

电磁感应双光子带隙的产生和控制*

于淼¹⁾ 张岩¹⁾ 房博¹⁾ 高俊艳¹⁾ 高金伟^{1)2)†} 吴金辉^{1)‡}

1) (吉林大学物理学院, 长春 130012)

2) (哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

(2011年9月30日收到; 2011年12月14日收到修改稿)

基于电磁感应透明技术, 通过求解原子的密度矩阵方程和电磁场的传输矩阵方程, 研究了被行波场和驻波场共同耦合的一个四能级冷原子介质的稳态光学特性, 发现在特定参数下能够产生一个几乎完美的双光子带隙结构, 在这两个光子带隙对应的频率区域内反射率都均匀地超过 95%. 通过改变耦合场的强度和频率, 可以方便地调节这两个光子带隙的位置和宽度. 这一双光子带隙结构可用于实现全光路由和全光开关, 有望在全光信息网络中获得应用.

关键词: 周期调制原子相干, 电磁感应透明, 相干诱导光子带隙

PACS: 42.50.Gy, 42, 70.Qs, 42.50.Hz

1 引言

最近二十年, 激光诱导原子相干效应受到了极大关注. 这种原子相干效应是指应用相干电磁场将原本不相关的原子能级耦合起来使其发生 Autler-Townsend 劈裂, 从而改变原子与光之间的相互作用, 使得原子在吸收、色散等一系列特性上有所不同. 激光诱导原子相干已导致很多重要物理现象, 如电磁感应透明 (EIT) [1-4], 光速减慢 [5-8], 光存储 [9-11] 等. 最近几年, 为了更灵活地操控光信号, 人们开始把这种空间上均匀的原子相干效应拓展到周期变化的情形, 进而预言了一种全新的光子带隙结构, 并利用这种光子带隙结构实现了静态光存储 [12-16]. 相干诱导光子带隙的形成依赖于驻波激光对原子样品的周期调制. 与传统光子晶体的带隙结构一旦生成性质就固定相比, 激光诱导光子带隙结构的性质光学可调, 因而受到了广泛的关注 [17-21]. 利用这种带隙结构可禁闭弱光信号 [22], 设计全光路由和开关 [23], 这在通讯网络上将会有重要的应用. 但是这些研究都是建立在单光子带隙基础上的, 这将大大限制其实际应用. 为此, 建立双带隙和多带隙结构成为近年来国内外研究的热点.

前期工作中, 我们在存在真空感应相干的系统中建立了多光子带隙结构 [24, 25]. 由于真空感应相干几乎不存在于实际的原子系统, 因此在这篇文章中我们研究了如何由动力学感应相干建立双光子带隙结构. 该系统是由驻波场与行波场共同驱动的四能级系统. 理论计算发现, 由于驻波对两个暗态的空间周期调制, 在共振点两侧对称地产生了两个反射率超过 95% 的禁带. 频率位于禁带内的光信号将被完全反射, 不能通过介质. 通过分析行波和驻波对这种电磁诱导光子带隙的影响发现其宽度和位置完全由两个耦合场的强度和频率决定. 利用这种光学可调谐的双带隙结构可同时操纵两个光信号的动态传播过程, 从而在通讯网络中实现双通道的全光路由和开关.

2 双光子带隙的产生和控制

如图 1 为我们所研究的相干场控制的四能级冷原子系统, 三个偶极允许的光学跃迁 |1> 到 |3>, |3> 到 |4>, |2> 到 |4> 分别由频率为 $\omega_p, \omega_c, \omega_s$ 的弱行波探测场, 强行波场耦合场、强驻波耦合场驱动, 激光场与跃迁频率的失谐分别为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$,

* 国家自然科学基金 (批准号: 10874057, 11104112) 资助的课题.

† E-mail: jwgao@hit.edu.cn

‡ E-mail: jhwu@jlu.edu.cn

$\Delta_c = \omega_c - \omega_{43}$, $\Delta_s = \omega_s - \omega_{42}$. 探测场与驻波场沿 z 方向传播, 行波场垂直于 z 方向传播.

