



山西大學
Shanxi University

2016 届硕士学位论文

缓冲气体在原子汽室中相干效应研究

作者姓名

指导教师

学科专业 光 学

研究方向 量子光学

培养单位 量子光学与光量子器件国家重点实验室

山西大学光电研究所

学习年限 2013 年 9 月至 2016 年 6 月

二〇一六年六月

山西大学

2016 届硕士学位论文

缓冲气体在原子汽室中相干效应研究

作者姓名

指导教师

学科专业 光 学

研究方向 量子光学

培养单位 量子光学与光量子器件国家重点实验室

山西大学光电研究所

学习年限 2013 年 9 月至 2016 年 6 月

二〇一六年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2016

Quantum Coherence of Atoms in atoms vapor filled with
buffer gas

Student Name

Supervisor

Major Optics

Specialty Quantum Optics

Department State Key Laboratory of Quantum
Optics and Quantum Optics Devices
Institute of Opto-Electronics
Shanxi University

Research Duration 2013.09-2016.06

June, 2016

目 录

中 文 摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 原子的相干效应	1
1.2.1 相干布居俘获	1
1.2.2 电磁诱导透明	4
1.2.3 电磁诱导吸收	8
1.3 论文的主要内容	10
第二章 Tripod 型双 EIT 结构中的高增益相干光放大	11
2.1 引言	11
2.2 理论分析	12
2.2.1 原子在 Zeeman 子能态上的布居	12
2.2.2 探针光的吸收与放大	15
2.3 实验装置与实验结果	18
2.4 小结	21
第三章 缓冲气体原子汽室中电磁诱导透明现象的实验研究	23
3.1 引言	23
3.2 Λ 型三能级原子系统 dephasing rate 对 EIT 的特性研究	23
3.3 实验中用到的理论模型	29
3.4 实验装置	31
3.5 实验结果与分析	31
3.6 小结	32
第四章 总结与展望	35

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
Chapter 1 Overview	1
1.1 Introduction	1
1.2 Atomic coherence effects	1
1.2.1 Coherent population trapping-dark state	1
1.2.2 Electromagnetically induced transparency.....	4
1.2.3 Electromagnetically induced absorption	8
1.3 Main contents of this thesis	10
Chapter 2 High-gain and coherent light amplification in Tripod-type double EIT structure	11
2.1 Introduction	11
2.2 Theoretical analysis	12
2.2.1 Atomic population in Zeeman sub-state	12
2.2.2 Absorption and amplification of probe light	15
2.3 Experimental device and experimental results	18
2.4 Summary	21
Chapter 3 Experimental investigation of the relationship between buffer gas and electromagnetically induced transparency in cesium atomic vapor	23
3.1 Introduction	23
3.2 The relationship between dephasing rate and EIT in the V-type three level atomic system	23
3.3 Theoretical models used in the experiments	29
3.4 Experimental device	31
3.5 The experimental results and theoretical simulations	31
3.6 Summary	32
Chapter 4 Conclusion and outlook	35

中文摘要

量子光学即量子场理论和物理光学的总和，一直是人们研究的热点话题。早期的量子光学现象包括黑体辐射，拉曼散射，光电效应等，在人们对光属性的认识以及光与物质相互作用过程中起着举足轻重的作用。近年来，光与原子相互作用已经成为量子光学领域的一个重要研究分支，极大地推动了未来量子通信的发展，因此被广大物理学者深入研究。在光与原子相互作用中，原子相干效应成为被研究的焦点。电磁诱导透明是光与原子相互作用过程中的一种原子相干效应，它表现为介质对共振频率处的探针场吸收减弱并且产生陡峭的正常色散，利用这一特性可以操控光脉冲的群速度。除此之外在量子信息存储，单光子制备等方面有潜在的应用价值。

首先，本文就相干布居俘获，电磁诱导透明和电磁诱导吸收这三种基本的原子相干效应阐述其物理机制，背景知识以及研究进展。在原子系统中相干效应的研究中实现光放大具有重大意义，因此我们利用 Tripod 型双 EIT 能级体系，通过改变原子温度，泵浦功率以及信号光失谐，有效的抑制光场吸收与自发辐射噪声，实现了低噪声的光放大，实验与理论一致，这对光量子器件的开发以及非经典光源的制备有重要的意义。在原子汽室中充入缓冲气体进行相干效应的研究已经成为了当前的研究热点。在本文研究电磁诱导透明效应中我们在 Cs 原子汽室中充入 Ne 作为缓冲气体。首先，我们在 V 型三能级系统中，用暗态理论数值模拟了 dephasing 与介质对探针场吸收的关系，并且在实验上探究了缓冲气体的分压与 EIT 效应的关系，发现原子温度一定时缓冲气体分压越大，介质对探针场的吸收越强，EIT 效应越不明显。该实验结果较为充分地说明 dephasing 诱导干涉的物理机制是受激辐射与自发辐射的竞争。

关键词：原子相干效应；Tripod 型双 EIT；缓冲气体；dephasing

ABSTRACT

Quantum optics, the union of quantum field theory and physical optics, is a hot topic for researchers. The early quantum optics phenomenon, for example, black-body radiation, Raman scattering, photoelectric effect and so on, plays an important role during the process of recognizing the properties of light and the interaction between light and atoms. In recent years, the interaction between light and atoms, which has become an important field of quantum optics, promotes the development of quantum information. Many physicists are studying it. In the interaction between light and atoms, atomic coherence has been the focus in the quantum field. In the process of electromagnetically induced transparency, the media absorption of probe field is weakened, and produces steep normal dispersion. Taking advantage of this feature, we can control the speed of light pulses. In addition, quantum information memory and single photon preparation are also applied.

First, the thesis introduces the physics principles, background knowledge and recent research progress of three kinds of atomic coherence effects. Three kinds of atomic coherence are coherent population trapping, electromagnetically induced transparency and electromagnetically induced absorption. As we all know, in the study of atomic coherence effects, achieving optical amplification has great significance. Therefore, we use the Tripod-type double EIT level system to inhibit effectively the light field absorption and spontaneous emission noise by changing the atomic temperature, pump power and signal light detuning. It can achieve low noise optical amplification. The experiment and the theory are consistent. It has important significance for the development of quantum device and the preparation of non-classical light source. The study of coherence effects in the atomic vapor filled with buffer gas has been a hotspot. In this thesis, we research EIT in the Cs atomic vapor which is filled with Ne as buffer gas. First, in the V-type three-level system, we use the dark state theory to

analysis and numerically simulate the relations between dephasing and probe field absorption. We also research the relations between the pressure of buffer gas and EIT experimentally. The results indicate that when the atomic temperature is constant, buffer gas pressure is bigger, the probe field absorption is stronger and EIT effect is less obvious. The physics behind the dephasing-induced control of interference is the competing between stimulated emission and spontaneous emission.

Key words: Atomic coherence; Tripod-type double EIT; Buffer gas; Dephasing

第一章 绪论

1.1 引言

十九世纪量子光学的迅速崛起对研究量子力学起到了推动作用，标志着光学研究进入了新的篇章。十九世纪末期对光的研究更是达到了一个新的层次，包括对光属性的重新认识：光既是一种电磁波也是一种粒子，即光具有波粒二象性；光的传播速度达到了极限；光子与光子之间的相互作用非常小。因为光的这些优点，其作为传播信息的载体所达到的效果远远超过电子。因此把光子作为信息传递的载体成为科学家们研究的目标。在该背景下量子信息作为一门新型学科应用而生。该学科的主要目的就是将光子代替传统的电子作为信息载体，通过相干特性传递和存储信息极大地提高了信息传递的速率以及增强了通信保密性。而传统的信息传递因其电子芯片和通讯手段的限制，人们对传递信息的效率 and 安全性提出了质疑。量子信息因其信息容量大，保密性高，信息传递快等优点备受关注。在量子信息领域中，光与原子相互作用至关重要。人们利用光的相干效应对量子信息进行存储和传递。

原子相干效应是指光与原子的相互作用。在原子系统处于一个没有外加相干场的空间内，基态上的原子布居数处于稳定状态，各个能级之间没有原子跃迁，也就是说原子处于一个非相干的叠加态，用来描述系统的密度矩阵的非对角元为零，即原子之间不存在相干性。当给原子系统一个外加相干场的作用时，基态的原子会跃迁到激发态上，此时，密度矩阵的非对角元所出现的非零项代表原子处于不同能级的叠加态上，这导致了跃迁能级之间存在关联，产生原子相干。基于原子干涉的相干效应已经研究了很多年，并且发现了许多有趣的物理现象：相干布居俘获(CPT)^[1-3]，无粒子数反转放大激光(LWD)^[4-6]，电磁诱导透明(EIT)^[7-12]，电磁诱导吸收(EIA)^[13-15]，量子噪声^[16-18]，量子关联及量子纠缠^[19-21]，量子存储^[22,23]等。这些现象在研究量子信息领域中提供了强有力的技术和理论支持。

1.2 原子的相干效应

1.2.1 相干布居俘获

在 Hanle 实验之后^[24]，相干布居俘获^[1-3]成为研究热点。1961 年，Fano 通过一系列实验发现自由离态与连续态之间的跃迁通道存在耦合干涉，导致这些通道之间的跃迁发生变化，作用于该通道的光被介质吸收，这就是著名的 Fano 效应^[25]。随着人们对 Fano 效应的深入研究，相干布居俘获(CPT)的概念随之诞生^[1-3]。1976 年，Orriols

和 Arimondo 在实验上首次实现了相干布居俘获^[1]，他们用多模激光器照射钠原子，发现当激光模式的间隔和原子精细能级分裂相等时，通过自发辐射出的荧光消失了，导致这一现象产生的关键因素是当外光场与原子相互作用时，原子被束缚到了基态，无法跃迁到激发态使其能态上没有原子，进而抑制了自发辐射荧光的产生。

为了深刻认识相干布居俘获的物理机制，我们以 Λ 型三能级系统为例，进行理论上的分析。

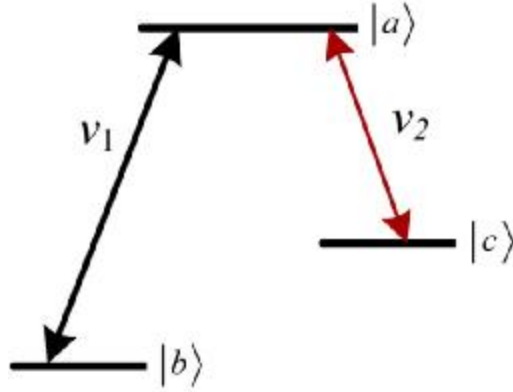


图 1.1 Λ 型三能级原子系统示意图

如上图 1.1 所示， $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 是基态， $|a\rangle$ 是激发态，它们共同构成 Λ 型三能级系统。其中，作用在 $|b\rangle\leftrightarrow|a\rangle$ 跃迁能级的光场频率为 ν_1 ，作用在 $|c\rangle\leftrightarrow|a\rangle$ 跃迁能级的光场频率为 ν_2 。在这里，能级 $|b\rangle$ 和能级 $|c\rangle$ 是满足偶极禁戒的。

首先，我们先写出原子系统的哈密顿量：

$$H = H_0 + H_1 \quad (1.1)$$

其中， H_0 是没有外场的情况下原子系统的哈密顿量， H_1 是光场与原子系统相互作用的哈密顿量，在旋波近似下表示如下：

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (1.2)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2} (\Omega_{R1} e^{-i\phi_1} e^{-i\nu_1 t} |a\rangle\langle b| + \Omega_{R2} e^{-i\phi_2} e^{-i\nu_2 t} |a\rangle\langle c|) + H.c. \quad (1.3)$$

其中， $\Omega_{R1}\exp(-i\phi_1)$ 和 $\Omega_{R2}\exp(-i\phi_2)$ 分别表示光场 ν_1 和光场 ν_2 作用到 $|b\rangle\leftrightarrow|a\rangle$ 和 $|c\rangle\leftrightarrow|a\rangle$ 上的复拉比频率。

给出三能级原子的波函数：

$$|y(t)\rangle = c_a(t) e^{-i\omega_a t} |a\rangle + c_b(t) e^{-i\omega_b t} |b\rangle + c_c(t) e^{-i\omega_c t} |c\rangle \quad (1.4)$$

$c_a(t)$ ， $c_b(t)$ 和 $c_c(t)$ 分别表示对应能级的跃迁概率幅。

由薛定谔方程

$$i\hbar|\dot{y}\rangle = H|y\rangle \quad (1.5)$$

我们可以得到概率幅的运动方程:

$$\dot{c}_a = \frac{i}{2}(\Omega_{R1}e^{-if_1}c_b + \Omega_{R2}e^{-if_2}c_c) \quad (1.6)$$

$$\dot{c}_b = \frac{i}{2}\Omega_{R1}e^{-if_1}c_a \quad (1.7)$$

$$\dot{c}_c = \frac{i}{2}\Omega_{R2}e^{-if_2}c_a \quad (1.8)$$

在这里, 我们假设光场均和 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$, $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 共振, 也就是说, $\omega_{ab}=\nu_1$, $\omega_{ac}=\nu_2$ 。

我们假设初始原子布居在能级 $|b\rangle$ 和能级 $|c\rangle$ 的叠加态上,

$$|y(0)\rangle = \cos(q/2)|b\rangle + \sin(q/2)e^{-iy}|c\rangle \quad (1.9)$$

联合(1.6)-(1.8)和(1.9), 我们可以得到几率幅的解:

$$c_a(t) = \frac{i \sin(\Omega t/2)}{\Omega} [\Omega_{R1}e^{-if_1} \cos(q/2) + \Omega_{R2}e^{-i(f_2+y)} \sin(q/2)] \quad (1.10)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ [\Omega_{R2}^2 + \Omega_{R1}^2 \cos(\Omega t/2)] \cos(q/2) - 2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{i(f_1-f_2-y)} \sin^2(\Omega t/4) \sin(q/2) \right\} \quad (1.11)$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ -2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{-i(f_1-f_2)} \sin^2(\Omega t/4) \cos(q/2) + [\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \cos(\Omega t/2)] e^{-iy} \sin(q/2) \right\} \quad (1.12)$$

公式中, $\Omega = (\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2)^{1/2}$ 。

在相干俘获的条件下, 我们可以得到

$$\Omega_{R1} = \Omega_{R2}, q = p/2, f_1 - f_2 - y = \pm p \quad (1.13)$$

在上述条件下, 我们解得

$$c_a(t) = 0 \quad (1.14a)$$

$$c_b(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \quad (1.14b)$$

$$c_c(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} e^{-iy} \quad (1.14c)$$

从得出的解中, 我们可以看出随着光与原子相互作用的进行, 原子都俘获到了基态的相干叠加态上, 在激发态上没有原子, 即对光场没有吸收。在三能级系统中, 导致出现相干俘获的原因是在两个跃迁通道之间的破坏性量子干涉。

