

光子晶体中基于有效折射率接近零的光束准直出射*

赵浩 沈义峰† 张中杰

(中国矿业大学理学院物理系, 徐州 221116)

(2014年4月2日收到; 2014年5月6日收到修改稿)

利用平面波展开法(PWM)和时域有限差分法(FDTD)研究了二维正方格子光子晶体靠近禁带边沿附近频率光波的传输特性. 研究发现, 若有效折射率接近于零, 可出现光束从晶体表面准直出射的现象, 且光束的出射方向只与晶体表面的取向有关, 而与晶格取向无关. 这种现象与自准直现象有很大不同.

关键词: 光子晶体, 有效折射率, 准直出射, 远场角

PACS: 42.70.Qs, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.63.174204

1 引言

光子晶体作为一种新型人工材料, 具有多种奇异特性^[1,2], 因而引起人们广泛关注. 其中, 自准直效应^[3,4]是光子晶体中的一种独特现象, 它是指特定频率的光波在光子晶体内部传播过程中, 好像不受晶格的衍射作用, 其光束尺寸几乎不发生扩展而沿直线传播的现象. 由于其良好的传播特性, 且不需要额外引入波导结构, 因此自准直光束被认为是可替代波导结构的一种方案. 此外, 最近人们发现通过对光子晶体波导出口端表面结构进行适当调整, 可控制出射光束的衍射, 实现光束的定向发射^[5-8]. 这两种对光束的准直传播的控制机制是完全不同的, 前者是利用特定能带的平直等频图曲线^[9,10], 实现能流在光子晶体内部的准直传输; 而后者则是利用表面模式的激发实现出射束与表面激发模式的干涉叠加, 在特定方向实现小角度、高强度出射.

此外, 有文章指出, 利用负折射也可以实现无衍射的准直光束^[11,12], 文中所涉及频率恰处在禁带边沿处, 其有效折射率接近为零. 利用点光源

通过一个光子晶体平板可实现类似于几何光学中凸透镜的效果, 将点光源的汇聚光束转变为平行准直光束.

本文中我们研究了光子晶体带隙边沿附近的光束传播特性, 发现即使是正折射行为, 只要有效折射率接近于零, 也可以实现光束的小角度准直传播.

2 模拟结构模型

本文研究如下二维光子晶体结构(如图1所示): 折射率为 $n = 4$ 的圆柱以正方格子($21a \times 21a$)排列在空气背景中, a 为晶格常数. 介质柱半径为 $0.2a$, 光子晶体的介质柱在 $X-Z$ 平面内周期排列, 圆柱的轴垂直于 $X-Z$ 平面.

我们用标准的平面波展开法(PWM)^[13,14]计算得到该二维光子晶体TM模式(电场方向平行于柱子的轴向)的能带结构, 如图2所示. 可以看到TM模式存在三条禁带, 分别对应的归一化频率范围为 $0.2464-0.3862(a/\lambda)$, $0.4881-0.5139(a/\lambda)$ 和 $0.6725-0.6854(a/\lambda)$, 其中 λ 为光波在真空中的波长. 我们主要关注第二条禁带, 可以看出, 该禁带

* 中国矿业大学中央高校基本科研业务费专项基金(批准号: 2013QNA40)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: shenyf@cumt.edu.cn

上边沿恰好处在 Γ 点位置, 且随着频率增加, 能带逐渐远离 Γ 点 (即沿 ΓX 方向, 波矢 k 值逐渐增加). 这意味着处在该频率范围内对应有效折射率为正的情况, 即右手行为^[15].

