



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA-CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESPECTROSCOPIA DE BRAGG EM ÁTOMOS FRIOS COERENTEMENTE PREPARADOS

por

Rafael Alves de Oliveira

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca examinadora:

Prof. José Wellington Rocha Tabosa (Orientador - UFPE)

Profa. Sandra Sampaio Vianna (DF - UFPE)

Prof. Sebastião José Nascimento de Pádua (DF - UFMG)

Recife - PE, Brasil
Fevereiro - 2010

Oliveira, Rafael Alves de.
Espectroscopia de Bragg em átomos frios
coerentemente preparados / Rafael Alves de Oliveira.
- Recife : O Autor, 2010.
x, 92 folhas: il. fig.

Dissertação(mestrado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2010.

Inclui bibliografia.

1. Física atômica. 2. Átomos frios. I. Título.

539.7 CDD (22.ed.) FQ 2010-013



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Rafael Alves de Oliveira

ESPECTROSCOPIA DE BRAGG EM ÁTOMOS FRIOS COERENTEMENTE PREPARADOS

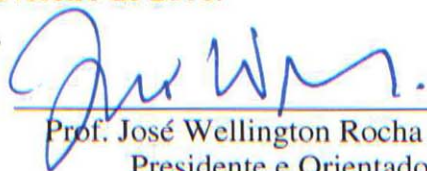
A Banca Examinadora composta pelos Professores José Wellington Rocha Tabosa (Presidente e Orientador), Sandra Sampaio Vianna, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Sebastião José Nascimento de Pádua, do Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais:

(☒) Aprovado

(☐) Reprovado

(☐) Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em nove de fevereiro de 2010.



Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Presidente e Orientador



Profa. Sandra Sampaio Vianna



Prof. Sebastião José Nascimento de Pádua

Dedico este trabalho a Deus, minha família e aos meus amigos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pelo Seu amor incondicional, por entender minhas falhas e tornar realidade sonhos que pareciam impossíveis de acontecerem. Gostaria também de expressar minha gratidão ao SENHOR pelo Seu agir em minha vida, pois vejo Sua mão conduzindo-a em cada momento. Sei que todas as pessoas que colaboraram com este trabalho foram escolhidas por Ele, por isso mais uma vez meu muito obrigado.

À minha família por sua ajuda e dedicação incansáveis. Meus queridos pais, Antonio e Ivanilde, que sempre me apoiaram, consolaram e fortaleceram nos momentos de dificuldades e se alegraram comigo nas vitórias alcançadas. Meus pais, faltam-me palavras para expressar toda a gratidão e amor que sinto por vocês. Ao meu irmão (o matemático) Stéfano por seu companheirismo, mostrando-me que muitos dos meus problemas tinham solução e era única. E à minha irmã, Rochélie, por toda a sua ajuda desde a graduação e, principalmente, nesta dissertação com a colaboração nas figuras e na correção textual; e ao seu namorado Geraldo Júnior, por entender o fato dela ter dedicado tanto tempo em me ajudar. À minha noiva, Eline, pelo seu amor e compreensão nos momentos em que estive ausente (você sabe que a culpa foi da Física). “Mulher virtuosa, quem a achará?” Eline, agradeço a Deus por ter encontrado você. Aos seus pais, Edson e Creusa Santos, pelos conselhos e carinho dispensados a mim. Ao seu irmão, Elison, pela valiosa amizade.

Ao professor Tabosa pela orientação e dedicação incansável a esse trabalho. Sou grato também pela ajuda desde a época da iniciação científica e por seu exemplo de profissional ético, cientista sábio e orientador presente.

Ao professor Daniel Felinto pelos diversos conselhos para aperfeiçoar a realização do experimento e ao auxílio no desenvolvimento do modelo teórico.

Aos colegas do laboratório, especialmente, ao Danievertton Moretti pela indispensável ajuda na realização das medidas (onde passamos muitas noites realizando o experimento), na utilização dos equipamentos e programas para a elaboração deste trabalho. Agradeço também a Hugo por sua ajuda, durante a iniciação científica, no laboratório. E aos colegas Thierry Passerat, Milrian Mendes, Yareni Ayala, Cledson Santana e Florentino Gomes.

Ao colega Plínio Ribeiro (“ai, ai, ai titia”) por sua presteza em me ajudar com programação em C e com Latex. Você sempre esteve pronto a me socorrer. A Eglânio por também participar da construção do programa que tratava os dados experimentais e ao Arlan que me auxiliou no Matlab. Douglas Lacerda, obrigado por também me ajudar com o Latex.

Aos colegas que estudaram comigo nas disciplinas da pós-graduação. Meu muito obrigado a Eduardo Dias, Thiago Sobral e Tiago Aécio, com vocês a disciplina de Ele-

trodinâmica Clássica 1 foi bem mais divertida; à Milena Frej, Denise Valente e Gemima, aprendi muita Ótica Não-linear com vocês; a Victor Hugo, Mylena Pinto e Tiago Nunes (valeu também pela ajuda no Latex), pelas diversas discussões durante às disciplinas.

Não poderia esquecer de agradecer ao professor Marcelo Leite pela orientação em teoria de campos durante minha primeira iniciação científica. Obrigado também por gerar em nós o sentimento de que podemos ser grandes cientistas. Agradeço aos companheiros dessa fase: Marcone Sena, Messias Vilbert, Dibartolomei, Sérgio Licínio, César e Cláudio Farias. Vocês foram muito importantes em minha formação.

Ao pessoal da licenciatura: Luciano Hugo, Eliasibe, Júnior, Diógenes e Bruno Augusto. Agradeço também ao grande amigo Ricardson Feitoza, pois seu exemplo de força de vontade e dedicação à física me incentivou muito a continuar nesse caminho.

Aos demais colegas do departamento com quem pude contar.

Ao professor Wilson Barros por ter feito o sacrifício de corrigir sozinho as provas finais do curso de Física Experimental 1 para que eu e Sérgio Lira pudéssemos nos dedicar a escrever as nossas dissertações.

Agradeço ao professor Getúlio Bulhões por acreditar em mim e em todos os alunos da licenciatura.

Agradeço também aos demais professores ministrantes das disciplinas que cursei. A contribuição de vocês em minha formação é incalculável.

Ao meu primeiro professor de física Ivan Santos, pois desde o ensino médio você me apresentou a beleza da física.

Aos funcionários: Paula, Ary, seu Ivo, Marcos (da oficina eletônica), os funcionários da oficina mecânica, Juliana (estagiária da pós-graduação) e aos demais funcionários do departamento.

Gostaria também de registrar minha gratidão a: Pablo, Tiago, Henrique, Plínio Melo (seu exemplo de vida é uma inspiração para mim) e Humberto, amigos que me acompanham desde a infância. Rafael Gadelha, Wagner (meu primo), Adriano e Raquel (esposa de Pablo) valeu pela força.

Aos meus pastores, Milton Marinho e Davi Magalhães e aos amigos da igreja, em especial aos da classe de jovens, obrigado pelas suas orações. Sou grato também ao meu primeiro pastor, Ebenézer Nunes.

À Gregório MacNutt, valente pela verdade, que com suas pregações incendiou meu coração com fé e motivação para continuar.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

(Rafael Alves de Oliveira)

“Ó profundidade de riqueza, tanto de sabedoria como do conhecimento de Deus! Quão insodáveis são os seus juízos, e quão inescrutáveis, os seus caminhos! Quem, pois, conheceu a mente do Senhor? Ou quem foi o seu conselheiro? Ou quem primeiro deu a ele para que lhe venha a ser restituído? Porque dele, e por meio dele, e para ele são todas as coisas. A ele, pois, a glória eternamente. Amém!”
(Romanos 11: 33-36.)

Resumo

Neste trabalho, estudamos o espectro da energia extraída de um *ensemble* de átomos frios de Césio coerentemente preparado, bem como o comportamento da intensidade máxima do sinal gerado nesse processo *versus* a dessintonia do campo responsável pela “leitura” da grade de coerência armazenada. Percebemos que, para baixa intensidade do campo de “leitura”, tais espectros apresentam uma estrutura de duplo pico com um decréscimo do sinal em torno da ressonância atômica, evidenciando a absorção do sinal gerado pelo meio. Já para altas intensidades, os espectros não apresentam tal decréscimo do sinal, mostrando que o sinal deixa de ser absorvido. Desenvolvemos um modelo simples que considera efeito de propagação em um sistema tipo Λ para o regime de baixa intensidade do campo de “leitura”. Esse modelo explica qualitativamente bem os resultados obtidos experimentalmente.

Palavras Chave: Armazenamento de luz, Grade de Coerência, Transparência Eletromagneticamente Induzida, Aprisionamento Coerente de População, Coerência *Zeeman*, Césio, Efeitos Coerentes, Absorção Saturada, Armadilha Magneto-Ótica, Mistura de Quatro Ondas, Átomos Frios, Espectroscopia, Efeito de Propagação.

Abstract

In this work, we studied the spectrum of the energy extrated from an *ensemble* of cold cesium atoms coherently prepared, as well as the behavior of the signal intensity generated in this process *versus* the detune of the field responsable for “reading” of stored coherence grating. We have observed, for low intensity of the “reading” field, that the spectra show a double peak structure with a decrease of the signal around the atomic resonance, evidencing the absorption of the signal by the medium. However, for high intensities of the “reading” field, the signal spectra don’t present such decrease, showing that the generated signal ceases to be absorbed. We have developed a simple theoretical model that for the effect of propagation in a Λ atomic system for the regime of low intensity of the “reading” field. This model accounts qualitatively well for the experimentally observed results.

Keywords: Light Storage, Coherency Grating, Electromagnetically Induced

Transparency, Coherent Population Trapping, *Zeeman* Coherence, Cesium, Coherent Effects, Saturated Absorption, Magneto Optical Trap, Four Wave-Mixing, Cold Atoms, Spectroscopy, Propagation Effects.

Sumário

Lista de Figuras	iii
1 Introdução Geral	1
2 Conceitos Básicos	4
2.1 Introdução	4
2.2 Ótica Não-Linear	4
2.2.1 Polarização Não-Linear	4
2.2.2 Mistura de Quatro Ondas	6
2.3 Operador Densidade	7
2.4 Interação de Dois Campos com um Sistema Tipo “Lambda” (Λ)	9
2.4.1 Aprisionamento Coerente de População - CPT	10
2.4.2 Transparência Eletromagneticamente Induzida - EIT	14
2.5 Níveis de Energia do Césio	19
2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)	22
2.6.1 Resfriamento	22
2.6.2 Armadilhamento	24
3 Espectroscopia em Sistemas Coerentemente Preparados: Teoria	28
3.1 Introdução	28
3.2 Formação e Armazenamento da Grade de Coerência	31
3.2.1 Formação da Grade de Coerência	31
3.2.2 Armazenamento da Grade de Coerência	34

3.3	“Leitura” da Grade Armazenada e Modelagem do Sinal Gerado	36
3.3.1	Sinal Difrato na Direção Conjugada a do Campo W'	37
3.3.2	Sinal Difrato na Direção do Campo W'	47
4	Espectroscopia em Sistemas Coerentemente Preparados: Experimento	50
4.1	Introdução	50
4.2	Preparação do Sistema	51
4.2.1	Obtenção da Amostra de Átomos Frios de Césio no Estado Fundamental $F=3$	51
4.2.2	Produção dos Pulsos de “Escrita” e “Leitura” da Grade	55
4.2.3	Experimento de Absorção Saturada	58
4.2.4	Bobinas de Compensação de Campos Magnéticos Residuais	60
4.3	Resultados Experimentais e Discussões	61
4.3.1	Medição da Energia Difrada na Grade de Coerência para Diferentes Valores de Dessintonias do Campo de Leitura	65
4.3.2	Medição da Intensidade Máxima do Sinal Gerado no Processo Coerente para Diferentes Valores de Dessintonias do Campo de Leitura	72
4.3.3	Medição da Frequência do Sinal Gerado no Processo de Leitura da Grade de Coerência Armazenada	82
5	Conclusões e Perspectivas	87
5.1	Conclusões	87
5.2	Perspectivas	88
	Referências Bibliográficas	89

Lista de Figuras

2.1	Representação de um processo de mistura de quatro ondas. Há três campos incidentes, F, B e P e o quarto campo C gerado pelo meio, o qual é representado por $\chi^{(3)}$	6
2.2	Sistema <i>Lambda</i> . Os estados $ 1a\rangle$ e $ 1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $ 2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$. A figura também mostra os campos Ω_W e $\Omega_{W'}$ com frequências óticas ω_W e $\omega_{W'}$, respectivamente, conectando cada estado fundamental com o estado excitado em comum.	10
2.3	Representação da configuração EIT. Os estados $ 1a\rangle$ e $ 1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $ 2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$. A figura também mostra o campo forte Ω_W e um campo fraco $\Omega_{W'}$ com frequências ω_W e $\omega_{W'}$, respectivamente. As dessintonias dos campos forte e fraco são, respectivamente, Δ_W e $\Delta_{W'}$. Representamos por Γ_{21} a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado para os estados $1a$ e $1b$, enquanto que a taxa de decaimento de coerência dos estados fundamentais foi representada por γ	15
2.4	Absorção e índice de refração para o feixe de prova num sistema Λ	19
2.5	Diagrama de níveis da linha D_2 do átomo de césio. A direção vertical corresponde à energia e está fora de escala. Com um laser emitindo radiação com um comprimento de onda de aproximadamente 852 nm, é possível excitar o átomo.	21

2.6	Resfriamento <i>Doppler</i> : na parte (a), temos o referencial do laboratório; em (b), o referencial do átomo, onde ele “vê” a frequência do laser vindo da direita maior do que a frequência daquele que vem da esquerda. (c) Diagramas de níveis mostrando que o laser contrapropagante ao movimento do átomo está ressonante.	23
2.7	Na parte (a): Representação de um átomo em uma região onde há, além dos dois campos óticos contrapropagantes, um gradiente linear de campo magnético. Na região onde $B > 0$, o estado $m_F = +1$ se desloca na direção de maior energia. Onde $B < 0$, o mesmo estado se desloca em sentido de menor energia. Na parte (b): Efeito do campo magnético na estrutura de níveis do átomo.	25
3.1	(a): Representação simplificada dos sub-níveis <i>Zeeman</i> mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W'), leitura (R') e o pulso gerado (C). (c): Sequência temporal utilizada no processo escrita/leitura. A elipse pontilhada foi usada para representar a taxa γ (não radiativa) de descoerência entre os estados fundamentais. Como explicado no texto, Γ representa o decaimento espontâneo do estado excitado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência.	29
3.2	(a): Representação simplificada dos sub-níveis <i>Zeeman</i> mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W'), leitura (R) e o pulso gerado (P). (c): Sequência temporal utilizada no processo escrita/leitura. A elipse pontilhada foi usada para representar a taxa γ (não radiativa) de descoerência entre os estados fundamentais. Como explicado no texto, Γ representa o decaimento espontâneo do estado excitado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência.	30

3.3	Representação do processo de “escrita” da grade de coerência. (a): Representação simplificada dos sub-níveis <i>Zeeman</i> mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W’).	31
3.4	Representação do processo de “leitura” da grade de coerência. (a): Representação simplificada dos sub-níveis <i>Zeeman</i> mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação do pulso de leitura (R’) e do pulso gerado (C).	37
3.5	Formas do Pulso. (a): Forma do pulso para $\delta = 0$. (b): Forma do pulso para $\delta/\Gamma = 2,5$ e o quadro menor é um zoom da figura (b) para visualizar melhor a forma do pulso em torno da origem. Utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$	45
3.6	Valor máximo da intensidade do sinal gerado versus a dessintonia δ . Utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$	46
3.7	Espectro da Energia Difrataada na Grade de Coerência. Na coluna (a) utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$. Já na coluna (b) utilizamos os parâmetros $p = 0,0001$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$	47
3.8	(a): Representação simplificada dos sub-níveis <i>Zeeman</i> mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação do pulso de leitura (R) e do pulso gerado (P).	48
4.1	Representação dos feixes de resfriamento e rebombeio atuando em suas respectivas transições. As setas pontilhadas correspondem à emissão espontânea.	52
4.2	Sequência temporal que controla a experiência. (a) mostra os intervalos em que o <i>laser</i> de rebombeio e o campo quadrupolar são desligados. (b) é uma típica sequência ($\Delta t_{exp} \approx 10 - 30 \mu s$) de “escrita-leitura”. A sequência mostrada em (a) é controlada pela roda dentada (“chopper”) que bloqueia o laser de rebombeio (por $\Delta t_1 \approx 2 ms$) e sincroniza o sistema. (c) desenho do “chopper”.	53

4.3	Transmissão de um feixe sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Aproximadamente 0,5 ms após desligado o rebombeio, o estado $F = 3$ já se encontra populado. Δ_{exp} é o intervalo de tempo em que realizamos a sequência de “escrita” e “leitura” da grade.	54
4.4	Sequência temporal dos campos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência. W e W' representam os campos de “escrita” $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, respectivamente; R e R' representam os campos de “leitura” $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. t_s representa o tempo de armazenamento da grade de coerência. . .	55
4.5	Configuração dos moduladores acusto-ópticos. O laser de frequência óptica f recebe um aumento de 200 MHz quando passa pelo primeiro modulador. No modulador 2, responsável pela “escrita”, fazemos dupla passagem e o feixe retorna à frequência inicial f. No modulador 3, responsável pela “leitura”, realizamos dupla passagem de modo a obter a frequência de saída igual a $f \pm \delta$. Alguns componentes: LDCE, laser diodo de cavidade estendida; DF, divisor de feixe; CP, cubo polarizador; A, anteparo opaco; $\lambda/2$ e $\lambda/4$ placas de meia e um quarto de onda, respectivamente.	56
4.6	Aparato experimental da absorção saturada. Cs representa o vapor de Césio contido na célula.	59
4.7	Curva de absorção saturada para o vapor de Césio. Em cada “dip” está indicada a transição correspondente. Os “cross-overs” são indicados por “co”. A transição usada na experiência é a $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$	60
4.8	Aparato experimental utilizado para obter o sinal na mesma direção do campo de “escrita” W'. Nessa figura MAO 1 é um modulador acusto-ótico, já MAO 2 e MAO 3 é uma simples representação da dupla passagem descrita na figura 4.5. Chamamos o laser de diodo com cavidade estendida de LDCE; acoplador de espaço livre/fibra óptica por AC; cubo polarizador de CP; espelhos por E; divisor de feixe por DF; placas de $1/2$ e $1/4$ comprimento de onda por $\lambda/2$ e $\lambda/4$, respectivamente; anteparo opaco de A1; armadilha magneto-ótica por MOT. Representamos os campos $\vec{E}_W$, $\vec{E}_{W'}$, $\vec{E}_R$, $\vec{E}_P$ por W, W', R e P, respectivamente.	62

4.9	Aparato experimental utilizado para obter o sinal na direção conjugada ao do campo de “escrita” W'	63
4.10	Formas dos pulsos gerados pela difração do campo de “leitura” na grade de coerência armazenada em nosso <i>ensemble</i> de átomos frios de Césio. Na coluna (a), temos as formas dos pulsos - para diferentes dessintonias δ do campo R - obtidas no aparato experimental 4.8. Na coluna (b), temos as formas dos pulsos - para diferentes dessintonias δ do campo R' - obtidas no aparato 4.9. A coluna (c) mostra os pulsos obtidos teoricamente em diferentes dessintonias.	65
4.11	Espectro da energia difratada. A coluna (a) mostra os resultados da energia correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ <i>versus</i> a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a energia do pulso $\vec{E}_c$ <i>versus</i> a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$ e a coluna (c) traz o resultado teórico. Representamos por Δ_1 e Δ_2 as larguras à meia altura da parte larga do espectro e do “dip” (a região do mínimo em torno da ressonância) teórico, respectivamente. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Γ é a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado $F' = 2$, cujo valor é aproximadamente 5,2MHz. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$	67
4.12	Larguras à meia altura do “dip” referente ao espectro da energia difratada. A coluna (a) mostra os resultados referentes ao campo $\vec{E}_p$; já na coluna (b) estão os resultados referentes ao campo $\vec{E}_c$	68
4.13	Profundidade percentual do “dip”. A coluna (a) corresponde aos valores da profundidade percentual do “dip” da curva referente à energia extraída do pulso $\vec{E}_p$. A coluna (b) representa esses valores para o pulso $\vec{E}_c$	70

- 4.14 Espectro da energia difratada para alta intensidade do campo de “leitura”. A coluna (a) mostra os resultados da energia correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dissintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a energia do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dissintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$ 71
- 4.15 Intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$; na coluna (c) mostramos o resultado teórico. Representamos por Δ_1 a largura à meia altura do espectro. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$ 73
- 4.16 Profundidade percentual do “dip”. A coluna (a) corresponde aos valores da profundidade percentual do “dip” da curva referente ao espectro da intensidade do pulso $\vec{E}_p$. A coluna (b) representa esses valores para o pulso $\vec{E}_c$. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$ 75
- 4.17 Intensidade máxima do sinal gerado para alta intensidade do campo de “leitura”. A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$ 76

- 4.18 Aparato experimental utilizado para “leitura” da grade com os campos R e R’ simultaneamente. Lembrar que, assim como nas figuras 4.8, 4.9, MAO 1 representa o primeiro modulador acusto-ótico, onde fazemos uma passagem simples e MAO 2 e 3 são simplificações da passagem dupla descrita na figura 4.5. 77
- 4.19 Espectro de energia difratada e intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A coluna (a) mostra os resultados correspondente ao pulso $\vec{E}_p$; na coluna (b) estão os resultados correspondente ao pulso $\vec{E}_c$. A linha (1) representa os espectro da energia difratada; a linha (2) representa a intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$. 78
- 4.20 Intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ para diferentes intensidades de “escrita”. A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_W e $I_{W'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para a seguinte intensidade de “leitura” da grade: $I_R = 0,66mW/cm^2$ e $I_{R'} = 0,66mW/cm^2$ 80
- 4.21 Absorção e intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A linha (a) mostra a transmissão do feixe R através da MOT *versus* a sua dissintonia; na linha (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_W e $I_{W'}$ são as intensidades dos campos de “escrita” da grade de coerência. Já I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos R e R’, respectivamente. 81

- 4.22 Medida da frequência de batimento dos campos P e W' na mistura de quatro ondas. Na figura (a) os campos P e W' têm a mesma frequência. Desta forma, não observamos batimento entre os campo. Já a figura (b) mostra o resultado quando R possui um deslocamento de frequência $\delta = 0,51MHz$ em relação ao campo W'. A figura (c) representa a sequência temporal dos campos W, W' e R. A letra "A" representa o momento em que os campos W e W' são ligados; a letra "B" representa o momento em que o campo R é desligado; A letra "C" é o momento em que os campos W e W' são desligados e, por fim, a letra "D" mostra o momento em que o campo R é novamente ligado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência. 83
- 4.23 Nesse gráfico a reta é um ajuste linear aos pontos medidos experimentalmente. 84
- 4.24 (a) mostra o batimento do campo C com um feixe de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio, quando o campo de "leitura" R' possui uma dessintonia $\delta = 0,56MHz$. Em (b) temos o batimento do campo C com o mesmo feixe de referência, quando o campo de "leitura" R' possui uma dessintonia $\delta = 3,80MHz$ 85
- 4.25 Nesse gráfico a reta é um ajuste linear aos pontos medidos experimentalmente referente ao batimento do campo C com um campo de referência. . . 86

Capítulo 1

Introdução Geral

O estudo de sistemas coerentemente preparados tem revelado diversos fenômenos interessantes. Um deles é o aprisionamento coerente de população [1] (**CPT**, *Coherent Population Trapping*) observado pela primeira vez por Alzetta *et al* [2]. Tal fenômeno deve-se ao fato de toda população atômica ocupar um estado bem específico de superposição coerente dos níveis fundamentais de um sistema tipo Λ , o qual não absorve radiação. Esse estado é denominado de “estado escuro”. A partir de então, diversos estudos e observações relacionados ao **CPT** foram realizados [3–7].

Uma consequência direta desse efeito é o cancelamento da absorção de luz pelo *ensemble* atômico, mesmo que os campos envolvidos estejam ressonantes com o meio. Essa ressonância de transparência é denominada de transparência eletromagneticamente induzida [8] (**EIT**, *Electromagnetically Induced Transparency*), a qual foi observada primeiramente por Boller *et al* [9] em uma amostra de vapor de Estrôncio. Além dessa transparência poder ser explicada com base no fenômeno de **CPT**, outras interpretações foram dadas para esse efeito, como, por exemplo, devido a uma interferência quântica destrutiva entre os dois caminhos possíveis de absorção dos estados vestidos do sistema átomo-campo [10].

Um resultado importante associado ao **EIT** é que, na mesma região espectral onde ocorre o cancelamento da absorção, devido a interferência quântica destrutiva, podem ocorrer interferências construtivas. Essas interferências construtivas afetam as suscetibilidades de ordens mais altas, fazendo com que seu valor aumente algumas ordens de

grandezas [11] e seja possível estudar ótica não-linear no regime de baixas intensidades [12]. Um bom artigo de revisão sobre **EIT** encontra-se em [8].

O fenômeno de **EIT** também possibilitou reduzir drasticamente a velocidade de grupo da luz [13], efeito denominado de “luz lenta”. Para obter esse efeito, utiliza-se o fato de que um meio na condição de **EIT** possui uma alta dispersão em frequência. Assim, como a velocidade de grupo de um pulso varia inversamente com essa dispersão, tal velocidade pode ser reduzida a algumas dezenas de m/s e até mesmo ser nula [13, 14].

Além disso, Hau e colaboradores [15] mostraram que é possível utilizar a condição de **EIT** para armazenar coerentemente um pulso de luz em um meio atômico e depois recuperá-lo através da aplicação de um feixe apropriado. Esse experimento mostrou a transferência das características do feixe de luz para as coerências atômicas e a recuperação posterior de toda a informação. Nesta mesma linha, Fleischhauer e Lukin [16] mostraram que pode existir uma excitação mista entre luz e matéria, denominada de “dark state polariton” (**DSP**), que se propaga sem se deformar no meio e contém toda informação dessa luz. Mais importante, as componentes dessa excitação mista podem ser manipuladas através de um pulso de “controle”, de tal modo que ao se reduzir a intensidade desse pulso a zero, o **DSP** torna-se puramente atômico e, diz-se que a informação da luz incidente fica completamente armazenada no meio. Ao religar o pulso de “controle”, pode-se então reobter o pulso luminoso e toda a sua informação é restaurada, inclusive sua forma temporal. No formalismo de “dark state polariton”, Fleischhauer e Lukin afirmaram serem necessárias algumas condições para o “armazenamento da luz”, dentre as quais podemos citar o desligamento adiabático do pulso de controle. No entanto, Hannaford e colaboradores [17, 18] mostraram que tais condições poderiam ser desconsideradas de modo a ainda obter o “armazenamento da luz”. Assim, o “armazenamento de luz” pode ser encarado como o armazenamento coerente de informação ótica nas coerências Zeeman do *ensemble* atômico [19].

Nessa área Tabosa e Lezama [20] armazenaram uma grade espacial de luz numa amostra de átomos frios de Césio. Essa grade foi armazenada utilizando a configuração de mistura de quatro ondas para trás com dois feixes de controle contrapropagantes e um feixe probe não-colinear. Já no trabalho [21], Moretti *et al* estudaram a dinâmica

da grade de coerência armazenada em átomos frios de Césio. Depois, em [22], utilizaram campos magnéticos para estudar o “*colapso*” e “*revival*” de momento angular orbital da luz armazenado no mesmo *ensemble* atômico.

Nesta dissertação, utilizaremos um *ensemble* de átomos frios de Césio preparados no estado fundamental $F = 3$ da sua linha D_2 através de um bombeio ótico incoerente. Então, iremos “escrever” uma grade de coerência nesse *ensemble* fazendo uso de dois campos W e W' ressonantes com a transição atômica $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio. Após um tempo t_s (chamado tempo de armazenamento da grade), faremos a “leitura” dessa grade utilizando um campo R ou R' , possuindo uma dessintonia δ com relação a essa transição. Daí, estudaremos o espectro da energia e da intensidade do sinal extraído do meio devido à “leitura” dessa grade armazenada. Como será visto nos capítulos posteriores, os campos de “escrita” W e W' e os campos de “leitura” R ou R' estão dispostos conforme a configuração espacial de mistura de quatro ondas (**FWM**, *Four Wave-Mixing*).

Para isso, organizamos este trabalho da seguinte maneira:

No capítulo 2 faremos uma breve revisão sobre conceitos de ótica não-linear; operador densidade; interação de um sistema atômico Λ com dois campos óticos, onde trataremos especificamente os fenômenos de **CPT** e **EIT**; descrição dos níveis de energia do Césio e uma análise simples da armadilha Magneto-ótica.

No capítulo 3 apresentaremos a descrição teórica da formação, armazenamento e “leitura” da grade de coerência. A partir daí, calcularemos a forma do sinal gerado nesse processo, bem como seus espectros de energia e intensidade máxima.

No capítulo 4 descreveremos o aparato experimental utilizado e discutiremos os resultados obtidos.

Por fim, no capítulo 5 apresentaremos as conclusões a que chegamos e nossas perspectivas.

Capítulo 2

Conceitos Básicos

2.1 Introdução

Neste capítulo abordaremos conceitos básicos de física atômica e ótica não-linear que irão permitir uma melhor compreensão desta dissertação. Trataremos, de maneira sucinta, conceitos de ótica não-linear, tais como, polarização não-linear e mistura de quatro ondas. Depois disto, faremos uma breve revisão do formalismo do operador densidade; interação de dois campos com um sistema tipo “lambda” (Λ), onde abordaremos especificamente aprisionamento coerente de população (CPT, *C*oherent *P*opulation *T*rapping) e transparência eletromagneticamente induzida (EIT, *E*lectromagnetically *I*nduced *T*ranspa—*r*ency); estrutura de níveis do césio, com foco na linha D_2 e armadilha magneto-ótica (MOT, *M*agneto-*O*ptical *T*rap).

2.2 Ótica Não-Linear

2.2.1 Polarização Não-Linear

Quando um meio material é submetido a uma radiação eletromagnética, o campo elétrico dela induz dipolos elétricos, dando origem a uma polarização macroscópica $\vec{P}$, que pode ser escrita como [23]:

$$\begin{aligned}
\vec{P} = & \chi_{\vec{k},\omega}^{(1)} : \vec{E}(\vec{k}, \omega) \\
& + \chi_{\vec{k}_i+\vec{k}_j,\omega_i+\omega_j}^{(2)} : \vec{E}(\vec{k}_i, \omega_i) : \vec{E}(\vec{k}_j, \omega_j) \\
& + \chi_{\vec{k}_i+\vec{k}_j+\vec{k}_l,\omega_i+\omega_j+\omega_l}^{(3)} : \vec{E}(\vec{k}_i, \omega_i) : \vec{E}(\vec{k}_j, \omega_j) : \vec{E}(\vec{k}_l, \omega_l) + \dots
\end{aligned} \tag{2.1}$$

onde $\chi_{\vec{k},\omega}^{(n)}$ são suscetibilidades de ordem n . As suscetibilidades não-lineares ($n \geq 2$) aumentam quando os campos incidentes se aproximam das frequências naturais do meio. É importante notar que para baixas amplitudes de campo elétrico, com frequências longe das ressonâncias naturais do meio, somente o primeiro termo da série acima contribui de maneira significativa para a polarização. Deste modo, a frequência da luz transmitida (ou espalhada) pelo meio é a mesma da luz incidente. Na situação descrita acima temos a ótica linear.

