

利用基于自动复形技术的二维光子晶体模型设计 宽角度宽波长偏振分束器^{*}

厉以宇[†] 顾培夫 李明宇

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

(2004 年 11 月 26 日收到 2005 年 2 月 16 日收到修改稿)

基于自动复形技术, 在 1.48—1.52 μm 的近红外波段设计了可以实现全角度偏振分束(TM 模透过, TE 模反射)的波状膜层二维光子晶体结构. 从能带角度解释了全角度偏振分束的原理. 波状膜层倾角 θ 和 a-Si 单层膜厚 T 分别可以在 38°—49°和 0.14—0.15 μm 的范围内变动, 不影响全角度的偏振特性. 对波状膜层进行了变形, 针对波长 1.28—1.31 μm 设计了宽角度偏振分束的箭羽型二维光子晶体结构. 对比两种结构的能带, 阐明了二维光子晶体偏振分束器光线入射角范围的拓宽与能带结构变化的关系. 能带计算全部采用平面波展开算法.

关键词: 光子晶体, 偏振分束, 平面波展开, 完全禁带

PACC: 7820P, 7730

1. 引言

光子晶体具有许多奇特的光学特性, 例如光子禁带^[1]、各向异性、强色散以及负折射效应^[2,3]等. 利用这些特性可以制造新一代光子器件, 如低损耗波导^[4]、高品质微腔^[5]、光子晶体光纤、完美透镜^[6]等. 自从 1991 年 Yablonovitch 等^[7]利用显微制造技术研制出第一块带有完全禁带的三维光子晶体以来, 新的制造技术不断涌现, 包括胶体沉淀自组合法^[8-11]、多光子聚合法^[12-14]、逐层叠加法^[15,16], 但它们都有不足之处, 无法适用于大规模工业化生产. 光子晶体的工作波长正从微波波段向可见光波段推进, 这就要求光子晶体结构变化的周期达到亚微米量级, 制作难度很大.

Kawakami 等^[17]提出了运用自动复形技术制造多维光子晶体的方法. 该方法通过溅射沉积和溅射刻蚀技术, 在带有周期结构的基板上镀膜. 膜层的表面形态会受到基板周期的调制, 对于由不同折射率材料构成的多层膜, 由于膜层间紧密相叠, 表面形态得以近乎完美地向上层传递, 最终得到二维或是三维的光子晶体结构. 该方法完全基于薄膜制造技术,

工艺成熟, 适合工业化生产, 制造精度可达几十纳米. 能够满足可见光波段的要求. 利用该技术, Hanaizumi 等^[18]设计并制造了用于可见光波段的二维光子晶体波片和偏振选择光栅; Ohtera 等^[19]制备了用于近红外波段的二维光子晶体单一入射角偏振分束器. 基于该技术, 本文将设计两种工作在近红外波段的二维光子晶体宽角度宽波长偏振分束器, 一种是全角度工作于波长 1.5 μm 左右的波状膜层结构; 另一种是箭羽型结构, 在波长 1.3 μm 附近可以实现宽角度工作但达不到全角度. 采用平面波展开(PWE)算法进行能带计算并对器件的工作状态进行解释和讨论.

2. 计算能带结构的 PWE 方法

由介质中的 Maxwell 方程组得到关于 E 和 H 的本征方程分别为

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times E(\mathbf{r}) &= \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}), \\ \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times H(\mathbf{r}) &= \frac{\omega^2}{c^2} H(\mathbf{r}).\end{aligned}\quad (1)$$

$\epsilon(\mathbf{r})$ 往往不连续, 造成电场 E 也不连续, 通常求解 H 的本征方程. 根据 Bloch 理论, 将磁场 H 表示成

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60478038)资助的课题.

[†] E-mail: liyiyuu@263.net

平面波与周期函数相乘的形式,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})h(\mathbf{r})\hat{e}_k,$$

其中 $h(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r} + \mathbf{R}_1)$, \mathbf{R}_1 是任意的晶格矢量, \hat{e}_k 表示垂直于波矢 \mathbf{k} 且平行于 \mathbf{H} 的单位矢量. 将周期函数 $\epsilon(\mathbf{r})$ 和 $h(\mathbf{r})$ 用傅里叶级数展开, 代入 \mathbf{H} 的本征方程, 在二维情况下, 得到 TE 模和 TM 模的表达式如下:

$$\begin{aligned} & \sum_{\mathbf{G}'} | \mathbf{k} + \mathbf{G} | | \mathbf{k} + \mathbf{G}' | \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') h_1(\mathbf{G}') \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} h_1(\mathbf{G}) \quad (\text{TE 模}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') h_2(\mathbf{G}') \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} h_2(\mathbf{G}) \quad (\text{TM 模}), \end{aligned} \quad (3)$$

