



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DE PERNAMBUCO
UNIDADE ACADÊMICA DO CABO DE SANTO AGOSTINHO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA FÍSICA

FLÁVIA EDUARDA SOUZA FERREIRA

Espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos usando luz estruturada

Cabo de Santo Agostinho - PE

2023

FLÁVIA EDUARDA SOUZA FERREIRA

Espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos usando luz estruturada

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Física, Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho, da Universidade Federal Rural de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Física.

Área de Concentração: Optoeletrônica

Orientador: Prof. Dr. Rafael Alves de Oliveira

Coorientador: Prof. Dr. Albert Stevens Reyna Ocas

Cabo de Santo Agostinho - PE

2023

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal Rural de Pernambuco
Sistema Integrado de Bibliotecas
Gerada automaticamente, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

F383e Ferreira, Flávia Eduarda Souza
Espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos usando luz estruturada / Flávia Eduarda Souza Ferreira. - 2023.
88 f. : il.

Orientador: Rafael Alves de Oliveira.
Coorientador: Albert Stevens Reyna Ocas.
Inclui referências.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal Rural de Pernambuco, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Física, Cabo de Santo Agostinho, 2024.

1. EIT. 2. EIA. 3. Autler-Townes. 4. Speckles. 5. Correlação. I. Oliveira, Rafael Alves de, orient. II. Ocas, Albert Stevens Reyna, coorient. III. Título

FLÁVIA EDUARDA SOUZA FERREIRA

Espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos usando luz estruturada

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Física da Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho da Universidade Federal Rural de Pernambuco para obtenção do título de Mestre em Engenharia Física.

Aprovada em: 21/12/2023.

Banca Examinadora

Prof. Dr. Rafael Alves de Oliveira – UFRPE
Orientador

Prof. Dr. João Carlos de Aquino Carvalho - UFPE
Examinador externo

Prof. Dr. José Holanda da Silva Júnior – UFRPE
Examinador interno

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente, a mim, por não ter desistido.

Expresso minha gratidão aos meus pais, Fabiana Souza e Eduardo Ferreira, pelo constante incentivo e apoio ao longo de toda a minha vida, buscando proporcionar-me uma boa formação acadêmica e acreditando em meu potencial. Aos meus avós, Edmilson e Jovelina, que sempre estiveram presentes, celebrando cada conquista em minha trajetória. Às minhas irmãs, Emily e Hana, fontes diárias de inspiração, motivando-me a ser um exemplo de irmã mais velha a ser seguido. E ainda, à minha tia Eliane (**In memoriam**), que, apesar das adversidades que a impediram de alcançar seus objetivos acadêmicos, acreditou na minha jornada.

Agradeço à família que ganhei ao longo desses últimos anos, em especial à minha namorada, Adriana, que diariamente me apoia, preocupa-se, compreende e me suporta durante esse processo árduo. À minha sogra, Iranete, e ao meu cunhado, Renato, que abriram as portas de sua casa e me consideram parte da família. Aos meus filhos, Nico (**In memoriam**), Lucy (**In memoriam**), Nala e Simba, que muitas vezes digitaram com suas quatro patas nesta dissertação e expressam um amor sincero.

Ao meu orientador, Rafael Oliveira, pela dedicação do seu tempo, pelos conselhos, ensinamentos e, principalmente, pela paciência em repetir diversas vezes até que eu pudesse compreender. Ao meu coorientador, Albert Reyna, e ao professor Sergio DeGiorgi, que me ensinaram e auxiliaram em todo o meu desenvolvimento no laboratório. Um agradecimento especial ao professor Weliton Martins, pois sem ele, a transição para um trabalho numérico teria sido uma tarefa mais árdua.

A todos os professores do PPENGFIS que contribuíram direta e indiretamente para a minha formação acadêmica.

Agradeço aos dois amigos que ganhei no mestrado: à Larissa Silva, minha parceira de laboratório, pela sua leveza e paciência nos momentos em que eu pensava que nada mais daria certo, e ao Allan Christopher, pelas discussões ao longo das disciplinas e por sempre enxergar o melhor das situações. Aos amigos que compartilham surtos comigo desde a graduação até aqui, Wibson e Stephany.

Finalmente, agradeço à FACEPE pelo apoio financeiro, sem o qual não seria possível realizar este trabalho.

"May we meet again."

(The 100)

RESUMO

A transparência e absorção eletromagneticamente induzidas (EIT e EIA) são dois efeitos coerentes, bem conhecidos na literatura, que surgem da interação da radiação eletromagnética com um meio atômico. Numa abordagem semiclássica, a EIT pode ser explicada pelo aprisionamento coerente de população (CPT), que ocorre quando átomos são conduzidos a um estado de superposição coerente de seus níveis fundamentais devido à influência de campos externos. No entanto, sob certas condições de potência, efeitos incoerentes, como o Autler-Townes, podem surgir e alterar a natureza da transparência induzida no meio. Neste caso, uma modelagem totalmente quântica, conhecida como modelo dos átomos vestidos, se faz necessária para identificar a origem coerente ou incoerente da ressonância estreita observada no efeito de EIT (ou EIA). Nesta dissertação, propomos o desenvolvimento de uma nova técnica de detecção dos fenômenos de EIT e EIA baseada na análise das funções de correlação de padrões de *speckles* gerados pelos feixes que interagem com um *ensemble* atômico, a qual apresenta alta sensibilidade à distinção de efeitos coerentes e incoerentes. Para simular nosso sistema, consideramos a interação de dois campos ópticos monocromáticos (bombeio e prova) interagindo com o *ensemble* atômico na configuração do tipo Λ ou N . Usando uma descrição semiclássica, modelamos a evolução temporal das coerências e populações do nosso sistema por meio do cálculo do Hamiltoniano e do formalismo do operador densidade, resultando nas equações de Bloch específicas para cada um dos sistemas. As soluções dessas equações, obtidas por métodos perturbativos, possibilitaram a obtenção dos campos que emergem do meio e que carregam as informações espectroscópicas do *ensemble* atômico. Assim, mediante análises numéricas de geração e caracterização de padrões de *speckles* dos campos emergentes, através das funções de autocorrelação e correlação cruzada espacial, foi possível reproduzir as curvas características de EIT e EIA obtidas por técnicas tradicionais de espectroscopia em vapores atômicos. Nossos resultados mostram que os espectros obtidos a partir da técnica de correlação espacial apresentam uma ressonância de EIT mais sensível à variação de potência dos campos elétricos que agem no sistema. Além disso, devido aos *speckles* serem sensíveis à coerência do feixe incidente, a técnica de correlação espacial permite identificar a contribuição do efeito de Autler-Townes no sinal de EIT, em potências muito menores que as reportadas por técnicas tradicionais. Esses resultados abrem a perspectiva de aperfeiçoamento na estratégia de criação de memórias atômica, bem como em processos de metrologia e magnetometria óptica de precisão, já que também demonstramos que a técnica pode ser aplicada para detecção do fenômeno de EIA.

Palavras-chave: EIT; EIA; autler-townes; speckles; correlação.

ABSTRACT

The transparency and electromagnetically induced absorption (EIT and EIA) are two coherent effects well-known in the literature, arising from the interaction of electromagnetic radiation with an atomic medium. In a semiclassical approach, EIT can be explained by coherent population trapping (CPT), which occurs when atoms are driven into a coherent superposition of their ground states due to the influence of external fields. However, under certain power conditions, incoherent effects such as Autler-Townes may arise and alter the nature of the induced transparency in the medium. In this case, a fully quantum modeling, known as the dressed atom model, is necessary to identify the coherent or incoherent origin of the narrow resonance observed in the EIT (or EIA) effect. In this dissertation, we propose the development of a new technique for detecting EIT and EIA phenomena based on the analysis of speckle pattern correlation functions generated by beams interacting with an atomic ensemble, which exhibits high sensitivity to distinguish between coherent and incoherent effects. To simulate our system, we consider the interaction of two monochromatic optical fields (pump and probe) interacting with the atomic ensemble in Λ or N -type configurations. Using a semiclassical description, we model the temporal evolution of the coherences and populations of our system through the calculation of the Hamiltonian and the density operator formalism, resulting in Bloch equations specific to each system. The solutions of these equations, obtained through perturbative methods, allowed us to obtain the fields emerging from the medium that carry the spectroscopic information of the atomic ensemble. Thus, through numerical analysis of speckle pattern generation and characterization of the emerging fields, using autocorrelation and spatial cross-correlation functions, it was possible to reproduce the characteristic curves of EIT and EIA obtained by traditional atomic vapor spectroscopy techniques. Our results show that the spectra obtained from the spatial correlation technique present an EIT resonance more sensitive to the variation of electric field power acting on the system. Additionally, due to speckles being sensitive to the coherence of the incident beam, the spatial correlation technique allows the identification of the Autler-Townes effect contribution in the EIT signal at much lower powers than those reported by traditional techniques. These results open the perspective for improvement in atomic memory creation strategies, as well as in precision optical metrology and magnetometry processes, as we also demonstrate that the technique can be applied for detecting the EIA phenomenon.

Keywords: EIT; EIA; autler-townes; speckles; correlation.

LISTA DE FIGURAS

<p>Figura 1 – Sistema tipo Λ: $a\rangle$ é um estado excitado, com energia $\hbar\omega_0$, $b\rangle$ e $c\rangle$ são degenerados e pertencem ao nível fundamental, com energia nula. Os campos Ω_2 e Ω_1 apresentam frequências óticas ω_2 e ω_1 e são acoplados nas transições $a \longleftrightarrow c$ e $a \longleftrightarrow b$, com dessintonias Δ_2 e Δ_1. Representamos por Γ a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado e a taxa de decaimento da coerência dos estados fundamentais é representada por γ.</p>	22
<p>Figura 2 – Absorção e dispersão de um meio atômico na condição do EIT em um sistema do tipo Λ.</p>	27
<p>Figura 3 – Representação de um sistema de dois níveis por meio dos estados vestidos ilustrada da seguinte maneira: à esquerda, temos os subespaços formados por níveis correspondentes, separados apenas pela desintonização δ_L; à direita, podemos observar o deslocamento Stark dos estados vestidos que pertencem ao mesmo subespaço, resultante do acoplamento átomo-campo.</p>	29
<p>Figura 4 – Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Em (a) quando $\Delta E = 2\hbar\Omega_2 < 2\gamma$ os dois caminhos são indistinguíveis resultando no EIT, porém em (b) $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis, ou seja, temos o Dubleto de Autler Townes devido a interferência quântica.</p>	30
<p>Figura 5 – Absorção e dispersão de um meio atômico na condição do EIA em um sistema do tipo N.</p>	31
<p>Figura 6 – Sistema tipo N: $a\rangle$ e $d\rangle$ são os estados excitados, com energia $\hbar\omega_0$, $b\rangle$ e $c\rangle$ são degenerados e pertencem ao nível fundamental, com energia nula. Os campos Ω_2 e Ω_1 com frequências óticas ω_2 e ω_1 e acoplados nas transições $a \longleftrightarrow c$, $b \longleftrightarrow d$ e $a \longleftrightarrow b$, com dessintonias Δ_2 e Δ_1. Representamos por Γ a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado, a taxa de decaimento da coerência dos estados fundamentais é representada por γ e B a taxa de transferência de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais.</p>	31
<p>Figura 7 – Padrão de <i>speckles</i> de um feixe de laser gerado a partir de um feixe Gaussiano coerente.</p>	33
<p>Figura 8 – Representação de uma técnica para medir variações de fase de uma campo óptico usando padrões de <i>speckles</i> gerados a partir de um filme rugoso.</p>	33
<p>Figura 9 – Função de densidade de probabilidade normalizada de um padrão de <i>speckles</i> polarizado.</p>	37

Figura 10 – Absorção para o feixe de prova em um sistema tipo Λ . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\gamma/\Gamma = 0,002$	48
Figura 11 – Dispersão para o feixe de prova em um sistema tipo Λ . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\gamma/\Gamma = 0,002$	48
Figura 12 – Absorção para o feixe de prova em um sistema tipo N . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{ MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,001$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$, $\gamma_{ad}/\Gamma = 0,25$, $\gamma_{cb}/\Gamma = 0,002$, $\beta/\Gamma = 0,002$, $\lambda_{bb}/\Gamma = \lambda_{cc}/\Gamma = 0,02$ e $\Delta_2/\Gamma = 0$	56
Figura 13 – Dispersão para o feixe de prova em um sistema tipo N (a) em $B = 0$ e (b) $B = 1$. Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{ MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,001$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$, $\gamma_{ad}/\Gamma = 0,25$, $\gamma_{cb}/\Gamma = 0,002$, $\beta/\Gamma = 0,002$, $\lambda_{bb}/\Gamma = \lambda_{cc}/\Gamma = 0,02$ e $\Delta_2/\Gamma = 0$	56
Figura 14 – Diagrama de níveis da linha $D2$ do átomo de césio.	59
Figura 15 – Degenerescência <i>Zeeman</i> dos níveis (a) $6S_{1/2}$ ($F = 3$) e $6P_{3/2}$ ($F' = 3$) (b) $6S_{1/2}$ ($F = 3$) e $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) com o acoplamento dos campos $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ e suas respectivas polarizações σ^- e σ^+	60
Figura 16 – Aparato experimental para medir os fenômenos de EIT e EIA usando funções de correlação dos campos.	61
Figura 17 – Sinal de espectroscopia de absorção saturada para a linha $D2$ de césio ($F = 3$). A transmissão do feixe de prova é plotada em função da frequência do laser.	62
Figura 18 – Efeitos de EIT e EIA observados experimentalmente, a partir do espectro de absorção do feixe de sinal, respectivamente. A imagem da esquerda apresenta o sinal de EIT e a imagem da direita apresenta o sinal de EIA.	62
Figura 19 – Descrição experimental da montagem final para realização de nossa técnica.	63
Figura 20 – Padrão de <i>speckles</i> para cada difusor no plano de observação da câmera CCD geradas experimentalmente em comparação com as geradas em simulação.	66
Figura 21 – Curva da simulação para os valores de $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ para a ressonância e $\Delta_1/\Gamma = 0,3$. Para o difusor de $0,5^\circ$, com $\Gamma = 5\text{ MHz}$, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	66
Figura 22 – Comparação das curvas de medições do sinal tradicional (linha sólida vermelha), autocorrelação (linha sólida preta) e a correlação cruzada (linha tracejada azul) no sistema Λ . Utilizamos $\Gamma = 5\text{ MHz}$, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	69
Figura 23 – Curva da simulação para os valores de (a) $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ e (b) $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ para algumas dessintonias do laser. Para ambas, utilizamos o difusor de $0,5^\circ$, com $\Gamma = 5\text{ MHz}$, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	70

Figura 24 – Evolução das curvas normalizadas do máximo das funções (a) de autocorrelação, (b) correlação cruzada e (c) a transmissão do feixe de prova em função da dessintonização para diversas potências do campo forte no sistema Λ . Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	71
Figura 25 – (a) Comparação da largura a meia altura do sinal do EIT (δ_s) em um sistema Λ entre o sinal tradicional, autocorrelação e correlação cruzada. Em (b) há a comparação da largura a meia altura do vale (δ_v) do Autler-Townes para a função de correlação e correlação cruzada. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	73
Figura 26 – Comparação da distância pico a pico (δ_p) dos sinais de autocorrelação e correlação cruzada no sistema Λ . Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	74
Figura 27 – O comportamento do máximo da função de autocorrelação normalizada a variações largura natural para os valores $\Gamma = 5,25$ e 50 MHz. Para valores de $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\Omega_2/\Gamma = 0,01$	75
Figura 28 – Curvas (normalizadas) comparativas do grau de difusão dos difusores de $0,5^\circ$, 1° , 5° e 10° para (a) a autocorrelação e (b) correlação cruzada em um sistema tipo Λ . Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	75
Figura 29 – O máximo das funções(a) de autocorrelação, (b) correlação cruzada e ainda (c) a transmissão do feixe de prova em função da dessintonização para diversas potências do campo forte no sistema N para $B=0$. Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	77
Figura 30 – (a) Comparação da largura a meia altura do sinal do EIT (δ_s) em um sistema N (para $B=0$) entre o sinal tradicional, autocorrelação e correlação cruzada. Em (b) há a comparação da largura a meia altura do vale (δ_v) do Autler-Townes para a função de correlação e correlação cruzada. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	78
Figura 31 – Comparação da distância pico a pico (δ_p) dos sinais de autocorrelação e correlação cruzada no sistema N para $B=0$. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	79
Figura 32 – Comparação das curvas normalizadas das medições do sinal tradicional (linha vermelha), autocorrelação (linha preta) e a correlação cruzada (linha azul) no sistema N para $B=1$. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$	80

LISTA DE EQUAÇÕES

Equação (1)	19
Equação (2)	19
Equação (3)	20
Equação (4)	20
Equação (5)	20
Equação (6)	20
Equação (7)	20
Equação (8)	20
Equação (9)	20
Equação (10)	21
Equação (11)	21
Equação (12)	22
Equação (13)	22
Equação (14)	23
Equação (15)	23
Equação (16)	23
Equação (17)	23
Equação (18)	23
Equação (19)	23
Equação (20)	24
Equação (21)	24
Equação (22)	24
Equação (23)	24
Equação (24)	24
Equação (25)	25
Equação (26)	25
Equação (27)	28
Equação (28)	34
Equação (29)	34
Equação (30)	35
Equação (31)	35
Equação (32)	35

Equação (33)	35
Equação (34)	35
Equação (35)	35
Equação (36)	35
Equação (37)	36
Equação (38)	36
Equação (39)	36
Equação (40)	36
Equação (41)	36
Equação (42)	36
Equação (43)	36
Equação (44)	36
Equação (45)	37
Equação (46)	38
Equação (47)	38
Equação (48)	38
Equação (49)	38
Equação (50)	38
Equação (51)	39
Equação (52)	39
Equação (53)	39
Equação (54)	39
Equação (55)	39
Equação (56)	42
Equação (57)	42
Equação (58)	42
Equação (59)	42
Equação (60)	43
Equação (61)	43
Equação (62)	43
Equação (63)	44
Equação (64)	44
Equação (65)	44
Equação (66)	44

Equação (67)	45
Equação (68)	45
Equação (69)	45
Equação (70)	46
Equação (71)	46
Equação (72)	46
Equação (73)	46
Equação (74)	46
Equação (75)	46
Equação (76)	47
Equação (77)	47
Equação (78)	47
Equação (79)	47
Equação (80)	47
Equação (81)	49
Equação (82)	49
Equação (83)	49
Equação (84)	49
Equação (85)	50
Equação (86)	50
Equação (87)	50
Equação (88)	50
Equação (89)	51
Equação (90)	51
Equação (91)	51
Equação (92)	51
Equação (93)	52
Equação (94)	52
Equação (95)	53
Equação (96)	53
Equação (97)	53
Equação (98)	53
Equação (99)	53
Equação (100)	54

Equação (101)	54
Equação (102)	54
Equação (103)	54
Equação (104)	54
Equação (105)	54
Equação (106)	54
Equação (107)	54
Equação (108)	54
Equação (109)	54
Equação (110)	55
Equação (111)	55
Equação (112)	55
Equação (113)	55
Equação (114)	55
Equação (115)	55
Equação (116)	57
Equação (117)	58
Equação (118)	64
Equação (119)	64
Equação (120)	65

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO TEÓRICA	19
2.1	MATRIZ DENSIDADE	19
2.2	INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA	20
2.2.1	Aprisionamento coerente de população (CPT)	21
2.2.2	Transparência eletromagneticamente induzida (EIT)	26
2.2.2.1	Modelo dos Átomos Vestidos	27
2.2.3	Absorção eletromagneticamente induzida (EIA)	29
2.3	PADRÕES DE <i>SPECKLES</i>	32
2.3.1	Estatística de primeira e segunda ordem	34
3	TÉCNICA DA ESPECTROSCOPIA DE CORRELAÇÃO ESPACIAL - SISTEMA Λ E N	41
3.1	SISTEMA Λ	41
3.2	SISTEMA N	49
3.3	DESCRIÇÃO DA METODOLOGIA EXPERIMENTAL	56
3.3.1	O meio atômico	57
3.3.2	O arranjo experimental	60
3.4	SIMULAÇÃO DO EXPERIMENTO	64
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	68
4.1	ANÁLISE DO SINAL DE EIT	68
4.1.1	Sistema de três níveis	68
4.1.2	Sistema de quatro níveis	76
4.2	OBSERVAÇÃO DO SINAL DE EIA	79
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	81
	REFERÊNCIAS	83

1 INTRODUÇÃO

A interação entre átomos e luz tem sido um campo de exploração científica por mais de cem anos, com descobertas que moldaram nosso entendimento da natureza dual (partícula-onda) da luz e as propriedades quânticas da matéria. Nesse contexto, a superposição coerente de estados atômicos induzido por campos eletromagnéticos tem revelado, ao longo das décadas, fenômenos importantes tais como: o aprisionamento coerente de população (CPT, do inglês *Coherent Population Trapping*), a transparência eletromagneticamente induzida (EIT, do inglês *Electromagnetically Induced Transparency*) e a absorção eletromagneticamente induzida (EIA, do inglês *Electromagnetically Induced Absorption*), os quais correspondem ao foco desta dissertação.

A busca pela compreensão desses fenômenos teve início com a pesquisa de Alzetta et al. (1976) que observaram pela primeira vez o CPT. Esse fenômeno ocorre quando átomos, sob a influência de campos externos, são conduzidos a um estado de superposição coerente de seus níveis fundamentais que, curiosamente, não absorve radiação mesmo quando estão ressonantes com a frequência da luz incidente. Essa peculiaridade, conhecida como “estado escuro”, desencadeou uma série de estudos (WHITLEY; STROUD, 1976; HIOE; CARROLL, 1988; PARKER; STROUD, 1990; LI; XIAO, 1995b). Uma consequência direta do CPT é o EIT, um fenômeno que ocorre quando um meio atômico se torna transparente à radiação eletromagnética, resultando no cancelamento da absorção de luz.

A EIT foi inicialmente observado por Boller, IMAMOĞLU e Harris (1991) em uma amostra de vapor de estrôncio. Eles explicaram o fenômeno a partir do CPT, pois é possível entender a transparência eletromagneticamente induzida como resultado do bombeamento óptico incoerente dos átomos para o “estado escuro”. Por outro lado, também foram propostas outras interpretações, como a interferência quântica destrutiva entre os estados vestidos (condição em que os estados do sistema são modificados devido à interação com um campo externo) do sistema átomo-campo (LI; XIAO, 1995a; LIU et al., 2016). Em linhas gerais, o EIT se baseia no fato dos átomos estarem em uma superposição coerente de estados quânticos fundamentais de um ensemble atômico, onde a absorção da luz é cancelada na região de ressonância (FLEISCHHAUER; IMAMOGLU; MARANGOS, 2005). Desta forma, o EIT levou a uma série de aplicações inovadoras, incluindo espectroscopia de alta resolução, magnetometria de alta precisão (SCULLY; FLEISCHHAUER, 1992) e a possibilidade de reduzir drasticamente a velocidade da luz em um meio ressonante, sendo um fenômeno conhecido como geração de “luz lenta” (HAU et al., 1999; KOCHAROVSKAYA; ROSTOVTSEV; SCULLY, 2001). As implicações científicas e tecnológicas do EIT são vastas e têm sido exploradas extensivamente, tais como em informação quântica (ARIMONDO, 2007) e no desenvolvimento de um magneto-cardiograma humano em ambiente não blindado (MOI; CARTALEVA, 2012). Em particular, o fato do EIT exibir uma

ressonância estreita dependente do campo magnético presente no meio, possibilita a detecção de variações magnéticas na ordem de picoteslas (STÄHLER et al., 2001), impulsionando trabalhos teóricos e experimentais sobre a sua largura e destacando-se em estudos de alta resolução e magnetometria de precisão.

Apesar das importantes contribuições que a EIT trouxe para a física fundamental e aplicada, em certas condições, a interação coerente entre luz e átomos não apenas reduz a absorção, como no caso da EIT, mas há também um comportamento oposto que gera uma amplificação da absorção. Esse fenômeno conhecido como EIA, foi primeiramente observado por Akulshin, Barreiro e Lezama (1998), abrindo caminho para diversas outras investigações (BUDKER; ROCHESTER, 2004; GOREN et al., 2004; BRAZHNIKOV; TAICHENACHEV; YUDIN, 2014; SANTOS et al., 2018). A relação entre EIT e EIA foi posteriormente explorada por Taichenachev, Tumaikin e Yudin (1999), em um sistema de quatro níveis interagindo com dois campos ópticos na configuração N . Neste caso, eles observaram tanto o efeito de EIT quanto o de EIA. No âmbito desse estudo, o EIT foi associado à coerência dos estados fundamentais, enquanto o EIA foi correlacionado à coerência transferida dos estados excitados para os estados fundamentais. Esse trabalho seminal foi respaldado por evidências experimentais apresentadas por Failache et al. (2003). Um aspecto notável do EIA foi explorado por Akulshin et al. (2005), revelando uma aplicação inusitada para a comunidade científica naquele momento: o armazenamento de luz (LEZAMA et al., 2006). Brevemente, o armazenamento de luz pode ser entendido como à capacidade de capturar e reter informações contidas em pulsos de luz por um determinado período de tempo, esse resultado abriu novas perspectivas para a utilização do EIA em aplicações relacionadas à informação quântica. Chou e Evers (2010), em um estudo subsequente, interpretou o EIA com base no modelo de “átomos vestidos”, ressaltando a interferência construtiva entre as transições atômicas. Ainda (DIMITRIJEVIĆ; ARSENOVIĆ; JELENKOVIĆ, 2007) realizou estudos para extrair o sinal de EIA a partir do contexto de EIT, por exemplo, manipulando a polarização de um dos feixes envolvidos. Esta nova variação, que pode ser interpretado como uma transição do sistema de uma configuração Λ para uma configuração N , com o propósito de efetivamente controlar a velocidade da luz em um meio ressonante, fenômeno conhecido como “luz rápida” e “luz lenta”, respectivamente.

Com base na importância dos estudos dos fenômenos de EIT e EIA discutidos acima, o objetivo principal desta dissertação é implementar uma nova técnica de detecção de ambos fenômenos baseado na análise das propriedades estatísticas dos campos que interagem com o meio atômico. Para isso, propomos o uso da geração de padrões de *speckles* que são oriundos da interferência óptica que se manifesta quando uma fonte de luz coerente, como um laser, interage com um objeto que espalha a luz de maneira desordenada (GOODMAN, 2020; DAINTY, 1984). A natureza desses padrões

é profundamente influenciada pelas características do objeto em questão, pela propriedade da luz utilizada e pela configuração experimental. Assim, os *speckles* oferecem uma janela de oportunidade para investigar e entender os processos complexos de dispersão de luz e interações luz-matéria. Kim et al. (2017) observaram que mudanças na frente de onda de um feixe coerente incidente podem ser recuperadas analisando mudanças nos padrões de *speckles* quando o feixe passa por um meio espalhador de luz. Dessa forma, utilizando essa propriedade dos padrões de *speckles*, propomos realizar uma espectroscopia de correlação espacial de um padrão de *speckles* para analisar um meio preparado coerentemente com EIT e EIA. Com essa estratégia, observamos que é possível observar e caracterizar esses efeitos mediante a análise da função de correlação de intensidade dos padrões de intensidade granular gerados por um difusor. Técnicas baseadas no estudo das funções de correlação vem sendo utilizadas em diversas áreas obtendo resultados inovadores e com grande possibilidade de aplicações tecnológicas (CRISPIM et al., 2023; SILVA, 2023; FELINTO et al., 2013).

Para abordar os tópicos relevantes para o presente estudo, a dissertação se desdobra da seguinte maneira:

No capítulo 2, realizaremos uma breve revisão teórica, fornecendo as bases necessárias para compreender os princípios fundamentais subjacentes à espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos. Exploraremos conceitos-chave, como *speckles*, matriz densidade e a interação radiação-matéria, observando o efeito do EIT, com base na interpetração do CPT, o efeito Autler-Townes e finalizamos descrevendo de forma sucinta o efeito de EIA. Essa revisão estabelecerá uma base para a compreensão do experimento inicialmente montado e dos resultados teóricos apresentados posteriormente.

No capítulo 3, exploraremos a técnica da espectroscopia de correlação, com foco nos sistemas Λ e N , no qual obtemos as expressões das coerências do meio através de métodos perturbativos. Esses sistemas desempenham um papel crucial na investigação das propriedades de EIA e EIT. Além disso, exploraremos o aparato experimental utilizado para realizar as análises computacionais e os níveis de energia do césio, que foi o meio atômico utilizado no experimento.

No capítulo 4, apresentaremos os resultados teóricos obtidos a partir dos modelos propostos, utilizando a técnica de espectroscopia de correlação espacial em vapores atômicos. Analisaremos os fenômenos de EIT e EIA e discutiremos as implicações de nossas descobertas. Esta seção será fundamentada em estudos teóricos através da simulação do nosso aparato experimental desenvolvido no laboratório, oferecendo uma visão geral dos resultados obtidos.

Por fim, o capítulo 5 será dedicado às conclusões finais do trabalho e as perspectivas para pesquisas subsequentes.

2 REVISÃO TEÓRICA

Neste capítulo, são abordados os conceitos teóricos e relevantes para o desenvolvimento da técnica de espectroscopia de correlação em vapores atômicos, com o propósito de estabelecer as bases conceituais essenciais para a compreensão dos diversos fenômenos abordados. Portanto, uma revisão dos principais tópicos, tais como o formalismo da matriz densidade, a interação entre um campo eletromagnético e um sistema atômico, com foco nos efeitos de CPT, EIT e EIA é discutido.