Já a ótica não-linear ocorre quando temos um ou mais campos elétricos intensos interagindo com o meio, de maneira que as suscetibilidades não-lineares participem do processo permitindo a geração de luz com frequências que são combinações lineares das frequências da luz incidente no meio. Algumas aplicações importantes desse fenômeno são: geração de segundo harmônico, oscilação paramétrica, mistura de quatro ondas, entre outras [24].

No caso dos sólidos, em geral, são necessárias intensidades muito altas de radiação para que os termos não-lineares sejam acessados. Nesse caso, são utilizados *lasers* pulsados para acessar as não-linearidades óticas do material. Porém, quando o meio é um vapor atômico, as suscetibilidades não-lineares são “elevadas”, próximo da ressonância, de maneira que podemos acessá-las com uma intensidade relativamente baixa de luz (menor que 1,0 mW/cm²) sintonizada próxima da ressonância atômica.

Os vapores atômicos possuem também a vantagem de serem isotrópicos e assim apresentar simetria de inversão, simplificando a determinação das suscetibilidades.¹ Devido a essa simetria, os únicos termos da susceptibilidade que contribuem para a polariza-

¹ Como pode ser vista na equação 2.1 as suscetibilidades são tensores e a simetria de inversão simplifica muito a determinação deste tensor.

ção são os de ordem ímpar. Deste modo, a não linearidade de ordem mais baixa que contribui para a polarização é $\chi_{\vec{k},\omega}^{(3)}$. Nessas condições, meios interagindo com um único campo de frequência angular ω irá gerar um novo campo com frequência 3ω , devido a não-linearidade $\chi_{\vec{k},\omega}^{(3)}$. Essa técnica é chamada geração de terceiro harmônico [25,26]. Já no caso do meio interagir com três campos de frequências diferentes, teremos a possibilidade de vários processos que podem gerar um campo cuja frequência é dada como combinação linear das frequências dos campos incidentes no meio.

Além disso, mesmo quando as não-linearidades são pequenas, é possível observar efeitos não-lineares fazendo uso do casamento de fase ótica, processo associado à conservação do momento linear dos campos de radiação presentes no meio, de modo que o campo gerado resulta de uma interferência construtiva na direção de observação [27].

2.2.2 Mistura de Quatro Ondas

O processo de mistura de quatro ondas (MQO) é dito paramétrico, pois nesse caso o meio age apenas como um mediador do processo, ou seja, não ganha nem perde energia. Esse processo faz uso da não-linearidade de terceira ordem, onde três campos eletromagnéticos incidem no meio, gerando um quarto campo. Na figura 2.1 é mostrado um esquema desse processo.

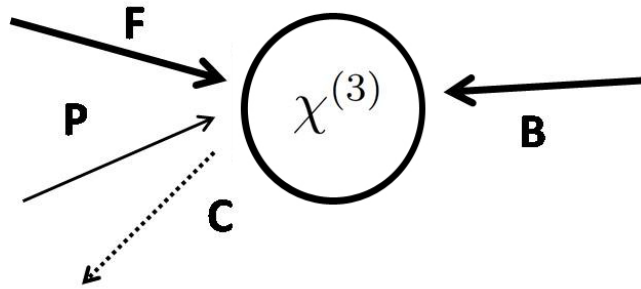


Figura 2.1: Representação de um processo de mistura de quatro ondas. Há três campos incidentes, F, B e P e o quarto campo C gerado pelo meio, o qual é representado por $\chi^{(3)}$.

Representamos os campos incidentes F (*Forward*), B (*Backward*) e P (*Probe*), de modo que o quarto campo gerado pelo meio seja o campo C (*conjugate*). A polarização

produzida nesse processo fará o papel do termo fonte nas equações de Maxwell para gerar o quarto campo e é dada por

$$\vec{P}^{(3)} = \chi^{(3)} \vec{E}_F \vec{E}_B \vec{E}_P^* e^{i[(\omega_F + \omega_B - \omega_P)t - (\vec{k}_F + \vec{k}_B - \vec{k}_P) \cdot \vec{r}]}, \quad (2.2)$$

onde $\chi^{(3)}$ é a suscetibilidade de terceira ordem; E_F , E_B e E_P são as amplitudes dos campos F, B e P, respectivamente; ω_F , ω_B , ω_P são as frequências angulares dos campos F, B e P, respectivamente. Já $\vec{k}_F$, $\vec{k}_B$, $\vec{k}_P$ são os vetores de onda dos campos F, B e P, respectivamente.

A geração do feixe C pode ser vista, fisicamente, como a difração de Bragg do feixe B na grade² de difração produzida pelos feixes F e P e também como a difração de F na grade escrita por B e P . Nas referências [28, 29] encontra-se um estudo sistemático sobre o processo de mistura de quatro ondas e as condições físicas necessárias para a criação de grades de coerência ou população.

A configuração utilizada nos experimentos desta dissertação foi a da mistura de quatro ondas com conjugação de fase ótica. O termo conjugação de fase é devido a escolha de $\vec{k}_B = -\vec{k}_F$. Essa escolha implica que o quarto campo gerado se propaga no sentido contrário ao do campo P, ou seja, $\vec{k}_C = -\vec{k}_P$, possuindo amplitude conjugada à do campo P. Dessa propriedade surge também a nomenclatura *conjugate* para o campo gerado.

2.3 Operador Densidade

Quando conhecemos exatamente os estados de cada um dos constituintes de um sistema físico, podemos escrever uma função de onda geral $|\Psi(t)\rangle$ para esse sistema, em função dos estados $|\phi_i\rangle$ de cada elemento dele. Por outro lado, quando as informações que temos sobre o sistema são incompletas não podemos conhecer exatamente o estado físico de cada constituinte, mas apenas as probabilidades clássicas de cada elemento estar em um estado $|\phi_i\rangle$ qualquer. Dessa forma, não é possível escrever uma função de onda geral para esse sistema. Assim, faz-se necessário introduzir o formalismo do operador densidade, o

² Dependendo das polarizações dos feixes pode-se ter grades de coerência ou população [28].

2.3 Operador Densidade

qual torna possível calcular os valores médios de cada observável do sistema, conhecendo apenas as probabilidades clássicas de que cada constituinte esteja num determinado estado físico.

O operador densidade é definido como

$$\rho(t) = \sum_k p_k |\phi_k(t)\rangle \langle \phi_k(t)| , \quad (2.3)$$

onde p_k é a probabilidade clássica de encontrar o sistema no estado $|\phi_k(t)\rangle$. Podemos escrever o estado $|\phi_k(t)\rangle$ em termos de auto-estados de energia $|E_n\rangle$ do Hamiltoniano H , visto que esses auto-estados formam uma base completa no espaço de Hilbert. Assim temos

$$|\phi_k(t)\rangle = \sum_n c_{n,k}(t) |E_n\rangle . \quad (2.4)$$

Da definição 2.3 e da equação 2.4 podemos escrever os elementos de matriz ρ_{nm} na forma:

$$\rho_{mn}(t) = \sum_k p_k c_{m,k}(t) c_{n,k}^*(t) . \quad (2.5)$$

Note que na equação acima quando $n = m$, ρ_{nn} representa a probabilidade de encontrar o sistema no estado $|E_n\rangle$, ou seja, os elementos da diagonal do operador densidade está relacionado com a quantidade de constituintes nesse estado, ou seja, com a população do estado. Já para $n \neq m$, ρ_{mn} representam a interferência quântica entre os estados $|E_m\rangle$ e $|E_n\rangle$ e são chamados de coerência quântica. Quando esses termos são diferentes de zero podemos observar efeitos de interferência quântica.

É importante notar que devido ao operador densidade ser hermitiano podemos sempre escrevê-lo na base dos seus autovetores, onde o operador torna-se diagonal. Então, devemos ter em mente que o conceito de coerência estará sempre relacionado com a base escolhida.

A partir do operador densidade pode-se calcular o valor esperado de um determinado observável $\mathcal{A}$ da forma

$$\langle \mathcal{A} \rangle = \sum_k p_k \langle \psi_k | \mathcal{A} | \psi_k \rangle = \text{Tr}(\mathcal{A}\rho) . \quad (2.6)$$

Já a evolução temporal do operador densidade é dado por

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] , \quad (2.7)$$

onde $\hat{H}$ é o hamiltoniano do sistema.

No entanto, quando o sistema interage com o entorno a equação 2.7 deve ser modificada acrescentando fenomenologicamente termos de relaxação, ficando da forma

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{rel} , \quad (2.8)$$

onde $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{rel}$ representa as relaxações decorrentes da interação do sistema com seu entorno. Esse termo é responsável, por exemplo, pelo decaimento, por emissão espontânea³ do átomo de um nível mais excitado para um nível menos excitado.

Para uma discussão mais detalhada sobre o formalismo do operador densidade recomendamos uma leitura nas referências [30,31].

2.4 Interação de Dois Campos com um Sistema Tipo “Lambda” (Λ)

Nesta seção trataremos, de maneira simples, os fenômenos **CPT** e **EIT**, os quais surgem quando consideramos a interação de dois campos óticos com um sistema de dois níveis na configuração Λ . A escolha por esse tipo de configuração deve-se ao fato de ao longo dessa dissertação aproximarmos o nosso átomo de Césio a um sistema desse tipo. Abordaremos o fenômeno **CPT** numa configuração Λ sem incluir efeitos de relaxação no sistema⁴, pois nossa intenção é apenas apresentar o fenômeno e discutir suas implicações.

³ O termo “emissão espontânea” é resultado da interação de todos os modos possíveis do vácuo eletromagnético com o sistema atômico.

⁴ É importante ficar claro que nós consideramos o caso sem relaxação apenas para facilitar os cálculos. O aparecimento do fenômeno **CPT** ocorre sem que seja necessário essa consideração.

Um experimento bastante geral sobre **CPT** pode ser encontrado em [5]. Já o fenômeno de **EIT** será tratado considerando um sistema Λ degenerado incluindo termos de relaxação. Nas referências [8, 32–36] temos cálculos mais detalhados e algumas aplicações interessantes sobre **EIT**.

2.4.1 Aprisionamento Coerente de População - CPT

Considere o sistema na configuração Λ abaixo, interagindo com dois campos óticos monocromáticos. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ pertencentes ao nível fundamental, neste caso degenerado, e $|2\rangle$, como sendo o estado excitado. Sem perda de generalidade, iremos considerar que os estados fundamentais possuem energia nula e o estado excitado possui energia $\hbar\omega_0$.

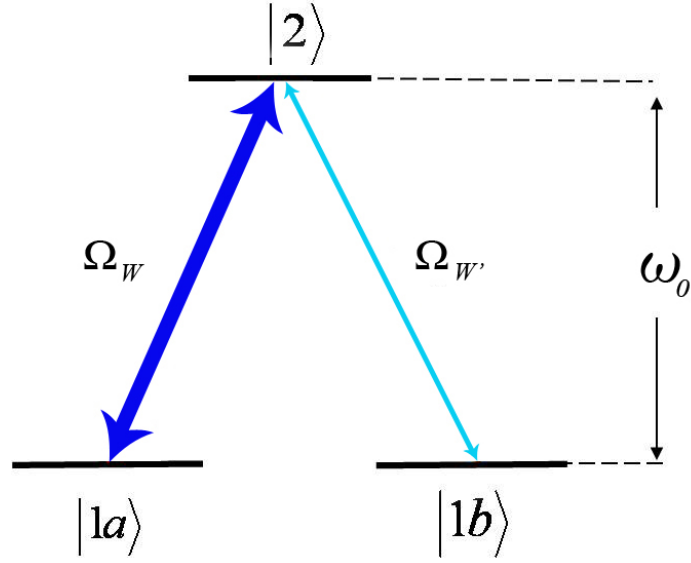


Figura 2.2: Sistema *Lambda*. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $|2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$. A figura também mostra os campos Ω_W e $\Omega_{W'}$ com frequências óticas ω_W e $\omega_{W'}$, respectivamente, conectando cada estado fundamental com o estado excitado em comum.

Em frequências óticas o comprimento de onda do campo é bem maior que as dimensões atômicas ($\lambda \sim 10^{-7}m$, enquanto as dimensões do átomo são do ordem de $10^{-10}m$). Desse modo, podemos desprezar as variações espaciais do campo elétrico durante a in-

teração (essa é a aproximação de comprimento de onda grande). Assim, a interação será basicamente de dipolo elétrico.

Outro fato a ser considerado é que os três estados possuem paridade bem definida, onde os estados fundamentais têm a mesma paridade e o estado excitado uma paridade oposta. Dessa forma, os estados fundamentais não podem ser acoplados entre si através de interação de dipolo elétrico, mas o estado excitado pode sim ser acoplado com os fundamentais através dessa interação.

O sistema de níveis, que estamos considerando, pode ser obtido na prática a partir de um sistema de dois níveis com degenerescência Zeeman. Assim, como os estados fundamentais pertencem ao mesmo nível de energia, é necessário manipular as polarizações dos feixes de maneira que através das regras de seleção do momento angular possamos acessar as transições desejadas (em nosso caso, queremos acoplar as transições $1a \leftrightarrow 2$ e $1b \leftrightarrow 2$). Suporemos que as polarizações dos feixes $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ são $\hat{\sigma}^+$ e $\hat{\sigma}^-$ ⁵, respectivamente. Desse modo, cada campo acopla apenas as transições representadas na figura 2.2.

Com isso, podemos escrever o hamiltoniano do sistema da seguinte forma:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Int} , \quad (2.9)$$

onde $\hat{H}_0$ é o hamiltoniano do átomo livre e $\hat{H}_{Int}$ é o hamiltoniano de interação campo-átomo.

Podemos escrever o hamiltoniano de interação como

$$\hat{H}_{Int} = -\vec{d} \cdot \vec{E} , \quad (2.10)$$

onde $\vec{d}$ é o operador momento dipolo do átomo e é escrito como:

$$\vec{d} = \vec{d}_{1a,2}|1a\rangle\langle 2| + \vec{d}_{2,1a}|2\rangle\langle 1a| + \vec{d}_{1b,2}|1b\rangle\langle 2| + \vec{d}_{2,1b}|2\rangle\langle 1b| . \quad (2.11)$$

Já o campo elétrico pode ser escrito como

⁵ Polarização $\hat{\sigma}^+$ conecta estados de $|M_F\rangle$ ao estado $|M_F + 1\rangle$ e polarização $\hat{\sigma}^-$ conecta estados de $|M_F\rangle$ ao estado $|M_F - 1\rangle$.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_W(\vec{r}, t) + \vec{E}_{W'}(\vec{r}, t), \quad (2.12)$$

onde o campo $\vec{E}_W$ tem a forma:

$$\vec{E}_W(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z - \omega_W t)} + \mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_W z - \omega_W t)}] \hat{\sigma}^+, \quad (2.13)$$

onde $\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$. Já $\vec{k}_W$ e ω_W são o vetor de onda e a frequência angular do campo $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$, respectivamente.

O campo $\vec{E}_{W'}$ tem a forma:

$$\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)} + \mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_{W'} z - \omega_{W'} t)}] \hat{\sigma}^-, \quad (2.14)$$

onde $\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$. As grandezas $\vec{k}_{W'}$ e $\omega_{W'}$ são o vetor de onda e a frequência angular do campo $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$, respectivamente.

Então o hamiltoniano de interação⁶ será:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Int} = & -\frac{\vec{d}_{1a,2}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z)}}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{1a,2}\mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_W z)}}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z)}}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{2,1a}\mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_W z)}}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{1b,2}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z)}}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{1b,2}\mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_{W'} z)}}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{i(\omega_{W'} t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z)}}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_{W'} z)}}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{i(\omega_{W'} t)}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde nessa configuração temos: $\omega_W = \omega_{W'} = \omega$

Como os operadores $|1a\rangle\langle 2|$ e $|1b\rangle\langle 2|$ têm uma evolução livre da forma $e^{-i(\omega_0 t)}$ implica que o Hamiltoniano de interação terá termos que oscilam numa frequência $|\omega - \omega_0|$ ou com frequência $\omega + \omega_0$. Considerando intervalos de detecção grandes comparados com os períodos de oscilação da luz, podemos desprezar os termos que oscilam com frequência da

⁶ Já consideramos que o campo $\vec{E}_W$ só acopla a transição $1a \leftrightarrow 2$ e o campo $\vec{E}_{W'}$ só acopla a transição $1b \leftrightarrow 2$.

ordem de $\pm(\omega + \omega_0)$. Esta aproximação é conhecida na literatura como aproximação de onda girante (**RWA**, **R**otating **W**ave **A**pproximation) [37, 38].

Assim, a forma final para o hamiltoniano de interação será:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Int} = & -\frac{\vec{d}_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i(k_W z)}}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{1a,2}\mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_W z)}}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(k_{W'} z)}}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{1b,2}\mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t)e^{-i(k_{W'} z)}}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{i(\omega_{W'} t)}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Desse modo, podemos definir a frequência de *Rabi* como:

$$\Omega_W(\vec{r}, t) = \frac{d_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{ik_W z}}{\hbar} \quad (2.17)$$

e

$$\Omega_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{d_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{ik_{W'} z}}{\hbar}. \quad (2.18)$$

Podendo então reescrever a equação 2.16 na forma:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Int} = & -\frac{\hbar\Omega_W(\vec{r}, t)}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\hbar\Omega_W^*(\vec{r}, t)}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\hbar\Omega_{W'}(\vec{r}, t)}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\hbar\Omega_{W'}^*(\vec{r}, t)}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{i(\omega_{W'} t)}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

É possível mostrar que $\hat{H}_{Int}$ possui um autovetor $|escuro\rangle$ cujo autovalor é nulo, ou seja, $\hat{H}_{Int}|escuro\rangle = 0|escuro\rangle$. De modo que a evolução temporal deste autovetor não é afetada pela ação de ambos os campos $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$. Assim, quando o átomo se encontra neste estado ele fica transparente à radiação⁷. Logo, o estado $|escuro\rangle$ é denominado por “estado escuro” e sua forma é:

$$|escuro\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2}} [\Omega_W|1b\rangle - \Omega_{W'}|1a\rangle]. \quad (2.20)$$

⁷ Átomos nesse estado não absorve o campo de radiação.

Devido ao fato $\hat{H}_{Int}|escuro\rangle = 0|escuro\rangle$, temos que nesta situação o “estado escuro” não é acoplado ao estado excitado através do hamiltoniano de interação. Em outras palavras, a amplitude de probabilidade⁸ de que um átomo inicialmente no “estado escuro” seja excitado para o estado $|2\rangle$ é nula.

Da expressão 2.20, vemos que o “estado escuro” é uma superposição coerente dos estados fundamentais $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$. Daí, vemos que uma explicação física para que a amplitude de probabilidade de transição do “estado escuro” para o estado excitado através do hamiltoniano de interação seja nula, é que essa amplitude de probabilidade é resultado de uma contribuição devido aos caminhos $1a \leftrightarrow 2$ e $1b \leftrightarrow 2$. Esses dois caminhos diferentes que o átomo pode fazer para ser excitado a partir do estado fundamental gera uma interferência quântica destrutiva, tornando-o transparente à radiação.

Dessa forma, a captura do sistema nesse estado representa o fenômeno de ***aprisionamento coerente de população (CPT)***

Como vimos, esse fenômeno é puramente quântico, já que o “estado escuro” não possui um análogo clássico. Outro fato importante de ser mencionado é que não é necessário que o sistema seja inicialmente preparado no “estado escuro” para que ocorra o fenômeno **CPT**, pois se o sistema for preparado em outro estado podemos, através de processo de absorção e emissão, fazer com que o sistema entre no “estado escuro”, e a partir daí, fique aprisionado nesse estado.

2.4.2 Transparência Eletromagneticamente Induzida - EIT

Nessa subseção trataremos, novamente, a interação de dois campos de radiação monocromáticos com um sistema de três níveis (configuração Λ). Porém, diferente do caso tratado anteriormente, os campos que incidem nos átomos não estão ressonantes, e serão consideradas os decaimentos tanto das populações, como das coerências.

Utilizaremos o formalismo do operador densidade para obter o perfil de absorção e o índice de refração deste sistema. Os resultados obtidos serão interpretados, nesta dissertação, à luz do fenômeno de **CPT**.

⁸ A amplitude de probabilidade referente à transição $|escuro\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ é proporcional a $|\langle escuro|\hat{H}_{Int}|2\rangle|^2$.

Pode-se, também, interpretar o aparecimento de **EIT** através da interferência quântica devido ao deslocamento *Stark* dos estados vestidos átomo-campo. Esse deslocamento é tal, que passam a existir dois caminhos indistinguíveis pelos quais o átomo pode ser excitado pelo campo. Assim, ocorre uma interferência quântica destrutiva entre esses caminhos, resultando no cancelamento da absorção do feixe. Mais detalhes sobre esse tratamento podem ser encontrados nas referências [28, 39].

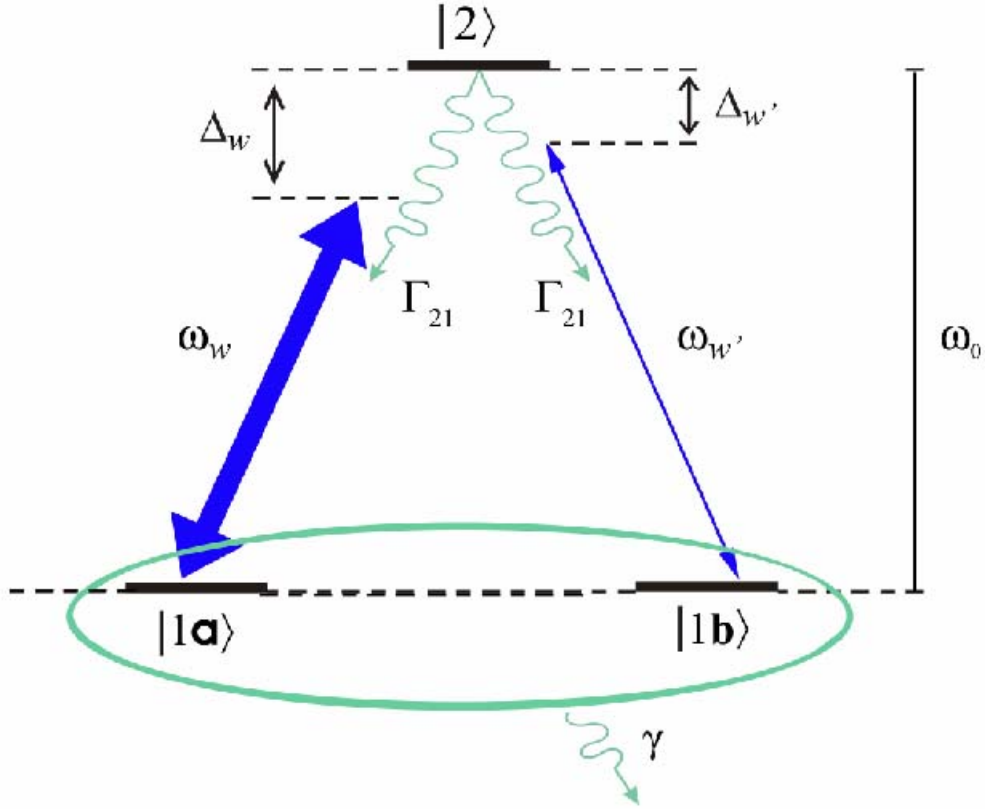


Figura 2.3: Representação da configuração EIT. Os estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ pertencem ao nível fundamental e são degenerados e o estado excitado $|2\rangle$ tem energia $\hbar\omega_0$. A figura também mostra o campo forte Ω_W e um campo fraco $\Omega_{W'}$ com frequências ω_W e $\omega_{W'}$, respectivamente. As dessintonias dos campos forte e fraco são, respectivamente, Δ_W e $\Delta_{W'}$. Representamos por Γ_{21} a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado para os estados $1a$ e $1b$, enquanto que a taxa de decaimento de coerência dos estados fundamentais foi representada por γ .

Analogamente ao procedimento realizado na subseção passada, podemos escrever o hamiltoniano deste sistema como

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Int} , \quad (2.21)$$

onde $\hat{H}_0$ é o hamiltoniano para o átomo livre da ação dos campos e é dado por: $\hat{H}_0 = \hbar\omega_o|2\rangle\langle 2|$. Nesse caso, escolhemos, por simplicidade, que a energia dos estados fundamentais são nulas.

O hamiltoniano de interação tem uma forma análoga ao tratado no caso **CPT**, de maneira que o hamiltoniano total deste sistema, na aproximação de onda girante será:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\frac{\hbar\Omega_W(\vec{r}, t)}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\hbar\Omega_W^*(\vec{r}, t)}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\hbar\Omega_{W'}(\vec{r}, t)}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\hbar\Omega_{W'}^*(\vec{r}, t)}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{i(\omega_{W'} t)} + \\ & + \hbar\omega_o|2\rangle\langle 2| . \end{aligned} \quad (2.22)$$

Utilizando a equação 2.8 de evolução temporal do operador densidade $i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho] + \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{rel}$ e considerando a aproximação de variáveis lentas⁹:

$$\rho_{2,2} = \sigma_{2,2} , \quad (2.23a)$$

$$\rho_{1a,1a} = \sigma_{1a,1a} , \quad (2.23b)$$

$$\rho_{1b,1b} = \sigma_{1b,1b} , \quad (2.23c)$$

$$\rho_{2,1a} = \sigma_{2,1a}e^{-i\omega_W t} , \quad (2.23d)$$

$$\rho_{2,1b} = \sigma_{2,1b}e^{-i\omega_{W'} t} , \quad (2.23e)$$

$$\rho_{1a,1b} = \sigma_{1a,1b}e^{-i(\omega_{W'} - \omega_W)t} . \quad (2.23f)$$

⁹ Devido a hermiticidade de $\hat{\rho}$ teremos que $\hat{\sigma}$ também será hermitiano.

Obtemos as seguintes equações de Bloch:

$$\dot{\sigma}_{2,2} = i\Omega_W\sigma_{1a,2} - i\Omega_W^*\sigma_{2,1a} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,2} - i\Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} - \Gamma\sigma_{2,2} , \quad (2.24a)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = -i\Omega_W\sigma_{1a,2} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1a} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2} , \quad (2.24b)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{1b,2} + i\Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2} , \quad (2.24c)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{1a,2} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1b} + (i\delta - \gamma)\sigma_{1a,1b} , \quad (2.24d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -i\Omega_W\sigma_{2,2} + i\Omega_W\sigma_{1a,1a} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1a} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a} , \quad (2.24e)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{2,2} + i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1b} + i\Omega_W\sigma_{1a,1b} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})\sigma_{2,1b} , \quad (2.24f)$$

onde definimos $\Gamma = 2\Gamma_{21}$ a taxa de decaimento do estado excitado, γ a taxa de decaimento da coerência $\sigma_{1a,1b}$, $\Delta_i = \omega_0 - \omega_i$, com $i = W, W'$ e $\delta = \omega_{W'} - \omega_W = \Delta_W - \Delta_{W'}$ é a dessintonia entre os campos.

Nas equações 2.24 absorvemos um fator $1/2$ nas frequências de *Rabi* de modo que elas se tornam:

$$\Omega_W(\vec{r}, t) = \frac{d_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{ik_W z}}{2\hbar} , \quad (2.25a)$$

$$\Omega_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{d_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{ik_{W'} z}}{2\hbar} . \quad (2.25b)$$

Para simplificar a análise é comum supor $\Omega_W \gg \Omega'_W$ [40] de modo que podemos fazer as seguintes aproximações: $\sigma_{2,2} = \sigma_{1a,1a} = 0$ e $\sigma_{1b,1b} = 1$. Com isso, as equações 2.24 tornam-se:

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -i\Omega_{W'}\sigma_{1a,2} + i\Omega_W^*\sigma_{2,1b} + (i\delta - \gamma)\sigma_{1a,1b} , \quad (2.26a)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = i\Omega_{W'}\sigma_{1b,1a} - (i\Delta_W + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a} , \quad (2.26b)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = i\Omega_{W'} + i\Omega_W\sigma_{1a,1b} - (i\Delta_{W'} + \Gamma_{21})\sigma_{2,1b} . \quad (2.26c)$$

Da solução em estado estacionário de 2.26, e em primeira ordem de perturbação no campo $\vec{E}_{W'}$, obtemos a coerência $\sigma_{2,1b}$ como sendo:

$$\sigma_{2,1b} = \frac{-i\Omega_{W'}(i\delta - \gamma)}{|\Omega_W|^2 + (i\delta - \gamma)(-i\Delta_{W'} - \Gamma_{21})} . \quad (2.27)$$

Dessa forma, podemos obter o coeficiente de absorção e o índice de refração do meio, dados por: $Im[\sigma_{2,1b}]$ e $Re[\sigma_{2,1b}]$, respectivamente.

Na figura 2.4 [41] mostramos a absorção e o índice de refração do meio no caso em que o feixe forte ($\vec{E}_W$) é ressonante com a transição, ou seja, $\Delta_W = 0$. Notamos que em torno $\delta = 0$ (condição de ressonância de dois fótons) temos uma diminuição na absorção. Essa ressonância de transparencia constitui o efeito de *transparência eletromagneticamente induzida* [42].

