



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

ALLAN JOHNES FERREIRA DE ALMEIDA

**ARMAZENAMENTO DE LUZ EM ÁTOMOS DE CÉSIO
FRIOS E TÉRMICOS VIA OS FENÔMENOS DE
OSCILAÇÃO COERENTE DE POPULAÇÃO E
RESSONÂNCIA INDUZIDA POR RECUO**

Recife
2018

ALLAN JOHNES FERREIRA DE ALMEIDA

**ARMAZENAMENTO DE LUZ EM ÁTOMOS DE CÉSIO
FRIOS E TÉRMICOS VIA OS FENÔMENOS DE
OSCILAÇÃO COERENTE DE POPULAÇÃO E
RESSONÂNCIA INDUZIDA POR RECUO**

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

Área de concentração: Óptica

Orientador: Prof. José Wellington Rocha Tabosa

Recife
2018

Catálogo na fonte
Bibliotecária Elaine Freitas CRB4-1790

A447a Almeida, Allan Johnes Ferreira de
Armazenamento de luz em átomos de Césio frios e térmicos via os fenômenos de oscilação coerente de população e ressonância induzida por recuo / Allan Johnes Ferreira de Almeida. – 2018.
180 f.: fig., tab.

Orientador: José Wellington Rocha Tabosa.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física. Recife, 2018.
Inclui referências e apêndices.

1. Óptica. 2. Luz. 3. Césio. 4. Oscilação Coerente de População. 5. Ressonância Induzida por Recuo. I. Tabosa, José Wellington Rocha (orientador.). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2019-09

ALLAN JOHNES FERREIRA DE ALMEIDA

**ARMAZENAMENTO DE LUZ EM ÁTOMOS DE CÉSIO FRIOS E TÉRMICOS
VIA OS FENÔMENOS DE OSCILAÇÃO COERENTE DE POPULAÇÃO E
RESSONÂNCIA INDUZIDA POR RECUCO**

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

Aprovada em: 18/12/2018.

BANCA EXAMINADORA

Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Profa. Sandra Sampaio Vianna
Examinadora Interna
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Lúcio Hora Acioli
Examinador Externo
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Luis Eduardo Evangelista de Araujo
Examinador Externo
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Raul Celistrino Teixeira
Examinador Externo
Universidade Federal de São Carlos

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

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por guiar o meu caminho e me dar forças para vencer mais esse desafio.

Agradeço também a todos que me ajudaram diretamente ou indiretamente e tornaram possível a realização deste trabalho, especialmente:

À minha família por sua ajuda e dedicação incansáveis. Meus queridos pais, João e Deltide, 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 Ney e minha irmã Meire que sempre me apóiam e incentivam a superar novos desafios. À minha esposa, Maria, pelo seu amor e carinho que me dão forças para continuar sempre a diante. Aos meus filhos, Arthur e Aurora, que me deram uma das melhores sensações do mundo, a de ser pai.

Ao Tabosa pela valiosa amizade, orientação e conselhos que proporcionaram o desenvolvimento desta pesquisa. Seu exemplo de profissionalismo, dedicação, ética, e sabedoria incentiva a formação de melhores cientistas.

Aos membros da banca examinadora pelas correções e sugestões na tese, que aperfeiçoaram este trabalho.

Aos amigos do laboratório, Rafael Alves, Weliton Soares, Jaque Sales, Milrian Mendes, Jesús Pavón, Álvaro Mitchell, Gabriel e Márcia Frometa pela paciência e ajuda que me proporcionaram realizar este trabalho.

Aos amigos que conheci no departamento, Pablo, Obed, Danilo, Diego, Alisson, Jefferson, Luís, Lucero, Wilmer, Alejo, Márcio, Lenin, dentre tantos outros que me perdoarão por não citá-los aqui, pela amizade, risadas nos momentos alegres, pelo conforto nos momentos tristes e pelas noites em claro que sempre nos ajudaram a vencer desafios.

Aos demais colegas do departamento com quem pude contar.

Aos amigos que apesar de não estarem por perto me incentivam e se alegram por cada conquista. Em especial o Adriano, Kenny, Márcio, Arthur, Gabriel, Clécio .

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

Aos funcionários: Marcos (da oficina eletrônica), Alexsandra (Secretaria), Carlos (Compras) e aos demais funcionários do departamento.

à FACEPE, pelo apoio financeiro.

RESUMO

Nesta tese, demonstramos experimentalmente o armazenamento de informação óptica usando os graus de liberdade internos e externos dos átomos de césio via fenômeno de CPO (Oscilação Coerente de População) e RIR (Ressonância Induzida por Recuo). Para isto investigamos teoricamente a dinâmica de população induzida por dois campos ópticos (prova e acoplamento) em um sistema de dois e três níveis (tipo Λ) a fim de determinarmos as condições experimentais que levam a uma ressonância subnatural associada com o fenômeno de CPO. Verificamos teoricamente e experimentalmente a coexistência dos fenômenos de CPO e de EIT (Transparência Eletromagneticamente Induzida) em um sistema Λ degenerado, onde as ressonâncias associadas podem ser distinguidas espectralmente pela introdução de um campo magnético constante. Através da modulação temporal dos campos ópticos na condição de ressonância de CPO, verificamos a possibilidade de armazenar e recuperar informação óptica, obtendo assim uma memória óptica via CPO. Realizamos um estudo comparativo entre as memórias baseadas no CPO e EIT nas mesmas condições experimentais, tanto em um vapor atômico a temperatura ambiente quanto em átomos frios obtidos em uma MOT (Armadilha Magneto-Óptica), que demonstrou a insensibilidade das memórias baseadas em CPO à inhomogeneidades do campo magnético longitudinal. Em átomos frios, utilizamos uma configuração de FWM (Mistura de Quatro Ondas) resolvida temporalmente para armazenar MAO da luz (Momento Angular Orbital) em uma memória baseada no CPO, no qual também foi possível realizar operações lógicas envolvendo MAO. O fenômeno RIR, relacionado com o acoplamento de modos do campo eletromagnético com os graus de liberdade externos do átomo, também foi explorado nesta tese. Investigamos teoricamente este fenômeno a partir de um sistema de três níveis associado ao produto tensorial dos estados internos e externos de momento do átomo. Calculamos que o espectro de transmissão de um feixe de prova apresenta

uma ressonância sub-natural, de forma dispersiva com regiões de ganho e absorção, e cuja largura está relacionada com a temperatura do meio atômico. Finalmente, demonstramos o armazenamento de luz via RIR na ausência de campos magnéticos espúrios usando um sistema de dois níveis puro associado com os estados internos do átomo. Diferentemente das memórias baseadas em EIT, esta nova memória apresenta a interessante propriedade de ser insensível à intensidade do campo de leitura. Desta forma, a informação armazenada pode ser acessada inúmeras vezes durante o tempo de vida desta memória, que é limitada apenas pelo movimento atômico.

Palavras-chave: Armazenamento de luz. Oscilação coerente de população. Ressonância induzida por recuo. Transparência eletromagneticamente induzida. Ressonâncias ultrafina. Grade atômica de população e densidade.

ABSTRACT

In this thesis we experimentally demonstrate the storage of optical information using the internal and external degrees of freedom of cesium atoms via, respectively, the phenomena of Coherent Population Oscillation (CPO) and Recoil Induced Resonance (RIR). First, we theoretically investigate the dynamics of populations of two- and three-level atomic systems induced by two incident optical fields (the probe and the coupling fields) in order to determine the experimental conditions under which the ultra-narrow resonances associated with the CPO phenomena can be observed. We have verified both theoretical and experimentally the coexistence of the phenomena of CPO and EIT in a degenerate three-level system type Λ where the associated resonances can be spectrally distinguished by the application of an external cw magnetic field. Through an appropriate temporal modulation of the optical fields, under the CPO resonance, we were able to store and retrieve optical information associated with a probe beam, therefore demonstrating the first optical memory based on the CPO phenomena. We have also performed a comparative study between the memories based on CPO and EIT under the same experimental conditions, both in a thermal vapor and in a cold atomic sample obtained from a Magneto-Optical Trap (MOT), which demonstrated the insensibility of the CPO memory to inhomogeneities of the magnetic field. In addition, in the case of cold atoms, we have employed a time-resolved Four-Wave Mixing (FWM) configuration to demonstrate the storage of Orbital Angular Momentum (OAM) of light based on the effect of CPO, as well as to demonstrate logical operations with OAM of light. The RIR phenomenon, associated with the coupling of light fields to the external atomic degrees of freedom, was also explored in this thesis. We have theoretically investigated this phenomenon in a three-level system associated with the global state-space involving the atomic internal

states and the atomic external momentum states. We have calculated the probe transmission RIR spectra, which reveal the presence of narrow dispersive resonant features showing regions with gain and absorption, whose widths are determined by the temperature of the cold sample. Finally, we have demonstrated the storage of light via the RIR phenomenon in the absence of stray magnetic fields using a pure two-level system associated with the atomic internal states. Differently of the EIT based memory, this new type of memory presents the interesting property of being insensitive to the reading beam intensity, therefore allowing the retrieval of the stored information several times within the memory life-time, which is mainly limited by the atomic motion.

Keywords: Light storage. Coherent population oscillation. Recoil induced resonance. Electrically induced transparency. Ultra-narrow resonances. Atomic grating of population and density.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 –	Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio [1].	31
Figura 2 –	Degenerescência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}, F = 3$ e $6P_{3/2}, F' = 2$ com a seleção do acoplamento dos campos pelas polarizações σ^\pm	32
Figura 3 –	Sistema de três níveis do tipo Λ com um campo óptico que possui componentes σ^+ e σ^-	32
Figura 4 –	Degenerescência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}, F = 4$ e $6P_{3/2}, F' = 5$ com um campo de polarização σ^+ acoplado.	33
Figura 5 –	Sistema de dois níveis com dois campos ópticos acoplados.	33
Figura 6 –	Representação de um sistema de dois níveis com taxas de decaimento fenomenológicas e dois campos ópticos independentes acoplados.	37
Figura 7 –	Populações em ordem zero (linha contínua) e diferença de população (linha tracejada) em função da frequência de Rabi do campo óptico \vec{E}_2 , com $\gamma_r = 0,5\gamma_{ab}$ e diferentes valores de γ_e e γ_g	43
Figura 8 –	Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e = \gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$	44
Figura 9 –	Evolução temporal da diferença de população para dessintonias distintas para a condição $\gamma_e = \gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$	45
Figura 10 –	Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e > \gamma_g$; $\gamma_e = 0,05\gamma_{ab}$, $\gamma_g = 0,005\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$, $\Omega_1 = \Omega_2/10$	46
Figura 11 –	Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e < \gamma_g$; $\gamma_e = 0,005\gamma_{ab}$, $\gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$	47
Figura 12 –	Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos ópticos com polarizações lineares	48

Figura 13 – Populações em ordem zero do sistema Λ em função da frequência de Rabi do campo \vec{E}_2 para $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\gamma_r = \Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$ e $\omega_2 = \omega_{ab} = \omega_{ac}$	56
Figura 14 – Espectros sistema Λ com feixes paralelos acoplados para condição $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$, $\Omega_2 = 0,005\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. (a) Espectro da transmissão do feixe de prova (b) Espectro das populações dos estados em primeira ordem para $t = 4/\Gamma_0$	57
Figura 15 – Espectros sistema Λ com feixes ortogonais acoplados para condição $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$, $\Omega_2 = 0,005\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. (a) Espectro da transmissão do feixe de prova (b) Espectro das populações dos estados em primeira ordem para $t = 20/\Gamma_0$	58
Figura 16 – Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos ópticos com polarizações circulares e ortogonais. Supomos que o campo \vec{E}_2 é muito mais intenso que o campo \vec{E}_1	60
Figura 17 – Os gráficos foram obtidos para os seguintes parâmetros (dados em unidades de Γ_0): $\omega_{ac} - \omega_2 = 0$, $\Omega_{ab} = 0,0001$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5$, $\gamma = 0,001$, $\sigma_{bb}^o = 0,5$. (a) $Im[\sigma_{ab1}]$ e (b) $Re[\sigma_{ab1}]$, para o campo \vec{E}_2 com $\Omega_{2ac} = 0,1$. (c) $Im[\sigma_{ab}]$ e (d) $Re[\sigma_{ab}]$, na ausência do campo \vec{E}_2	63
Figura 18 – Em (a) $t = 0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade. (b) em $t > 0$, o movimento atômico diminui o contraste da grade.	66
Figura 19 – Espectro de transmissão do feixe de prova, para condição de feixes ortogonais e $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$ (a) baixa intensidade dos campos incidentes (b) alta intensidade dos campos incidentes	71
Figura 20 – Dependência da largura a meia altura da ressonância de CPO para átomos em repouso (linha contínua) e um vapor atômico (pontos) em relação a frequência de Rabi do campo \vec{E}_2 com $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$	71

Figura 21 – Dois campos com polarizações lineares e ortogonais entre si acoplados em sistema Λ não degenerado. (a) Condição de ressonância de EIT (b) Condição de ressonância CPO.	73
Figura 22 – Ressonâncias de EIT para $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. A curva em azul se refere ao espectro realizado na ausência de campos magnéticos e a curva em laranja na presença de um campo magnético constante de 0,65 G.	74
Figura 23 – Ressonâncias de CPO para distintos valores de B_z com $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$	75
Figura 24 – Representação da condição para ressonância de dois fótons (EIT) para três posições distintas no meio atômico, no qual é aplicado um gradiente de campo linear.	76
Figura 25 – Ressonâncias de EIT para distintos valores de corrente em um solenoide com $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$	77
Figura 26 – Esquema simplificado da configuração experimental utilizada para obtenção dos espectros de CPO/EIT e armazenamento de luz	78
Figura 27 – Simulação do campo magnético obtido a partir do VPS, CPS e μ -metal. A corrente no CPS é nula nesta simulação.	80
Figura 28 – Campo magnético em função da posição no eixo do solenoide obtido através da simulação.	81
Figura 29 – Solenoide de passo variável confeccionado com base nas simulações.	81
Figura 30 – Campo magnético medido ao longo do eixo do VPS confeccionado para diferentes valores de corrente.	82
Figura 31 – Largura a meia altura do espectro de EIT em função do ângulo interno entre os feixes de acoplamento e prova. A polarização dos feixes é circular-ortogonal.	83
Figura 32 – Sinais de modulação em amplitude dos feixes de acoplamento e de prova. t_W é o tempo de escrita da grade, t_R o tempo de leitura e t_S o tempo de armazenamento.	84

Figura 33 – Processos para armazenamento de luz via memória de CPO com feixes de polarização linear-ortogonal. Em (a) ambos campos (\vec{E}_1 e \vec{E}_2) interagem com o sistema e induzem uma perturbação de população nos estados fundamentais, idealmente a população do estado excitado não é modificada. (b) Na ausência dos campos, a perturbação em população se mantém por um longo tempo (limitado pela taxa de decaimento do estado fundamental). (c) O campo de leitura (\vec{E}_2) é ligado, e devido à perturbação em população, é gerado uma polarização no meio que dá origem a um pulso (mesmas características do campo de prova).	85
Figura 34 – Níveis hiperfinos da linha D_2 do césio com um sistema Λ associado aos subníveis Zeeman dos estados fundamentais e excitado. Ω_c e Ω_p são as frequências de Rabi do feixe de acoplamento e de prova, respectivamente. Γ_0 é a taxa de decaimento natural e γ_t a taxa de decaimento dos estados fundamentais	86
Figura 35 – Espectro de transmissão do feixe de prova com um campo $B_z = 0,9G$ aplicado ao longo da célula. A curva em preto (vermelho) corresponde à polarização dos feixes sendo linear-ortogonal (circular-ortogonal).	88
Figura 36 – Representação das ressonâncias obtidas em um sistema Λ com de polarização linear-ortogonal acoplados. (a) ressonância de EIT para uma dessintonia negativa (b) ressonância de CPO (c) ressonância de EIT para uma dessintonia positiva	88
Figura 37 – Espectro de transmissão do feixe de prova para diferentes valores de gradientes de campo $dB(z)/dz$ (e campo constante B_z) para feixes de polarização linear-ortogonal. No <i>inset</i> têm-se a dependência da largura de linha em função do gradiente aplicado para as ressonâncias de EIT (círculos vermelhos) e CPO (quadrados pretos).	89

- Figura 38 – Simulação dos espectros obtidos para um sistema de três níveis com gradiente de campo magnético. As curvas sólidas foram obtidas a partir da matriz densidade pelo método de Floquet em primeira ordem e integração numérica do gradiente de campo (linha sólida). A curva hachurada é obtida pelas equações de taxas obtidas no capítulo anterior. Gráfico elaborado pelo *Laboratoire Aimé Cotton* em colaboração com o *Laboratório de Átomos Frios/UFPE* 90
- Figura 39 – Decaimento da amplitude de pulsos recuperados via memória CPO (quadrados pretos) e memória EIT (círculos vermelhos) na presença de um campo magnético $B_z = 0,9$ G. Os traços sólidos correspondem a um ajuste exponencial. No *inset* são mostradas as formas temporais dos pulsos recuperados em $t_s = 1 \mu s$ para memórias baseadas em CPO (linha vermelha) e EIT (linha preta). 92
- Figura 40 – Decaimento da amplitude de pulsos recuperados via memória CPO (quadrados pretos) e memória EIT (círculos vermelhos) na presença de um gradiente linear de campo magnético $dB(z)/dz = 45$ mG/cm. O pulso recuperado na memória de EIT é 5 vezes menor do que o pulso recuperado na memória de CPO. 92
- Figura 41 – Processo de resfriamento *Doppler* através de dois campos contrapropagantes sintonizados abaixo da ressonância do átomo (simplificado a um sistema de dois níveis). (a) Um átomo com velocidade nula tem igual propabilidade de interagir com qualquer campo. (b) Se o átomo estiver em movimento na direção de um campo, terá maior probabilidade de interagir com este campo e sentirá um força viscosa contrária a seu movimento. 95

Figura 42 –	(a) Representação de um átomo que pode ser visto como um sistema do tipo V (através dos subníveis Zeeman) interagindo com dois campos contrapropagantes com polarização circular-ortogonal. (b) Um gradiente de campo magnético quebra a degenerescência dos níveis superiores conforme a localização do átomo. A distinta probabilidade de interação com os campos devido à sua posição, cria uma força restauradora que aponta para o centro do MOT.	97
Figura 43 –	Representação de uma MOT. As setas vermelhas representam os campos ópticos (com o sentido de propagação) nas três direções do espaço e os anéis dourados as bobinas na configuração anti-Helmholtz. As setas verdes representam a polarização circular e seu sentido, bem como a seta amarela representa o sentido da corrente. No centro da MOT temos um conjunto de átomos aprisionados.	98
Figura 44 –	A primeira coluna mostra uma determinada fase azimutal ao longo do eixo de propagação, dando origem assim a uma estrutura helicoidal. A segunda e terceira coluna correspondem respectivamente a frente de fase e à distribuição de intensidade. As linhas representam a carga topológica de cada modo LG do campo. Fonte: Wikipedia - Orbital angular momentum of light - Acesso ago.2018.	104
Figura 45 –	(a) Estrutura da linha D2 do césio com os campos ópticos da MOT e do rebombeio sintonizados nas respectivas transições. (b) Se o campo do rebombeio é desligado antes dos campos da MOT, ocorre o bombeamento dos átomos para o estado fundamental $F = 3$	105
Figura 46 –	Arranjo experimental utilizado para obter os espectro de MQO e o armazenamento de luz com MAO. AOM se refere ao Modulador Acusto-Óptico, SLM ao Modulador Espacial da Luz, BS ao Divisor de Feixes e PBS ao Divisor de Feixes Polarizados.	106
Figura 47 –	(a) Configuração dos feixes na Mistura de Quatro Ondas. (b) Casa-mento de Fase.	107

Figura 48 – Espectro de feixe difratado na MQO para as condições de EIT e CPO. Curva em preto: polarização dos feixes de escrita como linear-ortogonal; o pico em $\delta = 0$ é a ressonância de CPO, enquanto as laterais são as ressonâncias de EIT. Curva em vermelho (ampliada em 10x): polarização dos feixes de escrita como circular-ortogonal; um único pico associado ao EIT é obtido no espectro.	109
Figura 49 – Sequência temporal dos sinais de controle da experiência na configuração de armazenamento de luz.	110
Figura 50 – Decaimento da amplitude do sinal recuperado para a memória de CPO (quadrados azuis) e de EIT(círculos vermelhos) na presença de um gradiente de campo magnético de $\approx 0,2$ G/cm. As curvas sólidas correspondem a ajustes gaussianos. No <i>inset</i> temos um típico pulso recuperado para memória de CPO.	111
Figura 51 – Cargas topológicas dos feixes de escrita (l_W e $l_{W'}$) e do feixe recuperado (l_{out}) obtidos a partir de uma memória de CPO com um $t_S = 1$ μs . (a) $l_{W'} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ e $l_W = 0$. (b) $l_W = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ e $l_{W'} = 0$	112
Figura 52 – Cargas topológicas recuperadas para diferentes combinações de valores não nulos de l_W e $l_{W'}$. O valor da carga topológica l_{out} medido é indicado no canto superior a direita de cada imagem.	114
Figura 53 – Redistribuição de fótons de um modo do campo para outro com a mudança de momento do átomo.	117
Figura 54 – (a) e (b) Transição Raman estimulada entre distintos estados de energia cinética que, devido à diferença de população entre os estados, resultam em um amplificação ou atenuação conforme ilustrado em (c) e (d), respectivamente.	119

- Figura 55 – (a) Sistema do três níveis do tipo Λ resultante do produto tensorial entre os estados internos do átomo e os estados externos. (b) Sistema de Λ genérico no qual foi baseado os cálculos nesta seção. O estado excitado foi eliminado adiabaticamente por considerar $\Delta \gg \Gamma_0$ 120
- Figura 56 – Campo \vec{E}_1 gerado através da interação entre o campo \vec{E}_2 e um sistema Λ , que inicialmente possui uma coerência entre os estados fundamentais. 122
- Figura 57 – Forma de linha obtida teoricamente para o espectro de transmissão do campo \vec{E}_1 (feixe de prova), onde é possível verificar uma região ganho ($\delta < 0$) e uma região de absorção ($\delta > 0$). A forma de linha é a derivada de uma função gaussiana e possui largura $\delta_{RIR} = 2k\theta u$ 124
- Figura 58 – Representação da grade de densidade atômica induzida pelos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , onde o passo da grade Λ depende do ângulo entre os campos. 125
- Figura 59 – Esquema experimental simplificado para a observação da ressonância RIR e o armazenamento de luz. PBS: Divisor de feixes polarizado; AOM: Modulador Acusto-Óptico; PD:Fotodiodo. 127
- Figura 60 – Sequência temporal para escrita e leitura da memória RIR no meio atômico. 127
- Figura 61 – Sequência temporal para a espectroscopia de RF entre os estados fundamentais da estrutura hiperfina. 129
- Figura 62 – (a) t_0 - Os átomos são preparados inicialmente no estado $|F = 3\rangle$ por desligar os feixes de armadilhamento após o feixe de rebombeio. (b) $t_1 > t_0$ - o feixe de prova é ligado por $10\mu s$ e sua absorção é registrada. (c) $t_2 > t_1$ - O sinal de RF é ligado por $150\mu s$ e a população entre os estados fundamentais é alterada. (d) $t_3 > t_2$ - o feixe de prova é ligado novamente por $10\mu s$ e a sua absorção registrada. A razão entre a absorção do feixe de prova antes e depois do RF para diferentes frequências ω_{RF} de forma a obtermos um espectro. 130

- Figura 63 – (a) Estrutura hiperfina da linha D2 do césio interagindo com um feixe de prova de polarização linear na transição $|F = 4\rangle \leftrightarrow |F' = 5\rangle$ e sinal de RF na transição do relógio atômico. Ao lado direito têm-se a estrutura Zeeman correspondente quando um campo magnético constante é aplicado e o sinal de RF é ortogonal a este campo. (b) Espectro de RF obtido experimentalmente para diferentes valores de campo magnético. 132
- Figura 64 – Espectro de transmissão do feixe de prova em função da frequência de RF. (a) Apenas feixe de prova incidindo no meio com polarização linear. Os oito picos observados estão associados com a distribuição de população nos subníveis Zeeman do estado $|F = 4\rangle$. (b) Feixe de prova e acoplamento incidindo no meio com a mesma polarização circular. Este espectro indica que somente o subnível Zeeman $m_F = 4$ é significativamente populado. 133
- Figura 65 – (a) Espectro de transmissão do feixe de prova em função da desintonia entre os feixes de acoplamento e prova para três valores distintos de intensidade do feixe de acoplamento, conforme mostrado na figura. (b) Espectro da energia do pulso recuperado, obtida pela integração numérica da área abaixo da forma temporal do pulso recuperado. . . . 134
- Figura 66 – Forma de linha temporal do pulso recuperado para diferentes valores de intensidade do feixe de leitura. 135
- Figura 67 – Pulso recuperado para um feixe de leitura com intensidade contínua e modulada. No *inset*, a linha sólida representa um ajuste de uma função gaussiana. A intensidade do feixe de leitura é igual a 140 mW/cm^2 136
- Figura 68 – Amplitude do pulso recuperado em função do tempo de armazenamento para diferentes ângulos entre os feixes de prova e acoplamento. 137

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
2	FUNDAMENTOS GERAIS	29
2.1	Estrutura de níveis de energia do césio - linha D2.....	29
2.2	Interação de dois campos ópticos com um sistema de dois níveis.....	33
2.2.1	<i>Hamiltoniano do sistema</i>	33
2.2.2	<i>Evolução do sistema e as equações de Bloch.....</i>	35
2.2.3	<i>Equações de taxa</i>	38
2.2.4	<i>População dos estados</i>	40
2.2.5	<i>Ressonância de CPO (usual e ultra-fina).....</i>	41
2.3	Interação de dois campos ópticos com um sistema de três níveis do tipo Λ .	47
2.3.1	<i>CPO e EIT em um sistema de três níveis.....</i>	47
2.3.2	<i>CPO: Populações no limite de equações de taxas.....</i>	49
2.3.3	<i>CPO no sistema Λ degenerado</i>	54
2.3.4	<i>EIT no sistema Λ degenerado</i>	59
2.4	Formação da grade de população e coerência	64
3	CPO E EIT EM VAPOR ATÔMICO: ESPECTROSCOPIA E ARMAZENA- MENTO DE LUZ.....	68
3.1	Introdução	68
3.2	Efeito Doppler no espectro de CPO e EIT	68
3.3	Efeito de campos magnéticos nas ressonâncias de EIT e CPO.....	72

3.4	Preparação do sistema	77
3.4.1	<i>Aparato experimental</i>	77
3.4.2	<i>Solenóide de passo variável</i>	80
3.4.3	<i>Espectroscopia de CPO e EIT</i>	82
3.4.4	<i>Armazenamento de luz</i>	84
3.5	Resultados experimentais	85
4	CPO EM ÁTOMOS FRIOS: ARMAZENAMENTO DE MOMENTO ANGULAR ORBITAL DA LUZ.....	93
4.1	Introdução	93
4.2	Armadilha Magneto-Óptica (MOT)	93
4.3	Feixes com Momento Angular Orbital (MAO)	98
4.4	Aparato experimental	103
4.5	Resultados Experimentais	108
5	RIR EM ÁTOMOS FRIOS: ESPECTROSCOPIA E ARMAZENAMENTO DE LUZ	115
5.1	Introdução	115
5.2	Ressonância Induzida por Recuo (RIR)	115
5.3	Aparato experimental	126
5.4	Compensação do campo magnético espúrio	128
5.5	Resultados Experimentais	133
6	CONCLUSÕES GERAIS.....	139
6.1	Conclusão	139
6.2	Perspectivas.....	143
	REFERÊNCIAS	144

APÊNDICE A - POLARIZAÇÃO CIRCULAR E LINEAR	152
APÊNDICE B - COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O SISTEMA DE DOIS NÍVEIS	154
APÊNDICE C - SOLUÇÃO DAS COERÊNCIAS E POPULAÇÕES PARA O FENÔMENO DE EIT	159
APÊNDICE D - ARTIGOS PUBLICADOS	165

1 INTRODUÇÃO

Um dos atuais desafios no campo da informação quântica tem sido desenvolver técnicas eficientes para transferir de maneira reversível estados quânticos da luz para a matéria (memórias ópticas), onde é possível executar protocolos de manipulação e processamento da informação armazenada. Neste sentido, o grande interesse da comunidade científica em obter memórias que permitam um armazenamento confiável e uma longa vida dos estados quânticos [2–4], tem impulsionado o desenvolvimento de novas memórias ópticas baseadas em novos fenômenos físicos ou esquemas de implementação.

Recentemente, uma diversidade de memórias ópticas foram demonstradas e caracterizadas, dentre elas podemos mencionar as que são baseadas no efeito de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT - *Electromagnetic Induced Transparency*) [5–7], Memórias de Gradiente de Eco (GEM - *Gradient Echo Memory*) [8,9] e Pente de Frequência Atômica (AFC - *Atomic Frequency Comb*) [10]. A implementação destas memórias envolvem uma superposição coerente entre os estados fundamentais do átomo, o que lhes garantem um tempo de vida muito mais longo se comparado ao tempo de vida do estado excitado. No entanto fatores externos ao átomo, como o movimento atômico e a inhomogeneidade de campos magnéticos, podem aumentar a descoerência dos estados fundamentais e, assim, diminuir drasticamente o tempo de vida de memória. A descoerência associada com um tempo de trânsito finito pode ser reduzida pelo uso de um gás inerte *buffer* ou fazendo uso de técnicas de resfriamento a laser na amostra de átomos [11]. Já a descoerência devido ao defasamento da coerência ocasionado por uma inhomogeneidade do campo magnético pode ser contornada por uma blindagem magnética ou explorando transições de relógios atômicos insensíveis a campos magnéticos [12, 13].

Também é bem conhecido que a informação óptica pode ser impressa nas populações dos estados atômicos [14, 15]. Em um sistema de dois níveis fechado, a mudança de população induzida pelo campo óptico decai com o tempo de vida do estado excitado, o que usualmente limita fortemente o tempo de armazenamento a dezenas de nanossegundos. Já em um sistema de dois níveis aberto, uma parte da dinâmica de saturação induzida pelo batimento entre dois campos ópticos pode decair com o tempo de vida do estado fundamental. Para isto basta que a população de um estado decaia mais rápido para fora do sistema do que a população do outro estado. Este efeito é conhecido na literatura como Oscilação Coerente de População (CPO - *Coherent Population Oscillation*) [16–18], e abre a possibilidade de armazenar informação óptica em tal sistema. De fato, esta memória óptica espacial baseada no CPO foi proposta por Wilson-Gordon e colaboradores [19] e uma das suas principais características reside no fato de ser mais robusta a inhomogeneidades do campo magnético do que memórias baseadas na coerência entre estados atômicos.

O efeito de CPO também pode existir em sistema de três níveis do tipo Λ , neste caso o sistema pode ser interpretado como dois sistemas de dois níveis acoplados pelo estado excitado. Cada sistema de dois níveis é excitado simultaneamente por componentes de polarização de diferentes campos de tal forma que as oscilações de população se concentram nos estados fundamentais. As condições que levam à existência do CPO neste sistema, também resultam na existência do efeito de EIT, onde as ressonâncias destes efeitos se sobrepõem em torno da frequência de batimento zero na ausência de campos magnéticos. Estas ressonâncias são facilmente separadas pela aplicação de um campo magnético constante, o que permite analisar cada efeito separadamente e compará-los sob as mesmas condições. A partir destas análises, foi possível implementarmos este novo tipo de memória óptica em um vapor de césio a temperatura ambiente [20] bem como Goldfarb e colaboradores implementaram em um vapor de hélio metaestável [21]. Recentemente também foi publicado a análise teórica da propagação e armazenamento de um campo clássico em sistema de três níveis via CPO [22].

A menor sensibilidade à inhomogeneidade do campo magnético faz a memória de CPO

promissora para também armazenar Momento Angular Orbital da luz (OAM - *Orbital Angular Momentum*). Feixes com OAM têm despertado grande interesse da comunidade científica pelas diversas aplicações possíveis, de mecânica clássica à informação quântica [23, 24]. Um conjunto especial de modos da luz com OAM são os modos Laguerre-Gauss (LG), que possuem uma estrutura helicoidal ao longo do eixo de propagação com uma fase azimutal dada por $e^{il\phi}$, onde l é um número inteiro que usualmente é chamado de carga topológica. Estes modos carregam uma quantidade quantizada de OAM por fóton equivalente a $l\hbar$ [25] e podem ser usadas para processamento de informação baseado no espaço multidimensional de estados que estes modos permitem. Recentemente feixes com OAM foram empregados para melhorar comunicações clássicas e codificar informação [26, 27].

Afim de realizar o armazenamento de OAM, implementamos a memória CPO em uma amostra de átomos frios de césio, obtidos a partir de uma Armadilha Magneto Óptica (MOT - *Magneto-Optical Trap*) convencional. O armazenamento óptico de OAM já foi demonstrado anteriormente tanto classicamente [28, 29] quanto no regime de fótons únicos [30–32] empregando memórias baseadas em EIT. No entanto a partir desta memória pudemos demonstrar, pela primeira vez na literatura, o armazenamento e recuperação de OAM da luz usando o mecanismo de CPO [33] na configuração de Mistura de Quatro Ondas (FWM - *Four Wave Mixing*). Conforme demonstrado anteriormente para memória de EIT [34], também demonstramos o armazenamento simultâneo de dois estados de OAM carregado por dois feixes ópticos, tendo como resultado no feixe recuperado a soma das respectivas cargas topológicas.

Outro efeito ressonante que possibilitou a implementação de uma nova memória óptica em átomos frios nesta pesquisa é denominado de Ressonância Induzida por Recuo (RIR - *Recoil-Induced Resonance*) [35, 36]. A configuração mais simples no qual pode-se observar este efeito envolve dois feixes (prova e acoplamento), de vetores de onda e frequências ligeiramente diferentes, interagindo com um sistema de dois níveis. Experimentalmente, os átomos podem ser tratados internamente como um sistema de dois níveis pelo cancelamento de campos magnéticos espúrios, pela conveniente seleção da transição atômica e das

polarizações dos campos. Os átomos nesta condição, embora voltem ao mesmo estado de energia interno ao interagir com os feixes, podem realizar transições entre dois distintos estados de momento que resultam em uma ressonância ultrafina. Dependendo da dessintonia entre os feixes¹ (δ), a diferença na população destes dois estados de momento podem levar a uma amplificação ($\delta < 0$) ou absorção Raman ($\delta > 0$) do feixe de prova. O espectro de absorção do feixe de prova em torno de $\delta = 0$ revela uma ressonância que está diretamente relacionada com a temperatura de uma MOT [37].

Nas condições em que ocorre o efeito RIR, a modulação espacial de intensidade associada com a interferência entre os feixes leva a uma dependência espacial do deslocamento luminoso nos átomos [38]. Por consequência têm-se um agrupamento de átomos no mínimo do potencial óptico e a formação de uma grade de densidade atômica. Nesta grade é retida a informação de fase e intensidade do feixe de prova, o que possibilita utilizar este efeito para implementar uma memória óptica. O pulso recuperado possui amplitude máxima quando os feixes de escrita estão em ressonância ($\delta = 0$). Neste caso, a interferência entre estes feixes induz uma grade que permanece estática no meio, apagada apenas pelo movimento difusivo dos átomos. A memória RIR, diferentemente das memórias baseadas em EIT onde a informação é destruída no processo de leitura, não é sensível ao processo de leitura, tendo seu tempo de armazenamento determinado somente pelo movimento atômico e permitindo múltiplos acessos da informação guardada. Nesta etapa de nossa investigação obtivemos as condições experimentais compatíveis com o modelo teórico simplificado e confirmar univocamente a existência de uma memória óptica baseada no fenômeno RIR. Modelos mais complexos envolvendo a degenerescência dos estados [39, 40] e até possíveis contribuições do RIR no espectros *probe-pump* em vapores atômicos podem ser conferidos na literatura [41].

Nesta tese faremos um estudo teórico e experimental das ressonâncias e memórias ópticas relacionadas aos fenômenos de CPO, EIT e RIR. Com a finalidade de expor os conceitos gradualmente, organizamos esta tese da seguinte maneira:

No capítulo 2 apresentaremos a estrutura eletrônica do césio e como pode-se modelar

¹Assumindo que a frequência do feixe de acoplamento permanece fixo.

o átomo por um sistema de dois ou três níveis (tipo Λ). A partir do formalismo de matriz densidade, é feito um tratamento teórico do efeito de CPO em um sistema de dois níveis. Apesar de sua simplicidade, este modelo descreve as principais características do CPO e também é útil para interpretar a existência do CPO em um sistema do tipo Λ . Em sequência são descritos analiticamente os efeitos de CPO e EIT em um sistema de tipo Λ de maneira individual, já que a solução geral com os dois efeitos presentes é desconhecida. No final é discutido o armazenamento de informação em uma grade de população induzida no sistema.

No capítulo 3 investigamos os efeitos de CPO e EIT em um vapor atômico. Para este fim, discutimos e analisamos o efeito do movimento atômico na ressonância CPO através de uma integração numérica com a distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann. Logo após tratamos do efeito de campos magnéticos sobre as respectivas ressonâncias, o que revela uma das principais características do CPO: a insensibilidade ao campo magnético. Em seguida é descrito em detalhes o aparato experimental utilizado, incluindo a confecção das bobinas, e o processo pelo qual se realiza o armazenamento de luz no sistema. Através dos resultados obtidos é realizada uma comparação entre os efeitos de CPO e EIT.

No capítulo 4 utilizamos átomos frios para demonstrar a possibilidade de armazenar informação espacial de fase em uma memória baseada na ressonância de CPO. Neste sentido são feitas breves revisões sobre o princípio de funcionamento de uma MOT convencional e as propriedades principais de feixes de luz possuindo OAM, com ênfase nos modos Laguerre-Gauss. Em sequência descreveremos o arranjo experimental utilizado, que foi disposto na configuração de FWM. Finalmente são apresentados e discutidos os resultados experimentais. A possibilidade de armazenar simultaneamente dois modos de LG também foi explorada experimentalmente.

No capítulo 5 é apresentado o efeito RIR e a implementação de uma memória óptica baseada neste fenômeno. Realizamos um tratamento analítico do efeito RIR através de uma transição Raman entre dois auto-estados de momento, onde demonstramos que o meio pode ser descrito como um sistema de 3 níveis com o estado excitado eliminado

adiabaticamente. Resolvendo as equações de Bloch do sistema e integrando no espaço dos momenta, é obtida a forma de linha dessa ressonância. Também é realizada uma breve discussão sobre a indução de uma grade de densidade atômica nas condições do RIR. Após a descrição do aparato experimental, é demonstrada uma forma eficiente para cancelar campos magnéticos espúrios e sondar a população dos estados através de uma espectroscopia de RF. Finalizando, mostramos os resultados experimentais ressaltando as principais características do efeito e da memória obtida.

Finalmente, no capítulo 6, apresentaremos as conclusões e as perspectivas em relação aos trabalhos desenvolvidos nesta tese.

2 FUNDAMENTOS GERAIS

2.1 Estrutura de níveis de energia do céσιο - linha D2

A distribuição eletrônica¹ do átomo de céσιο $^{133}\text{Cs}^{55}$ no estado fundamental revela a existência de um elétron desemparelhado² na subcamada $6s$, enquanto as demais subcamadas permanecem totalmente preenchidas, conforme descrito esquematicamente abaixo:

$$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^2, 3d^{10}, 4p^6, 5s^2, 4d^{10}, 5p^6, 6s^1. \quad (2.1)$$

Na notação espectroscópica, s , p , d , etc., correspondem respectivamente ao momento angular orbital $L = 0$, $L = 1$, $L = 2$, etc. Assim o elétron de valência na subcamada $6s$ possui momento angular orbital $L = 0$, ao ser excitado para a subcamada $6p$, possui $L = 1$.

Devido ao seu movimento angular orbital, o elétron é submetido a um campo magnético que é proporcional ao momento angular orbital \vec{L} . É intuitivo visualizar este campo ao considerar o elétron de valência em repouso e o núcleo orbitando ao seu redor. Por outro lado, o elétron também possui um momento magnético, que é proporcional ao seu momento angular intrínseco de *spin* (\vec{S}). A interação (ou acoplamento) entre o momento magnético do elétron e o campo magnético devido ao movimento angular orbital é denominada de interação *spin-órbita* e o hamiltoniano correspondente é dado por $\hat{H}_{LS} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$.

No acoplamento *spin-órbita*, o hamiltoniano total do sistema não comuta com \vec{L} ou \vec{S} ,

¹Respeitando o princípio de exclusão de Pauli e, prioritariamente, o preenchimento das subcamadas de menores energias.

²Este elétron é dito opticamente ativo pois, utilizando determinados campos ópticos, a excitação atômica ocorre pela excitação deste elétron de valência.

pois o spin e o momento angular orbital não são conservados separadamente. Contudo, \hat{H}_{LS} comuta com L^2 , S^2 e com o *momento angular total* J , dado por $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Pelas regras de adição de momento angular, os valores de J são dados por:

$$J = |L - S|, |L - S + 1|, \dots, L + S - 1, L + S. \quad (2.2)$$

O elétron ($S = 1/2$) no estado fundamental ($L = 0$) possui $J = 1/2$, enquanto o elétron excitado em $6p$ ($L = 1$), possui $J = \{1/2, 3/2\}$. Nota-se assim que a interação *spin-orbita* gera um estado fundamental ($6s_{1/2}$) e dois excitados ($6p_{1/2}$ e $6p_{3/2}$), que correspondem à *estrutura fina* do céσιο. A transição $6s_{1/2} \leftrightarrow 6p_{3/2}$ é denominada linha D_2 do céσιο.

O momento angular total (\vec{J}) ainda pode ser acoplado ao momento intrínscico de spin do núcleo (\vec{I}). Este acoplamento, de forma semelhante ao caso anterior, leva a um novo momento angular total (\vec{F}), definido por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, cujo autovalores são dados por (2.3). O hamiltoniano associado a esta interação é $\hat{H}_{JI} \propto \vec{J} \cdot \vec{I}$.

$$F = |J - I|, |J - I + 1|, \dots, J + I - 1, J + I. \quad (2.3)$$

Sendo o spin nuclear do céσιο ^{133}Cs igual a $I = 7/2$, têm-se $F = \{3, 4\}$ para $J = 1/2$ (estado fundamental da linha D_2) e $F' = \{2, 3, 4, 5\}$ para $J = 3/2$ (estado excitado da linha D_2). Este acoplamento resulta no desdobramento do estado fundamental em dois e do estado excitado em quatro, denominados de *estrutura hiperfina*.

A estrutura de níveis da linha D_2 , juntamente com a separação dos níveis em frequência, está representada na figura 1. Observa-se que na linha D_2 , a separação entre os níveis $6S_{1/2}, F = 3, 4$ e $6P_{3/2}, F' = 2, 3, 4, 5$ são de diferentes ordens de grandeza. Outro fato interessante é que as transições correspondentes a $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ e $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ são ditas *transições fechadas*, pois o elétron excitado em uma dessas transições deve retornar ao seu respectivo estado fundamental, já que está limitado as regras de seleção de dipolo elétrico $\Delta F = 0, \pm 1$.

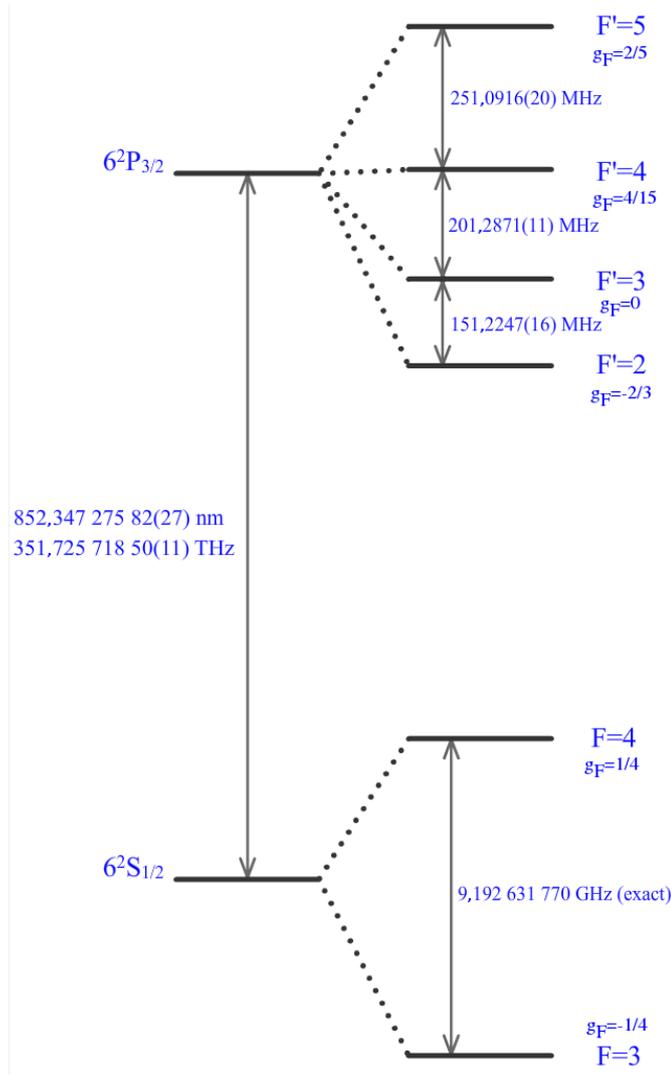


Figura 1: Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio [1].

Cada nível da estrutura hiperfina possui uma degenerescência *Zeeman* de $(2F + 1)$ estados na ausência de campos externos. Sendo m_F o número quântico magnético para o momento angular total F , seus valores possíveis estão restritos aos valores de F de forma que:

$$m_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F. \quad (2.4)$$

Na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, têm-se 7 estados de m_F para $F = 3$ e 5 estados para $F' = 2$. Sendo que a transição entre estes estados deve satisfazer a regra de seleção $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Campos ópticos³ em ressonância e com polarização circular σ^+ , ou circular a direita, transferem momento angular ao átomo induzindo transições $\Delta m_F = +1$. Por

³Todos os campos ópticos considerados neste trabalho são coerentes

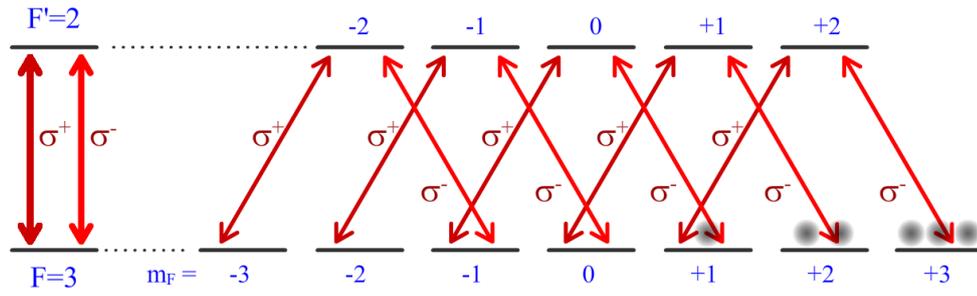


Figura 2: Degenerecência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}, F = 3$ e $6P_{3/2}, F' = 2$ com a seleção do acoplamento dos campos pelas polarizações σ^\pm

sua vez, campos com polarização circular σ^- , ou circular a esquerda, induzem transições $\Delta m_F = -1$. A figura 2 mostra a degenerecência *Zeeman* da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ na ausência de campos magnéticos com os campos ópticos $\vec{E}_2(\sigma^+)$ e $\vec{E}_1(\sigma^-)$ acoplados. Sendo $|\vec{E}_2| \gg |\vec{E}_1|$, os átomos tendem a serem concentrados nos estados m_F que não estão acoplados ao campo \vec{E}_2 . Desta forma podemos simplificar o estudo sistemático dessa interação tratando o átomo como um sistema do tipo Λ conforme a figura 3. Os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ representam estados fundamentais degenerados, enquanto $|a\rangle$ é um estado excitado.

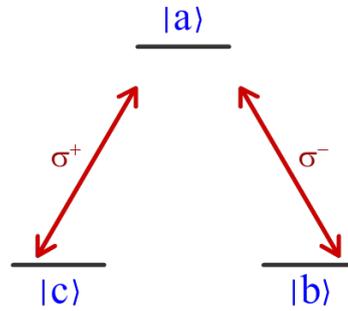


Figura 3: Sistema de três níveis do tipo Λ com um campo óptico que possui componentes σ^+ e σ^-

Adicionalmente, na figura 4 está representado um campo com polarização circular σ^+ acoplado à transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. Diferentemente do exemplo anterior, percebe-se a existência de uma quantidade maior de estados de m_F no nível excitado do que no fundamental, totalizando 9 estados para $F = 4$ e 11 estados para $F' = 5$. Através do bombeamento óptico é possível acumular os átomos no estado $F = 4, m_F = 4$ e, assim, tratá-los como um sistema de dois níveis. Isto deve-se ao fato de que esta é uma transição

cíclica, na qual o átomo excitado do estado $F = 4, m_F = 4$ para o estado $F' = 5, m_F = 5$, só pode retornar ao seu estado anterior.

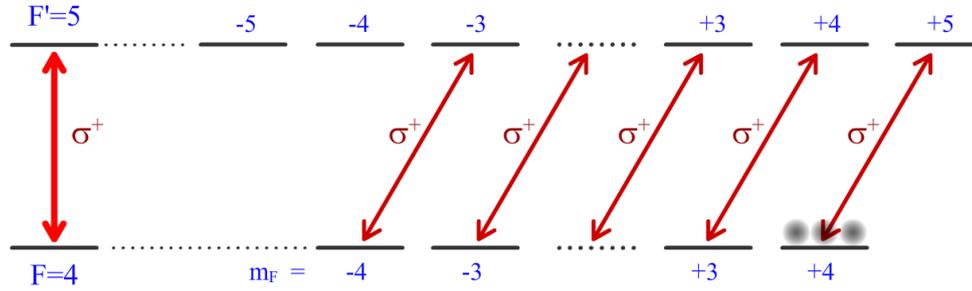


Figura 4: Degenerescência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}, F = 4$ e $6P_{3/2}, F' = 5$ com um campo de polarização σ^+ acoplado.

2.2 Interação de dois campos ópticos com um sistema de dois níveis

2.2.1 Hamiltoniano do sistema

Nesta seção analisaremos o modelo semi-clássico⁴ de interação de dois campos ópticos com um sistema de dois níveis e observaremos que esta interação, sob condições específicas, pode dar origem ao fenômeno de CPO (Coherent Population Oscillation). Os cálculos apresentados neste capítulo para a descrição da ressonância de CPO foram baseados na referência [42].

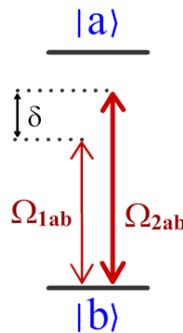


Figura 5: Sistema de dois níveis com dois campos ópticos acoplados.

⁴Os níveis de energia do átomo são quantizados mas os campos são clássicos

Um sistema de dois níveis interagindo com dois campos ópticos está representado na figura 5. O estado $|a\rangle$ representa o estado excitado e $|b\rangle$ o estado fundamental. Os campos ópticos, $\vec{E}_1(t)$ e $\vec{E}_2(t)$, são independentes, possuem o mesmo vetor de onda \vec{k}_z e mesma polarização. Portanto podemos representar o campo total⁵ incidente como:

$$\vec{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_x + E_2 e^{-i\omega_2 t} \hat{e}_x + c.c. . \quad (2.5)$$

Considerando que os campos possuem comprimento de onda muito maiores do que as dimensões atômicas⁶, a variação espacial dos campos na região de interação pode ser tomada como desprezível. Neste caso, a interação é tratada como de dipolo elétrico⁷ [43] e, portanto, o hamiltoniano total do sistema é composto pelo hamiltoniano do átomo livre \hat{H}_0 e pelo hamiltoniano de interação \hat{H}_{int} .

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} . \quad (2.6)$$

O hamiltoniano do átomo livre é descrito pelos operadores de projeção de cada estado acompanhado por suas auto-energias, ou seja:

$$\hat{H}_0 = -\hbar\omega_a |a\rangle \langle a| - \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| . \quad (2.7)$$

Já o hamiltoniano de interação de dipolo elétrico é definido por:

$$\hat{H}_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(t) , \quad (2.8)$$

onde \vec{d} é o operador de dipolo elétrico, que pode ser descrito como:

$$\vec{d} = eX_{ab} |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_{ab}t} \hat{e}_x + c.c. , \quad (2.9)$$

onde e é a carga do elétron, $\omega_{ab} = (\omega_a - \omega_b)$ e $X_{ab} = \langle a| \hat{X} |b\rangle$.

Através das equações (2.5) e (2.9) verifica-se que o hamiltoniano de interação (2.8)

⁵A dependência espacial dos campos é omitida pois não é relevante neste momento.

⁶Os campos possuem $\lambda \sim 10^{-6}m$ enquanto a dimensão atômica é da ordem de $10^{-10}m$.

⁷Na literatura esta aproximação é conhecida como aproximação de dipolo elétrico.

possuirá termos que oscilam com frequências $|\omega_{ab} \pm \omega_1|$ e $|\omega_{ab} \pm \omega_2|$. Considerando o tempo de resposta do detector muito maior do que o período de oscilação dos campos, os termos que oscilam com $|\omega_{ab} + \omega_1|$ e $|\omega_{ab} + \omega_2|$ podem ser desprezados pois oscilam muito mais rápido do que os outros termos e portanto possuem média aproximadamente nula no período considerado. Esta aproximação é conhecida na literatura como aproximação de onde girante (RWA - Rotating Wave Approximation) [44]. Com esta aproximação, o hamiltoniano de interação se torna:

$$\hat{H}_{int} = -\hbar\Omega_{2ab}e^{i\omega_2t}|a\rangle\langle b| - \hbar\Omega_{1ab}e^{i\omega_1t}|a\rangle\langle b| + c.c., \quad (2.10)$$

onde Ω_{1ab} e Ω_{2ab} são as frequências de Rabi associadas respectivamente aos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , e definidas como:

$$\Omega_{1ab} = \frac{eX_{ab}E_1}{\hbar}, \quad (2.11a)$$

$$\Omega_{2ab} = \frac{eX_{ab}E_2}{\hbar}. \quad (2.11b)$$

Representando o hamiltoniano total do sistema (2.6) na base $\{|a\rangle, |b\rangle\}$ ⁸, têm-se:

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} \omega_a & \Omega_{1ab}e^{i\omega_1t} + \Omega_{2ab}e^{i\omega_2t} \\ \Omega_{1ab}^*e^{-i\omega_1t} + \Omega_{2ab}^*e^{-i\omega_2t} & \omega_b \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

2.2.2 Evolução do sistema e as equações de Bloch

Uma vez que o sistema considerado é composto por um conjunto de átomos, é conveniente utilizarmos o formalismo de matriz densidade. A dinâmica do sistema é então descrita pela evolução do operador densidade juntamente com termos de relaxação, que representam os decaimentos. Estes termos são adicionados fenomenologicamente e dependem dos processos de decaimento aos quais o sistema é submetido. O operador densidade e sua evolução são dadas pelas equações (2.13) e (2.14), respectivamente.

⁸Todos os operadores nesta seção serão representados nesta base.

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

$$\partial_t \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + (\partial_t \hat{\rho})_{rel}. \quad (2.14)$$

Os elementos diagonais de $\hat{\rho}$ são as populações de cada estado. Os termos não diagonais representam as coerências entre os respectivos estados.

Para nosso modelo, os termos de relaxação são representados como:

$$(\partial_t \hat{\rho})_{rel} = -\frac{1}{2} \{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} - \hat{G} + \hat{B}, \quad (2.15)$$

onde $\{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\}$ é o anti-comutador dos operadores $\hat{\Lambda}$ e $\hat{\rho}$.

