva de T_a . (b) Referente à curva de T_b . Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

induzindo a transição cíclica nos átomos com a mesma velocidade v_1 . O sinal de MQO é gerado nesta transição devido a um processo degenerado. Por essa razão, em cada espectro dos sinais de MQO, observa-se um único pico fino, muito próximo aos picos correspondentes à transição cíclica em cada sinal de transmissão. Na realidade, cada pico de MQO apresenta um leve deslocamento para lados opostos em relação à frequência da transição cíclica, resultando em uma separação entre eles, aspecto que será discutido mais adiante.

Na figura 10 apresentamos os resultados experimentais para cada um dos feixes incidentes com frequência fixa, enquanto o outro varre a Doppler. Observa-se que a ordem dos picos, tanto para o sinal de MQO quanto para as transmissões, se inverte de forma totalmente simétrica. Como foi explicado anteriormente, a ordem dos picos é determinada pelas interações com os grupos de átomos com velocidades v_1 , v_2 e v_3 , e dependem de qual feixe tem frequência fixa.

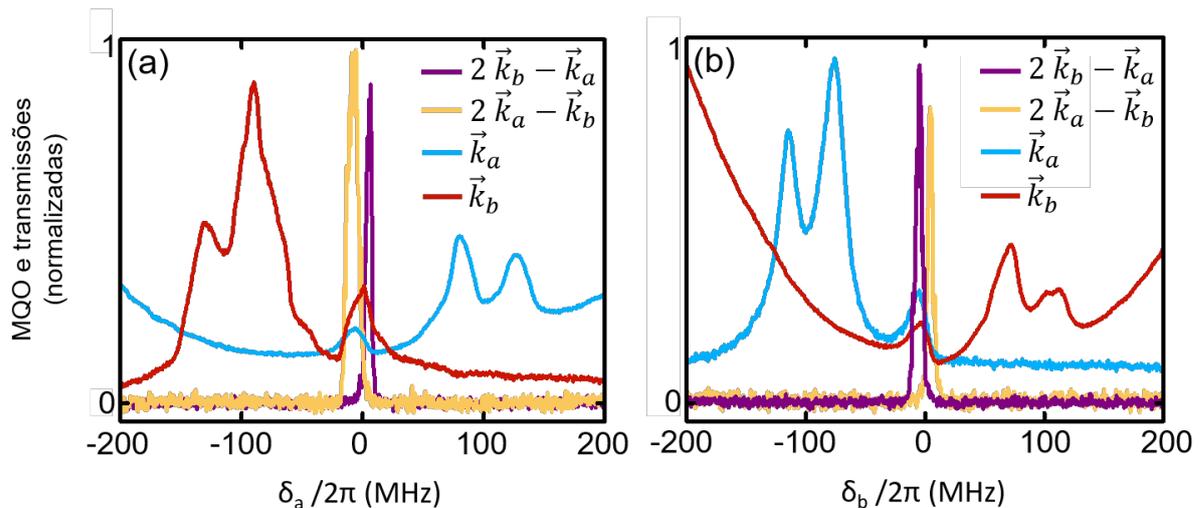


Figura 10 – Resultados experimentais de MQO e Transmissões dos feixes com relação à dessintonia do feixe que varia em frequência. $I_a = I_b = 100mW/cm^2$. (a) Gráfico de intensidade dos sinais MQO e transmissões com relação à dessintonia do feixe E_a , $\delta_a/2\pi$. (b) Intensidade dos sinais MQO e transmissões com relação à dessintonia do feixe E_b , $\delta_b/2\pi$. Fonte: Autor(a)

Realizamos um conjunto de medidas aumentando a intensidade dos feixes incidentes, com a frequência do campo E_b fixa, enquanto a frequência do campo E_a varia. Na figura 11 apresentamos os espectros de MQO para quatro valores de intensidades.

O aumento da intensidade dos feixes incidentes provoca um alargamento por potência em cada sinal de MQO, acompanhado pelo aumento da separação entre os picos. Por outro lado, para as intensidades maiores que $I \approx 200 \text{ mW/cm}^2$, se observa uma pequena assimetria em cada sinal, sugerindo um segundo pico em cada espectro de MQO, devido a um efeito Autler-Townes. (SOUZA; ALMEIDA; VIANNA, 2022)

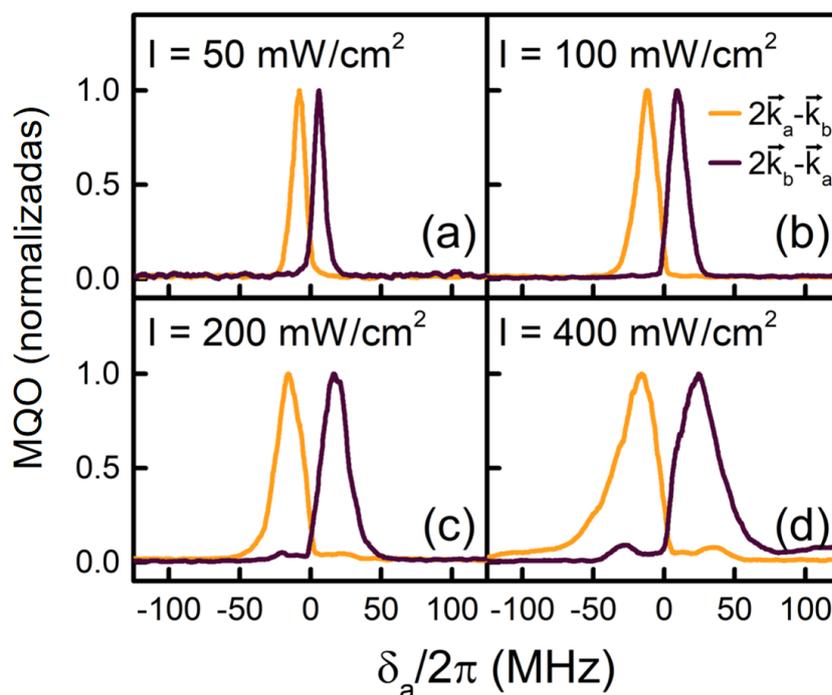


Figura 11 – Espectros dos sinais de MQO em função da frequência do campo E_a para diferentes valores de intensidade dos feixes incidentes. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

Na figura 12, observamos como a separação entre os picos de MQO varia com o aumento da intensidade dos feixes incidentes. Observamos que para intensidades menores que 300 mW/cm^2 a separação entre os picos aumenta de forma aproximadamente linear com a intensidade dos feixes. A partir de $I \approx 300 \text{ mW/cm}^2$, a separação entre os picos tende à saturação, mantendo-se quase constante para intensidades maiores. É interessante notar que, mesmo com o aumento na separação entre os picos, os sinais continuam se cruzando em $\delta_a/2\pi = 0 \text{ MHz}$, frequência na qual os dois feixes E_a e E_b estão interagindo simultaneamente com o mesmo grupo de átomos com velocidade v_1 , realizando a transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$.

Na figura 13 apresentamos também, o comportamento da amplitude e da largura a meia

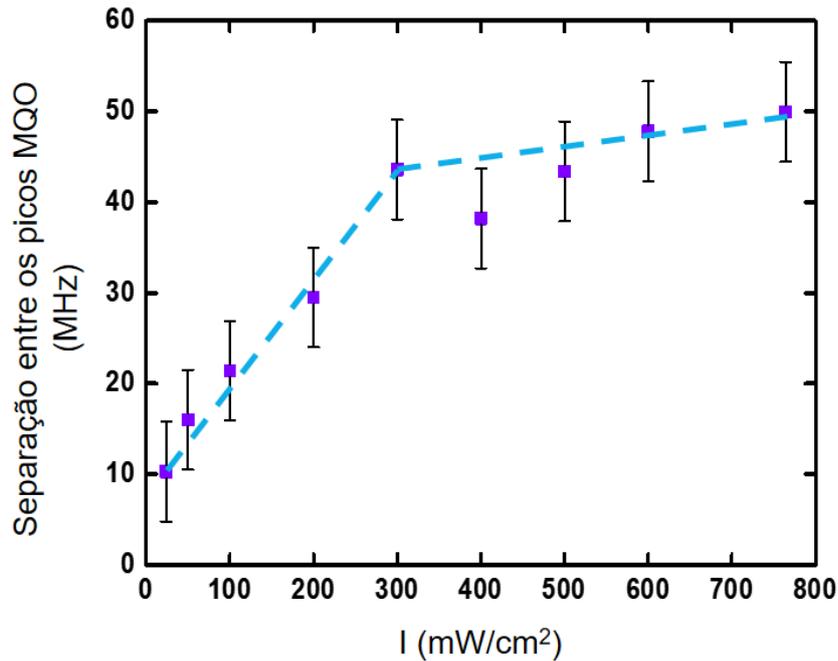


Figura 12 – Comportamento da separação em frequência entre os sinais de MQO com o aumento da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autor(a)

altura do pico de MQO na direção $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$, como função do aumento da intensidade dos feixes incidentes. Os comportamentos observados sugerem que, tanto a largura a meia altura do sinal, quanto sua amplitude, aumentam com o aumento da intensidade dos feixes incidentes, alcançando um valor máximo. Especificamente a amplitude do sinal de MQO alcança o valor máximo para valores de intensidade em torno a 100 mW/cm^2 , e se mantém praticamente constante para intensidades maiores. Por outro lado a largura a meia altura do sinal cresce linearmente com o aumento da intensidade, e a saturação é alcançada em $I \approx 500 \text{ mW/cm}^2$.

3.2.2 Intensidades diferentes dos feixes incidentes

Estudamos também o espectro dos sinais de MQO quando a intensidade dos feixes incidentes eram diferentes. Mantivemos a mesma condição de temperatura e de variação de frequência de um dos feixes.

Na figura 14 apresentamos a curva de transmissão do feixe E_a e os dois sinais gerados de MQO como função da frequência de um dos feixes. Na figura 14 (a) a frequência do campo E_a varia enquanto o feixe E_b tem frequência fixa, já na figura 14 (b) temos o caso contrário, onde o feixe E_b varre em frequência e E_a tem frequência fixa.

Para a obtenção destas curvas utilizamos uma relação onde a intensidade do feixe E_a é

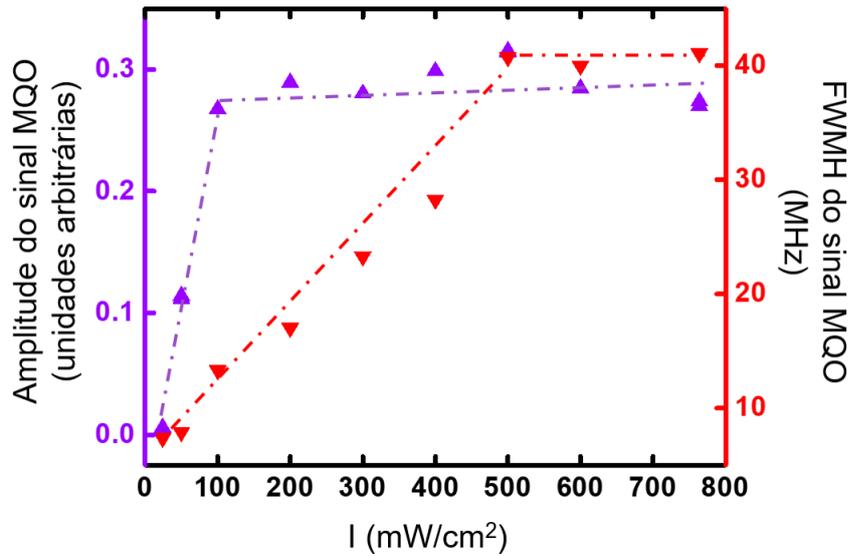


Figura 13 – Comportamento dos parâmetros amplitude e largura a meia altura (FWHM) dos sinais de MQO com relação ao aumento da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autor(a)

aproximadamente seis vezes maior que a intensidade do feixe E_b , tal que: $I_a \approx 300 \text{ mW}/\text{cm}^2$ e $I_b \approx 50 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

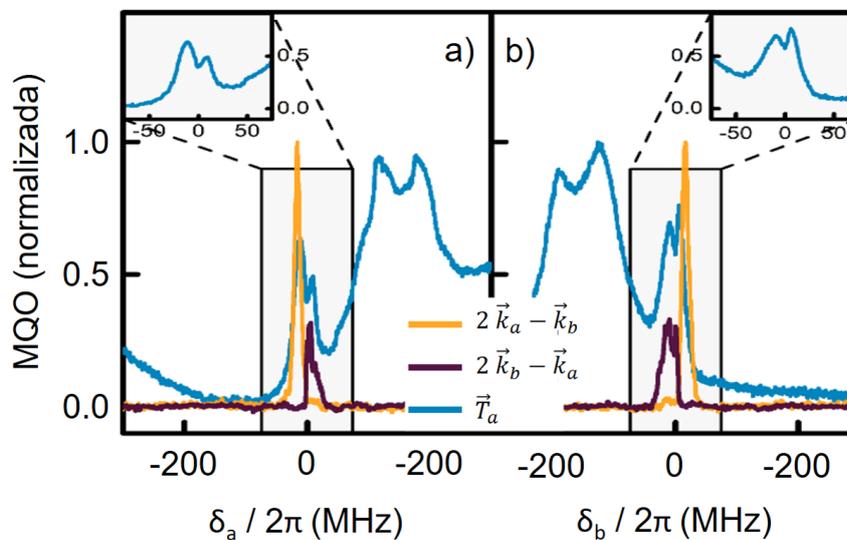


Figura 14 – Curvas de sinais T_a e MQO em função da dessintonia do feixe de varredura. (a) Curvas com o feixe E_a varrendo e o feixe E_b com frequência fixa. (b) Curvas com o feixe E_b variando e o feixe E_a com frequência fixa. Inserções, zoom do pico correspondente à transição cíclica na curva T_a em cada condição. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

Nesses resultados, observamos que, semelhante ao caso em que ambos os feixes têm a mesma intensidade, conforme mostrado na figura 10 quando os campos possuíam intensidades iguais, os picos nos sinais de MQO surgem somente quando os dois lasers estão em ressonância com a transição cíclica, apresentando uma pequena separação de frequência entre eles. Igualmente se observa a inversão nas posições de frequência dos sinais MQO, dependendo

de qual feixe tem sua frequência fixa.

O sinal de MQO $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ tem uma amplitude maior que o sinal $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$ como esperado, pois a intensidade de cada sinal de mistura tem uma dependência com o quadrado do campo com o qual interage duas vezes. Neste caso a mistura $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$, interage duas vezes com o feixe E_a , pelo que sua intensidade é maior.

Olhando para a transmissão T_a na figura 14, vemos que no centro do pico referente à transição cíclica, ocorre um aumento da absorção, como apresentado na imagem ampliada no interior de cada gráfico. O pico de absorção coincide com a posição em frequência na qual os dois sinais de MQO se cruzam na base, em $\delta_a/2\pi = 0$ MHz. Este comportamento no meio do pico correspondente a transição cíclica é uma assinatura da presença de um processo de Absorção Eletromagneticamente Induzida (EIA) como mostrado em (HOSSAIN et al., 2011). Observamos a absorção pelo efeito EIA também nos outros dois picos, embora menos evidentes.

3.2.3 Explicação física dos resultados experimentais por meio do modelo teórico

Nesta seção apresentamos as aproximações consideradas para o desenvolvimento do modelo e as principais interpretações obtidas a partir da análise dos resultados. Os detalhes do modelo teórico foram apresentados no trabalho de tese de A. A. de Almeida em (ALMEIDA, 2023).

Como no experimento os feixes têm polarizações ortogonais, consideramos um sistema de três níveis, onde os níveis $|1\rangle$ e $|3\rangle$, correspondem ao estado fundamental com $m_F = 0$ e $m_F = 1$ respectivamente, e $|2\rangle$ corresponde ao estado excitado. O sistema interage com os dois campos eletromagnéticos com polarizações lineares-ortogonais e frequências $\omega_a = \omega_b$. Os sinais de MQO são gerados nas direções $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ e $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$ como apresentamos na figura 7 (b), e são emitidos com a mesma frequência ω_s . Na figura 15 apresentamos um esquema de níveis com estes processos.

