



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DE PERNAMBUCO
UNIDADE ACADÊMICA DO CABO DE SANTO AGOSTINHO
BACHARELADO EM ENGENHARIA ELETRÔNICA

VICTOR ÁDONY ALVES SANTOS

Desenvolvimento de uma memória atômica eficiente baseada no fenômeno da
absorção eletromagneticamente induzida

Cabo de Santo Agostinho - PE
2023

VICTOR ÁDONY ALVES SANTOS

Desenvolvimento de uma memória atômica eficiente baseada no fenômeno da absorção eletromagneticamente induzida

Trabalho apresentado ao Curso de Engenharia Eletrônica da Universidade Federal Rural de Pernambuco como requisito para obtenção do grau de Bacharel em Engenharia Eletrônica

Orientador: Prof. Dr. Rafael Alves de Oliveira

Coorientador: Prof. Dr. Sérgio Vladimir Barreiro Degiorgi

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)

S237dd Santos, Victor
Desenvolvimento de uma memória atômica eficiente baseada no fenômeno da absorção eletromagneticamente induzida /
Victor Santos. - 2023.
41 f. : il.

Orientador: Rafael Alves de Oliveira.
Coorientador: Sergio Vladimir Barreiro Degiorgi.
Inclui referências e apêndice(s).

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação) - Universidade Federal Rural de Pernambuco, Bacharelado em
Engenharia Eletrônica, Cabo de Santo Agostinho, 2023.

1. Memória atômica. 2. Armazenamento de luz. 3. Efeitos coerentes. I. Oliveira, Rafael Alves de, orient. II. Degiorgi,
Sergio Vladimir Barreiro, coorient. III. Título

CDD 621.3

VICTOR ÁDONY ALVES SANTOS

Desenvolvimento de uma memória atômica eficiente baseada no fenômeno da absorção eletromagneticamente induzida

Monografia apresentada ao Curso de Graduação em Engenharia Eletrônica da Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho da Universidade Federal Rural de Pernambuco para obtenção do título de Bacharel em Engenharia Eletrônica

Aprovada em: ____ / ____ / ____

Banca examinadora

Prof. Dr. Rafael Alves de Oliveira, UACSA, UFRPE
Orientador

Prof. Dr. Sérgio Vladimir Barreiro Degiorgi, UACSA, UFRPE
Coorientador

Prof. Dr. Weliton Soares Martins, UACSA, UFRPE
Examinador

Prof. Dr. Oswaldo Hideo Ando Junior, UACSA, UFRPE
Examinador

"Um dia de cada vez."

(Autoria própria)

RESUMO

O armazenamento de informação utilizando memórias atômicas pode ser feito através de alguns fenômenos coerentes da luz, sendo dois deles a transparência eletromagneticamente induzida (EIT), uma das condições mais exploradas, e a absorção eletromagneticamente induzida (EIA), que possui um vasto número de lacunas acerca de suas aplicações. Portanto, foi desenvolvido um modelo teórico-analítico de uma memória atômica, passando pelos estágios da escrita, do armazenamento e da leitura, utilizando as configurações de EIT e EIA para que pudessem ser feitas as comparações da energia do pulso extraído, da forma temporal do pulso, do tempo de armazenamento da memória e da eficiência energética na extração do pulso. Foi demonstrado que, na condição de EIA, a energia e a intensidade máxima do pulso extraído são muito maiores que na condição de EIT. Além disso, pôde-se observar que a energia e a máxima intensidade do pulso óptico gerado possuem o mesmo tempo de decaimento, independente se a condição utilizada for EIT ou EIA. O trabalho comprova que se obtém uma eficiência maior na extração de energia no regime saturado de uma memória atômica baseada no EIA que em uma na condição de EIT.

Palavras-chave: memória atômica; armazenamento de luz; efeitos coerentes.

ABSTRACT

Information storage using atomic memories can be done through some coherent light phenomena, two of which are electromagnetically induced transparency (EIT), one of the most explored conditions, and electromagnetically induced absorption (EIA), which has a vast number of gaps about its applications. Therefore, a theoretical analytical model of an atomic memory was developed, going through the stage of writing, storage and reading, using the EIT and EIA configurations so that comparisons of the energy of the extracted pulse, the temporal shape of the pulse, the memory storage time and the energy efficiency in pulse extraction could be made. It has been shown that, in the EIA condition, the energy and maximum intensity of the extracted pulse are much higher than in the EIT condition. Furthermore, it was observed that the energy and maximum intensity of the generated optical pulse have the same decay time, regardless of whether the condition used is EIT or EIA. The work proves that a greater efficiency is achieved in the extraction of energy in the saturated regime of an atomic memory based on the EIA than in one in the EIT condition.

Keywords: atomic memories; light storage; coherent effects.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

| | | |
|------------|---|----|
| Figura 1: | Sistema tipo N. Os estados $ c\rangle$ e $ d\rangle$ estão no nível excitado, com energia $\hbar\omega_0$. Já os estados $ a\rangle$ e $ b\rangle$ pertencem ao nível fundamental, com energia nula. O campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$ acopla com a transição $b \leftrightarrow c$ e o campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ acopla com as transições $a \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$ | 13 |
| Figura 2: | Absorção para o feixe acoplado com o campo fraco em um sistema aberto tipo N. Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,001$, $\Omega_W/\Gamma = 0,1$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = \beta/\Gamma = 0,01$, $\lambda_{b,b}/\Gamma = 0,1$ e $\Delta_W/\Gamma = 0$. Para a curva em verde escuro foi considerado $B = 1$ e para a curva tracejada em laranja foi utilizado $B = 0$. . . | 21 |
| Figura 3: | Alargamento de potência para efeitos de EIT e EIA. | 22 |
| Figura 4: | Sistemas tipo N mostrando as interações entre os estados fundamentais e excitados com os campos ópticos, tanto na escrita da informação, como na recuperação desta informação, a leitura. | 23 |
| Figura 5: | Forma temporal dos pulsos ópticos gerados pelo meio. Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,02$, $\Omega_W/\Gamma = 0,2$, $\Omega_R/\Gamma = 0,1$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = 0,01$ | 27 |
| Figura 6: | Energia recuperada dividida pela energia dos campos de escrita como função do campo de leitura Ω_R . A linha vertical tracejada mostra que o máximo de energia extraída ocorre em uma intensidade do campo de leitura maior na condição de EIA do que utilizando o EIT. | 27 |
| Figura 7: | Módulo das coerências atômicas em função do tempo. O campo de leitura é ligado no tempo igual a zero. | 28 |
| Figura 8: | Intensidade máxima do pulso gerado pelo meio como uma função do campo de leitura. | 29 |
| Figura 9: | Forma temporal dos pulsos ópticos gerados pelo meio variando o valor do campo de leitura Ω_R . Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,02$, $\Omega_W/\Gamma = 0,2$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = 0,01$. . . | 29 |
| Figura 10: | Reprodução do sistema <i>Lambda</i> . Os estados $ 1a\rangle$ e $ 1b\rangle$ estão no nível fundamental e são degenerados, já o estado excitado $ 2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$ | 33 |
| Figura 11: | Reprodução da configuração EIT. Os estados $ 1a\rangle$ e $ 1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $ 2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$ | 37 |

Figura 12: Curva de absorção para o feixe de prova num sistema tipo Λ . 41

SUMÁRIO

| | |
|--|-----------|
| 1 INTRODUÇÃO | 9 |
| 1.1 OBJETIVOS | 10 |
| 1.1.1 Objetivo geral | 10 |
| 1.1.2 Objetivos específicos | 11 |
| 2 METODOLOGIA | 12 |
| 3 RESULTADOS E DISCUSSÃO | 13 |
| 3.1 INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA SISTEMA N | 13 |
| 3.1.1 Hamiltoniano de Interação | 13 |
| 3.1.2 Equações de <i>Bloch</i> para o sistema N | 15 |
| 3.1.3 Taxa de Transferência de Coerência - B | 17 |
| 3.1.4 Soluções Analíticas das Equações de <i>Bloch</i> | 18 |
| 3.2 MODELAGEM TEÓRICA DE UMA MEMÓRIA ATÔMICA | 22 |
| 3.2.1 Processo de Escrita e Armazenamento | 23 |
| 3.2.2 Processo de Leitura | 25 |
| 3.3 COMPARAÇÃO ENTRE MEMÓRIAS ATÔMICAS NAS CONDIÇÕES DE EIA E EIT | 26 |
| 3.3.1 Forma temporal dos pulsos ópticos | 26 |
| 3.3.2 Eficiência energética no processo de leitura e Tempo de Armazenamento | 26 |
| 4 CONCLUSÕES | 31 |
| REFERÊNCIAS | 32 |
| APÊNDICE 1: APRISIONAMENTO COERENTE DE POPULAÇÃO E ESTADO ESCURO | 33 |
| APÊNDICE 2: TRANSPARÊNCIA ELETROMAGNETICAMENTE INDUZIDA (EIT) | 37 |

1 INTRODUÇÃO

Memórias atômicas baseadas em sistemas ópticos, a contrapartida quântica para a memória de um computador clássico, são dispositivos que podem armazenar o estado quântico de um fóton, sem destruir a volátil informação quântica carregada por ele, por meio de interação entre matéria e luz em frequências ópticas. Essa memória atômica deve ser capaz de emitir um fóton com o mesmo estado quântico do fóton armazenado, depois de um tempo definido pelo usuário. Uma forma de entender uma memória atômica é enxergá-la como um processo de criação, armazenamento e leitura de uma grade espacial de coerência criada em um *ensemble* atômico. O pulso óptico gerado no processo é então compreendido como sendo resultado da difração de Bragg do campo de leitura na grade de coerência armazenada no meio. Esse pulso carrega toda informação inicialmente gravada no meio.

Durante as últimas décadas, pesquisas intensas foram dedicadas ao desenvolvimento de inúmeros tipos de memórias atômicas, justificado pelo enorme potencial do avanço tecnológico descoberto, além do conhecimento raso de sua capacidade. A primeira aplicação teve o intuito de desenvolver repetidores quânticos, os quais atualmente proporcionam soluções para comunicações à longa distância, acima de 500 km, utilizando tecnologias atuais (Yong Yu et al, 2020). A segunda aplicação foi voltada para o desenvolvimento da computação quântica baseada na óptica não linear. Ao longo do tempo, outras aplicações relevantes emergiram, como a criptografia quântica (Bruno Huttner e Tal Mor, 1996), protegendo os dados de roubo, metrologia quântica (J. Ye, J. H. Kimble e H. Katori, 2008), detecção de fótons únicos, redes quânticas (Kimble, 2008), alcance de altas taxas de dados (K.F. Reim et al, 2010), processamento não-linear de informação quântica e, mais recentemente, memórias atômicas na faixa de comprimentos de onda de telecomunicação (Andreas Wallucks et al, 2020).

A pesquisa em cima de ensembles atômicos coerentemente preparados explicitar diversos fenômenos relevantes, sendo um deles é o aprisionamento coerente de população (CPT, *Coherent Population Trapping*) (Apêndice 1) observado por Alzetta et al (ALZETTA *et al.*, 1976), pela primeira vez. Esse aprisionamento ocorre devido à inserção de um campo de bombeio no sistema atômico num estado específico de superposição coerente dos níveis fundamentais do sistema, o qual não absorve radiação. Tal estado é chamado de "estado escuro". Com isso, aprofundou-se pesquisas e estudos associados ao fenômeno CPT, tendo como consequência intrínseca desse fenômeno, o cancelamento da absorção de luz pelo sistema atômico, independentemente se os campos presentes estejam ressonantes com o meio. Essa ressonância de transparência é denominada de transparência eletromagneticamente induzida (EIT, *Electromagnetically Induced Transparency*) (Apêndice 2), e foi observada primei-

ramente por Boller et al (BOLLER; IMAMOĞLU; HARRIS, 1991) em uma amostra de vapor de estrôncio.

Essa transparência pode ser deduzida baseada no efeito de CPT, e outras análises foram realizadas para o fenômeno, sendo explicada, por exemplo, como uma interferência quântica destrutiva entre caminhos de absorção associados à estados vestidos sistema radiação-matéria. Uma relevante descoberta relacionada ao EIT, foi que, observando a mesma região de frequência que acontece a interferência destrutiva quântica, devido ao cancelamento de absorção, podem, sim, levar a interferências construtivas. Elas atuam nas susceptibilidades não-lineares de ordens altas do campo elétrico, o que faz com que seu valor cresça consideravelmente e possibilite o estudo da ótica não-linear no regime de baixas intensidades.

No entanto, em certas condições, essa interação pode elevar a absorção do meio na ressonância. Tal efeito, que pode ser considerado o oposto a EIT, é denominado Absorção Eletromagneticamente Induzida (EIA, *Electromagnetically Induced Absorption*) e foi previsto e observado pela primeira vez por Lezama e colaboradores em 1998 (AKULSHIN; BARREIRO; LEZAMA, 1998). Esse efeito pode também ser usado para armazenar a informação do pulso luminoso, onde o aumento da absorção do sistema atômico acontece por conta da transferência espontânea de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais (ZIBROV *et al.*, 2007; KIM *et al.*, 2003).

O EIA, como um fenômeno coerente, abre o caminho para o desenvolvimento de novos tipos de memórias atômicas. Ao contrário do EIT, o desenvolvimento de memórias atômicas baseados num meio tipo EIA não foi muito explorado, nem foi feito um estudo detalhado da eficiência desse novo protocolo. Portanto, o trabalho terá como objetivo estudar os fenômenos de EIT e EIA através da construção de um modelo teórico-analítico de uma memória atômica e realizar uma análise destes efeitos e suas possíveis competições. Esse tema possui extremo potencial devido à sua grande aplicabilidade tecnológica, como por exemplo, processo de espectroscopia de alta resolução livre de alargamento por potência e aplicações tecnológicas associadas às comunicações óticas, e por envolver conceitos fundamentais de Física associados às características intrínsecas da luz que propiciam o desenvolvimento da ciência básica e de diversas aplicações.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivo geral

Desenvolver, teoricamente, uma memória atômica baseada no fenômeno de EIA (*Electromagnetically Induced Absorption*) e comparar sua eficiência, no processo de leitura da informação armazenada, com as memórias atômicas tradicionais baseadas no efeito de EIT (*Electromagnetically Induced Transparency*).

