

类石墨烯复杂晶胞光子晶体中的确定性界面态

贾子源 杨玉婷 季立宇 杭志宏

Deterministic interface states in photonic crystal with graphene-allotrope-like complex unit cells

Jia Zi-Yuan Yang Yu-Ting Ji Li-Yu Hang Zhi-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 227802 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.227802

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.227802>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非对称光束干涉制备二维微纳光子结构研究

[Fabrication of two-dimensional micro-nano photonic structures by symmetry-lost beams interference](#)

物理学报.2017, 66(21): 217801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.217801>

非线性光学超构表面

[Nonlinear photonic metasurfaces](#)

物理学报.2017, 66(14): 147803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.147803>

复合结构螺旋超材料对光波前的高效调控

[High-efficiency wavefront control with based on helical metamaterials](#)

物理学报.2016, 65(21): 217802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.217802>

宽入射角度偏振不敏感高效异常反射梯度超表面

[Polarization-insensitive and broad-angle gradient metasurface with high-efficiency anomalous reflection](#)

物理学报.2015, 64(23): 237802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237802>

基于加权实数编码遗传算法的超材料优化设计

[Optimization of metamaterial based weighted real-coded genetic algorithm](#)

物理学报.2014, 63(8): 087804 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.087804>

专题: 拓扑经典波动

类石墨烯复杂晶胞光子晶体中的确定性界面态*

贾子源 杨玉婷 季立宇 杭志宏†

(苏州大学物理与光电·能源学部, 苏州纳米科技协同创新中心, 苏州 215006)

(2017年7月24日收到; 2017年8月13日收到修改稿)

拓扑绝缘体是当前凝聚态物理领域研究的热点问题. 利用石墨烯材料的特殊能带特性来实现拓扑输运特性在设计下一代电子和能谷电子器件方面具有较广泛的应用前景. 基于光子与电子的类比, 利用光子拓扑材料实现了确定性界面态; 构建了具有 C_{6v} 对称性的类似石墨烯结构的的光子晶体复杂晶格; 通过多种方式降低晶格对称性来获得具有 C_{3v} , C_3 , C_{2v} 和 C_2 对称的晶体, 从而打破能谷简并实现全光子带隙结构; 将体拓扑性质不同的两种光子晶体摆放在一起, 在此具有反转体能带性质的界面上, 实现了具有单向传输特性的拓扑确定性界面态的传输. 利用光子晶体结构的容易加工性, 可以简便地调控拓扑界面态控制光的传播, 可为未来光拓扑绝缘体的研究提供良好的平台.

关键词: 光子晶体, 拓扑, 谷自由度, 界面态

PACS: 78.67.Pt, 73.20.At, 42.70.Qs, 61.48.Gh

DOI: 10.7498/aps.66.227802

1 引言

拓扑学是近代发展起来的数学概念, 而随着凝聚态物理的发展, 人们发现了一类具有相变、非平庸特性的新型材料——拓扑绝缘体. 早在1980年, Klitzing发现了整数量子霍尔效应^[1], 此系统的特性完全符合拓扑绝缘体的概念. 随后 Thouless-Kohmoto-Nightingale-den Nijs 关系^[2] 指出其中量子化的根源是由于拓扑不变量的存在, 更是证明了量子化整数对应的是非零陈数. 在此系统中出现了一种新的物态拓扑态, 在其中电子运输的表现为完全的背散射抑制和单向传输. 不同于需要外加磁场破坏时间反演对称性来实现整数量子霍尔效应, Kane 和 Mele^[3] 最早提出在低能量级的单层石墨烯中存在自旋轨道耦合导致的量子自旋霍尔效应, 即在石墨烯材料边界存在一对共轭且自旋方向相反的无能隙拓扑边界态. 我们已经知道以上观测到的量子化霍尔效应的根本原因是材料的拓扑特性, 与具体波动方程无关. 从布洛赫定理和能带性质来

看, 光子可与电子的性质相比拟, 那么光学领域也可能实现类似的光学拓扑绝缘体.

