

有限宽度布拉格原子层中光子囚禁 与移动孤子的研究^{*}

邵惠国 赵 霁 吴佳文 周建英[†]

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2004 年 4 月 27 日收到, 2004 年 6 月 5 日收到修改稿)

研究二能级原子层宽度对一维共振吸收布拉格反射镜中自感应透明光孤子形成的影响. 结果表明: 在有限宽度的二能级原子层中仍可激发稳定的移动孤子, 其激发条件对原子层宽度依赖不大, 然而静止孤子的存在条件却敏感地依赖于原子层的宽度. 二能级原子层宽度只有小于某一特定值时, 光脉冲才能演化成静止孤子.

关键词: 有限宽度, 周期结构, 移动孤子, 静止孤子

PACC: 7570C, 4265S, 4265G

1. 引 言

周期结构的一个重要特征是存在着以布拉格频率为中心频率的光子带隙 (photonic band gap, PBG)^[1]. 在线性激发条件下, 由于布拉格反射, 频率在 PBG 内的光不能穿过周期结构而全部被反射回去. 在非线性激发条件下, 由于光的色散与非线性效应的平衡, 在 PBG 中允许存在一系列的光学孤波^[2,3], 如最早在理论上预测及实验中观测到的在含有克尔介质的布拉格光栅中的移动孤子^[4-8]. 在介质中周期性地掺入薄层的共振二能级原子, 并且原子层的排列满足布拉格条件, 也可以形成 PBG. 这种由共振原子组成的光子晶体也称之为共振吸收布拉格反射镜 (resonantly absorbing Bragg reflector, RABR). 由于共振二能级原子层的存在, 在线性范围内光子的吸收由于吸收的布拉格压缩效应^[9,10]而受到抑制. 这种抑制起源于周期多层量子阱中独特的电场分布效应^[11]. 而在非线性共振激发下, 光通过 RABR 时会产生自感应透明现象^[12,13], 形成一种新型的间隙孤子 - 自感应透明光孤子^[14-21], 它可以实现光通过介质时无损耗的传播.

文献 [21] 中研究表明: 一定脉宽的光脉冲在严格共振条件下 (入射光场的频率与二能级原子体系

的共振频率和带隙中心频率相等) 入射到 RABR 时, 光可以自洽演化成稳定振荡的孤子. 如果入射功率恰当, 还可以形成静止孤子. 即光子被 RABR 囚禁起来, 从而可实现光子能量的存储. 囚禁的光子的再释放又可以实现光子的缓存, 这在现实中具有很重要的应用前景. 因此, 从实验与理论上深入研究光子的囚禁与缓存有重要理论与应用价值. 然而文献 [14-21] 在处理具有吸收作用的二能级系统时, 都将二能级原子层宽度视作无限窄, 即不考虑光场、极化强度和粒子数反转在二能级系统层中的分布. 很显然, 这种假设只是一种理想的模型. 在实际情况下, 二能级原子层具有有限的宽度, 另外, 样品的设计也必须考虑实际样品中二能级系统层宽度中光场、极化强度和粒子反转数对孤子特性的影响. 因此考虑二能级系统层有限宽度对孤子形成的影响对真正实现光存储具有指导意义. 本文在文献 [21] 的基础上, 进一步研究了二能级系统层为有限宽度时, 光脉冲通过 RABR 是否仍然可以激发出孤子, 尤其是稳定的静止孤子等问题.

2. 理论基础

均匀二能级原子层周期性的嵌入无吸收的折射率材料, 如果周期等于二能级原子层共振波长的

^{*} 国家重点基础研究发展规划项目 (批准号: 1999075200) 和国家自然科学基金 (批准号: 90201027 和 10374120) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: stszy@zsu.edu.cn

1/2,即满足布拉格条件,这种结构就称为 RABR 周期结构,图 1 为一维 RABR 的结构示意图.

