原子晶格中基于自发辐射相干效应的光子带隙

王 磊²* 吴向尧¹ 李东飞¹ 王 丹¹ 严立云¹ (¹吉林师范大学物理学院,吉林 四平 136000 ²吉林大学物理学院,吉林 长春 130012 诺1

摘要 利用电磁感应透明技术,在一维光晶格中相干驱动四能级 Lambda 模型冷原子系统,从而实现动力学可调谐 电磁感应光子带隙结构。基于两邻近能级间的自发辐射相干(SGC)效应,通过控制耦合场从远共振到共振,使该 原子系统实现从两个光子带隙转变为三个光子带隙的动态过程。当自发辐射相干效应不存在时,在探测场共振区 域处探测光子被原子系统强烈吸收,因此感应光子带隙严重形变甚至无法形成。通过数值计算证明光子带隙结构 的形成源自于自发辐射相干效应下探测场和耦合场之间的三阶交叉克尔(Kerr)非线性调制,并且通过控制耦合场 的耦合方式,可以实现系统从两个光子带隙到三个光子带隙的动力学调控。

关键词 量子光学;电磁感应透明;克尔非线性;光子带隙

doi: 10.3788/AOS201434.1127001 **中图分类**号 O431.2 文献标识码 A

Photonic Bandgap Based on Spontaneously Generated Coherence in **Atomic Lattices**

Ba Nuo¹ Wang Lei² Wu Xiangyao¹ Li Dongfei¹ Wang Dan¹ Yan Liyun¹

(¹Institute of Physics, Jilin Normal University, Siping, Jilin 136000, China ²College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130012, China

Dynamically controlled photonic bandgap (PBG) is achieved via the electromagnetically induced Abstract transparency (EIT) in the one dimensional optical lattices filled with cold atoms driven to the four-level Lambda configuration with spontaneously generated coherence (SGC). When the coupling field is far away from resonance or resonant, two or three well-developed photonic bandgaps can be induced based on spontaneously generated coherence from the two decay pathways. While in the absence of SGC, the probe field is absorbed by the medium, so the PBG around the probe resonance is severely malformed or even cannot be generated. Numerical calculations show that the induced PBG results from the Kerr nonlinear modulation between the probe and coupling field, and by controlling the detunings of coupling field, the two PBGs can be dynamically tuned into three PBGs in this system.

Key words quantum optics; electromagnetically induced transparency; Kerr nonlinear; photonic bandgap OCIS codes 270.1670; 190.3270; 030.1670

引 言 1

在近二十年里,由于控制介质极化率和光的传 播技术已经在基础科学和实际应用具有重要作用, 所以被广大的科研工作者关注。原子相干效应是控 制光与物质相互作用的一个有效途径。基于原子相 干,研究者发现了一些有趣的现象,如无反转激 光^[1-2]和电磁感应透明(EIT)^[3-4]。利用 EIT 技 术,人们能有效地控制介质的吸收、色散和非线性光 学性质以及光的动力学传播。一般来说,用行波场 驱动的原子介质可以用来实现慢光[5-6]、光存 储[7-8]和提高光学非线性[9]等。然而,当原子系统 被驻波场相干驱动时,介质的吸收和色散等光学特

基金项目: 国家自然科学基金(11347137,11247201,11374126)、吉林师范大学博士项目(2011022)

* 通信联系人。E-mail: wang_lei98@163.com

收稿日期: 2014-05-12; 收到修改稿日期: 2014-06-17

作者简介: 巴 诺(1981—), 女, 博士, 讲师, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: banuo2008@163.com

性在空间上将被周期性调制,形成一维周期性结构 就叫做光子带隙(PBG)^[10-12]。这种光子带隙结构 能够用于产生静态光脉冲^[13-14],用于设计动力学光 腔^[15]和实现光路由^[16-17]等。目前,人们提出一种 实现光子带隙的新方法,即利用行波场相干驱动俘 获在一维光晶格中的冷原子系统,也可以获得空间 周期性原子相干,并且使俘获的冷原子在每个光晶 格中呈高斯型分布。基于上述方法人们已经分别在 行波场驱动的三能级 Δ 系统、具有四波混频的四能 级系统以及 Tripod 型原子系统中获得可调谐多光 子带隙结构^[18-21]。在冷原子晶格中实现动力学可 调谐光子带隙在各个研究领域得到了应用,已经成 功用于实现低阈值光参量振荡^[22]、提高辐射阻尼^[23] 以及增强光传输的互惠性^[24]。

