

编者按 光学前沿领域的新进展与基础创新研究和高新技术应用息息相关,因而一直为物理学家普遍关注,也受到企业界的高度重视.2007年10月底,中国物理学会光物理专业委员会和中国光学学会基础光学专业委员会共同举办了“第七届全国光学前沿问题讨论会”,研讨了光学及其相关领域研究近年来取得的重要进展.本刊特从这次会议的报告选中出部分组成“光学前沿专题”,介绍当前光学前沿领域的最新进展,分两期刊登,以飨读者.

原子相干性的研究进展*

李爱军 高锦岳[†]

(吉林大学物理学院 长春 130023)

摘要 原子相干效应是相干电磁场与原子相互作用的产物,在量子光学领域有重要的研究价值.许多重要的物理现象都是由原子相干效应引起的.文章介绍了基于原子相干效应的电磁感应光透明、相干烧孔、双暗态、真空感应相干、部分受激拉曼绝热过程的光存储、光信息在不同通道之间的转换与擦除等现象的理论和实验研究,并简单介绍了它们的应用价值.

关键词 原子相干,电磁感应光透明,相干烧孔,自发辐射相干,光存储

Atomic coherence

LI Ai-Jun GAO Jin-Yue[†]

(College of Physics, Jilin University, Changchun 130023, China)

Abstract Atomic coherence is the result of interaction between light and atoms, and is responsible for many important physical effects. In this review we describe various phenomena caused by atomic coherence, including electromagnetically induced transparency, coherent hole burning, double dark states, vacuum-induced coherence, optical signal storage based on stimulated Raman adiabatic passage, optical information transfer and erasure between two light channels, and so forth. We also discuss their application potential.

Keywords atomic coherence, electromagnetically induced transparency, coherent hole burning, vacuum-induced coherence, optical signal storage

1 引言

原子相干效应是相干电磁场与原子相互作用的产物,一般可以理解为由于原子不同能级间的相互关联而产生的效应.原子相干的实质是利用相干光场使原子的不同能级间发生关联,从而在原子的多通道跃迁中发生量子干涉.当参与跃迁的原子上下能级之中有一个是叠加态时,叠加态中的不同成分在吸收(或发射)光子过程中通过不同的通道跃迁,如果该叠加态中的不同成分之间存在相干,那么就

会导致上述不同通道跃迁之间产生干涉,这就是量子干涉.一般来说,原子相干总是伴随着量子干涉.

1924年的Hanle实验是最早观测到的原子相干效应的例子^[1].原子相干导致的一个重要现象是相干粒子数捕获(CPT)^[2,3].1976年,意大利Pisa大学的Alzelta及其合作者^[2]发现了相干粒子数捕获现象.电磁感应光透明(EIT)也是一种重要的原

* 国家自然科学基金(批准号:10334010)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921103)资助项目

2008-01-07收到

[†] 通讯联系人. Email: jygao@mail.jlu.edu.cn

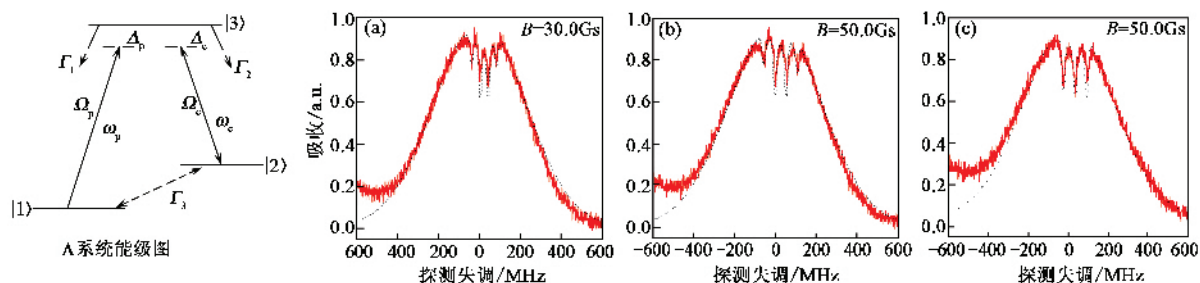


图1 能级结构以及磁场与激光传播方向垂直 (a) (b) 或平行 (c) 时所观测到的吸收光谱线

子相干效应. 1984年, Knight 首先对电磁感应光透明进行了理论阐述^[4]. 1991年, Harris 等人发表了第一篇关于电磁感应光透明的实验文章^[5], 将电磁感应光透明的研究带入了实验阶段. 1992年, 高锦岳等人第一次在实验上实现了无反转光放大^[6]. 随着光与物质相互作用理论的逐步成熟和对原子相干效应研究的不断深入, 人们开始关注真空辐射场感应的相干效应 (SGC)^[7,8]. 真空感应相干对各种原子系统的自发辐射、吸收和色散等特性有显著的影响^[9-11].

本文将对原子相干效应导致的电磁感应光透明、相干烧孔、双暗态、真空感应相干、部分受激拉曼绝热过程的光存储、Pr:YSO 晶体中光信息在不同通道之间的转换与擦除等现象进行讨论.

