



2012 届硕士学位论文

热原子中四波混频产生压缩光  
的相关研究

作者姓名	程峰钰
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 光电研究所
学习年限	2009 年 9 月至 2012 年 6 月

二〇一二年六月



山西大学

2012 届硕士学位论文

# 热原子中四波混频产生压缩光 的相关研究

作者姓名	程峰钰
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 光电研究所
学习年限	2009 年 9 月至 2012 年 6 月

二〇一二年六月

**Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2012**

Generation of the squeezing state of the light in Four wave  
mixing in thermal atom

Student Name	Feng-yu Cheng
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	2009.09-2012.06

June, 2012

## 中文摘要

光场本质上是一种量子场，因此量子光场具有某些纯属于量子特征的性质，而这些性质都是经典光学理论所无法解释的，我们称之为非经典特性。现在实验上证实的量子光场存在着三种非经典效应，它们分别是：光子反聚束、亚泊松分布和压缩态。研究量子光场的非经典效应不仅有助于进一步揭示光场的量子本质，而且这些效应还可以在光通讯、高精密度干涉测量以及微弱信号测量等方面有着重要的应用。

自从在实验上实现了非经典光场以来，由于其特殊的优越性，非经典光场得到了比较广泛的应用，尤其是应用于量子的非破坏测量、量子离物传态、量子密集编码和量子保密通讯等量子信息领域。我们主要研究的压缩态光场是进行量子信息处理过程的重要资源，近年来人们对其的研究取得了很大的进步。1985年，美国的贝尔实验室首先在实验上观察到了压缩光，他们所采用的是钠原子束中的非简并四波混频装置。后来人们在实验上用氩离子激光泵浦 100 米光纤作为非简并四波混频的介质，观察到压缩光。此后四波混频过程受到人们的极大关注，特别是最近在原子气室内利用非简并四波混频过程产生强关联的明亮孪生光束的实验，使其成为量子光学研究领域的一个热点。四波混频（Four Wave Mixing, FWM）是光和物质之间的一种非线性作用过程，在这个过程中共有三个光场同介质相互作用，从而产生第四个光场。在这三个光场中其中比较强的泵浦光在与介质相互作用时会产生很强的非线性极化效应，从而导致介质同其他光场的相互作用。

本文中，我们主要研究在以铷原子蒸气为介质的非简并四波混频过程中获得强度差压缩态光场，主要内容有以下三个部分：

第一：对以铷原子蒸气为介质的四波混频过程进行理论研究，具体介绍了四波混频的过程，产生强度差压缩的理论模型，分析该过程中的相位匹配和增益，以及采用探测系统同时探测产生的压缩光的散粒噪声基准、强度差压缩和反压缩噪声谱。

第二：根据理论分析，搭建实验平台，调节光路，在实验上实现铷原子蒸气中的四波混频过程产生压缩态光场，对四波混频过程产生的强度差压缩进行实验探测，根据探测结果，选择合适的实验装置，优化实验参量，提高压缩度；

第三：在实验中，为了使激光器频率能够长时间地稳定在实验需要的频率范围，我们初步研究用一台微波锁相频率计数器，利用一台已经锁定的激光器和拍频信号，将另一台激光器锁定在需要的频率范围，实现对激光相位的锁定，为以后研究原子系统中的电磁诱导透明光谱、拉曼光谱、四波混频等后续实验做好准备。

**关键词：**四波混频；压缩态光场；强度差压缩；微波频率计数器；相位锁定

## ABSTRACT

Light field is a kind of quantum field, therefore there are some natural quantum characteristics. These can not be explained by classical optical theory, we call them non-classical characteristics. Now there are these non-classical characteristics in the experiment, they are photonic anti-bunching, poisson distribution and squeezed state. Research of the non-classical effect of quantum light field not only help further reveal the quantum nature of light field, and these effects can also have important application in optical communication, high precision interference measuring and weak signal measurement and so on.

Since non-classical state was realized in experiment, it has been used in various fields. especially the application in the quantum information. Such as quantum non-demolition measurement, quantum teleportation, quantum secret communication and quantum dense coding and so on. We mainly study the squeezed state of optical fields which are important resources of quantum information processing. In recent years, people begin to pay much attention to research of squeezed state, and have made a lot of progress. The United States's Bell LABS first observed the squeezed state in experiment in 1985. They use non-degenerate four wave mixing device of sodium atom beams. Later in the experiment people use fiber of 100 meters was pumped by argon laser as the medium of non-degenerate four wave mixing to observe the squeezed state. So people are beginning to pay more attention to four wave frequency mixing process, especially the experiment of using non-degenerate four wave mixing process to produce bright twin beams with strong frequency correlation in the atomic gas, it has become a hotspot in the quantum optics field. Four wave mixing is a non-linear interaction between light and matter that permits the transfer of energy and momentum between four modes of the electric field via interaction with a medium. Typically, a high intensity pump laser is used to induce a strong non-linear polarization in the medium, which then causes the medium to interact with other field modes.

In this thesis, we mainly study the generation of intensity difference squeezed state by non-degenerate four wave mixing process in the medium of Rb atomic steam, the main content consists of the following parts:

Firstly, a brief description of the theoretical knowledge of four wave mixing process in Rb atomic medium, the generation of intensity difference squeezed state by non-degenerate four wave mixing process, phase matching, gain of the process, and the detection system .

Secondly, according to the theory analysis, we build the experimental platform, adjust the light path in experiment, realize the four wave mixing process in the Rb atomic to produce intensity difference squeezed state, and detect it by the experimental detection system, according to the detection results, choose appropriate experimental device and experimental parameters to improve the squeezed degree.

Finally, in order to enable the laser frequency to be long time in the stable frequency we need, we phase locked a laser to the other laser by the signal of beat frequency between two lasers, based on the instrument: Source locking CW microwave frequency counter. This work enables us to investigate the electromagnetically induced transparency spectroscopy, Raman spectroscopy and four wave mixing in atomic system.

**Key words:** Four wave mixing; Intensity difference squeezed state; Source locking CW microwave frequency counter; Phase lock



目 录

中文摘要 .....	I
ABSTRACT .....	III
目录 .....	V
Content .....	VII
第一章 绪论 .....	1
第二章 四波混频过程的相关理论 .....	5
2.1 四波混频过程 .....	5
2.2 四波混频产生强度差压缩 .....	7
2.3 四波混频过程的相位匹配 .....	10
2.4 四波混频过程的增益分析 .....	12
2.5 四波混频过程的探测理论 .....	14
2.6 四波混频过程中的损耗分析 .....	18
第三章 四波混频产生压缩光的实验研究 .....	25
3.1 pump 光的产生 .....	25
3.2 probe 光的产生 .....	27
3.2.1 使用 GPF-1500-200-795 产生 probe 光 .....	27
3.2.2 使用 TEF-800-200-795 产生 probe 光 .....	28
3.2.3 选择适合的 AOM 驱动 .....	29
3.3 conjugate 光的产生 .....	30
3.4 四波混频产生强度差压缩及其探测 .....	32
3.4.1 实验中的探测系统 .....	32
3.4.2 寻找 probe 光增益点 .....	32
3.4.3 优化实验参数 .....	34
第四章 对激光相位锁定的实验研究 .....	41
4.1 背景介绍 .....	41
4.2 实验原理 .....	42
4.3 仪器介绍 .....	44
4.4 实验过程及结果分析 .....	45
总结与展望 .....	49

参考文献 .....	51
硕士期间完成的学术论文 .....	55
致谢 .....	56
个人简况 .....	57
承诺书 .....	58
学位论文使用授权声明 .....	59

---

 Content

Chinese Abstract.....	I
Abstract .....	III
Contents.....	V
Chapter1 Overview.....	1
Chapter2 The theory of Four wave mixing process .....	5
2.1 Four wave mixing process .....	5
2.2 The theory of the squeezed state of the light .....	7
2.3 The phase match in the FWM.....	10
2.4 The gain process in FWM.....	12
2.5 The theory of detection in FWM .....	14
2.6 The analysis of the losses in FWM.....	18
Chapter3 The experiment of the squeezed state of the light.....	25
3.1 Pump laser generation.....	25
3.2 Probe laser generation.....	27
3.2.1 Generation of Probe with GPF-1500-200-795 .....	27
3.2.2 Generation of Probe with TEF-800-200-795 .....	28
3.2.3 Choose the suitable driverog AOM .....	29
3.3 Conjugate laser generation.....	30
3.4 The detection of the squeezed state of the light.....	32
3.4.1 Detection system .....	32
3.4.2 The gain point of probe .....	32
3.4.3 Optimization experiment parameters .....	34
Chapter4 Experiment of laser phase lock.....	41
4.1 Background.....	41
4.2 The theory of laser phase lock .....	42
4.3 The instrument .....	44
4.4 Experiments and the results analysis .....	45
Summary and Outlook.....	49
References .....	51

Published Papers and Results .....	55
Thanks .....	56
Personal Profiles .....	57
Gaurantee.....	58
Authorization statement .....	59

## 第一章 绪论

量子光学是物理学领域的一个重要方面。近年来，非经典光场的产生和应用在量子光学实验研究领域取得了可喜的成绩。相干光场是一种理想的状态，但是由于光的粒子性，相干光场也具有噪声，被称为散粒噪声。随着科学技术的高速发展，相干光场的这一噪声逐渐限制了光学信息的进一步发展，从而越来越受到人们的重视。为了突破量子噪声的这一限制，人们开始研究压缩光的产生和应用，并取得了巨大的进步。压缩态光场是量子光学中的一个重要研究方向，它在量子通信、光学精细测量、产生纠缠态光场、量子传输等许多领域有着广泛的应用。

一般认为，如果一个光场的某一分量的量子噪声低于散粒噪声极限，同时，它共轭分量的量子噪声高于散粒噪声极限，那么这个光场就是压缩态光场。压缩态光场是电磁场中一类非常重要的非经典态。目前，存在着三种主要的压缩态光场：正交压缩态、光子数压缩态和强度差压缩态。

### 1. 正交压缩态：

由量子力学的知识可知，光场的正交振幅算符和正交相位算符可以分别表示为：

$$\hat{X} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}^+ + \hat{a}) \quad (1.1)$$

$$\hat{Y} = \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{a}^+ - \hat{a}) \quad (1.2)$$

两个算符满足对易关系：

$$[\hat{X}, \hat{Y}] = i \quad (1.3)$$

根据量子力学的最小测不准原理，光场的正交振幅算符的起伏  $\delta^2 \hat{X}$  和正交相位算符的起伏  $\delta^2 \hat{Y}$  满足关系式：

$$\delta^2 \hat{X} \cdot \delta^2 \hat{Y} \geq \frac{1}{4} |[\hat{X}, \hat{Y}]|^2 = \frac{1}{4} \quad (1.4)$$

当光场的正交振幅算符起伏  $\delta^2 \hat{X}$  和正交相位算符起伏  $\delta^2 \hat{Y}$  满足式子  $\delta^2 \hat{X} = \delta^2 \hat{Y} = \frac{1}{2}$  时，正交振幅分量和正交相位分量都为最小不确定值，该噪声为散粒噪声基准（Shot Noise Limit, SNL）。如果其中的某一分量小于这一散粒噪声基准，即

$\delta^2 \hat{X} < \frac{1}{2}$  或者  $\delta^2 \hat{Y} < \frac{1}{2}$ ，该光场就称为正交振幅压缩态光场或正交相位压缩态光场。

## 2. 光子数压缩态:

一个光场的光子数起伏小于这个光场的平均光子数，即:

$$\Delta^2 \hat{N} < \langle \hat{N} \rangle \quad (1.5)$$

该光场就被称为光子数压缩态光场。

## 3. 强度差压缩态:

强度差压缩态又被形象地称为“孪生”光束，满足式子:

$$\langle \delta^2 (I_1 - I_2) \rangle < \langle \delta^2 (I_1 + I_2) \rangle \quad (1.6)$$

即两束光的强度差起伏小于同功率的相干光起伏。

光场的压缩态和纠缠态是量子信息操控的重要资源，尤其是连续变量的量子信息处理<sup>[1-2]</sup>。到目前为止，产生压缩态光场最主要的手段是利用光学参量过程。实验上利用该方法已经获得了高达 11 dB 的双模压缩态光场，但是该方法要求实验具有高度的稳定性，对模式匹配也有很严格的要求。基于四波混频产生量子压缩态的思想在 30 年前就被提出<sup>[3]</sup>，文献[4]中首次用实验证明了四波混频过程可以产生光场压缩态。近年来，人们越来越关注在原子介质中的非简并四波混频过程在明亮光束中产生高效的量子相干效应<sup>[5-7]</sup>，这与用含有非线性晶体的光学参量过程相比，方法更加简单，而且不需要用光学腔来提高非线性。2006 年，美国国家标准技术研究所的 P. D. Lett 小组，利用铷原子蒸气介质内的非简并四波混频过程成功探测到探测光和共轭光之间 3.5 dB 的相对强度差压缩<sup>[5]</sup>。2008 年他们将这一压缩度提高到了 8 dB<sup>[8]</sup>，同年该小组测量了四波混频过程中产生的孪生真空场的空间关联特性<sup>[9]</sup>。利用四波混频过程产生压缩态光场，实验装置简单，容易操作，而且不用锁腔，从很大程度上提高了系统的稳定性。另一方面四波混频过程的相位匹配条件允许探测光和共轭光的波矢量可以在一定范围内变化，从而为空间多模操控提供了一个崭新的方法。在这样的实验中<sup>[5,8]</sup>，探测光和共轭光分别用两个光电二极管进行探测。为了获得散粒噪声基准，两束相干光需要注入到两个光电二极管中，他们的功率分别等于探测光和共轭光的功率。这样当探测光和共轭光的功率改变时，散粒噪声基准也要重新确定。较弱的探测光一般被看做是相干光，不考虑其中的额外噪声，因此认为它对于强度差压缩没有影响。在这些实验的基础上，人们已经在纠缠成像<sup>[9]</sup>，慢光<sup>[10]</sup>，EPR 纠缠的延迟<sup>[11]</sup>等方面进行了一些研究。

本文的主要工作有以下三点:

第一：理论上研究了在铷原子蒸气介质中的四波混频过程，包括利用四波混频过程产生强度差压缩的理论模型，分析过程中的相位匹配和增益，以及用探测系统同时探测产生的压缩光的散粒噪声基准、强度差压缩和反压缩噪声谱；

第二：搭建实验，调节光路，在实验上实现铷原子蒸气中的四波混频过程，对产生的强度差压缩进行探测，根据探测结果，选择合适的实验装置，分析参量对实验结果的影响，进一步优化实验参量，以提高强度差压缩的压缩度；

第三：在实验中，为了使激光器频率长时间稳定在需要的频率范围，我们初步研究用一台微波锁相频率计数器，利用拍频信号和一台已经锁定的激光器，将另一台激光器锁定在需要的频率范围，实现对激光相位的锁定，为以后研究原子系统中的电磁诱导透明光谱、拉曼光谱、四波混频等后续实验做准备。





## 第二章 四波混频过程的相关理论

### 2.1 四波混频过程

四波混频（Four Wave Mixing, FWM）是指三个光波相互作用产生第四个光场的过程，是光和物质之间发生的一种非线性作用，它是一种三阶非线性效应。在这个过程中共有三个光场同介质相互作用，从而产生第四个光场。其中较强的泵浦光（pump 光）在介质中产生很强的非线性极化，导致介质同其他光场的相互作用。在物理学上，如果一束光与介质作用，产生极化振动，使得原子最外层电子发生跃迁，由于真空扰动或碰撞等其他因素的影响，电子会重新回到基态，辐射出频率相同而位相不同的光子，这就是瑞利散射。在原来光的传播方向上反射出位相与入射光相反的光波，从而发生相消干涉，在探测出射光的光强时，它的透射谱上会出现凹陷，这说明介质吸收了光波；如果有第二束光作用到介质上，两束光共同作用，形成和频和差频；当有三束光参与的时候，同样会诱导极化振动，而与其他光场发生拍频，和频和差频的拍频结果就是产生第四个光场。

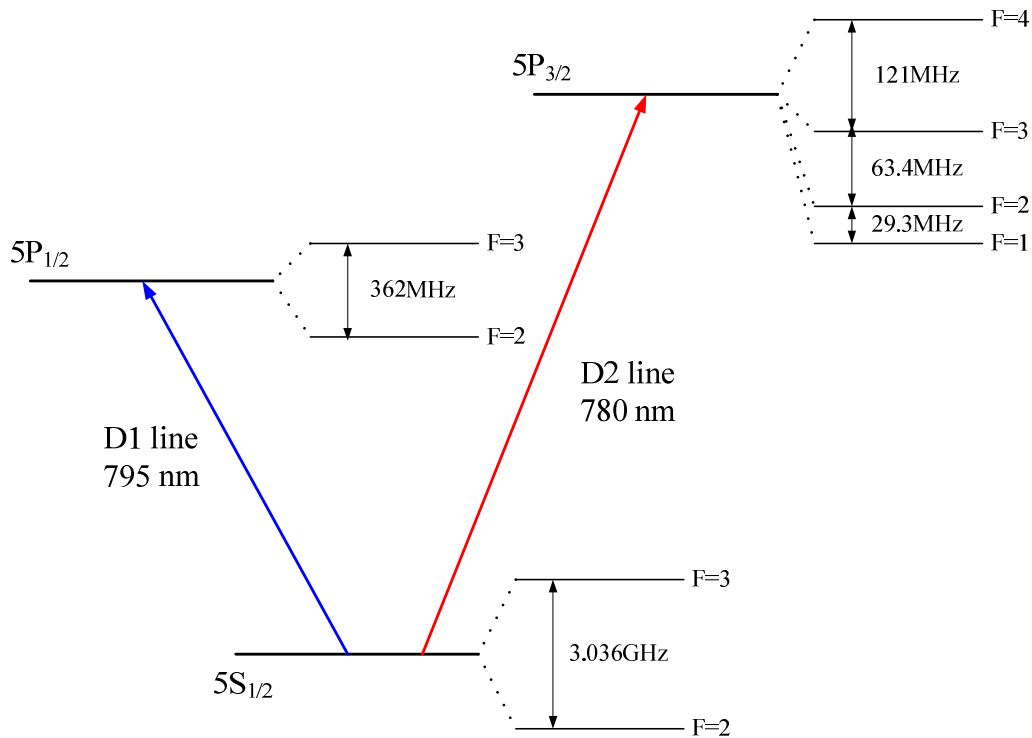


图 2.1 铷 85 原子的超精细结构示意图

相互作用非线性强度用一个非线性的电极化率张量来表示<sup>[12]</sup>。没有泵浦光的时候，原子是均匀的、各向同性的，此时电极化率张量是一个标量。对于四波混频过程，电极化率是一个三阶张量 $\chi^{(3)}$ 。在原子蒸气中，近共振处电极化率是最强的<sup>[13]</sup>，因此当相互作用场与介质近似共振时，会产生最有效的混合。实验中选择铷原子作为介质，是由于它的能级结构（图 2.1）比较简单，因此在以铷原子为介质的光学实验中产生的压缩光有很普遍的适用性<sup>[14]</sup>。

