



二维长方晶格光子晶体第二个能带中频率近场成像的调控

冯帅*, 敖玲, 王义全

中央民族大学理学院, 北京 100081

* E-mail: fengshuai75@163.com

收稿日期: 2008-04-11; 接受日期: 2008-06-23

国家民族事务委员会委科研项目(编号: 07ZY15)、国家重点基础研究计划(编号: 2004CB719804, 2006CB921702)、国家自然科学基金(批准号: 10674185; 10705056)和中央民族大学青年科学基金(编号: CUN0207)资助项目

摘要 研究了由介质打孔方法组成的二维长方晶格光子晶体平板的成像特性. 利用时域有限差分方法计算了由点光源发出的光经过光子晶体平板的电磁场空间分布, 并与利用平面波展开方法计算得到的等频率曲线进行了对比分析, 发现一个高质量的近场实像是由于自准直效应和负折射效应的共同作用形成的. 对于不同频率的入射光, 可以在光子晶体的两个相互垂直的方向上分别实现近场成像.

关键词

光子晶体
负折射
亚波长成像

在过去几年中, 负折射材料由于其新颖的现象和潜在的应用引起了人们的广泛关注^[1~5]. 当一束电磁波从空气中入射到一块负折射材料平板上时, 折射光束遵循折射定律, 将沿着表面法线的同侧进入负折射材料. Pendry^[1]预言, 由于负折射材料平板能够放大从点光源发出的倏逝波部分, 从而可以作为一个远远突破衍射极限的超透镜, 而衍射极限是对传统的远场透镜所固有的限制.

光子晶体是由周期性排列的介质或金属结构组成的一种各向异性材料, 其中晶格常数与入射电磁波的波长在同一量级. 已有的研究表明可以在光子晶体中实现负折射现象^[6~17]. Luo等人^[6]研究发现, 可以在二维正方晶格光子晶体的最低能带中实现亚波长成像. 此时所对应的入射电磁波波长为光子晶体晶格常数的 4 倍. Li等人^[7]研究表明除了负折射效应, 自准直效应和近场散射效应在光子晶体的近场亚波长成像中发挥了主导作用. Zhang^[8]研究表明, 可以在由介质圆柱外加金属包层方法组成的二维三角晶格

光子晶体的第二个能带中实现非近场成像. Feng等人^[9]研究发现可以在二维正方晶格金属光子晶体的第一个和第二个能带中同时实现亚波长成像. 最近, Li等人^[10]研究表明, 近场成像也可以在由长方形理想金属嵌入背景介质材料方法组成的二维长方晶格光子晶体中实现. 由于没有考虑金属对入射电磁波的吸收特性, 该种光子晶体只能工作于微波区域. 由于金属对红外和可见光波段的入射电磁波具有强烈的吸收特性, 这种光子晶体的工作频率无法扩展到红外和可见光区域. 本文我们研究发现可以在由背景介质材料上挖出空气圆孔方法组成的二维长方晶格光子晶体第二个能带中实现亚波长成像, 由于介质对入射电磁波没有吸收, 该种光子晶体可以工作于红外和可见光波段.

1 数值计算和讨论

本文我们研究的二维长方晶格光子晶体是由在介电常数为 18(对于 1.55 μm 的入射光, 锗的介电常

数)的材料上挖出空气圆孔方法组成的. 光子晶体在 ΓX 方向上的晶格常数设为 a . 在 $\Gamma X'$ 方向上的晶格常数为 $b=0.8a$. 空气圆孔的半径为 $r=0.35a$.