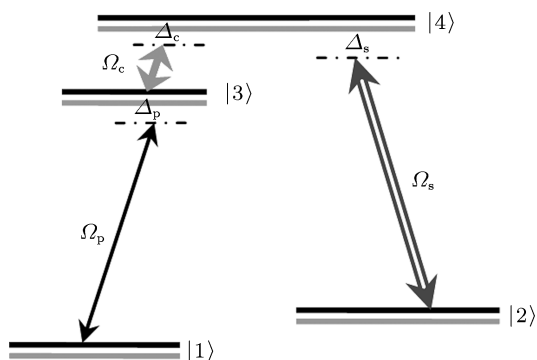


图1 能级结构: Ω_c 是强行波场, Ω_s 是强驻波场, Ω_p 是弱行波场, $\Delta_c, \Delta_s, \Delta_p$ 分别是对应的场与相应能级跃迁的频率失谐

为了研究弱探测场的传播规律, 在半经典理论

$$\chi_p(z) = \frac{N |d_{31}|^2}{2\epsilon_0 \hbar} \left\{ \Delta_p - i\gamma_{13} + \frac{|\Omega_c|^2 [(\Delta_p + \Delta_c - \Delta_s) - i\gamma_{12}]}{|\Omega_s|^2 - [(\Delta_p + \Delta_c) - i\gamma_{14}] [(\Delta_p + \Delta_c - \Delta_s) - i\gamma_{12}]} \right\}^{-1}, \quad (4)$$

其中 N 为原子密度, d_{31} 为能级 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 之间的电偶极距, γ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的相干弛豫速率, Ω_c 为行波场的拉比频率, 考虑驻波场为完美驻波, 即驻波的前向与反向分量的拉比频率同为 Ω_s , 则驻波场拉比频率在传播方向 z 上周期性变化为: $\Omega_{s0}^2(z) = 4\Omega_s^2 \cos^2(k_s z)$, 由于驻波场的空间周期调制, 探测场在周期长度为 $a = \lambda_s/2$ (为驻波场波长) 的周期层中传输. 由于受到介质的周期调制, 会在第一布里渊区边界 π/a 附近产生光子带隙. 计算带隙结构首先要计算传播一个周期长度 a 的 2×2 单模传输矩阵 $M(\omega)$ ^[20]. 该周期介质的平移不变性可通过考察光子本征态的布洛赫 (Bloch) 条件来说明,

$$\begin{pmatrix} E_p^+(z+a) \\ E_p^-(z+a) \end{pmatrix} = M(\Delta_p) \begin{pmatrix} E_p^+(z) \\ E_p^-(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\kappa a} E_p^+(z) \\ e^{i\kappa a} E_p^-(z) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

这里 E_p^+ 和 E_p^- 分别是探测场的前行波和后行波 (布拉格反射) 的电场强度, $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ 是复布洛赫波矢, 是表征光子带隙结构的量. 一维光子能带结构可以由决定方程 $e^{2i\kappa a} - \text{Tr}(M(\omega)) e^{i\kappa a} + 1 =$

框架下, 考虑电偶极近似及旋转波近似, 将相互作用哈密顿量代入运动方程 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H_I, \rho] + R\rho$ 中, 密度矩阵方程组可写为:

$$\dot{\rho}_{12} = i\Omega_p^* \rho_{32} - i\Omega_s \rho_{14} + [i(\Delta_p + \Delta_c - \Delta_s) - \gamma_{12}] \rho_{12}, \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{13} = i\Omega_p^* (\rho_{33} - \rho_{11}) + (i\Delta_p - \gamma_{13}) \rho_{13} - i\Omega_c \rho_{14}, \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{14} = i\Omega_p^* \rho_{34} - i\Omega_s^* \rho_{12} - i\Omega_c^* \rho_{13} + [i(\Delta_p + \Delta_c) - \gamma_{14}] \rho_{14}, \quad (3)$$

其中, 根据弱场近似条件, 设定 $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = \rho_{33} = \rho_{44} = \rho_{23} = \rho_{24} = \rho_{34} = 0$.