三能级的相干布居俘获有许多潜在的应用: 无反转激光, 量子比特和关联自发辐射等。

1.2.2 电磁诱导透明

一束光场作用于二能级原子系统，如果光场的频率和原子能级的频率差相等时，光场被原子强烈吸收并产生色散，同时原子介质具有较大的折射率。当一束强光和一束弱光同时共振于三能级系统时，强光被原子吸收，而弱光没有吸收，这就是著名的电磁诱导透明现象^[7-12]。1988年 Kocharovskaya 小组和 1989年 Harris 小组分别提出了这一概念。1991年，Harris 小组利用强脉冲激光作为相干入射光场，与铯原子相互作用，首次在实验上观察到了 EIT 效应。紧接着，他们又在铅原子汽室中观察到了 EIT 效应^[10]。1995年，M. Xiao 小组利用半导体激光器发出的连续相干光与铷原子相互作用，观察到了 EIT 效应^[11]，在实验上大大降低了制备 EIT 的难度。他们的成果使得更多的量子光学小组开始深入研究 EIT，使得 EIT 成为了风靡一时的研究课题。

一般地，CPT 与 EIT 有着紧密联系。CPT 是在光学薄介质中，仅仅改变原子状态，而不影响光场的一种“光谱”现象。与 CPT 不同，EIT 是在光学厚介质中，原子状态和光场都被改变的一种特殊的物理现象^[9]。接下来，我们通过缀饰态理论来解释电磁诱导透明。

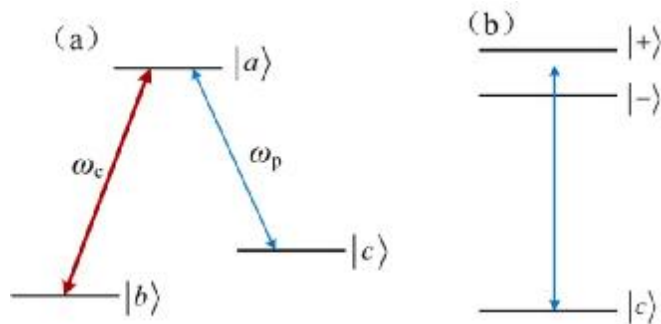


图 1.2 Λ 型三能级系统的缀饰态图。(a) 是 Λ 型三能级原子结构图，(b) 是缀饰态，其中， $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 是两个缀饰态。

图 1.2 是一个 Λ 型三能级原子结构图， $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 是两个基态， $|a\rangle$ 激发态。其中，一束频率为 ω_p 的弱光场作用在能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 之间，频率为 ω_c 的强光场作用在能级 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 之间。在强耦合场的作用下，激发态 $|a\rangle$ 缀饰成 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 两个缀饰态，如图 (b) 所示。实验中，强耦合光场与跃迁能级共振，弱探针场在跃迁能级附近扫描。此时，存在两个跃迁通道， $|c\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ 和 $|c\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ 。当这两个跃迁通道发生破坏性干涉时，弱探针场没有被介质吸收，也就是说介质对弱探针场的吸收系数为零并且被探测器探测到，实现“透明”现象，这就是电磁透明诱导的物理解释。

接下来，我们以光与原子相互作用作为理论基础，所用的能级模型和分析 CPT 时一样，仍以 Λ 型三能级系统为例，利用半经典的方法，其中原子是量子化的，光场为经典的矢量场，对 EIT 进行理论分析。

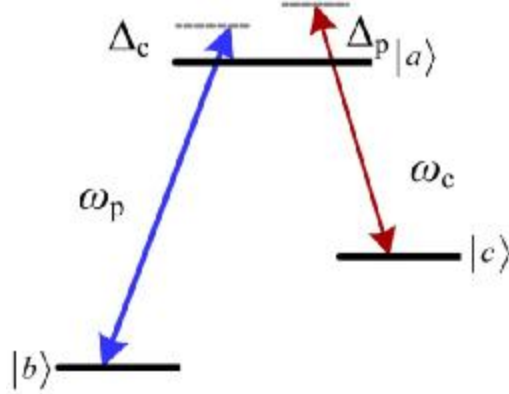


图 1.3 Λ 型三能级结构

能级结构图如图 1.3 所示，频率为 ω_c 的强耦合场作用在能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ ，其拉比频率为 Ω_c ，频率为 ω_p 的弱探针场作用在能级 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ ，拉比频率为 Ω_p ，并且满足条件 Ω_p 远远小于 Ω_c ；激发态 $|a\rangle$ 到基态 $|b\rangle$ 的自发衰减率为 γ_b ，激发态 $|a\rangle$ 到基态 $|c\rangle$ 的自发衰减率为 γ_c ，基态 $|b\rangle$ 和基态 $|c\rangle$ 之间的跃迁是偶极禁戒的。

系统的总哈密顿量为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I \quad (1.15)$$

其中， \hat{H}_0 是自由原子的哈密顿量， \hat{H}_I 是光与原子相互作用的哈密顿量：

$$\hat{H} = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (1.16)$$

$$H_I = -\frac{\hbar}{2} \left(\Omega_p e^{-i\omega_p t} |a\rangle\langle b| + \Omega_c e^{-i\omega_c t} |a\rangle\langle c| \right) + H.c. \quad (1.17)$$

通过哈密顿量 \hat{H} ，利用 Liouville 方程

$$\dot{\mathbf{R}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \mathbf{r}] \quad (1.18)$$

我们可以得到密度矩阵的运动方程。考虑原子在激发态的自发衰减，则密度矩阵元可以表示为：

$$\dot{\mathbf{R}}_{aa} = -g_a \mathbf{r}_{aa} + \frac{i}{2} \left(\Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{ba} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t} \mathbf{r}_{ab} \right) + \frac{i}{2} \left(\Omega_c e^{-i\omega_c t} \mathbf{r}_{ca} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t} \mathbf{r}_{ac} \right) \quad (1.19)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{bb} = g_b \mathbf{r}_{aa} - \frac{i}{2} \left(\Omega_p e^{-i\omega_p t} \mathbf{r}_{ba} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t} \mathbf{r}_{ab} \right) \quad (1.20)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{cc} = g_c \mathbf{r}_{cc} - \frac{i}{2} \left(\Omega_c e^{-i\omega_c t} \mathbf{r}_{ca} - \Omega_c^* e^{i\omega_c t} \mathbf{r}_{ac} \right) \quad (1.21)$$

$$\mathbf{r}_{ab} = -(i\omega_{ab} + g_{ab})\mathbf{r}_{ab} + \frac{i}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t}(\mathbf{r}_{bb} - \mathbf{r}_{aa}) + \frac{i}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t}\mathbf{r}_{cb} \quad (1.22)$$

$$\mathbf{r}_{ac} = -(i\omega_{ac} + g_{ac})\mathbf{r}_{ac} - \frac{i}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t}(\mathbf{r}_{aa} - \mathbf{r}_{cc}) + \frac{i}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t}\mathbf{r}_{bc} \quad (1.23)$$

$$\mathbf{r}_{cb} = -(i\omega_{cb} + g_{cb})\mathbf{r}_{cb} + \frac{i}{2}\Omega_c^* e^{-i\omega_c^* t}\mathbf{r}_{ab} - \frac{i}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t}\mathbf{r}_{ca} \quad (1.24)$$

其中, ω_{ab} 和 ω_{ac} 分别表示与能级 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 和能级 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 共振的光的频率, $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$ 表示非对角密度矩阵元 (ρ_{ij}) 的衰减率, $\gamma_a = \gamma_b + \gamma_c$ 是激发态 $|a\rangle$ 的总自发衰减率。在慢变振幅近似条件下, 密度矩阵可以写成:

$$\mathbf{r}_{ab} = \mathbf{r}_{ab}^{(0)} e^{-i\omega_p t}, \mathbf{r}_{ac} = \mathbf{r}_{ac}^{(0)} e^{-i\omega_c t}, \mathbf{r}_{cb} = \mathbf{r}_{cb}^{(0)} e^{-i(\omega_p - \omega_c)t}, \mathbf{r}_{aa} = \mathbf{r}_{aa}^{(0)}, \mathbf{r}_{bb} = \mathbf{r}_{bb}^{(0)}, \mathbf{r}_{cc} = \mathbf{r}_{cc}^{(0)} \quad (1.25)$$

将 (1.25) 式代入公式 (1.19) ~ (1.24), 我们可以得到:

$$\mathbf{r}_{aa}^{(0)} = -g_a \mathbf{r}_{aa}^{(0)} + \frac{i}{2}(\Omega_p \mathbf{r}_{ba}^{(0)} - \Omega_p^* \mathbf{r}_{ab}^{(0)}) + \frac{i}{2}(\Omega_c \mathbf{r}_{ca}^{(0)} - \Omega_c^* \mathbf{r}_{ac}^{(0)}) \quad (1.26)$$

$$\mathbf{r}_{bb}^{(0)} = g_b \mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \frac{i}{2}(\Omega_p \mathbf{r}_{ba}^{(0)} - \Omega_p^* \mathbf{r}_{ab}^{(0)}) \quad (1.27)$$

$$\mathbf{r}_{cc}^{(0)} = g_c \mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \frac{i}{2}(\Omega_c \mathbf{r}_{ca}^{(0)} - \Omega_c^* \mathbf{r}_{ac}^{(0)}) \quad (1.28)$$

$$\mathbf{r}_{ab}^{(0)} = (i\Delta_p - g_{ab})\mathbf{r}_{ab}^{(0)} + \frac{i}{2}\Omega_p(\mathbf{r}_{bb}^{(0)} - \mathbf{r}_{aa}^{(0)}) + \frac{i}{2}\Omega_c \mathbf{r}_{cb}^{(0)} \quad (1.29)$$

$$\mathbf{r}_{ac}^{(0)} = (i\Delta_c - g_{ac})\mathbf{r}_{ac}^{(0)} - \frac{i}{2}\Omega_c(\mathbf{r}_{aa}^{(0)} - \mathbf{r}_{cc}^{(0)}) + \frac{i}{2}\Omega_p \mathbf{r}_{bc}^{(0)} \quad (1.30)$$

$$\mathbf{r}_{cb}^{(0)} = [i(\Delta_p - \Delta_c) - g_{cb}]\mathbf{r}_{cb}^{(0)} + \frac{i}{2}\Omega_c^* \mathbf{r}_{ab}^{(0)} - \frac{i}{2}\Omega_p \mathbf{r}_{ca}^{(0)} \quad (1.31)$$

上式中, $\Delta_p = \omega_p - \omega_{ab}$ 表示探针场与跃迁能级 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 的频率失谐, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{ac}$ 表示耦合场与跃迁能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 的频率失谐。我们知道, $\mathbf{r}_{ab}^{(1)}$ 决定探针场吸收和色散性质, 由于耦合场的拉比频率远远大于探针场的拉比频率, 因此只需对 Ω_p 进行一阶项展开, 对 Ω_c 不做任何处理。

因为原子最初布居在基态 $|b\rangle$ 上, 因此, 可以得到:

$$\mathbf{r}_{bb}^{(0)} = 1, \mathbf{r}_{aa}^{(0)} = \mathbf{r}_{cc}^{(0)} = \mathbf{r}_{ca}^{(0)} = 0 \quad (1.32)$$

在稳态解下, 我们可以求出:

$$\mathbf{r}_{ab}^{(1)} = \frac{\frac{i}{2}\Omega_p}{g_{ab} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{g_{cb} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \quad (1.33)$$

根据光与原子系统相互作用, 可以得出电极化强度 P :

$$P = \frac{1}{2} \mathbf{e}_0 E \left[c e^{-i\Omega t} + c.c \right] = \mathcal{P}_{mn} \mathcal{P}_{mn}^* e^{-i\Omega t} + c.c \quad (1.34)$$

从上式，我们可以计算出极化率 c ：

$$c = \frac{2N |\mathcal{P}_{mn}|^2 \mathcal{P}_{mn}^*}{e_0 \hbar \Omega} \quad (1.35)$$

其中， \mathcal{P}_{mn} 表示对应跃迁能级 $|m\rangle \leftrightarrow |n\rangle$ 的电偶极矩阵元， m 代表基态， n 代表激发态。

至此，我们计算出了极化率与密度矩阵元的关系，进而可以求出在 EIT 过程中，介质对探针场的极化率：

$$c = \frac{iN |\mathcal{P}_{ab}|^2}{\hbar e_0} \frac{1}{g_{ab} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{g_{cb} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \quad (1.36)$$

公式中， N 表示原子数密度。

极化率 χ 是复数，其表达式可以写成 $c = c' + ic''$ ， χ' 表示介质对探针场的色散特性， χ'' 表示介质对探针场的吸收特性。利用公式(1.36)，把极化率的实部和虚部分开，耦合场与跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 共振，即 $\Delta_c = 0$ ，得出：

$$c' = \frac{N |\mathcal{P}_{ab}|^2 \Delta_p}{\hbar e_0 Z} \left[g_{cb} (g_{ab} + g_{cb}) + (\Delta_p^2 - g_{ab} g_{cb} - |\Omega_c|^2/4) \right] \quad (1.37)$$

$$c'' = \frac{N |\mathcal{P}_{ab}|^2}{\hbar e_0 Z} \left[\Delta_p^2 (g_{ab} + g_{cb}) - g_{cb} (\Delta_p^2 - g_{ab} g_{cb} - |\Omega_c|^2/4) \right] \quad (1.38)$$

$$Z = (\Delta_p^2 - g_{ab} g_{cb} - |\Omega_c|^2/4)^2 + \Delta_p^2 (g_{ab} + g_{cb})^2 \quad (1.39)$$

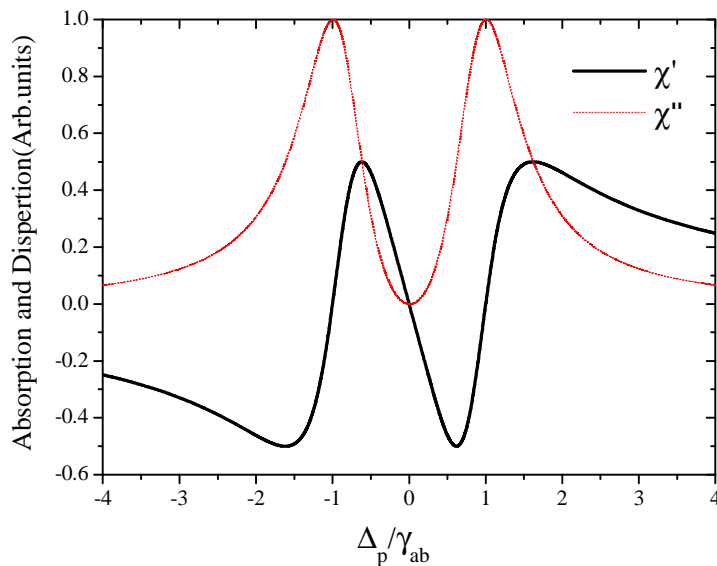


图 1.4 色散和吸收与探针场频率失谐的关系图。其中，各个参数为

$$\Omega_c = 2g_{ab} \cdot g_{ab} \gg g_{cb} (g_{cb} = 10^{-4} g_{ab})$$

在图 1.4 中，我们画出了色散 χ' 和吸收 χ'' 分别与探针场频率失谐 Δ_p 的曲线图，其中， Δ_p 以衰减率 γ_{ab} 为单位。从图中，我们可以看到，在频率失谐 $\Delta_p=0$ 处， χ' 和 χ'' 均等于零，也就是说，在介质对探针场吸收为零的地方，其折射率等于一。因此，在强耦合场的作用下，媒介对探针场成为透明窗口，这就是电磁诱导透明的一种物理解释。