式中, \mathbf{G} 是任意的倒格矢, 所有的 \mathbf{G}' 构成了倒格矢空间, 介电函数的傅里叶变换 $\epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 是 PWE 算法的核心^[20]. 用数值方法进行求解, 给定一个波矢 \mathbf{k} , 由本征方程得到一组本征频率的解, 将一系列的波矢所解得的本征频率相连可以构成能带结构.

3. 设计过程与讨论

3.1. 波状膜层结构

最初, Ohtera 等利用周期结构为 $0.5 \mu\text{m}$ 的光栅基板镀制出具有二维光子晶体结构的波状膜层, 如图 1(a) 所示. 这种设计只对垂直膜系表面入射的光

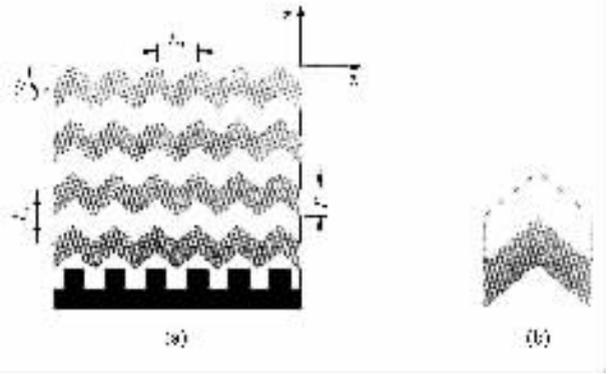


图 1 波状膜层结构示意图 (a) 整体结构, 其中 L_x 为基板光栅周期, L_z 为膜层周期, T 为 a-Si 单层膜厚, θ 为膜层倾角 (b) 波状膜层单位原胞

线起偏振选择作用, 即只利用了 $\Gamma X'$ 波矢方向上两种偏振模式的部分禁带和通带重叠的特性. 优化该结构, 固定两种材料的折射率比和介质层的周期, 渐变介质层的厚度比, 随着材料在单位原胞内填充率的变化, 晶体的能带结构发生相应改变, 结果在一些特定的频率段, 得到了 TE 模的完全禁带 (TE 模是指电场方向沿垂直纸面的方向), 同时, 在所有波矢方向上, 都存在与 TE 模完全禁带相重叠的 TM 模的通带, 实现全波矢方向的偏振分离.

高低折射率材料选用 a-Si ($n_1 = 3.5$) 和 SiO_2 ($n_2 = 1.5$). 优化后结构参数设置为: 基板光栅周期 $L_x = 0.56 \mu\text{m}$, 膜层周期 $L_z = 0.45 \mu\text{m}$, a-Si 单层膜厚 $T = 0.15 \mu\text{m}$, 膜层波状倾角 $\theta = 44^\circ$. 以图 1(b) 作为单位原胞, 介电函数 $\epsilon(\mathbf{r})$ 的傅里叶变换结果如下:

$$\begin{aligned} \epsilon(\mathbf{G}) &= \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) [1 - \exp(-iG_z T)]}{L_x L_z G_z} \\ & \times \left\{ \frac{\exp[-i(G_x + G_z \tan\theta)L_x/2] - 1}{G_x + G_z \tan\theta} + \frac{\exp(-iG_x L_x) - \exp[-i(G_x + G_z \tan\theta)L_x/2]}{G_x - G_z \tan\theta} \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \frac{\chi(\epsilon_1 - \epsilon_2) \exp(-iG_z T) - 1 [1 - \exp(-iG_z \tan\theta L_x/2)]}{L_x L_z G_z^2 \tan\theta} \quad (G_x = 0, G_z \neq 0), \quad (5)$$

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) \exp(-iG_x L_x) - 1}{L_x L_z G_x} T i \quad (G_x \neq 0, G_z = 0), \quad (6)$$

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \epsilon_2 + \frac{T}{L_z} (\epsilon_1 - \epsilon_2) \quad (G_x = G_z = 0). \quad (7)$$

图 2 中 TE 模完全禁带出现在 $L_z/\lambda = 0.295 - 0.305$, 对应于波长 $1.48 - 1.52 \mu\text{m}$. 对于 TM 模的第二条能带, 在第一布里渊区边界上 (即 $X-M-$