铷原子可以从基态向两个能级进行跃迁：从基态 $5S_{1/2}$ 跃迁到激发态 $5P_{1/2}$ 和 $5P_{3/2}$ ，分别称为D1线和D2线。由于激发态 $5P_{1/2}$ 的超精细结构简单，一般选择795 nm的D1线作为混频过程的跃迁线。

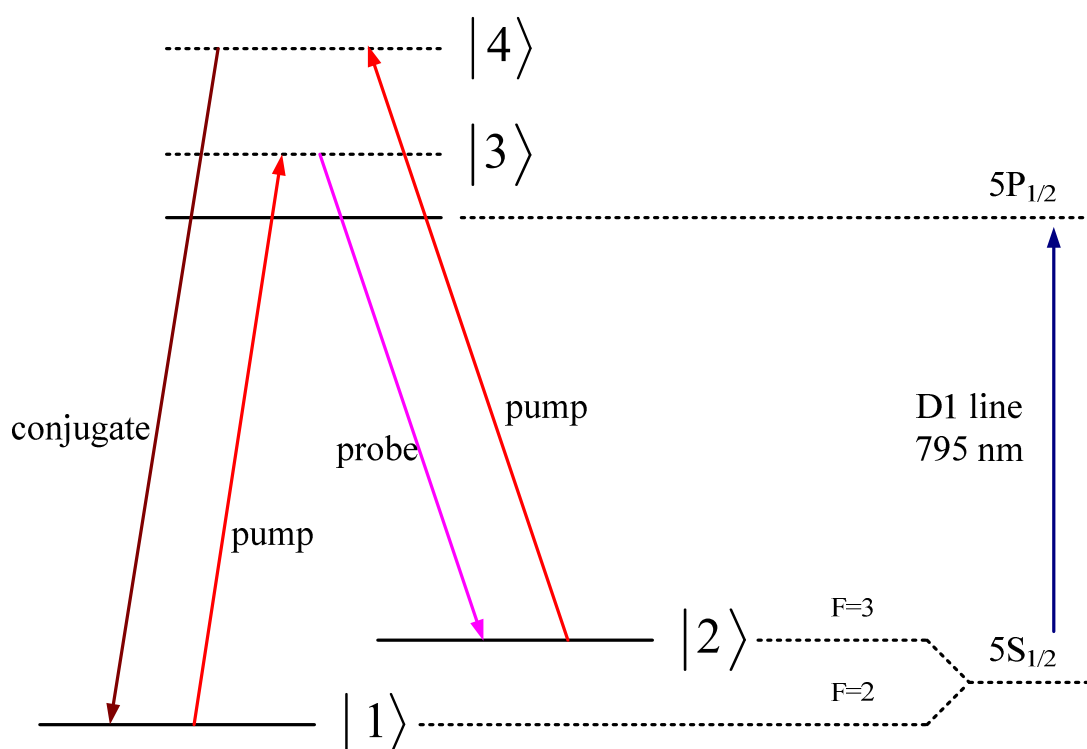


图 2.2 四波混频过程中铷原子的 $\Lambda$ 能级结构

四波混频过程中利用铷原子基态的超精细结构，在 $\Lambda$ 能级结构（图 2.2）<sup>[5]</sup>的基础上形成一个四步混频循环系统，具体过程为：较强的泵浦光将原子从基态 $F=2$ 激发到虚能态 $|3\rangle$ ，在这个过程中，一束较弱的探测光受激辐射由虚能态辐射到基态 $F=3$ ，该过程为斯托克斯过程；然后泵浦光又将原子由这个基态激发到另一个虚能态 $|4\rangle$ 上，从而产生了另一束共轭光，这是反斯托克斯过程。这使得原子重新回到基态 $F=2$ 上，形成一个循环过程。通过电磁感应透明在基态之间产生相干现象，该过程由两束泵浦光产生探测光和共轭光。

## 2.2 四波混频产生强度差压缩

在四波混频过程中，由一束或者两束功率较强的泵浦光（pump 光）和一束较弱的探测光（probe 光）作用到介质中，pump 光的强度比较强，一般认为不发生变化。混频过程后产生的第四束光，即共轭光（conjugate 光），与 probe 光的空间相位共轭，是 probe 光的时间反演。probe 光和 conjugate 光在四波混频过程中同时获得增益，增加的这两个光子为孪生的光子对，它们之间存在强关联，这样虽然 probe 光和 conjugate 光的总光强增加，但并不会增加它们之间的相对强度噪声，即为相对强度差压缩。

我们用四波混频过程的量子算符模型来分析产生的强度差压缩。

相关强度压缩实验包含对 probe 光和 conjugate 光的测量，因此模型需要对经过介质和混频过程的电磁场模式进行分析。假设在混频过程中能量关于环境的损耗可以忽略不计。混频过程可以直接认为是在相干的磁场之间进行的能量转换，我们用一个简单的模型来描述 pump 光、probe 光和 conjugate 光。

四波混频过程（图 2.2）是一个循环过程，该过程通过损耗一个泵浦光子，产生一个探测光子，湮灭另一个泵浦光子来产生一个共轭光子。我们将 probe 光，conjugate 光和 pump 光的算符分别表示为  $\hat{a}$ 、 $\hat{b}$  和  $\hat{c}$ ，参数  $\beta$  表示相互作用强度，这个过程的相互作用哈密顿量：

$$\hat{H} = i\hbar\beta\hat{b}^+\hat{c}\hat{a}^+\hat{c} + h.c. \quad (2.1)$$

其中 h.c. 表示前一项的厄米共轭项。由于 pump 光具有很高的功率，可以假设它在混频过程中强度没有发生明显改变，即没有发生损耗，因此，pump 光的初始态和最终态是相同的相干态  $|\alpha_{pump}\rangle$ ，即  $\hat{c}|\alpha_{pump}\rangle = \alpha_{pump}|\alpha_{pump}\rangle$ ，因此相互作用哈密顿量可以改写为：

$$\hat{H} = i\hbar\beta\alpha_{pump}^2\hat{b}^+\hat{a}^+ + h.c. \quad (2.2)$$

其中  $\alpha_{pump}^2 \propto I_{pump}$ ，因此混频强度正比于 pump 光的强度。我们定义比例常数  $\xi = \beta\alpha^2 = \beta\alpha^{*2}$ ，则相互作用哈密顿量为：

$$\hat{H} = i\hbar\xi\hat{b}^+\hat{a}^+ + h.c. \quad (2.3)$$

对应这个相互作用哈密顿量的时间演化方程式为：

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}t/\hbar} = e^{-\xi(\hat{a}\hat{b}-\hat{b}^+\hat{a}^+)t} \quad (2.4)$$

假设混频作用时间为  $\tau$ ，那么这个混频过程可以写为：

$$\hat{S} = \hat{U}(\tau) = e^{s(\hat{b}^+\hat{a}^+ - \hat{a}\hat{b})} \quad (2.5)$$

其中  $s = \xi\tau$  是压缩系数，用来衡量混频的压缩度<sup>[15]</sup>。这个算符称为双模压缩算符。它是由单模压缩算符  $\hat{S}_1 = e^{\frac{1}{2}(s(\hat{a}^+)^2 - s^*\hat{a}^2)}$  衍化而来的，算符  $\hat{S}_1$  由 Stole 于 1970 年首次提出<sup>[16]</sup>。通过计算在海森堡绘景中的算符可以很容易的得到介质中 probe 光和 conjugate 光的时间演化过程：

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{a}] = \xi\hat{b}^+ \quad (2.6a)$$

$$\frac{d\hat{b}}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{b}] = \xi\hat{a}^+ \quad (2.6b)$$

对方程进行二次求导：

$$\frac{d^2\hat{a}}{dt^2} = \xi \frac{d\hat{b}^+}{dt} = \xi^2\hat{a} \quad (2.7)$$

求解得到：

$$\hat{a}(t) = \cosh(\xi t)\hat{a} + \sinh(\xi t)\hat{b}^+ \quad (2.8)$$

假设混频时间为  $\tau$ ，四波混频后输出的两个光场的湮灭算符可以写为<sup>[8]</sup>：

$$\hat{a} = \cosh(s)\hat{a} + \sinh(s)\hat{b}^+ \quad (2.9a)$$

$$\hat{b} = \cosh(s)\hat{b} + \sinh(s)\hat{a}^+ \quad (2.9b)$$

上述过程还可以用一个矩阵表示：

$$\begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh s & \sinh s \\ \sinh s & \cosh s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b}^+ \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

由于 conjugate 光的输入场为真空场，有  $\langle \hat{N}_b \rangle = 0$ ，经过四波混频后，probe 光和 conjugate 光的光子数分别为：

$$\langle \hat{N}_a \rangle = \cosh^2(s)\langle \hat{a}^+\hat{a} \rangle + \sinh^2(s) \quad (2.11a)$$

$$\langle \hat{N}_b \rangle = \sinh^2(s)\langle \hat{a}^+\hat{a} \rangle + \sinh^2(s) \quad (2.11b)$$

根据上面的讨论,每一个四波混频的过程都会产生一个 probe 光光子和 conjugate 光光子。它们之间存在强关联,下面通过计算四波混频后相关强度的变化来分析噪声。

定义增益系数  $G = \cosh^2(s)$ , 有  $G = 1 + \sinh^2(s)$ , 则 (2.8) 式可以表示为:

$$\hat{a}_{out} = \sqrt{G}\hat{a} + \sqrt{G-1}\hat{b}^+ \quad (2.12a)$$

$$\hat{b}_{out} = \sqrt{G}\hat{b} + \sqrt{G-1}\hat{a}^+ \quad (2.12b)$$

计算四波混频过程得到的 probe 光和 conjugate 光的光子数分别为:

$$\hat{N}_a = \hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} = G\hat{a}^+ \hat{a} + (G-1)\hat{b}\hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}^+ \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}\hat{a} \quad (2.13a)$$

$$\hat{N}_b = \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} = G\hat{b}^+ \hat{b} + (G-1)\hat{a}\hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{b}^+ \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)}\hat{a}\hat{b} \quad (2.13b)$$

由于开始的时候 conjugate 光是不存在的,所以输入场  $\hat{b}$  是真空场的湮灭算符,运用压缩变换算符, probe 光和 conjugate 光的平均光子数分别为:

$$\langle \hat{N}_a \rangle = G\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle + (G-1) \quad (2.14a)$$

$$\langle \hat{N}_b \rangle = (G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle + (G-1) \quad (2.14b)$$

假设实验上输入场的光子数远大于 1,四波混频后产生的总的光子数和光子数之差分别为:

$$\langle \hat{N}_a + \hat{N}_b \rangle = (2G-1)\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle \quad (2.15a)$$

$$\langle \hat{N}_a - \hat{N}_b \rangle = \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle \quad (2.15b)$$

分析上式,可知在四波混频过程中, probe 光和 conjugate 光的光子数增加,即总的光强增加,对于 probe 光和 conjugate 光,它们都增加了相同的光子数,即对于每束光增加相同的能量,但是其强度并不相等,而这两束光的光子数之差没有发生变化,可以计算得到:

$$\langle (\hat{N}_a - \hat{N}_b)^2 \rangle - \langle \hat{N}_a - \hat{N}_b \rangle^2 = \langle (\hat{a}^+ \hat{a})^2 \rangle - \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2 = \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle \quad (2.16)$$

在四波混频过程中, probe 光和 conjugate 光增加的强相互关联的孪生光子对并没有增加两束光之间的相对噪声,散粒噪声应为混频过程后两束光总光强的强度噪声,即:

$$\begin{aligned}
 & \langle (\hat{N}_a + \hat{N}_b)^2 \rangle - \langle \hat{N}_a + \hat{N}_b \rangle^2 \\
 &= (2G - 1) (\langle (\hat{a}^\dagger \hat{a})^2 \rangle - \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2) \\
 &= (2G - 1) \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

相对强度压缩表示为：

$$S_q = \text{Log}_{10} \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle}{(2G - 1) \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle} = -\text{Log}_{10} (2G - 1) \tag{2.18}$$

### 2.3 四波混频过程的相位匹配

为了产生效率较高的四波混频，实验上必须满足相位匹配的条件，这要求在整个混频过程中光束要保持同相。在一个四波混频的循环过程中，要满足能量守恒和动量守恒。

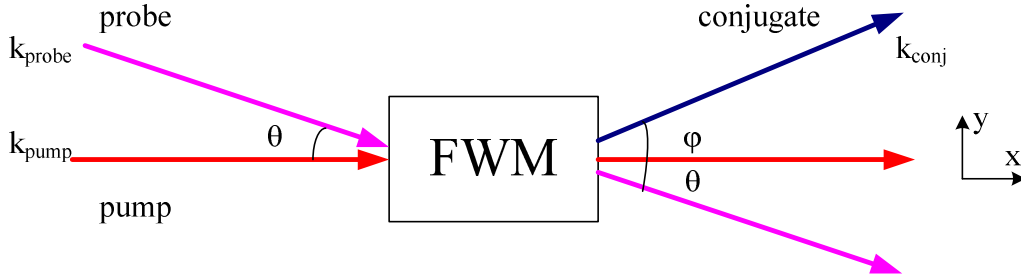


图 2.3 自由空间四波混频过程光路图波矢角度

在四波混频过程中，能量守恒和动量守恒的方程式可以表示为：

$$\Delta\omega = 2\omega_{pump} - \omega_{probe} - \omega_{conj} = 0 \tag{2.24a}$$

$$\Delta\vec{k} = 2\vec{k}_{pump} - \vec{k}_{probe} - \vec{k}_{conj} = 0 \tag{2.24b}$$

混频过程产生共轭光子，相位匹配决定它们的能量和动量。因此在相位匹配条件满足的实验环境下，产生 conjugate 光：

$$\omega_{conj} = 2\omega_{pump} - \omega_{probe} \tag{2.25a}$$

$$\vec{k}_{conj} = 2\vec{k}_{pump} - \vec{k}_{probe} \tag{2.25b}$$

介质中 probe 光和 pump 光的入射角度为  $\theta$ ，产生的 conjugate 光和 pump 光之间的角度为  $\varphi$ （图 2.3）。相位匹配条件(2.24)式可以重新写为：

$$k_{conj} \sin \varphi = (\vec{k}_{pump})_y = 2(\vec{k}_{pump})_y - (\vec{k}_{probe})_y = k_{probe} \sin \theta \tag{2.26a}$$

$$k_{conj} \cos \varphi = (\vec{k}_{pump})_x = 2(\vec{k}_{pump})_x - (\vec{k}_{probe})_x = 2k_{pump} - k_{probe} \cos \theta \quad (2.26b)$$

这里  $k_i = |\vec{k}_i|$ ，解方程求 conjugate 光，得到：

$$k_{conj}^2 = (\vec{k}_{conj})_x^2 + (\vec{k}_{conj})_y^2 = 4k_{pump}^2 + k_{probe}^2 - 4k_{pump}k_{probe} \cos \theta \quad (2.27a)$$

$$\sin \varphi = \frac{k_{probe}}{k_{conj}} \sin \theta \quad (2.27b)$$

关于角频率  $\omega$  和折射率  $n$  的波矢量可以表示为  $k_i = \omega_i n_i / c$ ，在原子介质中，折射率的变化很小 ( $n \approx 1$ )，probe 光和 conjugate 光的失谐也很小 ( $\omega_{probe} - \omega_{conj} \approx 6GHz$ )，pump 光和 conjugate 光之间的角度为：

$$\sin \varphi = \frac{\omega_{probe} n_{probe}}{\omega_{conj} n_{conj}} \sin \theta \approx \sin \theta \Rightarrow \varphi \approx \theta \quad (2.28)$$

类似的，计算 pump 光和 probe 光之间的角度，可得：

$$\begin{aligned} \cos(\theta) &= \frac{4k_{pump}^2 + k_{probe}^2 - k_{conj}^2}{4k_{pump}k_{probe}} \\ &= \frac{4n_{pump}^2 \omega_{pump}^2 + n_{probe}^2 \omega_{probe}^2 - n_{conj}^2 \omega_{conj}^2}{4n_{pump}n_{probe}\omega_{pump}\omega_{probe}} \\ &= \frac{4n_{pump}^2 \omega_{pump}^2 + n_{probe}^2 \omega_{probe}^2 - n_{conj}^2 (2\omega_{pump} - \omega_{probe})^2}{4n_{pump}n_{probe}\omega_{pump}\omega_{probe}} \\ &= \frac{4(n_{pump}^2 - n_{conj}^2)\omega_{pump}^2 + (n_{probe}^2 - n_{conj}^2)\omega_{probe}^2}{4n_{pump}n_{probe}\omega_{pump}\omega_{probe}} + \frac{n_{conj}^2}{n_{pump}n_{probe}} \\ &\approx \frac{4(n_{pump}^2 - n_{conj}^2) + (n_{probe}^2 - n_{conj}^2)}{4} + 1 \end{aligned} \quad (2.29)$$

其中  $\omega_{pump} \approx \omega_{probe}$ ， $n \approx 1$

应用泰勒二级展开， $\cos(\theta) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$ ，pump 光和 probe 光的角度为：

$$\theta^2 \approx \frac{1}{2}(5n_{conj}^2 - 4n_{pump}^2 - n_{probe}^2) \quad (2.30)$$

介质的折射率  $n$  与电磁化系数  $\chi_e$  之间关系为  $n^2 \approx 1 + \chi_e$  [17]，这样 pump 光和 probe 光的角度就可以写为：

$$\theta^2 \approx \frac{1}{2}(5\chi_{conj} - 4\chi_{pump} - \chi_{probe}) \quad (2.31)$$

在真空中  $\chi = 0$ ，光束的传播必须满足相位匹配 ( $\theta = \varphi = 0$ )。然而，在原子介质中，由于发生色散、磁化系数不为零且频率相互关联，这一项不能抵消掉，需要一个最优的非零相位匹配角度。在混频过程后，空间上需要通过这个角度将不同的光束进行分离。

在铷蒸气中调节 pump 光和 probe 光之间的角度  $\theta$  比较困难，而且要求 probe 光必须能够到达探测器，从而探测强度增益。这就要求我们要选取适当的入射角度。对于我们的实验，要求的最佳相位匹配为  $\theta \approx 4mrad$ 。

## 2.4 四波混频过程的增益分析

由电磁学知识可知，介质中的麦克斯韦方程组表示为：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.32a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.32b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.32c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.32d)$$

其中  $\vec{E}$  为电场强度矢量， $\vec{H}$  为磁场强度矢量， $\vec{D}$  为电位移矢量和， $\vec{B}$  为感应强度矢量， $\vec{J}$  表示电流密度矢量， $\rho$  表示电荷密度。它们满足如下式子：

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.33a)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.33b)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.33c)$$

其中  $\sigma$  为介质的电导率。 $\vec{P}$  为电极化强度矢量，其表达式为：

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} + \vec{P}^{nl} \quad (2.34)$$

