



山西大學  
Shanxi University

2013 届 博 士 学 位 论 文

# 真空压缩场输入的耦合光学腔诱导透明现象的实验研究

作者姓名	邸 克
指导教师	张 靖 教授
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	2010 年 9 月至 2013 年 6 月

二〇一三年六月



山西大学  
2013 届博士学位论文

# 真空压缩场输入的耦合光学腔诱导透明现象的实验研究

作者姓名	邸 克
指导教师	张 靖 教授
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	2010 年 9 月至 2013 年 6 月

二〇一三年六月

**Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2013**

Experimental Investigation of Coupled-Resonator-Induced  
Transparency with a Squeezed Vacuum

Student Name	Ke Di
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2010.09-2013.06

June, 2013

## 目 录

中文摘要 .....	V
ABSTRACT .....	VII
第一章 绪论 .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 量子光学的量子力学基础 .....	1
1.3 量子光学历史回顾 .....	1
1.4 相干态光场 .....	3
1.5 压缩态光场 .....	4
1.5.1 压缩态的表示方法 .....	4
1.5.2 压缩态的分类 .....	5
1.6 本文的主要工作 .....	7
参考文献 .....	8
第二章 DOPO腔产生压缩光场的实验研究 .....	11
2.1 前言 .....	11
2.2 非线性光学参量过程 .....	12
2.2.1 晶体的准相位匹配 .....	12
2.2.2 周期极化晶体 .....	13
2.3 实验装置 .....	14
2.3.1 激光器 .....	14
2.3.2 模式清洁剂 .....	15
2.3.3 光学参量振荡器 .....	16
2.3.4 DOPO腔锁腔系统 .....	18
2.3.5 平衡零拍探测系统 .....	20
2.4 实验过程和实验结果 .....	22
2.4.1 实验过程 .....	22
2.4.2 实验结果 .....	23
2.5 小结 .....	23
参考文献 .....	24
第三章 真空压缩场输入的耦合光学腔诱导透明现象的实验研究 .....	27
3.1 前言 .....	27
3.1.1 背景简介 .....	27
3.1.2 电磁诱导透明效应 .....	27
3.1.3 光减速基本原理 .....	29
3.1.4 EIT的实验研究 .....	30
3.1.5 类EIT的实验研究 .....	33
3.2 理论研究 .....	36
3.2.1 耦合光学腔的模型简介 .....	36
3.2.2 经典特性的理论研究 .....	36
3.2.3 量子特性的理论研究 .....	40

3.3 实验研究.....	45
3.3.1 实验方案简介.....	45
3.3.2 耦合光学腔系统.....	46
3.3.3 实验过程和实验结果.....	47
3.4 小结.....	50
参考文献.....	52
第四章 DOPA腔产生纠缠态光场的实验研究.....	55
4.1 前言.....	55
4.1.1 纠缠简介.....	55
4.1.2 纠缠源的分类和产生原理.....	56
4.2 连续变量纠缠光场的探测.....	59
4.2.1 平衡零拍探测法进行EPR关联测量.....	60
4.2.2 Bell态直接测量法进行EPR关联测量.....	61
4.3 实验研究.....	63
4.3.1 实验光路.....	63
4.3.2 实验元件.....	64
4.3.3 相位锁定原理及装置.....	65
4.3.3.1 DOPA腔相对相位的锁定.....	65
4.3.3.2 $\pi/2$ 相对相位的锁定.....	68
4.3.3.3 EPR光束和本振光相对相位的锁定.....	69
4.3.4 实验过程和结果.....	72
4.3.4.1 实验过程.....	72
4.3.4.2 实验结果.....	73
4.4 小结与展望.....	76
参考文献.....	77
第五章 总结.....	79
附录1.....	81
附录2.....	83
博士期间发表的论文.....	84
致谢.....	85
个人简况及联系方式.....	86
承诺书.....	87

## Contents

<b>Chinese Abstract</b> .....	V
<b>Abstract</b> .....	VII
<b>Chapter 1 Overview</b> .....	1
1.1 Introduction.....	1
1.2 Quantum mechanics used for Quantum optics .....	1
1.3 Historical review of Quantum optics .....	1
1.4 Coherent Field.....	3
1.5 Squeezed field .....	4
1.5.1 Formulation of squeezed field .....	4
1.5.2 Classification of squeezed field.....	5
1.6 The main works of the thesis .....	7
References.....	8
<b>Chapter 2 Generation of squeezed field using OPO cavity</b> .....	11
2.1 Introduction.....	11
2.2 Nonlinear optical process.....	12
2.2.1 Quasi-Phase matching of crystal .....	12
2.2.2 Periodically poled crystals.....	13
2.3 Experimental setup.....	14
2.3.1 Laser .....	14
2.3.2 Optical mode cleaner .....	15
2.3.3 Optical parametric amplifier.....	16
2.3.4 Technique of Lock-in DOPO cavity .....	18
2.3.5 Balanced homodyne detection system.....	20
2.4 Experimental procedures and results .....	22
2.4.1 Experimental proceduers .....	22
2.4.2 Experimental results .....	23
2.5 Summary .....	23
References.....	23
<b>Chapter 3 Coupled-Resonator-Induced Transparency with a Squeezed Vacuum</b> .....	27
3.1 Introduction.....	27
3.1.1 Background introduction.....	27
3.1.2 Electromagnetically induced transparency effect.....	27
3.1.3 Basic principle of light deceleration.....	29
3.1.4 Experimental research of EIT effect.....	30
3.1.5 Experimental research of EIT-like effect.....	33
3.2 Theoretical study.....	36
3.2.1 Introduction of optical coupling cavity model .....	36
3.2.2 Theoretical study of the classic characteristics .....	36
3.2.3 Theoretical study of the quantum characteristics .....	40
3.3 Experimental research.....	45
3.3.1 Experimental setups.....	45
3.3.2 Coupled optical cavity systems .....	46
3.3.3 Experimental proceduers and results.....	47
3.4 Summary .....	50

References.....	52
<b>Chapter 4 Generation of entangled field using DOPA cavity .....</b>	<b>55</b>
4.1 Introduction.....	55
4.1.1 Introduction of entanglement .....	55
4.1.2 Generating and classification of the entanglement source .....	56
4.2 Detection of continuous variable entanglement.....	59
4.2.1 Balanced homodyne detection.....	60
4.2.2 Direct measurement of Bell states .....	61
4.3 Experimental research.....	63
4.3.1 Experimental scheme.....	63
4.3.2 Experimental setups.....	64
4.3.3 Phase Locking system .....	65
4.3.3.1 Relative phase locking of DOPA cavity.....	65
4.3.3.2 $\pi/2$ Phase locking system .....	68
4.3.3.3 Relative phase locking between EPR beam with local beam .....	69
4.3.4 Experimental procedures and results.....	72
4.3.4.1 Experimental procedures .....	72
4.3.4.2 Experimental results.....	73
4.4 Summary and prospectation.....	76
References.....	77
<b>Chapter 5 Summary .....</b>	<b>79</b>
<b>Appendix 1 .....</b>	<b>81</b>
<b>Appendix 2 .....</b>	<b>83</b>
<b>Papers published during the Ph. D Period .....</b>	<b>84</b>
<b>Acknowledgement .....</b>	<b>85</b>
<b>Curriculum Vitae.....</b>	<b>86</b>
<b>Gaurantee.....</b>	<b>87</b>



## 中文摘要

量子光学是现代物理的一个重要分支,而其相关的实验研究在激光器发明以后的40多年中获得了飞速的发展,其中的压缩态光场更是量子光学研究中的热点,它在量子光学研究的各个方面都得到了应用,如:量子操控、引力波测量、纠缠态光场的产生、量子信息等等。

本文主要介绍了我在博士期间的相关工作,主要包括:利用非线性 PPKTP 晶体构建的简并光学参量振荡腔输出得到了单模压缩光场;搭建耦合诱导透明系统,并使用真空压缩光作为探测光场研究了耦合光学腔系统的类 EIT 效应;利用两个简并光学参量放大腔输出的明亮压缩光场耦合产生 EPR 纠缠光束。

本论文的具体内容可以分为四个部分:

1. 量子力学是量子光学的基础,第一章中首先介绍了量子力学的五大基本假设,然后对量子光学的发展历史进行了简单的回顾,介绍了压缩光的分类,并对实验上产生压缩光的各种方法进行了比较。
2. 在第二章中,首先引入了准相位匹配的定义,介绍了实验上使用的几种周期极化晶体,使用 PPKTP 晶体晶体搭建了简并光学参量振荡腔,并进行了产生压缩光场的实验,然后使用平衡零拍探测系统测量得到了 2dB 左右的真空压缩光场,为我们后续的分类 EIT 实验和纠缠光产生实验奠定了基础。
3. 电磁诱导透明(EIT)是目前的一个研究热点,人们自从该理论提出以后,就在各种实验系统中实现了 EIT 或类 EIT 效应,但他们的研究都是使用相干态光场作为探测光,所以都属于经典范畴。我们的研究思路就是搭建一个全光学的耦合诱导透明系统,并使用真空压缩光场作为输入场,研究其在量子场中的类 EIT 特性,从而达到利用其进行量子操控的目的。为此,在第三章中,我们首先回顾了 EIT 以及类 EIT 的发展历史,并在理论上研究了该系统在相干光场输入时反射场的吸收色散特性和在真空压缩光场输入时反射场的噪声起伏特性。最后介绍了我们的实验工作:利用不同透射率的腔镜搭建了强、弱两个耦合强度的类 EIT 系统,再注入真空压缩光场,并利用平衡零拍探测系统测量其量子特性,发现该系统的色散特性是导致压缩光场噪声变化的主要原因,第一次在实验上观测到了量子场中的耦合腔诱导透明现象。
4. 纠缠光是量子信息、量子计算的重要资源,具有深远的研究意义和广阔的应用

前景，在第四章中，我们首先介绍了纠缠的定义，对连续变量纠缠源的产生方法进行了分类和简介，比较了目前纠缠光束量子关联性的测量方法。然后提出了我们使用 DOPA 腔来产生纠缠光束的实验方案，并对实验元件进行了详细介绍，在实验中使用平衡零拍探测系统测量了正交振幅位相分量的关联，验证了其 EPR 量子纠缠特性。最后进行了简单的总结和展望。

关键词：

压缩态；光学参量放大器；电磁诱导透明；平衡零拍探测系统；连续变量量子纠缠。

## ABSTRACT

Quantum optics, the related experiment research of which has obtained rapid development after the invention of lasers in 1960s, is an important branch of modern physics, and has won great success in various aspects of modern civilization. Moreover, the squeezed state is a hot topic in quantum optics research and has been applied in many ways, such as: quantum manipulation, gravitational wave measurement, the generation of entangled optical field, quantum teleportation and so on.

This paper mainly introduces the related work during the period of study for a doctorate, including: (1) the observations of squeezed light from optical parametric amplification by using non-linear PPKTP crystal; (2) simulating the EIT-like effects by utilizing the coupled optical cavities; (3) generating the entangled state by coupling two bright squeezed light.

The specific content of this thesis can be divided into four parts:

(1) In the first chapter, we firstly give the five basic assumptions of quantum mechanics which is the foundation of quantum optics, and briefly recall the development history of quantum optics, and then we introduce the classification of the squeezed state in detail and compare the different ways to produce the squeezed state in experiment.

(2) In the second chapter, we firstly introduce the definition of quasi phase matched, and select the PPKTP crystal as our experimental crystal by comparing many periodically poled nonlinear crystals used to produce the squeezed state. Then we produce the squeezed state by optical parametric amplification and obtain 2dB squeezing by utilizing the balanced homodyne detection system, which establish a foundation for our subsequent EIT-like experiment and entangled light experiment.

(3) Since the theory of the Electromagnetic induced transparency (EIT) being proposed, many experimental physicists whose research fields are limited within the category of classic have observed EIT-like effect in different systems. Our destination is to realize EIT-like effect in the category of quantum by building a kind of all-optical EIT system, and to achieve quantum manipulation in the future. In the third chapter, we firstly review the development history of EIT, EIT-like effect and theoretically studies the classical and quantum properties under different coupling strength of the system. Finally we introduces

our experimental work : we use different transmissivity of cavity mirror to build the weak and strong coupling strength of the EIT-like system respectively, then we inject the squeezed state into the system and observed the EIT-like effect in the category of quantum for the first time.

(4) Entanglement state is the basic resource of quantum information and quantum computation. In the fourth chapter, we firstly introduce the definition of entanglement and the classification of different ways to generate the entanglement state for continuous variables. We propose our experimental scheme and introduce the experimental setup in detail, and then use the balanced homodyne detection system to confirm that we obtain the EPR states with amplitude-quadrature and phase-quadrature correlation.

Finally we give the brief summary and outlook.

Keywords;

Squeezed state ; Optical parametric amplifier ; Electromagnetically induced transparency ; Balanced homodyne detection system ; Continuous variables quantum entanglement.

# 第一章 绪论

## 1.1 引言

量子力学作为现代物理的两大基石之一，颠覆了传统物理的统治地位，激发了科学界的许多重大发现，更促进了现代文明从电脑、激光器到航天、核能等各方面的蓬勃发展。以量子力学为基础催生出了不少新学科，而量子光学无疑是最璀璨，最引人注目的明珠之一<sup>[1,1,1,2]</sup>。由于光场的本质就是量子场，所以量子光学是研究量子力学最有效、最基本的手段之一。

## 1.2 量子光学的量子力学基础

由于量子光学是一门遵循基本量子力学特性的学科，所以在此简单介绍下量子力学的基本原理。量子力学的基础就是著名的五个基本假设，量子力学的所有内容都可以由此推导而得出<sup>[1,3]</sup>。这五个基本假设归纳如下：

(1) 系统的量子态可以用希尔伯特空间的波函数表示，从这个波函数可以得出体系的所有性质，而且若 $|\Psi_1\rangle$ 和 $|\Psi_2\rangle$ 都是量子系统可能的态，那么它们的线性叠加态 $|\Psi_3\rangle$  ( $|\Psi_3\rangle=c_1|\Psi_1\rangle+c_2|\Psi_2\rangle$  其中 $c_1$ 和 $c_2$ 为两个复常数)也是系统的一个可能态。

(2) 在量子力学系统中，每一个力学量都可以用一个线性厄米算符来描述。

(3) 在同一个量子态中的两个物理量A、B,如果它们之间不对易( $[A,B]\neq 0$ )，则 $\Delta A$ 与 $\Delta B$ 不能同时为0，也就是说不可能同时精确测定A和B的值。例如，位置 $x$ 和动量 $p$ 之间满足 $[x,p]=i\hbar$ ，则 $\Delta x\Delta p\geq \hbar/2$ 。

(4) 孤立量子系统的态随时演化函数满足薛定谔方程：

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(t)=\hat{H}\psi(t) \quad (1.1)$$

(5) 粒子全同性原理，即全同的多粒子体系的波函数对于任意一对粒子交换而言具有对称性：玻色子系的波函数是对称的，而费米子系的波函数是反对称的。

## 1.3 量子光学的历史回顾

光学是一门古老的学科，在两千多年前就可以看到关于光学的记录。我国古代的《墨经》中，就记录了有关光的直线传播等现象。然而，关于光本性的讨论却持续了漫长的时间。它主要经历了三个阶段：微粒说、波动说和量子论。

初期，以牛顿为代表的微粒说占主导地位。在该理论中，光是由非常细小的微粒组成。微粒说可以解释光的直线传播、折射和反射现象。但是，随着光学科学的发展，实验上观察到的光衍射现象给微粒说提出了新的挑战：它不能解释光为什么

能够绕过障碍物的边缘继续传播。

在此背景之下，数学家格里马第首次提出了光的波动说，并由物理学家惠更斯发展了这一学说，他认为光是一种纵波并在弹性介质“以太”中传播，而且首次引入了“波前”的概念，并且成功地用此理论解释了光的反射、折射现象。1801年，物理学家托马斯·杨最先进行了光的双缝干涉实验，并通过对实验数据的处理，计算出了光的波长（1/36000 到 1/60000 英寸之间）。随后，法国的菲涅耳用此波动观点成功地解释了光的衍射问题，并首次指出光其实是一种横波。

在十九世纪六十年代，英国的麦克斯韦在其相继发表的三篇关于电磁理论的论文里，预言了光的本质其实是电磁波。至此，由于光的波动说完美地解释了干涉、偏振和衍射等光学现象，所以这种学说已经普遍为人们所接受。但是，对于经典物理史上的两大难题：介质“以太”和黑体辐射实验，该理论却始终无能为力。

直到 1900 年，物理学家普朗克提出了著名的辐射场量子论：能量在发射和吸收的时候都是不连续的。该理论可以解释黑体辐射时能量按波长分布的物理现象。5 年之后，伟大的爱因斯坦提出了光量子理论，完美地解释了光电效应。1923 年，物理学家康普顿在实验上发现，X 射线被自由电子散射后有一部分波长会变长，这从实验上证实了爱因斯坦的光量子假设。至此，光学进入了一个全新的时期—量子光学时期<sup>[1.4]</sup>。由于相关技术的滞后性，所以早期的量子光学研究并没有得到迅猛的发展，直到 1960 年，在前人的基础之上，梅曼发明了世界上第一台红宝石激光器<sup>[1.5]</sup>。由于激光光场的量子统计特性，使其成为量子光学研究的强有力工具，自此，量子光学进入了迅速发展的阶段<sup>[1.6]</sup>。

正是由于激光的出现，促使 Glauber、Klauder 和 Sudarshan 等人提出并完善了“相干态”的定义<sup>[1.7,1.8,1.9]</sup>。由于相干态定义的是无穷多个光子本征态的一种相干迭加，符合量子力学的基本原理，所以很快就被大家接受并推广到实验范畴。Arecchi 于 1965 年在实验上成功证实了一个单频激光器输出的光场就是相干态光场<sup>[1.10]</sup>。1979 年 Hollen Hurst 正式提出压缩态 (squeezed states) 这一概念<sup>[1.11]</sup>。二十世纪八十年代 Walls 又把这一概念进一步完善为光场压缩态 (squeezed states of light)<sup>[1.12]</sup>。1985 年，美国贝尔实验室的 Slushe 研究组首次从实验上产生了压缩态光场，他们采用非简并四波混频过程，获得光场的噪声功率低于真空起伏<sup>[1.13]</sup>。美国 Kimble 小组于 1992 年利用 II 类相位匹配 KTP 晶体作为非线性介质的非简并光学参量放大过程产生了纠缠光<sup>[1.14]</sup>。1998 年，J. Kimble 研究小组通过耦合两束压缩真空态获得了压缩纠缠态，并将它应用于连续变量量子离物传态实验中<sup>[1.15]</sup>。这样经过几十年的发

展，人们不仅已经基本认识了光的本质，而且将量子光学和其它学科结合起来，催生了一门全新的学科—量子信息<sup>[1-16]</sup>。

## 1.4 相干态光场

在量子光学中，可以用湮灭算符  $\hat{a}$  表示量子化的光场，其正交振幅分量  $\hat{X}$  可以表示为：

$$\hat{X} = \hat{a} + \hat{a}^\dagger \quad (1.2)$$

而其正交位相分量则可以表示为：

$$\hat{Y} = -i(\hat{a} - \hat{a}^\dagger) \quad (1.3)$$

由于测不准原理，我们可以得到：

$$\langle \delta^2 \hat{X} \rangle \langle \delta^2 \hat{Y} \rangle \geq 1 \quad (1.4)$$

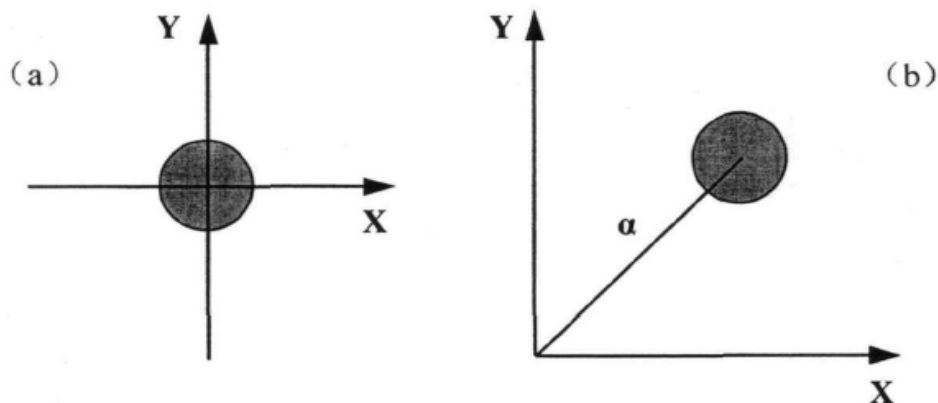


图 1.1 真空态和相干态光场的噪声示意图

可以看出，我们不可能同时测得光场的正交振幅分量和正交位相分量的精确值，这是由光场的本质决定的，也就是说，无论我们的测量仪器和技术多么先进，都不可能同时获得振幅和位相的精确值。当  $\langle \delta^2 \hat{X} \rangle = \langle \delta^2 \hat{Y} \rangle = 1$  时，我们定义这个光场为相干态光场，正如我们之前提到的，理想的单频激光器的输出光场就是一个相干态光场。图 1.1 中，图 *a* 表示真空态光场的噪声起伏，而 *b* 对应着相干态光场的噪声起伏，可以看出，它们的噪声水平保持一致。

相干态具有以下性质：

$$\begin{aligned} \langle \delta^2 \hat{X} \rangle &= \langle \delta^2 \hat{Y} \rangle = 1 \\ P(n) &= \frac{|\alpha|^{2n} e^{-|\alpha|^2}}{n!} \\ \langle \delta^2 \hat{n} \rangle &= |\alpha|^2 \\ \langle \hat{n} \rangle &= |\alpha|^2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

可以看出，相干态光场正交振幅分量和正交位相分量的噪声起伏都等于散粒噪声极限。

## 1.5 压缩态光场

压缩态光场是目前应用最为广泛的非经典光场之一，所以在本章节里进行下简单介绍。

### 1.5.1 压缩态的表示方法

压缩态的表示方法有三种：即压缩位移算符法、湮灭算符法和最小不确定法，下面就一一进行介绍。

#### (1) 压缩位移算符法

位移算符  $D(\alpha)$  定义为：

$$D(\alpha) = \exp[\alpha a^\dagger - \alpha^* a] = \exp\left[-\frac{|\alpha|^2}{2}\right] \exp[\alpha a^\dagger] \exp[-\alpha^* a] \quad (1.6)$$

压缩算符  $S(z)$  定义为：

$$\begin{aligned} S(z) &= \exp[(za^\dagger a^\dagger - z^* a a)/2] \\ &= \exp\left[\frac{1}{2} e^{i\varphi} (\tanh \gamma) a^\dagger a^\dagger\right] \left(\frac{1}{\cosh \gamma}\right)^{\left(\frac{1}{2} + a^\dagger a\right)} \exp\left[-\frac{1}{2} e^{-i\varphi} (\tanh \gamma) a a\right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

将压缩算符和位移算符作用在基态上就可以得到压缩态：

$$|\alpha, z\rangle = D(\alpha) S(z) |0\rangle \quad (1.8)$$

当然，先使用位移算符再使用压缩算符作用在基态上也可以得到压缩态：

$$|\alpha, z\rangle = S(z) D(\alpha) |0\rangle \quad (1.9)$$

#### (2) 湮灭算符法

从位移算符表达式(1.6)可以看出，位移算符具有以下性质：

$$\begin{aligned} D^\dagger(\alpha) &= D^{-1}(\alpha) = D(-\alpha) \\ D^\dagger(\alpha) a D(\alpha) &= a + \alpha \\ D^\dagger(\alpha) a^\dagger D(\alpha) &= a^\dagger + \alpha^* \end{aligned} \quad (1.10)$$

可以知道相干态为湮灭算符的本征态：

$$\begin{aligned} a|\alpha\rangle &= D(\alpha) D(-\alpha) a |\alpha\rangle = D(\alpha) D^\dagger(\alpha) a |\alpha\rangle \\ &= D(\alpha) D^\dagger(\alpha) a D(\alpha) |0\rangle = D(\alpha) \alpha |0\rangle = \alpha |\alpha\rangle \end{aligned} \quad (1.11)$$

又因为位移算符和压缩算符之间存在着以下关系<sup>[1.17]</sup>：

$$\begin{aligned} S^\dagger(\zeta) a S(\zeta) &= a \cosh \gamma - a^\dagger e^{-2i\varphi} \sinh \gamma \\ S^\dagger(\zeta) a^\dagger S(\zeta) &= a^\dagger \cosh \gamma - a e^{2i\varphi} \sinh \gamma \end{aligned} \quad (1.12)$$

可以得到压缩态：



$$\left[ (\cosh \gamma) a - (e^{i\varphi} \sinh \gamma) a^+ \right] |\alpha, z\rangle = \left[ (\cosh \gamma) \alpha - (e^{i\varphi} \sinh \gamma) \alpha^* \right] |\alpha, z\rangle \quad (1.13)$$

### (3) 测不准关系表达式

根据第一节所提到的量子力学中的测不准关系，任何一对共轭量必须满足以下关系式：

$$\delta^2 A \cdot \delta^2 B \geq \frac{1}{4} [A, B]^2 \quad (1.14)$$

描述一个被束缚在腔中的电磁场：

$$E(t) = E_0 (a e^{-i\omega t} + a^+ e^{i\omega t}) \quad (1.15)$$

式中， $E_0 = \left( \frac{\hbar \omega}{2V} \right)^{\frac{1}{2}}$ ， $a$ 、 $a^+$  满足  $[a, a^+] = 1$ ，其中， $\omega$  为电磁场的角频率， $V$  为其的模体积。

定义：

$$\begin{aligned} X &= a + a^+ \\ Y &= -i(a - a^+) \end{aligned} \quad (1.16)$$

则式 1.15 变为：

$$E(t) = E_0 (X \cos \omega t + Y \sin \omega t) \quad (1.17)$$

可见  $X$  和  $Y$  分别表示电磁场中某一谐振子的位置和动量，它们之间的对易关系为：

$$\begin{aligned} [X, Y] &= [a + a^+, -i(a - a^+)] \\ &= -i(a + a^+)(a - a^+) + i(a - a^+)(a + a^+) = 2i \end{aligned} \quad (1.18)$$

根据海森堡不确定原理，可得：

$$\delta^2 X \cdot \delta^2 Y \geq 1 \quad (1.19)$$

根据上式，满足  $\delta^2 X \cdot \delta^2 Y = 1$ ，则我们称此态为最小不确定态。如果某一个态的对应分量的噪声起伏低于这个散粒噪声极限，则我们称该态为压缩态。

### 1.5.2 压缩态的分类

目前，利用光学参量转换过程搭建的光学参量腔是实验上获得压缩态光场的主要手段。该方法获得的压缩态可以分为二类：第一类是单模压缩态；第二类是双模压缩态。

#### (1) 单模压缩态

在简并参量下转换过程中，使用 I 类非线性晶体搭建的简并光学参量腔产生的信号模和闲置模是简并的，所以产生的光场压缩态被称为单模压缩态。

美国贝尔实验室于 1985 年采用四波混频的方法首次获得 0.7dB 的单模正交压

压缩态<sup>[1.13]</sup>。随后，美国的Kimble研究小组采用I类匹配晶体为非线性介质，通过简并光学参量振荡腔的参量放大过程，产生了单模正交压缩态光场<sup>[1.18]</sup>。1987年 Slusher 研究小组通过参量下转换过程产生了压缩度为12%的脉冲压缩态光场<sup>[1.19]</sup>。1995年德国的Schillert研究组用半导体泵浦的全固化激光器作泵浦源，通过光学简并参量放大过程获得了5.5dB的单模正交压缩态光场<sup>[1.20]</sup>。1999年山西大学光电研究所采用全固化泵浦源及整体式OPO腔，产生了7dB的单模正交压缩态光场<sup>[1.21]</sup>。

(2) 双模压缩态

在非简并参量下转换过程中，使用II类非线性晶体搭建的非简并光学参量腔产生的信号模和闲置模是非简并的，所以产生的光场压缩态被称为双模压缩态。而且，双模压缩态的信号模和闲置模的正交振幅位相分量之间存在纠缠特性，所以，NOPA也是产生 EPR 纠缠光束的有效途径。

1992年，Kimble研究组采用II类匹配的KTP晶体作为非线性介质，通过非简并参量放大过程，获得两偏振正交的信号光和闲置光，其压缩度为3.6dB，并利用两套平衡零拍探测系统测量了它们的纠缠特性<sup>[1.14]</sup>。1998年，山西大学光电所使用Nd:YAP 激光器泵浦NOPO腔产生了3.7dB 压缩度的双模正交压缩态光场<sup>[1.22]</sup>。

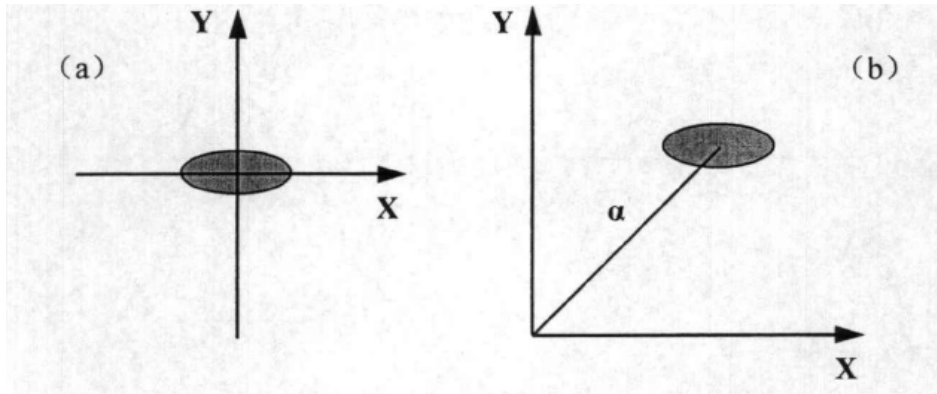


图 1.2 真空压缩光场和明亮压缩光场示意图

而另一种分类方法是根据压缩光场的光场强度进行分类，如果压缩光场的载波场为真空场，则称其为真空压缩光场；如果压缩光场的载波场为具有一定光强的光场，则称其为明亮压缩光场。

它们的相空间示意图如图 1.2 所示，其中图 a 表示真空压缩光场，图 b 则对应着明亮压缩光场。可以看出，这两种压缩光场都是正交位相压缩光场，但真空压缩光场的光强强度为零，而明亮压缩光场则具有一定的光强强度。

自实验上首次获得压缩光以来，世界各地的实验室也陆续掌握了产生压缩光场

的各种方法，不过到目前为止，应用最广泛的实验方案还是利用光学参量过程来获得压缩光场。

## 1.6 本文的主要工作

本文的主要工作就是利用PPKTP晶体搭建的简并光学参量振荡器产生单模压缩态光场，并在此基础上进行了真空压缩场注入的耦合光学腔诱导透明的实验和利用两个DOPA腔产生纠缠光场的实验：

(1) 利用PPKTP 晶体构建了简并相位敏感光学参量振荡器，通过参量放大过程产生单模真空压缩态光场，测量得到了2dB 的真空压缩，为后期的实验打下了基础。

(2) 理论上，构建了耦合光学腔的物理模型，研究了相干光注入时该系统反射光场的吸收色散特性，然后描绘了真空压缩场注入耦合光学腔时反射场的噪声起伏曲线。

(3) 实验上，利用两个凹面腔镜搭建一个共心光学腔，然后使用一个放置在中心处的平面腔镜构成一个耦合光学腔系统。最后，分别注入相干态光场和真空压缩态光场考察不同耦合强度时该系统在经典场和量子场中的类EIT特性。

(4) 在实验上搭建了两个近似相同的简并光学参量放大器，利用其出射的两束明亮单模压缩态光场在等分分束器上耦合产生EPR纠缠光，并使用平衡零拍探测系统对其的量子关联特性进行了测量研究。

(5)使用位相调制解调技术对测量EPR关联特性的两套平衡零拍探测系统中EPR光束和本振光光束之间的相对相位进行了锁定，提高了纠缠测量系统的稳定性。

## 参考文献

- [1.1] Knight P.L, Allen L. *Concepts of Quantum Optics*. Oxford, Pergamon Press, 1983, 54.
- [1.2] Scully M.O, Zubairy M.S. *Quantum Optics*. Cambridge, Cambridge University Press, 1997, 46.
- [1.3] 曾谨言. 量子力学. 北京, 科学出版社, 2011, 60–132.
- [1.4] 曹天元. 量子物理史话. 辽宁, 辽宁教育出版社, 2006, 1–32.
- [1.5] T.H.Maiman. Stimulated optical radiation in Ruby. *Nature*, 1960, 187, 493–494.
- [1.6] 郭光灿. 量子光学. 北京, 高等教育出版社, 1990, 1–5.
- [1.7] R.J.Glauber. Coherent and incoherent states of the radiation field, *Phys. Rev.*, 1963, 131, 2766–2788.
- [1.8] E.Y.C.Lu, New coherent states of the electromagnetic field. *Lett.Nuovo Cimento.*, 1971, 2, 1241.
- [1.9] R.J.Glauber. Photon correlations. *Phys.Rev.Lett.*, 1963, 10,84-86.
- [1.10] F.T.Areehi. Measurement of the statistical distribution of gaussian and laser sources. *Phys.Rev.Lett.*, 1965, 15, 912-916.
- [1.11] J.N.Hollenhorst. Quantum limits on resonant-mass gravitational-radiation Detectors. *Phys. Rev. D*, 1979, 19, 1669.
- [1.12] D.F.Walls. Squeezed states of light. *Nature*, 1983, 306, 141.
- [1.13] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, J. F. Valley. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55, 2409.
- [1.14] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables in nondegenerate parametric amplification. *Appl. Phys. B*, 1992, 55, 265-278.
- [1.15] A. Furusawa, J. L. Serensen, S. L. Braunstein et al. Unconditional quantum Teleportation. *Science*, 1998, 282, 706-706.
- [1.16] M.A.Nielsen, I.L.Chuang. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge, Cambridge University press, 2000, 35–53.
- [1.17] 郭光灿, 王善祥, 范洪义. 光场的非经典效应及其相互关系. *量子电子学*, 1987, 4, 1925.