近几十年,在相干介质中利用量子干涉效应实 现大的克尔(Kerr)非线性并伴随零吸收效应已经在 理论和实验方面被广泛的研究,因为它在极化相位 门^[25-26]、光开关^[27-28]以及光孤子^[29-30]的产生等方 面具有潜在的应用价值。上述现象的核心是:多能 级间的激光感应量子相干,即至少需要一个外加耦 合场用于产生相干效应。然而,自发辐射相干 (SGC)没有外加场的存在也能产生原子相干,所谓 自发辐射相干是指原子从两个足够近的上能级向同 一个基态能级自发弛豫时,由真空辐射场在两个辐 射通道间感生出来的原子干涉效应。这种自发辐射 相干效应能够导致许多有趣的现象,比如:无反转光 放大^[31]、自发辐射淬灭和变窄^[32]以及增强 Kerr 非 线性^[33]。最近,研究者们在四能级双 Ladder 原子 系统中,利用自发辐射相干效应实现强的交叉 Kerr 非线性效应,并且利用这种增强的非线性相位调制 获得高效率相位光栅^[34-35]。本文将研究在一维光 晶格中四能级 Lambda 型原子系统的稳态光学性 质,关注相干耦合场感应产生的光子禁带结构。数 值结果表明基于自发辐射相干效应感应的零吸收非 线性周期性调制可以感生光子带隙结构;在 SGC 效 应存在时,通过调控耦合场的耦合方式,使捕获在一 维光晶格中的原子系统产生强的非线性折射率并伴 随零吸收,当耦合场远共振时系统产生两个 PBG, 而在共振时则产生三个 PBG,实现了动力学可调控 感应光子带隙结构。

2 理论模型

图 1 为四能级双 Lambda 型原子系统,其中一 个弱探测场作用在基态能级 |1> 和两个靠得足够近 的 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 能级之间,其拉比频率为 $\Omega_{n1} = E_{n}$. $d_{13}/(2\hbar)$ 和 $\Omega_{p2} = E_p \cdot d_{14}/(2\hbar)$,并且用一个耦合场 同时作用于 $|2\rangle$ ↔ $|3\rangle$ 和 $|2\rangle$ ↔ $|4\rangle$ 跃迁之间,对应 拉比频率为 $\Omega_{c1} = E_c \cdot d_{23}/(2\hbar)$ 和 $\Omega_{c2} = E_c \cdot d_{23}/(2\hbar)$ $d_{24}/(2\hbar)$ 。 E_{p} , E_{c} 分别表示探测场和耦合场, d_{ii} 表示 $|i\rangle$ ↔ $|i\rangle$ 跃迁的电偶极矩, *h* 为约化普朗克常数。为 简单起见,假设探测场 E_{1} 使 d_{13} 和 d_{14} 之间产生夹角 α ,同时图 1(b) 给出 d_{23} 和 d_{24} 是反平行关系。设 $d_{13}/d_{14} = q 和 d_{23}/d_{24} = k, 则 \Omega_{p1} = \Omega_{p2}/q = \Omega_{p}$ 和 $\Omega_{c1} = \Omega_{c2}/k = \Omega_{c}$ 。现在,研究的原子系统捕获在由 波长为λ」的红失谐回射激光束形成的一维光子晶 格中,如图1(c)所示。在该系统中,光子晶格的周期 长度为 $a = \lambda_L/2$,并且每个周期中原子密度 N(z) 呈 高斯型分布,其宽度 $\sigma_z = \lambda_L/(2\pi \sqrt{2\eta})$,常数 $\eta =$ $2U_0/(\kappa_B T)$ 与偶极势深 U_0 和温度T有关, κ_B 为玻尔 兹曼常数。



- 图 1 (a)四能级 Lambda 原子系统; (b) 探测场 E_p 和耦 合场 E_c 的方向与相应的电偶极矩 d₁₃ 和 d₁₄ (d₂₃ 和 d₂₄)的关系; (c)周期 a=λ_L/2 的光晶格结构图
- Fig. 1 (a) Four-level Lambda atomic system; (b) arrangement of the probe (coupling) field $E_p(E_c)$ and the relevant dipole moments d_{13} and $d_{14}(d_{23})$ and d_{24}); (c) diagram of the optical lattices of period $a=\lambda_L/2$