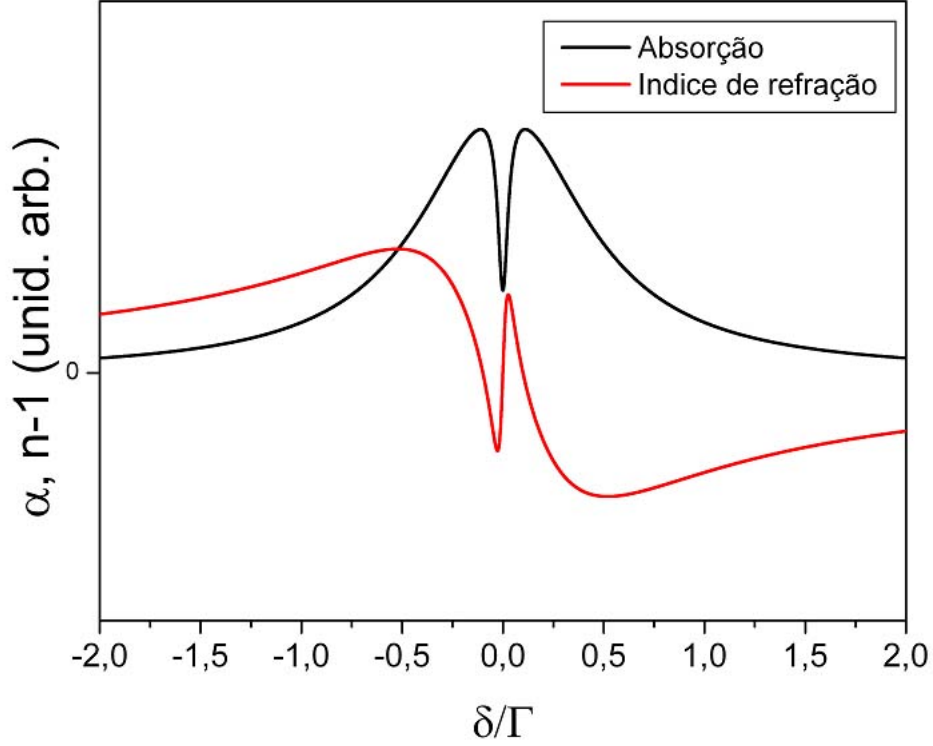


Figura 2.4: Absorção e índice de refração para o feixe de prova num sistema Λ .

Esse fenômeno deve-se ao fato de que através de absorções e emissões o sistema é levado a um estado escuro, resultando numa diminuição de absorção de ambos os campos. Para baixas intensidades do campo forte, a largura dessa ressonância estreita é determinada pela descoerência γ entre os estados fundamentais.

Notamos também que a curva de dispersão possui uma variação muito grande próximo da ressonância. Essa mudança brusca do índice de refração com a frequência implica que, em meios tipo **EIT**, a velocidade de grupo de um feixe de luz seja bastante reduzida [14].

2.5 Níveis de Energia do Césio

O átomo de Césio (^{133}Cs) neutro e no estado fundamental possui a seguinte distribuição eletrônica, de acordo com a regra de Pauli, dada abaixo:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 \underbrace{6s^1}_{\text{elétron oticamente ativo}}$$

onde, devido a notação espectroscópica, os rótulos s, p, d, f, ..., da distribuição acima, correspondem aos números quânticos $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ que estão relacionados ao momento angular orbital atômico.

A interação entre o momento magnético do elétron, o qual é proporcional ao momento angular intrínseco do mesmo (momento angular de *spin*, $\vec{S}$) e o campo magnético gerado pelo movimento orbital do núcleo¹⁰ (proporcional ao momento angular $\vec{L}$ do átomo) produz um acoplamento conhecido como acoplamento *spin*-órbita. Com isso, o hamiltoniano do sistema é acrescido de um termo de interação na forma $\hat{H}_{LS} = a\hat{\vec{L}} \cdot \hat{\vec{S}}$.

Usando as regras de adição de momento angular, podemos escrever um operador $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ que representa o momento angular total do sistema. Então, numa base que diagonaliza simultaneamente os operadores $\{\hat{J}^2, \hat{J}_z, \hat{L}^2, \hat{S}^2\}$, o hamiltoniano de interação torna-se diagonal e os operadores $\vec{J}$, $\vec{L}$, $\vec{S}$ possuem autovalores dados por $\sqrt{J(J+1)}\hbar$, $\sqrt{L(L+1)}\hbar$, $\sqrt{S(S+1)}\hbar$, respectivamente [30].

Devido à regra de adição, os valores possíveis para J são dados por $|L-S| \leq J \leq L+S$. Já para o elétron na camada de valência, os valores possíveis de L e S são $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ e $S = 1/2$. Dessa forma, para $L = 0$ o valor possível de J é $J = 1/2$, que representa o nível $6S_{1/2}$; já para $L = 1$ os valores possíveis de J são $J = 1/2$ e $J = 3/2$ que correspondem, respectivamente, aos níveis $6P_{1/2}$ e $6P_{3/2}$. Os níveis $6S_{1/2}$, $6P_{1/2}$ e $6P_{3/2}$ são os primeiros níveis da estrutura fina do Césio.

A estrutura hiperfina do átomo, surge quando consideramos a interação entre o momento angular $\vec{J}$ com o momento angular intrínseco do núcleo $\vec{I}$. Com isso, torna-se necessário a adição do termo $\hat{H}_{IJ} = b\hat{\vec{J}} \cdot \hat{\vec{I}}$ no hamiltoniano considerado anteriormente.

Fazendo uma construção similar à feita para a estrutura fina do átomo, podemos definir um operador $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ e a partir daí construir uma base que diagonalize simultaneamente $\{\hat{F}^2, \hat{F}_z, \hat{J}^2, \hat{I}^2\}$. Nessa base os operadores $\hat{F}$ e $\hat{I}$ possuem, respectivamente, autovalores $\sqrt{F(F+1)}\hbar$ e $\sqrt{I(I+1)}\hbar$.¹¹ Temos ainda que $|J-I| \leq F \leq J+I$, onde para o átomo de Césio $I = 7/2$. Com isso, para $J = 1/2$ teremos $F = 3, 4$ e para $J = 3/2$ temos $F = 2, 3, 4, 5$.

¹⁰ Consideramos, neste caso, o referencial no elétron.

¹¹ Os autovalores de $\hat{J}$ continuam o mesmo.

Isso posto, a linha D_1 do Césio é formada pelos níveis hiperfinos referentes à transição $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ e a linha D_2 (na qual realizamos os experimentos desta dissertação) é composta dos níveis hiperfinos da transição $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{3/2}$. Na figura 2.5 [43] representamos a linha D_2 do Césio.

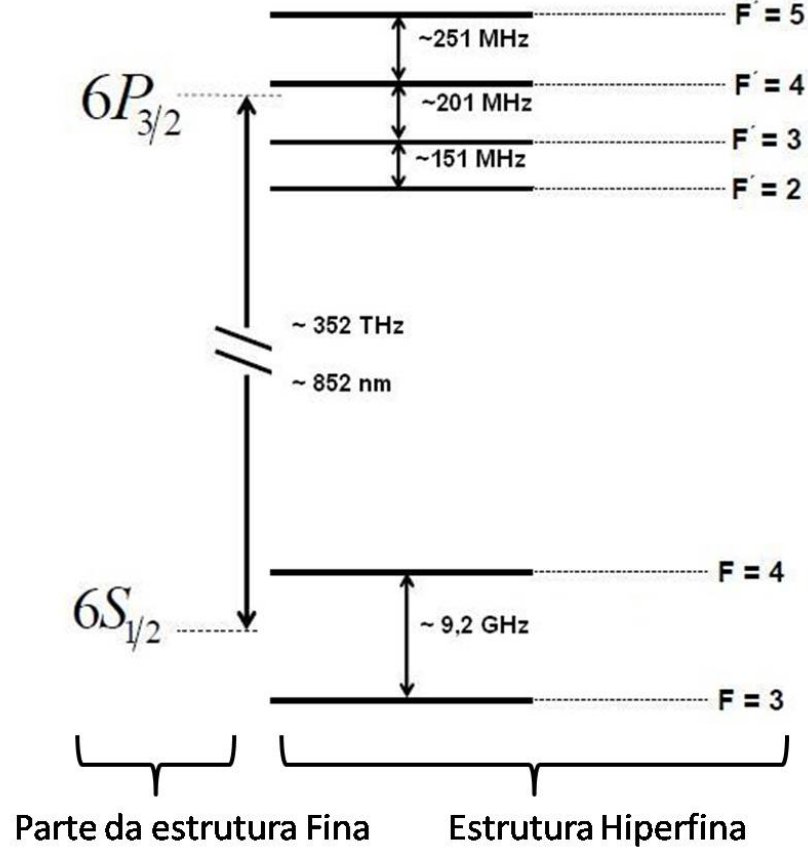


Figura 2.5: Diagrama de níveis da linha D_2 do átomo de césio. A direção vertical corresponde à energia e está fora de escala. Com um laser emitindo radiação com um comprimento de onda de aproximadamente 852 nm, é possível excitar o átomo.

Podemos interpretar que a interação hiperfina $\hat{H}_{IJ} = b\hat{\vec{J}} \cdot \hat{\vec{I}}$ divide o nível fundamental da estrutura fina ($6S_{1/2}$) em duas componentes de momento angular, as quais rotulamos, na figura acima, por $F = 3, 4$. Além disso, essa interação desdobra o nível excitado $6P_{3/2}$ em quatro componentes representadas, na figura, por $F' = 2, 3, 4, 5$.

Note que a linha D_2 , diferentemente da D_1 , apresenta uma transição cíclica ($F = 4 \leftrightarrow F' = 5$), a qual é necessária para o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

Outro fato importante é que cada nível F possui uma degenerescência *Zeeman* igual a $2F + 1$. Essas degenerescências serão muito importantes em nossa abordagem teórica, pois faremos uso delas para representar o nosso átomo como um sistema tipo (Λ).

Uma discussão mais detalhada sobre estrutura fina e hiperfina pode ser encontrada em [44] e sobre a linha D_2 do Césio em [45].

Utilizamos a linha D_2 do Césio para a construção da nossa armadilha magneto-óptica.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

Para analisarmos o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica (MOT) utilizaremos um átomo hipotético de dois níveis com momento angular total $F = 0$ para o estado fundamental, e $F' = 1$ para o estado excitado, sujeito a uma radiação eletromagnética monocromática de frequência ω . Para facilitar a leitura, resolvemos dividir esta seção em duas etapas: na primeira falaremos sobre o processo de resfriamento de átomos e no item seguinte trataremos do armadilhamento.

2.6.1 Resfriamento

Quando um átomo é colocado na presença de um laser com frequência ω próximo da ressonância atômica ω_0 , ele pode absorver fótons do *laser* e ser excitado do estado $F = 0$ para $F' = 1$. Nessa situação, além de existir transferência de energia, a radiação também transfere momento linear ao átomo. Devido à transferência de momento linear, o átomo sofre um recuo na direção e no sentido de propagação da luz. No entanto, quando o átomo decai espontaneamente do estado excitado, esse emitirá um fóton numa direção arbitrária, recuando no sentido contrário ao da emissão do fóton.

Como a emissão espontânea não possui uma direção privilegiada para ocorrer, após vários ciclos de absorção e emissão a média dos recuos sofridos pelo átomo devido a essa emissão, será nula. Desse modo, o átomo receberá uma transferência líquida de momento linear na direção e sentido de propagação do feixe *laser* incidente, resultando numa força sentida pelo átomo neste mesmo sentido.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

Consideremos agora um *ensemble* atômico a uma temperatura ambiente T ¹² e um feixe de *laser* com uma frequência um pouco abaixo da ressonância atômica. Desse modo, um átomo possuindo uma velocidade $\vec{v}$ observará uma alteração na frequência do *laser*, devido ao efeito *Doppler*, para o valor $\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$, onde $\vec{k}$ é o vetor de onda da radiação *laser*.

Assim, se o *laser* for sintonizado abaixo da frequência de ressonância e o átomo possuir uma componente da velocidade $\vec{v}$ numa mesma direção da propagação do feixe *laser* $\vec{k}$, mas no sentido contrário, o átomo sentirá o feixe mais próximo da ressonância. Logo, a probabilidade de ocorrer absorção será maior do que se o átomo estivesse parado. Em contrapartida, se o átomo possuir uma componente de $\vec{v}$ no mesmo sentido de $\vec{k}$, o átomo verá esse feixe mais distante da ressonância, diminuindo a probabilidade de ocorrer absorção. Com isso, vemos que a probabilidade de absorção é alterada devido ao sentido da velocidade do átomo. Podendo aumentar, no caso do feixe se propagar em sentido contrário à velocidade do átomo, ou diminuir, na situação em que o sentido da velocidade do átomo é o mesmo da propagação da luz.

Suponha agora que um átomo com velocidade $\vec{v}$ esteja imerso numa região onde existem dois feixes de *lasers* contrapropagantes de mesma frequência ω e um pouco abaixo da ressonância, como mostrado na figura 2.6(a).

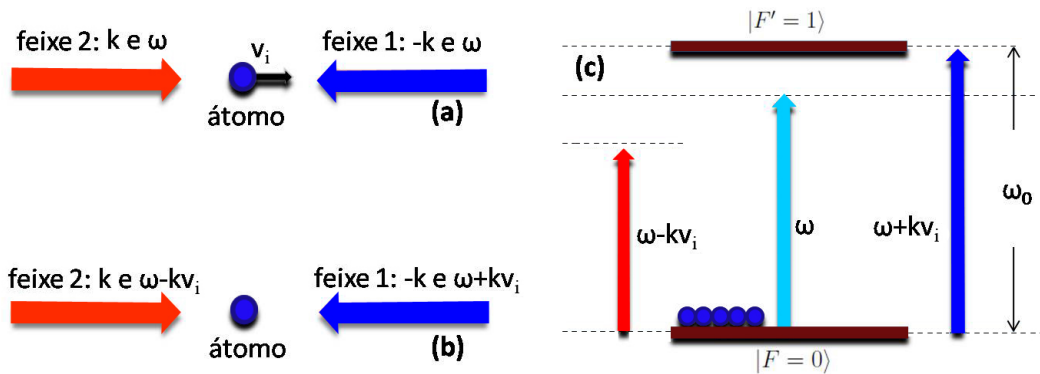


Figura 2.6: Resfriamento *Doppler*: na parte (a), temos o referencial do laboratório; em (b), o referencial do átomo, onde ele “vê” a frequência do laser vindo da direita maior do que a frequência daquele que vem da esquerda. (c) Diagramas de níveis mostrando que o laser contrapropagante ao movimento do átomo está ressonante.

¹² Um *ensemble* atômico a uma temperatura T possui uma distribuição de velocidades dada pela função distribuição de Maxwell-Boltzmann.

Devido ao efeito *Doppler*, o “feixe 1” que se propaga no sentido contrário ao da componente $\mathbf{v}_i$ do átomo estará mais ressonante, enquanto que o feixe copropagante (“feixe 2”) estará menos ressonante (mais distante da ressonância). Desse modo, o átomo absorverá mais fótons do “feixe 1” do que do “feixe 2”, implicando numa força resultante no mesmo sentido do “feixe 1”. Uma situação equivalente é a que o átomo tem sua componente $\mathbf{v}_i$ contrária a propagação do “feixe 2”. Nessa situação, o raciocínio é o mesmo, mas agora o “feixe 2” será mais ressonante e assim a força que o átomo sentirá será no mesmo sentido de propagação desse feixe. Isso posto, concluímos que o átomo sempre irá sentir uma força resultante na mesma direção de propagação do feixe mais ressonante, ou seja, sempre no sentido contrário ao da componente $\mathbf{v}_i$. No caso unidimensional, essa força será contrária ao movimento do átomo.

Portanto, fazendo uma extensão natural deste pensamento para a configuração tridimensional, onde temos três pares de feixes contrapropagantes e cada par ortogonal entre si, vemos que o átomo sentirá uma força viscosa do tipo : $\vec{F} = -\alpha\vec{v}$ (agora sempre contrária ao seu movimento), a qual é responsável pela dissipação da energia cinética do átomo¹³. Essa configuração é chamada de “melaço ótico” [46].

Um fato importante de ser mencionado, é que a força $\vec{F} = -\alpha\vec{v}$ terá essa forma no limite em que $\vec{k} \cdot \vec{v} \ll \omega_0 - \omega$, onde $\omega_0 - \omega$ é a dessintonia do *laser*.

Note, também, que devido a força viscosa ser dependente apenas da velocidade, ela tem a função de apenas **resfriar** os átomos, não sendo capaz de aprisioná-los. Para obtermos um aprisionamento necessitamos de uma força do tipo restauradora, a qual será introduzida na próxima subseção.

2.6.2 Armadilhamento

Como dito anteriormente, associado a cada número quântico F existe uma degenerescência Zeeman de $2F+1$, ou seja, a cada valor F estão associados os seguintes valores de m_F : $-F \leq m_F \leq F$. Outro fato já dito, é que polarizações $\hat{\sigma}^+$ induzem transições do estado

¹³ Para que isso ocorra é necessário que o ciclo absorção-emissão continue sempre que o *laser* estiver presente. Assim, para um átomo real, precisamos ter uma transição cíclica. Em nosso caso, usamos a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ da linha D_2 do Césio.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

$|m_F\rangle$ ao estado $|m_F + 1\rangle$ e polarização $\hat{\sigma}^-$ conecta o estado de $|m_F\rangle$ ao estado $|m_F - 1\rangle$. Veremos adiante que utilizando essas propriedades é possível obter o armadilhamento desejado.

Para obtermos uma força restauradora, aplicaremos um campo magnético¹⁴ da forma $B(z) = bz$, onde b é uma constante, o qual, devido ao efeito Zeeman, produz um desdobramento da estrutura de níveis do átomo que depende linearmente da posição. Devido a esse efeito será criada uma força do tipo: $F = -\beta z$. A direção do campo magnético (z), define o eixo de quantização do sistema.

Se, associado a esse efeito, utilizarmos pares de feixes *lasers* contrapropagantes, sintonizados um pouco abaixo da ressonância atômica¹⁵ e com polarizações circulares opostas, poderemos obter uma força do tipo oscilador harmônico amortecido: $F = -\beta z - \alpha v$. Essa força resfriará (devido o termo $-\alpha v$) e armadilhará (devido o termo $-\beta z$) os átomos.

A partir da figura 2.7 apresentaremos argumentos que demonstram o surgimento da força mencionada.

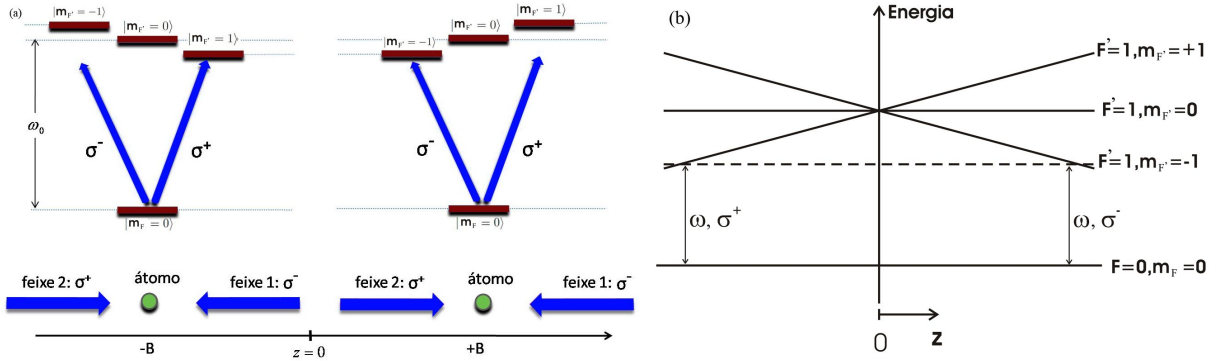


Figura 2.7: Na parte (a): Representação de um átomo em uma região onde há, além dos dois campos óticos contrapropagantes, um gradiente linear de campo magnético. Na região onde $B > 0$, o estado $m_F = +1$ se desloca na direção de maior energia. Onde $B < 0$, o mesmo estado se desloca em sentido de menor energia. Na parte (b): Efeito do campo magnético na estrutura de níveis do átomo.

Da figura 2.7 vemos que, devido ao deslocamento Zeeman, um átomo na região de $z > 0$ tem uma maior probabilidade de transição para o subnível $m_F = -1$ do que para o

¹⁴ Campo magnético desse tipo pode ser obtido utilizando duas bobinas na configuração anti-Helmholtz.

¹⁵ É necessário que os *lasers* sejam sintonizados abaixo da ressonância para manter o força viscosa, como explicado na seção resfriamento.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

subnível $m_F = +1$. Com isso, o átomo estará mais ressonante com o “feixe 1” (polarização $\hat{\sigma}^-$) do que com o “feixe 2” (polarização $\hat{\sigma}^+$).

Percebemos, a partir da figura 2.7(b), que o deslocamento Zeeman dos subníveis varia com a posição z e desse modo, notamos que a probabilidade do “feixe 1” ser absorvido, também depende da posição z . Assim, a força sentida pelo átomo na região $z > 0$ será também dependente da posição z e apontará no mesmo sentido da propagação do “feixe 1”.

Considerando agora o átomo na região $z < 0$, podemos, através de uma análise similar a feita para a região $z > 0$, concluir que o átomo estará mais ressonante com o “feixe 2” (polarização $\hat{\sigma}^+$). Desse modo, a força resultante nesta região também dependerá linearmente da posição z e terá o mesmo sentido da propagação do “feixe 2”.

Já no ponto $z = 0$ a força devido ao efeito Zeeman será nula, ficando apenas a força viscosa.

Após essa análise concluímos que a força que atua no átomo, além de depender da velocidade dele, é dependente da posição z e dirigida sempre para a origem. Desse modo, temos uma força do tipo: $F = -\beta z - \alpha v$.

Supondo agora uma configuração tridimensional, análoga à discutida anteriormente, com um gradiente de campo magnético dado por uma configuração anti-Helmholtz¹⁶ obteremos uma força dada por:

$$\vec{F} = -\beta\vec{r} - \alpha\vec{v}. \quad (2.28)$$

A equação 2.28 é válida no limite em que, tanto o deslocamento Zeeman como $\vec{k} \cdot \vec{v}$ são muito menores que a dessintonia do *laser*.

Assim, um vapor atômico na presença de uma força deste tipo será capturado, aprisionado e terá sua velocidade reduzida. Este tipo de sistema constitui uma armadilha magneto-óptica [47].

¹⁶ De modo geral, o campo magnético gerado por uma configuração anti-Helmholtz é do tipo quadrupolar, sendo que em torno da origem, esse campo varia linearmente com a coordenada azimutal r no plano xy e linearmente com z na direção $\hat{k}$.

2.6 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

Um detalhe importante desta armadilha é que o processo de emissão espontânea produz um aquecimento. Com isso, a competição entre esse aquecimento e o resfriamento gerado pela radiação *laser*, produz um limite inferior (diferente de zero) para a energia cinética dos átomos, resultando num limite inferior para a temperatura mínima dos átomos armadilhados. Limite, esse, conhecido como **Limite Doppler**. No entanto, na referência [35], Blatt e colaboradores mostraram, experimentalmente, que era possível violar o limite Doppler utilizando um meio tipo **EIT**.

Uma variação, bastante interessante, da armadilha magneto-óptica foi realizada por Tabosa e colaboradores [48], onde eles mostraram que é possível construir uma **MOT** utilizando apenas dois ou quatro feixes focalizados.

Capítulo 3

Espectroscopia em Sistemas Coerentemente Preparados: Teoria

3.1 Introdução

Neste capítulo faremos uma abordagem teórica da espectroscopia de um *ensemble* de átomos frios de Césio coerentemente preparado. Em nosso caso, os átomos encontram-se no estado fundamental. Com isso, usaremos dois campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, ressonantes com a transição hiperfina $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio, para “escrever” a grade de coerência. Após a “escrita” da grade, usaremos um campo $\vec{E}_R$ para fazer a “leitura” da informação armazenada. Utilizaremos o campo de “leitura” com uma dessintonia $\delta = \omega_{laser} - \omega_0$, onde ω_0 é a frequência referente a transição atômica mencionada e ω_{laser} é a frequência central do *laser*.

É importante notar que a transição mencionada possui uma degenerescência Zeeman igual a 7 e 5 para os estados fundamentais e excitado, respectivamente. Porém, nessa abordagem teórica iremos supor que o nosso sistema pode ser aproximado para uma configuração tipo “lambda” (Λ) degenerada. Nesse caso, consideraremos os átomos com dois estados fundamentais $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$ e um estado excitado $|2\rangle$.

Neste capítulo, o nosso interesse será analisar as formas do pulso e a dependência da energia do sinal gerado pela “leitura” para diferentes δ 's. Esse sinal gerado é resultado da difração tipo Bragg do campo $\vec{E}_R$ (ou $\vec{E}_{R'}$) na grade de coerência formada por $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$.

O processo de “escrita” da grade de coerência foi sempre o mesmo, mas o processo de “leitura” dessa grade foi realizado em duas configurações distintas. Nas figuras 3.1 e 3.2 representamos essas duas configurações.

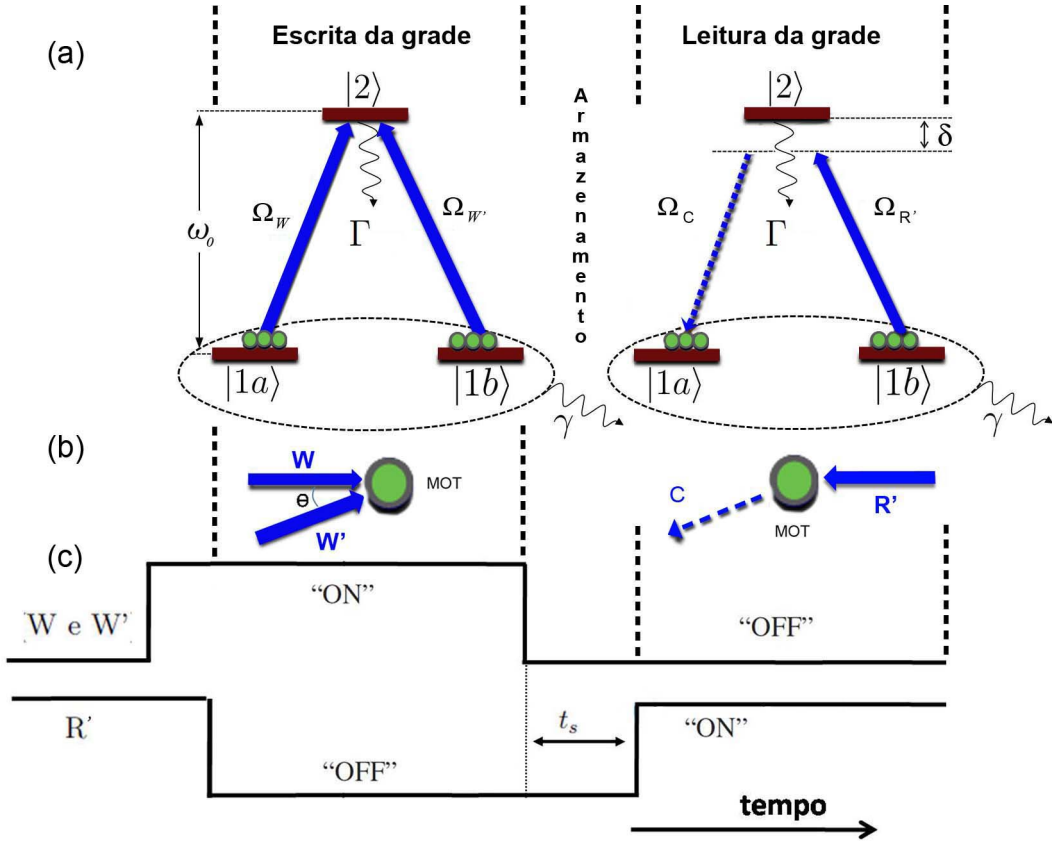


Figura 3.1: (a): Representação simplificada dos sub-níveis *Zeeman* mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W'), leitura (R') e o pulso gerado (C). (c): Sequência temporal utilizada no processo escrita/leitura. A elipse pontilhada foi usada para representar a taxa γ (não radiativa) de descoerência entre os estados fundamentais. Como explicado no texto, Γ representa o decaimento espontâneo do estado excitado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência.

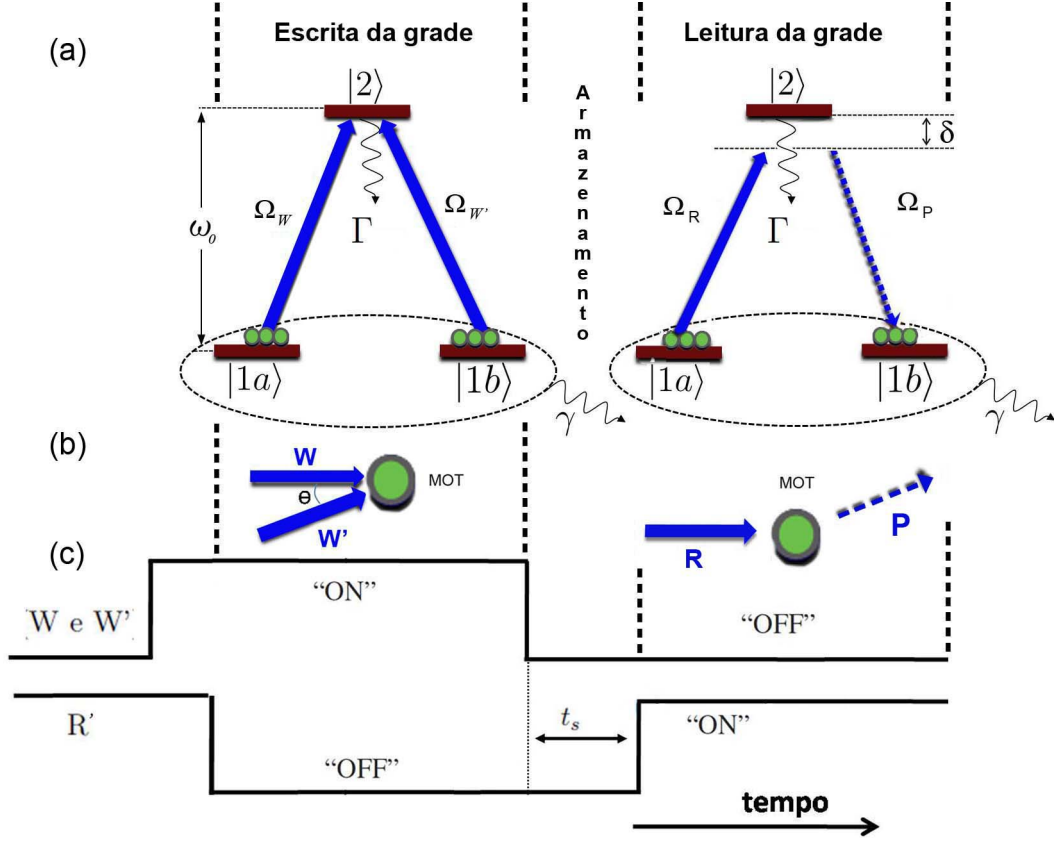


Figura 3.2: (a): Representação simplificada dos sub-níveis *Zeeman* mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W'), leitura (R) e o pulso gerado (P). (c): Sequência temporal utilizada no processo escrita/leitura. A elipse pontilhada foi usada para representar a taxa γ (não radiativa) de descoerência entre os estados fundamentais. Como explicado no texto, Γ representa o decaimento espontâneo do estado excitado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência.

Para facilitar o entendimento iremos dividir esse capítulo em duas seções. Na primeira, iremos modelar o processo de formação e armazenamento da grade de coerência. Na segunda etapa vamos estudar a “leitura” dessa grade armazenada e estudaremos, utilizando as equações de Maxwell, o espectro de energia e a forma do pulso gerado pelo processo de leitura.

