

超短激光脉冲传输特性的量子相干操控与应用

周建英, 曾健华, 李俊韬

中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275

E-mail: stszjy@mail.sysu.edu.cn

2007-08-25 收稿, 2007-11-22 接受

国家重点基础研究特别项目基金(批准号: G2004CB719805)和国家自然科学基金(批准号: 60677051, 10774193)资助项目

摘要 光子学的主题之一是实现光子的有效操控. 光子晶体、量子光学、超快光学与微纳光学的发展使得像控制电子一样操控光子的发射与传播特性成为可能. 光子的精确操控还将为实现光能的高效存储与转换提供新的途径. 在评述周期排列吸收介质中超短脉冲激光的减速、存储与受控释放机理以及静止光场的应用的基础上, 探讨了周期排列共振吸收与放大介质的制作方案及其应用.

关键词
光子晶体
间隙孤子
自感应透明
光存储
半导体量子阱
全息刻蚀技术

随着社会的不断发展, 人们对通信的速度、容量、质量需求也不断提高. 受电子固有特性的限制, 半导体器件的集成度已接近极限, 电光网络中的光电转换速度慢和处理速度低已经成为制约信息科技发展的瓶颈. 因此, 信息的传输和交换正在向全光网络转换, 而如何像控制电子一样操控光子将是实现全光通讯网络的关键. 另一方面, 光子能量的高速与高效转换以及太阳能电池的研究与开发, 是我国以及世界经济可持续发展的重大难题中的关键科学问题之一. 目前, 较低的光电转换效率($\sim 20\%$)和较高的制造成本制约了太阳能的有效利用. 实现光子的精确操控将有利于实现光能的高速高效存储与转换.

目前, 光场减速和静止的物理方法已经成为光学的重要研究课题. 在光与物质的相互作用过程中, 相互作用时间 t 与样品长度 l_c 以及传输速度 v_g 之间的关系为 $t=l_c/v_g$, 因此慢光的一个重要应用就是在较短的光子材料中实现长时间的相互作用, 从而增强光与物质作用的效率. 光场的减速与静止的方法有许多种, 根据光速控制的方法分类, 有线性与非线性光学的控制. 线性光学的方法通常是依赖于物质体系的线性色散效应. 例如, 一个强烈的色散介质可以具有非常小的群速度 v_g , $v_g=c/n_g$, 而 $n_g=n+\omega dn/d\omega$, 其中 c 为光在真空中的传输速度, $dn/d\omega$ 描述材料的色散特

性. 然而, 线性介质中的强烈色散通常与强烈的吸收同时存在, 从而导致传输光场的剧烈吸收. 物理光学中的描述吸收与色散的K-K关系式清晰地给出了两者之间的关系^[1]. 量子光学中的电磁感应透明可以有效改变与控制传输光场的色散特性, 同时有效克服吸收. 利用这种改进的色散与吸收关系, 已经成功地实现了光脉冲的减速与静止^[2]. 但是电磁感应透明的固有特性使得该方法只能用于时间尺度大于微秒量级的光脉冲, 而不能操控皮秒乃至飞秒的超短脉冲, 因此电磁感应透明难以直接应用在高速宽带信息处理上.

光子晶体为光场的精确控制提供了一个有效的传播媒介. 自1987年John^[3]和Yablonovitch^[4]独立提出光子晶体概念以来, 经过20年的发展, 光子晶体材料的制备、特性及其相关光学现象的研究已成为光物理学的主流研究课题. 简言之, 光子晶体是由折射率周期性改变的材料排列而成的人工晶体, 而光子晶体最重要的特性是存在光子带隙.

光子带隙的边缘存在着强烈的线性色散, 在具有较小的光场传输速度^[5]的同时也存在较大的群速度色散与损耗. 因此寻找特殊的光子晶体设计, 以同时获得较低的群速度和较小的色散是线性光子晶体设计的重要任务之一. 例如, 通过调节二维光子晶体

波导的结构,可得到 10 nm范围的群速度为 $0.02c$ 的低色散区域^[6].

对于一维布拉格光栅光纤,光场传输的非线性效应可以导致许多奇妙现象.例如,光场脉冲能够以零速度^[7,8]存在或周期性振荡,振幅和速度发生周期性改变^[9,10].同时,利用光子晶体的非线性效应与带隙强烈的群速度色散关系之间相互作用可形成带隙孤子,该孤子的能量和形状保持不变,能实现超短激光脉冲速度的减速乃至静止^[11].实验上,利用一维光子晶体——布拉格光纤光栅中的克尔非线性作用与带隙边缘群速度色散的平衡,观测到了布拉格光栅孤子,该孤子可将皮秒光脉冲减速 50%^[12].使用带缺陷的布拉格光纤光栅^[13],利用受激拉曼散射产生拉曼孤子^[14]和带隙孤子的碰撞^[15]也都从理论上预言了静止的超短光孤子的存在.但是,实验所需的高光强($>10 \text{ GW/cm}^2$)抽运光限制了该方法的应用.为此,寻求新的途径实现对光子的相干操控,成为摆在科学家面前的一个难题.

