

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

Transparência Induzida Eletromagneticamente em vapor atômico de cálcio

Silvânia Alves de Carvalho

*Dissertação apresentada ao Instituto de
Física da Universidade Estadual de Cam-
pinas para obtenção do título de Mestre em
Ciências.*

Orientador: Prof. Dr. Luís Eduardo Evangelista de Araujo

Comissão Examinadora

Prof. Dr. Luís Eduardo Evangelista de Araujo (IFGW-UNICAMP)

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (IFGW-UNICAMP)

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig (IF-USP)

Campinas
agosto/2006

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

C253t	Carvalho, Silvânia Alves de Transparência induzida eletromagneticamente em vapor atômico de cálcio / Silvânia Alves de Carvalho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2006. Orientador: Luís Eduardo Evangelista de Araujo. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin". 1. Transparência induzida eletromagneticamente. 2. Ótica não-linear. 3. Vapor atômico. I. Araujo, Luís Eduardo Evangelista de. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título. (vsv/ifgw)
-------	---

- **Título em inglês:** Electromagnetically induced transparency in atomic vapor of calcium
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 - 1. Electromagnetically induced transparency
 - 2. Nonlinear optics
 - 3. Atomic vapor
- **Área de concentração:** Física Atômica e Molecular
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**
 - Prof. Luís Eduardo Evangelista de Araujo
 - Prof. Flávio Caldas da Cruz
 - Prof. Paulo Alberto Nussenzweig
- **Data da defesa:** 25.08.2006
- **Programa de Pós Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **SILVÂNIA ALVES DE CARVALHO – RA 038451** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 25 / 08 / 2006.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Luis Eduardo Evangelista Araujo (Orientador do Candidato) –
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig – IF/USP

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz – DEQ/IFGW/UNICAMP

Dedico a Deus e aos meus pais que são os principais responsáveis pelo
meu sucesso.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus e aos meus pais, Ivo Sabino de Carvalho e Zélia Maria Alves de Carvalho, por terem estado ao meu lado a todo momento, nunca deixando que eu desanimasse.

Ao meu orientador Luís Eduardo Evangelista de Araujo pela paciência, pela competência, pela atenção e, em especial, pela excelente orientação. Por ter me ensinado a ser paciente e persistente, nunca desanimando perante os obstáculos. Em muitos momentos me desesperei e achei que não conseguiria defender a tempo, mas ele ao contrário sempre se mostrava confiante e otimista, lutando para que no final tudo desse certo, como realmente deu. Deixo aqui meu muito obrigada pelo trabalho que ele me ajudou realizar e aproveito para parabenizá-lo pelo excelente trabalho que vem desenvolvendo no grupo.

À minha irmã Ivone Alves de Carvalho.

Aos meus parentes e familiares que mesmo de longe sempre estiveram rezando por mim, em especial Tia Betinha, Eloíse Nepomuceno e meu grande tesouro, minha afilhada Lara Carvalho.

Ao meu querido professor Luiz Eduardo Oliveira por ter me auxiliado desde o primeiro dia em que cheguei na Unicamp, sempre me dando conselhos e me incentivando à lutar pelos meus objetivos.

À todos os alunos e funcionários do Grupo de Lasers e Aplicações: Daniel, Danilo,

Giovana, Leverson, Jansen, André, Professor Ronaldo, Professor Daniel e em especial aos meus grandes amigos e irmãos Dr. Luciano Cruz, Antônio Augusto e Marcos Moreira pelo carinho, atenção e principalmente pela amizade.

Ao técnico do grupo João Batista pelo excelente trabalho que desenvolve.

As secretárias do DEQ pelo carinho e pela alegria que sempre transmitem ao precisarmos de seus serviços.

Ao professor Flávio por ter me recebido com muito carinho desde a primeira vez que estive na Unicamp, e por ter deixado as portas sempre abertas para que eu pudesse estar trabalhando no laboratório. Deixo aqui meu muito obrigado por tudo.

Ao professor Paulo Nussenzveig por ter participado de minha banca e por ter contribuído para que conseguisse enriquecer meu conhecimento e meu trabalho.

Ao professor Marcos César por ter aceitado participar de todas as minhas bancas, dando sempre dicas para que eu pudesse melhorar o meu trabalho.

Aos meus grandes amigos e irmãos do IF-UFF, que apesar da distância sempre estiveram presentes: Odilon Filho, Mariana Dutra, Rodrigo Picanço, Flávia Martins e Carlos Eduardo.

À todos os professores e funcionários do IF-UFF, em especial ao professor Jorge Sá Martins pelo carinho e ao professor Antônio Zellaket por ter participado de minha banca.

Aos professores do CBPF, em especial ao Roberto Sarthour.

À minha mais que amiga, minha irmã, Suenne Rigute.

Ao coordenador George Kleiman pela excelente coordenação e aos funcionários da coordenação e da biblioteca, em especial Cássia Rabelo, Armando e Maria Inês pelo excelente trabalho e pelo carinho.

Ao meu grande amigo Ingor pelos conselhos.

Ao Júlio Cesar e família por todo carinho e incentivo.

Aos meus colegas do IFGW, Felipe Arretche, Júlio tedesco, Eliane Marques, Ezequiel, Sabrina, Pablo e Diego Gratieri.

Ao Reginaldo Farias pelo carinho, a amizade e principalmente por ter me ajudado na preparação de meu trabalho.

À Eliane Moura, Ana Cecília e Natália pelo carinho e a amizade.

Às minhas grandes amigas Alessandra Gonzaga e Giovana Gadioli pelo incentivo.

Ao Mauro Coelho e Tereza Macedo pelos conselhos.

Aos professores Marco Aurélio e Roberto Luzzi.

Ao professor Sakanaka pela atenção e ajuda no decorrer do trabalho.

Aos meus grandes amigos Eder Perassa, Júnior Valério, Neemias e em especial Pedro Autreto pelo carinho e a amizade.

À Luciana do Carmo.

Ao CNPQ e a CPG do IFGW pelo apoio financeiro.

Ao Leonardo Biliotti pelo carinho e por ter sido essencial na reta final.

Posso ter talvez esquecido de citar algum nome, pois graças a Deus faço muitos amigos por onde passo, então deixo aqui meu obrigado a todos.

“Existe uma coisa que uma longa existência me ensinou: toda a nossa ciência, comparada a realidade, é primitiva e inocente; e portanto, é o que temos de mais valioso. ”

Albert Einstein

Resumo

Neste trabalho estudamos o fenômeno de transparência induzida eletromagneticamente (EIT) em sistemas de três níveis nas configurações lambda, V e cascata. Nestes sistemas, a transparência de um feixe de prova é induzida por um feixe de acoplamento mais forte. Uma comparação sistemática da largura do sinal de EIT e da dispersão no meio para os três sistemas, usando diferentes valores relativos de comprimento de onda dos dois feixes, é apresentada para meios atômicos alargados inhomogeneamente. A dependência da EIT com o ângulo entre os feixes de prova e acoplamento é também investigada. Observamos que, embora os sinais de EIT mais estreitos e profundos, e uma maior inclinação da curva de dispersão sejam obtidos para o sistema lambda, o sistema V é o mais robusto com relação ao ângulo entre os feixes e ao comprimento de onda relativo dos feixes. Por fim, apresentamos os resultados obtidos no experimento realizado em um sistema de 3 níveis na configuração cascata levando em conta os níveis 1S_0 , $^1P_1^0$ e 1D_2 em átomos de cálcio, descrevendo o uso inédito da técnica de detecção optogalvânica na observação de EIT. Neste experimento observamos EIT em uma lâmpada de catodo oco de Ca com vapor de fundo de Kr que nos forneceu até 76% de cancelamento da absorção de um laser em 423 nm induzido por um laser amarelo 586 nm forte contrapropagante. EIT neste mesmo sistema cascata considerando uma geometria copropagante dos feixes de laser foi observada.

Abstract

In this work we studied the phenomenon of electromagnetically induced transparency (EIT) in three level systems in the Λ , Vee and cascade configurations. In these systems, the transparency of a probe beam is induced by a strong coupling beam. A systematic comparison of the EIT signal width and the dispersion in the medium for the three systems for different relative values of wavelength of the two beams is presented for inhomogeneously Doppler-broadened medium. EIT dependence on the angle between the probe and coupling beams is also investigated. We observe that although the narrowest and deepest EIT signal, and the greatest slope of the dispersion curve are obtained for the Λ system, the V system is the more robust relative to the angle between the beams and to the relative wavelength of the beams. Finally, we present the results obtained in an experiment in a three level cascade system considering the levels 1S_0 , $^1P_1^0$ and 1D_2 in Ca atoms. We describe, for the first time to our knowledge, the use of the optogalvanic detection technique for observing EIT. In this experiment we observed EIT in a Ca hollow cathode lamp with Kr buffer gas, obtaining up to 76% cancellation of absorption of a blue laser beam (423 nm) induced by a strong and counterpropagating yellow beam (586 nm). EIT in a cascade system considering a copropagating geometry of the laser beams was observed.

Conteúdo

Dedicatória	iv
Agradecimentos	vi
Introdução	1
1 Interação entre átomo e campo	7
1.1 Átomo de dois níveis	7
1.1.1 O campo eletromagnético	9
1.1.2 Matriz densidade para o átomo de dois níveis	10
1.1.3 Equação de movimento para a matriz densidade	10
1.1.4 Equações de Bloch	12
1.1.5 Absorção e dispersão no meio	14
2 Modelo para EIT: átomos parados	17
2.1 Sistema na configuração lambda	18
2.2 Sistema na configuração V	30
2.3 Sistema na configuração cascata	38
2.4 Conclusões Gerais	44
3 Modelo teórico para EIT: átomos em movimento	47
3.1 Efeito Doppler	48

3.2	Distribuição de Maxwell-Boltzmann	49
3.3	Sistema Λ	49
3.3.1	Espectro de absorção na configuração Λ	50
3.4	Sistema V	56
3.4.1	Espectro de absorção na configuração V	57
3.5	Sistema cascata	62
3.5.1	Espectro de absorção na configuração cascata	62
3.6	Conclusões Gerais	67
4	Dependência Angular da ressonância de EIT	71
4.1	Dependência angular no sistema Λ	71
4.2	Dependência angular no sistema V	76
4.3	Dependência angular no sistema cascata	79
4.4	Conclusões Gerais	82
5	EIT em lâmpada de catodo oco	85
5.1	O átomo de Ca	86
5.2	Lâmpada de catodo oco de Ca	87
5.3	Efeito optogalvânico	89
5.4	Lasers	90
5.4.1	Laser de corante	90
5.4.2	Laser de Ti-Safira	91
5.4.3	Cavidade duplicadora	92
5.5	Experimento	92
5.5.1	Aparato experimental	92
5.6	Resultados Experimentais	94
5.6.1	Medida variando a intensidade do laser de acoplamento	94

5.6.2	Medida variando a intensidade do laser de prova	101
5.6.3	Medida variando a corrente na lâmpada	103
5.6.4	Medida varrendo o laser de acoplamento	106
5.6.5	EIT com feixes copropagantes	110
5.7	Discussões	111
Conclusões e Perspectivas		113
Apêndice A: Efeito VCC sobre as coerências óticas.		115

Lista de Figuras

1.1	Sistema de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético de frequência ω , sendo $ b\rangle$ o estado fundamental, $ a\rangle$ o estado excitado e ω_{ab} a frequência da transição do átomo. Δ_{ab} é a dessintonia da frequência ótica do campo em relação à frequência da transição atômica.	8
1.2	Curvas de absorção e dispersão de um sistema atômico de 2 níveis, na presença de um feixe de prova (de frequência de Rabi α) em função da dessintonia (Δ_{ab}) do feixe com $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega$. (a) absorção e (b) dispersão.	15
2.1	Configurações de um sistema de três níveis acoplado por um laser forte Ω e investigado por um laser de prova α utilizadas na comparação do sinal de EIT apresentada neste capítulo: (a) configuração Λ (lambda), (b) configuração V e (c) configuração cascata.	18
2.2	Sistema de três níveis na configuração lambda, interagindo com dois campos eletromagnéticos α e Ω , para átomos parados.	19
2.3	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia, com um fator multiplicativo de 2 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das três curvas e $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$	27
2.4	Sistema de três níveis na configuração lambda para átomos parados considerando deslocamento Stark, na figura do átomo vestido.	28

2.5	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com um fator multiplicativo de 2 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das três curvas. . .	29
2.6	Sistema de três níveis na configuração V interagindo com 2 campos eletromagnéticos α e Ω para átomos parados.	30
2.7	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia com a curva $\Omega = 0$ multiplicada por um fator de 0.2 para melhor visualização das curvas.	36
2.8	Sistema de três níveis na configuração V para átomos parados na figura do átomo vestido.	37
2.9	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com a curva $\Omega = 0$ multiplicada por um fator de 0.2 para melhor visualização das curvas.	38
2.10	Sistema de três níveis na configuração cascata interagindo com dois campos eletromagnéticos para átomos parados	39
2.11	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia com um fator multiplicativo de 0.5 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das curvas.	42
2.12	Sistema de três níveis na configuração cascata considerando deslocamento Stark. . .	43
2.13	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com um fator multiplicativo de 0.5 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das curvas. . . .	44
3.1	Átomo em um sistema de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético de frequência ω	48
3.2	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=0,5$	51
3.3	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$	52
3.4	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=1$	53

3.5	Curvas de absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia Δ_{ab} considerando: (a) átomos com velocidade $k_p v = \gamma$ (curva vermelha com menor pontilhado), parados $k_p v = 0$ (curva cheia) e com velocidade $k_p v = -\gamma$ (curva azul com maior pontilhado) e (b) curva para átomos parados (curva cheia) e média dos átomos das classes de velocidade $k_p v = 0, \gamma$ e $-\gamma$ (verde com pontilhado), ilustrando o estreitamento da ressonância de EIT para $\Omega = 0,5\gamma$, $R=1$ e $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$	53
3.6	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento com $R=1$	54
3.7	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=2$	55
3.8	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=2$	55
3.9	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=0,5$	58
3.10	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$	58
3.11	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=1$	59
3.12	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$	60
3.13	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=2$	60
3.14	Dispersão em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=2$	61
3.15	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=0,5$	63

3.16	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$	64
3.17	Absorção do feixe de prova em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$. (a) $\Omega = 0$ e $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$	65
3.18	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$. (a) $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$	65
3.19	Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=2$. (a) $\Omega = 0$ e $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$	66
3.20	Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=2$. (a) $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$	66
3.21	Diagrama simplificado dos níveis de energia do Ca mostrando algumas de suas transições. (A separação em energia dos níveis não está em escala para uma melhor visualização.)	68
3.22	Diagrama simplificado de sistemas de três níveis do Ca, em configuração cascata, mostrando algumas transições que podem exibir EIT.	69
3.23	Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração lambda, mostrando uma transição que pode exibir EIT.	69
3.24	Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração lambda, mostrando uma transição que pode exibir EIT.	70
3.25	Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração V, mostrando uma transição que pode exibir EIT.	70
4.1	Configurações dos feixes de prova e acoplamento para os sistemas Λ e V considerando um ângulo θ entre os feixes copropagantes.	72
4.2	Sinal de EIT ilustrando as definições de largura a meia altura e profundidade do sinal utilizadas na análise para diferentes ângulos entre os feixes.	74

4.3	Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema Λ em função do ângulo θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$ em ambos os casos.	74
4.4	Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema Λ em função de θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$	75
4.5	Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema Λ em função do ângulo θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$	76
4.6	Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema V em função do ângulo θ para $R=0,5, 1$ e 2 considerando $\Omega = \gamma$	77
4.7	Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema V em função do ângulo θ para $R=0,5, 1$ e 2 considerando $\Omega = \gamma$	78
4.8	Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema V em função de θ para $R=0,5, 1$ e 2 considerando $\Omega = \gamma$	79
4.9	Configurações dos feixes de prova e acoplamento para o sistema cascata considerando um ângulo θ entre feixes contrapropagantes.	80
4.10	Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$	81
4.11	Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$	81
4.12	Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$	82
5.1	Diagrama simplificado dos níveis de energia do Ca mostrando a transição utilizada para observarmos EIT com $\gamma_1 = 2\pi * 35\text{MHz}$ e $\gamma_2 = 2\pi * 11\text{MHz}$	87
5.2	Esquema de uma lâmpada de catodo oco de cálcio.	88
5.3	Esquema da cavidade utilizada no laser Ti:Safra.	91

- 5.4 Esquema do experimento implementado para a observação do sinal de EIT na lâmpada de catodo oco de Ca. Sendo R_b o resistor de lastro, C um capacitor, FT a fonte de tensão, L uma lente, CP cubos polarizadores, B um obstáculo e Det 1,2 fotodetetores. 93
- 5.5 Sinal de absorção considerando 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e 10 mA de corrente em função da dessintonia δ do laser de prova azul, na ausência do amarelo. Sendo a curva azul ($\square$) o sinal optogalvânico, a vermelha ($\triangle$) o sinal de transmissão e a verde ($\circ$) o de fluorescência. Intensidade de saturação do azul (I_{az})= 59 mW/cm^2 e do amarelo I_{am} = $6,8 \text{ mW/cm}^2$ 94
- 5.6 Sinal de EIT considerando 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e 10 mA de corrente, em função da dessintonia δ do laser de prova azul. Sendo a curva azul ($\square$) o sinal optogalvânico, a vermelha ($\triangle$) o de transmissão e a verde ($\circ$) o de fluorescência. Em (a) 71 mW/cm^2 de amarelo ($10,4 I_{am}$) e em (b) 2971 mW/cm^2 ($437 I_{am}$) de amarelo. Intensidade de saturação do azul: 59 mW/cm^2 95
- 5.7 Sinais de EIT com suas respectivas larguras a meia altura indicadas pelas setas. Sendo a curva azul ($\square$) o sinal optogalvânico, a vermelha ($\triangle$) o de transmissão e a verde ($\circ$) o de fluorescência. 97
- 5.8 Largura do sinal optogalvânico do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 586 nm . A curva preta é ($\square$) correspondente a medida de 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e a curva em cinza ($\triangle$) correspondente a 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 40 MHz 98
- 5.9 Largura do sinal ótico transmitido do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 586 nm . Sendo a curva preta ($\square$) correnpondente a 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e a cinza ($\triangle$) correspondente a 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 14 MHz 98

5.10	Largura da fluorescência do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser de acoplamento. Sendo a curva preta ($\square$) correspondente a 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e a cinza ($\triangle$) correspondente a 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 14MHz.	99
5.11	Porcentagem de EIT observada quando consideramos diferentes intensidades do laser 586 nm e 10 mA. (a) EIT observada a partir da transmissão do laser 423 nm e (b) EIT observada a partir da fluorescência do laser 423 nm. Para intensidades do laser de prova de 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) dado pela curva preta ($\square$) e 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) dado pela curva cinza ($\triangle$). Barra de erro de 14MHz.	100
5.12	Sinal de EIT considerando 707 mW/cm^2 de amarelo ($104 I_{am}$), 10 mA de corrente e uma varredura de 5 GHz, em função da dessintonia δ do laser de prova. Em (a) 85 mW/cm^2 de azul ($1,4 I_{az}$) e em (b) 198 mW/cm^2 ($3,4 I_{az}$) de azul.	101
5.13	Largura do sinal optogalvânico e do sinal transmitido do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 423 nm considerando 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA. (a) Curva do sinal optogalvânico com barra de erro de 40MHz e (b) Curva do sinal transmitido com barra de erro de 14MHz.	102
5.14	Largura da fluorescência e porcentagem de EIT, considerando 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA, vistos a partir da fluorescência para diferentes intensidades do laser 423 nm. (a) Curva da fluorescência e (b) Curva da porcentagem de EIT. Barra de erro de 14MHz.	103
5.15	Sinais de EIT para diferentes correntes na lâmpada considerando uma varredura de 5 GHz do laser de prova azul (dessintonia δ), a uma intensidade de azul de 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) e de 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo. (a) Curva para 10 mA de corrente e (b) Curva para 50 mA de corrente, com os sinais óticos com um fator de 10 para melhor visualização.	104

5.16	Largura dos sinais optogalvânico e de fluorescência para diferentes correntes e intensidades de 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul e 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo. (a) curva do sinal optogalvânico com um erro de 40MHz e (b) curva da fluorescência com um erro de 14MHz.	105
5.17	Porcentagem de EIT considerando diferentes correntes. Barra de erro de 14MHz. .	105
5.18	Sinal de EIT em função da dessintonia do laser 586 nm (Δ), com 113 mW/cm^2 ($1,9 I_{az}$) de azul, 354 mW/cm^2 ($52 I_{am}$) de amarelo e 25 mA. Em (a) Curva dos sinais optogalvânico (azul com $\square$) e de transmissão (vermelha com $\triangle$) e em (b) curva da fluorescência (em verde).	106
5.19	Sinal de EIT em função da dessintonia do laser 586 nm (Δ), para 113 mW/cm^2 ($1,9 I_{az}$) de azul, 2.546 mW/cm^2 ($374 I_{am}$) de amarelo e 25 mA. Em (a) Curva dos sinais optogalvânico (azul com $\square$) e de transmissão (vermelho com $\triangle$) e em (b) curva da fluorescência (verde).	106
5.20	Largura dos sinais optogalvânico e transmitido para diferentes intensidades do laser em 586 nm. (a) Curva do sinal optogalvânico com um erro de 40MHz e (b) curva do sinal ótico transmitido com um erro de 14MHz.	108
5.21	Largura da fluorescência para intensidades do laser 586 nm. Barra de erro de 14MHz.	109
5.22	Sinais de EIT considerando um sistema cascata com 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul, 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA. (a) feixes copropagantes e (b) contrapropagantes.	110
5.23	Sinais de fluorescência com 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul, 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA. Curva verde ($\circ$) corresponde a feixes contrapropagantes, azul ($\square$) a copropagantes e a preta medida sem amarelo. Curva azul com fator de 2. . .	110

Introdução

Grande parte de nosso conhecimento sobre a estrutura de átomos e moléculas é baseado em espectros de absorção e emissão obtidos quando ondas eletromagnéticas interagem com um meio. Ao se propagar no meio, sob condições normais, o campo eletromagnético sofre uma forte absorção e dispersão quando em ressonância com a transição atômica, caracterizando assim um meio opaco [1]. Este estudo de interação átomo-campo ganhou importância devido ao surgimento de diversos efeitos relacionados à coerência e interferência quântica. Ao interagir com o campo, o meio pode ter sua resposta ótica modificada por estes efeitos, de tal forma que efeitos lineares e não-lineares podem ser fortemente modificados. Uma das áreas relacionadas com o estudo da interação átomo-campo de grande interesse científico, o campo da ótica não-linear, surgiu com a primeira observação experimental, em 1961, do fenômeno de geração de segundo harmônico. O interesse nesta área de ótica não-linear vai desde estudos fundamentais da interação da luz com a matéria até aplicações como chaveamento ótico. A altas intensidades de luz, a polarização $P(t)$ induzida em um material pode ser escrita como uma série de potência na amplitude do campo elétrico $E(t)$: $P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots$, onde $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, etc. são as susceptibilidades não-lineares de segunda ordem, terceira ordem, etc. O efeito Kerr, relacionado a $\chi^{(3)}$, é uma das não-linearidades óticas de maior aplicação em computação ótica, comunicação ótica, processamento de informação quântica e muitas outras áreas [2];

tal efeito produz um índice de refração que depende da intensidade: $n = n_0 + n_2 I$, onde I é a intensidade do laser e n_2 o índice de refração não-linear.

A observação de fenômenos óticos não-lineares sempre esteve associada a altas intensidades de luz, geralmente obtidas com lasers pulsados. No entanto, as propriedades óticas lineares e não-lineares de sistemas atômicos podem ser manipuladas e alteradas drasticamente através da interação destes com feixes de laser, baseando-se assim na indução de coerência atômica e interferência quântica entre diferentes níveis de energia. Dentre os fenômenos não-lineares associados à interação de campos eletromagnéticos com um meio atômico, podemos destacar o de aprisionamento coerente de população, CPT (do inglês “Coherent Population Trapping”) e o de transparência induzida eletromagneticamente, EIT (do inglês “Electromagnetically Induced Transparency”), que têm sido abordados e recentemente utilizados em estudos de Informação Quântica [3] e [4].

CPT foi observado pela primeira vez por Alzetta e colaboradores [5], através da diminuição na emissão da fluorescência num experimento de bombeamento ótico por laser sobre átomos de Na, envolvendo um sistema de três níveis, com dois níveis fundamentais e um excitado. Neste experimento um campo magnético não homogêneo foi aplicado a uma célula de vapor de Na, o que fez com que o cancelamento da absorção fosse observado em uma pequena região na célula, levando assim à utilização de nomes como ressonância escura para descrever o aprisionamento coerente de população. Na mesma época, Whitley e Stroud [6] apresentaram um trabalho teórico de bombeamento e aprisionamento causado por dois campos ressonantes com duas transições num sistema de três níveis na configuração cascata e Gray e colaboradores [7], demonstraram estes fenômenos experimentalmente, considerando um sistema similar ao utilizado por Alzetta. A análise teórica do fenômeno, apresentada por Arimondo e Orriols [8] e na referência [6], mostrou que os átomos de Na

foram bombeados para um estado escuro devido a processos de interferência quântica e desta forma a população ficava aprisionada, fazendo com que o nome aprisionamento coerente de população começasse a ser então usado.

O fenômeno de EIT está estreitamente relacionado ao fenômeno de CPT [9, 10], e foi apresentado em 1988 por Kocharovskaya e Khannin [11], e independentemente, por Harris [12] em 1989. O nome EIT foi dado por Harris e colaboradores [13] em 1990. Sob EIT, um meio normalmente opaco torna-se transparente a radiação laser ressonante. Além do cancelamento da absorção do feixe de prova, na condição de EIT observa-se também uma alta dispersão do índice de refração do meio, acarretando na propagação de pulsos de luz a velocidades várias ordens de grandeza abaixo da velocidade da luz no vácuo. Esta redução da velocidade de grupo de um pulso de luz ocorre devido ao fato da velocidade de grupo ser inversamente proporcional à derivada do índice de refração com relação à frequência do pulso. Portanto, quando o meio está sob a condição de EIT, é possível observarmos uma mudança abrupta na inclinação da curva da dispersão, ou seja, uma mudança no índice de refração que faz com que a velocidade de grupo seja reduzida.

Várias aplicações interessantes de EIT já foram propostas e experimentalmente realizadas, como por exemplo, redução da velocidade de propagação de um pulso de luz [14], armazenamento de pulsos de luz em um meio atômico [15, 16], amplificação e operação laser na ausência de inversão [17] e não-linearidades Kerr gigantes [18, 19]. Além das aplicações em processos óticos não-lineares, EIT tem sido utilizada em espectroscopia de alta resolução e magnetometria de alta precisão, baseadas em ressonâncias de EIT estreitas [20]; estudos da largura da ressonância de EIT têm sido realizados em diversos trabalhos nos últimos anos [21–26], com a abordagem da dependência angular podendo ser encontrada em trabalhos recentes [27, 28]. EIT já foi estudada numa variedade de sistemas como, vapores quentes, frios e ultrafrios [14, 15]

e meios sólidos [29].

No decorrer desta dissertação apresentaremos alguns resultados teóricos e experimentais de transparência induzida eletromagneticamente em sistemas de três níveis. No capítulo 1 iniciaremos com a discussão de um sistema simples: um átomo de 2 níveis interagindo com um campo eletromagnético, por este ser o problema mais trivial de interação átomo-campo e cujos conceitos podem ser estendidos para os nossos sistemas de 3 níveis trivialmente. No início deste capítulo mostraremos como podemos obter as equações de evolução temporal das populações a partir da equação de Liouville utilizando algumas aproximações que nos ajudarão a resolver o problema facilmente através de uma teoria semiclássica. Por fim, descreveremos como podemos obter o espectro de absorção e a dispersão utilizando as coerências entre os estados fundamental e excitado.

No capítulo 2 apresentaremos um modelo para o cálculo do espectro de absorção de um feixe fraco, denominado feixe de prova, interagindo com um sistema atômico na presença de um feixe de acoplamento forte. Veremos que ocorrerá uma redução, ou até mesmo um cancelamento, na absorção do feixe de prova quando este estiver em ressonância, caracterizando um sinal de EIT. Tais cálculos serão discutidos ignorando inicialmente alargamento Doppler. Em seguida, iremos comparar o sinal de EIT obtido nos sistemas de três níveis na configuração lambda, V e cascata para identificarmos qual o melhor sistema para observarmos EIT.

No capítulo 3 trataremos de um estudo comparativo similar ao apresentado no capítulo 2, no entanto consideraremos átomos com uma distribuição de velocidades, ou seja um meio inhomogeneamente alargado. Neste caso, devemos considerar o efeito Doppler, pois os átomos que estão se movendo a uma velocidade $v \neq 0$ irão perceber os feixes de prova e acoplamento em diferentes frequências. Estudaremos neste capítulo como o sinal de EIT nos sistemas Λ , V e cascata depende do comprimento de onda

(ou vetor de onda k) relativo entre os feixes de prova e acoplamento em um meio com alargamento Doppler. Inicialmente consideraremos o caso mais simples onde o ângulo θ entre os feixes é zero, deixando o caso mais geral de $\theta \neq 0$ para ser tratado no capítulo 4.

No capítulo 4 vamos generalizar a discussão do capítulo 3 considerando que os feixes têm um ângulo entre eles e portanto a integração realizada no capítulo anterior será estendida para 2 dimensões. Poderemos assim fazer uma comparação sistemática do sinal de EIT (profundidade e largura do sinal e inclinação da curva de dispersão) nestes sistemas observando assim sua dependência com o ângulo θ .

No capítulo 5 descrevemos o experimento realizado para a observação de EIT em um sistema cascata levando em conta os níveis de energia $^1S_0(4s^2) \rightarrow ^1P_1(4s4p)$, na região azul do espectro visível (423nm) e $^1P_1^0(4s4p) \rightarrow ^1D_2(3p^64p^2)$, na região amarela do espectro visível (586nm). Este experimento foi implementado em uma lâmpada de catodo oco de Ca, diferentemente dos experimentos usualmente realizados para a observação de EIT, realizados em células de vapor e MOT. No entanto, a utilização desta lâmpada foi importante devido ao fato de nos permitir observar EIT em um sistema cascata, cuja configuração a princípio não forneceria um bom sinal de EIT, e analisar este sinal de EIT através da detecção inédita do sinal optogalvânico no mesmo, por ser esta detecção mais sensível e nos fornecer mais informação sobre o sistema.

No capítulo das conclusões faremos um resumo dos resultados teóricos e experimentais obtidos e apresentaremos a justificativa por termos observado um sinal de EIT em um sistema que a princípio não era favorável segundo o nosso modelo teórico. Por fim, apresento as perspectivas futuras com relação ao nosso trabalho e as próximas etapas a serem realizadas.

Capítulo 1

Interação entre átomo e campo

No decorrer deste trabalho abordaremos o assunto de EIT em sistemas de 3 níveis na configuração Λ , V e cascata, sendo este efeito proveniente da interação de um átomo de três níveis com dois campos eletromagnéticos. Portanto iremos iniciar este trabalho falando sobre interação átomo-campo, em especial de um átomo de dois níveis, e a partir deste exemplo simples seremos capazes de estender esta descrição para o caso do sistema de três níveis que será abordado no decorrer da dissertação.

1.1 Átomo de dois níveis

Um dos problemas mais simples envolvendo interação átomo-campo é o acoplamento de um átomo de dois níveis com um campo eletromagnético. Na prática não precisamos de um sistema de apenas dois níveis; basta que o campo esteja ressonante com somente uma das transições do átomo, que este tratamento pode ser utilizado como uma descrição aproximada do sistema atômico. Segundo a descrição de Mecânica Quântica, um dado sistema físico pode ser descrito através de um vetor de estado $|\psi\rangle$ que contém toda a informação do sistema, porém não sabemos em alguns casos toda esta informação contida no vetor de estado devido ao fato de, em

Mecânica Quântica, trabalharmos com a probabilidade de encontrar o sistema em um determinado autoestado. Assim, ao realizarmos uma medida no sistema destruímos, em alguns casos, o estado que tínhamos inicialmente, perdendo então parte da informação já que o estado colapsa para um dos seus autoestados após a medida. Existem situações em que isto não ocorre, que é o caso de medidas não destrutivas, também conhecidas como “Quantum non-demolition (QND) measurements”, onde variáveis dinâmicas de um sistema quântico se mantêm constante ao realizarmos uma medida, embora a medida possa introduzir uma mudança nas variáveis conjugadas do sistema.

Neste capítulo apresentaremos uma teoria semiclássica para a interação de um átomo de dois níveis com um campo eletromagnético (ver Figura 1.1), supondo que o átomo é um sistema quântico enquanto o campo é clássico. O sistema de dois níveis pode ser representado por um vetor de estado $|\psi\rangle$, com os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ representando os estados de maior e menor energia, ou seja, os autoestados da hamiltoniana do átomo na ausência do campo. Este vetor de estado é então dado por:

$$|\psi\rangle = c_a |a\rangle + c_b |b\rangle, \quad (1.1)$$

onde c_a e c_b são as amplitudes de probabilidade de encontrar o átomo nos estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, respectivamente. Neste caso, levaremos em conta o formalismo de matriz densidade, onde o operador densidade irá descrever o estado do sistema [30].