2.1 MATRIZ DENSIDADE

A matriz densidade é um conceito fundamental na mecânica quântica usado para descrever o estado de um sistema quântico. Ela fornece uma descrição mais completa do sistema do que a função de onda, pois também leva em consideração a mistura estatística de diferentes estados quânticos e é fundamental para estados mistos, onde não podemos descrever o sistema usando apenas um estado puro. É nesse contexto que surge uma ferramenta valiosa conhecida como operador densidade, geralmente denotado como $\rho(t)$ e expresso como:

$$\rho(t) = \sum_k p_k |\psi_k\rangle \langle \psi_k|, \quad (1)$$

onde p_k é a probabilidade do sistema ser encontrado no estado $|\psi_k(t)\rangle$ e a soma é sobre todos os estados possíveis do sistema. Assim, o estado de um sistema quântico pode ser escrito como uma combinação de qualquer base de estados estacionários ortogonais. Os elementos da diagonal principal da matriz densidade representam as populações dos estados e os termos fora dela representam a interferência quântica entre os estados, chamados de coerências.

A equação de Liouville, também conhecida como a equação de Von Neumann, descreve a evolução temporal da matriz densidade de um sistema quântico. Ela descreve como a matriz densidade de um sistema muda sob a influência de um hamiltoniano, que representa a energia total do sistema.

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] \quad (2)$$

onde $[\hat{H}, \rho] = \hat{H}\rho - \rho\hat{H}$. Essa equação descreve a evolução do operador densidade sob a influência das interações presentes no sistema, tal como representado pelo hamiltoniano (PERES, 2002).

É importante notar que, na formulação atual, ainda não incluímos os termos relacionados à perda populacional dos níveis quânticos, decorrentes de processos como decaimento espontâneo. No entanto, podemos incorporar esses termos fenomenologicamente, introduzindo taxas de relaxação

que descrevem a dissipação das populações e coerências quânticas. Essas taxas de relaxação são consequências das interações do sistema atômico com seu ambiente.

2.2 INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA

A interação entre a radiação e a matéria pode envolver a geração de um momento de dipolo induzido no átomo quando uma onda eletromagnética interage com ele. As cargas oscilantes desse momento de dipolo, irradiam ondas eletromagnéticas com a mesma frequência da onda incidente, exibindo uma diferença de fase bem definida, denominada onda espontânea.

O modelo mais simplificado que descreve os fenômenos mencionados é o semi-clássico. Nesse modelo, os campos elétricos são tratados de maneira clássica, enquanto o átomo é considerado quanticamente, apresentando níveis discretos de energia. A influência de ondas eletromagnéticas em um meio atômico é regida pelas equações de Maxwell (GRIFFITHS, 2015):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{livre}, \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (6)$$

em que $\vec{D}(\vec{r}, t)$ e $\vec{H}(\vec{r}, t)$ são, respectivamente, o deslocamento elétrico e o vetor intensidade magnética e possuem relação direta com os campos magnéticos e elétricos de tal forma:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t), \quad (7)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t), \quad (8)$$

onde \vec{P} , \vec{M} , \vec{J} , ρ_{livre} , ϵ_0 e μ_0 representam, respectivamente, a polarização, magnetização, densidade de corrente, densidade de cargas livres, permissividade elétrica e a permeabilidade magnética no vácuo. Consideraremos que no vapor atômico \vec{J}, ρ_{livre} e \vec{M} são nulas e que apenas transições de dipolos elétricos serão consideradas. Além disso, usando a identidade vetorial $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}$ podemos reescrever as equações de Maxwell,

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (9)$$

Portanto, a polarização surge como um parâmetro essencial na interação entre a luz e a matéria, desempenhando um papel crucial na compreensão dos fenômenos eletromagnéticos em meios

materiais. Ela é o termo responsável por capturar a resposta coletiva do conjunto atômico frente ao campo eletromagnético incidente, revelando a dinâmica sutil e complexa que ocorre na escala microscópica.

A polarização macroscópica do meio é definida como a média temporal dos momentos de dipolo induzidos (\vec{d}) por unidade de volume de um conjunto de átomos (N). A polarização para um meio linear e isotrópico pode ser escrita como,

$$\vec{P} = N\langle\vec{d}\rangle. \quad (10)$$

Para campos de baixa intensidade, é possível estabelecer uma relação entre o campo elétrico e a polarização macroscópica, sendo o simbólico atômico da lei de Hooke. Essa analogia é fundamentada na proporcionalidade entre essas duas grandezas, que oscilam na mesma frequência tal que,

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0\chi\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (11)$$

onde \vec{P} é a polarização macroscópica, \vec{E} é o campo elétrico aplicado, ϵ_0 é a permissividade do vácuo e χ é a suscetibilidade elétrica do meio, sendo ela uma propriedade intrínseca do material em questão. Fisicamente, essa constante, dada na forma complexa, está relacionada com a dispersão do meio (parte real) e com a absorção linear (parte imaginária). Com isso, podemos concluir que através da polarização, que é a resposta do meio para os campos incidentes, podemos obter grandezas físicas que descreverão essas características relevantes do sistema. Essa polarização, por sua vez, estará relacionada com as coerências atômicas.

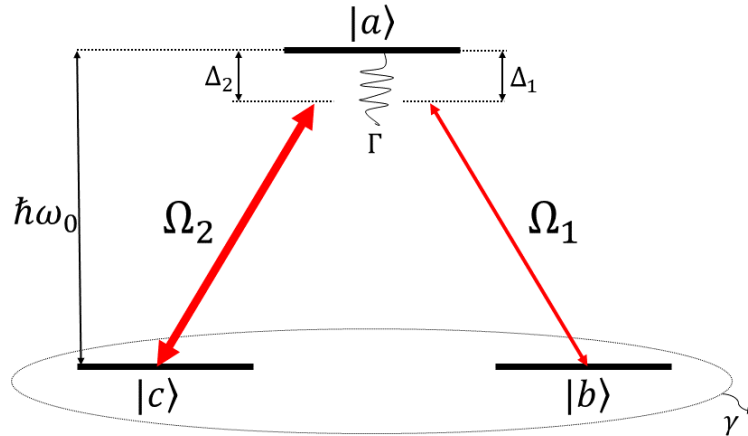
2.2.1 Aprisionamento coerente de população (CPT)

O aprisionamento coerente de população é um fenômeno quântico que nos permite exercer controle preciso sobre os estados quânticos de um sistema atômico. Em um cenário onde átomos interagem com campos eletromagnéticos, podemos utilizar estratégias de manipulação das populações dos estados quânticos para direcionar a absorção ou transparência da radiação.

O modelo mais simples de observarmos esse fenômeno é o sistema atômico do tipo lambda, que é assim chamado devido à sua configuração de três níveis, que se assemelha à letra grega Λ . Essa configuração é encontrada em sistemas atômicos quando são excitados por dois campos ópticos diferentes. Na representação desse sistema, os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ pertencem ao nível fundamental e, por simplicidade e sem perda de generalidade, são atribuídos com energia nula, enquanto o estado $|a\rangle$ pertence ao nível excitado, com energia $\hbar\omega_0$. Os campos $E_1(t)$, com frequência ω_1 , e $E_2(t)$, com

frequência ω_2 , são independentes (mas coerentes entre si) e acoplam, respectivamente, na transição $a \longleftrightarrow b$ e $a \longleftrightarrow c$ conforme a figura 1.

Figura 1 – Sistema tipo Λ : $|a\rangle$ é um estado excitado, com energia $\hbar\omega_0$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ são degenerados e pertencem ao nível fundamental, com energia nula. Os campos Ω_2 e Ω_1 apresentam frequências óticas ω_2 e ω_1 e são acoplados nas transições $a \longleftrightarrow c$ e $a \longleftrightarrow b$, com dessintonias Δ_2 e Δ_1 . Representamos por Γ a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado e a taxa de decaimento da coerência dos estados fundamentais é representada por γ .



Fonte: A autora, 2023.

Considerando a dimensão do comprimento de onda dos campos incidentes da ordem de 10^{-6} m (radiação infravermelha), o que implica em ser muito maior que as dimensões atômicas (da ordem de 10^{-10} m), podemos supor que as contribuições da variação espacial dos campos são desprezíveis na região de interação e, desta forma, a interação será tratada como sendo apenas entre um campo elétrico e um dipolo elétrico. Dessa forma, o hamiltoniano total do sistema será descrito pelo hamiltoniano do átomo livre e pelo hamiltoniano de interação (GRIFFITHS, 2011).

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}. \quad (12)$$

O hamiltoniano livre da ação dos campos \hat{H}_0 irá ter apenas as contribuições do estado $|a\rangle$ devido ao fato de possuir energia não nula, tal que:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 |a\rangle \langle a|. \quad (13)$$

Como estamos restringindo nossa análise a interação de dipolo elétrico, o hamiltoniano de interação é expresso na forma:

$$\hat{H}_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}, \quad (14)$$

onde \vec{E} é o campo incidente e \vec{d} o operador momento de dipolo, escrito como:

$$\vec{d} = \vec{d}_{ca} |c\rangle \langle a| + \vec{d}_{ac} |a\rangle \langle c| + \vec{d}_{ba} |b\rangle \langle a| + \vec{d}_{ab} |a\rangle \langle b|. \quad (15)$$

Nessa interação somente os estados com paridades distintas são acoplados. Isso significa que as transições permitidas são aquelas que ocorrem entre os estados fundamentais e excitados da forma $|b\rangle \longleftrightarrow |a\rangle$ e $|c\rangle \longleftrightarrow |a\rangle$. Já as transições entre os estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, que possuem a mesma paridade, são proibidas.

Podemos representar o campo total incidente, tal como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t). \quad (16)$$

O campo \vec{E}_1 será:

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \frac{E_{01}}{2} e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} \hat{\sigma}^- + c.c., \quad (17)$$

onde c.c. é o complexo conjugado da expressão, E_{01} é a amplitude do campo 1, o versor $\hat{\sigma}^-$ indica a polarização circular a esquerda e ω_1 e k_1 são, respectivamente, a frequência angular e o vetor de onda. De forma análoga, podemos descrever o \vec{E}_2 , levando em conta sua frequência ω_2 , vetor de onda k_2 e por sua vez, possuindo uma polarização circular a direita $\hat{\sigma}^+$, sendo:

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \frac{E_{02}}{2} e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} \hat{\sigma}^+ + c.c. \quad (18)$$

Substituindo as equações 15 à 18 na 14 podemos reescrever o hamiltoniano de interação do sistema. Sabendo que os operadores $|a\rangle \langle b|$ e $|a\rangle \langle c|$ têm uma evolução livre definida pelos fatores $e^{-i\omega_{ab}t}$ e $e^{-i\omega_{ac}t}$ respectivamente, onde ω_{ab} e ω_{ac} são as frequências de ressonância das respectivas transições.

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & -\frac{d_{ba} E_{01} e^{ik_1 z}}{2} |b\rangle \langle a| e^{-it(\omega_1 + \omega_{ab})} - \frac{d_{ba} E_{01}^* e^{-ik_1 z}}{2} |b\rangle \langle a| e^{it(\omega_1 - \omega_{ab})} \\ & -\frac{d_{ab} E_{01} e^{ik_1 z}}{2} |a\rangle \langle b| e^{-it(\omega_1 - \omega_{ab})} - \frac{d_{ab} E_{01}^* e^{-ik_1 z}}{2} |a\rangle \langle b| e^{it(\omega_1 + \omega_{ab})} \\ & -\frac{d_{ac} E_{02} e^{ik_2 z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{-it(\omega_2 - \omega_{ac})} - \frac{d_{ac} E_{02}^* e^{-ik_2 z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{it(\omega_2 + \omega_{ac})} \\ & -\frac{d_{ca} E_{02} e^{ik_2 z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{-it(\omega_2 + \omega_{ac})} - \frac{d_{ca} E_{02}^* e^{-ik_2 z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{it(\omega_2 - \omega_{ac})}. \end{aligned} \quad (19)$$

Há termos do hamiltoniano de interação cujas as frequências oscilam rapidamente com $\pm(\omega + \omega_{ab})$ e $\pm(\omega + \omega_{ac})$ e podem ser desprezados devido ao intervalo de tempo de detecção, manteremos

apenas os termos que oscilam lentamente $\pm(\omega - \omega_{ab})$ e $\pm(\omega - \omega_{ac})$. Essa aproximação é conhecida como Aproximação da Onda Girante (RWA, do inglês *Rotating Wave Approximation*) (BURNETT, 1998; ALLEN; EBERLY, 1987). Contudo, podemos ainda definir a frequência de Rabi de tal forma que carregue informações diretas com a amplitude do campo, logo:

$$\Omega_1 = \frac{d_{ab}E_{01}e^{ik_1z}}{2\hbar}, \quad (20a)$$

$$\Omega_2 = \frac{d_{ac}E_{02}e^{ik_2z}}{2\hbar}. \quad (20b)$$

Finalmente, o hamiltoniano de interação pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & -\hbar\Omega_1 |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2 |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_2 t} \\ & -\hbar\Omega_1^* |b\rangle \langle a| e^{i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2^* |c\rangle \langle a| e^{i\omega_2 t}. \end{aligned} \quad (21)$$

onde Ω_1 e Ω_2 são as frequência de Rabi, respectivamente, dos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 . Portanto, o hamiltoniano total do sistema da equação 12 pode ser expresso por:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_0 |a\rangle \langle a| - \hbar\Omega_1 |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2 |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_2 t} \\ & -\hbar\Omega_1^* |b\rangle \langle a| e^{i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2^* |c\rangle \langle a| e^{i\omega_2 t}. \end{aligned} \quad (22)$$

Em particular, é possível demonstrar a existência de um autovetor especial, chamado de “estado escuro”, no hamiltoniano de interação do sistema. Este autovetor possui um autovalor nulo, o que significa que sua evolução temporal não é afetada pela influência dos campos eletromagnéticos incidentes (representados por $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$). Quando o átomo encontra-se nesse “estado escuro”, ele se torna transparente à radiação, ou seja, não absorve a energia dos campos de radiação.

Para explorar essa intrigante propriedade do CPT, vamos calcular os autovalores e autovetores do \hat{H}_{int} , considerando que os campos incidentes estão ressonantes com transições específicas no sistema atômico, logo $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$. O \hat{H}_{int} disposto na equação 12 na forma matricial será:

$$\hat{H}_{int} = \begin{pmatrix} 0 & -\hbar\Omega_1 e^{-i\omega_0 t} & -\hbar\Omega_2 e^{-i\omega_0 t} \\ -\hbar\Omega_1^* e^{i\omega_0 t} & 0 & 0 \\ -\hbar\Omega_2^* e^{i\omega_0 t} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

Para obter seus autovalores, utilizamos o método apresentado em (GRIFFITHS, 2011). Os autovetores de \hat{H}_{int} são:

$$|escuro\rangle = \left[\frac{1}{\sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}} \right] \Omega_2 |b\rangle - \Omega_1 |c\rangle, \quad (24a)$$

$$|claro_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{-e^{i\omega_0 t}}{\sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}} (\Omega_2^* |c\rangle + \Omega_1^* |b\rangle) + |a\rangle \right], \quad (24b)$$

$$|claro_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{e^{i\omega_0 t}}{\sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}} (\Omega_2^* |c\rangle + \Omega_1^* |b\rangle) + |a\rangle \right], \quad (24c)$$

cujo seus respectivos autovalores são:

$$\lambda_1 = 0, \quad (25a)$$

$$\lambda_2 = \hbar \sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}, \quad (25b)$$

$$\lambda_3 = -\hbar \sqrt{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}, \quad (25c)$$

de tal forma que:

$$\hat{H}_{int} |escuro\rangle = 0 |escuro\rangle. \quad (26)$$

Como haverá um autovetor cujo o autovalor será nulo, percebemos a formação de um “estado escuro”, representado como $|escuro\rangle$, que não interage com os campos eletromagnéticos E_1 e E_2 , sendo esse um efeito essencial para o fenômeno de CPT. Esse estado escuro é, conforme mostrado na equação 24a, dado por uma superposição coerente dos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$ do sistema atômico. Importante ressaltar que o estado escuro não é acoplado ao estado excitado $|a\rangle$ por meio do \hat{H}_{int} , visto que a amplitude de probabilidade de que um átomo inicialmente no “estado escuro” seja excitado para o estado $|a\rangle$ é nula. Desta forma, os átomos que, através de um processo de absorção e emissão, são bombeados para o “estado escuro” ficam aprisionados nesta superposição coerente e, assim, temos o fenômeno de aprisionamento coerente de população.

Entretanto, em sistemas atômicos reais, a existência de perdas de coerência entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ é uma realidade. Essa perda de coerência geralmente está associada a fenômenos como colisões entre átomos, tempos finitos de interação com feixes laser ou gradientes de campos magnéticos, por exemplo. Devido a essas interações e perdas de coerência, o átomo não permanece indefinidamente aprisionado no estado escuro. Com o tempo, a destruição do “estado escuro” ocorre.

2.2.2 Transparência eletromagneticamente induzida (EIT)

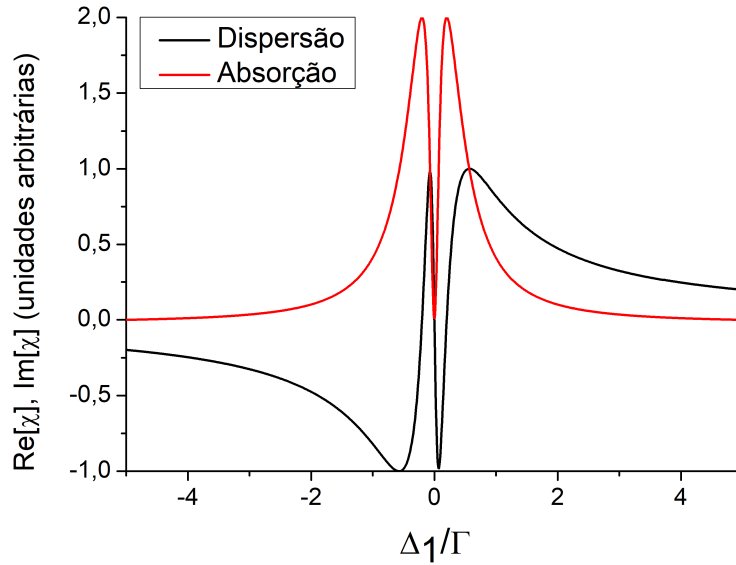
A transparência eletromagneticamente induzida (BOLLER; IMAMOĞLU; HARRIS, 1991) é um fenômeno que ocorre em sistemas atômicos quando átomos são irradiados por dois campos de luz em uma configuração específica tal com a figura 1, por exemplo. Esse fenômeno resulta em uma transparência excepcional que ocorre em uma determinada faixa espectral, onde o meio deixa de absorver a luz, permitindo que ela passe sem ser atenuada. Isso ocorre devido a interferência quântica entre os caminhos de absorção e reemissão de fótons no átomo.

A ressonância de EIT possui várias abordagens para compreender sua origem física, e todas essas perspectivas são igualmente relevantes. Neste contexto, exploraremos duas dessas visões fundamentais: a interpretação baseada nos estados escuros e a interpretação na representação dos estados vestidos do átomo. Essas perspectivas oferecem uma visão abrangente da ressonância de EIT, permitindo-nos explorar esse fenômeno a partir de diferentes perspectivas conceituais.

A interpretação com base no fenômeno de CPT se concentra na preparação dos átomos no estado escuro por meio da ação combinada dos feixes de acoplamento e de sonda, enquanto a representação nos estados vestidos considera as transformações dos estados atômicos devido à interação com esses feixes. Para observar o efeito de EIT, precisamos analisar a absorção do meio (a parte imaginária da susceptibilidade) quando o campo de controle Ω_2 é ressonante com a transição $a \longleftrightarrow c$, o que significa que $\Delta_2 = 0$. Quando a dessintonia do campo E_1 , Δ_1 , se encontra próxima de zero, isso cria a condição de ressonância de dois fótons, resultando em uma notável diminuição na absorção visto na figura 2. Nesse ponto, o meio se torna transparente à radiação, o que caracteriza o efeito de transparência eletromagneticamente induzida. Podemos relacionar esse fenômeno ao CPT, onde a coerência entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ leva à formação de um estado escuro, como explicado anteriormente na seção 2.2.1.

A dispersão do meio, relacionada à parte real da susceptibilidade, também é influenciada pela presença do feixe de controle, conforme ilustrado na figura acima. Notavelmente, a curva de dispersão exibe uma inclinação acentuada nas proximidades da ressonância. Essa inclinação abrupta resulta em uma variação significativa do índice de refração do meio com a frequência do campo incidente. Como resultado, a velocidade de grupo de um pulso de luz propagando-se nesse meio é drasticamente reduzida possibilitando a observação do fenômeno de luz lenta (MILONNI, 2005).

Figura 2 – Absorção e dispersão de um meio atômico na condição do EIT em um sistema do tipo Λ .



Fonte: A autora, 2023.

2.2.2.1 Modelo dos Átomos Vestidos

Até o momento, apresentamos uma descrição da interação entre o átomo e o campo que se baseia em uma abordagem semiclássica. Nesse contexto, consideramos o átomo sob as leis da mecânica quântica, enquanto o campo é tratado de acordo com os princípios da eletrodinâmica clássica. Essa abordagem é adequada para explicar muitos fenômenos importantes na interação átomo-campo.

No entanto, em determinadas situações, torna-se necessário adotar uma descrição quântica completa do sistema átomo-campo. Uma maneira de alcançar essa descrição é por meio do conceito de “estados vestidos” (AHMED et al., 2012). Embora o tratamento semiclássico seja capaz de fornecer explicações satisfatórias para o fenômeno do EIT, alguns aspectos essenciais desse efeito podem ser ainda mais esclarecedores quando consideramos o modelo do átomo vestido.

O efeito Autler-Townes é um fenômeno quântico que ocorre na interação entre átomos e campos eletromagnéticos, estando relacionado à forma como os átomos respondem a campos eletromagnéticos, especialmente quando esses campos têm diferentes intensidades. Nesse contexto, considere um átomo que pode fazer a transição entre dois níveis de energia, do nível fundamental para um estado excitado composto por dois níveis de energia próximos, no formalismo do átomo vestido. Quando um campo fraco atua sobre esse átomo, ele tem duas opções para realizar essa transição: ele pode ir para o estado excitado, populando o nível mais ou menos energético. No entanto, esses dois caminhos são tão próximos e indistinguíveis que o campo fraco não consegue distinguir qual caminho seguir. Em outras palavras, a separação entre esses dois estados é tão pequena que eles se sobrepõem e interferem destrutivamente. Essa interferência destrutiva resulta na inibição da

absorção pelo átomo. O campo fraco não consegue induzir a transição porque os dois caminhos interferem de maneira a cancelar a absorção.

No entanto, quando um campo eletromagnético forte é aplicado ao átomo, sua intensidade é tão grande que aumenta significativamente a separação entre os dois níveis de energia. O campo forte é tão intenso que o átomo consegue distinguir o nível de baixo do nível de cima, não tendo mais nenhum efeito de interferência entre os níveis, permitindo que o átomo realize a transição para o nível mais ou menos energético.

Na abordagem do estado vestido, o hamiltoniano total do sistema é expresso por:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_L + \hat{H}_{int}. \quad (27)$$

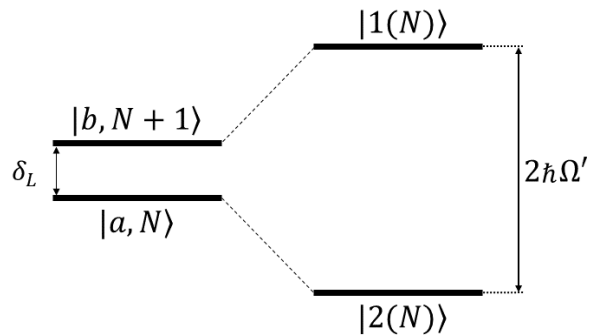
Para entender essa representação, inicialmente, consideramos um sistema composto por um átomo de dois níveis e um laser monomodo que está quase ressonante com a transição atômica. Para iniciar a explicação deste modelo iremos negligenciar a interação entre os átomos e o campo eletromagnético, ou seja, iremos considerar o termo de interação no Hamiltoniano igual a zero ($\hat{H}_{int} \approx 0$), o que nos permite simplificar a descrição.

O hamiltoniano total desse sistema, que descreve a energia total do sistema átomo-laser, pode ser escrito como a soma de dois termos: \hat{H}_A e \hat{H}_L . O termo \hat{H}_A representa o hamiltoniano do átomo e descreve os estados possíveis do átomo, que são representados como $|a\rangle$ e $|b\rangle$, com energias $\hbar\omega_0$ e 0, respectivamente. O termo \hat{H}_L representa o hamiltoniano do laser, que é tratado quanticamente e está relacionado ao campo do laser (PERES, 2002), sendo expresso como $\hat{H}_L = \hbar\omega_L(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2})$, onde \hat{a}^\dagger e \hat{a} são os operadores de criação e aniquilação, respectivamente, de fótons no modo “L” do campo do laser e ω_L é a frequência desse modo.

Os autoestados do sistema átomo-campo são determinados por dois números quânticos essenciais. O primeiro número quântico se refere ao estado do átomo, que pode ser designado como $|a\rangle$ ou $|b\rangle$. O segundo número quântico está relacionado ao número de fótons N presentes no modo considerado do campo. Notavelmente, os estados $|a, N\rangle$ e $|b, N + 1\rangle$ possuem energias aproximadamente equivalentes, com uma pequena diferença de frequência da ordem de $\delta_L = \omega_0 - \omega_L$. Esses estados compõem um subespaço que pode ser expresso como $S(N) = \{|a, N\rangle, |b, N + 1\rangle\}$. A figura 3 ilustra esses subespaços.

Incluindo a interação átomo-campo, modelada pelo hamiltoniano de interação átomo-campo (\hat{H}_{int}) na aproximação de dipolo elétrico, os autoestados são perturbados dentro de cada subespaço, gerando novos autoestados denominados estados vestidos e, representados como $|1(N)\rangle$ e $|2(N)\rangle$. Esses estados vestidos estão separados em energia por $2\hbar\Omega' = 2\hbar\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}$, onde Ω é a frequência de Rabi e δ_L^2 a separação dos subseqüentes em frequência. O deslocamento resultante desses estados

Figura 3 – Representação de um sistema de dois níveis por meio dos estados vestidos ilustrada da seguinte maneira: à esquerda, temos os subespaços formados por níveis correspondentes, separados apenas pela desintonização δ_L ; à direita, podemos observar o deslocamento Stark dos estados vestidos que pertencem ao mesmo subespaço, resultante do acoplamento átomo-campo.



Fonte: A autora, 2023.

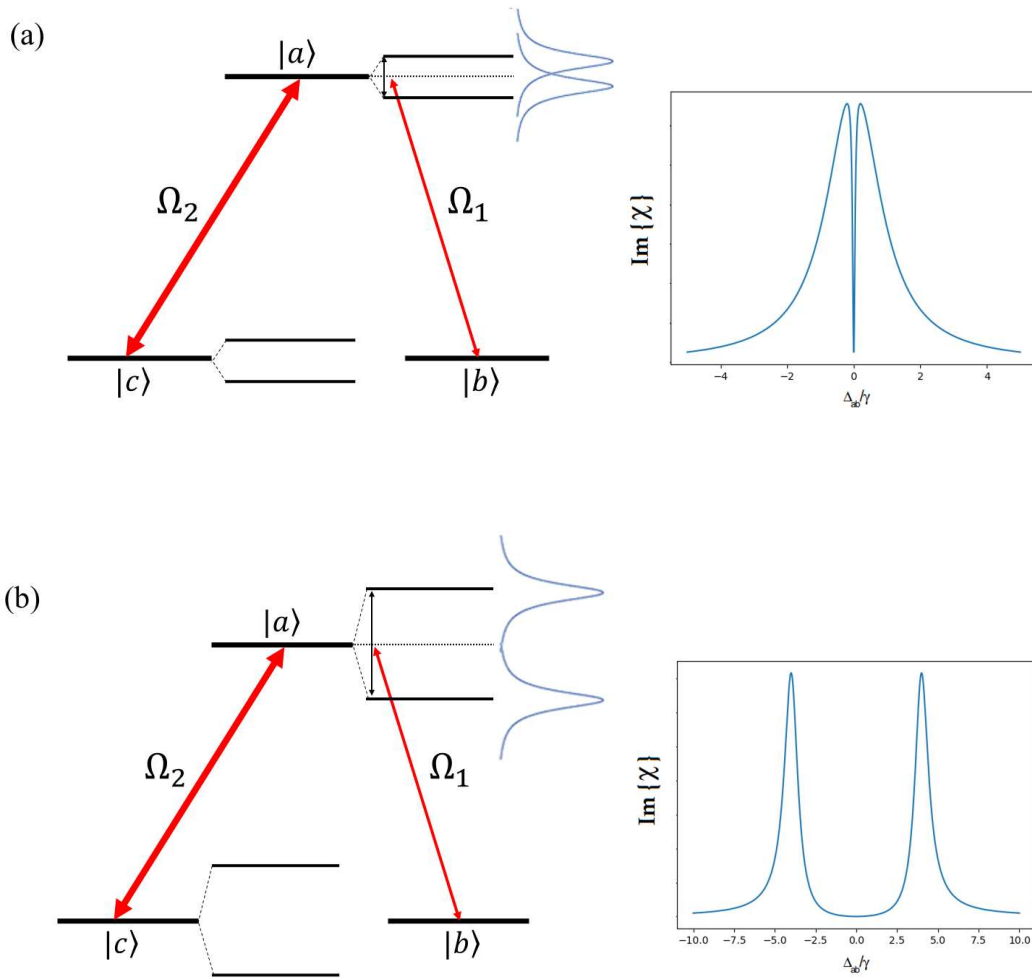
vestidos em relação aos estados originais é conhecido como *Deslocamento Stark*, conforme ilustrado na figura 3.