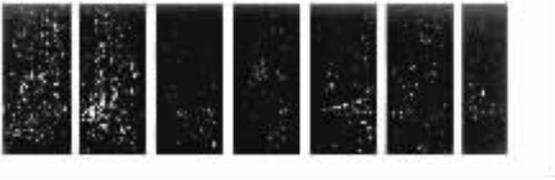


图 1 一维 RABR 结构示意图 黑色表示无吸收的折射率层,中间的白色线条表示二能级原子层

光通过 RABR 时,光与 RABR 的相互作用过程可用二波 Maxwell-Bloch 方程组^[14]描述:

$$P_- = \Omega_t^+ + \Omega_x^+, \quad (1)$$

$$P_+ = \Omega_t^- - \Omega_x^-, \quad (2)$$

$$P_t = n(\Omega^+ + \Omega^-) - i\delta P, \quad (3)$$

$$n_t = -\text{Re}[P^*(\Omega^+ + \Omega^-)], \quad (4)$$

其中 Ω^+ 和 Ω^- 分别为前向光场和反向光场的复振幅, $P_{\pm} = \langle \rho P e^{\pm ikz} \rangle_{\lambda}$ 为二能级原子的平均极化强度, ρ 为二能级原子的密度, n 是二能级原子的粒子反转数, δ 为 PBG 的中心频率与二能级原子共振频率的差,共振时, $\delta = 0$.

把二能级原子层作零宽度处理时, $P_+ = P_-$.但是考虑二能级原子层为有限宽度后,应当考虑二能级原子在层中的分布,定义^[3]

$$\rho = \frac{\rho_0 \lambda}{2} f(z), \quad (5)$$

$$f(z) \geq 0, \quad (6)$$

$$f\left(z + \frac{\lambda}{2}\right) = f(z), \quad (7)$$

$$\int_{z_j - \frac{\lambda}{4}}^{z_j + \frac{\lambda}{4}} f(z) dz = 1, \quad (8)$$

$$\int_{z_j - \frac{\lambda}{4}}^{z_j + \frac{\lambda}{4}} z f(z) dz = 0, \quad (9)$$

$$\int_{z_j - \frac{\lambda}{4}}^{z_j + \frac{\lambda}{4}} z^2 f(z) dz = \frac{\gamma^2}{k^2}, \quad (10)$$

ρ_0 为二能级原子的平均密度, λ 为二能级原子共振波长, $f(z)$ 为二能级原子的空间分布函数.同时应对二能级原子的极化强度 P 作适当的修正^[3],

$$P_{\pm} \approx P_0 + \gamma^2 \left(\frac{P_0'}{2k^2} \pm i \frac{P_0''}{k^2} - \frac{P_0}{2} \right), \quad (11)$$

P_0' , P_0'' 分别为 P_0 对空间的一阶和二阶导数, k 为波矢.由(11)式知,此时 $P_+ \neq P_-$,令

$$P_0 \equiv P_{z_j}, \quad (12)$$

$$P_B \equiv \frac{-2i\partial P}{k \partial z} \Big|_{z=z_j}, \quad (13)$$

$$P_C \equiv \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 1 \right) P \Big|_{z=z_j}, \quad (14)$$

而 γ 可用下式表示:

$$\gamma = \frac{\pi D}{\sqrt{3}\lambda} = 1.81 \times \frac{1}{\lambda} \times \frac{m\lambda}{2} = 0.905m. \quad (15)$$

它是描述二能级原子层宽度的无量纲物理量, D 为二能级原子层的光学宽度,用 l 表示二能级原子层的物理长度,则 m 为 l 占单个周期 RABR 物理长度的比.如果以 $\lambda = 833\text{nm}$,背景折射率 $a_0 = 3$ 计算,则单个周期 RABR 的物理长度 $d = \lambda(2a_0) = 138.8\text{nm}$,可得表 1 所示结果.

表 1 γ 与二能级原子物理长度 l 对应关系

γ	m	l/nm
0.00375	0.0041	0.6
0.0075	0.0088	1.2
0.0151	0.0167	2.4
0.0302	0.0333	4.8
0.0452	0.0500	6.9
0.0604	0.0667	9.6