其中  $\epsilon_0$  为真空介电常量， $\chi_e$  为介质的极化率，式子右边的一项为线性项，第二项为非线性项。我们对 (2.32a) 式求旋度，有：



$$\begin{aligned}
\nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{B}) \\
&= -\mu\sigma \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{H}) \\
&= -\mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} - \mu\epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} - \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}
\end{aligned} \tag{2.35}$$

根据矢量关系:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \tag{2.36}$$

在这里考虑介质中没有自由电荷, 因此有  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ , 则 (2.35) 式变为:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} + \mu\epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P} \tag{2.37}$$

假设介质是各项同性的,  $\vec{E}$ 、 $\vec{D}$  和  $\vec{P}$  的方向一致, 此时它们均为标量形式, 如果介质处于自由空间中, (2.37) 式可以写为:

$$\nabla^2 E = \mu\epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} E + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} P \tag{2.38}$$

将 (2.34) 式代入上式, 得到:

$$\nabla^2 E = \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{nl} \tag{2.39}$$

其中  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0(1 + \chi_e)$ 。

我们将四波混频过程中各个光场的电场强度表示为:

$$E_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A_i(\vec{r}, t) \exp[i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})] + c.c. \tag{2.40}$$

其中  $A_i$  为各个电场的振幅,  $\omega_i$  为各个电场的频率。

对于电极化强度矢量的非线性部分有式子:

$$P^{nl}(\omega_m = 2\omega_c - \omega_p) = \chi_m^{nl} A_c A_c A_p^* \exp i[\omega_m t - (2\vec{k}_c - \vec{k}_p) \cdot \vec{r}] + c.c. \tag{2.41a}$$

$$P^{nl}(\omega_p = 2\omega_c - \omega_m) = \chi_p^{nl} A_c A_c A_p^* \exp i[\omega_p t - (2\vec{k}_c - \vec{k}_m) \cdot \vec{r}] + c.c. \tag{2.41b}$$

假设 pump 光沿 z 轴方向传播, probe 光和 conjugate 光与 pump 光的夹角都很小, 设为  $\theta$ , 将 (2.40) 式、(2.41) 式带入 (2.39) 式, 得到各光场的稳态方程:

$$\frac{dA_p}{dz} = i\kappa_p^* A_m^* \tag{2.42a}$$

$$\frac{dA_m^*}{dz} = i\kappa_m A_p \quad (2.42b)$$

其中  $\kappa_p^* = \frac{\mu\omega_p^2}{2k_p} \chi_p^{nl} A_c A_c \cos\theta$ ,  $\kappa_m = \frac{\mu\omega_m^2}{2k_m} \chi_m^{nl} A_c A_c \cos\theta$ ,  $\mu$  为介质的磁导率。

假设介质的长度为  $L$ , 求解 (2.42) 式得到:

$$A_p(z) = \cosh(|\kappa|z) A_p(0) \quad (2.43a)$$

$$A_m(z) = -i \frac{\kappa}{|\kappa|} \sinh(|\kappa|z) A_p(0) \quad (2.43b)$$

其中  $\kappa = \sqrt{\kappa_p \kappa_m}$ ,  $A_p(0)$  是探测光在  $z=0$  处的边界值。

图 2.4 为 probe 光和 conjugate 光强度随  $z$  的变化曲线, 这里我们忽略介质的损耗和增益饱和的情况。

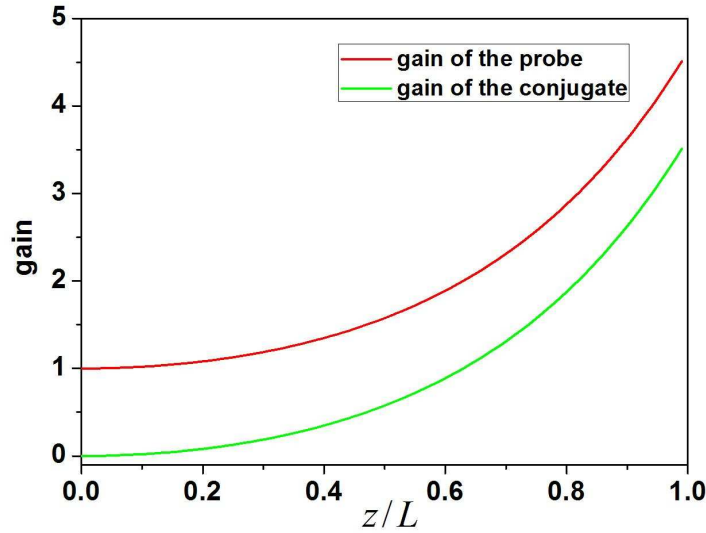


图 2.4 理论计算四波混频过程中 probe 光和 conjugate 光增益随  $z$  变化的曲线

## 2.5 四波混频过程的探测理论

在实验中, 用图 2.5 所示的探测系统测量相对强度差压缩, 四波混频过程后的 probe 光和 conjugate 光分别通过两套完全相同的自零拍探测系统进行探测。

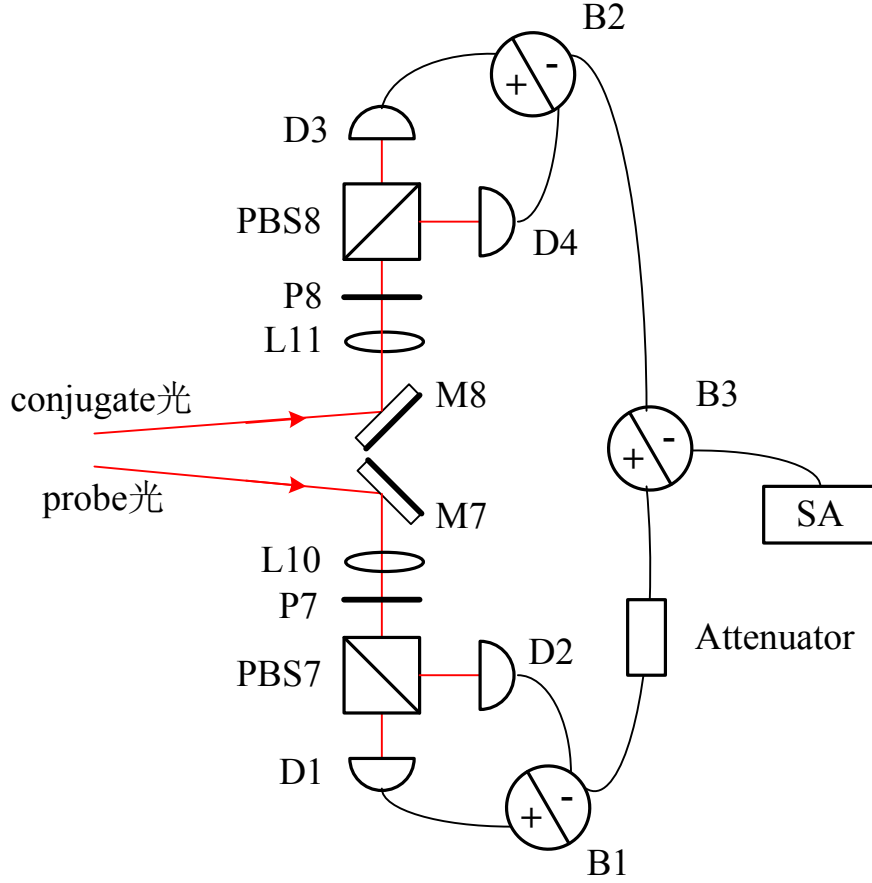


图 2.5 实验中四波混频过程的探测系统

将四波混频过程后输出的 probe 光和 conjugate 光分别经过分束器：

$$\vec{d}_1 = t_p \hat{a}_{out} + r_p \hat{b}_{vp}^+ \quad (2.44a)$$

$$\vec{d}_2 = r_p \hat{a}_{out} + t_p \hat{b}_{vp} \quad (2.44b)$$

$$\vec{d}_3 = t_c \hat{b}_{out} + r_c \hat{b}_{vc} \quad (2.44c)$$

$$\vec{d}_4 = r_c \hat{b}_{out} + t_c \hat{b}_{vc} \quad (2.44d)$$

其中  $t$ ,  $r$  为分束器的透射系数和反射系数，满足关系  $t^2 + r^2 = 1$  和  $r^* t + t^* r = 0$ 。

对于实验中所用的 50/50 分束器， $r = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ， $t = \frac{i}{\sqrt{2}}$ 。 $\hat{b}_v$  表示从分束器耦合进入的真

空场，探测器中的光电流为：

$$i_1 = \hat{d}_1^+ \hat{d}_1 = t_p^* t_p \hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} + r_p r_p \hat{b}_{vp} \hat{b}_{vp} + t_p r_p \hat{a}_{out} \hat{b}_{vp} + r_p t_p \hat{b}_{vp} \hat{a}_{out} \quad (2.45a)$$

$$i_2 = \hat{d}_2^+ \hat{d}_2 = r_p^* r_p \hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} + t_p t_p \hat{b}_{vp}^+ \hat{b}_{vp} + r_p t_p \hat{a}_{out} \hat{b}_{vp} + t_p r_p \hat{b}_{vp} \hat{a}_{out} \quad (2.45b)$$

$$i_3 = \hat{d}_3^+ \hat{d}_3 = t_c^* t_c \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} + r_c r_c \hat{b}_{vc}^+ \hat{b}_{vc} + t_c r_c \hat{b}_{out} \hat{b}_{vc} + r_c t_c \hat{b}_{vc} \hat{b}_{out} \quad (2.45c)$$

$$i_4 = \hat{d}_4^+ \hat{d}_4 = r_c^* r_c \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} + t_c t_c \hat{b}_{vc}^+ \hat{b}_{vc} + r_c t_c \hat{b}_{out} \hat{b}_{vc} + t_c r_c \hat{b}_{vc} \hat{b}_{out} \quad (2.45d)$$

光电流和:

$$i_{p+} = i_1 + i_2 = \hat{d}_1^+ \hat{d}_1 + \hat{d}_2^+ \hat{d}_2 = \hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} + \hat{b}_{vp}^+ \hat{b}_{vp} \quad (2.46a)$$

$$i_{c+} = i_3 + i_4 = \hat{d}_3^+ \hat{d}_3 + \hat{d}_4^+ \hat{d}_4 = \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} + \hat{b}_{vc}^+ \hat{b}_{vc} \quad (2.46b)$$

光电流差:

$$i_{p-} = i_1 - i_2 = \hat{d}_1^+ \hat{d}_1 - \hat{d}_2^+ \hat{d}_2 = i \hat{a}_{out}^+ \hat{b}_{vp} - i \hat{b}_{vp}^+ \hat{a}_{out} \quad (2.47a)$$

$$i_{c-} = i_3 - i_4 = \hat{d}_3^+ \hat{d}_3 - \hat{d}_4^+ \hat{d}_4 = i \hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{vc} - i \hat{b}_{vc}^+ \hat{b}_{out} \quad (2.47b)$$

由 (2.12) 式, 可得:

$$\hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{out} = G \hat{a}^+ \hat{a} + (G-1) \hat{b} \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{a}^+ \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{b} \hat{a} \quad (2.48a)$$

$$\hat{b}_{out}^+ \hat{b}_{out} = G \hat{b}^+ \hat{b} + (G-1) \hat{a} \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{b}^+ \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{a} \hat{b} \quad (2.48b)$$

从而 (2.46) 式和 (2.47) 式可以改写为:

$$i_{p+} = G \hat{a}^+ \hat{a} + (G-1) \hat{b} \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{a}^+ \hat{b}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{b} \hat{a} + \hat{b}_{vp}^+ \hat{b}_{vp} \quad (2.49a)$$

$$i_{p-} = i \sqrt{G} \hat{a}^+ \hat{b}_{vp}^+ - i \sqrt{G} \hat{b}_{vp} \hat{a} \quad (2.49b)$$

$$i_{c+} = G \hat{b}^+ \hat{b} + (G-1) \hat{a} \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{b}^+ \hat{a}^+ + \sqrt{G(G-1)} \hat{a} \hat{b} + \hat{b}_{vc}^+ \hat{b}_{vc} \quad (2.50a)$$

$$i_{c-} = i \sqrt{G-1} \hat{a} \hat{b}_{vc}^+ - i \sqrt{G-1} \hat{b}_{vc} \hat{a}^+ \quad (2.50b)$$

由于明亮光场的产生算符和湮灭算符都可以表示为光场的幅度的平均值与量子涨落之和:

$$\hat{a} = \alpha + \delta \hat{a} \quad (2.51)$$

利用傅里叶变换:

$$\delta \hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \delta \hat{a}(t) e^{-i\Omega t} \quad (2.52)$$

其中  $\Omega$  为分析频率的边带。相应的正交振幅起伏和正交相位起伏分别为:

$$\delta \hat{X} = \delta \hat{a}(\Omega) + \delta \hat{a}^+(\Omega) \quad (2.53a)$$

$$\delta\hat{Y} = -i[\delta\hat{a}(\Omega) - \delta\hat{a}^+(\Omega)] \quad (2.53b)$$

这时的光电流:

$$\delta\tilde{i}_{p+} = G\alpha\delta\hat{X}_p + \sqrt{G(G-1)}\alpha\delta\hat{X}_v \quad (2.54a)$$

$$\delta\tilde{i}_{p-} = \sqrt{G}\alpha\delta\hat{Y}_{vp} \quad (2.54b)$$

$$\delta\tilde{i}_{c+} = (G-1)\alpha\delta\hat{X}_p + \sqrt{G(G-1)}\alpha\delta\hat{X}_v \quad (2.54c)$$

$$\delta\tilde{i}_{c-} = \sqrt{G-1}\alpha\delta\hat{Y}_{vc} \quad (2.54d)$$

两对平衡探测器的光电流和的和与差, 以及差的和与差分别为:

$$\delta\tilde{i}_{p+} + \delta\tilde{i}_{c+} = (2G-1)\alpha\delta\hat{X}_p + 2\sqrt{G(G-1)}\alpha\delta\hat{X}_v \quad (2.55a)$$

$$\delta\tilde{i}_{p+} - \delta\tilde{i}_{c+} = \alpha\delta\hat{X}_p \quad (2.55b)$$

$$\delta\tilde{i}_{p-} + \delta\tilde{i}_{c-} = \sqrt{G}\alpha\delta\hat{Y}_{vp} + \sqrt{(G-1)}\alpha\delta\hat{Y}_{vc} \quad (2.55c)$$

$$\delta\tilde{i}_{p-} - \delta\tilde{i}_{c-} = \sqrt{G}\alpha\delta\hat{Y}_{vp} - \sqrt{G-1}\alpha\delta\hat{Y}_{vc} \quad (2.55d)$$

它们的方差分别为:

$$Var[\delta\tilde{i}_{p+} + \delta\tilde{i}_{c+}] = (2G-1)^2\alpha^2\delta^2\hat{X}_p + 4G(G-1)\alpha^2\delta^2\hat{X}_v \quad (2.56a)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p+} - \delta\tilde{i}_{c+}] = \alpha^2\delta^2\hat{X}_p \quad (2.56b)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p-} + \delta\tilde{i}_{c-}] = G\alpha^2\delta^2\hat{Y}_{vp} + (G-1)\alpha^2\delta^2\hat{Y}_{vc} \quad (2.56c)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p-} - \delta\tilde{i}_{c-}] = G\alpha^2\delta^2\hat{Y}_{vp} - (G-1)\alpha^2\delta^2\hat{Y}_{vc} \quad (2.56d)$$

假设探测光为理想的相干光, 则有:

$$Var[\delta\tilde{i}_{p+} + \delta\tilde{i}_{c+}] = (2G-1)^2\alpha^2 + 4G(G-1)\alpha^2 \quad (2.57a)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p+} - \delta\tilde{i}_{c+}] = \alpha^2 \quad (2.57b)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p-} + \delta\tilde{i}_{c-}] = (2G-1)\alpha^2 \quad (2.57c)$$

$$Var[\delta\tilde{i}_{p-} - \delta\tilde{i}_{c-}] = (2G-1)\alpha^2 \quad (2.57d)$$

该探测系统的两对平衡探测器的和的和(2.57a)描述的是光放大特性, 和的差(2.57b)为压缩, 差的和(2.57c)与差(2.57d)都是散粒噪声基准。在理想情况下(2.57b)式为常数, 其值等于增益前入射的探测光的光电流涨落方差, (2.57c)为增益后单臂

probe 光的光电流涨落方差  $G\alpha^2$  与 conjugate 光的电流涨落方差  $(G-1)\alpha^2$  之和。由于存在增益过程，probe 光和 conjugate 光的两束光的单臂光强和总光强增加，但是由于在两束光上增加的光子之间的强关联特性，使得两束光的相对强度差噪声并没有增加。定义噪声系数为：

$$NF_{SNL} = 10 \text{Log} \frac{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p-} \pm \delta\tilde{i}_{c-}]}{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p-} \pm \delta\tilde{i}_{c-}]} = 0 \quad (2.58a)$$

$$NF_{anti-sq} = 10 \text{Log} \frac{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p+} + \delta\tilde{i}_{c+}]}{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p-} \pm \delta\tilde{i}_{c-}]} = 10 \text{Log} \frac{(2G-1)^2 + 4G(G-1)}{2G-1} \quad (2.58b)$$

$$NF_{sq} = 10 \text{Log} \frac{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p+} - \delta\tilde{i}_{c+}]}{\text{Var}[\delta\tilde{i}_{p-} \pm \delta\tilde{i}_{c-}]} = 10 \text{Log} \frac{1}{2G-1} \quad (2.58c)$$

实验中插入一个可调节的电子衰减器  $g$ ，则 (2.57) 式变为：

$$\begin{aligned} & \text{Var}[\delta\tilde{i}_{p-} \pm \delta\tilde{i}_{c-}] \\ &= \text{Var}\left\{ \frac{a}{\sqrt{2[a^2 + (gb)^2]}} \delta\hat{Y}_{vp} + \frac{gb}{\sqrt{2[a^2 + (gb)^2]}} \delta\hat{Y}_{vc} \right\} = 1 \end{aligned} \quad (2.59a)$$

$$\begin{aligned} & \text{Var}[\delta\tilde{i}_{p+} - \delta\tilde{i}_{c+}] \\ &= \text{Var}\left\{ \frac{a}{\sqrt{2[a^2 + (gb)^2]}} \delta\hat{X}_p - \frac{gb}{\sqrt{2[a^2 + (gb)^2]}} \sqrt{G-1} \delta^2 \hat{X}_p \right\} \end{aligned} \quad (2.59b)$$

当  $g = \frac{\sqrt{G-1}}{G}$  时，压缩为：

$$sq = e^{-2r} \quad (2.60)$$

得到的结果与平衡零拍探测的结果一致。

## 2.6 四波混频过程中的损耗分析

在实验中，光学损耗是不可避免的，无论是由于吸收、反射还是探测效率的影响，都会产生一定程度的衰减。如果光束中包含强关联的光子，那么这个过程将会破坏这种相关性，在光束中引入噪声起伏，因此，理解损耗机制和确定这种损耗对压缩测量的影响是十分重要的。

