

山西大学  
2013 届硕士学位论文

压缩态光场平衡零拍探测的  
位相锁定

作者姓名 张 岩

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-2013年6 月

二 〇 一 三 年 六 月

**Thesis for Master's degree, Shanxi University**



# **Locking the Phase of Balanced Homodyne Detection System for Squeezed Light**

<b>Name</b>	<b>Zhang Yan</b>
<b>Supervisor</b>	<b>Prof. Zhang Jing</b>
<b>Major</b>	<b>Optics</b>
<b>Field of Research</b>	<b>Quantum Optics</b>
<b>Department</b>	<b>State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics</b>
<b>Research Duration</b>	<b>September 2010-June 2013</b>

**May, 2013**

## 目 录

中文摘要 .....	I
ABSTRACT .....	III
第一章 前言 .....	1
第二章 真空压缩产生装置 .....	7
2.1 引言 .....	7
2.2 参量过程 .....	7
2.3 实验装置和实验过程 .....	10
2.3.1 实验装置 .....	10
2.3.2 实验过程和实验结果 .....	16
第三章 压缩态光场平衡零拍探测的位相锁定 .....	21
3.1 引言 .....	21
3.2 理论分析 .....	22
3.2.1 平衡零拍探测噪声谱随 $\theta$ 的变化 .....	22
3.2.2 理论分析及实验装置的改进 .....	23
3.2.3 参量放大与参量缩小时噪声谱和鉴频信号随 $\theta$ 变化的对应关系 .....	29
3.2.4 DOPA 腔的位相锁定 .....	30
3.3 实验方案及实验结果 .....	34
3.4 本章小结 .....	38
总结与展望 .....	39
参考文献 .....	41
发表论文和成果 .....	45
致 谢 .....	47
个人情况简介及联系方式 .....	49
承 诺 书 .....	51

## Content

<b>Abstract</b> .....	I
<b>Abstract</b> .....	III
<b>Chapter 1 Introduction</b> .....	1
<b>Chapter 2 Vacuum Squeezed Light Generator</b> .....	7
2.1 Introduction.....	7
2.2 Parametric Process.....	7
2.3 Experimental Setup and the Process.....	10
2.3.1 Experimental Device.....	10
2.3.2 Experimental Process and the Result.....	16
<b>Chapter 3 Locking the Phase Of Balanced Homodyne Detection System For Squeezed Light</b> .....	21
3.1 Introduction.....	21
3.2 Theoretical Analysis.....	22
3.2.1 Noise Spectrum Varies With the Change of $\theta$ In Balanced Homodyne Detection.....	22
3.2.2 Theoretical Analysis and the Improvement of the Experiment Device.....	23
3.2.3 Noise Spectrum and the Error Signal Change as the Function of $\theta$ When the OPA is Operated at the Case of Parametric Amplification and Deamplification.....	29
3.2.4 Phase Locking of the DOPA Cavity.....	30
3.3 Experimental Program and the Results.....	34
3.4 Summar.....	38
<b>Summary</b> .....	39
<b>References</b> .....	41
<b>Published Papers and Results</b> .....	45
<b>Thanks</b> .....	47
<b>Curriculum Viat</b> .....	49
<b>Guarantee</b> .....	51

## 中文摘要

量子光学是当前国际科学研究的前沿课题，经过四十多年的发展取得了可喜的成绩，特别是在非经典光场的产生和应用方面。由于光粒子性的存在，即使完全相干的光场也存在着噪声。这种噪声是由光本身发射过程所决定的，称为散粒噪声 (Shot Noise)，这是光的粒子性的表现。虽然这一噪声非常低，但随着现代科技的高速发展，许多领域都需要更精确的测量，因此突破散粒噪声极限已经成为一个重要研究课题。突破光的散粒噪声极限的一个有效办法是利用压缩态光场。根据量子论中海森伯测不准原理，若光场的某一分量的噪声低于散粒噪声极限，则其共轭分量的噪声必然大于散粒噪声极限，这个噪声低于散粒噪声极限的光场就是压缩态光场。压缩态光场可以广泛应用于量子光学的诸多研究领域，如：量子计算机、超微弱信息的量子传输、量子通信等。特别是在量子通信方面，两个单模压缩光场通过一个分束器进行干涉耦合输出可构成良好的量子纠缠源。而作为量子信息的核心，量子纠缠源可以完成量子保密通信、量子离物传态、量子密集编码等许多经典光场不可能完成的任务。

本文主要研究真空压缩态的产生和测量明亮压缩时平衡零拍探测的位相锁定技术。

本文内容主要有以下几部分：

第一，简单回顾了量子力学和量子光学的产生和发展史，并介绍了压缩态光场的分类和定义方法。

第二，介绍了非线性过程和准相位匹配技术，实验上介绍了利用周期性极化磷酸钛氧钾 ( $\text{KTiOPO}_4$ ) 晶体作为非线性晶体构建光学参量振荡腔，用单模保偏光纤对红外光进行模式清洁，将532nm绿光注入参量振荡腔中产生真空压缩态光场，实验上测得2dB的真空压缩和5dB的真空反压缩。

第三，在进行产生明亮压缩光的实验时，在信号光的光路上加上位相调制器，从而对相位灵敏光学参量放大器注入的信号光进行位相调制，然后利用平衡零拍探测系统测量光学参量放大器输出的压缩光。通过解调位相调制信号可以获得误差信号，实现锁定平衡零拍探测系统的本底光和待测光场相对位相为零(对应待测光场的振幅噪声分量)的功能，从而测得2dB压缩和4dB的反压缩，通过观察调制信号来判断所测噪声为压缩态的哪个噪声分量起伏，并对平衡零拍探测的位相锁定系统进行了

改进。

关键词：压缩态；平衡零拍探测；位相锁定

**ABSTRACT**

Quantum optic is an advanced research topic in modern science in the world. As the existence of light particles, so even completely coherent light field exist noise. This kind of noise is determined by the light emission process itself, is called shot noise limit(SNL).It is a manifestation of the particle of light .Although the noise is very low, but as the highly development of modern science and technology, we need more precise measurements in many sectors. So we need to reduce the noise of the light. Therefore, reducing the noise of the light has already become an important research subject. A good way to breakthrough shot noise limit is to produce squeezed light. According to Heisenberg's uncertainty principle, if light's one component's noise is lower than the shot noise limit, its conjugate component's noise will be greater than shot noise limit. This kind of light is called squeezed light. Squeezed light can be widely used in many research fields of quantum optics, such as quantum computer, quantum information ultra-weak transmission, quantum communication and so on. Especially in the case of quantum communication, two single-mode squeezed light interference through a beam splitter output can be a good source of quantum entanglement. And quantum entanglement source, which is the core of the quantum information, can be used in quantum secret communication, quantum teleportation, quantum dense coding, and others that classic light

can not do.

In this paper, we mainly to introduce the production of vacuum squeezed light and lock the phase of balanced homodyne detection system for squeezed light.

The main content has the following three parts:

Firstly, simply review the emergence and development of quantum mechanics and quantum optics, introduces the classification and definition of squeezed light.

Secondly, nonlinear process and phase matching technology is introduced, using PPKTP crystal as the core to build optical parametric oscillation cavity, a single-mode polarization -preserving fiber was carried out as the mode clean of 1064nm light, the 532 nm green light was injected into the cavity. We measured 2 dB vacuum squeezing and 5 dB amplification.

Thirdly, we put a phase modulator on the path of signal light, then the signal light that was injected into the phase sensitive optical parameter amplifier is phase modulated. The output squeezed light of OPA is detected by the balanced homodyne detection system. We can demodulate the phase modulation signal to achieve the error signal, which is used to lock the relative phase of zero between the local and the quantum light fields (corresponding to the quadrature-amplitude of the unknown light field). We obtained 2 dB squeezing and 4 dB amplification. And we can judge which the quadrature components we measured is by observing the modulation



## 第一章 前言

19世纪末，物理学家普遍存在着一种乐观情绪，认为人类对各种复杂的物理现象的本质已经完全认识。他们认为17世纪建立起的牛顿力学体系、19世纪建立的电动力学和热力学以及统计物理学已经很完美。Maxwell于1871年在剑桥大学的演讲中提到“所有重要物理常数将被近似估算出来，……科学界所能做的只是提高这些常数的精确度”<sup>[1]</sup>。但是，随着科学的发展，一些敏锐的物理学家认识到现已存在的物理学中隐藏着危机。上世纪初，Kelvin勋爵指出经典物理学上空漂浮着两朵乌云<sup>[2]</sup>：

第一朵乌云出现在电动力学中的“以太”理论上：为了解释光为什么能够在真空中的传播，亚里士多德提出了“以太”概念，认为“以太”是光传播的介质。其后，牛顿为了解释引力为什么能够在真空中传播，也采用了“以太”的概念。19世纪，电磁理论与牛顿力学形成一致，认为“以太”是光、电、磁的共同载体，并且形成了一门“以太学”。但是新的问题随之而来：地球以每秒30公里的速度绕太阳运动，则地球会遇到每秒30公里的“以太风”，这必然会对光的传播产生影响。为了验证“以太风”的假说是否正确，Michelson与Morley合作，于1887年在克利夫兰进行了一个著名的“Michelson-Morley”实验，实验结果证明，不论光传播方向与地球运动方向是否一致，光的传播速度都不会改变。这个结果证明以太漂移的假说是错误的。

第二朵乌云则涉及物体的比热，物理学家观测到的物体比热总是低于经典物理学中能量均分定理给出的值。1899年，Lummer和Pringsheim等人完成了著名的黑体辐射实验，发现其波长的分布仅与黑体温度有关，这在经典力学中是不可思议的。为了解释这个实验结果，科学家从经典电动力学和统计物理理论出发，提出Rayleigh-Jeans公式，即 $E(\nu) d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \nu^2 d\nu$ ，但是这个公式仅在频率较低时与实验符合较好，但当频率增大时其能量是可以无限大的，这与实验完全不符。这表明了经典物理在黑体辐射问题上的失败。

而这两朵乌云，带来了现代物理学的两大基石：相对论和量子学说。相对论是研究接近光速的高速运动规律和大质量物体引力相互作用的规律的理论，它改变了牛顿力学的绝对时空观，指明经典力学仅适用于物质速度远小于光速的运动。而量子力学涉及物质的运动形式和规律的根本变革，它的研究对象是分子、原子、核子和基本粒子等微观世界的物质，而经典物理学仅适用于描述宏观现象。而光学在建立相对论和量子论的过程中起着重要作用：相对论建立在光速不变原理基础上，量

子理论建立在光的粒子性基础上。

1900年, Planck在研究黑体辐射问题时, 提出了一个新的黑体辐射公式, 即 Planck公式:  $E(\nu) d\nu = \frac{c_1 \nu^3 d\nu}{e^{c_2/\nu T} - 1}$ , 物理学家用当时最精确的数据分析之后, 发现与 Planck的公式符合的非常好<sup>[3]</sup>。经过一段时间的探索Planck发现, 如果假设能量吸收或辐射以量子的形式进行(每个量子能量为  $\epsilon=h\nu$ ), 则可以解释黑体辐射公式。1905年, Einstein首先认识到运用量子论可能解决经典物理所遇到的难题, 他用Planck的量子假设去解决光电效应, 并进一步提出光量子(光子)的概念<sup>[4]</sup>, 认为辐射场由光量子场组成, 并给出了光子的能量、动量与辐射的频率和波长之间的关系, 即  $E=h\nu$ ,  $p=E/c$ ,  $p=h/\lambda$ , 从而成功地解释了光电效应。之后Einstein又进一步将能量是不连续的概念运用到固体中原子振动上, 成功解释了低温时固体比热趋于零的现象<sup>[5]</sup>。此时Planck的量子理论才引起人们的重视。1913年, 为解决原子结构以及原子光谱的问题, Bohr创造性的在Rutherford的有核原子模型上运用Planck和Einstein的理论, 建立起原子的量子理论<sup>[6]</sup>, 提出“定态”的概念, 并给出原子跃迁频率条件, 即  $h\nu = E_n - E_m$ 。1923年, De Broglie提出微观粒子具有波粒二象性的假说<sup>[7]</sup>, 即实体粒子和光一样都具有波粒二象性, 并给出了与实体粒子运动相联系的波的频率和波长分别为  $\nu = E/h$ ,  $\lambda = h/p$ , 这一假说不久就为实验所证实。De Broglie的工作将原子中的定态与驻波联系起来, 对后来的量子力学发展很有启发性。1925年, Schrodinger提出Schrodinger方程<sup>[8]</sup>, 它给出了量子态随时间变化的决定性的规律。它是波动力学的核心, 成功解决了氢原子光谱等一系列重大问题。并且Schrodinger还证明矩阵力学与波动力学是等价的<sup>[9]</sup>。1926年, Born提出对波函数的统计, 从而诠释解释了量子理论的物理意义。1928年, Dirac提出了电子运动的相对论量子力学方程, 即狄拉克方程。自此, 量子力学理论已经基本建立。量子力学的建立标志着人类认识自然实现从宏观世界向微观世界的一次飞跃。

1960年, 美国休斯研究实验室的Maiman博士成功使一根红宝石棒达到激发阈值, 从而发明了世界第一台激光器, 激光器的发明催生了许多新现象和新概念<sup>[10-11]</sup>。由于激光器本身就是量子器件, 量子理论从此走入实验范畴, 量子光学领域的研究工作得到了空前的发展。

由于经典物理和量子理论有着本质的不同, 因此量子光场的某些性质是经典物

理无法解释的。1965年, Takahas理论上提出了突破量子极限的方法<sup>[12]</sup>。二十世纪七十年代后, Glauber、Sudarshan等人提出并完善了相干态理论<sup>[13-15]</sup>, 即符合相干条件(即振动频率相同且位相差保持恒定的两束光)的光为相干光, 到1979年Hollen Hurst正式提出压缩态的概念<sup>[16]</sup>。到目前为止, 压缩态理论已经发展的比较完善。

压缩态有三种表示方法: 即位移压缩算符法, 最小不确定法和湮灭算符法, 其表示方法如下:

1) 位移压缩算符表示法:

将位移算符  $D(\alpha)$  和压缩算符  $S(z)$  作用在基态  $|0\rangle$  上, 可以形成压缩态

$$|\alpha, z\rangle = D(\alpha)S(z)|0\rangle \quad (1.1)$$

其中位移算符

$$\begin{aligned} D(\alpha) &= \exp[\alpha a^\dagger - \alpha^* a] \\ &= \exp\left[-\frac{\alpha^2}{2}\right] \exp[\alpha a^\dagger] \exp[-\alpha^* a] \end{aligned} \quad (1.2)$$