在电偶极矩和旋转波近似下,利用自发辐射 Weisskopf-Wigner 理论,通过求解稳态条件下几率 幅的运动方程可以得到探测场极化率,其表达式是

$$\chi(\Delta_{\rm p},z) = -\frac{N(z)d_{31}^2}{\varepsilon_0\hbar} \frac{\delta(\gamma_4' + q^2\gamma_3' - i2q\gamma_{43}) - \Omega_{\rm c}^2(q-k)^2}{\delta(\gamma_{43}^2 + \gamma_3'\gamma_4') - \Omega_{\rm c}^2(\gamma_4' + k^2\gamma_3' - i2k\gamma_{43})},\tag{1}$$

式中 $\gamma'_3 = (\Delta_p + \delta) + i\gamma_3, \gamma'_4 = (\Delta_p + \delta) + i\gamma_4, \delta = \Delta_p - \Delta_c, \gamma_2, \gamma_3 和 \gamma_4 分别是原子相干弛豫速率, \Delta_p = \omega_p - (\omega_{31} + \omega_{41})/2 和 \Delta_c = \omega_c - (\omega_{32} + \omega_{42})/2 分别是$ $探测场和耦合场的失谐,两个邻近能级 | 3〉和 | 4〉的频率差是 2<math>\delta, \gamma_{43} = (p_1 \sqrt{\Gamma_{31}\Gamma_{41}} + p_2 \sqrt{\Gamma_{32}\Gamma_{42}})/2$ 代表两个自发辐射通道之间的交叉耦合项,表示量 子干 涉效应即 SGC 效应, $p_1 = d_{13} \cdot d_{14}/(|d_{13}||d_{14}|) = \cos \alpha \pi p_2 = d_{23} \cdot d_{24}/(|d_{23}||d_{24}|) = \cos \beta$ 与跃迁偶极矩间的夹角有关。当 $d_{13} // d_{14}(d_{23} // d_{24})$ [即 $\alpha = 0(\beta = 0)$]时,在相应衰减通道之间产生最 强的量子干涉效应。当 $d_{13} \perp d_{14}(d_{23} \perp d_{24})$ [即 $\alpha = \pi/2(\beta = \pi/2)$]时,相应跃迁通道间的 SGC 效应消失。 为了研究探测场和耦合场之间的非线性调制的作 用,在弱场近似下把探测场极化率 $\chi(\Delta_p)$ 展开关于 Ω_c 的二阶解,表示为

$$\chi_{\mathrm{p}}(\Delta_{\mathrm{p}},z) = -\frac{N(z)d_{31}^2}{\varepsilon_0\hbar} [\chi^{(1)} + \chi^{(3)}\Omega_{\mathrm{c}}^2], \quad (2)$$

式中 χ⁽¹⁾和 χ⁽³⁾对应于探测场极化率的一阶线性部分和三阶交叉 Kerr 非线性部分,分别为

$$\chi^{(1)} = \frac{\gamma'_4 + q^2 \gamma'_3 - i2q\gamma_{43}}{\gamma^2_{43} + \gamma'_3 \gamma'_4}, \qquad (3)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{-(q-k)^2}{\delta(\gamma_{43}^2 + \gamma_3' \gamma_4')},$$
(4)

于是得到探测场的折射率为

$$n(\Delta_{\rm p},z) = \sqrt{1 + \gamma_{\rm p}(\Delta_{\rm p},z)}, \qquad (5)$$

以及探测场在光晶格的平均波长 $\overline{\lambda}_{p} = \lambda_{p}/\overline{n}_{p}$,其中 λ_{p} 是探测场在真空中的波长, \overline{n}_{p} 是对应平均密度为 N_{0} 的平均折射率。值得注意是:为了使一维光子晶 格产生极化捕获特性,要求满足 $\lambda_{L} > \overline{\lambda}_{p}$ 。这就意味 只有当探测场与晶格之间的传播方向夹角 θ 非零 时,才能满足 Bragg 条件 $\overline{\chi}_{p} = -2\Delta\lambda_{L}/\lambda_{L}$,其中 $\Delta\lambda_{L} = \lambda_{L} - \lambda_{Lp}, \lambda_{L} = \overline{\lambda}_{p}/\cos\theta, \lambda_{Lp} = \lambda_{p}/\cos\theta$ 。

