



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

MARCIA FRÓMETA FERNÁNDEZ

**GANHO ÓTICO MAGNETICAMENTE ASSISTIDO EM UM SISTEMA
DE DOIS NÍVEIS COM DEGENERESCÊNCIA ZEEMAN**

Recife
2019

MARCIA FRÓMETA FERNÁNDEZ

**GANHO ÓTICO MAGNETICAMENTE ASSISTIDO EM UM SISTEMA
DE DOIS NÍVEIS COM DEGENERESCÊNCIA ZEEMAN**

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

Área de concentração: Óptica.

Orientador: Prof. José Wellington Rocha Tabosa

Recife
2019

Catálogo na fonte
Bibliotecária Elaine Freitas CRB4-1790

F931g Frómeta Fernández, Marcia
Ganho ótico magneticamente assistido em um sistema de dois
níveis com degenerescência Zeeman / Marcia Frómeta
Fernández . – 2019.
81 f.: fig.

Orientador: José Wellington Rocha Tabosa
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física. Recife, 2019.
Inclui referências e apêndice.

1. Óptica. 2. Transparência eletromagneticamente induzida. 3.
Armadilha magneto-ótica. I. Tabosa, José Wellington Rocha
(orientador). II. Título.

535.2

CDD (22. ed.)

UFPE-FQ 2019-22

MARCIA FRÓMETA FERNÁNDEZ

**GANHO ÓTICO MAGNETICAMENTE ASSISTIDO EM UM SISTEMA
DE DOIS NÍVEIS COM DEGENERESCÊNCIA ZEEMAN**

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

Aprovada em: 22/02/2019.

BANCA EXAMINADORA

Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Leonardo de Souza Menezes
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Sergio Vladimir Barreiro Degiorgi
Examinador Externo
Universidade Federal Rural de Pernambuco

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente, a meus pais Sergio e Elena pelo amor e apoio incondicional, por me motivar para ser cada vez melhor e por respeitar minhas decisões.

A minha irmã Susana (sem a qual provavelmente eu não estaria aqui hoje) por me escutar e aconselhar sempre, simplesmente por existir e ser minha melhor amiga.

Ao professor José Tabosa que, com muita paciência e profissionalismo, me orientou neste trabalho.

A meu amigo, roommate e colega Hermes por ser o melhor companheiro que eu podia ter nestes dois anos longe da família.

A meus colegas de laboratório Jesús Pavón e Álvaro Mitchell pela ajuda e paciência, por tornar o trabalho mais divertido e por fazer café para mim todas as tardes.

Aos professores dos Departamento de Física da Universidade de Oriente de Cuba e da UFPE que influíram na minha formação como cientista.

A meus colegas e amigos da UFPE por me ajudar muito nas disciplinas e estar sempre disponíveis para tirar minhas dúvidas, especialmente Alexander e Guillermo.

A CNPq pelo suporte financeiro.

RESUMO

A transparência eletromagneticamente induzida (EIT do inglês Electromagnetically Induced Transparency) é um fenômeno bem investigado, especialmente usando sistemas de dois níveis com degenerescência Zeeman (DTLS do inglês Degenerate Two-Level Systems). Em tais sistemas, a observação do espectro de EIT requer que o momento angular do estado fundamental seja maior que o momento angular do estado excitado, mais especificamente, é preciso ter uma transição do tipo $F \leftrightarrow F - 1$. Neste trabalho investigamos o efeito de um campo magnético externo no espectro de EIT usando um ensemble de átomos frios de césio obtido a partir de uma armadilha magneto-ótica (MOT do inglês Magneto Optical Trap). No experimento, a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D₂ da estrutura hiperfina do césio é coerentemente excitada por um feixe de controle e um feixe de prova, com polarizações circulares e opostas, na presença de um campo magnético transversal. Nestas condições observamos um ganho magneticamente assistido na transmissão do feixe de prova para determinados valores do campo magnético aplicado e da potência do feixe de controle. O efeito observado pode ser modelado teoricamente em uma configuração atômica mais simples ($F = 1 \leftrightarrow F' = 0$), considerando que o campo magnético produz transferências de população entre os subníveis Zeeman do estado fundamental, o que permite em boa aproximação reproduzir os principais resultados observados experimentalmente.

Palavras-chave: Transparência eletromagneticamente induzida. Armadilha magneto-ótica. Césio. Degenerescência Zeeman.

ABSTRACT

Electromagnetically induced transparency (EIT) is a well-investigated phenomenon, specially using Zeeman degenerate two-level systems (DTLS). In such systems the observation of EIT requires that angular momentum of the ground state must be larger than the angular momentum of the excited state, more specifically, one should have a $F \leftrightarrow F - 1$ transition. In the present work we investigated the effect of a transversal magnetic field on the EIT spectrum using an ensemble of cold cesium atoms, obtained from a magneto optical trap (MOT). In the experiment, the cesium D₂ hyperfine transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ is coherently excited by a coupling beam and a probe beam, with opposite circular polarizations, in the presence of a transverse magnetic field. Under these conditions, we observed a magnetically assisted gain on the probe beam transmission spectrum for moderate values of the magnetic field and coupling beam power. The observed effect can be theoretically modeled using a simpler atomic transition ($F = 1 \leftrightarrow F' = 0$) and considering population transfer between Zeeman ground-state levels induced by the external magnetic field, which accounts reasonably for the main experimentally observed results.

Keywords: Electromagnetically induced transparency. Magneto optical trap. Cesium. Zeeman degeneracy.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 –	Sistema atômico de três níveis na configuração Λ interagindo com dois campos de radiação ressonantes com as transições de interesse.....	27
Figura 2 –	Sistema atômico de três níveis numa configuração de tipo Λ interagindo com dois campos de radiação quase ressonantes. A população do estado excitado decai espontaneamente até os níveis do estado fundamental com taxas Γ_- e Γ_+ , e a taxa identificada por γ representa a transferência de população entre os estados $ -\rangle$ e $ +\rangle$	31
Figura 3 –	Gráficos de $\text{Re}[\sigma_{0,+}^{(1)}]$ em função da dessintonia δ/Γ , (a) na ausência do feixe de controle $\Omega_C/\Gamma = 0$ e (b) na presença do feixe de controle $\Omega_C/\Gamma \neq 0$	36
Figura 4 –	Gráficos de $\text{Im}[\sigma_{0,+}^{(1)}]$ em função da dessintonia δ/Γ , (a) na ausência do feixe de controle $\Omega_C/\Gamma = 0$ e (b) na presença do feixe de controle $\Omega_C/\Gamma \neq 0$	37
Figura 5 –	Projeção das contribuições para o momento magnético dos elétrons atômicos ao longo de $\hat{F}$	40
Figura 6 –	Estrutura de níveis finos e hiperfinos da linha D ₂ do césio.....	44
Figura 7 –	Átomo em movimento, com velocidade v , interagindo com um par de feixes contrapropagantes de igual frequência. O efeito Doppler leva a uma variação nas frequências dos feixes, o que resulta em uma força atuando na direção contrária ao movimento do átomo.....	45
Figura 8 –	Diagrama de níveis de energia para o caso de um átomo na transição $F = 0 \leftrightarrow F = 1$. A divisão entre os subníveis Zeeman, produzida pelo gradiente de campo magnético,	

	depende da posição do átomo. (O diagrama não está na escala correta; o deslocamento Zeeman é muito menor que a energia de transição ótica).....	47
Figura 9 –	Configuração de feixes e bobinas usada em uma Armadilha Magneto-Ótica.....	48
Figura 10 –	Representação do laser de resfriamento, ligeiramente dessintonizado abaixo da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$, e do laser de rebombeio sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$	50
Figura 11 –	Esquema experimental simplificado, mostrando os feixes de controle e de prova interagindo com a MOT.....	51
Figura 12 –	Feixes de controle e de prova com polarizações circulares opostas interagindo com os subníveis Zeeman correspondentes à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$	52
Figura 13 –	Curva de calibração correspondente ao modulador do feixe de prova AOM-P, a qual permite conhecer o valor da frequência em kHz para cada valor de tensão aplicada.....	53
Figura 14 –	Batimento entre os feixes do experimento para diferentes valores de frequência do feixe de prova, mantendo fixa a frequência do feixe de controle.....	55
Figura 15 –	Espectro de radiofrequência para: (a) um campo magnético externo diferente de zero e (b) um campo magnético externo igual a zero.....	56
Figura 16 –	Curva de calibração correspondente às bobinas de Helmholtz orientadas na direção z, a qual permite conhecer o valor do campo magnético para cada corrente aplicada nas bobinas.....	57

Figura 17 –	Distribuição de pulsos correspondentes aos feixes da armadilha e do experimento.....	60
Figura 18 –	Pulso de transmissão do feixe de prova para a frequência de ressonância entre os feixes do experimento.....	61
Figura 19 –	Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para valores diferentes do campo magnético transversal e para os parâmetros indicados no texto.....	63
Figura 20 –	(a) Posição do pico de ganho em função da amplitude do campo magnético para as condições experimentais da figura 19. (b) Ganho do feixe de prova em função da amplitude do campo.....	63
Figura 21 –	Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para valores diferentes da potência do feixe de controle e para um valor fixo do campo magnético.....	64
Figura 22 –	(a) Ganho do feixe de prova em função da potência do feixe de controle. (b) Largura do pico, que representa o espectro de EIT, em função da potência do feixe de controle.....	65
Figura 23 –	Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para dois valores diferentes do campo magnético longitudinal e para os parâmetros indicados no texto.....	67
Figura 24 –	Sistema simplificado de quatro níveis considerado para modelar o efeito de um campo magnético transversal no espectro EIT.....	68
Figura 25 –	Espectros calculados de transmissão do feixe P para o feixe C ressonante nos casos (a) com $\Gamma_B = 0$ e (b) com $\Gamma_B = 0.05\Gamma$, e para o feixe C dessintonizado nos casos (c) com $\Gamma_B = 0$ e (d) com $\Gamma_B = 0.05\Gamma$	71

Figura 26 –	Efeito do campo magnético para produzir uma amplificação do feixe de prova.....	74
-------------	--	----

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	18
2.1	Interação coerente entre átomos e campos.....	19
2.1.1	Formalismo da matriz densidade.....	19
2.1.2	Momento de dipolo elétrico induzido.....	22
2.2	Interação de dois campos com um sistema tipo “lambda”	26
2.2.1	Hamiltoniano do sistema.....	26
2.2.2	Aprisionamento Coerente de População.....	29
2.2.3	Transparência Eletromagneticamente Induzida.....	30
2.3	Interação de um campo magnético externo com sistemas atômicos.....	38
2.3.1	Estrutura hiperfina do átomo.....	38
2.3.2	Deslocamento Zeeman na estrutura hiperfina do átomo.....	39
3	SITUAÇÃO EXPERIMENTAL.....	42
3.1	Estrutura fina e hiperfina do cézio.....	43
3.2	Armadilha Magneto-Ótica.....	45
3.2.1	Melaço ótico.....	45
3.2.2	Armadilhamento de átomos.....	47
3.2.3	Sintonia e sincronização dos feixes da MOT.....	49
3.3	Preparação do sistema para a obtenção do sinal de EIT.....	51
3.4	Espectroscopia de EIT.....	53
3.5	Compensação e calibração do campo magnético externo.....	55
4	RESULTADOS E INTERPRETAÇÃO.....	59
4.1	Obtenção de ganho no espectro de EIT.....	60
4.1.1	Medidas com polarizações circulares dos feixes.....	61
4.1.1.1	<i>Estudo do espectro variando o campo magnético.....</i>	<i>62</i>
4.1.1.2	<i>Estudo do espectro variando a potência do feixe de controle.....</i>	<i>64</i>

4.1.2	Medidas com polarizações lineares dos feixes.....	66
4.2	Modelo teórico.....	68
4.3	Interpretação da origem do ganho obtido no espectro de EIT.....	73
5	CONCLUSÕES.....	75
	REFERÊNCIAS.....	76
	APÊNDICE A – EQUAÇÕES DE TAXA.....	80

1 INTRODUÇÃO

A interação de sistemas atômicos com campos de radiação tem sido muito estudada nas últimas décadas devido à importância de efeitos relacionados com a coerência e interferência quântica [1,2]. Um desses efeitos é a Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT) no qual um meio atômico, que em princípio absorve parte da radiação incidente, pode se tornar completamente transparente devido à interação do meio com um segundo feixe de maior potência [3]. Este efeito foi proposto teoricamente por Imamoglu e Harris [4] e observado por Boller et al. [5] em uma amostra de vapor de estrôncio. A configuração mais simples para se estudar este fenômeno consiste em sistemas de níveis tipo “lambda” (Λ), a qual pode ser obtida em sistemas de dois níveis com degenerescência Zeeman (DTLS) associados à estrutura hiperfina de átomos alcalinos. Assim, os dois feixes vão interagir com o sistema tipo Λ dando lugar ao efeito de EIT quando ambos campos de radiação estiverem em ressonância. Outro fenômeno diretamente relacionado com o EIT é o denominado Aprisionamento Coerente de População (CPT), observado pela primeira vez por Alzetta et al. [6], o qual surge do fato da existência de estados escuros formados pela superposição coerente de níveis pertencentes ao estado fundamental. O sistema no estado escuro tem uma probabilidade nula de excitação, que pode ser entendida como uma interferência quântica destrutiva dos dois caminhos possíveis para se excitar o sistema [7]. O fenômeno de EIT é uma consequência do efeito de CPT porque na ressonância de dois fótons ocorre um bombeamento coerente dos átomos para um estado que, devido à diferença de potências dos feixes, coincide com o estado escuro [8].

Os fenômenos de EIT e CPT podem ser observados em vapores atômicos a temperatura ambiente ou em amostras de átomos resfriados por laser. A técnica de resfriamento de átomos utilizando luz teve um grande avanço na década de 1980, pois em 1982, Phillips e Metcalf [9] desaceleraram átomos de sódio utilizando um feixe de laser e um campo magnético não homogêneo. Em 1985, Chu et al. [10] conseguiram resfriar átomos de sódio utilizando apenas feixes de luz (melaço ótico) e dois anos depois, esse mesmo grupo criou a primeira

armadilha magneto-ótica (MOT) [11]. Finalmente, em 1989, a formulação teórica feita por Dalibard e Cohen-Tannoudji [12] possibilitou o completo entendimento desta técnica. Experiências usando sistemas de átomos frios têm diversas vantagens sobre aquelas realizadas em vapor atômico, pois é possível desconsiderar o alargamento Doppler devido ao fato de o mesmo ser muito menor do que a largura natural dos estados excitados. Isto dá lugar a consideráveis simplificações nas interpretações dos resultados e na modelação teórica dos fenômenos estudados, onde já não é preciso considerar efeitos ligados à velocidade atômica. Neste trabalho foi investigado o espectro de EIT em um ensemble de átomos frios de césio obtidos a partir de uma MOT.

A presença de ganho no espectro de EIT já foi observada anteriormente por alguns pesquisadores da área usando sistemas de três níveis tipo Λ , excitados por dois campos coerentes (um feixe de prova e um outro feixe de controle) na presença de um bombeamento ótico induzido pelo feixe de controle, o qual interage com as duas transições do sistema atômico [13,14]. Outros trabalhos também investigaram o ganho em sistemas Λ no contexto de laser sem inversão de população (LWI do inglês Laser Without Inversion) [15], onde é usado um feixe extra de bombeamento incoerente [16-18] ou coerente [19-21]. O ganho sem inversão de população foi investigado teoricamente em um sistema Λ interagindo com um campo magnético oscilante [22]. Mais recentemente, nosso grupo observou ganho neste tipo de sistema atômico, induzido por um mecanismo de bombeamento ótico e o ganho foi usado para obter uma amplificação do vórtice ótico de um feixe de luz com momento angular orbital [23]. Nessa experiência, foi adicionado um feixe independente que levou a uma inversão de população entre os subníveis Zeeman do estado fundamental dando origem a uma amplificação do campo de radiação incidente através de uma transição Raman estimulada.

Sob a hipótese de que um campo magnético estacionário externo é capaz de produzir uma transferência de população entre os subníveis Zeeman do estado fundamental, neste trabalho foi investigado seu efeito no espectro de EIT. Embora trabalhos teóricos anteriores, devido a suas aproximações, não tenham

previsto a presença de ganho em um DTLS a partir da aplicação de um campo magnético [24,25], no presente trabalho mostramos experimentalmente a possibilidade de se observar ganho para valores e direção específicos do campo magnético [26]. O espectro de EIT foi estudado no DTLS associado à transição hiperfina $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D₂ do césio, o qual com o uso de polarizações circulares e opostas dos feixes do experimento, pode se tornar dois sistemas de três níveis na configuração Λ . Para entender os resultados experimentais, desenvolvemos um modelo teórico simples considerando uma transição $F = 1 \leftrightarrow F' = 0$, no limite do campo magnético fraco, que prediz a existência do ganho observado. O modelo prevê ganho na transmissão do feixe de prova na ausência de inversão da população e de amplificação Raman, ou seja, oferece um novo mecanismo para se obter LWI. Assim, nesta dissertação mostramos um novo esquema para obter ganho ótico, que é baseado em um bombeamento ótico magneticamente assistido em DTLS.

Com o objetivo de explicar de forma lógica o trabalho desenvolvido, esquematizamos esta dissertação da seguinte forma:

No capítulo 2, apresentamos o formalismo matemático para descrever o comportamento de sistemas atômicos interagindo com radiação eletromagnética e fazemos uma descrição teórica dos fenômenos de CPT e EIT, onde destacamos alguns aspectos relevantes para o nosso trabalho. Também abordaremos, de forma sucinta, a interação de um campo magnético estacionário com átomos.

No capítulo 3, faremos uma descrição do experimento, destacando conceitos relacionados à estrutura eletrônica do césio e ao resfriamento de átomos. Também explicaremos a metodologia para construir o sistema atômico no qual se estudará o efeito de EIT e como aplicar no sistema um campo magnético de magnitude e direção controlados.

No capítulo 4, já mostramos os resultados obtidos experimentalmente e fazemos uma comparação destes com os espectros calculados a partir do modelo teórico simples desenvolvido.

Finalmente, no capítulo 5, apresentamos as conclusões discutindo aspectos gerais e perspectivas deste trabalho.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo introduziremos alguns conceitos fundamentais que são necessários para uma melhor compreensão dos fenômenos posteriormente descritos nesta dissertação.

Revisaremos os aspectos mais importantes da interação coerente entre a radiação eletromagnética e sistemas atômicos, introduzindo o formalismo matemático usado para descrever teoricamente nosso sistema.

Vamos enfatizar o estudo de sistemas atômicos de três níveis na configuração “lambda” interagindo com dois campos de radiação quase ressonantes com as transições entre cada um dos estados do nível fundamental e o estado excitado. Especialmente, apresentaremos uma descrição teórica do efeito de Aprisionamento Coerente de População (CPT), que basicamente dá lugar à existência de estados escuros como resultado de uma superposição coerente dos estados atômicos fundamentais. Nestes estados, mesmo na presença de interações com campos externos, o sistema continua “preso” na superposição quântica e nenhuma população é transferida ao estado excitado. Também estudaremos o fenômeno de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT) no qual um meio inicialmente opaco pode se tornar transparente devido a efeitos de interferência quântica entre os diversos caminhos nos quais um átomo pode ser excitado.

Por último, analisaremos a interação de um campo magnético externo com um ensemble atômico revisando as ideias básicas da estrutura hiperfina do átomo e o efeito Zeeman na mesma estrutura atômica.

2.1 Interação coerente entre átomos e campos

2.1.1 Formalismo da matriz densidade

Se um sistema quântico (como um átomo) se encontra em um estado específico que designamos como k , podemos descrever todas as propriedades físicas do sistema em termos da função de onda $\psi_k(\vec{r}, t)$ associada a esse estado. Esta função de onda obedece à equação de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_k(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi_k(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

onde $\hat{H}$ denota o operador hamiltoniano do sistema, que pode ser representado como:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (2.2)$$

sendo $\hat{H}_0$ o hamiltoniano do átomo livre e $\hat{V}$ o hamiltoniano de interação.

