

文章编号: 1007-6654(2014)02-0148-06

## 光子晶体特性在 EIT 介质中的实验实现

郭苗军, 王丹, 周海涛, 张俊香<sup>†</sup>

(山西大学 光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006)

**摘要:** 基于原子相干效应, 研究了在驻波场作用下原子介质的吸收和折射率的周期性调制所产生的周期性微结构特性及其操控。实验结果表明, 在驻波场作用下原子介质存在与光子晶体同样的光子带隙特性, 而且可通过调节形成驻波的两束光的频率差实现对其光子带隙位置的操控, 实现了光子带隙 20MHz 的频率移动。

**关键词:** 原子相干; 光子带隙; 光子晶体; 光学操控

中图分类号: O431

文献标识码: A

DOI: 10.3788/ASQO20142002.0148

### 0 引言

由折射率周期性改变的材料排列而成的光子晶体结构<sup>[1-2]</sup>作为一种空间受限系统, 由于光子带隙(Photonic Band-Gap, 简称为 PBG)的存在, 可阻挡传输光波的通过进而控制光波的传播, 产生了许多崭新的物理性质, 如光子局域<sup>[1]</sup>、光的超棱镜效应<sup>[3]</sup>等。通过调节光子晶体结构, 可操控光场传输的群速度<sup>[4]</sup>和非线性效应<sup>[5]</sup>。

在具有 EIT 效应的原子气体介质中, 通过驻波耦合场作用, 可以使原子气体对探针场的吸收产生周期性调制, 从而形成折射率周期性调制的光子晶体结构。理论和实验研究均表明, 在基于原子相干效应的光子晶体结构特性介质中, 可以对探针光的透射及反射特性进行有效操控。1999 年, 在超冷钠原子蒸汽中实现了驻波作用下的电磁诱导光栅 (EIG), 并观测到衍射信号<sup>[6]</sup>。2002 年, 在冷原子系统中, 通过驻波耦合在具有

空间周期性吸收介质中观测到简并四波混频效应<sup>[7]</sup>。2003 年, 基于 EIG 将光脉冲减速并停止在原子介质中<sup>[8]</sup>。2006 年, 对冷原子 EIG 介质中探测场反射特性的理论研究表明, EIG 介质具有很好的光子禁带结构<sup>[9]</sup>, 同年国内吉林大学研究组将 EIG 模型推广到固体材料, 研究了 EIG 对光子禁带的作用<sup>[10]</sup>。2005 年, 肖敏研究组利用 EIG 特性在原子气体中演示了全光开关功能<sup>[11]</sup>。2009 年, 中国台湾的 Ite A. Yu 小组在冷原子 EIG 系统中, 实现了对光脉冲的局域操控<sup>[12]</sup>; 2010 年, 吉林大学研究组理论分析了在原子介质中光子禁带的可调特性并在原子气体中得到进行了实验验证<sup>[13]</sup>, 中国科学院武汉物理与数学研究所双色 EIT 系统中实现了高效四波混频<sup>[14]</sup>。我们研究了在具有 EIG 特性的铯原子气体中 EIT 对非线性效应的增强特性<sup>[15-16]</sup>。

收稿日期: 2014-02-25

基金项目: 国家自然科学基金项目(11274210; 61308121); 国家重大科学研究计划课题(2010CB923102); 高等学校博士学科点专项科研基金博导类课题(20131401110013)

作者简介: 郭苗军(1985—), 男, 山西人, 博士研究生, 主要从事量子光学与激光光谱方面的研究。E-mail: guomiaojun85@sina.com