石墨烯是从石墨中剥离出来的、单层碳原子构成的二维晶体结构^[4]. 因其优越的导电导热高透明度等性能, 石墨烯广泛地应用在很多领域. 而且石墨烯具有很多同素异形体结构, 如具有更加复杂晶胞结构的石墨炔材料. 受石墨烯材料具有的许多新奇物理性质的启发, 人们开始研究与石墨烯具有相同对称性、相似能带结构的光子晶体 (photonic crystal, PC). 构成光子晶体的介电材料具有不同介电常数, 它在空间中按一定周期排列^[5,6]. 已经证明可以利用光子晶体来操纵光的传播行为^[7,8], 如光子晶体波导^[9,10]. 随着光子晶体能带理论的研究, 尤其是设计和实验方法的发展, 将拓扑的概念引入光学系统特别是用光子晶体实现拓扑绝缘体, 将会不断拓宽人们构造新型元器件的方法和思路.

迄今已经开展了许多波导传输性质的研究工作. 其中一方面是利用光子晶体界面态去控制光的传输^[11]. 已经研究的构建光子晶体界面态的方法

* 国家自然科学基金(批准号: 11574226)、江苏省自然科学基金(批准号: BK20170058)和江苏省高校优势学科建设工程资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhang@suda.edu.cn

有: 构建光子晶体异质结构^[12,13]、修饰光子晶体表面^[14,15]、堆积拥有共同带隙的光子晶体等^[16]. 但是这些方法并不能保证界面态一定会产生, 需要仔细地调节结构才会产生界面态. 不同于之前的研究成果, 香港科技大学 Chan 课题组^[17,18]利用一种新的物理机理在一维和二维光子晶体中实现了确定性界面态, 即通过操控光子晶体结构参数, 简并的狄拉克锥会破缺, 从而出现带隙, 能带性质发生拓扑相变. 构成界面的这两种光子晶体的体能带拓扑性质反转, 则在两者共同带隙处就一定会存在界面态. 而且微波段实验已经在二维正方晶格光子晶体中证明了确定性界面态的存在^[19,20]. 并且还可以同时在多个频段实现界面态, 基于此性质可以用作多带波导的信息传输, 甚至是将应用拓展于光频段实现波分复用器^[21].

然而以往的研究工作中, 主要研究确定性界面态存在于光子晶体简单晶格结构中如正方晶格和三角晶格, 却没有关于复杂晶胞的探讨. 在本文中, 类似于石墨烯材料的复杂晶胞结构, 我们构建了具有复杂晶格的光子晶体, 尝试研究复杂晶胞所具备的多种对称性破缺的可能性. 比之类石墨烯的碳同素异形体在实验上极难获取, 我们尝试构造的复杂晶胞光子晶体在实验上便于实现, 而且可以通过调节结构参数和对称性来操纵色散关系. 我们通过四种方式打破光子晶体结构的 C_{6v} 对称性, 破缺能谷简并的狄拉克点构建具有反转体能带性质的两个光子晶体; 基于界面态存在的拓扑机理, 在光子晶体复杂晶胞中实现确定性界面态. 本文的研究工作拓宽了操控光子晶体能带实现拓扑界面态的思路和方法, 这些方法简单易行, 而且可以为光波导应用方面提供更广阔的平台.

2 类石墨烯复杂晶胞

人们对电子的两个内禀自由度电荷和自旋的研究促进了自旋电子学的成熟发展和广泛应用. 随着石墨烯材料的发现和研究, 科研工作者操控电子新的自由度能谷, 则促进了能谷电子学 (valleytronics) 的理论和应用探索^[22,23]. 能谷电子学旨在利用能谷作为载体在现代器件中加工处理信息. 许多有趣的物理性质已经在理论上得到证明并在实验中实现, 如谷分离 (valley filter)^[24]、谷霍尔效应 (valley Hall effect)^[25,26]. 石墨烯材料具有蜂窝状

晶格, 一个原胞结构由两个碳原子构成, 具有 C_{6v} 对称性. 同时石墨烯具有许多同素异形体, 即具有更加复杂多样的晶胞结构^[27]. 类石墨烯复杂晶胞就是用若干碳原子簇代替原胞上的一个原子. 石墨烯材料优异的应用特性源于其特殊的能带性质. 在动量空间中存在的一对不等价的能量局部极值叫做能谷, 表现为在第一布里渊区六个角处 (K 和 K' 点) 石墨烯的能带简并在一起, 简并点称为狄拉克点 (Dirac point). K 和 K' 点的能谷是不等价的, 其波函数满足时间反演对称性. 两者作为能谷自由度的两个态可以像电子自旋向上、向下态一样作为信息运输的载体, 被称作谷赝自旋. 我们同样考虑二维光子晶体. 蜂巢晶格中的每个碳原子被一根无限高的介质柱取代, 此种光子晶体也具有前述的类似能带性质; 再用三个介质圆柱替代原本的一个圆柱构建类石墨烯的复杂晶胞结构. 对比于石墨烯结构在可调控性方面的局限性, 此复杂晶胞光子晶体在对称性方面具有更多可利用的自由度, 并且更加容易操纵产生界面态色散关系.