这一小节，我们研究在四波混频过程的压缩系统中由于吸收和探测效率带来的光学损耗。

光学分束器和输出光强度的变化来分析光学损耗的算符模型，这是对传统意义上对能量减少分析方法的补充。

把光学损耗认为是一束光通过一个理想的光束分束器时，其中有真空场耦合，这时有一部分光流失，这就是光学损耗。将这个过程模型化，能够量化光学损耗。

如图 2.6，假设理想光束分束器的效率为  $\eta$ ，即光束经过该分束器后，透射率为  $\eta$ ，反射率为  $1-\eta$ ，输入光束分别用  $\hat{a}$  和  $\hat{b}$  表示，输出光束为  $\hat{c}$ 。

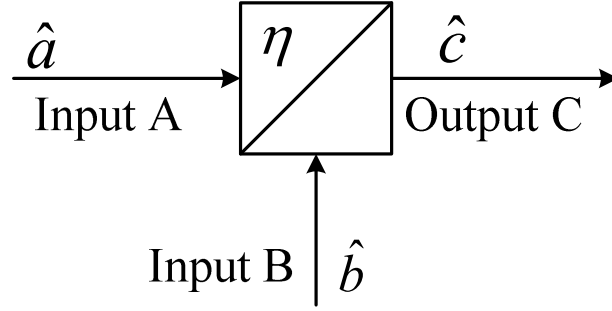


图 2.6 透射率为  $\eta$  的光束分束器的量子模型

在海森堡绘景中，通过计算输入光湮灭算符  $\hat{a}$  的时间演化，用输出光的湮灭算符  $\hat{c}$  来建立光束分束器的量子模型。相互作用哈密顿量为：

$$\hat{H} = \hbar\zeta(\hat{a}^+\hat{b} + \hat{b}^+\hat{a}) \quad (2.61)$$

其中  $\zeta$  表示相互作用强度， $\hat{a}$  和  $\hat{b}$  分别是输入光场的湮灭算符，哈密顿量的时间演化方程式为：

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{a}] = i\zeta[\hat{a}^+\hat{b} + \hat{b}^+\hat{a}, \hat{a}] = -i\zeta\hat{b} \quad (2.62)$$

对该方程式求微分，得到：

$$\frac{d^2\hat{a}}{dt^2} = -i\zeta \frac{d\hat{b}}{dt} = -\zeta^2\hat{a} \quad (2.63)$$

求解该式，可得：

$$\hat{a}(t) = \cos(\zeta t)\hat{a} + \sin(\zeta t)\hat{b} \quad (2.64)$$

如果相互所用时间为  $\tau$ ，分束器效率定义为  $\eta = \cos^2(\zeta\tau)$ ，输出光可以表示为<sup>[18]</sup>：

$$\hat{c} = \sqrt{\eta}\hat{a} + \sqrt{1-\eta}\hat{b} \quad (2.65)$$

如果将输入光 B 空置，那么  $\hat{b}$  表示真空场的湮灭算符，输出光是一束输入光和一个真空场的重叠。输入光在真空场的干预下，在输出光中产生真空起伏，即使真

空场的平均光子数为 0，即  $\langle \hat{b}^\dagger \hat{b} \rangle = 0$ 。

输出光的平均光子数为：

$$\langle \hat{N} \rangle = \langle \hat{c}^\dagger \hat{c} \rangle = \eta \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \eta \langle \hat{N}_0 \rangle \quad (2.66)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{N}^2 \rangle &= \langle \hat{c}^\dagger \hat{c} \hat{c}^\dagger \hat{c} \rangle = \langle (\eta \hat{a}^\dagger \hat{a} + \sqrt{\eta(1-\eta)}(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a}) + (1-\eta)\hat{b}^\dagger \hat{b})^2 \rangle \\ &= \eta^2 \langle (\hat{a}^\dagger \hat{a})^2 \rangle + \eta(1-\eta) \langle \hat{a}^\dagger \hat{b} \hat{b}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{b} \rangle \\ &= \eta^2 \langle (\hat{a}^\dagger \hat{a})^2 \rangle + \eta(1-\eta) \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \end{aligned} \quad (2.67)$$

由于  $\langle N \rangle = \eta \langle N_0 \rangle$ ，方差：

$$Var(\hat{N}) = \langle \hat{N}^2 \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2 = \eta^2 Var(N_0) + \eta(1-\eta) \langle \hat{N}_0 \rangle \quad (2.68)$$

引入损耗以后的量子极限为：

$$NF_{(BS)} = \frac{Var(N)}{\langle N \rangle} = \frac{\eta^2 Var(N_0) + \eta(1-\eta) \langle N_0 \rangle}{\eta \langle N_0 \rangle} = 1 + \eta \left( \frac{Var(N_0)}{\langle N_0 \rangle} - 1 \right) \quad (2.69)$$

可以简单写为：

$$NF_{(BS)} - 1 = \eta(NF_0 - 1) \quad (2.70)$$

当  $\eta \rightarrow 0$  时， $NF_{(BS)} \rightarrow 1$ ，即当透射率为零时，输出光的方差接近于标准量子极限。

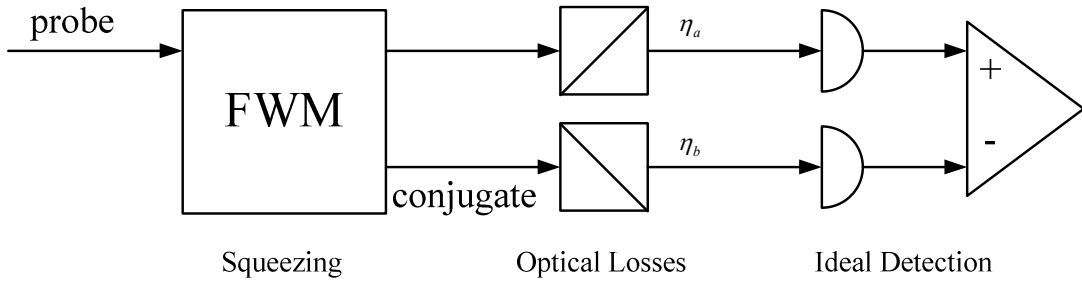


图 2.7 四波混频中的光学损耗

探测器探测到的相对强度起伏为：

$$Var(\hat{N}_a - \hat{N}_b) = Var(\hat{N}_a) - 2CoVar(\hat{N}_a, \hat{N}_b) + Var(\hat{N}_b) \quad (2.71)$$

考虑损耗，每束光的方差由 (2.68) 式给出，这样方差为：

$$\begin{aligned} &Var(\hat{N}_a - \hat{N}_b) \\ &= \eta_a^2 Var(\hat{N}_a) + \eta_a(1-\eta_a) \langle \hat{N}_a \rangle + \eta_b^2 Var(\hat{N}_b) \\ &\quad + \eta_b(1-\eta_b) \langle \hat{N}_b \rangle - 2\eta_a \eta_b CoVar(\hat{N}_a, \hat{N}_b) \end{aligned} \quad (2.72)$$

由 2.2 节定义 probe 光增益为  $G = \cosh(s)$ ，probe 光和 conjugate 光的方差为：



$$\text{Var}(\hat{N}_a) = G^2 \text{Var}(\hat{N}_0) + G(G-1)\langle \hat{N}_0 \rangle \quad (2.73a)$$

$$\text{Var}(\hat{N}_b) = (G-1)^2 \text{Var}(\hat{N}_0) + G(G-1)\langle \hat{N}_0 \rangle \quad (2.73b)$$

根据  $\text{Var}(\hat{N}_0) = \text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b) = \text{Var}(\hat{N}_a) - \text{Var}(\hat{N}_b) - 2\text{CoVar}(\hat{N}_a, \hat{N}_b)$ ，可得

$$2\text{CoVar}(\hat{N}_a, \hat{N}_b) = \frac{1}{2} \{ \text{Var}(\hat{N}_0) - \text{Var}(\hat{N}_a) - \text{Var}(\hat{N}_b) \} \quad (2.74)$$

综合上述结果，考虑损耗后，压缩光的相对强度方差为：

$$\begin{aligned} & \text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b) \\ &= [\eta_a G - \eta_b (G-1)]^2 \text{Var}(\hat{N}_0) \\ &+ [\eta_a G(\eta_a G - 2\eta_a + 1) + \eta_b (G-1)(\eta_b G - 2\eta_b + 1) - 2\eta_a \eta_b G(G-1)] \langle \hat{N}_0 \rangle \end{aligned} \quad (2.75)$$

根据  $\text{Var}(\hat{N}_0) = \langle \hat{N}_0 \rangle$ ，上式可以化简为：

$$\begin{aligned} & \frac{\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)}{\langle \hat{N}_0 \rangle} \\ &= 2G^2(\eta_a - \eta_b)^2 + G\eta_a(1 - 2\eta_a) + (G-1)\eta_b(1 - 2\eta_b) + 2G\eta_b(2\eta_a - \eta_b) \end{aligned} \quad (2.76)$$

所以：

$$\frac{\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)_{SQL}}{\langle \hat{N}_0 \rangle} = \frac{\langle \hat{N}_a \rangle + \langle \hat{N}_b \rangle}{\langle \hat{N}_0 \rangle} = G\eta_a + (G-1)\eta_b \quad (2.77)$$

分析三种特殊情况：

1.  $G=1$ 时， $\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b) = \eta_a \langle \hat{N}_0 \rangle$ ，此时  $NF=1$ 。这种情况下，没有压缩，不会产生共轭光，探测光噪声仍为散粒噪声极限。

2.  $\eta_b=0$ 时， $\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b) = G\eta_a[1 + 2(G-1)\eta_a] \langle \hat{N}_0 \rangle$ ，此时  $NF=1 + 2(G-1)\eta_a$ 。这种情况下，共轭光被完全吸收。

3.  $\eta_a = \eta_b = \eta$  时， $\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b) = \eta[(2G-1)(1-\eta) + \eta] \langle \hat{N}_0 \rangle$ ，此时  $NF = (1-\eta) + \frac{\eta}{2G-1}$ 。这种情况下，两束光的损耗相等，包含由透射率表示的压缩损耗，引入了真空起伏。

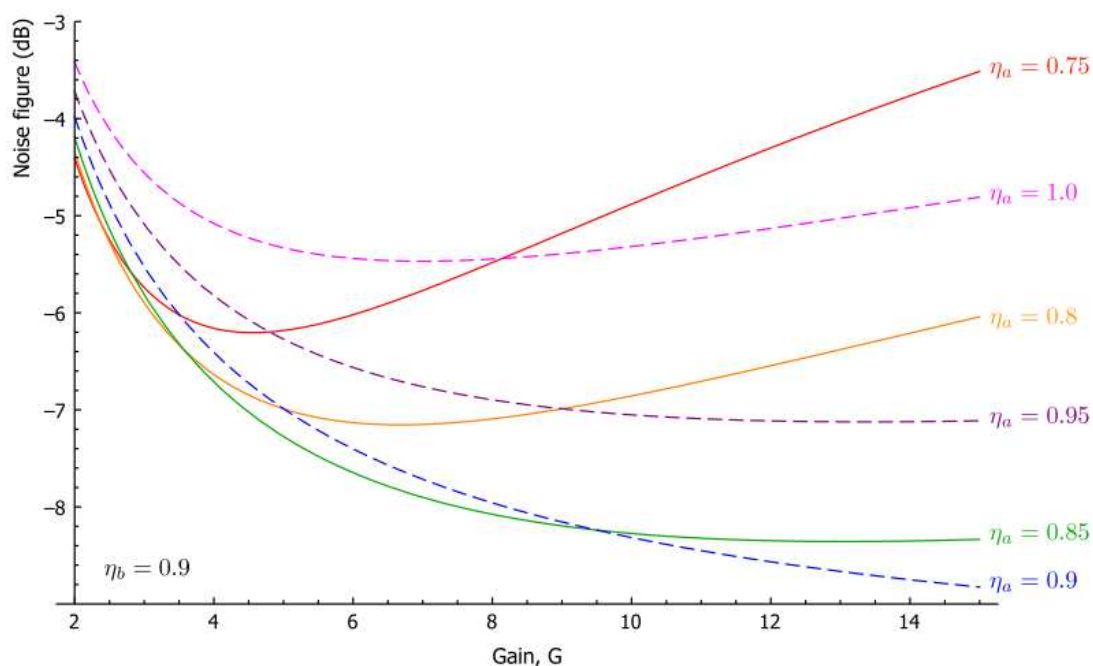


图 2.8 不同损耗的情况下压缩增益的变化

图中实线表示  $\eta_a < \eta_b$  的情况，虚线表示  $\eta_a \geq \eta_b$  的情况。分析图中曲线，在  $\eta_b$  一定的情况下，随着增益的提高，压缩度呈先增大后减小趋势。

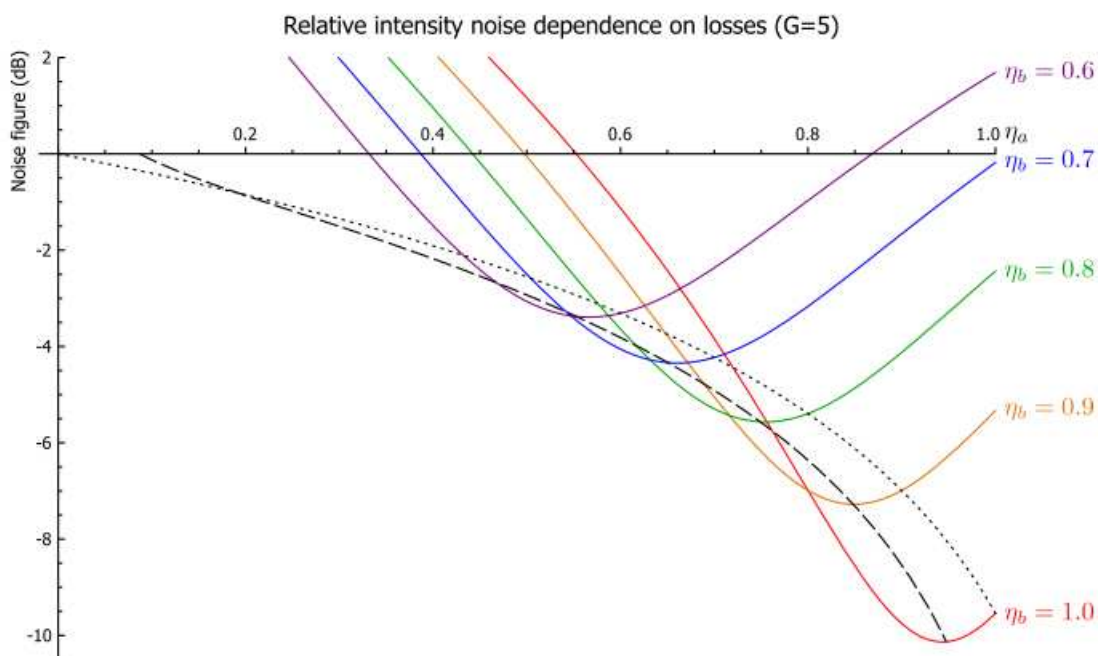


图 2.9 增益系数一定情况下压缩与透射系数关系

由图 2.9 所示，透射系数不平衡造成的结果不能达到损耗相等时的最小噪声水

平。对于给定的增益  $G$  和 conjugate 光的投射系数  $\eta_b$ ，最佳的 probe 光透射系数为：

$$\eta_a = \eta_b - \frac{1}{4(G-1)} \quad (2.78)$$

因子  $(G-1)$  的产生，是由于被透射的 probe 光包含的散粒噪声不能被 conjugate 光消除，因此，相对强度起伏为：

$$\frac{\text{Var}(\hat{N}_a - \hat{N}_b)}{\langle \hat{N}_0 \rangle} = 2\eta_b(1-\eta_b)(G-1) + \eta_b - \frac{G}{4(G-1)} \quad (2.79)$$

对应的压缩为：

$$NF = 1 - \frac{16(G-1)^2\eta_b^2 - G}{8(G-1)(2G-1)\eta_b - 2G} \quad (2.80)$$

用这样的方法来设置透射系数，可以有效的减少相对噪声低于理想探测水平。要获得压缩光，减少噪声，就需要获得最佳的透射系数。



### 第三章 四波混频产生压缩光的实验研究

本章主要介绍在以铷原子蒸气为介质的四波混频系统中，产生强度差压缩光的实验研究。包括 pump 光、probe 光以及 conjugate 光的产生，进行强度差压缩探测及实验参量的优化。

#### 3.1 pump 光的产生

在实验中，我们利用山西大学宇光公司生产的单频激光器 DPSS FG-10 作为泵浦源来激励美国相干公司生产的 Ti:sapphire 激光器 MBR-110 产生 pump 光。

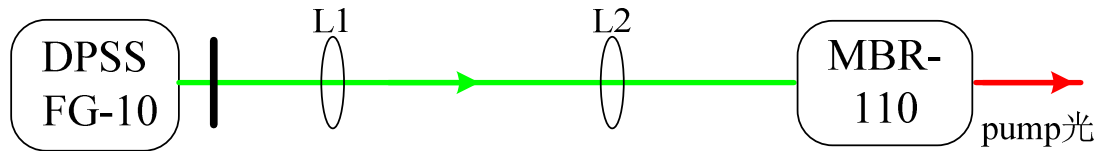


图 3.1 pump 光产生光路图

其中 L1 是焦距为 160 mm 的凸透镜，L2 是焦距为 250 mm 的凸透镜。

单频激光器 DPSS FG-10 工作时电流为 35 A，输出功率 10W 左右、波长 532 nm 的单频光，注入到 Ti:sapphire 激光器，使其输出近似于  $^{85}\text{Rb}$  原子 D1 线（795 nm）的 pump 光，功率大约为 800mW。Ti:sapphire 激光系统 MBR-110 包括激光器和控制系统，它有一个内部的标准具，用来防止模式跳变，还包含一个参考腔来保证频率稳定，实验中可以通过调节该激光器的标准具，使扫描范围达到 20 GHz。为了提高输出光功率，我们在光路中利用焦距分别为 160 mm 和 250 mm 的透镜组成透镜组，对泵浦源输出的 532 nm 光进行聚焦和准直，将光束调整为平行光注入 Ti:sapphire 激光器，如图 3.1 所示。

在实验中我们将 pump 光分出一小部分用于搭建饱和吸收光路，通过粗调，调节出铷原子的饱和吸收谱线，如图 3.2 所示

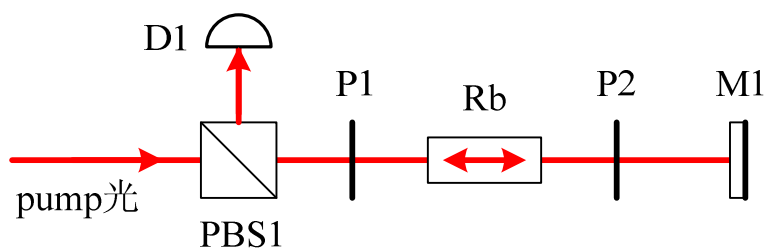


图 3.2 Rb 原子饱和吸收光路

其中 PBS1 是偏振分光棱镜，P1 是  $\lambda/2$  波片，P2 是  $\lambda/4$  波片，M1 是  $0^\circ$  全反镜，D1 是探测器。