压缩算符

$$\begin{aligned} S(z) &= \exp\left[\frac{1}{2}(z a^\dagger a^\dagger - z^* a a)\right] \\ &= \exp\left[\frac{1}{2}e^{i\varphi}(\tanh \gamma) a^\dagger a^\dagger\right] \left[\frac{1}{\cosh \gamma}\right]^{\frac{1}{2}(1+a^\dagger a)} \exp\left[-\frac{1}{2}e^{-i\varphi}(\tanh \gamma) a a\right] \end{aligned} \quad (1.3)$$

也可以用另一种方法定义, 即

$$|\alpha, z\rangle = S(z)D(\alpha)|0\rangle \quad (1.4)$$

这两种定义方法不同之处是一个先压缩再位移, 另一个是先位移再压缩, 但其结果是一样的。

2) 湮灭算符表示法

由式1.2可得到以下关系:

$$\begin{aligned} D(-\alpha) &= D^\dagger(\alpha) = D^{-1}(\alpha) \\ D^\dagger(\alpha) a^\dagger D(\alpha) &= a^\dagger + \alpha^* \\ D^\dagger(\alpha) a D(\alpha) &= a + \alpha \end{aligned} \quad (1.5)$$

可以知道相干态为湮灭算符本征态

$$\begin{aligned}
 a|\alpha\rangle &= D(\alpha)D(-\alpha)a|\alpha\rangle \\
 &= D(\alpha)D^+(\alpha)aD(\alpha)|\alpha\rangle \\
 &= D(\alpha)\alpha|0\rangle = \alpha|\alpha\rangle
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

由于位移算符和压缩算符存在的传输关系

$$\begin{aligned}
 S^+(\xi)aS(\xi) &= a \cosh \gamma - a^+ e^{-2i\varphi} \sinh \gamma \\
 S^+(\xi)a^+S(\xi) &= a^+ \cosh \gamma - a e^{2i\varphi} \sinh \gamma
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

可得到压缩态

$$\left[ (\cosh \gamma)a - (e^{i\varphi} \sinh \gamma)a^+ \right] |\alpha, z\rangle = \left[ (\cosh \gamma)\alpha - (e^{i\varphi} \sinh \gamma)\alpha^* \right] |\alpha, z\rangle \tag{1.8}$$

3) 最小测不准法定义法:

根据量子力学中的测不准原理, 任意共轭量A, B的量子起伏必须满足测不准关系:

$$\delta^2 A \cdot \delta^2 B \geq \frac{1}{4} |[A, B]|^2 \tag{1.9}$$

考虑被束缚在腔中的电磁场:

$$E(t) = E_0 (a e^{-i\omega t} + a^+ e^{i\omega t}) \tag{1.10}$$

$$\text{其中, } E_0 = \left( \frac{\hbar \omega}{2V} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad [a, a^+] = 1.$$

定义  $X = a + a^+, Y = \frac{a - a^+}{i}$ , 其中X、Y分别对应位置和动量算符, 它们满足以下

对易关系:

$$\begin{aligned}
 [X, Y] &= \left[ a + a^+, \frac{a - a^+}{i} \right] \\
 &= \frac{(a + a^+)(a - a^+)}{i} - \frac{(a - a^+)(a + a^+)}{i} \\
 &= 2i
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

则式子1.10可表示为:

$$E(t) = E_0 (X \cos \omega t + Y \sin \omega t) \tag{1.12}$$

X、Y的量子起伏满足:

$$\delta^2 X \cdot \delta^2 Y \geq 1 \tag{1.13}$$

当某一态满足  $\delta^2 X = \delta^2 Y = 1$  时, 则称这个态为最小不确定态, 其对应分量的噪

声起伏称为散粒噪声极限 (shot noise limit)。当某个态的某个分量噪声起伏低于散粒噪声极限时, 则称该态为压缩态。

目前主要应用光学参量腔进行参量下转换获得压缩态光场, 用该方法获得压缩态分为两种: 单模压缩态和双模压缩态。实验中, 用I类非线性晶体作为核心搭建的简并光学参量腔进行参量下转换可以产生单模压缩态, 其信号模的频率与偏振方向与闲置模是相同的; 用II类晶体作为核心搭建的非简并光学参量腔进行参量下转换可以产生双模压缩态, 其信号模与闲置模的频率或偏振方向是不同的。

本文主要工作:

1) 利用LD泵浦全固化连续单频内腔倍频环形Nd:YVO<sub>4</sub>-KTP双波长激光器输出532nm绿光和1064nm红外光, 用单模保偏光纤对红外光进行空间模式清洁。红外光和绿光合并后注入由I类晶体PPKTP晶体构成的光学参量振荡腔中进行参量下转换, 经过平衡零拍探测得到2dB的真空压缩和5dB的真空反压缩。

2) 在进行产生明亮压缩光的实验时, 对注入光学参量放大器的信号光进行位相调制, 然后利用平衡零拍探测系统测量光学参量放大器输出的明亮压缩光。将相位灵敏光学参量放大器分别运转在参量放大和参量缩小状态, 通过解调位相调制信号可获得误差信号, 实现锁定平衡零拍探测系统本底光与待测光场相对位相为零, 通过观察噪声谱中调制信号的大小来确定所测结果对应于压缩光正交振幅或正交位相分量, 并对平衡零拍探测装置的位相锁定系统进行改进。



## 第二章 真空压缩产生装置

### 2.1 引言

随着科技的发展，在很多领域需要更加精确的测量，这就需要抑制光场的量子噪声。而压缩态光场的某个正交分量的噪声低于散粒噪声极限，可以应用于高精度测量等，因此研究压缩态光场具有重要的意义。

本章介绍真空压缩产生的实验，整个光路的高度为65mm，用单模保偏光纤作为红外光模式清洁器，使系统的稳定性较高，在此基础上将红外光与绿光注入光学参量振荡器中获得2dB真空压缩和5dB真空反压缩。

### 2.2 参量过程

非线性光学效应指的是在强相干光的作用下，发生的与介质非线性极化相关的光学效应。非线性光学效应的产生是电磁场与非线性介质中带电粒子相互作用的结果，在强光场的作用下，非线性介质中粒子的电荷分布将发生变化，使得电偶极矩不仅与光场的线性项有关，同时也与二次项或高次项有关，这种非线性极化场会辐射出与泵浦光频率不同的光子。在入射光场较弱时，介质的电极化强度矢量 $P$ 与入射光场 $E$ 成简单的线性关系；而当入射场很强时，它们之间不再是线性关系，可以写成如下形式：

$$P = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} \vdots EEE + \dots \right) \quad (2.1)$$

其中， $\chi^{(1)}$ 指的是线性极化率，而 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ 分别指的是二阶和三阶极化率。在上式中，非线性极化项的引入将导致入射光的频率发生改变。由于二阶以上的非线性极化率较小，因此可以忽略。二阶非线性效应是人类最早发现的非线性效应，也是目前应用最广泛的领域，这里我们仅研究二阶非线性过程。

二阶非线性过程的主要研究对象是光学参量过程。光经过介质发生非线性效应后频率改变，但介质不参与能量交换，这个过程称为光学参量转换过程。参量转换过程通常分为两类：参量上转换和参量下转换。和频和倍频就属于参量上转换，它们是将两个频率较低的光子转化为一个频率较高光子。差频和分频属于参量下转换，它们是将一个频率较高光子转化为两个频率较低光子。参量下转换分为四种情况：没有信号光输入时，称为光学参量振荡器（Optical Parametric Oscillator，OPO）；有

信号光注入时，称为光学参量放大器（Optical Parametric Amplifier, OPA）。根据参量下转换过程中产生的两个光子是否简并，又可进一步分为简并光学参量放大器（Degenerate Optical Parametric Amplifier, DOPA），如图2.1所示；简并光学参量振荡器（Degenerate Optical Parametric Oscillator, DPO），如图2.2所示；非简并光学参量放大器（Nondegenerate Optical Parametric Amplifier, NOPA），如图2.3所示；和非简并光学参量振荡器（Nondegenerate Optical Parametric Oscillator, NPO），如图2.4所示。



图2.1 DOPA示意图



图2.2 DPO示意图

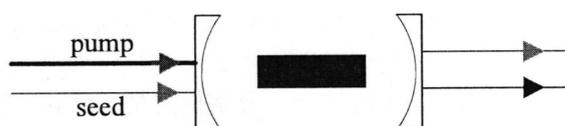


图2.3 NOPA示意图

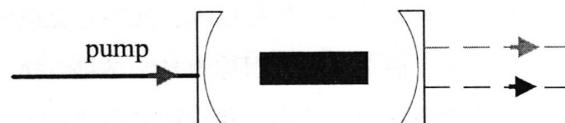


图2.4 NPO示意图

用OPA产生压缩光的实验中，又根据输入参量腔的信号光被放大或缩小将光学参

量过程分为参量放大和参量缩小过程。参量过程中，非线性晶体的效率不但取决于其材料的二阶极化率，而且还要求相互作用的光场满足相位匹配条件。相位匹配的本质是要求两个不同频率的光场在晶体传播时，在任意一点它们之间的位相位差都是一样的。例如在倍频过程中，相位匹配条件要求晶体对基频光和倍频光的折射率相等，而由于晶体中存在色散，因此这一条件一般无法满足。Kleinman提出了双折射相位匹配的理论，即利用晶体中o光和e光的差别，选择某个特定角度使得基频光与倍频光在这一角度下折射率相等，从而满足位相匹配条件。但是这种技术由于材料的固有特性而不能最大程度利用晶体非线性系数，参量过程的波长范围也受到限制，并且经常会遇到走离效应。

随着周期性极化非线性晶体技术的成熟，准相位匹配技术得到了很大的发展。准相位匹配思想最早是由J. Armstrong等人于1962年提出<sup>[17]</sup>，它是人们为了突破参量过程中相匹配条件限制所提出的一项技术。它是利用晶体非线性光学系数的周期性变化来弥补光在晶体中传播时引起的相位差，从而实现相位匹配。准相位匹配技术使非线性过程不受走离效应的限制，可以最大程度利用晶体非线性系数，极大提高了晶体非线性转换效率。

近几十年来，作为准相位匹配技术中的核心器件，科学家为了制作准相位匹配晶体尝试了很多方法，如高温钛扩散法<sup>[18]</sup>、在晶体的生长过程中进行调制<sup>[19]</sup>、将晶体薄片按其自发极化方向以交替变化的方式堆积起来<sup>[20]</sup>等。但是由于这些方法都有不同的缺陷，从而导致了准相位匹配晶体无法广泛生产和应用。真正投入应用的是1995年斯坦福大学的Myers等人采用液体电极在常温下利用外加电场极化法制作出块状周期性极化晶体<sup>[21]</sup>。到目前为止，制作周期性极化晶体的办法除了晶片堆积法外，还有生长条纹法、离子扩散法、光折变法、激光加工法等方法。用这些方法已研制出多种非线性周期性极化晶体，且晶体尺寸也在不断增大。常见的周期性极化晶体包括周期极化铌酸锂（PPLN）、周期极化KTP（PPKTP）、周期极化RTA（PPRTA）、周期极化掺氧化镁铌酸锂（PPMgOLN）、周期极化钽酸锂（PPLT）等。本实验中使用的是PPKTP晶体，它的非线性系数较高，抗机械损伤和抗光损伤能力较强，并且透光范围较宽，包含从紫外光到红外光的全部光谱，并且由于它具有可以在常温下工作、矫顽电压低等特点，因此用PPKTP作为非线性晶体搭建OPO腔。

## 2.3 实验装置和实验过程

### 2.3.1 实验装置

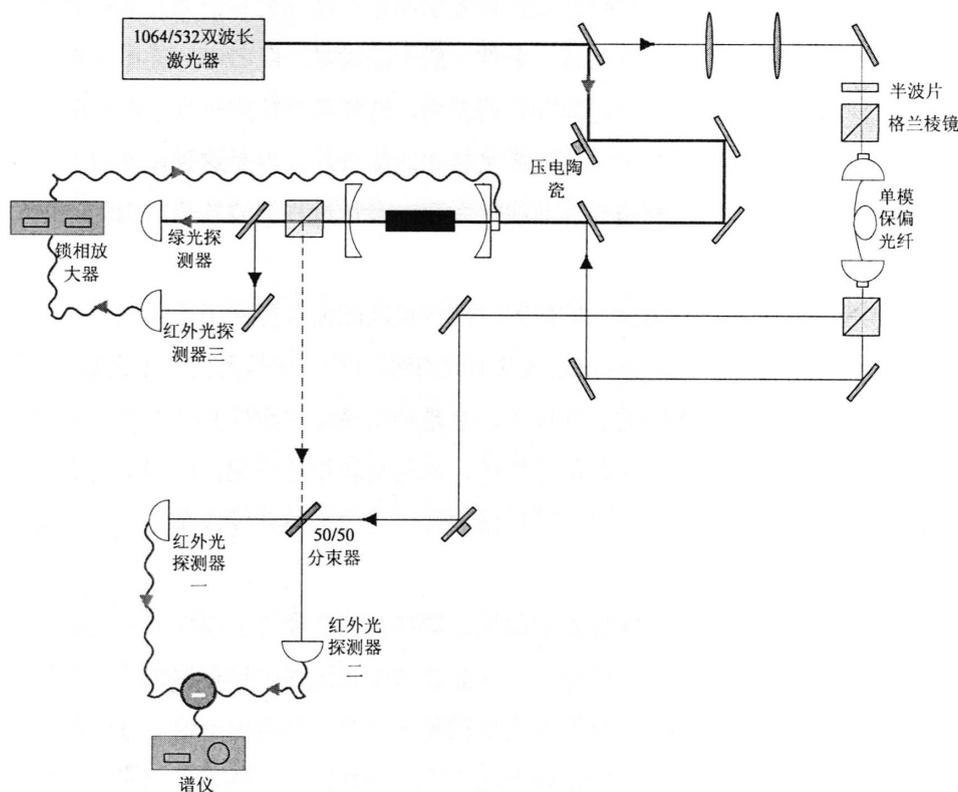


图2.5 实验光路图

本实验整体光路如图2.5所示，主要装置包括：激光器、模清洁器、光学参量振荡器(OPO)及其腔长锁定系统、平衡零拍探测系统。其中，激光器使用的是我所自行研制的LD泵浦全固化连续单频内腔倍频环形Nd:YVO<sub>4</sub>-KTP 532nm/1064 nm双波长激光器。模清洁器使用的是对1064nm红外光有空间模式清洁作用的单模保偏光纤。OPO腔是由一个近共心腔，及其中间搭载的PPKTP晶体组成。腔长锁定系统使用的是低频调制边带锁定系统。平衡零拍探测系统使用的是一对高量子效率光探测器。

