

山西大学
2009 届硕士学位论文

实验研究光学耦合腔中的类 EIT 现象

作者姓名： 高 峰
指导教师： 张 靖 教 授
学科专业： 物理电子学
研究方向： 量子光学 超冷原子物理
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： 2006 年 9 月至 2009 年 6 月

二〇〇九年六月

Experimental investigation of Electromagnetically-Induced-Transpar- ency-like effect in the optical coupled-resonator

A Thesis Submitted for the Degree of Master

at

Shanxi University

Thesis by Feng Gao

Supervisor

Prof. Jing Zhang

**State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics
Devices**

Institute of Opt-Electronics

Research Duration: September 2006-June 2009

June, 2009

中文摘要

量子干涉效应在量子光学和原子物理领域产生了许多新的物理现象，从而引起了人们极大的研究兴趣，例如原子中的 EIT 现象就是其中一种量子干涉效应。同时在经典系统中通过经典干涉可以产生类 EIT 现象，特别是光学耦合腔可实现室温下的集成芯片式结构进行相干操控光场，并且不受特定光频率段的限制，具有光脉冲的减速、存储和释放等能力。特别是近期实验进展非常迅速，如利用耦合的熔融的石英微球、集成微米尺寸的硅光学耦合腔、耦合的光纤环形腔等。

我们的工作采用分离光学腔镜建立两光腔耦合腔，由于该系统易于调节腔的各种参数的优点，而且相对于两个共振环结构的光波导、耦合两个微米级的熔融石英微球、耦合两个光纤环形腔等等这些经典系统来说，本系统实现类 EIT 现象的可操作性及简易程度要远远超过这些系统。在实验上测量了两耦合腔的中间耦合腔镜在不同透射率下的反射谱，观测到两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。该实验系统与我们已产生的压缩真空态光场的系统相兼容，为下一步以压缩真空态光场作为输入光场，研究光学耦合腔对输入量子光场产生的类 EIT 效应奠定基础。

本论文主要分为以下几个部分：

第一，简要地介绍了电磁感应透明（EIT）的相关理论知识和主要的实验工作，及几种可以实现类 EIT 现象的经典系统。

第二，详细地介绍了光学耦合腔实现类 EIT 现象的相关理论，并把讨论的系统从双光腔耦合腔推广到多腔耦合腔。

第三，详细地阐述了实验上利用两腔光学耦合腔实现类 EIT 现象，并对实验装置做了介绍

第四，在论文的结尾给出了本实验的后续工作及本文的总结。

关键词： 量子干涉效应；类 EIT 效应；电磁诱导透明；相消干涉；
耦合腔诱导透明

Abstract

Quantum interference effects have a lot of new physical phenomena in quantum optics and atomic physics, thus it has been paid a great deal of research interest. For example, the EIT is one of the quantum interference effects which have been extensively studied in recent years. At the same time, the EIT-like effects phenomenon can be generated through classical interference in classical system, rather than quantum interference (probability amplitude interference) as the reason of the EIT effects. In particular, the coupled- photonic cavities can give rise to an EIT-like transmission spectrum, is critical for on-chip coherent manipulation of light at room temperatures, including the capabilities of stopping, storing, and time reversing an incident pulse, take coupled resonators consisted by two micro-spheres; coupled resonators consisted by parallel micro-waveguides; coupled fiber ring resonators as example.

In this thesis, we experimentally demonstrate EIT-like effects phenomenon in two separated optical coupled resonators, we utilize the separated optical coupled-resonator, which is easy to adjust the various parameters of optical coupled-resonator. The reflection spectra of coupled-resonator with the different transmittance of the middle mirror are measured. The EIT-like effect is observed in the optical coupled-resonator due to the classical destructive interference. This system can be used easily to study the slow and fast light experimentally due to its simplicity and flexibility. Especially, this work enables us to

investigate the EIT effect of quantum fields using the squeezed light as the input signal.

This thesis mainly consists of the following parts:

In the first part of this thesis, A brief description of electromagnetically induced transparency (EIT) of the relevant theoretical knowledge and the main experimental work, and several types of classic system in which EIT-like effects can be achieved.

In the second part of this thesis, we will detail description of the realization of optical coupled-resonator and the theoretical results of EIT-like phenomenon.

In the third part of this thesis, we will detail the setup of experiment which gets the result of EIT-like effects phenomenon by using optical coupled-resonator.

In the fourth part of this thesis, we will present follow-up of the experimental work and a summary of this article.

Key words: Quantum interference; Like-EIT effect; Electromagnetically induced transparency; Destructive interference; Coupled -resonator-induced transparency

目 录

摘要	I
ABSTRACT	II
目 录	V
Contents	VII
第一章 引言	1
1.1 电磁诱导透明及其在光减速应用的简介	3
1.2 快慢光现象的基本原理	6
1.3 耦合共振诱导透明	9
1.4 耦合熔融石英微球中的类 EIT 现象	10
1.5 耦合光纤环形腔中的类 EIT 现象	12
1.6 光学参量放大过程中的类 EIT 现象	14
1.7 力学电学谐振子形成的类 EIT 现象	15
1.8 本章小结	18
第二章 光学耦合腔实现类 EIT 现象的相关理论	19
2.1 光学谐振腔的透射与反射特性	19
2.2 光学耦合腔的透射与反射特性	21
2.3 n 个光腔组成耦合腔的反射特性研究	25
2.4 本章小结	28
第三章 利用光学耦合腔实现类 EIT 现象的实验装置与实验结果	29
3.1 激光系统	29
3.1.1 激光器抽运源	29

3.1.2 整形焦距系统·····	30
3.1.3 激光谐振腔·····	30
3.2 模式清洁剂·····	30
3.3 锁腔系统·····	34
3.4 实验光学耦合腔系统的搭建·····	37
3.5 实验过程·····	38
3.6 探测系统 ·····	41
第四章 总结与展望·····	43
参考文献·····	47
硕士期间完成的学术论文·····	52
致谢·····	53
个人简况·····	54
承诺书·····	55

Contents

Abstract	I
Contents	V
CHAPTER 1. INTRODUCTION.....	1
1.1 EIT and its application.....	3
1.2 Group velocity and Phase velocity.....	6
1.3 Coupled-resonator-induced transparency	9
1.4 Coupled resonators consisted by two micro-spheres.....	10
1.5 Coupled fiber ring resonators.....	12
1.6 EIT-like in OPA.....	14
1.7 EIT-like in linear oscillators	15
1.8 Summary of this chapter.....	18
CHAPTER 2. Theory calculations related optical coupled-cavity	19
2.1 Transmission and reflection characteristics in optical cavity.....	19
2.2 Reflection characteristics in optical coupled-cavity.....	21
2.3 Reflection characteristics in N-coupled-cavities.....	25
2.4 Summary of this chapter.....	28
CHAPTER 3. Experimental setup and results	29
3.1 Laser System.....	29
3.1.1 Pump source of laser	29
3.1.2 The system of shaping Laser	30
3.1.3 Resonator of Laser	30
3.2 Mode cleaner.....	30
3.3 Technique of Lock-in cavity.....	34

3.4 Experimental optical system of coupled-cavity.....	37
3.5 Experimental process.....	38
3.6 Detection System.....	41
CHAPTER 4. Summary and recommendations for future work.....	43
References.....	47
Paper Published During the Master Period.....	52
Acknowledgements.....	53
Curriculum Vitae.....	54
Gaurantee.....	55

第一章 引言

量子信息存储^[1]是量子信息科学的一个重要基础。我们知道由于光子传播速度快且不易受外界环境的影响，是理想的量子信息载体。在实验上光脉冲的快光和慢光速传播首先是在原子介质中得到了实现，由于原子易于被局域化是量子信息存储的理想单元^[2]。将光量子信息存储在原子介质中是目前量子信息处理的一个重要研究方面。但是光子的传播速度快，很难被存储和控制，而要实现光存储，首先要把光在介质中传播的速度减慢到足够小^[3-5]。

随着光通信以及光计算的快速发展，控制光的传播速度的重要性越来越突出。“慢光”就是减慢光的传播速度；与之对应的是“快光”，两者结合可以控制光的传播速度。研究和控制光的传播速度一直以来就是人类的梦想。当光进入介质中传播时，由于光与介质有相互作用，其速度会有所改变，这样就使得控制光速成为可能。但在普通介质中很难实现有效的光减速，其中线性光学的方法可以产生很大的群速度折射率因子，但同时伴随着是介质材料大的吸收系数。按照经典理论材料的折射率为复数，实部和虚部满足 K-K 关系材料在某波长处存在增益或吸收峰，增益或吸收将导致光折射率的改变，从而改变此波长光的传播群速度。如果增益或吸收峰范围越窄增益或损耗越大，则群折射率改变越大，光速的变化量也越大。因此可以通过控制增益或吸收谱的宽度及其大小来控制光的传播速度，从而实现控制光信号延迟的大小。最近通过非线性光学技术^[5]来实现慢光，因为一方面用该技术可以降低原子跃迁的线宽，另一方面可以减弱脉冲所受的吸收。一个非常典型的用来产生慢光的实验方法就是电磁诱导透明（EIT）^[6-7]，而 EIT 介质由于其吸收小、色散强的特性为解决这一问题开辟了新途径。在过去十几年，电磁诱导透明由于它可以消去共振频率处的吸收，大大地增强了引起透明的这种介质的极化率，被证明是一个强大的技术^[8-9]。

电磁感应透明的概念最早是在 1989 年由美国 Stanford 大学的 Harris 教授提出来的，在文中他第一次提出无反转激光这个概念^[10]。电磁诱导透明技术是利用量子相干效应消除电磁波传播过程中介质影响的一种技术，具体的说就是利用一束探测光作为信号，照射在某些光学不透明介质上，信号光不能通过。现在用另一束频率不同的耦合光作为控制光束，同时照射在这种介质上。其中由于控制光束的作用信号光在介质中无衰减的传播，或者透射率大为提高，使原来对信号光束不透明的介质成为透明介质，这就是电磁诱导透明(EIT)的基本原理。可见尽管在以前的实验中光学介质

可以减慢光脉冲的速度，特别是在光脉冲的光学频率与介质产生共振时，光脉冲的群速度减慢的更多。但是共振时介质会对光脉冲产生强烈吸收，这就极大的限制了光的慢光传输，使慢光现象很难被观测到。但在应用了 EIT 技术以后介质对光脉冲几乎无吸收（或者吸收很小），慢光现象才被明显的观测到。总体来说 EIT 让人们相信了几乎无吸收的使光速减慢的可能性。但是其缺点也是非常明显，比如需要极端的实验条件，耗资巨大，离实际应用相去甚远。

我们知道原子中的电磁感应透明效应是由量子干涉产生，而近年来人们又认识到在经典系统中通过经典相消干涉也可以产生类EIT现象，1999年，Yariv等人提出了耦合共振诱导透明（CRIT）的方法可以实现慢光^[11-12]，这是类似于电磁诱导透明的一种效应。它是利用在耦合共振结构中，在吸收谱线中产生一烧孔，从而引起很大色散来产生快慢光的。比较典型的实验有：2006年Xu,Q.F.等实验上通过在单晶硅上刻蚀的具有两个共振环结构的光波导^[13]，他利用两个共振器间的耦合相干获得类似于EIT技术产生的吸收峰从而获得了光脉冲的快慢光传播。此种结构中，光的透过率与延迟不会相互消减，信号峰延迟的大小主要由两环间的失调（及周长差）决定。通过对两个振荡器的热调节可以获得不同大小的延迟时间。实验测得到对2GHz正弦信号获得了90~290的群折射率，最大处有25ps的相位延迟。2005年我们小组首次提出可以通过光学参量放大器实现类EIT现象，并且在理论上给出了很好的解释^[14-16]，该实验中使用了由周期极化KTP晶体作为增益介质的OPA，通过谐波场（Pump场）与次谐波场（Seed场）之间的相消相长干涉作用实现了类EIT现象。2007年日本 M. Tomita 等发表了他们利用耦合熔融石英微球实现了类EIT现象^[17]，他们通过改变两个微米级的石英小球间的耦合强度，同样得到6.2ns的延时，由于该系统极高的光学品质因子Q参数，而且系统与光通信相互兼容，为光学技术和量子信息储存建立了很大的利用空间和广阔的发展前景。2008年D. Yannick等利用光纤环形腔实现了慢光实验^[18]，用光纤环形共振腔来实现慢光具有一些独特的优点，例如操控方便（可以通过控制耦合比或环内增益），通过调节环长可自由控制其适用的通信速率（通信带宽）和对应的中心波长，可以同时多信道进行延迟。在经典系统中同样在等离子体中^[19-21]；力学或电子谐振子等等中也可以实现类EIT现象^[22-23]。

特别光学耦合腔可实现室温下的集成芯片式结构进行相干操控光场，并且不受特定光频率段的限制，具有光脉冲的减速、存储和释放等能力^[24]。特别是近期实验进展非常迅速，如利用耦合的熔融的石英微球、集成微米尺寸的硅光学耦合腔、耦合的光纤环形腔等^[25]。本文实验上采用的是分离光学腔镜建立耦合腔，它具有易于

设计光学耦合腔的各种参数和调节光学系统的优点，例如设计不同波长的耦合腔，选择不同透射率的腔镜，耦合腔的模式匹配，可以通过扫描探测激光频率或耦合腔腔长等多种方法测量反射谱等等。本文实验测量了两耦合腔的中间耦合腔镜在不同透射率下的反射谱，观测到两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。该实验系统与我们已产生的压缩真空态光场的系统相兼容^[26-27]，为下一步以压缩真空态光场作为输入光场，研究光学耦合腔对输入量子光场产生的类 EIT 效应奠定基础。

1.1 电磁诱导透明及其在光减速应用的简介

电磁感应透明的理论概念是在 1989 年由美国 Stanford 大学的 Harris 提出来的，在文章中他第一次提出无反转激光这个概念^[10]。Harris 在提出 EIT 概念的同时就指出量子干涉是产生 EIT 现象的原因，随后 M. Scully 等人对此现象进行了理论和实验研究^[28]。在 1991 年 Harris 小组首次利用脉冲激光在 Λ 型三能级铯原子气室中观察到了电磁感应透明效应(EIT)^[29]。他们的实验结果显示没有耦合光时，在共振处探针光吸收很大，透射率仅为 $\exp(-20)$ ，而当泵浦光作用于另一个跃迁时，在探针光共振处出现一个透明窗口，这时探针光的透射率为 $\exp(-1)$ 。Harris 小组的实验中使用的耦合光功率非常高，只有当耦合光的拉比频率超过原子跃迁的非均匀加宽时，一个非常宽的 EIT 窗口才能被观察到。

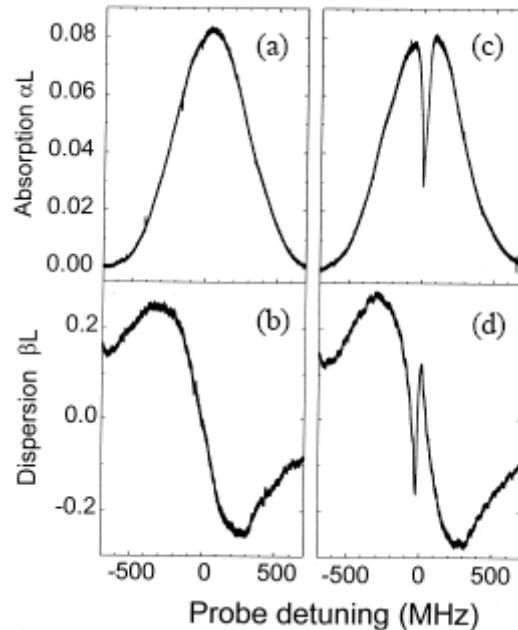


图1.1 利用Mach-Zehnder干涉仪同时直接测量到的EIT介质的吸收和色散曲线。(a)和(b): 没有耦合光时介质的吸收和色散曲线。(c)和(d): 发生EIT效应时，介质的吸收和色散曲线。

但是在双光子消多普勒配置被应用之前，由于实验所用的耦合光功率非常强，不能把产生透明窗口的原因分开，由于 ac-Stark 分裂和量子干涉两种效应都可以引起的。在 1995 年，Min Xiao 小组在热原子具有 Λ 形三能级系统的铷原子中在中通过消多普勒配置^[30]观察到了 EIT 效应。在利用了消多普勒配置后降低耦合光拉比频率使之低于激发态的自发辐射衰减率，仍然观察到一个窄的透射峰。由于这时耦合光的功率非常低，因它引起的 ac-Stark 分裂可以忽略不计，所以直接演示了由量子干涉引起的 EIT 效应。通过采用消多普勒配置使产生 EIT 现象所需的耦合光功率大为降低，为以后 EIT 实验及其相关的实验研究提供了一个简单、可行的途径。同年，Min Xiao 小组利用 Mach-Zehnder 干涉仪首次测量了 EIT 的色散曲线^[8]，测量结果如图 1.1(d) 所示。我们通过测得的色散曲线推知在共振处探针光的群速度被减慢到了 $c/13.2$ 。

期间 Scully 小组^[28]也在实验上通过高密度热 ^{87}Rb 原子气体（约 360K）中实现了光群速度的减慢，他们在实验上观察到了光脉冲群速度的延迟超过 0.26ms，对应着群速度被减慢到 90m/s，这表明在热原子气体介质中同样可获得非常窄的 EIT 窗口。

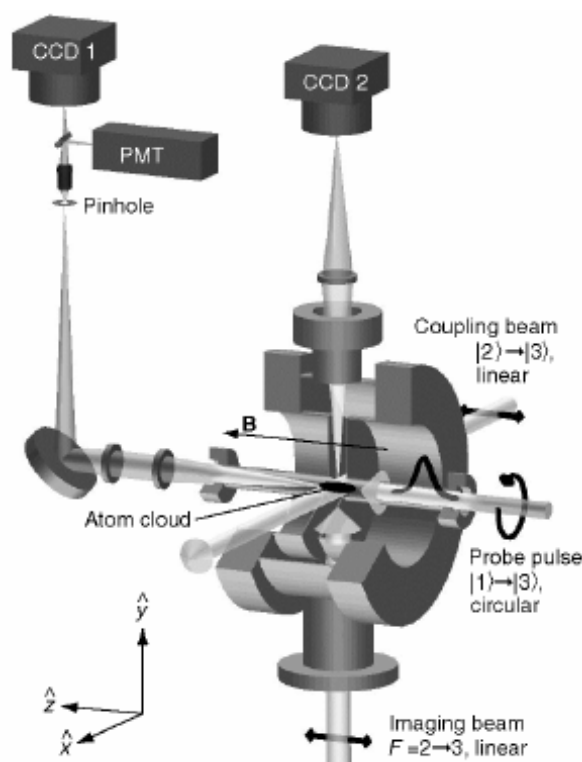


图 1-2 EIT 实验装置图

2001 年，Hau 研究小组^[32-33]采用 EIT 技术将光子存储在钠原子气体中，存储时间长达几百微秒。同年，Phillips 等人^[34]在铷原子蒸汽中实现了光存储，存储时间达 0.5 ms。