2 磁场中铷原子电磁感应光透明的研究

电磁感应光透明, 简称 EIT, 是一种原子相干效应, 就是通过外加电磁场与吸收介质的相互作用, 使得该介质对某种光的吸收系数发生改变, 透过率增加甚至不再被吸收.

下面介绍放置在恒定磁场中温度为 325K 时的铷原子气体的电磁感应光透明现象^[12], 在没有磁场的情况下, 所研究的对象就是简单的铷原子三能级系统, 如图 1 所示, 实验上观察到一个宽的单透明窗口, 透明深度约为 66%. 当加上足够强的磁场后, 在磁场的作用下, 铷原子三能级系统发生了塞曼分裂而成为复杂的十三能级结构, 由于磁致子能级简并的影响, 这个宽的透明窗口被分裂成 3—4 个窄的子窗口, 透明深度分别为 32% 或 16%, 每两相邻子窗口间的距离均相等, 并且可以通过改变磁场的方向来控制电磁感应光透明子窗口的数目. 当磁场强度增加时, 这些多个透明窗口变得越来越宽, 且两相邻透明窗口的间距也随着变大.

电磁感应光透明最吸引人的特性不仅仅是它对

吸收的减弱, 而是在透明区域有高透过率的同时, 伴有与传统反常色散有明显区别的陡峭的正常色散, 因而具有零吸收高色散的特性, 可以用来实现光脉冲传播的群速度减慢. 实验中得到了多个透明窗口, 而这些透明窗口的深度和宽度又可以通过简单的方法加以准确的控制, 这样就获得了多个可以实现零吸收、高色散的区域, 这样的工作将具有很大的应用价值, 如量子纠缠的实现, 利用非线性光学相互作用来产生量子位相等.

3 铷原子蒸汽中相干烧孔的研究

所谓的光学烧孔, 是指当一束强的单频激光通过一非均匀加宽介质时, 它可以选择性地 will 一群与共振频率相对应的原子激发到饱和状态, 这时若有另一束频率扫描的弱探测光通过该介质, 则在它的吸收光谱的相应位置上将出现一个凹陷, 这就是所谓的光学烧孔, 通常也称为兰姆凹陷. 这种现象基于由一个相干场引起的烧孔作用, 使原本不透明的介质针对共振的探测场透明, 并产生超窄的光谱窗口.

2000年, 吉林大学的董坡和高锦岳等人首次提出了相干烧孔的概念, 并针对钠原子介质, 在理论上作了详细的阐述^[13]. 相干烧孔就是指, 在用一束比饱和光束更强的相干光将饱和跃迁的一个能级同第三个能级耦合起来之后, 在探测光的吸收谱线上所观察到的烧孔现象. 实际上, 相干光学烧孔现象是传统的光学烧孔现象和电磁感应光透明现象相结合的产物.

作为相干烧孔研究的延续和重要证明, 下面介绍实验上首次观察到的相干烧孔现象^[14]. 使用一道相干光和一道饱和光共同作用于铷原子 D1 线的 3 个超精细能级构成的三能级系统. 当相干场与探测场同向传播, 饱和场与探测场反向传播时, 观察到了 4 个相干烧孔, 如图 2(a) 所示; 当相干场与探测场反向而饱和场与探测场同向传播时, 观察到 3 个相

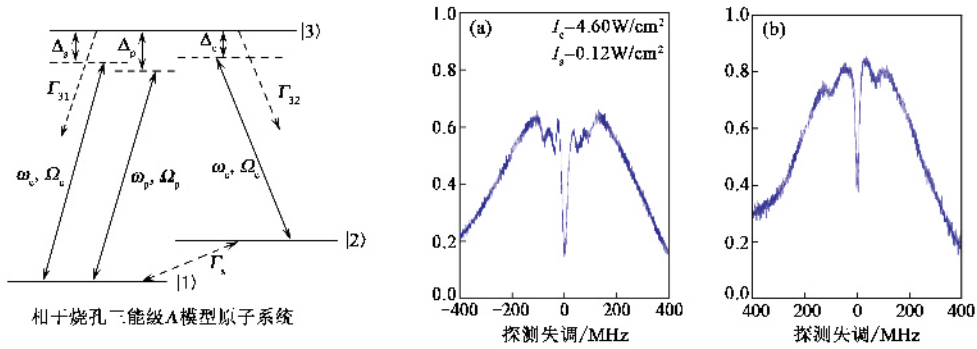


图2 原子系统与实验图 (a) 相干场与探测场同向, 饱和场与探测场反向的相干烧孔 (b) 相干场与探测场反向, 饱和场与探测场同向的相干烧孔

干烧孔, 如图 2(b) 所示. 烧孔的位置和深度可以通过对驱动场的调节来控制. 这些实验结果都与理论预言相一致.