1.1.2 Objetivos específicos

- Construir um modelo teórico-analítico de uma memória atômica baseada em efeitos coerentes;
- Descrever analiticamente os processos de escrita, de armazenamento e de leitura da informação óptica armazenada no *ensemble* atômico;
- Obter a forma temporal dos pulsos ópticos armazenados no *ensemble* atômico;
- Analisar a eficiência energética do processo de leitura da memória atômica baseada no EIA e comparar com os resultados obtidos para uma memória atômica que utiliza o EIT;
- Comparar os tempos de armazenamento obtidos na memória atômica baseada no EIA com aqueles obtidos com o EIT.

2 METODOLOGIA

Nesse trabalho, realizou-se um estudo detalhado do processo de armazenamento de luz em uma amostra atômica, com os átomos sendo modelados por um sistema de quatro níveis do tipo N, interagindo com dois campos ópticos de escrita e um de leitura.

Inicialmente, foi feita uma revisão bibliográfica em torno do sistema tipo N aberto, onde pôde-se observar os sinais de EIT e EIA no tal sistema, que servem como base para criação de modelos de memórias atômicas. Considerou-se um regime não-linear de interação, onde um dos campos é grande o bastante para saturar a transição óptica. Nesse regime, foi comparada a energia extraída como uma função da intensidade do campo de leitura, para meios do tipo EIA e EIT, em condições equivalentes de campos ópticos.

Para descrever a interação radiação-matéria utilizou-se uma abordagem semi-clássica, onde os campos são clássicos e os átomos são quantizados. Por meio de um parâmetro de controle, introduzido fenomenologicamente em nosso modelo, que acopla a coerência criada nos estados excitados aos estados fundamentais, foi possível analisar o armazenamento de informação óptica quando o meio está na condição de EIA ou de EIT.

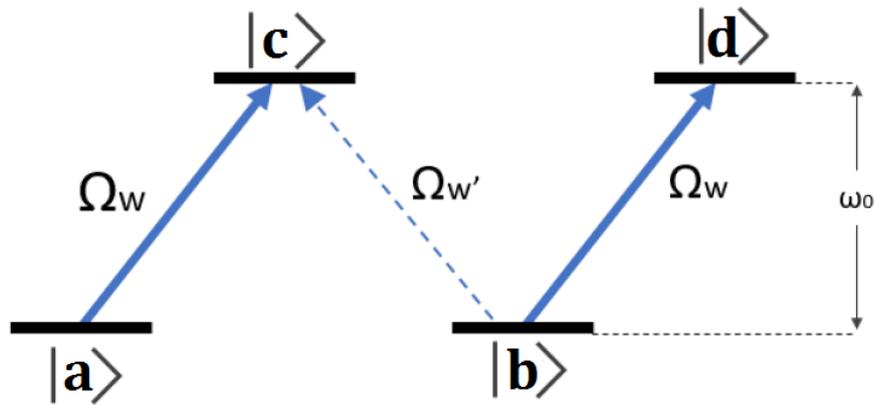
Por fim, com a utilização de *softwares* de matemática avançada, apresentou-se as soluções analíticas desse modelo, investigando a eficiência energética do processo de leitura da informação óptica armazenada no ensemble atômico, assim como foi estudada a forma temporal do pulso óptico gerado, ambos em função da intensidade do campo de leitura.

3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA SISTEMA N

Fez-se a análise para um sistema de quatro níveis na configuração N , no qual há dois níveis degenerados no estado fundamental, $|a\rangle$ e $|b\rangle$, e dois níveis degenerados excitados, $|c\rangle$ e $|d\rangle$, interagindo com dois campos eletromagnéticos, $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$. Neste, foi considerado o sistema como aberto, portanto, além da perda de coerência, considerou-se a possibilidade de saída e entrada de átomos, bem como a transferência de coerência entre os níveis energizados e fundamentais.

Figura 1: Sistema tipo N . Os estados $|c\rangle$ e $|d\rangle$ estão no nível excitado, com energia $\hbar\omega_0$. Já os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ pertencem ao nível fundamental, com energia nula. O campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$ acopla com a transição $b \leftrightarrow c$ e o campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ acopla com as transições $a \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$.



Fonte: O autor, 2017

A interação será de dipolo elétrico, uma vez que o comprimento de onda do campo é bem maior que as dimensões atômicas e, portanto, pode-se desconsiderar as variações espaciais do campo. Da mesma forma, o sistema possui paridade bem definida e os estados com mesmo nível de energia não podem ser acoplados entre si, pois possuem a mesma paridade. Só haverá acoplamento entre os níveis fundamentais e excitados. Como é desejado acoplar as transições $a \leftrightarrow c$, $b \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$, como representado na figura 1, deve-se manipular as polarizações dos feixes $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$ de tal forma que sejam $\hat{\sigma}^+$ e $\hat{\sigma}^-$, respectivamente.

3.1.1 Hamiltoniano de Interação

O hamiltoniano do sistema é

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Int}, \quad (1)$$

onde \hat{H}_0 é o hamiltoniano do sistema sem a presença dos campos e \hat{H}_{Int} é o hamiltoniano do sistema interagindo com os campos. O hamiltoniano do átomo livre

pode ser escrito como:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 |c\rangle \langle c| + \hbar\omega_0 |d\rangle \langle d|. \quad (2)$$

Já hamiltoniano de interação, considerando a interação de dipolo, e o momento dipolar \vec{d} são:

$$\hat{H}_{Int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}. \quad (3)$$

$$\vec{d} = d_{a,c} |a\rangle \langle c| + d_{c,a} |c\rangle \langle a| + d_{b,c} |b\rangle \langle c| + d_{c,b} |c\rangle \langle b| + d_{b,d} |b\rangle \langle d| + d_{d,b} |d\rangle \langle b|. \quad (4)$$

O campo elétrico, por sua vez, é:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_W(\vec{r}, t) + \vec{E}_{W'}(\vec{r}, t), \quad (5)$$

$$\vec{E}_W(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\varepsilon_W(\vec{r}, t) e^{i(k_W z - \omega_W t)} (\hat{\sigma}^+) + \varepsilon_W^* e^{-i(k_W z - \omega_W t)} (\hat{\sigma}^+)^*], \quad (6)$$

em que $\varepsilon_W(\vec{r}, t)$, k_W e ω_W são a amplitude, o vetor de onda e a frequência angular do campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$, respectivamente. O campo $\vec{E}_{W'}$ tem a forma:

$$\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t) e^{i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)} (\hat{\sigma}^-) + \varepsilon_{W'}^* e^{-i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)} (\hat{\sigma}^-)^*], \quad (7)$$

onde $\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t)$, $k_{W'}$ e $\omega_{W'}$ são a amplitude, o vetor de onda e a frequência angular do campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$, respectivamente. Considerando que o campo \vec{E}_W acopla apenas as transições $a \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$, e que o campo $\vec{E}_{W'}$ acopla apenas a transição $b \leftrightarrow c$, obtemos o hamiltoniano de interação:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Int} = & -\frac{d_{a,c}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_W t} - \frac{d_{a,c}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{c,a}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{-i\omega_W t} - \frac{d_{c,a}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{b,d}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |b\rangle \langle d| e^{-i\omega_W t} - \frac{d_{b,d}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |b\rangle \langle d| e^{i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{d,b}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |d\rangle \langle b| e^{-i\omega_W t} - \frac{d_{d,b}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |d\rangle \langle b| e^{i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{b,c}\varepsilon_{W'} e^{ik_{W'} z}}{2} |b\rangle \langle c| e^{-i\omega_{W'} t} - \frac{d_{b,c}\varepsilon_{W'}^* e^{-ik_{W'} z}}{2} |b\rangle \langle c| e^{i\omega_{W'} t} + \\ & -\frac{d_{c,b}\varepsilon_{W'} e^{ik_{W'} z}}{2} |c\rangle \langle b| e^{-i\omega_{W'} t} - \frac{d_{c,b}\varepsilon_{W'}^* e^{-ik_{W'} z}}{2} |c\rangle \langle b| e^{i\omega_{W'} t} \end{aligned} \quad (8)$$

Os operadores $|a\rangle \langle c|$, $|b\rangle \langle d|$ e $|b\rangle \langle c|$ tem uma evolução livre da forma $e^{-i\omega_0}$, portanto alguns termos do hamiltoniano de interação irão oscilar no tempo com uma frequência $\pm(\omega_W + \omega_0)$ ou $\pm(\omega_{W'} + \omega_0)$. Podemos desprezar esses termos, na já citada aproximação de onda girante (**RWA, Rotating Wave Approximation**), se considerarmos

intervalos de detecção grandes comparados ao período dessa oscilação. A forma final para o hamiltoniano de interação é:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{Int} = & -\frac{d_{a,c}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |a\rangle \langle c| e^{i\omega_W t} - \frac{d_{c,a}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |c\rangle \langle a| e^{-i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{b,d}\varepsilon_W^* e^{-ik_W z}}{2} |b\rangle \langle d| e^{i\omega_W t} - \frac{d_{d,b}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2} |d\rangle \langle b| e^{-i\omega_W t} + \\ & -\frac{d_{b,c}\varepsilon_{W'}^* e^{-ik_{W'} z}}{2} |b\rangle \langle c| e^{i\omega_{W'} t} - \frac{d_{c,b}\varepsilon_{W'} e^{ik_{W'} z}}{2} |c\rangle \langle b| e^{-i\omega_{W'} t}.\end{aligned}\quad (9)$$

Para simplificar, foi definida a frequência de *Rabi* como:

$$\Omega_W = \frac{d_{c,a}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2\hbar} = \frac{d_{d,b}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2\hbar} \quad (10a)$$

$$\Omega_{W'} = \frac{d_{c,b}\varepsilon_{W'} e^{ik_{W'} z}}{2\hbar} \quad (10b)$$

Pode-se, então, reescrever o hamiltoniano de interação em função da frequência de *Rabi* como e observar o hamiltoniano total em sua forma matricial:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{Int} = & -\hbar\Omega_W^* |a\rangle \langle c| e^{i\omega_W t} - \hbar\Omega_W |c\rangle \langle a| e^{-i\omega_W t} \\ & -\hbar\Omega_W^* |b\rangle \langle d| e^{i\omega_W t} - \hbar\Omega_W |d\rangle \langle b| e^{-i\omega_W t} \\ & -\hbar\Omega_{W'}^* |b\rangle \langle c| e^{i\omega_{W'} t} - \hbar\Omega_{W'} |c\rangle \langle b| e^{-i\omega_{W'} t}\end{aligned}\quad (11)$$

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\hbar\Omega_W^* e^{i\omega_W t} & 0 \\ 0 & 0 & -\hbar\Omega_{W'}^* e^{i\omega_{W'} t} & -\hbar\Omega_W^* e^{i\omega_W t} \\ -\hbar\Omega_W e^{-i\omega_W t} & -\hbar\Omega_{W'} e^{-i\omega_{W'} t} & \hbar\omega_0 & 0 \\ 0 & -\hbar\Omega_W e^{-i\omega_W t} & 0 & \hbar\omega_0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

3.1.2 Equações de Bloch para o sistema N

Foi utilizado o formalismo da matriz densidade e a equação de *Liouville* para obter as equações de Bloch. Para um sistema N , a matriz densidade é da seguinte forma:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{a,a} & \rho_{a,b} & \rho_{a,c} & \rho_{a,d} \\ \rho_{b,a} & \rho_{b,b} & \rho_{b,c} & \rho_{b,d} \\ \rho_{c,a} & \rho_{c,b} & \rho_{c,c} & \rho_{c,d} \\ \rho_{d,a} & \rho_{d,b} & \rho_{d,c} & \rho_{d,d} \end{pmatrix} \quad (13)$$

No formalismo da matriz densidade, os termos da diagonal principal representam a probabilidade de encontrar átomos em cada um dos estados, e os termos fora da diagonal representam a coerência quântica entre os estados, ou seja, átomos que

estejam em dois estados ao mesmo tempo.