- [1.18] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, Huifa Wu. Generation of squeezed states by parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57, 2520.
- [1.19] P. Grangier, R. E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta. Squeezed-light-enhanced polarization interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, 2153–2156.
- [1.20] G. Breitenbach, T. Müller, S. F. Pereira, J-Ph. Poizat, S. Schiller, J. Mlynek. Squeezed vacuum from a monolithic optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, 12, 2304.
- [1.21] Jiangrui Gao, Fuyun Cui, Chenyang Xue, Changde Xie, Peng Kunchi. Generation and application of twin beams from an opticalparametric oscillator including an  $\alpha$ -cut KTP crystal. *Opt. Lett.*, 1998, 23, 870.
- [1.22] Kunchi Peng, Qing Pan, Hai Wang, Yun Zhang, Hong Su, Changde Xie. Generation of two-mode quadrature-phase squeezing and intensity-difference squeezing from a cw-NOPO. *Appl. Phys. B*, 1998, 66, 755.



## 第二章 DOPO腔产生压缩光场的实验研究

### 2.1 前言

自从激光和晶体技术成熟以后，光学参量过程已经成为产生压缩光和纠缠光的最有效的方法之一。在实验上，已经有很多小组利用晶体的参量转换过程获得了压缩光场和纠缠光场<sup>[2.1,2.2]</sup>，并利用其完成了量子操控<sup>[2.3,2.4]</sup>，量子离物传态<sup>[2.5,2.6]</sup>，量子密集编码<sup>[2.7,2.8]</sup>和量子计算<sup>[2.9]</sup>等研究。

非线性转换过程中，光在晶体中引起的极化强度  $P$  和入射光场的关系式为：

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (2.1)$$

其中  $\chi^{(n)}$  指的是  $n$  阶极化率， $\chi^{(1)}$  描述一阶极化率，主要指线性光学效应，如电光效应和光弹性效应。 $\chi^{(3)}$  表示三阶非线性光学效应，比如四波混频、拉曼过程以及双光子吸收等。由于三阶以及更高阶的极化率影响比较小，在此处忽略不计。所以非线性光学效应中我们主要考虑  $\chi^{(2)}$  项，也就是二阶非线性光学效应。

二阶非线性光学转换过程可以分为参量下转换和参量上转换两类。在参量上转换过程中，如果两个低频光子的频率相同的话，称为二次谐波过程（倍频）；如果两个低频光子频率不同，则称之为和频过程。而在光学参量下转换过程中，可以按照有无信号光注入将其分为光学参量放大过程和光学参量振荡过程；按照其产生的两个光子的偏振和频率是否相同，又可分为简并或者非简并光学参量过程。所以，参量下转换过程可以分为四类：参量过程有信号光注入且所得的两光子简并，称之为简并光学参量放大器 (Degenerate Optical Parametric Amplifier, DOPA)；如果同样有信号光注入但所得的两光子不简并，则称其为非简并光学参量放大器 (Nondegenerate Optical Parametric Amplifier, NOPA)；若参量过程没有信号光注入且所得的两光子简并，则为简并光学参量振荡器 (Degenerate Optical Parametric Oscillator, DOPO)；无信号光注入但所得的两光子不简并，则为非简并光学参量振荡器 (Nondegenerate Optical Parametric Oscillator, NOPO) <sup>[2.10]</sup>。

名称	所得两光子是否简并	是否有注入信号光	图示
DOPA	Y	Y	
NOPA	N	Y	
DOPO	Y	N	
NOPO	N	N	

图 2.1 光学参量下转换过程的分类

## 2.2 非线性光学参量过程

### 2.2.1 晶体的准相位匹配

光学参量过程中，信号场、抽运场和闲置场之间必须满足动量守恒定律和能量守恒定律，即满足：

$$K_0 = K_1 + K_2 \quad (2.2)$$

$$n_0 \omega_0 = n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 \quad (2.3)$$

式中  $K_0$ 、 $K_1$ 、 $K_2$  分别表示抽运场、信号场还有闲置场的波矢。这就是在光学参量过程中必须满足的相位匹配条件。

为此，人们通过利用晶体中 o 光和 e 光的光学性质不同（即晶体的双折射性）来满足上述条件。但是由于晶体材料特性的限制，大部分晶体都只能在某些特定波段满足相位匹配条件。所以一般晶体在非线性转换过程中的效率都不高，极大的限制了光学参量转换技术的发展。

直到 1962 年 Armstrong 等人提出了准相位匹配技术，才解决了这一技术难题 [2.11,2.12]。相位匹配条件的本质是：在晶体中传播的频率不同的两个光波之间的相位差在任一点都保持一致，这样整个晶体就能表现出很强的非线性转化效率。准相位



匹配技术的中心思想就是不去改变晶体中不同部位两光波相位差的不一致性，而是通过改变晶体本身使得其光学系数发生周期性变化，从而弥补色散引起的相位差，达到光波间的一种准相位匹配。使用这种技术之后，晶体的非线性过程就不受晶体走离效应的限制，可以最大限度的利用晶体的非线性转换效率。

### 2.2.2 周期极化晶体

自从准相位匹配思想提出以后，人们就开始探索各种方法制造准相位匹配器件，从最初的自发堆积法到高温钛扩散法<sup>[2.13,2.14,2.15]</sup>，但以上方法都有不同程度的缺陷。直到通过外加电场实现晶体周期性极化反转方法的提出<sup>[2.16]</sup>，才使得周期极化晶体的生产、研究和应用有了快速的发展。

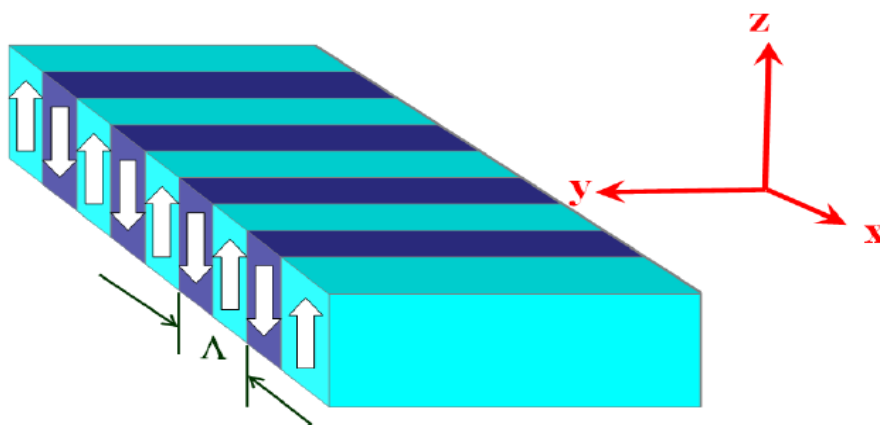


图 2.2 周期极化晶体示意图

周期极化晶体是指通过周期性反转晶体的自发极化方向来满足准相位匹配条件的晶体。图 2.2 就是周期极化晶体的示意图，其中  $\Lambda$  为其极化周期，可以看出，沿着 X 轴的晶体通光方向中相邻两个畴的极化矢量反转，这样就达到了准相位匹配的目的。

目前，常见的周期极化晶体有以下几种：周期极化钽酸锂(PPLT)、周期极化 KTP(PPKTP)、周期极化铌酸锂(PPLiNbO<sub>3</sub>)、周期极化RTA(PPRTA) 和周期极化掺氧化镁铌酸锂(PPMgOLN)。它们的主要参数如图2.3所示，其中，由于 PPLiNbO<sub>3</sub> 晶体具有晶体质量高、有效非线性系数大和晶体尺寸大等优点，所以获得了广泛的应用。但由于它的光损伤阈值低，使用温度高达100℃以上，矫顽场电压高(20Kv/mm)等缺点，所以目前 PPLiNbO<sub>3</sub> 晶体并不适用于大功率的实验场合。而PPKTP晶体虽然非线性系数比较低，但由于它具有矫顽场电压低、工作温度低(室温)和光折变

效应不敏感等优点，所以它更适合于制作大功率激光器器件和搭建光学参量振荡器。而我们在实验中也正是选用PPKTP晶体搭建光学参量振荡/放大器进行压缩光和纠缠光的实验。

	LiNbO <sub>3</sub>	LiTaO <sub>3</sub>	KTP	RTA
Point Group	3m	3m	mm2	mm2
Transparency Range	0.33~5.5 $\mu$ m	0.28~6.0 $\mu$ m	0.35~4.3 $\mu$ m	0.35~5.3 $\mu$ m
NLO Coefficients (pm/V)	$d_{22}=2.10$	$d_{22}=2.2$	$d_{31}=2.54$	$d_{31}=2.24$
	$d_{31}=-4.35$	$d_{31}=-1.4$	$d_{32}=4.35$	$d_{32}=7.73$
	$d_{33}=27.2$	$d_{33}=-26$	$d_{33}=14.6$	$d_{33}=15.6$
			$d_{24}=3.64$	
			$d_{15}=1.91$	
Damage threshold @ 1064nm and 10ns pulses	0.15~0.18GW/cm <sup>2</sup>	15 GW/cm <sup>2</sup>	0.9 GW/cm <sup>2</sup>	>0.4 GW/cm <sup>2</sup>

图 2.3 几种周期极化晶体的主要参数

## 2.3 实验装置

在我们利用 DOPO 腔产生压缩光场的实验中，实验装置主要包含有：激光器、模式清洁器、光学参量振荡器、相位锁定系统和探测系统等五大部分，下面就进行下简单的介绍。

### 2.3.1 激光器

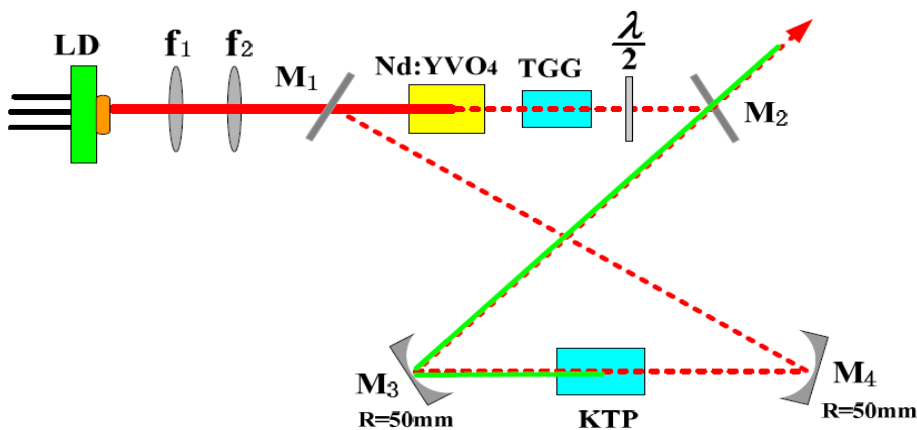


图 2.4 激光器结构图

我们实验中使用的激光器是由山西大学量子光学和光量子器件国家重点实验室自行研发生产的全固化绿光激光器<sup>[2.17]</sup>，可同时输出 532nm 绿光和 1064nm 红外光。

由图 2.4 可以看出,整个激光器是由抽运源、整形聚焦系统和激光谐振腔三部分组成。

激光器抽运源是一个高功率激光二极管,可以输出2.7W左右的808nm的泵浦光。经过由两个薄透镜组成的整形聚焦系统注入进激光谐振腔,激光谐振腔是由两个曲率半径均为50mm的凹面镜和两个平面镜组成的环形腔,腔内放有由非线性晶体、TGG晶体和 $\lambda/2$ 波片组成的单向器。激光器内的非线性晶体一个是产生1064nm基频光的Nd:YVO<sub>4</sub>晶体,另一个是产生532nm倍频光的KTP晶体。如图2.4所示,激光二极管产生的808nm泵浦光经过整形后注入Nd:YVO<sub>4</sub>晶体产生1064nm基频光,基频光穿过单向器注入两凹面腔镜间的KTP晶体后产生532nm倍频光,1064nm光在激光谐振腔内发生共振,而532nm光在腔内单次往返后和基频光一起由平面腔镜M<sub>2</sub>射出。激光器可以同时产生220mw的532nm绿光(在实验中作为倍频光使用)和60mw的1064nm红外光(在实验中作为基频光使用)<sup>[2.18]</sup>。

### 2.3.2 模式清洁器

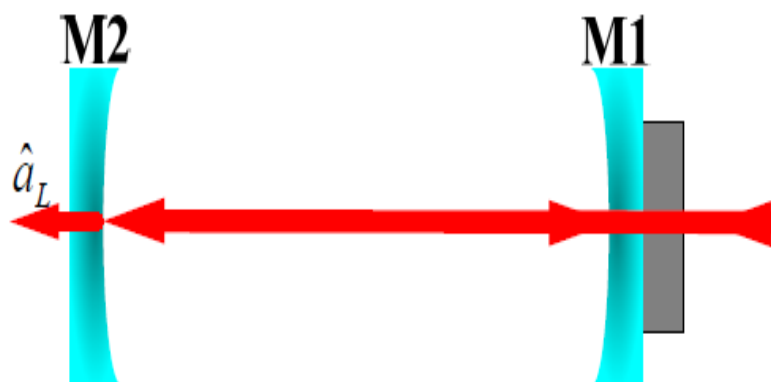


图2.5 模式清洁腔示意图

由于激光器输出的光束不能达到理想中的单模低噪声状态,所以使用模式清洁器改善光束的空间模式,降低其噪声水平。由于共心腔和平面腔的衍射损耗比较大,而且它们较大的模体积容易获得高功率单模振荡,所以虽然它们的模式鉴别能力低于共焦腔和半共焦腔,但一般还是使用它们作为模式清洁器以达到清洁光场模式的目的<sup>[2.19]</sup>。其结构简图如图2.5所示,可以看出,整个模式清洁器是一个由入射腔镜M1、出射腔镜M2和安装在M1之上的压电陶瓷组成的近共心光学腔。M1和M2的曲率半径都为30mm,整个腔长60mm左右,和实验中的OPO腔构造基本相似,这样模式清洁器出射的本振光和OPO出射的待测光模式就基本相同,便于平衡零拍探测时候干涉效率的调节。

### 2.3.3 光学参量振荡器

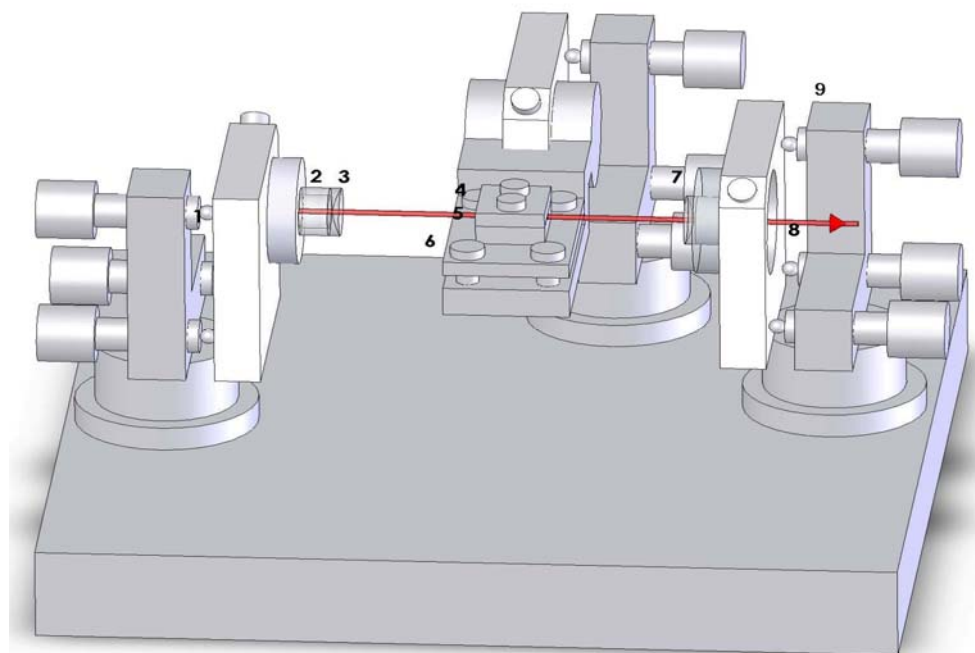


图 2.6 光学参量振荡器示意图

如图 2.6 所示，光学参量振荡器(OPO)由光学共心腔、PPKTP 晶体（5）、晶体温控系统组成，其中的共心腔由入射腔镜（3）、出射腔镜（7）和三维镜架(1,9)组成。

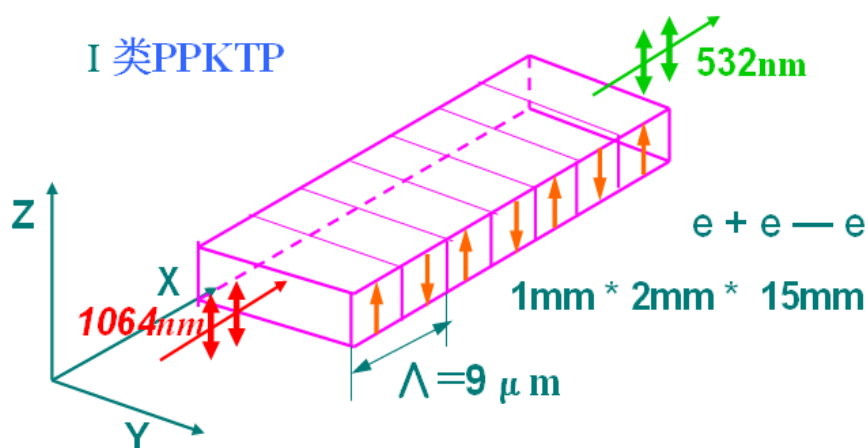


图 2.7 PPKTP 晶体示意图

其中的 PPKTP 晶体为整个光学参量振荡器的核心部件，我们实验中使用的是以色列 Raicol 公司产生的 I 类准相位匹配 PPKTP 晶体，它的结构如图 2.7 所示，整个晶体的尺寸为  $1\text{mm} \times 2\text{mm} \times 15\text{mm}$ ，晶体的每个畴长度为  $9\ \mu\text{m}$ ，其两个端面都镀有

1064nm 和 532nm 的双色增透膜。整个晶体放置在紫铜制作的加热炉中，使用控制精度为  $0.005^{\circ}\text{C}$  的控温系统控温，使其工作在最佳温度点上。

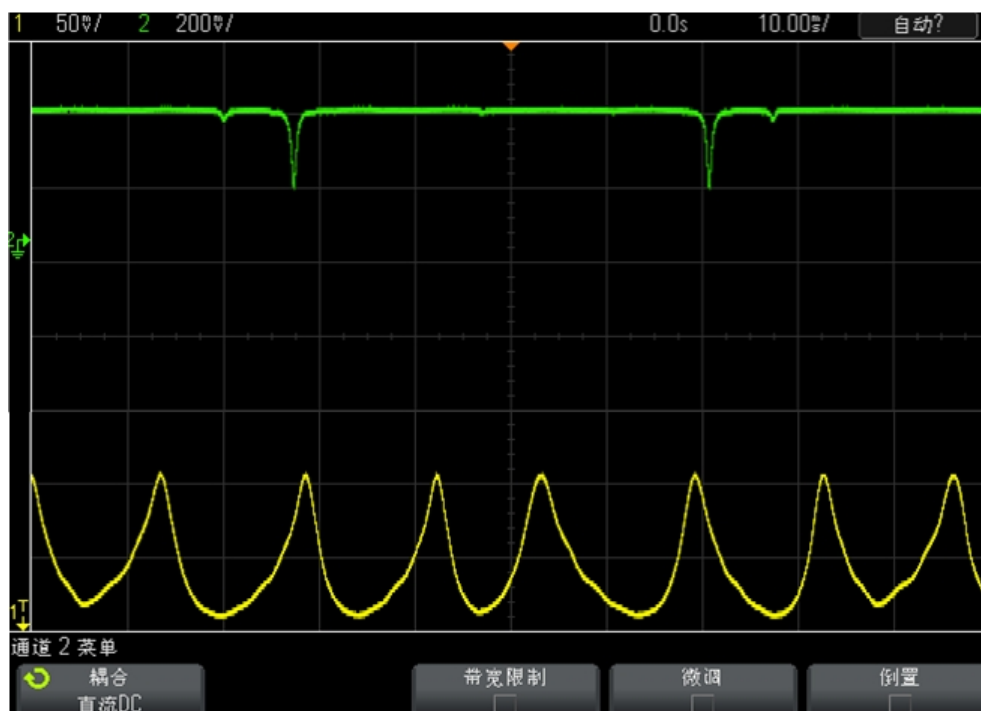


图 2.8 无增益时的腔模图

整个 OPO 腔的调节步骤如下：首先注入 1064nm 信号光，使用透镜组调节其模式，随后通过调节光路上的反射镜组和腔本身的三维调节镜架，使得信号光在 OPO 腔中共振。再注入 532nm 的泵浦光，由于此时 OPO 腔已经调好，所以只能通过对 532nm 光的模式整形和光路调节达到使其在腔内多次往返的目的。它们整体构成了 1064nm 基频光共振、532nm 抽运光多次往返的光学参量振荡器。调整好的 OPO 腔模式图如图 2.8 所示，图中绿色曲线为 1064nm 信号光的透射场光强图，而黄色曲线则对应 532nm 泵浦光的透射场光强图。腔模调好以后，下一步工作就是调节整个 OPO 腔的增益过程，主要手段有：通过温控系统调整晶体的温度；利用晶体托架上的三维调节架调节晶体的位置。我们使用的控温仪为 Thorlabs 公司产生的 TED-200c 型控温仪。它与热敏电阻、帕特件一起组成了晶体的控温系统，可以在实验中快速精确地找到晶体的增益工作点。OPO 腔的增益过程如图 2.9 所示，图 A 为参量缩小（参量上转换）过程，图 B 为参量放大（参量下转换）过程。实验中，通过扫描泵浦光和信号光的相对相位，可以使 1064nm 腔模在参量放大到参量缩小之间来回振荡。从图 2.9 可以看出，在注入的绿光功率为 65mW 时，可以获得大约 5 倍的信号场增益。

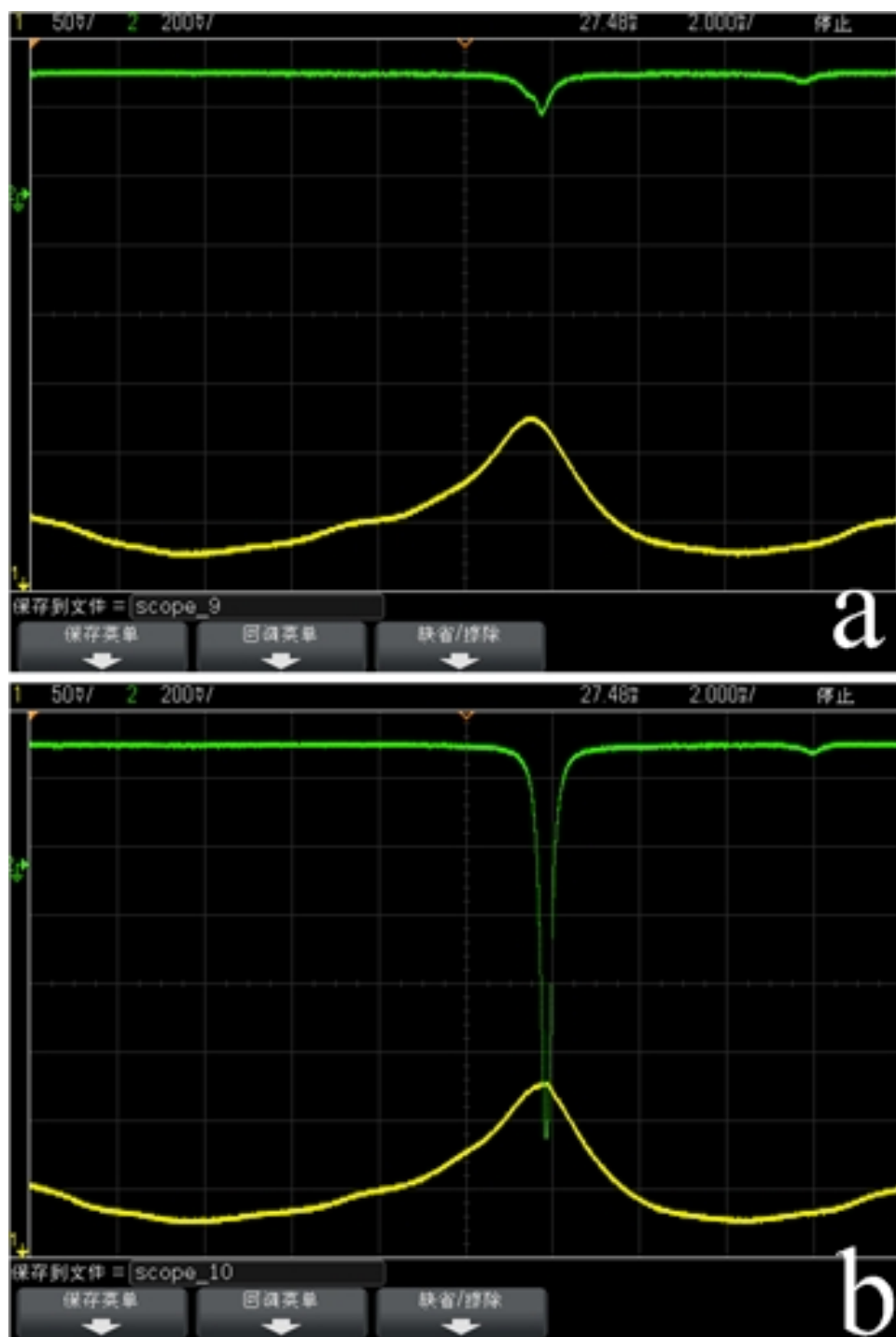


图 2.9 OPO 腔的增益过程

### 2.3.4 DOPO腔锁腔系统

为了使 DOPO 腔的信号光透射保持在最大状态，我们需要使用腔长锁定系统将其腔长锁定在指定长度。具体的锁腔装置图如图 2.10 所示，主要由三部分组成：探测系统-低噪声高增益的光电探测器，可用时输出直流和交流两种光电流成分；误差信

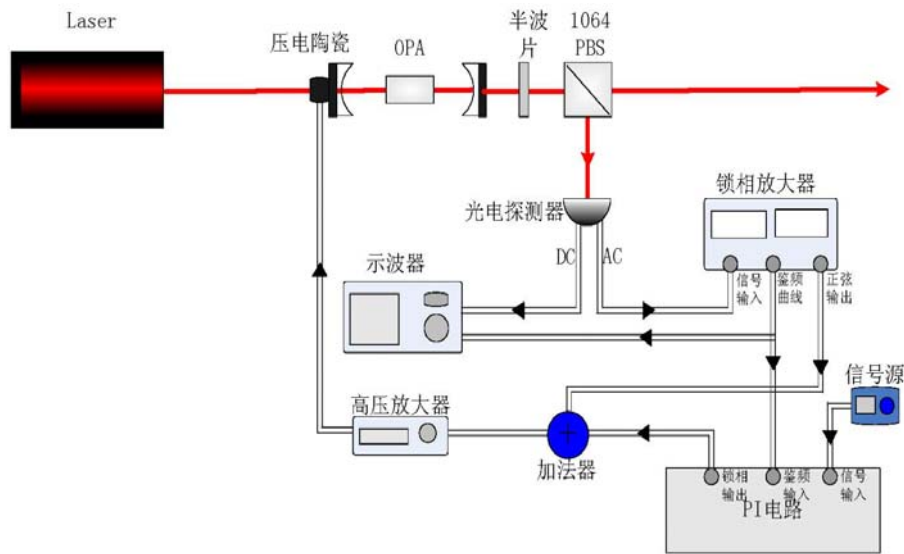


图 2.10 调制边带锁腔系统示意图

号生成系统-由光电探测器输出的交流信号和锁相放大器的正弦信号混频获得微分信号，再由 PI 电路积分后获得误差信号；反馈系统-由高压放大器反馈回压电陶瓷进行腔长锁定<sup>[2,20]</sup>。在此系统中，我们使用同一个压电陶瓷就同时完成了信号扫描和加载调制的任务。