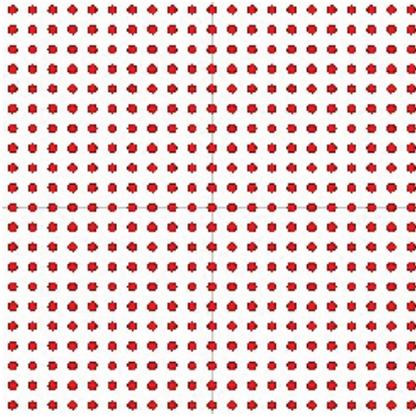


图1 二维光子晶体结构示意图

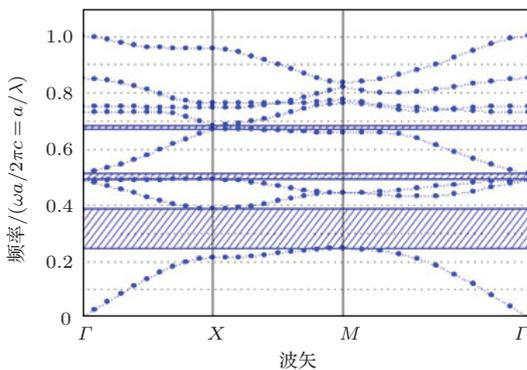


图2 (网刊彩色) 光子晶体 TM 模式对应的能带图

为更好说明这一点, 我们计算了光子晶体第二条禁带的上边沿能带 (第四能带) 的等频图^[16,17], 如图3所示. 其中蓝色线对应空气的等频图, 绿色线对应光子晶体的等频图. 可以看出, 对于接近带边频率的等频图均非常接近于圆形, 这意味着, 对于该频率范围的光而言, 该晶体表现出类似于单一均匀介质的各向同性的特性. 并且随着频率的增加, 等频图的圆半径逐渐变大, 根据群速度定义 $v_g = \nabla_k(\omega(k))$ ^[18,19] 可知, 群速度始终大于零, 即 $v_g > 0$. 又因为在光子晶体内部, 群速度的方向始终和能流的方向一致, 这表明坡印亭矢量与波矢的点乘大于零, 即 $S \cdot k > 0$, 其中 S 为坡印亭矢量, k 为波矢. 也就是说此时, 光子晶体表现右手材料特性. 再考虑到空气中相应频率的等频图圆半径 R 远远大于光子晶体的等频图圆半径 r , 而 $n_{\text{eff}} = r/R$,

因此对归一化频率 $\omega = 0.515a/\lambda$, 有效折射率非常接近于零. 下面我们将利用时域有限差分方法 (FDTD)^[20,21] 来模拟光束在该二维光子晶体内的传输行为.

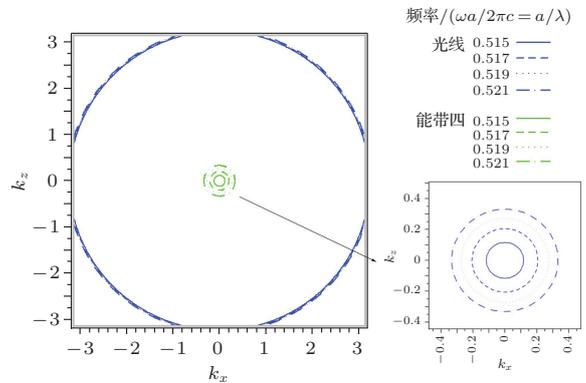


图3 (网刊彩色) 光子晶体和空气对应的等频图 (蓝色线对应空气的等频图, 绿色线对应光子晶体等频图)

3 数值模拟和结果分析

我们选取的工作频率为 $\omega = 0.515a/\lambda$, 采用高斯光源 ($x = -10.6a, z = 0$) 沿 +X 方向入射, 高斯光源的腰宽度为 $7a$ (高斯光源的宽度并不影响最终的结果), 如图4中黄色长条所示. 一个探测器 (图4中绿色长条) 沿 Z 方向排列放置, 宽度为 $21a$, 中心位置在 ($x = 15a, z = 0$) 采用有限时域差分法 (FDTD) 进行数值实验模拟, 计算区域为: $x \in (-11a, 25a), z \in (-21a, 21a)$, 计算区域边界采用完美吸收边界条件^[22,23]. 模拟计算得到光场的空间分布和出射场的远场角分布, 如图5所示. 本文用发散角 (远场半角宽) 表征光束的准直性, 发散角越小, 准直性越好.

