



山西大學
Shanxi University

2015 届 博 士 学 位 论 文

基于原子相干的多脉冲光束
群速度操控

作者姓名	姜其畅
指导教师	张俊香
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	2011 年 9 月至 2015 年 6 月

二〇一五年六月

山西大学

2015 届博士学位论文

基于原子相干的多脉冲光束 群速度操控

作者姓名	姜其畅
指导教师	张俊香
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	2011 年 9 月至 2015 年 6 月

二〇一五年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2015

**Group Velocity Manipulation of Multi-pulse Beams Based
on Atomic Coherence**

Student Name	Qi-Chang Jiang
Supervisor	Prof. Jun-Xiang Zhang
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2011.09-2015.06

June, 2015

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 相速度和群速度	1
1.2 群速度操控的相关技术综述	2
1.2.1 基于电磁诱导透明和电磁诱导吸收的群速度操控	2
1.2.2 基于相干布居振荡的群速度操控	6
1.2.3 基于四波混频的双脉冲光束的群速度操控	7
1.2.4 基于受激布里渊散射和受激拉曼散射的群速度操控	10
1.2.5 基于光子晶体中结构散射的群速度操控	12
1.3 群速度操控技术的应用	13
1.3.1 慢光技术的应用	13
1.3.2 快光技术的应用	15
1.4 本文的主要内容	16
第二章 简并二能级系统中透射和反射快光的同时产生	19
2.1 引言	19
2.2 实验装置和结果	20
2.3 理论分析	24
2.4 小结	29
第三章 基于四波混频的双脉冲光束的增益慢光特性	31
3.1 引言	31
3.2 共振双 Λ FWM 系统中增益慢光的实验研究	32
3.2.1 能级方案和实验装置	32
3.2.2 实验结果和讨论	33
3.3 远失谐双 Λ FWM 系统中增益慢光的实验研究	40
3.3.1 能级方案的选择	41
3.3.2 实验装置	43
3.3.3 连续光的增益谱特性	44
3.3.4 探针脉冲与共轭脉冲光的群速度操控	47

3.4 小结.....	52
第四章 基于四波混频的四束慢光脉冲的实验研究	53
4.1 引言.....	53
4.2 多四波混频共存方案.....	54
4.3 四束连续光的增益谱.....	57
4.4 四束慢光的实验研究.....	58
4.4.1 两束慢光的实验研究	58
4.4.2 四束慢光的实验研究	61
4.5 小结.....	64
全文总结和展望	65
参 考 文 献	67
攻读学位期间取得的研究成果	79
致 谢	81
个人简况及联系方式	83
承 诺 书	85
学位论文使用授权声明	87

Contents

Chinese Abstract	I
ABSTRACT	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Phase velocity and group velocity	1
1.2 Technology summarization for group velocity manipulation.....	2
1.2.1 Group velocity manipulation based on electromagnetically induced transparency and electromagnetically induced absorption	2
1.2.2 Group velocity manipulation based on coherent population oscillation	6
1.2.3 Group velocity manipulation of two pulses based on four-wave mixing.....	7
1.2.4 Group velocity manipulation based on stimulated Brillouin scattering and stimulated Raman scattering	10
1.2.5 Group velocity manipulation based on structure dispersion in photonic crystal.....	12
1.3 Applications of manipulation technologies of group velocity.....	13
1.3.1 Applications of slow-light technologies	13
1.3.2 Applications of fast-light technologies.....	15
1.4 Main contents	16
Chapter 2 Simultaneous generation of transmitted and reflected fast light in degenerate two-level system	19
2.1 Introduction	19
2.2 Experimental setup and results.....	20
2.3 Theoretical analysis.....	24
2.4 Brief summary	29
Chapter 3 Characteristics of gain slow light of two pulse beams based on four-wave mixing	31
3.1 Introduction	31
3.2 Experimental investigation of gain slow light in resonant double-lambda four-wave mixing system	32
3.2.1 Energy level scheme and experimental setup.....	32

3.2.2 Experimental results and discussions	33
3.3 Experimental investigation of gain slow light in far off-resonant double-lambda four-wave mixing	40
3.3.1 Selection of energy level scheme	41
3.3.2 Experimental setup	43
3.3.3 Characteristics of gain spectrum of continuous light	44
3.3.4 Manipulation of group velocity of probe and conjugate pulses	47
3.4 Brief summary	52
Chapter 4 Experimental investigation of four slow light pulses based on four-wave mixing	53
4.1 Introduction	53
4.2 Coexist scheme for multi four-wave mixing	54
4.3 Gain spectrum of four continuous lights	57
4.4 Experimental investigation of four slow lights	58
4.4.1 Experimental investigation of two slow lights	58
4.4.2 Experimental investigation of four slow lights	61
4.5 Brief summary	64
Conclusion and outlook.....	65
References	67
Research achievements	79
Acknowledgement	81
Personal profiles	83
Letter of commitment.....	85
Authorization statement	87

中文摘要

原子相干效应是利用相干光场将原子中不同的能级耦合起来，进而改变光与物质相互作用的规律，从而使得光在吸收、色散和折射率等特性上表现出新的物理现象。而脉冲光群速度的相干操控在光信息存储、全光延迟线、激光雷达和高灵敏干涉仪领域都有着重要的应用前景。因此，本文重要围绕电磁诱导透明、电磁诱导吸收和四波混频等原子相干效应，实验研究了基于上述原子相干效应的多脉冲光束群速度的相干操控。主要内容包括以下四部分：

第一章 综述了常用的脉冲光束群速度操控技术。如电磁诱导透明、电磁诱导吸收、相干布局振荡、四波混频、受激布里渊散射、受激拉曼散射和光子晶体中结构色散等导致的脉冲光群速度变化的研究进展；简单介绍了基于慢光技术和快光技术的一些应用。

第二章 研究了简并二能级系统中透射和反射快光的产生及其群速度操控。在铯原子的简并二能级系统中，利用驻波耦合场的相干反射作用，研究了反射信号光和透射探针光的色散特性；通过调节驻波耦合场的强度，同时操控入射探针脉冲和反射信号脉冲的群速度。实验中当后向耦合场的功率从零逐渐增加到与前向耦合场功率相等的过程中，透射探针脉冲光逐渐由减光速即慢光传输转变为加光速即快光传输；反射的信号脉冲光由于共振吸收的存在一直处于快光传输状态。在完全驻波处，实现了透射脉冲和反射脉冲的同时超光速传输。采用极化率的吸收和色散理论，数值模拟了实验结果。

第三章 实验研究了基于四波混频的双脉冲光束的增益慢光传输特性。首先在共振四波混频情况下，选择合适能级结构，实现了对入射探针光的放大并产生一束新的共轭光；在脉冲模式下，研究了探针脉冲和共轭脉冲光的增益慢光传输特性。随后在远失谐四波混频情况下，选择合适能级结构，研究了单光子拉曼失谐、系统温度和泵浦光功率等参数对入射探针和产生共轭光增益的影响；并在脉冲模式下研究了双光子失谐对探针和共轭脉冲光增益和群速度延迟时间的影响，实验中获得最大探针和共轭脉冲光的延迟比分别为 2.07 和 1.83。实验中还采用不同半高全宽的入射脉冲，分析了脉冲宽度对群速度延迟特性的影响。

第四章 实验观察了基于四波混频的四束脉冲光的增益慢光现象。在双 Λ 四波混频结构下，首先在产生最大前向增益的失谐处，研究了前向探针和共轭脉冲光束

的增益慢光特性。然后改进实验方案，使得四个四波混频非线性过程同时存在，通过入射一束探针脉冲光，在探针脉冲慢光传输的同时，产生三束新的慢光脉冲，从而在单一原子系统中，同时观测到了四束脉冲光呈现慢光传输；其中，后向脉冲的延迟时间大于前向脉冲的延迟时间。多脉冲光束的群速度操控对多通道的信息处理有重要的应用价值。

其中创新性的工作如下：

I. 在铯原子简并二能级系统中，借助驻波耦合场的相干反射作用，实验上实现对入射探针脉冲和反射信号脉冲光群速度的同时操控，在完全驻波时，实现了两束脉冲光同时快光传输。理论上，利用极化率的色散特性解释了实验结果。

II. 基于双 Λ 四波混频效应，实验上分别在共振和远失谐的能级结构下实现了对入射探针脉冲和新产生的共轭脉冲光束群速度的连续操控。

III. 在特定实验方案下，保证多个四波混频过程同时共存，从而在实验上通过入射一束探针脉冲光，在单一原子系统中同时得到了四束脉冲光的慢光传输。

关键词：电磁诱导透明；电磁诱导吸收；四波混频；慢光；快光

ABSTRACT

The atomic coherence effects can change the law of interaction between the light and matter via coupling different atomic energy level by coherent light fields, and result in the emergence of new physical phenomenon of characteristics of absorption, dispersion and refractive index of lights. Moreover, the coherent manipulation of the group velocity of pulse light has important application prospect in optical information storage, all-optical delay line, and laser radar and high-sensitivity interferometer. So, we focus on atomic coherence effects such as the electromagnetically induced transparency, electromagnetically induced absorption and four-wave mixing, investigate experimentally the manipulation of the group velocity of multi pulse beams based on these atomic coherence effects. The paper includes mainly the following four parts:

The first chapter is a summarization for the manipulation technologies of the group velocity of pulse light beams. The research progresses of change of the group velocity based on the electromagnetically induced transparency, electromagnetically induced absorption, coherent population oscillation, four-wave mixing, stimulated Brillouin scattering, stimulated Raman scattering and structural dispersion in photonic crystal are given. Finally, the applications based on fast and slow light technologies are introduced.

In the second chapter, we investigate the generation and manipulation of the transmitted and reflected fast light in degenerate two-level system. In the degenerate two-level system of cesium atom, the dispersion characteristics of the reflected signal and transmitted probe lights are investigated based on the coherent reflection of standing-wave. The group velocity of the injected probe and reflected signal pulses can be controlled simultaneously by changing the intensity of standing-wave coupling field. In experiment, the group velocity of the transmitted probe pulse can transform from subluminal i.e. slow light to superluminal i.e. fast light propagation by changing the

power of backward coupling field from zero to the value of forward coupling field. Simultaneously, the reflected signal pulse is always the fast light propagation result from the resonance absorption. We show the simultaneous superluminal light propagation of the transmitted probe and reflected signal pulses at the perfect standing-wave. Moreover, we simulate numerically the experimental results by the absorption and dispersion theory of susceptibility.

In the third chapter, we investigate experimentally the gain slow light propagation of two pulses based on the four-wave mixing effects. Firstly, in resonant four-wave mixing and suitable level structure, the injected probe light is enhanced and a new conjugate light is generated. In pulse mode, we investigate experimentally the characteristics of gain slow light propagation of the probe and conjugate pulses. Finally, in far off-resonant four-wave mixing and suitable level structure, the influences of one-photon Raman detuning, the system temperature, and pump power on the gain of the probe and conjugate lights are studied. The influence of the two-photon detuning on the gain and delay time of the probe and conjugate pulses are also obtained. The maximal fractional delay for the probe and conjugate pulses is respectively 2.07 and 1.83. We also investigate the influence of the pulse width on group velocity delay by using different width pulses.

In the fourth chapter, we observation experimentally the gain slow propagation of four pulses based on four-wave mixing. In the double-lambda four-wave mixing system, the gain slow light characteristics of the forward probe and conjugate pulses are investigated. Furthermore, four four-wave mixing processes can coexist by improving experimental scheme. If one probe pulse is injected, the probe pulse can show slow light propagation, and three new slow light pulses will generate. We can obtain four slow light pulses in a single atomic system, in which the delay time of backward pulses is larger than that of forward pulses. The group velocity manipulation of multi pulse beams has important application prospect in multi-channel information processing.

The innovative works are:

I . This experiment research on the simultaneous group velocity manipulation of the injected probe and reflected signal pulses by using the coherent reflection of standing-wave in degenerate two-level system of cesium atom. The simultaneous fast light propagation of two pulses is obtained at perfect standing-wave. The experimental results are explained theoretically by the dispersion characteristics of susceptibility.

II . Based on the double-lambda four-wave mixing effects, we investigate experimentally the continuous manipulation of the group velocity of the injected probe and generated conjugate pulses in resonant and far off-resonant level structure.

III. Four slow light pulses are obtained simultaneously in a single atomic system by injecting one probe pulse when four four-wave mixing processes are coexist in suitable experimental scheme.

Key words: Electromagnetically induced transparency; Electromagnetically induced absorption; Four-wave mixing; Slow light; Fast light

第一章 绪论

原子相干效应是光与物质相互作用的产物，是实现量子存储和量子通信的主要基础，其本质是借助相干光场将原子系统中不同的能级耦合起来，产生关联。借助原子相干效应可以改变物质的吸收、色散和折射率等特性，从而呈现出一些新的物理现象。比较典型的原子相干效应有电磁诱导透明（Electromagnetically induced transparency, EIT）^[1-4]、电磁诱导吸收（Electromagnetically induced absorption, EIA）^[5-7]、相干布局振荡（Coherent population oscillation, CPO）^[8-10]和四波混频（Four wave mixing, FWM）^[11-15]等等。利用上述原子相干效应，人们在原子汽室^[16-26]、块状晶体^[27-30]、光子晶体^[31-35]和普通光纤^[36-43]中均实现了对脉冲光束群速度的操控。由于原子介质的能级结构相对简单，汽室样品容易制备，很多科研工作者将原子汽室作为首选的研究对象，尤其是热的原子系统，借助特殊的光路设计可以较好的消除由于原子无规则热运动所导致的多普勒效应，是研究原子相干效应及其相关特性的优良的实验平台。

同时，基于原子相干效应的脉冲光束的群速度操控在光信息存储^[44-49]、全光开关、全光延迟线^[50-51]和高灵敏干涉仪^[52-54]等领域都有着重要的应用前景。本章中，我们首先围绕几种原子相干效应综述脉冲光束群速度操控的常用技术，然后介绍群速度操控即快慢光技术的一些应用，最后简要给出本论文的主要内容。

1.1 相速度和群速度

随着人们对光速研究的不断深入，人们逐渐认识到描述光在介质中的传输特性时会涉及到几种不同的速度形式，如相速度、群速度和信息速度等等。

对一个单色的连续光波而言，相速度就描述了这一单色光波中某一特定相位的传输速度。实际上，我们一般是通过测量介质的折射率 n 来间接的获得单色光波的相速度，即相速度是和频率有关的，不同频率的单色光波会以不同的相速度传输。通常情况下光的相速度可以定义为^[55]：

$$v_p = \frac{c}{n(\omega)} \quad (1.1)$$

c 是真空光速， $n(\omega)$ 是和频率相关的介质折射率。

如果是一脉冲光波在某介质中传输，情况就会变得复杂，脉冲光波中含有多个频

率分量，不同的频率分量以不同的相速度传输。根据傅里叶理论，脉冲光束的某一频率分量可以看做一傅里叶分量，即脉冲可以认为是由各个傅里叶分量（或者频率分量）进行相长（或者相消）干涉的结果。脉冲的峰值处是各分量同相位导致的相长，而脉冲的两侧是各分量相消干涉所致。脉冲中各频率分量在色散介质中以不同的相速度传输，如果 $n(\omega)$ 相对于频率 ω 是线性变化的，相比于真空中传输的脉冲，色散介质中传输的脉冲会有一时域上的移动，这一时域上的移动意味着脉冲（波包）以一新的速度即群速度传输，定义为^[55]：

$$v_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}} = \frac{c}{n_g} \quad (1.2)$$

其中， ω_0 是脉冲光束的中心频率， n_g 是介质的群折射率。群速度 v_g 的大小由介质的色散即 $dn/d\omega$ 决定。当 $dn/d\omega > 0$ ，即介质呈现正常色散特性时，脉冲光束表现出减光速即慢光传输特性；当 $dn/d\omega < 0$ ，即介质呈现反常色散特性时，脉冲光束表现出加光速即快光传输特性。高阶色散会导致脉冲的失真，而且脉冲的谱宽会受到色散窗口宽度的影响。目前理论分析和实验报道均认为：虽然脉冲光束的群速度可以比真空光速大即超光速，但是信息的速度一直是小于或者等于真空光速的，这也说明群速度的快光传输即超光速并不违背狭义相对论的因果关系^[55, 20, 21]。

1.2 群速度操控的相关技术综述

1.2.1 基于电磁诱导透明和电磁诱导吸收的群速度操控

为了减小脉冲光束的群速度，需要一个具有大的正常色散 ($dn/d\omega > 0$) 的介质，而共振的二能级原子系统就具有此特性，如图 1.1 所示。这一系统的折射率比较小，但是在共振附近的变化较大。图中群折射率的阴影部分对应正常色散即慢光区域，共振中心区域是反常色散即快光区域。

图 1.1 所示二能级系统中的慢光区域，仍然具有较大的吸收，不利于慢光的实际观测和应用。1990 年，斯坦福大学的 S. E. Harris 小组提出了电磁诱导透明即 EIT 的思想^[1]。随后，S. E. Harris 小组^[2, 3]和肖敏老师的小组^[4]先后在实验上观察到了 EIT 现象。EIT 技术的物理机制可以理解为：两束相干光场分别作用在两个不同的跃迁能级上，如果没有较强控制光场的作用，此时系统就是一个二能级共振系统，较弱光场具有较大的共振吸收；如果较强控制光场作用到系统上，根据缀饰态理论，能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 叠加成两个缀饰态能级，与能级 $|1\rangle$ 之间建立了两个量子通道，这两个量子通道

之间的相消干涉就会抑制较弱光场的吸收，如图 1.2 所示。相应的系统在共振附近表现出较大的正常色散，同时吸收较小，极大的方便了慢光效应的实验观测和实际应用。

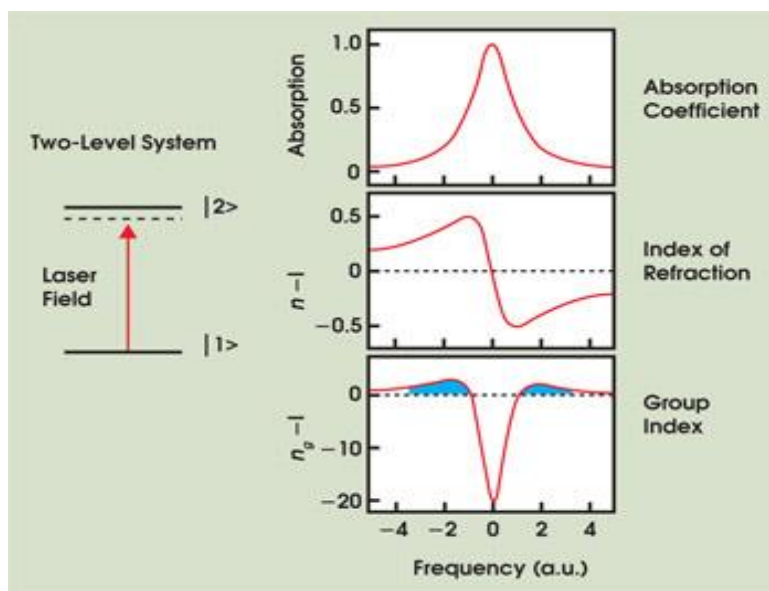


图 1.1 二能级共振吸收系统的色散特性。图中阴影部分表示正常色散区域，对应慢光传输。摘自文献[56]。

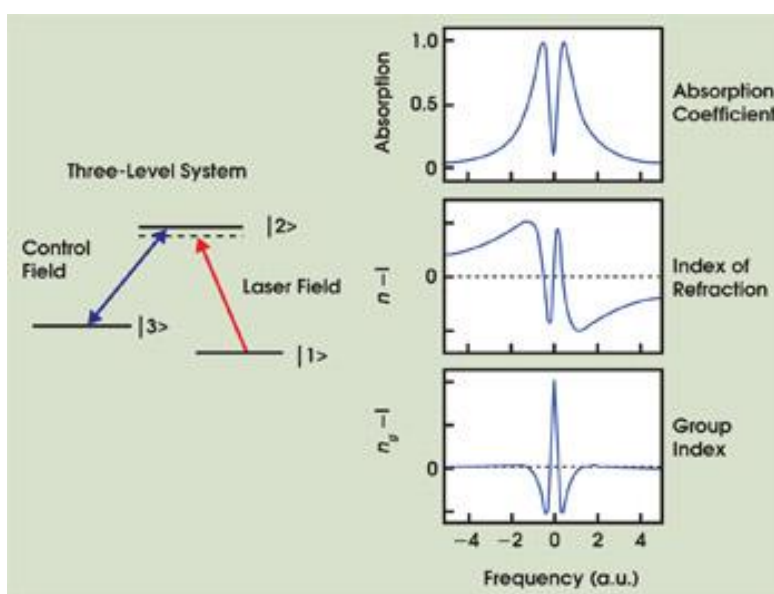


图 1.2 典型三能级 EIT 系统的色散特性。由于控制场的作用，使得较弱光场在共振附近呈现较大的正常色散，对应慢光传输。摘自文献[56]。

在基于 EIT 技术的慢光研究中，1999 年，哈佛大学的 L. V. Hau 研究小组成功的在超冷钠原子系统中将脉冲光的群速度减慢到 17 m/s ^[16]；同年，美国的 M. O. Scully 小组在热的铷原子系统中利用消多普勒的 EIT 技术将脉冲光群速度减小到 90 m/s ^[17]；美国的 D. Budker 小组在室温铷原子系统中将脉冲光群速度减小到了 8 m/s ^[57]。在这些里程碑式的实验报道之后，人们逐渐将 EIT 慢光技术应用到光信息存储和读取上。2000 年，美国 M. D. Lukin 小组^[58]通过理论分析发现：EIT 过程实质上是光场与原子自旋相干相互转化的过程，并将光场和原子自旋相干整体定义为暗态极子，这一理论为基于 EIT 慢光技术的光信息存储打下了基础。2001 年^[44]，他们在热的铷原子汽室中利用 EIT 技术将脉冲光的存储时间最大延长到约 0.5 ms 。2013 年，美国研究人员在超冷原子系统中实现了长约 16 s 的光存储^[48]，如图 1.3 所示。在实验中，他们利用两束 1064 nm 激光形成一维光学晶格，三维磁光阱产生的冷原子样品就位于光学晶格中，可以限制原子自旋波的运动失相。此外，微波 π 脉冲的动态解耦序列可以延长存储时间。

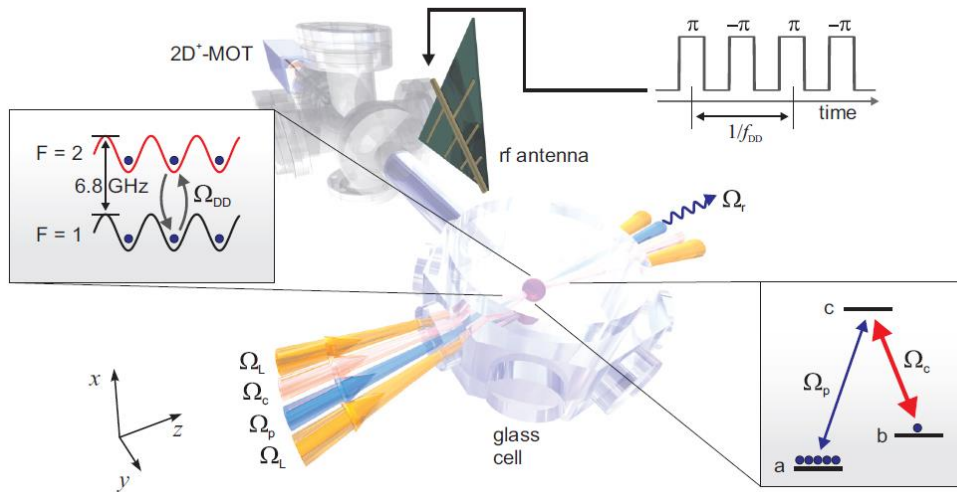


图 1.3 美国小组获得 16 秒存储时间的实验装置。其中三维磁光阱产生冷原子样品，利用一维光学晶格进一步限定冷原子样品并减小自旋波的失相，动态解耦脉冲序列用来延长存储时间。摘自文献[48]。

基于 EIT 技术的慢光和光存储不仅仅在原子系统中得到很好的发展，在固体材料尤其是稀土掺杂晶体中同样获得了较好的实验结果。1997 年，B. S. Ham 等人^[59]首先在 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中在 5.5 K 低温下观察到了 EIT 现象。随后，A. V. Turukhin 等人^[60]

在低温 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体，利用窄线宽的 EIT 技术，将脉冲光群速度减慢为 45 m/s，并通过控制抽运光的强度实现了几百微秒的存储。2005 年，J. J. Longdell 等人^[61]在低温 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中，利用射频复相脉冲序列，增加超精细跃迁的相干时间，从而将光存储时间增加到 1 秒以上。最近，德国科学家采用巧妙的实验方法，最终将基于 EIT 的脉冲光和图像存储的时间延迟到一分钟^[49]，存储时间的“分钟屏障”的打破是人们在光速操控和存储领域研究的一个里程碑成果。

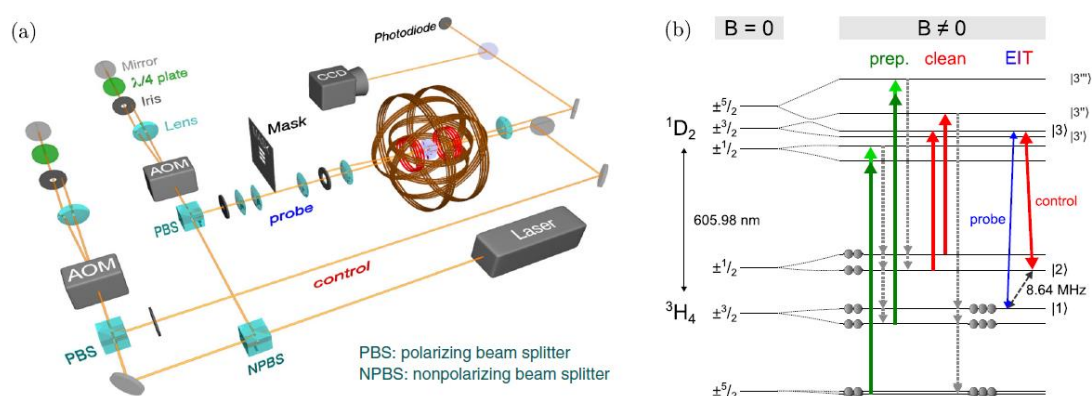


图 1.4 德国科学家实现分钟尺度的光存储的实验装置和能级结构。摘自文献[49]。

在典型的原子相干效应中，还有一种与电磁诱导透明相对应的效应-----电磁诱导吸收效应即 EIA 效应。EIA 效应是 1998 年，A. Kuhn 等人^[5]在研究脉冲激光使 NO 气体的粒子数布居发生转移时，首次观察到吸收曲线上出现了 1 个线宽极窄的超强吸收，将其命名为电磁诱导吸收，简称 EIA，并认为 EIA 现象的产生与精细结构能级之间的相干作用有关。同年，A. M. Akulshin 等人^[6]在铷原子汽室的封闭能级跃迁中观察到了 EIA 现象，认为是原子相干对吸收的相长干涉产生了 EIA。并在 1999 年^[7]从理论和实验上对 EIA 现象作了进一步的研究，指出在简并二能级系统中实现 EIA 必须满足 3 个基本条件-----1) 基态总角动量要小于激发态的总角动量；2) 必须是封闭跃迁；3) 基态能级必须是简并的。随后关于 EIA 一系列研究表明^[62, 63]：EIA 是由耦合光场导致的激发态 Zeeman 子能级的相干自发转移到基态 Zeeman 子能级所引起的，即是由激发态到基态的光诱导导致的相干自发转移产生的；EIA 吸收谱线的线宽可以反映出基态 Zeeman 子能级间相干时间的长短，这种相干是处于同一个某态超精细能级中的 Zeeman 子能级相互之间作用的结果。此外，S. K. Kim 等人^[64]实验证明了 A. M. Akulshin 等人提出的三个条件并非必要条件，并在实验上观察到了开放系统的

EIA 现象。

在 EIA 效应研究的同时，基于 EIA 效应的群速度操控也受到了人们的关注。同样是 A. M. Akulshin 等人^[20]在简并二能级系统中，首次提出可以利用 EIA 效应实现脉冲光群速度的加光速即快光传输。在基于 EIA 效应的快光研究中，多数研究小组是将 EIA 和 EIT 这两种相对应的量子干涉效应结合起来，通过特定的实验条件，在单一实验系统中实现了两者之间的相互转化，从而在单一系统中实现了脉冲光群速度从慢光到快光的连续调节。2003 年，A. M. Akulshin 等人^[65]在简并二能级系统中，通过选择不同的跃迁能级，实现了慢光和快光之间的相互转化。韩国研究小组的 K. Kim 等人^[66]也在简并二能级系统中，通过改变耦合光的功率实现了脉冲光群速度从慢光到快光的连续操控。随后，他们在三能级框架下，在热的铷原子系统中，通过将耦合场从行波场变化到驻波场，使得透射探针光从电磁诱导透明转变为电磁诱导吸收，实现了脉冲光群速度从慢光(1163 Km/s)到快光(-694 Km/s)的连续调节^[67]。我们实验小组采用类似的实验方案，在热的铯原子系统中，通过改变后向耦合场功率，也实现了对透射探针脉冲光群速度从慢光到快光的连续调节^[68]。