O operador $\hat{\Lambda}$ representa as perdas de população dos estados e, conseqüentemente, perda de coerência do sistema. Consideraremos que o sistema é aberto, ou seja, as populações dos estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ podem decair para fora do sistema com as taxas γ_e e γ_g , respectivamente. Mesmo que o sistema de dois níveis seja considerado fechado do ponto de vista atômico, conforme a figura 4, quando consideramos que o átomo pode entrar e sair transversalmente da região de interação com os campos ópticos pelo movimento atômico, o sistema passa a ser aberto. Adicionalmente o estado $|a\rangle$ perde população por decaimento espontâneo para o estado $|b\rangle$ a uma taxa γ_{ab} . Assim, podemos representar este operador como:

$$\hat{\Lambda} = \begin{bmatrix} \gamma_{ab} + \gamma_e & 0 \\ 0 & \gamma_g \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

O operador \hat{G} representa a perda de coerência entre os estados a uma taxa γ_r . Ele está relacionado com efeitos de decaimento da coerência sem alterar a população dos estados. Colisões elásticas entre os átomos, por exemplo, podem destruir a coerência sem necessariamente alterar as populações.

$$\hat{G} = \begin{bmatrix} 0 & \gamma_r \rho_{ab} \\ \gamma_r \rho_{ba} & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

O operador \hat{B} representa o ganho de população em cada estado. Incluso nele temos um ganho de população no estado fundamental $|b\rangle$ devido ao decaimento espontâneo dos átomos no estado excitado $|a\rangle$ e também temos a repopulação do sistema, à taxa $\gamma \rho_{bb}^o$, associado aos átomos que entram na região de interação dos campos ópticos no estado fundamental $|b\rangle$. Assim, este operador pode então ser escrito como:

$$\hat{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{ab} \rho_{aa} + \gamma \rho_{bb}^o \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

A figura 6 representa o sistema considerado na subseção anterior agora com a inclusão dos processos de decaimento.

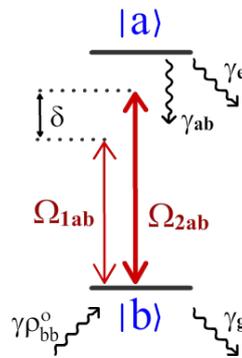


Figura 6: Representação de um sistema de dois níveis com taxas de decaimento fenomenológicas e dois campos ópticos independentes acoplados.

Desenvolvendo (2.14) com os termos de relaxação em (2.15), temos as equações ópticas de Bloch:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} = & -(\gamma_{ab} + \gamma_e) \rho_{aa} \\ & - i(\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}^* e^{-i\omega_2 t}) \rho_{ab} + i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t}) \rho_{ab}^*, \end{aligned} \quad (2.19a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{bb} = & \gamma \rho_{bb}^o + \gamma_{ab} \rho_{aa} - \gamma_g \rho_{bb} \\ & + i(\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}^* e^{-i\omega_2 t}) \rho_{ab} - i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t}) \rho_{ab}^*, \end{aligned} \quad (2.19b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ab} = & - \left(\frac{\gamma_{ab} + \gamma_e + \gamma_g + 2\gamma_r}{2} - i\omega_{ab} \right) \rho_{ab} \\ & + i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t}) (\rho_{bb} - \rho_{aa}). \end{aligned} \quad (2.19c)$$

2.2.3 Equações de taxa

O sistema de equações acopladas (2.19) descreve a dinâmica das populações e das coerências induzidas pelos campos. Usualmente os termos oscilantes das equações de Bloch são substituídos por termos que facilitam o seu tratamento analítico e justifica-se pelo fato de que em regime estacionário as coerências devem oscilar com frequências próximas às do campo externo. Neste caso, adotaremos como referencial a frequência do campo óptico \vec{E}_2 , de forma que as variáveis lentas sejam:

$$\sigma_{jj} = \rho_{jj} \quad , j = \{a, b\} , \quad (2.20a)$$

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{i\omega_2 t} , \quad (2.20b)$$

$$\delta = \omega_1 - \omega_2 . \quad (2.20c)$$

Utilizando-se das definições (2.20), as equações de Bloch de tornam:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma_{ab} + \gamma_e) \sigma_{aa} - i\sigma_{ab}(\Omega_{ab}^* e^{-i\delta t} + \Omega_{2ab}^*) + i\sigma_{ab}^*(\Omega_{ab} e^{i\delta t} + \Omega_{2ab}) , \quad (2.21a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma \rho_{bb}^o + \gamma_{ab} \sigma_{aa} - \gamma_g \sigma_{bb} + i\sigma_{ab}(\Omega_{ab}^* e^{-i\delta t} + \Omega_{2ab}^*) - i\sigma_{ab}^*(\Omega_{ab} e^{i\delta t} + \Omega_{2ab}) , \quad (2.21b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ab} = & -i\omega_2 \sigma_{ab} - \sigma_{ab} \left(\frac{\gamma_{ab} + \gamma_e + \gamma_g + 2\gamma_r}{2} - i\omega_{ab} \right) \\ & + i(\Omega_{ab} e^{i\delta t} + \Omega_{2ab})(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}). \end{aligned} \quad (2.21c)$$

A partir destas equações podemos focar apenas na dinâmica das populações consi-

derando que a coerência segue quase instantaneamente (ou adiabaticamente) o campo externo total e, assim, obter as equações de taxa do sistema. Esta condição é satisfeita considerando que a coerência decai muito mais rápido do que as populações e portanto que $\gamma_r \gg \{\gamma_e, \gamma_g\}$. Assim para qualquer instante temos aproximadamente que $\sigma_{ab} = 0$ ⁹.

A partir da equação (2.21c) temos:

$$\sigma_{ab} = \frac{ie^{i\delta t}\Omega_{1ab} + i\Omega_{2ab}}{\alpha - i\Delta_2}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}), \quad (2.22)$$

onde $\alpha = \left(\frac{\gamma_{ab} + \gamma_e + \gamma_g + 2\gamma_r}{2}\right)$ e $\Delta_2 = (\omega_{ab} - \omega_2)$.

Substituindo (2.22) em (2.21a) e (2.21b), temos as equações que fornecem a dinâmica das populações.

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma_{ab} + \gamma_e)\sigma_{aa} + \frac{2\alpha}{\alpha^2 + \Delta_2^2}|e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}|^2(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}), \quad (2.23a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma\rho_{bb}^o + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \gamma_g\sigma_{bb} - \frac{2\alpha}{\alpha^2 + \Delta_2^2}|e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}|^2(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}). \quad (2.23b)$$

O termo $|e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}|^2$ está relacionado com a intensidade do campo externo total que definiremos como:

$$I^{ab} = \epsilon_0 c \hbar^2 \frac{|e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}|^2}{|d_{ab}|^2}. \quad (2.24)$$

Assim podemos reescrever as equações (2.23) e obter as equações de taxa do sistema considerado¹⁰:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma_{ab} + \gamma_e)\sigma_{aa} + \frac{I^{ab}\theta_{ab}}{\omega_{ab}\hbar}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}), \quad (2.25a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma\rho_{bb}^o + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \gamma_g\sigma_{bb} - \frac{I^{ab}\theta_{ab}}{\omega_{ab}\hbar}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}), \quad (2.25b)$$

onde θ_{ab} é a seção de choque deste sistema e caracteriza a probabilidade de absorção/emissão estimulada do sistema, dado por:

⁹Esta aproximação pode ser conferida formalmente no capítulo 5 da referência [45]

¹⁰É interessante notar que estas equações são compostas por termos de decaimento espontâneo e termos de absorção/emissão estimulada.

$$\theta_{ab} = \frac{|d_{ab}|^2 \omega_{ab}}{\epsilon_0 \hbar c} \frac{2\alpha}{\alpha^2 + \Delta_2^2}. \quad (2.26)$$

2.2.4 População dos estados

Desenvolvendo o módulo quadrado da equação (2.24) e impondo a condição $\Omega_{1ab} \ll \Omega_{2ab}$, a intensidade I^{ab} pode ser escrita em função de um termo de ordem zero, dado pela intensidade de cada campo óptico, e termos de primeira ordem que oscilam com a frequência de batimento dos campos. Assim:

$$I^{ab} = I_0^{ab} + I_1^{ab} e^{i\delta t} + I_1^{ab*} e^{-i\delta t}, \quad (2.27)$$

onde

$$I_0^{ab} = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2}{|d_{ab}|^2} (|\Omega_{1ab}|^2 + |\Omega_{2ab}|^2), \quad (2.28a)$$

$$I_1^{ab} = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2}{|d_{ab}|^2} \Omega_{1ab} \Omega_{2ab}^*. \quad (2.28b)$$

A resposta linear do sistema envolve populações que oscilam com a intensidade (2.27), assim as populações dos estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ são respectivamente definidas como:

$$\sigma_{aa} = \sigma_{aa0} + \sigma_{aa1} e^{i\delta t} + \sigma_{aa1}^* e^{-i\delta t}, \quad (2.29a)$$

$$\sigma_{bb} = \sigma_{bb0} + \sigma_{bb1} e^{i\delta t} + \sigma_{bb1}^* e^{-i\delta t}. \quad (2.29b)$$

Como a absorção dos feixes está relacionada com a diferença de população entre os estados do sistema, também é conveniente definirmos a diferença de população entre estes estados como:

$$\eta_{ba} = (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) = \eta_{ba0} + \eta_{ba1} e^{i\delta t} + \eta_{ba1}^* e^{-i\delta t}. \quad (2.30)$$

Substituindo as equações (2.27) e (2.29) nas equações de taxa (2.25), é possível separar os termos de ordem zero e os de primeira ordem e, assim, determinar as populações nas respectivas ordens. Em ordem zero, o sistema deve alcançar um regime estacionário após

um certo tempo já que os termos de ordem zero não oscilam com o batimento dos campos externos. Quando o sistema atinge o estado estacionário $\dot{\sigma}_{aa0} = \dot{\sigma}_{bb0} = 0$ obtemos:

$$\sigma_{aa0} = \gamma \rho_{bb}^o \frac{\frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}{(\gamma_{ab} + \gamma_e) \gamma_g + (\gamma_e + \gamma_g) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}, \quad (2.31a)$$

$$\sigma_{bb0} = \gamma \rho_{bb}^o \frac{\frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar} + \gamma_{ab} + \gamma_e}{(\gamma_{ab} + \gamma_e) \gamma_g + (\gamma_e + \gamma_g) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}. \quad (2.31b)$$

E portanto:

$$\eta_{ba0} = \sigma_{bb0} - \sigma_{aa0} = \gamma \rho_{bb}^o \frac{\gamma_{ab} + \gamma_e}{(\gamma_{ab} + \gamma_e) \gamma_g + (\gamma_e + \gamma_g) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}. \quad (2.32)$$

Realizando os mesmos procedimentos do caso anterior para obter as populações em primeira ordem, temos:

$$\sigma_{aa1} = \eta_{ba0} \frac{\frac{\theta_{ab} I_1^{ab}}{\omega_{ab} \hbar} (\gamma_g + i\delta)}{(\gamma_{ab} + \gamma_e + i\delta)(\gamma_g + i\delta) + (\gamma_e + \gamma_g + 2i\delta) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}, \quad (2.33a)$$

$$\sigma_{bb1} = -\eta_{ba0} \frac{\frac{\theta_{ab} I_1^{ab}}{\omega_{ab} \hbar} (\gamma_e + i\delta)}{(\gamma_{ab} + \gamma_e + i\delta)(\gamma_g + i\delta) + (\gamma_e + \gamma_g + 2i\delta) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}. \quad (2.33b)$$

Consequentemente, a diferença de população em primeira ordem é dada por:

$$\eta_{ba1} = \sigma_{bb1} - \sigma_{aa1} = -\eta_{ba0} \frac{\frac{\theta_{ab} I_1^{ab}}{\omega_{ab} \hbar} (\gamma_e + \gamma_g + i2\delta)}{(\gamma_{ab} + \gamma_e + i\delta)(\gamma_g + i\delta) + (\gamma_e + \gamma_g + 2i\delta) \frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}. \quad (2.34)$$

2.2.5 Ressonância de CPO (usual e ultra-fina)

Uma vez determinada as diferenças de populações entre os estados, em ordem zero e em primeira ordem, podemos relacioná-los com a atenuação da intensidade do campo \vec{E}_1 ao atravessar o meio atômico. Esta relação está detalhada no Apêndice B para o sistema de dois níveis e resulta na seguinte equação:

$$I_{1,trans} = I_1 \exp \left[-\frac{n\theta_{ab}}{2} \left(\eta_{ab0} + \operatorname{Re} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} \right) - \frac{\Delta_2}{\alpha} \operatorname{Im} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} \right) \right) z \right]. \quad (2.35)$$

É interessante notar nesta equação que a transmissão do campo \vec{E}_1 é máxima quando duas condições são satisfeitas. A primeira condição ocorre quando o campo \vec{E}_2 está ressonante com a transição. Desta forma $\Delta_2 = 0$ e o terceiro termo da exponencial se anula. A segunda condição ocorre quando o sistema está fortemente saturado. Desta forma temos que $\eta_{ba0} \rightarrow 0$ e o primeiro e segundo termo da exponencial se anulam. Simplificaremos a análise desta nesta subseção ao considerar que $\Delta_2 = 0$.

A diferença de população em ordem zero η_{ba0} é induzida basicamente pelo campo óptico \vec{E}_2 já que foi considerado anteriormente a condição que a intensidade de \vec{E}_1 é muito menor do que \vec{E}_2 , ou de forma equivalente $\Omega_{1ab} \ll \Omega_{2ab}$. O campo \vec{E}_1 será denominado como campo de prova e o campo \vec{E}_2 como campo de acoplamento. A figura 7 mostra a dependência das populações σ_{bb0} e σ_{aa0} em função de Ω_{2ab} para diferentes valores de γ_e e γ_g . Nestes gráficos podemos verificar o efeito de saturação do sistema ($\eta_{ba0} \rightarrow 0$) com o aumento de Ω_{2ab} , sendo a saturação mais apreciável quando Ω_{2ab} se torna equiparável a γ_{ab} . A saturação mostrada na figura 7c, na condição em que $\gamma_e > \gamma_g$, parece ser mais acentuada do que nas demais figuras. No entanto elas são equivalentes quando a diferença de população é normalizada pela população total em cada caso (linha azul rachurada). Assim, nestas condições a saturação da diferença de população em ordem zero é a mesma.

Conforme é discutido em livros-textos de óptica, a saturação do sistema leva a um alargamento do espectro de absorção, denominado de alargamento por potência, que deve-se ao fato que o coeficiente de absorção tem seu valor reduzido próximo da ressonância enquanto fora de ressonância o coeficiente de absorção permanece praticamente inalterado. Para evitar que as formas de linha que serão analisadas nesta seção tenham um alargamento por potência significativo, e portanto obscureça a interpretação dos efeitos de interesse, restringiremos o valor de Ω_{2ab} a valores muito menores que γ_{ab} , satisfazendo assim a condição abaixo:

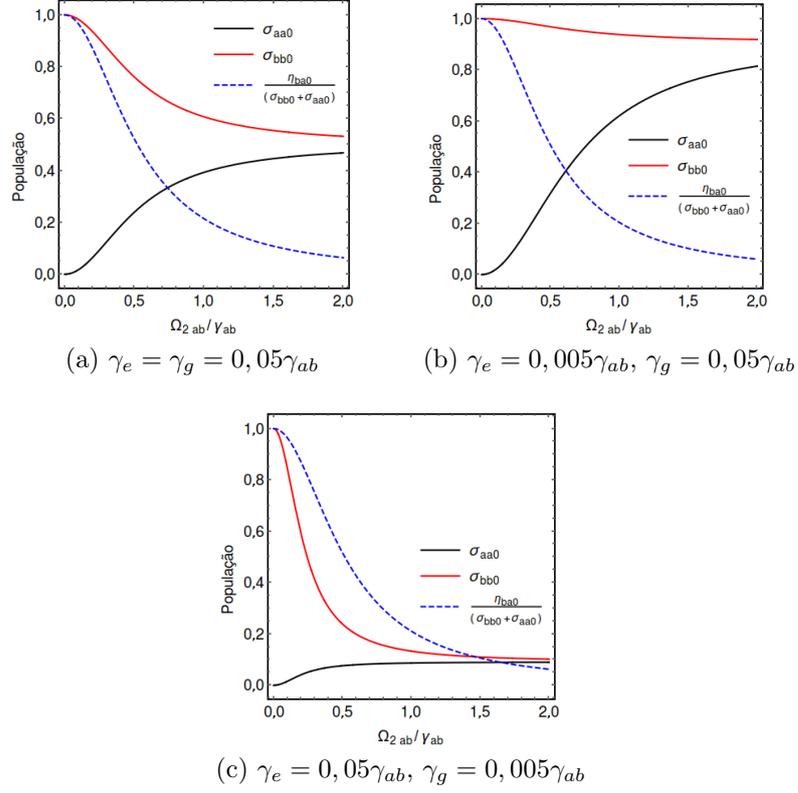


Figura 7: Populações em ordem zero (linha contínua) e diferença de população (linha tracejada) em função da frequência de Rabi do campo óptico \vec{E}_2 , com $\gamma_r = 0,5\gamma_{ab}$ e diferentes valores de γ_e e γ_g .

$$\frac{\theta_{ab} I_0^{ab}}{\omega_{ab} \hbar} \ll \gamma_{ab}, \gamma_e, \gamma_g. \quad (2.36)$$

O efeito dos dois campos ópticos na população do sistema está contido no termo de primeira ordem $(\eta_{ba1} e^{i\delta t} + \eta_{ba1}^* e^{-i\delta t})$ ¹¹ da equação (2.30). Este termo oscila com o batimento dos campos ópticos, quando há uma dessintonia entre eles, e possui uma amplitude proporcional a diferença de população em primeira ordem η_{ba1} . Considerando a condição de baixa intensidade dos campos dada pela equação (2.36), a equação (2.34) pode ser manipulada de forma a ser reescrita como:

$$\eta_{ba1} = -\eta_{ba0} \frac{\frac{\theta_{ab} I_1^{ab}}{\omega_{ab} \hbar}}{(\gamma_g - \gamma_{ab} - \gamma_e)} \left(\frac{(\gamma_g - \gamma_e - 2\gamma_{ab})}{(\gamma_{ab} + \gamma_e + i\delta)} + \frac{(\gamma_g - \gamma_e)}{(\gamma_g + i\delta)} \right). \quad (2.37)$$

A partir da equação (2.37), podemos analisar as formas de linha para diferentes valores de taxas de decaimento do sistema, uma vez que elas irão determinar a dinâmica das

¹¹É interessante notar que este termo é um número real, apesar de η_{ba1} ser um número complexo

populações do sistema e a largura das ressonâncias obtidas.

1. Se $\gamma_e = \gamma_g = \gamma$, temos um **sistema aberto** onde o sistema pode trocar população com o meio externo a uma taxa constante. Por exemplo, esta situação pode ser associada, por exemplo, ao fato de que o átomo gasta um tempo finito dentro da região de interação com os campos. Para estas taxas de decaimento, o segundo termo da equação (2.37) se torna nulo. Por outro lado a transmissão do campo de prova, dada pela equação (2.35), revela uma ressonância com forma de linha lorentziana, centralizada em $\delta = 0$ e com uma largura à meia altura (*fwhm*) limitada por $2(\gamma_{ab} + \gamma)$. Isto significa que, após o desligamento dos campos, o sistema volta ao seu estado de equilíbrio com o tempo de decaimento $t_s = \frac{2\pi}{2(\gamma_{ab} + \gamma)}$. A transmissão do campo de prova está representada na figura 8.

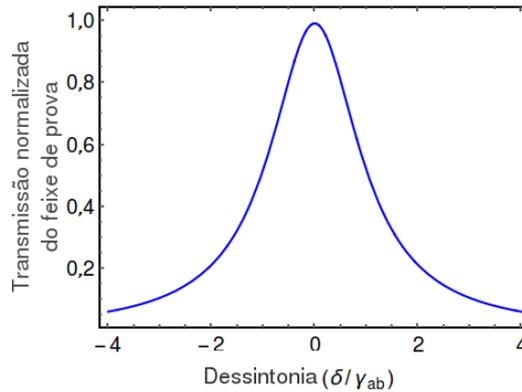


Figura 8: Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e = \gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$.

Na figura 9, podemos verificar a evolução temporal da diferença de população para determinadas dessintonias. A presença desta oscilação de população, acompanhando o batimento dos campos, é o que dá origem ao nome **CPO** (Coherent Population Oscillation). Neste caso, como a ressonância é limitada pelo decaimento natural (γ_{ba}) quando $\gamma \rightarrow 0$, classifica-se esta ressonância como **CPO usual ou natural**.

2. Se $\gamma_e = \gamma_g = \gamma = 0$, temos um **sistema fechado**. Nesta condição a população do estado excitado somente pode decair para o estado fundamental e a população total do sistema é constante no tempo. De forma similar ao caso anterior, o segundo termo da equação (2.37) também é nulo e a forma de linha obtida é uma lorentziana. De

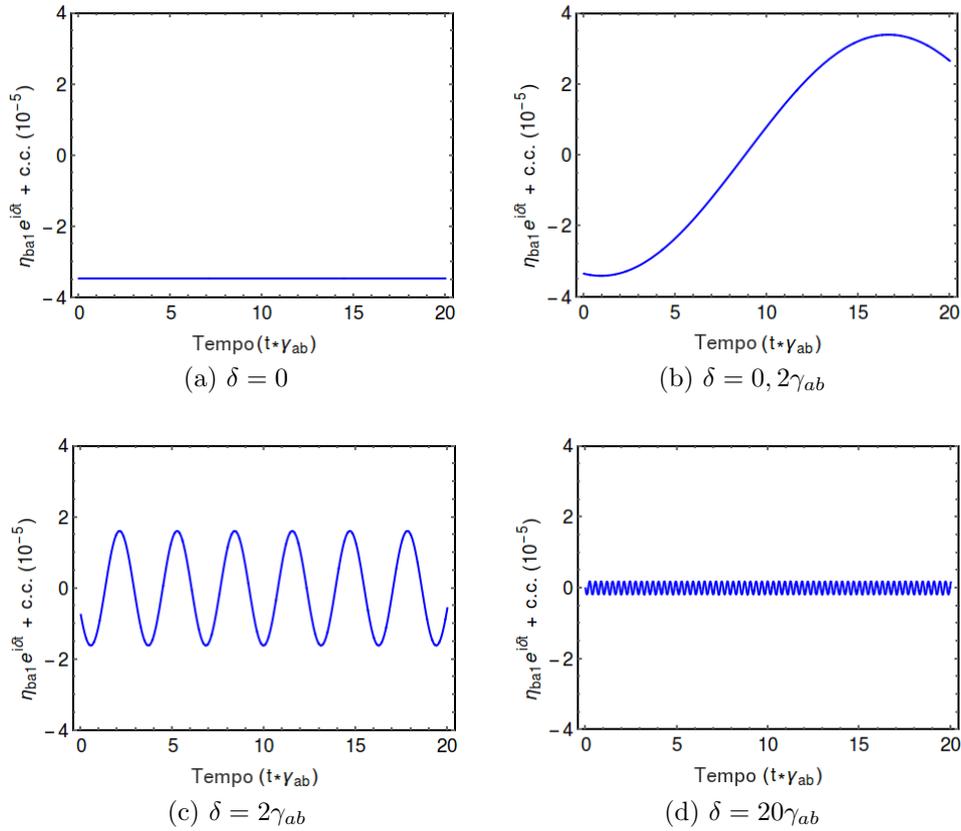


Figura 9: Evolução temporal da diferença de população para dessintonias distintas para a condição $\gamma_e = \gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$.

fato, trata-se de um caso particular da condição anterior quando $\gamma \rightarrow 0$. E portanto esta ressonância de CPO (usual) possui uma largura a meia altura limitada por $2\gamma_{ab}$.

- Se $\gamma_e > \gamma_g$, a população do estado excitado $|a\rangle$ decai mais rápido para o meio externo do que a população do estado $|b\rangle$ e o sistema irá apresentar uma dinâmica diferente dos casos anteriores. O segundo termo da equação (2.37) não é nulo e apresenta uma forma de linha lorentziana de largura proporcional à taxa de decaimento do estado fundamental γ_g . Assim a ressonância de CPO apresenta duas lorentzianas sobrepostas, uma larga limitada por $2(\gamma_{ab} + \gamma_e)$ e outra estreita limitada apenas por $2\gamma_g$. Esta última recebe o nome de ressonância **CPO ultra-fina ou sub-natural**. Como as taxas de decaimento são números reais e positivos, o segundo termo da equação (2.37) é um termo negativo que contribui para a diminuição da diferença de população próximo a $\delta = 0$, aumentando assim a saturação do sistema

e conseqüentemente a transmissão do campo de prova nessa região do espectro. Tomando estas taxas de decaimento, temos representado no gráfico 10 a transmissão do campo de prova. Nele podemos ver as duas lorentzianas de larguras distintas sobrepostas. Na ressonância estreita a dinâmica das populações é determinada pela taxa de decaimento do estado fundamental e portanto o sistema demora mais tempo para alcançar o estado de equilíbrio natural. Este caso é interessante pois, como demonstraremos adiante, a ressonância CPO em um sistema de três níveis fechado pode ser entendido pela composição de dois sistemas de dois níveis com $\gamma_e > \gamma_g$.

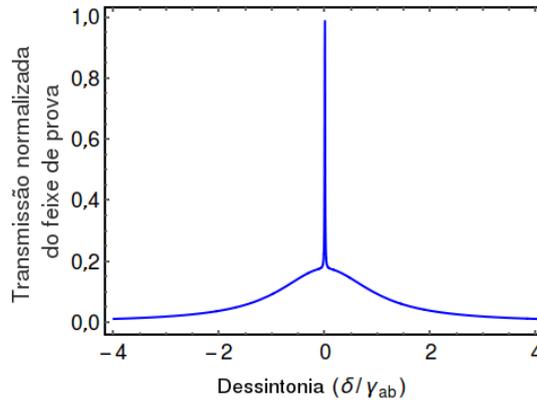


Figura 10: Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e > \gamma_g$; $\gamma_e = 0,05\gamma_{ab}$, $\gamma_g = 0,005\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$, $\Omega_1 = \Omega_2/10$.

4. Se $\gamma_e < \gamma_g$, podemos fazer a mesma análise anterior com a ressalva que o segundo termo da equação (2.37) é positivo. Conseqüentemente temos um aumento da diferença de população próximo a $\delta = 0$ e conseqüentemente um aumento na absorção dos feixes. No entanto, nesta janela de absorção o sistema continua a ter sua dinâmica de populações determinada pela taxa de decaimento do estado fundamental. O gráfico da figura 11 representa esta situação.

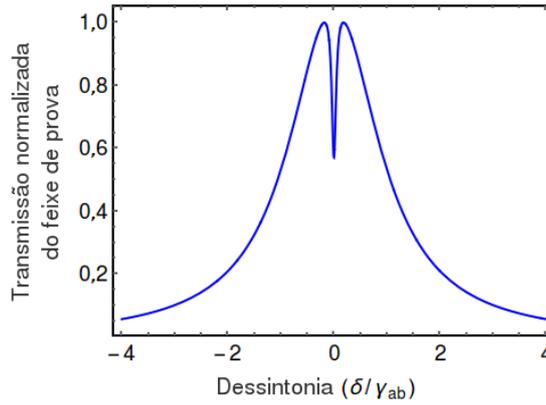


Figura 11: Espectro da transmissão do campo de prova para a condição $\gamma_e < \gamma_g$; $\gamma_e = 0,005\gamma_{ab}$, $\gamma_g = 0,05\gamma_{ab}$, $\Omega_2 = 0,005\gamma_{ab}$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$.

2.3 Interação de dois campos ópticos com um sistema de três níveis do tipo Λ

2.3.1 CPO e EIT em um sistema de três níveis

Um campo óptico com polarização linear induz transições do tipo $\Delta m_F = \pm 1$ em um meio atômico se o eixo de quantização for definido na direção de propagação deste campo. Conforme foi visto na seção 2.1, se um campo óptico estiver acoplado a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do átomo de césio, podemos tratar de maneira simplificada o sistema atômico como um sistema de três níveis do tipo Λ degenerado. Desta forma, cada braço do sistema será acoplado a uma componente de polarização circular do campo óptico incidente, conforme a figura 3.

Se dois campos ópticos linearmente polarizados incidirem sobre o meio, haverá uma componente circular de cada campo para cada transição permitida do sistema Λ . É importante notar que a polarização dos campos (linear) pode ser orientada de tal forma que os campos sejam paralelos ou ortogonais entre si. E embora em ambos casos exista componentes circulares dos campos ópticos em cada braço do sistema, as fases relativas entre essas componentes serão distintas. Se os feixes forem paralelos, as componentes circulares dos campos estarão em fase, se forem ortogonais, uma das componentes dos campos estará defasada de $\pi/2$ com relação as outras. Se considerarmos uma dessintonia

nula entre os campos, para a condição dos campos paralelos, teremos uma interferência construtiva nos dois braços do sistema Λ , já para a condição de serem ortogonais, um braço terá uma interferência construtiva enquanto o outro uma interferência destrutiva. Obviamente estes dois casos levarão a dinâmicas distintas de população.

Uma representação do sistema do tipo Λ com a inclusão das taxas de decaimento é mostrada na figura 12. Neste sistema assumimos que além das taxas de decaimento internas do átomo, o sistema pode trocar população com o meio externo a uma taxa γ .

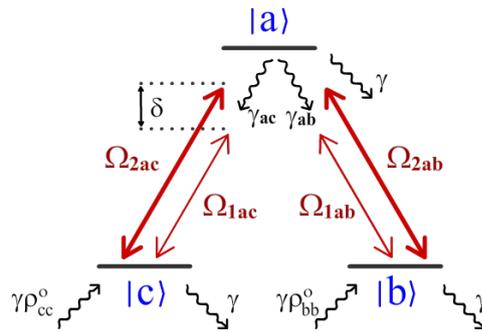


Figura 12: Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos ópticos com polarizações lineares

Evidenciando isoladamente uma transição óptica permitida deste sistema, podemos identificar um sistema de dois níveis com dois campos ópticos acoplados, similar ao representado na figura 6. Desta forma, este sistema de três níveis pode ser visto como sendo composto por dois sistemas de dois níveis acoplados entre si através do estado excitado, onde um átomo excitado em uma transição pode decair espontaneamente para a outra transição. Se tomarmos como exemplo a transição $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ do sistema mostrado na figura 12, podemos verificar que a população do estado $|c\rangle$ decai para fora da transição com uma taxa γ enquanto a população do estado excitado $|a\rangle$ decai para fora da transição com uma taxa $(\gamma_{ab} + \gamma)$. O fato do estado excitado da transição possuir um decaimento efetivo maior para fora da transição do que o decaimento do estado fundamental, nos leva a uma condição similar à vista na seção anterior onde há a ressonância CPO ultra-fina. Entretanto, para que haja uma ressonância de CPO ultra-fina limitada à largura 2γ , os campos ópticos devem ser ortogonais entre si. Esta condição ficará mais evidente adiante, quando analisarmos as populações em cada estado.

Além do fenômeno de CPO, neste sistema de três níveis também temos o fenômeno

de EIT (*Electromagnetically Induced Transparency*). O fenômeno de EIT ocorre em um átomo quando a ressonância de dois fótons é satisfeita, conectando assim um estado fundamental a outro através de uma transição Raman. Em um sistema Λ degenerado como o da figura 12, tem-se uma ressonância de dois fótons quando $\delta = 0$, sendo que os fótons envolvidos nesta ressonância podem pertencer ao mesmo campo óptico ou a campos distintos. A transição Raman induz uma superposição coerente dos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$ de tal forma que o átomo é colocado em um estado denominado de *estado escuro*. Neste estado, os átomos se tornam transparentes à radiação eletromagnética e portanto a absorção dos campos pelo meio atômico é reduzida. O número de átomos no estado escuro decresce com a taxa de descoerência dos estados fundamentais. Em nosso sistema Λ , a taxa de descoerência dos estados fundamentais é γ e portanto a ressonância de EIT possui a mesma largura que a ressonância de CPO ultra-fina. Quando os estados fundamentais são degenerados, a ressonância de EIT se sobrepõe a ressonância de CPO próximo a $\delta = 0$, o que dificulta a caracterização de cada fenômeno. No entanto esta dificuldade é contornada teoricamente com a eliminação adiabática da coerência, como será visto na próxima subseção. Experimentalmente esta dificuldade é contornada pela introdução de um campo magnético constante, como será visto na seção 3.3.

2.3.2 CPO: Populações no limite de equações de taxas

Os campos ópticos, $\vec{E}_1(t)$ e $\vec{E}_2(t)$, representados na figura 12 são independentes, possuem o mesmo vetor de onda \vec{k}_z , são polarizados linearmente e são paralelos entre si¹². Portanto, conforme equação (A.5) do apêndice A, podemos representar o campo total¹³ incidente no sistema como:

$$\vec{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_+ + E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_- + E_2 e^{-i\omega_2 t} \hat{e}_+ + E_2 e^{-i\omega_2 t} \hat{e}_- + c.c. . \quad (2.38)$$

A interação entre os campos e o átomo é tratada como interação de dipolo elétrico. Nesta interação, somente os estados de paridades distintas são acoplados. O que cor-

¹²Para torná-los ortogonais basta que uma componente de um dos campos tenha sinal negativo

¹³A dependência espacial dos campos é omitida pois não é relevante neste momento

responde às transições $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ e $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. Conseqüentemente as transições entres os estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, de mesma paridade, são proibidas.

O hamiltoniano total do sistema de três níveis pode ser determinado seguindo os mesmos passos da subseção 2.2.1. Desta maneira, pode ser descrito na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ como:

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} \omega_a & \Omega_{1ab}e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}e^{i\omega_2 t} & \Omega_{1ac}e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac}e^{i\omega_2 t} \\ \Omega_{1ab}^*e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}^*e^{-i\omega_2 t} & \omega_b & 0 \\ \Omega_{1ac}^*e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ac}^*e^{-i\omega_2 t} & 0 & \omega_c \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

A evolução do sistema é dada pela equação de Liouville definida na equação (2.14) com os termos de relaxação do sistema dados por (2.15). No entanto para o sistema de três níveis os operadores $\hat{\rho}$, $\hat{\Lambda}$, \hat{G} e \hat{B} são reescritos como:

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{bmatrix}, \quad \hat{G} = \gamma_r \begin{bmatrix} 0 & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & 0 & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.40)$$

$$\hat{\Lambda} = \begin{bmatrix} \gamma_{ab} + \gamma_{ac} + \gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}, \quad \hat{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{ab}\rho_{aa} + \gamma\rho_{bb}^0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{ac}\rho_{aa} + \gamma\rho_{cc}^0 \end{bmatrix},$$

onde $\hat{\rho}$ é operador matriz densidade. $\hat{\Lambda}$ está relacionado com a perda de população dos estados e perda de coerência do sistema. \hat{G} está relacionado com a perda de coerência entre os estados. \hat{B} está relacionado ao ganho de população nos estados.

Desenvolvendo a equação de Liouville com os termos de relaxação temos as equações ópticas de Bloch:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} = & -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})\rho_{aa} \\ & - i(\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}^* e^{-i\omega_2 t})\rho_{ab} - i(\Omega_{1ac}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t})\rho_{ac} \\ & + i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t})\rho_{ab}^* + i(\Omega_{1ac} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t})\rho_{ac}^*, \end{aligned} \quad (2.41a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{bb} = & \gamma\rho_{bb}^o + \gamma_{ab}\rho_{aa} - \gamma\rho_{bb} + \\ & - i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t})\rho_{ab}^* + i(\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ab}^* e^{-i\omega_2 t})\rho_{ab}, \end{aligned} \quad (2.41b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{cc} = & \gamma\rho_{cc}^o + \gamma_{ac}\rho_{aa} - \gamma\rho_{cc} + \\ & - i(\Omega_{1ac} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t})\rho_{ac}^* + i(\Omega_{1ac}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t})\rho_{ac}, \end{aligned} \quad (2.41c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ab} = & -\frac{1}{2}(2\gamma + 2\gamma_r + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - i\omega_{ab})\rho_{ab} + i(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t})(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \\ & + i\rho_{bc}^*(\Omega_{1ac} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t}), \end{aligned} \quad (2.41d)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ac} = & -\frac{1}{2}(2\gamma + 2\gamma_r + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - i\omega_{ac})\rho_{ac} + i(\Omega_{1ac} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t})(\rho_{cc} - \rho_{aa}) \\ & + i\rho_{bc}(\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ab} e^{i\omega_2 t}), \end{aligned} \quad (2.41e)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{bc} = & -(\gamma + \gamma_r - i(\omega_b - \omega_c))\rho_{bc} - i\rho_{ab}^*(\Omega_{1ac} e^{i\omega_1 t} + \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t}) + i\rho_{ac}(\Omega_{1ac}^* e^{-i\omega_1 t} + \Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t}). \end{aligned} \quad (2.41f)$$

Definido as coerências e populações em variáveis lentas como:

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{i\omega_2 t}, \quad \rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{i\omega_2 t}, \quad \rho_{bc} = \sigma_{bc}, \quad \rho_{jj} = \sigma_{jj}, \quad j = \{a, b, c\}.$$

Assim as equações (2.41) se tornam:

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{aa} = & -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})\sigma_{aa} \\ & - i\sigma_{ac}(e^{-i\delta t}\Omega_{1ac}^* + \Omega_{2ac}^*) + i\sigma_{ac}^*(e^{i\delta t}\Omega_{1ac} + \Omega_{2ac}) \\ & - i\sigma_{ab}(e^{-i\delta t}\Omega_{1ab}^* + \Omega_{2ab}^*) + i\sigma_{ab}^*(e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}),\end{aligned}\quad (2.42a)$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{bb} = & \gamma\sigma_{bb}^o + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \gamma\sigma_{bb} \\ & + i\sigma_{ab}(e^{-i\delta t}\Omega_{1ab}^* + \Omega_{2ab}^*) - i\sigma_{ab}^*(e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}),\end{aligned}\quad (2.42b)$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{cc} = & \gamma\sigma_{cc}^o + \gamma_{ac}\sigma_{aa} - \gamma\sigma_{cc} \\ & + i\sigma_{ac}(e^{-i\delta t}\Omega_{1ac}^* + \Omega_{2ac}^*) - i\sigma_{ac}^*(e^{i\delta t}\Omega_{1ac} + \Omega_{2ac}),\end{aligned}\quad (2.42c)$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ab} = & -\frac{\sigma_{ab}}{2}(2\gamma + 2\gamma_r + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) + i(\omega_{ab} - \omega_2)\sigma_{ab} \\ & - i(\sigma_{aa} - \sigma_{bb})(e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}) + i\sigma_{cb}(e^{i\delta t}\Omega_{1ac} + \Omega_{2ac}),\end{aligned}\quad (2.42d)$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ac} = & -\frac{\sigma_{ac}}{2}(2\gamma + 2\gamma_r + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) + i(\omega_{ac} - \omega_2)\sigma_{ac} \\ & - i(\sigma_{aa} - \sigma_{cc})(e^{i\delta t}\Omega_{1ac} + \Omega_{2ac}) + i\sigma_{bc}(e^{i\delta t}\Omega_{1ab} + \Omega_{2ab}),\end{aligned}\quad (2.42e)$$

$$\dot{\sigma}_{bc} = -(\gamma + \gamma_r - i\omega_{bc})\sigma_{bc} - i\sigma_{ab}^*(e^{i\delta t}\Omega_{1ac} + \Omega_{2ac}) + i\sigma_{ac}(e^{-i\delta t}\Omega_{1ab}^* + \Omega_{2ab}^*), \quad (2.42f)$$

onde $\delta = \omega_1 - \omega_2$ e $\omega_{bc} = \omega_b - \omega_c$. Assim como anteriormente, focaremos na dinâmica das populações considerando que as coerências ópticas seguem adiabaticamente as populações, ou seja $\gamma_r \gg \gamma$, portanto para qualquer instante de tempo temos $\dot{\sigma}_{ab} = \dot{\sigma}_{ac} = 0$. Para simplificar as equações, a coerência σ_{bc} também é supostamente ser nula. De fato, esta coerência depende de dois campos ópticos em transições distintas e constitui, portanto, um termo de ordem superior. Com estas aproximações podemos escrever as coerências em função das populações:

$$\sigma_{aj} = \frac{(\sigma_{aa} - \sigma_{jj})(e^{i\delta t}\Omega_{1aj} + \Omega_{2aj})}{i\alpha + (\omega_{aj} - \omega_2)}, \quad j = \{b, c\}, \quad (2.43)$$

sendo $\alpha = \frac{1}{2}(2\gamma + 2\gamma_r + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})$.

Acoplado a cada transição tem-se um campo efetivo composto pelas respectivas componentes dos campos ópticos e uma seção de choque associada a cada transição. Podemos definir a intensidade efetiva e a seção de choque em cada transição como:

$$I^{aj} = \epsilon_0 c \hbar^2 \frac{|e^{i\delta t} \Omega_{1aj} + \Omega_{2aj}|^2}{|d_{aj}|^2}, \quad \theta_{aj} = \frac{|d_{ab}|^2 \omega_{aj}}{\epsilon_0 \hbar c} \frac{2\alpha}{\alpha^2 + (\omega_{aj} - \omega_2)^2}, \quad j = \{b, c\}. \quad (2.44)$$

Substituindo as equações (2.43) e as definições (2.44) em (2.42a-c), podemos escrever as equações de taxa do sistema como:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})\sigma_{aa} + \frac{I^{ab}\theta_{ab}}{\omega_{ab}\hbar}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + \frac{I^{ac}\theta_{ac}}{\omega_{ac}\hbar}(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}), \quad (2.45a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma\sigma_{bb}^o - \gamma\sigma_{bb} + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \frac{I^{ab}\theta_{ab}}{\omega_{ab}\hbar}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}), \quad (2.45b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = \gamma\sigma_{cc}^o - \gamma\sigma_{cc} + \gamma_{ac}\sigma_{aa} - \frac{I^{ac}\theta_{ac}}{\omega_{ac}\hbar}(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}). \quad (2.45c)$$

As intensidades efetivas dos campos em cada transição, definidas em (2.44), possuem termos de ordem zero e termos de primeira ordem que oscilam com o batimento entre os campos, e podem ser definidas como:

$$I^{aj} = I_0^{aj} + I_1^{aj} e^{i\delta t} + I_1^{aj*} e^{-i\delta t}, \quad j = \{b, c\}. \quad (2.46)$$

Assumindo que as populações seguem linearmente os campos, também podemos definir:

$$\sigma_{jj} = \sigma_{jj0} + \sigma_{jj1} e^{i\delta t} + \sigma_{jj1}^* e^{-i\delta t}, \quad j = \{a, b, c\}. \quad (2.47a)$$

Substituindo (2.46) e (2.47) nas equações de taxas (2.45), podemos determinar as populações em ordem zero e em primeira ordem. As populações de ordem zero em regime estacionário, ou seja, quando $\dot{\sigma}_{aa0} = \dot{\sigma}_{bb0} = \dot{\sigma}_{cc0} = 0$, são:

$$\sigma_{jj0} = \frac{\gamma\sigma_{jj}^o + (\gamma_{aj} + \psi_{aj})\sigma_{aa0}}{\gamma + \psi_{aj}}, \quad j = \{b, c\}, \quad (2.48a)$$

$$\sigma_{aa0} = \frac{\frac{\gamma\sigma_{bb}^o}{(\gamma + \psi_{ab})}\psi_{ab} + \frac{\gamma\sigma_{cc}^o}{(\gamma + \psi_{ac})}\psi_{ac}}{(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) + \frac{\gamma - \gamma_{ab}}{\gamma + \psi_{ab}}\psi_{ab} + \frac{\gamma - \gamma_{ac}}{\gamma + \psi_{ac}}\psi_{ac}}, \quad (2.48b)$$

sendo $\psi_{aj} = I_0^{aj} \frac{\theta_{aj}}{\omega_{aj}\hbar}$.

As diferenças de populações para cada transição em ordem zero, definidas como $\eta_{ja0} =$

$\sigma_{jj0} - \sigma_{aa0}$, podem então ser escritas como:

$$\eta_{ja0} = \frac{\gamma \sigma_{jj}^o + (\gamma_{aj} - \gamma) \sigma_{aa0}}{\gamma + \psi_{aj}}, \quad j = \{b, c\}. \quad (2.49a)$$

A partir das equações (2.45) podemos determinar as populações em primeira ordem dos campos:

$$\sigma_{jj1} = \frac{-\eta_{ja0} \frac{I_1^{aj}}{I_0^{aj}} \psi_{aj} + (\gamma_{aj} + \psi_{aj}) \sigma_{aa1}}{(i\delta + \gamma + \psi_{aj})}, \quad j = \{b, c\}, \quad (2.50a)$$

$$\sigma_{aa1} = \frac{\eta_{ba0} \frac{I_1^{ab}}{I_0^{ab}} \psi_{ab} \left(\frac{i\delta + \gamma}{i\delta + \gamma + \psi_{ab}} \right) + \eta_{ca0} \frac{I_1^{ac}}{I_0^{ac}} \psi_{ac} \left(\frac{i\delta + \gamma}{i\delta + \gamma + \psi_{ac}} \right)}{i\delta + \gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} + \frac{(i\delta + \gamma - \gamma_{ac})}{(i\delta + \gamma + \psi_{ac})} \psi_{ac} + \frac{(i\delta + \gamma - \gamma_{ab})}{(i\delta + \gamma + \psi_{ab})} \psi_{ab}}. \quad (2.50b)$$

Com isto, as diferenças de população para as duas transições, em primeira ordem, são:

$$\eta_{ja1} = \frac{-\eta_{ja0} \frac{I_1^{aj}}{I_0^{aj}} \psi_{aj} + \sigma_{aa1} (\gamma_{aj} - i\delta - \gamma)}{i\delta + \gamma + \psi_{aj}}, \quad j = \{b, c\}. \quad (2.51a)$$

2.3.3 CPO no sistema Λ degenerado

Na subseção 2.3.1 evidenciamos que no sistema do tipo Λ podem existir simultaneamente os fenômenos de CPO e EIT. No entanto na dedução das populações do sistema, equações (2.48) e (2.50), as coerências ópticas e a coerência entre os níveis fundamentais foram eliminadas adiabaticamente. Esta aproximação foi essencial para obtermos as equações de taxas e, conseqüentemente, as expressões analíticas para as populações do sistema Λ . No entanto o efeito de EIT também foi desprezado nesta aproximação, já que este está diretamente relacionado com as coerências induzidas no sistema. De fato, a solução analítica deste sistema envolvendo os dois efeitos simultaneamente é desconhecida na literatura e portanto analisaremos o efeito de EIT separadamente na subseção 2.3.4.

Seguindo os mesmos passos descritos no apêndice B, podemos relacionar a atenuação do campo de prova com as diferenças de população referentes a cada uma das transições ópticas. Desta maneira a transmissão do campo de prova é dada por:

$$I_{1,trans}=I_1 \exp \left[-\frac{n\theta_{ab}}{2} \left(\eta_{ab0} + \eta_{ac0} + \operatorname{Re} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} + \eta_{ac1} \frac{\Omega_{2ac}}{\Omega_{1ac}} \right) - \frac{\Delta_2}{\alpha} \operatorname{Im} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} + \eta_{ac1} \frac{\Omega_{2ac}}{\Omega_{1ac}} \right) \right) z \right]. \quad (2.52)$$

Por simplicidade, assumiremos que o campo de acoplamento está ressonante com as transições ópticas, de forma que $\Delta_2 = 0$, e que o sistema é degenerado com as seguintes condições:

$$\theta_{ab} = \theta_{ac} = \theta \quad (\text{seção de choque}), \quad (2.53a)$$

$$\omega_{ab} = \omega_{ac} = \omega_0 \quad (\text{frequência de transição}), \quad (2.53b)$$

$$\Omega_{2ab} = \Omega_{2ac} = \Omega_2 \quad (\text{frequência de Rabi de } \vec{E}_2), \quad (2.53c)$$

$$\sigma_{ab}^o = \sigma_{ac}^o = \sigma^o \quad (\text{população inicial dos estados fundamentais}), \quad (2.53d)$$

$$\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = \frac{\Gamma_0}{2} \quad (\text{taxa de decaimento expontâneo}), \quad (2.53e)$$

$$I_0^{ab} = I_0^{ac} = I_0 \quad (\text{intensidade dos campos em ordem zero}). \quad (2.53f)$$

Com as definições acima e algumas manipulações algébricas, as diferenças de população em ordem zero e em primeira ordem (2.51) podem ser escritas respectivamente como:

$$\eta_0 = \eta_{ba0} = \eta_{ca0} = \frac{\sigma^o(\Gamma_0 + \gamma)}{\Gamma_0 + \gamma + \frac{3I_0\theta}{\hbar\omega_0}}, \quad (2.54a)$$

$$\eta_{ba1} = -\frac{\eta_0\theta}{2\hbar\omega_0} \left(\frac{3(I_1^{ab} + I_1^{ac})}{i\delta + \gamma + \Gamma_0 + 3\frac{I_0\theta}{\hbar\omega_0}} + \frac{(I_1^{ab} - I_1^{ac})}{i\delta + \gamma + \frac{I_0\theta}{\hbar\omega_0}} \right), \quad (2.54b)$$

$$\eta_{ca1} = -\frac{\eta_0\theta}{2\hbar\omega_0} \left(\frac{3(I_1^{ab} + I_1^{ac})}{i\delta + \gamma + \Gamma_0 + 3\frac{I_0\theta}{\hbar\omega_0}} - \frac{(I_1^{ab} - I_1^{ac})}{i\delta + \gamma + \frac{I_0\theta}{\hbar\omega_0}} \right). \quad (2.54c)$$

A partir das equações (2.48), representamos as populações de ordem zero em função de Ω_2 no gráfico 13. Este gráfico mostra o efeito da saturação, com as populações distribuindo-se equitativamente entre os três estados do sistema quando $\Omega_2 \rightarrow \infty$. Como discutido anteriormente, a saturação do sistema introduz um alargamento por potência da ressonância de CPO, e para evitá-lo nos restringiremos à condição $\Omega_2 \ll \Gamma_0; \gamma$, na qual o termo de saturação $\frac{I_0\theta}{\hbar\omega_0}$ presente nos denominadores das equações (2.54) são desprezíveis

frente a outros termos (taxas do sistema) dos denominadores.

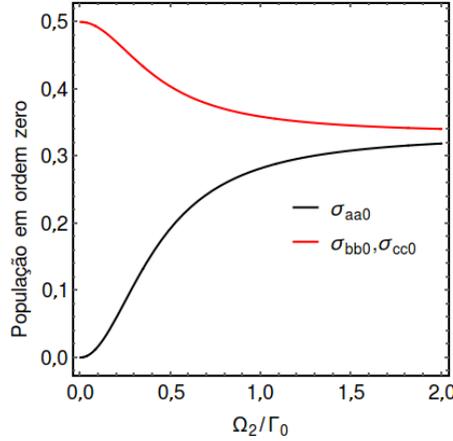


Figura 13: Populações em ordem zero do sistema Λ em função da frequência de Rabi do campo \vec{E}_2 para $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\gamma_r = \Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$ e $\omega_2 = \omega_{ab} = \omega_{ac}$

Anteriormente vimos que a ressonância de CPO em um sistema Λ pode ser interpretada pela composição de dois níveis acoplados pelo estado excitado, onde em cada transição do sistema é satisfeita a condição de que a população do estado excitado decai para fora da transição mais rápido do que o estado fundamental. No entanto, para a existência da ressonância CPO ultra-fina neste sistema, uma outra condição deve ser satisfeita: as polarizações dos campos ópticos devem ser lineares e ortogonais. Analisando as equações (2.54) podemos ver que o lado direito destas equações contém dois termos que resultam em duas formas de linha lorentzianas com larguras distintas. Ambas lorentzianas pertencem ao efeito de CPO, no entanto o primeiro termo, que possui uma largura limitada a $2(\Gamma_0 + \gamma)$, está relacionado ao CPO usual enquanto o segundo termo, com uma largura limitada a apenas 2γ , está relacionado ao CPO ultra-fino.

Os dois campos ópticos utilizados nas deduções das equações do CPO, presentes na equação (2.38), são paralelos entre si e nesta condição não deve haver CPO ultra-fino neste sistema. Podemos ver isto tomando como base a forma da intensidade dos campos em primeira ordem presente na equação (2.28). Sendo os campos incidentes paralelos, todas as componentes das frequências de Rabi oscilam em fase de forma que $I_1^{ab} = I_1^{ac}$, anulando assim o segundo termo da equação (2.54) que está relacionado à ressonância estreita.

Para tornar os campos ortogonais basta, por exemplo, adicionar uma fase de $\pi/2$ no

termo $E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_+$ da equação (2.38), ou de maneira equivalente realizar a substituição $\Omega_{1ac} \rightarrow -\Omega_{1ac}$ no hamiltoniano total do sistema, equação (2.39). Desta forma teremos que $I_1^{ab} = -I_1^{ac}$ anulando assim o termo relacionado a ressonância proporcional à Γ_0 na equação (2.54)

É importante ressaltar que tanto para campos paralelos quanto para campos ortogonais, a distribuição das populações em ordem zero é a mesma, já que a intensidade total em ordem zero para cada transição envolve o módulo quadrado da frequência de Rabi de cada campo e portanto não é alterada pela mudança de fase.

A figura 14a mostra a transmissão do campo de prova quando os campos têm polarizações paralelas, obtido da equação (2.52), onde podemos verificar que a largura FWHM da ressonância é igual $2(\Gamma_0 + \gamma_g)$. No gráfico 14b está representado a distribuição das populações em primeira ordem (termo $\sigma_{jji} e^{i\delta t} + c.c.$ da equação (2.47)) em função de δ para $t = 4/\Gamma_0$. É interessante notar que as populações dos estados fundamentais oscilam em fase e portanto apenas as diferenças de população entre os estados fundamentais e o excitado são não nulos. Por exemplo em $\delta = 0$ vemos que a população do estado excitado $|a\rangle$, que possui igual probabilidade para decair para $|b\rangle$ ou $|c\rangle$, é suficiente para apagar as modificações nas populações dos estados induzidas pelos campos com uma taxa Γ_0 .

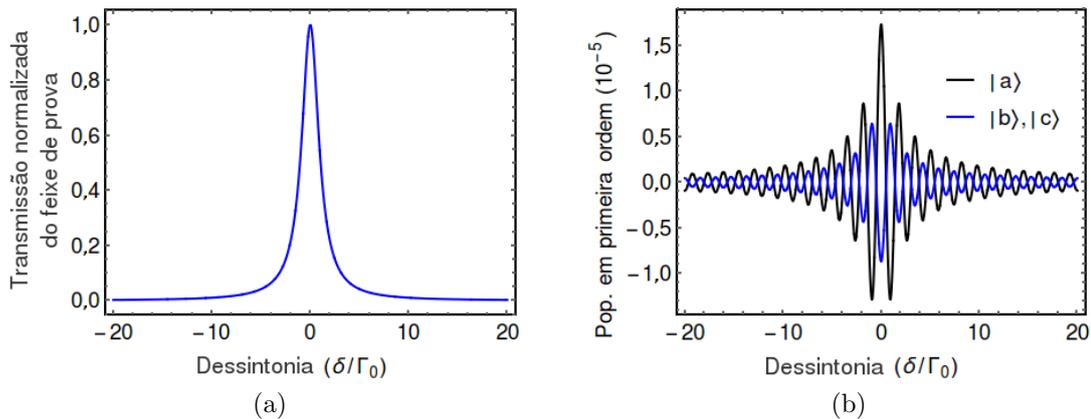


Figura 14: Espectros sistema Λ com feixes paralelos acoplados para condição $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$, $\Omega_2 = 0,005\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. (a) Espectro da transmissão do feixe de prova (b) Espectro das populações dos estados em primeira ordem para $t = 4/\Gamma_0$

Uma pequena dessintonia entre os campos resulta em um batimento na intensidade

total presente em cada transição. Uma vez que todas as componentes dos campos estão em fase, os batimentos presentes em cada transição também estarão em fase. Assim se o batimento apresenta um máximo ou mínimo de intensidade, teremos respectivamente uma maior ou menor excitação de população que ocorrerá simultaneamente em ambas transições. Isto leva a uma oscilação das populações dos estados fundamentais em fase e a uma mesma diferença de população em ambas transições ópticas, como pode ser visto no gráfico 14b.