Acrescentou-se alguns termos fenomenologicamente à equação de *Liouville*, de forma a considerar que o nosso sistema é aberto e, portanto, haverá entrada e saída de átomos, além disso haverá perda ou transferência de coerência entre os estados, bem como decaimento espontâneo de átomos do estado excitado para os estados fundamentais. A equação fica da seguinte maneira:

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] + \hat{\Gamma} + \hat{\Lambda} + \hat{\beta} \quad (14)$$

onde $[\hat{H}, \rho] = \hat{H}\rho - \rho\hat{H}$ e $\hat{\Gamma}$ é a matriz

$$\hat{\Gamma} = i\hbar \begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{c,c} & -\gamma_{a,b}\rho_{a,b} + B\gamma_{c,d}\rho_{c,d} & -\Gamma_{21}\rho_{a,c} & -\Gamma_{21}\rho_{a,d} \\ -\gamma_{a,b}\rho_{b,a} + B\gamma_{c,d}\rho_{d,c} & \Gamma_{21}\rho_{c,c} + \Gamma_{21}\rho_{d,d} & -\Gamma_{21}\rho_{b,c} & -\Gamma_{21}\rho_{b,d} \\ -\Gamma_{21}\rho_{c,a} & -\Gamma_{21}\rho_{c,b} & -\Gamma_{21}\rho_{c,c} & -\gamma_{c,d}\rho_{c,d} \\ -\Gamma_{21}\rho_{d,a} & -\Gamma_{21}\rho_{d,b} & -\gamma_{c,d}\rho_{d,c} & -\Gamma_{21}\rho_{d,d} \end{pmatrix} \quad (15)$$

em que $\Gamma = 2\Gamma_{21}$ é a taxa de decaimento da população dos estados excitados para os fundamentais, B é a taxa de transferência de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais e $\gamma_{c,d}$ e $\gamma_{a,b}$ representam as taxas de decoerências $\rho_{c,d}$ e $\rho_{a,b}$, respectivamente, onde $\gamma_{c,d} = \Gamma$ e $\gamma_{a,b}$ é definida pelo tempo de interação dos átomos desse sistema com a radiação. A matriz $\hat{\Lambda}$ retrata a taxa de entrada de átomos, em que $\lambda_{i,j}$ é a taxa de entrada. Todo átomo que entrasse ao sistema estaria no estado fundamental, portanto só os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ apresentam termos referentes à entrada de átomos. Já a matriz $\hat{\beta}$ é referente a saída de átomos do sistema, onde β é a taxa de saída.

$$\hat{\Lambda} = i\hbar \begin{pmatrix} \lambda_{a,a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{b,b} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

$$\hat{\beta} = i\hbar \begin{pmatrix} -\beta\rho_{a,a} & 0 & -\beta\rho_{a,c} & -\beta\rho_{a,d} \\ 0 & -\beta\rho_{b,b} & -\beta\rho_{b,c} & -\beta\rho_{b,d} \\ -\beta\rho_{c,a} & -\beta\rho_{c,b} & -\beta\rho_{c,c} & -\beta\rho_{c,d} \\ -\beta\rho_{d,a} & -\beta\rho_{d,b} & -\beta\rho_{d,c} & -\beta\rho_{d,d} \end{pmatrix} \quad (17)$$

Foi considerada a mudança de variáveis lentas para o operador densidade, onde os termos exponenciais representam as oscilações rápidas no tempo e os $\sigma_{i,j}$ são os termos de oscilação lenta de cada coerência. Os termos da diagonal principal ($i = j$) não possuem oscilação exponencial. Além disso, $\sigma_{i,j}$ é o complexo conjugado

de $\sigma_{j,i}$.

$$\rho_{i,i} = \sigma_{i,i} \quad (18a)$$

$$\rho_{c,b} = \sigma_{c,b} e^{-i\omega_{W'}t} \quad (18b)$$

$$\rho_{c,a} = \sigma_{c,a} e^{-i\omega_W t} \quad (18c)$$

$$\rho_{c,d} = \sigma_{c,d} e^{-i(\omega_{W'} - \omega_W)t} \quad (18d)$$

$$\rho_{a,b} = \sigma_{a,b} e^{-i(\omega_{W'} - \omega_W)t} \quad (18e)$$

$$\rho_{a,d} = \sigma_{a,d} e^{-i(\omega_{W'} - 2\omega_W)t} \quad (18f)$$

$$\rho_{d,b} = \sigma_{d,b} e^{-i\omega_W t} \quad (18g)$$

Aplicando essas matrizes na equação de Liouville, obtemos, finalmente, as equações de *Bloch*:

$$\dot{\sigma}_{a,a} = -i\Omega_W \sigma_{a,c} + i\Omega_W^* \sigma_{c,a} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c} + \lambda_{a,a} - \beta \sigma_{a,a} \quad (19a)$$

$$\dot{\sigma}_{b,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{b,c} + i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b} - i\Omega_W \sigma_{b,d} + i\Omega_W^* \sigma_{d,b} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c} + \Gamma \sigma_{d,d} + (\lambda_{b,b} - \beta) \sigma_{b,b} \quad (19b)$$

$$\dot{\sigma}_{c,c} = -i\Omega_W^* \sigma_{c,a} - i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b} + i\Omega_W \sigma_{a,c} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,c} - (\Gamma + \beta) \sigma_{c,c} \quad (19c)$$

$$\dot{\sigma}_{d,d} = -i\Omega_W^* \sigma_{d,b} + i\Omega_W \sigma_{b,d} - (\beta + \Gamma) \sigma_{d,d} \quad (19d)$$

$$\dot{\sigma}_{a,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{a,c} - i\Omega_W \sigma_{a,d} + i\Omega_W^* \sigma_{c,b} + B\Gamma \sigma_{c,d} + (i\delta - \gamma) \sigma_{a,b} \quad (19e)$$

$$\dot{\sigma}_{a,d} = i\Omega_W^* \sigma_{c,d} - i\Omega_W^* \sigma_{a,b} + (i\Delta_W + i\delta - \Gamma_{21} - \beta) \sigma_{a,d} \quad (19f)$$

$$\dot{\sigma}_{c,a} = -i\Omega_W \sigma_{c,c} + i\Omega_W \sigma_{a,a} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,a} - (i\Delta_W + \Gamma_{21} + \beta) \sigma_{c,a} \quad (19g)$$

$$\dot{\sigma}_{c,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{c,c} - i\Omega_W \sigma_{c,d} + i\Omega_W \sigma_{a,b} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,b} - (\Gamma_{21} + \beta + i\Delta_{W'}) \sigma_{c,b} \quad (19h)$$

$$\dot{\sigma}_{c,d} = i\Omega_W \sigma_{a,d} - i\Omega_W^* \sigma_{c,b} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,d} - (\Gamma + \beta - i\delta) \sigma_{c,d} \quad (19i)$$

$$\dot{\sigma}_{d,b} = -i\Omega_W \sigma_{d,d} - i\Omega_{W'} \sigma_{d,c} + i\Omega_W \sigma_{b,b} - (i\Delta_W + \beta + \Gamma) \sigma_{d,b} \quad (19j)$$

onde $\Delta_i = \omega_0 - \omega_i$ é a dessintonia do campo $\vec{E}_i(\vec{r}, t)$ para $i = W, W'$ e $\delta = \omega_{W'} - \omega_W = \Delta_W - \Delta_{W'}$

3.1.3 Taxa de Transferência de Coerência - B

Já é conhecido que o fenômeno do EIA está diretamente relacionado com a coerência criada entre os estados excitados, porém como o tempo de vida desta coerência é bastante curto, correspondente ao decaimento espontâneo de populações nos estados excitados, o fenômeno apenas é visto quando acontece uma transferência de coerência gerada entre esses estados para os estados de níveis fundamentais. No modelo do sistema tipo N, descrito anteriormente, foi feita uma relação para que apareça nas equações, visto que é observado fenomenologicamente, o termo $B\Gamma_{c,d} \sigma_{c,d}$ à evolução temporal da coerência $\sigma_{a,b}$, representando a taxa com que a coerência $\sigma_{c,d}$ é transferida para a coerência entre os estados fundamentais $\sigma_{a,b}$.

3.1.4 Soluções Analíticas das Equações de Bloch

O sistema de equações que foi obtido é difícil de ser calculado analiticamente, mas pode ser resolvido através de método perturbativo, como já explicado neste relatório. O sistema será considerado estacionário, isto é, $\dot{\sigma}_{i,j} = 0$. Faremos $\sigma_{i,j} = \sum_0^k \sigma_{i,j}^{(k)}$, onde k é a ordem de perturbação. Para cada ordem de perturbação, foi substituída a coerência pelo seu valor da ordem em que se calcula somado aos valores das ordens anteriores. Neste caso, foi calculada até a primeira ordem de perturbação. Desprezou-se os termos associados ao campo fraco quando multiplicado por coerências da ordem em que calcula ($\Omega_W \sigma_{i,j}^k = 0$, quando estivermos na ordem k). Aplicando essas condições, obteve-se as seguintes equações para a **ordem zero de perturbação**:

$$0 = i\Omega_W^* \sigma_{c,a}^{(0)} - i\Omega_W \sigma_{a,c}^{(0)} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c}^{(0)} - \beta \sigma_{a,a}^{(0)} + \lambda_{a,a} \quad (20a)$$

$$0 = -i\Omega_W \sigma_{b,d}^{(0)} + i\Omega_W^* \sigma_{d,b}^{(0)} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c}^{(0)} + \Gamma \sigma_{d,d}^{(0)} - \beta \sigma_{b,b}^{(0)} + \lambda_{b,b} \quad (20b)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{a,c}^{(0)} - i\Omega_W^* \sigma_{c,a}^{(0)} - (\Gamma + \beta) \sigma_{c,c}^{(0)} \quad (20c)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{b,d}^{(0)} - i\Omega_W^* \sigma_{d,b}^{(0)} - (\Gamma + \beta) \sigma_{d,d}^{(0)} \quad (20d)$$

$$0 = i\Omega_W^* \sigma_{c,b}^{(0)} - i\Omega_W \sigma_{a,d}^{(0)} + (i\delta - \gamma) \sigma_{a,b}^{(0)} + B\Gamma \sigma_{c,d}^{(0)} \quad (20e)$$

$$0 = i\Omega_W^* \sigma_{c,d}^{(0)} - i\Omega_W^* \sigma_{a,b}^{(0)} + (i\Delta_W + i\delta - \Gamma_{21} - \beta) \quad (20f)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{a,a}^{(0)} - i\Omega_W \sigma_{c,c}^{(0)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21} + \beta) \sigma_{c,a}^{(0)} \quad (20g)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{a,b}^{(0)} - i\Omega_W \sigma_{c,d}^{(0)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21} + \beta) \sigma_{c,b}^{(0)} \quad (20h)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{a,d}^{(0)} - i\Omega_W^* \sigma_{c,b}^{(0)} + (i\delta - \Gamma - \beta) \sigma_{c,d}^{(0)} \quad (20i)$$

$$0 = -i\Omega_W \sigma_{d,d}^{(0)} + i\Omega_W \sigma_{b,b}^{(0)} - (i\Delta_W + \Gamma + \beta) \sigma_{d,b}^{(0)} \quad (20j)$$

Resolvendo o sistema analiticamente, obtêm-se:

$$\sigma_{c,b}^{(0)} = \sigma_{c,d}^{(0)} = \sigma_{a,b}^{(0)} = \sigma_{a,d}^{(0)} = 0 \quad (21a)$$

$$\sigma_{c,c}^{(0)} = \frac{|\Omega_W|^2 (\Gamma + 2\beta) \lambda_{a,a}}{|\Omega_W|^2 (\Gamma/2 + 2\beta) (\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta) [\Delta_W^2 + (\Gamma/2 + \beta)^2] \beta} \quad (21b)$$

$$\sigma_{b,b}^{(0)} = \frac{(\lambda_{b,b} + \Gamma \sigma_{c,c}^{(0)}/2) \{2|\Omega_W|^2 + [\Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2]\}}{4|\Omega_W|^2 \beta + [\Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2] \beta} \quad (21c)$$

$$\sigma_{a,a}^{(0)} = \frac{|\Omega_W|^2 (\Gamma + 2\beta) \lambda_{a,a} + (\Gamma + \beta) [\Delta_W^2 + (\Gamma/2 + \beta)^2] \lambda_{a,a}}{|\Omega_W|^2 (\Gamma/2 + 2\beta) (\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta) [\Delta_W^2 + (\Gamma/2 + \beta)^2] \beta} \quad (21d)$$

$$\sigma_{d,d}^{(0)} = \frac{|2\Omega_W|^2 (\lambda_{b,b} + \Gamma \sigma_{c,c}^{(0)}/2)}{4|\Omega_W|^2 \beta + [\Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2] \beta} \quad (21e)$$

$$\sigma_{c,a}^{(0)} = \frac{i\Omega_W \lambda_{a,a} (\Gamma + \beta) (-i\Delta_W + \Gamma/2 + \beta)}{|\Omega_W|^2 (\Gamma/2 + 2\beta) (\Gamma + 2\beta) + (\Gamma + \beta) [\Delta_W^2 + (\Gamma/2 + \beta)^2] \beta} \quad (21f)$$

$$\sigma_{d,b}^{(0)} = \frac{i\Omega_W (\lambda_{b,b} + \Gamma \sigma_{c,c}^{(0)}/2) (i\Delta_W + \beta + \Gamma)}{4|\Omega_W|^2 \beta + [\Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2] \beta} \quad (21g)$$

Agora que finalizou-se a ordem zero de perturbação, foram escritas as equa-

ções para a **primeira ordem de perturbação**. Neste caso, foi feita a substituição $\sigma_{i,j} = \sigma_{i,j}^{(0)} + \sigma_{i,j}^{(1)}$ nas equações de Bloch e desprezou-se os termos associados ao campo fraco, isto é, $\Omega_{W'}\sigma_{i,j}^{(1)}$. A primeira, terceira, quinta, sétima e nona equações de Bloch não fornecem nenhuma informação relevante na primeira ordem, por isso não serão expostas, sendo $\sigma_{c,c}^{(1)} = \sigma_{b,b}^{(1)} = \sigma_{d,d}^{(1)} = \sigma_{a,a}^{(1)} = \sigma_{b,d}^{(1)} = \sigma_{c,a}^{(1)} = 0$. As demais equações para a primeira ordem são:

$$i\Omega_{W'}\sigma_{a,c}^{(0)} = i\Omega_W^*\sigma_{c,b}^{(1)} - i\Omega_W\sigma_{a,d}^{(1)} + (i\delta - \gamma_{a,b})\sigma_{a,b}^{(1)} + B\Gamma\sigma_{c,d}^{(1)} \quad (22a)$$

$$0 = i\Omega_W^*\sigma_{c,d}^{(1)} - \Omega_W^*\sigma_{a,b}^{(1)} + (i\Delta_W + i\delta - \Gamma_{21} - \beta)\sigma_{a,d}^{(1)} \quad (22b)$$

$$i\Omega_{W'}(\sigma_{c,c}^{(0)} - \sigma_{b,b}^{(0)}) = i\Omega_W\sigma_{a,b}^{(1)} - i\Omega_W\sigma_{c,d}^{(1)} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21} + \beta)\sigma_{c,b}^{(1)} \quad (22c)$$

$$-i\Omega_{W'}\sigma_{b,d}^{(0)} = i\Omega_W\sigma_{a,d}^{(1)} - i\Omega_W^*\sigma_{c,b}^{(1)} + (i\delta - \Gamma - \beta)\sigma_{c,d}^{(1)} \quad (22d)$$