我们最为熟悉的实验是在 1999 年由 L.V. Hau 等人利用 EIT 减慢光速的实验，该实验工作发表在当年的自然杂志上^[35]。实验装置如图 1-2 所示。实验上利用激光冷却的办法的到 450nK（已小于钠原子产生玻色-爱因斯坦凝聚的临界温度）的钠原子蒸气使光速减慢到了极低的速度 17m/s，群折射率达到了 10^6 的量级（图 1-4）。由于冷的钠原子速度很小，原子之间的碰撞几率远远少于热原子的情况，因此能级宽度远小于热原子，具有更精确的原子能级结构和更窄的跃迁光谱。冷原子可以消除多普勒效应，所以可以用较小的控制光强度去分裂能级。使得分裂的能级非常接近以产生非常剧烈的折射率变化，从而产生剧烈的群速度的减慢。

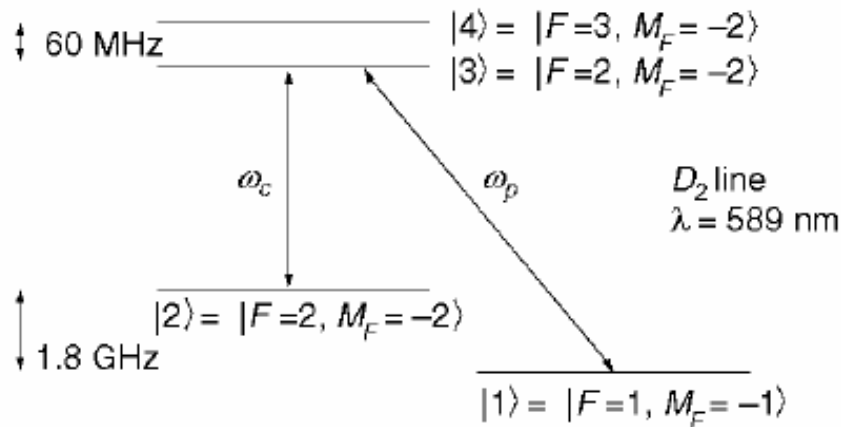


图 1-3 EIT 过程中钠原子能级分裂图

如图 1-3 所示，其中能级 $|1\rangle$ ， $|2\rangle$ 分别代表原子的两个基态。初态时原子都处于基态能级 $|1\rangle$ ，当打入控制光束后并耦合到基态 $|2\rangle$ 和激发态 $|3\rangle$ ，由于基态

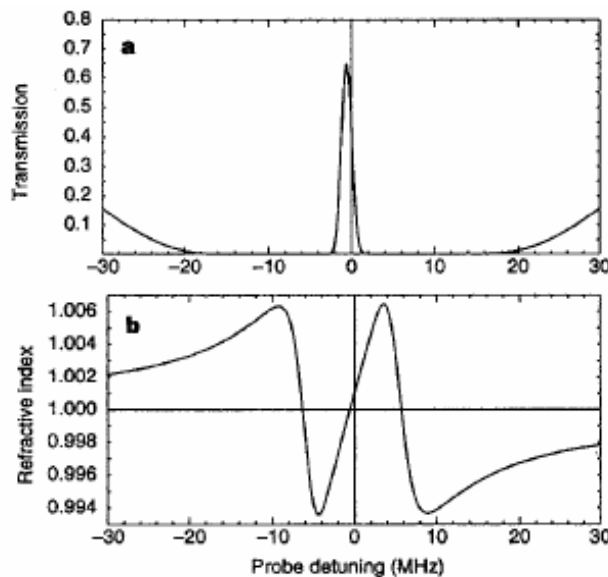


图 1-4 EIT 过程中(a)透射谱和(b)相应的相折射率变化

$|2\rangle$ 上没有粒子数布居，所以控制光不会被吸收而且会将激发态对称地分裂为两个间隔仅 60MHz 的能级 $|3\rangle$ ， $|4\rangle$ ，所产生的能级差的大小取决于控制光的强度。然后将探测光频率调到等于态 $|1\rangle$ 到态 $|3\rangle$ 的跃迁频率，入射到介质后就可以实现透明传输同时产生光脉冲的超慢光传播。探测光在介质中的相折射率变化如图 1-4 所示。相折射率曲线的斜率对应群速度的变化程度，斜率越大群速度变化越剧烈。

Hau 的实验虽然实现了极慢光速，但是所要求的实验条件过于苛刻。利用 EIT 技术实现光脉冲的超慢光传播还可以在更通常的实验条件情况下完成。Kash 等人使用 EIT 技术在 360K 的铷蒸气中实现了 90m/s 的超慢光^[36]。Turukhin 等人则第一次在 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体材料中利用 EIT 技术实现了 45m/s 光脉冲的超慢光传播，但他们实验上必须把晶体冷却到 5K 温度^[38]的情况下。总体来说在原子中实现的 EIT 现象让人们相信了光穿过介质后几乎无吸收的而光脉冲的速度又强烈减慢的可能性。但是其缺点也是非常明显的，由于所要求的实验条件和设备过于苛刻，所以离实际应用相去甚远。

1.2 快慢光现象的基本原理

前面我们提到 Hau 小组的实验，让光脉冲的快光和慢光速传播，下面介绍光脉冲的快光和慢光速传播的物理机制及其它广泛的潜在应用。最近慢光（在介质中光以很慢的群速度传播）引起了很多科研工作者广泛的研究兴趣。

在实验中产生慢光的方法可分为两大类：1) 改变光在媒介中的折射率；2) 使用一些可以发生色散的实验装置。第一类方法通常使用的是非线性光学的方法，类如电磁诱导透明(EIT)^[34]。第二类方法使用高 Q 值的腔以及光子晶体^[17]。在实验上，早在 1995 年，美国 Stanford 大学的 Harris 小组^[10]首先利用 EIT 技术在铷原子气体中将光群速度减慢到 165m/s。1999 年 Hau 小组所做的具有里程碑意义的实验^[35]。他们使用激光冷却和蒸发冷却的方法使钠原子气体冷却至 nk 级温度，即 BEC 的临界温度以下，得到光脉冲减慢至 17m/s。

当光在介质中传播时，它的传播速度可以用群速度和相速度来描述，我们首先考虑一束角频率为 ω 的单色平面波在折射率为 n 的介质中传播，其电场表达式为：

$$E_{(z,t)} = Ae^{i(kz-\omega t)} + c.c \quad (1.1)$$

这束波可以描述为：

$$k = \frac{n\omega}{c} \quad (1.2)$$

其中 ω 是光频率， k 是对应该光频的波矢， $c=299\ 752\ 458\text{m/s}$ 为真空中的光速（真空中相速等于群速）， n 为介质的折射率。我们定义相速度 v_p 为：等位相面中的某一点在介质中移动的速度。既然这束波的相位为： $\Phi = kz - \omega t$ ，相位中的某一点在 Δt 时间移动 Δz ，那么则有： $k\Delta z = \omega\Delta t$ ，因而。

$$v_p = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{c}{n} \quad (1.3)$$

只有理想的光波具有单一相速，实际光波是由许多单色波叠加形成的波包，波包通过介质时各单色波将以不同相速传播，波包中心前进的速度叫做群速度。

下面我们考虑一个光脉冲在介质中传播。由于产生激光时是由单个原子和分子发光是一个随机过程，所以光谱线总有一定的宽度，因此严格的单色光是不存在的。实际的光都是由多个单色平面波的叠加。叠加起来的整体构成一个波包络，而且实际应用中的光通讯中信息的载体就是光脉冲，每个光脉冲就可以看作一个波包络，而且我们知道介质的折射率 n 是光频率 ω 的函数即 $n = n(\omega)$ ，所以这个包络中的每一个平面波组分的相速度都不相同，波包络的中心的传播速度被定义为群速度。

如图 1-5 所示，一个光脉冲可以被分解为许多频率的平面波的叠加。在脉冲的峰值处，各种傅立叶成分将会同相的叠加起来，对各种各样的传播距离 z 这些成分将会同相的相加，它的数学表达式如下：

$$\Phi = kz - \omega t = \frac{n\omega z}{c} - \omega t \quad (1.4)$$

这个表达式要求 Φ 对 ω 一阶导数没有变化，即波包稳定下来不色散开，

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = 0 \text{ 即有: } \frac{dn}{d\omega} \frac{\omega z}{c} + \frac{nz}{c} - t = 0 \quad (1.5)$$

我们可以写出： $z = v_g t$ ，这样群速度可以表示如下：

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega \left(\frac{dn}{d\omega} \right)} \quad (1.6)$$

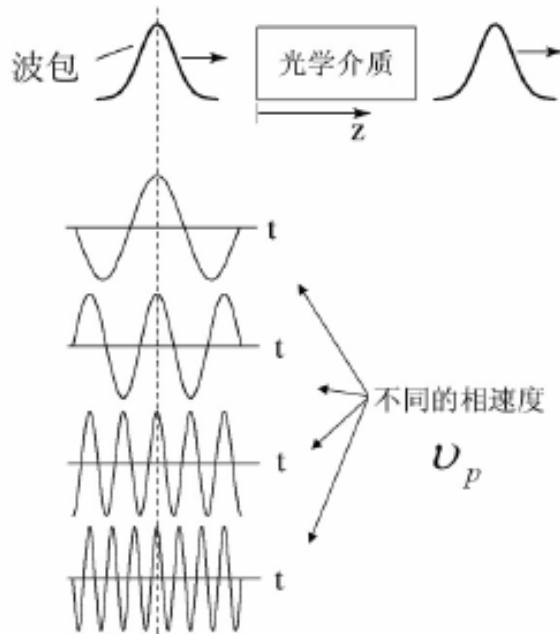


图 1-5: 波包的群速度示意图

当然，我们可利用群折射率把上面这表达式定义为： $v_g = \frac{c}{n_g}$ ，则： $n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}$ ，折射率剧烈变化的区域即在介质共振频率附近，并且可以从群速度公式可以看出，如果 $dn/d\omega > 0$ ，即折射率 $n(\omega)$ 随频率 ω 的增加而增加，这时光脉冲的群速度将被减慢。慢光是指光在通过一种吸收很小色散很大的介质时传播的群速度小于光在真空中的速度，即 $v_g < c$ ；从该式可知，要想降低光信号（光脉冲）的传播速度，可以有两个办法，一是增大折射率 n ，二是增大折射率的相对变化率，由于普通介质的折射率与真空中的折射率相差不大，依靠增大折射率获得光速的减慢在实验上是十分有限的，所以最好的办法就是增大折射率的相对变化率，从介质极化的微观机理我们知道介质的折射率变化在共振频率附近最大，从而可以明显的减慢光速。但是在共振频率附近，介质极化率不仅它的实部（折射率）很大，而且其虚部也很大（吸收），这意味着介质伴随着强烈的吸收，所以关键就在于既获得很大的折射率变化率，又要使介质仍然保持透明。能够达到这一目的就是我们上面介绍的电磁诱导透明（EIT）现象实验。

如果 $dn/d\omega < 0$ ，即折射率 $n(\omega)$ 随频率 ω 的增加而减小，这时光脉冲的群速度

将被加快。快光是指光在通过一种吸收很大色散很小的介质中传播的群速度大于光在真空中的速度,即 $v_g > c$, 或者是指光在这种介质中传播的群速度小于零,即 $v_g < 0$ 。群速度小于零是指光脉冲的峰值在入射光还没有打入介质时就已经穿过介质, 示意图 1-6 如下:

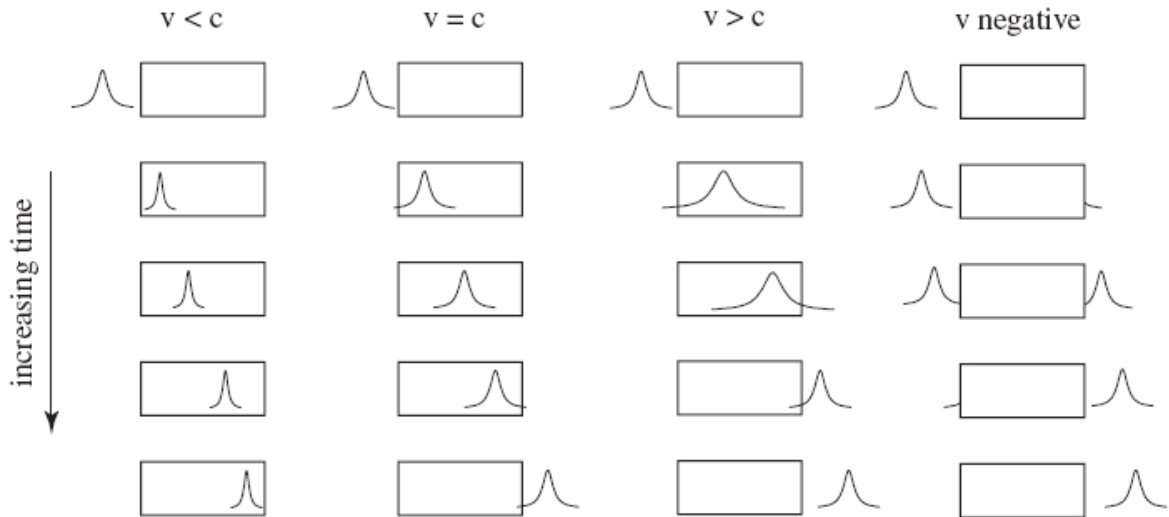


图 1-6 介质中的快光慢光示意图

1.3 耦合共振诱导透明

1999 年, Yariv 等人提出了耦合共振诱导透明 (CRIT) 的方法可以实现光脉冲的慢光传播, 得到了类似于电磁诱导透明的一种效应^[11-12], 我们称为类 EIT 现象。它是利用耦合共振结构中在吸收谱线中产生一烧孔, 从而引起很大色散来产生快慢光的。比较典型的一个实验是 Xu, Q.F. 等^[13]通过在单晶硅上利用激光刻蚀的具有两个共振环结构的光波导组成耦合腔, 如图 1-7 利用两个共振器间的耦合相干获得类似于 EIT 技术产生的吸收峰, 从而获得快慢光。从实验结果图中我们可以看出光的透过率与延迟不会相互消减, 而且信号峰延迟的大小主要由两环间的失调 (及周长差) 决定, 可以通过对两个振荡器的热调节, 利用热胀冷缩的办法对两环腔进行微小调节, 以获得不同大小的延迟时间。在实验结果对 2GHz 正弦信号获得了 90~290 的群折射率, 并且有最大 25ps 的延迟。相位延时仅受由于波导边界的损耗以及共振腔失谐造成的散射损耗的限制。实验上利用了耦合共振波导可以产生类 EIT 的透射谱, 通过可以产生色散特性的实验装置产生慢光。并且 CRIT 还可以与光通信系统相兼容。

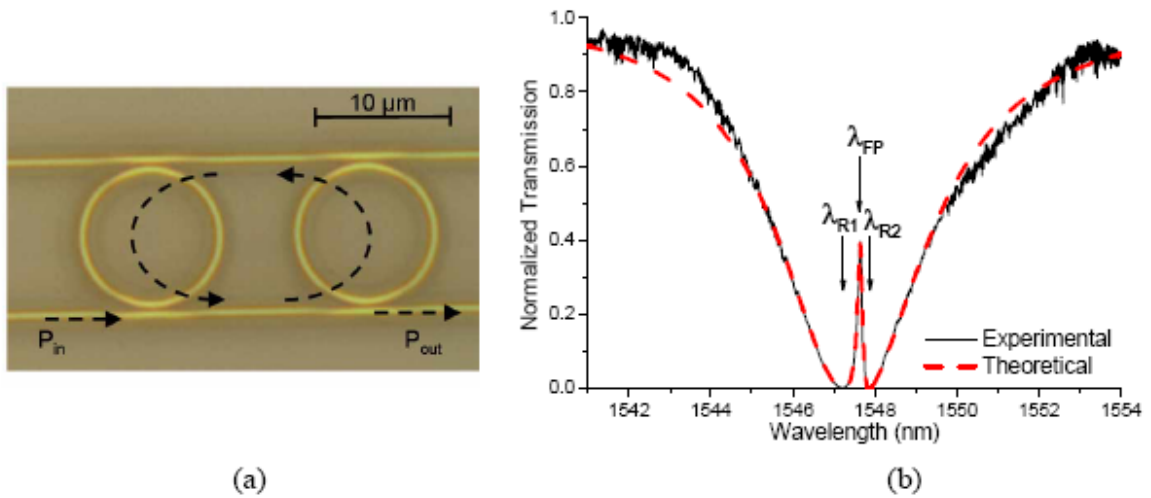


图 1-7 (a) 为两个共振环结构的光波导示意图, (b) 为利用耦合相干获得类 EIT 现象的透射曲线图

1.4 耦合熔融石英微球中的类 EIT 现象

日本 Makoto Tomita 小组于 2007 年, 发表了他们利用耦合熔融石英微球实现了类 EIT 现象^[17], 实验装置示意图如上所示。我们知道可以通过经典系统实现类 EIT 效应用于光储存, 但由于光储存受到光学品质因子 Q 的限制, 所以利用光波导或者光纤环形腔等等都很难实现这方面的突破, 日本小组利用熔融微球 S_1 、 S_2 , S_1 的直

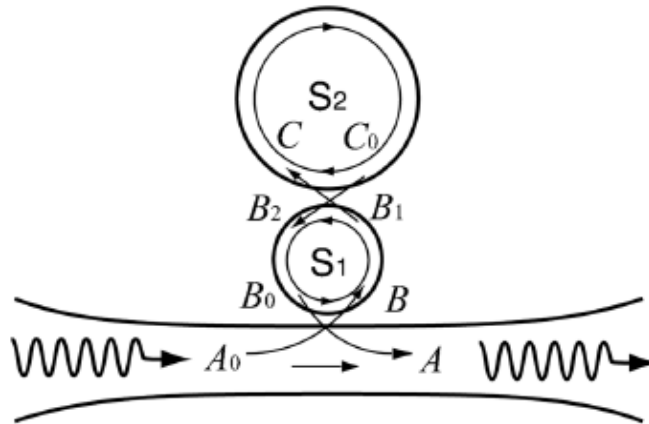


图1-8耦合熔融石英微球实现了类EIT现象的实验装置示意图

径为 $39 \mu\text{m}$, S_2 的直径为 $73 \mu\text{m}$, 及一个锥形的光纤转接头连接起来组成耦合腔, 该腔的光学品质因子可以达到 $Q=10^{10}$ 以上, 并且两个小石英微球被装配到两个三维

的压电陶瓷上，首先调整 S_1 与光纤的相对位置，让锥形光纤与其达到欠耦合状态，在调整 S_2 与 S_1 的位置，让耦合系统在不同耦合程度下观测其透射特性。首先为了检测两熔融微球组成的系统特性，调节两微球的距离，透射曲线如下图 1-9 所示。

图1-9 (a) 表示在微球 S_2 与 S_1 之间的间距很大，这样两球的相互作用特别弱，可以忽略不计。当激光的频率调谐到微球 S_1 的共振频率 ν_{s_1} 时，可以看到一个很宽的吸收谱线，半高带宽 $\nu = 150\text{MHz}$ ，在中心处最小透射率 $T_{\min} = 0.08$ ；当两个微球间距逐渐减小时，耦合作用逐步增强，两条光学路径的经典相消干涉作用形成了一个很窄的透明窗口，随着两个微球间距的逐渐减小时中心吸收最强处的透射率增加到