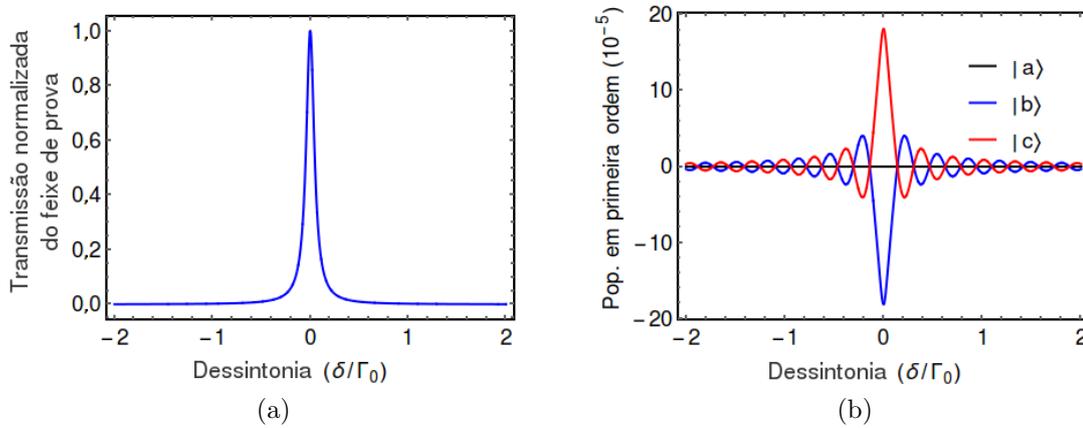


Figura 15: Espectros sistema Λ com feixes ortogonais acoplados para condição $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$, $\Omega_2 = 0,005\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. (a) Espectro da transmissão do feixe de prova (b) Espectro das populações dos estados em primeira ordem para $t = 20/\Gamma_0$

Na condição em que os campos são ortogonais, o espectro de absorção do campo de prova revela uma ressonância de CPO ultra-fina em torno de $\delta = 0$ com uma largura a meia-altura limitada a $2\gamma_g$, conforme pode ser visto no gráfico 15a¹⁴. No gráfico 15b temos a distribuição de população de primeira ordem em função de δ para $t = 20/\Gamma_0$. Verifica-se neste último que as populações dos estados fundamentais oscilam em anti-fase e a população do estado excitado não é modificada. Desta forma, podemos ver que os campos induzem no sistema uma perturbação em primeira ordem que está concentrada nos estados fundamentais, o que justifica o fato desta perturbação decair apenas com as taxas que afetam o estados fundamentais.

Tomando a distribuição das populações em $\delta = 0$ vemos que, nas condições adotadas,

¹⁴A escala em frequência foi reduzida em 10 vezes com relação ao caso anterior para evidenciar a ressonância estreita

há uma maior concentração de população no estado $|c\rangle$. Isto deve-se ao fato da componente do campo \vec{E}_1 estar defasada em $\pi/2$ com relação a \vec{E}_2 na transição $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$. Com isto, os campos interferem construtivamente na transição $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ e destrutivamente na transição $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ de forma a termos um bombeamento óptico da população para o estado $|c\rangle$. Quando há uma pequena dessintonia entre os campos, os batimentos presentes em cada transição estará em anti-fase de tal forma que a população em primeira ordem oscila entre os dois estados fundamentais.

Resumidamente, se os campos ortogonais considerados nesta subseção atravessam um meio atômico que pode ser aproximado a um sistema Λ , os campos irão bombear opticamente a população em primeira ordem para um estado fundamental específico se $\delta = 0$. Se $\delta \neq 0$ estes irão modular espacialmente a população em primeira ordem de tal forma que em determinadas regiões tem-se uma maior população no estado $|b\rangle$ e em outras uma maior população no estado $|c\rangle$. Em ambos os casos a perturbação induzida neste sistema, pode armazenar informações contidas nos campos, tais como frequência, amplitude, e fase, por exemplo.

2.3.4 EIT no sistema Λ degenerado

A solução analítica das coerências e populações de um sistema Λ interagindo com dois campos independentes e lineares é desconhecida na literatura. Se nos limitarmos, porém, à condição em que os campos possuem polarizações circulares e ortogonais, é possível obter uma solução perturbativa analítica para o estado estacionário¹⁵. A figura 16 representa o sistema Λ nesta condição de interesse.

O hamiltoniano total deste sistema pode ser obtido a partir de (2.39) supondo que $\Omega_{2ab} = \Omega_{1ac} = 0$. Através da equação de Liouville com os operadores $\hat{\rho}$, $\hat{\Lambda}$ e \hat{B} , definidos em (2.40), obtemos as equações ópticas de Bloch do sistema:

¹⁵Um dos campos deve ser muito mais intenso do que outro.

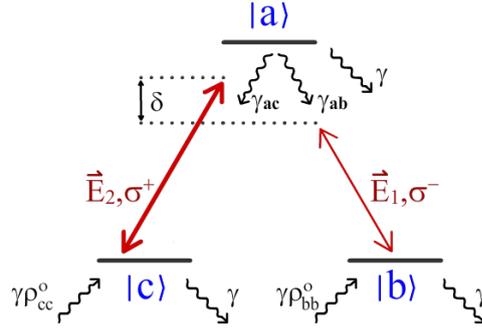


Figura 16: Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos ópticos com polarizações circulares e ortogonais. Supomos que o campo \vec{E}_2 é muito mais intenso que o campo \vec{E}_1

$$\dot{\rho}_{aa} = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})\rho_{aa} - (i\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} \rho_{ab} + i\Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t} \rho_{ac} + c.c.), \quad (2.55a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \gamma\rho_{bb}^o + \gamma_{ab}\rho_{aa} - \gamma\rho_{bb} + -i\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} \rho_{ab}^* + i\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} \rho_{ab}, \quad (2.55b)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = \gamma\rho_{cc}^o + \gamma_{ac}\rho_{aa} - \gamma\rho_{cc} + -i\Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t} \rho_{ac}^* + i\Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t} \rho_{ac}, \quad (2.55c)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{1}{2}(2\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - i\omega_{ab})\rho_{ab} + i\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} (\rho_{bb} - \rho_{aa}) + i\rho_{bc}^* (\Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t}), \quad (2.55d)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -\frac{1}{2}(2\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - i\omega_{ac})\rho_{ac} + i\Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t} (\rho_{cc} - \rho_{aa}) + i\rho_{bc} \Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t}, \quad (2.55e)$$

$$\dot{\rho}_{bc} = -(\gamma - i(\omega_b - \omega_c))\rho_{bc} - i\rho_{ab}^* \Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t} + i\rho_{ac} \Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t}. \quad (2.55f)$$

Definindo as variáveis lentas como:

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{i\omega_1 t}, \quad \rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{i\omega_2 t}, \quad \rho_{bc} = \sigma_{bc} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}, \quad \rho_{jj} = \sigma_{jj}, \quad j = \{a, b, c\}, \quad (2.56a)$$

as equações 2.55 se tornam:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac})\sigma_{aa} + i(\sigma_{ab}^*\Omega_{1ab} - \sigma_{ab}\Omega_{1ab}^*) + i(\sigma_{ac}^*\Omega_{2ac} - \sigma_{ac}\Omega_{2ac}^*), \quad (2.57a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma\sigma_{bb}^o + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \gamma\sigma_{bb} + i\sigma_{ab}\Omega_{1ab}^* - i\sigma_{ab}^*\Omega_{1ab}, \quad (2.57b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = \gamma\sigma_{cc}^o + \gamma_{ac}\sigma_{aa} - \gamma\sigma_{cc} + i\sigma_{ac}\Omega_{2ac}^* - i\sigma_{ac}^*\Omega_{2ac}, \quad (2.57c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = \beta_{ab}\sigma_{ab} + i\Omega_{1ab}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + i\sigma_{bc}^*\Omega_{2ac}, \quad (2.57d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = \beta_{ac}\sigma_{ac} + i\Omega_{2ac}(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) + i\sigma_{bc}\Omega_{1ab}, \quad (2.57e)$$

$$\dot{\sigma}_{bc} = \beta_{bc}\sigma_{bc} - i\sigma_{ab}^*\Omega_{2ac} + i\sigma_{ac}\Omega_{1ab}^*, \quad (2.57f)$$

nas quais foram utilizadas as definições abaixo para simplificar as equações:

$$\beta_{ab} = -\gamma - \frac{\Gamma_0}{2} + i(\omega_{ab} - \omega_1), \quad (2.58a)$$

$$\beta_{ac} = -\gamma - \frac{\Gamma_0}{2} + i(\omega_{ac} - \omega_2), \quad (2.58b)$$

$$\beta_{bc} = (-\gamma + i\delta + i\omega_{bc}), \quad (2.58c)$$

$$\Gamma_0 = \gamma_{ab} + \gamma_{ac}, \quad (2.58d)$$

$$\delta = \omega_1 - \omega_2, \quad (2.58e)$$

$$\omega_{bc} = \omega_b - \omega_c. \quad (2.58f)$$

Podemos obter a solução estacionária das equações (2.57) para as populações (em ordem zero no campo de prova) e as coerências (em primeira ordem no campo de prova), conforme mostrada na apêndice C. As coerências σ_{ab1} e σ_{bc1} em primeira ordem são:

$$\sigma_{ab1} = -i\Omega_{1ab} \left(\frac{\beta_{ac}^*\beta_{bc}^*(\sigma_{bb0} - \sigma_{aa0}) - |\Omega_{2ac}|^2(\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0})}{\beta_{ac}^*(\beta_{ab}\beta_{bc}^* + |\Omega_{2ac}|^2)} \right), \quad (2.59a)$$

$$\sigma_{bc1} = -\Omega_{2ac}\Omega_{1ab}^* \left(\frac{\beta_{ac}(\sigma_{bb0} - \sigma_{aa0}) + \beta_{ab}^*(\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0})}{\beta_{ac}(\beta_{ab}^*\beta_{bc} + |\Omega_{2ac}|^2)} \right), \quad (2.59b)$$

com as populações em ordem zero para os estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$, dadas por:

$$\sigma_{aa0} = \frac{\kappa(\gamma - \gamma\rho_{bb}^o)}{2\kappa\gamma - \gamma(\gamma + \Gamma_0) + \kappa\gamma_{ab}}, \quad (2.60a)$$

$$\sigma_{bb0} = \frac{\kappa\gamma_{ab} + (2\kappa - \gamma - \Gamma_0)\gamma\rho_{bb}^o}{2\kappa\gamma - \gamma(\gamma + \Gamma_0) + \kappa\gamma_{ab}}, \quad (2.60b)$$

$$\sigma_{cc0} = \frac{(-\kappa + \gamma + \Gamma_0)(-\gamma + \gamma\rho_{bb}^o)}{2\kappa\gamma - \gamma(\gamma + \Gamma_0) + \kappa\gamma_{ab}}, \quad (2.60c)$$

onde $\kappa = \left(\frac{\beta_{ac} + \beta_{ac}^*}{|\beta_{ac}|^2} \right) |\Omega_{2ac}|^2$.

De forma equivalente às deduções apresentadas no Apêndice B, o coeficiente de atenuação do campo de prova para a ressonância de EIT pode ser escrito como:

$$\alpha_{\omega_1}^{(eit)} = \frac{\omega_1}{c} \text{Im} \left[\frac{n\sigma_{ab1} |d_{ab}|^2}{2\epsilon_0 \hbar \Omega_{1ab}} \right], \quad (2.61)$$

e a intensidade do feixe de prova transmitido como:

$$I_{1,trans} = I_{1,initial} e^{-2\alpha_{\omega_1} z}. \quad (2.62)$$

Na presença de todos os campos, portanto, a parte imaginária da coerência σ_{ab1} está relacionada diretamente com o coeficiente de absorção do campo \vec{E}_1 no meio. Já a parte real, está relacionada à variação do índice de refração. Na presença do campo \vec{E}_2 , a forma de linha do espectro de absorção e do índice de refração do campo \vec{E}_1 são dados pelos gráficos 17a e 17b, respectivamente. Estas mesmas quantidades, na ausência do campo \vec{E}_2 , são mostradas nos gráficos 17c e 17d.

Nota-se na figura 17a que a presença do campo \vec{E}_2 leva a uma brusca diminuição na absorção do campo \vec{E}_1 próximo a $\delta = 0$, o que corresponde à ressonância de dois fótons. Esta brusca diminuição da absorção, que pode levar à completa transparência do meio para ambos os campos, é o que caracteriza o fenômeno de EIT. A região do espectro em que ocorre esta diminuição da absorção é denominada de *janela de EIT*. Verifica-se também na figura 17b que a presença do campo \vec{E}_2 produz uma grande alteração na curva de dispersão, relacionado ao índice de refração, em torno de $\delta = 0$. Esta alteração resulta em uma drástica redução na velocidade de grupo para o campo \vec{E}_1 .

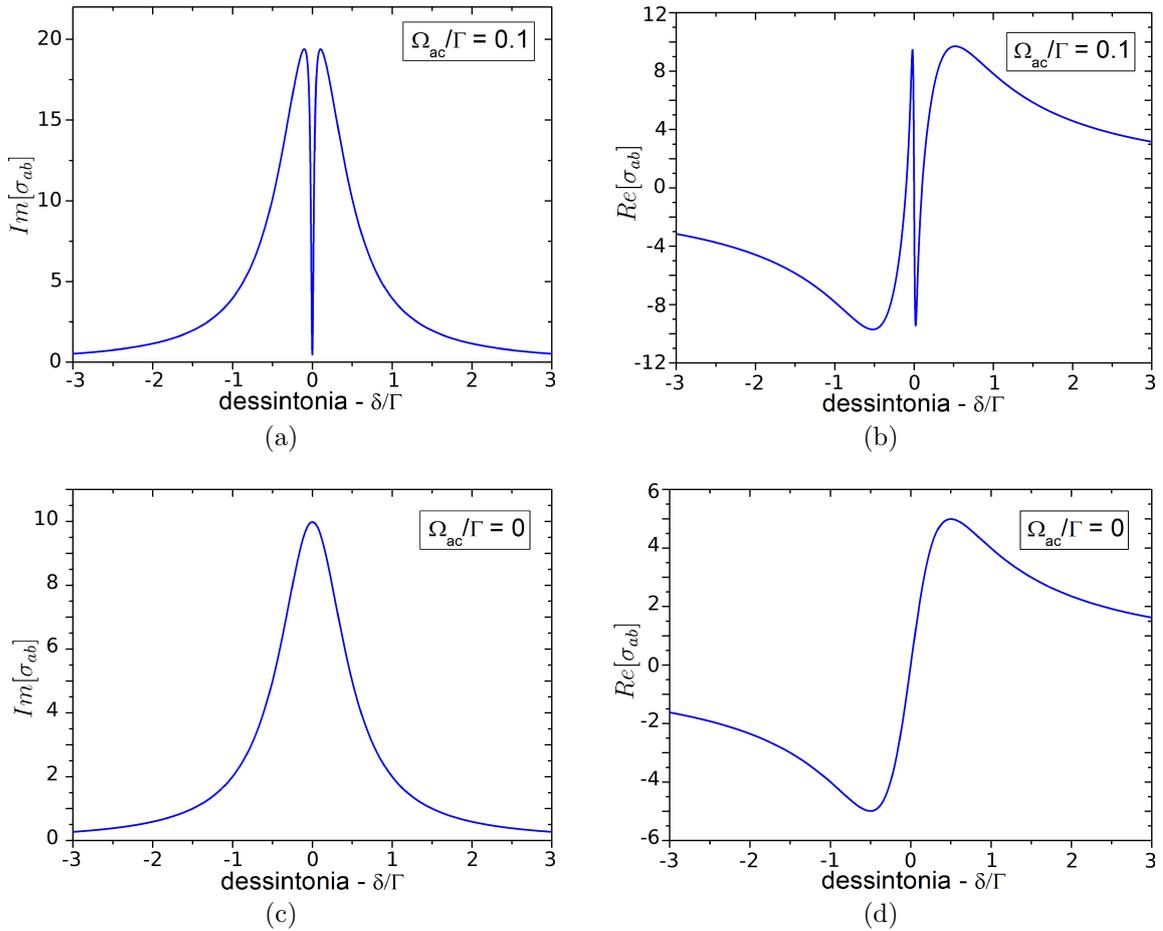


Figura 17: Os gráficos foram obtidos para os seguintes parâmetros (dados em unidades de Γ_0): $\omega_{ac} - \omega_2 = 0$, $\Omega_{ab} = 0,0001$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5$, $\gamma = 0,001$, $\sigma_{bb}^o = 0,5$. (a) $Im[\sigma_{ab1}]$ e (b) $Re[\sigma_{ab1}]$, para o campo \vec{E}_2 com $\Omega_{2ac} = 0,1$. (c) $Im[\sigma_{ab}]$ e (d) $Re[\sigma_{ab}]$, na ausência do campo \vec{E}_2

Na condição $\Omega_{2ac} = 0,1\Gamma_0$, as populações em ordem zero de perturbação são: $\sigma_{aa}^{(0)} = 0,001$, $\sigma_{bb}^{(0)} = 0,974$ e $\sigma_{cc}^{(0)} = 0,025$. Esta concentração de população no estado $|b\rangle$ acontece porque o campo \vec{E}_2 (de maior intensidade) bombeia os átomos para o estado $|b\rangle$ através de absorções e emissões de fótons¹⁶. Na ausência do campo \vec{E}_2 , ou seja $\Omega_{2ac} = 0$, as populações nos estados fundamentais apresentam uma distribuição térmica, visto que o campo \vec{E}_1 não altera as populações em ordem zero de perturbação. Assim podemos definir as populações como $\sigma_{aa}^{(0)} = 0$, $\sigma_{bb}^{(0)} = 0,5$ e $\sigma_{cc}^{(0)} = 0,5$. Como a absorção máxima do campo \vec{E}_1 depende da população no estado $|b\rangle$, temos uma amplitude de absorção máxima menor quando o campo \vec{E}_2 está ausente.

¹⁶No limite de baixas intensidades o bombeamento óptico de população compete diretamente com o perda de população do estado $|b\rangle$

2.4 Formação da grade de população e coerência

Até o momento, a análise dos efeitos de CPO e EIT considera que os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 são co-propagantes. Desta forma as modificações nas coerências e populações são uniformemente induzidas pelos campos ópticos em toda a região de interação com o meio atômico. Em algumas situações experimentais, convém adicionar um pequeno ângulo entre os feixes para separá-los espacialmente. No entanto, a existência deste pequeno ângulo pode produzir em uma modulação espacial tanto na coerência (EIT) quanto na população (CPO). Esta modulação é transversal à bissetriz do ângulo formado pelos feixes. Nesta seção definiremos o eixo z paralelo à bissetriz e o eixo y na direção do vetor de onda da grade.

Se os campos induzem uma modificação nas populações dos estados atômicos, como é o caso do CPO, então esta modulação é denominada de *grade de população*. Se a modulação ocorre nas coerências atômicas, como é o caso do EIT, têm-se uma *grade de coerência*. Mesmo no limite em que os campos são copropagantes, pode-se imaginar a existência de uma grade com um período infinito e a análise que segue pode ser estendida a este caso particular. Na condição de CPO ou EIT, as informações ópticas dos campos incidentes, tais como direção, amplitude, frequência e fase, ficam então registradas na respectiva grade induzida.

Podemos verificar a existência desta modulação ao tomarmos como exemplo as equações do CPO em um sistema de dois níveis. Neste caso, a diferença de população em primeira ordem, dada pela equação (2.34), é diretamente proporcional ao termo $\Omega_{1ab}\Omega_{2ab}^*$ ¹⁷. Como $\Omega_{1ab}\Omega_{2ab}^* \propto E_1 E_2 e^{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r}}$, constatamos a existência da modulação transversa na população com um vetor de onda dado por $\vec{k}_{grating} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Conforme pode-se verificar na equação (2.59b), um termo equivalente está presente na coerência induzida entre os estados fundamentais no efeito EIT, o que resulta também em uma modulação na coerência. Se houver uma dessintonia entre os feixes a grade induzida move-se com velocidade $v_g = \delta/\Delta k$. Caso os feixes tenham a mesma frequência, temos uma grade estacionária. A grade induzida

¹⁷ $J_1^{ab} \propto \Omega_{1ab}\Omega_{2ab}^*$.

tem um passo Λ e um número de onda q que são dados por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \quad , \quad q = \frac{2\pi}{\Lambda} . \quad (2.63)$$

Os campos relacionados ao processo de formação da grade são denominados de campos de “escrita”. Tanto no EIT quanto no CPO, as perturbações induzidas por estes campos concentram-se nos estados fundamentais e, portanto, espera-se que elas permaneçam por um tempo muito longo¹⁸ nos átomos. Por outro lado, fatores externos ao átomo podem reduzir drasticamente este tempo, como por exemplo o movimento atômico, campos magnéticos espúrios, interações entre átomos, etc. Assim, se após a formação da grade (período que denominaremos de escrita da grade) os campos de escrita forem desligados, a grade ainda sobreviverá por um tempo finito, que será limitado por estes fatores externos.

Efeito do movimento atômico sobre a grade induzida

Se todos os átomos estivessem em repouso, a modulação espacial induzida se manteria constante no tempo para $\delta = 0$. Porém em um vapor atômico, o movimento dos átomos tende a apagá-la [46, 47]. Isto ocorre porque existem regiões no espaço com uma quantidade maior de átomos preparados em um determinado estado (ou superposição de estados) do que em outro, assim o movimento de átomos de uma região para a outra acaba por diminuir o contraste da grade com o tempo, conforme representado na figura 18. Em vapores atômicos de baixas densidades, o livre caminho médio é relativamente grande e os efeitos de colisões entre átomos são desprezíveis, portanto, podemos considerar apenas a contribuição do movimento balístico dos átomos. Nestas condições, se houvesse apenas um grupo de velocidades a grade de coerência seria apenas transladada espacialmente, e portanto não seria perdido seu contraste. No entanto é a existência de vários grupos de velocidades que ocasiona o borramento da grade.

A modulação espacial em função do tempo para um grupo de velocidade é dado por:

$$g(\vec{v}) \propto e^{-i\vec{q}\cdot\vec{v}t} , \quad (2.64)$$

onde \vec{q} é o vetor de onda da grade e $\vec{v}t = \vec{r}$.

¹⁸Se comparada ao tempo típico de decaimento natural do átomo.

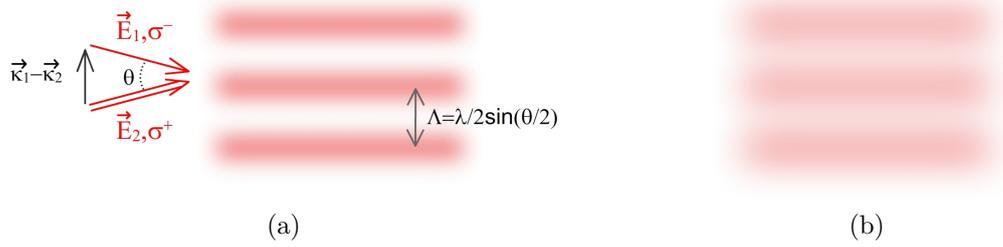


Figura 18: Em (a) $t = 0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade. (b) em $t > 0$, o movimento atômico diminui o contraste da grade.

A expressão que representa a diminuição do contraste da grade $c(t)$ é então determinada pela convolução da equação (2.64) com cada grupo de velocidade, que é dado pela distribuição de Maxwell-Boltzmann. Assim temos:

$$c(t) = \frac{1}{(u\sqrt{\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(iqut+v^2/u^2)} d^3v, \quad (2.65)$$

onde u é a velocidade mais provável, dado por:

$$u = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \quad (2.66)$$

onde R é a constante universal dos gases, T a temperatura, e M a massa molar do gás.

A integral (2.65) é resolvida completando o quadrado da exponencial. Assim, torna-se:

$$c(t) = \frac{e^{(iqut/2)^2}}{(u\sqrt{\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(v/u+iqut/2)^2} d^3v. \quad (2.67)$$

No qual chega-se à seguinte solução normalizada:

$$c(t) = e^{-(qut/2)^2}. \quad (2.68)$$

O sinal observado após ligarmos o campo de leitura é proporcional a $c(t)$, assim temos que a amplitude do sinal apresenta um decaimento gaussiano com uma constante de tempo dada por:

$$t_{dg} = \frac{\Lambda}{\sqrt{2}u\pi}. \quad (2.69)$$

Conforme vemos em (2.69), o tempo de decaimento da grade é diretamente proporcional ao seu passo, que por sua vez depende do ângulo formado entre os feixes. Assim quanto maior o ângulo, menor será o tempo de vida da grade (devido ao processo de borramento). O pulso originado na leitura pode ser entendido como uma difração do feixe de leitura na grade existente (população ou coerência) no meio. Desta forma a direção de propagação do pulso gerado satisfaz a Lei de Bragg, onde a diferença entre os vetores de onda do feixe de leitura e do pulso gerado é diretamente proporcional ao vetor de onda da grade.

3 CPO E EIT EM VAPOR ATÔMICO: ESPECTROSCOPIA E ARMAZENAMENTO DE LUZ

3.1 Introdução

Neste capítulo analisamos a os resultados de medidas experimentais dos espectros de absorção do feixe de prova relacionados com as ressonâncias de CPO e EIT em um vapor atômico de césio. No mesmo arranjo experimental também é demonstrado o armazenamento de luz via memória de CPO e a sua menor sensibilidade a gradientes de campos magnéticos em comparação a memória de EIT. Desta forma, iniciaremos por discutir o efeito do movimento atômico e o efeito de campos magnéticos (constante e gradientes lineares) sob as ressonâncias de CPO e EIT. Em sequência temos a descrição do aparato experimental e dos processos para se obter os espectros e armazenamento de luz nas condições desejadas. Por fim é realizada uma discussão sobre os resultados obtidos em comparação ao modelo teórico desenvolvido no capítulo anterior.

3.2 Efeito Doppler no espectro de CPO e EIT

A abordagem realizada até o momento considera que os átomos estão com velocidade nula no *referencial do laboratório*, onde os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 se propagam na direção \hat{z} e possuem respectivamente as frequências angulares ω_1 e ω_2 . Devido ao *efeito Doppler*, es-

tas frequências assumem valores distintos para um referencial, denominado de *referencial atômico*, que se move junto aos átomos. Consideramos que as velocidades relevantes do problema são paralelas aos feixes, na direção \hat{z} , portanto. Denotamos por $\delta_i^{(v)}$ e Δ_i as dessintonias do campo i no *referencial atômico* e no *referencial do laboratório*, respectivamente. Estas dessintonias estão relacionados entre si conforme

$$\delta_1^{(v)} = \Delta_1 + \vec{k}_1 \cdot \vec{v}, \quad (3.1a)$$

$$\delta_2^{(v)} = \Delta_2 + \vec{k}_2 \cdot \vec{v}, \quad (3.1b)$$

$$\delta_1^{(v)} - \delta_2^{(\vec{v})} = \Delta_1 - \Delta_2 = \delta. \quad (3.1c)$$

Na equação (3.1c) foi considerado que $\vec{k}_1 - \vec{k}_2 \approx 0$, já que os campos são copropagantes e a dessintonia entre eles¹ é pequena. Consideraremos nesta seção que \vec{E}_2 possui uma frequência fixa no referencial do laboratório, é ressonante com a transição óptica no referencial do laboratório e possui polarização ortogonal a \vec{E}_1 .

Em um vapor a distribuição das velocidades atômicas segue a distribuição de *Maxwell-Boltzmann*. Átomos com mesma velocidade formam um *grupo de velocidade* específico que por sua vez, contribuem de maneira distinta para a absorção dos campos, tanto pela quantidade de átomos em cada grupo quanto pelo deslocamento em frequência que os campos sofrem pelo efeito Doppler. Se os campos \vec{E}_2 e \vec{E}_1 possuem polarização linear, condição de CPO, a equação 2.52 pode ser transposta para o referencial atômico através das transformações dadas nas equações 3.1. Assim, definiremos como $I_{1,trans}^{(v)}$ a transmissão do campo de prova reescrita para cada grupo de velocidade $\vec{v}_{\hat{z}}$.

Na distribuição de Maxwell-Boltzmann, a contribuição de todos os grupos de velocidade para a transmissão do campo de prova é:

$$I_{1,trans,total} = \frac{1}{(u\sqrt{\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} I_{1,trans}^{(v)} e^{-(v/u)^2} dv, \quad (3.2)$$

onde u é a velocidade mais provável dos átomos dada por 2.66.

¹Também denominada de *dessintonia Raman*.

Como desconhecemos métodos que nos leve à solução analítica da expressão (3.2), obtemos sua solução numérica através de uma rotina de integração criada no software *Mathematica*.

Nas figuras 19a e 19b mostramos os espectros de transmissão do campo de prova na condição de baixa e alta intensidade do campo de acoplamento, respectivamente. A linha contínua corresponde à situação em que todos os átomos estão em repouso no referencial do laboratório, obtida a partir da expressão analítica 2.52, enquanto a linha pontilhada foi obtida pela integração numérica da equação 3.2, e simula um vapor atômico na temperatura ambiente (25 °C). Para baixas intensidades do campo de acoplamento, condição na qual o sistema não está saturado, tanto átomos em repouso no referencial do laboratório quanto um vapor atômico levam a uma ressonância de CPO com a mesma largura à meia altura $\Delta_{f_{whm}} \simeq 2\gamma_g$. Já para altas intensidades, conforme é visto no gráfico 19b, a ressonância de CPO em um vapor atômico é mais estreita se comparada ao caso onde todos os átomos estão em repouso, embora ambos casos apresentem alargamento por potência.

No vapor atômico temos um alargamento menor pois apenas os átomos que possuem velocidade próximas a zero, ou seja apenas uma parcela de todos os átomos, interagem fortemente com os campos incidentes nas condições adotadas, os demais átomos "enxergam" os campos com uma dessintonia e interagem mais fracamente. Já no caso dos átomos em repouso, todos os átomos interagem fortemente com os campos. Isto faz com que o vapor atômico seja menos sensível à saturação comparado com átomos em repouso.

No gráfico 20 temos a dependência da largura a meia altura (FWHM) da ressonância de CPO em função de Ω_2/Γ_0 . A linha contínua se refere à condição onde todos os átomos estão em repouso no referencial do laboratório, já a curva pontilhada se refere a um vapor atômico. Verifica-se que no intervalo de Ω_2 adotado no gráfico, o alargamento por potência de um vapor atômico segue um comportamento aproximadamente linear enquanto o modelo de átomos em repouso segue uma lei de potência. Para baixas intensidades, ambos modelos convergem para a mesma largura.

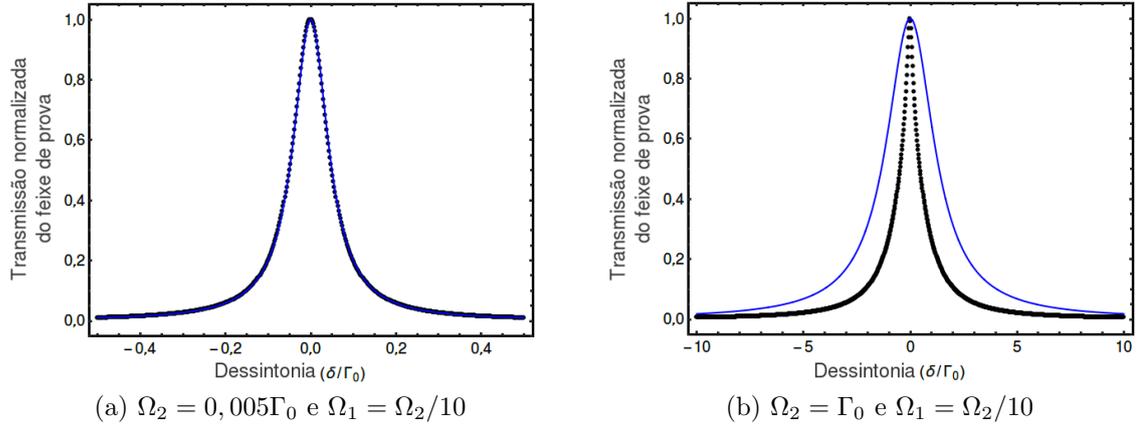


Figura 19: Espectro de transmissão do feixe de prova, para condição de feixes ortogonais e $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$ (a) baixa intensidade dos campos incidentes (b) alta intensidade dos campos incidentes

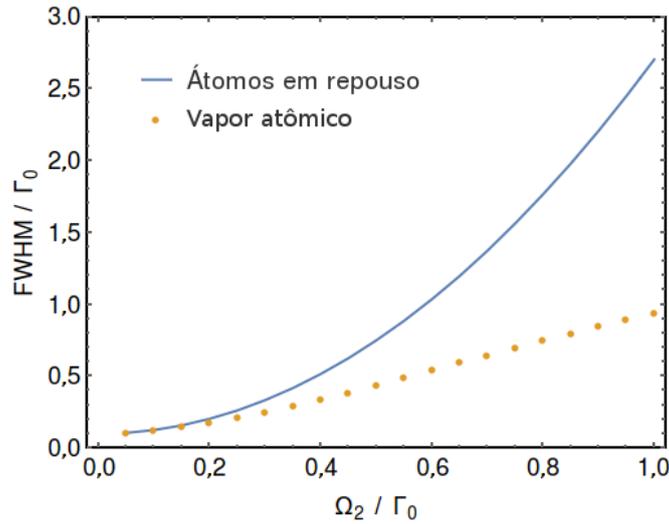


Figura 20: Dependência da largura a meia altura da ressonância de CPO para átomos em repouso (linha contínua) e um vapor atômico (pontos) em relação a frequência de Rabi do campo \vec{E}_2 com $\gamma_g = 0,05\Gamma_0$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0,5\Gamma_0$, $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o = 0,5$

Por outro lado, se os campos forem circularmente polarizados teremos a condição de EIT. E analogamente ao realizado para o CPO, a atenuação do campo de prova para um vapor atômico pode ser determinada pela integração em velocidade da equação 2.62 reescrita para o referencial atômico. A ressonância de EIT também apresenta alargamento por potência, embora em menor grau para o vapor atômico comparado a átomos em repouso. Para baixas intensidades dos campos, a largura da ressonância de EIT é limitada a 2γ , pois neste limite a ressonância depende apenas da taxa de relaxação dos estados

fundamentais. Já para altas intensidades, o EIT apresenta um alargamento devido à saturação do sistema. Para o modelo de taxas de decaimento adotado neste capítulo, a largura à meia altura em função da intensidade do campo de acoplamento para o EIT também revela uma dependência linear para um vapor atômico. Uma análise mais detalhada pode ser conferida em [48, 49].

3.3 Efeito de campos magnéticos nas ressonâncias de EIT e CPO

Conforme visto na subseção 2.3.4, em um sistema tipo Λ degenerado é possível obter uma ressonância associada exclusivamente ao efeito de EIT se os campos incidentes forem circularmente polarizados e ortogonais entre si. Por outro lado se os campos forem lineares e ortogonais entre si, teremos tanto o efeito de CPO quanto o efeito de EIT ocorrendo em $\delta = 0$. Teoricamente é possível eliminar o efeito de EIT nestas condições através da eliminação adiabática da coerência e, portanto, analisar isoladamente o efeito de CPO, como foi feito até o momento. No entanto para um sistema real, as ressonâncias podem ser distinguidas pela introdução de um campo magnético B_z paralelo ao eixo de propagação dos campos. A presença de um campo B_z desloca os níveis de energia dos átomos de forma que a degenerescência dos estados fundamentais é quebrada, conforme mostrado na figura 21. Desta forma, uma ressonância de dois fótons (EIT) que acontece em uma dessintonia nula num sistema degenerado, ocorre em uma dessintonia distinta com a introdução de um campo magnético. Na figura 21a podemos ver uma transição de dois fótons que ocorre em $\delta \neq 0$ no sistema Λ não degenerado. Já o fenômeno de CPO, que surge de dois campos atuando em uma mesma transição óptica, continua ocorrendo em $\delta = 0$, conforme ilustrado na figura 21b.

Na análise que segue, nos limitaremos a campos magnéticos de baixa intensidade, de tal forma que os deslocamentos em energia dos estados sejam pequenos comparados a separação média dos estados hiperfinos. Neste caso, os níveis de energia são deslocados linearmente com o campo magnético aplicado e a variação de energia de cada estado m_F dos subníveis Zeeman é dado por

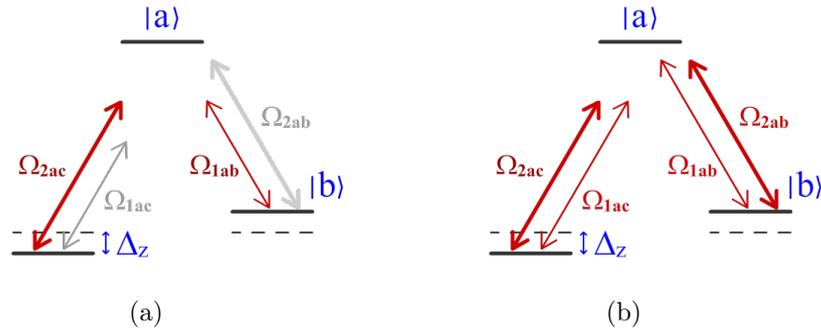


Figura 21: Dois campos com polarizações lineares e ortogonais entre si acoplados em sistema Λ não degenerado. (a) Condição de ressonância de EIT (b) Condição de ressonância CPO.

$$\Delta E_{|F, m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B_z, \quad (3.3)$$

onde μ_B é o magneton de Bohr e g_F é o fator de Landé. Os fatores de Landé de cada estado da estrutura fina estão indicados na Figura 1.

Os estados m_F do estado fundamental $|F = 3\rangle$ possuem um fator de Landé distinto dos estados $m_{F'}$ do estado excitado $|F' = 2\rangle$. Como consequência, a presença do campo B_z faz com os campos ópticos tenham dessintonias ligeiramente distintas em cada sistema Λ presente nos subníveis Zeeman da transição $|F = 3\rangle \leftrightarrow |F' = 2\rangle$, diferentemente do caso degenerado. Porém, este efeito é desprezível para os campos magnéticos de baixa intensidade e impactaria apenas em uma pequena variação de amplitude das ressonâncias obtidas. Portanto continuaremos representando o átomo como um único sistema Λ , sem perda de generalidade.

Por simplicidade, utilizaremos o modelo onde o deslocamento dos níveis de energia devido a um campo magnético B_z se restringe apenas aos estados fundamentais do sistema Λ , conforme figura 21. Adicionalmente será considerado que campos ópticos satisfazem a condição $\Omega_1 \ll \Omega_2 \ll \Gamma_0$, validando o tratamento perturbativo e evitando alargamento por potência. Nestas condições, a absorção do campo de prova que atravessa um vapor atômico na presença de um campo magnético constante B_z pode ser obtida pela integração numérica da equação (3.2). Para campos ópticos circularmente polarizados e ortogonais, ou seja, condição que satisfaz a ressonância de EIT, é utilizada a equação (2.62) na

integração numérica. Se os campos ópticos forem lineares e ortogonais, ou seja condição de CPO, obtemos a absorção do campo de prova fazendo a integração numérica da equação (2.52).

No gráfico 22 é mostrado dois espectros de EIT obtidos numericamente. A curva laranja foi obtida para um campo magnético constante de 0,65 G e a curva azul obtida na ausência de campo magnético. Neste gráfico vemos que um campo magnético constante apenas desloca em frequência a ressonância EIT, mantendo-a com a mesma largura e amplitude. O deslocamento em frequência ocorre pois a condição de ressonância de dois fótons é alterada em frequência com o deslocamento dos estados fundamentais, já a amplitude e largura permanecem inalteradas pois em ambas curvas há o mesmo número de átomos interagindo com os campos próximo da ressonância de dois fótons.

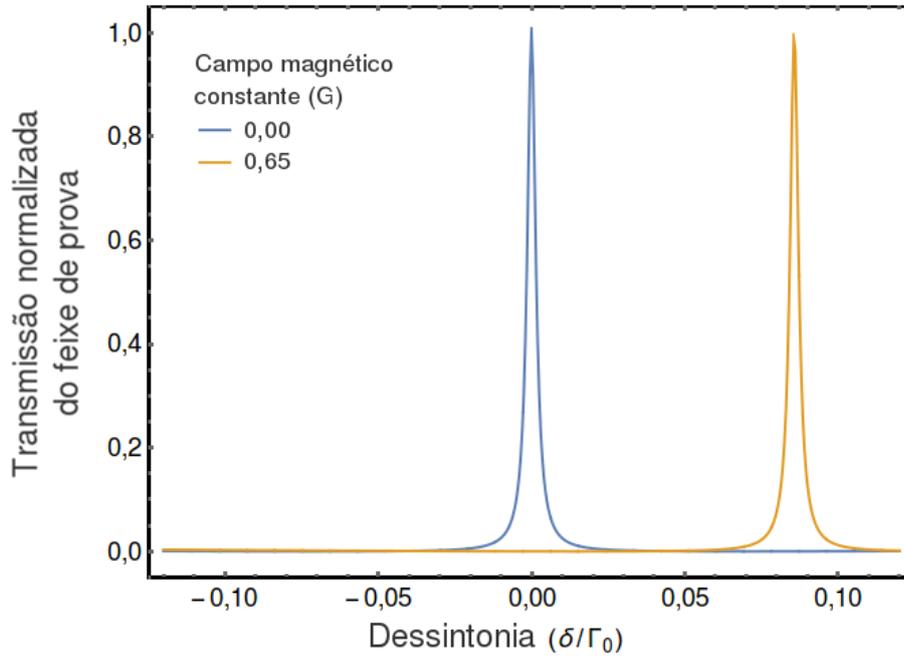


Figura 22: Ressonâncias de EIT para $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$. A curva em azul se refere ao espectro realizado na ausência de campos magnéticos e a curva em laranja na presença de um campo magnético constante de 0,65 G.

No gráfico 23, temos representado espectros de CPO obtidos numericamente para distintos valores de B_z . Verificamos neste caso que a ressonância de CPO independe de um campo constante B_z . Isto ocorre porque a dessintonia entre os campos ópticos em uma mesma transição não é alterada pelo deslocamento dos estados fundamentais.

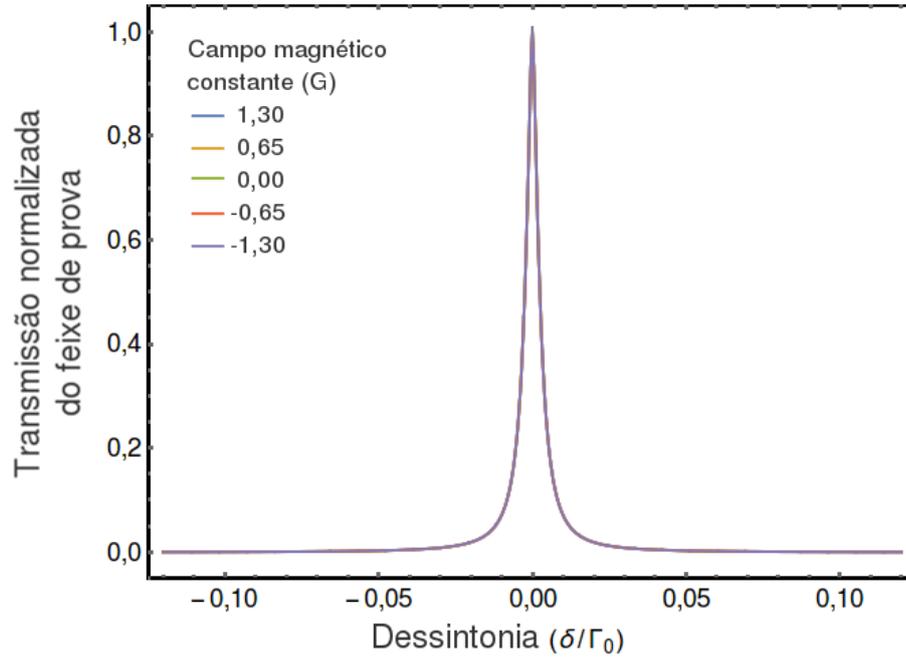


Figura 23: Ressonâncias de CPO para distintos valores de B_z com $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$

Outro fato interessante ocorre quando é aplicado um campo magnético $B_z(z)$ que varia linearmente na extensão do meio atômico. Neste caso, os níveis de energia dos átomos possuem deslocamentos distintos ao longo do eixo de propagação dos campos. E conseqüentemente, a dessintonia entre os campos em diferentes transições ópticas depende da posição no qual o átomo se encontra. Se tomarmos um átomo em repouso como exemplo, para cada posição ao longo do eixo z , existe uma determinada dessintonia entre os campos (no referencial do laboratório) que satisfaz a ressonância de dois fótons, assim como ilustrado na figura 24.

Experimentalmente, um gradiente linear de campo magnético pode ser obtido ao passar corrente elétrica em um solenoide de passo variável (VPS - *Variable Pitch Solenoide*), como será visto na subseção 3.4.2. Em tal caso, têm-se um campo magnético que possui uma parte que varia linearmente com a posição em z (gradiente) e outra parte que é constante (DC). Um aumento na corrente resulta em um aumento proporcional nestas duas parcelas. Levando esta situação em consideração, foi adicionado um campo magnético que é uma função linear da corrente que circula pelo solenoide na integração numérica da absorção do campo de prova em um vapor atômico.

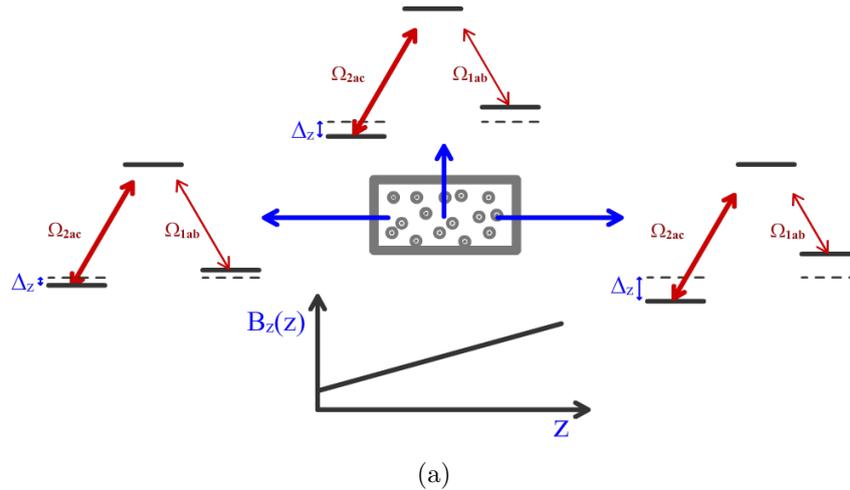


Figura 24: Representação da condição para ressonância de dois fótons (EIT) para três posições distintas no meio atômico, no qual é aplicado um gradiente de campo linear.

Para a condição de EIT, foram obtidos numericamente espectros para distintos gradientes de campo magnético. Eles estão representados no gráfico 25. O deslocamento em frequência da ressonância se deve a parte DC do campo, conforme visto anteriormente. Já o alargamento da ressonância e a diminuição de sua amplitude estão associadas ao gradiente linear do campo. Este efeito do gradiente na curva de ressonância pode ser entendida como o resultado de uma sobreposição de todas curvas de ressonâncias de EIT possíveis neste meio, que para esta condição ocorrem em distintas frequências.

Por outro lado, as curvas de CPO obtidas numericamente para diferentes gradientes de campo magnéticos são iguais às apresentadas no gráfico 23, demonstrando que o efeito de CPO é insensível a gradientes de campo magnéticos paralelos ao eixo de quantização: a dessintonia entre dois campos na mesma transição óptica independe do deslocamento dos estados fundamentais. Desta forma, mesmo com um gradiente de campo magnético, todos os átomos que interagem com os campos ópticos continuam contribuindo para a ressonância de CPO em $\delta = 0$. Esta característica importante do efeito de CPO resulta em uma grande vantagem quando se utiliza esta ressonância para armazenamento de informação, como será visto na seção 3.5.

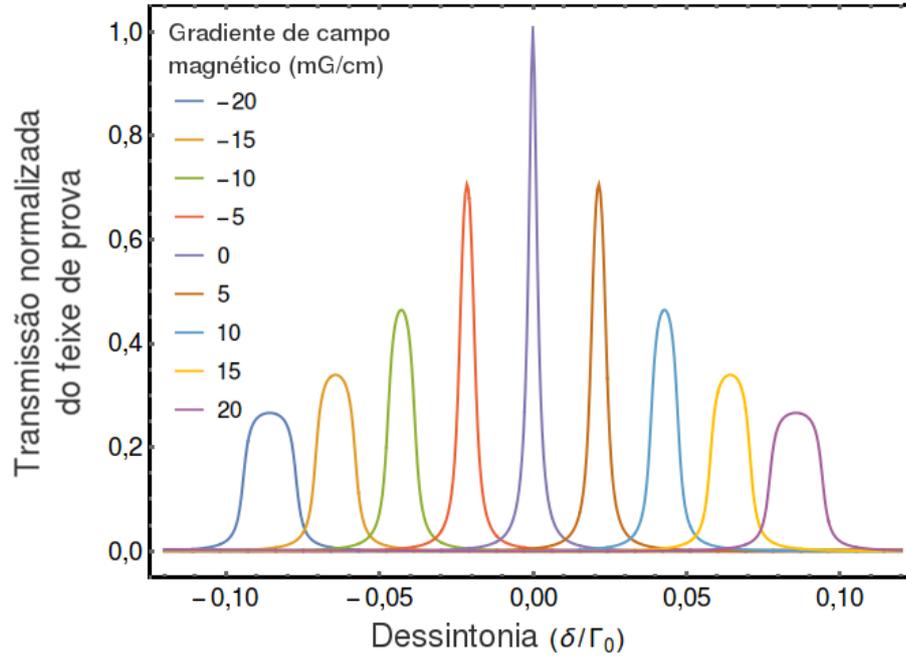


Figura 25: Ressonâncias de EIT para distintos valores de corrente em um solenoide com $\gamma_g = 0,0005\Gamma_0$, $\Omega_2 = 0,05\Gamma_0$ e $\Omega_1 = \Omega_2/10$.

3.4 Preparação do sistema

3.4.1 Aparato experimental

Um esquema simplificado do aparato experimental utilizado para a observação dos efeitos de CPO e EIT em um vapor atômico está representado na figura 26. Neste aparato utilizamos um laser da *Toptica Photonics*, série DL100 (com cavidade externa), operando com comprimento de onda de 852 nm (linha D_2 do césio). A posição da grade externa, a temperatura e a corrente do diodo são controladas respectivamente pelos módulos comerciais SC110, DTC110 e DC110, também da *Toptica*. Na saída do laser foi utilizado um isolador óptico (não representado no esquema) para evitar o retorno de feixes refletidos para o laser.

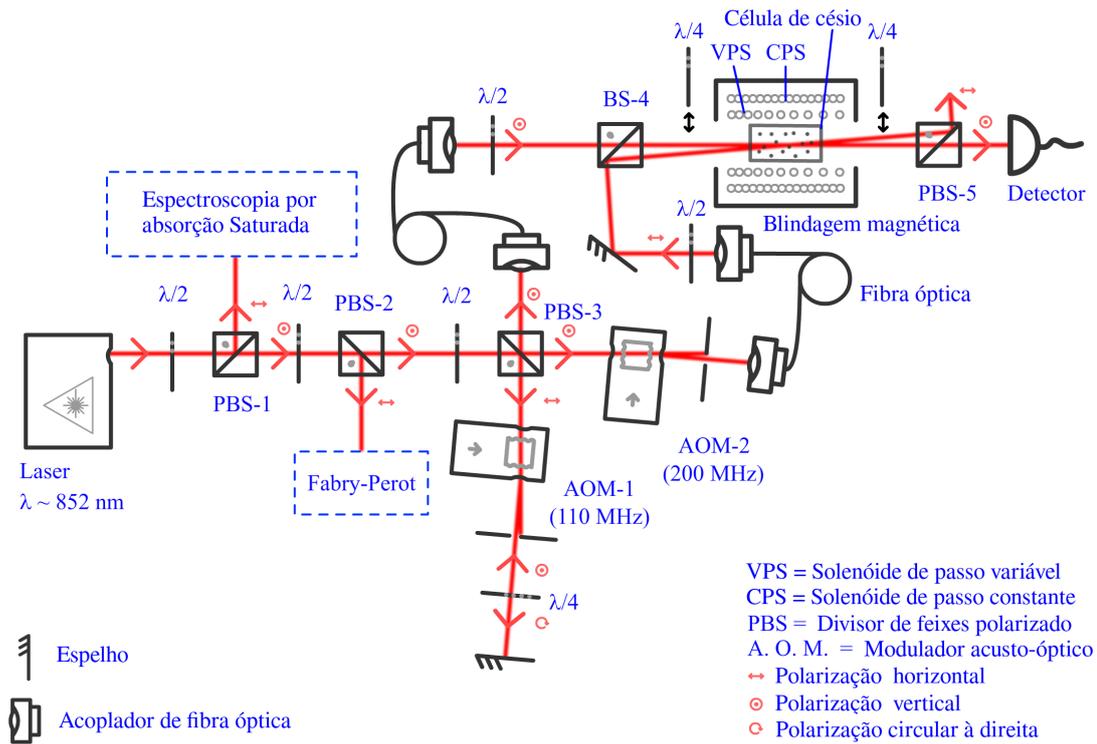


Figura 26: Esquema simplificado da configuração experimental utilizada para obtenção dos espectros de CPO/EIT e armazenamento de luz

Após o isolador foram utilizados divisores de feixes polarizante (PBS - Polarizing BeamSplitter), precedidos de placas de meia onda ($\lambda/2$), para direcionar pequenas parcelas do feixe para uma montagem de espectroscopia por absorção saturada e para uma cavidade Fabry-Perot. A absorção saturada foi utilizada para sintonizar a emissão do laser na ressonância de *crossover* associado com as transições hiperfinas $F = 3 \rightarrow F' = 2$ e $F = 3 \rightarrow F' = 4$, e a cavidade Fabry-Perot para garantir que a emissão do diodo se dá em um único modo.

Em sequência, o feixe do laser é dividido em dois feixes pelo PBS-3. Um feixe será denominado de *feixe de acoplamento* e é direcionado ao modulador acústico-óptico (AOM - Acousto-Optic Modulator) de 200 MHz (AOM-2). O outro feixe será denominado de *feixe de prova* e é direcionado ao AOM de 100 MHz (AOM-1). Em nossa abordagem teórica, subseção 2.3.3, o campo \vec{E}_2 representa o feixe de acoplamento enquanto o campo \vec{E}_1 representa o feixe de prova. Nesta configuração é possível controlar independentemente a frequência e amplitude dos feixes.

A frequência do feixe de acoplamento é deslocado em -200 MHz pelo AOM-2 e é

mantido com frequência fixa. No AOM-1 foi realizada uma configuração de dupla passagem, conforme esquema experimental. Na configuração de dupla passagem, a variação da direção do feixe na primeira passagem é compensada na segunda passagem (no caminho inverso), de forma que o desacoplamento em uma fibra óptica adicionada após a dupla passagem é minimizado. A frequência do feixe de prova é deslocada cerca de -100 MHz a cada passagem no AOM-1, totalizando um deslocamento efetivo por volta de -200 MHz. Neste percurso o feixe de prova atravessa uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) por duas vezes, de forma que tenha sua polarização girada por $\pi/2$ e seja transmitido no PBS-3. Em sequência, cada feixe (prova e acoplamento) é acoplado em fibras monomodo distintas, o que permite em sua saída um feixe com perfil gaussiano e com polarização bem definida. Na saída de cada fibra ainda foi adicionado um telescópio (não mostrado na figura), o que permitiu o ajuste da cintura dos feixes para 5 mm.

Após as fibras ópticas, os feixes de prova e de acoplamento são polarizados linearmente e ortogonais entre si e, com o auxílio de um divisor de feixes (BS-4), são direcionados a uma célula de vapor de césio com um ângulo interno de $\theta = 0,2$ mrad. A célula possui revestimento anti-reflexo em suas janelas e é preenchida com átomos de césio, sem gás *buffer*, com uma pressão de aproximadamente 10^{-6} Torr a temperatura ambiente. Por sua vez, a célula de césio se encontra no interior de dois solenoides independentes e de uma blindagem magnética. Um solenoide possui um enrolamento com passo constante (CPS) enquanto o outro possui um passo variável (VPS) e serão utilizados para introduzirmos respectivamente um campo magnético constante [B_z] e um gradiente linear [$dB(z)/dz$] de campo magnético no interior da célula. Já a blindagem magnética é constituída de três camadas de um material de alta permeabilidade magnética (μ -metal) para evitar que campos magnéticos espúrios interfiram nas medidas realizadas.

Após interação dos feixes com os átomos de césio, o PBS-5 separa os feixes de forma que apenas o sinal referente ao feixe de prova é detectado por um fotodiodo rápido.

Adicionalmente, placas de $\lambda/4$ podem ser colocadas na entrada e saída da célula de césio para tornar a polarização dos feixes circular, bem como uma placa $\lambda/2$ antes do BS-4 pode ser girada para tornar os feixes paralelos. Desta forma é possível obter as se-

guintes configurações de polarizações: linear-ortogonal, linear-paralelo, circular-ortogonal e circular-paralelo.

3.4.2 Solenoide de passo variável

Para determinar qual o enrolamento do solenoide de passo variável (VPS - *Variable Pitch Solenoid*) necessário para se obter um gradiente linear, utilizamos o *software FEMM*². Este software é de uso gratuito e permite simular em duas dimensões o campo magnético criado por correntes elétricas em distintos meios. Assim o VPS foi modelado imaginando-se uma seção meridiana de um solenoide formado por diversos anéis com espaçamentos distintos. Para uma melhor aproximação com a realidade, também foi incluído na simulação o solenoide de passo constante (CPS - *Constant Pitch Solenoid*) e a blindagem magnética em tamanhos reais.