Agora, ao considerarmos um sistema de três níveis e assumindo que o feixe de bombeamento está ressonante com a transição $|c\rangle \longleftrightarrow |a\rangle$, esse feixe induz um deslocamento Stark no estado excitado $|a\rangle$, separados por $2\hbar\Omega$. Isso resulta em dois novos caminhos pelos quais um átomo no estado $|b\rangle$ pode absorver o feixe de sinal e γ é a metade da largura natural do nível excitado $|a\rangle$ devido ao decaimento para os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$. Quando esses dois caminhos são indistinguíveis, ocorrência denotada como $\Omega_2 > \gamma$, pode ocorrer uma interferência destrutiva entre eles, levando ao cancelamento da absorção do feixe de sinal, como mostrado na figura 4a. O efeito do EIT pode, portanto, ser compreendido como resultado dessa interferência. Por outro lado, quando os caminhos se tornam distinguíveis, denotado como figura 4b, a absorção ocorre em cada nível do estado excitado e não há EIT. Nesse caso, o espectro de absorção apresenta dois picos distintos, conhecidos como *Dubleto de Autler-Townes* (AUTLER; TOWNES, 1955).

2.2.3 Absorção eletromagneticamente induzida (EIA)

Na seção anterior, exploramos o fenômeno do EIT a partir das teorias propostas e testadas pela comunidade científica, as quais tem resultado em um entendimento considerável do fenômeno. Por outro lado, quando se trata da absorção eletromagneticamente induzida (EIA), que apresenta um aumento da absorção na ressonância no formato de um pico estreito (vide figura 5), ainda existem muitos desafios a serem resolvidos sobre sua origem e aplicações. Contudo, estudos já mostram algumas vantagens do EIA em relação ao EIT (SANTOS et al., 2018), principalmente pelo fato do

Figura 4 – Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Em (a) quando $\Delta E = 2\hbar\Omega_2 < 2\gamma$ os dois caminhos são indistinguíveis resultando no EIT, porém em (b) $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis, ou seja, temos o Dubleto de Autler Townes devido a interferência quântica.



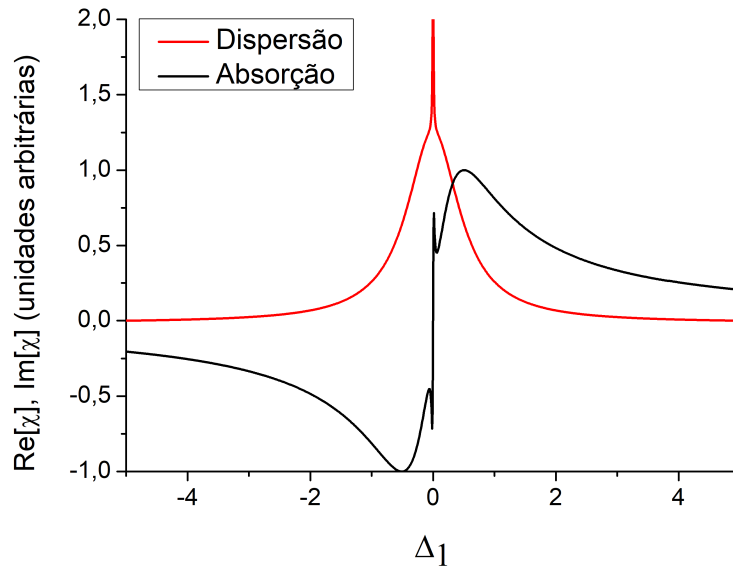
Fonte: A autora, 2023.

EIA ser mais robusto ao alargamento por potência do feixe de bombeio.

O estudo dos fenômenos relacionados ao EIA permanece em aberto, oferecendo um vasto campo de pesquisa com implicações potenciais, para observarmos esse efeito usaremos um modelo proposto por Taichenachev, Tumaikin e Yudin (1999), onde é mostrada a possibilidade de observar os efeitos de EIT e EIA em um sistema de quatro níveis interagindo com dois campos ópticos na configuração N , como mostrado na figura 6. Nesse modelo, o efeito de EIT ocorre devido às coerências geradas entre os estados fundamentais, ao passo que o efeito de EIA surge quando a coerência inicialmente presente entre os estados excitados é transferida para os estados fundamentais.

Nesse contexto, é crucial observar que o campo $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ possui polarização σ^- definido na equação 17 e está acoplado exclusivamente à transição $a \leftrightarrow b$, correspondendo a uma mudança de momento angular $\Delta m = -1$. Por outro lado, o campo $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ possui polarização σ^+ e se acopla às transições $a \leftrightarrow c$ e $d \leftrightarrow b$, ambas equivalentes a transições com $\Delta m = 1$. É importante

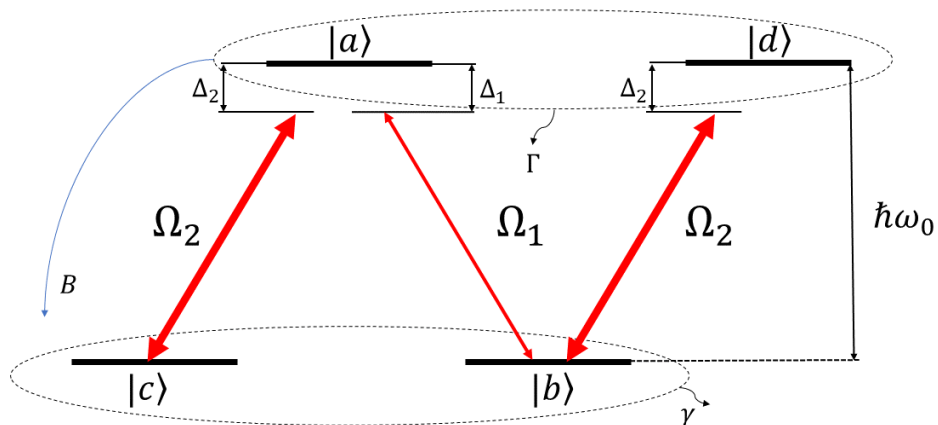
Figura 5 – Absorção e dispersão de um meio atômico na condição do EIA em um sistema do tipo N .



Fonte: A autora, 2023.

ressaltar que as demais transições são proibidas de acordo com as regras de seleção de dipolo elétrico, conforme discutido nas seções anteriores.

Figura 6 – Sistema tipo N : $|a\rangle$ e $|d\rangle$ são os estados excitados, com energia $\hbar\omega_0$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ são degenerados e pertencem ao nível fundamental, com energia nula. Os campos Ω_2 e Ω_1 com frequências óticas ω_2 e ω_1 e acoplados nas transições $a \leftrightarrow c$, $b \leftrightarrow d$ e $a \leftrightarrow b$, com dessintonias Δ_2 e Δ_1 . Representamos por Γ a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado, a taxa de decaimento da coerência dos estados fundamentais é representada por γ e B a taxa de transferência de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais.



Fonte: A autora, 2023.

Tipicamente, o efeito de EIA está associado à criação de coerência entre estados excitados de um átomo. Porém, essa coerência tem tempo de vida muito curto devido ao decaimento espontâneo dos estados excitados. Portanto, uma estratégia para observar a EIA é através da transferência de coerência criada entre os estados excitados para os estados fundamentais do átomo.

Para modelar essa transferência de coerência, introduzimos um parâmetro chamado de taxa de transferência de coerência, representado por $B\gamma_{ad}$. Variando o valor de B entre zero (0) e um (1), podemos determinar qual porcentagem da coerência entre os estados excitados é transferida para os estados fundamentais.

No trabalho de Taichenachev, Tumaikin e Yudin (1999), foram considerados dois casos extremos: quando $B = 1$ e $B = 0$. No primeiro caso, toda a coerência entre os estados excitados é transferida para os estados fundamentais, resultando na observação do efeito de EIA no espectro de absorção do feixe de sinal. No segundo caso, a transferência de coerência não ocorre, dando origem a EIT devido à coerência criada entre os estados fundamentais. Esse parâmetro é fundamental para nossa proposta teórica, visto que podemos usar o sistema N e nele alternar entre o EIT e o EIA.

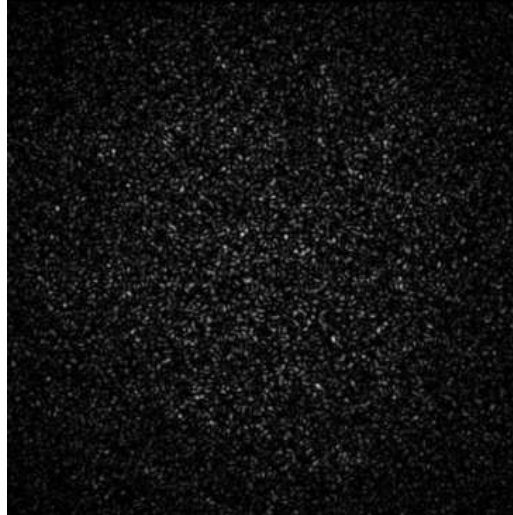
Devido as características únicas que as curvas de dispersão e absorção mostram quando os fenômenos de EIT e EIA são induzidos (vide figura 2 e 5), hoje em dia é muito comum utilizar técnicas espectrais para sua caracterização. Contudo, a técnica desenvolvida nesta dissertação baseia-se no estudo da sensibilidade que apresentam os padrões de speckles gerados pelos campos que interagem com o meio atômico para identificar suas características espectrais. Para contextualizar as bases desta nova técnica, discutimos, a continuação, uma breve fundamentação teórica da geração de padrões de speckles e suas propriedades estatísticas.

2.3 PADRÕES DE SPECKLES

O padrão de *speckles*, caracterizado por uma distribuição espacial aleatória de intensidade (vide figura 7), é formado quando uma luz coerente é refletida (ou transmitida) em uma superfície áspera ou se propaga através de um meio com heterogeneidades no índice de refração (DAINTY, 1984). A origem dos padrões de *speckles* está na interferência construtiva e destrutiva das ondas de luz espalhadas pelos diferentes pontos da superfície ou meio espalhador. Quando essas ondas se encontram em um ponto de observação, elas se combinam, resultando em regiões alternadas de intensidade luminosa alta, intermediárias, baixa e nula. As áreas de alta intensidade aparecem como pontos brilhantes, enquanto as áreas de média, baixa e intensidade nula são observadas como pontos cinzas, cinzas atenuados e escuros, respectivamente.

É importante notar que a formação dos *speckles* depende tanto da coerência da luz incidente quanto das características do meio. A coerência se refere à capacidade da luz de manter uma relação de fase constante entre as diferentes ondas que se propagam. Em fontes de luz coerente, como lasers, as frentes de onda têm fases correlacionadas, enquanto em fontes incoerentes, as fases são aleatórias.

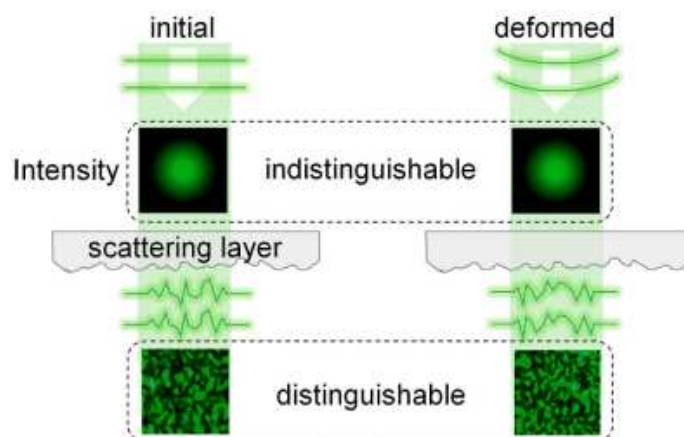
Figura 7 – Padrão de *speckles* de um feixe de laser gerado a partir de um feixe Gaussiano coerente.



Fonte: A autora, 2023.

A medição de mudanças de fase é uma das mais interessantes técnicas de metrologia óptica. No entanto, as mudanças na fase de um campo eletromagnético não pode ser distinguido simplesmente pela análise do perfil de intensidade de um feixe coletado diretamente de uma câmera e fotodetector, como observado na figura 8. No entanto, padrões de *speckles*, originados da radiação interagindo com uma superfície rugosa, são capazes de distinguir variações fases através da distribuição de intensidade da onda incidente (KIM et al., 2017).

Figura 8 – Representação de uma técnica para medir variações de fase de uma campo óptico usando padrões de *speckles* gerados a partir de um filme rugoso.



Fonte: Kim et al. (2017)

Na presente dissertação, temos o objetivo de propor uma nova técnica de espectroscopia óptica que consiste em realizar uma análise da função de correlação de intensidade espacial do padrão de *speckles* gerado pela transmissão (através de um difusor de luz) de um feixe com distribuição de intensidade gaussiana, oriundo do meio atômico coerentemente preparado na condição de EIT

ou EIA. Demonstraremos que, por meio dessa técnica, o padrão de *speckles* é capaz de recuperar informações do meio que estão presentes no campo eletromagnético que se propagou através dele. Em outras palavras, é possível obter informações sobre os efeitos de EIT e EIA no meio em estudo através da análise das propriedades estatísticas dos padrões de *speckles*, no qual sua caracterização serão tratadas nas subseções a seguir.

2.3.1 Estatística de primeira e segunda ordem

Para compreendermos as propriedades estatísticas dos padrões de *speckles*, há diversas abordagens para sua análise. Uma maneira comum de estudar essas propriedades é por meio das estatísticas de primeira e segunda ordem.

A estatística de primeira ordem concentra-se na distribuição espacial ou temporal das variações de intensidade dos *speckles*. Nesse contexto, são frequentemente utilizadas a função de densidade de probabilidade e a medida de contraste médio das variações de intensidade. Estudos relacionados a essas estatísticas de primeira ordem têm sido amplamente discutidos por diversos pesquisadores e estão bem documentados nas obras (GOODMAN, 2020; DAINTY, 1984; SVELTO, 2010).

A estatística de primeira ordem dos padrões de *speckles* é fundamental para compreender as propriedades de coerência da luz incidente que dá origem a esses padrões. No domínio espacial, essa análise se concentra nas características dos grãos de intensidade individuais. Consideremos um campo incidente perfeitamente polarizado e monocromático, representado por um sinal analítico $u(x, y, z; t)$ em um ponto de observação específico (x, y, z) e instante t . O campo incidente $u(x, y, z; t)$ é expresso em termos de uma amplitude complexa fasorial $A(x, y, z)$:

$$u(x, y, z; t) = A(x, y, z)e^{i2\pi\nu t}, \quad (28)$$

onde ν é a frequência óptica, $A(x, y, z)$ é uma amplitude complexa fasorial descrita por $A(x, y, z) = |A(x, y, z)|e^{i\theta(x, y, z)}$ e θ é a fase. A amplitude complexa fasorial é a soma ponderada de componentes complexos com fases aleatórias, provenientes de diferentes regiões de espalhamento em uma superfície rugosa. A amplitude resultante A é dada por:

$$A = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} |a_k| e^{i\phi_k}, \quad (29)$$

onde $|a_k|/\sqrt{N}$ e ϕ_k representam, respectivamente, a amplitude e a fase da contribuição da k -ésima área de espalhamento, e N é o número total de tais contribuições. Calculamos as médias das partes real (A_r) e imaginária (A_i) da amplitude complexa, resultando em:

$$\langle A_r \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \cos \phi_k \rangle = 0, \quad (30)$$

$$\langle A_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \sin \phi_k \rangle = 0. \quad (31)$$

Os resultados tornaram-se nulos devido à natureza equiprovável das fases ϕ_k em todas as contribuições elementares, as quais podem estar igualmente distribuídas em qualquer ponto dentro do intervalo $(-\pi, \pi)$. Assumindo independência estatística entre amplitude e fase, calculamos as variâncias das partes real e imaginária. Quando $N \rightarrow \infty$, a distribuição converge para uma gaussiana, segundo o teorema do limite central. Com isso, as funções de densidade de probabilidade (PDF) de A_r e A_i são dadas por:

$$P(A_r, A_i) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{A_r^2 + A_i^2}{2\sigma^2}}. \quad (32)$$

Para as variâncias, temos

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{k=1}^N \langle |a_k|^2 \rangle. \quad (33)$$

O resultado do fasor complexo exibe uma natureza circular devido aos contornos circulares da densidade de probabilidade no plano complexo. Explorando as estatísticas bem estabelecidas da amplitude complexa, nosso objetivo está na compreensão das propriedades estatísticas relacionadas à intensidade em um padrão de *speckles* polarizado. Para atingir esse objetivo, derivaremos as PDFs correspondentes à fase e à intensidade do *speckle*. As grandezas de intensidade e fase são expressas como:

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |u(x, y, z; t)|^2 dt = |A(x, y, z)|^2, \quad (34)$$

onde,

$$I = A_r^2 + A_i^2, \quad (35)$$

$$\theta = \arctan \left(\frac{A_i}{A_r} \right). \quad (36)$$

A transformação da função de densidade de probabilidade da equação 32 revela a construção da função conjunta associada. Ao realizar essa transformação, estamos efetivamente explorando a relação entre as variáveis de fase e intensidade, desdobrando camadas adicionais de informações sobre o comportamento do campo elétrico resultante.

$$P(I, \theta) = P(A_r, A_i) \|J\|, \quad (37)$$

onde,

$$\|J\| = \left\| \begin{array}{cc} \frac{\partial A_r}{\partial I} & \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \\ \frac{\partial A_i}{\partial I} & \frac{\partial A_i}{\partial \theta} \end{array} \right\| \quad (38)$$

onde $P(A_r, A_i)$ é a função de densidade conjunta das amplitudes real e imaginária, e $\|J\|$ é a magnitude do determinante Jacobiano da transformação entre as variáveis (A_r, A_i) e (I, θ) . A expressão resulta da relação entre as funções de densidade conjunta e da transformação de variáveis.

$$P(I, \theta) = \frac{1}{4\pi\sigma^2} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}}, \quad \text{para } I \geq 0 \text{ e } -\pi \leq \theta \leq \pi. \quad (39)$$

Nos casos contrários aos definidos nas inequações acima, $P(I, \theta) = 0$. A partir dessa equação, derivamos a função de densidade marginal da fase, $P(\theta)$, dada por:

$$P(\theta) = \int_{-\pi}^{\pi} P(I, \theta) dI = \frac{1}{2\pi}, \quad \text{para } -\pi \leq \theta \leq \pi, \quad (40)$$

e zero para quaisquer outras condições. Com isso, a função de densidade de probabilidade da separação marginal da intensidade com $I \geq 0$ será:

$$P(I) = \int_{-\pi}^{\pi} P(I, \theta) d\theta = \frac{1}{2\sigma^2} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}}. \quad (41)$$

Ainda, o n -ésimo momento da intensidade dos *speckles* é expresso tal que:

$$\langle I^n \rangle = \int_0^{\infty} I^n P(I) dI = n! (2\sigma^2)^n. \quad (42)$$

Para $n = 1$, a média é igual a $2\sigma^2$, e a variância pode ser deduzida como:

$$\langle I^2 \rangle = 2\langle I \rangle^2, \quad (43a)$$

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2. \quad (43b)$$

Assim, observamos que o desvio padrão σ_I da intensidade do *speckle* polarizado é igual à intensidade média. Substituindo a equação 42, para $n = 1$, na equação 41, obtemos a função de densidade de probabilidade para o padrão de *speckles* polarizado em função da média de intensidade:

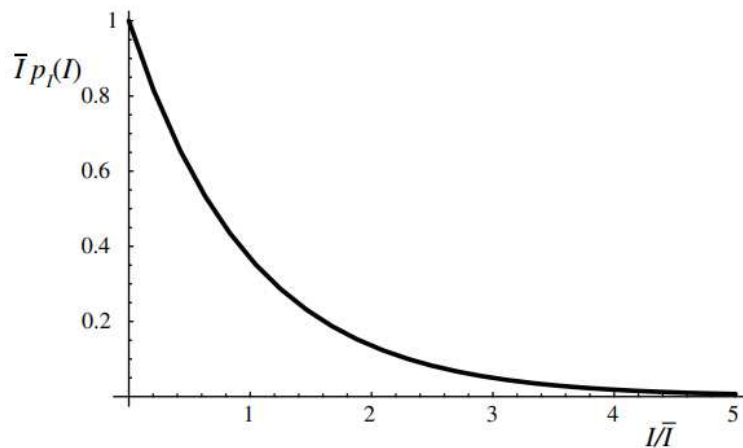
$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}}, \quad \text{para } I \geq 0. \quad (44)$$

Nos casos contrários ao definido na inequação acima, $P(I) = 0$. Finalmente, a função de densidade de probabilidade normalizada da equação 44 é ilustrada na figura 9.

Outro parâmetro importante para o estudo do fenômeno *speckle* é o contraste C , que representa a medida da flutuação de intensidade do padrão de *speckles* em comparação com a média de intensidade. O contraste está intimamente relacionado ao grau de coerência da fonte, onde um valor de $C = 0$ fornece informações sobre a total incoerência e $C = 1$ indica total coerência. Assim, o contraste de um padrão de *speckle* polarizado é definido por

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}. \quad (45)$$

Figura 9 – Função de densidade de probabilidade normalizada de um padrão de *speckles* polarizado.



Fonte: (GOODMAN, 2020)

Já a estatística de segunda ordem nos permite calcular como as intensidades luminosas em diferentes pontos do padrão de *speckles* estão relacionadas entre si. Isso é realizado por meio das funções de correlação, que oferecem uma metodologia eficaz para comparar as intensidades em pontos distintos da imagem, seja no espaço ou ao longo do tempo. Dessa forma, podemos avaliar a evolução dos padrões de *speckles* e suas propriedades estatísticas.

Abordaremos as equações relevantes para a análise das estatísticas de segunda ordem em padrões de *speckles*, que envolve uma série de equações fundamentais e será crucial para nossa posterior descrição. Começaremos considerando um cenário hipotético no qual um objeto difuso está girando no plano O , representado pela coordenada vetorial $\vec{x} = (x, y)$. A luz espalhada por esse objeto passa por um sistema óptico com uma função de transferência $\vec{K} = (\vec{X}; \vec{x})$ e forma um padrão granular no plano I , representado pela coordenada vetorial $\vec{X} = (X, Y)$. Suponhamos que a amplitude complexa da luz que ilumina o plano do objeto e a função de transferência do objeto no tempo t

sejam representadas, respectivamente, por $U_0(\vec{x})$ e $a_0(\vec{x}, t)$. Nesse contexto, a amplitude do *speckle* no plano de detecção é descrita pela seguinte equação

$$a(\vec{X}, t) = e^{-i\omega t} \int U_0(\vec{x}) a_0(\vec{x}, t) \vec{K}(\vec{X}, \vec{x}) d^2\vec{x}. \quad (46)$$

Na equação fornecida, ω representa a frequência angular da luz coerente, enquanto a_0 é uma função estatística que emerge devido à dispersão aleatória de luz a partir de um objeto difuso. Essa função estatística descreve as características da luz espalhada, incluindo suas propriedades de fase (φ) e amplitude, que podem variar de forma aleatória devido às características do objeto difuso.

A função é geralmente expressa como uma função estatística porque as características da superfície do objeto difuso podem variar significativamente de um ponto para outro. Isso resulta em variações na amplitude U_0 e na fase da luz espalhada, levando a uma distribuição aleatória dessas propriedades. Portanto, é uma representação estatística que leva em consideração essa aleatoriedade na dispersão da luz pelo objeto difuso, assim:

$$a_0(\vec{x}, t) = e^{i\varphi(\vec{x}, t)}, \quad (47)$$

sendo a fase da onda representada como um exponencial complexo,

$$\varphi(\vec{x}, t) = \varphi(\vec{x} - \vec{v}t), \quad (48)$$

onde φ varia com a posição x e o tempo t , seguindo uma relação de proporcionalidade com a velocidade v .

Por outro lado, a fonte de luz coerente com perfil espacial gaussiano, representada por U_0 tem suas próprias características intrínsecas, como distribuição espacial e amplitude, tal como:

$$U_0(\vec{x}) = e^{iksen(\theta x) + i\frac{k}{2\sigma}|\vec{x}|^2}. \quad (49)$$

Nessa equação, k representa o número de onda, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, onde λ é o comprimento de onda da luz coerente. O ângulo de incidência da luz em relação ao eixo óptico é denotado por θ e σ representa a curvatura da frente de onda no plano do objeto. Para compreender a distribuição de intensidade dos padrões de *speckles*, consideramos a intensidade no plano de detecção, que é definida como:

$$I(\vec{X}, t) = a(\vec{X}, t) a^*(\vec{X}, t). \quad (50)$$

Aqui, $a(\vec{X}, t)$ representa a amplitude complexa da luz no plano de detecção, que é influenciada pela interação da luz com o objeto difuso. Supomos que a área iluminada pela luz coerente seja significativamente maior do que a rugosidade microscópica do objeto. Devido ao grande número

de células de espalhamento que contribuem para a formação da amplitude complexa no plano de detecção, podemos considerar que a amplitude complexa a^* segue um processo aleatório gaussiano complexo. Nesse contexto, podemos calcular a função de correlação de espaço-tempo normalizada da intensidade da luz de espalhamento, sendo:

$$g_{(self)}^{(2)} = \frac{\langle I(\vec{X}_1, t_1)I(\vec{X}_2, t_2) \rangle}{\langle I(\vec{X}_1, t_1) \rangle \langle I(\vec{X}_2, t_2) \rangle}. \quad (51)$$

Esta é uma expressão que descreve a função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}$, onde $\langle I(\vec{X}, t) \rangle$ representa uma média na dimensão transversal X, Y . Ela compara a intensidade em dois pontos diferentes \vec{X}_1, t_1 e \vec{X}_2, t_2 em relação às médias dessas intensidades.

A equação de Siegert (SIEGERT, 1943) estabelece uma conexão direta entre a função de correlação de segunda ordem, frequentemente representada como $g^{(2)}$, e a função de correlação de primeira ordem, denotada como $g^{(1)}$. Essa relação é uma ferramenta importante na caracterização dos padrões de *speckles*, pois nos permite analisar como as flutuações de intensidade de segunda ordem estão relacionadas às flutuações de intensidade de primeira ordem, sendo:

$$g^{(2)} = 1 + |g^{(1)}|^2. \quad (52)$$

onde, a função de correlação de primeira ordem $g^{(1)}$ é dada por:

$$g^{(1)} = \frac{\langle a(\vec{X}_1, t_1)a^*(\vec{X}_2, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |a(\vec{X}_1, t_1)|^2 \rangle \langle |a(\vec{X}_2, t_2)|^2 \rangle}}. \quad (53)$$

Em particular, foi dada ênfase exclusivamente à utilização da função de correlação espacial. Isso implica que a análise se concentrou nas correlações de intensidade luminosa em diferentes regiões espaciais do padrão de *speckles*, deixando de lado a componente temporal das flutuações. A autocorrelação foi explorada como uma medida da correlação entre padrões de *speckles* gerados com a mesma intensidade I e é representada pela equação 51, visto em Ohtsubo (1981) como:

$$g(\Delta r)_{(self)}^{(2)} = \frac{\langle \int I(r)I(r + \Delta r)d^2r \rangle}{\int \langle I(r) \rangle \langle I(r + \Delta r) \rangle d^2r}. \quad (54)$$

Por outro lado, estamos interessados em analisar também o comportamento da correlação cruzada que compara as intensidades entre dois pontos, provenientes de dois padrões distintos, separados uma distância Δr em relação às médias dessas intensidades para os campos incidentes, sendo:

$$g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)} = \frac{\langle \int I_1(r)I_2(r + \Delta r)d^2r \rangle}{\int \langle I_1(r) \rangle \langle I_2(r + \Delta r) \rangle d^2r}. \quad (55)$$

A autocorrelação espacial quanto a correlação cruzada espacial desempenham papéis fundamentais nesta dissertação para a detecção dos fenômenos de EIT e EIA baseados nas variações das propriedades estatísticas dos campos que interagem com o meio atômico.

3 TÉCNICA DA ESPECTROSCOPIA DE CORRELAÇÃO ESPACIAL - SISTEMA Λ E

N

Neste capítulo, propomos uma nova técnica para obter informações espectrais de um meio atômico, através da análise das funções de correlação entre os campos que interagem com o meio. Inicialmente, discutiremos uma metodologia teórica para entender como as informações espectrais e de dispersão do meio atômico podem ser extraídas a partir da análise estatística da distribuição espacial de intensidade do feixe transmitido. Para obter isto, após um feixe passar pelo *ensemble* atômico é conduzido para atravessar por um difusor de luz que irá produzir um padrão de *speckles*. Através da análise da função de correlação de segunda do padrão de *speckles* foi desenvolvido um procedimento para a identificação das ressonâncias do meio. Para esclarecer os fundamentos da nova técnica, detalhamos analiticamente a formação dos efeitos do EIT e EIA, a partir da modelagem do meio, considerando os átomos como sendo descritos por um sistema tipo Λ ou tipo N . De posse das coerências obtidas analiticamente, encontramos a susceptibilidade do meio e, através da simulação numérica do nosso aparato de detecção, obtemos espectros de absorção através da função de correlação de segunda ordem da distribuição espacial do feixe. Além disso, discute-se uma breve análise das estruturas fina e hiperfina do átomo de césio e o aparato experimental projetado para a realização das medidas experimentais.

3.1 SISTEMA Λ

No capítulo anterior, introduzimos um tratamento analítico da interação de um átomo de três níveis com dois feixes, na configuração Λ . Agora, expandimos essa análise considerando em detalhes os efeitos do decaimento de população e da perda de coerência entre os níveis. Esses fatores são essenciais para compreender a resposta de um sistema atômico aos campos eletromagnéticos externos, resultando na largura espectral observada experimentalmente.

Para calcular os espectros de absorção e dispersão, utilizaremos o formalismo da matriz densidade, que nos permite obter uma expressão analítica para a largura da EIT, ilustrado na figura 1. Os resultados obtidos serão interpretados à luz do efeito de CPT e, também, por meio de processos de interferência quântica devido ao deslocamento Stark dos estados vestidos (AHMED et al., 2012).

