



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DEPENDÊNCIA ANGULAR DE UMA RESSONÂNCIA DE
TRANSPARÊNCIA INDUZIDA ELETROMAGNETICAMENTE:
APLICAÇÃO À VELOCIMETRIA DE ÁTOMOS FRIOS

por

Fredson Braz Matos dos Santos

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

Banca examinadora:

Prof. José Wellington Rocha Tabosa (Orientador - UFPE)

Prof. Cid Bartolomeu de Araújo (DF - UFPE)

Prof. Arturo A. Lezama Astigarraga (IF - Montevideo - UY)

Recife-PE, Brasil

Dezembro - 2005



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

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

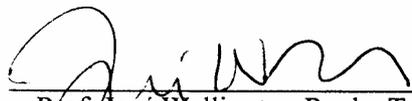
Fredson Braz Matos dos Santos

DEPENDÊNCIA ANGULAR DE UMA RESSONÂNCIA DE TRANSPARÊNCIA INDUZIDA ELETROMAGNETICAMENTE: APLICAÇÃO À VELOCIMETRIA DE ÁTOMOS FRIOS

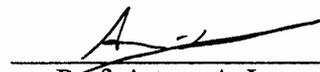
A Banca Examinadora composta pelos Professores José Wellington Rocha Tabosa (Presidente e Orientador), Cid Bartolomeu de Araújo, todos da Universidade Federal de Pernambuco e Arturo A. Lezama Astigarraga do Instituto de Física da Facultad de Ingeniería da Universidad de La República, consideram o candidato:

Aprovado com Distinção () Aprovado () Reprovado

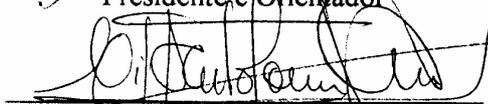
Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em doze de dezembro de 2005.



Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Presidente e Orientador



Prof. Arturo A. Lezama Astigarraga



Prof. Cid Bartolomeu de Araújo

A minha Família

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por tudo o que Ele é e por tudo o que tem feito em minha vida.
Sem Ele, nada do que foi feito se fez ...

A minha família que tem me apoiado incondicionalmente em tudo. Obrigado: Chiquinho (pai), Ângela (mãe), Júnior, Pretinha e Jaqueline (irmãos).

A minha noiva Helena, por ter sempre estado ao meu lado e me apoiado.

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

Aos colegas de laboratório: Sérgio e Hugo. Meu muito obrigado.

A todos os professores, funcionários e estudantes do Departamento de Física da UFPE que, direta ou indiretamente, colaboraram para a realização deste trabalho.

Ao povo brasileiro que, através do CNPq, tornou possível a realização deste trabalho por meio de uma bolsa de mestrado.

*Porque melhor é o conhecimento do que jóias, e de tudo o que se deseja
nada pode ser comparado a ele.*

—SALOMÃO (Pv: 8-11)

RESUMO

Neste trabalho, demonstramos como o efeito de transparência induzida eletromagneticamente pode ser aplicado à medida de temperaturas de átomos frios. O princípio da técnica reside na sensibilidade que esta ressonância apresenta com relação ao ângulo entre os feixes de luz incidentes, no limite de baixas intensidades. Este efeito resulta do deslocamento Doppler residual que surge em uma transição de dois fótons devido ao ângulo introduzido entre os feixes. O método foi demonstrado utilizando um sistema de dois níveis degenerados de átomos de Césio resfriados e aprisionados numa armadilha magneto-óptica. A partir da medida desta dependência angular, foi possível estimar a temperatura da amostra, cujo resultado está em bom acordo com medidas feitas no mesmo sistema utilizando outros métodos.

Palavras-chave: Transparência induzida eletromagneticamente, dependência angular, átomos frios, velocimetria

ABSTRACT

In this work, we have demonstrated how the effect of electromagnetically induced transparency can be applied for temperature measurements of cold atoms. The principle of the technique is based on the high sensibility of this resonance to the angle between the incident light beams, in the low intensities limit. This effect results from the residual Doppler broadening which appears in a two-photon transition due to the angle introduced between the beams. The method was demonstrated using a degenerate two-levels system of cooled and trapped Cesium atoms in a magnetical optical trap. From the measurements of the angular dependence, it was possible to estimate the temperature of the sample, and the result agree reasonably well with other measurements done on the same system using different methods.

Keywords: Electromagnetically induced transparency, angular dependence, cold atoms, velocimetry

SUMÁRIO

Capítulo 1—Introdução Geral	1
Capítulo 2—Transparência induzida eletromagneticamente	6
2.1 Estados escuros em um sistema de 3 níveis	6
2.2 EIT em um meio alargado homogeneamente	10
2.2.1 Cálculo do espectro de EIT utilizando o formalismo da matriz den-	
sidade	10
2.2.2 Interpretação de EIT no modelo do átomo vestido	19
2.2.3 Cálculo da largura de EIT	22
2.3 Efeito do Deslocamento Doppler	24
2.4 Dependência angular da largura da ressonância de EIT	29
2.5 Aplicação à velocimetria de átomos frios	32
Capítulo 3—EIT em átomos de Césio Frios: Preparação do Sistema	37
3.1 Estrutura fina e hiperfina do Césio	37
3.2 A armadilha magneto-óptica com átomos de Césio	39
3.2.1 Resfriamento e aprisionamento de átomos em uma armadilha magneto-	
óptica	40
3.2.2 Aparato experimental da armadilha	43
3.3 Preparação do sistema para a obtenção do sinal de EIT	46
3.3.1 Preparação dos átomos no nível $F=3$	46

SUMÁRIO	9
3.3.2 Estimativa da temperatura da amostra	49
3.3.3 Preparação dos lasers: Absorção saturada	51
Capítulo 4—Resultados	55
4.1 EIT em um sistema de dois níveis degenerados	55
4.2 Aparato experimental para obtenção do sinal de EIT	58
4.3 Dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle	63
4.4 Dependência angular da largura de EIT e estimativa da temperatura	68
Capítulo 5—Conclusões e Perspectivas	76
Apêndice A—Cálculo numérico da largura de EIT	79
Apêndice B—Cálculo teórico do tempo de bombeamento ótico para $F=3$	82

LISTA DE FIGURAS

2.1	Átomo de três níveis na configuração Λ . Existe um único estado excitado $ a\rangle$ e dois estados de menor energia $ b\rangle$ e $ c\rangle$ não acopláveis via dipolo elétrico.	7
2.2	Átomo de três níveis na configuração Λ interagindo com dois lasers quasi-ressonantes. A população do estado excitado $ a\rangle$ decai para os estados $ b\rangle$ e $ c\rangle$ com taxas γ_1 e γ_2 respectivamente. O decaimento entre os estados $ b\rangle$ e $ c\rangle$ é dado por γ_{bc} .	11
2.3	Parte imaginária da susceptibilidade em função da dessintonização Δ_{ab} do feixe de sinal.	17
2.4	Parte real da susceptibilidade em função da dessintonização Δ_{ab} do feixe de sinal.	18
2.5	Dependência do espectro de χ'' com a taxa de decaimento entre os estados $ b\rangle$ e $ c\rangle$. As curvas pontilhadas correspondem ao caso em que $\Omega_2 = 0$ e as curvas contínuas correspondem a $\Omega_2 = 0, 3\gamma$. Em (a), temos um forte decaimento o que limita tanto a transparência induzida quanto o bombeamento ótico γ_{bc} , em (b) o decaimento é muito pequeno o que permite uma transparência completa e um forte bombeamento ótico mesmo a baixa potência.	19
2.6	Representação de um sistema de dois níveis através dos estados vestidos. Em (a), temos os subespaços formados por níveis correspondentes separados apenas pela dessintonização $\delta_L = \omega_0 - \omega$ e em (b) temos o deslocamento Stark dos estados vestidos pertencentes a um mesmo subespaço devido ao acoplamento átomo-campo.	20

2.7	Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Em (a), temos $\Delta E = 2\hbar\Omega_2 < 2\gamma$ e os dois caminhos são indistinguíveis o que pode resultar em interferência destrutiva entre eles, temos EIT. Em (b), temos $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis. Não ocorre EIT, ocorre o Dupleto de Autler-Townes.	21
2.8	Dependência da largura de EIT com a frequência de Rabi do feixe de controle.	24
2.9	Espectros de χ'' para átomos quentes, $ku = 86\gamma$. As curvas pontilhadas são idênticas e correspondem ao espectro para $\Omega_2 = 0$ o qual tem uma largura correspondente à largura Doppler Δ_D . O valor de γ_{bc} utilizado foi $\gamma_{bc} = 0,1\gamma$	27
2.10	Estreitamento da largura de EIT devido ao deslocamento Doppler.	28
2.11	Interpretação do efeito de estreitamento da ressonância de EIT em termos dos estados vestidos. Em (b) e (c) temos o efeito do deslocamento Doppler tanto na frequência do feixe de prova quanto no deslocamento Stark entre os estados vestidos $\{ +\rangle, -\rangle\}$. Em ambos os casos, um dos estados vestidos se aproxima do estado inicial $ a\rangle$	29
2.12	Vetores de onda do feixe de sinal e de controle. Os dois vetores têm o mesmo módulo, mas fazem um ângulo θ entre si.	30
2.13	Dependência angular da largura de EIT para átomos quentes. Os parâmetros utilizados foram: $\Omega_2 = \gamma$ e $\gamma_{bc} = 0,1\gamma$	31
2.14	Espectros de χ'' para átomos quentes com dois ângulos diferentes entre os feixes de controle e de sinal. Para $\theta = 10$ mrad, a largura de EIT é bem maior do que a largura para $\theta = 0$. Além disso, o sinal decai em amplitude com o aumento do ângulo.	32
2.15	Dependência angular da largura de EIT para átomos frios. São mostrados quatro gráficos Γ_{EIT} vs θ para diferentes valores da temperatura. A inclinação das curvas na região linear aumenta com a temperatura.	33

2.16	Inclinação da curva de dependência angular em função do deslocamento Doppler mais provável ku . Um ajuste linear fornece uma expressão $d\Gamma_{EIT}/d\theta \approx 0,245ku$	34
2.17	Dependência das curvas de dependência angular com γ_{bc} . As curvas para $\gamma_{bc} = 10^{-5}\gamma$, $10^{-4}\gamma$ e $10^{-3}\gamma$ praticamente coincidem, mas para $\gamma_{bc} = 10^{-2}\gamma$ alguma dependência já passa a ser verificada.	35
2.18	Dependência da inclinação das curvas de dependência angular com a frequência de Rabi do feixe de controle. Os resultados mostram que a inclinação são relativamente estável para frequências de Rabi baixas, mas passa a depender de Ω_2 para valores maiores.	36
3.1	Linha D2 do Césio.	39
3.2	Redução da velocidade de um átomo utilizando laser. Os dois feixes contra-propagantes são sintonizados numa frequência ω um pouco abaixo da ressonância. Devido ao deslocamento Doppler, diferente para cada um dos feixes, o átomo absorve mais o feixe que se propaga na direção contrária ao seu movimento.	41
3.3	Aprisionamento de átomos utilizando um campo magnético inhomogêneo. Para átomos que estão à esquerda da origem, temos $\delta^+ < \delta$ e $\delta^- > \delta$ o que resulta em uma absorção maior do feixe com polarização σ^+ que se propaga para a direita, do que do feixe com polarização σ^- , que se propaga para a esquerda. Esse deslocamento dos subníveis Zeeman tem como resultado uma força dependente da posição que aponta sempre para a origem e é utilizada para confinar os átomos.	42

- 3.4 Linha D2 do Césio com os feixes armadilha e de rebombeamento na configuração da MOT. O feixe armadilha é sintonizado próximo à transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ com uma dessintonização em torno de 12 MHz, enquanto o laser de rebombeamento pode ser sintonizado, por exemplo, na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$. As linhas pontilhadas representam decaimentos por emissão espontânea que fazem com que os átomos abandonem o ciclo de absorção e retornem com o auxílio do laser de rebombeamento. 44
- 3.5 Aparato experimental básico da MOT com Césio. O laser armadilha com as polarizações circulares adequadas resfria e aprisiona os átomos. Em (a), temos uma visão lateral da célula contendo vapor de Césio e o feixes armadilha na direção Z e as bobinas que forma o gradiente de campo magnético. Os dois feixes na direção passam, ainda, por duas lentes L1 e L2, as quais focalizam o feixe sobre a armadilha. Em (b), temos uma vista de cima da célula onde são mostrados somente os feixes nas direções X e Y. 45
- 3.6 Aparato experimental para a medida do tempo de bombeamento ótico para o nível $F = 3$ em (a). O laser de rebombeamento é bloqueado com o auxílio de um "chopper" enquanto a absorção de um feixe sonda pelos átomos armadilhados é medida. Em (b), temos a linha D2 do Césio com o laser armadilha e o laser sonda sintonizados na mesma freqüência. . . . 48
- 3.7 Absorção do feixe sonda. 49
- 3.8 Efeito da expansão da nuvem atômica entre os instantes t_A e t_D . Em (a), o sistema de dois níveis utilizado para estimar a temperatura da amostra. Em (b), a expansão da nuvem atômica é mostrada. I_0 é a intensidade do feixe sonda antes de atingir a armadilha. 50
- 3.9 Experimento de absorção saturada com vapor de Césio. Um feixe de laser proveniente de um laser de diodo com cavidade externa é dividido em duas partes, as quais incidem sobre uma célula contendo vapor de Césio à temperatura ambiente. O feixe fraco é detetado por um foto-detetor e o sinal é enviado para um osciloscópio. 53

- 3.10 Espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$.
As setas indicam os "dips" referentes às ressonâncias e aos "cross-overs". 53
- 4.1 Transições acopladas pelos feixes de controle e de sinal quando se utilizam polarizações circulares e opostas para os dois feixes. O feixe de controle tem polarização σ^- e, portanto, excita somente transições com $\Delta m = -1$ enquanto que o feixe de sinal que tem polarização σ^+ excita transições com $\Delta m = +1$. O feixe de controle bombeia os átomos para os subníveis Zeeman $m_F = -3$ e $m_F = -2$ e o sistema se aproxima de um sistema constituído de dois sistemas de 3 níveis na configuração Λ acoplados. Essa é a *configuração 1*. 56
- 4.2 Transições acopladas pelos feixes de controle e de sinal quando se utiliza polarização π para o feixe de controle. O feixe de controle excita somente transições com $\Delta m = 0$ enquanto que o feixe de sinal que tem componentes de polarização σ^+ e σ^- excita transições com $\Delta m = \pm 1$. O feixe de controle bombeia os átomos para os níveis $m_F = \pm 3$ e o sistema se aproxima de dois sistemas de três níveis na configuração Λ . Essa é a *configuração 2*. . 57
- 4.3 Aparato experimental para obtenção do sinal de EIT. Enquanto o laser de rebombeamento é bloqueado pelo "chopper", a frequência do feixe de sinal é varrida em torno da ressonância $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Após passar pela MOT, o feixe de sinal é detectado e o sinal é enviado para um osciloscópio. 58
- 4.4 Sistema de moduladores acústico-ópticos (MAO's) utilizado para modular a frequência do feixe de sinal. O feixe passa por um primeiro MAO que desloca a frequência de 200 MHz. O feixe, então faz uma dupla passagem por um segundo MAO o qual é submetido a uma tensão variável com a forma de onda triangular promovendo um deslocamento $-\delta(t)$ na frequência também com a forma de onda triangular. 60
- 4.5 Modulação da frequência do feixe de sinal e do quadrupolo magnético. O sinal de "trigger" é fornecido pelo "chopper". Acima, detalhe da roda dentada utilizada no "chopper". 60

4.6	Espectro de absorção do feixe de controle para o caso de polarizações circulares e opostas dos feixes. A curva pontilhada é obtida com o feixe de controle bloqueado e corresponde à curva de absorção linear. A transparência obtida é de 87 %, aproximadamente, e largura de EIT é de 0,78 MHz.	62
4.7	Espectros de absorção para diferentes configurações de polarização. A curva contínua é obtida com uso de polarizações circulares e opostas enquanto a curva pontilhada refere-se a uma configuração onde os dois feixes têm polarização σ^-	62
4.8	Configuração dos feixes para obtenção do espectro de EIT para a <i>configuração 1</i>	63
4.9	Espectros de absorção do feixe de sinal para diferentes potências do feixe de controle. Com o aumento da potência do feixe de controle, ocorre um alargamento da ressonância de EIT, além de um aumento da transparência obtida.	64
4.10	Dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle para a <i>configuração 1</i> . A largura medida corresponde a uma média das larguras de três espectros diferentes obtidos nas mesmas condições. O erro cometido nas medidas são devidos, principalmente, às assimetrias nas curvas e às flutuações estatísticas nos resultados das três medidas.	65
4.11	Configuração dos feixes para obtenção do espectro de EIT para a <i>configuração 2</i>	66
4.12	Espectros de absorção do feixe de sinal para diferentes potências do feixe de controle. Com o aumento da potência do feixe de controle, ocorre um alargamento da ressonância de EIT, além de um aumento da transparência obtida.	67

- 4.13 Dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle para a *configuração 2*. A largura medida corresponde a uma média das larguras de três espectros diferentes obtidos nas mesmas condições. O erro cometido nas medidas são devidos, principalmente, às assimetrias nas curvas e às flutuações estatísticas nos resultados das três medidas. 68
- 4.14 Espectros de absorção do feixe de sinal obtidos para três ângulos diferentes: $\theta = 262$ mrad na curva (a); $\theta = 138$ mrad na curva (b) e $\theta = 8$ mrad na curva (c). O sinal apresenta um alargamento com o aumento do ângulo entre os feixes. É utilizada a *configuração 2* 69
- 4.15 Dependência angular da largura de EIT para a *configuração 2*. Em (a) temos os dados experimentais e a curva teórica baseada no modelo de três níveis para uma temperatura $T = 2,0$ mK. Essa temperatura é obtida utilizando a curva teórica $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{T} para uma frequência de Rabi $\Omega_2 = 0,17\gamma$ conforme mostrado em (b). A inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ experimental é $(0,8 \pm 0,1)$ MHz/rad, o que fornece diretamente a temperatura $T = (2,0 \pm 0,5)$ mK. 70
- 4.16 Espectros de absorção do feixe de sinal obtidos para três ângulos diferentes: $\theta = 262$ mrad na curva (a); $\theta = 138$ mrad na curva (b) e $\theta = 8$ mrad na curva (c). O sinal apresenta um alargamento com o aumento do ângulo entre os feixes. É utilizada a *configuração 1* 72
- 4.17 Dependência angular da largura de EIT para o caso em que os feixes têm polarizações circulares e opostas. Em (a) temos os dados experimentais e a curva teórica baseada no modelo de três níveis para $T = 0,8$ mK. Essa temperatura é obtida utilizando a curva teórica $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{T} para uma frequência de Rabi $\Omega_2 = 0,19\gamma$. A inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ experimental é $(0,47 \pm 0,09)$ MHz/rad, o que fornece diretamente a temperatura $T = (0,8 \pm 0,3)$ mK conforme mostra a parte (b) da Figura. 73
- A.1 Diagrama de blocos do programa principal que calcula a largura de EIT para ângulos diferentes 80

- B.1 Sistema de 3 níveis que modela o bombeamento ótico para $F = 3$. Os níveis $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ representam, respectivamente, os níveis $F' = 4$, $F = 3$ e $F = 4$ 82
- B.2 Dependência do tempo de bombeamento ótico τ com a potência total do laser armadilha. O resultado teórico concorda qualitativamente com os resultados experimentais 84

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO GERAL

O estudo da interação de sistemas de 3 níveis com dois campos de radiação quasi-ressonantes [1] cresceu em importância devido ao surgimento de diversos efeitos relacionados à coerência e interferência quântica. Esses efeitos podem alterar a resposta ótica dos meios atômicos ao campo externo de tal forma que efeitos óticos lineares e não-lineares podem ser fortemente modificados. Um desses efeitos, denominado CPT [2], observado pela primeira vez por Alzetta e co-autores [3], surge do fato de existir uma superposição coerente dos estados atômicos para a qual o átomo não absorve o campo de radiação. Esse estado é denominado *estado escuro*. A partir de então, diversos estudos teóricos relacionados à ressonâncias escuras foram feitos [4, 5]. O efeito de CPT está por trás do efeito conhecido como transparência induzida eletromagneticamente ou EIT [6] (do inglês Electromagnetically Induced Transparency) inicialmente observado por Boller e co-autores [7], onde um meio inicialmente opaco pode se tornar completamente transparente a um campo de radiação devido à interação do sistema com um outro feixe mais forte. Um fato importante relacionado a este efeito é que, na mesma região espectral, onde ocorre o cancelamento da absorção devido à interferência destrutiva entre os diversos canais de absorção, pode ocorrer interferência construtiva nas susceptibilidades de ordem superior. Dessa forma, efeitos óticos não-lineares podem ser aumentados em ordem de magnitude [8, 6].

O efeito de EIT tem sido observado em diversos sistemas, os quais se diferenciam, basicamente, pelos mecanismos de alargamento presentes. Como o efeito de EIT é produto da coerência entre os níveis atômicos induzida pelo campo de radiação, a taxa de decaimento dessas coerências é de fundamental importância. Em particular, o efeito de EIT tem sido observado em sistemas com alargamento inhomogêneo como vapores atômicos

à temperatura ambiente [9, 10] e sólidos [11, 12]. Em vapores atômicos a temperatura ambiente, o alargamento inhomogêneo é devido ao deslocamento Doppler, enquanto que em materiais sólidos, é devido à inhomogeneidade dos campos cristalinos ao longo da rede. A observação de EIT em meios alargados homoganeamente foi feita, inicialmente, em meios alargados por colisões [13]. Outros sistemas físicos que se aproximam bastante de sistemas alargado homoganeamente são amostras atômicas frias ou ultra-frias [14, 15, 16], onde é possível obter larguras de EIT extremamente estreitas.

Além das aplicações no estudo de processos óticos não-lineares, EIT tem sido usado em espectroscopia de alta resolução e magnetometria de alta precisão, baseadas em ressonâncias estreitas de EIT, capazes de detetar mudanças de campo magnético da ordem de picotesla [17]. Destacamos, também, as recentes aplicações na redução de velocidade de grupo de um pulso de luz [15, 18, 19] e armazenamento de luz em um meio atômico [16, 20]. Para se reduzir a velocidade de grupo de um pulso de luz, utiliza-se o fato de que na região de transparência, o meio atômico sob condição de EIT apresenta uma forte dispersão, o que torna a velocidade de grupo de um pulso de luz que se propaga em tal meio extremamente pequena. Experimentos envolvendo luz lenta e armazenamento de luz têm dado importantes contribuições para a ciência da informação quântica [21].

Na maioria das aplicações, a largura da ressonância de EIT é extremamente importante. Este fato tem motivado o surgimento de diversos trabalhos envolvendo o estudo teórico [22, 23, 12] e experimental [24, 25, 26, 27, 28] da largura da ressonância de EIT. Grande parte destes trabalhos referem-se ao estudo da dependência da largura de EIT com a potência dos feixes utilizados. No limite de potências baixas, o papel da taxa de decaimento de coerência entre os níveis de menor energia é extremamente importante. Em vapores atômicos, a descoerência entre os níveis de menor energia é determinada, principalmente, pelo tempo de trânsito dos átomos pela região de interação e pode atingir valores muito pequenos em vapores atômicos frios ou ultra-frios, tornando possível a obtenção de ressonâncias bastante estreitas. Já em sólidos, como a descoerência, em geral, é mais alta, as potências necessárias para se observar o efeito são muito altas, o que torna as larguras de EIT bem maiores. Dentre os trabalhos citados, aquele desenvolvido

por Carvalho e co-autores [28] é relevante para este trabalho. Neste trabalho foi observada a dependência da largura de EIT com o ângulo entre os feixes em vapores atômicos além de uma análise numérica do efeito em amostras frias ou ultra-frias.

O efeito de dependência angular da largura de EIT é devido ao deslocamento Doppler residual o qual gera um alargamento na ressonância de dois fótons entre os níveis de menor energia. Na maioria dos experimentos de EIT, os dois feixes utilizados são co-propagantes, além de terem os comprimentos de onda muito próximos, o que torna o deslocamento Doppler residual desprezível. No entanto, a presença de um ângulo entre os feixes pode alterar significativamente, tanto a transparência obtida, quanto a largura do sinal. Esse efeito é bastante acentuado em vapores atômicos a temperatura ambiente, conforme foi verificado em vapor atômico de Césio [28]. No entanto, do nosso conhecimento, nenhum trabalho experimental sobre a dependência angular da largura de EIT em átomos frios foi realizado. Este estudo é importante pois, além de apresentar mais um parâmetro de controle da largura de EIT, os resultados podem ser utilizados, conforme sugerido em [28] e demonstrado neste trabalho, para medir a temperatura de uma amostra de átomos frios.

Atualmente, a técnica mais precisa para se medir a temperatura de uma amostra de átomos frios é a técnica de tempo de voo [29]. Após o laser que forma a armadilha ser desligado, a nuvem atômica começa a se expandir enquanto cai sob efeito da gravidade. A distribuição de velocidades da amostra é obtida a partir de uma medida direta da distribuição dos tempos de chegada dos átomos à região por onde passa um outro feixe. Apesar de bastante precisa, esta técnica tem a desvantagem de ser uma técnica destrutiva, já que a armadilha precisa ser desligada para que as medidas possam ser feitas. Além disso, a técnica é muito sensível à distribuição espacial inicial da nuvem atômica a qual não é conhecida com acurácia na maior parte dos casos. Existem outras propostas de se realizar a medida da temperatura as quais apresentam algumas vantagens em configurações experimentais específicas [45, 30]. Neste trabalho, apresentamos e aplicamos uma nova técnica que permite medir a temperatura de uma amostra de átomos frios. A técnica é baseada na grande dependência que a largura de EIT apresenta em relação ao

ângulo entre os feixes no limite de baixas intensidades.

Este trabalho é dividido em 5 capítulos. No capítulo 2, apresentamos a descrição teórica do efeito de EIT, onde destacamos alguns aspectos relevantes para o nosso trabalho. A descrição teórica é toda feita em um sistema de três níveis na configuração Λ interagindo com dois feixes laser quasi-ressonantes, um feixe forte denominado *feixe de controle* e um feixe fraco denominado *feixe de sinal* do qual se quer estudar o espectro de absorção. O cálculo do espectro de absorção do feixe de sinal é feito utilizando o formalismo da matriz densidade, onde os campos são tratados classicamente. Os resultados mostram uma redução na absorção do feixe de sinal na ressonância com a transição atômica o que caracteriza o efeito de EIT. Os resultados são interpretados à luz do efeito de CPT e, também, através de processo de interferência quântica devido ao deslocamento Stark dos estados vestidos. Inicialmente, os cálculos são feitos considerando somente mecanismos de alargamento homogêneo. Em seguida, consideramos o efeito do deslocamento Doppler sobre o espectro de EIT. Ao longo do capítulo, são apresentados alguns resultados obtidos numericamente, onde é feita uma análise do comportamento da largura de EIT com parâmetros importantes que caracterizam o efeito como a taxa de decaimento de coerência entre os níveis de menor energia, a frequência de Rabi do feixe de controle e o deslocamento Doppler. Nossa análise teórica é finalizada com o estudo numérico da dependência da largura da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes de sinal e de controle, onde apresentamos um método para velocimetria de átomos frios utilizando esse efeito de dependência angular.

O capítulo 3 é dividido em duas partes principais. Primeiramente, apresentamos o aparato experimental básico da armadilha magneto-óptica utilizada em nossos experimentos, onde destacamos a interação dos feixes armadilha e de rebombeamento com os níveis da estrutura hiperfina do Césio envolvidos no processo. Em seguida, apresentamos a etapa preparatória da amostra de átomos frios utilizada e dos lasers para obtenção do sinal de EIT.

O capítulo 4 é dedicado à apresentação dos principais resultados deste trabalho. Inicialmente, estudamos a dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle.

Em seguida, apresentamos os resultados obtidos a partir das medidas da largura de EIT para diferentes ângulos entre os feixes. Os resultados confirmam a dependência angular da largura de EIT e foram utilizados para estimar a temperatura da amostra de átomos frios de Césio utilizada nos experimentos. Estas medidas de temperatura concordam com outros resultados obtidos com a mesma armadilha utilizando outro método completamente diferente [30] . Concluimos, no capítulo 5, discutindo alguns aspectos gerais e perspectivas acerca do nosso trabalho.