<sup>†</sup>通信作者: 张俊香, E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

光子晶体是由不同折射率介质周期性排列形成的人工微结构,由于空间折射率的周期性变化,光子晶体存在 PBG,处于带隙内的光由于布拉格反射,不能进入光子晶体,处于带隙外的光可以通过光子晶体。对于静止的光子晶体,频率相同,传播方向相反的两束光入射到光子晶体,他们具有相同的透射特性。如果光子晶体以一定的速度移动,由于多普勒效应,传播方向与光子晶体移动方向相同的光的频率相对于光子晶体有红移,传播方向与光子晶体移动方向相反的光的频率相对于光子晶体有蓝移<sup>[17]</sup>。如果移动的频率使得一束光恰好处于 PBG 区域,另外一束光的不在 PBG 区域,这样就可以形成全光光学二极管<sup>[18]</sup>。

然而,在实验上使光子晶体移动起来是比较困难的。因此,我们提出了一种方案<sup>[18]</sup>,不需要移动任何物体,用在驻波耦合场作用下的 EIT 介质替代光子晶体。由于驻波光强在空间上的周期性变化,引起了 EIT 介质的折射率在空间上的周期性变化,这就类似于一个光子晶体<sup>[19-21]</sup>。如果

形成驻波的两束光有一定的频率失谐,驻波的波包将会以一定的速度移动,周期性变化的介质折射率也会以一定速度移动,这样就形成了一个可移动的光子晶体,且移动的速度大小与频率失谐成正比关系。因此,由于多普勒效应,对传输探针场而言,其带隙位置也会随移动速度发生变化,从而通过调节频率失谐实现对带隙的操控,该文对所能实现的操控范围进行了精确测量。

## 1 在 EIT 介质中光子晶体性质的实现

在一个三能级 EIT 系统中,如果耦合场是行波,系统对探针场的透射特性表现为透明;如果耦合场由行波变为驻波,系统对探针场的透射特性表现为吸收增强,同时由于光与原子的非线性相互作用,在探针光的镜面反射的方向产生一束新的光场<sup>[15-16]</sup>,这种光场的传播特性类似于二维光子晶体,光子晶体存在 PBG,对处于带隙内的光不能通过该晶体。

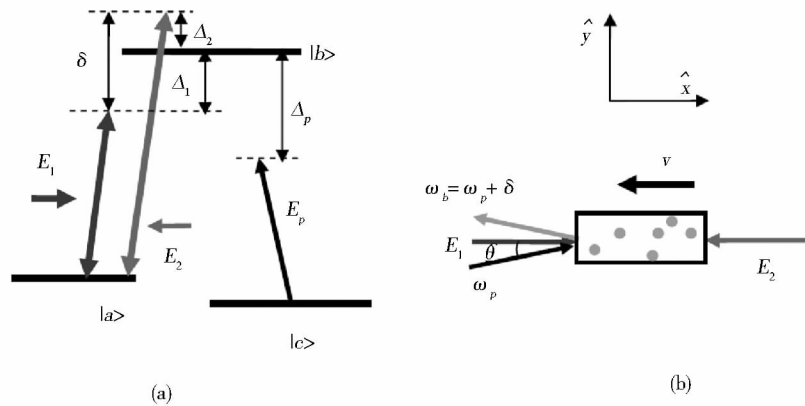


Fig. 1 (a) Level structure of the EIT medium. The coupling transition of the-type three-level system is driven by a standing wave field (b) The photonic crystal is formed by the standing wave pattern in experiment

图 1 (a) 驻波耦合场作用下的能级示意图。(b) 在 EIT 介质中实现光子晶体特性的实验示意图

图 1a 所示的是由一个<sup>133</sup>Cs D1 线形成的三能级原子系统,有一个上能态 $|b\rangle$ ( $6^2S_{1/2}, F'=4$ )和两个基态 $|a\rangle$ ( $6^2S_{1/2}, F=4$ )和 $|c\rangle$ ( $6^2S_{1/2}, F=3$ ),能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 之间的跃迁频率分别为 $\omega_{ba}$ 和 $\omega_{bc}$ ,他们之间满足 $\omega_{bc} = \omega_{ba} + 2\pi \times 9.2$  GHz,能级 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间是跃迁禁止的。能级 $|b\rangle$ 的自发衰减率为 $\Gamma_b = 2\pi \times 4.6$  MHz。沿  $x$

