

2014 届硕士学位论文

频差 9.2GHz 的双共振腔
及腔内原子相干效应

作者姓名	马 荣
指导教师	张俊香 教授
学科专业	光 学
研究方向	量子光学与激光光谱
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	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

山西大学
2014 届硕士学位论文

频差 9.2GHz 的双共振腔 及腔内原子相干效应

作者姓名	马 荣
指导教师	张俊香 教授
学科专业	光 学
研究方向	量子光学与激光光谱
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	2011 年 9 月至 2014 年 6 月

二〇一四年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2014

**Double Resonance of Cavity for 9.2 GHz Frequency
Difference and Intracavity Atomic Coherence**

Student Name	Rong Ma
Supervisor	Prof. Jun-xiang Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics and Spectroscopy
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics Shanxi University
Research Duration	2011.09-2014.06

June, 2014

目 录

中 文 摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 原子相干效应	2
1.2.1 背景介绍	2
1.2.2 理论分析	2
1.3 光学谐振腔	5
1.3.1 光学腔的理论	5
1.3.2 PDH 稳频	10
1.4 论文的主要内容	12
第二章 Lambda 型三能级 EIT 介质中耦合场和探针场之间的信息转化	15
2.1 引言	15
2.2 探针光场的振幅噪声来源	16
2.3 探针光场的振幅噪声的实验测量	18
2.3.1 探针光场中位相噪声到振幅噪声的转化	18
2.3.2 探针光和耦合光之间的信息转化	20
第三章 实验实现频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振与空间分离	23
3.1 引言	23
3.2 腔内原子相干效应分析	24
3.3 频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振	27
3.4 不等臂 M-Z 干涉仪的分光原理	28
3.5 实验装置及实验结果	29
第四章 总结以及展望	35
参 考 文 献	37
攻读硕士学位期间取得的研究成果	42
致 谢	44
个人简历及联系方式	47
承 诺 书	49

学位论文使用授权声明	51
------------------	----

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Overview	1
1.1 Introduction	1
1.2 Atomic coherence effects	2
1.2.1 Background	2
1.2.2 Theoretical analysis	2
1.3 Optical resonator	5
1.3.1 Theory of optical resonator	5
1.3.2 PDH frequency stabilization.....	10
1.4 Main contents of this thesis	12
Chapter 2 The transformation of information between probe field and pump field in a three-level lambda type EIT medium	15
2.1 Introduction	15
2.2 The source of the amplitude noise of probe field	16
2.3 Experimental investigation of the amplitude noise of probe field	18
2.3.1 Conversion between phase noise and amplitude noise of probe field.....	18
2.3.2 Signal conversion between probe field and pump field	20
Chapter 3 Experimental demonstration of intracavity double resonance for 9.2 GHz frequency difference lights and its spatial separation	23
3.1 Introduction	23
3.2 Intracavity atomic coherence effects	24
3.3 Intracavity double resonance for 9.2 GHz frequency difference lights.....	27
3.4 Spatial separation of two lights by unbalanced Mach-Zehnder interferometer	28
3.5 Experiment device and experiment result	29
Chapter 4 Conclusion and outlook	35
References	37
Research achievements	42
Acknowledgement	44
Personal profiles	47

Letter of commitment	49
Authorization statement	51

中文摘要

实现光与原子系统之间强相干相互作用能够运用于多个领域，如量子通信中的量子中继，强关联多体量子系统的研究等。近年来的研究表明，通过光与原子相互作用过程中的原子相干性所产生的电磁感应透明（EIT）效应，可以使得辐射光场的量子态与被反转的原子自旋量子态之间建立一定时间的量子纠缠，为进行光与实物粒子之间量子态的传递提供了最佳途径，是量子存储及量子态传递的有效节点。光学谐振腔可以提高原子的有效光学厚度，增强腔模与原子的相干相互作用，提高量子态转换效率。而光的传播过程无论在振幅、频率或是位相里不可避免的具有噪声。这些噪声是由光源的特殊动力学引起的并且受到光量子特性的影响。多数情况下，光的噪声在光与物质相互作用中扮演着重要的角色。直接影响光与原子系统量子态的转换，传递以及量子存储的保真度。因此对腔内量子相干效应及其光场噪声特性研究显得必不可少。

本文分析了EIT介质中探针场的振幅噪声来源，发现探针场和耦合场之间的量子噪声可以相互转化。为了提高量子态转换效率，重点研究了频差9.2GHz两束光的双共振频率锁定及腔内原子相干效应。主要包含以下三部分内容：

第一部分介绍了光与原子的相干过程以及光学谐振腔的基础知识。

第二部分分析了光场的振幅噪声来源，指出光场的位相噪声可以向振幅噪声转化，并且受介质的影响，如吸收特性、色散特性；以及在实验上验证了探针场的位相噪声可以向振幅噪声转化，并且实验上也得出了耦合场和探针场之间的经典信号或量子信号也可以互相转化。为实现高保真度的量子存储提供了一定依据。

第三部分中，为了提高量子态转换效率，设计并实现了频差9.2GHz两束光的双共振频率锁定对应于Cs原子 λ 型三能级跃迁的频差为9.2GHz的两束光在三镜环形腔内的双共振频率锁定，并对输出的两束光进行了空间分离。精确控制腔长，频差9.2GHz的两束光在三镜环形腔内达到双共振。与此同时，利用不等臂M-Z干涉仪，实现了对两束光的空间分离。

关键词：双共振；不等臂 M-Z 干涉仪；腔内原子相干效应；量子噪声；量子态交换

ABSTRACT

Achievement of strong coherent interactions between photons and atoms can be applied in many fields, such as quantum communication, the research of strong correlated many-body quantum systems. Recent studies have shown that electromagnetically induced transparency (EIT) effects make the establishment of a certain time quantum entanglement between the radiation field of quantum states and the inverted spin quantum states of atomic. It provides the best way for the transfer between the light and the physical particle quantum state. EIT medium is effective node in quantum state storage and transfer. The optical resonator can increase the effective optical thickness of atoms, and enhance coherent interactions of cavity mode and the atoms, improve the conversion efficiency of quantum states. However, the propagation of light inevitably introduces noise in terms of amplitude, frequency or phase. The noise is caused by the special dynamics of the light source and affected by the quantum properties of light. In most cases, the noise plays an important role in the interaction between light and matter, directly affects the quantum states conversion, transmission of light and atomic systems and the fidelity of quantum storage. Therefore, to research the intracavity quantum coherence effects and the field noise characteristics seems essential.

This paper analyzes the source of amplitude noise, find that the quantum noise between probe field and coupling field can be transformed into each other. In order to improve the conversion efficiency of quantum states, focusing on the experimental demonstration of intracavity double resonance for 9.2 GHz frequency difference lights and intracavity atomic coherence effects. Mainly consists of the following three parts:

The first part describes the basics of the coherent process between light and atoms and the optical resonator.

The second part analyzes the source of amplitude noise, noting that the phase noise of the light field can be converted to the amplitude noise and

affected by media, such as the absorption and dispersion. Our experiment demonstrates the phase noise can be converted to amplitude noise in the probe field, and the conversion between the probe field and the pump field about the classical or quantum signal. To achieve the high fidelity of quantum storage provides some basis.

The third section, in order to improve the conversion efficiency of quantum states, our paper designs and implements the lock and spatial separation of two lights with 9.2 GHz frequency difference in a ring cavity and M-Z interferometer. The accurate length of cavity is used to accomplish double resonance for the two lights. And then, the two beams are spatially separated with an unbalanced M-Z interferometer. The device has laid an experimental foundation for the realization of the optical quantum exchange with a coherent atomic medium in an optical cavity.

Key words: Double resonance; Unbalanced Mach-Zehnder interferometer; Intracavity atomic coherence effects; Quantum noise; Optical quantum exchange

第一章 绪论

1.1 引言

在信息化时代，量子通信及量子网络的实现已经成为科学技术发展的新航标，具有优质光学特性的新型材料的迅猛发展极大地推动了这一研究领域的繁荣。而作为量子信息的传输过程的载体^[1]，光子系统具有消相干时间长、光子传播速度快以及光子容易制备等很多优点，在实现量子信息处理如量子计算、量子密码学的量子系统中得到了广泛的应用。因此对光子系统的量子态的操作和控制已经成为量子信息过程的核心内容。近些年来，量子光学系统在量子通信中具有广泛的实际应用^[2-4]。实验上实现光子与光子之间强相干相互作用能够运用于多个领域，如量子通信^[5-7]，强关联多体量子系统的研究等^[8]。根据量子电动力学（QED）理论，光子之间的直接耦合不存在，只能通过原子介质来实现光子与光子之间的间接操控。产生光子与光子之间相互作用的两个主要方法有单粒子与光学谐振腔的强耦合以及光与原子系综的相互作用：第一种方法为将单粒子强耦合到腔上^[9-13]，此方法以大的输入输出损耗和俘获、操控单粒子的高技术挑战为代价来产生大量的光学非线性；第二种方法是运用光与原子系综的相干效应^[14-15]，如 EIT，其实验装置简单且相干度易操控^[16]。

近几十年来，随着由大量的原子系统节点通过光连接而成的量子信息网络的发展，基于光与原子相互作用的量子通信引起了人们的广泛关注。通过光与原子的相互作用，我们可以实现相干原子介质的强色散、低损耗以及高的非线性折射率等特性，并且利用这些特性可以进一步实现如相干布居俘获(CPT)、EIT、光群速度减慢、光与原子纠缠、全光开关以及增强的非线性相互作用等效应的研究，从而为量子信息和量子计算的研究提供技术手段。近年来的研究表明，通过光与原子相互作用过程中的原子相干性所产生的 EIT 效应，可以使光速在原子介质中大幅度减慢，与此同时光场就会被长时间的不被吸收的限制在原子团中建立更强的耦合效应，使得辐射光场的量子态与被反转的原子自旋量子态之间建立一定时间的量子纠缠^[17,18]，为进行光与实物粒子之间量子态的传递提供了最佳途径^[19]。

而腔可以用来实现光场与原子之间的更完美的转化，在腔中通过原子相干效应实现光场信息到原子的转化，原子信息可以再转化到光场，通过从腔输出的场来探测^[20]，是一个很好的量子存储方案^[21]。光学谐振腔能够提高原子的有效光学厚度^[22]，

从而加强了光与原子之间的相互作用^[23]。基于光学谐振腔的光与原子相干作用的量子系统可作为量子领域的一个基本工具，提高了用于量子计算和量子通信接口的光与原子耦合的效率^[24]。

1.2 原子的相干效应

1.2.1 背景介绍

提到相干布局俘获（暗态）的概念，不得不提 Fano 效应。原子物理的 Fano 概念^[25]指的是自电离共振态与连续态之间的激发通道的耦合干涉。由于双激发态的存在，多电子原子的光电离光谱有丰富的共振能级结构，这些共振能级由于衰减（是由这些能级的受激电子间的相互作用产生的）而被展宽到退化的连续态，寿命在皮秒到亚皮秒之间。由于它们自然衰退到连续态，这种态称为自电离态。自电离态在其共振附近，通过其中一个直接激发通道或通过与其他态相互作用共振达到最终的连续态，这个过程中某一通道的衰退的同时会提供另一个达到最终连续态的通道，并且这些通道间的干涉既能被建立也能被破坏，并引起光致电离横截面依赖光频的抑制或增强^[16]。

1970年，在三能级原子与强的光场耦合系统中，Hänsch和Toschek在用密度矩阵的方法计算该系统的极化率时发现了相干过程的存在。他们定义非对角矩阵元为干扰项，尽管他们当时没有明确的指出在致密介质中存在光学的和非线性光学效应^[26]。随后，量子力学领域有了一个突破，1976年Alzetta等最早观察到相干布局俘获效应，随后Whitley 和Stroud对其进行了理论研究。同年，Orriols和Arimondo用三能级中的暗态理论解释了实验上观察到的相干布局俘获^[27]。产生CPT的根本原因是原子与激光的相干作用使得原子被俘获在两个基态的相干叠加态上，使得原子不能受激跃迁^[28]。

1989年Imamoglu和Harris的文章中将一对闭合空间寿命拓宽的共振态等价于一束共振场与一对完全分离的原子束缚能级耦合构成的缀饰态，并指出EIT可以通过缀饰态理论解释。缀饰态被看作是仅仅包含两个封闭空间的共振态有效地衰减为相同的连续态。实际上EIT是原子内部能态和跃迁之间的Fano干涉的结果，并且在色散介质中诱导了很多新奇的现象。EIT介质用来抑制原子对电磁波的传播光束的强吸收。量子信息存储和慢光现象中EIT通过原子系综对光子进行操控。

1.2.2 理论分析

如下图为一个典型的 λ 型的三能级原子结构， $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 为两个基态， $|3\rangle$ 为激发态，激发态到两个基态的自发辐射率分别为 Γ_{31} 和 Γ_{32} 。频率为 ω_c 的耦合光与 $|3\rangle$

$\rightarrow|2\rangle$ 的跃迁能级相互作用，失谐 $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_c$ ，一束较弱的探针光失谐于 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁频率 $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_p$ ，并与之相互作用。

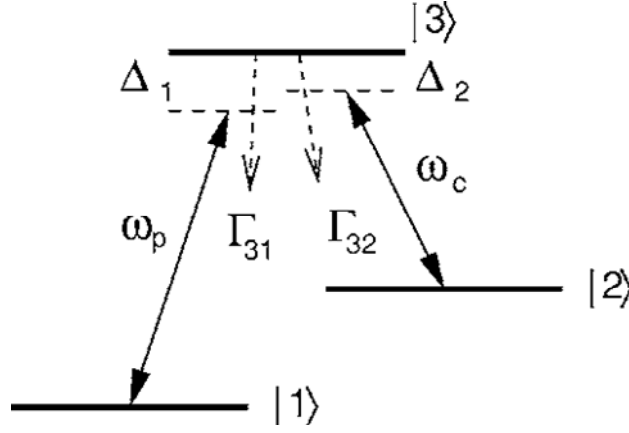


图 1.1 三能级原子结构

系统的哈密顿量为

$$H = H_0 + H_{\text{int}} \quad (1.1)$$

其中 H_0 表示自由哈密顿量， H_{int} 表示相互作用哈密顿量， Ω_p 、 Ω_c 分别表示耦合光和探针光的 Rabi 频率： $\Omega_p = \mu E_p / \hbar$ ， $\Omega_c = \mu E_c / \hbar$

$$H_0 = \begin{bmatrix} \hbar\omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \hbar\omega_3 \end{bmatrix} \quad H_{\text{int}} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p e^{i\omega_p t} \\ 0 & 0 & \Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \Omega_p e^{-i\omega_p t} & \Omega_c e^{-i\omega_c t} & 0 \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

对哈密顿量 H_0 作变换

$$H_0 = \hbar\omega_1 (1 - |2\rangle\langle 2| - |3\rangle\langle 3|) + \hbar\omega_2 |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3 |3\rangle\langle 3| = \hbar(\omega_{31} - \omega_{32}) |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_{31} |3\rangle\langle 3| \quad (1.3)$$

因此

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p e^{i\omega_p t} \\ 0 & -2(\omega_{31} - \omega_{32}) & \Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \Omega_p e^{-i\omega_p t} & \Omega_c e^{-i\omega_c t} & -2\omega_{31} \end{bmatrix} \quad |\psi(t)\rangle = \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

将其代入 Schrodinger 方程得

$$i\hbar\partial_t \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p e^{i\omega_p t} \\ 0 & -2(\omega_{31} - \omega_{32}) & \Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \Omega_p e^{-i\omega_p t} & \Omega_c e^{-i\omega_c t} & -2\omega_{31} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