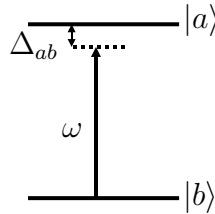


Figura 1.1: Sistema de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético de frequência ω , sendo $|b\rangle$ o estado fundamental, $|a\rangle$ o estado excitado e ω_{ab} a frequência da transição do átomo. Δ_{ab} é a dessintonia da frequência ótica do campo em relação à frequência da transição atômica.

1.1.1 O campo eletromagnético

Na descrição semiclássica que estamos considerando, o campo clássico induz um momento de dipolo elétrico no meio, de acordo com as leis da Mecânica Quântica e este campo eletromagnético é descrito pelas equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0, \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.5)$$

onde $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ e $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. Nestas expressões, $\vec{P}$ é a polarização macroscópica do meio e σ é a condutividade do meio. Através das equações de Maxwell podemos obter a seguinte equação de onda:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

Neste caso a polarização $\vec{P}$ atua como um termo de origem na equação para o campo de radiação e para o caso de uma onda plana interagindo com o átomo obtemos as seguintes equações para o campo e a polarização:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} E_0(z, t) e^{-i(\omega t - kz + \phi(z, t))} + c.c., \quad (1.7)$$

$$P(z, t) = \frac{1}{2} P_0(z, t) e^{-i(\omega t - kz + \phi(z, t))} + c.c., \quad (1.8)$$

onde $E_0(z, t)$, $\phi(z, t)$ e $P_0(z, t)$ são funções da posição e do tempo.

1.1.2 Matriz densidade para o átomo de dois níveis

No formalismo da matriz densidade, o operador densidade descreve o estado do sistema, enquanto que a Hamiltoniana representa as interações sobre o sistema [31]; sendo o operador densidade dado por:

$$\rho = |\psi_0\rangle \langle\psi_0|. \quad (1.9)$$

No caso em que desejamos extrair informação do sistema devemos usar o valor esperado do observável associado àquela medida, sendo este resultado proveniente de médias realizadas em *ensembles* preparados da mesma forma, representando assim o mesmo estado a ser medido. Para um operador $\hat{O}$ qualquer, o valor esperado é dado por:

$$\langle\hat{O}\rangle_{QM} = \langle\psi|\hat{O}|\psi\rangle. \quad (1.10)$$

Em Mecânica Quântica trabalhamos com a probabilidade P_ψ do átomo ser encontrado no estado $|\psi\rangle$, portanto não podemos somente tomar a média, mas sim a média do *ensemble* de muitos sistemas idênticos, o que nos fornece a seguinte equação para o valor esperado:

$$\left\langle\left\langle\hat{O}\right\rangle_{QM}\right\rangle_{ensemble} = Tr(\hat{O}\hat{\rho}), \quad (1.11)$$

onde o operador densidade $\hat{\rho}$ é definido como $\rho = \sum_\psi P_\psi |\psi\rangle \langle\psi|$. A equação que nos fornecerá os resultados obtidos em nossas medidas, ou seja, o valor mais provável de obtermos como resultado é a Equação 1.11.

1.1.3 Equação de movimento para a matriz densidade

Nós podemos obter a equação de movimento para a matriz densidade a partir da equação de Schrödinger,

$$\frac{d}{dt} |\psi\rangle = -\frac{i}{\hbar} H |\psi\rangle. \quad (1.12)$$

Utilizando a equação 1.9, obtemos:

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho]. \quad (1.13)$$

onde $[H, \rho] = H * \rho - \rho * H$. Esta é a equação de Liouville ou Von Neumann de movimento para a matriz densidade que descreve a evolução do operador densidade submetido a uma interação dada pela hamiltoniana do sistema. Esta descrição é mais geral que aquela que utiliza a equação de Schrödinger devido ao fato de usar o operador densidade ao invés do vetor de estado específico. Além disso, nos fornece informações tanto de Mecânica Quântica quanto de Mecânica Estatística. Na equação 1.13 ainda não incluímos os termos de decaimento populacional dos níveis atômicos devido a decaimento espontâneo ou outros fenômenos como colisões entre os átomos, mas estes termos podem ser incluídos nesta equação fenomenologicamente através da matriz $\hat{\Lambda}$ definida por:

$$\langle n | \hat{\Lambda} | m \rangle = \gamma_n \delta_{mn}, \quad (1.14)$$

onde $|n\rangle$ e $|m\rangle$ são autoestados do sistema. A equação de movimento para a matriz densidade será então dada por:

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \}. \quad (1.15)$$

Além destes termos devemos levar em conta que devido aos decaimentos de um nível $|i\rangle$ teremos um aumento da população de um nível $|j\rangle$ para $i \neq j$, sendo este aumento de população inserido através da adição de um terceiro termo na equação

de Liouville, como veremos no próximo capítulo. Considerando o sistema atômico representado pelo estado da Equação 1.1, podemos escrever a matriz densidade como:

$$\rho = \begin{pmatrix} |c_a(t)|^2 & c_a(t)c_b^*(t) \\ c_b(t)c_a^*(t) & |c_b(t)|^2 \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

com os elementos diagonais ρ_{aa} e ρ_{bb} representando as probabilidades de encontrarmos os átomos nos estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, respectivamente. Já os elementos não-diagonais determinam a coerência atômica no meio quando este está interagindo com um campo eletromagnético. A polarização, que é a resposta do meio ao interagir com um campo elétrico, é definida a partir do operador de momento de dipolo μ_{ab} em um átomo de dois níveis como:

$$P(z, t) = c_a c_b^* \mu_{ab} + c.c. \quad (1.17)$$

1.1.4 Equações de Bloch

Nós podemos derivar as equações de movimento para os elementos da matriz densidade da Equação 1.15 substituindo a hamiltoniana $H = H_0 + H_1$ com:

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| \quad (1.18)$$

sendo a hamiltoniana do átomo livre e

$$H_1 = -(\mu_{ab} |a\rangle \langle b| + \mu_{ba} |b\rangle \langle a|) \vec{E}(t), \quad (1.19)$$

a hamiltoniana de interação. μ_{ab} e μ_{ba} são as amplitudes do momento de dipolo e $\vec{E}(t)$ o campo eletromagnético que interage com o meio. Assim obtemos as seguintes equações de Bloch:

$$\dot{\rho}_{aa} = \frac{i}{\hbar} \left[\mu_{ab} \rho_{ba} \vec{E} - \mu_{ba} \rho_{ab} \vec{E} \right] - \gamma_a \rho_{aa}, \quad (1.20)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{i}{\hbar} E \mu_{ab} (\rho_{aa} - \rho_{bb}) - i\omega_{ab} \rho_{ab} - \frac{1}{2}(\gamma_a + \gamma_b) \rho_{ab}, \quad (1.21)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{i}{\hbar} \left[\mu_{ba} \rho_{ab} \vec{E} - \mu_{ab} \rho_{ba} \vec{E} \right] - \gamma_b \rho_{bb}, \quad (1.22)$$

onde γ_a e γ_b são as taxas de decaimento da população dos níveis $|a\rangle$ e $|b\rangle$ respectivamente.

Para obtermos a solução destas equações devemos considerar certas aproximações que fazem com que seja possível reduzir o problema para uma forma que possa ser resolvida exatamente:

- Aproximação de dipolo

Na aproximação de dipolo consideramos regiões espectrais onde o comprimento de onda λ é grande comparado ao diâmetro d do átomo. Assim para $\lambda \gg d$ a fase da onda eletromagnética não muda muito dentro do volume do átomo porque $kz = \frac{2\pi}{\lambda} z \ll 1$ e portanto as variações espaciais da amplitude poderão ser desprezadas. Isso faz com que possamos escrever o campo eletromagnético da seguinte forma:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \frac{1}{2} E_0 (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (1.23)$$

- Rotating Wave Approximation (RWA)

Nesta aproximação desprezamos os termos que oscilam rapidamente, como $\pm(\omega + \omega_{ab})$ e mantemos somente os termos que oscilam lentamente: $\pm(\omega - \omega_{ab})$.

- Aproximação de campos fracos

Nesta aproximação consideramos que o campo que interage com o meio é fraco de forma que não altera a população do estado fundamental significativamente: $\rho_{aa} \approx 1$.

1.1.5 Absorção e dispersão no meio

Em condições normais, quando um campo ressonante interage com um sistema atômico temos uma forte absorção e dispersão. Como vimos, devido à interação do meio com um campo surge uma polarização (momento de dipolo por unidade de volume), que é dada pela seguinte equação:

$$P(t) = N \langle \mu \rangle = N \text{Tr} \langle \rho \mu \rangle = N(\mu_{ab}\rho_{ab} + \mu_{ba}\rho_{ba}), \quad (1.24)$$

onde N é a densidade de átomos. Nós podemos introduzir a amplitude complexa da polarização segundo a Equação 1.8, de uma forma mais simples considerando a aproximação de dipolo e o fato da fase ser constante, obtendo:

$$P(t) = P_0 e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.25)$$

Como a susceptibilidade χ é definida como uma constante de proporcionalidade relacionada a P e E , de acordo com a expressão $P = \chi E$, obtemos:

$$\chi = \frac{N\mu_{ab}\sigma_{ab}}{E}, \quad (1.26)$$

onde $\rho_{ab} = \sigma_{ab}e^{-i\omega t}$ é a definição de variáveis lentas, utilizadas para escrever as populações e as coerências entre os níveis em termos de σ que varia mais lentamente. A partir da parte real e imaginária da coerência entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, obtemos as partes real e imaginária da susceptibilidade que estão relacionadas com a dispersão e a absorção no meio. Assim podemos ter curvas de absorção e dispersão características, obtidas a partir da coerência σ_{ab} , como ilustrado na Figura 1.2 pelas curvas (a) e (b), respectivamente. Através da curva (a) observamos que uma absorção máxima ocorre quando o campo está em ressonância $\Delta_{ab} = 0$ e no caso da curva de dispersão quando $\Delta_{ab} = 0$ temos uma variação considerável da dispersão.

Uma característica de extrema importância que pode ser extraída a partir da parte real da susceptibilidade é a velocidade de grupo de um pulso de luz se propagando no meio atômico, dada por:

$$v_g \equiv \text{Re} \frac{d\omega}{dk} = \text{Re} \left[\frac{c}{1 + 2\pi\chi(\omega_0) + 2\pi\omega_0 \frac{\partial\chi}{\partial\omega}|_{\omega_0}} \right] \quad (1.27)$$

Como podemos observar, quanto maior a variação da curva de dispersão em torno de $\Delta_{ab} = 0$ ($\omega = \omega_0$), maior a variação da susceptibilidade com relação à frequência e conseqüentemente menor a velocidade de grupo do pulso. ω_0 é a frequência do laser em ressonância, ou seja, $\omega_0 = \omega_{ab}$, k é o vetor de onda do feixe e c é a velocidade da luz no vácuo.

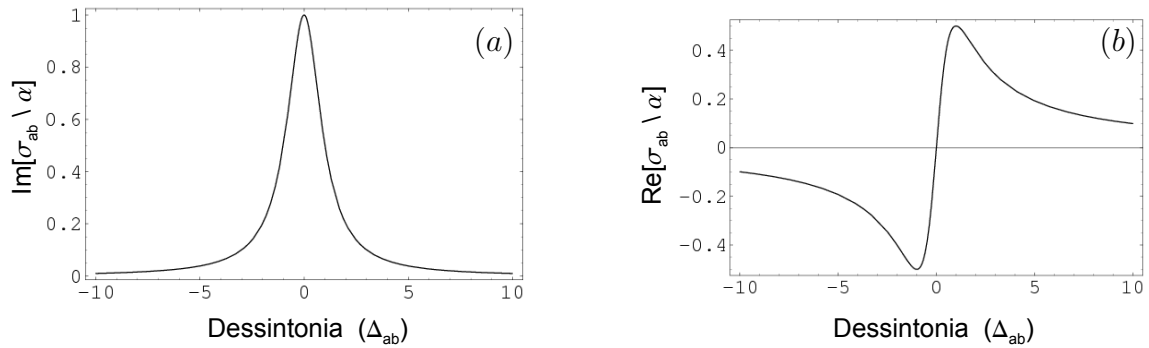


Figura 1.2: Curvas de absorção e dispersão de um sistema atômico de 2 níveis, na presença de um feixe de prova (de frequência de Rabi α) em função da dessintonia (Δ_{ab}) do feixe com $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega$. (a) absorção e (b) dispersão.

Apesar de falarmos separadamente das partes real e imaginária da coerência σ_{ab} , estamos sempre nos referindo a mesma informação extraída do sistema, estando a parte real e imaginária relacionadas através da relação de Kramer-Kronër [32,33]:

$$n(\omega) = 1 + \frac{c}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\alpha(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega. \quad (1.28)$$

Capítulo 2

Modelo para EIT: átomos parados

No capítulo anterior apresentamos os conceitos básicos sobre interação átomo-campo em um sistema de dois níveis e descrevemos como obter o espectro de absorção e dispersão através da parte imaginária e real da coerência entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$. No presente capítulo apresentaremos um modelo para o cálculo do espectro de absorção de um feixe fraco, denominado feixe de prova, interagindo com um sistema atômico na presença de um feixe de acoplamento forte. Veremos que ocorrerá uma redução, ou até mesmo um cancelamento, na absorção do feixe de prova quando este estiver em ressonância. Tais cálculos serão discutidos para sistemas de três níveis do tipo Λ , V e cascata considerando que o meio é homogeneamente alargado, ou seja, nós ignoraremos inicialmente o alargamento Doppler.

Consideremos sistemas de três níveis nas configurações do tipo Λ , V e cascata, como ilustrado na Figura 2.1, acoplados por um laser de acoplamento Ω e investigados por um laser de prova α . Nesta análise assumiremos que os três sistemas são homogêneos, as transições de dipolo permitidas têm a mesma taxa de decaimento γ definida por emissão espontânea, as taxas de decaimento entre as transições proibidas são zero, exceto no sistema Λ e o campo de prova é fraco tal que a análise em primeira ordem é válida, como ilustraremos no decorrer deste capítulo.

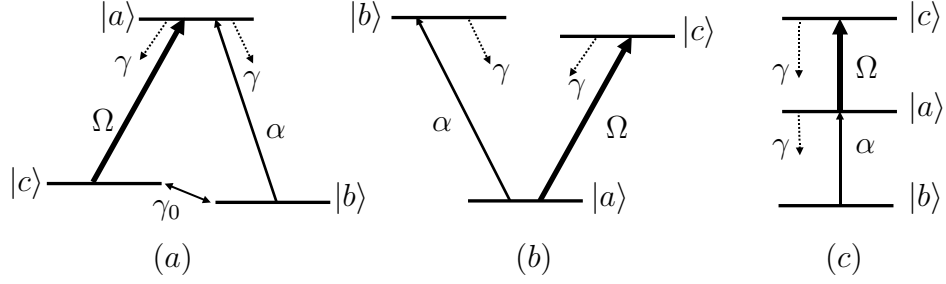


Figura 2.1: Configurações de um sistema de três níveis acoplado por um laser forte Ω e investigado por um laser de prova α utilizadas na comparação do sinal de EIT apresentada neste capítulo: (a) configuração Λ (lambda), (b) configuração V e (c) configuração cascata.

2.1 Sistema na configuração lambda

Neste sistema, assim como nos demais, descreveremos um sistema atômico fechado interagindo com dois campos eletromagnéticos, de modo que a população do sistema é sempre conservada. Consideraremos dois estados “fundamentais” $|b\rangle$ e $|c\rangle$ e um estado $|a\rangle$ bem distante destes estados, sendo portanto considerado excitado, como ilustrado na Figura 2.2. Um átomo neste sistema interage com o feixe de prova de frequência de Rabi α que acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ e com o feixe de acoplamento de frequência de Rabi Ω que acopla os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não estão acoplados diretamente por uma transição de dipolo. Em nosso problema, será fundamental considerarmos um feixe de acoplamento bem mais forte que o de prova como veremos mais adiante. Os feixes de prova e acoplamento terão as seguintes dessintonias $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega$ e $\Delta_{ac} = \omega_{ac} - \omega_0$, sendo ω_{ab} e ω_{ac} as frequências das transições atômicas $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ e $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$, e ω e ω_0 as frequências óticas dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente.

Além da variação da população devido à presença dos feixes óticos, teremos uma variação devido ao decaimento γ do estado excitado para os estados fundamentais e devido à taxa γ_0 de decaimento da coerência e da população entre os estados fun-

damentais, provenientes de colisões. Sendo $|c\rangle$ um estado meta-estável, $\gamma_0 \ll \gamma$. A diferença em energia entre os estados fundamentais é $\Delta = \omega_{ab} - \omega_{ac}$. Quando $\Delta = 0$ dizemos que os estados fundamentais são degenerados; caso contrário, $\Delta \neq 0$, a configuração do tipo Λ é dita não-degenerada.

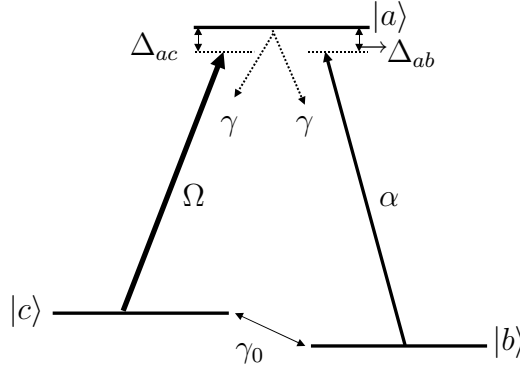


Figura 2.2: Sistema de três níveis na configuração lambda, interagindo com dois campos eletromagnéticos α e Ω , para átomos parados.

No caso de átomos parados ou de um único grupo de velocidades, a probabilidade de um átomo ou molécula realizar uma transição de um estado $|i\rangle$ para um estado $|j\rangle$ é sempre a mesma, ou seja, a transição é homogeneamente alargada. Quando o átomo está se movendo a uma velocidade v , considerando diferentes grupos de velocidades, dizemos que a transição é inomogeneamente alargada, que será o caso abordado no próximo capítulo. Trataremos o problema da interação entre átomo e campo de uma forma semiclássica. Nosso objetivo é determinar a reação do átomo ao feixe de prova (particularmente, a coerência atômica entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$) na presença do feixe de acoplamento.

Podemos escrever o estado quântico do nosso sistema físico por meio do operador densidade $\hat{\rho}$, e a equação de evolução temporal, conhecida como equação de Liouville, será dada por [1]:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \} + \hat{B}, \quad (2.1)$$

onde $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ é a hamiltoniana do sistema átomo-campo, com $\hat{H}_0$ sendo a hamiltoniana do átomo livre:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c|, \quad (2.2)$$

e $\hat{H}_{int}$ a hamiltoniana de interação de dipolo elétrico entre átomo e campo eletromagnético:

$$\hat{H}_{int} = -\mu_{ab}(|a\rangle \langle b| + |b\rangle \langle a|)E_\alpha - \mu_{ac}(|a\rangle \langle c| + |c\rangle \langle a|)E_\Omega. \quad (2.3)$$

Aqui $\mu_{ab} = \mu_{ba}$ e $\mu_{ac} = \mu_{ca}$ são as amplitudes dos momentos de dipolo elétrico para as transições $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ e $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ respectivamente. ω_a , ω_b e ω_c são as autofreqüências dos estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ e E_α e E_Ω os campos elétricos associados aos feixes de prova e acoplamento, respectivamente.

O segundo termo da equação 2.1 é inserido para descrever os decaimentos que ocorrem entre os níveis de energia, com o operador $\hat{\Lambda}$ sendo introduzido fenomenologicamente. Na forma matricial, $\hat{\Lambda}$ é representado por:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} 2\gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_0 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$. Os elementos desta matriz significam que a população do estado $|a\rangle$ decai a uma taxa igual a $\Lambda_{aa} = 2\gamma$, a população do estado $|b\rangle$ a uma taxa de $\Lambda_{bb} = \gamma_0$ e a do estado $|c\rangle$ decai com uma taxa de $\Lambda_{cc} = \gamma_0$ como ilustrado na Figura 2.2. Para átomos em repouso, γ_0 é tipicamente desprezível em comparação a

γ . Já para átomos em movimento (caso a ser tratado no próximo capítulo), γ_0 é mais significativo, devido a colisões, e por isso o mantemos nas equações a seguir.

O operador $\hat{B}$ está associado a processos de aumento da população de um estado $|i\rangle$ devido ao decaimento de um estado $|j\rangle$ para $i \neq j$, ou seja, $\hat{B}$ é levado em consideração quando descrevemos o aumento das populações dos estados atômicos. Sendo assim, $B_{ij} = 0$ para $i \neq j$ e para $i = j$ temos a seguinte relação:

$$B_{ii} = \sum_{i \neq k} A_{ik} |i\rangle \langle k| \hat{\rho} |k\rangle \langle i|, \quad (2.5)$$

onde o operador $\hat{A}$ é representado matricialmente na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ por

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \gamma & 0 & \gamma_0 \\ \gamma & \gamma_0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Na representação matricial de $\hat{A}$ vemos que a população do estado $|b\rangle$ tem sua população aumentada a uma taxa igual a $A_{ba} = \gamma$, devido a um decaimento da população do estado $|a\rangle$. Por sua vez a população do estado $|c\rangle$, também sofre aumento a uma taxa igual a $A_{ca} = \gamma$, que é proveniente do decaimento da população do estado $|a\rangle$. A população do estado $|b\rangle$ tem também sua população aumentada a uma taxa igual a $A_{bc} = \gamma_0$, devido a uma decaimento da população do estado $|c\rangle$ e vice-versa. Então a matriz $\hat{B}$ que está associada a processos de aumento de população do estado $|i\rangle$ devido ao decaimento do estado $|j\rangle$, será dada por:

$$B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma\rho_{aa} + \gamma_0\rho_{cc} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma\rho_{aa} + \gamma_0\rho_{bb} \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Podemos verificar isto facilmente, pois os termos de variação de população que surgirão devido a decaimentos de outros estados estarão nos elementos de ρ_{bb} e ρ_{cc} , pois somente estes estados terão suas populações alteradas devido a decaimentos como podemos observar através da Figura 2.2.

A equação de Liouville nos fornecerá, através da substituição destas matrizes, as equações de evolução temporal para os elementos de matriz do operador densidade na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$. Assim temos:

$$\dot{\rho}_{aa} = -\frac{i\mu_{ab}E_\alpha}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \frac{i\mu_{ac}E_\Omega}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}) - 2\gamma\rho_{aa}, \quad (2.8)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{i\mu_{ab}E_\alpha}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + \frac{i\mu_{ac}E_\Omega}{\hbar}\rho_{cb} - i\omega_{ab}\rho_{ab} - (\gamma + \frac{\gamma_0}{2})\rho_{ab}, \quad (2.9)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -\frac{i\mu_{ac}E_\Omega}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{cc}) + \frac{i\mu_{ab}E_\alpha}{\hbar}\rho_{bc} - i\omega_{ac}\rho_{ac} - (\gamma + \frac{\gamma_0}{2})\rho_{ac}, \quad (2.10)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{i\mu_{ab}E_\alpha}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \gamma_0\rho_{bb} + \gamma\rho_{aa} + \gamma_0\rho_{cc}, \quad (2.11)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -\frac{i\mu_{ab}E_\alpha}{\hbar}\rho_{ca} + \frac{i\mu_{ac}E_\Omega}{\hbar}\rho_{ab} - i\omega_{cb}\rho_{cb} - \gamma_0\rho_{cb}, \quad (2.12)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = \frac{i\mu_{ac}E_\Omega}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}) - \gamma_0\rho_{cc} + \gamma\rho_{aa} + \gamma_0\rho_{bb}. \quad (2.13)$$

Nas equações acima, $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$, $\omega_{cb} = \omega_c - \omega_b$ e $\omega_{ac} = \omega_a - \omega_c$; $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$, $\rho_{ca} = \rho_{ac}^*$ e $\rho_{bc} = \rho_{cb}^*$. A população conservada quando a condição $\rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc} = 1$ é satisfeita.

O feixe de prova que acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ induz um dipolo elétrico no átomo que oscila em sua frequência ótica ω . A indução desse dipolo atômico é acompanhada

pela indução de uma coerência atômica ρ_{ab} nesta frequência. Similarmente, temos a indução de uma coerência atômica ρ_{ac} devido ao feixe de acoplamento que acopla os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Neste contexto, assumiremos $\rho_{ab} = \sigma_{ab}e^{-i\omega t}$, $\rho_{ac} = \sigma_{ac}e^{-i\omega_0 t}$ e $\rho_{cb} = \sigma_{cb}e^{-i(\omega-\omega_0)t}$, onde ω e ω_0 são as frequências óticas dos feixes de prova e acoplamento e σ_{ab} , σ_{ac} e σ_{cb} são funções que variam lentamente no tempo, assim como σ_{aa} , σ_{bb} e σ_{cc} que são definidas como $\rho_{aa} = \sigma_{aa}$, $\rho_{bb} = \sigma_{bb}$ e $\rho_{cc} = \sigma_{cc}$. Como os campos eletromagnéticos associados aos feixes de prova e acoplamento não apresentam variações espaciais em regiões de dimensões atômicas (aproximação de dipolo), não levaremos em conta os efeitos devido à estrutura espacial dos campos eletromagnéticos. Assim, escreveremos os campos eletromagnéticos em fase como ondas planas da forma $E_\alpha(t) = \frac{E_\alpha^0}{2}(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})$ e $E_\Omega(t) = \frac{E_\Omega^0}{2}(e^{-i\omega_0 t} + e^{i\omega_0 t})$, onde E_α^0 e E_Ω^0 são amplitudes constantes. Poderemos então reescrever os elementos de evolução temporal de ρ da seguinte forma:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - 2\gamma\sigma_{aa}, \quad (2.14)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.15)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} + i\alpha\sigma_{bc} - i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{cc}), \quad (2.16)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - \gamma_0\sigma_{bb} + \gamma\sigma_{aa} + \gamma_0\sigma_{cc}, \quad (2.17)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} + i\Omega\sigma_{ab} - i\alpha\sigma_{ca}, \quad (2.18)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - \gamma_0\sigma_{cc} + \gamma\sigma_{aa} + \gamma_0\sigma_{bb}, \quad (2.19)$$

onde: $\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i\Delta_{ab}$, $\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i\Delta_{ac}$, $\Gamma_{cb} = \gamma_0 + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac})$ e $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1$.

Estas equações nos fornecem a evolução temporal de nosso sistema, sendo $\alpha = \frac{\mu_{ab}E_\alpha^0}{2\hbar}$ e $\Omega = \frac{\mu_{ac}E_\Omega^0}{2\hbar}$ as frequências de Rabi dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente; tendo sido usada a aproximação de ondas girantes. Queremos determinar a coerência atômica σ_{ab} após o átomo atingir o regime estacionário, ou seja, quando $\dot{\sigma}_{ij} \approx 0$. Esta coerência é de interesse devido ao fato de estar diretamente relacionada à absorção e dispersão do meio atômico.

Quando os feixes de prova e acoplamento não estão presentes, isto é, $\alpha = 0$ e $\Omega = 0$, as Equações 2.14-2.19 fornecem:

$$0 = -2\gamma\sigma_{aa}^{00}, \quad (2.20)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}, \quad (2.21)$$

$$0 = -\gamma_0\sigma_{bb}^{00} + \gamma\sigma_{aa}^{00} + \gamma_0\sigma_{cc}^{00}, \quad (2.22)$$

$$0 = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca}, \quad (2.23)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb}, \quad (2.24)$$

A partir destas equações obtemos: $\sigma_{aa}^{00} = 0$, $\sigma_{bb}^{00} = \frac{1}{2}$ e $\sigma_{cc}^{00} = \frac{1}{2}$, que é o que esperávamos, pois devido ao fato de não termos feixes presentes, a população não será excitada para o estado $|a\rangle$. Como temos um termo de decaimento entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, a população ficará igualmente distribuída entre estes estados.

Para o caso onde temos o feixe de acoplamento interagindo com o sistema de 3 níveis, as equações ficarão da seguinte forma:

$$0 = -i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - 2\gamma\sigma_{aa}^0, \quad (2.25)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.26)$$

$$0 = -\gamma_0\sigma_{bb}^0 + \gamma\sigma_{aa}^0 + \gamma_0\sigma_{cc}^0, \quad (2.27)$$

$$0 = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca} + i\Omega(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{cc}^0), \quad (2.28)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} + i\Omega\sigma_{ab}, \quad (2.29)$$

$$0 = i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - \gamma_0\sigma_{cc}^0 + \gamma\sigma_{aa}^0 + \gamma_0\sigma_{bb}^0. \quad (2.30)$$

Resolvendo estas equações obtemos as populações de cada um dos níveis destes sistemas com o feixe de acoplamento estando presente. Para a população nos estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ temos,

$$\sigma_{bb}^0 = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} + 1 + \frac{\gamma |\Gamma_{ac}|^2}{\Omega^2 \gamma_{ac}} \right) \sigma_{aa}^0, \quad (2.31)$$

$$\sigma_{cc}^0 = \left(1 + \frac{\gamma |\Gamma_{ac}|^2}{\Omega^2 \gamma_{ac}} \right) \sigma_{aa}^0, \quad (2.32)$$

e através da condição de que a população é conservada obtemos:

$$\sigma_{aa}^0 = \frac{\gamma_0 \gamma_{ac} \Omega^2}{3\gamma_0 \gamma_{ac} \Omega^2 + \gamma \gamma_{ac} \Omega^2 + 2\gamma \gamma_0 |\Gamma_{ac}|^2}. \quad (2.33)$$

onde $\gamma_{ac} = \gamma + \gamma_0/2$.

Se agora considerarmos que o feixe de prova também está presente, sendo este feixe bem mais fraco que o de acoplamento, as populações σ_{aa}^0 , σ_{bb}^0 , e σ_{cc}^0 continuarão sendo dadas pelas equações 2.31, 2.32 e 2.33. O feixe de prova consiste em uma

pequena perturbação no sistema e somente as coerências entre os estados serão modificadas. Como os dois feixes estão presentes as equações de evolução temporal no caso estacionário serão dadas por:

$$0 = -i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - 2\gamma\sigma_{aa}^0, \quad (2.34)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{bb}^0) + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.35)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} + i\alpha\sigma_{bc} - i\Omega(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{cc}^0), \quad (2.36)$$

$$0 = i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - \gamma_0\sigma_{bb}^0 + \gamma\sigma_{aa}^0 + \gamma_0\sigma_{cc}^0, \quad (2.37)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} + i\Omega\sigma_{ab} - i\alpha\sigma_{ca}, \quad (2.38)$$

$$0 = i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) - \gamma_0\sigma_{cc}^0 + \gamma\sigma_{aa}^0 + \gamma_0\sigma_{bb}^0. \quad (2.39)$$

Este conjunto de equações descreve a evolução das coerências atômicas quando o feixe de prova e acoplamento estão presentes. Podemos utilizá-las para obter σ_{ab} que, em primeira ordem em α , é dada por:

$$\sigma_{ab} = \frac{-i\alpha}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega^2} \left\{ \Gamma_{cb}(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{bb}^0) - \frac{\Omega^2}{\Gamma_{ac}}(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{cc}^0) \right\}. \quad (2.40)$$

Se considerarmos inicialmente que o feixe de acoplamento não está presente $\Omega = 0$, a equação de σ_{ab} será dada por:

$$\sigma_{ab} = \frac{-i\alpha}{\Gamma_{ab}}(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{bb}^0). \quad (2.41)$$

Ou ainda podemos escrever esta equação da seguinte forma:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\alpha} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta_{ab}}{(\gamma + \frac{\gamma_0}{2})^2 + (\Delta_{ab})^2} + i \frac{(\gamma + \frac{\gamma_0}{2})}{(\gamma + \frac{\gamma_0}{2})^2 + (\Delta_{ab})^2} \right\}. \quad (2.42)$$

Variando a dessintonia do feixe de prova (Δ_{ab}) e considerando a parte imaginária da Equação 2.42 podemos observar um sinal de absorção Lorentziano com um máximo em $\Delta_{ab} = 0$ como ilustrado no gráfico da Figura 2.3.

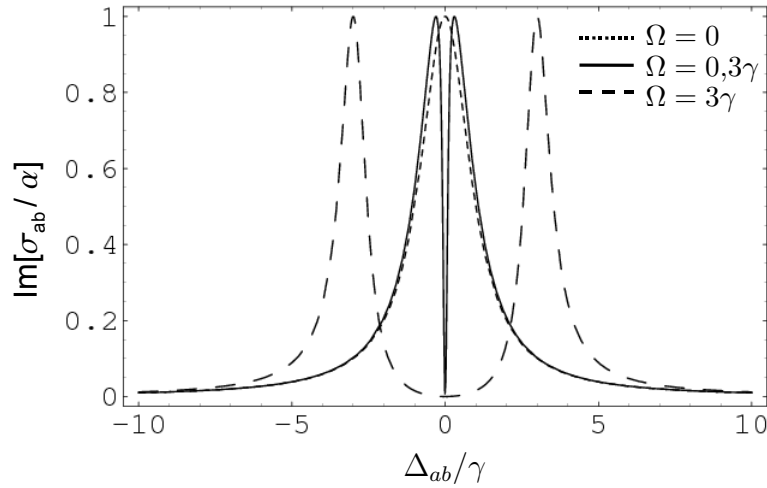


Figura 2.3: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia, com um fator multiplicativo de 2 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das três curvas e $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$.

