

基于太极形介质柱六角光子晶体禁带特性研究*

沈娟娟 何兴道[†] 刘彬[‡] 李淑静

(南昌航空大学, 无损检测技术教育部重点实验室, 南昌 330063)

(2012年9月26日收到; 2012年11月12日收到修改稿)

提出了一种新型的非对称性散射体的二维六角晶格光子晶体结构——太极形介质柱光子晶体. 利用平面波展开法从理论研究这种光子晶体结构的能带特性以及结构参数对完全禁带的影响. 研究表明: 散射体对称性的打破, TE模和 TM模能带宽度和数目都会有所增加, 有益于获得更宽的完全禁带以及更多条完全禁带. 通过参数优化, 发现在 $\varepsilon = 17, R = 0.38 \mu\text{m}, r = 0.36R, \theta = 0^\circ$ 时, 获得最大完全带隙宽度 $0.0541(\omega a/2\pi c)$; 在 $\varepsilon = 16, R = 0.44, r = 0.2R, \theta = 0^\circ$ 时, 光子晶体完全带隙数目最多达到 8 条.

关键词: 光子晶体, 禁带, 平面波展开

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.62.084213

1 引言

光子晶体^[1,2]是一种介电常数空间周期性变化, 能够控制光子行为的一种人工结构. 它最突出的特点就是具有光子带隙^[3,4], 而频率处于带隙内的光是禁止传播的. 基于光子晶体对光的可控性, 光子晶体器件的应用得到了很大发展, 如光子晶体光纤^[5-9]、光子晶体波导^[10-13]、光子晶体波分复用器^[14]以及高效率的光二极管^[15-20]等. 一般而言, 光子带隙越宽, 光子晶体器件性能越稳定, 所以理论上研究光子晶体带隙特性对光子晶体器件的设计具有重要意义. 影响光子晶体带隙特性的可控因素有: 材料相对介电常数、晶格填充比、散射子结构等^[21-29]. 本文即是通过改变这些因素来改变光子晶体的带隙特性. 目前对光子晶体带隙的计算方法主要有平面波展开法^[30,31]、时域有限差分法^[32]、传输矩阵法^[33]等. 由于二维光子晶体易制备^[34-36]、在可见光范围内易产生禁带, 所以其相关光学器件在光学集成、光信息传输及处理等光通信领域被广泛应用, 而我们的研究为其理论设计和实际应用提供了依据.

目前已有很多关于二维光子晶体带隙宽度的研究, 但他们采用的散射子模型的对称性较高, 且

很少关注带隙数量的变化. 本文中, 我们彻底打破散射子对称性, 提出了一种新型的二维六角晶格光子晶体散射子结构——太极形散射子, 采用平面波展开法, 通过研究其参数 $\varepsilon, R, r/R, \theta$ 对带隙特性的影响, 来获得最大的完全带隙宽度及最多的完全带隙数目.

2 模型

传统的光子晶体介质柱采用的是圆形, 本文彻底打破散射子的对称性, 构建了一种太极形介质柱在空气中周期排列组成的二维六角晶格光子晶体. 为便于分析, 设定光子晶体结构晶格常数 $a = 1 \mu\text{m}$. 如图 1 所示, R 为大圆半径, r 为内部两小圆半径, θ 为两小圆圆心的连线与水平方向的夹角, 设定 θ 沿

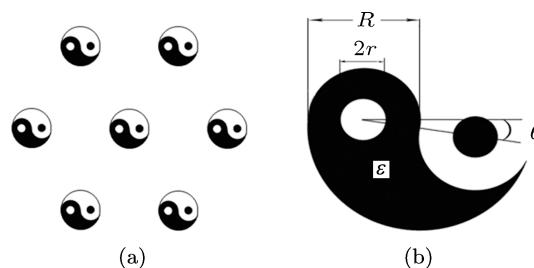


图 1 (a) HLPC 太极散射子介质柱结构; (b) 太极散射子单个元胞

* 国家自然科学基金(批准号: 61205119, 11104128)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xingdaohe@126.com[‡] 通讯作者. E-mail: liubin_d@126.com

顺时针方向为正. 通过依次改变 ϵ, R, r, θ 来研究太极散射子六角光子晶体的带隙特性.

