

纵模对光子晶体中类狄拉克点传输特性的影响

王晓 陈立潮 刘艳红 石云龙 孙勇

Effect of longitudinal mode on the transmission properties near the Dirac-like point of the photonic crystals

Wang Xiao Chen Li-Chao Liu Yan-Hong Shi Yun-Long Sun Yong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 174206 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.174206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

牙齿组织光热动态特性仿真与试验研究

Simulation and experimental investigation of tooth tissue in photothermal radiometry dynamic response induced by modulated laser

物理学报.2015, 64(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194203>

磁光克尔效应中的光子自旋分裂

Photon spin splitting in magneto-optic Kerr effect

物理学报.2015, 64(17): 174202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174202>

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

物理学报.2015, 64(9): 094201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094201>

利用非传统螺旋相位调控高阶涡旋光束的拓扑结构

Control of topological structure in high-order optical vortices by use of noncanonical helical phase

物理学报.2015, 64(3): 034204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034204>

各向异性圆柱掺杂光子晶体的缺陷模及其量子效应

The defect mode and the quantum effect of light wave in cylindrical anisotropic photonic crystal

物理学报.2011, 60(1): 014217 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.014217>

纵模对光子晶体中类狄拉克点传输特性的影响*

王晓¹⁾²⁾ 陈立潮¹⁾ 刘艳红³⁾ 石云龙²⁾³⁾ 孙勇^{2)†}

1)(太原科技大学, 计算机科学与技术学院, 太原 030024)

2)(同济大学, 物理科学与工程学院, 教育部先进微结构材料重点实验室, 上海 200092)

3)(山西大同大学, 固体物理研究所, 新型微结构功能材料山西省高等学校重点实验室, 大同 037009)

(2014年12月29日收到; 2015年4月14日收到修改稿)

本文通过数值仿真分析了无序正方晶格光子晶体中类狄拉克点的光子传输特性. 结构中的无序是通过随机移动氧化铝介质柱的位置来实现. 研究发现, 由于纵模被激发出来, 在类狄拉克点及其附近无序对结构透射率的影响是不同的. 在类狄拉克点, 由于纵模的干扰, 透射率随着无序的增加而减小, 与通带的行为类似. 在不受纵模干扰的类狄拉克点附近, 透射率几乎不受无序的影响, 这主要是由于结构可以等效为近零折射率材料, 等效的波长非常大. 本文的研究结果有助于人们进一步理解光学纵模和零折射率材料.

关键词: 光子晶体, 无序, 类狄拉克点

PACS: 42.72.Qs, 42.25.Dd, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.64.174206

1 引言

光子狄拉克点由于其奇特而丰富的物理现象受到了研究者的青睐. 对于三角结构或者蜂窝结构的光子晶体^[1], 其能带在第一布里渊区边界相交于一点, 并且此点附近的色散关系是线性的, 此简并的点称为狄拉克点, 这是与结构对称性有关的必然的简并. 此狄拉克点的赝自旋是 $1/2$, 贝利相位(Berry phase)是 π 或者 $-\pi$ ^[2]. 狄拉克点附近线性的色散关系导致其特殊的光子传输特性, 比如赝扩散(Pseudodiffusive)传输^[3-5]、颤振动(Zitterbewegung)^[6]、克莱恩隧穿(Klein tunneling)^[7]、边缘态^[8-11]、弱反局域^[12,13]、拓扑传输等等^[14,15].

光子狄拉克点不仅可以在布里渊区边界实现, 也可以在布里渊区中心位置实现. 最近, Chan课题组首次在实验上证实对于正方晶格的介质光子晶体, 通过调节材料参数和占空比, 在第一布里渊区中心也可以出现狄拉克锥形的色散^[16]. 此简并的

点是偶然的三重简并, 是两条线性的能带与一条较平的能带的交点, 即除了光子狄拉克锥外, 还有一个穿过锥点的色散很平的带^[17,18]. 此平带改变了光子狄拉克点处的赝自旋, 导致锥点的贝利相位为零, 这一点和布里渊区边界具有 180° 贝利相位的光子狄拉克点很不一样. 因此, 在布里渊区中心处的光子狄拉克点又被称为类狄拉克点^[19].