O fator 2 nesta curva é devido ao fato da população estar, inicialmente, igualmente distribuída nos dois estados fundamentais no caso do sistema Λ . Se agora considerarmos que o feixe de acoplamento também está presente, estando o mesmo em ressonância com a transição $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ observaremos um sinal de EIT (cancelamento da absorção) no centro da curva como podemos observar nas curvas $\Omega = 0,3\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$ da Figura 2.3. Neste caso não foi considerado um fator 2 nestes gráficos devido ao fato de que, como o sistema está interagindo com um feixe forte Ω , a população que estava no estado $|c\rangle$ foi transferida para o estado $|b\rangle$ por bombeamento ótico. Como este feixe é mais forte que o de prova ($\alpha \ll \Omega$) ocorrerá um desdobramento dos

estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$ devido ao deslocamento Stark, como ilustrado na Figura 2.4. Se a intensidade do feixe de acoplamento for tal que a separação, que ocorre no estado $|a\rangle$ devido ao deslocamento Stark, seja menor que a largura de linha γ , o feixe de prova terá dois caminhos indistinguíveis para percorrer. Uma interferência destrutiva entre estes dois caminhos faz com que haja o cancelamento da absorção e surja uma janela de EIT no centro da curva de absorção. No caso em que consideramos $\Omega = 0,3\gamma$ e $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ obtivemos um sinal de EIT completo, ou seja, em $\Delta_{ab} = 0$ a absorção foi totalmente cancelada. Para qualquer intensidade de feixe de acoplamento temos um cancelamento total da absorção em $\Delta_{ab} = 0$, pois a taxa de decaimento entre os estados fundamentais é muito baixa comparada ao decaimento do estado $|a\rangle$.

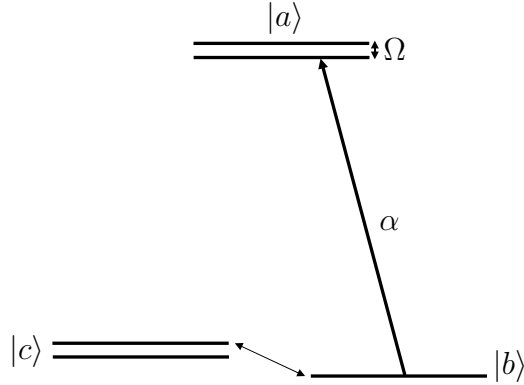


Figura 2.4: Sistema de três níveis na configuração lambda para átomos parados considerando deslocamento Stark, na figura do átomo vestido.

Considerando um feixe com frequência de Rabi $\Omega = 3\gamma$ observamos os dubletos de Autler-Townes com dois picos de absorção distintos [34]. No regime de Autler-Townes a diminuição da absorção do feixe de prova é resultado apenas do deslocamento Stark do estado excitado, diferentemente do regime de EIT onde o cancelamento da absorção é resultado de uma interferência quântica destrutiva.

Vamos agora analisar a parte real de σ_{ab} que nos fornecerá a dispersão deste feixe no meio. Considerando inicialmente que o feixe de acoplamento não está presente, a

equação da coerência atômica entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ será dada pela Equação 2.42. Para obtermos a dispersão do meio devemos levar em conta a parte real desta equação obtendo assim uma curva de dispersão como ilustrado na Figura 2.5. Quando o feixe de acoplamento está interagindo com o meio a $\Omega = 0,3\gamma$ é possível observar uma inclinação muito maior da curva de dispersão em torno de $\Delta_{ab} = 0$ (inclinação= $6/\gamma^2$) se compararmos com o caso $\Omega = 0$ (inclinação= $-1/\gamma^2$), como ilustrado na Figura 2.5. Se aumentarmos agora a intensidade do mesmo para $\Omega = 3\gamma$ observamos um decréscimo significativo na inclinação da curva próximo da ressonância como mostra a curva de $\Omega = 3\gamma$ (inclinação= $0,1/\gamma^2$). A inclinação é definida como a variação da curva de dispersão com relação a frequência do feixe:

$$\frac{\partial(\sigma_{ab}/\alpha)}{\partial\omega} = -\frac{\partial(\sigma_{ab}/\alpha)}{\partial\Delta_{ab}}. \quad (2.43)$$

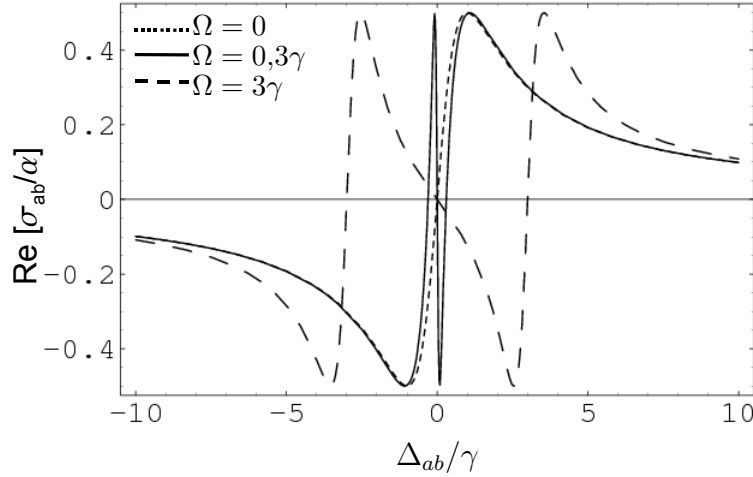


Figura 2.5: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com um fator multiplicativo de 2 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das três curvas.

Como a inclinação da curva de dispersão está inversamente relacionada com a velocidade de grupo de um pulso de luz no meio, EIT permite a propagação de luz com velocidades extremamente baixas e mínima absorção. A propagação de pulsos

de luz a várias ordens de grandeza abaixo da velocidade da luz no vácuo, como por exemplo 17m/s, já foram propostas e experimentalmente observadas em condensados de Bose-Einstein de Na [14]. E em vapor atômico, velocidades da ordem de 90m/s já foram observadas [35].

2.2 Sistema na configuração V

Analogamente ao cálculo realizado na seção 2.1, iremos calcular o espectro de EIT considerando um sistema atômico fechado em configuração V interagindo com dois campos eletromagnéticos. Neste caso trataremos de um sistema no qual o estado fundamental é dado pelo estado $|a\rangle$ e os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ têm uma energia bem maior que a energia do estado $|a\rangle$ sendo portanto considerados excitados, como ilustrado na Figura 2.6.

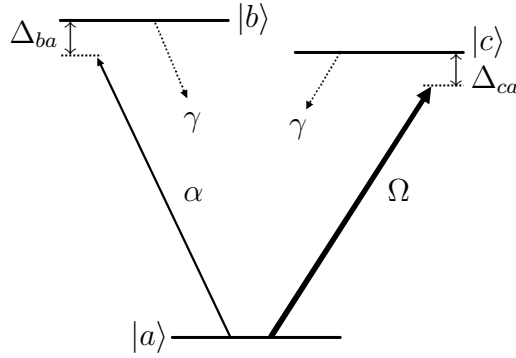


Figura 2.6: Sistema de três níveis na configuração V interagindo com 2 campos eletromagnéticos α e Ω para átomos parados.

Um átomo neste sistema interage com um feixe de prova de frequência de Rabi α que acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ e um feixe de acoplamento Ω que acopla os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não estão acoplados por um feixe. As dessintonias dos feixes de prova e acoplamento são dadas, respectivamente, por $\Delta_{ba} = \omega_{ba} - \omega$ e $\Delta_{ca} = \omega_{ca} - \omega_0$, onde ω_{ba} e ω_{ca} são as frequências das transições atômicas $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ e $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$, e ω

e ω_0 as frequências óticas dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente. Além da variação da população devido à presença dos feixes atômicos, teremos também uma variação dada pelas taxas de decaimento γ dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ para o estado fundamental $|a\rangle$. Aqui não consideraremos um termo de decaimento entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, por este ser desprezível $\gamma_0 \ll \gamma$ comparado ao decaimento radiativo γ . A diferença em energia dos estados excitados é $\Delta = \omega_{ba} - \omega_{ca}$. Quando $\Delta = 0$ dizemos que os estados são degenerados, caso contrário dizemos que a configuração V é não degenerada, que é o caso que iremos considerar nesta seção. Analogamente ao cálculo feito no caso do sistema Λ , a equação que descreve a evolução temporal do operador densidade é dada por:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \} + \hat{B}, \quad (2.44)$$

onde $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ é o hamiltoniano do sistema átomo-campo. $\hat{H}_0$ é o hamiltoniano do átomo livre

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c| \quad (2.45)$$

e $\hat{H}_{int}$ o hamiltoniano de interação entre átomo e campo eletromagnético

$$\hat{H}_{int} = -\mu_{ab}(|a\rangle \langle b| + |b\rangle \langle a|)E_\alpha - \mu_{ac}(|a\rangle \langle c| + |c\rangle \langle a|)E_\Omega. \quad (2.46)$$

Aqui $\mu_{ab} = \mu_{ba}$ e $\mu_{ac} = \mu_{ca}$ são as amplitudes dos momentos de dipolo elétrico para as transições $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ e $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ respectivamente. ω_a , ω_b e ω_c são as autofrequências dos estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$; E_α e E_Ω são, respectivamente, os campos elétricos associados aos feixes de prova e acoplamento.

O segundo termo da equação 2.44 é inserido para descrever os decaimentos que ocorrem nos níveis de energia, com o operador $\hat{\Lambda}$ sendo introduzido fenomenologicamente. Na forma matricial, $\hat{\Lambda}$ é representado por:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

sendo esta a sua representação matricial na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$. Os elementos desta matriz nos mostram que a população dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ decaem para o estado $|a\rangle$ a uma taxa γ . Para a matriz B teremos, $B_{ij} = 0$ para $i \neq j$ e para $i = j$ temos a seguinte relação:

$$B_{ii} = \sum_{i \neq k} A_{ik} |i\rangle \langle k| \hat{\rho} |k\rangle \langle i|, \quad (2.48)$$

onde o operador A é representado matricialmente na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ por

$$A = \begin{pmatrix} 0 & \gamma & \gamma \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.49)$$

Na representação matricial de A vemos que a população do estado $|a\rangle$ tem sua população aumentada a uma taxa $A_{ab} = \gamma$, devido a um decaimento da população do estado $|b\rangle$, e a uma taxa $A_{ac} = \gamma$, que é proveniente do decaimento da população do estado $|c\rangle$. Então a matriz B que está associada a processos de aumento de população do estado $|i\rangle$ devido ao decaimento do estado $|j\rangle$, será dada por:

$$B = \begin{pmatrix} \gamma\rho_{bb} + \gamma\rho_{cc} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

Podemos verificar isto facilmente pois os termos de variação de população que surgirão devido a decaimentos de outros estados estarão nos elementos de ρ_{aa} , pois somente este estado terá sua população alterada devido a decaimentos de outros estados, como podemos observar através da Figura 2.6. A equação de Liouville nos fornecerá, através da substituição destas matrizes, as equações de evolução temporal para os elementos de matriz do operador densidade na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$. Assim temos:

$$\dot{\rho}_{aa} = \gamma\rho_{bb} + \gamma\rho_{cc} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}), \quad (2.51)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{\gamma}{2}\rho_{ab} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}\rho_{cb} - i\omega_{ab}\rho_{ab}, \quad (2.52)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -\frac{\gamma}{2}\rho_{ac} - \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{cc}) + \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}\rho_{bc} - i\omega_{ac}\rho_{ac}, \quad (2.53)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = -\gamma\rho_{bb} + \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \quad (2.54)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -\gamma\rho_{cb} - i\omega_{cb}\rho_{cb} + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}\rho_{ab} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}\rho_{ca}, \quad (2.55)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = -\gamma\rho_{cc} + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}). \quad (2.56)$$

Nas equações acima, $\omega_{ba} = \omega_b - \omega_a$, $\omega_{bc} = \omega_b - \omega_c$; $\omega_{ca} = \omega_c - \omega_a$, e $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$, $\rho_{ca} = \rho_{ac}^*$ e $\rho_{bc} = \rho_{cb}^*$. Considerando o argumento das variáveis lentas e as aproximações da seção anterior novamente podemos reescrever as Equações 2.51-2.56 da seguinte forma:

$$\dot{\sigma}_{aa} = \gamma\sigma_{bb} + \gamma\sigma_{cc} - i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.57)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.58)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} - i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{cc}) + i\alpha\sigma_{bc}, \quad (2.59)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = -\gamma\sigma_{bb} + i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}), \quad (2.60)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} + i\Omega\sigma_{ab} - i\alpha\sigma_{ca}, \quad (2.61)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = -\gamma\sigma_{cc} + i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.62)$$

onde: $\Gamma_{ab} = \frac{\gamma}{2} - i\Delta_{ab}$, $\Gamma_{ac} = \frac{\gamma}{2} - i\Delta_{ac}$ e $\Gamma_{cb} = \gamma - i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac})$.

Considerando inicialmente que o sistema não está interagindo com os feixes de prova e acoplamento, no regime estacionário temos:

$$0 = \gamma\sigma_{bb}^{00} + \gamma\sigma_{cc}^{00}, \quad (2.63)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}, \quad (2.64)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac}, \quad (2.65)$$

$$0 = -\gamma\sigma_{bb}^{00}, \quad (2.66)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb}, \quad (2.67)$$

de onde podemos concluir que $\sigma_{aa}^{00} = 1$, $\sigma_{bb}^{00} = 0$ e $\sigma_{cc}^{00} = 0$, ou seja, a população permanecerá no estado fundamental $|a\rangle$.

Considerando agora a interação com o feixe de acoplamento temos as seguintes equações:

$$0 = \gamma\sigma_{bb}^0 + \gamma\sigma_{cc}^0 - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.68)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.69)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} - i\Omega(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{cc}^0), \quad (2.70)$$

$$0 = -\gamma\sigma_{bb}^0, \quad (2.71)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} + i\Omega\sigma_{ab}, \quad (2.72)$$

$$0 = -\gamma\sigma_{cc} + i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}). \quad (2.73)$$

Portanto, para a população nos estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ teremos,

$$\sigma_{aa}^0 = \frac{\Omega^2 + |\Gamma_{ac}|^2}{2\Omega^2 + |\Gamma_{ac}|^2}, \quad (2.74)$$

$$\sigma_{bb}^0 = 0, \quad (2.75)$$

$$\sigma_{cc}^0 = \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + |\Gamma_{ac}|^2}. \quad (2.76)$$

Se agora considerarmos que o feixe de prova também está presente, sendo este feixe bem mais fraco que o de acoplamento, as populações σ_{aa}^0 , σ_{bb}^0 , e σ_{cc}^0 serão dadas pelas equações 2.74, 2.75 e 2.76. Em primeira ordem em α , encontramos a seguinte equação para σ_{ba} :

$$\sigma_{ba} = \frac{-i\alpha}{\Omega^2 + \Gamma_{bc}\Gamma_{ba}} \left[\frac{\Omega^2}{|\Gamma_{ac}|} (\sigma_{aa}^0 - \sigma_{cc}^0) - \Gamma_{bc}(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{bb}^0) \right]. \quad (2.77)$$

Se considerarmos inicialmente que o feixe de acoplamento não está presente, a equação de σ_{ba} é dada por:

$$\sigma_{ba} = \frac{i\alpha}{\Gamma_{ba}}(\sigma_{aa}^0 - \sigma_{bb}^0), \quad (2.78)$$

ou ainda podemos escrever da seguinte forma:

$$\frac{\sigma_{ba}}{\alpha} = \frac{4\Delta_{ab}}{\gamma^2 + 4\Delta_{ab}^2} + \frac{2\gamma}{\gamma^2 + 4\Delta_{ab}^2}i, \quad (2.79)$$

Variando a dessintonia do feixe de prova (Δ_{ba}) e considerando a parte imaginária da Equação 2.79 podemos observar um sinal de absorção com um máximo em $\Delta_{ba} = 0$ como ilustrado no gráfico da Figura 2.7. Se agora considerarmos que o feixe de acoplamento está presente na transição $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ observaremos um sinal de EIT (redução da absorção) no centro da curva como podemos observar nas curvas $\Omega = 1\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$ da Figura 2.7.

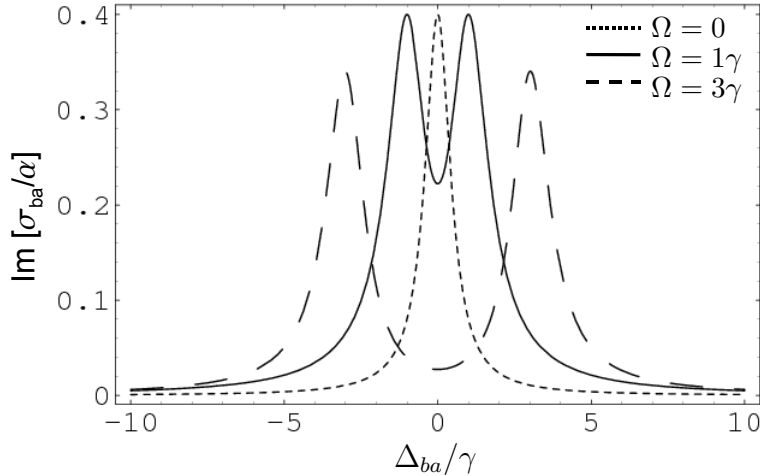


Figura 2.7: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia com a curva $\Omega = 0$ multiplicada por um fator de 0.2 para melhor visualização das curvas.

Como o feixe de acoplamento é mais forte que o de prova, ocorrerá um desdobramento dos estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$ devido ao efeito Stark como ilustrado na Figura 2.8.

Para o caso $\Omega = \gamma$ e $\Delta_{ac} = 0$, o feixe de acoplamento faz com que 4/9 da população seja transferida para o estado $|c\rangle$ e os outros 5/9 permanecem no estado fundamental $|a\rangle$, como podemos verificar através das Equações 2.74 e 2.76. Interferência quântica destrutiva entre os dois caminhos possíveis de absorção reduz ainda mais a absorção do meio, nos fornecendo então o sinal de EIT ilustrado pela curva $\Omega = \gamma$. Se agora aumentarmos a intensidade do feixe de acoplamento para $\Omega = 3\gamma$ teremos um sinal como ilustrado na curva tracejada da Figura 2.7 com dois picos bem distintos, caracterizando os dubletos de Autler-Townes.

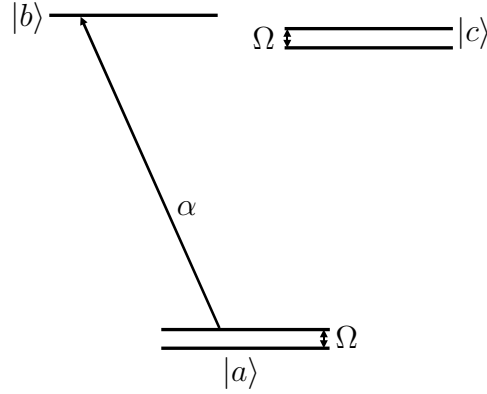


Figura 2.8: Sistema de três níveis na configuração V para átomos parados na figura do átomo vestido.

Considerando a parte real de σ_{ba} obtemos a dispersão do feixe de prova no meio. Se não considerarmos inicialmente o feixe de acoplamento presente temos uma dispersão dada pela curva $\Omega = 0$, como ilustrado na Figura 2.9 (inclinação = $-0,7958/\gamma^2$). Considerando um feixe de acoplamento de intensidade $\Omega = 1\gamma$ teremos um aumento na inclinação da curva de dispersão próximo a ressonância ($\Delta_{ab} = 0$) (inclinação = $0,1482/\gamma^2$), como ilustrado na Figura 2.9. Se agora considerarmos um feixe de acoplamento com $\Omega = 3\gamma$ teremos um decréscimo da inclinação da curva de dispersão próximo a ressonância (inclinação = $0,049/\gamma^2$), ou seja, teremos maior inclinação da curva de dispersão no meio sob a condição de EIT.

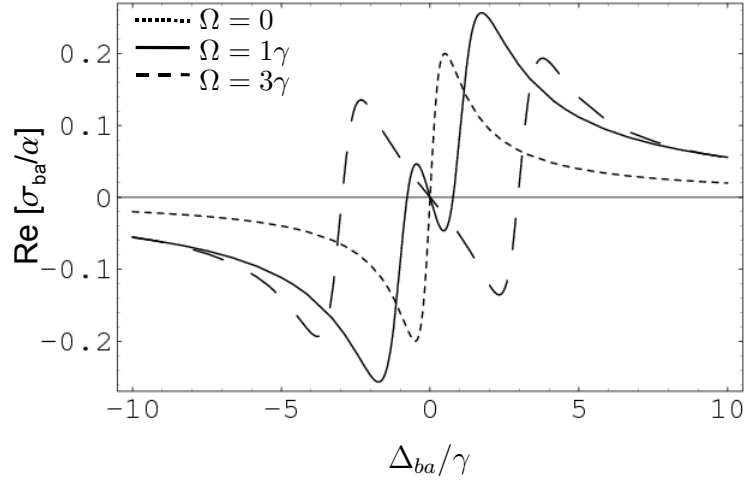


Figura 2.9: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com a curva $\Omega = 0$ multiplicada por um fator de 0.2 para melhor visualização das curvas.

2.3 Sistema na configuração cascata

Analogamente à análise feita nas seções anteriores iremos fazer um cálculo do espectro de EIT considerando um sistema atômico fechado em configuração cascata interagindo com dois campos eletromagnéticos. Neste caso trataremos de um sistema no qual o estado fundamental é dado pelo estado $|b\rangle$, acima deste estado teremos um estado bem distante em energia $|a\rangle$ e em seguida um segundo estado $|c\rangle$ também distante em energia, sendo estes dois últimos estados considerados excitados.

Um átomo neste sistema interage com um feixe de prova de frequência de Rabi α que acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ e um feixe de acoplamento Ω que acopla os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não estão acoplados diretamente por um feixe e não há decaimento radiativo entre estes estados. As dessintonias dos feixes de prova e acoplamento serão dadas respectivamente por $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega$ e $\Delta_{ca} = \omega_{ca} - \omega_0$, onde ω_{ab} e ω_{ca} são as frequências das transições atômicas $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ e $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$, e ω e ω_0

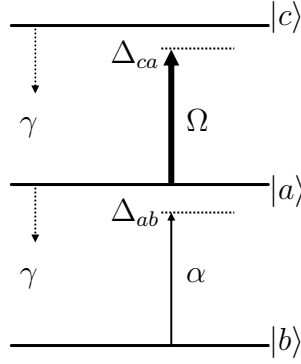


Figura 2.10: Sistema de três níveis na configuração cascata interagindo com dois campos eletromagnéticos para átomos parados

as frequências óticas dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente. Teremos uma variação da população devido às taxas de decaimento γ dos estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$ para o estado fundamental $|b\rangle$. A diferença em energia entre os estados $|c\rangle$ e $|b\rangle$ é $\Delta = \omega_{ab} + \omega_{ca}$, como ilustrado na Figura 2.10.

Analogamente ao cálculo feito nos sistemas anteriores, a equação que descreve a evolução temporal do operador densidade é dada por:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \} + \hat{B} \quad (2.80)$$

onde $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$, com $\hat{H}_0$ e $\hat{H}_{int}$ dados pelas Equações 2.2 e 2.3, respectivamente. Para as matrizes Λ e B relacionadas às taxas de decaimento e variação da população teremos:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

e

$$B = \begin{pmatrix} \gamma\rho_{cc} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma\rho_{aa} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.82)$$

Podemos verificar a validade desta matriz B facilmente pois os termos de variação de população, que surgirão devido a decaimentos de outros estados, estarão nos elementos de ρ_{bb} e ρ_{aa} , pois somente estes estados terão suas populações alteradas devido a decaimentos como podemos observar através da Figura 2.10.

A equação de Liouville nos fornecerá, através da substituição destas matrizes, as equações de evolução temporal para os elementos de matriz do operador densidade na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$. Assim temos:

$$\dot{\rho}_{aa} = -\gamma\rho_{aa} + \gamma\rho_{cc} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}), \quad (2.83)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{\gamma}{2}\rho_{ab} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}\rho_{cb} - i\omega_{ab}\rho_{ab}, \quad (2.84)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \gamma\rho_{aa} + \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \quad (2.85)$$

$$\dot{\rho}_{ca} = -\gamma\rho_{ca} + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{aa} - \rho_{cc}) - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}\rho_{cb} - i\omega_{ca}\rho_{ca}, \quad (2.86)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -\frac{\gamma}{2}\rho_{cb} + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}\rho_{ab} - \frac{i\mu_{ab}E_{\alpha}}{\hbar}\rho_{ca} - i\omega_{cb}\rho_{cb}, \quad (2.87)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = -\gamma\rho_{cc} + \frac{i\mu_{ac}E_{\Omega}}{\hbar}(\rho_{ac} - \rho_{ca}). \quad (2.88)$$

Nas equações acima $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$, $\omega_{cb} = \omega_c - \omega_b$, $\omega_{ca} = \omega_c - \omega_a$, e $\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$, $\rho_{ac} = \rho_{ca}^*$ e $\rho_{bc} = \rho_{cb}^*$. Considerando o argumento das variáveis lentas e as devidas aproximações, analogamente às seções anteriores, podemos reescrever as equações de 2.83 a 2.88 da seguinte forma:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -\gamma\sigma_{aa} + \gamma\sigma_{cc} - i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.89)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.90)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma\sigma_{aa} + i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}), \quad (2.91)$$

$$\dot{\sigma}_{ca} = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca} + i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{cc}) - i\alpha\sigma_{cb}, \quad (2.92)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} - i\alpha\sigma_{ca} + i\Omega\sigma_{ab}, \quad (2.93)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = -\gamma\sigma_{cc} + i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.94)$$

onde: $\Gamma_{ab} = \frac{\gamma}{2} + i\Delta_{ab}$, $\Gamma_{ca} = \gamma + i\Delta_{ca}$ e $\Gamma_{cb} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + \Delta_{ca})$. No sistema cascata diferentemente dos sistema Λ e V , temos um sinal positivo na definição de Γ_{cb} devido ao fato de no sistema cascata os níveis estarem dispostos de forma que a diferença em energia entre os estados $|c\rangle$ e $|b\rangle$ seja igual a soma da diferença de energia entre os estados $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ e $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$, respectivamente.

Das equações acima, concluímos que, na presença do feixe de acoplamento:

$$\sigma_{aa}^0 = 0, \quad (2.95)$$

$$\sigma_{bb}^0 = 1, \quad (2.96)$$

$$\sigma_{cc}^0 = 0. \quad (2.97)$$

Assim, em primeira ordem em α , encontramos para a coerência atômica entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$:

$$\sigma_{ab} = \frac{i\alpha\Gamma_{cb}}{\Gamma_{cb}\Gamma_{ab} + \Omega^2}. \quad (2.98)$$

Se considerarmos que inicialmente temos apenas o feixe de prova interagindo com o sistema a Equação 2.98 pode ser escrita da seguinte forma:

$$\sigma_{ab} = \frac{i\alpha}{\Gamma_{ab}}. \quad (2.99)$$

Ou ainda, podemos escrever esta equação como:

$$\frac{\sigma_{ab}}{\alpha} = \frac{4\Delta_{ab}}{\gamma^2 + 4\Delta_{ab}^2} + \frac{2\gamma}{\gamma^2 + 4\Delta_{ab}^2}i. \quad (2.100)$$

Variando a dessintonia do feixe de prova (Δ_{ab}) e considerando a parte imaginária da Equação 2.100 podemos observar um sinal de absorção com um máximo em $\Delta_{ab} = 0$ como ilustrado na Figura 2.11.

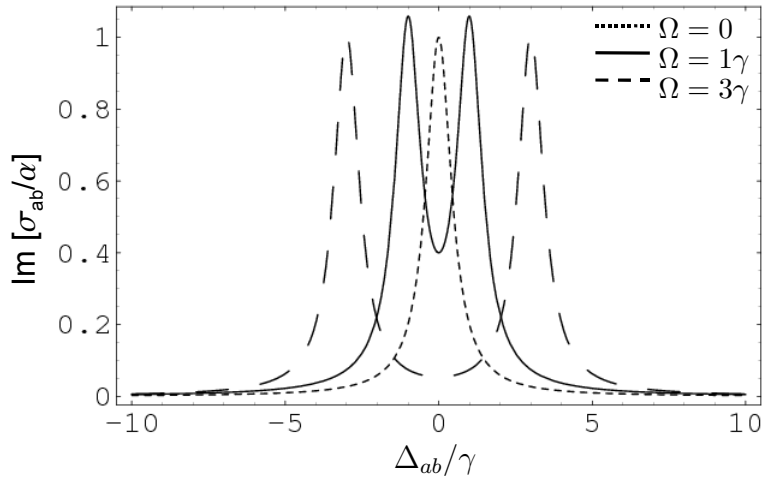


Figura 2.11: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia com um fator multiplicativo de 0.5 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das curvas.

Se agora considerarmos que o feixe de acoplamento está presente na transição $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ observaremos um sinal de EIT no centro da curva como podemos observar nas curvas de $\Omega = 1\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$ da Figura 2.11. Como o feixe de acoplamento é bem mais forte que o feixe de prova ocorrerá um desdobramento dos estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$ devido ao efeito Stark como ilustrado na Figura 2.12. No caso $\Omega = 1\gamma$ o efeito Stark faz com que haja um deslocamento dos estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$, e desta forma temos uma interferência destrutiva que faz com que tenhamos um sinal de EIT no centro da curva como mostra a curva de $\Omega = 1\gamma$. Aumentando a intensidade do feixe de acoplamento para $\Omega = 3\gamma$ teremos dois picos distintos que caracterizam os dubletos de Autler-Townes.

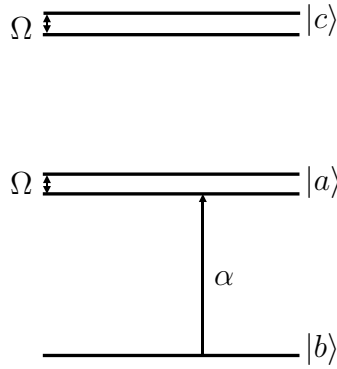


Figura 2.12: Sistema de três níveis na configuração cascata considerando deslocamento Stark.

Considerando a parte real de σ_{ab} , temos a dispersão do meio. Neste caso, para $\Omega = 0$, temos uma dispersão como ilustrado na Figura 2.13 (inclinação= $-1,99/\gamma^2$). Aumentando a intensidade $\Omega = 1\gamma$ podemos observar um aumento na inclinação da curva de dispersão (inclinação= $0,48/\gamma^2$). Se aumentarmos a intensidade do feixe de acoplamento para $\Omega = 3\gamma$ temos um decréscimo na inclinação da curva de dispersão (inclinação= $0,10/\gamma^2$), o que faz nos fazer concluir que no meio sob a condição de EIT teremos maior inclinação da curva de dispersão.

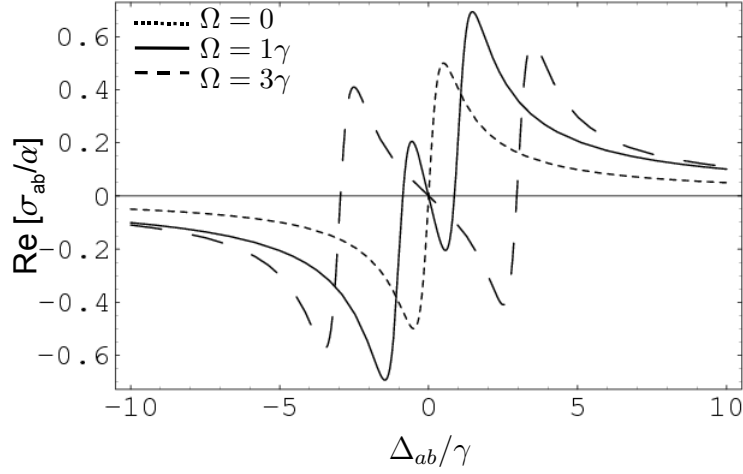


Figura 2.13: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova com um fator multiplicativo de 0.5 na curva de $\Omega = 0$ para uma melhor visualização das curvas.

2.4 Conclusões Gerais

Podemos então concluir que para o caso de sistemas de três níveis, considerando átomos parados, o sistema mais propício de observarmos EIT é o sistema Λ , pois neste caso a uma frequência $\Omega = 0,3\gamma$ temos um sinal estreito e com maior profundidade do que nos demais sistemas. Diferentemente, os sistemas V e cascata precisam de um feixe de acoplamento de aproximadamente $\Omega = 1\gamma$ para começarmos a observar o sinal de EIT, sendo o sinal de EIT no sistema V de menor profundidade do que no sistema cascata. Um dos motivos de observarmos um melhor sinal de EIT no sistema Λ é devido ao fato da profundidade de uma janela de EIT ser fortemente dependente da taxa de coerência γ_{cb} da transição de dipolo proibida entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, sendo estas taxas obtidas através dos valores de Γ_{cb} :

$$\Gamma_{cb} = \gamma_0 + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac}) \text{ (sistema } \Lambda),$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma - i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac}) \text{ (sistema } V),$$

$$\Gamma_{cb} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + \Delta_{ac}) \text{ (sistema cascata)}.$$

Como $\Gamma_{ij} = \gamma_{ij} + i\Delta_{ij}$ podemos verificar que: $\gamma_{cb} = \gamma_0 \ll \gamma$ (no sistema Λ), $\gamma_{cb} = \gamma$

(no sistema V) e $\gamma_{cb} = \frac{\gamma}{2}$ (no sistema cascata), ou seja, no sistema Λ esta menor decoerência irá favorecer um melhor sinal de EIT. Portanto, se considerarmos sistemas ideais onde todos os outros parâmetros dos sistemas são iguais, o sistema Λ produzirá o melhor sinal de EIT e o sistema V o pior.