通过上述对电磁诱导透明的理论分析，我们可以看到：在 EIT 背景下，因为弱光场的存在，介质对探针场零吸收并且伴随着陡峭的正常色散，这些特性使得 EIT 在四波混频，克尔效应^[26]等领域中有着潜在的应用价值。此外，由于在共振处正常色散的特性可以降低光脉冲群速度，使得 EIT 在光减速领域中有着重要的应用。最初，对 EIT 的研究是在热原子系统中，例如在碱金属铯原子和铷原子中。但是，随着人们的需求不断提高，科技条件日益完善，人们开始在冷原子，半导体材料中研究 EIT 效应，通过选取不同的介质，获得更好的极化率和非线性效应，从而更精确的操控原子，这使得电磁诱导透明成为更有用的应用工具。

1.2.3 电磁诱导吸收

上一节我们详细地探究了电磁诱导透明效应，在这一节我们研究与电磁诱导透明截然相反的另一非线形效应，即电磁诱导吸收 (EIA)。电磁诱导吸收效应具体表现在原子介质对探针场有明显的强吸收。

Bergmannk 小组^[27]首次提出了电磁诱导吸收这一概念，他们利用光脉冲与 No 原子相互作用，看到了一个很窄的吸收峰。紧接着，Akulshin 小组^[13]在简并二能级系统中观察到了电磁诱导吸收现象。1998 年，Lezama 小组^[28]利用两束光场与 Rb 原子的简并二能级共振，发现了原子介质对探针场有很强的吸收，即电磁诱导吸收。在此实验基础上，他们研究出了一套理论模型来解释两束光场与简并二能级相互作用的过程，并且得出了实现 EIA 的三个条件：(1) $F_e = F_g + 1$ ，在这里， F_e 代表激发态的总角动量， F_g 代表基态的总角动量；(2) 基态 $|g\rangle$ 到激发态 $|e\rangle$ 的跃迁是封闭的，也就是说只有这两个能级发生布居数转移；(3) 基态 $|g\rangle$ 一定是简并的，也就是说 $F_g > 0$ 。至此，仍然对 EIA 的本质没有一个深刻的认知。在 2003 年，C. Goren 小组^[29]认为粒子数布居数转移是产生 EIA 的一个重要物理机制。同年，S. K. Kim 小组^[30]利用 Rb 原子 D1 线观察到了反常 EIA，即没有满足实现 EIA 的条件 (1) 和 (2)。2004 年，

C. P. Liu 小组^[31]在理论上研究了 EIA 和 EIT, 并且在是实验上实现了 EIT 和 EIA 的相互转化, 具体方法是改变探针场和耦合场的相位差。相长干涉产生 EIA, 相消干涉产生 EIT。2010 年, J. Evers 等人在缀饰态理论下探究了反常 EIA 产生的原因^[32]。

EIA 和 EIT 一样, 均是有着广泛应用前景的原子相干效应, 比如在超光速实验中。在光与原子共振处, 原子介质对探针场有着强烈吸收, 伴随着陡峭的反常色散曲线, 从而探针脉冲群速度 $V_g \gg c$ 或 $V_g \ll 0$ ^[33]。我们知道, 光在介质中的传播速度与介质的折射率有关, 当 $dn/d\lambda > 0$, 也就是说介质折射率随着光的波长的增大而增大, 这叫做反常色散; 当 $dn/d\lambda < 0$, 即介质折射率随着光的波长的增大而减小, 这叫做正常色散。在 EIT 原子共振处, 正常色散使得探针场的群速度低于光速的传播。在 EIA 原子共振处, 反常色散使得探针场的群速度高于光速的传播, 也就是超光速。

1999 年, A. M. Akulshin 等人利用 ^{87}Rb 原子 D2 线实现了 EIA, 通过改变耦合场的强度探究反常色散^[34]。如图 1.5, 描述了在耦合场不同功率下的反常色散曲线。从图中可以看出, 在最大反常色散位置处的群速度为 $V_g = -c/23000$ 。此外, Akulshin 等人在 Cs 原子汽室中得到了探针脉冲的群速度为 $-0.00028c$ 。

2002 年, C. Affolderbach 等人在三能级系统中观察到了 EIA 现象, 使得 EIA 不只局限在简并二能级系统中。他们通过改变两束驻波耦合场的相对强度, 实现了 EIT 和 EIA 之间的相互转化。利用这一特性, 我们可以实现减光速向超光速和负群速度的转化。

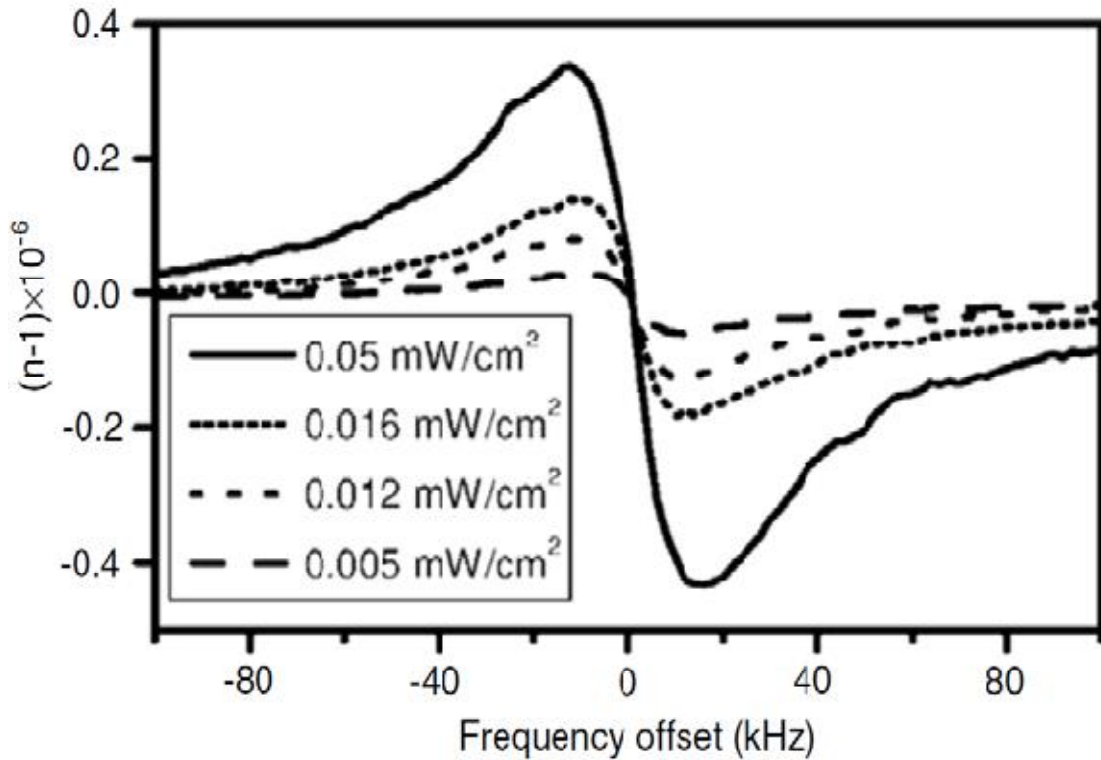


图 1.5 四个耦合场功率下的 EIA 的反常色散曲线。

1.3 论文的主要内容

论文主要研究了在 Cs 原子汽室中充入缓冲气体 Ne 的相干效应，论文内容安排如下：

第一章，对相干布居俘获，电磁诱导透明，电磁诱导吸收这三种常见的相干效应进行了介绍。

第二章，我们在双 EIT 原子系统中，通过利用光学厚度较大的原子介质，实现了在共振线附近的高增益光放大。结果表明，光学厚介质中超精细基态原子之间的自旋交换碰撞，可以改变原子在 Zeeman 子能态的布居，促使增益的产生。

第三章，讲述了缓冲气体在原子汽室中的 EIT 效应的研究。首先，我们基于 V-type 三能级模型，利用暗态理论分析了 EIT 的形成：自发辐射和受激吸收共同作用，使得探针场的吸收减弱，形成透明窗口，并且通过实验上在铯原子汽室中充入不同分压的缓冲气体和改变热原子的温度来分析 EIT 的效应。

第四章，总结与展望。

第二章 Tripod 型双 EIT 结构中的高增益相干光放大

2.1 引言

在光与原子相互作用中，电磁感应透明效应(EIT)^[35]是光与多能级原子相互作用体系中基于相干布居俘获(CPT)的一种原子相干效应，不仅可以高效率地减弱介质对探针场的吸收，同时可以操控光脉冲的群速度，实现量子信息在介质内的存储与释放。与AT分裂(Autler-Townes splitting)^[36]不同的是，虽然在耦合场强度非常小的条件下，原子的自旋相干性可以使介质对探针场的吸收为零。但是，因为要满足跃迁选择定则，因此，在EIT效应中，最理想的效果是探针场被介质完全吸收，在EIT窗口中不可能实现由零吸收向负吸收（也即线性光放大）的转变。

随着对EIT效应的研究深入，很多小组已经在理论和实验上实现了基于EIT的光放大。1989年，Harris小组提出在CPT/EIT系统中，利用非相干泵浦过程减少原子在激发态上的布居数，然后通过自发辐射来获得无粒子数反转放大(AWI)^[37]的理论，并且在实验上验证了该理论^[38,39]。除此之外，实现光放大也可以利用EIT增强原子系统非线性^[40-42]。但是，这种非线性诱导光放大的实现要求泵浦场的功率很高。2014年，Barry Sanders研究小组研究出一套理论，在光与原子相互作用体系中，利用Tripod型的double-double EIT (DDEIT)实现EIT窗口光放大^[43]。利用多束相干光场与原子相互作用，多能级原子体系呈现多个EIT窗口^[44]，建立量子干涉通道之间的相干耦合。因此，在该系统中研究EIT窗口的放大是一项非常有趣且具有突破性的研究。在本章中，我们首次利用Tripod型双EIT系统，在实验上实现了探针场的高增益放大。

光放大因其有潜在的应用前景备受研究者的关注，特别在原子系统中研究光放大有很重要的意义。光放大可以推动通信网络技术的发展，比如可以构造未来新型的光量子器件，如全光开关、光学二极管和三极管^[45-51]；此外，光放大可以产生频率精确匹配原子共振吸收线的量子纠缠源，应用于长距离的连续变量量子通信领域^[52,53]。为了构建量子网络中的集成光学器件，如基于量子中继站的量子比特放大^[54]，以及超导回路量子电动力学的环境下的EIT光放大^[55]，工作在低噪声、超集成、高效率环境下的光学放大器是未来量子光学器件的衡量参数^[56]。

实现低噪声的光放大是我们研究得目标。在本章中，我们通过利用Tripod型双EIT能级体系，减弱介质对光场的吸收与自发辐射噪声，从而可能实现低噪声的光放大。我们发现，基态之间的原子相干性可以影响光放大，除此之外，改变原子介质的光学厚度也可以提高增益。这是因为在光学厚度较大的原子介质中(实验对应较高的原

子温度), 处于不同超精细基态Zeeman能级的原子间的自旋交换碰撞加剧, 布居数在能级之间相互转移, 进一步增加激发态上的布居数从而提高增益。

2.2 理论分析

2.2.1 原子在 Zeeman 子能态上的布居

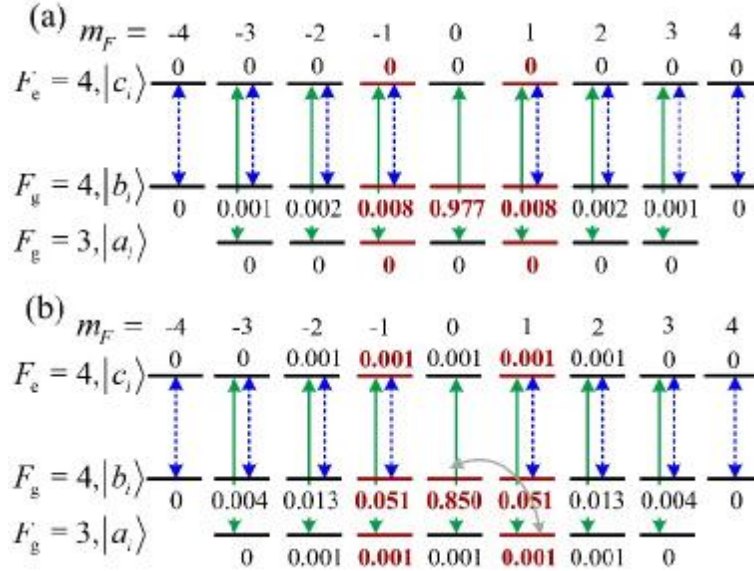


图2.1 Cs原子D1线的Zeeman能级结构及ToP速率 g'_{ab} 不同时原子的布居数分布: (a) 20Hz; (b) 300Hz。图中的绿线、蓝线和红线分别代表耦合场、信号场与探针场。参数取值: $\Gamma_c = 4.6$ MHz,

$$g'_{ba} = 9g'_{ab}/7, \quad g'_{aa} = g'_{bb} = 20 \text{ Hz}, \quad \Omega_c = 20 \text{ MHz}, \quad \Omega_s = 8 \text{ MHz}, \quad d_c = 0, \quad d_s = 10 \text{ MHz}.$$

我们选取铯(Cs)原子 D1 线的超精细分裂能级作为分析对象, 其能级结构如图 2.1 所示: $6^2P_{1/2}, F_c = 4$ 为激发态, $6^2S_{1/2}, F_g = 3, 4$ 为两个基态。相应的 Zeeman 子能态记为 $|c_i\rangle, |a_i\rangle$ 以及 $|b_i\rangle$ ($i = -m_F, \mathbf{L}, m_F$), F 为总角动量量子数, m_F 为 F 沿量子化轴方向的投影。耦合场(频率为 w_c)与信号场(频率为 w_s)分别作用于 $|c_i\rangle \leftrightarrow |a_j\rangle$ 和 $|c_i\rangle \leftrightarrow |b_j\rangle$ 的 p 跃迁, 它们相对于能级跃迁的单光子失谐量分别为 $d_c = w_c - w_{ca}, d_s = w_s - w_{cb}$ 。探针场(频率为 w_p)作用于 $|c_i\rangle \leftrightarrow |b_j\rangle$ 的 s 跃迁, 其单光子失谐量为 $d_p = w_p - w_{cb}$ 。其中, w_{ca} 和 w_{cb} 分别为 $|c_i\rangle \leftrightarrow |a_j\rangle$ 以及 $|c_i\rangle \leftrightarrow |b_j\rangle$ 的共振跃迁频率。光场相对能级跃迁的双光子失谐量记为 $d_{ij} = d_i - d_j$ ($i, j = c, s, p$)。通过三束光场与原子相互作用, 在各个 Zeeman 子能态的原子布居数分布主要由强耦合场与信号场的光泵浦来决定。相比耦合场的强度, 探针场的强度很弱不足以影响原子数的布居, 因此在计算中, 我们保留耦合场与信号场的拉比频率的各阶, 忽略弱探针场与原子之间的相互作用。原子在 Zeeman 子能态上的布居数分布由系统密度矩阵的各个对角元素表示, 通过光学布