3.2 Formação e Armazenamento da Grade de Coerência

3.2.1 Formação da Grade de Coerência

Na figura 3.3 consideramos que os estados fundamentais possuem energia nula e o estado excitado possui energia $\hbar\omega_0$. Já os campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ possuem polarizações $\hat{\sigma}^+$ e $\hat{\sigma}^-$, respectivamente.

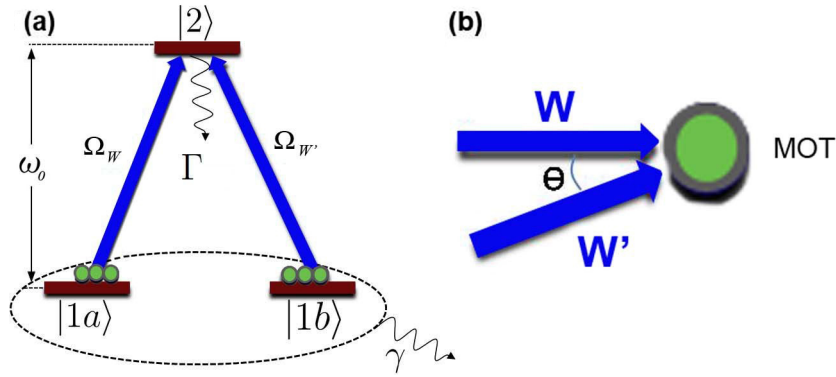


Figura 3.3: Representação do processo de “escrita” da grade de coerência. (a): Representação simplificada dos sub-níveis *Zeeman* mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação dos pulsos de escrita (W e W').

A configuração espacial dos campos é tal que $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ possuem um pequeno ângulo ($\sim 10^{-3}rad$) entre si.

Outro fato importante é que os campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ excitam o *ensemble* atômico durante um tempo suficiente¹ para levar o sistema ao regime estacionário.

Com isso, podemos escrever os campos como:

$$\vec{E}_W(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\mathcal{E}_W(\vec{r}, t) e^{i(\vec{k}_W \cdot \vec{r} - \omega_W t)} + \mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k}_W \cdot \vec{r} - \omega_W t)} \right] \hat{\sigma}^+, \quad (3.1a)$$

$$\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t) e^{i(\vec{k}_{W'} \cdot \vec{r} - \omega_{W'} t)} + \mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k}_{W'} \cdot \vec{r} - \omega_{W'} t)} \right] \hat{\sigma}^-. \quad (3.1b)$$

¹ Tempo $t \gg 1/\Gamma$.

3.2 Formação e Armazenamento da Grade de Coerência

onde nas equações 3.1, $\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)$ e $\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)$ são as amplitudes, as quais incluem os modos transversais e temporais dos campos. Já ω_W e $\omega_{W'}$ são as frequências angulares, e $\vec{k}_W$ e $\vec{k}_{W'}$ são os vetores de onda dos campos $\vec{E}_W(\vec{r}, t)$ e $\vec{E}_{W'}(\vec{r}, t)$, respectivamente.

Dessa forma, analogamente à seção 2.4, podemos escrever o hamiltoniano do sistema, na aproximação de onda girante, como:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\frac{\vec{d}_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k}_W \cdot \vec{r})}}{2}|2\rangle\langle 1a|e^{-i(\omega_W t)} - \frac{\vec{d}_{1a,2}\mathcal{E}_W^*(\vec{r}, t)e^{-i(\vec{k}_W \cdot \vec{r})}}{2}|1a\rangle\langle 2|e^{i(\omega_W t)} + \\ & -\frac{\vec{d}_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k}_{W'} \cdot \vec{r})}}{2}|2\rangle\langle 1b|e^{-i(\omega_{W'} t)} - \frac{\vec{d}_{1b,2}\mathcal{E}_{W'}^*(\vec{r}, t)e^{-i(\vec{k}_{W'} \cdot \vec{r})}}{2}|1b\rangle\langle 2|e^{i(\omega_{W'} t)} + \\ & + \hbar\omega_o|2\rangle\langle 2|. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Assim, utilizando a equação 2.8 e as aproximações de variáveis lentas 2.23, temos as seguintes equações de Bloch:

$$\dot{\sigma}_{2,2} = \Omega_W\sigma_{1a,2} + \Omega_W^*\sigma_{2,1a} + \Omega_{W'}\sigma_{1b,2} + \Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} - \Gamma\sigma_{2,2}, \quad (3.3a)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = -\Omega_W\sigma_{1a,2} - \Omega_W^*\sigma_{2,1a} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2}, \quad (3.3b)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = -\Omega_{W'}\sigma_{1b,2} - \Omega_{W'}^*\sigma_{2,1b} + \Gamma_{21}\sigma_{2,2}, \quad (3.3c)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -\Omega_{W'}\sigma_{1a,2} - \Omega_W^*\sigma_{2,1b} - \gamma\sigma_{1a,1b}, \quad (3.3d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -\Omega_W\sigma_{2,2} + \Omega_W\sigma_{1a,1a} + \Omega_{W'}\sigma_{1b,1a} - \Gamma_{21}\sigma_{2,1a}, \quad (3.3e)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -\Omega_{W'}\sigma_{2,2} + \Omega_{W'}\sigma_{1b,1b} + \Omega_W\sigma_{1a,1b} - \Gamma_{21}\sigma_{2,1b}. \quad (3.3f)$$

Nessas equações foi considerado $\omega_0 = \omega_W = \omega_{W'}$, $\Gamma_{21} = \frac{\Gamma}{2}$, ou seja, consideramos que as coerências óticas decaem com a metade da taxa de decaimento de população. Consideramos γ como a taxa de decaimento de coerência entre os estados fundamentais². Além

² Esta taxa de decaimento da coerência entre os estados fundamentais deve-se, em geral, a gradientes de campos magnéticos espúrios. Assim, γ modela um alargamento homogêneo devido a esses campos magnéticos.

disso, daqui em diante, absorveremos um fator i na frequência de *Rabi*, de modo que podemos escrever a frequência de *Rabi* imaginária:

$$\Omega_W(\vec{r}, t) = \frac{id_{2,1a}\mathcal{E}_W(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}_W \cdot \vec{r}}}{2\hbar}, \quad (3.4a)$$

$$\Omega_{W'}(\vec{r}, t) = \frac{id_{2,1b}\mathcal{E}_{W'}(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}_{W'} \cdot \vec{r}}}{2\hbar}. \quad (3.4b)$$

Resolvendo as equações 3.3 em regime estacionário, ou seja, $\dot{\sigma}_{i,j} = 0$, onde $\{i, j\} = \{1a, 1b, 2\}$ temos:

$$0 = [-\Omega_W \sigma_{1a,2}^e + c.c.] + \Gamma_{12}(1 - \sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e), \quad (3.5a)$$

$$0 = [-\Omega_{W'} \sigma_{1b,2}^e + c.c.] + \Gamma_{12}(1 - \sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e), \quad (3.5b)$$

$$0 = -\Omega_W^* \sigma_{2,1b}^e - \Omega_{W'} \sigma_{1a,2}^e - \gamma \sigma_{1a,1b}^e, \quad (3.5c)$$

$$0 = -\Omega_W(1 - 2\sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e) + \Omega_{W'} \sigma_{1b,1a}^e - \Gamma_{21} \sigma_{2,1a}^e, \quad (3.5d)$$

$$0 = -\Omega_{W'}(1 - 2\sigma_{1b,1b}^e - \sigma_{1a,1a}^e) + \Omega_W \sigma_{1a,1b}^e - \Gamma_{21} \sigma_{2,1b}^e, \quad (3.5e)$$

onde utilizamos o fato do sistema ser fechado, ou seja, $\sigma_{2,2} + \sigma_{1a,1a} + \sigma_{1b,1b} = 1$ para eliminar a população do estado excitado. Usamos o supra-índice “e” para representar que a solução obtida é válida para o regime estacionário e *c.c.* representando a parte complexa conjugada da equação.

Resolvendo o sistema linear, formado pelas equações 3.5, encontramos as populações dos estados fundamentais, como:

$$\sigma_{1a,1a}^e = 1 - \frac{1}{\Omega_{W'}^*} \left(\frac{2|\Omega_{W'}|^2}{\Gamma_{21}} + \frac{|\Omega_W|^2}{\gamma} + \Gamma_{21} \right) \sigma_{1b,2}^e - \frac{2\Omega_{W'}^*}{\Gamma_{21}} \sigma_{2,1b}^e - \frac{\Omega_W^*}{\gamma} \sigma_{2,1a}^e \quad (3.6)$$

e

$$\sigma_{1b,1b}^e = 1 - \frac{1}{\Omega_W^*} \left(\frac{2|\Omega_W|^2}{\Gamma_{21}} + \frac{|\Omega_{W'}|^2}{\gamma} + \Gamma_{21} \right) \sigma_{1b,2}^e - \frac{2\Omega_W^*}{\Gamma_{21}} \sigma_{2,1b}^e - \frac{\Omega_{W'}^*}{\gamma} \sigma_{2,1a}^e. \quad (3.7)$$

Já as coerências óticas são dadas por:

$$\sigma_{2,1a}^e = A \Omega_W |\Omega_{W'}|^2 \quad (3.8)$$

e

$$\sigma_{2,1b}^e = A \Omega_{W'} |\Omega_W|^2. \quad (3.9)$$

Nas coerências óticas, a informação da fase espacial, ou seja, a dependência com os vetores de onda, encontram-se na frequência de *Rabi*. A constante de proporcionalidade A não tem dependência com as fases espaciais, como pode ser visto pela sua expressão abaixo:

$$A = \frac{(1/\Gamma_{21})}{6 \frac{|\Omega_W|^2 |\Omega_{W'}|^2}{\Gamma_{21}^2} + \left(\frac{|\Omega_W|^2}{\Gamma_{21}} + \frac{|\Omega_{W'}|^2}{\Gamma_{21}} \right) \left(\frac{|\Omega_W|^2}{\gamma} + \frac{|\Omega_{W'}|^2}{\gamma} + \Gamma_{21} \right)} \quad (3.10)$$

Após isso, obtemos a coerência entre os estados fundamentais, como:

$$\sigma_{1a,1b}^e = -\frac{A}{\gamma} \Omega_W^* \Omega_{W'} (|\Omega_W|^2 + |\Omega_{W'}|^2). \quad (3.11)$$

Olhando para o numerador da equação 3.11, vemos que $\sigma_{1a,1b}$ é a responsável pela formação grade de coerência, pois observamos a dependência $\Omega_W^* \Omega_{W'} \propto \exp[i(\vec{k}_{W'} - \vec{k}_W) \cdot \vec{r}]$. Assim, após obter essa coerência, podemos desligar os campos de “escrita” da grade, $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ deixando o sistema evoluir livremente. Ao processo de evolução livre chamamos armazenamento, o qual será explicado na próxima subseção.

3.2.2 Armazenamento da Grade de Coerência

Após o desligamento dos campos de “escrita”, deixamos o sistema evoluir livremente por um tempo t_s ³. Esse tempo é chamado de tempo de armazenamento da grade de

³ O sub-índice “s” vem da palavra *stored*, cujo significado é armazenado.

coerência. Após esse tempo, ligamos o campo de “leitura” para obter o sinal desejado (tópico a ser discutido na próxima seção).

Desligando os campos de “escrita”, obtemos as seguintes equações de Bloch:

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = \Gamma_{21}(1 - \sigma_{1a,1a} - \sigma_{1b,1b}) , \quad (3.12a)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = \Gamma_{21}(1 - \sigma_{1a,1a} - \sigma_{1b,1b}) , \quad (3.12b)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -\gamma\sigma_{1a,1b} , \quad (3.12c)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -\Gamma_{21}\sigma_{2,1a} , \quad (3.12d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -\Gamma_{21}\sigma_{2,1b} . \quad (3.12e)$$

A solução das equações acima, considerando as soluções obtidas em regime estacionário como condição inicial, é:

$$\sigma_{1a,1a}(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(\sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e) - \frac{1}{2}(1 - \sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e)e^{-2\Gamma_{21}t} , \quad (3.13a)$$

$$\sigma_{1b,1b}(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}(\sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e) - \frac{1}{2}(1 - \sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e)e^{-2\Gamma_{21}t} , \quad (3.13b)$$

$$\sigma_{1a,1b}(t) = \sigma_{1a,1b}^e e^{-\gamma t} , \quad (3.13c)$$

$$\sigma_{2,1a}(t) = \sigma_{2,1a}^e e^{-\Gamma_{21}t} , \quad (3.13d)$$

$$\sigma_{2,1b}(t) = \sigma_{2,1b}^e e^{-\Gamma_{21}t} . \quad (3.13e)$$

3.3 “Leitura” da Grade Armazenada e Modelagem do Sinal Gerado

Considerando um tempo de armazenamento $1/\Gamma_{21} \ll t_s \ll 1/\gamma$ obtemos as seguintes populações e coerências:

$$\sigma_{1a,1a}^s(t_s) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(\sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e) , \quad (3.14a)$$

$$\sigma_{1b,1b}^s(t_s) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}(\sigma_{1a,1a}^e - \sigma_{1b,1b}^e) , \quad (3.14b)$$

$$\sigma_{1a,1b}^s(t_s) = \sigma_{1a,1b}^e e^{-\gamma t_s} , \quad (3.14c)$$

$$\sigma_{2,1a}^s(t_s) = 0 , \quad (3.14d)$$

$$\sigma_{2,1b}^s(t_s) = 0 . \quad (3.14e)$$

Nessa escala de tempo as coerências óticas são desprezíveis e a única coerência que contribui é $\sigma_{1a,1b}^s(t)$. Note também que toda população encontra-se nos estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$, pois nas equações 3.14a e 3.14b verificamos que: $\sigma_{1a,1a}^s + \sigma_{1b,1b}^s = 1$.⁴

Na referência [21] é feito um estudo detalhado da dinâmica dessa grade de coerência armazenada em átomos frios de Césio.

3.3 “Leitura” da Grade Armazenada e Modelagem do Sinal Gerado

O processo de “leitura” da grade foi realizado considerando duas configurações diferentes, conforme pode ser visto nas figuras 3.1 e 3.2.

Na subseção 3.3.1 trataremos a configuração representada na figura 3.1. Já na subseção 3.3.2 veremos que a situação representada na figura 3.2, em termos teóricos, é análoga à situação que será estudada em 3.3.1. De maneira que não iremos repetir os cálculos, apenas mostraremos que as equações relevantes para a solução do problema são análogas.

⁴ O supra-índice “s” refere-se a *stored* palavra inglesa que significa “armazenado”.

3.3.1 Sinal Difratado na Direção Conjugada a do Campo W'

Na figura 3.1 temos o sistema “lambda” (Λ) considerado e a configuração espacial em que, após um tempo de armazenamento t_s , fazemos a “leitura” com um campo $\vec{E}_{R'}$ contrapropagante à direção do campo de “escrita” $\vec{E}_W$. Devido a grade de coerência armazenada o sinal gerado terá a direção $-\vec{k}_{W'}$. Pelo fato desse sinal possuir uma fase espacial conjugada ao do campo $\vec{E}_{W'}$ utilizamos o sub-índice “c” para representá-lo. Na figura abaixo mostramos apenas o processo de “leitura” da grade armazenada.

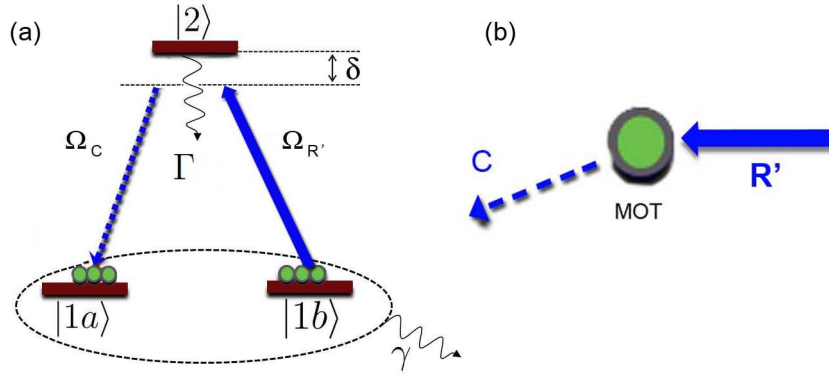


Figura 3.4: Representação do processo de “leitura” da grade de coerência. (a): Representação simplificada dos sub-níveis *Zeeman* mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação do pulso de leitura (R') e do pulso gerado (C).

Como já explicado na seção 2.4, utilizamos polarizações circulares específicas de modo a acoplar as transições desejadas. Outro fato mostrado na figura é que o processo de “leitura” foi realizado com o campo $\vec{E}_{R'}$ tendo uma dessintonia $\delta = \omega_{R'} - \omega_0$, onde $\omega_{R'}$ é a frequência angular do campo $\vec{E}_{R'}$ e ω_0 é a frequência angular da ressonância atômica.

Podemos, então, escrever o campo de “leitura” como:

$$\vec{E}_{R'}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\mathcal{E}_{R'}(\vec{r}, t) e^{i(\vec{k}_{R'} \cdot \vec{r} - \omega_{R'} t)} + \mathcal{E}_{R'}^*(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k}_{R'} \cdot \vec{r} - \omega_{R'} t)} \right] \hat{\sigma}^-, \quad (3.15)$$

onde $\mathcal{E}_{R'}(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_{R'}(\vec{r}, t)$ e contém os modos espaciais transversais e o modo temporal do campo.

Como dito anteriormente, nesse processo será gerado um campo $\vec{E}_c(\vec{r}, t)$ que irá acoplar a transição $2 \leftrightarrow 1a$. Assim, podemos escrevê-lo da forma:

$$\vec{E}_c(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\mathcal{E}_c(\vec{r}, t) e^{i(\vec{k}_c \cdot \vec{r} - \omega_c t)} + \mathcal{E}_c^*(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k}_c \cdot \vec{r} - \omega_c t)} \right] \hat{\sigma}^+, \quad (3.16)$$

onde, devido à condição de ressonância de dois fótons, a frequência angular ω_c do campo gerado será igual a frequência angular $\omega_{R'}$. Outro fato é que $\vec{k}_c = -\vec{k}_{W'}$.⁵ Da mesma forma, $\mathcal{E}_c(\vec{r}, t)$ é a amplitude do campo $\vec{E}_c(\vec{r}, t)$ e contém os modos espaciais transversais e o modo temporal desse campo.

Considerando a interação desses dois campos ($\vec{E}_{R'}$ e $\vec{E}_c$) com o nosso sistema Λ e a aproximação de onda girante, podemos escrever as seguintes equações de Bloch para as variáveis lentas:⁶

$$\dot{\sigma}_{2,2} = \Omega_c \sigma_{1a,2} + \Omega_c^* \sigma_{2,1a} + \Omega_{R'} \sigma_{1b,2} + \Omega_{R'}^* \sigma_{2,1b} - 2\Gamma_{21} \sigma_{2,2}, \quad (3.17a)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = -\Omega_c \sigma_{1a,2} - \Omega_c^* \sigma_{2,1a} + \Gamma_{21} \sigma_{2,2}, \quad (3.17b)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = -\Omega_{R'} \sigma_{1b,2} - \Omega_{R'}^* \sigma_{2,1b} + \Gamma_{21} \sigma_{2,2}, \quad (3.17c)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -\Omega_{R'} \sigma_{1a,2} - \Omega_c^* \sigma_{2,1b} - \gamma \sigma_{1a,1b}, \quad (3.17d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -\Omega_c \sigma_{2,2} + \Omega_c \sigma_{1a,1a} + \Omega_{R'} \sigma_{1b,1a} - (i\delta + \Gamma_{21}) \sigma_{2,1a}, \quad (3.17e)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -\Omega_{R'} \sigma_{2,2} + \Omega_{R'} \sigma_{1b,1b} + \Omega_c \sigma_{1a,1b} - (i\delta + \Gamma_{21}) \sigma_{2,1b}. \quad (3.17f)$$

Nas equações acima foram definidas as seguintes frequências de *Rabi*:

$$\Omega_c(\vec{r}, t) = \frac{id_{2,1a} \mathcal{E}_c(\vec{r}, t) e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}}}{2\hbar}, \quad (3.18a)$$

$$\Omega_{R'}(\vec{r}, t) = \frac{id_{2,1b} \mathcal{E}_{R'}(\vec{r}, t) e^{i\vec{k}_{R'} \cdot \vec{r}}}{2\hbar}. \quad (3.18b)$$

Consideraremos um regime em que o campo $\vec{E}_{R'}$ e, conseqüentemente, o campo gerado $\vec{E}_c$ são muito fracos. Nessa situação, podemos supor que eles não são capazes de modificar

⁵ Esse resultado se deve ao fato de estarmos na configuração de mistura de quatro ondas com conjugação de fase.

⁶ A aproximação de variáveis lenta foi definida em 2.23.

as populações dos estados $|1a\rangle$ e $|1b\rangle$, anteriormente estabelecidas pelo processo de “escrita”, deixando-as constantes. Como a “escrita” da grade foi realizada com as intensidades dos campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ aproximadamente iguais, iremos supor que $\sigma_{1a,1a} \simeq \sigma_{1b,1b} \simeq 1/2$ e $\sigma_{2,2} = 0$.

Outro fato a ser considerado é que nessas condições teremos a seguinte evolução temporal para a coerência entre os estados fundamentais: $\sigma_{1a,1b}(t) = \sigma_{1a,1b}^s e^{-\gamma t}$, onde $\sigma_{1a,1b}^s$ foi definida na equação 3.14c.

Utilizando essas aproximações iremos obter, através da equação 3.17e, a coerência $\sigma_{2,1a}$ responsável pela polarização atômica que irá contribuir para a geração do campo $\vec{E}_c$. Assim, 3.17e torna-se:

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = \frac{\Omega_c}{2} + \Omega_{R'}\sigma_{1b,1a} - (i\delta + \Gamma_{21})\sigma_{2,1a}. \quad (3.19)$$

Multiplicando a equação 3.19 pelo fator integrante: $e^{(i\delta + \Gamma_{21})t}$, temos:

$$\frac{d}{dt} [\sigma_{2,1a} e^{(i\delta + \Gamma_{21})t}] = \frac{\Omega_c e^{(i\delta + \Gamma_{21})t}}{2} + \Omega_{R'}\sigma_{1b,1a} e^{(i\delta + \Gamma_{21})t}$$

Podemos integrar a equação passada de um tempo $t' = 0$ até $t' = t$. Fazendo isso obtemos:

$$\begin{aligned} \sigma_{2,1a}(\vec{r}, t) = & \frac{id_{2,1a} e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}}}{4\hbar} \int_0^t \mathcal{E}_c(\vec{r}, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' + \\ & + \frac{id_{2,1b} |\sigma_{1b,1a}^s| e^{i(\vec{k}_{R'} + \vec{k}_W - \vec{k}_{W'}) \cdot \vec{r}} \mathcal{E}_{R'}(\vec{r}) [e^{-\gamma t} - e^{-(i\delta + \Gamma_{21})t}]}{2\hbar (\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde foi utilizada a condição inicial $\sigma_{2,1a}(\vec{r}, 0) = 0$ e o fato do campo de “leitura” $\vec{E}_{R'}$ ser uma função degrau do tipo: $\vec{E}_{R'}(\vec{r}, t) = \vec{0}$ para $t < 0$ e $\vec{E}_{R'}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{R'}(\vec{r})$ para $t > 0$.

Além disso, como estamos na condição de mistura de quatro ondas com conjugação de fase, temos as seguintes relações: $\vec{k}_W + \vec{k}_{R'} = 0$ e $\vec{k}_c = -\vec{k}_{W'}$. Dessa forma, podemos colocar em evidência na equação 3.20, uma fase geral $e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}}$ e reescrevê-la como:

$$\begin{aligned} \sigma_{2,1a}(\vec{r}, t) = & \left[\frac{id_{2,1a}}{4\hbar} \int_0^t \mathcal{E}_c(\vec{r}, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' + \right. \\ & \left. + \frac{id_{2,1b}|\sigma_{1b,1a}^s| \mathcal{E}_{R'}(\vec{r}) [e^{-\gamma t} - e^{-(i\delta + \Gamma_{21})t}]}{2\hbar (\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} \right] e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Após obter essa coerência, iremos utilizar as equações de Maxwell para obter o campo $\vec{E}_c$ gerado no processo.

Consideremos as seguintes equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.22a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.22b)$$

onde $\vec{J}$ é a densidade volumétrica de corrente, $\vec{H}$ é o campo magnético, $\vec{B}$ é a indução magnética, $\vec{D}$ é o vetor deslocamento elétrico e $\vec{E}$ é o campo elétrico.

As relações constitutivas são dadas por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (3.23a)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (3.23b)$$

onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo, μ_0 a permeabilidade do vácuo, $\vec{P}$ é a polarização do meio e $\vec{M}$ a sua magnetização.

Utilizaremos o fato que no nosso sistema não temos cargas livres, ou seja, $\vec{J} = \vec{0}$ e $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$. Além disso, sabemos que o nosso meio não é magnético, ou seja, $\vec{M} = \vec{0}$. Fazendo uso dessas informações, podemos tomar o rotacional na equação 3.22b e, em seguida utilizar a equação 3.22a para obter:

$$\nabla^2 \vec{E}_c(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_c(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{2,1a}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (3.24)$$

onde $\vec{P}_{2,1a}(\vec{r}, t)$ é a polarização que contribui para o sinal gerado.

Notamos que nessa situação, a polarização induzida no meio serve como termo de fonte na equação para o campo eletromagnético. Essa polarização é resultado da ação do campo de “leitura” $\vec{E}_R$ e do próprio campo gerado $\vec{E}_c$. Dessa forma, a resposta do meio a esses campos produz uma alteração no próprio campo gerado $\vec{E}_c$.

Por simplicidade, iremos definir a direção de propagação do campo $\vec{E}_c$ como sendo $\hat{z}$. Assim escrevemos:

$$\vec{E}_c(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathcal{E}_c(z, t)e^{i(k_c z - \omega_c t)} + \mathcal{E}_c^*(z, t)e^{-i(k_c z - \omega_c t)}] \hat{\sigma}^+ . \quad (3.25)$$

Agora listaremos duas aproximações que iremos utilizar na equação 3.24.

A primeira é considerar que a variação de $\mathcal{E}_c(z, t)$ ao longo da direção de propagação é lenta, ou seja:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z^2} \ll k_c \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z}, k_c^2 \mathcal{E}_c(z, t) . \quad (3.26)$$

A segunda é considerar um envelope que varia lentamente no tempo. Assim consideramos que:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t^2} \ll \omega_c \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t}, \omega_c^2 \mathcal{E}_c(z, t) . \quad (3.27)$$

Um outro resultado que iremos utilizar é:

$$\vec{P} = N \text{tr}(\hat{d}\hat{\rho}) . \quad (3.28)$$

Com N sendo a densidade volumétrica de dipolos elétricos, $\hat{d}$ o operador dipolo elétrico e $\hat{\rho}$ o operador densidade.

Assim a polarização $\vec{P}_{2,1a}$ é dada por:

$$\vec{P}_{2,1a} = \frac{N}{2} [\vec{d}_{2,1a} \sigma_{2,1a} e^{-i\omega_c t} + c.c.] . \quad (3.29)$$

De 3.29 obtemos que:

$$\frac{\partial^2 \vec{P}_{2,1a}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{N}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\sigma_{2,1a} e^{-i\omega_c t} + c.c.) . \quad (3.30)$$

Na equação passada, consideraremos um envelope que varia lentamente no tempo. Isso significa considerar que:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{2,1a}(z, t)}{\partial t^2}, \omega_c \frac{\partial \sigma_{2,1a}(z, t)}{\partial t} \ll \omega_c^2 \sigma_{2,1a}(z, t) . \quad (3.31)$$

Após essas considerações, podemos escrever 3.24 na forma:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t} = \frac{i\mu_0 \omega_c c N d_{2,1a}}{2} \sigma_{2,1a}(z, t) . \quad (3.32)$$

Recomendamos uma leitura nas referências [24, 49] para maiores detalhes na obtenção da equação 3.32.

Substituindo a equação 3.21 em 3.32 ficamos com:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t} = & -\alpha \left[\int_0^t \mathcal{E}_c(z, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' + \right. \\ & \left. + \frac{2\hbar |\sigma_{1b,1a}^s| |\Omega_{R'}|}{d_{2,1a}} \frac{(e^{-\gamma t} - e^{-(i\delta + \Gamma_{21})t})}{(\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} \right] , \end{aligned} \quad (3.33)$$

onde definimos:

$$\alpha \equiv \frac{\mu_0 \omega_c c N d_{2,1a}^2}{8\hbar} . \quad (3.34)$$

Como $\mathcal{E}_c(z, t) = 0$ para $t < 0$ podemos fazer a seguinte mudança:

$$\int_0^t \mathcal{E}_c(z, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' = \int_{-\infty}^t \mathcal{E}_c(z, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' . \quad (3.35)$$

Assim, ficamos com:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t} = & -\alpha \left[\int_{-\infty}^t \mathcal{E}_c(z, t') e^{-(i\delta + \Gamma_{21})(t-t')} dt' + \right. \\ & \left. + \frac{2\hbar |\sigma_{1b,1a}^s| |\Omega_{R'}|}{d_{2,1a}} \frac{(e^{-\gamma t} - e^{-(i\delta + \Gamma_{21})t})}{(\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} \right] . \end{aligned} \quad (3.36)$$

Agora, fazendo a seguinte mudança de variáveis: $x = t - t'$ a equação 3.36 fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_c(z, t)}{\partial t} = & -\alpha \left[\int_0^\infty \mathcal{E}_c(z, t-x) G(x) dx + \right. \\ & \left. + \frac{2\hbar |\sigma_{1b,1a}^s| |\Omega_{R'}|}{d_{2,1a}} \frac{(e^{-\gamma t} - e^{-(i\delta + \Gamma_{21})t})}{(\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} \right], \end{aligned} \quad (3.37)$$

onde definimos:

$$G(x) \equiv e^{-(i\delta + \Gamma_{21})x}. \quad (3.38)$$

Tomando a transformada de Fourier⁷ da equação 3.37, ficamos com:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - i\frac{\omega}{c} + A(\omega, \delta) \right) \xi_c(z, \omega) = \frac{2\hbar |\sigma_{1b,1a}^s| |\Omega_{R'}| \alpha}{d_{2,1a} (\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} \left[\frac{1}{\Gamma_{21} + i(\delta - \omega)} - \frac{1}{\gamma - i\omega} \right], \quad (3.39)$$

onde a transformada de Fourier foi definida como:

$$\xi_c(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_c(z, t) e^{i\omega t} dt, \quad (3.40a)$$

$$\mathcal{E}_c(z, t) = \frac{1}{2\Pi} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_c(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (3.40b)$$

Definimos também a função:

$$A(\omega, \delta) = \alpha \int_0^\infty e^{-(\Gamma_{21} + i(\delta - \omega))x} dx = \frac{\alpha}{\Gamma_{21} + i(\delta - \omega)}. \quad (3.41)$$

Chamo a atenção para não confundir a variável ω da transformada de Fourier com a frequência angular ω do *laser*. Note que nessa seção, estamos chamando a frequência angular da ressonância atômica de ω_0 e as frequências angulares dos *lasers* têm sempre um sub-índice acompanhando.