如图2.5所示，激光器输出532nm绿光和1064nm红外光后，两光经过一个分色镜（532高反，1064增透）后分为两束。其中，绿光作为光学参量振荡器（OPO）的泵浦光。而红外光经过一组透镜准直后进入光纤进行模式清洁，其出射光是具有很好高斯分布的激光光束。光纤的输出光经过格兰棱镜后分为两束，一束作为平衡零拍

探测的本底光，另一束则经过位相调制器后注入OPO腔作为信号光，与绿光在腔前通过一个532nm增透、1064高反镜进行合并后一起进入OPO。腔的出射光包含绿光和红外压缩光，经一个分色镜（532增透，1064高反）分离后，绿光打入探测器，探测器输出直流信号到示波器中来检测绿光模式。红外压缩光输出的2-5%由红外探测器三探测，探测器输出信号分为两路，直流信号用来观察红外光模式，交流部分输入锁相放大器用来锁定腔长。绝大部分输出红外压缩光与本底光在一个50:50分束器上进行耦合，其两束出射光分别打入一对平衡零拍探测器中，两探测器的交流输出信号进入一个减法器后再送入谱仪中观察和记录噪声起伏。所测噪声谱即为压缩态光场的量子起伏。

### 1) 激光器

实验中采用的激光器是我所自行研制的LD泵浦全固化连续单频内腔倍频环形Nd:YVO<sub>4</sub>-KTP532nm/1064nm双波长激光器，其原理如图2所示。

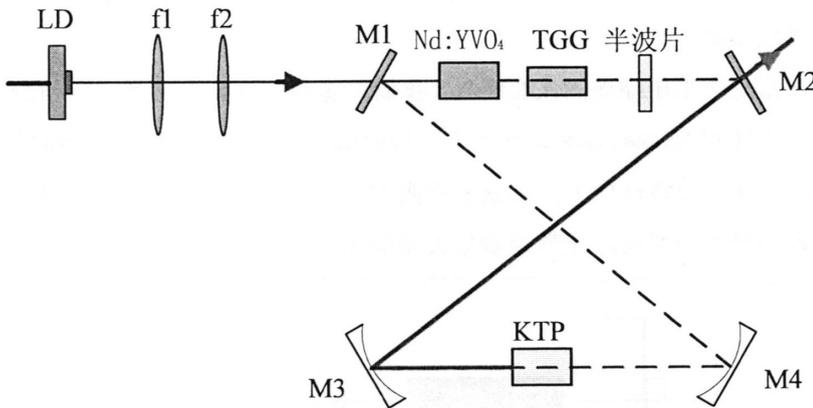


图2.6 激光器工作示意图

LD输出808nm的泵浦光经过透镜组整形后，射入四镜环行的激光器谐振腔中。谐振腔由两个平面镜和两个曲率半径为50mm的凹透镜组成，腔中包含单向器和激光晶体。泵浦光注入Nd:YVO<sub>4</sub>晶体上产生1064基频光，经过TGG晶体和 $\frac{\lambda}{2}$ 波片来保证基频光的单向性。基频光经过KTP晶体后产生532nm倍频光，从平面镜M2出射。激光器出射的绿光功率约为100mw，红外光功率约为70mw。

### 2) 模清洁剂

由于激光器输出的红外光模式比较杂乱，需要用模清洁剂对红外输出光进行模式清洁。模清洁剂由两个透镜及一个半波片、PBS、单模保偏光纤和两个光纤头组成。单模保偏光纤对红外光具有空间模式清洁作用，其出射光是具有很好高斯分布的激

光光束。模清洁器的示意图如下：

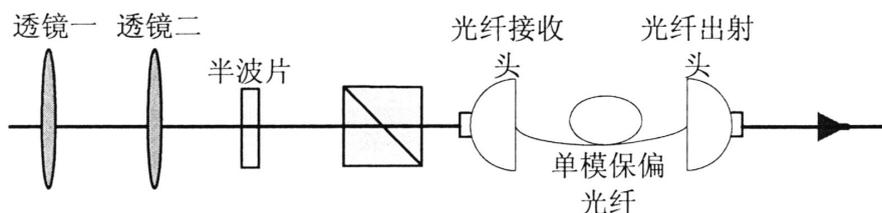


图2.7 模式清洁器工作示意图

透镜一为焦距为200mm的凸透镜，透镜二为焦距为-50的凹透镜，这组透镜用来调节红外光斑大小，使得激光与光纤空间模式匹配较好。半波片和PBS调节红外光的偏振，使激光主模效率最高通过单模保偏光纤，而将杂模过滤。调节好光路后，模式清洁器效率约为50%。

### 3) 光学参量振荡器

光学参量振荡器是产生压缩光的核心装置，我们之前实验曾多次用到<sup>[22-27]</sup>。它主要由两个腔镜和一块体积为1mm\*2mm\*15mm的PPKTP晶体以及晶体温度控制装置组成。光学参量振荡器固定在一块铸铁板上，铸铁板则固定在实验平台上，其间铺有橡胶垫圈，用来减小震动对腔的影响。光学参量放大器的示意图如图2.8所示。

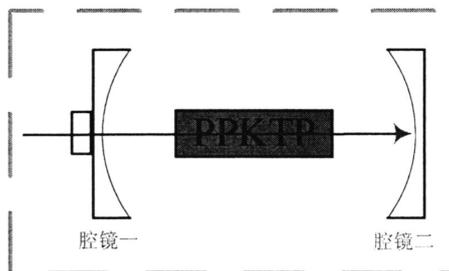


图2.8 OPO腔工作示意图

镜一为入射镜，其参数为：焦距为-30mm，对532nm绿光反射率为70%，对1064nm红外光则高反。腔镜二的参数：焦距为-30mm，对红外光反射率为88.7%，对绿光高反。腔镜一粘在压电陶瓷上，压电陶瓷固定在镜架上；腔镜二则直接固定在镜架上。PPKTP两端镀有1064nm和532nm的双色增透膜。1064nm光在腔中共振，532nm泵浦光多次穿过晶体。

PPKTP晶体用铜纸包裹起来，露出两端，放置于紫铜块中。紫铜块下面紧贴一个帕特件，它们一起固定在一个镜架上。调节紫铜块位置，使晶体基本处于腔内激光

的腰斑处。紫铜块内放置晶体的下方放置有热敏电阻。热敏电阻用来检测晶体温度，反馈到温度控制仪中，温度控制仪通过控制帕特件来调节晶体的温度，从而使晶体工作在设定的温度点。

#### 4) 腔长锁定系统

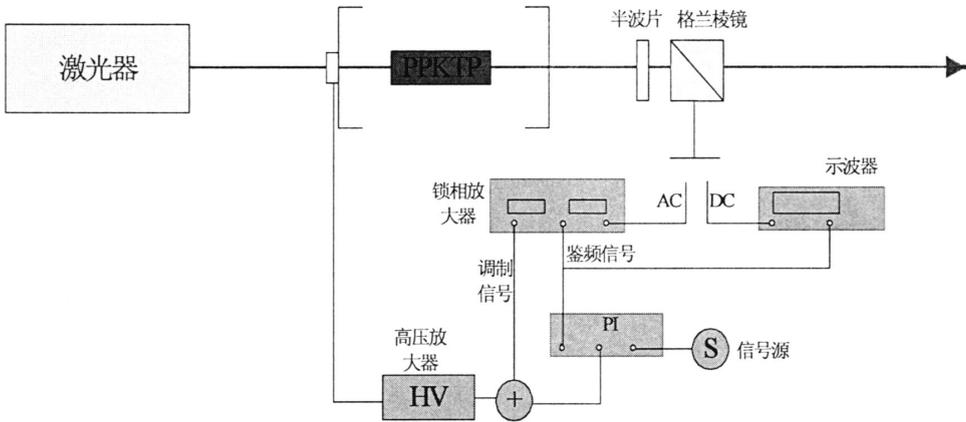


图2.9 腔长锁定系统工作原理示意图

为了使红外光透射率最大，必须将光学参量振荡器的腔长所在特定长度。锁腔系统电路如图所示。主要仪器有：红外光探测器，锁相放大器，信号源，比例积分电路（PI），加法器，高压放大器，压电陶瓷，示波器。其中最重要的部件是美国SRS公司生产的SR830锁相放大器，其内部有低通滤波器、信号发生器、乘法器等功能模块。

本实验及后续的实验要多处用到锁相放大器，这里简单介绍一下其工作原理。锁相放大器工作原理图2.10所示。它实际是一个模拟相关器，利用信号与噪声的互不相关性来抑制噪声。它由信号通道、参考通道、相敏检波器、低通滤波器和直流放大器组成。信号通道是一个选频放大器，它的作用是初步抑制噪声，防止相敏检波器过载，但是通带内的信号和噪声都被放大。参考通道则给出频率参考信号和位相锁定信号。调节参考通道的移相器，可以在 $0^\circ$ 到 $360^\circ$ 内改变参考信号与输入信号的相对位相，以实现信号位相的锁定。相敏检波器实际是一个模拟乘法器，它是锁相放大器的核心部件。

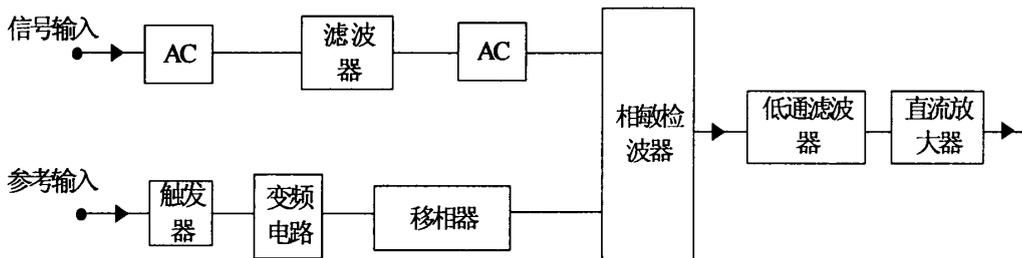


图2.10 锁相放大器工作原理图

假设信号输入端输入相敏检波器的信号为  $S_1$ ，它由有用信号  $A_1(\omega t + \phi_1)$  和噪声信号  $n_1$  两部分组成，即

$$S_1 = A_1(\omega t + \phi_1) + n_1 \quad (2.2)$$

参考信号从参考通道输入

$$S_2 = A_2(\omega t + \phi_2) \quad (2.3)$$

这两个信号经过相敏检波器相乘后输入低通滤波器和直流放大器，再输入积分电路中积分，得到直流信号

$$\begin{aligned} S &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{nT} \int_0^{nT} S_1 S_2 dt \\ &= \frac{1}{2} A_1 A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) = \frac{1}{2} A_1 A_2 \cos \phi \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中， $\phi = \phi_1 - \phi_2$ 。我们可以通过调节移相器控制参考信号的位相  $\phi_2$ ，使得有用信号与参考信号的相对位相为零，此时输出信号最大。这就是锁相放大器从噪声中将信号提取出来的原理。

本实验中，腔的出射光经过一个半波片和PBS以后分为两束，调节半波片与PBS的相对角度，使得小部分出射光打入探测器。探测器测得的信号输出分为直流和交流两路。直流输入示波器中，用来监测腔中红外光的模式，交流信号输入锁相放大器的信号输入端。锁相放大器的鉴频输出分为两路，一路输入示波器，用来观察鉴频信号，另一路加到比例积分电路的鉴频输入端。信号源输出30Hz左右的三角波到PI电路的信号输入端，PI电路输出端接加法器。加法器将锁相放大器输出的低频正弦调制信号（11KHz）和PI电路的输出信号相加后输入高压放大器中。高压放大器驱动压电陶瓷锁定腔长。这里，我们用一个压电陶瓷同时完成了扫描腔长和加调制信

号的任务。具体锁腔过程如下：先打开PI电路的信号开关以扫描腔内信号光模式，并关闭积分开关。调节好红外光的模式后（即杂模较低），在示波器上观察鉴频信号与红外光透射信号，调节锁相放大器的参数，使得鉴频信号的幅度与位相都比较合适（实验采得数据如图2.11所示，其中紫色线为腔中红外光的模式，蓝色线为鉴频信号），则关闭PI电路的信号开关，减小高压放大器的增益，并调节偏置使得透射信号处在最高位置，此时打开PI电路的积分开关，则腔长被锁定，1064nm光共振，透射强度最大。

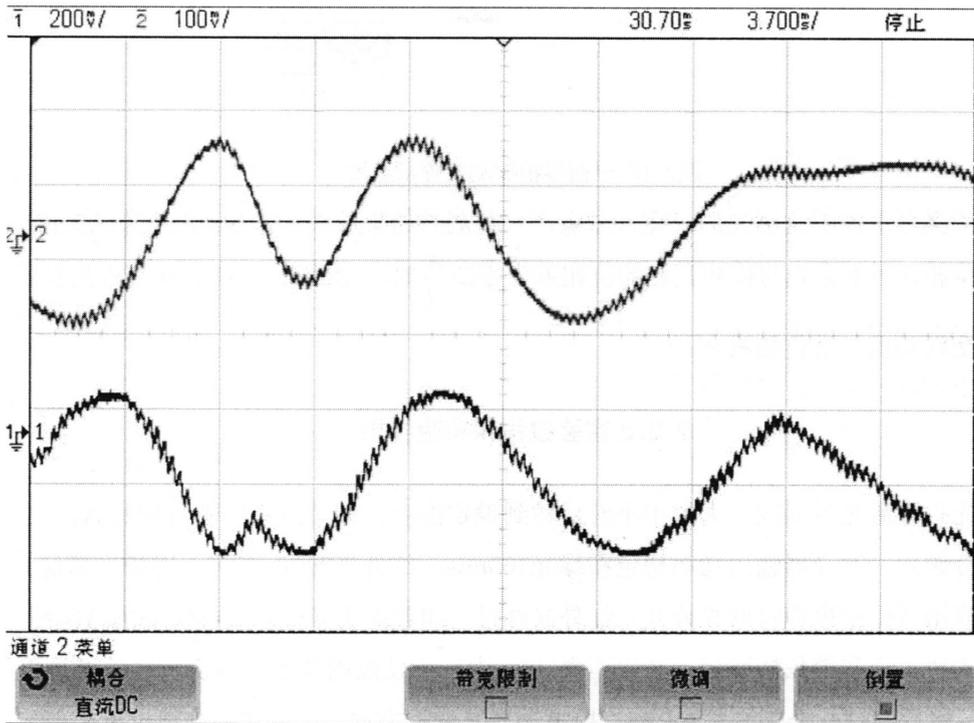


图2.11 腔中红外光信号与鉴频信号

### 5) 平衡零拍探测装置

本实验用的探测装置是平衡零拍探测装置，如图2.12所示。

它由两个格兰棱镜，一个半波片，两个高量子效率红外光探测器和一个减法器构成。其中，两个格兰棱镜和一个半波片组成一个50:50分束器。用本底光与待测光场在50:50分束器上进行干涉耦合，使干涉效率达到94%以上。本地光的功率远大于待测光场的功率（一般在实验中设置为30倍以上）。两个红外光探测器分别探测分束器的两出射光，并将所得光电流信号送入电子信号减法器中相减，理想情况下输出