洛赫方程^[57]可以求得密度矩阵元:

$$\mathfrak{R}_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} = \frac{i}{2} \left(r_{c_{\pm 4}b_{\pm 4}} \Omega_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} - \Omega_{c_{\pm 4}b_{\pm 4}} r_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} \right) - \Gamma_c r_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} \quad (2.1a)$$

$$\mathfrak{R}_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} = \frac{i}{2} \left(r_{c_{\pm 3}b_{\pm 3}} \Omega_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} - \Omega_{c_{\pm 3}b_{\pm 3}} r_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} + r_{c_{\pm 3}a_{\pm 3}} \Omega_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} - \Omega_{c_{\pm 3}a_{\pm 3}} r_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} \right) - \Gamma_c r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} \quad (2.1b)$$

$$\mathfrak{R}_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} = \frac{i}{2} \left(r_{c_{\pm 2}b_{\pm 2}} \Omega_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} - \Omega_{c_{\pm 2}b_{\pm 2}} r_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} + r_{c_{\pm 2}a_{\pm 2}} \Omega_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} - \Omega_{c_{\pm 2}a_{\pm 2}} r_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} \right) - \Gamma_c r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} \quad (2.1c)$$

$$\mathfrak{R}_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} = \frac{i}{2} \left(r_{c_{\pm 1}b_{\pm 1}} \Omega_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} - \Omega_{c_{\pm 1}b_{\pm 1}} r_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} + r_{c_{\pm 1}a_{\pm 1}} \Omega_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} - \Omega_{c_{\pm 1}a_{\pm 1}} r_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} \right) - \Gamma_c r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} \quad (2.1d)$$

$$\mathfrak{R}_{c_0c_0} = \frac{i}{2} \left(r_{c_0a_0} \Omega_{a_0c_0} - \Omega_{c_0a_0} r_{a_0c_0} \right) - \Gamma_c r_{c_0c_0} \quad (2.1e)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{a_{\pm 3}a_{\pm 3}} &= \frac{i}{2} \left(r_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} \Omega_{c_{\pm 3}a_{\pm 3}} - \Omega_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} r_{c_{\pm 3}a_{\pm 3}} \right) + \frac{7}{12} \Gamma_c \left(r_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} + \frac{1}{4} r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} + \frac{1}{28} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} \right) \\ &+ g'_{aa} \sum_{a_i, i \neq \pm 3} r_{a_i a_i} + g'_{ba} \sum_{b_i} r_{b_i b_i} - \Gamma_a r_{a_{\pm 3}a_{\pm 3}} \end{aligned} \quad (2.1f)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{a_{\pm 2}a_{\pm 2}} &= \frac{i}{2} \left(r_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} \Omega_{c_{\pm 2}a_{\pm 2}} - \Omega_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} r_{c_{\pm 2}a_{\pm 2}} \right) + \frac{7}{12} \Gamma_c \left(\frac{3}{4} r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} + \frac{3}{7} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} + \frac{3}{28} r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} \right) \\ &+ g'_{aa} \sum_{a_i, i \neq \pm 2} r_{a_i a_i} + g'_{ba} \sum_{b_i} r_{b_i b_i} - \Gamma_a r_{a_{\pm 2}a_{\pm 2}} \end{aligned} \quad (2.1g)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{a_{\pm 1}a_{\pm 1}} &= \frac{i}{2} \left(r_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} \Omega_{c_{\pm 1}a_{\pm 1}} - \Omega_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} r_{c_{\pm 1}a_{\pm 1}} \right) + \frac{7}{12} \Gamma_c \left(\frac{15}{28} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} + \frac{15}{28} r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} + \frac{3}{14} r_{c_0c_0} \right) \\ &+ g'_{aa} \sum_{a_i, i \neq \pm 1} r_{a_i a_i} + g'_{ba} \sum_{b_i} r_{b_i b_i} - \Gamma_a r_{a_{\pm 1}a_{\pm 1}} \end{aligned} \quad (2.1h)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{a_0a_0} &= \frac{i}{2} \left(r_{a_0c_0} \Omega_{c_0a_0} - \Omega_{a_0c_0} r_{c_0a_0} \right) + \frac{7}{12} \Gamma_c \left(\frac{5}{14} r_{c_{-1}c_{-1}} + \frac{4}{7} r_{c_0c_0} + \frac{5}{14} r_{c_1c_1} \right) \\ &+ g'_{aa} \sum_{a_i, i \neq 0} r_{a_i a_i} + g'_{ba} \sum_{b_i} r_{b_i b_i} - \Gamma_a r_{a_0a_0} \end{aligned} \quad (2.1i)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{b_{\pm 4}b_{\pm 4}} &= \frac{i}{2} \left(r_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} \Omega_{c_{\pm 4}b_{\pm 4}} - \Omega_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} r_{c_{\pm 4}b_{\pm 4}} \right) + \frac{5}{12} \Gamma_c \left(\frac{4}{5} r_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} + \frac{1}{5} r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} \right) \\ &+ g'_{bb} \sum_{b_i, i \neq \pm 4} r_{b_i b_i} + g'_{ab} \sum_{a_i} r_{a_i a_i} - \Gamma_b r_{b_{\pm 4}b_{\pm 4}} \end{aligned} \quad (2.1j)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{b_{\pm 3}b_{\pm 3}} &= \frac{i}{2} \left(r_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} \Omega_{c_{\pm 3}b_{\pm 3}} - \Omega_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} r_{c_{\pm 3}b_{\pm 3}} \right) + \frac{5}{12} \Gamma_c \left(\frac{1}{5} r_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} + \frac{9}{20} r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} + \frac{7}{20} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} \right) \\ &+ g'_{bb} \sum_{b_i, i \neq \pm 3} r_{b_i b_i} + g'_{ab} \sum_{a_i} r_{a_i a_i} - \Gamma_b r_{b_{\pm 3}b_{\pm 3}} \end{aligned} \quad (2.1k)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{b_{\pm 2}b_{\pm 2}} &= \frac{i}{2} \left(r_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} \Omega_{c_{\pm 2}b_{\pm 2}} - \Omega_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} r_{c_{\pm 2}b_{\pm 2}} \right) + \frac{5}{12} \Gamma_c \left(\frac{7}{20} r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} + \frac{1}{5} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} + \frac{9}{20} r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} \right) \\ &+ g'_{bb} \sum_{b_i, i \neq \pm 2} r_{b_i b_i} + g'_{ab} \sum_{a_i} r_{a_i a_i} - \Gamma_b r_{b_{\pm 2}b_{\pm 2}} \end{aligned} \quad (2.1l)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{b_{\pm 1}b_{\pm 1}} &= \frac{i}{2} \left(r_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} \Omega_{c_{\pm 1}b_{\pm 1}} - \Omega_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} r_{c_{\pm 1}b_{\pm 1}} \right) + \frac{5}{12} \Gamma_c \left(\frac{9}{20} r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} + \frac{1}{20} r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} + \frac{1}{2} r_{c_0c_0} \right) \\ &\quad + g'_{bb} \sum_{b_i, i \neq \pm 1} r_{b_i b_i} + g'_{ab} \sum_{a_i} r_{a_i a_i} - \Gamma_b r_{b_{\pm 1}b_{\pm 1}} \end{aligned} \quad (2.1m)$$

$$\mathfrak{R}_{b_0b_0} = \frac{5}{12} \Gamma_c \left(\frac{1}{2} r_{c_{-1}c_{-1}} + \frac{1}{2} r_{c_1c_1} \right) + g'_{bb} \sum_{b_i, i \neq 0} r_{b_i b_i} + g'_{ab} \sum_{a_i} r_{a_i a_i} - \Gamma_b r_{b_0b_0} \quad (2.1n)$$

$$\mathfrak{R}_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} = \frac{i}{2} \Omega_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} \left(r_{a_{\pm 3}a_{\pm 3}} - r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} \right) - (id_c + g_{ca}) r_{a_{\pm 3}c_{\pm 3}} \quad (2.1o)$$

$$\mathfrak{R}_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} = \frac{i}{2} \Omega_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} \left(r_{a_{\pm 2}a_{\pm 2}} - r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} \right) - (id_c + g_{ca}) r_{a_{\pm 2}c_{\pm 2}} \quad (2.1p)$$

$$\mathfrak{R}_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} = \frac{i}{2} \Omega_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} \left(r_{a_{\pm 1}a_{\pm 1}} - r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} \right) - (id_c + g_{ca}) r_{a_{\pm 1}c_{\pm 1}} \quad (2.1q)$$

$$\mathfrak{R}_{a_0c_0} = \frac{i}{2} \Omega_{a_0c_0} \left(r_{a_0a_0} - r_{c_0c_0} \right) - (id_c + g_{ca}) r_{a_0c_0} \quad (2.1r)$$

$$\mathfrak{R}_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} = \frac{i}{2} \Omega_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} \left(r_{b_{\pm 4}b_{\pm 4}} - r_{c_{\pm 4}c_{\pm 4}} \right) - (id_s + g_{cb}) r_{b_{\pm 4}c_{\pm 4}} \quad (2.1s)$$

$$\mathfrak{R}_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} = \frac{i}{2} \Omega_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} \left(r_{b_{\pm 3}b_{\pm 3}} - r_{c_{\pm 3}c_{\pm 3}} \right) - (id_s + g_{cb}) r_{b_{\pm 3}c_{\pm 3}} \quad (2.1t)$$

$$\mathfrak{R}_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} = \frac{i}{2} \Omega_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} \left(r_{b_{\pm 2}b_{\pm 2}} - r_{c_{\pm 2}c_{\pm 2}} \right) - (id_s + g_{cb}) r_{b_{\pm 2}c_{\pm 2}} \quad (2.1u)$$

$$\mathfrak{R}_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} = \frac{i}{2} \Omega_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} \left(r_{b_{\pm 1}b_{\pm 1}} - r_{c_{\pm 1}c_{\pm 1}} \right) - (id_s + g_{cb}) r_{b_{\pm 1}c_{\pm 1}} \quad (2.1v)$$

其中, Γ_k 为能级 $|k_i\rangle$ 的衰减速率, $g_{kl} = (\Gamma_k + \Gamma_l) / 2$ 为能级 $|k_i\rangle$ 与 $|l_i\rangle$ 之间的退相干速率, 其中 $k, l \in \{a, b, c\}$ 。

原子之间自旋交换碰撞导致布居数在两个超精细基态 $|a_i\rangle$ 和 $|b_j\rangle$ 之间转移 (Transfer of population, ToP), 且转移速率 g'_{ab} 与原子数密度存在线性关系: $g'_{ab} = kN$ [59]。其中, 比例系数 k 可由 M. Shuker 小组的实验结果得知, $k \approx 6 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ [60]。而处于同一超精细基态下的不同 Zeeman 子能态之间的布居数转移速率 g'_{aa} (g'_{bb}) 很小且不依赖于原子数密度 [58, 59], 假定其为常数。忽略碰撞引起的 dephasing, 基态的衰减速率为 $\Gamma_a = 6g'_{aa} + 9g'_{ab}$ ($\Gamma_b = 8g'_{bb} + 7g'_{ba}$)。对于不同的 Zeeman 跃迁, CG 系数 (Clebsch-Gordan coefficient) 不同, 因而光场的有效拉比频率也不一样, 耦合场与信号场均作用于能级 $|c_i\rangle \leftrightarrow |a_j\rangle (|b_j\rangle)$ 上的拉比频率分别为

$$\Omega_{c_i a_j} = -\frac{m_{c_i a_j} E_c}{\hbar} = (-1)^{F_e - 1 + j} \sqrt{2F_g + 1} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ i & q & -j \end{pmatrix} \Omega_c \quad (2.2a)$$

$$\Omega_{c_i b_j} = -\frac{m_{c_i b_j} E_s}{\mathbf{h}} = (-1)^{F_c - 1 + j} \sqrt{2F_g + 1} \begin{pmatrix} F_c & 1 & F_g \\ i & q & -j \end{pmatrix} \Omega_s \quad (2.2b)$$

其中, $\Omega_{a_j c_i} = \Omega_{c_i a_j}$, $\Omega_{b_j c_i} = \Omega_{c_i b_j}$, Ω_c 和 Ω_s 分别表示耦合场与信号场作用于超精细能级 $|F_c = 4\rangle \leftrightarrow |F_g = 3\rangle$ 和 $|F_c = 4\rangle \leftrightarrow |F_g = 4\rangle$ 上的拉比频率。在计算探针场增益时, 为了方便, 我们采用简化的 Tripod 能级结构, 故光场的拉比频率用 Ω_i 表示, 其中, $i = c, s, p$

如图 2.1 所示, 在实验中有 25 个 Zeeman 子能态与光发生相互作用, 通过前面的理论, 我们知道要想完全描述系统的动力学特性, 需要 625 个密度矩阵元的运动方程。在这里, 因为耦合场与信号场均作用于 p 跃迁, 所以, 只需要方程(1)就可求出在稳态下 25 个 Zeeman 子能态上的布居数分布。布居数分布由图 2.1 能级下方的数字表示。室温下的 Cs 原子数密度为 $N = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 转移速率为 $g'_{ab} = 20 \text{ Hz}$, 在耦合场与信号场的作用下, 原子都布居到 $|b_i\rangle$ 态上, 其中 $|b_0\rangle$ 态上的布居数最多为 0.977。在原子温度加热到 $T = 65^\circ\text{C}$ 下, $N = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $g'_{ab} = 300 \text{ Hz}$, 此时, 能级 $|a_i\rangle$ 上也有少量的原子布居数, 这是由于超精细基态之间的布居数转移。根据跃迁选择定则, $|c_0\rangle \leftrightarrow |b_0\rangle$ 的跃迁偶极矩为零, 所以 $|c_0\rangle \leftrightarrow |a_0\rangle$ 构成一个独立的二能级跃迁, $|a_0\rangle$ 态上的原子可以被泵浦到 $|c_0\rangle$ 态上。同时, 自旋交换引起 $|a_i\rangle \leftrightarrow |b_j\rangle$ 之间的超精细跃迁使得 Λ 型结构(比如 $|a_1\rangle \leftrightarrow |c_1\rangle \leftrightarrow |b_1\rangle$)由 CPT 转变为吸收^[61], 激发态 $|c_i\rangle (i \neq 0)$ 上也获得了原子布居。由此可知, 随温度升高, 原子数密度增大, $|a_i\rangle$ 与 $|b_j\rangle$ 之间的自旋交换碰撞加剧, 最终, 布居数在 $|b_i\rangle (i \neq 0)$, $|c_i\rangle$, $|a_i\rangle$ 上的比重增加, 从而改变介质对探针场的吸收特性。在 EIT 窗口处光场的吸收被抑制, 所以激发态上的原子在自发辐射过程中会产生探针光的放大。