Com relação à inclinação das curvas de dispersão podemos também concluir que o sistema que nos fornece a curva de dispersão com maior inclinação foi o sistema Λ . Como a inclinação da curva está inversamente relacionada com a velocidade de grupo de um pulso de luz no meio, chegaremos neste caso a velocidades mais baixas, o que nos faz concluir que sob a condição de EIT, a propagação da luz no meio se dá com velocidades extremamente baixas e mínima absorção como foi possível observar no caso do sistema Λ para $\Omega = 0,3\gamma$. Por fim, podemos concluir que o sistema Λ nos fornecerá um sinal de EIT com maior profundidade e mais estreito se considerarmos as condições impostas em nosso modelo teórico. Na prática uma comparação completa entre os três sistemas não é possível por não existirem sistemas com parâmetros idênticos como consideramos, pois as taxas de decaimento, os elementos de matriz de dipolo e os campos ideais que consideramos para cada sistema mudará e afetará o sinal de EIT.

Capítulo 3

Modelo teórico para EIT: átomos em movimento

No presente capítulo apresentaremos um estudo comparativo similar ao apresentado no capítulo anterior, no entanto consideraremos átomos com uma distribuição de velocidades, ou seja um meio inomogeneamente alargado [27]. Neste caso, devemos considerar o efeito Doppler pois os átomos que estão se movendo a uma velocidade $v \neq 0$ irão perceber os feixes de prova e acoplamento em diferentes frequências. Estudaremos neste capítulo como o sinal de EIT nos sistemas Λ , V e cascata dependem do comprimento de onda (ou número de onda k) relativo entre os feixes de prova e acoplamento em um meio com alargamento Doppler [21, 36, 37]. Três regimes de números de onda k serão levados em conta: $k_p < k_c$, $k_p = k_c$ e $k_p > k_c$ e a transparência que pode ocorrer nestes regimes será comparada para cada um dos sistemas. Inicialmente consideraremos o caso mais simples onde o ângulo θ entre os feixes é zero, deixando o caso mais geral de $\theta \neq 0$ para ser tratado no próximo capítulo. Por fim, iremos comparar os espectros de absorção obtidos para identificarmos as transições mais favoráveis para a observação de EIT no caso do Ca.

3.1 Efeito Doppler

Ao tratarmos de ondas eletromagnéticas devemos levar em conta o efeito Doppler, pois um referencial deverá ser definido ao abordarmos o problema. Vamos considerar um átomo de dois níveis, com o estado fundamental denotado por $|a\rangle$, o excitado por $|b\rangle$ e a diferença em energia entre esses níveis de $\hbar\omega_{ab}$, sendo ω_{ab} a frequência da transição $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$. Quando esse átomo interage com um campo eletromagnético de um feixe de laser, há uma probabilidade de que ele absorva um fóton do campo. Tal probabilidade depende da frequência ω do laser, bem como da velocidade atômica. Para o caso de um átomo parado $v = 0$ e $\omega = \omega_{ab}$, pode ocorrer uma absorção como ilustrado no caso (a) da Figura 3.1. No entanto se o átomo estiver a uma velocidade $v \ll c$, verá a onda eletromagnética com uma frequência maior ou menor.

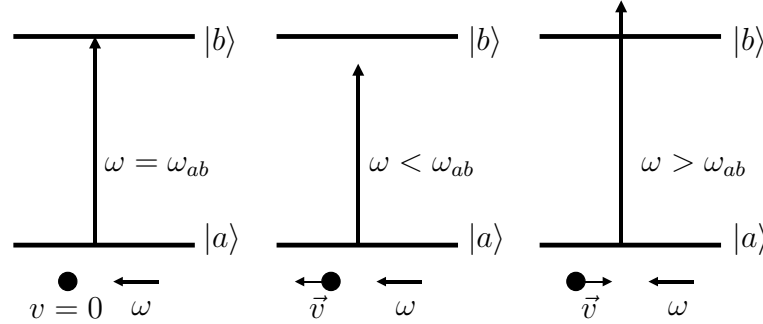


Figura 3.1: Átomo em um sistema de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético de frequência ω .

Definindo então δ como sendo a dessintonia do laser em relação a um átomo em repouso, para um átomo se movendo a uma velocidade $\vec{v}$ observa-se uma alteração na frequência do campo eletromagnético dada por:

$$\omega_D = -\vec{k} \cdot \vec{v} \quad (3.1)$$

denominado de deslocamento Doppler. Desta forma a dessintonia do laser será $\delta - \omega_D$ para átomos a uma velocidade v e $-v$. Com isso a frequência do laser será dada pela

seguinte equação:

$$\omega \rightarrow \omega - \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (3.2)$$

sendo k o vetor de onda do campo eletromagnético que está interagindo com o sistema de dois níveis.

3.2 Distribuição de Maxwell-Boltzmann

Neste capítulo, diferentemente do anterior, descreveremos os átomos em movimento, e como queremos descrever o comportamento de átomos de todas as classes de velocidades utilizaremos a distribuição de Maxwell-Boltzmann, que descreve a distribuição dos átomos nas diferentes classes de velocidades:

$$f(k_p v) = \frac{1}{k_p u \sqrt{\pi}} e^{-(k_p v)^2 / (k_p u)^2} \quad (3.3)$$

onde $u = \sqrt{2K_B T / m}$ é a velocidade térmica mais provável dos átomos, K_B é a constante de Maxwell-Boltzmann, T é a temperatura da amostra atômica e m é a massa dos átomos. Através da Equação 3.3 obtemos a distribuição das velocidades atômicas num gás em equilíbrio térmico à temperatura T , que é o caso que iremos tratar.

3.3 Sistema Λ

Por meio da inclusão das velocidades no problema será possível observarmos no espectro de absorção uma ressonância de EIT bem mais estreita que no caso de átomos parados, e poderemos analisar o sinal para feixes com diferentes números de onda.

3.3.1 Espectro de absorção na configuração Λ

Analogamente ao estudo realizado no capítulo 2 consideraremos um tratamento semiclássico, mas devido ao fato de estarmos considerando um meio inhomogeneamente alargado as frequências óticas serão dadas por:

$$\omega \rightarrow \omega - \frac{\omega v}{c} = \omega - k_p v \quad e \quad (3.4)$$

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 - \frac{\omega_0 v}{c} = \omega_0 - k_c v, \quad (3.5)$$

onde v é a velocidade do átomo, c é a velocidade da luz no vácuo e k_p e k_c são os números de onda dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente, no vácuo. Desta forma, para o sistema na configuração Λ teremos as seguintes dessintonias:

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + k_p v \quad (3.6)$$

$$\Delta_{ac} \rightarrow \Delta_{ac} + k_c v \quad (3.7)$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + (k_p - k_c)v \quad (3.8)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i(\Delta_{ab} + k_p v) \quad (3.9)$$

$$\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i(\Delta_{ac} + k_c v) \quad (3.10)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_0 + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac}) + i(k_p v - k_c v) \quad (3.11)$$

No presente caso estamos considerando átomos a uma velocidade v e desta forma a coerência σ_{ab} deverá depender da velocidade. Por esta razão, a coerência deve ser integrada sobre todas as velocidades. Os gráficos de absorção obtidos através da parte imaginária da equação de σ_{ab} integrada em velocidades nos fornecerão a absorção de um feixe de prova considerando o efeito Doppler. Então para a equação de σ_{ab} considerando átomos em movimento temos:

$$\sigma_{ab}(\Delta_{ab}) = \int d(k_p v) f(k_p v) \sigma_{ab}(k_p v, \Delta_{ab}) \quad (3.12)$$

Vamos então analisar os gráficos de absorção considerando diferentes R , sendo R a razão entre os vetores de onda do feixe de acoplamento e prova: $R=k_c/k_p$

Caso A: $R=0,5$

Neste caso, o comprimento de onda do feixe de acoplamento é duas vezes maior do que o do feixe de prova. Como ilustra a Figura 3.2, é possível notarmos um alargamento da curva de absorção devido ao alargamento Doppler para $\Omega = 0$ e começamos a ter um cancelamento da absorção a partir de $\Omega = 20\gamma$. Quando consideramos $\Omega = 40\gamma$ a profundidade deste sinal aumenta e temos um efeito similar ao dubleto de Autler-Townes que observamos no caso de átomos parados, mas este sinal é bem mais largo que no caso anterior e mesmo para esta frequência de Rabi não conseguimos obter um cancelamento de absorção típico de EIT. Nas curvas para $\Omega \neq 0$ observamos um aumento nos picos que é devido ao efeito de bombeamento ótico no sistema Λ .

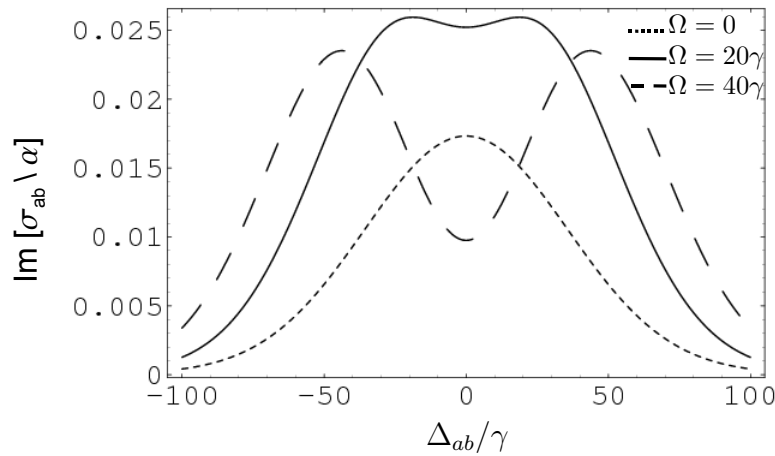


Figura 3.2: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=0,5$.

Considerando agora a parte real, ao invés da imaginária, como ilustrado na Figura 3.3 temos a curva de dispersão do meio, e no caso $\Omega = 0$ a inclinação em $\Delta_{ab} = 0$ é $-0,00039/\gamma^2$. Quando aumentamos a frequência de Rabi do feixe para $\Omega = 20\gamma$ é possível observarmos que a inclinação da curva de dispersão aumenta (inclinação = $-0,00024/\gamma^2$), passando para o valor de (inclinação = $+0,00039/\gamma^2$) ao aumentarmos para $\Omega = 40\gamma$. Neste caso observamos que ao aumentarmos a frequência de Rabi do feixe de acoplamento reduzimos a absorção no meio e aumentamos a inclinação da curva de dispersão.

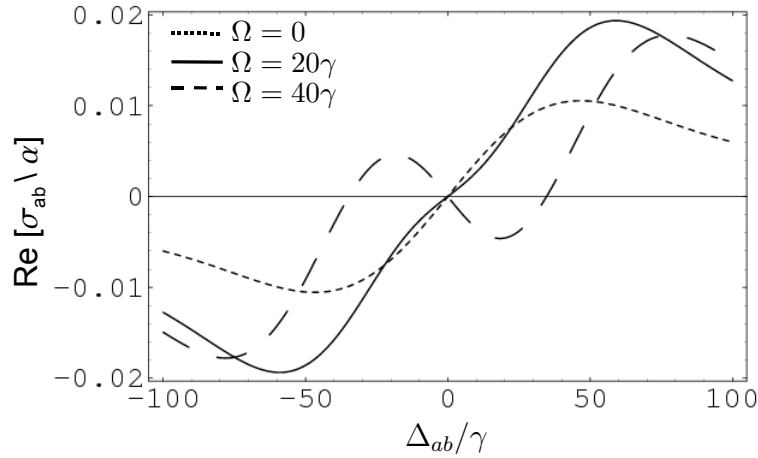


Figura 3.3: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$.

Caso B: $R=1,0$

Vamos agora analisar o caso $R = 1$, ou seja, o caso onde o comprimento de onda do feixe de acoplamento é igual ao do feixe de prova. Quando consideramos $\Omega = 0,3\gamma$ temos um cancelamento total da absorção caracterizando EIT, bem mais estreito que no caso de átomos parados como ilustrado na Figura 3.4(a). Ao aumentarmos a frequência de Rabi para $\Omega = 3\gamma$ nenhuma mudança significativa ocorre no sinal, e continuamos com um sinal de EIT estreito, diferentemente do caso de átomos parados onde tínhamos o dubleto de Autler-Townes (ver Figura 3.4(b)).

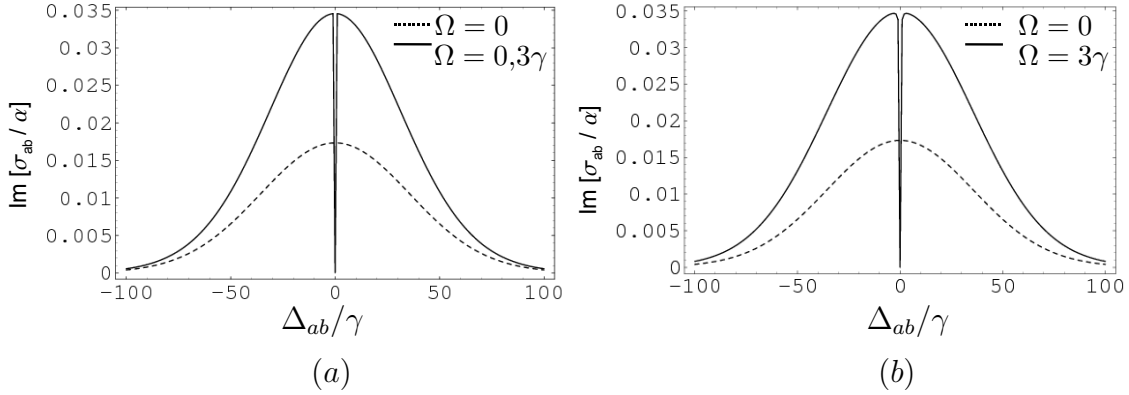


Figura 3.4: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=1$.

Embora o espectro de absorção alargue devido ao efeito Doppler, para valores de Ω intermediários, o sinal de EIT estreita. Isto se dá porque EIT ocorre apenas para os átomos cujas frequências estão próximas da ressonância com o campo de acoplamento [21, 26]. Este efeito de estreitamento pode ser melhor entendido se considerarmos algumas classes de velocidades diferentes de zero como ilustrado na Figura 3.5.

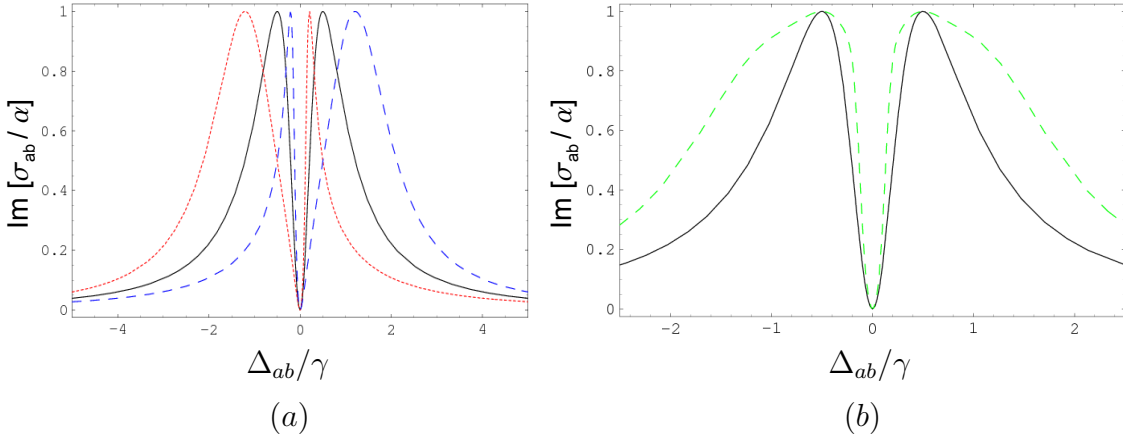


Figura 3.5: Curvas de absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia Δ_{ab} considerando: (a) átomos com velocidade $k_p v = \gamma$ (curva vermelha com menor pontilhado), parados $k_p v = 0$ (curva cheia) e com velocidade $k_p v = -\gamma$ (curva azul com maior pontilhado) e (b) curva para átomos parados (curva cheia) e média dos átomos das classes de velocidade $k_p v = 0, \gamma$ e $-\gamma$ (verde com pontilhado), ilustrando o estreitamento da ressonância de EIT para $\Omega = 0,5\gamma$, $R=1$ e $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$.

A largura neste caso é definida como $\Gamma_{EIT} = \sqrt{2\gamma_0/\gamma}\Omega$ [21]. Quando consideramos

velocidades de $k_p v = -\gamma$ ou γ , o espectro de absorção tem um pico estreito próximo a ressonância ($\Delta_{ab} = 0$) e outro mais largo distante da ressonância em γ e $-\gamma$, como ilustrado através das curvas na Figura 3.5(a). Ao realizarmos uma média aritmética para várias velocidades obtemos um espectro largo porém com uma ressonância mais estreita que no caso de átomos parados como ilustra a curva verde na Figura 3.5(b).

Vamos agora analisar a dispersão do meio através das curvas ilustradas na Figura 3.6. Na ausência do feixe de acoplamento obtivemos uma inclinação da curva de dispersão de $-0,00039/\gamma^2$ em $\Delta_{ab} = 0$. Ao considerarmos uma frequência de Rabi de $\Omega = 0,3\gamma$ esta inclinação diminui (inclinação = $-0,00077/\gamma^2$), e observamos que se considerarmos frequências maiores como $\Omega = 3\gamma$, esta inclinação aumenta significativamente (inclinação = $0.0078/\gamma^2$), apesar do sinal de EIT permanecer quase que inalterado.

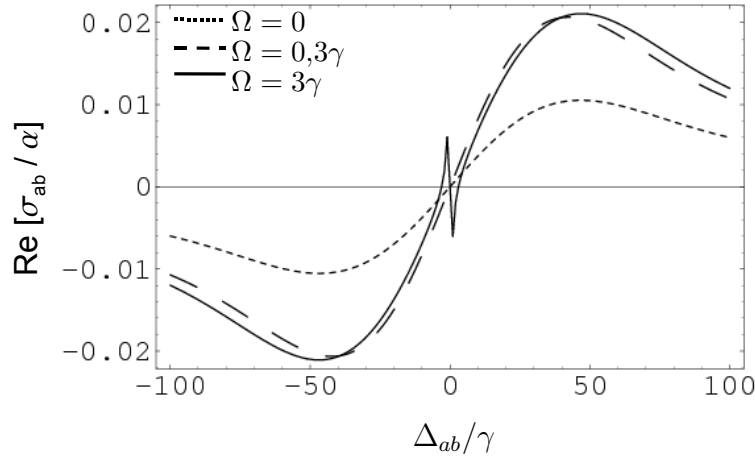


Figura 3.6: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento com $R=1$.

Caso C: $R=2,0$

Para este valor de R , o comprimento de onda do feixe de prova é duas vezes maior que o de acoplamento. Para $\Omega = 0,3\gamma$ começamos a ter um sinal de EIT, e aumentando a frequência de Rabi para $\Omega = 3\gamma$ observamos que a profundidade do

sinal aumenta e temos um alargamento do sinal de EIT, ou seja, ao aumentarmos a frequência de Rabi com a esperança de termos um cancelamento total, temos também um alargamento do sinal, como ilustrado na Figura 3.7.

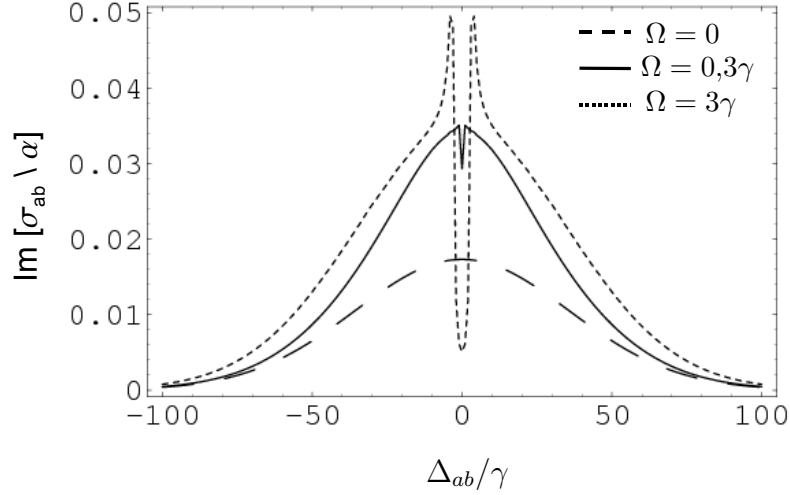


Figura 3.7: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento com $\gamma_0 = 10^{-5}\gamma$ e $R=2$.

Vamos agora analisar a dispersão do meio interagindo com os feixes:

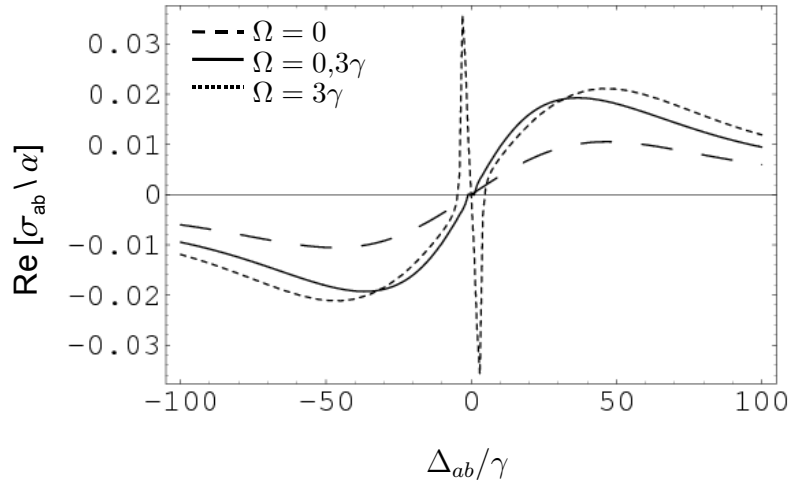


Figura 3.8: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=2$.

Para $\Omega = 0$ temos uma inclinação da curva de dispersão de $-0,00039/\gamma^2$. Ao aumentarmos a frequência de Rabi para $\Omega = 0,3\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$ observamos que a inclinação

da curva aumenta para $0,00039/\gamma^2$ e $0,010/\gamma^2$, respectivamente (ver Figura 3.8).

Portanto, chegamos à conclusão que no caso de átomos em movimento temos um estreitamento do sinal de EIT, devido às médias realizadas ao levarmos em conta todas as classes de velocidade. Ao analisarmos diferentes razões entre os comprimentos de ondas dos feixes de prova e acoplamento, observamos que no caso $R=0,5$ não é possível observarmos um sinal típico de EIT, no entanto ao aumentarmos a frequência de Rabi observamos um aumento na inclinação da curva de dispersão. No caso $R=1$ temos um cancelamento total da absorção para $\Omega = 0,3\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$, no entanto só começamos a observar uma variação significativa na inclinação da curva de dispersão quando consideramos $\Omega = 3\gamma$, diferentemente do caso de átomos parados onde observamos uma mudança significativa mesmo com $\Omega = 0,3\gamma$. Por fim, no caso $R=2$ observamos que ao aumentarmos a frequência de Rabi, aumentamos significativamente a profundidade do sinal de EIT e a inclinação da curva de dispersão, no entanto, aumentamos também a largura do sinal; ou seja, para conseguirmos um cancelamento total da absorção teríamos que aumentar ainda mais a frequência, aumentando também a largura do sinal. Além disso, foi possível observarmos que no caso de átomos parados obtivemos valores bem maiores para a inclinação da curva de dispersão que no caso de átomos em movimento, sendo o maior valor de inclinação obtido neste caso para $R=2$ com $\Omega = 3\gamma$.

3.4 Sistema V

Consideremos agora um sistema na configuração V interagindo com dois campos eletromagnéticos estando os átomos a uma velocidade v . Vamos fazer uma análise da variação do sinal para diferentes vetores de onda relativos entre os feixes de prova e acoplamento, como fizemos na seção anterior.

3.4.1 Espectro de absorção na configuração V

Analogamente ao estudo realizado no capítulo 2 consideraremos um tratamento semiclássico, e devido ao fato de estarmos considerando um meio inomogeneamente alargado as frequências serão dadas pelas Equações 3.4 e 3.5. Neste caso teremos as seguintes dessintonias para o sistema V:

$$\Delta_{ba} \rightarrow \Delta_{ba} + k_p v \quad (3.13)$$

$$\Delta_{ca} \rightarrow \Delta_{ca} + k_c v \quad (3.14)$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + (k_p - k_c)v \quad (3.15)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ba} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ba} + k_p v) \quad (3.16)$$

$$\Gamma_{ca} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ca} + k_c v) \quad (3.17)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma + i(\Delta_{ba} - \Delta_{ca}) + i(k_p v - k_c v) \quad (3.18)$$

No presente caso estamos considerando átomos a uma velocidade v e desta forma a coerência σ_{ba} deverá depender da velocidade. Os gráficos de absorção obtidos através da parte imaginária da equação de σ_{ba} integrada em velocidades nos fornecerão a absorção de um feixe de prova considerando o efeito Doppler. Vamos então analisar estes gráficos de absorção e dispersão considerando diferentes R .

Caso A: $R=0,5$

Neste caso consideraremos feixes de acoplamento com intensidades de $\Omega = 1\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$, como fizemos no Seção 2.2 para átomos parados. Através da Figura 3.9 observamos uma absorção máxima em $\Delta_{ab} = 0$ na ausência do feixe de acoplamento, e quando consideramos o feixe de acoplamento com uma frequência de Rabi de $\Omega = \gamma$ temos um cancelamento em $\Delta_{ba} = 0$ característico de EIT. Se considerarmos então

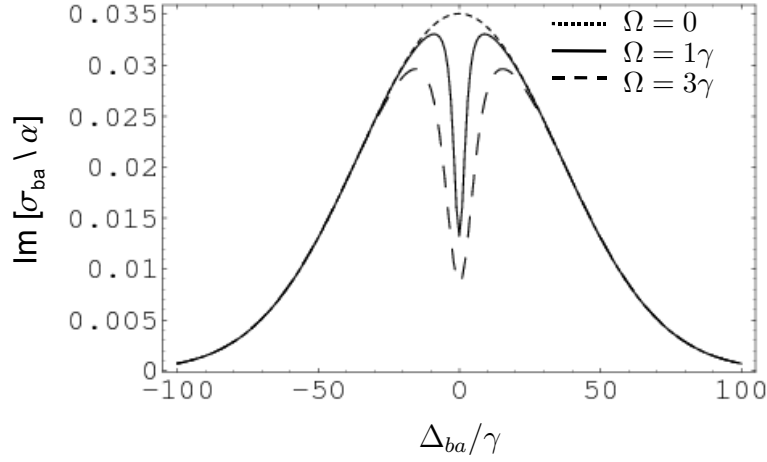


Figura 3.9: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=0,5$

$\Omega = 3\gamma$ temos um cancelamento ainda maior da absorção, e começamos a ver 2 picos como os dubletos de Autler-Towens observado com átomos parados.

Considerando agora a parte real podemos observar como é a dispersão do meio para diferentes frequências de Rabi do feixe de acoplamento, como ilustrado na Figura 3.10.

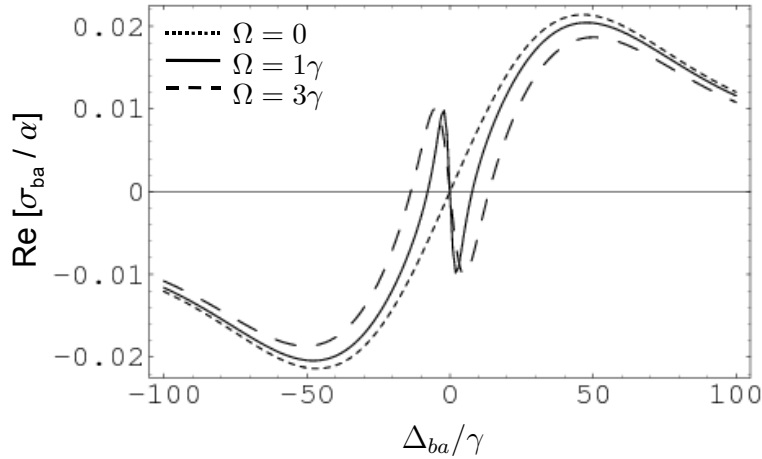


Figura 3.10: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$

A inclinação da curva de dispersão na ausência do feixe de acoplamento ($\Omega = 0$) é $-0,00080/\gamma^2$. No entanto, ao considerarmos feixes de acoplamento com $\Omega = \gamma$ e

$\Omega = 3\gamma$ temos, no primeiro caso um aumento na inclinação (inclinação= $0,0076/\gamma^2$) e no segundo uma redução (inclinação= $0,0034/\gamma^2$), similarmente ao que acontecia com átomos parados, ou seja, na condição de EIT a inclinação da curva de dispersão aumenta e no regime de Autler-Townes volta a diminuir.

Caso B: $R=1,0$

Neste caso, similarmente ao anterior $R = 0,5$, podemos observar uma absorção máxima em $\Delta_{ab} = 0$ para $\Omega = 0$ e um cancelamento da absorção para $\Omega = \gamma$ e $\Omega = 3\gamma$, no entanto temos sinais com maior profundidade e mais estreito que os obtidos anteriormente (ver Figura 3.11).

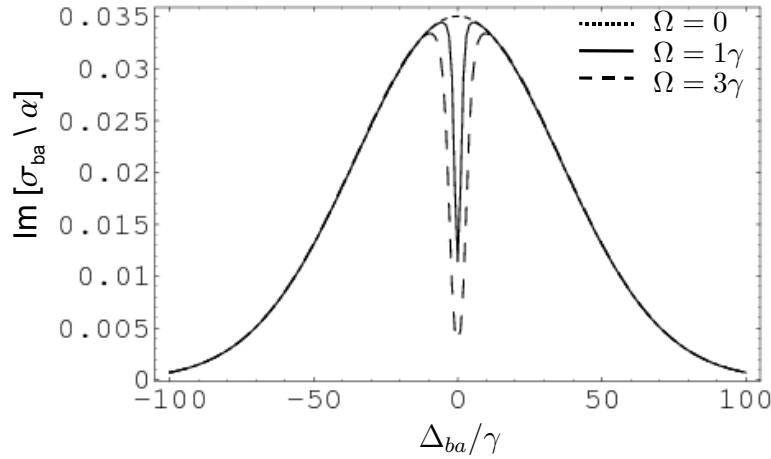


Figura 3.11: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=1$.

Considerando agora a parte real temos uma análise similar a apresentada no caso $R = 0,5$, no entanto temos valores diferentes das inclinações das curvas de dispersão, em $\Delta_{ab} = 0$, como é ilustrado na Figura 3.12.

- $\Omega = 0 \rightarrow$ inclinação= $-0,00079/\gamma^2$
- $\Omega = \gamma \rightarrow$ inclinação= $0,0141/\gamma^2$
- $\Omega = 3\gamma \rightarrow$ inclinação= $0,0071/\gamma^2$

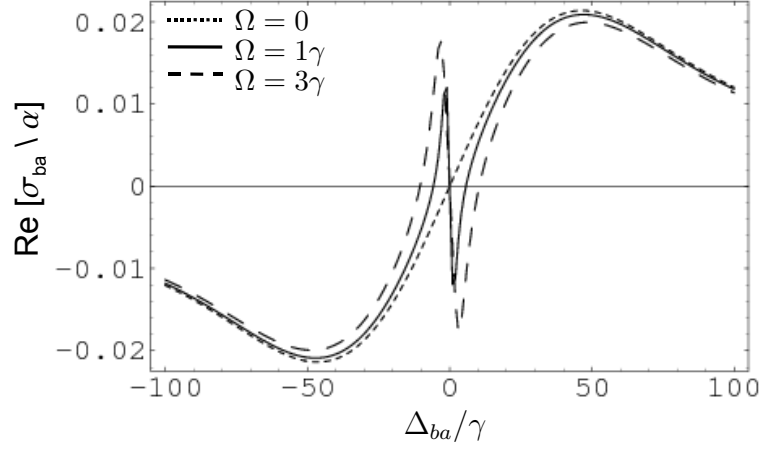


Figura 3.12: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$.

Caso C: $R=2,0$

Para $R=2$ temos um máximo de absorção para $\Omega = 0$, e quando consideramos $\Omega = \gamma$ e $\Omega = 3\gamma$, observamos um cancelamento da absorção característico de EIT. No caso $\Omega = 3\gamma$, não começamos a ver 2 picos com os dubletos de Autler-Townes, como vimos nos demais casos, temos um aumento da profundidade e um alargamento do sinal, como ilustra a Figura 3.13. Se continuarmos aumentando Ω com a esperança de cancelarmos ainda mais a absorção pagamos o preço de termos o sinal alargado.