此外，由于基于 EIA 效应的快光吸收比较严重，人们随后根据 Kramers-Kronig 色散关系，利用双增益峰之间的反常色散特性，实现了具有较高透射率的快光传输^[18, 19, 21]。

1.2.2 基于相干布居振荡的群速度操控

利用 CPO 技术实现脉冲光群速度操控的优势在于其室温可行和实验结构相对简单。CPO 效应的具体物理过程可以理解为^[10]：处于吸收带内的两束激光，一束泵浦光，一束探测光，泵浦光将基态粒子泵浦到介质的宽吸收带上，在几个皮秒的时间内电子从这个能带再弛豫到亚稳态，最终经过几个毫秒的粒子数弛豫时间又从亚稳态回到基态。第二束探测光，它是泵浦光幅度调制的边带，导致电子布居数在基态和亚稳态之间以拍频振荡。由于弛豫时间较长，这些振荡仅当拍频满足 $\delta T_1 \leq 1$ 时才产生即拍频不能太大。 T_1 是布居数弛豫到基态的时间， δ 是探测光和泵浦光之间的频差，即调制频率。这个条件满足时，拍频振荡特性可以影响粒子数在基态和亚稳态的分布，进而减小探测光的吸收或者放大，产生吸收饱和或者增益饱和现象，从而在探测光的吸收谱或者增益谱上产生烧孔。根据 Kramers-Kronig 色散关系，当在探测光的吸收谱上产生烧孔时，烧孔范围就对应着类似的透明窗口，呈现正常色散，产生慢光；当在增益谱上产生烧孔时，对应着类似吸收窗口，呈现反常色散，

产生快光。烧孔的形状和范围影响着光速快慢的程度。

2003年,美国的 M. S. Bigelow 等人^[28]首次在室温紫翠玉晶体中,利用相干布局振荡技术,选择不同化合键位置,实现了脉冲光群速度的慢光和快光传输。如图 1.5 所示:在紫翠玉晶体中,三价络离子处于不同化合键位置(分别是镜面对称和镜面反转对称的位置)会表现出不同的性质,对应不同的激光波长。泵浦光运转在 488nm 时,反转对称点占主导地位,在吸收谱上会产生烧孔效应,从而支持慢光传输,得到 91m/s 的慢光。泵浦光运转在 476nm 时,镜面对称占主导,会产生反烧孔效应,支持快光传输,得到 -800m/s 的快光传输。国内,哈尔滨工业大学的掌蕴东老师的研究小组也在室温晶体中利用 CPO 技术实现了脉冲光群速度的减光速即慢光传输^[29]。

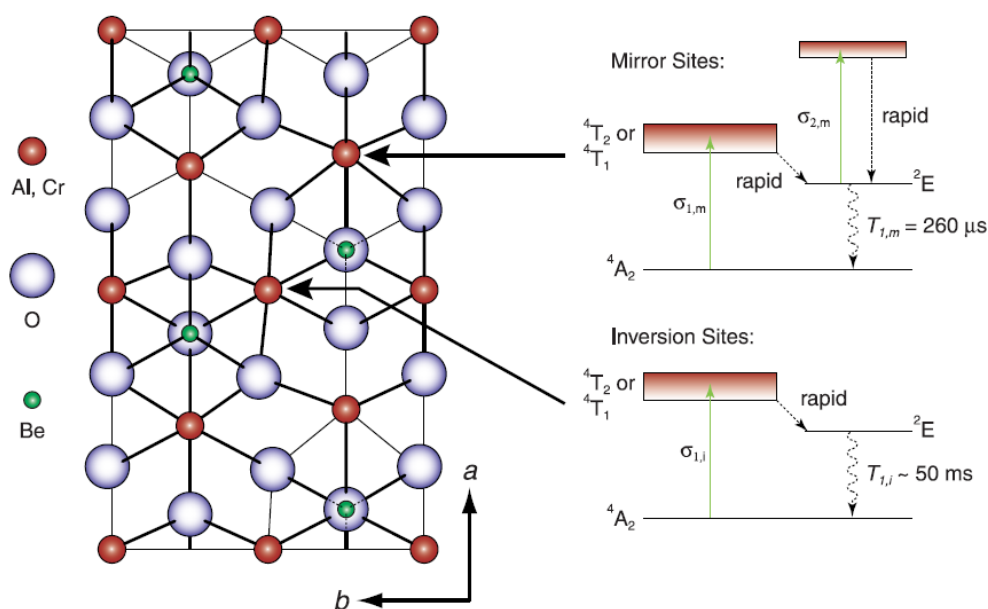


图 1.5 利用 CPO 技术实现快慢光传输的紫翠玉晶体结构。摘自文献[28]。

此外,人们还利用 CPO 技术在掺铈光纤、生物溶液和原子汽室中实现了脉冲光群速度的快慢光传输^[69-71]。

1.2.3 基于四波混频的双脉冲光束的群速度操控

借助原子相干效应对脉冲光群速度进行操控以及实现光信息的存储和读取是量子光学领域的研究热点。目前多数的研究集中在对单个脉冲光束群速度的相干操控上,但是一个量子比特包含两个基本态,为了方便的在单一系统内操控量子比特,需要我们在单个系统中实现同时对两个或者多个通道的相干操控,这就需要在

单一系统中实现对多个脉冲光束的群速度操控。目前研究人员主要是借助双 EIT 窗口^[72-74]或者 FWM 等非线性技术来实现这一目的。

下面，我们重点介绍利用 FWM 等非线性技术对两个脉冲光束的群速度的同时操控情况。这里主要又分为两大类：一是入射两脉冲光束，借助 FWM 等非线性技术在单个原子系统中使得两脉冲光束经历不同的色散特性，从而呈现不同的群速度传播特性；二是只入射一个脉冲光束，借助 FWM 等非线性过程，产生一束新的脉冲光，入射和产生的两脉冲光束分别经历不同的色散特性，最终表现出不同的群速度传播特性。2006 年，Y. F. Zhu 老师的研究小组^[75]在冷的铷原子系统中，借助 FWM 等非线性技术，同时入射探针和信号脉冲光，在三阶非线性作用下，探针脉冲光和信号脉冲光分别呈现慢光和快光传输。

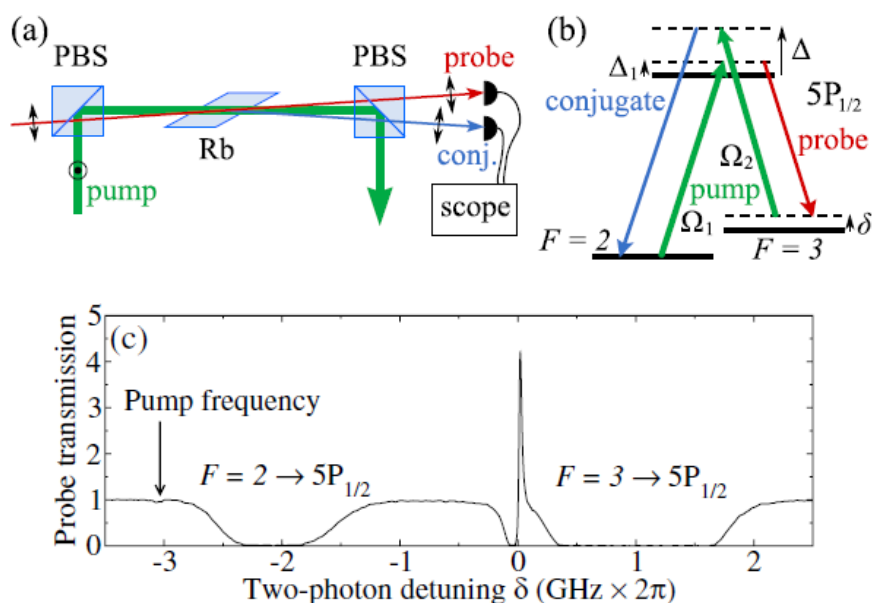


图 1.6 P. D. Lett 等人同时操控两脉冲光束群速度的实验方案。(a) 是实验装置，(b) 是实验采用的能级结构，(c) 是探针光的透射谱。摘自文献[23]。

只入射一束脉冲光的情况主要是在双 Λ 系统中实现的，最为典型的实验是美国国家标准局的 P. D. Lett 等人实现的。他们首先在 2007 年^[23]，在热的铷原子系统中，入射一束强的泵浦光和一束弱的探针脉冲光，在高温高泵浦功率条件下，强的泵浦光可以看做两束光分别耦合不同的超精细跃迁能级，在 FWM 效应的作用下，系统

产生一束不同频率的新的共轭脉冲光，由于探针和共轭脉冲光的明显增益特性，根据 Kramers-Kronig 色散关系，二者均经历了较大的正常色散，均表现出减光速即慢光传输特性。他们也将两个慢光称之为匹配慢光脉冲，如图 1.6 所示。随后他们在 2012 年^[76]，在同样的原子系统中，采用不同的实验参数（主要是单光子失谐和双光子失谐参数的精细调节），实现了探针和共轭脉冲光的快光传输。在同一时期，日本熊本大学的 J. Okuma 等人^[24, 25]在热的钠原子系统中，选择双 Λ 四波混频能级结构，利用 FWM 效应，获得了放大的探针和共轭脉冲光的匹配慢光传输。由于此系统中的探针和共轭光是同时产生的，具有一定的关联特性，研究人员也利用这一系统，研究了探针和共轭光束之间的压缩特性^[77-80]。

国内吉林大学的高锦岳老师的研究小组和中国科技大学史保森老师的研究小组也对基于 FWM 技术的慢光效应作了实验研究^[30, 81]。史保森老师小组在双阶梯型结构中利用 FWM 技术实现了对两脉冲光束群速度的操控。

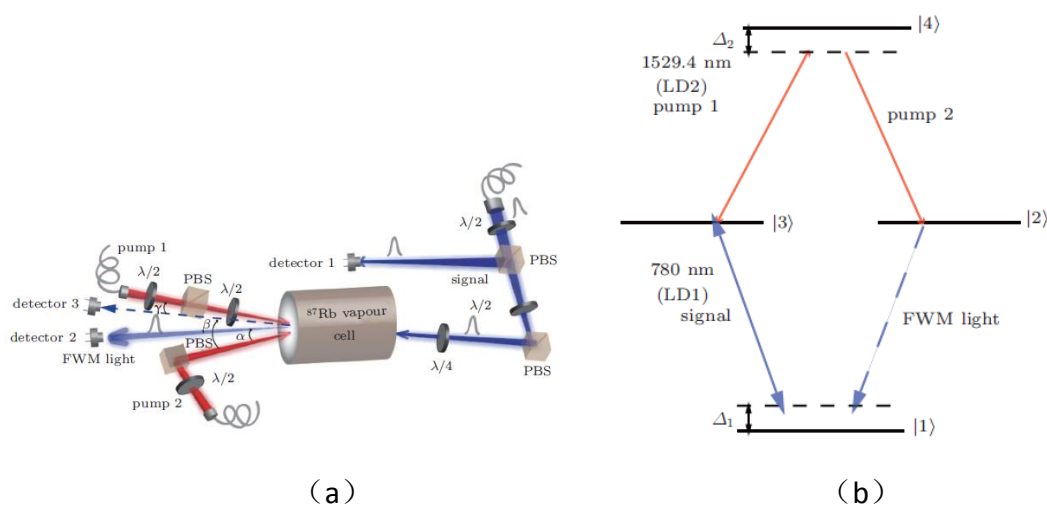


图 1.7 史保森小组在双阶梯结构中利用 FWM 技术实现双脉冲光束慢光传输的实验装置 (a) 和能级图 (b)。摘自文献[81]。

基于 FWM 技术人们实现了在单一系统中对两束脉冲光群速度的同时操控，这对应单个系统中的两个通道的相干操控，在光信息领域有着重要的应用前景^[82]。同时，人们希望能够在单一系统中实现更多通道的相干操控，这还需要进一步的研究^[83]。

1.2.4 基于受激布里渊散射和受激拉曼散射的群速度操控

上述脉冲光束群速度操控实验中，无论是在原子系统还是在固体材料内，主要是基于 EIT、EIA、CPO 和 FWM 等原子的相干效应。实际中脉冲光束群速度操控的方案还有很多，下面我们继续介绍普通光纤和光子晶体中群速度操控的研究进展。

光纤中的群速度操控由于其通信网络的兼容性和室温运转等特点受到人们的极大关注。在普通光纤中对脉冲光束的群速度进行调节的机理主要有两种：受激布里渊散射（Stimulated Brillouin Scattering, SBS）和受激拉曼散射（Stimulated Raman Scattering, SRS）。

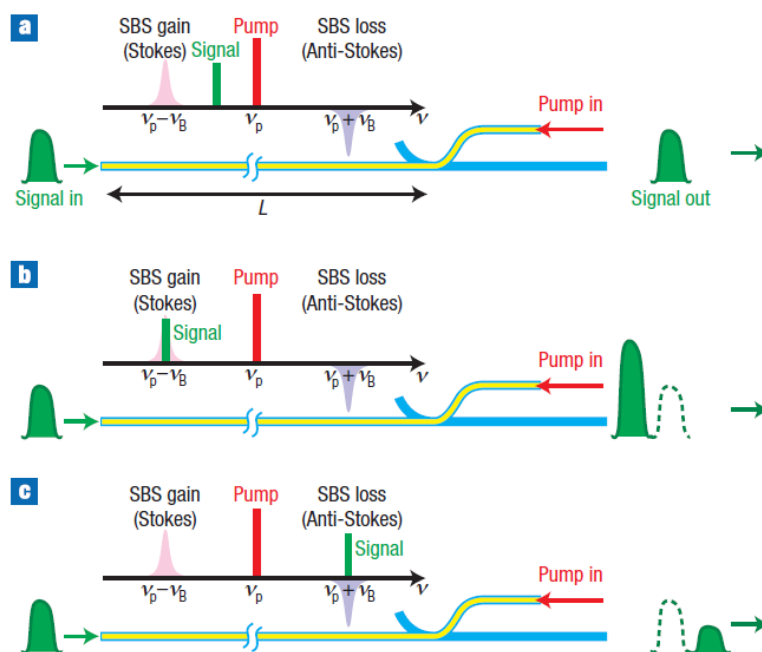


图 1.8 受激布里渊散射操控光速的原理图。(a)是信号光没有落在 SBS 作用区域，(b)是信号光的频率满足 SBS 增益共振，产生增益的慢光，(c)是信号光的频率满足 SBS 损耗共振，产生衰减的快光。摘自文献[41]。

受激布里渊散射是一种声光耦合的三阶非线性光学现象，其操控光速的物理机理可以如下理解，如图 1.8 所示^[41]：强的泵浦光和弱的信号光反向入射单模光纤，由于强的泵浦光作用产生电致伸缩效应，从而在光纤中激发出声子，声子散射光波即斯托克斯光波和反斯托克斯光波分居在泵浦光两侧。由于声波的速度远小于光波的速度，相位匹配条件要求两个光波要反向传输。图 1.8 (a) 中，如果泵浦光和信号光

的频差与布里渊频移 ν_B 不相等，则泵浦光、信号光和声波的相互作用非常弱，信号光不受影响的穿过光纤，从另一端出射；图 1.8 (b) 中，泵浦光、信号光和声波频率共振，如果信号光的频率小于泵浦光波的频率，在声子的辅助作用下，泵浦光波能量将会被转移到信号光波上，最终导致信号光波呈现增益慢光的传输特性；相应的在图 1.8 (c) 中，当信号光的频率大于泵浦光波的频率时，信号光波在声子的动态光栅作用下会被衰减，从而导致衰减的快光传输。基于受激布里渊散射的光速操控实验是由澳大利亚的 J. T. Mok 等人、瑞士的 K. Y. Song 等人以及美国的 Y. Okawachi 等人在 2005 年分别观察到的^[36-38]。在基于受激布里渊散射的实验中由于声子寿命所决定的谱宽在几十 MHz 的范围，所以脉冲光的宽度多是百纳秒附近。

基于受激拉曼散射的光速操控实验最早也是在 2005 年实现的，是由美国的 J. E. Sharping 等人^[39]利用受激拉曼散射把 430fs 脉冲光延迟了 365.5fs，从而证实了这一技术的可行性。其具体实验装置如图 1.9 所示。脉冲宽度为 430fs 的信号脉冲光由钛宝石泵浦的 OPO 产生，脉冲宽度为 500ps 的同步泵浦脉冲光由可调谐激光器产生。信号光和同步泵浦光由波分复用器耦合进入高非线性光纤及拉曼放大部分，此时，由于信号脉冲和泵浦脉冲光的时域重合导致拉曼放大，最终使得信号脉冲光产生延迟即表现出慢光传输特性。借助受激散射过程对脉冲光群速度进行操控的优点在于：我们可以通过改变泵浦光的频率和幅度来灵活控制被延迟光波的频率和幅度。由于受激拉曼散射的线宽要大于受激布里渊散射的线宽，所以受激拉曼散射实验中被延迟脉冲的谱宽较大对应更窄的脉冲宽度。

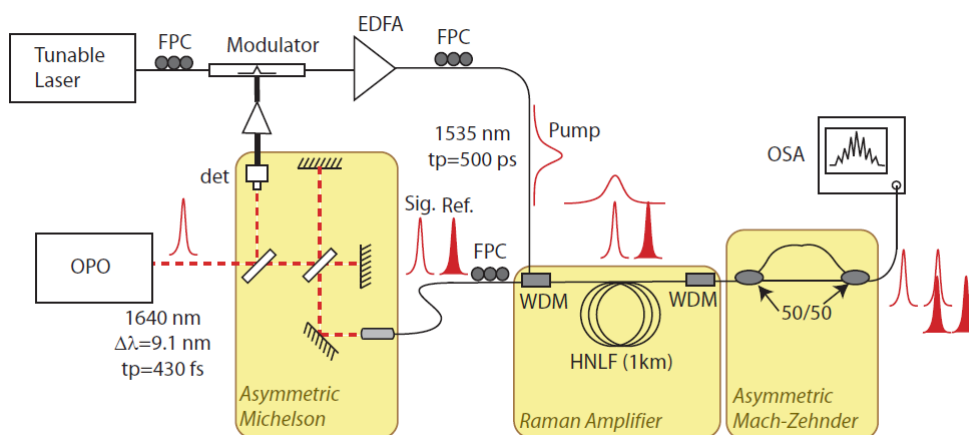


图 1.9. 利用受激拉曼散射实现慢光传输的实验装置。摘自文献[39]。

1.2.5 基于光子晶体中结构散射的群速度操控

前面讲到，脉冲光束的群速度可以通过源于共振的一阶色散来调制，光子晶体中的群速度操控也是通过色散来调制的，但是又有其不同之处。在光子晶体中的一阶色散是源于结构共振，称之为结构色散-----入射光波长和材料的特征长度相等，导致布拉格反射增强，从而产生带隙结构，此时介质的色散特性由于带隙结构的存在而显著修正。在原子汽室或者掺杂晶体中的色散称之为材料色散-----入射光波长和介质中特定能级跃迁的频率相等，由于材料共振特性使得介质的色散产生较大的变化。利用光子晶体的结构色散来控制脉冲光束的群速度，同样具有可与通信波段兼容的特性，此外，由于光子晶体本身特性，还有利于慢光器件的小型化和集成化。

光子晶体是指具有光波长量级周期特性的多维周期性介电结构，采用光子能带理论可以计算任意光子晶体结构的色散，这一理论支持了光子禁带的存在。如果在一般光子晶体禁带中引入线缺陷，即形成光子晶体波导。此时，在线缺陷中支持缺陷模式的存在，这样，本来是禁带区域，由于缺陷模式的存在，出现一个透射峰，根据 Kramers-Kronig 色散关系可知，此透射峰对应着极大的正常色散，支持慢光传输，这是光子晶体波导结构中产生慢光的基本机理。光子晶体波导不仅实现了光速减慢，而且由于缺陷的可设计特性，保证了对光束传播方向的可控性。图 1.10 给出了最初的硅光子线波导和随后发展起来的具有更大色散的光子晶体波导的样品和相应的群折射率示意图^[31]。

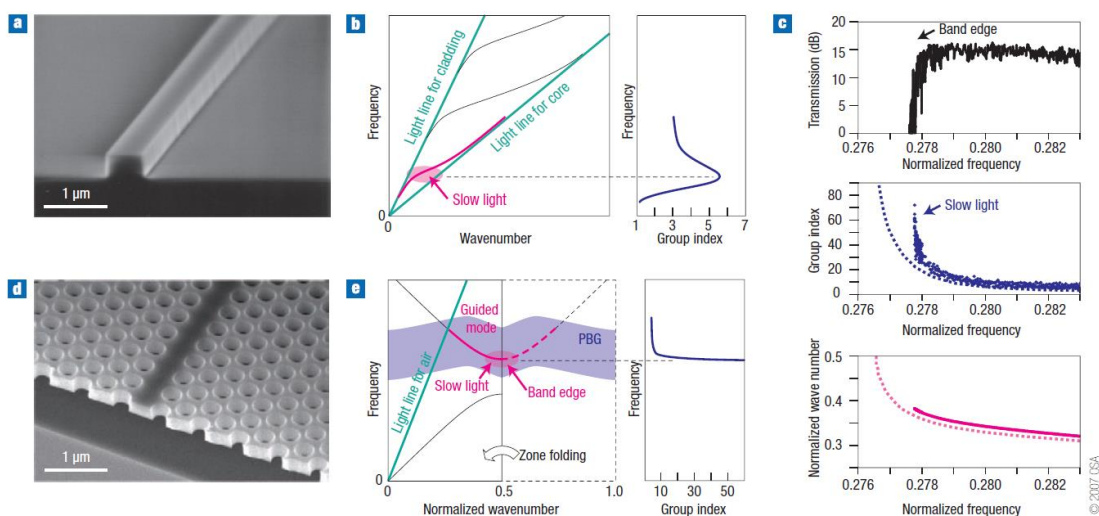


图 1.10 波导、带隙和群折射率特性。a、b 和 c 是硅光子线波导的样品、群折射率特性；d 和 e 是光子晶体波导的样品和群折射率特性。摘自文献[31]。

基于光子晶体的慢光技术从二十一世纪初开始得到了快速的发展。2002年，日本的 K. Inoue 等人^[32]在二维光子晶体薄片实现了光群速度从 $0.17c$ 到 $0.03c$ 的连续调节。2005年，美国的 Y. A. Vlasov 等人^[84]采用对光子晶体波导的局部加热方法，实现了对群速度的快速、有效控制。2008年，日本的 T. Baba^[31]对基于光子晶体波导的慢光技术做了综述，指出：基于光子晶体波导的慢光技术，虽然其绝对的延迟时间不是很长，目前被限制在一纳秒之下，但是由于其宽的带宽特性，使得延迟带宽积可以达到 100—1000。同时，由于色散管理技术和慢光的大范围可调谐性，使得基于光子晶体的慢光技术具有广阔的应用前景。

基于光子晶体的结构色散的快光技术^[33, 34]也获得迅速的发展，人们还通过特定技术，实现了基于光子晶体的脉冲光束的群速度从慢光到快光的调节。在文献[34]中，作者通过改变光子晶体的物理尺寸，达到改变材料相位的目的，从而实现透射光从慢光到快光的转变。在基于光子晶体的脉冲光束群速度操控理论中，其群速度的表达式一般为：

$$v_g = D \times \frac{d\omega}{d\varphi} \quad (1.3)$$

其中 D 为光子晶体厚度， φ 是相位。这一公式完全可以从常用的群速度公式(1.1)推导得到。

1.3 群速度操控技术的应用

1.3.1 慢光技术的应用

真空光速为 3×10^8 m/s，这意味着光可以在一秒钟内环绕地球赤道 7.5 圈，或者在一纳秒内运行 30cm。如此快的速度有利于任意两点之间进行有效的数据传输，但是同时带来了在时域内控制光信号的困难，慢光技术就是克服这一困难的有效方法。目前，慢光技术在增强光和物质的相互作用、全光开关（全光缓冲器件、全光延迟线）、高灵敏度干涉仪、激光雷达和量子信息处理等领域的应用都受到了人们的关注。

当一脉冲光束在慢光波导中传输时，在时域上会被压缩，相应的能量密度会因此增加，而依赖于能量密度的非线性效应就会增强，增强的幅度就是慢光因子。将这一技术应用到非线性拉曼放大过程中，可以将非线性过程的效率提高 10000 倍^[85]。

慢光的这一巨大作用使我们可以更小的、廉价的激光系统中实现更低功率水平的非线性效应。如 2010 年 P. Colman 等人^[86]报道的在光子晶体中，借助慢光技术增强非线性效应，进而可以在厘米甚至更短长度内形成孤子。

慢光技术在全光开关方面主要有两方面的应用：一方面是增强光开关的效率；另一方面是增强光开关的处理能力。图 1.11 是慢光技术在全光开关中增强开关处理能力的原理图^[51]。一个 $N \times N$ 维全光开关，任一输入点的数据可以动态转换到任一输出点，在这一结构下，如果两个数据包同时到达，就会出现数据阻塞，降低了开关的处理能力，因为开关在某一时间只能处理一个数据包。为了解决这一问题，我们在某一路路上加上慢光介质，就可以控制各个数据包到达开关的先后时间。慢光技术在全光开关、光学缓冲器件或者全光延迟线中的应用是类似的。

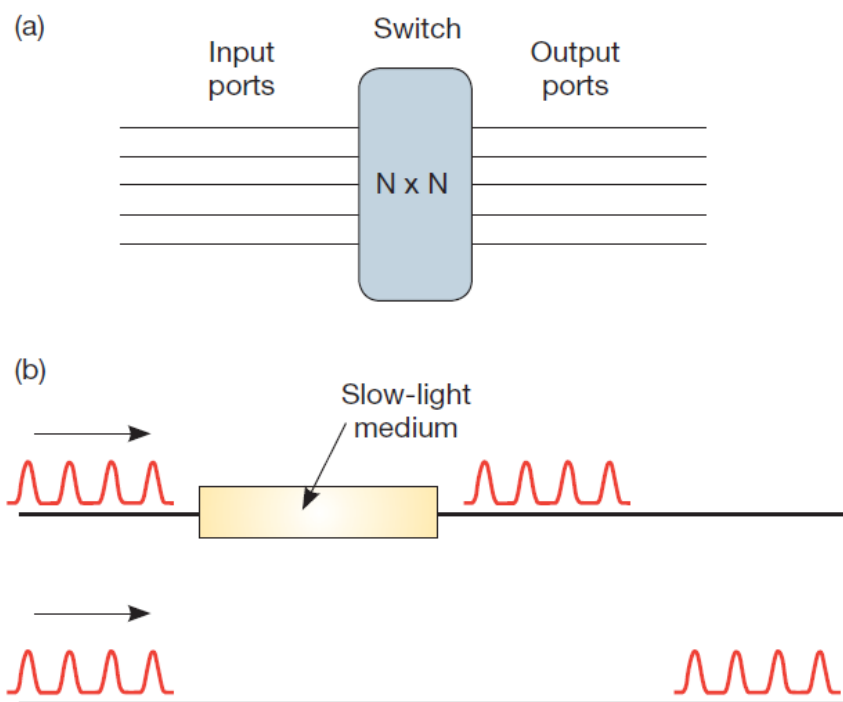


图 1.11 慢光技术在全光开关中的应用。(a) $N \times N$ 全光开关。(b) 在某一路中加入慢光介质，形成光学缓存器件，提高开关处理能力。摘自文献[51]。

图 1.12 是慢光技术提高干涉仪灵敏度的原理图^[53]。干涉仪的输出依赖于两臂的相位差，为了简单，假定两臂的路径差只是由慢光介质产生（即除去慢光介质，两臂路径相等），相位差为 $\Delta\varphi = n\omega L/c$ ，相位差随入射频率的变化可以表示为：

$$\frac{d\Delta\varphi}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \frac{n\omega L}{c} = \frac{L}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{Ln_g}{c} \quad (1.4)$$