A fim de determinar como a função de onda evolui no tempo, muitas vezes é útil fazer uso explícito do fato de que os autoestados de energia correspondentes ao hamiltoniano $\hat{H}_0$ formam um conjunto completo de autofunções. Podemos, portanto, representar a função de onda correspondente ao estado k como:

$$\psi_k(\vec{r}, t) = \sum_n C_n^k(t) \phi_n(\vec{r}) \quad (2.3)$$

Nesta equação, as funções $\phi_n(\vec{r})$ são as autofunções na equação de Schrödinger independente do tempo:

$$\hat{H}_0 \phi_n(\vec{r}) = E_n \phi_n(\vec{r}) \quad (2.4)$$

O coeficiente de expansão $C_n^k(t)$ fornece a amplitude de probabilidade de que o átomo, que está no estado k , esteja no autoestado de energia E_n no tempo t .

O valor esperado de qualquer grandeza física observável pode ser calculado a partir da função de onda do sistema. Qualquer quantidade observável A está associada a um operador hermitiano $\hat{A}$. O valor esperado de A é então obtido de acordo com a expressão:

$$\langle A \rangle = \langle \psi_k | \hat{A} | \psi_k \rangle = \sum_{mn} C_m^{k*} C_n^k A_{mn} \quad (2.5)$$

onde $A_{mn} = \langle \psi_m | \hat{A} | \psi_n \rangle$ são os elementos matriciais correspondentes ao operador $\hat{A}$.

Enquanto o estado inicial e o operador hamiltoniano $\hat{H}$ para o sistema forem conhecidos, o formalismo da função de onda é capaz de fornecer uma descrição completa da evolução temporal do sistema e de todas as suas propriedades observáveis. No entanto, há circunstâncias em que o estado do sistema não é conhecido de maneira precisa. Um exemplo é uma coleção de átomos em um vapor atômico, onde os átomos podem interagir uns com os outros por meio de colisões. Cada vez que ocorre uma colisão, a função de onda de cada átomo em interação é modificada. Se as colisões forem suficientemente fracas, a modificação pode envolver apenas uma mudança geral na fase da função de onda. No entanto, como é extremamente difícil manter o controle da fase de cada átomo dentro do vapor atômico, do ponto de vista prático, o estado de cada átomo não é conhecido.

Sob tais circunstâncias, onde o estado preciso do sistema é desconhecido, o formalismo da matriz de densidade pode ser usado para descrever o sistema em um sentido estatístico. Vamos denotar por $p(k)$ a probabilidade de que o sistema esteja no estado k . Esta probabilidade deve ser entendida como uma probabilidade clássica e não como probabilidade quântica; ou seja, simplesmente reflete a falta de conhecimento do estado quântico do sistema e não é uma consequência de qualquer tipo de relação de incerteza oriunda da mecânica quântica. Em termos de $p(k)$, definimos os elementos da matriz de densidade do sistema por:

$$\rho_{nm} = \sum_k p(k) C_m^{k*} C_n^k \quad (2.6)$$

Os elementos da matriz densidade têm a seguinte interpretação física: os elementos diagonais ρ_{nn} fornecem a probabilidade de que o sistema esteja no estado de energia E_n . Os elementos não diagonais têm uma interpretação um pouco mais abstrata: ρ_{nm} representa a “coerência” entre os níveis n e m , no sentido de que ρ_{nm} será diferente de zero apenas se o sistema estiver em uma

superposição coerente dos autoestados de energia n e m .

A matriz de densidade é útil para calcular o valor esperado de qualquer grandeza observável, que em princípio pode ser obtido através da equação 2.5, mas para o caso em que o estado exato do sistema não é conhecido, o valor esperado passa a ser obtido pela média da equação 2.5 sobre todos os estados possíveis do sistema:

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_k p(k) \sum_{nm} C_m^{k*} C_n^k A_{mn} \quad (2.7)$$

A notação usada no lado esquerdo desta equação significa que estamos calculando a média no ensemble do valor esperado do observável A , então:

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_{nm} \rho_{nm} A_{mn} = \sum_n (\sum_m \rho_{nm} A_{mn}) = \sum_n (\hat{\rho} \hat{A})_{nn} \equiv \text{tr}(\hat{\rho} \hat{A}) \quad (2.8)$$

Na equação 2.8 foi introduzida a operação de traço, que é definida para qualquer operador $\hat{M}$ como: $\text{tr}(\hat{M}) = \sum_n M_{nn}$; e $\hat{\rho}$ representa o operador densidade, cujo componente matricial n, m é denotado por ρ_{nm} .

Derivando o operador densidade em relação ao tempo e usando a equação de Schrödinger dada por (2.1), obtemos a equação de Liouville:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (2.9)$$

onde $[\hat{H}, \hat{\rho}] = \hat{H}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{H}$ representa a operação de comutação.

A equação 2.9 descreve a evolução temporal do operador densidade de uma interação descrita pelo hamiltoniano $\hat{H}$. Nesta equação ainda não incluímos os termos de perda populacional dos níveis devido ao decaimento espontâneo ou outros fenômenos como colisões entre átomos. Estes termos podem ser incluídos fenomenologicamente através das taxas de relaxação das populações e coerências, que são consequência das interações do ensemble atômico com sua vizinhança. Assim, a equação de Liouville incluindo os termos de relaxação representados por $\left(\frac{d\hat{\rho}}{dt}\right)_{rel}$, será dar por:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \left(\frac{d\hat{\rho}}{dt}\right)_{rel} \quad (2.10)$$

Esta última equação diferencial tem o nome de Equação Ótica de Bloch, em homenagem ao físico suíço Felix Bloch. Este será o nosso ponto de partida para as manipulações algébricas do modelo teórico apresentado nesta dissertação.

2.1.2 Momento de dipolo elétrico induzido

Na interação de átomos com luz, os elementos não diagonais da matriz de densidade (as coerências) são, como veremos, proporcionais ao momento de dipolo elétrico induzido no átomo. Para demonstrar isto vamos explorar algumas ideias básicas sobre a interação de ondas eletromagnéticas com sistemas atômicos.

Uma onda eletromagnética consiste em perturbações em campos elétricos e magnéticos, que se propagam através do espaço e do tempo. Ao interagir com um ensemble atômico, um campo elétrico produz uma separação de cargas elétricas dentro de cada átomo a qual oscila com a mesma frequência da onda incidente, gerando um momento de dipolo elétrico induzido.

A teoria eletromagnética foi descrita matematicamente pelo físico escocês James Clerk Maxwell no século XIX. Ele se baseou nas equações dos cientistas: Coulomb, Ampere, Gauss e Faraday, dando a elas uma nova visão e formando um conjunto de quatro equações que demonstram a interligação entre o campo elétrico e campo magnético, assim como suas relações com as cargas e correntes elétricas. Estas equações passaram a ser conhecidas como equações de Maxwell, as quais são a base do eletromagnetismo e estão dadas por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{livre} \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.14)$$

onde ρ_{livre} e $\vec{J}$ são a densidade de carga livre e a densidade de corrente elétrica respectivamente.

Nestas equações o campo elétrico é representado pelo vetor $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e o vetor de intensidade magnética é representado por $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Eles estão relacionados com o deslocamento elétrico $\vec{D}(\vec{r}, t)$ e o vetor de campo magnético $\vec{B}(\vec{r}, t)$ da seguinte forma:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.15)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (2.16)$$

sendo os vetores $\vec{P}(\vec{r}, t)$ e $\vec{M}(\vec{r}, t)$ a polarização e magnetização induzidas no meio.

Devido a que nosso sistema é um ensemble atômico eletricamente neutro, é possível considerar que as densidades de carga e corrente são nulas ($\rho_{livre} = 0$ e $\vec{J} = \vec{0}$), e que não há efeitos de magnetização apreciáveis no meio, ou seja, $\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{0}$. Também vamos considerar que a luz incidente no ensemble de átomos produz apenas transições de tipo dipolo elétrico, isto ocorre porque os elétrons estão sempre ligados aos núcleos atômicos e seus deslocamentos acontecem em relação à posição de equilíbrio [1]; assim, os campos eletromagnéticos induzidos no ensemble são causados pela radiação dos dipolos atômicos.

Procedendo da maneira usual para obter a equação de onda para o campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$, aplicamos o rotacional na equação 2.13 e substituímos $\vec{\nabla} \times \vec{B}$ por $\mu_0(\partial \vec{D} / \partial t)$:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.17)$$

Usando a equação 2.15 e a identidade do cálculo vetorial: $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$, podemos reescrever a equação 2.17 como:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

Assumindo que a luz incidente é uma onda eletromagnética plana e monocromática de frequência ω , podemos obter as seguintes expressões para o campo elétrico e a polarização:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi(\vec{r}, t)]} + c.c \quad (2.19)$$

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{P}_0(\vec{r}, t) e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi(\vec{r}, t)]} + c.c \quad (2.20)$$

onde $\vec{k}$ é o vetor de onda com norma $k = 2\pi/\lambda$ e $\varphi(\vec{r}, t)$ uma fase arbitrária. A direção do campo elétrico é definida por seu vetor unitário de polarização tal que $\vec{E}_0(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t) \hat{\epsilon}$, uma vez que $\hat{\epsilon}$ e $\vec{k}$ são ortogonais ($\hat{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$). Nestas expressões a notação c.c. denota o complexo conjugado.

A equação 2.18 mostra que a polarização é o fenômeno responsável pela criação de um campo elétrico como resposta dos átomos ao feixe de luz (onda eletromagnética) incidente e, no sentido macroscópico, a polarização induzida no meio constituído por N átomos representa a soma dos momentos de dipolo induzidos de cada átomo na região de interação, ou seja:

$$\vec{P} = N \langle \hat{d} \rangle \quad (2.21)$$

onde $\hat{d}$ é o operador momento de dipolo elétrico e de acordo com o formalismo da matriz densidade, o valor esperado de $\hat{d}$ é dado por:

$$\langle \hat{d} \rangle = tr[\hat{\rho} \hat{d}] \quad (2.22)$$

Substituindo a equação 2.22 na 2.21, temos que:

$$\vec{P} = N \sum_{nm} \vec{d}_{mn} \rho_{nm} \quad (2.23)$$

Devido às regras de seleção de dipolo elétrico, os únicos elementos não nulos da matriz momento de dipolo elétrico são os associados às possíveis transições produzidas pela luz incidente no sistema de átomos. Assim, os elementos da matriz densidade que sobrevivem no somatório da expressão 2.23 são as coerências.

Como o campo elétrico induzido oscila na mesma frequência do campo aplicado, a polarização $\vec{P}(\vec{r}, t)$ vai ser linearmente proporcional ao campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$, de modo que podemos relacioná-los como:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.24)$$

onde χ é uma propriedade do meio denominada susceptibilidade elétrica.

É importante esclarecer que a igualdade apresentada em 2.24, é válida apenas para feixes incidentes que sejam suficientemente fracos de modo que a resposta linear do meio atômico seja a única considerada.

A susceptibilidade elétrica é uma grandeza complexa $\chi = \chi' - i\chi''$ cuja parte real χ' tem significado físico associado à dispersão do meio e a parte imaginária χ'' tem significado físico associado à absorção linear [27]. Para demonstrar isto é conveniente separar a polarização total ($\vec{P}_t$) em duas componentes: uma componente ressonante em relação à transição atômica de interesse ($\vec{P}_{\text{trans}}$) e uma componente não-ressonante ($\vec{P}$) que leva em conta todas as outras contribuições na polarização. Assim, $\vec{P}_t(\vec{r}, t) = \vec{P}_{\text{trans}}(\vec{r}, t; \omega) + \vec{P}(\vec{r}, t)$, e usando a equação 2.24 temos que:

$$\vec{P}_t(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0 \chi \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.25)$$

Substituindo esta expressão na equação 2.15 e usando que $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi)$ obtemos:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon \vec{E} + \varepsilon_0 \chi(\omega) \vec{E} = \varepsilon \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \chi(\omega) \right] \vec{E} \quad (2.26)$$

tal que a constante dielétrica se torna:

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \chi(\omega) \right] \quad (2.27)$$

então, o módulo do vetor de onda adquire a seguinte forma:

$$k'(\omega) = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'} \approx k \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{2\varepsilon} \chi(\omega) \right], \quad |\chi(\omega)| \ll 1 \quad (2.28)$$

onde $k \equiv \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$.

Considerando a susceptibilidade elétrica da forma complexa $\chi = \chi' - i\chi''$ na expressão 2.28 e definindo o índice de refração $n = \sqrt{(\varepsilon/\varepsilon_0)}$, temos:

$$k' \approx k \left(1 + \frac{\chi'}{2n^2} \right) - i \frac{k\chi''}{2n^2} \quad (2.30)$$

Reescrevendo a equação 2.19 fazendo a substituição $k \rightarrow k'$ e considerando uma onda que se propaga na direção z , temos que na presença da transição atômica o campo $\vec{E}$ adquire a forma $\vec{E} = \text{Re}\{\vec{E}_0 e^{i\omega t - i(k+\Delta k)z + (\gamma/2)z}\}$. Então, a polarização atômica produz uma mudança de fase de k até $k + \Delta k$, onde

$$\Delta k = \frac{k\chi'(\omega)}{2n^2} \quad (2.31)$$

e produz também uma variação exponencial da amplitude dada por $e^{(\gamma/2)z}$, onde

$$\gamma = -\frac{k\chi''(\omega)}{n^2} \quad (2.32)$$

Assim, é possível vermos que a parte real da susceptibilidade elétrica representa a dispersão do meio e que sua parte imaginária representa a absorção da luz pelo meio.

Através das equações 2.23 e 2.24 fica clara a relação entre a susceptibilidade do meio e as coerências induzidas. Como o interesse nesse trabalho é estudar a absorção do feixe incidente pelo meio atômico, devemos encontrar uma expressão para a coerência atômica induzida pelo próprio feixe.

2.2 Interação de dois campos com um sistema tipo “lambda”

2.2.1 Hamiltoniano do sistema

Estamos interessados em estudar alguns fenômenos produzidos a partir da interação de dois campos de radiação com um ensemble atômico na configuração Λ . Com esse objetivo vamos considerar um sistema de três níveis

como o apresentado na figura 1, onde $|-\rangle$ e $|+\rangle$ são subníveis do estado fundamental e $|0'\rangle$ representa um estado excitado.

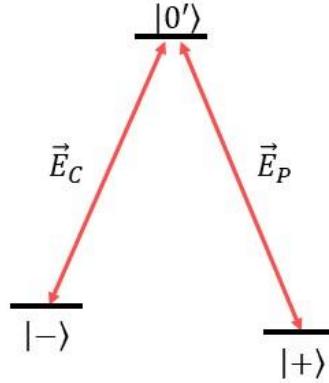


Figura 1 Sistema atômico de três níveis na configuração Λ interagindo com dois campos de radiação ressonantes com as respectivas transições.

Os campos $\vec{E}_C$ e $\vec{E}_P$ acoplam as transições $|0'\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ e $|0'\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ respectivamente. Isso é possível com uma escolha adequada das polarizações dos feixes tais que, através da regra de seleção do momento angular, os campos acoplem transições distintas.

O Hamiltoniano total do sistema, como expressado na equação 2.2, está dado pela soma entre o Hamiltoniano do átomo livre e o Hamiltoniano de interação.

Temos que o Hamiltoniano do átomo livre $\hat{H}_0$, expressado na base $\{|0'\rangle, |-\rangle, |+\rangle\}$, tem a forma:

$$\hat{H}_0 = (|0'\rangle\langle 0'| + |-\rangle\langle -| + |+\rangle\langle +|)\hat{H}_0(|0'\rangle\langle 0'| + |-\rangle\langle -| + |+\rangle\langle +|)$$

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_{0'}|0'\rangle\langle 0'| + \hbar\omega_-|-\rangle\langle -| + \hbar\omega_+|+\rangle\langle +| \quad (2.33)$$

onde ω_i (com $i = 0', -, +$) são as frequências correspondentes às energias dos níveis $|0'\rangle$, $|-\rangle$ e $|+\rangle$. Este Hamiltoniano é diagonal representando apenas a energia de cada nível.

Como os comprimentos de onda dos campos incidentes são muito maiores que as dimensões atômicas, é possível aplicar a aproximação de dipolo elétrico. Então o Hamiltoniano de interação $\hat{V}$ pode ser expressado como $\hat{V} = \hat{V}_C + \hat{V}_P =$

$-\hat{d}_C \cdot \vec{E}_C - \hat{d}_P \cdot \vec{E}_P$, onde $\hat{d}$, como vimos na seção anterior, é o momento de dipolo e está definido como $\hat{d} = e\hat{r}$. Os campos $\vec{E}_C$ e $\vec{E}_P$, com frequências e fases (ω_C, φ_C) e (ω_P, φ_P) , são dados por:

$$\vec{E}_C(t) = \hat{e}_C E_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) \quad (2.34)$$

$$\vec{E}_P(t) = \hat{e}_P E_P \cos(\omega_P t + \varphi_P) \quad (2.35)$$

Logo, calculando primeiro $\hat{V}_C$, tendo em conta que o campo de radiação $\vec{E}_C$ acopla somente os estados $|0'\rangle$ e $|-\rangle$,

$$\begin{aligned} \hat{V}_C &= (|0'\rangle\langle 0'| + |-\rangle\langle -| + |+\rangle\langle +|)(-e\hat{r} \cdot \hat{e}_C)E_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) (|0'\rangle\langle 0'| + |-\rangle\langle -| + \\ &\quad |+\rangle\langle +|) \\ \hat{V}_C &= -(d_{0,-}|0'\rangle\langle -| + d_{-0,}|-\rangle\langle 0'|)E_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde $d_{0,-} = \langle 0'|e\hat{r} \cdot \hat{e}_C|-\rangle$ e $d_{-0,} = \langle -|e\hat{r} \cdot \hat{e}_C|0'\rangle$.

Definindo as quantidades $\omega_{0,-} = \omega_{0'} - \omega_-$ e $\omega_{-0,} = \omega_- - \omega_{0'}$, podemos expressar os campos em notação complexa considerando a evolução livre dos operadores $|0'\rangle\langle -|$ e $|-\rangle\langle 0'|$ definida pelos fatores $e^{-i\omega_{0,-}t}$ e $e^{-i\omega_{-0,}t}$ respectivamente. Desta forma, verifica-se que o Hamiltoniano de interação da equação 2.36 possui termos que oscilam com frequências $|\omega_C \pm \omega_{0,-}|$ e $|\omega_C \pm \omega_{-0,}|$. Considerando o período de detecção muito maior do que o período de oscilação dos campos, os termos $|\omega_C + \omega_{0,-}|$ e $|\omega_C - \omega_{-0,}|$ podem ser desprezados, pois oscilam muito mais rápido do que os outros termos e possuem média aproximadamente nula no período considerado. Esta aproximação é conhecida como Aproximação de Onda Girante (RWA do inglês Rotating Wave Approximation) [28]. Efetuando esta aproximação e definindo a frequência de Rabi como $\Omega_C = \frac{d_{0,-}E_C}{\hbar}$, temos:

$$\hat{V}_C = -\frac{\hbar\Omega_C}{2}e^{-i(\omega_C t + \varphi_C)}|0'\rangle\langle -| + c. c. \quad (2.37)$$

Procedendo da mesma forma para obter $\hat{V}_P$, com o campo de radiação $\vec{E}_P$ acoplando somente os estados $|0'\rangle$ e $|+\rangle$, temos que o Hamiltoniano total de interação fica:

$$\hat{V} = -\frac{\hbar\Omega_C}{2}e^{-i(\omega_C t + \varphi_C)}|0'\rangle\langle -| - \frac{\hbar\Omega_P}{2}e^{-i(\omega_P t + \varphi_P)}|0'\rangle\langle +| + c.c. \quad (2.38)$$

onde $\Omega_P = \frac{d_{0,+}E_P}{\hbar}$.

Com as equações 2.33 e 2.38 podemos representar o Hamiltoniano total do átomo de três níveis que interage com dois lasers através frequências de Rabi Ω_C e Ω_P para cada um dos campos de radiação.

2.2.2 Aprisionamento Coerente de População

Conhecendo o Hamiltoniano total do sistema, se pode estudar a evolução temporal do sistema considerando que em $t = 0$ este é preparado como uma superposição coerente dos estados $|-\rangle$ e $|+\rangle$ e que em um instante t o vetor de estado do sistema tem a forma:

$$|\Psi(t)\rangle = C_{0'}(t)e^{-i\omega_{0'}t}|0'\rangle + C_{-}(t)e^{-i\omega_{-}t}|-\rangle + C_{+}(t)e^{-i\omega_{+}t}|+\rangle \quad (2.39)$$

Para isso se aplica a equação de Schrödinger dependente do tempo $i\hbar \frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = \hat{H}|\Psi(t)\rangle$ a qual fornece as seguintes equações:

$$\dot{C}_{0'} = \frac{i}{2}(\Omega_C C_{-}(t)e^{-i\varphi_C} + \Omega_P C_{+}(t)e^{-i\varphi_P}) \quad (2.40)$$

$$\dot{C}_{-} = \frac{i}{2}\Omega_C C_{0'}(t)e^{i\varphi_C} \quad (2.41)$$

$$\dot{C}_{+} = \frac{i}{2}\Omega_P C_{0'}(t)e^{i\varphi_P} \quad (2.42)$$

onde consideramos que $\omega_C = \omega_{0'} - \omega_{-}$ e $\omega_P = \omega_{0'} - \omega_{+}$, ou seja, os campos estão ressonantes com as transições.