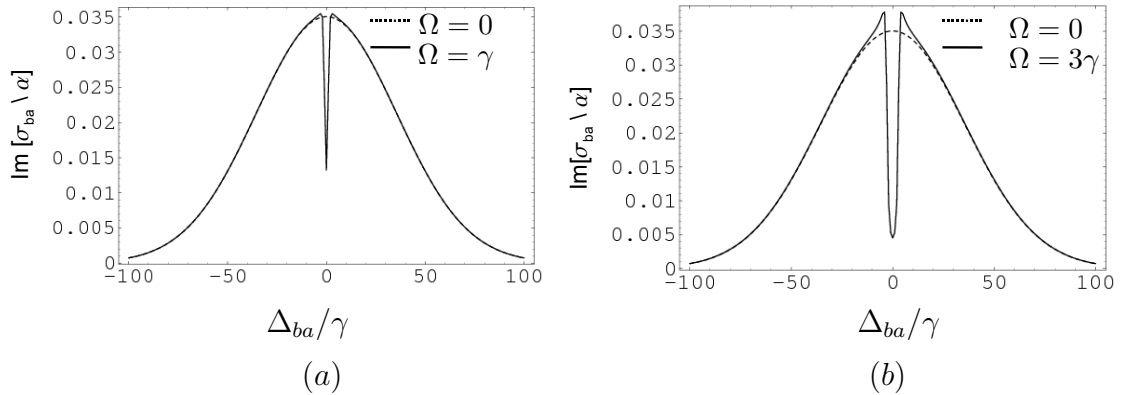


Figura 3.13: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e $R=2$.

E para a parte real temos um comportamento similar ao anterior, como ilustra a Figura 3.14. Neste caso, as inclinações são dadas por:

- $\Omega = 0 \rightarrow \text{inclinação} = -0,00079/\gamma^2$
- $\Omega = \gamma \rightarrow \text{inclinação} = 0,018/\gamma^2$
- $\Omega = 3\gamma \rightarrow \text{inclinação} = 0,0082/\gamma^2$

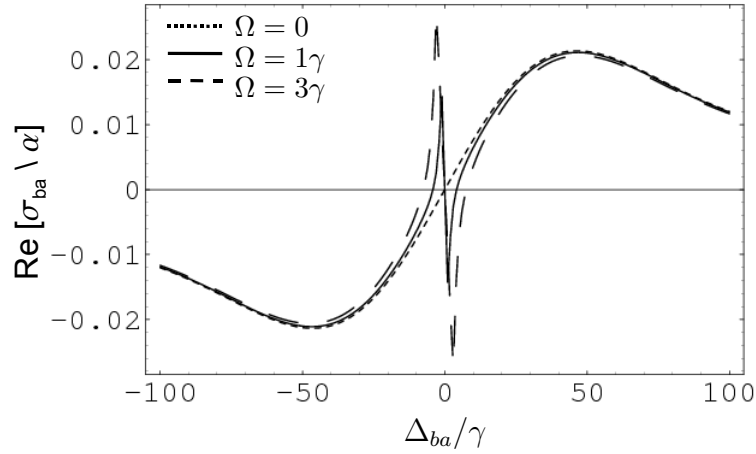


Figura 3.14: Dispersão em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=2$.

Portanto, podemos concluir que no sistema V considerando átomos em movimento podemos observar EIT para todos os casos de R considerados ($R=0,5$, $R=1$ e $R=2$), e nos três casos a profundidade do sinal aumenta, assim como a largura, ao considerarmos frequência de Rabi mais altas, como por exemplo $\Omega = 3\gamma$. E se compararmos os três casos obtemos um sinal com maior profundidade e mais estreito no caso $R = 2$. Com relação as curvas de dispersão conseguiremos uma maior inclinação desta curva no caso $R = 2$ com $\Omega = \gamma$, no entanto continuamos a obter valores de inclinações para átomos em movimento muito menores que no caso de átomos parados.

3.5 Sistema cascata

Consideremos agora um sistema na configuração cascata interagindo com dois campos eletromagnéticos estando os átomos a uma velocidade v . Consideraremos feixes contrapropagantes para reduzir a largura Doppler residual que aparece devido ao termo $i(k_p + k_c)v$ que surgirá na Equação 3.24.

3.5.1 Espectro de absorção na configuração cascata

Analogamente ao estudo realizado no capítulo 2 consideraremos um tratamento semiclássico e devido ao fato de estarmos considerando um meio inomogeneamente alargado as frequências serão dadas pelas Equações 3.4 e 3.5. Neste caso teremos as seguintes dessintonias para o sistema na configuração cascata:

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + k_p v \quad (3.19)$$

$$\Delta_{ca} \rightarrow \Delta_{ca} + k_c v \quad (3.20)$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + (k_p + k_c)v \quad (3.21)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ab} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + k_p v) \quad (3.22)$$

$$\Gamma_{ca} = \gamma + i(\Delta_{ca} + k_c v) \quad (3.23)$$

$$\Gamma_{cb} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + \Delta_{ca}) + i(k_p v + k_c v) \quad (3.24)$$

A coerência σ_{ab} deve depender da velocidade já que estamos considerando átomos em movimento. Os gráficos de absorção obtidos através da parte imaginária da equação de σ_{ab} integrada em velocidades nos fornecerão a absorção considerando o efeito Doppler. Vamos então analisar estes gráficos de absorção e dispersão considerando diferentes R.

Caso A: R=0,5

Neste caso não consideraremos feixes de acoplamento com $\Omega = 1\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$, como fizemos no Seção 2.3 para átomos parados, pois com estas frequências de Rabi não conseguimos observar um sinal de EIT como ilustra a Figura 3.15.

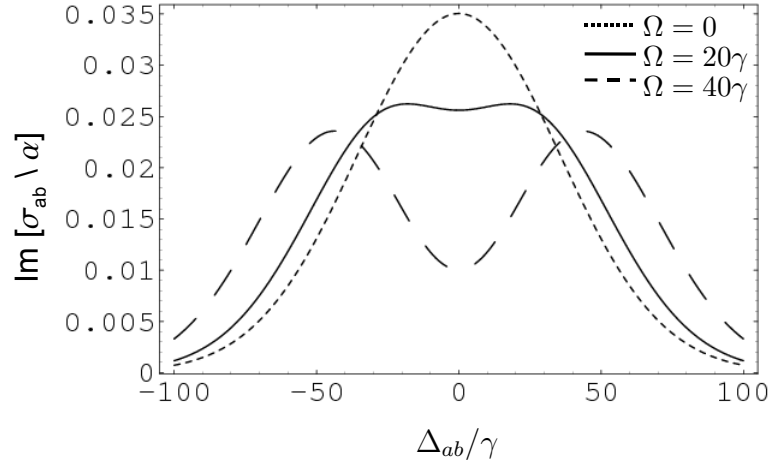


Figura 3.15: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e R=0,5

Na Figura 3.15, uma absorção máxima ocorre em $\Delta_{ab} = 0$ para $\Omega = 0$, estando este sinal alargado devido ao alargamento Doppler. Para $\Omega = 20\gamma$ começamos a ver um cancelamento da absorção, e se aumentarmos a frequência de Rabi para $\Omega = 40\gamma$, com a esperança de termos um sinal de EIT, vemos que este cancelamento aumenta no entanto este não é um sinal típico de EIT pois neste caso temos 2 picos bem distintos, como se já estivéssemos no regime de Autler-Townes.

Considerando agora a parte real, ao invés da parte imaginária, podemos observar como é a dispersão do meio para diferentes intensidades do feixe de acoplamento. Como ilustrado na Figura 3.16 temos as seguintes inclinações:

- $\Omega = 0 \rightarrow \text{inclinação} = -0,00079/\gamma^2$
- $\Omega = 20\gamma \rightarrow \text{inclinação} = -0,00026/\gamma^2$

- $\Omega = 40\gamma \rightarrow \text{inclinação}=0,000380/\gamma^2$

Desta forma podemos observar que a inclinação da curva de dispersão muda ao alterarmos a frequência de Rabi; aumentando ao considerarmos frequências maiores.

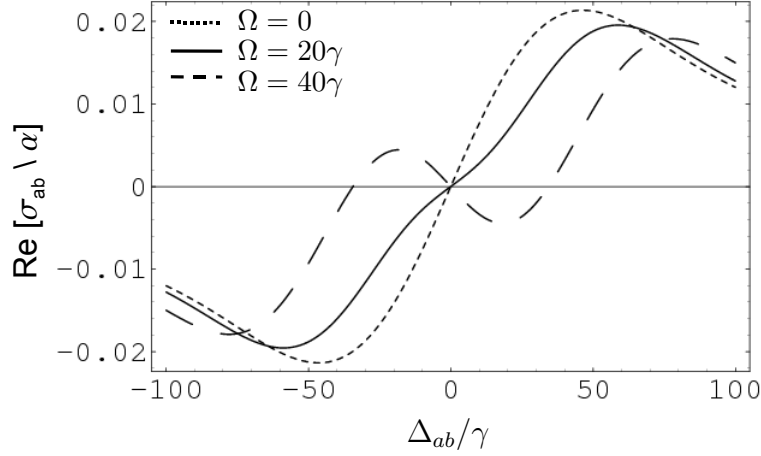


Figura 3.16: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=0,5$.

Caso B: $R=1,0$

Vamos agora analisar o caso $R = 1$. Para $\Omega = 0$ temos máxima absorção em $\Delta_{ab} = 0$, e quando consideramos $\Omega = \gamma$ é possível começarmos a ver um cancelamento da absorção, apesar deste cancelamento ser pequeno. Se continuarmos aumentando a frequência de Rabi até $\Omega = 3\gamma$ observamos que a profundidade do sinal aumenta e não temos um alargamento muito significativo do sinal, como ilustram as curvas (a) e (b) da Figura 3.17. Já a parte real nos fornece a dispersão no meio, e como podemos verificar através das curvas (a) e (b) da Figura 3.18, quando consideramos um feixe de acoplamento presente $\Omega = \gamma$ percebemos que uma mudança na curva de dispersão próximo a $\Delta_{ab} = 0$. Mudança esta que se torna mais significativa ao aumentarmos a frequência de Rabi para $\Omega = 3\gamma$.

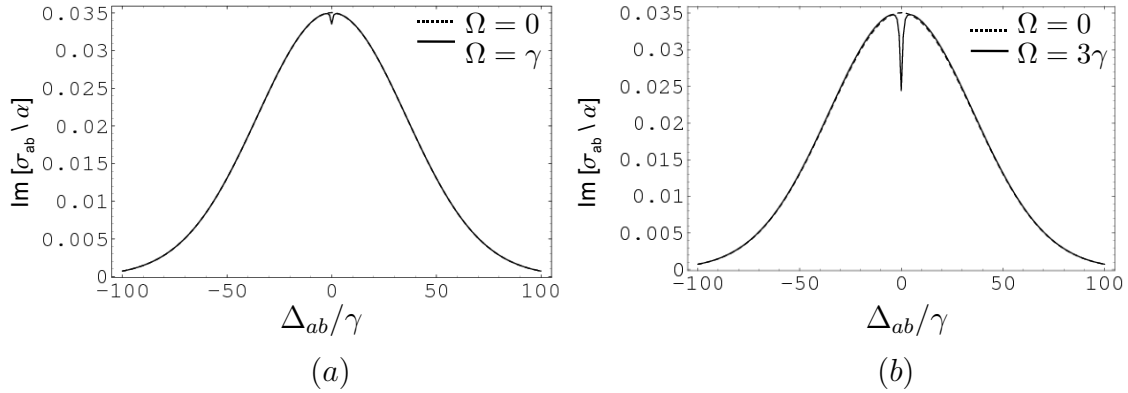


Figura 3.17: Absorção do feixe de prova em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$. (a) $\Omega = 0$ e $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$

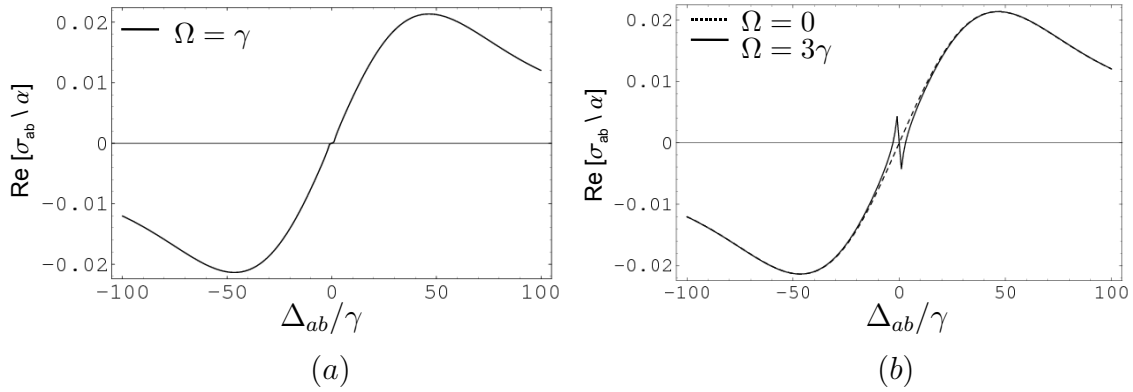


Figura 3.18: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e $R=1$. (a) $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$

Nestas curvas de dispersão temos as seguintes inclinações:

- $\Omega = 0 \rightarrow \text{inclinação} = -0,00079/\gamma^2$
- $\Omega = 1\gamma \rightarrow \text{inclinação} = -0,000007/\gamma^2$
- $\Omega = 3\gamma \rightarrow \text{inclinação} = 0,0054/\gamma^2$

Ou seja, ao aumentarmos a frequência de Rabi do feixe de acoplamento, aumentamos a profundidade do sinal de EIT juntamente com a inclinação da curva de dispersão.

Caso B: R=2,0

Para o caso R=2 com $\Omega = 0$ temos uma curva de absorção com máximo em $\Delta_{ab} = 0$, e quando consideramos $\Omega = 1\gamma$ e $\Omega = 3\gamma$ temos sinais de cancelamento da absorção característicos de EIT que aumentam em profundidade e largura ao aumentarmos a frequência de Rabi do feixe de acoplamento, como ilustram as curvas (a) e (b) da Figura 3.19.

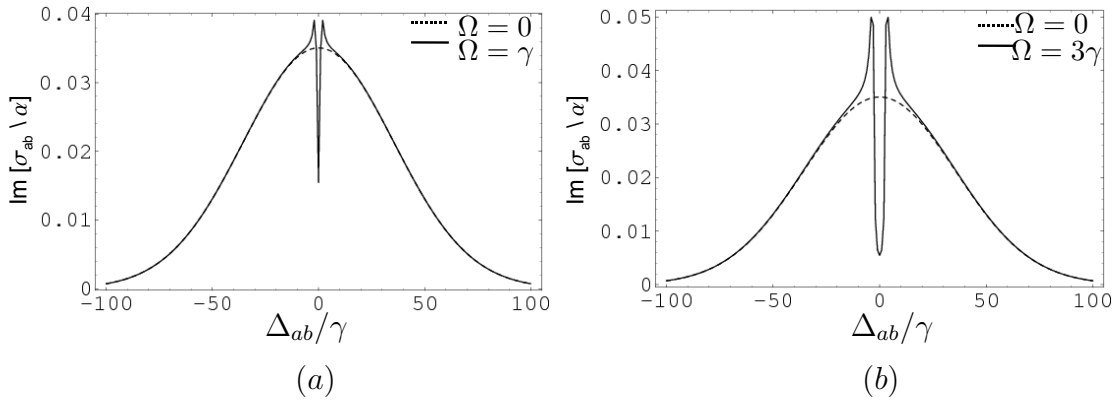


Figura 3.19: Absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia para átomos em movimento e R=2. (a) $\Omega = 0$ e $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$

Já a parte real nos fornece as seguintes curvas:

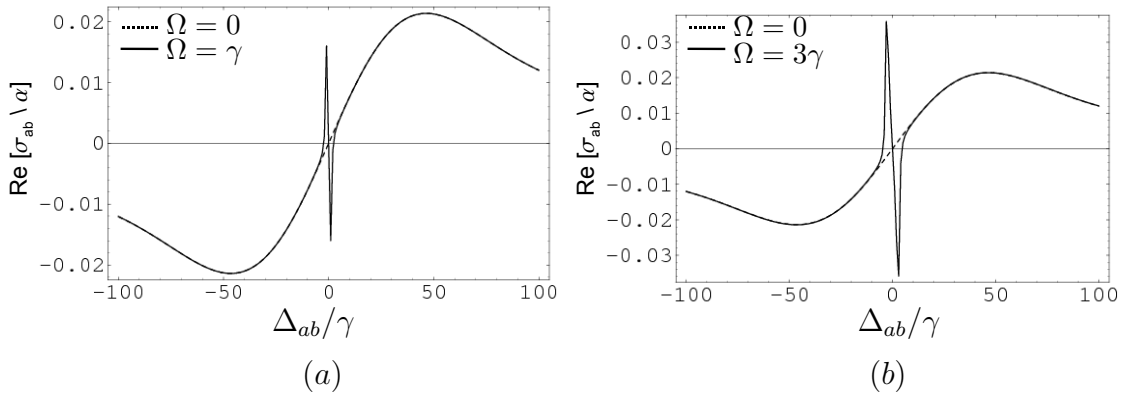


Figura 3.20: Dispersão do meio em função da dessintonia do feixe de prova para átomos em movimento e R=2. (a) $\Omega = \gamma$ e (b) $\Omega = 0$ e $\Omega = 3\gamma$

E ao analisarmos estas curvas de dispersão observamos que suas inclinações são dadas

por:

- $\Omega = 0 \rightarrow \text{inclinação} = -0,00079/\gamma^2$
- $\Omega = 1\gamma \rightarrow \text{inclinação} = 0,021/\gamma^2$
- $\Omega = 3\gamma \rightarrow \text{inclinação} = 0,010/\gamma^2$

ou seja, a inclinação aumenta no regime de EIT e diminui ao continuarmos aumentando a frequência de Rabi, nos dando um alargamento do sinal (ver Figura 3.20).

Portanto, podemos perceber que no sistema cascata só temos EIT nos casos $R=1$ e $R=2$, onde temos um sinal mais estreito no caso $R=1$ e com maior profundidade em $R=2$. Com relação a inclinação da curva de dispersão temos um maior valor em $R=2$ e $\Omega = \gamma$, sendo os valores de inclinação da curva menores que aqueles encontrados no caso de átomos parados.

3.6 Conclusões Gerais

Após analisarmos como o sinal de EIT nos sistemas Λ , V e cascata dependem do comprimento de onda (ou número de onda k) relativo entre os feixes de prova e acoplamento em um meio com alargamento Doppler nos regimes: $k_p < k_c$, $k_p = k_c$ e $k_p > k_c$, chegamos a conclusão que no regime $k_p < k_c$ ($R=2$) observaremos EIT nos três sistemas, tendo estes sinais maior profundidade que no caso $k_p = k_c$ ($R=1$). E se considerarmos $k_p > k_c$ ($R=0,5$) veremos um sinal de EIT somente no sistema V . Observamos ainda que o sistema Λ com $R=1$ é o único que nos fornece um cancelamento total da absorção e os sinais com maior profundidade são encontrados com $R=2$ nos sistemas Λ e cascata. Este comportamento ocorre devido ao fato de que, para átomos em movimento levamos em conta a superposição das componentes de Autler-Townes de cada uma das velocidades, e desta forma em alguns casos temos uma

superposição maior destas componentes com a transparência para átomos parados. Isto faz com que ocorra uma maior superposição com a transparência, ou seja, um aumento significativo do sinal de EIT em torno da ressonância, como no caso $R=1$ e $R=2$, onde temos uma porcentagem alta de cancelamento da absorção. Em alguns casos devemos considerar que o decaimento de alguns níveis causa uma redução nas componentes de Autler-Townes que se superpõe a transparência dos átomos parados, favorecendo ainda mais esta superposição.

Com relação a inclinação da curva de dispersão obtivemos uma maior inclinação no sistema cascata para $R=2$ e $\Omega = \gamma$, sendo portanto possível termos velocidades de grupo menores neste sistema. Além disso, no caso de átomos em movimento chegamos a valores de inclinação da curva de dispersão bem menores que os obtidos para átomos parados.

Algumas possíveis configurações para o átomo de cálcio podem ser consideradas. A partir do estado fundamental do cálcio, alguns esquemas em cascata talvez possam ser implementados, envolvendo lasers de comprimento de onda bastante diferentes como 423nm e 586nm, ou ainda 431nm e 657nm, como ilustrado nas Figuras 3.21 e 3.22. Tais comprimentos de onda podem ser obtidos com lasers cw de estado sólido (Titânio:Safira dobrado em frequência) e de corante.

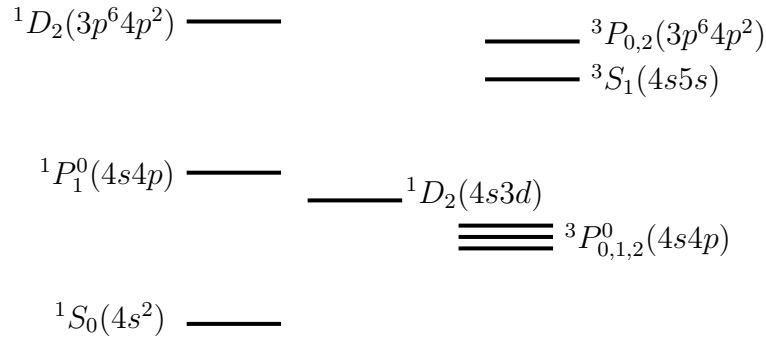


Figura 3.21: Diagrama simplificado dos níveis de energia do Ca mostrando algumas de suas transições. (A separação em energia dos níveis não está em escala para uma melhor visualização.)

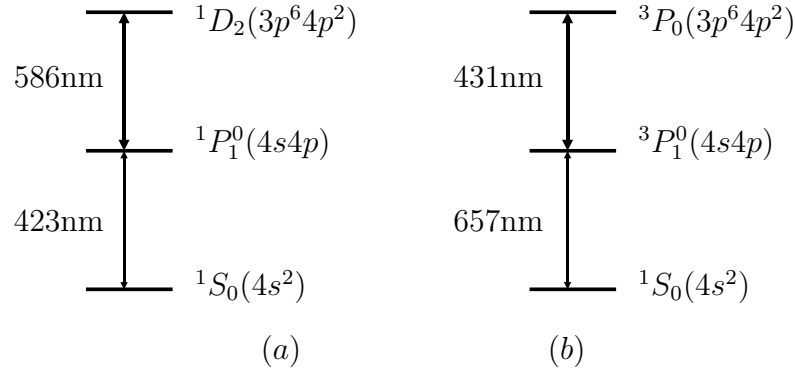


Figura 3.22: Diagrama simplificado de sistemas de três níveis do Ca, em configuração cascata, mostrando algumas transições que podem exibir EIT.

Alguns estados excitados meta-estáveis do cálcio possuem estrutura Zeeman que possivelmente possa ser explorada num esquema do tipo Λ não-degenerado, utilizando lasers de corante circularmente polarizados. Um esquema possível de ser explorado envolveria os níveis meta-estáveis $^3P_0^0$, $^3P_2^0$ e 3S_1 , com transições em 612nm e 610nm numa configuração do tipo Λ como ilustrado na Figura 3.23. E ainda podemos explorar a degenerescência Zeeman de estados meta-estáveis (por exemplo o nível $^3P_2^0$) que interage com o estado intermediário 3S_1 , com um único laser em 612nm como ilustrado na Figura 3.24.

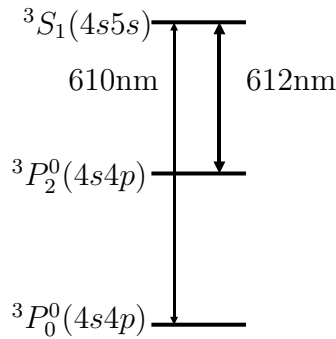


Figura 3.23: Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração lambda, mostrando uma transição que pode exibir EIT.

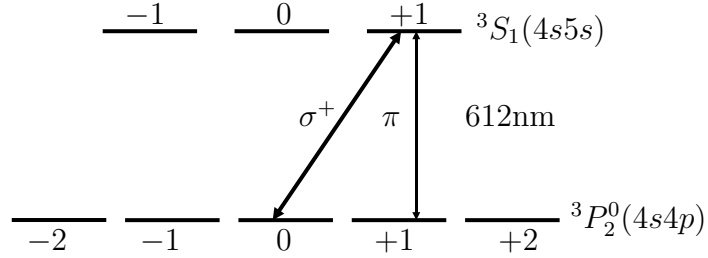


Figura 3.24: Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração lambda, mostrando uma transição que pode exibir EIT.

Outra possibilidade poderia ser um sistema em V, onde consideraríamos a transição $^1S_0(4s^2) \rightarrow ^1P_1^0(4s4p)$, também com um único laser e aproveitando a degenerescência do estado excitado como ilustrado na Figura 3.25.

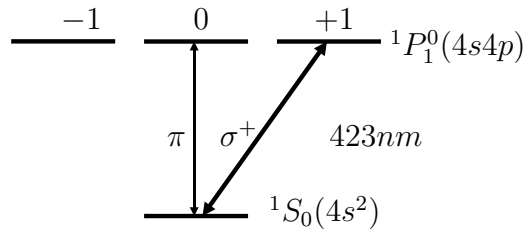


Figura 3.25: Diagrama simplificado de um sistema de três níveis do Ca, em configuração V, mostrando uma transição que pode exibir EIT.

Capítulo 4

Dependência Angular da ressonância de EIT

No capítulo anterior tratamos da interação de sistemas de três níveis nas configurações Λ , V e cascata com dois campos eletromagnéticos levando em conta o alargamento Doppler. No entanto, consideramos a todo momento que os feixes eram copropagantes (contrapropagantes no caso do sistema cascata) e o ângulo entre eles era $\theta = 0$. Neste capítulo vamos generalizar a discussão do capítulo anterior considerando que os feixes têm um ângulo entre eles e portanto a integração realizada no capítulo anterior será estendida para 2 dimensões. Poderemos assim fazer uma comparação sistemática do sinal de EIT (profundidade e largura do sinal e inclinação da curva de dispersão) nestes sistemas observando assim sua dependência com o ângulo θ , similarmente a estudos feitos em um sistema do tipo Λ no átomo de Cs [27,38]. Esta dependência angular pode ser aplicada, por exemplo, para se medir a temperatura de uma amostra de átomos frios [39].

4.1 Dependência angular no sistema Λ

Quando estávamos considerando que o ângulo entre os feixes era zero, a largura de linha Doppler residual era dada pelo termo $(\vec{k}_p - \vec{k}_c) \cdot \vec{v} = (k_p - k_c)v$ pois estávamos

em uma dimensão. Generalizando para $\theta \neq 0$ esta largura Doppler será alterada pois as dessintonias e as frequências dos feixes mudarão, devido ao fato de agora termos a seguinte configuração para os feixes:

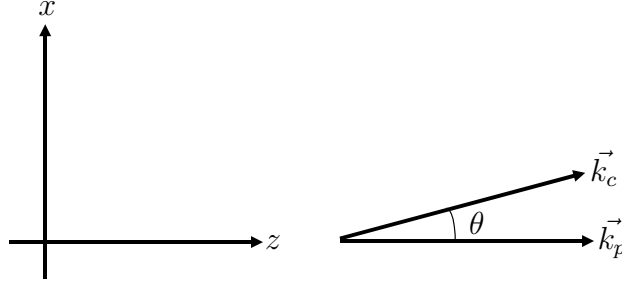


Figura 4.1: Configurações dos feixes de prova e acoplamento para os sistemas Λ e V considerando um ângulo θ entre os feixes copropagantes.

Como estamos considerando um ângulo θ entre os feixes, as frequências óticas serão dadas por:

$$\omega \rightarrow \omega - \frac{\omega v}{c} = \omega - k_p v_z \quad e \quad (4.1)$$

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 - \frac{\omega_0 v}{c} = \omega_0 - k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta). \quad (4.2)$$

onde v é a velocidade do átomo, c é a velocidade da luz no vácuo e k_p e k_c são os números de onda dos feixes de prova e acoplamento, respectivamente, no vácuo. Desta forma, para o sistema na configuração Λ teremos as seguintes dessintonias:

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + k_p v_z, \quad (4.3)$$

$$\Delta_{ac} \rightarrow \Delta_{ac} + k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta), \quad (4.4)$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + k_p v_z - k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta), \quad (4.5)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i(\Delta_{ab} + k_p v_z), \quad (4.6)$$

$$\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\gamma_0}{2} + i[\Delta_{ac} + k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta)], \quad (4.7)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_0 + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac}) + i[k_p v_z - k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta)]. \quad (4.8)$$

No presente caso estamos considerando átomos a uma velocidade v e desta forma a coerência σ_{ab} deverá depender da velocidade e do ângulo θ já que temos um ângulo entre os feixes. Sempre consideraremos $\Delta_{ac} = 0$ pois estamos considerando o feixe de acoplamento ressonante e estamos variando a dessintonia do feixe de prova Δ_{ab} em torno da ressonância. A coerência entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ é então dada por:

$$\sigma_{ab}(\Delta_{ab}, \theta) = \int d(k_p v_x) d(k_p v_z) f(k_p v_x, k_p v_z) \sigma_{ab}(k_p v_x, k_p v_z, \Delta_{ab}, \theta) \quad (4.9)$$

Sendo a distribuição de Maxwell-Boltzmann $f(k_p v_x, k_p v_z)$ dada por:

$$f(k_p v_x, k_p v_z) = \frac{1}{k_p^2 u^2 \pi} e^{-((k_p v_x)^2 + (k_p v_z)^2)/(k_p u)^2} \quad (4.10)$$

Largura do sinal

Vamos começar a análise do sinal de EIT no sistema Λ para $R=1$, já que no caso $R=0,5$ não temos sinal de EIT. A largura do sinal de EIT é definida como a largura a meia altura da janela de EIT, e a profundidade do sinal como a porcentagem da absorção máxima que é cancelada, como ilustra a Figura 4.2 através das setas horizontais e verticais, respectivamente.

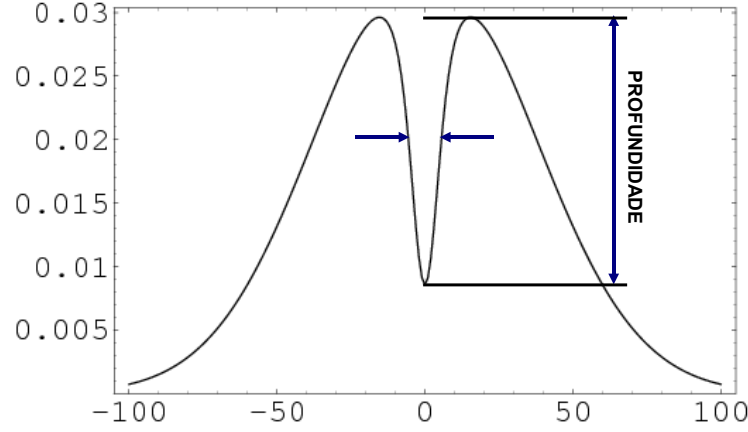


Figura 4.2: Sinal de EIT ilustrando as definições de largura a meia altura e profundidade do sinal utilizadas na análise para diferentes ângulos entre os feixes.

Para $R=1$, considerando $\Omega = \gamma$, foi possível observarmos que a largura do sinal aumenta quase que linearmente com o ângulo como ilustra a Figura 4.3. E quando consideramos $R=2$ o comportamento é um pouco diferente, pois até 15mrad a largura do sinal de EIT é insensível ao ângulo entre os feixes, e a partir deste ângulo um aumento linear da largura com o ângulo já pode ser observada (ver Figura 4.3).

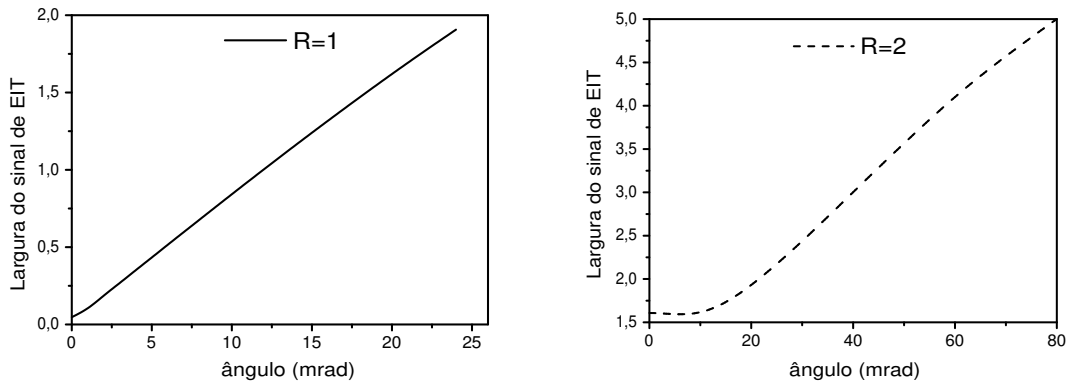


Figura 4.3: Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema Λ em função do ângulo θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$ em ambos os casos.

Profundidade do sinal

Para $R = 1$ notamos que a profundidade descrece significativamente quando aumentamos o ângulo entre os feixes, chegando a uma redução de até 80% da profundidade ao considerarmos um ângulo de aproximadamente 3mrad entre os feixes. Neste caso podemos considerar ângulos de até 25mrad entre os feixes. Já no caso $R=2$ o ângulo não é tão crítico evidenciado pelo fato de podermos chegar a 20mrad tendo uma perda de aproximadamente 30 % da profundidade. Além disso podemos considerar ângulos de até 80mrad entre os feixes sem destruir totalmente o sinal de EIT.

