

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0155-03

超短激光脉冲在共振光子带隙结构中的存储

吴佳文¹, 肖万能¹, 赵 霖¹, 邵惠国¹, 周建英^{1*}, J. P. Prineas²

(¹广州中山大学光电材料与技術国家重点实验室, 广东 广州 510275;
²Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242, USA)

摘要 采用时域有限差分方法求出了麦克斯韦-布洛赫方程的孤子解, 数值模拟了由共振吸收原子按布拉格结构所排列而形成的“主动光子晶体”中产生“慢光子”和“静止光子”的方法。结果证明, 如果使入射脉冲面积等于一个合适的值, 无须对介质作任何初始激发, 具有一定包络形状的脉冲可以在共振光子带隙结构中演化为空间局域化的振荡间隙孤子或静止间隙孤子。此外, 理论上也模拟了间隙孤子分裂的情况。我们研究的结果证明, 多个间隙孤子可以连续地自发局域化于同一结构中, 因此, 有效的光能就能以原子相干态的形式在共振光子带隙结构中存储, 响应时间为亚皮秒的光子操控将有可能实现。

关键词 量子光学; 光子带隙; 间隙孤子; 自局域化脉冲; 共振吸收布拉格反射; 麦克斯韦-布洛赫方程

中图分类号 O431.2; O437

文献标识码 A

Storage of Ultrashort Optical Pulses in a Resonant Photonic Bandgap Structure

WU Jia-wen¹, XIAO Wan-neng¹, ZHAO Ji¹, SHAO Hui-guo¹, ZHOU Jian-ying^{1*}, J. P. Prineas²

(¹The State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Zhongshan University,
Guangzhou, Guangdong 510275, China
²Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242, USA)

Abstract A practical method of slowing and stopping an incident ultrashort light pulse with a resonantly absorbing Bragg reflector is demonstrated numerically. It is shown that an incident laser pulse with suitable pulse area evolves from a given pulse waveform into a stable, spatially-localized oscillating or standing gap soliton. It is proven that multiple gap solitons can be simultaneously spatially localized, resulting in efficient optical energy conversion and storage in the resonantly absorbing Bragg structure as atomically coherent states.

Key words quantum optics; photonic band gap; gap soliton; self-localized pulse; resonantly absorbing Bragg reflector; Maxwell-Bloch equations

1 引言

当代光物理科学与技术的研究成果使得通过原子来精确控制光场的传播成为可能^[1]。光子减速与光子静止, 光脉冲的存储、恢复、整形与无损传输, 量子光开关等现象都得到了广泛的理论与实验研究^[2]。而光子带隙(PBG)的研究进一步提高了人们对光场的操纵水平。研究结果表明, 在共振吸收布拉格反射结构所形成的“主动光子晶体中”可以产生各类不同的间隙孤子^[3-7]。

面积为 2π 的脉冲可以通过自感透明效应在非透明均匀介质中无损耗地传输^[8]。在共振二能级原子以布拉格周期排列组成的 PBG 结构中传播的光脉冲同样能产生一种有效的 2π 自感透明二波孤

子。这种共振 PBG 结构也称为共振吸收布拉格反射模型^[4,5](RABR), 它的线性反射谱中存在一个频率禁带, 中心频率处在该禁带内的弱脉冲会被有效地反射回去。然而, 反射禁带由二能级原子本身造成, 实际上是由于周期结构使得二能级原子跃迁的辐射线宽显著增加导致的, 所以这种主动型周期结构将产生非常有趣的非线性特征^[9-13]。如果入射光脉冲具有足以激发二能级原子拉比振荡的峰值功率, 那么这样的非线性脉冲就可以穿越反射禁带^[3]。

光脉冲与周期排列的二能级结构系统产生共振相互作用的理论建立在“二波麦克斯韦-布洛赫”(TWMB)方程的基础上, 其中还用到了前、后向传播电场 E^+ 和 E^- 的慢变振幅近似。在精确满足布拉格条件的假设前提下, TWMB 方程可以用实函数的形式

作者简介: 吴佳文(1982-), 女, 中山大学硕士研究生, 主要从事超快信息光子学研究。Email: zsu_wjw@yahoo.com.cn

* 通信联系人, E-mail: stszjy@zsu.edu.cn

表达为^[10]:

$$\begin{aligned} \Omega_i^+(x,t) \pm \Omega_i^-(x,t) &= P(x,t), \\ P(x,t) &= n(x,t)[\Omega^+(x,t) + \Omega^-(x,t)], \\ n(x,t) &= -\text{Re}[P^*(x,t)(\Omega^+(x,t) + \Omega^-(x,t))], \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\Omega^\pm(x,t) = (2\tau_c \mu / \eta) E^\pm(x,t)$; $E^\pm(x,t)$ 是前向和后向布洛赫波的振幅包络; $\tau_c^2 = 8\pi T_1 / 3c\rho\lambda^2$ 为合作吸收时间; ρ 为共振层二能原子密度; μ 为偶极跃迁矩阵元; $P(x,t)$ 和 $n(x,t)$ 分别为极化强度和反转粒子数密度; c 为光速; t' 和 x' 分别为结构中沿着与共振平面正交方向的时间和空间坐标; 下标代表偏微分。此处, 布洛赫矢量的横向和纵向弛豫时间 T_1 和 T_2 被忽略。引入无量纲的空间和时间变量 $x = x' / \tau_c$, $t = t' / \tau_c$, 用时间有限差分法可以解出上面的耦合方程。