3 结果分析

一般来说, 影响光子晶体带隙宽度和数量的因素有填充比、介电常数对比度、晶格结构等. 太极形六角光子晶体完全打破了散射子对称性, 具有较好的带隙特性. 现在我们考虑不同介电常数对比度及其结构参数对其完全带隙宽度和数目的影响. 设定 $R = 0.448 \mu\text{m}, r = 0.2R, \theta = 0^\circ$, 从 1—40 改变介

电常数对比度, 扫描间隔, 采用平面波展开法分析得到太极散射子带隙特性如图 2(a) 所示. 图 2(b) 给出光子晶体完全禁带最大宽度的变化情况. 可以看出: 当 $\epsilon \leq 6$ 时, 不存在完全光子禁带; $\epsilon = 17$ 时, 完全光子禁带宽度获得最大值 $0.0348(\omega a / 2\pi c)$. 从图 2(a) 可以看出: 随介电常数对比度的增大, 光子晶体完全带隙向低频方向移动, 光子晶体完全禁带数目向介电常数对比度大的方向移动. 所以太极散射子光子晶体要得到尽可能多的光子带隙, 就要尽可能地选择介电常数较大的介电材料.

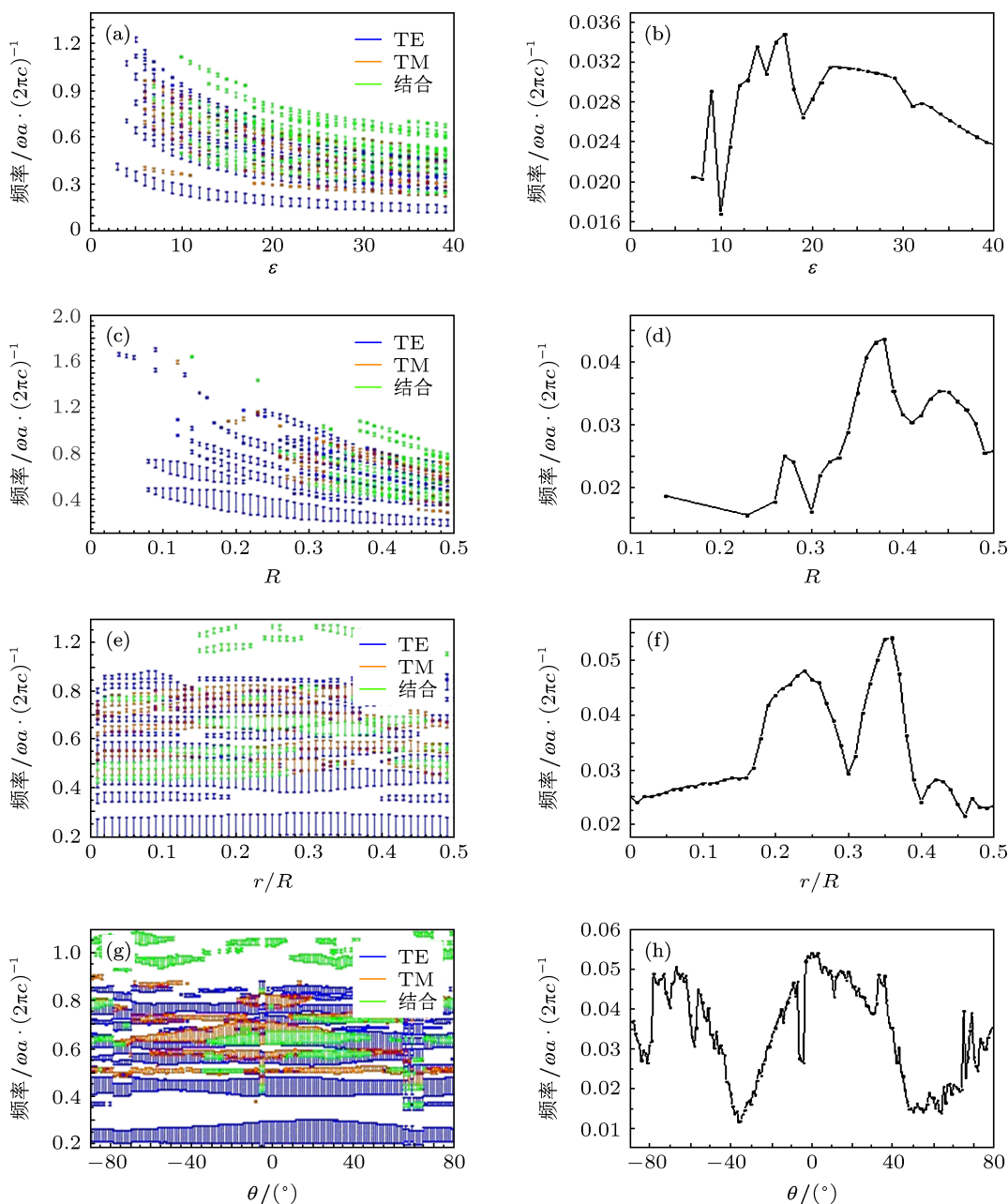


图 2 (a) $R = 0.448 \mu\text{m}, r = 0.2R, \theta = 0^\circ$ 时太极散射子带隙随 ϵ 的变化; (b) 最大完全带隙随 ϵ 的变化; (c) $\epsilon = 17, r = 0.2R, \theta = 0^\circ$ 时太极散射子带隙随 R 的变化; (d) 最大完全带隙随 R 的变化关系; (e) $\epsilon = 17, R = 0.38 \mu\text{m}, \theta = 0^\circ$ 时太极散射子带隙随 r 的变化; (f) 最大完全带隙宽度随 r 的变化关系; (g) $\epsilon = 17, R = 0.38 \mu\text{m}, r = 0.36R$ 时太极散射子带隙随 θ 的变化; (h) 最大完全带隙随 θ 的变化