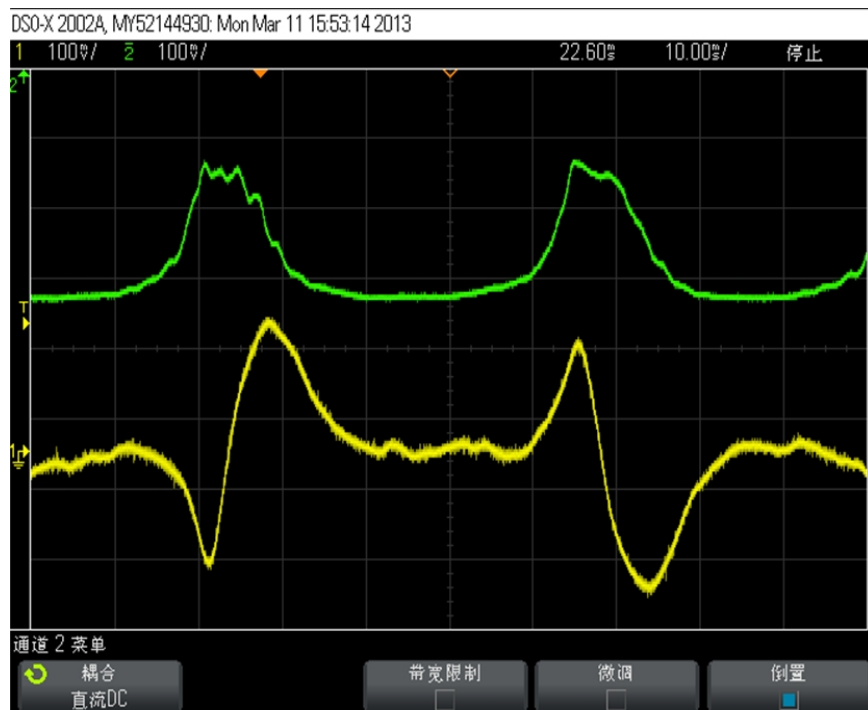


图2.11 信号场和误差信号示意图

如图2.10所示，首先通过压电陶瓷在信号光场上加载锁相放大器输出的调制信号（8.6kHz），DOPA出射光的一小部分光打到光电探测器上，产生的交流光电流送



入锁相放大器，此信号与锁相放大器内部的正弦信号（8.6kHz）相乘再过滤以后输出误差信号。如图2.11所示，其中蓝色曲线为DOPO腔透射曲线，而黄色曲线为误差信号。这个误差信号输入进积分电路PI，和信号源的信号进行比较积分后，再通过高压放大器反馈回到DOPO腔的压电陶瓷，使DOPO腔锁定在信号光的共振模式上，从而使1064nm光的透射保持最大。

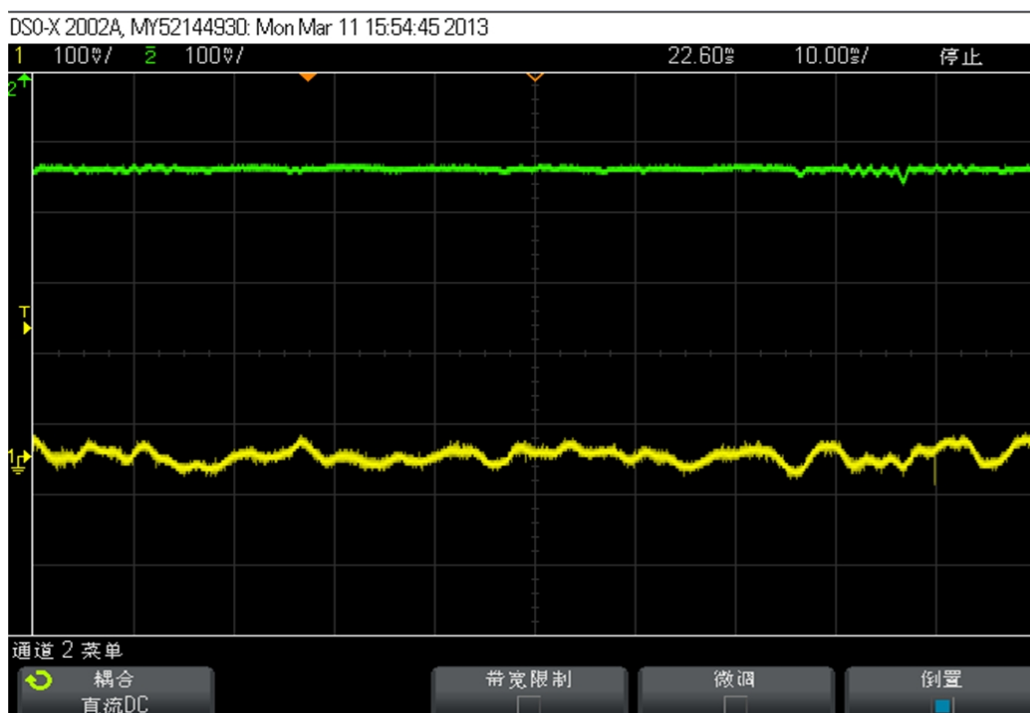


图2.12 腔长锁定之后信号场和误差信号示意图

锁腔过程如下：首先注入1064nm信号光，打开高压放大器扫描整个模式清洁腔，通过光路上的调控系统调节好腔中的模式（此时腔透射场的次峰是主峰的百分之一以下）。然后打开锁相放大器，调节相应的参数，使其输出的误差信号达到最佳（判断标准为其位相反转 $90^\circ$ 时，误差信号为一直线），然后降低高压放大器的增益，搜索其偏置使得整个腔起振，然后关闭PI电路板上的信号输入开关，打开积分开关，从而完成整个腔的锁定过程，锁定后的腔模信号（蓝色曲线）和误差信号（黄色曲线）如图2.12所示，都变为一条直线，此时腔模信号保持在透射曲线最高处。

### 2.3.5 平衡零拍探测系统

在实验中，我们使用平衡零拍探测法对由DOPO产生的真空压缩光场进行探测，如图2.13所示，该装置由一对低噪声的平衡探测器组成。光强较弱的信号光和强的本振光在50%分束器上耦合，此时必须调节它们的模式匹配度，使它们的干涉效率达到94%以上才能进行测量，最后由一对平衡探测器测量光信号，它们输出的光电



流由减法器相减后送入频谱分析仪进行测量研究。

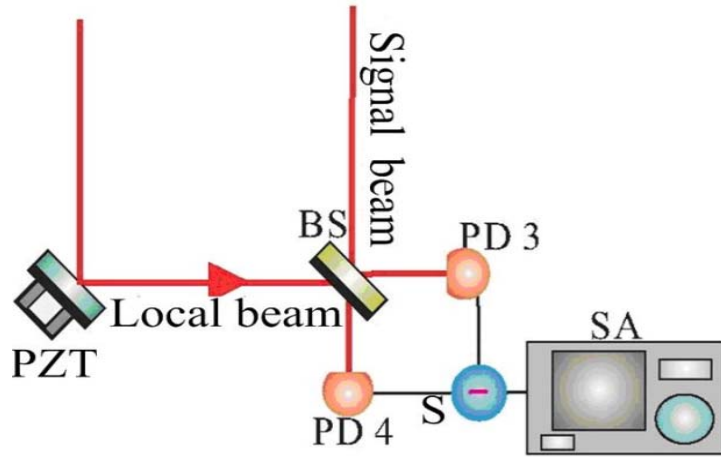


图 2.13 平衡零拍探测装置

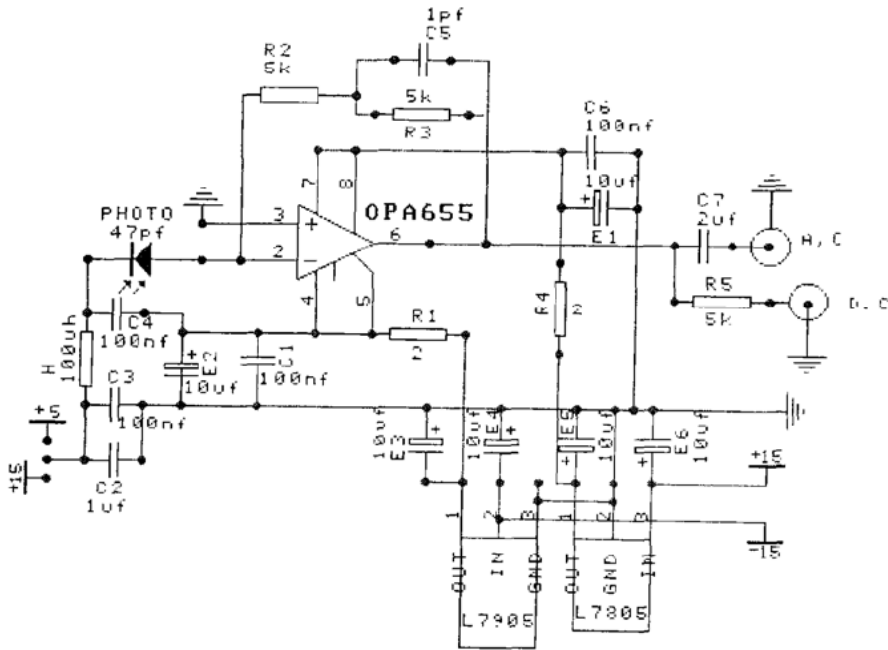


图2.14 低噪声探测器电路图

在实验中，我们使用ETX-500T砷化铟镓光电管作为探测器的核心元件—光电转换部件。在实验的探测光—1064nm光波段处，该光电管量子效率为93%，暗电流小于20nA，响应时间为10ns。探测器使用互阻抗放大电路，电路如图2.14所示，可以看出该电路可以对光电二极管产生的光电流进行放大后分为直流和交流分别输出，达到低噪声高增益的探测要求。

## 2.4 实验过程和实验结果

### 2.4.1 实验过程

实验光路图如图 2.15 所示:

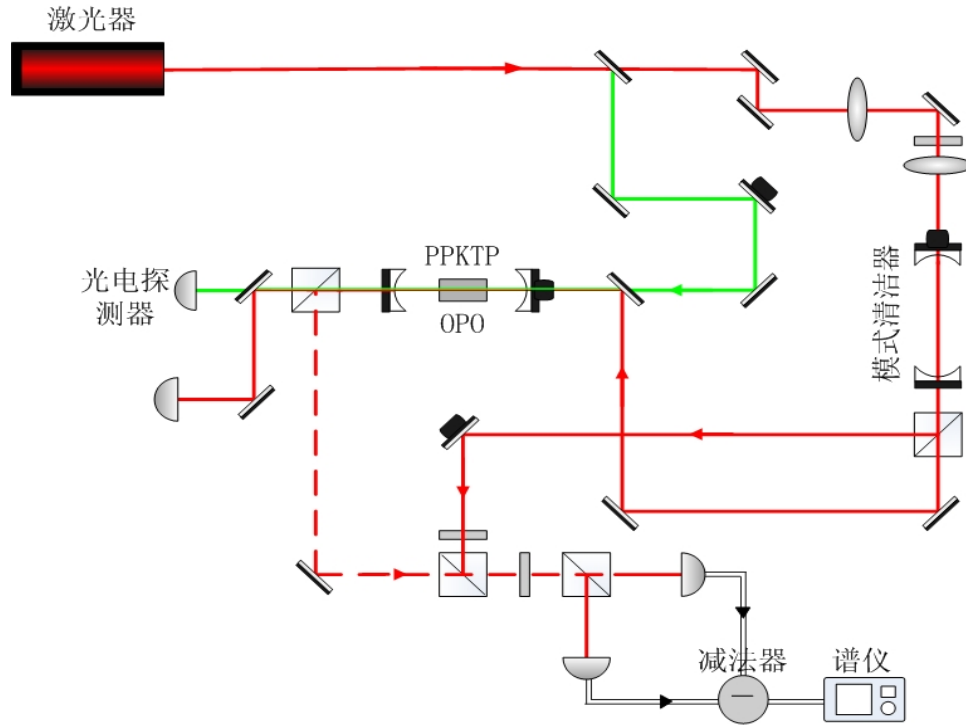


图 2.15 利用 DOPO 产生压缩光的实验光路图

实验时首先打开温控使激光器稳定在工作温度后，调节其电流至工作电流—2.5 A，然后出射的红外光射进模式清洁剂并锁定在腔共振处后，其出射光场分为较强和较弱两束。较强的一束作为平衡零拍探测时的本振光使用；而其较弱一束作为信号光和校准光使用，经过整形后和532nm绿光合并后注入DOPO腔，在DOPO腔中发生非线性转换过程后，532nm的透射光全部打入探测器以监控泵浦场的模式，1064nm光分为两束，其中较弱的一束作为锁DOPO腔的信号光使用，另一束作为后期探测时的参考光使用。

DOPO腔锁腔后的透射光与本振光在50%分束器上耦合，实验中的50%分束器是由两个半波片和两个棱镜组成，DOPO输出的待测光场和模式清洁剂输出的本振光场分别以垂直偏振和水平偏振入射到第一个棱镜上合并，再使用第二个波片和棱镜把光场分成等光强的两束。在此处，我们使用两组透镜组分别调整两束光的模式以提高它们的干涉效率，干涉效率直接决定着压缩测量时额外损耗的大小，调节它们的干涉效率达到94%以上后，再使用平衡零拍探测系统进行噪声谱的测量。

## 2.4.2 实验结果

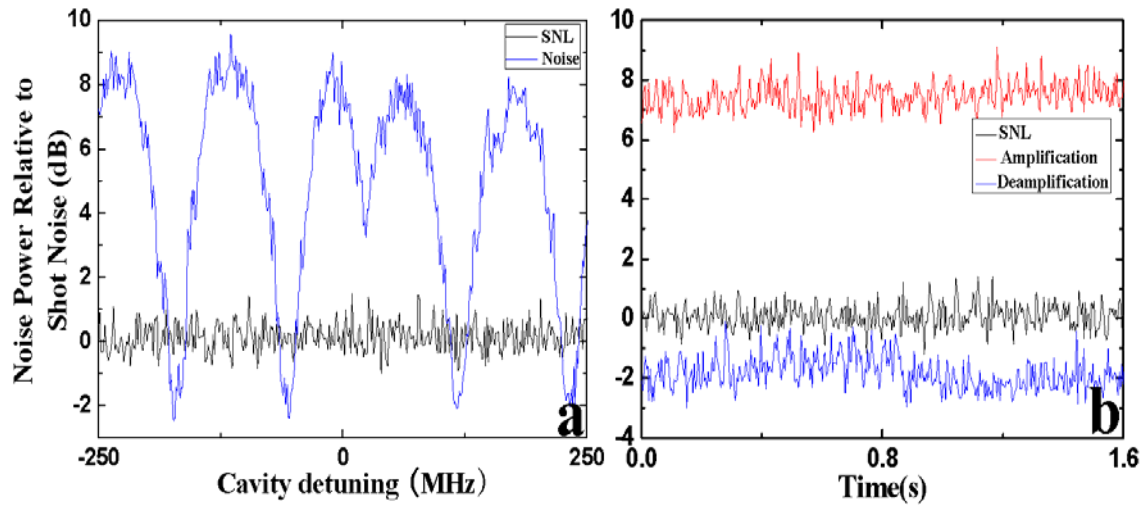


图 2.16 利用 DOPO 腔产生真空压缩光场的实验结果

测量结果如图2.16所示，a图为扫描本振光场和压缩光场之间相对相位时的测量结果，其中蓝色曲线为DOPO腔输出的噪声起伏，黑色曲线为散粒噪声极限。可以看出，随着本振光和压缩光之间相对相位的变化，噪声曲线在压缩2dB和反压缩8dB之间来回振荡。然后停止扫描本振光和压缩光之间的相对相位，而固定相对相位分别为0和 $\pi/2$ ，此时测得实验数据如图2.16 b图所示，其中黑色曲线和红色曲线分别为SNL和反压缩分量的噪声起伏，而蓝色曲线则代表压缩分量的噪声曲线。从实验结果可以看出，我们通过DOPO腔获得了压缩分量为2dB，反压缩分量为8dB的单模真空压缩光场。

## 2.5 小结

本章首先对非线性光学转换原理和光学参量过程的分类进行了简单的介绍，根据准相位匹配原理，提出了使用 PPKTP 晶体产生真空压缩光的实验方案，并详细讲解了我们的各实验元件和实验方法，最后使用平衡零拍探测法测得了 2dB 的真空压缩，为后期的利用真空压缩光场进行类 EIT 研究和利用 DOPA 腔产生纠缠光束的实验奠定了基础。

## 参考文献

- [2.1] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, Huifa Wu. Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57, 2520.
- [2.2] Z. Y. OU, S.F.Pereira, H. J. Kimble, K. C. Peng. Realization of Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68, 3663.
- [2.3] G. S. Agarwal. Interferences in Parametric Interactions Driven by Quantized Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97, 023601.
- [2.4] Jing Zhang, Chenguang Ye, Feng Gao, Min Xiao. Phase-sensitive manipulations of a squeezed vacuum field in an optical parametric amplifier inside an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101, 233602.
- [2.5] A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braustein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, E. S. Polzik. Unconditional quantum teleportation. *Science*, 1998, 282, 706.
- [2.6] D. Bouwmeester, J-W Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 1997, 390, 575.
- [2.7] K. Mattle, H. Weinfurter, P. G. Kwiat, A. Zeilinger. Dense Coding in Experimental Quantum Communication, *Phys. Rev. Lett.* 1996, 76, 4656.
- [2.8] X. Y. Li, Q. Pan, J. T. Jing, J. Zhang, C. D. Xie, K. C. Peng. Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 047904.
- [2.9] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King. Demonstration of a fundamental quantum logic gate, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 4714.
- [2.10] 过巴吉. 非线性光学. 西安, 西北电讯工业学院出版社, 1986, 23-30.
- [2.11] F. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys. Rev.*, 1962, 127, 1918.
- [2.12] P. A. Franken, H. F. Ward. Optical harmonics and nonlinear phenomena, *Rev. Mod. Phys.*, 1963, 35, 23.
- [2.13] M. Okada, K. Takizawa, S. Ieiri. Second harmonic generation by periodic laminar structure of nonlinear optical crystal, *Opt. Commun.*, 1976, 18, 331.
- [2.14] D. H. Jundt, G. A. Magel, M. M. Fejer, R. L. Byer. Periodically poled LiNbO<sub>3</sub> for high-efficiency second-harmonic generation, *Appl. Phys. Lett.*, 1991, 59, 2657.

- [2.15] Y. Ishigame, T. Suhara, H. Nishihara. LiNbO<sub>3</sub> waveguide second-harmonic-generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating, *Opt. Lett.*, 1991, 16, 375.
- [2.16] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe. First-order-quasi-phase-matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation, *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 62, 435-436.
- [2.17] 张靖, 马红亮, 王润林. 全固化环形单频Nd:YVO<sub>4</sub>可调谐激光器, *中国激光*, 2002, 29, 577.
- [2.18] 马红亮, PPKTP 晶体光学参量过程产生压缩光的理论和实验研究, 山西大学博士学位论文, 2002.
- [2.19] Ye C, Zhang J, Absorptive and dispersive properties in the phase-sensitive optical parametric amplification inside a cavity, *Phys. Rev. A*, 2006, 73, 023818.
- [2.20] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator, *Appl. Phys. B*, 1983, 31, 97.



## 第三章 真空压缩场输入的耦合光学腔诱导透明现象的实验研究

### 3.1 前言

电磁诱导透明 (Electromagnetically induced transparency—EIT) 是原子物理和量子光学领域的重要研究课题。它是由相干电磁场与多能级原子系统相互作用导致原子态之间量子干涉, 从而使不透明介质对探测光变为透明的物理现象。自上世纪 90 年代斯坦福大学的 Harris 小组首次在理论上提出并在铯原子系统中实现电磁诱导透明效应以来<sup>[3.1,3.2]</sup>, 基于这一现象的物理研究已经成为量子光学和原子物理近年来的热点<sup>[3.3]</sup>。电磁诱导透明效应不仅是研究光与原子的相互作用, 而且在光减速<sup>[3.4]</sup>、光存储<sup>[3.5]</sup>、无反转激光(Lasing Without Inversion—LWI)、非线性光学和量子信息等方面也有重要的研究价值<sup>[3.6,3.7]</sup>。

#### 3.1.1 背景简介

电磁诱导透明是上世纪 90 年代由斯坦福大学的 Harris 教授首次在理论上提出的。在 1989 年, Stanford 大学的 Harris 首次在文章中提出无反转激光的概念<sup>[3.1]</sup>。在传统激光器中, 必须使用某种方法把处于基态的原子激发到高能级上, 从而使高能级上的原子数目大大超过基态原子数, 然后发生受激辐射导致光放大, 从而产生激光<sup>[3.8]</sup>。在无反转激光中, 不需要满足粒子数反转条件就能达到光放大的目的, 而 Harris 正是通过对无反转激光的研究提出了电磁诱导透明的理论。

#### 3.1.2 电磁诱导透明效应

一般情况下, 一束光射入原子系统时, 当光的频率与原子的跃迁能级共振时, 介质就会强烈的吸收入射光。在三能级系统中, 入射光与激发态和基态之间的跃迁相互作用而被吸收, 此时使用一束强的耦合光射入原子系统, 它与激发态和另一个基态之间的跃迁相互作用, 此时介质不再吸收入射光, 整个入射光场的吸收曲线在其共振处出现了一个透明窗口, 即原子系统对入射光的吸收减弱或者消失, 这就是著名的电磁诱导透明效应。

发生 EIT 效应前后的介质的吸收和色散曲线图如图 3.1 所示, 其中 a、b 表示耦合光强度为零, 未发生 EIT 效应时的吸收和色散曲线, c、d 为发生 EIT 效应之后相应的曲线图。如图 a 所示, 在入射光频率和原子跃迁能级共振处, 由于此处发生了强烈的吸收, 所以在吸收曲线的中央出现了一个大凹陷, 这个曲线表现为倒置的洛伦兹状, 而图 b 表示了此时的色散情况, 可以看出此时的色散变化率很小, 整个曲

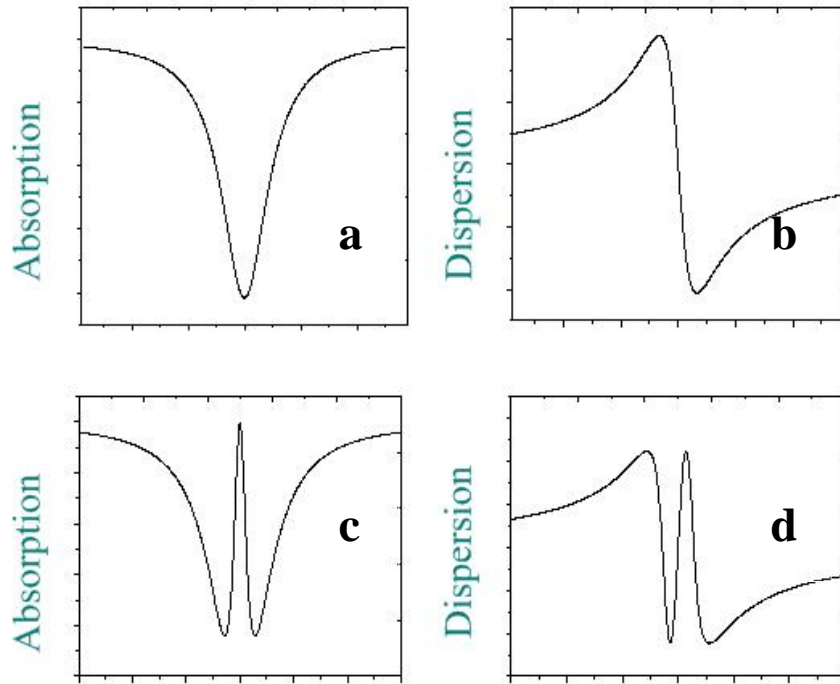


图 3.1 发生 EIT 效应前后介质的吸收和色散曲线

线比较平缓。现在注入一束强的耦合光，发生 EIT 效应之后其相应的吸收和色散曲线如图 c 和 d 所示，其中吸收曲线中央出现的透明窗口说明此处吸收很小甚至为零，而曲线 d 则显示在共振处的色散曲线变化很大。综合曲线 c 和 d，说明在发生 EIT 效应的介质中出现了一个吸收为零的色散剧烈变化区域，而这对于光减速、存储、以及电磁诱导聚焦等研究具有重要的意义。

传统电磁诱导透明效应的研究对象都是具有耦合、探测结构的三能级原子系统，主要包括  $\Lambda$  型三能级系统、V 型三能级系统和级联型的三能级系统<sup>[3,9]</sup>。此三种三能级原子系统的示意图如图 3.2 所示，其中图 a 表示的是  $\Lambda$  型三能级系统，其中耦合场和探测场相关联的公共能级为激发态 a，而图 b 表示 V 型三能级系统，其公共能级为基态 b，而在级联型的三能级系统（图 c）中其公共能级为亚稳态 b。只要探测场和耦合场均与对应的能级跃迁共振时，此时无论在何种结构的三能级系统中，都能满足实现 EIT 的条件—探测场与耦合场的频率满足双光子共振。EIT 特性的最主要参量之一是其透明窗口的线宽，由于 EIT 是由量子相消干涉导致的，所以其透明窗口的线宽主要取决于两个非公共能级之间的相干性。如图 3.2 所示，V 型的非公共能级为激发态|a>和亚稳态|b>，级联型的非公共能级为激发态|a>和基态|c>。因为都含有激发态能级，非公共能级之间的弛豫速率较大，所以在它们中实现的 EIT 的线



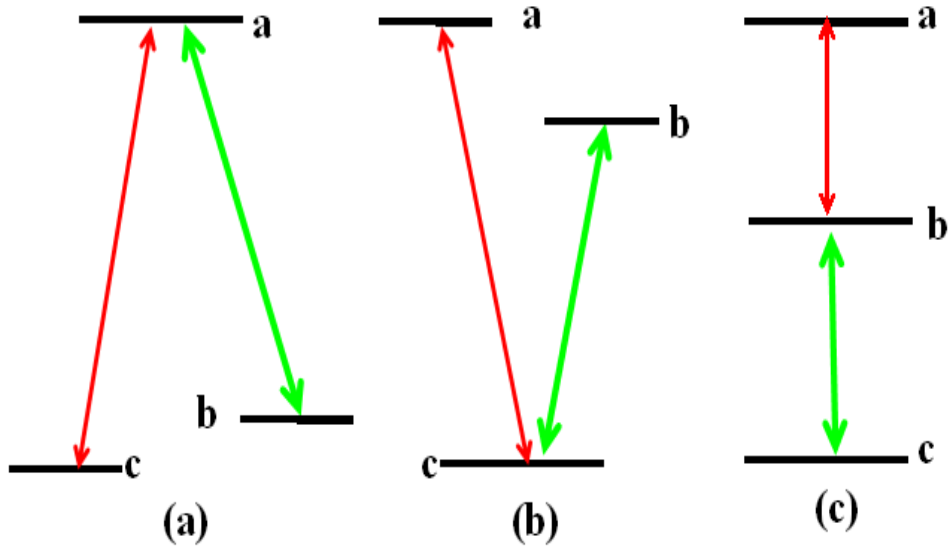


图 3.2  $\Lambda$  型 (a)、V 型(b)和级联型(c)的三能级原子系统示意图

宽接近甚至大于光学跃迁的线宽。而对于  $\Lambda$  型三能级系统，如图 3.2 (a) 所示，由于其的非公共能级为基态  $|c\rangle$  和亚稳态  $|b\rangle$ ，当它们为同属于基态的精细结构能级时，由于之间的弛豫速率很小，所以此时的 EIT 的光谱线宽会很窄，从而可以得到极窄的透明窗口，这对于 EIT 效应及其应用具有重要意义。所以，原子系统中 EIT 的研究主要集中于  $\Lambda$  型三能级系统及类  $\Lambda$  型多能级原子系统中。

### 3.1.3 光减速基本原理

由于目前 EIT 效应的主要应用是在光的减速和存储上，所有有必要对 EIT 的光减速基本原理进行下简单介绍。

由于实际中的光波是由多个单色平面波叠加构成的波包，当光在介质中传播时如图 3.3 所示，波包中的不同频率成分的单色波在光学介质中传播速度不同，而在波包中心处，各种成分的单色波将会同相的叠加起来，整个波包的相变公式表示为：

$$\Phi = kz - \omega t = \frac{n\omega t}{c} - \omega t \quad (3.1)$$

其中  $z$  为传播的距离， $k = n\omega/c$  为对应单色波的波矢， $c$  为真空中的光速， $n$  为介质的折射率，波包稳定的条件为  $\frac{d\Phi}{dt} = 0$  即：

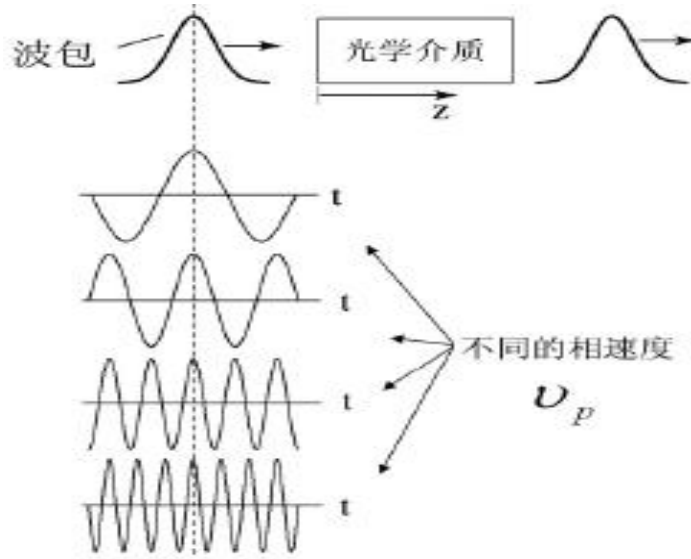


图 3.3 波包示意图

$$\frac{dn}{d\omega} \frac{\omega z}{c} + \frac{nz}{c} - t = 0 \quad (3.2)$$

由于群速度表达式为：

$$v_g = \frac{z}{t} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega \left( \frac{dn}{d\omega} \right)} \quad (3.3)$$

可以得出，群速度和折射率的变化率成反比，也就是说，如果折射率的变化率大于零，则群速度就会低于真空中的光速，这就实现了光减速。而在传统的介质中，实现介质折射率剧烈变化的区域一般吸收都很大，大部分入射光都被损耗在介质中，这就失去了光减速的意义。而如图 3.1 所示，发生 EIT 效应以后，在共振处不仅发生了剧烈的色散，而且最关键的是此处的吸收为零，这就为光减速提供了一个理想的介质。正因为如此，目前 EIT 以及类 EIT 的最重要的应用就是实现光减速<sup>[3.10,3.11,3.12,3.13]</sup>。

