

一维光子晶体带隙结构对不同偏振态的角度和波长响应*

李 蓉 任 坤 任晓斌 周 静 刘大禾†

(北京师范大学物理系, 应用光学北京市重点实验室, 北京 100875)

(2003 年 9 月 26 日收到, 2003 年 11 月 18 日收到修改稿)

用传输矩阵法计算了一维光子晶体带隙结构对不同偏振态入射光的角度和波长响应. 结果表明, 对 P 偏振态, 带隙的宽度明显小于 S 偏振态. 对于角度响应, 两种偏振态有相同的变化趋势, 但变化量不同. 而对于波长响应, 两种偏振态表现出不同的变化趋势. 引入了“广义布儒斯特角”的概念. 理论分析表明, 当光以此角射入光子晶体时, S 偏振态入射光的禁带完全保留, 而 P 偏振态入射光的禁带完全消失, 从而可以在 S 偏振态入射光的禁带背景中用 P 偏振态入射光获得受主掺杂模式. 同时还给出了实验验证结果.

关键词: 体积全息图, 光子晶体, 偏振

PACC: 4240, 4270Q, 7820P

1. 引 言

自 1987 年 Yablonovitch^[1,2]和 John^[3,4]提出光子晶体的概念以来, 有关光子晶体的研究一直是热点课题^[5-7]. 人们已制作出多种类型的光子晶体. 近年来, 用光学全息的方法制作光子晶体已有报道^[8,9]. 由于光学全息方法简单、成本低廉, 有望成为一种好的制作光子晶体的方法. 而体积全息图具有典型的介电周期结构, 其本身也是一种特殊类型的光子晶体. 对这类光子晶体特性的研究也已经开展起来^[10-12].

偏振特性是光学元、器件的重要性能参数. 光子晶体作为一种极有应用价值和潜力的新型光学元件, 对其偏振特性的研究是必不可少的. 然而, 相对于光子晶体的其他特性, 这方面的研究显得较少. 已有的工作也都是对 TE 波(横电波)及 TM 波(横磁波)进行的^[13]. 而无论是 TE 波还是 TM 波, 都可进一步分解为相对于入射面的平行分量(P 偏振)和垂直分量(S 偏振). 本文针对全息光子晶体的特点, 讨论了其带隙结构对不同偏振态的角度和波长响应. 文中虽然讨论的是全息光子晶体, 但方法和结

论可推广到其他多种类型的一维光子晶体. 另外, 由反射光可获得完全偏振光, 而由透射光只能获得部分偏振光. 本文的计算和实验都是对反射光进行的.

2. 理论计算

为简单, 我们只讨论一维光子晶体. 由于全息光子晶体典型的多层介质膜结构, 我们采用传输矩阵法进行计算^[14].

一维全息光子晶体的晶格常数为 $\Lambda = \frac{\lambda}{2n}$, 其中 λ 为所用激光在真空中的波长, n 为介质的折射率, 其分布为

$$n = \bar{n} + \Delta n \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{z} + \phi_0), \quad (1)$$

式中, \bar{n} 为介质的平均折射率, Δn 为折射率调制度,

$$|\mathbf{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2)$$

每个晶格的特性可用如下特征矩阵描述^[15]:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos\delta_j & \frac{i}{N_j} \sin\delta_j \\ iN_j \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{bmatrix}, \quad (3)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 19874009, 60277014)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: dhliu@bnu.edu.cn

其中 $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j \Delta \cos\theta_j$ 为光在第 j 个晶格中产生的相位差, n_j 可由 (1) 式确定, θ_j 为光进入第 j 个晶格时的折射角, N_j 由下式表示:

$$N_j = \begin{cases} n_j / \cos\theta_j, & \text{S 偏振态,} \\ n_j \cos\theta_j, & \text{P 偏振态.} \end{cases} \quad (4)$$

设晶体共有 k 层晶格, 则整个全息光子晶体的光学性质可用下列矩阵方程描述:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=0}^k \begin{bmatrix} \cos\delta_j & \frac{i}{N_j} \sin\delta_j \\ iN_j \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ N_{k+1} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