通过光化学或者光化电离作用, 持久光谱烧孔可以在有机分子掺杂的高分子列阵中或者稀土离子掺杂的晶体基质中产生. 持久光谱烧孔在许多应用中表现出出色的存储特性, 如光学信息存储、光信号处理、瞬时图像识别等方面. 自从 1974 年 K. Harlamov 等人首先在有机分子材料中实现持久光谱烧孔以来, 人们研究了多种不同的在低温下的持久光谱烧孔材料, 同时为了更为实际的应用, 开始研究室温下的持久光谱材料. 在本文中阐述的相干烧孔技术^[14], 是在原子蒸汽中实现的, 因此弛豫较慢, 而且烧孔的存在是瞬时的, 如果可以将这一技术扩展到具有较快弛豫的固体材料中并实现持久光谱烧孔, 将会对持久光谱烧孔技术有巨大的推动作用. 持久光谱烧孔在烧孔宽度和深度上更具可控性, 功能更加强大. 特别是在给定的非均匀展宽光谱中, 能够存储的光信息密度可以增加 3—4 倍.

从另一个角度来说, 在电磁感应光透明介质中, 可以通过对相干场的开关来存储和释放携带有量子信息的光脉冲. 这些存储的量子信息可以通过在介质中被增强的非线性来进行处理. 由于相干烧孔是在电磁感应光透明的基础上产生的并依赖于量子相干, 可以将相干烧孔用于对带有量子信息的光脉冲进行存储及处理.

4 铷原子中消多普勒共振吸收线的抑制和增强的研究

相干粒子数捕获产生的原因是在光与原子的相互作用中, 由于量子干涉产生了相干叠加态 $|C\rangle$

(耦合态) 和 $|NC\rangle$ (非耦合态). 非耦合态与激发态能级之间失去耦合, 从而使原子在稳态下都被束缚在非耦合态上. 这里提到的非耦合态就是暗态. 关于暗态的理论计算与相干粒子数捕获是类似的.

暗态是电磁感应光透明及其相关的一系列现象的基础. 一般来说, 任何对暗态的扰动都会造成人们所不希望消相干, 然而, 最近的研究表明, 对暗态的相干扰动会使相干叠加态之间产生相干作用, 如双暗态^[15, 16]. 暗态之间的相互作用使得双暗态原子系统的特性与暗态相比具有本质上的差异. 这种叠加态之间的相互作用可以用来减小消相干效应, 同时扩大了以暗态为基础的研究领域. 例如, 可以轻易地得到更为细锐和高对比度的频谱特性, 还可以任意控制它们的宽度和位置, 这一概念在高分辨率的激光光谱和量子非线性光学中具有很高的应用价值. 特别是当扰动场使用射频场并作用在简并的磁致子能级的时候, 由于增强的非线性光学效应, 会产生具有多个频率成分的光梳. 2002 年, Ye 等人发表的结果表明, 使用一个光扰动场, 在多普勒展宽的原子气体中, 随着双暗态的产生, 一个细锐的增强的共振吸收将会产生^[15]. 在 2003 年, Chen 等人在冷原子系统中, 使用微波扰动场作用于超精细能级, 实现了 EIT 窗口的劈裂^[17]. 随后, Wilson 等人在钻石色心中扰动 EIT 并利用缀饰态理论解释了他们的实验结果^[18].

将上述的实验加以扩展, 通过四能级原子系统来研究双暗态产生的机制. 魏小刚等人在 Rb 原子气体中观察到了消多普勒的增强吸收及其劈裂^[19]. 在实验上研究了系统在两个相干场的作用下产生的吸收的抑制和增强. 如图 3 所示, 仔细调节两个相干场的强度, 可以观察到位于两个暗共振之间的吸收增强, 在此基础上减小其中一个场 (扰动场) 的强度, 观察到

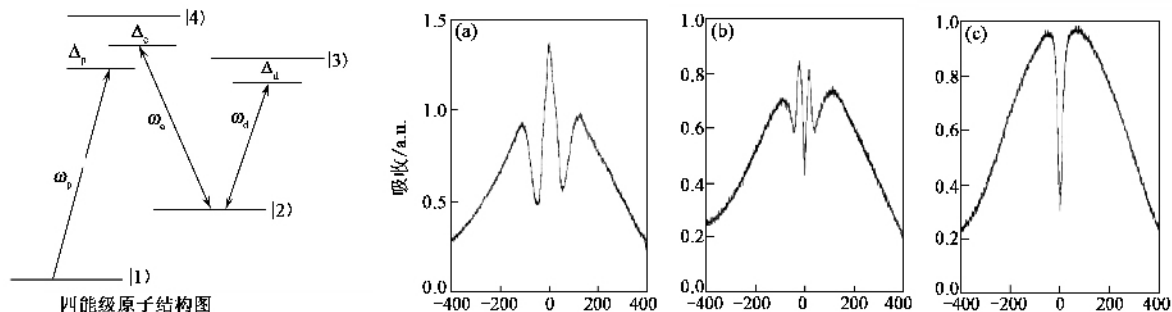


图3 原子能级结构图与实验中观察到的探测场吸收光谱. 相干场的功率密度保持在 $3.1\text{W}/\text{cm}^2$, 从(a)到(c)扰动场的功率密度分别为 $7.9\text{W}/\text{cm}^2$, $3.8\text{W}/\text{cm}^2$ 和 $0\text{W}/\text{cm}^2$. 相干场和扰动场都调节到相对应的跃迁上.]