No formalismo da matriz densidade, a equação 1, pode ser reescrita para o sistema Λ mostrado na figura 1, na forma:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{pmatrix}. \quad (56)$$

A evolução temporal do sistema é dada pela equação de Liouville 2, na qual deve ser acrescentado os termos de decaimento espontâneo e perda de coerência,

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] + \hat{\Gamma}, \quad (57)$$

onde $\hat{\Gamma}$ representa a matriz de relaxação,

$$\hat{\Gamma} = i\hbar \begin{pmatrix} -\Gamma\rho_{aa} & -\Gamma'\rho_{ab} & -\Gamma'\rho_{ac} \\ -\Gamma'\rho_{ba} & \Gamma'\rho_{aa} & -\gamma\rho_{bc} \\ -\Gamma'\rho_{ca} & -\gamma\rho_{cb} & \Gamma'\rho_{aa} \end{pmatrix}. \quad (58)$$

Denotamos $\Gamma' = \frac{\Gamma}{2}$ por simplicidade, onde Γ representa a taxa de decaimento da população do estado excitado, enquanto que γ é a taxa de perda de coerência entre os estados σ_{cb} . Considerando o Hamiltoniano da equação 57 como sendo dado pela expressão obtida em 22, conseguimos resolver a equação de Liouville e obtemos:

$$\dot{\rho}_{aa} = i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{ca} - i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{ac} + i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{ba} - i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{ab} - \Gamma\rho_{aa}, \quad (59a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{ab} - i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{ba} + \Gamma'\rho_{aa}, \quad (59b)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{ac} - i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{ca} + \Gamma'\rho_{aa}, \quad (59c)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{cb} + i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{bb} - i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{aa} - i\omega_0 \rho_{ab} - \Gamma'\rho_{ab}, \quad (59d)$$

$$\dot{\rho}_{ba} = -i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{bc} - i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{bb} + i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{aa} + i\omega_0 \rho_{ba} + \Gamma'\rho_{ba}, \quad (59e)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{cc} + i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{bc} - i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{aa} - i\omega_0 \rho_{ac} - \Gamma'\rho_{ac}, \quad (59f)$$

$$\dot{\rho}_{ca} = -i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{cc} - i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{cb} + i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{aa} + i\omega_0 \rho_{ca} + \Gamma'\rho_{ca}, \quad (59g)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \rho_{ab} - i\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} \rho_{ca} - \gamma_{cb} \rho_{cb}, \quad (59h)$$

$$\dot{\rho}_{bc} = -i\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} \rho_{ba} + i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} \rho_{ac} + \gamma_{bc} \rho_{bc}. \quad (59i)$$

Note que, devido a hermiticidade da matriz densidade $\dot{\rho}_{ij}$ é o complexo conjugado de $\dot{\rho}_{ji}$. Com isso, iremos omitir as equações complexa conjugadas do nosso sistema linear, apresentando apenas seis equações no que se segue.

Quando um campo eletromagnético interage com um átomo, ocorre a indução de um momento de dipolo elétrico. Em um estado estacionário, esse momento do dipolo elétrico oscila na mesma frequência do campo eletromagnético. Com base nisso, é possível empregar uma abordagem específica para análise, conhecida como a aproximação de variáveis lentas, que expressa as coerências como sendo dadas pela multiplicação de um termo que evolui lentamente no tempo por um termo que oscila na frequência óptica, como abaixo:

$$\rho_{aa} = \sigma_{aa}, \quad (60a)$$

$$\rho_{bb} = \sigma_{bb}, \quad (60b)$$

$$\rho_{cc} = \sigma_{cc}, \quad (60c)$$

$$\rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{-i\omega_2 t}, \quad (60d)$$

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{-i\omega_1 t}, \quad (60e)$$

$$\rho_{cb} = \sigma_{cb} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}. \quad (60f)$$

Nesse contexto de aproximação, as funções σ variam lentamente ao longo do tempo. Portanto, ao substituir as relações dadas pelo sistema de equações 60 no sistema 59, obtemos a evolução temporal das coerências nas variáveis lentas, conforme as seguintes equações:

$$\dot{\sigma}_{aa} = i\Omega_2 \sigma_{ca} - i\Omega_2^* \sigma_{ac} + i\Omega_1 \sigma_{ba} - i\Omega_1^* \sigma_{ab} - \Gamma \sigma_{aa}, \quad (61a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega_1^* \sigma_{ab} - i\Omega_1 \sigma_{ba} + \Gamma' \sigma_{aa}, \quad (61b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = i\Omega_2^* \sigma_{ac} - i\Omega_2 \sigma_{ca} + \Gamma' \sigma_{aa}, \quad (61c)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = i\Omega_2 \sigma_{cc} - i\Omega_2 \sigma_{aa} + i\Omega_1 \sigma_{bc} - (i\Delta_2 + \Gamma') \sigma_{ac}, \quad (61d)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = i\Omega_1 \sigma_{bb} - i\Omega_1 \sigma_{aa} + i\Omega_2 \sigma_{cb} - (i\Delta_1 + \Gamma') \sigma_{ab}, \quad (61e)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = i\Omega_2^* \sigma_{ab} - i\Omega_1 \sigma_{ca} + (i\delta - \gamma) \sigma_{cb}, \quad (61f)$$

onde,

$$\Delta_1 = \omega_0 - \omega_1, \quad (62a)$$

$$\Delta_2 = \omega_0 - \omega_2, \quad (62b)$$

$$\delta = \Delta_2 - \Delta_1. \quad (62c)$$

Acrescentando a igualdade $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1$ que expressa que o sistema é fechado, obtemos as equações de Bloch para o sistema Λ .

Ao empregarmos o formalismo da matriz densidade, o valor esperado do operador no momento do dipolo elétrico, é expresso como $\langle \hat{d} \rangle = Tr [\hat{\rho} \hat{d}]$. Com isso, podemos reescrever a polarização macroscópica induzida da equação 10,

$$\vec{P} = N(d_{ab}\rho_{ab} + d_{ac}\rho_{ac}) + c.c. \quad (63)$$

Para observar o espectro de absorção e dispersão do meio para o feixe de prova, combinamos o resultado obtido em 63 com aqueles obtidos em 11 e 60e. Desta forma, temos:

$$P_{ab} = N(d_{ab}\sigma_{ab}e^{-i\omega_1 t}) = \epsilon_0\chi_1 E_{01}e^{-i\omega_1 t}, \quad (64)$$

Portanto, podemos obter a susceptibilidade induzida por Ω_1 como sendo

$$\chi_1 = \frac{Nd_{ab}}{\epsilon_0 E_{01}} \sigma_{ab}. \quad (65)$$

Agora, é necessário determinar as expressões das coerências em estado estacionário, momento em que o sistema estará no “estado escuro” e poderemos observar o efeito de EIT. Embora seja possível resolver o sistema de equações no regime estacionário, essa abordagem pode ser bastante trabalhosa. Uma alternativa seria escrever essas equações na forma matricial e aplicar métodos de matriz inversa. No entanto, esse caminho também seria trabalhoso, tendo como solução imediata aquela trivial, na qual todas as populações e coerências seriam igualmente nulas.

Portanto, para superar essas limitações, optamos por resolver as equações 61 em estado estacionário, ou seja, quando $\dot{\sigma}_{ij} = 0$ usando métodos perturbativos. Para nosso sistema, estamos interessados em obter os espectros de absorção e dispersão do campo Ω_1 , que chamamos de feixe de sinal. Nessa situação, consideramos o campo Ω_1 como sendo o feixe fraco (feixe sinal ou prova) e o Ω_2 como sendo o feixe forte (feixe de bombeio). Com isso, propomos que $\Omega_2 \gg \Omega_1$. Desta forma, obtemos as coerências e populações em ordens de perturbação do campo Ω_1 e de forma não perturbativa (ou em todas as ordens de perturbação) no campo Ω_2 .

Embora represente uma simplificação, esse método nos fornecerá resultados aproximados que tendem a solução exata à medida que a ordem da perturbação se aproxima do infinito. Para encontramos as expressões analíticas em ordem zero de perturbação, em estado estacionário, ou seja, $\dot{\sigma}_{i,j} = 0$, trocando $\sigma_{i,j}$ por substituindo $\sigma_{i,j}^{(0)}$ e os termos que possuem dependência de Ω_1 serão considerados nulos na equação 61. Desta forma, obtemos a ordem zero de perturbação,

$$0 = i\Omega_2\sigma_{ca}^{(0)} - i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(0)} - \Gamma\sigma_{aa}^{(0)}, \quad (66a)$$

$$0 = \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)}, \quad (66b)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{ca}^{(0)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)}, \quad (66c)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(0)} + (i\delta - \gamma)\sigma_{cb}^{(0)}, \quad (66d)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cb}^{(0)} - (i\Delta_1 + \Gamma')\sigma_{ab}^{(0)}, \quad (66e)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cc}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{aa}^{(0)} - (i\Delta_2 + \Gamma')\sigma_{ac}^{(0)}, \quad (66f)$$

cuja solução $\sigma_{aa}^{(0)} = \sigma_{cc}^{(0)} = \sigma_{ca}^{(0)} = \sigma_{ab}^{(0)} = \sigma_{ac}^{(0)} = \sigma_{cb}^{(0)} = 0$ e o termo $\sigma_{bb}^{(0)}$ tem seu valor livre que é definido como uma constante, tal que

$$\sigma_{bb}^{(0)} = k_{bb0}. \quad (67)$$

A ordem zero não nos fornece expressões para $\sigma_{ab}^{(0)}$ e $\sigma_{ac}^{(0)}$ não nulas. Consequentemente precisamos ir para ordens superiores até encontramos o primeiro termo não nulo das coerências desejadas, visto que são de suma importância para avaliarmos a função de autocorrelação e correlação cruzada dos campos. Um processo análogo é realizado na primeira ordem de perturbação, mas agora consideramos que as coerências que multiplicam o campo Ω_1 são de ordem um, de forma que a equação seja de primeira ordem. Aplicando esse método e substituindo os valores obtidos em ordem zero, temos:

$$0 = i\Omega_2\sigma_{ca}^{(1)} - i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(1)} - \Gamma\sigma_{aa}^{(1)}, \quad (68a)$$

$$0 = \Gamma'\sigma_{aa}^{(1)}, \quad (68b)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(1)} - i\Omega_2\sigma_{ca}^{(1)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(1)}, \quad (68c)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(1)} + (i\delta - \gamma)\sigma_{cb}^{(1)}, \quad (68d)$$

$$0 = k_{bb0}i\Omega_1 + i\Omega_2\sigma_{cb}^{(1)} - (i\Delta_1 + \Gamma')\sigma_{ab}^{(1)}, \quad (68e)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cc}^{(1)} - i\Omega_2\sigma_{aa}^{(1)} - (i\Delta_2 + \Gamma')\sigma_{ac}^{(1)}. \quad (68f)$$

Resolvendo as equações acima, temos que $\sigma_{aa}^{(1)} = \sigma_{cc}^{(1)} = \sigma_{ca}^{(1)} = \sigma_{ac}^{(1)} = 0$ e, similarmente, o termo $\sigma_{bb}^{(1)}$ possui valor livre, a qual é atribuído uma constante. Dessa forma, obtemos as seguintes expressões para as coerências e população não nulas em primeira ordem de perturbação:

$$\sigma_{bb}^{(1)} = k_{bb1}, \quad (69)$$

$$\sigma_{ab}^{(1)} = \frac{ik_{bb0}\Omega_1(i\delta - \gamma)}{(i\Delta_1 + \Gamma')(i\delta - \gamma) - |\Omega_2|^2}, \quad (70)$$

$$\sigma_{cb}^{(1)} = \frac{k_{bb0}\Omega_1\Omega_2^*}{(i\Delta_1 + \Gamma')(i\delta - \gamma) - |\Omega_2|^2}. \quad (71)$$

Vemos que na primeira ordem de perturbação é possível obter o espectro de absorção e dispersão do feixe fraco, como mencionado anteriormente. No entanto, para analisar a correlação cruzada entre os campos precisamos de um termo $\sigma_{ac} \neq 0$. Realizando um método análogo ao aplicado anteriormente, mas agora para a segunda ordem de perturbação, obtemos as equações abaixo:

$$0 = i\Omega_2\sigma_{ca}^{(2)} - i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(2)} + i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} - i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} - \Gamma\sigma_{aa}^{(2)}, \quad (72a)$$

$$0 = i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} - i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(2)}, \quad (72b)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{ca}^{(2)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(2)}, \quad (72c)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cc}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{aa}^{(2)} + i\Omega_1\sigma_{bc}^{(1)} - (i\Delta_2 + \Gamma')\sigma_{ac}^{(2)}, \quad (72d)$$

$$0 = i\Omega_1\sigma_{bb}^{(1)} - i\Omega_1\sigma_{aa}^{(1)} + i\Omega_2\sigma_{cb}^{(2)} - (i\Delta_1 + \Gamma')\sigma_{ab}^{(2)}, \quad (72e)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(2)} - i\Omega_1\sigma_{ca}^{(1)} + (i\delta - \gamma)\sigma_{cb}^{(2)}. \quad (72f)$$

Podemos considerar que, para segunda ordem de perturbação, não temos populações no estado excitado $|a\rangle$ e devido ao bombeamento do feixe forte transferir a população o estado fundamental $|c\rangle$ para o $|b\rangle$, temos:

$$\sigma_{aa}^{(2)} = 0. \quad (73)$$

A população do estado “b” em segunda ordem é um valor livre, assim como a população do estado “c”. Assim, definimos:

$$\sigma_{bb}^{(2)} = k_{bb2}, \quad (74a)$$

$$\sigma_{cc}^{(2)} = k_{cc2}. \quad (74b)$$

Resolvendo as equações 72, obtemos que as coerencias σ_{ab} e σ_{cb} são as mesmas expressões em ordem zero, com exceção de uma constante, e nessa ordem obtemos uma expressão analítica para σ_{ac} , conforme explicitado abaixo:

$$\sigma_{ab}^{(2)} = \frac{ik_{bb1}\Omega_1(i\delta - \gamma)}{(i\Delta_1 + \Gamma')(i\delta - \gamma) - |\Omega_2|^2}, \quad (75)$$

$$\sigma_{cb}^{(2)} = \frac{k_{bb1}\Omega_1\Omega_2^*}{(i\Delta_1 + \Gamma')(i\delta - \gamma) - |\Omega_2|^2}, \quad (76)$$

$$\sigma_{ac}^{(2)} = \frac{-k_{bb0}\Omega_2|\Omega_1|^2}{(i\Delta_2 + \Gamma')[|\Omega_2|^2 + (-i\delta - \gamma)(i\Delta_1 - \Gamma')]} + \frac{i\Omega_2 k_{cc2}}{i\Delta_2 + \Gamma'}. \quad (77)$$

Para obter uma expressão para as constantes definidas às populações do estado “b” e “c” que são diferentes de zero, consideramos a equação que determina um sistema fechado, ou seja, a soma das populações sendo igual a 1. Além disso, consideramos que as populações nos estados fundamentais são proporcionais aos campos, de tal forma que respeite nossa condição anterior e tenha uma relação direta com o campo responsável por cada transição. Logo:

$$k_{bb0} + k_{bb1} + k_{bb2} + k_{cc2} = 1, \quad (78a)$$

$$k_{bb0} + k_{bb1} + k_{bb2} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2}, \quad (78b)$$

$$k_{cc2} = \frac{\Omega_1}{\Omega_1 + \Omega_2}. \quad (78c)$$

No método perturbativo, a solução final é a soma das soluções em cada ordem de perturbação. Dessa forma, quando nos referirmos a coerência σ_{ab} , por exemplo, devemos lembrar que a solução considera todas as ordens de perturbação. Dessa forma, podemos expressar o resultado final como sendo:

$$\sigma_{ab} \approx \sigma_{ab}^{(0)} + \sigma_{ab}^{(1)} + \sigma_{ab}^{(2)} + \dots \quad (79)$$

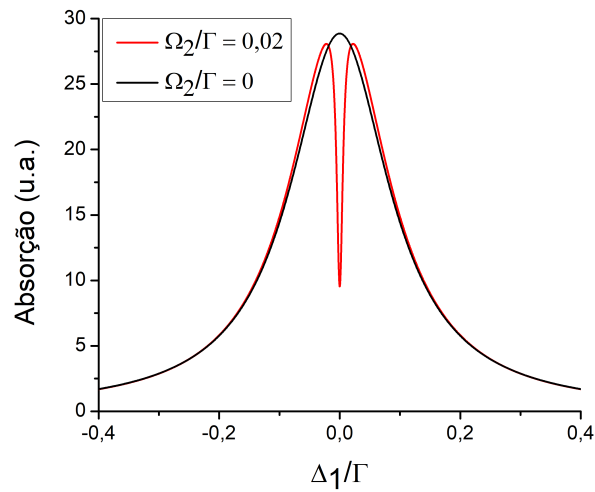
Conforme definido pela equação 65, podemos rescrever a susceptibilidade do meio utilizando os resultados obtidos em 70, 75, 78 e substituídos em 79.

$$\chi_1 = \frac{Nd_{ab}}{\epsilon_0 E_{01}} \frac{i\Omega_1(i\delta - \gamma)}{(i\Delta_1 + \Gamma')(i\delta - \gamma) - |\Omega_2|^2} (k_{bb0} + k_{bb1}), \quad (80)$$

Lembre-se que, a parte imaginária de 80 fornece o espectro de absorção associado ao feixe de sinal, enquanto a parte real de 80 nos fornece o espectro de dispersão, conforme ilustrado nas figuras 10 e 11, respectivamente.

Primeiramente, ao analisar a absorção do meio é importante considerar o campo de controle Ω_2 ressonante com a transição a \longleftrightarrow c, o que significa que $\Delta_2 = 0$. Quando a frequência Δ_1 se encontra próxima de zero, isso cria a condição de ressonância, resultando em uma notável diminuição na absorção visto na figura 10. Nesse ponto, o meio se torna transparente à radiação na ressonância, o que caracteriza o efeito de transparência eletromagneticamente induzida. Podemos relacionar esse

Figura 10 – Absorção para o feixe de prova em um sistema tipo Λ . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\gamma/\Gamma = 0,002$.

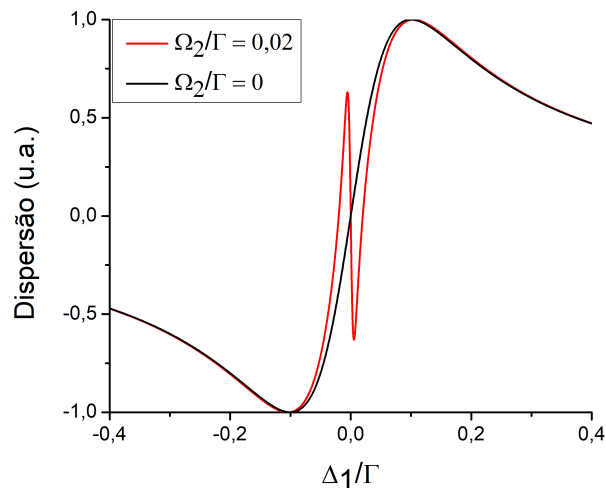


Fonte: A autora, 2023.

fenômeno ao CPT, onde a coerência entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ leva à formação de um estado escuro, como explicado anteriormente na seção 2.2.1.

A dispersão do meio, relacionada à parte real da susceptibilidade, também é influenciada pela presença do feixe de controle, conforme ilustrado na figura 11. Notavelmente, a curva de dispersão exibe uma inclinação acentuada nas proximidades da ressonância. Essa inclinação abrupta resulta em uma variação significativa do índice de refração do meio, em função da frequência do campo incidente. Como resultado, a velocidade de grupo de um pulso de luz propagando-se nesse meio é drasticamente reduzida possibilitando a observação do fenômeno de luz lenta (MILONNI, 2005).

Figura 11 – Dispersão para o feixe de prova em um sistema tipo Λ . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5\text{MHz}$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\gamma/\Gamma = 0,002$.



Fonte: A autora, 2023.

3.2 SISTEMA N

Com base nos princípios discutidos ao longo desse capítulo, realizamos uma breve análise das considerações iniciais que são fundamentais para a elaboração do nosso modelo, considerando os átomos descritos por um sistema do tipo N ilustrado na figura 6. A partir dessas considerações, procederemos à formulação do hamiltoniano que descreverá o sistema em estudo. Este processo será análogo a seção anterior, então omitiremos expressões que se repetiriam ao longo da construção para obtenção da susceptibilidade e evidenciaremos apenas os termos que não foram discutidos anteriormente.

No hamiltoniano do átomo livre, teremos dois termos com energias não nulas que estão no estado excitado, assim:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_0 |d\rangle \langle d|, \quad (81)$$

No hamiltoniano de interação, devido a regra de seleção do momento de dipolo temos a adição dos termos de acoplamento dos estados $d \longleftrightarrow b$, tornando o momento de dipolo dado por:

$$\vec{d} = \vec{d}_{ca} |c\rangle \langle a| + \vec{d}_{ac} |a\rangle \langle c| + \vec{d}_{ba} |b\rangle \langle a| + \vec{d}_{ab} |a\rangle \langle b| + \vec{d}_{bd} |b\rangle \langle d| + \vec{d}_{db} |d\rangle \langle b|. \quad (82)$$

Reescrevendo o hamiltoniano de interação da equação 14, temos:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & -\frac{d_{ba}E_{01}e^{ik_1z}}{2} |b\rangle \langle a| e^{-it(\omega_1+\omega_{ab})} - \frac{d_{ba}E_{01}^*e^{-ik_1z}}{2} |b\rangle \langle a| e^{it(\omega_1-\omega_{ab})} \\ & -\frac{d_{ab}E_{01}e^{ik_1z}}{2} |a\rangle \langle b| e^{-it(\omega_1-\omega_{ab})} - \frac{d_{ab}E_{01}^*e^{-ik_1z}}{2} |a\rangle \langle b| e^{it(\omega_1+\omega_{ab})} \\ & -\frac{d_{ac}E_{02}e^{ik_2z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{-it(\omega_2-\omega_{ac})} - \frac{d_{ac}E_{02}^*e^{-ik_2z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{it(\omega_2+\omega_{ac})} \\ & -\frac{d_{ca}E_{02}e^{ik_2z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{-it(\omega_2+\omega_{ac})} - \frac{d_{ca}E_{02}^*e^{-ik_2z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{it(\omega_2-\omega_{ac})} \\ & -\frac{d_{bd}E_{02}e^{ik_2z}}{2} |b\rangle \langle d| e^{-it(\omega_2-\omega_{bd})} - \frac{d_{bd}E_{02}^*e^{-ik_2z}}{2} |b\rangle \langle d| e^{it(\omega_2+\omega_{bd})} \\ & -\frac{d_{db}E_{02}e^{ik_2z}}{2} |d\rangle \langle b| e^{-it(\omega_2-\omega_{db})} - \frac{d_{db}E_{02}^*e^{-ik_2z}}{2} |d\rangle \langle b| e^{it(\omega_2+\omega_{db})}, \end{aligned} \quad (83)$$

considerando $d_{ac} = d_{db}$. A frequência de Rabi definida para o Ω_2 na equação 20b pode ser redefinida de tal forma:

$$\Omega_2 = \frac{d_{ac}E_{02}e^{ik_2z}}{2\hbar} = \frac{d_{db}E_{02}e^{ik_2z}}{2\hbar}. \quad (84)$$

Novamente, notamos termos que oscilam com frequências rápidas e podem ser desprezadas pela aproximação da onda girante. Por fim, o hamiltoniano total do sistema dado pela equação 12 para a configuração do tipo N é dada por:

$$\begin{aligned}
\hat{H} = & -\hbar\Omega_1 |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2 |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_2 t} \\
& - \hbar\Omega_1^* |b\rangle \langle a| e^{i\omega_1 t} - \hbar\Omega_2^* |c\rangle \langle a| e^{i\omega_2 t} \\
& - \hbar\Omega_2^* |b\rangle \langle d| e^{i\omega_2 t} - \hbar\Omega_2 |d\rangle \langle b| e^{-i\omega_2 t} \\
& + \hbar\omega_0 |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_0 |d\rangle \langle d|.
\end{aligned} \tag{85}$$

No formalismo da matriz densidade, o operador densidade é:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} & \rho_{ad} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} & \rho_{bd} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} & \rho_{cd} \\ \rho_{da} & \rho_{db} & \rho_{dc} & \rho_{dd} \end{pmatrix}. \tag{86}$$

O operador densidade é fundamental para obtermos a evolução temporal do sistema regido da equação de Liouville 2. No entanto, além de considerar os termos de decaimento espontâneo e perda de coerência, consideraremos a entrada e saída de átomos. Uma vez que se considerarmos o sistema fechado cairemos na solução trivial, utilizando o método perturbativo. Assim de forma corrigida, temos:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \rho] + \hat{\Gamma} + \hat{\Lambda} + \hat{\beta}, \tag{87}$$

lembre-se que $\hat{\Gamma}$ é a matriz de decaimento espontâneo, dado por:

$$\hat{\Gamma} = i\hbar \begin{pmatrix} -\Gamma\rho_{aa} & -\Gamma'\rho_{ab} & -\Gamma'\rho_{ac} & -\gamma_{ad}\rho_{ad} \\ -\Gamma'\rho_{ba} & \Gamma'\rho_{aa} + \Gamma\rho_{dd} & -\gamma_{cb}\rho_{bc} + B\gamma_{ad}\rho_{da} & -\Gamma\rho_{bd} \\ -\Gamma'\rho_{ca} & -\gamma_{cb}\rho_{cb} + B\gamma_{ad}\rho_{ad} & \Gamma'\rho_{aa} & -\Gamma'\rho_{cd} \\ -\gamma_{ad}\rho_{da} & -\Gamma\rho_{db} & -\Gamma'\rho_{dc} & -\Gamma\rho_{dd} \end{pmatrix}. \tag{88}$$

Nesta matriz, Γ representa a taxa de decaimento de população dos estados excitados $|a\rangle$ e $|d\rangle$, enquanto γ_{ad} e γ_{cb} representam as taxas de perda das coerências ρ_{ad} e ρ_{cb} , respectivamente. É importante observar que γ_{ad} possui o mesmo valor de Γ , enquanto ρ_{cb} é predominantemente influenciada pelo tempo finito de interação dos átomos com a luz e por perdas de coerências devido a gradientes de campo magnético espúrios, colisões entre átomos, etc. Por fim, B é o parâmetro que controla a taxa de transferência de coerências dos estados excitados para os fundamentais.

A matriz $\hat{\Lambda}$ indica a taxa na qual os átomos entram no sistema. Apenas os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ apresentam termos relacionados à entrada de átomos, pois estamos considerando que os átomos

entram no sistema estando no estado fundamental, sendo:

$$\hat{\Lambda} = i\hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{bb} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{cc} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (89)$$

Já a matriz $\hat{\beta}$, representa a taxa de saída dos átomos no sistema,

$$\hat{\beta} = i\hbar \begin{pmatrix} -\beta\rho_{aa} & -\beta\rho_{ab} & -\beta\rho_{ac} & -\beta\rho_{ad} \\ -\beta\rho_{ba} & -\beta\rho_{bb} & 0 & -\beta\rho_{bd} \\ -\beta\rho_{ca} & 0 & -\beta\rho_{cc} & -\beta\rho_{cd} \\ -\beta\rho_{da} & -\beta\rho_{db} & -\beta\rho_{dc} & -\beta\rho_{dd} \end{pmatrix}. \quad (90)$$

Aqui também iremos consideramos a aproximação de váriaveis lentas e acrescentaremos às equações 59, os termos

$$\rho_{dd} = \sigma_{dd}, \quad (91a)$$

$$\rho_{ad} = \sigma_{ad}e^{-i(\omega_1-\omega_2)t}, \quad (91b)$$

$$\rho_{cd} = \rho_{cd}e^{-i(\omega_1-2\omega_2)t}, \quad (91c)$$

$$\rho_{db} = \sigma_{db}e^{-i\omega_2t}. \quad (91d)$$

Dessa forma, obtemos as equações de Bloch para a configuração do tipo N em um sistema aberto.

$$\dot{\sigma}_{aa} = i\Omega_2\sigma_{ca} - i\Omega_2^*\sigma_{ac} + i\Omega_1\sigma_{ba} - i\Omega_1^*\sigma_{ab} - (\Gamma + \beta)\sigma_{aa}, \quad (92a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega_2^*\sigma_{db} - i\Omega_2\sigma_{bd} - i\Omega_1\sigma_{ba} + i\Omega_1^*\sigma_{ab} + \Gamma'\sigma_{aa} + \Gamma\sigma_{dd} - \beta\sigma_{bb} + \lambda_{bb}, \quad (92b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = i\Omega_2^*\sigma_{ac} - i\Omega_2\sigma_{ca} + \Gamma'\sigma_{aa} - \beta\sigma_{cc} + \lambda_{cc}, \quad (92c)$$

$$\dot{\sigma}_{dd} = i\Omega_2\sigma_{bd} - i\Omega_2^*\sigma_{db} - (\Gamma + \beta)\sigma_{dd}, \quad (92d)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = i\Omega_2\sigma_{cb} - i\Omega_2\sigma_{ad} + i\Omega_1\sigma_{bb} - i\Omega_1\sigma_{aa} - (i\Delta_1 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ab}, \quad (92e)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = i\Omega_1\sigma_{bc} + i\Omega_2\sigma_{cc} - i\Omega_2\sigma_{aa} - (i\Delta_2 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ac}, \quad (92f)$$

$$\dot{\sigma}_{ad} = i\Omega_1\sigma_{bd} - i\Omega_2^*\sigma_{ab} + i\Omega_2\sigma_{cd} + (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}, \quad (92g)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = i\Omega_2^*\sigma_{ab} - i\Omega_1\sigma_{ca} - i\Omega_2\sigma_{cd} + (i\delta - \gamma_{cb})\sigma_{cb} + B\gamma_{ad}\sigma_{ad}, \quad (92h)$$

$$\dot{\sigma}_{cd} = i\Omega_2^*\sigma_{ad} - i\Omega_2^*\sigma_{cb} + (i\Delta_2 + i\delta - \Gamma' - \beta)\sigma_{cd}, \quad (92i)$$

$$\dot{\sigma}_{db} = i\Omega_2\sigma_{bb} - i\Omega_1\sigma_{da} - i\Omega_2\sigma_{dd} - (i\Delta_2 + \Gamma + \beta)\sigma_{db}. \quad (92j)$$

Note que, novamente estamos omitindo os complexos conjugados das coerências $\dot{\sigma}_{ba}$, $\dot{\sigma}_{ca}$, $\dot{\sigma}_{da}$, $\dot{\sigma}_{bc}$, $\dot{\sigma}_{dc}$ e $\dot{\sigma}_{db}$, visto que elas podem ser obtidas a partir das expressões 92e à 92j.