实验中，为了提高铷原子数密度，提高信噪比，将铷泡加热到  $60^\circ\text{C}$ 。通过扫描 Ti:sapphire 激光器，在示波器上观察到铷原子的饱和吸收谱线如图 3.3 所示。选择  $^{85}\text{Rb}$  原子的 D1 线  $F=2-F'$  作为原子的跃迁线。

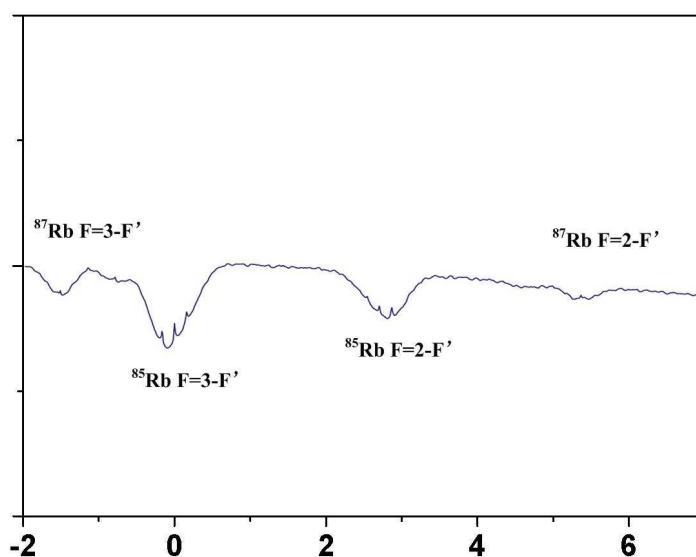


图 3.3 扫描 Ti: sapphire 激光器观察到的饱和吸收谱

将 pump 光再分出一小部分耦合进入光纤，接入到 Agilent 公司的多波长计 86120B，精密调节 pump 光频率，这样可以随时观察实验中调节的 pump 光的准确频率，判断 pump 光失谐。由于我们需要随时监视 Ti:sapphire 激光器输出光束的漂移和跳模情况，这就需要用外部的 F-P 腔监视模式，这一部分的光我们采用以后光路中的 pump 光来实现。

## 3.2 probe 光的产生

将 Ti:sapphire 激光器输出的 pump 光通过偏振分光棱镜分出一部分光用于 AOM 移频产生 probe 光。实验中我们先后用到 Brimrose 公司生产的两种型号的 AOM 来产生 probe 光，分别为 GPF-1500-200-795 和 TEF-800-200-795。

### 3.2.1 使用 GPF-1500-200-795 产生 probe 光

Brimrose 公司生产的，型号为 GPF-1500-200-795 的 AOM，工作波长为 795 nm，内部晶体材料为 GaP，晶体允许的最大光功率密度为  $100 \text{ W/mm}^2$ ，单次移频 1.5 GHz，透射率大于 80%，最大驱动功率为 1 W，衍射效率约为 30%，要求输入光束为线偏振光。

在实验中，要求 probe 光相对于 pump 光红移 3 GHz，设计将光束两次通过 AOM，经过两次移频，产生需要频率的 probe 光，具体光路如图 3.4。

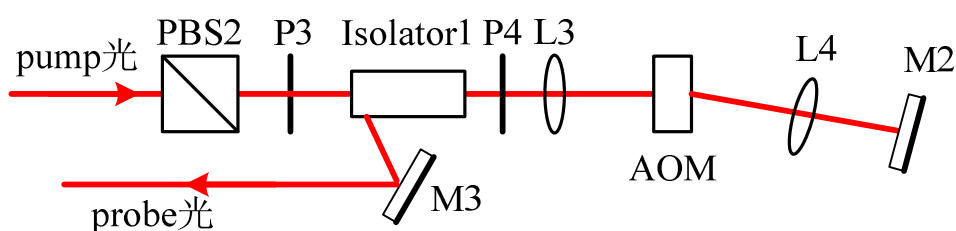


图 3.4 利用单次移频 1.5 GHz 的 AOM 产生 probe 光

其中 PBS2 是偏振分光棱镜，P3、P4 是  $\lambda/2$  波片，M2 是  $0^\circ$  全反镜，M3 是  $45^\circ$  高反镜，L3、L4 是焦距为 100mm 的平凸透镜。

移频系统的入射光为水平偏振，经过  $\lambda/2$  波片、隔离器后偏振方向不变，仍为水平偏振，经过焦距为 100 mm 的透镜，将光束汇聚到 AOM 晶体上，调节 AOM 的角度，使得其 -1 级衍射光强度最大，将 -1 级衍射光经过另一个焦距为 100 mm 的透镜，准直为平行光束，经由一个  $0^\circ$  高反镜沿原路返回。返回的光束再次经过 AOM 衍射，又一次移频 1.5 GHz，经过  $\lambda/2$  波片进入隔离器内，通过法拉第旋转，成为垂直偏振，从隔离器的前面窗口反射出来。

实验中，我们使用 AOM 自己的驱动 VFF-1500-200-V-A-F1，用自制的电路提供可调的调制电压 6-9 V。调整 Ti:sapphire 激光器输出光之后的波片，使得第一次进入 AOM 的光功率为 36 mW，测量经过 AOM 后产生的 -1 级衍射光的功率约为 7.8 mW，

一次衍射效率为 22%，二次衍射经过隔离器后输出 probe 光功率为 1.25 mW，第二次衍射再通过隔离器的总效率为 20%。在实验过程中，可以通过改变电压的大小提高衍射效率。实验中在电压 7 V 附近，衍射效率最高。

### 3.2.2 使用 TEF-800-200-795 产生 probe 光

Brimrose 公司生产的，型号为 TEF-800-200-795 的 AOM，工作波长为 795 nm，内部晶体材料为  $\text{TeO}_2$ ，晶体允许的最大光功率密度为  $5 \text{ W/mm}^2$ ，单次移频 800 MHz，透射率高达 98%，最大驱动功率为 1 W，衍射效率 25%-30%，要求输入光束为线偏振光。

由于该型号 AOM 单次移频只有 800 MHz，设计将光束四次通过 AOM，完成四次移频，产生需要频率的 probe 光，具体光路如图 3.5。

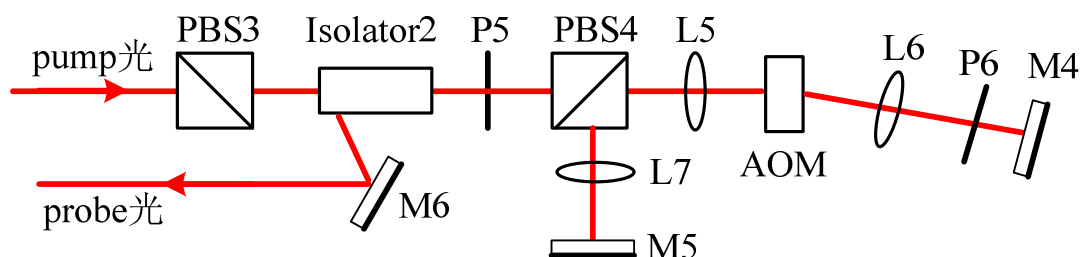


图 3.5 利用单次移频 800 MHz 的 AOM 产生 probe 光

其中 PBS3 是偏振分光棱镜，P5 是  $\lambda/2$  波片，P6 是  $\lambda/4$  波片，M4、M5 是  $0^\circ$  全反镜，M6 是  $45^\circ$  高反镜，L5、L6 和 L7 是焦距为 100 mm 的平凸透镜。

移频系统的入射光为水平偏振，经过隔离器， $\lambda/2$  波片和 PBS 后，偏振方向不变，仍为水平偏振，记过焦距为 100 mm 的透镜，将光束汇聚到 AOM 晶体上，调节 AOM 的角度，使得其 -1 级衍射光强度最大，将 -1 级衍射光经过另一个焦距为 100 mm 的透镜，准直为平行光束，再经过一个  $\lambda/4$  波片后，经由一个  $0^\circ$  高反镜沿原路返回。由于光束来回两次经过  $\lambda/4$  波片，光束的偏振方向发生变化，成为垂直偏振，因此，返回的光束经过 PBS 时被反射出来，为了提高将来的第三次和第四次衍射效率，我们在该光路上放置了一个焦距为 100 mm 的透镜，将第二次衍射的光进行准直，再经由一个  $0^\circ$  高反镜沿原路返回，完成第三次和第四次衍射过程，最后，光束四次经过 AOM，同时也是四次经过  $\lambda/4$  波片，偏振方向再次发生变化，成为原来的水平偏振。这样原路返回后可以全部通过 PBS，再经过  $\lambda/2$  波片进入隔离器内，通过法拉第旋转，



成为垂直偏振，从隔离器的前面窗口反射出来。

实验中，调节 Ti:sapphire 激光器输出光之后的波片，使得第一次进入 AOM 的光功率为 80 mW，测量经过 AOM 后产生的-1 级衍射光的功率约为 17.6 mW，一次衍射效率为 22%，二次衍射功率约为 4.6 mW，二次衍射效率达到 26%，第三次和第四次的衍射光功率不能进行直接测量，我们直接从隔离器输出光处测得最后输出的 probe 光功率约为 300  $\mu$ W，第三次和第四次衍射再通过隔离器的总效率为 6.5%。得到的功率比较低，但是已经可以满足我们接下来进行实验的需要。光束在 AOM 处的腰斑半径为 100  $\mu$ m，光功率密度为 2.5 W/mm<sup>2</sup>，低于 AOM 晶体允许的最大值 5 W/mm<sup>2</sup>。

### 3.2.3 选择适合的 AOM 驱动

在进行 TEF-800-200-795AOM 效率调节的过程中，我们通过改变 AOM 的驱动，选择了掺入噪声较小的驱动源。下面我们简要进行两者的比较。

首先，我们使用 TEF-800-200-795AOM 自带的驱动源 VFF-800-200-DSP8kHz-B1-V1，这个驱动源可以精确地调节 AOM 的单次移频，移频范围为 700-900 MHz，调制电压为 0-1 V，我们用自制的小型电路，提供可调电压 0-1 V。设置单次移频 800 MHz，用探测器探测其噪声得到数据如图 3.6 所示。

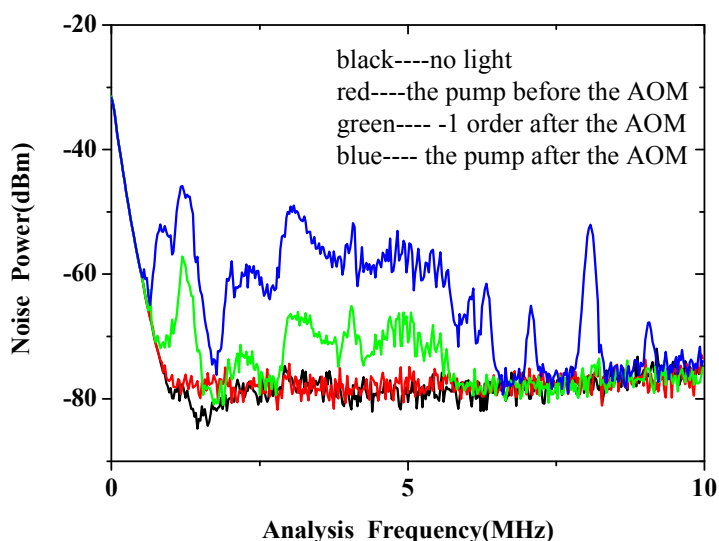


图 3.6 利用 AOM 自带驱动获得的噪声谱

由图可知，pump 光本身没有带入额外噪声，但是，经过 AOM 移频后，pump

光产生了较大的噪声，-1 级衍射光也引入了较大的额外噪声。

接下来，我们使用 Mini-Circuits 公司生产的 ZHL-2-12 射频功率放大器和 Agilent 公司生产的 N5183A 射频信号源代替原来的驱动。ZHL-2-12 射频功率放大器工作频率范围为 10-1200MHz，最大输入功率为 10 dBm，放大倍数为 24 dB。N5183A 射频信号源工作频率为 100 kHz-20 GHz，输出功率可达到 18 dBm。根据 AOM 的最大输入功率 1 W(1 W=30 dBm)，设置 N5183A 调制频率为 800 MHz，幅度为 3 dBm，此时 ZHL-2-12 射频功率放大器输出为 27 dBm。

将一次衍射光，二次衍射光和四次衍射光依次注入到探测器中，经过谱仪记录的数据如图 3.7 所示。

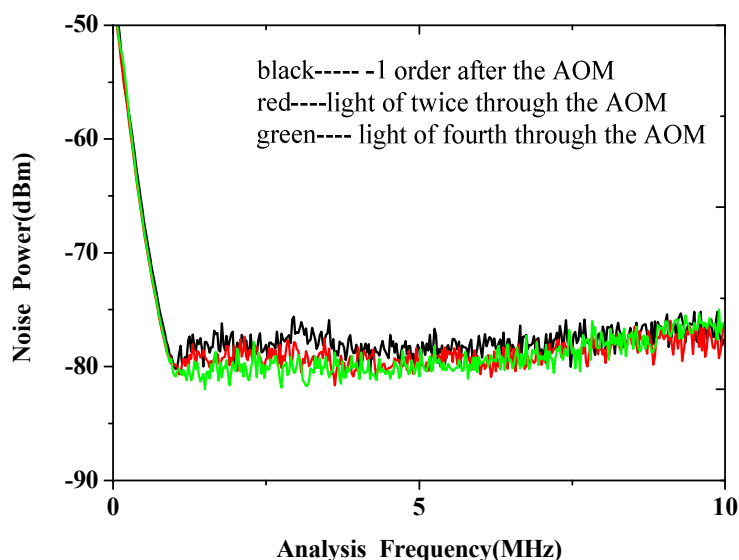


图 3.7 利用 N5183A 射频信号源驱动 AOM 获得的噪声谱

在这种驱动装置下，各个衍射光都没有引入较大的额外噪声，这样得到的数据更为可靠，因此选择用这种方法对该 AOM 进行驱动。

### 3.3 conjugate 光的产生

如图 3.8，将上述得到的 pump 光和 probe 光注入铷泡中。我们使用的是由 Triad Technology 生产的型号为 TT-RB-12-V 的铷泡，长 12 mm，直径为 25 mm，气室的两个窗口镜厚度为 3 mm，镀有减反膜，在波长 795 nm 附近反射率小于 0.1%。其中  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  原子自然混合，原子数目所占比值分别为 72.2%和 27.8%。将铷泡温度设置

在 148°C。

实验中我们将 500 mW 的 pump 光和 60  $\mu$ W 的 probe 光之间呈一定角度分别入射到铷泡内，并在铷泡中心处重合。为了避免 pump 光功率过强引起自聚焦效应，选用一个焦距为 800 mm 的平凸透镜将 pump 光会聚在两束光的交点处，腰斑半径为 800  $\mu$ m，Rayleigh 长度为 2.5 m。由于经过 AOM 移频后产生的 probe 光呈细长型，在光路中用一个焦距为 630 mm 的平凸透镜会聚，腰斑半径为 360  $\mu$ m，Rayleigh 长度为 0.5 m。

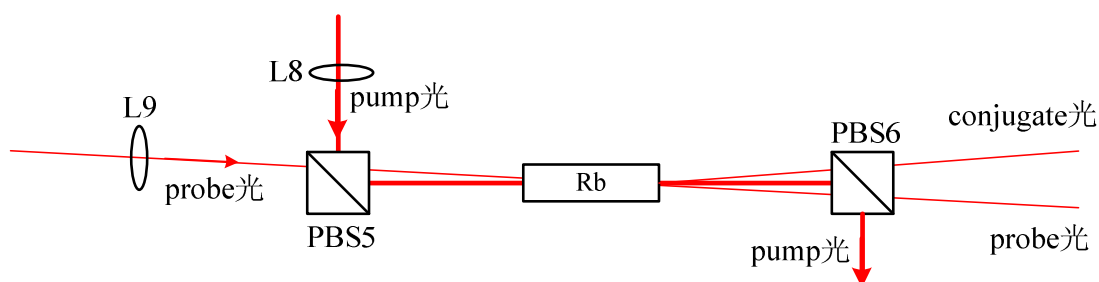


图 3.8 conjugate 光的产生光路图

其中 PBS5、PBS6 是两个格兰棱镜。L8 是焦距为 800 mm 的平凸透镜，L9 是焦距为 630 mm 的平凸透镜。

pump 光和 probe 光与介质相互作用，产生 conjugate 光，铷泡后输出三束光，经过第二个格兰棱镜 PBS6 可以将不同于 probe 光和 conjugate 光偏振方向的 pump 光反射出去，这一部分的 pump 光用于进行前面 3.1 小节讲述的 F-P 腔的搭建，用于监视 Ti: sapphire 激光器模式。

用 CCD 来观察经过铷泡后的光束，调节 pump 光的失谐，会在显示屏幕上出现一个和 probe 光位置对称的光斑，这就是产生的 conjugate 光。

### 3.4 四波混频产生强度差压缩及其探测

#### 3.4.1 实验中的探测系统

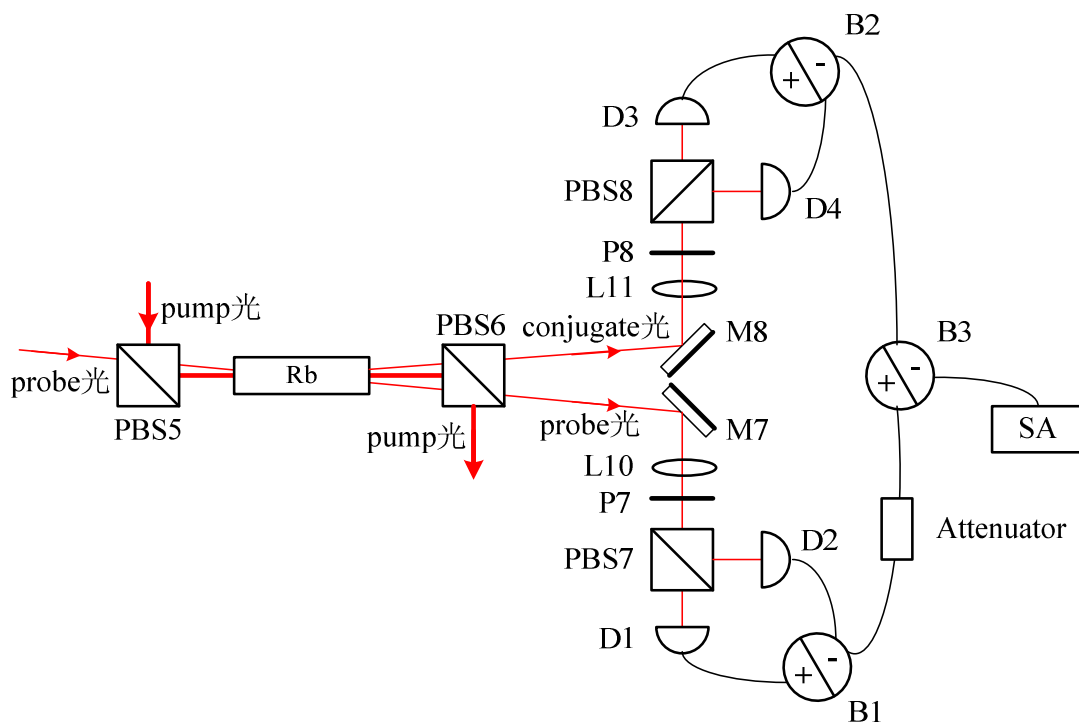


图 3.9 实验探测系统

其中 M7、M8 是  $45^\circ$  高反镜，L10、L11 是焦距为 50mm 的平凸透镜，P7、P8 是  $\lambda/2$  波片，PBS7、PBS8 是偏振分光棱镜，D1-D4 是四个完全相同的探测器，B1-B3 是三个加减法器。将获得的 probe 光和 conjugate 光分别经过  $45^\circ$  反射镜后，分别进入四个探测器中，经过加减法器，其中 probe 光要经过衰减器（Attentator）再经过加减法器，最后将获得的信号输入谱仪。