增强的吸收峰劈裂为两个并在其中间出现第三个暗共振. 调节一个驱动场的强度, 可以很容易地控制暗共振和亮共振的深度. 当驱动场变得非常弱时, 吸收光谱就回复到传统的 EIT, 只存在一个窗口. 如果同时调节两个驱动场的强度, 可以预见暗共振和亮共振的位置也是可以控制的. 这一实验结果可以通过分别研究具有不同速度的原子的吸收来解释. 分析结果表明, 驱动场的相对耦合强度, 在很大程度上影响了具有特定速度的原子不同光谱的重叠和干涉方式. 观察到的 3 个暗共振可以用来构成 3 个邻近的通信频道, 以用于量子通信, 其中携带信号的弱光由于大的光谱折射率会具有超慢的光群速度.

5 自发辐射相干现象的研究

近几年来, 随着光与物质相互作用理论和对原子相干效应研究的逐步深入, 人们开始关注一种新的原子相干效应——真空辐射场感应相干(VIC)效应. 这种相干效应通常还被称作自发辐射相干(SGC)效应. 真空感应相干对各种原子系统的自发辐射、吸收和色散等特性有显著的影响.

具体地说, 真空感应相干就是指当原子从两个靠得足够近的上能级(或同一上能级)向同一下能级(或两个靠得足够近的下能级)自发辐射时, 由真空辐射场在这两个邻近的能级间感应出来的相干效应.

到目前为止, 大量关于 SGC 的工作还停留在理论阶段. 然而值得注意的是, 真空感应相干存在的条件十分苛刻. 研究表明, 只有当两个能级离得足够近时, 真空感应相干效应才会很明显. 另外, 真空感应相干的存在还要求偶极矩不能互相垂直, 否则真空辐射场不可能同时作用于两个跃迁, 因此不得不去寻求可以实现同样目的的替代原子模型.

下面介绍的工作是相干场驱动的四能级原子系统中的 SGC 现象^[20, 21], 它展示了有趣的光谱特征, 如荧光淬灭、谱线变窄、谱线增强以及光谱相消等现象(见图 4). 通过理论计算, 当系统满足相干粒子数捕获条件时光谱呈现双峰结构, 随着对初态粒子数的控制以及相干场强度和失谐的调节, 可以得到尖锐的光谱线以及不同的荧光淬灭点.

由于这样的原子系统不再要求足够近的能级和非正交的电偶极矩, 可以在实际的原子系统中实现, 从而为开展实验上观察 SGC 相关现象的研究提供了理论依据.

6 基于部分受激拉曼绝热过程的光存储研究

受激拉曼绝热过程^[22](STIRAP)是实现粒子数完全转移的有效方法. 如图 5 所示, 对于介质的一个三能级 Λ 系统, |1> 和 |3> 能级为基态, |2> 能级为激发态. 抽运激光脉冲耦合 |1> 和 |2> 能级, 斯托克斯(Stokes)激光脉冲耦合 |3> 和 |2> 能级. 假设粒子数初始时刻全部分布在能级 |1> 态上, 斯托克斯脉冲先作用于能级 |3> 和 |2>, 然后抽运脉冲再作用于 |1> 和 |2> 能级. 斯托克斯脉冲的后部分与抽运脉冲的前部分重合. 这样, 能级 |1> 上的粒子数能全部被绝热地搬运到能级 |3> 上, 而不经能级 |2>. 也就是说, 能级 |2> 上始终没有粒子数. 在这两个脉冲作用期间, 能在能级 |1> 和 |3> 之间制备瞬间的最大相干, 而不能制备持续很长时间的相干. 当这两个脉冲作用完之后, 能级 |1>, |3> 之间没有相干性, 只是粒子数完全从能级 |1> 跑到能级 |3> 上. 部分受激拉曼绝热过程^[23](F-STIRAP)是受激拉曼绝热过程的一个变形. 假设在初始时刻, 粒子数全部分布在能级 |1> 上, 斯托克斯脉冲先作用于能级 |2> 和

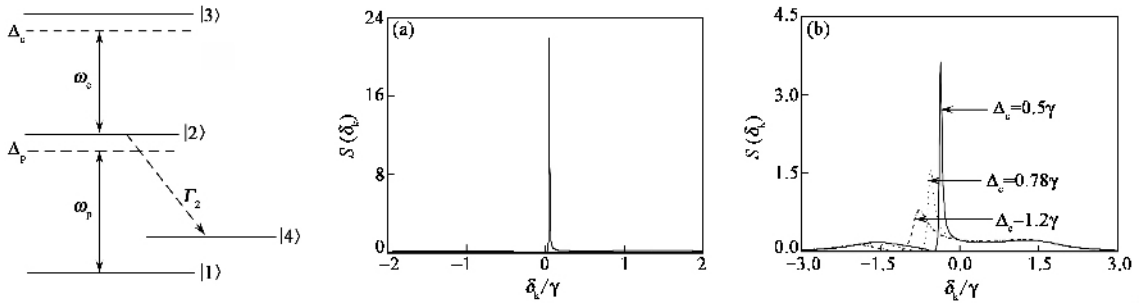


图4 原子能级结构与自发辐射光谱 (a)光谱呈现一个尖锐的峰 (b)调节相干场参数可以控制光谱结构

然后抽运脉冲再作用于|1 和|2 能级. 但是不同于受激拉曼绝热过程, 这里, 斯托克斯脉冲和抽运脉冲同时关断, 即斯托克斯脉冲与抽运脉冲下降沿重合. 不像受激拉曼绝热过程那样, 斯托克斯脉冲与抽运脉冲交错. 部分受激拉曼绝热过程能制备能级|1, |3 之间最大相干, 而且能持续这个最大相干性. 斯托克斯脉冲与抽运脉冲同时关断后, |1, |3 能级之间就有最大相干. 如果不考虑退相干, 这个最大相干将一直保持下去.