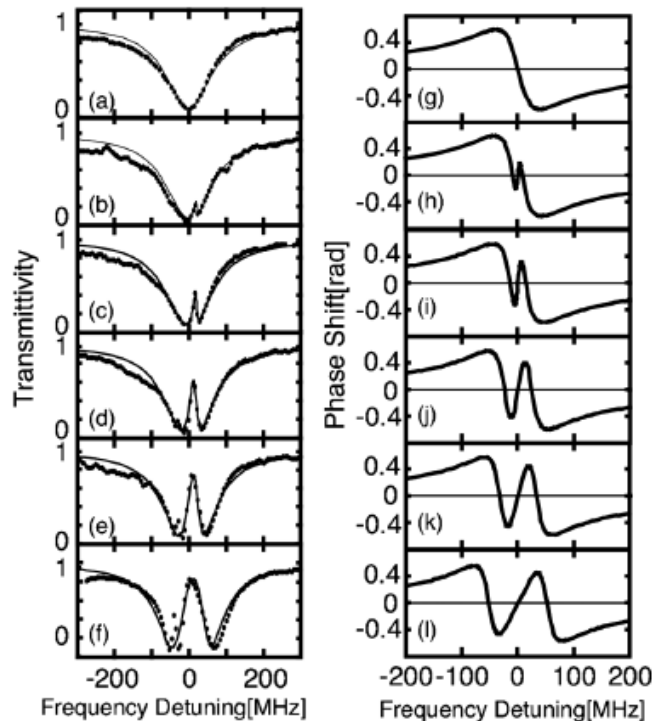


图 1-9 通过改变两个微球 S_2 与 S_1 之间间距在不同耦合程度下的透射曲线图

$T_{inc} = 0.87$ ，伴随着透明窗口逐渐变宽，当两个微球间距更加小时，透射谱线就劈裂成两个独立的吸收峰线。

实验上还测得了在激光频率失谐的情况下透射谱线图1-10如上，分别ABC代表失谐 $\Delta\nu = -240\text{MHz}$ ， 13MHz ， 41MHz 三种情况下，两微球在特定的间距让相消干涉到达最强，并且把时间零点定格在远失谐 $\Delta\nu = -240\text{MHz}$ 处的透射峰值处，从干涉诱导透明窗口可以看出中心处具有78%的透射6.2ns的延时。

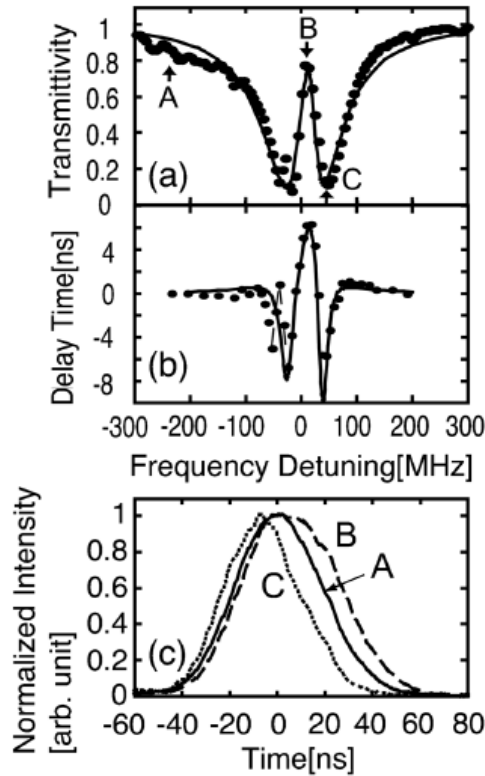


图 1-10 在激光频率失谐的情况下透射谱线图的相位延时图

该实验最大的特点就是利用光学品质因子特别高的微腔组成耦合系统，通过改变两微球的位置（通过温度细调节），达到改变该耦合系统的强弱，观测到了在不同耦合强度下由于经典相消相长干涉得到的耦合诱导透明曲线，由于该系统极高的Q参数，而且系统与光通信相互兼容，为光学技术和量子信息储存建立了很大的利用空间和广阔的发展前景。

1.5 耦合光纤环形腔中的类 EIT 现象

David D. Smith 小组在 2006 年实验上利用耦合光纤实现了类 EIT 现象^[39-41]，对于利用原子产生电磁诱导透明效应的实验要求的极其苛刻的实验条件，特别庞大的设备尺寸和复杂的结构等而言的话；耦合共振诱导透明^[13]虽然结构紧凑但是延迟量也较小，操控困难；利用耦合熔融石英微球实现了类 EIT 现象^[17]，同样也是对实验设备要求苛刻。所有以往的光速减慢技术有各种缺点，寻找新的产生光脉冲的慢光传播的方法成为人们研究光速减慢技术的热点。David D. Smith 小组想到了利用商业和通信业上都应用十分广泛的单模光纤绕成圆环腔，实验上利用两根单模光纤各自

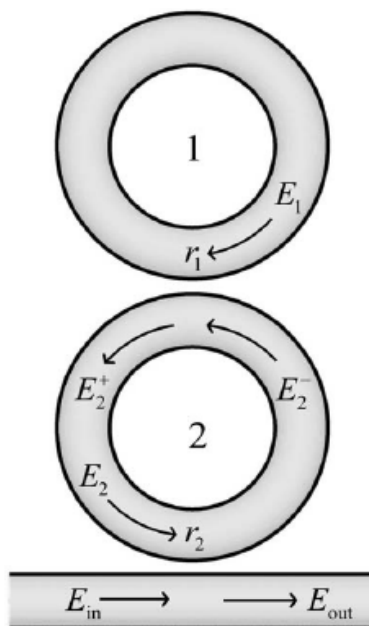


图 1-11 两环形光纤组成耦合腔的示意图

的周长分别为： $L_1 = 1.22 \text{ m}$ 和 $L_2 = 0.97 \text{ m}$ ，示意图如上图 1-11 所示，该实验使用波段为 1550 nm ，两单模光纤通过一个可调谐的耦合转接头连接，整个系统都浸泡在恒温水里，以让单模光纤保持温度恒定保证传输光的模式和偏振的稳定性。

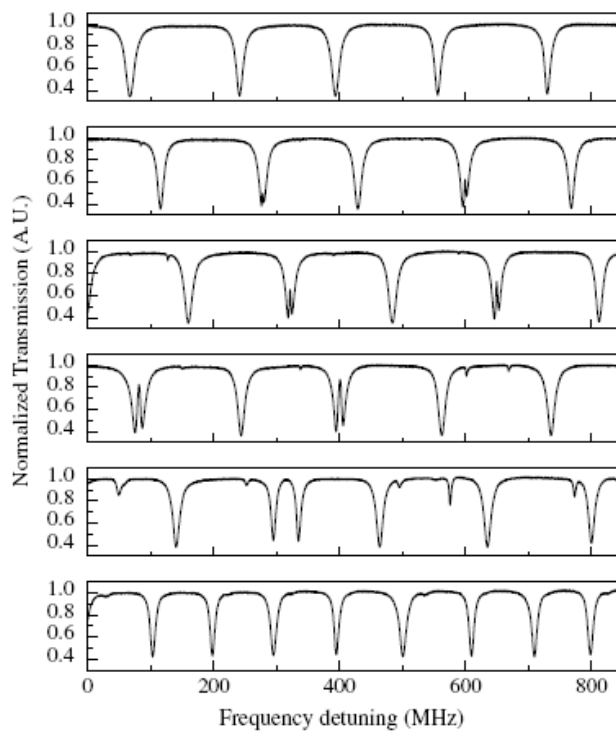


图 1-12 两环形光纤耦合腔在不同耦合比的情况下的透射强度图

通过改变耦合比系数，得到透明窗口在不同宽度下时的类 EIT 现象。结果如图 1-12，上图为在不同强度下时耦合单模光纤的透射谱线的模式劈裂图，在固定了环形光纤 2 的耦合比值 $r_2 = 0.95$ 的情况下，环形光纤 1 的耦合比值 r_1 从大到小变化时，模式劈裂程度逐步变大，从上到下的前四幅图分别是耦合比值 r_1 为 1.0, 0.999, 0.995, 0.99 四种情况下的情况，可以看出模式劈裂程度由不是很明显逐步到劈裂峰，最后两幅图为耦合比值 r_1 为 0.96, 0.1 时的劈裂图，可以看出已经劈裂成两个完全独立的模式。

1.6 光学参量放大过程中的类 EIT 现象

我们小组在 2005 年首次在实验上通过光学参量放大过程^[14-16]中实现类 EIT 现象，并在理论上给出了解释。

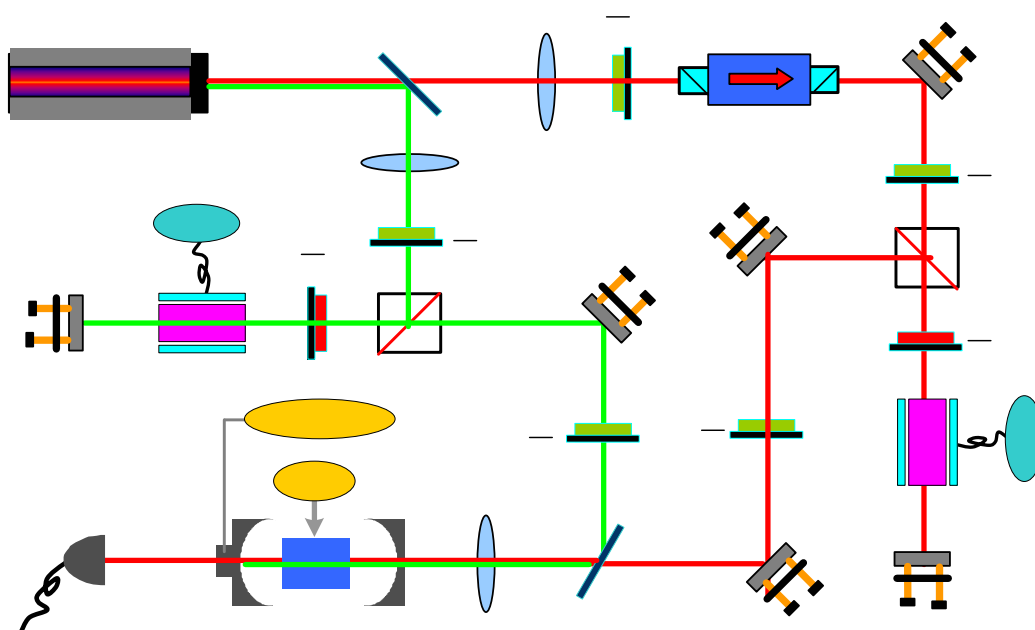


图 1-13 光学参量放大过程产生类 EIT 现象实验装置图

实验装置图如图 1-13 所示，实验所采用的激光器是我们光电所自行研制的 LD 泵浦全固体化连续单频内腔倍频环形 Nd:YVO₄-KTP 532nm 绿光激光器，808nm 泵浦功率为 2.5W，绿光输出功率为 220mW，偏振方向与竖直方向夹角 45°，5 小时长期功率稳定性小于 ±1%；可同时输出 1064nm 红外 20mW，从图中可以看出 532nm 的 Pump 光与 1064nm 的 Seed 光都分别两次穿过声光调制器 EOM，通过 EOM 对谐

波场 (Pump 场) 和次谐波场 (seed 场) 光的频率进行频移调节, 其中 OPA 的输入腔镜透射率 $T_{in} = 0.2\%$, 输出腔镜透射率 $T_{out} = 3.3\%$, 腔内总损耗为 $\xi = 4.24\%$, 光在

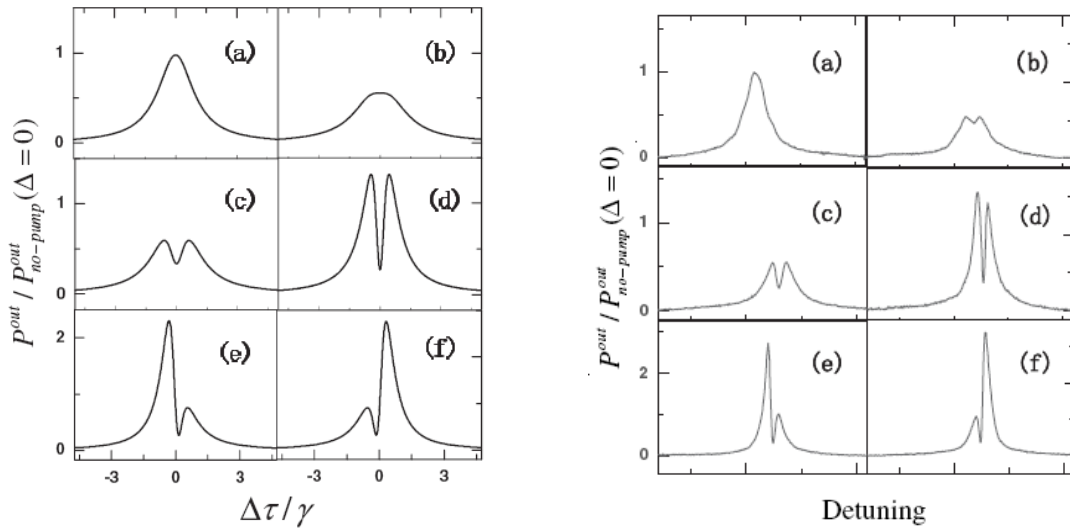


图 1-14 左图为理论计算光学参量放大过程在不同抽运光的功率情况下产生类 EIT 现象图, 右图为相对于的实验测得图。

OPA 腔中往返一周所需要的时间为 $\tau = \frac{2L}{c} = 4.9 \times 10^{-10}$, 令, $\gamma_{in} = \frac{T_{in}}{2\tau} = 2.06 \times 10^6$ 观测信号光的透射特性, 理论计算和实验测量的结果如上图 1-14 所示, (a-d) 是入射 Pump 光与 Seed 光的相对相位为最大参量缩小时的情况, (a) 表示在没有 Pump 光的情况下, 信号光的透射曲线图, (b) 表示 Pump 光的功率使得缩小最大但不出现双峰的透射曲线, 曲线 (c) (d) 分别表示抽运光的功率逐步增强时, 分别 $\frac{\varepsilon}{\gamma} = 0.71$ 和 $\frac{\varepsilon}{\gamma} = 0.9$, 其中 ε 为增益强度系数。(e) (f) 相应于相对相位对称偏离最大参量缩小点时, 信号光的透射曲线图, Pump 光的强度与 (d) 图时的强度相同。可以看出理论与实验结果拟合的很好。

该实验工作^[14-16]是首次对于光学参量放大谐振腔在注入信号频率和腔的共振频率失谐以及注入信号频率和抽运光频率失谐的理论与实验研究。

1.7 力学电学谐振子形成的类 EIT 现象

在 2001 年, C. L. Garrido Alzar 在理论上提出可以通过经典的力学和电学谐振

子模拟出 EIT 现象^[48]，把可以实现 EIT 现象的三能级 Λ 型原子结构图模拟成一个力学谐振子系统，如下图：

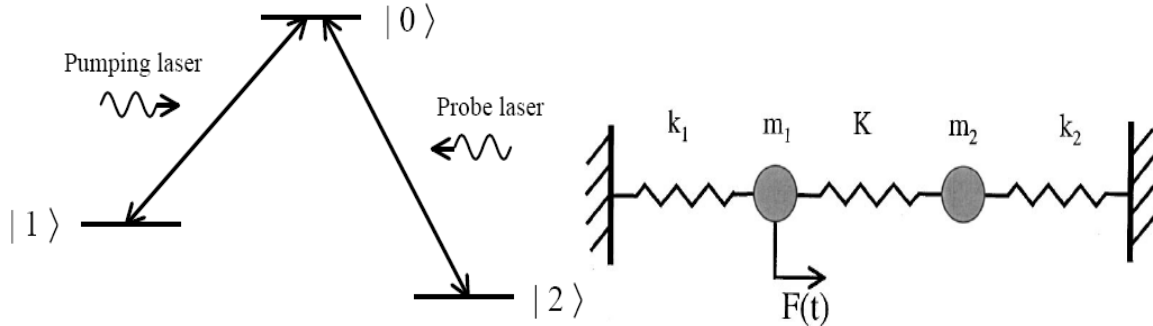


图 1-15 左图为 Λ 型三能级原子结构图，右图为力学谐振子模型图

谐振子系统包括小球 m_1 和 m_2 ，中间用弹簧连接，劲度系数为 K ，另外两端分别用弹簧 K_1 和 K_2 连接到墙上，小球 m_1 同时还受到谐振力 $F_s(t) = Fe^{-i(\omega_s t + \phi_s)}$ ，这样两个小球 m_1 和 m_2 之间通过弹簧 K 连接作用对应这三能级 $|1\rangle$ 态到 $|0\rangle$ 态的 Pump 场，小球 m_1 受到的谐振力 $F_s(t) = Fe^{-i(\omega_s t + \phi_s)}$ 对应着 $|2\rangle$ 态到 $|0\rangle$ 态的 Probe 场，

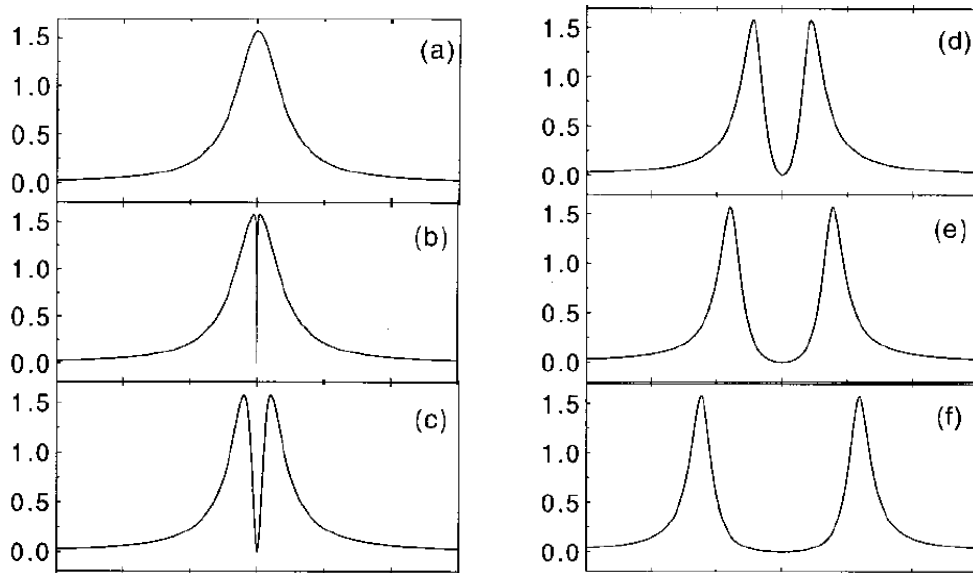


图 1-16 图 (a-f) 对应 Ω_r 从 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 变化时，能量变化率 $P(t)$ 的变化图，透明窗口逐渐变宽该现象很好的模拟了三能级原子形成的 EIT 现象。