为了检验探测场的传输和反射性质,需要利用传 输矩阵的方法得到光通过单个周期长度 a 的 2×2 单 元传输矩阵 $M(\Delta_p,z)$ 。首先,把每一个周期分成相同 厚度的 100 份,每一份对应的密度为 $N(z_l), l \in \{1, 100\}, 并且得到每一份的基本传输矩阵是$

$$\boldsymbol{m}_{p}(\Delta_{p}, \boldsymbol{z}_{l}) = \frac{1}{t_{p}(\boldsymbol{z}_{l})} \begin{bmatrix} t_{p}^{2}(\boldsymbol{z}_{l}) - r_{p}^{2}(\boldsymbol{z}_{l}) & r_{p}(\boldsymbol{z}_{l}) \\ - r_{p}(\boldsymbol{z}_{l}) & 1 \end{bmatrix},$$
(6)

式中 $r_p(z_l)$ 和 $t_p(z_l)$ 分别是反射系数和透射系数。 于是就可以求出一个周期的传输矩阵 $M(\Delta_p, z) = m_p(z_1) \times \cdots \times m_p(z_l) \times \cdots \times m_p(z_{100})$ 和Bloch方程 exp(2ixa) - Tr[$M(\Delta_p, z)$]exp(ixa) + 1 = 0 中的 Bloch 波矢 $\kappa = \kappa' + i\kappa''$,其中 $\kappa' 和 \kappa''$ 表示探测场入射 到光子晶格中的色散和衰减率。其次,对于总长度 l = ka介质的传输矩阵 $M^k(\Delta_p, z)$ 为

$$\boldsymbol{M}^{k}(\Delta_{p}, z) = \frac{\sin(k\kappa a)}{\sin(\kappa a)} \boldsymbol{M}(\Delta_{p}, z) - \frac{\sin[(k-1)\kappa a]}{\sin(\kappa a)} \boldsymbol{I},$$
(7)

式中 k 为周期数, I 为单位矩阵。于是, 探测场在介质中的反射谱系数和透射谱系数分别为

$$R(\Delta_{\rm p},l) = \left| \frac{\boldsymbol{M}_{12}^{k}(\Delta_{\rm p},l)}{\boldsymbol{M}_{22}^{k}(\Delta_{\rm p},l)} \right|^{2}, \qquad (8)$$

$$T(\Delta_{\mathrm{p}},l) = \left|\frac{1}{\boldsymbol{M}_{22}^{k}(\Delta_{\mathrm{p}},l)}\right|^{2}.$$
 (9)

最后,给出光子晶格态密度的表达式

$$D(z) = \operatorname{Re}\left[\frac{2 + r^{\mathrm{l}}(z) + r^{\mathrm{r}}(z)}{1 - r^{\mathrm{l}}(z)r^{\mathrm{r}}(z)} - 1\right], \quad (10)$$

式中 r¹(z)和 rⁱ(z)分别表示光子在光子晶格中传播 到 z处时的左侧和右侧反射系数。

3 数值结果和分析

由于俘获在每一个光晶格中的原子密度呈高斯 线型,即介质不再是均匀的而是周期性的,所以导致 探测场的折射率经历了周期性的调制。由于 Bragg 散射,弱探测场(拉比频率比耦合场小1个量级以 上)入射到周期性结构上时将会被反射。在这一部 分中,指出有关相干感应光子带隙的数值结果。

根据文献[35]可知, pq < 0 能够导致在交叉 Kerr 非线性中产生相长干涉。因此在下面的数值 计算中假设 p=1, q=-1, 从而获得大的折射率调 制。而且, 令 $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2.0\gamma$, $\Gamma_{41} = \Gamma_{42} = 2.0\gamma$, 并且 所有的参数以 $\gamma=1.0$ MHz 为量级。