将(11)~(14)式代入(1)和(2)式,可得

$$\Omega_t^+ + \Omega_x^- = P_0 + \frac{1}{2} \gamma^2 (P_C + P_B), \quad (16)$$

$$\Omega_t^+ - \Omega_x^- = P_0 + \frac{1}{2} \gamma^2 (P_C - P_B). \quad (17)$$

根据文献[3],可得如下 6 个方程:

$$\frac{\partial P_0}{\partial t} = -i\delta P_0 + n_0(\Omega^+ + \Omega^-), \quad (18)$$

$$\frac{\partial P_B}{\partial t} = -i\delta P_B + 2n_0(\Omega^+ - \Omega^-) - 2n_1(\Omega^+ + \Omega^-), \quad (19)$$

$$\frac{\partial P_C}{\partial t} = -i\delta P_C + n_2(\Omega^+ + \Omega^-) + 2n_1(\Omega^+ - \Omega^-), \quad (20)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = -\text{Re}[(\Omega^+ + \Omega^-)P_0^*], \quad (21)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \text{Im}[(\Omega^+ - \Omega^-)P_0^*] - \frac{1}{2} \text{Im}[(\Omega^+ + \Omega^-)P_B^*], \quad (22)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = 2\text{Re}[(\Omega^+ + \Omega^-)P_0^*] - \text{Re}[(\Omega^+ + \Omega^-)P_C^*]$$

$$- \text{Re}[(\Omega^+ - \Omega^-)P_B^*], \quad (23)$$

其中

$$n_0 \equiv n(z_j), \quad (24)$$

$$n_1 \equiv \frac{i}{k} \frac{\partial n}{\partial z} \Big|_{z=z_j}, \quad (25)$$

$$n_2 \equiv \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2 \right) n \Big|_{z=z_j}. \quad (26)$$

方程(16)–(23)便是描述二能级原子层为有限宽度时光与RABR相互作用的二波Maxwell-Bloch方程组.与忽略二能级原子层宽度的Maxwell-Bloch方程组相比,它能够更真实地反映光与实际RABR相互作用的过程.即原子层中 $P_+ \neq P_-$, P_{\pm} 与它在空间各点的分布有关.

3. 数值模拟结果

求解方程组(16)–(23),便可以得到二能级原子层宽度为有限时,RABR产生移动和静止孤子的

条件.本文数值模拟计算采用脉冲宽度为 $0.5\tau_c$ 的双曲正割光脉冲严格共振入射到一维RABR(τ_c 为特征吸收时间,一般为ps量级),并且假设给定的材料没有初始分布,初始时刻二能级原子全部处于下能级,即 $n = -1, P = 0$,则由(12)–(14)式和(24)–(26)式知, $t = 0$ 时,

$$\begin{aligned} P_0 &= 0, & P_B &= 0, & P_C &= 0, \\ n_0 &= -1, & n_1 &= 0, & n_2 &= 2. \end{aligned} \quad (27)$$

图2为 $\gamma = 0.00375$ 时的数值模拟结果,它与文献[21]的结果基本相同,即合适脉冲强度的光通过RABR时,可以形成静止孤子.对比表1,可知此时二能级原子层的物理宽度为 0.6nm .图中 l_c 为二能级原子层的特征吸收长度,为 $l_c = \tau_c c / a_0$, c 为光速.另外从图2还可以看出,通过改变入射光脉冲峰值,可以控制静止孤子在RABR中存储的位置.峰值小,存储的位置浅;峰值大,则存储的位置深.