其中 n_g 是群折射率，上式表征光谱仪的谱灵敏度即对频率变化的灵敏度，可以看到谱灵敏度与群折射率成比例。或者说，慢光介质的群折射率越大，此干涉仪的谱灵敏度越高，也就是说频率变化很小，就可以对应相位的较大变化。这种慢光光谱仪最初是由 Z. M. Shi 等人^[87, 88]设计，他们将光谱仪的灵敏度提高了 100 倍。

慢光技术还可以应用在相控阵激光雷达系统中，用来保证各个光束的同步性^[53, 89]；以及在量子信息处理过程中，借助慢光技术进行延迟或者存储信息，以方便进行相应的量子操控；在量子信息处理过程中，还可以同时操控两个慢光脉冲，当两个慢光脉冲的群速度匹配时，二者可以有更长的相互作用时间，从而产生强的关联^[85]。

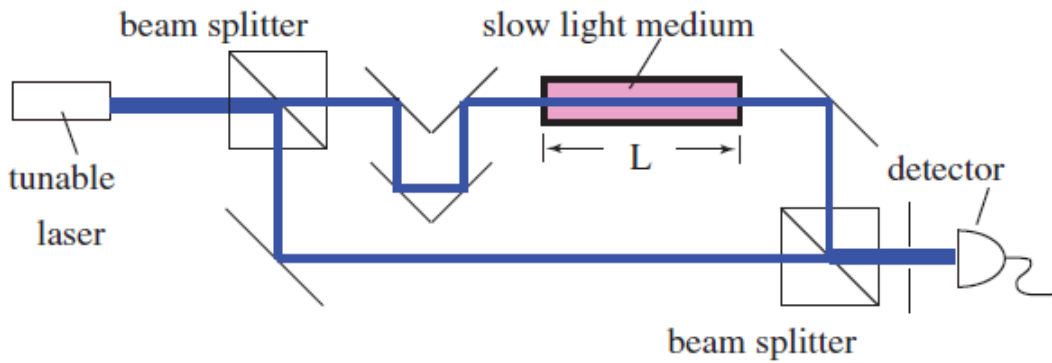


图 1.12 慢光技术在干涉仪中的应用。摘自文献[53]。

1.3.2 快光技术的应用

近年来，随着快光技术的发展，人们还提出了将快光技术应用在引力波探测和提高光陀螺仪性能上的一些方案^[52, 54]。这些方案的本质，是利用快光介质来提高干涉仪的灵敏度，只是，这里干涉仪的灵敏度与慢光介质提高干涉仪的谱灵敏度不同，是指提高干涉仪对长度变化的灵敏度。此类干涉仪在引力波探测中应用的原理图如下所示（图 1.13）：在如下法布里—珀罗干涉仪装置中，两个互相垂直、长度基本相等的长臂的两端分别悬挂有高反射率的镜面，激光在两个长臂中来回反射，由于具有光程差，会产生干涉条纹，引力波会造成光程差出现微小的变化，从而引起干涉条纹的移动。为了提高引力波探测的灵敏度即提高此干涉仪对长度变化的灵敏度，引入快光介质，相应的共振频率与长度之间的变化关系为：

$$\frac{d\omega}{dL} = -\frac{\omega}{L} \frac{n(\omega)}{n_g(\omega)} \quad (1.5)$$

可以看到，由于快光介质的加入（ $n_g < 1$ ），当长度有微小变化时，对应着大的共振频率的变化，即提高了测量系统对引力波引起的长度变化的灵敏度。

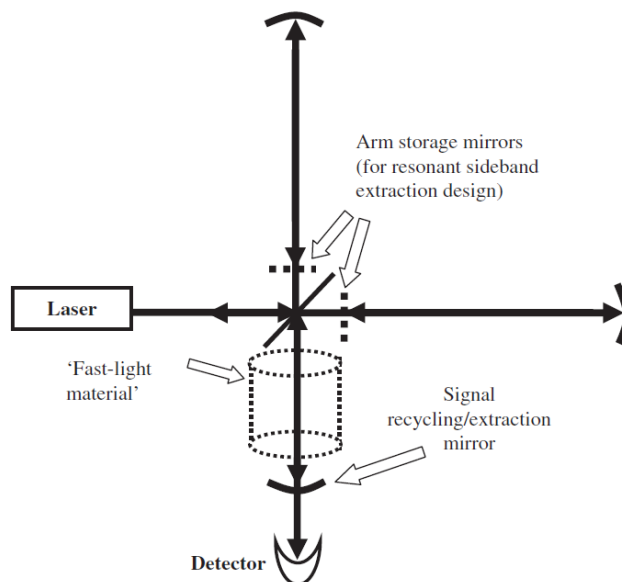


图 1.13 快光技术在引力波探测中的应用。摘自文献[52]。

快光介质可以增强干涉仪对长度变化的灵敏度这一特性还可以应用在提高光陀螺仪性能上。现代的光纤陀螺可以认为光在一个环形腔内前行来直观的理解：假定光束在一个环形腔内逆时针前行，如果环形腔本身也逆时针旋转，那么光线需要传播比环形腔周长更长的距离才能完成一个循环，即光完成一个循环所传播的距离大于静止腔的周长。长的路径长度意味着长的波长，对应着短的共振频率，即此运动下的腔的共振频率小于静止腔的共振频率。反之，如果腔顺时针旋转，光束逆时针前行，此时腔的共振频率就会大于静止腔的共振频率。通过测量腔的共振频率就可以得到腔的旋转的方向和速率，进而知道系统姿态的变化，可以反馈给控制系统。这种系统姿态变化的测量精度取决于我们对腔共振频率变化的测量精度，腔内置入快光介质之后，对于同样的旋转，腔共振频率的变化远大于空腔的情况，这就是快光介质在光陀螺仪中的应用原理，即快光介质增强了陀螺仪对旋转的灵敏度。

1.4 本文的主要内容

基于原子相干的脉冲光束的群速度操控在全光开光、全光信息处理和高灵敏干

涉仪等领域有着重要的应用价值，本文就是围绕电磁诱导透明、电磁诱导吸收和四波混频等原子相干效应，实验研究了多脉冲光束的群速度操控特性。主要内容分为以下三部分：

1. 第二章研究了简并二能级系统中反射快光的产生和操控。利用铯原子的简并二能级跃迁，在完全驻波耦合场附近，实现了对入射探针脉冲和反射信号脉冲光群速度的同时快光传输。采用极化率的吸收和色散理论，数值模拟了实验结果。

2. 第三章实验研究了基于四波混频的双脉冲光束的增益慢光特性。分别在共振四波混频和远失谐四波混频情况下，实验研究了入射探针和产生的共轭脉冲光的增益和慢光传输特性。实验中还采用不同的宽度的脉冲，分析了脉冲宽度对群速度延迟的影响。

3. 第四章实验观察了基于四波混频的四束脉冲光的增益慢光传输。在四个四波混频非线性过程同时存在的实验方案中，通过入射一束探针脉冲光，实验中观察到了四束脉冲光的群速度同时减慢的现象。这种单一系统中的多脉冲光束的群速度操控对多通道的信息处理有重要的应用价值。

第二章 简并二能级系统中透射和反射快光的同时产生

2.1 引言

脉冲光束的群速度操控即快慢光技术在非线性光学、光信息存储、全光开关、高灵敏干涉仪和激光雷达等领域都有很好的应用前景，是量子光学领域的一个研究热点^[44-54]。脉冲光束的群速度可以比真空光速小即 $v_g < c$ ，称之为减光速或者慢光传输；脉冲光束的群速度也可以比真空光速大甚至为负值即 $v_g > c$ ， $v_g < 0$ ，称之为加光速或者快光传输。脉冲光束群速度的操控可以归结为对介质色散特性的控制，当介质表现出大的正常色散时，可以减小传输脉冲的群速度即支持慢光传输；当介质表现出大的反常色散时，可以加大传输脉冲的群速度即支持快光传输^[90]。目前，在原子系统、块状晶体、光子晶体和普通光纤中均实现了对脉冲光束群速度的快慢操控，而原子系统由于其能级结构相对简单，样品制备比较容易，成为研究人员首选的研究对象。

此外，随着量子信息技术的不断发展，人们逐渐认识到多通道量子信息处理的重要性，因此同时操控多脉冲光束的群速度是必要的^[81-83, 91]。最近，人们借助四波混频技术，在双 Λ 能级系统中，通过注入一弱的探针光，凭借高的泵浦光功率和高温条件，实现了对入射探针光的放大；同时，产生一束新的共轭光。在这一过程中，强的泵浦光分别驱动两个不同的跃迁能级，系统吸收两个泵浦光子分别产生一个探针光子和共轭光子，满足能量守恒和动量守恒。探针和共轭光在脉冲模式下，根据实验条件的不同，如选择不同的单光子失谐、系统温度等，可以实现探针和共轭脉冲光的同时慢光传输^[23-26]或者同时快光传输^[76]。当然，也可以借助四波混频、受激拉曼等非线性过程，同时注入两脉冲光束，使得两脉冲光束经历不同的色散特性，从而表现出不同的群速度大小^[75, 92, 93]。

上述讨论的两脉冲光束的群速度操控主要是考虑两透射脉冲光束的情况。1998年，M. Blauboer 等人^[94]从理论上提出了利用光学相位共轭镜方法研究入射和反射脉冲的传输特性。在他们的理论中，将具有大的三阶非线性的光学介质限定在特定长度的泡中，相位共轭现象借助四波混频过程产生：当光学介质由两束反向的同频光束泵浦时，入射一束弱的探针光，满足能量守恒和动量守恒的第四束共轭光产生。随后，研究人员在理论和实验上对同时操控透射脉冲和反射脉冲光的群速度作了大量工作^[95-104]。L. G. Wang等人^[96, 99]的理论工作主要是以薄片系统为研究对象，通过

改变薄片的厚度或者其背景介电常数，可以调节透射脉冲和反射脉冲光的群速度，在特定条件下可以使得透射脉冲和反射脉冲光同时处于加光速传输。最近，他们还在具有增益的薄片系统中研究了与普通 Kramers-Kronig 色散关系所不同的奇异色散效应，并从增益薄片系统的多重干涉和边界效应的角度对奇异色散效应作了解释^[104]。A. Sánchez-Meroño等人^[100]在薄片系统中观察到了反射快光现象。S. Longhi 等人^[95,97]则是在光子带隙结构中理论预言并实验观察到了反射快光现象。

我们小组在过去的几年中，以铯原子汽室为研究对象，在 Λ 型 EIT 框架下，采用驻波耦合场来增强探针光的相干反射，获得了较高的反射效率^[105-107]。本章我们将在已有工作的基础上，在铯原子简并二能级系统中，采用驻波耦合场，实验研究透射脉冲和反射脉冲光的群速度特性。实验中，当耦合场从行波场逐渐变化到部分驻波场再到完全驻波场时，透射脉冲光从减光速即慢光传输逐渐变化到加光速即快光传输^[68]，同时反射脉冲光一直处于加光速即快光传输状态。这是由于当耦合场从行波场向驻波场变化时，对透射光而言，是从电磁诱导透明逐渐向电磁诱导吸收转变，即从正常色散逐渐变为反常色散，从而导致透射脉冲光逐渐从慢光转变为快光；对反射光而言，其反射可以看做一个增益过程，但同时系统存在共振吸收，增益和吸收的共同作用导致反射的增益峰中存在一个共振吸收凹陷，对应着反射色散，所以反射脉冲光一直是处于快光传输的状态^[101-103]。这样我们在原子系统中，在完全驻波附近，实验上实现了透射和反射脉冲光同时加光速传输的快-快光对。

2.2 实验装置和结果

实验中，我们采用铯原子 D1线的超精细能级 $6^2S_{1/2}, F=4$ 为基态， $6^2P_{1/2}, F'=3$ 为激发态，两者构成简并二能级系统，如图 2.1 (a) 所示。其中，前向和后向耦合光偏振相同，频率分别表示为 ω_F 和 ω_B ；探针光的偏振与耦合光的偏振垂直其频率表示为 ω_p 。在这一光路配置下，量子干涉导致共振 FWM 信号即反射光的频率满足： $\omega_r = \omega_F + \omega_B - \omega_p$ 。图2.1 (b) 实验装置中，由同一台钛宝石激光器产生的激光，经过半波片和偏振分光棱镜组合分成蓝色探针光和红色耦合光。其中探针光利用电光调制器 (EOM) 调制成高斯脉冲，脉冲半高全宽约 $8\mu\text{s}$ 。将高斯脉冲光分出一小部分作为参考脉冲光由光电二极管 2 探测，其余部分由偏振分光棱镜耦合后入射铯原子汽室，透射脉冲光由光电二极管 1 探测。红色耦合光再次利用半波片和偏振分光棱镜组合分成前向和后向耦合光，探针脉冲光和耦合光完全共线。四波混频反射脉冲光由光电二极管 3 探测。三个光电二极管的信号由一台数字示波器存储。

无缓冲气体的铯原子汽室的温度固定在 55°C 。实验过程中将激光器频率锁定在铯原子超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=3$ 上，前向耦合光功率固定在 4mW ，后向耦合光功率可以连续调节。

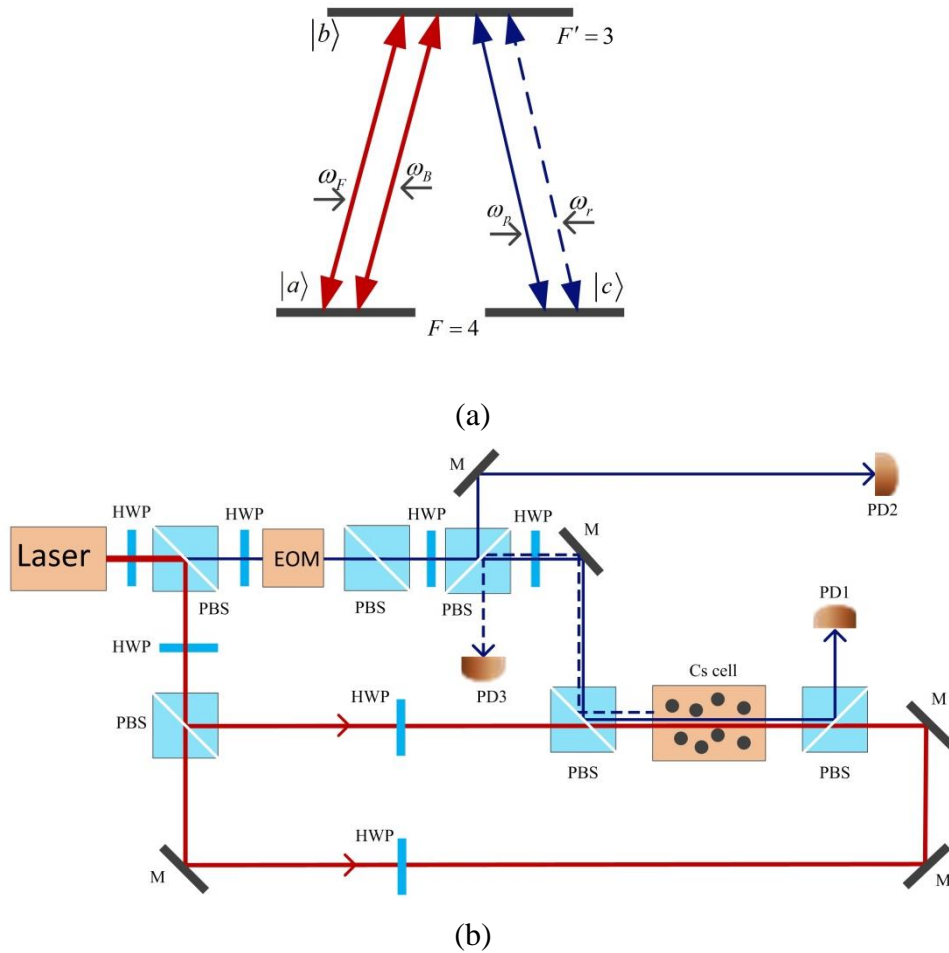


图 2.1 (a) 能级方案。(b) 实验装置。HWP:半波片, EOM: 电光调制器, PBS: 偏振分光棱镜, M: 反射镜, PD1, 2, 3: 光电二极管1, 2, 3.

图 2.2 是通过改变后向耦合光功率所得到的探针脉冲和反射脉冲光的延迟情况。两图中最上面的黑线为参考脉冲光包络，图 (a) 中透射探针脉冲光的延迟时间通过比较彩色脉冲包络（由光电二极管 1 探测）和黑色脉冲包络（由光电二极管 2 探测）的峰值给出。在后向耦合光功率为零时，系统是典型的 EIT 结构，此时透射探针脉冲光由于 EIT 效应导致的正常色散而呈现减光速即慢光传输，此时脉冲光的延迟时间为 $0.45\mu\text{s}$ ，由公式 $v_g = L/\Delta t$ 可以计算出相应的群速度大小为 $0.00055c$

即 168Km/s ，其中 L 是原子泡的长度；随着后向耦合光功率的增加，透射探针脉冲光的延迟时间逐渐减小，在后向耦合光功率增加到 3.6mW 时，延迟时间变为负值，说明透射脉冲光呈现加光速即快光传输；在后向耦合光功率增加到 4mW 即与前向耦合光功率相等时，形成完全驻波场，此时系统为 EIA，所以透射探针脉冲光表现出最大加光速传输，延迟时间为 $-0.54\mu\text{s}$ ，对应脉冲光群速度为 $-0.00046c$ 即 -138Km/s ；进一步增加后向耦合光功率，透射探针脉冲光的延迟时间会再次变为正值，即减光速传输。在后向耦合光功率从 0mW 逐渐变化到 5mW 的过程中，反射脉冲光即四波混频信号脉冲光的延迟时间一直是负值，说明反射脉冲光一直处于加光速即快光传输。图 2.2 (b) 中负的延迟时间在后向耦合光功率为 1mW 时取得最大值约为 $-0.87\mu\text{s}$ ，对应脉冲光的群速度为 $-0.00029c$ 即 -87km/s 。图 2.2 的结果我们可以从原子系统的色散特性来理解：当后向耦合光功率从 0mW 逐渐增加到 4mW 时，耦合场逐渐从行波场变化到部分驻波场，再到完全驻波场，对应探针光的吸收特性逐渐从 EIT 变化到有吸收的 EIT，再到 EIA，即逐渐从正常色散变化到反常色散，所以透射的探针脉冲光逐渐由减光速传输变化到加光速传输；对于反射光而言，由于共振吸收的作用，使得反射峰在共振处带有吸收凹陷^[101-103]，从而表现出反常色散，导致反射脉冲光一直是加光速传输。

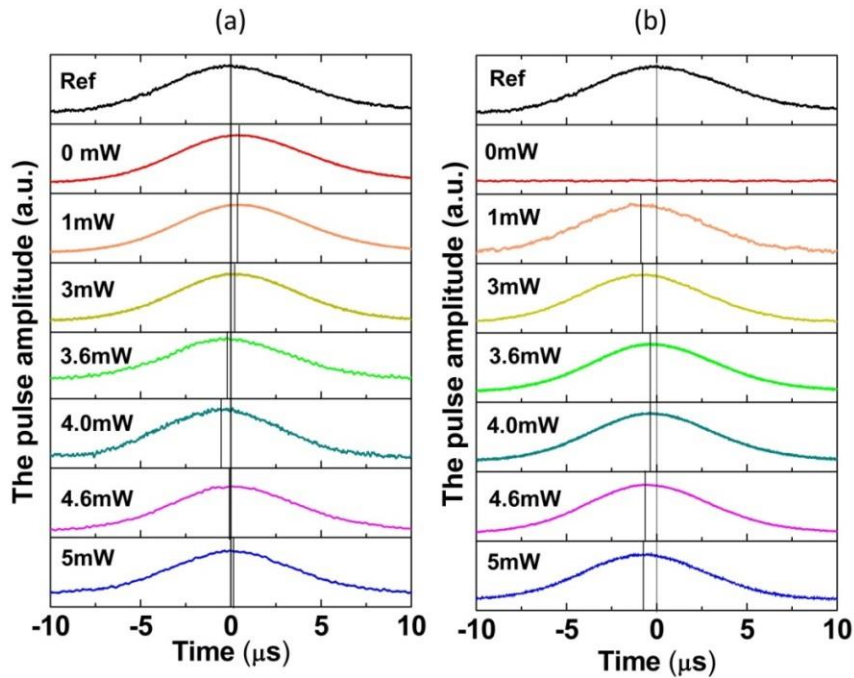


图 2.2 探针脉冲 (a) 和反射脉冲 (b) 的延迟随后向耦合光功率的变化。

图 2.3 是我们在连续光模式下观测到的透射探针光和反射信号光的光谱特性。此时，前向耦合光功率取 4mW，后向耦合光功率分别为 3mW 和 4mW，探针光 100 μ W。可以看到透射探针光在完全驻波时是 EIA，但是反射信号光的反射峰在共振处仍然带有吸收凹陷，从而支持反射脉冲光表现出加光速传输。

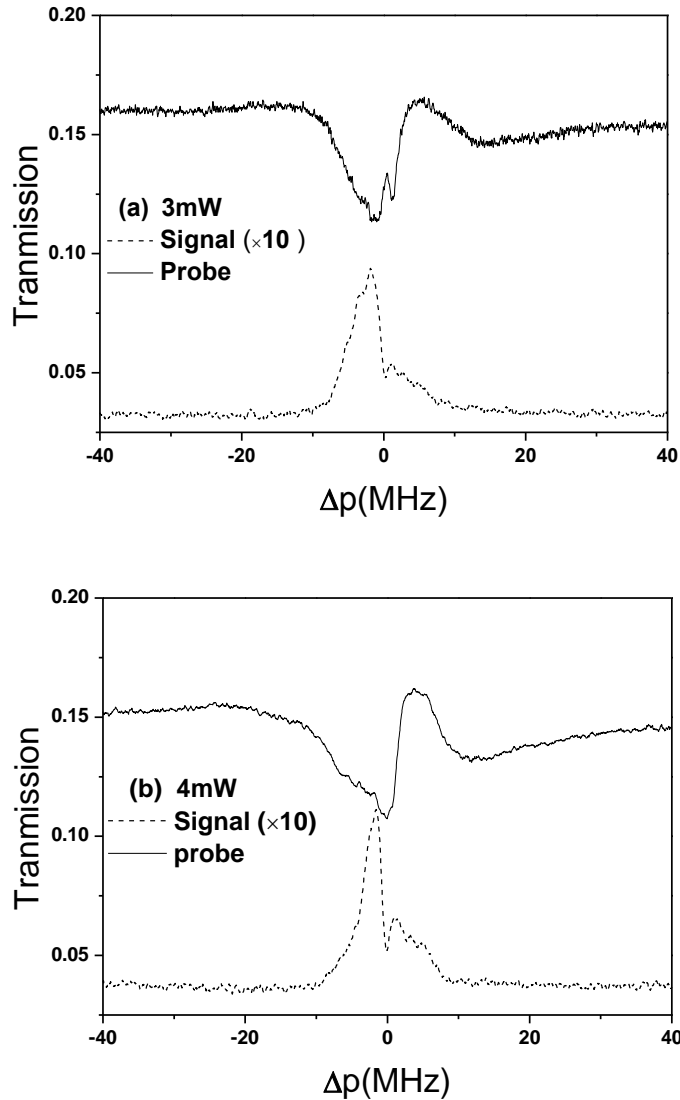


图 2.3 连续光模式下，探针和反射信号的光谱特性。

图 2.4 是透射探针脉冲和反射脉冲光群速度的同时操控情况。图中红色圆点表示透射探针脉冲光的延迟时间，蓝色三角表示反射脉冲光的延迟时间，红色和蓝色曲线分别表示透射探针和反射脉冲光延迟时间的理论模拟情况（将在后面给出详细过程）。可以看到：在后向耦合光功率不等于前向耦合光功率（4mW）

的多数情况下，探针脉冲光是减光速传输而反射脉冲光是加光速传输，探针和反射脉冲光表现为慢-快光对的形式；当后向耦合光功率近似等于前向耦合光功率的时候，探针脉冲和反射脉冲光都呈现出加光速传输的特性，探针和反射脉冲光表现为快-快光对的形式，这也可以理解为源于驻波耦合场诱导的光子特性所导致的多重干涉效应^[104, 108]。

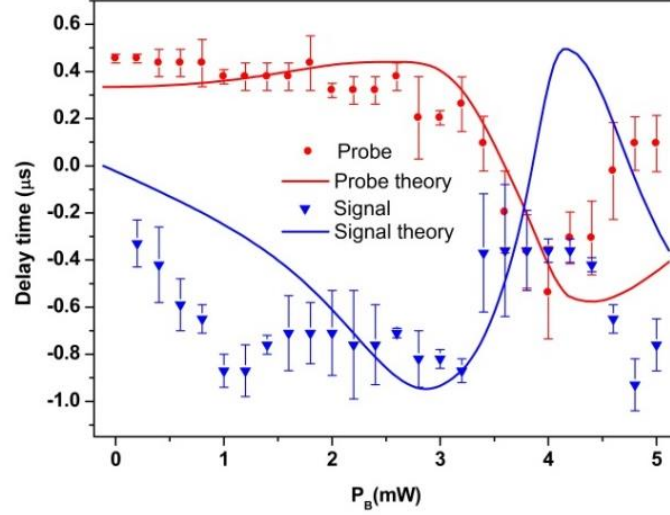


图2.4 透射探针脉冲和反射脉冲光延迟时间的同时操控。实验参数与图2.2相同。

2.3 理论分析

前面我们从系统的色散特性来定性的理解实验结果，其实，也可以从极化率出发，通过数值计算极化率的实部和虚部来解释实验结果。下面首先从系统的哈密顿量出发给出系统极化率的表达式。

如图2.1 (a) 所示，简并二能级系统可以等效为 Λ 型三能级模型^[107]，将原子系统的哈密顿量 H 表示为自由哈密顿量 H_0 和相互作用哈密顿量 H_I 之和，如下所示^[105]

$$H = H_0 + H_I \quad (2.1)$$

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (2.2)$$

$$H_I = -\hbar(\Omega_F + \Omega_B e^{-i\delta t}) e^{-i\omega_F t} |b\rangle\langle a| - \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t} |b\rangle\langle c| + h.c. \quad (2.3)$$

其中 $\Omega_F = (\mu_{ab} E_F / (2\hbar))$ 、 $\Omega_B = (\mu_{ab} E_B / (2\hbar))$ 和 $\Omega_p = (\mu_{bc} E_p / (2\hbar))$ 分别是前向耦合光、后向耦合光和探针光的拉比频率， μ_{ab} 和 μ_{bc} 是偶极跃迁矩阵元， $\delta = 2\Delta_d$

是由于多普勒频移导致的前后向耦合光的频率差， Δ_d 由于原子运动导致的多普勒频移。由于在实验中我们考虑的是耦合光共振情况，所以前后向耦合光的频率差仅仅由多普勒频移产生。前后向耦合光的光强一般远大于探针光的光强，而探针光强远小于原子系统的饱和光强，在这些条件下，由系统的布洛赫主方程可以得到密度矩阵元 ρ_{bc} 和 ρ_{ac} 的运动方程

$$\frac{d\rho_{bc}}{dt} = -(i\omega_{bc} + \gamma_{bc})\rho_{bc} + i(\Omega_F + \Omega_B e^{-i\delta t})e^{-i\omega_F t} \rho_{ac} + i\Omega_p e^{-i(\omega_p - \Delta d)t} \quad (2.4)$$

$$\frac{d\rho_{ac}}{dt} = -(i\omega_{ac} + \gamma_{ac})\rho_{ac} + i(\Omega_F^* + \Omega_B^* e^{i\delta t})e^{i\omega_F t} \rho_{bc} \quad (2.5)$$

γ_{bc} 是激发态 $|b\rangle$ 到基态 $|c\rangle$ 的退相干率， γ_{ac} 是两个基态 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间的退相干率，为了消除快变项，令 $\tilde{\rho}_{bc} = \rho_{bc} \text{Exp}[i(\omega_p - \Delta d)t]$ 和 $\tilde{\rho}_{ac} = \rho_{ac} \text{Exp}[i(\omega_p - \Delta d - \omega_F)t]$ ，将其带入 (2.4) 和 (2.5) 可以得到

$$\frac{d\tilde{\rho}_{bc}}{dt} = (-i\Delta_p + i\Delta_d - \gamma_{bc})\tilde{\rho}_{bc} + i(\Omega_F + \Omega_B e^{-i\delta t})\tilde{\rho}_{ac} + i\Omega_p \quad (2.6)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ac}}{dt} = (-i\Delta_p - \gamma_{ac})\tilde{\rho}_{ac} + i(\Omega_F^* + \Omega_B^* e^{i\delta t})\tilde{\rho}_{bc} \quad (2.7)$$