3.1 在具有 SGC 的非线性调制下形成双 PBG

首先考虑耦合场是远共振的情况,即 $\Delta_{c} \gg \Gamma_{4}$



- 图 2 探测场折射率的虚部随失谐的变化曲线。相关参数是: $\gamma_2 = 0.06\gamma, \delta = 3\gamma, \Delta_c = 80\gamma, \Omega_{c0} = 0.8\gamma$
- Fig. 2 Imaginary part of the refractivity versus probe detuning. Parameters are as follows: $\gamma_2 = 0.06\gamma$, $\delta = 3\gamma$, $\Delta_c = 80\gamma$, $\Omega_{c0} = 0.8\gamma$

 $(\Delta_c > 10\gamma)$,此时耦合场的作用非常微弱,由于 SGC 效应(即 η=1)的作用以及所产生的相消干涉能够 使光与原子系统演化到暗态上,即所有粒子捕获在 $|\psi_{\text{Dark}}\rangle = [-\delta|1\rangle + \Omega_{\text{p}}(|3\rangle - |4\rangle)]/\sqrt{\delta^2 + 2\Omega_{\text{p}}^2}$ &上,其在 $\Delta_0 = 0$ 处对应于一个透明窗口如图 2 所示, 另外当 SGC 效应存在时,考虑所有阶极化率和只考 虑一阶和三阶极化率使得折射率的吸收在探测场共 振处都为零(图 2 中的虚线和实线);然而当没有 SGC 效应时,在探测场共振处折射率有较大的吸收 (图 2 中的点线)。在 $\Omega_{e}^{2}/\Delta_{e} \ll \Gamma_{4}$ 的条件下,耦合场 能够使能级|3>和|4>发生小的 AC-Stark 移动。结 果,折射系数能够动力学改变同时吸收能被忽略。 折射系数的这种变化是由强的三阶交叉 Kerr 非线 性导致的。然而,如果 SGC 效应不存在(即 $\eta=0$) 时,尽管耦合场能导致探测场足够的相位调制,但是 同时伴随着强的吸收。

图 3 给出了探测场在波长为 λ_L 的光晶格传播 时复折射率的吸收部分和折射部分的变化情况,其 中实线和虚线表示有 SGC 效应存在,点线表示没有 SGC 效应。由此可见,SGC 效应不仅能够提高折射 率的调制深度,而且还能抑制吸收。为了进一步研 究其物理机制,发现折射率调制的提高几乎源自于 探测场和耦合场之间的交叉 Kerr 非线性[图 3(b) 中的虚线]。对于频率和 Bragg 条件匹配的探测场 能够形成动力学感应周期性结构,因此产生 PBG。 图 4 中分别给出 Bloch 波矢、发射谱、透射谱和探测 光子态密度的变化情况。从图 4(a)和4(b)可以看 到,当 SGC 效应存在时,在 $\kappa' = \pi/a$ 和 $\kappa'' \neq 0$ 的频率 范围内形成两个光子带隙结构(其中一个窄带隙在 探测场共振区域中,另一个宽带隙在远共振区域 中),在带隙结构内,κ"≠0对应的是反射而不是吸 收。图 4(a)和 4(b)给出 SGC 出现时 Bloch 波矢的 变化情况,实线对应的是考虑所有阶极化率的影响, 虚线对应于一阶和三阶极化率的影响,并且这两种 情况中的曲线符合得很好,说明 SGC 存在时非线性 调制对共振区域中窄带隙的形成起到主要作用。在 图 4(c)和 4(d)中,当 SGC 效应出现时,实线是考虑 所有阶极化率的反射谱、透射谱和光子态密度与只 考虑一阶和三阶 Kerr 非线性极化率的反射和透射 谱以及光子的态密度(图4中虚线)完全重合。然 而,在没有 SGC 效应的情况下,在探测场共振区域 中介质对探测场是完全不透明的,因此,反射率、透 射率和光子态密度都趋近于零(图4中点线),不能 形成光子带隙,但是,在探测场远共振区域中,SGC 效应对宽带隙的形成不产生影响。



图 3 (a)折射率虚部和(b)折射率实部在周期 $a = \lambda_L/2$ 的光晶格中的演变图。相关参数与图 2 相同 Fig. 3 Evolutions of (a) imaginary and (b) real parts in the optical lattices of period $a = \lambda_L/2$. Relevant parameters are the same as in Fig. 2