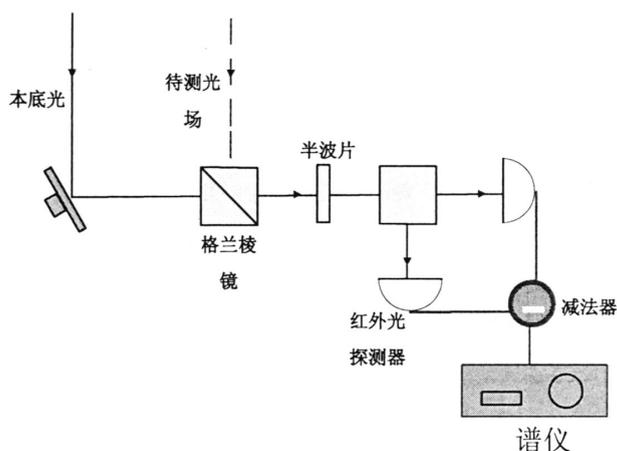


图2.12 平衡零拍探测装置示意图

信号的强度正比于待测光的正交分量噪声。其测量结果取决于本地光与待测光场的相对位相，当本底光与待测光场的位相差为零或 $\frac{\pi}{2}$ 时，测量的结果分别为待测光场的正交振幅或正交位相噪声。

### 2.3.2 实验过程和实验结果

先打开激光器温控，大约半小时后达到设定温度。调节激光器电流到2.5A，大约10分钟后，激光器输出功率稳定在绿光100mw，红外光70mw左右。用绿光高反、红外光增透的分色镜将两光分开。红外光经过一组焦距为200mm和-50mm的透镜组调节光斑大小和聚焦情况后，在短距离（5m内）不发散则基本可以认为红外光是平行光。然后经过一个半波片和PBS，用来调节其偏振方向，保证红外光通过单模保偏光纤效率最大。实验中，光纤对红外光传输效率约为50%。通过光纤后的红外光是具有很好高斯分布的激光光束。光纤的出射光通过一个半波片和PBS后分为两束：一束作为平衡零拍探测时的本底光，另一束注入光学参量放大器中，作为锁腔的信号光。而绿光则通过腔前的红外高反、绿光增透的平面镜与红外信号光在腔前合并。此时红外光与绿光未经整形，它们与OPO腔模式不匹配，腔的出射光杂模较多。因此需要加透镜整形以使得腔的出射光只有 $TEM_{00}$ 模。由于注入腔的红外光仅用来在调节其与本底光的干涉时使用，测量数据时参量腔中并不需要注入红外光，因此我们选择绿光增透的透镜进行模式匹配。实验中，我们选择镀有532nm增透膜、焦距为50

的凸透镜作为腔前透镜，此时绿光与腔的模式匹配较好。然后再对红外光进行模式匹配，这里我们红外光路上加的是焦距为80和120的凸透镜以使得杂模与主模强度的比值低于1:50。然后测量晶体最佳工作温度，方法是先扫描腔，再扫描红外光与绿光相对位相，在一段范围内改变温度看哪个温度点红外光增益最大。如图所示，没有增益时红外光的模式如图2.13所示；参量放大时，红外光的增益如图2.14所示；参量缩小时，红外光的增益如图2.15所示，其中紫色线为绿光模式，蓝色线为红外光模式。实验中，晶体最佳工作温度为 $30.4^{\circ}\text{C}$ ，红外光增益约为1.8倍。OPO腔输出光包含红外压缩光（待测光场）与透射的绿光，两束光经过一个1064nm光高反、532nm光增透的分色镜后分离，绿光打入绿光探测器中，探测器直流输出至示波器中用来监测绿光模式。红外压缩光输出的很小一部分由红外探测器三探测，探测器输出直流信号用于监视红外光模式，交流信号则输入锁相放大器中，用来锁定腔长。锁定腔长后，下一步调节光路使本底光和待测光场进行干涉。首先对本底光进行准直，用高反镜将本底光反射至5m以外，观察其光斑大小及发散情况，然后加透镜组使得光斑在5m内基本不发散，则可认为其为平行光，实验中所加透镜组为两个焦距都是100mm的透镜。然后在腔的出射光的光路上加透镜调节其光斑大小，使得待测光场光斑与本底光的光斑大小相同且不发散，实验中在待测光场光路上加的透镜焦距为60mm。干涉效率的高低对于测量压缩十分重要，由于干涉效率的高低决定额外引入损耗的大小，干涉效率越高引入损耗越低，因此我们要尽量提高两光干涉度。调节本底光的光路使其与待测光场在50:50分束器上进行干涉耦合，压缩光的测量一般要求这两束光的干涉效率在94%以上，实验中测得干涉效率约为97%，分束器两出射光分别打入一对平衡零拍探测器中。把这一对平衡零拍探测器所探测到的光信号输入一个电子信号减法器中，然后将减法器输出信号送到谱仪中来测量噪声谱。

实验中测数据时，调节本底光的功率，使红外探测器一和二都接收的红外光的强度都为80uw。挡住待测光场，只将探测器测得的两束本底光信号相减后送入谱仪，此时测得的是散粒噪声基准（SNL）；挡住腔前红外光，只让绿光打入腔中并用高压放大器调节腔长使得绿光在腔中共振，此时测得的是真空压缩光的噪声谱；扫描本底光与压缩光的相对位相，则测得结果为压缩光不同角度的量子起伏。

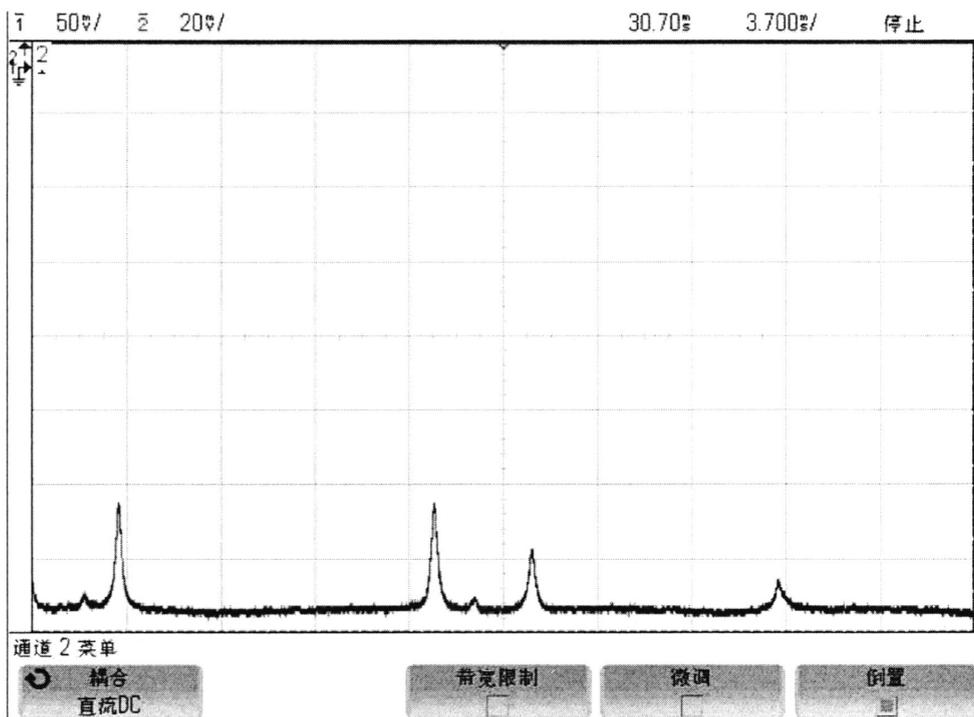


图2.13 无参量转换时腔内红外光模式

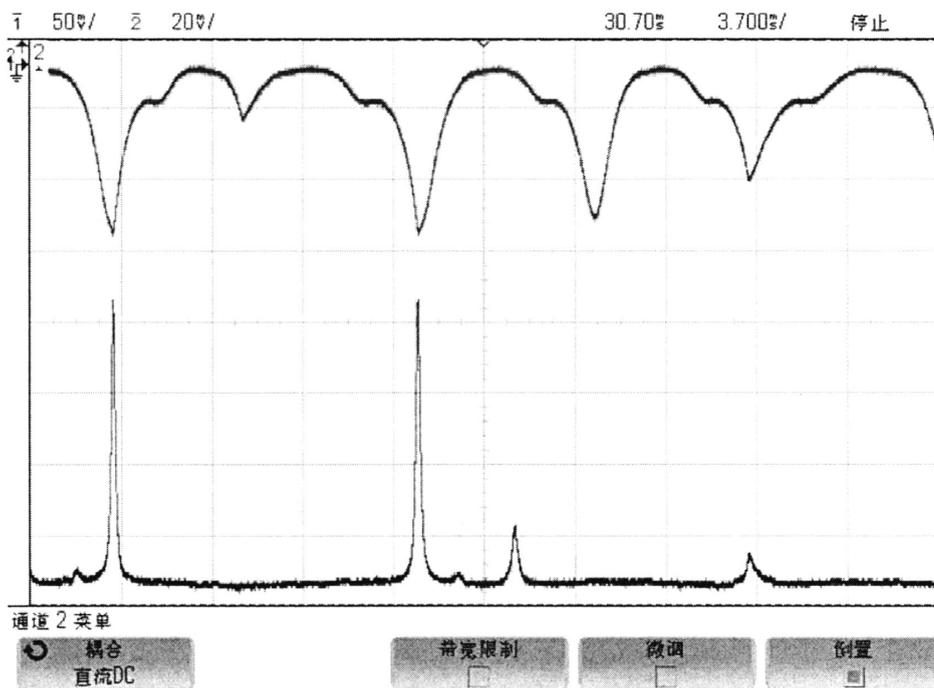


图2.14 参量放大时腔内红外光增益

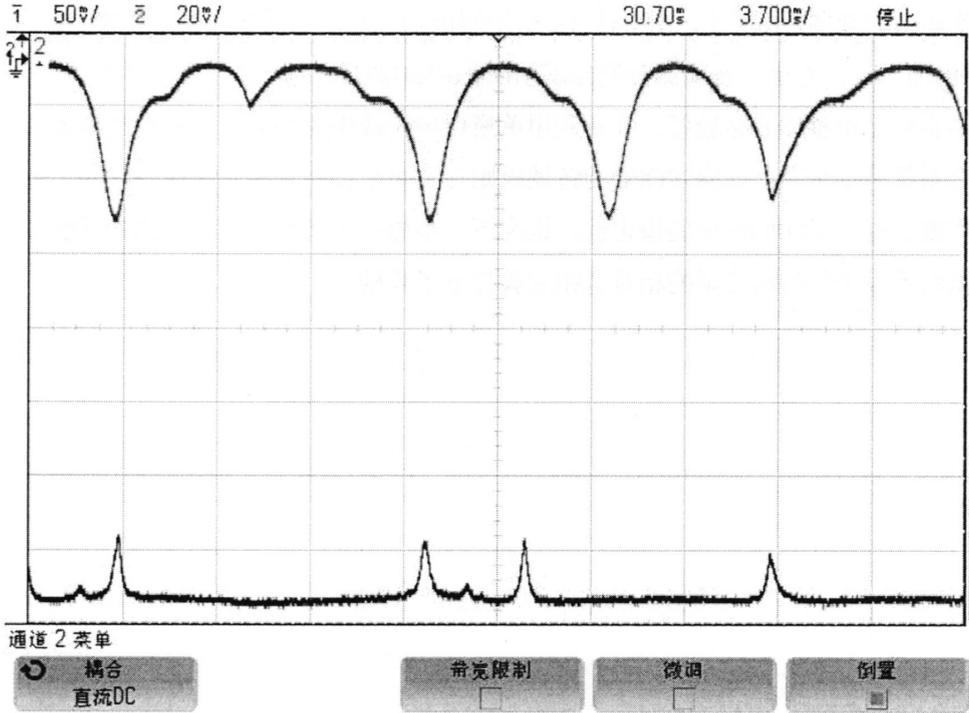


图2.15 参量缩小时腔内红外光增益

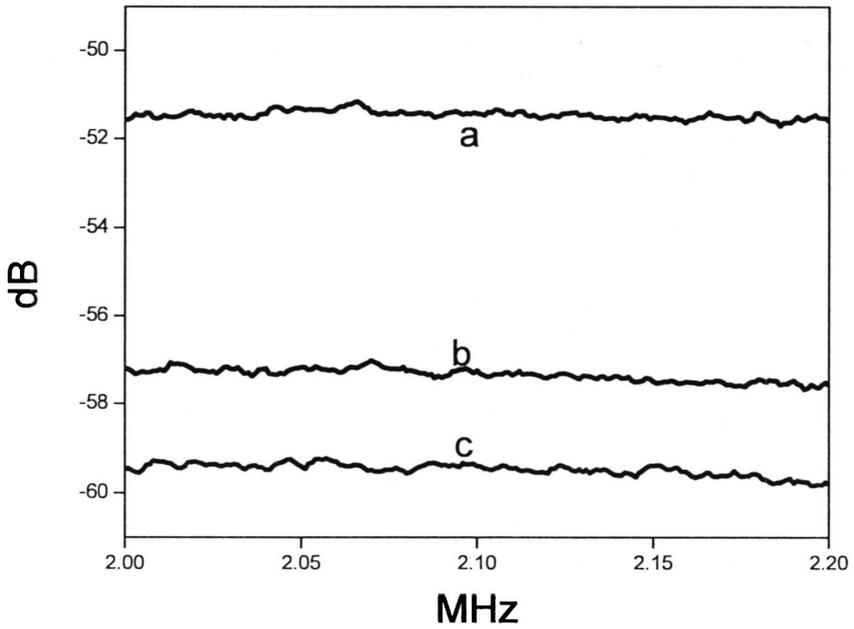


图2.16 真空压缩噪声谱

实验数据如图2.16所示。图中蓝线a表示反压缩，黑线b表示散粒噪声基准，红线c表示压缩。可以看出，实验测得约2dB的压缩和5dB的反压缩。

本实验光路整体光路较低，并且利用单模保偏光纤作为红外光的模式清洁剂，使整个系统稳定可靠。而固定OPO的铸铁板则与实验平台中有减震的橡胶垫圈，也很大程度的提高了OPO锁腔的稳定性。这为下一步做产生明亮压缩光及锁定平衡零拍探测时本振光与待测光场的相对位相实验打下了基础。