1 自感应透明孤子在超短激光脉冲操控中的应用

自感应透明(SIT)孤子对于利用激光与共振吸收介质相互作用的无损耗传输研究具有重要意义.由于共振相互作用以及近绝热近似传播, SIT具有低响应阈值与高响应速度. SIT现象最早是由 McCall 和 Hahn^[16,17]发现的,它是电磁脉冲在近共振介质中传播时形成的孤立波.光脉冲在吸收介质中孤子态的传播由含参数脉冲面积 θ 的 Sine-Gordon 方程描述,当脉冲延迟远小于自发辐射寿命 T_1 和退相时间 T_2 时, θ 就变成 2π 的整数倍,此时脉冲面积守恒并产生自感应透明,这就是通常所说的面积定理.在 SIT 现象中, Sine-Gordon 方程具有双曲正割解析解,因此 SIT 脉冲也叫 2π 面积的双曲正割脉冲;此外,面积较大的脉冲会分裂为若干面积为 2π 的小脉冲,而光脉冲在吸收介质中的传播速度可以比相速度低 3 个数量级.与电磁感应透明不同的是,自感应透明对皮秒与飞秒脉冲均适用,因而特别适合于高速光子学应用.

1986 年,前苏联科学家 Mantsyzov 和 Kuzmin^[7] 研究了一维离散周期性共振介质中的相干 SIT 现象,该结构是由无限薄的二能级原子层周期性掺入体材料中形成的光子晶体,也叫共振光子晶体^[18,19].他们首次导出了描述共振光子晶体中光与物质相干非线性

作用的二波 Maxwell-Bloch 方程组,并藉此探讨了一种新型局域态——二波 SIT 孤子的形成条件及其动力学特性.随后,多个国家的科学家相继开展了掺杂二能级原子层的非线性光子研究^[20,21].研究掺杂二能级原子层的光子晶体中的相干超快动力学特性对于超短激光脉冲的操控具有重要应用价值,下面将要介绍的共振吸收布拉格反射镜结构^[22]就是一个很好的例子.

共振吸收布拉格反射镜(resonantly absorbing Bragg reflector, RABR)结构^[22~24]是 Kurizki 领导的研究小组在 Mantsyzov 和 Kuzmin 等人的工作基础上提出的一种新型的光孤子形成的机制. RABR 结构是在周期排列非吸收介质中周期性地掺入共振二能级原子薄层而形成的光子晶体,其物理结构如图 1 所示.而 Mantsyzov 等人提出的主动光子晶体,可以认为是 RABR 结构中布拉格反射系数予以忽略的一个特例.

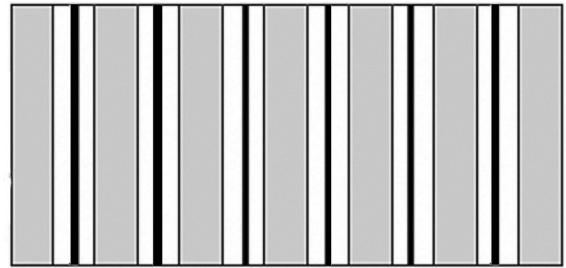


图 1 RABR 结构示意图

黑色是二能级原子薄层,白色和灰色是周期排列非吸收介质

对于无限薄的二能级原子层, RABR 中光与物质相互作用可由慢变振幅近似下的耦合前后向传播电场 E^+ 和 E^- 的二波 Maxwell-Bloch 方程组^[2]来描述:

$$\frac{\partial \Sigma^+}{\partial \tau} \pm \frac{\partial \Sigma^\pm}{\partial \zeta} = i\eta \Sigma^\mp + P, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = -i\delta P + (\Sigma^+ + \Sigma^-)W, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\text{Re}[(\Sigma^+ + \Sigma^-)P^*], \quad (1c)$$

其中 $\Sigma^\pm = (2\tau_c \mu / \hbar) E^\pm$; $\tau_c = (2\hbar n_0 / \mu_0 c^2 \omega_c \mu^2 \rho)^{1/2}$ 是吸收时间,由二能级原子本身的特性决定,一般为皮秒到飞秒量级; n_0 为 RABR 结构的平均折射率; c 为真空中的光速; ω_c 为二能级原子的中心频率; μ 为偶极跃迁矩阵元; ρ 为共振层的二能级原子的密度; $\eta = (n_1 \omega \tau_c) / 4$ 为归一化的线性折射率调制项, ω 为入射光的频率; P 和 W 分别为极化强度和反转粒子数密度; $\delta =$

$(\omega - \omega_c)/\tau_c$ 为失谐量; $\zeta = (n_0/c\tau_c)z$ 和 $\tau = t/\tau_c$ 是归一化的空间和时间坐标。

当考虑外界光脉冲入射到 RABR 结构时, 入射脉冲可用 $S(t)$ 来表示, 且 RABR 在空间上位于 $0 < \zeta < L$, 则上述方程组的边界条件为: $\Sigma^+(0, t) = S(t)$, $\Sigma^-(L, t) = 0$ 。同时假设初始状态下结构中没有光场分布, 所有粒子处于基态, 没有粒子数反转和原子极化强度, 即 $W = -1$, $P = 0$ 。