影响太极形六角光子晶体带隙宽度的几何参数有: 大圆半径 R , 小圆半径 r 以及旋转角度 θ . 通过依次改变这些参数, 讨论获得最大禁带宽度的最优结构. 基于介电常数对比度对光子带隙特性影响的分析, 设定 $\varepsilon = 17$, $r = 0.2R$, $\theta = 0^\circ$, 从 $0-0.5 \mu\text{m}$, 以间隔 0.01 来扫描光子晶体带隙特性, 如图 2(c) 所示. 图 2(d) 给出了光子晶体完全禁带最大宽度随 R 的变化关系: 随半径增大, 完全禁带向低频方向移动; $R = 0.38 \mu\text{m}$ 时, 存在 5 条完全禁带, 最大宽度为 $0.0437(\omega a/2\pi c)$, 介于归一化频率 $0.648-0.6917$ 之间.

设定 $\varepsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$, 从 0 到 $0.5R$ 改变 r , 扫描间隔 $0.01R$, 太极形光子晶体带隙特性如图 2(e) 所示. 可以看出: 在小圆半径 r 的整个变化范围内都存在完全光子禁带. 图 2(f) 为最大完全带隙宽度随 r/R 的变化图, 当 $r = 0.36R$ 时, 获得最大完全禁带, 宽度为 $0.0541(\omega a/2\pi c)$.

基于以上计算, 设定 $\varepsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$,

$r = 0.36R$, 从 $-90^\circ-90^\circ$ 间隔 1° 分析旋转角度 θ 对太极形光子晶体完全带隙特性的影响. 如图 2(g) 所示, 在 θ 的整个变化范围内都存在完全禁带. 从图 2(h) 可以看出: 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 获得最大完全禁带, 宽度为 $0.0541(\omega a/2\pi c)$.

此时我们得到了太极散射子六角光子晶体获得最大完全禁带时的最优结构参数: 当 $\varepsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$, $r = 0.36R$, $\theta = 0^\circ$ 时, 获得最大完全禁带宽度 $0.0541(\omega a/2\pi c)$, 介于归一化频率 $0.6165-0.6706$ 之间, 其能带特性如图 3 所示.