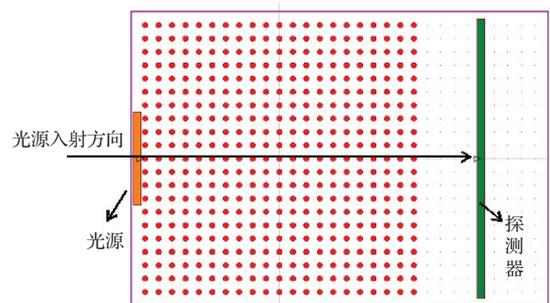


图4 (网刊彩色) 二维有限光子晶体示意图

从模拟得到的光场空间分布图看, 光波场在光子晶体内部形成两个对称的场强相位相反的能量

聚集区(图中的蓝、红两个亮斑),而这两个亮斑边缘在光子晶体与空气相接触的界面位置,分别出现垂直于界面方向且指向光子晶体外部的定向发射光束.其中,在入射光束的传播方向(+X方向),有一束宽度与光斑尺寸相当的光束出射,并且出射光波阵面均与出射界面平行,具有明显的准直特性.模拟结果还显示该光束能量透射率达到了40.7%,其远场出射角(即远场透射强度的半角宽)为8.2°.这个结果说明,高斯光束通过这样一个有限尺寸的光子晶体后会产生一个定向发射的发散角很小的准直光束,且其能量透过率约为40%.此外,在光子晶体与空气的上下两个界面上,沿+Z, -Z方向均有两束束宽较窄(与对应的光斑横向尺寸相当)的准直光束出现,且光束的中心位置在X轴上的坐标分别为-5a和+5a,恰好对应于那两个蓝、红光斑的中心位置的横向坐标.需要说明的是,这同向的两束平行光束也恰好反相,即在同一时刻,传播到相同位置(同一z处)的波阵面相位相反.以上结果表明,从该有限尺寸光子晶体中定向出射的准直光束均源于该光子晶体内部出现的能量聚集区光场的泄漏出射.

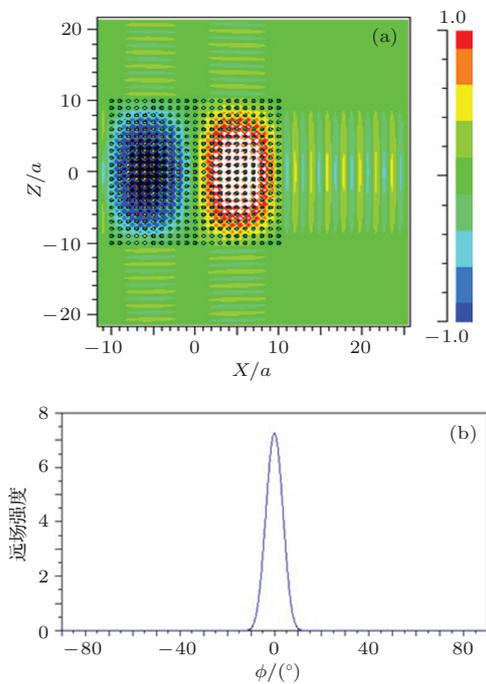


图5 (网刊彩色) 高斯光束入射光子晶体 (a) 光场(E_y) 空间分布; (b) 传播方向的出射光束的远场角分布

另外,我们还研究了利用点光源实现光束准直发射的情况.仍然选择二维正方格子介质柱子体系(尺寸 $21a \times 21a$, 折射率 $n = 4$)置于空气中.去掉

(0, 0)处介质柱,形成点缺陷,并将一点光源放置在(0, 0)缺陷处,工作频率仍选择禁带边缘附近频率 $\omega = 0.515a/\lambda$.采用时域有限差分法来计算模拟其出射情况.

图6显示点光源处于光子晶体中心缺陷位置处的光场分布.可以看到在该有限尺寸光子晶体的四个界面都有准直光束出射,且每束光的远场出射角为6.9°.该图像非常类似于展示自准直效应的情况,如文献[24]的图5.不同的是,在自准直效应中,光子晶体内部光束沿晶格的某一特定方向具有很好的准直传播特性,而在本文中,则只是在光子晶体和自由空间的界面处发射准直发射,且出射方向垂直于界面.