Kurizki 等人系统地研究了上述二波 Maxwell-Bloch 方程组, 并求出了 RABR 中孤子的精确解。研究结果表明, 当光脉冲在 RABR 中传播时, 对于任意布拉格反射, 都会产生大量静止的和移动的稳定带隙孤子并具有相应的解析解^[23]。与均匀介质中光和共振二能级原子相互作用产生的自感应透明现象(脉冲面积必须为 2π)^[16,17]不同的是, RABR 中产生的孤子可以具有任意的脉冲面积^[23]。值得一提的是, RABR 中除了具有稳定的亮孤子解之外, 还能产生一类具有解析解表达式的暗孤子, 而且其中大部分都极其稳定^[24]。

对于通常的实际入射情况和具体的有限长结构, 我们通过使用高精度的四阶龙格库塔方法^[25]数值模拟了上述二波 Maxwell-Bloch 方程组, 进而对 RABR 与超短激光脉冲的操控研究开展了以下系列工作。

2 间隙孤子的激发和超短脉冲激光的相干操控感

我们通过求解方程组(1)研究了 RABR 结构中非线性相互作用机制, 以标准的双曲正割形脉冲入射, 即 $\Sigma^\pm(0, t) = \Sigma_0 \text{sech}((\tau - t_0)/\tau_p)$, 这里 Σ_0 为入射脉冲的峰值, τ_p 为脉冲宽度(计算中一般取值为 0.1 ps)。通过不断改变脉冲振幅 Σ_0 , 我们发现当入射脉冲较弱时, 光场会因布拉格反射被全部反射回去; 当入射脉冲较强时, 就能形成 Kurizki 等人所发现的 SIT 孤子穿透材料; 当入射脉冲极强时, 以致会发生脉冲分裂现象^[26]。最为显著的结果是, 合适脉冲面积的入射激光可以从给定脉冲形状演变成空间局域的稳定振荡或静止的带隙孤子, 其中慢光的形成可以是急剧的或渐进的。图 2 所示为该情况下入射脉冲演化成零速孤子的过程, 脉冲的演化使用粒子反转数 W 表示, 其中 RABR 结构的长度为 $\zeta = 40$, 入射脉冲的宽度为 $\tau_0 = 0.5 \tau_c$, 入射脉冲的振幅为 $\Sigma_0^+ = 4.3$ 。此外我们发现, 即使数个带隙孤子也可以同时实现空间局域化, 而

这导致了作为原子相干态的孤子在 RABR 中光能量的有效转换和存储, 如图 3 所示。

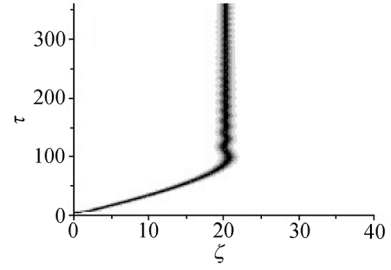


图 2 形成局域振荡孤子时的粒子反转数 W 平面演化图

入射脉冲为标准的双曲正割形脉冲, 入射脉冲的宽度为 $\tau_0 = 0.5 \tau_c$, 入射脉冲的振幅为 $\Sigma_0^+ = 4.3$

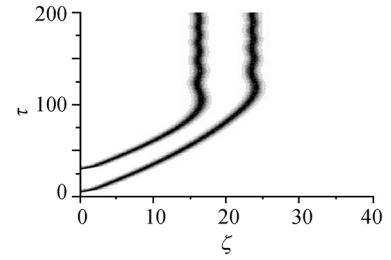


图 3 双局域振荡孤子共存时的粒子反转数 W 平面演化图

两入射脉冲均为标准的双曲正割形脉冲, 入射脉冲的宽度为 $\tau_0 = 0.5 \tau_c$, 入射脉冲的振幅为 $\Sigma_0^+ = 3.6$

鉴于空间局域的静止带隙孤子的发现, 我们进一步研究了 RABR 结构中超短激光脉冲的减速、存储和受控释放机制^[27]。研究发现, 当入射光脉冲的峰值强度合适时, 光脉冲迅速在 RABR 中演化成一个静止孤子, 既不会由于布拉格反射而被反射回去, 也不会穿透 RABR, 而是形成一个稳定的自局域态存储在结构中。数值模拟结果表明, 只需要 RABR 结构 1200 个周期就可以实现零速光脉冲的存储^[27]。这种光脉冲的自捕获机制可以看作是一种准粒子的运动形式, 这种运动形式存在于由入射激光脉冲与二能级原子的非线性相互作用而形成的势场中, 光脉冲因受到吸引势的作用而减速至静止^[28]。基于实际应用的考虑, 要利用已存储光脉冲的信息和能量, 就必须把已存储的光孤子的信息和能量有效地提取出来, 为此我们采用了光控制光的方法。具体做法就是入射第二束强脉冲与原来静止的孤子相互碰撞, 这样原来已存储的静止孤子就重新获得加速, 从 RABR 中穿透出去, 几乎没有能量残余在结构中, 如图 4 所示。这种光控制光的方法来释放孤子的能量是行之有效的,

而且从存储与释放效率上来说, 将近 96% 的能量被释放出来, 至此已经实现了超短激光脉冲自由操控的全光控制. 光能量的高效存储与释放是发生自感应透明现象的结果, 在存储与释放过程中光脉冲迅速演化成孤子, 只有极少一部分能量被耗散掉.