探索光子晶体负折射和成像特性的传统方法首先是从研究光子晶体的能带结构和相应的等频率曲线开始. 我们运用平面波展开法^[18,19]计算了上述光子晶体的能带结构和等频率曲线. 在计算中采用了 729 个平面波, 达到了非常好的数值收敛性. 为了获得足够高分辨率的曲线精细结构, 在长方晶格第一布里渊区内使用了 1 万多个布洛赫波矢. 对于 TE 模入射波计算所得的沿几个高对称线的能带结构如图 1(a)所示. 我们看到第二能带频率跨度从 0.245~0.321 (以 $2\pi c/a$ 为单位). 在第二个和第三个能带之间存在一个完全禁带, 该禁带的频率范围从 0.321~0.337. 在第二个能带中的若干等频率曲线如图 1(b)所示. 我们可以看到在 0.29 曲线的大部分区域(以 ΓX 线为中心), 曲线形状是非常平的, 并且表面法线指向 $X\Gamma$ 方向. 由于对于一个确定的布洛赫模, 其群速度方向是平行于该点的表面法线方向的, 我们看到该区域激发的布洛赫模的群速度方向是指向 $X\Gamma$ 方向的. 对于一个表面法线平行于 ΓX 方向的光子晶体平板来说, 该群速度方向代表了一种明显的自准直效应. 在以 ΓM 线为中心的其他小区域, 频率曲线是相对于 Γ 点是凸起的, 意味着负折射效应的存在. 当频率从 0.29 继续增加时, 频率曲线整体向里移动并且平直部分所占的比例降低, 表明了自准直效应的减弱和负折射效应的增加.

现在我们利用带有完全匹配层边界条件的时域有限差分方法^[20,21]计算电磁波经过光子晶体平板的传输特性. 首先, 矩形光子晶体平板的表面法线为沿着 ΓX 方向. 光子晶体平板的宽度为 41 层空气柱, 厚度为 8 层空气柱. 最左侧一排空气孔的中心位于 $x=0$ 处. 介质平板的边沿与最靠近的空气孔中心之间的距离均为 $0.4a$. 连续波点光源放在光子晶体平板的左侧 $x=-0.5a, y=0$ 位置处.

当点光源的入射光频率分别为 0.29, 0.30 和 0.31 时, 由点光源发出的电磁波在空间中传输特性的计算结果分别如图 2(a)~(c)所示. 从图 2(a)中可以看出, 由点光源发出的电磁波穿过光子晶体平板, 并没有在光子晶体平板的另一侧形成一个清晰的实像. 与