对于类狄拉克点三重简并的能带模式, 如果是一个单极模式和两个偶极模式的简并, 那么运用等效介质理论就可以发现类狄拉克点的等效介电常数和等效磁导率同时为零($\epsilon_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} = 0$)^[16,20,21]. 也就是说, 在类狄拉克点频率处, 结构可以等效成介电常数和磁导率同时为零的零折射率材料, 结构内部的电磁场分布几乎是均匀的, 并且结构内没有相位的变化, 波长无限长, 因而可以调控电磁波的波阵面, 实现光束的准直^[22]. 当波源的是高斯波时, 就会看到穿过结构的电磁波的波阵面从高斯波转化成平面波. 在结构中放入电导体或者磁导体缺陷还可以实现全透全反、隐身和汇聚等现

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB922001)、国家自然科学基金(批准号: 11234010, 11474220, 11274207, 11204217)、上海市教育委员会创新计划(批准号: 14ZZ040)和山西省自然科学基金(批准号: 2012011011-5, 2013011007-2)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yongsun@tongji.edu.cn

象 [16,19–21]. 同时, 在类狄拉克点频率处, 结构中的场分布有很强的局域性 [23], 利用场强的局域性还可以实现全光双稳态和全光开关 [24].

类狄拉克点处较平的能带为纵模, 这是由于结构在光子狄拉克点可以等效为零折射率材料, 而零折射率材料可以支持光学纵模. 等效的零折射率材料支持无色散的纵模, 此纵模是不能与外界耦合的聋带 (“deaf band”). 但是在真实的光子晶体和特异材料中, 总存在一些空间上的色散, 所以轻微偏离布里渊区的中心, 这个平的能带就不是完全无色散的, 具有非零平行波矢分量的入射波就会激发出这个平的带. 我们前期的工作已经从仿真和实验上证明纵模的存在不影响类狄拉克点锥的滤波效应, 但是由于两者锥点的位置不同, 对应的 $k_{//} = 0$ 的场分布形态不同 [25]. 那么, 在结构中引入无序后, 纵模是否会影响具有等效零折射率特性的类狄拉克点的光子传输性质?

本文中, 我们通过仿真计算研究了类狄拉克点的光子传输特性. 在无序的光子晶体结构中, 由于

纵模的影响, 类狄拉克点及其附近的光子传输特性受无序的影响表现出不同的现象. 数值仿真的结果表明在类狄拉克点处, 由于纵模的干扰, 结构的透射率随着无序的增加而减小. 而在偏离类狄拉克点处, 结构的透射率几乎不受无序的影响, 这主要因为结构此时不受纵模的影响, 同时可以等效为近零折射率材料, 具有非常大的等效波长.

2 模型的建立

首先, 我们通过调节结构参数, 用基于平面波展开方法 [26] 的 Rsoft 软件计算出正方晶格光子晶体的能带图, 在能带图中找到三重简并的类狄拉克点. 选择电场沿介质柱方向极化 (TE 波), 氧化铝介质柱的半径 (r)、介电常数 (ϵ) 和磁导率 (μ) 分别为 3 mm, 8.35 和 1, 晶格常数 (a) 为 13.36 mm. 所得的能带结构如图 1 (a) 所示, 从图中可以看出, 在频率为 13.24 GHz 处三条能带简并在一点, 形成类狄拉克点. 图 1 (b) 为三维的能带图, 从中可以清楚的看

