

# 非线性一维光子晶体光开关与光双稳\*

陈 明<sup>2</sup> 李淳飞<sup>2</sup> 徐 迈<sup>1</sup> 王维彪<sup>1</sup> 夏玉学<sup>1</sup> 马少杰<sup>1</sup>

(1 中科院长春光学精密机械与物理研究所激发态物理开放实验室, 长春 130033)  
(2 哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

**摘 要** 设计和制备了 ZnS/ZnSe 叠层共 20 个周期的非线性一维光子晶体光开关与光双稳器件. 理论模拟了波长 514.5 nm 的氩离子激光, 在阈值功率密度  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  下, 完全移出光子禁带, 实现了光开关. 同一器件也可作为光学双稳器件, 实验测出其阈值功率密度为  $1.38 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ , 双稳开关时间为 100 ps. 理论与实验结果基本一致.

**关键词** 光子晶体; 非线性; 光开关; 光双稳

**中图分类号** O437 **文献标识码** A

## 0 引言

光子晶体是在 1987 年被首次提出的概念<sup>[1,2]</sup>. 它是折射率在三维方向上呈周期性分布的人工微结构材料. 其周期为光波长量级. 由于折射率的周期分布使得光子在光子晶体里的传播类似于电子在固体里的传播, 存在着能带与带隙. 频率落在带隙中的光波, 在光子晶体中任何方向都将被禁止传播. 由于光子晶体是人造的微结构材料, 根据能带工程的设计, 可在一定的范围内, 根据人们的需要对其能带进行人工剪裁, 从而可以达到控制光子流动的目的<sup>[3-5]</sup>. 人们还可以在这种结构中去掉(或者用其他的结构代替)一个或者几个周期形成缺陷, 光波可以在缺陷中传播. 这种带有缺陷的光子晶体, 其性质与应用更加丰富<sup>[2,5,6]</sup>.

在可见光和近红外波段, 光子晶体的周期为微米量级, 实现起来很困难. 而二维和一维结构的光子晶体虽然没有三维的光子晶体那样具有全方位的带隙, 但是他们在可见光和近红外实现起来较三维的光子晶体要方便得多, 有大量的文献报道了它们的应用<sup>[7-9]</sup>. 如二维的光子晶体光纤<sup>[10]</sup>、光子晶体波导<sup>[11]</sup>, 一维的光子晶体反射器和宽带带阻滤波器<sup>[12,13]</sup>.

本文设计并制作了 ZnS/ZnSe 叠层共 20 个周期的一维非线性光子晶体, 利用材料中的光生载流子引起的“带填充”效应, 导致非线性光子晶体具有较大的光调制特性, 实现了低阈值高效光开关和光双稳. 并取得理论与实验一致的结果.

## 1 器件设计与制备

我们设计的一维非线性光子晶体光开关和光双

稳器件的结构如图 1 所示, 两种不同折射率的介质

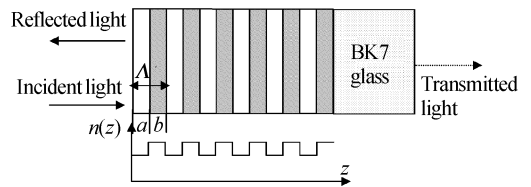


图 1 非线性一维光子晶体光开关及光双稳器件结构简图  
Fig. 1 Schematics of the optical switch and optical bistability based on one-dimensional nonlinear photonic crystals

交替蒸镀在玻璃基板上形成一维的光子晶体. 其折射率分布为

$$n(z) = \begin{cases} n_2(S) & (0 < z < a) \\ n_1(S) & (a < z < \Lambda) \end{cases} \quad (1)$$

$n_2, n_1$  分别为两种不同介质的折射率,  $a, b$  分别为两种介质的厚度,  $S$  为入射激光的功率密度,  $\Lambda = a + b$  为一维光子晶体的周期, 且有

$$n(z + \Lambda) = n(z) \quad (2)$$

$z$  轴沿光传播方向, 垂直于介质薄膜平面.