由于光通常总是由周围介质中射入光子晶体, 设周围介质的折射率为 n_0 , 那么整个全息光子晶体的反射率为

$$\eta_R = \left(\frac{N_0 B - C}{N_0 B + C} \right) \left(\frac{N_0 B - C}{N_0 B + C} \right)^*. \quad (6)$$

利用 (6) 式即可计算全息光子晶体对不同偏振态的带隙结构. 在计算中, 我们取 $n_0 = 1.50$, $\Delta n = 0.07$, $\lambda = 488 \text{ nm}$, 介质的厚度为 $36 \mu\text{m}$. 取折射率调制度为 0.07 是考虑到使用重铬酸盐明胶 (DCG) 制作全

息光子晶体, 这是一种广泛使用的全息记录介质, 而且, 在已知的全息记录介质中, 其折射率调制度是最高的.

2.1. 带隙结构的角响应

图 1 为计算得到的单色光以不同入射角入射时的带隙结构, 图中给出了单色光波长分别为 480, 460, 440 和 420 nm 时的计算结果. 图 1 中 DEs 和 DEp 分别表示电场的 S 偏振态和 P 偏振态. 我们发现, 仍然存在一个起偏角. 由图 1 可以清楚地看到, 对于 S 和 P 两个偏振态, 光子禁带中心的角位置总是相同的, 这是因为禁带的中心角位置由布拉格反射决定. 当入射波长减小时, 禁带中心所对应的角位置将增大. 而光子禁带的角宽度, 对于 S 和 P 两种偏振态却有明显的不同. 当入射波长较大时, S 偏振和 P 偏振所对应的禁带角宽度相等; 当入射波长减小时, P 偏振所对应的禁带角宽度明显小于 S 偏振所对应的禁带角宽度. 图 2 给出了不同入射波长下两种偏振态所对应的光子禁带的角宽度, 从中可以清楚看到二者的变化趋势.