作慢变振幅近似 $C_1 = c_1$, $C_2 = c_2 e^{-i(\omega_p - \omega_c)t}$, $C_3 = c_3 e^{-i\omega_p t}$ 整理可得

$$\begin{cases} i\hbar\dot{c}_1 = -\frac{\hbar}{2}\Omega_p c_3 \\ i\hbar\dot{c}_2 = \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)c_2 - \frac{\hbar}{2}\Omega_c c_3 \\ i\hbar\dot{c}_3 = -\frac{\hbar}{2}\Omega_p c_1 - \frac{\hbar}{2}\Omega_c c_2 + \hbar\Delta_1 c_3 \end{cases} \Rightarrow i\hbar \begin{bmatrix} \dot{c}_1 \\ \dot{c}_2 \\ \dot{c}_3 \end{bmatrix} = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & -2(\Delta_1 - \Delta_2) & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & -2\Delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

因此在 rotating frame 下，相互作用哈密顿量可表示为

$$H_R = -\frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p \\ 0 & -2(\Delta_1 - \Delta_2) & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & -2\Delta_1 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

在双光子共振条件下 $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ ，代入能量本征方程可得久期方程

$$\begin{vmatrix} -\lambda & 0 & \Omega_p \\ 0 & -\lambda & \Omega_c \\ \Omega_p & \Omega_c & -2\Delta - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (1.8)$$

解得

$$\lambda_1 = 0, \lambda_{2,3} = -\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + (\Omega_p^2 + \Omega_c^2)} \quad (1.9)$$

能量本征值分别为

$$\begin{aligned} \hbar\omega_0 &= 0 \\ \hbar\omega_{\pm} &= \frac{\hbar}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_p^2 + \Omega_c^2} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

相应的能量本征态分别为

$$\begin{aligned} |a_0\rangle &= \cos\theta|1\rangle - \sin\theta|2\rangle \\ |a_+\rangle &= \sin\theta\sin\phi|1\rangle + \cos\theta\sin\phi|2\rangle + \cos\phi|3\rangle \\ |a_-\rangle &= \sin\theta\cos\phi|1\rangle + \cos\theta\cos\phi|2\rangle - \sin\phi|3\rangle \end{aligned} \quad (1.11)$$

因为 $|a_0\rangle$ 态的叠加式中不包含态 $|3\rangle$ ，因此它是系统的暗态。

系统任意时刻的状态可表示为 H_R 三个本征态的线性叠加

$$|\psi(t)\rangle = C_0|a_0\rangle + C_+|a_+\rangle \exp(-i\omega_+t) + C_-|a_-\rangle \exp(-i\omega_-t) \quad (1.12)$$

这种线性叠加态与 Schrodinger 绘景中以 H_0 本征态为基矢的任意态的表达式等价

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= C_0|a_0\rangle + C_+|a_+\rangle \exp(-i\omega_+t) + C_-|a_-\rangle \exp(-i\omega_-t) \\ \Leftrightarrow |\psi(t)\rangle &= C_1(t)|1\rangle + C_2(t)|2\rangle + C_3(t)|3\rangle \end{aligned} \quad (1.13)$$

初始时刻将系统制备在暗态，则随时间演化至任意时刻系统都将处于暗态，这

就是相干布居俘获的物理机制。暗态是一个纯态。

同理，EIT 效应中探针场的极化率可以表示为

$$\chi = \frac{iN|\mu_{ab}|^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{1}{\gamma_{ab} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{cb} - i(\Delta_p - \Delta_c)}} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} \chi' &= \frac{N|\mu_{ab}|^2 \Delta_p}{\hbar\epsilon_0 Z} [-\gamma_{ab}\gamma_{cb} - \frac{|\Omega_c|^2}{4} + \Delta_p^2] + \gamma_{cb}(\gamma_{ab}\Delta_p + \gamma_{cb}) \\ \chi'' &= \frac{N|\mu_{ab}|^2 \Delta_p}{\hbar\epsilon_0 Z} [\Delta_p^2(\gamma_{ab} + \gamma_{cb}) - (\Delta_p^2 - \gamma_{ab}\gamma_{cb} - \frac{|\Omega_c|^2}{4})] \end{aligned} \quad (1.15)$$

其中 N 为原子数密度， $Z = (\Delta_p^2 - \gamma_{ab}\gamma_{cb} - \frac{|\Omega_c|^2}{4})^2 + \Delta_p^2(\gamma_{ab} + \gamma_{cb})^2$ 。

在此我们可以总结出暗态具有以下三个特点：

1. 暗态的表达式中不包含激发态，处于暗态的系统不与光场发生耦合，即对光场视而不见；
2. 暗态是 H_R 的本征态，处于暗态的系统将不随时间演化；
3. 暗态可以相对稳定的存在。它不会由于自发辐射和偶极衰减而迅速遭到破坏，但由于两基态间存在小的相干衰减率，会对暗态造成一定的破坏，这也是 EIT 透明窗口在耦合场强为零时仍有一定线宽的原因。

1.3 光学谐振腔

1.3.1 光学腔的理论

光学谐振腔^[29]作为激光器的基本器件，为激光器的正常稳定工作提供了必要的保障，为激光器提供反馈使其在固定频率及稳定功率处长时间工作，确保激光器的单模特性。将光学谐振腔作为频率标准，可以对激光器进行稳频并调谐。与此同时，光学腔的高精细度还可以压窄激光线宽。近些年来，人们将光谐振腔运用到原子俘获，光与原子相互作用等领域。通过腔与原子的耦合，可实现对原子的操控。1983年，文献[30]中研究了理想微型光学腔中单原子的自发辐射谱，提出了新的概念-真空拉比分裂，并被 Raizen 等人用腔量子电动力学（腔 QED）的方法在实验上得到观察^[31]。

根据 g 参数的不同，光学谐振腔可以分为稳定腔、临界腔以及非稳腔。腔的损耗又大致分为几何损耗、衍射损耗、输入输出腔镜透射损耗以及非激活吸收散射等损耗。下面我们使用单程损耗因子来表征所有损耗的平均值。含有增益工作物质的腔

称为有源腔，无增益工作物质，或虽有工作物质，但不考虑其增益腔的称作无源腔。我们在实验中用的腔为无源腔，下面主要介绍一下无源腔的内腔谱、透射谱和反射谱。

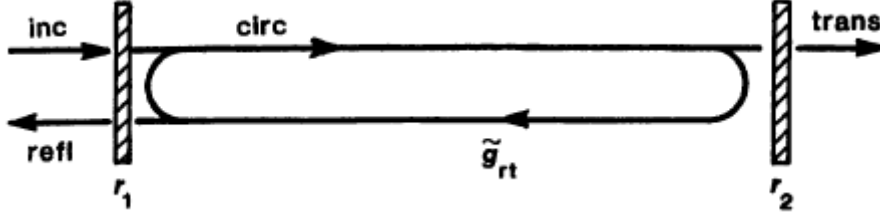


图 1.2 光学腔中入射光、反射光、透射光和腔内循环光模型

如图 1.2，一个稳态的正弦光学信号入射到一个腔镜上，设有一束光入射到腔的一个镜子 M_1 上，此时这束光将在镜 M_1 上发生反射和透射，我们用 \tilde{E}_{inc} 、 \tilde{E}_{refl} 和 \tilde{E}_{circ} 分别代表入射光、反射光和腔内传播光的振幅。其中刚从镜 M_1 进入的光包括两部分，一部分为从 M_1 透射过来的光，即为 $jt_1\tilde{E}_{inc}$ ；另一部分为在腔内传播一周然后从 M_1 反射回来的光。因此，刚从 M_1 进入腔的光的振幅可以表示为

$$\tilde{E}_{circ} = jt_1\tilde{E}_{inc} + \tilde{g}_{rt}(\omega)\tilde{E}_{circ} \quad (1.16)$$

其中 $\tilde{g}_{rt}(\omega)$ 为光在腔内传播一周之后的净振幅增益。用 p 代表光在腔内传播一周所走的路程， α_0 代表单程损耗因子，则光在腔内传播一周的衰减为 $\exp(-\alpha_0 p)$ 。设入射光的频率为 ω ，则传播常数为 $\beta = \beta(\omega) = \omega/c$ ，其中 c 为光在腔内介质中的传播速度。因此，光在腔内传播一周的相位变化或者传播因子为 $\exp(-j\omega p/c)$ 。则我们可以把 $\tilde{g}_{rt}(\omega)$ 表示为

$$\tilde{g}_{rt}(\omega) = r_1 r_2 (r_3 \dots) \times \exp[-\alpha_0 p - j\omega p/c] \quad (1.17)$$

我们把 $(r_3 \dots)$ 放到括号内是因为在腔中可能有大于两个镜子，取决我们是否只考虑简单的两个镜子的驻波腔或者多镜子的环形腔。因此我们可以把式 1.44 写为

$$\tilde{E}_{circ} = jt_1\tilde{E}_{inc} + r_1 r_2 (r_3 \dots) \exp[-\alpha_0 p - j\omega p/c] \tilde{E}_{circ} \quad (1.18)$$

因此我们可以得到

$$\frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{jt_1}{1 - \tilde{g}_{rt}(\omega)} = \frac{jt_1}{1 - r_1 r_2 (r_3 \dots) \exp[-\alpha_0 p - j\omega p/c]} \quad (1.19)$$

由相长干涉的条件可知，当光在腔内传播一周的位相差为 2π 的整数倍时光发生干涉相长，即 $\frac{\omega \cdot p}{c} = q \cdot 2\pi$ ，我们设腔中只有两个镜子，每个镜子的光强反射率为 R ，

并且取内腔的功率损耗为 $2\alpha_0 p = 0.04$ ，则

$$\frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{j\sqrt{1-R}}{1-\sqrt{R}\cdot\sqrt{R}\times\exp(-0.02-j\cdot 2\pi\cdot q)} \quad (1.20)$$

$$\frac{I_{circ}}{I_{inc}} = \left(\frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}}\right) \cdot \left(\frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}}\right)^* = \frac{1-R}{1+R^2e^{-0.04}-2Re^{-0.02}\cos 2\pi q} \quad (1.21)$$

图 1.3 为 $\frac{I_{circ}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化，其中 R 取值从 70% 到 98% 变化，由图可知，镜子的反

射率越大，腔的线宽越小，因此腔的精细度越大。

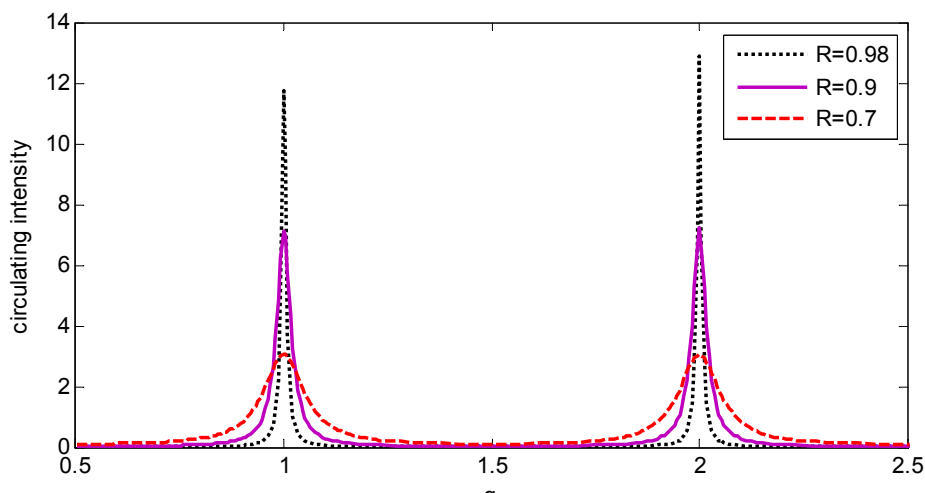


图 1.3 $\frac{I_{circ}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化

当忽略内腔损耗，即 $\alpha_0 p \approx 0$ ，则在共振处有

$$\left. \frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}} \right|_{\omega=\omega_q} = \frac{jt}{1-r_1r_2e^{-\alpha_0 p}} \approx \frac{jt}{1-r^2} = \frac{j}{t} \quad (1.22)$$

$$\left. \frac{I_{circ}}{I_{inc}} \right|_{\omega=\omega_q} \approx \left| \frac{1}{t} \right|^2 = \frac{1}{T} \quad (1.23)$$

假设镜子的光强反射率为 $T=1\%$ ，则有 $I_{circ} \approx 100 \times I_{inc}$ 。

设镜 M_2 与镜 M_1 相距 p_1 ，则可知光在 M_2 处的透射为

$$\tilde{E}_{trans} = jt_2 \exp[-\alpha_0 p_1 - j\omega p_1 / c] \times \tilde{E}_{circ} \quad (1.24)$$

因此，对于环形腔有

$$\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{-t_1 t_2 \exp[-\alpha_0 p_1] - j\omega p_1 / c}{1 - r_1 r_2 (r_3 \dots) \exp[-\alpha_0 p - j\omega p / c]} = \frac{-t_1 t_2 \exp[-\alpha_0 p_1 - j\omega p_1 / c]}{1 - \tilde{g}_r(\omega)} \quad (1.25)$$

对于驻波腔有

$$\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{-t_1 t_2 \exp[-\alpha_0 L - j\omega L/c]}{1 - r_1 r_2 \exp[-2\alpha_0 L - 2j\omega L/c]} = -\frac{t_1 t_2}{\sqrt{r_1 r_2}} \frac{\sqrt{\tilde{g}_{rt}(\omega)}}{1 - \tilde{g}_{rt}(\omega)} \quad (1.26)$$

对于驻波腔，我们取腔内功率损耗为 $2\alpha_0 p = 0.04$ ， $R_1 = R_2 = R$ ，则

$$\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{-(1-R) \exp[-0.01 - j\pi q]}{1 - \sqrt{R} \cdot \sqrt{R} \times \exp[-0.02 - 2j\pi q]} \quad (1.27)$$

$$\frac{I_{trans}}{I_{inc}} = \left(\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} \right)^* = \frac{(R-1)^2 e^{-0.02}}{1 + R^2 e^{-0.04} - 2R e^{-0.02} \cos 2\pi q} \quad (1.28)$$

图 1.4(a) 为考虑腔内损耗时 $\frac{I_{trans}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化，其中 R 从 70% 到 95% 变化，由图

可知，反射率越高，腔的线宽越小，则强的精细度越高。

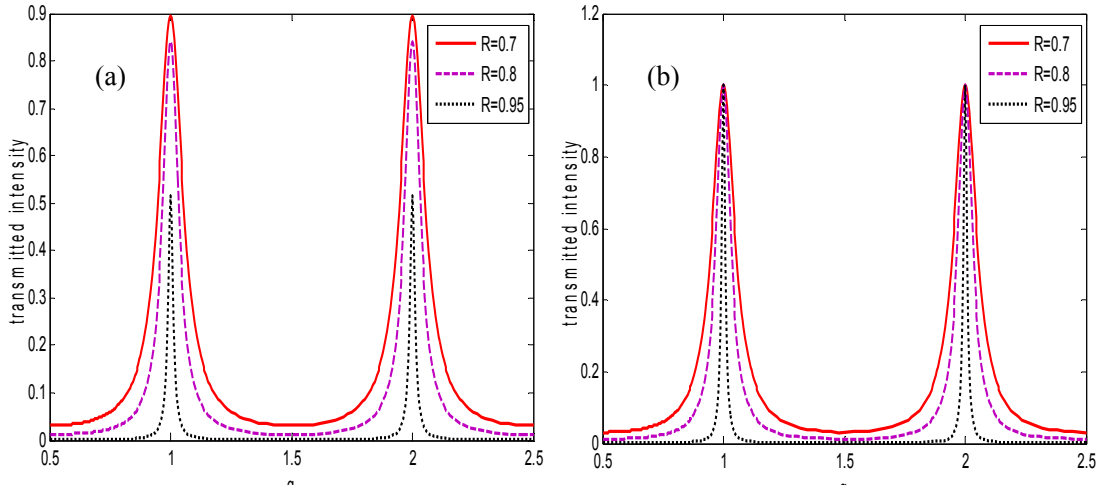


图 1.4 $\frac{I_{trans}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化, (a) 考虑腔内损耗, (b) 不考虑腔内损耗