Na figura 27 tem-se um exemplo da simulação realizada, nela assumimos que a corrente no CPS era nula. A intensidade do campo pode ser mapeada pelas cores, indo do rosa (mais intenso) ao ciano (menos intenso). Traçando uma reta entre dois pontos de referência, o software fornece a variação da intensidade do campo magnético ao longo da reta. Assim definimos uma reta no eixo do solenoide entre os pontos A e B, como é possível verificar na figura, e uma reta paralela ao eixo do solenoide distante a 25 mm do eixo. A variação da intensidade do campo ao longo dessas duas retas é dado pelo gráfico 28.

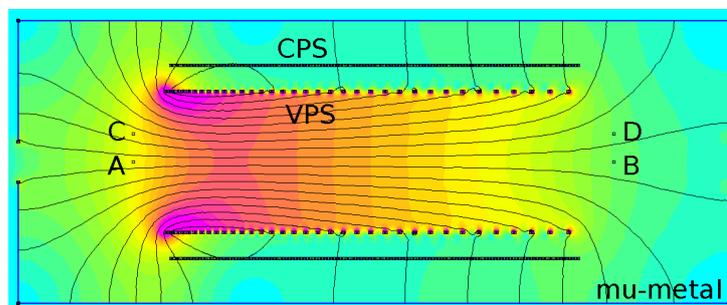


Figura 27: Simulação do campo magnético obtido a partir do VPS, CPS e μ -metal. A corrente no CPS é nula nesta simulação.

²Disponível no site <http://www.femm.info/wiki/HomePage>

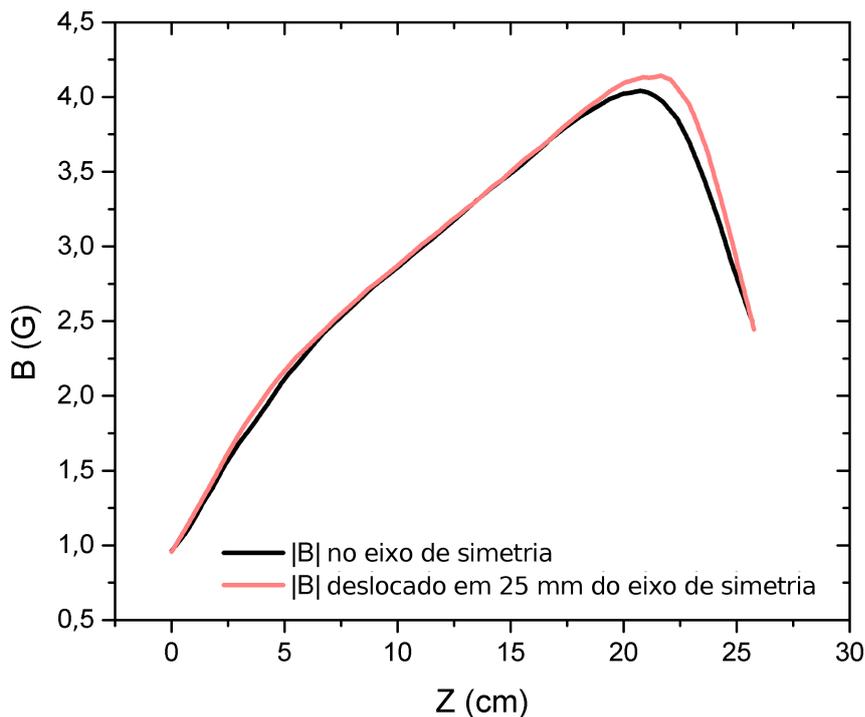


Figura 28: Campo magnético em função da posição no eixo do solenoide obtido através da simulação.

Na figura 29 temos o solenoide confeccionado com base nas simulações. Já no gráfico 30 temos as medidas do campo magnético em função da posição ao longo do eixo do solenoide para diferentes correntes. Neste gráfico podemos verificar que no interior do solenoide, próximo ao centro, existe uma região de aproximadamente 6 cm de comprimento onde temos um gradiente de campo praticamente linear. Esta região é suficiente para acomodar a célula de césio, que possui 5 cm de comprimento e 2,5 cm de diâmetro, no estudo da dependência das ressonâncias de CPO e EIT com gradientes de campos magnéticos.

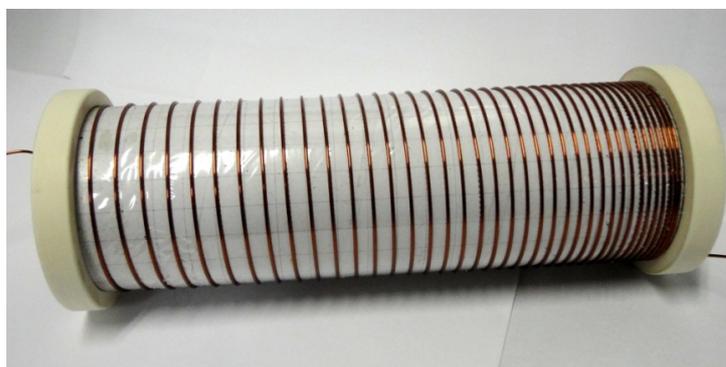


Figura 29: Solenoide de passo variável confeccionado com base nas simulações.

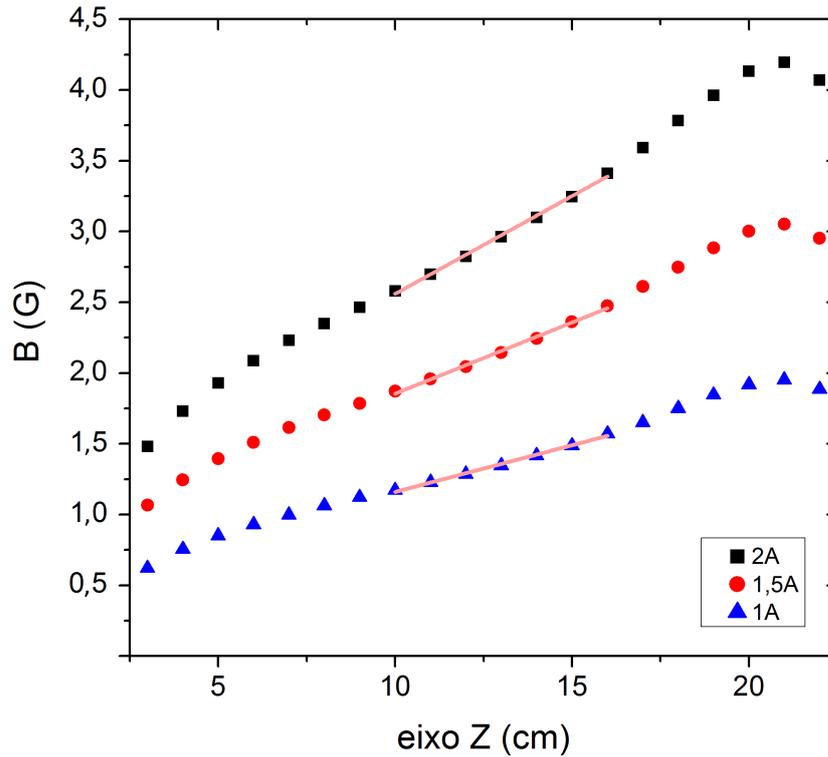


Figura 30: Campo magnético medido ao longo do eixo do VPS confeccionado para diferentes valores de corrente.

3.4.3 Espectroscopia de CPO e EIT

Para obtermos os espectros de CPO e EIT, devemos variar a frequência do feixe prova em torno da frequência do feixe de acoplamento, que é mantida fixa. Obtemos esta condição ao introduzir um sinal de tensão do tipo “rampa” no *driver* que controla o AOM-1. Ao monitorar a intensidade do feixe de prova que chega ao detector em função de sua frequência, obtemos os referidos espectros.

Como os componentes ópticos não são perfeitos, uma pequena fração do feixe de acoplamento é detectado juntamente com o feixe de prova. Como este possui intensidade muito maior, o efeito de um pequeno vazamento se torna significativo. Adicionalmente, como as frequências dos feixes são muito próximas, ocorre ainda uma interferência entre os feixes produzindo um batimento no detector. Este vazamento foi minimizado tanto opticamente, através de placas $\lambda/4$ e $\lambda/2$ antes do detector, quanto espacialmente, pela introdução de um pequeno ângulo entre os feixes. Nos limitamos ao ângulo de $\approx 0,2$ mrad pois valores maiores levariam a tempos de vida da grade induzida menores, já que o

borramento da grade ocorre mais rápido com um passo menor. Conseqüentemente tem-se o alargamento das ressonâncias obtidas, conforme um estudo prévio [49] para ressonância de EIT mostrada no gráfico 31.

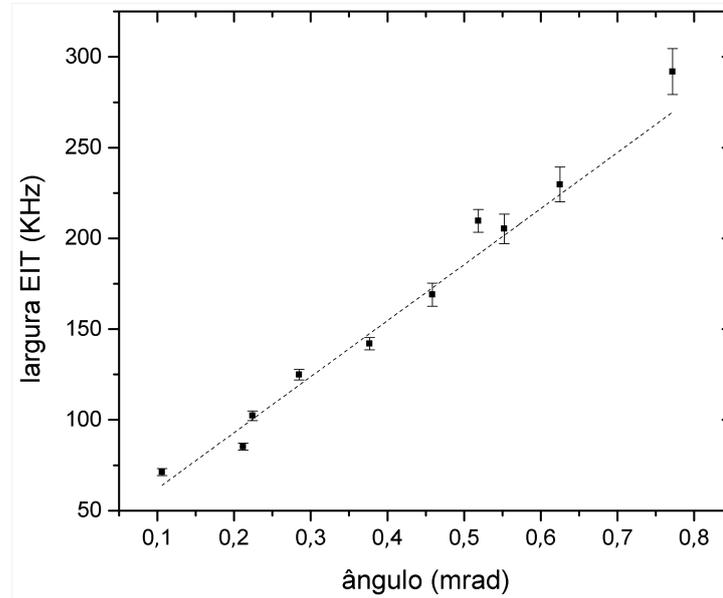


Figura 31: Largura a meia altura do espectro de EIT em função do ângulo interno entre os feixes de acoplamento e prova. A polarização dos feixes é circular-ortogonal.

Tanto para automatizarmos o processo de obtenção e análise dos espectros, quanto para obtermos uma melhor definição através de médias temporais, foi desenvolvido um software em *Labview*³. Em conjunto com ele foi utilizado o osciloscópio de modelo DSO-X 2002-A da marca *Agilent* para controlar a frequência do feixe de prova e capturar o sinal do detector. O controle da frequência é realizado por um gerador de funções do próprio osciloscópio. Porém, ao invés de introduzir uma rampa de tensão no *driver* do modulador acusto-óptico, é introduzido um sinal DC que é incrementado, por um pequeno valor de tensão, de um valor mínimo até um valor máximo de tensão (que corresponde à frequência de varredura).

Para cada incremento de tensão neste sinal, é realizado uma média no sinal obtido pelo detector. O valor desta média é armazenado juntamente com o valor da tensão aplicada ao driver. Ao final da varredura, os valores de tensão de varredura são transpostos para o correspondente deslocamento em frequência do feixe de prova.

³A assistência inicial para o desenvolvimento deste software foi dada pelo pós-doutorando W. S. Martins

3.4.4 Armazenamento de luz

Uma vez obtida as ressonâncias de EIT e de CPO, pode-se fixar a frequência do feixe de prova em uma destas ressonâncias e utilizar o respectivo efeito para armazenamento de informação óptica. Forma-se a grade de população (CPO) ou grade de coerência (EIT) pela incidência dos feixes de *escrita* (feixe de prova e acoplamento). Os campos de escrita permanecem ligados um tempo t_W suficiente para que a grade atinja o regime estacionário e então são desligados. Após um determinado tempo de evolução da grade, o campo de *leitura* (feixe de acoplamento) é ligado e um pulso associado ao feixe de prova é recuperado.

Os campos de escrita e leitura são obtidos modulando a amplitude do feixe de prova e de acoplamento. Isto é feito introduzindo sinais do tipo “degrau” nos drivers que controlam os respectivos moduladores acusto-ópticos. Portanto, o processo de escrita corresponde ao momento que ambos os feixes (prova e acoplamento) estão ligados. E o processo de leitura ocorre quando apenas o feixe de acoplamento é ligado.

Para gerar os sinais necessários de modulação utilizamos a placa de modelo PCI-6133 da *National Instruments*. A sequência temporal dos pulsos é mostrada na figura 32. Quando o sinal está em 5 V, o respectivo feixe está ligado, quando em 0 V, está desligado. Um sistema de controle dos pulsos e aquisição de dados foi desenvolvido em *Labview*.

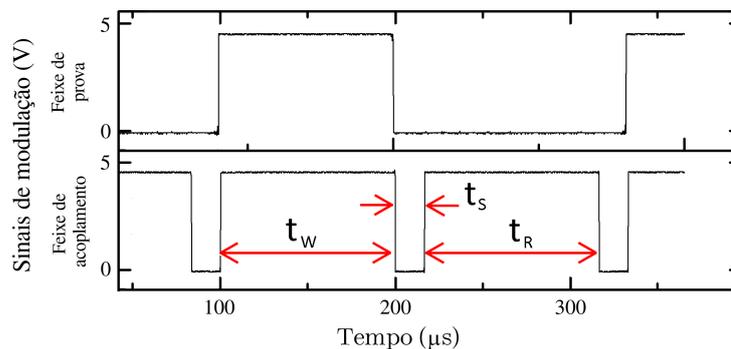


Figura 32: Sinais de modulação em amplitude dos feixes de acoplamento e de prova. t_W é o tempo de escrita da grade, t_R o tempo de leitura e t_S o tempo de armazenamento.

Os sinais de modulação são sincronizados e disparados simultaneamente com relação a uma base de tempo interna da placa. Por limitação desta placa, o tempo mínimo de armazenamento é de 100 ns. O osciloscópio DSO-X 2002-A, da *Agilent*, é sincronizado

com os sinais gerados pela placa e é utilizado para a aquisição do pulso recuperado no processo de leitura. O sistema de controle ainda permite que o tempo de armazenamento t_S seja automaticamente incrementado com um passo de 100 ns até o instante onde já não existe mais a grade induzida, em torno $10 \mu s$. Os processos para armazenamento e recuperação de informação via memória de CPO estão representadas na figura 33.

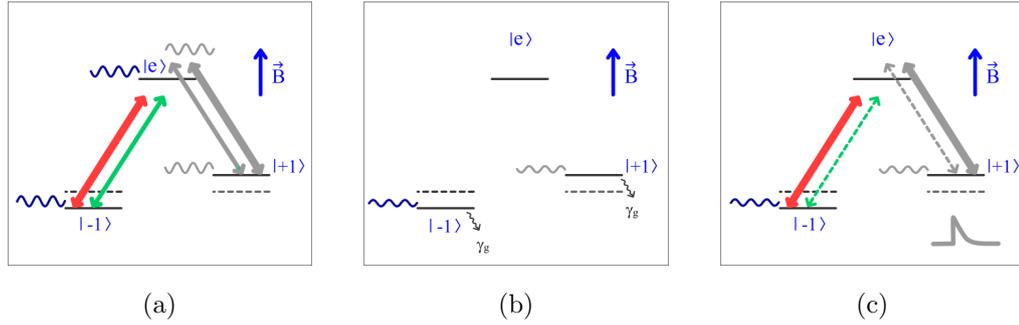


Figura 33: Processos para armazenamento de luz via memória de CPO com feixes de polarização linear-ortogonal. Em (a) ambos campos (\vec{E}_1 e \vec{E}_2) interagem com o sistema e induzem uma perturbação de população nos estados fundamentais, idealmente a população do estado excitado não é modificada. (b) Na ausência dos campos, a perturbação em população se mantém por um longo tempo (limitado pela taxa de decaimento do estado fundamental). (c) O campo de leitura (\vec{E}_2) é ligado, e devido à perturbação em população, é gerado uma polarização no meio que dá origem a um pulso (mesmas características do campo de prova).

O vazamento do campo de leitura está presente nas curvas adquiridas, conforme descrito em 3.4.3. Desta forma, para cada tempo de armazenamento, também foi adquirido uma curva do feixe de acoplamento na ausência do feixe de prova. Possibilitando assim subtraírmos posteriormente este vazamento das medidas. O batimento entre os feixes também produz uma flutuação na amplitude dos pulsos recuperados. Assim, para cada tempo de armazenamento foram adquiridas 50 curvas no processo de leitura. Desta forma, os resultados apresentados são as médias destas curvas. Com o auxílio de outro software para tratamento dos dados, é realizada a subtração do vazamento do feixe de acoplamento e a identificação da amplitude do pulso recuperado.

3.5 Resultados experimentais

Espectroscopia de CPO e EIT

Nesta seção apresentaremos os resultados experimentais da caracterização espectroscópica do vapor de átomos de césio tanto na condição de CPO quanto na de EIT, com o objetivo de evidenciar experimentalmente as diferenças entre estas duas situações físicas. Estas diferenças serão analisadas dentro de nosso objetivo maior que é a caracterização deste sistema para seu uso como memórias ópticas.

Os espectros foram obtidos ao variar a frequência do feixe de prova em torno da frequência do feixe de acoplamento. A interação dos feixes com os átomos de césio ocorre por meio da transição $6S_{1/2}(F = 3) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F' = 2)$, o que permite tratar a amostra como um sistema de três níveis. Quando não há campos magnéticos aplicados ao sistema, a frequência do feixe de acoplamento é fixada com uma dessintonia de aproximadamente $\Delta = -15$ MHz da transição óptica. As potências dos feixes de acoplamento e de prova antes da célula são aproximadamente $120 \mu W$ e $10 \mu W$, respectivamente. Isto equivale a uma frequência de Rabi média de $\Omega_c = 0,4$ MHz e $\Omega_p = 70$ kHz. É importante frisar que neste ponto do experimento a condição dos feixes e da amostra de césio satisfazem as considerações adotadas no capítulo 2.3. O sistema Λ está representado na figura 34 para feixes linearmente polarizados e ortogonais (linear-ortogonal).

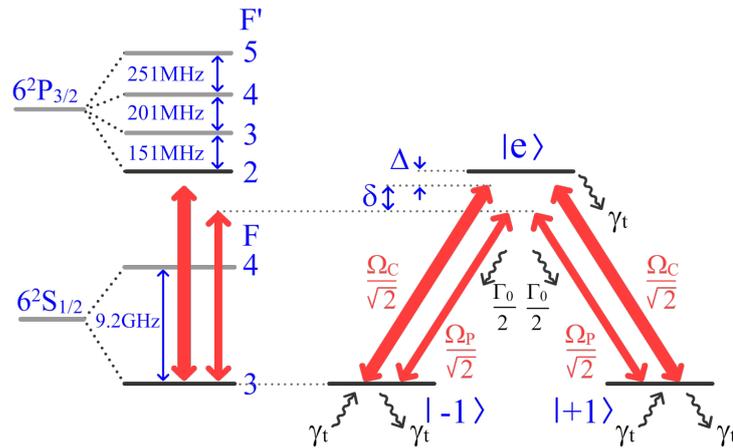


Figura 34: Níveis hiperfinos da linha D_2 do césio com um sistema Λ associado aos subníveis Zeeman dos estados fundamentais e excitado. Ω_c e Ω_p são as frequências de Rabi do feixe de acoplamento e de prova, respectivamente. Γ_0 é a taxa de decaimento natural e γ_t a taxa de decaimento dos estados fundamentais

Os subníveis Zeeman do estado fundamental $F=3$ possuem um fator de Landé igual a $g_F = -1/4$ e, portanto, são deslocados em frequência por $\Delta_f = m_F \mu_B B_z / \hbar$ na presença de um campo magnético B_z . Desta forma a ressonância Raman é satisfeita no sistema Λ

mostrada na figura 34 quando $\delta = 2\Delta_f$. Um campo B_z é aplicado ao longo da célula pelo solenoide de passo constante (CPS) indicado na figura 26.

Definindo a polarização dos feixes como linear-ortogonal e aplicando um campo magnético constante e espacialmente uniforme $B_z = 0,9$ G ao longo da célula, o espectro de transmissão do feixe de prova revela a curva preta da figura 35. As ressonâncias obtidas em torno de $\delta \approx \pm 0,65$ MHz satisfazem a condição de transição Raman e portanto são consistentes com as ressonâncias de EIT, e as figuras 36a e 36c representam as situações que originam estas ressonâncias. Este fato é comprovado quando a polarização dos feixes passa a ser circular-ortogonal. Neste caso, têm-se a existência de uma única ressonância associada exclusivamente ao EIT em $\delta \approx 0,65$ MHz, conforme curva vermelha no gráfico 35. As larguras das ressonâncias de CPO e EIT são da mesma ordem, indicando que ambas são determinadas pelo mesmo mecanismo de alargamento. A maior amplitude da ressonância de EIT obtida na polarização circular-ortogonal pode estar associada com a orientação do bombeamento óptico induzido pelo campo de acoplamento que essencialmente seleciona um sistema Λ com os maiores coeficientes de Clebsch-Gordan ou também pelo fato que toda a energia do campo de acoplamento é utilizada para este sistema Λ .

Por outro lado, o pico central que ocorre em $\delta = 0$ não está relacionado a qualquer tipo de transição Raman, já que a quebra da degenerescência Zeeman elimina este tipo de transição em $\delta = 0$. De fato esta ressonância é devido ao efeito CPO, pois neste caso surge como um efeito das componentes circulares dos campos atuando nas duas transição ópticas do sistema Λ , conforme ilustrado na figura 36b.

Uma das principais características da ressonância de CPO ressaltada na seção 3.3 é a insensibilidade desta ressonância com a inomogeneidade do campo magnético ao longo do eixo óptico. Para analisar este aspecto aplicaremos um campo magnético com um gradiente linear produzido pelo solenoide de passo variável (VPS). Na condição de polarização linear-ortogonal os espectros adquiridos para diversos gradientes de campo são mostradas no gráfico 37. Como discutido anteriormente, a parte constante do campo magnético gerado pelo VPS cresce com o aumento do gradiente e portanto desloca proporcionalmente as ressonâncias de EIT para cada espectro adquirido. Através destas curvas verifica-se

claramente que a largura e amplitude das ressonâncias de CPO ($\delta = 0$) não são afetadas de maneira significativa pelo gradiente de campo magnético. O que não ocorre com a ressonância de EIT, que apresenta uma redução em sua amplitude e um alargamento com o aumento do gradiente de campo aplicado. Neste caso, o alargamento da ressonância de

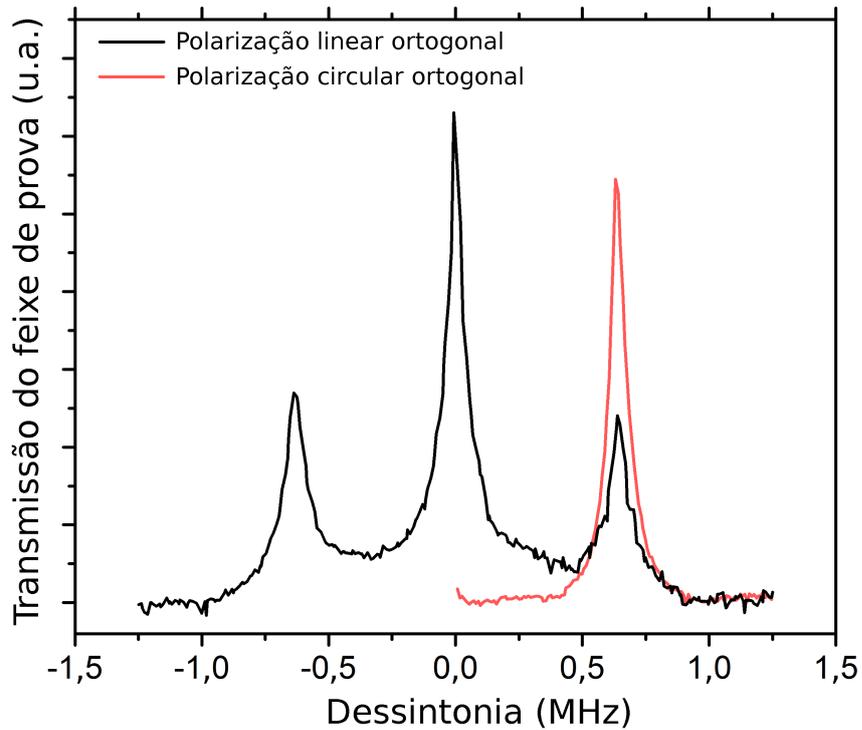


Figura 35: Espectro de transmissão do feixe de prova com um campo $B_z = 0,9G$ aplicado ao longo da célula. A curva em preto (vermelho) corresponde à polarização dos feixes sendo linear-ortogonal (circular-ortogonal).

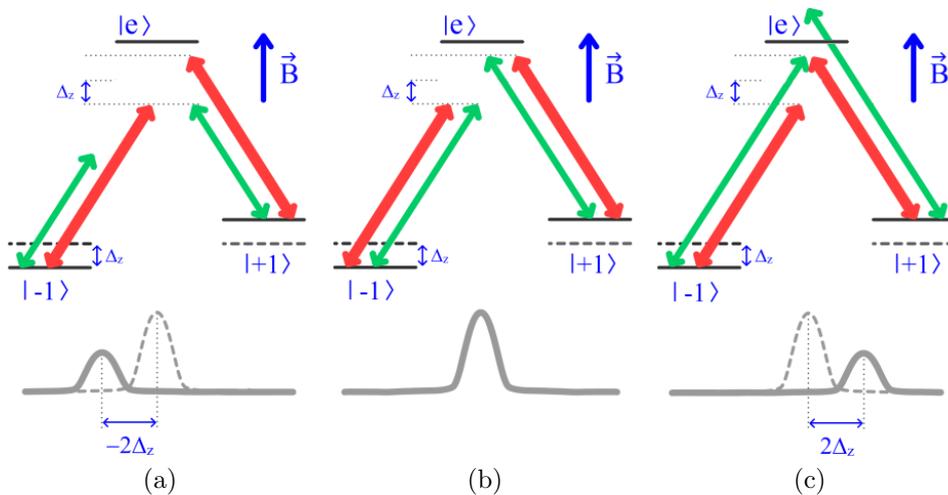


Figura 36: Representação das ressonâncias obtidas em um sistema Λ com de polarização linear-ortogonal acoplados. (a) ressonância de EIT para uma dessintonia negativa (b) ressonância de CPO (c) ressonância de EIT para uma dessintonia positiva

EIT é diretamente proporcional ao gradiente linear aplicado, como pode ser conferido no *inset* do gráfico 37. Este resultado é consistente com o fato da condição de ressonância de dois fótons escalar linearmente com o campo magnético aplicado, como discutido na seção 3.3.

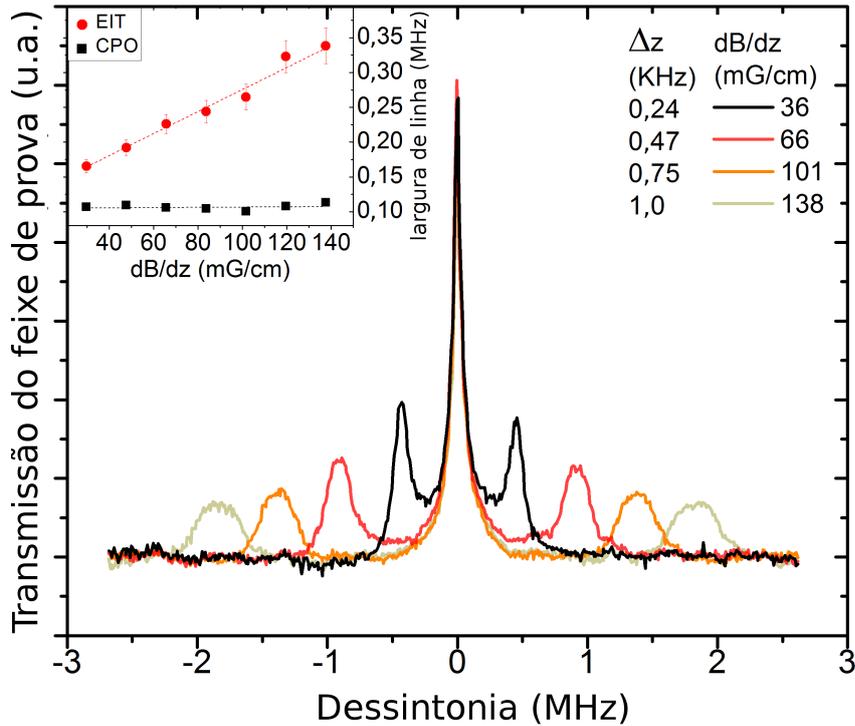


Figura 37: Espectro de transmissão do feixe de prova para diferentes valores de gradientes de campo $dB(z)/dz$ (e campo constante B_z) para feixes de polarização linear-ortogonal. No *inset* têm-se a dependência da largura de linha em função do gradiente aplicado para as ressonâncias de EIT (círculos vermelhos) e CPO (quadrados pretos).

Apesar dos efeitos dos campos magnéticos nas ressonâncias de CPO e EIT terem sido analisados separadamente na seção 3.3, podemos verificar uma boa concordância qualitativa entre a análise teórica e os espectros obtidos experimentalmente. Por exemplo, podemos ver no gráfico 23 que a ressonância de CPO independe das inhomogeneidades do campo magnético, e no gráfico 25 o alargamento e diminuição da amplitude da ressonância de EIT com o aumento do gradiente de campo magnético. Desta forma, o gráfico 37 pode ser pensado de maneira qualitativa como uma sobreposição dos gráficos 23 e 25. Uma análise teórica quantitativa dos dois efeitos no mesmo sistema envolve a solução numérica das equações 2.42. Em colaboração com nosso laboratório, esta simulação foi realizada pelo *Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris Sud, France*. Para condições equivalentes

da figura 37, foram obtidos numericamente as curvas (linhas sólidas) do gráfico 38. O comportamento da forma da curva, amplitude e largura para as ressonâncias são de excelente acordo com os espectros obtidos experimentalmente, o que reforça novamente que o efeito de CPO não está relacionada à coerência dos estados Zeeman, mas sim à dinâmica de população nestes estados. Em especial, também é plotado neste gráfico a ressonância de CPO obtida na subseção 2.3.3 (linha hachurada).

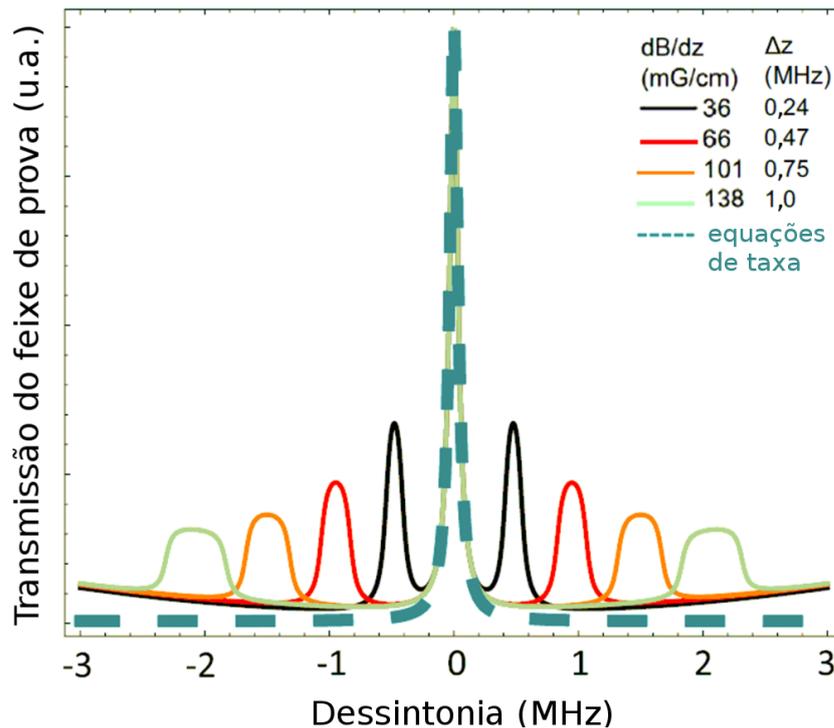


Figura 38: Simulação dos espectros obtidos para um sistema de três níveis com gradiente de campo magnético. As curvas sólidas foram obtidas a partir da matriz densidade pelo método de Floquet em primeira ordem e integração numérica do gradiente de campo (linha sólida). A curva hachurada é obtida pelas equações de taxas obtidas no capítulo anterior. Gráfico elaborado pelo *Laboratoire Aimé Cotton* em colaboração com o *Laboratório de Átomos Frios/UFPE*

Armazenamento de luz

Fixando a frequência do feixe de prova nas ressonâncias de EIT e CPO é possível utilizar os respectivos efeitos para armazenamento de luz⁴ no meio atômico. Para o armazenamento de luz via ressonância de CPO foi aplicado um campo magnético de $B_z = 0,9$ G, com a finalidade de separar a ressonância de CPO da ressonância de EIT para feixes

⁴O termo "armazenamento de luz" é utilizado na literatura para designar que na realidade são as propriedades da luz que são armazenadas

com polarização linear-ortogonal. Apesar de não ser necessário para o armazenamento de luz via EIT com feixes circulares e ortogonais, este campo magnético foi mantido para efeito comparativo. De fato, o gráfico na figura 35 corresponde às condições usadas para o armazenamento de luz. Na formação da grade de população, os feixes de acoplamento e prova permaneceram ligados por um período de $100 \mu s$, quando então são desligados. Após um determinado tempo de armazenamento (t_s), apenas o feixe de acoplamento (feixe de leitura) é ligado e um pulso com as mesmas características do feixe de prova é recuperado no detector.

No gráfico 39 é mostrada a amplitude do sinal recuperado no processo de leitura em função do tempo de armazenamento. No *inset* deste mesmo gráfico é mostrado a forma dos pulsos recuperados. Claramente verifica-se que a amplitude dos pulsos recuperados possuem o mesmo tempo de decaimento, que é aproximadamente na ordem de $3,5 \mu s$. O fato de possuírem aproximadamente o mesmo tempo de decaimento está consistente com as larguras de linha obtidas no gráfico 35 e indica um mesmo mecanismo de perda de informação. Para um ângulo entre os feixes de $\approx 0,2$ mrad temos um tempo de decaimento da grade de $\approx 4,8 \mu s$ dado pela expressão (2.69). Estes valores são relativamente próximos e sugere que o principal mecanismo de perda de informação no meio é o borramento da grade induzida pelo movimento atômico.

Quando um gradiente linear de campo magnético de $dB(z)/dz = 45$ mG/cm é aplicado na região da célula, os tempos de decaimento das memórias de CPO e EIT são consideravelmente distintos, como pode ser conferido no gráfico 40. Este gradiente é acompanhado por um campo magnético constante que desloca a ressonância de EIT para a mesma desintonia do caso anterior. Para este gradiente, o tempo de decaimento da memória de EIT é reduzido para $\approx 0,8 \mu s$ e a amplitude do pulso recuperado torna-se cerca de cinco vezes menor, se comparado ao caso anterior. Por outro lado o tempo de decaimento e os pulsos recuperados via memória de CPO permanecem inalterados. Estes resultados estão em conformidade com os espectros mostrados na figura 37 e reafirmam que uma memória baseada em CPO é mais robusta quanto a inhomogeneidades do campo magnético do que a memória baseada em EIT.

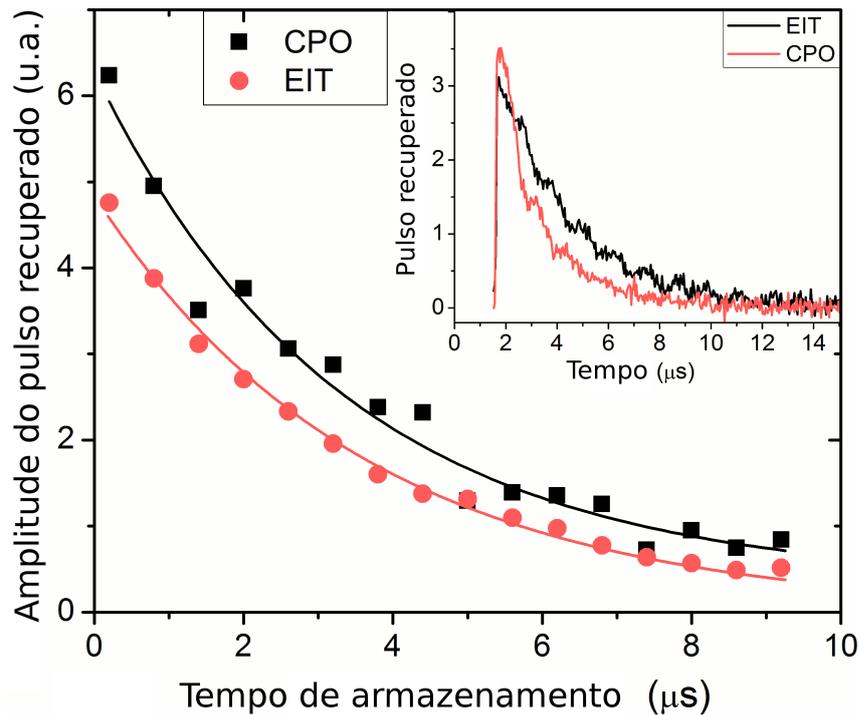


Figura 39: Decaimento da amplitude de pulsos recuperados via memória CPO (quadrados pretos) e memória EIT (círculos vermelhos) na presença de um campo magnético $B_z = 0,9$ G. Os traços sólidos correspondem a um ajuste exponencial. No *inset* são mostradas as formas temporais dos pulsos recuperados em $t_s = 1 \mu\text{s}$ para memórias baseadas em CPO (linha vermelha) e EIT (linha preta).

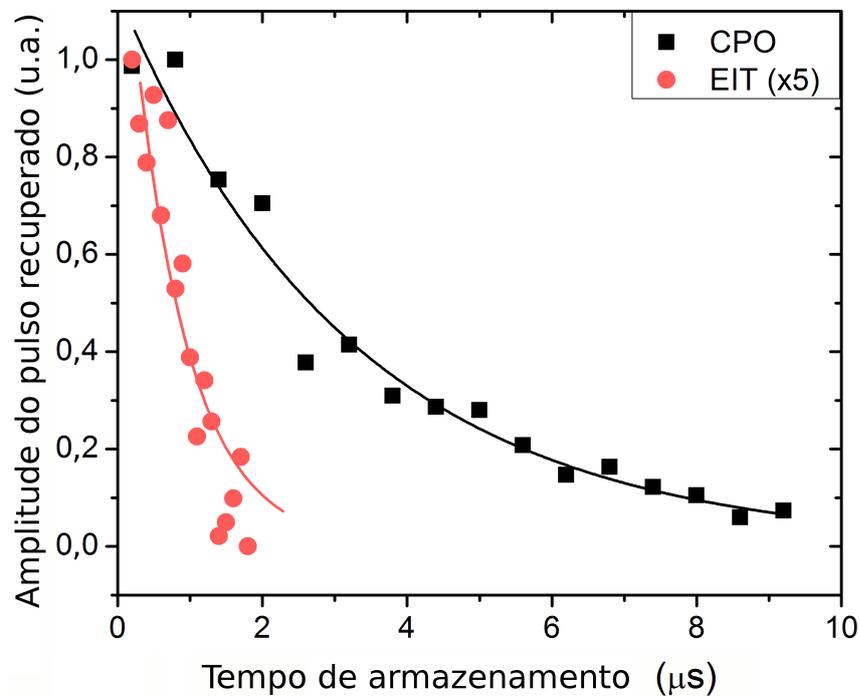


Figura 40: Decaimento da amplitude de pulsos recuperados via memória CPO (quadrados pretos) e memória EIT (círculos vermelhos) na presença de um gradiente linear de campo magnético $dB(z)/dz = 45$ mG/cm. O pulso recuperado na memória de EIT é 5 vezes menor do que o pulso recuperado na memória de CPO.

4 CPO EM ÁTOMOS FRIOS: ARMAZENAMENTO DE MOMENTO ANGULAR ORBITAL DA LUZ

4.1 Introdução

Neste capítulo é demonstrado o armazenamento de momento angular orbital (MAO) da luz via fenômeno de CPO em átomos frios. Inicialmente descreveremos o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica (MOT) e em sequência o aparato experimental utilizado, onde usamos uma configuração de mistura de quatro ondas (MQO). Na seção de resultados experimentais, mostramos que a informação óptica de fase transversa de um campo com MAO pode ser armazenada em uma memória de CPO e recuperada após um tempo de armazenamento. Por final, também é mostrado que operações algébricas envolvendo MAO da luz podem ser realizadas via memória de CPO, abrindo assim a possibilidade de novas aplicações.

4.2 Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

Melaço óptico

Quando um átomo, inicialmente em repouso e no estado fundamental, é colocado na presença de um campo eletromagnético monomodo \vec{E}_1 , há uma determinada probabilidade de que o átomo absorva um fóton deste campo se a frequência do campo for próxima a

uma das frequências de ressonância do átomo. Neste processo, o átomo é levado para o estado excitado e sofre um recuo na direção de propagação do campo eletromagnético, já que associado ao fóton existe o momento linear $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Se o átomo excitado decair espontaneamente, um fóton é emitido em direção aleatória e o átomo sofre um novo recuo, em sentido contrário ao do fóton emitido.

Em um intervalo de tempo em que ocorram múltiplas absorções e emissões de fótons pelo átomo, a média da variação do momento linear devido aos processo de emissão é nula, tendo em vista a aleatoriedade em que ocorre a emissão espontânea. A variação do momento linear devido aos processos de absorção, por outro lado, tem um sentido preferencial, determinado pelo feixe de laser incidente. Esta variação do momento do átomo por unidade de tempo pode ser interpretada como uma força, ou pressão, da radiação sobre o átomo.

Como discutido anteriormente, um átomo com velocidade \vec{v} no referencial do laboratório observa em seu referencial um campo eletromagnético com frequência angular $\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$ devido ao efeito *Doppler*, sendo \vec{k} o vetor de onda e ω a frequência angular do campo eletromagnético.

Se o campo for sintonizado na frequência de ressonância ω_0 , a maior probabilidade de interação átomo-campo se dá para um átomo em repouso. Qualquer átomo que possuir velocidade \vec{v} na direção de propagação do campo “enxergará” este dessintonizado da ressonância e conseqüentemente terá menor probabilidade de interação com o campo. No entanto, se o campo incidente for sintonizado abaixo da ressonância atômica, ou seja $\omega < \omega_0$, átomos com velocidade contrária ao vetor \vec{k} podem estar mais próximos da ressonância, devido ao efeito Doppler, e interagirem mais fortemente com o campo do que átomos movendo-se no mesmo sentido de \vec{k} . Conclui-se, portanto que átomos que movem-se no sentido contrário ao de um campo sintonizado abaixo da ressonância são freados pelo campo.

Analisando agora a situação onde um átomo está na presença de dois campos eletromagnéticos (\vec{E}_1 e \vec{E}_2), que são contrapropagantes e sintonizados abaixo da ressonância, e possui velocidade contrária ao sentido de propagação do campo \vec{E}_2 . No referencial do

átomo, o campo \vec{E}_2 estará mais próximo da ressonância ao mesmo tempo em que o campo \vec{E}_1 terá uma dessintonia maior, conforme representado na figura 41. Com isso, a força contra o movimento do átomo, exercida pelo campo \vec{E}_2 , é maior do que a força a favor do movimento, exercida pelo campo \vec{E}_1 , de forma que a força resultante tende a frear o movimento do átomo. Pelos mesmos motivos, o átomo também tem seu movimento freado se possuir velocidade no sentido contrário a propagação do campo \vec{E}_1 . Nesta configuração experimental, portanto, existe uma força atuando sobre o átomo que é contrária ao seu movimento e depende de sua velocidade. Esta força tem a forma $\vec{F} = -\alpha \vec{v}$ no limite em que $\vec{k} \cdot \vec{v} \ll \omega_0 - \omega$ [44], e a denominamos de “viscosa” por ter características similares à força que atua sobre um corpo movendo-se dentro de um líquido viscoso.

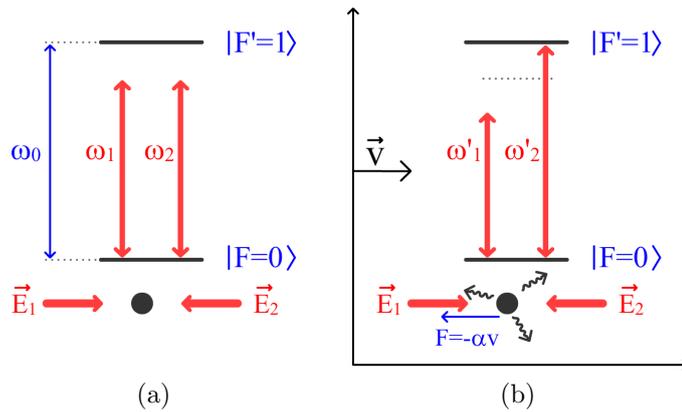


Figura 41: Processo de resfriamento *Doppler* através de dois campos contrapropagantes sintonizados abaixo da ressonância do átomo (simplificado a um sistema de dois níveis). (a) Um átomo com velocidade nula tem igual probabilidade de interagir com qualquer campo. (b) Se o átomo estiver em movimento na direção de um campo, terá maior probabilidade de interagir com este campo e sentirá uma força viscosa contrária a seu movimento.

No caso anterior, o átomo continua livre para se movimentar perpendicularmente aos campos incidentes \vec{E}_1 e \vec{E}_2 . Para reduzir o movimento atômico nas três coordenadas espaciais, pode-se utilizar uma configuração de três pares de campos eletromagnéticos contra-propagantes, com frequência abaixo da ressonância e dispostos nos três eixos cartesianos (x , y e z). Nesta configuração, que é conhecida na literatura como *melaço-óptico*, o átomo sente uma força viscosa nas três direções do espaço e tem sua energia cinética dissipada. Estendendo estes efeitos do melaço óptico para um conjunto de átomos com certa distribuição de velocidades, e portanto certa temperatura associada, têm-se como

resultado o resfriamento dos átomos. Um vez que a força viscosa depende apenas da velocidade atômica, ela é capaz apenas de resfriar os átomos e não aprisioná-los. Para contornar este problema é necessário haver uma força do tipo restauradora, dependente da posição, também associada aos campos eletromagnéticos.

Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

A partir da configuração de campos utilizada no melaço óptico é possível obter um sistema que além de resfriar os átomos, também os aprisione. Para entendermos a origem da força restauradora neste sistema, que é responsável por aprisionar os átomos, vamos novamente descrever as interações com o átomo de maneira unidimensional e depois generalizar para as três dimensões. Neste cenário consideraremos hipoteticamente que a interação entre campos eletromagnéticos e o átomo se dá pela transição $|F = 0\rangle \leftrightarrow |F' = 1\rangle$. Neste caso $|F' = 1\rangle$ é o estado excitado e possui três subníveis Zeeman ($m_{F'} = 0, \pm 1$), e $|F = 0\rangle$ é o estado fundamental com apenas um subnível Zeeman ($m_F = 0$).

Quando este átomo está na presença de um campo magnético fraco, a degenerescência Zeeman do estado excitado é quebrada e cada subnível possui um deslocamento proporcional ao campo magnético aplicado e ao número quântico m_F . Neste sentido, se em torno da posição $z = 0$ é aplicado um campo magnético que possui uma dependência linear do tipo $B(z) = bz$, o átomo nesta região terá um deslocamento dos subníveis Zeeman conforme a posição em que se encontra. Desta forma, se deslocarmos o átomo no sentido negativo do eixo z o estado $|F = 1, m_F = 1\rangle$ é deslocado para energias menores e portanto a transição óptica $|F = 0, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$ apresentará frequências de ressonância menores. De forma similar a transição $|F = 0, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = -1\rangle$ apresentará frequências de ressonância menores se o átomo se deslocar no sentido positivo do eixo z .

Nas circunstâncias apresentadas até o momento, o campo magnético é de baixa intensidade e desempenha a função de desbalancear as frequências de ressonâncias das transições ópticas de acordo com a posição do átomo. Satisfazendo determinadas condições, uma força do tipo restauradora pode ser induzida neste sistema pela incidência de dois campos

eletromagnéticos contra-propagantes (\vec{E}_1 e \vec{E}_2). Neste caso, os campos eletromagnéticos devem estar dessintonizados abaixo da ressonância e as suas polarizações devem ser corretamente selecionadas. A polarização dos campos deve ser tal que um átomo sinta uma força resultante contrária para qualquer sentido do eixo z que se desloque. Isto é conseguido colocando uma polarização circular positiva (σ^+) no campo que se propaga no sentido do eixo z e uma polarização circular negativa (σ^-) no campo que se propaga no sentido contrário do eixo z . Esta configuração está representada na figura 42.

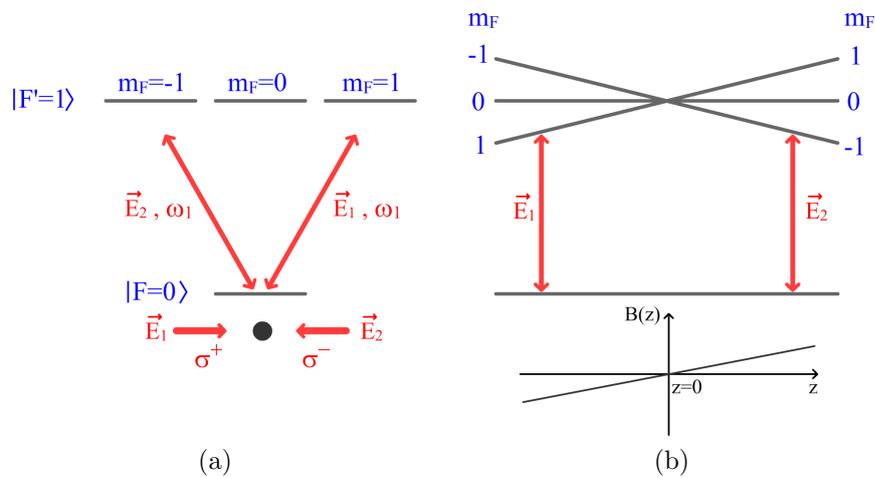


Figura 42: (a) Representação de um átomo que pode ser visto como um sistema do tipo V (através dos subníveis Zeeman) interagindo com dois campos contrapropagantes com polarização circular-ortogonal. (b) Um gradiente de campo magnético quebra a degenerescência dos níveis superiores conforme a localização do átomo. A distinta probabilidade de interação com os campos devido à sua posição, cria uma força restauradora que aponta para o centro do MOT.

Da figura 42, vemos que um átomo na região $z < 0$ possui maior probabilidade de interagir com o campo \vec{E}_1 e em $z > 0$ tem maior propabilidade de interagir com \vec{E}_2 . Em ambos os casos o átomo sempre sentirá uma força restauradora apontando para a posição $z = 0$. Como resultado o átomo neste sistema é submetido a uma força do tipo oscilador harmônico amortecido $F = -\beta z - \alpha v$. Esta força é responsável por resfriar (termo $-\alpha v$) e armadilhar (termo $-\beta z$) os átomos em torno de $z = 0$.

Feito essa análise, agora podemos supor uma configuração tridimensional deste sistema. Um gradiente de campo magnético nas três direções do espaço é fornecido por duas bobinas na configuração anti-Helmholtz. Na região central das bobinas, onde o campo é nulo, os três pares de feixes de laser contrapropagantes e ortogonais entre si se interceptam.

Esta configuração permite resfriar e armadilhar os átomos. O sistema magneto-óptico descrito nesta seção é conhecido na literatura como *Armadilha Magneto-Óptica*. Existem outras configurações de armadilhas magneto-óptica possíveis, por exemplo as armadilhas obtidas por Tabosa e colaboradores [50], que utilizam dois ou quatro feixes focalizados.

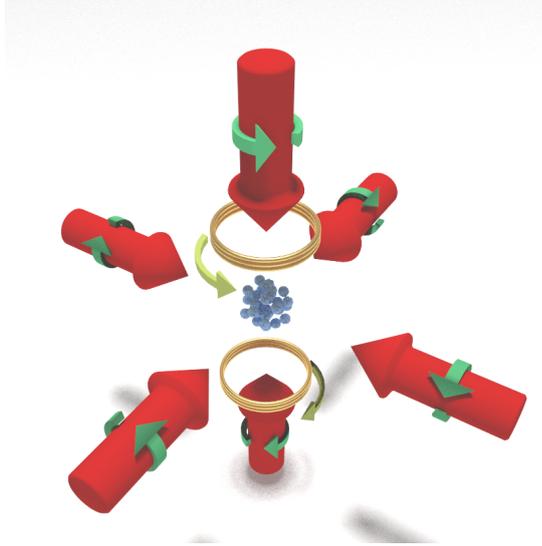


Figura 43: Representação de uma MOT. As setas vermelhas representam os campos ópticos (com o sentido de propagação) nas três direções do espaço e os anéis dourados as bobinas na configuração anti-Helmholtz. As setas verdes representam a polarização circular e seu sentido, bem como a seta amarela representa o sentido da corrente. No centro da MOT temos um conjunto de átomos aprisionados.

Os átomos resfriados e armadilhados pela MOT interagem continuamente com os feixes incidentes através da absorção e emissão de fótons. Desta forma, teoricamente os átomos possuem uma pequena flutuação em sua energia cinética que caracteriza, de modo geral, em um limite mínimo de temperatura T_D (diferente de zero) alcançada em uma MOT. Este limite é conhecido como *Limite Doppler* e para átomos de césio é aproximadamente $T_D = 125\mu K$. As medidas realizadas por William Phillips *et al* [51, 52] demonstraram que é possível obter temperaturas abaixo deste limite. A causa deste *Limite Sub-Doppler* foi explicada por Jean Dalibard e Claude Cohen-Tannoudji [53] através do *efeito Sisyphus*.

4.3 Feixes com Momento Angular Orbital (MAO)

Momento angular da luz: Spin e Orbital

Uma característica interessante do campo eletromagnético é a possibilidade de carregar

consigo um momento angular relacionado à sua polarização, denominado de *momento angular de spin*, e um momento angular relacionado à estrutura de fase do seu perfil, que é denominado de *momento angular orbital* (MAO). Um feixe polarizado circularmente (σ^+ ou σ^-), por exemplo, possui um momento angular de spin que induz transições do tipo $\Delta m_F = \pm 1$ entre os estados Zeeman. Já um feixe que carrega MAO possibilita várias aplicações, dentre elas manipular partículas macroscópicas ou ser utilizado na codificação de informação quântica [54] [24]. Matematicamente, um *momento angular total* associado a um campo eletromagnético que se propaga no vácuo, é definido como [23]:

$$\vec{J}_{total} = \int [\epsilon_0 \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B})] dV. \quad (4.1)$$

Uma maneira possível de realizar a separação das duas componentes de momento angular é escrever \vec{B} em termos do potencial vetor \vec{A} . Utilizando a relação $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ e aplicando o teorema de Gauss em (4.1), temos:

$$\vec{J}_{total} = \epsilon_0 \int \sum_{i=x,y,z} [E_i (\vec{r} \times \vec{\nabla}) A_i + \vec{E} \times \vec{A}] dV - \epsilon_0 \int (\vec{r} \times \vec{A}) \vec{E} \cdot d\vec{S}, \quad (4.2)$$

onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo. Assumindo que a amplitude dos campos caem rapidamente com a distância, a integral de superfície tende mais rápido à zero do que a integral de volume e desta forma pode ser descartada. Assim o momento angular total resulta na soma de dois termos:

$$\vec{L} = \epsilon_0 \int \sum_{i=x,y,z} [E_i (\vec{r} \times \vec{\nabla}) A_i] dV, \quad (4.3a)$$

$$\vec{S} = \epsilon_0 \int [\vec{E} \times \vec{A}] dV. \quad (4.3b)$$

Nota-se que \vec{L} depende do sistema de referência escolhido e, em analogia com o operador de momento angular da mecânica quântica, associaremos com o momento angular orbital. Já \vec{S} depende intrinsecamente da natureza vetorial dos campos, ou seja da polarização do campo eletromagnético, e desta forma \vec{S} está associado com o momento angular

de spin da luz.