As equações 92 possuem mais termos do que as equações 61 de Bloch para o sistema de três níveis na configuração Λ , discutido na seção anterior. Encontrar soluções analíticas exatas para estas equações no estado estacionário torna-se ainda mais desafiador devido à sua complexidade. Portanto, optaremos por abordá-las utilizando métodos perturbativos no regime estacionário, seguindo o mesmo enfoque adotado anteriormente. Como σ_{cd} é uma transição de três fótons, esse termo terá baixa probabilidade de ocorrer e, como aproximação, o consideraremos nulo. Desta forma, podemos desconsiderar a equação associada a esta coerência. Como isso, obtemos a solução de 92 em regime estacionário, para ordem zero de perturbação:

$$0 = i\Omega_2\sigma_{ca}^{(0)} - i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(0)} - (\Gamma + \beta)\sigma_{aa}^{(0)}, \quad (93a)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{db}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{bd}^{(0)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)} + \Gamma\sigma_{dd}^{(0)} - \beta\sigma_{bb}^{(0)} + \lambda_{bb}, \quad (93b)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{ca}^{(0)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)} - \beta\sigma_{cc}^{(0)} + \lambda_{cc}, \quad (93c)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{bd}^{(0)} - i\Omega_2^*\sigma_{db}^{(0)} - (\Gamma + \beta)\sigma_{dd}^{(0)}, \quad (93d)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cb}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{ad}^{(0)} - (i\Delta_1 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ab}^{(0)}, \quad (93e)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cc}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{aa}^{(0)} - (i\Delta_2 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ac}^{(0)}, \quad (93f)$$

$$0 = -i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(0)} + (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(0)}, \quad (93g)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(0)} + (i\delta - \gamma_{cb})\sigma_{cb}^{(0)} + B\gamma_{ad}\sigma_{ad}^{(0)}, \quad (93h)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{bb}^{(0)} - i\Omega_2\sigma_{dd}^{(0)} - (i\Delta_2 + \Gamma + \beta)\sigma_{db}^{(0)}. \quad (93i)$$

Resolvendo o sistema linear acima, obtemos que $\sigma_{ab}^{(0)} = \sigma_{ad}^{(0)} = \sigma_{cb}^{(0)} = 0$ e as expressões:

$$\sigma_{aa}^{(0)} = \frac{|\Omega_2|^2(\Gamma + 2\beta)\lambda_{cc}}{|\Omega_2|^2(\Gamma' + 2\beta)(\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2]\beta}, \quad (94a)$$

$$\sigma_{bb}^{(0)} = \frac{\{2|\Omega_2|^2 + [\Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]\}(\lambda_{bb} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)})}{[\Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]\beta + 4|\Omega_2|^2\beta}, \quad (94b)$$

$$\sigma_{cc}^{(0)} = \frac{|\Omega_2|^2(\Gamma + 2\beta)\lambda_{cc} + (\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2]\lambda_{cc}}{|\Omega_2|^2(\Gamma' + 2\beta)(\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2]\beta}, \quad (94c)$$

$$\sigma_{dd}^{(0)} = \frac{|2\Omega_2|^2(\lambda_{bb} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)})}{[\Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]\beta + 4|\Omega_2|^2\beta}, \quad (94d)$$

$$\sigma_{ac}^{(0)} = \frac{i\Omega_2\lambda_{cc}(\Gamma + \beta)(-i\Delta_2 + \Gamma' + \beta)}{|\Omega_2|^2(\Gamma' + 2\beta)(\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2]\beta}, \quad (94e)$$

$$\sigma_{db}^{(0)} = \frac{i\Omega_2(i\Delta_2 + \Gamma + \beta)(\lambda_{bb} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(0)})}{[\Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]\beta + 4|\Omega_2|^2\beta}. \quad (94f)$$

Nessa solução, encontramos um termo de $\sigma_{ac} \neq 0$. Porém nessa expressão não aparecem termos cruzados dos campos Ω_1 e Ω_2 que serão necessários para a correlação cruzada. Além disso,

precisamos achar um termo de $\sigma_{ab} \neq 0$ e para isso seguiremos para ordens superiores. Para primeira ordem, temos:

$$i\Omega_2\sigma_{cb}^{(1)} - i\Omega_2\sigma_{ad}^{(1)} - (i\Delta_1 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ab}^{(1)} = i\Omega_1(\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{bb}^{(0)}), \quad (95a)$$

$$-i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(1)} + (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(1)} = -i\Omega_1\sigma_{bd}^{(0)}, \quad (95b)$$

$$i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(1)} + (i\delta - \gamma_{cb})\sigma_{cb}^{(1)} + B\gamma_{ad}\sigma_{ad}^{(1)} = i\Omega_1\sigma_{ca}^{(0)}. \quad (95c)$$

Resolvendo o sistema linear acima em primeira ordem, obtemos os resultados abaixo dados pelas expressões 96 e 97:

$$\sigma_{aa}^{(1)} = \sigma_{bb}^{(1)} = \sigma_{cc}^{(1)} = \sigma_{dd}^{(1)} = \sigma_{ac}^{(1)} = \sigma_{db}^{(1)} = 0, \quad (96)$$

$$\sigma_{ad}^{(1)} = \frac{i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(1)} - i\Omega_1\sigma_{bd}^{(0)}}{X_2}, \quad (97a)$$

$$\sigma_{cb}^{(1)} = \frac{i\Omega_1(X_2\sigma_{ca}^{(0)} + B\gamma_{ad}\sigma_{bd}^{(0)}) - i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(1)}(B\gamma_{ad} + X_2)}{X_1X_2}, \quad (97b)$$

$$\sigma_{ab}^{(1)} = \frac{\Omega_1\Omega_2[\sigma_{bd}^{(0)}(X_1 + B\gamma_{ad}) + X_2\sigma_{ca}^{(0)} + \frac{iX_1X_2}{\Omega_2}(\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{bb}^{(0)})]}{|\Omega_2|^2(X_1 + X_2 + B\gamma_{ad}) - X_1X_2Z_1}, \quad (97c)$$

onde por simplicidade definimos:

$$X_1 = i\delta - \gamma_{cb}, \quad (98a)$$

$$X_2 = i\delta - \gamma_{ad} - \beta, \quad (98b)$$

$$Z_1 = i\Delta_1 + \Gamma' + \beta. \quad (98c)$$

Como nesta ordem de perturbação ainda não obtivemos o termos cruzados desejados, partimos para a solução em segunda ordem de perturbação, assim:

$$0 = i\Omega_2\sigma_{ca}^{(2)} - i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(2)} + i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} - i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} - (\Gamma + \beta)\sigma_{aa}^{(2)}, \quad (99a)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{db}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{bd}^{(2)} - i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} + i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(2)} + \Gamma\sigma_{dd}^{(2)} - \beta\sigma_{bb}^{(2)} + \lambda_{bb}, \quad (99b)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ac}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{ca}^{(2)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(2)} + \lambda_{cc}, \quad (99c)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{bd}^{(2)} - i\Omega_2^*\sigma_{db}^{(2)} - (\Gamma + \beta)\sigma_{dd}^{(2)}, \quad (99d)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cb}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{ad}^{(2)} - (i\Delta_1 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ab}^{(2)}, \quad (99e)$$

$$0 = i\Omega_1\sigma_{bc}^{(1)} + i\Omega_2\sigma_{cc}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{aa}^{(2)} - (i\Delta_2 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ac}^{(2)}, \quad (99f)$$

$$0 = -i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(2)} + i\Omega_2\sigma_{cd}^{(2)} + (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(2)}, \quad (99g)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(2)} - i\Omega_2\sigma_{cd}^{(2)} + (i\delta - \gamma_{cb})\sigma_{cb}^{(2)} + B\gamma_{ad}\sigma_{ad}^{(2)}, \quad (99h)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ad}^{(2)} - i\Omega_2^*\sigma_{cb}^{(2)} + (i\Delta_2 + i\delta - \Gamma' - \beta)\sigma_{cd}^{(2)}, \quad (99i)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{bb}^{(2)} - i\Omega_1\sigma_{da}^{(1)} - i\Omega_2\sigma_{dd}^{(2)} - (i\Delta_2 + \Gamma + \beta)\sigma_{db}^{(2)}. \quad (99j)$$

Resolvendo o sistema linear 99, encontramos:

$$\sigma_{ab}^{(2)} = \sigma_{ad}^{(2)} = \sigma_{cb}^{(2)} = \sigma_{cd}^{(2)} = 0, \quad (100)$$

$$\sigma_{cc}^{(2)} = \frac{i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} - i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} - (\Gamma' + \beta)\sigma_{aa}^{(2)}}{\beta}, \quad (101)$$

$$\sigma_{db}^{(2)} = \frac{i\Omega_2(\sigma_{bb}^{(2)} - \sigma_{dd}^{(2)}) - i\Omega_1\sigma_{da}^{(1)}}{-i\Delta_2 + \Gamma + \beta}, \quad (102)$$

$$\sigma_{ac}^{(2)} = \frac{i\Omega_1\beta\sigma_{bc}^{(1)} + \Omega_1^*\Omega_2\sigma_{ab}^{(1)} - \Omega_1\Omega_2\sigma_{ba}^{(1)} - i\Omega_2(\Gamma' + 2\beta)\sigma_{aa}^{(2)}}{\beta Z_2}, \quad (103)$$

$$\sigma_{dd}^{(2)} = \frac{2|\Omega_2|^2(\Gamma + \beta)\sigma_{bb}^{(2)} - \Omega_1^*\Omega_2(i\Delta_2 + \Gamma + \beta)\sigma_{ad}^{(1)}}{(\Gamma + \beta)[2|\Omega_2|^2 + \Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]} - \frac{\Omega_1^*\Omega_2(-i\Delta_2 + \Gamma + \beta)\sigma_{da}^{(1)}}{(\Gamma + \beta)[2|\Omega_2|^2 + \Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]}, \quad (104)$$

$$\sigma_{aa}^{(2)} = \frac{Z_2\beta\Omega_1^*\Omega_2\sigma_{cb}^{(1)} + Z_2^*\beta\Omega_1\Omega_2^*\sigma_{bc}^{(1)} + \beta\{[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2]\}}{\beta(\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2] + |\Omega_2|^2(\Gamma' + 2\beta)(\Gamma + 2\beta)} + \frac{|\Omega_2|^2(\Gamma + 2\beta)\{i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} - i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)}\}}{\beta(\Gamma + \beta)[\Delta_2^2 + (\Gamma' + \beta)^2] + |\Omega_2|^2(\Gamma' + 2\beta)(\Gamma + 2\beta)}, \quad (105)$$

$$\sigma_{bb}^{(2)} = \frac{\beta[\Omega_1\Omega_2(X_2 + \Gamma')\sigma_{ad}^{(1)} + \Omega_2\Omega_2(X_2^* + \Gamma')\sigma_{da}^{(1)}]}{\beta(\Gamma + \beta)[4|\Omega_2|^2 + \Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]} + \frac{(\Gamma + \beta)[2|\Omega_2|^2 + \Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2] + (i\Omega_1^*\sigma_{ab}^{(1)} + i\Omega_1\sigma_{ba}^{(1)} + \Gamma'\sigma_{aa}^{(2)})}{\beta(\Gamma + \beta)[4|\Omega_2|^2 + \Delta_2^2 + (\Gamma + \beta)^2]}, \quad (106)$$

onde,

$$Z_2 = i\Delta_2 + \Gamma' + \beta. \quad (107)$$

Com os resultados obtidos em segunda ordem, podemos obter a correlação cruzada dos campos. Mas, com o intuito de tornar nosso resultado perturbativo mais próximo da solução exata, optamos por realizar a solução em terceira ordem de perturbação. Aplicando a mesma metodologia, obtemos:

$$\sigma_{aa}^{(3)} = \sigma_{bb}^{(3)} = \sigma_{cc}^{(3)} = \sigma_{dd}^{(3)} = \sigma_{ac}^{(3)} = \sigma_{db}^{(3)} = 0, \quad (108)$$

$$0 = i\Omega_2\sigma_{cb}^{(3)} - i\Omega_2\sigma_{ad}^{(3)} + i\Omega_1\sigma_{bb}^{(2)} - i\Omega_1\sigma_{aa}^{(2)} - (i\Delta_1 + \Gamma' + \beta)\sigma_{ab}^{(3)}, \quad (109a)$$

$$0 = i\Omega_1\sigma_{bd}^{(2)} - i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(3)} + i\Omega_2\sigma_{cd}^{(3)} + (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(3)}, \quad (109b)$$

$$0 = -i\Omega_1\sigma_{ca}^{(2)} + i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(3)} - i\Omega_2\sigma_{cd}^{(3)} + (i\delta - \gamma_{cb})\sigma_{cb}^{(3)} + B\gamma_{ad}\sigma_{ad}^{(3)}, \quad (109c)$$

$$0 = i\Omega_2^*\sigma_{ad}^{(3)} - i\Omega_2\sigma_{cb}^{(3)} + (i\Delta_2 + i\delta - \Gamma' - \beta)\sigma_{cd}^{(3)}. \quad (109d)$$

E sua solução,

$$\sigma_{cb}^{(3)} = \frac{-(i\delta + B\gamma_{ad} - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(3)} + i\Omega_1(\sigma_{ca}^{(2)} - \sigma_{bd}^{(2)})}{i\delta - \gamma_{cb}}, \quad (110)$$

$$\sigma_{cd}^{(3)} = \frac{i\Omega_2^*\sigma_{ab}^{(3)} - (i\delta - \gamma_{ad} - \beta)\sigma_{ad}^{(3)} - i\Omega_1\sigma_{bd}^{(2)}}{i\Omega_2}, \quad (111)$$

$$\sigma_{ab}^{(3)} = \frac{i\Omega_2(B\gamma_{ad} + X_2 + X_1)\sigma_{ad}^{(3)} - \Omega_1\Omega_2(\sigma_{bd}^{(2)} - \sigma_{ca}^{(2)}) - i\Omega_1X_1(\sigma_{bb}^{(2)} - \sigma_{aa}^{(2)})}{X_1Z_1}, \quad (112)$$

$$\sigma_{ad}^{(3)} = \frac{iZ_1|\Omega_2|^2\Omega_1(\sigma_{ca}^{(2)} - \sigma_{bd}^{(2)}) + iZ_3|\Omega_2|^2\Omega_1(\sigma_{bd}^{(2)} - \sigma_{ca}^{(2)})}{Z_1X_1|\Omega_2|^2 + Z_1|\Omega_2|^2(B\gamma_{ad} + X_2) - Z_3|\Omega_2|^2(X_1 + B\gamma_{ad} + X_2) + Z_1Z_3X_1X_2} - \frac{Z_3X_1\Omega_2^*\Omega_1(\sigma_{bb}^{(2)} - \sigma_{aa}^{(2)}) - iZ_1Z_3X_1\Omega_1\sigma_{bd}^{(2)}}{Z_1X_1|\Omega_2|^2 + Z_1|\Omega_2|^2(B\gamma_{ad} + X_2) - Z_3|\Omega_2|^2(X_1 + B\gamma_{ad} + X_2) + Z_1Z_3X_1X_2}, \quad (113)$$

onde, para efeito de cálculos, definimos:

$$Z_3 = i\Delta_2 + i\delta - \Gamma' - \beta. \quad (114)$$

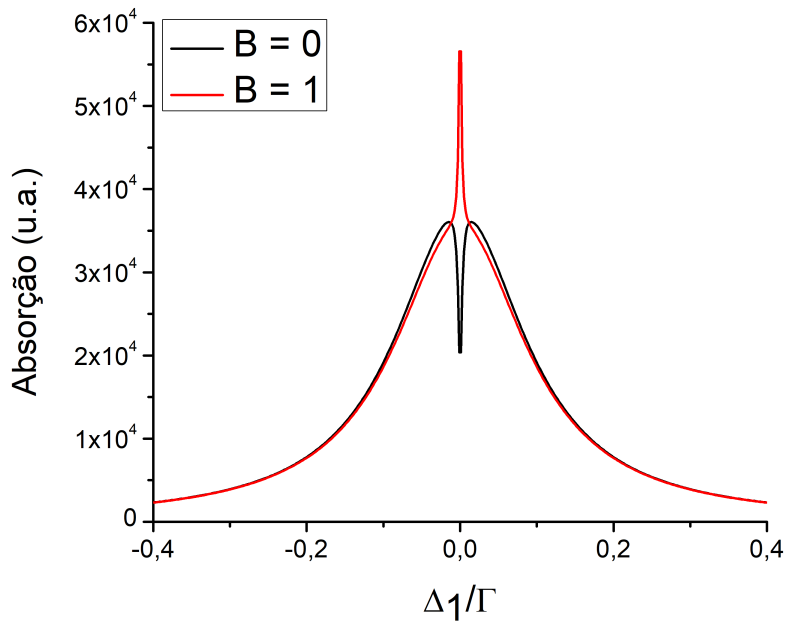
Finalmente, podemos reescrever a susceptibilidade da equação 65 na forma:

$$\chi_1 = \frac{Nd_{ab}}{\epsilon_0 E_{01}}(\sigma_{ab}^{(1)} + \sigma_{ab}^{(3)}). \quad (115)$$

No sistema tipo N , somos capazes de observar ambos os fenômenos esperados, o EIA e o EIT. Na gráfico de absorção, o EIA ocorre como observado na figura 12, para $B = 1$. Isso se deve ao fato de toda a coerência entre os estados excitados ser transferida para os estados fundamentais, resultando em um pico estreito de absorção. Já o fenômeno de EIT, que se manifesta quando $B = 0$ (na mesma figura), ocorre devido a coerência criada entre os estados fundamentais, conforme explicado no capítulo 2. Nesse caso, a coerência do estado excitado não contribui para o resultado, pois se dissipa rapidamente.

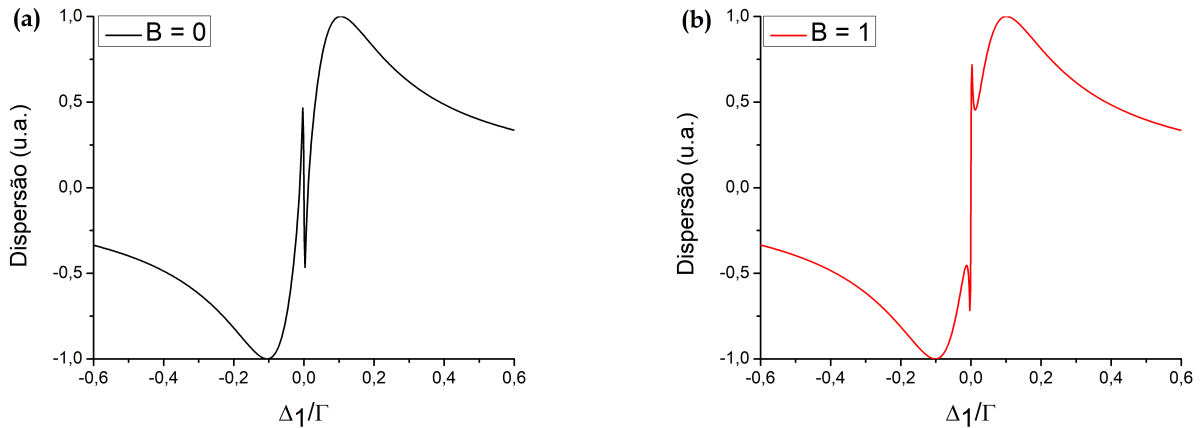
Na figura 13a apresentamos o espectro de dispersão para $B = 0$ (EIT) e mostramos a existência de uma grande variação da dispersão do meio para valores de frequência próximos da ressonância, indicando o efeito de “luz lenta”, como já mencionado anteriormente no EIT. Por outro lado, na figura 13b, apresentamos o espectro de dispersão e também observamos uma grande variação da dispersão do meio em torno da ressonância (porém com inclinação oposta ao observado no EIT) associado ao efeito de EIA, que pode ser aproveitado para alcançar velocidades de grupo negativas para pulsos de luz, conhecidos como “luz rápida” (MILONNI, 2005). A obtenção destes resultados esperados valida o modelo teórico discutido nesta seção, a qual é utilizado para análise da nova técnica proposta nesta dissertação.

Figura 12 – Absorção para o feixe de prova em um sistema tipo N . Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\Omega_1/\Gamma = 0,001$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$, $\gamma_{ad}/\Gamma = 0,25$, $\gamma_{cb}/\Gamma = 0,002$, $\beta/\Gamma = 0,002$, $\lambda_{bb}/\Gamma = \lambda_{cc}/\Gamma = 0,02$ e $\Delta_2/\Gamma = 0$.



Fonte: A autora, 2023.

Figura 13 – Dispersão para o feixe de prova em um sistema tipo N (a) em $B = 0$ e (b) $B = 1$. Para obter as curvas utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\Omega_1/\Gamma = 0,001$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$, $\gamma_{ad}/\Gamma = 0,25$, $\gamma_{cb}/\Gamma = 0,002$, $\beta/\Gamma = 0,002$, $\lambda_{bb}/\Gamma = \lambda_{cc}/\Gamma = 0,02$ e $\Delta_2/\Gamma = 0$.



Fonte: A autora, 2023.

3.3 DESCRIÇÃO DA METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Embora a dissertação apresente uma abordagem predominantemente teórica, nesta subseção projetamos as características essenciais para a montagem da técnica que permita identificar os fenômenos de EIT e EIA a partir das funções de correlação dos campos que interagem com o meio atômico. Cabe mencionar que a proposta inicial do projeto envolvia a realização de estudos teóricos

e experimentais da nova técnica. Apesar de termos projetado e iniciado a montagem experimental, enfrentamos um impedimento significativo, pois o laser parou de funcionar, impossibilitando a condução das medições sistemáticas e a conclusão do trabalho experimental.

Apesar dessa limitação, consideramos relevante descrever o aparato experimental que foi projetado e inicialmente montado para o desenvolvimento da técnica. Além disso, apresentamos algumas curvas que ilustram os efeitos de EIT e EIA observados durante experimentos realizados no laboratório. Essas observações experimentais, mesmo que preliminares, servem como um registro inicial do início do nosso trabalho de pesquisa.

É crucial destacar que as experiências realizadas, embora não tenham se desenvolvido como planejado, desempenharam um papel motivador na condução da pesquisa teórica que está sendo apresentada nesta dissertação. O trabalho teórico, abordando a análise dos efeitos coerentes de transparência e absorção eletromagneticamente induzida em átomos através de um padrão de speckles, foi impulsionado por essas observações experimentais iniciais. Isso evidencia a conexão entre as abordagens teóricas e experimentais, destacando a influência das experiências no desenvolvimento de teorias consistentes e abrangentes.

3.3.1 O meio atômico

Para os estudos experimentais e teóricos discutidos nesta dissertação, utilizaremos átomos de Césio (^{133}Cs) como o meio atômico para gerar os efeitos de EIA e EIT. O césio é um metal alcalino, pertencente ao Grupo 1 (1A) na tabela periódica e possui 55 elétrons distribuídos, de acordo com a regra de Pauling, da forma

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^1, \quad (116)$$

sendo notável o fato de que a camada mais externa abriga apenas um elétron, sendo ele ópticamente ativo e o responsável pelo comportamento atômico sob interações com campos externos.

Os níveis de energia do átomo de césio são determinados pela interação entre os momentos angulares orbitais e de spin dos elétrons, bem como pelo acoplamento spin-órbita e pela interação com o momento angular intrínseco do núcleo. Essa estrutura energética pode ser compreendida considerando os números quânticos associados aos momentos angulares.

Inicialmente, os elétrons em um átomo ocupam diferentes camadas eletrônicas, que correspondem aos números quânticos n , L , S , e J . Aqui, L representa o momento angular orbital, S o momento angular de spin e J o momento angular total do sistema. Os rótulos s , p , d , f , ..., correspondem aos valores de L (0, 1, 2, 3, ...), que por sua vez estão relacionados ao momento angular

orbital atômico. A interação entre o momento magnético do elétron, associado ao momento angular de spin, e o campo magnético gerado pelo movimento orbital do núcleo, que é proporcional ao momento angular do átomo, resulta em um acoplamento conhecido como acoplamento spin-órbita. Isso modifica o hamiltoniano do sistema, adicionando um termo de interação entre L e S e proporcional a ambos.

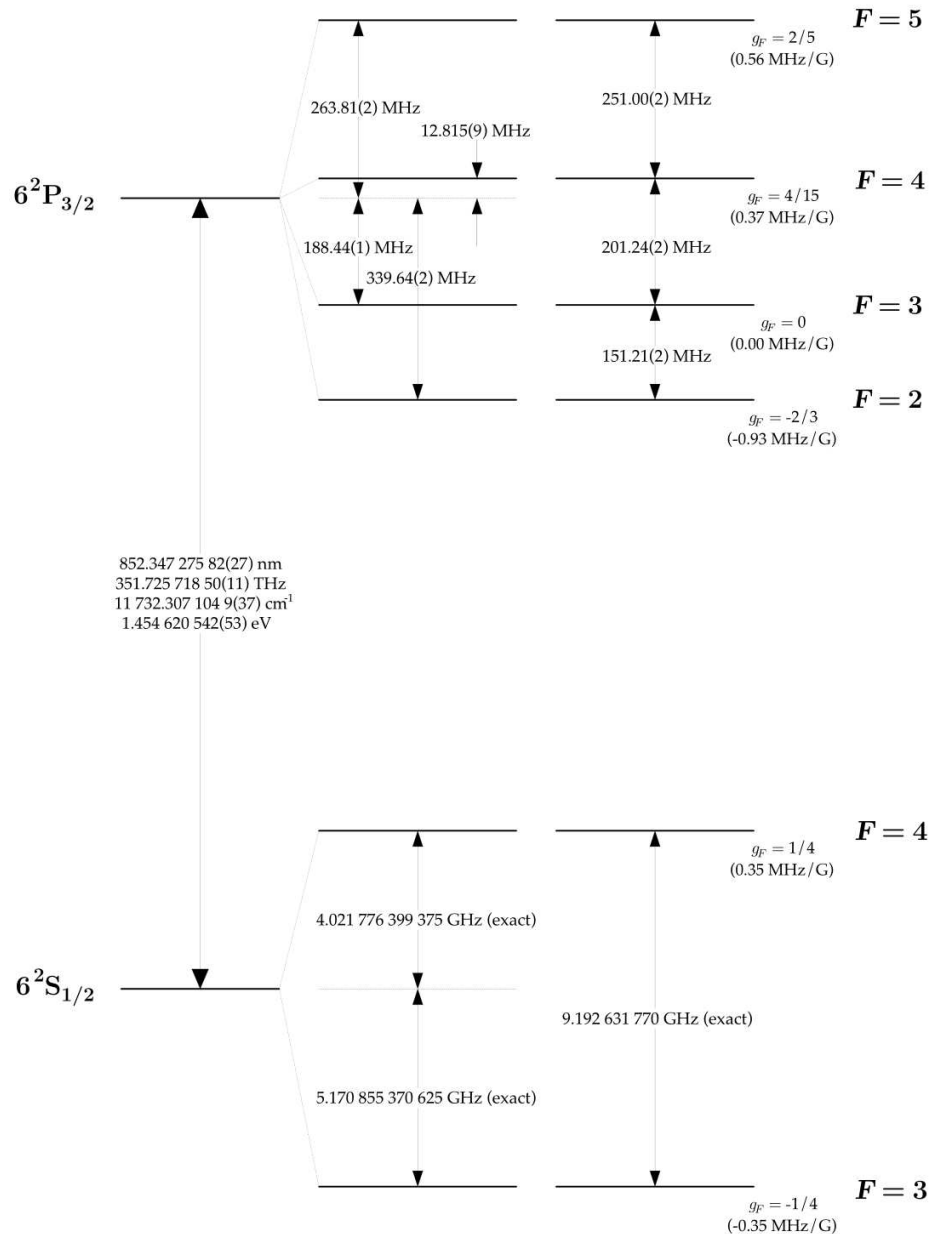
Podemos escrever um operador $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ que representa o momento angular total do sistema. Pelas regras de adição de momento angular, os valores possíveis para J dependem dos valores de L e S , tal que

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|. \quad (117)$$

Para um elétron na camada de valência do césio, os valores possíveis de L incluem 0, 1, 2, 3, 4, 5, e S é igual a $1/2$. Com isso, o elétron ($S = 1/2$) no estado fundamental $L = 0$ possui $J = 1/2$, enquanto o elétron excitado no estado $6P$ ($L = 1$) possui $J = \{1/2, 3/2\}$. Podemos observar, assim, que a interação spin-órbita gera um estado fundamental ($6S_{1/2}$) e dois estados excitados ($6P_{1/2}$ e $6P_{3/2}$), que correspondem à estrutura fina do césio. A transição entre os estados $6P_{1/2} \leftrightarrow 6P_{3/2}$ é conhecida como a linha $D2$ do césio.

A estrutura hiperfina do átomo de césio (vide figura 14) se torna relevante quando consideramos a interação entre o momento angular total e o momento angular intrínseco do núcleo (I). Isso requer a adição de um termo hiperfino ao hamiltoniano. A estrutura hiperfina é mais complexa e depende da magnitude de I e de como ele interage com os momentos angulares eletrônicos e nucleares, mas para o césio temos que $I = 7/2$. Realizando uma construção análoga àquela realizada para a estrutura fina do átomo, podemos introduzir um operador $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ e, a partir dessa definição, para $J = 1/2$, os valores possíveis de $F = \{3, 4\}$, enquanto para $J = 3/2$, temos $F' = \{2, 3, 4, 5\}$. Outro fato importante é que as transições correspondentes a $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ e $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ são ditas como fechadas, pois o elétron excitado em uma dessas transições deve retornar ao seu respectivo estado fundamental, já que está limitado as regras de seleção de dipolo elétrico $\Delta F = \pm 1$.