当认为腔内没有损耗，即 $\alpha_0 p \approx 0$ 时，有

$$\frac{I_{trans}}{I_{inc}} = \left(\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} \right)^* = \frac{(R-1)^2}{1 + R^2 - 2R \cos 2\pi q} \quad (1.29)$$

图 1.4(b) 为不考虑腔内损耗时， $\frac{I_{trans}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化，其中 R 从 70% 到 95% 变化，

由图可知，反射率越高，腔的线宽越小，则强的精细度越高，并且腔的透射率可达百分之百。

考虑在镜 M_1 处的反射光，在此处的反射光由两部分组成，一部分为入射光在镜 M_1 处的反射，即 $r_1 \tilde{E}_{inc}$ ；另一部分为从 M_1 处透射过来的光，即 $jt_1(\tilde{g}_{rt}/r_1) \times \tilde{E}_{circ}$ ，则

$$\tilde{E}_{refl} = r_1 \tilde{E}_{inc} + jt_1(\tilde{g}_{rt}/r_1) \tilde{E}_{circ} \quad (1.30)$$

$$\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} = r_1 - \left[\frac{t_1^2 r_2 e^{-\alpha_0 p - j\omega p/c}}{1 - r_1 r_2 (r_3 \dots)} e^{-\alpha_0 p - j\omega p/c} \right] = r_1 - \frac{t_1^2}{r_1} \frac{\tilde{g}_{rt}(\omega)}{1 - \tilde{g}_{rt}(\omega)} \quad (1.31)$$

由于有 $r_1^2 + t_1^2 = 1$ ，则

$$\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{r_1 - r_2 e^{-\alpha_0 p - j\omega p/c}}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha_0 p - j\omega p/c}} = \frac{1}{r_1} \times \frac{r_1^2 - \tilde{g}_{rt}(\omega)}{1 - \tilde{g}_{rt}(\omega)} \quad (1.32)$$

我们取腔内功率损耗为 $2\alpha_0 p = 0.04$ ， $R_1 = R_2 = R$ ，则

$$\frac{I_{refl}}{I_{inc}} = \left(\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} \right)^* = \frac{R + R e^{-0.04} - 2R e^{-0.04} \cos(2\pi q)}{1 + R^2 e^{-0.04} - 2R e^{-0.02} \cos(2\pi q)} \quad (1.33)$$

图 1.5(a) 为考虑腔内损耗时 $\frac{I_{refl}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化，其中 R 从 70% 到 80% 变化，由图可知， R 越大，腔的线宽越小，则强的精细度越大。

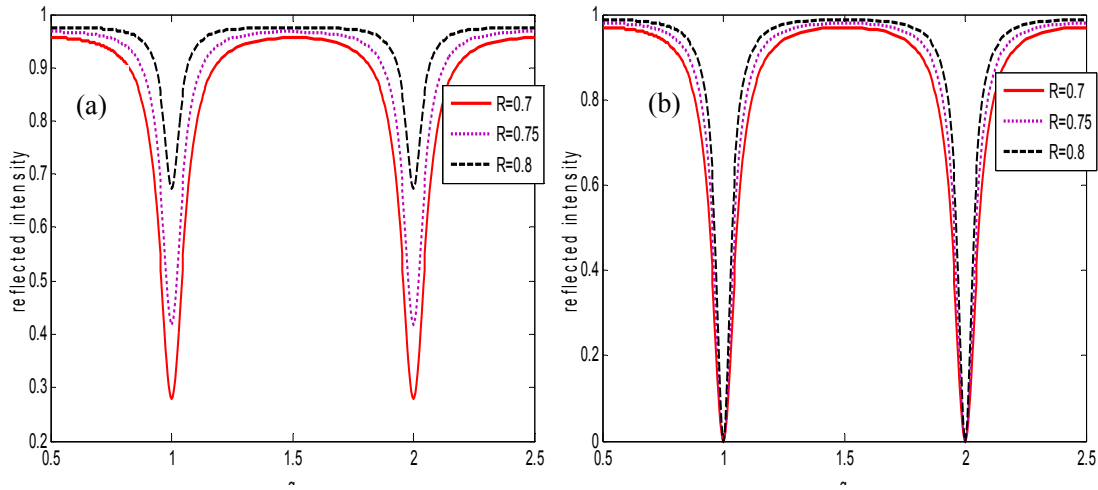


图 1.5 $\frac{I_{refl}}{I_{inc}}$ 随 q 的变化，(a) 考虑腔内损耗，(b) 不考虑腔内损耗

当不考虑腔内损耗，即 $\alpha_0 p \approx 0$ 时，有

$$\frac{I_{refl}}{I_{inc}} = \left(\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{E}_{refl}}{\tilde{E}_{inc}} \right)^* = \frac{2R - 2R \cos(2\pi q)}{1 + R^2 - 2R \cos(2\pi q)} \quad (1.34)$$

图 1.5(b)为不考虑腔内损耗时 $\frac{I_{\text{refl}}}{I_{\text{inc}}}$ 随 q 的变化, 其中 R 从 70%到 80%变化, 由图

可知, R 越大, 腔的线宽越小, 则强的精细度越大。

1.3.2 PDH稳频

Pound-Drever-Hall(PDH)稳频是由Pound等人提出并作为一种有效的频率稳定方法^[32]并且一直沿用到今天。与其他锁定方法相比较^[33], PDH技术的物理基础有广泛的应用, 是改善激光频率稳定性的重要技术; 尤其在干涉引力波探测中起着至关重要的作用; 在原子物理中, 这种技术被称为频率调制光谱(frequency-modulation spectroscopy)用来探测光的共振; 实验室经常利用PDH原理进行锁腔。当实验中需要频率稳定性好的激光时, 一般地可调谐激光器将反馈电信号输入端口来调整输出的激光频率。激光频率可以被F-P腔精确测量, 腔可以作为一个过滤器选出某一频率的激光。PDH的思想大致如下: 由F-P腔测得的激光频率反馈回激光器本身或F-P腔上, 从而达到抑制激光频率的漂移。

在发现PDH稳频方法之前, 人们通常会先测量F-P腔的透射, 然后产生出误差信号并反馈到激光器来进行激光器的稳频。这样做有一个缺点: 无法分辨是频率漂移还是功率漂移。随后, 人们利用腔的反射光谱来稳频, 保证反射光功率为零, 可以达到一定的稳频效果。由于反射光谱的对称性而不能判断激光器的频率偏移方向, 但是反射强度随频率的微分(正还是负)可以判断偏移的方向。PDH方法的核心是误差信号的获得。

图1.6是PDH的实验装置简图^[34], 激光器输出的光通过普克尔盒或电光调制器(EOM)加一调制信号, 普克尔盒由本地振荡器驱动。光学隔离器用来防止光路中由于镜面反射而产生的反射光返回激光器, 一般光路都要在激光器后放置光学隔离器。条之后的光通过一个光学隔离器进入腔, 探测器用来探测腔的反射光谱。随后将探测信号和本振信号混频, 混频后的信号包含有低频信号、调制信号以及两倍调制信号。低通滤波器可以将高频信号滤掉只剩下所需要的低频项, 经过放大器放大后返回到激光器的调制端口。

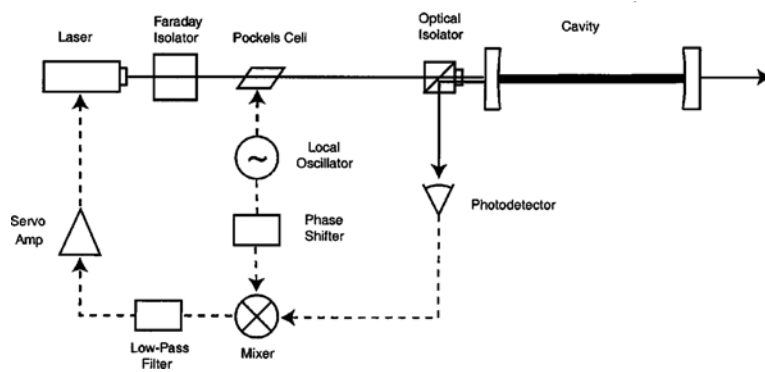


图1.6 PDH的实验装置简图

假设腔是无损耗的，则反射系数(即反射光场与入射光场比值)可以表示为

$$F(\omega) = E_{ref} / E_{inc} = \frac{r \left(\exp(i \frac{\omega}{\Delta v_{fsr}}) - 1 \right)}{1 - r^2 \exp(i \frac{\omega}{\Delta v_{fsr}})} \quad (1.35)$$

其中， E_{ref} 表示反射光场的电场幅度， E_{inc} 为入射光的电场幅值， r 为腔镜的反射系数，

$\Delta v_{fsr} = \frac{c}{2L}$ 表示腔的自由光谱区，腔长为 L 。

从F-P腔反射出来的光实际上是两束不同的光束的相干总和：迅速从第一个反射镜直接反射出来并没有进入腔内；另一很小的部分是泄漏的光束，腔内驻波的一小部分从第一反射镜泄露出去，它并未从第一个反射镜完全反射。这两个光束具有相同的频率，近似共振(对于无损耗的对称腔)，它们的强度几乎一样。然而它们的相对相位取决于激光束的频率。如果谐振腔完美地谐振，即激光的频率是腔的自由光谱区的整数倍，则迅速地反射光束和泄漏的光束具有相同的振幅及180度的相位差。在这种情况下，两束光干涉相消，总反射光束消失。如果腔是不太完美地谐振，也就是说，激光的频率不完全是腔的自由光谱区的整数倍，但足够接近以建立一个驻波，此时将两束光之间的相位差也不会正好是180度，并且他们不会完全干涉相消。通过测量反射光束的相位，可以判断激光器的频率是高于还是低于腔的共振频率。PDH为我们提供了一种间接测量相位的方法：通过调制激光的频率或相位，将在光束中产生边带，边带与入射光和反射光的频率不同，但与反射光和入射光相位差是确定的。将边带与反射光束混频干涉，会有拍频信号，我们可以测量拍频信号的相位。这一相位会告诉我们的反射光束的相位。

经过调制后的光场大小可以写成 $E_{inc} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}$ ， $\beta \sin \Omega t$ 为调制信号，用Bessel函数展开一阶表达式为

$$\begin{aligned}
 E_{inc} &\approx [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t] e^{i\omega t} \\
 &= E[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}]
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

调制后的激光变为含有三个频率成分的激光, 载频项和正负一阶边带项。反射光的表达式为

$$\begin{aligned}
 E_{ref} &= E_0[F(\omega)J_0(\beta)e^{i\omega t} + F(\omega+\Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} \\
 &\quad - F(\omega-\Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}]
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

定义 $P_c = J_0^2(\beta)|E_0|^2$, $P_s = J_1^2(\beta)|E_0|^2$, 探测器探测到的功率为

$$\begin{aligned}
 P_{ref} &= P_c |F(\omega)|^2 + P_s \{|F(\omega+\Omega)|^2 + |F(\omega-\Omega)|^2\} \\
 &\quad + 2\sqrt{P_c P_s} \{\text{Re}[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)] \cos \Omega t \\
 &\quad + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)] \sin \Omega t\} + (2\Omega \text{terms})
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

我们仅对 Ωt 项感兴趣, 因为它包含有反射光的载频的相位信息。将探测器的输出信号和本振信号混频并通过低通滤波滤去高频项, 只留下含有 Ω 的项

$$\begin{aligned}
 S &= -\sqrt{P_c P_s} \{\text{Re}[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega+\Omega)] \cos(\phi) \\
 &\quad + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega+\Omega)] \sin(\phi)\}
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

进行快调制 $\Omega \gg W_{LM}$, 即调制频率很高, 以至于边带不能在 F-P 腔内形成振荡, 因此可以假设边带部分全部被反射, $F(\omega \pm \Omega) = -1$ 。误差信号为

$$\begin{aligned}
 \varepsilon &= -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega+\Omega)\} \\
 F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega+\Omega) &\approx -i2 \text{Im}\{F(\omega)\}
 \end{aligned} \tag{1.40}$$

得出的误差信号如图 1.7 所示。

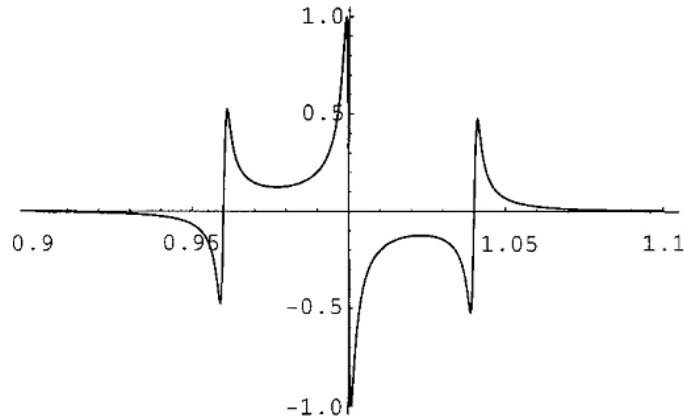


图 1.7 PDH 的误差信号

1.4 论文的主要内容

本文以光与原子相互作用中的基本相干过程以及光学谐振腔的基础理论知识为

铺垫，分析了在 λ 型三能级 EIT 介质中探测光的量子噪声来源以及实验上实现了探针场和耦合场之间的量子噪声的交换，并且初步搭建了用于借助原子相干效应实现光量子交换的实验装置。论文分为四章：

第一章：绪论

以光与原子相互作用中的相干过程以及光学谐振腔的基础理论知识为铺垫，理论分析了相干布居俘获、EIT 的物理机制，介绍了将在实验中用到的光学共振腔的透射、反射特性和 PDH 稳频技术。

第二章： λ 型三能级 EIT 介质中耦合场和探针场之间的信息转化

分析了在 λ 型三能级 EIT 介质中探测光的量子噪声来源以及实验上实现了探针场和耦合场之间的量子噪声的交换，为实现高保真度的量子存储提供了一定依据。

第三章：实验实现频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振与空间分离

设计并实现了对应于 Cs 原子 λ 型三能级跃迁的频差为 9.2GHz 的两束光在三镜环形腔内的双共振频率锁定，并对输出的两束光进行了空间分离。该装置可用于实现任意频差的两束光在空间上的分离，为实现腔内原子相干效应介质中的光量子态交换奠定了实验基础。

第四章：总结与展望

论文在实验上观察到了探针场和耦合场之间的量子噪声的交换，设计并实现了对应于 Cs 原子 λ 型三能级跃迁的频差为 9.2GHz 的两束光在三镜环形腔内的双共振频率锁定，并对输出的两束光进行了空间分离。在下一步的工作中，将通过改变腔内原子的温度，基于相干原子线性、非线性色散的竞争，研究腔的有效线宽对光量子交换的影响。

第二章 Lambda 型三能级 EIT 介质中耦合场和探针场之间的信息转化

2.1 引言

随着激光器的诞生, 强光场与原子的干涉过程被广泛研究, 人们发现用于量子干涉的能级结构可以通过外在光场作用于原子系综而得到。Booller 等于 1991 年首次在实验上观察到了铯蒸汽中的 EIT, 通过光的诱导相干作用改变原子介质的光学响应, 从而导致激发路径之间的量子干涉, 并反过来控制了光的响应。人们用这种方法在跃迁共振频率处消除原子对光场的吸收并改变其色散特性。经典的模型为: 在三能级原子系统中, 一束弱的探针场耦合到一个原子跃迁能级上, 同时另一束强的耦合场耦合到另一个原子跃迁能级上, 当两束光与三能级原子作用时, 通过改变光场的大小使原子布局在两个较低能级的相干叠加态(暗态)上, 这时即使探测光频率与共振吸收频率相同, 吸收也会变的很小甚至变成完全透明, 形成 EIT^[35-42]。产生 EIT 效应的原子相干过程引起原子介质的非线性极增强, 从而使得非线性过程中的能量转换效率得到提高^[36]。反过来, 原子介质的极化率加大同时对光的吸收减弱, 这时光在原子介质中传播时能量损失变小且光速减慢^[37], 利于光的存储。近年来三能级 EIT 系统被用来在碱金属原子气室中储存探针脉冲。实际上在 EIT 之前已经对三能级原子气泡中一束弱的探针光在一束强的耦合场的影响下的透射行为进行的理论方面的研究。