其中 $\Delta_p = \omega_{bc} - \omega_p$ 。

上述两矩阵元运动方程的通解可以表示为傅里叶级数的形式

$$\tilde{\rho}_{ac} = \sum_n \tilde{\rho}_{ac}^{[n]} e^{-in\delta t} \quad (2.8)$$

$$\tilde{\rho}_{bc} = \sum_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} e^{-in\delta t} \quad (2.9)$$

将 (2.8) 和 (2.9) 带入 (2.6) 和 (2.7)，并根据稳态条件，最终可以给出矩阵元 $\tilde{\rho}_{bc}$ 的循环关系式

$$P_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} = \Omega_F^* \Omega_B R_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n-1]} + \Omega_F \Omega_B^* S_n \tilde{\rho}_{bc}^{[n+1]} - \Omega_p \delta_{n0} \quad (2.10)$$

其中

$$P_n = -\Delta_p - \Delta_d + n\delta + i\gamma_{bc} - S_n |\Omega_F|^2 - R_n |\Omega_B|^2$$

$$R_n = \frac{1}{-2\Delta_d - \Delta_p + n\delta + i\gamma_{ac}}$$

$$S_n = \frac{1}{-\Delta_p + n\delta + i\gamma_{ac}}$$

定义 $Z_n = \tilde{\rho}_{bc}^{[n]} / \tilde{\rho}_{bc}^{[n-1]}$ ，采用连分式的方法求解方程 (2.10)。

特殊情况下如 $n=0$ ，(2.10) 给出

$$\tilde{\rho}_{bc}^{[0]}(\Delta_p, \Delta_d) = \frac{-\Omega_p}{P_0 - \Omega_F^* \Omega_B R_0 X_1^* - \Omega_F \Omega_B^* S_0 Z_1} \quad (2.11)$$

其中，连分式

$$Z_1 = \frac{\Omega_F^* \Omega_B R_1}{P_1 - \Omega_B^* \Omega_F S_1 Z_2} = \frac{\Omega_F^* \Omega_B U_1}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 T_1}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 T_2}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 T_3}{1 - \dots}}}} \quad (2.12)$$

$$X_1^* = \frac{\Omega_F \Omega_B^* S_{-1}}{P_{-1} - \Omega_F^* \Omega_B R_{-1} X_2^*} = \frac{\Omega_F \Omega_B^* K_1^*}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 L_1^*}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 L_2^*}{1 - \frac{|\Omega_F|^2 |\Omega_B|^2 L_3^*}{1 - \dots}}}} \quad (2.13)$$

其中 $U_n = R_n / P_n$ ， $T_n = (S_n / P_n) U_{n+1}$ ， $K_n^* = S_{-n} / P_{-n}$ ， $L_n^* = (R_{-n} / P_{-n}) K_{n+1}^*$ 。

介质的极化率与矩阵元的傅里叶分量 $\tilde{\rho}_{bc}^{[0]}$ 之间存在如下关系^[15]

$$\chi^{(1)} = \frac{N |\mu_{bc}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_{bc}^{[0]}(\Delta_p, \Delta_d) \times \exp[-\Delta_d^2 / (2\sigma^2)] d\Delta_d \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \chi^{(3)} &= \frac{N |\mu_{bc}|^2 |\mu_{ba}|^2}{6\varepsilon_0 \hbar^3 \Omega_B \Omega_F^* \Omega_p} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_{bc}^{[1]}(\Delta_p, \Delta_d) \times \exp[-\Delta_d^2 / (2\sigma^2)] d\Delta_d \\ &= \frac{N |\mu_{bc}|^2 |\mu_{ba}|^2}{6\varepsilon_0 \hbar^3 \Omega_B \Omega_F^* \Omega_p} \frac{Z_1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\rho}_{bc}^{[0]}(\Delta_p, \Delta_d) \times \exp[-\Delta_d^2 / (2\sigma^2)] d\Delta_d \end{aligned} \quad (2.15)$$

其中， N 是原子数密度， σ 是多普勒宽度。极化率 $\chi^{(1)}$ 的实部和虚部分别对应着透射探针光的色散和吸收特性，反射四波混频信号光的色散和吸收特性由极化率 $\chi^{(3)}$ 决定，借助 (2.14) 和 (2.15) 可以分析透射和反射信号的吸收和色散特性，从而给出透射和反射脉冲光的群速度特征。由于在实验中我们采用的是光功率参数，为了和实验相对应，我们给出光的拉比频率 Ω 与光功率 P 的关系

$$\Omega = \gamma_{bc} \sqrt{I / 2I_s} = \gamma_{bc} \sqrt{(P / \pi r^2) / 2I_s} \quad (2.16)$$

其中 P 是光功率， r 是光束半径， I_s 是饱和光强。在下面的理论计算中，取 γ_{bc} 作为归一化单位，并定义 $R = \Omega_B^2 / \Omega_F^2 = P_B / P_F$ 表征后向耦合光与前向耦合光的功率之比， P_F 和 P_B 分别是前向和后向耦合光的功率。根据实验参数前向耦合光功率 4mW，光束半径约 0.5mm，可以计算出前向耦合光功率 4mW 所对应的拉比频率为 $\Omega_F = 10$ 。实验中不同的后向耦合光功率，可以对应不同的后向拉比频率或者不同的 R 取值。

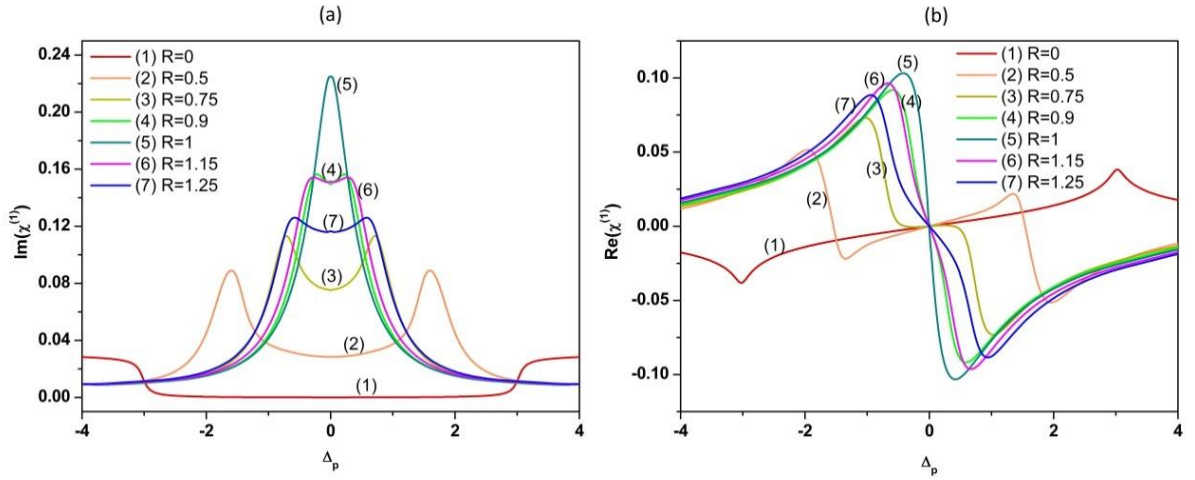


图 2.5 透射探针光的吸收 (a) 和色散 (b) 特性，相关参数分别为 $\gamma_{ac} = 0, \gamma_{bc} = 1,$

$$\Omega_F = 10, \Omega_p = 1.5.$$

我们取参数： $\gamma_{ac} = 0, \gamma_{bc} = 1, \Omega_F = 10, \Omega_p = 1.5$ ，在不同 R 比值下给出了透射探针光的吸收和色散特性，如图 2.5 所示。从 2.5 (a) 可以看到：随着后向耦合光功率的增加，透射探针光的电磁诱导透明逐渐变弱，当后向耦合光功率增加到与前向耦合光功率相等时，完全变为电磁诱导吸收，随着后向耦合光功率的继续加大，在吸收峰中间逐渐出现凹陷。2.5 (b) 对应的色散情况：在后向耦合光功率小于前向耦合光功率的最初阶段，系统一直是正常色散，即支持减光速传输，但是在完全驻波附近，系统是反常色散，导致加光速传输。理论模拟中在后向耦合光功率大于前向耦合光功率的部分即 $R = 1.25$ 处，系统仍然是反常色散与实验结果有差异，这是需要进一步改进的地方。但是在 $R > 1$ 范围内，可以看到反常色散是逐渐减小的即与实验结果的趋势是一致的。

图 2.6 是反射信号的吸收和色散特性。可以看到对反射信号而言，多数情况下，其反射峰都带有一个吸收凹陷，这一特征将导致在共振处的反常色散从而支持反射

脉冲加光速传输。在完全驻波处，理论模拟的反射峰没有吸收凹陷，这与实验观察不符合，这可能是源于我们没有考虑反射光的共振再吸收效应。

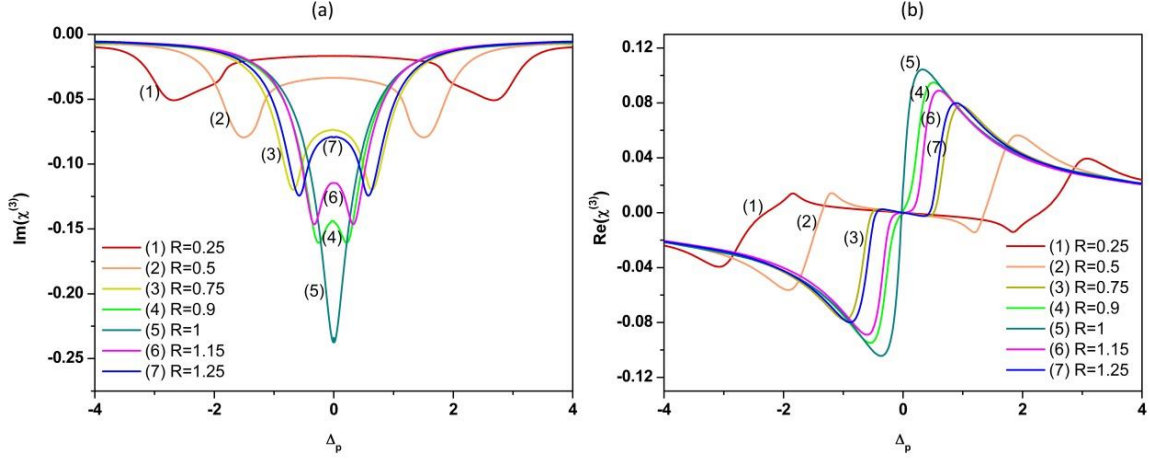


图 2.6 反射光的吸收 (a) 和色散 (b) 特性。

从群速度表达式和公式 $v_g = L / \Delta t$ 可以给出脉冲延迟时间如下所示

$$\Delta t = \frac{L\omega_p}{2c} \frac{d\chi}{d\omega_p} \quad (2.17)$$

其中， L 是介质长度， c 是真空光速， χ 是系统的极化率。

我们首先将极化率公式 (2.14) 和 (2.15) 对多普勒效应求和，随后带入公式 (2.17) 中，可以分别得到透射探针脉冲和反射脉冲光的延迟时间表达式

$$\Delta t_p = \frac{L\omega_p}{2c} \frac{N|\mu_{bc}|^2}{\varepsilon_0 \hbar \Omega_p} \frac{d\tilde{\rho}_{bc}^{[0]}(\Delta_p)}{d\omega_p} \quad (2.18)$$

$$\Delta t_s = \frac{L\omega_p}{2c} \frac{N|\mu_{bc}|^2 |\mu_{bc}|^2 Z_1}{6\varepsilon_0 \hbar^3 \Omega_B \Omega_F^* \Omega_p} \frac{d\tilde{\rho}_{bc}^{[0]}(\Delta_p)}{d\omega_p} \quad (2.19)$$

图 2.4 中的理论模拟曲线就是由上述两公式得到。图中的探针脉冲光的延迟时间即红色理论曲线与红色实验点基本符合，而反射脉冲光的延迟时间即蓝色理论曲线和蓝色实验点有一定差异，尤其是在完全驻波处差异较大，前面指出这可能是因为我们的理论中没有考虑到反射信号的共振再吸收效应，同时我们的理论计算中没有考虑更高阶的傅里叶分量。但是，利用极化率的理论计算结果，可以看到理论计算结果的趋势与实验结果的变化趋势是一致的，或者说，我们通过理论计探针光和反射

信号光的吸收和色散特性，进一步解释了图 2.4 中的实验结果。

2.4 小结

在本章，我们在铯原子汽室的简并二能级结构中，利用驻波耦合场的相干反射作用，研究了透射探针脉冲和反射脉冲光的群速度操控特性。通过改变后向耦合光的功率，实现了透射探针脉冲光从减光速到加光速传输的转变，反射脉冲光则一直是加光速传输，或者说，实现从慢-快光对到快-快光对的操控；并借助极化率理论计算了探针光和反射光的吸收和色散特性，解释了探针脉冲和反射脉冲光的群速度变化情况。

第三章 基于四波混频的双脉冲光束的增益慢光特性

3.1 引言

1999年,美国的 L. V. Hau 和 S. E. Harris 等人^[16]在超冷的原子系统中借助 EIT 技术将脉冲光束的群速度减小到 17m/s。这意味着人们借助普通的交通工具如汽车就可以赶上一个脉冲光束的移动,之后二十多年的时间内,慢光技术及其应用一直是人们的一个研究热点。目前人们不仅可以将脉冲光束的群速度在多种介质内连续调节,还可以在单一系统内实现多于一个如双脉冲光束群速度的同时操控。

在单一系统内同时操控双脉冲光束的群速度在多通道量子信息处理中有重要的应用前景,目前所采用的一个主要的方式就是基于原子汽室中的双 Λ 四波混频效应^[77, 109-115], 通过以下两种方案实现双脉冲光束的群速度操控。方案一: 主要是在四能级系统中, 两束不同的泵浦光泵浦不同跃迁能级, 同时入射一束探针光, 借助量子干涉效应增强共振的四波混频过程, 产生一束新的四波混频信号光, 探针和信号光可以构成一对关联的斯托克斯和反斯托克斯光^[109]。H. Kang 等人^[110]在 2004 年利用此方案在冷原子系统中实现了双脉冲光束的慢光传输。在这类方案中, 泵浦光强不是很大, 原子系统的温度一般为室温甚至冷原子系统。最主要是需要两束泵浦光泵浦不同的原子跃迁能级。方案二: 在这种方案中, 涉及三个真实的原子能级和一个拉曼虚能级, 只需要一束强的泵浦光和一束弱的探针光束即可, 原子系统的温度比较高。在高温高泵浦光功率条件下, 借助受激拉曼效应, 一束强的泵浦光可以看做两束泵浦光分别泵浦不同的跃迁能级, 不仅产生一束新的共轭光信号, 而且, 探针光和新产生的共轭光功率相对于入射探针光功率都有较大的提高即产生较大的增益效应^[77, 114, 115]。

借助高温高泵浦光功率的双 Λ 四波混频效应, 实现对双增益脉冲光束群速度操控的研究又主要以两个研究小组为代表。其中之一是美国的 P. D. Lett 小组, 他们主要以铷原子系统为研究对象。在 2007 年^[77], 他们在热的铷原子汽室中, 借助远失谐的双 Λ 四波混频过程, 入射一束强的泵浦光和一束弱的探针光, 实现了放大探针光和产生的共轭光之间的强度差压缩。随后, 他们研究小组在脉冲模式下, 采用类似的双 Λ 四波混频系统, 在不同实验条件下分别得到了放大的探针脉冲光和产生的共轭脉冲光的同时慢光^[23]和同时快光^[76]传输。2011 年, 澳大利亚 M. Jasperse 研究小组给出了这一系统的解析模型并对相应的强度差压缩实验进行了分析^[116]。最近,

P. D. Lett 小组也对基于这一方案的信息探测^[117]和量子失谐^[118]等问题作了研究。在上述研究的同时,日本熊本大学的研究小组也以钠原子系统为研究对象,对共振的、高温高泵浦光功率条件下的双 Λ 四波混频过程开展了一系列的研究工作。他们将强的泵浦光锁定在钠原子 D1 线的 $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$ 跃迁上,通过再入射一束弱的探针光,研究了探针光和产生共轭光的放大特性^[114, 115, 119]; 如果将入射探针光转变为脉冲模式,就可以得到探针脉冲和共轭脉冲光的同时慢光传输^[24],并对相关实验结果从耦合波方程理论作了详细分析^[25]。

我们注意到,在常用的钠原子、铷原子和铯原子汽室中,铯原子 D1 线的基态超精细分裂约 9.2GHz,这一较大的超精细分裂有利于全光原子钟的实现。所以,我们研究小组在 2014 年,在热的铯原子汽室中借助远失谐的双 Λ 四波混频过程,入射一束强的泵浦光和一束弱的探针光,实现了高频差的探针光和共轭光之间的强度差压缩^[79]。在这一章中,我们将以铯原子汽室为研究对象,分别对共振双 Λ FWM 和远失谐双 Λ FWM 结构下的增益慢光特性做详细的实验研究^[120]。

3.2 共振双 Λ FWM 系统中增益慢光的实验研究

3.2.1 能级方案和实验装置

采用无缓冲气体的铯原子汽室研究共振的双 Λ 四波混频过程,由于铯原子 D1 线的基态超精细分裂远大于钠原子和铷原子的基态超精细分裂,方便我们分析小失谐对共振的双 Λ 四波混频过程的影响。典型的能级结构和实验装置如图 3.1 所示。选用铯原子 D1 线超精细能级 $6^2S_{1/2}, F=3$ 和 $6^2S_{1/2}, F=4$ 为基态, $6^2P_{1/2}, F'=3$ 为激发态。一束强的泵浦光锁定在超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=3$ 上,另外一束弱的探针光在跃迁 $F=3 \rightarrow F'=3$ 附近扫描,在高温和高泵浦功率条件下,泵浦光还可以认为锁定在能级 $F=3$ 到相应的虚能级上。 Δ_1 表示泵浦光相对于锁定能级的拉曼单光子失谐, $\Delta_2 \approx 9.2\text{GHz}$ 是铯原子基态超精细分裂的大小, δ 是泵浦光和探针光之间的双光子失谐。在这样一个封闭循环的四波混频过程中,系统吸收两个泵浦光子,分别产生一个探针光子和共轭光子,从而实现了对探针光和共轭光的放大。实验中探针光和泵浦光具有相互垂直的偏振,相对夹角约 0.23° ,由相位匹配条件决定了产生的共轭光分居在泵浦光的另一侧。铯原子汽室的长度为 75mm。

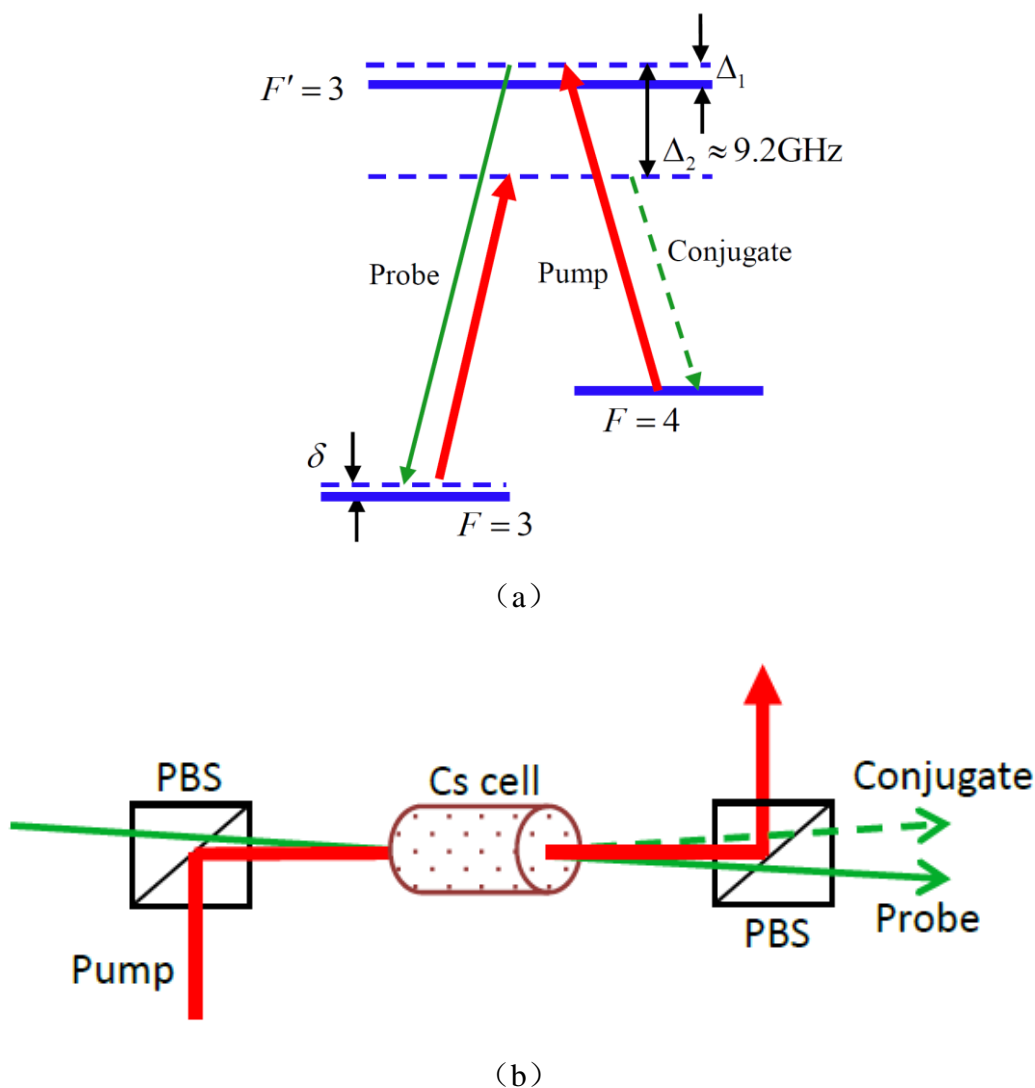


图 3.1 (a) 实验能级方案。(b) 实验装置简图。Pump: 泵浦光, Probe: 探针光, Conjugate: 共轭光, PBS: 偏振分光棱镜。

3.2.2 实验结果和讨论

我们首先研究在连续光模式下系统的放大即增益谱特性。将泵浦光频率锁定在超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=3$ 上, 另外一束弱的探针光在跃迁 $F=3 \rightarrow F'=3$ 附近扫描, 取铯原子汽室的温度 $T=110^{\circ}\text{C}$, 泵浦光和探针光功率分别为 $P_{\text{pump}}=200\text{mW}$ 和 $P_{\text{probe}}=135\mu\text{W}$, 可以得到探针光和共轭光的典型透射谱如图 3.2 所示。我们定义输出功率与输入探针光功率之比为系统的增益并用 G 表示, 从图中可以看到: 借助共振的双 Λ 四波混频效应, 探针光和共轭光均出现了增益, 而且共轭光的增益要大于相应探针光的增益。原因在于探针光和超精细跃迁 $F=3 \rightarrow F'=3$ 共振, 而产生的

共轭光相对于实际的能级跃迁是远失谐的，所以在同样的实验条件下，系统对探针光的吸收大于对共轭光的吸收，最终导致共轭光的增益大于探针光的增益。

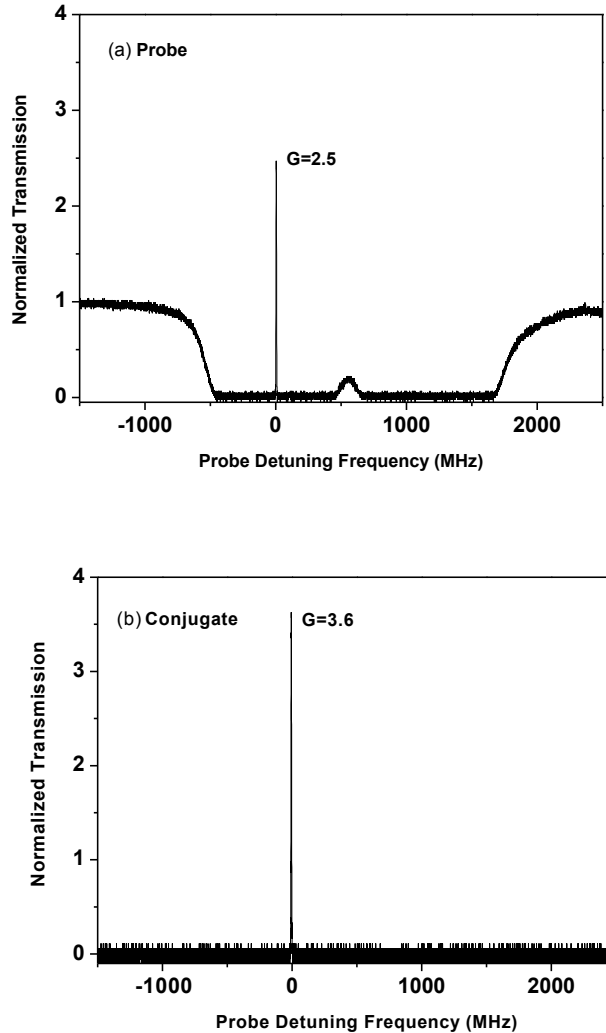


图 3.2 单光子失谐为零即严格共振时，探针光和共轭光的归一化透射谱。

为了给随后的脉冲光束群速度操控提供参考，下面详细分析原子汽室温度、泵浦光功率和单光子失谐对探针光和共轭光增益的影响。图 3.3 分别给出了铯原子汽室在 $T = 104^{\circ}\text{C}$ 、 $T = 110^{\circ}\text{C}$ 和 $T = 116^{\circ}\text{C}$ 下增益随单光子失谐的变化关系，其它参数与图 3.2 一致。从图中可以看到：探针光和共轭光要同时获得较好的增益，铯原子汽室的温度取在 $T = 110^{\circ}\text{C}$ 左右最好；在特定温度下，随着单光失谐在共振附近变化，探针光和共轭光的增益都呈现出先增加后减小的趋势，并且在单光子失谐约 104MHz 附近获得最大增益。

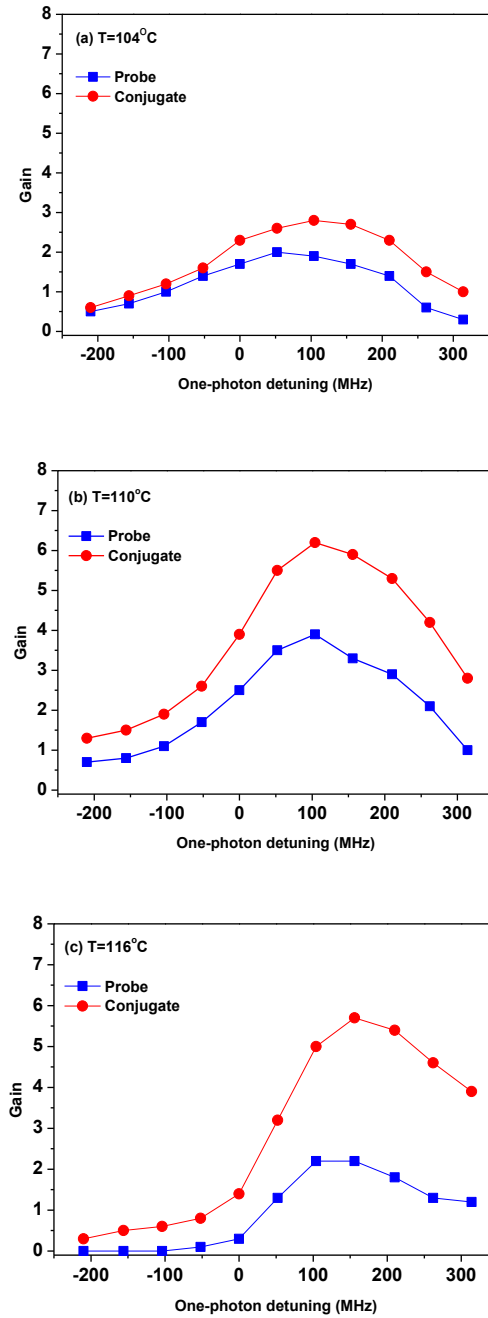


图 3.3 不同温度下增益和单光子失谐的关系。

随后，我们将原子汽室温度固定在 $T=110^{\circ}\text{C}$ ，探针光功率 $P_{probe} = 135\mu\text{W}$ ，改变泵浦光功率，分别取泵浦光功率为 150mW ， 200mW ， 250mW ，分析增益随泵浦光功率的变化情况，如图 3.4 所示。可以看到，随着泵浦光功率的增加，探针和共轭光的增益都有所加大，同样是在单光子失谐约 104MHz 处取得最大增益。之所以在单光子失谐约 104MHz 处取得最大增益，而不是在单光子失谐为零时，我们分析其