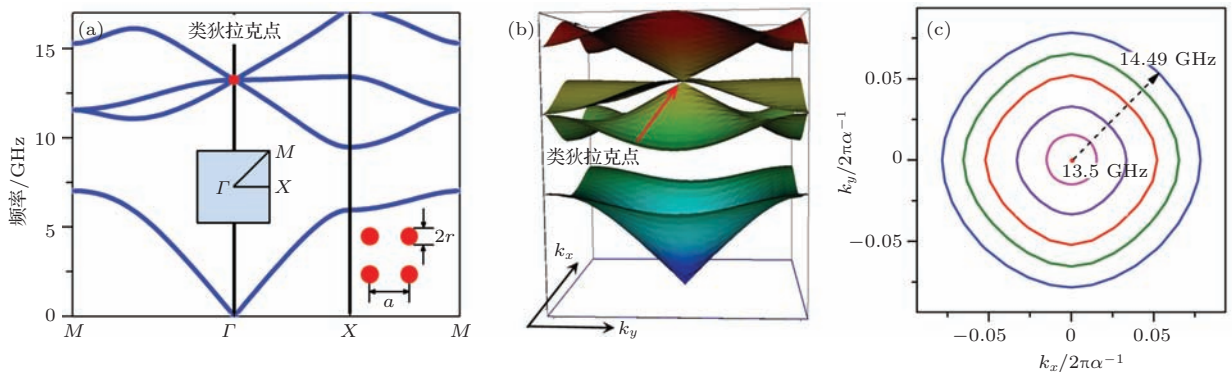


图 1 (网刊彩色) (a) 正方晶格光子晶体的二维能带图 (TE 波), 第一布里渊区如插图所示; (b) 三维的能带图, 类狄拉克点如箭头所指; (c) 第四条能带的等频图

Fig. 1. (color online) (a) The band structure of a 2D square lattice PhC for the TE polarization; (b) the 3D surface plot of the band structure shown in (a) as a function of wave vectors in x and y directions. The Dirac-like point is indicated by an arrow; (c) the iso-frequency contour of the fourth surface mode.

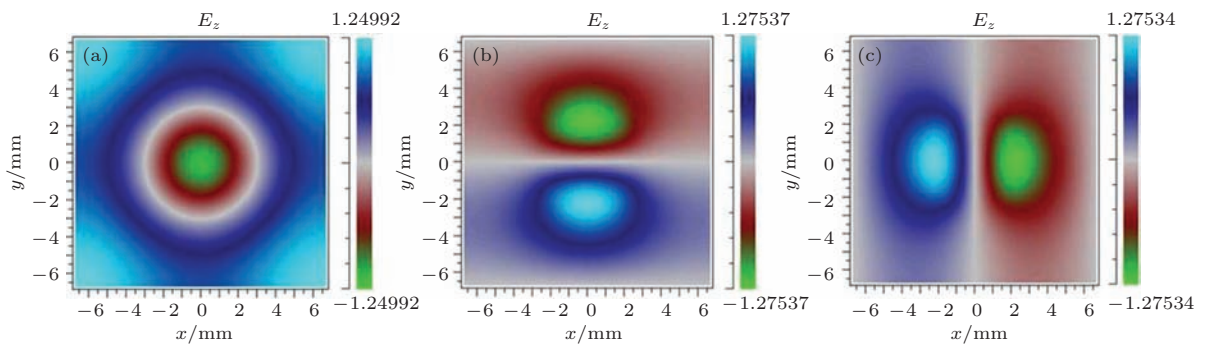


图 2 (网刊彩色) 类狄拉克点处三重简并的本征模的电场分布

Fig. 2. (color online) The electric field patterns of the threefold degenerate modes near the Dirac-like point.

到上下两条能带交于一点形成狄拉克锥, 同时有一条较平的带相交于此锥点, 也就是类狄拉克点. 图 1(c) 为第四条能带的等频图, 在类狄拉克点以上其等频图几乎是圆形的, 表明结构对电磁波的响应是各向同性, 此时结构更可能等效为零折射率材料, 而在类狄拉克点以下, 第二条能带的等频图不像图 1(c) 那样近似为圆形. 图 2 为类狄拉克点三重简并的本征态的电场分布, 可以看出我们选择的类狄拉克点是一个单级模式和两个偶极模式的简并, 这样在类狄拉克点频率处, 结构可以等效成介电常数和磁导率同时为零的零折射率材料.