Resolvendo essas equações, chegou-se ao resultado das demais coerências:

$$\begin{aligned} \sigma_{a,d}^{(1)} = & \frac{\Omega_{W'}\Omega_W^*[i\Omega_W^*(\sigma_{b,b}^{(0)} - \sigma_{c,c}^{(0)})(X_2 + B\Gamma) - Z_1[X_2\sigma_{a,c}^{(0)} + B\Gamma\sigma_{b,d}^{(0)}]]}{Z_1X_1X_2(i\Delta_2 + X_2) + 2|\Omega_W|^2X_2(-i\delta + 2\beta - B\Gamma)} + \\ & \frac{i\Omega_W^*[\Omega_{W'}\Omega_W^*(\sigma_{b,b}^{(0)} - \sigma_{c,c}^{(0)}) + i\Omega_{W'}Z_1\sigma_{b,d}^{(0)}]}{X_2Z_1} \\ & + \frac{X_2Z_1}{(i\Delta_2 + X_2) + \frac{2|\Omega_W|^2X_2(-i\delta + 2\beta - B\Gamma)}{Z_1X_1X_2}} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\sigma_{c,d}^{(1)} = \frac{i2\Omega_WX_2\sigma_{a,d}^{(1)} - i\Omega_{W'}Z_1\sigma_{b,d}^{(0)} - \Omega_{W'}\Omega_W(\sigma_{b,b}^{(0)} - \sigma_{c,c}^{(0)})}{X_2Z_1} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{a,b}^{(1)} = & \frac{i\Omega_W(X_2 + \Gamma_{21})(-X_2^* - B\Gamma)\sigma_{a,d}^{(1)} + \Omega_{W'}\Omega_W^*(\sigma_{b,b}^{(0)} - \sigma_{c,c}^{(0)})(X_2 + B\Gamma)}{X_1X_2Z_1} + \\ & \frac{i\Omega_WZ_2(X_2\sigma_{a,c}^{(0)} + B\Gamma\sigma_{b,d}^{(0)})}{X_1X_2Z_1} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\sigma_{c,b}^{(1)} = \frac{\Omega_W(i\Delta_W + i\delta - \Gamma_{21} - \beta)\sigma_{a,d}^{(1)} + i\Omega_W^*\Omega_{W'}(\sigma_{b,b}^{(0)} - \sigma_{c,c}^{(0)})}{\Omega_W^*Z_1} \quad (26)$$

Onde, para facilitar a visualização, foi definido:

$$X_1 = (i\delta - \gamma) \quad (27a)$$

$$X_2 = (i\delta - \Gamma - \beta) \quad (27b)$$

$$Z_1 = (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21} + \beta) \quad (27c)$$

$$Z_2 = (i\Delta_W + \Gamma_{21} + \beta) \quad (27d)$$

Seguindo tal analogia, foram escritas as equações para a segunda ordem de perturbação. Neste caso, foi feita a substituição $\sigma_{i,j} = \sigma_{i,j}^{(0)} + \sigma_{i,j}^{(1)} + \sigma_{i,j}^{(2)}$ nas equações de Bloch e desprezaram-se os termos associados ao campo fraco. Nesta ordem, obteve-se sendo $\sigma_{a,b}^{(2)} = \sigma_{a,d}^{(2)} = \sigma_{b,c}^{(2)} = \sigma_{c,d}^{(2)} = 0$. As demais equações para a segunda ordem são:

$$0 = i\Omega_W^* \sigma_{c,a}^{(0)} - i\Omega_W \sigma_{a,c}^{(2)} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c}^{(0)} - \beta \sigma_{a,a}^{(0)} \quad (28a)$$

$$i\Omega_{W'} \sigma_{b,c}^{(1)} - i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b}^{(1)} = -i\Omega_W \sigma_{b,d}^{(2)} + i\Omega_W^* \sigma_{d,b}^{(2)} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c}^{(2)} + \Gamma \sigma_{d,d}^{(2)} - \beta \sigma_{b,b}^{(2)} \quad (28b)$$

$$i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b}^{(1)} - i\Omega_{W'} \sigma_{b,c}^{(1)} = i\Omega_W \sigma_{a,c}^{(2)} - i\Omega_W^* \sigma_{c,a}^{(2)} - (\Gamma + \beta) \sigma_{c,c}^{(2)} \quad (28c)$$

$$0 = i\Omega_W \sigma_{b,d}^{(2)} - i\Omega_W^* \sigma_{d,b}^{(2)} - (\Gamma + \beta) \sigma_{d,d}^{(2)} \quad (28d)$$

$$-i\Omega_{W'} \sigma_{b,a}^{(1)} = i\Omega_W \sigma_{a,a}^{(2)} - i\Omega_W \sigma_{c,c}^{(2)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21} + \beta) \sigma_{c,a}^{(2)} \quad (28e)$$

$$i\Omega_{W'} \sigma_{d,c}^{(1)} = -i\Omega_W \sigma_{d,d}^{(2)} + i\Omega_W \sigma_{b,b}^{(2)} - (i\Delta_W + \Gamma + \beta) \sigma_{d,b}^{(2)} \quad (28f)$$

Resolvendo o sistema, foram obtidas:

$$\sigma_{c,b}^{(2)} = \sigma_{c,d}^{(2)} = \sigma_{a,b}^{(2)} = \sigma_{a,d}^{(2)} = 0 \quad (29a)$$

$$\sigma_{c,c}^{(2)} = \frac{Z_2 \beta \Omega_W^* \Omega_W \sigma_{a,b}^{(1)} + Z_2^* \beta \Omega_W \Omega_W^* \sigma_{b,a}^{(1)}}{(\Gamma + \beta) \beta [\Delta_W^2 + (\Gamma_{21} + \beta)^2] + |\Omega_W|^2 (\Gamma_{21} + 2\beta) (\Gamma + 2\beta)} + \quad (29b)$$

$$\frac{[\beta [\Delta_W^2 + (\Gamma_{21} + \beta)^2] + |\Omega_W|^2 (\Gamma + 2\beta)] (i\Omega_{W'} \sigma_{b,c}^{(1)} - i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b}^{(1)})}{(\Gamma + \beta) \beta [\Delta_W^2 + (\Gamma_{21} + \beta)^2] + |\Omega_W|^2 (\Gamma_{21} + 2\beta) (\Gamma + 2\beta)} \quad (29c)$$

$$\sigma_{b,b}^{(2)} = \frac{\beta [\Omega_{W'} \Omega_W (X_2 + \Gamma_{21}) \sigma_{c,d}^{(1)} + \Omega_W \Omega_W (X_2^* - \Gamma_{21}) \sigma_{d,c}^{(1)}]}{\beta (\Gamma + \beta) (4|\Omega_W|^2 + \Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2)} + \quad (29d)$$

$$\frac{(\Gamma + \beta) (2|\Omega_W|^2 + \Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2) (i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b}^{(1)} - i\Omega_{W'} \sigma_{b,c}^{(1)} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c}^{(2)})}{\beta (\Gamma + \beta) (4|\Omega_W|^2 + \Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2)} \quad (29e)$$

$$\sigma_{a,a}^{(2)} = \frac{i\Omega_{W'} \sigma_{b,c}^{(1)} - i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b}^{(1)} - (\Gamma_{21} + \beta) \sigma_{c,c}^{(2)}}{\beta} \quad (29f)$$

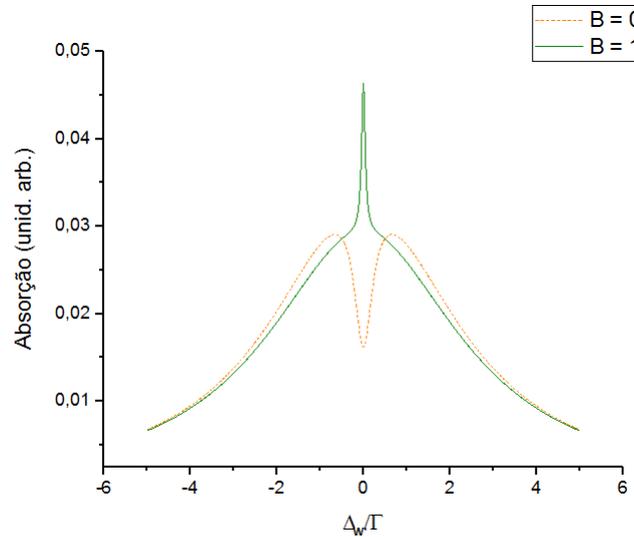
$$\sigma_{d,d}^{(2)} = \frac{2|\Omega_W|^2 (\Gamma + \beta) \sigma_{b,b}^{(2)} - \Omega_{W'}^* \Omega_W (i\Delta_W + \Gamma + \beta) \sigma_{c,d}^{(1)} - \Omega_{W'} \Omega_W^* (-i\Delta_W + \Gamma + \beta) \sigma_{d,c}^{(1)}}{(\Gamma + \beta) (2|\Omega_W|^2 + \Delta_W^2 + (\Gamma + \beta)^2)} \quad (29g)$$

$$\sigma_{c,a}^{(2)} = \frac{i\Omega_{W'} \beta \sigma_{b,a}^{(1)} + \Omega_{W'}^* \Omega_W \sigma_{c,b}^{(1)} - \Omega_{W'} \Omega_W \sigma_{b,c}^{(1)} - i\Omega_W (\Gamma_{21} + 2\beta) \sigma_{c,c}^{(2)}}{\beta Z_2} \quad (29h)$$

$$\sigma_{d,b}^{(2)} = \frac{i\Omega_W (\sigma_{b,b}^{(2)} - \sigma_{d,d}^{(2)}) - i\Omega_{W'} \sigma_{d,c}^{(1)}}{-i\Delta_W + \Gamma + \beta} \quad (29i)$$

Agora, foi plotado o gráfico da absorção do feixe fraco, $\text{Im}[\sigma_{c,b}]$ para $B = 0$ e $B = 1$, ou seja, com máxima ou nenhuma transferência de coerência dos níveis excitados para os fundamentais.

Figura 2: Absorção para o feixe acoplado com o campo fraco em um sistema aberto tipo N . Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,001$, $\Omega_W/\Gamma = 0,1$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = \beta/\Gamma = 0,01$, $\lambda_{b,b}/\Gamma = 0,1$ e $\Delta_W/\Gamma = 0$. Para a curva em verde escuro foi considerado $B = 1$ e para a curva tracejada em laranja foi utilizado $B = 0$.



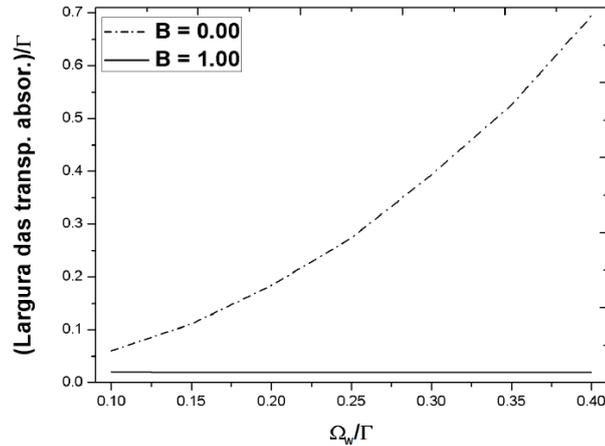
Fonte: O autor, 2018

Quando não há transferência de coerência ($B = 0$), observa-se o fenômeno de EIT, assim como foi observado para o sistema Λ . Quando há total transferência de coerência, observa-se um outro fenômeno, a Absorção Eletromagneticamente Induzida (EIA, *Electromagnetically Induced Absorption*), que se caracteriza por um pico de absorção próximo à ressonância. Visto que possibilitou-se replicar os fenômenos de EIA e EIT, assim como na publicação de Taichenachev e colaboradores (TAICHENACHEV; TUMAIIKIN; YUDIN, 1999), voltou-se o foco para o alargamento de potência dos tais fenômenos. Vários gráficos foram plotados para observar os efeitos, como o da figura 2, variando a sintonia entre os campos e o gap entre os níveis. Fazendo a medição das larguras de EIT, para $B = 0$, e as larguras de EIA, para $B = 1$, pode-se obter um padrão de comportamento bastante distinto para as larguras de EIA e EIT, como mostra o gráfico da figura 3 de larguras das transparências ou das absorções.

A curva laranja tracejada foi produzida considerando $B = 0$, onde pode-se observar que acontece um alargamento de potência para o fenômeno do EIT quando ocorre o aumento do campo de bombeio Ω_W . A curva verde sólida foi plotada utilizando o $B = 1$, nota-se que, o alargamento de potência basicamente é inexistente para o fenômeno de EIA, o que mostra uma aplicabilidade maior do EIA para potências mais altas do campo Ω_W . Isso implica em consideráveis aplicações na física atômica, como a medição de campos magnéticos com alta precisão e a elaboração de técnicas de espectroscopia. A maioria das técnicas atuais estão ligadas com o uso da ressonância estreita de EIT, porém, como vimos, utilizar o EIT significa estar sujeito ao alargamento por potência do sinal, o que resulta num ponto negativo na precisão

de medidas de campos magnéticos e ressonâncias atômicas. Com isso, foram feitos alguns modelos na intenção de produzir um sinal de EIT que não alargasse com o aumento do campo Ω_W .

Figura 3: Alargamento de potência para efeitos de EIT e EIA.



Fonte: O autor, 2018

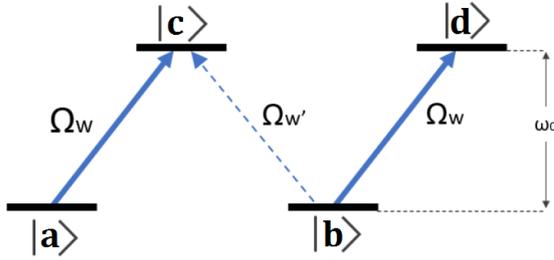
Esse resultado é algo inerente do fenômeno EIA, assim como é visto na figura 3. Com isso, a precisão da medida não sofre alterações com o aumento da potência do campo Ω_W o que faz com possa-se obter um sinal melhor, visto que não ocorre o alargamento por potência na curva de ressonância estreita de EIA.

3.2 MODELAGEM TEÓRICA DE UMA MEMÓRIA ATÔMICA

Para a criação teórica de uma memória atômica, considerou-se um conjunto de átomos tratados como sistemas fechados de quatro níveis, numa configuração tipo N : dois níveis fundamentais degenerados ($|a\rangle$ e $|b\rangle$) e dois níveis excitados degenerados ($|c\rangle$ e $|d\rangle$) com uma separação de energia dada por $\hbar\omega_0$. O processo completo para a criação de uma memória atômica é composto por três processos: escrita, armazenamento e leitura da informação.