Como explicamos no capítulo 2, o sinal gerado de MQO é proporcional à coerência σ'_{ji} como resultado das três interações com os campos E_a e E_b . Na figura 15 vemos que devido à polarização linear-ortogonal dos campos incidentes, os sinais de MQO são gerados entre os níveis $|2\rangle$ e $|1\rangle$, e entre os níveis $|2\rangle$ e $|3\rangle$, tendo em cada caso as duas componentes circulares de polarização, de maneira que o sinal resultante é emitido com a polarização linear correspondente. Desta forma os sinais de MQO são proporcionais tanto à coerência σ'_{21} , quanto à coerência σ'_{23} .

Vamos desenvolver o formalismo de matriz densidade somente para uma das componentes

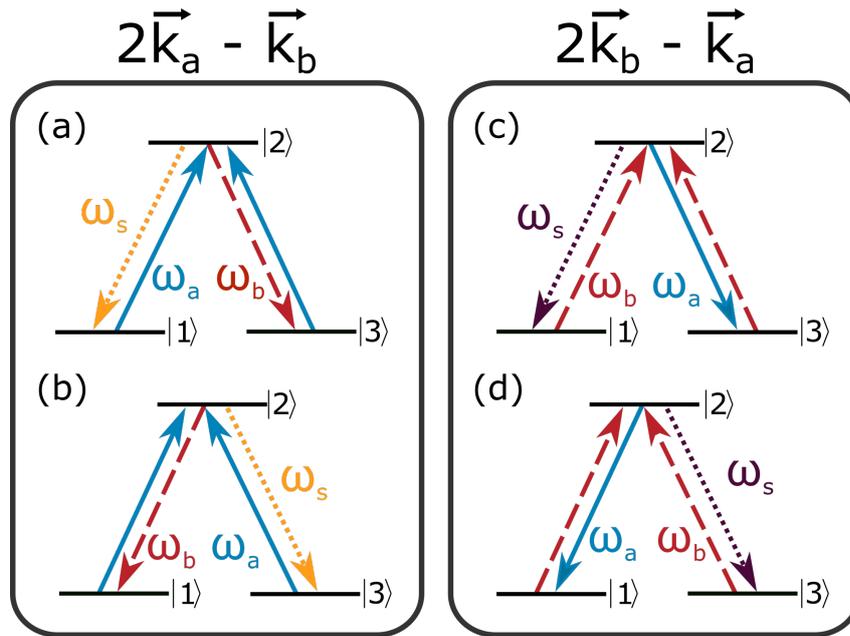


Figura 15 – Esquema do modelo teórico de três níveis utilizado. (a) e (b) representam os processos separados que geram as duas componentes circulares do sinal de mistura, na direção $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$; (c) e (d) análogos na direção $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

circulares do sinal de MQO $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$, proporcional à coerência σ'_{21} .

Para obtermos a expressão analítica de σ'_{21} , consideramos a interação do sistema atômico com os campos em duas etapas. Na primeira parte, consideramos a interação do campo E_a com ω_a entre os níveis $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, e a interação do campo E_b com ω_b entre os níveis $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, em todas as ordens. Estamos interessados em calcular a coerência σ_{13} . Na aproximação de dipolo elétrico, o hamiltoniano de interação é definido pela seguinte expressão:

$$\hat{H}_{int} = -\hbar \sum_j^3 (\tilde{\Omega}_l e^{i(\omega_l t - \vec{k}_l \cdot \vec{r})} + c.c.) |j\rangle \langle i|, \quad (3.3)$$

onde $\tilde{\Omega}_l = \frac{\mu_{ji} E_l}{2\hbar}$ ($l = a$ ou b) é a frequência de Rabi com μ_{ji} sendo o momento de dipolo da transição $|j\rangle \rightarrow |i\rangle$, e E_l a amplitude do campo elétrico; ω_l é a frequência óptica e \vec{k}_l é o vetor de onda associado aos campos indicados na figura 15.

Substituindo o hamiltoniano da equação 3.3 na equação de Liouville 2.22, fazemos aproximação de variáveis lentas, e consideramos o regime estacionário. O primeiro sistema de equações de Bloch obtido é:

$$\begin{aligned}
\rho_{11} &= \frac{-i\sigma_{12}\Omega_a + i\sigma_{21}\Omega_a^* + \Gamma_{21}\rho_{22} + \gamma'\rho_{11}^0}{\gamma'}, \\
\rho_{22} &= \frac{i\sigma_{12}\Omega_a - i\sigma_{21}\Omega_a^* - i\sigma_{23}\Omega_b^* + i\sigma_{32}\Omega_b}{\Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \gamma'}, \\
\rho_{33} &= \frac{i\sigma_{23}\Omega_b^* - i\sigma_{32}\Omega_b + \Gamma_{23}\rho_{22} + \gamma'\rho_{33}^0}{\gamma'}, \\
\sigma_{12} &= \frac{-i(\rho_{11} - \rho_{22})\Omega_a^* - i\sigma_{13}\Omega_b^*}{i\delta_a + \gamma_{12} + \gamma'}, \\
\sigma_{13} &= \frac{-i\sigma_{12}\Omega_b + i\sigma_{23}\Omega_a^*}{i\delta_a - i\delta_b + \gamma_{13} + \gamma'}, \\
\sigma_{32} &= \frac{-i(\rho_{33} - \rho_{22})\Omega_b^* - i\sigma_{13}\Omega_a^*}{i\delta_b + \gamma_{32} + \gamma'}.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Os termos σ_{ji} são as coerências, Γ_{ji} são as taxas de decaimento de população; a frequência de Rabi é definida como $\Omega_l = \tilde{\Omega}_l e^{-i\vec{k}_l \cdot \vec{r}}$; δ_l é a dessintonia de cada feixe; e ρ_{jj}^0 são as populações sem a presença de campo. Resolvendo o sistema de equações 3.4 obtemos a expressão analítica para a coerência σ_{13} .

Na segunda etapa dos cálculos, partindo da coerência σ_{13} , consideramos uma interação do campo E_a com ω_a entre os níveis $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ em primeira ordem. Resolvemos o novo sistema de equações e obtemos a coerência σ'_{21} proporcional ao sinal gerado de MQO. Denominamos a coerência com σ'_{21} a fim de diferenciar que é o resultado depois de considerar todas as interações com os três campos.

$$\sigma'_{21} = \frac{i\tilde{\sigma}_{31}\tilde{\Omega}_a e^{-i(2\vec{k}_a - \vec{k}_b) \cdot \vec{r}}}{-i\delta_a + \gamma_{32} + \gamma'}. \tag{3.5}$$

Esta forma de cálculo, separando as interações em duas partes, é comumente utilizado em trabalhos teóricos de memórias ópticas (BORBA; FELINTO; TABOSA, 2017) e efeitos coerentes de EIT e EIA (FLEISCHHAUER; IMAMOGLU; MARANGOS, 2005; TAICHENACHEV; TUMAIIKIN; YUDIN, 1999).

Considerando a propagação do sinal no meio, calculamos o campo elétrico gerado $E_s(\vec{r}, t) = E_s e^{-i(\omega_s t - \vec{k}_s \cdot \vec{r})}$, dado pela solução da equação de onda obtida das equações de Maxwell onde $n = \sqrt{\epsilon^{(1)}}$ (BOYD, 2008):

$$\frac{\partial^2 E_s(\vec{r}, t)}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_s(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \tag{3.6}$$

onde a polarização macroscópica é dada por $\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}$, como apresentado no capítulo 2.

A solução da equação de onda, em função das frequências de Rabi é dada pela seguinte expressão:

$$\tilde{\Omega}_s = \frac{\kappa \sigma_{13}^* \tilde{\Omega}_a [e^{-k_s \chi^{(1)} z} - e^{i \Delta k z}]}{(-i \delta_a + \gamma_{32} + \gamma') (k_s \chi^{(1)} + i \Delta k)}, \quad (3.7)$$

onde $\kappa = \frac{\omega_s N \mu_{12}^2}{\hbar \epsilon_0 c}$, k_s é o número de onda do sinal gerado e $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade linear.

A frequência de Rabi do sinal de MQO gerado depende da condição de casamento de fase $\Delta k = |\Delta \vec{k}|$, a qual é diferente para cada sinal como pode-se ver na figura 7 (b). Para o sinal que estamos calculando $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ está dada por:

$$\Delta k_{2\vec{k}_a - \vec{k}_b} = \frac{2\omega_a}{c} [n_a \cos(\theta) - n_b \cos(3\theta)] - \frac{\omega_b n_b}{c} [\cos(\theta) - \cos(3\theta)]. \quad (3.8)$$

Vemos que a condição de casamento de fase depende dos índices de refração n_a e n_b , que por sua vez dependem da parte real da susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$. De maneira que para cada feixe o índice de refração está definido como:

$$\begin{aligned} n_a &= 1 + \frac{N \mu_{21}^2}{2\hbar \epsilon_0} \frac{\text{Re}(\sigma_{21})}{\Omega_a}; \\ n_b &= 1 + \frac{N \mu_{23}^2}{2\hbar \epsilon_0} \frac{\text{Re}(\sigma_{23})}{\Omega_b}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Para o caso em que o campo E_a varre em frequência, enquanto o feixe E_b tem frequência fixa, realizamos o cálculo dos índices de refração e a condição de casamento de fase para cada sinal gerado de MQO. Na figura 16 (a) e (b) são apresentados os gráficos teóricos obtidos com relação à frequência do feixe E_a para um átomo com velocidade zero.

Analisando os gráficos dos índices de refração n_a e n_b , em relação à dessintonia δ_a na figura 16 (a), dois fatos interessantes se destacam. Primeiramente, o gráfico do índice de refração associado ao feixe com frequência fixa n_b , não é constante, mas segue um comportamento natural do índice de refração correspondente a um feixe com frequência variável. Isso indica que a interação do feixe variando em frequência E_a com o meio, provoca uma modificação no índice de refração percebido pelo feixe E_b , evidenciando a interação entre os dois campos através do meio atômico. Por outro lado, observamos que a curva correspondente ao índice de refração n_a não segue o comportamento dispersivo comum, apresentando um pequeno intervalo com inclinação positiva, o que resulta em uma segunda curva dispersiva interna, no

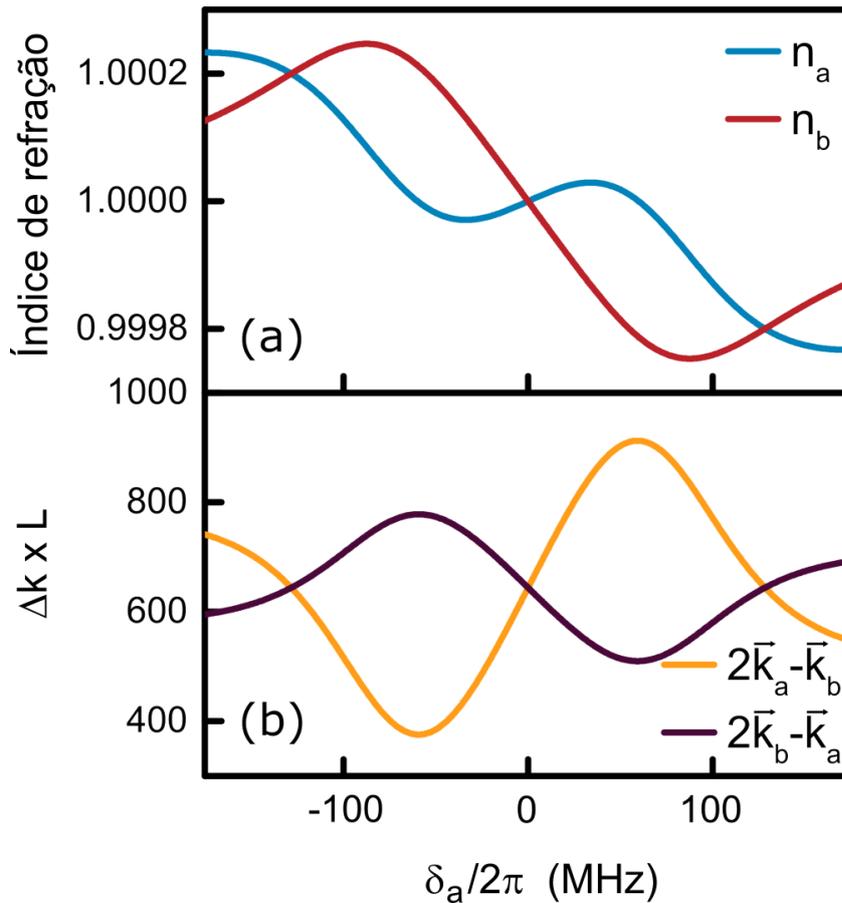


Figura 16 – (a) Índice de refração teórico para os dois campos incidentes; (b) Condições de casamento de fase para os dois sinais MQO. Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

sentido contrário ao típico. Este comportamento é reconhecido na literatura como um índice de refração anômalo associado ao processo de EIA (LING; LI; XIAO, 1998), conforme pudemos constatar nos resultados experimentais.

Na figura 16 (b) observamos o comportamento das condições de casamento da fase correspondente a cada sinal de MQO, em relação à dessintonia δ_a . Vemos que para o sinal $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$, a condição de casamento de fase é melhor satisfeita do lado esquerdo do zero em frequência, enquanto para o sinal $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$ é melhor satisfeita do lado direito da frequência zero. Este resultado explica o motivo de obtermos sinais de MQO deslocados com relação à ressonância nos resultados experimentais. A interação entre os campos no meio modifica a frequência em que cada sinal de MQO melhor satisfaz a condição de casamento de fase para ser gerado.

Por último na figura 17 apresentamos o gráfico teórico dos sinais MQO em função de $\delta_a/2\pi$ integrando em velocidades o resultado obtido na equação 3.7. Quando consideramos $\Delta k = 0$ encontramos que os dois sinais de MQO seguem o mesmo comportamento alargado e sintonizado na ressonância $\delta_a/2\pi = 0$, representados pela linha tracejada. Porém, quando

consideramos as condições de casamento de fase para cada sinal $\Delta k_{2\vec{k}_a - \vec{k}_b}$ e $\Delta k_{2\vec{k}_b - \vec{k}_a}$, as curvas correspondentes a cada MQO se desloca levemente para os lados opostos da frequência $\delta_a/2\pi = 0$, assim como acontece nos resultados experimentais.

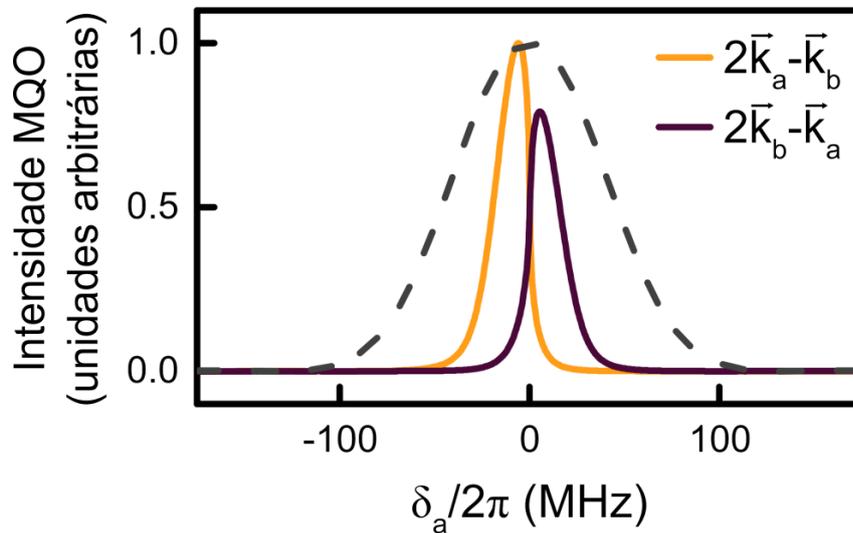


Figura 17 – Sinais de MQO teóricos considerando integração em velocidades e propagação no meio com casamento de fase (linha sólida) e com $\Delta k = 0$ (linha tracejada). Fonte: (ALVAREZ; ALMEIDA; VIANNA, 2021)

A resposta óptica do sinal de MQO é determinada por um processo não linear com uma forte dependência na condição de casamento de fase e, portanto, no índice de refração do meio. Devido à alta intensidade dos dois campos incidentes, ambos os feixes modificam o índice de refração do meio, resultando em um efeito do tipo cross-talk (HSU et al., 2011). Portanto, cada feixe percebe um índice de refração que varia de acordo com a varredura em frequência do outro feixe. Essa variação no comportamento do índice de refração é dependente da intensidade dos feixes incidentes e da relação de varredura em frequência entre eles, causando um deslocamento em frequência do sinal gerado em relação à ressonância. O deslocamento do sinal de MQO pode ocorrer acima ou abaixo da ressonância como observado na figura 14, dependendo se o laser com a frequência variável contribui com uma ou duas interações para o processo não linear.