Escrevendo a equação 3.39 na forma:

⁷ Utilizamos o teorema da transformada de Fourier da convolução para obter a equação 3.39.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - i\frac{\omega}{c} + A(\omega, \delta) \right) \xi_c(z, \omega) = \lambda(\delta)B(\omega, \delta) , \quad (3.42)$$

onde :

$$\lambda(\delta) = \frac{2\hbar|\sigma_{1b,1a}^s||\Omega_{R'}|^\alpha}{d_{2,1a}(\Gamma_{21} - \gamma + i\delta)} , \quad (3.43a)$$

$$B(\omega, \delta) = \frac{1}{\Gamma_{21} + i(\delta - \omega)} - \frac{1}{\gamma - i\omega} . \quad (3.43b)$$

Multiplicando a equação 3.42 pelo fator integrante: $e^{(A(\omega, \delta) - i\frac{\omega}{c})z}$, obtemos:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\xi_c(z, \omega) e^{(A(\omega, \delta) - i\frac{\omega}{c})z}) = \lambda(\delta)B(\omega, \delta) e^{(A(\omega, \delta) - i\frac{\omega}{c})z} . \quad (3.44)$$

Finalmente, através de uma simples integração obtemos:

$$\xi_c(z, \omega) = \frac{\lambda(\delta)B(\omega, \delta)}{A(\omega, \delta) - i\frac{\omega}{c}} [1 - e^{-(A(\omega, \delta) - i\frac{\omega}{c})z}] . \quad (3.45)$$

Para obter essa solução utilizamos a condição inicial: $\xi_c(0, \omega) = 0$, pois em $z = 0$ o sinal ainda não existe.

Escrevendo a equação 3.45 em termos da profundidade ótica do meio (p), conforme definido em [49], temos:

$$\begin{aligned} \xi_c(z, \omega) = & \frac{\beta}{\Gamma} \frac{1}{\left[\frac{p}{2(1+i(\delta' - \omega'))} - i\frac{\omega'}{\kappa} \right]} \frac{p}{(1 - \gamma' + i\delta')} \times \\ & \times \left[\frac{1}{1 + i(\delta' - \omega')} - \frac{1}{\gamma' - i\omega'} \right] \left\{ 1 - \mathcal{E}\mathcal{X}\mathcal{P} \left(\frac{-p}{2(1 + i(\delta' - \omega'))} + \frac{i\omega'}{\kappa} \right) \right\} , \end{aligned} \quad (3.46)$$

3.3 “Leitura” da Grade Armazenada e Modelagem do Sinal Gerado

onde $\Gamma = 2\Gamma_{21}$ é a taxa de decaimento radioativo do estado excitado. Já as outras constantes, listaremos a seguir:

$$p = \frac{\alpha z}{\Gamma}, \quad (3.47a)$$

$$\delta' = \delta/\Gamma, \quad (3.47b)$$

$$\omega' = \omega/\Gamma, \quad (3.47c)$$

$$\gamma' = \gamma/\Gamma, \quad (3.47d)$$

$$\kappa = \frac{c}{z\Gamma}, \quad (3.47e)$$

$$\beta = \frac{2\hbar|\sigma_{1b,1a}^s||\Omega_{R'}|}{d_{2,1a}}. \quad (3.47f)$$

Para obter o campo $\mathcal{E}_c(z, t)$ basta tomar a transformada inversa de Fourier da equação 3.46, conforme definida em 3.40b.

Após determinar o campo $\mathcal{E}_c(z, t)$, podemos encontrar a forma do pulso que foi gerado devido a difração do campo $\vec{E}_{R'}$ na grade de coerência armazenada. A forma do pulso será determinada por $|\mathcal{E}_c(z, t)|^2$. Na figura 3.5, temos a forma do pulso gerado para dois valores diferentes de dessintonias δ' do campo de “leitura” $\vec{E}_{R'}$.

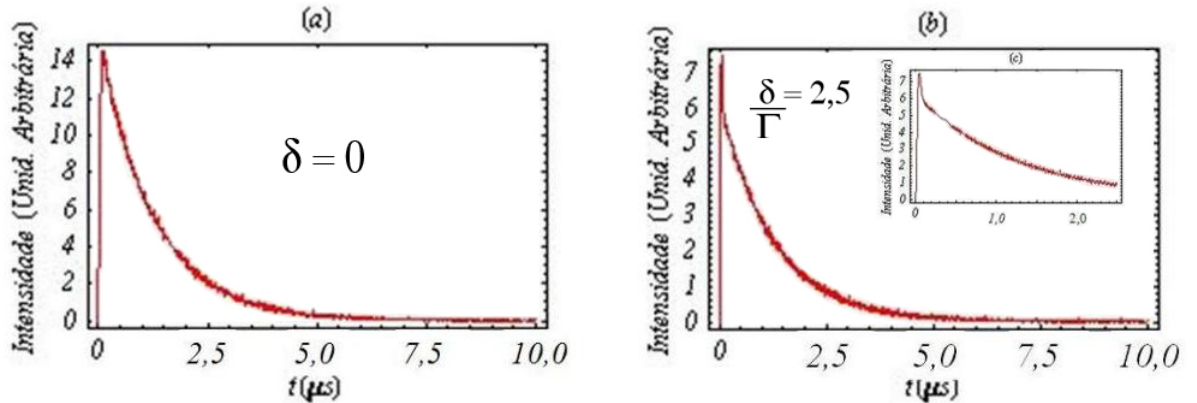


Figura 3.5: Formas do Pulso. (a): Forma do pulso para $\delta = 0$. (b): Forma do pulso para $\delta/\Gamma = 2,5$ e o quadro menor é um zoom da figura (b) para visualizar melhor a forma do pulso em torno da origem. Utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$.

Percebemos, nas figuras 3.5 (b) e (c), que quando temos uma dessintonia diferente de zero, o pulso apresenta dois regimes diferentes de decaimento, ou seja, uma transição de um decaimento rápido para um mais lento.

Obtivemos também a forma da curva referente à intensidade máxima do sinal gerado versus a dessintonia δ , conforme poder ser verificada na figura 3.6.

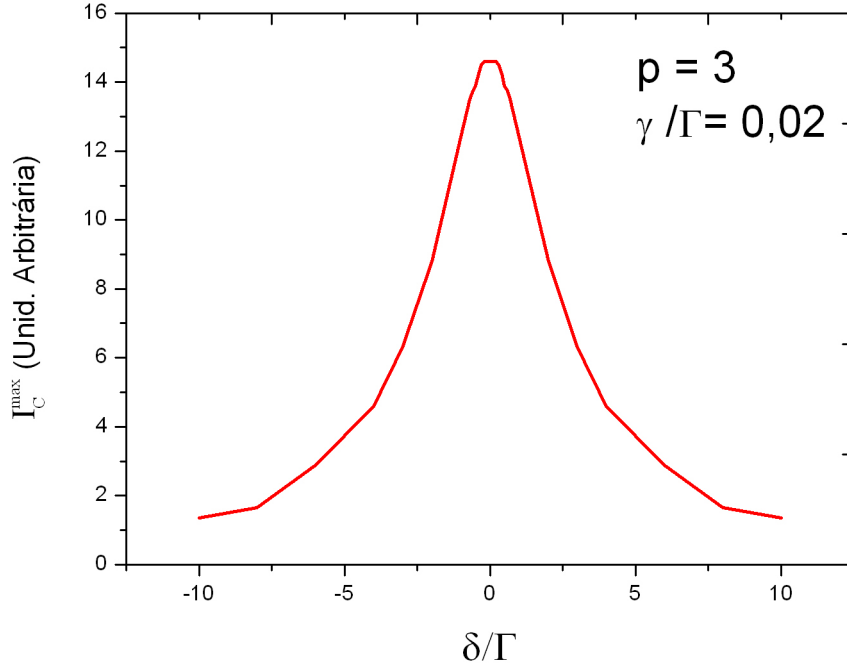


Figura 3.6: Valor máximo da intensidade do sinal gerado versus a dessintonia δ . Utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$.

A partir da equação 3.46 obtemos:

$$\begin{aligned}
 |\xi_c(z, \omega)|^2 = & \frac{\beta^2 p^2 (1 - \gamma')^2}{\Gamma^2 [(1 + \gamma')^2 + \delta'^2] [\gamma'^2 + \omega'^2] \left[\frac{p}{4} + \frac{p(\delta' - \gamma')\omega'}{\kappa} + \frac{(1 + (\delta' - \omega')^2)\omega'^2}{\kappa'^2} \right]} \times \\
 & \times \left[1 + \mathcal{E}\mathcal{K}\mathcal{P} \left(\frac{-p}{1 + (\delta' - \omega')^2} \right) - 2\mathcal{E}\mathcal{K}\mathcal{P} \left(\frac{-p}{2 + 2(\delta' - \omega')^2} \right) \cdot \cos \left(\frac{p(\delta' - \omega')}{(1 + (\delta' - \omega')^2)^2} + \frac{\omega'}{\kappa} \right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.48}$$

Já a energia difratada na grade de coerência é dada por:

$$\mathcal{U}_c(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} |\xi_c(z, \omega)|^2 d\omega' . \quad (3.49)$$

Na figura abaixo, plotamos um resultado típico da energia difratada versus a dessintonia δ do campo de “leitura” $\vec{E}_{R'}$.

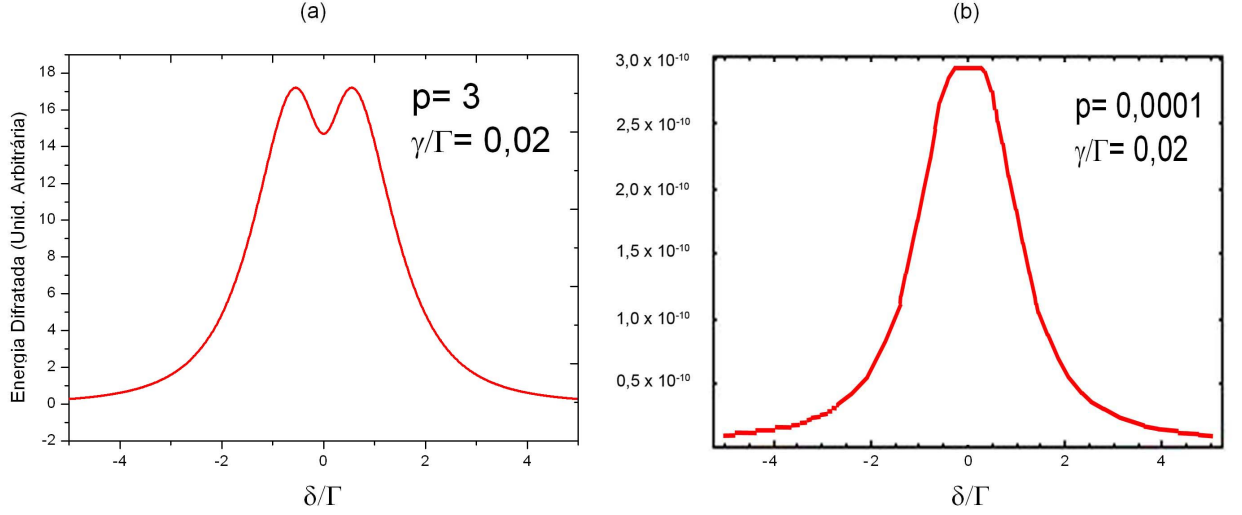


Figura 3.7: Espectro da Energia Difratada na Grade de Coerência. Na coluna (a) utilizamos os parâmetro $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$. Já na coluna (b) utilizamos os parâmetros $p = 0,0001$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$.

O resultado da figura 3.7(a) deve-se ao fato do pulso gerado pelo processo coerente ter sido absorvido pelo meio, de maneira que em torno da ressonância atômica o pulso será mais absorvido implicando num decréscimo da energia retirada do meio. Já na figura 3.7(b), mostramos o espectro da energia para um valor de p muito pequeno. Dessa forma, o efeito de absorção do meio é minimizado, e assim o espectro deixa de apresentar um decréscimo em torno da ressonância. Com isso, fica evidente que essa diminuição é devida a absorção do sinal. Veremos, no próximo capítulo, que esse resultado descreve qualitativamente bem os resultados experimentais.

3.3.2 Sinal Difratado na Direção do Campo W'

Na figura 3.2, temos a situação em que após o tempo de armazenamento (t_s) da grade de coerência, ligamos um campo de “leitura” $\vec{E}_R$ copropagante à direção de $\vec{E}_W$ e

possuindo um dessintonia $\delta = \omega_R - \omega_0$. Assim, devido à difração desse campo na grade de coerência criada por $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, será gerado um campo $\vec{E}_p$ na direção de $\vec{E}_{W'}$. Na figura 3.8 representamos apenas o processo de “leitura” da grade armazenada.

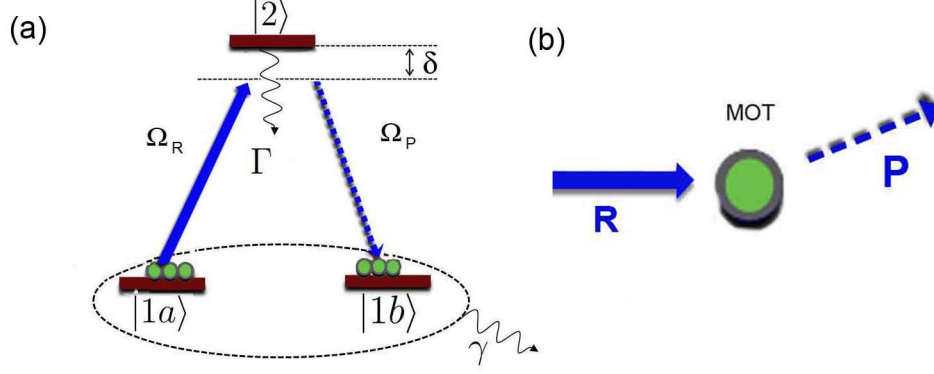


Figura 3.8: (a): Representação simplificada dos sub-níveis *Zeeman* mostrando o acoplamento de cada campo com sua respectiva transição. (b): Direção de propagação do pulso de leitura (R) e do pulso gerado (P).

Analogamente ao tratamento feito na subseção anterior, obtemos as seguintes equações de Bloch:

$$\dot{\sigma}_{2,2} = \Omega_R \sigma_{1a,2} + \Omega_R^* \sigma_{2,1a} + \Omega_p \sigma_{1b,2} + \Omega_p^* \sigma_{2,1b} - 2\Gamma_{21} \sigma_{2,2} , \quad (3.50a)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1a} = -\Omega_R \sigma_{1a,2} - \Omega_R^* \sigma_{2,1a} + \Gamma_{21} \sigma_{2,2} , \quad (3.50b)$$

$$\dot{\sigma}_{1b,1b} = -\Omega_p \sigma_{1b,2} - \Omega_p^* \sigma_{2,1b} + \Gamma_{21} \sigma_{2,2} , \quad (3.50c)$$

$$\dot{\sigma}_{1a,1b} = -\Omega_p \sigma_{1a,2} - \Omega_R^* \sigma_{2,1b} - \gamma \sigma_{1a,1b} , \quad (3.50d)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1a} = -\Omega_R \sigma_{2,2} + \Omega_R \sigma_{1a,1a} + \Omega_p \sigma_{1b,1a} - (i\delta + \Gamma_{21}) \sigma_{2,1a} , \quad (3.50e)$$

$$\dot{\sigma}_{2,1b} = -\Omega_p \sigma_{2,2} + \Omega_p \sigma_{1b,1b} + \Omega_R \sigma_{1a,1b} - (i\delta + \Gamma_{21}) \sigma_{2,1b} . \quad (3.50f)$$

Note que a equação 3.50f é análoga a equação 3.17e. Desse modo, se trocarmos os índices $1b \leftrightarrow 1a$, $c \leftrightarrow p$, $R' \leftrightarrow R$ ficamos com a mesma expressão obtida em 3.17e. Assim, o resultado obtido para a forma do campo $\mathcal{E}_p(z, t)$ será análogo ao obtido para $\mathcal{E}_c(z, t)$. Então, a energia difratada nesse processo será idêntica à encontrada através da equação 3.49.

3.3 “Leitura” da Grade Armazenada e Modelagem do Sinal Gerado

Com isso, concluimos que- nesse modelo- tanto a forma do pulso como a energia difratada possuem a mesma forma nos dois tipos de “leitura” tratados.

Capítulo 4

Espectroscopia em Sistemas Coerentemente Preparados: Experimento

4.1 Introdução

Neste capítulo começaremos fazendo uma descrição do aparato experimental utilizado. Depois, iremos expor e discutir os resultados experimentais, fazendo uma comparação com os resultados teóricos obtidos no capítulo anterior. Para isso, resolvemos dividir este capítulo em duas seções. Na primeira, descreveremos a preparação do sistema experimental, onde será descrito o processo para obter o *ensemble* atômico no estado fundamental de momento angular $F = 3$; a produção dos pulsos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência, onde explicaremos de maneira bastante simples o funcionamento do gerador eletrônico de pulsos e dos moduladores acusto-óptico; experimento de absorção saturada. Finalizaremos a seção descrevendo o uso de bobinas responsáveis pela compensação de campos magnéticos residuais. Já na segunda seção iremos expor e discutir os resultados experimentais obtidos.

4.2 Preparação do Sistema

4.2.1 Obtenção da Amostra de Átomos Frios de Césio no Estado Fundamental $F=3$

Os experimentos apresentados nesta dissertação foram realizados em uma amostra de átomos frios de Césio, obtida através de uma armadilha magneto-óptica (MOT), no estado fundamental de $F = 3$.

Como dito no capítulo 2, para obtermos uma **MOT** é necessário utilizar uma transição atômica cíclica. Por isso, utilizamos a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ pertencente à linha D_2 do Césio. Essa transição é dita cíclica, pois uma vez no estado excitado $F' = 5$ o átomo não poderá decair para o estado fundamental de $F = 3$. Isso se deve ao fato da regra de seleção de dipolo elétrico só permitir transições com $\Delta F = 0, \pm 1$. Isso posto, o átomo estará limitado a realizar somente a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$.

Para obter a armadilha, utilizamos um *laser* de Ti:Safira¹(chamaremos o Ti:Safira de *laser* de resfriamento devido a sua função de resfriar o vapor atômico) sintonizado um pouco abaixo da frequência de ressonância² da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. No entanto, devido a potência razoavelmente alta desse *laser*, existe uma propabilidade não nula, porém pequena, de que os átomos sejam excitados para o estado $F' = 4$, de onde podem decair para o estado fundamental $F = 3$. Uma vez nesse estado, os átomos deixam de ser excitado pelo *laser* de resfriamento e acabam escapando do ciclo responsável pela formação da **MOT**. Por isso, é necessário utilizar um *laser* que bombeie os átomos do estado $F = 3$ para $F' = 4$ ou $F' = 3$, de onde poderão decair para o estado $F = 4$, voltando a participar do ciclo onde funciona a armadilha. Para essa função, utilizamos um *laser* de diodo com uma cavidade extendida sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$. Na figura 4.1 mostramos os *lasers* de resfriamento e rebombeio em suas respectivas transições.

¹ *Coherent, 899 Ring Laser*, bombeado por um laser de argônio, *Innova, 400*.

² Dessintonia $\delta \simeq 12\text{MHz}$.

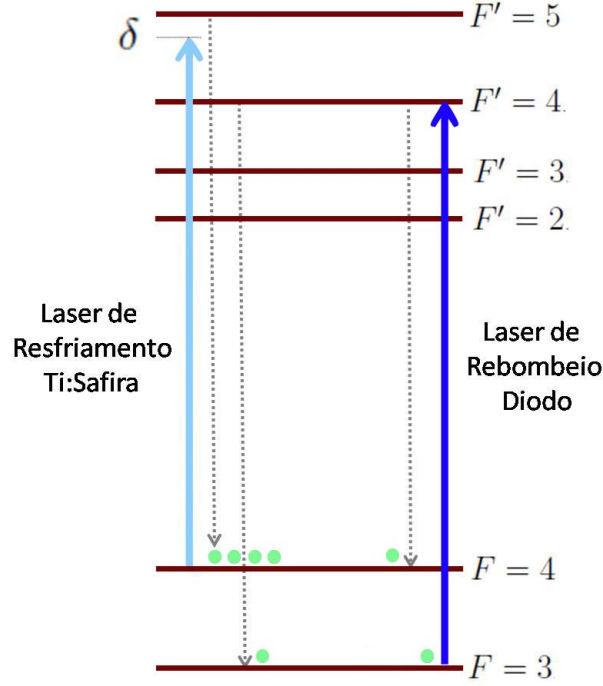


Figura 4.1: Representação dos feixes de resfriamento e rebombeio atuando em suas respectivas transições. As setas pontilhadas correspondem à emissão espontânea.

Nossa amostra de átomos frios de Césio possui um diâmetro em torno de 2 mm com aproximadamente 10^7 átomos/ cm^3 . A temperatura típica dos átomos é da ordem de 1mK [50].

No entanto, como dito no início dessa seção, o experimento é realizado numa amostra de átomos frios no nível $F = 3$. Porém, o ciclo da armadilha mantém a população atômica no estado $F = 4$, de modo que não é possível obter a amostra no estado $F = 3$ se o *laser* de rebombeio estiver presente. O problema é que de um lado precisamos do *laser* de rebombeio para a armadilha poder funcionar e, do outro lado é necessário desligar o rebombeio para obter a amostra no estado inicial $F = 3$. A solução encontrada é desligar o rebombeio por um tempo suficientemente curto, durante o qual os átomos que populam o nível $F = 3$ não abandonaram a região de interação com os feixes do experimento, mas suficientemente longo para que o estado $F = 3$ seja consideravelmente populado.

Na figura 4.2 mostramos um esquema típico utilizado, onde bloqueamos o rebombeio pelo tempo necessário para obter a nossa amostra de átomos frios no estado $F = 3$.

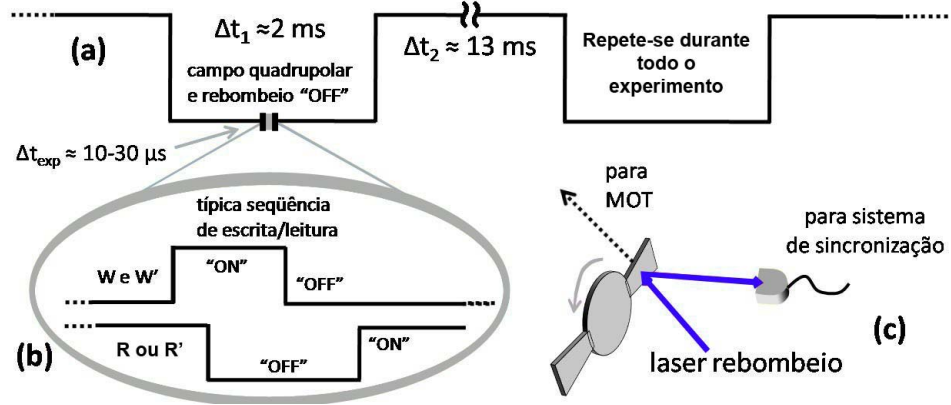


Figura 4.2: Sequência temporal que controla a experiência. (a) mostra os intervalos em que o *laser* de bombeio e o campo quadrupolar são desligados. (b) é uma típica sequência ($\Delta t_{\text{exp}} \approx 10 - 30 \mu\text{s}$) de “escrita-leitura”. A sequência mostrada em (a) é controlada pela roda dentada (“chopper”) que bloqueia o laser de bombeio (por $\Delta t_1 \approx 2 \text{ ms}$) e sincroniza o sistema. (c) desenho do “chopper”.

Em nossa montagem, o *chopper* possui duas funções. A primeira é bloquear o bombeio e a segunda é refletir a luz para um detector que está ligado ao sistema de sincronização do experimento. Esse sistema de sincronização é responsável por desligar o campo magnético da armadilha no momento em que o bombeio está sendo bloqueado e indicar o instante em que os pulsos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência devem ser ligados.

Na figura 4.3 [43] mostramos uma curva onde se verifica que o estado $F = 3$ é efetivamente populado.

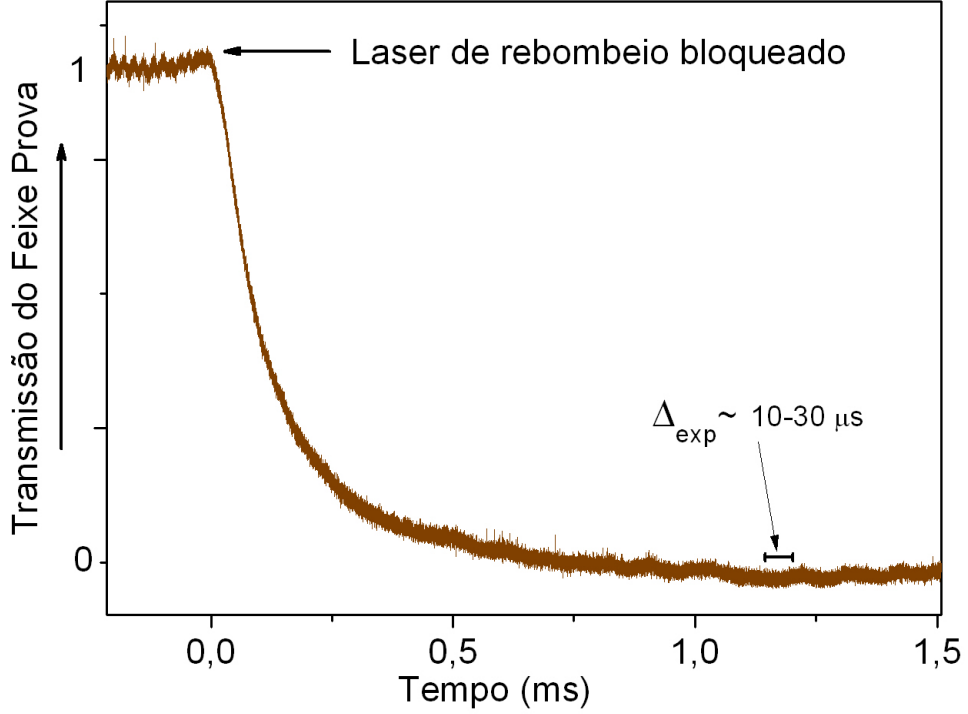


Figura 4.3: Transmissão de um feixe sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Aproximadamente 0,5 ms após desligado o bombeio, o estado $F = 3$ já se encontra populado. Δ_{exp} é o intervalo de tempo em que realizamos a sequência de “escrita” e “leitura” da grade.

Essa curva retrata a transmissão, através da **MOT**, de um feixe de prova sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. No instante em que o *laser* de bombeio é bloqueado observa-se uma queda rápida da transmissão do feixe. Essa diminuição na transmissão deve-se ao aumento da absorção do feixe prova, indicando que o nível $F = 3$ está sendo populado. Após um tempo de aproximadamente 0,5 ms, vemos que a absorção do feixe prova se mantém praticamente constante, deixando claro que a maior parte dos átomos já se encontra no estado $F = 3$. No entanto, escolhemos iniciar a sequência de “escrita” e “leitura” da grade de coerência após 1,0 ms.

4.2.2 Produção dos Pulsos de “Escrita” e “Leitura” da Grade

A sequência temporal dos pulsos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência é produzida a partir de três moduladores acusto-ópticos associados a um gerador eletrônico de pulsos. Uma sequência típica de pulsos de “escrita” e “leitura” pode ser visualiada na figura 4.4.

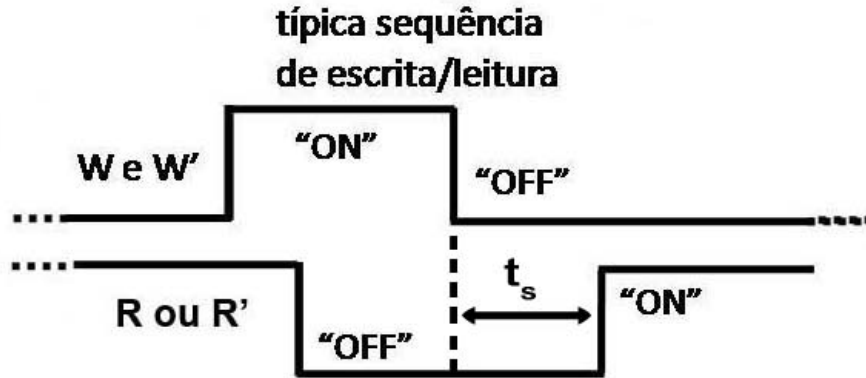


Figura 4.4: Sequência temporal dos campos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência. W e W' representam os campos de “escrita” $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, respectivamente; R e R' representam os campos de “leitura” $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. t_s representa o tempo de armazenamento da grade de coerência.

Em todos os experimentos realizados nesta dissertação utilizamos $t_s = 2\mu s$. Além disso, os feixes de “escrita” possuem um diâmetro de aproximadamente 2mm, enquanto que os feixes de “leitura” da grade de coerência têm um diâmetro em torno de 2,2mm.

Gerador Eletrônico de Pulsos

O gerador eletrônico de pulsos foi projetado e construído no Departamento de Física da UFPE. Nele é possível controlar o intervalo de tempo em que os pulsos de “escrita” da grade ficam ligados, assim como o tempo de armazenamento dela. Outra função bastante importante desse gerador é que podemos controlar o instante em que a sequência “escrita-leitura” é iniciada³. Esse gerador funciona enviando um sinal elétrico para os *drivers*⁴ dos

³ Lembrar que precisamos que o início da sequência “escrita-leitura” ocorra após 1ms do desligamento do rebombeio.

⁴ O *driver* é o equipamento responsável pela geração da radio-frequência a ser enviada para os moduladores acusto-óptico.

moduladores. Veremos no próximo item como modulamos a frequência e a amplitude dos feixes.

Moduladores Acusto-Óptico

Em nossa configuração possuímos três moduladores acusto-óticos (MAO). Um modulador introduzido no início da montagem para permitir a alteração necessária na frequência dos pulsos. Outro modulador controlando apenas os pulsos de “escrita” da grade e um terceiro responsável pelo controle do pulso de “leitura”. Na figura 4.5 pode ser visualizada a disposição desses moduladores em nosso experimento.