主要原因可能是源于高泵浦功率条件下的光移效应^[23,24]。

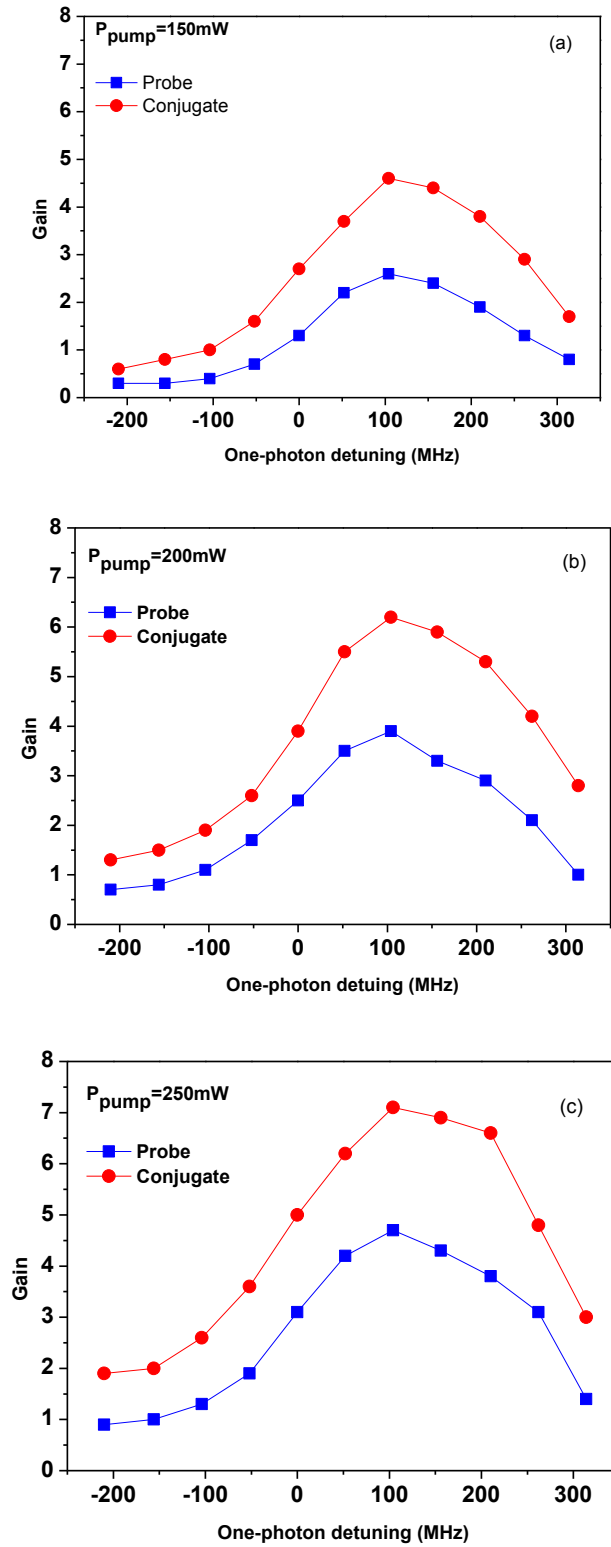


图 3.4 不同泵浦光功率下，探针和共轭光增益特性。

图 3.5 是严格共振处和单光子失谐为 104MHz 时增益随泵浦光功率的变化情况。可以看到随着泵浦光功率的不断增加，探针和共轭光的增益也逐渐加大，由于激光器功率限制，我们没有进一步观察增益的饱和效应。

此外，在连续光模式下，我们还改变能级方案进行增益现象的观察，但是在其它能级结构方案中，均没有看到明显的共振增益现象。我们分析之所以只在 3.1(a) 所示的能级配置下产生明显的共振增益，其原因可能是此时泵浦光驱动的超精细能级跃迁 $F=4 \rightarrow F'=3$ 的光学厚度较大，而探针光驱动的超精细能级跃迁 $F=3 \rightarrow F'=3$ 的光学厚度较小，有利于泵浦光能量向探针光能量的转移，从而出现了明显的共振增益现象^[121]。

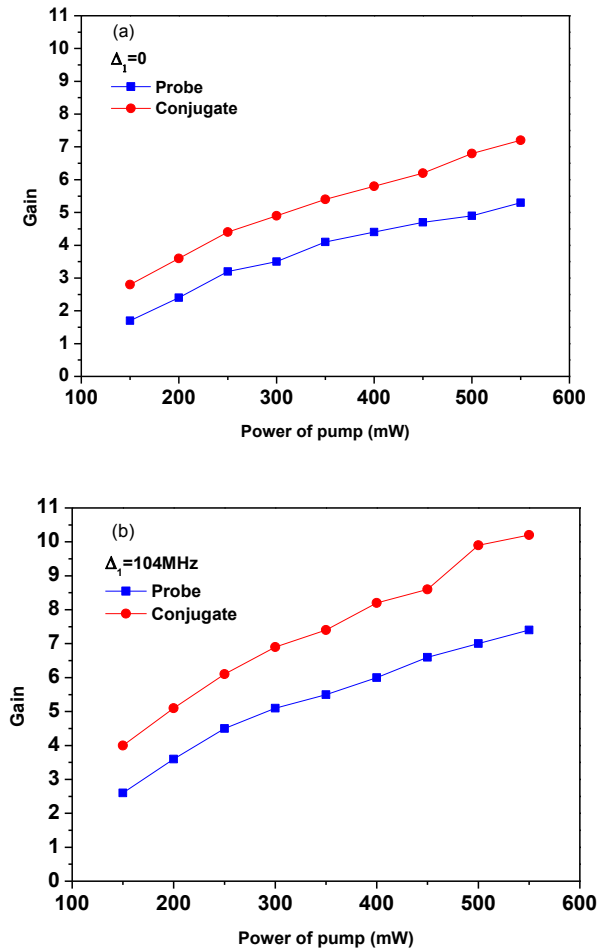


图 3.5 单光子失谐分别取 (a) 0MHz 和 (b) 104MHz 时，增益随泵浦光功率的变化。

在连续光结果的基础上，我们再转换到脉冲模式。用声光调制器 (Acoustic Optical Modulator, AOM) 将连续探针光调制成 365ns 高斯脉冲光，脉冲重复频率 5.3KHz，

平均功率约 $2.3\mu\text{W}$ 。铯原子汽室的温度固定在 $T = 110^\circ\text{C}$ 。实验中脉冲光的一小部分在进入铯原子汽室之前被分离作为参考脉冲光，通过铯原子汽室的探针和产生的共轭脉冲光也同时探测并记录到示波器。从示波器上我们可以方便的给出探针和共轭脉冲光相对于参考脉冲光的延迟时间 $\Delta\tau$ ，然后借助公式 $v_g \approx L/\Delta\tau$ 可以得出相应的群速度。图 3.6 是探针脉冲和共轭脉冲光的延迟时间和双光子失谐的关系，取泵浦光功率 390mW 。此时泵浦光的频率和超精细跃迁 $F = 4 \rightarrow F' = 3$ 严格共振即单光子失谐为零，双光子失谐的大小由 AOM 的驱动电压精确控制。可以看到：当双光子失谐从 8.4MHz 变化到 -9.6MHz ，探针脉冲光的延迟时间从 40ns 增加到 343ns ，对应的群速度从 1875Km/s 减小到 219Km/s ；产生的共轭脉冲光的延迟时间可以从 12ns 增加到最大 159ns ，相应的群速度从 6250Km/s 减小到 472Km/s 。在同样参数下，探针脉冲光的延迟时间要大于共轭脉冲光的延迟时间，这是因为在我们选用能级结构下，探针脉冲光相比于共轭脉冲光经历了额外的相位积累，对应着更大的正常色散，从而获得更慢的群速度^[23-25]。此外，探针脉冲和共轭脉冲光的延迟时间在双光子失谐 -9.6MHz 附近的解耦现象还有待于进一步的研究。

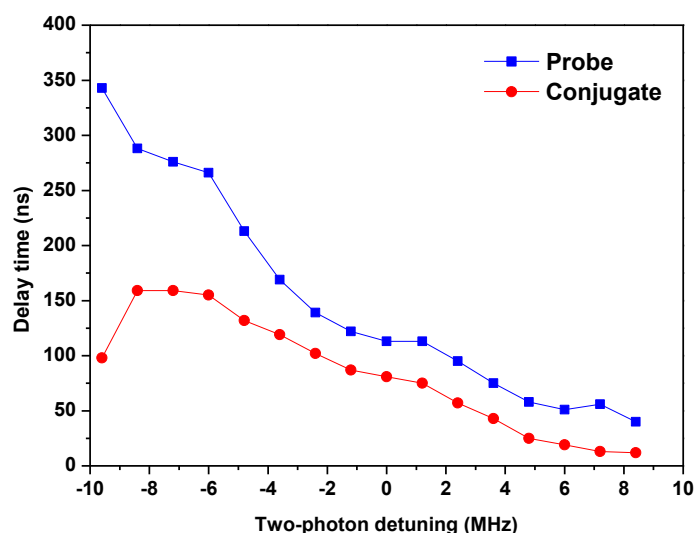


图 3.6 探针脉冲和共轭脉冲光的延迟时间与双光子失谐的关系。

在图 3.6 的结果中，双光子失谐为零时，探针脉冲和共轭脉冲光的增益最大分别为 1.6 和 2.2，此时脉冲几乎没有形变如图 3.7(a) 所示。增益定义为输出脉冲峰值功率与输入探针脉冲峰值功率之比。当双光子失谐变为 -8.4MHz 时，探针脉冲和共轭脉冲光的延迟时间较大分别为 288ns 和 159ns ，但是对应的增益较小分别为

0.11和0.38，此时脉冲有所展宽，展宽比约为 0.12 和 0.22，如图 3.7(b)所示。

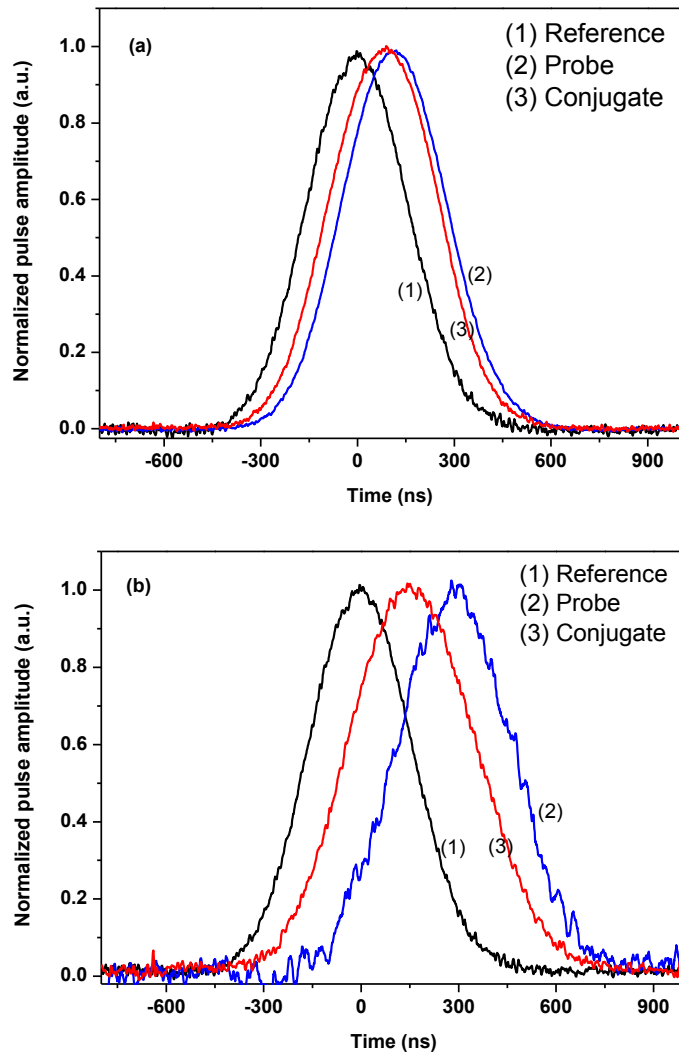


图 3.7 双光子失谐分别为 0MHz (a) 和 -8.4MHz (b) 时，探针和共轭脉冲光的归一化脉冲幅度。

最后，我们根据连续光的结果，将单光子失谐固定在获得最大增益的 104MHz 附近，其它参数不变，观察探针脉冲和共轭脉冲光的延迟时间与双光子失谐的关系，如图 3.8 所示。相比于单光子失谐为零的情况，此时，在双光子共振处探针和共轭脉冲光的增益也较大分别为 3.2 和 3.6。通过改变双光子失谐，可以得到的探针和共轭脉冲光的最大延迟时间分别为 359ns 和 212ns，相应的群速度分别为 209Km/s 和 354Km/s。当然，在获得更大延迟时间的同时，脉冲的展宽也略有加大。

上面，我们借助双 Λ 共振四波混频过程，实验研究了热的铯原子汽室中探针脉冲和共轭脉冲光的慢光传输特性。通过对连续光增益特性的研究，优化了实验

参数。随后在脉冲模式下，通过改变双光子失谐，放大的探针脉冲光和产生的共轭脉冲光的延迟时间可以连续调节。下面，我们将改变实验参数，详细分析远失谐条件下，双脉冲光束的增益慢光特性。

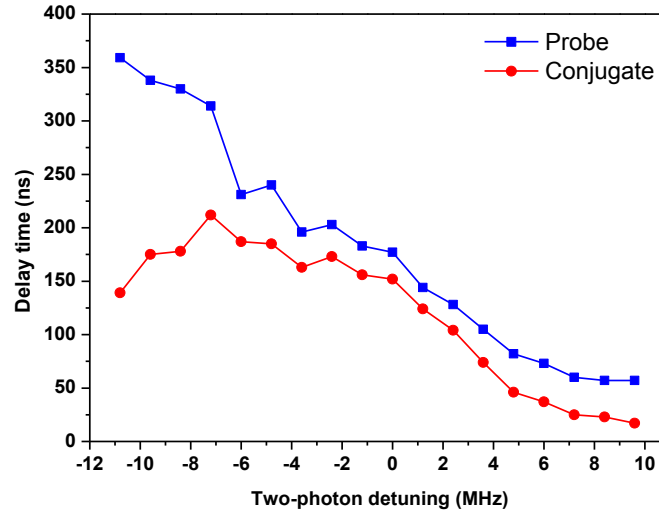


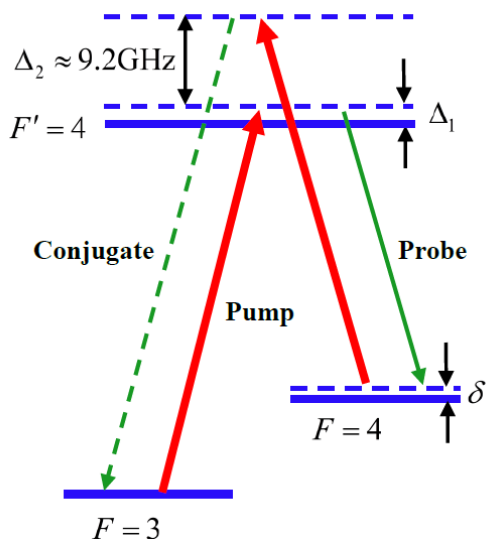
图 3.8 当单光子失谐为 104MHz 时脉冲延迟时间和双光子失谐的关系。

3.3 远失谐双 Λ FWM 系统中增益慢光的实验研究

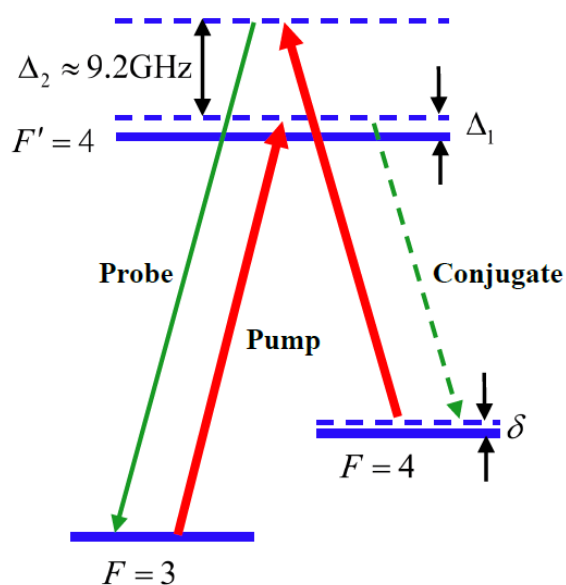
如果系统远离共振吸收线即远失谐时，借助受激拉曼过程，在高温和高泵浦光功率的条件下，系统会对入射探针光产生增益，与此同时，在四波混频效应中，会同时产生一束新的共轭光^[23, 77]，探针和共轭光之间的四波混频耦合与探针和泵浦光之间的拉曼耦合，两者之间的相互作用会导致探针脉冲和共轭脉冲光具有匹配的慢光传输特性，这里的匹配是指两脉冲包络和群速度的匹配。P. D. Lett 等人先后在铷原子泡中，实现了具有增益特性的探针脉冲光和共轭脉冲光的的同时慢光传输^[23]和快慢光^[76]传输，得到的最大延迟比约 0.6。这种对两脉冲光束的群速度的同时操控由于其在全光延迟线和路由领域的应用价值而逐渐受到人们的关注^[92, 93]。相比铷和钠等原子而言，在同样温度下，铯原子汽室的密度较高，且铯原子基态超精细分裂比较大（9.2GHz），其拉曼增益峰带宽近似反比于基态超精细分裂（ $\Delta_R = \Omega^2 / 4(\Delta_1 + \Delta_2)$ ， Δ_R 为拉曼增益峰带宽， Ω 为泵浦光拉比频率， Δ_1 为泵浦光的拉曼单光子失谐， Δ_2 为基态超精细分裂）^[23]，从而铯原子的拉曼增益峰带宽较窄。高原子密度导致大的增益，以及窄的增益峰带宽均可以产生较高的正常色散，可用以获得较低的群速度。为此我们将在铯原子系统中，在远失谐条件下，通过双 Λ FWM 过程，对注入探针

和产生的共轭脉冲光的群速度延迟进行实验研究，分别采用 $6\mu\text{s}$ 和 365ns 探针脉冲光实现了增益的探针和共轭脉冲光的的同时慢光传输，实验中得到的脉冲最大延迟比可以达到文献[23]的 3 倍左右。

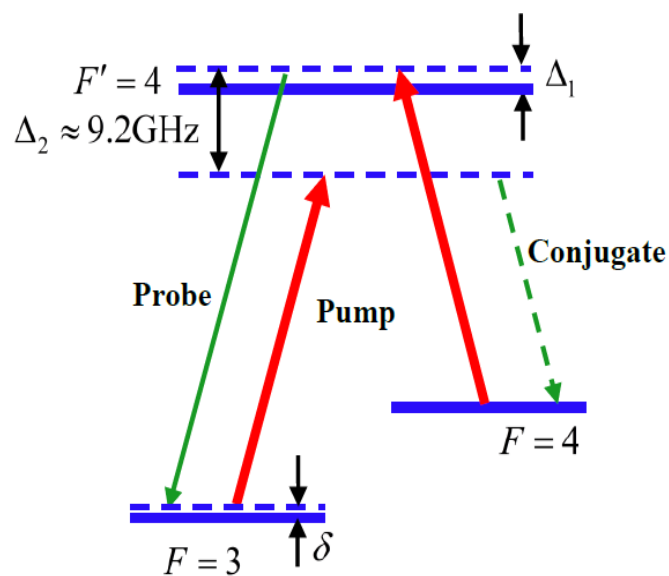
3.3.1 能级方案的选择



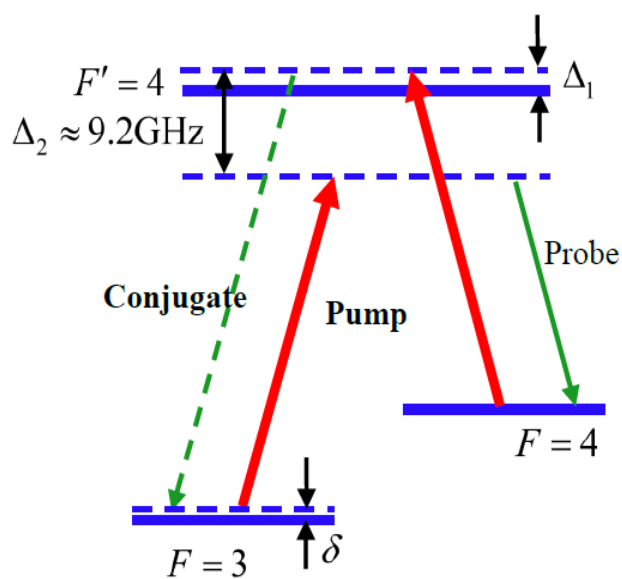
(a)



(b)



(c)



(d)

图 3.9 远失谐双 Λ FWM 方案的能级结构。

铯原子 D1 线是指能级 $6^2S_{1/2}$ 和 $6^2P_{1/2}$ 之间的跃迁谱线，其中心波长为 894.593nm，比较铯原子的超精细能级结构可以看到：铯原子 D1 线比 D2 线的超精细能级跃迁更加简洁，相应的谱线构成也就更加简单，所以我们选用铯原子 D1 线来构建双 Λ 能级。因为基态 $6^2S_{1/2}$ 和激发态 $6^2P_{1/2}$ 分别包括两个超精细能级，所以利

用 D1 线我们可以给出如图 3.9 所示的四种双 Λ 能级。实际上，除了上述四种能级结构之外，还存在以 $6^2P_{1/2}, F'=3$ 为激发态的红移方案，也是有四种相应的能级结构，这里没有给出相应的示意图。在实验中我们对图 3.9 所示的各种能级方案均在连续光模式下进行了仔细实验观察。从光斑形状、增益大小和实验方便等各个方面综合考虑，最终选择实验能级方案如图 3.9 (a) 所示。

3.3.2 实验装置

实验中采用的原子系统为双 Λ 型原子系统，如图 3.9 (a) 所示，两个基态能级分别为铯原子 D1 线 $6^2S_{1/2}, F=3$ 和 $6^2S_{1/2}, F=4$ ，两个上能态分别为 D1 线 $6^2P_{1/2}, F'=4$ 蓝移 Δ_1 和 $\Delta_1 + \Delta_2$ 的虚能态， Δ_1 称之为泵浦光的拉曼单光子失谐， Δ_2 为基态超精细分裂。泵浦光频率锁定在超精细跃迁 $F=3 \rightarrow F'=4$ 蓝移 Δ_1 处，与此同时，也等同于锁定于 $F=4 \rightarrow F'=4$ 蓝移 $\Delta_1 + \Delta_2$ 处。探针光频率在超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=4$ 附近扫描。泵浦光和探针光成一小角度（约 0.4° ）耦合进入长度为 75mm 的无缓冲气体铯原子汽室。当红色泵浦光与绿色探针光分别作用于双 Λ 四波混频能级结构时，基态 $F=3$ 上的电子吸收一个泵浦光子跃迁到蓝移 Δ_1 的上能态 $F'=4$ ，之后电子再辐射一个探针光子从上能态跃迁到下能态 $F=4$ ，然后再吸收一个泵浦光子跃迁到蓝移 $\Delta_1 + \Delta_2$ 的虚能态上，再辐射一个共轭光子回到初始的基态。在这一封闭的四波混频循环跃迁过程中，吸收了二个泵浦光，分别产生一个探针光子和一个共轭光子。因此，注入的探针光经过 FWM 过程后被放大，并产生第四束共轭光，其共轭光出射方向由 FWM 的相位匹配条件决定，如图 3.10 虚线所示，在探针光相对于泵浦光的另一侧。探针光与共轭光的强度由两个光电二极管同时探测。

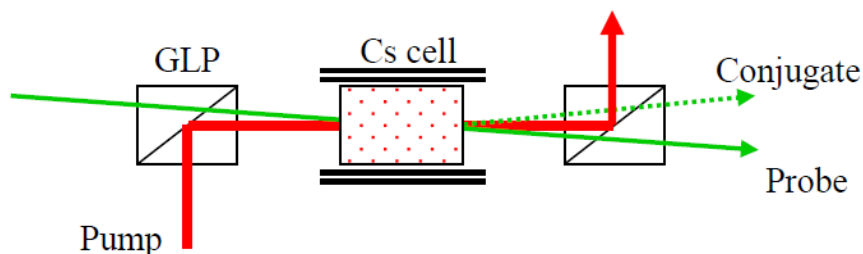


图 3.10 实验装置。GLP: 格兰激光棱镜。

3.3.3 连续光的增益谱特性

对于图 3.9 (a) 所示 FWM 过程, 探针光和共轭光的位置是可以交换的如 3.9 (b), 由入射探针光的频率扫描范围决定。如果探针光频率扫描范围足够大, 即将探针光由图 3.9 (a) 所示的跃迁频率处一直扫描至共轭光的跃迁频率处。这种大范围探针频率扫描的透射光谱如图 3.11 所示, 中间蓝色线代表探针光扫描时的功率分布, 最下面红线对应着相应的共轭光的功率分布, 蓝色线中两探针谱线的频率差等于探针和共轭光之间的频率差约 18.4GHz。最上面的黑色线为饱和吸收谱。

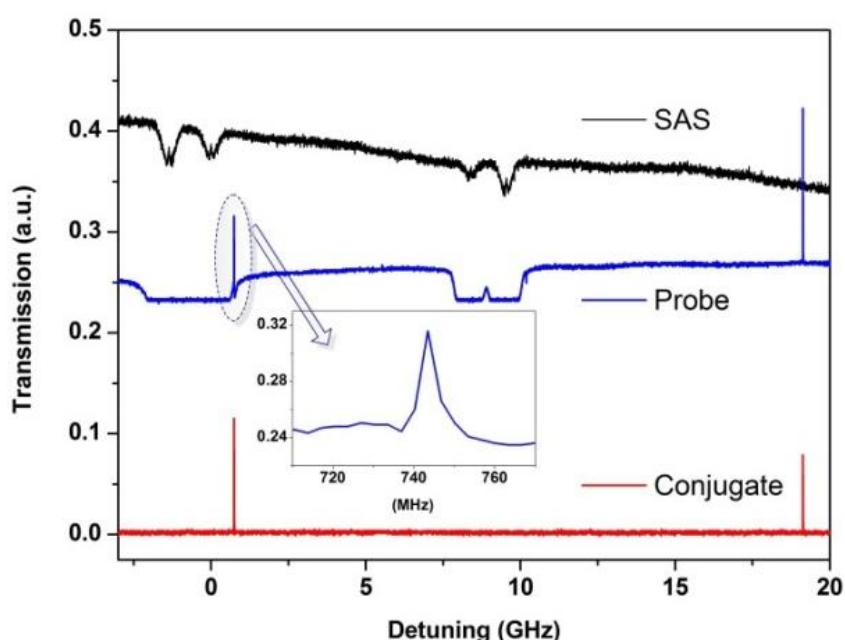


图 3.11 探针光和共轭光的透射谱。

实验中, 我们取如下参数: 泵浦光功率 200mW, 探针光功率 12 μ W, 铯泡温度 120 $^{\circ}$ C, 并将探针光调节到超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=4$ 附近扫描, 泵浦光锁定于相对 $6^2P_{1/2}, F'=4$ 蓝移 0.745GHz 处。在探针光大范围扫描的情况下, 实验上即可探测到如图 3.11 所示的探针光 (蓝色线) 和共轭光 (红色线) 的透射谱。在蓝色线中的两个峰值处即功率突然增加处即为双 Λ 型系统中由于 FWM 效应导致的探针光增益的产生, 当探针光频率处于超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=4$ 多普勒吸收范围时, 探针光的增益比较小, 而当其频率处于虚能级跃迁附近时, 由于吸收效应比较弱, 其增益反而比较大。对探针光而言, 出现拉曼增益放大, 与此同时, 产生强的共轭光 (红

线所示)。对红色线即共轭光谱,最右端的增益比较小,是因为此时谱线的频率处于超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=4$ 的多普勒吸收范围内。可以看到:增益在双光子共振处存在。如图 3.11 的小图所示,探针光增益峰带宽约 10MHz 左右。根据图 3.11 的结果可以看到选取如图 3.9(a)所示能级方案及图 3.11 左侧的实验情况便于实验观察。

随后在所选择的能级方案 3.9 (a) 配置下,分析不同铯原子汽室温度和泵浦光功率下,探针和共轭光增益随单光子失谐的变化情况。实验中我们将增益定义为输出探针光和共轭光的功率与注入探针光的功率之比。