方向相向传播的两束光( $E_1(t) = \hat{y}E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x)$ 和 $E_2(t) = \hat{y}E_2 \cos(\omega_2 t + k_2 x)$ )作为耦合场作用在跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ , $E_1$ 和 $E_2$ 相对于跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|a\rangle$ 之间的频率失谐分别为 $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{ba}$ 和 $\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{ba}$ ,两束耦合场之间的相对频率失谐为 $\delta = \omega_1 - \omega_2$ ;当一束弱的探针场( $E_p(t) = \hat{z}E_p \cos(\omega_p t - k_p x)$ )作用在跃迁能级 $|b\rangle$ 与 $|c\rangle$ 并

以角度  $\theta$  入射到铯原子汽室(图 1b)时,会产生一束向后的反射场  $E_b(t) = \varepsilon E_b \cos(\omega_b t - k_b x)$ 。  $E_p$  相对于跃迁能级  $|b\rangle$  与  $|c\rangle$  之间的频率失谐为  $\Delta_p = \omega_p - \omega_k$ 。图 1b 是我们的实验示意图,具体的实验过程可参考我们以前的工作<sup>[15-16]</sup>,图中的  $E_1$  和  $E_2$  是由钛宝石激光器发出的光分成两束形成,光束束宽为 0.83 mm,它们之间的相对频率失谐  $\delta$  由 AOM 移频产生。半导体激光器产生的光  $E_p$ (光束束宽为 0.5 mm)从两个相反的方向入射到原子汽室,然后用探测器探测探针光的透射特性。我们定义  $E_p$  经过原子汽室后的透射信号为  $T$ 。由于实验上主要研究驻波作用下原子介质的 PBG 特性,所以实验上没有测量由于非线性相互作用产生的  $E_b$ 。

根据我们在驻波调制 EIT 介质的相关工作<sup>[15-16]</sup>,在如图 1b 所示的实验系统中,关于探针光和反射场的耦合波方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} E_p(x) = -\beta_{12}(\omega_p) E_p(x) + i\kappa_{21}(\omega_b) e^{-i\Delta k_x x} E_b(x), \quad (1)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} E_b(x) = -\beta_{21}(\omega_b) E_b(x) + i\kappa_{12}(\omega_p) e^{i\Delta k_x x} E_p(x), \quad (2)$$

其中  $\beta_{ij}(\omega)$  ( $\kappa_{ij}(\omega)$ ) 是频率为  $\omega$  的探针场穿过由耦合场  $E_i$  和反向传输的耦合场  $E_j$  作用的原子系统的衰减(混频)系数,他们分别与介质的线性 ( $\chi_{ij}^L$ ) 和非线性 ( $\chi_{ij}^{NL}$ ) 极化率有关,表示为  $\beta_{ij} = k_p \cos\theta \text{Im}\chi_{ij}^L/2$  和  $\kappa_{ij} = k_p \cos\theta E_1 E_2 \chi_{ij}^{NL}/2$ 。  $\Delta k_x$  是波矢量在  $x$  方向上的相位失配量。反射场通过四波混频过程产生,它的频率为  $\omega_b = \omega_p - \omega_1 + \omega_2$ 。对于长度为  $L = 50$  mm 原子汽室,通过求解式(1)和(2)可得到探针场的透射特性,

$$T \equiv \left| \frac{E_p(L)}{E_p(0)} \right|^2 = \left| \frac{e^{(\lambda_+ + \lambda_-)L} (\lambda_- - \lambda_+)}{[\lambda_- + \beta_{12}(\omega_p)] e^{\lambda_- L} - [\lambda_+ + \beta_{12}(\omega_p)] e^{\lambda_+ L}} \right|^2, \quad (3)$$