TRANSPARÊNCIA INDUZIDA ELETROMAGNETICAMENTE

Efeitos de interferência quântica podem alterar fortemente a resposta de um sistema atômico a um campo eletromagnético externo. Em particular, uma transição atômica, inicialmente opaca, pode se tornar completamente transparente a um campo de radiação devido a efeitos de interferência quântica entre os diversos caminhos nos quais um átomo pode ser excitado. Este efeito, conhecido como transparência induzida eletromagneticamente (EIT) é observado na interação de um átomo de 3 níveis com dois campos externos. Este é o tema principal desse capítulo. Inicialmente, é apresentado um modelo teórico que descreve a interação de dois campos de radiação com um sistema de 3 níveis na configuração Λ . Em seguida é apresentado um cálculo do espectro de EIT para um meio homogeneamente alargado e, também para um meio alargado inhomogeneamente devido a deslocamento Doppler, onde é feita uma análise analítica e numérica da dependência da largura de EIT com diversos parâmetros que caracterizam o fenômeno. Em seguida, estudamos o efeito do arranjo geométrico dos feixes sobre a largura da ressonância de EIT. Apresentamos um método para estimativa da temperatura de um amostra de átomos frios baseado nesse efeito de dependência angular.

2.1 ESTADOS ESCUROS EM UM SISTEMA DE 3 NÍVEIS

Nesta seção, apresentamos um modelo teórico que descreve a interação entre um átomo de 3 níveis e dois feixes monocromáticos quasi-ressonantes. O sistema de 3 níveis descrito aqui corresponde à chamada configuração Λ e está ilustrado na Figura 2.1. Nesta configuração, temos um estado excitado $|a\rangle$ e dois estados de menor energia $|b\rangle$ e $|c\rangle$. Os

três estados têm paridades bem definidas, sendo que os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ têm a mesma paridade. De acordo com as regras de seleção, os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não podem ser acoplados via interação de dipolo elétrico.

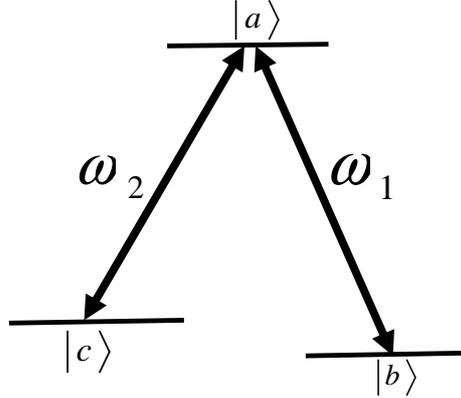


Figura 2.1. Átomo de três níveis na configuração Λ . Existe um único estado excitado $|a\rangle$ e dois estados de menor energia $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não acopláveis via dipolo elétrico.

Os dois feixes que interagem com o átomo também estão representados na Figura 2.1. O feixe de frequência ω_1 e fase ϕ_1 acopla somente com a transição $a \leftrightarrow b$, enquanto que o feixe de frequência ω_2 e fase ϕ_2 acopla somente com a transição $a \leftrightarrow c$. Essa condição pode ser garantida se os feixes forem quasi-ressonantes com as respectivas transições. No caso de os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ pertencerem ao mesmo nível de energia (nível degenerado), é necessário manipular as polarizações dos feixes com o objetivo de explorar as regras de seleção. Os comprimentos de onda dos campos incidentes são muito grandes comparadas às dimensões atômicas, de forma que a aproximação de dipolo elétrico é válida.

O Hamiltoniano de interação pode, então, ser escrito na seguinte forma:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & -d_{ab} (|b\rangle\langle a| + |a\rangle\langle b|) E_{01} \cos(\omega_1 t + \phi_1) \\ & -d_{ac} (|a\rangle\langle c| + |c\rangle\langle a|) E_{02} \cos(\omega_2 t + \phi_2), \end{aligned} \quad (2.1)$$

onde $d_{ab} = -e\langle a|\hat{x}_1|b\rangle$ e $d_{ac} = -e\langle a|\hat{x}_2|c\rangle$ são os elementos de matriz do operador de dipolo elétrico, onde \hat{x}_i é o operador deslocamento na direção do campo incidente. As fases dos auto-estados atômicos foram escolhidas de tal forma que d_{ab} e d_{ac} fossem reais, ou seja, $d_{ab} = d_{ab}^* = d_{ba}$, o mesmo valendo para d_{ac} .

Os operadores $|b\rangle\langle a|$ e $|c\rangle\langle a|$ tem uma evolução livre definida pelos fatores $e^{-i\omega_{ab}t}$ e $e^{-i\omega_{ac}t}$ respectivamente, onde ω_{ab} e ω_{ac} são as frequências de ressonâncias das respectivas transições. Existem, portanto, alguns termos na expressão 2.1 que possuem fatores do tipo $e^{\pm i(\omega_1 + \omega_{ab})t}$ e $e^{\pm i(\omega_1 + \omega_{ac})t}$. Esses termos oscilam muito rapidamente e podem ser desprezados em intervalos de detecção grandes comparados aos períodos ópticos. Essa eliminação das oscilações rápidas é conhecida como *aproximação de onda girante* [36]. Desprezando todos esses termos e mantendo somente os termos que oscilam nas frequências $|\omega_1 - \omega_{ab}|$ e $|\omega_2 - \omega_{ac}|$, obtemos:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{d_{ab}E_{01}}{2}|b\rangle\langle a|e^{i(\omega_1 t + \phi_1)} - \frac{d_{ac}E_{02}}{2}|c\rangle\langle a|e^{i(\omega_2 t + \phi_2)} + H.c \quad (2.2)$$

onde H.c é o conjugado hermitiano.

O hamiltoniano total do sistema é dado por $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$, onde \hat{H}_0 é o hamiltoniano do átomo livre (na ausência de campos incidentes) e é escrito na forma: $\hat{H}_0 = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c|c\rangle\langle c|$.

Com o hamiltoniano total do sistema conhecido, o próximo passo é estudar a evolução temporal do sistema de 3 níveis descrita por esse hamiltoniano. Consideramos que o sistema é preparado em $t = 0$ como uma superposição coerente dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, de modo que num instante t , temos:

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)e^{-i\omega_a t}|a\rangle + b(t)e^{-i\omega_b t}|b\rangle + c(t)e^{-i\omega_c t}|c\rangle \quad (2.3)$$

A evolução temporal é descrita pela equação de Schrödinger dependente do tempo: $i\hbar \frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = (\hat{H}_0 + \hat{H}_{int})|\Psi(t)\rangle$ a qual fornece as seguintes equações:

$$\dot{a} = i\Omega_1 b(t)e^{-i\phi_1} + i\Omega_2 c(t)e^{-i\phi_2} \quad (2.4)$$

$$\dot{b} = i\Omega_1 a(t)e^{i\phi_1} \quad (2.5)$$

$$\dot{c} = i\Omega_2 a(t)e^{i\phi_2}, \quad (2.6)$$

onde $\Omega_1 = (d_{ab}E_{01}) / (2\hbar)$ e $\Omega_2 = (d_{ac}E_{01}) / (2\hbar)$ são as frequências de Rabi dos dois feixes que interagem com o átomo de 3 níveis. Consideramos, nestas expressões que os campos estão ressonantes com as transições, ou seja, $\omega_1 = \omega_a - \omega_b$ e $\omega_2 = \omega_a - \omega_c$.

Existe um determinado estado que é uma superposição coerente apenas dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ no qual o átomo não absorve o campo de radiação. Esse estado é transparente ao campo de radiação e, por esse motivo, é denominado *Estado Escuro*. O efeito de aprisionamento do átomo nesse estado é conhecido como *Aprisionamento Coerente de População CPT* (do Inglês Coherent Population Trapping) [2].

Para encontrarmos uma expressão para este estado, basta encontrarmos uma solução das equações 2.4-2.6 tal que $\dot{a} = 0$. Assim, em qualquer instante de tempo, teremos $a(t) = 0$ e $\dot{b} = \dot{c} = 0$. Esta condição é satisfeita para $b(t) = \Omega_2 e^{-i\phi_2}$ e $c(t) = -\Omega_1 e^{-i\phi_1}$. O estado escuro têm, portanto, a seguinte forma geral:

$$|NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} [\Omega_2 e^{-i\phi_2} e^{-i\omega_b t} |b\rangle - \Omega_1 e^{-i\phi_1} e^{-i\omega_c t} |c\rangle], \quad (2.7)$$

onde "NC" significa "no coupling", significando que o estado escuro $|NC\rangle$ não é acoplado ao estado excitado através do hamiltoniano de interação. Fisicamente, o elemento de matriz $\langle NC | \hat{H}_{int} | a \rangle$ corresponde à amplitude de probabilidade de que um átomo inicialmente no estado escuro seja excitado. Essa amplitude de probabilidade é constituída de duas partes correspondentes às amplitudes de probabilidade de que o átomo seja excitado por cada um dos dois caminhos: por meio da transição $a \leftrightarrow b$ ou por meio da transição $a \leftrightarrow c$. A amplitude de probabilidade de que o átomo seja excitado é proporcional a $|\langle NC | \hat{H}_{int} | a \rangle|^2$ e possui, portanto, um termo de interferência entre os dois caminhos que, no caso do estado escuro, é destrutiva. Dessa maneira, temos que o efeito de CPT é resultado de efeitos de interferência quântica.

Um aspecto importante do CPT é que ele pode ocorrer mesmo quando o átomo não tenha sido preparado inicialmente no estado escuro. O átomo pode ser bombeado para esse estado através da ação combinada dos dois campos. Uma vez no estado escuro, o átomo permanece aprisionado nesse estado.

Em sistemas atômicos reais onde existe decaimento de coerência entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, o átomo não permanece para sempre aprisionado no estado escuro, uma vez que, devido ao decaimento de coerência entre esses estados, o estado escuro é "destruído" com o tempo.

2.2 EIT EM UM MEIO ALARGADO HOMOGENEAMENTE

Nesta seção, é apresentado um tratamento analítico da interação de um átomo de 3 níveis com dois feixes de maneira mais geral do que o tratamento apresentado na seção anterior. Nesta análise, introduzimos os efeitos do decaimento de população e coerência entre os níveis. Esse decaimento dá origem a uma largura espectral finita da resposta do sistema atômico aos campos eletromagnéticos externos. O cálculo dos espectros de absorção e dispersão do feixe de sinal é feito utilizando o formalismo da matriz densidade e os resultados obtidos são utilizados para se obter uma expressão analítica para a largura de EIT. Os resultados são interpretados através do efeito de CPT e, também, por meio de processo de interferência quântica devido ao deslocamento Stark dos estados vestidos.

2.2.1 Cálculo do espectro de EIT utilizando o formalismo da matriz densidade

Estamos interessados nos espectros de absorção e dispersão de um feixe fraco denominado *feixe de sinal* na presença de um outro feixe denominado *feixe de controle* os quais interagem com o sistema atômico de 3 níveis conforme mostrado na Figura 2.2. Considera-se, para tanto, que o sistema atômico é alargado homogeneamente ¹. Considera-se, também, que o sistema é fechado de forma que a população total é conservada.

O feixe de sinal acopla com a transição $a \leftrightarrow b$, enquanto o feixe de controle acopla com a transição $a \leftrightarrow c$. Os dois campos têm características similares àqueles apresentados na seção anterior, de forma que o hamiltoniano na aproximação de dipolo elétrico e na aproximação de onda girante é dado por:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{d_{ab}E_{01}}{2}|b\rangle\langle a|e^{i(\omega_1 t + \phi_1)} - \frac{d_{ac}E_{02}}{2}|c\rangle\langle a|e^{i(\omega_2 t + \phi_2)} + H.c, \quad (2.8)$$

A única diferença é que, agora, a frequência do feixe de sinal não coincide com a

¹O alargamento é dito homogêneo quando os átomos são indistinguíveis e têm a mesma energia de transição. Diferentemente, no alargamento inhomogêneo, os átomos são distinguíveis e possuem frequências de transição diferentes [32].

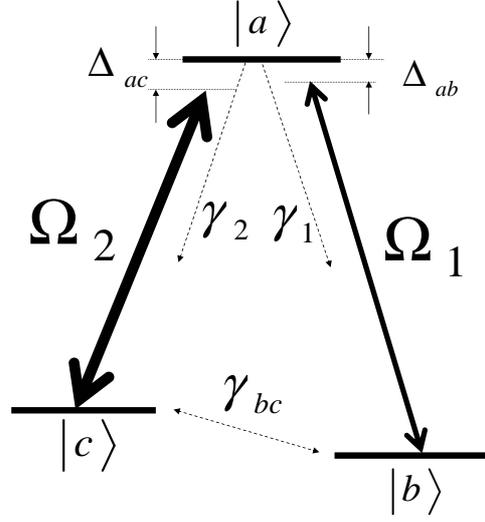


Figura 2.2. Átomo de três níveis na configuração Λ interagindo com dois lasers quasi-ressonantes. A população do estado excitado $|a\rangle$ decai para os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ com taxas γ_1 e γ_2 respectivamente. O decaimento entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ é dado por γ_{bc} .

freqüência de ressonância da transição. De fato, o interesse é estudar o comportamento da susceptibilidade linear induzida por esse feixe em função de sua freqüência. Nesta análise dos espectros de absorção e dispersão do feixe de sinal, a freqüência do feixe de controle é mantida fixa e, a princípio, não ressonante com a transição.

O estado do sistema atômico é descrito pelo formalismo da matriz densidade [33] e a evolução temporal dos elementos da matriz densidade é descrita pela equação de Liouville:

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

onde $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ é o hamiltoniano total do sistema. Na equação 2.9, ainda não estão presentes os termos relacionados ao decaimento dos níveis. Isso é feito mais adiante. Substituindo o hamiltoniano total na equação de Liouville, obtemos as seguintes expressões:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} = & i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ba} + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ca} \\ & - i\Omega_1 e^{+i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ab} - i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ac} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = i\Omega_1 e^{+i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ab} - i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ba} \quad (2.11)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ac} - i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ca} \quad (2.12)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -i\omega_{ab} \rho_{ab} + i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} (\rho_{bb} - \rho_{aa}) + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{cb} \quad (2.13)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -i\omega_{ac} \rho_{ac} + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} (\rho_{cc} - \rho_{aa}) + i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{bc} \quad (2.14)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -i\omega_{cb} \rho_{cb} - i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ca} + i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ab}, \quad (2.15)$$

onde $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$, $\omega_{ac} = \omega_a - \omega_c$ e $\omega_{cb} = \omega_c - \omega_b = \omega_{ab} - \omega_{ac}$

A inclusão dos termos referentes aos processos de decaimento de população e coerência é feita de maneira fenomenológica [31]. A equação de Liouville corrigida tem a seguinte forma:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \} + \hat{B}, \quad (2.16)$$

onde $\hat{\Lambda}$ descreve o decaimento de população e de coerência entre os níveis. $\hat{\Lambda}$ é representada matricialmente na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ por:

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_2 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{bc} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{bc} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Neste modelo, γ_1 é a taxa de decaimento de população do nível $|a\rangle$ para o nível $|b\rangle$. A taxa de decaimento de população do nível $|a\rangle$ para o nível $|c\rangle$ é dada por γ_2 . A taxa de transferência de população entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ é igual e identificada, aqui, por γ_{bc} . A hipótese de que existe transferência de população entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, proposta por Javan e co-autores [23] é pouco realista quando se trata de perda ou ganho de população devidos ao tempo de trânsito dos átomos através da região de interação. No entanto, uma comparação direta entre os resultados obtidos a partir deste modelo e os resultados obtidos a partir de um modelo mais adequado mostra que os resultados são equivalentes no que se refere ao efeito de EIT. Uma comparação entre os dois modelos pode ser encontrada na referência [34].

O operador \hat{B} descreve o aumento de população de cada nível devido ao decaimento de outro nível. A representação matricial de \hat{B} na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ é dada, então, por:

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_1 \rho_{aa} + \gamma_{bc} \rho_{cc} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_2 \rho_{aa} + \gamma_{bc} \rho_{bb} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Com estas correções, as equações que descrevem a evolução temporal dos elementos da matriz densidade são, então, reescritas na forma:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} &= i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ba} + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ca} \\ &\quad - i\Omega_1 e^{+i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ab} - i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ac} \\ &\quad - 2\gamma \rho_{aa} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{bb} &= i\Omega_1 e^{+i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ab} - i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ba} \\ &\quad + \gamma_1 \rho_{aa} + \gamma_{bc} \rho_{cc} - \gamma_{bc} \rho_{bb} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{cc} &= i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ac} - i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ca} \\ &\quad + \gamma_2 \rho_{aa} + \gamma_{bc} \rho_{bb} - \gamma_{bc} \rho_{cc} \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ab} &= -i\omega_{ab} \rho_{ab} + i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} (\rho_{bb} - \rho_{aa}) + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{cb} \\ &\quad - \left(\gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} \right) \rho_{ab} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ac} &= -i\omega_{ac} \rho_{ac} + i\Omega_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} (\rho_{cc} - \rho_{aa}) + i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{bc} \\ &\quad - \left(\gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} \right) \rho_{ac} \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{cb} &= -i\omega_{cb} \rho_{cb} - i\Omega_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \rho_{ca} + i\Omega_2 e^{+i(\omega_2 t + \phi_2)} \rho_{ab} \\ &\quad - \gamma_{bc} \rho_{cb}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2) / 2$ é a meia largura natural do nível excitado $|a\rangle$ devido ao decaimento para os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$.

Ao interagir com o átomo, um campo eletromagnético induz um momento de dipolo elétrico que, no estado estacionário, oscila na frequência ótica desse campo. O momento de dipolo elétrico induzido está relacionado com a coerência induzida na transição acoplada pelo campo externo. Dessa forma, podemos utilizar a seguinte aproximação conhecida como *aproximação de variáveis lentas*:

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} \quad (2.25)$$

$$\rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} \quad (2.26)$$

$$\rho_{cb} = \sigma_{cb} e^{-i[(\omega_1 - \omega_2)t + (\phi_1 - \phi_2)]} \quad (2.27)$$

Nesta aproximação, σ_{ab} , σ_{ac} e σ_{cb} são funções complexas que variam lentamente no tempo. Utilizando, portanto, essa aproximação, e reescrevendo as equações da evolução temporal em termos das novas variáveis, obtemos as seguintes expressões:

$$\dot{\sigma}_{aa} = i\Omega_1 (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + i\Omega_2 (\sigma_{ca} - \sigma_{ac}) - 2\gamma\sigma_{aa} \quad (2.28)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = -i\Omega_1 (\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \gamma_1\sigma_{aa} + \gamma_{bc}\sigma_{cc} - \gamma_{bc}\sigma_{bb} \quad (2.29)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = i\Omega_2 (\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) + \gamma_2\sigma_{aa} + \gamma_{bc}\sigma_{bb} - \gamma_{bc}\sigma_{cc} \quad (2.30)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\left(\gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} + i\Delta_{ab}\right)\sigma_{ab} + i\Omega_1 (\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + i\Omega_2\sigma_{cb} \quad (2.31)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\left(\gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} + i\Delta_{ac}\right)\sigma_{ac} + i\Omega_2 (\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) + i\Omega_1\sigma_{bc} \quad (2.32)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -(\gamma_{bc} + i\Delta_{cb})\sigma_{cb} - i\Omega_1\sigma_{ca} + i\Omega_2\sigma_{ab} \quad (2.33)$$

A essas equações deve ser acrescentado também a igualdade $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1$ a qual expressa a hipótese de que o sistema é fechado.

De acordo com o formalismo da matriz densidade, o valor esperado do operador momento de dipolo elétrico é dado por $\langle \hat{d} \rangle = Tr [\hat{\rho} \hat{d}]$. Dessa forma, a polarização macroscópica induzida em meio constituído de N átomos por unidade de volume é dada por:

$$P = N \langle \hat{d} \rangle = N (d_{ab}\rho_{ab} + d_{ac}\rho_{ac}) + c.c., \quad (2.34)$$

onde c.c significada complexo conjugado.

Vale lembrar que, devido às regras de seleção de dipolo elétrico, os únicos elementos não nulos da matriz momento de dipolo elétrico são os elementos associados às transições $a \leftrightarrow b$ e $a \leftrightarrow c$.

Como já foi visto, os feixes incidentes induzem coerências atômicas que oscilam nas suas respectivas frequências óticas. Conseqüentemente, a polarização macroscópica indu-

zida também oscila nestas frequências. Assim, a polarização induzida pelo feixe de sinal na transição $a \leftrightarrow b$ oscila na frequência ω_1 . Utilizando esse argumento, podemos escrever:

$$P_{ab} = \frac{1}{2} \tilde{P}_{ab} e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} + c.c., \quad (2.35)$$

onde \tilde{P}_{ab} é uma função que varia lentamente no tempo. Combinando as equações 2.34 e 2.35, obtemos:

$$\tilde{P}_{ab} = 2d_{ab}\rho_{ab}e^{i(\omega_1 t + \phi_1)} = 2Nd_{ab}\sigma_{ab} = \epsilon_0\chi_a E_{01}, \quad (2.36)$$

onde χ_a é a susceptibilidade. A última igualdade é justificada pelo fato de o feixe de sinal ser suficientemente fraco de forma que apenas a resposta linear ao feixe de sinal precisa ser considerada. Desta forma, a polarização induzida no meio pelo campo de sinal é proporcional a intensidade desse campo. É necessário, portanto, encontrar uma expressão para a coerência σ_{ab} para, a partir desta, encontrar expressões para a absorção e dispersão do feixe de prova pelo meio atômico.

Como o feixe de sinal é fraco, podemos utilizar métodos perturbativos e, então, encontrar a coerência σ_{ab} até primeira ordem em Ω_1 . A solução é obtida em todas as ordens em Ω_2 . Esse procedimento é semelhante ao utilizado na referência [35]. Considerando, inicialmente, $\Omega_1 = 0$, as equações 2.28-2.33 tomam, no estado estacionário, a seguinte forma:

$$i\Omega_2 (\sigma_{ca}^{(0)} - \sigma_{ac}^{(0)}) - 2\gamma\sigma_{aa}^{(0)} = 0 \quad (2.37)$$

$$\gamma_1\sigma_{aa}^{(0)} + \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(0)} - \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(0)} = 0 \quad (2.38)$$

$$i\Omega_2 (\sigma_{ac}^{(0)} - \sigma_{ca}^{(0)}) + \gamma_2\sigma_{aa}^{(0)} + \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(0)} - \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(0)} = 0 \quad (2.39)$$

$$-\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(0)} + i\Omega_2\sigma_{cb}^{(0)} = 0 \quad (2.40)$$

$$-\Gamma_{cb}\sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega_2\sigma_{ab}^{(0)} = 0 \quad (2.41)$$

$$-\Gamma_{ca}\sigma_{ca}^{(0)} + i\Omega_2 (\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{cc}^{(0)}) = 0, \quad (2.42)$$

onde $\Gamma_{ab} = (\gamma + \gamma_{bc}/2) + i\Delta_{ab}$, $\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac})$ e $\Gamma_{ca} = (\gamma + \gamma_{bc}/2) - i\Delta_{ac}$.

Utilizando as equações 2.37-2.42, as populações de estado estacionário na ausência do feixe de controle podem, então ser encontradas.

$$\sigma_{aa}^{(0)} = \frac{\Omega_2^2 \gamma_{bc}}{2\gamma_{bc} |\Gamma_{ca}|^2 + 3\gamma_{bc}\Omega_2^2 + \Omega_2^2 \gamma_1} \quad (2.43)$$

$$\sigma_{bb}^{(0)} = \frac{\gamma_{bc} |\Gamma_{ca}|^2 + \Omega_2^2 \gamma_{bc} + \Omega_2^2 \gamma_1}{2\gamma_{bc} |\Gamma_{ca}|^2 + 3\gamma_{bc}\Omega_2^2 + \Omega_2^2 \gamma_1} \quad (2.44)$$

$$\sigma_{cc}^{(0)} = \frac{\Omega_2^2 \gamma_{bc} + \gamma_{bc} |\Gamma_{ca}|^2}{2\gamma_{bc} |\Gamma_{ca}|^2 + 3\gamma_{bc}\Omega_2^2 + \Omega_2^2 \gamma_1} \quad (2.45)$$

O próximo passo é escrever as equações 2.28-2.33 em primeira ordem em Ω_1 , utilizando as expressões obtidas para as populações no estado estacionário na ausência de feixe de sinal. O resultado obtido é o seguinte:

$$-2\gamma\sigma_{aa}^{(1)} - i\Omega_1 (\sigma_{ab}^{(0)} - \sigma_{ba}^{(0)}) - i\Omega_2 (\sigma_{ac}^{(1)} - \sigma_{ca}^{(1)}) = 0 \quad (2.46)$$

$$\gamma_1\sigma_{aa}^{(1)} - \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(1)} + \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(1)} + i\Omega_1 (\sigma_{ab}^{(0)} - \sigma_{ba}^{(0)}) = 0 \quad (2.47)$$

$$\gamma_2\sigma_{aa}^{(1)} + \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(1)} - \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(1)} + i\Omega_2 (\sigma_{ac}^{(1)} - \sigma_{ca}^{(1)}) = 0 \quad (2.48)$$

$$-\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(1)} - i\Omega_1 (\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{bb}^{(0)}) + i\Omega_2 \sigma_{cb}^{(1)} = 0 \quad (2.49)$$

$$-\Gamma_{cb}\sigma_{cb}^{(1)} - i\Omega_1 \sigma_{ca}^{(0)} + i\Omega_2 \sigma_{ab}^{(1)} = 0 \quad (2.50)$$

$$-\Gamma_{ca}\sigma_{ca}^{(1)} - i\Omega_1 \sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega_2 (\sigma_{aa}^{(1)} - \sigma_{cc}^{(1)}) = 0 \quad (2.51)$$

Resolvendo estas expressões, a coerência induzida pelo feixe de *sinal* na transição $a \leftrightarrow b$ em primeira ordem de perturbação pode ser encontrada. A solução é a seguinte:

$$\sigma_{ab}^{(1)} = \frac{i\Omega_1}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega_2^2} \left[\Gamma_{cb} (\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) - \frac{\Omega_2^2}{\Gamma_{ca}} (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \right] \quad (2.52)$$

Combinando a expressão anterior com a equação 2.36, obtêm-se uma expressão para a susceptibilidade atômica a qual expressa a resposta do sistema de três níveis ao feixe de sinal na presença do feixe controle.

$$\chi_a = \frac{i\eta}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega_2^2} \left[\Gamma_{cb} (\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) - \frac{\Omega_2^2}{\Gamma_{ca}} (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \right], \quad (2.53)$$

onde $\eta = (Nd_{ab}^2) / (\epsilon\hbar)$ é uma constante.

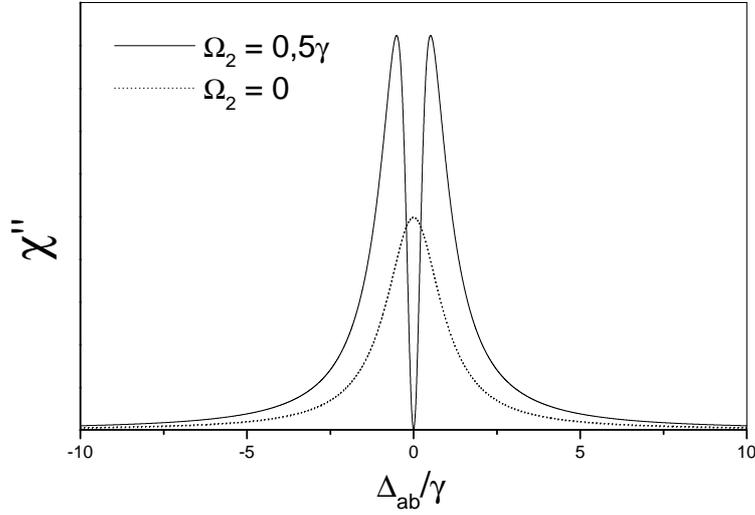


Figura 2.3. Parte imaginária da susceptibilidade em função da dessintonização Δ_{ab} do feixe de sinal.

Na Figura 2.3 pode-se ver, claramente, o efeito da presença do feixe de controle sobre a resposta do sistema atômico ao feixe sinal. No caso em que o feixe controle está desligado, $\Omega_2 = 0$, a parte imaginária da susceptibilidade, χ'' , tem a forma de uma lorentziana com largura 2γ correspondente à largura de linha natural do estado excitado. Na presença do feixe controle, dois efeitos importantes são observados: 1) χ'' é maior do que observado na ausência do feixe controle na maior parte do espectro e 2) próximo à ressonância², ocorre uma forte queda na absorção do feixe de sinal chegando próximo a uma transparência completa. O primeiro efeito deve-se ao *bombeamento ótico* dos átomos para o estado $|b\rangle$ devido à excitação induzida pelo feixe de controle e o subsequente decaimento do estado $|a\rangle$ para o estado $|b\rangle$. Esse efeito promove um aumento na absorção do feixe de sinal devido ao aumento da população no estado $|b\rangle$. O segundo efeito é uma consequência do fenômeno de CPT que foi discutido na seção anterior. Com os dois feixes ressonantes, ocorre o bombeamento coerente dos átomos para o estado $|b\rangle$ que, no caso de $\Omega_2 \gg \Omega_1$, coincide com o estado escuro.