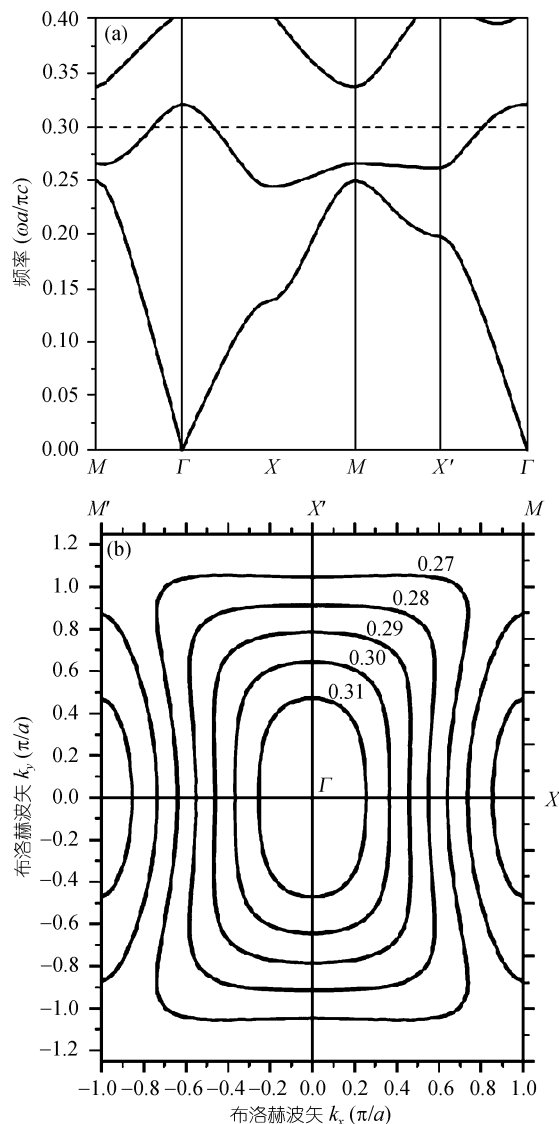


图 1 由在介电常数为 18 的背景材料上挖出空气圆孔方法组成的二维长方晶格光子晶体 TE 模的能带结构和第二个能带中若干频率的等频率曲线

空气孔的半径 $r=0.35a$, 其中 a 是光子晶体在 ΓX 方向上的晶格常数, 在 $\Gamma X'$ 方向上的晶格常数为 $0.8a$

图 1(b)中频率为 0.29 的等频率曲线形状对比, 可以推断一个完美的实像不可能仅仅通过自准直效应产生. 当入射光的频率变为 0.30 时, 由点光源发出的电磁波通过光子晶体平板的磁场分布如图 2(b)所示. 从中我们看出在光子晶体平板右侧 $1.8a$ 位置处存在一个像点. 该实像的宽度约为 $1.4a$, 相当于入射光波长的 0.42 倍. 当入射光的频率变为 0.31 时, 从图 2(c)中可以看到一个纵向稍微拉伸的实像呈现在光子晶体平

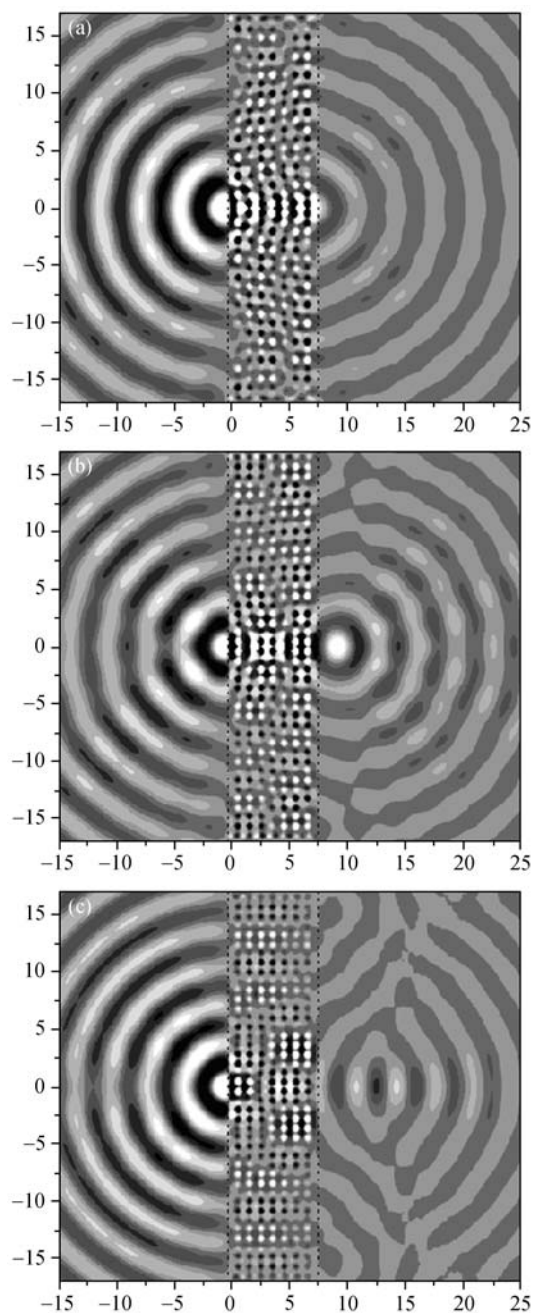


图 2 由点光源发出的电磁波通过光子晶体平板的空间场分布

矩形光子晶体平板的宽度为 41 层, 厚度为 8 层; 平板的表面法线为沿着 ΓX 方向; 点光源放在 $x = -0.5a$, $y = 0$ 位置处; 晶体平板的左右表面位置用两条虚线表示; (a)~(c) 中入射光相应的频率分别为 0.29, 0.30 和 0.31, 暗区域和亮区域分别对应于磁场 H_z 的负值和正值

板的右侧. 该像点的中心位置与光子晶体平板右表面之间的距离为 $5.2a$. 该像点的宽度约为 $2.6a$, 相当于 0.806λ .