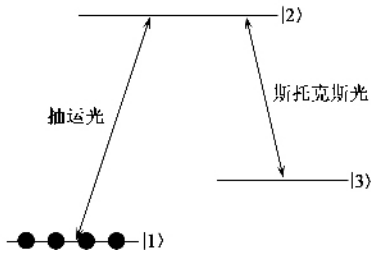


图5 介质的三能级 Λ 系统

目前, 在量子信息领域中, 原子中光信息的存储和提取是一个活跃的研究课题. 最近的研究论证了光脉冲在原子团中可以减速和被俘获, 从而把光子的信息存入原子的自旋态中. 过一段时间, 存入的信息可以以脉冲的形式释放出来. 传统的“光存储”基于电磁感应光透明 (EIT) 导致的光的群速度减慢. 在这种机制下, 存储光信息和恢复光信息已经通过实验得以论证^[24, 25]. 存储的光子信息的控制和相位相干也已经在实验中得到论证^[26]. Xiao Min 小组报道了一个实验工作^[27], 在他们的工作中, 光脉冲被存储在一个四能级双 Λ 模型的原子系统中, 然后以两个不同的光子通道提取出信息, 并且通过实验论证了原子记忆可以通过不同的光子通道 795nm 或 780nm 来恢复. Scully 小组报道了与电磁感应光透明机制无关的一个量子信息的存储技术实验^[28]. 进而探索阐明和扩充了量子信息存储技术. 存储光的传输, 多元化和时间的反转, 通过他们的工作得以

论证. 在他们的文章中, 阐述了以四能级双 Λ 模型的原子系统作为存储媒介, 光存储机制允许以两个不同的波长来提取光信息.

下面介绍的实验研究不是建立在电磁感应光透明的机制下的, 而是在超精细结构中通过部分受激拉曼绝热技术制备最大相干来进行光信号的存储^[29]. 这项工作不同于传统的光存储实验, 与电磁感应光透明不同, 最大相干被用于光信息的存储. 在⁸⁷Rb 三能级 Λ 模型中, 控制脉冲场 Ω_1 ($\lambda_1 = 794.9842 \text{ nm}$) 和脉冲场 Ω_2 ($\lambda_2 = 794.9698 \text{ nm}$), 使这两个脉冲下降沿重合, 从而把他们的光信息以最大相干的形式存在于介质中. 也就是说, 激光脉冲 Ω_1 ($\lambda_1 = 794.9842 \text{ nm}$) 先打开用于把粒子数都抽运到其中的一个低能级上, 然后脉冲 Ω_2 ($\lambda_2 = 794.9698 \text{ nm}$) 被打开, 两个脉冲同时关断, 从而把这两个脉冲的信息以最大相干的形式保存在介质中. 过一段时间, 打开波长为 794.9842nm 的恢复控制脉冲, 恢复的光信息以波长为 794.9698 nm 的脉冲释放出来. 类似地, 打开波长为 794.9698 nm 的控制恢复脉冲, 光信息以波长 794.9842 nm 的脉冲形式被释放出来. 这种光存储技术扩充了光信息的存储技术, 在多通道光学开关和量子信息等光学存储系统上有重要的应用.

部分受激拉曼绝热过程技术还可以被用来测量原子的未知能级^[30]. 假设原子有个未知能级|3, 固定抽运光的频率, 使得抽运光与能级|1 和|2 共振, 然后扫描斯托克斯光频率. 当得到的信号为最大时, 说明这时斯托克斯光与能级|2 和|3 共振了, 这样就测得了这个未知能级的位置.