Um dos autovetores do Hamiltoniano de interação, dado por 2.38, possui autovalor nulo. Este autovetor, que é uma superposição coerente apenas dos estados $|-\rangle$ e $|+\rangle$, representa um estado no qual o átomo não absorve o campo de radiação. Este estado é transparente ao campo de radiação e, por isso, é denominado *estado escuro*. Quando o sistema é capturado neste estado ocorre o efeito de Aprisionamento Coerente de População (CPT do inglês Coherent Population Trapping).

Para encontrar uma expressão para este estado, basta encontrarmos uma solução das equações 2.40-2.42 tal que $\dot{C}_0 = 0$. Assim teremos que $C_0(t) = 0$ e, por conseguinte, $\dot{C}_- = \dot{C}_+ = 0$ em qualquer instante de tempo. Esta condição é satisfeita para $C_-(t) = \Omega_P$ e $C_+(t) = -\Omega_C$, onde consideramos que $\varphi_C = \varphi_P = 0$. Logo, o estado escuro tem a seguinte forma:

$$|\text{estado escuro}\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_C|^2 + |\Omega_P|^2}} (\Omega_P e^{-i\omega_- t} |-\rangle - \Omega_C e^{-i\omega_+ t} |+\rangle) \quad (2.43)$$

O estado escuro não é acoplado ao estado excitado através do Hamiltoniano de interação. Portanto, neste estado o Hamiltoniano é dado apenas pela evolução livre dos estados. Sendo este estado uma superposição coerente dos estados $|-\rangle$ e $|+\rangle$, a probabilidade nula de excitação pode ser entendida como uma interferência quântica destrutiva dos dois caminhos possíveis para se excitar o sistema: por meio da transição $|0'\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ ou por meio da transição $|0'\rangle \leftrightarrow |+\rangle$.

O fenômeno CPT pode ocorrer mesmo quando o sistema atômico não é preparado inicialmente no estado escuro, ou seja, como uma superposição coerente dos estados do nível fundamental. O sistema pode ser bombeado para esse estado através da ação combinada dos campos de radiação, assim como através dos processos de decaimento espontâneo de população.

2.2.3 Transparência Eletromagneticamente Induzida

Agora vamos passar ao estudo do fenômeno conhecido como Transparência Eletromagneticamente Induzida que, como veremos a continuação, está muito relacionado com o efeito de CPT. Para isso vamos considerar um sistema de três níveis similar ao da seção anterior, mas agora considerando que um dos feixes, que são quase ressonantes com as transições de interesse, é bem mais intenso que o outro. Assim tem-se um feixe forte com frequência de Rabi Ω_C , denominado *feixe de controle*, e um feixe fraco com frequência de Rabi Ω_P , denominado *feixe de prova*.

Estamos interessados no espectro de absorção do feixe de prova na

presença do feixe de controle, interagindo com o sistema conforme a figura 2. Os feixes estão ligeiramente dessintonizados das transições $|0'\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ e $|0'\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ pelas diferenças de frequência (dessintonias) Δ_C e Δ_P respectivamente.

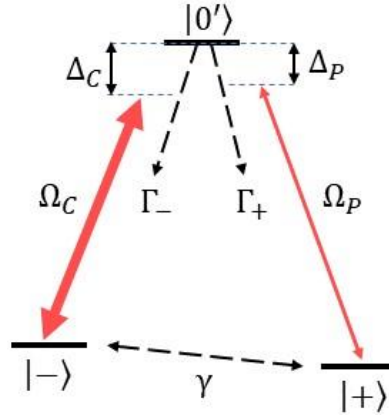


Figura 2 Sistema atômico de três níveis numa configuração de tipo Λ interagindo com dois campos de radiação quase ressonantes. A população do estado excitado decai espontaneamente até os níveis do estado fundamental com taxas Γ_- e Γ_+ , e a taxa identificada por γ representa a perda de coerência entre os estados $|-\rangle$ e $|+\rangle$.

Usando o formalismo matemático descrito na seção 2.1.1 e considerando a matriz densidade expressada da forma:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{0'0'} & \rho_{0'-} & \rho_{0'+} \\ \rho_{-0'} & \rho_{--} & \rho_{-+} \\ \rho_{+0'} & \rho_{+-} & \rho_{++} \end{pmatrix}$$

podemos representar matricialmente o operador Hamiltoniano total do sistema, na aproximação de onda girante, como:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_{0'} & -\hbar\Omega_C e^{-i(\omega_C t + \varphi_C)} & -\hbar\Omega_P e^{-i(\omega_P t + \varphi_P)} \\ -\hbar\Omega_C e^{i(\omega_C t + \varphi_C)} & \hbar\omega_- & 0 \\ -\hbar\Omega_P e^{i(\omega_P t + \varphi_P)} & 0 & \hbar\omega_+ \end{pmatrix}$$

Para facilitar os cálculos vamos definir: $\Omega_- = \Omega_C e^{i(\omega_C t + \varphi_C)}$ e $\Omega_+ = \Omega_P e^{i(\omega_P t + \varphi_P)}$.

Antes de resolver a Equação Ótica de Bloch para esse sistema $\dot{\rho} =$

$-\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \left(\frac{d\hat{\rho}}{dt}\right)_{rel}$, representamos os termos de relaxação considerados em nosso modelo teórico, que serão introduzidos fenomenologicamente, da seguinte maneira:

$$\left(\frac{d\hat{\rho}}{dt}\right)_{rel} = -\frac{1}{2}\{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} + \hat{B} \quad (2.44)$$

Nesta equação o operador $\hat{\Lambda}$ representa as perdas de população dos estados e a perda de coerência no sistema; o operador $\hat{B}$ representa o ganho de população em cada estado. $\{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} = \hat{\Lambda}\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{\Lambda}$ representa a operação de anticomutação.

Consideramos no operador $\hat{\Lambda}$ que o estado excitado $|0'\rangle$ perde população por decaimento espontâneo para os níveis do estado fundamental $|-\rangle$ e $|+\rangle$ com taxas Γ_- e Γ_+ respectivamente. Também consideramos, como se pode observar na figura 2, que existe uma taxa de perda de coerência (que pode ser devida a uma transferência de população) entre os estados $|-\rangle$ e $|+\rangle$ identificada por γ [29]. Assim, podemos representar este operador como:

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \Gamma_- + \Gamma_+ & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}$$

Considerando que o sistema atômico é fechado, a população total do sistema é conservada, então no operador $\hat{B}$ está incluso apenas o aumento de população de cada nível devido aos processos de decaimento dos outros níveis.

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_- \rho_{0'0'} + \gamma \rho_{++} & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_+ \rho_{0'0'} + \gamma \rho_{--} \end{pmatrix}$$

Então, incluindo os termos de relaxação na equação de Liouville obtemos o seguinte sistema de equações diferenciais:

$$\dot{\rho}_{0'0'} = i[\Omega_-^* \rho_{0'-}^* - \Omega_- \rho_{0'-} + \Omega_+^* \rho_{0'+}^* - \Omega_+ \rho_{0'+}] - (\Gamma_- + \Gamma_+) \rho_{0'0'} \quad (2.45)$$

$$\dot{\rho}_{--} = i[\Omega_- \rho_{0'-} - \Omega_-^* \rho_{0'-}^*] + \Gamma_- \rho_{0'0'} + \gamma(\rho_{++} - \rho_{--}) \quad (2.46)$$

$$\dot{\rho}_{++} = i[\Omega_+ \rho_{0'+} - \Omega_+^* \rho_{0'+}^*] + \Gamma_+ \rho_{0'0'} + \gamma(\rho_{--} - \rho_{++}) \quad (2.47)$$

$$\dot{\rho}_{0,-} = i[\Omega_+^* \rho_{-+}^* + \Omega_-^* (\rho_{--} - \rho_{0,0,-}) - (\omega_{0,-} - \omega_-) \rho_{0,-}] - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \rho_{0,-} \quad (2.48)$$

$$\dot{\rho}_{0,+} = i[\Omega_-^* \rho_{-+} + \Omega_+^* (\rho_{++} - \rho_{0,0,+}) - (\omega_{0,+} - \omega_+) \rho_{0,+}] - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \rho_{0,+} \quad (2.49)$$

$$\dot{\rho}_{-+} = i[\Omega_- \rho_{0,+} - \Omega_+^* \rho_{0,-}^* - (\omega_- - \omega_+) \rho_{-+}] - \gamma \rho_{-+} \quad (2.50)$$

Embora estas equações descrevam a dinâmica das populações e das coerências induzidas pelos campos, usualmente os termos oscilantes são substituídos por variáveis complexas que variam lentamente no tempo através da Aproximação de Variáveis Lentas [30]. Esta substituição está justificada pelo fato de que, no regime estacionário, o campo eletromagnético que interage com o átomo induz um momento de dipolo elétrico que oscila na frequência desse campo. Assim temos $\rho_{ii} = \sigma_{ii}$ para as populações, já para as coerências:

$$\rho_{0,-} = \sigma_{0,-} e^{-i(\omega_C t + \varphi_C)} \quad (2.51)$$

$$\rho_{0,+} = \sigma_{0,+} e^{-i(\omega_P t + \varphi_P)} \quad (2.52)$$

$$\rho_{-+} = \sigma_{-+} e^{-i[(\omega_P - \omega_C)t + (\varphi_P - \varphi_C)]} \quad (2.53)$$

Reescrevemos então o sistema de equações anterior em função das novas variáveis σ_{ij} da forma:

$$\dot{\sigma}_{0,0,-} = i[\Omega_C(\sigma_{0,-}^* - \sigma_{0,-}) + \Omega_P(\sigma_{0,+}^* - \sigma_{0,+})] - (\Gamma_- + \Gamma_+) \sigma_{0,0,-} \quad (2.54)$$

$$\dot{\sigma}_{--} = i\Omega_C(\sigma_{0,-} - \sigma_{0,-}^*) + \Gamma_- \sigma_{0,0,-} + \gamma(\sigma_{++} - \sigma_{--}) \quad (2.55)$$

$$\dot{\sigma}_{++} = i\Omega_P(\sigma_{0,+} - \sigma_{0,+}^*) + \Gamma_+ \sigma_{0,0,+} + \gamma(\sigma_{--} - \sigma_{++}) \quad (2.56)$$

$$\dot{\sigma}_{0,-} = i[\Omega_P \sigma_{-+}^* + \Omega_C(\sigma_{--} - \sigma_{0,0,-})] + \left[i\Delta_C - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \right] \sigma_{0,-} \quad (2.57)$$

$$\dot{\sigma}_{0,+} = i[\Omega_C \sigma_{-+} + \Omega_P(\sigma_{++} - \sigma_{0,0,+})] + \left[i\Delta_P - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \right] \sigma_{0,+} \quad (2.58)$$

$$\dot{\sigma}_{-+} = i[\Omega_C \sigma_{0,+} - \Omega_P \sigma_{0,-}^*] - (i\delta + \gamma) \sigma_{-+} \quad (2.59)$$

Para obter o espectro de absorção do feixe de prova, que é o objetivo desta seção, precisamos encontrar uma expressão para a coerência $\sigma_{0,+}$. A relação entre a susceptibilidade elétrica (que como vimos fornece informação sobre a dispersão e absorção do feixe incidente) e a coerência atômica induzida pelo

feixe, foi discutida na seção 2.1.2.

Como o feixe de controle tem uma intensidade muito maior que a do feixe de prova, temos que $|\Omega_C|^2 \gg |\Omega_P|^2$. A solução para as coerências e populações podem ser obtidas pelo método perturbativo até a primeira ordem em Ω_P , considerando $\sigma_{ij} = \sum_n \sigma_{ij}^{(n)}$. As soluções serão obtidas em regime estacionário e portanto os termos das populações e coerências possuem derivada nula. Assim, para a ordem zero de perturbação, onde a frequência de Rabi Ω_P possui valor nulo, temos:

$$i\Omega_C(\sigma_{0'-}^{(0)*} - \sigma_{0'-}^{(0)}) - (\Gamma_- + \Gamma_+)\sigma_{0'0'}^{(0)} = 0 \quad (2.60)$$

$$i\Omega_C(\sigma_{0'-}^{(0)} - \sigma_{0'-}^{(0)*}) + \Gamma_- \sigma_{0'0'}^{(0)} + \gamma(\sigma_{++}^{(0)} - \sigma_{--}^{(0)}) = 0 \quad (2.61)$$

$$\Gamma_+ \sigma_{0'0'}^{(0)} + \gamma(\sigma_{--}^{(0)} - \sigma_{++}^{(0)}) = 0 \quad (2.62)$$

$$i\Omega_C(\sigma_{--}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)}) + \left[i\Delta_C - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \right] \sigma_{0'-}^{(0)} = 0 \quad (2.63)$$

$$i\Omega_C \sigma_{-+}^{(0)} + \left[i\Delta_P - \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) \right] \sigma_{0'+}^{(0)} = 0 \quad (2.64)$$

$$i\Omega_C \sigma_{0'+}^{(0)} - (i\delta + \gamma)\sigma_{-+}^{(0)} = 0 \quad (2.65)$$

onde usamos as definições: $\Delta_C = \omega_C - (\omega_{0'} - \omega_-)$, $\Delta_P = \omega_P - (\omega_{0'} - \omega_+)$ e $\delta = \Delta_C - \Delta_P$.

Para facilitar os cálculos, vamos definir as quantidades:

$$\Gamma_{0'-} = \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) - i\Delta_C \quad (2.66)$$

$$\Gamma_{0'+} = \frac{1}{2}(\gamma + \Gamma_- + \Gamma_+) - i\Delta_P \quad (2.67)$$

$$\Gamma_{-+} = \gamma + i\delta \quad (2.68)$$

Resolvendo o sistema de equações 2.60-2.65 e fazendo uso da condição de normalização a que devem satisfazer as populações: $\sigma_{0'0'}^{(0)} + \sigma_{--}^{(0)} + \sigma_{++}^{(0)} = 1$, obtemos as populações de ordem zero (na ausência do feixe de prova) e a coerência de ordem zero $\sigma_{0'-}^{(0)}$ da forma:

$$\sigma_{0'0'}^{(0)} = \frac{\gamma \Omega_C^2}{3\gamma \Omega_C^2 + \Gamma_+ \Omega_C^2 + 2\gamma |\Gamma_{0'-}|^2} \quad (2.69)$$

$$\sigma_{--}^{(0)} = \sigma_{0'0'}^{(0)} \left[1 + \frac{|\Gamma_{0'-}|^2}{\Omega_C^2} \right] \quad (2.70)$$

$$\sigma_{++}^{(0)} = \sigma_{0'0'}^{(0)} \left[1 + \frac{\Gamma_+}{\gamma} + \frac{|\Gamma_{0'-}|^2}{\Omega_C^2} \right] \quad (2.71)$$

$$\sigma_{0'-}^{(0)} = \frac{i\Omega_C(\sigma_{--}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)})}{\Gamma_{0'-}} \quad (2.72)$$

Nas contas foi considerado que as taxas de decaimento espontâneo Γ_- e Γ_+ são muito maiores do que a taxa de transferência de população γ entre os subníveis do estado fundamental.

As equações 2.54-2.59 em primeira ordem de perturbação podem ser escritas em regime estacionário como:

$$i\Omega_C(\sigma_{0'-}^{(1)*} - \sigma_{0'-}^{(1)}) + i\Omega_P(\sigma_{0'+}^{(0)*} - \sigma_{0'+}^{(0)}) - (\Gamma_- + \Gamma_+)\sigma_{0'0'}^{(1)} = 0 \quad (2.73)$$

$$i\Omega_C(\sigma_{0'-}^{(1)} - \sigma_{0'-}^{(1)*}) + \Gamma_- \sigma_{0'0'}^{(1)} + \gamma(\sigma_{++}^{(1)} - \sigma_{--}^{(1)}) = 0 \quad (2.74)$$

$$i\Omega_P(\sigma_{0'+}^{(0)} - \sigma_{0'+}^{(0)*}) + \Gamma_+ \sigma_{0'0'}^{(1)} + \gamma(\sigma_{--}^{(1)} - \sigma_{++}^{(1)}) = 0 \quad (2.75)$$

$$i\Omega_P \sigma_{-+}^{(0)*} + i\Omega_C(\sigma_{--}^{(1)} - \sigma_{0'0'}^{(1)}) - \Gamma_{0'-} \sigma_{0'-}^{(1)} = 0 \quad (2.76)$$

$$i\Omega_C \sigma_{-+}^{(1)} + i\Omega_P(\sigma_{++}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)}) - \Gamma_{0'+} \sigma_{0'+}^{(1)} = 0 \quad (2.77)$$

$$i\Omega_C \sigma_{0'+}^{(1)} - i\Omega_P \sigma_{0'-}^{(0)*} - \Gamma_{-+} \sigma_{-+}^{(1)} = 0 \quad (2.78)$$

Trabalhando apenas com as duas últimas equações deste sistema (2.77 e 2.78), finalmente obtemos a coerência induzida pelo feixe fraco, em função das populações de ordem zero de perturbação, da forma:

$$\sigma_{0'+}^{(1)} = \frac{i\Omega_P}{\Omega_C^2 + \Gamma_{-+} \Gamma_{0'+}} \left[\Gamma_{-+}(\sigma_{++}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)}) - \frac{\Omega_C^2}{\Gamma_{0'-}}(\sigma_{--}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)}) \right] \quad (2.79)$$

Conforme vimos na seção 2.1.2, a coerência atômica $\sigma_{0'+}^{(1)}$ é proporcional à susceptibilidade elétrica, então sua parte real $\text{Re}[\sigma_{0'+}^{(1)}]$ fornece informação sobre

a dispersão do meio e sua parte imaginária $\text{Im}[\sigma_{0'+}^{(1)}]$ fornece informação sobre a absorção do feixe de prova.

Para fazer um estudo qualitativo sobre os fenômenos de dispersão e absorção, vamos construir os gráficos de $\text{Re}[\sigma_{0'+}^{(1)}]$ e $\text{Im}[\sigma_{0'+}^{(1)}]$ em função da diferença de frequência entre o feixe de controle e o feixe de prova dada por δ e que denominaremos como *dessintonia*. Nestes gráficos, todos os parâmetros dos quais depende o comportamento da coerência $\sigma_{0'+}^{(1)}$ estão normalizados com respeito a $\Gamma = \Gamma_- + \Gamma_+$.

A dispersão do meio, com e sem o feixe de controle, está mostrada na figura 3. No gráfico com a presença do feixe de controle (figura 3b) foi considerado que este feixe está em ressonância com a transição $|0'\rangle \leftrightarrow |-\rangle$, ou seja, $\Delta_c = 0$. Nesta situação a dispersão tem uma variação muito maior do que quando o feixe de controle não está presente (Figura 3a).

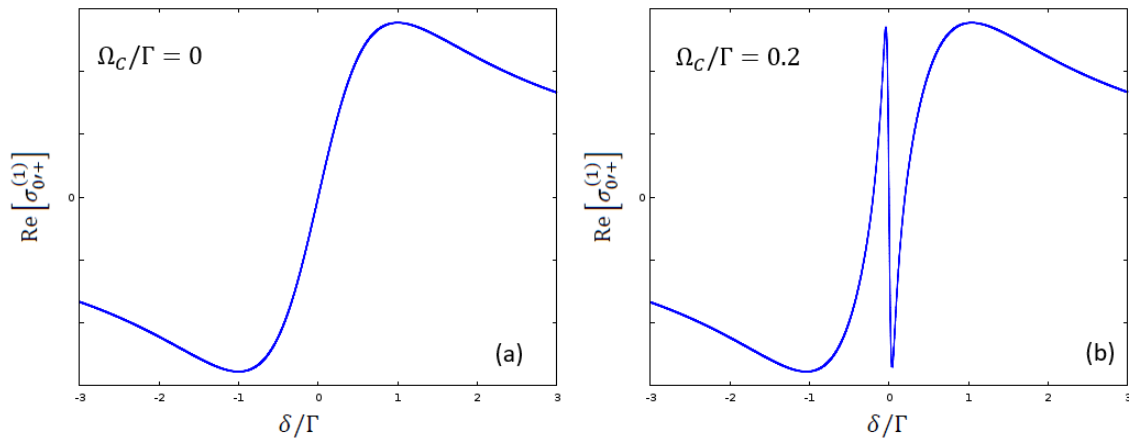


Figura 3 Gráficos de $\text{Re}[\sigma_{0'+}^{(1)}]$ em função da dessintonia δ/Γ , (a) na ausência do feixe de controle $\Omega_c/\Gamma = 0$ e (b) na presença do feixe de controle $\Omega_c/\Gamma \neq 0$.