从单一的入射脉冲出发, 边界条件和初始条件可写为如下形式:

$$\begin{aligned} \Omega^+(x=0,t) &= \Omega_0^+(t), \quad \Omega^-(x=l,t) = 0 \\ \Omega^\pm(x,t=0) &= 0, \\ P(x,t=0) &= 0, \quad n(x,t=0) = -1 \end{aligned} \quad (2)$$

进一步将脉冲先假设为双曲正割函数的形式, 然后改变它的持续时间 τ_0 以及脉冲面积 $\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_0^+(t) dt$ 。将唯一的材料参量 τ_c 简单地设定为 1, 那么它对结果的影响只是定标的问题。

图 1(a)~(d) 描述了在四种不同振幅 (Ω_0^+) 的标准双曲正割脉冲 $\Omega_0^+(t) = \Omega_0^+ \text{sech}[(t-t_0)/\tau_0]$ 入射时, 脉冲

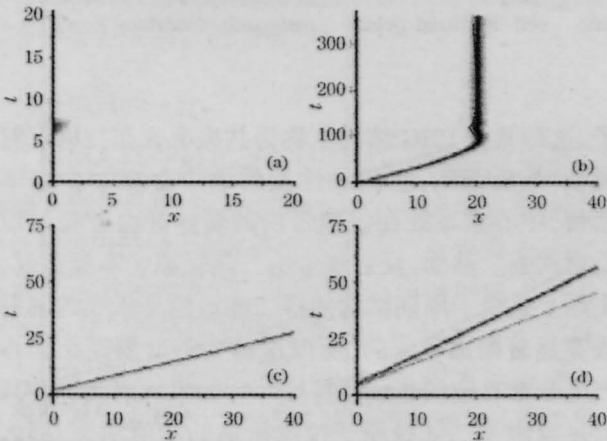


图 1 不同振幅 (Ω_0^+) 的脉冲入射时反转粒子数密度 $n(x,t)$ 的等值线图。黑色对应 $n = 1$, 白色对应 $n = -1$ 。(a) $\Omega_0^+ = 1.5$; (b) $\Omega_0^+ = 3.6$; (c) $\Omega_0^+ = 4.3$; (d) $\Omega_0^+ = 8.4$ 。四个图的 τ_0 都为 0.5, 入射脉冲都为双曲正割脉冲

Fig.1 Contour plot for the density $n(x,t)$ for varying pulse amplitudes. The black corresponds to $n = 1$ and the white to $n = -1$. (a) $\Omega_0^+ = 1.5$; (b) $\Omega_0^+ = 3.6$; (c) $\Omega_0^+ = 4.3$; (d) $\Omega_0^+ = 8.4$. $\tau_0 = 0.5$ for all plots. The incident pulses all have sech profiles

和介质的非线性相互作用。其中介质总长 $l = 40$ (以 τ_c 为单位) 和脉冲持续时间 $\tau_0 = 0.5$ (以 τ_c 为单位) 这两个模拟参量在 (a)~(d) 中保持不变。图 1 表明了当入射脉冲振幅 Ω_0^+ 逐渐增加, 也就是脉冲面积逐渐增大时, 脉冲由无延迟的纯线性布拉格反射的情况变化为非线性孤子分裂的情况。

最值得引起注意的是图 1(b) 的结果, 即: 一个稳定的移动间隙孤子逐渐减速至振荡状态, 之后几乎静止了下来。这和克尔三阶非线性光子带隙结构中的情况类似^[7]。正如文献 [12] 中描述的, 脉冲与 RABR 的非线性相互作用可以看成是一种准粒子在势场中的运动形式。激发脉冲相应于具有初速度的准粒子, 其初速度正比于脉冲强度; 而势场则是由脉冲和物质激发效应共同形成的, 物质激发本身也是由脉冲作用造成的。势场可以是排斥势也可以是吸引势。当粒子进入排斥势场^[13], 也就是非负势场时, 粒子会逐渐减速。如果粒子以某一恰当的速度进入, 便能逐渐达到一种非稳定平衡, 这就导致了脉冲有延迟的非线性反射或透射。当粒子进入吸引势场时, 给定某一个适合的初始速度, 粒子便能被势场“捕获”, 这导致粒子在势场中稳定地向前和向后振荡, 也就是图 1(b) 的结果。如果粒子的初始速度太小, 它就会被反弹出去, 这是图 1(a) 的结果。如果粒子的初速度太大, 粒子则会从结构中跑出去, 这是图 1(c) 的结果。如果粒子面积为 π 的整数倍, 它便会和均