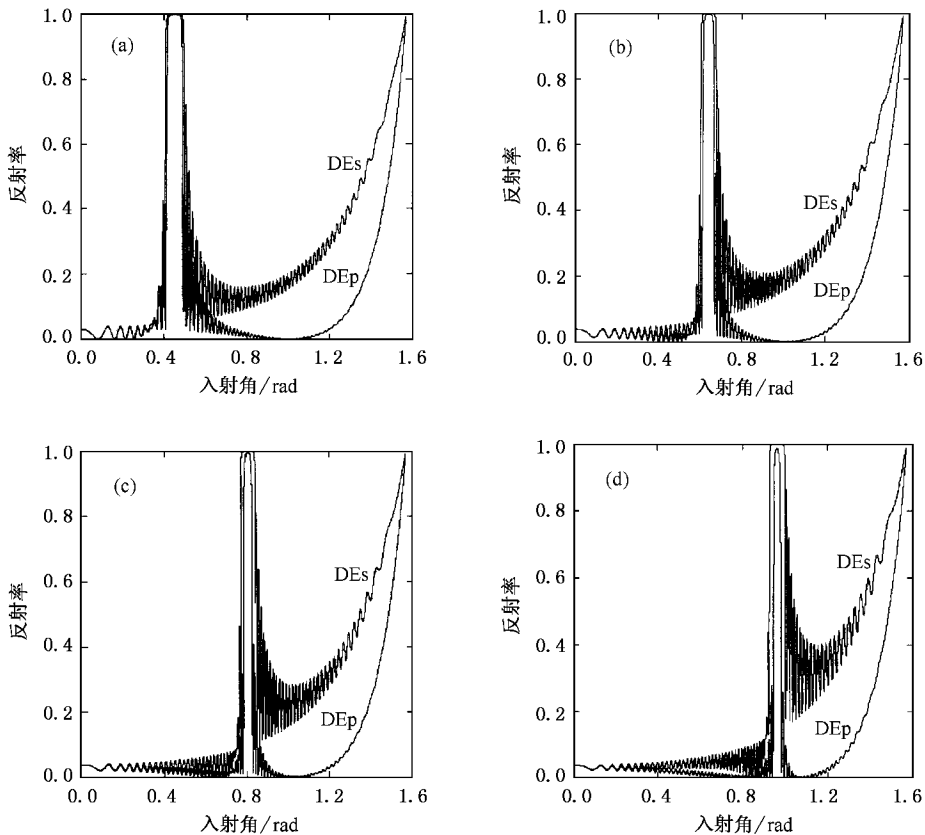


图 1 不同偏振态在不同入射波长下带隙结构的角响应 (a) $\lambda = 480 \text{ nm}$ (b) $\lambda = 460 \text{ nm}$ (c) $\lambda = 440 \text{ nm}$ (d) $\lambda = 420 \text{ nm}$



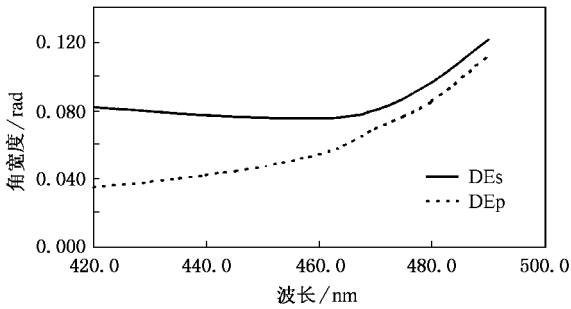


图 2 不同入射波长下光子禁带的角宽度

2.2. 带隙结构的波长响应

以白光平行光束为入射光,图 3 为不同入射角 θ_i 时的禁带,这也正是通常所说的能带结构.图 3 中 DEs 和 DEp 分别表示电场的 S 偏振态和 P 偏振态.可以看到, S 偏振和 P 偏振所对应的禁带,中心波长(频率)是相同的,其波长值也由布拉格反射所决定.当入射角度增大时,两种偏振态禁带中心的位置都向短波长方向移动.但两种偏振态的禁带宽

度却表现出不同的变化趋势.随着入射角度的增大, S 偏振态所对应的禁带宽度变化很小,且略有增加,而 P 偏振态所对应的禁带宽度却快速减小,二者出现明显的差别.图 4 给出了 S 和 P 两种偏振态所对应的带隙宽度.

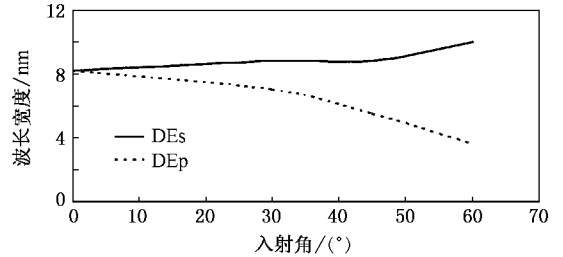


图 4 不同入射角下光子禁带的波长(频率)宽度

2.3. 用偏振光实现光子晶体的“掺杂”