形成 EIT 的过程中, 光的传播过程无论在振幅、频率或是位相里不可避免的具有起伏。这些起伏是由光源的特殊动力学引起的并且受到光量子特性的影响。光场的波动决定它的光谱。多数情况下, 光的波动在光与物质相互作用中扮演着重要的角色。在一些情况下, 光的波动作为一个准经典的随机过程来处理, 在另一些情况下, 其要用全量子方法对待。原子响应的一些特性已经被证明受到光波动的影响。反过来, 光与原子系统的相互作用将导致光场统计学的修正而引起诸如反聚束、压缩等效应^[43]。半导体激光器拥有很小的振幅噪声以及很大的位相噪声^[44]。当激光直接输送到光电探测器内只能观察到很小的起伏, 接近散粒噪声基准, 如果激光穿过共振原子介质后再被探测, 此时能观察到很大的噪声。这是因为原子介质使得光的位相噪声转化成了振幅噪声, 位相噪声向振幅噪声转化的多少与介质对光场的吸收

多少以及介质的色散特性有关，色散越强，其转化越多^[45,46]。光场的噪声谱可以用来反映原子介质的能级结构^[47]。本章阐述了光场的振幅噪声来源，指出光场的位相噪声可以向振幅噪声转化，并且受介质的影响，如吸收特性、色散特性；以及在实验上验证了探针场的位相噪声可以向振幅噪声转化，并且实验上也得出了耦合场和探针场之间的经典信号或量子信号也可以互相转化。

2.2 探针光场的振幅噪声来源

半导体激光器由于位相抖动和振幅抖动会引入如位相噪声和振幅噪声等量子噪声，噪声的引入会导致激光器输出光的线宽加宽。一般而言，半导体激光器的量子噪声主要是位相噪声，它的振幅噪声量级接近散粒噪声。根据文献[48]的基本思想，应用频率调制的基本方法解释光场的振幅噪声中有一部分来源于位相噪声，即振幅噪声中含有位相项，因此，我们可以得出光的位相噪声可以借助原子介质向振幅噪声转化^[49,50]。

光场的一般表达式 $E(t) = E_0 e^{i\omega_c t}$ ，其中 E_0 是激光的振幅幅值， ω_c 是激光的频率。当在载频上调制一个白噪声作为边带时，此时的光场表达式变为

$$E_1(t) = E_0 e^{i\omega_c t} [1 + M \sin(\omega_m t + \varphi)] e^{i\beta \sin \omega_m t} \quad (2.1)$$

β 是通过调制加到位相上的表征调制的大小的调制率， M 即调制系数。将(2.1)式子以 Bessel 函数的形式展开

$$E_2(t) = E_0 e^{i\omega_c t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{in\omega_m t} \quad (2.2)$$

当 $\beta \ll 1$ 时，(2.2) 式子写为

$$E_m(t) = \frac{1}{2} \tilde{E}_m(t) + c.c. \quad (2.3)$$

其中

$$\tilde{E}_m(t) = E_0 \left\{ -\frac{M}{2} \exp[i(\omega_c - \omega_m)t] + \exp(i\omega_c t) + \frac{M}{2} \exp[i(\omega_c + \omega_m)t] \right\} \quad (2.4)$$

当光场经过原子介质时，介质对光会产生吸收和折射。这儿我们设介质与光作用的有效长度为 L ，介质对光的吸收系数 α 。光经过原子介质的单次透射折射表达为

$$T_j = \exp(-\delta_j - i\Phi_j), \quad \text{其中损耗项 } \delta_j = \alpha_j L/2. \quad \text{相位变化 } \Phi_j = n_j L(\omega_c + j\omega_m)/c,$$

$j = 0, \pm 1$ 分别表示为载频、正负一级边带。

光场的输出表达式

$$E_{out}(t) = \frac{1}{2} \tilde{E}_{out}(t) + c.c. \quad (2.5)$$

其中

$$\tilde{E}_{out}(t) = E_0 \left\{ -T_{-1} \frac{M}{2} \exp[i(\omega_c - \omega_m)] + T_0 \exp(i\omega_c t) + T_1 \frac{M}{2} \exp[i(\omega_c + \omega_m)] \right\} \quad (2.6)$$

$M^2 \ll 1$ 和 $\alpha_0 \ll 1$, 在边带频率 ω_m 处用光电探测器探测到的光的强度

$$I = E_0^2 [1 + M(\omega_m) \sqrt{f(\omega_m)} \sin(\omega_m t + \varphi)] \quad (2.7)$$

其中

$$f(\omega_m) = \exp[2(\alpha_0 - \alpha_1)L] + \exp[2(\alpha_0 - \alpha_{-1})L] - 2 \exp[2(\alpha_0 - \alpha_1 - \alpha_{-1})L] \cos(2\phi_0 - \phi_1 - \phi_{-1})L \quad (2.8)$$

(2.8)式中既有载频信息, 又具有边带信息, 同时既含有振幅衰减项, 又有相位项。当光场与原子介质发生作用后, 传输常数从真空中的 $\kappa = \kappa_0 = \frac{\omega_c + j\omega_m}{c}$ 到介质中的 $\kappa = \kappa_0 = \sqrt{1 + \chi_j' + i\chi_j''} = \phi_j - i\alpha_j$ [51]。

将(2.8)式代回(2.7)式, 我们可以知道: 光电探测器测得的为振幅信号, 而在振幅信号中包含了位相项, 并且测得的强度信号与 χ_j'' 和 χ_j' 有关。

我们小组在 2007 年用如图 2.1 的能级结构用量子理论分析探针场的振幅噪声的来源。一束弱的量子化的探针场与跃迁能级 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 耦合, 另外一束经典光与跃迁能级 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 耦合, 单光子失谐 $\sigma_0 = \omega_{ac} - \omega_c$, 双光子失谐 $\sigma_p = \omega_{ab} - \omega_b - \omega_0$ 。

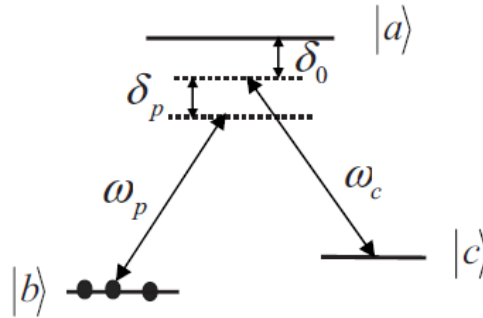


图 2.1 lambda 型能级结构

得出的归一化的正交振幅噪声如下

$$S_X(L, \omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega) + S_3(\omega)$$

$$S_1(\omega) = [S_X(0, \omega)/4] \left\{ \exp\{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L\} + \exp\{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L\} \right.$$

$$\left. + \exp\{-[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L\} + \exp\{-[\Lambda(-\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L\} \right\}$$

$$S_2(\omega) = [S_Y(0, \omega)/4] \left\{ -\exp\{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L\} - \exp\{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L\} \right.$$

$$\left. + \exp\{-[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L\} + \exp\{-[\Lambda(-\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L\} \right\}$$

$$S_3(\omega) = 1 - \exp[-2 \operatorname{Re} \Lambda(\omega)L] \quad (2.9)$$

方程 (2.9) 表示探针场的输出的振幅噪声。从中我们可以看出的：第一项 $S_1(\omega)$ 与输入光场的振幅噪声 $S_x(0, \omega)$ 有关；第二项 $S_2(\omega)$ 中 $S_y(0, \omega)$ 为输入场的位相噪声，从这儿我们可以看出探针场的位相噪声借助原子介质转化到了振幅噪声上；第三项是原子的郎之万噪声，是原子在自发辐射过程产生的。文献[52]还指出在 EIT 共振处，位相噪声向振幅噪声的转化为零，也就是说没有转化。当有一定失谐时，转化最大。

2.3 探针光场的振幅噪声的实验测量

2.3.1 探针光场中位相噪声到振幅噪声的转化

实验所用的能级结构和光路图如 2.2，考虑三能级系统，选择 ^{133}Cs 原子 D_1 线的激发态 $6^2P_{1/2}, F_e=4$ 为上能态，记作 $|a\rangle$ ，两个下能态 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 分别选择基态 $6^2S_{1/2}, F_g=3$ 和 $6^2S_{1/2}, F_g=4$ ， $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 跃迁频率分别为 ω_{ab} 和 ω_{ac} ，且 $\omega_{ab} = \omega_{ac} + 2\pi \times 9.2\text{GHz}$ ，激发态到两个基态的自发衰减率为 $\Gamma = 2\pi \times 4.6\text{MHz}$ 。实验中，一束较弱的探针场（频率为 $\omega_p = \omega_{ab}$ ）与 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 跃迁能级共振，另一束强耦合场（频率为 ω_c ）在 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 跃迁能级之间扫描。探针光场由一台半导体激光器提供，型号为 Toptica DL 100，耦合光场来自一台钛宝石激光器，型号为 Coherence MBR-110。

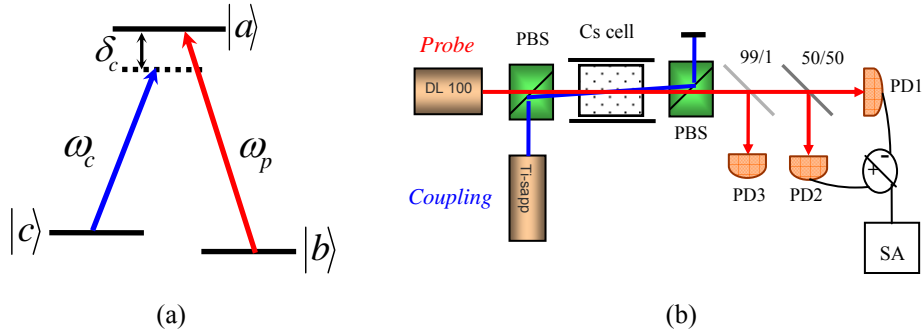


图 2.2 研究探针场振幅噪声的能级图及光路图

半导体激光器的位相噪声很大，而其振幅噪声很小，可以与散粒噪声基准相比拟；钛宝石激光器位相噪声和振幅噪声都很小接近散粒噪声基准。偏振方向相互垂直的探针光与耦合光通过偏振分束棱镜耦合在一起，两束光不完全重合，这样方便分别探测。耦合后的两束光同时射入长 7cm 的 Cs 原子汽室中，原子泡外包有三层用来屏蔽外磁场的 $\mu\text{-metal}$ ，屏蔽后剩余磁场约 10mG。第二个偏振分束棱镜将相互作用后的两束光完全分开。输出的探针场经过 99/1 的分束器，其中一部分被探测器

3 接收监视吸收谱线，另一部分经过一个自零拍探测系统探测振幅噪声。耦合场光斑直径 1.2mm，功率从 3.5mW 逐步增大到 9.5mW，探针场光斑直径 0.8mm 功率恒定为 240 μ W。

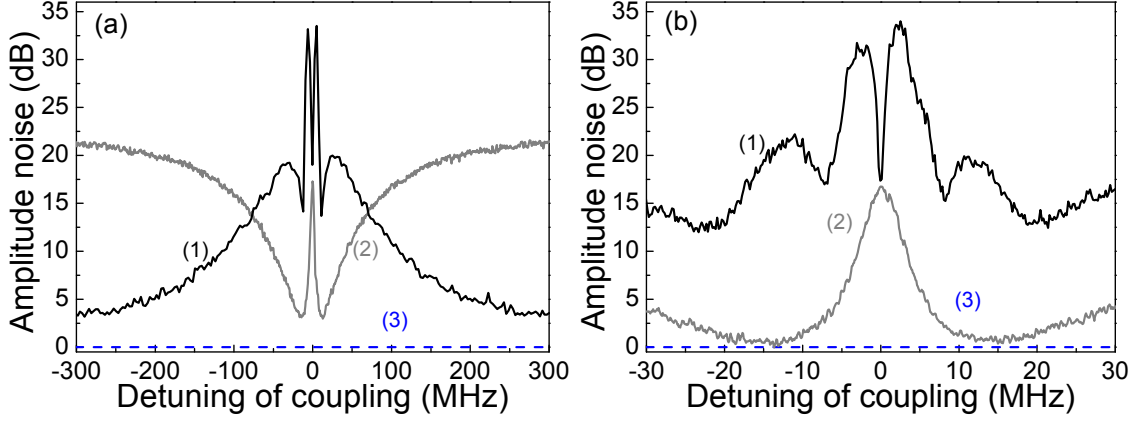


图 2.3 转化光谱 (1) 为噪声谱；(2) 为电磁诱导透明光谱；(3) 为散粒噪声基准

图 2.3 展示了探针光的位相噪声转化到了振幅噪声上，噪声谱线为双“M”。(b) 与(a)相比较而言，只是扫描范围变窄了，这样可以方便我们清晰的观察噪声谱线。在失谐为零处噪声转化较小，一定失谐处，噪声转化较大。从图(a)中看出：出了 EIT 窗口噪声更小，约 3dB。透明窗口内的转化是由于 EIT 相干介质导致，图 2.4 给出了通过 2.1 节中的理论做出的拟合曲线。可以看出曲线为双“M”，当耦合场的拉比频率不断增加即光强不断变大时，转化的噪声会渐渐变大。而窗口外的转化则是由于整个过程中探针场始终与原子共振导致的位相噪声的引入。

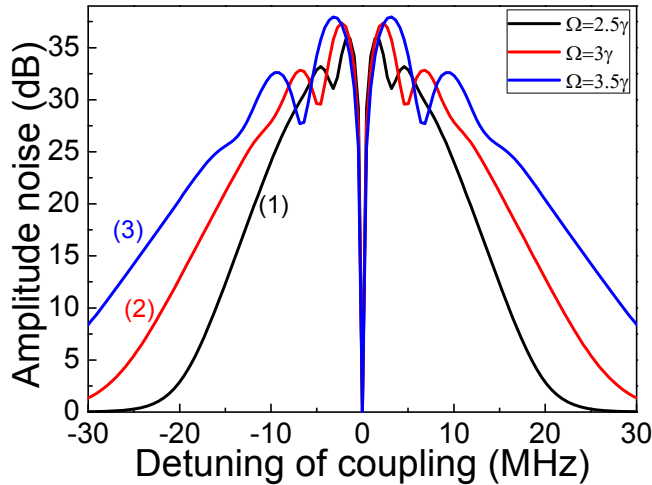


图 2.4 第一种情况下探测场的输出振幅噪声谱的理论曲线。曲线 (1): $\Omega = 4.4\gamma$ ；曲线 (2): $\Omega = 5.2\gamma$ ；曲线 (3): $\Omega = 6\gamma$ 。其它参数: $\gamma_0 = 0.01\gamma$, $|g|^2 NL/c = 25$, $\omega = 1.3\gamma$,

$$\gamma = 2.25\text{MHz}, S_X^{\text{in}} = 1, S_Y^{\text{in}} = 6300(38\text{dB})$$

接着，我们通过实验上改变耦合光强度和探测时的分析频率分别给出了转化噪声值随之变化的规律。转化噪声值定义为噪声强度最大值。从图 2.5 中可以看出，转化噪声值依赖耦合光的强度，与图 2.4 的理论拟合相一致，随其逐渐增大并趋于饱和；同样，也依赖分析频率，随之增大而减小。图中给出了转化噪声值随耦合光功率变化的理论拟合。对以后研究其它模型中的噪声转化有一定的参考作用。