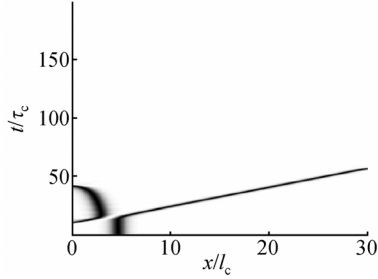


图 4 光控光的方法释放已存储的光脉冲

两入射脉冲均为标准的双曲正割形脉冲, 入射脉冲的宽度为 $\tau_0 = 0.5 \tau_c$, 其中第一束静止的入射脉冲的振幅为 $\Sigma_0^+ = 3.5$, 第二束碰撞的强入射脉冲振幅为 $\Sigma_0^+ = 3.84$

成功实现超短激光脉冲的存储与释放之后, 我们试图寻找静止光脉冲的能量萃取与转换方案. 研究发现, 静止脉冲可用于提高非线性频率转换(如受激拉曼散射(stimulated Raman scattering, SRS))的效率^[29]. 其原理是通过将抽运光和信号光演化成静止脉冲来增长两者的相互作用时间, 从而达到光能的高速高效转换. 实现这一频率转换的条件是消除零速抽运光和受激拉曼光之间群速度失配造成的走离效应. 抽运光和拉曼光能量交换只能限制在两光脉冲互相交叠的时间内. 在以零速超短光脉冲作为抽运光的情况下, 抽运光与拉曼光的群速度相差非常大, 要消除走离效应对 SRS 的影响就必须使拉曼光也同样为零速或慢速脉冲, 只有这样才可以提高 SRS 频率转换的效率.

一维双共振布拉格周期结构(DRBR)正好可以满足实现抽运光和拉曼光同为静止超短脉冲的要求^[29]. 在 DRBR 结构中, 同时存在着二能级原子层周期性分布的主动周期性结构和折射率周期性分布的被动周期性结构, 其中二能级原子层的中心频率和周期性分布对应于抽运光, 折射率的周期性分布对应于拉曼光, 且两者周期区别较大, 互不影响. 在这种情况下, 二能级原子层起到一维共振吸收布拉格周期结构(RABR)的作用, 使抽运光演化成静止超短激光脉冲^[27,30]. 而被动周期性结构则可以将拉曼光演化成静止光^[14]. DRBR 结构同时将抽运光和拉曼光在时

间和空间上局域在一起, 因此当抽运光在物质中停留的时间足够长时, 就可以产生 SRS, 形成静止的拉曼光. 该拉曼光在物质中停留一段时间后会从物质两端泄露出去, 这与拉曼孤子的情况类似.

在 DRBR 结构中光的传播特性可使用带有克尔和拉曼效应的四波 Maxwell-Bloch 方程组进行描述^[29]:

$$\pm \frac{\partial \Sigma_p^\pm}{\partial \zeta} + \frac{\partial \Sigma_p^\pm}{\partial \tau} = -\frac{G_p}{2} \Sigma_p^\pm (|\Sigma_s^+|^2 + |\Sigma_s^-|^2) + P + i \Gamma_p \Sigma_p^\pm [|\Sigma_p^\pm|^2 + 2|\Sigma_p^\mp|^2 + (2 - f_R)(|\Sigma_s^+|^2 + 2|\Sigma_s^-|^2)], \quad (2a)$$

$$\pm \frac{\partial \Sigma_s^\pm}{\partial \zeta} + \frac{\partial \Sigma_s^\pm}{\partial \tau} = \frac{G_s}{2} \Sigma_s^\pm (|\Sigma_p^+|^2 + |\Sigma_p^-|^2) + i K \Sigma_s^\pm + i \Delta \Sigma_s^\pm + i \Gamma_s \Sigma_s^\pm [|\Sigma_s^\pm|^2 + 2|\Sigma_s^\mp|^2 + (2 - f_R)(|\Sigma_p^+|^2 + 2|\Sigma_p^-|^2)], \quad (2b)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = (\Sigma_p^+ + \Sigma_p^-) W, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\text{Re}[(\Sigma_p^+ + \Sigma_p^-) P^*]. \quad (2d)$$

其中 $\Sigma_{p,s}^\pm = (2\mu\tau_c/\hbar)E_{p,s}^\pm$ 表示前向和后向的抽运光和拉曼光; $\Delta = \delta c \tau_c/n_0$ 和 $K = \kappa c \tau_c/n_0$ 分别代表归一化的失谐量和耦合常数; f_R 是分子振动产生的非线性影响因子, 取值 0.18^[31]; $G_{p,s} = (\epsilon_0 c^2 \hbar^2 / 8 \mu^2 \tau_c) g_{p,s}$ 和 $\Gamma_{p,s} = \omega_{p,s} n_2 \epsilon_0 c \hbar^2 / 8 \mu^2 \tau_c$ 表示归一化的拉曼增益系数和非线性系数.