#### 3.4.2 寻找 probe 光增益点

在四波混频过程中要获得压缩光，首先要求 probe 光获得较大增益。

实验中我们在使用单次移频 1.5 GHz 的 AOM 实验时，获得较高的增益，但是得到的 conjugate 光的噪声比较大，因此我们首先选择使用单次移频 800 MHz 的 AOM 产生的 probe 光进行实验研究。

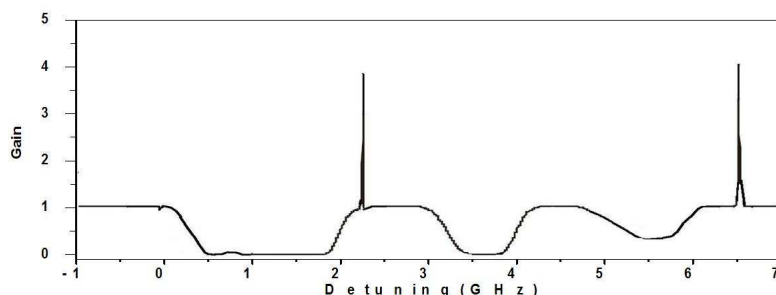


图 3.10 probe 光在单光子失谐 1 GHz 时的增益

将 Ti: sapphire 激光器输出光的波长调节到  $^{85}\text{Rb}$  原子的 D1 线 (795 nm) 附近, 开启扫描, 使其在 D1 线附近大范围扫描, 启动 AOM 产生 probe 光, 同时缓慢升高铷泡的温度。在温度升高的过程中不断改变 pump 光的失谐, 观察 probe 光的增益。实验中在 pump 光相对于  $F=2-F'$  跃迁线正失谐约 1 GHz 处, probe 光获得增益, 大约 4-6 倍 (如图 3.10), 此时铷泡的温度为  $148^\circ\text{C}$ 。

由于在实验中 pump 光和 probe 光的频率同时发生变化, 为了将 probe 光频率比较精确地调节在其最大增益点处, 我们将 probe 光与另一束光进行拍频。其中的另一束光由 Toptica 公司生产的可调谐半导体激光器 Toptica DL 100L 产生, 该激光器线宽为 500 kHz, 在波长为 795 nm 处运转时, 最大输出功率为 125 mW, 通过扫描压电陶瓷和驱动电流, 调谐范围可达到 20 GHz。

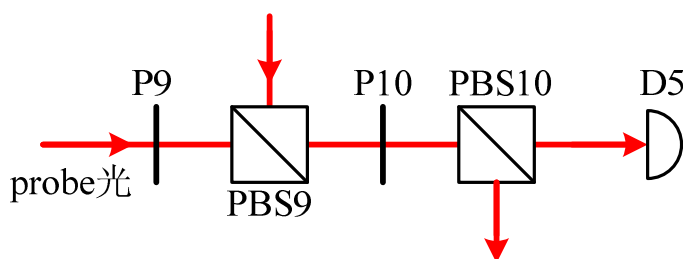


图 3.11 拍频光路图

将激光器 Toptica DL 100L 输出的光频率调节在  $F=2-F'$  跃迁线正失谐约 1 GHz 处, 实验中的 probe 光与这束光进行拍频, 调节 pump 光失谐和 AOM 驱动中射频信号源的频率, 将 probe 光频率调节在增益最大处。在此处进行探测, 并没有测到压缩光。对此我们对实验中一些因素进行了优化。

### 3.4.3 优化实验参数

铷泡温度（即原子数密度）、pump 光的功率、单光子失谐和双光子失谐，以及 pump 光和 probe 光之间的夹角均会影响四波混频的非线性强度，从而影响 probe 光的增益。由于增益的大小直接决定着压缩度。因此参量的优化首先要得到较大的增益。

如上所述，影响四波混频产生压缩光的参量众多，在实验的过程中我们逐一进行了测量和优化：

#### I) 增益和压缩随 pump 光和 probe 光之间的夹角的变化

我们首先测量了 probe 光的增益和压缩随 pump 光和 probe 光之间夹角的关系，如图 3.12 所示。实验中，铷泡温度设置为  $148^{\circ}\text{C}$ ，铷泡前 pump 光功率为  $510\text{ mW}$ ，probe 光功率为  $45\text{ }\mu\text{W}$ 。单光子相对于  $F=2-F'$  跃迁线正失谐  $900\text{ MHz}$ ，多光子失谐约  $10\text{ MHz}$  左右。实验测得当 pump 光和 probe 的夹角约为  $4\text{ mrad}$  时，增益最大可以达到 4 倍左右。

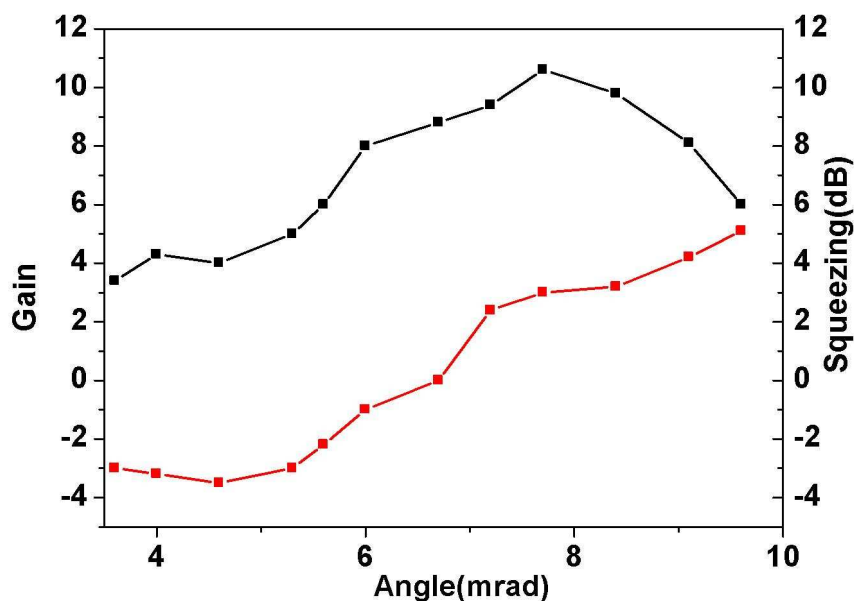


图 3.12 增益（黑线）和压缩（红线）随 pump 光和 probe 光之间的夹角的变化

#### II) 双光子失谐对增益和压缩的影响

首先调节单光子失谐到相对于  $F=2-F'$  跃迁线正失谐  $900\text{ MHz}$  处，然后改变双光子失谐量，找到最大增益，此时的双光子失谐失谐的大小是由 pump 光的功率和失

谐所导致的 ACStark 位移量决定。但是增益最大时对应压缩并不是最大，如图 3.13 所示，一般将 probe 光相对增益最大处蓝失谐时，压缩最大。在我们的实验中测量到，双光子失谐量为约 10 MHz 时，对应的压缩度最大，为 -3.4 dB，增益为 4 倍。

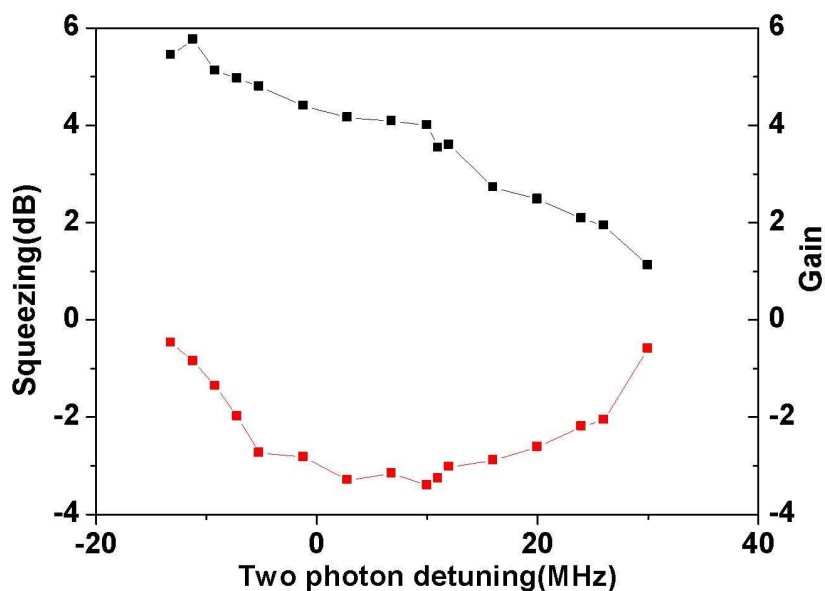


图 3.13 增益（黑线）和压缩（红线）随 pump 光失谐的变化

### III) 单光子失谐对增益和压缩度的影响

首先仍然调节单光子失谐到相对于  $F=2-F'$  跃迁线正失谐 900 MHz 处，然后改变双光子失谐，测量到最大压缩后，固定双光子的失谐不动，改变单光子失谐，如图 3.14 所示。实验中测得，在单光子相对  $F=2-F'$  跃迁线正失谐为 1 GHz 处，测量到最大压缩为 -3.5 dB。

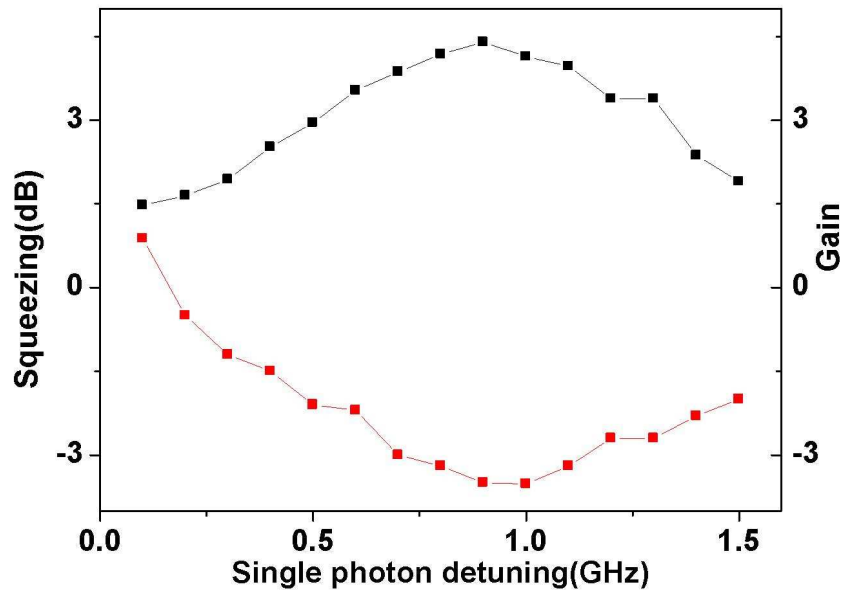


图 3.14 增益（黑线）和压缩（红线）随 probe 光失谐的变化

#### IV) 温度对增益和压缩的影响

图 3.15 为增益和压缩随温度变化的实验数据，在测量温度的影响过程中，我们将单光子失谐到相对于  $F=2-F'$  跃迁线正失谐 1 GHz 处，双光子失谐为 10 MHz。为避免热弛豫对实验造成的误差，将铷泡温度先升至 155℃，然后缓慢减低其温度，从而使系统达到充分的热平衡。在温度为 148℃ 附近我们测量到最大压缩。但是不难看出我们实验中的铷泡温度高于文献[5,8]中的温度，其原因在于采用的加热系统不同，我们实验用的铷泡被放在了一个较厚的铝管内，外面的加热带较厚，所以在温度平衡时，系统的温度场梯度将会较大，而且温度传感器放在了铝管外面没有紧贴铷泡，所以测量的温度偏差较大。



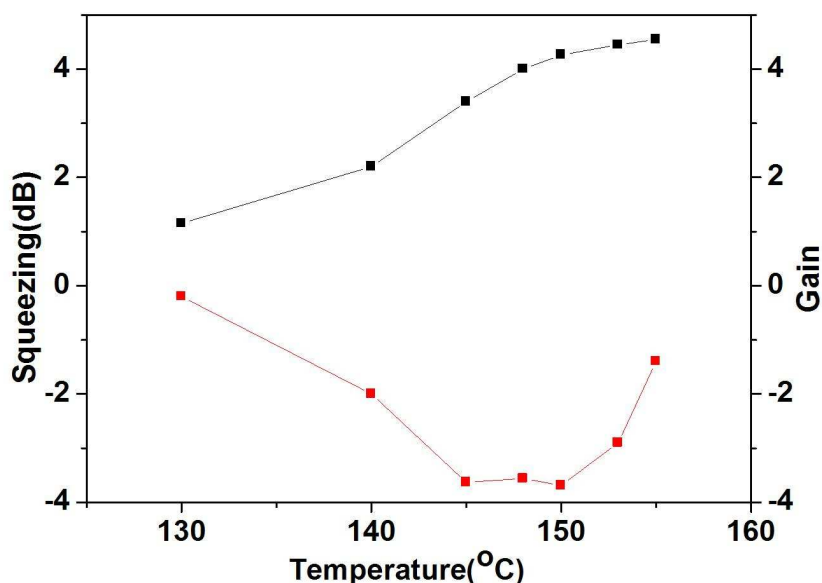


图 3.15 温度对增益（黑线）和压缩（红线）的影响

通过综合考虑以上四个主要因素对增益和压缩的影响，我们最后将实验参量选择为单光子失谐约 1 GHz，双光子失谐约为 10 MHz，pump 光与 probe 光之间的夹角约为 4 mrad，温度在 148°C 附近。然后在小范围内微量调节各参量以达到最大压缩。最后我们测量得到的最大压缩为 -4.1 dB，如图 3.16 所示。我们应用实验的探测系统同时测量到五个噪声谱，其中黑线为电子学噪声，紫线为强度和噪声谱（反压缩），其对应着两对自拍探测系统的和的和，蓝线和绿线为散粒噪声基准，其分别对应两对自拍探测系统的差的差和差的和，红线为强度差压缩，对应两对自拍探测系统的和的差。该探测系统可以同时得到散粒噪声基准、反压缩噪声谱和压缩噪声谱，这样使得实验更容易操作。在最大压缩处，probe 光的损耗约为 10%，conjugate 光的损耗约为 4%，电子衰减器数值为 0.3 dB，这些参量基本与前面的理论分析结果相吻合，但是稍有差别，这是由于在测量过程中的误差和系统不稳定所导致。在我们的实验中 Ti: sapphire 激光器和 AOM 都放在了超净室内，输出的光通过小孔导出到外面的实验平台，一方面由于实验台的相对振动影响两个光束的重合，另一方面是超净室内的温度不太稳定，造成激光器的频率和功率的漂移。这两方面的因素都对我们的实验造成了不利的影响。

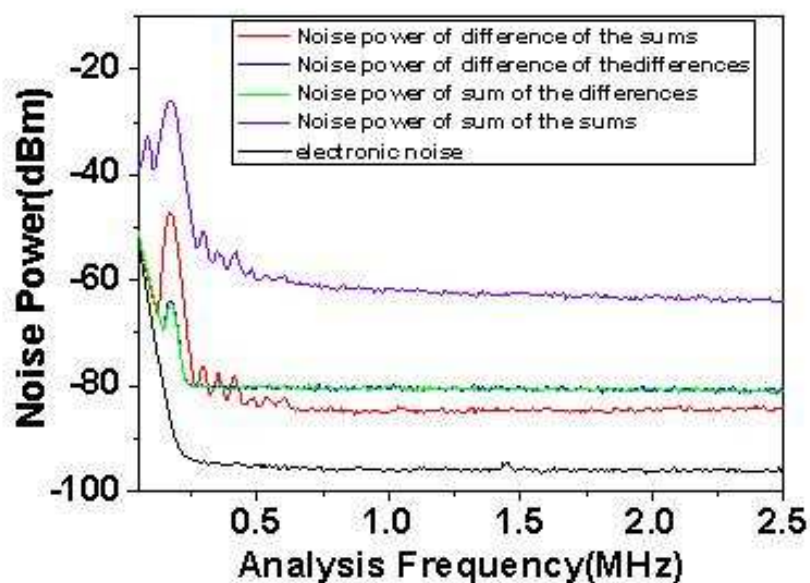


图 3.16 增益和压缩随 probe 光失谐的变化

在某些参量条件下，四波混频所产生的压缩光对外界输入的额外噪声不敏感，因此我们用 Brimrose 公司生产的，型号为 GPF-1500-200-795 的 AOM 替换掉原来的 800 MHz 的 AOM，但是并没有更换该 AOM 的驱动。然后将原来的 probe 光两次通过该 AOM，输出光作为四波混频的 probe 光。图 3.17 为该光的噪声谱，黑线为单臂自拍探测器的差，对应从分束器耦合进入探测系统的真空噪声，红线为自拍探测器的和，对应 probe 光的正交振幅噪声，从图中可以看出，红线高于黑线 3 dB，表明有额外噪声通过该 AOM 耦合到 probe 光中。同时在 1 MHz 处有一个峰，是从 AOM 的驱动电源耦合到 probe 光中，这个较大的噪声对我们的实验造成了一定的影响。