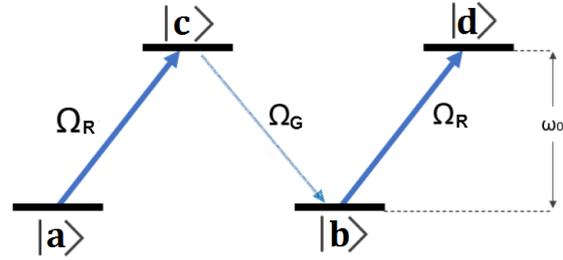
Figura 4: Sistemas tipo N mostrando as interações entre os estados fundamentais e excitados com os campos ópticos, tanto na escrita da informação, como na recuperação desta informação, a leitura.

(a) Modelagem teórica representando o processo de escrita em um sistema N



Fonte: O autor, 2017

(b) Modelagem teórica representando o processo de leitura em um sistema N.



Fonte: O autor, 2023

No processo de escrita, o conjunto atômico interage coerentemente com os campos ressonantes W e W' que são desligados depois de um longo período. A informação, codificada em qualquer um dos campos W , W' ou em ambos, é transferida para a coerência atômica pelos fenômenos EIT ou EIA. Depois de um tempo de armazenamento t_s , executou-se o processo de leitura da informação, onde o campo ressonante R é ligado, extraindo a informação armazenada no *ensemble* atômico pela geração de um campo óptico G .

3.2.1 Processo de Escrita e Armazenamento

No processo da escrita, os átomos interagem com os dois campos ópticos ressonantes de polarizações ortogonais, \vec{E}_W e $\vec{E}_{W'}$, durante um tempo suficiente para que o sistema atinja o seu estado estacionário. Tomou-se os campos por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_W(\vec{r}, t) + \vec{E}_{W'}(\vec{r}, t), \quad (30)$$

$$\vec{E}_W(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}[\varepsilon_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z - \omega_W t)}(\hat{\sigma}^+) + \varepsilon_W^*e^{-i(k_W z - \omega_W t)}(\hat{\sigma}^+)^*], \quad (31)$$

$$\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}[\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)}(\hat{\sigma}^-) + \varepsilon_{W'}^*e^{-i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)}(\hat{\sigma}^-)^*], \quad (32)$$

onde ε_W e $\varepsilon_{W'}$ são as amplitudes, ω_W e $\omega_{W'}$ são as frequências centrais e k_W e $k_{W'}$ são os vetores de onda dos campos \vec{E}_W e $\vec{E}_{W'}$, respectivamente. O campo \vec{E}_W acopla os estados $a \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$ e o campo $\vec{E}_{W'}$ acopla apenas os estados $b \leftrightarrow c$. A análise teórica dessa configuração é a mesma tratada na subseção anterior. Foram definidas as frequências de Rabi, que proveem a força do acoplamento entre os níveis fundamentais e excitados, como:

$$\Omega_W = \frac{d_{c,a}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2\hbar} = \frac{d_{d,b}\varepsilon_W e^{ik_W z}}{2\hbar} \quad (33a)$$

$$\Omega_{W'} = \frac{d_{c,b}\varepsilon_{W'} e^{ik_{W'} z}}{2\hbar} \quad (33b)$$

onde assumiu-se que o operador de dipolo será o mesmo. Foram obtidas, então, as equações de Bloch, considerando agora um sistema fechado e desconsiderando a transição de três níveis $a \leftrightarrow d$:

$$\dot{\sigma}_{a,a} = -i\Omega_W \sigma_{a,c} + i\Omega_W^* \sigma_{c,a} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c} \quad (34a)$$

$$\dot{\sigma}_{b,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{b,c} + i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b} - i\Omega_W \sigma_{b,d} + i\Omega_W^* \sigma_{b,d} + \Gamma_{21} \sigma_{c,c} + \Gamma \sigma_{d,d} \quad (34b)$$

$$\dot{\sigma}_{c,c} = -i\Omega_W^* \sigma_{c,a} - i\Omega_{W'}^* \sigma_{c,b} + i\Omega_W \sigma_{a,c} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,c} - \Gamma \sigma_{c,c} \quad (34c)$$

$$\dot{\sigma}_{d,d} = -i\Omega_W^* \sigma_{d,b} + i\Omega_W \sigma_{b,d} - \Gamma \sigma_{d,d} \quad (34d)$$

$$\dot{\sigma}_{a,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{a,c} + i\Omega_W^* \sigma_{c,b} + B\Gamma \sigma_{c,d} + \gamma \sigma_{a,b} \quad (34e)$$

$$\dot{\sigma}_{c,a} = -i\Omega_W \sigma_{c,c} + i\Omega_W \sigma_{a,a} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,a} - \Gamma_{21} \sigma_{c,a} \quad (34f)$$

$$\dot{\sigma}_{c,b} = -i\Omega_{W'} \sigma_{c,c} - i\Omega_W \sigma_{c,d} + i\Omega_W \sigma_{a,b} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,b} - \Gamma_{21} \sigma_{c,b} \quad (34g)$$

$$\dot{\sigma}_{c,d} = -i\Omega_W^* \sigma_{c,b} + i\Omega_{W'} \sigma_{b,d} - \Gamma \sigma_{c,d} \quad (34h)$$

$$\dot{\sigma}_{d,b} = -i\Omega_W \sigma_{d,d} - i\Omega_{W'} \sigma_{d,c} + i\Omega_W \sigma_{b,b} - \Gamma \sigma_{d,b} \quad (34i)$$

onde a matriz de densidade atômica ρ é transformada em variáveis lentas, como mostrado na subseção 3.1.2. Γ é a taxa de decaimento espontâneo de população do nível excitado, $\gamma_{a,b}$ é a taxa de relaxamento da coerência do estado fundamental e $\gamma_{c,d}$ é a taxa de relaxamento da coerência do estado excitado. O parâmetro B , que varia entre 0 e 1, representa a taxa de coerência transferida dos níveis excitados para os níveis fundamentais por emissão espontânea. Caso $B = 1$, toda a coerência gerada nos estados excitados será transferida para os estados fundamentais e o meio atômica estará na condição de EIA. Já se $B = 0$, nenhuma parte da coerência gerada nos níveis excitados será transferida para os níveis fundamentais e, assim, o meio estará na condição de EIT. Adotou-se os mesmos valores utilizados anteriormente, $\gamma_{a,b}/\Gamma = 0,01$ e $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, que são valores experimentais típicos.

Foram utilizados os mesmos procedimentos e aproximações detalhados na seção anterior para obter o estado estacionário afim de solucionar as equações de Bloch acima, onde usamos a teoria da perturbação no campo $\Omega_{W'}$ considerando a solução na forma $\sigma(t) = \sigma(0) + \sigma(1) + \dots$, onde $\sigma(0)$ e $\sigma(1)$ representam a ordem zero e a primeira ordem em $\Omega_{W'}$, respectivamente. Considerou-se todos os termos em Ω_W . Essa aproximação é equivalente a um processo de escrita com campos ópticos sem equilíbrio estável, onde a intensidade de Ω_W é muito maior que a de $\Omega_{W'}$. Obteve-se $\sigma_{a,b}^{(0)} = 0$ para solução de ordem zero e o termo de primeira ordem é dado por,

$$\sigma_{a,b}^{(1)} = \frac{i\Omega_{W'}(B\sigma_{b,d}^{(0)} - \sigma_{a,c}^{(0)}) + i\Omega_W(1-B)\sigma_{c,b}^{(1)}}{\gamma_{a,b}} \quad (35)$$

onde $\sigma_{c,b}^{(1)}$ foi obtido na seção 3.1.4. Somaram-se os termos de ordem zero e um da coerência $\sigma_{a,b}$, obtendo a coerência $\sigma_{a,b}^e$ no estado estacionário. Uma vez que os campos Ω_W e $\Omega_{W'}$ são desligados, a coerência $\sigma_{a,b}^{(e)}$ evolui com o tempo de decaimento $t \approx 1/\gamma_{a,b}$ e todas as outras coerências evoluem com o tempo de decaimento $t \approx 1/\Gamma$. Como $\gamma_{a,b} \ll \Gamma$, depois de um tempo, $1/\Gamma \ll t_s \ll 1/\gamma_{a,b}$, a única coerência diferente de zero será:

$$\sigma_{a,b}^s(t_s) = \sigma_{a,b}^e e^{-\gamma_{a,b}t_s} \quad (36)$$

3.2.2 Processo de Leitura

No processo de leitura, o campo \vec{E}_R , com a mesma polarização que \vec{E}_W , é ligado durante o tempo requerido para extrair toda a informação armazenada nos estados fundamentais, mapeando a coerência atômica em um pulso óptico \vec{E}_G . Com isso, pôde-se escrever:

$$\vec{E}_R(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}[\varepsilon_R(\vec{r}, t)e^{i(k_R z - \omega_R t)}(\hat{\sigma}^+) + \varepsilon_R^* e^{-i(k_R z - \omega_R t)}(\hat{\sigma}^+)^*], \quad (37)$$

onde ε_R é a amplitude, ω_R é a frequência central e k_R é o vetor de onda de \vec{E}_R . O campo \vec{E}_R acopla os mesmos níveis, $a \leftrightarrow c$ e $b \leftrightarrow d$, que foram acoplados pelo campo \vec{E}_W . Definiu-se a frequência de Rabi associada com o campo de leitura como:

$$\Omega_R = \frac{d_{c,a}\varepsilon_R e^{ik_R z}}{2\hbar} \quad (38)$$

As equações de Bloch são semelhantes ao processo de escrita, porém existe apenas um campo, que acopla as transições. Com isso, as únicas equações de Bloch que se tornam relevantes para determinar a coerência $\sigma_{c,b}$, responsáveis pela geração do campo óptico \vec{E}_G , são:

$$\dot{\sigma}_{a,b} = i\Omega_R^* \sigma_{c,b} + B\gamma_{c,d}\sigma_{c,d} - \gamma_{a,b}\sigma_{a,b} \quad (39a)$$

$$\dot{\sigma}_{c,b} = -i\Omega_R \sigma_{c,d} + i\Omega_R \sigma_{a,b} - \Gamma_{21}\sigma_{c,b} \quad (39b)$$

$$\dot{\sigma}_{c,d} = -i\Omega_R^* \sigma_{c,b} - \gamma_{c,d}\sigma_{c,d} \quad (39c)$$

Como mencionado previamente, é desejado calcular $\sigma_{c,b}$ porque o campo \vec{E}_G é gerado pelo meio devido a excitação transiente desta coerência. Aplicando a transfor-

mada de Laplace para as equações 39a, 39b e 39c:

$$s\Sigma_{a,b} - \sigma_{a,b}(0) = i\Omega_R^*\Sigma_{c,b} + B\gamma_{c,d}\Sigma_{c,d} - \gamma_{a,b}\Sigma_{a,b} \quad (40a)$$

$$s\Sigma_{c,b} - \sigma_{c,b}(0) = -i\Omega_R\Sigma_{c,d} + i\Omega_R\Sigma_{a,b} - \Gamma_{21}\Sigma_{c,b} \quad (40b)$$

$$s\Sigma_{c,d} - \sigma_{c,d}(0) = -i\Omega_R^*\Sigma_{c,b} - \gamma_{c,d}\Sigma_{c,d} \quad (40c)$$

Utilizando o armazenamento da fase da escrita como fase inicial para a leitura, tem-se que $\sigma_{c,b}(0) = 0$, $\sigma_{c,d}(0) = 0$ e $\sigma_{a,b}(0) = \sigma_{a,b}^s(t_s) = \sigma_{a,b}^e e^{-\gamma_{a,b}t_s}$. Sendo assim, obtêm-se as soluções abaixo:

$$\Sigma_{c,b} = \frac{i\Omega_R(s + \gamma_{c,d})\sigma_{a,b}^e e^{-\gamma_{a,b}t_s}}{[(s + \Gamma_{21})(s + \gamma_{a,b})(s + \gamma_{c,d}) + |\Omega_R|^2(2s + \gamma_{a,b} + \gamma_{c,d}(1 - B))]} \quad (41a)$$

$$\Sigma_{a,b} = \frac{(s + \Gamma_{21}) + \frac{|\Omega_R|^2}{(s + \gamma_{c,d})}}{i\Omega_R} \Sigma_{c,b} \quad (41b)$$

$$\Sigma_{c,d} = \frac{-i\Omega_R^*}{(s + \gamma_{c,d})} \Sigma_{c,b} \quad (41c)$$

Foi considerado um *ensemble* atômico muito diluído, onde as interações entre os átomos, assim como os efeitos de propagação no pulso gerado, puderam ser negligenciadas. A informação foi armazenada na coerência do estado fundamental do meio atômico independentemente da criação do mecanismo, EIA ou EIT.

3.3 COMPARAÇÃO ENTRE MEMÓRIAS ATÔMICAS NAS CONDIÇÕES DE EIA E EIT

3.3.1 Forma temporal dos pulsos ópticos

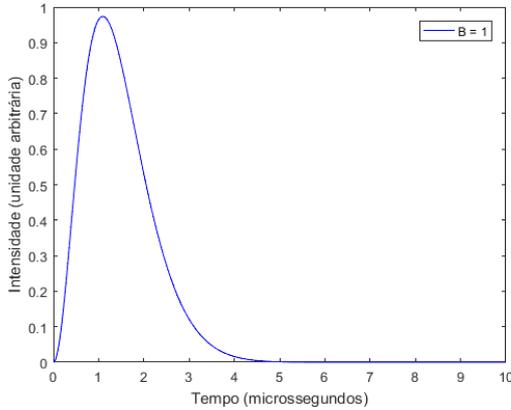
Para os campos Ω_R e Ω_G , as condições de EIA ou EIT não são alcançadas e, como a profundidade do meio é considerada pequena, a absorção de G é insignificante. Então, a forma temporal do pulso óptico gerado pelo meio é dada por $|\sigma_{a,b}|^2$, onde $\sigma_{a,b}$ é obtida pela transformada inversa de Laplace da equação 41a. Executando essa operação, foi obtida a forma temporal do pulso óptico gerado Ω_G , como mostra a figura 5, para armazenamento em condições de EIA (Figura 9a) e EIT (Figura 9b).