光子晶体散射子几何结构参数对带隙特性的影响除了禁带宽度还有禁带数目. 基于之前的分析, 太极散射子光子晶体的完全禁带向介电常数对比度大的方向移动, 所以为了便于研究, 设定 $\varepsilon = 16$ 来讨论结构参数 R , r , θ 对禁带数目的影响. 首先在 $r = 0.2R$, $\theta = 0^\circ$ 时, 以间隔 0.01 扫描 R 的值, 计算结果如图 4(a) 所示, 光子晶体完全禁带向低频方向移动. 当 $R < 0.22$ 时, 光子晶体不存在完全禁带; 当

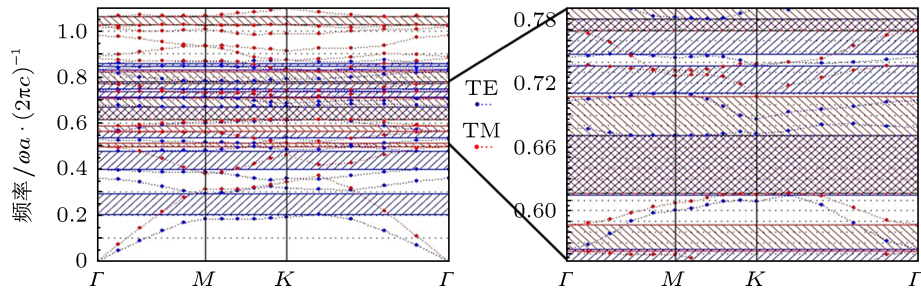


图 3 $\varepsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$, $r = 0.36R$, $\theta = 0^\circ$ 时太极散射子能带图

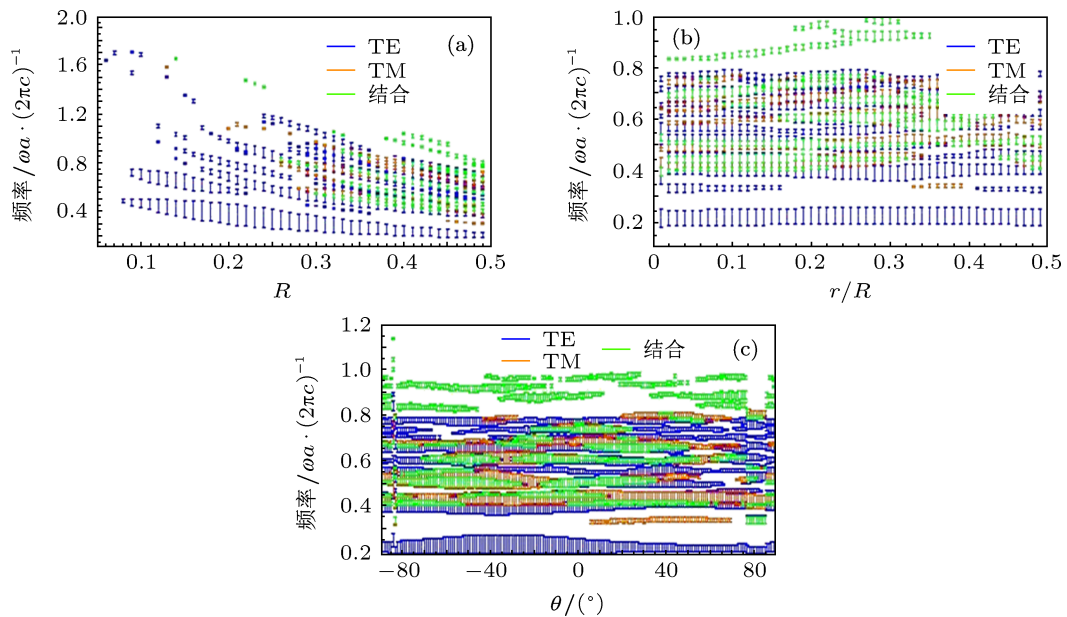


图 4 (a) 带隙数量随 R 的变化; (b) 带隙数量随 r 的变化; (c) 带隙数量随 θ 的变化

$0.22 \leq R \leq 0.31$ 时, 仅有 1 条完全禁带; 之后完全禁带数目逐渐增多, 当 $R = 0.44$ 时, 完全禁带数目最多, 为 8 条. 然后设定 $\varepsilon = 16$, $R = 0.44$, $\theta = 0^\circ$, 从 0—0.5 以间隔 0.01 扫描 r/R 的值, 带隙分布随 r/R 变化情况如图 4(b) 所示. 可以看出, 在整个 r 变化范围内, 太极散射子都存在完全禁带, $r = 0.2R$ 时, 完全禁带条数最多, 为 8 条. 最后在 $R = 0.44$, $r = 0.2R$ 时, 讨论旋转角度 θ 在 -90° — 90° 变化范围内的带隙分布. 如图 4(c) 所示, 在 θ 的整个变化

范围内都存在完全禁带, 当 $\theta = 0^\circ$ 时完全禁带条数最多, 为 8 条.