É notável na curva de dispersão da figura 3b, a grande inclinação nas proximidades da ressonância ($\delta = 0$), o que mostra que o índice de refração do meio varia muito rapidamente com a frequência. Isto explica fenômenos como a propagação lenta de luz no meio, uma vez que a velocidade de grupo de um

pulso de luz num meio é inversamente proporcional à derivada do índice de refração do meio respeito da frequência, que por sua vez está associado com a dispersão [31].

A absorção do feixe de prova, com e sem o feixe de controle, está mostrada na figura 4. No caso em que o feixe de controle está desligado (figura 4a), o espectro de absorção tem a forma de uma lorentziana com largura $\Gamma = \Gamma_- + \Gamma_+$, que corresponde à largura de linha natural do estado excitado.

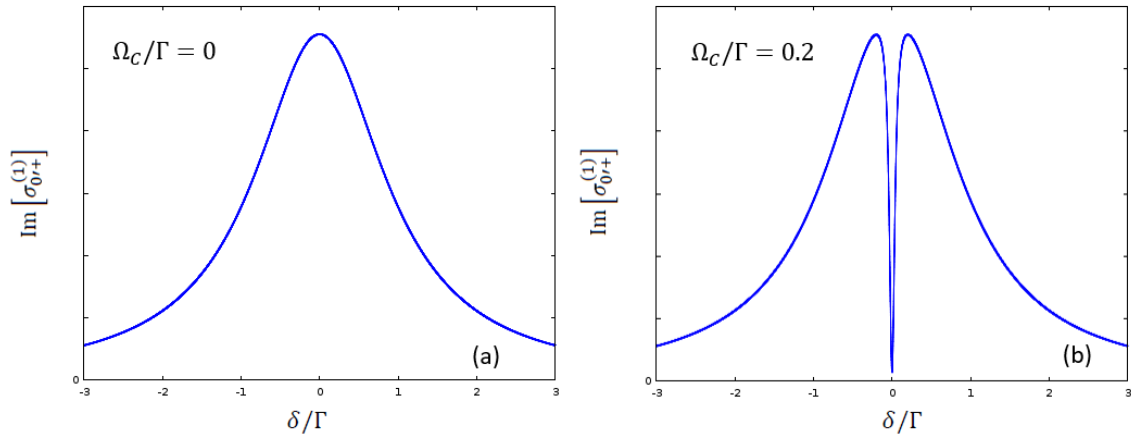


Figura 4 Gráficos de $\text{Im}[\sigma_{0,+}^{(1)}]$ em função da dessintonia δ/Γ , (a) na ausência do feixe de controle $\Omega_c/\Gamma = 0$ e (b) na presença do feixe de controle $\Omega_c/\Gamma \neq 0$.

Nota-se na figura 4b que a presença do feixe de controle leva a uma brusca diminuição na absorção do campo próximo a $\delta = 0$, o que corresponde à ressonância de dois fótons. Esta diminuição da absorção, que pode levar à completa transparência do meio para ambos os campos de radiação incidentes, o que caracteriza o fenômeno de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT do inglês Electromagnetically Induced Transparency). Este fenômeno é uma consequência do efeito de CPT, pois, na ressonância de dois fótons, ocorre um bombeamento coerente dos átomos para um estado que coincide com o estado escuro. Diferentemente do que foi visto na seção anterior, o sistema não precisa ser preparado inicialmente no estado escuro, mas pode ser dirigido a este através de bombeamento ótico.

2.3 Interação de um campo magnético externo com sistemas atômicos

2.3.1 Estrutura hiperfina do átomo

O núcleo atômico pode possuir um momento magnético $\hat{\mu}_I$ que está relacionado ao seu spin nuclear total $\hat{I}$ na forma:

$$\hat{\mu}_I = g_I \mu_N \hat{I} \quad (2.80)$$

onde g_I pode ser positivo ou negativo dependendo da maneira em que os spins e momentos angulares orbitais de prótons e nêutrons se acoplam no interior do núcleo [27].

Na equação 2.80, o magneton nuclear μ_N é relacionado com o magneton de Bohr μ_B pela proporção de massa próton-elétron: $\mu_N = \mu_B \frac{m_e}{M_p}$.

O acoplamento entre $\hat{\mu}_I$ com o campo magnético criado pelos elétrons atômicos dá origem à chamada interação hiperfina:

$$\hat{H}_{HF} = -\hat{\mu}_I \cdot \vec{B}_e \quad (2.81)$$

Para o caso de elétrons-s ($l = 0$) a interação dada por 2.81 se torna a chamada interação de contato de Fermi, a qual tem origem no fato de o campo magnético produzido pelo núcleo ter valores diferentes dentro e fora do núcleo. Para chegar à expressão correspondente com essa interação podemos escolher uma região esférica ao redor do núcleo atômico com densidade de carga $-e|\psi(r)|^2$ e uma distribuição de magnetização dada por:

$$\hat{M} = -g_s \mu_B \hat{S} |\psi(r)|^2 \quad (2.82)$$

onde $\hat{S}$ representa o spin do elétron e $g_s \approx 2$.

Considerando a simetria esférica da distribuição e calculando o campo no centro de uma esfera, obtemos que:

$$B_e = -\frac{2}{3} \mu_0 g_s \mu_B |\psi(0)|^2 \hat{S} \quad (2.83)$$

Então, substituindo as equações 2.80 e 2.83 na 2.81, temos:

$$\hat{H}_{HF} = \frac{2}{3}\mu_0 g_s \mu_B g_I \mu_N |\psi(0)|^2 \hat{I} \cdot \hat{S} = \mathcal{A} \hat{I} \cdot \hat{S} \quad (2.84)$$

onde definimos a constante $\mathcal{A}$, chamada constante de acoplamento da estrutura hiperfina cujo significado físico corresponde à energia de separação entre os níveis hiperfinos.

A equação anterior pode se expressar em função do momento angular $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Para estados com $l = 0$, temos que $\hat{J} = \hat{S}$ e a interação de contato de Fermi é dada por:

$$\hat{H}_{HF} = \mathcal{A} \hat{I} \cdot \hat{J} \quad (2.85)$$

Para estados com $l \neq 0$, o hamiltoniano $\hat{H}_{HF}$ possui uma forma similar à anterior, mas a constante de acoplamento $\mathcal{A}$ é diferente, sendo para $l > 0$ menor do que para $l = 0$ [27].

2.3.2 Descolamento Zeeman na estrutura hiperfina do átomo

O efeito Zeeman descreve a ação de um campo magnético sobre átomos, que consiste na separação dos níveis de energia da estrutura hiperfina e depende da orientação entre o momento magnético atômico e o campo magnético externo.

O momento magnético do átomo é a soma dos momentos magnéticos eletrônico e nuclear. Assim escrevemos:

$$\hat{\mu}_{\text{átomo}} = -g_J \mu_B \hat{J} + g_I \mu_N \hat{I} \approx -g_J \mu_B \hat{J} \quad (2.86)$$

onde g_J é o fator-g de Landé definido como $g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$.

Desde que $\mu_N \ll \mu_B$ podemos omitir a contribuição nuclear. Então o Hamiltoniano de interação na presença do campo magnético é dado por:

$$\hat{H}_B = -\hat{\mu}_{\text{átomo}} \cdot \vec{B} = g_J \mu_B \hat{J} \cdot \vec{B} \quad (2.87)$$

Comparando a interação dada pela equação 2.87 e a interação de contato de Fermi que vimos na seção anterior, podemos definir os regimes de campo

magnético fraco e campo magnético forte dados por $\mu_B B < \mathcal{A}$ e $\mu_B B > \mathcal{A}$ respectivamente.

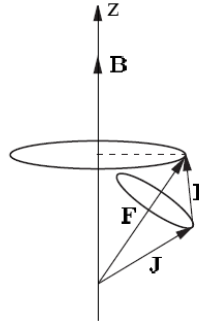


Figura 5 Projeção das contribuições para o momento magnético dos elétrons atômicos ao longo de $\hat{F}$.

Estamos interessados apenas no regime de campo fraco no qual o campo não destrói o acoplamento entre $\hat{I}$ e $\hat{J}$ que precessionam rapidamente em torno de $\hat{F} = \hat{I} + \hat{J}$ que, por sua vez, precessiona lentamente em torno do campo $\hat{B}$ (figura 5).

Usando o teorema de projeção obtemos:

$$\hat{H}_B = g_J \mu_B \frac{\langle \hat{J} \cdot \hat{F} \rangle}{F(F+1)} \hat{F} \cdot \vec{B} \quad (2.88)$$

Considerando que o campo magnético $\vec{B}$ está na direção de z, como se indica na figura 5, temos:

$$\hat{H}_B = -g_F \mu_B B \hat{F}_z \quad (2.89)$$

onde g_F está relacionado com o fator-g de Landé através da expressão

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} g_J \quad (2.90)$$

Como estamos considerando o campo fraco, podemos usar o método perturbativo para obter o deslocamento dos níveis de energia hiperfinos. Assim, em primeira ordem de perturbação, temos que:

$$\Delta E = g_F \mu_B B m_F \quad (2.91)$$

onde o número quântico m_F tem os seguintes valores $m_F = -F, \dots, +F$.

Como um exemplo, podemos considerar os níveis hiperfinos do estado fundamental do hidrogênio ($I = J = 1/2$ e $g_J = g_s \approx 2$). Para $F = 1$ temos que $g_F = 1$ e três estados $m_F = -1, 0$ e 1 com um deslocamento Zeeman dado por $\mu_B B$. Para $F = 0$ temos apenas o estado $m_F = 0$ sem deslocamento Zeeman.

3 SITUAÇÃO EXPERIMENTAL

O objetivo principal neste trabalho consiste em estudar o espectro de EIT sob a ação de um campo magnético externo. Em todas as experiências que serão mostradas nesta dissertação foi usado um ensemble de átomos frios de césio obtido a partir de uma armadilha magneto-ótica. Usaremos este capítulo para fazer uma descrição detalhada de nosso sistema físico. Assim, revisaremos as estruturas fina e hiperfina correspondentes à linha D_2 do césio e, para um melhor entendimento do princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica, estudaremos os processos de resfriamento e armadilhamento de átomos.

Para observar o sinal de EIT precisamos de um sistema de três níveis que será obtido na estrutura hiperfina do césio a partir de uma escolha adequada das polarizações dos dois feixes incidentes no ensemble de átomos frios. Também é preciso escolher os tempos dos pulsos, correspondentes aos lasers da armadilha, para os quais todos os átomos do ensemble participem na geração do espectro de EIT.

Por último, explicaremos como aplicar de forma controlada um certo campo magnético sobre a armadilha. Para isso, levando em conta que sobre o ensemble atômico atua o campo magnético da terra e qualquer outro campo de origem desconhecida, o primeiro que devemos fazer é cancelar esses campos. Isto será possível usando 3 pares de bobinas de Helmholtz que permitem selecionar de forma independente o campo em cada direção. Com o mesmo sistema de bobinas se pode aplicar um campo magnético com magnitude e direção conhecidas.

3.1 Estrutura fina e hiperfina do césio

Nesta seção apresentamos algumas propriedades físicas e óticas do césio que são relevantes para nosso experimento. Em particular, fornecemos os parâmetros que são úteis no tratamento dos efeitos da interação de luz com os átomos de césio.

O césio tem 55 elétrons e um único isótopo estável ^{133}Cs . Como mostra sua distribuição eletrônica, apenas um dos elétrons está na camada mais externa.

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^1 \quad (3.1)$$

onde, na notação espectroscópica: $s, p, d, \text{etc.}$, correspondem respectivamente aos momentos angulares orbitais $L = 0, 1, 2, 3 \dots$. Os átomos que possuem um único elétron na camada de valência são chamados de metais alcalinos e podem ser modelados, a partir de correções, como o átomo de hidrogênio.

A estrutura fina é o resultado do acoplamento entre o momento angular orbital $\vec{L}$ do elétron externo e seu momento angular de spin $\vec{S}$ [32]. Este acoplamento, descrito pelo Hamiltoniano $\hat{H}_{LS} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$, é conhecido como interação spin-órbita. O momento angular total do elétron é dado por $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, cuja magnitude é dada por $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ e o número quântico correspondente J deve estar no intervalo:

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (3.2)$$

O elétron de valência na subcamada 6s possui um momento angular orbital $L = 0$ e, sendo que $S = 1/2$, temos que $J = 1/2$ para o estado fundamental. Quando o elétron passa a ser excitado para a subcamada 6p, possui $L = 1$, então $J = 1/2$ ou $J = 3/2$. A energia de qualquer nível particular é alterada de acordo com o valor de J , então a transição $L = 0 \rightarrow L = 1$ é dividida em dois componentes: a linha D₁ ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$) e a linha D₂ ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$); focaremos a atenção na linha D₂ do césio.

O acoplamento de $\vec{J}$ com o momento angular nuclear total (spin nuclear) $\vec{I}$ resulta na estrutura hiperfina do átomo. Similarmente à estrutura fina, podemos

definir o momento angular total $\vec{F}$ dado por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ e a magnitude de F deve estar no intervalo:

$$|J - I| \leq F \leq |J + I| \quad (3.3)$$

Já vimos que para o estado fundamental do césio $J = 1/2$ e, sendo que o spin nuclear é $I = 7/2$, temos que $F = 3$ ou $F = 4$. Para o estado excitado da linha D_2 , como $J = 3/2$, F pode ter os valores 2, 3, 4 ou 5. Assim, os níveis de energia na estrutura hiperfina dependem do valor de F .

A estrutura de níveis da linha D_2 , juntamente com a separação dos níveis em frequência, está representada na figura 6. As transições nessa linha podem ser excitadas com lasers infravermelhos de comprimento de onda de 852nm.

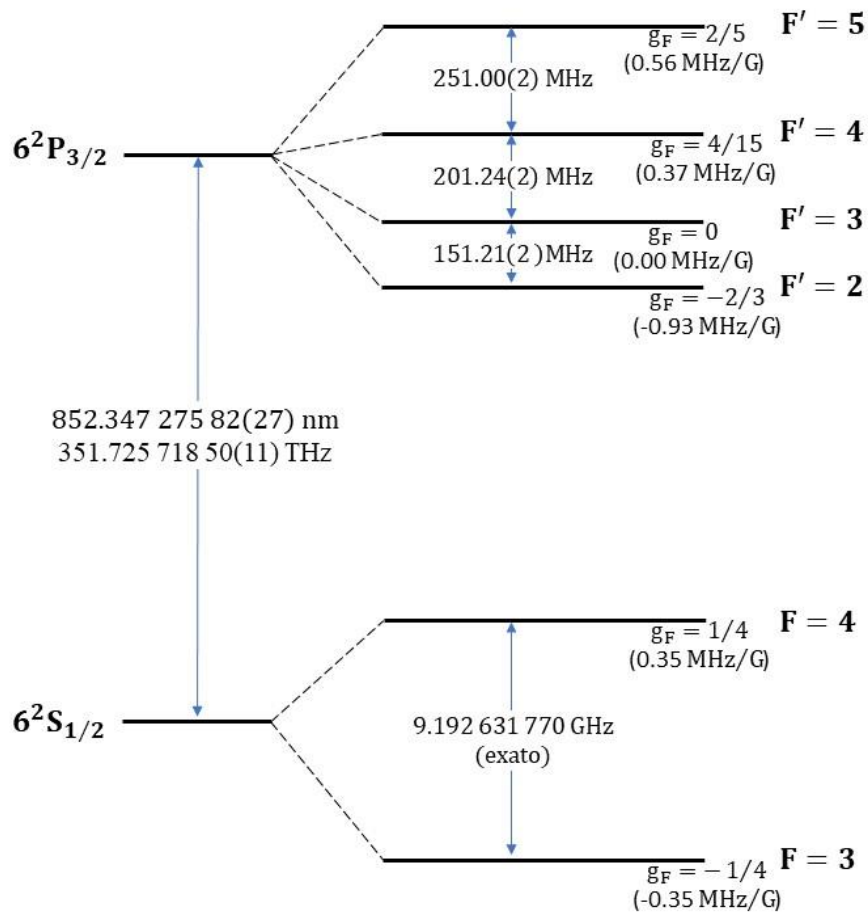


Figura 6 Estrutura de níveis finos e hiperfinos da linha D_2 do césio.

Cada nível correspondente à estrutura hiperfina tem ainda $2F + 1$ subníveis com degenerescência Zeeman, também conhecidos como subníveis Zeeman.

3.2 Armadilha Magneto-Ótica

3.2.1 Melaço ótico

Ao interagir com o átomo, a luz exerce uma força sobre ele. Ou seja, além de alterar os níveis de energia internos do átomo, a luz também pode deslocar o seu centro de massa. Dependendo de como a interação é mediada, esta força pode ter um caráter desacelerador. Assim, todo o desenvolvimento no processo de esfriamento de átomos usando lasers está baseado na existência desta força.

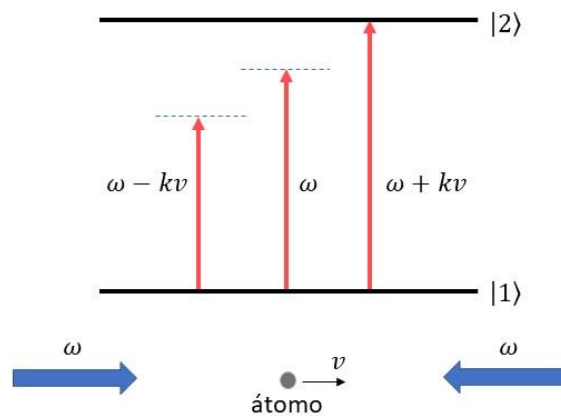


Figura 7 Átomo em movimento, com velocidade v , interagindo com um par de feixes contrapropagantes de igual frequência. O efeito Doppler leva a uma variação nas frequências dos feixes que resulta em uma força atuando na direção contrária ao movimento do átomo.

Para o esfriamento de átomos por lasers, foi proposta por Hänsch e Schawlow em 1975 a técnica do melaço ótico [33] que consiste em uma configuração de dois lasers contrapropagantes sintonizados abaixo da ressonância atômica. A princípio pode parecer que esse arranjo simétrico não tem efeito sobre um átomo, pois há forças iguais e opostas atuando sobre cada átomo. No entanto, as forças de radiação dos feixes de laser se equilibram apenas para um átomo

estacionário. A assimetria na absorção de fótons, pelo átomo, em cada um dos lasers provém do efeito Doppler, que se produz quando o átomo está em movimento.

Na figura 7 consideramos o caso do melaço ótico unidimensional, onde se mostra a situação de um átomo de dois níveis interagindo com o par de feixes contrapropagantes, oriundos do mesmo laser, e com uma frequência ω menor que a correspondente à transição $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. Considerando o que acontece no referencial de um átomo se movendo para a direita, vemos que o efeito Doppler leva a uma variação na frequência dos feixes que faz com que os dois feixes tenham efeitos distintos sobre o átomo com velocidade v . Assim, o feixe se propagando na mesma direção do átomo interage com ele com uma frequência igual a $\omega - kv$ e o feixe se propagando na direção contrária à do átomo será “visto” por ele com uma frequência igual a $\omega + kv$, onde k é o módulo do vetor de onda da luz. Como $\omega + kv$ fica mais próxima da frequência da transição $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ em quanto $\omega - kv$ se afasta da ressonância, os fótons do segundo feixe têm maior probabilidade de ser absorvidos pelo átomo do que os fótons do primeiro feixe. Dessa forma, a força exercida sobre o átomo pelo laser que se propaga no sentido contrário ao seu movimento é maior do que a força exercida pelo feixe que se propaga no mesmo sentido. Essa força é do tipo $\vec{F} = -\alpha\vec{v}$, ou seja, a luz exerce uma força viscosa ou de amortecimento no átomo que resulta na redução de sua velocidade. Depois de certo tempo, os átomos vão se esfriando e o papel do efeito Doppler vai diminuindo até os dois feixes contrapropagantes ficarem com a mesma frequência no referencial dos átomos e, nessa situação, a força resultante que atua no sistema atômico é nula.