通过上述方程组求出稳态情况下探测场的极化率为:

0 ($\det M = 1$) 得到:

$$\kappa a = \pm \cos^{-1} \left[\frac{\text{Tr}(M(\omega))}{2} \right], \quad (6)$$

考虑样品的厚度为 $L = Na$ ($N \gg 1$), N 为驻波的周期数, 总的传输矩阵为 $M_{(N)}$. $M_{(N)}$ 可以通过 $M_{(N)} = M(\omega)^N$ 给出. 由此可计算反映带隙结构好坏的反射振幅和透射振幅:

$$\begin{aligned} r(\Delta_p) &= \frac{M_{K(12)}}{M_{K(22)}} \\ &= \frac{M_{12} \sin(N\kappa a)}{M_{22} \sin(N\kappa a) - \sin((N-1)\kappa a)}, \\ t(\Delta_p) &= \frac{1}{M_{K(22)}} \\ &= \frac{\sin(\kappa a)}{M_{22} \sin(N\kappa a) - \sin((N-1)\kappa a)}, \end{aligned} \quad (7)$$

那么, 反射率为 $R = |r(\Delta_p)|^2$, 透射率为 $T = |t(\Delta_p)|^2$.

基于上述公式和方法, 我们在下面给出了细致的数值模拟结果. 图2为布洛赫波矢 κ 的实部与虚部的情况, 相应参数为: 相干弛豫速率 $\gamma_{12} = \gamma_{14} = 0.002$ MHz, $\gamma_{13} = 5.0$ MHz; 行波场强度 $\Omega_c = 200$ MHz; 驻波场强度 (波腹强度) $\Omega_{s0} = 100$ MHz; $\Delta_c = \Delta_s = 0$; 样品长度 $L = 1.5$ mm; 原子密度 $N = 2 \times 10^{12}$ cm⁻³.