抽运光能量密度 $(|\Sigma_p^+|^2 + |\Sigma_p^-|^2)$ (图 5(a)) 和拉曼光能量密度 $(|\Sigma_s^+|^2 + |\Sigma_s^-|^2)$ (图 5(b)) 在 DRBR 中的演化情况如图 5 所示, 其中归一化的拉曼增益系数为 $G_p = 2 \times 10^{-2}$, $G_s = 1.9 \times 10^{-2}$, 归一化的非线性系数为 $\Gamma_p = 1 \times 10^{-3}$, $\Gamma_s = 9.5 \times 10^{-4}$, 入射脉冲的宽度为 $\tau_0 = 1.5 \tau_c$ (6 ps), 入射抽运脉冲的振幅为 $\Sigma_0^+ = 2.1506$, 由量子噪声形成的初始拉曼光振幅为 $\Sigma_{SN}^\pm = 10^{-5}$, 归一化的材料长度、失谐量和耦合系数分别为 $\zeta = 10$, $\Delta = 0$ 和 $K=3$. 可见, 当抽运光在 DRBR 中静止的时间足够长时, 将达到 SRS 的阈值, 形成静止的拉曼光. 拉曼光形成后将从物质两端泄露出来, 形成纳秒量级的光脉冲. 将静止抽运光与物质两端泄露的拉曼光的能量进行对比, 得到该 SRS 过程中光子频率转换的效率超过 85%, 高于一般体材料中的拉曼抽运效率^[32]. 如使用半导体量子阱材料来实现 DRBR 结构^[33], 则只需要 100 μJ 的入射脉冲能量和几毫米的 DRBR 材

料就可以实现高效的SRS^[29], 远小于体材料所需要的入射光能量和材料长度.

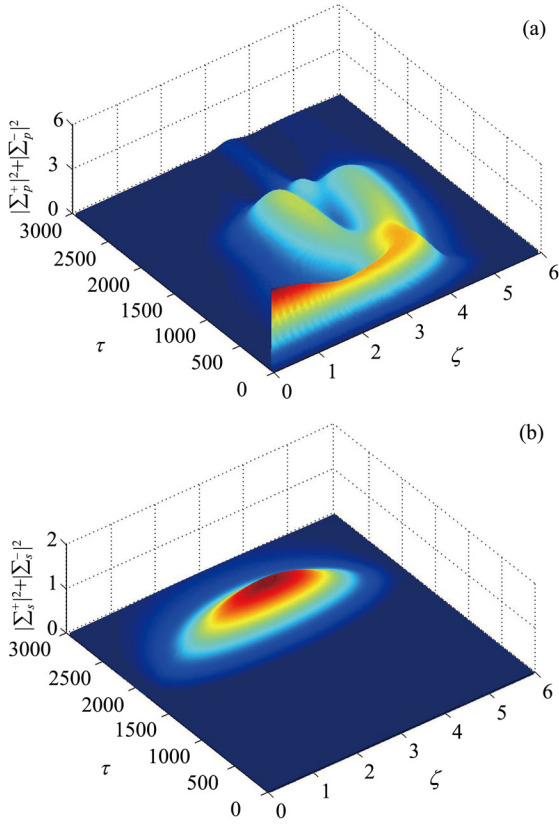


图5 抽运光能量密度($|\Sigma_p^+|^2 + |\Sigma_p^-|^2$)(a)和拉曼光能量密度($|\Sigma_s^+|^2 + |\Sigma_s^-|^2$)(b)在DRBR结构中的演化

同时, 我们发现 RABR 结构具有极好的滤波特性, 可用于脉冲压缩和整形. 通过数值模拟二波 Maxwell-Bloch 方程组(1), 我们发现对于脉冲宽度从 $2 \sim 5\tau_c$ 的单峰双曲正割脉冲入射到 RABR 时, 都可以压缩成脉宽极窄的 2π SIT 孤子^[34]. 此外, 即使多峰脉冲入射到 RABR 结构中, 也可以演变成单峰脉冲输出. 图6所示为三峰脉冲入射到 RABR 及其演变成单峰脉冲输出的光强示意图. 实际上, 在均匀掺杂体材料中的 SIT 效应也可以实现脉冲压缩, 但是压缩能力远比不上 RABR 结构, 而且当多峰脉冲入射时容易发生脉冲分裂而不是演变成单个 SIT 孤子. 究其原因, 是由于均匀掺杂体材料与 RABR 结构中的 SIT 机制的不同所造成的, RABR 结构可将整形后多余的能量从材料的另一端反射回去, 因此可以形成单一的出射脉冲, 而体材料不具备这一特性. 我们最新的研究

结果表明, 脉冲的过滤与合并是孤子所特定的粒子与波动性所致.