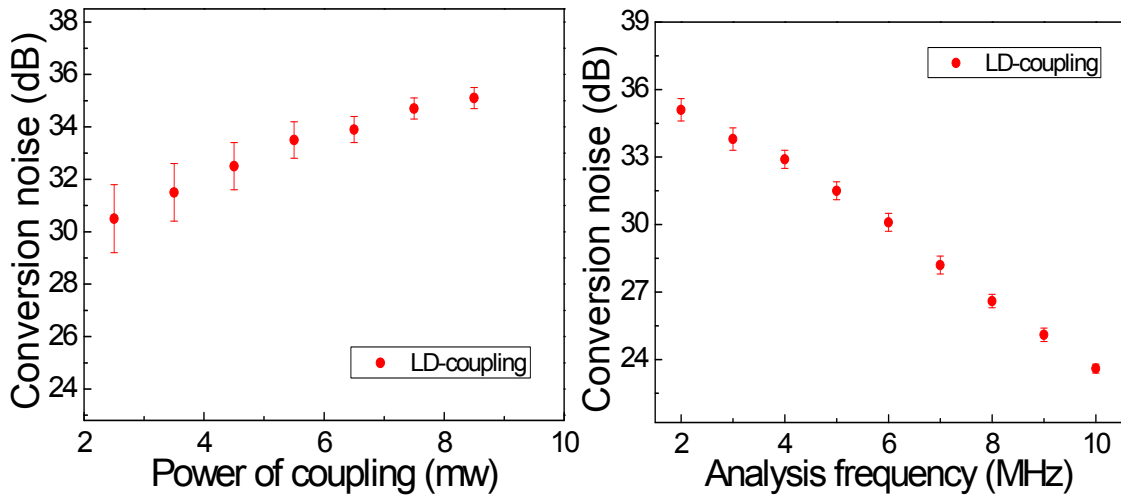


图 2.5 噪声转化值依赖耦合光的强度及分析频率的变化曲线

2.3.2 探针光和耦合光之间的信息转化

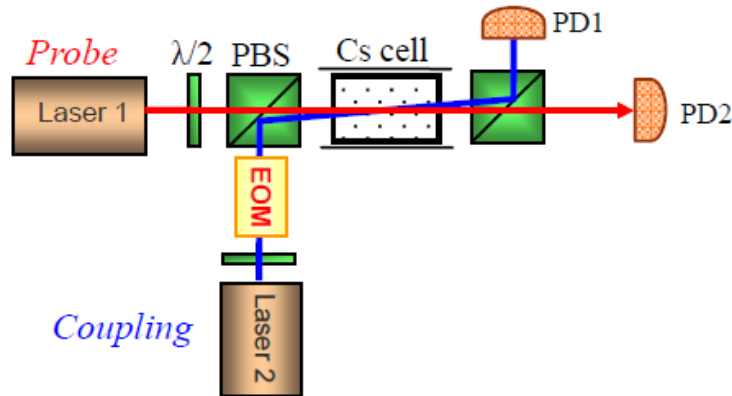


图 2.6 研究探针场振与耦合光场之间经典信号转化的光路图

首先分析两束光场之间经典信号的转化。如图 2.6，与铯原子作用的探针光和耦合光分别来自两台激光器，它们的偏振相互垂直且在第一个 PBS 上耦合，其中耦合光借助 EOM 引入 2MHz, 20dB 的经典调制，由于 EIT 介质的影响，当用谱仪探测输出的探针光信号时，图 2.7 中，我们得到，在双光子共振处，探测场在 2MHz 频率位置有 15dB 的信号，当双光子失谐时，探针场在 2MHz 处的信号减小，双光子失谐越大，测得的信号越小。图为双光子失谐分别为 0、10MHz、20MHz 时，测得的探针场的信号强度分别为 15dB、5dB、0dB。因此，借助 EIT 相干介质，耦合

场的经典信号能转移到探针场上。

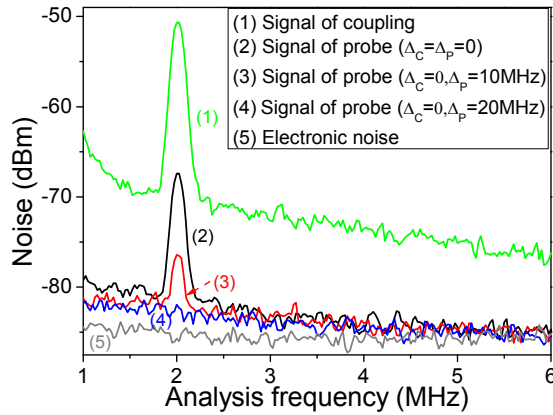


图 2.7 探测场的位相调制信号向耦合场的转化

EIT 介质不仅能转换两束光场的经典信号，通过下面的实验可以看出，在 EIT 介质中，耦合光的位相噪声可以转化到探针场的振幅噪声上。实验装置与图 2.2 所描述的类型，只是此时的探针光由钛宝石激光器提供，耦合光为半导体激光器的输出光。

图 2.8 展示了耦合场的位相噪声向探针场的振幅噪声的转化，噪声谱线仍然为双“M”。(b)与(a)相比较而言，只是扫描范围变窄了，这样可以方便我们清晰的观察噪声谱线。在失谐为零处噪声转化较小，一定失谐处，噪声转化较大。从图(a)中看出：出了 EIT 窗口噪声近似为零，是由于虽然整个过程中探针场始终与原子共振(将导致位相噪声的引入)，然而探针光是由钛宝石激光器提供的，其位相噪声近似为零，没有转化。

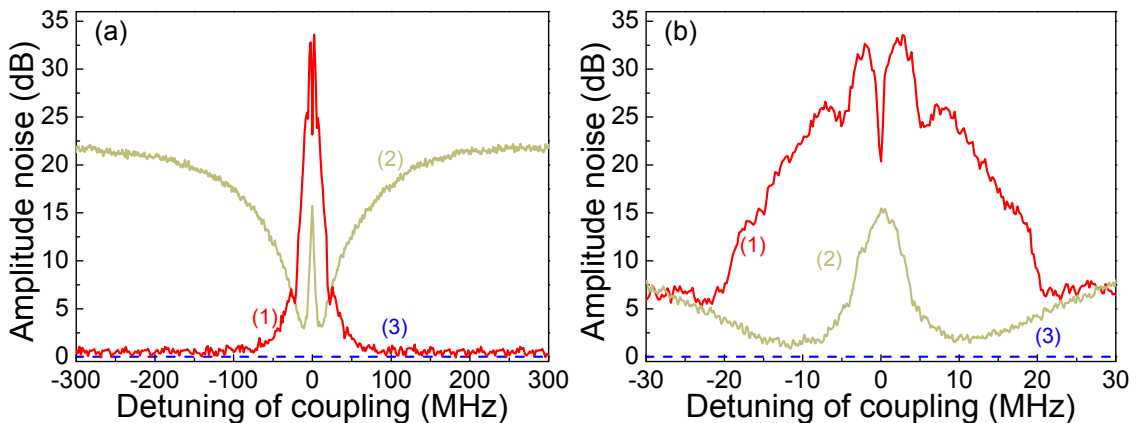


图 2.8 耦合场的位相噪声向探针场的振幅噪声的转化

为了证明探针场的振幅噪声确实是由耦合光的噪声转化而来，而不是由于其它不可知因素。我们设计了如下的实验：当探针光和耦合光都来自钛宝石激光器时，

如图 2.9 所示，此时的探针场振幅噪声接近散粒噪声基准，这是由于钛宝石激光器的位相噪声和振幅噪声都近似为散粒噪声基准，整个系统中量子噪声接近于零。因此图中的绿色曲线（探测到的输出探测场的振幅噪声谱）接近散粒噪声基准。但是当减小耦合光的扫描频率范围后，在 EIT 透明窗口内探针场有大约 0.6dB 的噪声强度，文献[53]这篇文章中指出该噪声是原子自身的噪声。

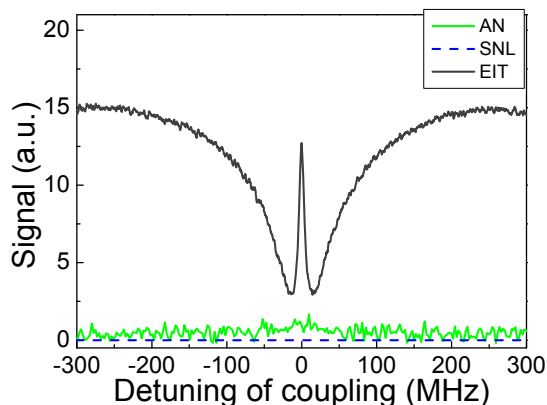


图 2.9 耦合场的位相噪声向探针场的振幅噪声的转化

至此，我们可以得出这样的结论，EIT 这种相干原子介质可以使得两束光场通过原子这种媒介实现它们彼此之间信息的交换，这为用光做载体实现量子信息过程提供了有效的事实依据。

第三章 实验实现频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振与空间分离

3.1 引言

量子噪声的转化不仅能够借助相干原子介质实现，而且借助光学共振腔也可以实现两束光场之间的噪声转化^[54]。光学谐振腔可以增强光场与相干原子介质的相互作用，提高量子态转换效率。为此需完成频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振，并在此基础上，初步搭建利用原子相干效应实现光量子交换的实验装置。

早在 1998 年 Lukin 等已经基于腔量子电动力学（腔 QED）理论对腔内原子相干效应之一 EIT 给出了理论分析^[55]。2007 和 2008 年，Yifu Zhu 和 Min Xiao 小组分别在冷原子和热原子系统中实现了基于腔内 EIT 的简正模式分裂^[21,56]，并理论分析了 EIT 内腔色散特性对简正模式分裂的作用^[57]。2004 年，A. Dantan 等从理论上提出在腔内 EIT 介质中准理想压缩可以在压缩真空场和原子自旋态之间转换，从而可以实现记忆型量子操控^[20,52]。2012 年该小组在理论上提出了在腔中同时共振的两束光与原子相互作用后可以实现量子态的完全交换。对于频率相同的两光场间的量子交换，实验上可通过线性光学元件和分束器得以实现^[58]。然而频率不同的两光场间的量子交换，在实验上却具有很大的困难^[59]，如分别作用于铯原子 D1 跃迁能级上的两束光，其 $6^2S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2P_{1/2}, F'=4$ 和 $6^2S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6^2P_{1/2}, F'=4$ 线频率相差 9.2GHz^[60]，尽管利用两束频率独立锁定的激光分别作用于二跃迁能级形成相干布居俘获（CPT）效应基础上，可以实现频率不同的两束光场间量子态的交换。而为了提高量子态转换效率，通过光学谐振腔^[61]增强光场与 CPT 介质的相互作用是有利途径之一。为此我们在实验上实现了频差 9.2GHz（对应于铯原子 D1 线的基态之间的频率差）的两束光在三镜环形腔内的双共振。当三镜环形腔的腔长精确调节为 391.3mm 时，频差 9.2GHz 的两束光在三镜环形腔内达到双共振。此时，与腔内与 CPT 介质相互作用的两束光场经过该三镜环形腔后，在空间上完全重合。我们进一步通过不等臂 M-Z 干涉仪实现了两束光的空间分离。当不等臂 M-Z 干涉仪时，这两束光经过不等臂 M-Z 干涉仪的 $\pi/2$ 仪的两臂光程差为 81.5mm 且位相差为第二个 BS 后分别被反射和透射出来，从而实现了频差 9.2GHz 的两束光的空间分离。

3.2 腔内原子相干效应分析

把原子置于光学腔内就构成了复杂的原子-腔系统，这样的耦合系统比单个原子或单个腔呈现的性质更复杂也更丰富。多能级原子介质置于光学环形腔内，其腔的透射谱比空腔的透射谱要复杂的多，由于它在分析如光学双稳态、激光器运转以及量子起伏这些基本效应中很重要，因此对原子-腔耦合系统的特性的阐述非常重要。

二能级原子与一个单腔模的强耦合，这种基本的腔 QED 系统已经被广泛的应用到原子束、冷原子团、超冷原子和热原子的实验研究中。当腔内有原子存在时，腔的透射峰被分裂，并且腔的响应时间振荡的，这些现象可被看作是真空拉比分裂，也可以认为是腔内原子的色散和吸收引起的。

当二能级原子被三能级原子替代后，腔透射谱中将增加一个线宽很窄的主峰-暗态极子。近年来腔内 EIT 现象也被观察到^[38-40]。即便腔内只有一个或者少数原子 EIT 现象仍然会产生出现，这是由腔量子电动力学产生的光与原子间的强耦合引起的。有趣的是，腔内只有少数光子或甚至是电磁真空场的情况下 EIT 现象也会发生，这就是所谓的真空诱导透明。如文献[40]中腔场作为控制场来控制通过 λ 型原子介质的探针场的传播。常见的 EIT 在三能级或四能级系统中探针光被看做“暗态”。EIT 的引入不仅增强了我们对腔 QED 系统的基本理解，而且在量子计算、量子信息过程等领域得到了新的应用。

Normal-mode splitting 和 vacuum Rabi splitting 这类现象中，原子-腔系统存在一个双峰透射谱。这些透射特性可以用腔量子电动力学理论来解释^[62]，也可以用腔的吸收、色散特性来解释。

当两束光在光学环形腔内沿轴线方向传播时，光多次循环后干涉叠加形成多光束干涉。由多光束干涉理论可推导出腔透射谱表达式，由第一章第二节可以得到空腔的透射率表达式

$$S(\omega) = \frac{I_{circ}}{I_{inc}} = \frac{T^2}{1 + R^2 \kappa^2 - 2R\kappa \cos[\Phi(\omega)]} \quad \kappa = \exp(-\alpha_0 L) \quad \Phi(\omega) = \omega L/c \quad (3.1)$$

当腔内有原子介质时，介质的响应由原子介质的极化率的实部 χ' 和虚部 χ'' 来确定，参看第一章(1.14)、(1.15)。实部表征介质的色散特性，虚部表征介质的吸收特性。含有相干原子介质的吸收特性以及色散特性的表达式变为

$$\kappa = \exp(-\alpha_0 L) = \exp\left(-\frac{\omega_p}{c} \chi'' L\right)$$

$$\begin{aligned}\Phi(\omega) &= \omega/c(L-l+nl) \\ &= \omega L/c + \omega l \chi'/2c\end{aligned}\quad (3.2)$$

此时腔的透射率变为

$$S(\omega) = \frac{T^2}{1 + R^2 \kappa^2 - 2R\kappa \cos\left[\left(\Delta + (\omega l/2L)\chi'\right)L/c\right]}\quad (3.3)$$

其中 T (R) 为腔的透射率 (反射率), κ 和 χ' 分别表示原子的吸收和色散, L 为腔长, l 为原子长度, Δ 为光的频率失谐, c 为真空中的光速。

1990 年, Yifu Zhu 等人采用线性色散理论的方法解释了真空拉比分裂现象, 并指出: 采用这种计算腔的透射函数的方法与腔 QED 的描述是截然不同的。腔 QED 的量子理论方法表明真空拉比分裂是一种内在的量子现象, 而腔的线性色散理论恰恰与之相反, 指出真空拉比分裂是一种内在的量子现象。

二能级原子的密度矩阵方程写为

$$\begin{aligned}\dot{\tilde{\rho}}_{aa} &= -\Gamma \tilde{\rho}_{aa} + \frac{i}{2} \Omega \tilde{\rho}_{ba} - \frac{i}{2} \Omega^* \tilde{\rho}_{ab} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{bb} &= \Gamma \tilde{\rho}_{bb} + \frac{i}{2} \Omega^* \tilde{\rho}_{ab} - \frac{i}{2} \Omega \tilde{\rho}_{ba} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{ab} &= (i\Delta - \gamma) \tilde{\rho}_{ab} + \frac{i}{2} \Omega (\tilde{\rho}_{bb} - \tilde{\rho}_{aa})\end{aligned}\quad (3.4)$$