3.3 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Observamos que os sinais de MQO gerados apresentam um deslocamento em frequência com relação à ressonância. Além disso, os espectros de transmissão revelam a presença de um efeito do tipo EIA (Absorção Induzida Eletromagneticamente) no interior do pico correspon-

dente à transição cíclica, especialmente quando as intensidades dos feixes são diferentes.

Demonstramos que a separação em frequência entre os sinais de MQO, a largura a meia altura do sinal e sua amplitude aumentam na medida que as intensidades dos feixes incidentes aumentam, atingindo um valor máximo, após o qual alcança a saturação.

Por fim, apresentamos o modelo teórico. Demonstramos que as condições de casamento de fase, satisfeitas por cada sinal gerado de MQO, são modificadas devido à interação entre os feixes incidentes no interior da amostra. Também constatamos que, na interação do meio com dois feixes muito intensos, o índice de refração associado ao campo com frequência variável, segue um comportamento anômalo característico do efeito EIA, enquanto o índice de refração do feixe com frequência fixa se modifica devido à presença do outro campo, seguindo o comportamento de um índice de refração típico de um campo com frequência variável.

4 CORRELAÇÕES TEMPORAIS CLÁSSICAS DAS FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE ENTRE DOIS SINAIS DE TRANSMISSÃO E DOIS SINAIS MQO, GERADOS NO VAPOR DE RUBÍDIO

O laser de diodo utilizado em nossos experimentos exhibe ruído tanto na amplitude quanto na fase, sendo que o ruído de amplitude pode ficar abaixo do *shot noise* (PETERMANN, 1991; ZHANG et al., 1995), enquanto que o ruído ou flutuações de fase são mais significativos com respeito à magnitude. R. Walser e Zoller (WALSER; ZOLLER, 1994), analisaram teoricamente a influência das flutuações de fase do laser de diodo ao interagir com um meio atômico, e propõem que as flutuações de fase do laser são transformadas pelo próprio meio em flutuações de intensidade no sinal do feixe transmitido. Este processo de conversão de flutuações de fase do laser em flutuações de amplitude do campo resulta em uma nova ferramenta para a realização de espectroscopia atômica, conforme demonstrado por Yabuzaki em (YABUZAKI; MITSUI; TANAKA, 1991).

No capítulo 2, abordamos o processo de MQO como um processo paramétrico no qual informações sobre intensidade, polarização, frequência e vetor de onda dos feixes incidentes são preservadas na geração do sinal. Desta forma, as flutuações de intensidade observadas nos sinais de transmissão também se manifestam nos sinais de MQO gerados pelo meio.

Estudos desenvolvidos por M. Martinelli e colaboradores (MARTINELLI et al., 2004; CRUZ et al., 2007; FLOREZ et al., 2013), estudam os efeitos de correlações e anticorrelações temporais das flutuações de intensidade dos feixes transmitidos, em função de um campo magnético externo, quando os feixes incidentes interagem com um vapor de rubídio, em condições de EIT. Changbiao Li et al., em (LI et al., 2016), demonstraram que a correlação das flutuações de intensidade podem ser moduladas pela fase relativa inicial e por meio da polarização dos feixes incidentes. Mais recentemente foi apresentado em (ALMEIDA; MOTTA; VIANNA, 2023), em átomos frios de rubídio, um estudo das correlações entre os sinais dos feixes transmitidos e dos feixes gerados no processo de MQO como função da frequência dos feixes incidentes.

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos para as correlações temporais entre dois sinais de transmissão e entre dois sinais de MQO, quase co-propagantes, utilizando como meio não linear um vapor de rubídio. Embora os resultados de correlação temporal das flutuações de intensidade em átomos frios, já tenham sido publicados em (ALMEIDA; MOTTA; VIANNA, 2023), nossos estudos se iniciaram com uma amostra de átomos de rubídio aquecidos. A distribuição de velocidades dos átomos não nos permite definir a desintonização dos lasers, de forma que

as investigações são realizadas para diversas condições de intensidade e polarização dos feixes incidentes, bem como para diferentes temperaturas do vapor atômico.

4.1 SISTEMA EXPERIMENTAL

Para a realização das medidas foi utilizado um único laser de diodo, o qual foi separado em dois feixes com um divisor de feixe polarizador. Sendo o feixe transmitido com polarização horizontal, chamado de feixe E_a com vetor de onda \vec{k}_a , e o feixe refletido com polarização vertical, chamado de E_b com vetor de onda \vec{k}_b . Ambos feixes se cruzam formando um ângulo de aproximadamente 40 mrd , no interior de uma célula de 5 cm , contendo vapor de rubídio. A célula de rubídio é colocada em um aquecedor de células de vidro *Thorlabs* GCH25-75, com o qual foi controlada a temperatura do meio, realizando-se medidas nos valores $T = 56 \text{ }^\circ\text{C}$ e $T = 72 \text{ }^\circ\text{C}$. O sistema experimental é muito similar ao apresentado no capítulo 3, só que agora utilizamos um único laser de diodo, como mostra a figura 18. Outra mudança importante é que usamos detectores de avalanche (APD-120A) para monitorar os sinais de transmissão e de MQO.

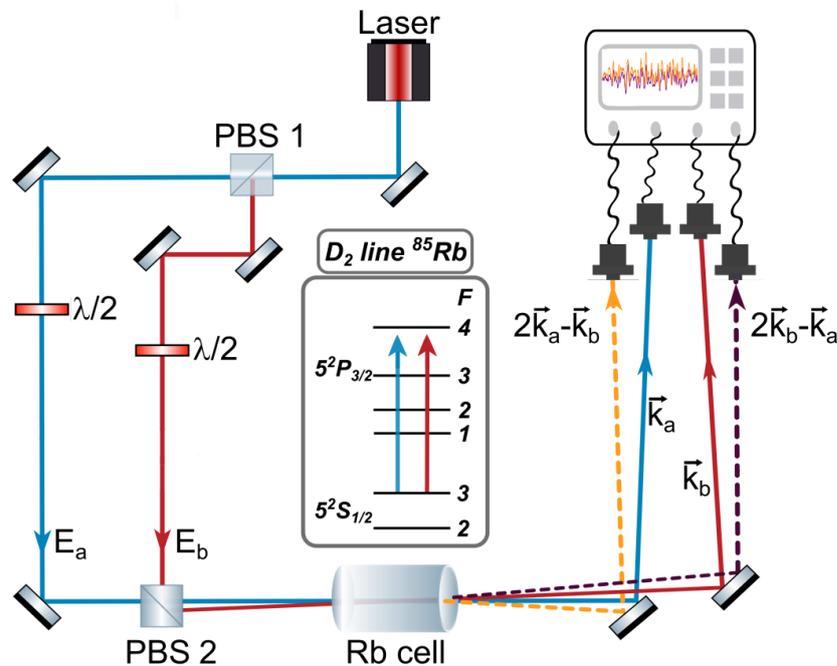


Figura 18 – Esquema experimental para as medidas de flutuações de intensidade nos sinais de transmissão e MQO, e esquema de níveis da linha D_2 do ^{85}Rb . $\lambda/2$ é a placa de meio comprimento de onda e PBS é o polarizador divisor de feixe. Configuração correspondente às polarizações lineares-perpendiculares dos feixes incidentes. (Foram colocadas cores diferentes nos feixes, unicamente com propósito de identificação). Fonte: Autora

Para medir as flutuações de intensidade como função do tempo, dos sinais de transmissão e MQO, o laser foi fixado em frequência com uma caixa de travamento desenhada pelo grupo de pesquisa. Realizamos a detecção das flutuações de intensidade por pares, isto é, realizamos as medidas das flutuações de intensidade dos dois sinais de transmissão, e as medidas das flutuações de intensidade dos dois sinais de MQO, separadamente. Cada sinal é registrado com uma amostragem de 1 GS/s e 500 kpts o que equivale a um tempo de medida de $t = 500\ \mu\text{s}$.

Na figura 19 mostramos a forma como sintonizamos a frequência na qual é fixado o laser. São mostradas: a curva de absorção saturada (Abs. Sat.) correspondente à Doppler do $F_g = 3$ do ^{85}Rb (curva vermelha), um espectro do sinal de MQO emitido na direção $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ (curva amarela), e o cursor da caixa de travamento (curva azul). A frequência do laser é sintonizada num dos picos da curva de absorção saturada com o cursor de travamento, logo a varredura em frequência é desligada, e a caixa de travamento controla para que a frequência do laser seja mantida fixa em torno do pico selecionado. Nossas medidas foram realizadas com o laser sintonizado no pico da transição cíclica $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F_e = 4)$, ou no *Cross-Over* (C.O. 3-4) da linha D_2 do ^{85}Rb , dado que em torno destas frequências se registra o máximo na intensidade do sinal de MQO.

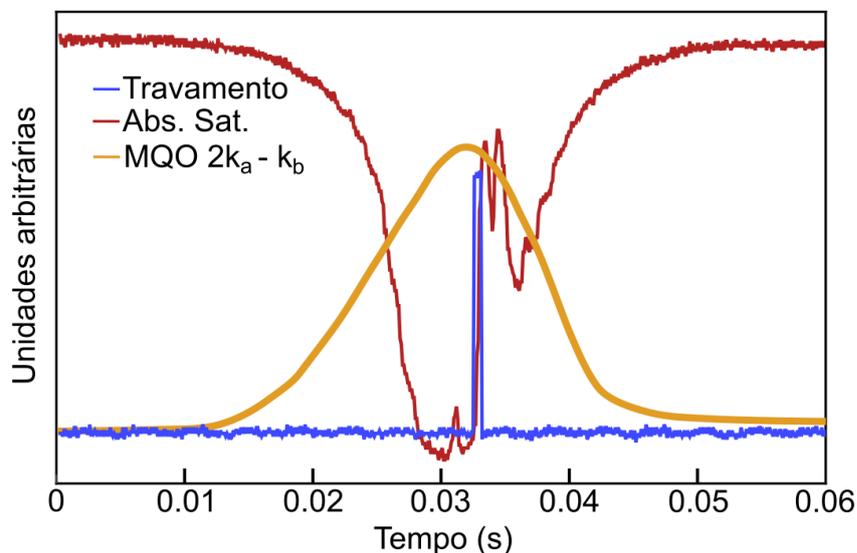


Figura 19 – Método de sintonia da frequência de travamento do laser. Fonte: Autora

Foram realizadas medidas com três configurações de polarização dos feixes incidentes: linear-ortogonal, linear-paralela e circular-paralela. Na figura 18, está representada a configuração para as medidas com polarização linear-ortogonal.

Para as medidas com polarização linear-paralela, a placa de meia onda ($\lambda/2$) no feixe E_b é girada até termos polarização horizontal igual à do feixe E_a , e o divisor de feixe polarizador ($PBS\ 2$) é trocado por um espelho para refletir unicamente o feixe E_b na direção correspondente, sem interferir no caminho do feixe E_a . Por outro lado, para a configuração com polarizações circulares-iguais, se mantiveram os componentes da polarização linear-paralela, e foi colocada uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) antes da célula de Rb . As intensidades dos feixes incidentes foram variadas entre 0.1 e $200\ mW/cm^2$.

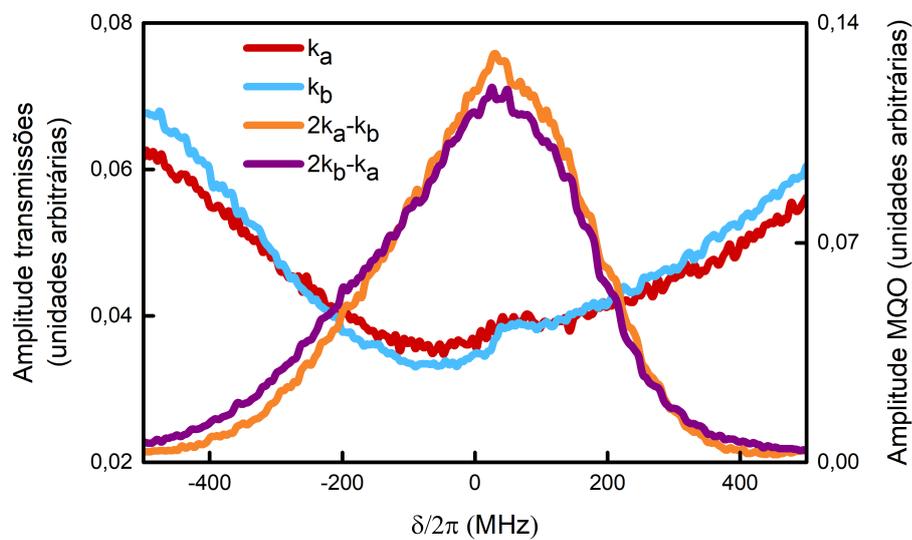


Figura 20 – Espectros dos sinais de transmissão e das Misturas de Quatro Ondas geradas no ^{85}Rb . $T = 72^{\circ}C$ polarizações linear-ortogonal. Fonte: Autora

O alinhamento do sistema foi conferido otimizando os espectros dos sinais de transmissão e de MQO, antes de começar cada série de medidas. Um dos gráficos de intensidade dos sinais de transmissão e dos sinais de MQO em função da frequência de laser, é apresentado na figura 20. Quando comparamos estes espectros com os apresentados no capítulo 3 na figura 8 (a), vemos um espectro largo, devido ao fato de utilizar um único laser, fazendo com que os dois feixes incidentes tenham sempre a mesma frequência. Com os dois campos incidentes E_a e E_b , varrendo a Doppler $F_g = 3$ do ^{85}Rb , as duas curvas de transmissão são iguais, com a largura de absorção Doppler, sem a presença dos picos das transições hiperfinas. Por outro lado, devido à distribuição de velocidades no vapor atômico, os dois feixes induzem a transição cíclica para todos os grupos de velocidades com os quais interagem, de forma que os espectros de MQO também apresentam o alargamento Doppler.

4.2 CORRELAÇÃO ENTRE OS FEIXES TRANSMITIDOS

São abordados nesta seção os resultados das medidas de correlação entre os feixes transmitidos, nas configurações de polarização linear-ortogonal e circular-paralela, para dois valores de temperatura: $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Na figura 21 (a), apresentamos um trecho pequeno, de $1\text{ }\mu\text{s}$, das séries temporais obtidas para os dois feixes transmitidos, na configuração de polarização linear-ortogonal. As séries temporais foram obtidas para os dois valores de temperatura, na temperatura ambiente, e para os feixes sem passar pela célula de rubídio. Cada quadro mostra as flutuações de intensidade para os dois feixes transmitidos, sendo o feixe T_a na cor azul e o feixe T_b na cor vinho. Para cada temperatura calculamos as curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ definida pela equação 2.35, entre os sinais de transmissão. As curvas de correlação são apresentadas na parte (b) da figura 21.