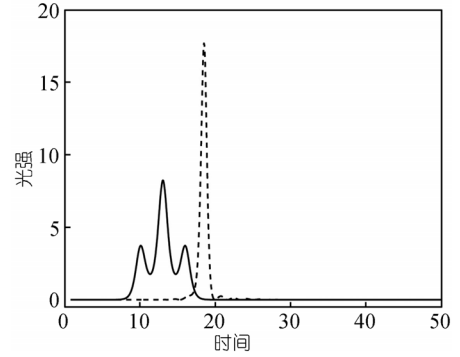


图6 RABR 结构中的三峰入射(实线)脉冲和出射(虚线)脉冲光强示意图

前面我们处理 RABR 结构中光与物质相互作用的过程时, 都将二能级原子层宽度视作无限窄, 很明显这种假设只是一种极其理想化的模型. 在实际样品的制作过程中, 二能级原子层是具有有限宽度的. 因此, 考虑具有有限宽度二能级原子层的 RABR 结构中孤子的形成条件, 对于真正意义上实现高速高效的光能量存储与释放具有重要的指导意义. 为此, 我们接着研究了有限宽度二能级原子层对 RABR 中 SIT 孤子形成的影响^[35]. 结果表明, 考虑有限宽度二能级原子层时仍然可以产生稳定的移动孤子, 其形成条件对原子层宽度的依赖作用不大; 然而静止孤子的存在条件却与原子层宽度密切相关, 二能级原子层宽度只有小于某一特定值(1.2 nm)时, 入射光脉冲才能自洽地演化成静止孤子.

3 实验研究与最新进展

分布反馈的染料激光器可以归结为最早期的共振激活布拉格光栅. 经过多年的发展, 分布反馈染料光栅技术已趋成熟^[36]. 而周期排列的共振吸收或放大介质可采用激光冷却原子的方法. 早期的激光冷却导致的原子排列工作在文献[37]中有详尽的描述: 激光冷却原子受到 AC Stark 势阱的作用被局域在周期性分布的空间位置, 根据这一特性当激光诱导超冷原子被局域在空间周期势时就形成了具有光学波长长度的周期格子, 即主动光子晶体. 此外, 由半导体量子阱以布拉格周期形成的主动光子带隙材料是全固化的主动光子晶体或 RABR 结构.

在半导体多量子阱结构中, 可把量子阱宽度作

为 RABR 结构中的二能级原子层^[38]. 早在 2002 年, 使用半导体量子阱材料就已经能生长 200 层的 RABR 结构^[38]. 借助于二波 Maxwell-Bloch 方程组(1), 我们数值模拟了不同峰值的、脉宽为 560 fs 的光脉冲透过 60 层 $\text{In}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{GaAs}$ 多量子阱结构^[34]时的光学特性, 发现理论结果与 Nielsen 等人^[39]所报道的实验结果极其吻合. 数值模拟结果表明, 该多层量子阱结构中可以观察到间隙光孤子, 并可以实现超短激光脉冲的有效减速, 如图 7 所示, 超短脉冲可减速到光在真空中传播速度的 3%, 同时可以观察到脉冲有 3 倍的压缩, 相应的入射脉冲峰值功率密度仅为 $3.2 \text{ MW}/\text{cm}^2$.

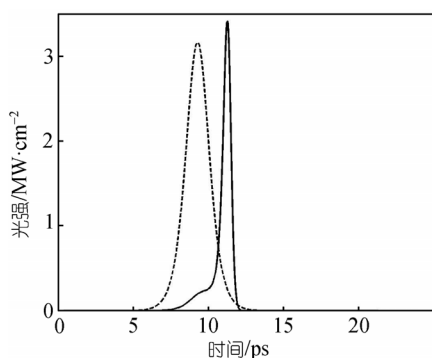


图 7 1.8 ps 光脉冲在 200 层 $\text{In}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱材料中的传播(实线)和在均匀 GaAs 材料中的传播(虚线)的比较

入射脉冲峰值功率密度为 $3.2 \text{ MW}/\text{cm}^2$

最近, Prineas 等人^[40]报道了采用分子束外延技术生长 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 布拉格量子阱的最新进展, 他们认为生长 1000 个周期甚至更长的共振布拉格量子阱结构已不存在关键的技术障碍. 前面我们提到只需 1200 个周期长度的 RABR 结构就可以实现零速间隙孤子的存储, 因此, 利用超短激光脉冲的间隙孤子实现静止光脉冲的实验有望在近期内取得突破.

与此同时, 我们也在探索 RABR 结构样品的制备技术. 借助于分布反馈染料激光器的制作原理, 我们研制出了实时可调的微纳光子晶体制备技术. 通过电子伺服装置, 我们不仅可以实时监控和锁定多光束光场相位差, 而且通过精确控制相位差的改变, 实现了空间光场图案的稳定和实时可调. 其中, 激光光场的相位控制技术在微纳光子材料的制备以及缺陷的高精度引入方面有着重要的发展前景. 使用这

种电子伺服的全息刻蚀技术, 我们在光子记录材料中实时记录了光场相位的变化对探测光光场散射特性的影响^[41]. 选择掺杂的液晶材料为记录材料^[42], 我们获得了有效的可调谐光学光栅. 我们将在此工作基础上用相位控制的稳定空间强度分布激发共振吸收介质与激光增益介质, 以实现光场辐射的有效控制.