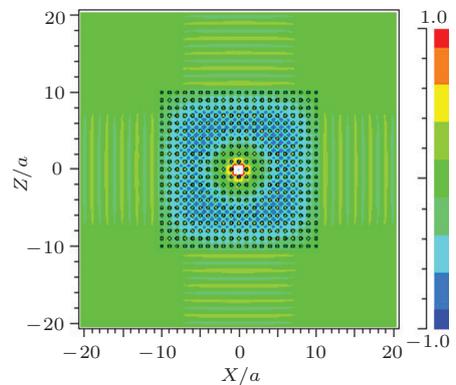


图6 (网刊彩色) 光子晶体中心缺陷处放置点光源的光场(E_y) 出射图

为揭示这一本质区别,我们又进行了下列模拟.沿光子晶体(1, 1)面进行切割,并绕中心旋转45°,得到如图7中所示的有限尺寸正方形光子晶体(尺寸为 $16\sqrt{2}a \times 16\sqrt{2}a$).注意:此时光子晶体与自由空间的界面沿(1, 1)方向.在(0, 0)处挖去一个柱子后仍放置上述点光源,然后用时域有限差分法模拟计算光波出射情况.从图7可以看到,在光子晶体的四个界面处仍然有准直透射光束出射,并且每束光远场出射角为5.6°.这意味着,在点光源在晶体内部中心的情况下,准直光束出射的方向并不依赖于晶格的取向,而只取决于光子晶体界面的方向.这一点是和自准直效应有明显不同的.在自准直效应中,如果晶格发生了转动,自准直光束将随着晶格发生转动,依然沿着特定的方向(即垂直于等频图中的平直部分)传输,并不依赖于界面位置的选取.而在本文中,由于等频图为一圆形,意味着晶体具有各向同性的特性,因而在晶体内部光束的传播没有在某一特定方向占优,只有存在界

面限制时, 才会在出射到自由空间时发生特定取向的准直射.

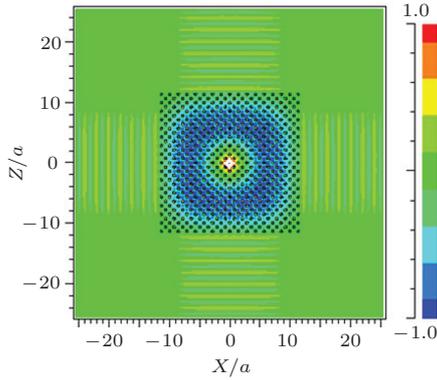


图7 (网刊彩色) 沿(1, 1)方向切割表面的光子晶体中心缺陷处放置点光源的光场(E_y)出射图

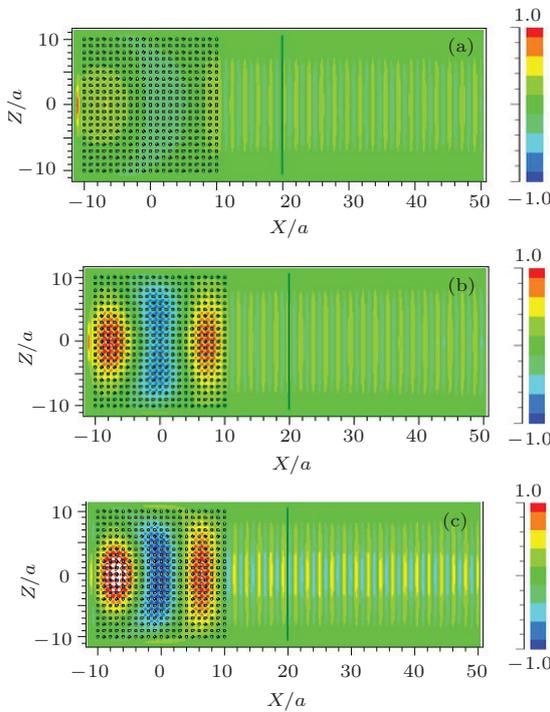


图8 (网刊彩色) 不同频率透射示意图 (a) $\omega = 0.517a/\lambda$ 时光场(E_y)空间分布情况; (b) $\omega = 0.519a/\lambda$ 时光场(E_y)空间分布情况; (c) $\omega = 0.521a/\lambda$ 时光场(E_y)空间分布情况

对于准直射的原因可借助以下方式加以理解. 因为入射光工作频率处在禁带上沿附近, 等频图为一半径很小的圆形, 意味着此时光子晶体内部等效折射率 n_{eff} 接近于零, 且各向均匀. 利用几何光学图像, 当光线从光子晶体向空气入射时, 以入射角 i 入射到光子晶体-空气界面上, 则由斯涅耳定律得到

$$n_{\text{eff}} \cdot \sin i = n_0 \cdot \sin \theta,$$

n_0 为空气折射率, θ 为出射光线折射角. 则

$$\sin \theta = n_{\text{eff}} \cdot \sin i / n_0 = n_{\text{eff}} \cdot \sin i \leq n_{\text{eff}},$$

由于 n_{eff} 非常小, 接近于零, 所以 θ 很小. 即表明出射光束几乎准直射.