光波在介质中的传播满足波动方程, 其通解的电场部分可以写成  $E(x, z) = E(x)e^{i\beta z}$  的形式, 式中  $E(x)$  表示电场的振幅,  $\beta$  为沿着  $z$  方向的传播常数,  $z$  垂直于介质表面. 众所周知, 在一维光子晶体中传播的 Bloch 波满足如下的色散关系

$$K(\beta, \omega) = (a/\Lambda) \cos^{-1}[(A + D)/2] \quad (3)$$

式中

$$A = e^{-ik_{1x}a} \left[ \cos k_{2x}b - \frac{i}{2} \left( \frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \quad (4)$$

$$D = e^{-ik_{1x}a} \left[ \cos k_{2x}b + \frac{i}{2} \left( \frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \quad (5)$$

式中  $K(\beta, \omega)$  为 Bloch 波数;  $k_{1x}, k_{2x}$  分别为在两种介质中光波的波矢在  $x$  轴上的分量. 当

$\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| < 1$  时,  $K(\beta, \omega)$  的值为实数, 此时光子晶体中传播的是正常的 Bloch 波; 当  $\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| >$

\*国家自然科学基金资助项目(60177021, 60277030)

Tel: 0431-6176339 Email: cm79mail@163.com

收稿日期: 2003-11-20

1 时,  $K(\beta, \omega) = m\pi/\Lambda + iK_i$ , 为复数, 在光子晶体中传播的 Bloch 波变成倏逝波, 对应于光子晶体的禁带; 而当  $\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| = 1$  时, 对应于带隙的边沿.

我们在制作器件时采用宽带隙非线性 II-VI 族材料 ZnS 和 ZnSe 交替蒸镀 20 个周期在衬底 BK7 玻璃基板上. 由于光波在每一个界面要发生反射, 每个周期界面处反射线之间发生干涉, 这些光波叠加以后是加强还是削弱, 取决于相邻反射线之间的光程差是否为波长的整数倍. 在垂直入射的情况下, 设  $a = b = \Lambda/2$ , 有

$$\Lambda = q\lambda / (n_{10} + n_{20}) \quad (6)$$

式中  $n_{10} = n_{\text{ZnS}} = 2.4$ ,  $n_{20} = n_{\text{ZnSe}} = 2.7$  分别为 ZnS 和 ZnSe 的线性折射率,  $q$  为阶数,  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  为 Ar 离子激光器输出波长, 由于要求精确的控制膜层厚度, 考虑到镀膜太薄, 工艺上面的困难, 我们取阶数  $q = 3$ , 那么可以得到光栅周期  $\Lambda = 300 \text{ nm}$ , 则  $a = b = \Lambda/2 = 150 \text{ nm}$ . 由于 ZnS 和 ZnSe 介质的折射率随着入射光功率密度的变化而改变, 即

$$\begin{aligned} n_1(S) &= n_{10} + n_{21}S \\ n_2(S) &= n_{20} + n_{22}S \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $n_{21}$  与  $n_{22}$  分别为 ZnS 和 ZnSe 介质的非线性折射率系数(都为  $10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$  量级), 且 ZnS 和 ZnSe 都是自散焦介质( $n_{21}, n_{22} < 0$ ), 即材料的折射率会随着入射光功率密度的增加而减小.