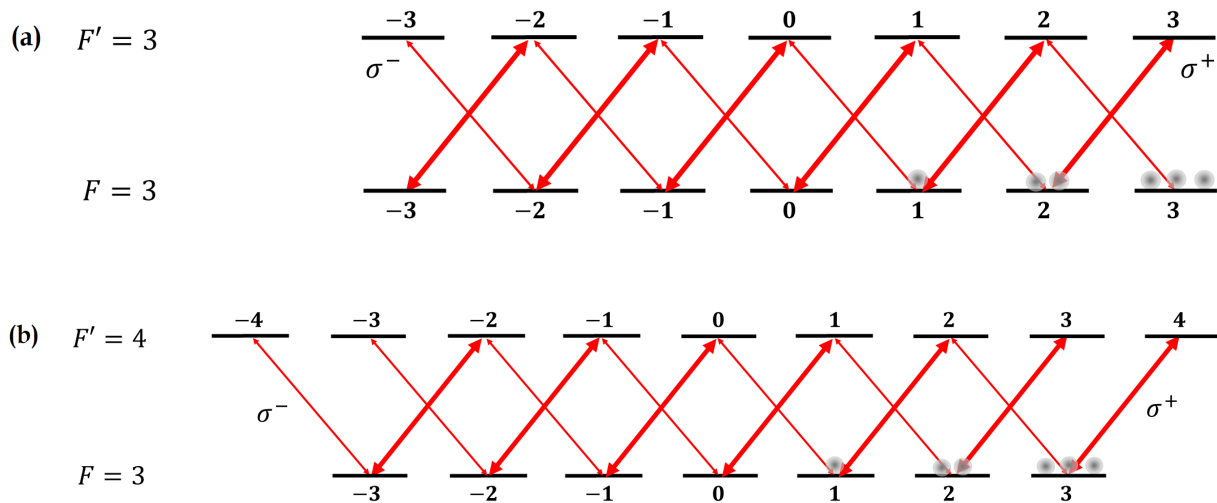
Cada nível F da estrutura hiperfina possui uma degenerescência *Zeeman* igual a $2F + 1$, assim exemplificando para uma das transições utilizadas em nosso experimento $F = 3 \rightarrow F' = 4$, existem sete estados de m_F (número quântico magnético) para $F = 3$ e nove estados para $F' = 4$. A transição entre esses estados deve obedecer à regra de seleção $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Campos ópticos em ressonância com polarização circular σ^+ , ou circular à direita, transferem momento angular ao átomo, induzindo transições $\Delta m_F = +1$. Por outro lado, campos com polarização circular σ^- , ou circular à esquerda, induzem transições $\Delta m_F = -1$. A figura 15 mostra a degenerescência *Zeeman* das transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$ e $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ na ausência de campos magnéticos, com os campos

Figura 14 – Diagrama de níveis da linha $D2$ do átomo de césio.

Fonte: (STECK, 1998)

ópticos $\mathbf{E}_2(\sigma^+)$ e $\mathbf{E}_1(\sigma^-)$ acoplados. Considerando $|\mathbf{E}_2| \gg |\mathbf{E}_1|$, os átomos tendem a se concentrar nos estados m_F que estão acoplados ao campo \mathbf{E}_2 . Assim, podemos simplificar o estudo dessa interação tratando o átomo como um sistema do tipo Λ (figura 1) para a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$ conforme ilustrado na figura 15a. Uma aproximação similar é válida quando estamos no sistema tipo N (figura 6), no qual podemos observar, por exemplo, na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ observado na figura 15b.

Figura 15 – Degenerecência *Zeeman* dos níveis (a) $6S_{1/2}$ ($F = 3$) e $6P_{3/2}$ ($F' = 3$) (b) $6S_{1/2}$ ($F = 3$) e $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) com o acoplamento dos campos $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ e suas respectivas polarizações σ^- e σ^+ .



Fonte: A autora, 2023.

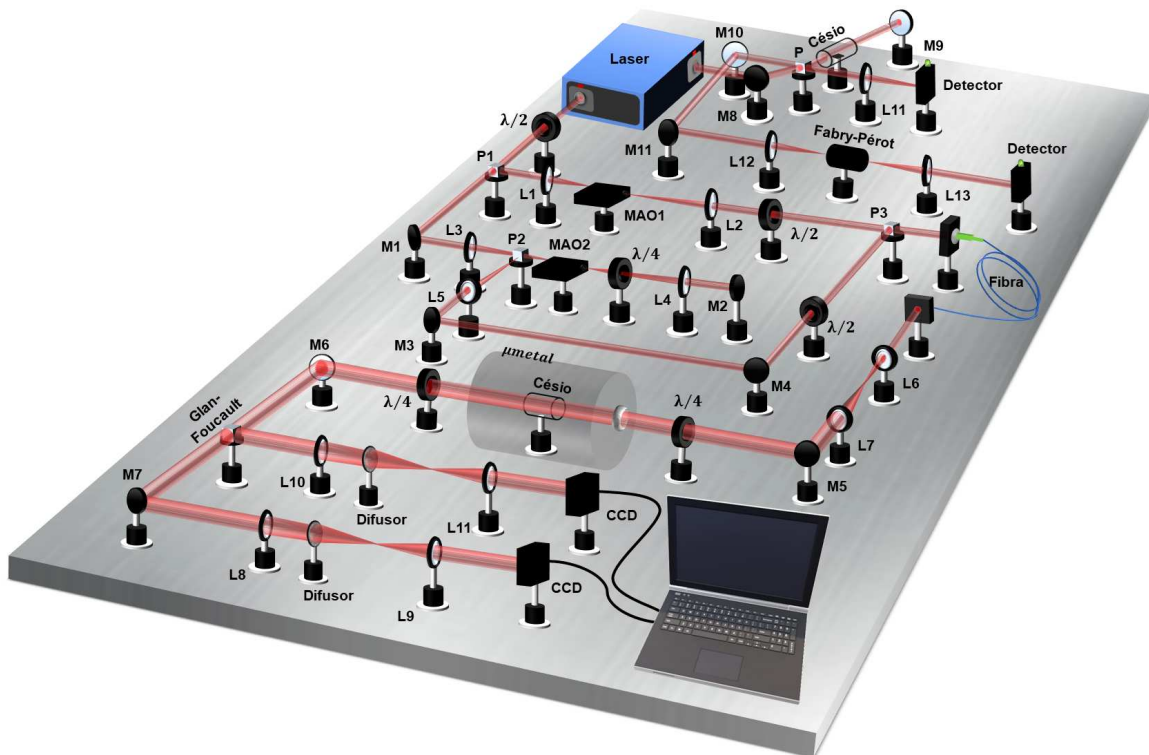
3.3.2 O arranjo experimental

O aparato experimental, esquematizado na figura 16, é constituído por um laser de diodo (Top-tica Photonics) que emite um feixe com polarização linear e cuja frequência foi modulada para se sintonizar com a linha $D2$ do césio, $\lambda = 852$ nm. Primeiramente, a saída principal do feixe laser é direcionado para uma lâmina de atraso de fase $\lambda/2$. Esta lâmina gira a polarização do feixe em um ângulo θ , que pode variar de 0° a 90° , permitindo o controle da intensidade da luz que após a passagem no cubo polarizador (P1). Aqui ocorre a separação das polarizações do feixe incidente com o feixe transmitido e refletido tendo polarizações perpendiculares entre si.

O feixe refletido por P1 (polarização linear vertical) passa por um telescópio, que contém um modulador acústico óptico (MAO1) fixo com frequência de 200 MHz, no foco das lentes que constituem o telescópio. O modulador permite a ressonância do feixe com a transição $F = 3 \rightarrow F' = 3$ do meio atômico, ao qual será denominado de feixe de bombeio Ω_2 . De uma forma similar, o feixe transmitido (polarização linear horizontal) segue para um outro modulador acústico óptico (MAO2). Este feixe de prova ou sinal, denominado Ω_1 , passa duas vezes pelo MAO2, um modulador acústico óptico com frequência de 100 MHz. Isso desloca sua frequência em 200 MHz, que apresenta uma com a transição $F = 3 \rightarrow F' = 3$ da linha $D2$ do césio. Destaca-se que a dupla passagem no MAO2 permite variar a frequência do feixe sinal (em torno da ressonância), sem modificar a direção de propagação do feixe. Desta forma, podemos observar o espectro de absorção do feixe de sinal. Posteriormente ambos os feixes, Ω_1 e Ω_2 , são recombinados no polarizador P3 e em seguidas acoplados em uma fibra mantenedora de polarização.

Com o intuito de conseguirmos interagir com o maior número de átomos possíveis, foi necessário aumentar o diâmetro dos feixes copropagantes que passam pela célula com vapor de césio. Para isto, montamos um telescópio e obtivemos um feixe com diâmetro próximo a 1 cm na entrada da célula. Em seguida inserimos uma $\lambda/4$ que nos permite mudar a polarização linear para circular ao incidir no vapor que está confinado no interior de um μ metal, cujo objetivo é a blindagem de campos magnéticos externos. Logo após o μ metal, foi colocada uma segunda $\lambda/4$ para retornar a polarização linear. Os feixes que saem do meio passam por um polarizador Glan-Foucault utilizado para separar o feixe de bombeio do feixe de prova. Neste estágio, colocamos os difusores de luz que são encarregados de gerar os padrões de *speckles* do feixe de bombeio e de prova, os quais correspondem à base de estudo da técnica proposta nesta dissertação. Os difusores foram posicionados dentro de telescópios para controlar sua área de iluminação, como discutido a seguir com maiores detalhes. Duas câmeras CCDs foram utilizadas para coletar os padrões de *speckles* gerados pelos feixes, as quais foram armazenadas e analisadas no computador.

Figura 16 – Aparato experimental para medir os fenômenos de EIT e EIA usando funções de correlação dos campos.

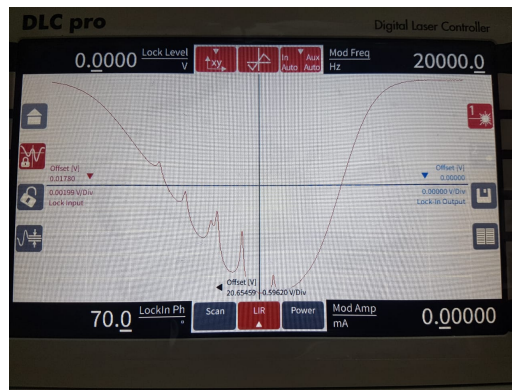


Fonte: A autora, 2023.

Além do sistema descrito acima, o laser possui uma saída lateral que usamos para montar a técnica da absorção saturada, que foi utilizada para sintonizar o laser na transição $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Nessa técnica, empregamos um par de feixes contrapropagantes com a mesma frequência, ambos passando por uma célula de vapor de césio. Um desses feixes tem baixa intensidade, enquanto o outro possui alta intensidade. Devido à igualdade de frequência, apenas os átomos com velocidade

zero ao longo da direção de propagação ficam ressonantes com ambos os feixes simultaneamente. O feixe forte, de alta intensidade, satura a transição atômica, o que significa que a maioria dos átomos é promovida para um estado excitado. Como resultado, o feixe fraco, originalmente sintonizado na transição, encontra uma redução na absorção. Essa redução é caracterizada por um pico no espectro, cuja largura corresponde à largura de linha homogênea da transição em questão. Essencialmente, a técnica de absorção saturada permite a resolução da estrutura hiperfina de transições atômicas (vide figura 17).

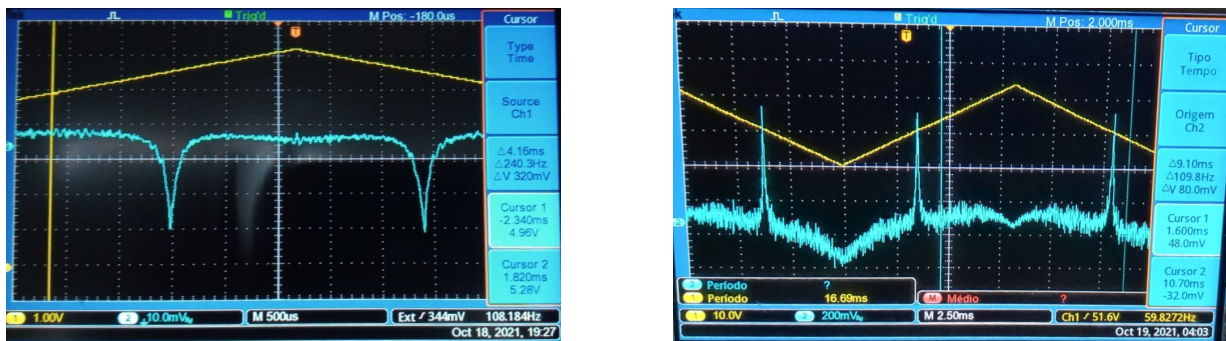
Figura 17 – Sinal de espectroscopia de absorção saturada para a linha $D2$ de césio ($F = 3$). A transmissão do feixe de prova é plotada em função da frequência do laser.



Fonte: A autora, 2023.

Na abordagem descrita, a configuração experimental nos permite observar o fenômeno do EIT. Para analisar o EIA, basta ajustar a frequência do laser de forma que ela esteja em ressonância com uma transição do tipo $F < F'$ da linha $D2$ do Césio. As nossas observações experimentais preliminares se limitaram a obtenção e otimização dos sinais de EIT e EIA, usando técnicas tradicionais, que podem ser vistas na figura 18.

Figura 18 – Efeitos de EIT e EIA observados experimentalmente, a partir do espectro de absorção do feixe de sinal, respectivamente. A imagem da esquerda apresenta o sinal de EIT e a imagem da direita apresenta o sinal de EIA.

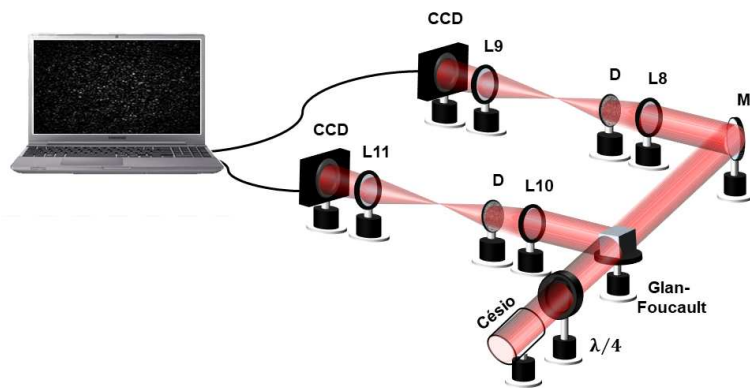


Fonte: A autora, 2023.

Antes de passar a discutir os resultados, apresentamos uma breve descrição da técnica de espectroscopia de correlação espacial, proposta nesta dissertação, para identificação e análise dos

fenômenos de EIT e EIA. Aqui é importante ressaltar que a diferença da nossa técnica para a metodologia tradicional de observar os efeitos de EIT e EIA, está exclusivamente no processo de detecção do sinal. A forma de interação dos lasers com o *ensemble* atômico capaz de preparar o sistema na condição desejada (EIT ou EIA) permanece a mesma das técnicas tradicionais, por este motivo iremos focar em apresentar nosso processo de detecção. Após os feixes (fraco e forte), colineares e com polarizações circulares opostas, interagirem com os átomos, eles passam através de uma placa de $1/4$ de onda tornando-os com polarização lineares ortogonais. Em seguida, utilizando um Glan-Foucault, separamos os dois feixes e enviamos para a etapa destinada a detecção. Nesta etapa, ambos os feixes passam por um difusor de luz (tendo antes seu diâmetro ajustado, de modo que ele ocupe toda a área deste elemento óptico, para garantir um espalhamento da intensidade e fase mais aleatória possível) e seguem para ser detectados em uma respectiva CCD (vide figura 19).

Figura 19 – Descrição experimental da montagem final para realização de nossa técnica.



Fonte: A autora, 2023.

Com os padrões típicos de intensidade do feixe que chega na CCD (padrões de *speckles*), podemos calcular a função de correlação espacial de segunda ordem, $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ e $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ (apresentadas nas equações 54 e 55, respectivamente). Conforme explicado no capítulo anterior, $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ é calculada medindo a correlação espacial de intensidade do feixe fraco com ele mesmo, enquanto que $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ é calculada medindo a correlação espacial de intensidade do feixe fraco com o feixe forte. Com isso, variamos a frequência do laser fraco e calculamos esta função de correlação para cada ponto de frequência. Em seguida, plotamos o gráfico do máximo valor da função de correlação em função da dessintonia do laser em relação à ressonância atômica. Assim, mediante a análise das funções de correlação é possível construir curvas similares aos espectros característicos dos fenômenos de EIT e EIA, como demonstraremos nos resultados teóricos discutidos no próximo capítulo. É importante enfatizar que não consta na literatura nenhum processo análogo de detecção dos sinais de EIT e EIA. O que existe na literatura é a técnica de espectroscopia de ruído, onde é medido a correlação temporal do ruído gerado nas fotocorrentes originadas pela detecção de cada

campo por um detector rápido (taxa de detecção em GHz)(FLOREZ; OOTHERS, 2013; FELINTO et al., 2013). Porém, na técnica de espectroscopia de ruído não é investigada nenhuma informação na distribuição espacial de intensidade do feixe.

3.4 SIMULAÇÃO DO EXPERIMENTO

Esta seção representa a base para a análise da técnica desenvolvida nesta dissertação, impulsionada pela inesperada limitação experimental que enfrentamos com a quebra do nosso laser. Em resposta a esse desafio, direcionamos nosso foco de estudo para a investigação teórica dos efeitos de EIT e EIA, modelando e resolvendo analiticamente a interação dos campos com os átomos e simulando uma nova metodologia de detecção e análise do sinal. Nossa abordagem visa oferecer uma descrição dos métodos implementados em Python, com as estratégias adotadas para simular a detecção dos campos ópticos e a análise numérica dos resultados obtidos, com foco em observar os efeitos de EIT e EIA utilizando a nova técnica de espectroscopia de correlação espacial dos campos.

A primeira etapa de nossa simulação envolve receber as expressões analíticas das coerências atômicas resultantes da interação dos campos elétricos com o *ensemble* atômico e prepara o sistema na condição de EIT ou EIA, algo que foi discutido detalhadamente ao longo das seções 3.1 e 3.2. A partir da determinação das coerências, obtemos os coeficientes de absorção e dispersão, fundamentais para a caracterização do meio e para a determinação do campo elétrico que emerge do sistema. Desta forma, para determinar o campo elétrico do feixe fraco após passar pelo meio, escrevemos os coeficientes de absorção e dispersão em termos da coerência σ_{ab} , do momento de dipolo d_{ab} e da frequência de Rabi Ω_1 . Cabe mencionar que para obter o campo elétrico do feixe forte, basta considerar σ_{ac} , o momento de dipolo d_{ac} e Ω_2 na mesma equação (FOOT, 2005). Desta forma, temos:

$$\alpha = \frac{k_0 N d_{ab}^2}{2\hbar\Omega_1\epsilon_0} \text{Im}(\sigma_{ab}), \quad (118a)$$

$$\eta = 1 + \frac{N d_{ab}^2}{4\epsilon_0\hbar\Omega_1} \text{Re}(\sigma_{ab}), \quad (118b)$$

onde, k_0 é o número de onda do feixe fraco no vácuo, N a densidade de átomos, $\text{Im}(\sigma_{ab})$ e $\text{Re}(\sigma_{ab})$ são a parte imaginária e real da coerência atômica entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, respectivamente. Como isso, podemos obter os campos elétricos que emergem do meio atômico excitado. O campo 1 é dado por:

$$E_1 = E_{01} e^{-\frac{\alpha L_0}{2}} e^{ik_0\eta L_0}, \quad (119)$$

onde, E_{01} é a amplitude do campo 1 e L_0 é o comprimento da célula de césio.

Um ponto importante na nossa técnica é a criação do padrão de *speckles* no feixe, após ocorrer a interação com os átomos, para possibilitar a obtenção da informação presente na frente de onda do feixe. A sensibilidade dos padrões de *speckles* frente a deformações na frente de onda e/ou fase dos campos incidentes foi reportado previamente nos trabalhos (KIM et al., 2017; CRISPIM et al., 2023). Como já dito, o padrão de *speckles* foi gerado passando o feixe que emerge do meio atômico por um difusor de espalha a luz. Como resultado obtemos um padrão aleatório de intensidade e com baixa coerência espacial. O grau de aleatoriedade do padrão gerado pode ser definido pelos diferentes graus de difusão dos difusores de luz utilizados (em nosso aparato experimental temos difusores de 0,5°, 1°, 5° e 10° de difusão). Portanto, a primeira investigação teórica que fizemos em nossa simulação foi a de verificar se nossos resultados eram afetados por esses graus de difusão. Aqui lembramos que quanto maior o grau de difusão maior a dispersão criada no vetor de onda do feixe e maior a incoerência espacial do padrão de *speckles*. Para simular os padrões de *speckles* gerados a partir de diferentes graus de difusão, iniciamos nossa análise supondo um feixe incidente com perfil espacial de intensidade gaussiano, descrito pela expressão abaixo:

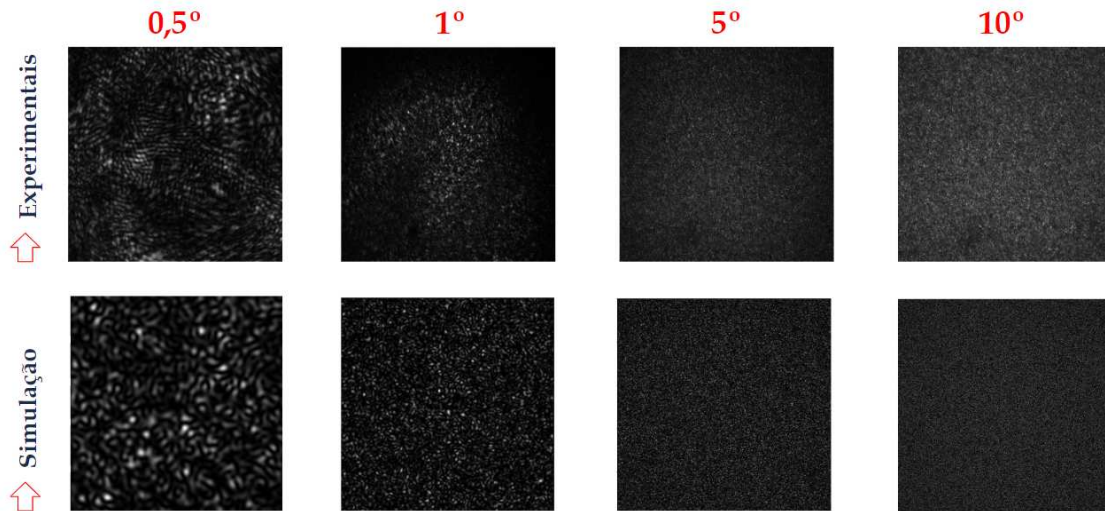
$$I(x, y) = I_0 e^{-\left(\frac{x^2}{2w_x^2} + \frac{y^2}{2w_y^2}\right)}. \quad (120)$$

As variáveis w_x e w_y determinam o tamanho da cintura do feixe nos eixos x e y , respectivamente, enquanto I_0 representa a intensidade máxima do feixe. Nos feixes gaussianos a distribuição de vetores de onda é uniforme. Contudo, essa distribuição torna-se randômica devido à interação do feixe Gaussiano com as diferentes regiões da superfície dos difusores. Para modelar isto, inserimos em nossa simulação uma máscara que introduz uma fase aleatória no campo elétrico no domínio dos vetores de onda, gerando um padrão de *speckles* devido às interferências construtivas/destrutivas produzidas pelas diferentes fases introduzidas na máscara. Para reproduzir o tamanho dos *speckles* gerados pelos diferentes graus de difusão, introduzimos um filtro espacial (ainda no domínio dos vetores de onda) que limite essa distribuição aleatória de fase de modo a simular os resultados experimentais. Os diâmetros dos filtros espaciais utilizados no programa para simular os diferentes graus de difusão (0,5°, 1°, 5° e 10°) que iríamos utilizar no experimento foram 0,3 mm, 0,5 mm, 0,7 mm e 1,2 mm, respectivamente.

Aqui vale a pena mencionar um ponto importante a ser mencionado na metodologia adotada para simular os padrões de *speckles* obtidos experimentalmente. Apesar da fase aleatória aplicada ao feixe incidente ser essencial para simular a natureza difusa dos vetores de onda gerada pelo espalhamento da luz pelo difusor, sua inclusão implica numa perda completa da coerência da luz incidente. Contudo, no experimento, a perda de coerência é graduada pelo grau de difusão do meio

espalhador. Por exemplo, o difusor com grau de difusão de $0,5^\circ$ deverá preservar uma coerência maior do feixe incidente que o difusor de grau 10° . Desta forma, na simulação, a presença do filtro espacial torna-se relevante para garantir que a luz, após o processo de espalhamento, ainda carregue algum grau de coerência inicial, o qual pode ser controlado pelo diâmetro do filtro.

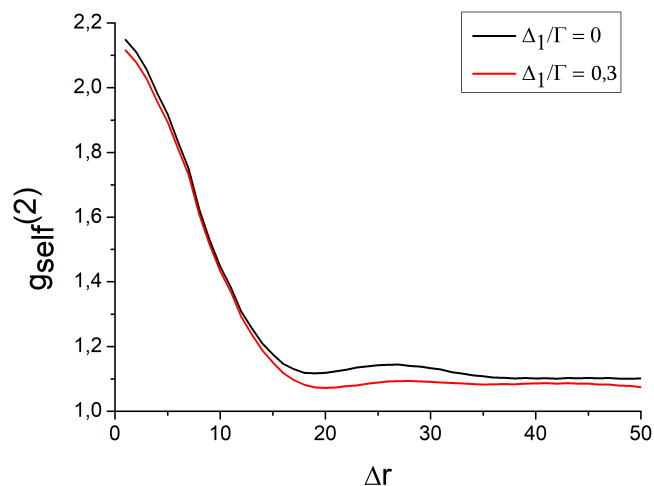
Figura 20 – Padrão de *speckles* para cada difusor no plano de observação da câmera CCD geradas experimentalmente em comparação com as geradas em simulação.



Fonte: A autora, 2023.

A figura 20, representada no domínio espacial, compara os padrões de *speckles* gerados na simulação (imagens inferiores) e os obtidos experimentalmente (imagens superiores). Já na figura 21, mostramos a curva $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ gerada teoricamente, para o difusor de $0,5^\circ$, com frequências em ressonância e em $\Delta_1/\Gamma = 0,3$.

Figura 21 – Curva da simulação para os valores de $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ para a ressonância e $\Delta_1/\Gamma = 0.3$. Para o difusor de $0,5^\circ$, com $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

Após a geração do padrão de *speckles*, o passo seguinte envolve a análise das suas propriedades estatísticas, através do cálculo da função de correlação, seja autocorrelação ou correlação cruzada, dependendo do contexto da análise. Para calcular a autocorrelação, nós criamos no python a função: “*correlate2d*”, a qual realiza a transformada de Fourier bidimensional da matriz de entrada, multiplica-a pela conjugada da mesma e, em seguida, aplica a transformada inversa de Fourier. A normalização é realizada com base na média dos elementos da matriz. Nós criamos no python uma segunda função: “*cross_correlate2d*” para calcular a correlação cruzada entre duas matrizes de entrada. Similar à autocorrelação, ela utiliza transformadas de Fourier para efetuar os cálculos, porém como imagens provenientes de feixes distintos. A normalização considera as médias das matrizes de referência e de entrada.

Em resumo, função de autocorrelação $(g(\Delta r)_{(self)}^{(2)})$ equação 54) mede a similaridade entre uma imagem (que carrega informações dos sinais presentes no meio) consigo mesmo em diferentes pontos deslocados espacialmente de um ponto de referência. A correlação cruzada $(g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)})$ equação 55) avalia a semelhança entre duas imagens, indicando onde e quão forte essa semelhança ocorre. Dessa forma, modificamos a frequência do feixe fraco e calculamos a função de correlação correspondente para cada ponto de frequência. Posteriormente, representamos graficamente o valor máximo da função de correlação em relação à dessintonia do laser e armazenamos esses valores, de tal forma que, para diversos valores de frequência, podemos observar o que ocorre no meio atômico, como discutido no próximo capítulo.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, apresentamos e discutimos os resultados obtidos através do uso da técnica de espectroscopia de correlação espacial dos campos para identificação dos fenômenos de EIT e EIA, proposta neste trabalho. Esta nova técnica mostra que a frente de onda do feixe que emerge do meio atômico carrega informação espectral da interação da luz com a matéria, sendo possível obter os sinais típicos de EIT e EIA através da distribuição espacial de intensidade do feixe ao ser espalhado por um difusor de luz. Os resultados desta nova técnica, que surge como uma alternativa ao método tradicional de caracterização dos fenômenos induzidos eletromagneticamente em meios atômicos, foram obtidos a partir da modelagem do *ensemble* atômico como um sistema tipo Λ e N . O sistema tipo Λ representa a configuração mais simples que evidencia o efeito de EIT. Enquanto o sistema tipo N , é a configuração mais simples capaz de apresentar os efeitos de EIT e EIA em um mesmo sistema. O desenvolvimento desta nova técnica permite demonstrar, como um dos objetivos deste trabalho, que a informação do tradicional efeito de EIT está presente na distribuição de intensidade do feixe e, por completeza, mostrar que o mesmo acontece para o sinal de EIA. Por este motivo, iniciamos o estudo do fenômeno de EIT, modelando o *ensemble* atômico como sendo um sistema do tipo Λ , para mostrar a validade da técnica frente a uma modelagem largamente verificada na literatura como eficiente para descrever o referido sinal (FELINTO et al., 2013; FLOREZ; OUTHERS, 2013). Posteriormente, aplicamos a mesma técnica considerando os átomos como sendo descritos por um sistema do tipo N com intuito de obter o sinal de EIA e mostrar a validade da técnica para ambos os sinais.