X'), 该条能带位于 TE 模完全禁带之下. 在布里渊区边界上任取一点与中心 Γ 相连代表任意的一个波矢方向, 已知 Γ 点和边界上的点对应的 TM 模本

征频率分别位于 TE 模完全禁带的上方和下方,根据能带的连续性,说明该波矢方向上 TM 模的能带一定穿越了 TE 模的完全禁带,正如图 2 给出的三个波矢方向 ΓX , ΓM 以及 $\Gamma X'$ 所对应的 TM 模第二条能带。由于上述波矢方向是任意的,所以在所有的波矢方向上 TM 模都存在与 TE 模完全禁带相重叠的通带,可以实现 TE 模与 TM 模全波矢方向偏振分离,因而入射光能以全角度入射。全角度是指针对图 1 的结构,在 xz 平面内,频率落在 TE 模禁带范围内的光线可以 $0^\circ\text{--}90^\circ$ 任意角入射到该器件的四周各界面。

图 3 给出了结构参数的可变范围,其中 θ 角为 $38^\circ\text{--}49^\circ$, T 为 $0.14\text{--}0.15\ \mu\text{m}$,计算表明参数在此范围内变动,能带结构变化不大,器件保持全角度偏振分束的特性。尺寸上的容差,对于实际制备非常有利。

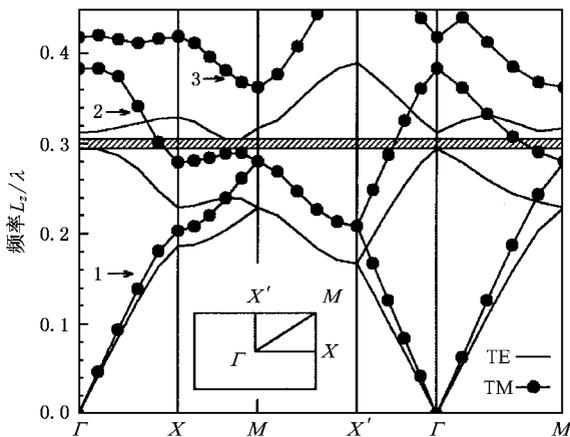
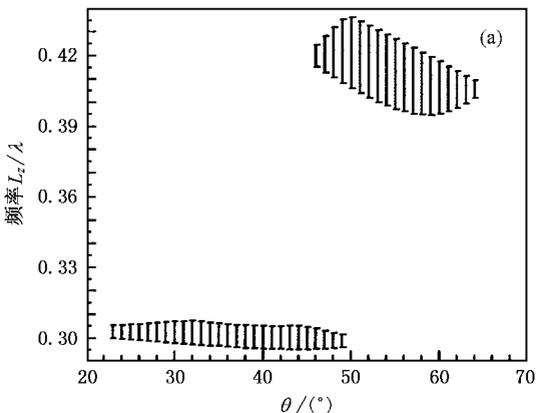


图 2 用 PWE 方法计算的波状膜层结构二维光子晶体 TE 模与 TM 模的能带 标记 1, 2, 3 分别代表 TM 模的第一、第二和第三条能带

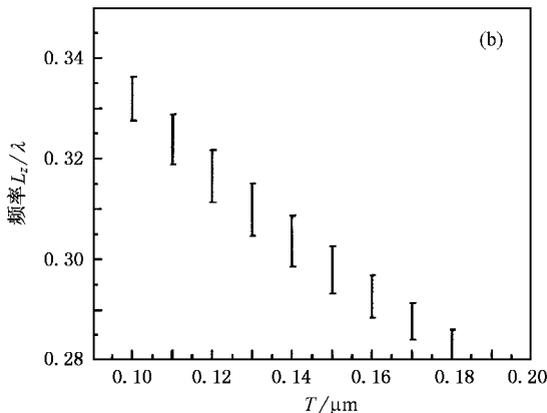


图 3 结构参数的变化对 TE 模完全禁带的影响 (a) TE 模完全禁带随倾角 θ 的变化关系 (b) TE 模完全禁带随 a-Si 单层膜厚 T 的变化

3.2. 箭羽型结构

如果 TM 模某条能带上的值在布里渊区边界上有少部分与该条能带上的 Γ 点对应的本征频率处于 TE 模完全禁带的同一侧,很可能会缩小存在偏振分离作用的波矢方向的范围,对应外界光线只能在部分角度范围内入射才能确保产生偏振分束作用。将波状膜层适当变形,得到图 4 的箭羽型二维光子晶体结构。Kawashima 等^[21]详细说明了该结构的制备方法,与制备波状膜层不同的是要对其中一种材料进行反应离子刻蚀,使其在同一膜层内不连续。