7 Pr :YSO 晶体中光信息在两个不同通道之间的转换

利用电磁感应光透明^[31], 人们已经在实验上实

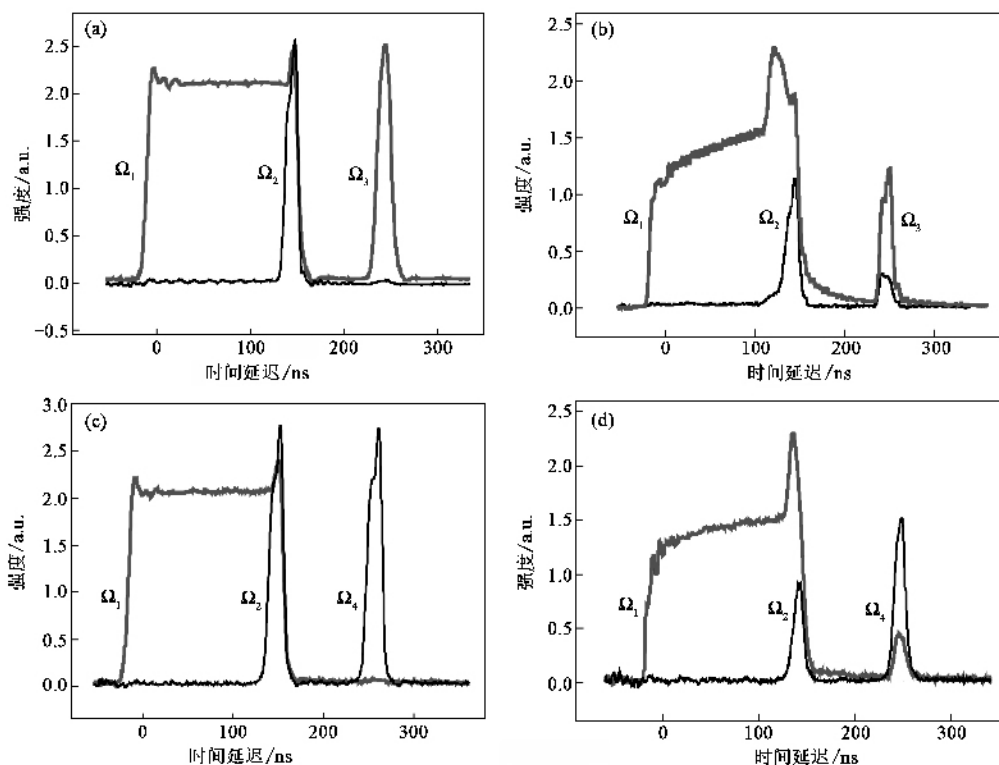


图6 光存储的实验结果 (a),(b)是打开波长为 794.9842 nm 的恢复控制脉冲 Ω_3 , 恢复的光信息以波长为 794.9698 nm 的脉冲 Ω_4 释放出来 (c),(d)是打开波长为 794.9698 nm 的控制恢复脉冲 Ω_4 , 光信息以波长为 794.9842 nm 的脉冲形式 Ω_3 被释放出来 (a),(c)为作用介质之前的脉冲波形 (b),(d)为作用介质之后的脉冲波形

现了光脉冲的存储和释放^[24, 25]. 这种存储和释放技术是基于光和介质之间的量子态转换. 在这一过程中, 通过绝热地关断相干场, 探测脉冲被存储于介质内部, 经过一段存储时间后开启相干场, 存储的信息又被释放出来. 目前关于光存储的工作多数都集中在原子气体里^[27, 28, 32, 33]. 为了实际的应用, 相应的研究工作在固体材料中有更大的价值. 固体材料有明显的优点: 高的原子密度, 良好的紧密性, 没有原子运动. 然而, 多数的固体材料有比较宽的光学线宽和快的退位相速率, 这些都限制了相应实验的演示. 人们已经发现光谱烧孔晶体 Pr:YSO 有窄的光谱结构和长的自旋相干时间, 可以用于原子相干效应的实验演示^[34, 35]. 利用 Pr:YSO 晶体进行电磁感应光透明^[34]、量子开光^[16]、光速减慢和光存储^[35, 36]、受激拉曼绝热过程^[37, 38]的实验研究已经分别被报道.

下面介绍在四能级双 lambda 的 Pr:YSO 晶体中光脉冲的存储和释放的实验. 利用这一光存储技术实现了光信息在两个不同光通道之间的转换^[39]. 图 7 演示了探测光脉冲的存储和释放. 当探测脉冲的多数部分在晶体内部的时候, 通过绝热地关断相干场, 探

测脉冲就被存储于晶体内部. 探测脉冲的相干光学信息以原子相干的形式存储在晶体里. 如图 7(a)所示, 峰 1 是在相干场 ω_c 关断以前已经离开了晶体的探测场部分, 这部分探测场没有经历存储的操作直接被探测器接受. 在峰 1 和峰 2 之间的间隔是 10 μ s 的存储时间. 在信息释放的过程中, 开启相干场 ω_c , 存储的光学信息以原探测场 ω_p 的频率释放. 峰 2 就是被存储和随后被释放的探测场部分. 峰 2 和慢光的后一部分有相同的线型, 由于精细能级之间的退相干, 峰 2 的幅度有所降低. 如图 7(b)显示, 在这一释放过程中, 没有频率 ω_{p2} 的光被释放, 因为在这个释放过程中, 相干场 ω_{c2} 没有开启. 类似地, 在释放的过程中, 相干场 ω_{c2} 被开启而相干场 ω_c 没有被开启. 如图 7(c)和 7(d)所示, 存储信息以频率 ω_{p2} 的脉冲释放, 没有频率 ω_p 的脉冲被释放. 新产生的脉冲 ω_{p2} 承载着原探测场 ω_p 的相干光学信息, 它和被存储的探测脉冲 ω_p 有不同的频率和传播方向. 因此, 基于光存储技术, 可以实现光信息在 ω_p 和 ω_{p2} 两个不同光通道之间的转换.