3.2 在具有 SGC 的非线性调制下形成三 PBG

考虑耦合场是共振的情况 $\Delta_e = 0$ 。正如前面讨论的,有 SGC 效应时,当耦合场不存在时,原子系统最终在 $\Delta_p = 0$ 处演化到暗态 $|\phi_{\text{Dark}}\rangle$ 上。利用一个共振耦合场使这个单个暗态与能级 $|4\rangle$ 相干耦合,于是在频率 $\Delta_p = \pm \sqrt{2}\Omega_e$ 处有双暗态共振产生,因此导致探测场产生两个明显的透明窗口(图 5)。产生的双暗态分别对应于 $|\phi_{\text{Dark}}\rangle = [\delta|1\rangle + \Omega_p(|3\rangle - |4\rangle \mp \sqrt{2}|2\rangle)]/\sqrt{\delta^2 + 4\Omega_p^2}$ 。

当探测场在相干驱动原子光晶格中传播时,位 于 $\Delta_p = \pm \sqrt{2}\Omega_c$ 的透明窗口使得探测场吸收在空间 上被调制。因此,由于 Kramer-Kronig 关系,色散 和折射率也被相同周期所调制。图 6 画出沿波长为 λ_L 光晶格传播的探测场吸收 Im(*n*)和折射率 Re(*n*) 调制,实线对应于有 SGC 效应,点线对应于没有 SGC 效应。由此可见,SGC 效应不仅能提高折射率 的调制深度,而且由于相消干涉它可以大大地减小 吸收。三阶非线性吸收和折射率调制见图中虚线,



图 4 第一布里渊区附近产生的 PBG。(a),(b) Bloch 波矢的实部和虚部;(c),(d)探测场的反射谱和透射谱; (e),(f)探测光子的态密度分布。其他参数与图 2 相同

Fig. 4 PBG near the first Brillouin zone boundary. (a), (b) Real and imaginary parts of Bloch wave vectors; (c), (d) reflectivities and transmissivities of probe field; (e), (f) density of states of probe photons. Other parameters are the same as in Fig. 2



图 5 探测场折射率的虚部随失谐的变化曲线。相关参数是: $\delta = 15\gamma, \Delta_c = 0, \Omega_{c0} = 2.0\gamma$ Fig. 5 Imaginary part of the refractivity versus probe detuning. Parameters are as follows: $\delta = 15\gamma, \Delta_c = 0, \Omega_{c0} = 2.0\gamma$



图 6 (a)折射率虚部和(b)折射率实部在周期 $a=\lambda_L/2$ 的光晶格中的演变图。相关参数与图 5 相同 Fig. 6 Evolutions of (a) imaginary and (b) real parts in the optical lattices of period $a=\lambda_L/2$. Other parameters are the same as in Fig. 5

显然,交叉 Kerr 非线性导致强的相位调制。由于透明窗口的对称性,则在共振频率附近有两个光子带隙 PBG 形成。在图 7 中,得到三光子带隙结构,两 个窄光子带隙出现在探测场共振区域,一个宽光子 带隙出现在探测场远共振区域。从图 7(a)中的 Bloch 波矢可以发现,当 SGC 效应不存在时,在共振区域中光子带隙很难形成[图 7(a)点线],并且由 于无法避免的探测场吸收使得光子带隙的反射率很低[图 7(c)点线]。然而,当 SGC 效应出现时,在两 个透明窗口处布洛赫波矢仍然满足 $\kappa' = \pi/a \ \pi \kappa'' \neq$ 0[见图 7(a)中的实线]。因此,对应透明窗口能够 形成较好的带隙结构,其反射率为85%[图7(c)中 实线]。在图7(a),(c),(e)中,比较了考虑所有阶 极化率和三阶Kerr非线性极化率(即图中对应于的 实线和虚线),很明显在这两种情况下曲线变化趋势 几乎一致。于是,能得出结论:在SGC效应存在时, 在探测场共振处两个窄光子带隙结构主要是由非线 性贡献产生的;而在探测场远共振处宽带隙结构不 受SGC效应的影响。同理,由于不可忽略耦合场的 强度Ω。的作用,在图7(c)和7(e)中两个反射率以 及光子态密度曲线的差别是由高阶非线性吸收导致 的,而一阶和三阶极化率的吸收可以忽略。