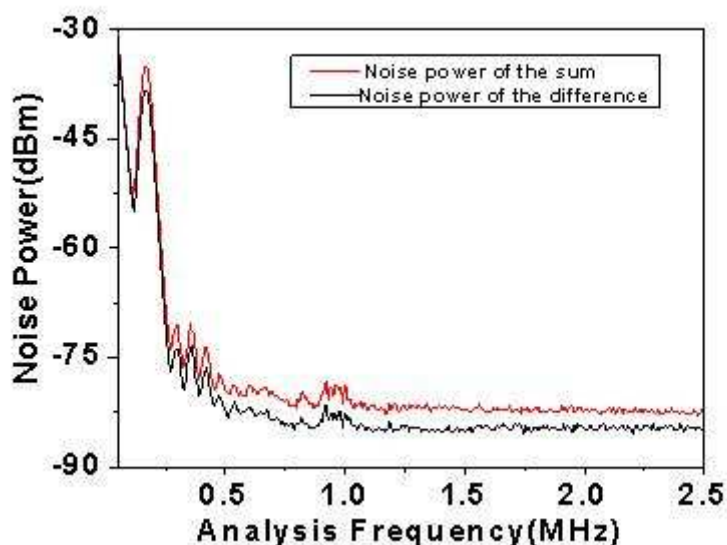


图 3.17 两次通过 1.5 GHz AOM 的输出光噪声测量

我们将该束光作为 probe 光应用到实验中，开始保持实验参量与前面相同，但是在这样的参量条件下，并没有测量到最大压缩，进一步在小范围内调节各参量，最后测得-3.7 dB 压缩，如图 3.18 所示。此时单光子失谐为 950 MHz 左右，双光子失谐仍为 10 MHz 左右，pump 光和 probe 光的夹角和铷泡温度没有改变。从图中可以看出，虽然有额外噪声的引入但是因为选择合适的参量，额外噪声并没有明显地影响系统的压缩，这一实验结果验证了前面的理论分析，在最大压缩处，probe 光的损耗为 16%，conjugate 光的损耗为 5%，电子衰减器的数值为 0.5 dB，这些参量与理论基本吻合。

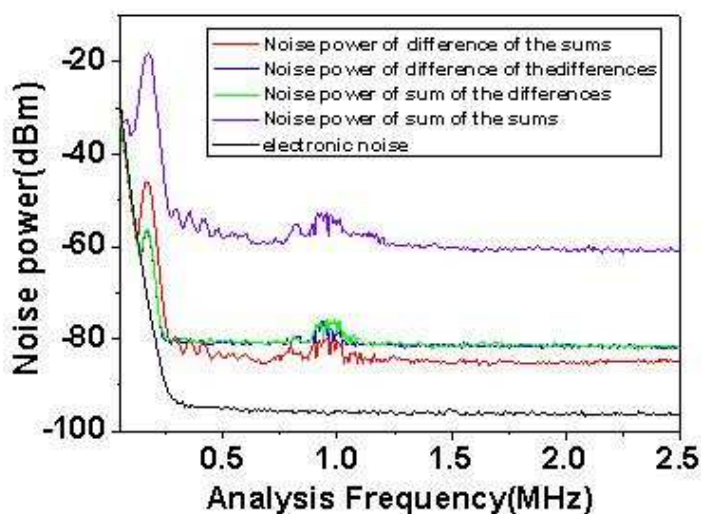


图 3.18 额外噪声引入时四波混频的压缩测量

在本章中，我们主要介绍在以 Rb 蒸气为介质的四波混频系统中，产生强度差压缩光的实验研究。通过优化实验参量和测量，我们得到了最大的 4.1 dB 的强度差压缩，并通过在 probe 光中引入额外噪声，同时再次选择合适的参量，得到 3.7 dB 的压缩，为将来利用四波混频进行量子信息过程的实验研究做准备。

## 第四章 对激光相位锁定的实验研究

在进行上一章的实验中，我们先将 Toptica 公司的可调谐半导体激光器 Toptica DL 100L 产生的 795nm 的光调节在合适的增益处，然后将这束光和 probe 光进行拍频，从而将 probe 光调节在合适的增益处，为了能使 probe 光长时间稳定在所需要的频率，我们考虑利用拍频信号，和一台已经锁定的激光器，将激光器锁定在需要的频率范围。

本章利用微波锁相频率计数器，用一台已锁定的激光器，通过拍频信号将另一台激光器锁定在需要的频率差范围内(10 MHz-20 GHz)，这为研究原子系统中的电磁诱导透明光谱、拉曼光谱、四波混频等实验做一定准备。

### 4.1 背景介绍

激光频率稳定度作为一项指标参数，在激光的各种应用领域中极为重要。窄线宽激光器作为现代科学技术重要标志之一，已经在精密干涉测量<sup>[19]</sup>、光频标<sup>[20]</sup>、激光通信<sup>[21]</sup>、激光陀螺<sup>[22]</sup>、激光雷达<sup>[23]</sup>等诸多领域得到了广泛的应用。随着激光应用的发展，激光稳频技术成为基础科学研究的重要方向，在现代科学技术中发挥着越来越重要的作用。

稳频技术的实质是保持谐振腔光程长度的稳定性。依据是否有一个稳定的频率参考标准，稳频技术可以分为被动稳频<sup>[24]</sup>和主动稳频<sup>[25]</sup>两种方式。被动稳频技术包括恒温、隔振、密封隔声、稳定电源、构建外腔等手段，种类较多，但均只能在一定程度上压窄线宽，很难保证频率的长期稳定性和复现性，频率稳定度只能达到  $10^{-7}$ 。若要实现更高精度的频率稳定度，单单依靠被动稳频技术是无法实现的，必须依靠主动稳频技术。

我们通常所说的主动稳频技术，就是将一个相对稳定的频率作为参考标准，当所需要的激光频率受到影响偏离这个参考标准时，鉴别出来，再通过反馈控制系统将激光频率恢复到标准频率上，从而实现稳频的目的。主动稳频技术有原子或分子饱和吸收稳频<sup>[26-27]</sup>，由于谱线的频率覆盖范围有限，限制了这种方法的使用。

要产生具有一定频率差且位相锁定的激光，可以采用电光调制器对光进行相位调制<sup>[28]</sup>，声光调制器对光进行频移<sup>[29]</sup>，或应用两者之一结合光学注入锁定放大技术

[30]等光学方案。二十世纪六十年代，产生了激光锁相技术<sup>[31-32]</sup>。该技术在二十世纪八十年代开始有了比较大的发展<sup>[33]</sup>。该技术利用一台已锁定的激光器，通过拍频信号将另一台激光器锁定在需要的频率范围，从而扩大了频率锁定的范围，它在光通信、精密光谱学等方面有着重要应用。2000年，S.V.Barmasov 和 V.A.Zhmud 研究了频率差在 1-10 MHz 范围的两台激光器之间的相位锁定系统，该系统可以用于不同类型的激光器，如气体和半导体激光器<sup>[34]</sup>。2005年，L.Cacciapuoti 等人设计了一种相位探测器，它包含模拟和数字两部分相位探测，该技术可以应用于精密相位锁定<sup>[35]</sup>。2006年，H.Müller 等人研究了用于原子相干实验的低噪声的钛宝石激光器的相位锁定<sup>[36]</sup>。2008年，Alberto M. Marino 等人研究的相位相干的激光器系统，实现了在数十 GHz 频率范围内的相位锁定激光器相关频率的连续扫描，并利用该系统在铷蒸气中观测了电磁诱导透明现象<sup>[37]</sup>。2009年，Jürgen Appel 等人提出了一种简单通用的相位锁定方法，该方法可以在数 MHz 到 7 GHz 不同频率范围内实现相位锁定，可应用于研究光与原子的相互作用<sup>[38]</sup>。

## 4.2 实验原理

激光稳频系统原理如图 4.1 所示，采用电子伺服控制系统，当光频率偏离标准频率时，鉴频器给出误差信号，反馈给激光器，通过伺服系统和压电陶瓷控制激光器腔长，使激光频率自动回到标准频率上。

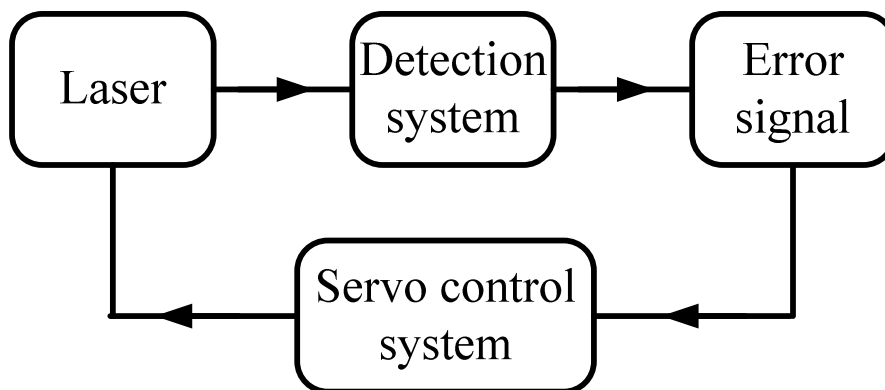


图 4.1 激光稳频系统原理图

拍频原理：

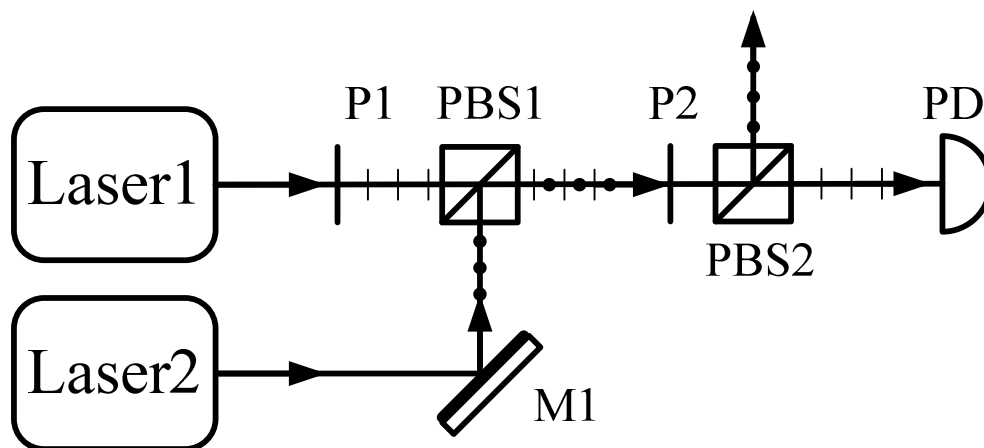


图 4.2 拍频原理图

拍频信号的产生如图 4.2 所示，PD 为探测器，P1，P2 为  $\lambda/2$  波片，PBS1，PBS2 为分束棱镜，M1 为  $45^\circ$  反射镜。

设两激光器输出的光场分别为：

$$E_1(\nu_1) = A_1 \cos(2\pi\nu_1 t) \quad (4.1a)$$

$$E_2(\nu_2) = A_2 \cos(2\pi\nu_2 t) \quad (4.1b)$$

当两光场传播方向平行且重合时，发生干涉：

$$E = E_1(\nu_1) + E_2(\nu_2) \quad (4.2)$$

光电探测器的输出正比于光强：

$$\begin{aligned} i_p = I = E^2 &= [E_1(\nu_1) + E_2(\nu_2)]^2 \\ &= A_1^2 \cos^2(2\pi\nu_1 t) + A_2^2 \cos^2(2\pi\nu_2 t) \\ &\quad + A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_1 + \nu_2)t] + A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t] \end{aligned} \quad (4.3)$$

第一、二、三项的频率很高，探测器无法直接响应，只能响应其平均值，而最后一项差频项探测器可以响应，因此

$$i_p \approx A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t] \quad (4.4)$$

若激光器 1 相对于激光器 2 的稳定性很高，可以认为  $\nu_1 \approx \nu_0$  ( $\nu_0$  为参考频率)，拍频频率的变化主要是激光器 2 的频率漂移引起的。探测器测得的拍频信号为：

$$i_p \approx A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_2 - \nu_0)t] \quad (4.5)$$

相位锁定原理：

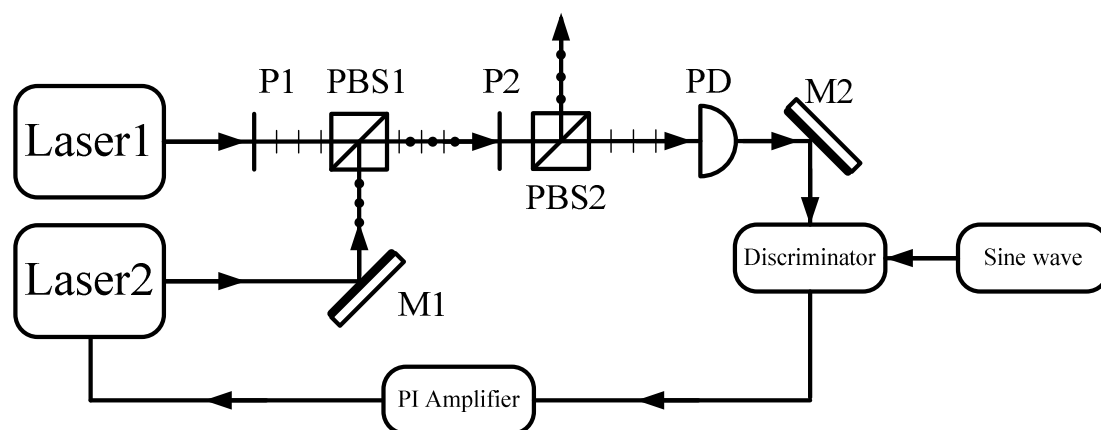


图 4.3 锁相原理图

如图 4.3 所示，将两台激光器的激光在空间和偏振重合后注入探测器（PD），探测器输出的拍频信号和参考信号通过鉴频器（Discriminator）进行频率比较，得出频率差，将这个误差信号送入比例积分放大器（PI）反馈到激光器，通过调节压电陶瓷来调节待锁定激光器的频率。

### 4.3 仪器介绍

微波锁相频率计数器（Source locking CW microwave frequency counter, SLC），是一种多功能的微处理器。该仪器不仅能够测量频率和功率，而且可以实现在大的频率范围内锁定外部输入频率。本文使用 Phase Matrix 公司的微波锁相频率计数器 575B。

575B 频率计数器有三个通道，通道一输入阻抗  $1\text{ M}\Omega$ ，频率范围是  $10\text{ Hz}-100\text{ MHz}$ 。通道二输入阻抗  $50\ \Omega$ ，工作频率范围是  $10\text{ MHz}-1\text{ GHz}$ 。通道三输入  $50\ \Omega$  阻抗，频率范围是  $1\text{ GHz}-20\text{ GHz}$ 。在使用时可以根据频率需要选择合适的通道。

对于该仪器的锁定功能，能锁定的最小频率为  $10\text{ MHz}$ ，当锁定的频率大于等于  $50\text{ MHz}$  时，分辨率为  $10\text{ kHz}$ ；当锁定频率小于  $50\text{ MHz}$  时，分辨率为  $2.5\text{ kHz}$ 。用该仪器锁定时，首先要输入锁定的频率：按键 LOCK FREQ，输入要锁定的频率，然后按键  $\phi$  LOCK，此时锁定成功，显示的是锁定的频率，按键 CLEAR DISPLAY，显示的是实际测到的信号的频率。



## 4.4 实验过程及结果分析

实验装置如图 4.4 所示，其中 D1-D3 为光探测器，P1-P6 为  $\lambda/2$  波片，Pw 为  $\lambda/4$  波片，PBS1-PBS5 为偏振分束棱镜，M1、M2 为  $0^\circ$  全反镜，M3-M6 为  $45^\circ$  反射镜，L1 为  $f = 70\text{mm}$  的透镜，T1 处用来监视功率。实验使用两台光栅外腔反馈单频半导体激光器，其中一台是自制的激光器 (Laser1)，其线宽约为 3 MHz，中心波长为 795 nm。另一台 Toptica 公司生产的可调谐半导体激光器 Toptica DL 100L (Laser2)，线宽为 500 kHz，在波长为 795 nm 处运转时，最大输出功率为 125 mW。

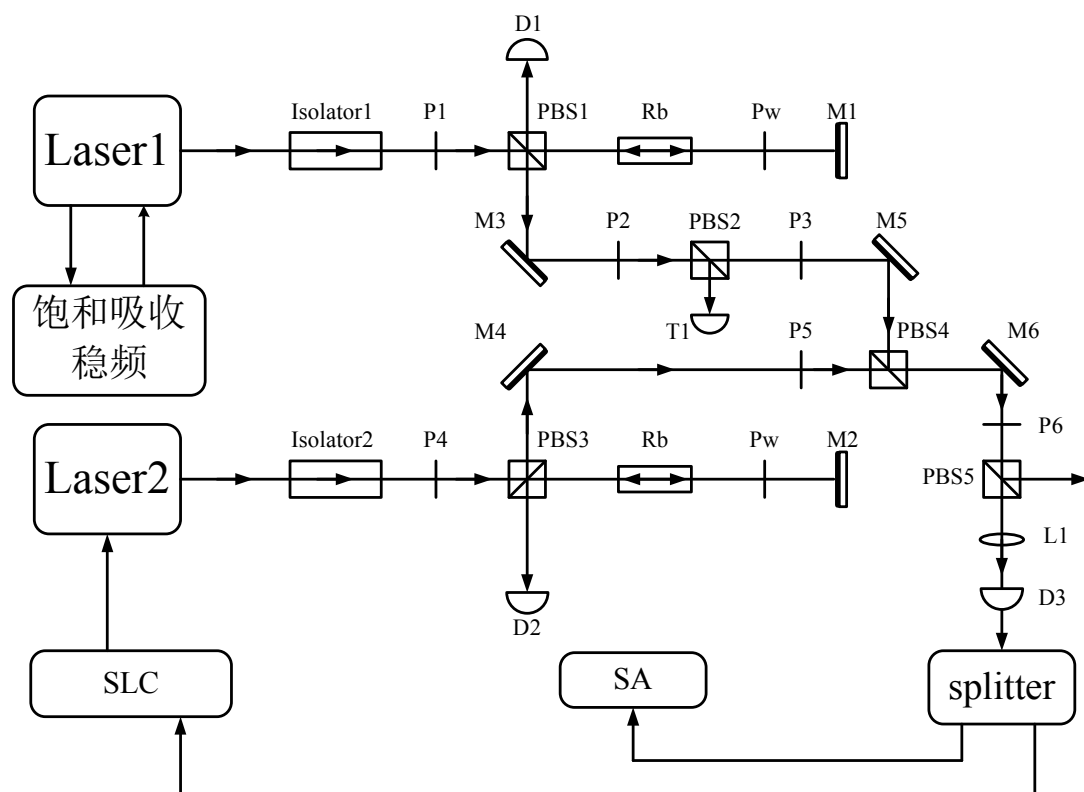


图 4.4 实验装置图

由激光器 Laser1 输出的激光经过隔离器 1 后分为两束，一束用于观察铷原子的饱和吸收谱线。实验中，Laser1 的输入电流为 89 mA，温度为 28 摄氏度，观察到饱和吸收谱线，T1 用来探测并监视激光器输出功率，控制在 10 mW 左右。利用原子吸收谱线稳频技术将其锁定在 Rb 的饱和吸收谱线上。另外一束激光作为参考频率，用于锁定激光器 Laser2。