综合上述不同偏振态带隙对角度和波长的响应关系,我们发现存在一个特殊的角度,当光以此角度入射到光子晶体时,波长为布拉格波长的 S 偏振态

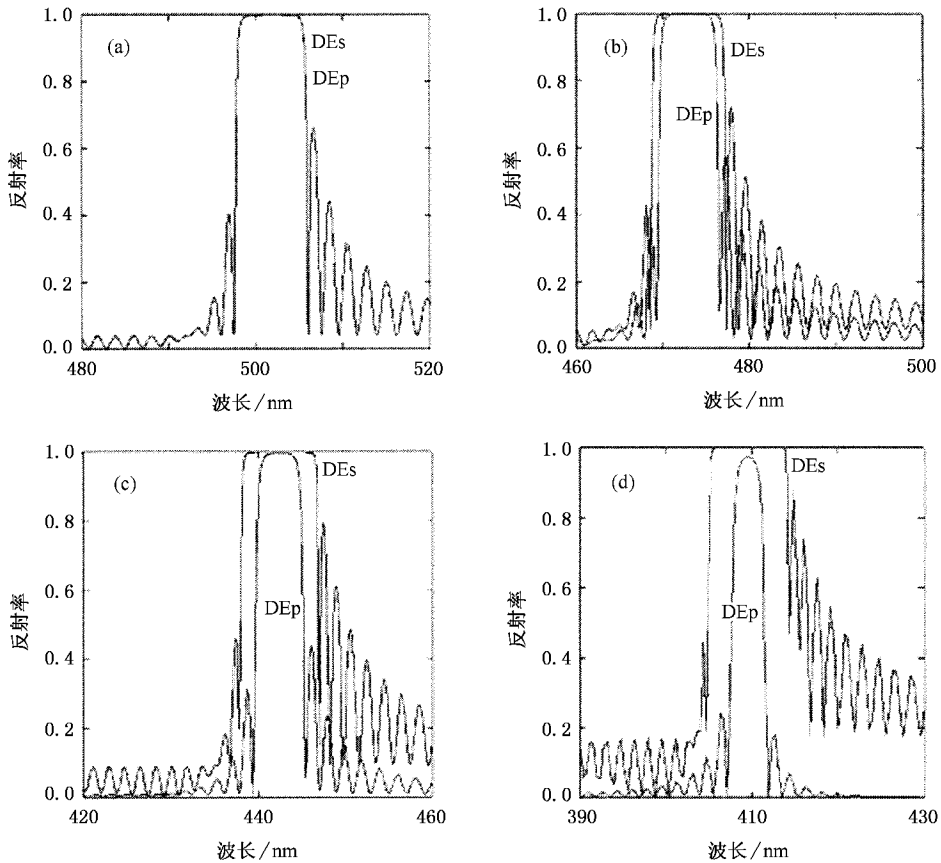


图 3 不同偏振态在不同入射角下带隙结构的波长响应 (a) $\theta_i = 0^\circ$ (b) $\theta_i = 30^\circ$ (c) $\theta_i = 45^\circ$ (d) $\theta_i = 60^\circ$

入射光的禁带完全保留,而 P 偏振态入射光的禁带完全消失.这个现象与光在界面上反射时的布儒斯特定律相同.我们称这个特殊的角度为“广义布儒斯特角”.一维光子晶体的反射在“广义布儒斯特角”上会出现起偏振.图 5 给出了一维光子晶体在“广义布儒斯特角”附近的禁带结构.可以清楚地看到,对 S 偏振态入射光,禁带依然存在,光被完全反射回来.对 P 偏振态入射光,禁带消失,光可完全透过光子晶体.需要说明的是,本文引入的“广义布儒斯特角”并不是光在两种介质的界面反射的布儒斯特角.“广义布儒斯特角”描述的是光在周期介电介质中的传播行为.它们的共同之处是不同偏振态的光在相应的角度上表现出不同的行为.