²Em geral, a ressonância de EIT ocorre para uma frequência do feixe de sinal para a qual a condição de ressonância de dois fótons é satisfeita, ou seja: $\omega_2 - \omega_1 = \omega_{ac} - \omega_{ab}$.

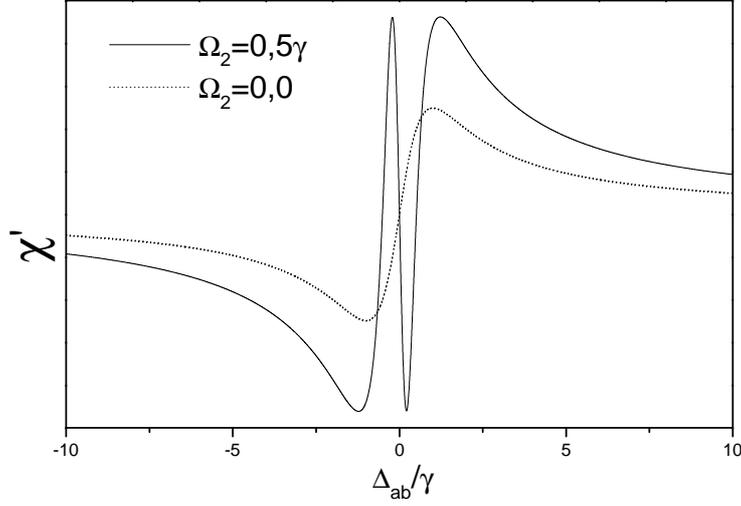


Figura 2.4. Parte real da susceptibilidade em função da dessintonização Δ_{ab} do feixe de sinal.

A parte real da susceptibilidade χ' a qual está relacionada à dispersão do meio, também é afetada pela presença do feixe de controle conforme é mostrado na Figura 2.4. O mais notável na curva de dispersão é a grande inclinação dessa curva nas proximidades da ressonância. Essa grande inclinação faz com que o índice de refração no meio sob condição de EIT varie muito rapidamente com a frequência. Dessa forma, a velocidade de grupo de um pulso de luz que se propaga nesse meio é extremamente reduzida [18].

É importante analisar o efeito da taxa de decaimento γ_{bc} entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ sobre o espectro de χ'' . A Figura 2.5 ilustra bem esse efeito. Na Figura 2.5(a), esse decaimento é muito forte, o que limita a transparência obtida na ressonância, o que é intuitivo, tendo em vista que a transparência é resultado do bombeamento dos átomos para um estado escuro que é uma superposição coerente dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$. Com um forte decaimento dessa coerência, o estado escuro é rapidamente "destruído". Além disso, o bombeamento ótico é limitado agora pela transferência de população do nível $|b\rangle$ para o nível $|c\rangle$. Na Figura 2.5(b), como γ_{bc} é muito pequeno, temos transparência praticamente completa na ressonância e um bombeamento ótico bem mais acentuado. Nas condições da Figura 2.5(a), pode-se obter uma transparência completa aumentando a frequência de Rabi do feixe de controle, enquanto que, nas condições da Figura 2.5(b), a transparência

pode ser completa mesmo para baixa potência do feixe de controle.

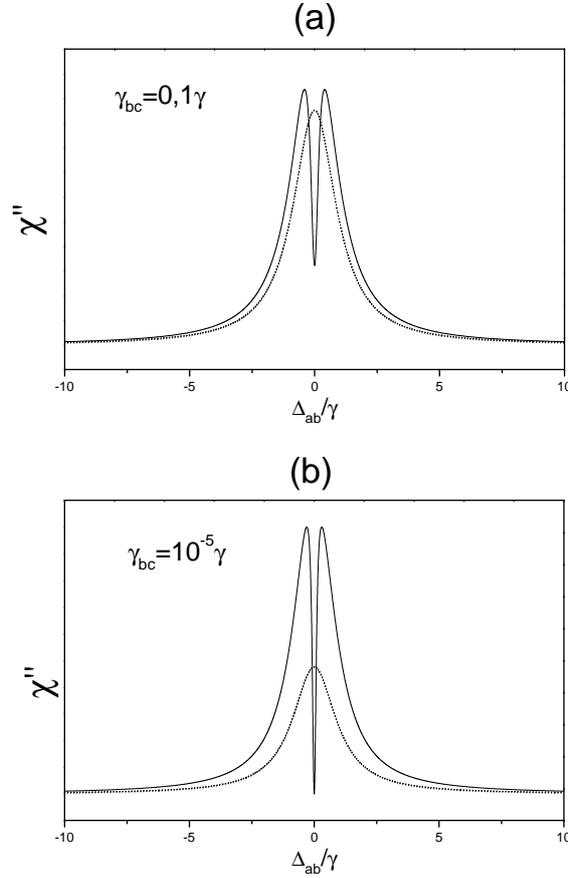


Figura 2.5. Dependência do espectro de χ'' com a taxa de decaimento entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$. As curvas pontilhadas correspondem ao caso em que $\Omega_2 = 0$ e as curvas contínuas correspondem a $\Omega_2 = 0,3\gamma$. Em (a), temos um forte decaimento o que limita tanto a transparência induzida quanto o bombeamento ótico γ_{bc} , em (b) o decaimento é muito pequeno o que permite uma transparência completa e um forte bombeamento ótico mesmo a baixa potência.

2.2.2 Interpretação de EIT no modelo do átomo vestido

A descrição feita até aqui da interação do átomo com o campo é a descrição semi-clássica. Nesta descrição, o átomo é tratado quanticamente enquanto que o campo é tratado classicamente, o que é suficiente para explicar muitos fenômenos importantes. No entanto, em algumas situações se faz necessário a descrição quântica completa do

sistema átomo-campo e uma maneira de se fazer isso é por meio da descrição em termos dos *estados vestidos* [36]. Apesar do efeito de EIT ser explicado de forma satisfatória utilizando o tratamento semiclássico, alguns aspectos importantes do efeito podem ser melhor elucidados utilizando o modelo do átomo vestido.

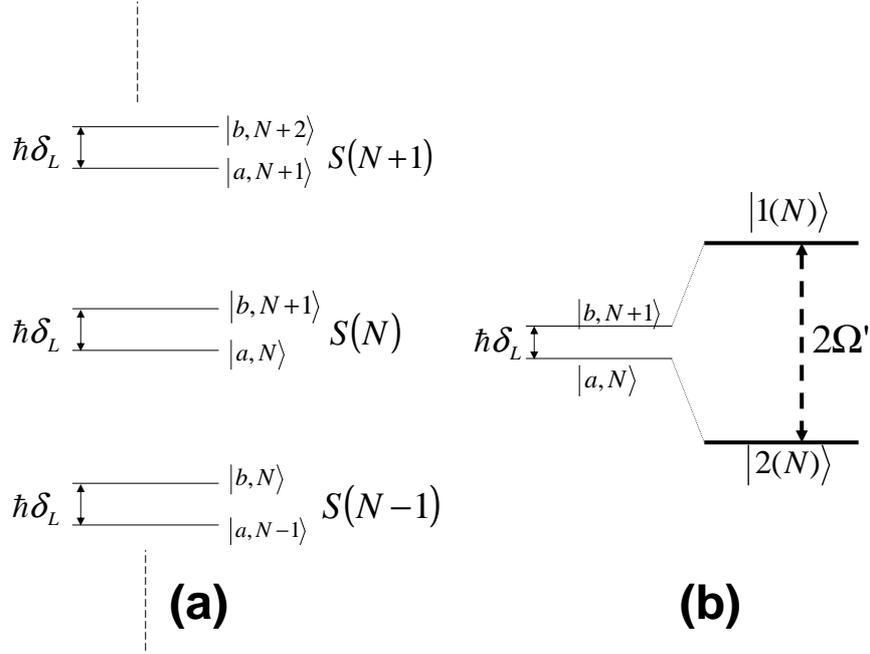


Figura 2.6. Representação de um sistema de dois níveis através dos estados vestidos. Em (a), temos os subespaços formados por níveis correspondentes separados apenas pela dessintonização $\delta_L = \omega_0 - \omega$ e em (b) temos o deslocamento Stark dos estados vestidos pertencentes a um mesmo subespaço devido ao acoplamento átomo-campo.

Suponha, inicialmente, um átomo de dois níveis interagindo com um laser monomodo quasi-ressonante com a transição atômica. O hamiltoniano do sistema átomo-campo é dado, por $\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_c$, onde \hat{H}_a é o hamiltoniano do átomo, tendo autoestados $|a\rangle, |b\rangle$ com energias $\hbar\omega_0$ e 0 respectivamente, $\hat{H}_c = \hbar\omega_L (\hat{a}^\dagger \hat{a} + 1/2)$, onde \hat{a}^\dagger e \hat{a} são os operadores de criação e aniquilação respectivamente, ω_L é a frequência do modo do campo. Os auto-estados do sistema átomo-campo são, então, determinados por dois números quânticos: um número quântico para o átomo (a ou b) e um número quântico que define

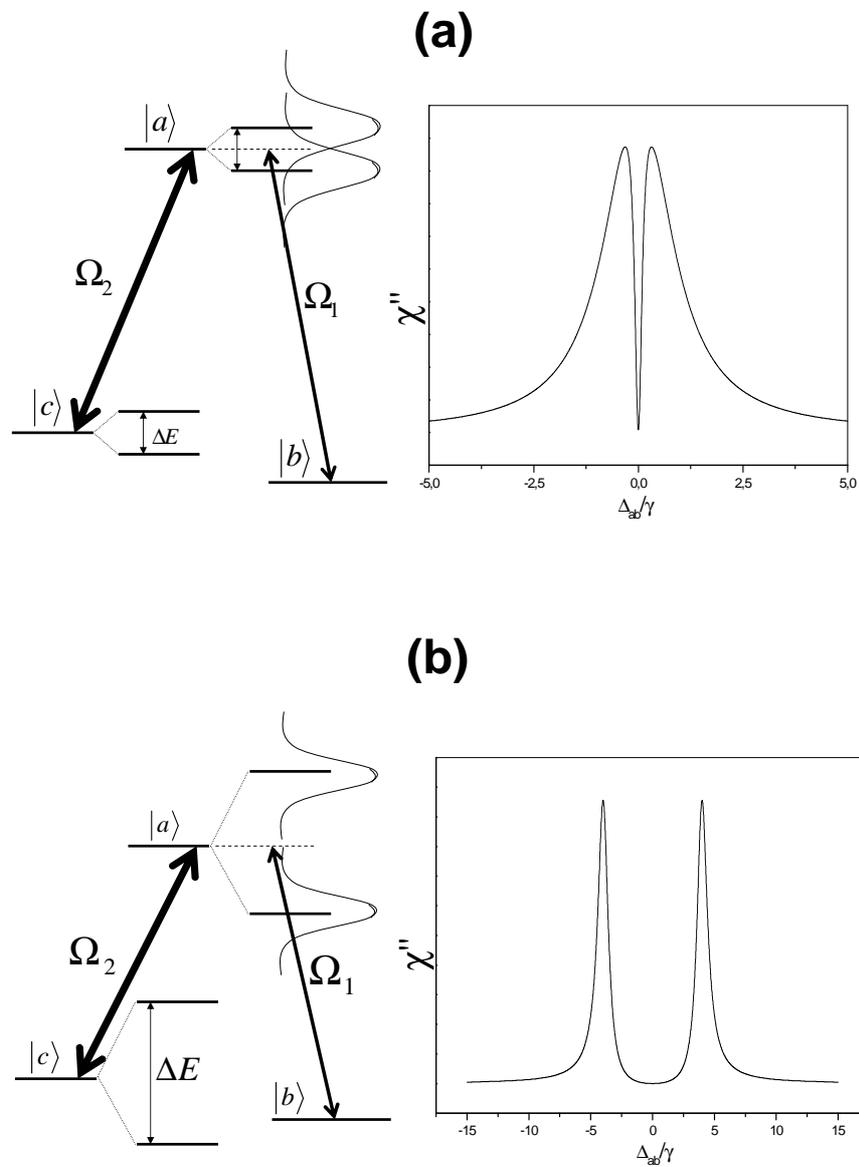


Figura 2.7. Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Em (a), temos $\Delta E = 2\hbar\Omega_2 < 2\gamma$ e os dois caminhos são indistinguíveis o que pode resultar em interferência destrutiva entre eles, temos EIT. Em (b), temos $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis. Não ocorre EIT, ocorre o Dubleto de Autler-Townes.

o número de fótons N presentes no modo considerado. Os estados $|a, N\rangle$ e $|b, N + 1\rangle$ têm aproximadamente a mesma energia, sendo separados em frequência por $\delta_L = \omega_0 - \omega_L$. O subespaço formado por esses dois níveis é escrito na forma: $S(N) = \{|a, N\rangle, |b, N + 1\rangle\}$. A Figura 2.6(a) mostra esses subespaços.

O hamiltoniano de interação átomo-campo \hat{H}_{ac} na aproximação de dipolo elétrico perturba os autoestados dentro de cada subespaço gerando novos auto-estados $|1(N)\rangle$ e $|2(N)\rangle$ denominados *estados vestidos* que são separados em energia por $2\hbar\Omega' = 2\hbar\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}$, onde Ω é a frequência de Rabi. A Figura 2.6(b) mostra esse deslocamento que é denominado *Deslocamento Stark* dos estados vestidos.

Voltando, agora, para o sistema de três níveis e, considerando que o feixe de controle está ressonante com a transição $a \leftrightarrow c$, temos que o feixe de controle promove um deslocamento Stark do nível excitado $|a\rangle$ sendo que os novos estados são separados por $2\hbar\Omega_2$. Dessa forma passam a existir dois caminhos pelos quais um átomo em $|b\rangle$ pode absorver o feixe de sinal. Se $\Omega_2 < \gamma$, os dois caminhos são indistinguíveis e, portanto, pode ocorrer interferência destrutiva entre esses dois caminhos cancelando a absorção do feixe de sinal (Figura 2.7(a)). O efeito de EIT pode, então, ser interpretado como resultado dessa interferência [7]. No caso de $\Omega_2 > \gamma$, os dois caminhos passam a ser distinguíveis e, apesar de termos, ainda, uma absorção nula na condição de ressonância, não existe EIT. O Espectro de absorção apresenta dois picos de absorção bem definidos (Figura 2.7(b)) denominados *dubleto de Autler-Townes* [37].

2.2.3 Cálculo da largura de EIT

Em grande parte das aplicações de EIT, a largura central da ressonância é extremamente importante. Essa largura é determinada pela frequência de Rabi do feixe de controle e pela taxa de decaimento de coerência e de população entre os níveis.

Utilizando algumas aproximações, podemos encontrar uma expressão para largura do sinal de EIT em função da frequência de Rabi do feixe de controle e das taxas de decaimento dos níveis. Fazendo $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ e $\gamma \gg \gamma_{bc}$, temos $\sigma_{aa} \approx \sigma_{cc} \approx 0$ e $\sigma_{bb} \approx 1$ e, com isso a expressão para a susceptibilidade assume a forma:

$$\chi_a \approx \frac{i\eta\Gamma_{cb}}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega_2^2} \quad (2.54)$$

Como estamos interessados somente na largura do sinal de EIT, utilizaremos somente o espectro de absorção o qual é fornecido pela parte imaginária da equação 2.54. Assim, a curva de absorção é dada pela expressão:

$$\chi'' = \text{Im}[\chi_a] = \frac{\eta [\gamma_{bc} (\Omega_2^2 - \Delta_{ab}^2) + \gamma \Delta_{ab}^2]}{(\Omega_2^2 - \Delta_{ab}^2)^2 + \gamma^2 \Delta_{ab}^2} \quad (2.55)$$

Para obtermos a largura do sinal de EIT, precisamos encontrar o valor máximo de χ'' . A dessintonização Δ_{ab} onde ocorre o máximo é igual ao valor onde a derivada de χ'' se anula. Fazendo isso, encontra-se, facilmente, que $\Delta_{ab}^{max} = \Omega_2$ e o valor máximo é $\chi''_{max} = \eta \gamma$. O valor mínimo da absorção que ocorre em $\Delta_{ab} = 0$ é igual a $\chi''_{min} = \eta\gamma_{bc}/\Omega_2^2$. A largura de EIT é encontrada determinando-se os valores de Δ_{ab} para os quais $\chi'' = (\chi''_{max} + \chi''_{min})/2 \approx \chi''_{max}/2$. Os cálculos resultam numa equação polinomial simples de quarto grau.

$$\Delta_{ab}^4 - (\gamma^2 + 2\Omega_2^2)\Delta_{ab}^2 + \Omega_2^4 = 0 \quad (2.56)$$

Resolvendo essa equação para Δ_{ab}^2 , obtemos a seguinte solução geral:

$$\Delta_{ab}^2 = \frac{\gamma^2}{2} \left[1 + 2s \pm \sqrt{4s + 1} \right], \quad (2.57)$$

onde $s = \Omega_2^2/\gamma^2$. A largura de EIT é definida pela diferença entre as duas soluções correspondentes ao sinal negativo na equação 2.57. Temos, portanto, a seguinte expressão para a largura de EIT no limite $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$.

$$\Gamma_{EIT} = 2\sqrt{\frac{\gamma^2}{2} \left[1 + 2s - \sqrt{4s + 1} \right]}, \quad (2.58)$$

No caso limite onde $\Omega_2^2 \ll \gamma^2$, temos $s \ll 1$ e podemos obter uma expressão mais simplificada para a largura de EIT.

$$\Gamma_{EIT} \approx \frac{2\Omega_2^2}{\gamma} \quad (2.59)$$

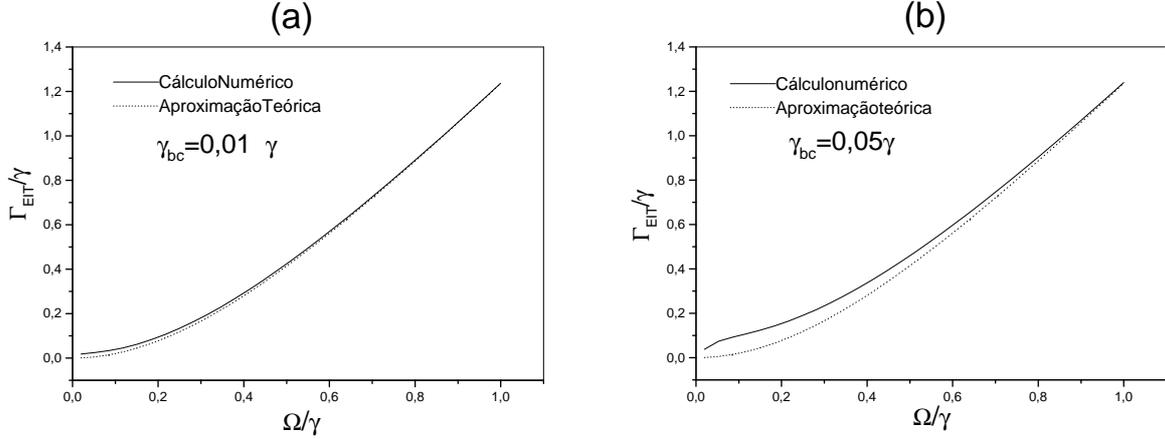


Figura 2.8. Dependência da largura de EIT com a frequência de Rabi do feixe de controle.

A Figura 2.8 mostra a dependência da largura de EIT com a frequência de Rabi do feixe de controle. As larguras obtidas através da equação 2.58 são comparadas a resultados obtidos numericamente. Os gráficos mostram que a solução analítica obtida aqui concorda muito bem com os resultados numéricos para γ_{bc} suficientemente pequeno (Figura 2.8(a)). Para γ_{bc} um pouco maior, a condição $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ não chega a ser satisfeita para $\Omega_2 < \gamma$ conforme mostra a Figura 2.8(b)

2.3 EFEITO DO DESLOCAMENTO DOPPLER

Todos os resultados encontrados anteriormente foram obtidos considerando que somente mecanismos de alargamento homogêneo estavam presentes. Apesar de ser uma aproximação, existem sistemas que, sob certas condições, podem ser descritos satisfatoriamente dessa maneira. No entanto, a maioria dos sistemas atômicos reais apresenta algum tipo de alargamento inhomogêneo. Em vapores atômicos a temperatura ambiente, por exemplo, o principal mecanismo de alargamento é o *deslocamento Doppler*. Devido à velocidade com que os átomos no meio se movimentam, a frequência efetiva que caracteriza a interação com o campo é deslocada devido ao *Efeito Doppler*. Dessa forma, o mesmo feixe interage de maneira diferente com átomos de velocidades diferentes.

Considere um átomo que se movimenta com uma certa velocidade \vec{v} . A interação desse átomo com um feixe de frequência ω_0 e vetor de onda \vec{k} ocorre como se o feixe

tivesse a frequência $\omega = \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$. No caso do átomo de 3 níveis interagindo com o feixe de sinal e com o feixe de controle, temos:

$$\Delta_{ab} \longrightarrow \Delta_{ab} + \vec{k}_s \cdot \vec{v} \quad (2.60)$$

$$\Delta_{ac} \longrightarrow \Delta_{ac} + \vec{k}_c \cdot \vec{v} \quad (2.61)$$

$$\Delta_{cb} \longrightarrow \Delta_{cb} + (\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}, \quad (2.62)$$

onde \vec{k}_s e \vec{k}_c são os vetores de onda dos feixes de sinal e de controle respectivamente.

O termo $(\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}$ é denominado *deslocamento Doppler residual*. Em muitas aplicações importantes, esse termo é desprezível tendo em vista que os feixes de sinal e de controle são co-propagantes e $k_p \approx k_s$. Esse termo é responsável pela dependência angular da largura de EIT que será estudada na próxima seção.

Considerando $\Delta_{ac} = 0$, obtemos:

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} + i \left(\Delta_{ab} + \vec{k}_s \cdot \vec{v} \right) \quad (2.63)$$

$$\Gamma_{ca} = \gamma + \frac{\gamma_{bc}}{2} - i \vec{k}_c \cdot \vec{v} \quad (2.64)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_{cb} + i \left[\Delta_{ab} + (\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v} \right] \quad (2.65)$$

Dessa forma, a susceptibilidade atômica é uma função da velocidade \vec{v} do átomo. A susceptibilidade observada experimentalmente corresponde, portanto, a uma média sobre todas as classes de velocidades presentes. Se a função distribuição de velocidade $f(\vec{v})$ for conhecida, pode-se a princípio determinar a susceptibilidade média através de uma integral de convolução de $\chi_a(\vec{v})$ sobre a função distribuição de velocidade $f(\vec{v})$

$$\chi = \langle \chi_a \rangle = \int \chi_a(\vec{v}) f(\vec{v}) d^3v \quad (2.66)$$

Uma aproximação bastante razoável para a função distribuição de velocidades é que se trata de uma distribuição de Maxwell-Boltzmann. Essa aproximação é adequada para tratar, por exemplo, vapores atômicos a baixa pressão.

Devido à complexidade na integração analítica da equação 2.66 utilizando uma distribuição gaussiana ³, os resultados são geralmente obtidos numericamente. No caso em que os feixes são co-propagantes, a integração em velocidade é feita apenas na componente de \vec{v} na direção dos feixes. Temos, portanto:

$$\chi = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_a(v) f(v) dv \quad (2.67)$$

onde

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}(u)} e^{-\frac{v^2}{u^2}}, \quad (2.68)$$

onde u é denominada *velocidade térmica* e corresponde à velocidade mais provável a qual é dada por $u = \sqrt{(2k_B T)/m}$, onde m é a massa do átomo, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do sistema. A largura da função distribuição de velocidades é denominada *largura Doppler* e, no caso da distribuição gaussiana, é dada por $\Delta_D = 2\sqrt{\ln(2)}ku$.

Com respeito à largura da distribuição de velocidades, existem dois limites importantes a serem considerados. O primeiro limite corresponde à situação onde $\Delta_D \gg \gamma$ e é denominado limite de *átomos quentes*. O segundo limite corresponde à situação onde $\Delta_D \ll \gamma$ e é denominado limite de *átomos frios*. Este último é o limite do qual nos ocuparemos na maior parte desse trabalho. Apesar de, no limite de átomos frios, o sistema se comportar aproximadamente como um sistema alargado homogêneo, efeitos da distribuição de velocidades dos átomos podem ser importantes em algumas situações conforme discutiremos adiante.

A Figura 2.9 contém alguns espectros de χ'' no limite de átomos quentes. O espectro de χ'' com o feixe de controle desligado corresponde a uma gaussiana com largura correspondente à largura Doppler. Além disso, o efeito do bombeamento ótico é bastante reduzido em relação ao caso homogêneo. O motivo é que, para átomos com velocidades mais altas, o feixe de controle está distante da ressonância com a transição $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$, o que faz com que a taxa de bombeamento ótico para átomos com velocidades altas seja

³A integração pode ser realizada analiticamente aproximando a função distribuição gaussiana por uma lorentziana [23]

extremamente reduzido em relação aos átomos que estão parados. Dessa forma, para que se tenha bombeamento ótico completo, a condição $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ não é suficiente no limite de átomos quentes.

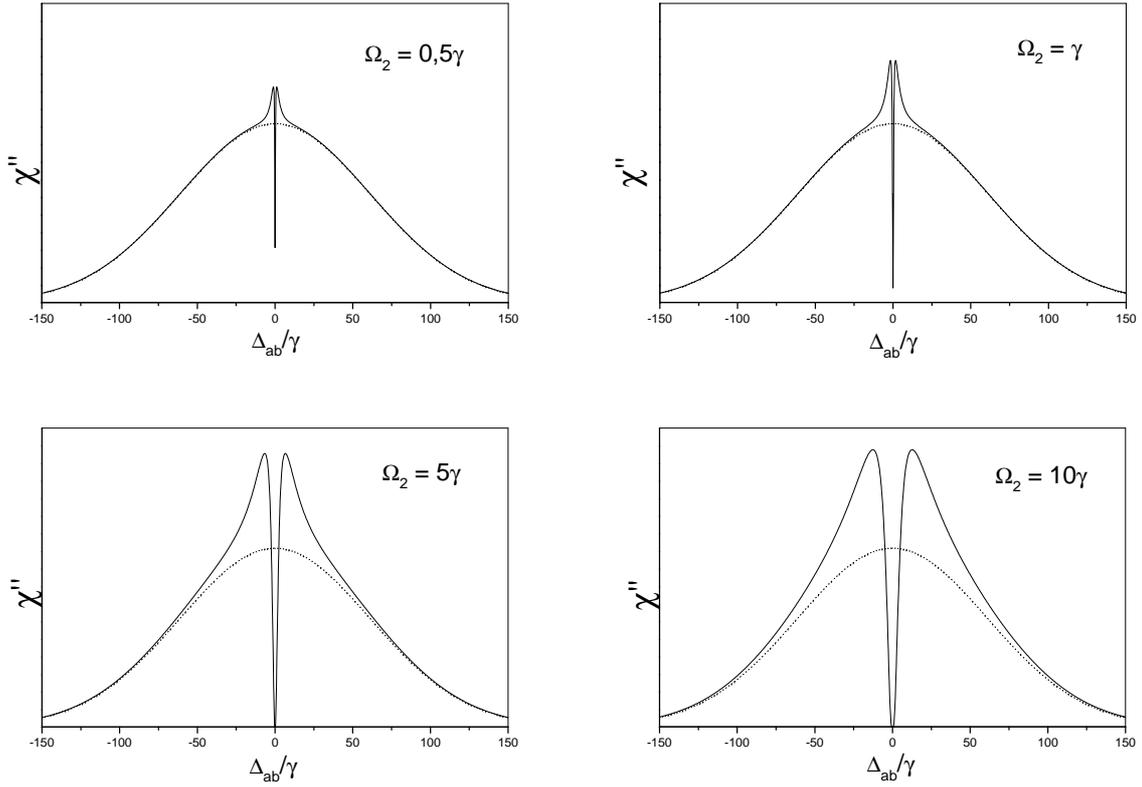


Figura 2.9. Espectros de χ'' para átomos quentes, $ku = 86\gamma$. As curvas pontilhadas são idênticas e correspondem ao espectro para $\Omega_2 = 0$ o qual tem uma largura correspondente à largura Doppler Δ_D . O valor de γ_{bc} utilizado foi $\gamma_{bc} = 0,1\gamma$

Um outro fato importante que pode ser observado nos espectros da Figura 2.9 é que o alargamento Doppler não afeta a transparência completa de EIT no caso em que $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$, o que significa que esta condição ainda assegura transparência completa mesmo para meios com alargamento inhomogêneo. O motivo é que o efeito da distribuição de velocidades sobre a transição de dois fótons entre os níveis $|b\rangle$ e $|c\rangle$ é devido apenas ao deslocamento Doppler residual. Na condição em que os dois feixes são co-propagantes, o deslocamento Doppler residual é desprezível. A transparência de EIT é reduzida, somente, quando um ângulo é introduzido entre os feixes e, portanto, o deslocamento Doppler

residual passa a ser considerável.