### 3.1.4 EIT 的实验研究

自从理论上提出 EIT 以后，人们就一直试图在实验上实现。在 1990 年，Harris 小组使用  $\Lambda$  型三能级 Sr 原子作为实验介质，使用 337.1nm 光作为探测光，570.3nm 光作为耦合光，成功在实验上实现了 EIT 效应<sup>[3.14]</sup>。他们的实验结果如图 3.4 所示，a、c 表示的是探测光的吸收曲线，c、d 表示其透射率。其中 a、b 为没有耦合光时的实验结果，而 c、d 则对应注入耦合光场，诱发了 EIT 效应之后的吸收曲线和透射率。

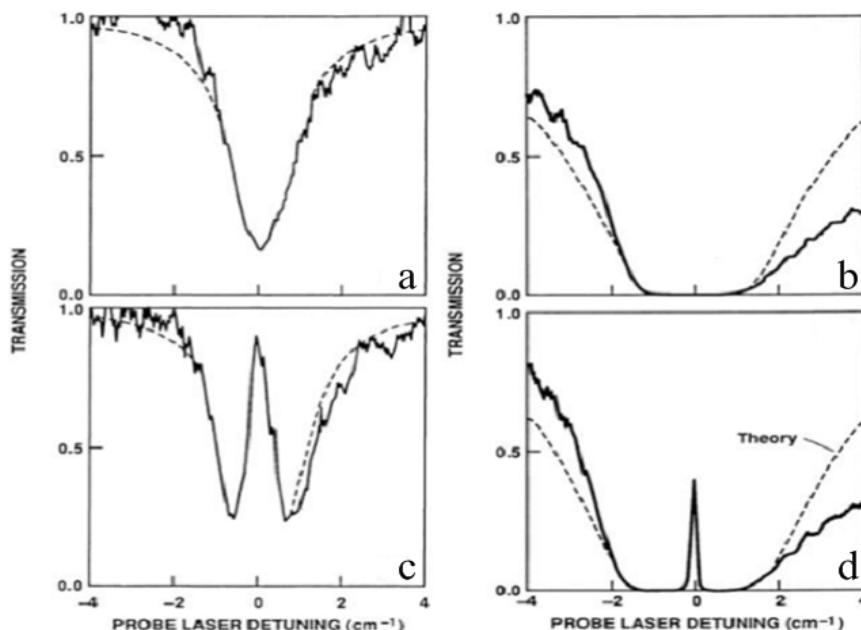


图 3.4 利用 Sr 原子系统实现 EIT 效应的实验结果

分析实验结果得知：在没有发生EIT效应之前，整个吸收曲线呈倒置的洛伦兹状，说明在其共振处有很大的吸收，此时探测光的透射率仅为 $\exp(-20)$ ；而如图c所示，注入耦合光束诱发EIT效应以后，可以发现在共振处出现了一个很明显的劈裂说明此处出现了透射，而相应的此处探测光的透射率变为 $\exp(-1)$ 。实验结果说明，Harris小组通过使用一束强的耦合光作用于Sr原子系统，从而首次成功地在实验上实现了EIT效应。

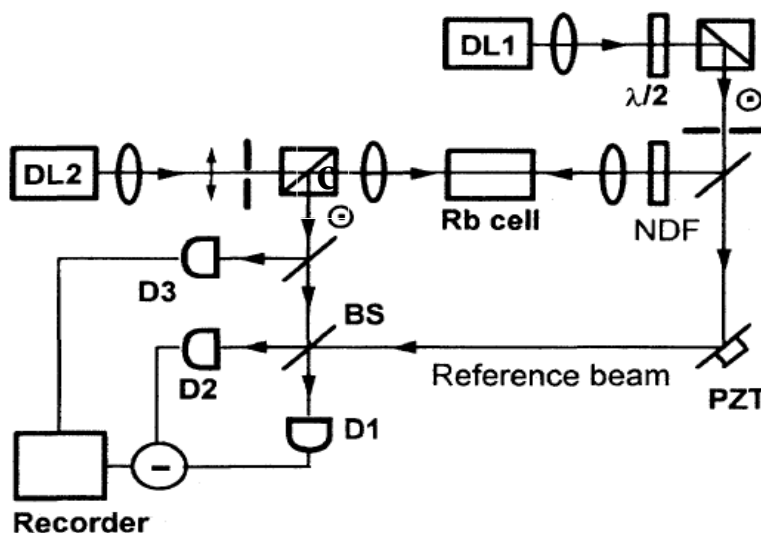


图3.5 Mach-Zehnder干涉仪法实验光路图

但是此时的实验只是简单的实现了EIT效应，并没有对EIT最关键的参数—色散曲线进行测量，在1995年，美国的肖敏小组使用Mach-Zehnder干涉仪法（图3.5所示）

在级联型三能级铷原子系统中实现了EIT效应的同时，首次成功测量了EIT效应的色散曲线<sup>[3.15]</sup>。Mach-Zehnder干涉仪法如图3.5所示，激光器1（DL1）出射的780nm光分成两束，其中一束作为测量色散曲线时的本地光使用，另一束作为探测光注入铷泡，激光器二（DL2）出射的775.8nm光作为耦合光，从另一端注入铷泡进行耦合作用，探测光从铷泡出射后分为两部分，一部分直接打进探测器探测强度曲线，另一部分与本地光干涉后，使用平衡零拍探测技术测量色散曲线，其实验结果如图3.6所示。

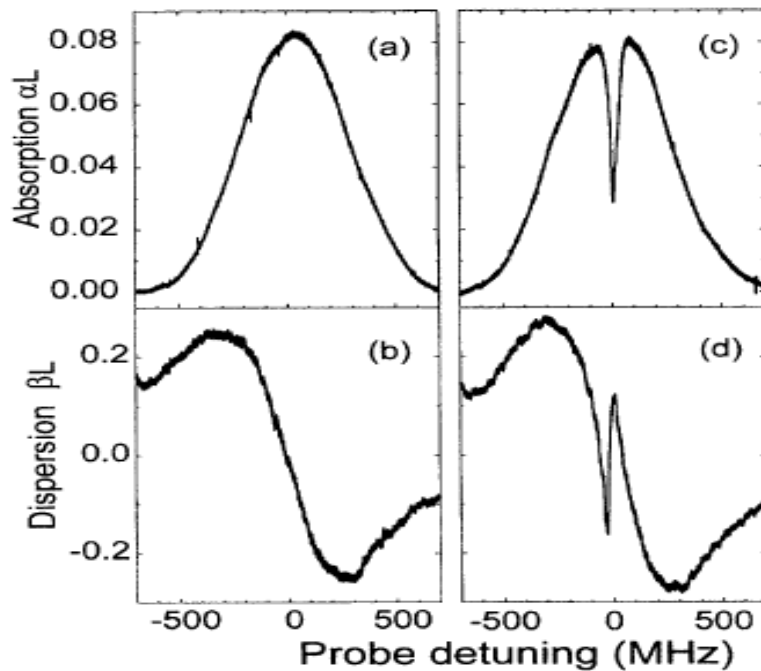


图3.6 Mach-Zehnder干涉仪法测量色散曲线的实验结果

其中，图(a)、(b)表示的是没有发生EIT效应时候的吸收和色散曲线，可以看出，在共振处介质对探测光（780nm）的吸收非常大，探测光基本被完全吸收；此时注入耦合光（775.8nm），由于共振处的量子相消干涉作用，此处发生了明显的EIT效应，在吸收曲线的零失谐处出现了一个狭窄的吸收窗口（图c），而且更重要的是根据此时的色散曲线（图d）可以发现在发生EIT效应时，在共振处出现了一个低吸收的色散剧烈变化区域，从而第一次在实验上验证了EIT系统中无（低）吸收色散的存在，而且此时探测光被减慢至 $c/13.2$ 。

在此之后人们利用这一技术实现了一系列的光减速实验。1996年，Schmidt等人把光减慢到 $c/3000$ <sup>[3.16]</sup>。而Hau等人在1999年成功把光速减慢为17m/s，这一工作发表在当年的nature上<sup>[3.17]</sup>。随后，Liu等人终于在钠的冷原子蒸汽中实现了光静止<sup>[3.18]</sup>，

2001年, Turukhin等人又率先在固体介质中进行了光减速和光静止实验<sup>[3.19]</sup>。

### 3.1.5 类EIT的实验研究

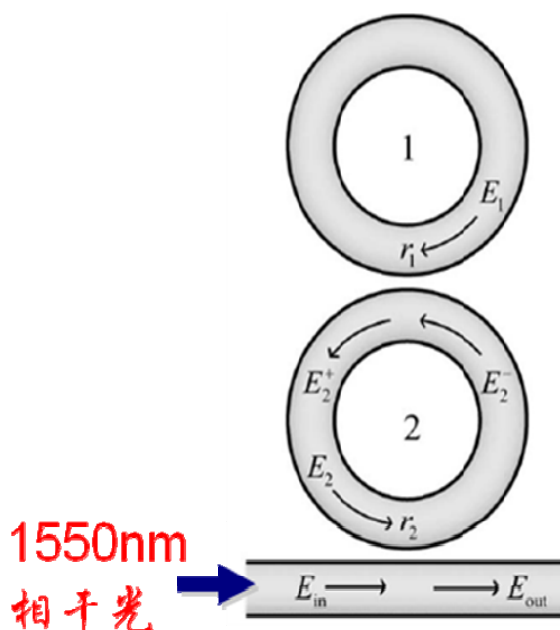


图3.7 耦合光学圆环腔实现类EIT的装置示意图

除了之前的在原子系统中实现的EIT效应之外,人们发现也可以在其他多种系统中实现各种诱导透明现象,我们统称其为类EIT效应,本小节就对此类研究进行下简单介绍。2006年,Smith小组利用单模光纤绕成两个光学圆环腔,再利用另外一束光纤作为通光光纤,利用两个腔之间的耦合作用实现了类EIT效应<sup>[3.20]</sup>。

他们的实验装置如图3.7所示,可以看出,首先使用单模光纤绕成两个相互之间存在耦合作用的圆环腔,然后使用1550nm的相干光作为探测光考察这个系统的类EIT特性。通过调节圆环腔1或2的耦合比值,搭建了不同耦合强度的诱导透明系统,考察不同耦合强度下该类EIT系统的透射特性,其实验结果如图3.8所示。

在实验中,首先固定圆环腔2的耦合比值为0.95,然后调节腔1的耦合比值,测量不同耦合强度时的透射曲线。从上到下的六个透射曲线分别对应着腔1的耦合比值为1.0、0.999、0.995、0.99、0.9和0.1时的实验结果。可以看出,随着腔1的耦合比值逐渐减小,它和腔2之间的耦合作用强度逐渐变大,所以耦合诱导透明产生的模式劈裂也随之逐渐增大,最后直接劈裂为两个独立的吸收曲线。该实验装置的主要优点是结构简单、造价低廉且便于调节。

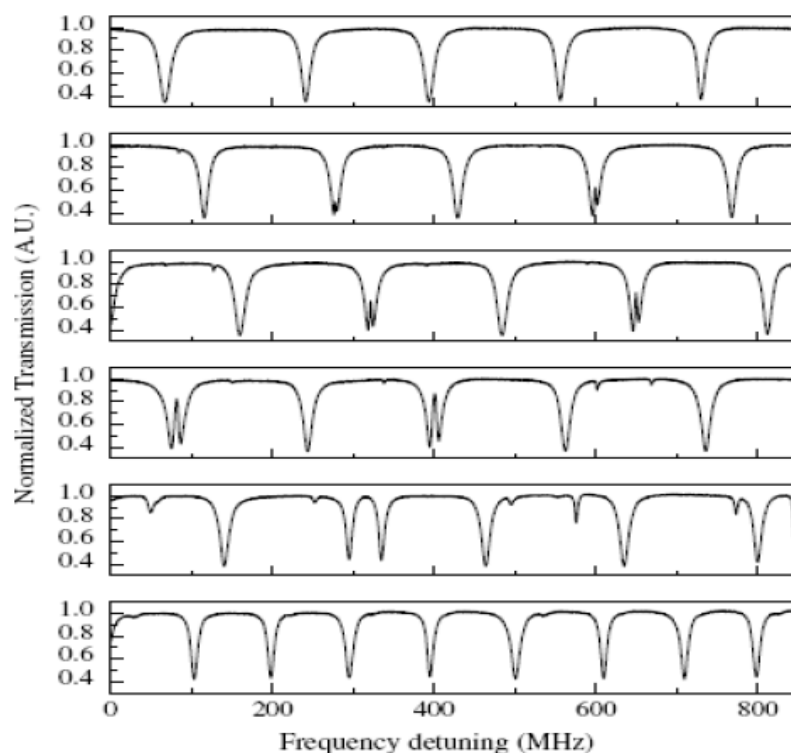


图3.8 不同耦合强度下的类EIT系统的透射特性

日本的Makoto小组利用耦合熔融石英微球也实现了类EIT效应<sup>[3.21]</sup>。他们的实验装置示意图如图3.9所示，利用一个锥形光纤转接头连接起熔融石英微球S1（直径 $39\ \mu\text{m}$ ）和S2（直径 $73\ \mu\text{m}$ ）构成耦合腔，然后通过两个三维的压电陶瓷调节小球的位置，从而考察该系统在不同耦合程度下的透射特性。该系统最大的优点是具有极高的Q参数，这就使其在光存储、量子通信、量子计算等方面具有独特的优势。

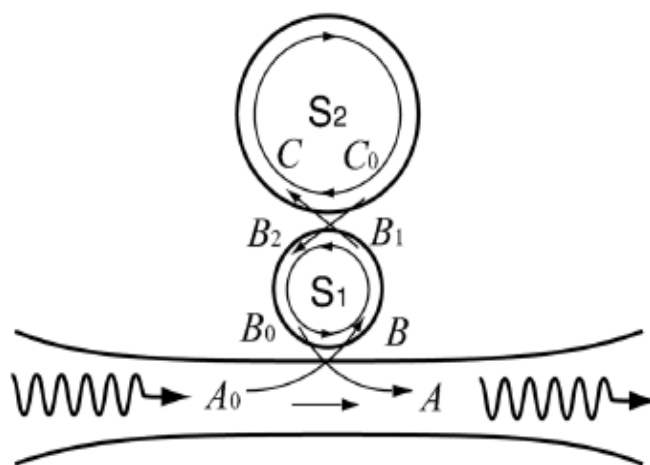
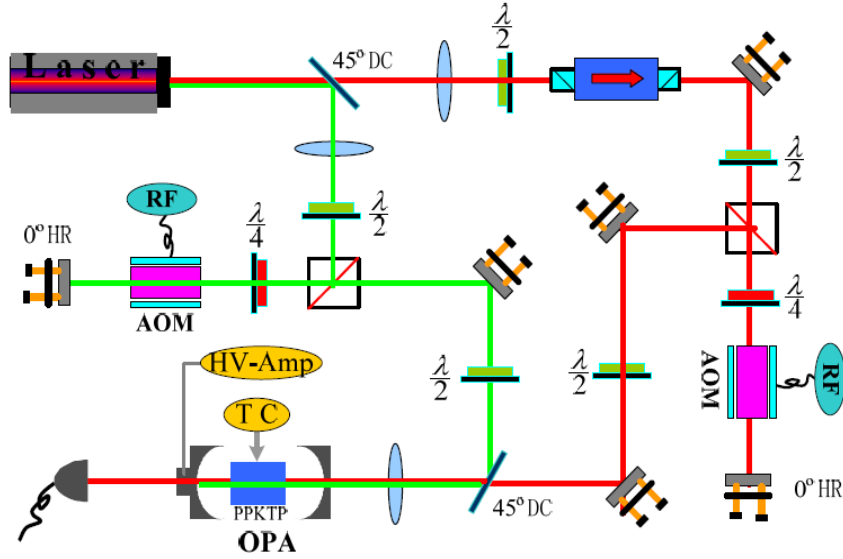


图3.9 耦合熔融石英微球类EIT系统装置示意图



3.10 光学参量过程产生类EIT效应的实验光路图

我们实验室在2005年首次提出基于光学参量放大过程的类EIT效应，并在此基础上做了一系列工作<sup>[3.22,3.23,3.24]</sup>。其实验光路如图3.10所示：整个系统包括光源、光路调节系统、光学参量放大腔和探测器四个部分。1064nm光和532nm光从激光器出射后分为两束，532nm光经过声光调制器（AOM）移频后注入OPA腔作为泵浦光使用，1064nm光经过AOM也注入OPA腔作为种子光使用，通过探测OPA腔的透射场考察其类EIT特性,其实验结果如图3.11所示。

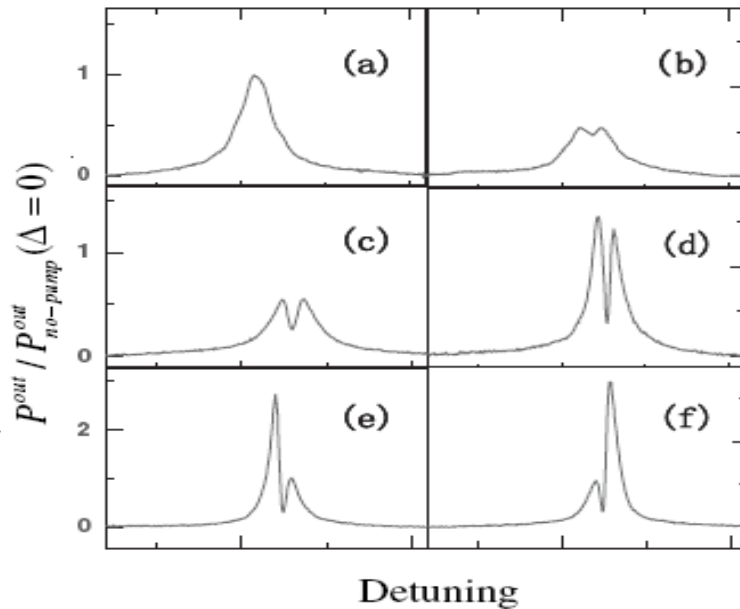


图3.11 光学参量放大腔中产生类EIT效应的实验结果

图a表示的是在没有泵浦光注入时的透射曲线，此时没有发生任何的劈裂。图b

表示注入了泵浦光但其功率较小时的透射曲线，可以看出此时出现了微弱的类EIT效应。c、d表示的是随着泵浦场功率增大的实验结果，可以看出，类EIT效应越来越明显，最后劈裂变得很大（图d）。图e、f对应的是泵浦光功率和d相同，但其和信号光之间的相位发生失谐时候的情况，e、f各自对应左失谐和右失谐的情况，由于增益点的变化，所以尖峰位置也发生相应变化，这也和我们的理论解释吻合的比较好。

### 3.2 理论研究

#### 3.2.1 耦合光学腔的模型简介

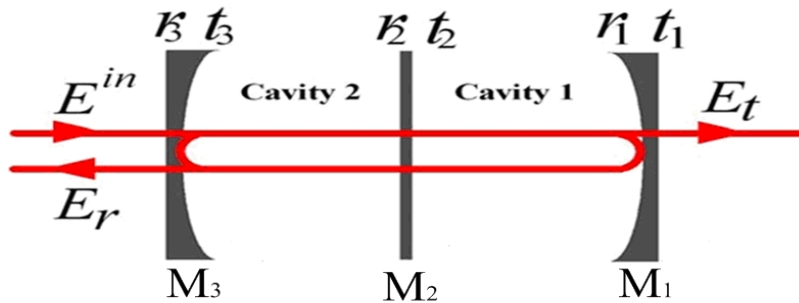


图3.12 耦合光学腔示意图

耦合光学腔示意图如图3.12所示，首先由  $M_1$  和  $M_3$  两个平凹腔镜构成一个共心光学腔，然后在腔中心处插入一个平面腔镜  $M_2$ ，构成两个相互之间具有耦合作用的光学腔C1和光学腔C2。这两个腔再组成整个耦合光学腔系统，其耦合作用强度大小由中间腔镜  $M_2$  的透射率直接决定。

#### 3.2.2 经典特性的理论研究

为了更好的考察耦合光学腔的量子特性，我们先研究其吸收和色散特性。首先，使用单个光学腔作为考察对象，使用电磁理论计算方法研究该腔的吸收色散特性。单个光学腔示意图如图3.13所示，由入射腔镜  $M_2$ （透射和反射系数分别为  $t_2$  和  $r_2$ ）和出射腔镜  $M_1$ （透射和反射系数分别为  $t_1$  和  $r_1$ ）组成的单个光学腔，其入射、反射

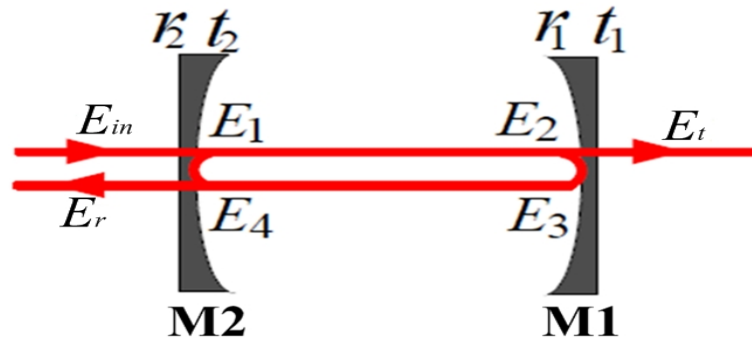


图3.13 单个光学腔示意图



和透射电场分别为  $E_{in}$ 、 $E_r$  和  $E_t$ ，而腔内电场分别为  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$  和  $E_4$ 。腔长为  $L$ ，光往返腔内一周渡越时间为  $\tau = \frac{2L}{c}$ ，引起的相应的相位变化为  $\Phi = \frac{2\omega L}{c}$ ，其中  $c$  为真空中的光速， $\omega$  为入射的信号光频率。

根据光场关系式<sup>[3,25]</sup>，可以得出：

$$E_1 = it_2 E_{in} - r_2 E_4 \quad (3.4)$$

$$E_2 = \sqrt{a_1} E_1 e^{i\omega \frac{L}{c}} \quad (3.5)$$

$$E_3 = -r_1 E_2 \quad (3.6)$$

$$E_4 = \sqrt{a_1} E_3 e^{i\omega \frac{L}{c}} \quad (3.7)$$

代入边界条件：

$$E_r = -r_2 E_{in} + it_2 E_4 \quad (3.8)$$

可得整个腔的反射系数：

$$R_1(\phi_1) = \frac{r_1 - a_1 \exp(i\phi_1)}{1 - r_1 r_0 a_1 \exp(i\phi_1)} \quad (3.9)$$

光学腔可以根据其耦合情况分为三种：当光学腔满足  $r_{m_2} > r_{m_1} + \rho$  时，即前腔镜的损耗小于腔内损耗和后腔镜损耗之和，为欠耦合腔；当前腔镜的损耗等于腔内损耗和后腔镜损耗之和，即  $r_{m_2} = r_{m_1} + \rho$  时，为临界耦合腔；当前腔镜的损耗大于腔内损耗和后腔镜损耗之和，即  $r_{m_2} < r_{m_1} + \rho$  时，光学腔为过耦合腔。

现在考虑整个耦合腔，此时把后面腔C1作为一个整体腔镜考虑，采用同上的处理方法，可以计算出整个耦合光学腔的反射系数：

$$R_2(\phi_2, \phi_1) = \frac{r_2 - R_1 a_2 \exp(i\phi_2)}{1 - r_2 R_1 a_2 \exp(i\phi_2)} \quad (3.10)$$

其中， $\phi_j = \frac{2\pi 2L_j n_j \omega}{c}$  为在腔内往返一周的位相变化， $L_j$  为腔长， $\omega$  表示腔中信号光的频率， $n_j$  表示光在腔中的折射率， $a_j$  表示腔内往返一周带来的损耗， $j=1、2$  表示相应的光学腔。

耦合光学腔反射场的振幅变化和位相变化分别为：

$$\begin{aligned}\rho(\phi_2, \phi_1) &= \text{Abs}(R_2) \\ \theta(\phi_2, \phi_1) &= \text{Arg}(R_2)\end{aligned}\quad (3.11)$$

通过式3.11可以计算出相应的光学耦合腔反射场的吸收和色散曲线（如图3.14所示），左列图片代表着吸收曲线，右列图片代表相应的色散曲线。整个图从上到下（a到f）代表着中间腔镜反射率从大到小变化，即耦合强度不断增大时的理论计算结果。我们保持入射腔镜（ $M_3$ ）和出射腔镜（ $M_1$ ）的反射率不变（ $r_3^2=0.958$ 、 $r_1^2=0.99$ ），首先令中间腔镜的反射率为 $r_2^2=0.999995$ ，然后根据公式3.11做出相应的吸收色散曲线如图 $a_1$ 、 $a_p$ 所示，可以看出，由于此时中间腔镜反射率很大，所以进入腔 $M_2$ 的信号光特别微弱，基本上没有发生类EIT效应，反射光场就是光学腔 $C_2$ 的反射场，由于腔 $C_2$ 的入射腔镜的反射率远小于其出射腔镜的反射率（ $r_3^2 \ll r_2^2$ ），此时整个光学腔 $C_2$ 为过耦合腔，所以其反射场的吸收曲线如图 $a_1$ 所示，在共振处出现很小的吸收且没有劈裂产生，其相应的色散曲线如图 $a_p$ 所示。现在我们减小中间腔镜的反射率为 $r_2^2=0.9997$ ，相应的吸收色散曲线如图 $c_1$ 、 $c_p$ 所示，可以看出，随着耦合作用强度的增大，吸收曲线在其共振处出现了微小的劈裂，说明发生了微弱的类EIT效应，其色散曲线也发生了相应的变化，由只有一个在共振处的过零点变成了在共振处和近失谐处的三次过零点。现在减小中间腔镜的反射率为 $r_2^2=0.999$ ，从图 $d_1$ 、 $d_p$ 中可以得出，此时由于透射率增大导致的耦合作用变大，透射窗口变大，说明类EIT效应变得明显，色散曲线也发生了相应的变化。当我们把中间腔镜的反射率减小到 $r_2^2=0.85$ 时，可以从图 $f_1$ 、 $f_p$ 看出，由于此时耦合作用强度特别大，此时介质在零失谐处的吸收为零，整个吸收谱劈裂成两个单独的吸收曲线；而对应的相位变化曲线也相应的劈裂为两个独立的色散变化曲线。经典场注入的理论分析结果告诉我们，耦合强度如图d时的耦合光学腔是光减速和光存储的理想系统，此时整个介质在共振处出现了低吸收的色散曲线剧烈变化区，而这正是进行光减速和光存储的理想区域。

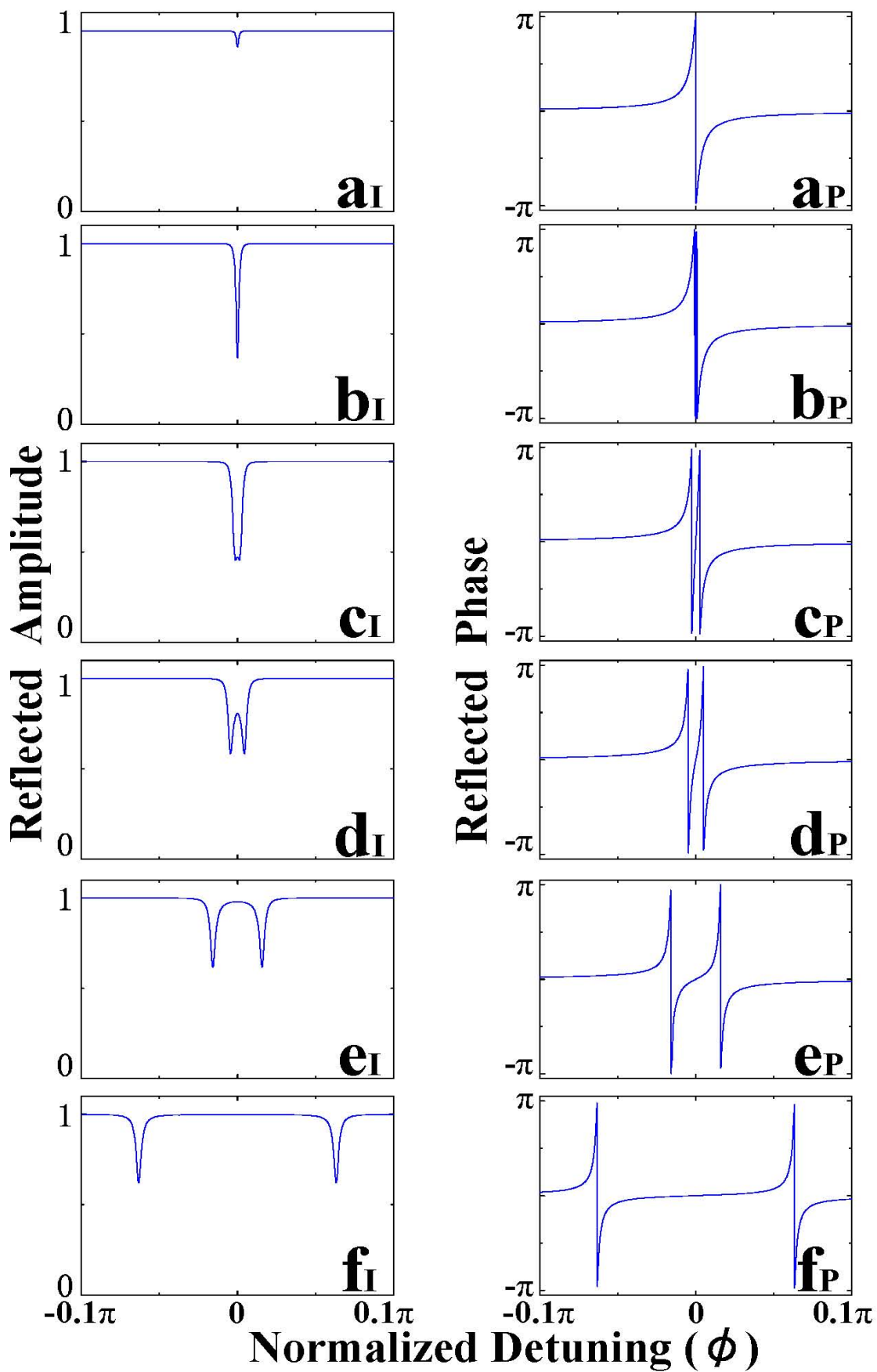


图3.14 耦合光学腔反射场的吸收和色散曲线

### 3.2.3 量子特性的理论研究

由上一小节可知，整个耦合腔反射场的振幅和位相函数如下所示：

$$\begin{aligned}\rho(\phi_2, \phi_1) &= \text{Abs}(R_2) \\ \theta(\phi_2, \phi_1) &= \text{Arg}(R_2)\end{aligned}\quad (3.11)$$