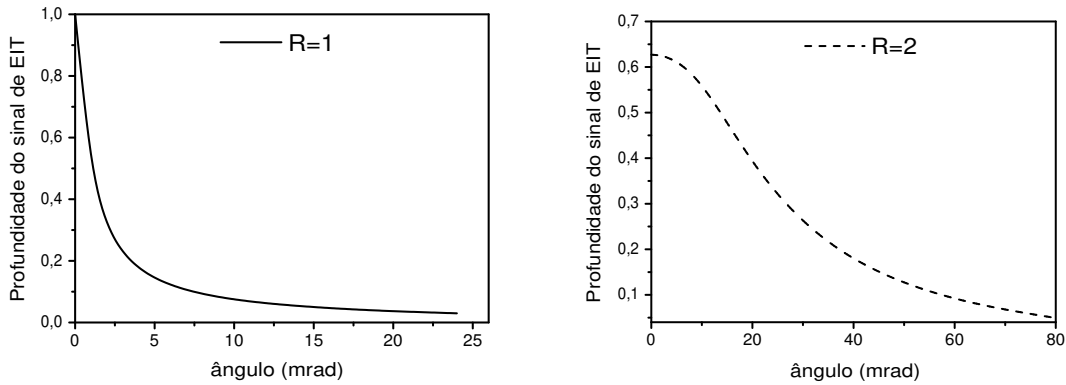


Figura 4.4: Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema Λ em função de θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$.

Inclinação da curva de dispersão

Se analisarmos agora a inclinação da curva de dispersão observamos que para $R = 1$ esta inclinação diminui muito para ângulos pequenos, pois para um ângulo de 2,5mrad a inclinação cai para um valor 10 vezes menor do que o resultado obtido para $\theta = 0$. Já no caso $R=2$, até 10mrad não temos uma mudança significativa

na inclinação da curva de dispersão, e podemos considerar ângulos de até 80mrad, diferentemente do caso $R=1$ que podemos ir até aproximadamente 5mrad.

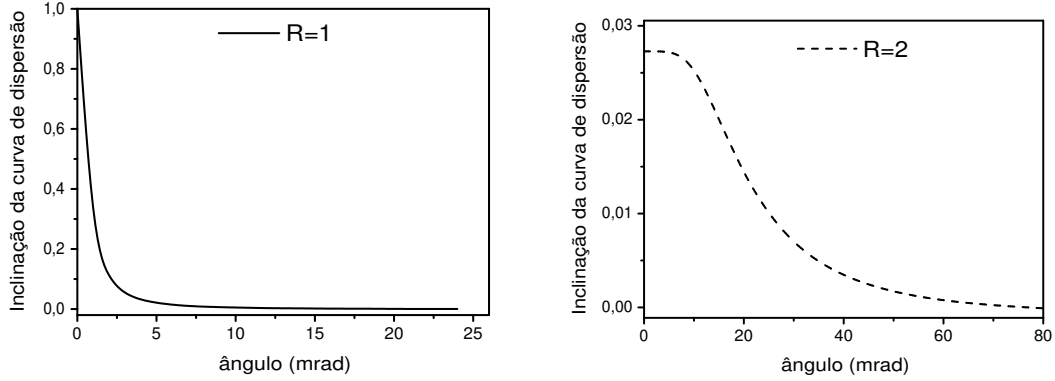


Figura 4.5: Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema Λ em função do ângulo θ para $R=1$ e $R=2$ e $\Omega = \gamma$.

Podemos então concluir que no sistema Λ , com $R=1$, um cuidado especial deve ser tomado com relação ao ângulo entre os feixes. Num sistema deste tipo, as características do sinal de EIT (largura, profundidade e dispersão) dependem fortemente do ângulo entre os feixes. Já no caso $R=2$ não precisamos nos preocupar tanto pois a dependência angular não é tão crítica.

4.2 Dependência angular no sistema V

Generalizando para $\theta \neq 0$ as dessintonias e as frequências dos feixes mudarão, devido ao fato de agora termos uma configuração para os feixes como a ilustrada na Figura 4.1. Sendo as frequências dadas pelas Equações 4.1 e 4.2 e as dessintonias dadas por:

$$\Delta_{ba} \rightarrow \Delta_{ba} + k_p v_z, \quad (4.11)$$

$$\Delta_{ca} \rightarrow \Delta_{ca} + k_c (v_z \cos \theta + v_x \sin \theta), \quad (4.12)$$

$$\Delta_{bc} \rightarrow \Delta_{bc} + k_p v_z - k_c(v_z \cos \theta + v_x \sin \theta) \quad (4.13)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ba} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ba} + k_p v_z), \quad (4.14)$$

$$\Gamma_{ca} = \frac{\gamma}{2} + i[\Delta_{ca} + k_c(v_z \cos \theta + v_x \sin \theta)], \quad (4.15)$$

$$\Gamma_{bc} = \gamma + i(\Delta_{ba} - \Delta_{ca}) + i[k_p v_z - k_c(v_z \cos \theta + v_x \sin \theta)]. \quad (4.16)$$

Sendo a coerência $\sigma_{ba}(\Delta_{ba}, \theta)$ dada pela Equação 4.9, na qual a contribuição das várias classes de velocidades é considerada e trocamos $a \leftrightarrow b$.

Largura do sinal

A figura 4.6 mostra como varia a largura do sinal de EIT no sistema V em função do ângulo entre os feixes para os casos $R=0,5$, 1 e 2. Nos três casos, a largura do sinal de EIT é pouco sensível para ângulos pequenos e sofre variações pequenas para ângulos até aproximadamente 20mrad.

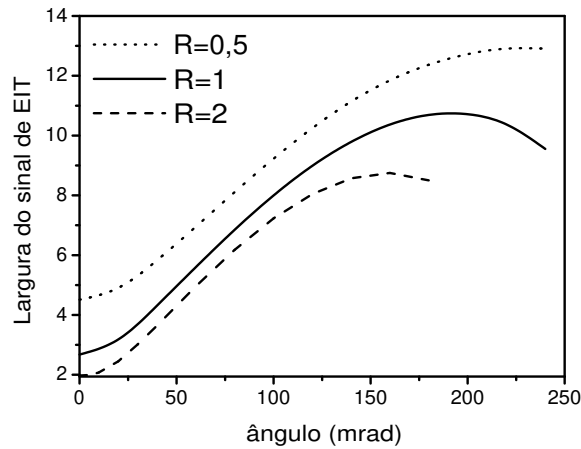


Figura 4.6: Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema V em função do ângulo θ para $R=0,5$, 1 e 2 considerando $\Omega = \gamma$.

O sistema V com $R=2$ fornece o sinal de EIT de menor largura, enquanto que o sistema V com $R=0,5$ fornece o sinal de maior largura. O decréscimo na largura observado para ângulos grandes, principalmente no caso $R=1$, é artificial. Este comportamento decorre da dificuldade em se definir a largura devido ao fato da profundidade do sinal ser pequena para estes ângulos. Sendo possível considerarmos ângulos de aproximadamente 230mrad nos casos $R=0,5$ e $R=1$ e 160mrad no caso $R=2$.

Profundidade do sinal

Para a profundidade do sinal, analogamente à análise da largura, consideraremos inicialmente $R = 0,5$ e neste caso observaremos que a profundidade também varia pouco quando aumentamos o ângulo entre os feixes até 20mrad. A profundidade do sinal de EIT para $R=2$ decai um pouco mais rápido do que para $R=0,5$ e $R=1$. Para ângulos pequenos os três casos fornecem sinais de EIT com profundidades comparáveis, mas para ângulos maiores ($\theta = 100\text{mrad}$ por exemplo) observamos um sinal de EIT quase três vezes mais profundo para $R=0,5$ do que para $R=2$ como ilustra a Figura 4.7.

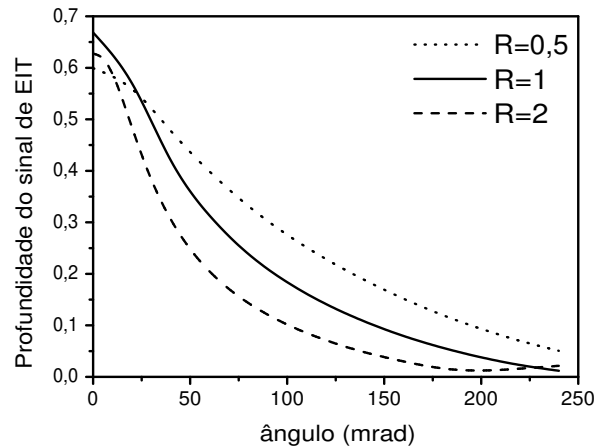


Figura 4.7: Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema V em função do ângulo θ para $R=0,5$, 1 e 2 considerando $\Omega = \gamma$.

Inclinação da curva de dispersão

Com relação a inclinação da curva de dispersão observamos que para $R=0,5$, 1 e 2 esta inclinação também diminui pouco para ângulos pequenos. No entanto nos casos $R=1$ e $R=2$ a inclinação cai mais rapidamente como podemos ver através da Figura 4.8.

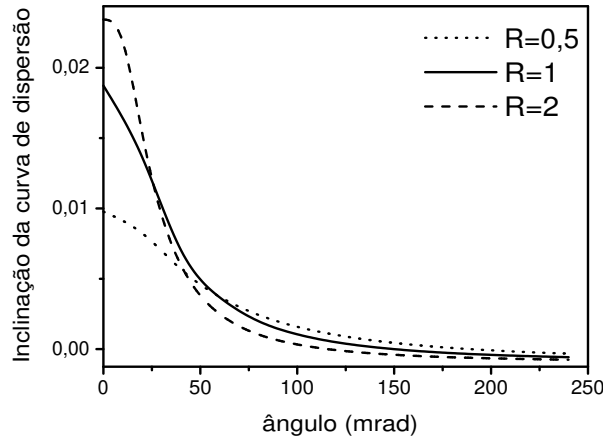


Figura 4.8: Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema V em função de θ para $R=0,5$, 1 e 2 considerando $\Omega = \gamma$.

Podemos então concluir que no sistema V temos uma menor deteriorização do sinal ao considerarmos ângulos de até 20mrad entre os feixes, e portanto este sistema não é tão sensível ao alinhamento entre os feixes. Sendo possível chegarmos a ângulos de até 200mrad sem perder totalmente o sinal, diferentemente do sistema Λ que podemos considerar no máximo 70mrad em alguns casos.

4.3 Dependência angular no sistema cascata

Generalizando para $\theta \neq 0$ as dessintonias e as frequências dos feixes mudarão, devido ao fato de agora termos a seguinte configuração para os feixes:

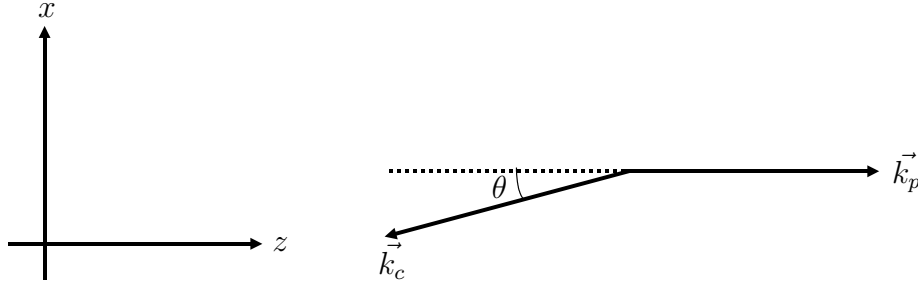


Figura 4.9: Configurações dos feixes de prova e acoplamento para o sistema cascata considerando um ângulo θ entre feixes contrapropagantes.

Como estamos considerando um ângulo θ entre os feixes, as frequências serão dadas pelas Equações 4.1 e 4.2 e as dessintonias serão dadas por:

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + k_p v_z, \quad (4.17)$$

$$\Delta_{ca} \rightarrow \Delta_{ca} + k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta), \quad (4.18)$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + k_p v_z + k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta) \quad (4.19)$$

e para Γ_{ij} teremos:

$$\Gamma_{ab} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + k_p v_z), \quad (4.20)$$

$$\Gamma_{ca} = \gamma + i\Delta_{ca} + i[k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta)], \quad (4.21)$$

$$\Gamma_{cb} = \frac{\gamma}{2} + i(\Delta_{ab} + \Delta_{ca}) + i[k_p v_z + k_c(v_z \cos\theta + v_x \sin\theta)]. \quad (4.22)$$

sendo, novamente, a coerência $\sigma_{ab}(\Delta_{ab}, \theta)$ dada pela Equação 4.9.

Largura do sinal

No sistema *cascata*, assim como no sistema Λ , não observamos um sinal de EIT para $R=0,5$, vamos então analisar os casos $R=1$ e $R=2$. Como observado nos sistemas Λ e V , observamos aqui também um aumento da largura do sinal de EIT com o ângulo entre os feixes nos casos $R=1$ e $R=2$. Para ângulos de até aproximadamente 10mrad, a dependência com o ângulo é pequena. Para ângulos maiores observamos um aumento considerável na largura, principalmente no caso $R=1$ como ilustra a Figura 4.10.

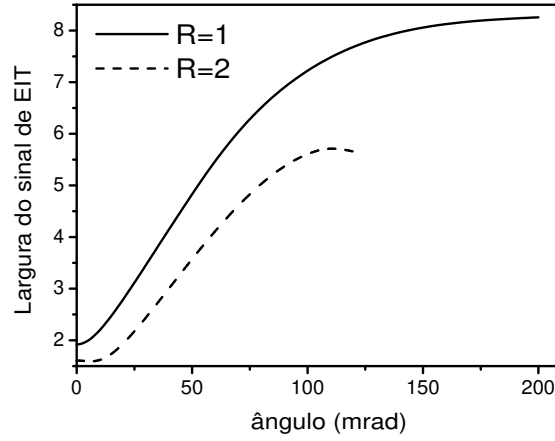


Figura 4.10: Largura do sinal de EIT (unidades de γ) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$.

Profundidade do sinal

Nos casos $R=1$ e $R=2$ a profundidade diminui quando aumentamos o ângulo entre os feixes, como mostra a Figura 4.11.

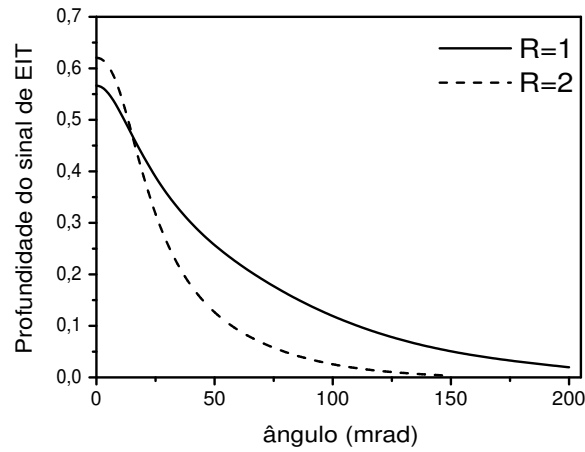


Figura 4.11: Profundidade do sinal de EIT (%) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$.

No entanto, no caso $R=2$, esta profundidade diminui mais rapidamente, o que faz com que tenhamos um melhor sinal no caso $R=1$ pois apesar de termos uma maior profundidade inicialmente em $R=2$, ao aumentarmos o ângulo esta profundidade vai

diminuindo mais rápido que no caso $R=1$. Mesmo assim, até $\theta \approx 20\text{mrad}$ ainda se observa um bom sinal de EIT em ambos os casos.

Inclinação da curva de dispersão

Para a inclinação da curva de dispersão observaremos que para $R=1$ esta inclinação diminui com o ângulo e se considerarmos $R=2$ esta diminuição é ainda mais rápida fazendo com que a inclinação da curva chegue a zero em um ângulo de aproximadamente 80mrad , como ilustrado na Figura 4.12.

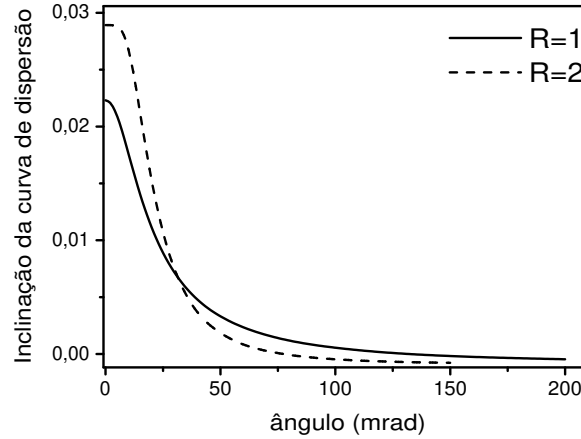


Figura 4.12: Inclinação da curva de dispersão (unidades de $1/\gamma^2$) no sistema cascata em função do ângulo θ considerando $R=1$ com $\Omega = 5\gamma$ e $R=2$ com $\Omega = \gamma$.

4.4 Conclusões Gerais

Podemos concluir que em um sistema Λ um maior cuidado deve ser dado ao alinhamento dos feixes de prova e acoplamento. Num sistema deste tipo, as características do sinal de EIT (largura, profundidade e dispersão) dependem fortemente do ângulo entre os feixes. Por outro lado, o sistema V é bastante robusto com relação a este alinhamento e pouca deterioração do sinal de EIT é observada para ângulos

de até 20mrad. Um sistema Λ com $R=2$ é menos sensível ao ângulo, diferentemente dos sistemas V e cascata, nos quais observamos que $R=2$ é o caso que temos uma dependência mais acentuada com o ângulo entre os feixes.

No sistema Λ , uma coerência maior faz com que haja uma maior sensibilidade no sistema, o que pode afetar significativamente o sinal de EIT.

Capítulo 5

EIT em lâmpada de catodo oco

Nos capítulos anteriores descrevemos um estudo detalhado sobre EIT em sistemas de 3 níveis considerando inicialmente átomos parados e posteriormente átomos a uma velocidade v . Inicialmente assumimos que o ângulo entre os feixes de prova e acoplamento era zero e realizamos uma comparação sistemática do sinal de EIT nos três sistemas para diferentes valores relativos de comprimento de onda dos dois feixes envolvidos. Em seguida estudamos a dependência do sinal de EIT com o ângulo entre os feixes. Um dos objetivos destes estudos foi identificar transições favoráveis à observação experimental de EIT em vapor atômico de Ca.

Neste capítulo, a descrição do meio em que observamos o sinal de EIT será realizada, assim como o aparato experimental utilizado para realizarmos as medidas, a técnica utilizada e os meios de detecção do sinal de EIT. Escolhemos iniciar este estudo experimental pelo sistema em cascata envolvendo as transições $^1S_0(4s^2) \rightarrow ^1P_1^0(4s4p)$, na região azul do espectro visível (423nm) e $^1P_1^0(4s4p) \rightarrow ^1D_2(3p^64p^2)$, na região amarela do espectro visível. Este sistema foi escolhido por envolver a transição forte $^1S_0 \rightarrow ^1P_1^0$ (transição de resfriamento por laser do Ca) e pela conveniência dos comprimentos de onda envolvidos, que poderiam ser facilmente atingidos com os lasers disponíveis no laboratório. O meio atômico investigado é proveniente de uma lâmpada

de catodo oco de Ca. Como veremos, conseguimos observar bons sinais de EIT em condições bastante desfavoráveis, de acordo com o modelo teórico do Capítulo 3, pois para este sistema em cascata $R = \lambda_p/\lambda_c = 0,7$.

5.1 O átomo de Ca

A transparência induzida eletromagneticamente já foi estudada numa variedade de átomos como os alcalinos terrosos (Na, Rb e Cs) e terras raras (Pr) em cristais [22–29], contudo nenhum estudo tem sido desenvolvido com os alcalinos metálicos, em especial o cálcio. Ao contrário do alcalinos terrosos, o átomo de Ca não possui uma estrutura hiperfina devido à ausência do spin nuclear e, conseqüentemente, não possui degenerescência Zeeman no estado fundamental. Estas duas estruturas (hiperfina e Zeeman) são amplamente exploradas nos alcalinos terrosos de modo a se observar EIT nestes átomos com lasers de comprimento de onda semelhantes (explorando a estrutura hiperfina do átomo) ou até mesmo iguais, mas com polarizações diferentes (explorando a estrutura Zeeman). A ausência das estruturas hiperfina e Zeeman no estado fundamental do Ca dificulta a observação experimental do sinal de EIT pois necessita de lasers bem diferentes, como de corante e de Titânio-Safira.

Em nosso experimento exploramos um esquema em configuração cascata a partir do estado fundamental utilizando lasers com comprimento de onda de 423 nm e 586 nm como ilustrado na Figura 5.1. O esquema $^1S_0 \rightarrow ^1P_1^0 \rightarrow ^1D_2$ ilustrado na Figura 5.1 foi um dos sistemas candidatos a ser implementado devido ao fato das transições envolvidas poderem ser acessadas por um laser de corante (586nm) e Titânio-safira dobrado em frequência (423nm). Os comprimentos de onda dos lasers utilizados no experimento estão ilustrados na Figura 5.1 com seus respectivos valores no vácuo.

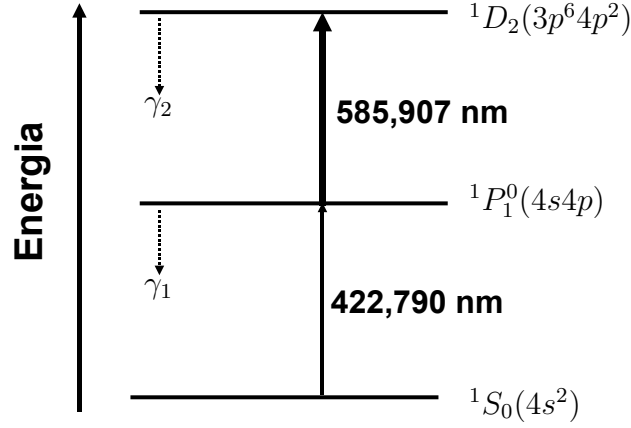


Figura 5.1: Diagrama simplificado dos níveis de energia do Ca mostrando a transição utilizada para observarmos EIT com $\gamma_1 = 2\pi * 35\text{MHz}$ e $\gamma_2 = 2\pi * 11\text{MHz}$.

5.2 Lâmpada de catodo oco de Ca

Normalmente EIT é observada em células de vapor atômico, porém o Ca possui uma pressão de vapor muito baixa à temperatura ambiente, o que dificulta a utilização de células de Ca pois precisaríamos aquecer a mesma a temperaturas muito altas para obtermos uma quantidade de átomos razoável. A solução que encontramos foi utilizar uma lâmpada de catodo oco de Ca para nossos estudos espectroscópicos, devido ao fato de este ser um meio eficiente de produzir amostras de vapor de alta densidade de átomos [40–44]. A lâmpada de catodo oco utilizada foi construída no IPEN (São Paulo), em colaboração com o Dr. Armando Mirage, e consiste de tubos de vidro boro-silicato (Corning 7740) de 4 cm de diâmetro, com janelas ópticas do mesmo material, que são aderidos com resina epóxi a uma peça cilíndrica de aço, refrigerada com água. No interior desta peça de aço temos um cilindro de Ca de aproximadamente 22 mm de comprimento e 2.8 mm de diâmetro centrado no tudo de vidro. Folhas de mica são utilizadas para evitar que descargas elétricas ocorram entre os anodos e a superfície de aço que contém o catodo, o que faz com que tenhamos descarga somente entre os

anodos e o tubo de Ca. Os dois anodos de titânio em forma de anel são colocados a 0.5 cm de distância de cada lado do catodo cilíndrico de aço. A pressão interna do tubo é de 2 torr (3×10^{-3} atm) e o gás de fundo utilizado é o criptônio (Kr). Um diagrama esquemático da lâmpada está ilustrado na Figura 5.2 [43].

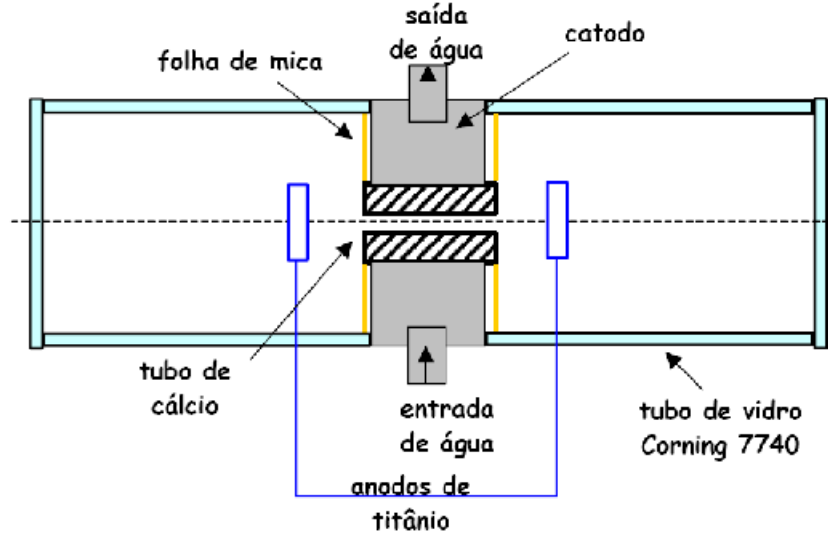


Figura 5.2: Esquema de uma lâmpada de catodo oco de cálcio.

A descarga elétrica é induzida ao aplicarmos uma tensão contínua entre os eletrodos da lâmpada preenchida com uma baixa atmosfera de criptônio, com isto obtemos uma grande quantidade de átomos de Ca neutros e ionizados produzidos por “sputtering”. Esta descarga produz um vapor atômico de alta densidade, que pode ser controlada através da corrente elétrica na lâmpada (densidade de 10^{10}cm^{-3} a uma corrente de 30mA), com população na maioria dos níveis eletrônicos do átomo, possibilitando o estudo de transições entre níveis excitados. Através do Efeito Optogalvânico [45], tais lâmpadas permitem a detecção de transições com alta sensibilidade. Experimentalmente, um sinal de EIT é observado monitorando-se a transmissão do feixe de prova, porém em nosso trabalho apresentaremos também o monitoramento da fluorescência e a detecção inédita de EIT através do sinal optogalvânico.

5.3 Efeito optogalvânico

A interação de radiação ressonante com átomos e moléculas presentes em uma descarga elétrica podem induzir variações nas propriedades elétricas da descarga, causando um aumento ou um decréscimo na condutividade da mesma. Este efeito, denominado efeito optogalvânico, foi descrito pela primeira vez por Penning (1928) que notou uma variação na impedância de uma descarga de neônio, e tem sido estudado nos últimos anos, mostrando que esta técnica é muito poderosa para a investigação de transições fracas de espécies moleculares e atômicas [45, 46]. Quando um laser ressonante com uma transição do Ca interage com os átomos de Ca presentes na descarga da lâmpada, os átomos presentes no plasma são excitados e isto modifica a impedância na lâmpada. Em descargas de catodo oco, dois mecanismos principais são responsáveis por esse efeito [45]. No primeiro, a variação da impedância é provocada por uma mudança na temperatura dos elétrons, causadas por colisões com átomos excitados pelo laser. Ou seja, ocorre uma transferência de parte da energia dos fótons para os elétrons via colisões com átomos excitados. Já no segundo processo, colisões com os elétrons podem causar a ionização desses átomos. Em uma primeira aproximação, o sinal optogalvânico (SOG) é proporcional a variação na densidade atômica no nível sendo excitado pelo laser, não importando qual mecanismo está causando a mudança na impedância da descarga, sendo portanto uma técnica de extrema importância para investigações espectroscópicas. Uma variação na impedância da descarga se traduz em uma variação na queda da tensão na lâmpada, visto que a fonte irá manter uma corrente fixa. Para correntes de algumas dezenas de mA, a queda de tensão na lâmpada é da ordem de 100V; no entanto a variação na tensão causada pela excitação laser, o SOG, é tipicamente da ordem de algumas dezenas de μV , podendo chegar a algumas dezenas de mV, dependendo da transição atômica considerada, da corrente na lâmpada e da intensidade do laser. Como a variação do SOG é muito pequena deve-

mos utilizar um amplificador “lock-in” para realizarmos uma detecção bem sensível deste sinal. Na detecção deste sinal utilizamos um chopper para modular a amplitude do laser a uma dada frequência f (no nosso caso, 2 kHz) e utilizamos esta frequência como referência no “lock-in”. Na entrada do “lock-in” colocamos o sinal proveniente da lâmpada e como o “lock-in” considera o sinal de referência do chopper, o mesmo irá amplificar o sinal vindo da lâmpada exatamente com esta frequência de 2 kHz, ou seja, o sinal causado pela interação do vapor atômico com o laser modulado. Isto nos fornecerá então o sinal optogalvânico da lâmpada de catodo oco [46] que será apresentado no decorrer deste capítulo.

5.4 Lasers

No experimento implementado utilizamos lasers bem diferentes pois precisávamos acessar transições do Ca em comprimentos de onda distintos. Vamos então nesta seção descrever, resumidamente, as fontes de radiação laser utilizadas em nosso experimento assim como a cavidade utilizada para dobrar em frequência o laser de Titânio-Safira.

5.4.1 Laser de corante

No experimento foi utilizado um laser de corante comercial (Coherent CR-699) com Rodamina 590 bombeado por um laser de argônio (Ar^+) multi-linha com maior intensidade por volta de 514 nm e 6 watt de potência, fornecendo aproximadamente 500 mW de potência na saída do laser em 586 nm. Este laser possui uma largura de linha menor que $1MHz$, podendo sua frequência ser varrida em intervalos de 30GHz. Na lâmpada, a potência disponível é de até 200 mW. Sendo então possível acessarmos a transição $^1P_1^0 \rightarrow ^1D_2$ e fazermos extensas varreduras em torno da ressonância desta transição.

5.4.2 Laser de Ti-Safira

No experimento utilizamos também um laser de Ti:Safira construído no grupo [47]. Neste laser, o meio de ganho é um cristal de safira dopado com titânio. O laser de bombeio utilizado é novamente um laser de argônio e a cavidade utilizada é do tipo anel, composta por quatro espelhos, como está esquematizado na Figura 5.3 [47]. Uma cavidade em anel é utilizada para evitar mais potência em uma única direção, e evitar o efeito de “*hole burning spacial*” que prejudica a oscilação em única frequência em cavidades lineares [1]. Para estabelecer um único sentido de propagação e possibilitar o controle da sintonia em frequência, alguns componentes óticos são inseridos na cavidade do laser. Estes componentes são: um diodo óptico, um filtro birrefringente e um etalon fino. A sintonia fina do laser é proporcionada pelo posicionamento preciso de um dos espelhos da cavidade (*tweeter*) sobre um transdutor piezo-elétrico (PZT).

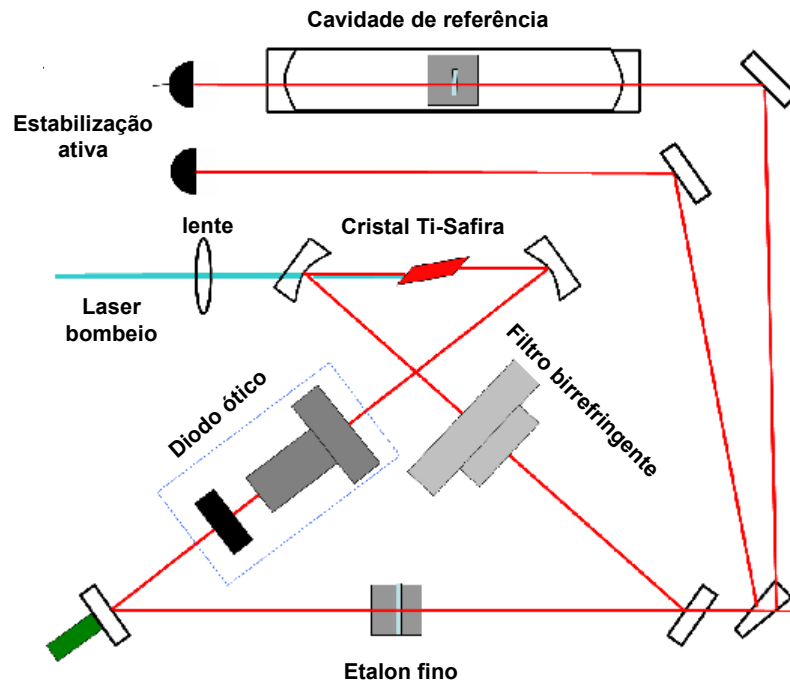


Figura 5.3: Esquema da cavidade utilizada no laser Ti:Safira.

5.4.3 Cavity duplicadora

A transição de Ca que queremos acessar é a transição $^1S_0 \rightarrow ^1P_1^0$, que está na região azul do espectro (423 nm). O laser de Titânio-Safira em 846 nm, é então injetado em uma cavidade duplicadora que utiliza as propriedades não-lineares de um cristal de KNbO_3 para a geração do segundo harmônico [48–52]. O laser duplicado em frequência tem comprimento de onda de 423 nm com aproximadamente 25 mW de potência.

5.5 Experimento

Nesta seção após termos descrito a lâmpada, que é o meio onde observaremos o sinal de EIT, os lasers e o sinal optogalvânico, iremos descrever a montagem experimental assim como as diferentes formas de observarmos o sinal de EIT (fluorescência, feixe transmitido e sinal optogalvânico). Começaremos descrevendo o aparato experimental.