2.2.2 探针光的吸收与放大

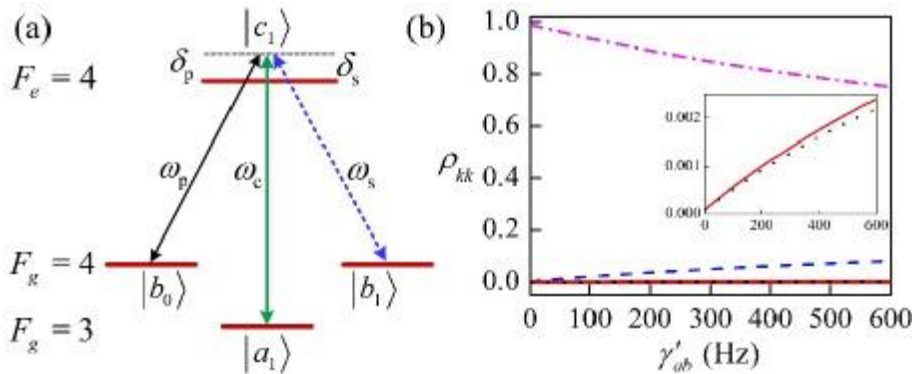


图2.2 (a) 简化的Tripod型四能级结构, (b) 原子在这四个能态下的布居数 r_{kk} 随 g'_{ab} 的变化曲线: $r_{b_0 b_0}$ (粉色虚点线), $r_{b_1 b_1}$ (蓝色虚线), $r_{a_1 a_1}$ (红色实线), $r_{c_1 c_1}$ (黑色点线), 插图对 $r_{a_1 a_1}$ 和 $r_{c_1 c_1}$ 曲线的纵坐标在 $[0, 0.0025]$ 范围内展开。

如图2.2所示, 在光泵浦作用下, $|b_0\rangle$ 态上布居了大部分的原子, 此时, 作用于 s 跃迁的探针场将真实的能级系统简化为两个有效的 Tripod 结构 $|b_0\rangle \leftrightarrow |c_1\rangle \leftrightarrow |a_1\rangle \leftrightarrow |b_1\rangle$ 以及 $|b_0\rangle \leftrightarrow |c_{-1}\rangle \leftrightarrow |a_{-1}\rangle \leftrightarrow |b_{-1}\rangle$ 。接下来, 我们采用如图2.2(a)所示的四能级结构来分析探针场的吸收。相干项密度矩阵元的光学布洛赫方程为:

$$\dot{\mathbf{r}}_{b_0c_1} = \frac{i}{2} \left[\Omega_p (r_{b_0b_0} - r_{c_1c_1}) + \Omega_c r_{b_0a_1} + \Omega_s r_{b_0b_1} \right] - (id_p + g_{cb}) r_{b_0c_1} \quad (2.3a)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{b_1c_1} = \frac{i}{2} \left[\Omega_s (r_{b_1b_1} - r_{c_1c_1}) + \Omega_c r_{b_1a_1} + \Omega_p r_{b_1b_0} \right] - (id_s + g_{cb}) r_{b_1c_1} \quad (2.3b)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{a_1c_1} = \frac{i}{2} \left[\Omega_c (r_{a_1a_1} - r_{c_1c_1}) + \Omega_s r_{a_1b_1} + \Omega_p r_{a_1b_0} \right] - (id_c + g_{ca}) r_{a_1c_1} \quad (2.3c)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{b_0a_1} = \frac{i}{2} (r_{b_0c_1} \Omega_c - \Omega_p r_{c_1a_1}) - (id_{pc} + g_{ba}) r_{b_0a_1} \quad (2.3d)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{b_0b_1} = \frac{i}{2} (r_{b_0c_1} \Omega_s - \Omega_p r_{c_1b_1}) - (id_{ps} + \Gamma_b) r_{b_0b_1} \quad (2.3e)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{b_1a_1} = \frac{i}{2} (r_{b_1c_1} \Omega_c - \Omega_s r_{c_1a_1}) - (id_{sc} + g_{ba}) r_{b_1a_1} \quad (2.3f)$$

将上述公式代入到上一节计算布居数的公式中, 求出探针场作用能级非对角元素 $r_{b_0c_1}$ 的稳态解, 因此, 介质对探针场的极化率表达式为

$$c_p = \frac{iN |m_{cb}|^2}{e_0 \mathbf{h}} \frac{(r_{b_0b_0} - r_{c_1c_1}) X - (r_{b_1b_1} - r_{c_1c_1}) \frac{|\Omega_s|^2/4}{\Gamma_b + id_{ps}}}{XY - \frac{|\Omega_p|^2/4}{\Gamma_b + id_{ps}} \frac{|\Omega_s|^2/4}{\Gamma_b + id_{ps}}} \quad (2.4)$$

其中,

$$X = g_{cb} - id_s + |\Omega_c|^2/4 (g_{ba} - id_{sc}) + |\Omega_p|^2/4 (\Gamma_b + id_{ps})$$

$$Y = g_{cb} + id_p + |\Omega_c|^2/4 (g_{ba} + id_{pc}) + |\Omega_s|^2/4 (\Gamma_b + id_{ps})$$

m_{cb} 为跃迁偶极矩。极化率的虚部代表介质对探针场的吸收,

$$\text{Im } c_p = \frac{N |m_{cb}|^2}{e_0 \mathbf{h}} \left[\frac{A}{A^2 + B^2} (r_{b_0b_0} - r_{c_1c_1}) - \frac{\Gamma_b E - d_{ps} F}{E^2 + F^2} \frac{|\Omega_s|^2/4}{\Gamma_b + id_{ps}} (r_{b_1b_1} - r_{c_1c_1}) \right] \quad (2.5)$$

其中,

$$A = g_{cb} + g_{ba} |\Omega_c|^2/4 (g_{ba}^2 + d_{pc}^2) + \Gamma_b |\Omega_s|^2/4 (\Gamma_b^2 + d_{ps}^2)$$

$$B = d_p - d_{pc} |\Omega_c|^2/4 (g_{ba}^2 + d_{pc}^2) - d_{ps} |\Omega_s|^2/4 (\Gamma_b^2 + d_{ps}^2)$$

$$C = g_{cb} + g_{ba} |\Omega_c|^2 / 4 (g_{ba}^2 + d_{sc}^2), \quad D = d_{sc} |\Omega_c|^2 / 4 (g_{ba}^2 + d_{sc}^2) - d_s$$

$$E = CA - DB, \quad F = CB + DA$$

因为探针场的强度远远小于泵浦场和信号场的强度，即 $|\Omega_p| \ll |\Omega_c|, |\Omega_s|$ ，因此，在公式(2.5)中忽略了 $|\Omega_p|^2$ 以及更小的项。通过分析，我们得知， $\text{Im } c_p$ 的第一项表示正吸收，正比于布居数差 $r_{b_0 b_0} - r_{c_1 c_1}$ 。第二项表示负吸收，正比于布居数差 $r_{b_1 b_1} - r_{c_1 c_1}$ 。所以，当第二项的绝对值大于第一项时，介质对探针场的吸收为负，即放大。如图 2.2(b) 所示，随着 ToP 的增大， $|b_0\rangle$ 上的布居数减小，而 $|b_1\rangle$ 上的布居数增大。通过上述分析，我们得出，获得增益的条件就是 $\text{Im } c_p$ 的第二项大于第一项。

接下来，我们考虑多普勒存在的情况。对于多普勒展宽的热原子汽室，原子运动速度可以用麦克斯韦速率表示： $f(v) = \exp(-v^2/u^2)/u\sqrt{p}$ 。通过计算，当原子的运动速度 v 与光传播方向一致时，多普勒频移为 $-kv$ (k 为光场的波数)。实验中，三束光场频率相近且同向传输，因此多普勒频移近似相等，且双光子失谐几乎不依赖原子的运动速度。对公式(2.5)速度积分得

$$\text{Im } c_p(d_p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) \text{Im } c_p(d_p - kv) dv \quad (2.6)$$

其中， $u = \sqrt{2k_B T/M}$ 为原子的最可几运动速率， k_B 为玻尔兹曼常数， T 为原子汽室温度(单位开尔文)， M 为原子质量。

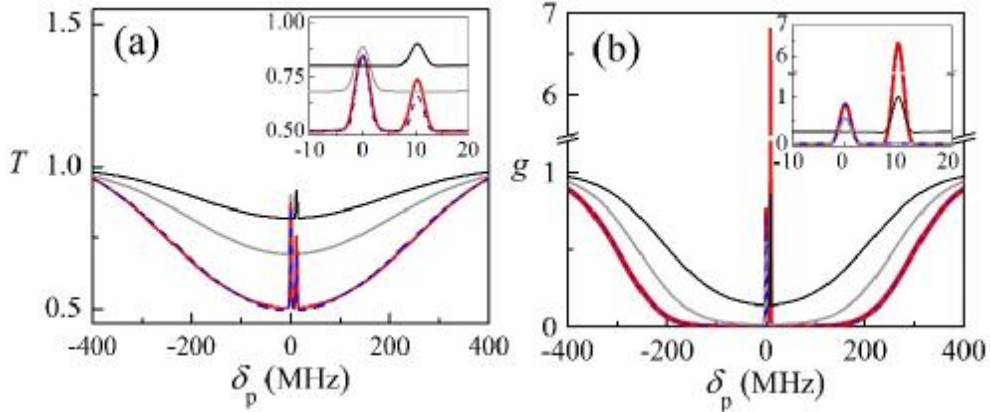


图2.3 不同ToP速率下探针场的透射谱线 (a) $N = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $g'_{ab} = 20 \text{ Hz}$, $\Gamma_b = 340 \text{ Hz}$, (b) $N = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $g'_{ab} = 300 \text{ Hz}$, $\Gamma_b = 2.86 \text{ kHz}$, $\Omega_p = 0.5 \text{ MHz}$, 其余参数的选取与图3.1一致。红线和蓝线分别为 $\text{Im } c_p$ 及其第一项；灰线和黑线分别为没有信号光或耦合光时的 Λ 型三能级EIT和 Zeeman-EIT。插图将谱线在 $[-10, 20]$ MHz 的频率范围内展开。

对应图2.1(a,b)的布居数分布，我们理论上分析了经过长度为 L 的原子汽室后探针场的透射谱线 $\exp[-kL \text{Im } c_p(d_p)]$ ，如图2.3 (a, b) 所示。接下来，我们分析耦合场

与能级严格共振下，信号场失谐为 $d_s = 10$ MHz 的情况。此时，探针场的透射谱线出现两个EIT窗口：当 $d_p = 0$ 时，与耦合场双光子共振 ($d_{pc} = 0$)，形成EIT。当 $d_p = 10$ MHz 时，与信号场双光子共振 ($d_{ps} = 0$)，形成第二个EIT。提高原子数密度，基态之间的ToP速率加大，第二个EIT窗口出现增益，如图 (b) 中的红线所示。从 $\text{Im } c_p$ 的数学表达式得知，第二个EIT窗口处的增益来自于第二项的贡献。如图蓝线所示的理论曲线，仅考虑第一项对透射谱的贡献时，增益消失。理论分析表明：基于原子基态的相干性， $\text{Im } c_p$ 的第一项抑制了两个EIT窗口的吸收，在此基础上提高ToP，第二项的比重增加，产生增益。产生增益的两个条件：(1) 高密度 (大ToP) 的原子汽室，(2) 与信号光双光子共振的透明窗口。放大的物理解释为：在高密度的原子汽室中，基态之间的ToP增加，使得原子数布居到能态 $|b_1\rangle$ 和 $|c_1\rangle$ 上；一方面，在 $d_{ps} = 0$ 的EIT窗口处， $|c_1\rangle$ 态上的原子在自发辐射过程中会产生无反转放大，使得探针场获得增益；另一方面， $|b_1\rangle$ 态上增加的布居数可以提高信号场的泵浦速率，再次增强探针场的增益。

2.3 实验装置与实验结果

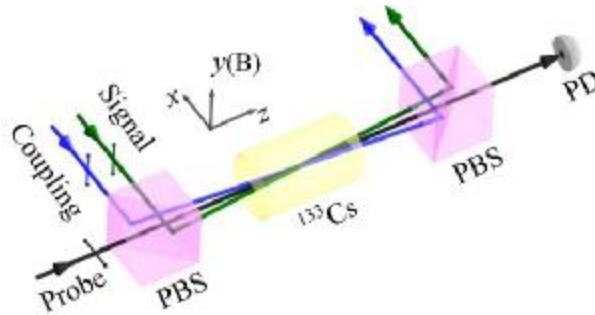


图2.4 实验装置。y方向代表量子化轴的方向。PBS：偏振分光棱镜，PD：光电探测器， \uparrow ：线偏振光的振动方向。

在实验中，我们采用 ^{133}Cs 原子作为研究对象，如图2.4所示，Cs原子汽室长为75 mm，汽室的输入输出窗口均镀有对应铯原子吸收波段的减反膜。三台激光器分别发射实验中需要的三束光场，作用于图2.1所示的跃迁能级。三束光场均在第一个PBS上耦合并与原子发生相互作用，之后经第二个PBS分开，用光电探测器分析探针场的透射谱线。耦合场与信号场采用各自的内部锁定环路稳频，探针场频率在 $F_g = 4 \leftrightarrow F_e = 4$ 附近扫描，扫描宽度覆盖完整的多普勒展宽吸收背景。为了防止耦合光与信号光进入光电探测器，进而影响探针光的分析，我们让耦合光和信号光与探针光之间的夹角均为7 mrd。在原子汽室的中心位置处，耦合光、信号光与探针光

的光束宽度分别为2 mm,1 mm和1 mm。

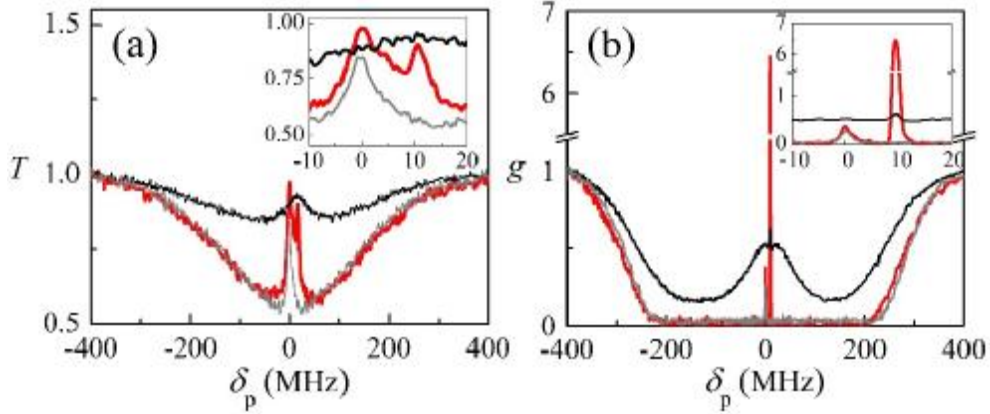


图2.5 不同原子温度下探针场的透射谱线。(a) 室温原子 (b) $T_{\text{at}} = 65^\circ\text{C}$ 。实验参数选取：三束光功率分别为 $P_c = 30\text{ mW}$ ， $P_s = 10\text{ mW}$ ， $P_p = 20\text{ }\mu\text{W}$ ，失谐为 $d_c = 0$ ， $d_s = 10\text{ MHz}$ 。双EIT(红线)；没有信号场时的 Λ 型三能级EIT(灰线)；没有耦合场时的Zeeman-EIT(黑线)。插图将谱线在 $[-10, 20]\text{ MHz}$ 的频率范围内展开。