激光器 Laser2 是待锁定的激光器。该激光器输出的激光经过隔离器 2 分为两束，

其中一束用于观察铷原子的饱和吸收谱，工作时电流为 80 mA，温度在 19.5 摄氏度，观察到饱和吸收谱线；另一束用于与参考激光器拍频进行相位锁定。

如图 4.4 所示，将获得的拍频信号经探测器后的交流信号一路输入到微波锁相频率计数器 575B (SLC)，将输出信号反馈进入激光器 Laser2，激光器内部的控制电路将反馈信号分为两路，分别控制压电陶瓷的电压和激光二极管驱动电流，达到稳频的目的。另一路输入频谱分析仪 (SA)，观察频率的变化。设定谱仪中分辨率带宽 RBW 为 3 MHz，视频带宽 VBW 为 1 MHz。

首先，未对 Laser2 的频率进行相位锁定，此时显示器上显示的是当前拍频信号的频率，通过频谱分析仪观察，中心频率在 125 MHz 附近，每隔三分钟取一幅数据，得到结果如图 4.5 所示，（图中曲线从右向左按时间先后顺序）图 4.5 (a) 显示的是时间间隔为 3 分钟；图 4.5 (b) 中时间间隔为 6 分钟；图 4.5 (c) 中时间间隔为 9 分钟；图 4.5 (d) 中时间间隔为 12 分钟。从图中可以看出，激光器 Laser2 未被锁定到参考激光频率时，出现大幅度的频率漂移。

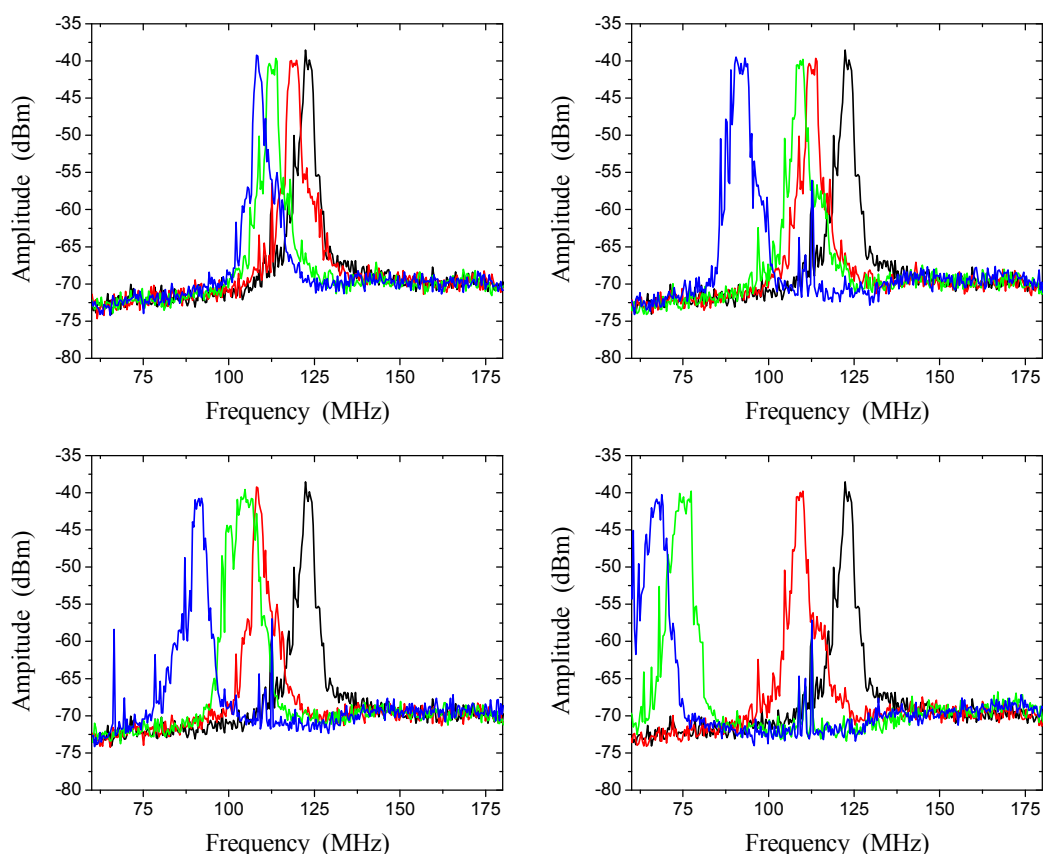


图 4.5 未锁定时拍频信号随时间的变化

下面利用微波锁相频率计数器 575B 将激光器 Laser2 锁定到参考激光频率上，选择通道 2(Band2)，在 575B 面板上按键 LOCK FREQ，输入要锁定的频率 125 MHz，然后按键  $\phi$  LOCK 实现锁定。通过谱仪观察，每隔三分钟获取数据，得到结果如图 4.6 所示。

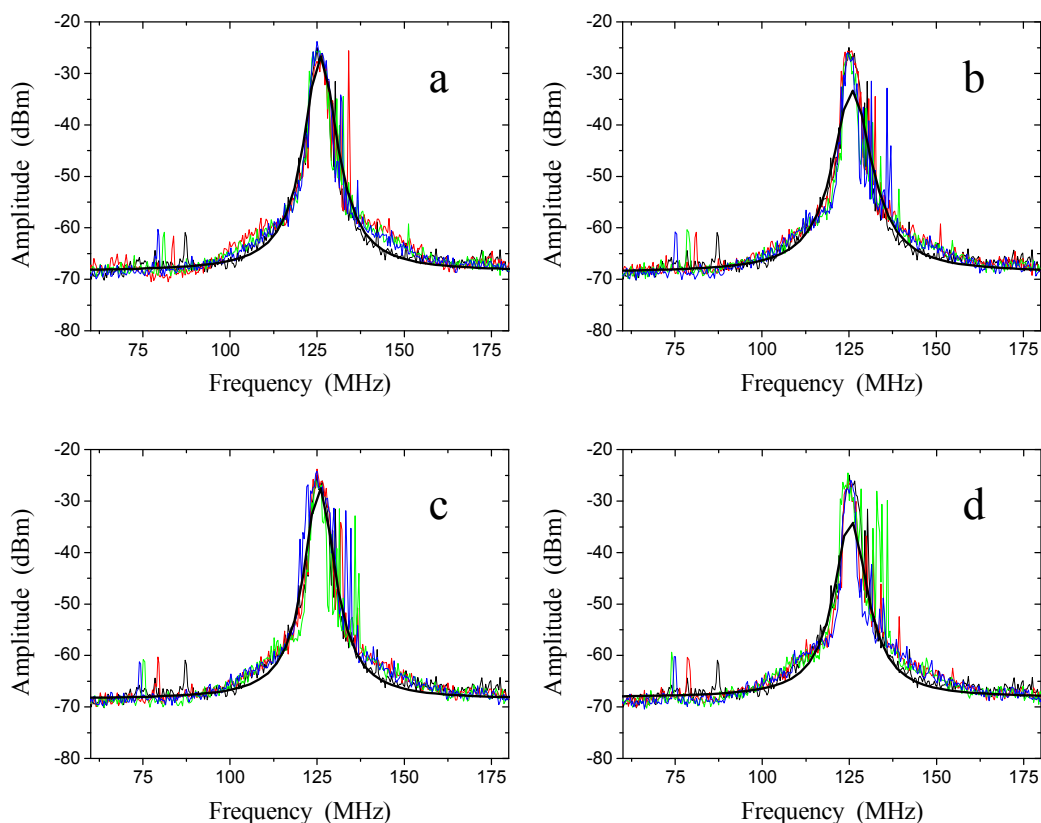


图 4.6 锁定时拍频信号随时间的变化

图 4.6 (a) 显示的是时间间隔为 3 分钟；图 4.6 (b) 中时间间隔为 6 分钟；图 4.6 (c) 中时间间隔为 9 分钟；图 4.6 (d) 中时间间隔为 12 分钟。对拍频信号进行线型拟合，得到两激光束之间的相对带宽值大约为 3.1 MHz，略大于谱仪的分辨率带宽 RBW。从图中可以看出，在锁定情况下，随着时间的推移，拍频信号的中心频率保持锁定在 125 MHz，说明激光器 Laser2 频率锁定到参考激光频率，经过长时间的测量，拍频信号仍保持在设定的频率处，达到了长时间稳频的目的。



## 总结与展望

自从在实验上第一次观察到压缩态光场以来，人们采用了各种方法来产生光场压缩态，其中利用光学参量振荡器(optical parametric oscillator, OPO)产生压缩态光场已经是非常成熟的技术，目前实验上利用该方法已经获得了高达 11dB 的双模压缩态光场。近年来人们开始研究利用四波混频过程产生压缩态光场，该方法实验装置简单，容易操作，而且不需要进行光学腔的锁定，在很大程度上提高了实验系统的稳定性，得到了人们的极大关注，特别是最近在原子气室内利用非简并四波混频过程产生强关联的明亮孪生光束的实验，成为量子光学研究领域的热点。四波混频过程的相位匹配条件允许 probe 光和 conjugate 光波矢量可以在一定范围内变化，为空间多模操控提供了一个崭新的方法。在纠缠成像、慢光、EPR 纠缠的延迟等领域得到应用。

本文首先介绍了利用四波混频技术产生压缩态光场的主要实验研究，然后详细给出了四波混频过程和利用该过程产生压缩态光场的理论，实验上给出了在原子介质的四波混频过程中产生强度差压缩的实验结果，并对结果进行分析，优化实验参量，最后，根据实验需要，利用微波锁相频率计数器对激光进行锁定，使其长时间稳定在需要的频率范围，更好地为实验做准备。

第一章回顾了光场压缩态的产生，以及利用四波混频技术产生压缩态光场的主要实验研究等。

第二章主要介绍了在铷原子蒸气介质中的四波混频过程的相关理论。包括四波混频过程理论，用算符模型研究四波混频过程产生强度差压缩理论，研究四波混频过程中的相位匹配和增益对产生压缩的影响，以及用探测系统同时探测四波混频过程产生的散粒噪声基准、强度差压缩和反压缩噪声谱。

第三章介绍了在实验上实现铷原子蒸气中的四波混频过程及结果，分析了各种参量对实验结果的影响，从而设置合适参量，以提高四波混频过程产生的强度差压缩的压缩度。

第四章介绍了一种简单可靠地锁相方法。用一台微波锁相频率计数器，利用拍频信号，和已经锁定的激光器，将另一台激光器成功锁定在需要的频率范围，实现对激光相位的锁定，使得激光器频率长时间稳定在需要的频率上，为以后研究原子系统中的电磁诱导透明光谱、拉曼光谱、四波混频等后续实验做准备。

四波混频过程是近年来引起人们极大关注的量子光学研究领域，利用原子介质

中的四波混频过程产生压缩态光场，为人们研究利用压缩光提供了一种更为简单可靠的方法，可以将其应用了许多领域，蕴含的内容丰富复杂，需要进一步研究探索。

## 参考文献

- [1] S. L. Braunstein, and A. K. Pati, Quantum Information with Continuous Variables.(Kluwer Academic, Dor-drecht, Netherlands, 2003).
- [2] N. Cerf, G. Leuchs, and E. S. Polzik, Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light(Imperial College Press, London, 2007).
- [3] H. P. Yuen, and J.H. Shapiro, 1979 Opt. Lett. 4 , 334
- [4] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valleys, “Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity” Phys. Rev. Lett. 1985, 55, 2409-2412.
- [5] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett. “Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor” Opt. Lett. 2007, 32, 178-180.
- [6] Q. Glorieux, L. Guidoni, S. Guibal, J. P. Likforman, and T. Coudreau, “Quantum correlations by four-wave mixing in an atomic vapor in a nonamplifying regime: Quantum beam splitter for photons” Phys. Rev. A, 2011, 84, 053826.
- [7] C. Liu, J. Jing, Z. Zhou, R. C. Pooser, F. Hudelist, L. Zhou, and W. Zhang, “Realization of low frequency and controllable bandwidth squeezing based on a four-wave mixing amplifier in rubidium vapor” Opt. Lett. 2011, 36, 2927-2981.
- [8] C. F. McCormick, A. M. Marino, V. Boyer, and P. D. Lett, “Strong low frequency quantum correlations from a four-wave-mixing amplifier”, Phys. Rev. A, 2008, 78, 043816.
- [9] V. Boyer, A. M. Marino, R. C. Pooser, and P. D. Lett, “Entangled images from four-wave-mixing” Science, 2008, 321, 544.
- [10] R. M. Camacho, P. K. Vudyasetu, and J. C. Howell, “Four-wave-mixing stopped light in hot atomic rubidium vapour” Nature Photonics, 2009, 3, 103-106.
- [11] M. Marino, R. C. Pooser, V. Boyer, and P. D. Lett, Nature, 2009, 457, 859.
- [12] R. W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, second edition, 2003.
- [13] Scully and M. S. Zubairy. Quantum optics. Cambridge University Press, 1997.
- [14] H. A. Bachor and T. C. Ralph. A Guide to Experiments in Quantum Optics.

Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2004.

- [15] C. Gerry and P. L. Knight. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, 2005.
- [16] Stoler, “Equivalence classes of minimum uncertainty packets”, *Phys. Rev. D*, 1970, 12, 3217-3219.
- [17] H. Good. *Classical Electromagnetism*. Saunders College Publishing, 1999.
- [18] Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, 2003.
- [19] Zibrov, R. W. Fox, R. Ellingsen et.al. “High-resolution diode-laser spectroscopy of calcium” *Appl. Phys. B*, 1994, 59, 327-331.
- [20] W. Oates, E. A. Curtis, and L. Hollberg, “Improved short-term stability of optical frequency standards: Approaching 1Hz in 1s with the Ca standard at 657nm” *Opt. Lett.* 2000, 25, 1063-1065.
- [21] H. Lin, T. Wang, and T. W. Mossberg, “Experimental demonstration of swept-carrier time-domain optical memory” *Opt. Lett.* 1995, 20, 91-93.
- [22] 叶炜, 周柯江, 王涛, 等. “光纤陀螺光源稳定性研究” *红外与激光工程*, 1997, 26, 40-44.
- [23] 陈湘君, 陈自来, 戴永江, 等. “固体激光雷达的发展现状” *红外与激光工程*, 1998, 27, 24-28.
- [24] G. A. Massey, M. K. Oshman, and R. Targ, “Generation of single-frequency light using the FM Laser” *Appl. Phys. Lett.* 1995, 6, 10-11.
- [25] J. Wallard, “Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour” *Phys. E: Sci. Instrum.* 1972, 5, 926.
- [26] G. Galzerano, M. Marano, S. Taccheo, et. al. “2.1  $\mu\text{m}$  lasers frequency stabilized against CO<sub>2</sub> lines-comparison between fringe-side and frequency-modulation locking methods” *Opt. Lett.* 2003, 28, 248-250.
- [27] 董磊, 马维光, 尹王保, 等. “基于 1.6  $\mu\text{m}$  甲烷气体吸收线的半导体激光器频率稳定性分析” *光子学报*, 2005, 34, 489-492.
- [28] M. Kasevich and S. Chu, “Laser cooling below a photon recoil with three level atoms” *Phys. Rev. Lett.* 1992, 69, 1741-1744.



- 
- [29] J. Myatt, N. R. Newbury, and C. E. Wieman, "Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser" *Opt. Lett.* 1993, 18, 649- 651.
- [30] 李卓恒, 李刚, 张玉驰, 等. "用于铯原子受激拉曼绝热输运过程的光源的产生" *光学学报*, 2011, 31, 0102002.
- [31] P. Rabimowitz, J. Latourrette, and G. Gould, "AFC optical heterodyne detector" *Proc. IEEE*, 1963, 51, 857-858.
- [32] L. H. Enloe, and J. L. Rodda, "Laser phase-locked loop" *Proc. IEEE*, 1965, 53, 165-166.
- [33] J. L. Hall, M. Longsheng, and G. Kramer, "Principles of optical phase-locking: application to internal mirror He-Ne lasers phase-locked via fast control of the discharge current" *IEEE J. Quantum. Electron*, 1987, 23, 427.
- [34] S. V. Barmsov, and V. A. Zhmud, "A phase-locked loop system for the difference frequency of two lasers" *Instrum. Exp. Techniques*. 2000, 43, 381-383.
- [35] L. Cacciapulti, M. Deangelis, M. Prevedelli, et.al. "Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers" *Rev. Sci. Instrum.* 2005, 76, 053111.
- [36] H. Muller, S. Chiow, Q. Long, and S. Chu, "Phase-locked, low-noise, frequency agile titanium: sapphire lasers for simultaneous atom interferometers" *Opt. Lett.* 2006, 31, 202-204.
- [37] M. Marino, and JR. C. Stroud, "Phase-locked laser system for use in atomic coherence experiments". *Rev. Sci. Instrum.* 2008, 79, 013104.
- [38] J. Qppel, A. Macrae, and A. I. Lvovsky, "A versatile digital GHz phase lock for external cavity diode laser" *Meas.Sci.Technol.* 2009, 20, 055302.



---

## 硕士期间完成的学术论文

1. 程峰钰, 孟增明, 张靖 “利用微波锁相频率计数器实现激光相位锁定的实验研究”, 山西大学学报, 2012,35,79-84
2. Ke Di, Xudong Yu, Fengyu Cheng, Jing Zhang, “Phase-sensitive reflection of squeezed vacuum field in optical cavity” Chin. Opt. Lett. 10. 091901. 2012
- 3.

---

## 致 谢

三年的研究生生活即将结束，这三年是我人生中一个重要的发展阶段，在光电所三年的学习生活，给我提供了机会与挑战，培养了自己严谨细致的工作态度，使我受到了良好的教育和锻炼，为今后的工作打下基础。在此我要感谢在学习和生活中给予我帮助的老师 and 同学们。

首先向彭堃堃教授和谢长德教授表示我最诚挚的谢意。他们高尚的人格，渊博的知识，严谨的治学态度深深地影响着我。

衷心感谢我的导师张靖教授。张老师渊博的知识，敏锐的洞察力，精益求精的工作态度，为科学研究无私奉献的精神使我深受感动和鼓舞，是我学习的榜样。在此向他表示我最衷心的感谢。同时也感谢所里其他老师对我的帮助。

感谢王鹏军老师、于旭东、邸克、付正坤、柴世杰、黄良辉、孟增明、张岩、陈良超、李卫、王芳等同学在学习和生活中对我的帮助。

最后，特别感谢我的家人一直以来对我的关怀和鼓励，使我能够顺利完成硕士阶段的学业。

---

## 个人简况

### 个人基本信息

姓 名： 程峰钰  
性 别： 女  
民 族： 汉族  
籍 贯： 山西省长治市  
出生年月： 1987 年 4 月  
研究方向： 量子光学  
电子信箱： [cfy416@yahoo.cn](mailto:cfy416@yahoo.cn)

### 学习经历

本 科： 2005 年 9 月-2009 年 6 月 山西大学物理电子工程学院 光信息科学与技术  
硕士研究生： 2009 年 9 月-2012 年 6 月 山西大学光电研究所 光学

---

## 承 诺 书

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

作者签名：

二〇一二年 月 日

---

## 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或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：

导师签名：

二〇一二年 月 日