改变中间弹簧的劲度系数 K 值，对应对应这三能级 $|1\rangle$ 态到 $|0\rangle$ 态的 Pump 场的强度改变，画出图如下示， $\gamma_2 \ll \gamma_1$ ，对应着三能级 $|1\rangle$ 态到 $|2\rangle$ 的跃迁的几率十分小，即两态跃迁是禁跃的。我们改变参数 Ω_r 的值，上图 2-14 (a-f) 对应 Ω_r 从 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5。从上图我们可以看出透明窗口变宽，对应对应这三能级 $|1\rangle$ 态到 $|0\rangle$ 的 Pump 场的强度逐渐变大。可见该系统很好地模拟了形成 EIT 的三能级系统。

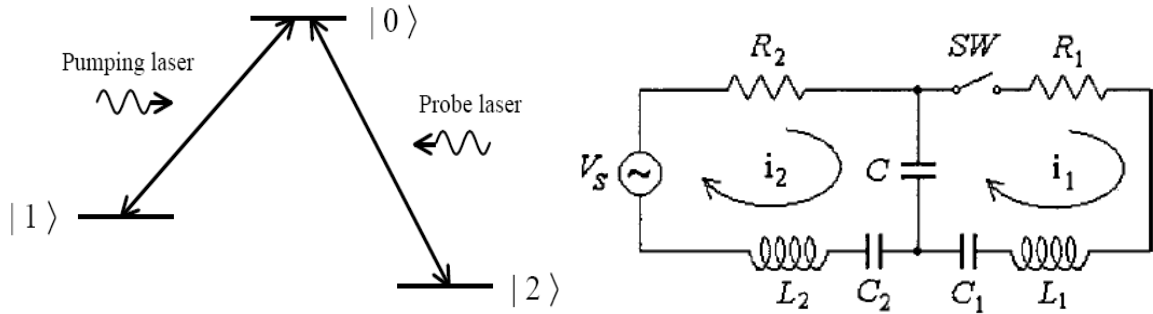


图 1-17 左图为 Λ 型三能级原子结构图，右图电学 RLC 振荡电路图

同样我们在经典的 RLC 振荡也可以实现类似的现象，实验原理图如下：循环电路包括电阻 R_1 , R_2 电感 L_1 , L_2 电容 C_1 , C_2 , C ，及电压源 V_s ，对应的三能级，其中 L_1 , C_1 , C 振荡类比于 Pump 场的跃迁， R_1 决定了在这个过程中的转化速率， L_2 , C_2 , C 构成模拟原子的系统， R_2 对应代表原子从激发态自发辐射的原子损耗速率，电容 C 属于两个回路电路的，相对应的原子系统和 Pump 场之间的耦合，添加电压源 V_s 这样 L_2 , C_2 , C 构成的系统有两种路径起振，对应三能级系统有两条路径激发到激发态。

C. L. Garrido Alzar 小组不仅从理论上给出了解释，而且还在 RLC 振荡电路从实验上给出了结果，从图中可以看出当逐步减小电容 C 的大小，且开关打开对应三能级原子就是没有加 Pump 光的情况下，这样理论计算结果如 a-d 图没有劈裂开的实线，闭合开关后理论计算图就要了劈裂，虚线是实验结果，实验条件： $R_1 = 0\Omega$ $R_2 = 51.7\Omega$ ， $L_1 = 1000 \mu H$ $L_2 = 1000 \mu H$ ， $C_1 = 0.1 \mu F$ ， $C_2 = 0.1 \mu F$ ，改变电容 C 的大小 (a-d 图分别对着电容 C 的大小为 $0.196 \mu F$, $0.15 \mu F$, $0.096 \mu F$, $0.05 \mu F$)，对应三能级原子实线 EIT 现象就是改变 Pump 光的大小，可见随着电容 C 的逐渐减小 (对应的是 Pump 光的光强的逐渐变大)，类 EIT 图劈裂地越大。可见通过经典的 RLC 振荡也可以很好地模拟出原子中实现的 EIT 现象。

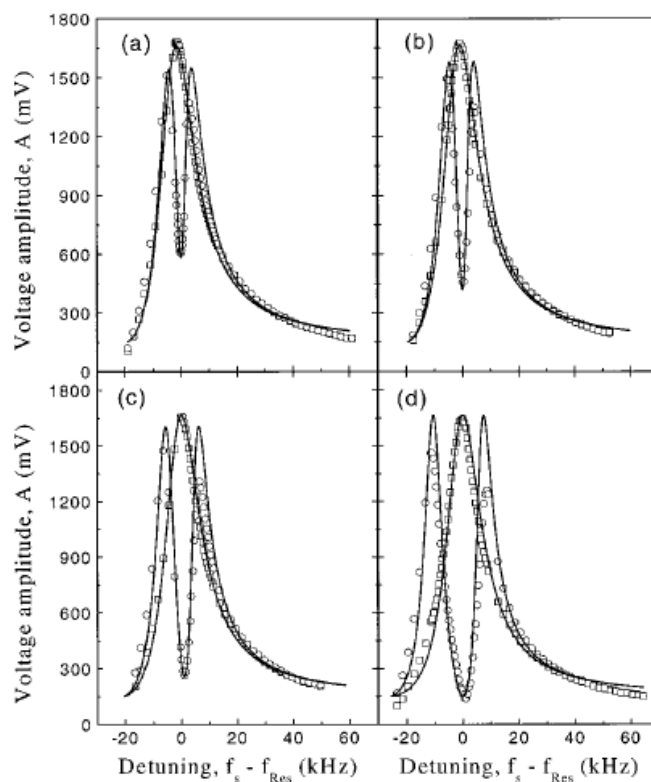


图 1-18 电学 RLC 振荡电路形成类 EIT 现象的实验和理论结果图

1.8 本章小结

本章首先介绍了在原子系统中由于量子干涉效应产生的 EIT 效应及相关实验，以此为比较引出在经典系统中通过经典的相消相长干涉产生的类 EIT 效应，并指出光学耦合腔相对于在原子系统的自身优点和应用，它可以实现室温下的集成芯片式结构进行相干操控光场，并且不受特定光频率段的限制，具有光脉冲的减速、存储和释放等能力，如利用耦合的熔融的石英微球、集成微米尺寸的硅光学耦合腔、耦合的光纤环行腔等等。由于这些广泛的研究和广阔的应用前景，这就是提出本实验工作的必要性。

第二章 光学耦合腔实现类 EIT 现象的相关理论

光学耦合腔可以模拟原子系统中的电磁感应透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 效应^[6], 我们称之为耦合腔诱导透明 (Coupled-Resonator-Induced Transparency) 效应^[39-42], 本章介绍了单个光学腔和两光腔耦合腔的理论模型并从理论上计算了单个光学腔和两光腔耦合腔的反射光强特性以及色散特性。通过改变中间耦合腔镜的不同透射率, 理论计算出两腔耦合腔在不同耦合程度下的的反射光强特性及色散特性, 得到了两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。并且以两光学腔组成耦合腔为基础在理论上计算了 n 个光腔组成耦合腔的反射光强特性。

2.1 光学谐振腔的反射与色散特性

首先我们为了更好的设计和搭建实验及正确地分析实验结果, 这里从经典的电磁理论出发计算和推导出耦合腔反射谱的特性^[40]。

先考虑单个光学腔如图 2 所示: 光学谐振腔的入射场、反射场、透射场分别为 E^{in} 、 E_r 、 E_t , 假定由往返腔内带来的光场位相变化为 Φ , 输出腔镜的振幅透射和反射系数分别为 t_1 、 r_1 , 输入腔镜的振幅透射和反射系数分别为 t_2 、 r_2 , 内腔电场分量大小分别为 E_1 、 E_2 、 E_3 、 E_4 , 与其对应的强度分别为 I_1 、 I_2 、 I_3 、 I_4 。输出和输入腔镜的透射、反射率分别为 T_1 、 R_1 、 T_2 、 R_2 , α 为内腔损耗系数, L 为腔长, c 为光速, ω 为激光频率, 相位 $\Phi = \frac{2\omega L}{c}$ 。

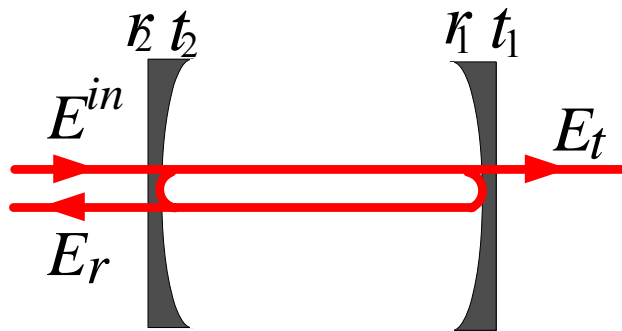


图 2-1: 单个光学腔的示意图

根据光场的输入和输出关系式, 存在着如下关系式:

$$E_1 = it_2 E^{\text{in}} + r_2 E_4 \quad (2.1)$$

$$E_2 = \alpha E_1 e^{i\omega \frac{L}{c}} = \alpha E_1 e^{i\frac{\Phi}{2}} \quad (2.2)$$

$$E_3 = r_1 E_2 \quad (2.3)$$

$$E_4 = \alpha E_3 e^{i\omega \frac{L}{c}} = \alpha E_3 e^{i\frac{\Phi}{2}} \quad (2.4)$$

$$E_r = -r_2 E^{in} + it_2 E_4 \quad (2.5)$$

$$E_t = it_1 E_2 \quad (2.6)$$

光每通过一次腔镜，都会引入一个 $\frac{\pi}{2}$ 的相位改变，我们同时忽略掉激光模式在空间中的散射损耗，先求出：

$$E_4 = \frac{i\alpha^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}}{1 - \alpha^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}} E^{in} \quad (2.7)$$

再结合以上方程可计算出单个光学腔的反射系数 γ 和透射系数 τ

可以从中得到：

$$\frac{E_t}{E^{in}} = \tau = -\frac{\alpha t_1 t_2 e^{i\frac{\Phi}{2}}}{1 - \alpha^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}} \quad (2.8)$$

$$\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma = -\frac{\alpha^2 r_1 e^{i\Phi} - r_2}{1 - \alpha^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}} \quad (2.9)$$

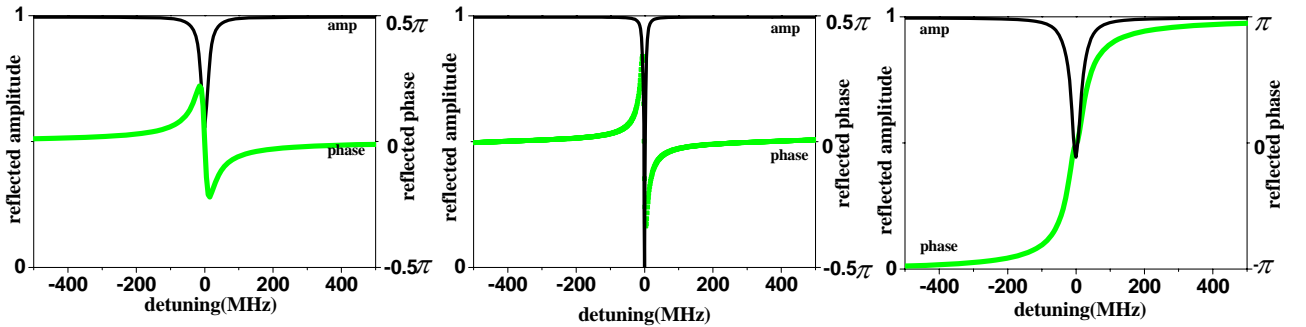


图 2-2: (a) 为欠耦合腔反射光场的振幅和相位与入射光场相对腔失谐的关系图 (b) 为阻抗匹配的情况下反射光场振幅和相位与入射光场相对腔失谐的关系图 (c) 为过耦合腔反射光场的振幅和相位与入射光场相对腔失谐的关系图。

我们先分析一下单腔的反射光场的特性：

将 $\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma = -\frac{\alpha^2 r_1 e^{i\Phi} - r_2}{1 - \alpha^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}}$ 的实部和虚部分开，画出单个腔的色散曲线和振幅曲线如图

2-2 所示。当单个光学腔满足 $r_2 > r_1 \alpha^2$ 时，这时被称为欠耦合腔，也就是输入耦合镜的透射率小于总内腔损耗，由相位曲线看出，在腔共振附近处光脉冲的群速度折射率为负值，可形成光脉冲超光速传播，如图 2-2 (a) 所示；当 $r_2 = r_1 \alpha^2$ ，光学腔满足阻抗匹配条件，总的反射场就为零，如图 2-2 (b) 所示；图 2-2 (b) 所示；当光学腔满足 $r_2 < r_1 \alpha^2$ ，称为过耦合腔，也就是输入耦合镜的透射率大于总内腔损耗，在腔共振附近处光脉冲的群速度折射率大于 1，可形成光脉冲慢光速传播，如图 2-2 (c) 所示。

2.2 光学耦合腔的反射与色散特性

下面考虑耦合腔如图 2-3 所示，

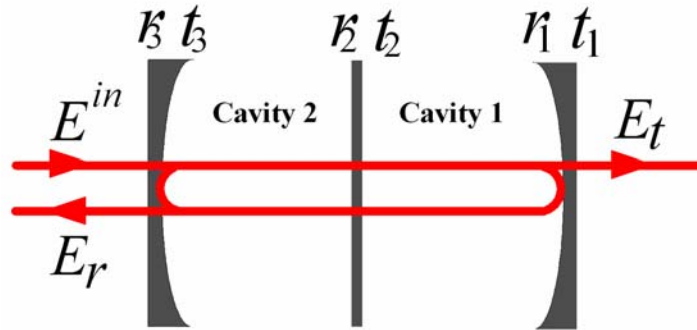


图 2-3 两光学腔组成耦合腔的示意图

我们已经得出单个腔的反射透射系数 γ_1, τ_1 ，则耦合腔的反射和透射系数 γ_2, τ_2 表达为：

$$\frac{E_t}{E^{in}} = \tau_1 = -\frac{\alpha_1 t_1 t_2 e^{i\Phi}}{1 - \alpha_1^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}} \quad (2.10)$$

$$\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma_1 = -\frac{\alpha_1^2 r_1 e^{i\Phi} - r_2}{1 - \alpha_1^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}} \quad (2.11)$$

$$\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma_2 = -\frac{\alpha_2^2 \gamma_1 e^{i\Theta} - r_3}{1 - \alpha_2^2 \gamma_1 r_3 e^{i\Theta}} \quad (2.12)$$

$$\frac{E_t}{E^{in}} = \tau_2 = -\frac{\alpha_2 t_3 \tau_1 e^{i\frac{\Theta}{2}}}{1 - \alpha_2^2 \gamma_1 r_3 e^{i\Theta}} \quad (2.13)$$

可以从式(2.11)中看出，耦合腔的反射系数是将第二个单腔反射系数公式（见式 2.9）中反射率 r_2 由第一个腔的反射系数 $\gamma_1 = -\frac{\alpha_1^2 r_1 e^{i\Phi} - r_2}{1 - \alpha_1^2 r_1 r_2 e^{i\Phi}}$ 所代替， α_2 为第二个腔的损耗系数， Θ 为从第二个腔往返一周所带来的相位改变。假设两个腔的腔长相等，因此 $\Theta = \Phi$ 。

我们将耦合腔的反射系数 $\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma_2 = -\frac{\alpha_2^2 \gamma_1 e^{i\Theta} - r_3}{1 - \alpha_2^2 \gamma_1 r_3 e^{i\Theta}}$ 的实部虚部分开，画出耦合腔的色散曲线和振幅曲线如图所示。

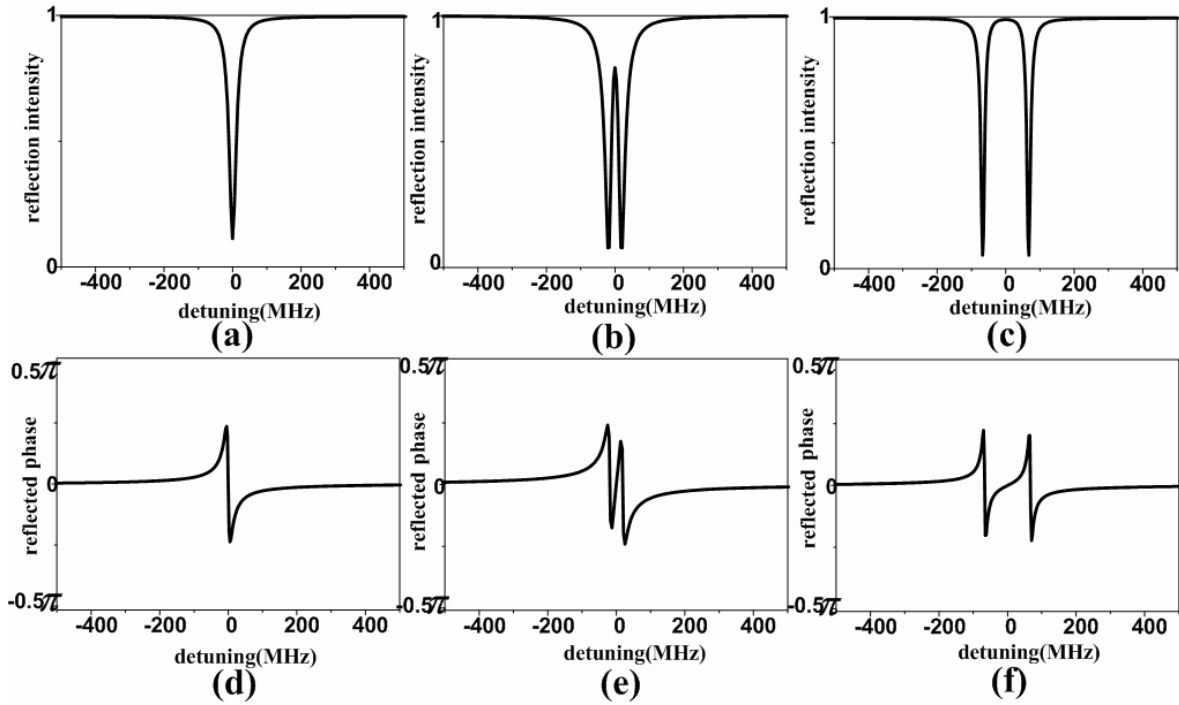


图 2-4 (a)和(d)为挡掉腔 1 由腔 2 构成的单个光腔的反射场的振幅和相位谱，其中带入参数 $r_2=0.999$, $r_3=0.98$, $\alpha_2=0.975$, (b)和(c)为腔 2 与腔 1 构成耦合腔的反射场的振幅和相位谱，

其中理论参数 $r_1=0.99999$, $r_2=0.999$, $r_3=0.98$, $\alpha_1=0.995$, $\alpha_2=0.975$; (c) 和 (f) 为耦合腔的反射场的振幅和相位谱, 中间耦合镜的透射率增大 $r_2=0.99$, 其余参数与(b) 和 (e)相同。