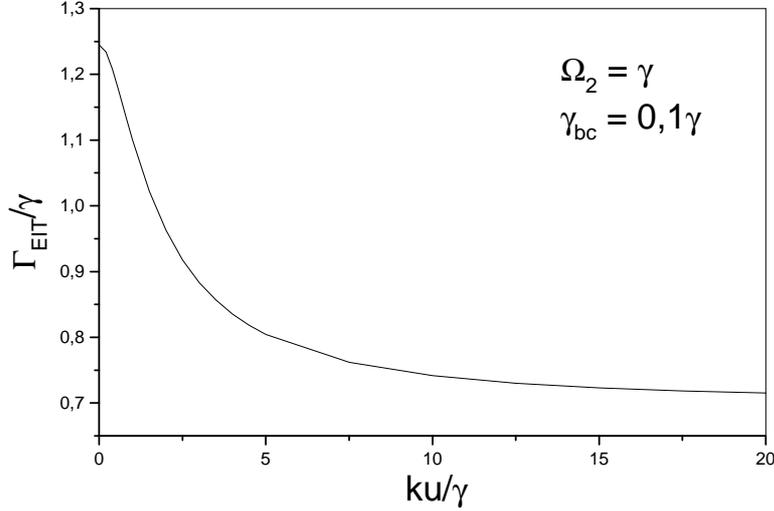


Figura 2.10. Estreitamento da largura de EIT devido ao deslocamento Doppler.

Outro efeito importante observado nestes espectros sujeitos a alargamento Doppler é o fato de a largura de EIT ser mais estreita do que em um meio alargado homoganeamente. A Figura 2.10 mostra a dependência da largura de EIT com a largura Doppler Δ_D . No limite de larguras Doppler muito grandes, a largura de EIT tende para um valor constante. Isso ocorre porque, nesse limite, o efeito de CPT é seletivo em velocidade. Somente participam do processo, átomos cujas velocidades não resultam em um deslocamento Doppler grande comparado à largura de linha natural. No outro extremo, onde $ku \ll \gamma$, a largura de EIT se aproxima da largura determinada apenas pelos mecanismos de alargamento homogêneo. Uma interpretação física do efeito de estreitamento da ressonância de EIT num meio inhomoganeamente alargado pode ser obtida utilizando a interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos [27]. Conforme mostra a Figura 2.11, o deslocamento entre os estados vestidos, representados por $\{|+\rangle, |-\rangle\}$, é igual a $2\Omega_2$ se o feixe de controle estiver na condição de ressonância e o meio for homoganeamente alargado. Para um átomo com velocidade \vec{v} , a frequência do feixe de controle é $\omega = \omega_{ac} - \vec{k} \cdot \vec{v}$ e o deslocamento Stark é dado por $2\Omega' = 2\sqrt{\Omega^2 + |\vec{k} \cdot \vec{v}|^2}$. Para um átomo que se movimenta na direção contrária à de propagação do feixe de controle, a frequência

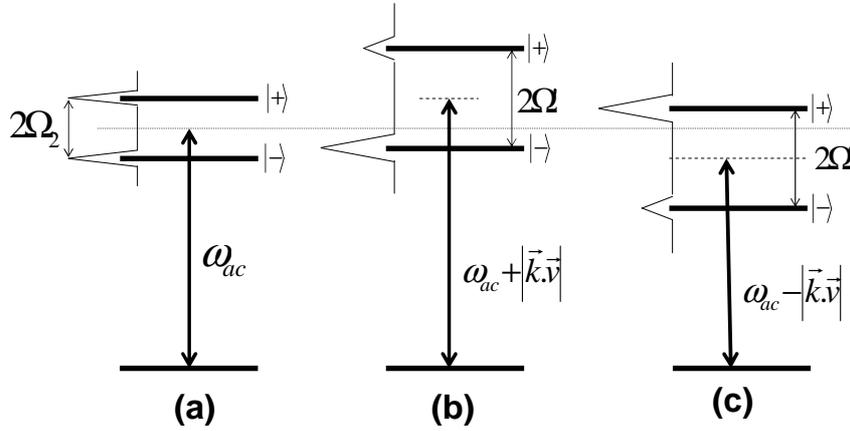


Figura 2.11. Interpretação do efeito de estreitamento da ressonância de EIT em termos dos estados vestidos. Em (b) e (c) temos o efeito do deslocamento Doppler tanto na frequência do feixe de prova quanto no deslocamento Stark entre os estados vestidos $\{|+\rangle, |-\rangle\}$. Em ambos os casos, um dos estados vestidos se aproxima do estado inicial $|a\rangle$.

do feixe de controle é deslocada como mostra a Figura 2.11(b) e o estado vestido $|-\rangle$ se aproxima do estado excitado $|a\rangle$. Para um átomo que se movimenta no sentido contrário, o estado $|+\rangle$ se aproxima da ressonância. Com isso, temos uma largura de EIT mais estreita.

2.4 DEPENDÊNCIA ANGULAR DA LARGURA DA RESSONÂNCIA DE EIT

Normalmente, em experimentos de EIT, os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ são suficientemente próximos de forma que os vetores de onda dos feixes de controle e de sinal tenham praticamente o mesmo módulo. Dessa forma, se esses feixes forem co-propagantes, o termo referente ao deslocamento Doppler residual $(\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}$ que aparece na equação 2.62 é desprezível. No entanto, se existir um ângulo entre os dois feixes, o deslocamento Doppler residual pode ser comparável à largura de EIT para o caso de feixes co-propagantes.

Para expressar esse efeito em termos mais quantitativos, voltamos às expressões 2.63-2.65 e utilizamos os vetores de onda conforme ilustrados na Figura 2.12. As expressões são, agora, reescritas como:

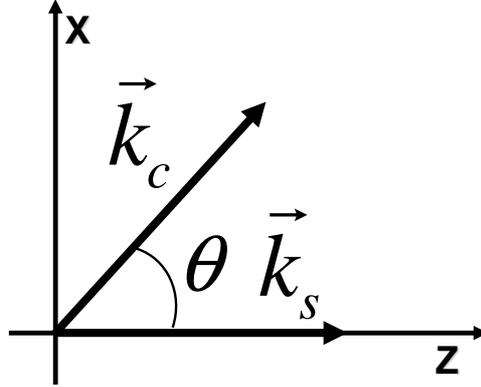


Figura 2.12. Vetores de onda do feixe de sinal e de controle. Os dois vetores têm o mesmo módulo, mas fazem um ângulo θ entre si.

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i(\Delta_{ab} + kv_z) \quad (2.69)$$

$$\Gamma_{ca} = \gamma + \gamma_{bc}/2 - ik(v_z \cos(\theta) + v_x \sin(\theta)) \quad (2.70)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_{cb} + i[\Delta_{ab} + kv_z(1 - \cos(\theta)) - k_c v_x \sin(\theta)], \quad (2.71)$$

onde consideramos $k_c = k_s = k$ e $\Delta_{ac} = 0$. A susceptibilidade atômica passa a ser uma função de θ e é dada por:

$$\chi(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_a(v_x, v_z, \theta) f(v_x, v_z) dv_x dv_z, \quad (2.72)$$

onde $f(v_x, v_z)$ é a função distribuição de velocidades para um gás bidimensional e é dada por:

$$f(v_z, v_x) = \frac{1}{\pi u^2} e^{-\frac{v_x^2 + v_z^2}{u^2}} \quad (2.73)$$

Para θ suficientemente pequeno, o deslocamento Doppler residual é dado por $(\vec{k}_s - \vec{k}_c) \cdot \vec{v} \approx kv_x \theta$. Considerando que os átomos obedecem a uma distribuição de velocidades do tipo gaussiana, o deslocamento Doppler residual também obedece a uma

distribuição gaussiana e, portanto, tem um largura Doppler residual dada por $\Delta_R \approx \Delta_D \theta$ no limite de ângulos pequenos, onde $\Delta_D = 2\sqrt{\ln(2)}ku$. Assim, a largura de EIT passa a ser determinada pelo ângulo entre os feixes no limite em que θ se aproxima de um ângulo crítico $\theta_D = \Gamma_{EIT}^{(0)}/\Delta_R$, onde $\Gamma_{EIT}^{(0)}$ é a largura de EIT em $\theta = 0$. Isto significa que, a partir deste ângulo, o alargamento devido ao deslocamento Doppler residual supera o alargamento por potência e a largura de EIT passa a ser determinada, basicamente, pelo ângulo entre os feixes.

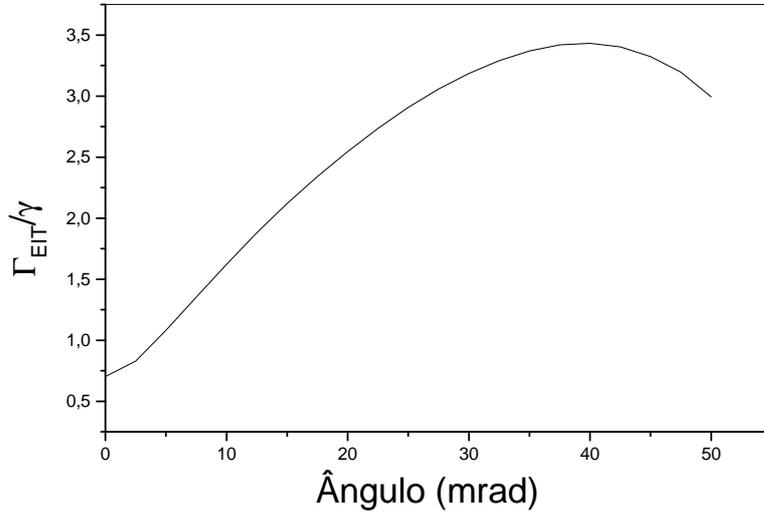


Figura 2.13. Dependência angular da largura de EIT para átomos quentes. Os parâmetros utilizados foram: $\Omega_2 = \gamma$ e $\gamma_{bc} = 0,1\gamma$.

No caso de átomos quentes, essa condição é facilmente atingida o que faz com que a largura de EIT dependa fortemente do ângulo entre os feixes nesse tipo de sistema, conforme podemos observar na Figura 2.13. No caso de átomos quentes, esse efeito é observado somente para ângulos pequenos. O motivo é que, devido ao deslocamento Doppler residual, a condição de ressonância de dois fótons não é atingida com $\Delta_{ab} = 0$ o que reduz a transparência obtida na ressonância, conforme mostra a Figura 2.14. Um estudo experimental dessa dependência angular em vapores atômicos a temperatura ambiente pode ser encontrado na referência [28].

Apesar de a largura Doppler Δ_D ser muito pequena em átomos frios, a dependência

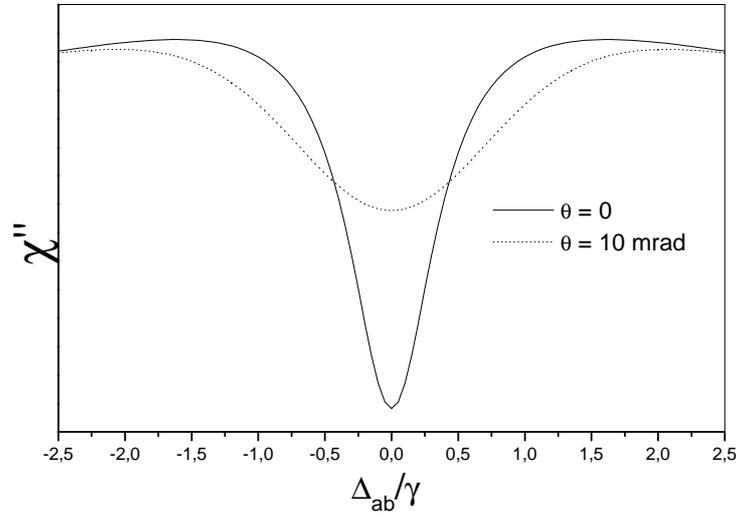


Figura 2.14. Espectros de χ'' para átomos quentes com dois ângulos diferentes entre os feixes de controle e de sinal. Para $\theta = 10$ mrad, a largura de EIT é bem maior do que a largura para $\theta = 0$. Além disso, o sinal decai em amplitude com o aumento do ângulo.

angular também é prevista para esses sistemas. Uma análise numérica dessa dependência também pode ser encontrada na referência [28] onde é proposto um método para estimativa da largura Doppler (temperatura) de uma amostra de átomos frios utilizando essa dependência angular. Na próxima seção, a dependência angular em átomos frios é tratada com maiores detalhes.

2.5 APLICAÇÃO À VELOCIMETRIA DE ÁTOMOS FRIOS

No limite onde todos os outros mecanismos de alargamento estão ausentes (alargamento por potência, campos magnéticos residuais, etc.), a largura de EIT se aproxima da taxa de decaimento de coerência entre os níveis $|b\rangle$ e $|c\rangle$ a qual é determinada basicamente pelo tempo de trânsito dos átomos através da região de interação. No entanto, é muito difícil de realizar experimental este tipo de medida, pois a redução da potência do feixe de controle reduz a amplitude do sinal o que pode piorar bastante a relação sinal-ruído. Além disso, a supressão de qualquer campo magnético residual também é bastante difícil

de se realizar. Uma alternativa para se observar um efeito da distribuição de velocidades de uma amostra de átomos frios no sinal de EIT é através da dependência angular da largura de EIT no limite de baixa intensidade do feixe de controle. A existência de um ângulo entre os feixes pode fazer com que o deslocamento Doppler residual supere os outros mecanismos de alargamento de forma que a largura de EIT passa a ser determinada pelo ângulo entre os feixes.

Em átomos frios, a largura de EIT não é tão sensível ao ângulo entre os feixes quanto em átomos quentes. O motivo é que o deslocamento Doppler residual é bem menor nesses sistemas. No entanto, mesmo no limite de larguras Doppler muito pequenas, a largura de EIT pode apresentar uma dependência angular. Em átomos frios, a transparência não decai tão rapidamente com o ângulo como ocorre em átomos quentes. Este fato permite o estudo da dependência angular para ângulos bem maiores conforme veremos adiante.

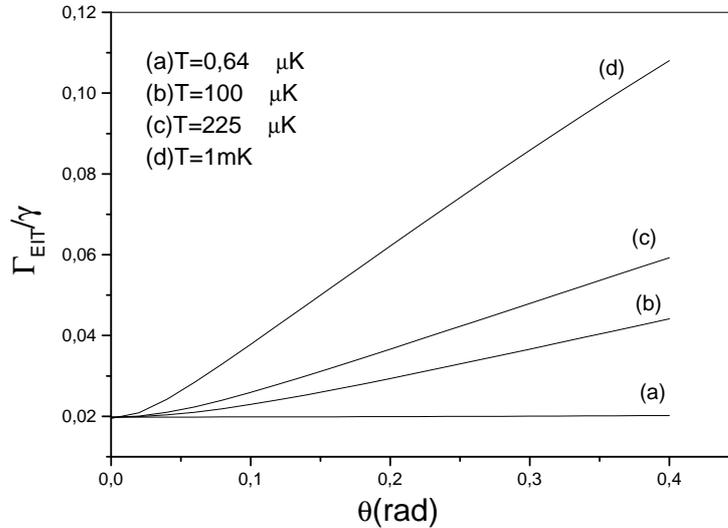


Figura 2.15. Dependência angular da largura de EIT para átomos frios. São mostrados quatro gráficos Γ_{EIT} vs θ para diferentes valores da temperatura. A inclinação das curvas na região linear aumenta com a temperatura.

Considerando que a taxa de decaimento de coerência entre os estados de menor energia γ_{bc} é determinada somente pelo tempo de trânsito dos átomos pela região de interação, para átomos com temperaturas da ordem de 1 mK ou menores, $\gamma_{bc} \approx 10^{-5}\gamma$, o que permite

a obtenção de espectros de EIT com transparência completa mesmo com frequência de Rabi pequenas. Dessa forma, a condição $\Delta_R \gtrsim \Gamma_{EIT}^{(0)}$ pode ser atendida desde que a potência do feixe de controle seja suficientemente baixa.

A Figura 2.15 mostra a dependência angular para quatro valores ⁴ diferentes de T . Diferente do que acontece em átomos quentes, em átomos frios o sinal de EIT e a sua dependência angular podem ser observados em ângulos relativamente grandes o que facilita a separação dos feixes em medidas experimentais. As curvas são lineares na maior parte do intervalo de ângulo mostrado, com desvios da linearidade apenas para ângulos pequenos. A largura de EIT vai se tornando mais sensível ao ângulo à medida em que o valor de ku cresce. Esse fato sugere que a inclinação de cada curva na região linear está relacionada ao valor de ku correspondente e, portanto, à temperatura.

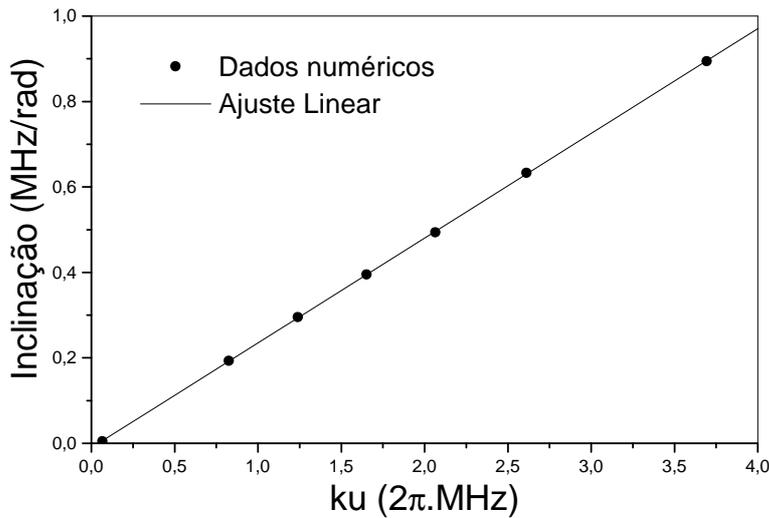


Figura 2.16. Inclinação da curva de dependência angular em função do deslocamento Doppler mais provável ku . Um ajuste linear fornece uma expressão $d\Gamma_{EIT}/d\theta \approx 0,245ku$.

Medindo a inclinação na região linear das curvas mostradas na Figura 2.15 e acrescentando medidas para outros valores de ku obtém-se o resultado mostrado na Figura 2.16. o qual mostra uma relação linear entre a inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ e ku . Fazendo um

⁴os valores de ku implementados nos cálculos numéricos correspondem aos valores para átomos de Césio. No entanto, os resultados são válidos para outros átomos a menos de um fator constante

ajuste linear desses resultados, obtemos a expressão:

$$\frac{d\Gamma_{EIT}}{d\theta} \approx \frac{1}{4}ku \quad (2.74)$$

Esse resultado pode ser utilizado para medir a velocidade média u ou a "temperatura" de uma amostra de átomos frios. Para isso, é necessário somente medir a largura de EIT para, pelo menos, dois ângulos diferentes, calcular a inclinação da curva de dependência angular experimental e utilizar a equação 2.74 para obter u e, portanto, a temperatura.

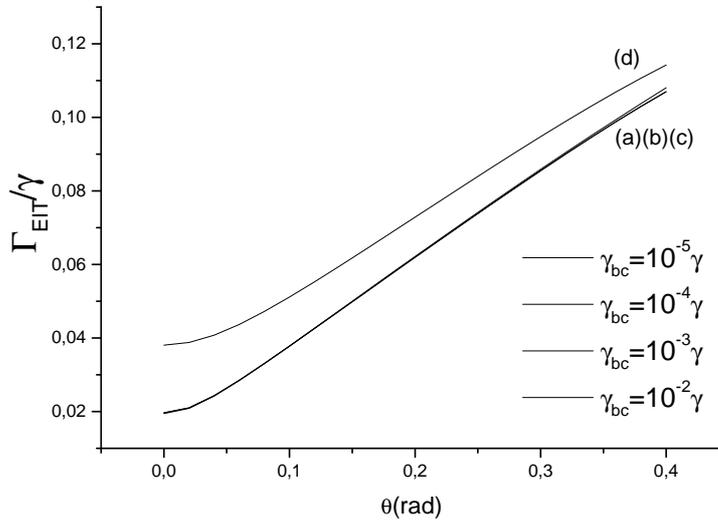


Figura 2.17. Dependência das curvas de dependência angular com γ_{bc} . As curvas para $\gamma_{bc} = 10^{-5}\gamma$, $10^{-4}\gamma$ e $10^{-3}\gamma$ praticamente coincidem, mas para $\gamma_{bc} = 10^{-2}\gamma$ alguma dependência já passa a ser verificada.

A rigor, o coeficiente $\alpha = 0,245$ que aparece na equação 2.74 pode depender de outros parâmetros do sistema como a frequência de Rabi do feixe de controle ou a taxa de decaimento γ_{bc} entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$. Verificamos que o coeficiente não apresenta nenhuma dependência com γ_{bc} para valores até duas ordens de grandeza maiores conforme mostra a Figura 2.17, ou seja, até $\gamma_{bc} \approx 10^{-3}\gamma$, a inclinação da curva na Figura 2.16 não depende de γ_{bc} . Isso sugere que o valor de γ_{bc} não afeta o resultado se a condição $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ for satisfeita, o que é bastante razoável, já que nesse limite, conforme já vimos, a largura de EIT independe de γ_{bc} .

A dependência com a frequência de Rabi é bem mais acentuada, mas não chega a comprometer o método. O valor utilizado até aqui foi $\Omega_2 = 0,1\gamma$ e, conforme mostra a Figura 2.18 não há dependência considerável com a frequência de Rabi do feixe de controle desde que essa frequência de Rabi permaneça na região onde $\Omega_2 \ll \gamma$ o que corresponde ao limite onde a largura de EIT é pouco sensível a frequência de Rabi.

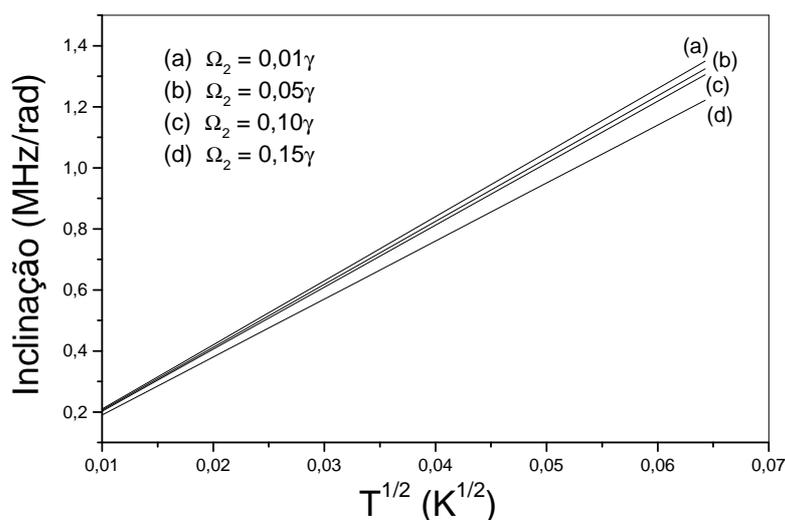


Figura 2.18. Dependência da inclinação das curvas de dependência angular com a frequência de Rabi do feixe de controle. Os resultados mostram que a inclinação são relativamente estável para frequências de Rabi baixas, mas passa a depender de Ω_2 para valores maiores.

Dessa maneira, dentro dos limites apropriados, a inclinação da curva de dependência angular depende exclusivamente da temperatura da amostra. No capítulo 4, é apresentada uma aplicação do método para estimativa da "temperatura" de uma amostra de átomos de Césio frios.

EIT EM ÁTOMOS DE CÉSIO FRIOS: PREPARAÇÃO DO SISTEMA

O estudo de EIT em amostras de átomos frios é extremamente importante pois este tipo de sistema se aproxima bastante de um sistema alargado homoganeamente, tendo em vista que a largura Doppler de vapores atômicos nessas condições é muito menor do que a largura de linha natural dos níveis atômicos. Como a descoerência entre os níveis de menor energia, determinada basicamente pelo tempo de trânsito, é bastante reduzida nesses sistemas, é possível uma inibição total da absorção mesmo para baixa intensidade do feixe de controle, o que possibilita a obtenção de larguras de EIT bastante estreitas. Este capítulo trata da preparação do sistema constituído de uma amostra de átomos de Césio frios para a obtenção do sinal de EIT num sistema de dois níveis degenerados. Inicialmente, discutimos alguns aspectos referentes à estrutura fina e hiperfina do átomo de Césio. Em seguida discutimos alguns aspectos teóricos e experimentais sobre uma armadilha magneto-óptica com átomos de Césio. Finalmente, descrevemos o procedimento experimental para preparar os átomos da amostra para a obtenção do sinal.

3.1 ESTRUTURA FINA E HIPERFINA DO CÉSIO

A interação entre o momento de dipolo magnético do elétron de valência de um átomo com o campo magnético gerado devido ao seu movimento é conhecido como acoplamento spin-órbita [33] e é representado por um termo $\hat{H}_{LS} = A\vec{L}\cdot\vec{S}$ no hamiltoniano, onde \vec{L} é o momento angular orbital do elétron e \vec{S} é o momento angular de spin. Esse acoplamento desdobra os níveis de energia formando a chamada *estrutura fina*.

Os autovalores do operador momento angular orbital são dados por $l(l+1)\hbar^2$, enquanto

que os autovalores do operador momento angular de spin são dados por $s(s+1)\hbar^2$. A estrutura fina é formada pelos autoestados comuns dos operadores $\{\hat{J}^2, \hat{J}_z, \hat{L}^2, \hat{S}^2\}$, onde $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ é o momento angular total do elétron. Os autovalores de \hat{J}^2 são dados por $j(j+1)\hbar^2$, onde os valores possíveis de j são obtidos por meio das regras de adição de momento angular da mecânica quântica e dados por $\{|l-s|, |l-s+1|, \dots, l+s-1, l+s\}$. Para a camada de valência do Césio, o número quântico l pode assumir os valores $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$. Para $l = 0$, a adição com o momento angular de spin dá origem ao número quântico $j = 1/2$ o qual identifica o nível $6S_{1/2}$, enquanto que para $l = 1$, os valores de j são $j = 1/2, 3/2$ que identificam, respectivamente, os níveis $6P_{1/2}$ e $6P_{3/2}$. Esses três níveis são os primeiros da estrutura fina do Césio.

A interação entre o momento angular total do elétron e o momento angular nuclear é expressa por um termo $B\vec{J} \cdot \vec{I}$ no hamiltoniano, onde \vec{I} é o momento angular de spin do núcleo, e promove um novo deslocamento dos níveis formando a chamada *estrutura hiperfina*. Os novos autoestados têm autovalores $F^2 = F(F+1)\hbar^2$ onde $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. O Césio tem um momento angular de spin nuclear dado pelo número quântico $i = 7/2$. Seguindo, mais uma vez, as regras de adição de momento angular da mecânica quântica, temos que para $j = 1/2$, F pode assumir os valores $F = 3, 4$, enquanto que para $j = 3/2$, F pode assumir os valores $F' = 2, 3, 4, 5$.

A estrutura de níveis hiperfinos formada dos níveis $6S_{1/2}$ e $6P_{1/2}$ é denominada *linha D1 do Césio*, enquanto que a estrutura formada a partir dos níveis $6S_{1/2}$ e $6P_{3/2}$ é denominada *linha D2 do Césio*. A linha D2 do Césio está mostrada na Figura 3.1.

As transições óticas na linha D2 podem ser excitadas com um laser operando no comprimento de onda de 852 nm que está na região do infravermelho. Isto facilita o estudo da estrutura desses níveis, já que lasers de diodo podem operar nessa região. Uma análise mais detalhada da linha D2 pode ser encontrada nas referências [38, 39].

A transição $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{3/2}$ é utilizada para resfriar e aprisionar átomos de Césio utilizando armadilhas magneto-ópticas. Esse tema será tratado em maiores detalhes na próxima seção.