此时我们得到了获得最多完全禁带数目时的结构参数 $\varepsilon = 16$, $R = 0.44$, $r = 0.2R$, $\theta = 0^\circ$, 带隙特性如图 5 所示, 太极散射子结构存在 8 条完全禁带, 分别介于归一化频率 0.4032—0.4157, 0.4353—0.461, 0.4848—0.5188, 0.595—0.619, 0.665—0.6726, 0.7—0.7009, 0.7258—0.7495, 0.7573—0.7703 之间.

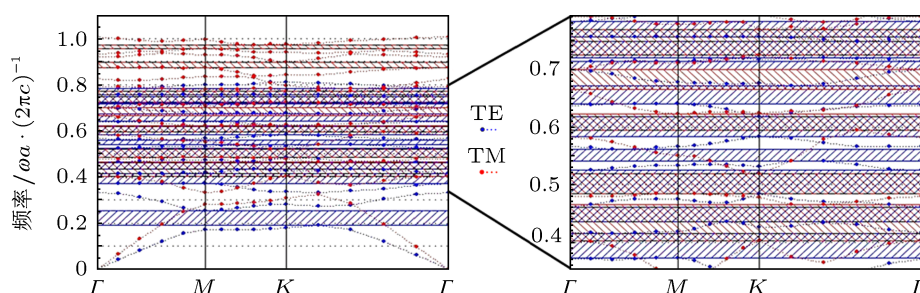


图 5 $\varepsilon = 16$, $R = 0.44$, $r = 0.2R$, $\theta = 0^\circ$ 时太极散射子能带结构图

4 结论

本文采用平面波展开法研究了介电常数对比度、结构参数大圆半径 R 、小圆半径 r 与大圆半径比率 r/R 以及旋转角度 θ 对太极形介质柱六角光子晶体带隙特性的影响. 经过分析得知, 随着介电常数对比度或介质柱填充比的增大, 太极散射子完全禁带向低频方向移动; 随着 ε , R , r , θ 的增大,

完全禁带最大宽度不是随之增大, 而是存在一个峰值. 当 $\varepsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$, $r = 0.36R$, $\theta = 0^\circ$ 时, 获得最大完全禁带宽度 $0.0541(\omega a/2\pi c)$. 当 $\varepsilon = 16$, $R = 0.44$, $r = 0.2R$, $\theta = 0^\circ$ 时, 光子晶体完全带隙数目最多达到 8 条. 选择合适的参数可以使光子晶体获得更好的特性, 本文研究为光子晶体结构的设计及光子晶体器件的研究提供了很好的依据.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Ma X Y 2010 *The Theory and Applications of Photonic Crystal* (Vol. 1) (Beijing: Higher Education Press) pp2-3 (in Chinese) [马锡英 2010 光子晶体原理及应用 (北京: 科学出版社) 第 2—3 页]
- [4] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152
- [5] Chen M Y, Yu R J 2004 *Opt. Commun.* **235** 63
- [6] Yang Q Q, Hou L T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8345 (in Chinese) [杨倩倩, 侯蓝田 2009 物理学报 **58** 8345]
- [7] Russell P 2003 *Appl. Phys. Rev.* **299** 358
- [8] Lou S Q, Wang Z, Ren G B, Jian S S 2004 *Phys. Rev. B* **13** 1052
- [9] Limpert J, Schmidt O, Rothhardt J, Röser F, T Schreiber, Tünnermann A 2006 *Opt. Express* **14** 2715
- [10] Zhou C Z, Zhao L Y, Yuan L Z 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 084203
- [11] Wang C X, Xu X S, Li F, Du W, Xiong G G, Liu Y L, Chen H D 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2472
- [12] Zhu G X, Yu T B, Chen S W, Shi Z, Hu S J, Lai Z Q, Liao Q H, Huang Y Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1014 (in Chinese) [朱桂新, 于天宝, 陈淑文, 石哲, 胡淑娟, 赖珍莹, 廖清华, 黄永箴 2009 物理学报 **58** 1014]
- [13] Lu H, Tian H P, Li C H, Ji Y F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2049 (in Chinese) [鲁辉, 田慧平, 李长红, 纪越峰 2009 物理学报 **58** 2049]
- [14] Manzacca G, Paciotti D, Marchese A, Moreolo M S, Cincotti G 2007 *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **5** 164
- [15] Szymanska M H, Hughes A F, Pike E R 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 69
- [16] David A, Benisty H, Weisbuch C 2007 *J. Disp. Technol.* **3** 133
- [17] Zhang X S, Liu S, Liu Y 2008 *Phys. Lett. A* **372** 3738
- [18] Wierer J J, David A, Megens M M 2009 *Nat. Photonics* **3** 163
- [19] Matioli E, Brinkley S, Kelchner K M, Nakamura S, DenBaars S, Speck J, Weisbuch C 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 251112
- [20] Chhajed S, Lee W, Cho J, Schubert E F, Kim J K 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 071102
- [21] Li L, Xie Y C, Wang Y Q, Hu X Y, Feng Z F, Cheng B Y 2003 *Phys. Rev. Lett.* **20** 1767
- [22] Trifonov T, Marsal L F 2004 *Phys. Rev. B* **69** 235112
- [23] Cai X H, Zheng W H, Ma X T, Ren G, Xia J B 2005 *Chin. Phys. Lett.* **14** 2507
- [24] Zhong K, Zhang H Y, Zhang Y P, Li X F, Wang P, Yao J Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7029 (in Chinese) [钟凯, 张会云, 张玉萍, 李喜福, 王鹏, 姚建铨 2007 物理学报 **56** 7029]
- [25] Zhao M M, Lü Y W, Yu J X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1061 (in Chinese)