## 第三章 压缩态光场平衡零拍探测的位相锁定

### 3.1 引言

测量真空压缩时, 需要手动调节腔长以使压缩光场透射率最大。而产生明亮压缩实验则可以通过将OPA腔出射信号光的信息反馈至位相锁定系统, 然后由位相锁定系统控制高压放大器将腔长锁定在特定长度。在下一步我们要做的产生纠缠光的实验中, 明亮压缩装置是要用到的基本的实验装置。本章主要讲实验中的明亮压缩的产生及其位相的锁定。

平衡零拍探测系统是一种很重要的光学测量装置, 它可以用来测量光场的正交分量噪声起伏, 因此在非经典光场的探测、量子信息和量子通信等方面有着重要的应用<sup>[28-35]</sup>。用平衡零拍探测装置测量明亮压缩时, 其测量结果决定于待测光场和本底光的相对位相。当两束光的位相差为零时, 测量的结果为压缩光的正交振幅分量噪声; 当两束光相位差为 $\frac{\pi}{2}$ 时, 测量结果为压缩光的正交位相分量噪声<sup>[36]</sup>。通常可以用人工扫描或手动搜索本底光与待测光场的相对位相来测量相对位相不同时压缩光场的噪声, 但此种方法不方便且很不稳定。在实验中经常需要固定测量某一正交分量量子噪声, 因此需要使用平衡零拍位相锁定技术。2003年, 美国的H. J. Kimble小组在进行量子离物传态的实验时, 为了同时锁定两套平衡零拍探测系统中光束的相对位相, 在光路上加上位相调制器, 从而分别锁定本底光与待测光的相对位相为零和 $\frac{\pi}{2}$ <sup>[37]</sup>。2006年, 澳大利亚国立大学的P. K. Lam小组对光学参量振荡器的注入信号光加上位相调制, 将输出压缩光场与本底光相对位相锁定在零处, 测得大于3 dB的正交分量压缩噪声<sup>[38]</sup>。本实验在OPA腔的信号光的光路上加上位相调制器, 对信号光进行位相调制。利用平衡零拍探测系统测量OPA输出的明亮压缩光的噪声起伏。将相位灵敏光学参量放大器分别运转在参量放大和参量缩小状态, 通过观察噪声谱中的调制信号的大小就可确定测量的是量子光场正交振幅或位相分量上的噪声。通过位相锁定系统解调位相调制信号可获得鉴频信号, 输入比例积分电路中, 积分信号输入高压放大器驱动本底光的压电陶瓷实现锁定平衡零拍探测系统本底光与待测光场相对位相为零, 从而测得2 dB的正交分量压缩噪声。

## 3.2 理论分析

### 3.2.1 平衡零拍探测噪声谱随 $\theta$ 的变化

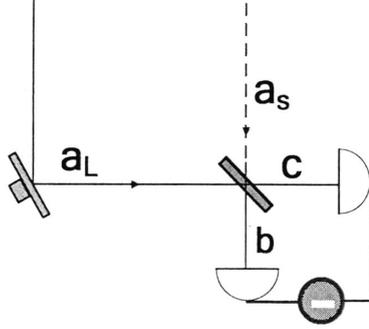


图3.1平衡零拍探测装置

为简单起见，可将实验中平衡零拍探测装置等效为如图3.1所示，本底光 $a_L$ 和信号光 $a_s$ 经过一个50:50分束器进行干涉耦合，其两束出射光 $b$ 和 $c$ 分别被一对平衡探测器探测。用 $a_L$ 和 $a_L^+$ 表本底光的湮灭和产生算符， $a_s$ 和 $a_s^+$ 分别表示待测量光场的湮灭和产生算符。它们都满足对易关系 $[a, a^+] = 1$ 。则光场 $b, c$ 可表示为：

$$b = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_s + e^{i\theta} a_L), \quad c = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_s - e^{i\theta} a_L) \quad (3.1)$$

则两个探测器探测到的光电流分别为

$$\begin{aligned} I_b &= b^+ b \\ &= \frac{1}{2} (a_s^+ + e^{-i\theta} a_L^+) (a_s + e^{i\theta} a_L) \\ &= \frac{1}{2} (a_s^+ a_s + a_s^+ e^{i\theta} a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s + a_L^+ a_L) \\ I_c &= c^+ c \\ &= \frac{1}{2} (a_s^+ - e^{-i\theta} a_L^+) (a_s - e^{i\theta} a_L) \\ &= \frac{1}{2} (a_s^+ a_s - a_s^+ e^{i\theta} a_L - e^{-i\theta} a_L^+ a_s + a_L^+ a_L) \end{aligned} \quad (3.2)$$

经过电子信号减法器后所得电流

$$\begin{aligned}
 I &= b^+ b - c^+ c \\
 &= \frac{1}{2} \left( a_s^+ a_s + a_s^+ e^{i\theta} a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s + a_L^+ a_L \right) \\
 &\quad - \frac{1}{2} \left( a_s^+ a_s - a_s^+ e^{i\theta} a_L - e^{-i\theta} a_L^+ a_s + a_L^+ a_L \right) \\
 &= e^{i\theta} a_s^+ a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

由于本底光为强相干光，则  $\alpha$  为本底光  $a_L$  的平均值，而平衡零拍探测需要本底光的强度远大于待测光场的强度，因此谱仪测得电子信号减法器输出的光电流的起伏为：

$$\begin{aligned}
 i \propto \delta^2 \langle I \rangle &= \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 \\
 &= \left\langle \left( e^{i\theta} a_s^+ a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s \right)^+ \left( e^{i\theta} a_s^+ a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s \right) \right\rangle \\
 &\quad - \left\langle e^{i\theta} a_s^+ a_L + e^{-i\theta} a_L^+ a_s \right\rangle^2 \\
 &= e^{2i\theta} |\alpha|^2 \langle a_s^+ 2 \rangle + e^{-2i\theta} |\alpha|^2 \langle a_s^2 \rangle + |\alpha|^2 \langle a_s^+ a_s^+ \rangle + |\alpha|^2 \langle a_s^+ a_s \rangle \\
 &\quad - e^{2i\theta} |\alpha|^2 \langle a_s^+ \rangle^2 - e^{-2i\theta} |\alpha|^2 \langle a_s \rangle^2 - |\alpha|^2 \langle a_s^+ \rangle \langle a_s \rangle - |\alpha|^2 \langle a_s \rangle \langle a_s^+ \rangle \\
 &= |\alpha|^2 \delta^2 \langle e^{i\theta} a_s^+ + e^{-i\theta} a_s \rangle \\
 &= |\alpha|^2 \delta^2 \langle X_s \cos \theta + Y_s \sin \theta \rangle
 \end{aligned}$$

(3.4)

其中， $\theta$  是待测光场与本底光的相对位相， $X_s = a_s^+ + a_s$  为待测光场正交振幅算符， $Y_s = i(a_s^+ - a_s)$  为待测光场正交位相算符。容易得知，当  $\theta = 0$  时，所测为待测光场正交振幅噪声分量；当  $\theta = \frac{\pi}{2}$  时，所测为待测光场正交位相噪声分量。

### 3.2.2 理论分析及实验装置的改进

#### 1) 理论分析

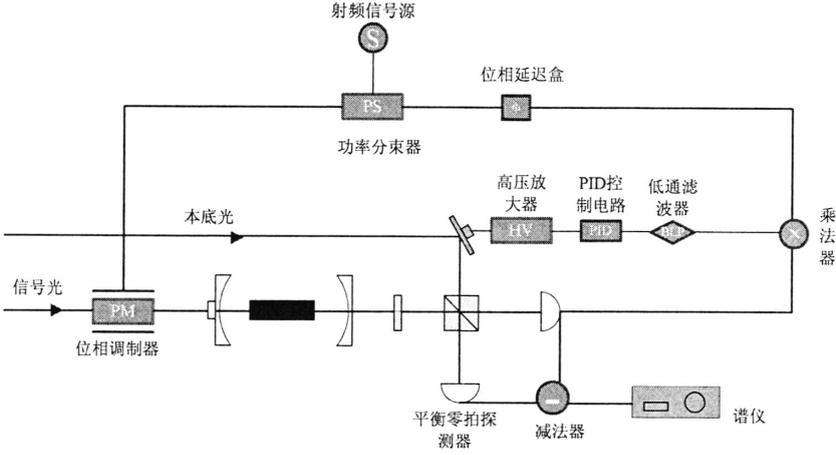


图 3.2 平衡零拍探测本底光与信号光相位锁定装置的示意图

平衡零拍探测本底光与信号光相对相位锁定系统装置的电路图如图所示，信号光经过位相调制器后，其光场振幅变为：

$$E_{signal} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (3.5)$$

当位相调制的幅度较小时，则可以通过贝塞尔函数一阶展开表达为：

$$\begin{aligned} E_{signal} &\approx [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega] E_1 e^{i\omega t} \\ &= E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}] \end{aligned} \quad (3.6)$$

从这个表达式可以看出，经过位相调制后的信号光变为含有三个频率成分的激光，频率为 $\omega$ 的载波和频率为 $\omega \pm \Omega$ 的边带。其中 $\Omega$ 指的是位相调制频率， $\beta$ 是调制深度。

平衡零拍探测本底光的振幅可以表示为：

$$E_{local} = E_1 e^{i\omega t} \quad (3.7)$$

当本底光与待测光场在50:50分束器上进行干涉耦合后，其中一束出射光的光场振幅为：

$$E_{out} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{signal} + E_{local} e^{i\theta}) \quad (3.8)$$

则平衡零拍探测器的一臂测得的光电流为：

$$\begin{aligned}
 P_{out} &= E_{out} E_{out}^* \\
 &= \frac{1}{2} (E_{signal} + E_{local} e^{i\theta}) (E_{signal}^* + E_{local}^* e^{-i\theta}) \\
 &= \frac{1}{2} (|E_{signal}|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} + |E_{local}|^2) \quad (3.9)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 |E_{signal}|^2 &= |E_0|^2 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \\
 &\quad [J_0(\beta) e^{-i\omega t} + J_1(\beta) e^{-i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{-i(\omega-\Omega)t}] \\
 &= |E_0|^2 \left[ \begin{aligned} &J_0^2(\beta) + J_1^2(\beta) + J_1^2(\beta) + J_0(\beta) J_1(\beta) e^{-i\Omega t} - J_0(\beta) J_1(\beta) e^{i\Omega t} \\ &+ J_0(\beta) J_1(\beta) e^{i\Omega t} - J_1^2(\beta) e^{2i\Omega t} - J_0(\beta) J_1(\beta) e^{-i\Omega t} - J_1^2(\beta) e^{-2i\Omega t} \end{aligned} \right] \\
 &= |E_0|^2 [J_0^2(\beta) + 2J_1^2(\beta) - J_1^2(\beta) e^{2i\Omega t} - J_1^2(\beta) e^{-2i\Omega t}] \\
 &(3.10)
 \end{aligned}$$

$$|E_{local}|^2 = |E_1|^2 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
 E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} &= E_0 E_1 e^{-i\omega t} e^{-i\theta} [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{-i(\Omega+\omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \\
 &= E_0 E_1 [J_0(\beta) e^{-i\theta} + J_1(\beta) e^{i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta) e^{-i(\Omega t + \theta)}], \\
 E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} &= E_0 E_1 e^{i\omega t} e^{i\theta} [J_0(\beta) e^{-i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\Omega+\omega)t} - J_1(\beta) e^{-i(\omega-\Omega)t}] \\
 &= E_0 E_1 [J_0(\beta) e^{i\theta} + J_1(\beta) e^{-i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta) e^{i(\Omega t + \theta)}]. \\
 &(3.12)
 \end{aligned}$$

则探测输出光电流可以写为：

$$\begin{aligned}
 P_{out} &= \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|E_0|^2 [J_0^2(\beta) + 2J_1^2(\beta) - J_1^2(\beta) e^{2i\Omega t} - J_1^2(\beta) e^{-2i\Omega t}] + |E_1|^2 \\ &+ E_0 E_1 [J_0(\beta) e^{-i\theta} + J_1(\beta) e^{i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta) e^{-i(\Omega t + \theta)}] \\ &+ E_0 E_1 [J_0(\beta) e^{i\theta} + J_1(\beta) e^{-i(\Omega t - \theta)} - J_1(\beta) e^{i(\Omega t + \theta)}] \end{aligned} \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &|E_0|^2 [J_0^2(\beta) + 2J_1^2(\beta)] + |E_1|^2 + 2E_0 E_1 J_0(\beta) \cos \theta \\ &+ 4E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \Omega t \sin \theta \\ &+ (2\Omega \text{ terms}) \end{aligned} \right\} \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

从上式可以看出，输出的光电流包含直流项、 $\Omega$  项以及  $2\Omega$  项。当调制深度较小时

( $\beta < 1$ )，几乎所有功率都集中在载波和两个一阶边带上，且载波功率远大于一

阶边带， $2\Omega$  项可以忽略。可以看出，平衡零拍探测器输出的交流信号主要是含有位相调制  $\Omega$  频率的信号，并且信号的强度大小决定于本底光与待测光场的相对位相  $\theta$ 。当  $\theta = 0$  时，交流信号的强度最小，其值为零；当  $\theta = \frac{\pi}{2}$  时，交流信号的强度最大。

将平衡零拍探测系统一臂探测器输出的交流信号和从射频信号源分出的一路调制信号  $\cos(\Omega t + \phi)$  同时送入混频器后输出信号为：

$$\begin{aligned} P_{mix} &= P_{out} \cdot \cos(\Omega t + \phi) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} +4E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \Omega t \sin \theta \\ + (2\Omega \text{ terms}) \end{array} \right\} \cdot \cos(\Omega t + \phi) \\ &= 2E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \Omega t \sin \theta \cos(\Omega t + \phi) \end{aligned} \quad (3.14)$$

其中  $\phi$  为探测器输出交流信号和射频信号源输出信号的相对位相。混频器的输出信号经过低通滤波器，将频率大于或等于  $\Omega$  的信号滤掉后得到：

$$\begin{aligned} P &= E_0 E_1 J_0 \left[ \cos(\theta + \phi) - \cos(\theta - \phi) \right] \\ &= -E_0 E_1 J_0 \sin \theta \sin \phi \end{aligned} \quad (3.15)$$

该信号即为锁定本底光与待测光场相对位相的鉴频信号，可以将两光的相对位相锁定为 0。

## 2) 平衡零拍探测位相锁定装置的改进

实验中所用的一对平衡零拍探测器在测量压缩之前是校准平衡的。具体校准方法：先将 80mw 的红外光打入红外光探测器一，在谱仪上 1-5MHz 范围内记录其噪声谱。再将 80mw 的红外光打入红外光探测器二，在谱仪上观测其噪声谱，并与之前记录的探测器一噪声谱相比较，调节探测器二中的滑动变阻器来改变其噪声谱增益，直到两个探测器的噪声谱基本重合，此时可认为两红外光探测器平衡。