在周期排列吸收与增益介质中, 超短激光脉冲的相干操控研究还有很多有意义的研究课题. 鉴于高重复率超短激光脉冲在光通讯和量子计算系统中的广泛应用前景, 我们研究了高重复率皮秒脉冲在共振放大布拉格反射(resonantly amplifying Bragg reflector, RAmBR)芯片结构中的产生机制. 研究发现 RAmBR 芯片结构可以输出脉冲宽度为皮秒量级的高重复率连续脉冲串(达到 60 GHz). 对比掺杂增益的非线性光子带隙介质^[20]中的激光行为, 我们发现虽然此类介质也能产生超短脉冲输出, 但是输出脉冲不够稳定, 而 RAmBR 芯片结构产生的超短脉冲却极其稳定. 此外, 我们还发现光在 RABR 结构中传播时表现出负折射特性^[43].

4 结论

本文概述了利用光子带隙中的间隙孤子激发实现超短激光脉冲减速、静止、受控释放以及脉冲能量的高速与高效转换的物理机制与技术研究. 对于脉冲宽度大于微秒量级的光学脉冲, 电磁感应透明研究取得了良好进展. 对于应用价值更为重要的超短脉冲激光的操控, 还有待进一步的实验研究.

值得一提的是, 本文所描述的利用光子带隙材料中所形成的间隙孤子来实现超短脉冲激光操控的方法是众多的控制方法之一. 通过其他的非线性光学方法, 也可以实现飞秒脉冲的减速^[44]. 然而, 本文中所描述的光场减速与静止方法在减速比的指标上(延迟时间/脉冲宽度)具有很大优势. 利用线性光子晶体实现光场的减速的研究已取得一些进展, 而在光子晶体中利用非线性光学效应实现光场的减速、静止以及能量操控的研究工作进展相对较为缓慢. 由于这一领域研究成果的重要性, 超短脉冲激光的操控将成为超快过程研究的主流课题之一. 随着超短脉冲激光操控原理与技术研究的不断深入, 人们在光子能量的受控转换等方面有望取得重要进展^[45].

致谢 感谢以色列魏兹曼研究所 G. Kurizki 教授、德国马普固体研究所 J. Kuhl 教授博士、美国 Iowa 大学 J. Prineas 博士及中国科学院上海微系统研究所蒋寻涯研究员的合作与有益讨论。

参考文献

- Mandel L, Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge: Cambridge University Press, 1995
- Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D. Stationary pulses of light in an atomic medium. *Nature*, 2003, 426(6967): 638—641 [\[DOI\]](#)
- John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(23): 2486—2489 [\[DOI\]](#)
- Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(20): 2059—2062 [\[DOI\]](#)
- Vlasov I Y A, O'Boyle M, Hamann H F, et al. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 2005, 438(3): 65—69 [\[DOI\]](#)
- Frandsen L H, Lavrinenko A V, Fage-Pedersen J, et al. Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties. *Opt Express*, 2006, 14(20): 9444—9450 [\[DOI\]](#)
- Mantsyzov B I, Kuzmin R N. Coherent interaction of light with a discrete periodic resonant medium. *Sov Phys JETP*, 1986, 64(1): 37—44
- Conti C, Assanto G, Trillo S. Self-sustained trapping mechanism of zero-velocity parametric gap solitons. *Phys Rev E*, 1999, 59(2): 2467—2470 [\[DOI\]](#)
- Rossi A D, Conti C, Trillo S. Stability, multistability, and wobbling of optical gap solitons. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(1): 85—88 [\[DOI\]](#)
- Mantsyzov B I. Gap 2π pulse with an inhomogeneously broadened line and an oscillating solitary wave. *Phys Rev E*, 1995, 51(6): 4939—4943
- Slusher R E, Eggleton B J. Nonlinear Photonic Crystals. Berlin: Springer Press, 2003
- Eggleton B J, Slusher R E, Sterke C M, et al. Bragg grating solitons. *Phys Rev Lett*, 1996, 76(10): 1627—1630 [\[DOI\]](#)
- Goodman R H, Slusher R E, Weinstein M I. Stopping light on a defect. *J Opt Soc Am B*, 2002, 19(7): 1635—1652
- Winful H G, Perlin V. Raman gap solitons. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(16): 3586—3589 [\[DOI\]](#)
- Mak W C K, Malomed B A, Chu P L. Formation of a standing-light pulse through collision of gap solitons. *Phys Rev E*, 2003, 68(2): 026609 [\[DOI\]](#)
- McCall S L, Hahn E L. Self-induced transparency. *Phys Rev*, 1969, 183(2): 457—485
- McCall S L, Hahn E L. Pulse-area-pulse-energy description of a traveling-wave laser amplifier. *Phys Rev A*, 1970, 2(3): 861—870
- Mantsyzov B I, Mel'nikov I V, Aitchison J S. Controlling light by light in a one-dimensional resonant photonic crystal. *Phys Rev E*, 2004, 69(5): 055602 [\[DOI\]](#)
- Mel'nikov I V, Aitchison J S. Gap soliton memory in a resonant photonic crystal. *Appl Phys Lett*, 2005, 87(20): 201111 [\[DOI\]](#)
- Akcozbek N, John S. Self-induced transparency solitary waves in a doped nonlinear photonic band gap material. *Phys Rev E*, 1998, 58(3): 3876—3895 [\[DOI\]](#)
- Luo B, Hong Y T, Sien C. Numerical investigation of a self-induced transparency soliton in a nonlinear photonic bandgap structure doped uniformly with two-level atoms. *J Opt Soc Am B*, 2003, 20(9): 1866—1874 [\[DOI\]](#)
- Kozhokin A, Kurizki G. Self-induced transparency in Bragg reflectors: Gap solitons near absorption resonances. *Phys Rev Lett*, 1995, 74(25): 5020—5023 [\[DOI\]](#)
- Kozhokin A, Kurizki G, Malomed B. Standing and moving gap solitons in resonantly absorbing gratings. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(17): 3647—3650 [\[DOI\]](#)
- Opatrny T, Kurizki G, Malomed B. Dark and bright solitons in resonantly absorbing gratings. *Phys Rev E*, 1999, 60(5): 6137—6149 [\[DOI\]](#)
- Sterke C M, Jackson K R, Robert B D. Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: A numerical procedure. *J Opt Soc Am B*, 1991, 8(2): 403—412