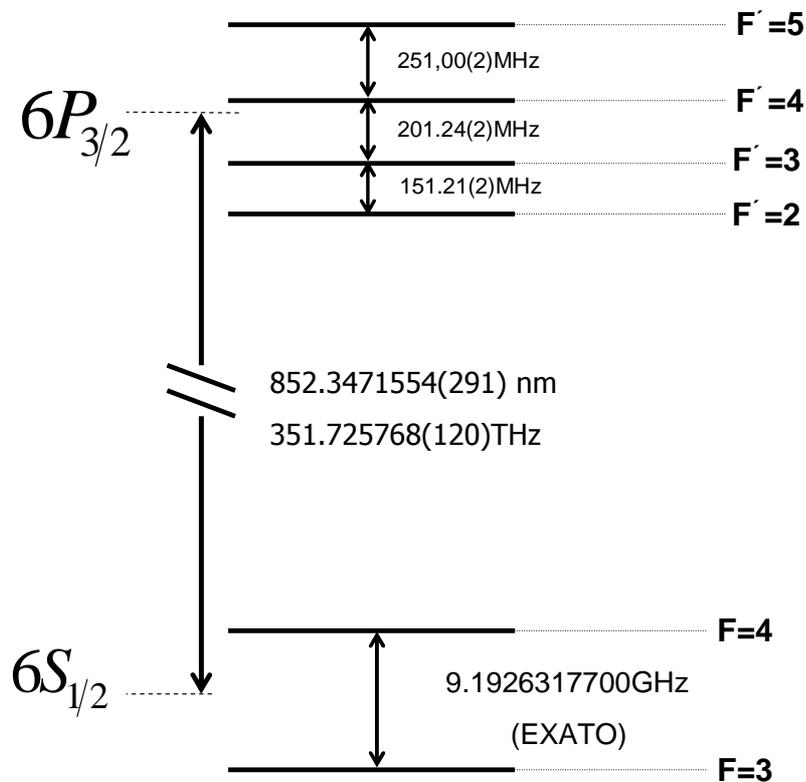


Figura 3.1. Linha D2 do Césio.

3.2 A ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA COM ÁTOMOS DE CÉSIO

O estudo de efeitos como EIT é bastante facilitado quando esse estudo é feito com átomos em temperaturas baixas ou ultra-baixas. O motivo é que, nesses sistemas, como a largura Doppler é muito pequena, a largura de linha dos níveis de energia dos átomos é bastante estreita sendo determinada apenas por mecanismos de alargamento homogêneo. As armadilhas magneto-ópticas (MOT, do Inglês *Magnetical Optical Trap*) constituem o sistema mais comum utilizado em laboratório para a obtenção de vapores atômicos a temperaturas da ordem de 1mK ou menores utilizando somente luz laser e um campo magnético inhomogêneo. Nesta seção, é apresentada uma análise bastante sucinta dos

princípios físicos ¹ e do aparato experimental de uma armadilha magneto-óptica. Em particular, são apresentados alguns detalhes da armadilha magneto-óptica com átomos de Césio utilizada nos experimentos que serão apresentados ao longo do trabalho.

3.2.1 Resfriamento e aprisionamento de átomos em uma armadilha magneto-óptica

Ao interagir com um átomo, fótons de um laser podem ser absorvidos e, devido a essa absorção, transferir para o átomo uma quantidade de movimento. Ao decair para o nível inicial via emissão espontânea, o átomo emite um fóton na mesma frequência do feixe que o excitou, mas numa direção completamente aleatória. Considerando, também, a emissão estimulada, a força média líquida exercida sobre o átomo, em um determinado instante t , é definida como:

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{\delta t} \left[(\langle N_{abs} \rangle - \langle N_{emit} \rangle) \hbar \vec{k} - \left\langle \sum_{\vec{k}_s} \hbar \vec{k}_s \right\rangle \right] \quad (3.1)$$

onde $\langle N_{abs} \rangle$ e $\langle N_{emit} \rangle$ são, respectivamente, o número médio de fótons absorvidos e o número médio de fótons emitidos de forma estimulada no intervalo entre t e $t + \delta t$, \vec{k} é o vetor de onda do campo incidente e \vec{k}_s é o vetor de onda de um fóton emitido de forma espontânea numa direção arbitrária \hat{s} .

Considerando que δt é pequeno comparado a tempos característicos das medidas, mas grande o suficiente de forma que o número de emissões espontâneas no intervalo seja suficientemente grande, a quantidade de movimento total dos fótons emitidos por emissão espontânea, correspondente ao último termo na equação anterior, se anula. Temos, portanto, uma quantidade de movimento líquida transferida para o átomo e, portanto, uma força dada somente pelo primeiro termo da equação 3.1. A amplitude da força depende, entre outros parâmetros, da intensidade e da frequência do feixe incidente.

O resfriamento ou redução da velocidade dos átomos ocorre quando dois feixes laser

¹O tema de resfriamento e aprisionamento de átomos utilizando laser é bastante extenso de forma que um estudo mais detalhado foge ao escopo deste trabalho. Um excelente estudo sobre o tema pode ser encontrado na referência [40]

contra-propagantes incidem sobre o átomo. Para entendermos melhor como isso ocorre, analisemos o caso de um átomo de dois níveis que tem uma componente v de sua velocidade ao longo da direção na qual os lasers se propagam. Os dois feixes têm a mesma frequência a qual é um pouco menor que a frequência de ressonância com a transição atômica. Devido ao deslocamento Doppler, o feixe que se propaga na direção contrária ao movimento do átomo, se aproxima da ressonância, enquanto que o feixe que se propaga na mesma direção se afasta da ressonância, conforme mostra a figura 3.2. 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. Temos, portanto, uma força resultante contrária ao movimento do átomo. Essa força é do tipo $\vec{F} = -\beta\vec{v}$ no limite em que $kv \ll \delta$ e é responsável pela redução da velocidade do átomo. Este sistema de redução de velocidade dos átomos é denominado *melaço ótico* [41] e atua sobre os átomos como uma força de atrito viscoso.

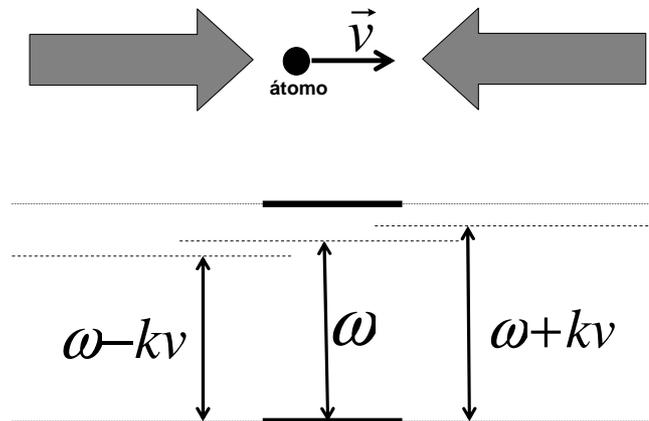


Figura 3.2. Redução da velocidade de um átomo utilizando laser. Os dois feixes contra-propagantes são sintonizados numa frequência ω um pouco abaixo da ressonância. Devido ao deslocamento Doppler, diferente para cada um dos feixes, o átomo absorve mais o feixe que se propaga na direção contrária ao seu movimento.

A força de atrito viscoso reduz a velocidade dos átomos, mas não os aprisiona. Para

que ocorra o aprisionamento, é necessário, além da força de atrito viscoso, uma força restauradora do tipo $F = -kx$. Uma maneira de se obter uma força restauradora é aplicando um campo magnético inhomogêneo sobre os átomos e utilizando lasers com polarizações circulares opostas conforme mostra a Figura 3.3.

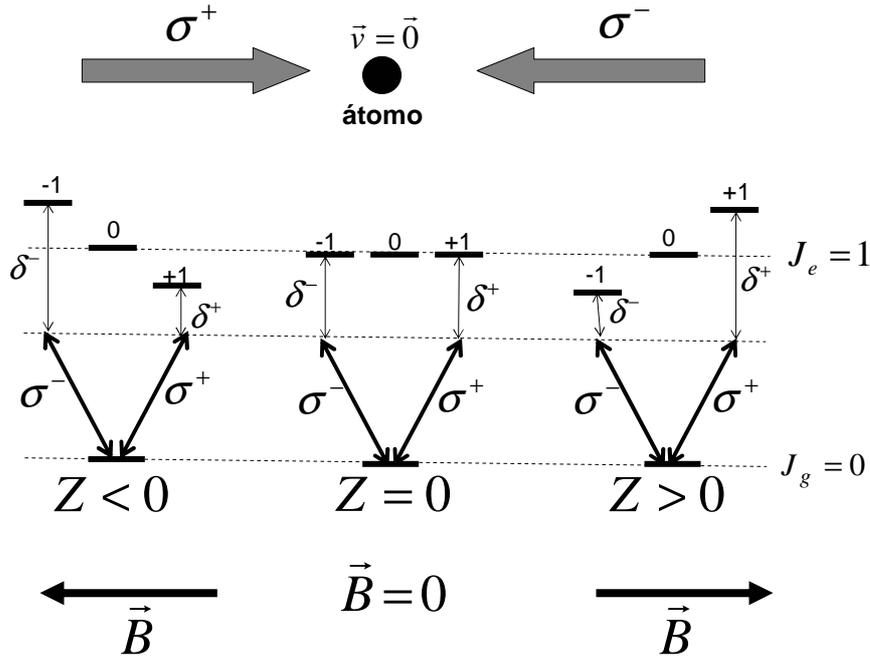


Figura 3.3. Aprisionamento de átomos utilizando um campo magnético inhomogêneo. Para átomos que estão à esquerda da origem, temos $\delta^+ < \delta$ e $\delta^- > \delta$ o que resulta em uma absorção maior do feixe com polarização σ^+ que se propaga para a direita, do que do feixe com polarização σ^- , que se propaga para a esquerda. Esse deslocamento dos subníveis Zeeman tem como resultado uma força dependente da posição que aponta sempre para a origem e é utilizada para confinar os átomos.

Os lasers circularmente polarizados interagem com as transições entre os subníveis Zeeman dos níveis obedecendo regras de seleção. O laser com polarização σ^+ induz transições com $\Delta m = +1$, enquanto que o laser com polarização σ^- induz transições com $\Delta m = -1$. Se o átomo está parado na origem, $B = 0$, e os subníveis Zeeman não são deslocados. Dessa maneira, o átomo absorve igualmente os dois lasers, não existindo

nenhuma força resultante. Se estiver parado em $z > 0$, temos um campo magnético positivo o qual desloca os subníveis Zeeman de tal forma que o laser com polarização σ^- se aproxima da ressonância enquanto o laser com polarização σ^+ se afasta da ressonância. Temos, portanto, uma força resultante apontando para a origem. Como o deslocamento dos subníveis Zeeman depende da intensidade do campo magnético, a força depende da posição. Temos, portanto, uma força restauradora. Apesar de a análise feita aqui se restringir ao caso onde $J_g = 0$ e $J_e = 1$, o resultado pode ser estendido ao caso mais geral onde $J_e = J_g + 1$.

No limite em que tanto o deslocamento Doppler quanto o deslocamento Zeeman são pequenos comparados à dessintonização δ , a força exercida sobre o átomo é dada, aproximadamente, por:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r}, \quad (3.2)$$

onde o primeiro termo atua no resfriamento dos átomos e o segundo termo aprisiona os átomos numa determinada região do espaço.

Uma armadilha que opera nas três dimensões requer três pares de feixes lasers contra-propagantes. O gradiente de campo magnético necessário pode ser obtido, por exemplo, utilizando um quadrupolo magnético formado por um par de bobinas na configuração anti-Helmoltz na direção Z. O gradiente de campo magnético nas direções X e Y são iguais à metade do gradiente na direção Z. Este sistema de resfriamento e aprisionamento de átomos, denominado *armadilha magneto-óptica* [42], é bastante utilizado em laboratórios para a obtenção de temperaturas da ordem de 1 mK ou menores e é a primeira etapa na obtenção de amostras atômicas ultra-frias.

3.2.2 Aparato experimental da armadilha

Todos os experimentos apresentados neste trabalho foram realizados com átomos frios de Césio obtidos através de uma armadilha magneto-óptica. A seguir, alguns detalhes do aparato experimental da armadilha são apresentados.

A armadilha opera na transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ pertencente à linha D2 do Césio. Essa transição é escolhida por se tratar da única transição cíclica na linha D2 onde a

condição $F' = F + 1$ é satisfeita.

A transição é cíclica porque a transição $F' = 5 \leftrightarrow F = 3$ não é permitida devido às regras de seleção de dipolo elétrico as quais permitem apenas transições com $\Delta F = 0, \pm 1$. No entanto, a potência do laser-armadilha é suficientemente alta para que exista uma probabilidade não nula de que átomos sejam excitados para o nível $F' = 4$, de onde podem decair para o nível $F = 3$. Ao decair para $F = 3$, os átomos deixam de ser "vistos"

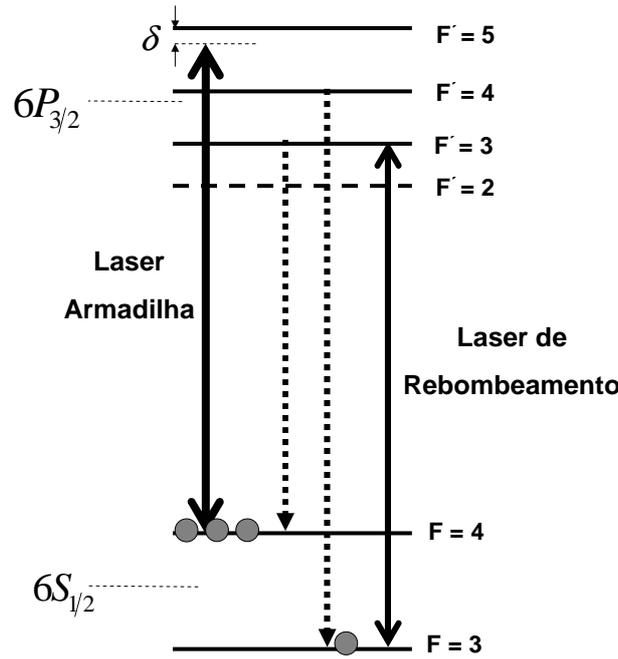


Figura 3.4. Linha D2 do Césio com os feixes armadilha e de rebombeamento na configuração da MOT. O feixe armadilha é sintonizado próximo à transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ com uma dessintonização em torno de 12 MHz, enquanto o laser de rebombeamento pode ser sintonizado, por exemplo, na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$. As linhas pontilhadas representam decaimentos por emissão espontânea que fazem com que os átomos abandonem o ciclo de absorção e retornem com o auxílio do laser de rebombeamento.

pelo laser armadilha e podem, portanto, escapar conforme ilustrado na Figura 3.4. Para que a armadilha funcione, é necessário, portanto, um outro laser cuja função é bombear esses átomos de volta para o nível $F' = 4$, de onde podem retornar para o nível $F = 4$ voltando, assim, ao ciclo de armadilhamento. Na ausência do laser de rebombeamento,

os átomos da armadilha são rapidamente bombeados para o nível $F = 3$. A Figura 3.4 mostra a linha D2 do Césio com o laser armadilha e o laser de rebombeamento em suas respectivas transições.

O laser utilizado como laser-armadilha é um laser de Ti:Safira bombeado por um laser de Argônio. Esse laser é sintonizado um pouco abaixo da ressonância com a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ com uma dessintonização em torno de 12 MHz. O laser utilizado como laser de rebombeamento é um laser de diodo com cavidade externa (LDCE) o qual é sintonizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$. O campo magnético inhomogêneo é produzido utilizando um par de bobinas anti-Helmholtz. A Figura 3.5 ilustra de forma esquemática o aparato experimental básico da MOT utilizada em nossos experimentos.

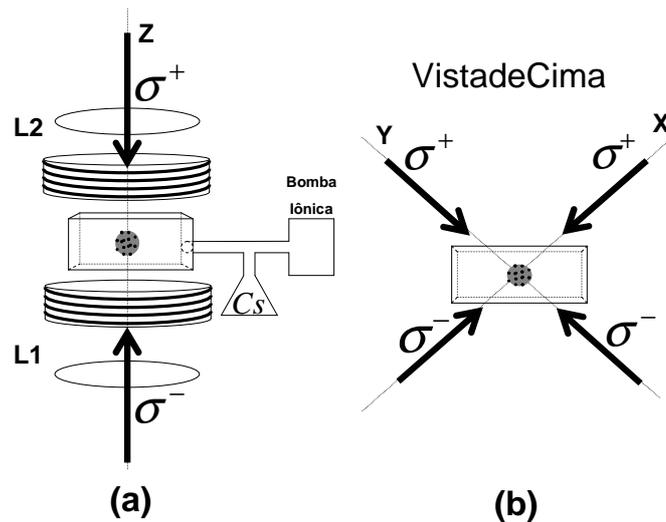


Figura 3.5. Aparato experimental básico da MOT com Césio. O laser armadilha com as polarizações circulares adequadas resfria e aprisiona os átomos. Em (a), temos uma visão lateral da célula contendo vapor de Césio e os feixes armadilha na direção Z e as bobinas que forma o gradiente de campo magnético. Os dois feixes na direção Z passam, ainda, por duas lentes L1 e L2, as quais focalizam o feixe sobre a armadilha. Em (b), temos uma vista de cima da célula onde são mostrados somente os feixes nas direções X e Y.

Os seis feixes que formam a armadilha incidem sobre uma célula contendo vapor de Césio a temperatura ambiente mantido, por intermédio de uma bomba iônica, a uma

pressão em torno de 10^{-9} Torr. Conforme mostra a Figura 3.5, essa configuração é um pouco diferente da armadilha magneto-óptica apresentada na seção anterior devido à presença de duas lentes L1 e L2 colocadas na direção Z. A função dessas lentes é focalizar os feixes que se propagam na direção Z sobre a amostra atômica, gerando uma força transversal. Com essa configuração, a armadilha pode funcionar com apenas dois ou quatro feixes [43]. Nossos experimentos, no entanto, foram realizados com seis feixes, mas com as lentes ainda na direção Z. Com essa configuração, obtemos uma amostra de átomos frios com diâmetro em torno de 2 mm e com um número de átomos da ordem de $10^6 - 10^7$ com uma temperatura da ordem de 2 mK [30].

3.3 PREPARAÇÃO DO SISTEMA PARA A OBTENÇÃO DO SINAL DE EIT

Nesta seção, discutimos o aparato experimental utilizado na preparação dos átomos na armadilha e dos feixes laser a fim de se obter o espectro de EIT na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Inicialmente, mostramos como foi obtida uma amostra com o nível $F = 3$ suficientemente populado. Em seguida, mostramos como os laser foram sintonizados na frequência da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D2 do Césio.

3.3.1 Preparação dos átomos no nível $F=3$

Para que o experimento de EIT seja realizado com átomos frios, é necessário que o nível $F = 3$ esteja suficientemente populado o que não é possível se o laser de rebombamento estiver ligado, já que esse laser rebombeia os átomos que decaem para $F = 3$ de volta ao ciclo de absorção e emissão onde a armadilha opera. Dessa forma, é necessário que o laser de rebombamento seja desligado. O problema é que os átomos que populam o nível $F = 3$ não são "vistos" pelo laser armadilha e, portanto, escapam da armadilha. O experimento de EIT deve, portanto, ser realizado em um intervalo de tempo pequeno, durante o qual os átomos que populam o nível $F = 3$ não abandonaram completamente a região de interação, mas grande o suficiente para que o nível $F = 3$ seja suficientemente populado.

A nuvem de átomos frios tem um raio de aproximadamente 1 mm e é mantida a uma temperatura de aproximadamente 2 mK, o que corresponde a uma velocidade média de 40 cm/s aproximadamente. Considerando que o diâmetro dos feixes utilizados são da ordem do diâmetro da armadilha, pode-se estimar o tempo médio gasto pelos átomos para abandonar completamente a região de interação como $\tau = r/u \approx 2,4$ ms. Dessa forma, é importante que o laser de rebombeamento não fique desligado durante um intervalo de tempo superior a τ . Em nossos experimentos, o intervalo de tempo em que o laser de rebombeamento permanece desligado e o sinal de EIT é obtido é de aproximadamente 2 ms.

É necessário, também, medirmos o tempo necessário para que o laser armadilha bombeie os átomos para o nível $F = 3$ a partir do instante em que o laser de rebombeamento é desligado. Uma medida indireta desse tempo é feita medindo-se o decaimento da absorção de um feixe *sonda* sintonizado na mesma frequência do laser armadilha. Para isso, podemos utilizar uma parte do mesmo feixe utilizado para formar os seis feixes que formam a armadilha, para medirmos o decaimento de sua absorção quando o laser de rebombeamento e o campo magnético são desligados. A Figura 3.6 ilustra o aparato experimental utilizado para realizar essa medida.

A modulação do laser de rebombeamento e do campo magnético é feita com o auxílio de um "chopper" que opera com uma roda dentada a qual gira com uma frequência de 34 Hz aproximadamente. O feixe espalhado pelo "dente" da roda é detetado e o sinal é utilizado como "trigger" para o osciloscópio e para a modulação do campo magnético. O laser de rebombeamento e o campo magnético ficam desligados por um intervalo de 1.8 ms dentro do qual a absorção do feixe sonda é medida. A Figura 3.7 mostra o sinal obtido a partir de uma média de 64 curvas. Fazendo um ajuste exponencial da curva entre os pontos A e B, o tempo de decaimento pode ser medido. Para o resultado mostrado na Figura 3.7, a potência total do laser armadilha que atinge a célula é estimada em $P \approx 111$ mW e a dessintonização do laser armadilha em relação à transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ é de 12 MHz. Para esses parâmetros, o tempo de bombeamento ótico para o nível $F = 3$ medido é $\tau = 190\mu s$. Concluimos, portanto, que o sinal de EIT deve ser obtido entre

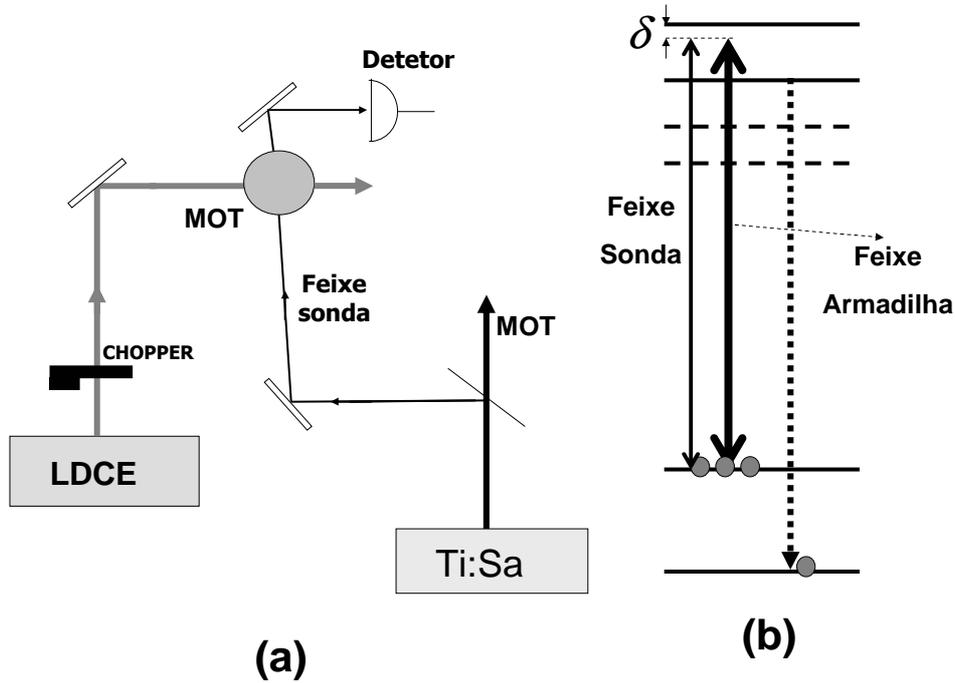


Figura 3.6. Aparato experimental para a medida do tempo de bombeamento óptico para o nível $F = 3$ em (a). O laser de rebombeamento é bloqueado com o auxílio de um "chopper" enquanto a absorção de um feixe sonda pelos átomos armadilhados é medida. Em (b), temos a linha D2 do Césio com o laser armadilha e o laser sonda sintonizados na mesma frequência.

os instantes $t = 0,2$ ms e $t = 2,4$ ms contados a partir do instante em que o laser de rebombeamento é desligado.

O tempo de bombeamento óptico depende da potência do laser armadilha e da dessintonização em relação à transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$. No apêndice B, apresentamos um modelo teórico para esse bombeamento utilizando equações de taxa, onde comparamos com os resultados obtidos a partir de medidas sistemáticas do tempo de bombeamento óptico τ para diferentes potências do feixe armadilha. Nos limitamos, aqui, a discutir alguns aspectos bastante gerais das curvas de absorção do feixe sonda.

O resultado mostrado na Figura 3.7 apresenta alguns aspectos importantes. Temos três tempos característicos bem distintos no resultado mostrado. O primeiro, correspondente ao intervalo entre os pontos A e B, é o tempo de decaimento da população do nível

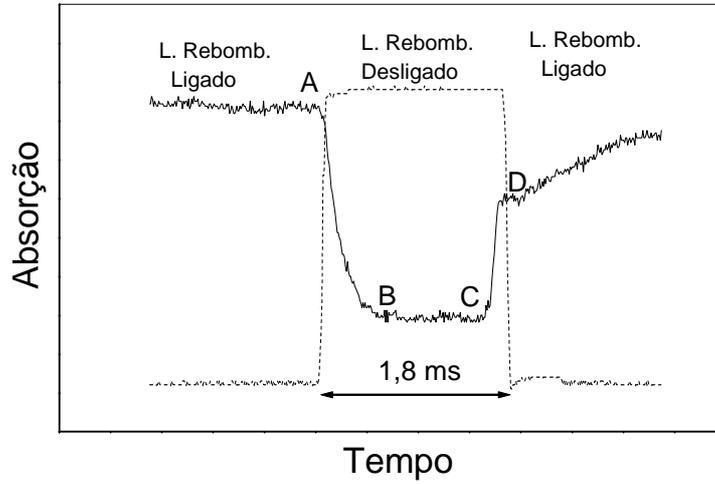


Figura 3.7. Absorção do feixe sonda.

$F = 4$ ou de aumento da população do nível $F = 3$. Entre os instantes t_B e t_C , os átomos no nível $F = 3$ estão escapando da região da armadilha. O laser de rebombeamento é religado em t_C e a partir desse ponto, temos outros dois tempos característicos. Entre os instantes t_C e t_D , os átomos que ainda estão na região da armadilha estão sendo bombeados para o nível $F = 4$ e a absorção do feixe sonda é aumentada. A partir de t_D , os átomos começam a ser recapturados, o que resulta em um aumento na absorção do feixe sonda numa escala de tempo mais lenta. A diferença entre os níveis de absorção nos pontos A e D está relacionada com a redução na densidade de átomos devido à expansão da nuvem atômica e pode ser utilizada para estimar a velocidade média dos átomos na armadilha.

3.3.2 Estimativa da temperatura da amostra

Para estimar a velocidade média dos átomos utilizando esse resultado, podemos utilizar um sistema de dois níveis simples conforme está mostrado na Figura 3.8(a). Na Figura 3.8(b), vemos o que acontece com a nuvem atômica entre os instantes t_B e t_D . A intensidade do feixe sonda antes de atravessar a armadilha é I_0 e, após, atravessá-la

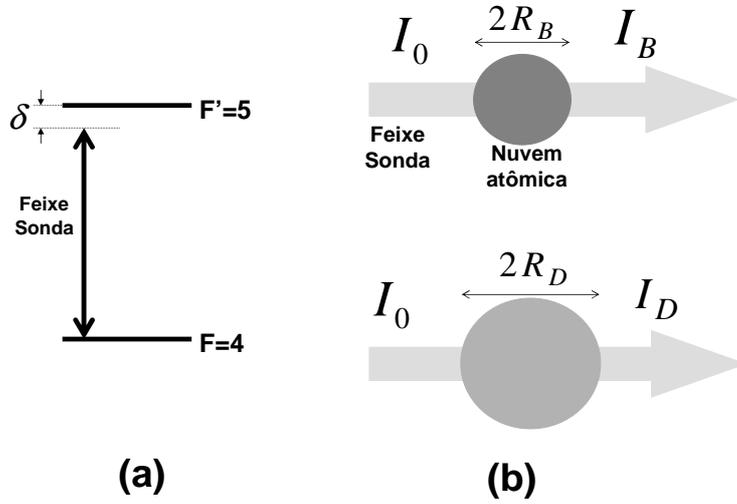


Figura 3.8. Efeito da expansão da nuvem atômica entre os instantes t_A e t_D . Em (a), o sistema de dois níveis utilizado para estimar a temperatura da amostra. Em (b), a expansão da nuvem atômica é mostrada. I_0 é a intensidade do feixe sonda antes de atingir a armadilha.