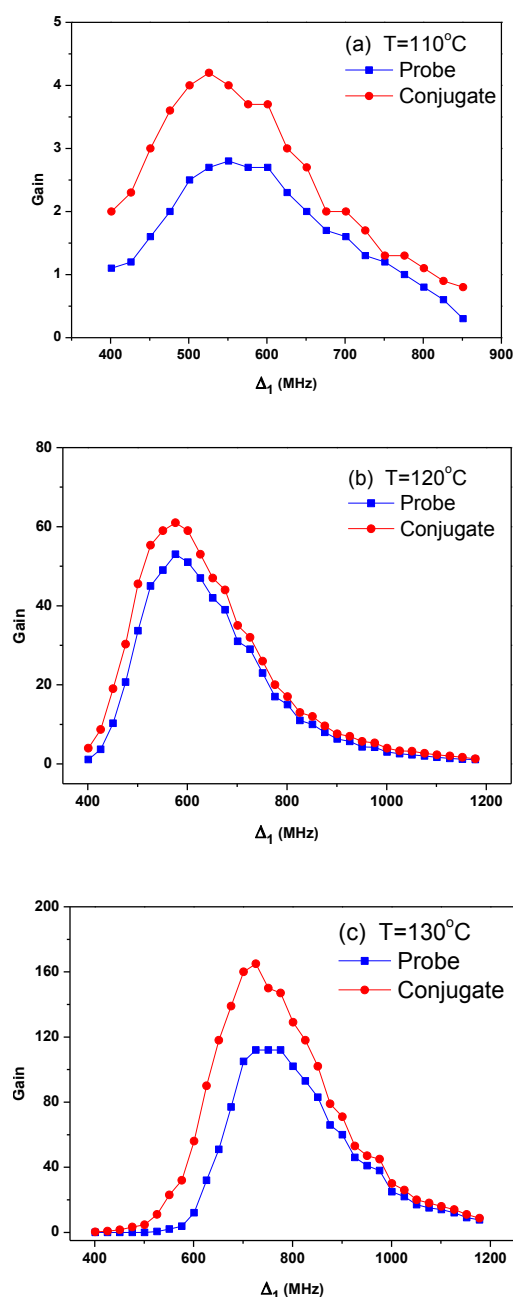
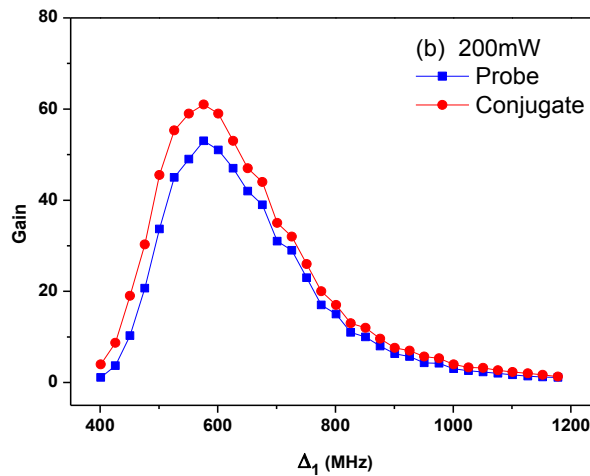
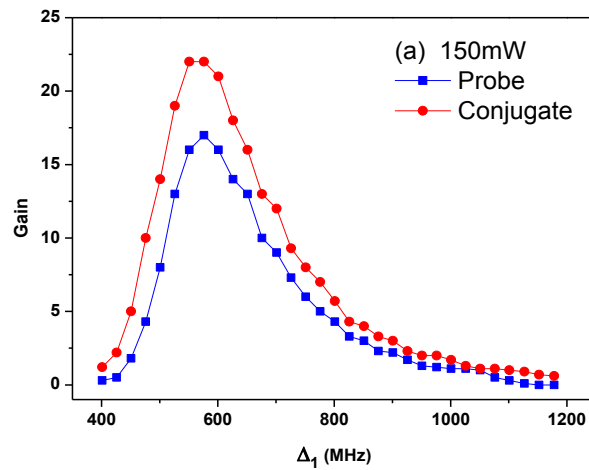


图 3.12 不同温度下探针光和共轭光的增益与单光子失谐的关系。

图 3.12 是探针和共轭光的增益随单光子失谐的变化情况。取泵浦光功率 200mW，探针光功率 12 μ W，铯原子汽室温度分别为 110 $^{\circ}$ C，120 $^{\circ}$ C 和 130 $^{\circ}$ C。可以看到在三种不同汽室温度下，增益的变化趋势是一致的：随着单光子失谐的增加，探针和共轭光的增益都是先增加，在某一单光子失谐处达到最大值，当单光子失谐继续加大时，增益反而减小。这是因为，在单光子失谐比较小时，共振吸收比较大，所以增益也比较小；而在单光子失谐比较大时，虽然共振吸收效应弱了，但是拉曼增益效应反而小了，所以综合之后，存在一个最佳单光子失谐对应着最大的增益。此外，从图中还可以看到：随着温度的加大，增益最大值所对应的单光子失谐 Δ_1 的值也有所加大；在同样失谐处，探针光的增益小于共轭光的增益，这是因为探针光的多普勒吸收所导致的。



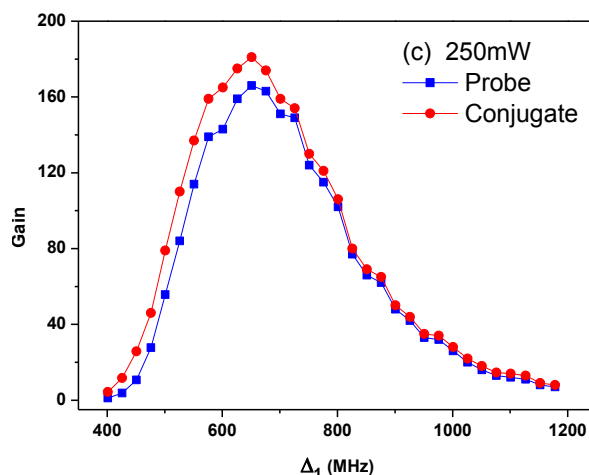


图 3.13 不同泵浦光功率下探针光和共轭光的增益特性。

图 3.13 是将温度固定在 120°C ，改变泵浦光功率分别为 150mW 、 200mW 和 250mW ，得到的探针和共轭光的增益特性。其增益的变化趋势依然是先增加后减小，在某一特定单光子失谐处取得最大值。而且，随着泵浦光功率的增加，取得最大增益所对应的单光子失谐 Δ_1 的值也有所加大，与温度增加时的情况类似。

从上面两组增益特性的图中，还可以看到：当单光子失谐较大时，探针光和共轭光的增益之差逐渐减小，当单光子失谐继续加大即远失谐时，由于多普勒吸收背景的影响不断减弱，探针光的增益可以大于共轭光的增益，这与理想情况下的理论预期是一致的^[122]。

根据连续光增益谱的情况，我们下面选择合适实验参数，分析探针脉冲光和共轭脉冲光在增益峰范围内（ 10MHz 带宽范围）的群速度操控特性。

3.3.4 探针脉冲与共轭脉冲光的群速度操控

从上述连续光模式的增益结果可以看到：双光子共振情况下，由于 FWM 耦合和拉曼耦合的相互作用，同时产生了两个不同频率（探针和共轭光频率相差约 18.4GHz ）处的增益峰，在增益峰附近的范围内（ 10MHz ），根据 Kramers-Kronig 色散关系，此处对应大的正常色散，从而可导致脉冲光束的群速度减慢即产生慢光传输^[23-26]。实验中我们利用一束在空气中传播的脉冲作为参考脉冲光，与通过有原子汽室在内（ L 表示原子汽室长度）的同样距离的探针脉冲光和共轭脉冲光的传输时间进行比较，从而得到探针和共轭脉冲光相对于参考脉冲光的延迟时间 $\Delta\tau \approx L/v_g$ ，相应的群速度 v_g 即可由延迟时间获得。图 3.14 为探针脉冲光与共轭脉冲光的延迟时间和增益与双光子失谐 δ 的关系。实验中我们采用的单光子失谐约 1427MHz ，此

时远失谐对应的探针和共轭光束的光斑质量较好，而且远离吸收背景，相应的探针脉冲光的增益大于共轭脉冲光的增益，与忽略吸收的理论预期相符合^[122]。取其它参数分别为：泵浦光功率 330mW，探针光峰值功率 330 μ W，温度 125 $^{\circ}$ C，探针脉冲光半高全宽为 6 μ s。此处泵浦光功率的取值较连续光的情况要大一些，这是为了保证脉冲光束在远失谐情况下仍然具有一定的增益。注意，在脉冲模式下，确定双光子失谐为零即共振的依据是仔细调节 AOM 驱动电压使得增益达到最大值。

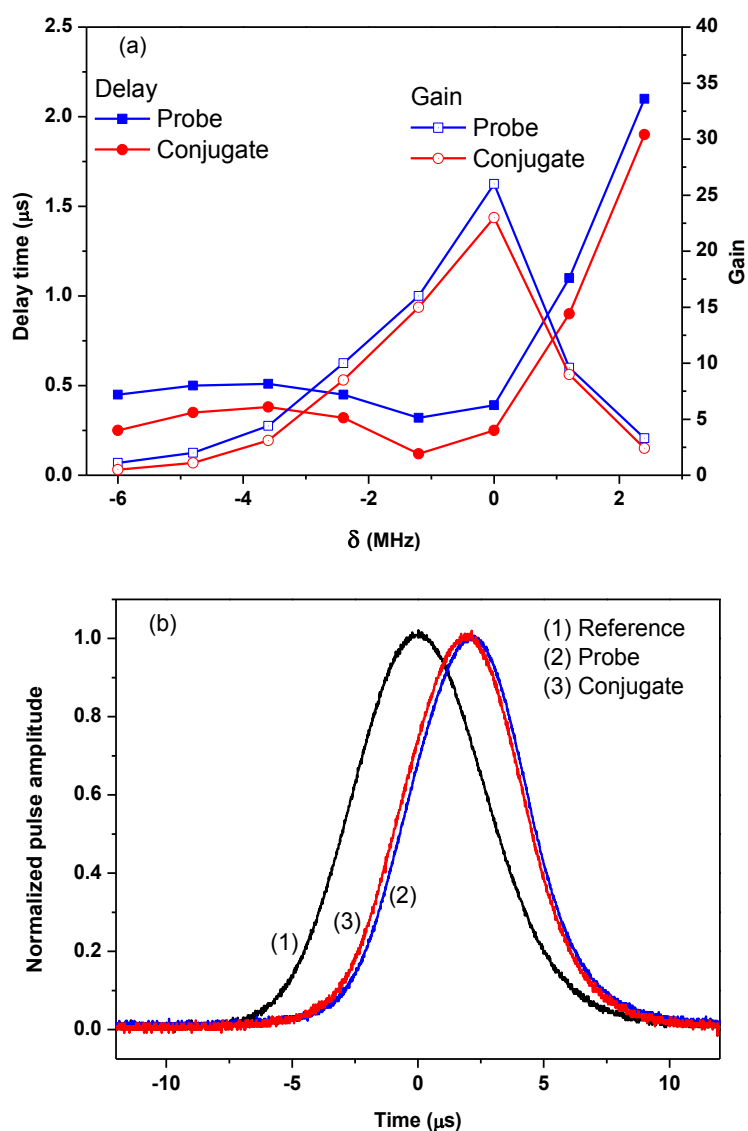


图 3.14 (a) 探针和共轭脉冲光的延迟时间与增益特性；(b) 最大延迟所对应的归一化脉冲振幅。

随着双光子失谐由 -6MHz 变化到 2.4MHz，探针脉冲光和共轭脉冲光的延迟时间都呈现出逐渐增加的特性。当双光子失谐为 2.4MHz 时，探针脉冲光和共轭脉冲光

的延迟时间达到最大，分别为 $2.1\mu\text{s}$ 和 $1.9\mu\text{s}$ ，对应的群速度分别约为 $0.000119c$ 和 $0.000132c$ 即 35.7Km/s 和 39.6Km/s ，相应的延迟比分别为 0.35 和 0.32 。延迟比定义为脉冲延迟时间 $\Delta\tau$ 和注入探针脉冲光的半高全宽之间的比值，是表征慢光系统的延迟能力的主要指标。此外，脉冲增益的大小定义为透射探针脉冲光的峰值功率与注入探针脉冲光的峰值功率之比。改变 AOM 驱动电压的大小，将双光子失谐由 -6MHz 变化到 2.4MHz ，探针脉冲和共轭脉冲光的增益首先增加，在双光子失谐为 0MHz 即共振处增益达到最大值，然后，继续改变双光子失谐，两脉冲光束的增益反而减小。此过程中脉冲脉冲的最大增益分别为 26 和 23 。需要说明的是，所获得的最大延迟在双光子失谐 2.4MHz 处（对应的增益为 3.3 和 2.4 ），而并非最大增益即双光子共振处。我们分析其原因是由于 2.4MHz 频率点位于增益峰和拉曼吸收凹陷之间（如图 3.11 细节部分所示），此时，吸收和增益之间的竞争非常激烈，导致色散曲线出现不完全对称的情况，在 2.4MHz 处会出现较双光子共振处更大的变化^[23, 120]。

在群速度操控及其应用中，一方面需要尽量减小脉冲光的群速度，同时还需要获得较大的延迟比，这样才可实现脉冲全部包络的延迟。在文献[123]中，R. W. Royd 等人讨论了慢光技术所能获得的最大延迟比问题，并给出如下延迟比公式

$$\frac{T_{del}}{T_0} \approx \frac{f\alpha_0 L}{2\gamma T_0} \left(1 - \frac{3\delta^2}{\gamma^2} \right) \quad (3.1)$$

其中， T_{del} 和 T_0 分别是脉冲的延迟时间和入射脉冲宽度； f 是透明窗口的深度， α_0 是吸收背景， δ 是光频与共振频率的失谐， γ 是透明窗口的宽度， L 是慢光介质的长度。要获得有效的脉冲延迟需要脉冲的谱宽小于窗口宽度，这是一个前提条件。从 (3.1) 可以定性的看到：对于一定的窗口宽度和深度，脉冲宽度越小，延迟比越大；慢光介质越长即光学厚度越大，延迟比也越大。他们还在脉冲宽度的展宽不超过 2 的前提下，给出了可能获得的最大延迟比的表达式

$$\left(\frac{T_{del}}{T_0} \right)_{\max} = \frac{3}{2} \gamma T_0 \quad (3.2)$$

说明最大延迟比没有明显的物理上界。所以，我们首先在实验中逐渐减小脉冲的宽度，发现在同样实验参数下，所获得的脉冲延迟比的确是逐渐加大的。最后，我们采用实验中所能获得的最窄 365ns 高斯脉冲作为入射探针脉冲光，分析了探针脉冲和共轭脉冲光的延迟特性，如图 3.15 所示。同样，将双光子失谐通过改变 AOM 驱动电压从 -4.8MHz 变化到 2.4MHz ，探针脉冲光的延迟时间从

380ns 增加到 756ns，对应的群速度约从 $0.00066c$ 减小到 $0.00033c$ ，相应的延迟比从 1.04 增加到 2.07；共轭脉冲光的延迟时间从 237ns 增加到 670ns，对应的群速度约从 $0.00105c$ 减小到 $0.00037c$ ，相应的延迟比从 0.65 增加到 1.83。通过改变双光子失谐，实现了对探针脉冲光和共轭脉冲光群速度的同时操控。对比图 3.15 和图 3.14 的结果：在同样条件下，365ns 脉冲的延迟时间要小于 $6\mu\text{s}$ 脉冲的延迟时间，但是相应的延迟比明显增加。此外，窄脉冲时所对应的双光子调节范围也略有减小，这是因为窄的脉冲宽度对应着宽的脉冲谱范围，但是增益窗口的宽度是一样的，所以双光子失谐可以改变的范围会略有减小。

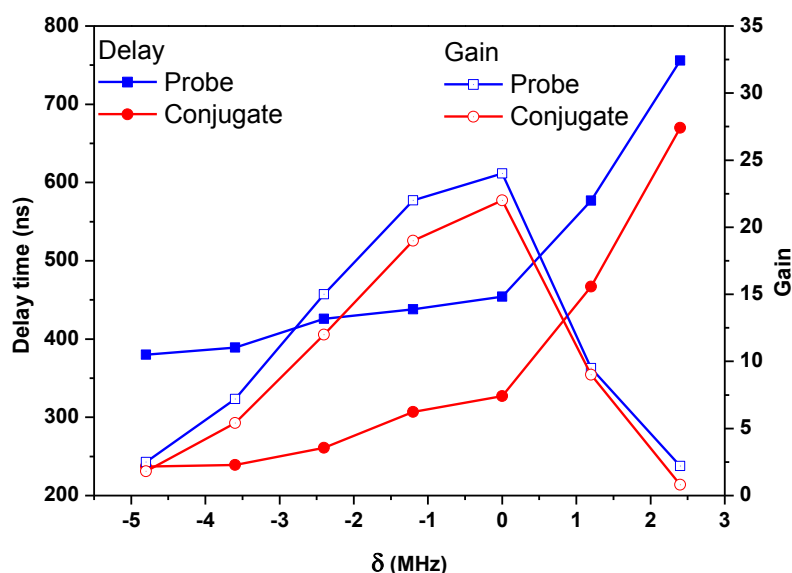


图 3.15 365ns 高斯脉冲下探针和共轭脉冲的延迟时间与增益特性

最后，我们给出双光子失谐分别取 -4.8MHz ， 0MHz 和 2.4MHz 情况下脉冲的归一化强度包络，方便我们形象的理解脉冲延迟比指标的不同。如图 3.16 所示。延迟时间的最小值对应双光子失谐 -4.8MHz ，此时探针脉冲光的延迟比和增益分别为 1.04 和 2.5；共轭脉冲光的延迟比和增益分别为 0.65 和 1.8。探针脉冲光的延迟比较大是源于其经历更多的相位积累^[23-25]；其增益也大于共轭脉冲是因为远失谐时吸收背景的影响变弱^[120]。比较而言，延迟比较小时的高斯脉冲的线型保持较好，如图 3.16 (a) 所示；当双光子失谐为零时，探针脉冲光和共轭脉冲光的增益最大分别为 24 和 22，延迟比都有所增加，如图 3.16 (b) 所示；探和共轭两脉冲光的最大延迟比在双光子失谐为 2.4MHz 处获得，分别为 2.07 和 1.83，对应的增益分别为 2.2 和 0.8，

此时脉冲的展宽比较明显，如图 3.16 (c) 所示。此外，从图 3.14 (a) 和图 3.15 可以看到，随着双光子失谐的改变，探针和共轭脉冲延迟时间的变化趋势是一致的，这就是文献[23-25]中多次提到的匹配特性。

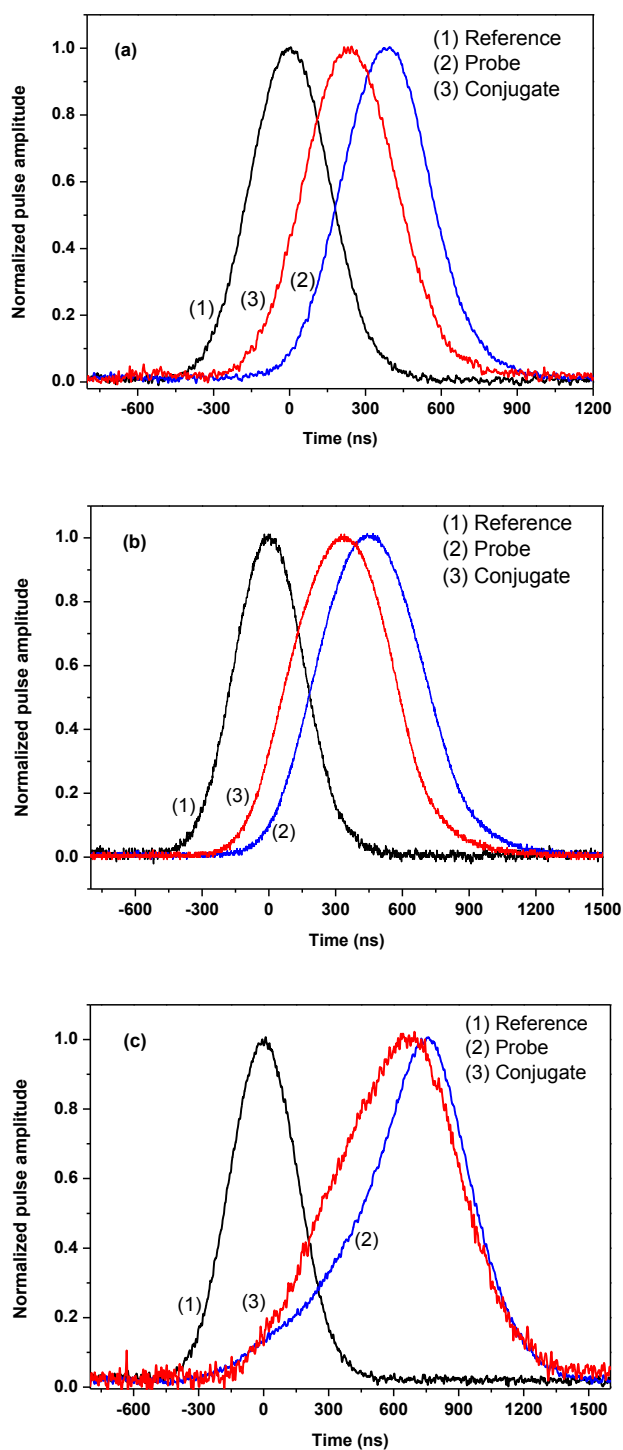


图 3.16 不同双光子失谐下的归一化脉冲振幅 (a) -4.8MHz ; (b) 0MHz ; (c) 2.4MHz

3.4 小结

在这一章，我们分别在共振和远失谐的双 Λ FWM 系统中，分析了入射探针和新产生的共轭光束的增益特性和慢光传输特性。在共振 FWM 系统中，我们通过选择合适的单光子和双光子失谐，获得的探针和共轭脉冲光的最大增益分别为 3.2 和 3.6；获得的探针和共轭脉冲光的最大延迟比分别为 0.98 和 0.58。相比于文献 [24] 在钠原子系统中获得的结果，我们的延迟比和增益都略小，但是我们的铯原子系统由于具有较大的基态超精细分裂，其探针和共轭脉冲光的频率差较大，而且其共振能级现象更为明显。在远失谐系统中，通过采用不同脉冲宽度，一方面研究了探针和共轭脉冲光的延迟和增益特性，另一方面也验证了脉冲宽度对延迟比的影响。实验中通过改变双光子失谐实现了对探针和共轭脉冲光群速度的同时操控，在不同双光子失谐下，实验获得的探针和共轭脉冲光的最大增益约 24 和 22；获得的探针和共轭脉冲光的最大延迟比约 2.07 和 1.83。相比于文献 [23] 在铷原子系统中的结果，我们所获得增益和延迟比都有较大提高。在单一系统中，同时操控两束放大的、不同频率的脉冲光束群速度，将会在多通道量子信息传输、量子信息处理中具有实际的应用价值。

第四章 基于四波混频的四束慢光脉冲的实验研究

4.1 引言

慢光的首次实验研究是由 S. L. McCall 和 E. L. Hahn^[124, 125] 借助自诱导透明效应在 1967 年实现的, 这属于非线性光学的范畴。他们在实验中, 将脉冲光通过制冷的红宝石晶体棒, 观察到了群速度延迟。随后在 1968 年, D. J. Bradley 等人^[126] 首次在原子汽室中利用自诱导透明这一非线性效应观察到了慢光现象。随后基于原子汽室的慢光现象的研究虽有发展但是进展缓慢。一直到二十世纪九十年代初, S. E. Harris 等人^[1-3] 提出了电磁诱导透明效应的理论, 这一线性机制导致的慢光传输受到人们极大的关注。在 1999 年, 基于 EIT 效应的慢光技术取得了令人瞩目的成果。哈佛大学的 L. V. Hau 等人^[16] 在超冷钠原子系统中利用 EIT 技术实现了延迟比约 5, 相应群速度约 17m/s 的慢光; M. M. Kash 等人^[17] 在热的铷原子系统中, 冲入缓冲气体, 同样利用 EIT 技术得到了群速度约 90m/s 的慢光; D. Budker 等人, 在室温铷原子系统中利用 EIT 技术也获得了群速度约 8m/s 的慢光^[57]。随后, 基于 EIT 慢光技术的光存储和读取的相关实验相继报道^[44-49]。目前, 在原子汽室中, 利用 EIT 技术可以达到的最长的存储时间约为 16 秒, 这是美国佐治亚理工学院的研究小组的最新成果^[48]; 而要构建洲际的量子信息网络, 存储时间至少要达到分钟量级, 这一目标在 2013 年获得实现, 这一“分钟屏障”被德国达姆施塔特大学的研究人员打破^[49]。他们在稀土掺杂晶体中, 在超冷温度下, 利用 EIT 技术获得的最长存储时间达到了一分钟。

传统的单个原子系统中的 EIT 三能级结构, 一般只能实现对一束脉冲光的群速度操控, 或者说实现单通道光信息的相干控制。而一个量子比特包含两个基本态, 要实现量子比特的操控, 或者说实现对两个基本态的同时操控就需要同时操控至少两个光通道^[91]。目前, 实现两个光通道的同时操控主要是借助双 EIT 技术^[72-74] 或者四波混频技术^[23-26]。其中利用双 Λ 四波混频技术, 在单个原子系统中同时操控两束脉冲光的群速度^[23-26], 以及实现两脉冲光的存储和读取已经在原子汽室^[127] 和快状晶体^[30] 中得以实现。当然, 如果能够在单一系统中同时操控更多脉冲光束的群速度, 会是一件更有意义的事情, 这就是本章研究内容的出发点。

第三章的内容已经给出这种双 Λ 四波混频技术的基本原理: 一束强的泵浦光作用于某特定的原子跃迁线上, 在高温高泵浦功率条件下, 这一束强的泵浦光可以看做两束泵浦光, 分别作用在不同的跃迁能级上, 在一个封闭的四波混频循环系统中,

吸收两个泵浦光子可以分别产生一个探针光子和共轭光子，这样，入射的探针光子获得放大的同时，还产生了一个新的共轭光子。根据 Kramers–Kronig 色散关系，在这种非线性增益谱中，增益峰的位置对应着大的正常色散，从而导致脉冲光群速度的减小，即慢光传输。这种增益的双慢光脉冲技术在多通道的信息处理领域有主要的应用前景。P. D. Lett 等人^[23]、日本熊本大学研究小组^[24]和我们小组^[120]分别在铷原子、钠原子和铯原子系统中对基于双 Λ 四波混频方案的双脉冲光束的群速度操控作了实验研究。在这一方案中，人们可以通过改变泵浦光功率和失谐参数调节放大的探针脉冲和共轭脉冲的延时时间即群速度。同时，人们利用这一系统还研究了两光束之间的量子关联特性^[79]。人们设想，如果在一个单一的原子系统中，同时有多个四波混频过程共存，就可能实现更多光束的同时放大^[128-129]，进而可能实现更多光束的色散调制即更多脉冲光束的群速度同时操控。基于这一思想，我们在已有的双 Λ 四波混频方案的基础上，改进实验方案，实现了在单一原子系统中，四个四波混频非线性过程的同时存在，最终通过入射一束探针脉冲光，实验观察到了四束慢光的的同时传输。

4.2 多四波混频共存方案

四波混频参量过程在现代量子光学领域有着重要的应用，在一般四波混频参量放大过程中，涉及到的两放大光束即入射探针光和共轭光，其频率和传输方向由能量守恒和动量守恒决定。在第三章采用的双 Λ FWM 方案中，只需要两束入射光即强的泵浦光和弱的探针光即可驱动这一四波混频过程，如果我们需要实现多个四波混频过程共存，我们的思路是增加实际入射的光束，同时尽量减小实验装置的复杂性。基于这一思想，我们在普通的双 Λ 四波混频装置的基础上，增加一反射部分，将前向泵浦光原路反射回原子系统，形成类似驻波耦合场，如图 4.1 所示。无缓冲气体的铯原子泡长度为 75mm。为了后面的描述方便，入射探针光标记为“a”，产生的前向共轭光标记为“b”，产生的后向光分别标记为“c”和“d”。采用的能级方案如图 4.2 (a) 所示，两个低能态分别是铯原子 D1 线的 $6^2S_{1/2}, F=3$ 和 $6^2S_{1/2}, F=4$ ，两个高能态分别是 $6^2P_{1/2}, F=4'$ 和一个相对于 $F=4'$ 蓝移的虚能级。前向泵浦光“F”和后向泵浦光“B”构成类似驻波耦合场，其频率锁定在超精细跃迁 $F=3 \rightarrow F'=4$ 蓝失谐 Δ_1 处， Δ_1 是单光子拉曼失谐，也可以等效认为其频率锁定在跃迁 $F=4$ 到相应的虚能级上；探针光的频率在超精细跃迁 $F=4 \rightarrow F'=4$ 附近扫描。实验中泵浦光由钛宝石激光器产生，探针光由 DL100 半导体激光器产生。在高温高泵浦光功率条件