图 7 第一布里渊区附近产生的 PBG。(a),(b) Bloch 波矢的实部和虚部;(c),(d)探测场的反射谱和透射谱; (e),(f)探测光子的态密度分布。其他参数与图 5 相同

Fig. 7 PBG near the first Brillouin zone boundary. (a), (b) Real and imaginary parts of Bloch wave vectors; (c), (d) reflectivities and transmissivities of probe field; (e), (f) density of states of probe photons. Other parameters are the same as in Fig. 5

4 结 论

以俘获在光晶格中具有 SGC 效应的四能级 Lambda 原子模型为研究对象,研究了其稳态光学 响应过程。由于探测场的折射系数在空间上被周期 性调制,原子系统呈现一维光子晶体的性质。当耦 合场非共振时,基于 SGC 效应引起了大的非线性相 位调制,在透明窗口处形成了对探测场高反射的光 子带隙。然而,在耦合场共振条件下,SGC 效应使 原子系统产生双暗态共振形成两个透明窗口,于是 相应地感应出两个光子带隙。但是,当 SGC 效应消 失时,由于介质对探测场的强烈吸收使得光子带隙 结构很难形成。这种利用 SGC 效应通过调控耦合 场的耦合方式感生的光子带隙结构能够用于设计新型光学器件,如全光路由和全光开关等,在确定性量子逻辑门和提高光脉冲间非线性相互作用方面具有 重要作用。

参考文献

- 1 M O Scully, S Y Zhu, A Gravrielides. Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing [J]. Phys Rev Lett, 1989, 62(24): 2813-2816.
- 2 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi-Λ-type four-level atom system at low-light levels [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(9): 1419-1423.
- 张丽英,刘正东,陈 峻. 准 Λ 型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应透明 [J]. 光学学报,2006,26(9):1419-1423.

- 3 S E Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. Phys Today, 1997, 50(7): 36-42.
- 4 M Fleischhauer, A Imamoglu, J P Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media [J]. Rev Mod Phys, 2005, 77(2): 633-673.
- 5 L V Hau, S E Harris, Z Dutton, *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas [J]. Nature, 1999, 397(6720): 594-598.
- 6 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing down of group velocity in Eu³⁺: Y₂SiO₅ crystal [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(5): 946-950.

梁卿昌,王海华,蒋占魁. Eu³⁺:Y₂SiO₅ 晶体中电磁感应透明及 群速度减慢研究 [J]. 光学学报,2007,27(5):946-950.

- 7 M Fleischhauer, M D Lukin. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(22): 5094.
- 8 Huang Shanguo, Gu Wanyi, Ma Haiqiang. Effects of detuning on the storage of a light pulse in an ultracold atomic medium [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(12): 4211-4217. 黄善国,顾畹仪,马海强.失谐对冷原子介质中光脉冲信息存储 的影响 [J]. 物理学报, 2004, 53(12): 4211-4217.
- 9 Gong Shangqing, Xu Zhizhan. Nonlinear theory of electromagnetically induced transparency [J]. Chinese J Lasers, 1996, 23(4): 311-314.
 龚尚庆,徐至展. 电磁感应透明的非线性理论 [J]. 中国激光,

1996, 23(4): 311-314.
10 M Artoni, G C La Rocca. Optically tunable photonic stop bands in homogeneous absorbing media [J]. Phys Rev Lett, 2006, 96