在量子场中，湮灭算符和产生算符的表达式如下：

$$\hat{a} = (\hat{X} + i\hat{Y})/2 \quad \hat{a}^+ = (\hat{X} - i\hat{Y})/2 \quad (3.12)$$

其中  $\hat{X}$  和  $\hat{Y}$  表示光场的正交振幅和正交位相算符，它们是一对共轭量，满足对易关系  $[\hat{X}, \hat{Y}] = 2i$ ，所以它们的量子起伏满足海森堡不确定关系：

$$\langle \delta^2 \hat{X} \rangle \langle \delta^2 \hat{Y} \rangle \geq 1 \quad (3.13)$$

这就决定了我们不能同时精确测定光场的正交振幅和位相分量，肯定会有一定的不确定度。这种由不确定关系所带来的量子起伏即量子噪声的极限就是散粒噪声极限（Shot Noise Limit，简称为SNL）或标准量子极限（Standard Quantum Limit，简称为SQL）： $\langle \delta^2 \hat{X} \rangle = 1$ 、 $\langle \delta^2 \hat{Y} \rangle = 1$ 。

由3.12式可以得到：

$$\hat{X} = \hat{a} + \hat{a}^+ \quad (3.14)$$

$$\hat{Y} = \frac{1}{i}(\hat{a} - \hat{a}^+) \quad (3.15)$$

由于对噪声的测量和研究都是在频域进行，所以我们对量子场的湮灭和产生算符进行下傅氏变换：

$$\hat{a}(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}(t) e^{-i\Omega t} \quad (3.16)$$

$$\hat{a}^+(-\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}^+(t) e^{-i\Omega t} \quad (3.17)$$

可得在频域的量子场振幅和相位分量分别为：

$$\hat{X}_{\text{out}}(\Omega) = \hat{a}_{\text{out}}(\Omega) + \hat{a}_{\text{out}}^\dagger(-\Omega) \quad (3.18)$$

$$\hat{Y}_{\text{out}}(\Omega) = -i[\hat{a}_{\text{out}}(\Omega) - \hat{a}_{\text{out}}^\dagger(-\Omega)] \quad (3.19)$$

可得：

$$\begin{aligned} \hat{a}_{\text{out}}(\Omega) &= \rho(\omega_0 + \Omega) \exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] \hat{a}_{\text{in}}(\Omega) \\ &\quad + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} \hat{a}_v(\Omega) \\ \hat{a}_{\text{out}}^\dagger(-\Omega) &= \rho(\omega_0 - \Omega) \exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)] \hat{a}_{\text{in}}^\dagger(-\Omega) \\ &\quad + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)} \hat{a}_v^\dagger(-\Omega) \end{aligned} \quad (3.20)$$

其中  $\hat{a}_v$  表示耦合光学腔后腔镜带入的真空损耗项，而  $\omega_0$  表示的是量子场的中心频率， $\Omega$  是测量频率。所以，我们可以得到真空压缩场注入的耦合光学腔反射场的正交振幅分量的噪声起伏为：

$$\begin{aligned} \hat{X}_{\text{out}}(\Omega) &= \hat{a}_{\text{out}}(\Omega) + \hat{a}_{\text{out}}(-\Omega) \\ &= \rho(\omega_0 + \Omega) \exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] \frac{\hat{X}_{\text{in}}(\Omega) + i\hat{Y}_{\text{in}}(\Omega)}{2} \\ &\quad + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} \frac{\hat{X}_v(\Omega) + i\hat{Y}_v(\Omega)}{2} \\ &\quad + \rho(\omega_0 - \Omega) \exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)] \frac{\hat{X}_{\text{in}}(\Omega) - i\hat{Y}_{\text{in}}(\Omega)}{2} \\ &\quad + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)} \frac{\hat{X}_v(\Omega) - i\hat{Y}_v(\Omega)}{2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta^2 \hat{X}_{\text{out}}(\Omega) \rangle &= \frac{1}{4} [\rho(\omega_0 + \Omega) \exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] + \rho(\omega_0 - \Omega) \exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)]]^2 \langle \delta^2 \hat{X}_{\text{in}}(\Omega) \rangle \\ &\quad + \frac{1}{4} [\rho(\omega_0 + \Omega) \exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] - \rho(\omega_0 - \Omega) \exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)]]^2 \langle \delta^2 \hat{Y}_{\text{in}}(\Omega) \rangle \\ &\quad + \frac{1}{4} [\sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)}]^2 \langle \delta^2 \hat{X}_v(\Omega) \rangle \\ &\quad + \frac{1}{4} [\sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} - \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)}]^2 \langle \delta^2 \hat{Y}_v(\Omega) \rangle \end{aligned} \quad (3.22)$$

同理我们可以得到正交位相分量的噪声起伏为：

$$\begin{aligned}
 \hat{Y}_{\text{out}}(\Omega) &= -i[\hat{a}_{\text{out}}(\Omega) - \hat{a}_{\text{out}}^\dagger(-\Omega)] \\
 &= -\rho(\omega_0 + \Omega)\exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] \frac{i\hat{X}_{\text{in}}(\Omega) - \hat{Y}_{\text{in}}(\Omega)}{2} \\
 &\quad - \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} \frac{i\hat{X}_v(\Omega) - i\hat{Y}_v(\Omega)}{2} \\
 &\quad + \rho(\omega_0 - \Omega)\exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)] \frac{i\hat{X}_{\text{in}}(\Omega) + \hat{Y}_{\text{in}}(\Omega)}{2} \\
 &\quad + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)} \frac{i\hat{X}_v(\Omega) + \hat{Y}_v(\Omega)}{2}
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \delta^2 \hat{Y}_{\text{out}}(\Omega) \rangle &= \frac{1}{4} [-\rho(\omega_0 + \Omega)\exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] + \rho(\omega_0 - \Omega)\exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)]]^2 \langle \delta^2 \hat{X}_{\text{in}}(\Omega) \rangle \\
 &\quad + \frac{1}{4} [\rho(\omega_0 + \Omega)\exp[i\theta(\omega_0 + \Omega)] + \rho(\omega_0 - \Omega)\exp[-i\theta(\omega_0 - \Omega)]]^2 \langle \delta^2 \hat{Y}_{\text{in}}(\Omega) \rangle \\
 &\quad + \frac{1}{4} [-\sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)}]^2 \langle \delta^2 \hat{X}_v(\Omega) \rangle \\
 &\quad + \frac{1}{4} [\sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 + \Omega)} + \sqrt{1 - \rho^2(\omega_0 - \Omega)}]^2 \langle \delta^2 \hat{Y}_v(\Omega) \rangle
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

其中输入场正交振幅分量的噪声起伏表示为： $\langle \delta^2 \hat{X}_{\text{in}}(\Omega) \rangle = \exp(-2s)$ ，正交位相分量的噪声起伏为： $\langle \delta^2 \hat{Y}_{\text{in}}(\Omega) \rangle = \exp(2s)$ ， $s$ 为压缩指数，因为从后腔镜引入的真空场压缩为零，所以 $\langle \delta^2 \hat{X}_v(\Omega) \rangle = \langle \delta^2 \hat{Y}_v(\Omega) \rangle = 1$ 。

根据式子3.22和3.24可以得出真空压缩场注入的耦合光学腔反射场的噪声起伏曲线如图3.15所示，其中第一列(下标为S)的图片表示反射场的正交振幅分量的噪声曲线，第二列(下标为AS)的图片表示的是反射场的正交位相分量的噪声起伏。第一行表示的中间腔镜完全反射时的情况，此时两个子腔之间没有任何耦合作用，所以考察的只是单个光学腔的性质。图 $a_s$ 表示的是此时反射场的正交振幅分量的噪声起伏，可以看出，在腔共振处，由于存在微弱的吸收作用，所以此处的压缩度略低于入射的真空压缩光场的压缩度；在腔近失谐处，由于此处相位反转导致的干涉作用致使此处的压缩光被放大成了反压缩光，所以在此处的噪声远高于散粒噪声曲线(SNL)；而在远失谐处，由于光场被完全反射，所以其压缩度等于入射场的压缩度。综上所述，整个反射场的正交振幅噪声曲线呈现为一个带劈裂的洛伦兹曲线(如图 $a_s$ 所示)。同理，由于腔的吸收色散特性导致反射场的正交位相噪声起伏曲线如图 $a_{AS}$ 所示，呈现为倒置的带劈裂的洛伦兹曲线。现在我们减小中间腔镜的反射率为 $r_2^2 = 0.9997$ ，相应的噪声曲线如图 $c_S$ 、 $c_{AS}$ 所示，由于此时出现了类EIT效应，从

图3.14中的  $c_I$ 、 $c_P$  可知，在共振处出现了劈裂，而且在近失谐处出现了2个位相过零点，引起了色散曲线的剧烈变化，所导致的量子相消干涉作用导致量子场的噪声曲线在近失谐处出现了明显的变化，振幅分量的噪声曲线呈现为三劈裂状的洛伦兹曲线，而正交位相分量的噪声起伏呈现为三峰状的倒置洛伦兹曲线。而且，随着中间腔镜反射率的减小，耦合强度的增大，这种变化越来越明显，当反射率变为  $r_2^2=0.85$  时，反射场的噪声曲线最终变化为二个独立的带劈裂洛伦兹曲线(如图  $f_S$ )和倒置的带劈裂洛伦兹曲线(如图  $f_{AS}$ )。

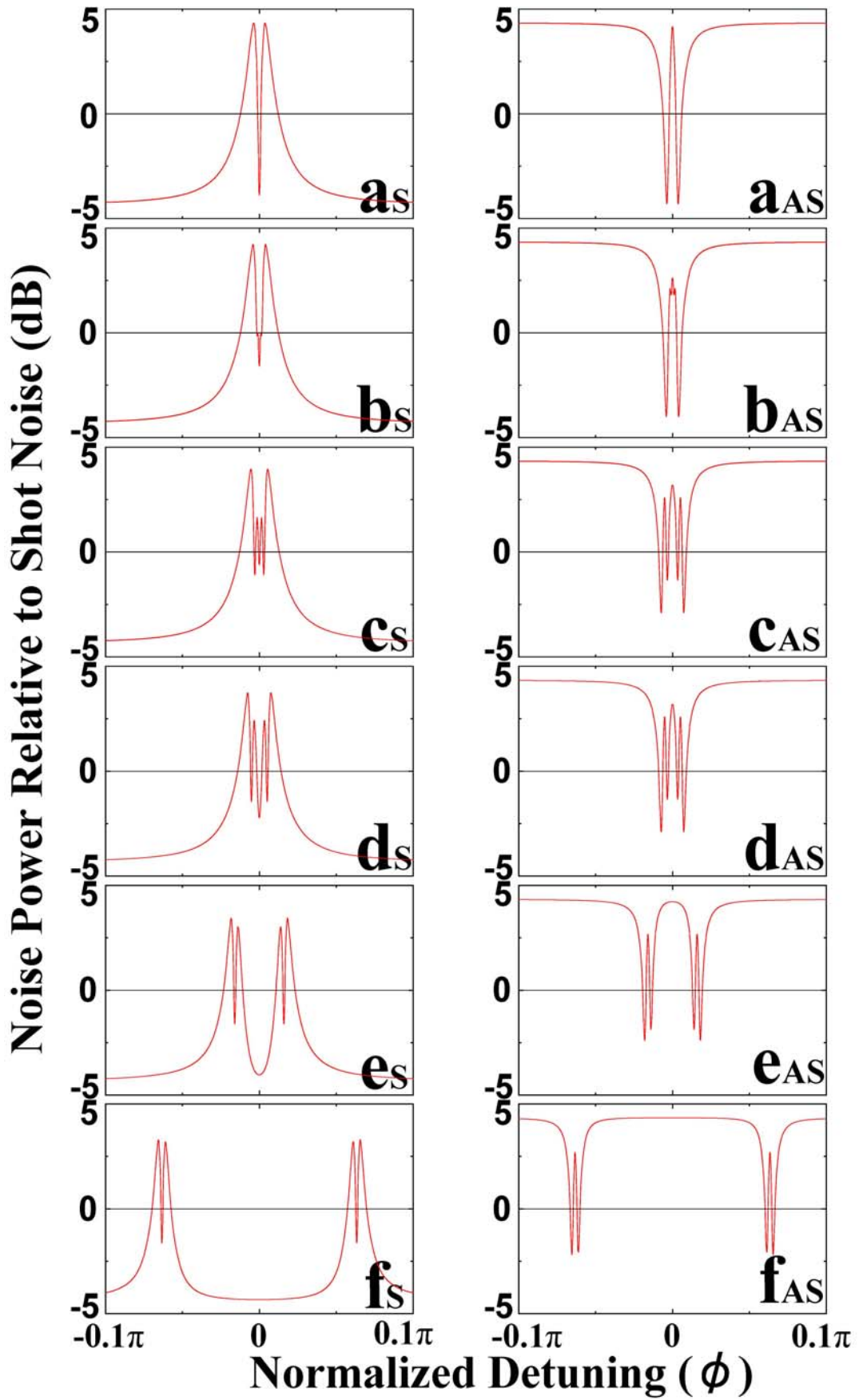


图3.15 真空压缩场注入的耦合光学腔反射场的噪声起伏曲线



### 3.3 实验研究

#### 3.3.1 实验方案简介

EIT 以及类 EIT 效应中对经典场的测量除了吸收曲线外,最重要的就是色散曲线的测定,它是 EIT 效应能否实现光减速的关键,而目前人们对色散曲线的测量主要还是使用我们之前介绍的 Mach-Zehnder 干涉仪法,如图 3.5 所示,他们使用铷泡的透射光作为信号光,然后使用一束相同波长的光束作为本振光耦合后使用平衡零拍技术法对发生 EIT 效应介质的色散曲线进行测量。

我们的实验方案是在量子范畴内考察该系统的类 EIT 特性,使用的是扫描腔失谐的一种平衡零拍探测技术,在此把我们的实验方案和传统的平衡零拍探测法进行下简单比较。

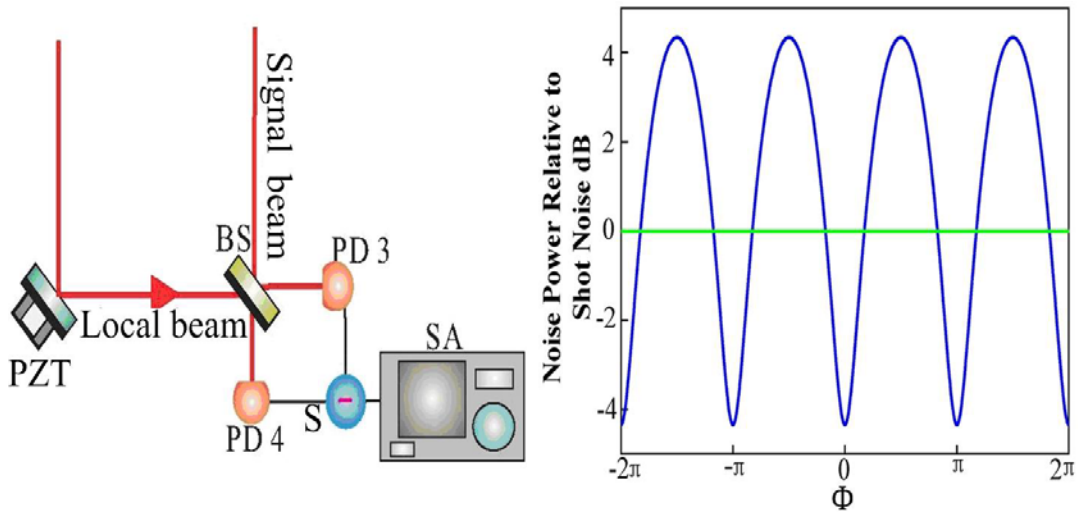


图 3.16 传统平衡零拍探测法光路图及其测量结果

传统平衡零拍探测法光路图如图 3.16 所示,其中, PZT 指压电陶瓷, BS 是 50/50 耦合分束器, PD3 和 PD4 是一对平衡探测器, S 表示减法器, SA 表示频谱分析仪。可以看出,在传统的平衡零拍探测法中,本振光光路上加上压电陶瓷直接扫描它和信号光的相位差,所以其测量结果如公式(3.25)所示,是一种关于信号光和本振光相位差  $\Phi$  的相敏曲线,如图 3.16 右图所示,曲线随着相位从 0 到  $\pi$  再到 0 的周期振荡而在最大压缩和最大反压缩间来回振荡。

$$i_- \propto \Delta^2 x \cos \phi + \Delta^2 y \sin \phi \quad (3.25)$$

而我们的实验方案如 3.17 所示,其中 C-R system 指的是耦合光学腔系统, HVA 表示的是高压放大器, PZT 表示的是压电陶瓷, M 指的是腔镜, C 表示光学腔, OI 表示光学隔离器, HD system 指的是探测系统, BS 指的是耦合分束器, PD 表示光电

探测器，SA 表示频谱分析仪。

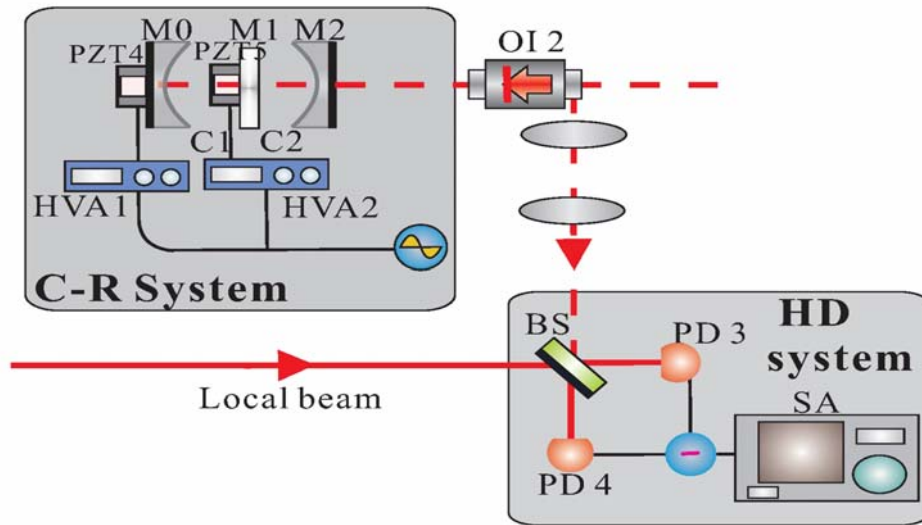


图 3.17 扫描耦合腔失谐的平衡零拍探测法示意图

如图3.17所示，信号光注入耦合光学腔系统，在耦合光学腔内完成类EIT效应后，通过隔离器提取出反射光场，再通过透镜组进行模式调整后与本振光在50/50分束器合并，再等光强分束后打进探测器3和探测器4，探测器3和4是一对平衡探测器，它们输出的光电流使用减法器进行处理后送入频谱分析仪进行分析存储。整个方案中，我们不扫描本地光相位，而是扫描整个耦合光学腔的失谐，耦合腔的失谐量可以通过其反射曲线反映为与本地光之间的相位差，测量的反射场的噪声起伏其实就是腔内色散和吸收的相关曲线。利用这个实验方案测量反射光场的吸收曲线和噪声起伏曲线，从而研究该类EIT系统的吸收色散特性，而反过来也正是利用此吸收色散的特性达到利用耦合光学腔操控真空压缩光场的目的。

### 3.3.2 耦合光学腔系统

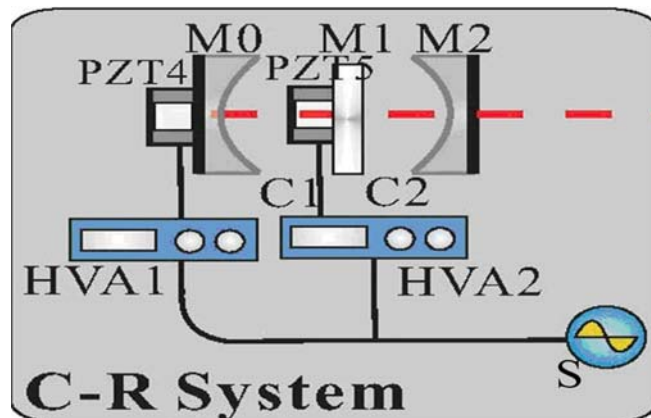


图3.18 耦合光学腔系统

耦合光学腔系统是本实验的核心部件，其结构简图如图3.18所示。其中，M代表相应的腔镜，PZT代表压电陶瓷，HVA代表高压放大器，S代表信号源。 $M_0$ 和 $M_2$ 构成一个共心腔，再在腔的中心处插入一个平面腔镜 $M_1$ ，构成耦合光学腔。

在传统的EIT及类EIT实验中，人们都是通过扫描激光器的频率来扫描整个耦合诱导系统，从而实现诱导透明效应。而本实验中，我们通过扫描耦合光学腔的失谐代替扫描激光器的频率，从而更稳定的实现诱导透明现象。

可以看出，我们在中间腔镜和后腔镜上分别安装了压电陶瓷，驱动它们的高压放大器HVA1和HVA2连接同一个信号源，但是HVA1的增益是HVA2的2倍，这样只要调节适当的偏置，就能达到扫描整个耦合光学腔的目的。由于中间腔镜的透射率直接决定了整个耦合光学腔的耦合作用强度，所以为了比较不同强度下该系统的类EIT特性，我们保持两个平凹腔镜的反射率不变( $R_{M_2} = 96.8\%$ 、 $R_{M_0} > 99.999\%$ )，通过更换不同反射强度的中间腔镜搭建了弱耦合作用强度( $R_{M_1} = 99.8\%$ )和强耦合作用强度( $R_{M_2} = 96.7\%$ )两种耦合光学腔。

### 3.3.3 实验过程和实验结果

我们的实验光路图如图3.19所示，可以看出，实验系统包含5个部分：光源系统、模式清洁系统、DOPO、耦合光学腔系统和探测系统。如前面介绍的，其中，光源使用的是宇光公司生产的LD泵浦全固体化连续单频内腔倍频环形Nd:YVO4-KTP 532 nm绿光/1064 nm红外双波长激光器，模式清洁系统是由两个曲率半径为30mm的腔镜搭建而成的近共心腔和锁腔系统组成，整个模式清洁系统的透射效率在45%左右。DOPO由三部分组成，第一部分为曲率半径都为30mm的两个腔镜构成的共心腔，其中前腔镜对532nm光的透射率为30%，对1064光则为高反；后腔镜对530nm光高反，对1064nm光透射率为15%。第二部分是一块尺寸为1mm\*2mm\*15mm的PPKTP晶体，该晶体两面均镀有1064nm增透膜，整个晶体放置于控制精度为0.005℃的控温系统中。第三部分为由锁相放大器、PI电路、高压放大器等构成的锁相系统。耦合光学腔是本实验的核心部分，它由三个光学镜组成，其中，两个曲率半径都为30mm的平凹镜先构成一个共心腔，然后一个平面镜放置在其共心处，此平面镜一面镀有1064nm增透膜，另一面镀有透射率不同的光学膜，从而构建不同耦合强度的光学耦合腔。最后一部分为探测系统，由一对平衡探测器和射频频谱分析仪组成。

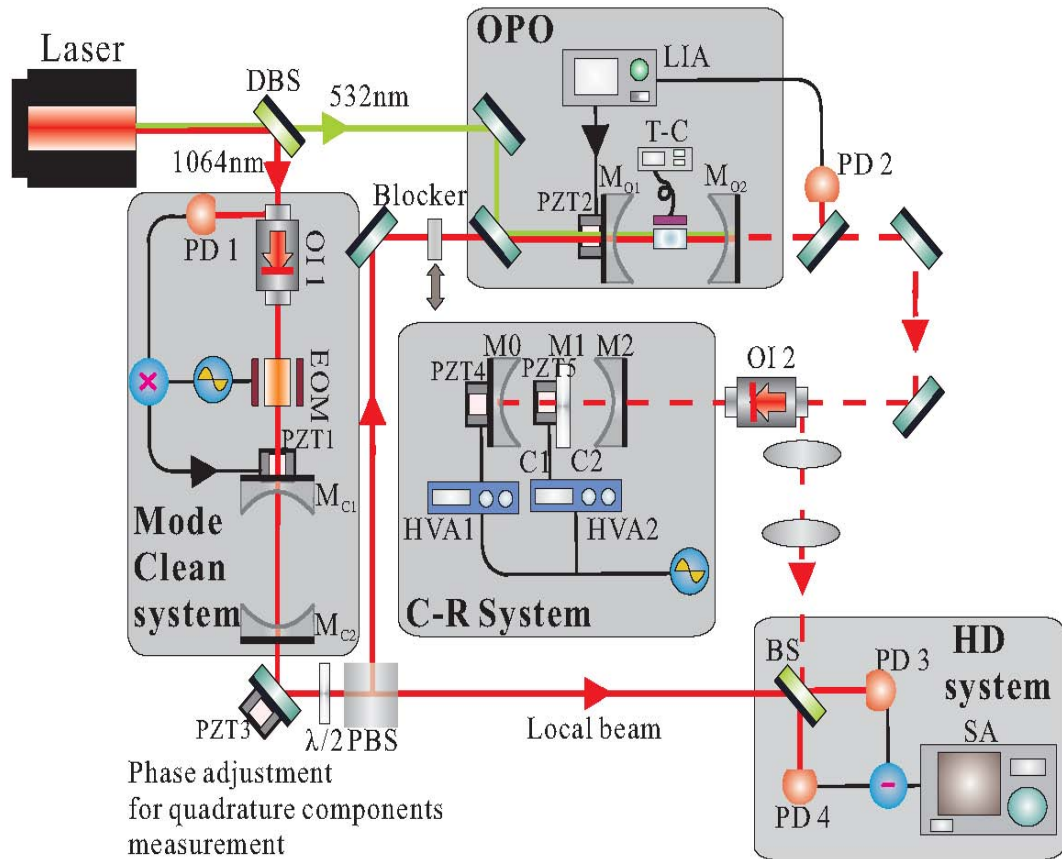


图 3.19 类 EIT 实验光路示意图

实验过程如下：激光器输出 220mw 左右的 532nm 绿光和 60mw 左右的 1064nm 红外光。然后，出射的 1064nm 光与 532nm 光分束后注入模式清洁系统进行模式清洁，模式清洁器的透射光一小部分作为锁腔的信号光使用，锁腔后模式清洁腔的出射光分为两束，其中较强一束做为平衡零拍探测时候的本振光使用，另一束 1064nm 光进行模式调节后作为校准光注入 DOPO 系统并在其中发生共振，532nm 绿光作为泵浦光和 1064nm 光合并后注入 DOPO 腔，DOPO 系统的出射光经过透镜组调节模式后注入耦合光学腔，其反射场由隔离器提取后送入探测系统进行探测记录。

如前文所述，实验中我们搭建了弱耦合强度和强耦合强度两套耦合光学腔系统。首先我们考察弱耦合作用强度下系统的类-EIT 特性。我们先进行经典场的实验，由于此时使用相干光作为类 EIT 系统的入射光，所以我们先挡住 532nm 绿光，只让 1064nm 光射进 DOPO 系统，调节光路和 1064nm 光的模式使其在 DOPO 腔中共振，然后将 DOPO 腔的模式锁定在  $TEM_{00}$  模上，其出射光注入耦合光学腔系统中在其中发生类-EIT 效应后，然后使用探测器对隔离器分离出的反射场进行探测。接着考察压

缩光场注入的耦合光学腔的类 EIT 特性: 此时, 我们挡住 1064nm 红外光而打开 532nm 的泵浦光, 让其注入 DOPO 腔的入射腔镜后穿过 PPKTP 晶体发生非线性转换, 并使用温度控制仪控制晶体温度使其工作在非线性效率最高处, 然后调节光路使 DOPO 腔产生的真空压缩光射入耦合光学腔系统, 分别考察只有单个光学腔和两个光学腔组成耦合光学腔系统时的量子特性, 用隔离器提取其反射场, 使用透镜组调节反射场的模式使其和本振光的干涉效率达到 94% 以上, 再使用平衡零拍探测系统进行噪声谱的测量研究。其实验结果如图 3.20 (弱耦合—耦合光学腔)、图 3.21 (强耦合—耦合光学腔) 所示, 其中蓝线为实验结果, 红线为理论拟合曲线, 绿线为散粒噪声基准。

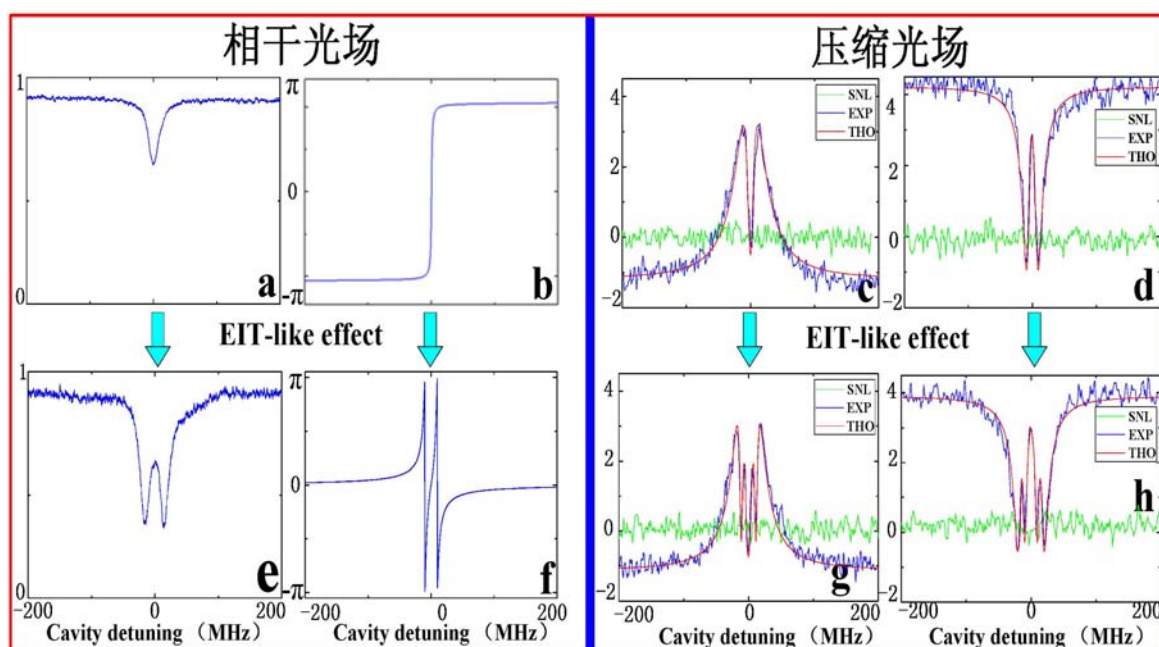


图 3.20 弱耦合—耦合光学腔的实验结果

图 3.20 对应的是弱耦合强度时的实验结果, 其中, 蓝线左侧为经典光场的类 EIT 特性, 图 a、b 为挡住耦合光学腔系统中的后腔 (C1) 时相应反射场的吸收和色散曲线, 可以看出此时在共振处有个吸收峰, 而且此处的色散曲线出现了翻转整个曲线形状如图 b 所示。发生类 EIT 效应后, 如图 e、f 所示, 在失谐为零处出现了明显的透明窗口, 而且色散曲线出现了明显的变化: 在近失谐处也出现了过零点, 整个曲线呈现为三过零点结构。现在我们考察相应情况下真空压缩场注入时的实验结果, 如图 c、d 所示, 在没有发生类 EIT 效应时, 由于光学腔的吸收和色散特性, 整个反射场的噪声曲线呈现出明显的 M 状和 W 状, 而这两幅曲线形状很好的反映了腔中的色散性质。