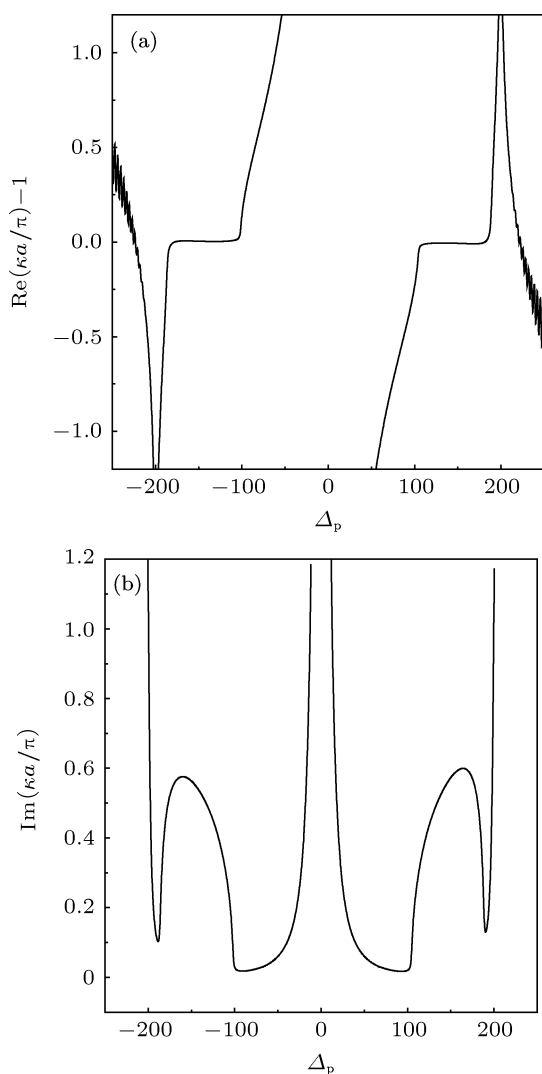


图2 带隙结构: (a) 布洛赫波矢实部; (b) 布洛赫波矢虚部

从图2可以发现,在共振点两侧的两个频率域内,布洛赫波矢实部 $\kappa' = \pi/a$, 虚部 $\kappa'' \neq 0$, 根据布洛赫定理,在这两段对称的频率范围里已经形成了很好的光子禁带结构.为进一步检验两个带隙的形成,我们给出了反射率谱及透射率谱.如图3所示,在这两个特定的频率域内,透射率为零,而反射率超过95%,这说明探测场是不能透过介质的,几乎完全被反射回来,两个对称的带隙被很好的建立了.禁带的形成可以这样理解:在行波场和驻波场建立的两个EIT窗口之内,介质的折射率受到周期调制,使得探测光在传播过程中会经历多次布拉格反射;不同的布拉格反射分量在相互叠加时由于相位差为 2π 的整数倍而形成相长干涉,最终导致探测光被完全反射而不能在介质中传播.值得注意的是,由于禁带包含在EIT窗口之内,所以禁带内

的原子共振吸收得到了很好抑制,这对于高反射率完美禁带的形成也至关重要.

下面我们开始讨论如何对双光子禁带进行调制.

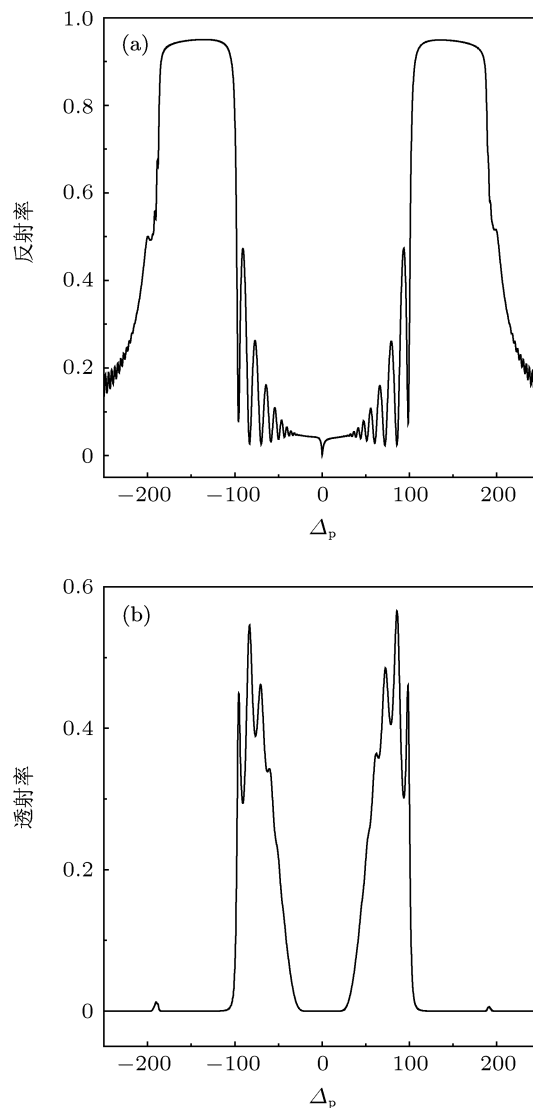


图3 探测场的反射透射情况 (a) 带隙反射率谱; (b) 带隙透射率谱参数同图2

图4显示了当改变行波场和驻波场的拉比频率时,双光子带隙的光谱结构的变化情况.为了实现高反射率完美的双光子禁带,必须同时增大或减小两场的拉比频率.如图4所示,随着两个耦合场的拉比频率逐渐降低,带隙的带宽逐渐变窄,但是反射带的反射率没有变化,两个禁带的位置逐渐接近共振点,并始终以共振频率为中心对称分布.双光子禁带的调节特性可以这样理解:一方面随着两个耦合场的拉比频率变小,两个EIT窗口的线宽会逐渐变小,但是始终包含禁带的频率范围,从而使反射带的反射率不会降低;另一方面驻波拉比频率

减小时, 驻波波腹和波节的对比度会降低, 即波腹和波节的折射率对比度降低, 这会使禁带变窄. 这样, 我们可以通过调节耦合场拉比频率来控制带隙的带宽与位置.