é dado por $I = I_0 e^{-\alpha(2R_B)}$, onde R_B é o raio da nuvem atômica no instante t_B e α é o coeficiente de absorção linear. O coeficiente de absorção é dado por $\alpha = \sigma\rho$, onde ρ é a densidade atômica e σ é a seção de choque de absorção. Dessa forma, usando que $V = (4/3)\pi R^3$, a intensidade do feixe sonda, após atravessar o meio atômico, pode ser escrita na forma $I = I_0 e^{-\beta/R^2}$, onde $\beta = (3\sigma N)/2\pi$, onde N é o número total de átomos na amostra. A diferença entre os níveis de absorção nos instantes t_B e t_D pode, então, ser escrita como:

$$\frac{I_0 - I_0 e^{-\frac{\beta}{R(t)^2}}}{I_0 - I_0 e^{-\frac{\beta}{R_0^2}}} = q \quad (3.3)$$

O coeficiente β pode ser obtido através do cálculo da susceptibilidade linear. O feixe sonda está dessintonizado da ressonância por 12 MHz e a população do estado excitado é desprezível comparada à população do estado fundamental. Dessa forma, a seção de choque de absorção pode ser obtida utilizando a expressão [32]:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{sp}} g(\nu), \quad (3.4)$$

onde λ é o comprimento de onda associado à transição, n é o índice de refração, t_{sp} é o tempo de vida espontâneo. A função $g(\nu)$ é a forma de linha da transição a qual é dada por:

$$g(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (3.5)$$

onde Γ é a largura de linha natural do estado excitado e Δ é a dessintonização do feixe sonda em relação à transição atômica

Utilizando os dados do nosso problema, $\beta \approx 4.10^{-6} \text{ cm}^2$ e, como $R \approx 0,1 \text{ cm}$, temos que $\beta/R^2 \ll 1$, de forma que podemos expandir o fator exponencial que aparece na expressão 3.3 e manter somente termos até primeira ordem. A expressão 3.3 pode, então, ser resolvida facilmente para R_D . O resultado obtido é $R_D = R_0/\sqrt{q}$. Usando $R_0 \approx 1 \text{ mm}$ e $q \approx 0,56$, obtemos que $R_D \approx 1,4 \text{ mm}$. A velocidade média dos átomos na amostra pode, então, ser estimada como:

$$\bar{v} = \frac{R_D - R_B}{t_D - t_B} \approx 30 \text{ cm/s}, \quad (3.6)$$

onde consideramos que $R_D = R_B + \bar{v}(t_D - t_B)$ e que entre os instantes t_A e t_B , a nuvem atômica tem o mesmo diâmetro, ou seja $R_B \approx R_0$.

Apesar de utilizarmos um modelo bastante simplificado, foi possível obter um resultado bastante razoável. A velocidade média de 30 cm/s corresponde, em temperatura, a 1 mK aproximadamente que é da mesma ordem do valor obtido para a temperatura medida na mesma armadilha utilizando um outro método completamente diferente [30].

3.3.3 Preparação dos lasers: Absorção saturada

O experimento de EIT foi realizado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D2 do Césio. Para isso, foi necessário sintonizar os feixes de sinal e de controle nessa transição. O espectro de absorção linear de um feixe em torno de 852 nm apresenta uma largura em torno de 370 MHz que é maior do que a separação entre os níveis hiperfinos de $6P_{3/2}$,

de modo que não podemos resolver a estrutura hiperfina do átomo utilizando o sinal de absorção linear. Uma técnica bastante utilizada para resolver a estrutura hiperfina é conhecida como absorção saturada. Nessa técnica, além de um feixe de prova do qual se quer analisar o espectro de absorção, utiliza-se um outro feixe contra-propagante e mais intenso.

Os dois feixes são sintonizados na mesma frequência ω_0 . No entanto, devido à velocidade dos átomos, cada um dos feixes tem sua frequência deslocada de forma diferente. Considerando que um átomo tem uma componente v de sua velocidade ao longo da direção dos feixes, a frequência do feixe forte "vista" pelo átomo é $\omega' = \omega_0 + kv$ enquanto que a frequência do feixe de prova é $\omega'' = \omega_0 - kv$. Dessa forma, a única situação onde os dois feixes estão ressonantes simultaneamente com a mesma transição acontece para átomos parados. Nesta condição, o feixe forte satura a transição reduzindo a absorção do feixe de prova. Temos, portanto, um "dip" na curva de absorção do feixe de prova na frequência de ressonância. A largura desse "dip" corresponde à largura de linha homogênea da transição.

Nos casos onde existem mais de dois níveis como ocorre na estrutura hiperfina do Césio, podem existir outros "dips" correspondentes às ressonâncias de "cross-over". Neste caso, para uma determinada classe de velocidade diferente de zero, os dois feixes estão simultaneamente ressonantes, mas com transições diferentes. Este "dip" surge na frequência correspondente à média das frequências de ressonância das duas transições envolvidas.

O aparato experimental para a obtenção do espectro de absorção saturada está mostrado na Figura 3.9. O laser utilizado é um laser de diodo com cavidade externa, o qual têm uma potência de saída de 15 mW e um diâmetro em torno de 5 mm. O feixe é dividido em dois utilizando um separador de feixes. Uma parte do feixe corresponde ao feixe de prova e incide sobre a célula com uma intensidade de 1.6 mW/cm^2 , enquanto a outra parte, correspondente ao feixe forte, incide sobre a célula com uma intensidade de $2,5 \text{ mW/cm}^2$. Os dois feixes atravessam a célula contendo vapor de Césio formando um ângulo próximo a 180° . O feixe de prova, após passar pela célula, é detetado por um foto-detetor e o sinal é enviado para um osciloscópio.

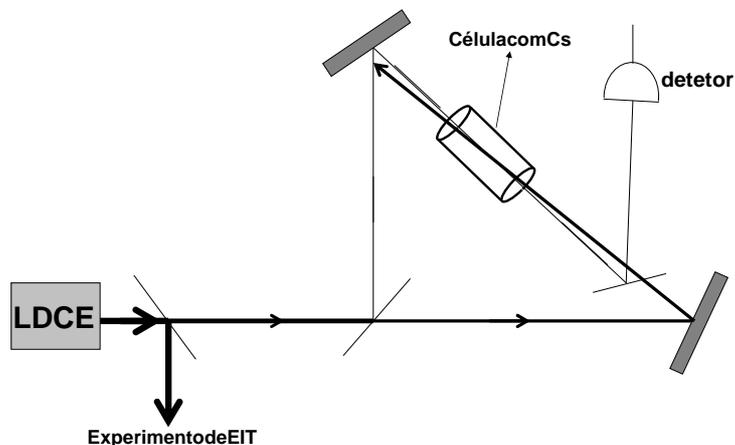


Figura 3.9. Experimento de absorção saturada com vapor de Césio. Um feixe de laser proveniente de um laser de diodo com cavidade externa é dividido em duas partes, as quais incidem sobre uma célula contendo vapor de Césio à temperatura ambiente. O feixe fraco é detetado por um foto-detetor e o sinal é enviado para um osciloscópio.

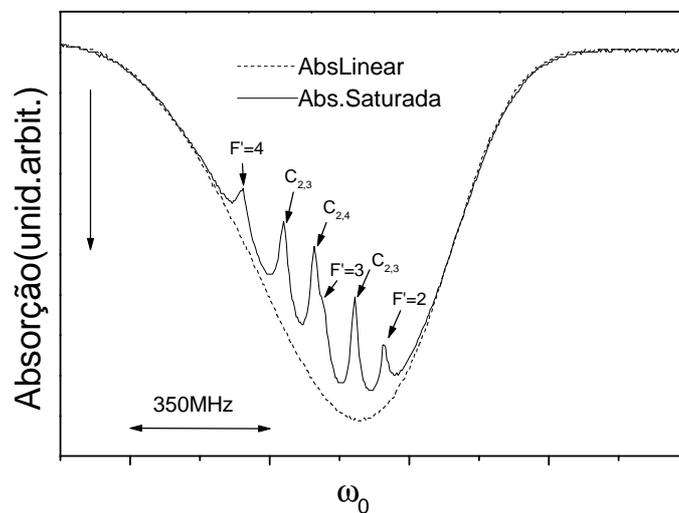


Figura 3.10. Espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$. As setas indicam os "dips" referentes às ressonâncias e aos "cross-overs".

O gráfico da Figura 3.10 mostra o espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$. O espectro mostra os "dips" referentes às transições e, também, aqueles referentes aos "cross-overs". Com esse espectro, a frequência referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ pode ser selecionada e o sinal é utilizado pelo sistema de travamento de frequência do controlador do laser de Diodo.

RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados principais deste trabalho. Primeiramente, discutimos as configurações de polarizações dos feixes que foram utilizadas para a obtenção do sinal de EIT na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Em seguida, apresentamos o aparato experimental para a obtenção do espectro de absorção do feixe de sinal, onde mostramos alguns espectros de absorção e analisamos a dependência desse sinal com a potência do feixe de controle. Finalmente, apresentamos os dados experimentais que mostram a dependência da largura da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes e utilizamos estes resultados para estimar a temperatura da amostra de átomos frios utilizando o método proposto no capítulo 2. O resultado está em acordo com resultados obtidos por outro método aplicado na mesma armadilha.

4.1 EIT EM UM SISTEMA DE DOIS NÍVEIS DEGENERADOS

Para a obtenção do sinal de EIT, é necessário escolher dentre os níveis que formam a linha D2 do Césio aqueles que formarão o sistema de 3 níveis onde o sinal de EIT pode ser obtido. As exigências são que os dois estados escolhidos como estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ não sejam acopláveis via interação de dipolo elétrico e que esse sistema seja fechado. Cada um dos níveis que forma a estrutura hiperfina possui $2F + 1$ subníveis Zeeman, o que impossibilita a obtenção de um sistema de três níveis puro. Uma possibilidade é obter o sinal de EIT utilizando um sistema de dois níveis degenerados, o qual, com o uso de polarizações apropriadas dos feixes, pode se comportar como um sistema de três níveis na configuração Λ . Para isso, é necessário que tenhamos $F' < F$. Para o caso onde $F' > F$, o sistema pode se comportar como um sistema de três níveis, mas numa

configuração conhecida como configuração V. Nesse caso, o efeito observado é conhecido como Absorção Induzida Eletromagneticamente ou EIA [44]. Na linha D2 do Césio, somente a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ é aceitável já que é a única que é cíclica e onde $F' < F$.

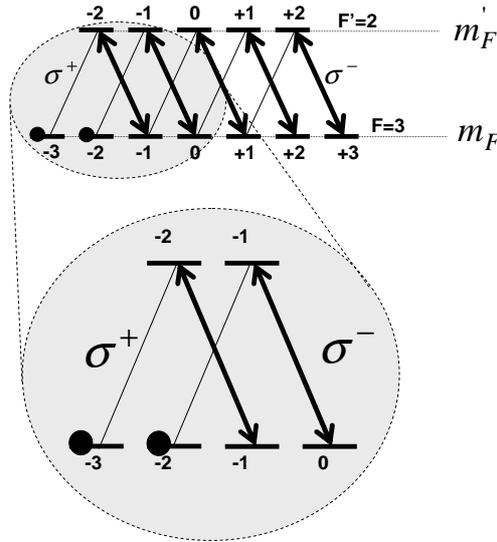


Figura 4.1. Transições acopladas pelos feixes de controle e de sinal quando se utilizam polarizações circulares e opostas para os dois feixes. O feixe de controle tem polarização σ^- e, portanto, excita somente transições com $\Delta m = -1$ enquanto que o feixe de sinal que tem polarização σ^+ excita transições com $\Delta m = +1$. O feixe de controle bombeia os átomos para os subníveis Zeeman $m_F = -3$ e $m_F = -2$ e o sistema de aproxima de um sistema constituído de dois sistemas de 3 níveis na configuração Λ acoplados. Essa é a *configuração 1*.

Como os estados de menor energia são degenerados, é necessária uma escolha adequada da polarização dos feixes para garantir que eles interajam com transições diferentes. Nesse caso, temos algumas possibilidades com respeito às polarizações escolhidas. A Figura 4.1 mostra a configuração obtida quando são utilizados lasers com polarizações circulares opostas onde o feixe de controle tem polarização σ^- e o feixe de sinal tem polarização σ^+ . Dessa forma, o feixe de controle acopla somente com transições onde $\Delta m = -1$, enquanto o feixe de sinal acopla somente com transições onde $\Delta m = +1$. Isso é feito fazendo com que cada um dos feixes passe por uma lâmina $\lambda/4$ antes de incidir sobre a

MOT. Essa configuração é identificada no restante do trabalho como *configuração 1*.

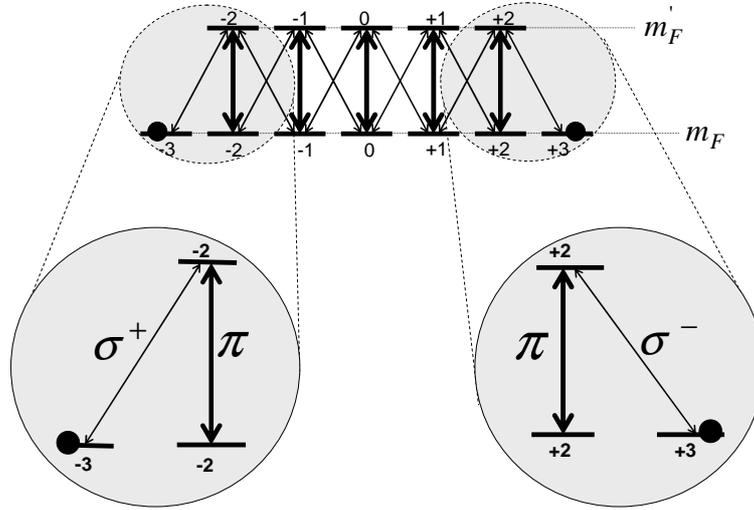


Figura 4.2. Transições acopladas pelos feixes de controle e de sinal quando se utiliza polarização π para o feixe de controle. O feixe de controle excita somente transições com $\Delta m = 0$ enquanto que o feixe de sinal que tem componentes de polarização σ^+ e σ^- excita transições com $\Delta m = \pm 1$. O feixe de controle bombeia os átomos para os níveis $m_F = \pm 3$ e o sistema se aproxima de dois sistemas de três níveis na configuração Λ . Essa é a *configuração 2*.

Nessa configuração, se tivermos o feixe de controle muito mais intenso que o feixe de sinal, a população inicialmente distribuída entre os 7 subníveis Zeeman é bombeada para os níveis com $m_g = -2$ e $m_g = -3$. Dessa maneira, o sistema de muitos níveis se aproxima do sistema em destaque na Figura 4.1 o qual é composto de dois sistemas de três níveis os quais são acoplados entre si através dos decaimentos por emissão espontânea nas transições $m'_F = -2 \leftrightarrow m_F = -2$ e $m'_F = -1 \leftrightarrow m_F = -1$. O acoplamento entre esses dois sistemas dificulta uma comparação entre os resultados obtidos nessa configuração e aqueles obtidos teoricamente para um sistema de três níveis puro.

Uma outra maneira de se obter um sinal de EIT em um sistema de dois níveis degenerados é utilizando o feixe de controle com polarização linear. Escolhendo o eixo de quantização como coincidindo com esta direção de polarização, o feixe de controle passa a excitar somente transições com $\Delta m = 0$. O feixe de sinal contém as duas componentes de

polarização circular σ^+ e σ^- . Dessa maneira, se o feixe de controle for muito mais intenso que o feixe de sinal, o sistema se aproxima de dois sistemas de 3 níveis conforme mostrado na Figura 4.2. A vantagem dessa configuração, identificada aqui como *configuração 2*, sobre a apresentada anteriormente é que, nesse caso, os dois sistemas de três níveis não são acoplados entre si.

4.2 APARATO EXPERIMENTAL PARA OBTENÇÃO DO SINAL DE EIT

No capítulo anterior, apresentamos algumas etapas de preparação do sistema para a obtenção do sinal de EIT. Com esse aparato inicialmente montado, temos um feixe laser gerado pelo laser de diodo com a frequência travada na ressonância com a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. O laser de rebombeamento continua passando pelo "chopper" utilizado

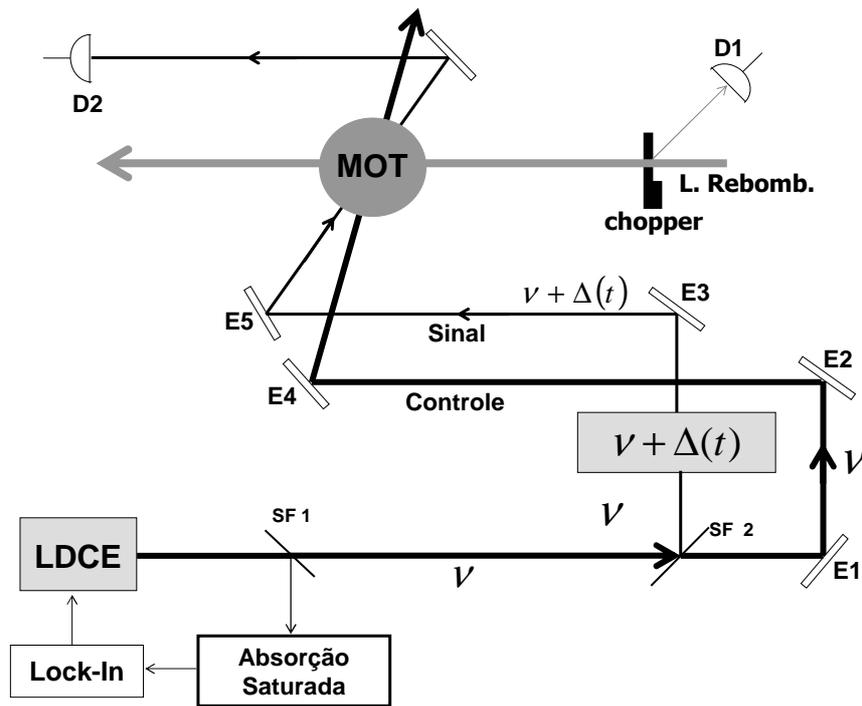


Figura 4.3. Aparato experimental para obtenção do sinal de EIT. Enquanto o laser de rebombeamento é bloqueado pelo "chopper", a frequência do feixe de sinal é varrida em torno da ressonância $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Após passar pela MOT, o feixe de sinal é detectado e o sinal é enviado para um osciloscópio.

no estudo do bombeamento ótico para o nível $F = 3$ o qual gira com a mesma frequência de 34 Hz. Dessa forma, temos um intervalo de tempo de aproximadamente 2 ms dentro do qual o espectro deve ser obtido.

A Figura 4.3 mostra o esquema experimental utilizado para a obtenção do espectro. O feixe gerado pelo laser de diodo é dividido em dois utilizando um separador de feixes SF 1. Um dos feixes vai para o experimento de absorção saturada descrito no capítulo anterior enquanto a outra parte vai para o experimento. O feixe passa novamente por um separador de feixes SF 2 o qual separa o feixe de sinal e o feixe de controle. O feixe de controle segue diretamente para a MOT, enquanto o feixe de sinal, antes de incidir sobre a MOT, passa por um sistema de moduladores acústico-ópticos mostrado na Figura 4.4 o qual desloca a sua frequência por uma quantidade $\Delta(t)$. Dessa maneira, durante o intervalo onde o feixe de rebombeamento está bloqueado pelo "chopper", a frequência do feixe de sinal é varrida em torno da frequência ν do feixe de controle a qual está travada na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$.

A roda dentada, ao bloquear o laser de rebombeamento, reflete o feixe para um detetor D1 o qual fornece o sinal de "trigger" que é utilizado tanto no chaveamento do campo magnético quanto para iniciar a rampa de varredura da frequência do feixe de sinal. A Figura 4.5 mostra o sinal de "trigger" fornecido pelo "chopper", a forma da rampa utilizada na modulação da frequência do feixe de sinal e o chaveamento do quadrupolo magnético.

O feixe de controle, antes de incidir sobre a célula contendo os átomos armadilhados, tem um diâmetro de 5 mm aproximadamente enquanto que o diâmetro do feixe de sinal é de aproximadamente 2 mm. Como o diâmetro da armadilha é da ordem de 2 mm, os átomos armadilhados estão completamente dentro da região de interseção entre os dois feixes. Dessa forma, a região de interação dos lasers com os átomos na armadilha coincide com a própria região da armadilha, não dependendo do ângulo entre os feixes.

Devido ao perfil gaussiano do feixe, o sistema é sensível ao alinhamento do feixe de controle já que esse alinhamento define a região do feixe que interage com os átomos. A intensidade efetiva do feixe de controle que incide sobre os átomos pode variar

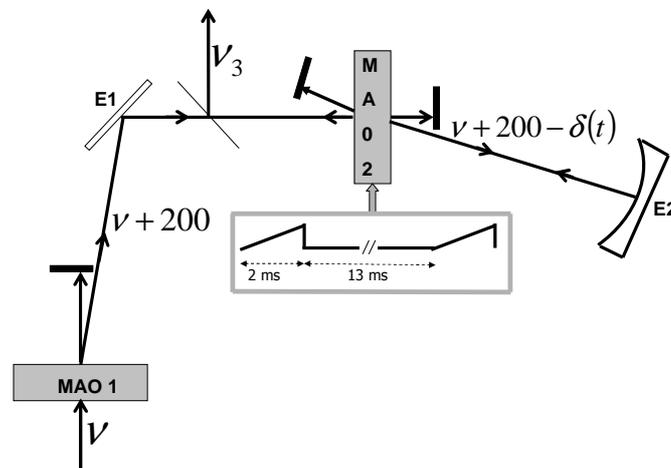


Figura 4.4. Sistema de moduladores acústico-ópticos (MAO's) utilizado para modular a frequência do feixe de sinal. O feixe passa por um primeiro MAO que desloca a frequência de 200 MHz. O feixe, então faz uma dupla passagem por um segundo MAO o qual é submetido a uma tensão variável com a forma de onda triangular promovendo um deslocamento $-\delta(t)$ na frequência também com a forma de onda triangular.

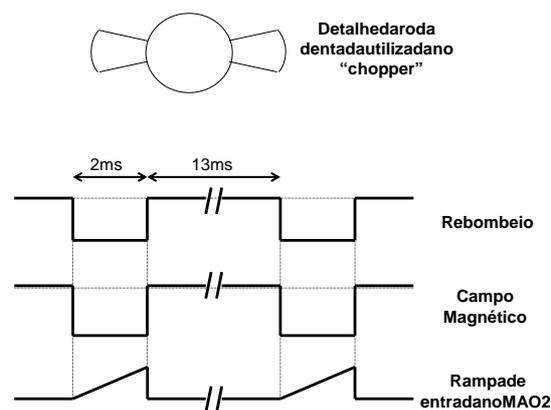


Figura 4.5. Modulação da frequência do feixe de sinal e do quadrupolo magnético. O sinal de "trigger" é fornecido pelo "chopper". Acima, detalhe da roda dentada utilizada no "chopper".

consideravelmente mesmo com pequenas alterações na direção do feixe. Esse problema é resolvido utilizando o fato de que a largura do sinal de EIT depende da intensidade do feixe de controle. Para isso, ajustamos o alinhamento de forma a obter a maior largura do sinal de EIT possível. Dessa forma, pode-se garantir que a armadilha se encontra na região de maior intensidade do feixe de controle.

Um outro fato importante que deve ser lembrado é que a armadilha magneto-óptica utilizada em nosso experimento não é isolada de campos magnéticos externos. Dessa forma, existem campos magnéticos residuais os quais podem gerar algum alargamento adicional no sinal. Apesar do campo magnético inhomogêneo ter sido desligado, esse campo magnético requer um tempo de relaxação para desaparecer completamente. Dessa forma, é importante que o sinal de EIT seja obtido o mais distante possível do instante em que o campo é desligado a fim de evitar um alargamento devido a esse campo. Isso é feito ajustando o "offset" da rampa de tensão de entrada no modulador acústico-óptico.

Antes de procedermos com uma análise dos resultados obtidos, é instrutivo analisarmos alguns aspectos importantes de um espectro típico obtido em nosso experimento.

A Figura 4.6 mostra o espectro de absorção do feixe de sinal para uma potência do feixe de controle de 0,40 mW. A potência do feixe de sinal, antes de passar pela armadilha, é de $3 \mu\text{W}$ e é utilizada a *configuração 1*. Com o feixe de controle bloqueado, é possível obtermos a curva de absorção linear da amostra que corresponde à curva pontilhada e apresenta uma largura de aproximadamente 9 MHz o que já mostra o efeito dos campos magnéticos externos sobre o sinal. Para essa potência do feixe de controle, temos uma grande transparência de 87% aproximadamente. As duas curvas são normalizadas pela curva obtida na ausência de armadilha. Essa normalização é importante porque, ao deslocar a frequência do feixe de sinal, o modulador acústico-óptico introduz pequenas variações na intensidade do feixe o que resulta em uma assimetria na curva dificultando a medida da largura de EIT.

A Figura 4.7 mostra o efeito sobre o espectro de absorção do feixe de sinal quando a polarização do feixe de controle é alterada de forma que ambos passam a ter a mesma polarização circular. Nesta situação, como os dois feixes acoplam com as mesmas transições,

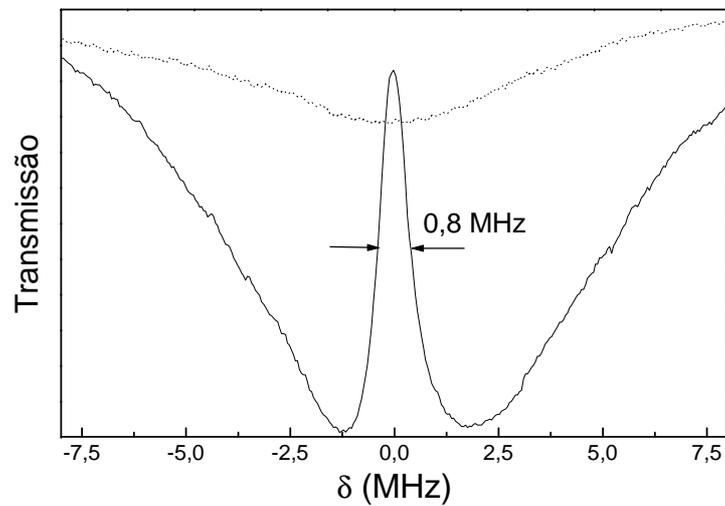


Figura 4.6. Espectro de absorção do feixe de controle para o caso de polarizações circulares e opostas dos feixes. A curva pontilhada é obtida com o feixe de controle bloqueado e corresponde à curva de absorção linear. A transparência obtida é de 87 %, aproximadamente, e largura de EIT é de 0,78 MHz.

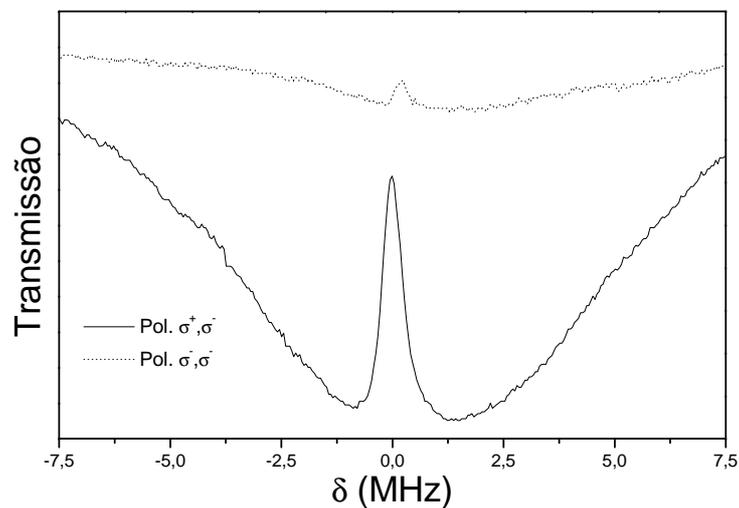


Figura 4.7. Espectros de absorção para diferentes configurações de polarização. A curva contínua é obtida com uso de polarizações circulares e opostas enquanto a curva pontilhada refere-se a uma configuração onde os dois feixes têm polarização σ^- .

4.3 DEPENDÊNCIA DA LARGURA DE EIT COM A POTÊNCIA DO FEIXE DE CONTROLE⁶³

o efeito de EIT não deve se manifestar. A presença do pequeno pico central deve-se, provavelmente, à existência de alguma componente residual de polarização σ^+ do feixe de controle, o que é suficientemente para gerar alguma transparência. A potência utilizada para o feixe de controle é de 0,32 mW e a potência do feixe de sinal é de 3 μ W. Como a potência do feixe de controle utilizada é menor do a utilizada no resultado mostrado na Figura 4.6, a largura de EIT é mais estreita. A transparência obtida é de 82% aproximadamente, enquanto a largura de EIT é de 0,5 MHz.