打开后腔构成耦合光学腔后，反射场的噪声谱如图 3.20 中 g、h 所示，在近失谐处出现明显的劈裂。整个噪声曲线呈现出三谷结构 (g) 和三峰结构 (h)，这表明发生了明显的量子相消干涉作用，而这两种结构也正说明了色散曲线的在近失谐处增加了两个新的过零点。这样，通过对噪声曲线的测量推测了色散曲线的变化。

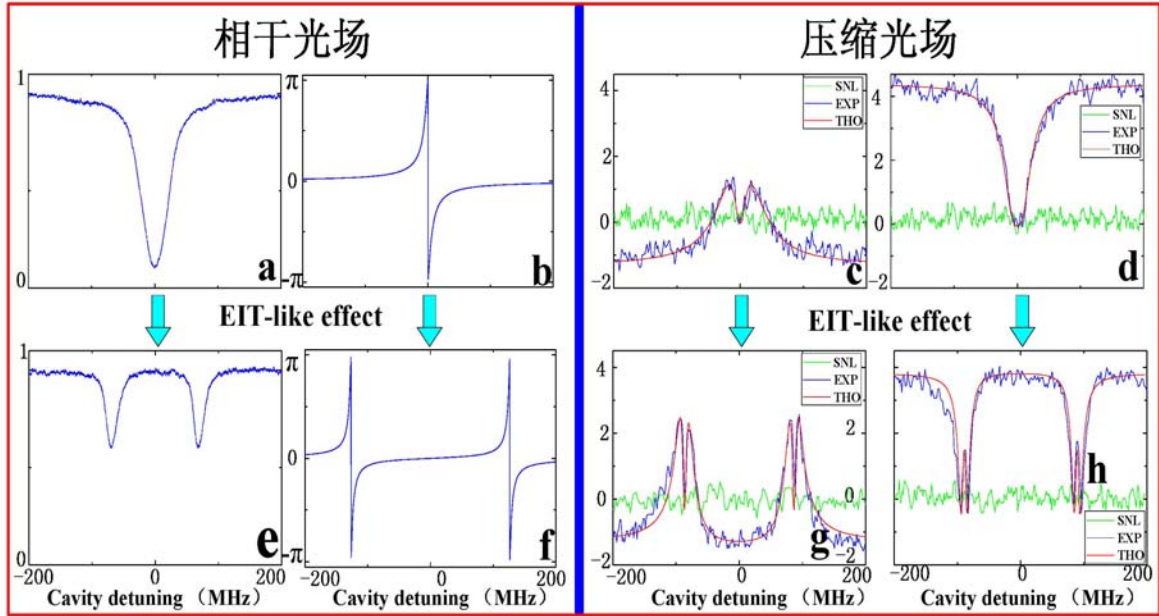


图 3.21 强耦合—耦合光学腔的实验结果

现在使用强耦合—耦合光学腔系统进行实验，相应的实验结果如图 3.21 所示，可以看出，如相干光场注入时反射场的强度曲线（图 3.21a、e）所示，随着耦合强度的增大，透射窗口也随之增大，最后劈裂为两个反射峰。相应的变化也体现在色散曲线上，如图 3.21b、f 所示，由于耦合光学腔系统中间腔镜透射率的增大，导致了整个色散曲线劈裂为两个单独的色散变化曲线。现在注入真空压缩光场，考察该系统在量子光场中的类-EIT 特性，由于此时中间腔镜的 1064nm 光透射率为 4.5%，腔 2 为临界耦合腔，腔共振处吸收很大，所以其反射场的噪声起伏如图 3.21c、d 所示，只是个很小的 M 状和 V 状。但是打开腔 1 后，由于中间腔镜透射率的增大(4.5%)，透射光增强导致整个耦合腔的量子干涉作用增大，所以整个噪声谱劈裂为两个单独的 M 和 W 状，如图 3.21g、h 所示，整个噪声起伏曲线形状的变化很好的吻合了色散性质的变化。

### 3.4 小结

本章利用耦合的光学腔构建了强、弱两个耦合强度的类-EIT 系统，注入了相干光和真空压缩光两种光场，进行了经典光场和压缩光场注入时该系统类-EIT 特性的

比较。在实验上第一次观测到了量子光场中的耦合诱导透明现象，研究了不同强度腔耦合情况下反射场的量子噪声起伏特性。该工作具有重要的意义，可以为量子操控、压缩光减速、存储、释放等量子通信和量子计算等重要实验提供帮助。

## 参考文献

- [3.1] S. E. Harris. Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened Resonances, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 1033.
- [3.2] S. E. Harris. Pondermotive Forces with Slow Light, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85, 4032.
- [3.3] M. O. Scully, S. Y. Zhu, and A. Gavrielides. Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62, 2813.
- [3.4] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature*, 2001, 409, 490.
- [3.5] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86, 783.
- [3.6] J. Gea-Banacloche, Y. Q. Li, S-Z. Jin, and Min Xiao. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: theory and experiment, *Phys. Rev. A*, 1995, 51, 576.
- [3.7] K.-J. Boller, A. Imamolu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593.
- [3.8] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 陈家骅. 激光原理, 北京, 国防工业出版社, 2010. 5-25
- [3.9] 郭裕. 多模电磁诱导透明理论及其应用研究, 湖南师范大学博士学位论文, 2008.
- [3.10] A.V.Turukhin, V.S.Sudarshanam, M.S.Shahriar. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 65, 036601.
- [3.11] M. M. Kash, V. A. Sautenkov. Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical Effects in a coherently driven hot atomic gas, *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82, 5229.
- [3.12] D. Yannick, Nguyê. T, Laura Ghişa, Stéphane Trebaol, Patrice Féron. Measurement of the dispersion induced by a slow-light system based on coupled active-resonator-induced transparency, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 013818.
- [3.13] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas, *Nature*, 1999, 397, 594.



- [3.14] K.-J. Boller, A. Imamolu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593.
- [3.15] Min Xiao, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin, J. Gea-Banacloche. Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 666.
- [3.16] O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein, D. Meschede. Steep dispersion and group velocity below  $c/3000$  in coherent population trapping, *Phys. Rev. A*, 1996, 53, R27.
- [3.17] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas, *Nature*, 1999, 397, 594.
- [3.18] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses, *Nature*, 2001, 409, 490.
- [3.19] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, P. R. Hemmer. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid, *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 88, 023602.
- [3.20] D. D. Smith, N.N. Lepeshkin, A. Schweinsberg. Coupled-resonator-induced transparency in a fiber system, *Opt. Commun.*, 2006, 264, 163.
- [3.21] Totsuka K, Kobayashi N. Slow light in coupled-resonator-induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98, 213904.
- [3.22] Ma H, Ye C, Wei D, Zhang J. Coherence phenomena in the phase-sensitive optical parametric amplification inside a cavity, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95, 233601.
- [3.23] Ye C, Zhang J. Absorptive and dispersive properties in the phase-sensitive optical parametric amplification inside a cavity, *Phys. Rev. A*, 2006, 73, 023818.
- [3.24] Ye C, Zhang J. Electromagnetically induced transparency-like effect in the degenerate triple-resonant optical parametric amplifier, *Opt. Lett.*, 2008, 33, 1911.
- [3.25] 高峰. 实验研究光学耦合腔中的类EIT现象, 山西大学硕士学位论文, 2009.



## 第四章 DOPA腔产生纠缠态光场的实验研究

### 4.1 前言

在量子的世界里，量子纠缠是最重要的资源之一，它直接体现了量子力学的奇妙特性—在一个多体量子体系中，对其中某一个子系统的测量不可能完全独立于其他子系统的测量，它体现了量子力学中子系统间的相关性和不可分性。正是由于这种奇妙的性质，量子纠缠成为现代科学研究的重要资源，人们利用各种纠缠源完成了诸如量子密集编码、量子离物传态、量子秘密共享和纠缠交换等重要实验。

#### 4.1.1 纠缠简介

纠缠最早是在 1935 年由 Einstein、Podolsky 和 Rosen 三人在论证量子力学几率波解释的不完备性时提出的，被称之为 EPR 佯谬<sup>[4.1]</sup>。而同年 Schrödinger 提出的著名的“Schrödinger 猫态”其实也是一个纠缠态<sup>[4.2]</sup>。当一个由多个子系统组成的量子体系的态矢在任何表象中都不能写成其子系统的直积形式时，我们称这个量子体系的态为纠缠态。以两体纠缠态系统为例（如光子的偏振，电子的自旋）<sup>[4.3]</sup>，该系统的态用 $|\Psi\rangle_{AB}$ 表示，而其的两个子系统的态分别用 $|\Psi\rangle_A$ 和 $|\Psi\rangle_B$ 表示，则其态矢：

$$|\Psi\rangle_{AB} \neq |\Psi\rangle_A \otimes |\Psi\rangle_B \quad (4.1)$$

两体体系的最大纠缠态为 Bell 基态，它的四个基态构成一个完备基：

$$\begin{aligned} |\Psi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|0\rangle_2 \pm |1\rangle_1|1\rangle_2) \\ |\Phi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 \pm |1\rangle_1|0\rangle_2) \end{aligned} \quad (4.2)$$

也就是说所有的双粒子纠缠体系都可以用式子 4.2 中的一个基态来描述，譬如一个总自旋为零的纠缠的双电子自旋系统：

$$|\Psi\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2) \quad (4.3)$$

其中下标 1 和 2 表示电子 1 和电子 2， $|0\rangle$  代表电子自旋向下的态，则 $|1\rangle$  代表电子自旋向上的态。该系统的总自旋为零，可以看出，在进行测量之前，不能确定电子的自旋朝向，此时电子朝上和朝下的几率是 50%。但是一旦对电子 1 进行测量，如果为 $|0\rangle$ ，则系统坍塌到 $|0\rangle_1|1\rangle_2$  态上，第二个电子此时必然处于 $|1\rangle$  态上，即自旋朝上。如果电子 1 的测量结果为自旋朝上，则此时整个系统坍塌到态 $|1\rangle_1|0\rangle_2$  上，

第二个电子的测量结果必然为自旋朝下。而且这种关联与距离无关，不论两个电子距离多远，此量子关联依然存在。

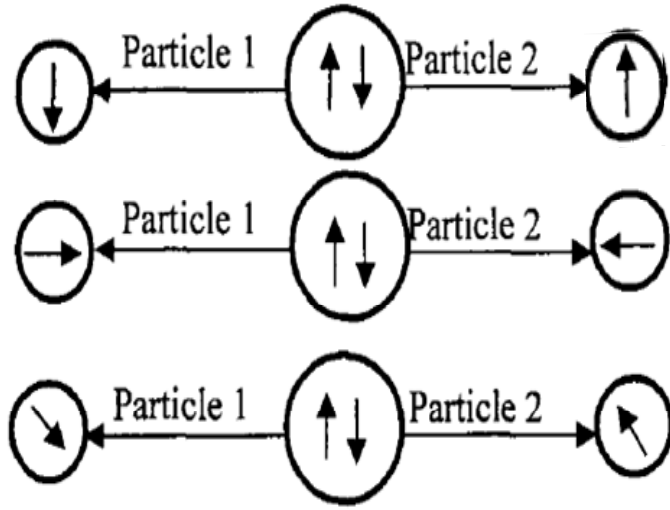


图 4.1 量子纠缠体系的量子关联特性示意图

这个量子关联和经典关联具有本质上的不同。如果两个经典关联电子的总自旋为零，那么测量一个电子为上或者为下也能够推断出另外一个电子的自旋为下或者为上，但这种关联是提前预置的，即不论怎么测量电子 1 的自旋态，电子 2 的自旋态不受电子 1 自旋态测量的影响，它的自旋指向和提前设置的是一致的。而如图 4.1 所示，在纠缠系统的量子关联中，两个电子总自旋为零，那么此时两个电子的自旋态都不是确定的，只有对电子 1 进行测量了以后，两个电子组成的系统的态才会坍塌到式子 4.3 中的某一个态上。此时电子 2 的自旋态才能确定下来，这是一种依赖于对电子 1 自旋的测量的后置性结果。电子 1 自旋的指向可是是任意方向的，电子 2 的自旋是和电子 1 自旋指向相反的，而这种关联和它们之间的距离无关。而这种量子光联和经典关联之间的差异也正是纠缠在量子通讯，量子计算等方面大有作为的原因<sup>[4.4]</sup>。

#### 4.1.2 纠缠源的分类和产生原理

目前在实验上已经制备了很多种纠缠源，比如：纠缠光子对、纠缠态光场、纠缠离子、纠缠原子、单分子纠缠等等<sup>[4.5,4.6,4.7]</sup>。但利用量子光学技术产生纠缠光源是目前最高效和稳定的方法之一<sup>[4.8]</sup>。此种纠缠源又可以分为两类：一类称为分离变量纠缠，如电子纠缠源、光子纠缠源等。这一类纠缠源主要利用的是电子（光子）之间自旋（偏振）指向之间的纠缠性。另一类是连续变量纠缠，主要利用的是连续光场正交分量之间的纠缠特性。由于分离变量在实验上的便利性，所以此类的实验已经取得了不俗的成就，目前已经完成了量子纠缠交换<sup>[4.9]</sup>、密集编码<sup>[4.10]</sup>、离物传态等实

验<sup>[4.11]</sup>。而近年来由于实验技术的进步，连续变量纠缠源的实验研究也有了长足的发展<sup>[4.12,4.13,4.14]</sup>，我们山西大学光电研究所主要的研究对象也集中在此类纠缠上<sup>[4.15,4.16,4.17]</sup>。

目前连续变量纠缠源主要通过两种方法获得：一种方法是通过 II 类非线性晶体组成的非简并光学参量放大腔获得<sup>[4.18,4.19]</sup>，另一种方法是利用两个 I 类非线性晶体组成的简并光学参量放大腔获得两个相互独立的单模压缩态，再使用线性光学分束器耦合分束产生纠缠光<sup>[4.20,4.21]</sup>。

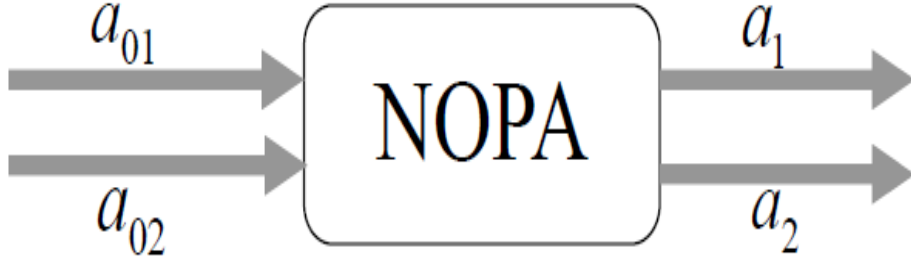


图 4.2 非简并光学参量放大器示意图

非简并光学参量放大器的示意图如图 4.2 所示，其中  $|a\rangle_{01}$  和  $|a\rangle_{02}$  为两束偏振垂直的注入 II 类非线性晶体的信号模， $|a\rangle_1$  和  $|a\rangle_2$  为两束偏振垂直的出射光，其正交振幅和位相分量分别表示为：

$$\begin{aligned}
 X_{a(1)} &= X_{a(01)} \cosh \gamma + X_{a(02)} \sinh \gamma \\
 Y_{a(1)} &= Y_{a(01)} \cosh \gamma - Y_{a(02)} \sinh \gamma \\
 X_{a(2)} &= X_{a(02)} \cosh \gamma + X_{a(01)} \sinh \gamma \\
 Y_{a(2)} &= Y_{a(02)} \cosh \gamma - Y_{a(01)} \sinh \gamma
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

在上式中， $X_{a(01)}$ 、 $X_{a(02)}$  和  $Y_{a(01)}$ ， $Y_{a(02)}$  表示两束注入场的正交振幅和位相分量， $X_{a(1)}$ 、 $X_{a(2)}$  和  $Y_{a(1)}$ 、 $Y_{a(2)}$  分别表示输出场  $a_1$  和  $a_2$  的正交振幅和位相分量。而  $\gamma (0 \leq \gamma < \infty)$  表示 NOPA 输出的两个非简并场之间的量子关联参量， $\gamma=0$  是指不存在关联， $\gamma > 0$  表示存在部分关联， $\gamma \rightarrow \infty$  意味着理想关联。

由 4.4 式可得输出光场  $|a\rangle_1$  和  $|a\rangle_2$  的正交振幅和位相的关联起伏方差为：

$$\begin{aligned}
 \langle \delta^2 (X_{a(1)} - X_{a(2)}) \rangle &= \langle \delta^2 (Y_{a(1)} + Y_{a(2)}) \rangle = 2e^{-2\gamma} \\
 \langle \delta^2 (X_{a(1)} + X_{a(2)}) \rangle &= \langle \delta^2 (Y_{a(1)} - Y_{a(2)}) \rangle = 2e^{2\gamma}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

假设为理想关联，即关联参量  $\gamma \rightarrow \infty$  时，可以得到：

$$\begin{aligned}\langle \delta^2(X_{a(1)} - X_{a(2)}) \rangle &= \langle \delta^2(Y_{a(1)} + Y_{a(2)}) \rangle \rightarrow 0 \\ \langle \delta^2(X_{a(1)} + X_{a(2)}) \rangle &= \langle \delta^2(Y_{a(1)} - Y_{a(2)}) \rangle \rightarrow \infty\end{aligned}\quad (4.6)$$

此时，EPR 纠缠态光场的正交振幅分量之间具有量子正关联性，而正交位相分量之间则存在着量子反关联性。而量子正关联性和量子反关联性的特点可以用下图形象的表示出来<sup>[4.22]</sup>：

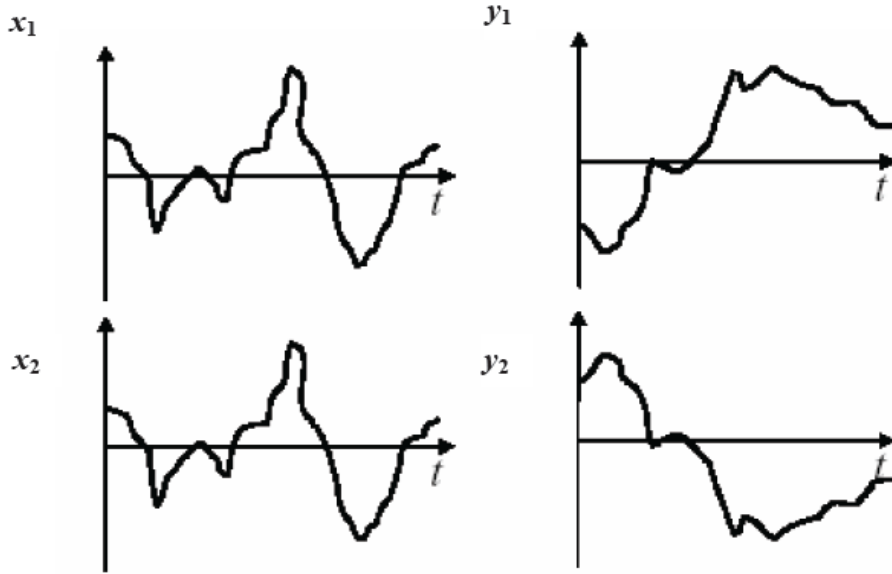


图 4.3 量子正/反关联特性示意图

另外一种产生 EPR 纠缠源的方法就是前面提到的使用两个 I 类非线性晶体组成的简并光学参量放大腔结合线性耦合分束器的方法。其原理如图 4.4 所示：

其中输入光场 a 和 b 为两个等光强的正交位相压缩光，它们在一个 50/50 线性分束器上耦合（相位差为  $\pi/2$ ），分束后的输出光场为 EPR 纠缠光场。输入光场 a、b 的正交振幅与正交位相分量分别表示为：

$$\begin{aligned}X_a &= e^\gamma X_a^{(0)} & Y_a &= e^{-\gamma} Y_a^{(0)} \\ X_b &= e^\gamma X_b^{(0)} & Y_b &= e^{-\gamma} Y_b^{(0)}\end{aligned}\quad (4.7)$$

其中的  $\gamma$  为压缩参量。 $X_i^{(0)}$ 、 $Y_i^{(0)}$  ( $i=a, b$ ) 指的是真空场的正交振幅和正交位相分量，它们的噪声起伏为散粒噪声极限。输出光场 c、d 表示为：

$$\begin{aligned}c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a + ib) \\ d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a - ib)\end{aligned}\quad (4.8)$$

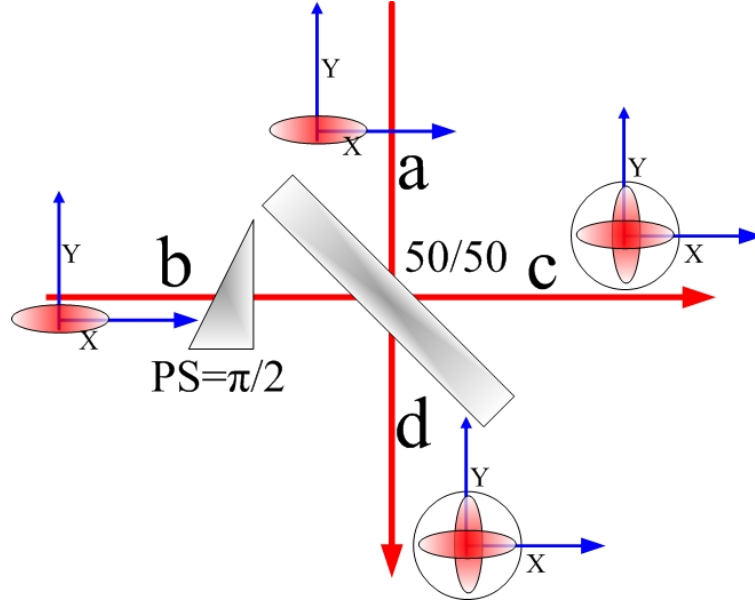


图 4.4 DOPA 合成 EPR 纠缠光场示意图

所以它们的正交振幅和正交位相分量分别为：

$$\begin{aligned}
 X_c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X_a - Y_b) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^\gamma X_a^0 - e^{-\gamma} Y_b^0) \\
 Y_c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(Y_a + X_b) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-\gamma} Y_a^0 + e^\gamma X_b^0) \\
 X_d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X_a + Y_b) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^\gamma X_a^0 + e^{-\gamma} Y_b^0) \\
 Y_d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(Y_a - X_b) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-\gamma} Y_a^0 - e^\gamma X_b^0)
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

则输出光场 c 和 d 的正交分量之间的关联起伏方差为：

$$\begin{aligned}
 \langle \delta^2(X_c + X_d) \rangle &= \langle \delta^2(Y_c - Y_d) \rangle = 2e^{2\gamma} \\
 \langle \delta^2(X_c - X_d) \rangle &= \langle \delta^2(Y_c + Y_d) \rangle = 2e^{-2\gamma}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

很明显，此类纠缠光场具有正交振幅分量正关联、正交位相分量反关联的量子关联特性。

## 4.2 连续变量纠缠光场的探测

目前连续变量纠缠光场的测量方法主要有两种：局域测量法和联合测量法。其中，局域测量法是指分别测量每个纠缠光场的量子噪声，再进行加减法操作，最后得出该纠缠光场的量子关联特性。目前，主要的方法是平衡零拍探测法。平衡零拍探测法是指利用两套平衡零拍探测装置分别测量纠缠光束每个光场的正交振幅和正交位相分量，再进一步将测量到的光电流相加减，从而获得纠缠光场的关联方差起

伏。联合测量法是指首先耦合两束纠缠光场，再对干涉分束后的光场进行相应的量子噪声测量。目前的主要方法是 Bell 态直接测量法，Bell 态直接测量法适用于正交位相分量正关联，正交振幅分量反关联的明亮 EPR 纠缠光束。下面我们就简单介绍一下这两种连续变量纠缠光场的测量方法。

#### 4.2.1 平衡零拍探测法进行EPR关联测量

平衡零拍探测法是量子光学中量子噪声测量的重要技术手段。通过调节信号光和本振光之间的模式匹配，使其的干涉效率达到 94%以上，然后改变两者之间的相对相位就能测量出信号光场的正交振幅分量和正交位相分量的量子噪声。其实验光路如图 4.5 所示，其中 L 表示本振光，a 代表信号光场，SA 表示频谱分析仪。可以看出 c、d 光场可表示为：

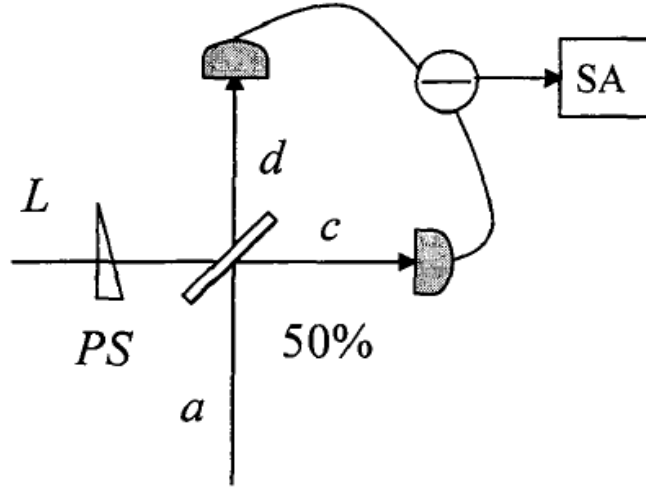


图 4.5 平衡零拍探测法基本装置

$$\begin{aligned} c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a + Le^{i\phi}) \\ d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a - Le^{i\phi}) \end{aligned} \quad (4.11)$$

其中  $\phi$  表示的是信号光和本振光之间的相对相位，则两个探测器探测得到的光电流为：

$$\begin{aligned} i_c &= c^\dagger c = \frac{1}{2}(a^\dagger a + a^\dagger L e^{i\phi} + L^\dagger a e^{-i\phi} + L^\dagger L) \\ i_d &= d^\dagger d = \frac{1}{2}(a^\dagger a - a^\dagger L e^{i\phi} - L^\dagger a e^{-i\phi} + L^\dagger L) \end{aligned} \quad (4.12)$$

相减可得：

$$i = i_c - i_d = a^\dagger L e^{i\phi} + L^\dagger a e^{-i\phi} \quad (4.13)$$

进行线性化处理之后，上式变为：



$$\begin{aligned}
 i &= i_c - i_d \\
 &= \alpha^\dagger l e^{i\phi} + l^\dagger \alpha e^{-i\phi} + \alpha^\dagger \delta L e^{i\phi} + \alpha \delta L^\dagger e^{-i\phi} + l \delta a^\dagger e^{i\phi} + l^\dagger \delta a e^{-i\phi} \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

由于平衡零拍探测时本振光光强远大于信号光光强 ( $l \gg \alpha$ ), 所以上式中的第三项和第四项可以忽略, 光电流的起伏为:

$$\delta i = l \delta a^\dagger e^{i\phi} + l^* \delta a e^{-i\phi} \quad (4.15)$$

从上式可以看出, 当  $\phi=0$  时, 测量的是信号光的正交振幅分量的噪声起伏; 当  $\phi=\pi/2$  时, 测量的是信号光的正交位相分量的噪声起伏。

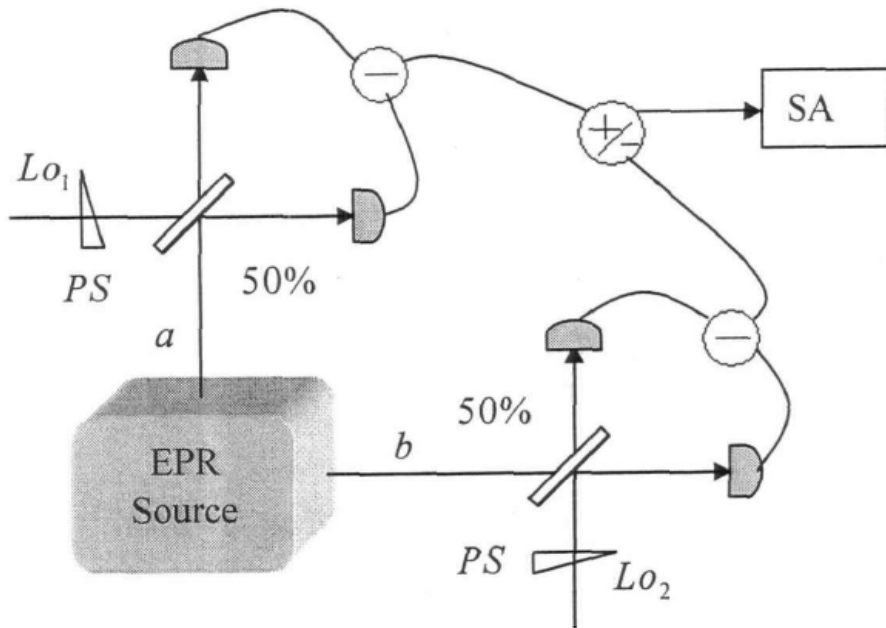


图 4.6 利用两套平衡零拍探测系统测量 EPR 关联的实验装置

上图就是利用两套平衡零拍探测系统测量 EPR 关联的光路图, 可以看出主要的原理就是使用两套探测系统的光电流进行加/减从而测出 EPR 纠缠光束之间的量子关联性。

#### 4.2.2 Bell态直接测量法进行EPR关联测量

除了前面提到的两套平衡零拍系统测量法之外, 如果纠缠场是具有正交振幅分量反关联、正交位相分量正关联的量子关联特性的明亮 EPR 光束时, 我们就可以使用更简单的一种测量方法: Bell 态直接测量法。其装置光路图如图 4.7 所示, 调节 EPR 纠缠光束的两束光等光强, 然后两者以  $\pi/2$  的相位差在一个 50%分束器上耦合后等分为两束, 然后注入一对平衡探测器中, 两个探测器的光电流再分为两等分, 然后使用加/减法器分别加减, 其中加法器输出的信号为正交振幅之和, 减法器输出的信号为正交位相之差。

如图所示，光场  $a$ 、 $b$  经过耦合器后其输出光场为：

$$\begin{aligned} c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a + ib) \\ d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a - ib) \end{aligned} \quad (4.16)$$