在测量明亮压缩时，红外光探测器二的交流输出分为两路，一路输入混频器用来锁定本底光与待测光场相对位相，另一路则输入减法器进行平衡零拍探测。而红外光探测器一则直接输入到减法器中。由于位相锁定系统中存在电子噪声，会对红外光探测器二产生的噪声谱产生影响，而这种噪声随着射频信号源输出电压增大而

增大，在输出电压为1V时，大约会导致0.2dB的噪声。这就意味着之前经过校准的一对探测器已经产生0.2dB的误差，所测压缩噪声也会有0.2dB的误差。

为了解决这个问题，我们将混频器中由红外光探测器输入的一路改为由减法器输入，改后的平衡零拍探测相位锁定电路图如图3.3所示，其中蓝线表示改动部分。

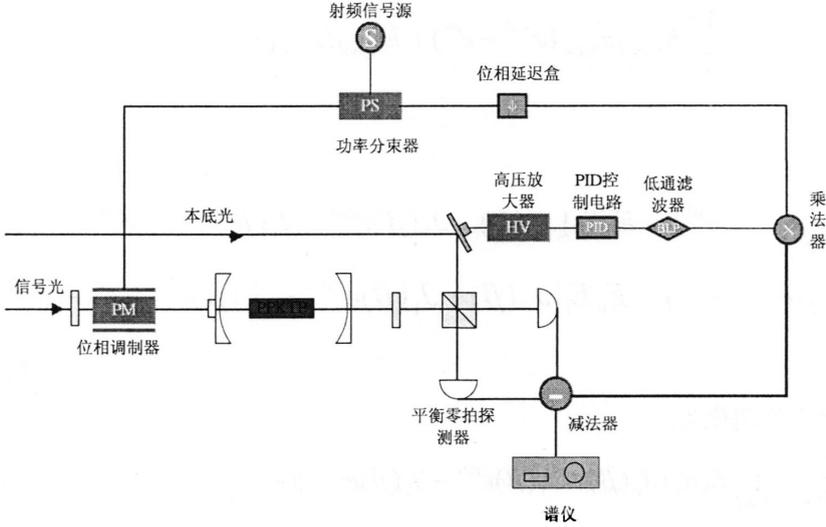


图3.3 平衡零拍探测位相锁定装置改良后示意图

我们现在理论上对此方案进行验证：

平衡零拍探测两臂的光场由探测器探测输出光电流分别为：

$$\begin{aligned}
 P_{out1} &= E_{out1} E_{out1}^* \\
 &= \frac{1}{2} (E_{signal} + E_{local} e^{i\theta}) (E_{signal}^* + E_{local}^* e^{-i\theta}) \\
 &= \frac{1}{2} (|E_{signal}|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} + |E_{local}|^2), \\
 P_{out2} &= E_{out2} E_{out2}^* \\
 &= \frac{1}{2} (E_{signal} + E_{local} e^{-i\theta}) (E_{signal}^* + E_{local}^* e^{i\theta}) \\
 &= \frac{1}{2} (|E_{signal}|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{-i\theta} + |E_{local}|^2)
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

两臂信号经过减法器相减，得到

$$\begin{aligned}
 P_{out} &= P_{out1} - P_{out2} \\
 &= \frac{1}{2} \left( \left| E_{signal} \right|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{-i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{i\theta} + \left| E_{local} \right|^2 \right) \\
 &\quad - \frac{1}{2} \left( \left| E_{signal} \right|^2 + E_{signal} E_{local}^* e^{i\theta} + E_{signal}^* E_{local} e^{-i\theta} + \left| E_{local} \right|^2 \right) \quad (3.17) \\
 &= \frac{1}{2} \left[ E_{signal} E_{local}^* (e^{-i\theta} - e^{i\theta}) + E_{signal}^* E_{local} (e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \right]
 \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned}
 E_{signal} E_{local}^* (e^{-i\theta} - e^{i\theta}) &= E_0 E_1 [J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i\Omega t} - J_1(\beta) e^{-i\Omega t}] (e^{-i\theta} - e^{i\theta}), \\
 E_{signal}^* E_{local} (e^{i\theta} - e^{-i\theta}) &= E_0 E_1 [J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{-i\Omega t} - J_1(\beta) e^{i\Omega t}] (e^{i\theta} - e^{-i\theta}).
 \end{aligned} \quad (3.18)$$

减法器出光电流简化为:

$$\begin{aligned}
 P_{out} &= \frac{1}{2} \left\{ E_0 E_1 [J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i\Omega t} - J_1(\beta) e^{-i\Omega t}] (e^{-i\theta} - e^{i\theta}) \right. \\
 &\quad \left. - E_0 E_1 [J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{-i\Omega t} - J_1(\beta) e^{i\Omega t}] (e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \right\} \quad (3.19) \\
 &= -2E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \theta \sin \Omega t
 \end{aligned}$$

可见, 减法器输出的信号是含有位相调制  $\Omega$  频率的信号, 并且信号强度大小决定于本底光与待测光场的相对位相  $\theta$ 。

将减法器输出的交流信号和从射频信号源分出的一路调制信号  $\cos(\Omega t + \phi)$  同时送入混频器后输出信号为:

$$\begin{aligned}
 P_{mix} &= P_{out} \cdot \cos(\Omega t + \phi) \\
 &= -2E_0 E_1 J_1(\beta) \sin \theta \sin \Omega t \cdot \cos(\Omega t + \phi)
 \end{aligned} \quad (3.20)$$

其中  $\phi$  为减法器输出交流信号和射频信号源的相对相位。混频器的输出信号经过低通滤波器将频率大于或等于  $\Omega$  的信号滤掉后得到:

$$\begin{aligned}
 P &= -E_0 E_1 J_0 \left[ \cos(\theta + \phi) - \cos(\theta - \phi) \right] \\
 &= E_0 E_1 J_0 \sin \theta \sin \phi
 \end{aligned} \quad (3.21)$$

该信号即为锁定本底光与待测光场相对位相的鉴频信号, 可以将两光的相对位相锁定为 0。

从以上的计算可以看出，用减法器的输出信号来代替平衡零拍探测器一臂输出信号送入混频器以产生鉴频信号从而锁定平衡零拍探测时本底光与待测光场相对相位的办法是可行的。这种方法的优点是位相锁定系统的电子噪声对两个探测器产生的影响是相同的，在锁定位相后，不影响测量压缩度的准确性。

### 3.2.3 参量放大与参量缩小时噪声谱和鉴频信号随 $\theta$ 变化的对应关系

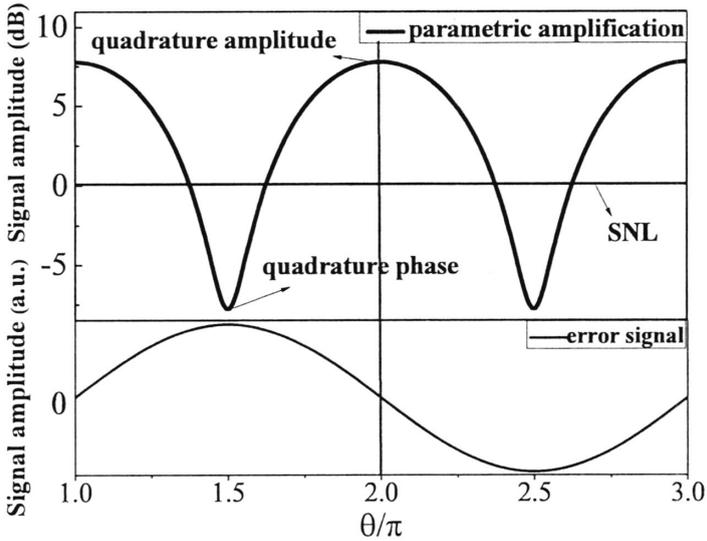


图 3.2 参量放大时噪声谱与鉴频信号随  $\theta$  变化时的对应关系

实验中，一般用鉴频信号斜率最大处锁定位相。为了更加清楚说明平衡零拍位相锁定装置的工作原理，这里作出不同参量过程中噪声谱与鉴频信号在不同位相时的对应关系。

当我们将光学参量放大器运转于参量放大状态时，输出压缩光场的正交位相分量噪声被压缩，而正交振幅分量噪声被放大。如图 3.2 所示，噪声谱(黑色线)与鉴频信号(红色线)随  $\theta$  的变化的对应关系。可以看出，正交位相分量噪声低于散粒噪声基准，正交振幅分量噪声高于散粒噪声基准。图中鉴频曲线斜率最大处 ( $2\pi$ ) 对应的是正交振幅分量，因此锁定待测光场与本底光相对位相后测得为待测光场正交振幅分量，该分量为反压缩，量子起伏高于散粒噪声基准。

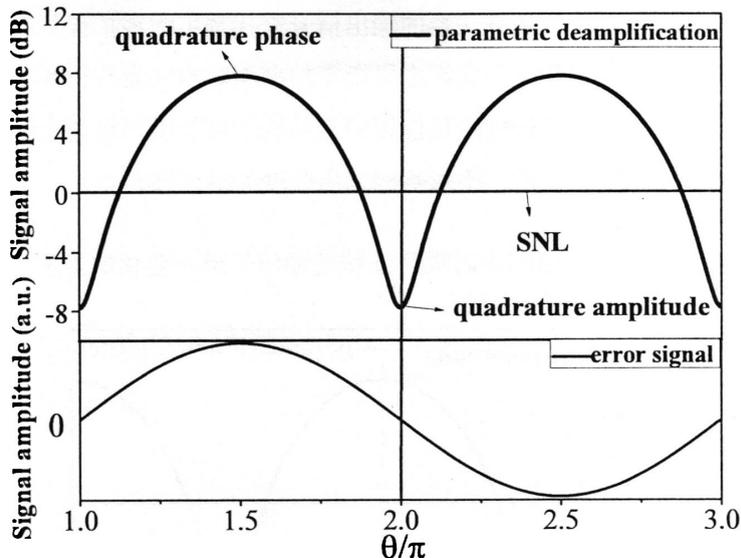


图 3.3 参量缩小时噪声谱与鉴频信号随  $\theta$  变化时的对应关系

当我们将 OPA 运转在参量缩小状态时，输出压缩光场的正交位相分量噪声被放大高于散粒噪声基准，而正交振幅分量噪声被压缩低于散粒噪声基准。噪声谱（黑色线）与鉴频信号（红色线）随  $\theta$  的变化的对应关系如图 3.3 所示。此时图中鉴频曲线斜率最大处（ $2\pi$ ）对应的是正交位相分量，因此锁定本底光与待测光场相对位相所测量的是待测光场正交振幅分量噪声，该分量的噪声低于散粒噪声基准。

### 3.2.4 DOPA 腔的位相锁定

之前实验的研究对象是真空压缩，测量数据时并没有信号光注入，因此不用锁定泵浦光与信号光相对位相。而做产生明亮压缩光的实验需要注入信号光，因此在此实验中，我们不仅要锁定腔长使得 1064nm 信号光和 532nm 泵浦光共振，而且要锁定两光的相对相位。在此简单介绍下 DOPA 腔两光相对相位锁定的基本原理和实验操作过程。

这里相对相位锁定指的是将腔前泵浦光和信号光的相对相位所在一定角度，使得 OPA 腔处在参量放大或参量缩小状态。相对相位的不同反映了不同的能量转换过程，即绿光和红外光的相互转换。把相对相位锁在 0 或  $\pi$  时，分别对应参量放大和参量缩小过程。可以用两束光经过一个 50:50 分束器干涉作为模型来说明其锁定原理。

a、b 两束光在分束器上干涉耦合，其出射光 c、d 分别为

$$\begin{aligned} c &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha + \beta e^{i\theta}) \\ d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha - \beta e^{i\theta}) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$\alpha$  与  $\beta$  分别表示输入光 a 与 b 的振幅， $\theta$  表示 a 与 b 的相对位相。则 c、d 处测得光强分别为：

$$\begin{aligned} I_c &= \frac{1}{2}\alpha^2 + \frac{1}{2}\beta^2 + \alpha\beta \cos\theta \\ I_d &= \frac{1}{2}\alpha^2 + \frac{1}{2}\beta^2 - \alpha\beta \cos\theta \end{aligned} \quad (3.23)$$

可以看出，c、d 处测得光强与  $\theta$  有很大关系：当  $\theta$  为 0 时，c 处光强最大；当  $\theta$  为  $\frac{\pi}{2}$  时，c、d 处的光强相等；当  $\theta$  为  $\pi$  时，d 处光强最大。锁相原理如图 3.4 所示，其中蓝线为干涉条纹，绿线为其微分信号，即鉴频信号。我们可以利用鉴频信号的两个斜率最大的位置将干涉条纹锁在 0 或  $\pi$ 。

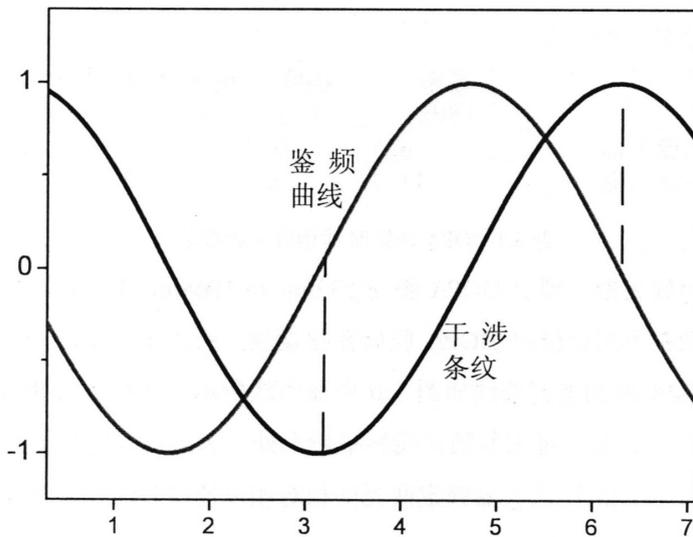


图 3.4 相对相位锁定原理图

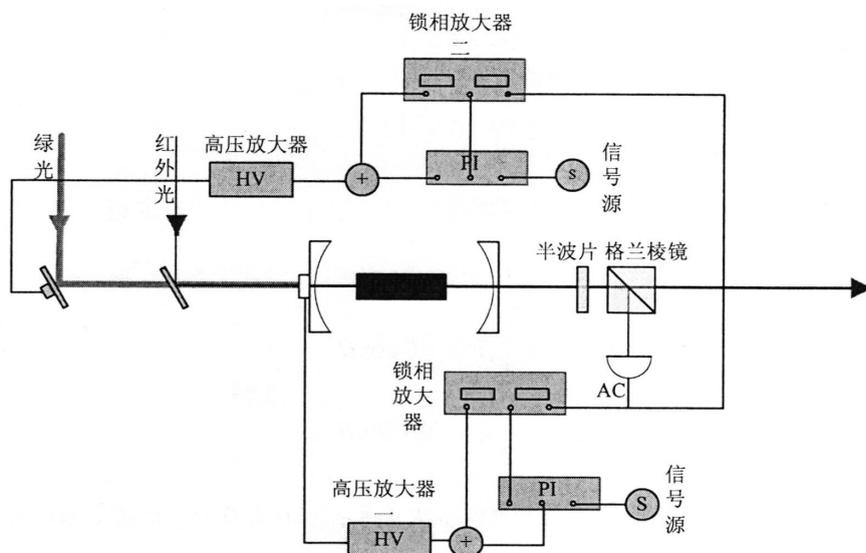


图 3.5 OPA 腔位相锁定系统

实验中 OPA 腔位相锁定系统电路的电路如图 3.5 所示，这里我们使用两套锁相系统，一套用来锁定腔长，另一套锁定红外光与绿光之间相对相位。两个锁相放大器的参数如表 3.1 所示。