下，满足能量守恒和动量守恒的四波混频过程有四个。为了形象的理解这四个四波混频过程，我们将图 4.2 (a) 所示的能级方案分解为对应的四个四波混频过程的能级示意图如 4.2 (b-e) 所示。图 4.2 (b) 是第一个四波混频过程：吸收一个前向泵浦光子“F”，产生一个探针光子“a”，同时吸收一个前向泵浦光子“F”，产生一个前向共轭光子“b”。图 4.2 (c) 是第二个四波混频过程：吸收一个后向泵浦光子“B”，产生一个后向光子“c”，同时再吸收一个后向泵浦光子“B”，产生一个后向光子“d”。图 4.2 (d) 是第三个四波混频过程：吸收一个前向泵浦光子“F”，产生一个前向探针光子“a”，同时吸收一个后向泵浦光子“B”，产生一个后向光子“d”。图 4.2 (e) 是第四个四波混频过程：吸收一个前向泵浦光子“F”，产生一个前向共轭光子“b”，同时吸收一个后向泵浦光子“B”，产生一个后向光子“c”。这四个四波混频过程均满足能量守恒和动量守恒，从理论和实验测量上均可以证明光子“a”和“c”的频率是相等的；光子“b”和“d”的频率是相等的。这四个四波混频过程的同时共存会导致光子“a”，“b”，“c”和“d”的产生和放大，根据 Kramers-Kronig 色散关系，增益峰的位置对应着正常色散，可以使脉冲光束的群速度减小。

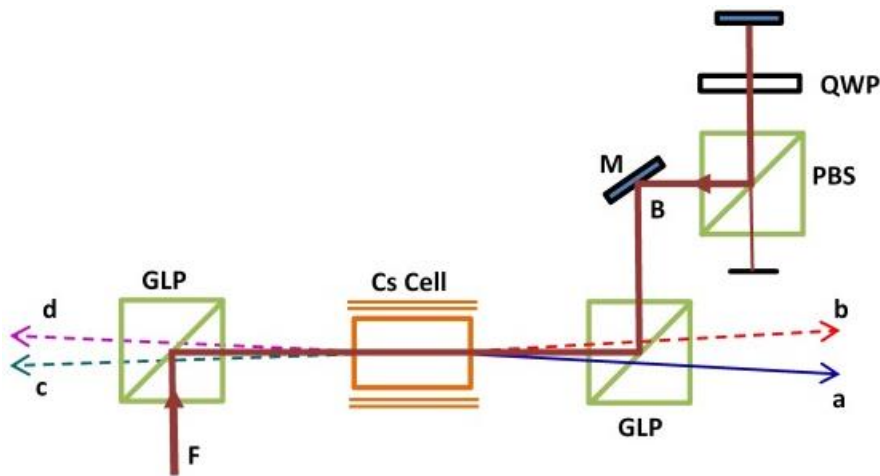
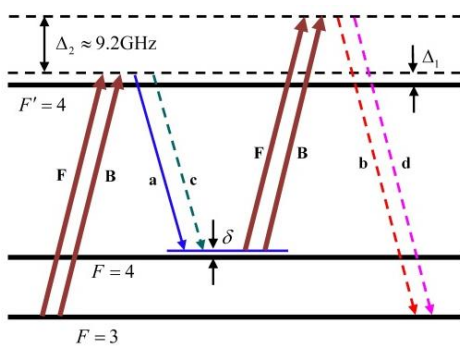
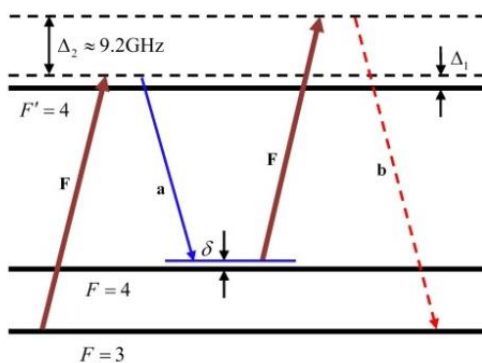


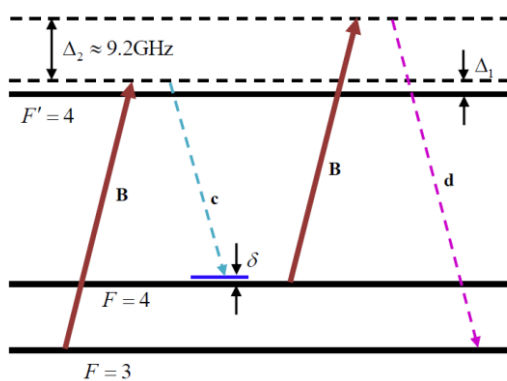
图 4.1 多个四波混频共存的实验装置。其中 GLP 是格兰激光棱镜；PBS 是偏振分光棱镜；QWP 是四分之一波片；M 是反射镜。



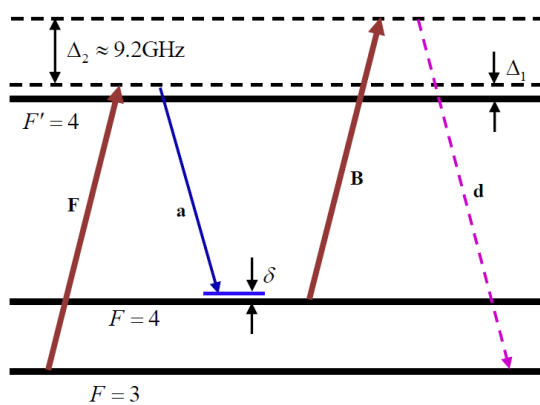
(a)



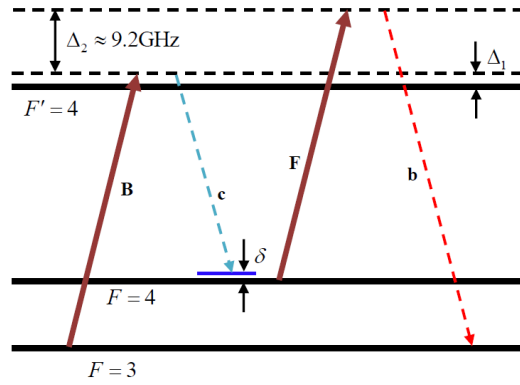
(b)



(c)



(d)



(e)

图 4.2 多个四波混频共存的能级配置。

4.3 四束连续光的增益谱

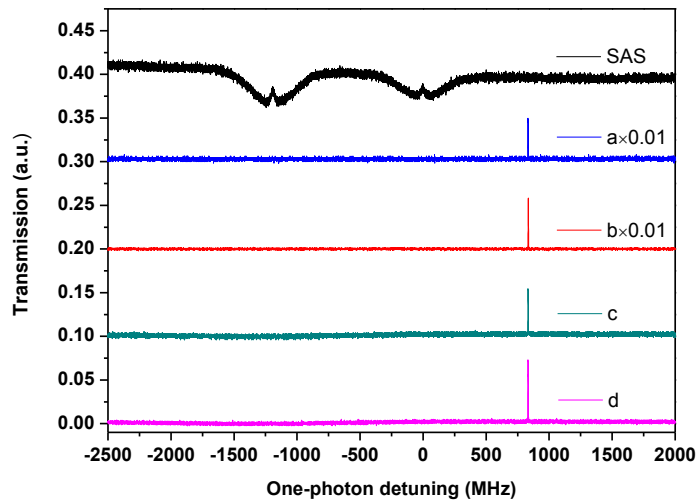


图 4.3 四束光的增益透射谱。

首先，我们研究连续光模式下，四束光波“a”，“b”，“c”和“d”的增益特性。需要说明的是，在实际的实验过程中，我们也尝试了用一束独立的泵浦光来代替反射泵浦光的方案，发现前向和后向泵浦光的功率相同并不是获得最大后向增益的前提，或者说，获得最大后向增益时，后向泵浦光功率并不等于前向泵浦光功率，而是存在一个小于前向泵浦光功率的最佳值。此外，在实验中，我们发现后向光束增益的最大值与前向光束增益最大值所对应温度不一致，而且，后向光束“c”

和“d”的增益远小于前向光束“a”和“b”的增益。因此，我们以获得最大后向增益为目的，取如下实验参数：前向泵浦光功率 300mW，后向泵浦光功率约 250mW，探针光功率 10 μ W，原子泡温度 118 $^{\circ}$ C，单光子拉曼失谐 Δ_1 约 850MHz。在此实验参数下，可以得到如图 4.3 所示四束光波的透射谱，其中前向光波“a”和“b”的幅值乘以因子 0.01。图中四束光波“a”、“b”、“c”和“d”的增益分别约为 171，202，1.7 和 2.4。实验中，单光子失谐可以在一定范围内调节，但是失谐过小或者继续加大之后，由于强泵浦光的光晕效应^[128,129]，使得增益光波尤其是后向增益光波“c”和“d”受到较大扰动，所以我们最终将单光子失谐定在 850MHz 附近。此外，实验中我们还选用不同铯原子泡长度如 50mm 和 25mm，但是后向光束的增益变得更小，所以在随后的脉冲光束的群速度操控实验中选用 75mm 原子泡。

4.4 四束慢光的实验研究

4.4.1 两束慢光的实验研究

在前面连续光实验基础上，下面开始多脉冲光束群速度操控的研究。在第三章中，我们分别研究了双 Λ FWM 方案下，共振和远失谐情况下的探针和共轭脉冲光的增益慢光特性，在这一章，我们最终目标是研究四束慢光的情况，但是根据连续光的增益谱研究，发现此时需要在后向增益最大处开展慢光研究，由此，我们想首先实验研究一下前向光束“a”和“b”在前向最大增益处的慢光特性，这也是对前面共振和远失谐两种情况的一个补充。

参考第三章的实验结果，同时考虑到最大增益处脉冲的失真问题，我们选用如下实验参数：泵浦光功率 220mW，原子系统温度 125 $^{\circ}$ C，脉冲参数：重复频率 5.3KHz，峰值功率 38 μ W，平均功率 0.073 μ W，脉冲半宽度 365ns。当系统的单光子拉曼失谐 Δ_1 从 560MHz 增加到 1211MHz 时，探针脉冲和共轭脉冲光的增益表现出先增加后减小的变化趋势如图 4.4 (a) 所示，与连续光模式的变化趋势是一致的；在单光子失谐约 740MHz 处获得的最大增益分别为 86 和 120。在同样参数下，探针脉冲光的增益小于共轭脉冲光增益，同样是因为探针脉冲光的多普勒吸收要大于共轭脉冲光。此时的延时特性如图 4.4 (b) 所示。当单光子失谐从 1211MHz 减小到 740MHz，探针脉冲光的延迟时间从 181ns 增加到 553ns，相对应的群速度从 0.00138c 减小到 0.00045c，即从 414Km/s 减小到 135Km/s；共轭脉冲光的延迟时间从 99ns 增加到 365ns，相应的群速度从 0.00253c 减小到 0.00068c，即从 759Km/s 减小到

204Km/s。

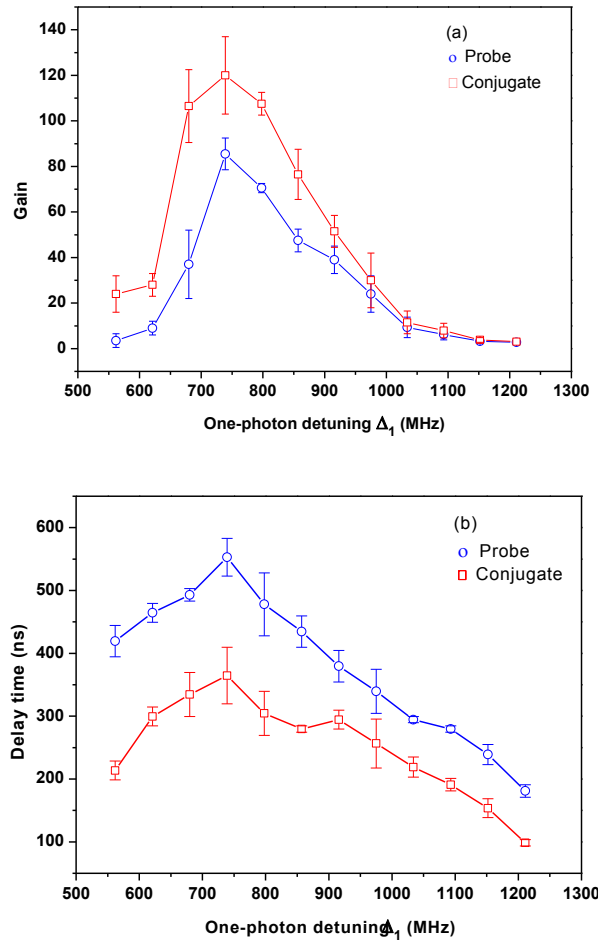


图 4.4 探针和共轭脉冲光随单光子失谐的增益 (a) 和延迟 (b) 特性。

上述实验结果表明：当单光子失谐在一定范围内变化时，其增益在某一失谐处呈现最大，此时也是延时最大的位置。当然，此时的双光子失谐一直为零，即保持双光子共振的状态从而得到较大的增益。由于增益谱的宽度在 MHz 量级，我们也可以将单光子失谐固定在某一个特定值，研究双光子失谐对延迟特性的影响，这也是在第三章远失谐情况下我们所做的研究。我们将单光子失谐固定在约 740MHz 处，通过连续调节声光调制器的驱动电压，连续改变双光子失谐从 -4.8MHz 到 2.4MHz，探针脉冲光和共轭脉冲光的延时特性如图 4.5 所示。可以看到，随着双光子失谐的变化，增益的变化趋势与延迟时间的变化趋势相反，增益最大即双光子失谐为零处，探针脉冲光和共轭脉冲光的延迟时间反而最小，这可能源于增益谱的非对称性^[23]。

注意图 4.5 中脉冲光群速度延迟随双光子失谐的变化趋势，与第三章中的共振情况（图 3.6）和远失谐情况（图 3.14 和 3.15）比较，可以看到从共振到最大增益再到远失谐情况，系统的最小延迟时间的获得所对应的双光子失谐呈现规律性的变化，这从另一方面说明了这三种情况下，增益谱的对称性是不一样的。

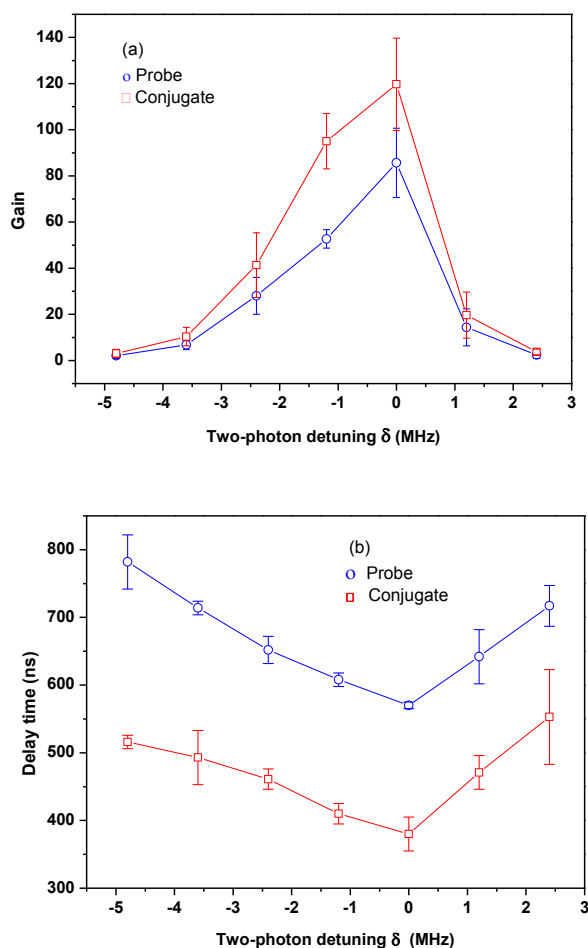


图 4.5 探针和共轭脉冲光的增益 (a) 和延迟时间 (b) 随双光子失谐的变化。

图 4.6 是双光子失谐分别为 $\delta = 0$ 和 $\delta = -4.8\text{MHz}$ 时增益慢光包络图。当双光子失谐为零时，探针脉冲光和共轭脉冲光的增益最大分别为 86 和 120，此时脉冲延迟时间分别为 553ns 和 365ns，对应的群速度分别为 $0.00045c$ 和 $0.00068c$ ；当双光子失谐为 $\delta = -4.8\text{MHz}$ 时，脉冲延迟时间分别增加为 799ns 和 513ns，对应的群速度分别减小为 $0.00031c$ 和 $0.00049c$ 。由于增益谱的非对称性，探针和共轭脉冲光的最大延迟并不是在其最大增益的条件下获得，同时由于最大延迟对应色散的剧烈

变化及谱对称性的破坏，导致脉冲包络的展宽效应变得更加明显。在实验中我们发现，如果采用和第三章一样的泵浦光功率，可以获得更大的增益，但是脉冲光的形变问题也更加严重，所以在最大增益处即本章的研究中，我们选用了较小的泵浦光功率。

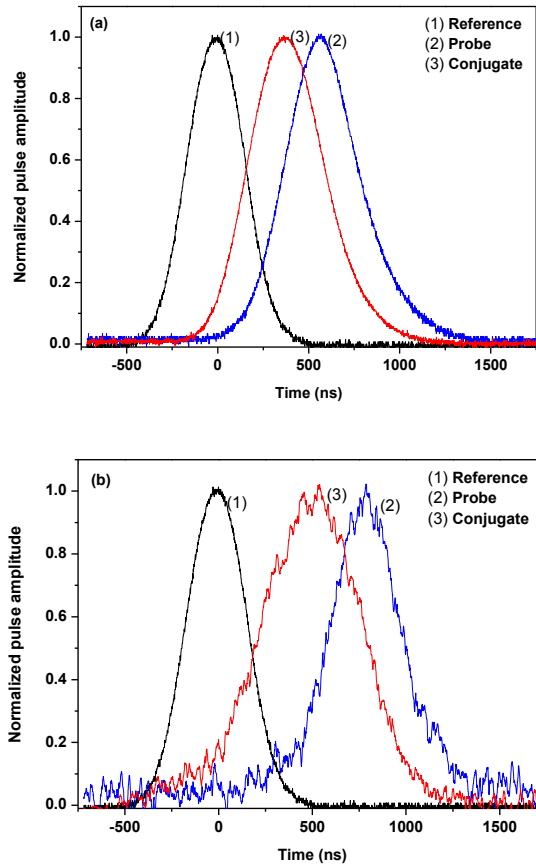


图 4.6 双光子失谐分别为 0MHz (a) 和 -4.8MHz 时的脉冲强度包络。

4.4.2 四束慢光的实验研究

上述结果是在反射部分不存在即一般双 Λ 四波混频配置下得到的增益探针和共轭脉冲光的延迟特性。如果在实验中增加反射部分，保证四个四波混频过程同时存在，则可以同时产生“a”、“b”、“c”和“d”四束脉冲光波。根据四束连续光波的情况，我们以获得最大的后向增益为目的，选用如下实验参数：前向泵浦光功率 300mW，后向泵浦光功率 250mW，探针脉冲光重复频率 5.3KHz，平均功率约 0.7 μ W，峰值功率 380 μ W，脉冲脉宽 365ns；原子泡温度 118 $^{\circ}$ C，单光子拉曼失谐 Δ_1 约 850MHz。

由于在脉冲模式下，后向脉冲的增益同样远小于前向脉冲的增益，而且当单光子失谐超过一定范围之后，后向增益几乎难以观察。同时，由于前向和后向增益的最大值所对应的双光子失谐条件不完全一致，在实验中，我们仔细调节实验参数，保证最大的后向增益。在单光子失谐约 850MHz 处，归一化的脉冲包络如图 4.7 所示。四个慢光脉冲“a”、“b”、“c”和“d”的延迟时间分别为 753ns, 532ns, 1817ns, 和 1586ns，对应的脉冲光的群速度分别为 $0.00033c$, $0.00047c$, $0.00014c$ 和 $0.00016c$ ，即 99Km/s, 141Km/s, 42Km/s 和 48Km/s。此时各个脉冲光的增益分别为 23, 35, 0.33 和 0.67；脉冲延迟比分别为 2.06, 1.46, 4.98 和 4.38。实验中我们可以在单光子失谐 700MHz 到 900MHz 范围内观察到四束慢光同时存在的情况，但是改变单光子失谐的规律性不明显，这主要是后向增益过小，很难在参数变化时保持一定的规律可见性。而对于后向脉冲增益远小于前向脉冲增益的情况，这和连续光的情况是一致的，其详细的原因还需要进一步的实验和理论分析。我们认为其初步原因可能在于：前向四波混频过程是有注入的受激拉曼过程，而后向过程是无注入的拉曼过程；在已有的理论报道中^[109]，认为在前后向四波混频情况中，后向四波混频的条件更加严格，而且后向增益谱的线宽更窄，从而会导致后向的增益远小于前向增益，窄的谱宽对应更大色散变化从而导致更大的时间延迟。

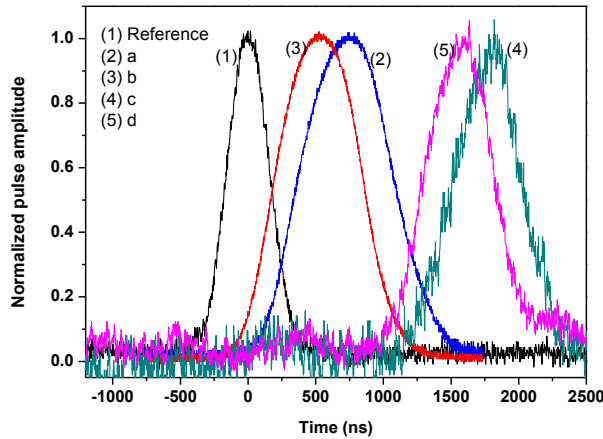


图 4.7 四束慢光脉冲的归一化强度包络。

对于四束慢光实验中的发现的后向增益过小的问题，我们又在实验中作了初步的研究。因为在文献[128,129]中，作者采用几乎共振的钠原子系统，在连续光模式下，观察到的四束光波的功率是可比的。第三章已经分析过，钠原子系统的特点就

是其基态超精细分裂很小，所以其产生的四束光波的频率差也比较小。为了说明基态的超精细分裂的大小是否会对四束光波的增益产生影响，最佳方案是换用铷原子和钠原子泡做同样的实验研究，由于条件所限，我们采用另外一种类似方案：即在铯原子泡中，采用简并能级结构，这样获得的四束光波的频率相同，研究四束光波的增益情况。

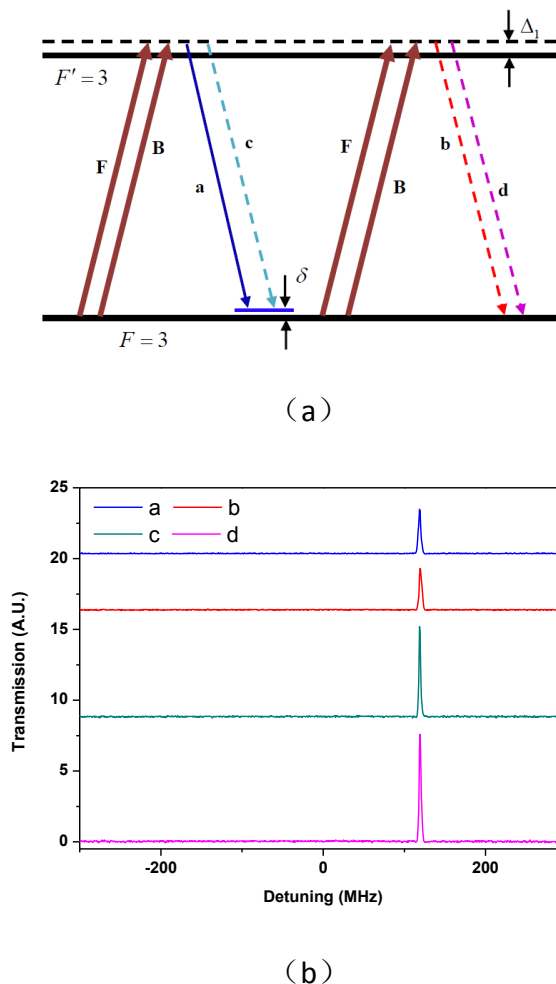


图 4.8 简并能级配置下的能级方案 (a) 和四束光波的透射谱 (b)。

所用实验装置与前面的一样，只是此次实验选择能级结构为铯原子 D1 线的超精细简并跃迁 $F=3 \rightarrow F=3'$ ，或者说此次四束增益光的频率是相同的，其中“a”为注入的探针光，简并双 Λ FWM 能级方案如图 4.8 (a) 所示。实验参数如下：前向泵浦光功率 290mW，后向泵浦光功率 270mW，探针光功率 $10\mu\text{W}$ ，原子泡温度取 115°C 。选用能级不同，获得最大增益所对应的系统最佳温度也有所变化。实验中，我们在超精细跃迁 $F=3 \rightarrow F=3'$ 严格共振附近都观察到了四束光的增益，而且当右失谐即蓝移约 120MHz 附近时，增益最大，其透射谱如图 4.8 (b) 所示。

从上到下分别是光束“a”、“b”、“c”和“d”，四束光波的增益分别为 89, 86, 183, 215。可以看到与非简并的三能级结构的结果不同，此时后向光束“c”和“d”的增益反而大于前向光束的增益。这说明在简并能级结构下可以得到较大的后向增益，所以在此能级配置下，我们继续研究脉冲的延迟特性。

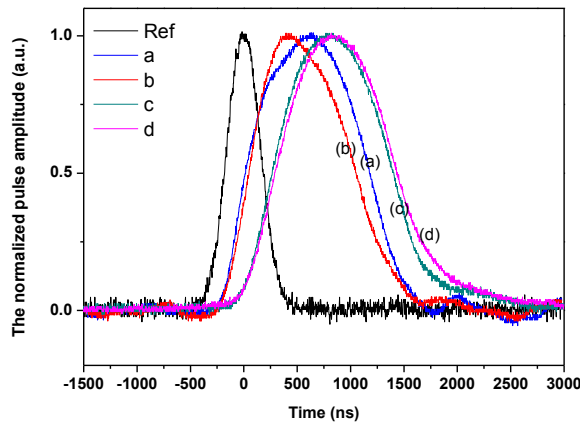


图 4.9 简并能级下，四束慢光的强度包络。

根据连续光的情况，在脉冲模式下，取如下实验参数：前向泵浦光功率 290mW，后向泵浦光功率 270mW，探针光峰值功率 $15\mu\text{W}$ ，脉冲半宽 365ns，原子泡温度取 115°C ，在单光子失谐约 120MHz 处即最大增益处，四束脉冲光的慢光现象如图 4.9 所示。四束慢光脉冲“a”、“b”、“c”和“d”的最大增益分别为 35, 33, 61 和 68，其延迟时间分别为 620ns, 430ns, 810ns 和 850ns。此简并情况下，后向脉冲的增益虽然提高了，但是脉冲延迟时间有所减小，更重要的是，脉冲的失真或者说展宽效应严重了，这不利于慢光技术的应用。所以，下一步的工作主要是进一步改进实验方案，提高非简并情况下的四束慢光中后向光束的增益，得到较高增益较好脉冲包络的四束慢光传输。

4.5 小结

在本章中，我们在传统双 Λ FWM 实验方案的基础上，增加反射泵浦光装置，使得四个四波混频过程同时共存，通过入射一束弱的探针脉冲，在实验上同时观察到了四束慢光脉冲。下一步主要是继续改进实验方案，进一步提高后向脉冲光束的增益，实现对四束慢光的的同时连续操控。

全文总结和展望

本文首先概述了常用的脉冲光束的群速度操控技术，然后简单介绍了群速度操控技术即快慢光技术的一些应用。主要在实验上研究了基于四波混频的透射和反射快光的同时产生和操控；研究了基于双 Λ 四波混频的双脉冲光束的增益慢光传输特性；基于改进的双 Λ 四波混频方案，在单一原子系统中同时观察到了四束慢光脉冲的传输。

本文第一章重点介绍了基于原子相干效应，如电磁诱导透明、电磁诱导吸收、相干布局振荡和四波混频的脉冲光束群速度操控的研究进展，以及快慢光技术在全光开关、高灵敏度干涉仪和激光雷达等领域的应用。