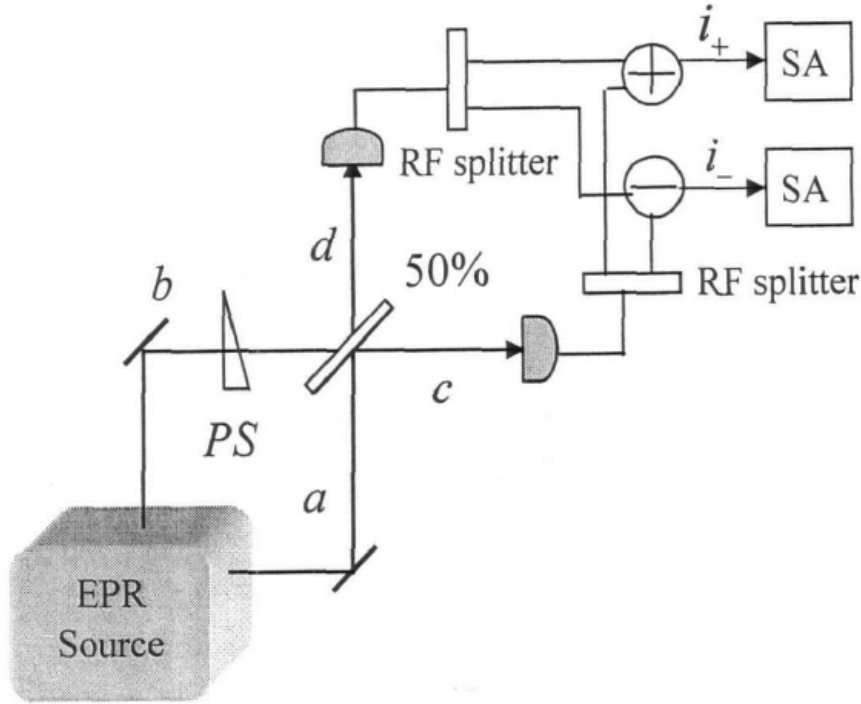


图 4.7 Bell 态直接测量法测量 EPR 关联的实验装置

探测器输出的光电流分别为：

$$\begin{aligned} i_c &= c^\dagger c = \frac{1}{2}(a^\dagger a + ia^\dagger b - ib^\dagger a + b^\dagger b) \\ i_d &= d^\dagger d = \frac{1}{2}(a^\dagger a - ia^\dagger b + ib^\dagger a + b^\dagger b) \end{aligned} \quad (4.17)$$

则加法器输出的光电流为：

$$i_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(i_c + i_d) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a^\dagger a + b^\dagger b) \quad (4.18)$$

减法器输出的光电流为：

$$i_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(i_c - i_d) = \frac{1}{\sqrt{2}}(ia^\dagger b - ib^\dagger a) \quad (4.19)$$

线性化处理上式， $a = \alpha + \delta a$ ， $b = \beta + \delta b$ ，又因为等光强时  $\alpha = \beta$ ，所以从式子 4.19 可以得到：

$$\begin{aligned}\delta i_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha(\delta X_a + \delta X_b) \\ \delta i_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha(\delta Y_a - \delta Y_b)\end{aligned}\quad (4.20)$$

可以看出, 利用 Bell 态直接测量法, 我们可以直接同时获得正交振幅分量之和、正交位相分量之差的噪声, 但是由于只能测量到正交振幅分量之和与正交位相分量之差, 所以 Bell 态直接测量法只适用于正交振幅分量反关联, 正交位相分量正关联的明亮 EPR 纠缠光束的测量。

最后, 我们比较下这两种量子关联噪声测量方法的优缺点: 使用平衡零拍探测系统进行 EPR 关联测量时, 首先由于需要使用两套平衡零拍探测系统, 而且测量振幅关联和位相关联时必须分次测量, 所以系统比较复杂, 稳定度比较低; 其次由于平衡零拍探测时需要对待测信号光和本振光进行模式匹配, 这就大大增加了实验的难度。但它的优点在于一旦搭建好了测量系统后, 就对振幅分量正/反关联, 相位分量反/正关联的明亮/真空纠缠光场的测量都适用。而对于 Bell 态直接测量法, 首先系统比较简单, 稳定度高, 其次由于不需要对本振光和信号光进行模式匹配, 所以整个实验的难度大大降低, 但其最大的缺点是只适用于正交振幅分量反关联, 正交位相分量正关联的明亮纠缠光束的测量。

## 4.3 实验研究

### 4.3.1 实验光路

如之前提到的, 目前连续变量纠缠源主要通过两种方法获得: 一类是通过 II 类非线性晶体组成的 NOPA 直接分束获得, 另一种方法是利用两个 I 类非线性晶体组成的 DOPA 获得两个相互独立的单模压缩态, 再使用线性光学分束器耦合分束产生纠缠光。而我们的实验方案采用的是第二种方法: 利用两个 DOPA 产生的两束明亮单模压缩光在 50%分束上耦合获得 EPR 纠缠光束, 并利用两套平衡零拍探测系统对其的量子关联性进行测量研究。

我们纠缠产生的实验方案如图 4.8 所示, 使用 I 类简并 PPKTP 晶体搭建两个类型尺寸都一致的光学参量放大器 DOPA1 和 DOPA2, 然后使用 1064nm 的红外光作为 DOPA 腔的信号光使用, 532nm 绿光作为 DOPA 腔的泵浦光使用, 两个腔产生的明亮压缩光通过分束器耦合后输出纠缠光束 EPR1 和 EPR2。

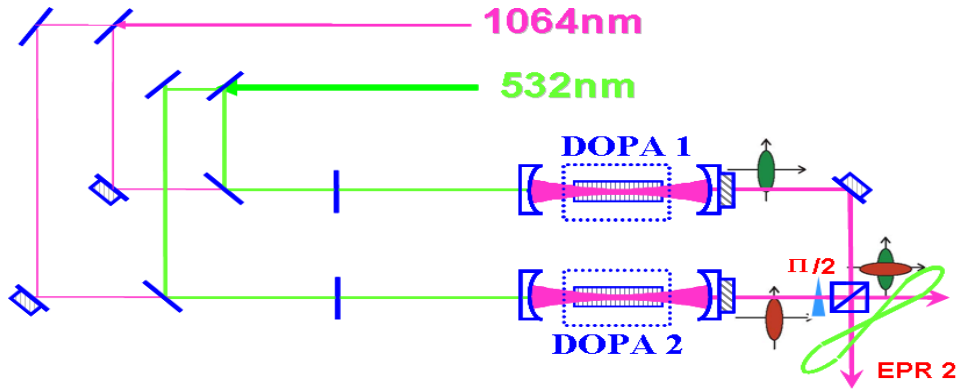


图 4.8 利用两个 DOPA 产生 EPR 纠缠光场的实验方案

具体的光路图如图 4.9 所示，整个光路分为四个部分：光源、模式清洁器、简并光学参量放大器、探测系统。

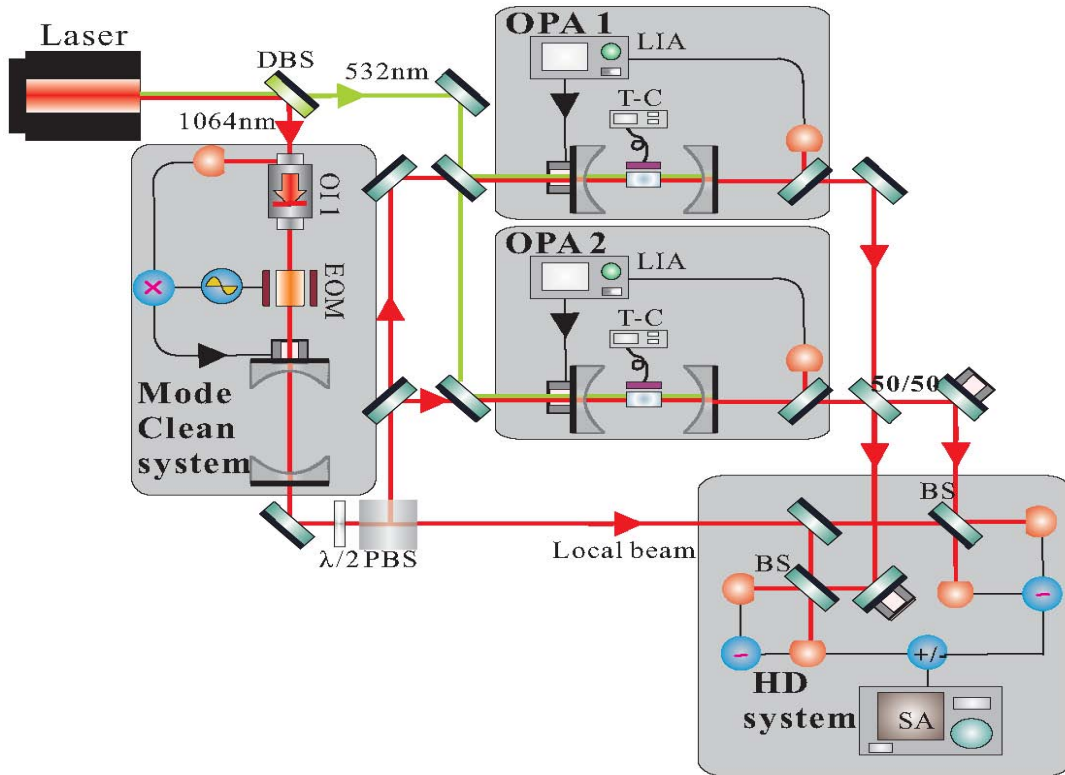


图 4.9 利用 DOPA 腔产生纠缠光场的光路图

#### 4.3.2 实验元件

光源部分使用的是 532/1064nm 双波长激光器。模式清洁器的构造与之前实验中的清洁器基本相同，都是一种精细度在 100 左右的近共心结构腔，调节好其模式后，使用锁腔系统把模式锁定在  $TEM_{00}$  上，使其透射达到最大。DOPA 腔我们为了后面的实验产生纠缠光耦合时候模式匹配的方便性，特意搭建了两个相似的近共心型 DOPA 腔，它们的基本构造如图 4.10 所示。

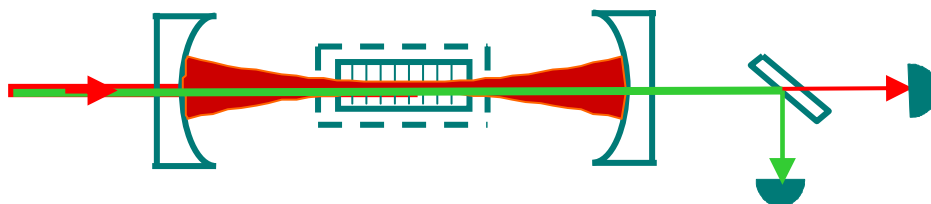


图 4.10 DOPA 腔的示意图

两个曲率半径为 30mm 的凹面腔镜构成共心腔，晶体放在腔中心处，此处我们使用和之前实验相同的 I 类 PPKTP 晶体作为产生压缩光的核心元件。从光路图 4.9 中可以看出，DOPA1 和 DOPA2 使用了同一束的 1064nm 光作为校准光和信号光，它们的泵浦光—532nm 绿光也使用了同一束光，而且，两个 DOPA 腔前的模式调节部件都选用同样参数的透镜组来完成，这样做的目的就是尽量提高 2 个 DOPA 输出场的模式相似度，为下一步两束 DOPA 输出的单模压缩光场之间的模式匹配实验降低难度。

而实验的探测部分使用了前面介绍的平衡零拍系统探测法，如图 4.9 所示，我们搭建了两套平衡零拍探测系统，其中的低噪声探测器和我们之前实验使用的探测器一致，纠缠光场的两束 EPR 光束分别注入一套平衡零拍探测系统中，然后再将这两套探测系统的光电流进行相加和相减操作，就能测得相应的量子关联特性。

### 4.3.3 相位锁定原理及装置

#### 4.3.3.1 DOPA 腔相对相位的锁定

由于此前的实验都是使用真空压缩光作为实验对象，所以并没有锁定信号光和泵浦光的相对相位，而这个实验我们使用明亮压缩光作为产生纠缠光束的种子光，必须使用 1064nm 光注入 DOPA 腔中作为信号光使用，它和 532nm 信号光之间的相位差直接影响着光学参量转换过程。所以，不仅需要锁定 DOPA 腔中 1064nm 光的腔模，而且必须锁定 532nm 泵浦光和 1064nm 信号光之间的相对相位。

此处的相对相位锁定指的是把注入 DOPA 腔的泵浦光（532nm 光）和信号光（1064nm 光）之间的相对相位差锁定在参量放大或者参量缩小状态。它们之间的相位差  $\varphi$  决定着光学参量转换的效率，只有把相位锁定在 0 或者  $\pi$  处，才能相应的把参量过程锁定在参量放大或者参量缩小状态上。

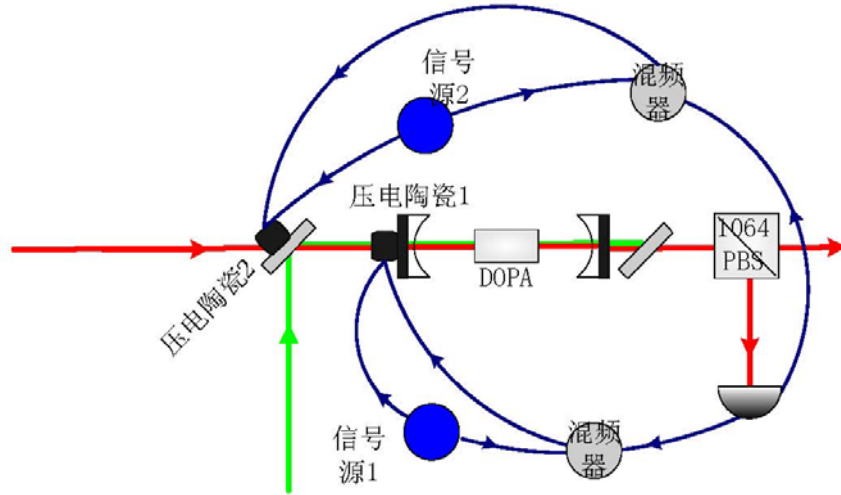


图4.11 DOPA腔相对相位锁定实验方案图

实验方案如图4.11所示，我们使用不同的信号源（实验中集成在锁相放大器中）产生两个不同调制信号1和调制信号2，分别调制到扫描DOPA腔失谐的压电陶瓷1上和扫描两个光场间相对相位的压电陶瓷2上，然后使用光电探测器测量的基频光信号分别与调制信号混频产生微分信号，此处由于我们使用2个调制信号调制在同一光场上，所以必须把两个信号的频率分开，实验中我们经过分析实践分别确定调制信号1为8.2KHz，调制信号2为12.4KHz。在此频率处，既能保证必需的调制深度，又能保证两个调制信号能被分别识别提取。

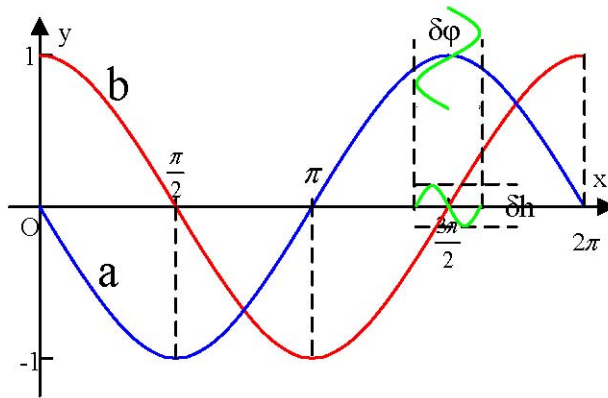


图4.12 相对相位锁定原理图

相对位相锁定的基本原理如图 4.12 所示。DOPA 腔的增益曲线如图 4.12 中蓝色曲线 a 所示为一条正弦函数，红色曲线 b 为其相应的微分信号，可以看出是个余弦函数。信号场的参量放大过程对应着  $\frac{3}{2}\pi$  位相差，其参量缩小过程对应着  $\frac{\pi}{2}$  相位差，此时的红色曲线正好为零点值。可以看出，当增益信号号出现波动时（绿色曲线所

示), 由于微分信号在其过零点处的斜率最大, 所引起的微分信号的波动最小 ( $\delta h$  最小), 所以可以使用此时的微分信号作为误差信号反馈回高压放大器, 完成对 DOPA 腔中参量放大或参量缩小状态的锁定。实验中, 我们利用 PI 电路、锁相放大器和加法电路来完成 DOPA 腔参量放大/缩小状态的锁定。

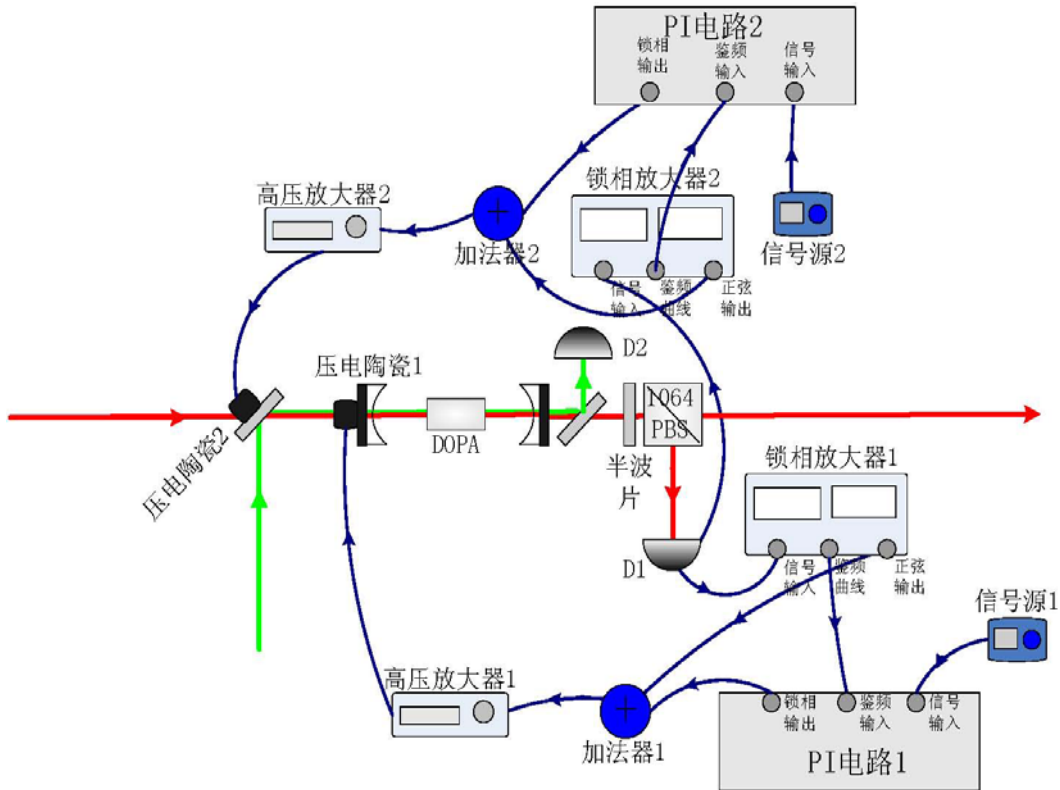


图4.13 实验中DOPA相对相位锁定装置图

具体的实验装置如图4.13所示, 首先我们把锁相放大器1输出的调制信 (8.2KHz 信号) 通过高压放大器1调制到压电陶瓷1上, 锁相放大器2输出的调制信号 (12.4KHz 信号) 调制到压电陶瓷2上。DOPA腔的出射光经过波长分束镜分束后, 1064nm光很小一部分作为锁腔信号注入探测器D1, 其测得的交流信号送入锁相放大器1的输入端, 然后经比例积分电路与锁相放大器1的本地信号混频后产生的误差信号, 误差信号送入高压放大器1放大后反馈回压电陶瓷1进行腔模的锁定。而对于532nm光来说, 因为后面实验不再需要532nm光, 所以所有的泵浦场透射信号注入探测器D2作为监控泵浦场的信号使用, 然后我们再使用一整套的锁相放大器和比例积分电路来完成两个光场之间相对相位的锁定。

具体实验时, 我们先使用不同频率的调制信号 (8.2kHz、12.4kHz信号) 分别调制信号光和泵浦光。然后, 我们在调节好红外光和绿光的腔内模式后, 挡住绿光,



只让红外光注入进DOPA腔，利用红外光场的透射信号注入光电探测器，然后利用锁相放大器和PI电路混频产生误差信号，通过高压放大器将误差信号反馈到腔的压电陶瓷上锁定腔模。再打开绿光，让其注入DOPA腔，此时由于绿光和红外光之间的非线性转换作用，整个腔的红外透射曲线变为一个关于两个光场之间相对相位的相敏曲线，再使用这个曲线作为锁相对相位的输入信号，利用调整好合适参数的锁相放大器2和PI电路锁定532nm光和1064nm光相对相位，从而达到锁定DOPA腔模参量过程的目的。

#### 4.3.3.2 $\pi/2$ 相对相位的锁定

由于我们的实验方案是使用 DOPA1 和 DOPA2 输出的明亮压缩光在一个 50% 的线性分束器上以  $\pi/2$  的相位耦合后产生 EPR 纠缠光场，所以这个实验中我们就需要一个  $\pi/2$  相位锁定装置。由于  $\pi/2$  相位锁定就是将信号锁定在干涉条纹的中间位置，如图 4.11 所示，我们可以直接使用干涉条纹作为误差信号，而不需要对待锁定光进行调制，把干涉信号经过 PI 电路和高压放大器反馈到扫描两个 DOPA 腔的输出光之间相位的压电陶瓷上，就能完成  $\pi/2$  相位的锁定。

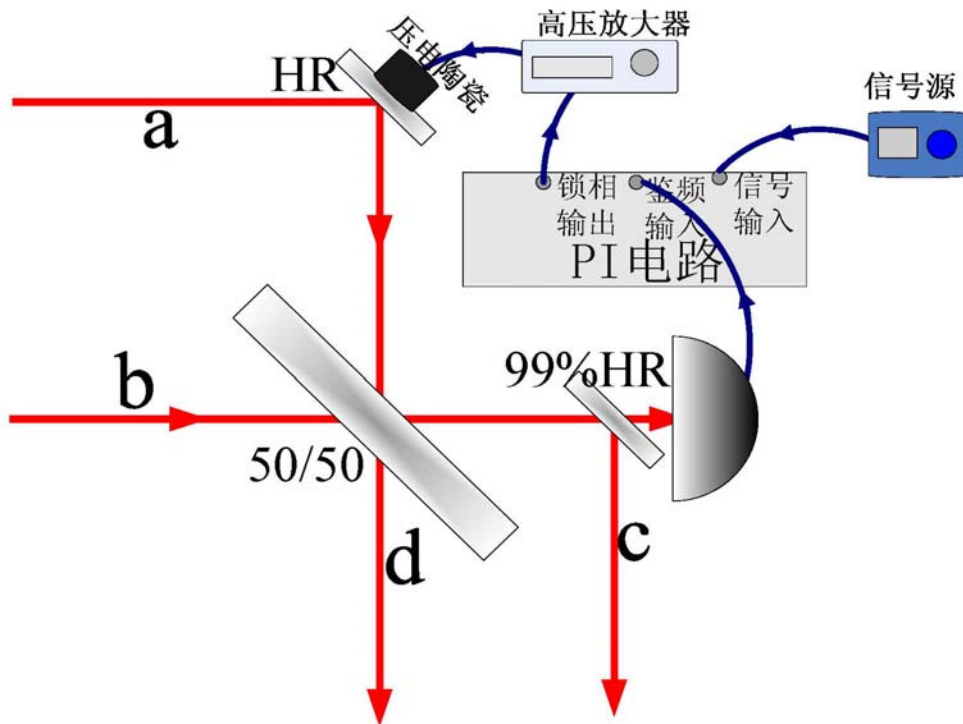


图 4.14  $\pi/2$  相位锁定的实验装置图

实验装置图如图 4.14 所示，两个光场 a、b 在 50% 分束镜上耦合后，调节干涉效率达到 94% 以上，在其出射光场的一臂上安装一个 99% 的反射镜，利用其弱的透射光场作为锁  $\pi/2$  相位的信号使用，该光场注入探测器所测得的直流信号直接输入 PI



电路，再经过积分放大后反馈回输入光路的压电陶瓷上，就能完成对  $\pi/2$  相位的锁定。

其相位差锁定结果如图 4.15 所示，其中 a 为 DOPA1 输出光和 DOPA2 输出光之间的干涉条纹，此处直接作为误差信号使用，b 为锁定后的光电流输出，可以看出此时光信号锁定在干涉条纹中间处，这表示两个光场耦合分束后两边光场光强相等。

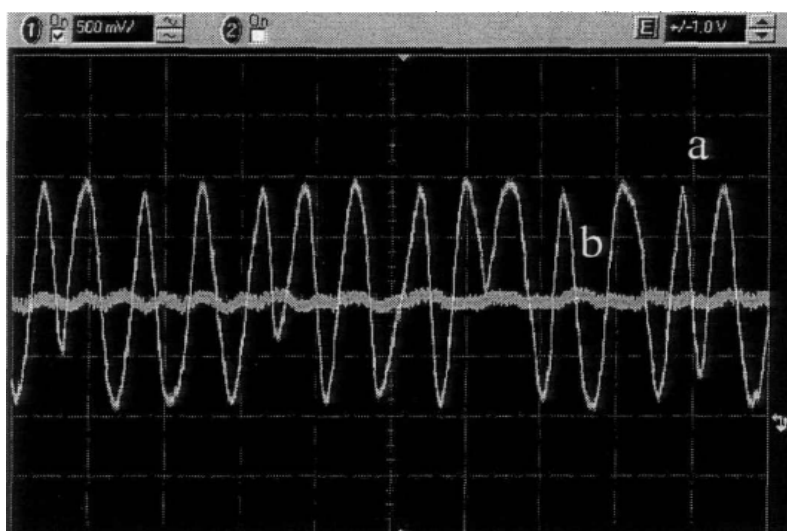


图 4.15 两个 DOPA 腔输出光场间  $\pi/2$  相位的锁定

#### 4.3.3.3 EPR 光束和本振光相对相位的锁定

由之前的实验可知，我们测量量子噪声时其测量结果决定于两套平衡零拍探测系统中本振光和待测光场之间的相对相位，而由于没有锁定该相位的方法，所以使用的是扫描信号光束和本振光之间相对相位的方法，为了获得确定相位下的量子关联特性，我们使用位相调制解调锁相法对实验的探测系统进行了相位锁定。首先进行下理论分析：

信号光经过位相调制器调制后，其光场变为：

$$E_{signal} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (4.21)$$

式中  $\omega$  为光场频率， $\Omega$  为位相调制器的调制频率， $\beta$  为调制深度，而当位相调制的幅度较小时（既  $\beta \ll 1$ ），则可以使用 Bessel 函数一阶展开为：

$$\begin{aligned} E_{signal} &\approx [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega] E_1 e^{i\omega t} \\ &= E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \end{aligned} \quad (4.22)$$

从式子4.22可以看出，经过位相调制后，信号光变为含有 $\omega$ 、 $\omega \pm \Omega$ 三个频率成分的光场。

平衡零拍探测系统中本振光可以表示为：

$$E_{local} = E_1 e^{i\omega t} \quad (4.23)$$

当本振光与待测光场在50%分束器上进行干涉耦合后，出射光的光场为：

$$E_{out} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{signal} + E_{local} e^{i\theta}) \quad (4.24)$$

平衡零拍探测系统一臂的光场由探测器探测，输出光电流为：

$$\begin{aligned} P_{out} &= E_{out} E_{out}^* \\ &= \frac{1}{2} (E_{signal} + E_{local} e^{i\theta}) (E_{signal}^* + E_{local}^* e^{-i\theta}) \\ &= \frac{1}{2} (|E_{signal}|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} + |E_{local}|^2) \end{aligned} \quad (4.25)$$

其中

$$\begin{aligned} &|E_{signal}|^2 \\ &= |E_0|^2 [J_0^2(\beta) + 2J_1^2(\beta) - J_1^2(\beta)e^{2i\Omega t} - J_1^2(\beta)e^{-2i\Omega t}] \\ &E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} \\ &= E_0 E_1 [J_0(\beta)e^{-i\theta} + J_1(\beta)e^{i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta)e^{-i(\Omega t + \theta)}] \\ &E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} \\ &= E_0 E_1 [J_0(\beta)e^{i\theta} + J_1(\beta)e^{-i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta)e^{i(\Omega t + \theta)}] \end{aligned} \quad (4.26)$$

则探测输出光电流简化为：

$$P_{out} = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|E_0|^2 [J_0^2(\beta) + 2J_1^2(\beta)] + |E_1|^2 + 2E_0 E_1 J_0(\beta) \cos \theta \\ &+ 4E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \Omega t \sin \theta \\ &+ (2\Omega \text{ terms}) \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

可以看出，输出的光电流包含直流项、 $\Omega$ 项和 $2\Omega$ 项。 $2\Omega$ 为高阶项可以忽略。所以，输出的交流信号主要只包含位相调制 $\Omega$ 频率的信号，并且强度大小决定于信号光和本振光之间的相对位相 $\theta$ 。当 $\theta = 0$ 时，调制信号强度最小，其值为零；当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时，强度最大，然后将其和从调制信号源分出的一部分调制信号 $\cos(\Omega t + \alpha)$ 同时送入混频器后输出信号为：

$$P_{mix} = 2E_0E_1J_1(\beta)\sin\Omega t \sin\theta \cos(\Omega t + \alpha) \quad (4.28)$$

其中 $\alpha$ 为探测器输出交流信号和射频信号源的相对相位，我们可以使用延迟盒对其进行调整，然后使用低通滤波器将频率大于或等于 $\Omega$ 的信号滤掉后得到：

$$P_e = E_0E_1J_0[\cos(\theta + \alpha) - \cos(\theta - \alpha)] = -E_0E_1J_0 \sin\theta \sin\alpha \quad (4.29)$$