5.5.1 Aparato experimental

O aparato experimental utilizado no experimento está ilustrado na Figura 5.4, onde os feixes de laser com comprimentos de onda 423 nm e 586 nm contrapropagantes incidem na lâmpada com polarizações ortogonais. O laser azul em 423 nm passa por um chopper cujo sinal de referência é enviado ao amplificador “lock-in”. Através das placas de $\lambda/2$ podemos controlar a potência de azul e amarelo que está incidindo na lâmpada. Além da detecção optogalvânica, contamos com duas detecções óticas de absorção. No detector 1 (Det1) observamos o feixe azul transmitido e no Det2 a fluorescência que ocorre próximo aos anodos, devido a absorção proveniente do laser azul, sendo este sinal focalizado pela lente no fotodetector.

A lâmpada é conectada a uma fonte de corrente (Fonte de tensão estabilizada Modelo TC 400-0015) através de um resistor de lastro R_b , cuja finalidade é estabilizar a descarga. Valores mínimos do resistor de lastro (resistor de Ballast) são limitados por instabilidades da descarga e valores máximos são limitados pela capacidade da fonte de corrente. Sendo este resistor de extrema importância pois afeta o nível de ruído e também altera a magnitude do sinal optogalvânico. Os dois cubos polarizadores que aparecem na figura são utilizados para incidirmos os feixes na lâmpada com polarizações perpendiculares. Os dois feixes colimados possuem um raio de 1,5 mm ao entrarem na lâmpada.

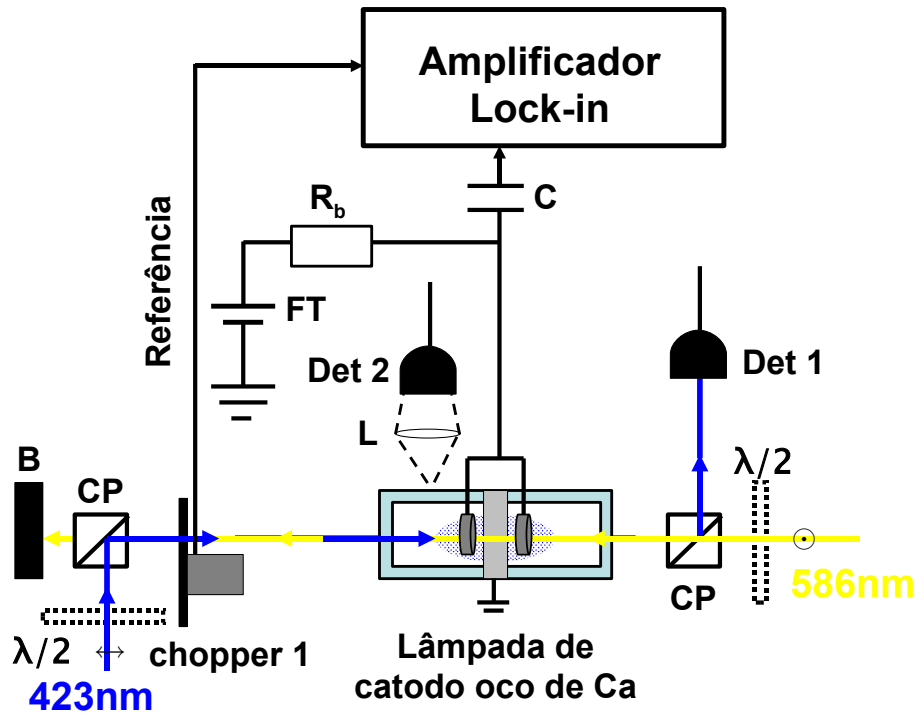


Figura 5.4: Esquema do experimento implementado para a observação do sinal de EIT na lâmpada de cátodo oco de Ca. Sendo R_b o resistor de lastro, C um capacitor, FT a fonte de tensão, L uma lente, CP cubos polarizadores, B um obstáculo e Det 1,2 fotodetetores.

5.6 Resultados Experimentais

5.6.1 Medida variando a intensidade do laser de acoplamento

Inicialmente fizemos as medidas considerando o laser de acoplamento 586 nm (laser de corante) em ressonância com a transição ($^1P_1 \rightarrow ^1D_2$) e varremos o laser de prova 423 nm (Titânio-Safira dobrado em frequência) em torno da ressonância em aproximadamente 5 GHz. Na ausência do laser amarelo, observamos nas três curvas de absorção um perfil Doppler gaussiano de largura de aproximadamente 1,5 GHz. A medida que o laser de prova se aproxima da ressonância a absorção aumenta. A fluorescência a partir do estado $^1P_1^0$ então aumenta, indicando o aumento da absorção, enquanto que a luz transmitida diminui. Por sua vez, o sinal optogalvânico correspondente diminui, caracterizando uma diminuição na impedância da lâmpada como ilustra a Figura 5.5.

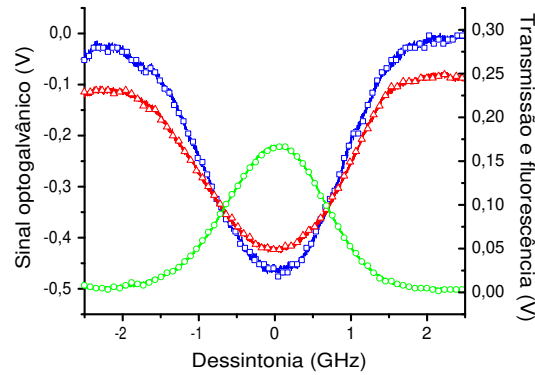


Figura 5.5: Sinal de absorção considerando 170 mW/cm² (2,9 I_{az}) de azul e 10 mA de corrente em função da dessintonia δ do laser de prova azul, na ausência do amarelo. Sendo a curva azul (□) o sinal optogalvânico, a vermelha (△) o sinal de transmissão e a verde (○) o de fluorescência. Intensidade de saturação do azul (I_{az})=59mW/cm² e do amarelo I_{am} =6,8mW/cm².

Para uma intensidade de 170 mW/cm² de azul e 10 mA de corrente na lâmpada, obtivemos sinais típicos de EIT para diferentes intensidades do laser de acoplamento

como podemos observar na Figura 5.6 através das curva em azul, vermelho e verde.

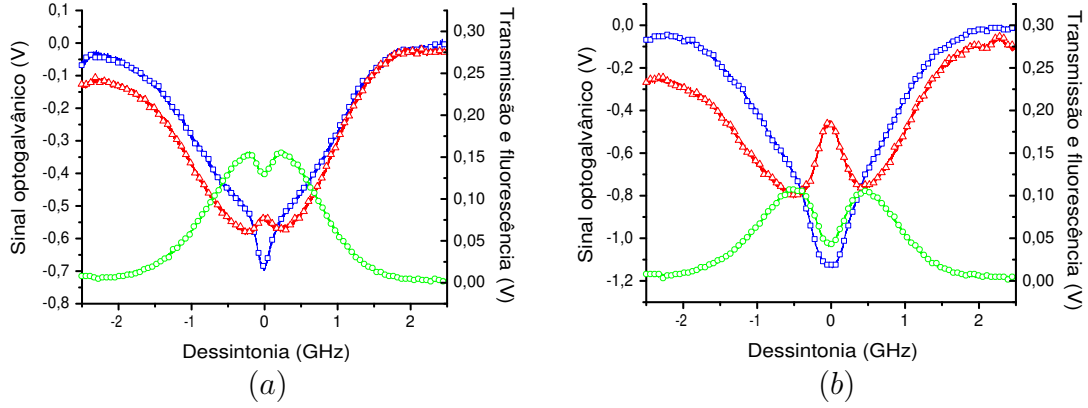


Figura 5.6: Sinal de EIT considerando 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e 10 mA de corrente, em função da dessintonia δ do laser de prova azul. Sendo a curva azul ($\square$) o sinal optogalvânico, a vermelha ($\triangle$) o de transmissão e a verde ($\circ$) o de fluorescência. Em (a) 71 mW/cm^2 de amarelo ($10,4 I_{am}$) e em (b) 2971 mW/cm^2 ($437 I_{am}$) de amarelo. Intensidade de saturação do azul: 59 mW/cm^2 .

- Sinal de transmissão

A curva em vermelho nos fornece o sinal de transmissão do laser em 423 nm . Para uma intensidade de 71 mW/cm^2 de amarelo, observamos que o sinal de transmissão diminui, ou seja, aumenta a absorção quando a dessintonia do laser diminuiu. Porém, em torno da ressonância, observamos um aumento da transmissão do laser azul. Quando aumentamos a intensidade para 2971 mW/cm^2 , temos um aumento da profundidade do sinal de EIT, ou seja um maior cancelamento da absorção, chegando a cancelar 69% desta absorção.

- Sinal da fluorescência

A curva em verde nos mostra a fluorescência do laser na região próxima aos anodos. Neste caso, para uma intensidade de 71 mW/cm^2 temos um aumento do sinal de fluorescência quando diminuimos a dessintonia do laser azul. No entanto, próximo à

ressonância, ocorre uma redução do sinal de fluorescência caracterizando o sinal de EIT. Analisando a fluorescência ao invés do sinal transmitido chegamos a ter até 76% de cancelamento da absorção na presença do feixe de prova. Um fato importante que podemos observar ao analisarmos estas curvas é que no regime de EIT, onde ocorre uma redução no sinal de absorção dos feixes, o sinal optogalvânico sofre um diminuição adicional, ou seja, a impedância nos dá uma mudança proveniente de EIT contrária a observada no sinal ótico transmitido e na fluorescência (aumento do sinal ao invés da redução).

- Sinal optogalvânico

A curva em azul nos mostra o sinal optogalvânico na lâmpada. No caso onde temos uma intensidade de 71 mW/cm^2 de amarelo, na ressonância, o sinal optogalvânico exibe um pico Lorentziano, que se superpõe ao formato gaussiano da curva do sinal optogalvânico na ausência de amarelo. É possível notar que na presença do feixe amarelo temos um aumento na amplitude do sinal optogalvânico devido ao surgimento do pico na ressonância, caracterizando assim a condição de EIT. Quando aumentamos a intensidade do laser amarelo observamos um aumento considerável na largura e no tamanho deste pico no sinal optogalvânico.

Em EIT, a impedância da lâmpada sofre uma diminuição ainda maior, mesmo ocorrendo uma redução da absorção.

Estudamos como a largura do sinal de EIT para os sinais optogalvânico, ótico transmitido e de fluorescência mudam quando consideramos diferentes valores de intensidades do laser de acoplamento. Além disso, analisamos também como a porcentagem de EIT (ou cancelamento da absorção) muda quando aumentamos a intensidade do feixe de acoplamento. Aqui, definiremos a largura do sinal de EIT como sendo a largura a meia altura dos picos ou vales de EIT nas curvas de absorção, como mostrado

na Figura 5.7. A porcentagem de EIT é definida como a diferença percentual do valor total na ressonância entre os casos com e sem o laser amarelo de acoplamento.

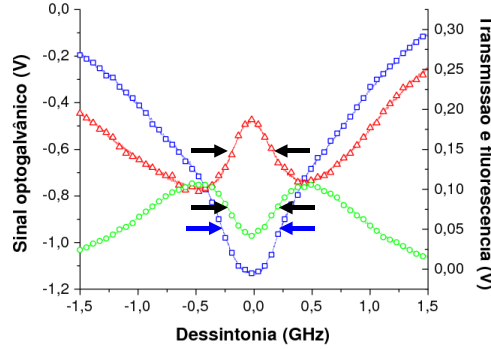


Figura 5.7: Sinais de EIT com suas respectivas larguras a meia altura indicadas pelas setas. Sendo a curva azul (□) o sinal optogalvânico, a vermelha (△) o de transmissão e a verde (○) o de fluorescência.

Vamos começar analisando como a largura do sinal optogalvânico muda quando variamos a intensidade do laser 586 nm. Quando consideramos uma intensidade de 170 mW/cm^2 de azul e 10 mA de corrente, variando a intensidade de amarelo observamos que a largura do sinal optogalvânico aumenta até um valor de aproximadamente 900 MHz, como ilustra a curva preta da Figura 5.8. A curva tem um comportamento como se fosse saturar neste ponto, ou seja para intensidades maiores não teríamos um alargamento do sinal; o que é surpreendente pois deveria continuar aumentando até passarmos para o regime do dubleto de Autler-Townes, o qual não foi possível observarmos pois não tínhamos potência suficiente do laser amarelo. Ao realizarmos a mesma medida mudando somente a intensidade do laser azul para 85 mW/cm^2 , observamos o mesmo comportamento anterior porém os valores das larguras são praticamente metade do que tínhamos antes, o que era de se esperar pois neste caso podemos considerar um alargamento por potência de azul, como ilustra a curva cinza da Figura 5.8. Neste segundo caso, a saturação da largura com potência do laser amarelo é ainda mais evidente.

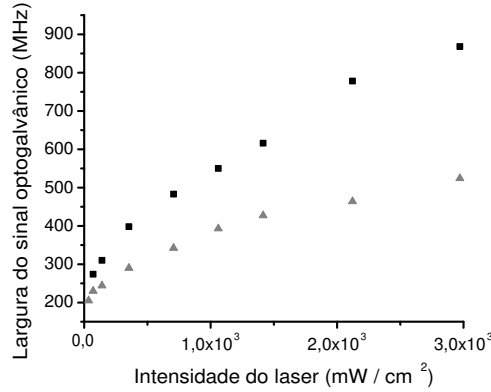


Figura 5.8: Largura do sinal optogalvânico do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 586 nm. A curva preta é (□) correspondente a medida de 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e a curva em cinza (△) correspondente a 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 40MHz.

Considerando o sinal ótico transmitido temos um comportamento similar ao apresentado no caso do sinal optogalvânico, como ilustrado na Figura 5.9. No entanto as larguras observadas no sinal ótico são aproximadamente metade dos valores obtidos para o sinal optogalvânico, chegando até 400 MHz para o caso de 170 mW/cm^2 de azul e em aproximadamente 300 MHz para o caso de 85 mW/cm^2 .

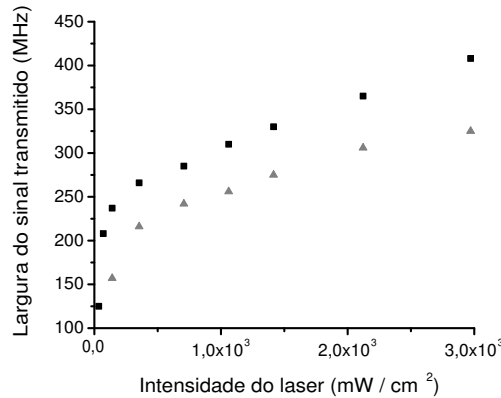


Figura 5.9: Largura do sinal ótico transmitido do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 586 nm. Sendo a curva preta (□) correspondente a 170 mW/cm^2 ($2,9 I_{az}$) de azul e a cinza (△) correspondente a 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 14MHz.

É importante ressaltar que a largura a meia altura calculada no caso do sinal optogalvânico não é bem definida devido ao fato de neste caso termos a superposição

de uma gaussiana e uma lorentziana, o que dificulta definirmos quem é de fato a largura a meia altura da curva. Principalmente para intensidades mais altas do laser de acoplamento, como pode ser visto na Figura 5.6 (b).

Para o sinal de fluorescência temos um alargamento do sinal ao aumentarmos a intensidade do laser amarelo, e um fato interessante é que os valores de largura são parecidos com aqueles obtidos para o sinal ótico transmitido, como ilustra a Figura 5.10. Novamente temos uma largura máxima de aproximadamente 400 MHz para 170 mW/cm² de azul e 300 MHz para 85 mW/cm² de azul.

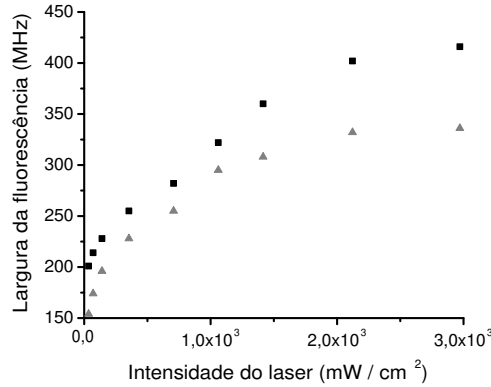


Figura 5.10: Largura da fluorescência do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser de acoplamento. Sendo a curva preta ($\square$) correspondente a 170 mW/cm² ($2,9 I_{az}$) de azul e a cinza ($\triangle$) correspondente a 85 mW/cm² ($1,4 I_{az}$) de azul. Barra de erro de 14MHz.

As menores larguras medidas são da ordem de 125 MHz. Apesar de sub-Doppler, estas larguras são de três a quatro vezes maiores do que a largura natural do estado intermediário $^1P_1^0$. Estas larguras mínimas de EIT estão próximas das larguras medidas em espectroscopia de absorção saturada realizadas em lâmpadas de cátodo similares [44]. Estas medidas de absorção saturada indicaram que em lâmpadas de cátodo oco, as transições são fortemente alargadas por colisões dos átomos de Ca com os átomos do gás de fundo (Kr).

De maneira geral, haverá uma diferença entre as larguras medidas nos três sinais: optogalvânico, fluorescência e transmissão. Isto ocorre porque estes sinais monitoram

a absorção do laser azul ao longo de posições diferentes dentro da lâmpada. O sinal de transmissão corresponde à absorção ao longo de todo o comprimento da lâmpada; o sinal optogalvânico reflete a absorção entre os eletrodos da lâmpada e a fluorescência fornece a absorção entre o primeiro anodo e o catodo da lâmpada. Para correntes maiores (maior densidade ótica) as diferenças de largura dos três sinais são mais destacadas.

Porcentagem de EIT

Analisando as curvas desta medidas foi possível observarmos um cancelamento máximo de 69% da absorção do laser 423 nm no caso onde analisamos o feixe de prova transmitido e 76% quando analisamos a fluorescência na lâmpada a uma intensidade de 170 mW/cm² de azul. Para o caso onde consideramos 85 mW/cm² de azul obtivemos até 49% de cancelamento da absorção a partir do laser transmitido e 68% a partir da fluorescência, como podemos verificar na Figura 5.11.

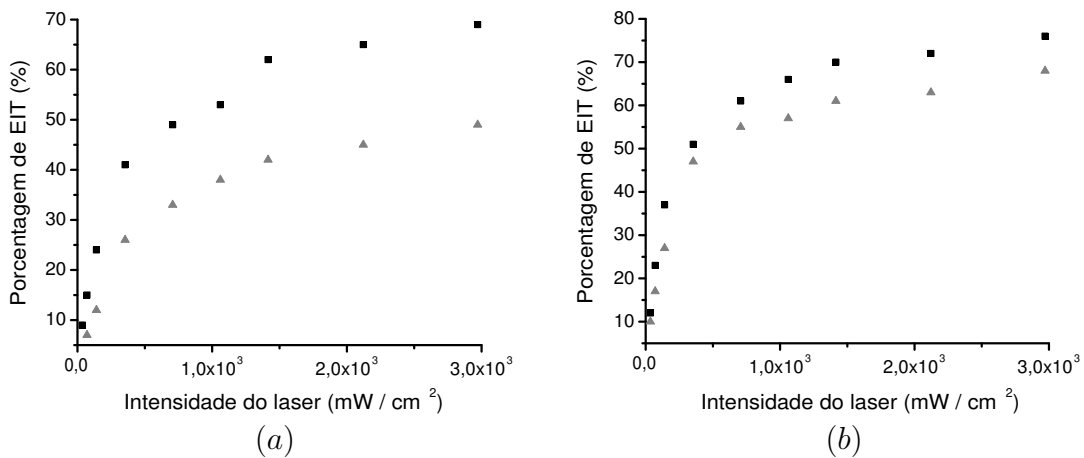


Figura 5.11: Porcentagem de EIT observada quando consideramos diferentes intensidades do laser 586 nm e 10 mA. (a) EIT observada a partir da transmissão do laser 423 nm e (b) EIT observada a partir da fluorescência do laser 423 nm. Para intensidades do laser de prova de 170 mW/cm² (2,9 I_{az}) dado pela curva preta (□) e 85 mW/cm² (1,4 I_{az}) dado pela curva cinza (△). Barra de erro de 14MHz.

Podemos observar também que quando consideramos uma intensidade de 170 mW/cm² de azul conseguimos um melhor sinal de EIT. A diferença na porcentagem de EIT obtida vista a partir do sinal ótico transmitido comparado ao observado no caso onde analisamos a fluorescência pode, assim como a diferença em larguras, ser explicada pelo fato destes sinais monitorarem a absorção do laser de prova ao longo de diferentes comprimentos de propagação dentro da lâmpada.

5.6.2 Medida variando a intensidade do laser de prova

Nesta seção, estudamos novamente a largura e a profundidade do sinal de EIT, mas aqui variamos a intensidade do laser de prova (423 nm), ao invés da intensidade do laser de acoplamento e consideramos 707 mW/cm² de amarelo, 10 mA de corrente e uma varredura do laser azul de 5 GHz. Nesta medida obtivemos sinais de EIT como os ilustrados na Figura 5.12 pelas curvas em azul ($\square$), verde ($\circ$) e vermelho ($\triangle$).

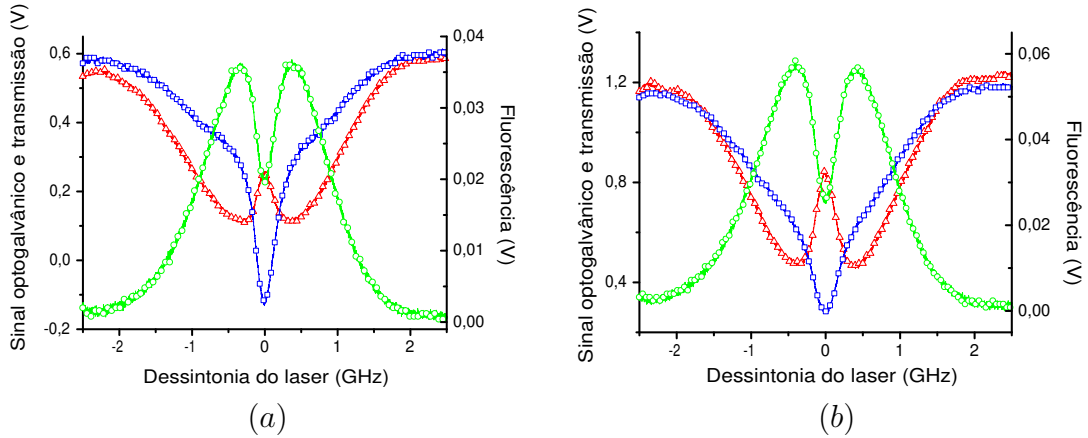


Figura 5.12: Sinal de EIT considerando 707 mW/cm² de amarelo ($104 I_{am}$), 10 mA de corrente e uma varredura de 5 GHz, em função da dessintonia δ do laser de prova. Em (a) 85 mW/cm² de azul ($1,4 I_{az}$) e em (b) 198 mW/cm² ($3,4 I_{az}$) de azul.

Considerando inicialmente o sinal optogalvânico é possível observarmos que a largura do sinal aumenta quase que linearmente, como ilustra a curva (a) da Figura

5.13, sem indicar uma saturação como vimos para diferentes intensidades do laser amarelo. Considerando agora o sinal transmitido notamos que a largura aumenta novamente quase que linearmente sem a saturação que havíamos observado anteriormente também. Este aumento da largura do sinal ótico transmitido pode ser vista na curva (b) da Figura 5.13.

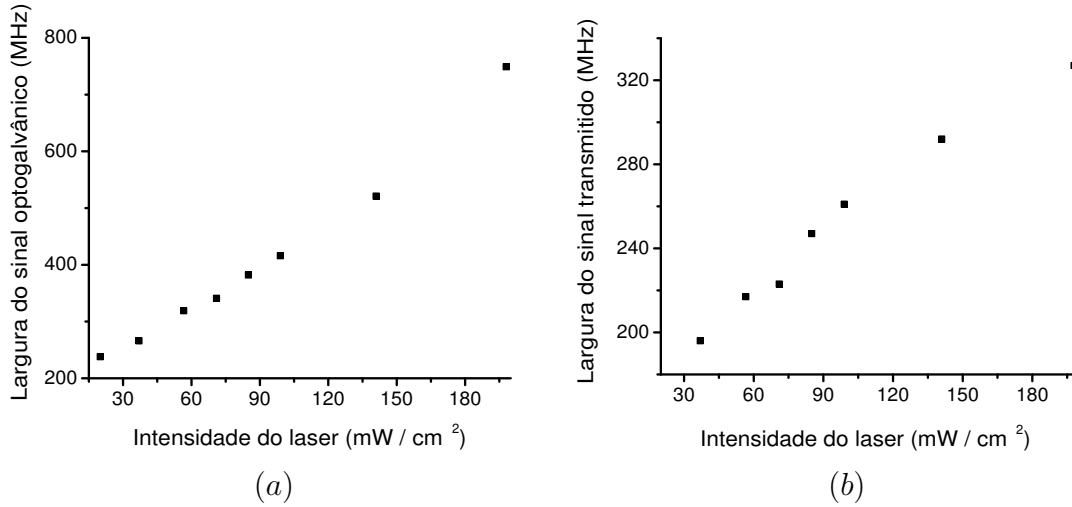


Figura 5.13: Largura do sinal optogalvânico e do sinal transmitido do laser 423 nm para diferentes intensidades do laser 423 nm considerando 707 mW/cm² (104 I_{am}) de amarelo e 10 mA. (a) Curva do sinal optogalvânico com barra de erro de 40MHz e (b) Curva do sinal transmitido com barra de erro de 14MHz.

Para o sinal da fluorescência, notamos que para valores baixos de intensidade do azul esta largura não muda muito. Ao contrário do sinal optogalvânico e da transmissão, a fluorescência mostra uma saturação, como ilustra a curva (a) da figura 5.14. A partir da fluorescência foi possível também calcularmos a porcentagem de EIT obtida no experimento, onde foi possível cancelarmos até 70% da absorção do laser azul, como podemos verificar através da curva (b) da Figura 5.14.

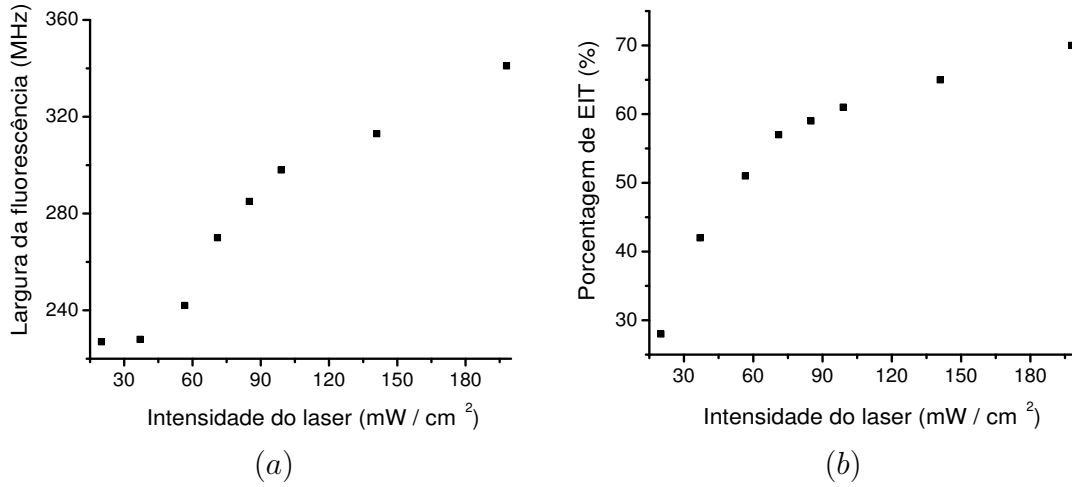


Figura 5.14: Largura da fluorescência e porcentagem de EIT, considerando 707 mW/cm² (104 I_{am}) de amarelo e 10 mA, vistos a partir da fluorescência para diferentes intensidades do laser 423 nm. (a) Curva da fluorescência e (b) Curva da porcentagem de EIT. Barra de erro de 14MHz.

5.6.3 Medida variando a corrente na lâmpada

Outra medida interessante que decidimos fazer foi mudar a corrente na lâmpada, pois desta forma mudamos a densidade de átomos dentro da lâmpada e podemos notar como isto muda a largura dos sinais. A intensidade do laser azul foi ajustada para 85 mW/cm² e a do amarelo para 707 mW/cm². Para uma corrente de 10 mA temos nos três sinais um sinal característico de EIT superposto à gaussiana Doppler da absorção, similarmente ao resultado analisado na Subseção 5.6.2, e como ilustra na Figura 5.15(a). A 50 mA de corrente, o meio atômico é óticamente muito denso e nenhuma luz é transmitida, mesmo na presença do laser de acoplamento amarelo. O sinal de transmissão é nulo para uma larga faixa de frequências do laser de prova azul. O sinal de fluorescência indica que alguma luz azul consegue penetrar na região entre o primeiro anodo e o catodo, e a absorção do laser azul é parcialmente cancelada pelo laser amarelo. O perfil do sinal optogalvânico é completamente diferente daquele visto a correntes menores. Aqui não observamos o pedestal gaussiano do perfil Doppler.

A medida que o laser de prova se aproxima da ressonância, o sinal optogalvânico aumenta (em magnitude), mas passa a cair logo depois, como vemos na Figura 5.15. Isto porque quanto menor a dessintonia do laser azul, maior sua absorção antes do primeiro anodo e uma menor quantidade de luz existe entre os eletrodos para gerar o sinal optogalvânico. Na ausência do laser amarelo, o sinal optogalvânico é plano ao redor da ressonância. Na presença do laser amarelo, a absorção do laser de prova diminui, quando próximo da ressonância, e mais luz passa a propagar na região entre os eletrodos. Observamos então um forte pico no sinal optogalvânico na ressonância.

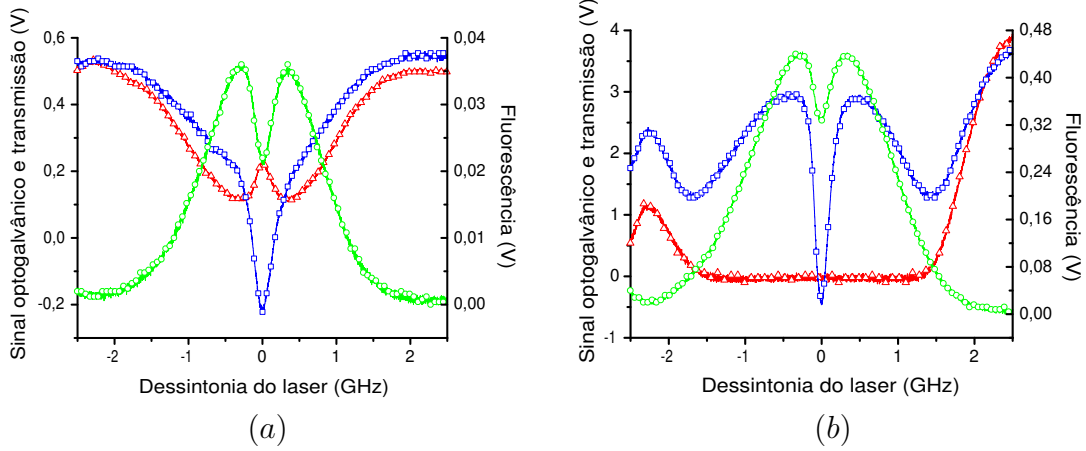


Figura 5.15: Sinais de EIT para diferentes correntes na lâmpada considerando uma varredura de 5 GHz do laser de prova azul (dessintonia δ), a uma intensidade de azul de 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) e de 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo. (a) Curva para 10 mA de corrente e (b) Curva para 50 mA de corrente, com os sinais óticos com um fator de 10 para melhor visualização.

A análise da largura será possível apenas nos sinais optogalvânico e de fluorescência devido ao fato do sinal ótico desaparecer no caso de correntes altas, e desta forma não nos fornecer nenhuma informação extra sobre o sistema. As Figuras 5.16 e 5.17 mostram a largura dos sinais de fluorescência e optogalvânico, assim como a porcentagem de EIT na fluorescência, em função da corrente na lâmpada. Observamos que mudando a corrente da lâmpada temos um estreitamento da largura do sinal optogalvânico assim como da fluorescência; para correntes de 50 mA obtivemos larguras da

ordem de 200 MHz. Este comportamento da largura é compatível com os resultados descritos na seção anterior. Ao aumentarmos a corrente, aumentamos a densidade atômica do meio e uma menor intensidade do laser de prova atinge a região entre os eletrodos. Como vimos na seção anterior, a largura dos sinais de transparência diminui com a intensidade do laser azul. Com relação a porcentagem de EIT, tivemos também uma redução do sinal de EIT pois aumentando a corrente, aumentamos a densidade e temos uma maior absorção no meio, como podemos ver na Figura 5.17.