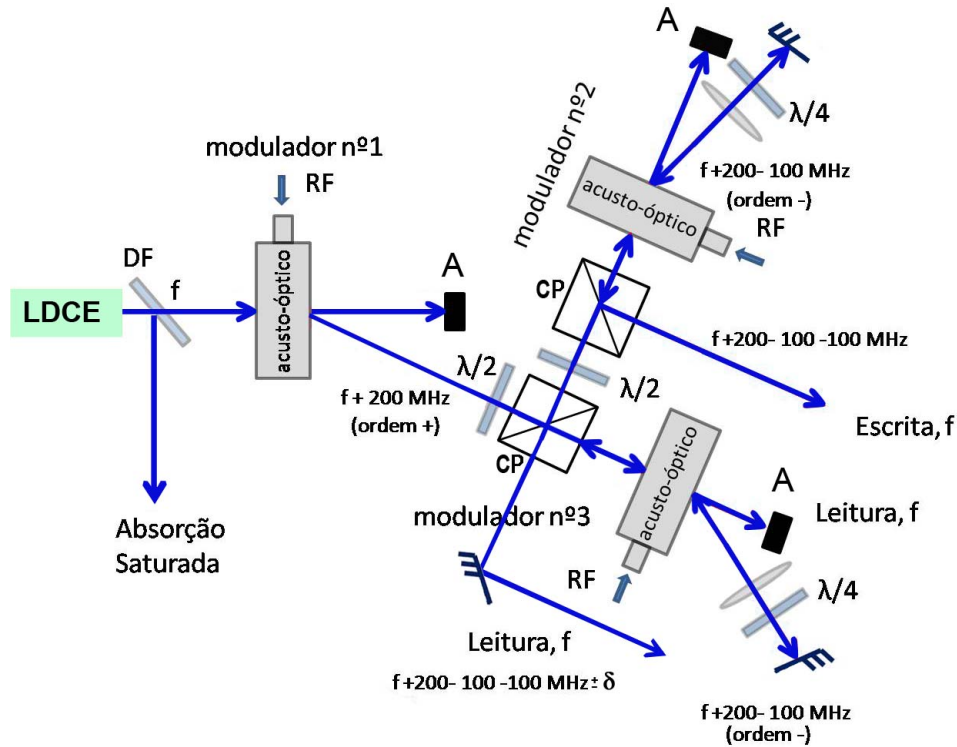


Figura 4.5: Configuração dos moduladores acusto-óticos. O laser de frequência óptica f recebe um aumento de 200 MHz quando passa pelo primeiro modulador. No modulador 2, responsável pela “escrita”, fazemos dupla passagem e o feixe retorna à frequência inicial f . No modulador 3, responsável pela “leitura”, realizamos dupla passagem de modo a obter a frequência de saída igual a $f \pm \delta$. Alguns componentes: LDCE, laser diodo de cavidade estendida; DF, divisor de feixe; CP, cubo polarizador; A, anteparo opaco; $\lambda/2$ e $\lambda/4$ placas de meia e um quarto de onda, respectivamente.

De maneira geral, um modulador acusto-óptico funciona através da difração Bragg do feixe incidente na grade criada pela onda acústica num cristal contido no modulador. Essa grade é formada a partir da modulação no índice de refração do cristal devido a propagação dessa onda. O pulso difratado tem sua frequência somada (ordem $+$) ou subtraída (ordem $-$) da frequência da onda acústica injetada pelo *driver* no modulador. Cada MAO é projetado para funcionar numa determinada faixa de frequência, em nosso caso, em torno de 200 MHz para o primeiro modulador e 100 MHz para os outros MAO. Fora dessa faixa a eficiência do modulador é bastante prejudicada.

Na figura 4.5 mostramos um feixe de frequência f , proveniente de um *laser* de diodo, que é enviado ao primeiro MAO (modulador 1). Devido à ordem escolhida, temos um acréscimo de 200 MHz na frequência f . Com isso, a frequência do pulso que sai desse MAO é $f + 200$ MHz. Na sequência, separamos o feixe em duas parcelas num cubo polarizador. A primeira é enviada ao modulador responsável pelos pulsos de “escrita” (modulador 2), no qual fazemos dupla passagem. Nas duas passagens, foi escolhida a ordem de difração que diminui em 100 MHz a frequência de entrada do pulso. Desse modo, ao passar por esse modulador, a frequência do pulso retorna para o valor inicial f . Já a outra parcela do pulso, foi enviada ao MAO (modulador 3) responsável pela “leitura” da grade armazenada. Nesse modulador também realizamos dupla passagem, onde escolhemos sempre a “ordem $-$ ” de difração. Regulando a tensão enviada pelo *driver* ao modulador 3, podemos varrer a frequência do pulso de “leitura” em torno da frequência f .

Para obter a modulação em amplitude desejada para o processo de “escrita-leitura” da grade de coerência, basta desligar e ligar os moduladores 2 e 3 conforme o desenho da figura 4.4. Esse comando é enviado pelo gerador eletrônico de pulso aos *drivers* que controlam os respectivos MAO.

Em nosso experimento, a frequência f do *laser* que chega ao modulador 1 equivale a frequência da ressonância atômica referente a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio.

4.2.3 Experimento de Absorção Saturada

Como visto nas seções anteriores, é necessário sintonizar a frequência do *laser* em valores específicos. No caso do *laser* responsável pelo resfriamento da **MOT**, precisamos sintonizá-lo um pouco abaixo da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. Já para os *lasers* de “escrita” e “leitura” da grade de coerência, precisamos sintonizar na frequência referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

Sabemos que o espectro de absorção linear de um feixe em torno de 852 nm, num vapor de Césio à temperatura ambiente, apresenta uma largura de aproximadamente 400 MHz, devido ao efeito Doppler. Essa largura é maior do que a separação entre os níveis hiperfinos de $6P_{3/2}$, por isso é impossível resolver essa estrutura hiperfina utilizando o sinal de absorção linear. Daí, torna-se necessário a técnica de absorção saturada.

Nessa técnica, fazemos um par de feixes contrapropagantes e de mesma frequência passar por uma célula contendo vapor de Césio à temperatura ambiente. Nessa configuração, utilizamos um feixe com baixa intensidade (feixe fraco) e outro com intensidade alta (feixe forte)⁵. Como ambos os feixes possuem a mesma frequência, a única condição em que um átomo fica ressonante (na mesma transição) com ambos os feixes é quando ele possui velocidade nula ao longo da direção de propagação dos feixes.

Como no vapor atômico as velocidades dos átomos estão dispostas conforme a distribuição de Maxwell-Boltzmann, existem vários átomos com velocidades nula. Assim, o feixe forte satura a transição, ou seja, excita a maioria dos átomos de modo que o feixe fraco terá uma diminuição da sua absorção. Essa diminuição apresenta um pico cuja largura corresponde à largura de linha homogênea da transição.

É importante saber que no caso onde existem mais de dois níveis, como ocorre na estrutura hiperfina analisada, há um grupo de átomos com velocidade diferente de zero que estarão ressonantes com os dois feixes simultaneamente, mas em transições diferentes. Por exemplo, o feixe forte ressonante com o nível de menor energia e o feixe fraco com o nível de maior energia. Dessa forma, o feixe fraco terá novamente sua absorção diminuída

⁵ Alta intensidade no sentido que a intensidade do feixe forte é maior que a intensidade de saturação do sistema ($I_s \sim 1mW/cm^2$).

4.2 Preparação do Sistema

devido à ação do feixe forte. Essa diminuição é chamada de ressonâncias de “*cross-over*”. Na figura 4.6 temos um aparato experimental de um experimento de absorção saturada.

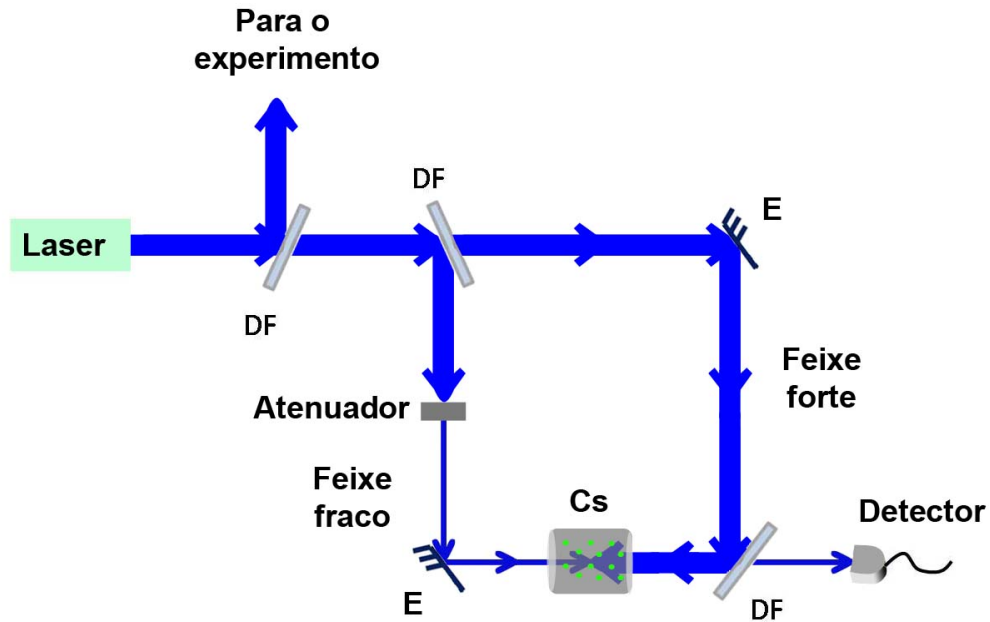


Figura 4.6: Aparato experimental da absorção saturada. Cs representa o vapor de Césio contido na célula.

Já na figura 4.7 temos um espectro de absorção saturada referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

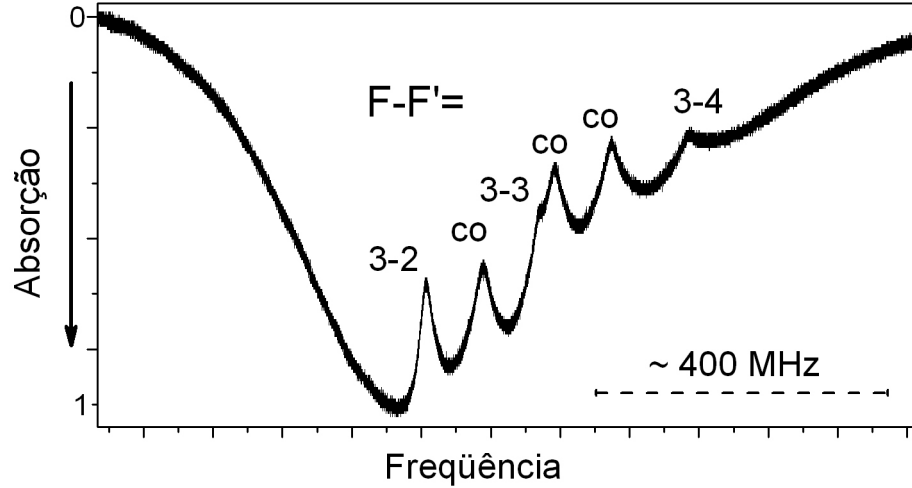


Figura 4.7: Curva de absorção saturada para o vapor de Césio. Em cada “dip” está indicada a transição correspondente. Os “cross-overs” são indicados por “co”. A transição usada na experiência é a $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

Com isso, podemos utilizar esse espectro de absorção para travar a frequência do *laser* no valor desejado. Para mais discussões sobre o experimento de absorção saturada e o circuito de travamento de frequência recomendamos a referência [51].

4.2.4 Bobinas de Compensação de Campos Magnéticos Residuais

Em nosso experimento, outro fator que devemos ter muito cuidado são os campos magnéticos residuais. Tais campos prejudicam bastante os resultados obtidos, pois as coerências criadas em nosso *ensemble* atômico dependem fortemente da presença de campos magnéticos. Na referência [43] D.Moretti mostrou que um campo magnético, transversal ou paralelo a direção de quantização, produz um efeito chamado de “*colapso*” e “*revival*” da coerência. Na referência [22] utilizou-se campos magnéticos para estudar o “*colapso*” e “*revival*” de momento angular orbital da luz armazenado em átomos frios de Césio.

Para eliminar os campos magnéticos espúrios, utilizamos três pares de bobinas quadradas. Elas estão colocadas de maneira que a **MOT** encontra-se no centro do volume delimi-

tado por elas. Essas bobinas possuem controles independentes de correntes, de modo que podemos aplicar campos magnéticos estáticos e aproximadamente homogêneos, nas três direções $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$, cancelando assim os possíveis campos homogêneos residuais. No entanto, mesmo com esse sistema de compensação de campo magnético, ainda ficamos com algum campo residual não-homogêneo, conforme veremos nos resultados obtidos. A otimização do cancelamento desses campos é feita utilizando sinais obtidos através de ressonâncias coerentes. Em nosso caso, utilizamos o sinal de **EIT** para otimizar a compensação, onde, quanto menor for a largura do sinal de **EIT**, melhor é a compensação. Outra maneira de melhorar a anulação de campos magnéticos espúrios é minimizar os efeitos de “*colapso*” e “*revival*” do sinal gerado no processo de armazenamento da grade de coerência.

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

Nesta seção iremos mostrar os resultados obtidos experimentalmente bem como a comparação com os resultados teóricos. É importante ressaltar que a comparação entre eles será qualitativa, pois enquanto os resultados experimentais foram obtidos para diferentes valores de intensidade dos campos de “escrita” e “leitura” da grade de coerência, os resultados teóricos foram obtidos considerando que a intensidade de “leitura” era muito fraca⁶, implicando que esses resultados dependessem de forma multiplicativa dessa intensidade. Com isso, nos resultados para os espectros teóricos, a intensidade entra apenas como um fator de escala e não altera sua forma.

Nas figuras 4.8, 4.9 mostramos as duas montagens experimentais utilizadas para obtenção dos resultados.

⁶ Fraca no sentido do campo não provocar alteração nas populações atômicas definidas pela “escrita” da grade de coerência.

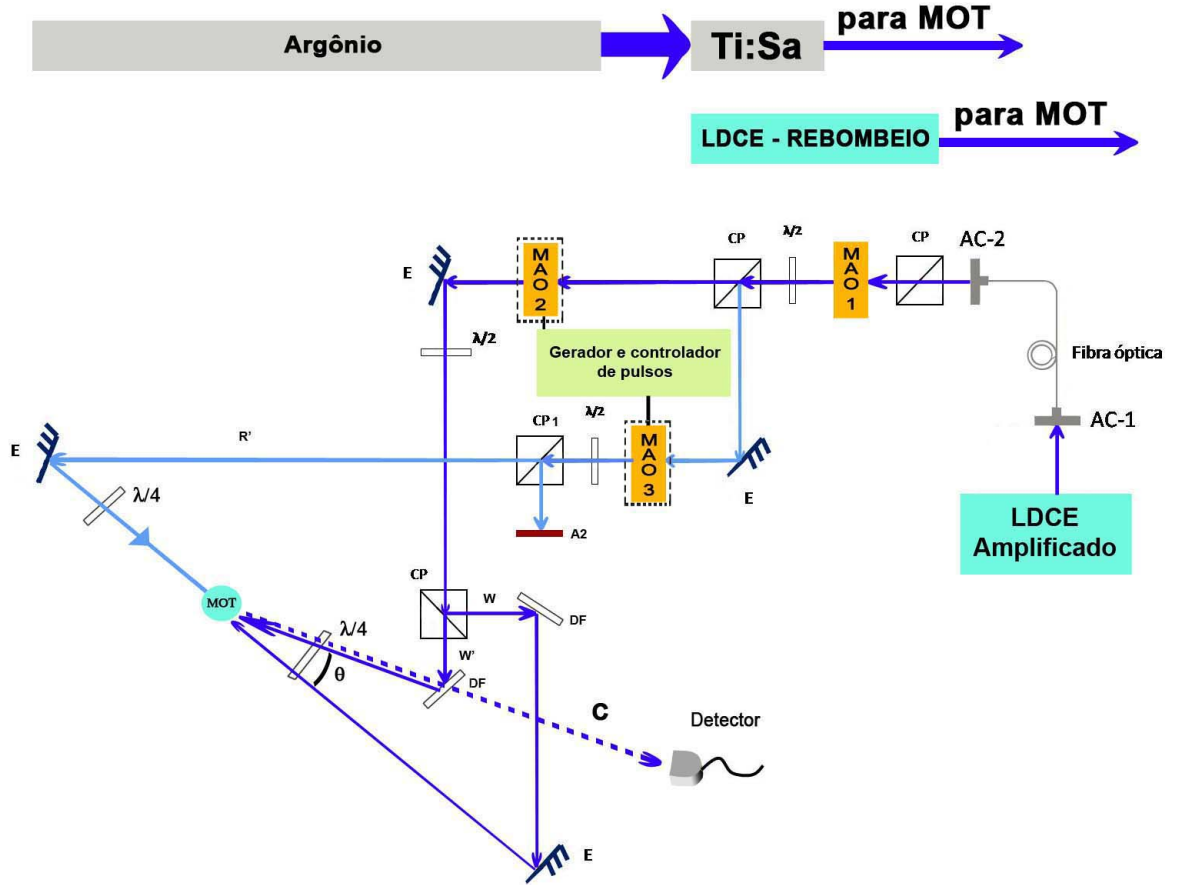


Figura 4.9: Aparato experimental utilizado para obter o sinal na direção **conjugada** ao do campo de “escrita” W .

Em ambas as montagens temos um laser de diodo de cavidade estendida⁷, travado na frequência referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio, acoplado em fibra óptica através de AC-1 e posteriormente da fibra para o espaço livre por AC-2. Daí, o feixe passa pelo MAO 1; sendo, em seguida, dividido em dois pelo cubo polarizador. Um deles será responsável pela “escrita” da grade e o outro pela “leitura”.

O feixe responsável pela “escrita” é enviado ao MAO 2 (onde é realizada uma dupla passagem, conforme figura 4.5), seguindo para o cubo polarizador, onde é novamente dividido e enviado à MOT. Note que os feixes W e W' têm a mesma frequência, pois advêm de um mesmo modulador (MAO 2). Para torná-los com polarizações circulares opostas⁸,

⁷ Laser da *Toptica Photonics*, DL 100-01030.

⁸ Devido ao ângulo $\theta \sim 10^{-3} \text{rad}$, podemos considerar que os campos possuem polarizações circulares opostas.

inserimos uma placa de quarto de onda próxima à MOT, de modo que a polarização de W é $\hat{\sigma}^+$ e a de W' é $\hat{\sigma}^-$.

Já o feixe responsável pela “leitura” é enviado ao MAO 3, onde também ocorre uma dupla passagem (vide figura 4.5), e então dirigido à MOT, passando pela placa de quarto de onda. Enquanto no aparato da figura 4.8, temos que o feixe de “leitura” após passar pelo MAO 3 é refletido no cubo polarizador e se junta ao feixe W, possuindo a mesma polarização circular ($\hat{\sigma}^+$) de W. No aparato da figura 4.9, o feixe é transmitido pelo cubo polarizador de modo que ele terá a mesma direção de propagação do feixe W, mas no sentido contrário. Além disso, após passar pela placa de $\lambda/4$ o feixe R' adquire uma polarização $\hat{\sigma}^-$, que é oposta a de W. Outro fato relevante é que a distância percorrida pelo feixe de “leitura” R até a MOT é a mesma percorrida pelo feixe R'. Dessa forma, garantimos que em ambas as situações o modo espacial dos feixes, na região da MOT, são iguais.

A sequência temporal dos feixes de “escrita” e “leitura” da grade de coerência pode ser visualizada na figura 4.4.

O sinal gerado devido à difração do campo R na grade de coerência criada por W e W', possui a mesma direção e sentido do campo W', o qual medimos utilizando o detector (ThorLabs, PDA55), conforme representado na figura 4.8. Já no aparato da figura 4.9, o sinal gerado possui o sentido contrário do campo W'.

Os sinais obtidos em ambas as configurações são apresentados na figura abaixo bem como o pulso obtido teoricamente.

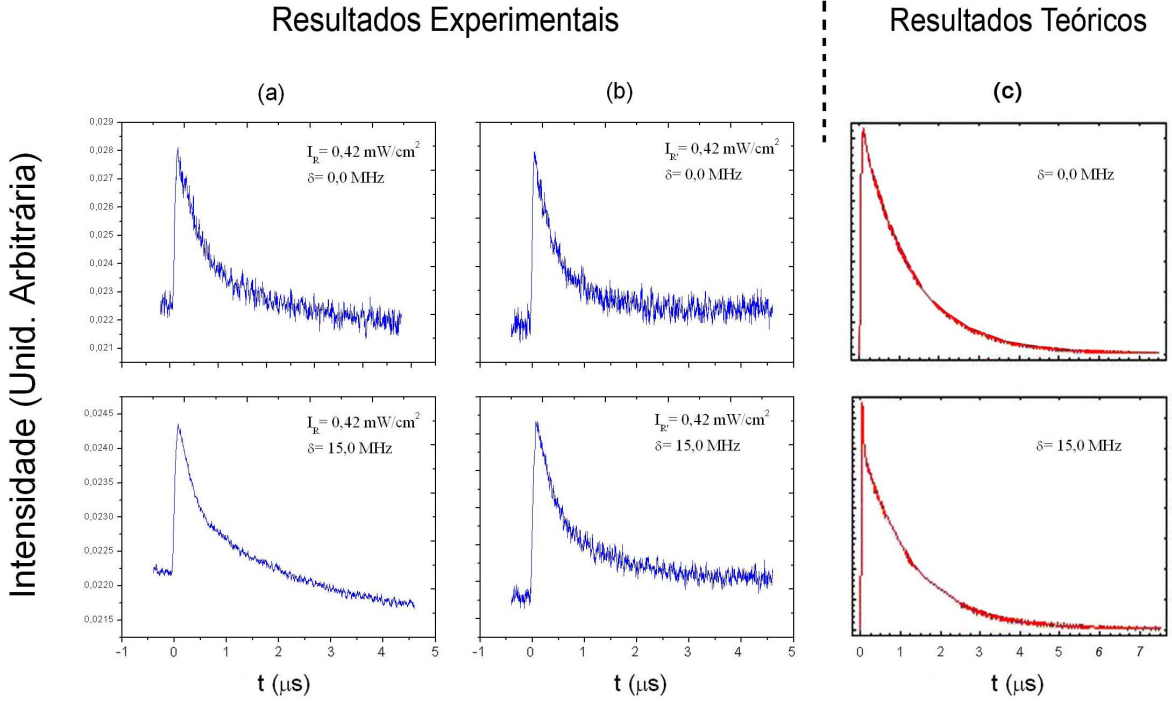


Figura 4.10: Formas dos pulsos gerados pela difração do campo de “leitura” na grade de coerência armazenada em nosso *ensemble* de átomos frios de Césio. Na coluna (a), temos as formas dos pulsos - para diferentes dessintonias δ do campo R - obtidas no aparato experimental 4.8. Na coluna (b), temos as formas dos pulsos - para diferentes dessintonias δ do campo R' - obtidas no aparato 4.9. A coluna (c) mostra os pulsos obtidos teoricamente em diferentes dessintonias.

Na expressão teórica onde obtivemos a forma do pulso, ajustamos dois parâmetros. O primeiro foi o valor da profundidade ótica do meio (representado nos cálculos por p), onde utilizamos o valor experimentalmente medido em nossa MOT que corresponde a $p = 3$. O outro parâmetro ajustado foi γ/Γ , onde escolhemos o valor $\gamma/\Gamma = 0,02$ de maneira que a largura à meia altura do pulso teórico fosse aproximadamente igual à encontrada experimentalmente.

4.3.1 Medição da Energia Difrata na Grade de Coerência para Diferentes Valores de Dessintonias do Campo de Leitura

De posse da forma temporal do sinal gerado (figura 4.10), obtivemos o valor experimental da energia contida no pulso através do cálculo de sua área. Para isso utilizamos

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

uma simples integração numérica. Na figura 4.11 estão os gráficos dos valores de energia difratada na grade de coerência armazenada para cada valor de dessintonia δ do campo de “leitura”.

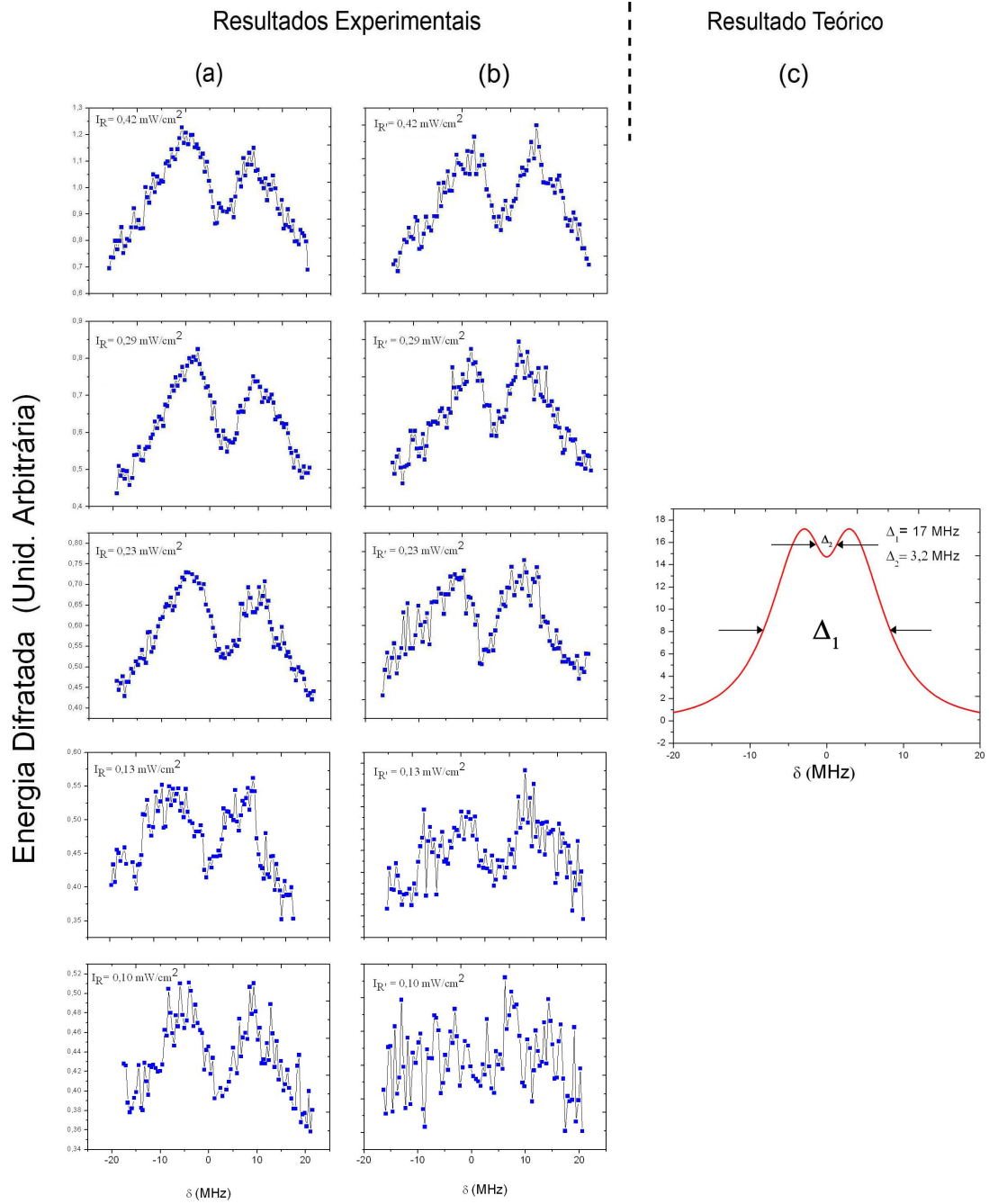


Figura 4.11: Espectro da energia difratada. A coluna (a) mostra os resultados da energia correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ versus a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a energia do pulso $\vec{E}_c$ versus a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$ e a coluna (c) traz o resultado teórico. Representamos por Δ_1 e Δ_2 as larguras à meia altura da parte larga do espectro e do “dip” (a região do mínimo em torno da ressonância) teórico, respectivamente. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Γ é a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado $F' = 2$, cujo valor é aproximadamente 5,2MHz. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$.

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

É importante ressaltar que cada gráfico da figura acima é resultado da média de três medições distintas, realizadas nas mesmas condições experimentais⁹. Esse procedimento foi utilizado em todos os resultados experimentais apresentados nesta dissertação.

Note que o último espectro referente ao sinal $\vec{E}_c$ não nos permite retirar informações. Isso deve-se ao fato de que para a intensidade do campo de “leitura” $I_{R'} = 0,10 \text{ mW/cm}^2$ a amplitude do sinal $\vec{E}_c$ é da mesma ordem do ruído da curva. Com isso, quando realizamos a integral sobre o pulso para obter a energia, em diferentes δ 's, o seu valor não tem uma variação significativa.

Os gráficos acima apresentam uma estrutura de duplo pico com um mínimo entre eles em torno de $\delta = 0$, a esse mínimo chamaremos “dip”. Devido o fato do modulador acusto-ótico utilizado não permitir que variemos a frequência do campo de “leitura” da grade mais do que 20 MHz sem perder eficiência, não foi possível obter o espectro completo da energia difratada. Dessa forma, os gráficos da figura 4.11, representam apenas uma fração desse espectro. Assim sendo, plotamos abaixo apenas as larguras à meia altura para o “dip”.

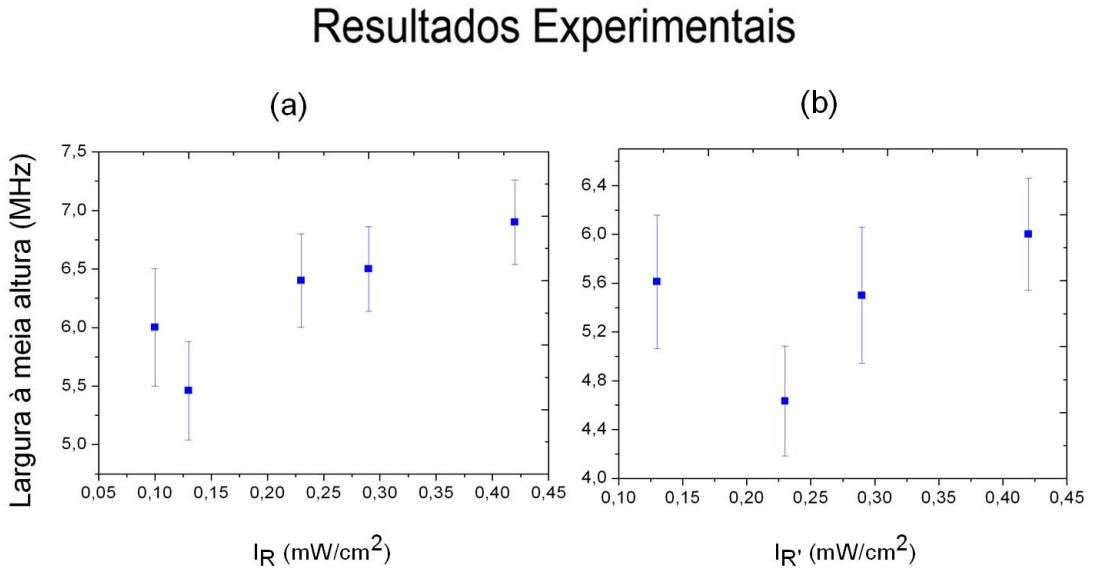


Figura 4.12: Larguras à meia altura do “dip” referente ao espectro da energia difratada. A coluna (a) mostra os resultados referentes ao campo $\vec{E}_p$; já na coluna (b) estão os resultados referentes ao campo $\vec{E}_c$.