本文第二章利用驻波耦合场的相干反射作用，实验研究了透射探针和反射信号脉冲的群速度操控特性。实验上，通过调节驻波耦合场的强度，同时控制入射探针脉冲和反射信号脉冲光的群速度，并在完全驻波耦合场附近，实现了探针脉冲和反射脉冲光的同时超光速传输。通过改变后向耦合场的功率，实现了耦合场逐渐从行波场到部分驻波场再到完全驻波场的转变，对应着探针脉冲逐渐由减光速传输转变为加光速传输；反射脉冲由于共振吸收的存在一直处于加光速传输的状态。理论上，借助介质的极化率理论，从定性和定量两个角度解释了实验结果。

本文第三章主要在实验上分别研究了共振四波混频和远失谐四波混频情况下的双脉冲光束的增益慢光传输特性。首先在共振的双 Λ 四波混频情况下，选择合适能级结构，实验研究了探针脉冲和共轭脉冲光的增益慢光传输特性。随后在远失谐的双 Λ 四波混频情况下，研究了双光子失谐等参数对入射探针脉冲和产生的共轭脉冲光增益和群速度延迟时间的影响。实验上得到了具有较高增益、较小脉冲失真和较大延迟比的双脉冲光束的慢光传输。

本文第四章主要是在实验上研究了基于四波混频的四束脉冲光的增益慢光传输。首先在双 Λ 四波混频结构下，实验研究了双脉冲光束在最大增益处的延迟特性，分析了单光子失谐和双光子失谐对探针和共轭脉冲增益和延迟时间的影响。然后通过改进实验方案，使得四个四波混频非线性过程同时存在，通过入射一束弱的探针光，在实验上同时观察到了两束前向光波和两束后向光波；并在相应的脉冲光模式下，通过入射一束弱的探针脉冲光，在单一的原子系统中同时观察到了四束减光速传输的脉冲光。

利用四波混频这一原子相干效应可以实现多脉冲光束群速度的同时操控，而多脉冲光束的群速度操控在多通道的量子信息处理中有主要的应用前景。因此，我们下一步主要从两个方面做进一步的研究。一是继续优化实验方案，进一步提高非简并能级方案的四束慢光传输中后向两束脉冲光的增益，期望实现四束慢光脉冲群速度的连续操控；二是在同时多脉冲光束群速度操控的基础上，开展多脉冲光束之间的量子关联研究，实现在单一原子系统中多脉冲光束的有效存储。

参 考 文 献

- [1] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64, 1107-1110.
- [2] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2593-2596.
- [3] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67, 3062-3065.
- [4] M. Xiao, Y. Q. Li, S. Z. Jin, and J. G. Banacloche, Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 74, 666-669.
- [5] A. Kuhn, S. Steuerwald, and K. Bergmann, Coherent population transfer in NO with pulsed lasers: the consequences of hyperfine structure, Doppler broadening and electromagnetically induced absorption, *Eur. Phys. J. D*, 1998, 1, 57-70.
- [6] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor, *Phys. Rev. A*, 1998, 57, 2996-3002.
- [7] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, Electromagnetically induced absorption, 1999, 59, 4732-4735.
- [8] M. Sargent III, Spectroscopic techniques based on Lamb's laser theory, *Phys. Rep.*, 1978, 43, 223-265.
- [9] L. W. Hillman, R. W. Boyd, J. Krasinski, and C. R. Stroud, Observation of a spectral hole due to population oscillations in a homogeneously broadened optical absorption line, *Opt. Commun*, 1983, 45, 416-419.
- [10] 魏晓丹, 张守军, 李乙钢, 苏贤普, 李小彦, 吕可诚, 基于相干布局振荡的光控技术及研究进展, *光通信技术*, 2010, 34, 56-59.
- [11] D. M. Bloom, P. F. Liao, and N. P. Economou, Observation of amplified reflection by degenerate four-wave mixing in atomic sodium vapor, *Opt. Lett.*, 1978, 2, 58-60.
- [12] J. Nilsen, N. S. Gluck, and A. Yariv, Narrow-band optical filter through phase

- conjugation by nondegenerate four-wave mixing in sodium vapor, *Opt. Lett.*, 1981, 6, 380-382.
- [13] Y. Wu and X. X. Yang, Highly efficient four-wave mixing in double- Λ system in ultraslow propagation regime, *Phys. Rev. A*, 2004, 70, 053818.
- [14] A. M. Akulshin, R. J. McLean, A. I. Sidorov, and P. Hannaford, Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in Rb vapour, *Opt. Express*, 2009, 17, 22861-22870.
- [15] H. T. Zhou, D. W. Wang, D. Wang, J. X. Zhang and S. Y. Zhu, Efficient reflection via four-wave mixing in a Doppler-free electromagnetically-induced-transparency gas system, *Phys. Rev. A*, 2011, 84, 053835.
- [16] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 1999, 397, 594.
- [17] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, et al. Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. *Phys. Rev. Lett.* 1999, 82, 5229.
- [18] A. M. Steinberg and R. Y. Chiao, Dispersionless, highly superluminal propagation in a medium with a gain doublet, *Phys. Rev. A* 49, 2071 (1994).
- [19] L. J. Wang, A. Kuzmich, and A. Dogariu, Gain-assisted superluminal light propagation, *Nature (London)* 406, 277 (2000).
- [20] A. M. Akulshin, A. Cimmino, and G. I. Opat, Negative group velocity of a light pulse in cesium vapour, *Quantum Electron.* 32, 567 (2002).
- [21] M. D. Stenner, D. J. Gauthier, and M. A. Neifeld, The speed of information in a ‘fast-light’ optical medium, *Nature (London)* 425, 695 (2003).
- [22] R. M. Camacho, M. V. Pack, J. C. Howell, et al. Wide-bandwidth , tunable, multiple-pulse-width optical delays using slow light in cesium vapor. *Phys. Rev. Lett.* 2007, 98, 153601.
- [23] V. Boyer, C. F. McCormick, E. Arimondo, et al. Ultraslow propagation of matched pulses by four-wave mixing in an atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.* 2007, 99, 143601.
- [24] J. Okuma, N. Hayashi, A. Fujisawa, et al. Ultraslow matched-pulse propagation in sodium vapor. *Opt. Lett.* 2009, 34, 1654.
- [25] A. Fujisawa, N. Hayashi, K. Takahashi, et al. Arbitrary delay-time control of

- ultraslow matched pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, 27, 1280.
- [26] Y. F. Hsiao, P. J. Tsai, C. C. Lin, et al. Coherence properties of amplified slow light by four-wave mixing. *Opt. Lett.* 2014, 39, 3394.
- [27] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd. Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature. *Phys. Rev. Lett.* 2003, 90, 113903.
- [28] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd. Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid. *Science*, 2003, 301, 200.
- [29] 掌蕴东, 范保华, 袁萍, 马祖光, 红宝石晶体中慢光现象的实验观测, *光学学报*, 2004, 24, 1688-1690.
- [30] Y. F. Fan, H. H. Wang, R. Wang, et al. Generation and storage of double slow light pulses in a solid. *Chin. Phys. B*, 2012, 21, 024205.
- [31] T. Baba. Slow light in photonic crystals. *Nature photonics*, 2008, 2, 465.
- [32] K. Inoue, N. Kawai, Y. Sugimoto, N. Carlsson, N. Ikeda, and K. Asakawa, Observation of small group velocity in two-dimensional AlGaAs-based photonic crystal slabs, 2002, *Phys. Rev. B*, 65, 121308(R).
- [33] N. H. Liu, S. Y. Zhu, H. Chen, and X. Wu, Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystal with a dispersive defect, *Phys. Rev. E*, 2002, 65, 046607.
- [34] J. F. Galisteo-López, M. Galli, A. Balestreri, M. Patrini, L. C. Andreani, and C. L. López, Slow to superluminal light waves in thin 3D photonic crystals, *Opt. Express*, 2007, 15, 15342-15350.
- [35] P. Kanakis, T. Kamalakis, T. Spicopoulos. Designing slow-light photonic crystal waveguides for four-wave mixing applications. *Opt. Lett.* 2014, 39, 884.
- [36] J. T. Mok and B. J. Eggleton, Expect more delays, *Nature*, 2005, 433, 811-812.
- [37] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, et al. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.* 2005, 94, 153902.
- [38] K. Y. Song, M. G. Herráez, and L. Thévenaz, Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering, *Opt. Express*, 2005, 13, 82-88.
- [39] J. E. Sharping, Y. Okawachi, A. L. Gaeta, Wide bandwidth slow light using a Raman fiber amplifier, *Opt. Express*. 2005, 13, 6092-6098.

- [40] S. Chin, M. Gonzalez-Herraez, and L. Th  venaz, Zero-gain slow & fast light propagation in an optical fiber, *Opt. Express*. 2006, 14, 10684-10692.
- [41] L. Th  venaz, Slow and fast light in optical fibres, *Nature Photonics*, 2, 474-481.
- [42] S. H. Wang, L. Y. Ren, Y. Liu, and Y. Tomita, Zero-broadening SBS slow light propagation in an optical fiber using two broadband pump beams, *Opt. Express*. 2008, 16, 8067-8076.
- [43] T. Schneider, A. Wiatrek, and R. Henker, Zero-broadening and pulse compression slow light in an optical fiber at high pulse delays, *Opt. Express*. 2008, 16, 15617-15622.
- [44] 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, 783-786.
- [45] U. Schnorrberger, J.D. Thompson, S. Trotzky, R. Pugatch, N. Davidson, S. Kuhr, and I. Bloch, Electromagnetically induced transparency and light storage in an atomic mott insulator, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 033003.
- [46] R. Zhang, S. R. Garner, and L.V. Hau, Creation of long-term coherent optical memory via controlled nonlinear interactions in Bose-Einstein Condensates, *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103, 233602.
- [47] 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.
- [48] Y. O. Dudin, L. Li, and A. Kuzmich, Light storage on the time scale of a minute, *Phys. Rev. A*, 2013, 87, 031801(R).
- [49] G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111, 033601.
- [50] A. B. Matsko, D. V. Strekalov, and L. Maleki, On the dynamic range of optical delay lines based on coherent atomic media, *Opt. Express*, 2005, 13, 2210-2223.
- [51] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, and A. L. Gaeta, Applications of slow light in telecommunications, *Optics and Photonics News*, 2006, 17, 18-23.
- [52] M. Salit, G. S. Pati, K. Salit, and M. S. Shahriar, Fast-light for astrophysics: super-sensitive gyroscopes and gravitational wave detectors, *Journal of Modern Optics*, 2007, 54, 2425-2440.

- [53] R. W. Boyd, Slow and fast light: fundamentals and applications, *Journal of Modern Optics*, 2009, 56, 1908-1915.
- [54] S. Schwartz, F. Goldfarb, and F. Bretenaker, Some considerations o slow- and fast-light gyros, *Opt. Eng.* 2014, 53, 102706.
- [55] L. Brillouin, *Wave propagation and group velocity*, New York, Academic Press, 1960, 1-3.
- [56] D. J. Gauthier, A. L. Gaeta, and R. W. Boyd, Slow light: from basics to future prospects, *Photonics Spectra*, 2006, 40, 44-51.
- [57] 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, 1767-1770.
- [58] M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84, 5094-5097.
- [59] B. S. Ham, P. R. Hemmer, and M. S. Shahriar, Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal, *Opt. Commun.*, 1997, 144, 227-230.
- [60] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, and P. R. Hemmer, Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88, 023602.
- [61] J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars, and N. B. Manson, Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid, *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95, 063601.
- [62] C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, and H. Friedmann, Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and to transfer of population, *Phys. Rev. A*, 2003, 67, 033807.
- [63] 张连水, 李晓莉, 赵静宜, 刘芳怡, 电磁诱导吸收的研究进展, *河北大学学报 (自然科学版)*, 2010, 30, 719-724.
- [64] S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim, and J. B. Kim, Observation of electromagnetically induced absorption in open systems regardless of angular momentum, *Phys. Rev. A*, 2003, 68, 063813.
- [65] A. M. Akulshin, A. Cimmino, A. I. Sidorov, R. McLean, and P. Hannaford, Highly nonlinear atomic medium with steep and sign-reversible dispersion, *J. Opt. B:*

- Quantum Semiclass. Opt., 2003, 5, S479-S485.
- [66] K. Kim, H. S. Moon, C. Lee, S. K. Kim, and J. B. Kim, Observation of arbitrary group velocities of light from superluminal to subluminal on a single atomic transition line, *Phys. Rev. A*, 2003, 68, 013810.
- [67] I. H. Bae and H. S. Moon, Continuous control of light group velocity from subluminal to superluminal propagation with a standing-wave coupling field in a Rb vapor cell, *Phys. Rev. A*, 2011, 83, 053806.
- [68] J. X. Zhang, Q. C. Jiang, C. Liu, X. S. Zhang, and J. H. Liu, The manipulation of light pulse from subluminal to superluminal propagation in a degenerate two-level Cs atomic system, *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, 2014, 57, 2246-2250.
- [69] A. Schweinsberg, N. N. Lepeshkin, M. S. Bigelow, R. W. Boyd, and S. Jarabo, Observation of superluminal and slow light propagation in erbium-doped optical fiber, *Europhys. Lett.*, 2006, 73, 218-224.
- [70] C. S. Yelleswarapu, R. Philip, F. J. Aranda, B. R. Kimball, and D. V. G. L. N. Rao, Slow light in bacteriorhodopsin solution using coherent population oscillations, *Opt. Lett.*, 2007, 32, 1788-1790.
- [71] Y. D. Zhang, S. Q. Liu, H. Wu, Z. S. He, and P. Yuan, Observation of slow light and superluminal in Cs atomic vapor, *OSA*, 2009.
- [72] Z. B. Wang, K. P. Marzlin, and B. C. Sanders, Large cross-phase modulation between slow copropagating weak pulses in ^{87}Rb , *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97, 063901.
- [73] A. MacRae, G. Campbell, and A. I. Lvovsky, Matched slow pulses using double electromagnetically induced transparency, *Opt. Lett.*, 2008, 33, 2659-2661.
- [74] H. M. M. Alotaibi, B. C. Sanders, Double-double electromagnetically induced transparency with amplification, *Phys. Rev. A*, 2014, 89, 021802(R).
- [75] J. P. Zhang, G. Hernandez, and Y. F. Zhu, Copropagating superluminal and slow light manifested by electromagnetically assisted nonlinear optical processes, *Opt. Lett.*, 2006, 31, 2598-2600.
- [76] R. T. Glasser, U. Vogl, and P. D. Lett, Stimulated generation of superluminal light pulses via four-wave mixing, *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108, 173902.
- [77] 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.

- [78] U. Vogl, R. T. Glasser, J. B. Clark, Q. Glorieux, T. Li, N. V. Corzo, and P. D. Lett, Advanced quantum noise correlations, *New Journal of Physics*, 2014, 16, 013011.
- [79] M. J. Guo, H. T. Zhou, D. Wang, J. R. Gao, J. X. Zhang, and S. Y. Zhu, Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms, *Phys. Rev. A*, 2014, 89, 033813.
- [80] I. H. Agha, C. Giarmatzi, Q. Glorieux, T. Coudreau, P. Grangier, and G. Messin, Time-resolved detection of relative-intensity squeezed nanosecond pulses in an ^{87}Rb vapor, *New Journal of Physics*, 2011, 13, 043030.
- [81] D. S. Ding, Z. Y. Zhou, and B. S. Shi, Slow light via four-wave mixing in a hot rubidium vapour, *Chin. Phys. B*, 2013, 22, 114203.
- [82] G. Wang, H. L. Chen, Y. Qu, J. Wang, Y. Xue, J. H. Wu, M. Y. Liu, Y. H. Ren, J. Y. Gao, Multi-pathway all-optical wavelength conversion switching and routing via four- and six-wave mixing in hot rubidium vapour, *Laser Phys.* 2014, 24, 035201.
- [83] D. Wang, L. Y. Hu, X. M. Pang, J. X. Zhang, and S. Y. Zhu, Quadripartite entanglement from a double three-level Λ -type-atom model, *Phys. Rev. A*, 2013, 88, 042314.
- [84] Y. A. Vlasov, M. O'Boyle, H. F. Hamann, and S. J. McNab, Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides, *Nature*, 2005, 438, 65-69.
- [85] T. F. Krauss, Why we need slow light? *Nature Photonics*, 2008, 2, 448-450.
- [86] P. Colman, C. Husko, S. Combri, I. Sagnes, C. W. Wong, and A. D. Rossi, Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides, *Nature photonics*, 2010, 4, 862-868.
- [87] Z. M. Shi, R. W. Boyd, R. M. Camacho, P. K. Vudyasetu, and J.C. Howell, Slow-light fourier transform interferometer, *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99, 240801.
- [88] Z. M. Shi, R. W. Boyd, D. J. Gauthier, and C. C. Dudley, Enhancing the spectral sensitivity of interferometers using slow-light media, *Opt. Lett.*, 2007, 32, 915-917.
- [89] A. Schweinsberg, Z. M. Shi, J. E. Vornehm, and R. W. Boyd, Demonstration of a slow-light laser radar, *Opt. Express*, 2011, 19, 15760-15769.
- [90] R. W. Boyd, Material slow light and structural slow light: similarities and differences for nonlinear optics, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2011, 28, A38-A44.
- [91] L. Karpa, F. Vewinger, and M. Weitz, Resonance beating of light stored using atomic

- spinor polaritons, *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101, 170406.
- [92] G. S. Pati, M. Salit, K. Salit, and M. S. Shahriar, Simultaneous slow and fast light effects using probe gain and pump depletion via Raman gain in atomic vapor, *Opt. Express*, 2009, 17, 8775-8780.
- [93] A. K. Patnaik, S. Roy, and J. R. Gord, All-optically controlled concurrent slow-fast light pair, *Opt. Lett.*, 2011, 36, 3272-3274.
- [94] M. Blaauboer, A. G. Kofman, A. E. Kozhekin, G. Kurizki, D. Lenstra, and A. Lodder, Superluminal optical phase conjugate: pulse reshaping and instability, *Phys. Rev. A*, 1998, 57, 4905-4912.
- [95] S. Longhi, Superluminal pulse reflection in asymmetric one-dimensional photonic band gaps, *Phys. Rev. E*, 2001, 64, 037601.
- [96] L. G. Wang, H. Chen, and S. Y. Zhu, Superluminal pulse reflection and transmission in a slab system doped with dispersive materials, *Phys. Rev. E*, 2004, 70, 066602.
- [97] S. Longhi, M. Marano, P. Laporta, M. Belmonte, and P. Crespi, Experimental observation of superluminal pulse reflection in a double-Lorentzian photonic band gap, *Phys. Rev. E*, 2002, 65, 045602(R).
- [98] G. Nimtz, A. Haibel, and R. M. Vetter, Pulse reflection by photonic barriers, *Phys. Rev. E*, 2002, 66, 037602.
- [99] L. G. Wang and S. Y. Zhu, Superluminal pulse reflection from a weakly absorbing dielectric slab, *Opt. Lett.*, 2006, 31, 2223-2225.
- [100] A. Sánchez-Meroño, J. Arias, and M. M. Sánchez-López, Negative group delay of reflected pulses on microstrip slabs and Bragg reflectors, *IEEE J. Quantum Elect.*, 2010, 46, 546-553.
- [101] D. Jafari, M. Sahrai, H. Motavalli, and M. Mahmoudi, Phase control of group velocity in a dielectric slab doped with three-level ladder-type atoms, *Phys. Rev. A*, 2011, 84, 063811.
- [102] S. H. Asadpour and H. R. Soleimani, Transmission and reflection properties of propagated pulse through defect slab based biexciton coherence, *Opt. Commun.*, 2014, 333, 226-231.
- [103] S. H. Asadpour and H. R. Soleimani, Simultaneous slow and fast light transmission-reflection with amplification in a defect slab via exciton spin relaxation,

- Laser Phys., 2014, 24, 125202.
- [104] L. G. Wang, L. Wang, M. Al-Amri, S. Y. Zhu, and M. S. Zubairy, Counterintuitive dispersion violating Kramers-Kronig relations in gain slabs, Phys. Rev. Lett., 2014, 112, 233601.
- [105] J. X. Zhang, H. T. Zhou, D. W. Wang, and S. Y. Zhu, Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor, Phys. Rev. A, 2011, 83, 053841.
- [106] H. T. Zhou, D. Wang, M. J. Guo, J. R. Gao, and J. X. Zhang, Controllable optical mirror of cesium atoms with four-wave mixing, Chin. Phys. B, 2014, 23, 093204.
- [107] H. T. Zhou, M. J. Guo, D. Wang, J. R. Gao, J. X. Zhang, and S. Y. Zhu, Angular momentum and two-photon detuning dependence of reflection spectrum on degenerate two-level systems, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2011, 44, 225503.
- [108] D.W. Wang, H. T. Zhou, M. J. Guo, J. X. Zhang, J. Evers, and S. Y. Zhu, Optical diode made from a moving photonic crystal, Phys. Rev. Lett., 2013, 110, 093901.
- [109] M. D. Lukin, P. R. Hemmer, M. Löffler, and M. O. Scully, Resonant enhancement of parametric processes via radiative interference and induced coherence, Phys. Rev. Lett., 1998, 81, 2675-2678.
- [110] M. T. Johnsson and M. Fleischhauer, Quantum theory of resonantly enhanced four-wave mixing: mean-field and exact numerical solutions, Phys. Rev. A, 2002, 66, 043808.
- [111] A. S. Zibrov, M. D. Lukin, and M. O. Scully, Nondegenerate parametric self-oscillation via multiwave mixing in coherent atomic media, Phys. Rev. Lett., 1999, 83, 4049-4052.
- [112] M. Fleischhauer, M. D. Lukin, A. B. Matsko, and M. O. Scully, Threshold and linewidth of a mirrorless parametric oscillator, Phys. Rev. Lett., 2000, 84, 3558-3562.
- [113] Nondegenerate four-wave mixing in a double- Λ system under the influence of coherent population trapping, Opt. Lett., 1998, 23, 804-806.
- [114] K. Harada, T. Kanbashi, M. Mitsunaga, K. Motomura, Competition between electromagnetically induced transparency and stimulated Raman scattering, Phys. Rev. A, 2006, 73, 013807.
- [115] K. Harada, K. Mori, J. Okuma, N. Hayashi, and M. Mitsunaga, Parametric

- amplification in an electromagnetically-induced-transparency medium, *Phys. Rev. A*, 2008, 78, 013809.
- [116] M. Jasperse, L. D. Turner, and R. E. Scholten, Relative intensity squeezing by four-wave mixing with loss: an analytic model and experimental diagnostic, *Opt. Express*, 2011, 19, 3765-3774.
- [117] U. Vogl, R. T. Glasser, and P. D. Lett, Advanced detection of information in optical pulses with negative group velocity, *Phys. Rev. A*, 2012, 86, 031806(R).
- [118] U. Vogl, R. T. Glasser, Q. Glorieux, J. B. Clark, N. V. Corzo, and P. D. Lett, Experimental characterization of Gaussian quantum discord generated by four-wave mixing, *Phys. Rev. A*, 2013, 87, 010101(R).
- [119] K. Takahashi, N. Hayashi, H. Kido, S. Sugimura, N. Hombo, and M. Mitsunaga, Coherent pump-probe spectroscopy in sodium vapor: from electromagnetically induced transparency to parametric amplification, *Phys. Rev. A*, 2011, 83, 063824.
- [120] 姜其畅, 刘超, 刘晋宏, 张俊香, 原子系统中远失谐脉冲光束对的群速度操控, *物理学报*, 2015, 64, 094208.
- [121] 郭苗军, 武晋泽, 黄静波, 王红丽, 周海涛, 郜江瑞, 张俊香, 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟, *光学学报*, 2013, 33, 1002001.
- [122] R. C. Pooser, A. M. Marino, V. Boyer, K. M. Jones, and P. D. Lett, Quantum correlated light beams from nondegenerate four-wave mixing in an atomic vapor: the D1 and D2 lines of ^{85}Rb and ^{87}Rb , *Opt. Express*, 2009, 17, 16722-16730.
- [123] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, A. L. Gaeta, and A. E. Willner, Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium, *Phys. Rev. A*, 2005, 71, 023801.
- [124] S. L. McCall and E. L. Hahn, Self-induced transparency by pulsed coherent light, *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 18, 908-911.
- [125] J. B. Khurgin and R. S. Tucker, *Slow light: science and applications*, CRC press, 2008,
- [126] D. J. Bradley, G. M. Gale, and P. D. Smith, Self-induced transparency and dispersion delays in Potassium vapour, *Nature*, 1970, 225, 719-721.
- [127] 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.

- [128] K. Harada, N. Hayashi, K. Mori, and M. Mitsunaga, Four-wave parametric oscillation: theory and observations, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2008, 25, 40-47.
- [129] K. Harada, M. Ogata, and M. Mitsunaga, Four-wave parametric oscillation in sodium vapor by electromagnetically induced diffraction, *Opt. Lett.*, 2007, 32, 1111-1113.

攻读学位期间取得的研究成果

已发表和待发表的文章:

- [1] Junxiang Zhang, **Qichang Jiang**, Chao Liu, Xinsheng Zhang, and Jinhong Liu, The manipulation of light pulse from subluminal to superluminal propagation in a degenerate two-level Cs atomic system, *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, 2014, 57(12), 2246-2250.
- [2] **姜其畅**, 刘超, 刘晋宏, 张俊香, 原子系统中远失谐脉冲光束对的群速度操控, *物理学报*, 2015, 64(9), 094208.
- [3] **姜其畅**, 刘超, 刘晋宏, 张俊香, 双 Λ 共振原子系统中两脉冲光束的同时慢光传输, *量子光学学报*, 2015, 21(2).
- [4] **Qichang Jiang**, Dan Wang, Chao Liu, and Junxiang Zhang, Superluminal reflection and transmission of light pulse via resonant four-wave mixing in cesium vapor, Submitted to *Phys. Rev. A*.
- [5] 豆亚芳, 李中华, **姜其畅**, 张俊香, Cs 原子气体中光速调控的实验研究, *山西大学学报(自然科学版)*, 2012, 35(S1), 80-83.

致 谢

日复一日，年复一年，四年的在职博士生涯看似漫长，但在人生旅途中又转瞬即逝，在这四年的岁月中，有过彷徨，有过苦恼，但更多的是喜悦和收获。往事的点点滴滴在脑海中回放，有太多的事情值得铭记，有太多的朋友值得感谢，在此即将毕业之际，我要由衷地感谢身边的每一位老师和同学。

首先要感谢彭堃墀院士和谢常德教授，他们作为我们所的开拓者，几十年如一日，辛勤工作，无私奉献，为我们创造了今天这样优越的学习和科研环境。他们严谨的治学态度，渊博的学识，无私的奉献精神是我学习的楷模；他们高尚的人格魅力一直引领我们前行。

特别感谢我的导师张俊香教授对我的培养，关怀和鼓励。张老师渊博的知识，敏锐的物理直觉，工作上的严格要求与生活上无微不至的关怀深深地影响了我。我的任何一个进步和成绩的取得无不浸透着张老师的心血和汗水。在此，我对张老师致以最衷心的感谢和祝福。

还要感谢郜江瑞教授，在小组报告上聆听您的点评，以及与您的讨论，都令我们受益匪浅。

感谢张靖教授、张天才教授、王军民教授、王海教授、张宽收教授、李永民教授、朱诗尧教授等老师在学习和科研上的指导和帮助。感谢电子车间、激光器车间、机加工车间的师傅们和办公室的各位老师在工作中的大力配合和热情支持，是你们让我感受到了光电所集体的温暖和团结协作的巨大力量。

衷心感谢学院的周海涛老师、翟淑琴老师、翟泽辉老师和杨荣国老师对我的大力帮助，他们在实验技能上给了我很多有益的指导。衷心感谢实验小组的豆亚芳、李中华、郭苗军、王丹、李媛、马荣、刘超、武晋泽、王红丽、蔡德欢、刘晋宏、马志军、肖长顺等同学在实验和学习中的鼎力支持和帮助，是大家让我感受到了家一般的温暖，体会到了集体的力量。还要感谢梁强兵、杨荣灿、李鹏、徐忠孝等同学对我的热情帮助和有益指导。

衷心感谢在百忙之中审阅本文而付出辛勤劳动的专家学者。

最后，衷心感谢我的家人。父母一如既往的支持，妻子的理解和任劳任怨，女儿天真的笑声和美好的祝福，是我一生的财富。

姜其畅

2015年3月20日

个人简况及联系方式

个人基本信息

姓 名：姜其畅

性 别：男

出生年月：1980年2月

籍 贯：山东省齐河县

电子信箱：jiangsir009@163.com

学习与受教育经历

2011.9-2015.6 山西大学光电研究所，量子光学与光量子器件国家重点实验室

专业：光学

2006.7- 运城学院物理与电子工程系工作

2003.9-2006.6 山东师范大学攻读硕士学位

专业：光学

承 诺 书

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

作者签名：

2015 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：

2015年 月 日