图2.5(a,b)为探针场的透射谱线，横坐标表示探针场的失谐，纵坐标归一化。把探针场在远失谐的入射强度作为归一化单位。透射大于零小于1时记为 T ，大于1时记为 g (表示增益)。对于室温下的原子汽室(光学厚度 $\text{OD} \approx 1.5$)，在多普勒展宽的吸收背景中出现两个EIT透射峰，分别对应双光子共振条件 $d_p = d_c = 0$ 和 $d_p = d_s = 10\text{ MHz}$ 。双EIT结构中，两个EIT量子干涉通道之间相互耦合，使得这两个EIT窗口的现象与单个EIT情况有所不同： $d_p = d_c = 0$ 处的EIT透明度明显高于没有信号场时的 Λ -EIT；同时，在 $d_p = d_s = 10\text{ MHz}$ 处的EIT线宽比没有耦合光时的Zeeman-EIT要窄^[61,62]。如图黑线所示，对于开放的简并二能级体系，Zeeman-EIT的吸收背景很浅。而且，EIT的线宽很大，这是由于信号场与探针场作用于同一超精细跃迁能级引起的光泵浦与饱和效应。

升高原子汽室温度至 $T_{\text{at}} = 65^\circ\text{C}$ ，此时原子数密度增加，光学厚度也提高到 $\text{OD} \approx 18$ ，多普勒展宽背景在原子共振线附近表现出强吸收。原子之间的自旋交换碰撞ToP速率增加，第二个EIT窗口出现增益为 $g = 6.5$ 的放大信号，如图2.5(b)中的红线所示。尽管此时的原子介质对探针场完全不透明，但是第一个窗口处的EIT透明度明显提高，并且第二个窗口由EIT转变为放大。高增益光放大信号的产生可以总结为三步：(1)双EIT结构的量子相干抑制探针光在两个双光子共振频率处的吸收；(2)光学厚介质中超精细基态的ToP增加，改变原子在Zeeman子能态间的布居数分布，处于激发态上的原子自发辐射获得第二个EIT窗口的无反转放大；(3) $|b_1\rangle$ 态上的原子数布居

增加，提高了信号场的泵浦速率，获得更高的增益。

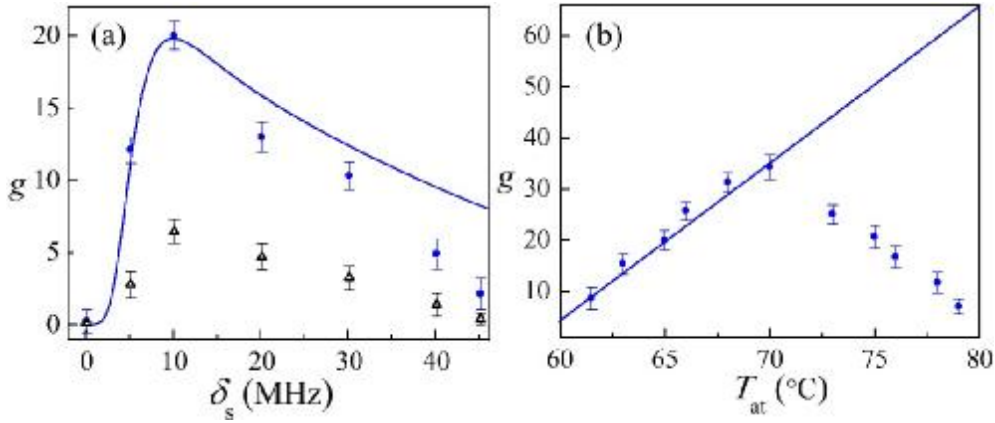


图2.6 $d_{ps} = 0$ 处探针光增益随 (a) 信号光失谐 d_s 与 (b) 原子温度 T_{at} 的变化。(a) $T_{at} = 65^\circ\text{C}$ ，蓝色圆点：光源之间相互独立，黑色三角：信号光与探针光之间相位锁定；(b) 原子数密度为 $4-10 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ，ToP速率为 240–600 Hz。其余实验参数与图2.5一致。

通过分析，我们得知，探针场的增益与基态原子之间的ToP速率(实验对应原子汽室的温度)和量子相干性(比如Zeeman子能态 $|b_0\rangle$ 与 $|b_1\rangle$ 之间的相干性)有关，在实验上我们也验证了此结论。实验中，我们可以将探针场和信号场的相位锁定，发现可以提高Zeeman相干性^[63]。具体操作为：将信号光分出一小部分，两次穿过两个声光调制器(AOM)后作为探针场，扫描其中一个AOM的驱动电压实现60 MHz的频率扫描。实验结果如图2.6(a)所示，发现在探针场与信号场位相锁定的情况下， $d_p = d_s = 10$ MHz 处的最大增益为 $g = 20$ ，比相同实验参数下位相不锁定时的增益值 $g = 6.5$ 明显提高，证明了Zeeman相干性影响探针场的增益。后面的实验数据将一律采用相位锁定的探针与信号光束。另外，理论曲线中，增益随信号光失谐的变化趋势与实验数据吻合较好。因为ToP线性依赖于原子数密度，所以实验上通过升高原子温度的方法来提升ToP速率。图2.6(b)给出了增益随温度的变化关系，从数据中，我们看出，在 60°C 到 70°C 之间，探针场增益线性增加，升高到 80°C ，增益不断下降直至消失。与理论曲线相比，我们发现，增益在温度 60°C 到 70°C 之间的实验数据与理论吻合的很好，证实了ToP速率对增益的影响。另外，实验数据与理论曲线在 70 到 80°C 之间不一致，这是由于理论计算中没有考虑高温下原子介质中的其它效应，如非均匀dephasing以及碰撞损耗。

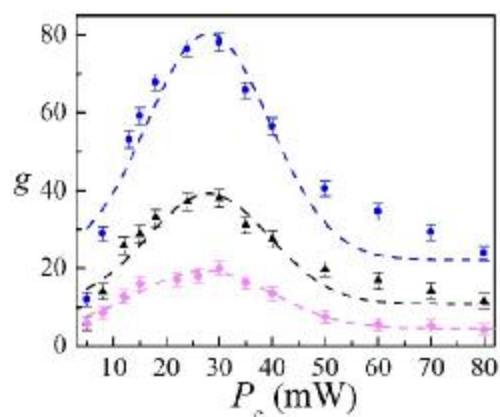


图2.7 不同信号光功率 P_s 下增益随耦合光功率 P_c 的变化: 30 mW (蓝色圆点); 20 mW (黑色三角); 10 mW (粉色方格)。图中虚线为实验数据的拟合曲线。其余实验参数与图3.5 (b) 一致。

这种相干性诱导的光放大不需要很强的泵浦功率。图2.7给出了在三个探针光功率下, 增益与耦合光功率的关系。在耦合光功率较小的情况下, 增益随着耦合光功率的增加而增加, 当耦合光功率升到30mW时, 增益达到最大。继续增加耦合光功率, 发现探针场的增益减小直至消失。图中三条曲线变化趋势一致, 且信号光功率越大增益越大。理论上, 我们可以注入更高的信号光功率来获得更高的增益, 然而实验上采用的半导体激光器最大输出功率仅30mW, 尚未观察到增益饱和时对应的信号光功率。

2.4 小结

实现光放大在量子通信中具有重大意义。本章中, 我们在理论上分析了 Tripod 型双 EIT 结构产生高增益的条件, 实验上, 利用光学厚度较大的原子介质, 获得了共振线附近的高增益光放大。研究表明, 光学厚介质中超精细基态原子之间的自旋交换碰撞, 可以改变原子在 Zeeman 子能态的布居, 促使增益的产生。理论分析与实验数据很好地吻合, 进一步帮助我们理解放大的物理实质。此外, 我们发现, 通过改变原子温度、泵浦功率以及信号光失谐等方法均可以改变光学增益。这在光量子器件的开发, 如光学三极管、二极管、光开关, 以及量子网络通信中非经典光源的制备等方面具有良好的应用前景。

第三章 缓冲气体原子汽室中电磁诱导透明现象的实验研究

3.1 引言

量子干涉效应是量子光学领域中的一个重要方向。光与原子相互作用可以产生电磁诱导透明(EIT)^[9,12,64], 相干布居俘获(CPT)^[1], 无反转激光(LWI)^[4,65,66]。EIT 因其潜在的应用价值已经成为关键的技术, 比如应用在光的减慢^[67], 光储存^[68], 量子信息处理^[69]和光学二极管^[70]。

在三能级 EIT 模型中, 我们可以利用缀饰态理论分析产生 EIT 的本质。Yong Sun^[71]小组在理论上研究了 Λ 型三能级下, 失相对 EIT 效应的影响。分析 EIT 和 AT 分裂, 发现当耦合场的拉比频率与衰减速率在同一量级时, 量子干涉不容忽视^[72-74]。当拉比频率远远大于衰减速率时, 吸收光谱的两个峰明显分开, 在文献[75]中, 作者在耦合场的拉比频率远大于衰减率的条件下, 给出了光与原子相互作用的密度矩阵方程, 从方程中得出, 如果忽略失相因子, 较低能级耦合到高能态出现相干相长, 较高能级耦合到高能态出现相干相消。本文就是利用缀饰态理论, 对三能级原子的相干效应进行研究。

近年来, 把缓冲气体充入到原子汽室中进行相干效应的研究已经成为热门话题。1997年, S. Brandt等人^[76]利用在铯原子汽室中充入缓冲气体Ne, 把相干暗共振的谱线减小到42 Hz。2010年, Ulrich Krohn小组^[77]利用cascade-system, 在Rb原子汽室中充入6 Torr的Ne作为缓冲气体, 实现了Rb原子的谱线加宽。2015年, Yong Sun^[71]等人理论上计算了 Λ -type三能级EIT, 得出dephasing是影响EIT效应的关键因素, 并且利用 Microwave Network Analyzer进行了实验模拟。没有文章在V-type系统中, 研究dephasing rate对EIT的影响, 基于此, 在本章中, 我们利用V-type三能级系统, 在理论上分析了EIT的产生过程, 并且在原子汽室系统中进行实验研究。利用充有缓冲气体的铯原子汽室作为EIT介质, 探究探针场经过原子介质的透射谱线: 改变缓冲气体的分压以及铯原子汽室的温度, 操控光与原子相互作用体系中碰撞引起的dephasing对干涉效应的影响, 进一步研究影响EIT效应的因素。

3.2 Λ 型三能级原子系统 dephasing rate 对 EIT 的特性研究

在研究EIT的相干效应中, Λ 型三能级原子系统是最常用的理论模型, 也是实验中常用的能级结构。在这节中, 我们选用 Λ 型三能级原子系统, 通过改变该原子系统的dephasing rate, 对量子干涉的本质进行研究, 其中, 耦合场的拉比频率远远大于原

子衰减率。

能级结构如图3.1所示，典型的 Λ 型三能级结构。

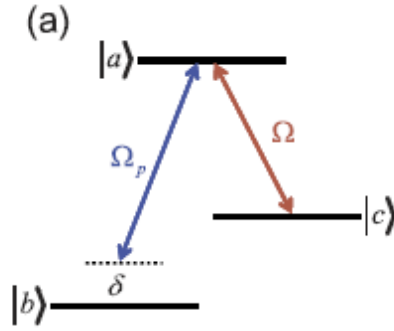


图3.1 Λ 型三能级结构。 Ω_p 和 Ω 分别表示探针场和耦合场的拉比频率。

在三能级系统中，耦合场作用在能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 上，耦合场的频率为 ν ，拉比频率为 Ω ；探针场作用在能级 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 上，探针场的频率为 ν_p ，拉比频率为 Ω_p ($\Omega_p \ll \Omega$)。根据光与原子相互作用，我们可以得到系统的哈密顿量为：

$$H = \hbar w_a |a\rangle\langle a| + \hbar w_b |b\rangle\langle b| + \hbar w_c |c\rangle\langle c| - \left[\Omega_p e^{-i\nu_p t} |a\rangle\langle b| + \Omega e^{-i\nu t} |a\rangle\langle c| + c.c. \right] \quad (3.1)$$

在旋转近似下，我们有如下形式：

$$\begin{aligned} U &= |a\rangle\langle a| + e^{-i\nu_p t} |b\rangle\langle b| + e^{-i\nu t} |c\rangle\langle c| \\ U^\dagger &= |a\rangle\langle a| + e^{i\nu_p t} |b\rangle\langle b| + e^{i\nu t} |c\rangle\langle c| \\ |n\rangle &= U |n\rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

利用薛定谔方程 $H|n\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |n\rangle$ ，联合公式(3.1)和(3.2)，我们可以得出系统新的哈密顿量：

$$H = -d |b\rangle\langle b| - \left[\Omega_p |a\rangle\langle b| + \Omega |a\rangle\langle c| + c.c. \right] \quad (3.3)$$

其中， $d = w_{ab} - \nu_p$ 表示探针场的频率与二能级之间跃迁频率的失谐量。将所得的哈密顿量写成矩阵形式：

$$H = \begin{bmatrix} 0 & -\Omega_p & -\Omega \\ -\Omega_p^* & -d & 0 \\ -\Omega^* & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

密度矩阵 \mathbf{r} 表示为：

$$\mathbf{r} = \begin{bmatrix} \mathbf{r}_{aa} & \mathbf{r}_{ab} & \mathbf{r}_{ac} \\ \mathbf{r}_{ba} & \mathbf{r}_{bb} & \mathbf{r}_{bc} \\ \mathbf{r}_{ca} & \mathbf{r}_{cb} & \mathbf{r}_{cc} \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

根据 Liouville 方程, 我们可以知道密度算符随时间的演化^[78], 具体表达式如下:

$$\dot{\mathbf{R}} = -\frac{i}{\hbar} [H, \mathbf{r}] \quad (3.6)$$

其中,

$$[H, \mathbf{r}] = H\mathbf{r} - \mathbf{r}H = \begin{bmatrix} 0 & -\Omega_p & -\Omega \\ -\Omega_p^* & -d & 0 \\ -\Omega^* & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{aa} & r_{ab} & r_{ac} \\ r_{ba} & r_{bb} & r_{bc} \\ r_{ca} & r_{cb} & r_{cc} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} r_{aa} & r_{ab} & r_{ac} \\ r_{ba} & r_{bb} & r_{bc} \\ r_{ca} & r_{cb} & r_{cc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -\Omega_p & -\Omega \\ -\Omega_p^* & -d & 0 \\ -\Omega^* & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