现在我们将晶体平板表面法线的方向由 ΓX 方向改变为 $\Gamma X'$ 方向. 在其他参数保持不变的条件下, 矩形晶体平板的宽度变为 31 层, 厚度变为 9 层. 当点光源的频率分别为 0.27, 0.28 和 0.29 时, 电磁波通过光子晶体平板的磁场空间分布分别如图 3(a)~(c) 所示.

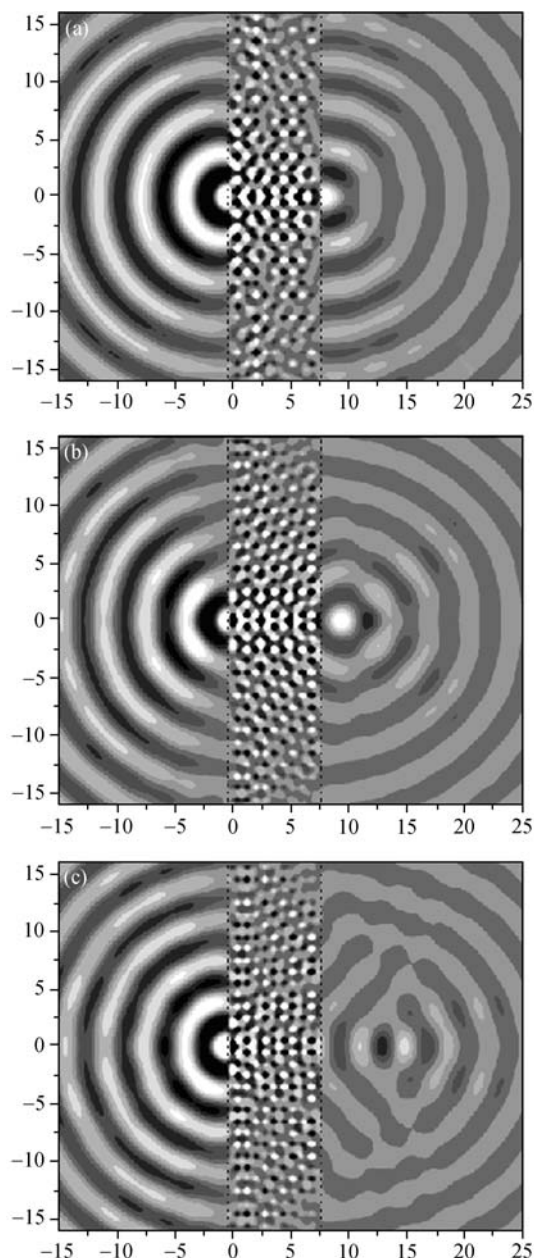


图 3 由点光源发出的电磁波通过光子晶体平板的空间场分布

晶体平板的宽度为 31 层, 厚度为 9 层, 表面法线为沿着晶体的 $\Gamma X'$ 方向; (a)~(c) 中入射光的频率分别为 0.27, 0.28 和 0.29

从图 3(a)中没有看到在晶体平板的右侧产生明显的像点. 当频率变为 0.28 时, 我们在图 3(b)中可以看出在光子晶体平板的右侧出现了一个高质量的像点, 从该像点中心到晶体平板右表面的距离为 $1.8a$, 所成的实像宽度约为 $1.4a$, 相当于 0.392λ . 当入射光的频率变为 0.29 时, 在图 3(c)中晶体平板的右侧可以观察到一个实像(尽管形状不是一个完美的圆形). 此时像点的中心距离平板右表面为 $5.4a$. 该实像的宽度约为 $2a$, 相当于 0.58λ .