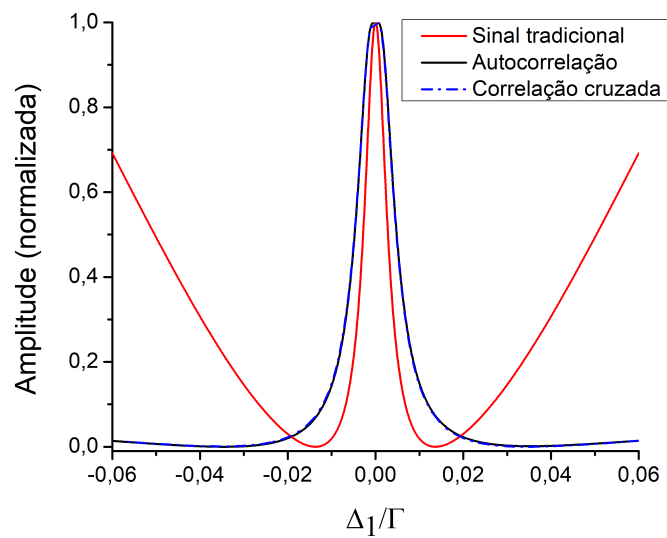
4.1 ANÁLISE DO SINAL DE EIT

4.1.1 Sistema de três níveis

Neste ponto, consideraremos um *ensemble* atômico modelado na configuração Λ , como descrito na seção 3.1 e na subseção 2.2.2. A figura 22 apresenta as curvas de EIT geradas utilizando a técnica de espectroscopia de correlação espacial dos padrões de *speckles* gerados pelos campos que emergem do meio, sendo comparadas com o espectro de EIT obtido a partir de técnicas já estabelecidas na literatura. A linha sólida vermelha mostra a transmissão do feixe fraco ao passar pelo meio em função da sua dessintonia, a curva sólida preta apresenta o máximo da função de autocorrelação espacial do feixe fraco em função da sua dessintonia e a linha tracejada azul apresenta o máximo da função de correlação espacial cruzada entre o feixe fraco e o feixe forte em função da dessintonia do feixe

forte. Apresentamos os valores normalizados, pois nosso objetivo nesta dissertação é mostrar que a técnica proposta permite visualizar o sinal de EIT (ou EIA), bem como analisar o comportamento da largura. Desta forma, os valores absolutos dos sinais não agrega informação necessária para nossas análises. Com essa estratégia é possível observar, na figura 22, que a largura do sinal tradicional de EIT é um pouco mais estreita que aquela obtida através da técnica de espectroscopia de correlação espacial.

Figura 22 – Comparação das curvas de medições do sinal tradicional (linha sólida vermelha), autocorrelação (linha sólida preta) e a correlação cruzada (linha tracejada azul) no sistema Λ . Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



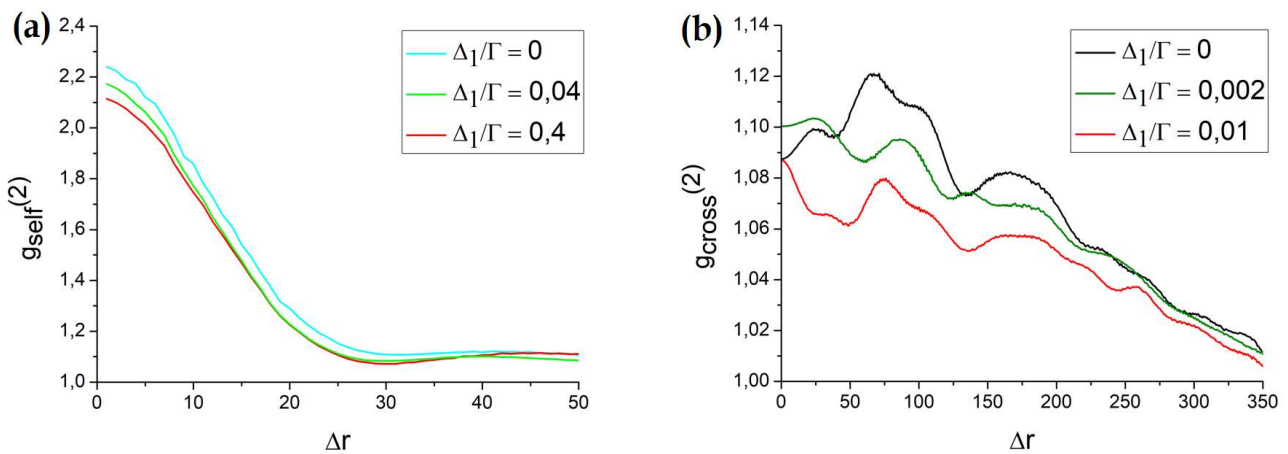
Fonte: A autora, 2023.

Já na figura 23a (figura 23b), apresentamos o gráfico com os valores absolutos da função de autocorrelação (função de correlação cruzada) espacial versus o deslocamento Δr , para diferentes dessintonias do laser. Com isso podemos ver que, apesar dos formatos das funções de autocorrelação e correlação cruzada serem diferentes (figuras 23a e 23b), o comportamento dos seus valores máximos em função da dessintonia do laser é o mesmo (figuras 22, 24a e 24b). A razão para isso acontecer está relacionado com o fato do campo fraco ser o único que possui uma variação significativa ao interagir com o meio, devido aos efeitos de propagação e à intensidade do campo forte. Enquanto isso, a dinâmica de interação do campo forte com o meio não é afetada significativamente pelo campo fraco (justamente pelo motivo da intensidade do campo fraco ser bem menor que a do campo forte). Desta forma, os valores dos máximos da função de autocorrelação espacial e correlação cruzada apresentam comportamentos similares, pois o único campo que está sofrendo mudança relevante é o campo fraco. Dito isto, iremos sempre utilizar os valores do máximo da função de autocorrelação (ou correlação cruzada) normalizados para estudar o comportamento da largura dos

sinais obtidos pela técnica de espectroscopia de correlação.

Nos gráficos apresentados na figura 24, quando variamos a potência do campo forte verificamos que tanto a ressonância de EIT obtida pela nova técnica, através de $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ quanto de $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$, bem como da técnica tradicional são sensíveis a variação de potência do campo forte. No resultado da figura 24a e 24b, notamos que com aumento da potência do feixe forte, o pico de EIT começa a apresentar uma redução na ressonância, ficando com uma estrutura de pico-vale-pico. Esse resultado pode ser entendido como sendo devido ao surgimento do efeito Autler-Townes, indicando que o efeito coerente responsável pela ressonância de EIT começa a ser destruído. É importante mencionar que na medida tradicional do sinal de EIT (figura 24c) só é possível observar a transição do efeito de EIT para Autler-Townes quando o campo forte é cerca de 400 vezes mais intenso que o campo fraco (SANTOS et al., 2018). Usando a técnica de espectroscopia de correlação espacial conseguimos identificar essa transição quando o campo forte é apenas 60 vezes mais intenso que o fraco, indicando que o efeito de transparência deixa de ser fruto de uma coerência muito antes de ser detectado na medida convencional de EIT.

Figura 23 – Curva da simulação para os valores de (a) $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ e (b) $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ para algumas dessintonias do laser. Para ambas, utilizamos o difusor de $0,5^\circ$, com $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.

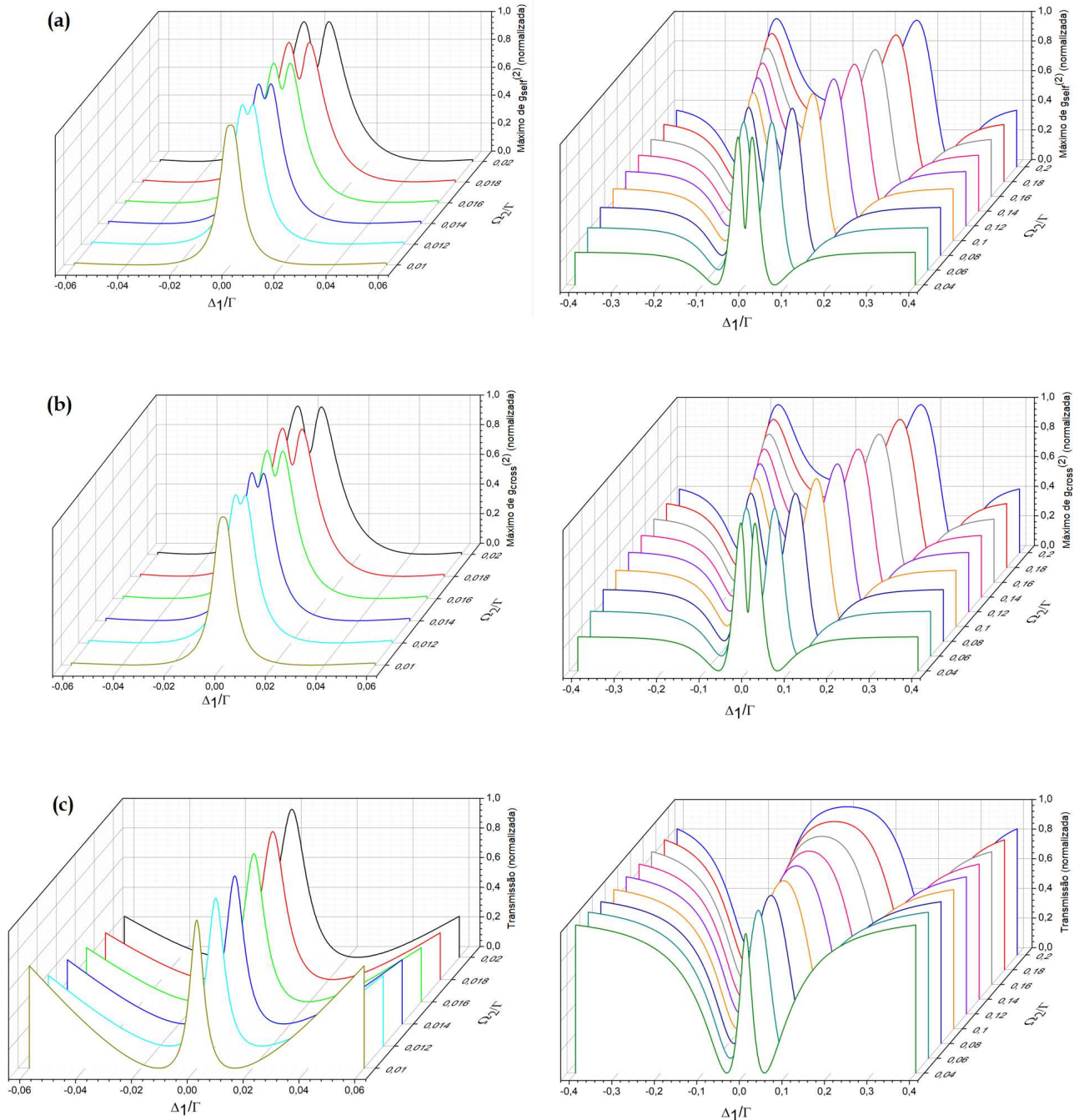


Fonte: A autora, 2023.

Quando a potência do campo forte passa a ser muito significativa, ou seja, se aproxima da condição de saturação da transição atômica, surge a necessidade de considerar o modelo dos átomos vestidos (AHMED et al., 2012; AUTLER; TOWNES, 1955). Nesse contexto, a influência do campo forte na separação dos níveis energéticos foi discutida no capítulo 2 e explica de forma intuitiva a existência da estrutura pico-vale-pico. Quando o campo forte não é suficientemente intenso, ocorre um deslocamento muito pequeno nos níveis excitados, tornando-os indistinguíveis para o campo fraco. No entanto, ao aumentar ainda mais a potência do campo forte, os níveis desdobrados

tornam-se distinguíveis, resultando na observação de dois picos na ressonância, conforme visto na figura 24.

Figura 24 – Evolução das curvas normalizadas do máximo das funções (a) de autocorrelação, (b) correlação cruzada e (c) a transmissão do feixe de prova em função da dessintonização para diversas potências do campo forte no sistema Λ . Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

Para relações de potência em que o campo forte não é muito mais intenso que o campo fraco, a técnica de correlação espacial se torna sensível ao surgimento do efeito incoerente de Autler-Townes, algo que não acontece usando a técnica tradicional para medir o EIT. Podemos quantificar a diferença de sensibilidade observando que o efeito Autler-Townes começa a ser detectado quando o

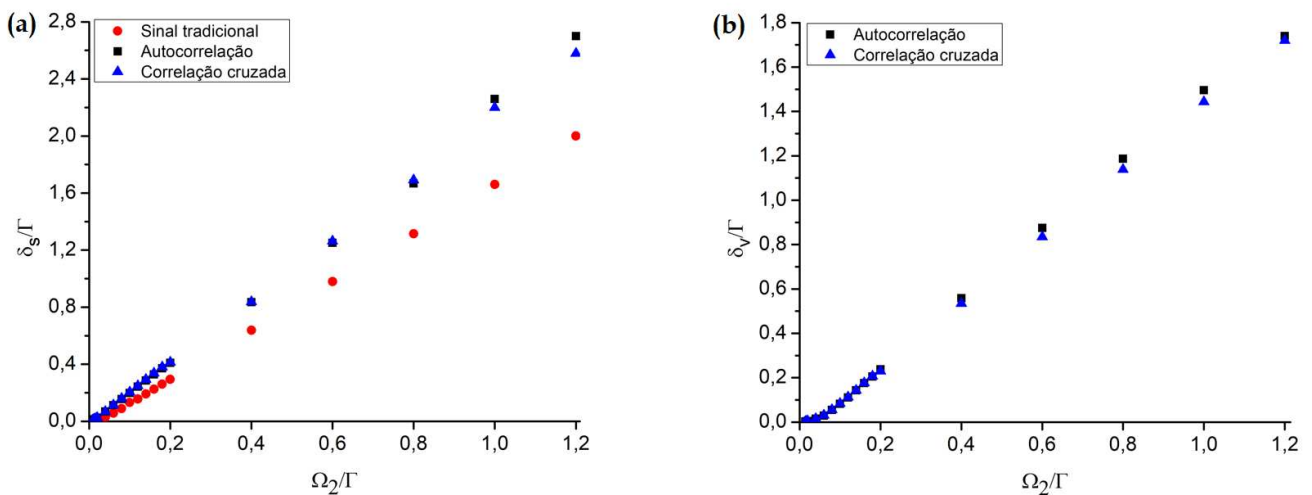
campo forte tem intensidade de cerca de 400 vezes a do campo fraco (figura 24c, curva obtida com $\Omega_2/\Gamma = 0,08$) e mais próxima da saturação da transição atômica (SANTOS et al., 2018), enquanto que com a técnica utilizando função de correlação espacial se torna visível quando a intensidade do campo forte é cerca de 60 vezes a do campo fraco (figura 24a e 24b, curva obtida com $\Omega_2/\Gamma = 0,012$) e ainda distante da saturação da transição. Na análise tradicional do efeito de EIT, nos deparamos com o desafio de conseguir identificar corretamente se a transparência observada é devido exclusivamente ao efeito coerente de EIT ou se existe alguma contribuição incoerente oriunda do surgimento do efeito Autler-Townes. A ausência de uma estrutura clara que indique o início da contribuição do efeito Autler-Townes no sinal torna difícil caracterizar quando saímos do regime puramente coerente. Em geral, a determinação do início da transição entre os regimes coerente e incoerente ocorre pela observação do fato do pico central deixar de ser descrito por uma curva lorentziana, assumindo, em vez disso, uma forma arredondada ou um platô. Este fenômeno é ilustrado na figura 24c, à direita, para o valor de $\Omega_2/\Gamma = 0,08$, onde o pico central começa a ficar arredondado. Notavelmente, pela técnica tradicional, a transição para o efeito Autler-Townes não é determinada por um critério bem definido. Por outro lado, na técnica de espectroscopia de correlação espacial, fica claro quando o efeito incoerente de Autler-Townes começa a contribuir para a transparência do campo, pois neste momento é possível observar a formação de uma estrutura pico-vale-pico (vide figuras 24a e 24b para $\Omega_2/\Gamma = 0,012$).

A função de correlação espacial demonstrou uma vantagem notável na identificação da transparência ocorrer devido a um efeito coerente (EIT) ou incoerente (Autler-Townes). Enquanto nas técnicas tradicionais, como a absorção óptica, o efeito de transparência é ambíguo, a função de correlação espacial permitiu uma identificação mais clara e precoce dessas contribuições. Uma contribuição significativa deste resultado é a evidência de que a técnica de correlação espacial pode oferecer uma discriminação mais precisa entre os efeitos coerentes e incoerentes em comparação com as abordagens convencionais.

Na figura 25a, onde plotamos a largura do sinal de EIT (medida através da função de correlação espacial ou simplesmente através da absorção do campo fraco) em função da intensidade do campo forte, vemos que tanto o sinal tradicional de EIT é alargado por potência (SANTOS et al., 2018) quanto o oriundo da função de correlação espacial. Um resultado importante é que a ressonância medida através da função de correlação espacial alarga mais que o sinal tradicional, ou seja, é mais sensível a variações de potência do campo forte. Isso corrobora com o resultado discutido na figura 24, onde mostramos que a técnica usando a função de correlação espacial é capaz de identificar mais precocemente a transição do efeito coerente de EIT para o efeito incoerente de Autler-Townes. Na figura 25b vemos que a largura do vale criada pelo dubleto de Autler-Townes

crece de forma inicialmente não linear e depois segue um comportamento linear, tanto na medida usando $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ quanto com $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$, corroborando mais uma vez a validade da técnica, visto que a teoria dos átomos vestidos indica uma separação aproximadamente linear dos picos do dubleto de Autler-Townes com o aumento da intensidade do campo forte (AHMED et al., 2012). É razoável esperar um resultado análogo quando obtido através da função de autocorrelação ou da função e correlação cruzada, pois o alargamento do pico de absorção de Autler-Townes está associado ao feixe forte, sendo pouco afetado pelo feixe fraco. Um ponto importante a ser comentado nos gráficos da figura 25 é que o objetivo deles é mostrar a variação por potência da largura estreita do sinal. No entanto, para valores de baixas potências dos campos, a largura esperada do sinal de EIT é da ordem de γ , ou seja, próximo a zero (mas diferente de zero), algo difícil de ser distinguido nos gráficos da figura 26. Especificamente, o resultado obtido para a largura do sinal medida através da função de correlação (seja ela autocorrelação ou correlação cruzada) quando o $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ foi de $0,00949\Gamma$ (autocorrelação) e $0,00975\Gamma$ (correlação cruzada). Já a largura do sinal quando simulamos a técnica tradicional é $0,005646\Gamma$, nas mesmas condições de frequência de Rabi dos campos. Esse resultado obtido para baixas potências dos campos nos mostra que a nossa técnica faz uma boa descrição do sinal de EIT.

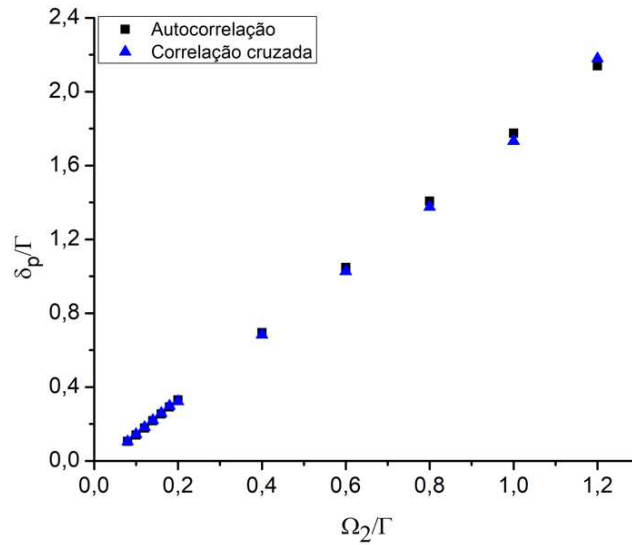
Figura 25 – (a) Comparação da largura a meia altura do sinal do EIT (δ_s) em um sistema Λ entre o sinal tradicional, autocorrelação e correlação cruzada. Em (b) há a comparação da largura a meia altura do vale (δ_v) do Autler-Townes para a função de correlação e correlação cruzada. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

Já na figura 26, mostramos que o distanciamento entre os picos do dubleto de Autler-Townes com o aumento da intensidade do campo forte segue uma relação aproximadamente linear com a potência, exatamente como esperado pela equação mostrada na subseção 2.2.2.1. Mostrando que a técnica da espectroscopia de correlação também é sensível aos deslocamentos dos níveis de

Figura 26 – Comparação da distância pico a pico (δ_p) dos sinais de autocorrelação e correlação cruzada no sistema Λ . Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.

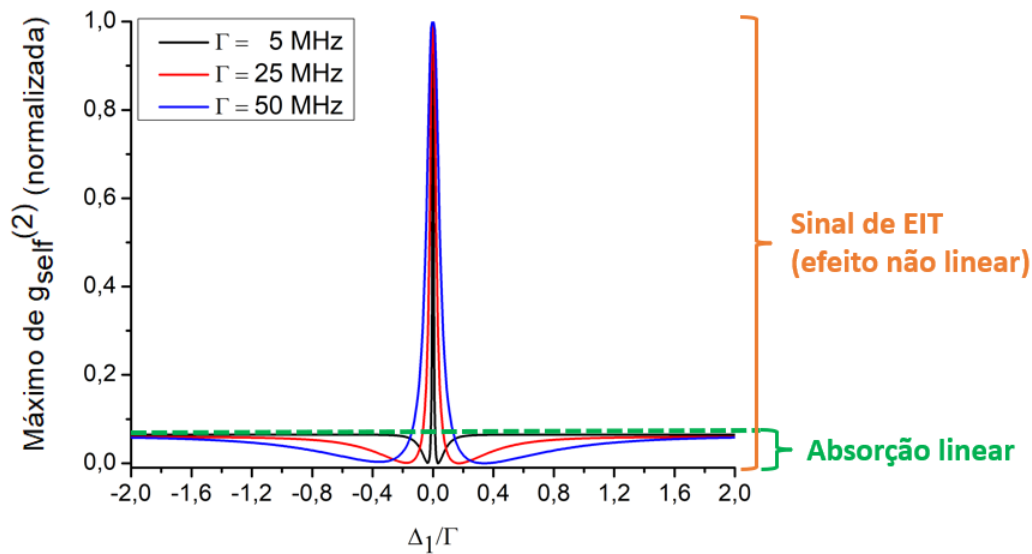


Fonte: A autora, 2023.

energia. Por fim, um outro resultado importante é que na técnica de espectroscopia de correlação o espectro observado para o sinal de EIT é muito mais intenso que o espectro de absorção linear da transição entre os níveis de energia. Desta forma, vemos que a técnica proposta permite apresentar um resultado mais evidente da ressonância de EIT (efeito não linear), tornando quase imperceptível o espectro de absorção linear quando comparado ao sinal coerente. Para isso, plotamos um gráfico com as curvas normalizadas do máximo de $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ em função da dessintonia do campo fraco para diferentes valores de taxa de relaxação dos estados excitados (vide figura 27). Em todas as curvas vemos que o sinal de EIT é muito maior que as curvas referentes às absorções lineares do feixe no meio. Isso nos mostra que a técnica é mais sensível ao efeito coerente (não-linear) que à absorção linear, sendo essa uma característica que poderá ser aplicada em sistemas que se deseja livrar-se dos efeitos de absorção linear, conforme apresentada em um trabalho recente desenvolvido por nosso grupo (CRISPIM et al., 2023).

Nossa investigação revelou ser possível obter o sinal de EIT e EIA (vide figura 28), bem como apresentou uma série de descobertas, mostrando o potencial inexplorado dessa técnica, ao mesmo tempo em que comparamos nossos resultados com aqueles obtidos com a técnica padrão de detecção, já bem estabelecidos na literatura. Além disso, como observado em Kim et al. (2017), não deve haver distinção entre os resultados obtidos quando se usa difusores de diferentes graus de difusão, uma vez que a obtenção das informações por meio da correlação espacial depende exclusivamente da distorções, criadas pela interação do feixe com o meio, na frente de onda do feixe e discriminadas no padrão de *speckles*. Ao analisar as curvas normalizadas do máximo da função de autocorrelação e correlação cruzada na figura 28, fica evidente que a escolha do difusor não afeta o resultado obtido,

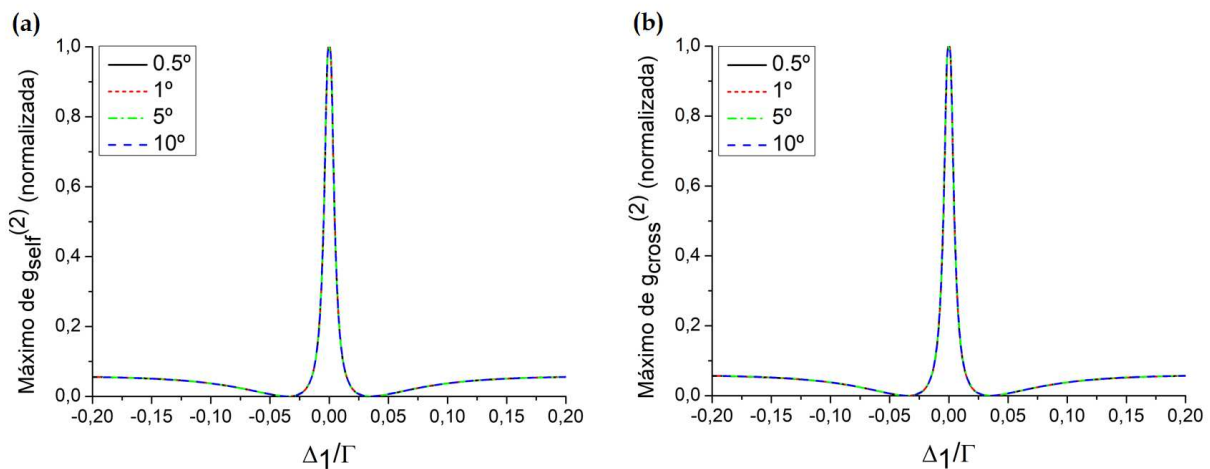
Figura 27 – O comportamento do máximo da função de autocorrelação normalizada a variações largura natural para os valores $\Gamma = 5, 25$ e 50 MHz. Para valores de $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$ e $\Omega_2/\Gamma = 0,01$.



Fonte: A autora, 2023.

conforme previsto por Kim et al. (2017). Note que, apesar do comportamento do resultado obtido ser o mesmo para os diferentes difusores, o valor absoluto da função de autocorrelação muda com a mudança de difusores. Por outro lado, conforme mostrado por Kim et al. (2017), ao usarmos a função de correlação cruzada o valor absoluto da função também não muda quando alteramos o difusor, algo também observado em nossos resultados. Esse é outro resultado que agrega vantagem ao uso da função de correlação cruzada, pois qualquer experimentador, de posse de qualquer elemento difusor de luz, observará uma função de correlação cruzada com o mesmo valor absoluto.

Figura 28 – Curvas (normalizadas) comparativas do grau de difusão dos difusores de $0,5^\circ$, 1° , 5° e 10° para (a) a autocorrelação e (b) correlação cruzada em um sistema tipo Λ . Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

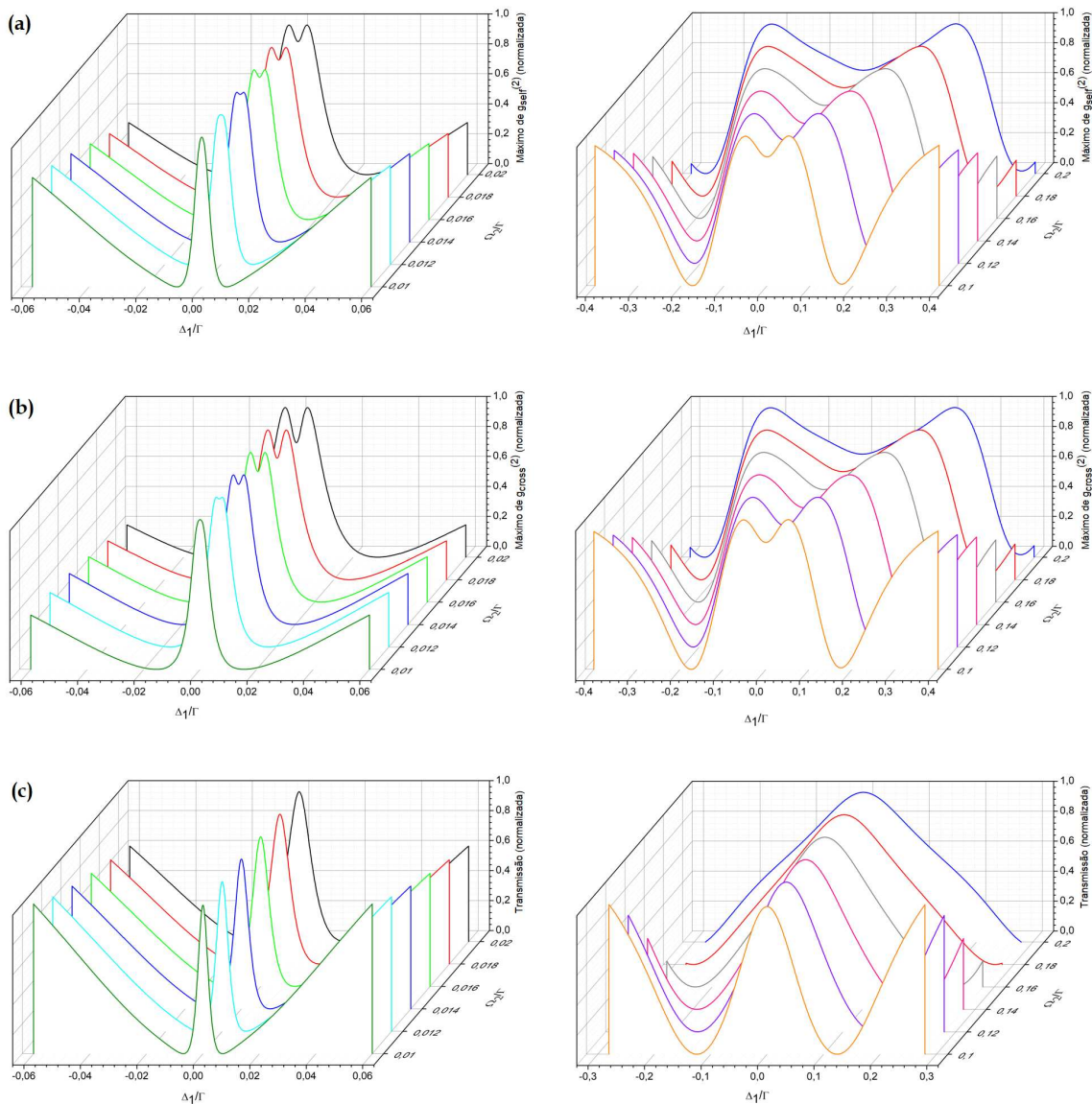
4.1.2 Sistema de quatro níveis

Agora, investigaremos um *ensemble* de átomos modelados por uma configuração N , conforme descrito na subseção 3.2 e 2.2.3. Esta nova configuração nos permite alternar entre os efeitos de EIT e EIA. Iniciamos nossa análise considerando a configuração que apresenta o efeito de EIT, ou seja, fazendo a taxa de transferência de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais ser zero ($B = 0$).