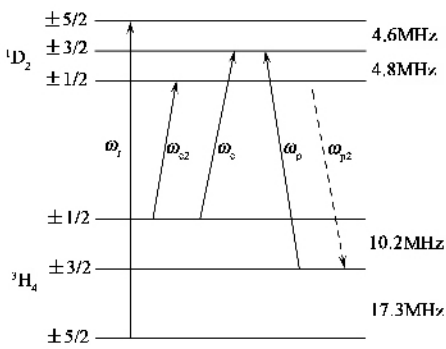
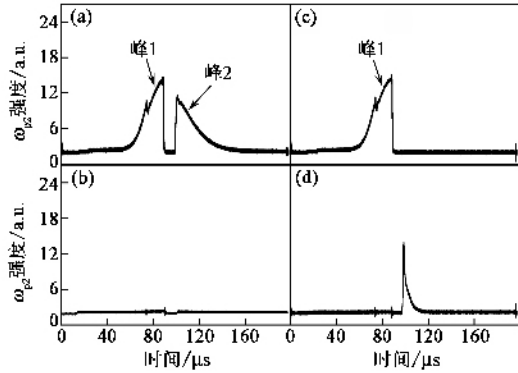


图7 原子能级图与光存储和释放的演示. 存储时间为 $10\mu\text{s}$ (a) 和 (b) 对应着在释放的过程中相干场 ω_c 开启 (c) 和 (d) 对应着在释放的过程中相干场 ω_{c2} 开启



8 Pr:YSO 晶体中存储光信息的擦除

光是信息的优秀载体,因为它具有最快的传播速度和宽的通信波段;同时光也是难以控制和存储的.在现代光学中,对光的操控能力变得越来越重要.在量子信息和全光网络中,人们需要量子记忆的设备来实现光和介质之间量子信息的交换.基于 EIT^[31],人们已经实现了光脉冲的存储^[24, 25].随后很多关于光存储的工作被报道,例如,通过利用反退位相脉冲和动力学退相干控制技术,长的存储时间已经在 Pr:YSO 晶体中获得^[35, 36].在信息处理中,信息的存储和擦除是两个同等重要的操作.然而目前多数的实验研究都集中在光存储上,关于光信息的擦除几乎没有报道.在实际的操作中,信息的擦除也是很重要的.例如,一个错误的或者没有用的信息被介质记录,为了更正这一错误,人们需要快速地擦除这一信息.因此需要发展一种快速和可控制的擦除方式.

在 Pr:YSO 晶体中,利用擦除脉冲破坏存储的原子相干,可实现存储光信息的可控制性擦除^[40].图8 演示了探测光脉冲的存储和擦除.在 EIT 条件下,由于相干场的作用,探测脉冲被减慢.当减慢的探测脉冲在晶体内部时,通过绝热地关断相干场 ω_c ,探测脉冲 ω_p 被存储在晶体内部.如图8(a)所示,峰1 是没有经历存储操作的探测场部分,它在相干场关断以前离开了晶体.峰2 是经历了存储和释放的探测场部分.峰1 和峰2 之间的间隔对应 $10\mu\text{s}$ 的存储时间.在存储的操作中,当相干场关断的时候,会在自旋能级之间产生自旋相干.探测场的相干光学信息就存储在这个产生的自旋相干里.在 $10\mu\text{s}$

的存储期间,施加一个擦除脉冲到晶体,产生的自旋相干将被部分破坏.自旋相干的破坏导致了存储光信息的擦除.经过 $10\mu\text{s}$ 的存储时间以后,由于擦除操作使释放的光脉冲能量明显减少,如图8(b)所演示.定义擦除效率 $E = 1 - R$, R 是在有和没有擦除脉冲时释放的探测能量比值.实验中发现擦除效率取决于擦除脉冲的能量.只要擦除脉冲的能量一定,窄的高强度的脉冲和宽的低强度的脉冲导致了相同的擦除效率.在这项实验中,擦除效率达到了 85%.

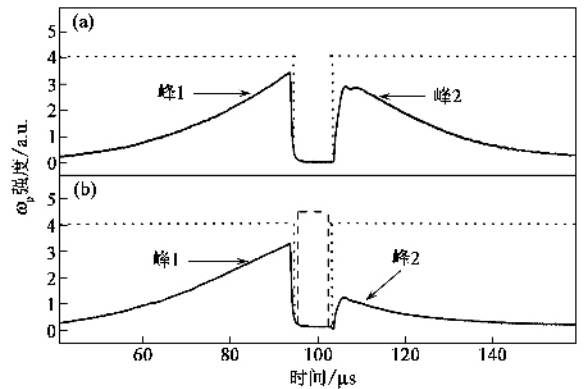


图8 存储光信息的擦除 (a) 在没有擦除脉冲的时候,探测场的信号变化 (b) 在有擦除脉冲的时候,探测场的信号变化.点线和虚线分别对应于相干场和擦除场的变化

9 总结与展望

本文着重介绍了原子相干效应引起的一些理论及实验现象,以及它们的实际应用.原子相干效应在量子光学领域有着重要的研究价值.近年来,量子光学领域的许多热门研究课题,如相干粒子数俘获^[2, 3]、电磁感应光透明^[41, 42]、无反转激光 (LWI)^[6, 43]、光群速度减慢^[44]等,都是以强激光导

致的原子相干效应为基础的. 量子相干现象在光速减慢、光学存储、量子信息存储及处理中具有很好的应用前景. 可以预见, 量子相干现象将在更多不同的光学领域中引发更加深刻的变革.