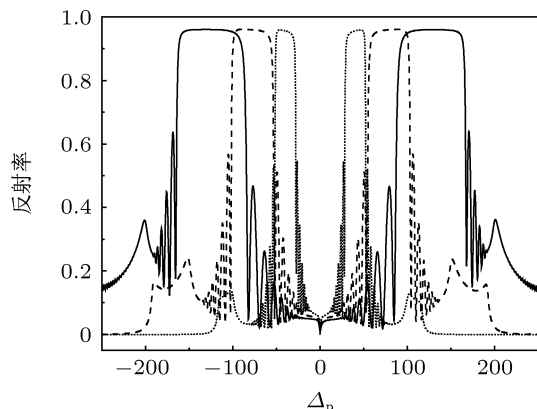


图 4 探测场的反射率驻波场和行波场的拉比频率 $\Omega_{s0} = 100$ MHz, $\Omega_c = 200$ MHz (实线); $\Omega_{s0} = 60$ MHz, $\Omega_c = 150$ MHz, (虚线); $\Omega_{s0} = 30$ MHz, $\Omega_c = 100$ MHz, (点线). 其余参数同图 2

上面研究的都是共振耦合的情况, 即两个耦合场的失谐是零. 接下来我们讨论驻波场与行波场的失谐对双带隙结构的影响. 如图 5(a) 所示, 逐渐增加驻波场的失谐, 带隙的对称性略有破坏, 一侧的反射率略有降低, 但降低的幅度并不大, 带隙的宽度保持不变, 带隙位置发生蓝移. 行波场的失谐逐渐增加时 (图 5(b)), 两个带隙的反射率和宽度没有变化, 但带隙位置发生红移. 利用缀饰态理论分析可知, 失谐会导致 EIT 窗口的位置发生移动, 进而使带隙位置发生了移动. 由于两个带隙仍然在两个 EIT 窗口内, 所以带隙的反射率几乎没有变化; 又由于驻波场的强度没有发生变化, 所以两个带隙的宽度不会发生变化. 综上可知通过改变耦合场的失谐, 可以移动两个光子带隙的位置.

这样, 我们可以通过综合调节驻波和行波场的失谐及拉比频率来控制带隙的宽度和位置, 从而得到具有特定频带的光子带隙.

这种电磁诱导的动态可调的双光子带隙结构, 可用于实现经典或量子通讯网络中的双通道全光路由和开关. 考虑到在实际应用中需要处理更多的光信号, 我们可以级联地放置多个具有电磁诱导双光子带隙结构的原子样品. 但是, 级联的效果会使

光信号的传输效率越来越低, 因此如何在一个原子样品中同时获得更多的电磁诱导光子带隙将是我们未来研究工作的重点.

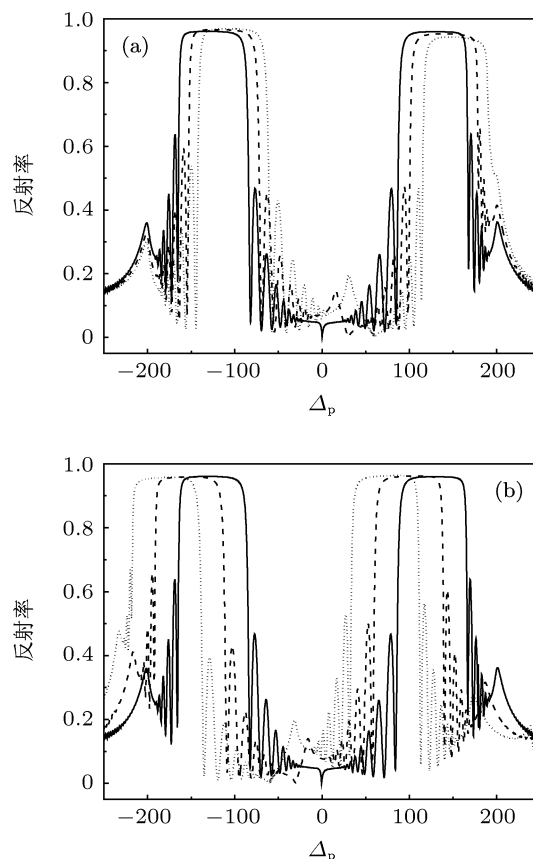


图 5 探测场的反射率 (a) 驻波场失谐 $\Delta_s = 0$ (实线), 30 MHz (虚线), 60 MHz (点线); (b) 行波场失谐 $\Delta_c = 0$ (实线), 30 MHz (虚线), 60 MHz (点线). 其余参数同图 2