Equação de Helmholtz

Um modo espacial do campo eletromagnético, a grosso modo, é identificado pelo perfil de fase, polarização, frequência e direção de propagação do campo. Naturalmente a descrição matemática dos modos do campo surgem de condições de contorno específicas e nem sempre possuem uma solução trivial. Neste sentido os modos de Laguerre-Gauss(LG) são descritos nesta seção como soluções da equação de *Helmholtz* (obtida através das equações de Maxwell) no regime paraxial, o que permite sob certas condições simplificar as equações envolvidas.

As equações de Maxwell no espaço livre de cargas e correntes podem ser escritas como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \quad (4.4a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4.4b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (4.4c)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (4.4d)$$

Aplicando o rotacional em (4.4b) e (4.4d) e com algumas manipulações podemos encontrar as equações de onda para os campos \vec{E} e \vec{B} :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0, \quad (4.5a)$$

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{B} = 0. \quad (4.5b)$$

Nos limitando a campos monocromáticos com frequência angular ω e definindo um vetor de polarização constante para os campos \vec{E} e \vec{B} . Temos:

$$\vec{E} = \text{Re}[\vec{\mathcal{E}}\exp(-i\omega t)], \quad (4.6a)$$

$$\vec{B} = \text{Re}[\vec{\mathcal{B}}\exp(-i\omega t)], \quad (4.6b)$$

onde $\vec{\mathcal{E}}$ e $\vec{\mathcal{B}}$ são as amplitudes dos campos com o versor que define a polarização.

Portanto substituindo as equações (4.6) nas equações de onda (4.5), temos as equações de Helmholtz para $\vec{\mathcal{E}}$ e $\vec{\mathcal{B}}$:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} + k^2 \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad (4.7a)$$

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{B}} + k^2 \vec{\mathcal{B}} = 0, \quad (4.7b)$$

onde $k = \omega/c$ é módulo do vetor de onda.

Para evitar inconsistências na descrição dos modos no regime paraxial, como descrito em [55], a equação de onda deve ser escrita em termos do potencial vetor, em vez do campo elétrico ou a indução magnética. No calibre de Lorentz, a equação de onda para o potencial vetor pode ser escrita como:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{A}} + k^2 \vec{\mathcal{A}} = 0, \quad (4.8)$$

onde $\vec{A} = \text{Re}[\vec{\mathcal{A}}\exp(-i\omega t)]$ e os campos \vec{E} e \vec{B} estão relacionados com \vec{A} através das seguintes relações:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad (4.9a)$$

$$\vec{\mathcal{E}} = i\omega \left(\vec{\mathcal{A}} + \frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{A}})}{k^2} \right). \quad (4.9b)$$

Definindo uma polarização transversa e constante para o potencial vetor, obtemos a equação de Helmholtz escalar:

$$\nabla^2\Theta + k^2\Theta = 0, \quad (4.10)$$

onde $\vec{A}(x, y, z) = \Theta(x, y, z)\hat{t}$ e \hat{t} é o versor transverso.

Modos de Laguerre-Gauss do campo

Uma solução possível para a equação (4.10) é uma função composta por um termo que fornece o perfil de fase transverso e outro termo que depende explicitamente do fator de fase $\exp(ikz)$, tal como:

$$\Theta(x, y, z) = \psi(x, y, z)\exp(ikz), \quad (4.11)$$

onde $\psi(x, y, z)$ é a distribuição de amplitude do modo. Substituindo a função (4.11) na equação (4.10), temos:

$$\nabla_t^2\psi + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\psi + 2ik\frac{\partial}{\partial z}\psi = 0, \quad (4.12)$$

onde $\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

A aproximação paraxial em óptica ondulatória é utilizada quando a maior componente do vetor de onda encontra-se no eixo de propagação, que foi definido como eixo z . Desta forma a equação acima pode ser simplificada se tomarmos ela no regime paraxial, onde impomos que o perfil da onda muda lentamente com z , e portanto satisfaz as seguintes condições:

$$\left| \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right| \ll |\nabla_t^2\psi|, k \left| \frac{\partial\psi}{\partial z} \right|. \quad (4.13)$$

Assim a equação (4.12) no regime paraxial se torna:

$$\nabla_t^2\psi + 2ik\frac{\partial}{\partial z}\psi = 0. \quad (4.14)$$

A solução da equação acima foi demonstrada por Allen *et al* [56] em coordenadas cilíndricas e é dada por:

$$\begin{aligned}
\psi_{lp}^{LG}(\rho, \phi, z) &= \frac{C_p^{LG}}{\sqrt{w(z)}} \left(\frac{\rho\sqrt{2}}{w(z)} \right)^{|l|} \exp \left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right] L_p^{|l|} \left(\frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right) \\
&\times \exp \left[-ik \frac{\rho^2 z}{2(z_R^2 + z^2)} \right] \underbrace{\exp[i l \phi]}_{\text{Fase Azimutal}} \exp[-i(2p + |l| + 1)\chi(z)], \quad (4.15) \\
l &= \{ \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \}, \quad p = \{ 0, 1, 2, \dots \},
\end{aligned}$$

onde $L_p^{|l|}$ são os polinômios generalizados de Laguerre e $C_p^{LG} = \sqrt{(2^{|l|+1}p!)/(\pi(p+|l|)!)}$ a constante de normalização. O índice p está relacionado com a quantidade de anéis concêntricos no perfil de intensidade. Por exemplo, para um modo de LG com índice $p = 0$ tem-se um único anel concêntrico, já para $p = 1$, têm-se 2 anéis concêntricos. Por outro lado o índice l , contido no termo de fase azimutal, está associado à "carga topológica" do modo. De certa forma, a carga topológica representa a quantidade de fatores 2π acumulados ao integrar o gradiente de fase em torno do eixo de propagação. A partir da solução determinada acima também é possível demonstrar que a cada fóton do campo está associado um momento angular $L_z = l\hbar$. Na figura 44 são mostrados exemplos de feixes com modo de LG para diferentes cargas topológicas l .

4.4 Aparato experimental

O experimento descrito nesta seção foi realizado com átomos frios de césio obtidos a partir de uma armadilha magneto-óptica (MOT). Como descrito na seção 4.2, a dessintonia abaixo da ressonância e o gradiente de campo magnético são fundamentais para o funcionamento da MOT. Desta forma os feixes da armadilha foram preparados com uma dessintonia de $\Delta_{MOT} = -15$ MHz da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ e duas bobinas na configuração anti-Helmholtz fornecem um quadrupolo de campo magnético de forma a termos um gradiente de campo linear na região de intersecção dos feixes da MOT (nas três direções do espaço).

A transição utilizada é cíclica, ou seja, os átomos excitados para $F' = 5$ devem decair para o estado fundamental $F = 4$. No entanto existe uma pequena probabilidade dos

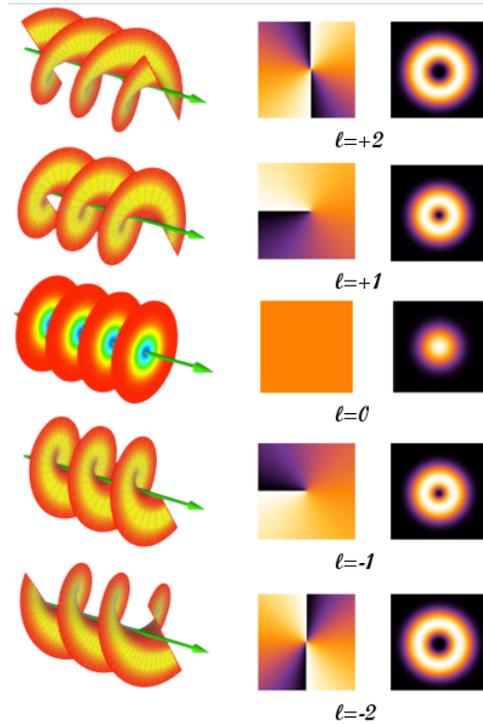


Figura 44: A primeira coluna mostra uma determinada fase azimutal ao longo do eixo de propagação, dando origem assim a uma estrutura helicoidal. A segunda e terceira coluna correspondem respectivamente a frente de fase e à distribuição de intensidade. As linhas representam a carga topológica de cada modo LG do campo. Fonte: Wikipedia - Orbital angular momentum of light - Acesso ago.2018.

feixes da armadilha excitar os átomos para o estado $F' = 4$, neste caso eles podem decair também para o estado fundamental $F = 3$ e deixar de serem aprisionados. Para que os átomos em $F = 3$ possam voltar novamente para $F = 4$, é necessário adicionar na MOT um feixe, denominado de *feixe de rebombeio*, sintonizado próximo da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$. Na figura 45a são representados os feixes utilizados juntamente com as respectivas transições.

Os feixes de armadilhamento e o campo magnético permanecem ligados por 20 ms, tempo suficiente para que a densidade de átomos frios alcance o estado estacionário. Por sua vez, o feixe de rebombeio pode ser desligado depois ou antes dos feixes de armadilhamento. Caso seja desligado depois, ele bombeia opticamente os átomos para o estado fundamental $F = 4$, caso seja desligado antes, os feixes da MOT bombeiam os átomos para o estado fundamental $F = 3$, como exemplificado na figura 45b. Desta forma é possível preparar os átomos frios em um estado fundamental específico. Em nossas experiências, os átomos são preparados no estado $F = 3$ ao desligar o feixe de rebombeio 1 ms antes dos

feixes da MOT. Outro detalhe é que após o desligamento da MOT, é necessário esperar um tempo de $200 \mu\text{s}$ para que o campo magnético gerado pelas bobinas do MOT decaia completamente. Assim as análises espectrais ou processo de armazenamento de luz são realizados nos átomos frios apenas depois de transcorrido este tempo.

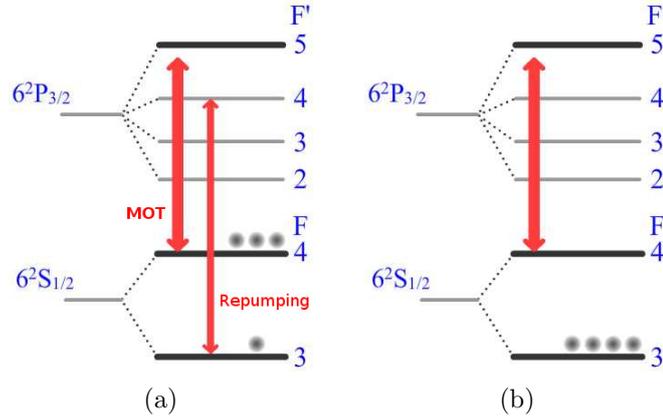


Figura 45: (a) Estrutura da linha D2 do césio com os campos ópticos da MOT e do rebombeio sintonizados nas respectivas transições. (b) Se o campo do rebombeio é desligado antes dos campos da MOT, ocorre o bombeamento dos átomos para o estado fundamental $F = 3$.

Os átomos frios formam uma espécie de “nuvem atômica” no centro da MOT com um diâmetro aproximado de 2 mm e com um profundidade óptica na ordem de 4^1 . Nas experiências que seguem, esta nuvem é utilizada como meio para armazenar/manipular momento angular da luz via o fenômeno de CPO. Com este objetivo, utilizamos o arranjo experimental representado na figura 46. Neste sistema, todos os feixes utilizados são provenientes do mesmo laser, que inicialmente é travado no crossover das transições $F = 2 \leftrightarrow F' = 2$ e $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$.

A frequência e amplitude dos feixes (W, W' e R) que chegam na nuvem são controlados pelos moduladores acusto-óptico (AOM). O AOM-2 controla a frequência do feixe W, que é mantido em ressonância com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ e o AOM-1 controla a frequência do feixe R. Já o feixe W', pode ser controlado pelo AOM-1 ou do AOM-2. Quando controlado pelo AOM-1, temos como objetivo obter um espectro pela varredura em frequência dos campos R e W' em torno de W. Neste caso o feixe proveniente do AOM-

¹determinado pela relação $10 \log \left(\frac{I_{out}}{I_{in}} \right)$ com um campo de prova de baixa intensidade.

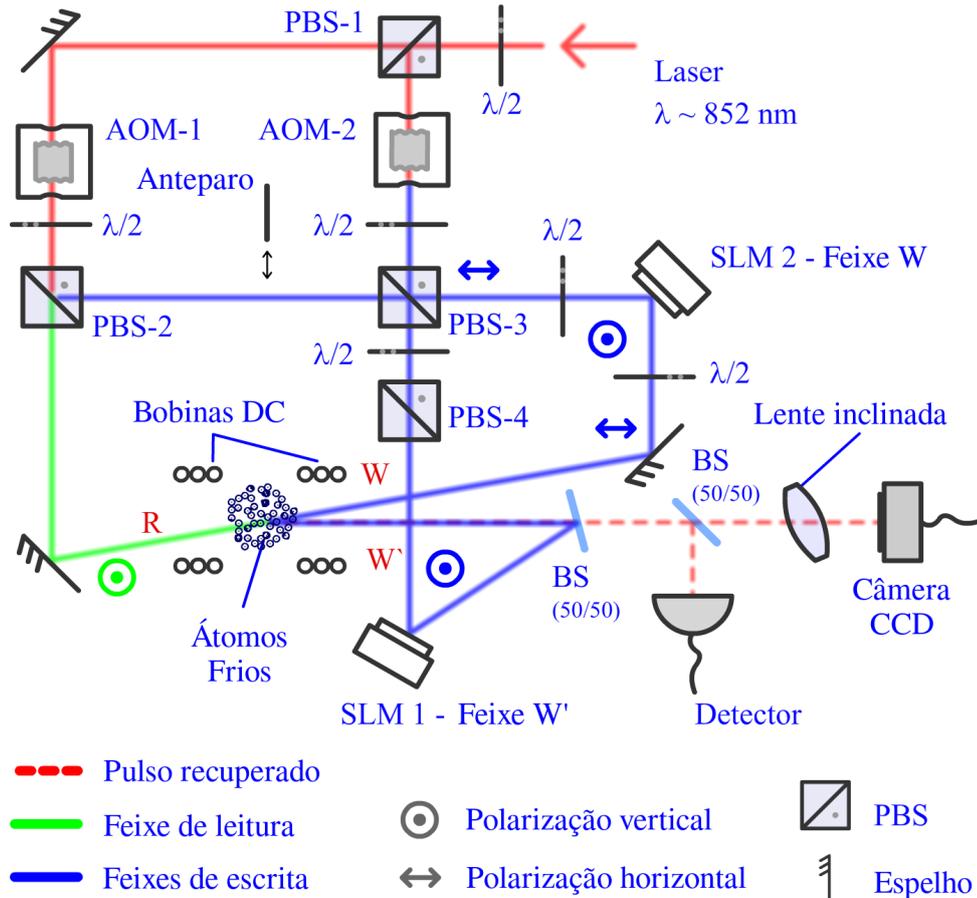


Figura 46: Arranjo experimental utilizado para obter o espectro de MQO e o armazenamento de luz com MAO. AOM se refere ao Modulador Acusto-Óptico, SLM ao Modulador Espacial da Luz, BS ao Divisor de Feixes e PBS ao Divisor de Feixes Polarizados.

2 é totalmente refletido no PBS-3 e feixe W' surge de uma reflexão do feixe proveniente do AOM-1 no PBS-2. Quando o feixe W' é controlado pelo AOM-2, temos como objetivo realizar o armazenamento de luz com MAO. Neste caso o feixe proveniente do AOM-1 é totalmente transmitido no PBS-2 e o feixe W' surge de uma transmissão do feixe proveniente do AOM-2 no PBS-3. No armazenamento de luz, um anteparo também é colocado entre o PBS-2 e PBS-3 para evitar qualquer vazamento de luz do PBS-2. O feixe W e W' são denominados de *feixes de escrita* e o feixe R é denominado de *feixe de leitura*.

No arranjo experimental também utilizamos dois moduladores espaciais de fase da luz (SLM - Spatial Light Modulator) para introduzir um MAO específico nos feixes W e W'. Os SLMs são da marca Hamamatsu e utilizam a tecnologia LCOS (Liquid-Crystal-on-Silicon). Nele, um holograma associado ao modo LG que se queira produzir é impresso

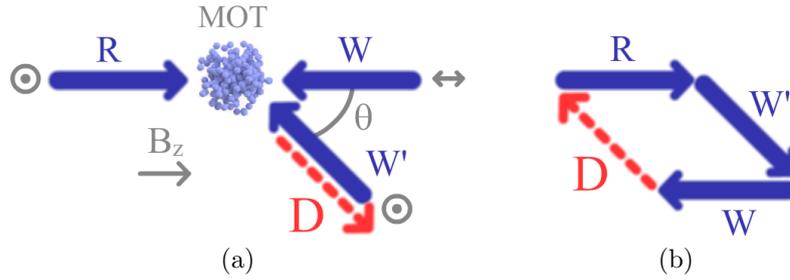


Figura 47: (a) Configuração dos feixes na Mistura de Quatro Ondas. (b) Casamento de Fase.

em sua tela de cristal líquido de tal forma que um feixe gaussiano refletido nesta tela passa a ter o modo desejado do campo.

As intensidades dos feixes W , W' e R antes da nuvem são respectivamente 10 mW/cm^2 , 15 mW/cm^2 e 5 mW/cm^2 . O diâmetro de todos os feixes incidentes foi ajustado para aproximadamente $1,2 \text{ mm}$, diâmetro menor do que a nuvem atômica ($\approx 2 \text{ mm}$). Com o intuito de explorar o efeito de CPO, os feixes de escrita inicialmente possuem polarização linear-ortogonal, no entanto placas de $\lambda/2$ podem ser colocadas antes da armadilha para tornar a polarização deles circular-ortogonal. Para separar o feixe gerado durante o processo de leitura dos demais, o sistema foi preparado com um pequeno ângulo $\theta \approx 2^\circ$ entre os feixes incidentes de modo a induzir uma grade induzida quando os feixes de escrita estão ligados. Adicionalmente duas bobinas na configuração de Helmholtz são dispostas de tal forma que criem um campo magnético constante na nuvem atômica ao longo da bissetriz dos feixes de escrita, considerada como eixo z .

Quando os feixes W , W' e R estão ligados, o meio gera um feixe que é contra-propagante a W' . Este feixe gerado é denominado de D e surge num processo de mistura de quatro ondas (MQO), onde três campos eletromagnéticos interagindo com o meio atômico produzem uma quarta onda. Este processo é paramétrico, ou seja, há conservação de energia e momento dos campos no processo de interação com os átomos, o que resulta no casamento de fase óptica (*phase matching*) [57]. A figura 47a representa a direção dos feixes no processo de mistura de quatro ondas e a figura 47b representa o casamento de fase deste processo. Neste caso o átomo absorve nos modos do campo W e R , e emite nos modos W' e D .

Uma parte do feixe difratado D é detectado por um fotodetector rápido cuja função é fornecer a informação da amplitude, quando realizado um espectro, ou a forma espacial do sinal gerado, quando se realiza armazenamento de luz. Outra parte do feixe difratado é encaminhada a uma câmera CCD cuja função é determinar a carga topológica através do método da lente inclinada (*tilted lens*) [58]. Neste método, um modo LG do campo eletromagnético, com carga topológica l , ao passar por um astigmatismo óptico (lente convexa inclinada) gera um padrão de auto interferência que exhibe $|l|+1$ franjas brilhantes com uma inclinação que depende do sinal de l .

4.5 Resultados Experimentais

Para organizar melhor a análise dos resultados obtidos a partir do arranjo experimental descrito nesta seção, a aquisição de dados foi realizada em quatro etapas. Na primeira etapa do experimento, os feixes de escrita (W e W') e leitura (R) são ligados simultaneamente por um intervalo de $t=25 \mu s$, após um intervalo de $200 \mu s$ depois do desligamento dos feixes MOT. As polarizações dos feixes de escrita são lineares-ortogonais e desta forma temos a condição para a ressonância de EIT e CPO em $\delta = 0$. Para separar os dois efeitos, assim como foi realizado no capítulo anterior, é aplicado um campo magnético constante $B_z \approx 3,7 \text{ G}$ através das bobinas localizadas próximas à MOT. Este campo ocasiona um deslocamento em frequência entre os subníveis Zeeman do estado fundamental de $\approx 1,3 \text{ MHz}$. Adicionalmente os SLMs foram configurados apenas para refletir os feixes sem alterar seu perfil de fase e amplitude.

Nestas condições, uma varredura em frequência dos feixes R e W' (simultaneamente) em torno da frequência do feixe W revela o espectro de MQO mostrado pela curva preta na figura 48. Com base na análise teórica e os resultados obtidos no capítulo anterior, podemos facilmente identificar o pico em $\delta = 0$ como a ressonância de CPO e os picos laterais próximas a $\delta = \pm 2,5 \text{ MHz}$ como as ressonâncias de EIT. Para provar isto, sob as mesmas condições, mudamos as polarizações dos feixes para circular com a adição de placas $\lambda/4$ antes da armadilha. Neste caso obtém-se o espectro mostrado pela curva vermelha na figura 48. Este espectro foi ampliado cerca de 10x e apresenta apenas um

pico, associado à condição de ressonância de dois fótons (EIT). A refletividade dos picos de CPO e EIT são na ordem de 0,3 % e 0,01 % respectivamente.

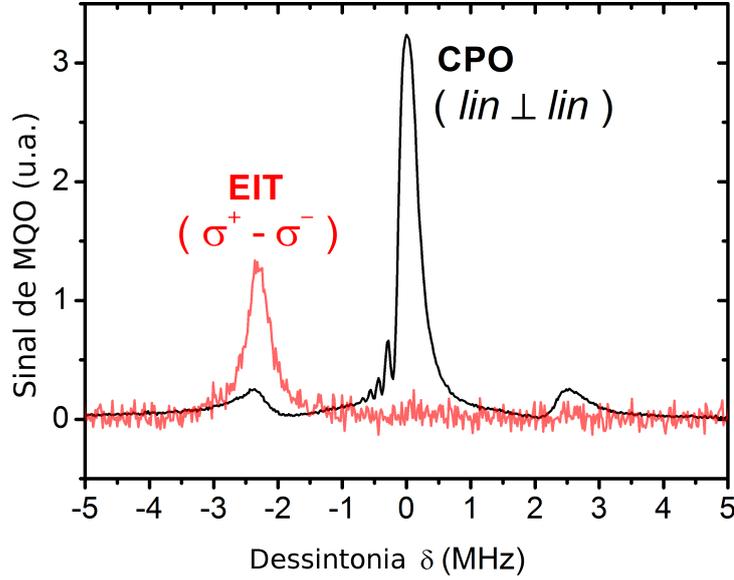


Figura 48: Espectro de feixe difratado na MQO para as condições de EIT e CPO. Curva em preto: polarização dos feixes de escrita como linear-ortogonal; o pico em $\delta = 0$ é a ressonância de CPO, enquanto as laterais são as ressonâncias de EIT. Curva em vermelho (ampliada em 10x): polarização dos feixes de escrita como circular-ortogonal; um único pico associado ao EIT é obtido no espectro.

Na segunda parte do experimento, foi realizado o armazenamento de luz utilizando as memórias de CPO e EIT na presença de um gradiente de campo magnético. Um gradiente de campo magnético de $dB(z)/dz \approx 0,2$ G/cm foi introduzido no sistema ao manter as bobinas de quadrupolo magnético do MOT ligadas permanentemente. A condição de CPO foi obtida mantendo todos os feixes em ressonância com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ e configurando a polarização dos feixes de escrita como linear-ortogonal. Também foi adicionado um campo constante $B_z \approx 3,7$ G na direção do eixo z para que em $\delta = 0$ tenhamos apenas a ressonância de CPO, conforme o espectro obtido anteriormente.

Nesta configuração, os feixes (W, W' e R) são modulados conforme a sequência temporal de pulsos mostrados na figura 49. O período de escrita da grade é de $t_W = 25 \mu s$ e o tempo de armazenamento t_S é variável. Logo após o tempo de armazenamento, o feixe de leitura é ligado e o feixe difratado D, contra propagante à direção de W', é encaminhado ao fotodetector. Os pontos representados por quadrados em azul do gráfico 50, correspondem à amplitude do pulso recuperado em função do tempo de armazenamento, na

condição de CPO. Adicionalmente, desligando o campo magnético constante e mudando a polarização dos feixes de escrita para circular-ortogonal, temos apenas uma ressonância de EIT ocorrendo em $\delta = 0$ e, conseqüentemente, os feixes de escrita criam uma grade de coerência (memória via EIT) no meio. Neste caso, a amplitude do pulso em função do tempo de armazenamento é representada por círculos em vermelho no mesmo gráfico anterior. No *inset* do gráfico 50 temos a forma do pulso, na condição de CPO. O tempo de decaimento da memória de CPO e EIT são iguais a $9,2 \mu s$ e $5,1 \mu s$, respectivamente. A eficiência de armazenamento estimada (em $t_s = 1 \mu s$) para as memórias de CPO e EIT, obtidas pela razão entre o pico de intensidade do pulso recuperado e a intensidade do feixe W' , são respectivamente 1% e 2%.

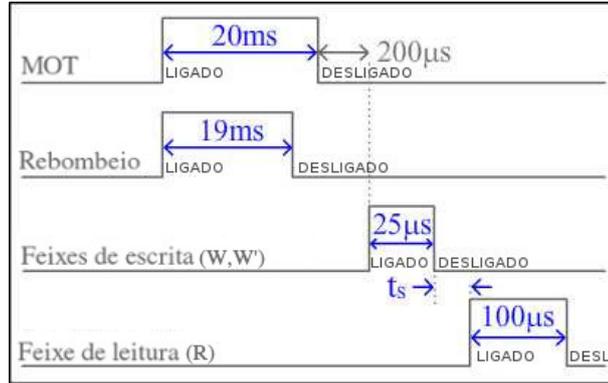


Figura 49: Sequência temporal dos sinais de controle da experiência na configuração de armazenamento de luz.

Na ausência de gradientes de campos magnéticos, verifica-se que ambas memórias apresentam o mesmo tempo de decaimento. Portanto é comprovada novamente que a memória de CPO é mais robusta a gradientes de campos magnéticos do que a memória de EIT. No entanto, o tempo de decaimento da memória de CPO é muito menor do que o tempo esperado de $120 \mu s$, dado pelo tempo de trânsito de um átomo através de uma estrutura especial, de passo $\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)}$, criada pelos feixes de escrita. Atribuímos esta discrepância à existência de componentes de campos magnéticos que podem induzir transições entre os subníveis Zeeman, portanto diminuindo o tempo de vida efetivo do estado fundamental.

Na terceira parte do experimento, demonstramos que uma memória atômica baseada no efeito de CPO pode ser utilizada para armazenar o momento angular orbital (MAO)

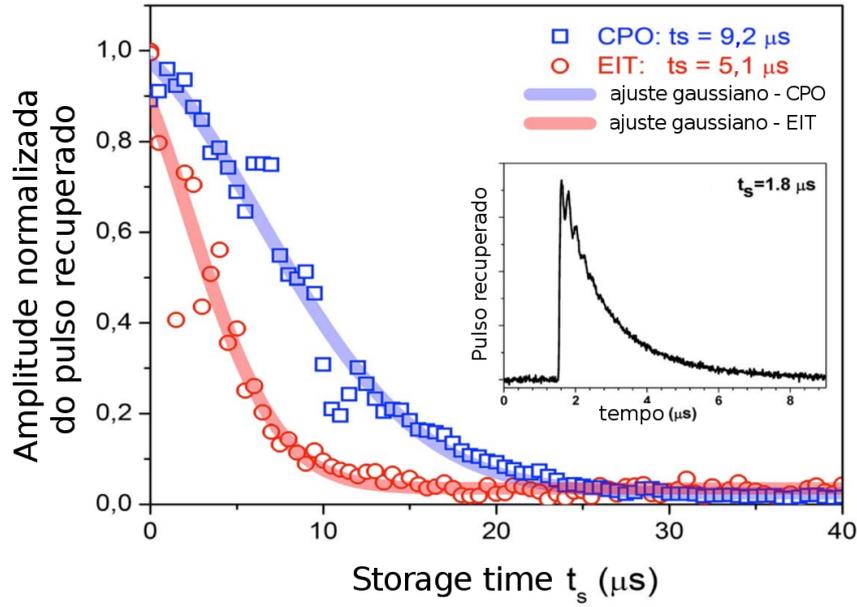


Figura 50: Decaimento da amplitude do sinal recuperado para a memória de CPO (quadrados azuis) e de EIT (círculos vermelhos) na presença de um gradiente de campo magnético de $\approx 0,2$ G/cm. As curvas sólidas correspondem a ajustes gaussianos. No *inset* temos um típico pulso recuperado para memória de CPO.

da luz. Para isto, foi mantido apenas o campo magnético constante $B_z \approx 3,7$ G e as polarizações dos feixes foi configurada para lineares-ortogonais. Os feixes de escrita e leitura foram modulados em amplitude pelos AOMs, conforme realizado anteriormente. Em um primeiro momento, os feixes W e R foram mantidos sem estrutura de fase ($l_{W,R} = 0$), enquanto o feixe W' pode apresentar diferentes valores de carga topológica ($l_{W'} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$). Utilizando uma lente e uma câmera CCD para capturar o feixe W' antes de chegar ao MOT, foi possível obter os padrões de auto interferência deste feixe e certificar o valor da carga topológica que ele carregava através do método da *lente inclinada*. O padrão de auto interferência do feixe W' está representado na primeira coluna da figura 51a. Também foi certificado que o perfis de intensidade destes feixes, cuja forma é de um anel quando carregam um modo LG, são menores do que a nuvem de átomos frios.

Para capturar os padrões de auto-interferências do feixe difratado D com diferentes valores de $l_{W'}$, fixamos o tempo de armazenamento em $t_S = 1 \mu s$ e sincronizamos a câmera CCD, representada na figura 46, com o sinal de leitura. As imagens obtidas estão representadas na coluna direita da figura 51a. Para esta situação, verifica-se que

o pulso recuperado possui uma carga topológica (l_{out}) que é igual a carga topológica do feixe W', ou seja, $l_{out} = l_{W'}$. No entanto, se realizarmos os mesmos procedimentos acima mantendo os feixes W' e R sem uma estrutura de fase ($l_{W',R} = 0$) e variarmos os valores de carga topológica ($l_W = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$) do feixe W, obtemos a figura 51b. Neste caso, a informação do MAO foi recuperada em uma direção diferente do qual foi armazenada e os padrões de auto-interferência possuem uma inclinação distinta.

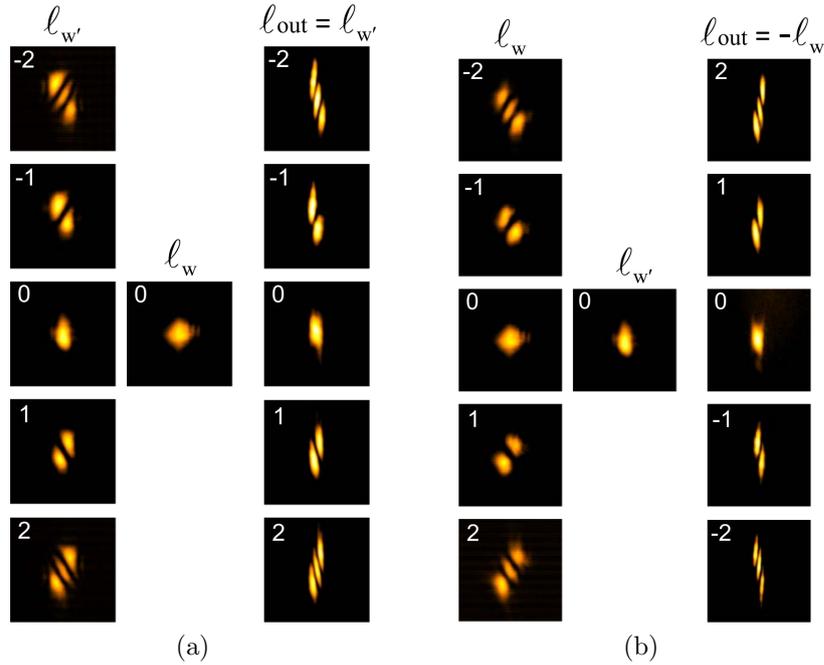


Figura 51: Cargas topológicas dos feixes de escrita (l_W e $l_{W'}$) e do feixe recuperado (l_{out}) obtidos a partir de uma memória de CPO com um $t_S = 1 \mu s$. (a) $l_{W'} = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ e $l_W = 0$. (b) $l_W = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ e $l_{W'} = 0$.

Podemos entender estes padrões de maneira simples se considerarmos que o feixe gerado pelo meio surge do termo não-linear de terceira ordem da polarização óptica. Desta forma sua amplitude é dada por $E_D \propto \chi^{(3)} E_W E_{W'}^* E_R$, onde $E_{W,W',R}$ é a amplitude dos campos incidentes e $\chi^{(3)}$ é a susceptibilidade efetiva de terceira ordem do meio não-linear. O casamento de fase implica na conservação dos vetores de onda e na conservação de fase azimutal. Como apenas os feixes de escrita W e W' carregam MAO com uma fase azimutal dada por l_W e $l_{W'}$, respectivamente, a conservação de fase azimutal na MQO, implica que a fase azimutal do feixe D seja $(l_W - l_{W'})$, no entanto como o vetor de onda do feixe D é contrapropagante a W', sua carga topológica é definida relativamente à sua direção de propagação como $l_{out} = l_{W'} - l_W$. Essa regra de conservação é bem ilustrada

na figura 51, onde a inclinação do padrão de auto-interferência está relacionada com o sinal da carga topológica do feixe.

Em ambos os casos, verificamos que o tempo de decaimento da memória de CPO não foi afetado pelos valores de carga topológica utilizados nos feixes de escrita (W e W'). É bem conhecido na literatura [59] que a interferência de um modo LG com um onda plana produz um padrão de interferência que se assemelha a um garfo (fork pattern) na região central do campo LG, onde o espaçamento entre as franjas depende do valor da carga topológica e é aproximadamente $\Lambda_{fork} \approx \lambda/(l+1)\theta$. Para $l = 2$ o espaçamento entre as franjas é reduzido por um fator de 3, o que reduz em igual proporção o tempo de trânsito de um átomo nesta estrutura. Desta forma o tempo de trânsito esperado seria de $40 \mu s$, o que ainda é muito longo se comparado ao tempo de decaimento obtido experimentalmente. Contudo maiores valores de carga topológica podem afetar diretamente o tempo de armazenamento.

Na quarta parte do experimento, mantivemos o sistema como anteriormente e realizamos operações mais complexas ao colocar MAO em ambos os feixes de escrita². Os padrões de auto-interferência do feixe recuperado para um conjunto de valores não nulos de carga topológica (l_W e l'_W) são mostrados na figura 52. Estes resultados demonstram claramente que podemos armazenar simultaneamente dois valores de MAO numa memória CPO e recuperar a sua subtração, de forma a satisfazer $l_{out} = l_{W'} - l_W$. A reconstrução imperfeita da carga topológica, principalmente quando $l_{out} = 0$, decorre do fato que o campo é nulo na região central do modo LG, não gerando portanto, MQO. Estes resultados contudo são consistentes com a lei de conservação de MAO dentre os modos do campo no processo de MQO atrasado, onde fótons são absorvidos dos modos W e R e são emitidos nos modos W' e D.

²Nosso grupo também investigou anteriormente operações envolvendo MAO com suscetibilidades de ordem superior (χ^3 e χ^5 , χ^7) [60]

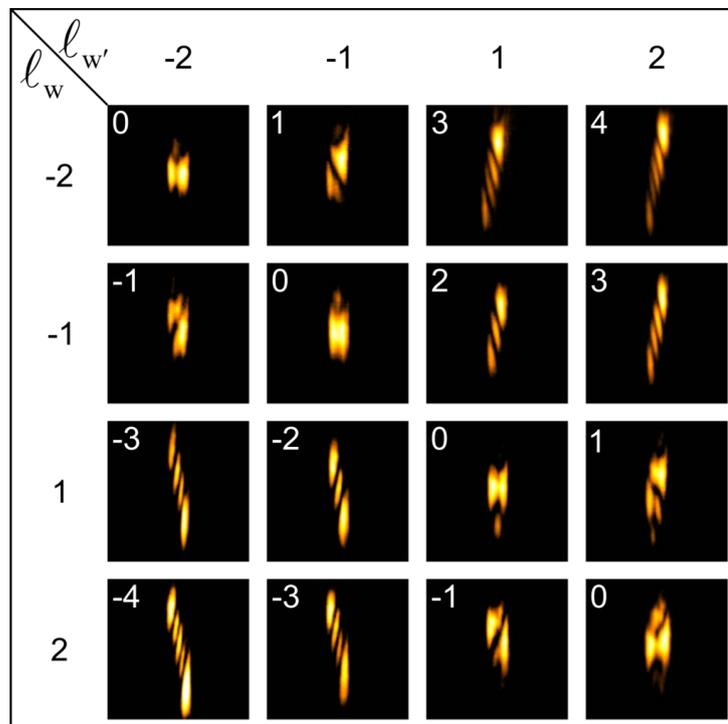


Figura 52: Cargas topológicas recuperadas para diferentes combinações de valores não nulos de l_w e $l_{w'}$. O valor da carga topológica l_{out} medido é indicado no canto superior a direita de cada imagem.

5 RIR EM ÁTOMOS FRIOS: ESPECTROSCÓPIA E ARMAZENAMENTO DE LUZ

5.1 Introdução

Neste capítulo exploramos os graus de liberdade externos do átomo, através do fenômeno de Ressonância Induzida por Recuo (RIR), para demonstrar o armazenamento de luz. Diferentemente das memórias analisadas anteriormente, esse tipo de memória possui a vantagem de permitir múltiplos acessos sem destruir a informação armazenada. Começamos o capítulo analisando as principais características do efeito RIR através de um modelo teórico simplificado. Em sequência, abordamos o aparato experimental e dos processos para se obter os espectros e armazenamento de luz nas condições desejadas. Em especial, dedicamos uma seção para descrever o método utilizado para compensar campos magnéticos espúrios, visto que este método foi fundamental para obtermos uma memória indubitavelmente baseada no efeito RIR. Por fim é realizada uma discussão sobre os resultados obtidos e algumas das características deste novo tipo de memória.

5.2 Ressonância Induzida por Recuo (RIR)

Ressonância RIR

Em determinadas condições, o átomo de césio pode ser tratado convenientemente como um sistema de dois níveis. Por exemplo, se tomarmos um campo óptico de polarização circular σ^+ interagindo com um átomo na transição cíclica $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$,

este irá induzir transições com $\Delta m_F = +1$ que por fim levará o átomo ao estado fundamental $|F = 4, m_F = 4\rangle$. Uma vez neste estado, a interação com o campo óptico limita-se à transição $|F = 4, m_F = 4\rangle \leftrightarrow |F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$. De maneira análoga, se a polarização do campo for σ^- , a interação se limitará à transição $|F = 4, m_F = -4\rangle \leftrightarrow |F' = 5, m_{F'} = -5\rangle$. Nesta condição, podemos simplificar as interações entre campo-átomo considerando o átomo como um sistema de dois níveis, possuindo assim um estado excitado $|e\rangle$ e um estado fundamental $|g\rangle$. Este campo de bombeamento óptico será denominado neste capítulo como $\vec{E}_2(\omega_2)$ (ou campo de acoplamento).

Podemos continuar tratando o átomo como um sistema de dois níveis¹ mesmo na presença de um segundo campo $\vec{E}_1(\omega_2 + \delta)$ (campo de prova) que se propaga em uma direção ligeiramente distinta de \vec{E}_2 . Para isto, devemos nos restringir a pequenos ângulos entre os campos, o campo \vec{E}_1 deve possuir a mesma polarização de \vec{E}_2 e ser menos intenso do que este. Nesta situação, o átomo pode interagir simultaneamente com ambos os campos de forma a absorver um fóton de um campo e emitir de maneira estimulada na direção do outro campo. Definiremos esta situação como uma redistribuição de fótons de um modo do campo para outro.

Na figura 53 está exemplificada a situação onde um átomo redistribui um fóton do campo de acoplamento para o campo de prova. Como resultado há uma amplificação do campo de prova. No processo de emissão, o átomo emite um fóton com frequência $\omega_2 + \delta$ e volta ao estado de energia $|g\rangle$, porém seu estado de momento é alterado de \vec{p} para $\vec{p} + \Delta\vec{p}$. Consequentemente a variação entre os vetores de onda do fóton absorvido e emitido está diretamente associado com a variação de momento linear do átomo, assim temos que $\Delta\vec{p} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$. Por completeza, quando há redistribuição de um fóton do feixe de prova para o feixe de acoplamento, há uma atenuação do feixe de prova e o momento linear do átomo é alterado de $\vec{p} + \Delta\vec{p}$ para \vec{p} . Assim, para que haja conservação de energia no sistema como um todo, devemos considerar os estados internos e externos (de momento) do átomo.

Nestas condições, a interação dos campos com os átomos pode ser interpretada como

¹O eixo de quantização e os autoestados de energia são definidos na direção do campo \vec{E}_2 , desta forma a incidência de um segundo campo óptico com polarização e direção distinta pode invalidar este modelo

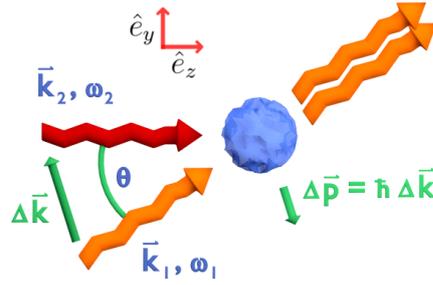


Figura 53: Redistribuição de fótons de um modo do campo para outro com a mudança de momento do átomo.

uma transição Raman (ou espalhamento Raman) que conecta um estado externo de momento a outro. Por sua vez, a probabilidade de ocorrer um processo de amplificação ou atenuação do feixe de prova, depende intrinsecamente da quantidade de átomos nos estados de momento envolvidos. Se os campos possuem a mesma frequência, ou seja $\delta = 0$, os dois processos de redistribuição de fótons possuem a mesma probabilidade de ocorrer, pois envolvem estados de momento que possuem a mesma população². Desta maneira, um processo se sobrepõe ao outro e nenhuma variação nas intensidades dos feixes é observada. Porém quando $\delta \neq 0$, os campos realizam um transição Raman envolvendo estados de momento distintos, com populações distintas, e isso faz com que um processo seja favorecido com relação ao outro de tal forma que o feixe de prova ganha ou perde energia proporcionalmente à diferença de população dos estados externos. Este processo que envolve a transição entre dois estados de momento e resultam em uma absorção/amplificação dos feixes é conhecida na literatura como RIR (Recoil-Induced Ressonance) [35].

Cálculo do espectro de absorção

Para determinarmos a forma de linha de um espectro de absorção do feixe de prova, tomemos os vetores de onda dos campos $\vec{E}_2(\omega_2)$ e $\vec{E}_1(\omega_2 + \delta)$ respectivamente como:

$$\vec{k}_2 = k_2 \hat{e}_z, \quad (5.1a)$$

$$\vec{k}_1 = k_1 (\cos\theta \hat{e}_z + \sin\theta \hat{e}_y). \quad (5.1b)$$

Assumindo que $k_2 \approx k_1 = k$ e o ângulo entre os feixes é suficientemente pequeno ($\cos\theta \approx 1$ e $\sin\theta \approx \theta$), temos:

²Assumindo que o meio possui uma distribuição de momento do tipo Maxwell-Boltzmann.

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 = k\theta\hat{e}_y. \quad (5.2)$$

Portanto a variação de momento do fóton e o momento final do átomo são dados respectivamente por:

$$\Delta p_y = \hbar\Delta k = \hbar k\theta, \quad (5.3a)$$

$$p_f = p_y + \Delta p_y. \quad (5.3b)$$

Após a interação com os fótons, o átomo volta ao seu estado interno de energia original e a variação de momento do fóton é relacionada diretamente à mudança de energia cinética do átomo (grau externo). Assim:

$$\Delta E = \frac{p_f^2}{2m} - \frac{p_i^2}{2m} = \frac{\Delta p_y^2}{2m} + \frac{p_y\Delta p_y}{m} \approx \frac{p_y\hbar k\theta}{m}. \quad (5.4)$$

Desta forma a variação de frequência óptica associada com a transição Raman entre os estados externos é dado por:

$$\Delta\omega_0 = \frac{p_y k\theta}{m}. \quad (5.5)$$

Considerando que a distribuição de momento do meio segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann, podemos representar a energia cinética dos átomos em função dos estados contínuos de momento conforme a figura 54a. Nesta figura temos representado também uma possível transição Raman entre dois estados de momento distintos. Na condição onde o campo \vec{E}_1 está dessintonizado abaixo da frequência do campo \vec{E}_2 , é mais provável que átomos sejam transferidos do estado de momento $-p_y$ para o estado $-p_y - \Delta p_y$ do que o inverso. Desta forma em $\delta < 0$ temos uma amplificação do campo de prova, conforme representado na figura 54c. Quando $\delta > 0$, a mesma análise nos leva à conclusão de que o campo de prova é atenuado nessa condição, conforme figuras 54b e 54d.

Apesar de reduzirmos internamente o átomo a um sistema de dois níveis ($|g\rangle$ e $|e\rangle$), podemos modelá-lo como um sistema de três níveis do tipo Λ por tomar o produto tensorial

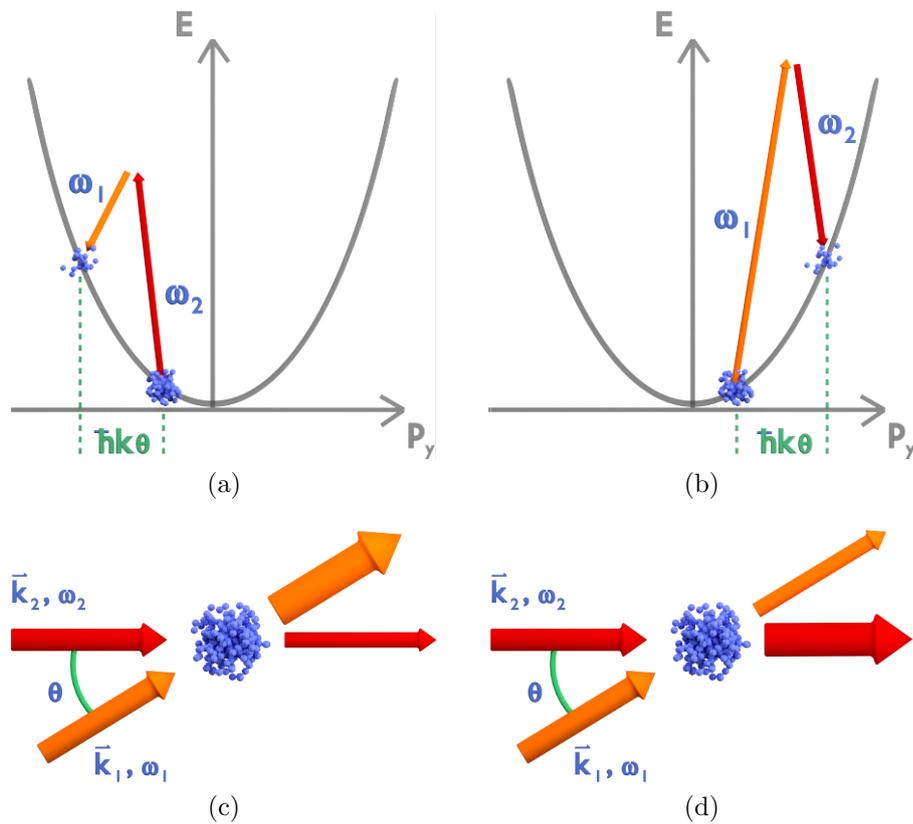


Figura 54: (a) e (b) Transição Raman estimulada entre distintos estados de energia cinética que, devido à diferença de população entre os estados, resultam em uma amplificação ou atenuação conforme ilustrado em (c) e (d), respectivamente.

entre seus estados internos de energia e seus estados externos de momento, conforme representado na figura 55a. Inicialmente consideraremos a transição entre dois estados de momento genéricos para posteriormente estender os resultados obtidos a todos os estados de momento do meio pela devida integração na distribuição de momento. Este sistema do tipo Λ com um campo acoplado em cada braço do sistema é semelhante ao que foi utilizado para o estudo da ressonância de EIT na subseção 2.3.4 e portanto permite utilizar as equações ópticas de Bloch deduzidas anteriormente para determinar a resposta do meio à presença dos campos ópticos. Para este fim, tomaremos como base o sistema Λ representado na figura 55b.

Como estamos interessados nos efeitos devido a uma transição Raman (dois fótons) envolvendo os estados fundamentais, eliminaremos adiabaticamente o estado excitado ao considerar que os campos estão longe da ressonância atômica, $\Delta \gg \Gamma_0$, e conseqüentemente que a população do estado excitado é praticamente nula ($\sigma_{aa} \approx 0$). Para simplificar

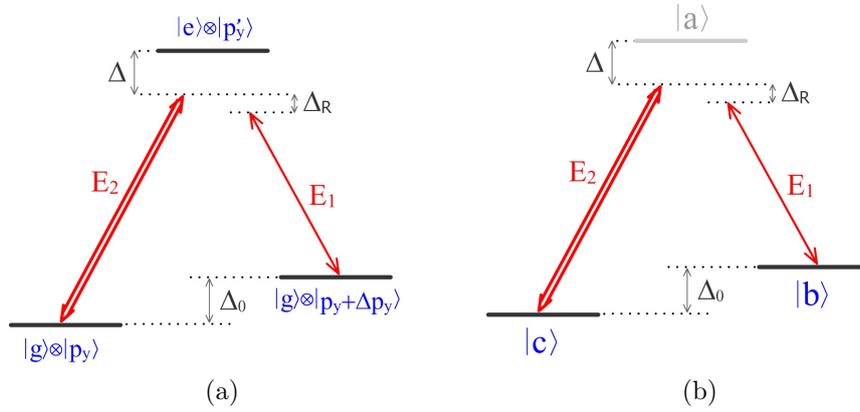


Figura 55: (a) Sistema do três níveis do tipo Λ resultante do produto tensorial entre os estados internos do átomo e os estados externos. (b) Sistema de Λ genérico no qual foi baseado os cálculos nesta seção. O estado excitado foi eliminado adiabaticamente por considerar $\Delta \gg \Gamma_0$.

os cálculos, assumiremos ainda que as coerência ópticas seguem os campos ($\dot{\sigma}_{ab} = \dot{\sigma}_{ac} = 0$).

Desta forma, as equações ópticas de Bloch 2.57 em regime estacionário se tornam:

$$0 = +i(\sigma_{ab}^* \Omega_{1ab} - \sigma_{ab} \Omega_{1ab}^*) + i(\sigma_{ac}^* \Omega_{2ac} - \sigma_{ac} \Omega_{2ac}^*), \quad (5.6a)$$

$$0 = \gamma \sigma_{bb}^o - \gamma \sigma_{bb} + i\sigma_{ab} \Omega_{1ab}^* - i\sigma_{ab}^* \Omega_{1ab}, \quad (5.6b)$$

$$0 = \gamma \sigma_{cc}^o - \gamma \sigma_{cc} + i\sigma_{ac} \Omega_{2ac}^* - i\sigma_{ac}^* \Omega_{2ac}, \quad (5.6c)$$

$$0 = i\Delta \sigma_{ab} + i\Omega_{1ab} \sigma_{bb} + i\sigma_{bc}^* \Omega_{2ac}, \quad (5.6d)$$

$$0 = i\Delta \sigma_{ac} + i\Omega_{2ac} \sigma_{cc} + i\sigma_{bc} \Omega_{1ab}, \quad (5.6e)$$

$$0 = (-\gamma + i\Delta_r) \sigma_{bc} - i\sigma_{ab}^* \Omega_{2ac} + i\sigma_{ac} \Omega_{1ab}^*, \quad (5.6f)$$

onde foram utilizadas as seguintes definições:

$$\beta_{ab} = i(\omega_{ab} - \omega_1) \simeq i\Delta, \quad (5.7a)$$

$$\beta_{ac} = i(\omega_{ac} - \omega_2) = i\Delta, \quad (5.7b)$$

$$\beta_{bc} = (-\gamma + i\Delta_r), \quad (5.7c)$$

$$\Delta_0 = \omega_b - \omega_c, \quad (5.7d)$$

$$\delta = \omega_1 - \omega_2, \quad (5.7e)$$

$$\Delta_r = \delta + \Delta_0. \quad (5.7f)$$

Das equações 5.6d e 5.6e encontramos as relações:

$$\sigma_{ab} = -\frac{\Omega_{1ab}\sigma_{bb} + \sigma_{bc}^*\Omega_{2ac}}{\Delta}, \quad (5.8a)$$

$$\sigma_{ac} = -\frac{\Omega_{2ac}\sigma_{cc} + \sigma_{bc}\Omega_{1ab}}{\Delta}. \quad (5.8b)$$

Definindo a frequência de Rabi efetiva como:

$$\Omega_R = \frac{\Omega_{1ab}^*\Omega_{2ac}}{\Delta}. \quad (5.9)$$

Podemos reescrever as equações 5.6b, 5.6c e 5.6f como:

$$0 = \sigma_{bc}(-\gamma + i\Delta_r) + i(\sigma_{bb} - \sigma_{cc})\Omega_R + i\frac{\sigma_{bc}}{\Delta} (|\Omega_{2ac}|^2 - |\Omega_{1ab}|^2), \quad (5.10a)$$

$$0 = \gamma(\sigma_{bb}^o - \sigma_{bb}) + i(\sigma_{bc}\Omega_R^* - \sigma_{bc}^*\Omega_R), \quad (5.10b)$$

$$0 = \gamma(\sigma_{cc}^o - \sigma_{cc}) + i(\sigma_{bc}^*\Omega_R - \sigma_{bc}\Omega_R^*). \quad (5.10c)$$

Neste ponto realizamos um tratamento perturbativo em primeira ordem dos campos ópticos ao restringí-los a baixas intensidades. Tomaremos a condição onde $\Omega_R \ll \gamma \ll \Gamma_0$ e o termo $\frac{i}{\Delta} (|\Omega_{2ac}|^2 - |\Omega_{1ab}|^2)$ pode ser desprezado da equação 5.10a de forma a obtermos:

$$\sigma_{bc} = -\frac{(\sigma_{bb} - \sigma_{cc})\Omega_R}{i\gamma + \Delta_r}. \quad (5.11)$$

Subtraindo a equação 5.10b de 5.10c no limite de baixas intensidades obtemos:

$$(\sigma_{bb} - \sigma_{cc}) = \frac{(\gamma^2 + \Delta_r^2)(\sigma_{bb}^o - \sigma_{cc}^o)}{\gamma^2 + \Delta_r^2}. \quad (5.12)$$

E desta forma a coerência entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ pode ser escrita como:

$$\sigma_{bc} = -\Omega_R \frac{(\Delta_r - i\gamma)(\sigma_{bb}^o - \sigma_{cc}^o)}{\gamma^2 + \Delta_r^2}. \quad (5.13)$$

A parte imaginária da coerência σ_{bc} possui uma forma de linha lorentziana centrada em $\Delta_r = 0$ (ressonância de dois fótons) com uma largura à meia altura limitada por 2γ . É interessante notar que esta coerência escala com a frequência de Rabi efetiva, pois é um processo conjunto dos campos, e é nula quando $\sigma_{bb}^o = \sigma_{cc}^o$, o que indica que os campos devem acoplar estados distintos de momento³ para a sua existência.

A variação da intensidade do feixe é obtida a partir da coerência σ_{ab} , que por sua vez é acoplada à coerência σ_{bc} , conforme verifica-se na equação 5.6d. Desta forma, uma segunda interação pode ser realizada no sistema ao considerar a coerência induzida σ_{bc} na presença do feixe de acoplamento (\vec{E}_2), conforme figura 56.

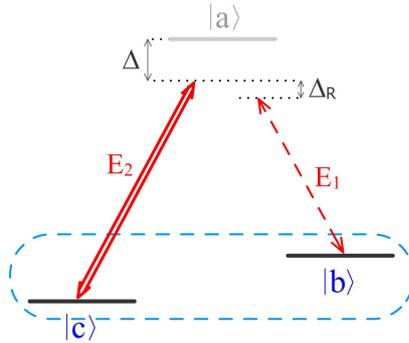


Figura 56: Campo \vec{E}_1 gerado através da interação entre o campo \vec{E}_2 e um sistema Λ , que inicialmente possui uma coerência entre os estados fundamentais.