高低折射率材料仍然采用 a-Si 和 SiO_2 。优化后的参数如下:光栅基板周期 $L_x = 0.72\ \mu\text{m}$,膜层周期 $L_z = 0.45\ \mu\text{m}$,倾角 $\theta = 50^\circ$, a-Si 中心厚度 $T = 0.19$

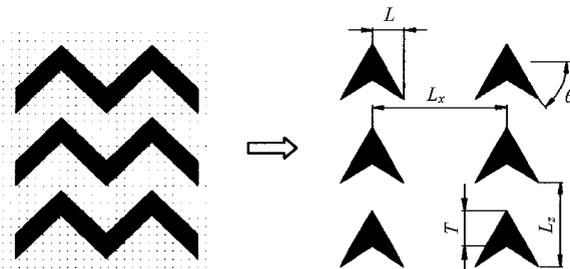


图 4 在波状膜层基础上运用反应离子刻蚀技术得到箭羽型二维光子晶体结构 T 表示 a-Si 中心厚度, L 表示 a-Si 外延长度,其余参数同波状膜层结构

μm , 外延长度 $L = 0.17\ \mu\text{m}$ 。图 5 中 TE 模完全禁带出现在 $L_z/\lambda = 0.341\text{--}0.354$, 即波长 $1.28\text{--}1.31\ \mu\text{m}$ 范围内。同样只讨论 TM 模第二条能带,图 6 显示在第一布里渊区部分边界 $A\text{--}M\text{--}B$ 上该能带的位置与

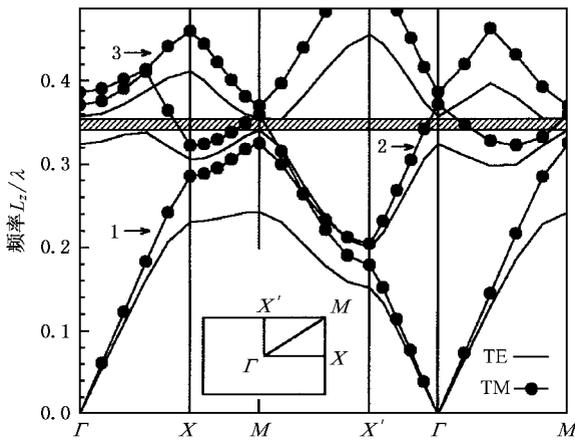


图 5 用 PWE 方法计算的箭羽型二维光子晶体能带结构

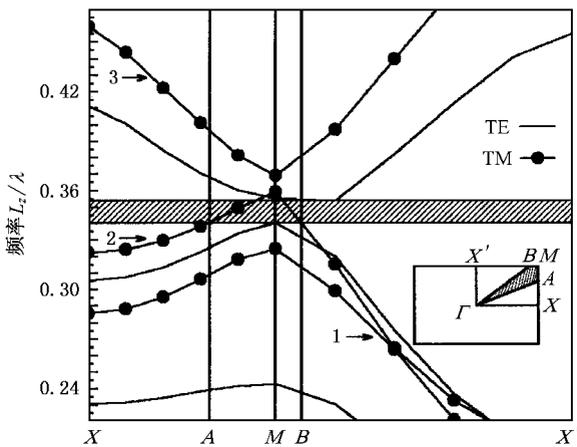


图 6 放大显示第一布里渊区边界上的能带分布. 内插图中的阴影区域表示第一布里渊区部分边界 $A-M-B$ 上 TM 模第二条能带高于 TE 模完全禁带下界的波矢方向的集合

Γ 点对应的能带位置同时处于 TE 模完全禁带下界的上方. 部分边界 $A-M-B$ 上的点与中心点 Γ 相连构成的波矢方向的集合由图 6 内插图内的阴影区域表示. 阴影区域外的波矢方向对应的 TM 模一定存在与 TE 模完全禁带相重叠的通带, 阴影区域内的波矢方向对应的能带情况需要具体计算. 例如图 5 给出了波矢方向沿 ΓM 的能带分布, TM 模第二条能带两次穿越 TE 模完全禁带, 肯定存在 TM 模的通带. 对阴影区域内其余波矢方向都作类似计算并不现实, 所以在无法确保全波矢方向偏振分离的情况下, 实际应用中只能将光线限定在部分角度范围内入射.