通过(3.6)式, 我们可以得出密度矩阵元随时间演化的方程:

$$\dot{\mathbf{R}}_{ij} = -\frac{i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} r_{kj} - r_{ik} H_{kj}) \quad (3.8)$$

利用上式, 我们可以得到密度矩阵元随时间演化的具体方程:

$$\dot{\mathbf{R}}_{bb} = g_{ab} r_{aa} - i\Omega_p r_{ba} + i\Omega_p^* r_{ab} \quad (3.9a)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{cc} = g_{ac} r_{cc} - i\Omega r_{ca} + i\Omega^* r_{ac} \quad (3.9b)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{ba} = (id - \Gamma_{ab}) r_{ba} - i\Omega_p^* (r_{bb} - r_{aa}) - i\Omega^* r_{bc} \quad (3.9c)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{ca} = -\Gamma_{ac} r_{ca} - i\Omega^* (r_{cc} - r_{aa}) - i\Omega_p^* r_{cb} \quad (3.9d)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{bc} = (id - \Gamma_{bc}) r_{bc} + i\Omega_p^* r_{ac} - i\Omega r_{ba} \quad (3.9e)$$

在这里, 我们考虑了布居数衰减率, 其中, g_{ij} , Γ_{ij} ($i > j$) 分别代表 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的布居数衰减率以及退相干衰减率。 r_{bc} 是密度矩阵的矩阵元, 代表能级 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的相干性。因为泵浦场远远强于探针场, 因此, 布居数都处于能级 $|b\rangle$ 上, 即 $r_{bb} = 1, r_{aa} = r_{cc} = 0$, 代入(3.9)式, 因探针场很弱, 忽略 Ω_p^2 , 得到:

$$\dot{\mathbf{R}}_{ba} = (id - \Gamma_{ab}) r_{ba} - i\Omega^* r_{bc} - i\Omega_p^* \quad (3.10)$$

$$\dot{\mathbf{R}}_{bc} = (id - \Gamma_{bc}) r_{bc} - i\Omega r_{ba} \quad (3.11)$$

利用矩阵解方程, 做如下假设:

$$X = \begin{bmatrix} r_{ba} \\ r_{bc} \end{bmatrix}, M = \begin{bmatrix} id - \Gamma_{ab} & -i\Omega^* \\ -i\Omega & id - \Gamma_{bc} \end{bmatrix}, A = \begin{bmatrix} -i\Omega_p^* \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

则公式(3.10)和(3.11)可以表示为:

$$\dot{X} = MX + A \quad (3.13)$$

根据稳态解 $\dot{X} = 0$, 得 $X = -M^{-1}A$, 其中

$$M^{-1} = \frac{1}{(id - \Gamma_{ab})(id - \Gamma_{bc}) + |\Omega|^2} \begin{bmatrix} id - \Gamma_{cb} & i\Omega^* \\ i\Omega & id - \Gamma_{ab} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

$$X = -M^{-1}A = -\frac{1}{(id - \Gamma_{ab})(id - \Gamma_{cb}) + |\Omega|^2} \begin{bmatrix} -i\Omega_p^*(id - \Gamma_{cb}) \\ \Omega_p^*\Omega \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

根据公式(3.12)和公式(3.15)，我们可以知道能级 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 的相干性可以表示为：

$$r_{ab} = r_{ba}^* = \frac{-i\Omega_p(-id - \Gamma_{cb})}{(-id - \Gamma_{ab})(-id - \Gamma_{cb}) + |\Omega|^2} = \frac{i\Omega_p(id + \Gamma_{cb})}{(id + \Gamma_{ab})(id + \Gamma_{cb}) + |\Omega|^2} \quad (3.16)$$

在 EIT 过程中，介质对探针场的吸收与 $r_{ab}^{(1)}/i\Omega_p^*$ 成正比：

$$\frac{r_{ab}^{(1)}}{i\Omega_p^*} = \frac{(id + \Gamma_{cb})}{(id + \Gamma_{ab})(id + \Gamma_{cb}) + |\Omega|^2} \quad (3.17)$$

接下来，我们利用缀饰态理论对 EIT 效应进行解释。在缀饰态下， $|+\rangle = (|a\rangle + |c\rangle)/\sqrt{2}$, $|-\rangle = (|a\rangle - |c\rangle)/\sqrt{2}$ 。根据公式(3.19)，我们可以得到在缀饰态下的密度矩阵方程：

$$\mathfrak{R}_{+b} = [i(-d + \Omega) - X]r_{+b} - Yr_{-b} + \frac{i}{\sqrt{2}}\Omega_p^*(r_{bb} - r_{++} - r_{+-}) \quad (3.18a)$$

$$\mathfrak{R}_{-b} = [i(-d - \Omega) - X]r_{-b} - Yr_{+b} + \frac{i}{\sqrt{2}}\Omega_p^*(r_{bb} - r_{--} - r_{-+}) \quad (3.18b)$$

其中， $X = (\Gamma_{ab} + \Gamma_{bc})/2$, $Y = (\Gamma_{ab} - \Gamma_{bc})/2$ 。在条件 $r_{++}^{(0)} = r_{+-}^{(0)} = 0$, $r_{bb}^{(0)} = 1$ 下，我们可以得到

$$\frac{\sqrt{2}r_{+b}^{(1)}}{i\Omega_p^*} = \frac{[i(d + \Omega) + X] - Y}{[i(d + \Omega) + X][i(d - \Omega) + X] - Y^2} \quad (3.19a)$$

$$\frac{\sqrt{2}r_{-b}^{(1)}}{i\Omega_p^*} = \frac{[i(d - \Omega) + X] - Y}{[i(d + \Omega) + X][i(d - \Omega) + X] - Y^2} \quad (3.19b)$$

利用公式(3.18)，介质对探针场的吸收可以表示为

$$r_{ab}^{(1)}/(i\Omega_p) = (r_{+b}^{(1)} + r_{-b}^{(1)})/(i\sqrt{2}\Omega_p) \quad (3.20)$$

当 $Y = 0$ 时，方程(3.18a)和(3.18b)是两个独立的方程，也就是说，这两个方程之间没有关联，方程(3.19a)和(3.19b)表示的辐射谱线是两个独立的洛伦兹曲线的和，并且它们的谱宽都是 X ，不存在干涉。因此，我们可以说，参量 Y 代表 r_{+b} 和 r_{-b} 之间的关联。两个缀饰态之间的能量差为 2Ω 。

我们可以把 Y 与 X 的关系写成 $Y = pX$ ($-1 < p < 1$)，其中参量 p 代表两个跃迁通

道之间的量子干涉。当 $Y = 0 (p = 0)$ 时，两个跃迁通道之间没有量子干涉；当 $Y > 0 (p > 0)$ 时，在 $d = 0$ 附近，吸收谱线低于两个洛伦兹谱线的和，也就是存在相长干涉；当 $Y < 0 (p < 0)$ 时，在 $d = 0$ 附近，吸收谱线高于两个洛伦兹谱线的和，也就是存在相消干涉。由 $Y = (\Gamma_{ab} - \Gamma_{cb})/2$ ，我们知道 $p = (\Gamma_{ab} - \Gamma_{cb})/(\Gamma_{ab} + \Gamma_{cb})$ ，从中可以看出， Γ_{ab} 和 Γ_{cb} 在量子干涉中扮演着重要角色：在 $\Gamma_{ab} \gg \Gamma_{cb}$ 时，两个跃迁通道之间存在相消干涉，在 $\Gamma_{ab} \ll \Gamma_{cb}$ 时，两个跃迁通道之间存在相长干涉。

Y 与衰减率有关，在物理上指的跃迁通道之间的干涉，也就是说，在光与原子相互作用中，只存在受激吸收是不能形成成对的干涉路径，在这里，受激吸收过程是低能级 $|b\rangle$ 到 $|+\rangle$ 和低能级 $|b\rangle$ 到 $|-\rangle$ 的跃迁。成对的干涉路径必须包括受激吸收和自发辐射。自发辐射过程是高能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 到低能级 $|b\rangle$ 。自发辐射和受激吸收共同作用导致电磁诱导透明。

在 Λ 型三能级系统下， $\Gamma_{ab} = (g_{ab} + g_{ac})/2 + g_a^{(d)}$ ， $\Gamma_{bc} = g_c^{(d)}$ ，其中， $g_a^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的 dephasing rate， $g_c^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 的 dephasing rate。在 $g_c^{(d)}$ 远远小于 Γ_{ab} 的条件下，我们可以得到 $X \approx Y$ ，此时，在共振处，即 $d = 0$ ，两个跃迁通道之间是完全相消干涉；在 $g_c^{(d)}$ 远远大于 Γ_{ab} 的条件下，在实验中通过增加原子与能级 $|c\rangle$ (不是能级 $|a\rangle$) 的碰撞来增大 $g_c^{(d)}$ ，我们可以得到 $X \approx -Y$ ，此时，在共振处，即 $d = 0$ ，两个跃迁通道之间是完全相长干涉。通过操控 dephasing rate $g_c^{(d)}$ 的值，使得 $g_c^{(d)}$ 从小到大改变，我们可以得到干涉效应从完全相消干涉到没有干涉，再到完全相长干涉的转化。在图 3.2 中，我们画出了 $r_{ab}^{(1)}/(i\Omega_p^*)$ 的实部与参量 Y 的变化关系， Y 与 X 的关系从 $Y = X$ 到 $Y = -0.6X$ ，并且 $X = 4.8$ ， $\Omega = 0.63X$ 。蓝色实线代表 $Y = 0$ ，吸收谱线是两个洛伦兹曲线的和。从图 3.2 中，我们可以清楚的看到，干涉效应从完全相消干涉（红色实线）到完全相长干涉（橙色实线）的变化。

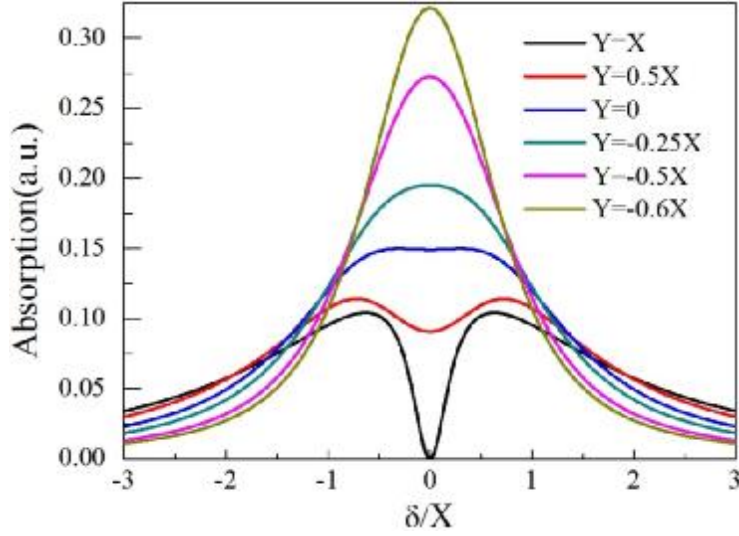


图 3.2 探针场的吸收谱线，与 $r_{ab}^{(1)}/(i\Omega_p)$ 成正比。在 $Y=0$ 处，吸收谱线为两个洛伦兹背景的和，其谱线宽为 X （蓝线）。 $Y<0$ ，在共振频率处发现相长干涉； $Y>0$ ，在共振频率处发现相消干涉。

通过上面的分析，我们得知 Y 与 X 均与 Γ_{ab} 和 Γ_{cb} 有关，在这里， Γ_{ab} 在物理上表示能级 $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的退相干率， Γ_{cb} 在物理上表示能级 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的退相干率。因此，我们不得不研究 Γ_{ab} 和 Γ_{cb} 在相干过程中扮演的角色，以及 dephasing rate 影响相干过程的物理机制。 Γ_{ab} 与能级 $|a\rangle$ 的布居数衰减率和 dephasing rate 有关， Γ_{cb} 与能级 $|c\rangle$ 的布居数衰减率和 dephasing rate 有关。在实验中， Γ_{ab} 由能级 $|a\rangle$ 的布居数和 dephasing reservoirs 控制， Γ_{cb} 由能级 $|c\rangle$ 的布居数和 dephasing reservoirs 控制。能级 $|a\rangle$ ($|c\rangle$) 的 reservoirs 可以引起对应能级的相位的任意改变。这样，缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 通过耦合场引起关联，并且，因为在 $|\pm\rangle = (|a\rangle \pm |c\rangle)/\sqrt{2}$ 中， $|a\rangle$ 前面的符号是正号，所以，缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的任意相位改变是同步的。因为缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的任意相位之间存在关联，能级 $|b\rangle$ 上的布居数因为受激吸收一个光子跃迁到缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 上，紧接着，缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 通过受激辐射，辐射出与受激吸收过程中的光子的频率相同的光子，这个过程对介质吸收探针场没有贡献。因为受激辐射会抑制自发辐射，导致在能级 $|a\rangle$ 上的自发辐射被抑制，甚至被取消，这就解释了相消干涉的存在。对于能级 $|c\rangle$ 的分析，和对能级 $|a\rangle$ 一样，作如下讨论。根据公式 $|\pm\rangle = (|a\rangle \pm |c\rangle)/\sqrt{2}$ ， $|c\rangle$ 前面的符号相反， $|c\rangle$ 的 reservoirs 通过改变相位，可以导致 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 存在反关联，也就是说变化量的大小一样，但方向相反，进而抑制了受激辐射，增强了自发辐射，这就是相长干涉产生的原因。当 $\Gamma_{ab} = \Gamma_{cb}$ ($Y=0$) 时，缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 正关联和反关联同时消失，此时，光与原子相互作用中不存在干涉。

综上所述，我们已经在 Λ 型三能级系统中，理论上分析了 dephasing 诱导干涉本质。通过分析，我们发现干涉的本质是依赖于衰减率，却不依赖于泵浦场的强度。由 dephasing 引起的任意相位扰动导致了缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的正关联和反关联，其中，正关联增强受激辐射，反关联减弱受激辐射。相位诱导干涉本质的物理机制就是受激辐射和自发辐射之间的竞争。

3.3 实验中用到的理论模型

对 EIT 的研究，在国内外已经非常成熟，一般都用三能级原子系统，在本文中，我们选用 V 型三能级系统。能级结构如图 3.3 所示， $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 是激发态， $|c\rangle$ 是基态。耦合场作用在 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 上，共振于跃迁能级，拉比频率为 Ω 。探针场作用在 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 上，拉比频率为 Ω_p ($\Omega_p \ll \Omega$)。介质对探针场的线性极化率为 $c \propto r_{bc}/\Omega_p$ ，极化率的虚部代表介质对探针场的吸收。