3 无序的光子晶体

我们通过改变介质柱的位置来引入结构的无序. 方法如下: 在完美的光子晶体中, 介质柱的位置表示为 $\mathbf{r}_{i,0}$, 在无序的光子晶体中介质柱的位置为 $\mathbf{r}_{i,\Delta} = \mathbf{r}_{i,0} + \Delta_i (\cos \theta \mathbf{e}_x + \sin \theta \mathbf{e}_y)$, 其中, θ 的大小是从 $\{-\pi/4, 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2\}$ 中随机的选取, 产生上下左右四个随机移动的方向, \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别

为 x 和 y 方向的单位矢量, Δ_i 决定每次移动的距离. $\delta_i = \Delta_i/a$ 是描述无序度的因子, 本文中的 Δ_i 的取值依次是 0, 0.3, 0.6, 0.9, 1.2 mm, δ_i 的值越大无序程度越大. 需要说明的是: 每一个无序度对应的透射率都是多组不同的无序结构在相同的无序度下所得到的透射率的平均值.

4 数值仿真的结果及讨论

下文中我们的仿真是用基于有限时域积分技术 (FIT) 的 CST 仿真软件完成的, 仿真中边界的设置为 PEC 和 Open 边界, 入射端和出射端的横截面为 $45 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. TE 波沿 Γ -X 方向进入光子晶体. 仿真证明这种环境下端口出来的波源类似于一个具有非零 $k_{//}$ 分量的高斯波, 那么这种波源就很容易激发出类狄拉克点的纵模, 方便讨论纵模的影响. 图 3(a) 为 CST 中端口出射的源, (b) 为 COMSOL 仿真所得的高斯波源, 可以看出我们 CST 仿真中端口出射的源类似于一个高斯波源.

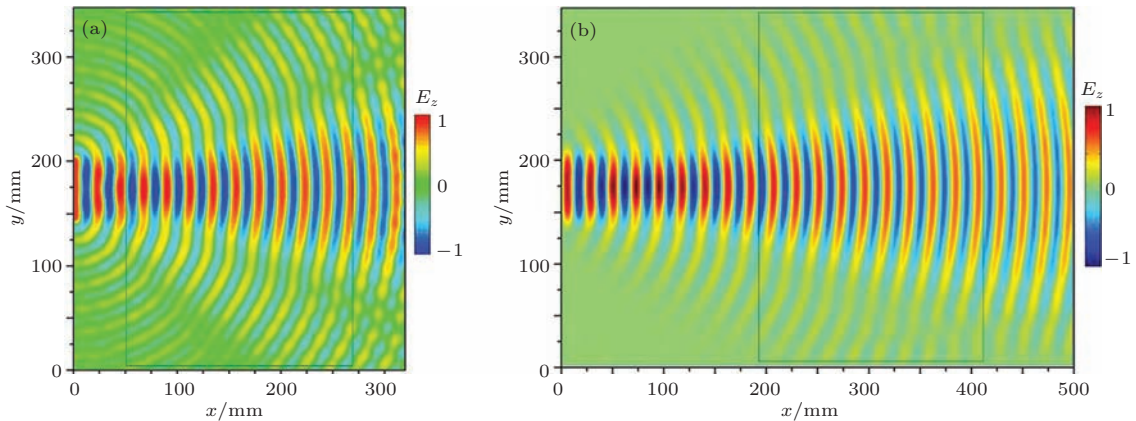


图 3 (网刊彩色) (a) CST 仿真所得的波导端口出射的源; (b) COMSOL 仿真所得的高斯波源 (灰色的矩形框为介质柱摆放的区域)

Fig. 3. (color online) Field distribution in a hollow waveguide: (a) the source is a TE mode of a waveguide port; (b) the source is a Gaussian beam. The gray rectangle indicates the region of dielectric cylinders.