Desta forma, podemos reescrever as equações ópticas de Bloch com uma coerência inicial σ_{bc} , dada por 5.13, e $\Omega_{1ab} = 0$. A partir da equações 5.6d podemos verificar que a coerência σ_{ab} é dada por:

³considerando uma distribuição de momentos em que cada estado possui uma quantidade intrínseca de população

$$\sigma_{ab} = \frac{\sigma_{bc}^* \Omega_{2ac}}{\Delta} = \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2 (\Delta_r + i\gamma)(\sigma_{bb}^o - \sigma_{cc}^o)}{\Delta^2 (\gamma^2 + \Delta_r^2)}. \quad (5.14)$$

De maneira análoga ao realizado no anexo B, o coeficiente atenuação/amplificação do feixe de prova com relação a dois estados de momento é dado pela parte imaginária da susceptibilidade do meio:

$$\alpha(\delta) \propto \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2}{\Delta^2} \frac{\gamma(\sigma_{bb}^o - \sigma_{cc}^o)}{\gamma^2 + (\delta + \Delta_0)^2}. \quad (5.15)$$

A contribuição total do meio para a variação de intensidade do feixe de prova é obtida pela integração em todos os estados de momento (no contínuo). Desta forma podemos definir uma função de ganho $g(\delta)$ que é dada por:

$$g(\delta) = \eta \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2}{\Delta^2} \int dp_y \frac{\gamma(\pi[p_y + \Delta p_y] - \pi[p_y])}{\gamma^2 + (\delta + \Delta_0)^2}, \quad (5.16)$$

onde $\pi[p_y]$ é uma função que descreve a distribuição de população nos estados de momento e que varia lentamente no intervalo Δp_y e η é uma constante relacionada às propriedades do meio. Através da definição de derivada podemos reescrever a equação acima como:

$$g(\delta) = \eta \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2}{\Delta^2} \int dp_y \frac{\gamma \Delta p_y}{\gamma^2 + (\delta + \Delta_0)^2} \frac{\partial \pi(p_y)}{\partial p_y}. \quad (5.17)$$

Assumindo que a distribuição de momento é dado pela distribuição de Maxwell-Boltzmann:

$$\pi[p_y] = \frac{m}{\sqrt{2\pi} p_u} e^{-\frac{p_y^2}{2p_u^2}}, \quad (5.18)$$

onde p_u é o momento linear médio dos átomos, dado por $p_u = m\sqrt{2k_B T/m}$. A equação (5.17) se torna:

$$g(\delta) = -\eta \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2}{\Delta^2} \int dp_y \frac{\gamma \hbar k \theta}{\gamma^2 + (\delta + \Delta_0)^2} \frac{2p_y}{p_u^2} \frac{m}{\sqrt{2\pi} p_u} e^{-\frac{p_y^2}{2p_u^2}}. \quad (5.19)$$

Podemos verificar que esta equação envolve a integral de duas formas de linha distintas, uma lorentizana centralizada em $\delta = -k\theta p_y/m$ com largura limitada por γ e a derivada

de uma gaussiana centralizada em $\delta = 0$ com largura limitada por p_u . No limite em que $\gamma \ll k\theta p_u/m$, a função lorentziana pode ser substituída por uma função delta de Dirac e a equação (5.19) se torna:

$$g(\delta) = \eta \frac{\Omega_{1ab} |\Omega_{2ac}|^2}{\Delta^2} \frac{\hbar \delta}{\sqrt{\pi} u k_B T} e^{-\frac{\delta^2}{2(k\theta u)^2}}, \quad (5.20)$$

sendo u a velocidade mais provável dos átomos. Conforme visto no apêndice B, a intensidade do campo de prova é modificada pelo meio por um fator $e^{-2g(\delta)z}$. Assim, o espectro de absorção do feixe de prova apresenta a forma de linha mostrada no gráfico 57.

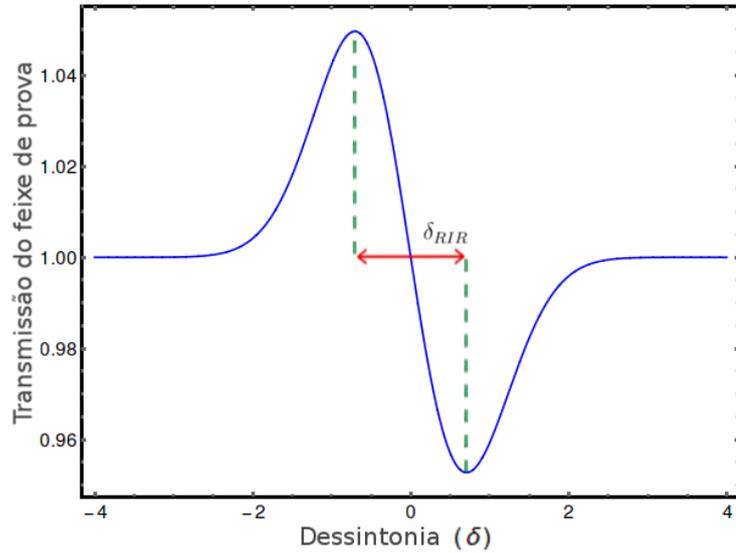


Figura 57: Forma de linha obtida teoricamente para o espectro de transmissão do campo \vec{E}_1 (feixe de prova), onde é possível verificar uma região ganho ($\delta < 0$) e uma região de absorção ($\delta > 0$). A forma de linha é a derivada de uma função gaussiana e possui largura $\delta_{RIR} = 2k\theta u$.

Vemos que essa forma de linha, que é a derivada de uma função gaussiana, apresenta uma região de amplificação do feixe de prova ($\delta < 0$) e uma região de atenuação ($\delta > 0$) conforme previsto inicialmente. Outra característica importante do sinal de RIR é que a sua largura $\delta_{RIR} = 2k\theta u$, nos fornece uma maneira de determinar a temperatura do sistema através da velocidade média dos átomos [37]. Como apenas os átomos com velocidade na direção do eixo y contribuem para o sinal, pelo teorema de equipartição de energia, temos que $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mu^2$. Assim, a largura do sinal RIR é dado por:

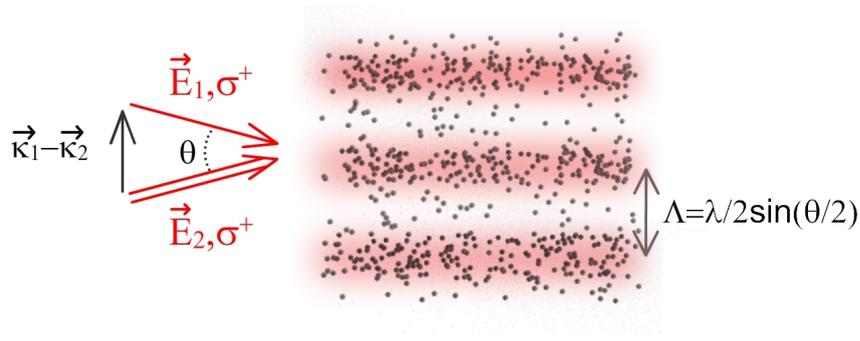


Figura 58: Representação da grade de densidade atômica induzida pelos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , onde o passo da grade Λ depende do ângulo entre os campos.

$$\delta_{RIR} = 2k\theta \sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \quad (5.21)$$

Outra maneira de interpretar a ressonância RIR é considerando a distribuição espacial dos átomos que surge através da força de dipolo. A interferência entre os feixes de acoplamento e prova resulta em uma modulação transversa de intensidade que possui uma dependência espacial e temporal. Esta onda transversal possui um vetor de onda $\vec{k}_{grating} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \approx k\theta\hat{e}_y$ e uma frequência δ . Por sua vez, os estados de energia dos átomos são afetados diretamente pelo efeito de *light shift* (deslocamento luminoso) [38, 44], que age como um potencial U_{dipolo} para o átomo, e o gradiente de intensidade resulta em uma força de dipolo $\vec{F}_{dipolo} = -\frac{d}{dy}U_{dipolo}\hat{e}_y$ que tende a concentrar os átomos na região onde o potencial U_{dipolo} é mínimo. Como os feixes de prova e acoplamento estão dessintonizados abaixo da ressonância atômica, os átomos são concentrados nas regiões de maiores intensidades, onde U_{dipolo} é minimizado. Quando $\delta = 0$ a modulação de intensidade é estacionária e resulta em uma grade fixa no tempo com período espacial $\Lambda = \lambda/2\sin(\theta/2)$, onde λ é o comprimento de onda dos campos ópticos. A figura 58 representa uma grade de densidade atômica induzida no meio, nesta condição.

Quando os feixes possuem uma dessintonia nula, ou seja $\delta = 0$, temos uma grade de densidade atômica estática induzida no meio, assim uma parte do feixe de acoplamento é difratado com a mesma frequência e fase na direção de propagação do feixe de prova. Da mesma forma, também temos uma parte do feixe prova difratado na direção do feixe de acoplamento. A difração dos feixes é tal que a intensidade dos feixes não é alterada

após a grade induzida. No entanto quando existe uma pequena dessintonia entre os feixes, ou seja $\delta \neq 0$, a modulação de intensidade se desloca com o tempo. E o fato do meio possuir um tempo de resposta finito, resulta em uma modulação de densidade atômica que é defasada com relação a modulação de intensidade. Esta defasagem faz com que o feixe de acoplamento difratado esteja defasado com relação ao feixe de prova e interfira com este. Esta interferência leva a uma amplificação do feixe de prova na região $\delta < 0$ e uma absorção na região $\delta > 0$. Este modelo é equivalente ao discutido anteriormente e pode ser conferido em detalhes em [61].

5.3 Aparato experimental

Um esquema reduzido do aparato experimental utilizado para observarmos o efeito RIR está representado na figura 59. O experimento foi realizado em uma amostra de átomos frios obtido a partir de uma MOT convencional, conforme descrito no capítulo anterior. Os feixes de prova e de acoplamento provém do mesmo laser e são controlados independentemente, em frequência e intensidade, pelos moduladores acusto-ópticos AOM-1 e AOM-2, respectivamente. A frequência do feixe de acoplamento (ω_2) é fixada com uma dessintonia de ≈ -30 MHz da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. Já a frequência do feixe de prova (ω_1) pode ser varrida em torno de ω_2 quando é realizado um espectro de transmissão ou permanecer fixa em $\omega_1 = \omega_2$ quando determina-se o tempo de decaimento da memória atômica, conforme discutiremos a seguir.

Os feixes possuem um modo gaussiano com diâmetro aproximado de 1 mm e entre eles há um pequeno ângulo de $\theta = 2^\circ$, o que permite separá-los espacialmente após o MOT. Uma placa $\lambda/2$ localizada após o AOM-2 e uma placa $\lambda/4$ antes do MOT torna a polarização dos feixes circulares e idênticas. A transmissão do feixe de prova é detectada por um fotodiodo rápido que, juntamente com um osciloscópio, permite obter e armazenar o sinal para posterior análise. Um sistema de aquisição desenvolvido em *Labview* foi implementado e permite controlar a placa de pulsos da *National Instruments* em conjunto com um gerador de funções da *Agilent* e o osciloscópio da *Lecroy*. Os pulsos gerados pela placa são utilizados para controlar o momento e período em que os feixes e o campo magnético

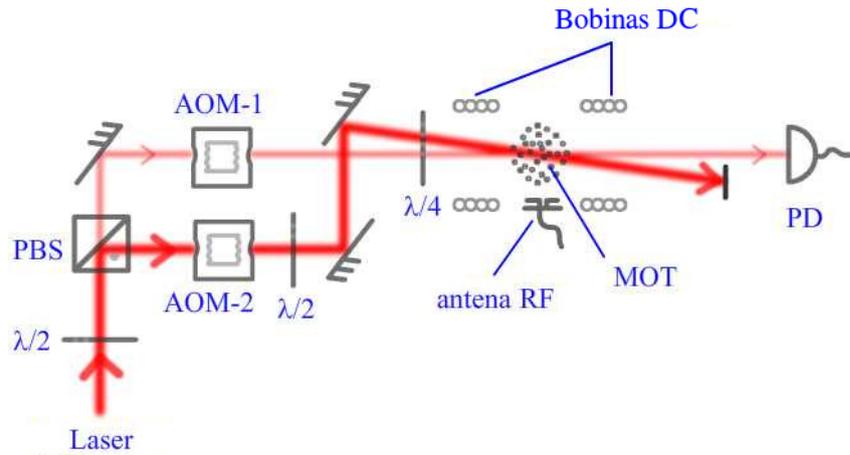


Figura 59: Esquema experimental simplificado para a observação da ressonância RIR e o armazenamento de luz. PBS: Divisor de feixes polarizado; AOM: Modulador Acusto-Óptico; PD: Fotodiodo.

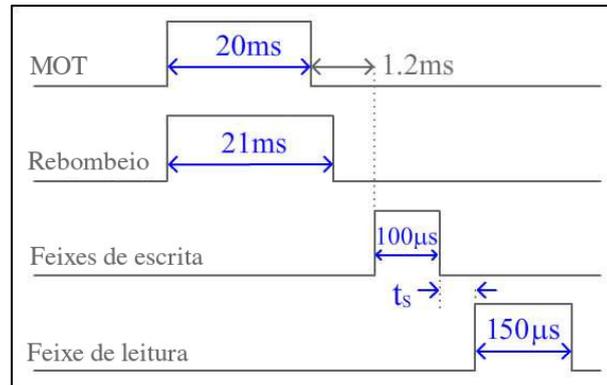


Figura 60: Sequência temporal para escrita e leitura da memória RIR no meio atômico.

ficam ligados, conforme o diagrama de pulsos 60. Os feixes de prova e acoplamento são denominados de feixes de escrita quando são ligados simultaneamente, pois induzem uma grade de densidade atômica no meio. Quando apenas o feixe de acoplamento é ligado, após a indução da grade, este é denominado de feixe de leitura. O controle do gerador de funções permite a varredura em frequência do feixe de prova através de pequenos incrementos de tensão no AOM-1 em cada ciclo da armadilha.

A grande quantidade de elementos (ópticos, eletrônicos e mecânicos) ao redor da MOT torna inviável qualquer tipo de blindagem magnética com $\mu - metal$, assim como o utilizado no capítulo 3. Por outro lado, cancelar campos magnéticos espúrios na região da MOT é essencial para que os átomos sejam tratados como um sistema de dois níveis. Caso contrário, as polarizações dos feixes não são bem definidas no eixo de quantização e

podemos ter o surgimento de outros efeitos, por exemplo EIA (Electromagnetic Induced Absorption) [62]. Desta forma, se estes campos não forem cancelados, a caracterização e o estudo do fenômeno RIR pode ser comprometida. Assim descreveremos a seguir um método para compensar estes campos magnéticos espúrios.

5.4 Compensação do campo magnético espúrio

Para compensar o campo magnético espúrio na região do MOT são utilizados três pares de bobinas, onde cada par é colocado na configuração de Helmholtz e é alimentado independentemente por um controlador de corrente. Estas bobinas possuem um formato quadrado e são dispostas de maneira a formar um cubo centralizado no MOT. Desta maneira, podemos aplicar campos magnéticos (aproximadamente homogêneos e estáticos) nas três direções espaciais com o intuito de criar um campo magnético contrário ao campo magnético espúrio na região do MOT e, assim, compensá-lo. No entanto a orientação e a intensidade deste campo é desconhecida a priori, pois uma parcela⁴ deste provém do ambiente no qual se encontra o aparato experimental (inclusive equipamentos eletrônicos). Para determinar precisamente os valores das correntes necessárias em cada par de bobinas para compensar o campo magnético espúrio, utilizamos uma técnica de espectroscopia de micro-ondas ou radio-frequência (RF) [63]. Neste tipo de espectroscopia, a interação é do tipo dipolo magnético e é capaz de realizar transições entre os estados fundamentais $|F = 3\rangle$ e $|F = 4\rangle$, satisfazendo a condição $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Assim, sintonizamos o sinal de RF na transição entre os estados fundamentais $|F = 3\rangle$ e $|F = 4\rangle$ ($\approx 9,192$ GHz)⁵.

A espectroscopia de RF é realizada com o arranjo experimental mostrado na figura 59, onde o feixe de acoplamento é inicialmente bloqueado antes do MOT e a polarização do feixe de prova é configurada para linear com a remoção da placa $\lambda/4$ antes da MOT. O feixe de prova é mantido com uma intensidade de $0,2$ mW/cm² e com uma frequência fixa ($\approx \omega_c$). O feixe de prova nesta configuração é utilizado para monitorar mudanças de população entre os estados fundamentais ($F = 4$) devido à RF, pois uma mudança de

⁴Outra parcela é devido ao campo magnético terrestre ($\approx 0,3$ G na região meridiana do globo.)

⁵Esta transição é largamente conhecida na literatura, pois as oscilações do átomo nesta frequência é utilizada no relógio atômico de césio para definir a quantidade de tempo para um segundo.

população traduz-se numa variação da transmissão do feixe de prova. A antena construída para esta experiência é do tipo BiQuad e foi otimizada para frequência de 9,2 GHz. Este tipo de antena possui a vantagem de ser mais eficiente por direcionar as ondas de RF para uma determinada região do espaço.

A figura 61 detalha a sequência de pulsos utilizada em cada ciclo da armadilha para a espectroscopia de RF. Os tempos e a potência do sinal de RF foram otimizados para se obter uma boa relação entre a largura e amplitude das ressonâncias obtidas. Em cada ciclo da armadilha, os átomos são preparados inicialmente (t_0) no estado fundamental $|F = 3\rangle$. Conforme discutido anteriormente, isto é realizado deixando os feixes de armadilhamento ligados por mais tempo do que o feixe de rebombeio. O intervalo de 1,2 ms após o desligamento da MOT é necessário para que quaisquer campos magnéticos devido as bobinas da MOT desapareçam. Após este tempo, o feixe de prova é ligado por um intervalo de $10 \mu s$ (t_1) e sua absorção pelo meio é registrada pelo detector. Logo após, um sinal de RF (t_2) de frequência ω_{RF} é direcionado ao MOT e, se este estiver próximo da ressonância, altera as populações dos estados fundamentais. Em sequência, o feixe de prova é ligado novamente por $10 \mu s$ (t_3) e sua intensidade registrada. Em cada ciclo da armadilha, ω_{RF} é incrementado por um determinado valor e é obtido a razão entre as intensidades do feixe prova depois e antes do sinal de RF, o que resulta em um espectro de transmissão do feixe de prova em função de ω_{RF} . A figura 62 representa as etapas realizadas em cada ciclo da armadilha para a espectroscopia de RF.

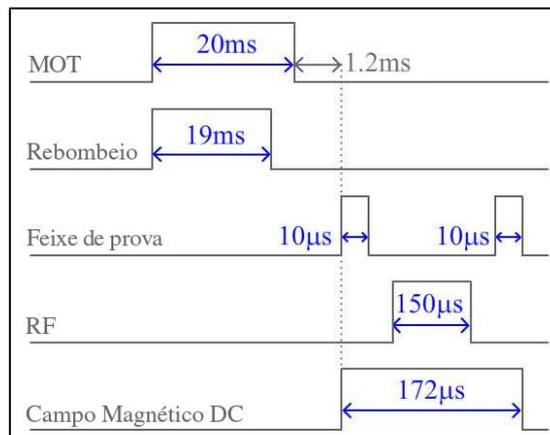


Figura 61: Sequência temporal para a espectroscopia de RF entre os estados fundamentais da estrutura hiperfina.

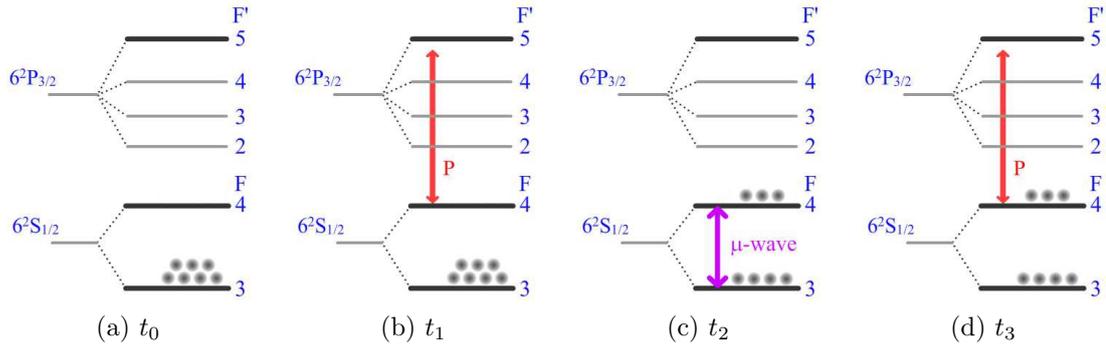


Figura 62: (a) t_0 - Os átomos são preparados inicialmente no estado $|F = 3\rangle$ por desligar os feixes de armadilhamento após o feixe de rebombeio. (b) $t_1 > t_0$ - o feixe de prova é ligado por $10\mu s$ e sua absorção é registrada. (c) $t_2 > t_1$ - O sinal de RF é ligado por $150\mu s$ e a população entre os estados fundamentais é alterada. (d) $t_3 > t_2$ - o feixe de prova é ligado novamente por $10\mu s$ e a sua absorção registrada. A razão entre a absorção do feixe de prova antes e depois do RF para diferentes frequências ω_{RF} de forma a obtermos um espectro.

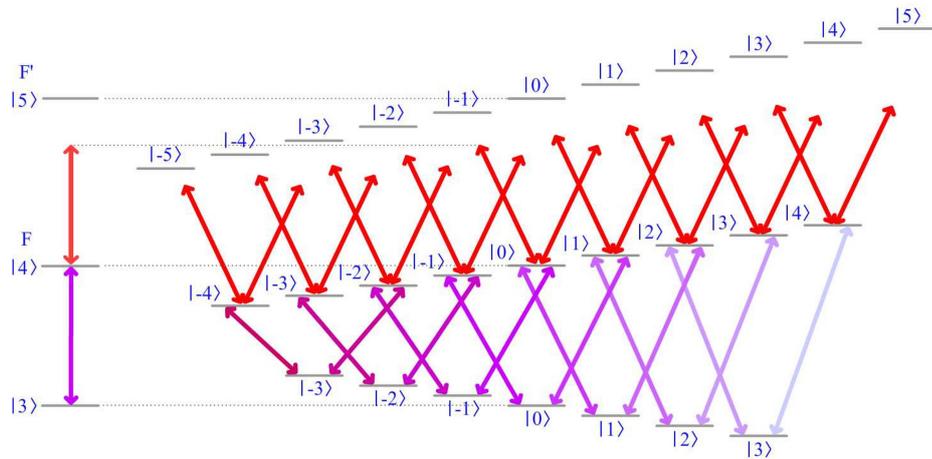
Quando os átomos estão em uma região onde há campos magnéticos, há o deslocamento dos subníveis Zeeman dos estados fundamentais ($|F = 3\rangle$ e $|F = 4\rangle$) e as transições nesta estrutura assumem diferentes frequências de ressonância. Desta forma, temos um espectro de RF que apresenta diversos picos. Caso o eixo de emissão da antena esteja alinhado paralelamente ao campo magnético, temos transições do tipo σ^\pm que satisfazem a condição $\Delta m_F = \pm 1$. Por outro lado, se a antena estiver alinhada perpendicularmente ao campo magnético, temos transições do tipo π que satisfazem $\Delta m_F = 0$. A compensação do campo magnético espúrio se dá por um processo iterativo de controle da corrente em cada par de bobina de compensação com a finalidade de concentrar todos os picos do espectro de RF em um único pico. Quando esta situação é alcançada os subníveis se tornam degenerados e temos a compensação do campo magnético espúrio. Esta compensação não é perfeita mas pode ser otimizada com a redução da largura da ressonância obtida.

Na figura 63a temos representado a estrutura de níveis da linha D_2 do césio na presença de um campo magnético. É interessante notar que os fatores de Landé dos estados fundamentais $|F = 4\rangle$ e $|F = 3\rangle$ são respectivamente $g_F = 1/4$ e $g_F = -1/4$. Assim, mesmo na presença de um campo magnético, existem transições do tipo σ^\pm entre os subníveis destes estados que possuem a mesma frequência de ressonância, como por exemplo é o caso das transições $|F = 3, m_F = -3\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = -2\rangle$ e $|F = 3, m_F = -2\rangle \leftrightarrow$

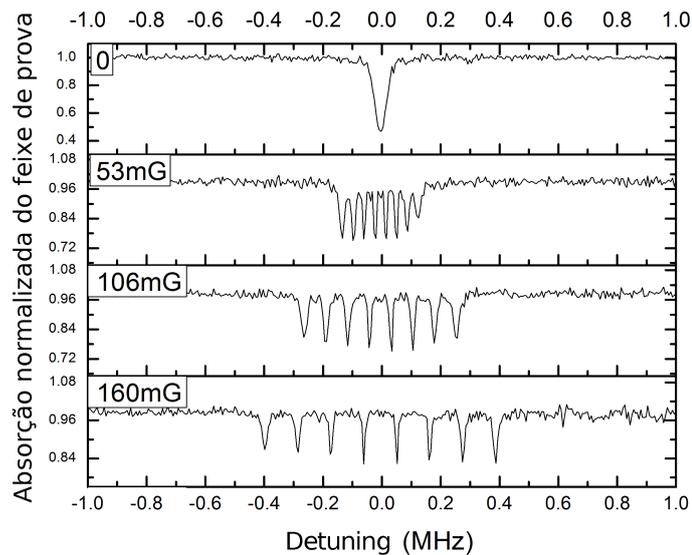
$|F = 4, m_F = -3\rangle$. Desta forma temos 8 picos de ressonância nas transições do tipo σ^\pm e 7 picos nas ressonâncias do tipo π . O gráfico superior da figura 63b retrata um espectro típico obtido após o cancelamento do campo magnético espúrio. Em condições usuais obtemos um espectro com largura de ≈ 50 kHz, o que é equivalente a um cancelamento do campo magnético da ordem de 10 mG. Os demais espectros desta figura correspondem a diferentes valores de campo magnético B_z aplicados na direção do eixo z. Este campo permanece ligado apenas no período de tempo em que é adquirido o espectro, conforme o esquema de pulsos da figura 61.

De maneira análoga ao procedimento anterior, também podemos adquirir o espectro de RF na situação onde os átomos se concentram inicialmente no estado $|F = 4\rangle$ em cada ciclo do MOT. Para isto, basta deixar o feixe de rebombeio ligado por mais tempo do que os feixes de armadilhamento. Nesta condição temos um pequeno aumento na transmissão do feixe de prova após o sinal de RF, já que este transfere uma parte da população do estado $|F = 4\rangle$ para o estado $|F = 3\rangle$. Neste caso, o espectro de RF se torna mais ruidoso pois ocorre numa situação onde o feixe de prova já é fortemente absorvido pelo meio e pode mascarar a variação de absorção relacionada ao sinal de RF. Por outro lado, realizar o espectro de RF nestas condições também é interessante pois, com o auxílio de um pequeno campo magnético, é possível obter uma estimativa da distribuição de população nos subníveis do estado $|F = 4\rangle$.

No gráfico superior da figura 64 temos o espectro de RF quando os átomos estão inicialmente no estado $|F = 4\rangle$, a antena está alinhada paralelamente ao eixo óptico e um pequeno campo magnético é aplicado ao longo do eixo z. Nele podemos verificar a presença das 8 ressonâncias de RF devido às transições do tipo σ^\pm entre os estados fundamentais, desta forma podemos inferir que todos os subníveis do estado $|F = 4\rangle$ estão populados. Buscando a condição onde realizaremos a caracterização do efeito RIR, podemos adicionar o feixe de acoplamento e alterar a polarização de ambos feixes para circular σ^+ . O espectro de RF obtido nesta nova configuração é mostrada na parte inferior da figura 64. Essencialmente verificamos a existência de um único pico associado a transição $m_F = 3 \leftrightarrow m'_F = 4$, evidenciando assim que os átomos foram bombeados



(a)



(b)

Figura 63: (a) Estrutura hiperfina da linha D2 do césio interagindo com um feixe de prova de polarização linear na transição $|F = 4\rangle \leftrightarrow |F' = 5\rangle$ e sinal de RF na transição do relógio atômico. Ao lado direito têm-se a estrutura Zeeman correspondente quando um campo magnético constante é aplicado e o sinal de RF é ortogonal a este campo. (b) Espectro de RF obtido experimentalmente para diferentes valores de campo magnético.

opticamente para o estado $m'_F = 4$ do estado fundamental $|F = 4\rangle$ e podem ser tratados internamente como um sistema de dois níveis puro. A intensidade do feixe de acoplamento usado nestas medidas foi de 120 mW/cm^2 .

5.5 Resultados Experimentais

Após obtermos um sistema de dois níveis puro, pelo cancelamento do campo magnético espúrio e bombeamento óptico dos átomos para o estado fundamental $|F = 4, m_F = 4\rangle$, desligamos o sinal de RF e o campo magnético B_z ⁶. Aplicando a sequência de pulsos da figura 60 com o incremento em frequência do feixe de prova em cada ciclo, podemos obter simultaneamente espectros de transmissão do feixe de prova e espectros de armazenamento de luz. O espectro de transmissão é obtido através da intensidade do feixe prova, em regime estacionário, na presença do feixe de acoplamento (escrita da grade). Já o espectro do armazenamento de luz é obtido a partir da integração numérica da intensidade do pulso recuperado quando apenas o feixe de acoplamento é ligado (leitura da grade). Entre a escrita e leitura da grade o sistema evoluiu livremente por um tempo de $t_s = 5 \mu s$. Na parte superior da figura 65 temos os espectros de transmissão de feixe de prova para três

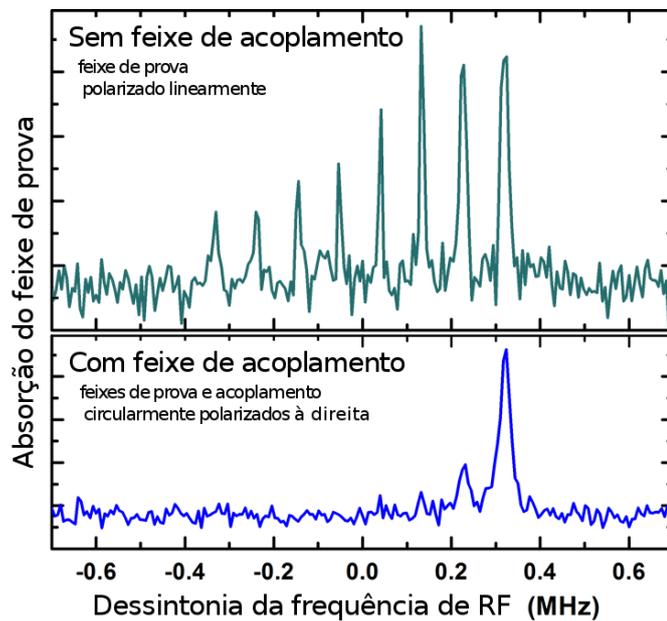


Figura 64: Espectro de transmissão do feixe de prova em função da frequência de RF. (a) Apenas feixe de prova incidindo no meio com polarização linear. Os oito picos observados estão associados com a distribuição de população nos subníveis Zeeman do estado $|F = 4\rangle$. (b) Feixe de prova e acoplamento incidindo no meio com a mesma polarização circular. Este espectro indica que somente o subnível Zeeman $m_F = 4$ é significativamente populado.

⁶Adicionado no sistema apenas para sondarmos a distribuição de população no estado fundamental $|F = 4\rangle$.

intensidades distintas do feixe de acoplamento.

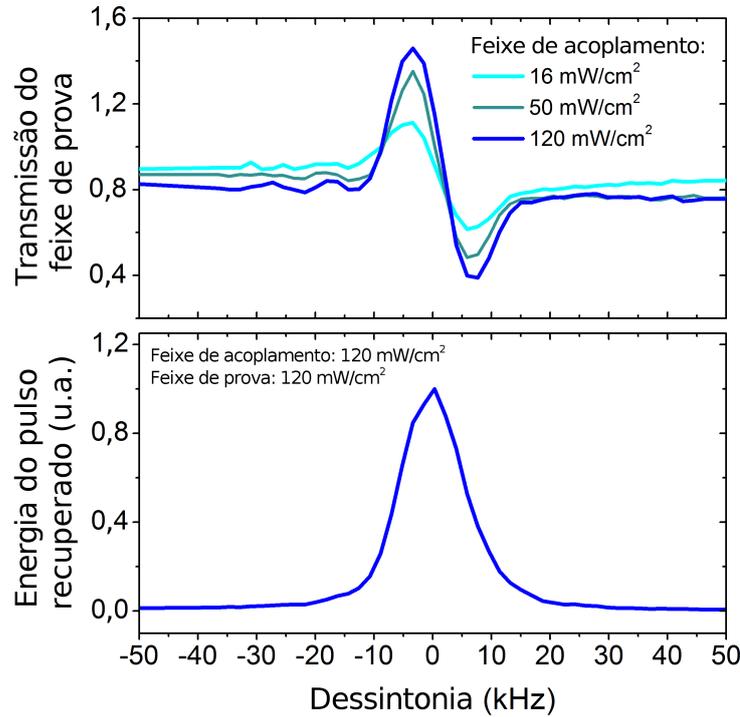


Figura 65: (a) Espectro de transmissão do feixe de prova em função da desintonia entre os feixes de acoplamento e prova para três valores distintos de intensidade do feixe de acoplamento, conforme mostrado na figura. (b) Espectro da energia do pulso recuperado, obtida pela integração numérica da área abaixo da forma temporal do pulso recuperado.

Os espectros observados apresentam uma forma de linha característica do processo RIR com uma região de ganho ($\delta < 0$) e uma região de absorção ($\delta > 0$). Verifica-se nestes espectros a possibilidade de termos ganhos na ordem de 40% no feixe de prova e uma largura de linha de aproximadamente $\delta_{RIR} = 12$ kHz. Conforme equação (5.21), a temperatura estimada pela largura desta ressonância e para o ângulo utilizado ($\theta = 2^\circ$) é de aproximadamente $T=340 \mu K$. O valor T obtido depende fortemente de θ e δ_{RIR} , por exemplo, se considerarmos uma incerteza de 10% nestas variáveis, a incerteza da temperatura é de aproximadamente $\sigma_T = 120 \mu K$. Conforme predito em [36], verifica-se também a característica do efeito RIR ser muito menos sensível ao alargamento por potência do que outros efeitos, como por exemplo EIT e CPO. Embora o aumento de intensidade do feixe de acoplamento possa ocasionar um “aquecimento” da amostra de átomos frios, conforme caracterizado em [37], acreditamos que a temperatura mais elevada da nossa MOT, juntamente com um pequeno período em que os feixes permanecem ligados, nos

impeça de verificar esta dependência para as intensidades tomadas. Adicionalmente, como a largura de linha desta ressonância depende da temperatura do meio, podemos ter um forte alargamento com a intensidade dos feixes de armadilhamento, conforme discutido em [64].

Na condição em que o feixe de acoplamento, utilizado no processo de escrita e leitura da grade, permanece com a mesma intensidade e polarização, verificamos que os espectros de armazenamento de luz também não demonstram alargamento por potência. Na parte inferior da figura 65 temos o espectro de armazenamento obtido para a intensidade de 120 mW/cm^2 . Verificamos nele que a energia recuperada no processo de leitura apresenta um máximo em $\delta = 0$, situação onde a grade de densidade atômica permanece estacionária. Mantendo fixa a frequência do feixe de prova em $\delta = 0$ e as intensidades dos feixes de escrita, obtemos a forma dos pulsos recuperados para diferentes intensidades do feixe de leitura, conforme mostrado no gráfico 66.

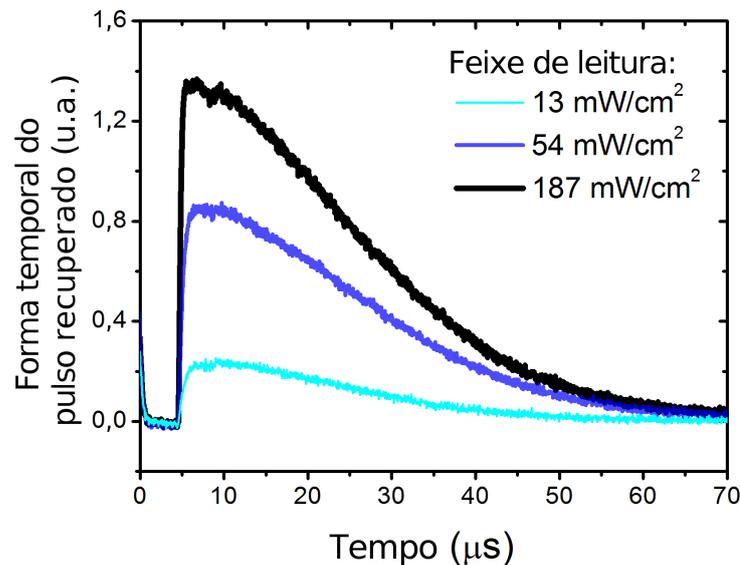


Figura 66: Forma de linha temporal do pulso recuperado para diferentes valores de intensidade do feixe de leitura.

A característica mais interessante deste mecanismo de armazenamento de luz é o fato que a largura temporal do pulso recuperado é consideravelmente longa e não depende da intensidade do feixe de leitura. Esta característica difere por exemplo das memórias baseadas no efeito de EIT, onde a informação armazenada na coerência entre os estados fundamentais é apagada no processo de leitura ao levar o átomo de um estado fundamental

a outro. Isto não ocorre na memória RIR em um sistema de dois níveis, pois no processo de leitura o átomo é forçado a voltar ao mesmo estado inicial, e a informação armazenada na grade de densidade atômica é essencialmente preservada.

Para uma intensidade do feixe de leitura de 140 mW/cm^2 , também obtivemos a forma do pulso recuperado com a intensidade do feixe de leitura modulada (cor ciano) e com a intensidade contínua (azul escuro), conforme mostrado no gráfico 67. Vemos claramente que o processo de leitura não afeta a informação armazenada, que pode ser acessada em qualquer momento durante o tempo de vida desta memória.

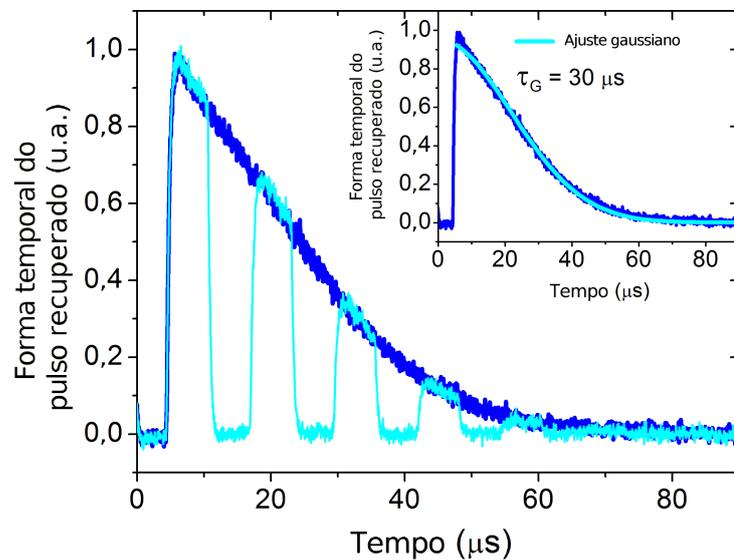


Figura 67: Pulso recuperado para um feixe de leitura com intensidade contínua e modulada. No *inset*, a linha sólida representa um ajuste de uma função gaussiana. A intensidade do feixe de leitura é igual a 140 mW/cm^2 .

Como essencialmente a leitura não destrói a informação armazenada na grade, o decaimento do pulso recuperado deve revelar o decaimento da própria grade de densidade atômica. Para comprovar isto, medimos diretamente o decaimento da grade incrementando o tempo de armazenamento t_s e integrando o pulso recuperado na leitura. A curva obtida corresponde à própria forma de curva do pulso recuperado. Verificando o decaimento desta memória para diferentes ângulos entre os feixes de escrita e leitura, obtemos a figura 68. Vemos neste caso que o decaimento da grade ocorre mais rapidamente para ângulos maiores. Este fato sugere claramente que o principal mecanismo de decaimento da informação é o movimento térmico dos átomos, pois ângulos maiores resultam em um

período espacial menor e, conseqüentemente, um tempo menor para o borramento da grade de densidade atômica pelo movimento atômico.

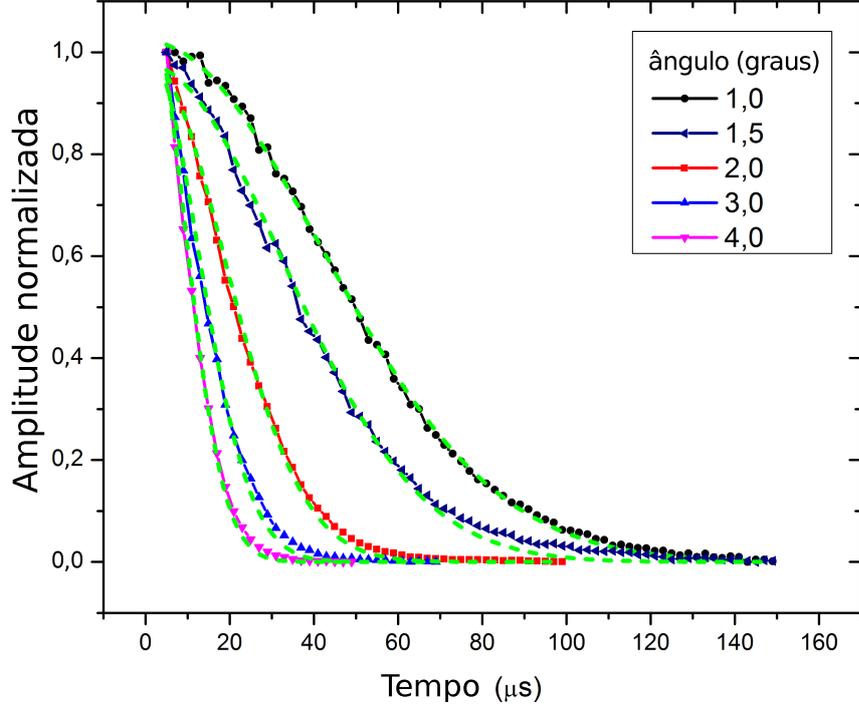


Figura 68: Amplitude do pulso recuperado em função do tempo de armazenamento para diferentes ângulos entre os feixes de prova e acoplamento.

Sendo a distribuição de velocidades dada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann, o decaimento do contraste da grade (I_g) é do tipo gaussiano $I_g(t) = e^{-(t/\tau_g)^2}$ [65], onde $\tau_g = \Lambda/\sqrt{2\pi}u$ e $u = \sqrt{2k_B T/m}$. O ajuste de uma função gaussiana à curva de decaimento para o ângulo de $\theta = 2^\circ$ resulta em um tempo de decaimento $\tau_g = 30 \mu s$. Conforme verifica-se no *inset* da figura 67 e na figura 68, a função gaussiana representa bem o decaimento desta grade. Este tempo de decaimento corresponde a uma velocidade média dos átomos de $u = 20 \text{ cm/s}$ e uma temperatura de $T \approx 330 \mu K$. Este valor é compatível com a temperatura medida anteriormente pela largura da ressonância RIR δ_{RIR} e demonstra a viabilidade de utilizar ambos métodos para medir a temperatura atômica.

O potencial óptico que leva à formação da grade de densidade atômica no meio possui uma profundidade dada por $U = \hbar\Omega_2\Omega_1/2\Delta$ [36], onde Ω_2 e Ω_1 são respectivamente as frequências de Rabi dos feixes de acoplamento e de prova, e Δ a dessintonia da transição óptica. Considerando a intensidade de saturação $I_s \approx 1 \text{ mW/cm}^2$ da transição $F =$

$4, m_F = 4 \rightarrow F' = 5, m_{F'} = 5$ [1], para os valores de intensidade e dessintonia utilizados no experimento estimamos $\Omega_2 = 120\Gamma_0$ e $\Omega_1 = 0,2\Gamma_0$, o que leva a $U = 2\hbar\Gamma_0$, onde $\Gamma_0/2\pi = 5,2 \text{ MHz}$ é a taxa de relaxação do estado excitado. A temperatura medida é cerca de 2,5 vezes maior que a temperatura *Doppler* ($T_D = 125 \mu\text{K}$) do césio, portanto a energia térmica dos átomos é $2,5U_D \approx 1,2\hbar\Gamma_0$, o que é menor do que a profundidade do potencial óptico. Estas estimativas mostram que o potencial óptico de fato é capaz de promover o agrupamento dos átomos, como previsto na seção 5.2.

6 CONCLUSÕES GERAIS

6.1 Conclusão

Neste trabalho caracterizamos experimentalmente memórias ópticas que são baseadas na dinâmica de população dos estados atômicos (CPO) ou na distribuição de densidade atômica (RIR). Para esta finalidade, no capítulo 2 modelamos o átomo de césio internamente tanto como um sistema de dois níveis quanto um sistema de três níveis (tipo Λ) a partir de sua estrutura Zeeman e da seleção conveniente dos campos ópticos incidentes. No sistema de dois níveis, utilizamos o formalismo de matriz densidade e determinamos as condições necessárias para se obter uma ressonância subnatural de CPO, que é limitada pela taxa de decaimento do estado fundamental, e está associada à dinâmica das populações dos estados. Apesar de não termos observado experimentalmente o CPO em um sistema de dois níveis, este sistema foi importante para revelar as principais características deste fenômeno, bem como para entender de maneira simplificada a existência da ressonância associada ao CPO em sistema do tipo Λ .

Em sequência abordamos o efeito de CPO em um sistema do tipo Λ . Neste sistema verificamos a existência simultânea do efeito de CPO e de EIT para campos de polarização lineares e ortogonais. Com o intuito de obter a solução analítica do nosso modelo, adequada para descrever o efeito de CPO, desprezamos o efeito de EIT pela eliminação adiabática da coerência. A análise do efeito de EIT foi realizada em um segundo momento para campos com polarizações ortogonais circulares. Desta forma foi possível identificar precisamente cada ressonância e descrever as características de cada efeito isoladamente. Uma vez obtidas as expressões para a absorção do campo de prova na condição de CPO

e EIT, identificamos que um ângulo entre os feixes de acoplamento e prova induz uma grade de população e coerência, respectivamente em cada efeito. A informação óptica fica então armazenada na grade induzida e o pulso recuperado pode ser interpretado como uma difração de Bragg nesta grade. Por sua vez, a grade tende a ter seu contraste borrado pelo movimento atômico de tal forma que a amplitude do pulso recuperado possui um decaimento gaussiano em função do tempo de armazenamento. Averiguamos no início do capítulo 3 que o movimento atômico também leva a um alargamento por potência menor na ressonância de CPO do que o esperado para átomos em repouso. Determinamos através de uma integração numérica em velocidade que a largura da ressonância de CPO escala linearmente com a potência do feixe de acoplamento, assim como já foi demonstrado para ressonância de EIT anteriormente.

Uma das principais diferenças entre os efeitos de CPO e EIT surge quando aplicamos um campo magnético no meio atômico. Desta forma, analisamos tanto teoricamente quanto experimentalmente as ressonâncias correspondentes, na presença de um campo magnético constante e na presença de um gradiente linear de campo magnético. Verificamos que para um campo magnético constante a ressonância de EIT apenas é deslocada em frequência, o que está relacionado com a mudança da condição de ressonância de dois fótons. Já para gradientes de campos magnéticos, a ressonância de EIT é fortemente afetada tanto em amplitude quanto em largura. Por outro lado, a ressonância de CPO se mostrou insensível tanto para um campo magnético constante quanto para um gradiente de campo magnético. Os resultados obtidos numericamente estão de acordo com os resultados obtidos experimentalmente, validando assim as aproximações tomadas no desenvolvimento teórico. Controlando a intensidade dos campos ópticos, foi possível realizar o armazenamento de luz via ressonância de CPO e caracterizar experimentalmente esse tipo de memória. A investigação comparativa entre as memórias baseadas em CPO e EIT sob as mesmas condições experimentais, mostrou que a memória baseada no CPO é mais robusta a inomogeneidades de campos magnéticos do que as memórias que são baseadas em EIT. O tempo de armazenamento obtido em ambas memórias foi de alguns microsegundos e é consistente com o modelo de borrimento da grade induzida descrito

no capítulo 2. Assim acreditamos que nestas medidas o principal mecanismo para a perda da informação armazenada no meio é devido ao borramento da grade induzida pelo movimento atômico.

No capítulo 4 demonstramos o armazenamento e recuperação de momento angular orbital da luz (MAO) através de uma memória CPO em átomos frios. Para isto, descrevemos inicialmente o princípio de funcionamento de uma MOT convencional e fizemos uma breve revisão sobre MAO da luz, com ênfase em modos espaciais de Laguerre-Gauss (LG). Empregamos uma configuração experimental de FWM com o feixe de leitura R contrapropagante ao feixe W e com a possibilidade de introduzir modos LG nos feixes de escrita W e W' . Como o efeito de borramento de uma grade induzida no meio devido ao movimento atômico é reduzido em átomos frios, foi possível adicionar um ângulo de $\theta \approx 2^\circ$ entre os feixes de escrita. Assim como no capítulo 3, a polarização dos feixes W e W' foram definidas como lineares e ortogonais e obtivemos um espectro do feixe difratado D com as ressonâncias de CPO e EIT, separados em frequência pela introdução de um campo magnético constante.

Na condição de ressonância de CPO, modulamos a intensidade dos feixes de forma a induzir uma grade de população no meio pelos feixes W e W' e realizar a leitura da informação armazenada na grade pelo feixe R . A partir deste esquema, introduzimos modos LG com carga topológica $l_{W'}$ no feixe W' e obtivemos um pulso recuperado na leitura com carga topológica $l_{out} = l_{W'}$. Da mesma forma ao introduzir a topológica l_W no feixe W , foi recuperado um pulso com a carga topológica $l_{out} = -l_W$. Ao introduzirmos modos LG com carga topológica $l_{W'}$ e l_W simultaneamente nos feixes W' e W , recuperamos um pulso com carga topológica $l_{out} = (l_{W'} - l_W)$. Estes resultados estão de acordo com a lei de conservação de MAO e comprovam a possibilidade de utilizar o efeito de CPO para armazenar MAO da luz. Desta forma, a memória CPO pode ser utilizada para realizar operações lógicas envolvendo armazenamento de informação codificada no MAO. Neste sentido, pode ser utilizada, por exemplo, para implementar um *controlled NOT gate* (CNOT) [66].

No capítulo 5 observamos o fenômeno RIR em átomos frios e caracterizamos uma

memória óptica baseada neste efeito. Para isto, fizemos uma breve introdução sobre o efeito RIR e o desenvolvimento teórico que resulta na respectiva ressonância. Para isto, os graus de liberdade internos do átomo foram modelados como um sistema de dois níveis de energia (excitado e fundamental) e em sequência ampliado para um sistema de três níveis do tipo Λ , ao introduzir os estados externos de momento. Isto permitiu realizar um tratamento analítico efeito RIR a partir das equações de Bloch introduzidas no capítulo 2. Dentre as condições que permitiram tratar o átomo como um sistema de dois níveis, está a compensação precisa do campo magnético espúrio. Neste sentido, apresentamos uma técnica baseada na espectroscopia de RF entre os estados fundamentais ($F = 3$ e $F = 4$) da estrutura hiperfina do césio que, em conjunto com três pares de bobinas na configuração de Helmholtz, possibilitou a compensação do campo magnético na ordem de $B = 10$ mG. A espectroscopia de RF também foi útil para sondarmos a distribuição de população dos estados fundamentais da estrutura Zeeman bem como verificar a eficiência do bombeamento óptico.

A observação experimental do fenômeno RIR foi realizada numa situação onde dois feixes (prova e acoplamento), de mesma polarização circular e com um ângulo interno de $\theta \approx 2^\circ$, interagem com o meio atômico. Nesta circunstância, foi obtido um espectro de absorção do feixe de prova que revelou um forma de linha com uma região de amplificação e outra de atenuação do feixe de prova. Este espectro é consistente a nossa previsão teórica e está relacionado com a diferença de população entre os estados de momento. Modulando a intensidade dos feixes da mesma forma como realizado no capítulo 3 foi possível caracterizar a memória RIR. Neste contexto, a memória RIR foi interpretada como uma grade de densidade atômica associada com o agrupamento de átomos no potencial óptico induzido. Diferentemente das memórias baseadas na coerência entre os estados fundamentais, esta memória revelou uma característica única de ser insensível ao processo de leitura, no qual normalmente é destruída a informação armazenada. Assim a informação recuperada é independente da intensidade do feixe de leitura (no intervalo de intensidade utilizada) e possui um tempo de vida limitado apenas pelo movimento atômico. Acreditamos que esta propriedade importante e única da memória RIR pode encontrar aplicações

em processamento clássico e quântico de informação. Adicionalmente determinamos a temperatura do meio atômico tanto pela largura da ressonância RIR quanto pela pelo decaimento no pulso recuperado no armazenamento de luz e ambos os valores encontrados são compatíveis entre si.

6.2 Perspectivas

Após os trabalhos desenvolvidos nesta tese, nosso grupo observou ressonâncias relacionadas a níveis quantizados vibracionais através da retro-reflexão do feixe de acoplamento no aparato experimental utilizado no capítulo 5. Estes níveis surgem de átomos aprisionados em potenciais ópticos unidimensionais pelo resfriamento Sisyphus assistido magneticamente [67, 68] e permitiram a implementação de uma memória óptica baseada na coerência entre estes estados quantizados [69]. Com algumas modificações neste aparato experimental, também foi observado ressonâncias sub-harmônicas em um processo de mistura de seis e oito ondas nos níveis quantizados de vibração [70]. Este sistema abre a possibilidade de armazenar e manipular MAO da luz através destes níveis quânticos induzidos bem como a geração de multi-fótons correlacionados através da interação não linear de alta-ordem.

REFERÊNCIAS

- [1] Daniel A. Steck. Cesium d line data. Los Alamos National Laboratory, January 1998.
- [2] M. D. Lukin. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 75:457–472, Apr 2003.
- [3] Alexander I. Lvovsky, Barry C. Sanders, and Wolfgang Tittel. Optical quantum memory. *Nature Photonics*, 3:706, December 2009.
- [4] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer de la Giroday, S. J. Dewhurst, N. Gisin, C. Y. Hu, F. Jelezko, S. Kröll, J. H. Müller, J. Nunn, E. S. Polzik, J. G. Rarity, H. De Riedmatten, W. Rosenfeld, A. J. Shields, N. Sköld, R. M. Stevenson, R. Thew, I. A. Walmsley, M. C. Weber, H. Weinfurter, J. Wrachtrup, and R. J. Young. Quantum memories. *The European Physical Journal D*, 58(1):1–22, apr 2010.
- [5] Chien Liu, Zachary Dutton, Cyrus H. Behroozi, and Lene Vestergaard Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409:490, January 2001.
- [6] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86:783–786, Jan 2001.
- [7] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*, 77(2):633–673, jul 2005.

-
- [8] Mahdi Hosseini, Ben M. Sparkes, Gabriel Hétet, Jevon J. Longdell, Ping Koy Lam, and Ben C. Buchler. Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature*, 461:241, September 2009.
- [9] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler. Spatial-mode storage in a gradient-echo memory. *Phys. Rev. A*, 86:023801, Aug 2012.
- [10] Mikael Afzelius, Christoph Simon, Hugues de Riedmatten, and Nicolas Gisin. Multi-mode quantum memory based on atomic frequency combs. *Phys. Rev. A*, 79:052329, May 2009.
- [11] Bo Zhao, Yu-Ao Chen, Xiao-Hui Bao, Thorsten Strassel, Chih-Sung Chuu, Xian-Min Jin, Jörg Schmiedmayer, Zhen-Sheng Yuan, Shuai Chen, and Jian-Wei Pan. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nature Physics*, 5:95, December 2008.
- [12] D. Felinto, C. W. Chou, H. de Riedmatten, S. V. Polyakov, and H. J. Kimble. Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Phys. Rev. A*, 72:053809, Nov 2005.
- [13] R. Zhao, Y. O. Dudin, S. D. Jenkins, C. J. Campbell, D. N. Matsukevich, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich. Long-lived quantum memory. *Nature Physics*, 5:100, December 2008.
- [14] G. C. Cardoso, V. R. de Carvalho, S. S. Vianna, and J. W. R. Tabosa. Population-grating transfer in cold cesium atoms. *Phys. Rev. A*, 59:1408–1412, Feb 1999.
- [15] J. W. R. Tabosa and D. V. Petrov. Optical pumping of orbital angular momentum of light in cold cesium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4967–4970, Dec 1999.
- [16] S. E. Schwarz and T. Y. Tan. Wave interactions in saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, 10(1):4–7, jan 1967.