可以看到耦合腔反射场在共振附近吸收减小, 同时色散由超光速传播变为慢光速传播, 该现象完全模拟三能级原子的 EIT 效应。当增大中间耦合镜的透射率, 反射场的振幅谱劈裂增大, 如图 2-4 (c)和(f)所示, $r_1=0.99999$, $r_2=0.99$, $r_3=0.98$, $\alpha_1=0.995$, $\alpha_2=0.975$; 这与三能级原子增大耦合光的强度使 EIT 吸收谱劈裂增大相一致。图 2-4 给出耦合腔反射场的振幅和相位与入射光场相对腔失谐的关系。图 2-4 (a)和(d)为挡掉腔 1 由腔 2 构成的单个光腔的反射场的振幅和相位谱, 其中带入参数 $r_2=0.999$, $r_3=0.98$, $\alpha_2=0.975$; 可以看出它为欠耦合腔, 在腔共振附近处光脉冲超光速传播。

通过迭代的方法^[39]可以求出由 n 个腔构成的耦合腔的反射谱,

$$\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma_n = -\frac{\alpha_n^2 \gamma_{n-1} e^{i\Lambda} - r_{n+1}}{1 - \alpha_n^2 \gamma_{n-1} r_{n+1} e^{i\Lambda}}, \text{ 这样就可以求出多腔耦合腔的特性。}$$

下附 Mathematica 计算单腔和双腔耦合腔的透射和反射的程序语句, 其中 R1[w.] 计算结果表示单个腔的反射系数, 可以通过取模平方得到反射强度特性和取复角值得到色散特性, R2[w.] 为单腔透射系数, R3[w.]为双腔耦合腔的反射系数, R4[w.]双腔耦合腔的透射系数。

```

a1 = 0.99
a2 = 0.999
a3 = 0.997

r1 = 0.99^0.5;
r2 = (0.994)^0.5;
r3 = (0.97)^0.5;

sh = {}

q1[w_] := w;
q2[w_] := w (*对应腔的失谐*)

R1[w_] := 
$$\frac{r2 - r1 * a1 * \text{Exp}[I * q1[w] * 2]}{1 - r2 * r1 * a1 * \text{Exp}[I * q1[w] * 2]}$$
 (*反射单*)

R2[w_] := 
$$\frac{-(1 - r1 * r1 - r2 * r2 + r1 * r1 * r2 * r2)^{0.5} * (a1^{0.5}) * \text{Exp}[I * q1[w]]}{1 - r2 * r1 * a1 * \text{Exp}[I * q1[w] * 2]}$$
 (*透射单*)

R3[w_] := 
$$\frac{r3 - R1[w] * a2 * \text{Exp}[I * q2[w] * 2]}{1 - r3 * R1[w] * a2 * \text{Exp}[I * q2[w] * 2]}$$
 (*反射双*)

R4[w_] := 
$$\left( \text{Abs} \left[ \frac{R2[w] * (1 - r3 * r3)^{0.5} * (a2^{0.5}) * \text{Exp}[I * q2[w]]}{1 - r3 * R1[w] * a2 * \text{Exp}[I * q2[w] * 2]} \right] \right)^2$$
 (*透射双*)

R4[0]

For[d = -2, d < 2, d = d + 0.005,
  AppendTo[sh, d];
  AppendTo[sh, R4[d]] ]
ph = Partition[sh, 2]

SetDirectory["F:\\高峰"]
Export["双透射理论.txt", ph, "table"]

R4[0]
Plot[R4[w], {w, -1, 1}, PlotRange -> {-1, 1}, AspectRatio -> 1]
Clear[r1, r2, r3, w, a1, a2]

```

2.3 n 个光腔组成耦合腔的反射特性研究

在理论计算出了两腔耦合腔在不同耦合程度下的的反射光强特性及色散特性，得到了两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象后，下图为 n 个光腔组成耦合腔

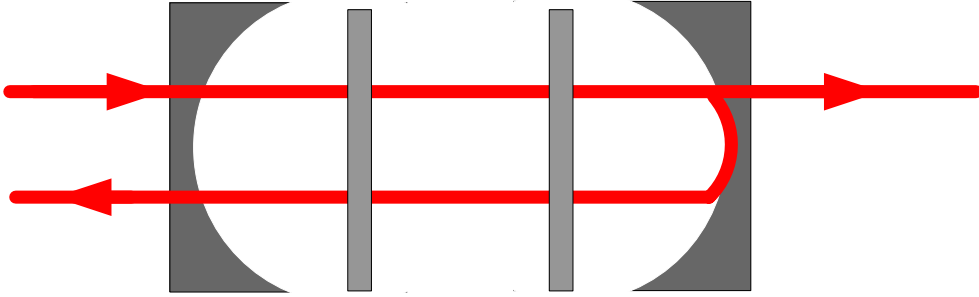


图 2-5 由 n 个光腔组成耦合腔的示意图

的示意图，计算方法类似我们利用迭代的方法反复带入反射系数，迭代关系如下：

$$\gamma_m = \frac{-\alpha_m^2 \gamma_{m-1} e^{i\varphi} + r_m}{1 - \alpha_m^2 \gamma_{m-1} r_m e^{i\varphi}}, \quad (m \geq 1 \text{ 的整数}) \quad (2.14)$$

这样 n 个光腔组成耦合腔的反射系数：

$$\frac{E_r}{E^{in}} = \gamma_n = \frac{-\alpha_n^2 \gamma_{n-1} e^{i\Omega} + r_n}{1 - \alpha_n^2 \gamma_{n-1} r_n e^{i\Omega}} \quad (2.15)$$

这样我们计算出从单腔到九个光腔组成耦合腔的反射光强图，理论计算中损耗系数我们取 $a=0.995$ ，输入镜的反射系数 $r_n=0.98$ ，即输入镜的反射率为 96%，中间腔镜的反射系数 $r_m=0.99$ 其中 $(1 \leq m \leq n-1)$ ，输出镜的反射系数 $r_0=0.999$ ，即输出镜为高反镜。从图中我们可以看出透明窗口随着多级耦合腔数的增大而变多，而且奇数光腔耦合在零失谐处的透过率从单腔是 $T_1=0.998$ 到九个光腔耦合的 $T_9=0.71$ 逐渐减小，偶数腔的反射率从双腔是 $R_2=0.995$ 直到八个光腔耦合时 $R_2=0.915$ 逐渐减小，我们分析主要是多腔相消干涉随着级数的增大而减弱以及损耗的影响。而且从图中我们可以看出多级耦合光腔可以作为滤波器对模式进行很细的筛选，随着耦合级数的增大筛选的精度就越来越高。边带模式强度大小逐渐变小是由于考虑损耗的缘故，如果不考虑损耗的作用，边带强度的大小就不会发生变化与主峰强度相同。

r_n

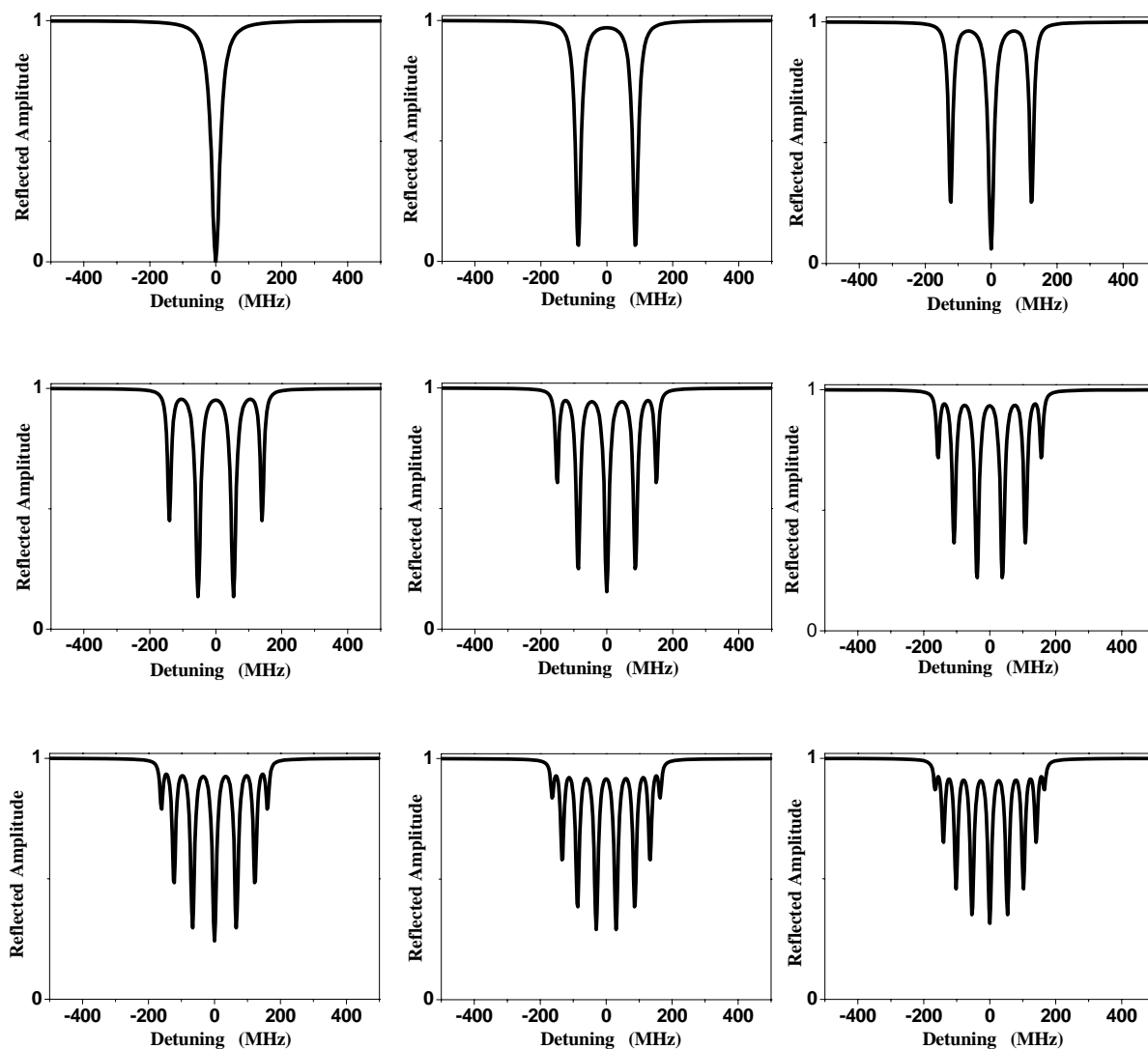


图 2-6 理论计算从单腔到九个光腔耦合的反射光强图

同时我们把单腔双腔三腔四腔之间的反射光强谱线图进行了比较，如下图 2-7，从图 (a) 中我们可以看出，三腔的反射峰是单腔的反射峰的劈裂开，而且三腔的反射谱线中可以看出波段的线宽被压窄；从图 (b) 中我们可以看出，三腔的反射谱线与双腔的反射谱线在零失谐处，原本透明区变成了不透明区；从图 (c) 中我们可以看出，四腔的反射谱峰是双腔的两反射谱峰的劈裂但不等间距即频移程度不同。

a (单个光学腔的反射光强图

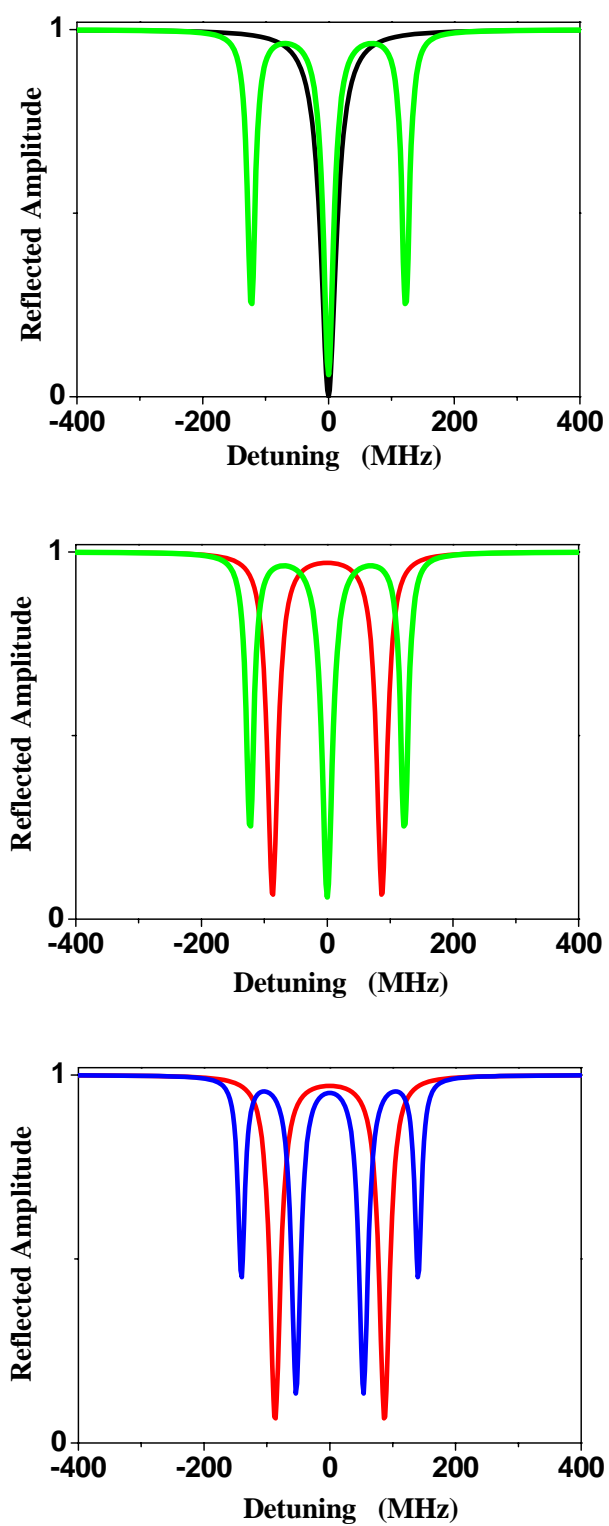


图 2-7 理论计算单腔与多光腔组成耦合腔的反射光强图比较

2.4 本章小结

本章我们详细地介绍了两光腔组成耦合腔的理论模型，并从理论上计算了光学腔的反射和色散特性，通过改变前后腔镜的不同透射率得到实现快光慢光条件及临界点；并且以此为基础计算了耦合腔中通过改变中间耦合腔镜的不同透射率，从理论计算出两腔耦合腔的反射谱，得到了两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。以两腔耦合腔在不同耦合程度下的的反射光强特性及色散特性为基础，得到了 n 个光腔组成耦合腔的反射特性曲线图，列出从单个光学腔到九个光腔组成耦合腔的反射特性曲线，并进行了比较分析。

第三章 利用光学耦合腔实现类 EIT 现象

实验装置与实验结果

本章介绍实验中我们采用分离光学腔镜建立耦合腔，由于该系统易于调节腔的各种参数，实验中通过改变中间耦合腔镜的不同透射率，实验测量了两腔耦合腔的反射谱，观测到两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。由于该系统简单灵活，可用于慢光速和超光速的实验研究，特别是该工作为下一步以压缩真空态光场作为输入光场，研究光学耦合腔对输入量子光场产生的类 EIT 效应奠定基础^[49]。

3.1 激光系统

实验所采用的激光器是我们光电所自行研制的 LD 泵浦全固体化连续单频内腔倍频环形 Nd:YVO₄-KTP 532nm 绿光激光器^[50]，泵浦光波段为 808nm 功率为 2.5W，绿光输出功率为 220mW，偏振方向与竖直方向夹角 45°，5 小时长期功率稳定性小于 ±1%；可同时输出 1064nm 红外 20mW；下面介绍激光器的结构如下图：

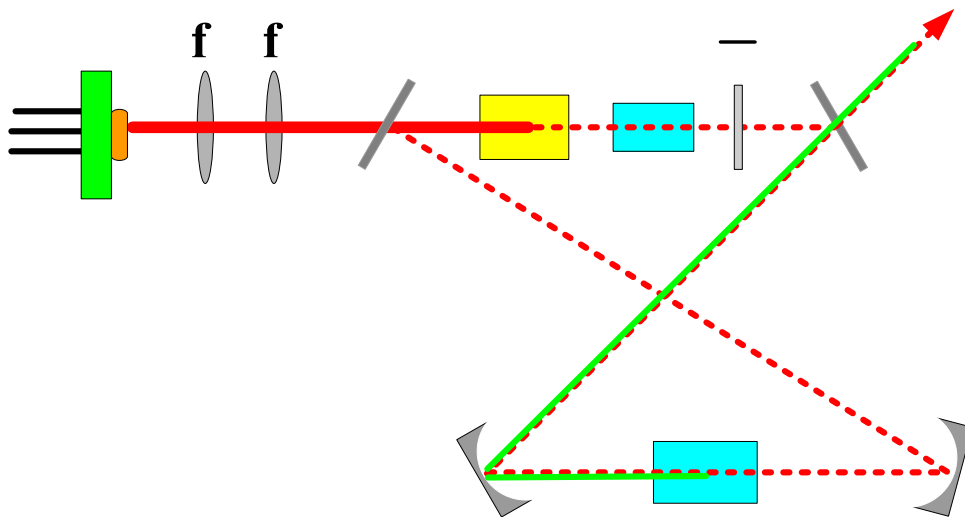


图 3-1 全固体化连续单频内腔倍频环形绿光激光器示意图

3.1.1 激光器抽运源

激光器抽运源是美国 Coherent 公司生产的 HHL (High-Heat Load Packages) 封

装的 High-Power Laser Diodes (LD), 产品已经加上自聚焦透镜, LD 电源驱动电流为 3A 时, 输出功率 2.7W, 输出光束的中心波段 806nm, 线宽 2nm, 输出光为垂直偏振的线偏振光, 封装内装有用于探测温度和制冷的热敏电阻和 PAT 元件^[53]。

3.1.2 整形焦距系统

整形焦距系统是由两个薄透镜组成, 靠近 LD 的一个为整形透镜, 焦距为 30mm, 用于将 LD 输出的发散光束准直为垂直方向和水平方向发散角都尽可能小的近平行光束^[53]。靠近激光谐振腔的是一个焦距透镜, 焦距为 50mm, 用于将准直了的近平行光束聚焦到激光晶体上, 要求在晶体中的腰斑大小小于谐振腔的基模腰斑尺寸, 以保证激光器的单横模运作^[53]。

3.1.3 激光谐振腔

激光谐振腔的结构是由两个平面镜和两个曲率半径均为 50mm 的凹面镜组成的蝴蝶型环形腔, 内加有激光晶体和单向器^[53]。激光晶体为掺钕浓度 0.5% 的 Nd:YVO₄ 的正单轴晶体, 晶体靠近抽运光端镀有 808nm 和 1064nm 双增透介质膜, 另一端镀有 1064nm 增透介质膜。谐振腔输入耦合镜 M₁ 为一直径 20mm 的平面镜, 靠近激光晶体面为 1064nm 高反, 靠近聚焦透镜面为 808nm 增透, 谐振腔输出耦合镜 M₂ 为一直径 20mm 的平面镜, 靠近谐振腔面为 1064nm 反射率 99.7% 和 532nm 减反, 朝外面为 1064nm 和 532nm 增透, 凹面镜 M₃ M₄ 为 1064nm 高反。TGG 晶体和 $\lambda/2$ 波片放入腔内作为光单向器, 强迫基波在腔内单向运转获得单频输出, 二类临界相位匹配的 KTP 晶体作为非线性晶体产生 532nm 的二次谐波输出^[53]。