4.3 DEPENDÊNCIA DA LARGURA DE EIT COM A POTÊNCIA DO FEIXE DE CONTROLE

Nesta seção, apresentamos e discutimos alguns resultados obtidos através de medidas sistemáticas da largura de EIT para diferentes potências do feixe de controle. Os resultados foram obtidos em duas configurações diferentes de polarização. Inicialmente, apresentamos os resultados referentes à *configuração 1*.

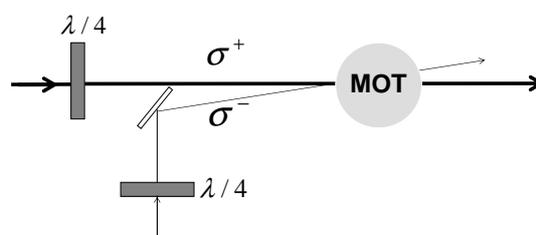


Figura 4.8. Configuração dos feixes para obtenção do espectro de EIT para a *configuração 1*.

A configuração dos feixes está mostrada na Figura 4.8. Cada um dos feixes passa por uma lâmina $\lambda/4$ de tal forma que tenham polarizações circulares e opostas. O ângulo entre os feixes é de 10 mrad aproximadamente. A Figura 4.9 mostra espectros de absorção do feixe de sinal obtidos com potências diferentes do feixe de controle. Conforme podemos observar, à medida que a potência do feixe de controle aumenta, temos um aumento na

4.3 DEPENDÊNCIA DA LARGURA DE EIT COM A POTÊNCIA DO FEIXE DE CONTROLE⁶⁴

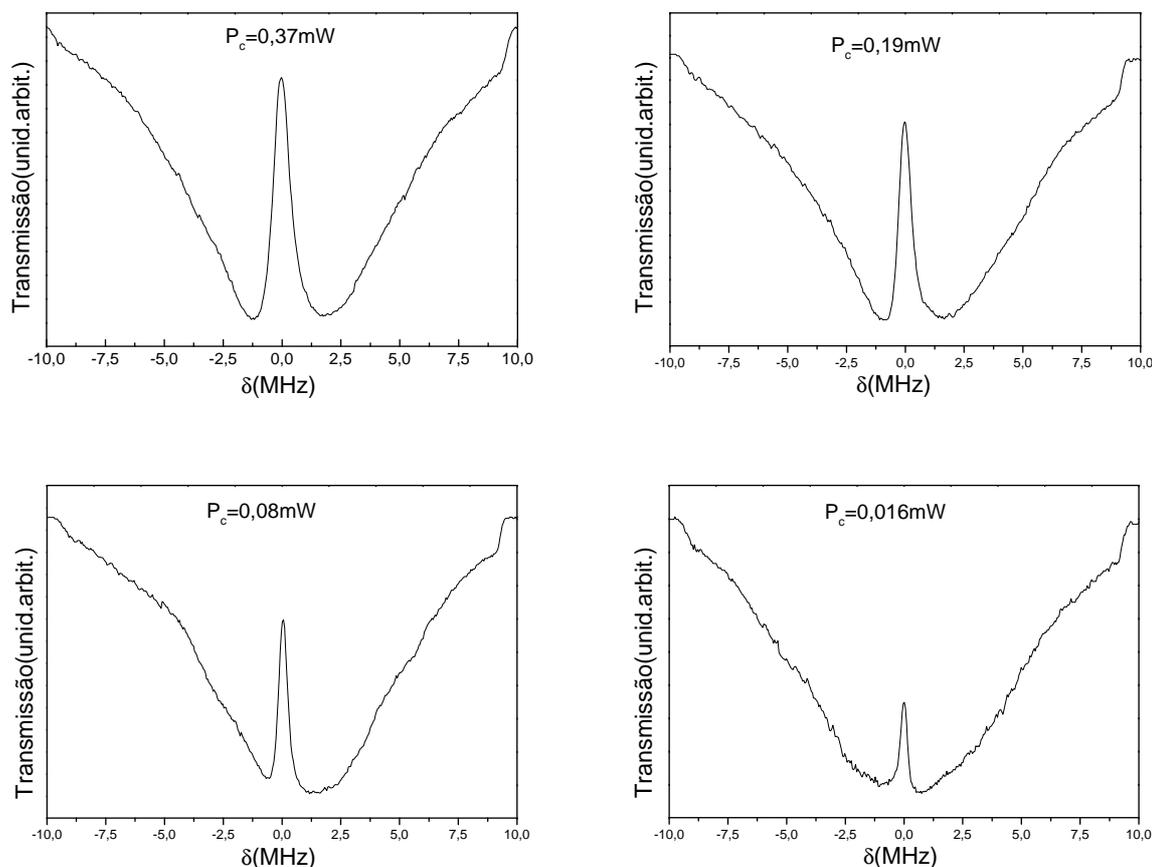


Figura 4.9. Espectros de absorção do feixe de sinal para diferentes potências do feixe de controle. Com o aumento da potência do feixe de controle, ocorre um alargamento da ressonância de EIT, além de um aumento da transparência obtida.

transparência obtida e uma largura de EIT maior o que concorda com a previsão teórica.

Como já discutimos anteriormente, existem campos magnéticos residuais os quais contribuem para a largura de EIT. Esse efeito se reflete, principalmente, nos resultados obtidos com baixas potências do feixe de controle pois para potências mais altas, o alargamento por potência provavelmente supera o alargamento devido ao campo magnético.

A Figura 4.10 mostra a dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle. A largura aumenta com a potência do feixe de controle indo de uma largura em torno de 0,3 MHz para potências mais baixas até a maior largura obtida, 0,78 MHz obtida para uma potência de 0,37 mW. Para as potências mais baixas, a largura de EIT parece

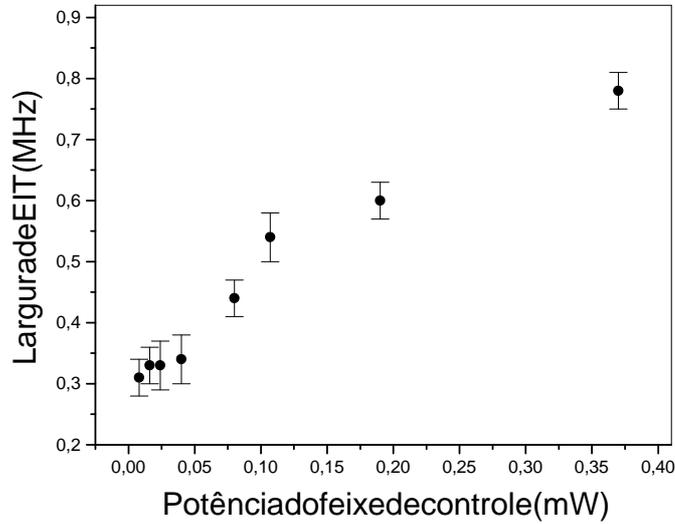


Figura 4.10. Dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle para a *configuração 1*. A largura medida corresponde a uma média das larguras de três espectros diferentes obtidos nas mesmas condições. O erro cometido nas medidas são devidos, principalmente, às assimetrias nas curvas e às flutuações estatísticas nos resultados das três medidas.

ter atingido um limite inferior não sendo possível obter larguras de EIT mais estreitas mesmo reduzindo a potência do feixe de controle. Esse efeito pode ser interpretado como sendo devido ao campo magnético externo que alarga o sinal mais do que o alargamento devido à frequência de Rabi do feixe de controle e, também, esse efeito se deve ao fato de que, para potências mais baixas do feixe de controle, a hipótese de que a frequência de Rabi do feixe de controle é muito maior do que a frequência de Rabi do feixe de sinal não é mais válida, ou seja, pode estar existindo um alargamento por potência do feixe de sinal.

Um outro fato importante é que o sistema de níveis em estudo contém, não apenas um, mas um conjunto de sistemas de três níveis participando do efeito. Para potências mais altas, o sistema se aproxima bem de um sistema de três níveis conforme foi discutido no capítulo 3. No entanto, para potências mais baixas, essa aproximação não permanece válida e os outros estados passam a ser importantes influenciando diretamente na largura de EIT. Em cada um desses sistemas, o feixe de controle acopla níveis com uma

intensidade de saturação diferente e, portanto, com uma frequência de Rabi diferente.

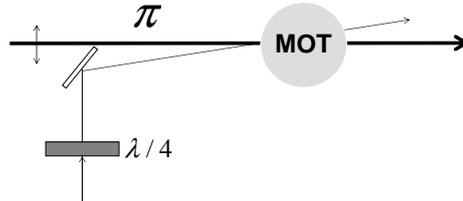


Figura 4.11. Configuração dos feixes para obtenção do espectro de EIT para a *configuração 2*

A seguir, apresentamos os resultados obtidos para a dependência com a potência na *configuração 2*. Para produzir essa configuração, fizemos o feixe de sinal passar por um lâmina $\lambda/4$ ¹ antes de incidir sobre a MOT. O feixe de controle tem polarização linear. Escolhendo o eixo Z como coincidindo com essa direção de polarização temos que o feixe de controle tem polarização π e, portanto, induz transições com $\Delta m = 0$. Apesar de passar por uma lâmina $\lambda/4$, o feixe de sinal não tem apenas uma componente de polarização circular, pois o eixo de quantização não coincide com a sua direção de propagação. Dessa forma, o feixe de sinal induz transições com $\Delta m = 0, \pm 1$. A configuração dos feixes está mostrada na Figura 4.11.

A Figura 4.13 mostra o resultado obtido para a dependência com a potência para a configuração mostrada na Figura 4.11. A largura de EIT apresenta um crescimento com a potência do feixe de controle bem mais acentuado do que aquele verificado no caso de duas polarizações circulares. Essa comparação deve ser feita com cuidado. Como o feixe de controle, nessa configuração, induz transições com $\Delta m = 0$, as intensidades de saturação e, portanto, as frequências de Rabi, são diferentes daquelas referentes à primeira configuração. Além disso, os dois conjuntos de medidas não foram feitos nas mesmas condições experimentais.

¹A utilização de uma lâmina $\lambda/4$ resulta, além das duas componentes de polarização circular, em uma componente π . O mais adequado seria, portanto, a utilização de uma lâmina $\lambda/2$.

4.3 DEPENDÊNCIA DA LARGURA DE EIT COM A POTÊNCIA DO FEIXE DE CONTROLE⁶⁷

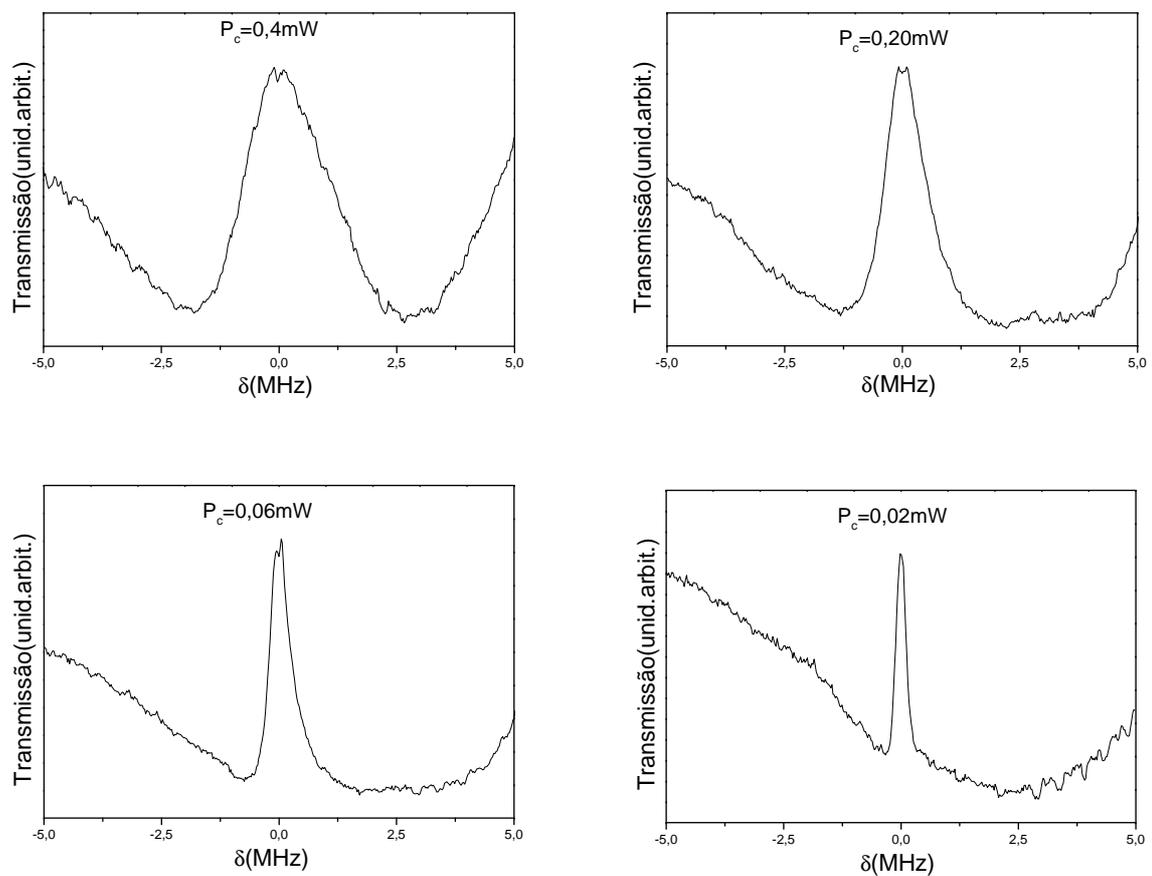


Figura 4.12. Espectros de absorção do feixe de sinal para diferentes potências do feixe de controle. Com o aumento da potência do feixe de controle, ocorre um alargamento da ressonância de EIT, além de um aumento da transparência obtida.

Mais uma vez, podemos perceber que a largura de EIT atinge um determinado limite inferior para baixas potências o que reforça a hipótese de alargamento devido a campos magnéticos externos e a potência do feixe de sinal.

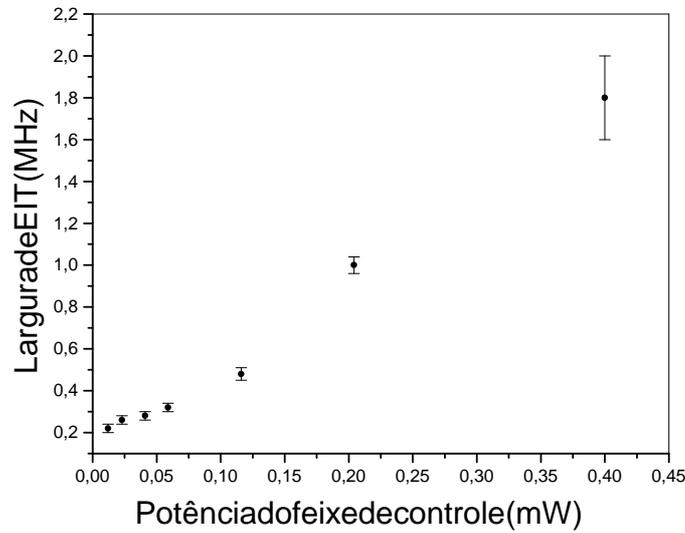


Figura 4.13. Dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle para a *configuração 2*. A largura medida corresponde a uma média das larguras de três espectros diferentes obtidos nas mesmas condições. O erro cometido nas medidas são devidos, principalmente, às assimetrias nas curvas e às flutuações estatísticas nos resultados das três medidas.

4.4 DEPENDÊNCIA ANGULAR DA LARGURA DE EIT E ESTIMATIVA DA TEMPERATURA

Nesta seção, apresentamos os resultados obtidos com medidas sistemáticas da largura de EIT para diversos ângulos entre os feixes de controle e de sinal.

Os resultados obtidos são utilizados para estimar a temperatura da amostra de átomos de Césio frios utilizando resultados previstos teoricamente para um sistema de 3 níveis simples.

Todas as medidas foram feitas com potência suficientemente baixa do feixe de controle de forma que o alargamento por potência foi reduzido e assim a dependência angular pôde ser verificada. Em nossas medidas, a potência do feixe de controle foi de 0,02 mW. O ângulo entre os feixes foi alterado modificando a orientação do feixe de controle.

Inicialmente, mostramos os resultados obtidos para a *configuração 2*. O espectro de absorção do feixe de sinal é obtido por meio de uma média de 8 espectros e o resultado está

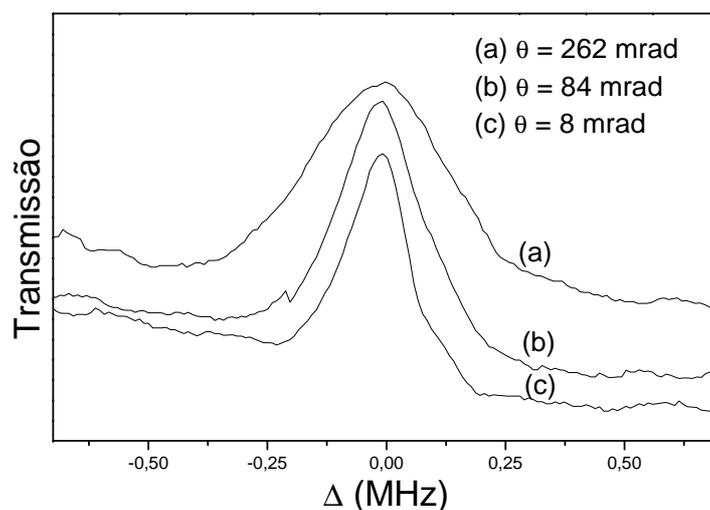


Figura 4.14. Espectros de absorção do feixe de sinal obtidos para três ângulos diferentes: $\theta = 262$ mrad na curva (a); $\theta = 138$ mrad na curva (b) e $\theta = 8$ mrad na curva (c). O sinal apresenta um alargamento com o aumento do ângulo entre os feixes. É utilizada a *configuração 2*

mostrado nas Figuras 4.14 e 4.15. A Figura 4.14 mostra 3 espectros de absorção do feixe de sinal obtidos para ângulos diferentes os quais evidenciam a dependência da largura da EIT com o ângulo entre os feixes. Para cada ângulo, foram obtidos três espectros e a largura de EIT foi medida para cada um deles. O resultado final da largura de EIT corresponde à média das três larguras obtidas. A Figura 4.15(a) mostra a dependência da largura de EIT com o ângulo entre os feixes. Em $\theta = 0$, a largura é de 0,14 MHz para $\theta = 8$ mrad e chega a 0,35 MHz aproximadamente para o maior ângulo de 260 mrad.

A principal fonte de erro nas medidas são as assimetrias dos espectros de absorção nas proximidades da ressonância e as flutuações da largura de EIT em torno de seu valor médio. As assimetrias nos espectros devem-se, provavelmente, ao fato de que o sistema de travamento de frequência do laser de diodo pode não estar travando a frequência exatamente no pico da ressonância, mas um pouco deslocado o que faz com que o pico de EIT não coincida, em frequência, com o pico de bombeamento ótico. No entanto, o erro relativo cometido nas medidas das larguras de EIT é menor que 10%, o que

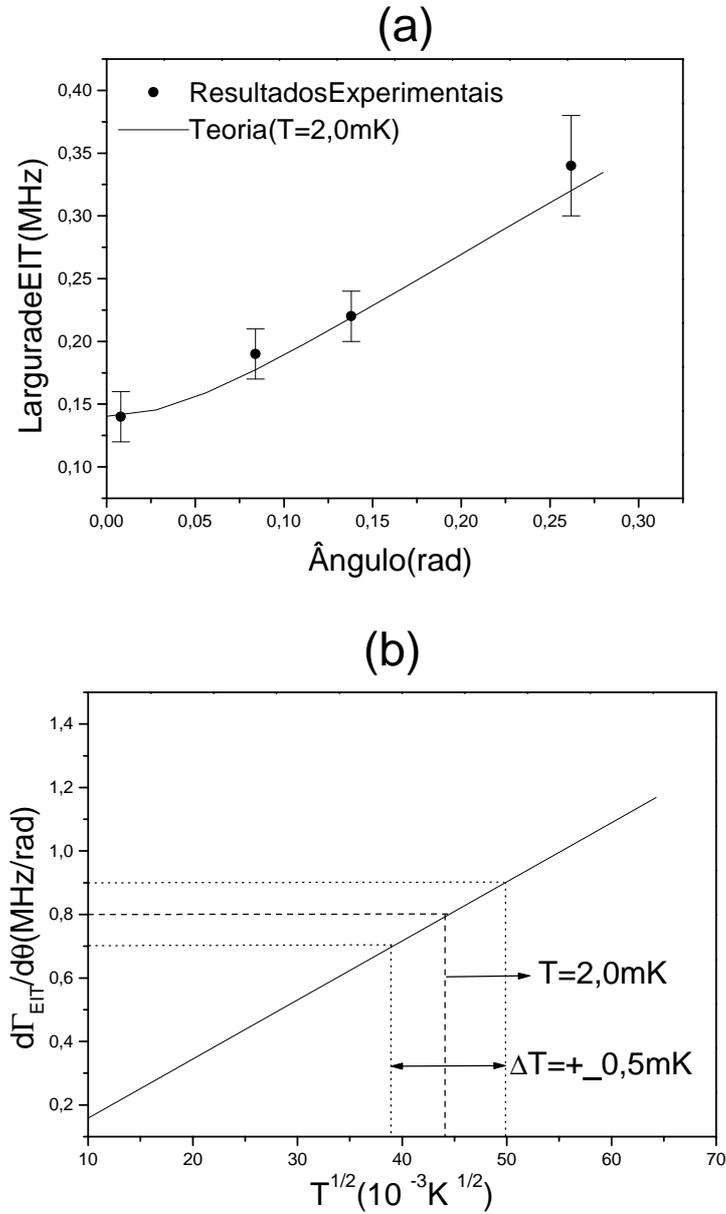


Figura 4.15. Dependência angular da largura de EIT para a *configuração 2*. Em (a) temos os dados experimentais e a curva teórica baseada no modelo de três níveis para uma temperatura $T = 2,0$ mK. Essa temperatura é obtida utilizando a curva teórica $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{T} para uma frequência de Rabi $\Omega_2 = 0,17\gamma$ conforme mostrado em (b). A inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ experimental é $(0,8 \pm 0,1)$ MHz/rad, o que fornece diretamente a temperatura $T = (2,0 \pm 0,5)$ mK.

é um bom resultado. No entanto, para o estudo de dependência angular, este erro é grande o suficiente para comprometer as medidas das larguras de EIT para ângulos muito

próximos. Para os ângulos de 84 mrad e 138 mrad, conforme mostra a Figura 4.15(a), as barras de erro impedem a conclusão de que, de fato, existiu variação da largura de EIT de um ângulo para o outro.

Podemos, agora, utilizar o resultado para estimar a temperatura da amostra de átomos frios. A inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ experimental é obtida fazendo um ajuste linear somente para os resultados com os três ângulos maiores. O resultado obtido para o menor ângulo não é utilizado neste ajuste, pois, de acordo com os resultados teóricos apresentados no Capítulo 2, este ângulo está fora da região onde a largura de EIT varia linearmente com o ângulo entre os feixes. A inclinação obtida é $d\Gamma_{EIT}/d\theta = (0,8 \pm 0,1) \text{ MHz/rad}$. A incerteza na determinação da inclinação deve-se ao fato de os pontos experimentais não serem perfeitamente co-lineares. Essa incerteza pode ser reduzida aumentando o número de ângulos para os quais as medidas são feitas. No entanto, para se fazer isso, é necessário reduzir a incerteza na medida da largura de EIT.

Como foi discutido no final do Capítulo 2, a inclinação da curva de dependência angular apresenta uma dependência considerável com a frequência de Rabi do feixe de controle se tivermos $\Omega_2 > 0,1\gamma$. Em nosso experimento, a frequência de Rabi é estimada como sendo a frequência de Rabi que ajuste a largura de EIT teórica para o caso homogêneo à largura em $\theta = 8 \text{ mrad}$. O valor obtido é $\Omega_2 = 0,17\gamma$. Com esta frequência de Rabi, podemos encontrar a curva $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{T} necessária para medirmos a temperatura da amostra. Utilizando esses dados, obtemos, conforme mostrado na Figura 4.15(b) que a temperatura da amostra é $\Gamma_{EIT} = (2,0 \pm 0,5) \text{ mK}$. Este resultado está em acordo com uma outra medida da temperatura da mesma armadilha feita utilizando um outro método [30].

Seguindo o mesmo procedimento descrito no caso anterior, obtivemos, também, os resultados do estudo da dependência angular para a *configuração 1*. A Figuras 4.16 mostra os espectros obtidos para três ângulos diferentes. Mais uma vez, os espectros evidenciam a existência de uma dependência da largura do sinal com o ângulo entre os feixes. A Figura 4.17 mostra os resultados experimentais das medidas das larguras de EIT para ângulos diferentes. O resultado experimental de $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ é obtido através

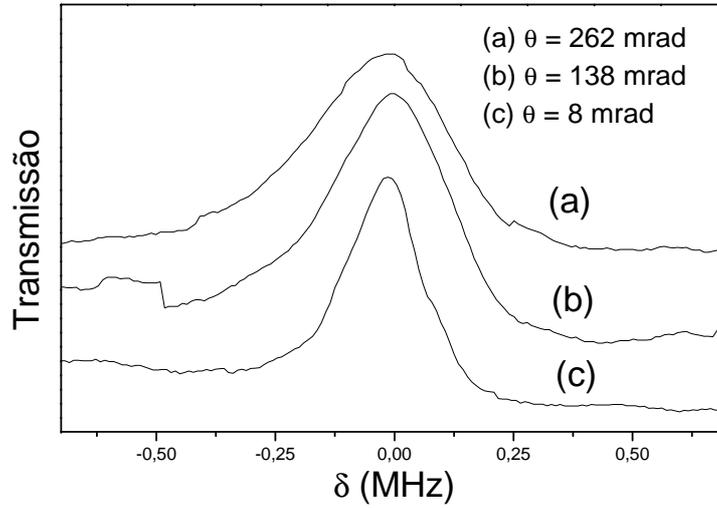


Figura 4.16. Espectros de absorção do feixe de sinal obtidos para três ângulos diferentes: $\theta = 262$ mrad na curva (a); $\theta = 138$ mrad na curva (b) e $\theta = 8$ mrad na curva (c). O sinal apresenta um alargamento com o aumento do ângulo entre os feixes. É utilizada a *configuração 1*

de um ajuste linear dos pontos correspondentes aos três ângulos maiores. O resultado é $d\Gamma_{EIT}/d\theta = (0,47 \pm 0,09)$ MHz/rad e pode ser utilizado para estimar a temperatura da amostra.

O procedimento para estimativa da largura do sinal foi o mesmo adotado nos resultados para a *configuração 2*. Para o menor ângulo, $\theta = 0$, a largura do sinal é um pouco maior de forma que a frequência de Rabi necessária para ajustar essa largura ao valor previsto teoricamente é um pouco maior $\Omega_2 = 0,19\gamma$. Dessa maneira, a medida da temperatura deve ser realizada utilizando a curva $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{t} obtida com $\Omega_2 = 0,19\gamma$. O resultado obtido, $T = (0,8 \pm 0,3)$ mK, difere do resultado obtido na configuração anterior. Este desacordo entre os resultados obtidos pode ser explicado pelo fato de, nesta configuração, o sistema não se aproximar de um sistema de três níveis. Conforme discutimos na seção 4.1. Mesmo no limite de potências do feixe de controle altas, o sistema se aproxima de dois sistemas de 3 níveis acoplados. Este fato é evidenciado pelo fato de a curva teórica obtida para $T = 0,8$ mK não se ajustar bem à curva experimental.