3.3.2 Eficiência energética no processo de leitura e Tempo de Armazenamento

Nesta subseção o foco está nos resultados teóricos do processo de criação da memória atômica em um *ensemble* atômico modelado por um sistema do tipo N. Através do parâmetro B, que representa a taxa de transferência de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais via emissão espontânea, pôde-se armazenar a informação de um pulso de luz na excitação atômica quando o conjunto de átomos está na condição EIA ($B = 1$) ou na condição EIT ($B = 0$). Inicialmente, foi estudado

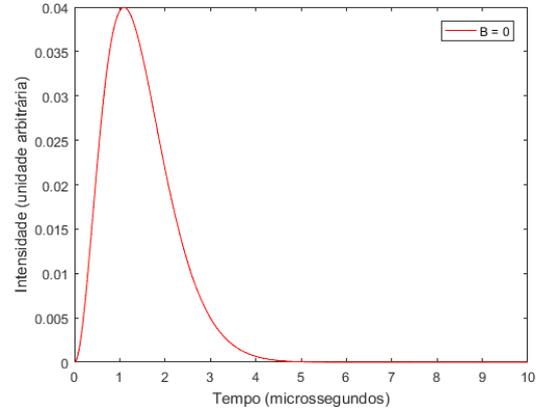
Figura 5: Forma temporal dos pulsos ópticos gerados pelo meio. Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,02$, $\Omega_W/\Gamma = 0,2$, $\Omega_R/\Gamma = 0,1$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = 0,01$.

(a) Pulso óptico com $B = 1$.



Fonte: O autor, 2023

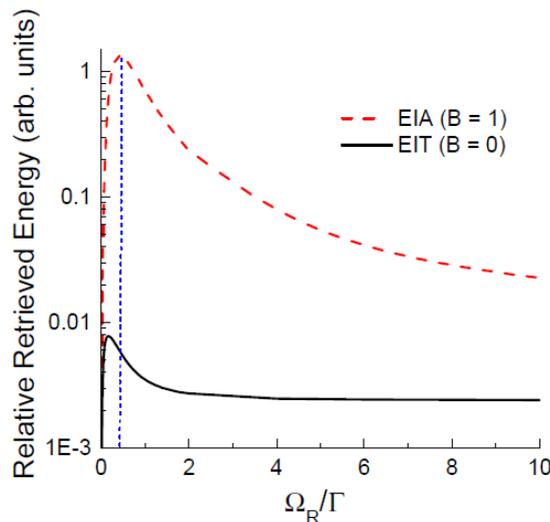
(b) Pulso óptico com $B = 0$.



Fonte: O autor, 2023

o comportamento da energia do pulso óptico gerado Ω_G em função da intensidade do campo óptico de leitura Ω_R . A Figura 6¹ apresenta a integração temporal de $|\sigma_{a,b}|$, que é proporcional à energia do pulso gerado, dividido pela energia dos campos de escrita, necessários para atingir o estado estacionário. Tal estado é atingido em $100\mu s$ na condição de EIA e em $10\mu s$ na condição de EIT, para as frequências de Rabi dos campos de escritas usados até então, que diretamente proporcionais ao tempo de armazenamento do sistema em cada caso.

Figura 6: Energia recuperada dividida pela energia dos campos de escrita como função do campo de leitura Ω_R . A linha vertical tracejada mostra que o máximo de energia extraída ocorre em uma intensidade do campo de leitura maior na condição de EIA do que utilizando o EIT.

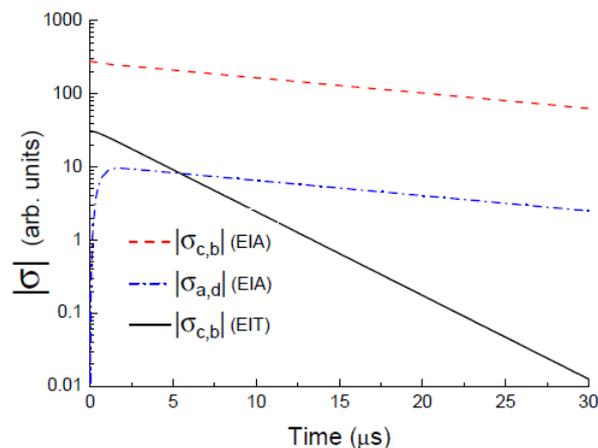


Fonte: MARTINS, Weliton, et al.(2021)¹

¹MARTINS, Weliton, et al. *Efficient atomic memory using electromagnetically induced absorption*. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physo.2021.100081>

Na Figura 6 pode-se ver que a energia recuperada é muito maior quando o meio está na condição de EIA do que quando está na condição EIT. Isso ocorre porque na condição EIA ($B = 1$), além da coerência criada no estado fundamental pelos campos Ω_W e Ω'_W que formam o sistema tipo N, onde há transferência aos estados fundamentais da coerência criada nos estados excitados pelos campos Ω_W e Ω'_W que formam o sistema tipo V (Figura 7), fazendo com que a coerência total armazenada seja maior que a armazenada na EIT condição ($B = 0$), onde existe apenas a coerência criada nos estados fundamentais devido ao sistema tipo dos campos Ω_W e Ω'_W (Figura 7). Além disso, a figura 6 mostra que, em relação ao armazenamento na condição EIT, é necessária uma maior intensidade de campo de leitura na condição EIA para extrair o máximo de energia da coerência armazenada (linha vertical tracejada), bem como atingir o valor de saturação, quando a energia extraída torna-se independente da potência do campo de leitura.

Figura 7: Módulo das coerências atômicas em função do tempo. O campo de leitura é ligado no tempo igual a zero.



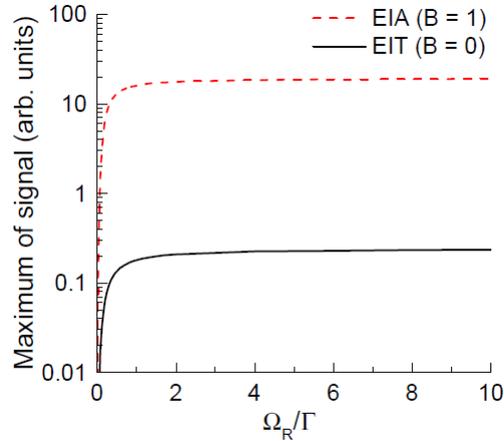
Fonte: MARTINS, Weliton, et al.(2021)¹

É possível entender esse comportamento devido ao fato do campo de leitura Ω_R se acoplar com a coerência armazenada no estado fundamental, mapeando a coerência atômica no pulso óptico. Assim, quanto maior a intensidade do campo de leitura mais rápido ocorrerá a transferência da informação da coerência atômica para o campo de luz e mais rápido o sistema atingirá o valor máximo e a saturação de energia do pulso Ω_G .

A Figura 7 mostra que, no caso do EIA, a coerência criada no estado excitado, agora pelos campos Ω_R e Ω_G , compensa a perda de coerência do estado fundamental produzida pelo processo de leitura, que transforma essa coerência atômica no sinal gerado, resultando em uma saturação para uma maior potência do campo de leitura. Na condição de EIT não há transferência de coerência do estado excitado para o fundamental e a saturação ocorre em uma intensidade menor do campo de leitura. A

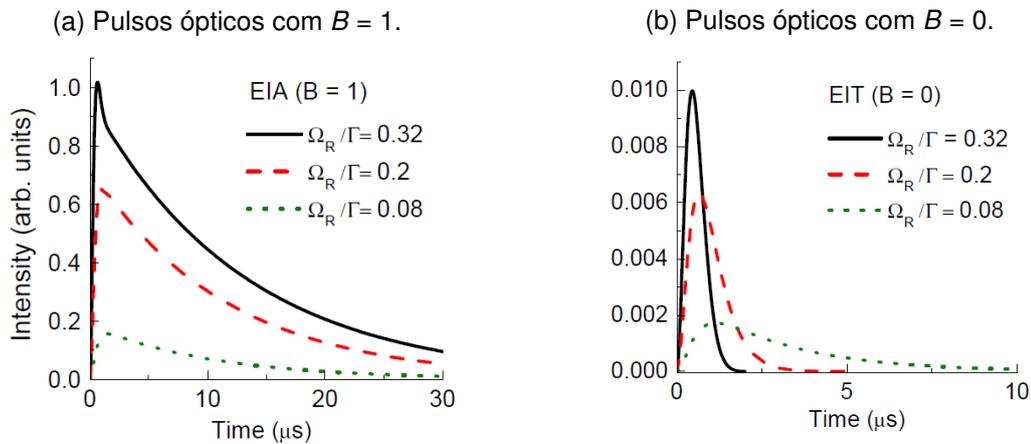
figura 8 mostra a intensidade máxima do pulso em função da potência de leitura Ω_R , as figuras. 9a e 9b a forma temporal do pulso em função de Ω_R .

Figura 8: Intensidade máxima do pulso gerado pelo meio como uma função do campo de leitura.



Fonte: MARTINS, Weliton, et al.(2021)¹

Figura 9: Forma temporal dos pulsos ópticos gerados pelo meio variando o valor do campo de leitura Ω_R . Para obter tais curvas foi utilizado $\Omega_{W'}/\Gamma = 0,02$, $\Omega_W/\Gamma = 0,2$, $\gamma_{c,d}/\Gamma = 1$, $\gamma_{a,b}/\Gamma = 0,01$.



Fonte: MARTINS, Weliton, et al.(2021)¹

Fonte: MARTINS, Weliton, et al.(2021)¹

Esses resultados corroboram os apresentados na figura 6, pois a energia é calculada como a área abaixo do pulso óptico gerado. Vemos nas figura 8 (linha tracejada) e 9a que a intensidade máxima do pulso Ω_G é maior para armazenamento realizado sob condição EIA do que quando realizado sob condição EIT. Isso é consequência da criação de coerência nos estados excitados durante o processo de leitura na condição EIA (7) e confirma que na condição EIA a energia do pulso Ω_G é maior do que na condição EIT (6). As figuras 8 e 9 também ajudam a entender que a energia tem um valor máximo e então atinge a saturação para um poder de leitura suficientemente grande (Figura 6).

Também foi analisada a dependência da energia do pulso gerado em função do tempo de armazenamento t_s . Este estudo é relevante porque, além de conhecer a efi-

ciência energética da memória atômica, é importante saber o tempo disponível para leitura das informações armazenadas. Foi descoberto que o tempo de decaimento característico da memória atômica é o mesmo ($\tau = 10\mu s$), quer a informação seja armazenada em condições EIA ou EIT, pois a única coerência que sobrevive após o tempo de armazenamento é a coerência entre os estados fundamentais. Este resultado confirma que o decaimento temporal desta memória atômica está relacionado com a decoerência entre os estados fundamentais que tem o mesmo valor estando o meio na condição EIA ou na condição EIT.

4 CONCLUSÕES

No presente trabalho, foi possível mostrar a criação de uma memória atômica através de um sistema de quatro níveis tipo N, utilizando o método teórico-analítico, onde, primeiramente, foi feita uma explicação extensa do fenômeno de absorção eletromagneticamente induzida (EIA), o foco principal do projeto, visto a escassez de informações aplicadas na bibliografia. Logo após, fez-se o passo-a-passo da construção da memória atômica teórica, passando pela escrita, pelo armazenamento e pela leitura de informação, utilizando softwares de matemática avançada para que fossem obtidos os gráficos essenciais para as comparações entre os efeitos de EIA e EIT.

Utilizando a informação armazenada no meio, pôde-se fazer comparações diretas entre memórias atômicas baseadas nas condições EIA e EIT. Em termos de quantidade de energia extraída, na condição EIA foi possível ver pulsos com níveis de energia bem maiores comparados com os pulsos extraídos na condição de EIT, para os mesmos valores dos campos de escrita e leitura. Também mostrou-se que a intensidade máxima do pulso gerado é categoricamente superior no caso de pulsos provenientes do meio em condição de EIA, contrastando com o de condição de EIT. Com isso, os resultados confirmam que existem significativas vantagens na criação e uso de memórias atômica baseadas no EIA comparado com o EIT, visto a eficiência no processo de extração da informação armazenada. Estes resultados abrem precedentes para futuros estudos acerca do campo de comunicação quântica em longas distâncias, da criptografia quântica e do desenvolvimento da computação quântica em projetos posteriores.

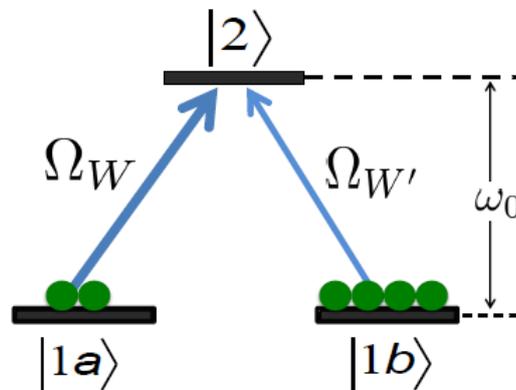
REFERÊNCIAS

- AKULSHIN, A.; BARREIRO, S.; LEZAMA, A. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in rb vapor. **Physical Review A**, APS, v. 57, n. 4, p. 2996, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.57.2996>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- ALZETTA, G. *et al.* An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented na vapour. **Nuovo Cimento B**, v. 17, n. 333, 1976. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF02749417>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- ARIMONDO, E. Coherent population trapping in laser spectroscopy. **Progress in optics**, Elsevier, v. 35, p. 257–354, 1996. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70531-6](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70531-6). Acesso em: 03 ago. 2023.
- BOLLER, K.-J.; IMAMOĞLU, A.; HARRIS, S. E. Observation of electromagnetically induced transparency. **Physical Review Letters**, APS, v. 66, n. 20, p. 2593, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- FLEISCHHAUER, M.; IMAMOĞLU, A.; MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. **Reviews of modern physics**, APS, v. 77, n. 2, p. 633, 2005. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- HARRIS, S.; HAU, L. V. **Nonlinear optics at low light levels**. APS, 1999. 4611 p. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.4611>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- HARRIS, S. E. Electromagnetically induced transparency. **Physics Today**, AIP, v. 50, n. 7, p. 36–42, 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.881806>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- HARRIS, S. E.; FIELD, J.; IMAMOĞLU, A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. **Physical Review Letters**, APS, v. 64, n. 10, p. 1107, 1990. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1107>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- KIM, S. K. *et al.* Observation of electromagnetically induced absorption in open systems regardless of angular momentum. **Physical Review A**, APS, v. 68, n. 6, p. 063813, 2003. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.063813>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- TAICHENACHEV, A.; TUMAIKIN, A.; YUDIN, V. Electromagnetically induced absorption in a four-state system. **Physical Review A**, APS, v. 61, n. 1, p. 011802, 1999. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.61.011802>. Acesso em: 03 ago. 2023.
- ZIBROV, S. A. *et al.* Magneto-optical resonances in the field of counterpropagating waves. **JETP Letters**, Springer, v. 85, n. 9, p. 417–421, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1134/S0021364007090019>. Acesso em: 03 ago. 2023.