相应的极化率表达式

$$\chi = \frac{2N |\mu_{ab}|^2 \tilde{\rho}_{ab}}{\epsilon_0 \hbar \Omega}\quad (3.5)$$

图 3.1 为含有二能级原子介质的光学谐振腔的透射谱。(a) 图为二能级原子系统的吸收和色散曲线, (b) 图为空腔的透射谱线, (c) 图和 (d) 图为含有二能级原子介质的透射谱, (c) 图 α_0 取值较小, (d) 图 α_0 取值较大。(a) 图是 (3.5) 式子的理论曲线图, (b) 图是 (3.1) 式得到的理论图像, 吸收系数 α_0 为零。(c) 图和 (d) 图是 (3.3) 式得到的理论图像, 其中的极化率 χ 见式子 (3.5)。

特别注意的是, 当空腔中置入原子介质后, 由于线性吸收和分散的影响空腔的共振峰可以被分割, 而这种模式分裂与完全由全量子电动力学理论解释的真空场拉比分裂是相同的。这当然意味着, 仅仅观察到这种模式分裂不能说明其是一种内在的量子现象。

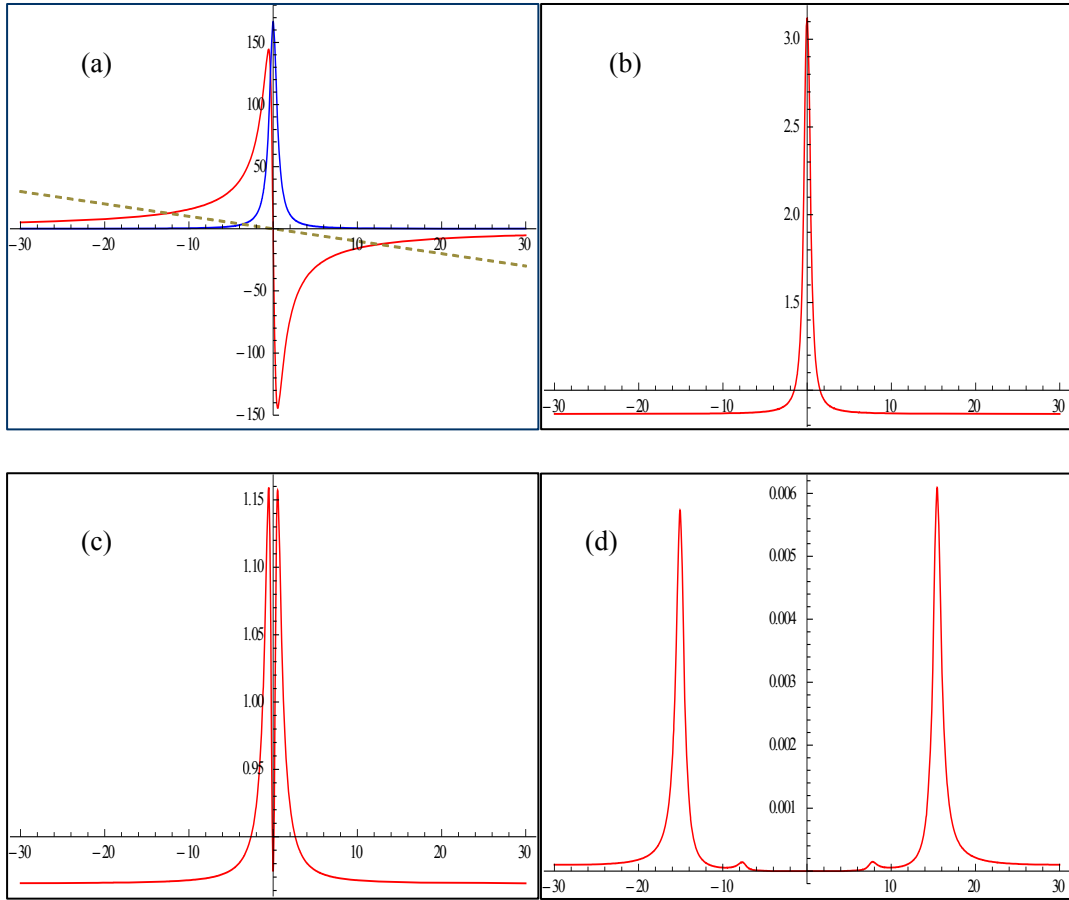


图 3.1 含有二能级原子介质的光学谐振腔的透射谱。其中 (a) 图为三能级 EIT 系统的吸收和色散曲线, (b) 图为空腔的透射谱线, (c) 图 α_0 取值较小, (d) 图 α_0 取值较大

以上是用二能级原子与腔的耦合模型解释的腔的透射谱。同样也能使用该方法解释三能级原子与腔的耦合, 如腔内 EIT。

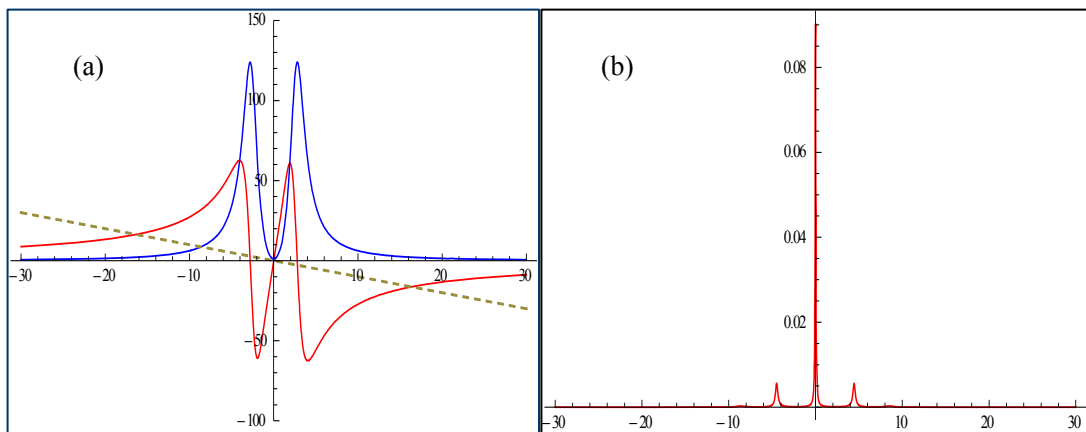


图 3.2 (a) 图为三能级 EIT 系统的吸收和色散曲线, (b) 图为含有 EIT 介质的光学谐振腔的透射谱

图 3.2 为含有 EIT 介质的光学谐振腔的透射谱。(a) 图为三能级 EIT 系统的吸收

和色散曲线, (b)为含有 EIT 介质的光学谐振腔的透射谱。(a)图是由第一章(1.15)式子给出, (b)图是(3.3)式得到的理论图像, 其中(3.3)式原子的极化率 χ 见式子(1.15)。并且腔的谐振频率与有效腔长有关^[55]。总之, 原子-腔耦合系统的稳态和瞬态传输特性可以使用光学腔的完全经典理论-稳态多光束干涉理论分析来理解。特别是, 由于原子线性吸收和色散的影响, 发现该空腔共振透射峰变为三峰结构, 且中间透射峰线宽很窄。

同样, 我们考虑将四能级双 λ 型的原子置入光学环形腔。理论曲线如图 3.3 所示, (a)图为四能级 EIT 系统的吸收和色散曲线, (b)为含有双 λ 型原子介质的光学谐振腔的透射谱。腔的透射谱同样含有三峰结构, 中间的尖峰为内腔暗态场, 与三能级原子结构的腔透射谱相比较, 四能级结构的暗态场被放大。

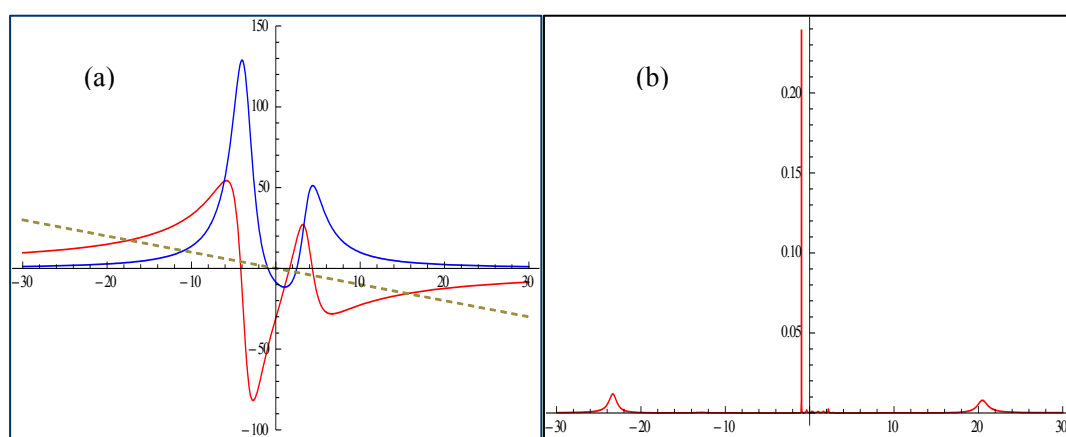


图 3.3 含有四能级原子介质的光学谐振腔的透射谱

综上所述, 腔内色散和吸收(增益)特性可以用于研究腔内原子相干效应, 并定性地解释了含有相干原子介质的腔透射谱。腔内原子相干效应可以用于量子计算和量子信息处理, 如量子中继器的量子网络, 并且还丰富的我们对含有多能级原子的光学腔的腔量子电动力学的影响有了基本的认识。

3.3 频差 9.2GHz 两束光在同一腔中的双共振

一束均匀平面波在环形腔中沿轴线方向传播时, 当波在腔内传播一个周期, 入射波与反射波将会发生干涉, 多次循环反射就会发生多光束干涉。为了能够在腔内形成稳定振荡, 要求波能因干涉而得到加强。用 $\Delta\Phi$ 表示光在腔内往返一周后的相位延迟, 发生相长干涉的条件为

$$\Delta\Phi = 2\pi L\nu/c = 2\pi q \quad (3.6)$$

ν 为光的频率, q 为正整数, 表征腔内激光的纵模分布。腔的谐振频率为 $\nu = qc/L$ 。当

频率分别为 ν 和 ν' 的两束光进入同一光学谐振腔时

$$\nu = qc/L_q \quad (3.7)$$

$$\nu' = q'c/L'_q$$

由 $L_q = L'$, $\Delta\nu = \nu - \nu' = 9.2\text{GHz}$ 可得 $(q - q')c/L = 9.2\text{GHz}$, 结合腔的稳区条件及实验中铯原子泡的长度 (约为 100mm), 取 $q - q' = 12$, 则两束光在谐振腔中双共振时腔长需满足

$$L = (q - q')c/9.2\text{GHz} = 391.3\text{mm} \quad (3.8)$$

具有一定频差的两束光通过选择特定的腔长可以实现这两束光在谐振腔中的双共振, 进而基于原子的相干性进行量子态交换。然而, 这两束光经过谐振腔后在空间上完全重合, 因此需要对这两束光进行空间上的分离。不等臂 M-Z 干涉仪能够实现频率不同的两束光的空间分离。

3.4 不等臂 M-Z 干涉仪的分光原理

一般而言, 纵向激光模式 (电流) 分配噪声的测量可以通过光栅单色仪将其它的边带模式与主模式分辨出来。这种方法由于有较高的插入损耗而不能精确给出大量的纵向激光模式的 (电流) 分配噪声。利用一个非对称的 M-Z 干涉仪可以精确测量纵向激光模式的 (电流) 分配噪声。Shuichiro Inoue^[63] 等人在实验中用可见度高达 95% 的低损耗非对称 M-Z 干涉仪成功地测量出纵向激光模式的 (电流) 分配噪声。随后年, O. Glöckl^[64] 等人利用不等臂的 M-Z 干涉仪对明亮脉冲光束的正交相位进行了测量。

图 3.4 为不等臂干涉仪的原理图, 不等臂的 M-Z 干涉仪中的分束器均为 50% 的透射率。

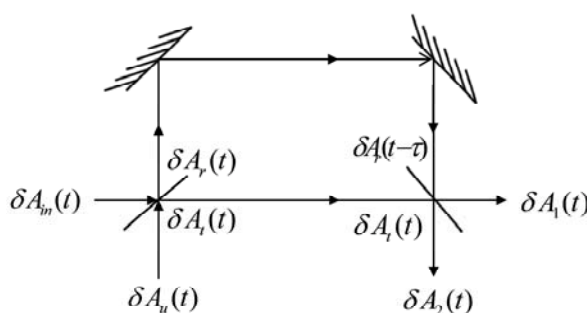


图 3.4 不等臂 M-Z 干涉仪的原理图

在海森堡绘景中, 随时间变化的场可以写为 $\hat{A}(t) = \bar{A} + \delta\hat{A}(t)$ 和 $\hat{A}(t)^\dagger = \bar{A}^* + \delta\hat{A}(t)^\dagger$, 在这里场的稳态相干振幅记为 \bar{A} , 其起伏部分由算符 $\delta\hat{A}(t)$ 描述。分束棱镜输出光束

与输入光束之间满足^[65,66]

$$\begin{pmatrix} \delta A_r(t) \\ \delta A_l(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta A_m(t) \\ \delta A_u(t) \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \delta A_1(t) \\ \delta A_2(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i & 1 \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta A_r(t-\tau)e^{i\Phi} \\ \delta A_l(t) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

其中湮灭算符 $\delta A_m(t)$ 和 $\delta A_u(t)$ [$\delta A_1(t)$ 和 $\delta A_2(t)$] 表示不等臂的 M-Z 干涉仪的输入场（输出场）。两束光在第二个分束器耦合发生干涉时，二者之间存在延时 τ ，因此 $\delta A_r(t) \rightarrow \delta A_r(t-\tau)e^{i\Phi}$ ， Φ 为微观扫描相移^[67]。由式 (3.9) 得输入输出关系

$$\delta A_1(t) = \frac{1}{2} \left[-\delta A_m(t-\tau)e^{i\Phi} + i\delta A_u(t-\tau)e^{i\Phi} + \delta A_m(t) + i\delta A_u(t) \right] \quad (3.10)$$

$$\delta A_2(t) = \frac{1}{2} \left[i\delta A_m(t-\tau)e^{i\Phi} + \delta A_u(t-\tau)e^{i\Phi} + i\delta A_m(t) - \delta A_u(t) \right] \quad (3.11)$$

利用关系式 $\delta \hat{A}(t) \rightarrow \delta \hat{A}(\omega)$ ，得到了在傅里叶空间中不等臂 M-Z 干涉仪的输出场的湮灭算符

$$\delta A_{1,\phi}(\omega) = \frac{1}{2} \left[i\delta A_m(\omega)(1 - e^{i\Phi}e^{i\omega\tau}) + i\delta A_u(\omega)(1 + e^{i\Phi}e^{i\omega\tau}) \right] \quad (3.12)$$

$$\delta A_{2,\phi}(\omega) = \frac{1}{2} \left[i\delta A_m(\omega)(1 + e^{i\Phi}e^{i\omega\tau}) - \delta A_u(\omega)(1 - e^{i\Phi}e^{i\omega\tau}) \right] \quad (3.13)$$

在相对于载频 ω_0 频移 ω 的傅里叶频率处，不等臂 M-Z 干涉仪的输入场（输出场）的湮灭算符记为 $\delta A_m(\omega)$ 和 $\delta A_u(\omega)$ [$\delta A_1(\omega)$ 和 $\delta A_2(\omega)$]。当载频为 ω_0 的光场通过不等臂 M-Z 干涉仪后的微观扫描相移为 $\Phi = 2m\pi + \omega_0\tau = (2n+1)\pi/2$ ，同时频移 ω 满足 $\omega\tau = (2n+1)\pi/2$ 时，不等臂 M-Z 干涉仪的两个输出光场将变为

$$\delta A_{1,\pi/2}(\omega) = \delta A_m(\omega), \quad \delta A_{1,\pi/2}(-\omega) = i\delta A_u(-\omega) \quad (3.14)$$

$$\delta A_{2,\pi/2}(-\omega) = i\delta A_m(-\omega), \quad \delta A_{2,\pi/2}(\omega) = -\delta A_u(\omega) \quad (3.15)$$