通过比较不同频率的场分布特性与各自的等频率曲线的形状, 我们可以看出只有入射电磁波的频率在一定区域内部时, 才会在光子晶体另一侧形成一个高质量的实像. 该区域内等频率曲线的一部分是非常平的, 并且其表面平行于平板的表面法线(意味着一种自准直效应), 等频率曲线的其余部分是相对于 Γ 点凸起的(对应着一种负折射效应). 在该区域内随着频率的增加, 所成的像点逐渐远离光子晶体平板, 并且实像的质量降低. 当入射光的频率在该频率区域下方时, 意味着自准直效应增加而负折射效应降低, 在光子晶体平板的另一侧没有出现明显的像点. 当入射光的频率高于此频率区域时, 自准直效应减弱, 同样在晶体平板的另一侧观察不到清晰的像点. 通过对比图 2 和 3, 我们看到可以通过改变矩形光子晶体平板的表面法线来实现对近场成像频率区域的调控.

现在我们将点光源放入一块方形光子晶体平板的中心位置, 该光子晶体平板在 ΓX 方向上为 17 层空气孔, 在 $\Gamma X'$ 方向上为 21 层空气孔. 计算结果如图 4 所示. 当入射光的频率为 0.28 时, 我们通过图 4(a)可以看到在 $\Gamma X'$ 方向上出现了两个高质量的像点. 两个像点的大小为 $1.4a$, 相当于入射光波长的 0.392 倍. 两个像点的中心距离邻近晶体平板边缘的距离为 $1.6a$. 在平板的 ΓX 方向上没有观察到清晰的像点. 当入射光的频率改变为 0.3 时, 从图 4(b)可以看出在光子晶体平板的 ΓX 方向上形成了两个质量很好的实像. 该实像中心与相邻晶体平板边缘之间的距离为 $2.4a$, 像点的大小为 $1.4a$, 相当于 0.42λ . 没有在 $\Gamma X'$ 方向上观察到像点. 光子晶体平板的这种现象可以在未来全光集成回路中作为一种频率选择或频率判断器件.

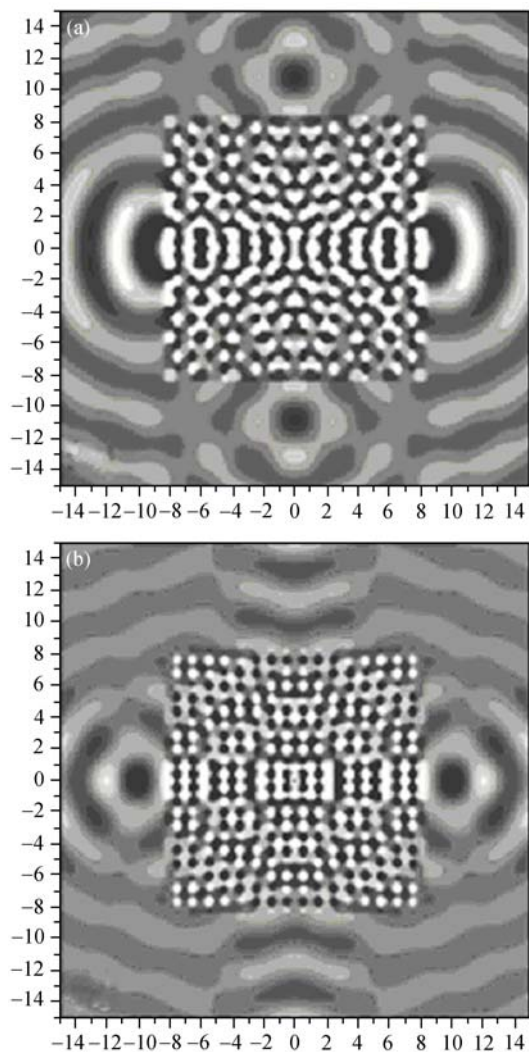


图 4 处于方形光子晶体平板中心位置的点光源发出的电磁波在空间的分布

光子晶体平板在 ΓX 方向上为 17 层, 在 $\Gamma X'$ 方向上为 21 层; (a) 和 (b) 中入射光的频率分别为 0.28 和 0.29

2 结论

总括而言, 我们研究了由在背景介质材料上打空气孔方法组成的二维长方晶格光子晶体的成像特性. 可以在光子晶体 TE 模的第二个能带中实现高质量的成像, 并且发生成像的频率范围可以通过改变光子晶体平板表面法线的方向来控制. 上述光子晶体的近场成像是在自准直效应和负折射效应的共同作用下形成的. 单纯的自准直效应不能够实现近场成像. 相信这些模拟结果可以推动光子晶体平板负折射和聚焦特性的实际应用.