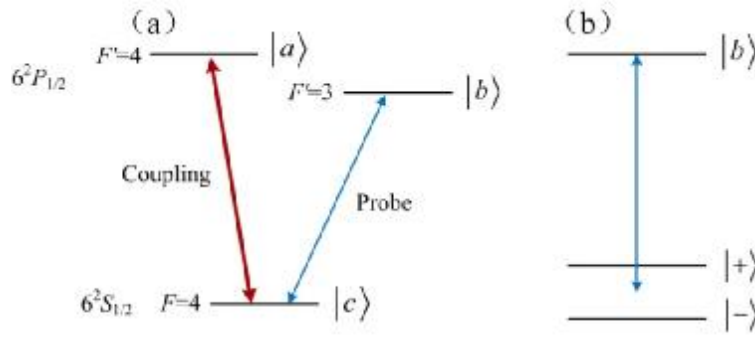


图 3.3 (a) V 型三能级结构图 (b) 缀饰态

$|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的相干性可以表示为^[16]:

$$r_{bc} = i\Omega_p^* \frac{(g_{ac}\Gamma_{ac} + 2|\Omega|^2)(id + g_{ac}|\Omega|^2)}{[(id + \Gamma_{bc})(id + \Gamma_{ab}) + |\Omega|^2](g_{ac}\Gamma_{ac} + 4|\Omega|^2)} \quad (3.21)$$

其中， γ_{ij} , Γ_{ij} ($i > j$) 分别代表 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的布居数衰减率以及退相干衰减率， δ 代表探针场的失谐，耦合场与跃迁能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 共振。 ρ_{bc} 是密度矩阵的矩阵元，代表能级 $|c\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ 的相干性。

在缀饰态中， $|\pm\rangle = (|c\rangle \pm |a\rangle)/\sqrt{2}$ ，密度矩阵运动方程可以表示为：

$$\dot{\mathbf{r}}_{b+} = [i(-d - \Omega) - X] r_{b+} - Y r_{b-} + i\Omega_p^*(r_{++} + r_{-+} - r_{bb})/\sqrt{2} \quad (3.22a)$$

$$\dot{\mathbf{r}}_{b-} = [i(-d + \Omega) - X] r_{b-} - Y r_{b+} + i\Omega_p^*(r_{--} + r_{+-} - r_{bb})/\sqrt{2} \quad (3.22b)$$

其中， $X = (\Gamma_{bc} + \Gamma_{ab})/2$ ， $Y = (\Gamma_{bc} - \Gamma_{ab})/2$ ，只考虑探针场的一阶形式，我们可以得到 $\rho_{bb}^{(0)} = 0$ ，

$$\frac{\sqrt{2}r_{b-}^{(1)}}{i\Omega_p^*} = \frac{[i(-d-\Omega)-X](\frac{1}{2}+r_{+-}^{(0)})+Y(\frac{1}{2}+r_{-+}^{(0)})}{Y^2-[i(-d+\Omega)-X][i(-d-\Omega)-X]} \quad (3.23a)$$

$$\frac{\sqrt{2}r_{b+}^{(1)}}{i\Omega_p^*} = \frac{[i(-d+\Omega)-X](\frac{1}{2}+r_{+-}^{(0)})+Y(\frac{1}{2}+r_{-+}^{(0)})}{Y^2-[i(-d-\Omega)-X][i(-d+\Omega)-X]} \quad (3.23b)$$

其中, $\rho_{++}^{(0)}=\rho_{--}^{(0)}=1/2$ 。吸收谱为 $\rho_{ab}/(i\Omega_p)=(\rho_{b-}^{(1)}+\rho_{b+}^{(1)})/(i\sqrt{2}\Omega_p)$ 。

在 V 型能级中, 缀饰态的零阶相干密度矩阵表示为

$$r_{+-}^{(0)} = \frac{\Gamma_{ac}g_{ac}/2}{g_{ac}\Gamma_{ac}+4|\Omega|^2} + i \frac{(\Omega^*+\Omega)g_{ac}/2}{g_{ac}\Gamma_{ac}+4|\Omega|^2} \quad (3.24)$$

$$\Gamma_{ab} = (g_{ac}+g_{bc})/2+g_a^{(d)}+g_b^{(d)}, \Gamma_{bc} = g_{bc}/2+g_b^{(d)} \quad (3.25)$$

其中, $\gamma_a^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|a\rangle\leftrightarrow|c\rangle$ 的 dephasing rate, $\gamma_b^{(d)}$ 表示跃迁能级 $|b\rangle\leftrightarrow|c\rangle$ 的 dephasing rate。从方程 (3.22) 中, 可以看到, 当 $Y=0$ 时, ρ_{b+} 和 ρ_{b-} 没有关联, 即不存在干涉, 吸收谱为两个相互独立的洛伦兹背景, X 是吸收谱的线宽。对于 V 型的 EIT 能级结构, Y 永远小于零。 Y 不等于零代表 $|b\rangle\leftrightarrow|+\rangle$ 和 $|b\rangle\leftrightarrow|-\rangle$ 两个跃迁通道之间存在干涉。从方程 (3.25) 中, 得出 $Y/X = -[(\gamma_{ac}/2+\gamma_a^{(d)})/(\gamma_{bc}+\gamma_{ac}/2+2\gamma_b^{(d)}+\gamma_a^{(d)})] < 0$, 在 $\rho_{+-}^{(0)}$ 可以忽略的情况下, 干涉是相长干涉, 在 $\rho_{+-}^{(0)}$ 不能被忽略时, 产生破坏性干涉。这里, 我们只考虑相长干涉的情况。利用方程 (3.21), 选取合适的参数, 模拟出从没有干涉到相长干涉的过程 (见图 3.4)。对于参数的选取, 通过分析, 可以得知介质对探针场的吸收与 Y/X 的值有关, 因此对 X 的取值不做严格要求, 为了简便, 选取 $X=1$ 。根据方程 (3.25) 以及 Y 的表达式, 我们可以知道, 参数 Y 依赖衰减率, 其单位是 Hz, 代表吸收谱的相干性, 因此, 从能级 $|b\rangle$ 到 $|+\rangle$ 和从能级 $|b\rangle$ 到 $|-\rangle$ 跃迁, 只有受激吸收是不能形成一对干涉路径, 也就是没有干涉效应。干涉路径必须存在自发辐射, 才能产生干涉效应。即: $|b\rangle\rightarrow|+\rangle$ 和 $|b\rangle\rightarrow|-\rangle$ 是受激吸收, $|+\rangle\rightarrow|b\rangle$ 和 $|-\rangle\rightarrow|b\rangle$ 是自发辐射。受激吸收和自发辐射共同产生 EIT 效应。

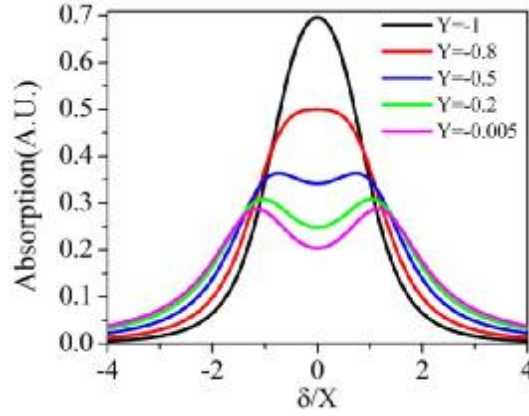


图 3.4 V 型三能级结构的吸收谱。在缀饰态之间的相干度被忽略的条件下的相长干涉。其中具体参数如下： $g_{ac} = 0.02$ ， $g_b^{(d)} = 0$ ， $\Omega = 1.2$ ，黑色实线： $g_{bc} = 0$ ， $g_a^{(d)} = 1.99$ ，红色实线： $g_{bc} = 0.4$ ， $g_a^{(d)} = 1.59$ ，蓝色实线： $g_{bc} = 1$ ， $g_a^{(d)} = 0.99$ ，绿色实线： $g_{bc} = 1.6$ ， $g_a^{(d)} = 0.39$ ，品红实线： $g_{bc} = 1.99$ ， $g_a^{(d)} = 0$ 。

3.4 实验装置

我们用两台光栅外腔反馈半导体激光器（ECDL）分别作为探针场和耦合场，波长均为 895 nm，分别经过半波片和偏振分束器（PBS）同向进入铯原子汽室。其中，探测场的偏振为垂直偏振，耦合场的偏振为水平偏振。两个半波片分别用来调节探针场和耦合场的入射光强，探针场的透过信号被探测器（PD）探测。实验中，采用了两种铯原子汽室，一种是普通铯原子汽室（即没有充缓冲气体的），另一种是充有缓冲气体的铯原子汽室，均在加热的条件下，比较探针场通过原子汽室后的透射谱。

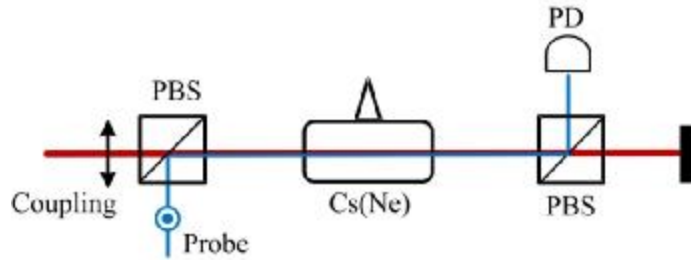


图 3.5 实验装置图。PBS：偏振分光棱镜；PD：光电探测器

实验能级选取为 ^{133}Cs 原子的 D1 线（图 3.3 所示），我们将耦合场频率锁在 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2\text{P}_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线上，探针场频率在 $6^2\text{S}_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2\text{P}_{1/2}, F'=3$ 的跃迁线附近扫描。

3.5 实验结果与分析

实验中，我们选取缓冲气体(Ne)的分压(缓冲气体的压强)分别为 0 Torr, 0.5 Torr,

2 Torr, 5 Torr 四种铯原子汽室, 均在加热的条件下, 让探针场和耦合场同向通过铯原子汽室, 用探测器探测透射信号, 如图 (3.6) 所示。

Cs原子与缓冲气体Ne原子的运动碰撞引起的dephasing rate $g^{(d)}$ 的表达式如下^[18]

$$g^{(d)} = \frac{p}{k_B T} s_k \bar{u}$$

其中, k_B 是玻尔兹曼常数, p 是缓冲气体的压强 (分压), T 是铯原子汽室的温度, s_k 是 Cs 原子与 Ne 原子的散射横截面积, \bar{u} 是 Cs 原子与 Ne 原子的平均相对速度。从公式中, 可以看出, 随着缓冲气体分压的增大, dephasing rate 在增大。

实验中, 我们选取的缓冲气体的压强均小于大气压强, 在同一加热温度下, 随着缓冲气体的压强增大, dephasing rate 增大, 吸收增强, EIT 效应减弱。在分压相等的情况下, 随着原子汽室的温度升高, 从实验数据中, 可以看出, EIT 效应在减弱, 这是因为温度升高, Cs 原子与 Cs 原子之间的碰撞增强, 导致布居数衰减率增大, 介质对光的吸收增强, EIT 效应减弱。

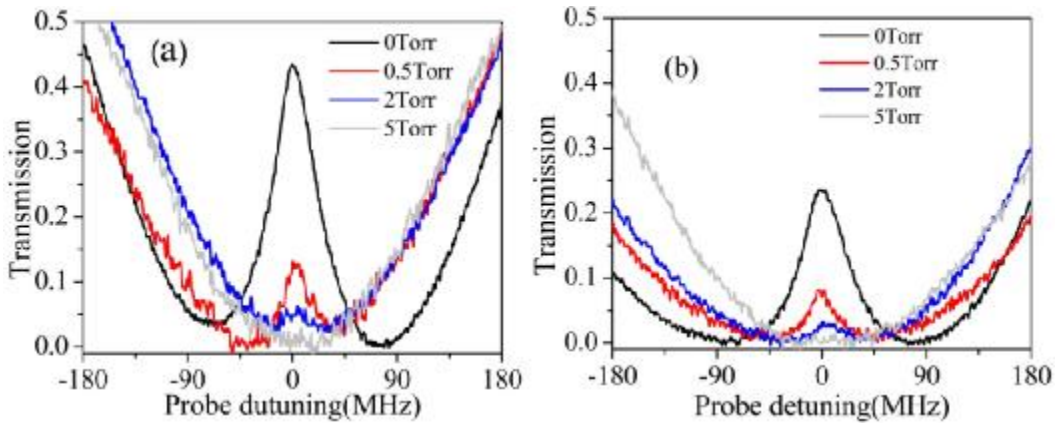


图 3.6 不同分压下的探针场的透射谱. 实验参数: 耦合场功率 $P_c = 2.05mW$, 探针场功率 $P_p = 93.3mW$, 铯原子汽室长度 $L = 80mm$ 。图 (a) 加热温度 $T = 30^\circ C$, 图 (b) 加热温度 $T = 50^\circ C$ 。

3.6 小结

本文基于 V-type 三能级模型, 利用暗态理论分析了 EIT 的形成: 自发辐射和受激吸收共同作用, 使得探针场的吸收减弱, 形成透明窗口, 并且实验上在铯原子汽室中充入不同分压的缓冲气体和改变热原子的温度来分析 EIT 的效应。研究结果表明在同一温度下, 相比纯净的铯原子汽室, 充有缓冲气体的原子汽室内的原子相干特性效应会变得不明显, 且缓冲气体分压越大, EIT 效应越不明显。这是由于随着缓冲气体分压的增大, 原子与缓冲气体的碰撞加剧, 原子的扩散速率及原子与汽室壁

的碰撞减弱，使得激发态的布居数衰减速率减弱同时退相干速率增大，抑制了自发辐射，增强了受激辐射，增强吸收，导致 EIT 效应减弱。

第四章 总结与展望

论文主要讲述了缓冲气体在原子汽室中的相干效应研究。第一章主要介绍了常见的三种原子相干效应（相干布居俘获，电磁诱导透明，电磁诱导吸收）的物理原理，历史发展以及研究现状。第二章中，我们在 Tripod 型双 EIT 结构中，理论分析了探针场放大的条件，并且在实验中利用 Cs 原子汽室探测了探针场的增益，实验数据与理论分析吻合的很好。我们通过改变原子温度、泵浦功率以及信号光失谐实现了对光学增益的有效操控。这在光量子器件的开发，如光学三极管、二极管、光开关以及量子网络通信中非经典光源的制备等方面具有良好的应用前景。第三章是论文的主要内容，首先，我们基于 V 型三能级结构，利用暗态理论分析了 dephasing rate 对 EIT 效应的影响，实验上，我们在 Cs 原子汽室中充入不同分压的缓冲气体 Ne，分别得到了探针场的透射谱线，通过对比分析，我们发现，在同一温度下，随着缓冲气体压强的增大，原子介质对探针场的吸收增强，导致 EIT 效应减弱。

缓冲气体对相干效应影响的研究已经成为量子领域的热门话题，极大的丰富了相干效应的内容。通过改变缓冲气体的分压，进而操控原子介质对探针场的吸收，利用这一特性，可以实现光开关，光存储，在未来的量子通信领域中有潜在的应用价值。接下来，我们继续在热原子系统中，研究缓冲气体对探针场透射谱的线宽的影响。在原子系统中加入磁场，在磁子能级结构中，研究缓冲气体对相干效应的影响。这些研究对捕获原子，减光速以及量子通信都有重要的意义。