## 2 理论计算与测试

我们设计了两种器件:

### (1) 光开关

根据我们的设计, Ar 离子激光器发出的波长为  $514.5 \text{ nm}$  的光波正好落在光子晶体的带隙之中, 其透过率很低, 当入射光强不断增加时, 由于材料的非线性作用使得两种材料的折射率随光功率密度的增加而降低, 从而使光子晶体的带隙发生移动, 当光功率密度增加到一定量的时候, 波长为  $514.5 \text{ nm}$  的 Ar 离子激光就从带隙中移出, 透过率大幅增加, 从而实

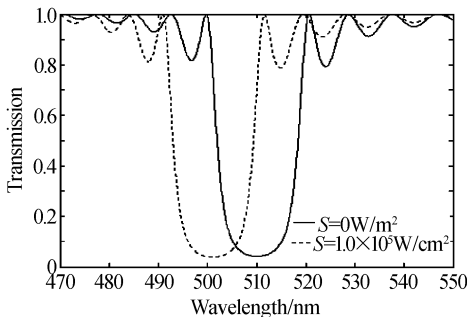


图2 两种不同的入射光功率密度下光子晶体带隙位置  
Fig. 2 The bandgaps of the nonlinear photonic crystals under the two different incident power density

现光开关作用. 图2中计算了在两种不同的入射光功率密度下的带隙位置(对应于图中的透射率最小处). 图中的实线对应于入射光功率密度为接近  $0 \text{ W/cm}^2$ , 虚线对应于入射光的功率密度为  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ . 可以看出当激光功率密度增加时, 由于自散焦介质的折射率变小, 光子晶体的带隙向短波长方向移动, 当入射光功率密度为  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  时, 波长为  $514.5 \text{ nm}$  的 Ar 离子激光已经被完全移出光子晶体的带隙之外.

我们利用上述的参量在计算机中模拟了  $514.5 \text{ nm}$  的 Ar 离子激光的透过率随入射光功率密度的变化曲线示于图3, 由图可见, 在功率密度  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  透过率极大, 对应  $514.5 \text{ nm}$  的 Ar 离子激光已移出晶体带边. 关于光开关的时间响应特性将在光双稳一节中进一步讨论.

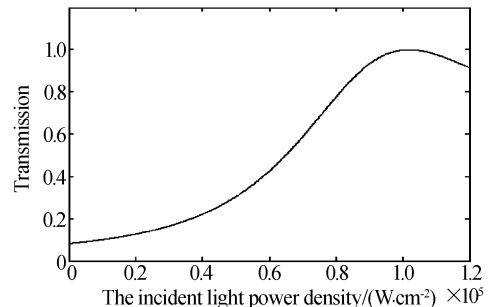


图3 非线性光子晶体透射率随入射光功率密度的变化曲线  
Fig. 3 Transmission curves of the nonlinear photonic crystals versus the incident light power density

### (2) 光双稳

我们利用图4所示的实验装置测试双稳曲线. 以连续脉冲锁模Ar离子激光器为光源, 波长  $514.5 \text{ nm}$ , 重复频率  $82 \text{ MHz}$ , 脉宽  $300 \text{ ps}$ . 经半反镜分束, 其中一束由探测器接收, 转换成电信号输入到示波器, 另一束经过会聚透镜垂直入射到样品的表面, 透射后被反射进入探测器, 然后转化为电信号输入示波器. 室温下, 在峰值激光功率密度为  $1.38 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  的入射激光作用下, 测得的垂直入射光脉冲和透射脉冲的瞬态波形如图5(a)所示, 其中的实线表示入射脉冲; 虚线表示透射脉冲. 可以看出透射脉冲相对于入射脉冲被压缩了. 对应的光双稳曲线如图5(b)所示. 测得的室温双稳开关时间大约为  $100 \text{ ps}$ . 利用不同光强下的折射率变化, 通过计算机模拟得到图6中双稳曲线. 理论的双稳开关功率为  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ , 开关时间约  $80 \text{ ps}$ , 与实验结果基本一致. 光开关与光双稳起源于材料中光生载流子引起的“带填充”效应, 这可以从材料在高光强下光子晶体带隙“蓝移”(见图2)得到证实<sup>[14,15]</sup>. 正是这种“蓝移”导致较大的非线性吸收变化使得 ZnS/ZnSe 一维光子晶体具有明显的强度调制特性和超快的时

间响应特性. 光开关与双稳机制可归结为一维光子晶体折射率周期分布对光的一维限制和“带填充”效应引起周期媒质自身出现的折射率变化造成带隙移动共同作用的结果.