对 $26 \text{ 行} \times 21 \text{ 列}$ 光子晶体的仿真结果如图 4(a) 所示, 不同的线型代表不同的无序度. 从图中可以看出随着无序度从 0 逐渐增加到 0.088, 结构的透射率发生了明显的变化. 由于结构的有限性, 类狄拉克点的位置 13.225 GHz (如垂直虚线所示) 稍微偏离能带图中的 13.24 GHz. 类狄拉克点附近的透射率随着无序度的增加而减小, 与通带 12.5 GHz 附近的行为类似, 而 13.5 GHz 附近的透射率几乎不受无序的影响. 为了更清楚的展示这种现

象, 我们对通带 12.5 GHz, 13.5 GHz 和类狄拉克点 13.225 GHz 附近 0.05 GHz 范围的透射率取平均, 给出不同频率处的平均透射率随无序度的变化关系, 如图 4(b) 所示. 从图中看到通带和类狄拉克点受无序的影响是一致的, 都是随着无序的增加透射率减小, 但是类狄拉克点透射率下降的趋势明显缓慢. 而 13.5 GHz 附近的透射率几乎不受无序的影响. 为了解释这种现象, 我们给出以下可能的物理分析.

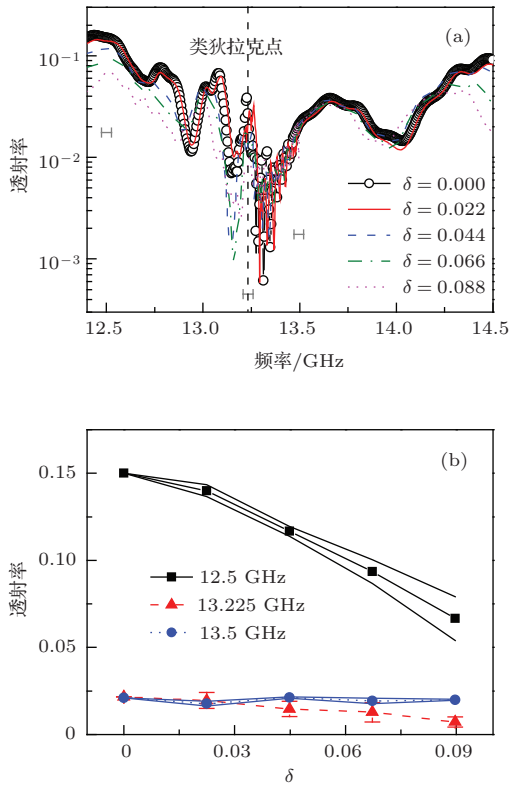


图4 (网刊彩色) (a) 26行 \times 21列光子晶体的透射率随无序度的变化关系, 点垂线标出类狄拉克点所在的位置, 灰色的短线表示图 (b) 中平均的频率范围0.05 GHz; (b) 不同频率点附近0.05 GHz范围的透射率的平均值随无序度的变化关系 (黑色方块、红色三角和蓝色圆点分别对应12.5 GHz, 13.225 GHz和13.5 GHz. 误差棒为不同无序结构所得的误差)

Fig. 4. (color online) (a) The simulated transmission spectra for PhCs with 26 line \times 21 column as the random degree increases. The dotted vertical line indicates the Dirac-like point. The gray bars indicate the regions of averaging used in (b); (b) the averaged transmissions versus δ when the frequencies are at 12.5 GHz (black squares), 13.225 GHz (red triangles) and 13.5 GHz (blue circles), respectively. The error bars indicate the tolerance. The lines with different styles are guide to the eyes.