Átomos em um gás se movem em todas as direções e para reduzir sua temperatura é requerido resfriamento a laser nas três direções. Assim, o esquema unidimensional mostrado na figura 7 é aplicado nas três direções espaciais.

3.2.2 Armadilhamento de átomos

A configuração de feixes usada no melaço ótico apenas reduz a velocidade dos átomos, mas não garante o confinamento deles. Então, para o processo de armadilhamento é necessário um potencial que produzirá uma força restauradora que mantém os átomos na região de confinamento.

Com a escolha de polarizações circulares e opostas para os feixes do melaço ótico, essa configuração pode ser transformada em armadilha pela adição de um gradiente de campo magnético que desloca os níveis atômicos de forma proporcional à distância de um certo ponto do espaço, o centro da armadilha. Esse campo pode ser produzido por duas bobinas com correntes em sentidos opostos (bobinas anti-Helmholtz) que dão lugar a um campo quadrupolar na região entre elas.

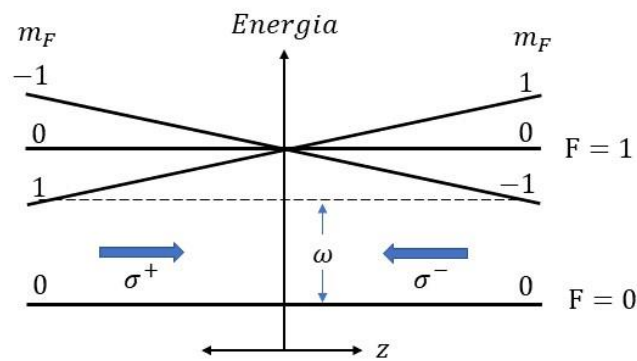


Figura 8 Diagrama de níveis de energia para o caso de um átomo na transição $F = 0 \leftrightarrow F = 1$. A separação entre os subníveis Zeeman, produzida pelo gradiente de campo magnético, depende da posição do átomo. (O diagrama não está na escala correta; o deslocamento Zeeman é muito menor que a energia de transição ótica).

O princípio de funcionamento da armadilha, considerando uma transição simples de $F = 0$ a $F = 1$, é mostrado na figura 8. No centro das bobinas, os campos magnéticos produzidos por elas se cancelam, de modo que $B = 0$. Em torno do campo nulo há um gradiente de campo uniforme que perturba os níveis de energia do átomo; o efeito Zeeman faz com que a energia dos três subníveis

(com $m_F = 0, \pm 1$) do nível $F = 1$, varie linearmente com a posição do átomo no eixo z .

Como os lasers (com frequência ω) estão desintonizados abaixo da ressonância atômica, para um átomo deslocado do centro da armadilha na posição $z > 0$, a transição $\Delta m_F = -1$ se aproxima da ressonância com a frequência do laser, enquanto que a transição $\Delta m_F = +1$ se afasta da ressonância. As regras de seleção levam a uma maior absorção de fótons do feixe com polarização σ^- em relação ao feixe com polarização σ^+ , que produz uma força que empurra o átomo de volta para o centro da armadilha. Um processo similar ocorre para um deslocamento na direção oposta ($z < 0$); neste caso, o deslocamento Zeeman e as regras de seleção favorecem uma maior absorção do feixe com polarização σ^+ (que excita a transição $\Delta m_F = +1$), dando lugar a uma força que leva o átomo de volta para $z = 0$.

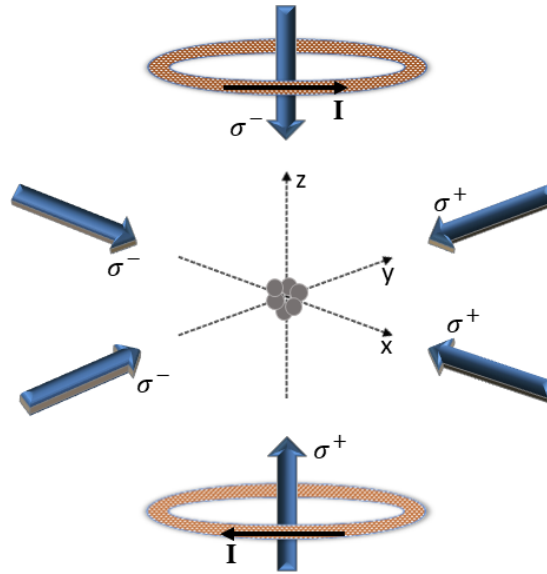


Figura 9 Configuração de feixes e bobinas usada em uma Armadilha Magneto-Ótica.

Uma armadilha que opera nas três dimensões requer três pares de feixes contrapropagantes e um gradiente de campo magnético obtido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. Este sistema de esfriamento e

aprisionamento de átomos, ilustrado na figura 9, é denominado Armadilha Magneto-Ótica (MOT do inglês Magneto-Optical Trap).

3.2.3 Sintonia e sincronização dos feixes da MOT

A análise feita na seção 3.2.1 considera, no processo de esfriamento dos átomos, um sistema de dois níveis puro, em que o átomo excitado por um fóton só poderia decair de volta ao nível fundamental. Na prática trabalhamos com átomos de césio que possuem uma estrutura hiperfina bem mais complexa; assim, segundo a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$, os átomos excitados podem decair para níveis com outras frequências de transição, afetando o processo de esfriamento. Esse problema pode se resolver com uma escolha adequada da transição na qual se sintonizará o laser da armadilha, e incluindo um outro feixe que “recicle” os átomos que escapam para níveis correspondendo a frequências de transições diferentes da frequência do laser de resfriamento.

Os três pares de feixes da MOT operam na transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ da linha D_2 do césio e estão dessintonizados aproximadamente 12 MHz abaixo da ressonância. Essa transição é escolhida por ser uma transição cíclica, pois um átomo no estado excitado $F' = 5$ só pode decair até o nível $F = 4$ e continua no ciclo de resfriamento. Na prática acontece que existe uma probabilidade não nula de os átomos no estado $F = 4$ ser excitados pelos feixes da armadilha ao nível $F' = 4$ e estes podem decair até os níveis fundamentais $F = 3$ e $F = 4$. Os átomos no estado $F = 3$ deixam de ser “vistos” pelos feixes da MOT; então, é necessária a utilização de mais um outro laser operando na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$, levando de volta os átomos que escaparam do ciclo de resfriamento. Esse segundo laser, usado para obter o sistema atômico desejado, é conhecido como feixe de rebombeio (figura 10).

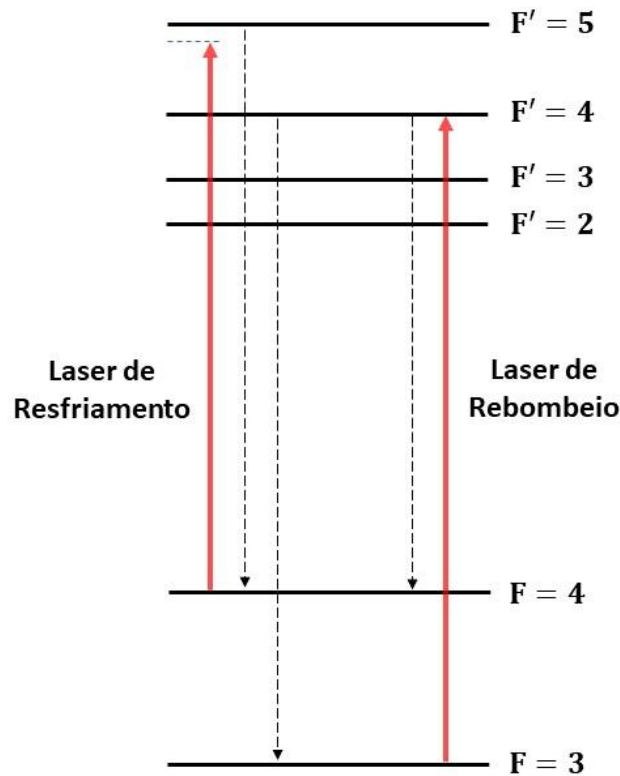


Figura 10 Representação do laser de resfriamento, ligeiramente dessintonizado abaixo da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$, e do laser de rebombeio sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$.

Desligando o laser de rebombeio antes ou depois de serem desligados os feixes da armadilha podemos controlar a população dos níveis do estado fundamental. Assim, se os feixes da MOT são ligados por 20ms e o feixe de rebombeio por 19ms, vamos ter uma maior população do nível hiperfino $F = 3$. Por outro lado, se o feixe de rebombeio fica ligado por 21ms, o nível $F = 4$ vai ter a maior população.

Nos experimentos realizados neste trabalho não foi medida a densidade atômica da armadilha; porém, de trabalhos anteriores realizados neste mesmo sistema, podemos afirmar que a densidade ótica dos átomos no estado fundamental pode variar no intervalo de 1 a 3 e que o tamanho típico do diâmetro da MOT é aproximadamente de 2mm.

3.3 Preparação do sistema para a obtenção do sinal de EIT

Para obter o espectro de EIT, como vimos no capítulo anterior, precisamos de um feixe de controle **C** e um feixe de prova **P**, interagindo com um sistema de três níveis. No experimento, os dois feixes são acoplados a fibras óticas monomodo que os enviam através de divisores de feixe e espelhos antes de serem incidentes na amostra de átomos frios formando um ângulo de aproximadamente $\theta \approx 2^\circ$.

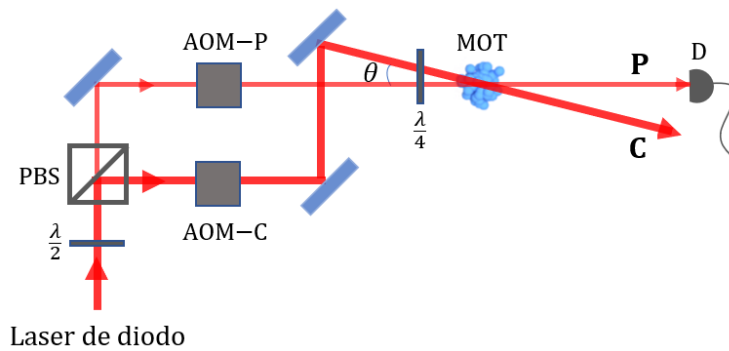


Figura 11 Esquema experimental simplificado, mostrando os feixes de controle e de prova interagindo com a MOT.

Na figura 11 se ilustra um esquema ótico simplificado do experimento, onde um laser de diodo é dividido por um divisor de feixe polarizador (PBS do inglês Polarizing Beam Splitter) nos feixes **C** e **P**. A intensidade dos feixes é controlada girando a placa de meia onda colocada antes do PBS e suas frequências são controladas através dos moduladores acusto-ópticos AOM-P para o feixe de prova e AOM-C para o feixe de controle (AOM provém do inglês Acousto-Optic Modulator). Os dois moduladores possuem uma frequência central de 110MHz e são usados para acrescentar a frequência dos feixes incidentes escolhendo a ordem +1 de difração. Depois da interagir com a MOT, a transmissão do feixe de prova é registrada através do detector D.

Os feixes **C** e **P** com polarizações lineares e ortogonais, passam por uma placa de quarto de onda e adquirem polarizações circulares e opostas. Assim, o feixe **C** tem polarização σ^+ e o feixe **P** tem polarização σ^- .

Os feixes **C** e **P** do experimento operam na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, portanto, o sinal de EIT foi estudado nesta transição. Assim, é necessário que o nível $F = 3$ esteja suficientemente populado e isto, como vimos na seção anterior, se consegue desligando o feixe de rebombeio 1ms antes que os feixes da armadilha.

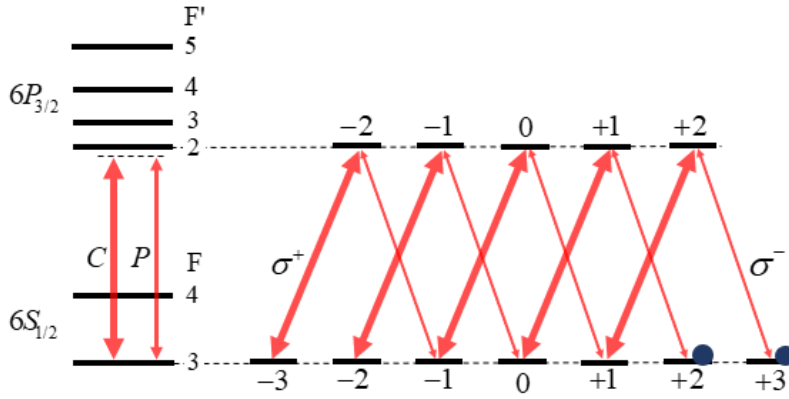


Figura 12 Feixes de controle e de prova com polarizações circulares opostas interagindo com os subníveis Zeeman correspondentes à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

Para a obtenção do sinal de EIT é necessário um sistema de três níveis. Porém, como cada um dos níveis da estrutura hiperfina possuem $2F + 1$ subníveis Zeeman, devido a polarização dos feixes vamos ter, a partir da regra de seleção, que o feixe **C** realiza apenas transições do tipo $\Delta m_F = +1$ e o feixe **P** realiza transições $\Delta m_F = -1$; conforme está mostrado na figura 12. Como o feixe **C** tem uma intensidade bem maior que a do feixe **P** (condição necessária para a modelação do fenômeno de EIT mostrada no capítulo anterior), a população inicialmente distribuída entre os 7 subníveis Zeeman do nível $F = 3$ é bombeada para $m_F = 2$ e $m_F = 3$. Dessa forma, o sistema de dois níveis degenerados se aproxima a dois sistemas de três níveis na configuração Λ , que vamos considerar desacoplados. Então, vemos que é possível estudar o efeito de EIT trabalhando na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

3.4 Espectroscopia de EIT

Após preparar o sistema, é possível observar o espectro de EIT, para o qual variamos a frequência do feixe de prova em torno da frequência do feixe de controle. Esta última frequência, controlada pelo modulador acusto-ótico AOM-C, vai ser mantida fixa aproximadamente 10MHz abaixo da ressonância correspondente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. O modulador AOM-P é utilizado para fazer uma varredura fina da frequência do feixe **P** em torno da frequência do feixe **C**.

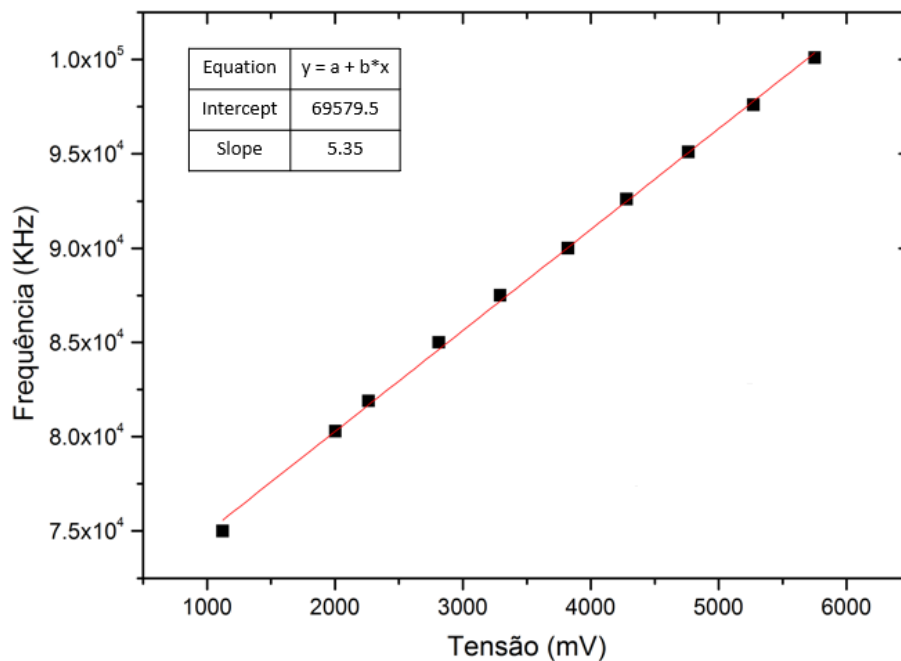


Figura 13 Curva de calibração correspondente ao modulador do feixe de prova AOM-P, a qual permite conhecer o valor da frequência em kHz para cada valor de tensão aplicada.

O AOM contém em seu interior um cristal em que se forma uma grade de difração criada pela incidência de uma onda acústica estacionária, a qual modula espacialmente o índice de refração do cristal. O modulador tem um driver que permite manipular a frequência e amplitude da onda acústica injetada no cristal. Os feixes de luz difratados pelo cristal possuem sua frequência deslocada pela

frequência da onda acústica. Na figura 13 se ilustra a curva de calibração do modulador AOM-P, onde se mostra o deslocamento da frequência a partir da introdução de uma certa tensão no driver que controla este modulador.

Para obter o sinal de EIT introduzimos um sinal de tensão no driver do modulador com passos de 1mV que, segundo o ajuste da curva apresentada na figura 13, equivale a aproximadamente 5kHz. Assim, a frequência do feixe da prova é varrida em passos de 5 kHz em torno da frequência do feixe de controle. Registrando a intensidade do feixe de prova que chega ao detector para cada valor de frequência vamos ter, finalmente, o espectro de EIT.

O espectro de EIT é medido varrendo a dessintonização controle-prova δ , ou seja, a dessintonia de dois fótons ou dessintonia Raman. Para determinar a frequência correspondente a $\delta = 0$, fizemos uma experiência que consiste em superpor os dois feixes no mesmo detector se produzindo um fenômeno chamado batimento. Esse batimento é resultante da interferência entre as duas ondas e tem frequência igual à diferença entre as frequências dos feixes de laser. Assim, como a frequência de batimento é dada pela diferença entre as frequências das duas ondas, quando as frequências forem ficando próximas, o batimento ficará gradualmente mais lento e se anulará quando elas forem idênticas ($\delta = 0$). Na figura 14 podemos observar o batimento para diferentes valores de tensão introduzidos no driver do modulador que permite variar a frequência do feixe **P**. A frequência do feixe **C** foi mantida fixa e vemos que a medida que nos aproximamos da frequência de ressonância de dois fótons (correspondente à tensão 2.822V), temos $\delta = 0$. A precisão destas medidas depende da resolução do gerador de funções que introduz uma tensão no driver do modulador AOM-P variando com passos de 1mV (aproximadamente 5kHz).

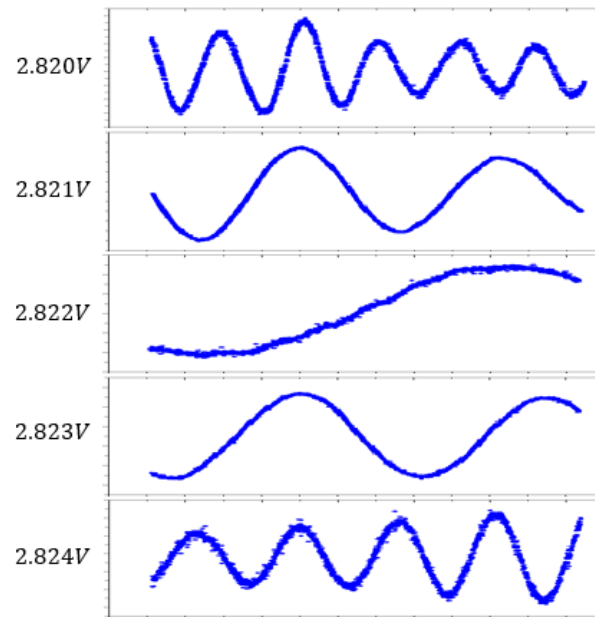


Figura 14 Batimento entre os feixes do experimento para diferentes valores de frequência do feixe de prova, mantendo fixa a frequência do feixe de controle.

Para a automatização do processo de obtenção de espectro de EIT e para obter uma melhor definição fazendo médias temporais, é usado um software em Labview. O software comanda uma placa da National Instruments, controlando os tempos envolvidos, tanto dos feixes da armadilha como os feixes do experimento. Também controla a frequência do feixe de prova, através do gerador de funções, e captura o sinal de transmissão deste feixe no detector. Para isto, é introduzida uma tensão que é incrementada desde um valor mínimo até um valor máximo, correspondente à frequência de varredura. Para cada valor de frequência é armazenado a média do sinal capturado pelo detector e, no final da varredura, é construída uma curva que representa o espectro de EIT.