-
- [17] Robert W. Boyd, Michael G. Raymer, Paul Narum, and Donald J. Harter. Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system. *Physical Review A*, 24(1):411–423, jul 1981.
- [18] P. R. Berman, D. G. Steel, Galina Khitrova, and Jing Liu. Effects of radiative decay in four-wave-mixing spectroscopy: Narrow resonances produced by nonconservation of population, alignment, and orientation. *Physical Review A*, 38(1):252–262, jul 1988.
- [19] A. Eilam, I. Azuri, A. V. Sharypov, A. D. Wilson-Gordon, and H. Friedmann. Spatial optical memory based on coherent population oscillations. *Optics Letters*, 35(5):772, feb 2010.
- [20] A. J. F. de Almeida, J. Sales, M.-A. Maynard, T. Lauprêtre, F. Bretenaker, D. Felinto, F. Goldfarb, and J. W. R. Tabosa. Light storage via coherent population oscillation in a thermal cesium vapor. *Physical Review A*, 90(4), oct 2014.
- [21] M.-A. Maynard, F. Bretenaker, and F. Goldfarb. Light storage in a room-temperature atomic vapor based on coherent population oscillations. *Physical Review A*, 90(6), dec 2014.
- [22] P. Neveu, M.-A. Maynard, R. Bouchez, J. Lugani, R. Ghosh, F. Bretenaker, F. Goldfarb, and E. Brion. Coherent population oscillation-based light storage. *Physical Review Letters*, 118(7), feb 2017.
- [23] David L. Andrews and Mohamed. Babiker. *The Angular Momentum of Light*. Cambridge University Press, 2012.
- [24] J. P. Torres and L. Torner. *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*. Wiley-VCH, 2011.
- [25] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Physical Review A*, 45(11):8185–8189, jun 1992.

-
- [26] Yan Yan, Guodong Xie, Martin P. J. Lavery, Hao Huang, Nisar Ahmed, Changjing Bao, Yongxiong Ren, Yinwen Cao, Long Li, Zhe Zhao, Andreas F. Molisch, Moshe Tur, Miles J. Padgett, and Alan E. Willner. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing. *Nature Communications*, 5(1), sep 2014.
- [27] Asher J. Willner, Yongxiong Ren, Guodong Xie, Zhe Zhao, Yinwen Cao, Long Li, Nisar Ahmed, Zhe Wang, Yan Yan, Peicheng Liao, Cong Liu, Mohammad Mirhosseini, Robert W. Boyd, Moshe Tur, and Alan E. Willner. Experimental demonstration of 20 gbit/s data encoding and 2 ns channel hopping using orbital angular momentum modes. *Optics Letters*, 40(24):5810, dec 2015.
- [28] R. Pugatch, M. Shuker, O. Firstenberg, A. Ron, and N. Davidson. Topological stability of stored optical vortices. *Physical Review Letters*, 98(20), may 2007.
- [29] D. Moretti, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa. Collapses and revivals of stored orbital angular momentum of light in a cold-atom ensemble. *Physical Review A*, 79(2), feb 2009.
- [30] L. Veissier, A. Nicolas, L. Giner, D. Maxein, A. S. Sheremet, E. Giacobino, and J. Laurat. Reversible optical memory for twisted photons. *Optics Letters*, 38(5):712, feb 2013.
- [31] Dong-Sheng Ding, Zhi-Yuan Zhou, Bao-Sen Shi, and Guang-Can Guo. Single-photon-level quantum image memory based on cold atomic ensembles. *Nature Communications*, 4(1), oct 2013.
- [32] Dong-Sheng Ding, Wei Zhang, Zhi-Yuan Zhou, Shuai Shi, Jian song Pan, Guo-Yong Xiang, Xi-Shi Wang, Yun-Kun Jiang, Bao-Sen Shi, and Guang-Can Guo. Toward high-dimensional-state quantum memory in a cold atomic ensemble. *Physical Review A*, 90(4), oct 2014.

- [33] A. J. F. de Almeida, S. Barreiro, W. S. Martins, R. A. de Oliveira, D. Felinto, L. Pruvost, and J. W. R. Tabosa. Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation. *Optics Letters*, 40(11):2545, may 2015.
- [34] R. A. de Oliveira, L. Pruvost, P. S. Barbosa, W. S. Martins, S. Barreiro, D. Felinto, D. Bloch, and J. W. R. Tabosa. Off-axis retrieval of orbital angular momentum of light stored in cold atoms. *Applied Physics B*, 117(4):1123–1128, oct 2014.
- [35] J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetsky, and G. Grynberg. Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 46:1426–1437, Aug 1992.
- [36] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk. Recoil-induced resonances in cesium: An atomic analog to the free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, 72:3017–3020, May 1994.
- [37] D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon, and G. Grynberg. Method for velocimetry of cold atoms. *Phys. Rev. A*, 50:R1992–R1994, Sep 1994.
- [38] G. Birkl, M. Gatzke, I. H. Deutsch, S. L. Rolston, and W. D. Phillips. Bragg scattering from atoms in optical lattices. *Physical Review Letters*, 75(15):2823–2826, oct 1995.
- [39] J. Guo and P. R. Berman. Recoil-induced resonances in pump-probe spectroscopy including effects of level degeneracy. *Physical Review A*, 47(5):4128–4142, may 1993.
- [40] C. P. Search and P. R. Berman. Recoil-induced resonances in nonlinear, ground-state, pump-probe spectroscopy. *Physical Review A*, 63(6), may 2001.
- [41] S. Barbay, G. Fabre, and G.L. Lippi. Pump-probe spectroscopy of the sodium d1 line and the question of recoil-induced gratings in hot vapors. *Optics Communications*, 165(1-3):119–131, jul 1999.
- [42] Thomas Lauprêtre. *Processus cohérents et applications des phénomènes de lumière lente et rapide dans l'hélium métastable à température ambiante*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2012.

-
- [43] Wolfgang Demtröder. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation; 3rd ed.* Springer, Berlin, 2003.
- [44] Christopher J Foot. *Atomic physics.* Oxford master series in atomic, optical and laser physics. Oxford University Press, Oxford, 2007.
- [45] Pierre Meystre and Murray Sargent, editors. *Elements of Quantum Optics.* Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [46] O. Firstenberg, M. Shuker, A. Ron, and N. Davidson. Colloquium: Coherent diffusion of polaritons in atomic media. *Reviews of Modern Physics*, 85(3):941–960, jul 2013.
- [47] Silvana A. Carvalho and Luís E. E. de Araujo. Electromagnetically induced grating with maximal atomic coherence. *Physical Review A*, 84(4), oct 2011.
- [48] Jaqueline Sales Victor dos Santos. Mecanismos de descoerência entre subníveis zee-man em vapor atômico de césio. Master’s thesis, UFPE, 2013.
- [49] Allan Johnes Ferreira de Almeida. Dependência angular do tempo de armazenamento de luz em um vapor de césio. Master’s thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2014.
- [50] C. Chesman, E. G. Lima, F. A. M. de Oliveira, S. S. Vianna, and J. W. R. Tabosa. Two-and four-beam magneto-optical trapping of neutral atoms. *Opt. Lett.*, 19(16):1237–1239, Aug 1994.
- [51] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Philip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical Review Letters*, 61(2):169–172, jul 1988.
- [52] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11):2084, nov 1989.

- [53] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11):2023, nov 1989.
- [54] Miles Padgett, Johannes Courtial, and Les Allen. Light's orbital angular momentum. *Physics Today*, 57(5):35–40, may 2004.
- [55] Melvin Lax, William H. Louisell, and William B. McKnight. From maxwell to paraxial wave optics. *Phys. Rev. A*, 11:1365–1370, Apr 1975.
- [56] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Phys. Rev. A*, 45:8185–8189, Jun 1992.
- [57] P. Paufler. P. n. butcher, d. cotter the elements of nonlinear optics. cambridge university press. cambridge 1990, XIV + 344p. preis £ 30.00, ISBN 0-521-34183-3. *Crystal Research and Technology*, 26(6):802–802, 1991.
- [58] Pravin Vaity, J. Banerji, and R.P. Singh. Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens. *Physics Letters A*, 377(15):1154 – 1156, 2013.
- [59] N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop, and M. J. We-gener. Laser beams with phase singularities. *Optical and Quantum Electronics*, 24(9):S951–S962, Sep 1992.
- [60] R. A. de Oliveira, G. C. Borba, W. S. Martins, S. Barreiro, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa. Nonlinear optical memory for manipulation of orbital angular momentum of light. *Optics Letters*, 40(21):4939, oct 2015.
- [61] F. A. Hopf, P. Meystre, M. O. Scully, and W. H. Louisell. Classical theory of a free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, 37:1215–1218, Nov 1976.
- [62] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin. Electromagnetically induced absorption. *Phys. Rev. A*, 59:4732–4735, Jun 1999.

-
- [63] Lucile Veissier. *Quantum memory protocols in large cold atomic ensembles*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [64] Maria Brzozowska, Tomasz M. Brzozowski, Jerzy Zachorowski, and Wojciech Gawlik. Nondestructive study of nonequilibrium states of cold trapped atoms. *Phys. Rev. A*, 72:061401, Dec 2005.
- [65] J.W.R Tabosa, A Lezama, and G.C Cardoso. Transient bragg diffraction by a transferred population grating: application for cold atoms velocimetry. *Optics Communications*, 165(1):59 – 64, 1999.
- [66] Mingtao Cao, Ya Yu, Liyun Zhang, Fengjuan Ye, Yunlong Wang, Dong Wei, Pei Zhang, Wenge Guo, Shougang Zhang, Hong Gao, and Fuli Li. Demonstration of CNOT gate with laguerre gaussian beams via four-wave mixing in atom vapor. *Optics Express*, 22(17):20177, aug 2014.
- [67] B Lounis, P Verkerk, J.-Y Courtois, C Salomon, and G Grynberg. Quantized atomic motion in 1d cesium molasses with magnetic field. *Europhysics Letters (EPL)*, 21(1):13–17, jan 1993.
- [68] A Hemmerich, M Weidemüller, and T Hänsch. Four-wave mixing in a 3d optical lattice. *Europhysics Letters (EPL)*, 27(6):427–432, aug 1994.
- [69] J. P. Lopez, A. J. F. de Almeida, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa. Optical memory based on quantized atomic center-of-mass motion. *Optics Letters*, 42(21):4474, oct 2017.
- [70] J. P. Lopez, A. J. F. de Almeida, and J. W. R. Tabosa. Subharmonic resonances in high-order wave mixing in the quantized atomic motion in a one-dimensional optical lattice. *Physical Review A*, 97(3), mar 2018.

APÊNDICE A - POLARIZAÇÃO

CIRCULAR E LINEAR

Um campo óptico que se propaga na direção \hat{e}_z ¹ com polarização circular σ^+ pode ser definido matematicamente como:

$$\vec{E}_+(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t) \hat{e}_x + \sin(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t) \hat{e}_y \right) \quad (\text{A.1})$$

ou de forma equivalente, em notação exponencial, como:

$$\vec{E}_+(t) = \frac{E_0}{2} \left(e^{-i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_+ + e^{i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_- \right) = \frac{E_0}{2} e^{-i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_+ + c.c. \quad (\text{A.2})$$

onde *c.c.* denota complexo conjugado e \hat{e}_\pm são os versores para polarização σ^\pm , definidos como:

$$\hat{e}_\pm = \frac{\hat{e}_x \pm i\hat{e}_y}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.3})$$

De maneira análoga pode-se definir um campo óptico com polarização circular σ^- tal que:

$$\vec{E}_-(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\cos(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t) \hat{e}_x - \sin(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t) \hat{e}_y \right) = \frac{E_0}{2} e^{-i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_- + c.c. \quad (\text{A.4})$$

¹Portanto a oscilação do campo elétrico pertence ao plano *xy*

Através das definições (A.1) e (A.4), verifica-se que $\vec{E}_+(t) + \vec{E}_-(t)$ produz um campo com polarização linear. Reforçando assim a idéia que um campo com polarização linear pode ser entendido como a composição de duas polarizações circulares ortogonais:

$$\vec{E}_h(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t) \hat{e}_x = \frac{E_0}{2} e^{-i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_+ + \frac{E_0}{2} e^{-i(\vec{k}_z \cdot \vec{z} + \omega_0 t)} \hat{e}_- + c.c. \quad (\text{A.5})$$

Adicionalmente $\vec{E}_+(t) - \vec{E}_-(t)$ produz um campo com polarização linear ortogonal à (A.5).

APÊNDICE B - COEFICIENTE DE ABSORÇÃO PARA O SISTEMA DE DOIS NÍVEIS

Na interação do átomo com a radiação, parte da energia do campo eletromagnético é "gasta" na excitação atômica. Esta interação induz uma polarização no meio que por sua vez emite um campo eletromagnético na mesma frequência do campo incidente, porém defasado. Neste contexto, a atenuação do campo incidente é resultado de uma interferência destrutiva destes campos. A densidade de polarização induzida está relacionada com o campo através da susceptibilidade elétrica do meio (χ). Assumindo que o meio responde linearmente com o campo de baixa intensidade \vec{E}_1 , a parcela da polarização referente a este campo pode ser escrita como:

$$\vec{P}_{\omega_1} = \epsilon_0 \chi_1 \vec{E}_1 = \epsilon_0 \chi_1 E_1 e^{i\omega_1 t} \hat{e}_x + c.c. \quad (\text{B.1})$$

Assumiremos que a densidade de polarização do meio, o momento de dipolo elétrico e os campos incidentes possuem a mesma direção de forma a desconsiderarmos a notação vetorial. Com a definição (2.11), a equação acima pode ser reescrita como:

$$P_{\omega_1} = \epsilon_0 \chi_1 \frac{\Omega_{1ab} \hbar}{d_{ab}} e^{i\omega_1 t} + c.c. \quad (\text{B.2})$$

, com $d_{ab} = eX_{ab}$.

Por outro lado, a densidade de polarização pode ser definida em função do momento

de dipolo médio $\langle \hat{d} \rangle$ como:

$$P = n \langle \hat{d} \rangle \quad (\text{B.3})$$

onde n é a densidade atômica volumétrica e \hat{d} é o operador de momento de dipolo, definido como:

$$\hat{d} = \begin{bmatrix} 0 & d_{ab} \\ d_{ab}^* & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

No formalismo de matriz densidade, o momento de dipolo médio (grandeza observável) é dado por $\langle \hat{d} \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{d})$, de forma que temos:

$$P = n(\rho_{ab} d_{ab}^* + c.c.) \quad (\text{B.5})$$

Na subseção 2.2.3, assumimos que a coerência entre os estados de um sistema de dois níveis segue quase instantaneamente os campos. Dessa forma, a componente lenta da coerência na aproximação de onda girante é convenientemente escrita na forma:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ab0} + \sigma_{ab1} e^{i\delta t} + \sigma_{ab1}^* e^{-i\delta t} \quad (\text{B.6})$$

Reescrevendo a coerência do sistema novamente no referencial do laboratório através das equações (2.20), temos:

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab0} e^{i\omega_2 t} + \sigma_{ab1} e^{i\omega_1 t} + \sigma_{ab1}^* e^{-i(\omega_1 - 2\omega_2)t} \quad (\text{B.7})$$

Desta equação vemos que apenas o segundo termo do lado direito está relacionado diretamente com o campo de interesse \vec{E}_1 , pois oscila na frequência deste campo, desta forma podemos escrever a densidade de polarização induzida como:

$$P_{\omega_1} = n \sigma_{ab1} d_{ab}^* e^{i\omega_1 t} + c.c. \quad (\text{B.8})$$

Comparando diretamente a equação (B.2) com a equação (B.8), temos a expressão

para χ_1 :

$$\chi_1 = \frac{n\sigma_{ab1} |d_{ab}|^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_{1ab}} \quad (\text{B.9})$$

Sendo a permissividade elétrica do meio, com relação ao campo \vec{E}_1 , dada por:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_0 \chi_1 \quad (\text{B.10})$$

Podemos determinar a velocidade de propagação do campo \vec{E}_1 no meio atômico através da relação:

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 (1 + \chi_1)}} = \frac{c}{(1 + \chi_1)^{1/2}} \quad (\text{B.11})$$

E conseqüentemente o vetor de onda pode ser escrito como:

$$k_1 = \frac{\omega_1}{v_1} = \frac{\omega_1}{c} (1 + \chi_1)^{1/2} \simeq \frac{\omega_1}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \chi_1\right) \quad (\text{B.12})$$

, onde foi considerado que $\chi_1 \ll 1$, de forma que $(1 + \chi_1)^{1/2} \simeq (1 + \frac{1}{2} \chi_1)$.

Sendo a susceptibilidade elétrica um número complexo, podemos escrever:

$$\chi_1 = \chi_1' + i \chi_1'' = \text{Re } \chi_1 + i \text{Im } \chi_1 \quad (\text{B.13})$$

De forma que a equação (B.12) se torna:

$$k_1 = \frac{\omega_1}{c} \left(1 + \text{Re } \frac{\chi_1}{2} + i \text{Im } \frac{\chi_1}{2}\right) \quad (\text{B.14})$$

Reescrevendo o campo \vec{E}_1 com a dependência espacial, temos:

$$\vec{E}_1 = E_1 e^{i(\vec{k}_1 \vec{z} + \omega_1 t)} \hat{e}_x + c.c. \quad (\text{B.15})$$

De forma que, com a definição de k_1 da equação (B.14), podemos escrever o campo \vec{E}_1 como:

$$\vec{E}_1 = E_1 e^{-\alpha_{\omega_1} z + i\beta_{\omega_1} z + i\omega_1 t} \hat{e}_x + c.c. \quad (\text{B.16})$$

, onde:

$$\alpha_{\omega_1} = \frac{\omega_1}{c} \left(\text{Im} \frac{\chi_1}{2} \right) \quad (\text{B.17a})$$

$$\beta_{\omega_1} = \frac{\omega_1}{c} \left(1 + \text{Re} \frac{\chi_1}{2} \right) \quad (\text{B.17b})$$

Assim, o coeficiente de atenuação do campo pelo meio é dado por α_{ω_1} . Por outro lado β_{ω_1} está relacionado com o índice de refração do meio. Reescrevendo a equação (B.16) em termos da intensidade do campo eletromagnético, pois é o que efetivamente é medido experimentalmente, temos:

$$I_{1,trans} = I_{1,initial} e^{-2\alpha_{\omega_1} z} \quad (\text{B.18})$$

A susceptibilidade χ_1 está em função da coerência em primeira ordem σ_{ab1} , sendo portanto necessário determinar σ_{ab1} . Para isto, podemos reescrever a equação (2.22) em termos da diferença de população dada pela equação (2.30):

$$\sigma_{ab} = \frac{i e^{i\delta t} \Omega_{1ab} + i \Omega_{2ab}}{\alpha - i(\omega_{ab} - \omega_2)} (\eta_{ab0} + \eta_{ab1} e^{i\delta t} + \eta_{ab1}^* e^{-i\delta t}) \quad (\text{B.19})$$

Desenvolvendo a equação acima e comparando-a diretamente com a equação (B.6), verifica-se que dos termos que oscilam com $e^{i\delta t}$, tem-se a seguinte equação:

$$\sigma_{ab1} = \frac{i\Omega_{1ab}\eta_{ab0} + i\Omega_{2ab}\eta_{ab1}}{\alpha - i\Delta_2} \quad (\text{B.20})$$

Das equações (B.17a), (B.9), e (B.20), obtemos:

$$\alpha_{\omega_1} = \frac{n\omega_1 |d_{ab}|^2}{2\epsilon_0 \hbar c} \text{Im} \left(\frac{i\eta_{ab0}}{(\alpha - i\Delta_2)} + \frac{i\Omega_{2ab}\eta_{ab1}}{\Omega_{1ab}(\alpha - i\Delta_2)} \right) \quad (\text{B.21})$$

Desenvolvendo esta equação, obtemos:

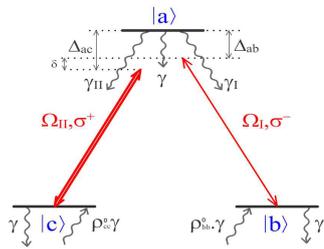
$$\alpha_{\omega_1} = \frac{n\alpha\omega_1 |d_{ab}|^2}{2\epsilon_0\hbar c(\alpha^2 + \Delta_2^2)} \operatorname{Im} \left(i\eta_{ab0} - \frac{\Delta_2\eta_{ab0}}{\alpha} + i\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} - \frac{\Delta_2\eta_{ab1}}{\alpha} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} \right) \quad (\text{B.22})$$

Se considerarmos $\omega_1 \simeq \omega_{ab}$, o termo em evidência da equação acima é proporcional a seção de choque, definida em (2.26). Sendo η_{ab0} um número real, a parte imaginária do segundo termo é nulo. Desta forma obtemos a expressão para o coeficiente de absorção em termos de parâmetros conhecidos:

$$\alpha_{\omega_1} = \frac{n\theta_{ab}}{4} \left(\eta_{ab0} + \operatorname{Re} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} \right) - \frac{\Delta_2}{\alpha} \operatorname{Im} \left(\eta_{ab1} \frac{\Omega_{2ab}}{\Omega_{1ab}} \right) \right) \quad (\text{B.23})$$

APÊNDICE C - SOLUÇÃO DAS
COERÊNCIAS E POPULAÇÕES PARA O
FENÔMENO DE EIT

Hamiltoniano



O hamiltoniano de interação de dipolo elétrico é dado por:

$$\hat{H}_{int} = -\hat{d} \cdot \vec{E} \quad (1)$$

Sendo operador momento de dipolo:

$$\begin{aligned} \vec{d} = & e X_{ab} |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_{ab} t} \hat{e}_- + e X_{ac} |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_{ac} t} \hat{e}_+ + \\ & e X_{ab}^* |b\rangle \langle a| e^{i\omega_{ab} t} \hat{e}_+ + e X_{ac}^* |c\rangle \langle a| e^{i\omega_{ac} t} \hat{e}_- \end{aligned} \quad (2)$$

onde:

$$X_{ab} = \langle a | x | b \rangle \quad (3)$$

$$\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b \quad (4)$$

$$\hat{e}_+ = \frac{(\hat{e}_x + i \hat{e}_y)}{\sqrt{2}} \quad (5)$$

$$\hat{e}_- = \frac{(\hat{e}_x - i \hat{e}_y)}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

A composição dos campos incidentes é expresso como:

$$\vec{E}(t) = E_2 e^{-i\omega_2 t} \hat{e}_+ + E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_- + E_2 e^{i\omega_2 t} \hat{e}_- + E_1 e^{i\omega_1 t} \hat{e}_+ \quad (7)$$

substituindo (7) e (2) em (1) e aplicando a aproximação da onda girante, temos:

Obs.: na aproximação de onda girante, termos cujo na exponencial ocorre a soma de frequências (ex.: $\omega_2 + \omega_{ac}$) oscilam muito mais rápido do que termos que possuem termos de subtração de frequências e portanto possuem media nula no período considerado.

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & - \left((e X_{ab} |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_{ab} t} \hat{e}_-) (E_2 e^{i\omega_2 t} \hat{e}_-) + \right. \\ & + (e X_{ac} |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_{ac} t} \hat{e}_+) (E_1 e^{i\omega_1 t} \hat{e}_+) + \\ & + (e X_{ab}^* |b\rangle \langle a| e^{i\omega_{ab} t} \hat{e}_+) (E_2 e^{-i\omega_2 t} \hat{e}_+) + \\ & \left. + (e X_{ac}^* |c\rangle \langle a| e^{i\omega_{ac} t} \hat{e}_-) (E_1 e^{-i\omega_1 t} \hat{e}_-) \right) \end{aligned} \quad (8)$$

Definindo a frequência de Rabi como:

$$\Omega_{1ab} = \frac{e |E_1| X_{ab}}{\hbar} \quad (9)$$

$$\Omega_{2ac} = \frac{e |E_2| X_{ac}}{\hbar} \quad (10)$$

(8), torna-se:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & -\hbar \left((\Omega_{1ab} e^{i\omega_1 t} |a\rangle \langle b| e^{-i\omega_{ab} t} + (\Omega_{2ac} e^{i\omega_2 t} |a\rangle \langle c| e^{-i\omega_{ac} t} + \right. \\ & \left. + (\Omega_{1ab}^* e^{-i\omega_1 t} |b\rangle \langle a| e^{i\omega_{ab} t} + (\Omega_{2ac}^* e^{-i\omega_2 t} |c\rangle \langle a| e^{i\omega_{ca} t} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

Escrevendo (11) na formula matricial:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & e^{i t \omega_1} \Omega_{ab} & e^{i t \omega_2} \Omega_{2 ac} \\ e^{-i t \omega_1} \Omega_{1 ab}^* & 0 & 0 \\ e^{-i t \omega_2} \Omega_{2 ac}^* & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

O hamiltoniano livre de interação é dado por:

$$H_{\text{livre}} = -\hbar \omega_a |a\rangle \langle a| - \hbar \omega_b |b\rangle \langle b| - \hbar \omega_c |c\rangle \langle c|; \quad (13)$$

$$H_{\text{livre}} = -\hbar \begin{pmatrix} \omega_a & 0 & 0 \\ 0 & \omega_b & 0 \\ 0 & 0 & \omega_c \end{pmatrix} \quad (14)$$

Portanto o hamiltoniano total do sistema é:

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} \omega_a & e^{i t \omega_1} \Omega_{ab} & e^{i t \omega_2} \Omega_{2 ac} \\ e^{-i t \omega_1} \Omega_{1 ab}^* & \omega_b & 0 \\ e^{-i t \omega_2} \Omega_{2 ac}^* & 0 & \omega_c \end{pmatrix} \quad (15)$$

Equações de Bloch

Seja o operador matriz densidade:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{pmatrix} \quad (16)$$

A equação de Liouville com os processos de decaimento (fenomenologicamente) de população e coerência é dado por:

$$\partial_t \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + (\partial_t \hat{\rho})_{\text{relax}} \quad (17)$$

$\hat{\Lambda}$ representa as perdas de população/coerência e \hat{B} o ganho de população. E são definidos como:

$$(\partial_t \hat{\rho})_{\text{relax}} = -\frac{1}{2} \{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} + \hat{B} \quad (18)$$

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (19)$$

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \rho_{aa} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \rho_{cc}^0 + \gamma_{ac} \rho_{aa} \end{pmatrix} \quad (20)$$

O termo de relaxação do sistema da equação (17) pode ser escrito como:

\.03

$$(\partial_t \hat{\rho})_{\text{relax}} = \begin{pmatrix} -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \rho_{aa} & \frac{1}{2} (-\gamma \rho_{ab} - (\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \rho_{ab}) & \frac{1}{2} (-\gamma \rho_{ac}) \\ \frac{1}{2} (-\gamma \rho_{ba} - (\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \rho_{ba}) & \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \rho_{aa} - \gamma \rho_{bb} & \\ \frac{1}{2} (-\gamma \rho_{ca} - (\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \rho_{ca}) & -\gamma_f \rho_{bc} - \gamma \rho_{cb} & \gamma \rho_{cc}^0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

através de (15)-(17) e (21), podemos determinar as equações de Bloch:

$$\dot{\rho}_{aa} = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \rho_{aa} - \frac{i}{\hbar} (e^{-i t \omega_1} \Omega_{ab}^* \rho_{ab} + e^{-i t \omega_2} \Omega_{2 ac}^* \rho_{ac} - e^{i t \omega_1} \rho_{ba} \Omega_{ab} - e^{i t \omega_2} \rho_{ca} \Omega_{2 ac}) \quad (22)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \rho_{aa} - \gamma \rho_{bb} - \frac{i}{\hbar} e^{i t \omega_1} \rho_{ba} \Omega_{ab} + \frac{i}{\hbar} e^{-i t \omega_1} \Omega_{ab}^* \rho_{ab} \quad (23)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = \gamma \rho_{cc}^0 + \gamma_{ac} \rho_{aa} + \frac{i}{\hbar} e^{-i t \omega_2} \Omega_{2 ac}^* \rho_{ac} - \gamma \rho_{cc} - \frac{i}{\hbar} e^{i t \omega_2} \rho_{ca} \Omega_{2 ac} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \dot{d}_t \rho_{ab} = & \frac{1}{2} \left(-\rho_{ab} (2\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - 2i\omega_a + 2i\omega_b) - \right. \\ & \left. 2i \left(e^{i\omega_1 t} \rho_{aa} \Omega_{ab} - e^{i\omega_1 t} \rho_{bb} \Omega_{ab} - e^{i\omega_2 t} \rho_{cb} \Omega_{2ac} \right) \right) \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \dot{d}_t \rho_{ac} = & \frac{1}{2} \\ & \left(-\rho_{ac} (2\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac} - 2i\omega_a + 2i\omega_c) + 2i \left(e^{i\omega_1 t} \rho_{bc} \Omega_{ab} - e^{i\omega_2 t} (\rho_{aa} - \rho_{cc}) \Omega_{2ac} \right) \right) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\dot{d}_t \rho_{bc} = i e^{-i\omega_1 t} \Omega_{ab}^* \rho_{ac} - \rho_{bc} (\gamma - i\omega_b + i\omega_c) - i e^{i\omega_2 t} \rho_{ba} \Omega_{2ac} \quad (27)$$

Considerando a aproximação de variáveis lentas (Foot / Allen):

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{i\omega_1 t}$$

$$\rho_{ba} = \rho_{ab}^*$$

$$\rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{i\omega_2 t}$$

$$\dot{d}_t \rho_{ab} = \dot{d}_t (\sigma_{ab} e^{i\omega_1 t}) = e^{i\omega_1 t} \dot{d}_t (\sigma_{ab}) + i\omega_1 \sigma_{ab} e^{i\omega_1 t}$$

$$\rho_{bc} = \sigma_{bc} e^{-i\delta t}$$

$$\rho_{bc} = \sigma_{bc} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}$$

Podemos reescrever as equações (22)-(27) como:

$$\dot{d}_t \sigma_{aa} = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \sigma_{aa} + i \left(-\Omega_{ab}^* \sigma_{ab} - \Omega_{2ac}^* \sigma_{ac} + \sigma_{ab}^* \Omega_{ab} + \sigma_{ac}^* \Omega_{2ac} \right) \quad (28)$$

$$\dot{d}_t \sigma_{bb} = \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \sigma_{aa} - \gamma \sigma_{bb} + i \Omega_{ab}^* \sigma_{ab} - i \sigma_{ab}^* \Omega_{ab} \quad (29)$$

$$\dot{d}_t \sigma_{cc} = \gamma \rho_{cc}^0 + \gamma_{ac} \sigma_{aa} - \gamma \sigma_{cc} + i \Omega_{2ac}^* \sigma_{ac} - i \sigma_{ac}^* \Omega_{2ac} \quad (30)$$

$$\dot{d}_t \sigma_{ab} = \sigma_{ab} \beta_{ab} + i \Omega_{ab} (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + i \sigma_{bc}^* \Omega_{2ac} \quad (31)$$

$$\dot{d}_t \sigma_{ac} = \sigma_{ac} \beta_{ac} + i \Omega_{2ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) + i \sigma_{bc} \Omega_{ab} \quad (32)$$

$$\dot{d}_t \sigma_{bc} = \sigma_{bc} \beta_{bc} - i \sigma_{ab}^* \Omega_{2ac} + i \Omega_{ab}^* \sigma_{ac} \quad (33)$$

Cálculo das coerências

Considerando a perturbação em ordem zero, onde $\Omega_{ab} = 0$, para as equações (28)-(33) e que o sistema atingiu o estado estacionário, ou seja tanto as populações quanto as coerências são constantes no tempo, temos:

$$0 = (-\gamma - \gamma_{ab} - \gamma_{ac}) \sigma_{aa0} + i \left(-\Omega_{2ac}^* \sigma_{ac0} + \sigma_{ac0}^* \Omega_{2ac} \right) \quad (34)$$

$$0 = \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \sigma_{aa0} - \gamma \sigma_{bb0} \quad (35)$$

$$0 = \gamma \rho_{cc}^0 + \gamma_{ac} \sigma_{aa0} + i \Omega_{2ac}^* \sigma_{ac0} - \gamma \sigma_{cc0} - i \sigma_{ac0}^* \Omega_{2ac} \quad (36)$$

$$0 = \beta_{ab} \sigma_{ab0} + i \sigma_{bc0}^* \Omega_{2ac} \quad (37)$$

$$0 = \beta_{ac} \sigma_{ac0} + i (-\sigma_{aa0} + \sigma_{cc0}) \Omega_{2ac} \quad (38)$$

$$0 = \beta_{bc} \sigma_{bc0} - i \sigma_{ab0}^* \Omega_{2ac} \quad (39)$$

Da equação (39)

$$\sigma_{ab0}^* = -i \frac{\beta_{bc} \sigma_{bc0}}{\Omega_{2ac}} \quad (40)$$

Substituindo (40) em (37)

$$0 = i \left(\frac{\beta_{bc}^* \beta_{ab}}{\Omega_{2ac}^*} + \Omega_{2ac} \right) \sigma_{bc0}^* \quad (41)$$

Da equação (41) verifica-se que:

$$\sigma_{bc0} = 0 \quad (42)$$

Portanto, pela equação (37) temos também que:

$$\sigma_{ab0} = 0 \quad (43)$$

Da equação (38):

$$\sigma_{ac0} = -i \frac{(\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0}) \Omega_{2ac}}{\beta_{ac}} \quad (44)$$

Voltando as equações (22)-(27) considerando a primeira ordem de perturbação do campo probe (termos que envolvem Ω_{1ab} são de ordem zero) e que o sistema encontra-se em regime estacionário, juntamente com as equações (42)-(43), temos:

$$0 = (-\gamma - \gamma_{ab} - \gamma_{ac}) \sigma_{aa1} + i (-\Omega_{2ac}^* \sigma_{ac1} + \sigma_{ac1}^* \Omega_{2ac}) \quad (45)$$

$$0 = \gamma \rho_{bb}^0 + \gamma_{ab} \sigma_{aa1} - \gamma \sigma_{bb1} \quad (46)$$

$$0 = \gamma \rho_{cc}^0 + \gamma_{ac} \sigma_{aa1} + i \Omega_{2ac}^* \sigma_{ac1} - \gamma \sigma_{cc1} - i \sigma_{ac1}^* \Omega_{2ac} \quad (47)$$

$$0 = \beta_{ab} \sigma_{ab1} + i (-\sigma_{aa0} + \sigma_{bb0}) \Omega_{ab} + i \sigma_{bc1}^* \Omega_{2ac} \quad (48)$$

$$0 = \beta_{ac} \sigma_{ac1} + i (-\sigma_{aa1} + \sigma_{cc1}) \Omega_{2ac} \quad (49)$$

$$0 = i \Omega_{ab}^* \sigma_{ac0} + \beta_{bc} \sigma_{bc1} - i \sigma_{ab1}^* \Omega_{2ac} \quad (50)$$

Através da equação (50) e (44), temos:

$$\sigma_{bc1} = \frac{\Omega_{2ac}}{\beta_{bc}} \left(i \sigma_{ab1}^* - \frac{\Omega_{ab}^* (\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0})}{\beta_{ac}} \right) \quad (51)$$

Substituindo (51) em (48), temos:

$$\sigma_{ab1} = -i \Omega_{ab} \left((\sigma_{bb0} - \sigma_{aa0}) \beta_{bc}^* \beta_{ac}^* - |\Omega_{2ac}|^2 (\sigma_{cc0}^* - \sigma_{aa0}^*) \right) / \left(\beta_{ac}^* (\beta_{ab} \beta_{bc}^* + |\Omega_{2ac}|^2) \right) \quad (52)$$

Substituindo a equação (52) em (51), temos:

$$\sigma_{bc1} = -\Omega_{2ac} \Omega_{1ab}^* \left(\beta_{ac} (\sigma_{bb0} - \sigma_{aa0}) + \beta_{ab}^* (\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0}) \right) / \left(\beta_{ac} (\beta_{ab}^* \beta_{bc} + |\Omega_{2ac}|^2) \right) \quad (53)$$

Cálculo das populações em ordem zero

Substituindo a equação (44) em (34), temos

$$0 = -(\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \sigma_{aa0} - \left(\frac{\beta_{ac} + \beta_{ac}^*}{|\beta_{ac}|^2} \right) |\Omega_{2ac}|^2 (\sigma_{cc0} - \sigma_{aa0}) \quad (54)$$

Para simplificar as contas, vamos definir:

$$\alpha = \left(\frac{\beta_{ac} + \beta_{ac}^*}{|\beta_{ac}|^2} \right) |\Omega_{2ac}|^2 \quad (55)$$

$$\xi = (\gamma + \gamma_{ab} + \gamma_{ac}) \quad (56)$$

Reescrevendo (54) com as definições de (55)-(56), juntamente com a equação (35) e a condição de normalização, temos

$$0 = (-\xi + \alpha) \sigma_{aa0} - \alpha \sigma_{cc0} \quad (57)$$

$$\gamma \rho_{bb}^0 = -\sigma_{aa0} \gamma_{ab} + \sigma_{bb0} \gamma \quad (58)$$

$$\sigma_{aa0} + \sigma_{bb0} + \sigma_{cc0} = 1 \quad (59)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -\gamma_{ab} & \gamma & 0 & \gamma \rho_{bb}^0 \\ \alpha - \xi & 0 & -\alpha & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{eq2} = \left(\text{eq2} * \frac{1}{\gamma_{ab}} + \text{eq3} * \frac{1}{(\alpha - \xi)} \right) * \frac{\gamma_{ab}}{\gamma};$$

$$\text{eqt} = \{\text{eq1}, \text{eq2}, \text{eq3}\};$$

Simplify[MatrixForm[eqt]

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -\frac{\alpha \gamma_{ab}}{\alpha \gamma - \gamma \xi} & \frac{\gamma \rho_{bb}^0}{\gamma} \\ \alpha - \xi & 0 & -\alpha & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{eq3} = \left(\text{eq3} * \frac{-1}{(\alpha - \xi)} + \text{eq1} \right);$$

$$\text{eqt} = \{\text{eq1}, \text{eq2}, \text{eq3}\};$$

Simplify[MatrixForm[eqt]

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -\frac{\alpha \gamma_{ab}}{\alpha \gamma - \gamma \xi} & \frac{\gamma \rho_{bb}^0}{\gamma} \\ 0 & 1 & 1 + \frac{\alpha}{\alpha - \xi} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{eq3} = (\text{eq3} - \text{eq2}) \left(\frac{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}}{\alpha \gamma - \gamma \xi} \right)^{-1};$$

$$\text{eqt} = \{\text{eq1}, \text{eq2}, \text{eq3}\};$$

Simplify[MatrixForm[eqt]

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -\frac{\alpha \gamma_{ab}}{\alpha \gamma - \gamma \xi} & \frac{\gamma \rho_{bb}^0}{\gamma} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\alpha - \xi)(-\gamma + \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\text{eq2} = \left(\text{eq2} * \left(\frac{\alpha \gamma_{ab}}{\alpha \gamma - \gamma \xi} \right)^{-1} + \text{eq3} \right) * \left(\frac{\gamma (\alpha - \xi)}{\alpha \gamma_{ab}} \right)^{-1};$$

$$\text{eqt} = \{\text{eq1}, \text{eq2}, \text{eq3}\};$$

Simplify[MatrixForm[eqt]

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & \frac{\alpha \gamma_{ab} + (2 \alpha - \xi) \gamma \rho_{bb}^0}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\alpha - \xi)(-\gamma + \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\text{eq1} = \text{eq1} - (\text{eq2} + \text{eq3});$$

$$\text{eqt} = \{\text{eq1}, \text{eq2}, \text{eq3}\};$$

Simplify[MatrixForm[eqt]

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{\alpha (\gamma - \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \\ 0 & 1 & 0 & \frac{\alpha \gamma_{ab} + (2 \alpha - \xi) \gamma \rho_{bb}^0}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\alpha - \xi)(-\gamma + \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{aa0} = \frac{\alpha (\gamma - \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \quad (60)$$

$$\sigma_{bb0} = \frac{\alpha \gamma_{ab} + (2 \alpha - \xi) \gamma \rho_{bb}^0}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \quad (61)$$

$$\sigma_{cc0} = \frac{(-\alpha + \xi)(-\gamma + \gamma \rho_{bb}^0)}{2 \alpha \gamma - \gamma \xi + \alpha \gamma_{ab}} \quad (62)$$

APÊNDICE D - ARTIGOS PUBLICADOS

PHYSICAL REVIEW A **90**, 043803 (2014)**Light storage via coherent population oscillation in a thermal cesium vapor**A. J. F. de Almeida,¹ J. Sales,¹ M.-A. Maynard,² T. Lauprêtre,² F. Brettenaker,² D. Felinto,¹ F. Goldfarb,² and J. W. R. Tabosa^{1,*}¹*Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil*²*Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris Sud, ENS Cachan, 91405 Orsay, France*

(Received 4 August 2014; published 2 October 2014)

We report on the storage of light via the phenomenon of coherent population oscillation (CPO) in an atomic cesium vapor at room temperature. In the experiment the optical information of a probe field is stored in the CPO of two ground states of a Λ three-level system formed by the Zeeman sublevels of the hyperfine transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ of the cesium D_2 line. We show directly that this CPO-based memory is very insensitive to stray magnetic field inhomogeneities and presents a lifetime which is limited mainly by atomic motion. A theoretical simulation of the measured spectra was also developed and is in very good agreement with the experiment.

DOI: [10.1103/PhysRevA.90.043803](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.043803)

PACS number(s): 42.50.Gy, 42.50.Ct, 32.80.Qk

I. INTRODUCTION

The growing fields of quantum information processing and quantum communications have driven great interest in the study of coherence-preserving memories for light [1,2]. A common ingredient of any quantum memory lies in the reversible transfer of coherence between light and matter. Different physical phenomena and schemes for implementing such a transfer have been demonstrated, including electro-magnetically induced transparency (EIT) [3,4], gradient echo memories (GEM) [5,6], and atomic frequency comb (AFC) [7] based memories. The implementation of these memories involves the creation of ground-state atomic coherences which are very weak against atomic motion and magnetic field inhomogeneities. Therefore, an enormous effort has also been spent to increase the storage time of such memories, where decoherence associated with finite transit time is circumvented by using inert buffer gas or by laser cooling the atomic sample [8] and decoherence due to inhomogeneous magnetic fields is circumvented by magnetically shielding the sample or by using magnetic-field-insensitive clock transitions [9,10]. In a recent paper, we also demonstrated that a fivefold improvement of the storage time of a Zeeman memory in cold atoms could be achieved by applying a dc magnetic field orthogonal to the main magnetic field inhomogeneities [11].

On the other hand, it is well known that optical information can also be impressed into the atomic level populations [12,13]. However, for a closed two-level system (TLS) the atomic-level-population changes, i.e., saturation induced by an optical field, decay with the excited-state lifetime, which is usually in the range of tens of nanoseconds and strongly limits the storage time. Nevertheless, for an open TLS one part of the saturation dynamic, the so-called coherent population oscillation (CPO) [14–16], decays with the ground-state lifetime, which opens up the possibility to store optical information in such systems. Indeed, a spatial optical memory based on CPO was proposed in [17]. Different from the memories based on ground-state coherence, a CPO-based memory is insensitive to magnetic field inhomogeneities, thus eliminating the need for a magnetic-field-free environment and allowing long storage time [18]. In this work we first characterize the

CPO and EIT spectra by the application of either a constant and uniform magnetic field or a linear gradient magnetic field and demonstrate the possibility to implement an optical memory based on CPO of room-temperature cesium atoms.

II. EXPERIMENT AND ANALYSIS**A. EIT and CPO spectra**

The experiment is performed in a room-temperature cell filled with 10^{-6} Torr of Cs atoms, without buffer gas. We employ the degenerate two-level system associated with the cesium hyperfine transition $6S_{1/2}(F = 3) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F' = 2)$. The Doppler-broadened-transition half width at half maximum is about 190 MHz. A simplified experimental scheme is shown in Fig. 1(a). The cesium cell is placed inside three layers of μ -metal shielding and two independent solenoids, one with a constant pitch and the other with a variable pitch, which produce a dc constant and a linear gradient magnetic field, respectively. The μ -metal shielding allows us systematic control, through the two internal solenoids, of the dc constant and the gradient components of the magnetic field inside the cell. Light from an external cavity diode laser has its frequency first locked to the crossover resonance associated with the transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$ and $F = 3 \rightarrow F' = 4$, as indicated in the hyperfine level scheme shown in Fig. 1(b). After passing through a $\lambda/2$ wave plate and a polarizing beam splitter (PBS), the two beams have their frequencies shifted down by two independent acousto-optic modulators (AOM) to nearly resonance with the $F = 3 \rightarrow F' = 2$ transition (852 nm). This allows us to control independently both the amplitude and the frequency of each beam. In order to avoid beam misalignments during the frequency scan, one of the AOMs operates in double passage. The two orthogonal linearly polarized beams, the coupling (C) and the probe (P) beams, are superposed at another PBS and are sent into the cesium cell at a very small angle ($\theta \approx 0.2$ mrad) in order to minimize the beating due to leakage of the coupling beam. The powers of the coupling and probe beams are equal to 120 and 10 μ W, respectively, before the cell (which is equivalent to averaged Rabi frequencies of 0.4 MHz and 70 kHz, respectively, inside the cell). Their relative intensity can be controlled by a $\lambda/2$ wave plate. The two beams have approximately the same diameter of 5 mm. The linear transmission of the low-intensity probe is 27%. After transmission through the cell, the beams

*Corresponding author: tabosa@df.ufpe.br

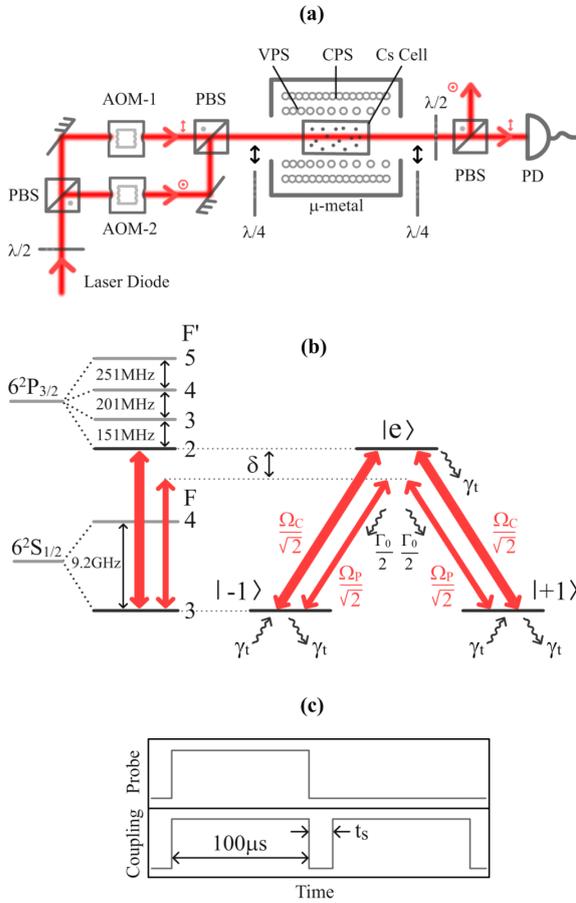


FIG. 1. (Color online) (a) Simplified experimental scheme for the observation of CPO/EIT spectra and the associated light storage. PBS, polarizing beam splitter; AOM, acousto-optic modulator; CPS, constant-pitch solenoid; VPS, variable pitch solenoid; PD, photodiode. (b) Hyperfine levels of the cesium D_2 line, showing one generic three-level system associated with Zeeman sublevels of ground and excited states. Ω_C (Ω_P) is the coupling (probe) Rabi frequency, Γ_0 is the population decay rate, and γ_t is the transit rate of the atoms into the beams. (c) Time sequence for the writing and reading of the CPO and EIT memories. t_s is the storage time.

are separated by another PBS, and the probe beam is detected by a fast photodiode.

In Fig. 2 we show the probe beam transmission spectrum when a longitudinal dc magnetic field of magnitude $B = 0.9$ G is applied along the cell. For this spectrum the coupling-probe beam frequency detuning δ is scanned, keeping the frequency of the coupling beam at the center of the atomic frequency transition for zero magnetic field. To understand the observed spectrum we note that for such an orthogonal linear polarization configuration of coupling and probe beams, perpendicular to the applied magnetic field (which defines the quantization z axis), the two beams have both σ^+ and σ^- polarization components which excite transitions satisfying the selections rules $\Delta m_F = \pm 1$, as indicated in the generic Λ

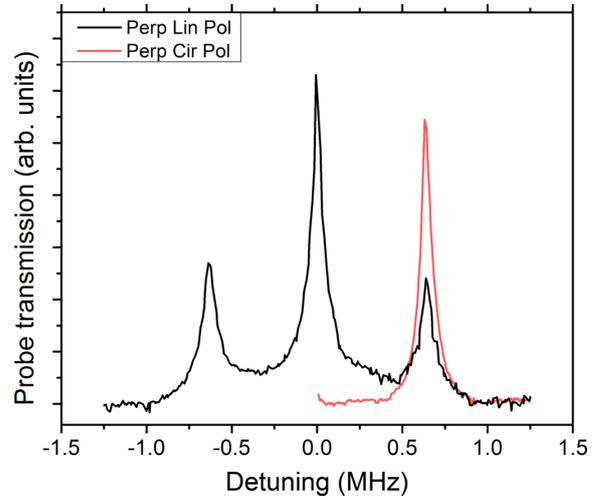


FIG. 2. (Color online) Black curve: Measured probe transmission spectrum for orthogonal linear polarization of the coupling and probe beams when a longitudinal constant magnetic field of magnitude $B = 0.9$ G is applied. The central peak at $\delta = 0$ corresponds to CPO resonance, while the lateral peaks are associated with EIT resonances as explained in the text. Red (gray) curve: Measured spectrum under the same experimental conditions, but for orthogonal circular polarizations of coupling and probe beams.

three-level system shown in Fig. 1(b). As consecutive magnetic Zeeman sublevels of the hyperfine ground state $F = 3$ are shifted by $\Delta_Z = g_F \mu_B B$, where μ_B is the Bohr magneton and $g_{F=3} = -1/4$ is the Landé factor, the Raman resonance condition is fulfilled for coupling-probe detuning given by $\pm 2\Delta_Z$. Therefore, the two peaks located at $\approx \pm 0.7$ MHz correspond to the usual EIT resonances. This is consistent with the Zeeman shift predicted for the cesium hyperfine ground state $F = 3$ (equal to -0.35 MHz/G [19]) for the applied magnetic field. It is worth noticing that the Zeeman shift in the excited state $F' = 2$ is equal to -0.95 MHz/G [19], which makes the one-photon coupling detuning slightly different for the other three-level systems associated with different values of the magnetic quantum number m_F of the transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

Now we turn our attention to the central peak occurring at $\delta = 0$. Clearly, it does not correspond to any Raman resonance since the Zeeman degeneracy of the ground state was removed by the magnetic field. In fact this peak corresponds to CPO resonances, where the same circular polarization components of the coupling and probe beams interact with two different open TLSs, with opposite one-photon detunings. Indeed, we should note that similar resonances were already observed before in metastable He [20]. To corroborate this interpretation, we have also recorded the probe transmission spectrum when the incident orthogonal linear polarizations are converted into orthogonal circular polarizations by a $\lambda/4$ wave plate placed just before the cesium cell. In this case another $\lambda/4$ is also placed after the cell to allow for the separation of probe and coupling beams. The corresponding spectrum is shown by the red curve in Fig. 2, which just presents one single EIT peak located exactly at the same frequency detuning

LIGHT STORAGE VIA COHERENT POPULATION ...

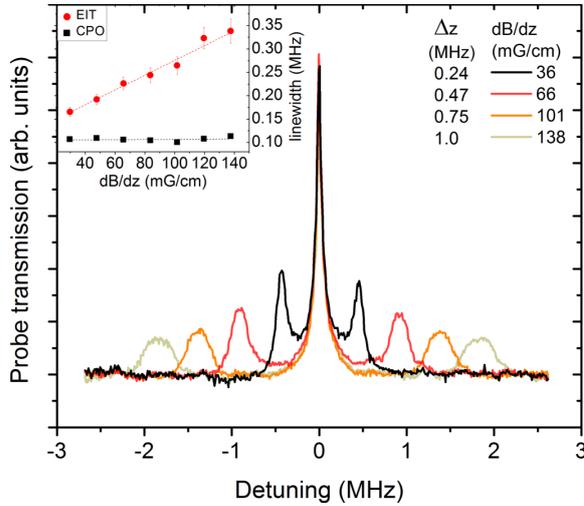
 PHYSICAL REVIEW A **90**, 043803 (2014)


FIG. 3. (Color online) Probe transmission spectra for different values of a linear magnetic field gradient (and dc magnetic field) for orthogonal linear polarization of coupling and the probe beams. In the inset we show the linewidth of the CPO (black squares) and EIT (red dots) peaks as a function of the linear magnetic field gradient.

as in the previous spectrum. The difference in the EIT peak amplitudes could be associated with optical-pumping-induced orientation of the strong circularly polarized coupling beam which essentially selects one three-level system involving more atoms and higher Clebsch-Gordan coefficients and could also be due to the fact that all the coupling power is now used for this Λ system, while it was divided between several Λ systems in the previous case. However, the widths of the CPO and EIT resonance peaks are of the same order, indicating that both are determined by the same broadening mechanism.

In order to demonstrate that the CPO resonance is not sensitive to magnetic field inhomogeneities, we have also recorded the CPO spectrum for different values of the longitudinal magnetic field gradient. For these measurements, we switched off the constant-pitch solenoid and turned on the variable-pitch solenoid shown in Fig. 1(a). The latter solenoid produces a magnetic gradient (not centered on zero magnetic field) which is mainly linear along the 5-cm cell length. These results are shown in Fig. 3. As the value of the constant magnetic field component is not the same for the different applied magnetic field gradients, the Zeeman shifts Δ_Z and the positions of the EIT peaks change for the different recorded traces. Figure 3 also clearly shows that the amplitude and width of the CPO peak are not affected by the magnetic field gradient, while the EIT resonances are broadened with a decreasing amplitude. In the inset of Fig. 3 we plot the measured linewidth for the CPO and EIT resonances as a function of the magnetic field gradient: the linear behavior is consistent with the fact that the two-photon resonance occurs for different probe frequencies along the cell.

B. Theoretical model

We can try to reproduce these spectra by two different methods, using a density matrix description or rate equations,

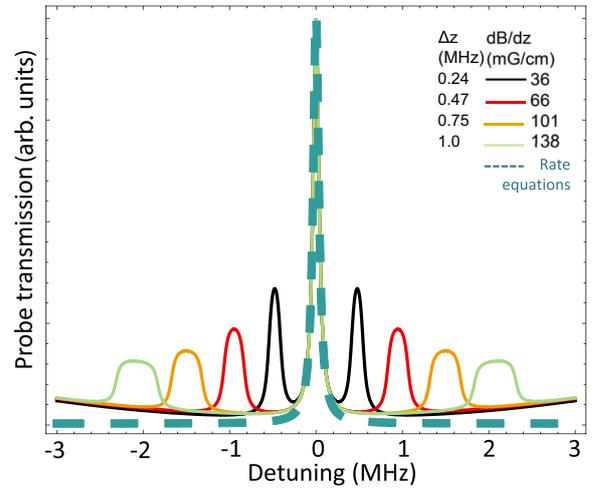


FIG. 4. (Color online) Simulated transmission spectra of a three-level system for different values of a linear magnetic field gradient using a Floquet expansion to solve the density-matrix equations (solid lines) or a simple rate equation model (dashed blue line). $\Gamma_0/2\pi = 5.2$ MHz, $\gamma_1/2\pi = 40$ kHz, and the optical coherence relaxation rate for one transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ and the Doppler broadening are, respectively, $\Gamma = \Gamma_0/2$ and $W_D/2\pi = 190$ MHz. The averaged coupling and probe Rabi frequencies are $\Omega_c/2\pi = 0.4$ MHz and $\Omega_p/2\pi = 70$ kHz.

as was done previously in the case of He^* [20]. The first model uses a first-order Floquet expansion of the density matrix of the three-level system. It includes an integration over the linear magnetic field gradient, and the results of such calculations are shown as solid lines in Fig. 4 for the same values of the magnetic field gradient as in the experiment. The behavior of the EIT resonance shapes, heights, and widths are in excellent agreement with the experimental data plotted in Fig. 3. The results obtained with this approach also reproduce the fact that the central resonance is unaffected by the magnetic field inhomogeneities, which indicates again that it is not due to coherences between the ground-state sublevels. Consequently, since it must depend only on the dynamics of the sublevel populations, it should be well taken into account by a rate equation model.