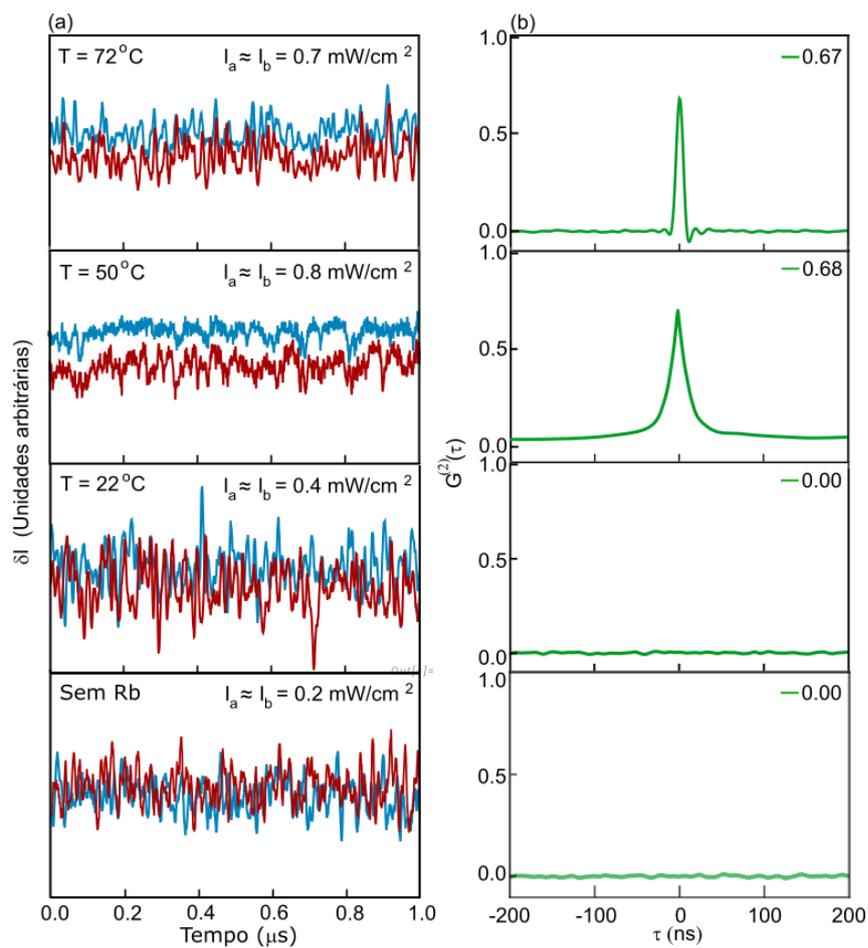


Figura 21 – (a) Gráficos de flutuações de intensidade dos feixes transmitidos para diferentes temperaturas do meio atômico. (b) Curvas de correlação correspondentes a cada série temporal na parte (a). Fonte: Autor(a)

Obtivemos valores de correlação em $\tau = 0$ praticamente idênticos em ambas as temperaturas. Isso sugere que, para as intensidades dos feixes incidentes utilizadas nessas medições, há uma densidade atômica suficiente contribuindo para o processo de conversão das flutuações de fase do laser em flutuações de intensidade. Dessa maneira, a contribuição no ruído devido às flutuações de fase do laser é mais significativa do que qualquer outro ruído presente na detecção dos sinais.

Por outro lado, quando o vapor se encontra em temperatura ambiente $T = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$, a curva de correlação é zero para todo τ , pois nessa temperatura a densidade atômica é muito baixa ($N \approx 8.9 \times 10^9\text{ cm}^{-3}$) (GALLAGHER; LEWIS, 1973; MELO, 2014), de forma que praticamente todo o feixe detectado passou direto pelo meio sem interagir com os átomos, comportamento igual ao da correlação quando os feixes não passaram pela célula. Estes resultados comprovam que é durante o processo de interação da radiação com o meio atômico que acontece a conversão de flutuações de fase do laser em flutuações de intensidade, dando origem às correlações e/ou anticorrelações.

Com a temperatura da célula fixa em $72\text{ }^{\circ}\text{C}$ foram realizadas medidas das séries temporais dos feixes transmitidos variando, a intensidade dos feixes incidentes. A partir das séries temporais, obtemos as curvas de correlação usando a equação 2.35. Na figura 22 apresentamos as curvas de $G^{(2)}(\tau)$ para três valores de intensidades menores que a intensidade de saturação da transição cíclica do ^{85}Rb $F_g = 3$, e as curvas de autocorrelação de cada um dos feixes transmitidos em cada caso. Se observa uma diminuição do valor da função de correlação em $\tau = 0$, com a diminuição da intensidade.

É fundamental ressaltar que, ao efetuar as medições das séries temporais das transmissões com o objetivo de obter valores elevados de correlação em $\tau = 0$, é necessário encontrar um equilíbrio entre a intensidade dos feixes incidentes e a densidade atômica. Esse equilíbrio deve ser tal que, a amplitude do ruído devido às flutuações de fase do laser seja superior as flutuações provenientes de outras fontes de ruído, como o ruído eletrônico.

Para os valores de intensidade dos feixes incidentes nos gráficos de correlação da figura 22 (a), não se observam mudanças na forma da curva, com exceção da diminuição do valor da função de correlação em $\tau = 0$. Ao analisar estas curvas de $G^{(2)}(\tau)$, percebemos a presença de um comportamento oscilatório nas laterais do pico. Essas oscilações são claramente visíveis nas autocorrelações de cada feixe transmitido, apresentadas nas partes (b) e (c) da figura 22, indicando que as oscilações nas laterais das curvas de $G^{(2)}(\tau)$ entre as transmissões refletem as características presentes na autocorrelação de cada feixe.

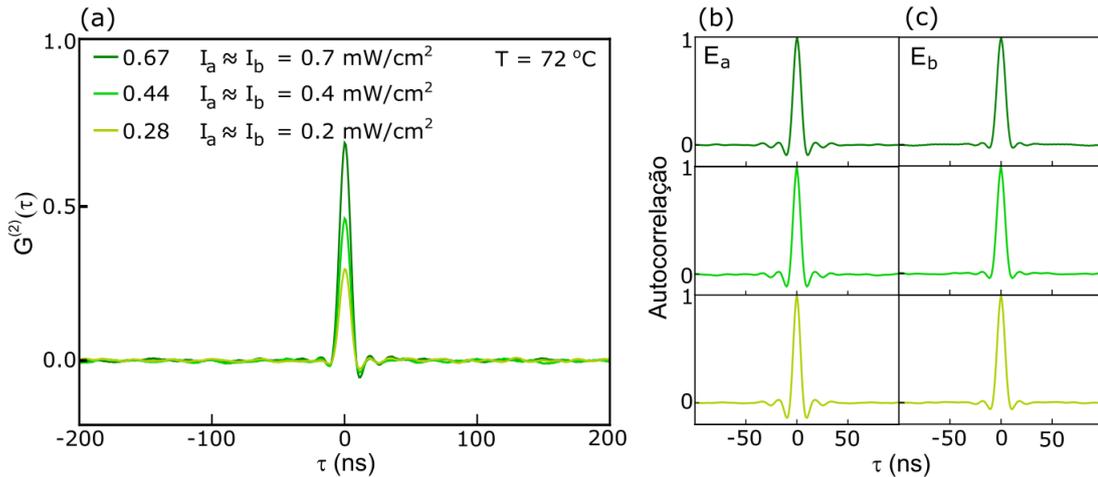


Figura 22 – (a) Curvas de correlação entre as transmissões para diferentes valores de intensidade abaixo da intensidade de saturação na configuração polarização linear-ortogonal dos feixes incidentes. Para cada intensidade as curvas de auto correlação de cada feixe transmitido são apresentadas em (b) feixe E_a e em (c) feixe E_b . Fonte: Autora

Um conjunto de medidas, conduzidas por outros membros do grupo de pesquisa, envolveu a variação da intensidade dos feixes incidentes para valores superiores à intensidade de saturação. A figura 23 apresenta de maneira sucinta o comportamento das curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ nessas condições experimentais. Para esses níveis de intensidade, foi necessário aplicar filtragem nos sinais de transmissão antes da detecção. Durante as medições com intensidades baixas, observamos que ao filtrar as transmissões antes dos detectores, o valor máximo de correlação em $\tau = 0$ diminuiu proporcionalmente à intensidade do sinal. No entanto, nas medições com intensidades elevadas, foi possível filtrar os sinais de transmissão sem perda significativa na correlação, mantendo uma sólida relação sinal-ruído.

No gráfico com escala de cores, é possível observar que a largura da curva de correlação diminui à medida que a intensidade dos feixes incidentes aumenta. Além disso, nota-se que o valor $G^{(2)}(\tau = 0)$, se mantém aproximadamente o mesmo nas diferentes intensidades, começando a diminuir para intensidades superiores a 170 mW/cm^2 aproximadamente. Destacamos duas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ correspondentes a valores de intensidades da ordem de 40 mW/cm^2 e 170 mW/cm^2 , os valores de $G^{(2)}(\tau = 0)$ são aproximadamente os mesmos, enquanto a largura é significativamente maior na curva correspondente à menor intensidade. Podemos destacar também a presença das pequenas oscilações nas laterais do pico na curva de $G^{(2)}(\tau)$, semelhantes às que observamos nas curvas com pequenas intensidades na figura 21.

Por último, apresentamos na figura 24 um gráfico do comportamento da frequência das

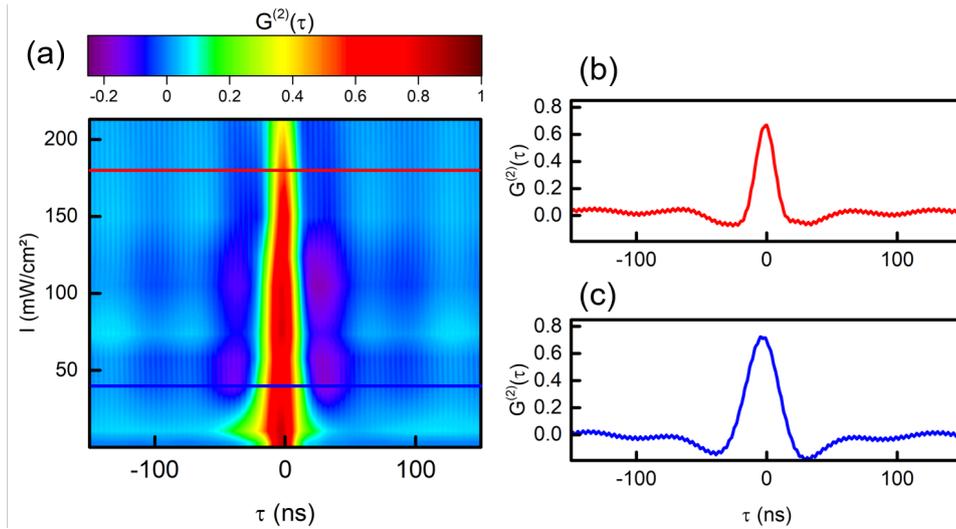


Figura 23 – (a) Gráfico em escala de cores apresentando a variação das curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ com a intensidade dos feixes incidentes. $T = 72^\circ\text{C}$, polarizações lineares-perpendiculares. (b) Curva de correlação para $I \approx 170 \text{ mW/cm}^2$ com $G^{(2)}(\tau = 0) \approx 0.7$. (c) Curva de correlação correspondente a $I \approx 40 \text{ mW/cm}^2$ com $G^{(2)}(\tau = 0) \approx 0.79$. Fonte: A. de Almeida

oscilações presentes nas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ com relação à variação da intensidade dos feixes incidentes. Neste gráfico, vemos que a frequência das oscilações presentes nas curvas de correlação entre as transmissões, aumentam com o aumento da intensidade dos feixes incidentes. Estes resultados sugerem uma relação entre as oscilações das curvas de correlação e a frequência de Rabi. (PAPOYAN; SHMAVONYAN, 2021)

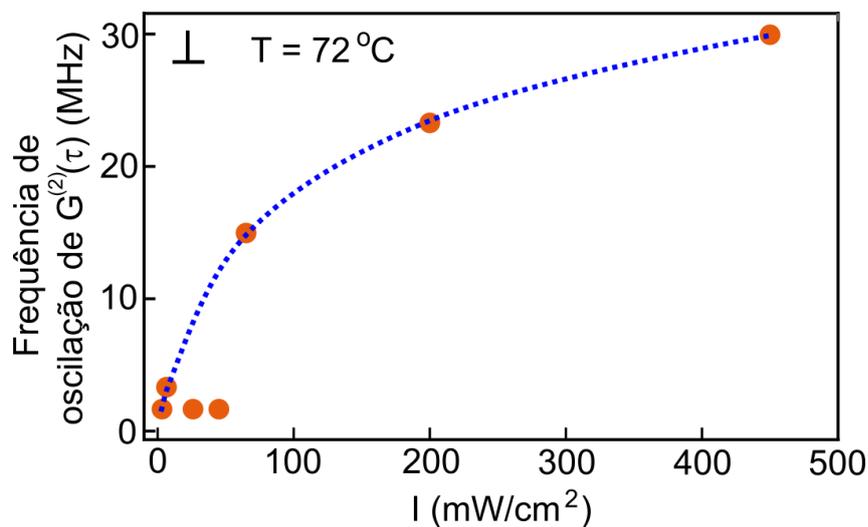


Figura 24 – Variação da frequência de oscilação presente nas curvas de correlação entre as transmissões em função da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: A. de Almeida

Para fins comparativos, realizamos medidas de correlação também na configuração de polarização circular-paralela dos feixes incidentes. Na figura 25 apresentamos duas curvas de correlação entre os sinais de transmissão, para dois valores de intensidade dos feixes incidentes:

0.8 mW/cm² e 0.3 mW/cm², para uma temperatura da célula de $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nestas curvas de correlação também vemos que existe uma tendência do pico afinar com o aumento da intensidade dos feixes incidentes.

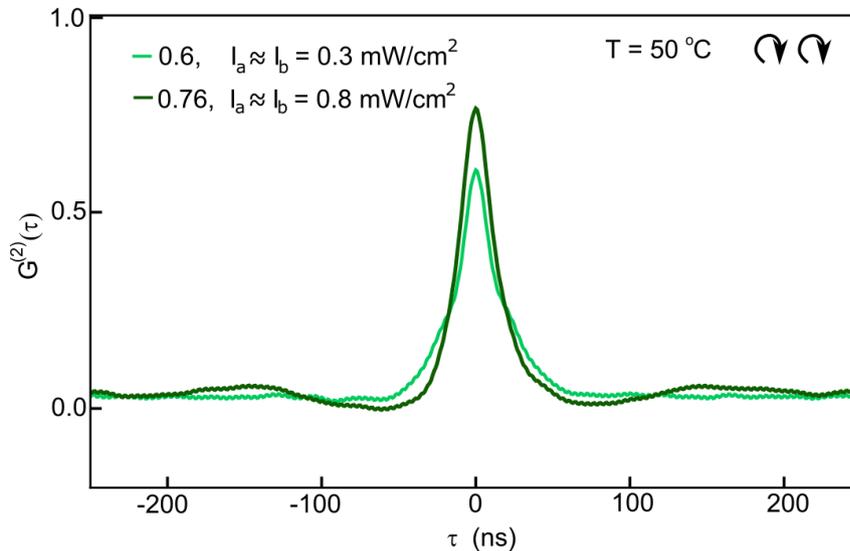


Figura 25 – Curvas de correlação entre sinais de transmissão com intensidades diferentes e $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Fonte: Autora

Comparando as curvas de correlação da figura 25 com a curva de correlação da figura 22 (b) correspondentes à mesma temperatura, vemos que a forma da curva e os valores da função de correlação em $\tau = 0$ são similares nas duas configurações de polarização. Podemos destacar também que, para este valor de temperatura, as oscilações nas laterais do pico de correlação são quase imperceptíveis, independentemente da polarização dos feixes incidentes.

4.3 CORRELAÇÃO DE FLUTUAÇÕES DE INTENSIDADE ENTRE OS FEIXES DE MISTURA DE QUATRO ONDAS

Nesta seção apresentamos os resultados experimentais referentes às medidas dos sinais de MQO, gerados no vapor de rubídio, para diferentes configurações de polarização dos feixes incidentes. Realizamos medidas para dois valores de temperatura, $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$, variando a intensidade dos feixes incidentes. Foram realizadas medidas na linha D_2 para os dois isótopos do rubídio. O laser foi travado em frequência para o ^{85}Rb na transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, e para o ^{87}Rb na transição cíclica $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$.