3.5 Compensação e calibração do campo magnético externo

Especificamente, estamos interessados em estudar o efeito de um campo magnético externo no sinal de EIT. Para isso, o primeiro que devemos fazer é cancelar os efeitos de campos magnéticos que não podemos controlar ou são de origem desconhecida e, a partir daí, aplicar de forma controlada um certo

campo magnético sobre a armadilha. Com esse objetivo, são usadas três pares de bobinas de Helmholtz que formam um cubo com a armadilha magneto-ótica localizada no seu centro [34]. Usando fontes de corrente independentes é possível aplicar um campo magnético nas três direções espaciais x, y e z .

No experimento de cancelamento do campo colocamos o feixe de prova quase ressonante com a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$; para isso é preciso inicialmente aumentar a população do nível $F = 4$ que, como vimos na seção 3.2.3, se consegue mantendo o feixe de rebombeio ligado por 21ms. É usado um campo de micro-ondas, fornecido por uma antena alimentada por uma fonte de radiofrequência (RF), o qual produz transições entre os subníveis Zeeman dos níveis hiperfinos $F = 3$ e $F = 4$. Caso a antena esteja alinhada perpendicularmente ao campo magnético que está agindo sobre a MOT se induzem apenas transições do tipo $\Delta m_F = \pm 1$. Por outro lado, se a antena estiver alinhada paralelamente ao campo magnético vamos ter apenas transições do tipo $\Delta m_F = 0$. Em princípio, vamos ter um campo magnético com direção aleatória agindo sobre o sistema atômico, então no espectro de RF vamos observar 15 picos correspondentes as transições $\Delta m_F = 0, \pm 1$ entre os subníveis $F = 3$ e $F = 4$ (figura 15a). O espectro de RF é obtido graficando a razão entre a absorção do feixe de prova antes e depois de ligar o sinal de RF para diferentes frequências ω_{RF} .

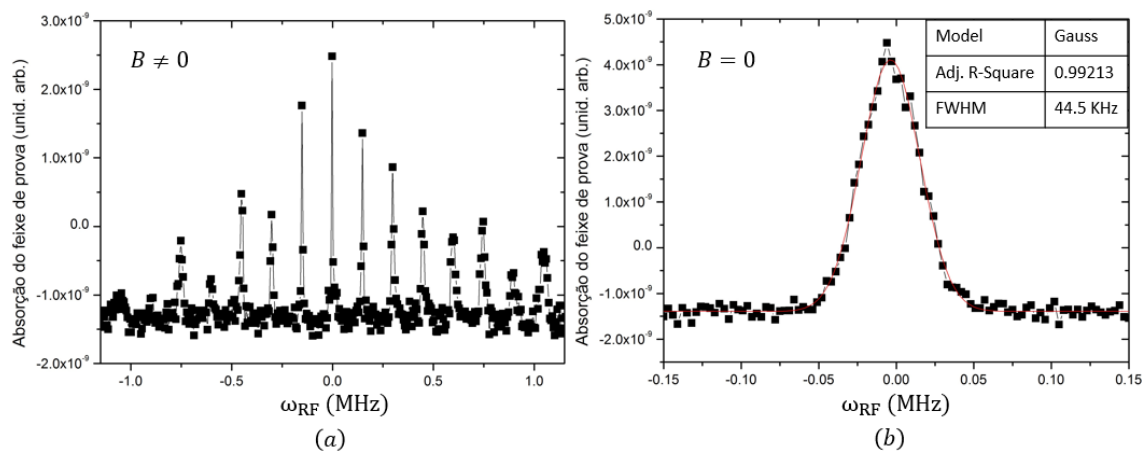


Figura 15 Espectro de radiofrequência para: (a) um campo magnético externo diferente de zero e (b) um campo magnético externo igual a zero.

Para o cancelamento total do campo magnético vamos variando o campo aplicado pelas bobinas de Helmholtz até os 15 picos se juntarem formando apenas um pico (figura 15b), o que indica que os subníveis se tornaram degenerados e, portanto, o campo magnético externo sobre a armadilha é zero. A compensação do campo é otimizada reduzindo a largura da ressonância obtida. No espectro mostrado na figura 15b vemos que, através de um ajuste gaussiano, obtemos uma largura a meia altura (FWHM) de 44.5kHz.

Com o campo cancelado, se pode aplicar de forma controlada um campo externo em cada uma das direções espaciais. Para isso, é preciso conhecer o valor do campo magnético para cada valor de corrente aplicada nas bobinas, ou seja, fazer uma curva de calibração. Na figura 16 se mostra a curva de calibração para o campo magnético aplicado na direção z o qual, definindo a direção de quantização ao longo da direção de propagação do feixe de prova, representa um campo magnético transversal.

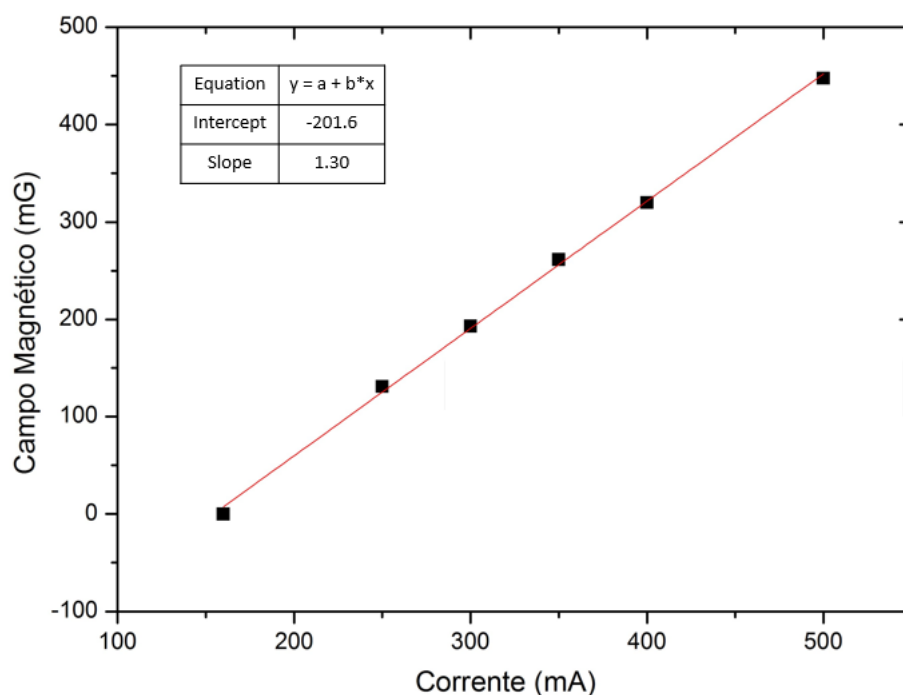


Figura 16 Curva de calibração correspondente às bobinas de Helmholtz orientadas na direção z , a qual permite conhecer o valor do campo magnético para cada corrente aplicada nas bobinas.

No próximo capítulo justificaremos a razão pela qual estamos apenas interessados no efeito de um campo magnético transversal, e não de um campo magnético longitudinal, no sinal de EIT.

4 RESULTADOS E INTERPRETAÇÃO

Nos capítulos anteriores apresentamos o modelo teórico que descreve o fenômeno de EIT e também se fez uma descrição do experimento realizado neste trabalho, no qual observamos as mudanças no espectro de EIT na presença de um campo magnético externo ao sistema atômico. Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos das medidas realizadas sistematicamente. Assim, observaremos que o espectro pode variar dramaticamente devido ao campo magnético aplicado, revelando a presença de ganho para direções e valores específicos do campo.

Primeiramente, veremos algumas características gerais do espectro de EIT obtido experimentalmente e logo estudaremos a presença do ganho para duas configurações de polarização diferentes: polarizações circulares opostas e polarizações lineares ortogonais.

Para justificar fisicamente a presença do ganho, será apresentado um modelo teórico usando a transição atômica $F = 1 \leftrightarrow F' = 0$, no qual consideramos o efeito de um campo magnético transversal em termos de transferências de população entre subníveis Zeeman adjacentes. O modelo apenas é válido para o caso em que as polarizações são circulares opostas. Também faremos uma interpretação alternativa da presença do ganho no sinal de transmissão do feixe de prova em termos da criação de estados escuros.

4.1 Obtenção de ganho no espectro de EIT

Como vimos no capítulo anterior, para obter o espectro de EIT, temos um feixe de controle e um feixe de prova incidindo na MOT formando um pequeno ângulo de 2° . Mesmo quando o foco de atenção neste trabalho está em estudar o efeito de EIT quando os feixes têm polarizações circulares e opostas, também se fizeram medidas com os feixes tendo polarizações lineares e ortogonais. Neste capítulo serão apresentados os resultados com as duas configurações de polarização. Em geral, vamos a desconsiderar a pequena contaminação da polarização associada ao pequeno ângulo que separa os dois feixes.

A sequência de pulsos criada para o experimento é mostrada na figura 17, onde vemos que o feixe de rebombeio é desligado 1ms antes que o feixe da MOT para preparar o ensemble de átomos no nível $F = 3$. Os feixes **C** e **P** são ligados 1.2ms após o desligamento dos feixes da MOT e permanecem ligados por $80\mu\text{s}$, um tempo suficientemente longo para o sistema atingir ao estado estacionário.

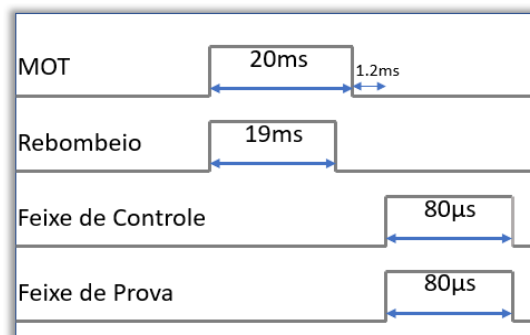


Figura 17 Distribuição de pulsos correspondentes aos feixes da armadilha e do experimento.

A forma do pulso capturado pelo osciloscópio (em condições experimentais arbitrárias), correspondente à transmissão do feixe de prova na ressonância com o feixe de controle, se pode observar na figura 18. Como vimos anteriormente, o pulso tem uma duração de $80\mu\text{s}$. Nesta figura se mostram os pulsos em três condições diferentes: quando os dois feixes (**C** e **P**) e a MOT estão ligados, quando os dois feixes estão ligados mas a MOT está desligada e, finalmente,

quando apenas o feixe de prova está ligado. Se pode observar uma pequena queda do sinal para tempos maiores, o qual está relacionado com a perda de coerência no sistema atômico em relação ao tempo. Para construir o espectro, se faz uma integração no regime estacionário do pulso capturado para cada valor de frequência.

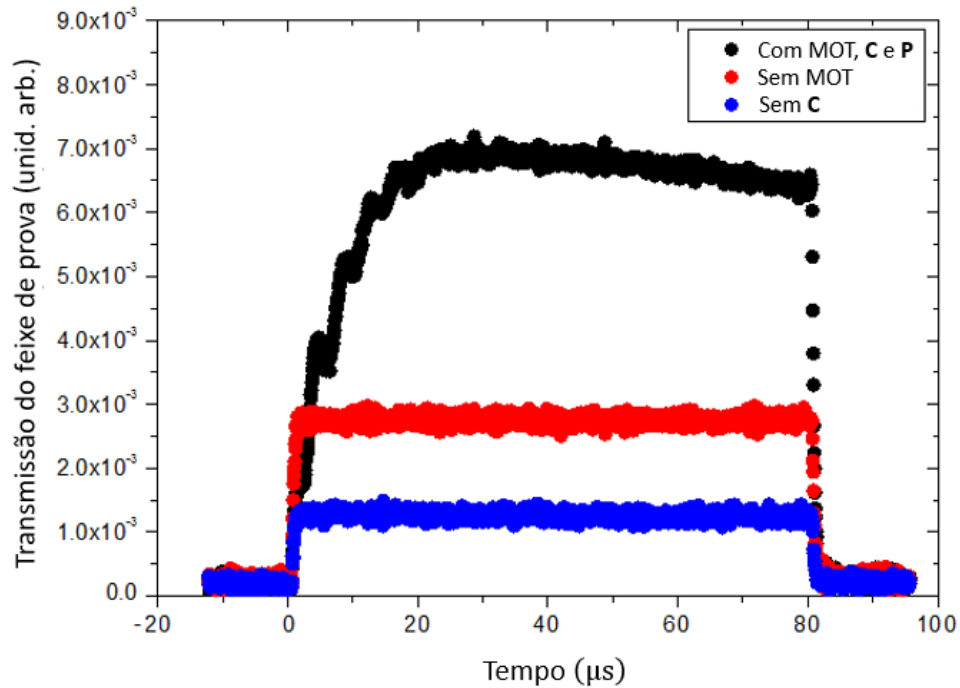


Figura 18 Pulso de transmissão do feixe de prova para a frequência de ressonância entre os feixes do experimento.

Para a obtenção do espectro, a frequência do feixe **P** é varrida em passos de 5kHz em torno da frequência do feixe **C**, que está dessintonizada 10MHz abaixo da ressonância da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

4.1.1 Medidas com polarizações circulares dos feixes

Nesta seção vamos mostrar os espectros de EIT medidos quando os feixes têm polarizações circulares opostas e faremos um estudo sistemático variando dois parâmetros do sistema: o campo magnético aplicado e a potência do feixe de controle. Este tipo de polarização permite aos feixes ser acoplados formando um sistema de três níveis na configuração Λ .

4.1.1.1 Estudo do espectro variando o campo magnético

Para potências de aproximadamente $P_p = 0.3\mu W$ e $P_c = 90\mu W$ para os feixes **P** e **C** respectivamente, na figura 19 mostramos o espectro de transmissão (como uma função da dessintonização do controle-prova δ) para quatro valores diferentes de um campo magnético transversal aplicado. Neste gráfico se observa a absorção e ganho na transmissão do feixe de prova para valores menores e maiores que 1.0 da transmissão normalizada pela intensidade do feixe de prova incidente. A transmissão normalizada foi obtida dividindo a intensidade transmitida com a MOT ligada pela intensidade na ausência da MOT. Assim, vemos que para um campo magnético igual a zero não se obtém ganho e, para um campo diferente de zero e as potências dos feixes mencionadas anteriormente, se obteve um ganho máximo de aproximadamente 85%. Como o valor do ganho depende tanto da magnitude do campo magnético como da potência do feixe de controle, em princípio poderíamos observar um ganho de maior valor no sistema experimental usado, porém acreditamos que o ganho está limitado pela densidade ótica da amostra de átomos frios. Embora também pudéssemos observar ganho para dessintonias diferentes, nenhum ganho foi observado para o caso de um feixe de controle ressonante. Para esta mesma configuração de polarização e intensidades, verificamos experimentalmente que com a aplicação de um campo magnético longitudinal externo não se produz ganho observável no espectro de EIT.

Notamos também que a aplicação de um campo magnético transversal altera o hamiltoniano do sistema removendo a degenerescência Zeeman e isso explica o fato de que a condição de ressonância de dois fótons, contrário ao previsto pelo modelo apresentado na seção 2.2.3, é obtida para uma dessintonização do controle-prova diferente de zero. De fato, como mostrado na figura 20a, verificamos experimentalmente que a posição do pico de ganho varia linearmente com a magnitude do campo magnético aplicado com uma inclinação de 0,37 MHz/G. Esse valor está em boa concordância com o valor dado na figura 6 (que mostra a estrutura fina e hiperfina da linha D_2 do césio), na qual vemos que os deslocamentos Zeeman entre subníveis adjacentes correspondentes ao

nível hiperfino $F = 3$, são de 0,35 MHz/G para um campo magnético aplicado.

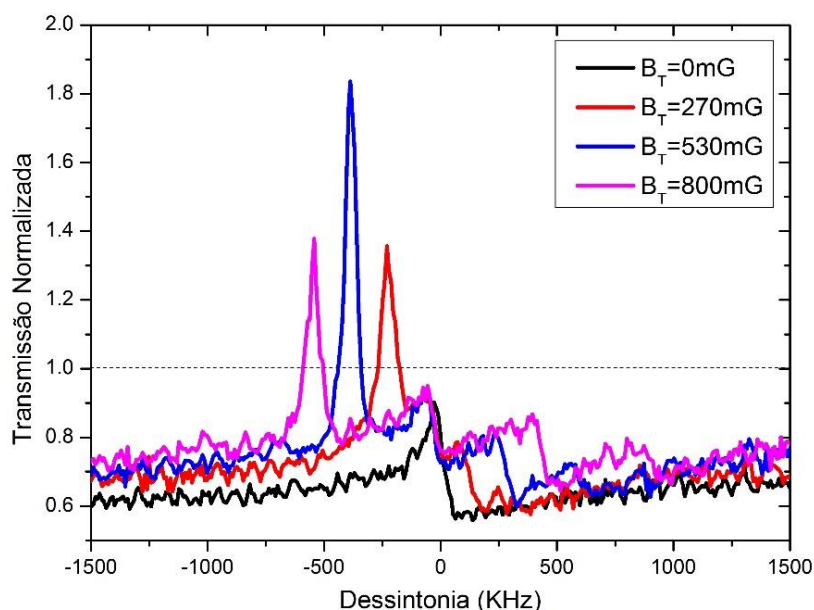


Figura 19 Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para valores diferentes do campo magnético transversal e para os parâmetros indicados no texto.

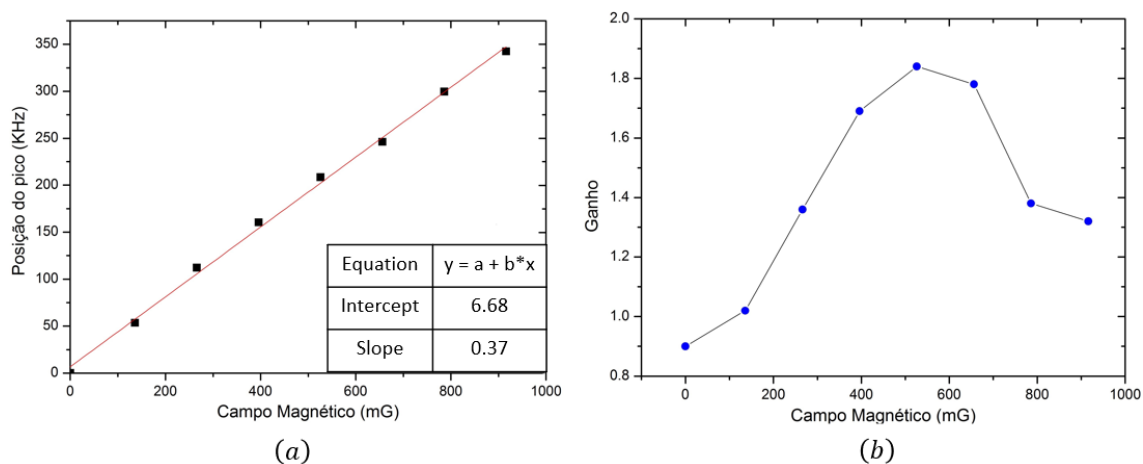


Figura 20 (a) Posição do pico de ganho em função da amplitude do campo magnético para as condições experimentais da figura 19. (b) Ganho do feixe de prova em função da amplitude do campo.

As ressonâncias extras observadas no espectro podem ser atribuídas à degenerescência do estado fundamental $F = 3$, que pode dar origem a

diferentes ressonâncias de dois fótons. Além de analisar o comportamento linear da posição do pico em função do campo magnético, vemos que o valor do ganho aumenta até atingir um máximo em torno de $B_T = 530$ mG e logo diminui para valores mais altos da amplitude do campo magnético, como pode ser visto na figura 20b. Podemos concluir, então, que para cada par de valores de potências dos feixes de controle e de prova, existe um valor do campo magnético transversal para o qual o ganho alcança um valor máximo.

4.1.1.2 Estudo do espectro variando a potência do feixe de controle

Uma outra análise interessante para fazer consiste em estudar a variação do espectro de EIT para diferentes valores da potência do feixe de controle e mantendo fixo o campo magnético. Na figura 21 está ilustrado um exemplo disto para um campo magnético transversal de $B_T = 600$ mG, uma potência do feixe de prova fixa de $P_p = 0.3\mu W$ e para quatro valores de potência do feixe de controle, e vemos como esta potência influi no ganho e na largura de EIT.