其中

$$\lambda_{\pm} = \frac{-i\Delta k_x - \beta_{12}(\omega_p) \pm \beta_{21}(\omega_b)}{2}$$

$$\frac{\sqrt{[i\Delta k_x - \beta_{12}(\omega_p) - \beta_{21}(\omega_b)]^2 + 4\kappa_{12}(\omega_p)\kappa_{21}(\omega_b)}}{2}. \quad (4)$$

图 2 所示的是当两束耦合场之间的相对频率失谐为  $\delta = 0$  时,探针场  $E_p$  的透射特性。图中红色曲线为只有同向的耦合场  $E_1$  和探针场  $E_p$  时的曲线,在这种情况下,耦合场为行波场,对应于常见的 EIT 系统,探针场的透射特性表现为 EIT;而同向  $E_1$  和反向  $E_2$  耦合场都作用在原子上时,耦合场形成驻波,探针场  $E_p$  的透射特性表现为强吸收,如图中黑色曲线所示,其中黑色虚线为用式(3)理论模拟的结果。从图 2 中黑色曲线可以看出,在探针光相对于原子共振吸收  $-5$  MHz  $\leq \Delta_p \leq 5$  MHz 时,探针光没有透射,在这个频率失谐范围内该系统的表现出来的特性就相当于一个一维光子晶体的 PBG。

当两束耦合场之间的相对频率失谐为  $\delta \neq 0$  时,由  $E_1$  和  $E_2$  叠加形成的驻波波包将以一定的速度  $v$  移动

$$v = -\frac{\delta}{2\omega_c} c, \quad (5)$$

其中  $\omega_c = \frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2}$ 。图 3 为我们测量到的不同  $\delta$  下探测光  $E_p$  沿  $x$  方向入射时的透射特性,从图 3a-3c 中我们可以看出,不同的  $\delta$  大小,  $E_p$  表现出来的透射特性不一样,随着  $\delta$  的变大,透射曲线朝着频率增大的方向移动。从图中可以看出,不同的  $\delta$ , 吸收最强的区域处在不同的频率区间,这主要是由于非线性四波混频过程和多普勒效应引起的。由于在整个四波混频过程要满足两个双光子共振条件(一是探针光  $E_p$  与同向的耦合光,另一个是产生的反射光  $E_b$  与反向的耦合光),这就要求探针光沿  $x$  方向入射时要满足  $\Delta_p = \Delta_1$ 。另一个解释是当  $\delta \neq 0$ , 由于  $E_1$  和  $E_2$  形成的驻波具有速度  $v$ , 这样就类似于一个移动的光子晶体,由于多普勒效应使得系统的带隙结构处于不同的频率区域。随着  $\delta$  的增加,带隙位置向着探测光频率增大的方向移动,同时宽度有所降低,在保持带隙宽度基本不变的情况下,带隙中心频率移动了 20 MHz。

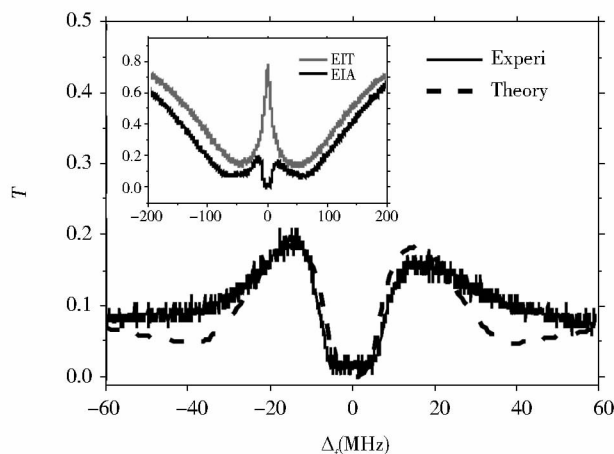


Fig. 2 Transmission of the probe light vs probe detuning, with the input powers of the probe and coupling fields  $300 \mu\text{W}$  and  $20 \text{ mW}$  and  $31 \text{ }^\circ\text{C}$  temperature