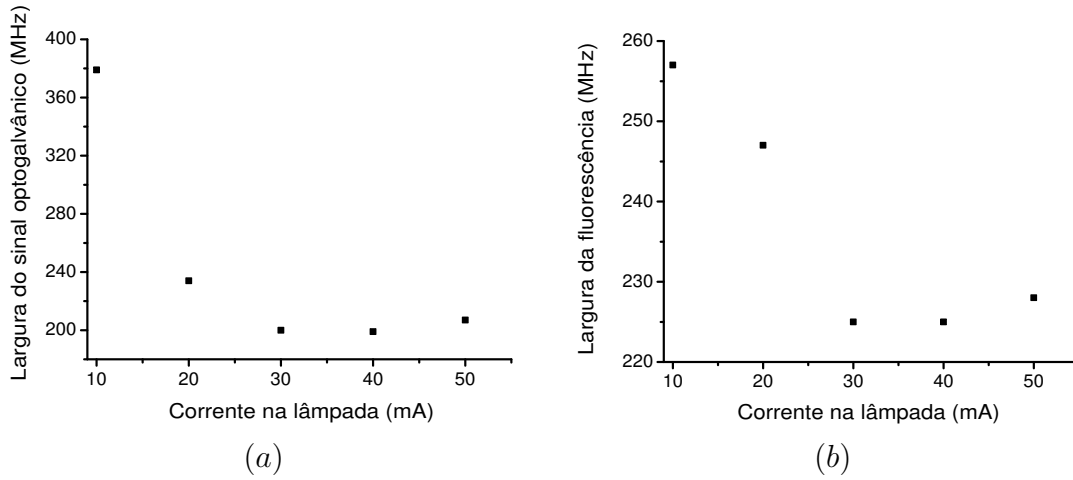


Figura 5.16: Largura dos sinais optogalvânico e de fluorescência para diferentes correntes e intensidades de 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul e 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo. (a) curva do sinal optogalvânico com um erro de 40MHz e (b) curva da fluorescência com um erro de 14MHz.

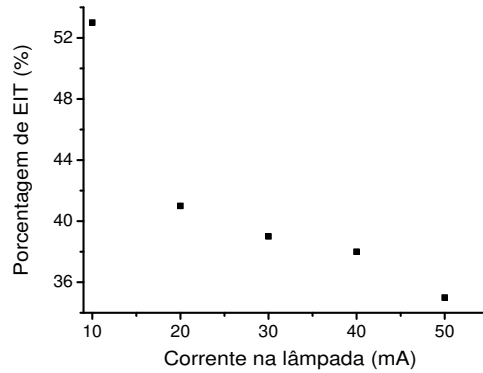


Figura 5.17: Porcentagem de EIT considerando diferentes correntes. Barra de erro de 14MHz.

5.6.4 Medida varrendo o laser de acoplamento

Nesta seção analisaremos medidas considerando a varredura do laser de acoplamento 586 nm, para diferentes intensidades de amarelo, 113 mW/cm² de azul e 25 mA. O laser azul (com chopper) foi mantido fixo em frequência na ressonância e o laser amarelo foi detectado. Assim, temos:

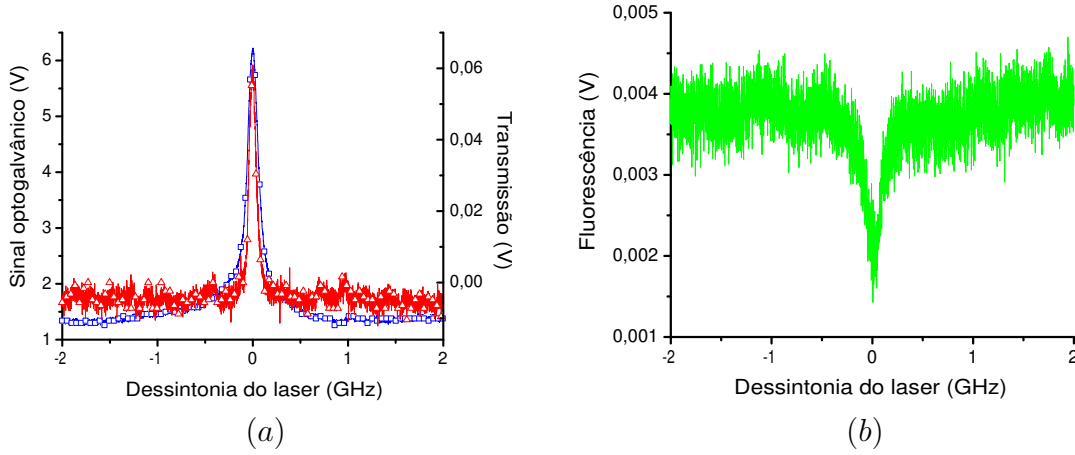


Figura 5.18: Sinal de EIT em função da dessintonia do laser 586 nm (Δ), com 113 mW/cm² (1,9 I_{az}) de azul, 354 mW/cm² (52 I_{am}) de amarelo e 25 mA. Em (a) Curva dos sinais optogalvânico (azul com $\square$) e de transmissão (vermelha com Δ) e em (b) curva da fluorescência (em verde).

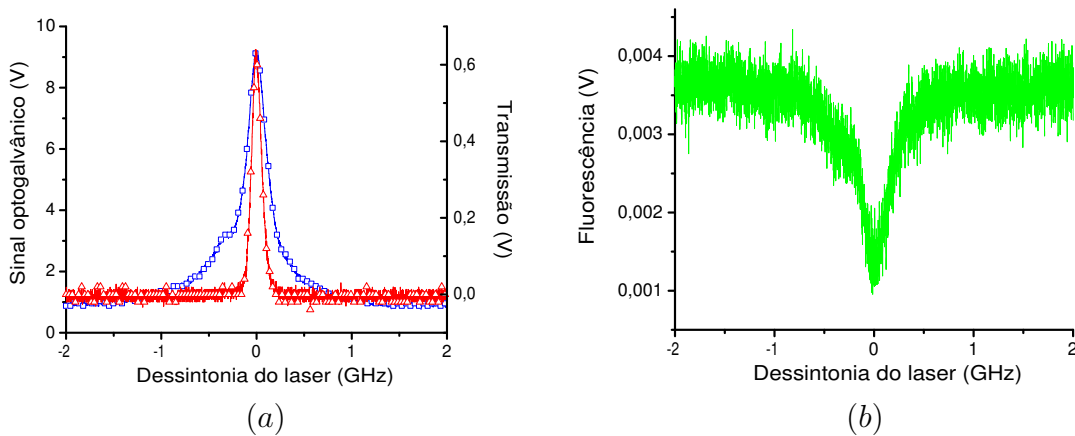


Figura 5.19: Sinal de EIT em função da dessintonia do laser 586 nm (Δ), para 113 mW/cm² (1,9 I_{az}) de azul, 2.546 mW/cm² (374 I_{am}) de amarelo e 25 mA. Em (a) Curva dos sinais optogalvânico (azul com $\square$) e de transmissão (vermelha com Δ) e em (b) curva da fluorescência (verde).

- Sinal optogalvânico

A curva azul da Figura 5.18(a) nos mostra um sinal optogalvânico para cima, contrário ao que tínhamos visto até agora, o que corresponde a um aumento da impedância da lâmpada na ressonância. Na ausência do laser azul, observamos um sinal optogalvânico também positivo com largura Doppler de 1,5 GHz, mas aproximadamente 80 vezes menor em amplitude do que o mostrado na Figura 5.18(a). Neste sinal optogalvânico, o pedestal Doppler gaussiano é muito pequeno por tratar-se de uma transição fraca entre estados excitados. A componente do sinal devido à EIT prevalece e o sinal observado se aproxima mais de uma lorentziana. Aumentando a intensidade do laser amarelo para 2.546 mW/cm² notamos um alargamento do sinal e um aumento em sua amplitude [ver Figura 5.19(a)].

- Sinal de transmissão

Analisando agora a curva vermelha observamos que no momento em que o laser amarelo está fora da ressonância não temos transmissão do laser azul e nenhuma luz chega no fotodetector, o que era de se esperar já que o laser está sendo absorvido. Quando a dessintonia do laser amarelo é zero, temos um aumento da transmissão como ilustrado na curva da Figura 5.18(a). Este aumento da transmissão que ocorre corresponde ao efeito de EIT no meio, no entanto não temos a curva característica porque a varredura que está sendo realizada é a do laser de acoplamento. Ao aumentarmos a intensidade do laser amarelo para 2.546 mW/cm², aumentamos a amplitude do sinal transmitido em até 10 vezes [Figura 5.19 (a)], o que nos mostra que conseguimos aumentar e muito o cancelamento da absorção.

- Sinal de fluorescência

Analisando agora a curva verde podemos observar o sinal da fluorescência também está invertido em relação àqueles da Figura 5.6. Isto porque agora a varredura em

freqüência é a do laser 586 nm, e portanto quando estamos na ressonância diminuimos a absorção e conseqüentemente o sinal de fluorescência. Para uma intensidade 354 mW/cm² do laser amarelo temos uma redução da absorção e portanto uma redução da fluorescência, como mostra a curva da Figura 5.18 (b). Aumentando a intensidade para 2.546 mW/cm², este sinal é alargado e sua profundidade aumenta indicando que temos uma redução ainda maior da absorção, que caracteriza um melhor sinal de EIT [ver Figura 5.19 (b)].

A seguir, analisamos o comportamento do sinal de EIT (largura e profundidade) observado desta maneira em função da intensidade do laser amarelo de acoplamento. No caso do sinal optogalvânico vemos que a largura aumenta quase linearmente e não vemos uma saturação desta curva como observávamos no caso em que varriamos a freqüência do laser azul. As larguras observadas aqui são bem menores do que aquelas da Figura 5.8, onde o sinal optogalvânico é obtido varrendo-se o laser azul.

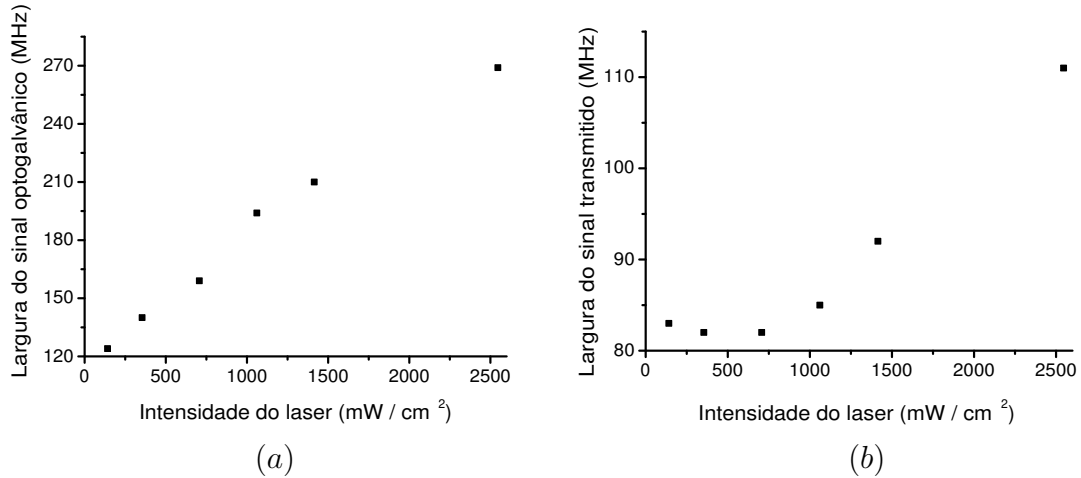


Figura 5.20: Largura dos sinais optogalvânico e transmitido para diferentes intensidades do laser em 586 nm. (a) Curva do sinal optogalvânico com um erro de 40MHz e (b) curva do sinal ótico transmitido com um erro de 14MHz.

Estas diferenças em largura podem ser explicadas pela ausência do pedestal Doppler no espectro optogalvânico, o que nos permitiu caracterizar a largura a meia altura do sinal com maior precisão. Já para o caso do sinal ótico transmitido temos um

comportamento um pouco diferente, pois para baixas intensidades a largura do sinal não muda muito. Ao continuarmos aumentando a intensidade começamos a ver um alargamento do sinal, e este alargamento é menos da metade da largura do caso optogalvânico.

O sinal de fluorescência tem um comportamento quase linear com relação a intensidade do laser amarelo, dando indícios de saturação para intensidades de aproximadamente 2.500 mW/cm^2 .

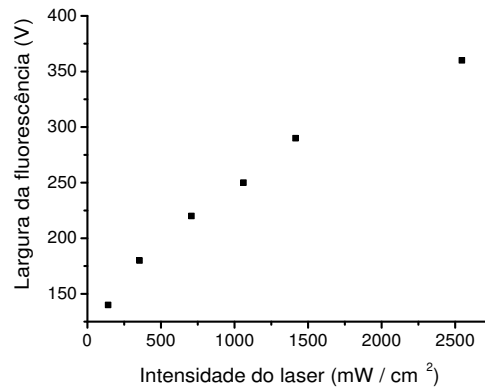


Figura 5.21: Largura da fluorescência para intensidades do laser 586 nm. Barra de erro de 14MHz.

Na análise de largura versus intensidade do laser amarelo feita na seção 5.6.1 observamos comportamentos e larguras semelhantes para os sinais transmitido e de fluorescência. Isso ocorreu por termos considerado uma corrente na lâmpada de apenas 10mA de modo que o meio atômico era óticamente fino.

Aqui, a corrente na lâmpada é de 25mA, correspondendo a um meio óticamente mais denso. Como os sinais optogalvânico, transmitido e de fluorescência monitoram a absorção do laser de prova ao longo de extensões diferentes dentro da lâmpada, para este meio mais denso, as diferenças entre os três sinais são mais destacadas. Por corresponder a uma distância de propagação maior, o sinal de transmissão é mais estreito que os demais. Já o sinal de fluorescência, que monitora a absorção ao longo da menor distância de propagação, é o mais largo.

5.6.5 EIT com feixes copropagantes

Na literatura a investigação de EIT em sistemas na configuração cascata é realizada sempre considerando feixes contrapropagantes pois desta forma reduzimos a largura Doppler residual [37]. Porém decidimos também fazer uma medida considerando os feixes copropagantes. Duas medidas foram feitas (uma com feixes contrapropagantes e outra copropagantes) onde consideramos intensidades de 85 mW/cm^2 de azul e 707 mW/cm^2 de amarelo e 10 mA de corrente.

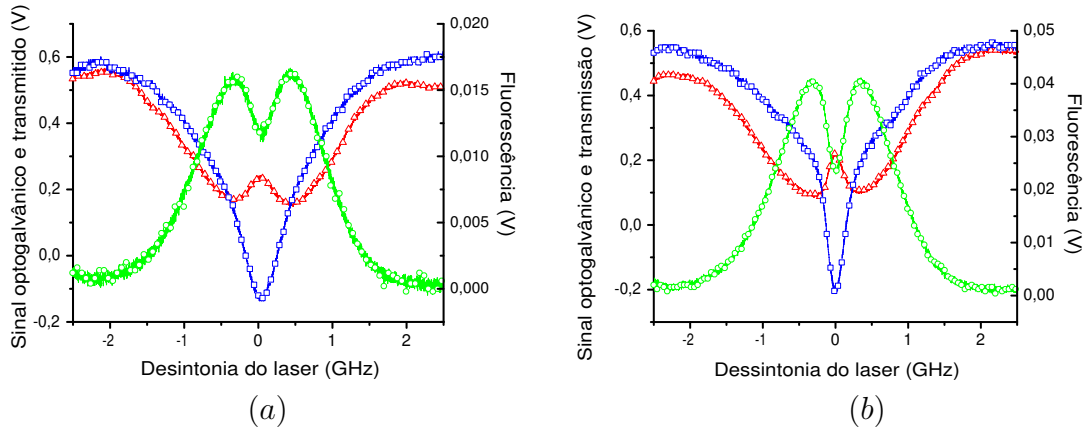


Figura 5.22: Sinais de EIT considerando um sistema cascata com 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul, 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA . (a) feixes copropagantes e (b) contrapropagantes.

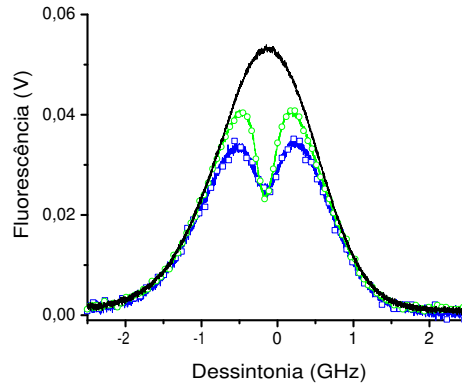


Figura 5.23: Sinais de fluorescência com 85 mW/cm^2 ($1,4 I_{az}$) de azul, 707 mW/cm^2 ($104 I_{am}$) de amarelo e 10 mA . Curva verde ($\circ$) corresponde a feixes contrapropagantes, azul ($\square$) a copropagantes e a preta medida sem amarelo. Curva azul com fator de 2.

Surpreendentemente, como podemos observar na Figura 5.22, observamos que a porcentagem de EIT permaneceu a mesma em ambas as configurações: 33% de EIT analisando o feixe transmitido e 55% analisando a fluorescência. É possível compararmos os sinais de fluorescência para estes dois casos na Figura 5.23 e desta forma verificarmos que realmente temos 55% de EIT neles. No caso copropagante, detectamos uma maior largura da janela de transparência.

5.7 Discussões

Pela análise realizada nos resultados obtidos nas medidas de EIT na lâmpada de catodo oco, vemos que o sinal optogalvânico nos traz uma nova opção para a detecção do efeito de EIT e além disso notamos que as lâmpadas de catodo oco são um ótimo ambiente para o estudo deste efeito coerente.

Na lâmpada, conseguimos observar EIT em sistema cascata em condições extremamente desfavoráveis de acordo com o modelo teórico do Capítulo 3. De acordo com a Figura 3.15 espera-se observar EIT em um sistema cascata no qual $\lambda_p < \lambda_c$ apenas para valores bastante elevados da frequência de Rabi ($\Omega_c \geq 30\gamma$). No nosso experimento, $\lambda_p = 0,7\lambda_c$ e um sinal claro de EIT foi observado para um valor estimado de $\Omega_c \leq 3\gamma$ no feixe amarelo de acoplamento. Além disso, EIT foi observada com feixes copropagantes. Nossos resultados sugerem que algum modelo teórico mais completo do que aquele do Capítulo 3 faz-se necessário para descrever EIT na lâmpada de catodo oco. Acreditamos que os resultados obtidos estejam associados a colisões entre os átomos de Ca e os átomos de Kr do gás de fundo da lâmpada. Estas colisões são do tipo que mudam a velocidade dos átomos de Ca (ver Apêndice A), redistribuindo-os nas diferentes classes de velocidades. Esta redistribuição possivelmente leva a uma redução do efeito Doppler sobre a EIT.

Conclusões

Podemos então concluir que para o caso de sistemas de três níveis, considerando átomos parados, o sistema mais propício de observarmos EIT é o sistema Λ , pois neste caso a uma frequência $\Omega = 0,3\gamma$ temos um sinal estreito e com maior profundidade do que nos demais sistemas. Com relação a inclinação das curvas de dispersão podemos também concluir que o sistema que nos fornece a curva de dispersão com maior inclinação foi o sistema Λ para $\Omega = 0,3\gamma$, sendo possível chegarmos a velocidades mais baixas, ou seja, sob a condição de EIT, a propagação da luz no meio se dá com velocidades extremamente baixas e mínima absorção.

Com relação a dependência do sinal de EIT em relação ao comprimento de onda relativo entre os feixes de prova e acoplamento em um meio com alargamento Doppler chegamos a conclusão que no regime $k_p < k_c$ observaremos EIT nos três sistemas, tendo estes sinais maior profundidade que no caso $k_p = k_c$. E se considerarmos $k_p > k_c$ veremos um sinal de EIT somente no sistema V . E ao inserirmos o ângulo entre os feixes observamos que em um sistema Λ um maior cuidado deve ser dado ao alinhamento dos feixes de prova e acoplamento. Por outro lado, o sistema V é bastante robusto com relação a este alinhamento e pouca deterioração do sinal de EIT é observada para ângulos de até 20mrad.

Pela análise realizada nos resultados obtidos nas medidas de EIT na lâmpada de catodo oco, vemos que o sinal optogalvânico nos traz uma nova opção para a

detecção do efeito de EIT e além disso notamos que as lâmpadas de catodo oco são um ótimo ambiente para o estudo deste efeito coerente, sendo possível observarmos um cancelamento da absorção de um laser ressonante de até 76%.

A próxima etapa do trabalho será implementar estas medidas em uma lâmpada de catodo de Ca com outro vapor de fundo, como por exemplo Xe, e verificar como isto pode alterar o sinal de EIT, já que com gases de fundo diferentes as colisões que mudam as velocidades devem ser alteradas. Além disso, pretendemos tentar observar EIT em sistemas de três níveis nas configurações V e Λ utilizando estas lâmpadas. Continuaremos a explorar o sinal optogalvânico como uma alternativa para a detecção de sinais de EIT. Esta técnica é particularmente interessante para transições fracas, a partir das quais não deve ser possível se observar absorção em um sinal de fluorescência ou transmissão.

Apêndice A: Efeito VCC sobre as coerências óticas

O efeito VCC (do inglês, “Velocity Changing Collisions”) tem sido estudado em vapores atômicos e moleculares à baixa pressão mostrando o efeito destas colisões sob as coerências atômicas, levando desta forma a mudanças na forma das linhas espectroscópicas [53–55]. Neste efeito os átomos ativos (que interagem fortemente com a radiação ressonante) experimentam colisões com os átomos buffer (átomos para os quais a radiação está distante da ressonância). A densidade de átomos ativos considerada é suficientemente baixa tal que colisões entre dois átomos ativos podem ser desprezadas, e a frequência da transição atômica é alterada de ω para $\omega + kv$ devido ao fato dos átomos estarem em movimento, sendo portanto necessário considerarmos o efeito Doppler. A aproximação utilizada para descrever as colisões entre os átomos ativos e os átomos buffer, leva em conta que a duração de uma colisão típica τ_c é muito menor que os outros parâmetros do problema, como taxas de decaimento colisionais e frequência de Rabi. Neste processo os átomos trocam suas velocidades e cada colisão produz uma mudança na matriz densidade associada com os átomos ativos. A mudança produzida pelo campo durante as colisões é considerada desprezível e desta forma o efeito das colisões é realizada através da inclusão de um termo $\left[\frac{\partial \rho(z, v, t)}{\partial t} \right]_{col}$ do lado direito da equação de Liouville 2.1 [55], sendo este termo dado por:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_{ij}(z, v, t) \right]_{col} = -\gamma_p(v)(1 - \delta_{ij})\rho_{ij}(z, v, t) - \Gamma_{ij}(v)\rho_{ij}(z, v, t) + \int dv' W_{ij}(v' \rightarrow v)\rho_{ij}(z, v', t) \quad (1)$$

onde $\gamma_p(v)$ é a taxa de decaimento correspondente as colisões que mudam a fase, $W_{ii}(v \rightarrow v')$ é o kernel de colisão que fornece a densidade de probabilidade por unidade de tempo de uma colisão mudar a velocidade de um átomo ativo no estado i de v' para v . Mudanças em v ocorrem a uma taxa média de $\Gamma_{ij}(v)$, que está relacionada ao kernel da seguinte maneira:

$$\Gamma_{ij}(v) = \int dv' W_{ij}(v \rightarrow v'). \quad (2)$$

Então o segundo termo do lado direito da Equação 1 pode ser visto como um termo denominado externo resultante das colisões que movem átomos ativos do estado i da subclasse de velocidade v , e o último termo denominado interno trazendo os átomos de outras classes de velocidade para dentro da subclasse v .

Desta forma podemos perceber que estes termos influenciarão na coerência e na população atômica entre os níveis, e portanto poderão influenciar na absorção e dispersão, já que obtemos as curvas de absorção e dispersão a partir das equações da coerência. No entanto, resultados teóricos mais próximos dos resultados experimentais foram obtidos ao se considerar um sistema aberto, ao invés de se inserir os termos de VCC nas equações de Bloch. Sendo possível obter uma curva teórica muito próxima do resultado experimental ao considerarmos feixes de prova e acoplamento com frequência de Rabi próximas [56], diferentemente do modelo que foi proposto nesta dissertação onde o feixe de prova era considerado uma perturbação ($\alpha \ll \Omega$).

Bibliografia

- [1] W. Demtröder. “Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation.” New York, Springer-Verlag (1996).
- [2] M. A. Nielsen and I. L. Chuang. “Quantum Computation and Quantum Information.” Cambridge, Cambridge University Press (2000).
- [3] S. E. Harris. “*Electromagnetically Induced Transparency.*” *Phys. Today* **50**, 36 (1997).
- [4] J. P. Marangos. “*Topical Review: Electromagnetically Induced Transparency.*” *J. Mod. Opt.* **45**, 471 (1998).
- [5] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi and G. Orriols. “*An Experimental Method for the Observation of R. F. Transitions and Laser Beat Resonances in Oriented Na Vapor.*” *IL Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976).
- [6] R. M. Whitley and C. R. Stroud Jr. “*Double Optical Resonance.*” *Phys. Rev. A* **14**, 1498 (1976).
- [7] H. R. Gray, R. M. Whitley and C. R. Stroud Jr. “*Coherent Trapping of atomic populations.*” *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).

- [8] E. Arimondo and G. Orriols. “*Non-absorbing atomic coherences by coherent 2-photon transitions in a 3-level optical - pumping.*” *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976).
- [9] E. Arimondo. “Coherent population trapping in laser spectroscopy.”, volume XXXV. *Progress in Optics*, Elsevier Science, Amsterdam - Emil Wolf (1996).
- [10] M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos. “*Electromagnetically Induced Transparency: Optics in coherent media.*” *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [11] O. A. Kocharovskaya and Y. I. Khannin. “*Coherent Amplification of an ultra-short pulse in a 3-level medium without a population - inversion.*” *JETP Lett.* **48**, 630 (1988).
- [12] S. E. Harris. “*Lasers without Inversion: Interference of Lifetime-Broadened Resonances.*” *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1033 (1989).
- [13] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu. “*Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency.*” *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1107 (1990).
- [14] L. V. Hau et al. “*Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas.*” *Nature* **397**, 594 (1999).
- [15] D. F. Phillips et al. “*Storage of light in Atomic Vapor.*” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
- [16] A. M. Akulshin, A. Lezama, A. I. Sidorov, R. J. McLean and P. Hannaford. “*Storage of light in an atomic medium using electromagnetically induced absorption.*” *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38**, 375 (2005).

-
- [17] A. Imamoglu and S. E. Harris. “*Lasers without inversion : interference of dressed lifetime-broadened states.*” *Opt. Lett.* **14**, 1344 (1989).
- [18] H. Kang. and Y. Zhu. “*Observation of Large Kerr Nonlinearity at Low Light Intensities.*” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 093601 (2003).
- [19] H. Schmidt and A. Imamoglu. “*Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency.*” *Opt. Lett.* **21**, 1936 (1996).
- [20] M. Stahler, S. Knappe, C. Affolderbach, W. Kemp and R. Wynands. “*Picotesla magnetometry with coherent dark states.*” *Europhys. Lett.* **54**, 323 (2001).
- [21] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee and M. O. Scully. “*Narrowing of electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened medium.*” *Phys. Rev. A* **66**, 1 (2002).
- [22] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin and V. I. Yudin. “*Influence of atomic motion on the shape of the two-photon resonance in gas.*” *JETP Letters* **72**, 119 (2000).
- [23] A. M. Akulshin, A. A. Celikov and V. L. Velichansky. “*Subnatural absorption resonances on the D_1 line of rubidium induced by coherent population trapping.*” *Opt. Commun.* **84**, 139 (1991).
- [24] M. D. Luckin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, H. G. Robinson, V. L. Velichansky, L. Hollberg and M. O. Scully. “*Spectroscopy in dense coherent media : Line narrowing and interference effects.*” *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2959 (1997).
- [25] M. Erhard and H. Helm. “*Buffer-gas effects on dark resonances: Theory and experiments.*” *Phys. Rev. A* **63**, 043813 (2001).

- [26] C. Y. Ye and A. S. Zibrov. “*Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor.*” *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).
- [27] P. R. S. de Carvalho. “*Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente em vapor atômico.*” Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, UFPE-Brasil (2004).
- [28] F. B. M. dos Santos. “*Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente: Aplicação à velocimetria de átomos frios.*” Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, UFPE-Brasil (2005).
- [29] B. Ham, P. Hemmer and M. Shahriar. “*Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal.*” *Opt. Commun.* **144**, 227 (1997).
- [30] D. J. Griffiths. “*Introduction to Quantum Mechanics.*” New Jersey, Prentice Hall (1995).
- [31] M. O. Scully and M. S. Zubairy. “*Quantum optics.*” Cambridge, Cambridge University Press (1997).
- [32] R. Loudon. “*The Quantum Theory of Light.*”, **3ed.** New York, Oxford University Press (2000).
- [33] H. M. Nussenzveig. “*Causality and dispersion relations.*” New York, Academic Press (1972).
- [34] C. C. Tannoudji, B. Diu and Franck Laloë. “*Quantum Mechanics.*”, volume **2**. New York, Wiley Interscience (1977).
- [35] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry and M. O. Scully. “*Ultraslow Group Velocity*

- and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas.”* *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
- [36] J. R. Boon, E. Zekou, D. McGloin and M. H. Dunn. “*Comparison of wavelength dependence in cascade, lambda and Vee type schemes for electromagnetically induced transparency.*” *Phys. Rev. A* **59**, 4675 (1999).
- [37] D. J. Fulton, S. Shepherd, R. R. Moseley, B. D. Sinclair and M. H. Dunn. “*Continuous-wave electromagnetically induced transparency: A comparison of V, lambda and cascade systems.*” *Phys. Rev. A* **52**, 2302 (1995).
- [38] P. R. S. Carvalho, L. E. E. Araújo and J. W. R. Tabosa. “*Angular dependence of an electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened atomic vapor.*” *Phys. Rev. A* **70**, 063818 (2004).
- [39] F. B. M. Santos and J. W. R. Tabosa. “*Application of electromagnetically induced transparency for cold-atom velocimetry.*” *Phys. Rev. A* **73**, 023422 (2006).
- [40] F. C. Cruz. “*Espectroscopia não-linear de alta resolução em I_2 , Ti e Ar^+ .*” Tese de Doutorado, Instituto de Física Gleb Wataghin, UNICAMP-Brasil (1994).
- [41] A. Mirage, F. C. Cruz, A. Scalabrin and D. Pereira. “*Saturation Measurements of the $a^3P_0 - y^3D_1^O$ Ti I Transition by Optogalvanic Spectroscopy.*”. *Opt. Commun.* **153**, 231 (1998).
- [42] A. Mirage, D. Pereira, F. C. Cruz and A. Scalabrin. “*Determination of the Saturation Parameter of Electronic Transition in a Uranium-Neon Hollow Cathode Discharge by Optogalvanic Spectroscopy.*” *IL Nuovo Cimento* **14D**, 605 (1992).

- [43] R. L. Cavasso Filho. “Desenvolvimento de fontes laser, espectroscopia de alta resolução e resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de Cálcio.” Tese de doutorado, Unicamp-Brasil (2002).
- [44] R. L. Cavasso et al. “*Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges.*” *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1922 (2001).
- [45] B. Barbieri, N. Beverini and A. Sasso. “*Optogalvanic spectroscopy.*” *Rev. Mod. Phys.* **62**, 603 (1990).
- [46] F. C. Cruz, A. Mirage, A. Scalabrin and D. Pereira. “*Optogalvanic sub-Doppler spectroscopy in titanium.*” *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **52**, 5851 (1994).
- [47] F. C. Cruz. “Patente PI 018050002057 - SISTEMA LASER ALTAMENTE SINTONIZÁVEL E DE FREQUÊNCIA ÚNICA, ESTABILIZADA ATIVAMENTE, USANDO UM OU DOIS ETALONS, PZT STACKS, UMA CAVIDADE DE REFERÊNCIA ALTAMENTE SINTONIZÁVEL E SEU PROCESSO DE MONTAGEM E OPERAÇÃO, protocolada no INSTITUTO NACIONAL DA PROPRIEDADE INDUSTRIAL(INPI)”. Este laser foi construído para o laboratório do Prof. Paulo Nussenzveig, da USP-São Paulo, dentro de uma colaboração com o Prof. Flávio C. Cruz, da UNICAMP. (2005).
- [48] G. Woehl Jr, G. A. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira and A. Scalabrin. “*Desacceleration of a Calcium Atomic Beam with a Frequency-Doubled Diode Laser.*” *Applied Optics* **38**, 2540 (1999).
- [49] G. Woehl Jr, A. Scalabrin, F. C. Cruz and D. Pereira. “*Cavidade Óptica Passiva para Geração de Segundo Harmônico com um Laser de Diodo de Baixa Potência.*” *Rev. Fis. Aplic. Instrum.* **14**, 57 (1999).

-
- [50] D. A. Manoel, R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz. “Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity.” *Opt. Commun.* **201**, 157 (2002).
- [51] H. J. Onisto, R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz. “Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers.” *Opt. Engineering* **41**, 1122 (2002).
- [52] D. A. Manoel, D. L. S. Figueira, D. Pereira and F. C. Cruz. “Single-frequency blue light source based on optically injected diode laser.” *Opt. Engineering* **43**, 1311 (2004).
- [53] P. R. Berman, J. E. M. Haverkort and J. P. Woerdman. “Collision kernels and transport coefficients.” *Phys. Rev. A* **34**, 4647 (1986).
- [54] J. L. Le Gouët and P. R. Berman. “Effect of velocity-changing collisions upon optical coherences in a three-level system.” *Phys. Rev. A* **17**, 52 (1978).
- [55] A. Agarwal and R. Ghosh. “Collisional effects in gas lasers.” *Phys. Rev. A* **47**, 1407 (1993).
- [56] L. E. E. Araujo, S. A. Carvalho, L. S. Cruz, A. A. Soares, A. Mirage, D. Pereira and F. C. Cruz. “Electromagnetically induced transparency in an open, wavelength-mismatched atomic system.” *Phys. Rev. Lett.*, submitted, (2006).