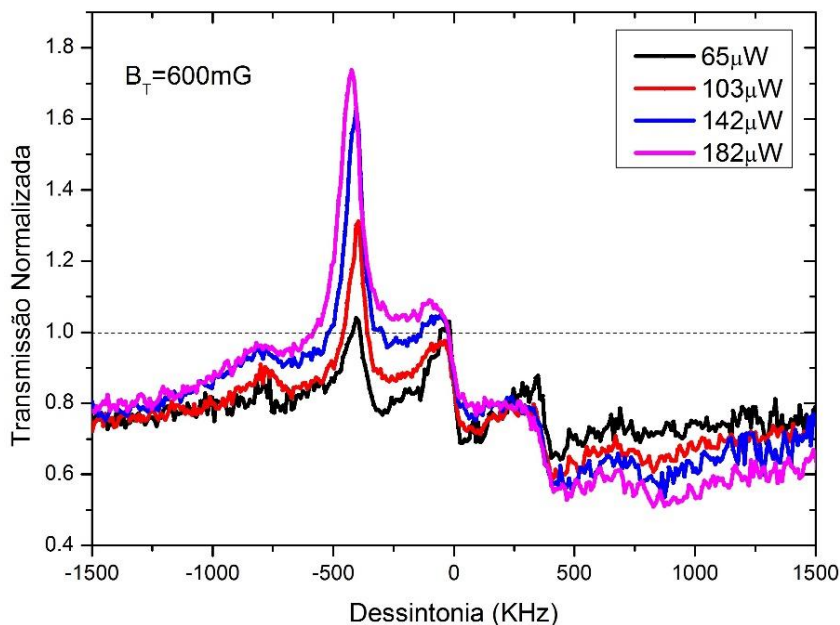


Figura 21 Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para valores diferentes da potência do feixe de controle e para um valor fixo do campo magnético.

Para um número maior de espectros medidos podemos construir os gráficos correspondentes ao ganho e a largura do pico em função da potência do feixe **C**. Assim, vemos na figura 22a como o ganho aumenta com o aumento da potência até atingir um patamar em torno de $P_C = 200\mu W$, a partir do qual o ganho não varia significativamente com a potência. Note que para o valor do campo magnético com o qual se fizeram essas medidas é possível atingir um ganho de aproximadamente 100% para alguns valores de potências do feixe de controle.

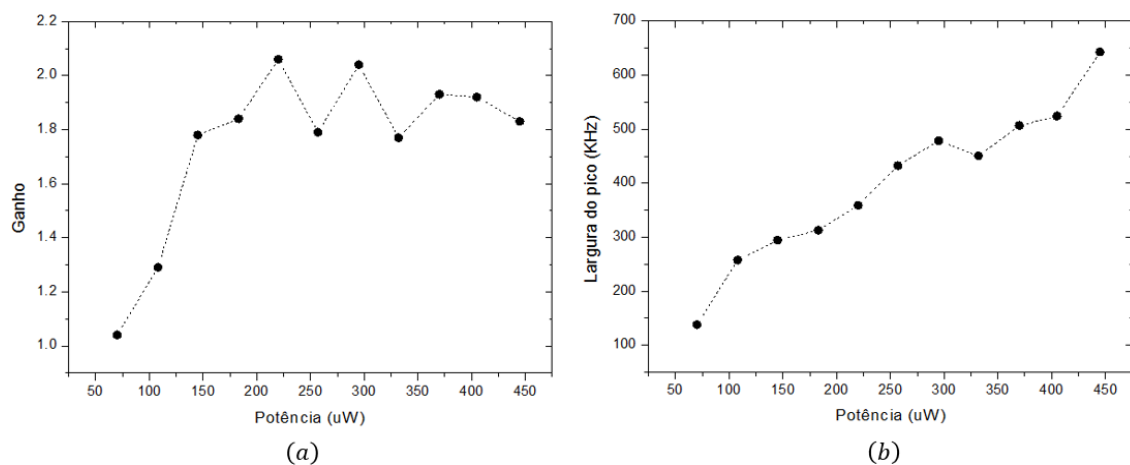


Figura 22 (a) Ganho do feixe de prova em função da potência do feixe de controle. (b) Largura do pico, que representa o espectro de EIT, em função da potência do feixe de controle.

Na figura 22b notamos como a largura do sinal de EIT aumenta em função da potência, o qual é um fenômeno conhecido e está em concordância com a previsão teórica apresentada na seção 2.2.3. Em trabalhos anteriores, onde se estudou a dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle, se observou que para baixas potências, a largura de EIT atinge um limite inferior não sendo possível obter larguras mais estreitas mesmo reduzindo mais a potência; porém, para potências maiores se observa um comportamento aproximadamente linear da largura de EIT em função da potência [35]. O gráfico mostrado na figura 22b, não contém medidas para baixas potências, pois nosso interesse era observar o comportamento do ganho na transmissão do feixe de

prova e para baixas potências do feixe de controle o ganho some; então observamos apenas a curva de largura de EIT vs. potência do feixe **C** para o regime de potências onde o comportamento é aproximadamente linear.

4.1.2 Medidas com polarizações lineares dos feixes

Na descrição do experimento foi considerada apenas a situação em que os feixes têm polarizações circulares, porém na realização das medidas também foi estudado o caso em que os feixes **C** e **P** têm polarizações lineares e ortogonais. Vale a pena mostrar estes resultados pois, nesta configuração, foi observado um ganho do feixe de prova comparável com o observado na configuração de polarizações circulares. Na figura 23 se mostram os espectros de transmissão do feixe de prova para dois valores do campo magnético aplicado: $B_L = 0$ mG e $B_L = 485$ mG mantendo as potências dos feixes fixas nos valores $P_P = 0.3\mu W$ e $P_C = 90\mu W$. Na situação de polarizações circulares, tínhamos definido a direção de quantização ao longo da propagação do feixe de controle, então o campo magnético aplicado é considerado ortogonal em relação a esta direção. Na configuração de polarizações correspondente aos espectros medidos da figura 23, o campo magnético foi aplicado na direção longitudinal, ou seja, ao longo da direção do feixe de controle. Note que, similarmente aos resultados da seção 4.1.1, para um valor zero do campo magnético longitudinal não se observa ganho no espectro de EIT, mas quando o campo é diferente de zero foi observado um ganho máximo (para os valores de potências utilizados) de aproximadamente 50%. Vemos também que o pico não se desloca muito com a variação do campo magnético aplicado, ou seja, a condição de ressonância de dois fótons acontece mais próximo a $\delta = 0$. Para as mesmas condições experimentais, verificamos que com a aplicação de um campo magnético transversal não se produz ganho observável no espectro de EIT.

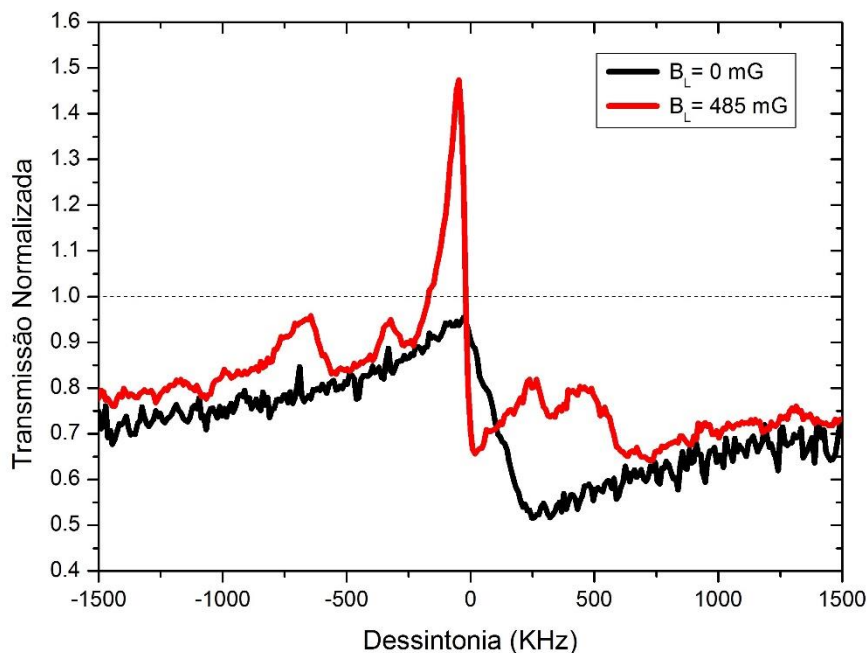


Figura 23 Espectros de transmissão do feixe da prova medidos para dois valores diferentes do campo magnético longitudinal e para os parâmetros indicados no texto.

Note que nesta configuração de polarizações lineares acontece o contrário, em relação à direção do campo aplicado e a presença do ganho, do comportamento apresentado para polarizações circulares dos feixes. Para entender a presença deste ganho obtido com polarizações lineares, é mais conveniente definir a direção de quantização ao longo da polarização do feixe de controle. Assim, o campo magnético aplicado passa a ser transversal com respeito à direção de quantização. Como veremos com mais detalhes na próxima seção, um campo magnético transversal é capaz de produzir uma transferência de população entre os subníveis Zeeman do estado fundamental, que dá lugar a uma amplificação no espectro de transmissão do feixe de prova. Podemos concluir então que para as duas configurações de polarização discutidas, se observa um comportamento similar quando um campo magnético externo é aplicado perpendicularmente à direção da quantização.

4.2 Modelo Teórico

Nesta seção será apresentado um modelo teórico com o qual explicaremos a existência do ganho apenas na situação em que os feixes têm polarizações circulares. Para modelar teoricamente as principais características do espectro de EIT observado sob o efeito de um campo magnético transversal, vamos considerar o DTLS mais simples que permite simular o esquema de níveis real usado no experimento. Assim, o DTLS simplificado será o correspondente a uma transição $F = 1 \leftrightarrow F' = 0$, interagindo com dois campos de radiação **C** e **P** com as polarizações circulares e opostas, como mostrado na figura 24. Note que em vez de considerar um sistema de três níveis, vamos modelar o experimento como um sistema de quatro níveis; isto é porque o campo magnético transversal acopla os subníveis Zeeman adjacentes, então devemos levar em conta também o subnível $m_F = 0$ mesmo quando ele não está acoplado ao estado excitado através de um campo de radiação. Uma taxa de bombeamento Γ_B é introduzida para modelar o efeito do campo magnético transversal, ou seja, consideramos que o principal efeito do campo magnético transversal é transferir população entre os subníveis Zeeman adjacentes do estado fundamental. Esta suposição corresponde ao limite de campo magnético fraco e à aproximação de equação de taxa que podemos ver em detalhes no Apêndice A.

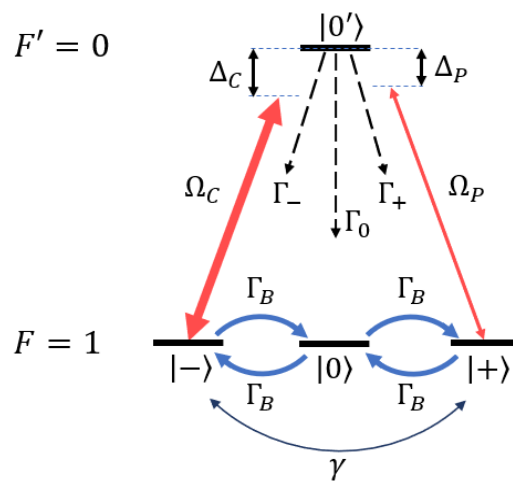


Figura 24 Sistema simplificado de quatro níveis considerado para modelar o efeito de um campo magnético transversal no espectro EIT.

O Hamiltoniano do sistema, expressado na base $\{|0'\rangle, |-\rangle, |0\rangle, |+\rangle\}$, contém apenas o efeito dos feixes **C** e **P**, mas as taxas de decaimento espontâneo dadas por Γ_- , Γ_0 e Γ_+ , bem como a taxa de bombeamento que representa o efeito do campo magnético Γ_B , são introduzidas fenomenologicamente na equação ótica de Bloch. Como foi representado na figura 24, supomos ainda que a coerência induzida óticamente ρ_{-+} entre subníveis Zeeman do estado fundamental decai com uma taxa γ . Então, os termos de relaxação considerados para modelar o sistema são os seguintes:

$$\dot{\rho}_{0'0'}^{rel} = -\Gamma \rho_{0'0'} \quad (4.1)$$

$$\dot{\rho}_{--}^{rel} = \frac{\Gamma}{3} \rho_{0'0'} + \Gamma_B (\rho_{00} - \rho_{--}) \quad (4.2)$$

$$\dot{\rho}_{++}^{rel} = \frac{\Gamma}{3} \rho_{0'0'} + \Gamma_B (\rho_{00} - \rho_{++}) \quad (4.3)$$

$$\dot{\rho}_{00}^{rel} = \frac{\Gamma}{3} \rho_{0'0'} + \Gamma_B (\rho_{--} + \rho_{++} - 2\rho_{00}) \quad (4.4)$$

$$\dot{\rho}_{-0'}^{rel} = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{-0'} \quad (4.5)$$

$$\dot{\rho}_{+0'}^{rel} = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{+0'} \quad (4.6)$$

$$\dot{\rho}_{-+}^{rel} = -\gamma \rho_{-+} \quad (4.7)$$

onde $\Gamma = \Gamma_- + \Gamma_0 + \Gamma_+$ é a taxa total de decaimento espontâneo do estado excitado e consideramos também a mesma taxa de decaimento do estado excitado para cada um dos três níveis do estado fundamental, ou seja, $\Gamma_- = \Gamma_0 = \Gamma_+ = \Gamma/3$.

Incluindo as expressões matemáticas anteriores no sistema de equações diferenciais obtido a partir da equação ótica de Bloch e aplicando logo a aproximação de variáveis lentas (explicada no capítulo 2), obtemos as seguintes equações que descrevem a evolução das populações e as coerências entre os níveis considerados no sistema mostrado na figura 24:

$$\dot{\sigma}_{0'0'} = i[\Omega_C(\sigma_{-0'} - \sigma_{-0'}^*) + \Omega_P(\sigma_{+0'} - \sigma_{+0'}^*)] - \Gamma \sigma_{0'0'} \quad (4.8)$$

$$\dot{\sigma}_{--} = i\Omega_C(\sigma_{-0'}^* - \sigma_{-0'}) + \frac{\Gamma}{3}\sigma_{0'0'} + \Gamma_B(\sigma_{00} - \sigma_{--}) \quad (4.9)$$

$$\dot{\sigma}_{++} = i\Omega_P(\sigma_{+0'}^* - \sigma_{+0'}) + \frac{\Gamma}{3}\sigma_{0'0'} + \Gamma_B(\sigma_{00} - \sigma_{++}) \quad (4.10)$$

$$\dot{\sigma}_{00} = \frac{\Gamma}{3}\sigma_{0'0'} + \Gamma_B(\sigma_{--} + \sigma_{++} - 2\sigma_{00}) \quad (4.11)$$

$$\dot{\sigma}_{-0'} = i[\Omega_C(\sigma_{0'0'} - \sigma_{--}) - \Omega_P\sigma_{-+}] + \left(i\Delta_C - \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{-0'} \quad (4.12)$$

$$\dot{\sigma}_{0'+} = i[\Omega_P(\sigma_{0'0'} - \sigma_{++}) - \Omega_C\sigma_{-+}^*] + \left(i\Delta_P - \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{+0'} \quad (4.13)$$

$$\dot{\sigma}_{-+} = i[\Omega_C\sigma_{+0'}^* - \Omega_P\sigma_{-0'}] - (i\delta + \gamma)\sigma_{-+} \quad (4.14)$$

De igual forma a como foram definidos no capítulo 2, os parâmetros Δ_C e Δ_P representam as dessintonias dos feixes controle e prova com respeito à ressonância e $\delta = \Delta_P - \Delta_C$. Nas equações acima consideramos os feixes **C** e **P** como quase copropagantes, com as frequências de Rabi dadas por Ω_C e Ω_P respectivamente.

Para encontrar a resposta do sistema resolvemos as equações 4.8-4.14 usando a condição de normalização que, neste caso fica $\sigma_{0'0'} + \sigma_{--} + \sigma_{00} + \sigma_{++} = 1$, e aplicamos o método de perturbação em todas as ordens de Ω_C e em primeira ordem de Ω_P . No regime de estado estacionário, obtemos a coerência induzida pelo feixe de prova na primeira ordem $\sigma_{+0'}^{(1)}$, em função das populações de ordem zero:

$$\sigma_{+0'}^{(1)} = \frac{i\Omega_P}{[(\gamma - i\delta)(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta_P) + \Omega_C^2]} \left[(\gamma - i\delta)(\sigma_{0'0'}^{(0)} - \sigma_{++}^{(0)}) + \frac{\Omega_C^2}{(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta_C)} (\sigma_{--}^{(0)} - \sigma_{0'0'}^{(0)}) \right] \quad (4.15)$$

e as populações de ordem zero (na ausência do feixe de prova) são dadas por:

$$\sigma_{--}^{(0)} = \sigma_{0'0'}^{(0)} \left[1 + \frac{\Gamma^2/4 + \Delta_C^2}{\Omega_C^2} \right] \quad (4.16)$$

$$\sigma_{++}^{(0)} = \sigma_{0'0'}^{(0)} \left[1 + \frac{\Gamma}{\Gamma_B} + \frac{\Gamma^2/4 + \Delta_C^2}{\Omega_C^2} \right] \quad (4.17)$$

$$\sigma_{0'0'}^{(0)} = \frac{3\Gamma_B\Omega_C^2}{\Omega_C^2(12\Gamma_B + 5\Gamma) + 9\Gamma_B(\Gamma^2/4 + \Delta_C^2)} \quad (4.18)$$

Depois de obtida a coerência atômica $\sigma_{+0}^{(1)}$, plotamos sua parte imaginária para ter informação sobre a absorção ou transmissão do feixe de prova pelo meio atômico. Na figura 25 mostramos os espectros calculados da transmissão normalizada do feixe de prova como uma função da dessintonia controle-prova δ para valores da taxa de bombeamento $\Gamma_B = 0$ e $\Gamma_B = 0.05\Gamma$, ou seja, com e sem campo magnético.

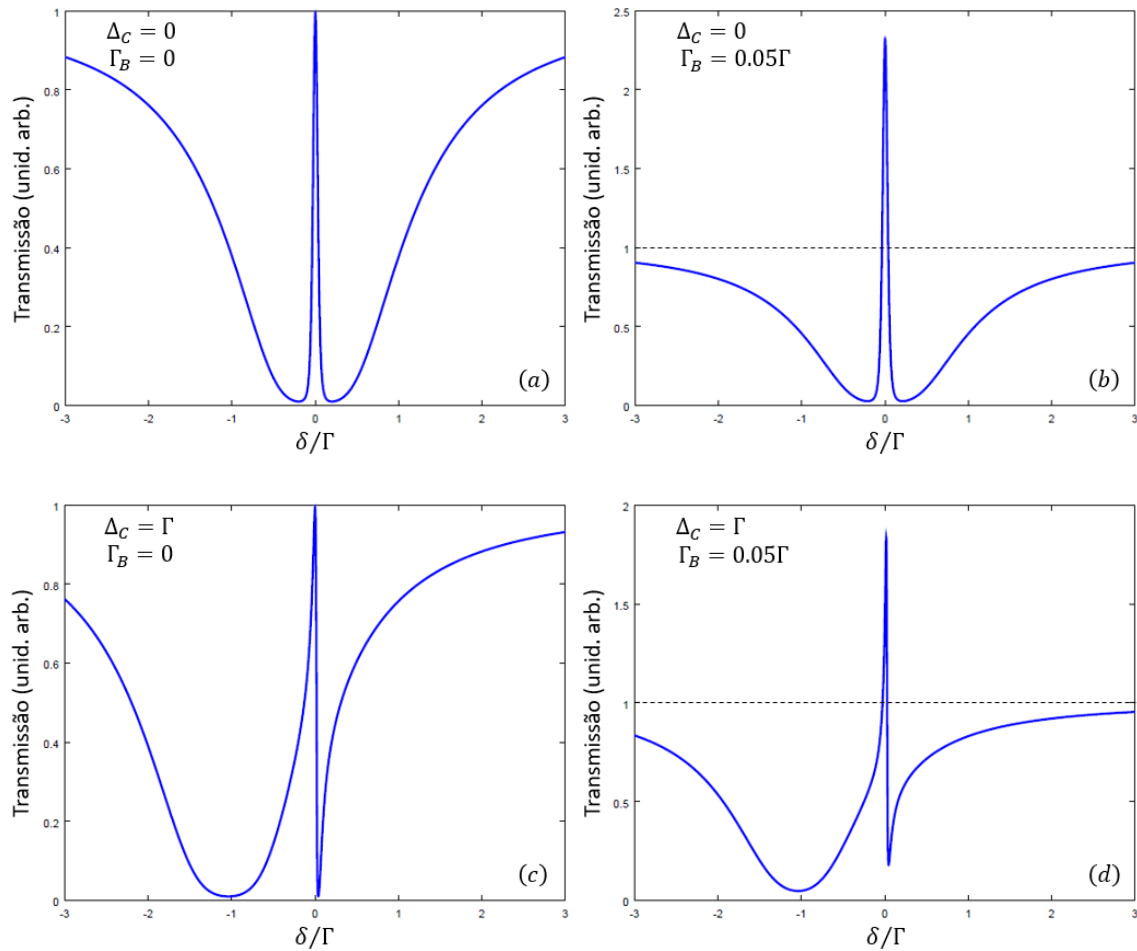


Figura 25 Espectros calculados de transmissão do feixe **P** para o feixe **C** ressonante nos casos (a) com $\Gamma_B = 0$ e (b) com $\Gamma_B = 0.05\Gamma$, e para o feixe **C** dessintonizado nos casos (c) com $\Gamma_B = 0$ e (d) com $\Gamma_B = 0.05\Gamma$.