3.2 模式清洁器

在具体实验过程中, 常常遇到激光模式不好这个问题, 这就是我们需要对激光模式进行筛选, 在前面我们提到对称共心腔是临界腔, 对激光模式进行了十分苛刻的筛选, 因此共心腔是最常用的一种具有激光模式过滤作用的光学器件。本实验系统与该系统与我们利用周期极化 KTP 晶体产生压缩真空态光场的系统^[14-16]相兼容, 而且下一步该工作即将以压缩真空态光场作为输入光场, 研究光学耦合腔对输入量子光场产生的类 EIT 效应奠定基础, 所以我们先在设计和调节模式清洁器之前进行了理论计算:

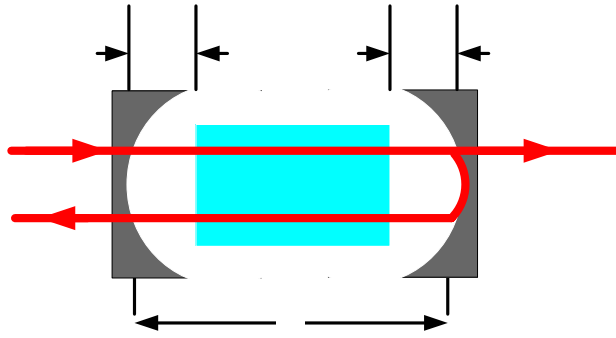


图 3-2 模式清洁剂腔的示意图

在几何光学我们常用传输矩阵来处理问题，如图所示则加入晶体的光学腔的往返矩阵 M 表示为：

$$\begin{aligned}
 M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & L_3/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &* \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & L_3/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

其中 L_1 为前腔镜与非线性晶体之间的距离， L_2 为后腔镜与非线性晶体之间的距离， L_3 为非线性晶体的几何长度， R_1 R_2 分别代表前后腔镜的曲率半径， n 为非线性介质 PPKTP 的折射率系数，

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & (L_1 + L_2 + L_3/n)^2 \\ \frac{4}{R_1 R_2} & \frac{4(L_1 + L_2 + L_3/n - R_1/2)(L_1 + L_2 + L_3/n - R_2/2)}{R_1 R_2} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

如果光束 X 是光学谐振腔的一个本征态，那么它应该满足自在现条件，即：

$$X' = MX = \chi X, \text{ 其中 } \chi \text{ 为本证值，解该矩阵方程可得：} \left| \frac{A+D}{2} \right| < 1 \text{ 时为稳定腔，}$$

高斯光束为这时光学腔的本征模，我们按照实验具体参数取 $R_1=30\text{mm}$, $R_2=30\text{mm}$, $L=60\text{mm}$, $n=1.74$ (PPKTP) 和 $n=1$ 两种情况下得到腔的稳定系数与腔长的关系图：

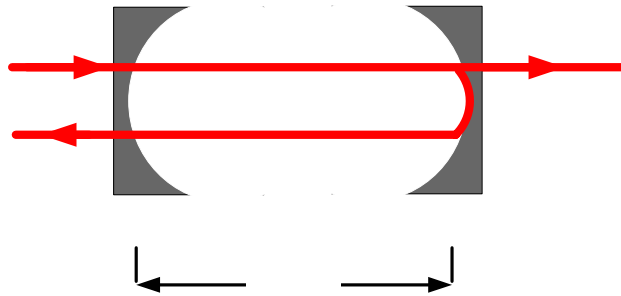
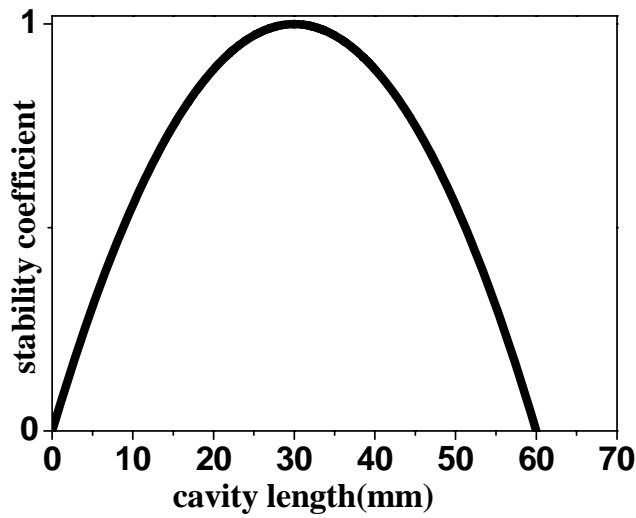


图 3-3 模式清洁剂腔在没加晶体时的示意图

先考虑没加入晶体 PPKTP 之前的情况，通过自在现条件可以得到腔长 $L=60\text{mm}$ 时，腔处于临界点，利用腰斑处的等相位面的曲率半径为无穷大，得出腰斑半径值：

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda B \sqrt{4 - (A + D)^2}}{2\pi(1 - AD)} \quad (3.3)$$

再由实验具体参数输入光波段 $\lambda = 1064\text{nm}$ ，得到腰斑半径 $\omega_0 = 0.86482\text{mm}$ 。

再考虑加入晶体 PPKTP 之后的情况，实验中 L_3 (PPKTP 在 Z 轴的长度为 12mm ，也是先利用传输矩阵自再现条件，求出腔长与 $(1 - g_1 g_2)$ 其中 g 为腔参数 $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$, $i=1,2$ 。

导出腔在临界时的腔长 $L = 64.535\text{mm}$ ，得到此值再代入利用腰斑处的等相位面的曲

率半径为无穷大，得出腰斑半径值 $\omega_0 = 0.86469 \text{ mm}$ ，腰斑变小。

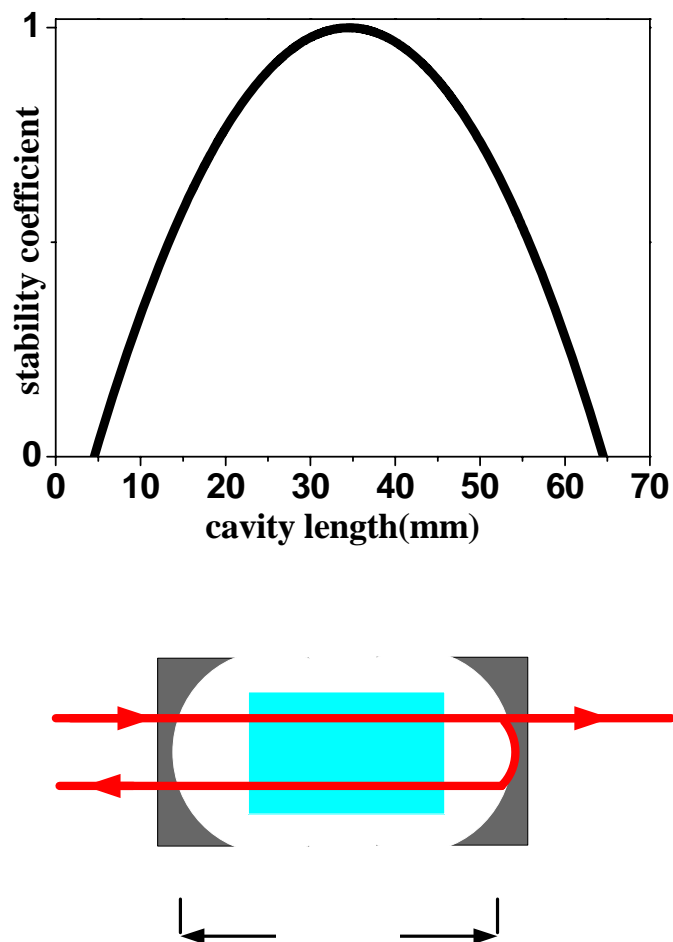


图 3-3 模式清洁器腔在加入晶体 PPKTP 后的示意图

考虑到腔体的稳定性，腔体的材料我们选择了殷钢，殷钢具有热膨胀系数小密度大的优点，实验中模式清洁器放置腔镜的两个镜架与两块殷钢板连接为一体，殷钢板作为镜架的静片，动片和殷钢板通过弹簧和镜架的旋转螺丝连接，腔镜置于动片上；两块殷钢板通过殷钢棒连接为一体，殷钢棒和殷钢板的连接处套有橡胶圈，以达到两者的吻合更加紧密、一体性以更好便于侧面的螺丝紧固；另外的一块连接三根殷钢棍且与殷钢板平行的铝板主要是起着使整体结构不易形变的作用；两块殷钢板中间架有一可上可下、前后、左右、以及沿光路水平和垂直方向俯仰调节的三维放置非线性晶体的装置，搭建好的整个腔体与光学平台的接触处垫有 3mm 厚的软

胶片，用来减小平台到腔震动的传递；整个腔体装置用厚的有机玻璃壳子密封起来并充以净化空气，以保证 PPKTP 晶体不被灰尘污染，使整个系统具有很好的抗干扰能力。

3.3 锁腔系统

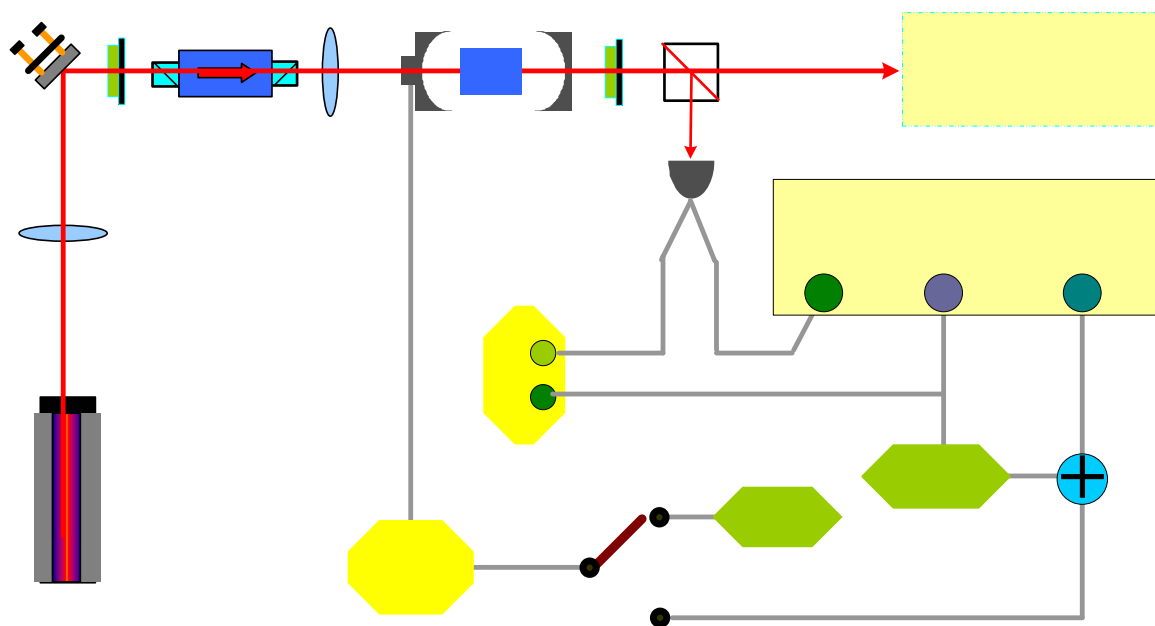


图 3-4 利用锁相锁 OPA 腔系统的整套示意图

整套装置中用到两处频率锁定系统，分别锁定模式清洁器和 OPA 腔。它们都是用边带锁腔的原理^{[51][52]}。锁 OPA 腔的装置如图 3-4 所示。

主要用到的仪器有，锁相放大器(Lock-in, Stanford 公司 Research Systems, SR830)，信号发生器 (FG, 南京盛普科技公司, SP1641B)，示波器 (OSC, 岩崎公司 SS-7802) 和积分电路 (PI)。其中，锁相放大器的内部兼有信号发生器、低通滤波器、乘法器等功能单元。从锁相放大器的 Sineout 端口输出一个频率为 13.8KHz 的正弦信号，经过自制的高压放大器 HV1 (宇光公司, PZ-2003A) 加到 OPA 腔的压电陶瓷上。这个信号加在压电陶瓷上的目的是对 OPA 腔的腔长进行调制，让腔长处 在激光器出来的模式的起振位置。

如上图输出激光经过 OPA 腔后，一小部分光入射到探测器 D，D 探测到的透射

光信号分成直流和交流两路，直流输出在示波器上监测，交流输出输入到锁相放大器的 A 端口。在锁相放大器内部，这个输入到 A 端口的信号会与锁相放大器内部的正弦信号相乘，经过滤波器，得到误差信号，由 Output 端口输出。

误差信号经过积分电路 PI，高压放大器 HV，传输到 OPA 腔的压电陶瓷上，通过推动压电陶瓷来改变 OPA 腔的腔长，使之本征模式锁定在激光器的中心频率上。

信号发生器 FG 输出频率为 20Hz 的锯齿波，它通过开关 I 接入高压放大器 HV，它的作用是扫描 OPA 腔，为前期调节 OPA 腔提供信号。

锁腔过程如下：先将开关拨到信号发生器 FG 输出端口，同时扫腔让示波器上显示 OPA 腔对输入光的透射峰，OPA 腔的压电陶瓷上加有一个 20Hz 的锯齿波，观察输入激光与 OPA 腔的匹配情况，在 OPA 腔输出次峰是主峰的百分之一以后（即要把 OPA 腔的模式调节好），在示波器 OSC 上可以观察到鉴频曲线，可以通过改变锁相放大器及比例积分电路 PI 的参数对鉴频曲线进行调整。最后降低高压放大器 HV 的增益，将开关拨到锁相放大器输出的误差信号输出端口，改变高压放大器 HV 的偏置锁腔。

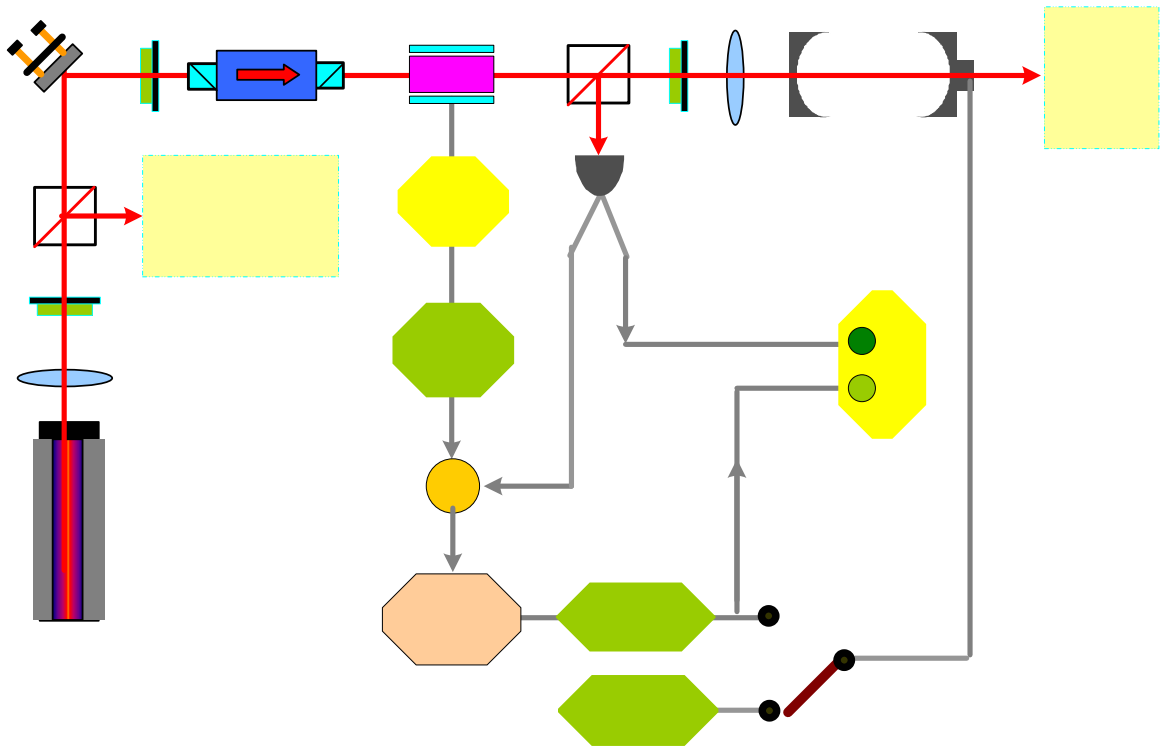


图 3-5 利用边带锁模式清洁器腔系统的整套示意图

模式清洁剂锁腔的装置如图 3-5 所示，通过利用反射的 1064nm 光用于锁腔，主要用到的仪器有信号发生器（Stanford 公司，DS345），相位延迟盒（EG&G 公司，DB463），乘法器（Mini-Circuits 公司，ZAD-1），低通滤波器（Mini-Circuits 公司，BLP-1.9），电光调制器 EOM (Electro-Optical Modulator, New Port 公司，4004IR)，射频放大器 RA（Radio Frequency Amplifier，Mini-Circuits 公司，ZHL-1-2W），示波器，高压放大器和积分电路。

信号发生器 FG1 输出 20MHz 的正弦波，分成两路，一路通过功率放大器加在电光调制器 EOM 上，一路输入乘法器，与探测器 D3 的交流输出相乘，通过低通滤波器得到误差信号。误差信号通过积分电路 PI，高压放大器 HV1（宇光公司，PZ-70），加到倍频腔的压电陶瓷上，把腔长锁定在共振位置。信号发生器 FG2 输出 20Hz 的锯齿波，它的作用是扫腔，观察鉴频曲线。锁腔过程与上面的过程相同。