图 2 探针光的透射谱随探针光频率失谐的变化情况。实验中探针场和耦合场的功率分别为  $300 \mu\text{W}$  和  $20 \text{ mW}$ , 原子汽室的温度为  $31 \text{ }^\circ\text{C}$

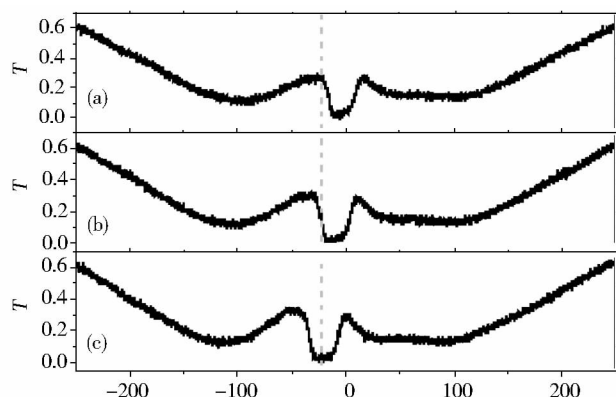


Fig. 3 Transmission of the probe light vs probe detuning, with the input powers of the probe and coupling fields  $40 \mu\text{W}$  and  $50 \text{ mW}$  and  $28.6 \text{ }^\circ\text{C}$  temperature. The detuning of  $E_2$  is  $\Delta_2 = -30 \text{ MHz}$ , and  $\delta = 20 \text{ MHz}$  (a),  $10 \text{ MHz}$  (b),  $0 \text{ MHz}$  (c)

图 3 在温度为  $28.6 \text{ }^\circ\text{C}$ , 探针光功率为  $40 \mu\text{W}$ , 耦合光功率为  $50 \text{ mW}$ , 探针场沿  $x$  方向入射

时的透射特性。耦合场  $E_2$  的频率失谐为  $\Delta_2 = -30 \text{ MHz}$ 。(a)  $\delta = 20 \text{ MHz}$ , (b)  $\delta = 10 \text{ MHz}$ , (c)  $\delta = 0 \text{ MHz}$

在图 3 中, 探针光的透射效率最高只有 30%, 作为一个光子晶体, 是不利于实际应用的, 为了提高探针场的透射效率, 我们可以作用一束泵浦场在跃迁能级  $|c\rangle$  与  $6^2P_{2/3}, F' = 4$  上, 降低处于能级  $|c\rangle$  上的布居数, 从而降低对探针场的吸收, 提高探针光的透射效率。

## 2 结论

基于光子晶体以及移动的光子晶体的带隙

特点, 我们提出了一种在 EIT 介质中实现光子晶体和移动光子晶体的方法, 它是通过两束耦合光形成驻波作用在 EIT 介质上, 由于驻波强度在空间上的周期性调制导致了 EIT 介质对探针光的折射率的空间周期性调制形成的。与传统的光子晶体相比较, 它是通过光学的方法实现的, 具有可调谐的优点。就移动的光子晶体而言, 并不是使光学介质真正的移动起来, 而是利用光学的方法使具有周期性空间调制的场移动起来, 这在