Também analisamos as situações na qual o feixe de controle se encontra na ressonância ($\Delta_C = 0$) ou dessintonizado com a transição $|0'\rangle \leftrightarrow |- \rangle$ por uma frequência $\Delta_C = \Gamma$. Nos quatro espectros apresentados na figura foi considerada

a frequência de Rabi do feixe de controle com valor de $\Omega_C = 0.2\Gamma$. A taxa de relaxação do estado fundamental é de $\gamma = 10^{-4}\Gamma$.

Como podemos ver, o gráfico da figura 25a corresponde ao espectro de EIT usual para o feixe de controle ressonante como o que foi mostrado no capítulo 2 quando se fez uma modelação teórica do fenômeno de EIT. Isto demonstra a generalidade do modelo proposto, podendo reproduzir o espectro comum de EIT quando não se inclui o termo que representa a aplicação de um campo magnético externo no sistema. A figura 25c também representa um espectro típico de EIT mas, neste caso, fora da ressonância onde se observa um deslocamento do pico que corresponde à ressonância de dois fótons em $\delta = 0$. Os espectros anteriores mudam consideravelmente para o caso onde em que Γ_B é diferente de zero. Quando se considera um campo magnético no modelo ($\Gamma_B = 0.05\Gamma$), mantendo os outros parâmetros considerados nas figuras anteriores, vamos observar uma amplificação (ganho) do feixe de prova ao redor de $\delta = 0$, como mostrado nas figuras 25b-d. Mesmo se indicando nos gráficos a ordem do ganho, o modelo não consegue fazer uma descrição quantitativa do ganho. Assim, o modelo apresentado consegue reproduzir qualitativamente o ganho obtido experimentalmente na situação em que o feixe de controle está 10MHz fora da ressonância e existe um campo magnético transversal atuando sobre o sistema. Veja que o modelo também prediz ganho para o caso do feixe de controle ressonante e $\Gamma_B = 0.05\Gamma$ (figura 25b) mesmo quando experimentalmente não foi observado ganho nesta situação.

O modelo apresentado nessa seção, mesmo reproduzindo os principais resultados obtidos experimentalmente, não consegue explicar toda a física contida nos espectros medidos. Isto pode ser devido tanto à grande simplificação de nosso modelo como à degenerescência mais complexa da transição atômica real. Contrário aos resultados mostrados na seção 4.1.1, considerando o efeito de um campo magnético transversal externo, se observa a ressonância de dois fótons na posição $\delta = 0$, e esta posição não varia para outros valores do campo magnético aplicado. Nos espectros calculados também não se observam as ressonâncias extras que estão presentes nos espectros medidos. Concluimos

então que o modelo explica apenas a existência do ganho sob o efeito do campo magnético transversal externo, mas não reproduz a forma de linha do espectro medido de EIT.

4.3 Interpretação da origem do ganho obtido no espectro de EIT

Para entender fisicamente a origem do ganho obtido no espectro de EIT sob a ação de um campo magnético transversal externo ao sistema vamos analisar a equação 4.15 para a coerência ótica que dá lugar à transmissão do feixe de prova. Na ausência de algum mecanismo que transfira população entre os subníveis Zeeman do estado fundamental, devido à diferença de potências entre os dois feixes, o estado $|+\rangle$ vai ter uma certa população mas os estados $|0'\rangle$ e $|-\rangle$ não estarão populados, ou seja, as populações de ordem zero serão $\sigma_{--}^{(0)} = \sigma_{0'0'}^{(0)} = 0$ e $\sigma_{++}^{(0)} \neq 0$. Nesta situação, a expressão para a coerência induzida pelo feixe de prova $\sigma_{+0'}^{(1)}$ será modificada de forma que apenas sobrevive o primeiro termo dentro dos colchetes e não é possível ter uma mudança de sinal na curva de absorção, portanto, não é possível observar ganho. Porém, quando levamos em conta o campo magnético externo ($\Gamma_B \neq 0$), as populações de ordem zero são não nulas, sendo possível uma mudança de sinal no espectro de absorção e, como consequência, é possível obter ganho nestas condições.

A partir das equações 4.16-4.18 para as populações de ordem zero, pode ser facilmente verificado que o modelo proposto prediz, para qualquer taxa de bombeamento $\Gamma_B \neq 0$, que vale a condição $\sigma_{0'0'}^{(0)} < \sigma_{--}^{(0)}$ que corresponde a um ganho sem inversão de população. Além disso, como também temos que $\sigma_{++}^{(0)} > \sigma_{--}^{(0)}$, o ganho observado não está associado a uma amplificação Raman.

Podemos alternativamente interpretar o ganho no sistema de quatro níveis usado no modelo, em termos da criação de estados escuros. Como vimos na descrição do fenômeno de aprisionamento coerente de população, desconsiderando o efeito do campo magnético transversal, o sistema é capturado em um estado escuro dado por $|\text{estado escuro}\rangle \propto \Omega_P|-\rangle - \Omega_C|+\rangle$, que é uma forma simplificada da equação 2.43 tomando como referência de energia

zero a energia do estado fundamental degenerado. Nesta expressão, os coeficientes de superposição, representados pelas frequências de Rabi dos feixes, determinam as populações dos subníveis do estado fundamental $|-\rangle$ e $|+\rangle$. Segundo as considerações do modelo, o efeito do campo magnético transversal vai ser, efetivamente, aumentar a população do subnível $|-\rangle$ e diminuir a população do subnível $|+\rangle$, nunca chegando a inverter a população (figura 26). Assim, a presença do campo magnético dará lugar a um novo estado escuro $|\text{estado escuro}\rangle' \propto \Omega'_p|-\rangle - \Omega'_c|+\rangle$ em que a variação nas populações estará associada a uma menor frequência de Rabi do feixe de controle Ω'_c e uma maior frequência de Rabi do feixe de prova Ω'_p sugerindo a amplificação do feixe de prova e a absorção do feixe de controle. Resumindo a ideia expressada anteriormente, a transferência de população dá lugar à criação de um novo estado escuro associado com uma maior potência do feixe de prova.

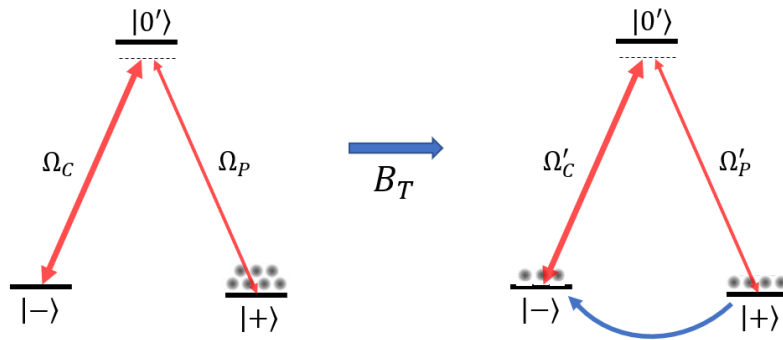


Figura 26 Efeito do campo magnético para produzir uma amplificação do feixe de prova.

5 CONCLUSÕES

Neste trabalho utilizamos um ensemble de átomos frios, preparado inicialmente no estado fundamental $F = 3$ via bombeamento ótico, e estudamos o fenômeno de Transparência Eletromagneticamente Induzida no sistema de dois níveis com degenerescência Zeeman associado à transição hiperfina $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, correspondente à linha D_2 do césio. Vimos que, a partir do DTLS, é possível formar um sistema de três níveis na configuração Λ escolhendo polarizações circulares e opostas dos feixes do experimento.

Investigamos experimental e teoricamente o efeito de um campo magnético transversal na espectroscopia coerente de EIT e demonstramos que um campo de apenas alguns décimos de Gauss pode levar a um ganho de aproximadamente 100% na configuração de polarizações circulares dos feixes. Também foi demonstrado que é possível observar ganho de aproximadamente 50%, usando uma configuração de polarizações lineares e ortogonais dos feixes, com um campo aplicado na direção transversal à nova direção de quantização definida ao longo da polarização do feixe de controle.

Para uma melhor interpretação dos resultados obtidos experimentalmente, especialmente daqueles usando a configuração de polarizações circulares, desenvolvemos um modelo teórico simples no limite do campo magnético fraco que prevê a amplificação do feixe de prova e sugere que ela corresponde a um ganho sem inversão da população. O modelo, não considerando o deslocamento Zeeman entre os subníveis do estado fundamental, apresenta nos espectros calculados apenas uma ressonância de dois fótons que permite fazer uma descrição qualitativa do ganho observado no sistema atômico real.

Os resultados obtidos abrem caminho para investigar o laser sem inversão de população usando um esquema experimental mais simples e com possibilidades de futuras aplicações práticas.

REFERÊNCIAS

- [1] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. Atom-Photon Interactions, John Wiley & Sons (1998).
- [2] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. Progress in Optics (Elsevier Science, Amsterdam), 35: 257–354 (1996).
- [3] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. Rev. Mod. Phys., 77: 633-673 (2005).
- [4] A. Imamoglu and S. E. Harris. Lasers without inversion: interference of dressed life time broadened states. Opt. Lett., 14: 1344-1346 (1989).
- [5] K. J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. Phys. Rev. Lett., 66: 2593-2596 (1991).
- [6] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented na vapour. Il Nuovo Cimento B Series 11, 36: 5-20 (1976).
- [7] Y-q Li and M. Xiao. Observation of quantum interference between dressed states in an electromagnetically induced transparency. Phys. Rev. A, 51: 4959-4962 (1995).
- [8] A. Lezama, S. Barreiro, A. Lipsich, and A. M. Akulshin. Coherent two-field spectroscopy of degenerate twolevel systems. Phys. Rev. A, 61: 013801 (1999).
- [9] W. D. Phillips and H. J. Metcalf. Laser desacceleration of an atomic beam. Phys. Rev. Lett., 48: 596 (1982).
- [10] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. Phys. Rev. Lett., 55, 48 (1985).
- [11] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. Phys. Rev. Lett., 59: 2631 (1987).

- [12] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B* 2: 1707 (1989).
- [13] P. Kumar and J. H. Shapiro. Observation of Raman-shifted oscillation near the sodium D-lines. *Opt. Lett.*, 10: 226 (1985).
- [14] J. L. Bowie, J. C. Garrison, and R. Y. Chiao. Stimulated Raman gain in a Λ -type atomic system with doubly excited transitions. *Phys. Rev. A*, 61: 053811 (2000).
- [15] J. Mompert and R. Corbaln. Laser without inversion. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 2: R7-R24 (2000).
- [16] G. G. Padmabandu, G. R. Welch, I. N. Shubin, E. S. Fry, D. E. Nikonov, M. D. Lukin and M. O. Scully. Laser oscillation without population inversion in a sodium atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 76: 2053-2056 (1996).
- [17] S. Y. Kilin, K. T. Kapale and M. O. Scully. Lasing without inversion: Counterintuitive population dynamics in the transient regime. *Phys. Rev. Lett.*, 100: 173601 (2008).
- [18] O. Kocharovskaya, Y. V. Rostovtsev and A. Imamoglu. Inversionless amplification in the three-level atoms with and without a hidden inversion in reservoir. *Phys. Rev. A*, 58: 649-654 (1998).
- [19] Y. Zhu and J. Lin. Sub-Doppler light amplification in a coherently pumped atomic system. *Phys. Rev. A*, 53: 1767-1774 (1996).
- [20] H. Wu, M. Xiao and J. Gea-Banacloche. Evidence of lasing without inversion in a hot rubidium vapor under electromagnetically-induced-transparency conditions. *Phys. Rev. A*, 78: 041802(R) (2009).
- [21] N. Mukherjee, C. Kumar and N. Patel. Electromagnetically induced gain in molecular systems. *Phys. Rev. A*, 80: 063830 (2009).
- [22] H. Sun, H. Guo, S. Fan, Y. Bai and D. Han. Amplification without population inversion in a three-level Λ -type system with an external coherent magnetic field. *Phys. Lett. A*, 335: 76-82 (2005).

- [23] G. C. Borba, S. Barreiro, L. Pruvost, D. Felinto and J. W. R. Tabosa. Narrow band amplification of orbital angular momentum of light. *Opt. Express*, 24: 10078-10086 (2016).
- [24] C. Y. Ye, Y. V. Rostovtsev, A. S. Zibrov and Y. M. Golubev. Quantum interference in atomic vapor controlled by a magnetic field. *Opt. Comm.*, 207: 227-231 (2002).
- [25] L. Margalit, M. Rosenbluh and A. D. Wilson-Gordon. Degenerate two-level system in the presence of a transverse magnetic field. *Phys. Rev. A*, 87: 033808 (2013).
- [26] M. Frometa, J. P. Lopez and J. W. R. Tabosa. Magnetically assisted optical gain in Zeeman degenerate two-level systems of cold atoms. *Opt. Comm.*, 433: 111-114 (2019).
- [27] A. Yariv. *Quantum Electronics*. Wiley, 3rd edition (1989).
- [28] C. J. Foot. *Atomic Physics (Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics)*. Oxford University Press, USA, 1 edition (2005).
- [29] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee and M. O. Scully. *Phys. Rev. A*, 66: 013805 (2002).
- [30] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press Inc. (2000).
- [31] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev and M. O. Scully. *Phys. Rev. Lett.*, 86: 628 (2001).
- [32] D. A. Steck. Cesium D Line Data, <http://steck.us/alkalidata> (2003).
- [33] T. Hänsch and A. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Comm.*, 13: 68 (1975).
- [34] L. Veissier. *These de Doctorat, Laboratoire Kastler Brossel, Universite Pierre et Marrie Curie* (2013).

[35] F. M. dos Santos. Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente: aplicação à velocimetria de átomos frios. Dissertação de Mestrado. Departamento de Física – UFPE (2005).

APÊNDICE A – EQUAÇÕES DE TAXA

Neste apêndice vamos explicar porque é possível modelar o efeito de um campo magnético transversal considerando uma taxa de bombeamento Γ_B entre os subníveis Zeeman adjacentes do estado fundamental.

Vamos considerar um campo magnético orientado na direção $\vec{e}_x$, transversal à direção de quantização. O Hamiltoniano que representa esta interação está dado por:

$$\hat{H} = -\hat{\vec{\mu}} \cdot \vec{B} = -\hat{\vec{\mu}} \cdot B_0 \vec{e}_x = -\frac{g_F \mu_B B_0}{\hbar} \hat{F}_x \quad (\text{A.1})$$

onde μ_B é o magneton de Bohr e g_F é o fator de Landé. Também consideramos que o campo magnético transversal pode ser escrito da forma $\vec{B} = B_0 \vec{e}_x$, ou seja, com amplitude B_0 . O operador $\hat{F}_x$ pode ser obtido usando a relação $\hat{F}_\pm = \hat{F}_x \pm i\hat{F}_y$. Então, temos:

$$\hat{H} = -\Omega_L \frac{\hat{F}_+ + \hat{F}_-}{2} \quad (\text{A.2})$$

onde $\Omega_L = \frac{g_F \mu_B B_0}{\hbar}$ é a frequência de Larmor.

Os operadores não hermitianos $\hat{F}_+$ e $\hat{F}_-$, muitas vezes denominados de levantamento e abaixamento, respectivamente, são responsáveis por conectar estados que diferem de uma unidade de momento angular ($\Delta m_F = \pm 1$). Fazendo atuar estes operadores em um estado $|F, m_F\rangle$, obtemos:

$$\hat{F}_\pm |F, m_F\rangle = \hbar \sqrt{(F \mp m_F)(F \pm m_F + 1)} |F, m_F \pm 1\rangle \quad (\text{A.3})$$

Na situação considerada em nosso modelo teórico temos que $F = 1$ e, portanto, $m_F = 0, \pm 1$. Trabalhando no formalismo da matriz densidade, definimos o operador densidade da forma:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{--} & \rho_{-0} & \rho_{-+} \\ \rho_{0-} & \rho_{00} & \rho_{0+} \\ \rho_{+-} & \rho_{+0} & \rho_{++} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

então, a forma matricial do Hamiltoniano fica:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar\Omega_L}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Aplicando a equação de Liouville $\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}]$ obtemos, representado de forma matricial, o seguinte sistema de equações diferenciais:

$$\dot{\rho} = \frac{i\Omega_L}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \rho_{0-} - \rho_{-0} & \rho_{00} - \rho_{--} - \rho_{-+} & \rho_{0+} - \rho_{-0} \\ \rho_{--} + \rho_{++} - \rho_{00} & \rho_{-0} + \rho_{+0} - \rho_{0-} - \rho_{0+} & \rho_{-+} + \rho_{++} - \rho_{00} \\ \rho_{0-} - \rho_{+0} & \rho_{00} - \rho_{+-} - \rho_{++} & \rho_{0+} - \rho_{+0} \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Considerando, fenomenologicamente, que as coerências ρ_{-0} e ρ_{+0} decaem com uma taxa $\gamma_{\perp}$, os termos de relaxação ficam da seguinte forma:

$$\dot{\rho}_{-0}^{rel} = -\gamma_{\perp}\rho_{-0} \quad (\text{A.7})$$

$$\dot{\rho}_{+0}^{rel} = -\gamma_{\perp}\rho_{+0} \quad (\text{A.8})$$

Assim, as equações para as coerências estão dadas por:

$$\dot{\rho}_{-0} = \frac{i\Omega_L}{\sqrt{2}}(\rho_{00} - \rho_{--} - \rho_{-+}) - \gamma_{\perp}\rho_{-0} \quad (\text{A.9})$$

$$\dot{\rho}_{+0} = \frac{i\Omega_L}{\sqrt{2}}(\rho_{00} - \rho_{+-} - \rho_{++}) - \gamma_{\perp}\rho_{+0} \quad (\text{A.10})$$

Dado que o campo magnético não faz interagir de forma direta subníveis Zeeman não adjacentes, vamos ter que $\rho_{-+} = 0$. Também podemos considerar que $\dot{\rho}_{-0} = \dot{\rho}_{+0} = 0$ devido a que as coerências atingem muito mais rápido do que as populações ao estado estacionário. Logo, as equações (A.9) e (A.10) dão lugar a:

$$\rho_{-0} = \frac{i\Omega_L}{\gamma_{\perp}\sqrt{2}}(\rho_{00} - \rho_{--}) \quad (\text{A.11})$$

$$\rho_{+0} = \frac{i\Omega_L}{\gamma_{\perp}\sqrt{2}}(\rho_{00} - \rho_{++}) \quad (\text{A.12})$$

Substituindo estas equações nas expressões para as populações, obtemos finalmente:

$$\dot{\rho}_{--} = \frac{\Omega_L^2}{\gamma_{\perp}}(\rho_{00} - \rho_{--}) \quad (\text{A.13})$$

$$\dot{\rho}_{--} = \frac{\Omega_L^2}{\gamma_{\perp}} (\rho_{--} + \rho_{++} - 2\rho_{00}) \quad (\text{A.14})$$

$$\dot{\rho}_{++} = \frac{\Omega_L^2}{\gamma_{\perp}} (\rho_{00} - \rho_{++}) \quad (\text{A.15})$$

que demonstram que é possível modelar o efeito do campo magnético, através de equações de taxa, considerando que cada subnível Zeeman transfere população para os subníveis adjacentes com uma taxa igual a $\Gamma_B = \frac{\Omega_L^2}{\gamma_{\perp}}$.