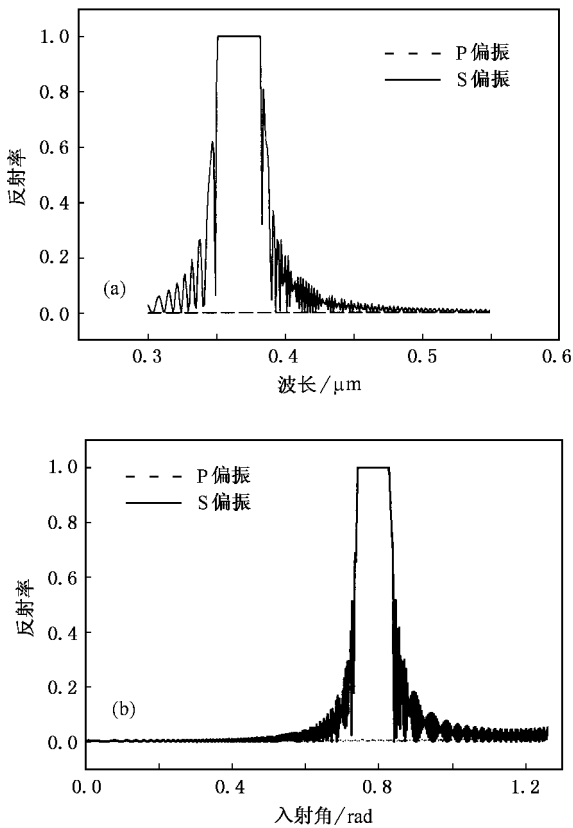


图 5 一维光子晶体在“广义布儒斯特角”附近的禁带结构 (a) $\theta_i = 0.784 \text{ rad}$ (b) $\lambda = 366 \text{ nm}$

由上所述,可以得到一个有用的推论:完全可能通过控制入射光的偏振态来实现在光子晶体中的“掺杂”,即在 S 偏振态入射光的禁带背景中,产生一个“杂质模”.这个模可以通过一束 P 偏振态的光以“广义布儒斯特角”入射光子晶体而获得.这种现象与受主掺杂是相似的,但具有更大的灵活性,可以通过控制晶格常数、折射率调制等参数来改变“杂

质模”.

这里,我们应强调指出,常规的受主掺杂必须在制作光子晶体之前在制备材料时完成,而用偏振光实现的“掺杂”可以在一个光子晶体的实际使用中,不需要在制作光子晶体之前在制备材料时进行掺杂.这样,同一个光子晶体既可作为掺杂光子晶体,也可作为非掺杂光子晶体.

3. 实验验证

全息光子晶体的制作和测量装置如图 6 和图 7 所示.实验中所用激光器为美国光谱物理公司 SP-2020 型氩离子激光器,所用单色仪为法国 J-Y THR-1500 型单色仪.所用的记录介质为重铬酸盐明胶 (DCG),不同的偏振状态可通过旋转偏振片 PL 获得.

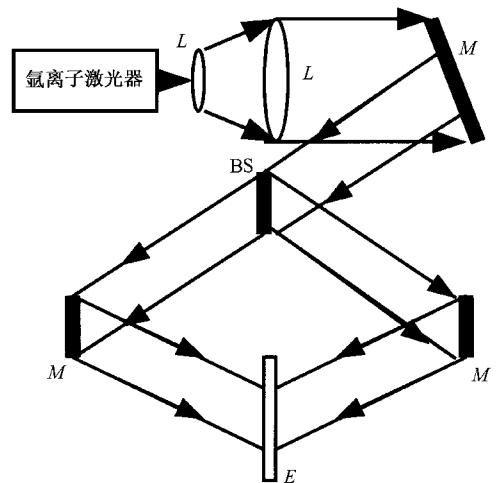


图 6 全息光子晶体的制作装置 L 为透镜, M 为反射镜, BS 为分束镜, E 为记录介质

图 8 为入射角 θ_i 为 45° 时全息光子晶体对 S 和 P 两种不同偏振态的反射光谱.我们以 12% 的反射率来标定带隙宽度.对于 S 偏振,带隙宽度为 66.8 nm ,而对于 P 偏振,带隙宽度为 29.7 nm ,其值明显小于 S 偏振的带隙宽度.

另外,我们用波长为 514 nm 的单色平行光照射全息光子晶体,当改变入射角,使之偏离布拉格反射角 3° 时, S 偏振光的反射率由 92% 降到 89%,而 P 偏振光的反射率却由 86% 降为 8%.这说明 P 偏振禁带的角宽度明显小于 S 偏振禁带的角宽度.