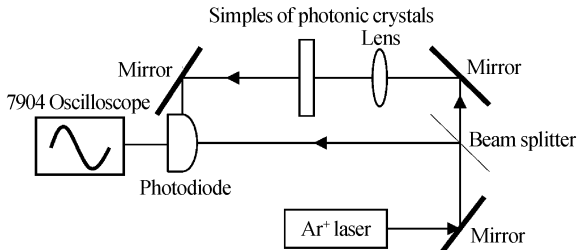


图4 实验测试系统示意图

Fig.4 The experiment testing system of the optical bistability

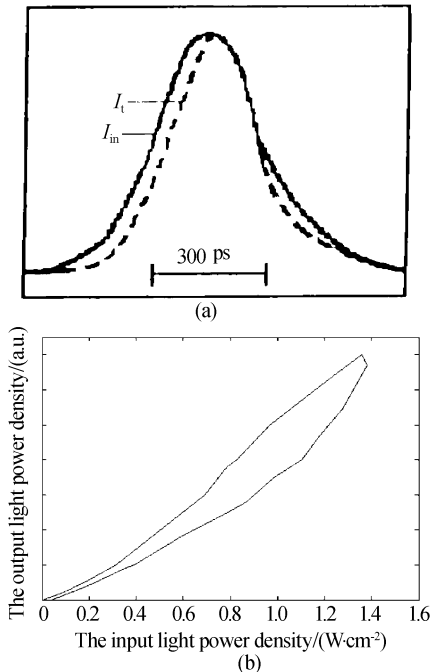


图5 (a) 入射与透射脉冲的瞬间波形, (b) 双稳实验曲线  
Fig.5 (a) The incident and transmitted pulses, (b) The experimental curve of bistability

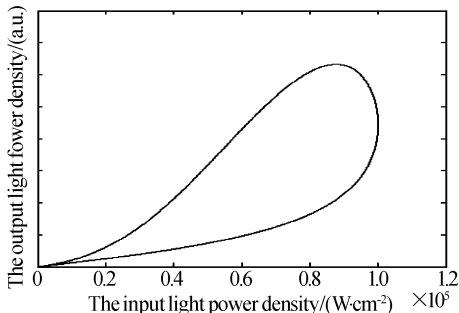


图6 非线性一维光子晶体光学双稳理论计算曲线  
Fig.6 The theoretical curve of bistability of the one-dimensional nonlinear photonic crystal

维的非线性光子晶体光开关和光双稳器件. 两种材料的介质膜厚度都为 150 nm. 理论计算中, 当入射光功率密度达到阈值功率密度  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  时, 波长 514.5 nm 的 Ar 离子激光被完全移出光子禁带, 实现了光开关. 实验测试得到双稳阈值功率密度为  $1.38 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ , 开关时间为 100 ps. 理论结果与实验测试结果基本一致.