⁹ Consideramos como mesmas condições experimentais o fato de que cada uma das três medidas foram realizadas em um intervalo de tempo de cerca de três segundos entre elas.

Note que devido ao fato do espectro da energia referente ao sinal $\vec{E}_c$ para a intensidade do campo de “leitura” igual a $I_{R'} = 0,10mW/cm^2$ gerar um gráfico inconclusivo, a figura 4.12(b) possui um ponto a menos que o gráfico da figura 4.12(a).

Como pode ser visto na figura 4.12, a largura do “dip” não possui variações significativas para os diferentes valores de intensidades utilizadas para “leitura” da grade. No entanto, é possível perceber que a largura à meia altura do “dip” é próxima da largura natural do estado excitado ($\Gamma \simeq 5,2MHz$). Dessa forma, podemos explicar a diminuição da energia em torno da ressonância atômica como a absorção do pulso ($\vec{E}_p$ ou $\vec{E}_c$) pelo *ensemble* atômico. O que fica claro, pois devido à absorção parte da energia do pulso é transferida para o meio e espalhada na forma de emissão espontânea. Dessa forma, temos uma diminuição da energia (“dip”) com uma largura em torno de Γ .

O fato do espectro da energia difratada possuir uma largura à meia altura muito maior do que a largura natural, conforme notamos na figura 4.11, deve-se ao espalhamento *Raman*. Nesse processo, mesmo que a frequência do feixe de “leitura” esteja longe da ressonância atômica, o feixe continuará sendo difratado na grade de coerência armazenada de maneira que o sinal ($\vec{E}_p$ ou $\vec{E}_c$) continua sendo gerado.

Considerando efeito de propagação nos cálculos (expostos no capítulo 3), obtivemos o resultado teórico visto na figura 4.11(c), onde utilizamos os parâmetros $p = 3$ e $\gamma/\Gamma = 0,02$. Esse resultado explica qualitativamente bem o experimento, pois ele apresenta a diminuição da energia em torno da ressonância atômica ocasionada pela absorção do pulso gerado. Nesse resultado obtivemos a largura do “dip” igual a $3,2MHz$, já a largura do espectro foi de $17,0MHz$.

Outro resultado obtido a partir da figura 4.11 é como a profundidade percentual do “dip”, depende da intensidade dos campos de “leitura”. Essa profundidade percentual é definida como a razão entre a profundidade do “dip” e a altura do espectro. O resultado é exposto na figura abaixo.

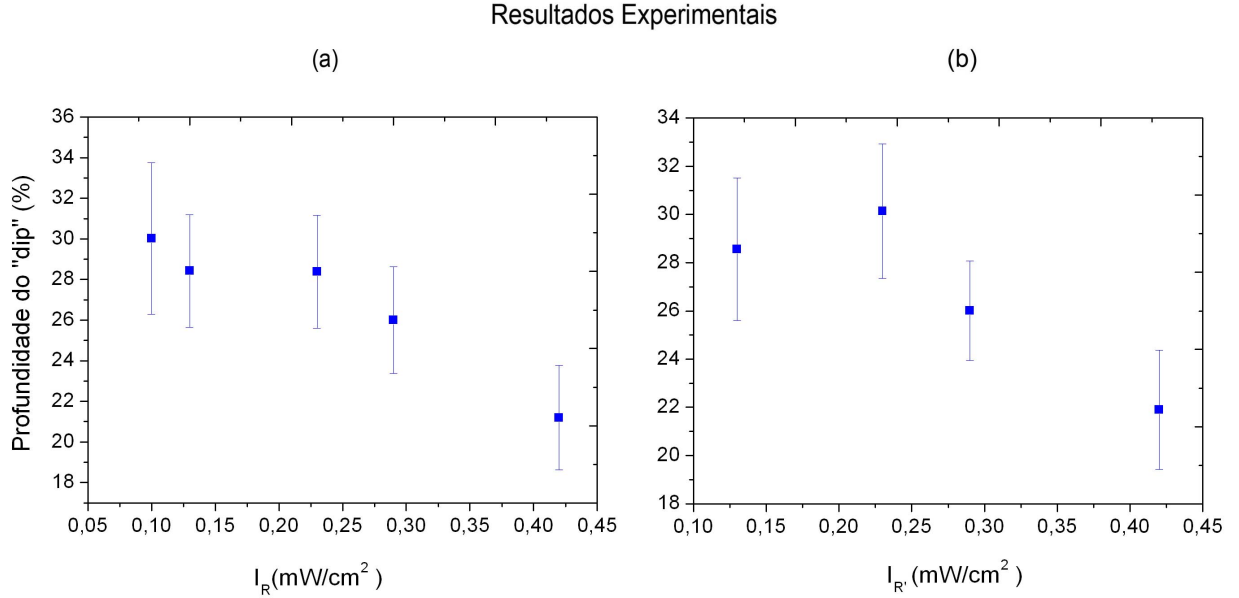


Figura 4.13: Profundidade percentual do “dip”. A coluna (a) corresponde aos valores da profundidade percentual do “dip” da curva referente à energia extraída do pulso $\vec{E}_p$. A coluna (b) representa esses valores para o pulso $\vec{E}_c$.

Pelo mesmo motivo explicado para o caso da figura 4.12, a figura 4.13(b) também possui um ponto a menos que a figura 4.13(a).

Como pode ser visto, a profundidade percentual do “dip” diminui quando aumentamos a intensidade do campo de “leitura”. Dessa maneira, resolvemos realizar uma medida onde o campo de “leitura” possuía uma intensidade maior que a de saturação do sistema¹⁰, mantendo as mesmas condições experimentais utilizadas para obtenção dos resultados anteriores. O resultado dessa medida é apresentado na figura 4.14.

¹⁰ Nessa transição a intensidade de saturação é em torno de $1mW/cm^2$.

Resultados Experimentais

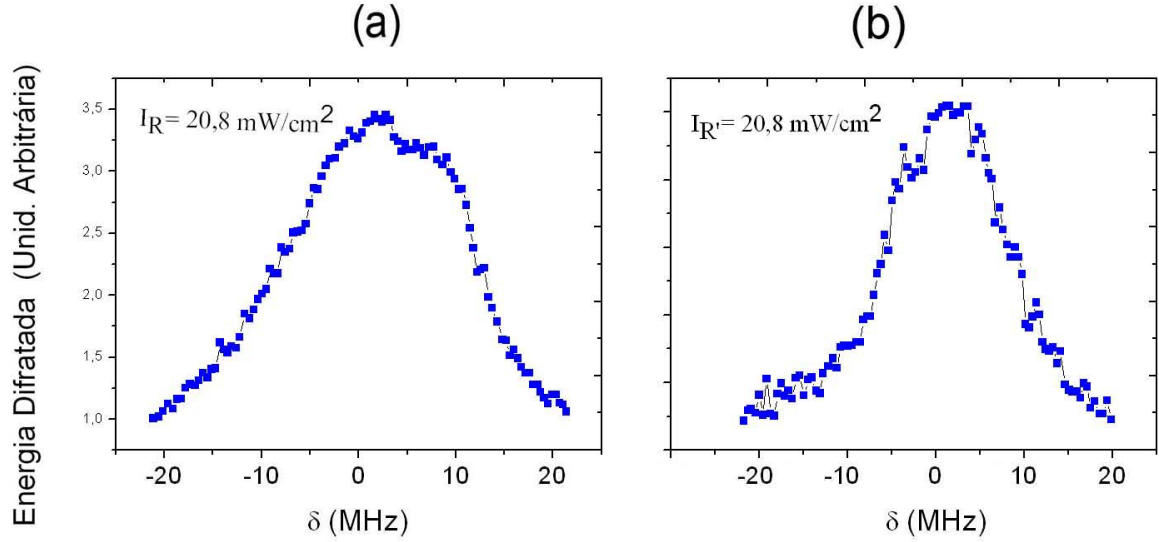


Figura 4.14: Espectro da energia difratada para alta intensidade do campo de “leitura”. A coluna (a) mostra os resultados da energia correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ versus a dissintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a energia do pulso $\vec{E}_c$ versus a dissintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$.

Esse resultado mostra que para valores de alta intensidade no campo de “leitura” o sinal gerado no processo coerente passa a não ser mais absorvido pelo meio. O que pode ser facilmente entendido, pois nessa situação o campo de “leitura” produz um deslocamento *Stark* no estado excitado, fazendo com que o pulso $\vec{E}_c$ ou $\vec{E}_p$ deixe de estar ressonante com o *ensemble* atômico. Por isso, ele não é mais absorvido pelo meio e o espectro de energia deixa de possuir um “dip” em torno de $\delta = 0$. Sendo essa a forma de retirar mais energia do meio.

4.3.2 Medição da Intensidade Máxima do Sinal Gerado no Processo Coerente para Diferentes Valores de Dessintonias do Campo de Leitura

Outro resultado que julgamos importante apresentar são as medidas referentes aos valores máximos da intensidade do sinal gerado ($\vec{E}_c$ ou $\vec{E}_p$) em diferentes dessintonias do campo de “leitura” da grade ($\vec{E}_R$ ou $\vec{E}_{R'}$). Esses resultados foram obtidos a partir dos mesmos pulsos, dos quais extraímos o espectro da energia difratada na grade de coerência. Na figura 4.15 encontram-se as medidas relativas à intensidade máxima.

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

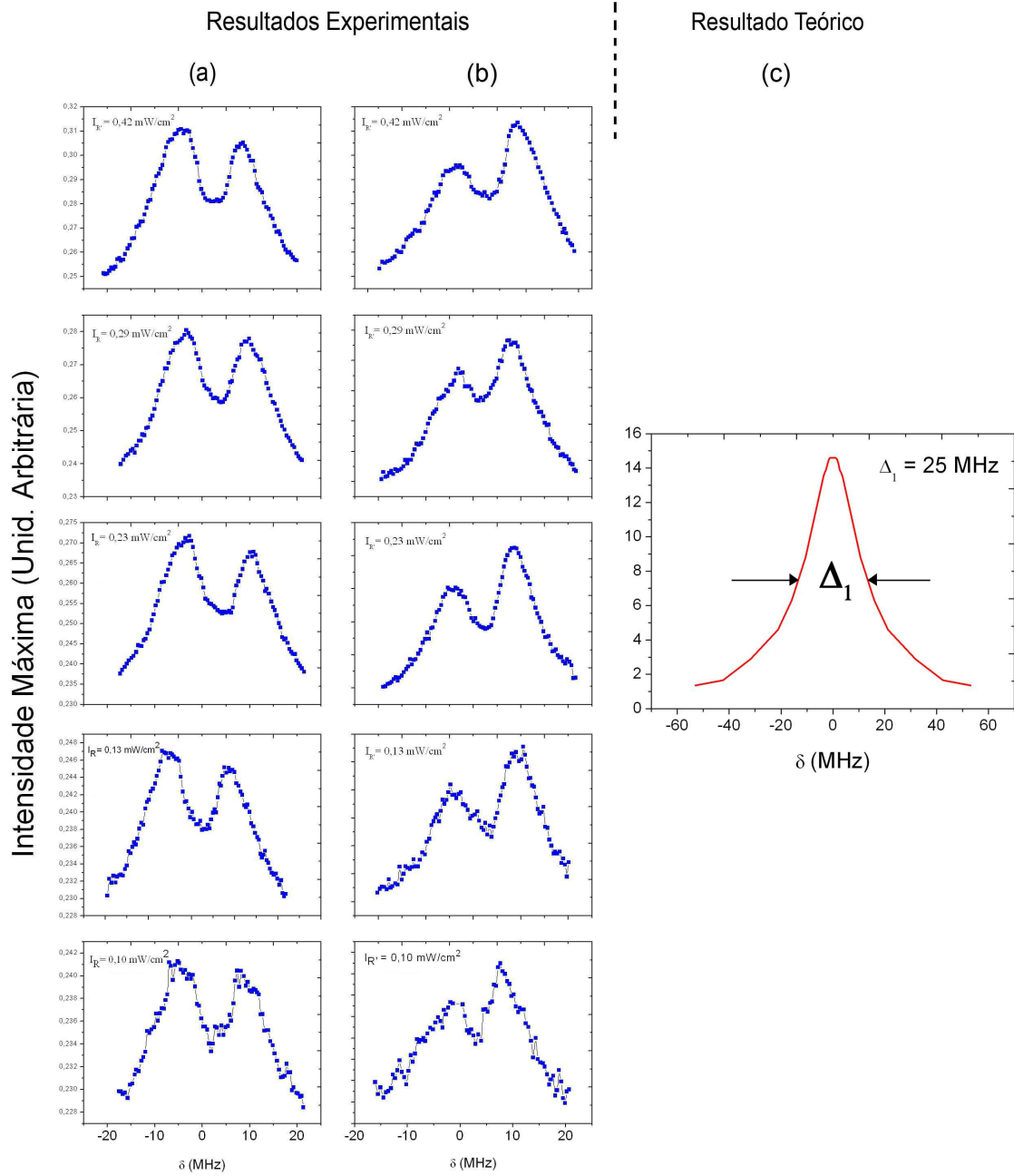


Figura 4.15: Intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$; na coluna (c) mostramos o resultado teórico. Representamos por Δ_1 a largura à meia altura do espectro. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3 \text{ mW/cm}^2$ e $I_{W'} = 3,0 \text{ mW/cm}^2$.

Analogamente ao caso da energia extraída do meio, a variação de 20 MHz permitida pelo modulador não nos possibilita ter acesso ao espectro da intensidade máxima *versus* δ por completo. Contudo, o resultado expresso na figura 4.15 nos mostra que a largura do “dip” continua sendo da ordem de Γ , enquanto que o espectro possui uma largura muito maior do que a largura natural do estado excitado (Γ).

Considerando a exposição acima, podemos explicar os resultados da figura 4.15 com o mesmo raciocínio utilizado para o espectro da energia difratada. De modo que a diminuição no valor máximo da intensidade do sinal gerado em torno de $\delta = 0$ deve-se à absorção do mesmo pelo meio. Já a largura da curva, assim como explicado para o espectro da energia, deve-se à contribuição *Raman* não ressonante. De maneira que o campo $\vec{E}_c$ ou $\vec{E}_p$ continua sendo gerado mesmo que a frequência do feixe de “leitura” esteja longe da ressonância atômica.

No entanto, apesar da teoria mostrar um “dip” no espectro da energia extraída do meio, no caso da intensidade máxima do sinal o resultado teórico não apresenta essa característica. Acreditamos que essa discrepância entre experimento e teoria (na situação da intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ) deve-se ao fato de que, diferentemente da energia, para plotarmos os gráficos da figura 4.15 utiliza-se apenas um único ponto do sinal (o seu valor máximo). Nesse caso, o tempo de resposta do detector, estimado em $0,5\mu s$, passa a ter um papel importante de modo que variações muito rápidas do sinal, tais como as que ocorrem em torno do valor máximo, são automaticamente integradas pelo detector. Com isso, diferentemente do que acontece com a teoria, ao considerarmos experimentalmente o valor da amplitude do pulso, estamos de fato considerando a integração do pulso no tempo de resposta do detector. Já no caso da energia, integra-se o pulso sobre todo o tempo, de modo que o pulso inteiro contribui para seu valor, e não apenas um único ponto.

Isso posto, vemos que mesmo havendo uma divergência entre os resultados teóricos e experimentais da figura 4.15, o modelo teórico proposto aqui é satisfatório para explicar o efeito de absorção do pulso $\vec{E}_c$ ou $\vec{E}_p$ pelo *ensemble* atômico¹¹.

¹¹ No regime de baixa intensidade do campo de “leitura” da grade de coerência armazenada.

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

De modo análogo ao feito na subseção passada, apresentaremos na figura a seguir o gráfico da profundidade percentual do “dip” *versus* a intensidade do campo de “leitura”.

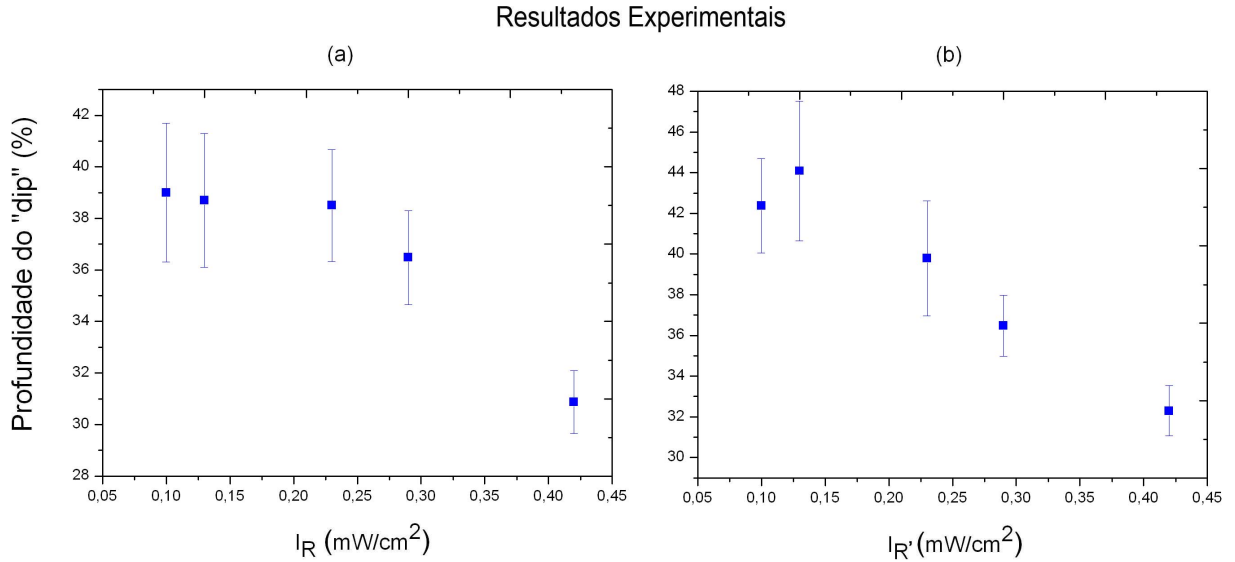


Figura 4.16: Profundidade percentual do “dip”. A coluna (a) corresponde aos valores da profundidade percentual do “dip” da curva referente ao espectro da intensidade do pulso $\vec{E}_p$. A coluna (b) representa esses valores para o pulso $\vec{E}_c$. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3 \text{ mW/cm}^2$ e $I_{W'} = 3,0 \text{ mW/cm}^2$.

Analogamente à situação apresentada na energia, a profundidade percentual do “dip” tende a diminuir quando aumentamos a intensidade do campo de “leitura”. Assim, a partir das medidas realizadas para intensidade do campo de “leitura” acima da saturação do meio, das quais obtivemos os espectros da energia difratada expressos na figura 4.14, medimos o valor máximo do sinal gerado para diferentes δ 's e plotamos os gráficos a seguir.

Resultados Experimentais

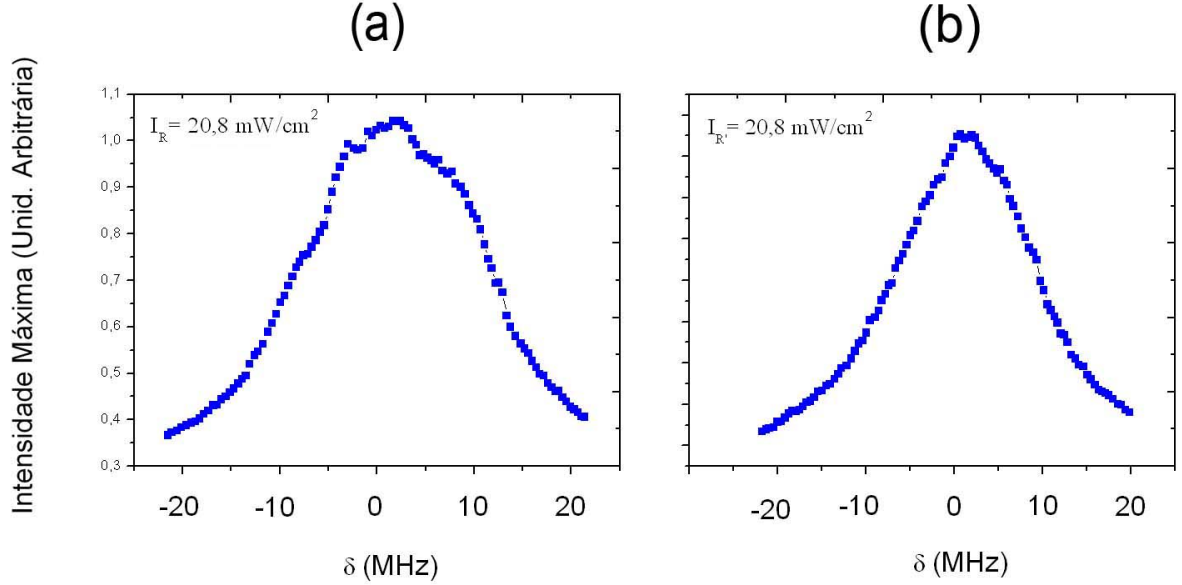


Figura 4.17: Intensidade máxima do sinal gerado para alta intensidade do campo de “leitura”. A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ versus a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ versus a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3 \text{ mW/cm}^2$ e $I_{W'} = 3,0 \text{ mW/cm}^2$.

Nesse caso, o desaparecimento do “dip” e, conseqüentemente da absorção do sinal gerado, pode novamente ser entendido como devido ao deslocamento *Stark* produzido pelo campo de “leitura” no estado excitado, tornando o sinal gerado não ressonante com o *ensemble* atômico em $\delta = 0$, analogamente à explicação da figura 4.14. Com isso, para alta intensidade do campo de “leitura”, o maior sinal extraído do meio ocorre em $\delta = 0$.

Para descartarmos a hipótese de que o aparecimento do “dip” deve-se, em parte, ao efeito mecânico¹² causado pelo feixe de “leitura” nos átomos, realizamos uma medida onde fizemos a “leitura” da grade de coerência com dois campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$ contrapropagantes e de mesma intensidade. O aparato experimental dessa medida pode ser visualizado na figura 4.18.

¹² O efeito mecânico em questão é o fato do feixe de “leitura” empurrar os átomos quando a sua frequência é próxima da ressonância atômica.

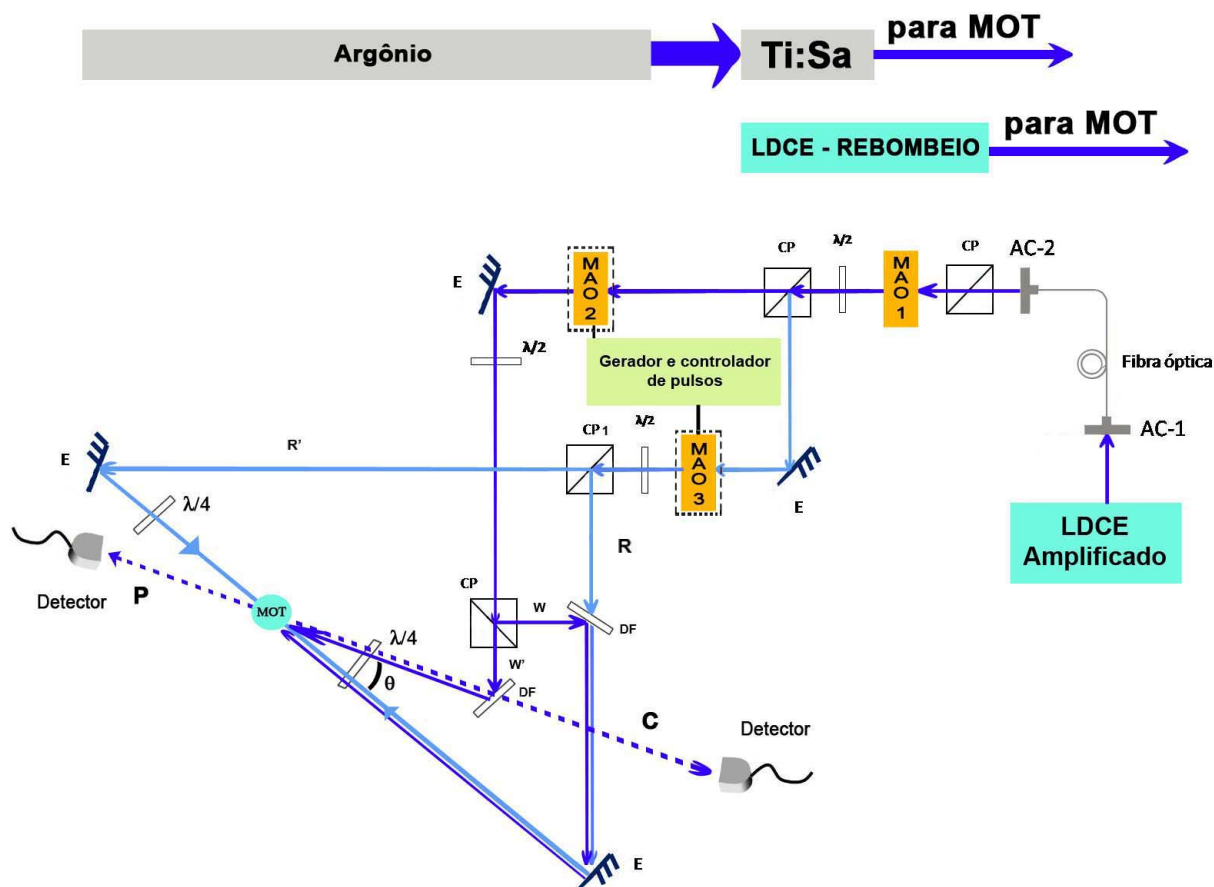


Figura 4.18: Aparato experimental utilizado para “leitura” da grade com os campos R e R’ simultaneamente. Lembrar que, assim como nas figuras 4.8, 4.9, MAO 1 representa o primeiro modulador acusto-ótico, onde fazemos uma passagem simples e MAO 2 e 3 são simplificações da passagem dupla descrita na figura 4.5.

Esse aparato é facilmente obtido a partir da união das montagens experimentais mostradas nas figuras 4.8 e 4.9, retirando delas apenas os anteparos A1 e A2. Com isso, obtivemos o resultado mostrado na figura 4.19 a seguir.

Resultados Experimentais

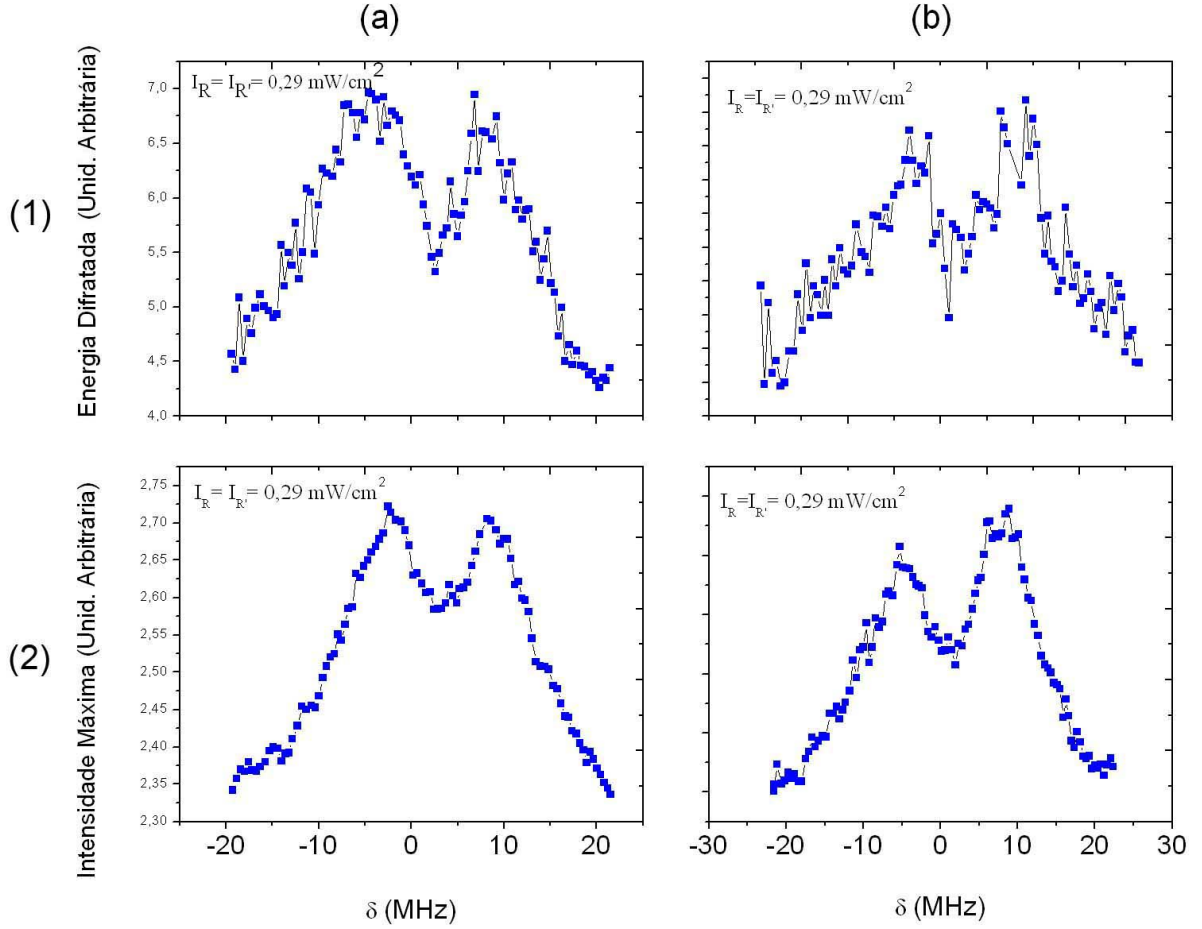


Figura 4.19: Espectro de energia difratada e intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A coluna (a) mostra os resultados correspondente ao pulso $\vec{E}_p$; na coluna (b) estão os resultados correspondente ao pulso $\vec{E}_c$. A linha (1) representa os espectro da energia difratada; a linha (2) representa a intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_R$ e $\vec{E}_{R'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para as seguintes intensidades de “escrita” da grade: $I_W = 3,3mW/cm^2$ e $I_{W'} = 3,0mW/cm^2$.

Com o aparecimento do “dip” nessa configuração descartamos a participação de efeito mecânico nos resultados obtidos.