此时输入场的正负边带部分（频率分别为 $\omega_0 + \omega$ 、 $\omega_0 - \omega$ ）可以被分离为空间独立的两束光。如果不等臂 M-Z 干涉仪的微观扫描相移 $\Phi = -(2n+1)\pi/2$ ，同时 $\omega\tau = -(2n+1)\pi/2$ ，两输出端的输出场将被调换过来，这种行为已经被实验证实^[68]。

对于上述条件，我们可以得知相对载频频移 ω 的两边带（频率分别为 $\omega_0 + \omega$ 、 $\omega_0 - \omega$ ）被分离的条件为不等臂 M-Z 干涉仪的两臂光程差 ΔR 满足

$$\Delta R = (2n+1)\pi c/2\omega \quad (3.16)$$

3.5 实验装置及实验结果

实验装置示意图如图 3.5 所示。Laser1, 2 为钛宝石激光器，三镜环形腔由两个

透射率为 3% 的平面镜 M1、M2 和一个曲率半径为 300mm 的凹面高反镜 M3 组成，凹面高反镜 M3 装有用于扫腔和锁腔压电陶瓷(PZT)，匹配透镜的焦距分别为 150mm 和 300mm。EOM 为电光调制器，Mixer 为混频器，Low-Pass Filter 为低通滤波器，PID 为比例积分放大器，Triangle Wave 为三角波信号发生器，Sine Wave 为正弦波信号发生器，HV 为高压放大器，OCS 为示波器，D1 为交直流探测器，D2、D3 和 D4 为光电探测器，HWP 为半波片，PBS 为偏振分束棱镜，HR 为高反镜。铯原子汽室外包有三层用来屏蔽外磁场的高磁导率合金 (μ -metal)，屏蔽后剩余磁场约 10mG。图中实线表示电路部分，点线表示光路部分。

Laser1 输出的光锁定到铯原子 D1 线 $6^2S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6^2P_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线上，Laser2 输出的光锁定到 $6^2S_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2P_{1/2}, F'=4$ 的跃迁线上，此时两束光频差 9.2GHz。这两束光先经过 50/50 分束器耦合进光纤，然后用两个透镜与环形腔相匹配（光束的腰斑大小为 $\omega_0 = 505.6\mu\text{m}$ ，环形腔的腰斑大小为 $\omega_0 = 233.6\mu\text{m}$ ）。腔长精确到 0.1mm 量级需要对其进行精确调节。实验中先粗调腔长约为 390mm，再改变两束光的频率差使得两束光在腔内双共振（此时两束光的频率差不为 9.2GHz）。然后通过 M1、M2 微调腔长，在示波器上观察到两束光的透射峰分离，再改变两束光的频差，使两束光重新在腔内双共振。如此反复，让两束光的频率差逐步接近 9.2GHz，直到达到 9.2GHz 且两束光在腔内双共振，则腔长精确为 391.3mm。

为了使两腔模可以同时与光学谐振腔内的相干原子介质相互作用，并对完成相互作用后的两束光分别进行探测，要求将腔定，并在腔后对双共振的两束光再进行分离。将正弦信号发生器 Triangle Wave 产生的调制信号输入电光调制器 EOM 产生调制边带，调制光经过 M1 反射后被自制的交直流探测器探测，探测到的交流信号和正弦信号发生器产生的调制信号经过混频器（带宽 0.5-500MHz）混频后通过低通滤波器滤掉其高频部分，然后将信号输入比例积分微分控制器 PID Controller(SIM960 Analog) 产生误差信号。调节正弦信号发生器的输出频率和调制强度，得到较好的鉴频信号，然后将 PID 的误差信号反馈回光学环形腔的 PZT，从而实现腔的锁定。含有两种频率的光通过不等臂 M-Z 干涉仪（两臂光程差为 $\Delta L = 81.5\text{mm}$ ，锁定相位到 $\Phi = \pi/2$ ）后被分离，用 F-P 腔分别监视输出场的光谱。最后将分离后的两束光场分别作为耦合光场与一束探针场形成 EIT 监视这两束光场的频率差是否为 9.2GHz。

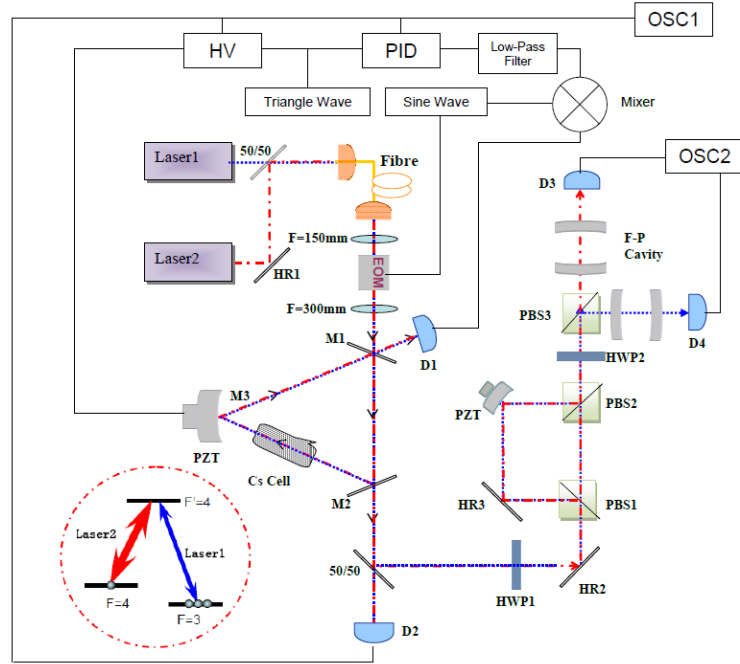


图 3.5 实验装置图

图 3.6 为光学谐振腔的透射谱。当腔长约为 391.3mm 时，出现两个不重合的透射峰，分别为两束光的透射谱，如图 3.6 (a) 所示；当腔长精确为 391.3mm 时，两透射峰重合并且强度相叠加，如图 3.6 (b) 所示，此时频差 9.2GHz 的两束光与三镜环形腔达到了双共振。腔的精细度 $F = 80.54$ ，腔模线宽为 9.44MHz。图 3.7 为采用 PID 锁腔后，运转 300s 时典型的残余频率起伏约为 3.7MHz。锁定后腔的透射率为 70%。

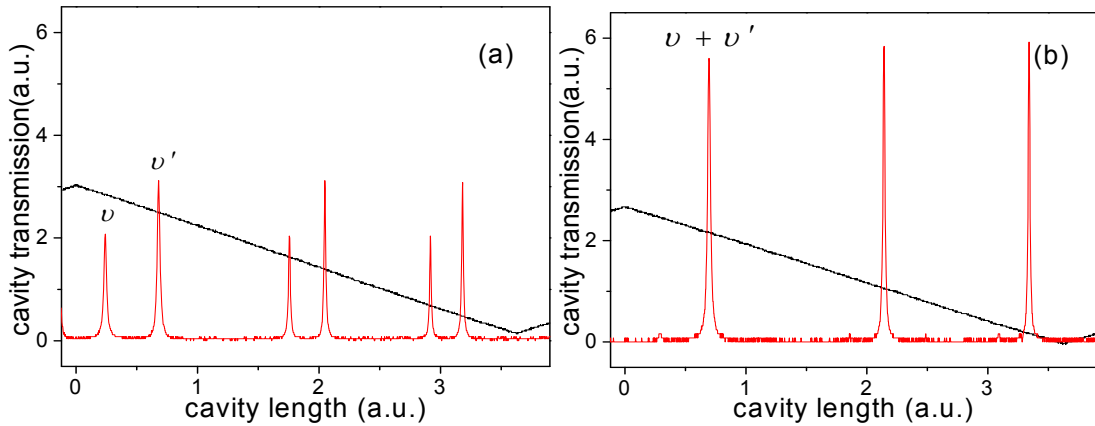


图 3.6 光学谐振腔的透射谱

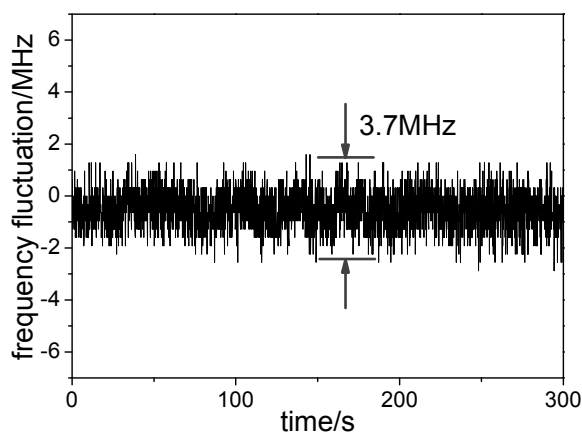


图 3.7 光学环形腔利用 PID 锁定后运转 300s 的典型的残余频率起伏

频差 9.2G 的两束光经过 M-Z 不等臂干涉仪后的干涉度如图 3.8 所示。黑色曲线为的干涉曲线， 红色曲线为的干涉曲线。两束光在同一时刻的位相差始终为 π 。即两者位相相差 π ，当 Laser1 的光干涉相长时，“Laser2 的光干涉相消，即每一臂只有一束频率的光通过。两束光的功率相等，以保证精确调节 M-Z 不等臂干涉仪的两臂距离，即当两束光的干涉度都很好的情况下，两束光同时经过 M-Z 不等臂干涉仪时，干涉曲线为一条直线，如图 3.9，红色曲线为干涉曲线，黑色曲线为扫描电压。

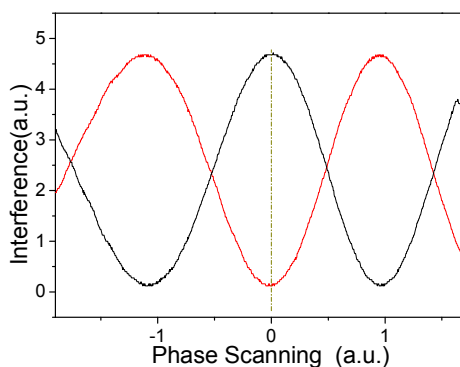


图 3.8 频差 9.2G 的两束光分别经过 M-Z 不等臂干涉仪后的干涉图样

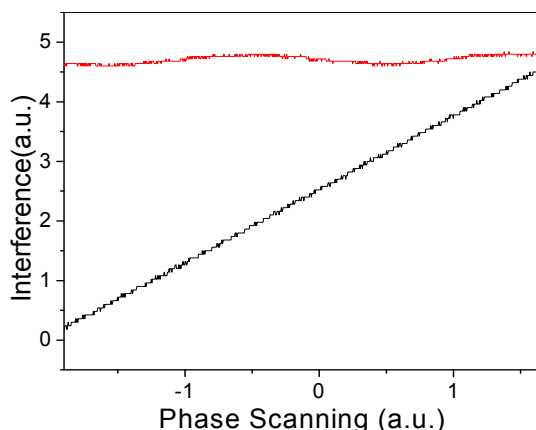
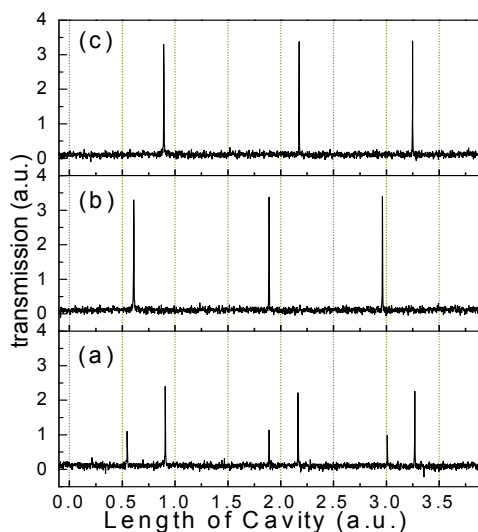


图 3.9 频差 9.2G 的两束光同时经过 M-Z 不等臂干涉仪后的干涉图样

图 3.10 为经过不等臂 M-Z 干涉仪后的两束光通过 F-P 腔的透射谱。图 3.10 (a)、(b) 为 D3 探测器探测到的 F-P 腔的透射谱，图 3.10 (c) 为 D4 探测器探测到的 F-P 腔的透射谱。图 3.10 (a) 中 $\Phi \neq (2n+1)\pi/2$ ，由于没有满足位相关系，D3 探测器这一路两束光都存在，没有达到分光效果。图 3.10 (b) 和 (c) 为 $\Phi = (2n+1)\pi/2$ 时 F-P 腔的透射谱，此时两束光被明显地分离。光学谐振腔透射的腔模有两种频率，分别对应铯原子 D1 线的两个跃迁能级（频差为 9.2GHz）。把两束光作为上述理论中的边带项 ω 和 $-\omega$ ，则 $\omega = 2\pi\Delta\nu/2 = 2\pi \times 4.6\text{GHz}$ ($\Delta\nu = 9.2\text{GHz}$)，取 $\omega\tau = 5\pi/2$ ，则不等臂 M-Z 干涉仪有 81.5mm 的臂长差和 98% 的干涉可见度。当扫描相移为 $\Phi = (2n+1)\pi/2$ 时，示波器观察到频差 9.2GHz 的两束光被明显地分离。两束光被分离的程度除了与相位 Φ 有关，还与不等臂 M-Z 干涉仪的干涉度有关，干涉度越大，分光效果越好。


 图 3.10 经过不等臂 M-Z 干涉仪后的两束光通过 F-P 腔的透射谱。(a) 为 $\Phi \neq (2n+1)\pi/2$ 时

D3 探测器探测到的 F-P 腔的透射谱；(b) 为 $\Phi = (2n+1)\pi/2$ 时 D3 探测器探测到的 F-P 腔的透射谱；(c) 为 $\Phi = (2n+1)\pi/2$ 时 D4 探测器探测到的 F-P 腔的透射谱

图 3.11 为分离后的两束光场分别作为耦合光与一束探针场形成 EIT 光谱，探针光在铯原子 D1 线 $6^2S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6^2P_{1/2}, F'=4$ 的跃迁频率附近扫描。黑色曲线为探针场的饱和吸收光谱。可以看出，其中一束光与探针场形成简并二能级系统中的 EIT (红色曲线)，另一束光场与探针场形成 lambda 型三能级系统中的 EIT (蓝色曲线)，两束光频差 9.2GHz。

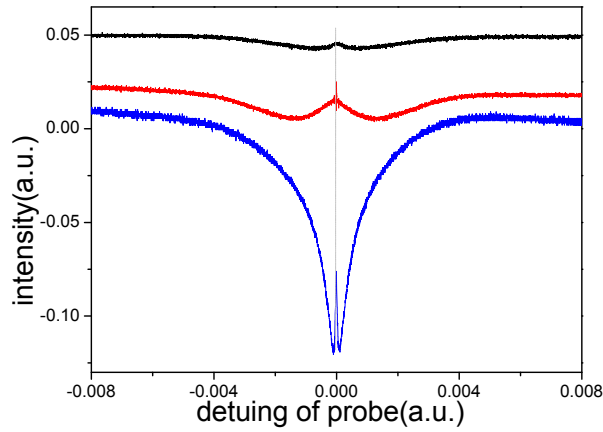


图 3.11 分离后的两束光场分别作为耦合光的 EIT 光谱

第四章 总结以及展望

本论文分析了在 λ 型三能级 EIT 介质中探测光的量子噪声来源并在实验上实现了探针场和耦合场之间的量子噪声的交换，为实现高保真度的量子存储提供了一定依据。研究了光学谐振腔的基本原理及腔的锁定等基础内容，搭建了频差 9.2GHz 的两束光与三镜环形腔的双共振系统，并用不等臂 M-Z 干涉仪将两束光分离，通过 F-P 腔监视透射谱，证明实验得到了较好的分光效果。光学谐振腔作为一种增强光场与相干原子介质的相互作用，提高量子态转换效率的工具，为实现频率不同的两束光场在含有相干原子介质的光学谐振腔内的光量子交换提供了必要的实验基础。