我们仍选择图4所示的光子晶体, 分别选择不同的入射光频率 $\omega = 0.517a/\lambda, 0.519a/\lambda, 0.521a/\lambda$, 从图3可以看出, 对应的有效折射率仍很小, 模拟计算得到光场的空间分布, 如图8所示. 对应上述入射光, 光子晶体仍具有良好的准直射特性. 故在有效折射率较小的频率范围内, 该光子晶体均有很好的光束准直射特性.

4 结 论

本文采用光子晶体带边频率入射光子晶体, 通过理论分析和数值模拟结果可以看出, 光子晶体有效折射率接近零时, 具有良好的光束准直射特性. 该方法与传统的准直射方法有本质不同, 具有设计简单方便的特点. 在理论上, 该设计思路对以后的准直器件设计有一定指导意义.

参考文献

- [1] Yablouitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, Linke R A, Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820
- [4] Gan L, Liu Y Z, Li J Y, Zhang Z B, Zhang D Z, Li Z Y 2009 *Opt. Express* **17** 9962
- [5] Bulu I, Caglayan H, Ozbay E 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3263
- [6] Moreno E, García-Vidal F J, Martín-Moreno L 2004 *Phys. Rev. B* **69** 121402
- [7] Kramper P, Agio M, Soukoulis C M, Birner A, Müller F, Wehrspohn R B, Gösele U, Sandoghdar V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113903
- [8] Morrison S K, Kivshar Y S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 081110
- [9] Han K, Wang Z Y, Shen X P, Wu Q H, Tong X, Tang G, Wu Y X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044212 (in Chinese) [韩奎, 王子煜, 沈晓鹏, 吴琼华, 童星, 唐刚, 吴玉喜 2011 物理学报 **60** 044212]
- [10] Feng S, Ren C, Wang W Z, Wang Y Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 114212
- [11] Gan L, Qin F, Li Z Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 2412
- [12] Liang W Y, Dong J W, Liang G Q, Wang H Z 2009 *Appl. Phys. B* **96** 781

- [13] Cao Y J, Yun G H, Narsu 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077502 (in Chinese) [曹永军, 云国宏, 那日苏 2011 物理学报 **60** 077502]
- [14] Zhu X F, Liu S C, Xu T, Wang T H, Cheng J C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044301
- [15] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [16] Notoni M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10696
- [17] Foteinopoulou S, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 165112
- [18] Sakoda K 2001 *Optical Properties of Photonic Crystals* (New York: Springer) p32
- [19] Zhang C X, Xu X S 2012 *Chin. Phys. B* **21** 044213
- [20] Taflove A, Hagness S C 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (2nd Ed.) (Boston: Artech House) p179
- [21] Lu S L, Wu X L, Ren X G, Mei Y C, Shen J, Huang Z X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194701 (in Chinese) [鲁思龙, 吴先良, 任信钢, 梅诣偲, 沈晶, 黄志祥 2012 物理学报 **61** 194701]
- [22] Liang G H, Lü Q Z, Teng A P, Li Y J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 054103
- [23] Zhang B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5677 (in Chinese) [张波 2005 物理学报 **54** 5677]
- [24] Chigrin D N, Enoch S, Torres C M S, Tayeb G 2003 *Opt. Express* **11** 1203

Collimating emission from photonic crystals based on the quasi-zero-effective-index*

Zhao Hao Shen Yi-Feng[†] Zhang Zhong-Jie

(Department of Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 2 April 2014; revised manuscript received 6 May 2014)

Abstract

Transmission of light waves at the frequency near the edge of the band gap in two-dimensional square lattice photonic crystals is studied by using the plane wave expansion method (PWM) and finite difference in time domain (FDTD) method. It is found that, directional emission from two-dimensional photonic crystals can be realized if the effective refractive index is nearly zero. Moreover, the direction of the emitting beam is independent of the orientation of the crystal lattice, but dependent on the direction of the crystal surface. This is quite different from the self-collimation phenomenon in photonic crystals.

Keywords: photonic crystal, effective refractive index, collimating emission, far-field angle

PACS: 42.70.Qs, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.63.174204

* Project supported by the Foundation of China University of Mining and Technology (Grant No. 2013QNA40).

† Corresponding author. E-mail: shenyf@cumt.edu.cn