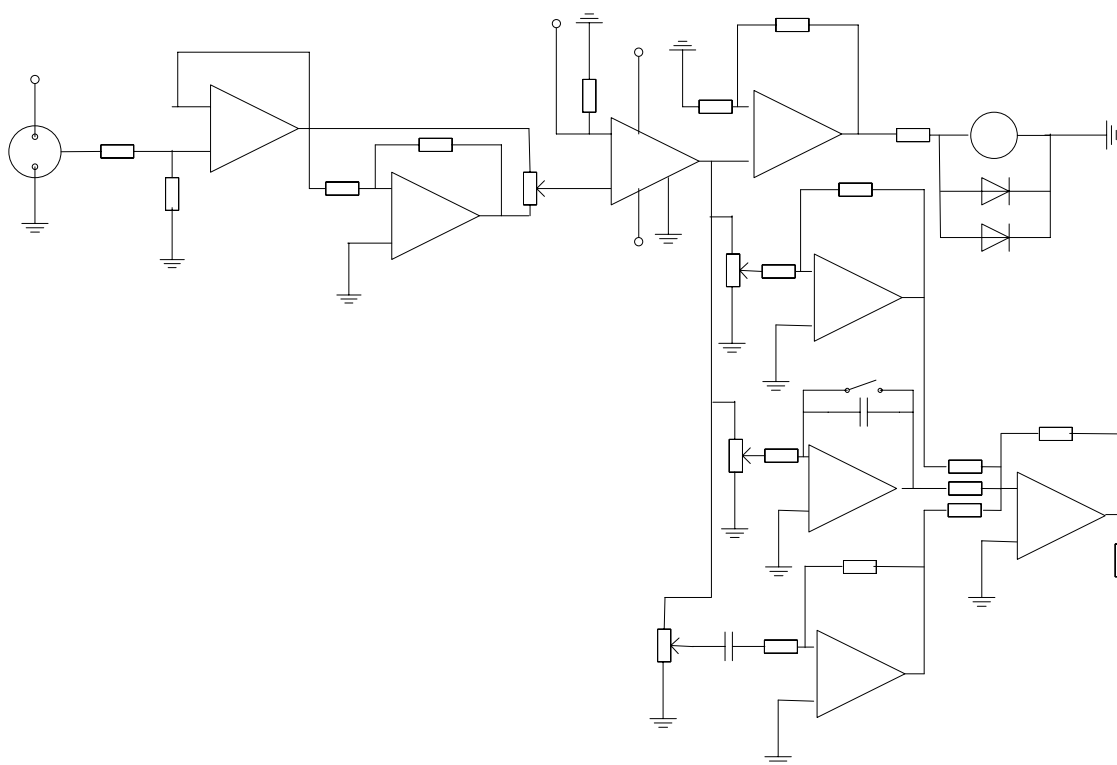


图 3-6 稳频中用到的比例积分 (PI) 电路图

3.4 实验光学耦合腔系统的搭建

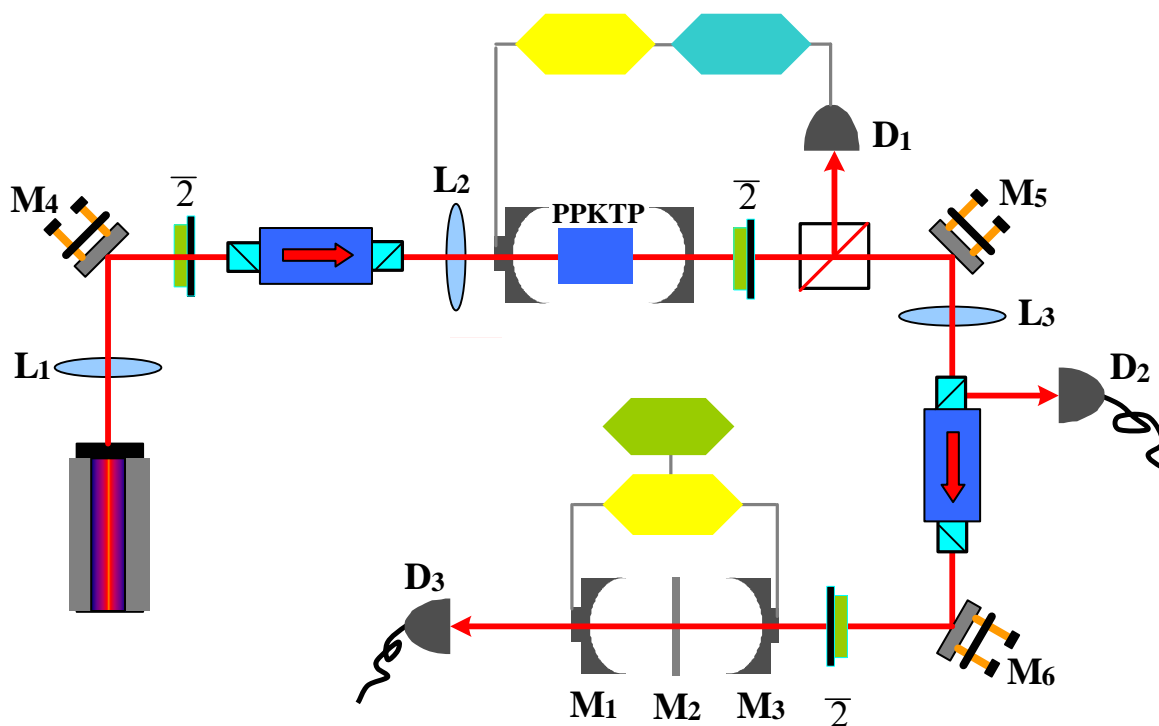


图 3-7 实验利用光学耦合腔实现类 EIT 现象的光路图

具体实验中耦合腔是由两个曲率半径 30 mm 的凹面镜和一个两面都同时镀膜平面镜构成，输入腔镜 M_3 为凹面镜，对 1064 nm 光的透射率为 $T_3=3.6\%$ ，输出腔镜 M_1 也为凹面镜对 1064 nm 光高反（反射率 $R_1>99.9\%$ ），插入中间腔镜 M_2 是一面镀膜对 1064 nm 增透一面镀膜对 1064 nm 有一定反射率的平镜，增透一面靠腔镜 M_3 一侧， M_3 和 M_1 分别与 M_2 的高反面构成一个谐振腔，两个腔的腔长都约为 29.5 mm。利用激光反射光场探测耦合腔类 EIT 效应。

在实验中，我们先撤去中间的平镜，让由腔镜 M_1 和 M_3 组成的近共心腔在模式匹配好了之后，再插入中间平镜构成耦合系统，尝试过经激光器出来的 1064nm 的红外光直接入射到搭建好的耦合腔里，发现很难通过改变腔长让激光模式在腔中起振，让透射光的主峰强度是次峰千倍以上，我们分析后主要有两个原因：首先激光器的频率段并不十分与耦合腔的共振频率吻合，再加上激光器的频率受到外界温度和振

动的影响会发生一定的漂移，这就让模式匹配更加困难，其次由于耦合腔起振通过经典的干涉相消作用产生 EIT 现象，实验中我们通过观测透射谱线看出，通过调节加在耦合腔中的一个腔镜上压电陶瓷的电压，使该腔中存在的强度十分微小（主峰模式的几十分之一）的模式与另一个腔的主峰模式发生干涉效应后，严重地破坏了实验结果，所以这就要求输入耦合腔的激光模式要足够好，一个微小的杂模式经过干涉效应后都变得很强，解决输入光的模式问题是本实验首先要解决的。

需要入射激光与耦合腔进行很好的模式匹配。为了解决了注入光与耦合腔模式匹配问题，采用一个具有相同结构的单腔来作为入射激光的空间模式清洁剂。模式清洁剂是由两个曲率半径 $R_1 = R_2 = 30 \text{ mm}$ 的凹面镜构成，与耦合腔的两个腔镜是同样的曲率参数，腔长为 $L = 59 \text{ mm}$ 的一个近共心腔，输入和输出腔镜对 1064 nm 的透射率分别为 2.3% 和 2.0% 。构成阻抗匹配腔，实验观测模式清洁剂腔的透射率达 60% 以上，精细度为 85 ，这与我们利用理论公式：

$$F = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\Delta\nu_{\frac{1}{2}}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.4)$$

所得到的理论结果 $F=147$ 有很大的出入，我们分析原因主要有二：其一是注入模式清洁剂的激光模式空间不好，这样为了让模式清洁剂能够更好地跟激光模式相匹配，这就在调解模式清洁剂的前后输入输出镜与激光模式相匹配的最优点并不是腔的匹配临界点；其二是模式清洁剂的前后输入输出镜的损耗以及前后透镜的匹配程度。这两点因素对模式清洁剂腔的精细度都是有着极大的影响。

3.5 实验过程

实验中在解决了输入耦合腔的激光模式问题之后，为了检验耦合腔调节的效果及模式清洁剂的对激光模式筛选的优良程度，我们先把激光器扫起来，让输入光学耦合腔的激光频率有一定的失谐情况下，观测光学耦合腔系统的透射信号，如下图 3-7 从图中我们可以看出，主峰周围的小模式特别微弱，可见耦合腔的调节已经完成，并且我们可以看出模式清洁剂的作用是显而易见的。

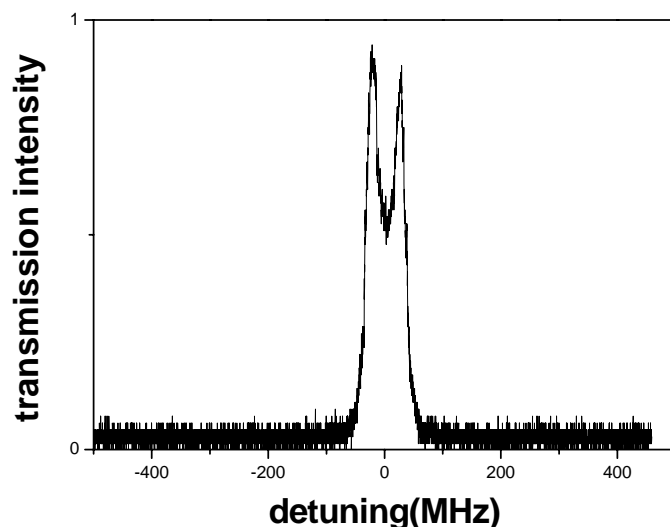


图 3-7 激光频率失谐情况下光学耦合腔的透射强度图

在完成以上的实验工作之后，我们就可以先挡住腔镜 M1，耦合腔变为单腔，其反射谱如图 3-8 (a)所示。当耦合腔的中间平镜 M2 有一定透射率时，两个腔构成一个耦合腔，反射谱如图 3-8 (b) 所示，由于两个谐振子的相互耦合，使一个共振峰劈裂为两个，在失谐等于零处原本不透明的变成了透明区，该现象就是在耦合腔中通过光学相消干涉来实现的类 EIT 现象。当增加平镜 M2 的透射率时 (2%)，这就是增大了两个谐振子的相互作用强度，使两个峰劈裂增大，这与上一章理论计算图 2-4 相吻合。耦合腔的反射谱如图 3-8 (c) 所示，透明窗口增大，这完全与三能级原子系统增加耦合光的强度使透明窗口增大相对应。

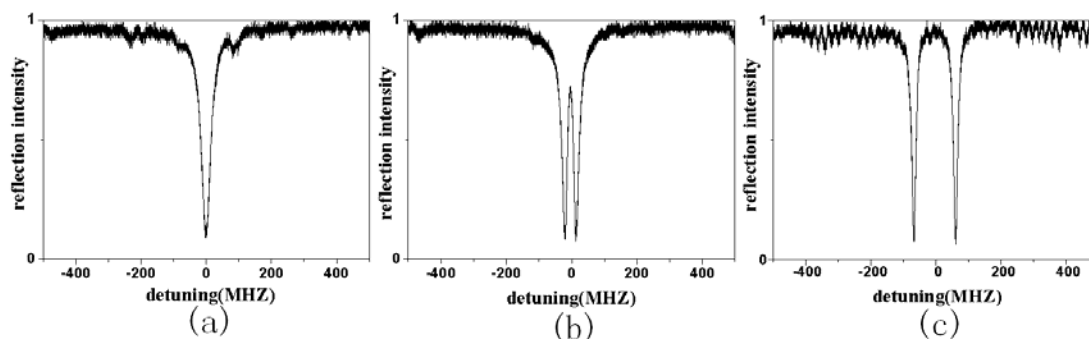


图 3-8 (a)为挡住腔镜 M1，使腔 2 形成单腔的反射谱；(b)、(c)为耦合腔中平镜 M2 的透射率分别为 0.5%和 2%时的反射谱

在用锁相技术将谐振腔的腔长锁定在注入红外光频率上，模式清洁剂透射输出场就非常容易与耦合腔进行模式匹配。光场经过隔离器注入到耦合腔中，反射光场再通过隔离器，偏振方向又旋转 45° ，最后偏振方向与隔离器输入光场成 90° ，因此反射光场通过隔离器输入端的偏振棱镜反射输出，最后由探测器 D2 探测。

在固定入射激光的频率不动，采用同一信号源经高压放大器同时驱动腔镜 M_3 和 M_1 上的压电陶瓷，使两个腔的腔长同时伸长或缩短，反射光场的强度随失谐如图 3-9 所示，该反射谱等效于固定耦合腔的两个腔的腔长不变而扫描入射激光的频率的反射谱。如果两腔存在相对失谐，也就是两腔不同时共振，耦合腔的反射谱呈现非对称类 EIT 现象，这与三能级原子系统的耦合光与上能级作用不严格共振产生非对称 EIT 透射峰所对应。改变耦合腔中的其中一个腔共振频率相对失谐于另一个腔，从负失谐到正失谐，观测反射谱如图 3-9 (a) - (h) 所示，劈裂的双峰从左边非对称变为对称，然后变为右边非对称，当两个腔同时共振时，耦合腔呈现对称类 EIT 现象如图 3-9 (e) 所示。

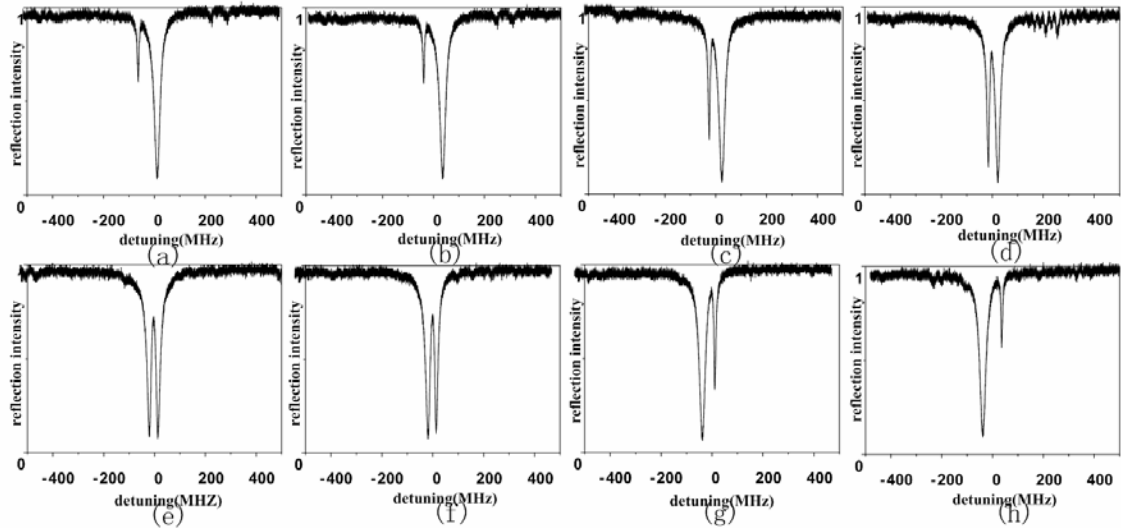


图 3-9 耦合腔中平镜 M_2 的透射率为 0.5% 时的反射谱。(a) - (h) 分别是耦合腔的两个腔相对失谐的反射谱（负失谐到正失谐），两个腔不同时共振，耦合腔呈现非对称类 EIT 现象。当两个腔同时共振时，耦合腔呈现对称类 EIT 现象如图 (e) 所示

3.6 探测系统

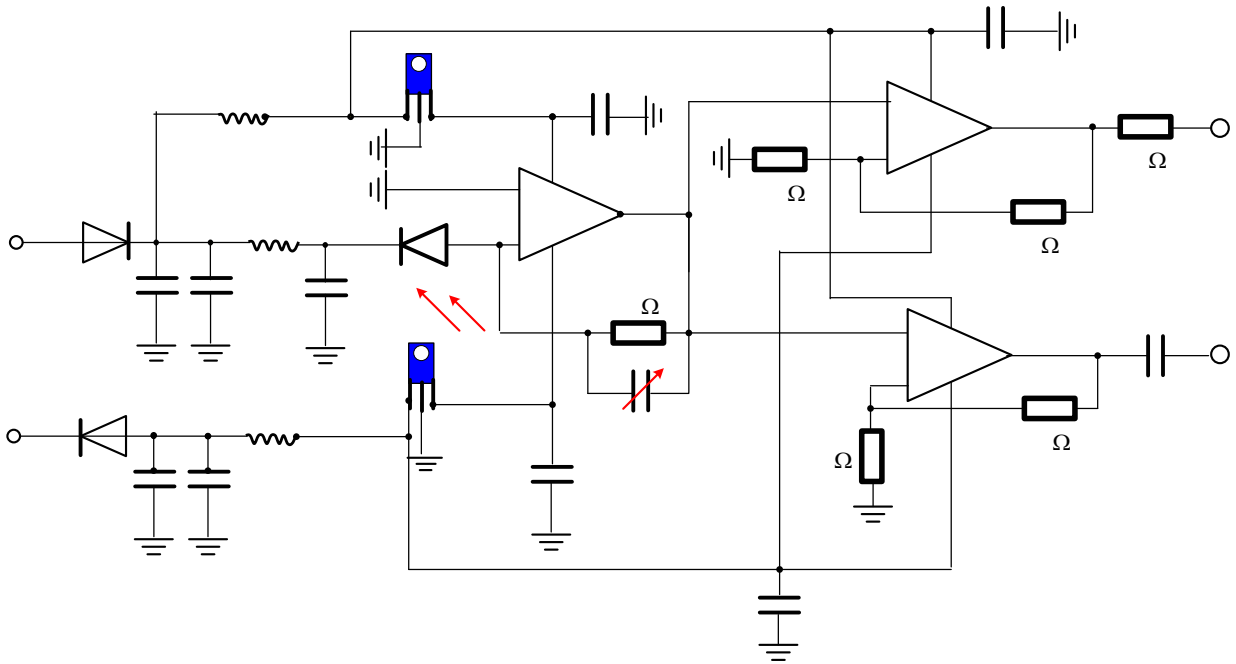


图 3-10 用于锁腔的探测器 CLC420 的电路图

10uH

In4007

+15V

10uH

22uF

100nF

1

第四章 总结与展望

量子干涉效应在量子光学和原子物理领域产生了许多新的物理现象，从而引起了人们极大的研究兴趣，例如原子中的电磁感应透明效应就是其中一种量子干涉效应。同时在经典系统中通过经典干涉可以产生类 EIT 现象，并且在光脉冲的减速、存储和释放等方面具有很广的应用空间。

本文介绍了实验上利用两腔光学耦合腔之间的经典干涉作用形成类 EIT 现象，通过改变耦合腔中间腔镜的透射系数，实验上观测到中间腔镜的透射系数对两腔光学耦合腔之间的经典干涉作用形成的类 EIT 透明窗口宽窄的影响，这完全与三能级原子系统通过改变耦合光的强度使透明窗口的宽窄的影响相对应。