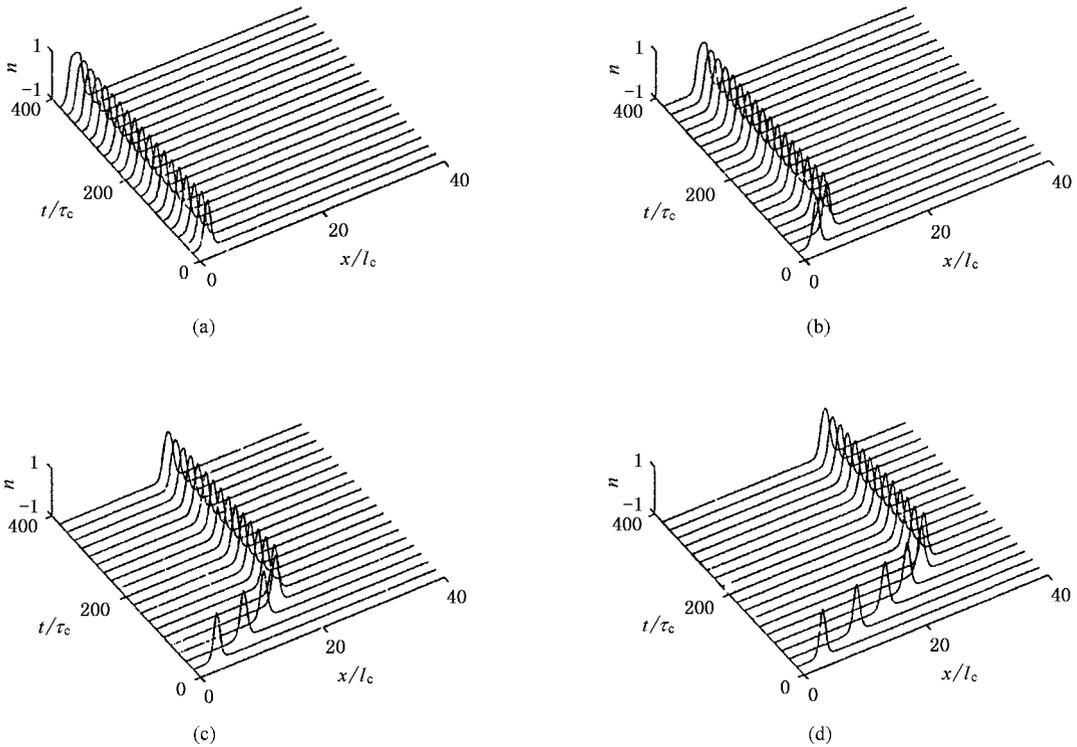


图2 小 γ 对静止孤子影响 入射光脉冲峰值依次为(a)0.52 (b)0.55 (c)0.6 (d)0.63, γ 均为0.00375

继续增加二能级原子层的宽度,孤子脉冲随时间演化的过程发生了变化. $\gamma = 0.0075$ 时,入射光脉冲似乎可以自洽演化成稳定的静止孤子,但是由图3(b)可以看到,它并不是一个稳定的静止孤子.随着

时间的增加,它不能一直保持静止孤子的状态,而是分裂成一个静止孤子和一个向前传播的移动孤子,此时二能级原子层物理宽度为 1.2nm . $\gamma = 0.0151$ 时,入射光脉冲不能演化成静止孤子,而是形成减速

的移动孤子,如图 3(c)所示.继续增加 γ 值,入射光脉冲演化过程基本上与图 3(c)相同,只不过随着 γ

的增加而透射出去得更快,即运动速度更快,如图 3(d)–(f)所示.