Os primeiros resultados apresentados na figura 26 correspondem à comparação das flutua-

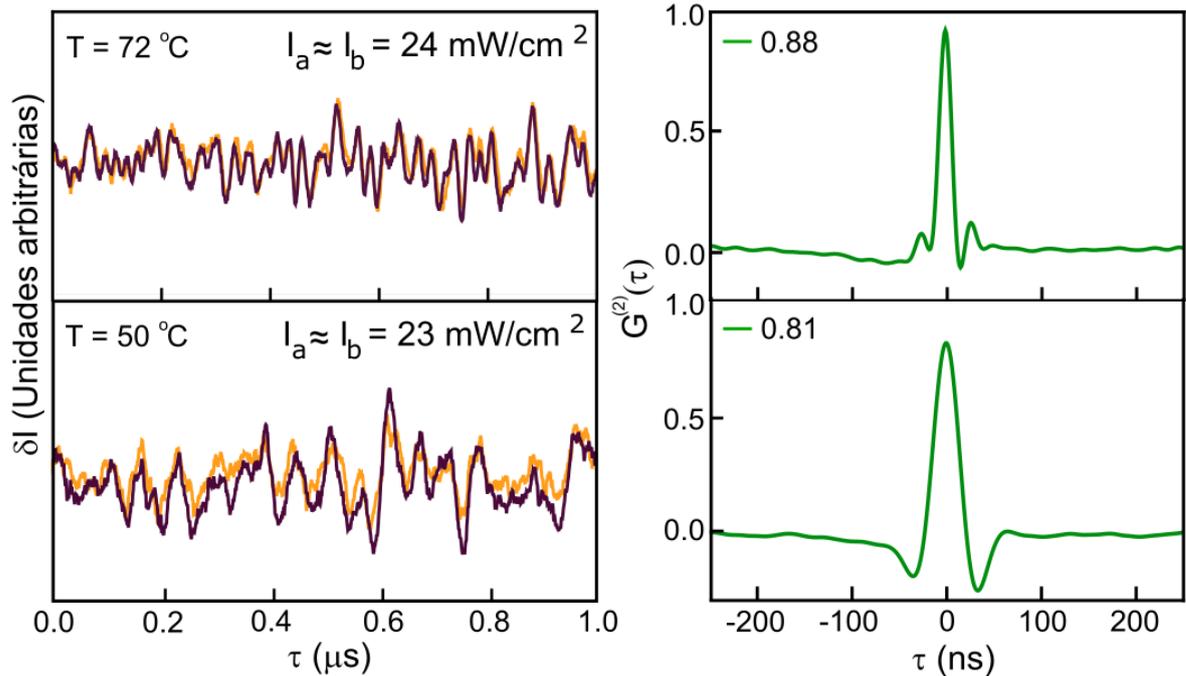


Figura 26 – Dados no tempo das MQO e curvas de correlação correspondentes, nas temperaturas $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$ no ^{85}Rb . Fonte: Autora

ções de intensidade nos sinais de MQO em função do tempo. As medidas de série temporal dos dois sinais de MQO, são feitas simultaneamente, e é mostrado um intervalo pequeno da ordem de $1\text{ }\mu\text{s}$. Estas medidas são para o ^{85}Rb na configuração de polarização linear-ortogonal, para dois valores de temperatura do vapor. Os valores de intensidade dos feixes incidentes foram aproximadamente iguais nas duas medidas.

Vemos que as flutuações de intensidade nos dois sinais de mistura, são praticamente idênticas, indicando uma forte correlação entre elas. Ao lado de cada série temporal, apresentamos a curva de correlação correspondente, onde vemos que os valores de $G^{(2)}(\tau = 0)$ chegam a 0.88. Nas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ apresentadas na figura 26 podemos observar um comportamento oscilatório semelhante ao já observado nas curvas de correlação entre as transmissões.

Realizamos medidas também para o ^{87}Rb , com o laser fixo na transição cíclica $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$. Na figura 27 apresentamos as curvas de correlação para os dois isótopos ^{85}Rb e ^{87}Rb , obtidas nas mesmas condições de temperatura e de intensidade dos feixes incidentes, na configuração de polarização linear-ortogonal.

As duas curvas de correlação foram obtidas para a temperatura $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$ com $I \approx 8.8\text{ mW/cm}^2$ dos feixes incidentes. Vemos que os dois sinais de correlação apresentam um

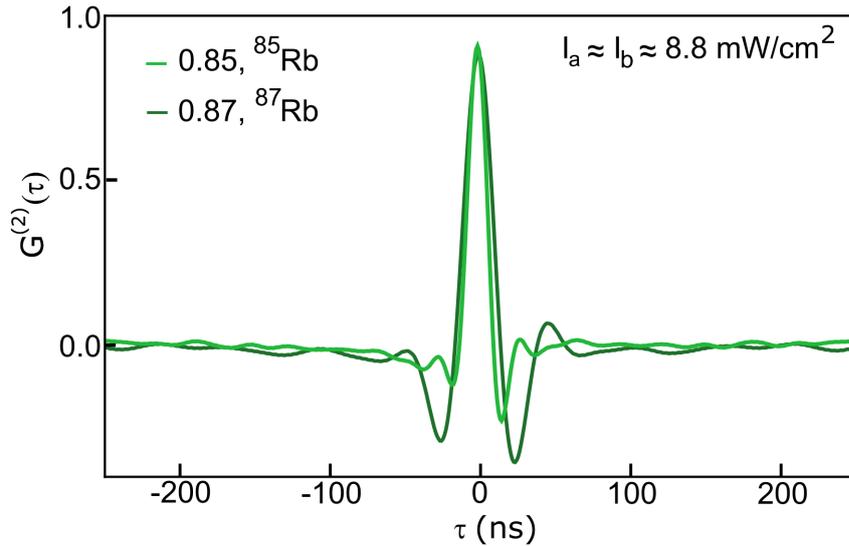


Figura 27 – Resultados de correlações de intensidade entre os sinais de MQO para os dois isótopos do rubídio: ^{85}Rb e ^{87}Rb . Fonte: Autor(a)

comportamento similar, com oscilações nas laterais do pico.

Conforme já observado nas medidas de correlação entre os sinais de transmissão, a largura do pico nas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ diminui à medida que a intensidade dos feixes incidentes aumenta. Na figura 28 observamos que este comportamento também está presente nas curvas de correlação entre os sinais de MQO. Estes resultados de $G^{(2)}(\tau)$ foram obtidos com temperatura $T = 72\text{ }^\circ\text{C}$, no ^{85}Rb , na configuração de polarização linear-ortogonal (figura 28 (a)), e polarização linear-paralela (figura 28 (b)).

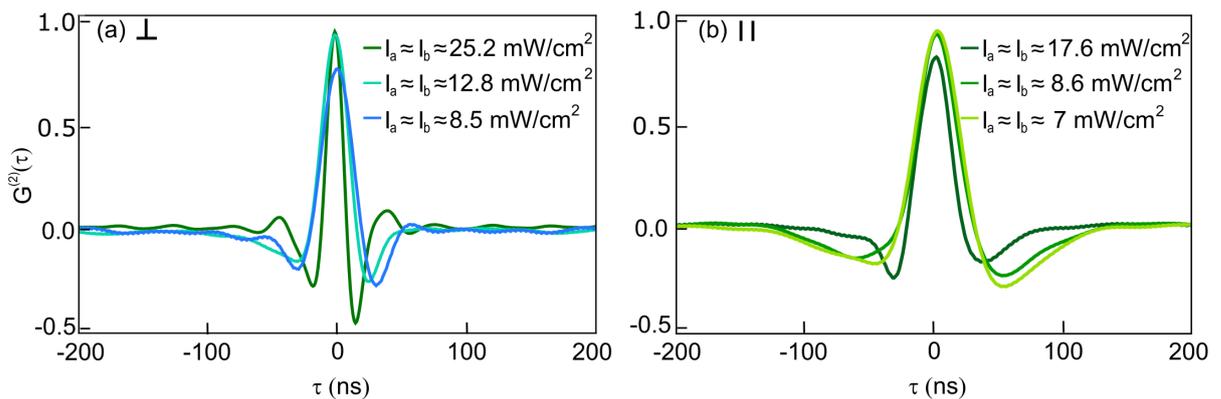


Figura 28 – Curvas de correlação $G^{(2)}(\tau)$ entre sinais de MQO apresentando o alargamento do pico com a diminuição da intensidade dos feixes incidentes. (a) Polarização linear-ortogonal. (b) Polarização linear-paralela. Fonte: Autora

Igualmente é visível o comportamento oscilatório nas laterais do pico central, sendo mais nítido para intensidades mais altas dos feixes incidentes, como observado nas correlações entre

as transmissões.

O comportamento para as frequências das oscilações presentes nas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ para os sinais de MQO em função da intensidade dos feixes incidentes, na configuração de polarização linear-ortogonal, $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$, é apresentado na figura 29.

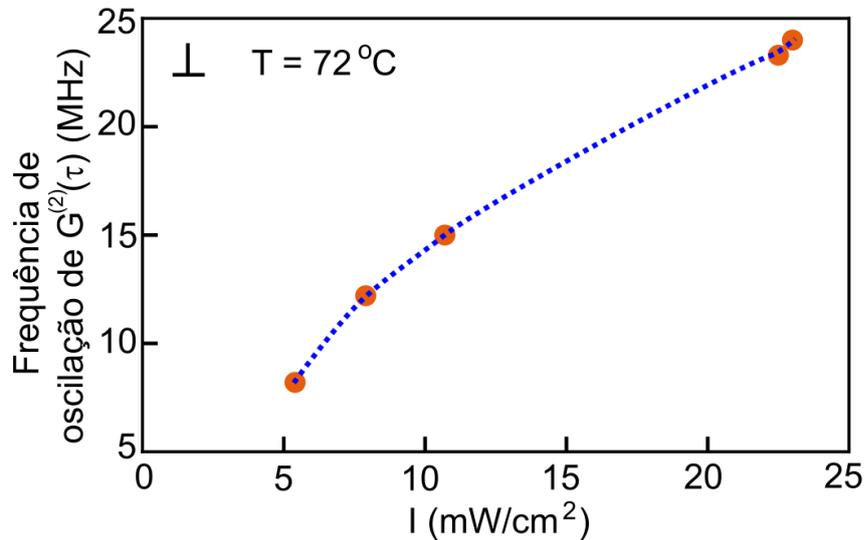


Figura 29 – Gráfico de variação da frequência de oscilação das curvas de $G^{(2)}(\tau)$ entre os sinais de MQO como função da intensidade dos feixes incidentes. Fonte: Autora

Podemos observar um aumento da frequência de oscilação, nas curvas de $G^{(2)}(\tau)$ para as misturas, com o aumento da intensidade dos feixes incidentes. Este comportamento consistente das curvas de correlação, tanto entre os sinais de transmissão quanto entre os sinais de MQO, sugere que as oscilações estão relacionadas à frequência de Rabi, conforme discutido por Almeida et al. em (ALMEIDA; MOTTA; VIANNA, 2023), no caso de átomos de rubídio frios.

Por último comparamos as curvas de $G^{(2)}(\tau)$ entre os sinais de MQO, nas diferentes configurações de polarização. Todas as medidas foram realizadas no ^{85}Rb na temperatura $T = 72\text{ }^{\circ}\text{C}$, com valores similares de intensidade dos feixes incidentes. Os resultados são apresentados na figura 30, onde vemos que, $G^{(2)}(\tau = 0)$ é de aproximadamente 0.9 para todas as configurações de polarização.

Com os resultados apresentados na figura 30, podemos dizer que o comportamento das curvas de correlação é aproximadamente o mesmo, nas diferentes configurações de polarização, para condições iguais de temperatura e intensidade dos feixes incidentes.

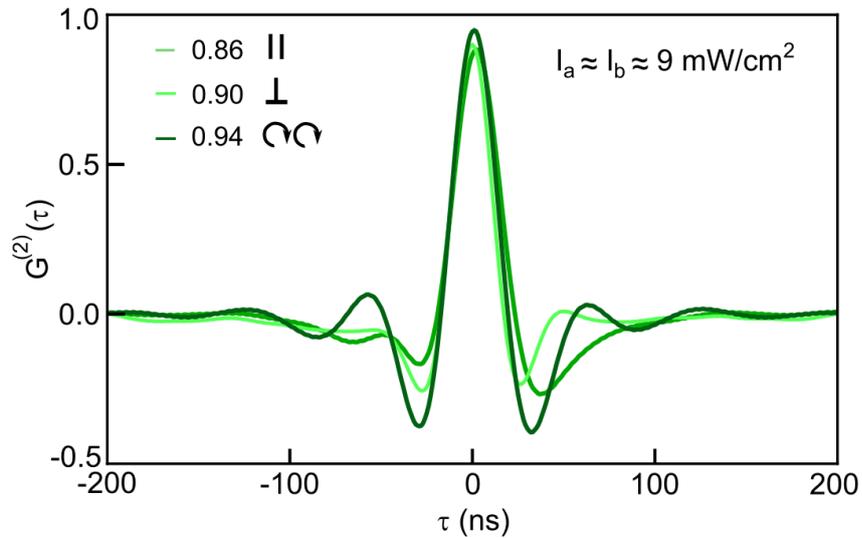


Figura 30 – Comparação entre as curvas de $G^{(2)}(\tau)$ para os sinais de MQO em cada configuração de polarização dos feixes incidentes. Fonte: Autora

4.4 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Como conclusões parciais do capítulo podemos dizer que o comportamento observado para: a largura, as frequências de oscilação e os valores da função $G^{(2)}$ em $\tau = 0$ nas curvas com a variação da intensidade dos feixes incidentes, é muito similar para todas as condições de temperatura, polarização e isótopo do rubídio analisado. Os valores de $G^{(2)}$ em $\tau = 0$ obtidos nas correlações entre os sinais de transmissão, foram de no máximo 0.8. Por outro lado, os valores de $G^{(2)}(\tau = 0)$ nas correlações entre os sinais de MQO, se mantiveram altos e estáveis, chegando a um valor medido de 0.94. Observou-se sempre a diminuição da largura das curvas de $G^{(2)}(\tau)$ com o aumento da intensidade dos feixes incidentes, assim como um aumento das frequências de oscilação com o aumento da intensidade, indicando uma dependência com a frequência de Rabi.

5 MODELO TEÓRICO DAS CORRELAÇÕES TEMPORAIS

Neste capítulo apresentamos o modelo teórico desenvolvido considerando um sistema de dois níveis interagindo com dois campos eletromagnéticos com a mesma frequência e intensidade, gerados pelo mesmo laser. Conforme já colocado no capítulo 2, estamos interessados em resolver o sistema de equações de Bloch para obter a coerência σ_{21} , a qual descreve os feixes transmitidos pela amostra e os feixes gerados no processo de MQO. Consideramos as flutuações de fase nos campos incidentes segundo o modelo de difusão de fase (CRUZ, 2005; CRUZ et al., 2007), e consideramos também a distribuição de velocidades atômicas. Neste modelo, em contraste com trabalhos anteriores (ALMEIDA, 2023; ARIUNBOLD et al., 2010), buscamos compreender o impacto da distribuição de velocidades no vapor atômico na correlação de intensidades entre os sinais de transmissão dos feixes incidentes. Para isso, incorporaremos ao nosso sistema o efeito Doppler, tornando o modelo mais próximo com as condições experimentais. Na coerência obtida σ_{21} não separamos os termos correspondentes ao sinal de transmissão e ao sinal gerado de MQO.