De uma forma análoga, os resultados obtidos a partir das técnicas tradicional e de espectroscopia de correlação espacial são sensíveis a variação de potência do campo forte, conforme apresentado na figura 30. Novamente, observamos que o a largura das curvas de EIT são idênticas para as medidas com $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ e $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$. Curiosamente, é possível notar na figura 29 que a análise através da função de correlação cruzada mostra que a estrutura pico-vale-pico (que evidencia o efeito Autler-Townes) surge de forma mais evidente para valores de potência do campo forte menores que os necessários para ser notado quando utilizamos a $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$.

A figura 29, mostra que as ressonâncias de EIT calculadas pelas curvas de $g(\Delta r)_{(self)}^{(2)}$ e $g(\Delta r)_{(cross)}^{(2)}$ respondem à variação de potência do campo forte de forma idêntica ao observado no sistema fechado do tipo Λ , quando analisamos a região em torno da ressonância atômica. Notamos que utilizando a modelagem com sistema aberto do tipo N , as medidas utilizando a técnica de correlação espacial ficam sensíveis à absorção linear exibindo bandas ao redor do pico de EIT. Este comportamento não foi visível na modelagem usando um sistema Λ fechado. Entendemos que esse resultado indicar uma sensibilidade da técnica à entrada de átomos incoerentes no sistema, evidenciando esse efeito através do espectro de absorção linear deles. Nos resultados apresentados em 29a e 29b, observamos que com o aumento da potência do feixe forte, o pico de EIT apresenta uma redução na ressonância, adquirindo uma estrutura de pico-vale-pico, reforçando as conclusões anteriores da seção 4.1.1. Esse fenômeno é interpretado como resultado do efeito Autler-Townes, indicando que a coerência responsável pela ressonância de EIT está sendo progressivamente destruída. Ainda, na figura 29c notamos que o alargamento por potência do sinal tradicional é afetado de forma mais significativa do que na figura 24c. Na figura 30a, é possível analisar o alargamento da largura do sinal de EIT, tanto no formato convencional quanto utilizando a espectroscopia de correlação espacial, em resposta ao aumento da potência. Conforme discutido detalhadamente na seção anterior, reiteramos a observação de que a função de correlação espacial apresenta um alargamento mais pronunciado em comparação ao sinal tradicional, destacando sua maior sensibilidade às variações de potência do campo forte. Além disso, na figura 30b, podemos notar que a largura do vale formado pelo dubleto de Autler-Townes exibe um comportamento inicialmente não linear, evoluindo para uma

Figura 29 – O máximo das funções(a) de autocorrelação, (b) correlação cruzada e ainda (c) a transmissão do feixe de prova em função da dessintonização para diversas potências do campo forte no sistema N para $B=0$. Para $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.

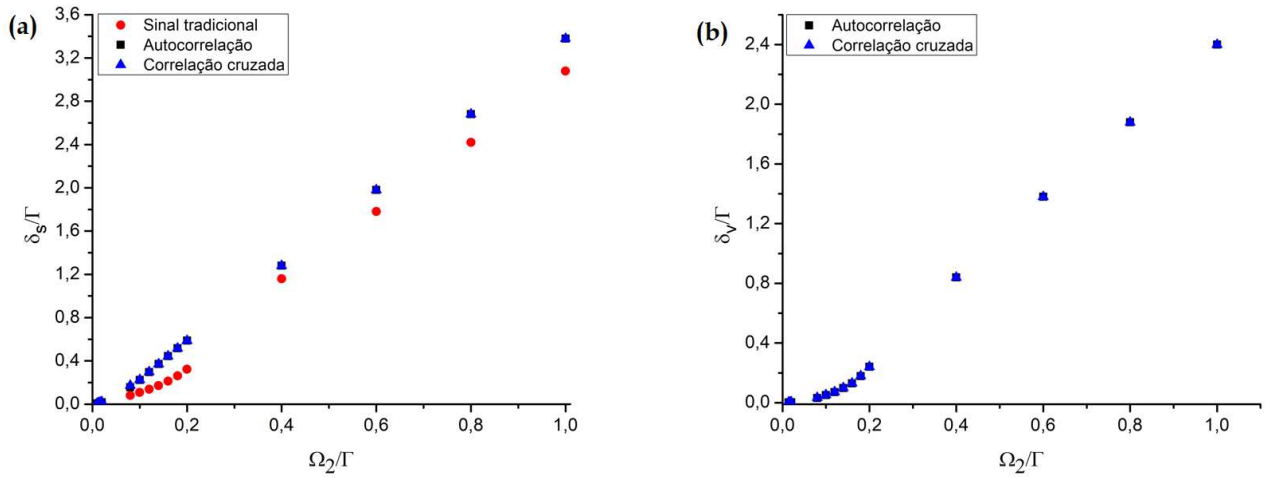


Fonte: A autora, 2023.

tendência linear. Essa análise é realizada tanto utilizando a métrica $g(\Delta r)_{(\text{cross})}^{(2)}$ quanto $g(\Delta r)_{(\text{self})}^{(2)}$, evidenciando a consistência das medidas em ambas as abordagens. Notavelmente, para valores baixos de potência do campo forte a largura do sinal se aproxima do valor de γ , conforme esperado e já comentado na seção 4.1.1 para o sistema de três níveis. Tomando como exemplo a potência de $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ os valores associados ao sinal tradicional, autocorrelação e correlação cruzada são de $0,003964\Gamma$, $0,005646\Gamma$ e $0,007328\Gamma$, respectivamente. Todos os valores são próximos a γ indicando a validade da técnica proposta.

Na figura 31 é mostrado que o distanciamento entre os picos do duplete de Autler-Townes, em

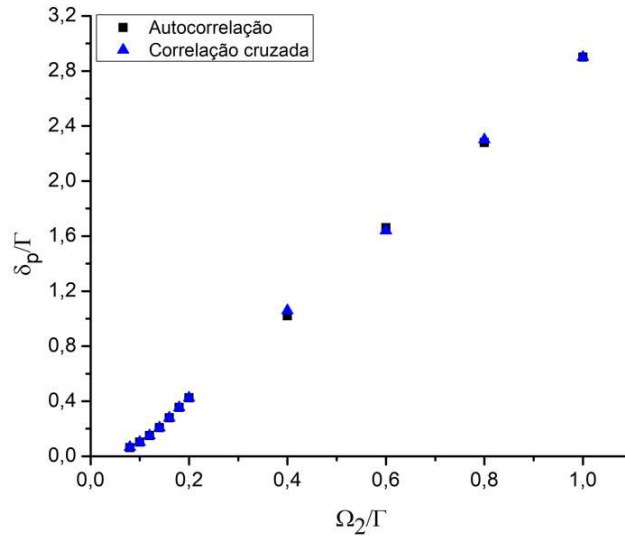
Figura 30 – (a) Comparação da largura a meia altura do sinal do EIT (δ_s) em um sistema N (para $B=0$) entre o sinal tradicional, autocorrelação e correlação cruzada. Em (b) há a comparação da largura a meia altura do vale (δ_v) do Autler-Townes para a função de correlação e correlação cruzada. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

resposta ao aumento da intensidade do campo forte, segue uma tendência linear com a potência aplicada. Este comportamento é plenamente consistente com as expectativas teóricas previamente delineadas na subseção 2.2.2.1. O distanciamento linear entre os picos sugere uma resposta proporcional e previsível do sistema diante do aumento da potência do campo forte, tal comportamento é associado à resposta do efeito Autler-Townes nas transições atômicas. O comportamento linear observado valida e reforça a robustez do modelo teórico empregado para descrever o sistema, com a capacidade de prever o comportamento do sistema em resposta a diferentes níveis de potência do campo forte. Portanto, a figura 31 não apenas ilustra visualmente o fenômeno, mas também corrobora, de maneira quantitativa, a relação linear antecipada pela literatura existente.

Figura 31 – Comparação da distância pico a pico (δ_p) dos sinais de autocorrelação e correlação cruzada no sistema N para $B=0$. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



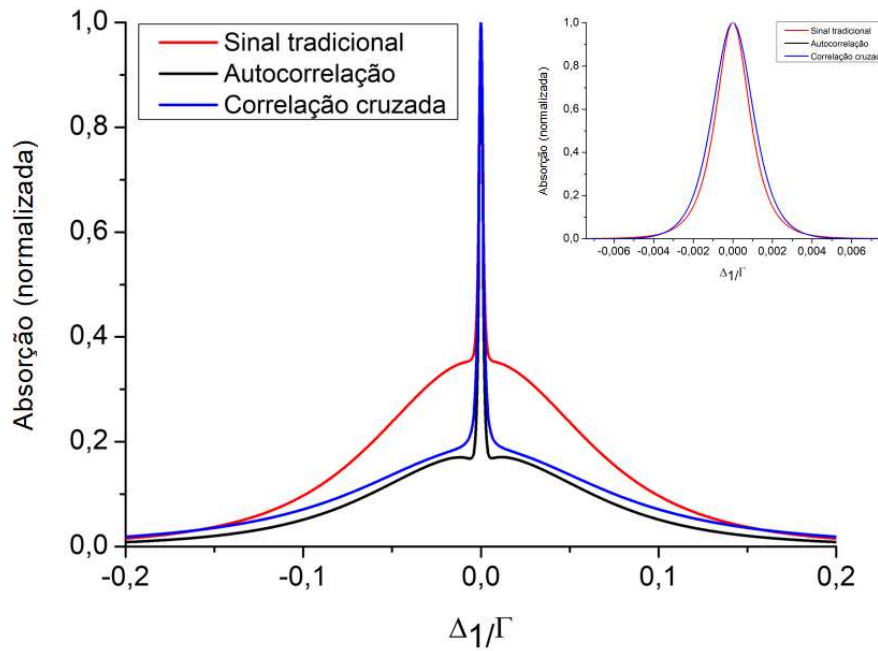
Fonte: A autora, 2023.

4.2 OBSERVAÇÃO DO SINAL DE EIA

No sistema N , ao utilizarmos a taxa de transferência de coerência igual a um, temos que toda a coerência criada no estados excitados é transferida para os níveis fundamentais, assim favorecendo um sistema do tipo “ V ”, o qual é caracterizado por exibir o do efeito de EIA. Por outro lado, utilizando valores de $0 \leq B \leq 1$ podemos observar a coexistência e competição entre os efeitos coerentes de EIT e EIA no sistema, abrindo espaço para outros tipos de investigações e aplicações.

Por completeza, iremos mostrar que de forma similar ao sistema de quatro níveis na condição do EIT, podemos obter informações sobre o meio atômico, na condição de EIA, através da análise das funções de autocorrelação e correlação cruzada dos campos que emergem do meio atômico, como exemplificado de maneira elucidativa na figura 32. Conforme esperado na literatura, para baixas potências do campo forte, a largura a meia altura do sinal EIA deve ser da ordem de γ . Ao compararmos o sinal tradicional com as funções de autocorrelação e correlação cruzada, representadas no canto superior direito da figura 32 (que se refere a uma ampliação na ressonância com uma normalização nos picos), podemos evidenciar que a técnica de espectroscopia de correlação espacial condiz com o previsto pela literatura, uma vez que a largura do sinal tradicional é a mesma que a autocorrelação e correlação cruzada, sendo da ordem de γ e com valores de $0,0020178\Gamma$, $0,00240360\Gamma$ e $0,0023988\Gamma$, respectivamente. Em uma conclusão fundamental, este estudo demonstra que a obtenção do sinal na condição do EIA é viável por meio da aplicação da técnica de espectroscopia de correlação espacial. Assim, novos estudos estão sendo realizados em nosso grupo de pesquisa baseados na investigação das transições entre os fenômenos de EIT e EIA, através das variações do coeficiente B , bem como

Figura 32 – Comparação das curvas normalizadas das medições do sinal tradicional (linha vermelha), autocorrelação (linha preta) e a correlação cruzada (linha azul) no sistema N para $B=1$. Utilizamos $\Gamma = 5$ MHz, $\gamma/\Gamma = 0,002$, $\Omega_2/\Gamma = 0,01$ e $\Omega_1/\Gamma = 0,0002$.



Fonte: A autora, 2023.

o estudo dos fenômenos que podem ser detectados com a implementação desta nova técnica que apresenta alta sensibilidade para identificação de contribuições coerentes e incoerentes.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta dissertação, apresentamos a técnica de espectroscopia de correlação espacial como uma nova ferramenta para caracterizar os fenômenos de EIT e EIA em sistemas de três e quatro níveis, tipo Λ e N . Para isso, propomos um modelo analítico e conduzimos estudos sistemáticos por meio de soluções numéricas, permitindo obter a informação espectroscópica do meio atômico em função da distribuição espacial de intensidade da frente de onda do feixe que interage com ele algo diferente da utilizada na abordagem tradicional de obtenção dos sinais de EIT e EIA.

No contexto do sistema de três níveis, nossa investigação demonstrou que a função de correlação espacial é mais sensível ao alargamento por potência quando comparada ao sinal tradicional. A capacidade de observar uma estrutura de pico-vale-pico na ressonância, à medida que a potência do campo de bombeio é aumentada, abre caminho para a identificação mais clara de efeitos não coerentes, como o Autler-Townes. A identificação mais conclusiva do momento em que a transparência deixa de ser fruto de um efeito coerente, é particularmente relevante. Uma vez que na técnica tradicional de medidas da ressonância de EIT não é possível determinar com clareza em que momento o valor da potência do campo forte faz com que a transparência obtida não seja fruto exclusivamente de efeitos coerentes. Neste caso, com a técnica tradicional existirá uma região de potência do campo forte que fará o sinal ser devido a uma mistura de efeitos coerentes e incoerentes e que não será perceptível pela técnica. Assim, apenas quando o efeito incoerente de Autler-Townes se tornar dominante é que a técnica tradicional conseguirá perceber a mudança do regime coerente para o incoerente. Além disso, ao investigar a distância entre os picos na função de correlação, identificamos um comportamento linear, mostrando que a espectroscopia de correlação espacial permite de fato a detecção precoce do momento em que o efeito Autler-Townes começa a influenciar o resultado.

No sistema N , também observamos a influência da potência do campo forte na largura das ressonâncias. No entanto, diferentemente do sistema de três níveis, a análise revelou que mesmo o sistema N aberto sendo mais robusto ao alargamento por potência, a técnica de espectroscopia de correlação permite identificar de forma mais clara transição da transparência ser criada devido ao efeito coerente de EIT ou devido ao efeito incoerente de Autler-Townes. É importante destacar que essa dissertação não esgota todas as possibilidades de investigação nesses sistemas. As competições entre os efeitos coerentes e não coerentes, a influência de parâmetros específicos e a exploração de novas possibilidades são tópicos que podem fornecer contribuições para futuras pesquisas.

Por fim, as perspectivas deste trabalho incluem a exploração detalhada do fenômeno de EIA, a análise da transição entre os efeitos de EIT e EIA e, por último, a conclusão do trabalho experi-

mental que havia sido iniciado no laboratório para a implementação da técnica de espectroscopia de correlação espacial.

REFERÊNCIAS

- AHMED, E. H.; HUENNEKENS, J.; KIROVA, T.; QI, J.; LYYRA, A. M. The autler–townes effect in molecules: observations, theory, and applications. **Academic Press**, [s.l.], v. 61, p. 467–514, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-396482-3.00009-0>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123964823000090>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- 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**, [s.l.], v. 57, n. 4, p. 2996–3002, abril 1998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.57.2996>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.57.2996>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- AKULSHIN, A. M.; LEZAMA, A.; SIDOROV, A. I.; MCLEAN, R. J.; HANNAFORD, P. ‘storage of light’ in an atomic medium using electromagnetically induced absorption. **Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics**, [s.l.], v. 38, n. 23, p. L365, nov. 2005. DOI: [10.1088/0953-4075/38/23/L01](https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/23/L01). Disponível em: <https://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/38/23/L01>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- ALLEN, L.; EBERLY, J. H. **Optical Resonance and Two-Level Atoms**. New York: Dover, 1987.
- ALMEIDA, A. J. F. de. **Armazenamento de Luz em Átomos de Césio Frios e Térmicos Via os Fenômenos de Oscilação Coerente de População e Ressonância Induzida por Recuo**. 2018. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2018. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/32998>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- ALZETTA, G.; GOZZINI, A.; MOI, L.; ORRIOLS, G. An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented na vapour. **Nuovo Cimento B**, [s.l.], v. 36, n. 5, p. 5–20, 1976. <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02749417>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- ARIMONDO, E. Dark resonances in quantum optics. **Acta Physica Polonica A**, [s.l.], v. 112, n. 5, p. 723–728, 2007. DOI: [10.12693/APHYSPOLA.112.723](https://doi.org/10.12693/APHYSPOLA.112.723). Disponível em: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:54220941>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- AUTLER, S. H.; TOWNES, C. H. Stark effect in rapidly varying fields. **Physical Review A**, [s.l.], v. 100, n. 2, p. 703–722, Out. 1955. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.703>. Disponível em: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.100.703>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- BOLLER, K.-J.; IMAMOĞLU, A.; HARRIS, S. E. Observation of electromagnetically induced transparency. **Physical Review Letters**, [s.l.], v. 66, n. 20, p. 2593–2596, mai. 1991. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2593>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- BRAZHNIKOV, D.; TAICHENACHEV, A.; YUDIN, V. Magneto-optical resonance of electromagnetically induced absorption with high contrast and narrow width in a vapour cell with buffer gas. **Laser Physics Letters**, [s.l.], v. 11, n. 12, p. 125702, nov. 2014. DOI: [10.1088/1612-2011/11/12/125702](https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/12/125702). Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1612-2011/11/12/125702>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- BUDKER, D.; ROCHESTER, S. Relation between electromagnetically induced absorption resonances and nonlinear magneto-optics in Λ systems. **Physical Review A**, [s.l.], v. 70, n. 2,

p. 025804, ago. 2004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.025804>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.025804>. Acesso em: 30 nov. 2023.

BURNETT, K. **Methods in Theoretical Quantum Optics**. v. 16. Oxford: Oxford University Press, 1998.

CHOU, H.-S.; EVERS, J. Dressed-atom multiphoton analysis of anomalous electromagnetically induced absorption. **Physical Review Letters**, [s.l.], v. 104, n. 21, p. 213602, mai. 2010. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.213602>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.213602>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CRISPIM, M. J. B.; PEREIRA, C. C. S.; OLIVEIRA, N. T. C.; CHEVROLLIER, M.; OLIVEIRA, R. A. de; MARTINS, W. S.; REYNA, A. S. Intensity correlation scan (ic-scan) technique to characterize the optical nonlinearities of scattering media. **Scientific Reports**, [s.l.], v. 13, n. 1, p. 7239, mai. 2023. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-023-34486-0>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41598-023-34486-0>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CRUZ, L. S. da. **Flutuações de Campos Eletromagnéticos Interagindo com Meios Atômicos Coerentemente Preparados**. 2005. Tese (Doutorado em Física) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2005. <https://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/tde-06032014-164814/publico/47092daCruzSoares.pdf>. Acesso em: 30 nov. 2023.

DAINTY, J. **Laser Speckle and Related Phenomena**. v. 9. [S.l.]: Springer, 1984. <https://books.google.com.br/books?id=Q6HzCAAQBAJ&printsec=frontcover&hl=pt-BR#v=onepage&q&f=false>. Acesso em: 30 nov. 2023.

DIMITRIJEVIĆ, J.; ARSENOVIĆ, D.; JELENKOVIĆ, B. M. Intensity dependence narrowing of electromagnetically induced absorption in a doppler-broadened medium. **Physical Review A**, [s.l.], v. 76, n. 1, p. 13836, jul. 2007. DOI: [10.1103/PhysRevA.76.013836](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.013836). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.013836>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FAILACHE, H.; VALENTE, P.; BAN, G.; LORENT, V.; LEZAMA, A. Inhibition of electromagnetically induced absorption due to excited-state decoherence in rb vapor. **Physical Review A**, [s.l.], v. 67, n. 4, p. 43810, abr. 2003. DOI: [10.1103/PhysRevA.67.043810](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.67.043810). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.67.043810>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FELINTO, D. et al. Physical interpretation for the correlation spectra of electromagnetically-induced-transparency resonances. **Optical Express**, [s.l.], v. 21, n. 2, p. 1512–1519, jan. 2013. DOI: [10.1364/OE.21.001512](https://doi.org/10.1364/OE.21.001512). Disponível em: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-2-1512>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FLEISCHHAUER, M.; IMAMOGLU, A.; MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. **Reviews of Modern Physics**, [s.l.], v. 77, n. 2, p. 633–673, jul. 2005. DOI: [10.1103/RevModPhys.77.633](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.633>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FLOREZ, H. M.; OUTHERS. Power-broadening-free correlation spectroscopy in cold atoms. **Physical Review A**, [s.l.], v. 88, p. 33812, set. 2013. DOI: [10.1103/PhysRevA.88.033812](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.033812). Disponível em: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRevA.88.033812>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FOOT, C. J. **Atomic physics**. Oxford: Oxford University Press, 2005.

GOODMAN, J. W. **Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications**. second. ed. USA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2020.

GOREN, C.; WILSON-GORDON, A. D.; ROSENBLUH, M.; FRIEDMANN, H. Electromagnetically induced absorption due to transfer of population in degenerate two-level systems. **Physical Review A**, [s.l.], v. 70, n. 3, p. 43814, out. 2004. DOI: 10.1103/PhysRevA.70.043814. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.043814>. Acesso em: 30 nov. 2023.

GRIFFITHS, D. J. **Mecânica Quântica**. 2. ed. São Paulo: Pearson, 2011.

GRIFFITHS, D. J. **Eletrodinâmica**. 3. ed. São Paulo: Pearson, 2015.

HAU, L. V.; E., H. S.; DUTTON, Z.; CYRUS, H. B. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. **Nature**, London, v. 397, n. 6720, p. 594–596, fev. 1999. DOI: <https://doi.org/10.1038/17561>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/17561#citeas>. Acesso em: 30 nov. 2023.

HIOE, F. T.; CARROLL, C. E. Coherent population trapping in n-level quantum systems. **Physical Review A**, American Physical Society, v. 37, n. 8, p. 3000–3005, abr. 1988. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.3000>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.37.3000>. Acesso em: 30 nov. 2023.

KIM, K.; YU, H.; LEE, K.; PARK, Y. Universal sensitivity of speckle intensity correlations to wavefront change in light diffusers. **Scientific Reports**, [s.l.], v. 7, p. 44435, mar. 2017. DOI: <https://doi.org/10.1038/srep44435>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/srep44435#citeas>. Acesso em: 30 nov. 2023.

KOCHAROVSKAYA, O.; ROSTOVTSEV, Y.; SCULLY, M. O. Stopping light via hot atoms. **Physical Review Letters**, [s.l.], v. 86, n. 4, p. 628–631, jan. 2001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.628. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.628>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LEZAMA, A.; AKULSHIN, A. M.; SIDOROV, A. I.; HANNAFORD, P. Storage and retrieval of light pulses in atomic media with “slow” and “fast” light. **Physical Review A**, [s.l.], v. 73, n. 3, p. 033806, mar. 2006. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.033806>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.73.033806>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LI, Y. Q.; XIAO, M. Electromagnetically induced transparency in a three-level Λ -type system in rubidium atoms. **Physical Review A**, [s.l.], v. 51, n. 4, p. R2703–R2706, abr. 1995. DOI: 10.1103/PhysRevA.51.R2703. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.51.R2703>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LI, Y.-q.; XIAO, M. Observation of quantum interference between dressed states in an electromagnetically induced transparency. **Physical Review A**, [s.l.], v. 51, n. 6, p. 4959–4962, jun. 1995. DOI: 10.1103/PhysRevA.51.4959. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.51.4959>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LIU, J.; YANG, H.; WANG, C.; XU, K.; XIAO, J. Experimental distinction of autler-townes splitting from electromagnetically induced transparency using coupled mechanical oscillators system. **Scientific Reports**, [s.l.], v. 6, n. 1, jan. 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.51.R270>. Disponível em: <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/26751738/>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MILONNI, P. W. **Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light**. New York: Institute of Physics, 2005.

MOI, L.; CARTALEVA, S. Sensitive magnetometers based on dark states. **Europhysics News**, [s.l.], v. 43, n. 6, p. 24–27, dez. 2012. DOI: <https://doi.org/10.1051/epn/2012603>. Disponível em: <https://www.europhysicsnews.org/articles/epn/abs/2012/06/epn2012436p24/epn2012436p24.html>. Acesso em: 30 nov. 2023.

- OHTSUBO, J. The second-order statistics of speckle patterns. **Journal of Optics**, [s.l.], v. 12, n. 2, p. 129–142, jul. 1981. DOI: 10.1088/0150-536X/12/2/005. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0150-536X/12/2/005>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- OLIVEIRA, R. A. de. **Espectroscopia de Bragg em Átomos Frios Coerentemente Preparados**. 2010. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2010. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/6931>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- PARKER, J.; STROUD, C. R. Population trapping in short-pulse laser ionization. **Physical Review A**, [s.l.], v. 41, n. 3, p. 1602–1608, fev. 1990. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.41.1602>. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.41.1602>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- PERES, A. **Quantum Theory: Concepts and Methods**. New York: Springer, 2002.
- RIBEIRO NETO, P. J. **Estudo do Deslocamento Zeeman em Ressonâncias de Transparência Eletromagneticamente Induzida em Vapor de Césio: Aplicação à Magnetometria**. 2008. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2008. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/6379>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- SANTOS, F. B. M. dos. **Dependência Angular de uma Ressonância de Transparência Induzida Eletromagneticamente: Aplicação à Velocimetria de Átomos Frios**. 2005. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2005. https://bdtd.ibict.br/vufind/Record/UFPE_637c9b4525a5d2e59942343999f4940c. Acesso em: 30 nov. 2023.
- SANTOS, F. C. D.; MARTINS, W. S.; BARREIRO, S.; OLIVEIRA, R. A. Electromagnetically induced absorption free from power broadening. **Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics**, [s.l.], v. 51, n. 18, p. 185002, 2018. DOI: 10.1088/1361-6455/aad9b. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6455/aad9b0/meta>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- SANTOS, F. C. D. dos. **Análise Teórica dos Efeitos Coerentes de Transparência e Absorção Eletromagneticamente Induzida em Átomos**. 2017. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal Rural de Pernambuco, Recife, 2017. <http://www.tede2.ufrpe.br:8080/tede2/handle/tede2/7797>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- SCULLY, M. O.; FLEISCHHAUER, M. High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. **Physical Review Letters**, [s.l.], v. 69, n. 9, p. 1360–1363, ago. 1992. DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.1360. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.1360>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- SHANKAR, R. **Principles of Quantum Mechanics**. New York: Plenum Press, 1994.
- SIEGERT, A. J. F. **On the Fluctuations in Signals Returned by Many Independently Moving Scatterers**. Report: Radiation Laboratory, 1943.
- SILVA, L. A. **Transporte de luz desordenada em meios espalhadores e sua influência na otimização de lasers aleatórios**. 2023. Dissertação de Mestrado — Universidade Federal Rural de Pernambuco, Cabo de Santo Agostinho, 2023. http://www.ppengfis.ufrpe.br/sites/ppengfis.ufrpe.br/files/documentos/dissertacao_larissa_alexandre_da_silva_2023_final_0.pdf. Acesso em: 30 nov. 2023.
- STÄHLER, M.; KNAPPE, S.; AFFOLDERBACH, C.; KEMP, W. R. G.; WYNANDS, R. Picotesla magnetometry with coherent dark states. **Europhysics Letters**, [s.l.], v. 54, n. 3, p. 323–328, mai. 2001. DOI: 10.1209/epl/i2001-00245-y. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1209/epl/i2001-00245-y/pdf>. Acesso em: 30 nov. 2023.

STECK, D. A. **Cesium D Line Data**. Los Alamos: Theoretical Division, 1998.

SVELTO, O. **Principles of Lasers**. 5. ed. New York: Springer, 2010.

TAICHENACHEV, A. V.; TUMAİKIN, A. M.; YUDIN, V. I. Electromagnetically induced absorption in a four-state system. **Physical Review A**, [s.l.], v. 61, n. 1, p. 011802, dez. 1999. DOI: 10.1103/PhysRevA.61.011802. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.61.011802>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WHITLEY, R. M.; STROUD, C. R. Double optical resonance. **Physical Review A**, [s.l.], v. 14, n. 4, p. 1498–1513, out. 1976. DOI: 10.1103/PhysRevA.14.1498. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.14.1498>. Acesso em: 30 nov. 2023.