	频率 (KHz)	幅度 (V)	时间常数 (ms)	灵敏度 (mv)
锁相放大器一	8.5	0.5	1	200
锁相放大器二	11.4	0.5	1	200

表 3.1 DOPA 锁定时锁相放大器参数

首先用锁相放大器一锁定 DOPA 腔使 532nm 和 1064nm 光共振，然后扫描两光的相对相位，则在不同相位时 DOPA 腔处在参量放大或参量缩小状态。通过光电探测器提取的 DOPA 腔的增益曲线如图 3.6 中蓝色线所示，紫色曲线为其相应的鉴频信号。红外光增益最大点对应鉴频曲线斜率最大处，因此可以将此处作为鉴频信号反馈到 PI 电路中控制高压放大器锁定两光的相对相位使得 DOPA 腔处在参量放大状态。

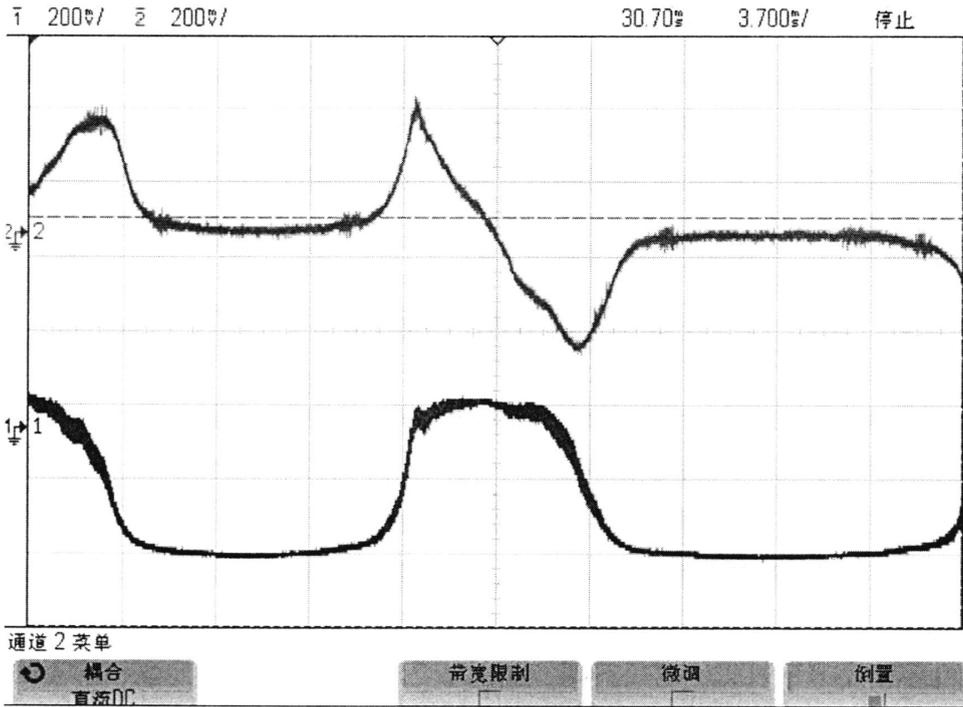


图 3.6 参量放大时红外光和绿光相对相位的鉴频曲线

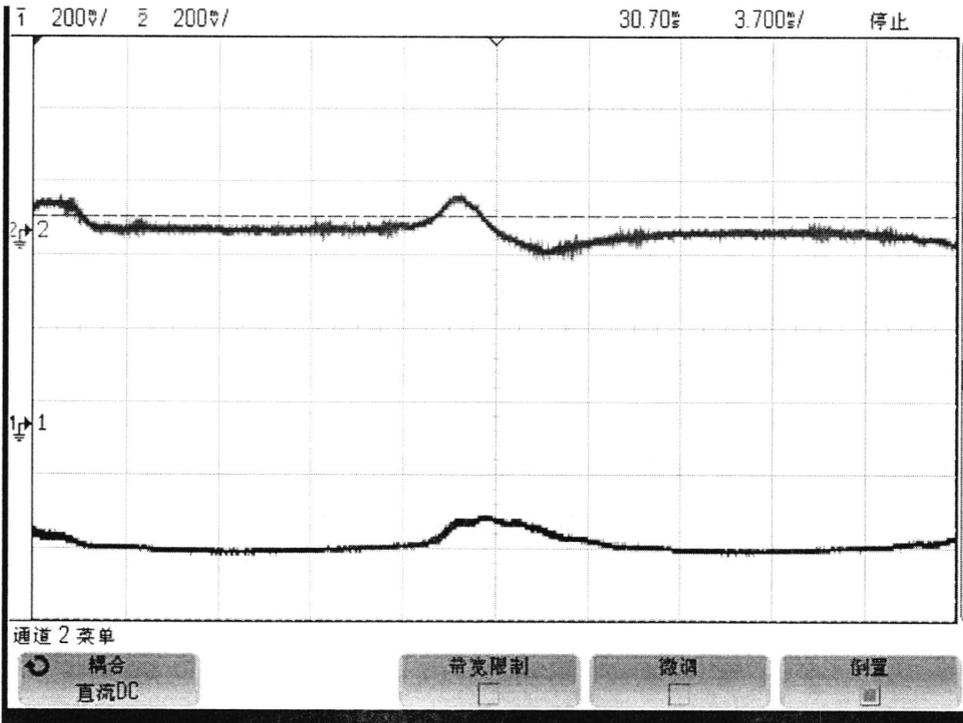


图3.7 参量缩小时红外光与绿光相对相位的鉴频曲线

调节锁相放大器中的移相器，使之相对于参量放大时的角度旋转 180 度。则通过光电探测器提取的 DOPA 腔的增益曲线如图 3.7 中蓝色线所示，紫色曲线为其相应的鉴频信号。红外光增益最小点对应鉴频曲线斜率变化最大处，因此可以将此处作为鉴频信号反馈到 PI 电路中控制高压放大器锁定两光的相对相位使得 OPA 腔处在参量缩小状态。

### 3.3 实验方案及实验结果

实验光路如图 3.8 所示，主要由以下 6 部分组成：激光器，模清洁器，OPA 腔，腔长及相位锁定系统，平衡零拍探测系统和平衡零拍探测的相位锁定系统。其中，激光器采用的是我所自行研制的 LD 泵浦全固体化连续单频内腔倍频环形 Nd:YVO<sub>4</sub>-KTP 532nm 绿光/1064 nm 红外双波长激光器。模清洁器使用的是对红外光具有空间模式清洁作用的单模保偏光纤。OPA 腔采用两镜驻波腔结构，非线性晶体采用准相位匹配晶体 PPKTP 晶体。腔长及位相锁定系统使用的是低频调制边带位相锁定系统，我们仍然使用美国 SRS 生产的 SR830 锁相放大器。平衡零拍探测器由一个 50:50 光学分束器、两个高量子效率光探测器，和一个电子信号减法器构成。平衡零拍探测的相位锁定系统主要有射频信号源、功率分束器、位相调制器、相位延迟盒、乘法器、低通滤波器、PID 控制电路等。

单频全固化内腔倍频激光器同时输出功率约为 100mw 的 532 nm 的绿光和功率约为 70mw 的 1064 nm 的红外光，经过分色镜（绿光高反，红外光增透）后将两束光分开。红外光通过单模保偏光纤，单模保偏光纤对红外光的横模进行选择过滤，其出射光空间模式较好。光纤的传输效率约为 40%。光纤的出射光经过一个半波片和棱镜后分为两束，一束作为平衡零拍探测时的本底光，另一束经过位相调制器后注入 OPA 腔作为锁腔的信号光。绿光在腔前与红外光进行合并后，注入 OPA 腔，作为 OPA 腔的泵浦光。绿光和红外光在腔中进行参量过程产生明亮压缩光。OPA 腔另一端输出光包含红外压缩光（待测光场）与透射的绿光，经过一个分色镜（绿光增透，红外高反）将两束光分离，绿光打入绿光探测器，用以监测绿光模式。红外压缩光输出的 2-5% 由红外探测器三探测，探测器输出的直流信号用于监视红外光模式，输出的交流信号分为两路，分别输入两个锁相放大器，用来锁定 OPA 腔及红外光与绿光相对位相。大部分输出的红外压缩光通过平衡零拍探测装置进行测量。平衡零拍探测装置的相位锁定系统是通过注入 OPA 腔的信号光进行位相调制，射频信号

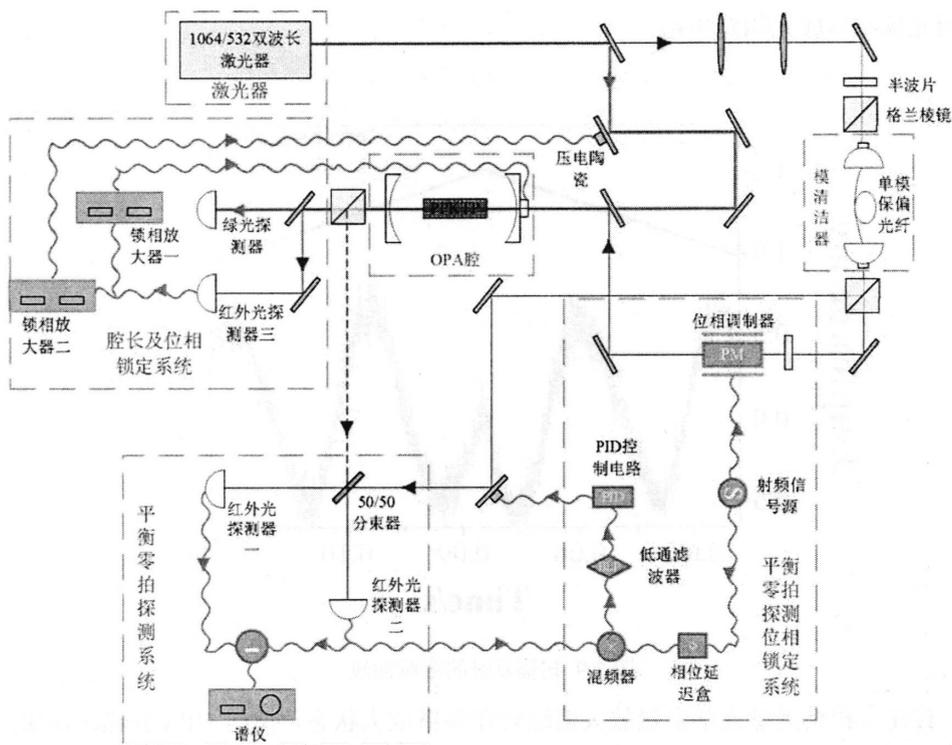


图 3.8 实验装置图

源输出频率为  $2.3\text{MHz}$ ，幅度为  $0.3\text{V}$  的正弦波信号，并通过功率分束器等分为两部分，其中一路加到位相调制器上，对信号光进行位相调制。具体加载的调制方法：位相调制器前加一个半波片用以控制信号光的偏振方向。将经过位相调制器的信号光用一个半波片和棱镜分出一小部分打入一个红外光探测器中，将红外光探测器输出的直流信号输入示波器中记录其强度，其交流信号输入谱仪中以观察调制信号的起伏。加载调制信号时要注意，在位相调制器前半波片不同角度时要保证打入探测器的红外光功率是相同的，具体办法是改变位相调制器前的半波片角度前，在示波器上记录红外光的强度，在改变位相调制器前半波片的角度后，调节位相调制器后半波片的角度使得打入探测器的红外光的强度与之前记录的相同。功率分束器的另一路输入到混频器中，与平衡零拍探测器其中一只探测器输出的交流信号相乘，解调出平衡零拍探测系统本底光与待测光场相对相位的信息。混频器的输出信号经过一个低通滤波器后进入 PID 控制电路。通过压电陶瓷扫描  $\theta$  来观测鉴频信号（扫描电压信号如图 3.9 中红色曲线所示），并调节  $\phi$  使鉴频信号幅度最大（如图 3.9 中紫色曲线所示）。鉴频信号反馈到高压放大器中控制本底光反射镜上的压电陶瓷来锁定

待测光场与本底光相对相位。

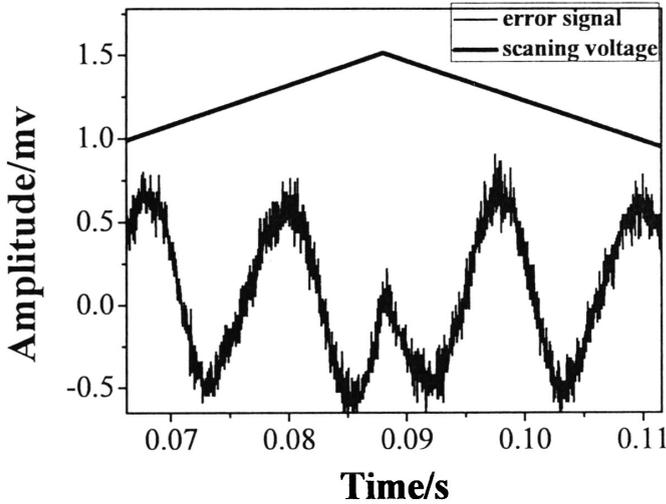
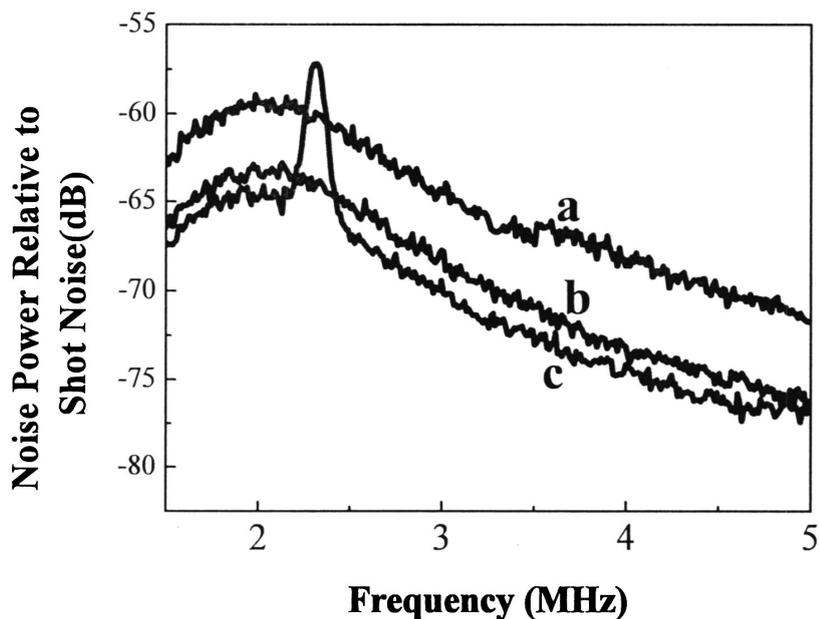