3 结论

利用描述原子演化的密度矩阵方程和描述电磁场在光子晶体 [26] 中传播的传输矩阵方程, 我们分析了行波激光与驻波激光共同作用的一个四能级原子系统的稳态光学特性. 结果发现, 随着空间位置由驻波节点变为驻波波腹, 原子系统的暗态由一个劈裂为一对, 探测场的吸收峰由两个变成三个 (透明窗口由一个变成两个). 同时, 介质的吸收和色散系数由于被驻波调制而呈现周期性, 使得探测场在传播过程中会经历布拉格反射, 以至于两个特定频率区域内的探测光不能通过介质, 即在两个窗口内产生了一对光子带隙. 光子带隙的宽度和位置完全由行波场和驻波场的强度和频率决定.

- [1] Boller K J, Imamolu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [2] Field J E, Hahn K H, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3062
- [3] Xiao M, Li Y Q, Jin S Z, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [4] Wielandy S, Gaeta A L 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2500
- [5] Harris S E, Field J E, Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** R29
- [6] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [7] Kocharovskaya O, Rostovtsev Y, Scully M O 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 628
- [8] Wu J H, Jia J K, Gao J W, Xue Y, Wang G, Wu J H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033815
- [9] Lukin M D, Imamoglu A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1419
- [10] Chen Y F, Wang C Y, Wang S H, Yu I A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043603
- [11] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
- [12] Andre A, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 143602
- [13] Lin Y W, Liao W T, Peters T, Chou H C, Wang J S, Cho H W, Kuan P C, Yu I A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 213601
- [14] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033822
- [15] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013807
- [16] Zhang Y, Zhang X H, Yu M, Wu J H, Cui C L 2010 *Phys. Lett. A* **376** 656
- [17] Artoni M, La Rocca G C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905
- [18] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1840
- [19] Petrosyan D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053823
- [20] Zhang Y, Xue Y, Wang G, Cui C L, Wang R, Wu J H 2011 *Optics Express* **19** 2111
- [21] Sadeghi S M, Li W J 2009 *Phys.: Condens. Matter* **21** 155801
- [22] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 133601
- [23] Gao J W, Wu J H, Ba N, Cui C L, Tian X X 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013804
- [24] Gao J W, Zhang Y, Ba N, Cui C L, Wu J H 2010 *Opt. Lett.* **35** 709
- [25] Gao J W, Bao Q Q, Wan R G, Cui C L, Wu J H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053815
- [26] Ni P G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 0340 (in Chinese) [倪培根 2010 物理学报 **59** 0340]

Generation and control of electromagnetically induced double photonic band-gaps*

Yu Miao¹⁾ Zhang Yan¹⁾ Fang Bo¹⁾ Gao Jun-Yan¹⁾
Gao Jin-Wei¹⁾²⁾† Wu Jin-Hui¹⁾‡

1) (College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

2) (Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 30 September 2011; revised manuscript received 14 December 2011)

Abstract

By using the technique of electromagnetically induced transparency and solving density matrix equations for atoms and transfer matrix equations of fields, we study the steady optical properties of a four-level system of cold atoms driven by a traveling-wave field and a standing-wave field. It is found that a nearly perfect structure of double photonic band-gap can be generated with specific parameters. In particular, the reflectivity inside each photonic band-gap is homogeneous over 95%. It is convenient to modulate the positions and widths of both photonic band-gaps by changing intensities and frequencies of the driving fields. The double photonic band-gaps can be used to achieve all-optical routing and switching and therefore may have applications in all-optical information networks.

Keywords: periodically modulated atomic coherence, electromagnetically induced transparency, coherently induced photonic band-gaps

PACS: 42.50.Gy, 42, 70.Qs, 42.50.Hz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10874057, 11104112).

† E-mail: jwgao@hit.edu.cn

‡ E-mail: jhwu@jlu.edu.cn