参 考 文 献

- [1] Hanle W. Z. Phys. ,1924 ,30 93
- [2] Alzetta G ,Gozzini A ,Moi L *et al.* Nuovo Cimento B ,1976 ,36 5
- [3] Argarwal G S ,Nayak N. J. Phys. B ,1986 ,19 3375
- [4] Knight P L. Mol. Phys. ,1984 ,15 :193
- [5] Bollr K J ,Imamo ğlu A ,Harris S E. Phys. Rev. Lett. ,1991 ,66 :2593
- [6] Gao J Y ,Guo C ,Guo X Z *et al.* Opt. Commun. ,1992 ,93 :323
- [7] Scully M O ,Zhu S Y ,Gravrielides A. Phys. Rev. Lett. ,1989 ,62 :2813
- [8] Imamoglu A. Phys. Rev. A ,1989 ,40 2835
- [9] Menon S ,Argarwal G S. Phys. Rev. A ,1998 ,57 #014
- [10] Paspalakis E ,Knight P L. Phys. Rev. Lett. ,1998 ,81 :293
- [11] Xu W H ,Wu J H ,Gao J Y. Phys. Rev. A ,2002 ,66 :053816
- [12] Wei X G ,Wu J H ,Sun G X *et al.* Phys. Rev. A ,2005 72 :023806
- [13] Dong P ,Gao J Y. Phys. Lett. A ,2000 ,265 52
- [14] Wei X G ,Wu J H ,Wang H H *et al.* Phys. Rev. A ,2006 ,74 063820
- [15] Ye C Y ,Zibrov A S ,Rostovtsev Y V *et al.* Phys. Rev. A ,2002 ,65 :043805
- [16] Ham B S ,Hemmer P R. Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :4080
- [17] Chen Y C ,Liao Y A ,Chiu H Y *et al.* Phys. Rev. A ,2001 ,64 053806
- [18] Wilson E A ,Manson N B ,Wei C. Phys. Rev. A ,2005 ,72 :063814
- [19] Wei X G ,Wu J H ,Wang H H . Euro. Phys. Lett. ,2007 ,78 :44002
- [20] Wu J H ,Li A J ,Ding Y *et al.* Phys. Rev. A ,2005 72 :023802
- [21] Li A J ,Wu J H ,Wang L *et al.* J. Phys. B :Mol. Opt. Phys. ,2005 38 3815
- [22] Ye C Y ,Sautenkov V A ,Rostovtsev Y V *et al.* Opt. Lett. ,2003 ,28 :2213
- [23] Sautenkov V A ,Ye C Y ,Rostovtsev Y V *et al.* Phys. Rev. A ,2004 70 033406
- [24] Liu C ,Dutton Z ,Behroozi C H *et al.* Nature ,2001 ,409 #490
- [25] Phillips D F ,Fleischhauer A ,Mair A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 86 783
- [26] Mair A ,Hager J ,Phillips D F *et al.* Phys. Rev. A ,2002 ,65 031802 (R)
- [27] Wang B ,Li S J ,Wu H B *et al.* Phys. Rev. A ,2005 ,72 :043801
- [28] Zibrov A S ,Matsko A B ,Kocharovskaya O *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 88 :103601
- [29] Song X L ,Wang L ,Kang Z H *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2007 ,91 071106
- [30] Song X L ,Wang L ,Lin R Z *et al.* Optics Express ,2007 ,15 :7499
- [31] Harris S E. Phys. Today ,1997 ,50(7) :36
- [32] Jiang K J ,Deng L ,Payne M G. Phys. Rev. Lett. ,2007 ,98 :083604
- [33] Chen Y F ,Wang C Y ,Wang S H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 ,96 :043603
- [34] Wang C Y ,Chen Y F ,Lin S C *et al.* Opt. Lett. ,2006 31 :2350
- [35] Ham B S ,Hemmer P R ,Shahriar M S *et al.* Opt. Commun. ,1997 ,144 227
- [36] Turukhin A V ,Sudarshanam V S ,Shahriar M S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,88 023602
- [37] Longdell J J ,Fraval E ,Sellars M J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 :063601
- [38] Klein J ,Beil F ,Halfmann T *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2007 ,99 :113003
- [39] Wang H H ,Wei X G ,Wang L *et al.* Optics Express ,2007 ,15 :16044
- [40] Wang H H ,Kang Z H ,Jiang Y *et al.* Erasure of stored optical information in a $P_r^{3+} :Y_2SiO_5$ crystal , accepted by Applied Physics Letters
- [41] Xiao M ,Li Y Q ,Jin S Z *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :666
- [42] Gao J Y ,Yang S H ,Wan D *et al.* Phys. Rev. A ,2000 61 :023401
- [43] Harris S E. Phys. Rev. Lett. ,1989 ,62 :1033
- [44] Hau L V ,Harris S E ,Dutton Z *et al.* Nature ,1999 ,397 :594

· 读者与编者 ·

《物理》电子版过刊全文开放

应广大读者的需求,自2008年1月1日起《物理》杂志电子版过刊(创刊1972年—2007年6月)将向读者全文免费开放,以方便广大读者查阅和下载,欢迎各位读者访问《物理》网站 www.wuli.ac.cn.