该信号即为锁相用的误差信号，可以看出使用该信号能将本振光和信号光锁定在0相对相位处。

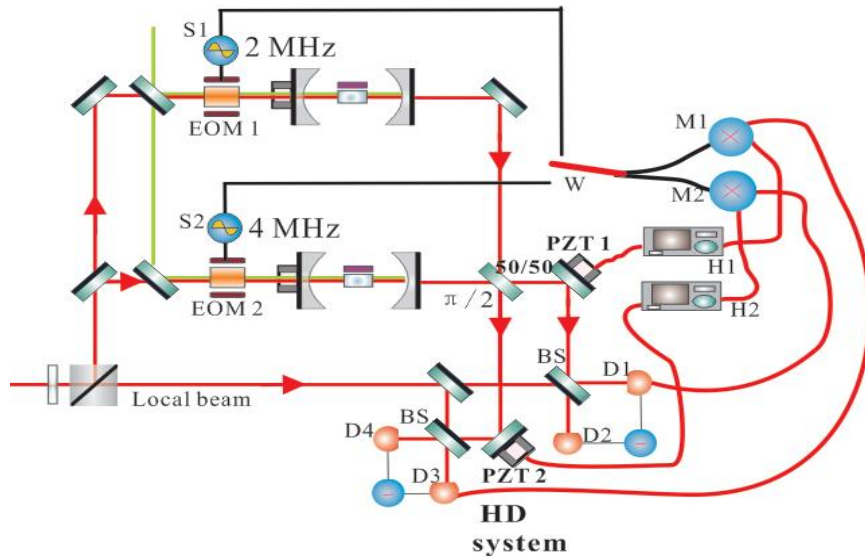


图4.16 探测系统锁相实验装置

而我们的锁相实验装置如图4.16所示，其中S为调制信号源，EOM为位相调制器，W为转换开关，M为混频器，H为高压放大器，PZT为压电陶瓷，D为平衡光电探测器。如图所示，在两个DOPA腔前各加上一个位相调制器，使用两个单独的信号源提供两个不同频率（2MHz和4MHz）处的调制信号，然后DOPA1和DOPA2输出的明亮压缩光场在50%线性分束器上以 $\pi/2$ 的相位差耦合产生纠缠光场，分别使用

一套平衡零拍探测器进行光电流的测量，然后分别取两套平衡零拍探测系统中的某一个探测器的交流输出，与调制信号源混频获得误差信号，低通滤波和PI电路处理后产生的反馈信号经过高压放大器反馈回压电陶瓷进行相位锁定。主要的锁相位原理就是：两个DOPA输出的压缩光在50%分束器处以 $\pi/2$ 相位差锁定，所以两个信号光场位相的指向是互相垂直的，那么，利用信号源1和探测器输出的交流信号混频锁定，我们定义此时测得是EPR光束的正交振幅分量噪声时，则使用信号源2混频锁定后测量得到的肯定是EPR光束的正交位相分量噪声。

#### 4.3.4 实验过程和结果

##### 4.3.4.1 实验过程

实验时，为了提高整个实验系统的稳定性，我们大幅度降低了光路的高度至65mm，而此实验使用新的激光器，其出射光的高度约为105mm，所以首先需要降低激光器的输出光的高度至65mm。而为了提高系统简洁性和稳定性，不能使用复杂的镜架组进行降低高度操作，所以我们设计了如图4.17所示的装置。

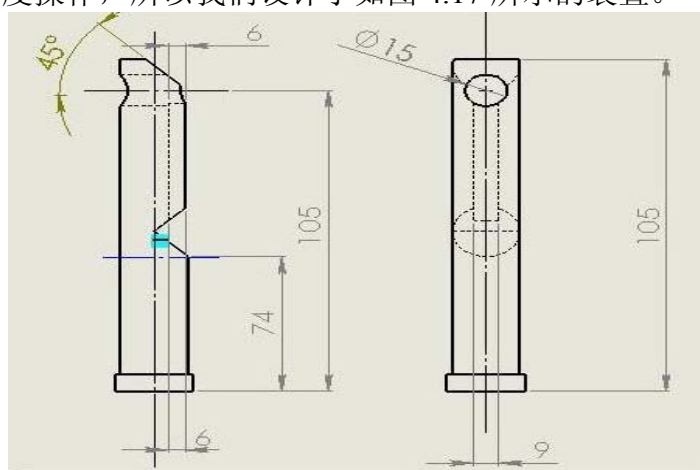


图 4.17 降低光路装置图

这个装置利用上孔径处的 $45^\circ$ 的高反镜把激光器的出射激光通过导槽引导到和其平行的65mm高的高反镜上平行出射。这样我们通过一个结构简单，构造紧凑的器件把激光光路高度直接降低到65mm高，而且该装置两个导光镜直接固定在 $45^\circ$ 的平行端面上，没有多余的调节旋钮，也进一步节约了空间，提高了系统的稳定性。

激光光束被降低到65mm后，我们使用透镜组把1064nm光和532nm光整形为平行光束，然后分别在两束光的光路上安装隔离器以防止光路上的反射光返回激光器造成干扰。在1064nm光束光路上分束，使用一小束1064nm光射入1064nmF-P腔标准具以监控激光器的模式。另外的1064nm光注入进模式清洁剂，利用模式清洁

腔前的透镜组和反光镜组调节好腔模，再锁定模式清洁剂在 1064nm 光共振处。其出射的 1064nm 光利用 PBS 分成两束，较强一束留作最后探测时候的本振光使用。其余的作为两个 DOPA 腔的信号光使用，1064nm 光注入 DOPA 光学腔后穿过放置在中心处的晶体后在腔内发生共振，通过调节光束模式和光学腔的腔型使其达到最佳匹配状态，再注入 532nm 光通过调节其模式使其多次往返晶体作为泵浦场使用。

此时使用 DOPA 腔相对相位系统分别锁定 1064nm 腔模在  $TEM_{00}$  上，532nm 和 1064nm 光之间的相对相位在参量放大状态上。然后把 DOPA1 和 DOPA2 输出的明亮压缩光在一个 50% 的线性分束器上耦合，首先调节它们的模式使它们的干涉效率达到 94% 以上，再使用  $\pi/2$  相位锁定系统使其相位差锁定在  $\pi/2$  上，从而耦合分束后产生出 EPR 纠缠光束。

然后把产生的纠缠光束 EPR1 和 EPR2 分别和各自的本振光进行模式匹配，搭建起两套平衡零拍探测系统对 EPR 纠缠光场进行量子关联特性的测量。首先我们分别调节两套平衡零拍探测系统的信号光和本振光的干涉效率为 94% 以上，然后再进行纠缠光场关联特性的测量。

#### 4.3.4.2 实验结果

首先我们为了确定两个 DOPA 都产生了明亮压缩光，在光路上的  $\pi/2$  耦合器之前挡住 DOPA2，在只有 DOPA1 输出光场时用之前调好的探测系统中的一套平衡零拍探测系统测量 DOPA1 的噪声曲线如图 4.18 左图所示，其中，黑色曲线为散粒噪声基准 (SNL)。用同样的方法可以获得 DOPA2 的噪声起伏曲线，可以看出我们测得的两个 DOPA 腔的压缩度都为 0.3dB 左右。

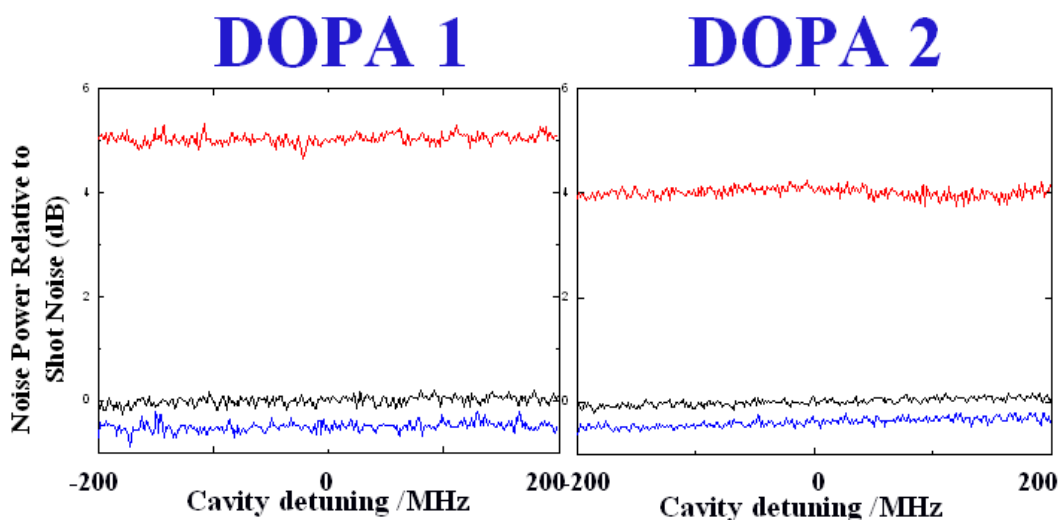


图 4.18 单腔的噪声起伏曲线

然后使用两束明亮压缩光在 50%分束器上耦合并锁定在  $\pi/2$  相位差上产生 EPR 纠缠光束，首先我们分别记录单个平衡零拍探测系统测到的单个 EPR 光束的噪声起伏，其结果如图 4.19、4.20 所示，其相应的探测光路如图中左图所示，其中  $\theta(\phi)$  为 EPR 光束 1(2)和相应的本振光之间的相位差，可以看出，两束 EPR 光束的噪声水平都远高于散粒噪声基准（黑色曲线）。

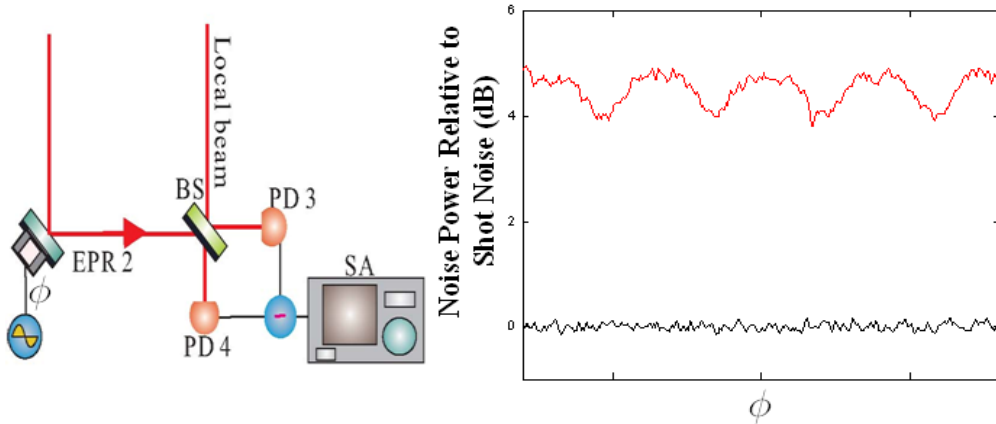


图 4.19 EPR1 的噪声起伏

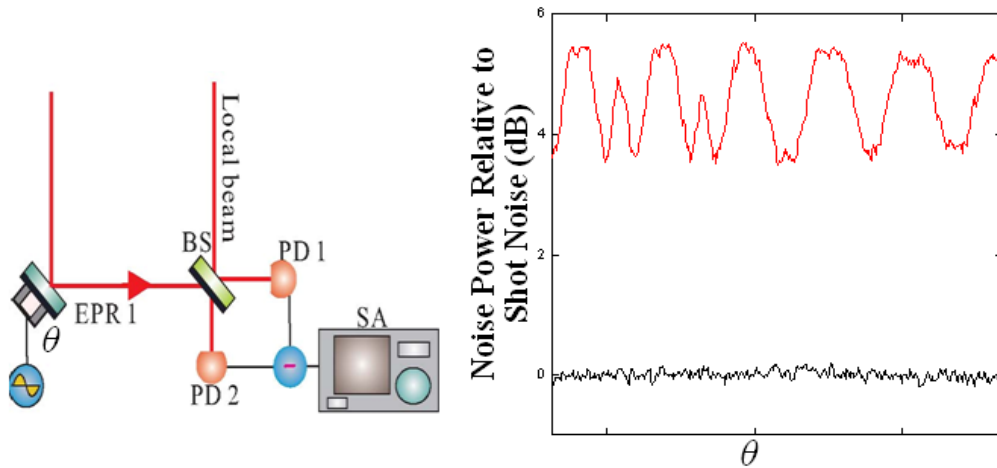


图 4.20 EPR2 的噪声起伏

然后我们使用平衡零拍系统测量法测量两束 EPR 纠缠光束的量子关联，首先利用相位锁定系统分别锁定两套平衡零拍测量系统中各 EPR 光束和本振光之间的相位，然后使用两套平衡零拍探测器对两束 EPR 光场的量子噪声进行测量，再把各自平衡零拍测量系统的减法输出电流送入加、减法器对它们的光电流进行相关操作，最后使用谱仪进行分析记录。具体过程如下：

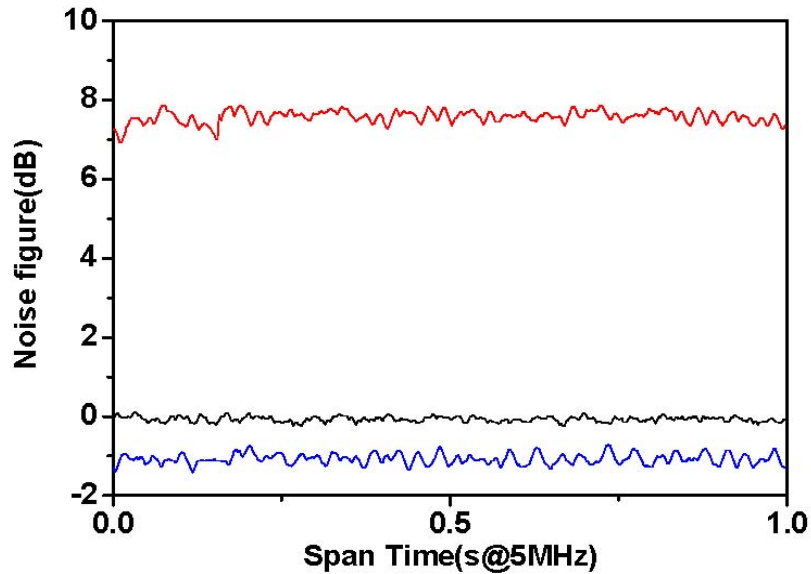


图 4.21 与信号源 1 混频锁定相位后测得的 EPR 光束的关联特性

实验中，我们先使用信号源1和两个光电探测器的交流信号分别混频产生的误差信号输入到高压放大器1和高压放大器2上，分别锁定两套平衡零拍探测系统中信号光和本振光的相位差，此时两套系统的测量结果是关于两束EPR纠缠光各自的噪声起伏，我们使用加/减法器对它们进行相关操作，再使用谱仪进行记录分析，测量的结果如图4.21所示，其中黑色曲线为散粒噪声基准，蓝色曲线为减法器输出信号，红色曲线为加法器输出信号，可以看出两套平衡零拍测量的光电流之差低于散粒噪声基准以下1个dB。

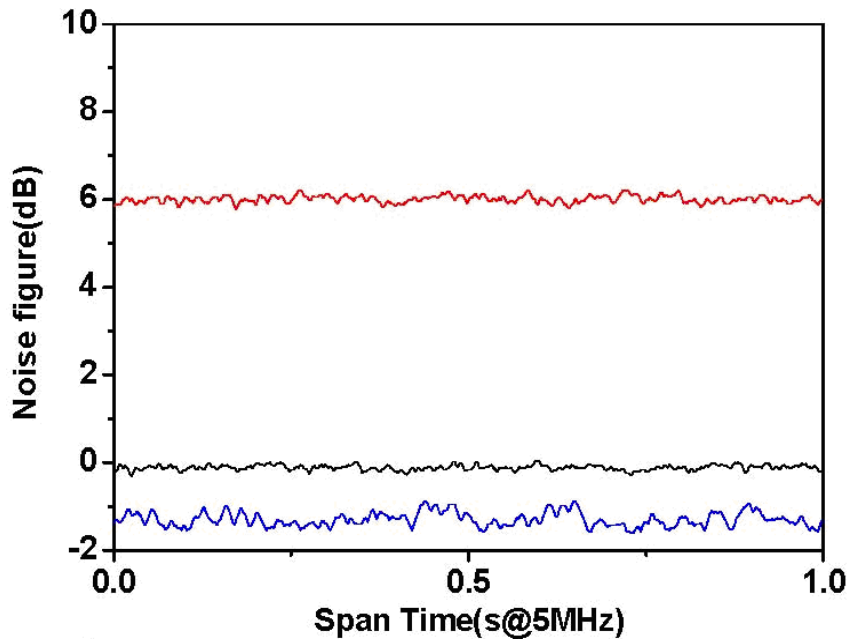


图 4.22 与信号源 2 混频锁定相位后测得的 EPR 光束的关联特性

接着把开关拨到信号源2上，使用信号源2的信号和两个探测器的交流信号混频，利用锁腔系统产生的误差信号锁定两套干涉信号的相位差，然后测量其噪声起伏曲线如图4.22所示，其中黑色曲线代表散粒噪声基准，蓝色曲线为加法器输出信号，红色曲线为减法器输出信号，可以看出此时的加法器输出的噪声水平低于散粒噪声基准约1dB左右。

综合图4.21和4.22可知，我们通过利用两个I类简并光学参量放大器在50%分束器耦合分束的实验方法，获得了正交振幅位相分量量子关联的EPR纠缠光场。

#### 4.4 小结与展望

本章首先对纠缠的概念进行了简单的讲解，接着简单介绍了目前实验上产生连续变量纠缠光束的方法。然后在实验上搭建了两个近似相同的DOPA，使用锁相系统锁定两个DOPA腔在参量放大状态上，并把两束明亮压缩光以 $\pi/2$ 相位差在50%分束器上耦合产生纠缠光源，再利用两套平衡零拍探测系统测量了纠缠光束的量子关联特性，并使用调制解调锁相技术锁定了EPR光束和本振光的相对相位，提高了测量系统的稳定性，最后，从实验结果可知，我们获得了正交振幅位相分量量子关联的EPR纠缠光场。

下一步我们的工作主要包含有两方面。第一是提高纠缠光源的压缩度，主要方法有：通过更换DOPO腔的PPKTP晶体提高DOPO腔的非线性转换效率；提高两个DOPO腔输出的明亮压缩光束的耦合效率；通过调整本振光的模式，提高它们和纠缠光束间的耦合效率从而提高平衡零拍探测效率。第二是提高纠缠源的稳定度，主要通过提高各处的锁相稳定度到达这个目的。在纠缠源的压缩度和稳定度提高以后，按之前的理论方案进行量子离物传态实验<sup>[4.23]</sup>。



## 参考文献

- [4.1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete, *Phys. Rev.*, 1935, 47, 777–780.
- [4.2] E. Schrodinger. Probability relations between separated systems, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 1935, 31, 555.
- [4.3] P. G. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger. Interaction-Free Measurement, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 4763-4766.
- [4.4] 李承祖, 量子通讯与量子计算, 长沙, 国防科技大学出版社, 2000.
- [4.5] Randall G. Hulet, Daniel Kleppner. Rydberg atoms in "Circular" States, *Phys. Rev. Lett.*, 1983, 51, 1430.
- [4.6] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland. A Schrödinger cat superposition state of an atom, *Science*, 1996, 272, 1131.
- [4.7] X. Maître, E. Hagley, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J. M. Raimond, S.Haroche. Quantum Memory with a Single Photon in a Cavity, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79, 769–772.
- [4.8] D.Bouwmeester, A.Ekert and A.Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer, 2000.
- [4.9] J.W.Pan, D.Bouwmeester, H.Weinfurter, A.Zeilinger. Experimental entanglement swapping: entangling photons that never interacted, *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80, 3891.
- [4.10] K.Mattle, H.Weinfurter, P. G. Kwiat, A. Zeilinger, Dense coding in experimental quantum communication, *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76, 4656.
- [4.11] D. Bouwmeester, J-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. weinfurter. A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation, *Nature*, 1997, 390, 575.
- [4.12] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables in nondegenerate parametric amplification, *Appl. Phys. B*, 1992, 55, 265-278.
- [4.13] W. P. Bowen, N. Treps, B. C. Buchler, R. Schnable, T. C. Ralph, H. A. Bachor, T.Symul, P. K. Lam. Experimental investigation of continuous-variable quantum teleportation, *Phys. Rev. A*, 2003, 67, 032302.
- [4.14] U. L. Andersen, Preben Buchhave. Squeezing and entanglement in doubly resonant,

- type II, second-harmonic generation, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, 20, 1947-1958
- [4.15] Yun Zhang, Hai Wang, Xiaoying Li. Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier, *Phys. Rev. A*, 2000, 62, 023813.
- [4.16] 李小英, 荆杰泰, 张靖, 潘庆, 谢常德, 彭堃墀. 由NOPA 产生高质量明亮压缩光及明亮EPR光束, *物理学报*, 2002, 51, 966-972.
- [4.17] J. Zhang, C. Xie, and K. Peng. Controlled dense coding for continuous variables using three-particle entangled states, *Phys. Rev. A*, 2002, 66, 032318.
- [4.18] Yun Zhang, Hai Wang, Xiaoying Li, Jietai Jing, Changde Xie, Kunchi Peng. Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier, *Phys. Rev. A*, 2000, 62, 023813.
- [4.19] Xiaoying Li, Qing Pan, Jietai Jing, Jing Zhang, Changde Xie, Kunchi Peng. Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam, *Phys. Rev. Letts.*, 2002, 88, 047904.
- [4.20] Ch. Silberhorn, P. K. Lam, O. Wei, F. König, N. Korolkova, G. Leuchs. Generation of continuous variable Einstein-Podolsky-Rosen entanglement via the Kerr nonlinearity in an optical fiber, *Phys. Rev. Letts.*, 2001, 86, 4267.
- [4.21] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, E. S. Polzik. Unconditional Quantum Teleportation, *Science*, 1998, 282, 706.
- [4.22] 苏晓龙, 连续变量四组分纠缠光场产生和量子保密通讯研究, 山西大学博士学位论文, 2007.
- [4.23] Jing Zhang, Changde Xie, Kunchi Peng. Continuous-variable quantum state transfer with partially disembodied transport, *Phys. Rev. Letts.*, 2005, 95, 170501.

## 第五章 总结

量子光学是现代物理学中的一个重要分支，而压缩态光场无疑是量子光学中的一个十分值得研究的课题，它广泛应用于量子操控、量子测量、量子信息等领域。本文主要研究了利用 PPKTP 产生单模压缩态光场，并利用其完成了真空压缩光场注入的耦合光学腔诱导透明实验和两个 DOPA 腔耦合产生 EPR 纠缠光场的实验。

本人在博士期间主要参与和完成的研究工作如下：

1. 设计了基于光学参量转换过程产生压缩光的实验装置，并利用 PPKTP 晶体搭建了简并光学参量振荡腔，利用平衡零拍探测系统测得了 2dB 的真空压缩。
2. 在理论上构建了耦合光学腔类 EIT 系统，并计算了它们的吸收色散特性和注入量子场情况下反射光场的噪声起伏。
3. 介绍了以往 EIT 实验中测量色散曲线的 Mach-Zehnder 干涉仪法和传统的平衡零拍探测法，提出了一种新的考察 EIT 系统色散特性的方法。
4. 在实验上利用平面腔镜和凹面腔镜搭建了耦合光学腔系统，并通过更换不同透射率的中间腔镜改变了耦合光学腔的耦合强度，然后注入相干光和真空压缩光考察该系统的类 EIT 特性，首次在量子范畴内实现了类 EIT 效应，而且指出了该类 EIT 系统在量子操控等方面的应用前景。
5. 利用两个 DOPA 腔产生的明亮压缩光场在 50%分束器上耦合，并锁定在  $\pi/2$  相位上产生 EPR 纠缠光束，使用平衡零拍系统测量法证实我们获得了正交振幅位相分量关联的纠缠光束。



## 附录 1

正交算符、湮灭算符时域到频域的变换：

湮灭、产生算符从时域变换到频域有：

$$\hat{a}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}(t) e^{-i\omega t}$$

Fourier 变换的另一个式子为：

$$\hat{a}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}(\omega) e^{i\omega t}$$

$$\hat{a}^+(\omega) = [\hat{a}(\omega)]^+ = \left[ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}(t) e^{-i\omega t} \right]^+ = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}^+(t) e^{i\omega t}$$

所以：

$$\hat{a}^+(-\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}^+(t) e^{-i\omega t}$$

但是：

$$\hat{a}^+(\omega) \neq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}^+(t) e^{-i\omega t}$$

时域空间的正交振幅算符  $\hat{X}(t)$  和正交相位算符  $\hat{Y}(t)$  表达式为：

$$\hat{X}(t) = \hat{a}(t) + \hat{a}^+(t)$$

$$\hat{Y}(t) = -i[\hat{a}(t) - \hat{a}^+(t)]$$

变换到频域空间则有：

$$\hat{X}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{X}(t) e^{-i\omega t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt [\hat{a}(t) + \hat{a}^+(t)] e^{-i\omega t} = \hat{a}(\omega) + \hat{a}^+(-\omega)$$

$$\hat{Y}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{Y}(t) e^{-i\omega t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \{-i[\hat{a}(t) - \hat{a}^+(t)]\} e^{-i\omega t} = -i[\hat{a}(\omega) - \hat{a}^+(-\omega)]$$

所以有：

$$\hat{a}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}(\omega) e^{i\omega t}$$

$$\hat{a}^+(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}^+(-\omega) e^{i\omega t}$$

$$\hat{a}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}(t) e^{-i\omega t}$$

$$\hat{a}^+(-\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt \hat{a}^+(t) e^{-i\omega t}$$

$$\hat{X}(\omega) = \hat{a}(\omega) + \hat{a}^+(-\omega)$$

$$\hat{Y}(\omega) = -i[\hat{a}(\omega) - \hat{a}^+(-\omega)]$$

## 附录 2

Mathematica 程序:

```

r1=0.958^0.5;
  r2=0.958^0.5;
r3=0.958^0.5;
a1=1
a2=1
s1=0.5
s2=0.5
sh={}
q1[w_]:=w;
q2[w_]:=w
R1[w_]:= (r2-r1*a1*Exp[I*q1[w]*2])/(1-r2*a1*r1*Exp[I*q1[w]*2]
)
R12[w_]:= (r3-r2*a2*Exp[I*q2[w]*2])/(1-r3*a2*r2*Exp[I*q2[w]*2]
)
R13[w_]:= (Abs[R12[w]])^2
R10[w_]:=Arg[R1[w]]
R11[w_]:= (Abs[R1[w]])^2
R2[w_]:= (- (1-r1*r1-r2*r2+r1*r1*r2*r2)^0.5*Exp[I*q1[w]])/(1-r
2*r1*Exp[I*q1[w]*2])
R3[w_]:= (r3-R1[w]*a2*Exp[I*q2[w]*2])/(1-r3*a2*R1[w]*Exp[I*q2
[w]*2])
R4[w_]:=Arg[(r3-R1[w]*a2*Exp[I*q2[w]*2])/(1-r3*a2*R1[w]*Exp[I
*q2[w]*2])]
R5[w_]:= (Abs[(r3-R1[w]*a2*Exp[I*q2[w]*2])/(1-r3*R1[w]*a2*Exp
[I*q2[w]*2])])^2
R6[w_]:=10*Log[10,R5[w]*(Exp[-2 s1]*(Cos[R4[w]])^2+Exp[2
s2]*(Sin[R4[w]])^2)+(1-R5[w])*1]
R7[w_]:=10*Log[10,R5[w]*(Exp[-2 s1]*(Sin[R4[w]])^2+Exp[2
s2]*(Cos[R4[w]])^2)+(1-R5[w])*1]
Plot[R13[w],{w,-1,1},PlotRange->{0,1},AspectRatio->1]

Plot[R6[w],{w,-1,1},PlotRange->{-6,6},AspectRatio->1]
Plot[R7[w],{w,-1,1},PlotRange->{-6,6},AspectRatio->1]
For[w=-1,w<1,w=w+0.001,
  AppendTo[sh,w];
  AppendTo[sh,R5[w]] ]
ph=Partition[sh,2]
SetDirectory["C:\\Documents and Settings\\Administrator\\桌面
\\新建文件夹 (2)"]
Export["fs.txt",ph,"table"]

```

## 博士期间发表的论文

### 发表文章

- 1 **Ke Di**, Chang De Xie, Jing Zhang. “Coupled-Resonator-Induced Transparency with a Squeezed Vacuum”, *Phys. Rev. Lett.* VOL. 106, 153602 (2011)
- 2 **Ke Di**, Xudong Yu, Fengyu Cheng, and Jing Zhang. “Phase-sensitive reflection of squeezed vacuum field in optical cavity”. *Chin. Opt. Lett.* Vol. 9, 091603 (2012)
- 3 邸克, 于旭东, 张靖, “小型真空压缩光产生装置的实验研究”. *量子光学学报*. 16 卷, 4 期, 241—246 (2010)
- 4 **Ke Di**, Jing Zhang. “Coherent effect of triply-resonant optical parametric amplification inside a cavity with the injection of the squeezed vacuum field”. *Chin. Phys. B* (已接收)
- 5 张岩, 于旭东, 邸克, 李卫, 张靖, “压缩态光场平衡零拍探测的位相锁定”, *物理学报* (已接收)

### 授权专利:

邸克, 于旭东, 张靖。真空压缩态光场的产生装置. **国家专利号**: ZL 201010110305 X

### 获奖情况:

“真空压缩场输入的耦合光学腔诱导透明现象的实验研究”, 2012 年第十五届全国量子光学学术报告会研究生优秀论文奖一等奖。

2012 年获国家奖学金。



## 致谢

三年的博士学习生活即将结束，在这三年的时间中，很多老师，同学还有朋友们给了我很大的帮助，有太多的人需要感谢。

首先，感谢导师张靖教授在学习上的严格要求和细心教导，张老师对学术执着、敏感、严谨，对学生要求严格、指导细致、生活上又细心关怀。在此对张老师表示衷心的感谢。

其次，向彭堃堃院士和谢常德教授表示最诚挚的谢意，也感谢所里其他老师们和员工们的帮助。

感谢卫栋、叶晨光、陈海霞、熊德智、王鹏军、郭璐、高峰、于旭东等师兄师姐们对我实验基本技能和物理知识学习上的指导和帮助；感谢霍强、付正坤、程峰钰、柴世杰、张岩、黄良辉、孟增明、李卫、陈良超、张芳、彭鹏等同学在学习生活上的帮助和关心，特别感谢于旭东、张岩、李卫在我实验进程中无私的帮助和支持。

感谢我的朋友崔建功，闫映策，王彦龙，程亮，何军，杨晓军，郑杰夫妇，薛楠，张涛，杨海鹏，翟冲，鱼建军等人，和你们的快乐相处极大地缓解了求学生活中的苦闷和烦躁，谢谢你们。

最后，感谢我的家人：感谢父亲母亲，你们几十年在外辛勤劳作，给我创造了宽松的的求学环境，并且对我的每项决定给予了最大的支持，你们不计回报的付出是我求学最坚强的后盾；感谢我的爱人杜佳佳女士，认识你十年以来，是你的谅解和宽容支持我走过艰辛的求学岁月，和你的相识相恋直到走入婚姻殿堂是我求学生涯中最大的收获之一；感谢我的妹妹，是你从小带给我很多欢乐，在此也祝你早日顺利完成硕士学业。谢谢你们！

谨以此文献给我已故的奶奶。

## 个人简历及联系方式

### 个人简况：

邸克，男，1985年8月2日生，出生地：山西省永济市

2003.9—2007.7 山西大学物理系物理学专业 本科

2007.9—2010.7 山西大学光电研究所 光学专业 硕士

2010.9—2013.7 山西大学光电研究所 光学专业 博士

### 联系方式：

Email: [dk198401@163.com](mailto:dk198401@163.com)

## 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。

学位论文作者（签章）：

2013 年 月 日