5.1 SISTEMA DE DOIS NÍVEIS INTERAGINDO COM DOIS CAMPOS CONTENDO FLUTUAÇÕES DE FASE ESTOCÁSTICAS

Inciamos nosso modelo teórico definindo os campos elétricos com flutuações de fase estocásticas segundo o modelo de difusão de fase como:

$$\begin{aligned}\vec{E}_a(t) &= E_a e^{-i(\omega_a t + \phi_a - \vec{k}_a \cdot \vec{r})} \hat{e} + c.c., \\ \vec{E}_b(t) &= E_b e^{-i(\omega_b t + \phi_b - \vec{k}_b \cdot \vec{r})} \hat{e} + c.c.,\end{aligned}\tag{5.1}$$

onde consideramos $E_a = E_b$ e que as fases $\phi_a = \phi_b = \phi$ são definidas por um ruído de tipo Ornstein-Uhlenbeck (GARDINER et al., 1985). Um esquema representativo do modelo atômico é apresentado na figura 31, onde se considera um sistema de dois níveis puro, interagindo com dois campos eletromagnéticos nas direções \vec{k}_a e \vec{k}_b , com a mesma frequência $\omega_a = \omega_b = \omega$. Como resultado da absorção de dois fótons do feixe E_a e a emissão de um fóton na direção do feixe E_b , é gerado o sinal de MQO na direção $2\vec{k}_a - \vec{k}_b$ como representado na parte (a) da figura 31. Da mesma forma é gerado o sinal de MQO na direção $2\vec{k}_b - \vec{k}_a$, devido à interação com dois fótons do campo E_b e um fóton do campo E_a , como representado na figura 31 (b).

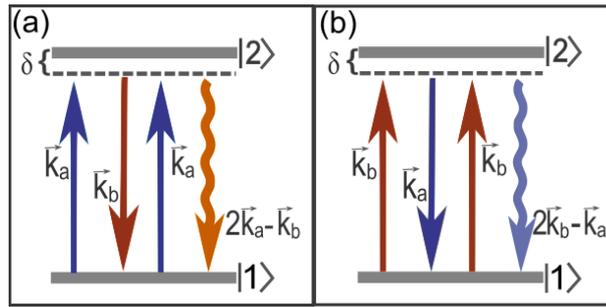


Figura 31 – Esquema representativo do modelo teórico. Fonte: Autor(a)

Considerando aproximação de dipolo elétrico, definimos o hamiltoniano do sistema, na aproximação de onda girante como:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & -\mu_{12}(\vec{E}_a(t) + \vec{E}_b(t)) \\ \mu_{21}(\vec{E}_a^*(t) + \vec{E}_b^*(t)) & \hbar\omega_2 \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & \hbar\Omega_a - \hbar\Omega_b \\ -\hbar\Omega_a^* + \hbar\Omega_b^* & \hbar\omega_2 \end{pmatrix}.$$

Substituindo o hamiltoniano na equação de Louville 2.22 , desconsiderando a parte espacial do campo, e fazendo a aproximação de variáveis lentas:

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= \sigma_{12}(t)e^{-i(\omega t + \phi)}, \\ \rho_{21} &= \sigma_{21}(t)e^{i(\omega t + \phi)}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

obtemos o seguinte sistema de equações diferenciais estocásticas (SEDE), similar ao exemplo obtido na equação 2.30 :

$$\begin{aligned} d\rho_{11}(t) &= [-i(\Omega_a + \Omega_b)\sigma_{21}(t) + i(\Omega_a^* + \Omega_b^*)\sigma_{12}(t) - \gamma(\rho_{11}(t) - \rho_{110}) + \gamma\rho_{22}(t)]dt, \\ d\rho_{22}(t) &= -i[(\Omega_a^* + \Omega_b^*)\sigma_{12}(t) + i(\Omega_a + \Omega_b)\sigma_{21}(t) - \rho_{22}(t)(\gamma + \Gamma)]dt, \\ d\sigma_{12}(t) &= [\sigma_{12}(t)(-\gamma - \frac{\Gamma}{2} + i(\delta_a - \frac{\omega_a}{c}v)) - i(\Omega_a + \Omega_b)(\rho_{22}(t) - \rho_{11}(t))]dt + i\sigma_{12}(t)d\phi(t), \\ d\sigma_{21}(t) &= [\sigma_{21}(t)(-\gamma - \frac{\Gamma}{2} - i(\delta_b - \frac{\omega_b}{c}v)) + i(\Omega_a^* + \Omega_b^*)(\rho_{22}(t) - \rho_{11}(t))]dt - i\sigma_{21}(t)d\phi(t), \end{aligned} \quad (5.4)$$

Nas equações 5.4 incluímos a contribuição do efeito Doppler ao substituir o termo correspondente à dessintonia do campo pelo termo $\delta' = \delta - \frac{\omega_i}{c}v$, onde δ representa a dessintonia, ω_i é a frequência de cada campo ($i = a, b$), c é a velocidade da luz e v a velocidade atômica.

Neste sistema de equações 5.4 temos duas variáveis a serem consideradas, o tempo e a velocidade. Para resolvê-lo realizamos a integração numérica no tempo, aplicando o cálculo de Itô, para cada valor de velocidade dentro do intervalo -300 m/s a 300 m/s , próximos da velocidade mais provável para $T = 72 \text{ }^\circ\text{C}$. Os cálculos foram realizados no programa *Wolfram Mathematica 13.2*. Definimos as condições iniciais $\rho_{11}^{(0)} = 1$, $\rho_{22}^{(0)} = 0$, $\sigma_{12}(t = 0) = \sigma_{21}(t = 0) = 0$, e resolvemos aplicando o método estocástico de Runge-Kutta para um ruído escalar (*StochasticRungeKuttaScalarNoise*). A integração no tempo foi realizada com um passo $dt = 10^{-3} \text{ } \mu\text{s}$, e o passo nas velocidades foi de $dv = 1 \text{ m/s}$.

Ao definir o termo estocástico $d\phi(t)$ da equação 5.4 como um ruído do tipo Ornstein-Uhlenbeck (O-U), para gerar o sinal aleatório é necessário dar os valores para os parâmetros: valor médio ($\bar{\mu}$), termo de amortecimento (θ), e de dispersão $\bar{\sigma}$, conforme definido na equação 5.5.

$$dX_t = \theta(\bar{\mu} - X_t)dt + \bar{\sigma}dW_t, \quad (5.5)$$

Para isso, realizamos um ajuste de uma das séries temporais dos resultados experimentais a uma distribuição gaussiana com média e variância definidas como: (TORAL; COLET, 2014)

$$\begin{aligned} \langle x(t) \rangle &= \mu + (x_o - \mu)\exp(-\theta t), \\ \text{var}(x(t)) &= \sqrt{\sigma^2(1 - \exp(-2\theta t))/(2\theta)}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Obtivemos os seguintes valores $\theta \approx 0.05$, $\sigma \approx 0.012$ e $\mu = 0$. Embora estes valores dos parâmetros de ruído não modifiquem o resultado final do modelo teórico, o fato de adotarmos um valor diferente de zero para a constante de amortecimento θ , implica numa maior estabilidade no processo de cálculo, diminuindo os pequenos erros que se acumulam em cada iteração. Na figura 32 apresentamos um exemplo de ruídos de tipo O-U gerados, em duas condições diferentes: uma condição com $\sigma = 1$ e $\theta = 0$ como definido nos cálculos em (ALMEIDA, 2023), e a outra com os valores obtidos pelo ajuste dos dados experimentais.

Podemos observar como a amplitude das oscilações do ruído são muito menores quando são considerados os valores experimentais dos parâmetros θ e σ .

Uma vez resolvido o SEDE 5.4 no tempo, obtemos várias séries temporais da coerência σ_{21} para cada valor de velocidade dentro do intervalo $-v$ a v . Dado que a intensidade do sinal de transmissão é muito maior que a intensidade dos feixes gerados de MQO, vamos tomar a parte imaginária da coerência e calcular a série temporal das flutuações de intensidade da

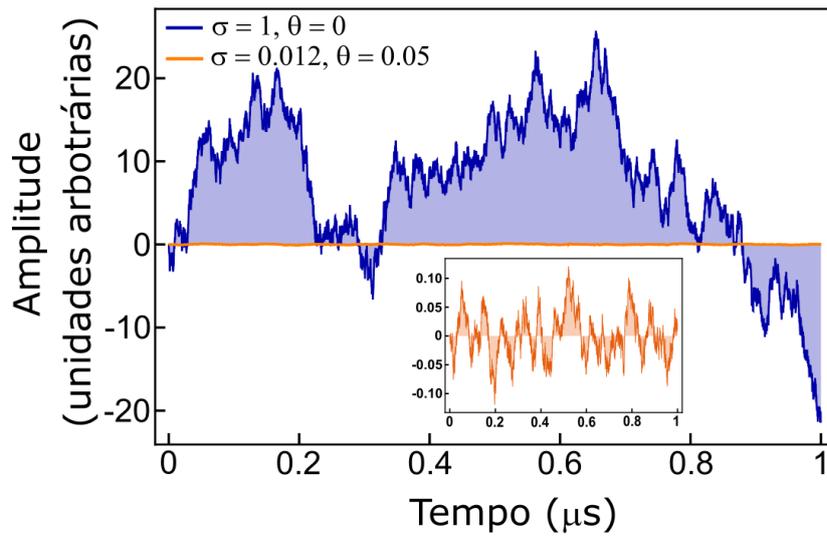


Figura 32 – Sinal aleatório gerado como um ruído de tipo Ornstein-Uhlenbeck para valores diferentes dos parâmetros θ e σ . Fonte: Autora

transmissão para cada valor de velocidade. O sinal final está dado pela soma de todas as séries temporais multiplicadas pelo peso de cada grupo de velocidades como definimos na seguinte expressão:

$$\delta I_a(t) \rightarrow \sum_{-v}^v \left[\left(\frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp - \frac{v^2}{u^2} \right) \text{Im}(\delta\sigma_{21}(t)) \right], \quad (5.7)$$

onde $u \approx 318$ m/s é a velocidade mais provável para os átomos de Rb na temperatura $T = 72$ °C, e o termo $\frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp - \frac{v^2}{u^2}$ determina a probabilidade de que um átomo, com componente de velocidade paralela à direção de propagação do campo v_z , absorva um fóton do campo. (FOOT, 2007)

Para realizar a soma da equação 5.7, precisamos que em cada iteração da integração do SEDE seja gerado a mesma série aleatória para o ruído de O-U. Para este fim definimos uma sequência inicial fixa de números, chamada de semente, que mantém a mesma série estocástica para cada valor de velocidade calculado.

5.2 RESULTADOS TEÓRICOS

O resultado após a integração em velocidades é uma série temporal proporcional às flutuações de intensidade de um dos sinais de transmissão. Nestes cálculos não levamos em consideração a propagação do sinal no meio atômico. Com as séries temporais obtidas realizamos os cálculos da autocorrelação aplicando a equação 2.35. Isto é possível porque no modelo

teórico não incluímos nenhum termo que diferencie a transmissão dos dois campos, de forma que, na prática, a correlação cruzada é igual à autocorrelação neste modelo. Por este motivo nos resultados teóricos focamos unicamente na estrutura da curva de autocorrelação e como ela se modifica com a variação de parâmetros como: intervalo de integração em velocidades, intensidade dos feixes incidentes e dessintonia. No que segue, ao falarmos de curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ estamos nos referindo à autocorrelação da série temporal obtida no cálculo.

Na figura 33, é apresentado um gráfico teórico das flutuações de intensidade no sinal de transmissão como função do tempo. Para a geração deste sinal foi fixada a dessintonia em $\delta = 0$ MHz, e a frequência de Rabi em $\Omega = 1\Gamma$ com $\Gamma = 2\pi \cdot 6 \times 10^6$ MHz. A integração em velocidades foi desde $v = -50$ m/s até $v = 50$ m/s. Como veremos mais na frente, este intervalo de velocidades é suficiente para obter os resultados desejados sem perder informação. O passo de integração em velocidades é de $dv = 1$ m/s.

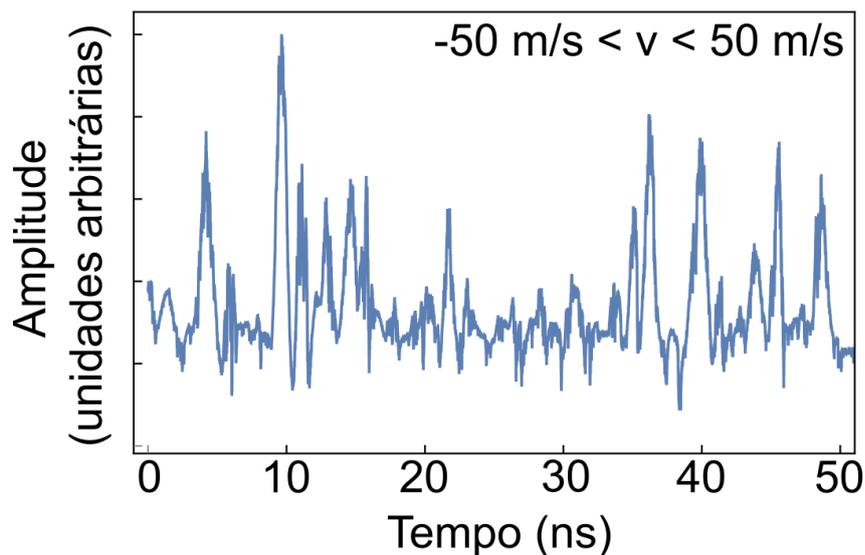


Figura 33 – Sinal teórico de flutuações de intensidade no tempo do feixe transmitido. Fonte: Autora

Inicialmente a integração no tempo foi realizada considerando apenas regime estacionário. Isso nos leva aos primeiros resultados com curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ sem a presença das oscilações observadas nos resultados experimentais. Os picos na curva de autocorrelação teórica são muito finos, e a largura diminui à medida que o intervalo de integração em velocidades aumenta, chegando a ser uma delta de Dirac para o intervalo de -300 m/s a 300 m/s, como podemos ver na figura 34 (a). Uma possível explicação deste resultado, está no fato de estarmos considerando que os átomos interagem com o campo o tempo todo. Na realidade temos que, devido à distribuição de velocidade dos átomos nas direções transversais à direção de propagação do campo v_x e v_y , os átomos ficam pouco tempo na frente do feixe.

Quando calculamos o tempo de vôo para as velocidades mais prováveis no vapor, nas temperaturas $T_1 = 56 \text{ }^\circ\text{C}$ e $T_2 = 72 \text{ }^\circ\text{C}$, com o diâmetro dos feixes incidentes igual a $d = 0.0035 \text{ m}$, obtemos tempos de vôo entre $t_1 \approx 14 \text{ } \mu\text{s}$ e $t_2 \approx 11 \text{ } \mu\text{s}$. Estes tempos são muito curtos, o que indica que a maioria dos átomos interage com o campo rapidamente, contribuindo para o sinal de transmissão em um regime transiente, antes do sistema atingir um regime estacionário.

O resultado da autocorrelação obtida ao considerar o regime transiente na integração temporal, trouxe duas soluções desejadas: primeiramente as curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ mostram as oscilações nas laterais do pico, e em segundo lugar, a largura a meia altura da curva de correlação $G_{auto}^{(2)}(\tau)$, coincide com os resultados experimentais, mesmo para intervalos de integração em velocidades de até duas vezes a velocidade mais provável para $T = 72 \text{ }^\circ\text{C}$. Este resultado pode ser conferido na figura 34 (b).