4. 结 论

利用基于自动复形技术的二维光子晶体模型, 为波长 $1.48-1.52 \mu\text{m}$ 的近红外波段设计的波状膜层结构理论上可以实现全角度宽波长偏振分束, 而为波长 $1.28-1.31 \mu\text{m}$ 设计的箭羽型二维光子晶体偏振分束器无法保证在全角度下工作. 两者在能带结构上的差异, 说明了设计二维光子晶体宽角度宽波长偏振分束器的关键在于使 TM 模在第一布里渊区边界上的目标能带尽可能与 Γ 点的本征频率分处 TE 模完全禁带两侧. 今后的工作主要集中在制备上述两种偏振分束器件, 通过测算实际的消光比评价器件的性能, 并且对本文中尚未涉及的偏振光出射方向与入射光方向之间的联系做深入的研究.

[1] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152
 [2] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
 [3] Parimi P V, Lu W T, Vodo P *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 127401
 [4] Mekis A, Chen J C, Kurland I *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
 [5] Akahane Y, Asano T, Song B S *et al* 2003 *Nature* **425** 944
 [6] Parimi P V, Lu W T, Vodo P *et al* 2003 *Nature* **426** 404
 [7] Yablouovitch E, Gmitter T J, Meade R D *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3380
 [8] Chomski E, Grabtchak S, Ibsate M *et al* 2000 *Nature* **405** 437
 [9] Vlasov Y A, Bo X Z, Sturm J C *et al* 2001 *Nature* **414** 289
 [10] Li M H, Ma Y, Xu L *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1302 (in Chinese) [李明海、马懿、徐岭等 2003 物理学报 **52** 1302]
 [11] Zhang Q, Meng Q B, Cheng B Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 58 (in Chinese) [张琦、孟庆波、程丙英等 2004 物理学报 **53** 58]

[12] Sun H B, Matsuo S, Misawa H 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 786
 [13] Campbell M, Sharp D N, Harrison M T *et al* 2000 *Nature* **404** 53
 [14] Wang X, Xu J F, Su H M *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 527 (in Chinese) [王霞、许剑锋、苏慧敏等 2002 物理学报 **51** 527]
 [15] Ozbay E, Abeyta A, Tuttle G *et al* 1994 *Phys. Rev. B* **50** 1945
 [16] Lin S Y, Fleming J G, Hetherington D L *et al* 1998 *Nature* **394** 251
 [17] Kawakami S, Kawashima T, Sato T 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 463
 [18] Hanaizumi O, Miura K, Saito M *et al* 2000 *IEICE Trans. Electron.* **E83-C** 912
 [19] Ohtera Y, Sato T, Kawashima T *et al* 1999 *Electron. Lett.* **35** 1271
 [20] Zhuang F, He S L, He J P *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 355 (in Chinese) [庄飞、何赛灵、何江平等 2002 物理学报 **51** 355]
 [21] Kawashima T, Sato T, Ohtera Y *et al* 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 899

Design of wide-angle and broad-band two-dimensional photonic crystal polarization splitter by the automatic shaping mechanism^{*}

Li Yi-Yu[†] Gu Pei-Fu Li Ming-Yu

(*State Key Laboratory for Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 26 November 2004 ; revised manuscript received 16 February 2005)

Abstract

Based on the mechanism of automatic shaping, the corrugated multilayer films of two-dimensional (2D) photonic crystal is designed. This structure realizes omnidirectional polarization splitting with TM mode passing window between $\lambda = 1.48$ and $1.52 \mu\text{m}$, which is the complete band gap of TE mode. The variable ranges of the slope angle of the layers and the width of a-Si single layer are $38^\circ\text{--}49^\circ$ and $0.14\text{--}0.15 \mu\text{m}$, respectively. Band structure has been used to explain the omnidirectional polarization effect. An arrow-end-like 2D photonic crystal which is the deformation of the corrugated multilayer films is introduced for comparison. It can only work as a wide-angle polarization splitter not as an omnidirectional one for wavelength from 1.28 to $1.31 \mu\text{m}$. The comparison of the band structures of these two different 2D photonic crystals leads to the method of extending the incident angle of polarization splitter.

Keywords : photonic crystal, polarization splitter, plane wave expansion, complete band gap

PACC : 7820P, 7730

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60478038).

[†]E-mail : liyiyuu@263.net