### 参考文献

- 1 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(20): 2059 ~ 2062
- 2 John S. Strong localization of photonics in certain disordered dielectric superlattices. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(23): 2486 ~ 2489
- 3 Yablonovitch E, Leung K M. Hope for photonic band gaps. *Nature*, 1991, **351**(6324): 278
- 4 Ho K M, Chan C T, Sukouls C M, et al. Photonic band gaps in three dimensions: new layers-by-layers periodic structures. *Solid State Commun*, 1994, **89**(5): 413 ~ 416
- 5 Xu T B, Cheng Z Y, Zhang Q M, et al. Fabrication and characterization of three-dimensional periodic ferroelectric polymer-silica opal composites and inverse opals. *Appl Phys*, 2000, **88**(1): 405 ~ 409
- 6 Yablonovitch E, Gmitter T J. Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Phys Rev Lett*, 1991, **67**(24): 3380 ~ 3383
- 7 冯尚申, 沈林放, 何赛灵. 一种具有大带隙的各向异性二维光子晶体结构. *光子学报*, 2003, **32**(2): 235 ~ 238  
Feng S S, Shen L F, He S L. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(2): 235 ~ 238
- 8 陈慰宗, 郑新亮, 卜涛, 等. 有限周期的一维光子晶体的透射率及其禁带. *光子学报*, 2003, **32**(1): 101 ~ 105  
Chen W Z, Zheng X L, Pu T, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(1): 101 ~ 105
- 9 陈慰宗, 卜涛, 付灵利, 等. 一维光子晶体的有效折射率及色散特性. *光子学报*, 2002, **31**(9): 1124 ~ 1127  
Chen W Z, Pu T, Fu L L, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(9): 1124 ~ 1127
- 10 Knight J C, Birks T A, Russell P St J. All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding. *Opt Lett*, 1996, **21**(19): 1547 ~ 1549
- 11 Mekis A. High transmission thought sharp bends in photonic crystal waveguides. *Phys Rev Lett*, 1996, **77**(18): 3787 ~ 3790
- 12 Lee H Y, Yao T. Design and evaluation of omnidirectional one-dimensional photonic crystals. *Appl Phys*, 2003, **93**(2): 819 ~ 830
- 13 Zi J, Wang J, Zhang C. Large frequency range of negligible transmission in one-dimensional photonic quantum well structures. *Appl Phys Lett*, 1998, **73**(15): 2084 ~ 2086

## 3 结论

我们利用在室温下具有较大非线性和快速响应时间的宽带隙光学非线性 II-VI 族材料 ZnS 和 ZnSe 交替蒸镀共 20 个周期在 BK7 玻璃衬底上, 形成一

- 14 叶佩弦主编. 非线性光学. 北京: 中国科学技术出版社, 1998 年第一版, 78 ~ 93  
Ye P X. Nonlinear Optics. 1st ed. Beijing: Chinese Science and Technology Press, 1998. 78 ~ 93
- 15 郑著宏, 关郑平, 陈连春, 等. ZnS/ZnSe 平板波导全光调制和电光调制特性. 发光学报, 1994, **15**(4): 322 ~ 326  
Zheng Z H, Guan Z P, Chen L C, *et al.* Chinese Journal of Luminescence, 1994, **15**(4): 322 ~ 326

## Optical Switch and Bistability Based on Nonlinear One-dimensional Photonic Crystals

Chen Ming<sup>2</sup>, Xu Mai<sup>1</sup>, Li Chunfei<sup>2</sup>, Wang Weibiao<sup>1</sup>, Xia Yuxue<sup>1</sup>, Ma Shaojie<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033

<sup>2</sup> The Department of Applied Physics of Harbin Institute of Technology, Harbin 150001

Received date: 2003-11-20

**Abstract** The optical switch and bistability based on nonlinear one-dimensional photonic crystals is designed and manufactured. The device, which has 20 periods, is made from ZnS layers and ZnSe layers alternately. When the incident power density reaches  $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ , the Ar ion laser, wavelength of which is 514.5 nm, is shifted out of the optical bandgap of the one-dimensional nonlinear photonic crystals. Optical switch turns on to a high transmission state. It also can be made into optical bistability device. The threshold power density of the optical bistability is  $1.38 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$  and the switching time of the optical bistability is about 100 ps. The experimental results agree well with the theory one.

**Keywords** Photonic crystal; Nonlinear; Optical switch; Optical bistability



**Chen Ming** was born in Aug. 1979. He received his bachelor degree of science from the Physics Department of Jishou University of Hunan in 2001. Now, he is a Ph. D. candidate in the Department of Applied Physics of Harbin Institute of Technology, and does his researching work in Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences. His major research field is photonic crystals, condensed matter and fiber optics.