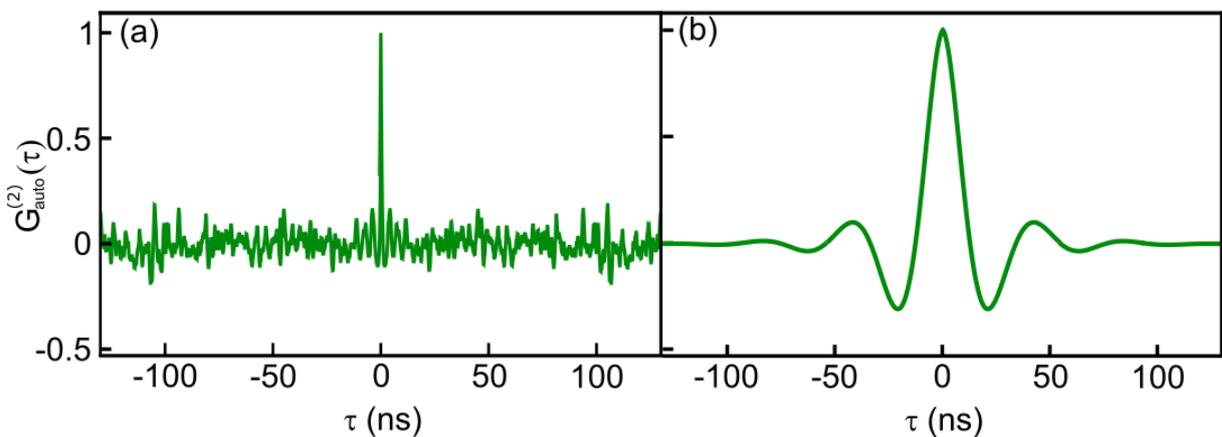


Figura 34 – Comparação entre as curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ teóricas para $\delta = 0 \text{ MHz}$, $-50 \text{ m/s} < v < 50 \text{ m/s}$, com t inicial diferentes. (a) Considerando integração no intervalo de tempo $200 \text{ ns} < t < 300 \text{ ns}$. (b) Considerando o intervalo de tempo $20 \text{ ns} < t < 300 \text{ ns}$. Fonte: Autora

O comportamento da função $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ para os diferentes intervalos de velocidades foi analisado considerando o transiente do sistema no tempo de integração. Na figura 35 são apresentados estes resultados para cinco intervalos de velocidades diferentes. Note que estas velocidades se referem somente à componente v_z na direção de propagação dos feixes.

Nos gráficos da figura 35 podemos observar que a forma da curva de autocorrelação apresenta variações na medida em que o intervalo de integração em velocidades aumenta de $\pm 10 \text{ m/s}$ a $\pm 50 \text{ m/s}$. Porém, a partir do intervalo de velocidades $-50 \text{ m/s} < v < 50 \text{ m/s}$ as curvas de autocorrelação se mantêm constante. Integrando em velocidades a partir deste valor vemos que não há variações na largura nem na frequência de oscilação. Assim, nos cálculos a seguir

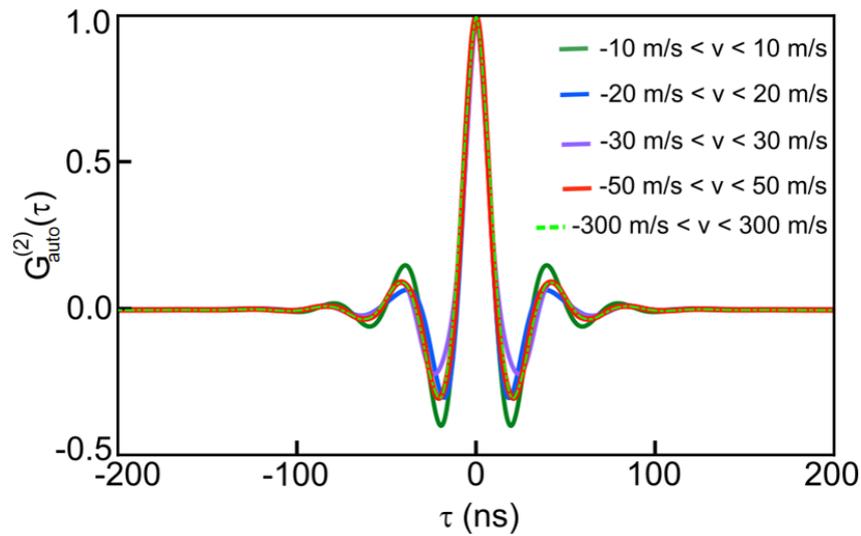


Figura 35 – Curvas de autocorrelação teóricas obtidas para diferentes intervalos de integração em velocidades considerando o transiente. Fonte: Autor(a)

integrarmos somente no intervalo $-50 \text{ m/s} < v < 50 \text{ m/s}$, o que possibilitou uma diminuição considerável no tempo de cálculo, que era de 1 h utilizando um computador com 64 núcleos, e de mais de 24 h quando utilizado um computador comum de 4 núcleos.

Ao analisarmos o comportamento das curvas de população $\rho_{22}(t)$ nas diferentes velocidades, apresentadas na figura 36 (a), na medida que a velocidade aumenta, a frequência de oscilação do transiente também aumenta, enquanto o valor máximo de população alcançado diminui significativamente, resultando num valor menor do que 0.1 para $v = 100 \text{ m/s}$.

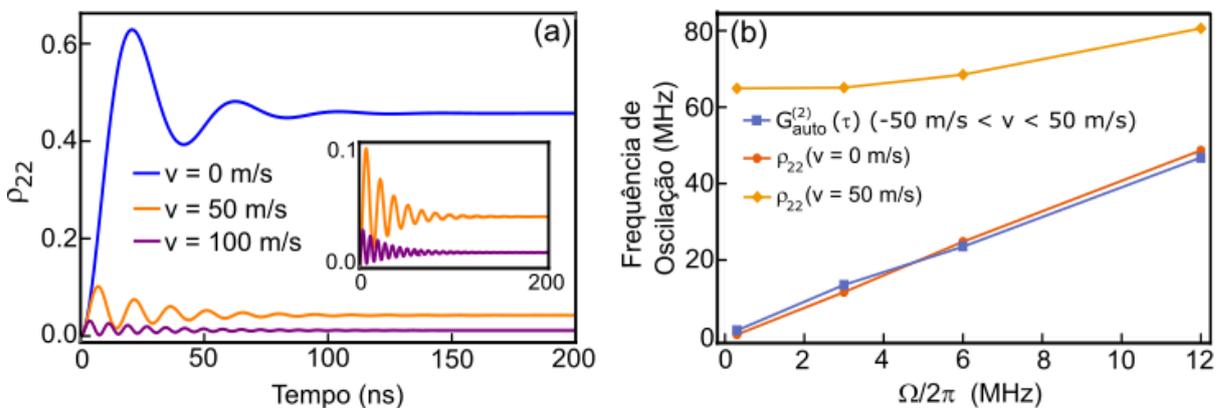


Figura 36 – (a) População do estado excitado para diferentes valores de velocidade. (b) Comparação do comportamento da frequência de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ no intervalo de integração $-50 \text{ m/s} < v < 50 \text{ m/s}$, com a frequência de oscilação da população nas velocidades $v = 0 \text{ m/s}$ e $v = 50 \text{ m/s}$ ao aumentar a frequência de Rabi. Fonte: Autora

Na parte (b) da figura apresentamos a frequência de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ como função da frequência de Rabi. Neste caso estamos considerando a frequência de Rabi para um sistema de dois níveis interagindo com um único campo, definida como $\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_s}}$ (FOOT, 2007). Fazemos a comparação com a frequência de oscilação da população do estado excitado $\rho_{22}(t)$ nas velocidades $v = 0$ m/s e $v = 50$ m/s. Fica evidente como o comportamento das frequências de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ coincide com a frequência de oscilação da população $\rho_{22}(t)$ em $v = 0$ m/s. Podemos concluir, a partir deste resultado, que para dessintonia $\delta = 0$ MHz, somente os átomos com velocidades v_z próximas de zero (em ressonância), irão contribuir no processo de conversão das flutuações de fase em flutuações de intensidade.

5.2.1 Variação da curva de correlação teórica com a intensidade e a frequência dos feixes incidentes

Com os resultados apresentados nas figuras 34, 35 e 36 conseguimos definir o melhor intervalo de integração no tempo, sendo de 20 ns a 300 ns, e na velocidade de -50 m/s a 50 m/s, que nos permite reproduzir de forma geral as curvas de $G^{(2)}(\tau)$ dos resultados experimentais.

Definidos estes intervalos estudamos o comportamento da largura e da frequência de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ como função da frequência de Rabi e da dessintonia dos feixes incidentes.

O primeiro conjunto de resultados foi realizado nas condições de dessintonia $\delta = 0$ MHz integrando em velocidades desde -50 m/s até 50 m/s, e variando a frequência de Rabi Ω dos feixes incidentes. Na figura 37 são apresentados os gráficos de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ obtidos para cada intensidade. Podemos observar nos gráficos como a largura do pico principal da curva de autocorrelação, diminui com o aumento da intensidade, resultado que coincide com o observado no experimento. Para o menor valor testado $\Omega = 0.05 \Gamma$, a curva de autocorrelação não apresenta os valores de correlação negativos nas laterais do pico centrado em $\tau = 0$. Na medida que a frequência de Rabi aumenta, as oscilações nas laterais das curvas de correlação se intensificam, obtendo um comportamento oscilatório muito acentuado para o valor $\Omega = 2\Gamma$. Esta tendência de aumento da frequência de oscilação da curva de correlação com relação a frequência de Rabi fica evidente na figura 36 (b). Estes resultados teóricos indicam que as oscilações nas laterais do pico de correlação estão relacionadas às frequências de Rabi. Porém, na teoria, a frequência de oscilação aumenta indefinidamente, enquanto nos resultados experimentais

observamos uma tendência a alcançar um valor máximo na frequência de oscilação, o qual pode ser uma consequência da saturação do sistema atômico.

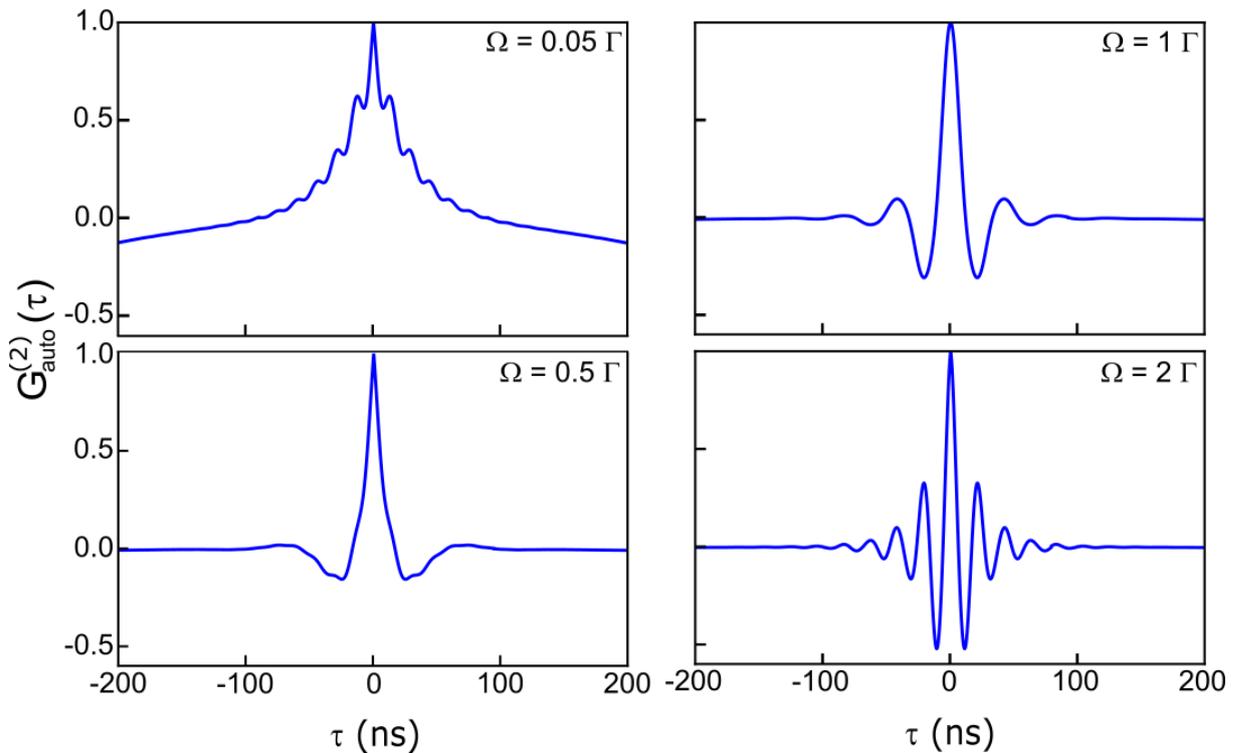


Figura 37 – Curvas de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ para diferentes valores de frequências de Rabi dos feixes incidentes. Fonte: Autora

Por último obtivemos os gráficos de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ com um valor fixo de frequência de Rabi $\Omega = \Gamma$, variando a dessintonia dos feixes incidentes. Os resultados obtidos são apresentados na figura 38.

Integrando no intervalo de velocidades de -50 m/s até 50 m/s centrado na velocidade zero, vemos na figura 38 (a) que a largura das curvas de autocorrelação diminui com o aumento da dessintonia. Ao mesmo tempo, há um aumento na frequência de oscilação. Se pensamos em termos da frequência de Rabi generalizada $\Omega_g = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$, os resultados apresentados na figura 37 e 38 são consistentes (FOOT, 2007), uma vez que, a frequência de oscilação da curva de $G_{auto}^{(2)}(\tau)$ aumenta, tanto com o aumento de Ω quanto com o aumento da dessintonia δ .

Por otro lado, também na figura 38 mostramos que, realizando a integração no mesmo intervalo de velocidades, centrado na velocidade onde os átomos percebem os campos na ressonância, as curvas de autocorrelação são sempre iguais. Vemos na figura 38 (a), que a curva de autocorrelação para $\delta = 0$ MHz integrando desde -50 m/s a 50 m/s é exatamente a mesma que a da figura 38 (b), onde integramos desde 30 m/s até 130 m/s para $\delta = 100$

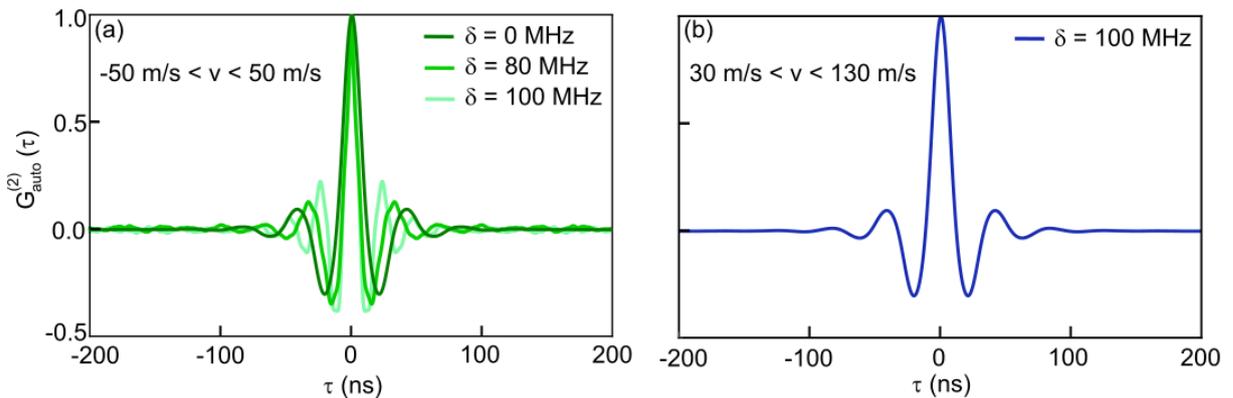


Figura 38 – Curvas de autocorrelação (a) para diferentes valores de dessintonia integrando no intervalo de velocidades de -50 m/s a 50 m/s . (b) Para $\delta = 100 \text{ MHz}$ integrando no intervalo de velocidades de 30 m/s a 130 m/s . Fonte: Autora

MHz.

No experimento, como consequência da distribuição de velocidades no vapor atômico, sempre vai existir um grupo de átomos com uma velocidade que permita estarem em ressonância com os campos incidentes, para os valores de $\delta \leq \pm 200 \text{ MHz}$ (ver figura 20-largura Doppler). Por este motivo não observamos diferenças nas curvas de correlação experimentais para diferentes valores de dessintonia.

5.3 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Como conclusões podemos afirmar que, para estudar correlações no vapor atômico, é importante que na integração no tempo seja considerado o regime transiente, o que permite que as curvas de $G_{\text{auto}}^{(2)}(\tau)$ teóricas reproduzam corretamente os resultados experimentais. Dos resultados teóricos, vemos que as oscilações presentes nas curvas de correlação são devidas às oscilações de Rabi, porém, não conseguimos reproduzir de forma satisfatória o efeito de saturação nas frequências de oscilação das curvas de $G_{\text{auto}}^{(2)}(\tau)$ com o aumento da frequência de Rabi, como observado nos resultados experimentais nas figuras 24 e 29 do capítulo 4. Isto pode estar relacionado ao tempo de resposta finito do meio atômico.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentamos os resultados de dois experimentos envolvendo o estudo do sinal de Mistura de Quatro Ondas em vapor de rubídio.