- (7): 073905.
 11 J H Wu, G C La Rocca, M Artoni. Controlled light-pulse
- propagation in driven color centers in diamond [J]. Phys Rev B, 2008, 77(11): 113106.
- 12 Ba Nuo, Wu Xiangyao, Liu Xiaojing, *et al.*. Tunable triple photonic band-gaps based on coherent induction in a five-level ⁸⁷Rb atomic system [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(8): 0827001.
- 巴 诺,吴向尧,刘晓静,等. 五能级⁸⁷ Rb 原子系统中相干诱导的可调谐三光子带隙 [J]. 光学学报,2012,32(8):0827001.
- 13 M Bajcsy, A S Zibrov, M D Lukin. Stationary pulses of light in an atomic medium [J]. Nature, 2003, 426(6967): 638-641.
- 14 Y Zhang, Y Zhang, X H Zhang, et al.. Efficient generation and control of robust stationary light signals in a double-Λ system of cold atoms [J]. Phys Lett A, 2012, 376(4): 656-661.
- 15 J H Wu, M Artoni, G C La Rocca. All-optical light confinement in dynamic cavities in cold atoms [J]. Phys Rev Lett, 2009, 103 (13): 133601.
- 16 J W Gao, J H Wu, N Ba, et al.. Efficient all-optical routing using dynamically induced transparency windows and photonic band gaps [J]. Phys Rev A, 2010, 81(1): 013804.
- 17 R G Wan, J Kou, L Jiang, et al.. Magneto-optical switching and routing via coherently induced photonic band gaps in a driven F_e=0↔F_g=1 transition [J]. J Phys B, 2011, 44(6): 065502.
- 18 A Schilke, C Zimmermann, P W Courteille, *et al.*. Photonic band gaps in one-dimensionally ordered cold atomic vapors [J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(22): 223903.

- 19 A Schilke, C Zimmermann, W Guerin. Photonic properties of one-dimensionally-ordered cold atomic vapors under conditions of electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev A, 2012, 86(2): 023809.
- 20 H Yang, L Yang, X C Wang, *et al.*. Dynamically controlled two-color photonic band gaps via balanced four-wave mixing in one-dimensional cold atomic lattices [J]. Phys Rev A, 2013, 88 (6): 063832.
- 21 Ba Nuo, Wang Lei, Zhang Yan. Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimension cold atomic lattices [J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(3): 034209.
 巴 诺, 王 磊, 张 岩. 一维冷原子晶格中相干诱导三光子带 隙 [J]. 物理学报, 2014, 63(3): 034209.
- 22 A Schilke, C Zimmermann, P W Courteille, *et al.*. Optical parametric oscillation with distributed feedback in cold atoms [J]. Nature Photonics, 2012, 6(2): 101-104.
- 23 J H Wu, S A R Horsley, M Artoni, *et al.*. Radiation damping optical enhancement in cold atoms [J]. Light Sci Appl, 2013, 2 (2): e54.
- 24 S A R Horsley, J H Wu, M Artoni, *et al.*. Optical nonreciprocity of cold atom Bragg mirrors in motion [J]. Phys Rev Lett, 2013, 110(22): 223602.
- 25 C Ottaviani, D Vitali, M Artoni, *et al.*. Polarization qubit phase gate in driven atomic media [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(19): 197902.
- 26 N Ba, R G Wan, B N Jiang, et al.. Polarization phase gate and three-photon GHz state using coherently enhanced Kerr nonlinearity [J]. Opt Commun, 2010, 283(6): 1017-1021.
- 27 S E Harris, Y Yamamoto. Photon switching by quantum interference [J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(17): 3611-3614.
- 28 M Yan, E G Rickey, Y F Zhu. Observation of absorptive photon switching by quantum interference [J]. Phys Rev A, 2001, 64 (4): 041801.
- 29 Y Wu, L Deng. Ultraslow optical solitons in a cold four-state medium [J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(14): 143904.
- 30 G X Huang, C Hang, L Deng. Gain-assisted superluminal optical solitons at very low light intensity [J]. Phys Rev A, 2008, 77 (1): 011803.
- 31 S E Harris. Lasers without inversion: Interference of lifetimebroadened resonances [J]. Phys Rev Lett, 1989, 62(9): 1033-1036.
- 32 S Y Zhu, M O Scully. Spectral line elimination and spontaneous emission cancellation via quantum interference [J]. Phys Rev Lett, 1996, 76(3): 388-391.
- 33 Y P Niu, S Q Gong. Enhancing Kerr nonlinearity via spontaneously generated coherence [J]. Phys Rev A, 2006, 73 (5): 053811.
- 34 R G Wan, J Kou, L Jiang, *et al.*. Electromagnetically induced grating via enhanced nonlinear modulation by spontaneously generated coherence [J]. Phys Rev A, 2011, 83(3): 033824.
- 35 N Ba, L Wang, X Y Wu, *et al.*. Electromagnetically induced grating based on the giant Kerr nonlinearity controlled by spontaneously generated coherence [J]. Appl Opt, 2013, 52 (18), 4264-4272.

栏目编辑:史 敏