参考文献

- 1 Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 3966—3969 [\[DOI\]](#)
- 2 Veselago V G. The electromagnetics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov Phys Usp*, 1968, 10: 509—514 [\[DOI\]](#)
- 3 Smith D R, Schurig D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 077405 [\[DOI\]](#)
- 4 Li J S, Zhou L, Chan C T, et al. Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 083901 [\[DOI\]](#)
- 5 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 2001, 292: 77—79 [\[DOI\]](#)
- 6 Luo C, Johnson S G, Joannopoulos J D, et al. All-angle negative refraction without negative effective index. *Phys Rev B*, 2002, 65: 201104(R)
- 7 Li Z Y, Lin L L. Evaluation of lensing in photonic crystal slabs exhibiting negative refraction. *Phys Rev B*, 2003, 68: 245110 [\[DOI\]](#)
- 8 Zhang X D. Image resolution depending on slab thickness and object distance in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens. *Phys Rev B*, 2004, 70: 195110 [\[DOI\]](#)
- 9 Feng L, Liu X P, Ren J, et al. Imaging properties of an elliptical-rod photonic-crystal slab lens. *J Appl Phys*, 2005, 98: 073104 [\[DOI\]](#)
- 10 Li J, Lu M H, Ren J, et al. All-angle negative refraction imaging effect with complex two-dimensional hexagonal photonic crystals. *J Appl Phys*, 2007, 102: 073538 [\[DOI\]](#)
- 11 Feng S, Li Z Y, Feng Z F, et al. Engineering the imaging properties of a metallic photonic-crystal slab lens. *Appl Phys Lett*, 2006, 88: 031104 [\[DOI\]](#)
- 12 Feng S, Wang Y Q, Li Z Y, et al. Imaging properties of a rectangular-lattice metallic photonic-crystal slab. *Chin Phys Lett*, 2007, 24: 229—232 [\[DOI\]](#)
- 13 Qiu C Y, Zhang X, Liu Z Y. Far-field imaging of acoustic waves by a two-dimensional sonic crystal. *Phys Rev B*, 2005, 71: 054302 [\[DOI\]](#)
- 14 Fang Y T, Shen T G. Multi-imaging by photonic crystal slab using negative refraction. *Chin Phys Lett*, 2005, 22: 949—951 [\[DOI\]](#)
- 15 He S, Ruan Z C, Chen L, et al. Focusing properties of a photonic crystal slab with negative refraction. *Phys Rev B*, 2004, 70: 115113 [\[DOI\]](#)
- 16 Xu J P, Wang L G, Yang Y P. Realization of an angular filter using one-dimensional photonic crystal containing negative refractive metamaterials. *Acta Phys Sin*, 2006, 56: 2765—2770
- 17 Li Y Y, Gu P F, Zhang J L, et al. Analysis of the negative refraction in two-dimensional photonic crystals with wavy structure. *Acta Phys Sin*, 2006, 55: 4918—4922
- 18 Li Z Y, Wang J, Gu B Y. Creation of partial band gaps in anisotropic photonic-band-gap structures. *Phys Rev B*, 1998, 58: 3721—3729 [\[DOI\]](#)
- 19 Qiu M, He S L. Large complete band gap in two-dimensional photonic crystals with elliptic air holes. *Phys Rev B*, 1999, 60: 10610—10612 [\[DOI\]](#)
- 20 Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isopic media. *IEEE Trans Antenna Propag*, 1966, 14: 302 [\[DOI\]](#)
- 21 Berenger J P. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J Comput Phys*, 1994, 114: 185—200 [\[DOI\]](#)