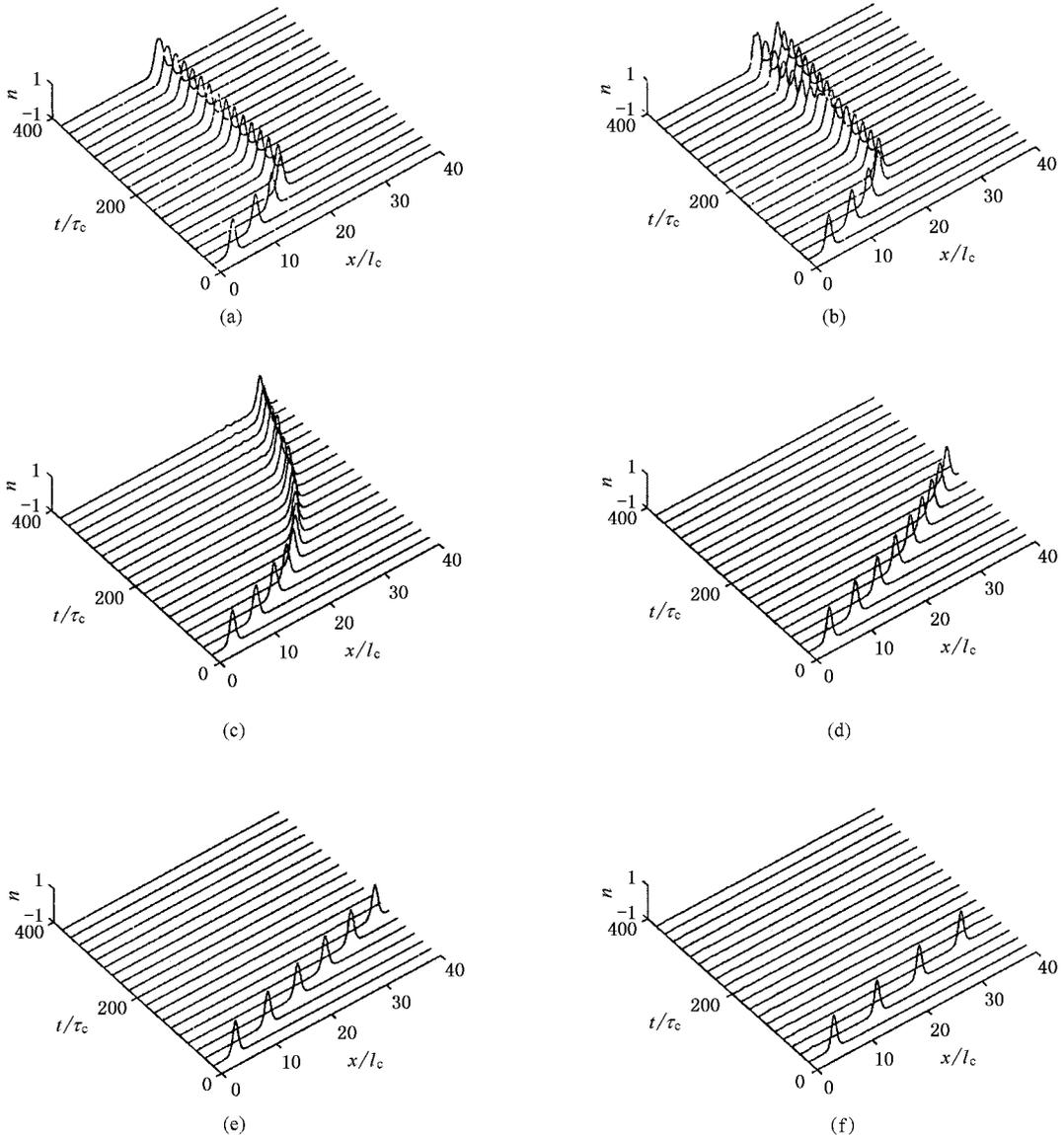


图 3 γ 与粒子反转数的关系 入射光脉冲峰值均为 3.6, γ 依次为(a) 0.00375 (b) 0.0075 (c) 0.0151 (d) 0.0302 (e) 0.0604 (f) 0.1208

另外,由图 4 可知,减少入射光脉冲强度,并不能使减速的移动孤子达到静止状态.减小入射光脉冲强度,减速孤子仍然透射出去.进一步减小入射光脉冲强度,非线性效应减弱,在线性区域光子全部反射回入射面.

对光场 Ω^{\pm} 和极化强度 P 进行数值模拟分析,可得出类似的结果,如图 5 所示.图 5(a)为入射光脉冲在 $t=0$ 到 $t=250\tau_c$.这段时间内,入射光脉冲由移动孤子自洽演化成静止孤子. τ_c 一般为 0.3ps,即对于横向弛豫时间 $T_2 < 75\text{ps}$ 的材料, $\gamma = 0.0075$

时仍可实现光子能量的存储.因此,在 T_2 较小的材料中实现光子囚禁,可以允许二能级原子层的宽度适当加宽.

综上所述,只有二能级原子层宽度与单个周期 RABR 的长度相比可以忽略时(8.8%),入射光脉冲才可以演化成静止孤子.其原因是形成静止孤子所需要的各种条件相当苛刻,要求量子阱内的 n, P, Ω^{\pm} 满足一定的空间分布,偏离这种分布,入射光脉冲就不能形成静止孤子;考虑二能级原子层为有限宽度后,二能级原子层中的 n, P, Ω^{\pm} 必然有空间分