与此同时，要实现内置原子介质的腔和两束光同时共振，需要先弄清在不同参数下原子-腔系统的共振问题，因此，研究一束光与原子-腔系统耦合显得十分基础。含有原子介质的光学环形腔已得到广泛研究，如腔内 EIT、FWM、噪声关联及 Keer 非线性效应等等。当一个多能级原子介质放入一个光学环形腔时，腔的透射谱要比空腔复杂得多。我们研究了腔内相干效应，分析了不同能级的原子系统对原子-腔系统的透射谱的影响。

然而根据 Dantan 等人关于“借助相干原子介质实现光学谐振腔内的光量子交换”的理论计算，光量子交换必须在分析频率介于 CPT 线宽和空腔线宽范围内发生，而且腔的有效线宽主要由腔内原子的密度决定。因此，在下一步的工作中我们将通过改变腔内原子的温度，基于相干原子线性、非线性色散的竞争，研究腔的有效线宽对光量子交换的影响。

参考文献

- [1] M. D. Lukin, S. F. Yelin, and M. Fleischhauer. Entanglement of atomic ensembles by trapping correlated photon states. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84(18): 4232-4235.
- [2] E. B. Anne Nielsen and Joseph Kerckhoff. Efficient all-optical switch using a Λ atom in a cavity QED system. *Phys. Rev. A*, 2011, 84(4): 043821.
- [3] B. Casabone, A. Stute, K. Friebe, B. Brandstätter, K. Schüppert, R. Blatt, and T. E. Northup. Heralded entanglement of two ions in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111(10): 100505.
- [4] Ji-teng Sheng, Hai-bin Wu, Xi-hua Yang, Utsab Khadka, and Min Xiao. Noise correlations in a doubly-resonant atomic optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 2012, 37(10): 1655-1657.
- [5] T. Pellizzari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac. Decoherence, continuous observation, and quantum computing: A cavity QED model. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75: 3788-3791.
- [6] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, et al. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(25): 4710.
- [7] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi. Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(24): 5166.
- [8] D. E. Chang, V. Gritsev, G. Morigi. Crystallization of strongly interacting photons in a nonlinear optical fibre. *Nature Phys.*, 2008, 4(11): 884-889.
- [9] G. Rempe, R. J. Thompson, R. J. Brecha. Optical bistability and photon statistics in cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67(13): 1727.
- [10] R. J. Thompson, G. Rempe, H. J. Kimble. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68(8): 1132-1135.
- [11] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz. Dynamics of single-atom motion observed in a high-finesse cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82(19): 3791.
- [12] F. Marchis, P. Descamps, D. Hestroffer. Discovery of the triple asteroidal system 87 Sylvia. *Nature*, 2005, 436(7052): 822-824.
- [13] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, et al. Controlled phase shifts with a single quantum dot. *Science*, 2008, 320(5877): 769-772.
- [14] S. E. Harris. Lasers without inversion-interference of lifetime-broadened resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62: 1033-1036.

- [15] S. E. Harris, Y. Yamamoto. Photon switching by quantum interference. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(17): 3611-3614.
- [16] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77(2): 633.
- [17] B. B. Blinov, D. L. Moehring, L. M. Duan. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon. *Nature*, 2004, 428(6979): 153-157.
- [18] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. Van Enk and H. J. Kimble. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles, *Nature*, 2005, 438, 828-832.
- [19] M. D. Lukin. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75(2): 457.
- [20] A. Dantan, M. Pinar. Quantum-state transfer between fields and atoms in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 2004, 69(4): 043810.
- [21] Hai-bin Wu, J. Gea-Banacloche, Min Xiao. Observation of intracavity electromagnetically induced transparency and polariton resonances in a Doppler-broadened medium. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100(17): 173602-173900.
- [22] Miao-jun Guo, Jin-ze Wu, Jing-bo Huang, Hong-li Wang, Hai-tao Zhou, Jiang-rui Gao, Jun-xiang Zhang. Experimental Measurements and Accurate Simulation of the Optical Thickness of the Cesium Atom Vapor. *Acta. Opt. Sin.*, 2013, 33(10): 1002001
郭苗军,武晋泽,黄静波,王红丽,周海涛,郜江瑞,张俊香. 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟. *光学学报*, 2013, 33(10): 1002001
- [23] A. Dantan, M. Albert, and M. Drewsen. All-cavity electromagnetically induced transparency and optical switching: Semiclassical theory. *Phys. Rev. A*, 2012, 85(1): 013840.
- [24] Gong-Wei Lin, Xu-Bo Zou, Ming-Yong Ye, Xiu-Min Lin, and Guang-Can Guo. Quantum SWAP gate in an optical cavity with an atomic cloud. *Phys. Rev. A*, 2008, 77(6): 064301.
- [25] U. Fano. Effects of Configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys. Rev.*, 1961, 124, 1866-1878.
- [26] T. Hänsch, P. Toschek. Theory of a three-level gas laser amplifier. *Zeitschrift für Physik*, 1970, 236(3): 213-244.
- [27] E. Arimondo and G. Orriols. Nonabsorbing atomic coherences by coherent

- two-photon transitions in a three-level optical pumping. *Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis.*, 1976, 17, 333-338.
- [28] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel. Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *Opt. Lett.*, 2006, 31(17): 2625-2627.
- [29] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅. 激光原理. 第6版. 北京: 国防工业出版社, 2012, 25-26.
- [30] J. J. Sanchez-Mondragon, N. B. Narozhny, J. H. Eberly. Theory of spontaneous emission line shape in an ideal cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, 51(20): 1925.
- [31] M. G. Raizen, R. J. Thompson, R. J. Brecha. Normal-mode splitting and linewidth averaging for two-state atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63(3): 240-243.
- [32] R. W. P. Drever, J. L. Hall, Kowalski F V. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 1983, 31(2): 97-105.
- [33] E. Zimmermann, Y. Salvadé, R. Dändliker. Stabilized three-wavelength source calibrated by electronic means for high-accuracy absolute distance measurement. *Opt. Lett.*, 1996, 21(7): 531-533.
- [34] E. D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.*, 2001, 69(1): 79-87.
- [35] 蔡德欢, 李媛, 马荣, 等. 简并能级系统中的量子相干效应与暗态. *量子光学学报*, 2013, 18(4): 350.
- [36] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Phys. Today*, 1997, 50: 36-42.
- [37] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 1999, 397(6720): 594-598.
- [38] M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann, et al. Electromagnetically induced transparency with single atoms in a cavity. *Nature*, 2010, 465(7299): 755-758.
- [39] T. Kampschulte, W. Alt, S. Brakhane. Optical control of the refractive index of a single atom. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105(15): 153603.
- [40] H. Tanji-Suzuki, W. Chen, R. Landig, et al. Vacuum-induced transparency. *Science*, 2011, 333(6047): 1266-1269.
- [41] K. J. Boller, A. Imamolu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66(20): 2593.

- [42] J. Sjöberg, Q. Zhang, L. Ljung. Nonlinear black-box modeling in system identification: a unified overview. *Automatica*, 1995, 31(12): 1691-1724.
- [43] M. Martinelli, P. Valente, H. Failache. Noise spectroscopy of nonlinear magneto-optical resonances in Rb vapor. *Phys. Rev. A*, 2004, 69(4): 043809.
- [44] T. C. Zhang, J. P. Poizat, P. Grelu. Quantum noise of free-running and externally-stabilized laser diodes. *Quantum Semiclass. Opt.*, 1995, 7(4): 601.
- [45] R. Walser, P. Zoller. Laser-noise-induced polarization fluctuations as a spectroscopic tool. *Phys. Rev. A*, 1994, 49(6): 5067.
- [46] J. C. Camparo, J. G. Coffey. Conversion of laser phase noise to amplitude noise in a resonant atomic vapor: The role of laser linewidth. *Phys. Rev. A*, 1999, 59(1): 728.
- [47] Yuan Li, De-huan Cai, Rong Ma, Dan Wang, Jiang-rui Gao, Jun-xiang Zhang, Resolution enhancement in noise spectrum by using velocity selective optical pumping in cesium vapor. *Appl. Phys. B*, 2012, 109, 189–194.
- [48] K. Vahala, Ch.Harder, and A. Yariv. Observation of relaxation resonance effects in the field spectrum of semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, 42: 211–213.
- [49] G. C. Bjorklund and M. D. Levenson. Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 1983, 32: 145-152.
- [50] 李媛, 马荣, 蔡德欢, 郜江瑞, 张俊香, 铯原子D2线无多普勒噪声谱的测量, 山西大学学报(自然科学版), 2013, 36(2).
- [51] M. O. Scully, M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997, 236–239.
- [52] Jun-xiang Zhang, Jin Cai, Yun-fei Bai. Optimization of the noise property of delayed light in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 2007, 76(3): 033814.
- [53] Figueroa E, Lobino M, Korystov D. Propagation of squeezed vacuum under electromagnetically induced transparency. *New J. Phys.*, 2009, 11(1): 013044.
- [54] A. S. Villar. The conversion of phase to amplitude fluctuations of a light beam by an optical cavity. *Am. J. Phys.*, 2008, 76, 922–929.
- [55] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, M. O. Scully and V. L. Velichansky. Intracavity electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.*, 1998, 23(4): 295-297.
- [56] G. Hernandez, J. Zhang, and Yi-fu Zhu. Vacuum Rabi splitting and intracavity dark state in a cavity-atom system. *Phys. Rev. A*, 2007, 76(5): 053814.
- [57] Ji-teng Sheng, Hai-bin Wu, M. Mumba, J. Gea-Banacloche, and Min Xiao. Understanding cavity resonances with intracavity dispersion. *Phys. Rev. A*, 2011,

- 83(2): 023829.
- [58] A. Dantan. Optical quantum swapping in a coherent atomic medium. *Europhys. Lett.*, 2012, 97(3): 34010.
- [59] K. Hammerer. Quantum interface between light and atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82(2): 1041-1093.
- [60] Da-Wei Wang, Hai-Tao Zhou, Miao-Jun Guo, Jun-Xiang Zhang, J. Evers, Shi-Yao Zhu. Optical diode made from a moving photonic crystal. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110(9): 093901.
- [61] Zhang Tao, Ji-gui Zhu, Ting-hang Guo, Sheng-hua Ye. Effect of fiber length on distance measurement based on optoelectronic oscillator. *Chinese J. Lasers*, 2013, 40(9): 0908003.
张涛, 郝继贵, 郭庭航, 叶声华. 光纤长度对基于光电振荡器距离测量的影响. *中国激光*, 2013, 40(9): 0908003.
- [62] H. J. Kimble. Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED. *Phys. Scr.*, 1998, 1998(T76): 127.
- [63] Inoue S, Lathi S, Yamamoto Y. Longitudinal-mode-partition noise and amplitude squeezing in semiconductor lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, 14(11): 2761-2766.
- [64] O. Glöckl, U. L. Andersen, S. Lorenz, et al. Sub-shot-noise phase quadrature measurement of intense light beams. *Opt. Lett.*, 2004, 29(16): 1936-1938.
- [65] A.E. Siegmann. *Lasers*. California: University Science Books, 1986, 266-272.
- [66] S. Prasad, M. O. Scully, W. Martienssen. A quantum description of the beam splitter. *Opt. Commun.*, 1987, 62(3): 139-145.
- [67] H. A. Bachar and T. C. Ralph. *A guide to experiments in quantum optics*. WILEY-VCH, Weinheim, 2004, 14-18.
- [68] E. H. Huntington, G. N. Milford, and C. Robilliard. Demonstration of the spatial separation of the entangled quantum sidebands of an optical field. *Phys. Rev. A*, 2005, 71(4): 041802.

攻读硕士学位期间取得的研究成果

已发表和待发表的文章:

- [1] **马荣**, 李媛, 冯景亮, 张俊香, 实验实现频差9.2GHz两束光在同一腔中的双共振与空间分离, 中国激光, 2014,41 (4) :0418001
- [2] Yuan Li, Dehuan Cai, **Rong Ma**, Dan Wang, Jiangrui Gao, Junxiang Zhang, Resolution enhancement in noise spectrum by using velocity selective optical pumping in cesium vapor, Appl. Phys. B, 2012, 109, 189–194.
- [3] 蔡德欢, 李媛, **马荣**, 郜江瑞, 张俊香, 简并能级系统中的量子相干效应与暗态, 量子光学学报, 2012,18 (4) :350-356.
- [4] 李媛, **马荣**, 蔡德欢, 郜江瑞, 张俊香, 铯原子D2线无多普勒噪声谱的测量, 山西大学学报(自然科学版), 2013, 36(2)。
- [5] Yuan Li, **Rong Ma**, Dan Wang, Jiangrui Gao, Junxiang Zhang, Conversion of laser phase noise to amplitude noise in electromagnetically induced transparency. (已投稿)

致 谢

三年的研究生生活已接近尾声。走在漫漫长路的交叉口上，回首望去，曾经努力过，也迷茫过，收获了成长的同时逝去了自己的青春。路遥遥其修远兮，吾将上下而求索。伫足在十字路口，选择了自己要走的路，带着对将来的未知，踏着脚下的足迹，突然发现，迈出的步子更坚定、从容、稳健了，这都是母校山西大学给予我的，让我又经历了一次人生的蜕变。点点滴滴，将永远刻在我的心间。

在此首先向彭堃堃教授和谢常德教授表示诚挚的谢意。三年里，两位老师严谨的治学态度和高尚的人格深深地感染着我，他们高尚的品格、严于律己的作风和无私奉献的精神是我终生学习的榜样。

衷心感谢我的导师张俊香教授，感谢她三年来对我的培养和教导。张老师敏锐的物理直觉和洞察力、开阔的视野、独特的见解、精益求精的工作态度、无私忘我的奉献精神、渊博的学识，使我真正领略到了一个科研工作者的优秀品质。在这儿，我要特别感谢张老师对我学习、工作之外的帮助，她是我的导师，更像一位年长的知心朋友，在方方面面指引我，帮助我，让我深受感动。一日为师终生为母。

同时，衷心感谢郜江瑞教授在学习生活和科研工作上的指导，郜老师严肃中不失幽默，在我的科研道路上指点迷津，让我愉快地收获了丰富的知识。

衷心感谢张天才、张靖、王海、张宽收、王军民、李永明等老师在专业知识上的传授和指导。同时感谢电子车间、激光技术车间、机加工车间还有光电所办公室的各位老师和师傅们在工作中的大力支持和热情帮助。

衷心感谢实验室的周海涛老师、已经毕业的李媛师姐以及蔡德欢师兄对我的关心和帮助，衷心感谢实验小组的姜其畅老师在实验上给我的帮助，感谢郭苗军、王丹、张岩、黄静波、武晋泽、王红丽、刘超、马志军和肖长顺等同学给予我的关心与帮助。

最后要特别感谢我的家人，没有他们默默的付出与艰辛努力，也就没有我今天的学业。

马 荣

2014.3.

个人简历及联系方式

个人基本信息

姓 名：马 荣
性 别：女
出生年月：1987 年 9 月
籍 贯：山西省翼城县
联系电话：15536570297
电子信箱：marong725@gmail.com

学习与受教育经历

2011.9-2014.7 山西大学光电研究所，量子光学与光量子器件国家重点实验室
专业：光学

2006.9-2010.7 太原师范学院
专业：物理学

承 诺 书

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

作者签名：

2014 年 月

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

2014 年 月 日

二〇一四年六月