In [20], the rate equations in the Λ system were obtained by considering an open TLS, which stands for one leg of the Λ system, with the other leg just treated as an extra decay channel for the upper level. Here, we derive a more complete rate equation model for the three levels which describes the two legs of the Λ system on equal footing. If N_e , N_{-1} , and N_1 are the populations of the upper level $|e\rangle$ and the lower levels $|-1\rangle$ and $|1\rangle$, respectively, (see Fig. 1 for the notations), one obtains

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dt} = & -(\Gamma_0 + \gamma_1)N_e + \frac{I^-(t)\sigma}{\hbar\omega_0}(N_{-1} - N_e) \\ & + \frac{I^+(t)\sigma}{\hbar\omega_0}(N_1 - N_e), \end{aligned} \quad (1)$$

A. J. F. DE ALMEIDA *et al.*

 PHYSICAL REVIEW A **90**, 043803 (2014)

$$\frac{dN_{-1}}{dt} = \gamma_l + \frac{\Gamma_0}{2}N_e - \gamma_l N_{-1} - \frac{I^-(t)\sigma}{\hbar\omega_0}(N_{-1} - N_e), \quad (2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \gamma_l + \frac{\Gamma_0}{2}N_e - \gamma_l N_1 - \frac{I^+(t)\sigma}{\hbar\omega_0}(N_1 - N_e), \quad (3)$$

where σ is the absorption cross section, Γ_0 is the decay rate of the upper level, and γ_l is the decay rate of the lower levels, which corresponds here to the transit rate of the atoms through the beam. $I^+(t)$ is the total intensity (probe plus coupling beams) applied on the transition $|1\rangle \rightarrow |e\rangle$, and $I^-(t)$ is the total intensity applied on the other leg $|-1\rangle \rightarrow |e\rangle$. With a frequency difference δ between the probe and the coupling beams, they can be decomposed as

$$I^\pm(t) = I_0 + I_1^\pm e^{-i\delta t} + I_{-1}^\pm e^{i\delta t},$$

with $I_1^\pm \ll I_0$ and $I_{-1}^\pm \ll I_0$. The same first-order expansion applies to the populations:

$$N_j(t) = N_{0j} + (N_{1j}e^{-i\delta t} + N_{-1j}e^{i\delta t}),$$

where $j = e, -1, 1$. Then the oscillating part of the population inversion $w^\pm(t) = N_e(t) - N_{\pm 1}(t)$ is found to be given by

$$w_1^- = -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_l + 3 \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} + \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_l + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \quad (4)$$

$$w_1^+ = -\frac{w_0}{2} \left[\frac{3(I_1^- + I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\Gamma_0 + \gamma_l + 3 \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} - \frac{(I_1^- - I_1^+) \frac{\sigma}{\hbar\omega_0}}{\gamma_l + \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0} - i\delta} \right], \quad (5)$$

where

$$w_0 = -\frac{\Gamma_0 + \gamma_l}{\Gamma_0 + \gamma_l + 3 \frac{I_0\sigma}{\hbar\omega_0}} \quad (6)$$

is the dc part of the population inversion. Equations (4) and (5) exhibit two Lorentzian terms of widths $2(\Gamma_0 + \gamma_l)$ and $2\gamma_l$ at low coupling power. Since the probe and coupling beams are orthogonally polarized, the probe Rabi frequency has opposite signs on the two transitions along the Λ system, as shown in Fig. 1. As a consequence, the beat notes along both legs of the Λ system are in antiphase, and I_1^+ and I_1^- have opposite signs. The first terms in Eqs. (4) and (5), which correspond to the usual CPO resonance of width $2(\Gamma_0 + \gamma_l)$, are then equal to zero: the CPO resonance width is thus limited by γ_l and not by the excited-level population decay rate as in usual CPO experiments [15].

Figure 4 shows the resonance that can be obtained with such a rate equation model (dashed line). It perfectly reproduces the central resonance plotted in Fig. 3, which proves again that it is not a two-photon Raman resonance but is, in fact, a dynamical saturation effect. The CPO storage experiments described below are performed in this transmission window, which does not involve the Raman coherence between the lower levels.

C. EIT and CPO memories

In the following we describe the comparative investigation performed on light storage using the CPO and EIT coherent phenomena. For light storage via the CPO resonance, we apply a magnetic field of $B = 0.9$ G and set the coupling-probe detuning at $\delta = 0$. We then modulate the amplitude of the

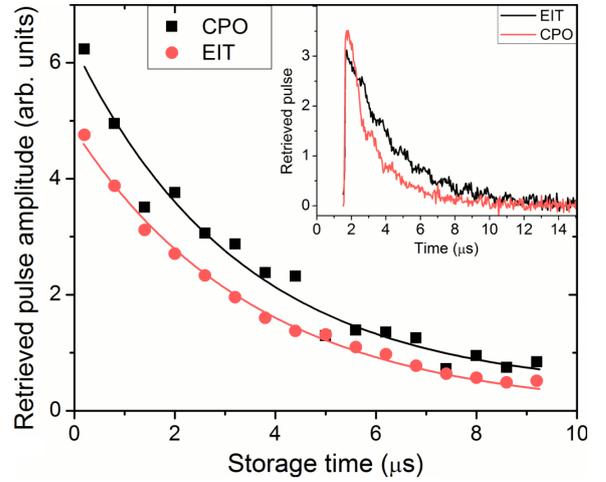


FIG. 5. (Color online) Decay of the retrieved pulse amplitude for CPO (black squares) and EIT (red dots) memories in the presence of a constant magnetic field of magnitude $B = 0.9$ G. As explained in the text, the CPO memory uses orthogonal linear polarizations for the coupling and probe beams with $\delta = 0$, while the EIT memory employs orthogonal circular polarizations at $\delta = 0.7$ MHz. The solid lines correspond to the respective exponential fittings. In the inset we show the temporal shape of the retrieved pulse for both the CPO and EIT memories.

coupling and probe beams according to the time sequence shown in Fig. 1(c), where the coupling and probe beams are turned on for about $100 \mu\text{s}$, after which both beams are suddenly switched off. This duration is long enough to allow the CPO to reach a stationary regime. After a controllable storage time t_s , only the coupling beam is turned back on, and then the retrieved signal pulse is detected with the same polarization as the incident probe beam. As the polarization optics are not perfect, a small leakage of the coupling-beam intensity reaches the photodetector, so during the retrieval process one observes the transient oscillations with a frequency determined by the ambient magnetic field [21]. In order to eliminate these transient background oscillations, for each storage time, we have recorded the retrieved signal both at the center of the CPO resonance and with the probe beam detuned several linewidths from CPO resonance, where no probe signal is retrieved. We then subtract the two signals to obtain the retrieved pulse, as shown in the inset of Fig. 5. In Fig. 5 we show the retrieved pulse maximum amplitude (black squares) for different storage times. Under the same condition of external magnetic field we have also measured the retrieved pulse amplitude for the case of orthogonal circular polarizations for the coupling and probe beams and have obtained similar retrieved pulse shapes. In this case, the coupling-probe detuning is set to the EIT resonance peak as shown in Fig. 2. The dependence of the maximum retrieved pulse amplitude on the storage time is also shown in Fig. 5 (red dots). Clearly, we see that the retrieved pulse amplitudes decay with the same decay time of the order of $3.5 \mu\text{s}$, obtained by exponential fits represented by the solid curves in Fig. 5. The fact the storage decay time is the same for the CPO

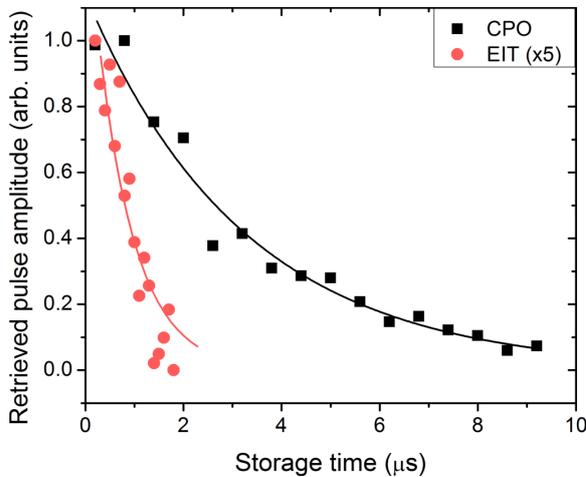


FIG. 6. (Color online) Decay of the retrieved pulse amplitude for CPO (black squares) and EIT (red dots) in the presence of a linear magnetic field gradient of magnitude $dB/dz = 45$ mG/cm. The retrieved signal amplitude for the EIT memory is multiplied by a factor of 5.

and EIT memories is consistent with the measurement of the same spectral linewidths of the CPO and EIT resonances: in the absence of magnetic field inhomogeneities, the Raman coherence lifetime is limited by the transit of the atoms through the laser beam, just like the lower-level populations.

However, when a linear magnetic field gradient of about $dB/dz = 45$ mG/cm is applied in the cell region, the measured retrieved pulse decay is quite different for CPO and EIT memories, as can be seen in Fig. 6. For the applied linear magnetic field gradient, the EIT resonance is shifted by approximately the same amount as in the previous case, and in Fig. 6 we plot the corresponding retrieved amplitude for the CPO (black squares) and EIT (red dots) memories. As

we can clearly see, now the EIT memory decay time is reduced to $\approx 0.8 \mu\text{s}$, while the decay time of the CPO memory remains unchanged. We have also observed that, in contrast to the previous case where the amplitudes of the retrieved pulses are approximately equal, the amplitude of the maximum retrieved signal for the EIT memory is about 5 times smaller than that for the CPO memory in the presence of a magnetic field gradient.

III. CONCLUSIONS

In conclusion, we have experimentally investigated the CPO and EIT spectra in the presence of a linear magnetic field gradient and developed a theoretical model to describe these spectra using either a Floquet expansion of the density matrix or a rate equation model, with excellent agreement between theory and experiment. We have demonstrated a type of memory for light which is based on CPO in cesium atoms at room temperature. Moreover, an extensive comparative investigation between the CPO and EIT memories under similar environments was performed, and the robustness of the CPO memory against magnetic field gradients was demonstrated. We believe this demonstration will be of considerable practical importance since it can be implemented using simpler atomic level configurations, such as two-level atoms, and eliminates the necessity of a magnetic-field-free environment.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge W. S. Martins for computational assistance in the early stage of the experiment. This work was supported by the Brazilian agencies CNPq, INCT-QI, and FACEPE and by French *délégation générale de l'armement* (DGA).

- [1] M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
- [2] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nat. Photonics* **3**, 706 (2009).
- [3] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature (London)* **409**, 490 (2001).
- [4] D. F. Phillips, M. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
- [5] M. Hosseini, B. Sparkes, G. Hetet, G. Longdell, J. J. Lam, and B. Buchler, *Nature (London)* **461**, 241 (2009).
- [6] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Phys. Rev. A* **86**, 023801 (2012).
- [7] M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **79**, 052329 (2009).
- [8] B. Zhao, Y.-A. Chen, X.-H. Bao, T. Strassel, C.-S. Chuu, X.-M. Jin, J. Schmiedmayer, Z.-S. Yuan, S. Chen, and J.-W. Pan, *Nat. Phys.* **5**, 95 (2009).
- [9] D. Felinto, C. W. Chou, H. de Riedmatten, S. V. Polyakov, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. A* **72**, 053809 (2004).
- [10] R. Zhao, Y. O. Dudin, S. D. Jenkins, C. J. Campbell, D. N. Matsukevich, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Nat. Phys.* **5**, 100 (2009).
- [11] D. Moretti, D. Felinto, J. W. R. Tabosa, and A. Lezama, *J. Phys. B* **43**, 115502 (2010).
- [12] G. C. Cardoso, V. R. de Carvalho, S. S. Vianna, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **59**, 1408 (1999).
- [13] J. W. R. Tabosa and D. V. Petrov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4967 (1999).
- [14] S. E. Schwartz and T. Y. Tan, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 4 (1967).
- [15] R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum, and D. J. Harter, *Phys. Rev. A* **24**, 411 (1981).
- [16] P. R. Berman, D. G. Steel G. Khitrova, and J. Liu, *Phys. Rev. A* **38**, 252 (1988).
- [17] A. Eilam, I. Azuri, A. V. Sharypov, and A. D. Wilson-Gordon, *Opt. Lett.* **35**, 772 (2010).

A. J. F. DE ALMEIDA *et al.*

PHYSICAL REVIEW A **90**, 043803 (2014)

- [18] Similar results on CPO-based memory in metastable He have been obtained some weeks before by the group of F. Goldfarb at Laboratoire Aimé-Cotton, Université Paris-Sud, Orsay, France; M.-A. Maynard, F. Bretenaker, and F. Goldfarb, [arXiv:1406.3723](https://arxiv.org/abs/1406.3723).
- [19] D. A. Steck (unpublished), <http://steck.us/alkalidata>.
- [20] T. Lauprêtre, S. Kumar, P. Berger, R. Faoro, R. Ghosh, F. Bretenaker, and F. Goldfarb, *Phys. Rev. A* **85**, 051805(R) (2012).
- [21] D. Lenci, S. Barreiro, P. Valente, H. Failache, and A. Lezama, *J. Phys. B* **45**, 215401 (2012).

Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation

A. J. F. de Almeida,¹ S. Barreiro,^{1,3} W. S. Martins,¹ R. A. de Oliveira,^{1,4} D. Felinto,¹ L. Pruvost,² and J. W. R. Tabosa^{1,*}

¹Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil

²Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris Sud, ENS Cachan, 91405 Orsay, France

³Instituto de Física, Facultad de Ingeniería, Universidad de la República, J. Herrera y Reissig 565, 11300 Montevideo, Uruguay

⁴Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho, Universidade Federal Rural de Pernambuco, BR 101 SUL, Km 97-S/N, Cabo de Santo Agostinho, PE 52171-900, Brazil

*Corresponding author: tabosa@df.ufpe.br

Received March 13, 2015; revised May 4, 2015; accepted May 5, 2015;

posted May 8, 2015 (Doc. ID 236165); published May 22, 2015

We report on the storage of orbital angular momenta (OAM) of light via the phenomenon of coherent population oscillation (CPO) in cold cesium atoms. The experiment is performed using a delayed four wave mixing configuration, where the transverse optical information of a probe field carrying OAM associated with its azimuthal phase dependence is stored in the CPO of Zeeman sublevels of the hyperfine transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ of the cesium D_2 line. We also demonstrate experimentally the simultaneous storage and retrieval of different OAM states propagating along different directions in space, leading to algebraic operations with OAM and, therefore, opening the possibility of multiplexing OAM states. © 2015 Optical Society of America

OCIS codes: (270.1670) Coherent optical effects; (190.4223) Nonlinear wave mixing; (020.1670) Coherent optical effects.

<http://dx.doi.org/10.1364/OL.40.002545>

An optical memory, i.e., the possibility of storing information carried by a light beam into an atomic medium for on-demand retrieval, is at the heart of any classical or quantum protocol for processing and manipulating light information [1,2]. Many optical memories are based on the reversible transfer of coherence between light and matter achieved through different physical phenomena such as electromagnetically induced transparency (EIT) [3,4], gradient echo memories [5,6], and atomic frequency comb [7], which use long-lived ground-state coherence to store the optical information.

Recently, a new type of optical memory based on the CPO phenomenon [8–10] has been suggested [11] and then demonstrated [12,13] using intense light fields. The probe absorption spectrum of a driven two-level atomic system presents CPO resonances around the zero beating frequency, which are associated with the dynamics of atomic-level populations. Not based on ground-state coherence, as an EIT-based memory, the CPO memory uses the long relaxation time of the ground state of an open two-level system to store information carried by a light field. In the demonstrated CPO memory, the population oscillation occurs into two open two-level systems coupled by spontaneous emission, where each open two-level system is excited simultaneously by the different field polarization components. Unlike the EIT memory, the insensitivity to magnetic field inhomogeneities makes the CPO-based memory ideal to store spatial information and finds new insight into storing and manipulating orbital angular momenta (OAM) of light.

Light modes with topological charge, Laguerre–Gauss (LG) modes, for example, have a spatial dependence through an azimuthal phase given by $e^{i\ell\phi}$, where ℓ is an integer, usually called the topological charge. They carry a quantized OAM $\ell\hbar$ per photon [14,15] and are usable for information processing based on the multidimensional state space spanned by these modes [16]. Optical storage

of OAM has been previously demonstrated, both in the classical [17,18] and in the quantum single-photon [19–21] regimes, employing the EIT-based memories. Recently, the storage and retrieval of photonic qubits carrying OAM was also demonstrated [22].

In this Letter, we demonstrate the storage and retrieval of OAM of light using the CPO mechanism in an ensemble of cold cesium atoms. This result is the first demonstration of storage and retrieval of the transverse spatial-phase structure of an optical field using this new type of memory. Moreover, we demonstrate the co-storage of two OAM states carried by two optical beams and the retrieval of the sum of the associated topological charges.

The experiment has been performed in cold cesium atoms provided by a magneto-optical trap (MOT) in which two incident beams, W and W' , write the information (storage) and another one R reads it (retrieval), according to the backward four-wave mixing (FWM) geometry, as shown in Fig. 1(a). The retrieved information is delivered by the diffracted beam denoted by D . The optical memory uses the degenerate two-level system associated with the cesium hyperfine transition $6S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F'=2)$, as shown in Fig. 1(b). To prepare the atoms in the lower hyperfine ground state $F=3$, we switch off the MOT repumping beam 1 ms before switching off the MOT trapping beams. The atomic cloud optical depth is of the order of 4. All the laser beams involved in the experiment are provided by two amplified extended-cavity diode lasers and are time and frequency controlled using acousto-optic modulators in single passage configuration. The MOT magnetic quadrupole field is also turned off during the storing and reading procedures.

In the first experiment, we turn on simultaneously the writing W and W' and the reading R beams. All the incident beams have approximately the same diameter of the order of 1.2 mm, which is smaller than the trapped

2546 OPTICS LETTERS / Vol. 40, No. 11 / June 1, 2015

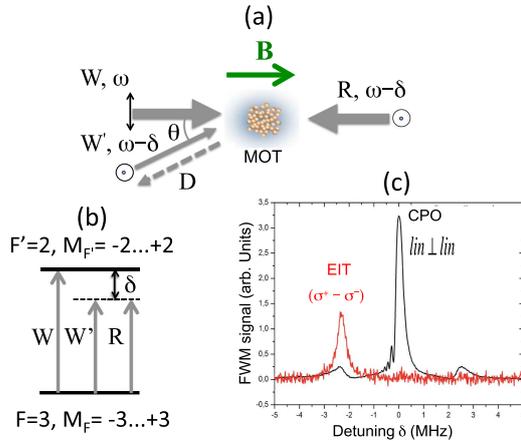


Fig. 1. (a) Experimental scheme for the observation of CPO/EIT FWM in cold cesium atoms. (b) Degenerate hyperfine two-level transition of cesium D_2 line involved in the interaction with W , W' , and R beams. (c) CPO/EIT FWM spectral responses recorded on the diffracted D beam. Black curve: FWM spectrum for orthogonal linear polarization of the writing beams; the peak at $\delta = 0$ is associated with the CPO resonance, while the lateral ones are associated with EIT resonances. Red curve: FWM spectrum ($\times 10$) for orthogonal circular polarizations of the writing beams, exhibiting only one peak associated with EIT resonance.

cloud size (≈ 2 mm). The intensities of the beams W , W' , and R are, respectively, equal to 10 mW/cm 2 , 15 mW/cm 2 , and 5 mW/cm 2 . The writing beams W and W' make a small angle of $\theta \approx 2^\circ$ between them. The reading beam R counterpropagates W , so the diffracted conjugate beam, D , counterpropagates W' , as imposed by phase matching condition. D is detected by a fast photodiode. A dc longitudinal magnetic field of $B \approx 3.7$ G is applied along the direction of propagation of the beams, which defines the quantization axis and Zeeman shifts consecutive ground sublevels by ≈ 1.3 MHz. To get the spectra shown in Fig. 1(c), the W laser is locked to the $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ transition, while W' and R are frequency-scanned through the frequency detuning δ defined in Fig. 1(b). To satisfy the CPO configuration, W and W' are set linearly polarized, with orthogonal polarization, denoted by $\text{lin} \perp \text{lin}$. The FWM spectrum [black line of Fig. 1(c)] exhibits a narrow CPO resonance at $\delta = 0$ and two weaker and broader ones located at $\delta \approx \pm 2.5$ MHz corresponding to EIT resonances. In order to check and compare, the FWM spectrum under the same experimental conditions, but with orthogonal circularly polarized writing beams, has also been recorded. As shown by the red curve in Fig. 1(c), which is tenfold magnified, just one single peak is present around the two-photon Raman resonance (EIT), and no CPO resonance at $\delta = 0$ is observed in such case. The FWM reflectivity for the CPO and EIT peaks are of the order of 0.3% and 0.01% , respectively.

In a second experiment, we have checked the robustness of the CPO memory against magnetic field inhomogeneities by performing a light storage measurement using the time sequence of Fig. 2(a) where the R beam is switched on with a delay t_s after the switching off

of W and W' beams and in the presence of a magnetic field gradient. For that, we keep a reduced MOT quadrupole magnetic field in order to create a magnetic gradient of ≈ 0.2 G/cm during the storage/retrieval sequence. To distinguish CPO from EIT, we use the polarization configurations and the dc longitudinal magnetic field at a detuning $\delta = 0$. For the CPO memory, we use the $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration in the presence of the applied longitudinal dc magnetic field, while for the EIT memory, the dc magnetic field is turned off, and the polarizations of W and W' beams are made orthogonal circularly polarized. The retrieved pulse is then observed for different storage times t_s . The retrieved pulse amplitude as a function of the storage time t_s is shown in Fig. 2(b) for the CPO and EIT memories and gives a storage decay time, respectively, equal to 9.2 and 5.1 μs . In the inset in Fig. 2(b), we show a typical retrieved pulse for the CPO memory. The estimated storage efficiency (at $t_s \approx 1$ μs) for the CPO and EIT memories, evaluated by the ratio between the retrieved pulse peak intensity and the W' intensity, are 1% and 2% , respectively.

It is worth noting that, in the absence of the magnetic field gradient, the two memories present the same storage decay time. In any case, the storage decay time of the CPO memory is, however, much shorter than the expected decay time of 120 μs given by the transit time of the atoms through the $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \approx 25$ μm spatial structure created by W and W' beams. We attribute this discrepancy to the existence of spurious transversal magnetic field components, which can induce transitions between the Zeeman sublevels, therefore decreasing the effective ground state lifetime of the Zeeman sublevels.

In the third experiment, the beams W and W' have been phase-shaped into LG modes carrying OAM with the respective topological charges ℓ_W and $\ell_{W'}$ in order

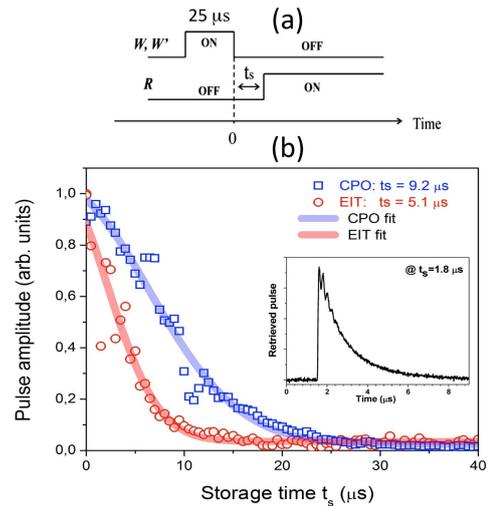


Fig. 2. (a) Time sequence for the writing and reading beams. (b) Decay of the retrieved pulse amplitude for CPO (blue squares) and EIT (red circles) memories in the presence of a magnetic field gradient of ≈ 0.2 G/cm. The solid lines correspond to the respective Gaussian fittings. The inset shows a typical retrieved pulse for the CPO memory.

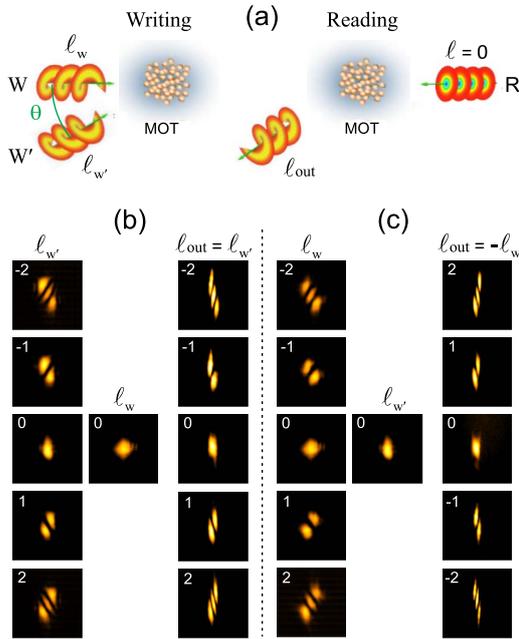


Fig. 3. (a) Experimental scheme for the writing and reading process with OAM carrying writing beams. (b), (c) Topological charges of the input writing and retrieved beams recorded under CPO conditions ($\delta = 0$) after a storage time of $1 \mu\text{s}$ for $\ell_{W'} = 0, \pm 1, \pm 2$ and $\ell_W = 0$ and for $\ell_W = 0, \pm 1, \pm 2$ and $\ell_{W'} = 0$, respectively. At the upper-left corner of each image, we indicate the detected topological charge, either for the input or output beams.

to analyze the CPO memory for OAM beams [Fig. 3(a)]. So, W and W' are frequency-locked on the $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ transition ($\delta = 0$) in a lin-lin polarization configuration. The shaping uses the holographic method where a helical phase is imprinted on a Gaussian beam. The hologram is provided by spatial light modulators (SLM), as described in a previous Letter [23], except that we now use two identical SLM. The diameter of the LG ring has been adjusted to be slightly smaller than the MOT size. In order to check the topological charge of the W and W' writing beams or to measure the charge of the retrieved D beam, we used the tilted lens method described in [24]. According to this method, the self-interference pattern of an LG beam with topological charge ℓ , observed after the astigmatic optics, exhibits $|\ell| + 1$ bright fringes turned by an angle whose sign is the sign of ℓ . The left column of Fig. 3(b) shows the self-interference pattern for W' with the charge $\ell_{W'} = -2, -1, 0, +1, +2$. According to FWM phase matching, for $\ell_W = 0$, the diffracted beam D acquires the topological charge $\ell_{\text{out}} = \ell_{W'}$, which is illustrated in the right column of Fig. 3(b).

In order to understand these patterns, we note that in the nonsaturating regime the third-order nonlinear term of the optical polarization, which is responsible for the generation of the retrieved field, propagating in opposite direction to the beam W' , has an amplitude given by

$$E_D \propto \chi^{(3)} E_W E_{W'}^* E_R. \quad (1)$$

where E_i , for $i = W, W'$, and R is the amplitude of the incident fields, and $\chi^{(3)}$ is the effective third-order susceptibility of the nonlinear medium. The phase matching implies the wavevector conservation and the azimuthal phase conservation. The writing beams W and W' are LG modes with an azimuthal phase given by $\ell_W \phi$ and $\ell_{W'} \phi$, respectively, and R is a Gaussian mode. Thus, for the considered FWM geometry, the azimuthal phase of E_D is $(\ell_W - \ell_{W'}) \phi$. However, due to wavevector conservation, the D beam counterpropagates W' ; thus, its topological charge defined relatively to its propagation direction is $\ell_{\text{out}} = \ell_{W'} - \ell_W$. Figure 3(b) illustrates this conservation law.

In Fig. 3(c), we have examined the off-axis OAM retrieval of the CPO memory by imposing $\ell_{W'} = 0$ and $\ell_W = -2, -1, 0, +1, +2$. We verify that $\ell_{\text{out}} = -\ell_W$, as it is expected for small OAM values and small angles between W and W' [23]. In both cases of on- and off-axis retrievals, we have observed that the CPO storage decay time does not depend on the OAM values of the writing beam. It is well known that the fork pattern associated with beams of W and W' present a small region near the center of the LG beam, where the fringe spacing changes as $\approx \lambda / (\ell + 1) \theta$. With $\ell = 2$, the fringes spacing is reduced by a factor of 3, thus reducing the transit time of the atom in this structure by the same factor, changing the previous expected time to $40 \mu\text{s}$. This value still rests long compared to the observed CPO storage time. Larger OAM values could, however, affect the storage time.

In another series of measurements, we also performed more complex operations by putting OAM in both writing beams. The results for a subset of values of the topological charge are shown in Fig. 4, which clearly demonstrate that one can store two OAM values using the CPO-based memory and then retrieve their sum. So, for example, starting from OAM values $\ell_W = -2$ and $\ell_{W'} = -2$, we have generated $\ell_{\text{out}} = 4$. The diagonal of Fig. 4 illustrates

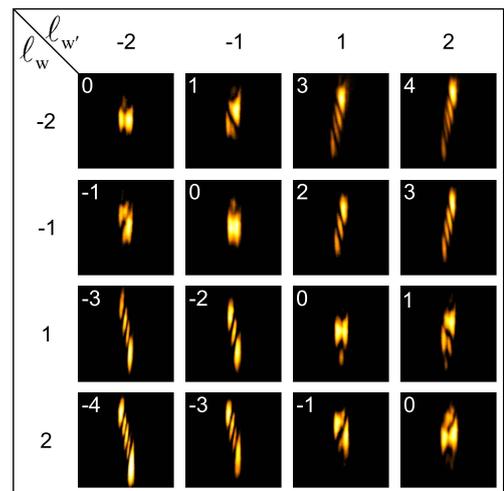


Fig. 4. Retrieved topological charge for different combinations of non-null values of $\ell_W, \ell_{W'}$. The value of the measured topological charge ℓ_{out} is indicated at the upper-left corner of each frame.

2548 OPTICS LETTERS / Vol. 40, No. 11 / June 1, 2015

the case of $\ell_w = \ell_{w'}$, retrieving an FWM output $\ell_{\text{out}} = 0$. The nonperfect reconstruction of the topological charge, specifically for the $\ell_{\text{out}} = 0$ case, comes from the zero field value at the LG center inducing no FWM at this region. These results, however, are consistent with the conservation law of OAM within the field modes in this delayed FWM process, where photons are absorbed from the W and R modes and emitted into the W' and D modes.

In conclusion, we have demonstrated the storage and retrieval of OAM of light through a CPO-based memory in cold cesium atoms. A time-delayed FWM configuration was employed, and the retrieved OAM was shown to be governed by the conservation law of OAM into the incident field modes. We have demonstrated that this memory can be used to perform logical operations involving the stored information encoded in OAM. Our results can be used, for example, to implement a controlled NOT gate (CNOT) [25] with memory, using the CPO mechanism. Finally, one may think to extend the CPO memory to the single-photon level, where the single-photon information is transferred to the external degree of freedom of an atom (momentum) and indistinguishably distributed among all the atoms in the ensemble.

We acknowledge D. Bloch for stimulating discussions. This work was supported by the Brazilian agencies CNPq and FACEPE. We also thank CAPES-COFECUB (Ph 740-12) for the support of Brazil–France cooperation.

References

1. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
2. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nat. Photonics* **3**, 706 (2009).
3. C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
4. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
5. M. Hosseini, B. Sparkes, G. Hetet, J. J. Longdell, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Nature* **461**, 241 (2009).
6. D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Phys. Rev. A* **86**, 023801 (2012).
7. M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **79**, 052329 (2009).
8. R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum, and D. J. Harter, *Phys. Rev. A* **24**, 411 (1981).
9. P. R. Berman, D. G. Steel, G. Khitrova, and J. Liu, *Phys. Rev. A* **38**, 252 (1988).
10. T. Lauprêtre, S. Kumar, P. Berger, R. Faoro, R. Ghosh, F. Bretenaker, and F. Goldfarb, *Phys. Rev. A* **85**, 051805(R) (2012).
11. A. Eilam, I. Azuri, A. V. Sharypov, A. D. Wilson-Gordon, and H. Friedmann, *Opt. Lett.* **35**, 772 (2010).
12. A. J. F. de Almeida, J. Sales, M.-A. Maynard, T. Lauprêtre, F. Bretenaker, D. Felinto, F. Goldfarb, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **90**, 043803 (2014).
13. M.-A. Maynard, F. Bretenaker, and F. Goldfarb, *Phys. Rev. A* **90**, 061801(R) (2014).
14. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
15. J. P. Torres and L. Torner, *Twisted Photons: Application of Light with Orbital Angular Momentum* (Wiley-VCH, 2011).
16. H. Bechmann-Pasquinucci and A. Peres, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3313 (2000).
17. R. Pugatch, M. Shuker, O. Firstenberg, A. Ron, and N. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 203601 (2007).
18. D. Moretti, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **79**, 023825 (2009).
19. L. Veissier, A. Nicolas, L. Giner, D. Maxein, A. S. Sheremet, E. Giacobino, and J. Laurat, *Opt. Lett.* **38**, 712 (2013).
20. D.-S. Ding, Z.-Y. Zhou, B.-S. Shi, and G.-C. Guo, *Nat. Commun.* **4**, 2527 (2013).
21. D.-S. Ding, W. Zhang, Z.-Y. Zhou, S. Shi, J.-S. Pan, G.-Y. Xiang, X.-S. Wang, Y.-K. Jiang, B.-S. Shi, and G.-C. Guo, *Phys. Rev. A* **90**, 042301 (2014).
22. A. Nicolas, L. Veissier, L. Giner, E. Giacobino, D. Maxein, and J. Laurat, *Nat. Photonics* **8**, 234 (2014).
23. R. A. de Oliveira, L. Pruvost, P. S. Barbosa, W. S. Martins, S. Barreiro, D. Felinto, D. Bloch, and J. W. R. Tabosa, *Appl. Phys. B* **117**, 1123 (2014).
24. P. Vaity, J. Banerji, and R. P. Singh, *Phys. Lett. A* **377**, 1154 (2013).
25. M. Cao, Y. Yu, L. Zhang, F. Ye, Y. Wang, D. Wei, P. Zhang, W. Guo, S. Zhang, H. Gao, and F. Li, *Opt. Express* **22**, 20177 (2014).

PHYSICAL REVIEW A **94**, 063834 (2016)**Nonvolatile optical memory via recoil-induced resonance in a pure two-level system**A. J. F. de Almeida,¹ M.-A. Maynard,² C. Banerjee,² D. Felinto,¹ F. Goldfarb,² and J. W. R. Tabosa^{1,*}¹*Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil*²*Laboratoire Aimé-Cotton, CNRS, Université Paris Sud, ENS Cachan, 91405 Orsay, France*

(Received 12 September 2016; published 16 December 2016)

We report on the storage of light via the phenomenon of recoil-induced resonance in a pure two-level system of cold cesium atoms. We use a strong coupling beam and a weak probe beam to couple different external momentum states of the cesium atom via two-photon Raman interaction which leads to the storage of the optical information of the probe beam. We have also measured the probe transmission spectrum, as well as the light storage spectrum which reveals very narrow subnatural resonance features showing absorption and gain. We have demonstrated that this memory presents the unique property of being insensitive to the reading process, which does not destroy the stored information leading to a memory lifetime limited only by the atomic thermal motion.

DOI: [10.1103/PhysRevA.94.063834](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.94.063834)**I. INTRODUCTION**

The ability to store light information in an atomic medium is an essential ingredient of any type of information processing protocol, either classical or quantum. Quantum protocols employing memories based on the phenomenon of electromagnetically induced transparency (EIT) [1–3], which involves the creation of ground-state long-lived coherence, are now well understood and proof of principle of the storage of quantum states of light has been reported by many groups (see [4,5], and references therein).

Following the original theoretical proposal by Wilson-Gordon and co-workers [6], a new type of optical memory based on the phenomenon of coherent population oscillation (CPO) [7–9] has recently been demonstrated in different nonlinear media, including room temperature metastable-helium [10] as well as in thermal and cold cesium atoms [11,12]. These memories, differently from the above-mentioned EIT memories, do not rely on ground-state coherences and can in principle operate using a simple two-level system (TLS), being therefore very insensitive to magnetic field gradients. Moreover, as we demonstrated in [12], the CPO memory can be used to store information encoded in the orbital angular momentum of light, a degree of freedom which has recently been employed to enhance classical communication and data encoding capacity [13,14].

In this article we demonstrate the operation of an optical memory based on the mechanism of recoil-induced resonance (RIR). The RIR memory can also operate in a pure TLS but involves a transition between external degrees of freedom of the atom, which are excited by a strong coupling (C) beam and a weak probe (P) beam [15–17]. The RIR can be observed when the probe and the coupling beams having the same optical polarization, but wave vectors and frequencies differing, respectively, by $\vec{q} = \vec{k}_P - \vec{k}_C$ and $\delta = \omega_P - \omega_C$, couple to different atomic external states having momentum \vec{p} and $\vec{p} \pm \hbar\vec{q}$ [15]. The difference in the populations of these two momentum states can lead to Raman amplification and absorption of the weak probe beam for $\delta < 0$ and $\delta > 0$, respectively. On the other hand, for $\delta = 0$ the spatial

intensity modulation associated with the interference between the coupling and probe beams leads to a spatially dependent light shift and to a bunching of the atoms at the minimum of the optical potential creating an atomic density grating, which retains the information on the phase and intensity of the incident probe beam.

Moreover, and differently from the EIT based memories where the information is destroyed by the reading process, we have observed that the RIR memory is not sensitive to the reading process, has a storage time determined only by the atomic motion, and can allow for multiple accesses to the stored information.

II. EXPERIMENT AND RESULTS

The experiment is performed in an ensemble of cold cesium atoms, obtained from a conventional magneto-optical trap (MOT), and uses the hyperfine transition $6S_{1/2}(F=4) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$, which allows the selection of a pure TLS associated with the transitions $F=4, m_F = \pm 4 \rightarrow F'=5, m_{F'} = \pm 5$, by using beams with circular polarization σ^\pm , respectively. A simplified scheme of the experimental apparatus is shown in Fig. 1(a) and a partial level scheme of the cesium D_2 line is shown in Fig. 1(b). We first prepare the atoms in the $F=4$ ground state by switching off the trapping beams and the MOT quadrupole magnetic field 1 ms before the switching off of the repumping beam, as specified by the time sequence shown in Fig. 1(c). The coupling and the probe beams are provided by the same external-cavity diode laser and can have their frequencies and intensities controlled by two independent acousto-optic modulators (AOM). The coupling and probe beams make a small angle of $\theta = 2^\circ$, which allows us to separate spatially these two beams after their transmission through the MOT. A fast photodiode detects the probe beam after its transmission through the cold ensemble.

In the experiment we first use microwave spectroscopy in the cesium clock transition $6S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 6S_{1/2}(F=4)$, to monitor both the compensation of stray magnetic fields [18] and the optical pumping process responsible for the selection of the pure TLS. Three pairs of Helmholtz coils are used to compensate for stray magnetic fields and a dc magnetic field is employed to monitor the population of the Zeeman magnetic sublevels in the $F=4$ ground state. Thus, during

*Corresponding author: tabosa@df.ufpe.br

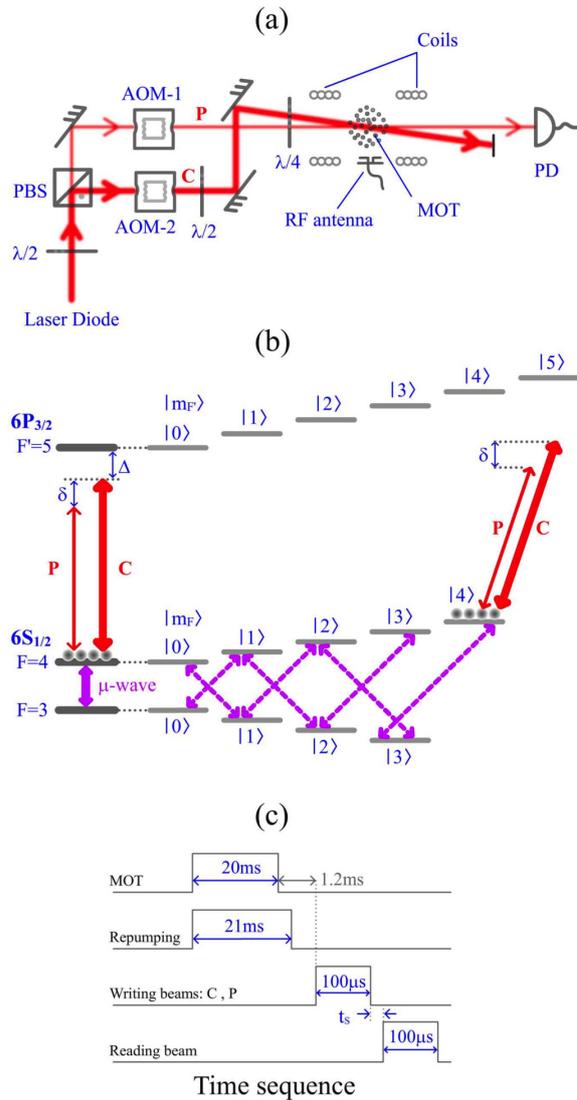


FIG. 1. (a) Simplified experimental scheme for the observation of RIR spectra and the associated light storage. PBS: polarizing beam splitter; AOM: acousto-optic modulator; PD: photodiode. (b) Partial hyperfine levels of the cesium D_2 line interacting with the coupling (C) and the probe (P) beams. On the right, we only show half of the Zeeman sublevel structure, when a dc magnetic field is applied, interacting with the microwave field whose magnetic field is orthogonal to the applied dc magnetic field. (c) Time sequence for the writing and reading of the RIR memory.

the time the trapping and the repumping beams are off, and after we have compensated the residual magnetic field to the level of ≈ 1 mG, we apply a dc magnetic field $B = 150$ mG and monitor the probe beam transmission while the frequency of a microwave signal is scanned. The probe frequency is set nearly resonant with the $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ transition. The microwave signal is provided by the rf antenna shown in Fig. 1(a) and by a microwave signal generator not shown in the figure. The

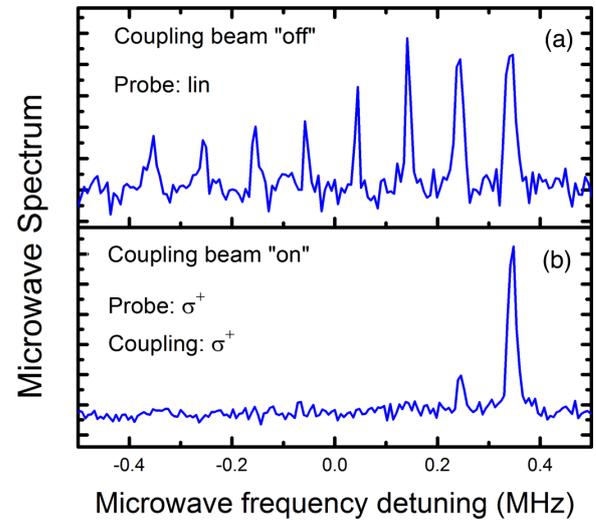


FIG. 2. Probe transmission as a function of the microwave frequency: (a) for the case of a linearly polarized probe and no coupling beam. The eight observed peaks are associated with the population distribution of the Zeeman $F = 4$ sublevels. (b) For the case where the probe and coupling beams have the same circular polarization. This spectrum indicates that the $m'_F = 4$ Zeeman sublevel is the only one significantly populated.

microwave magnetic field is approximately orthogonal to the applied dc magnetic field, therefore it induces mainly magnetic dipole transitions with $\Delta m = \pm 1$, as indicated in Fig. 1(b).

We detect the variation in the probe transmission when the microwave frequency is resonant with a specific ground-state hyperfine transition $m_F \leftrightarrow m'_F$. Figure 2(a) shows the probe transmission for the case where the probe beam has a linear polarization and the coupling beam is not present. As we can see, in this case we can easily identify all the eight different microwave resonant transitions associated with every populated Zeeman sublevel in the $F = 4$ ground state. On the other hand, when we change the polarization of the probe beam to circular and add a coupling beam with the same circular polarization, the microwave spectrum shows essentially one single peak associated with the microwave transition $m_F = 3 \leftrightarrow m'_F = 4$, evidencing the optical pumping of the atoms into the $m'_F = 4$ Zeeman sublevel. In this spectrum the coupling beam is red-detuned by about -30 MHz from the $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ transition, has an intensity of 120 mW/cm², and is applied simultaneously with a 0.2 mW/cm² probe beam to the atomic ensemble for about 100μ s.

After the optical pumping preparation of the pure TLS, we turn off the dc magnetic field and the microwave signal in order to measure the probe absorption spectrum as well as its light storage spectrum. Thus, for the fixed coupling beam detuning of $\Delta = -30$ MHz, we scan the probe-coupling frequency detuning δ to obtain the spectra shown in Fig. 3(a) for three different values of the coupling beam intensity shown in the inset of Fig. 3(a). The observed spectrum presents a subnatural feature with a linewidth of the order of 20 KHz, showing absorption and gain for $\delta > 0$ and $\delta < 0$, respectively.

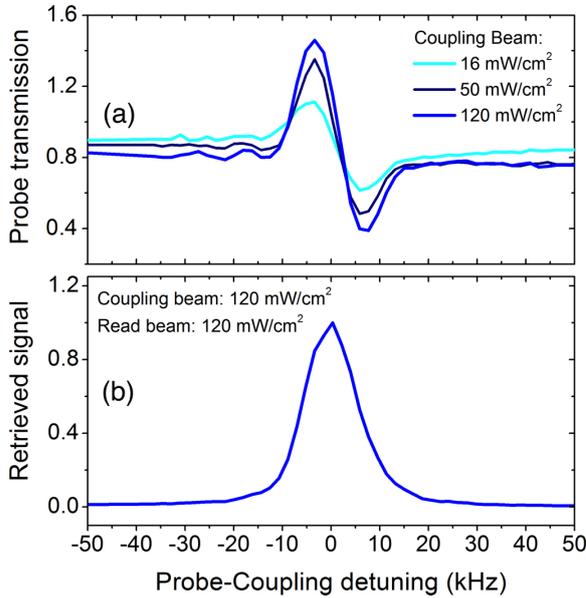


FIG. 3. (a) Probe transmission spectrum as a function of the coupling-probe detuning δ for three different values of the coupling beam intensity shown in the figure. (b) Light storage spectrum. In this figure we plot the energy of the retrieved pulse, which is given by the area below the retrieved pulse temporal shape.

As can be seen in the spectra shown in Fig. 3(a), a single pass gain of the order of 30% was obtained. As predicted in [15], and contrary to EIT or CPO resonances, the probe transmission spectrum is not very sensitive to conventional power broadening, which is a characteristic of RIR. Although in [16] some induced heating of the atomic sample has been observed for increasing coupling beam intensity, we believe the much higher temperature of our MOT, associated with a much shorter duration of our coupling beam pulse, prevents the observation of this indirect power broadening mechanism in the RIR spectrum. However, previous work [19] has reported a much stronger dependence on the RIR linewidth with the trapping beam intensity.

In order to obtain the light storage spectrum, we also measure the intensity of the retrieved beam propagating along the probe beam direction when a reading beam with the same polarization and frequency as the coupling beam C but with a controllable intensity is turned on after a storage time t_s following the switching off of the coupling and probe beams. As we can see in Fig. 3(b), the light storage spectrum is also subnatural and we have observed that its linewidth is also not sensitive to the reading beam intensity.

For the same intensities of the coupling and probe beams used in the previous measurements and setting the coupling-probe detuning at $\delta = 0$, we have also recorded the retrieved temporal pulse shape for different values of the reading beam intensity, and the results are presented in Fig. 4. The most interesting characteristic of this light storage mechanism is, however, the fact that the retrieved pulse temporal width is considerably large and does not depend on the reading beam

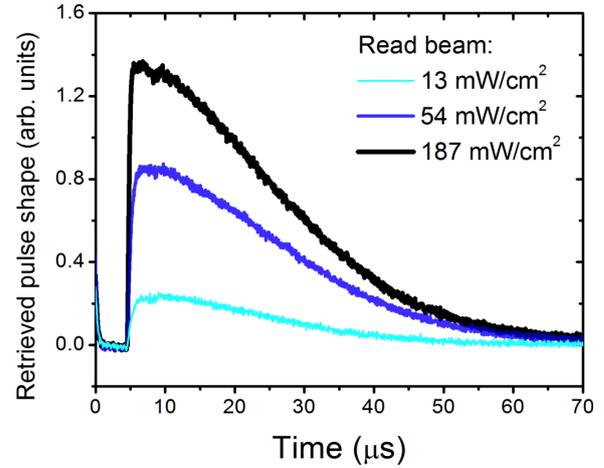


FIG. 4. Retrieved pulse temporal shape for different values of the reading beam intensity.

intensity. This behavior is quite different from the one observed in EIT based memories [20], where the reading process takes the atom from one ground state to another, therefore erasing the information stored in the ground-state coherence. On the other hand, in the RIR based memory in a pure TLS the reading process brings the atom to the same initial internal state, in such a way that the stored information, actually stored in the spatial atomic-density grating, is not destroyed during the reading process.

We have also retrieved the stored probe pulse using an intensity modulated reading beam and the result is shown in Fig. 5, together with the retrieved pulse for the case of a continuous reading beam under the same experimental conditions. As we can clearly see, the reading process does not affect the stored information which can be accessed

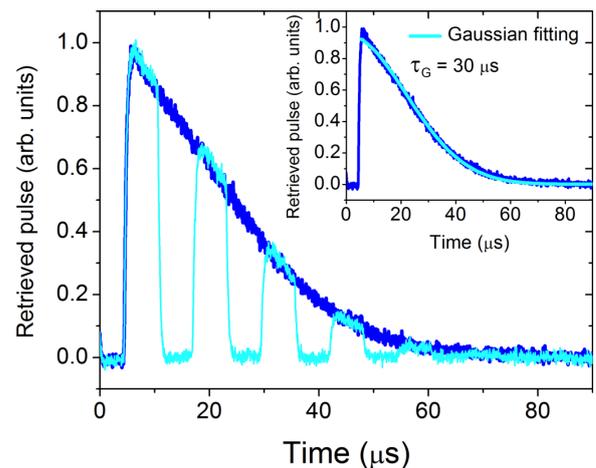


FIG. 5. Retrieved pulse for continuous and modulated reading beams. In the inset, the solid line represents the theoretical Gaussian fit. The intensity of the reading beam is equal to 140 mW/cm^2 .

A. J. F. DE ALMEIDA *et al.*PHYSICAL REVIEW A **94**, 063834 (2016)

several times. We have measured the retrieved pulse for different angles between the coupling and the probe beams and verified that the retrieved pulse temporal width decreases with increasing angles. These results clearly suggest that the main mechanism responsible for the decay of the stored information is the thermal atomic motion that leads to the washout of the stored density grating, which has a spatial period given by $\Lambda = \lambda/[2 \sin(\theta/2)]$, with λ being the optical wavelength. To corroborate this assumption we have fitted the temporal pulse shape with the predicted Gaussian function decay [21] $I_g(t) = \exp[-(t/\tau_g)^2]$, where $\tau_g = \Lambda/\sqrt{2\pi}u$, with $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ being the most probable velocity for atoms of mass m at temperature T and k_B the Boltzmann constant. The fit gives a grating decay time of the order of $30 \mu\text{s}$, which corresponds to a temperature of $T \approx 320 \mu\text{K}$. This temperature value is nearly equal to the temperature we obtain by fitting the probe transmission spectrum with the derivative of a Gaussian function as used in [16], which is also consistent with the estimated temperature of the MOT obtained by a time-of-flight measurement. Furthermore, we have experimentally verified that the storage time of the RIR memory decreases with an increase of the angle θ as predicted by the ballistic decay described above.

III. ANALYSIS AND DISCUSSIONS

The RIR memory can be understood as resulting from an atomic density grating associated with the bunching of atoms in the optical potential induced by spatially dependent intensity due to the interference of the coupling and probe beams. The optical potential depth is given by $U = \hbar\Omega_C\Omega_P/2\Delta$ [15], where Ω_C and Ω_P are the Rabi frequencies of the coupling and probe beams, respectively, and Δ is the detuning from optical resonance. For the experimental values of intensities and detuning used in the experiment and considering the saturation intensity $I_s \approx 1 \text{ mW/cm}^2$ of the transition $F = 4, m_F = 4 \rightarrow F' = 5, m_{F'} = 5$ [22], we estimate $\Omega_C = 120\Gamma$ and $\Omega_P = 0.2\Gamma$, which leads to $U = 2\hbar\Gamma$, where $\Gamma/2\pi = 5.2 \text{ MHz}$ is the relaxation rate of the excited state. The

measured temperature is about 2.5 times the cesium Doppler temperature $T_D = 125 \mu\text{K}$, so the thermal energy of the atoms is $2.5U_D \approx 1.2\hbar\Gamma$, which is smaller than the optical potential depth, therefore leading to the bunching of the atoms in the potential minima. The bunching of the atoms along the grating planes is then determined by the grating wave vector $\vec{q} = \vec{k}_P - \vec{k}_C$. This spatially periodic density of atoms couples to the reading beam, having wave vector $\vec{k}_R = \vec{k}_C$, to diffract the retrieved signal beam propagating with wave vector \vec{k}_P and having the same polarization and frequency of the original probe beam.

IV. CONCLUSIONS

In summary, we have demonstrated the operation of a RIR based memory in a pure TLS of cold cesium atoms. This memory, differently from the ground-state coherence based memories, revealed the unique characteristic of being insensitive to the reading process which does not destroy the stored information, making the retrieving of the information independent of the reading beam intensity and its decay time mainly limited by the atomic motion. We believe this new important and unique property of the RIR memory could find applications in many classical data processing protocols, where the stored information could be accessed multiple times. In particular, the RIR memory could be used to store orbital angular momentum of light, an experiment which is under way in our group.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge W. S. Martins for experimental assistance in the early stage of the experiment and V. Parigi for useful physical discussion. This work was supported by the Brazilian grant agencies CNPq and FACEPE, and by the Brazil-France CAPES-COFECUB cooperation. The work of M.-A.M. is supported by the Délégation Générale à l'Armement (DGA), France, and her stay in Brazil by the Franco-Brazilian GDR NSEQO.

-
- [1] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature (London)* **409**, 490 (2001).
 [2] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
 [3] M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
 [4] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nat. Photonics* **3**, 706 (2009).
 [5] C. Simon *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **58**, 1 (2010).
 [6] A. Eilam, I. Azuri, A. V. Sharypov, and A. D. Wilson-Gordon, *Opt. Lett.* **35**, 772 (2010).
 [7] S. E. Schwartz and T. Y. Tan, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 4 (1967).
 [8] R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum, and D. J. Harter, *Phys. Rev. A* **24**, 411 (1981).
 [9] P. R. Berman, D. G. Steel, G. Khitrova, and J. Liu, *Phys. Rev. A* **38**, 252 (1988).
 [10] T. Lauprêtre, S. Kumar, P. Berger, R. Faoro, R. Ghosh, F. Bretenaker, and F. Goldfarb, *Phys. Rev. A* **85**, 051805(R) (2012).
 [11] A. J. F. de Almeida, J. Sales, M.-A. Maynard, T. Lauprêtre, F. Bretenaker, D. Felinto, F. Goldfarb, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **90**, 043803 (2014).
 [12] A. J. F. de Almeida, S. Barreiro, W. S. Martins, R. A. de Oliveira, L. Pruvost, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, *Opt. Lett.* **40**, 2545 (2015).
 [13] Y. Yan, G. Xie, M. P. J. Lavery, H. Huang, N. Ahmed, C. Bao, Y. Ren, Y. Cao, L. Li, Z. Zhao, A. F. Molisch, M. Tur, M. J. Padgett, and A. E. Willner, *Nat. Commun.* **5**, 4876 (2014).
 [14] A. J. Wilner, Y. Ren, G. Xie, Z. Zhao, Y. Cao, L. Li, N. Ahmed, Z. Wang, Y. Yan, P. Liao, C. Liu, M. Mirhosseini, R. W. Boyd, M. Tur, and A. E. Willner, *Opt. Lett.* **40**, 5810 (2015).
 [15] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3017 (1994).

NONVOLATILE OPTICAL MEMORY VIA RECOIL-INDUCED ...

PHYSICAL REVIEW A **94**, 063834 (2016)

- [16] D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A*, **50**, R1992(R) (1994).
- [17] K. Gordon, S. DeSavage, D. Duncan, G. R. Welch, J. P. Davis, and F. A. Narducci, *J. Mod. Opt.* **57**, 1849 (2010).
- [18] L. Veissier, Thèse de Doctorat, Laboratoire Kastler-Brossel, Université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [19] M. Brzowska, T. M. Brzowski, J. Zachorowski, and W. Gawlik, *Phys. Rev. A* **72**, 061401(R) (2005).
- [20] D. Moretti, N. Gonzalez, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **78**, 023811 (2008).
- [21] J. W. R. Tabosa, A. Lezama, and G. C. Cardoso, *Opt. Commun.* **165**, 59 (1999).
- [22] D. A. Steck, Cesium D Line Data, <http://steck.us/alkalidata>