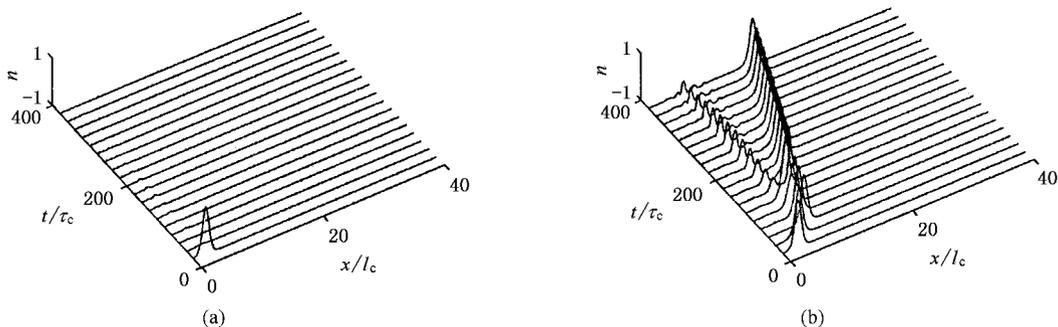


图 4 入射光脉冲峰值与对减速孤子的影响 γ 均为 0.0151 峰值依次为 (a) 0.50 (b) 0.52

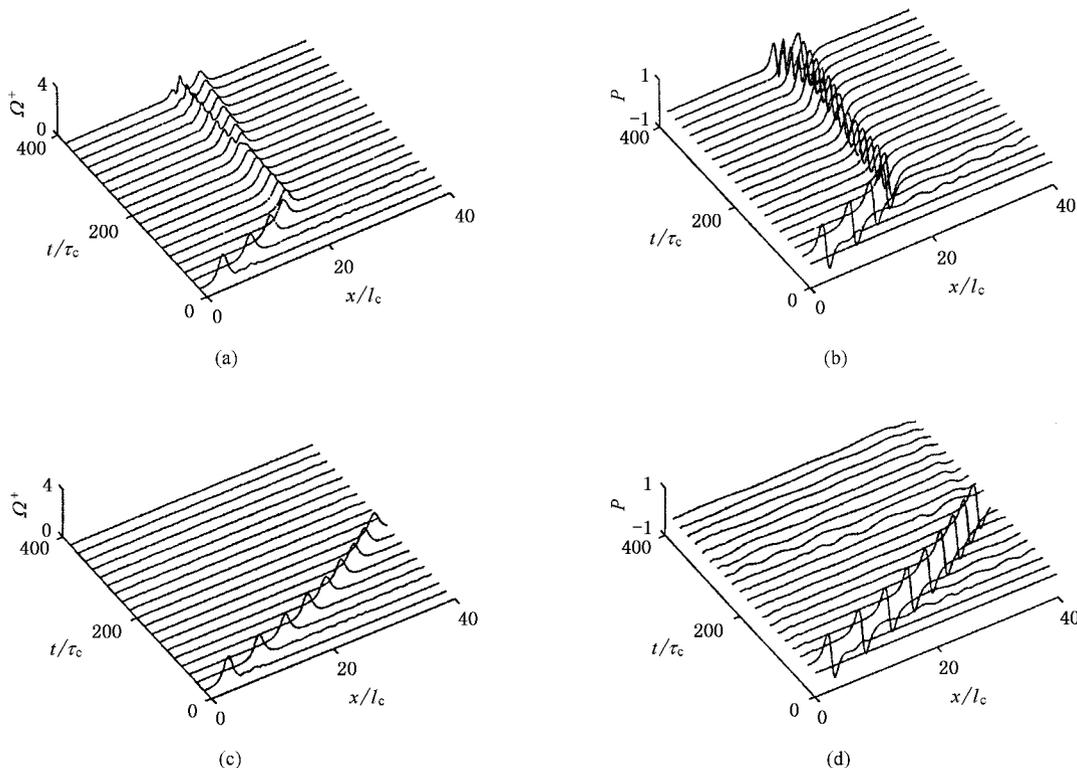


图 5 γ 与前向光场复振幅 Ω^+ 和极化强度 P 的关系 入射光脉冲峰值均为 3.6 (a) 和 (b) $\gamma = 0.0075$ (c) 和 (d) $\gamma = 0.0302$

布. 宽度较大时, n, P, Ω^+ 在原子层中的分布变化就会更大, 从而不能在原子层中每一处都满足静止孤子所需要的条件. 为此, 入射光脉冲要演化成静止孤子, 要求二能级原子层的物理宽度小于某一特定值, 数值模拟结果为 1.2nm. 事实上, 当原子层的宽度在 nm 量级时, 应当考虑二能级原子在空间分布的不均匀性, 由(5)–(10)式可知, 本文所采用的方法同样也适用于这种情况. 目前, 实验上所使用的材料一般为 InGaAs/GsAs, 其量子阱宽度为 8.5nm^[22]. 从本文结果可以预测: 在这一类样品中, 用自感应透明的方法只能得到移动孤子, 不可能得到静止孤子.