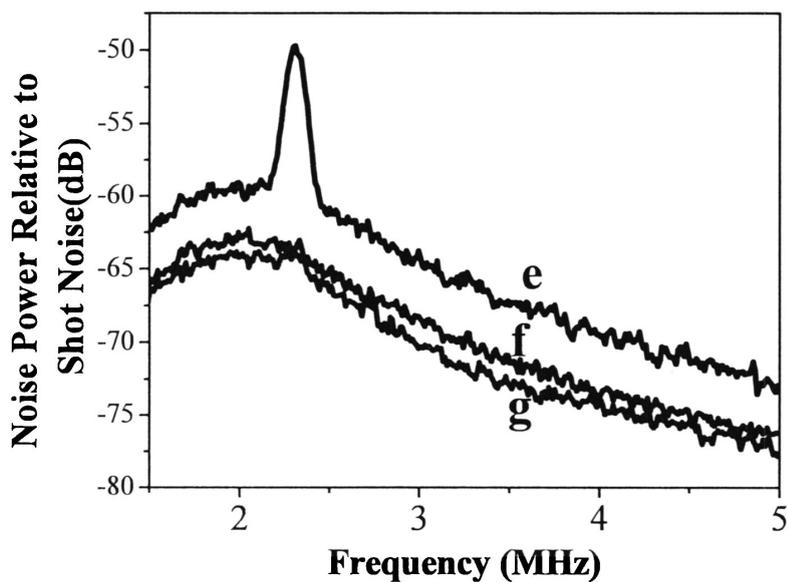
图 3.9 扫描  $\theta$  时的鉴频曲线

首先将相位灵敏光学参量放大器运转在参量放大状态，此时 OPA 腔输出压缩光的正交位相分量被压缩低于散粒噪声基准，而正交振幅分量被放大高于散粒噪声基准。利用锁相放大器锁定绿光与红外光的相对相位，使光学参量放大器运转在参量放大状态，调节注入 OPA 腔的红外光功率，使得光学参量放大器的输出功率约为 4 微瓦，调节本底光功率约为 160 微瓦。首先挡住待测明亮压缩光场，此时平衡零拍探测装置输入的待测光场为真空场，因此平衡零拍探测装置测得的噪声谱为散粒噪声基准，如图 3.10 中蓝线 b 所示。然后打开待测压缩光场，锁定本底光与待测光场相对相位，此时测得高于散粒噪声基准约 4 dB 的反压缩噪声，如图 3.10 中黑线 a 所示。此时，观察不到 2.3 MHz 处的调制信号，由此可知我们锁定的是本底光与待测光场的相对相位为零状态，测量得到的噪声谱为待测光场的正交振幅分量噪声。然后解开 PID 锁定，调节本底光与待测光场相对相位至  $\frac{\pi}{2}$  处，此时测得低于散粒噪声基准 2dB 的压缩噪声，如图 3.10 中红线 c 所示。此时观察到 2.3 MHz 处的调制信号的幅度最大，所测为待测光场的正交位相分量噪声。



a:反压缩噪声 b:散粒噪声基准 c:压缩噪声

图 3.10 参量放大过程测得噪声



e:反压缩噪声 f:散粒噪声基准 g:压缩噪声

图 3.11 参量反放大过程所测噪声

再将相位灵敏光学参量放大器运转在参量缩小状态，此时输出压缩光的正交振幅分量被压缩至低于散粒噪声基准，正交位相分量则被放大为高于散粒噪声基准。调节腔前注入的红外光功率，使光学参量放大器的输出功率约为 2 微瓦，然后锁定本底光与待测光场相对相位，此时测得 2 dB 的压缩噪声，如图 3.11 中红线 g 所示。此时观察到 2.3 MHz 处的调制信号最小(与之前理论分析一致)，所测为待测光场正交振幅噪声分量，本底光与待测光场相位差为零。解开 PID 锁定，调节本底光与待测光场相对位相到  $\frac{\pi}{2}$  处，此时测得 4 dB 反压缩噪声，如图 3.11 黑线 e 所示。此时观测到 2.3 MHz 的调制信号最大(与之前理论分析一致)，所测为待测光场的正交位相噪声分量。

### 3.4 本章小结

本文研究了对光学参量放大器注入的信号进行位相调制,利用平衡零拍探测系统测量光学参量放大器输出的压缩光，通过观察噪声谱中的调制信号就可确定测量的量子光场是光正交振幅或位相分量。通过解调位相调制信号可获得误差信号，实现锁定平衡零拍探测系统本底光与待测光场相对位相，该技术将用于量子纠缠测量及量子通信实验中。

## 总结与展望

压缩态光场是量子光学中的一种重要的非经典光场，应用于量子光学的诸多领域中，如量子计算机、量子通讯、高精度测量等。而且压缩态光场是产生纠缠光的基础，纠缠光可以完成量子保密通信、量子离物传态、量子密集编码等很多经典光场不可能完成的任务。本文主要研究了真空压缩场的产生以及测量明亮压缩时平衡零拍探测装置的相位锁定技术。主要内容包括以下几点：

第一，回顾了量子力学及量子光学的发展历史，介绍了压缩态的分类和三种表示方法。

第二，简单介绍了参量过程和准相位匹配技术，主要讲述了产生真空压缩光的过程，利用PPKTP晶体构建光学参量振荡腔，将532nm泵浦光注入腔内进行参量振荡过程产生真空压缩光，测得2dB压缩和5dB的反压缩。

第三，在测量明亮压缩时，在信号光上加载位相调制，将本底光与待测光场在50:50分束器上进行干涉耦合，通过解调位相调制信息，将平衡零拍探测时本底光与待测光场的相对位相锁定为零。并在此基础上，对平衡零拍探测位相锁定装置进行进一步改进。

这为我们下一步用两个DOPA腔产生纠缠光源的实验打下了基础。



## 参考文献

- [1] M. Tegmark, J. A. Wheeler, 100 Years of Quantum Mysteries, *Scientific American* 2001 68-75
- [2] W. Thomson, 19<sup>th</sup> Century Clouds over the Dynamical Theory of Heat and Light. *Phil. Mag.* 1901 2, 1
- [3] M. Planck, Verh, On the Theory of the Energy Distribution Law of the Normal Spectryn, *Deutseh phys. Ges*, 1900 Vol.2,237-244.
- [4] E. U. Condon, *Physics Today* 1962 No.10, P37
- [5] A. Einstein, Uber Einen die Erzeugung and Verwandlung des Lichtes Betreffenden Heuristischen Gesichtspunkt, [*J*].*Ann.phys*, 1905, Vol.17, 132-148
- [6] A.Einstein, *Ann.Physik*, 22(1907), 180, 800; 34(1911), 170, 590. P.Debye, *Ann.Physik*, 1912 39, 789.
- [7] N.Bohr, *Phil.Mag.* 26(1913), 1, 471, 857
- [8] Researches on the quantum theory, *Thesis, Paris*, 1924.
- [9] E.Schrodinger, An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules, *Phys. Rev.* 28 (6): 1049
- [10] E.Schrodinger, *Ann. der Physik*, 79(1926), 734.
- [11] Scully M.O. and Zubairy M.S., *Quantum Optics*[M]. Cambridge: *Cambridge University Press* 1997 46
- [12] Knight P.L. and Allen L., *Concepts of Quantum Optics* [M]. Oxford: *Pergamon Press* (1983) 54
- [13] H.Takahasi, *Adv. Commun. System* (1965)1, 227
- [14] E.Y.C.Lu, New coherent states of the electromagnetic field. *Lett. Nuovo Cimento.* 1971, 2, 1241.
- [15] R.J.Glauber. Coherent and incoherent states of the radiation field, *Phys. Rev.*, 1963, 131, 2766-2788.
- [16] R.J.Glauber. Photon correlations. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, 10, 84-86.
- [17] J.N. Hollenhorst, "Quantum limits on resonant-mass gravitational –radiation detectors" *Phys. Rev. D* (1979) 19, 1669

- [18] F.A.Armstrong, N.Bloembergen, J.Ducuing, et al., “Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric”, *Phys.Rev.* (1962) 127, 1918
- [19] U.Leonhardt, measuring the quantum State of Light, *CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS* 1997
- [20] Cahill and Glauber, “Density Operators and Quasiprobability Distributions” *Phys. Rev.* (1969) 177 1882
- [21] 曾谨言. 量子力学(卷II) [M]. 北京: 科学出版社, 2001
- [22] L.E.Myers,G.D.Miller,R.C. Eckardt,M.M.Fejer,R.L.Byer,and W.R.Bosenberg, Quasi-phase-matched 1.064- $\mu\text{m}$ -pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>, *Opt.Lett.*,1995, Vol. 20: 52-54;
- [23] 马红亮, 卫栋,叶晨光,张靖,彭堃堃 利用周期性极化KTiOPO<sub>4</sub>晶体参量缩小过程产生明亮振幅压缩光[J] *物理学报* 2005 54 3637
- [24] 邸克,于旭东,张靖 小型真空压缩源的研究 *量子光学学报* 2011 4 241
- [25] J.Zhang, C.G.Ye, F.Gao , M.Xiao“Phase-Sensitive Manipulations of a Squeezed Vacuum Field in an Optical Parametric Amplifier inside an Optical Cavity” *Phys. Rev. Lett.* 2008 101 233602
- [26] K.Di , C.D.Xie, J.Zhang “Coupled-resonator-induced transparency with a squeezed vacuum” *Phys. Rev. Lett.* 2011 106 153602
- [27] J.X.Feng, X.T.Tian, Y.M.Li, K.S.Zhang “Generation of a squeezing vacuum at a telecommunication wavelength with periodically poled LiNbO<sub>3</sub>” *Appl. Phys. Lett.* 2008 92 221102
- [28] X.J.Jia, J.Zhang, Y.Wan, Y. P.Zhao, C. D. Xie,K.C.Peng “Superactivation of Multipartite Unlockable Bound Entanglement” *Phys. Rev. Lett.* 2012 108 190501
- [29] Z.H.Yan, X.J.Jia, X.L.Su, Z.Y.Duan, C.D.Xie,K.C.Peng“Cascaded entanglement enhancement” *Phys. Rev. A* 2012 85 040305
- [30] S.L.Braunstein, P.V.Loock “Quantum information with continuous variables” *Rev.Mod.Phys.* 2005 77 513 .
- [31] S.L.Braunstein,A.K.Pati Quantum Information with Continuous Variables 2003 (Kluwer Academic, Dordrecht, Netherlands).
- [32] N.Cerf,G.Leuchs,E.S.Polzik Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light 2007 (Imperial College Press, London).

- [33] C.Weedbrook, S.Pirandola, R.G.Patron, N.J.Cerf, T.C.Ralph, J.H. Shapiro, S.Lloyd Gaussian quantum information *Rev. Mod. Phys.* 2012 84 621.
- [34] 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.
- [35] A.Furusawa, J.L.Sorensen, S.L.Braunstein, C.A.Fuchs, H.J.Kimble, E.S.Polzik “Unconditional Quantum Teleportation” *Science* 1998 282 706.
- [36] M.Gu, H.M.Chrzanowski, S.M.Assad, T.Symul, K.Modi, T.C.Ralph, V.Vedral, P. K.Lam “Observing the operational significance of discord consumption” *Nature Physics* 2012 8 671.
- [37] K.Kasai, J.R.Gao, C.Fabre Observation of squeezing using cascaded nonlinearity *Europhysics Lett.* 1997 40 25.
- [38] T.C.Zhang, K.W.Goh, C.W.Chou, P.Lodahl, H.J.Kimble Quantum teleportation of light beams *Phys. Rev. A.* 2003 67 033802.



## 发表论文和成果

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 (已发表)



## 致 谢

在山西大学光电研究所这三年的硕士学习生活是我人生的一个转折，这里有着优良的传统、严谨的学术作风，所里老师和同学给了我很大的帮助。在此，特表示感谢。

首先向彭堃堃院士和谢常德教授表示最真诚的感谢，两位老师学术造诣深厚、工作认真负责、生活态度积极向上，是我们应该学习的。

由衷的感谢我的导师张靖教授在学习上的悉心教导和对我生活上的细心关怀，张老师对学术有着令人敬佩的执着，对科学研究有着超常的敏感，对学生要求很严格，这些都深深地影响了我，给我的学习和生活带来很大的帮助。在此对张老师表示衷心的感谢。

感谢王鹏军、于旭东、邸克、霍强、付正坤、程峰钰、柴世杰、黄良辉、孟增明、王丹、陈良超、李卫、王芳等同学在学习和生活上的帮助，特别感谢邸克师兄在学习和生活上的帮助，他们亦师亦友的帮助让我受益匪浅。

感谢所里的各位老师，他们孜孜不倦的教诲让我受益匪浅。感谢办公室老师和加工车间和电子车间的工作人员在我学习工作中的配合。

谢我的家人这么多年来对我的支持和关爱，给了我一个轻松的学习和生活环境，在此表示我对他们感激和歉意。



## 个人情况简介及联系方式

### 【个人基本信息】

姓 名： 张 岩  
民 族： 汉  
性 别： 男  
籍 贯： 山西省运城市  
出生年月： 1988 年 6 月  
研究方向： 量子光学  
工作去向：  
电子信箱： 706847059@qq.com

### 【简历】

高 中： 2003 年 9 月-2006 年 7 月 山西省运城市芮城中学  
本 科： 2006 年 9 月-2010 年 7 月 中北大学 物理系  
硕士研究生： 2010 年 9 月-2013 年 7 月 山西大学光电研究所



## 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): 张芳

2003年6月1日

此页不缺内容

## 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：张光

导师签名：张靖

2013年6月