图 9 为另一全息光子晶体在不同偏振态下改变入射角时的反射光谱.从图 9 可以看到,入射角 θ_i

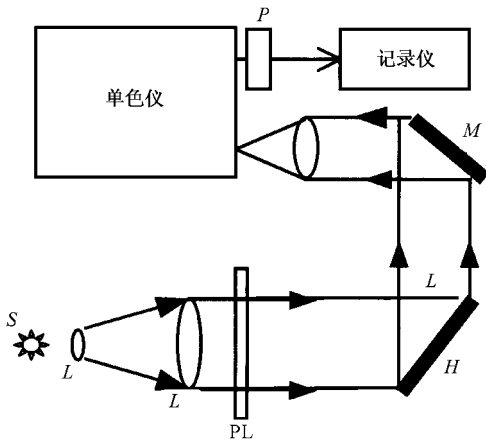


图 7 全息光子晶体的测量装置 L 为透镜, M 为反射镜, P 为光电倍增管, PL 为偏振片, S 为白光点光源, H 为全息光子晶体

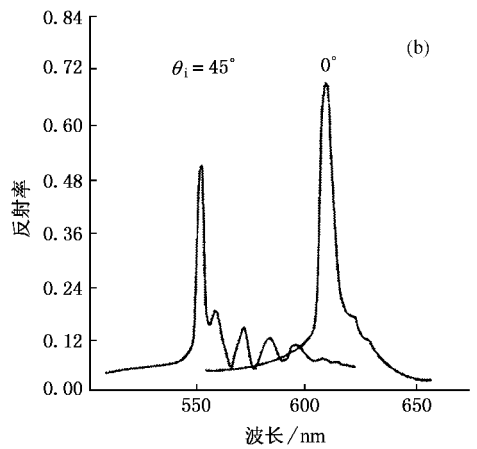
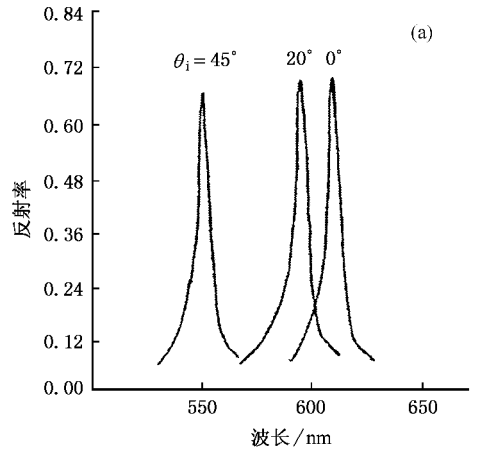


图 9 入射角改变时,两种偏振态所对应带隙的变化 (a) S 偏振态 (b) P 偏振态

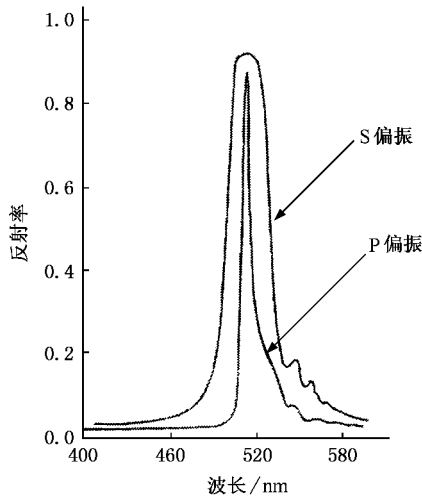


图 8 全息光子晶体对 S 和 P 两种不同偏振态的反射光谱

从 0° 变到 45° 时, S 偏振的禁带宽度几乎不变, 而 P 偏振的禁带宽度明显减小. 同时, 两种偏振态所对应的禁带位置均向短波长方向移动. 这些实验结果均与理论计算相符合.

图 10 为实验测量的反射光中 P 偏振分量与 S 偏振分量在不同入射角时的比值. 在实验中, 当入射角 θ_i 为 56° 时, P 偏振的反射率只有 12%. 即大部分 P 偏振光透过光子晶体. 由于多种实际存在的非理想因素, P 偏振的零反射率, 即 P 偏振禁带的完全消失实际是很难实现的.