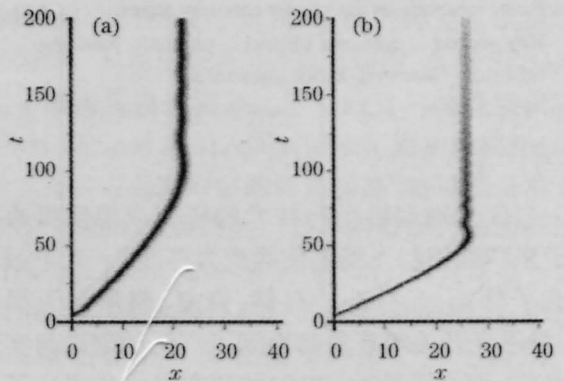


图 2 (a) 随机微扰存在的情况下减速孤子的稳定性。除引入的微扰项之外, 所有参量都和图 1 中的一样。(b) 横向弛豫和纵向弛豫对减速孤子的影响。其中 $T_1 = T_2 = 100 \tau_c$, 除 $\Omega_0^+ = 4.0$ 之外, 所有初始条件都和图 1 中的一样

Fig.2 (a) Stability of a decelerating soliton against an added stochastic perturbation. All parameters are the same as in Fig. 1 except for the added stochastic perturbation. (b) The effect of the transverse and longitude relaxations on the existence of a decelerating soliton; here $T_1 = T_2 = 100 \tau_c$, and initial conditions are the same as in Fig.1 except that $\Omega_0^+ = 4.0$

匀介质中的自感应透明孤子那样,发生分裂,这是图 1(d)的结果,其中粒子面积为 4π 。

减速孤子在有随机扰动存在的情况下能保持较好的稳定性。我们在与图 1(b)对应的入射脉冲振幅中加入随机强度调制,即:

$$\Omega_0^*(t) = \Omega_0^*(t) [1 + 0.3[\text{rand}(t) - 0.5]],$$

发现减速孤子的形式并无质的改变,如图 2(a)所示。另外,减速间隙孤子的弛豫效应也不会从本质上改变被捕获的间隙孤子的形式,如图 2(b)所示。按照文献 [3] 中的理论模型,考虑弛豫的影响,我们可以在方程 (1) 的后两式的右边唯象地加入弛豫项 $-T_2^{-1}P(x,t)$ 和 $-T_1^{-1}[n(x,t)+1]$, 此时进一步注意到,引入有限大的弛豫时间 T_1 和 T_2 也不会影响静止间隙孤子的稳定性。

参考文献

- 1 M.D. Lukin. Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2003, **75**: 457-460
- 2 C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi *et al.*. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature* (London), 2001, **409**: 490-492
- 3 B. I. Mantsyzov, R. N. Kuz'min, Coherent interaction of light with a discrete periodic resonant medium.[J] *Sov. Phys. JETP* 1986, **64**: 37-44
- 4 A. E. Kozhekin, G. Kurizki. Standing and moving gap solitons in resonantly absorbing gratings[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**: 3647-3650
- 5 G. Kurizki, A. E. Kozhekin, T. Opatrny *et al.*. Optical solitons in periodic media with resonant and off-resonant nonlinearities [J]. *Progress in Optics*, 2001, **42**: 93-140
- 6 A. Kozhekin, G. Kurizki. Self-induced transparency in Bragg reflectors: gap solitons near absorption resonances[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**: 5020-5023
- 7 C. Conti, G. Assanto, S. Trillo. Gap solitons and slow light[J]. *J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat.*, 2002, **11**: 239-259.
- 8 P. Meystre, M. Sargent III, *Elements of Quantum Optics* [M]. Springer-Verlag: World Publishing Corp., 1992. 142-303
- 9 J. P. Prineas, J. Y. Zhou, J. Kuhl *et al.*. Ultrafast ac Stark effect switching of active photonic bandgap from Bragg-periodic semiconductor quantum wells[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**: 4332-4334
- 10 E. L. Ivchenko, A. I. Nesvizhskii, S. Jorda. Bragg reflection of light from quantum wells, *Fiz. Tverd. Tela* (St. Petersburg) 1994, **36**: 2118 [*Phys. Solid State*, 1994, **36**: 1156-1161
- 11 M. Hübner, J. Kuhl, T. Stroucken *et al.*. Collective effects of excitons in multiple-quantum-well Bragg and anti-Bragg structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**: 4199-4202
- 12 B. I. Mantsyzov, R. A. Sil'nikov. Oscillating gap 2π pulse in resonantly absorbing lattice[J]. *JETP Lett.*, 2001, **74**: 456-459
- 13 J. Cheng, J. Y. Zhou. Effects of the near-dipole-dipole interaction on gap solitons in resonantly absorbing gratings [J]. *Phys. Rev. E.*, 2002, **66**: 036606-1-5