4. 结 论

本文对有限宽度共振吸收布拉格原子层中的光子囚禁与移动孤子进行了系统的研究. 数值模拟表明, 移动孤子的形成对二能级原子层宽度的依赖性不大, 静止孤子的形成与原子层的宽度却密切相关, 原子层宽度的轻微变化就有可能使静止孤子变成移动孤子. 宽度只有小于 1.2nm 时, 入射光脉冲才可能自洽演化成静止孤子.

- [1] Brillouin L 1953 *Wave Propagation in Periodic Structures* (New York :Dover)
- [2] de Sterke C M and Sipe J E 1994 *Prog. Opt.* **33** 203
- [3] Kurizki G , Kurizki A E , Opatrny T and Malomed B 2001 *Prog. Opt.* **42** 93
- [4] Chen W and Mills D L 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 160
- [5] Aceves A B and Wabnitz S 1989 *Phys. Lett. A* **141** 37
- [6] Christodoulides D N and Joseph R I 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1746
- [7] Winful H G and Perlin V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3586
- [8] Li S M , Wang Q , Wu Z and Wei Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 489 (in Chinese) 李松茂、王 奇、吴 中、卫 青 2001 物理学报 **50** 489]
- [9] Prineas J P , Ell C , Lee E S , Khitrova G , Gibbs H M and Koch S W 2000 *Phys. Rev. B* **62** 13863
- [10] Hayes G R , Staehli J L , Oesterle U , Debeaud B , Phillips R T and Ciuti C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2837
- [11] Xiao W N , Zhao J , Wang W J , Li R H and Zhou J Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2293 [in Chinese] 肖万能、赵 霁、王维江、李润华、周建英 2003 物理学报 **52** 2293]
- [12] Allen L and Eberly J H 1987 *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York :Dover)
- [13] McCall S L and Hahn E L 1969 *Phys. Rev.* **183** 457
- [14] Mantsyzov B I and Kuz'min R N 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 37
- [15] Mantsyzov B I 1995 *Phys. Rev. A* **51** 4939
- [16] Mantsyzov B I and Sil'nikov R A 2001 *JETP Lett.* **74** 456
- [17] Mantsyzov B I and Sil'nikov R A 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2203
- [18] Kozhokin A and Kurizki G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5020
- [19] Kozhokin A E and Kurizki G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3647
- [20] Opatrny T , Malomed B A and Kurizki G 1999 *Phys. Rev. E* **60** 6137
- [21] Xiao W N , Zhou J Y and Prineas J P 2003 *Opt. Exp.* **11** 3277
- [22] Prineas J P , Zhou J Y , Kuhl J , Gibbs H M , Khitrova G , Koch S W and Knorr A 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4332

Moving and zero-velocity gap soliton in resonantly absorbing Bragg reflector of finite atomic widths^{*}

Shao Hui-Guo[†] Zhao Ji Wu Jia-Wen Zhou Jian-Ying[†]

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies , Zhongshan University , Guangzhou 510275 , China)

(Received 27 April 2004 ; revised manuscript received 5 June 2004)

Abstract

Self-induced moving and zero-velocity(ZV) gap solitons were studied in a resonantly absorbing Bragg reflector of finite atomic width. Numerical results showed that the existence of moving gap-soliton is in general not affected by the finite atomic width but the existence of the ZV gap-soliton is highly affected by the widths of the atomic layers. Thus the trapping of the photonic energy occurs only in very thin atomic layers arranged with Bragg periodicity.

Keywords : finite width , periodic structure , moving solitons , zero-velocity solitons

PACC : 7570C , 4265S , 4265G

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China(Grant No. G1999075200), and the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 90201027 and 10374120).

[†] Corresponding author. E-mail :stszjy@zsu.edu.cn