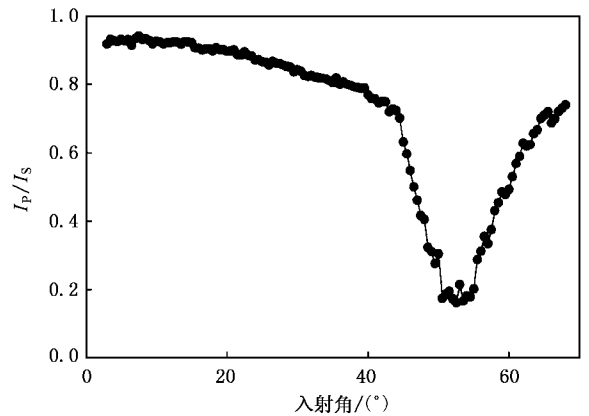


图 10 一维光子晶体反射光中 P 偏振分量与 S 偏振分量在不同入射角时的比值

感谢首都师范大学物理系张光勇教授和章鹤龄教授在实验工作中的帮助.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Yablonovitch E , Gmitter T J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950
- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] John S , Rangarajan R 1988 *Phys. Rev. B* **38** 10101
- [5] Wang H , Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172 (in Chinese) [王辉、李永平 2001 物理学报 **50** 2172]
- [6] Shen L F , He S L , Wu L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1133 (in Chinese) [沈林放、何赛灵、吴 良 2002 物理学报 **51** 1133]
- [7] Zhou P , You H Y , Wang S Y *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2276 (in Chinese) [周 鹏、游海洋、王松有等 2002 物理学报 **51** 2276]
- [8] Campbell M , Sharp D N , Harrison M T *et al* 2000 *Nature* **404** 53
- [9] Benger V , Gauthier-Lafaye O , Costard E 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 60
- [10] Zheng J , Ye Z C , Tang W G *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2144 (in Chinese) [郑 君、叶志成、唐伟国等 2001 物理学报 **50** 2144]
- [11] Ye Z C , Zheng J , Wang X D *et al* 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 517 (in Chinese) [叶志成、郑 君、王小东等 2003 光学学报 **23** 517]
- [12] Wang X D , Wang F , Cui L B *et al* 2003 *Opt. Commun.* **221** 289
- [13] Sakoda K 2001 *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin : Springer) pp81—97
- [14] Pendry J B , MacKinnon A 1992 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2772
- [15] Tang J F , Gu P F 1989 *Optics and Technology of Thin Film* (Beijing : Mechanical Industry Press) pp13—24 (in Chinese) [唐晋发、顾培夫 1989 薄膜光学与技术(北京 : 机械工业出版社) pp13—24]

Angular and wavelength selectivity of band gaps of holographic photonic crystals for different polarizations^{*}

Li Rong Ren Kun Ren Xiao-Bin Zhou Jing Liu Da-He[†]

(*Department of Physics , Applied Optics Beijing Area Major Laboratory , Beijing Normal University , Beijing 100875 , China*)

(Received 26 September 2003 ; revised manuscript received 18 November 2003)

Abstract

The angular and wavelength selectivities of band gaps of holographic photonic crystals were calculated using transfer matrix method for different polarizations. It showed that the width of the band gaps for P-polarization is narrower than that for S-polarization. About the angular selectivity , the changing trends for different polarizations are the same , but with different degree of variations. About the wavelength selectivity , the changing trends for different polarizations are in an opposite way. A “ general Brewster ’s angle ” is introduced. The theoretical analysis shows that when a beam incident on a photonic crystal just at the “ general Brewster ’s angle ”, the forbidden band of S-polarization will still exist as it is , while the forbidden band of P-polarization will vanish. Therefore , a “ defect mode ” can be obtained in the forbidden band of S-polarization by illuminating the photonic crystal with P-polarization beam at the “ general Brewster ’s angle ”. The experimental results for verifying the theoretical calculations were given.

Keywords : volume hologram , photonic crystals , polarization

PACC : 4240 , 4270Q , 7820P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19874009 , 60277014).

[†] Corresponding author. E-mail : dlhliu@bnu.edu.cn