在我们的仿真中, 由于入射波源类似于一个具有非零 $k_{//}$ 分量的高斯波, 类狄拉克点的纵模就很容易激发出来. 图5给出了这种波源入射到规则的正方晶格光子晶体后的电场分布. 图5(a), (b)和(c)分别为26行 \times 21列光子晶体中通带12.5 GHz、类狄拉克点13.225 GHz和通带13.5 GHz的电场分布. 从图5(a)中可以看出, 对于通带12.5 GHz, 入射波经过结构以后不是平面波, 并且结构内部的场分布也是通常的横模, 所以此处的透射率随无序的增加而减小. 对于类狄拉克点13.225 GHz和通带13.5 GHz, 有限的光子晶体结构都可以等效成

一个折射率近似为零的零折射率材料, 入射波通过结构以后都会有高斯波到平面波的转化. 但是, 只在13.5 GHz处的场分布看到了这种转化, 这就说明类狄拉克点13.225 GHz处的纵模被激发出来了, 并且纵模严重影响了结构中电磁波的传输. 如图5(b)所示, 入射波经过结构以后发生了明显的变化, 结构内部的场分布即不像零折射率材料具有均匀的场分布, 也不像通常的通带, 这主要是由于

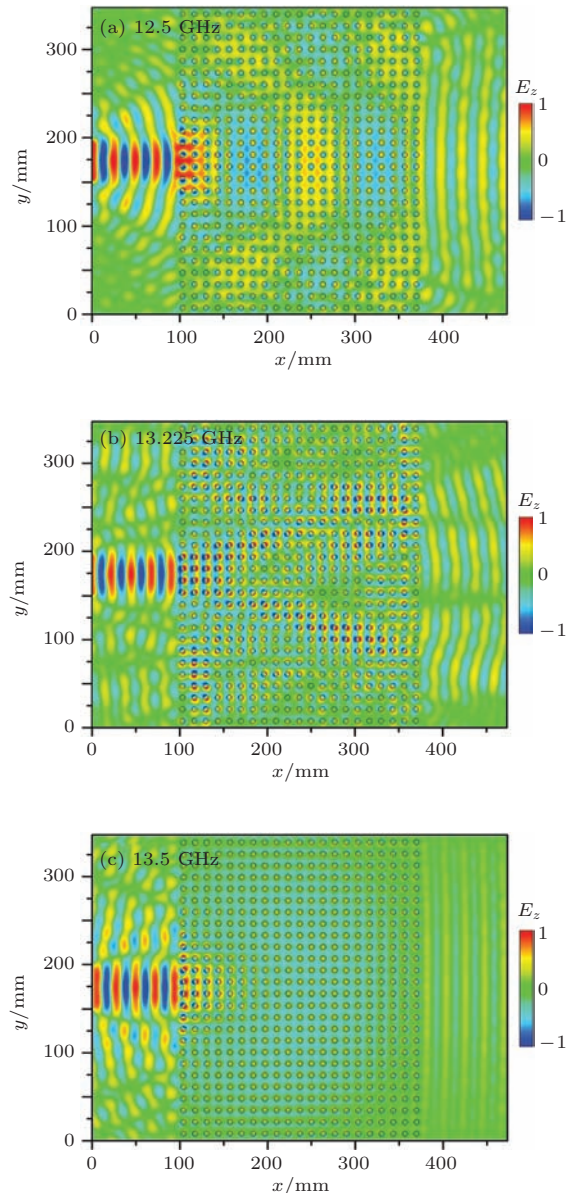


图5 (网刊彩色) (a), (b), (c) 分别为26行 \times 21列规则光子晶体在通带12.5 GHz, 类狄拉克点13.225 GHz, 13.5 GHz的电场分布

Fig. 5. (color online) The electric field distribution after a beam goes through the perfect PhCs at different frequencies: (a) 12.5 GHz; (b) Dirac-like point 13.225 GHz; (c) 13.5 GHz.