- 26 Xiao W N, Zhou J Y, Prineas J P. Storage of ultrashort optical pulses in a resonantly absorbing Bragg reflector. *Opt Express*, 2003, 11(24): 3277—3283
- 27 Zhou J Y, Shao H G, Zhao J, et al. Storage and release of femtosecond laser pulses in a resonant photonic crystal. *Opt Lett*, 2005, 30(12): 1560—1562 [\[DOI\]](#)
- 28 Mantsyzov B I, Silnikov R A. Unstable excited and stable oscillating gap 2π pulses. *J Opt Soc Am B*, 2002, 19(9): 2203—2207 [\[DOI\]](#)
- 29 Li J T, Zhou J Y. Nonlinear optical frequency conversion with stopped short light pulses. *Opt Express*, 2006, 14(7): 2811—2816 [\[DOI\]](#)
- 30 Kurizki G, Kozhekin A E, Opatrny T, et al. Optical solitons in periodic media with resonant and off-resonant nonlinearities. *Progress Opt*, 2001, 42(2): 93—140
- 31 Stolen R H, Gordon J P, Tomlinson W J, et al. Raman response function of silica-core fibers. *J Opt Soc Am B*, 1989, 6(6): 1159—1166
- 32 Shen Y R. *The Principles of Nonlinear Optics*. Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 1984
- 33 Prineas J P, Ell C, Lee E S, et al. Exciton-polariton eigenmodes in light-coupled In_{0.04}Ga_{0.96}As/GaAs semiconductor multiple-quantum-well periodic structures. *Phys Rev B*, 2000, 61(20): 13863—13872 [\[DOI\]](#)
- 34 Zhao J, Li J T, Shao H G, et al. Reshaping ultrashort light pulses in resonant photonic crystals. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23(9): 1981—1987 [\[DOI\]](#)
- 35 邵惠国, 赵霁, 吴佳文, 等. 有限宽度布拉格原子层中光子囚禁与移动孤子的研究. *物理学报*, 2005, 54(3): 1420—1425
- 36 Shank C V, Bjorkholm J E, Kogelnik H. Tunable distributed-feedback dye laser. *Appl Phys Lett*, 1971, 18(9): 395—396
- 37 Deutsch I H, Spreeuw R J C, Rolston S L, et al. Photonic band gaps in optical lattices. *Phys Rev A*, 1995, 52(2): 1394—1410 [\[DOI\]](#)
- 38 Prineas J P, Zhou J Y, Kuhl J, et al. Ultrafast ac Stark effect switching of the active photonic band gap from Bragg-periodic semiconductor quantum wells. *Appl Phys Lett*, 2002, 81(23): 4332—4334 [\[DOI\]](#)
- 39 Nielsen N C, Kuhl J, Schaarschmidt M, et al. Linear and nonlinear pulse propagation in a multiple-quantum-well photonic crystal. *Phys Rev B*, 2004, 70(7): 075306 [\[DOI\]](#)
- 40 Prineas J P, Cao C, Yildirim W, et al. Resonant photonic band gap structures realized from molecular-beam-epitaxially grown InGaAs/GaAs Bragg-spaced quantum wells. *J Appl Phys*, 2006, 100(6): 063101 [\[DOI\]](#)
- 41 Xie X S, Li M, Guo J, et al. Phase manipulated multi-beam holographic lithography for tunable optical lattices. *Opt Express*, 2007, 15(11): 7032—7037 [\[DOI\]](#)
- 42 Ying X, Li M, Tao L, et al. Optical-field-induced reorientation of nematic liquid crystal doped with FeTPPCL based on the resonant model. *Appl Phys A*, 2007, 86: 207—211 [\[DOI\]](#)
- 43 Zhou J Y, Lan Q, Zhang J, et al. Nonlinear dynamics of negatively refracted light in a resonantly absorbing Bragg reflector. *Opt Lett*, 2007, 32(9): 1117—1119 [\[DOI\]](#)
- 44 Boyd R W, Gauthier D J, Gaeta A L. Applications of slow light in telecommunications. *Opt Photon News*, 2006, 17(4): 18—23 [\[DOI\]](#)
- 45 Soljacic M, Joannopoulos J D. Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals. *Nat Mater*, 2004, 3(4): 211—219 [\[DOI\]](#)