É importante ressaltar que mesmo antes desse último resultado, nós já acreditávamos que o efeito mecânico não era responsável pelo aparecimento do “dip”, pois conforme mostrado anteriormente, o “dip” diminui quando aumentamos a intensidade do campo de

“leitura”. Um resultado que vai no sentido contrário do efeito mecânico, pois no caso de existir a colaboração desse efeito o “dip” deveria aumentar com o aumento da intensidade da “leitura”.

Um aspecto que nos chamou a atenção nos gráficos apresentados foi a assimetria existente nos espectros tanto da energia difratada, quanto na intensidade máxima do sinal *versus* δ , como pode ser visto nas figuras 4.15 e 4.11.

Notamos que essa assimetria depende do balanceamento entre as intensidades dos campos de “escrita” $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$ da grade de coerência. Esse resultado pode ser conferido na figura 4.20 abaixo.

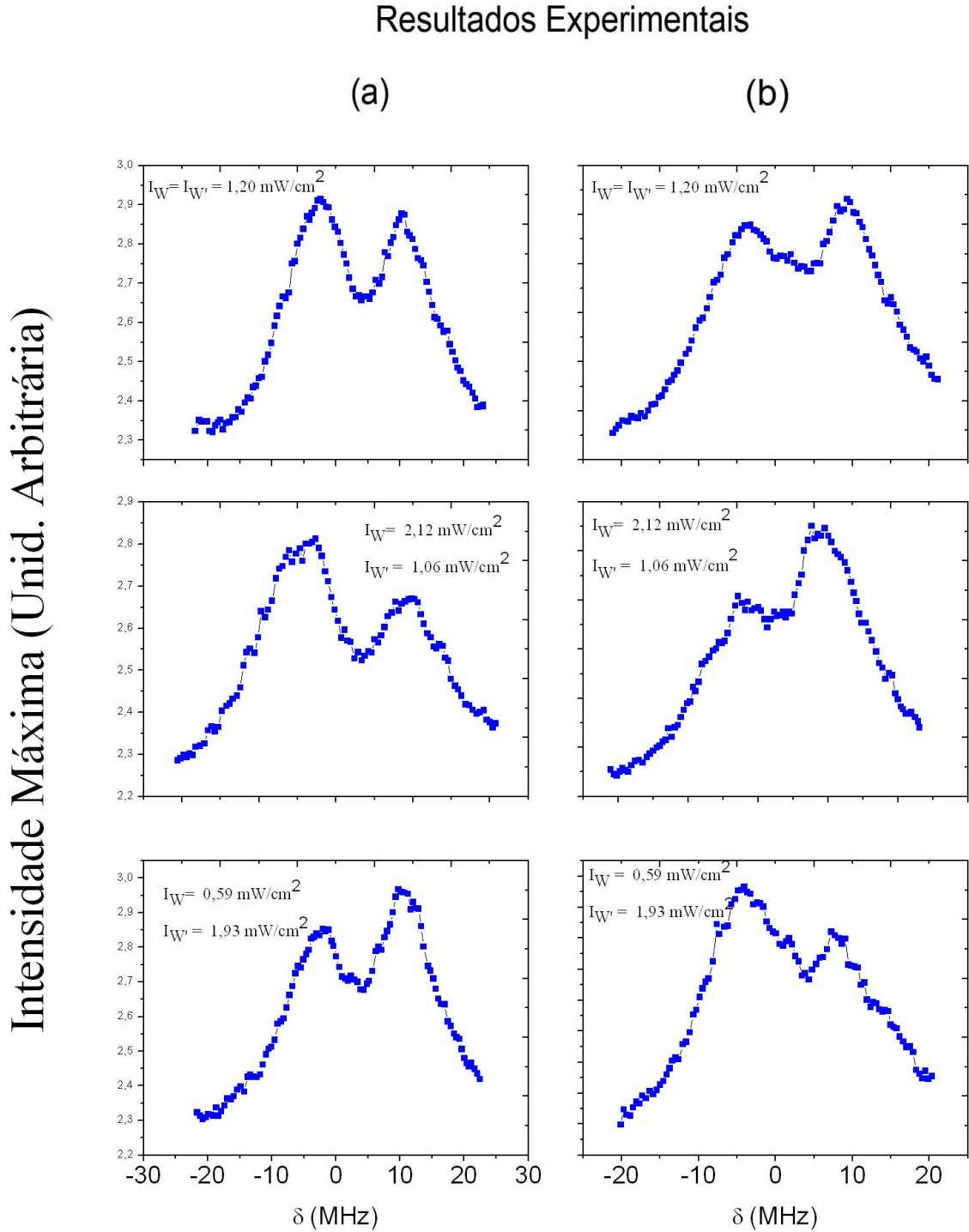


Figura 4.20: Intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ para diferentes intensidades de “escrita”. A coluna (a) mostra os resultados da intensidade máxima correspondente ao pulso $\vec{E}_p$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_R$; na coluna (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_W e $I_{W'}$ são as intensidades dos campos $\vec{E}_W$ e $\vec{E}_{W'}$, respectivamente. Esses resultados foram obtidos para a seguinte intensidade de “leitura” da grade: $I_R = 0,66 \text{ mW/cm}^2$ e $I_{R'} = 0,66 \text{ mW/cm}^2$.

4.3 Resultados Experimentais e Discussões

Percebemos na figura 4.20 que podemos manipular a assimetria nos espectros através do balanceamento das intensidades dos feixes de “escrita” da grade. A explicação qualitativa e quantitativa desse resultado ainda está sendo investigada.

Outro ponto observado nos espectros é que o mínimo do “dip” não ocorre em $\delta = 0$, onde - em princípio - o campo de “leitura” e, conseqüentemente o sinal gerado, deveria estar ressonante com o *ensemble* atômico¹³. Desse modo, resolvemos medir a transmissão do feixe R, através da MOT, enquanto o feixe R’ era difratado na grade de coerência criada pelos campos W e W’. Essa medição nos permitiu determinar onde ocorre a ressonância atômica, visto que a mesma ocorre quando a transmissão de um feixe, através de um meio absorvedor, passa pelo mínimo. Na figura 4.21 mostramos o resultado dessa medição.

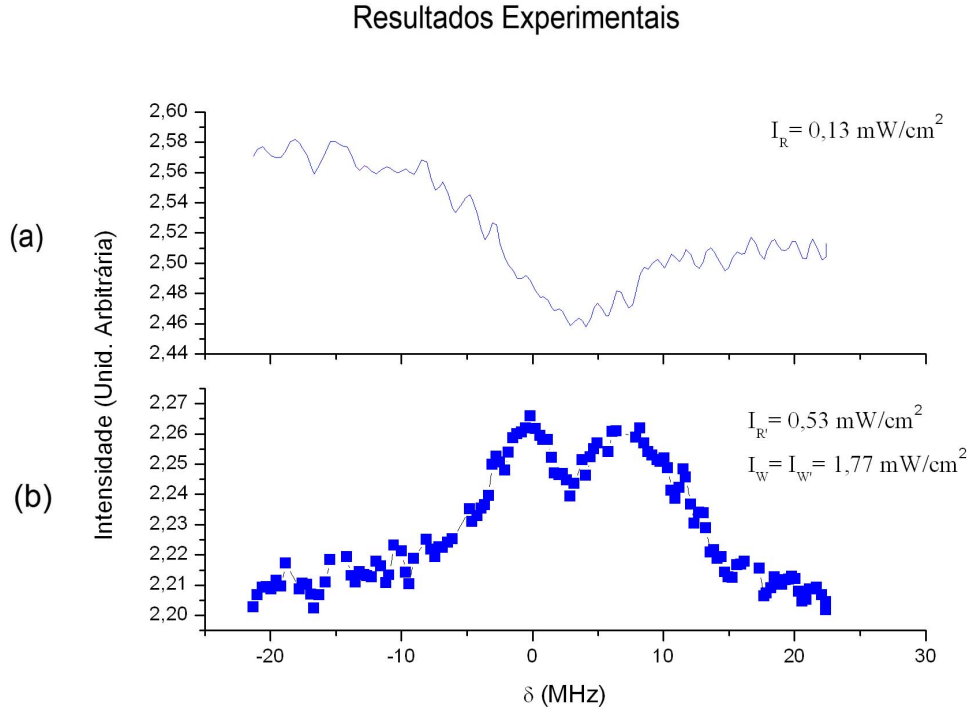


Figura 4.21: Absorção e intensidade máxima do sinal gerado *versus* δ . A linha (a) mostra a transmissão do feixe R através da MOT *versus* a sua dissintonia; na linha (b) está a intensidade máxima do pulso $\vec{E}_c$ *versus* a dessintonia do campo $\vec{E}_{R'}$. I_W e $I_{W'}$ são as intensidades dos campos de “escrita” da grade de coerência. Já I_R e $I_{R'}$ são as intensidades dos campos R e R’, respectivamente.

¹³ Como definimos $\delta = \omega_{laser} - \omega_0$, onde ω_0 é a frequência referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, desse modo, $\delta = 0$ corresponde a ressonância atômica na ausência de campo magnético.

A partir desse gráfico vemos que o mínimo do “dip” coincide com o mínimo da transmissão do feixe R através da MOT e, conseqüentemente com a ressonância atômica (olhar figura 4.21). Em contrapartida, concluímos que $\delta = 0$ não corresponde a ressonância atômica do nosso sistema. Isso provavelmente deve ter sido ocasionado por possíveis deslocamentos de linha causados por intensidade de luz, campos magnéticos espúrios¹⁴, etc.

4.3.3 Medição da Frequência do Sinal Gerado no Processo de Leitura da Grade de Coerência Armazenada

Para investigar a frequência do sinal gerado no processo de “leitura” da grade de coerência armazenada, realizamos dois experimentos. No primeiro, observamos o batimento do sinal gerado P na mistura de quatro ondas (mistura dos campos W, W' e R, gerando o campo P) com o campo W'. Já no segundo, observamos o batimento do sinal C gerado no processo de “leitura” da grade de coerência armazenada com um feixe de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio.

No primeiro experimento a configuração espacial desses campos é a mesma utilizada no processo de “escrita” e “leitura” da grade de coerência, podendo ser visualizada na figura 4.8, ou seja, apenas deslocamos temporalmente o feixe de “leitura” e detectamos o batimento entre P e W' com um detector rápido. No entanto, essa medida não mostra que a frequência do sinal gerado (P) a partir da “leitura” da grade armazenada é a mesma do campo de “leitura” (R) dessa grade. O que essa medida mostra é que o sinal gerado (P) na mistura de quatro ondas, ou seja, no regime **CW** (*C*ontinuum *W*ave) tem a mesma frequência do campo R, que participa dessa mistura. Na figura abaixo apresentamos duas curvas típicas deste experimento.

¹⁴ Mesmo com a utilização de bobinas de compensação, nós não conseguimos anular completamente os campos magnéticos espúrios de nosso sistema.

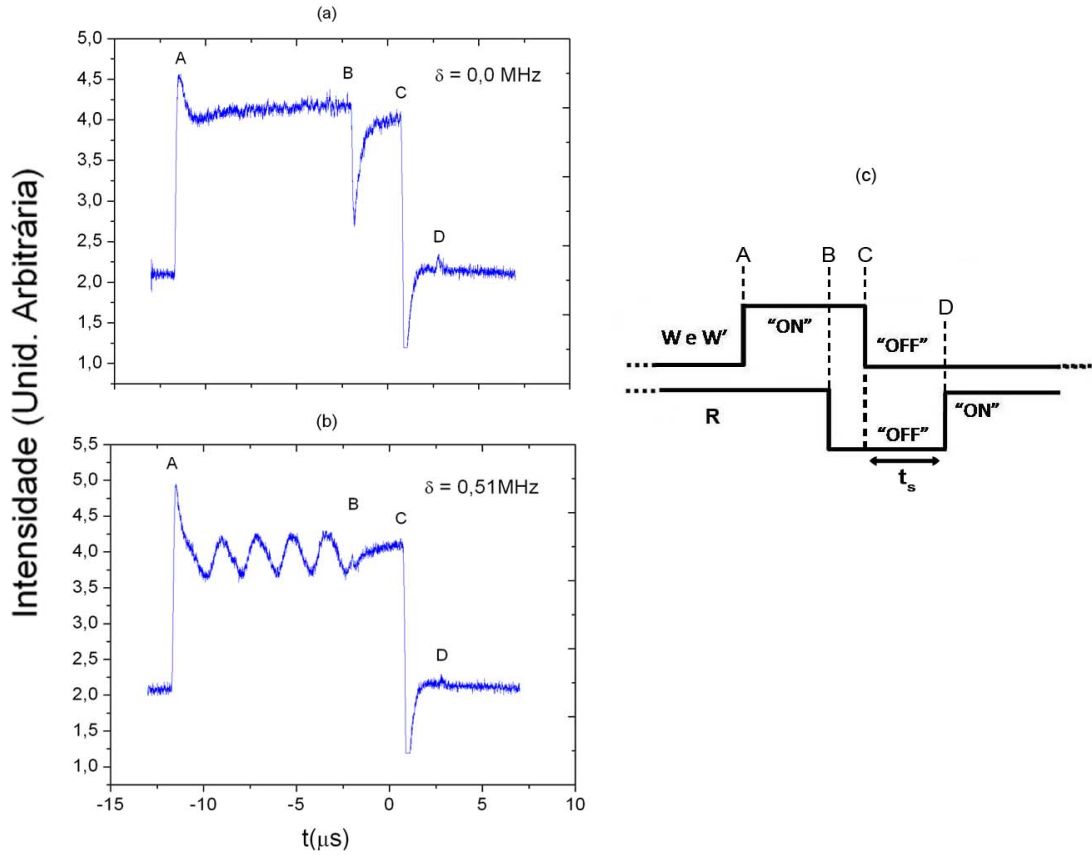


Figura 4.22: Medida da frequência de batimento dos campos P e W' na mistura de quatro ondas. Na figura (a) os campos P e W' têm a mesma frequência. Desta forma, não observamos batimento entre os campos. Já a figura (b) mostra o resultado quando R possui um deslocamento de frequência $\delta = 0,51 \text{ MHz}$ em relação ao campo W'. A figura (c) representa a sequência temporal dos campos W, W' e R. A letra "A" representa o momento em que os campos W e W' são ligados; a letra "B" representa o momento em que o campo R é desligado; a letra "C" é o momento em que os campos W e W' são desligados e, por fim, a letra "D" mostra o momento em que o campo R é novamente ligado. t_s é o tempo de armazenamento da grade de coerência.

Entre os pontos "A" e "B", os campos W, W' e R estão ligados de modo que um campo P é gerado no processo de mistura de quatro ondas, o qual também pode ser interpretado como uma difração de Bragg em tempo real. Assim, entre esse intervalo de tempo, observamos o batimento entre os campos P e W'. Nesse intervalo, o batimento pode ser visualizado na figura 4.22(b). Já de "B" até "C", o campo R é desligado e não há mais a geração do campo P. Nesse intervalo de tempo, os campos W e W' "escrevem" uma nova grade de coerência. De "C" até "D", os campos W e W' são desligados, sendo

esse o tempo de armazenamento da grade. De “D” em diante o campo R é religado e observamos nas figuras 4.22(a) e (b) o sinal P gerado nesse processo coerente.

Na figura 4.23 mostramos um gráfico do δ de frequência entre os campos P e W’ medido a partir do batimento entre eles *versus* o δ de frequência do campo R em relação à W’ medido pela calibração do modulador acusto-ótico.

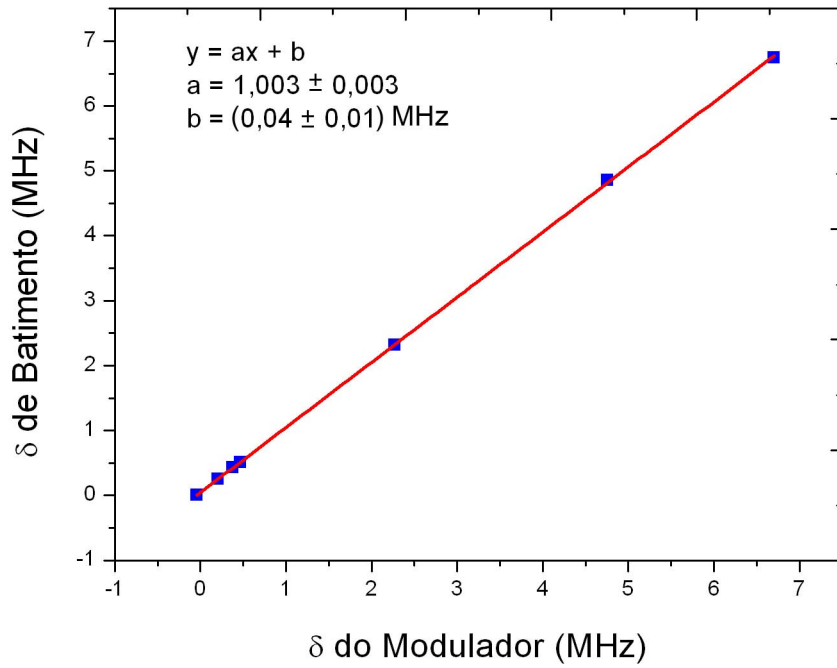


Figura 4.23: Nesse gráfico a reta é um ajuste linear aos pontos medidos experimentalmente.

Como pode ser visto na figura 4.23, o coeficiente angular da reta é aproximadamente 1, mostrando que o sinal P gerado na mistura de quatro ondas tem a mesma frequência do campo R. Isso nos leva a acreditar que o sinal gerado a partir do armazenamento da grade de coerência também deve possuir a mesma frequência do campo de “leitura” R dessa grade, o que é confirmado no experimento descrito a seguir.

No segundo experimento tratado nesta seção, medimos o batimento do sinal C gerado a partir da “leitura” da grade de coerência armazenada com um feixe de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio. Abaixo mostramos duas figuras típicas que retratam o batimento citado.

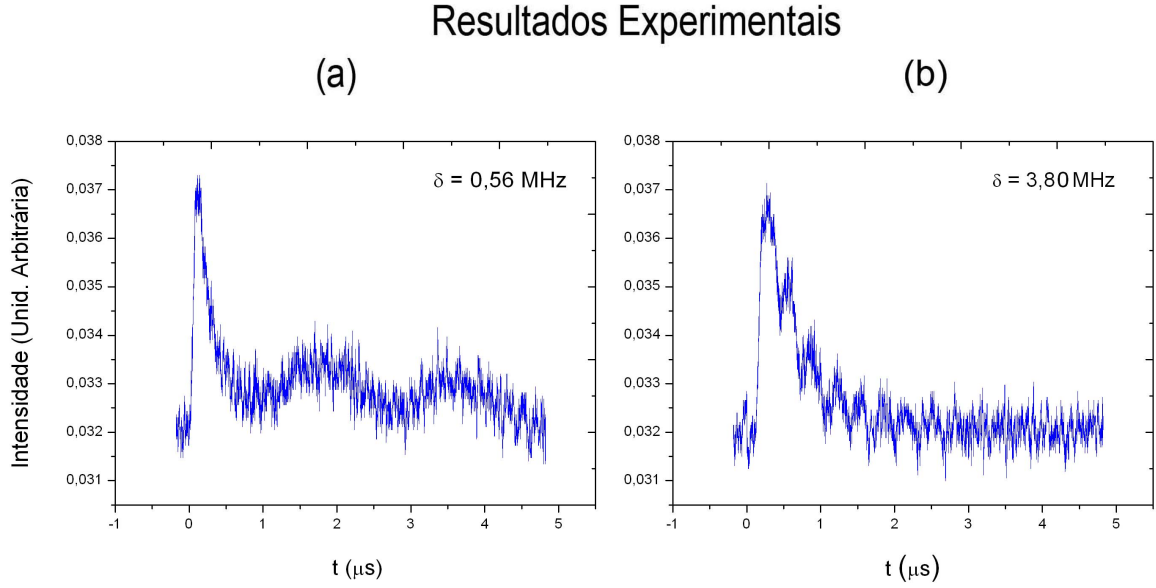


Figura 4.24: (a) mostra o batimento do campo C com um feixe de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio, quando o campo de “leitura” R’ possui uma dessintonia $\delta = 0,56 \text{ MHz}$. Em (b) temos o batimento do campo C com o mesmo feixe de referência, quando o campo de “leitura” R’ possui uma dessintonia $\delta = 3,80 \text{ MHz}$.

Partindo desses resultados, mostramos na figura 4.25 o gráfico referente ao δ de frequência entre o campo C gerado a partir da “leitura” da grade de coerência e um campo de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio medido através do batimento entre eles *versus* o δ de frequência do campo R’ com relação à essa mesma transição medido pela calibração do modulador acusto-ótico ¹⁵.

¹⁵ A calibração do modulador acusto-ótico foi realizada medindo o batimento do campo R’ com um campo de referência ressonante com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do Césio para diferentes valores de tensão enviadas ao modulador.

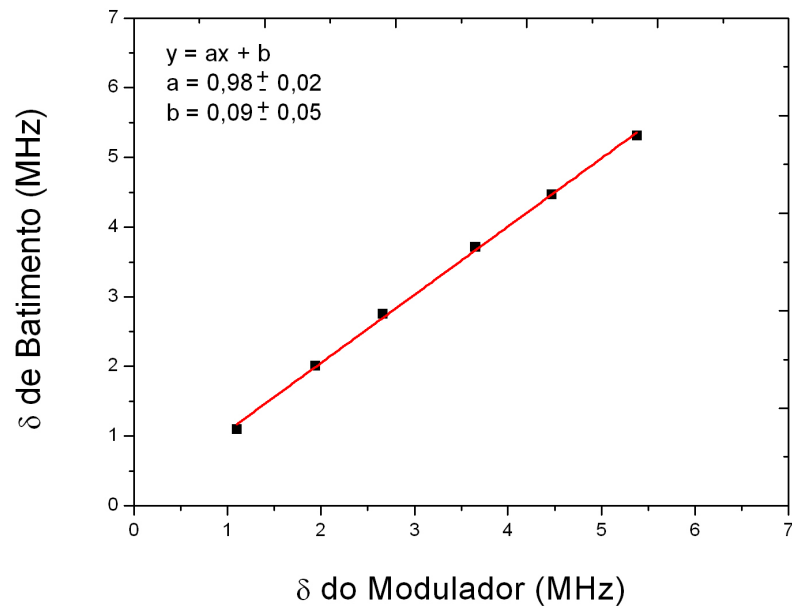


Figura 4.25: Nesse gráfico a reta é um ajuste linear aos pontos medidos experimentalmente referente ao batimento do campo C com um campo de referência.

A figura 4.25 mostra que o coeficiente angular da reta ajustada aos pontos experimentais é aproximadamente 1, mostrando que o sinal C gerado no processo de “leitura” da grade de coerência armazenada possui a mesma frequência do campo de “leitura” R' .

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

5.1 Conclusões

Neste trabalho, utilizamos um *ensemble* de átomos frios de Césio preparado no estado fundamental $F = 3$ da sua linha D_2 , via bombeamento ótico. A partir daí, “escrevemos” uma grade de coerência utilizando dois campos W e W' ressonantes com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da mesma linha acima mencionada. Após isso, fizemos a “leitura” dessa grade armazenada usando um campo R ou R' , possuindo uma dessintonia δ relativa à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Dessa “leitura”, obtivemos um sinal gerado coerentemente, o qual é resultado da difração de Bragg do campo R ou R' na grade “escrita” por W e W' . A configuração espacial dos campos utilizados para “escrever” e “ler” a grade de coerência foi a de mistura de quatro ondas.

A partir da obtenção do sinal gerado no processo coerente, estudamos os seus espectros da energia e intensidade. Esse estudo nos possibilitou apresentar a maneira mais eficiente de retirar a informação armazenada no meio, fato esse ainda não investigado na literatura.

Nesse trabalho, observamos que ao “lermos” a grade de coerência com um campo possuindo baixa intensidade, o sinal gerado é absorvido pelo meio. Isso foi evidenciado pelo fato dos espectros da energia e intensidade do sinal apresentarem um mínimo local quando esse campo de “leitura” estava ressonante com o *ensemble* atômico. Assim, o máximo de energia retirada do meio, nessas condições, acontece fora da ressonância. Esse

máximo se dá quando o campo de “leitura” possui uma dessintonia de aproximadamente $\delta = \pm\Gamma$, o mesmo ocorrendo para a máxima intensidade do sinal gerado.

O modelo teórico utilizado explica qualitativamente bem os resultados experimentais acima mencionados. Nele consideramos efeitos de propagação em um sistema de níveis tipo Λ , no regime de baixa intensidade do campo de “leitura” da grade armazenada. Para obter a coerência atômica que nos possibilitou calcular o sinal gerado e seus respectivos espectros de energia e intensidade, fizemos uso do formalismo do operador densidade. Além da teoria apresentar a forma do pulso idêntica à obtida no experimento, o modelo evidenciou, no espectro da energia extraída do meio, o efeito da absorção do sinal pelo *ensemble* atômico.

Um outro resultado experimental observado é que quando fazemos a “leitura” da grade de coerência com alta intensidade, o sinal gerado deixa de ser absorvido pelo meio. Isso deve-se ao deslocamento *Stark* no estado excitado causado pela “leitura”, o qual torna o sinal gerado não ressonante com o *ensemble* atômico. Nessa situação, o máximo de energia extraída ocorre em $\delta = 0$, o mesmo acontecendo para o máximo valor de intensidade do sinal difratado.

Dessa forma, vemos que a maneira mais eficiente de extrair a informação armazenada na coerência *Zeeman* do nosso *ensemble* atômico é utilizar um campo de “leitura” intenso. A teoria referente a esse regime de intensidade é uma de nossas perspectivas futuras.

5.2 Perspectivas

De imediato, devido ao modelo utilizado nessa dissertação levar em conta apenas baixa intensidade na “leitura”, aperfeiçoaremos nosso modelo teórico de modo a considerar qualquer intensidade no campo de “leitura” da grade de coerência armazenada. Paralelamente, realizaremos medições que caracterizem a transição entre as situações com e sem absorção do sinal gerado.

Após isso, estudaremos correlações clássicas e quânticas [52] entre pulsos gerados a partir de um *ensemble* atômico coerentemente preparado. Pesquisaremos também as correlações quânticas entre pares de fótons criados no sistema coerente, conforme [53].

Referências Bibliográficas

- [1] E. Arimondo, Progress in Optics **35**, 257 (1996).
- [2] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976).
- [3] R. M. Whitley and C. R. S. Jr., Phys. Rev. A **14**, 1498 (1976).
- [4] S. Wang, D. G. Ducreay, R. Pina, M. Yan, and Y. Zhu, Phys. Rev. A **61**, 033805 (2000).
- [5] V. Milner and Y. Prior, Phys. Rev. Lett. **80**, 940 (1998).
- [6] J. Parker and C. R. Stroud, Phys. Rev. A **41**, 1602 (1990).
- [7] F. T. Hioe and C. E. Carroll, Phys. Rev. A **37**, 3000 (1988).
- [8] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
- [9] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991).
- [10] Y. Q. Li and M. Xiao, Opt. Lett. **51**, 4959 (1995).
- [11] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1107 (1990).
- [12] S. E. Harris and L. V. Hau, Phys. Rev. Lett. **82**, 4611 (1999).
- [13] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
- [14] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **86**, 628 (2001).
- [15] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, Nature **409**, 490 (2001).

- [16] M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000).
- [17] A. M. Akulshin, A. Lezama, A. I. Sidorov, R. J. McLean, and P. Hannaford, J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys. **38**, L365 (2005).
- [18] A. Lezama, A. M. Akulshin, A. I. Sidorov, and P. Hannaford, Phys. Rev. A **73**, 033806 (2006).
- [19] A. Mair, J. Hager, D. F. Phillips, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Phys. Rev. A **65**, 031802 (2002).
- [20] J. W. R. Tabosa and A. Lezama, J. Phys. B: Atomic, Molecular and Opt. Phys. **40**, 2809 (2007).
- [21] D. Moretti, N. Gonzalez, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A **78**, 023811 (2008).
- [22] D. Moretti, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A **79**, 023825 (2009).
- [23] Y. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley Sons, New York (1984).
- [24] A. Yariv, *Quantum electronics*, Wiley, New York (1989).
- [25] J. F. Young, G. C. Bjorklund, A. H. Kung, R. B. Miles, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **27**, 1551 (1971).
- [26] A. B. Fedotov et al., Phys. Lett. A **271**, 407 (2000).
- [27] P. Butcher and D. Cotter, *The elements of nonlinear optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [28] G. C. Cardoso, “Espectroscopia não-linear e efeitos de velocidade em grades de coerência e população em átomos frios”, Tese de Doutorado, DF/UFPE (2002) .
- [29] G. C. Cardoso, V. R. de Carvalho, S. Vianna, and J. W. R. Tabosa, Phys. Rev. A **59** (1998).
- [30] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, New York (1994).

- [31] K. Huang, *Statistical Mechanics*, John Wiley, Massachusetts (1987).
- [32] S. E. Harris, *Physics Today* **50**, 36 (1997).
- [33] F. B. M. dos Santos and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **73**, 023422 (2006).
- [34] C. Liu, Z. Dutton, C. F. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
- [35] C. F. Roos et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5547 (2000).
- [36] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998).
- [37] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Dover, New York (1975).
- [38] S. M. Barnett and P. M. Radmore, *Methods in Theoretical Quantum Optics*, Oxford University, New York (1997).
- [39] F. B. M. dos Santos, “Dependência angular da ressonância de transparência induzida eletromagneticamente: aplicação à velocimetria de átomos frios.”, Dissertação de Mestrado, DF/UFPE (2005) .
- [40] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University, Cambridge (1997).
- [41] S. Barreiro, “Estudo de efeitos coerentes e geração de luz com momento angular orbital via mistura de quatro ondas em átomos frios de Césio”, Tese de Doutorado, DF/UFPE (2005) .
- [42] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991).
- [43] D. Moretti, “Armazenamento e Manipulação de Luz em Coerências *Zeeman* de Átomos Frios”, Tese de Doutorado, DF/UFPE (2009) .
- [44] C. J. Foot, *Atomic Physics*, Oxford University Press (2005).
- [45] D. A. Steck, disponível em <http://steck.us/alkalidata> (2009).

- [46] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorrkholm, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55** (1985).
- [47] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [48] C. Chesman, E. G. Lima, F. M. A. Oliveira, S. S. Vianna, and J. Tabosa, Optics Letters. **19**, 1237 (1994).
- [49] M. D. Crisp, Phys. Rev. A **1**, 1604 (1970).
- [50] J. W. R. Tabosa, A. Lezama, and G. C. Cardoso, Optical Communications **165**, 59 (1999).
- [51] C. A. Benevides, “Lasers de Diodo Estabilizados: Aplicação à Espectroscopia de Átomos Frios de Césio”, Dissertação de Mestrado, DF/UFPE (1997) .
- [52] C. H. van der Wal et al., Science **301**, 196 (2003).
- [53] V. Balić, D. A. Braje, P. Kolchin, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **94**, 183601 (2005).