APÊNDICE 1: APRISIONAMENTO COERENTE DE POPULAÇÃO E ESTADO ESCURO

Foi considerado o sistema na configuração de três níveis, tipo Λ , na figura 10 interagindo com campos ópticos de frequência única e bem definida. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental, que é degenerado, e $|2\rangle$, ao estado excitado. Para simplificar, toma-se que os estados fundamentais têm energia igual a zero e o estado excitado energia igual a $\hbar\omega_0$.

Figura 10: Reprodução do sistema *Lambda*. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ estão no nível fundamental e são degenerados, já o estado excitado $|2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$.



Fonte: O autor, 2017

No regime de frequências ópticas, o comprimento de onda tende a ser muito maior que as medidas atômicas ($\lambda \sim 10^{-7}\text{m}$, ao passo que as dimensões atômicas estão na ordem de 1\AA). Sendo assim, ignora-se quaisquer variações no espaço do campo elétrico quando ocorre a interação, sendo essa a estimativa de comprimento de onda grande, também conhecida como aproximação de dipolo), o que configura que a interação se resume a uma do tipo dipolo elétrico.

Algo também a ser levado em conta é que os tanto os estados fundamentais como o excitado têm uma paridade bem definida, no qual os estados fundamentais possuem paridades iguais e o estado excitado paridade oposta. Deste modo, fazendo o uso da interação de dipolo elétrico, observa-se que os estados fundamentais não podem ser mutuamente acoplados, porém o estado excitado consegue se acoplar os estados fundamentais utilizando essa interação.

Então, sabendo que os estados fundamentais possuem a mesma energia, faz-se uso da manipulação das polarizações dos pulsos, com intuito de obedecer às regras de seleção do momento angular, para que possam ser acopladas as transições almeçadas, que são as transições $1a \leftrightarrow 2$ e $1b \leftrightarrow 2$. Para tal fim, considerou-se que as polarizações dos pulsos elétricos \vec{E}_W e $\vec{E}_{W'}$ são $\hat{\sigma}^+$ e $\hat{\sigma}^-$, respectivamente, o que impõe que cada campo acople somente com as transições apresentadas na figura

10. Com as considerações citadas até o momento, se tornou possível determinar o hamiltoniano do sistema da forma:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Int}, \quad (42)$$

onde \hat{H}_0 é o hamiltoniano do átomo livre das ações dos campos e \hat{H}_{Int} é o hamiltoniano de interação dos campos com o *ensemble* atômico. Pode-se expressar o hamiltoniano de interação e o operador momento dipolo do átomo como descrito:

$$\hat{H}_{Int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}, \quad (43)$$

$$\vec{d} = \vec{d}_{1a,2} |1a\rangle \langle 2| + \vec{d}_{2,1a} |2\rangle \langle 1a| + \vec{d}_{1b,2} |1b\rangle \langle 2| + \vec{d}_{2,1b} |2\rangle \langle 1b| \quad (44)$$

onde \vec{d} é o operador momento dipolo do átomo. Um dos campos elétricos é expressado como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_W(\vec{r}, t) + \vec{E}_{W'}(\vec{r}, t), \quad (45)$$

$$\vec{E}_W(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\varepsilon_W(\vec{r}, t) e^{i(k_W z - \omega_W t)} (\hat{\sigma}^+) + \varepsilon_W^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_W z - \omega_W t)} (\hat{\sigma}^+)^*] \quad (46)$$

onde $\varepsilon_W(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$, \vec{k}_W é o vetor de onda do campo e ω_W a frequência angular do campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$. O outro campo do sistema, $\vec{E}_{W'}$, é determinado como:

$$\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t) e^{i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)} (\hat{\sigma}^-) + \varepsilon_{W'}^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)} (\hat{\sigma}^-)^*] \quad (47)$$

onde $\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$, $\vec{k}_{W'}$ é o vetor de onda do campo e $\omega_{W'}$ a frequência angular do campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$. Com isso, o hamiltoniano de interação pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Int} = & -\frac{\vec{d}_{1a,2} \varepsilon_W(\vec{r}, t) e^{i(k_W z)}}{2} |1a\rangle \langle 2| e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{1a,2} \varepsilon_W^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_W z)}}{2} |1a\rangle \langle 2| e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1a} \varepsilon_W(\vec{r}, t) e^{i(k_W z)}}{2} |2\rangle \langle 1a| e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{2,1a} \varepsilon_W^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_W z)}}{2} |2\rangle \langle 1a| e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{1b,2} \varepsilon_{W'}(\vec{r}, t) e^{i(k_{W'} z)}}{2} |1b\rangle \langle 2| e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{1b,2} \varepsilon_{W'}^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_{W'} z)}}{2} |1b\rangle \langle 2| e^{i(\omega_{W'} t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1b} \varepsilon_{W'}(\vec{r}, t) e^{i(k_{W'} z)}}{2} |2\rangle \langle 1b| e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{2,1b} \varepsilon_{W'}^*(\vec{r}, t) e^{-i(k_{W'} z)}}{2} |2\rangle \langle 1b| e^{i(\omega_{W'} t)}. \end{aligned} \quad (48)$$

onde, deste modo tem-se que: $\omega_W = \omega_{W'} = \omega$. Já que $|1a\rangle \langle 2|$ e $|1b\rangle \langle 2|$ mostram um padrão de evolução livre da forma $e^{-i\omega_0 t}$ isso resulta que \hat{H}_{Int} possua termos oscilando em frequências $\omega + \omega_0$ ou $|\omega - \omega_0|$. Levando em conta grandes intervalos de detecção quando observados os períodos de oscilação da luz, pôde-se desconsiderar

quaisquer elementos que oscilam com frequência da ordem de $\pm(\omega + \omega_0)$. Na literatura, essa estimativa é denominada como aproximação de onda girante (RWA, *Rotating Wave Approximation*). Sendo assim, a frequência de Rabi é definida como:

$$\Omega_W(\vec{r}, t) = \frac{\vec{d}_{2,1a}\varepsilon_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z)}}{2\hbar}, \quad (49a)$$

$$\Omega_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{d}_{2,1b}\varepsilon_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z)}}{2\hbar}. \quad (49b)$$

Então o hamiltoniano foi reescrito na forma:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\hbar\Omega_W(\vec{r}, t)|2\rangle\langle 1a|e^{-i\omega_W t} - \hbar\Omega_W^*(\vec{r}, t)|1a\rangle\langle 2|e^{-i\omega_W t} + \\ & -\hbar\Omega_{W'}(\vec{r}, t)|2\rangle\langle 1b|e^{-i\omega_{W'} t} - \hbar\Omega_{W'}^*(\vec{r}, t)|1b\rangle\langle 2|e^{-i\omega_{W'} t}. \end{aligned} \quad (50)$$

Pode-se demonstrar que \hat{H}_{Int} tem um autovetor do qual o autovalor é igual a zero, chamado de estado escuro, de modo que a evolução no tempo desse estado não se altera em função dos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 . Sendo assim, se o átomo está nesse estado ele se torna invisível à radiação, isto é, estando nesse estado, o átomo fica transparente, não absorve a radiação. Para obter os autovalores e autovetores dessa matriz de interação, apresenta-se o hamiltoniano em forma de matriz como mostrado abaixo:

$$\hat{H}_{Int} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\hbar\Omega_W^*e^{\omega_W t} \\ 0 & 0 & -\hbar\Omega_{W'}^*e^{\omega_{W'} t} \\ -\hbar\Omega_W e^{\omega_W t} & -\hbar\Omega_{W'} e^{\omega_{W'} t} & 0 \end{pmatrix} \quad (51)$$

Resolvendo o problema do autovalor para \hat{H}_{Int} , foram encontrados os autovalores e seus respectivos autovetores abaixo:

$$\lambda_1 = 0 \quad (52a)$$

$$\lambda_2 = \hbar\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2} \quad (52b)$$

$$\lambda_3 = -\hbar\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2} \quad (52c)$$

$$|\lambda_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2}}(\Omega_W|1b\rangle - \Omega_{W'}|1a\rangle) \quad (52d)$$

$$|\lambda_2\rangle = \frac{-e^{i\omega t}}{\sqrt{2(|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2)}}(\Omega_W^*|1a\rangle + \Omega_{W'}|1b\rangle - e^{-i\omega t}\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2}) \quad (52e)$$

$$|\lambda_3\rangle = \frac{e^{i\omega t}}{\sqrt{2(|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2)}}(\Omega_W^*|1a\rangle + \Omega_{W'}|1b\rangle - e^{-i\omega t}\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2}) \quad (52f)$$

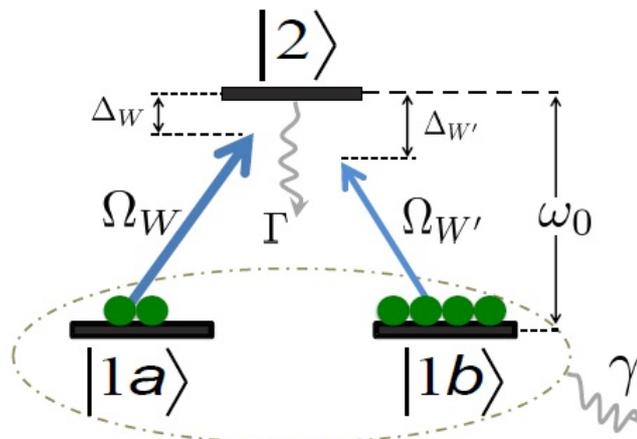
De modo que, $\hat{H}_{Int}|\lambda_1\rangle = 0|\lambda_1\rangle$, isto é, o estado escuro, $|\lambda_1\rangle$, é uma superposição coerente dos estados fundamentais $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ e não é acoplado ao estado excitado através H_{int} , então, é possível afirmar que a amplitude de probabilidade,

$|\langle \lambda_1 | \hat{H}_{Int} | 2 \rangle|^2$, de que um átomo no estado escuro seja excitado para o estado $|2\rangle$ é igual a zero. Esse fenômeno é denominado aprisionamento coerente de população (ARIMONDO, 1996).

APÊNDICE 2: TRANSPARÊNCIA ELETROMAGNETICAMENTE INDUZIDA (EIT)

Para deduzir o EIT, foi utilizado um sistema de três níveis na configuração Λ , semelhante ao descrito no Apêndice 1, porém agora será tratado de uma maneira generalizada, considerando a decoerência e as taxas de decaimento. Para mais, foi observado que os campos não estão ressonantes com a transição, vide figura 11 e então, foi utilizado o formalismo do operador densidade para obter o perfil de absorção e o índice de refração deste sistema.

Figura 11: Reprodução da configuração EIT. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $|2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$.



Fonte: O autor, 2017

A figura 11 também mostra os campos Ω_W e $\Omega_{W'}$ com frequências óticas ω_W e $\omega_{W'}$, respectivamente. As dessintonias dos campos forte e fraco são, respectivamente, Δ_W e $\Delta_{W'}$. Representa-se por Γ a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado para os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$, ao mesmo tempo que a taxa de decaimento da coerência dos estados fundamentais foi definida por γ .