O primeiro resultado apresentado se refere ao estudo de dois sinais de MQO simétricos, excitados por dois feixes de luz gerados por lasers independentes. Com a frequência de um dos lasers fixa, analisamos as características dos espectros dos dois sinais de transmissão e dos dois sinais de MQO, com relação à frequência do outro laser, para diferentes intensidades dos feixes incidentes. Apresentamos também o modelo teórico desenvolvido, para a interação de um sistema de três níveis de tipo Λ , com três campos electromagnéticos. Observamos como os dois campos intensos interagindo com o vapor, induz um comportamento anômalo do índice de refração, dando origem a efeitos de absorção eletromagneticamente induzida (EIA), além de modificar a condição de casamento de fase satisfeita para cada sinal, o que causa o deslocamento na frequência em que os sinais de MQO aparecem no espectro.

O segundo resultado apresentado, se refere ao estudo das flutuações de intensidade nos sinais de transmissão e de MQO. Usamos a mesma configuração experimental do primeiro experimento, porém utilizando um único laser de diodo como fonte para ambos os campos incidentes. Com a frequência do laser fixa, registramos as flutuações de intensidade de cada par de sinais como função do tempo, e calculamos as correlações entre os dois sinais de transmissão, e entre os dois sinais de MQO. Analisamos as características das curvas de correlação ao variar as polarizações e as intensidades dos feixes incidentes. Obtivemos valores de correlação próximos de 1 em $\tau = 0$ tanto entre os dois sinais de transmissão quanto entre os sinais de MQO, evidenciando que estes sinais carregam as mesmas flutuações de intensidade, devido a serem gerados por campos com as mesmas flutuações de fase. Observamos também a diminuição da largura a meia altura das curvas de correlação com o aumento da intensidade, assim como a presença de oscilações relacionadas às oscilações de Rabi.

Por último apresentamos um modelo teórico, o qual nos permite interpretar o comportamento observado no estudo das correlações entre os dois sinais de transmissão. O modelo foi desenvolvido aplicando o formalismo de matriz densidade em um sistema atômico de dois níveis, interagindo com dois campos electromagnéticos definidos pelo modelo de difusão de fase, onde as flutuações de fase do campo são simuladas por uma variável estocástica. Em nosso modelo a fase foi definida por um ruído do tipo Ornstein-Uhlenbeck. As equações ópticas

de Bloch obtidas formam um sistema de equações diferenciais estocásticas, que foram resolvidas numericamente aplicando cálculo de Itô. Determinamos a série temporal, proporcional às flutuações de intensidade do sinal de transmissão de um dos feixes incidentes, e realizamos integração em velocidades. Verificamos que as oscilações presentes nas curvas de correlação são devidas às oscilações de Rabi, e mostramos que a distribuição de velocidades no vapor modifica a forma da curva de $G^{(2)}(\tau)$. Em especial, mostramos que é fundamental levar em conta o tempo real de interação do átomo com o campo, principalmente quando temos uma distribuição de velocidades que tende a borrar as diferenças entre as várias dessintonias. Isto significa que é necessário considerar o regime transiente na integração no tempo para conseguir reproduzir as curvas dos resultados experimentais.

Uma abordagem interessante em nossa projeção futura envolve o estudo das correlações entre um sinal de MQO e o sinal de transmissão do feixe que contribui com uma só interação na geração do processo não linear. Para podermos detectar os dois simultaneamente é necessário colocar um feixe com intensidade alta e o feixe que vai ser detectado com intensidade muito baixa, de forma que o detetor da transmissão não seja saturado. Além disso, consideramos interessante investigar as correlações entre os sinais de MQO quando são utilizados dois laser independentes para gerar os feixes incidentes. Adicionalmente, consideramos uma possibilidade realizar uma análise estatística das séries temporais já registradas. Dado que os sinais temporais das flutuações de intensidade detectadas seguem um processo de Ornstein-Uhlenbeck, realizando um ajuste à distribuição gaussiana descrita pelos parâmetros da equação 5.6, podemos obter o valor da dispersão (σ) da sequência. A partir desse valor de dispersão, é possível determinar a entropia do sistema. Determinando σ para diferentes condições de densidade atômica, seria possível investigar variações na entropia do sistema, se houver, e potencialmente calcular a entropia de Shannon e a diferença de informação entre os diferentes estados com densidade atômica diferente.

REFERÊNCIAS

- ABRAMS, R. L.; LIND, R. C. Degenerate four-wave mixing in absorbing media. *Optics Letters*, Optica Publishing Group, v. 2, n. 4, p. 94–96, 1978.
- AKULSHIN, A.; BARREIRO, S.; LEZAMA, A. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in rb vapor. *Physical Review A*, APS, v. 57, n. 4, p. 2996, 1998.
- ALMEIDA, A. A. C. d. *Forward four-wave mixing experiments in hot and cold atomic systems*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2023.
- ALMEIDA, A. de; MOTTA, M. da; VIANNA, S. Intensity correlations in the forward four-wave mixing driven by a single pump. *Physical Review A*, APS, v. 107, n. 2, p. 023515, 2023.
- ALVAREZ, A.; ALMEIDA, A. D.; VIANNA, S. Two symmetric four-wave mixing signals generated in a medium with anomalous refractive index. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, IOP Publishing, v. 54, n. 4, p. 045403, 2021.
- ARIUNBOLD, G. O.; ROSTOVTSEV, Y. V.; SAUTENKOV, V. A.; SCULLY, M. O. Intensity correlation and anti-correlations in coherently driven atomic vapor. *Journal of Modern Optics*, Taylor & Francis, v. 57, n. 14-15, p. 1417–1427, 2010.
- AVAN, P.; COHEN-TANNOUDJI, C. Two-level atom saturated by a fluctuating resonant laser beam. calculation of the fluorescence spectrum. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, IOP Publishing, v. 10, n. 2, p. 155, 1977.
- BORBA, G.; FELINTO, D.; TABOSA, J. Nonlinear optical memory: theory and experiment. *JOSA B*, Optica Publishing Group, v. 34, n. 12, p. 2528–2537, 2017.
- BOYD, R. *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 2008. ISBN 9780080485966. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=uoRUi1Yb7ooC>>.
- CAMPARO, J. C.; COFFER, J. G. Conversion of laser phase noise to amplitude noise in a resonant atomic vapor: The role of laser linewidth. *Physical Review A*, APS, v. 59, n. 1, p. 728, 1999.
- CRUZ, L.; FELINTO, D.; GÓMEZ, J. A.; MARTINELLI, M.; VALENTE, P.; LEZAMA, A.; NUSSENZVEIG, P. Laser-noise-induced correlations and anti-correlations in electromagnetically induced transparency. *The European Physical Journal D*, Springer, v. 41, p. 531–539, 2007.
- CRUZ, L. S. d. *Flutuações de campos eletromagnéticos interagindo com meios atômicos coerentemente preparados*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2005.
- DAVIS, W.; KAURANEN, M.; NAGASAKO, E.; GEHR, R.; GAETA, A.; BOYD, R.; AGARWAL, G. Excess noise acquired by a laser beam after propagating through an atomic-potassium vapor. *Physical Review A*, APS, v. 51, n. 5, p. 4152, 1995.
- FLEISCHHAUER, M.; IMAMOGLU, A.; MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Review of Modern Physics*, APS, v. 77, n. 2, p. 633, 2005.

- FLOREZ, H. M.; CRUZ, L.; MIRANDA, M. H. de; OLIVEIRA, R. de; TABOSA, J.; MARTINELLI, M.; FELINTO, D. Power-broadening-free correlation spectroscopy in cold atoms. *Physical Review A*, APS, v. 88, n. 3, p. 033812, 2013.
- FOOT, C. J. *Atomic physics*. Oxford: Oxford University Press, 2007. (Oxford master series in atomic, optical, and laser physics). Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/1080846>>.
- FRANKEN, e. P.; HILL, A. E.; PETERS, C.; WEINREICH, G. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, APS, v. 7, n. 4, p. 118, 1961.
- GALLAGHER, A.; LEWIS, E. Determination of the vapor pressure of rubidium by optical absorption. *JOSA*, Optica Publishing Group, v. 63, n. 7, p. 864–869, 1973.
- GARCÍA-WONG, A.; ALMEIDA, A. de; MELO, N. de; VIANNA, S. Velocity-selective spectroscopy of Rb vapor with a train of short pulses and a diode laser. *Optics Communications*, Elsevier, v. 427, p. 462–468, 2018.
- GARDINER, C. W. et al. *Handbook of stochastic methods*. [S.l.]: Springer Berlin, 1985. v. 3.
- HÄNSCH TH W., S. I. S. . A. High-resolution saturation spectroscopy of the sodium d lines with a pulsed tunable dye laser. *Physical Review Letters*, APS, v. 27, n. 11, p. 707, 1971.
- HOSSAIN, M.; MITRA, S.; PODDAR, P.; CHAUDHURI, C.; RAY, B.; GHOSH, P. Nonlinear resonances caused by coherent, optical pumping and saturating effects in the presence of three laser fields for the $^{85}\text{Rb} - D_2$ line. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, IOP Publishing, v. 44, n. 11, p. 115501, 2011.
- HSU, P. S.; WELCH, G. R.; GORD, J. R.; PATNAIK, A. K. Propagation dynamics of controlled cross-talk via interplay between $\chi(1)$ and $\chi(3)$ processes. *Physical Review A*, APS, v. 83, n. 5, p. 053819, 2011.
- JACQUES V., H. B. A. A. P. M. . R. J. Nonlinear spectroscopy of rubidium: an undergraduate experiment. *European Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 30, n. 5, p. 921, 2009.
- KAISER, W.; GARRETT, C. Two-photon excitation in CaF₂: Eu²⁺. *Physical Review Letters*, APS, v. 7, n. 6, p. 229, 1961.
- KIM, S. K.; MOON, H. S.; KIM, K.; KIM, J. B. Observation of electromagnetically induced absorption in open systems regardless of angular momentum. *Physical Review A*, APS, v. 68, n. 6, p. 063813, 2003.
- LI, C.; JIANG, Z.; WANG, X.; AHMED, I.; RAZA, F.; YANG, Y.; ZHANG, Y. Polarization controlled intensity noise correlation and squeezing of four-wave mixing processes in rubidium vapor. *Optical Materials*, Elsevier, v. 55, p. 102–108, 2016.
- LING, H. Y.; LI, Y.-Q.; XIAO, M. Electromagnetically induced grating: Homogeneously broadened medium. *Physical Review A*, APS, v. 57, n. 2, p. 1338, 1998.
- LOUDON, R. *The quantum theory of light*. [S.l.]: OUP Oxford, 2000.
- LUKIN, M.; HEMMER, P.; LÖFFLER, M.; SCULLY, M. Resonant enhancement of parametric processes via radiative interference and induced coherence. *Physical Review Letters*, APS, v. 81, n. 13, p. 2675, 1998.

- LUKIN, M.; HEMMER, P.; SCULLY, M. O. Resonant nonlinear optics in phase-coherent media. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Elsevier, v. 42, p. 347–386, 2000.
- MAIMAN, T. H.; HOSKINS, R.; D'HAENENS, I. J.; ASAWA, C. K.; EVTUHOV, V. Stimulated optical emission in fluorescent solids. ii. spectroscopy and stimulated emission in ruby. *Physical Review*, APS, v. 123, n. 4, p. 1151, 1961.
- MAKER, P.; TERHUNE, R. Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength. *Physical Review*, APS, v. 137, n. 3A, p. A801, 1965.
- MARTINELLI, M.; VALENTE, P.; FAILACHE, H.; FELINTO, D.; CRUZ, L.; NUSSENZVEIG, P.; LEZAMA, A. Noise spectroscopy of nonlinear magneto-optical resonances in rb vapor. *Physical Review A*, APS, v. 69, n. 4, p. 043809, 2004.
- MELO, N. R. d. Mistura de quatro ondas em átomos de rubídio envolvendo estados de rydberg. Universidade Federal de Pernambuco, 2014.
- MOON, G.; NOH, H.-R. Analytic calculation of linear susceptibility in velocity-dependent pump-probe spectroscopy. *Physical Review A*, APS, v. 78, n. 3, p. 032506, 2008.
- ORIA, M.; BLOCH, D.; FICHET, M.; DUCLOY, M. Efficient phase conjugation of a cw low-power laser diode in a short cs vapor cell at 852 nm. *Optics Letters*, Optica Publishing Group, v. 14, n. 19, p. 1082–1084, 1989.
- PAPOYAN, A.; SHMAVONYAN, S. Signature of optical rabi oscillations in transmission signal of atomic vapor under continuous-wave laser excitation. *Optics Communications*, Elsevier, v. 482, p. 126561, 2021.
- PETERMANN, K. *Laser diode modulation and noise*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1991. v. 3.
- PINARD, M.; VERKERK, P.; GRYNBERG, G. Backward saturation in four-wave mixing in neon: case of cross-polarized pumps. *Physical Review A*, APS, v. 35, n. 11, p. 4679, 1987.
- PRESTON, D. W. Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy. *American Journal of Physics*, American Association of Physics Teachers, v. 64, n. 11, p. 1432–1436, 1996.
- ROY, J. G. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.*, v. 130, n. 6, p. 2529, 1963.
- SAKURAI, J. J. *Modern quantum mechanics, second edition*. [S.l.]: Pearson, 2011.
- SALINAS, S. *Introduction to statistical physics*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2001.
- SMITH P.W., . H. R. Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328-Å neon-laser line. *Physical Review Letters*, APS, v. 26, n. 13, p. 740, 1971.
- SOUZA, M. de; ALMEIDA, A. de; VIANNA, S. Dynamic stark shift in doppler-broadened four-wave mixing. *Physical Review A*, APS, v. 105, n. 5, p. 053128, 2022.
- STARK, T. *The road to laser cooling rubidium vapor*. Tese (Doutorado) — Middlebury College, 2011.

STECK, D. A. Rubidium 85 d line data, revision 2.1. 6, 20 september, 2013. URL <http://steck.us/alkalidata>, 2013.

TAICHENACHEV, A.; TUMAİKIN, A.; YUDIN, V. Electromagnetically induced absorption in a four-state system. *Physical Review A*, APS, v. 61, n. 1, p. 011802, 1999.

TORAL, R.; COLET, P. *Stochastic numerical methods: an introduction for students and scientists*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2014.

USORO, A. E. Some basic properties of cross-correlation functions of n-dimensional vector time series. *Journal of Statistical and Econometric Methods*, SCIENPRESS Ltd, v. 4, n. 1, p. 63–71, 2015.

WALSER, R.; ZOLLER, P. Laser-noise-induced polarization fluctuations as a spectroscopic tool. *Physical Review A*, APS, v. 49, n. 6, p. 5067, 1994.

WONG, A. C. G. *Interação de um trem de pulsos ultracurtos com vapor de Rb: análise da linha D2*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2016.

XIA, H. *Electromagnetically induced transparency in atoms with hyperfine structure and its applications in gas-phase nonlinear optics*. [S.l.]: Stanford University, 2000.

YABUZAKI, T.; MITSUI, T.; TANAKA, U. New type of high-resolution spectroscopy with a diode laser. *Physical Review Letters*, APS, v. 67, n. 18, p. 2453, 1991.

YANG, X.; SHENG, J.; KHADKA, U.; XIAO, M. Generation of correlated and anticorrelated multiple fields via atomic spin coherence. *Physical Review A*, APS, v. 85, n. 1, p. 013824, 2012.

ZHANG, T.-C.; POIZAT, J.-P.; GRELU, P.; ROCH, J.-F.; GRANGIER, P.; MARIN, F.; BRAMATI, A.; JOST, V.; LEVENSON, M.; GIACOBINO, E. Quantum noise of free-running and externally-stabilized laser diodes. *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, IOP Publishing, v. 7, n. 4, p. 601, 1995.