类狄拉克点处较平的纵模被高阶的非零平行波矢激发出来. 作为一种非传统的传播模式, 纵模对类狄拉克点的微波传输特性有很大的影响, 使类狄拉克点的透射率随着无序的增加而减小. 仿真中我们发现随着整个光子晶体结构大小的增加, 纵模的影响会减弱, 表现为图 4(b) 中类狄拉克点的曲线斜率会减小. 从图 5(c) 可以看出, 对于通带 13.5 GHz, 可以看到高斯波到平面波的转化. 由于在 13.5 GHz 附近不受纵模影响, 结构的等效折射率近似为零, 此时结构的等效波长很长, 近似无穷长, 所以此频率点附近的透射率受无序的影响很小, 表现为透射率几乎不发生变化. 但是, 在无序度很大的时候, 13.5 GHz 附近的透射率就会随无序的增大而减小. Chan 等也对纵模做过部分研究^[16], 他们也发现在类狄拉克点处由于纵模的干扰没有波阵面的转变, 而在高于类狄拉克点频率的地方, 结构具有等效的近零折射率材料的特性. 我们的研究结果进一步验证了类狄拉克点处纵模的影响.

5 结 论

对于正方晶格光子晶体中的类狄拉克点及其附近, 由于其特殊的电磁波传输特性, 受无序的影响表现出不同的现象. 当入射的高斯波源激发出类狄拉克点的纵模时, 由于受纵模的干扰, 类狄拉克点的透射率随着无序度的增加而减小, 与通带的行为类似. 而在类狄拉克点频率偏上不受纵模干扰的地方, 其透射率几乎不受无序的影响, 这主要归功于其等效的近零折射率材料的特性. 本文的研究结果为我们下一步定量的分析纵模提供了仿真依据, 同时有利于研究者们进一步了解光学纵模和零折射率材料.

参考文献

- [1] 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]
- [2] Mei J, Wu Y, Chan C T, Zhang Z Q 2012 *Phys. Rev. B* **86** 035141
- [3] Sepkhanov R A, Bazaliy Ya B, Beenakker C W J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063813
- [4] Zandbergen Sander R, de Dood Michiel J A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 043903
- [5] Bittner S, Dietz B, Miski-Oglu M, Richter A 2012 *Phys. Rev. B* **85** 064301
- [6] Zhang X D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 113903
- [7] Bahat. -Treidel O, Peleg O, Grobman M, Shapira N, Segev M, Pereg-Barnea T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 063901
- [8] Poo Y, Wu R X, Lin Z F, Yang Y, Chan C T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093903
- [9] Ouyang C F, Han D Z, Zhao F Y, Hu X H, Liu X H, Zi J 2012 *J. Phys. : Condens. Matter* **24** 492203
- [10] Kuhl U, Barkhofen S, Tudorovskiy T, Stöckmann H-J, Hossain T, de Forges de Parny L, Mortessagne F 2010 *Phys. Rev. B* **82** 094308
- [11] Plotnik Y, Rechtsman M C, Song D, Heinrich M, Zeuner J M, Nolte S, Lumer Y, Malkova N, Xu J, Szameit A, Chen Z, Segev M 2014 *Nat. mater.* **13** 57
- [12] Sepkhanov R A, Ossipov A, Beenakker C W J 2009 *EPL* **85** 14005
- [13] Wang X, Jiang H T, Yan C, Sun Y, Li Y H, Shi Y L, Chen H 2013 *EPL* **103** 17003
- [14] Bellec M, Kuhl U, Montambaux G, Mortessagne F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 033902
- [15] Rechtsman M C, Zeuner J M, Tünnermann A, Stefan Nolte, Segev M, Szamerit A 2013 *Nat. photonics* **7** 153
- [16] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, Zheng H H, Chan C T 2011 *Nat. Mater.* **10** 582
- [17] Sakoda K 2012 *Opt. Express* **20** 25181
- [18] Li Y, Wu Y, Chen X, Mei J 2013 *Opt. Express* **21** 7699
- [19] Chan C T, Hang Z H, Huang X 2012 *Adv. in Optoelectron.* **2012** 313984
- [20] Liu F M, Lai Y, Huang X Q, Chan C T 2011 *Phys. Rev. B* **84** 224113
- [21] Moitra P, Yang Y, Anderson Z, Kravchenko I I, Briggs D P, Valentine J 2013 *Nat. photonics* **7** 791
- [22] Zhao H, Shen Y F, Zhang Z J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 174204 (in Chinese) [赵浩, 沈义峰, 张中杰 2014 物理学报 **63** 174204]
- [23] D'Aguanno G, Mattiucci N, Conti C, Bloemer M J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 085135
- [24] Mattiucci N, Bloemer M J, D'Aguanno G 2013 *Opt. Express* **21** 11862
- [25] Wang X, Jiang H T, Yan C, Deng F S, Sun Y, Li Y H, Shi Y L, Chen H 2014 *EPL* **108** 14002
- [26] Yang Y B, Wang S F, Li X J, Wang Y C, Liang W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5073 (in Chinese) [杨毅彪, 王拴锋, 李秀杰, 王云才, 梁伟 2010 物理学报 **59** 5073]