本文介绍的实验中我们采用分离光学腔镜建立耦合腔，由于该系统易于调节腔的各种参数，实验中通过改变中间耦合腔镜的不同透射率，实验测量了两腔耦合腔的反射谱，

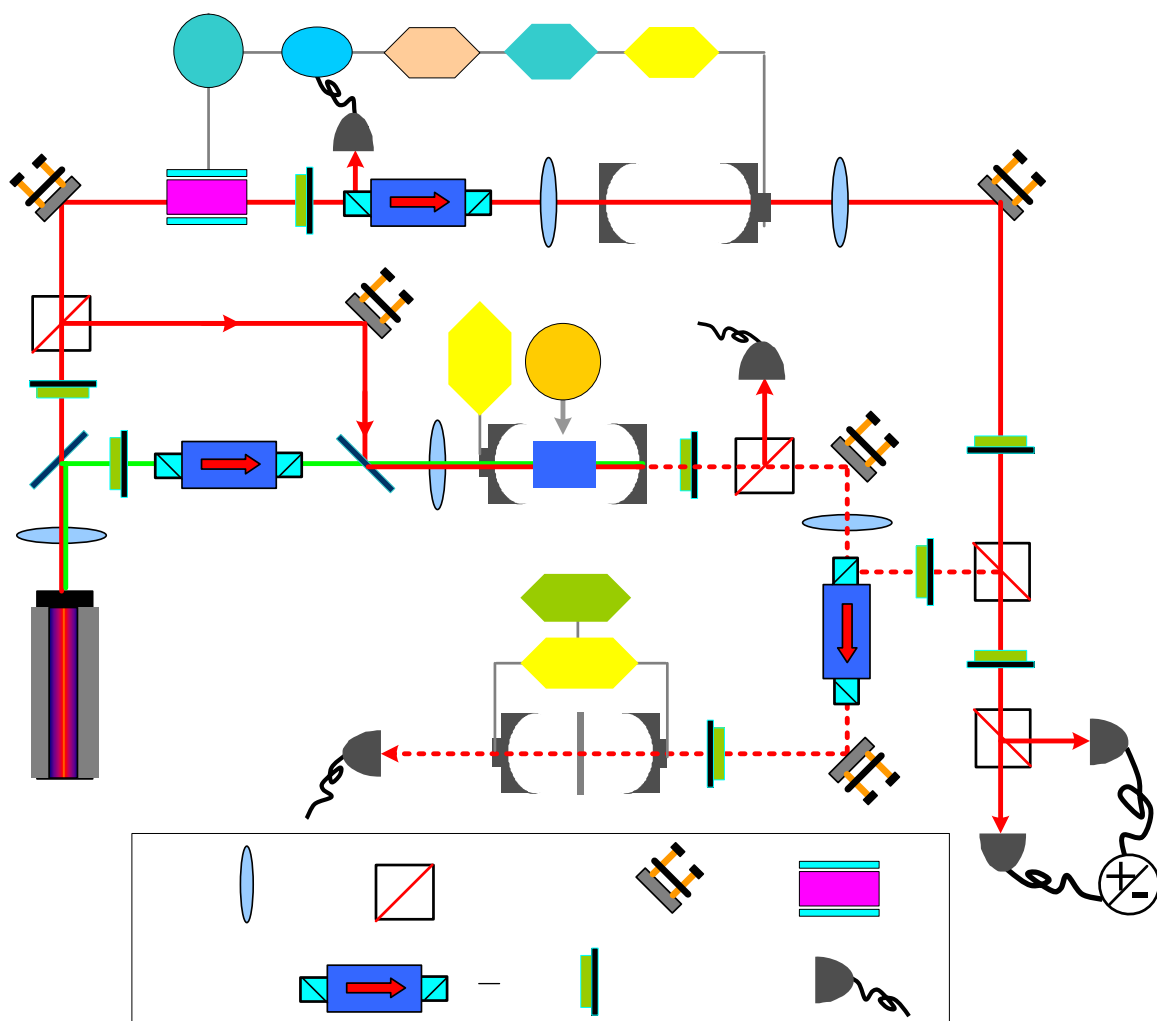


图 4-1 实验研究光学耦合腔对输入量子光场作用的光路示意图

观测到两耦合腔由于经典相消干涉产生的类 EIT 现象。由于该系统简单灵活，可用于慢光速和超光速的实验研究，特别是该工作为下一步以压缩真空态光场作为输入光场，研究光学耦合腔对输入量子光场产生的类 EIT 效应奠定基础。上图 4-1 是我们实验小组下一步即将要做的实验研究光学耦合腔对输入量子光场作用的光路示意图

下面对本论文的结构做个简要的总结：

第一章，在引言这一部分我们简要地介绍了电磁感应透明（EIT）的相关理论知识和主要的实验工作，对快光慢光现象的基本原理给了介绍，并以此引出在经典系统中相消相长干涉作用的几个经典实验：耦合共振两个共振环结构的光波导、耦合两个微米级的熔融石英微球、耦合两个光纤环形腔、以及我们小组完成的通过光学参量放大过程实现类 EIT 现象。

第二章，在光学耦合腔实现类 EIT 现象的相关理论这一章里，我们详细地从理论上给出通过两腔光学耦合腔实现类 EIT 现象的解释，这为接下来的实验工作做了十分重要的指导作用，并以两光腔耦合腔为基础计算出多腔耦合腔的反射曲线，并把多腔的反射谱线进行了比较分析。

第三章，在实验研究光学耦合腔实现类 EIT 现象这一章里，我们详细地阐述了实验上利用两腔光学耦合腔实现类 EIT 现象，以及在遇到激光模式不好的情况下，在实验系统中加入了模式清洁剂，并且介绍了实验中锁腔常用到的两种方法。

第四章，在论文的结尾给出了本实验的后续工作及本文的总结。

本文的创新点在于：

1. 采用分离光学腔镜建立耦合腔，由于该系统易于调节腔的各种参数，相对于两个共振环结构的光波导、耦合两个微米级的熔融石英微球、耦合两个光纤环形腔等等这些经典系统来说，利用本系统实现类 EIT 现象的可操作性及简易程度要远远超过这些系统。
2. 在实验上利用光学耦合腔实现类 EIT 现象的研究中，遇到注入到耦合光腔的激光模式不好的问题时，我们设计和搭建了具有相同参数的光学腔作为模式清洁剂以克服激光注入模式不好的缺点，并模式清洁剂腔的模式锁定在激光器上。并且通过调换耦合腔中间腔镜的透射率来改变两腔的耦合强度，并达到改变类 EIT 窗口宽窄的目的。

3. 理论上以计算两光腔耦合腔为基础得出多腔耦合腔的反射曲线，并把多腔的反射谱线进行了比较分析。

总之近年来人们认识到在经典系统中通过经典干涉可以产生的类 EIT 现象，例如，在等离子体^[19-21]中，力学或电子谐振子^[22-23]，光腔的光学参量放大过程^[14-16]，光学耦合腔等。特别光学耦合腔可实现室温下的集成芯片式结构进行相干操控光场^[11-12]，并且不受特定光频率段的限制，特别是近期实验进展非常迅速，如利用耦合的熔融的石英微球^[17]、集成微米尺寸的硅光学耦合腔^[11-12]、耦合的光纤环形腔^[18]等，相信这些技术即将在光脉冲的减速、存储和释放等方面具有很广的应用空间。

参考文献

- [1] M. Fleischhauer, and M. D. Lukin, “Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency” *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**, 5094.
- [2] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, “Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses” *Nature*, 2001, **409**, 490.
- [3] 王波, 李淑静, 常宏, 武海斌, 谢常德, 王海, “三能级原子系统中单光子频率失谐对光减速的影响” *物理学报*, 2005, **54**, 4136.
- [4] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas” *Nature*, 1999, **397**, 594.
- [5] R.W.Boyd,D.J.Gauthier,A.L.Gaeta,and A.E.Willner, “Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium” *Physical Review* , 2005, **71**, 023801.
- [6] K.-J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris, “Observation of electromagnetically induced transparency” *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**, 2593.
- [7] J. Gea-Banacloche, Y. Q. Li, S-Z. Jin, and Min Xiao, “Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: theory and experiment” *Phys. Rev. A*, 1995, **51**, 576.
- [8] Min Xiao, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin, and J. Gea-Banacloche, “Measurement of Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium Atoms” *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**, 666.
- [9] Yong-qing Li and Min Xiao, “Observation of quantum interference between dressed states in an electromagnetically induced transparency” *Phys. Rev. A*, 1995, **51**, 4959.
- [10] S. E. Harris, “Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances” *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**, 1033.
- [11] A.Yariv, Y.Xu, and R.K.Lee, “Coupled-resonator optical waveguide a proposal and analysis” *Opt. Lett.* 1999, **24**,711.
- [12] J.E.Heebner, and R.W.Boyd, “'Slow' and 'fast' light in resonator-coupled waveguides”

- Journal of Modern Optics* , 2002, **49**,2629.
- [13] Q.F.Xu, J. Shakya, and M.Lipson, “Direct measurement of tunable optical delays on chip analogue to electromagnetically induced transparency” *Optics Express* 2006, **14**, 6463
- [14] Ma H, Ye C, Wei D, Zhang J. “Coherence Phenomena in the Phase-Sensitive Optical Parametric Amplification inside a Cavity” *Phys. Rev. Lett*, 2005, **95**, 233601
- [15] Ye C, Zhang J. “Absorptive and dispersive properties in the phase-sensitive optical parametric amplification inside a cavity” *Phys. Rev. A*, 2006, **73**, 023818
- [16] Ye C, Zhang J. “Electromagnetically induced transparency-like effect in the degenerate triple-resonant optical parametric amplifier” *Opt. Lett*, 2008, **33** , 1911
- [17] Totsuka K, Kobayashi N. “Slow Light in Coupled-Resonator-Induced Transparency ” *Phys. Rev. Lett*, 2007, **98** ,213904.
- [18] D .Yannick, Nguyê. T, Laura Ghişa, Stéphane Trebaol, and Patrice Féron “Measurement of the dispersion induced by a slow-light system based on coupled active-resonator-induced transparency” *Phys. Rev. A*, 2008, **78**, 013818.
- [19] Harris S E. “ Electromagnetically Induced Transparency in an Ideal Plasma” *Phys. Rev. Lett*, 1996, **77**, 5357~5360
- [20] Litvak A G, Tokman M D. “Electromagnetically Induced Transparency in Ensembles of Classical Oscillators” *Phys. Rev. Lett*, 2002, **88**, 095003.
- [21] Shvets G, Wurtele J S. “Transparency of Magnetized Plasma at the Cyclotron Frequency ” *Phys. Rev. Lett*, 2002, **89**, 115003.
- [22] Hemmer P R, Prentiss M G. “Coupled-pendulum model of the stimulated resonance Raman effect” *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**, 1613.
- [23] Garrido-Alzar C L, Martinez M A G ,Nussenzveig P. “Classical Analog of Electromagnetically Induced Transparency” *Am. J. Phys*, 2002, **70**, 37.
- [24] Yanik M F, Suh W, Wang Z, et al.. “Stopping Light in a Waveguide with an All-Optical Analog of Electromagnetically Induced Transparency” *Phys. Rev. Lett*, 2004, **93**, 233903.

- [25] Xu Q, Sandhu S, Povinelli M L al.. “Experimental Realization of an On-Chip All-Optical Analogue to Electromagnetically Induced Transparency” *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**, 123901.
- [26] 马红亮 卫栋 叶晨光等. “利用PPKTP晶体参量缩小过程产生明亮振幅压缩光” *物理学报*, 2005, **54**, 3637.
- [27] 叶晨光 张靖. “利用PPKTP晶体产生真空压缩态及其Wigner准概率分布函数的量子重构” *物理学报*, 2008, **57**, 6962.
- [28] M. O. Scully, S. Y. Zhu, and A. Gavrielides, “Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing”, *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**, 2813.
- [29] S. E. Harris, “Pondermotive Forces with Slow Light”, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**, 4032
- [30] M. D. Lukin, and A. Imamoglu, “Controlling photons using electromagnetically induced transparency” *Nature*, 2001, **413**, 273.
- [31] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, “Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas” *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**, 5229.
- [32] Maneesh Jain, Hui Xia, G. Y. Yin, A. J. Merriam, and S. E. Harris, “Efficient Nonlinear Frequency Conversion with Maximal Atomic Coherence” *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**, 4326.
- [33] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Bohroozi, and L. V. Hau, “Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses” *Nature*, 2001, **409**, 490.
- [34] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and, M. D. Lukin, “Storage of light in atomic vapor” *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**, 783.
- [35] B. Lu, W. H. Burkett, and Min Xiao, “Nondegenerate four-wave mixing in a double- Λ system under the influence of coherent population trapping” *Opt. Lett.*, 1998, **23**, 804.
- [36] H. Wang, D. Goorskey, and Min Xiao, “Controlling light by light with three-level

- atoms inside an optical cavity” *Opt. Lett.*, 2002, **27**, 1354.
- [37] D.Budker,D.F.Kimball,S.M.Rochester,and V.V.Yashchuk, “Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation,” *Phys.Rev.Lett* 1999, **83**,1767.
- [38] A.V.Turukhin,V.S.Sudarshanam,and M.S.Shahriar, “Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid” *Phys. Rev. Lett* 2002, **65**, 036601.
- [39] Smith D D, Chang H, Fuller K A et al.. “Coupled-resonator-induced transparency” *Phys. Rev. A*, 2004, **69**, 063804.
- [40] Smith D D, Chang H. “Coherence Phenomena in Coupled Optical Resonators” *J. Mod. Opt*, 2004, **51**, 2503.
- [41] Smith D D, N.N. Lepeshkin , A. Schweinsberg “Coupled-resonator-induced transparency in a fiber system” *Opt. Commun.* 2006 ,**264** ,163.
- [42] Opatrny T, Welsch D G. “Coupled cavities for enhancing the cross-phase-modulation in electromagnetically induced transparency ” . *Phys. Rev. A*, 2001, **64**, 023805.
- [43]M.S.Bigelow, N.N.Lepeshkin, and R.W.Boyd, “Observation of Ultraslow Light Propagation in a Ruby Crystal at Room Temperature” *Phys.Rev.Lett* ,2003, **90**,113903
- [44]M.S.Bigelow,N.N.Lepeshkin,and R.W.Boyd, “Superluminal and Slow Light Propagation in a Room-Temperature Solid” *Science* 2003, **301**,200.
- [45]L.L.Yi, Y.K.Su, and W.S.Hu, “Propagation of 10-Gb/s RZ data through a slow-light fiber delay-line based on parametric process ” *OFC 2006*, 2006
- [46]G.Lenz,B.J.Eggleton,C.K.Madsen,and R.E.Slusher, “Optical delay lines based on optical filters” *Ieee Journal of Quantum Electronics* 2001, **37**, 525.
- [47]L.Shi,Y.H.Xu,W.Tan,and X.F.Chen, “Simulation of optical microfiber loop resonators for ambient refractive index sensing” *Sensors* 2007, **7**, 689.
- [48]C.L.GarridoAlzar M.A.G.MartinezP. Nussenzveig “Classical analog of electromagnetically induced transparency” *Am. J. Phys.* 2002 **70** ,1,
- [49] Zhang Jing, Chenguang Ye, GaoFeng, Min Xiao “Phase-sensitive manipulations

- of squeezed vacuum field in an optical parametric amplifier inside an optical cavity”
Phys. Rev. Lett 2008, **101**, 233602.
- [50] 张靖 马红亮 王润林等. “全固化环形单频Nd:YVO4可调谐激光器” *中国激光*,
2002, **29**, 577.
- [51] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H.
Ward. “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator” *Appl. Phys.*
B, 1983, **31**, 97.
- [52] 延英, 罗玉, 潘庆, 彭堃墀. “瓦级连续双波长输出 Nd:YAP/KTP 稳频激光器” *中
国激光*, 2003, 31, 513.
- [53] 马红亮, 《PPKTP晶体光学参量过程产生压缩光的理论和实验研究》, *山西大学
博士研究生毕业论文* (2005)

硕士研究生期间完成的学术论文

- 1, Gao Feng, Ye Chen-guang Wang Peng-jun Zhang Jing “Experimental investigation of Electromagnetically-Induced-Transparency-like effect in the optical coupled-resonator” *Acta. Optica Sinica* (in Chinese) 2009, **29**, 10 .
高峰, 叶晨光, 王鹏军, 张靖 “实验研究光学耦合腔中的类 EIT 现象” *光学学报* 2009, **29**, 10
- 2, Wang Peng-jun Chen Hai-xia Xiong De-zhi Yu Xu-dong Gao Feng Zhang Jing “The design of quadrapole-loffe configuration trap for quantum degenerate Fermi-Bose mixtures” *Acta Physica Sinica* Vol 57, 4840~4845 (2008)
王鹏军, 陈海霞, 熊德志, 于旭东, 高峰, 张靖 实现玻色-费米混合气体量子简并的四级 Ioffe 组合磁阱设计 *物理学报*, Vol 57, 4840~4845 (2008)
- 3, Zhang Jing, Chenguang Ye, GaoFeng, Min Xiao “Phase-sensitive manipulations of squeezed vacuum field in an optical parametric amplifier inside an optical cavity” *Phys. Rev. Lett* 2008, **101**, 233602 .
- 4, Xiong De-zhi Chen Hai-xia Wang Peng-jun Yu Xu-dong Gao Feng Zhang Jin “Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap ” *Chin. Phys. Lett* Vol 25, 843~846 (2008)

致 谢

时光如逝、岁月如梭，转眼三年的硕士研究生学习生涯即将结束，回顾过去，感触颇深。导师的细心教导，同学的热心帮助，还有光电所这个充满了浓厚科研气氛和学术沉淀的大环境，给我提供了机会与挑战，培养了我严谨细致的工作态度，使我受到了严格的科学训练，为今后的工作打下了扎实的基础。

感谢彭堃堃教授和谢常德教授，他们崇高的人格，渊博的学识和一丝不苟的科研态度，是我们年轻学子学习的典范，这些年他们的言传身教必将在我们今后的工作和学习产生巨大影响。

非常感谢我的导师张靖教授对我学习上不倦的教诲，工作上的鼎力相助和生活上的热心关怀，张老师对科学研究痴狂的热爱和执着的追求及敏锐的洞察力，严于律己的工作作风及正直的人格力量为我树立了终身的榜样，在此向他表示我最衷心的感谢和无限的敬意。

感谢郜江瑞教授、张宽收教授、张天才教授、王海教授、王军民教授、张俊香教授几年来的的热心指导和帮助。

感谢博士生叶晨光这几年来在实验工作和学习生活中给予我无私的指导和帮助，感谢熊德志博士、陈海霞博士、王鹏军博士、于旭东、邸克、付正坤、霍强等同学对我的帮助和鼓励。

最后感谢我的父母，是他们靠着面朝黄土背朝天的辛苦劳作养育和教育了我，也感谢我爱人小莉这几年一直对我学习工作的理解和支持。

高 峰

2009 年 4 月

个人情况简介

【个人基本信息】

姓 名： 高 峰
民 族： 汉
性 别： 男
籍 贯： 山西省运城市
出生年月： 1983 年 3 月
研究方向： 量子光学、超冷原子物理
工作去向： 中科院国家授时中心
电子信箱： summit_gao@yahoo.cn

【学习简历】

高 中： 1999 年 9 月-2002 年 7 月 山西省运城市康杰中学

本 科： 2002 年 9 月-2006 年 7 月 山西大学 物理电子工程学院
物理学（国家基地）专业

硕士研究生： 2006 年 9 月-2009 年 7 月 山西大学光电研究所

量子光学与光量子器件国家重点实验室

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）：

200 年 月 日