实验上和实际应用中是比较方便的。

#### 参考文献:

- [1] JOHN S. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**: 2486-2489.
- [2] YABLONOVITCH E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**:2059-2062.
- [3] KOSAKA H, KAWASHIMA T, TOMITA A, *et al.* Superprism Phenomena in Photonic Crystals [J]. *Phys Rev B*, 1998, **58**:R10096-R10099.
- [4] FRANDBSEN L H, LAVRINENKO A V, *et al.* Photonic Crystal Waveguides with Semi-slow Light and Tailored Dispersion Properties [J]. *Opt Express*, 2006, **14**:9444-9450.
- [5] EGGLETON B J, SLUSHER R E, STERKE C M, *et al.* Bragg Grating Solitons [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**:1627-1630.
- [6] MITSUNAGA M, IMOTO N. Observation of an Electromagnetically Induced Grating in Cold Sodium Atoms [J]. *Phys Rev A*, 1999, **59**:4773-4776.
- [7] CARDOSO G C, TABOSA J W R. Electromagnetically Induced Gratings in a Degenerate Open Two-level System [J]. *Phys Rev A*, 2002, **65**:033803.
- [8] BAJCSY M, ZIBROV A S, LUKIN M D. Stationary Pulses of Light in an Atomic Medium [J]. *Nature*, 2003, **426**:638-641.
- [9] ARTONI M, LA ROCCA G C. Optically Tunable Photonic Stop Bands in Homogeneous Absorbing Media [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**:073905.
- [10] HE Q Y, WU J H, WANG T J, *et al.* Dynamic Control of the Photonic Stop Bands Formed by a Standing Wave in Inhomogeneous Broadening Solids [J]. *Phys Rev A*, 2006, **73**:053813.
- [11] BROWN A W, XIAO M. All-optical Switching and Routing Based on an Electromagnetically Induced Absorption Grating [J]. *Opt Lett*, 2005, **30**:699-701.
- [12] LIN Y, LIAO W, PETERS T, *et al.* Stationary Light Pulses in Cold Atomic Media and without Bragg Gratings [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **102**:213601.
- [13] KUANG Shang-qi, WAN Ren-gang, KOU Jun, *et al.* Tunable Double Photonic Bandgaps in a Homogeneous Atomic Medium [J]. *J Opt Soc Am B*, 2010, **27**:1518-1522; LI D W, ZHANG L, ZHUO Z C, KIM J B, SU X M. Electromagnetically Induced Photonic Bandgap in Hot Cs Atoms [J]. *J Opt Soc Am B*, 2010, **27**:690-695.
- [14] YANG G Q, XU P, WANG J, *et al.* Four-wave Mixing in a Three-level Bichromatic Electromagnetically Induced Transparency System [J]. *Phys Rev A*, 2010, **82**:045804.
- [15] ZHOU Hai-tao, WANG Da-wei, WANG Dan, *et al.* Efficient Reflection Via Four-wave Mixing in a Doppler-free Electromagnetically-induced-transparency Gas System [J]. *Phys Rev A*, 2011, **84**:053835.
- [16] ZHANG Jun-xiang, ZHOU Hai-tao, WANG Da-wei, *et al.* Enhanced Reflection Via Phase Compensation From Anomalous Dispersion in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**:053841.
- [17] BIANCALANA F, AMANN A, USKOV A V, *et al.* Dynamics of Light Propagation in Spatiotemporal Dielectric Structures [J]. *Phys Rev E*, 2007, **75**:046607.
- [18] WANG Da-wei, ZHOU Hai-tao, GUO Miao-jun, *et al.* Optical Diode Made from a Moving Photonic Crystal [J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **110**:093901.
- [19] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, **77**:633-673.
- [20] WU B, HULBERT J F, LUNT E J, *et al.* Slow Light on a Chip Via Atomic Quantum State Control. [J]. *Nature*

*Photonics*, 2010, **4**:776-779.

- [21] HOCKEL D, BENSON O. Electromagnetically Induced Transparency in Cesium Vapor with Probe Pulses on the Single-Photon Level [J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**:153605.

## Experimental Investigation of the Optical Property of Photonic Crystal in Electromagnetically Induced Transparency Medium

GUO Miao-jun, WANG Dan, ZHOU Hai-tao, ZHANG Jun-xiang

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices,  
Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

**Abstract:** Based on the atomic coherent effects, we investigated the periodic property and its manipulation of atomic medium induced by the periodic modulation of atomic absorption and refractive index under a standing wave field. We find that there exists a photonic bandgap in atomic medium, and the position of photonic bandgap can be manipulated over a detuning range of 20 MHz via varying the frequency difference of two component fields of standing wave.

**Key words:** atomic coherence; photonic bandgap; photonic crystal; optical manipulation