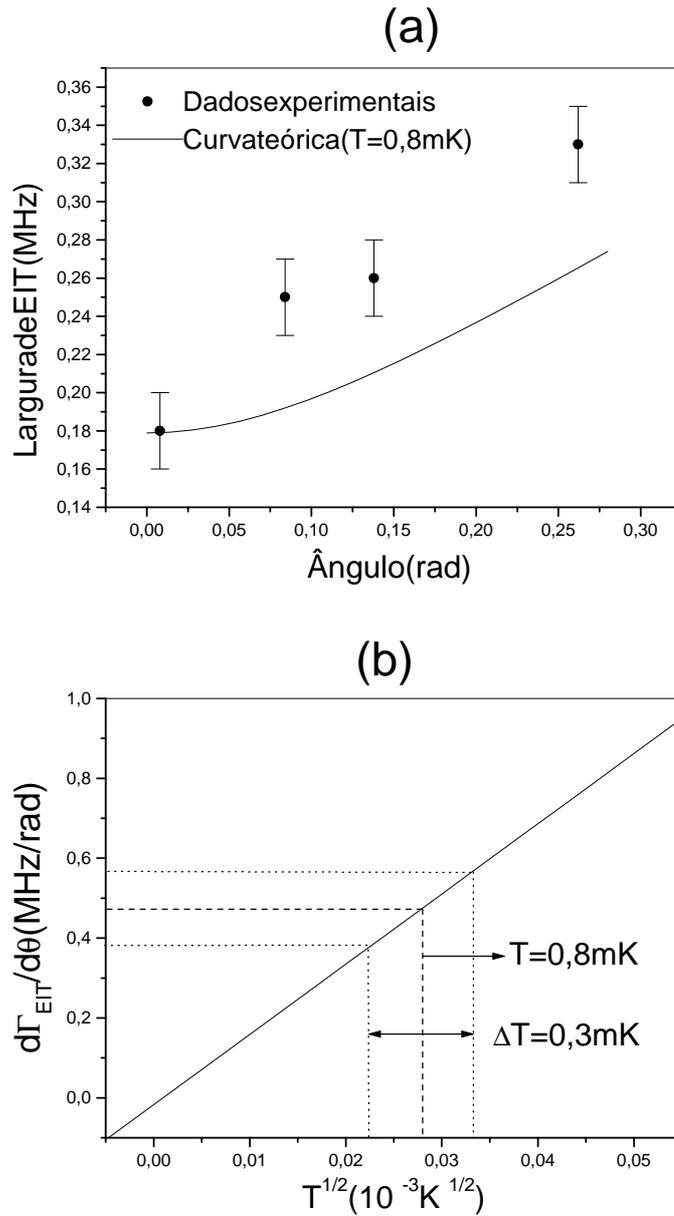


Figura 4.17. Dependência angular da largura de EIT para o caso em que os feixes têm polarizações circulares e opostas. Em (a) temos os dados experimentais e a curva teórica baseada no modelo de três níveis para $T = 0,8$ mK. Essa temperatura é obtida utilizando a curva teórica $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ vs \sqrt{T} para uma frequência de Rabi $\Omega_2 = 0,19\gamma$. A inclinação $d\Gamma_{EIT}/d\theta$ experimental é $(0,47 \pm 0,09)$ MHz/rad, o que fornece diretamente a temperatura $T = (0,8 \pm 0,3)$ mK conforme mostra a parte (b) da Figura.

Um fato importante que deve ser lembrado nesse resultado é que os feixes de controle e de sinal estão ressonantes com uma transição atômica e que, por esse motivo, apesar de terem uma intensidade baixa, podem aumentar a velocidade dos átomos através da pressão de radiação durante o tempo em que estão ligados. Dessa maneira, a temperatura estimada por este método corresponde, na verdade, à temperatura da amostra de átomos frios real com o acréscimo devido ao "aquecimento" gerado pelos feixes. Este aquecimento dos átomos é devido à caminhada aleatória no espaço dos *momenta* realizada pelo átomo devido às emissões espontâneas que ocorrem no intervalo de tempo onde os feixes estão ligados. Esse efeito também está presente em outros métodos para velocimetria de átomos frios utilizando feixes laser que interagem com os átomos da amostra como o método utilizado na referência [45]. No entanto, no trabalho citado, os feixes utilizados são não-ressonantes, de forma que o efeito é bastante reduzido em relação ao efeito em nossos experimentos.

A cada emissão espontânea, o átomo sofre um recuo dado por $v_r = (\hbar\kappa)/m$, onde κ é o número de onda e m é a massa do átomo. Esse recuo ocorre numa direção completamente aleatória e é identificado nessa caminhada aleatória como o passo fixo durante o processo. Supondo que todas as direções são igualmente prováveis, a probabilidade de que o recuo ocorra numa direção definida por um elemento de ângulo sólido $d\Omega$ é dada por $P(\Omega)d\Omega = d\Omega/(4\pi)$. Dessa forma, integrando sobre todos os ângulos sólidos, obtemos que

$$\langle v \rangle = \langle v_0 \rangle \quad (4.1)$$

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_0^2 \rangle + Nv_r^2 \implies \Delta T = \frac{m}{3K_b} Nv_r^2 \quad (4.2)$$

onde N é o número de emissões espontâneas que ocorrem no intervalo considerado. Considerando que o sistema está no estado estacionário, o número de emissões é dado por $N = \gamma_p \Delta t$, onde γ_p é a taxa com que ocorrem emissões espontâneas e é dado por $\gamma_p = \Gamma \rho_{ee}$, onde Γ é a taxa de decaimento por emissão espontânea e ρ_{ee} é a população normalizada do nível excitado no regime estacionário. Considerando apenas um sistema de dois níveis e que o laser está ressonante com a transição, a taxa de emissão espontânea γ_p é dada

por [40]

$$\gamma_p = \frac{4\Omega^2/\Gamma^2}{1 + 8\Omega^2/\Gamma^2}. \quad (4.3)$$

Utilizando os dados do sistema que utilizamos, temos que, a variação na temperatura devido ao feixe de controle é de aproximadamente $30 \mu K$. A intensidade do feixe de sinal é aproximadamente a mesma do feixe de controle, mas a sua frequência está variando no tempo de forma que o aquecimento devido a esse feixe deve ser menor. No entanto, como a variação da frequência não ocorre muito distante da ressonância, podemos aproximar o aquecimento devido ao feixe de sinal como igual àquele devido ao feixe de controle. Dessa forma, o aquecimento total da amostra devido aos feixes é de $\Delta T \approx 60 \mu K$.

O "aquecimento" devido aos feixes de sinal e de controle não compromete a nossa estimativa da temperatura da MOT nesse experimento, mas este fato aparentemente inviabiliza o método quando se desejar utilizá-lo para medir temperaturas mais baixas como, por exemplo, a temperatura determinada pelo limite Doppler para átomos de Césio que é de aproximadamente $100 \mu K$. Na verdade, esse efeito pode ser reduzido, por exemplo, reduzindo a potência do feixe de sinal e do feixe de controle. A potência do feixe de sinal pode ser reduzida até a menor potência necessária para se observar o sinal. Para temperaturas mais baixas, a potência do feixe de controle deve ser menor do que a utilizada em nossos experimentos de forma que o ângulo θ_D , a partir do qual a curva de dependência é linear, seja pequeno. Essa redução nas potências dos feixes de sinal e de controle contribui diretamente para a redução no "aquecimento" da amostra. Em nossos experimentos, não foi possível trabalhar com potências mais baixas do feixe de controle devido à presença de campos magnéticos residuais os quais alargam o sinal de forma que, para potência baixa, o sinal passa a ser afetado pelo campo magnético residual comprometendo a análise dos resultados.

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, foi aplicada uma nova técnica para medida da temperatura de uma amostra de átomos frios baseada na dependência angular da ressonância de EIT. A técnica baseia-se no fato de a largura da ressonância de EIT ser bastante sensível ao ângulo entre os feixes de sinal e de controle no limite de baixas intensidades do feixe de controle. Conforme discutimos no Capítulo 2, para ângulos maiores que um determinado ângulo θ_D , no qual a largura Doppler residual Δ_R supera o alargamento por potência, a largura de EIT passa a variar linearmente com o ângulo entre os feixes de sinal e de controle. A inclinação dessas curvas de dependência angular na região de linearidade é proporcional à largura Doppler e, portanto, à raiz quadrada da temperatura da amostra.

A partir de resultados obtidos numericamente, analisamos a dependência das curvas de dependência angular com a frequência de Rabi do feixe de controle e com a constante de decaimento γ_{bc} . Os resultados mostraram que tais curvas não são sensíveis a esses parâmetros no limite em que $\Omega_2^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ e $\Omega_2 \ll \gamma$. Essas condições podem ser facilmente atendidas em experimentos envolvendo átomos frios o que é um ponto importante do método. Nessas condições, a curva de dependência angular é determinada somente pela temperatura da amostra e pode, portanto, ser utilizada para medir esta temperatura.

A técnica foi aplicada numa amostra de átomos de Césio frios obtida por meio de uma armadilha magneto-óptica. O efeito de EIT foi observado na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D2 do Césio. Para isso, foram utilizadas duas configurações de polarizações dos feixes de sinal e de controle. Em ambas as configurações, estudamos a dependência da largura de EIT com a potência do feixe de controle e com o ângulo entre os feixes.

A partir dos resultados das medidas das larguras de EIT para diferentes ângulos, foi possível obter a inclinação experimental da curva de dependência angular e utilizar esse

resultado para obter a temperatura da amostra. As medidas realizadas com o feixe de controle tendo polarização linear se mostraram bastante satisfatórias. A temperatura obtida foi $T = (2,0 \pm 0,5)$ mK. Este resultado está em bom acordo com um outro experimento realizado na mesma armadilha que é utilizado para estimar a temperatura da amostra a partir de uma medida direta do tempo de decaimento de uma grade de população a partir do instante em que os feixes que induzem a grade são desligados [30]. O erro cometido na medida pode ser reduzido aumentando o número ângulos diferentes para os quais a largura de EIT é medida. Para isso, é necessário reduzir o erro cometido na medida da largura de EIT.

Um fato importante é que, em nosso experimento, a célula contendo o vapor de Césio não é blindada de campos magnéticos externos. Dessa forma, todos os resultados obtidos para a largura de EIT obtidas nessas condições são afetados pelo campo magnético externo. Outro fato importante, é que, em nossos experimentos de dependência angular, a condição de que a frequência de Rabi do feixe de sinal é pequena comparada à do feixe de controle não foi atendida. Uma consequência imediata é que o sistema de 12 níveis correspondente aos subníveis Zeeman dos níveis $F = 3$ e $F' = 2$ não se aproxima de forma satisfatória de um sistema de três níveis. Como nas condições de diferentes configurações de polarização, os feixes acoplam com diferentes transições entre os subníveis Zeeman, tanto o efeito do campo magnético externo quanto o efeito da potência do feixe de sinal ocorrem de maneira diferente para as duas configurações. Isso pode explicar o desacordo entre os resultados obtidos nas duas configurações.

Concluimos, portanto, que, para medidas futuras da temperatura da amostra ou para a realização de outros experimentos envolvendo EIT, é necessário, principalmente, suprimir os campos magnéticos externos. Não é possível blindar a célula dos campos externos utilizando um metal μ , porque o campo magnético inhomogêneo das bobinas anti-Helmholtz também seriam suprimidos. Uma possibilidade, é utilizar pares de bobinas Helmholtz para compensar o campo magnético externo.

Discutimos, ainda, o "aquecimento" da amostra pelos feixes de sinal e de controle. Este aquecimento deve-se ao fato de os feixes estarem ressonantes com a transição atômica

e ocorre através de uma caminhada aleatória no espaço dos *momenta* que o átomo realiza devido às sucessivas emissões espontâneas que realiza. Conforme verificamos, a variação da temperatura da amostra devido a esse efeito é pequena quando comparada ao erro cometido na obtenção da inclinação experimental da curva de dependência angular. Esse efeito é, portanto, desprezível em nosso experimento.

A observação e o controle do sinal de EIT constituem o primeiro passo rumo a experimentos com luz lenta e armazenamento de luz. Nesse sentido, os resultados apresentados, além de mostrarem a existência de dependência angular em átomos frios e aplicação à estimativa da temperatura, foram úteis para que se pudesse entender as características do sinal de EIT na amostra de átomos de Césio frios que foi utilizada a fim de se utilizar esse mesmo sistema para realizar experimentos envolvendo luz lenta e armazenamento de luz utilizando luz com momento angular orbital.

APÊNDICE A

CÁLCULO NUMÉRICO DA LARGURA DE EIT

Todos os resultados numéricos apresentados que envolvem os cálculos de espectros e de larguras de EIT foram realizados utilizando um programa em linguagem FORTRAN. Neste apêndice, apresentamos o programa utilizado no cálculo numérico da largura de EIT para vários ângulos diferentes. O algoritmo é composto de um programa principal e de suas subrotinas: a subrotina SUS que determina a parte imaginária da susceptibilidade atômica para átomos com uma determinada velocidade, e a subrotina DOPPLER que realiza a integração sobre todas as classes de velocidades. A figura A.1 ilustra de maneira esquemática o funcionamento do programa.

São fornecidos, por intermédio de um arquivo de entrada, os dados γ_{bc} , Ω_2 e ku em unidades da meia largura γ do nível excitado, além do número M de valores de Δ_{ab} dos quais se deseja obter $Im\{\chi\}$. O espectro é calculado no intervalo $[-2\Omega_2, 2\Omega_2]$ o que é suficiente para determinar larguras de EIT típicas. Como o espectro é alargado com o aumento do ângulo, é necessário garantir que o valor máximo da absorção ainda está dentro deste intervalo. Isto pode ser feito calculando um único espectro para o maior ângulo utilizando um outro programa mais simplificado.

O cálculo de $Im\{\chi\}$ é feito utilizando a expressão analítica para χ_a obtida através do método perturbativo no capítulo 2 e integrando sobre as velocidades. A integração é realizada na região determinada pelos intervalos $[v_x = -4u, v_x = 4u]$ e $[v_z = -4u, v_z = 4u]$, onde u é a velocidade térmica dos átomos. O número de células utilizado na integração é dado por $N_x N_z$, onde N é fornecido também pelo arquivo de entrada ¹.

¹Para o cálculo numérico da dependência angular em átomos frios, os valores $M=3000$, $N=200$ são suficientes na maior parte dos casos tratados.

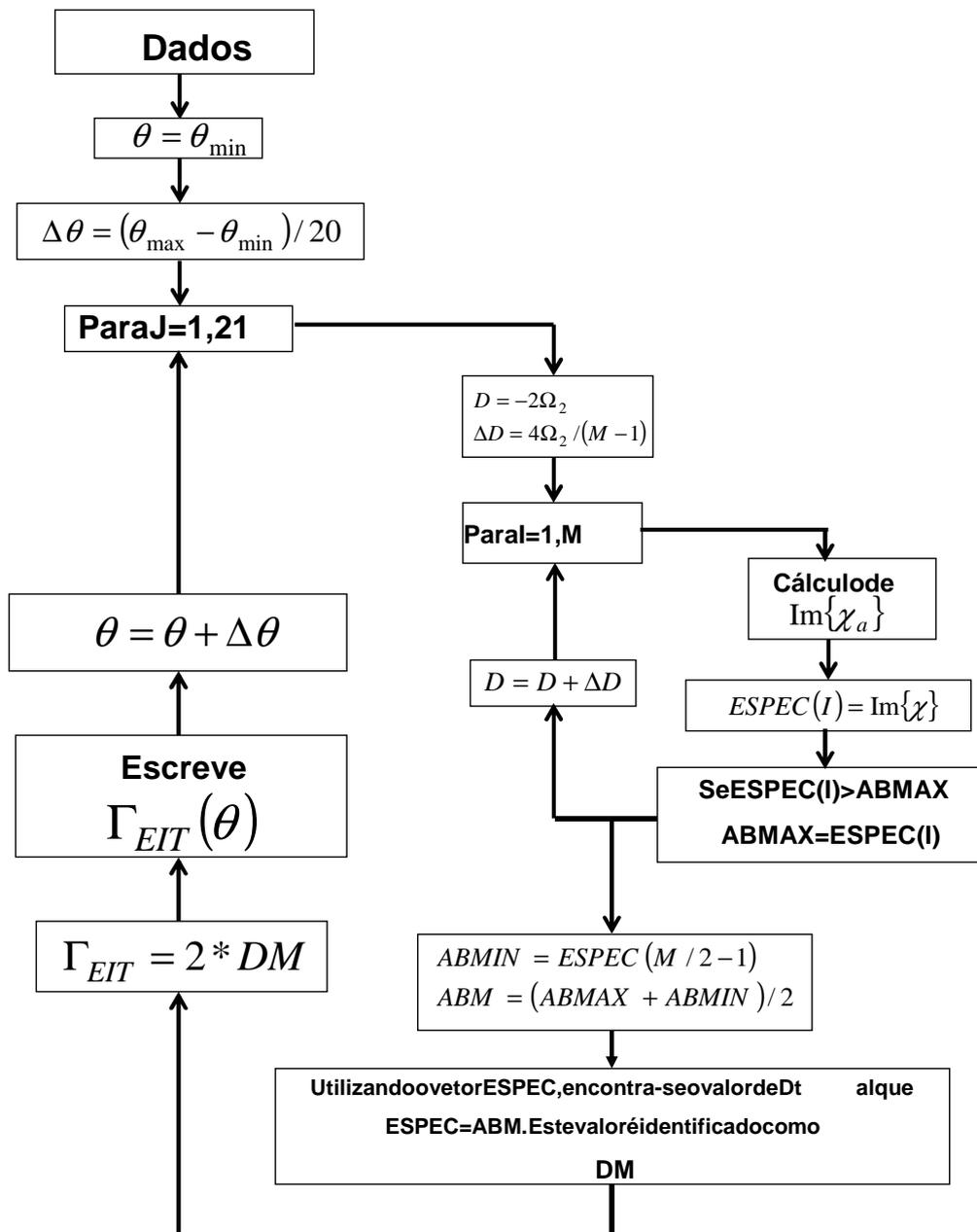


Figura A.1. Diagrama de blocos do programa principal que calcula a largura de EIT para ângulos diferentes

Os valores de $Im\{\chi\}$ obtidos para cada dessintonização Δ_{ab} são armazenados em um vetor denominado ESPEC. A largura de EIT é definida por $\Gamma_{EIT} = 2 * DM$, onde DM é o valor de Δ_{ab} para o qual $ESPEC = (\chi_{max} + \chi_{min})/2$. A determinação do valor de DM é feito determinando-se o intervalo $[D(I - 1), D(I)]$ dentro do qual o valor de DM se encontra e, em seguida, é feita uma interpolação linear entre esses dois pontos para se obter o valor de DM tal que $ESPEC(DM) = ABM$, onde ABM é corresponde ao valor de $Im\{\chi\}$ à meia altura.

O programa pode ser adequado para estudar a dependência da largura de EIT com outros parâmetros como Ω_2 e ku simplesmente alterando o parâmetro que está variando.

APÊNDICE B

CÁLCULO TEÓRICO DO TEMPO DE BOMBEAMENTO ÓTICO PARA $F=3$

No capítulo 3, discutimos como os átomos são bombeados para o nível $F = 3$ pelo laser armadilha a partir do momento em que o laser de rebombeio é desligado. Apesar de o laser armadilha estar muito distante da ressonância da transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 4$, com uma dessintonização em torno de 240 MHz, existe uma probabilidade não nula de o laser armadilha excitar átomos para $F' = 4$ de onde podem decair para $F = 3$. Esse bombe-

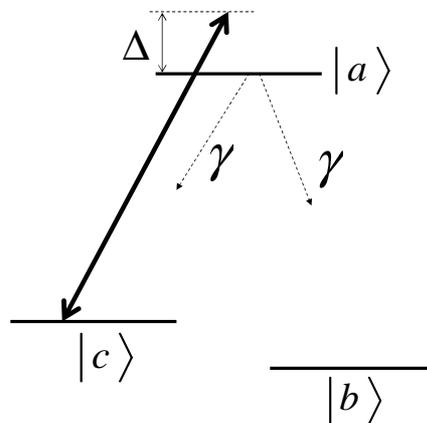


Figura B.1. Sistema de 3 níveis que modela o bombeamento ótico para $F = 3$. Os níveis $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ representam, respectivamente, os níveis $F' = 4$, $F = 3$ e $F = 4$

amento ótico pode ser modelado utilizando equações de taxa. Para isso, consideramos apenas os níveis $F = 3$, $F = 4$ e $F' = 4$ como participantes do processo os quais passam a ser identificados pelos estados $|b\rangle$, $|c\rangle$ e $|a\rangle$ respectivamente. Consideramos, também, que

a taxa de decaimento entre o nível excitado $|a\rangle$ e cada um dos níveis de menor energia é a mesma e designada por γ , conforme mostra a figura B.1.

As equações de taxa para esse sistema, são as seguintes:

$$\dot{n}_a = -2\gamma n_a + \beta(n_c - n_a) \quad (2.1)$$

$$\dot{n}_c = \gamma n_a - \beta(n_c - n_a) \quad (2.2)$$

$$\dot{n}_b = \gamma n_a, \quad (2.3)$$

onde β é a taxa de transição induzida pelo campo e é dada por:

$$\beta = \frac{2\gamma\Omega^2}{(\gamma^2 + \Delta^2)} \quad (2.4)$$

Ω é a frequência de Rabi e Δ é a dessintonia com a transição $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$.

A integração dessas equações diferenciais é feita via transformada de Laplace assumindo que, em $t = 0$, toda a população está no nível $|c\rangle$. Esse procedimento resulta num conjunto de equações algébricas para as variáveis $n_a(s)$, $n_b(s)$ e $n_c(s)$ as quais podem ser facilmente resolvidas e, por intermédio da aplicação de uma anti-transformada de Laplace, obter as soluções $n_a(t)$, $n_b(t)$ e $n_c(t)$. Estamos interessados somente na solução $n_b(t)$. O resultado é o seguinte:

$$n_b(t) = \frac{\beta\gamma}{ab} \left[1 - \frac{b}{b-a} e^{-at} + \frac{a}{b-a} e^{-bt} \right] \quad (2.5)$$

onde

$$a = -(\gamma + \beta) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\beta\gamma}{(\beta + \gamma)^2}} \right] \quad (2.6)$$

$$b = -(\gamma + \beta) \left[1 + \sqrt{1 - \frac{\beta\gamma}{(\beta + \gamma)^2}} \right]. \quad (2.7)$$

Algumas simplificações podem ser feitas nestas expressões. Primeiramente, pode-se usar que a dessintonização Δ com a transição $F = 4 \leftrightarrow F' = 4$ é de aproximadamente 250 MHz que é muito maior do que a largura de linha natural $2\gamma = 5,2\text{MHz}$. Temos, portanto $\Delta \gg \gamma$ o que resulta em uma taxa de transição $\beta \ll \gamma$. Dessa forma, a expressão para $n_b(t)$ pode ser bastante simplificada. O resultado final é o seguinte:

$$n_b(t) \approx 1 - \exp\left(-\frac{\beta\gamma}{2(\beta + \gamma)}t\right) \quad (2.8)$$

O tempo de bombeamento ótico para o nível $|b\rangle$ é dado, então, aproximadamente por:

$$\tau \approx \frac{2}{\gamma} + \frac{\gamma^2 + \Delta^2}{\gamma\Omega^2} \quad (2.9)$$

No experimento, o laser armadilha incide sobre os átomos em seis feixes sendo cada um deles com uma potência e diâmetros diferentes. Dessa maneira, a frequência de Rabi não é bem conhecida apesar de podermos medir a potência total dos feixes. Além disso, o modelo teórico apresentado aqui é bastante simplificado, de forma que um acordo apenas qualitativo com os resultados experimentais já pode ser considerado um bom resultado. Baseando-se na equação 2.9, ajustamos os dados experimentais à curva $\tau = c + b/P$, onde P é a potência total do laser armadilha que atinge a célula e os parâmetros c e b são parâmetros de ajuste. O resultado da dependência do tempo de bombeamento ótico τ com a potência total P do laser armadilha está mostrado na figura B.2

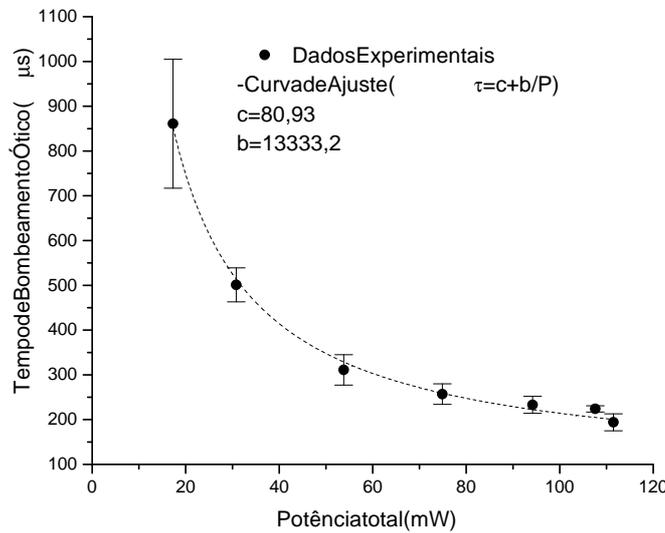


Figura B.2. Dependência do tempo de bombeamento ótico τ com a potência total do laser armadilha. O resultado teórico concorda qualitativamente com os resultados experimentais

O resultado da figura B.2 apresenta um acordo qualitativo bastante razoável com os

resultados experimentais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] M. S. Feld and A. Javan, *Physical Review* **177**, 540 (1969).
- [2] E. Arimondo, *Progress in Optics* **35**, pg 257. Elsevier Science, 1996.
- [3] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi and G. Orriols, *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976).
- [4] E. Arimondo and G. Orriols, *Letters Nuovo Cimento* **17**, 333(1976).
- [5] R. M. Whitley and C. R. Stroud Jr, *Physical Review A* **14**, 1498 (1976).
- [6] M. Fleischhauer, Atac Imamoğlu, J. P. Marangos, *Review of Modern Physics* **77**, 633 (2005).
- [7] K.-J. Boller, A. Imamoğlu, S. E. Harris, *Physical Review Letters*, **66**, 2593 (1991).
- [8] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoğlu, *Physical Review Letters*, **64**, 1107 (1990).
- [9] Y.-q. Li and Min Xiao, *Physical Review A* **51**, 2703 (1995).
- [10] J. Gea-Banacloche, Y.-q. Li, S.-z. Jin, and M. Xiao, *Physical Review A* **51**, 576 (1995).
- [11] B. Ham, P. Hemmer, and M. Shahriar. *Optics Communication*, **144**, 227 (1997).
- [12] E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. Hemmer, and M. O. Scully, *Physical Review A* **66**, 063802 (2002).
- [13] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, *Physical Review Letters* **67**, 3062 (1991).
- [14] F. S. Cataliotti, C. Fort, T. W. Hänsch, M. Inguscio, and M. Prevedelli, *Physical Review A* **56**, 2221 (1997).

- [15] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
- [16] C. Liu, Z. Dutton, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
- [17] M. Stahler, S. Knappe, C. Affolderbach, W. Kemp, and R. Wynands, *Europhysics Letters* **54**, 323 (2001).
- [18] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, M. O. Scully, *Physical Review Letters*, **86**, 628 (2001).
- [19] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, George R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, and M. O. Scully, *Physical Review Letters* **82**, 5229 (1999).
- [20] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, *Physical Review Letters* **86**, 783 (2001).
- [21] M. D. Lukin, *Reviews of Modern Physics* **75**, 457 (2003).
- [22] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP Letters* **72**, 119 (2000).
- [23] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee and M. O. Scully, *Physical Review A* **66**, 013805 (2002).
- [24] A. M. Akulshin, A. A. Celikov, and V. L. Velichansky, *Optics Communications* **84**, 139 (1991).
- [25] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, V. L. Velichansky, L. Hollberg, and M. O. Scully, *Physical Review Letters* **79**, 2959 (1997).
- [26] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg, *Journal Optical Society of America B* **18**, 1545 (2001).
- [27] C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Physical Review A* **65**, 023806 (2002).

- [28] P. R. S. Carvalho, L. E. E. Araujo, and J. W. R. Tabosa, *Physical Review A* **70**, 1(2004).
- [29] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf, *Physical Review Letters* **61**, 169 (1988).
- [30] J. W. R. Tabosa, A. Lezama, and G. C. Cardoso, *Optics Communications* **165**, 59 (1999).
- [31] M. O. Scully, M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, 1997.
- [32] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley, 1989.
- [33] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Wiley, 1970.
- [34] H. Lee, Y. Rostovtsev, C. J. Bednar, A. Javan, *Applied Physics B* **76**, 33 (2003).
- [35] P. R. S. Carvalho. Dissertação de mestrado, Departamento de Física, UFPE, 2004.
- [36] C. Cohen-Tannoudji, D. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-photon Interactions*, Wiley, 1992.
- [37] S. H. Autler, C. H. Townes, *Physical Review* **100**, 703 (1955).
- [38] D. A. Steck. Cesium D line data. Disponível on-line em: <http://www.ph.utexas.edu/quantopt>, 2002.
- [39] O. Schmidt, K.-M. Knaak, R. Wynands, D. Meschede. *Applied Physics B* **59**, 167 (1994).
- [40] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
- [41] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, *Physical Review Letters* **55**, 48 (1985).
- [42] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987).

- [43] C. Chesman, E. G. Lima, F. A. M. Oliveira, S. S. Vianna, and J. W. R. Tabosa. *Optics Letters*, **19**, 1237 (1994).
- [44] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, *Physical Review A* **59**, 4773(1999).
- [45] D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon, and G. Grynberg, *Physical Review A* **50**, 1992(1994).