- [赵明明, 吕燕伍, 余家新 2008 物理学报 57 1061]
- [26] Rezaei B, Khalkhali T F, Vala A S, Kalafi M 2009 *Opt. Commun.* **282** 2861
- [27] Li H P, Jiang L Y, Jia W, Qiang H X, Li X Y 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 1220
- [28] Zhang Y, Kong L, Feng Z 2010 *Optoelectron. Lett.* **6** 281
- [29] Wang Y F, Wang Y S, Su X X 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 113520
- [30] Xiao S S, Shen L F, He S L 2003 *Phys. Lett. A* **313** 132
- [31] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [32] Yannopapasy V, Stefanouy N, Modinosz A 1997 *J. Phys.: Condens. Matter* **9** 10261
- [33] Yee K S 1966 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **14** 302
- [34] Chen F S, Wu C L, Chou Y C 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2429
- [35] Diviansky I B, Shishido A, Khoo C I 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3392
- [36] Masuda H, Yamada H, Satoh M 1994 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2770

Photonic band gaps of two-dimensional hexagon-lattice photonic crystals based on Taiji-shaped dielectric rods*

Sheng Juan-Juan He Xing-Dao[†] Liu Bin[‡] Li Shu-Jing

(Key Laboratory of Nondestructive Test (Ministry of Education), Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China)

(Received 26 September 2012; revised manuscript received 12 November 2012)

Abstract

We present a novel structure of two-dimensional (2D) hexagon-lattice photonic crystal with asymmetrical scatterers-Taiji-shaped scatterers. The properties of photonic band gap (PBG) and the influence of parameter on absolute photonic band gap are analyzed by plane wave expansion method. The calculation results demonstrate that the reduction of scatterer symmetry can produce an increase in the number of PBG and a broadening of PBG width for both TE and TM model, which is conducive to obtaining wider and more absolute PBG. By optimizing the parameters of structure, we obtain the widest absolute PBG $0.0541(\omega a/2\pi c)$ at $\epsilon = 17$, $R = 0.38 \mu\text{m}$, $r = 0.36R$, and $\theta = 0^\circ$ and the maximum of 8 absolute PBGs at $\epsilon = 16$, $R = 0.44$, $r = 0.2R$, and $\theta = 0^\circ$.

Keywords: photonic crystal, band gap, plane wave expansion method

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.62.084213

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61205119, 11104128).

[†] Corresponding author. E-mail: xingdaohe@126.com

[‡] Corresponding author. E-mail: liubin_d@126.com