Equações de *Bloch* para o sistema Λ

O operador densidade ρ , para um sistema tipo Λ , de três níveis, é dado por:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{1a,1a} & \rho_{1a,1b} & \rho_{1a,2} \\ \rho_{1b,1a} & \rho_{1b,1b} & \rho_{1b,2} \\ \rho_{2,1a} & \rho_{2,1b} & \rho_{2,2} \end{pmatrix} \quad (53)$$

Utilizando o formalismo de matriz densidade, pode-se ver que cada termo da diagonal principal está associado com a probabilidade de encontrar o sistema em um determinado estado (por exemplo, $\rho_{2,2}$ representa a chance de encontrar o sistema no estado $|2\rangle$, com isso a diagonal principal está diretamente associada com a população de átomos em cada um dos estados), no passo de que os elementos fora da diagonal

principal estão ligados a interferência quântica entre os estados e são, então, chamados de coerência quântica. Do mesmo modo que foi feito no Apêndice 1, pôde-se reproduzir o hamiltoniano do sistema como:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Int} \quad (54)$$

onde \hat{H}_0 é o hamiltoniano para o átomo livre da ação dos campos e é dado por: $\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 |2\rangle\langle 2|$. Como forma de simplificar, assumimos que a energia dos estados fundamentais é igual a zero. No Apêndice 1, o hamiltoniano de interação é tratado de forma semelhante no caso CPT, de modo que o hamiltoniano total do *ensemble*, na aproximação da onda girante será:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\hbar\Omega_W(\vec{r}, t) |2\rangle\langle 1a| e^{-i\omega_W t} - \hbar\Omega_W^*(\vec{r}, t) |1a\rangle\langle 2| e^{-i\omega_W t} + \\ & -\hbar\Omega_{W'}(\vec{r}, t) |2\rangle\langle 1b| e^{-i\omega_{W'} t} - \hbar\Omega_{W'}^*(\vec{r}, t) |1b\rangle\langle 2| e^{-i\omega_{W'} t} + \hbar |2\rangle\langle 2|. \end{aligned} \quad (55)$$

A equação de *Liouville* fornece a evolução temporal do operador densidade, onde modifica tal equação, por adicionar termos de perda de coerência e decaimento espontâneo, fenomenologicamente, o onde $\hat{\Lambda}$ representa a matriz com os termos adicionados, terminando na forma:

$$i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho] + \hat{\Lambda} \quad (56)$$

$$\hat{\Lambda} = i\hbar \begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{2,2} & -\gamma\rho_{1a,1b} & -\Gamma_{21}\rho_{1a,2} \\ -\gamma\rho_{1b,1a} & \Gamma_{21}\rho_{2,2} & -\Gamma_{21}\rho_{1b,2} \\ -\Gamma_{21}\rho_{2,1a} & -\Gamma_{21}\rho_{2,1b} & -\Gamma\rho_{2,2} \end{pmatrix} \quad (57)$$

Nessa matriz, Γ é a taxa de decaimento da população do estado excitado e γ é a taxa de decoerência $\rho_{1a,1b}$. Para simplificar, tomou-se $\Gamma/2 = \Gamma_{21}$. Ainda considerou-se a mudança de variáveis lentas:

$$\rho_{2,2} = \sigma_{2,2} \quad (58a)$$

$$\rho_{1a,1a} = \sigma_{1a,1a} \quad (58b)$$

$$\rho_{1b,1b} = \sigma_{1b,1b} \quad (58c)$$

$$\rho_{2,1a} = \sigma_{2,1a} e^{-i\omega_W t} \quad (58d)$$

$$\rho_{2,1b} = \sigma_{2,1b} e^{-i\omega_{W'} t} \quad (58e)$$

$$\rho_{1a,1b} = \sigma_{1a,1b} e^{-i(\omega_{W'} - \omega_W)t} \quad (58f)$$

Então, $e^{-i(\omega_{W'} - \omega_W)t}$, $e^{-i\omega_W t}$ e $e^{-i\omega_{W'} t}$ caracterizam as oscilações rápidas no tempo de suas coerências, respectivamente. Já $\sigma_{i,j}$ (com $i,j = 1a, 1b, 2$) são funções que variam no tempo lentamente. Ainda, $\sigma_{i,j}$ são elementos de uma matriz que, por conta

da hermiticidade de ρ , o operador densidade, também é hermitiano, onde os termos da diagonal principal ($i = j$) são reais e todos os outros, complexos, e mais, $\sigma_{i,j}$ é o complexo conjugado de $\sigma_{j,i}$. Repetindo as equações da evolução no tempo em função dessas variáveis, obteve-se, enfim, as equações:

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = -i\Omega_W\sigma_{1a,2} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1a} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2} \quad (59a)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{1b,2} + i\Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2} \quad (59b)$$

$$\dot{\sigma}_{2,2} = i\Omega_W\sigma_{1a,2} - i\Omega_W^*\sigma_{2,1a} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,2} - i\Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} - \Gamma\sigma_{2,2} \quad (59c)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{1a,2} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1b} + (i\delta - \gamma)\sigma_{1a,1b} \quad (59d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -i\Omega_W\sigma_{2,2} + i\Omega_W\sigma_{1a,1a} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1a} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a} \quad (59e)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{2,2} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1b} + i\Omega_W\sigma_{1a,1b} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})\sigma_{2,1b} \quad (59f)$$

Essas são as equações de *Bloch* para um sistema na configuração Λ fechado, de três níveis, onde $\Delta_i = \omega_0 - \omega_i$, com $i = W, W'$ e $\delta = \omega_{W'} - \omega_W = \Delta_W - \Delta_{W'}$ é a dessintonia entre os campos.

Método perturbativo para a obtenção do espectro de EIT

Para simplificar a análise, é normal inferir um bombeamento ótico de modo que $\Omega_W \gg \Omega_{W'}$ e, como o sistema é fechado, pode-se dizer que $\sigma_{1a,1a} + \sigma_{1b,1b} + \sigma_{2,2} = 1$. Para as soluções analíticas das equações de *Bloch* por métodos perturbativos, iniciou-se pela ordem zero de perturbação, reescrevendo as equações da evolução temporal do sistema, substituindo $\sigma_{i,j}$ por $\sigma_{i,j}^{(0)}$, e, assim, desprezando todos os termos que contêm o produto $i\Omega_{W'}\sigma_{i,j}^{(0)}$, afirmando, neste caso, que $\Omega_{W'}$ não contribui no sistema. Foram consideradas as soluções no regime estacionário, onde $\dot{\sigma}_{i,j}(i, j = 1a, 1b, 2) = 0$. Com isso, para a ordem zero de perturbação, obteve-se:

$$0 = i\Omega_W\sigma_{1a,2}^{(0)} - i\Omega_W^*\sigma_{2,1a}^{(0)} - \Gamma\sigma_{2,2}^{(0)} \quad (60a)$$

$$0 = \Gamma_{21}\sigma_{2,2}^{(0)}i\Omega_W^*\sigma_{2,1b}^{(0)} + (i\delta - \gamma)\sigma_{1a,1b}^{(0)} \quad (60b)$$

$$0 = -i\Omega_W\sigma_{2,2}^{(0)} + i\Omega_W\sigma_{1a,1a}^{(0)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a}^{(0)} \quad (60c)$$

$$0 = i\Omega_W\sigma_{1a,1b}^{(0)} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})\sigma_{2,1b}^{(0)} \quad (60d)$$

$$1 = \sigma_{1a,1a}^{(0)} + \sigma_{1b,1b}^{(0)} + \sigma_{2,2}^{(0)} \quad (60e)$$

Resolvendo o sistema acima, foi obtido $\sigma_{1a,1a}^{(0)} = \sigma_{2,2}^{(0)} = \sigma_{1a,1b}^{(0)} = \sigma_{2,1a}^{(0)} = \sigma_{2,1b}^{(0)} = 0$ e $\sigma_{1b,1b}^{(0)} = 1$. Pôde-se interpretar tal resultado fisicamente, como segue: o campo Ω_W leva átomos do estado $|1a\rangle$ para o estado $|2\rangle$ e, então, espontaneamente os átomos decaem para $|1b\rangle$ ou $|1a\rangle$. Quando os átomos caem em $|1a\rangle$, são novamente levados para $|2\rangle$ pelo campo Ω_W . Quando os átomos caem em $|1b\rangle$ eles não podem mais ser bombeados para o estado excitado novamente. Com isso, esse procedimento

acontece até que toda população seja levada ao estado $|1b\rangle$ ($\sigma_{1b,1b}^{(0)} = 0$).

Agora quer-se encontrar uma expressão para $\sigma_{2,1b}$, que seja diferente de zero. Com isso, para a primeira ordem de perturbação: reescreveu-se as equações de evolução temporal do sistema, substituindo $\sigma_{i,j}$ por $(\sigma_{i,j}^{(1)} + \sigma_{i,j}^{(0)})$, e, assim, desprezando todos os termos que contêm o produto $i\Omega_{W'}\sigma_{i,j}^{(1)}$, note que $\Omega_{W'}$ começa a afetar o sistema, mas ainda de forma muito inferior comparada ao campo Ω_W . Foram encontradas as soluções no regime estacionário, onde $\dot{\sigma}_{i,j}(i, j = 1a, 1b, 2) = 0$. Tomando tudo isso em conta, para a primeira ordem de perturbação, tem-se:

$$0 = i\Omega_W\sigma_{1a,2}^{(1)} - i\Omega_W^*\sigma_{2,1a}^{(1)} - \Gamma_{21}\sigma_{2,2}^{(1)} \quad (61a)$$

$$0 = \Gamma_{21}\sigma_{2,2}^{(1)} \quad (61b)$$

$$0 = -i\Omega_W^*\sigma_{2,1b}^{(1)} + (i\delta - \gamma)\sigma_{1a,1b}^{(1)} \quad (61c)$$

$$0 = -i\Omega_W\sigma_{2,2}^{(1)} + i\Omega_W\sigma_{1a,1a}^{(1)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a}^{(1)} \quad (61d)$$

$$0 = i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1b}^{(0)} + i\Omega_W\sigma_{1a,1b}^{(1)} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})\sigma_{2,1b}^{(1)} \quad (61e)$$

$$1 = \sigma_{1a,1a}^{(1)} + (\sigma_{1b,1b}^{(1)} + \sigma_{1b,1b}^{(0)}) + \sigma_{2,2}^{(1)} \quad (61f)$$

Resolvendo as equações acima, obteve-se: $\sigma_{2,2}^{(1)} = \sigma_{1a,1a}^{(1)} = \sigma_{1b,1b}^{(1)} = \sigma_{2,1a}^{(1)} = 0$. Agora, para as coerências $\sigma_{2,1b}^{(1)}$ e $\sigma_{1a,1b}^{(1)}$ obtemos:

$$\sigma_{2,1b}^{(1)} = \frac{i\Omega_{W'}(i\delta - \gamma)}{(i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})(i\delta - \gamma) - |\Omega_W|^2} \quad (62a)$$

$$\sigma_{1a,1b}^{(1)} = \frac{\Omega_W^*\Omega_{W'}}{(i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})(i\delta - \gamma) - |\Omega_W|^2} \quad (62b)$$

Analogamente, para a segunda ordem de perturbação, tem-se:

$$0 = -i\Omega_W\sigma_{1a,2}^{(2)} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1a}^{(2)} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2}^{(2)} \quad (63a)$$

$$0 = -i\Omega_{W'}\sigma_{1b,2}^{(1)} + i\Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b}^{(1)} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2}^{(2)} \quad (63b)$$

$$0 = i\Omega_{W'}(\sigma_{2,1b}^{(2)} + \sigma_{2,1b}^{(1)}) + (i\delta - \gamma)(\sigma_{1a,1b}^{(2)} + \sigma_{1a,1b}^{(1)}) \quad (63c)$$

$$0 = -i\Omega_W\sigma_{2,2}^{(2)} + i\Omega_W\sigma_{1a,1a}^{(2)} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1a}^{(1)} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a}^{(2)} \quad (63d)$$

$$0 = i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1b}^{(0)} + i\Omega_W(\sigma_{1a,1b}^{(2)} + \sigma_{1a,1b}^{(1)}) - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})(\sigma_{2,1b}^{(2)} + \sigma_{2,1b}^{(1)}) \quad (63e)$$

$$1 = \sigma_{1a,1a}^{(2)} + (\sigma_{1b,1b}^{(2)} + \sigma_{1b,1b}^{(0)}) + \sigma_{2,2}^{(2)}. \quad (63f)$$

Solucionando os sistemas acima foi obtido $\sigma_{1a,1b}^{(2)} = \sigma_{1b,2}^{(2)} = 0$. E para as populações $\sigma_{1a,1a}^{(2)}$, $\sigma_{1b,1b}^{(2)}$, $\sigma_{2,2}^{(2)}$ e para a coerência $\sigma_{1a,2}^{(2)}$ tem-se que:

$$\sigma_{2,2}^{(2)} = \frac{i\Omega_{W'}}{\Gamma_{21}}\sigma_{1b,2}^{(1)} - \frac{i\Omega_{W'}^*}{\Gamma_{21}}\sigma_{2,1b}^{(1)} \quad (64a)$$

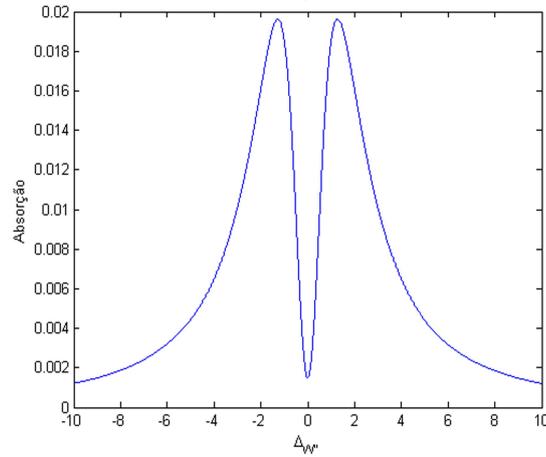
$$\sigma_{1a,2}^{(2)} = \frac{1}{\Gamma}\left[1 + i\Omega_W^* - \frac{\Gamma_{21}(i\Delta_W + \Gamma_{21})}{i|\Omega_W|^2}\right]\sigma_{2,2}^{(2)} + \frac{i\Omega_W^*\Omega_{W'}}{\Gamma\Omega_W}\sigma_{1b,1a}^{(1)} - \frac{i\Omega_{W'}^*}{\Gamma}\sigma_{1a,1b}^{(1)} \quad (64b)$$

$$\sigma_{1a,1a}^{(2)} = \frac{(i\Delta_W + \Gamma_{21})}{i\Omega_W}\sigma_{2,1a}^{(2)} - \frac{\Omega_{W'}}{\Omega_W}\sigma_{1b,1a}^{(1)} + \sigma_{2,2}^{(2)} \quad (64c)$$

$$\sigma_{1b,1b}^{(2)} = -(\sigma_{1a,1a}^{(2)} + \sigma_{2,2}^{(2)}) \quad (64d)$$

Sendo assim, pôde-se obter o coeficiente de absorção do sistema para o campo $\Omega_{W'}$, definidos por : $Im[\sigma_{2,1b}]$ e $Re[\sigma_{2,1b}]$, respectivamente. Foi apresentada na figura 12 a absorção do *ensemble* no caso em que o campo de bombeio está em ressonância com a transição, ou seja, $\Delta_W = 0$. Observou-se que nas proximidades de $\delta = 0$ (ressonância de dois fótons) decorre uma atenuação na absorção. Tal fenômeno consiste no efeito de transparência eletromagneticamente induzida (FLEISCHHAUER; IMAMOGLU; MARANGOS, 2005; HARRIS; FIELD; IMAMOĞLU, 1990; HARRIS; HAU, 1999; HARRIS, 1997).

Figura 12: Curva de absorção o para o feixe de prova num sistema tipo Λ .



Fonte: O autor, 2019

Tal efeito é resultado das emissões e das absorções, o que leva o *ensemble* a um estado escuro, ocasionando uma atenuação de absorção de ambos os campos.