Effect of longitudinal mode on the transmission properties near the Dirac-like point of the photonic crystals*

Wang Xiao¹⁾²⁾ Chen Li-Chao¹⁾ Liu Yan-Hong³⁾ Shi Yun-Long²⁾³⁾ Sun Yong^{2)†}

1) (*Department of Computer Science and Technology, Taiyuan University of Science and Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials MOE, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

3) (*Higher Education Key Laboratory of New Microstructure Functional Materials in Shanxi Province, Institute of Solid State Physics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

(Received 29 December 2014; revised manuscript received 14 April 2015)

Abstract

Recently, Chan and his collaborators reported that a crossing point of bands can be achieved at the Brillouin zone center in two-dimensional (2D) dielectric photonic crystals (PhCs) by accidental degeneracy of modes. At the crossing point, the accidental threefold degeneracy of modes generates a Dirac cone and an additional flat band (longitudinal mode) intersecting the Dirac cone. This is different from that of the Dirac point at the corner of the hexagonal Brillouin zone in which only Dirac cone exists. As a result, the crossing point at the Brillouin zone center is called a Dirac-like point. If the accidental degeneracy occurs by a monopole mode and two dipolar modes, the dielectric PhCs can be mapped to a zero-refractive-index system in which the effective permittivity and permeability are zero at the Dirac-like point from the effective medium theory. According to the Maxwell equations, if the permittivity and permeability are zero, the optical longitudinal modes can exist, in addition to the well-known transverse modes. The additional flat band at the Dirac-like point is closely connected with the longitudinal mode. For a homogeneous zero-index material (ZIM), the flat band is dispersionless and the longitudinal mode cannot couple with the external light. But in a finite-sized PhC, there is always some spatial dispersion, so the flat band is not perfectly dispersionless when it is away from the zone center. Therefore, if the wave source is a Gaussian beam with non-zero k -parallel components, the longitudinal mode can be excited. And the effective wavelength of ZIM is extremely large, leading to many scattering properties. However, in a PhC which behaves as if it had a zero refractive index, it is very interesting to show how the longitudinal mode influences the wave propagations in the PhC when the longitudinal mode is excited. In this paper, the effect of longitudinal mode on the transmission properties near the Dirac-like point of PhCs is investigated by numerical simulation. The alumina dielectric rods can be moved randomly in the structure to result in the disorder of the structure. Our results show that the transmission properties at the Dirac-like point are very different from those near the Dirac-like point, when the longitudinal mode is excited. At the Dirac-like point, the transmittance decreases with increasing disorder, as a result of the influence of the longitudinal mode, which is similar to the one in the pass band. Above the Dirac-like point without the disturbance of longitudinal mode, the transmittance is insensitive to the disorder in the structure, so that the structure may mimic a near-zero index materials and have a large effective wavelength. These results may further improve the understanding about the optical longitudinal mode and the zero refractive material.

Keywords: photonic crystals, disorder, Dirac-like point

PACS: 42.72.Qs, 42.25.Dd, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.64.174206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB922001), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11234010, 11474220, 11274207, 11204217), the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 14ZZ040), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 2012011011-5, 2013011007-2).

† Corresponding author. E-mail: yongsun@tongji.edu.cn