二维光子晶体中确定性界面态的产生与界面通道两边结构的不同拓扑性质有关. 具体体现为如果构建此界面的两侧光子晶体体能带性质反转, 那么就一定存在确定性界面态. 以最简单的二维正方晶格光子晶体为例 (如图 1(a)), 通过调控有效介电常数、晶格常数和介质柱半径, 可以让能带在布里渊区中心 Γ 点发生简并, 这就是通常所说的偶然简并^[28]. 简并的能带色散满足线性关系, 它和电子体系中的狄拉克方程具有对应关系. 如此便在光子晶体系统中实现了类似石墨烯结构中的狄拉克锥. 通过继续调节结构参数则可以打开简并的能带获得带隙. 如图 1(b) 中, 在光子晶体 1(PC1) 的能带示意图中, 三条能带在 Γ 点的本征模式分布依次为类似电子系统的 s , p_y , p_x 轨道. 然而当我们将结构调整到光子晶体 2(PC2), 它的体能带结构则会与 PC1 发生反转, 如图 1(c) 所示. 三条能带中下面简并的两条在 Γ 点为本征模式 p_x , p_y , 而最上面一条为 s 模式. 因此 PC1 与 PC2 能带性质反转, 在两者反转能带共同带隙中则一定存在界面态. 此界面态的存在与否与光子晶体的体性质有关, 只需将不同体性质光子晶体摆放一起就一定存在, 因此称为确定性界面态. 图 1 中的能带结构均为示意图, 构成此系统的 PC1 与 PC2 的参数以及界面态具体传播性质可以参考文献^[19], 这里不再详述.

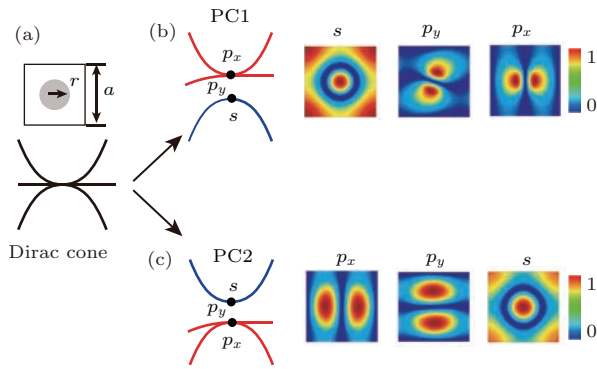


图1 (a) 光子晶体在布里渊区中心的狄拉克锥色散; (b), (c) 两个体能带反转的光子晶体

Fig. 1. (a) Dirac cone dispersion of PC around the center of Brillouin zone center; (b), (c) two inverted band structure of PC1 and PC2.

在本文工作中, 基于确定性界面态存在的物理机理, 构建拥有更多自由度的复杂晶胞光子晶体, 并实现拓扑界面态. 图2(a)为复杂结构的蜂窝状光子晶体示意图, 深蓝色实心圆表示介质柱, 浅蓝色的区域为背景材料. 在红色实线标示的六角晶胞中可以清晰地看到三个介质圆柱(用绿色凸显)簇拥在一起构成正三角形(绿色实线), 依然具有 C_{6v} 对称性, 此即为三个介质柱代替一个介质柱构成的复杂晶胞光子晶体. 其中相对介电常数 $\epsilon = 7.5$ 的介质圆柱嵌在背景为空气的材料中. 图中红色菱形虚线框内的原胞结构, 晶格常数为 a , 介质柱的半径 $r = 0.1a$, 到三角形中心的距离为 $h = 0.16a$. 用COMSOL Multiphysics 仿真软件计算此结构的TM (transverse magnetic) 模式能带, 即电场 E_z 沿着介质柱 z 轴方向. 计算的能带图见图2(b), 第一和第二能带在布里渊区(插图中六角形示意图)中 K 和 K' 能谷简并, 简并点归一化频率为 $0.362c/a$ (c 为真空中光速). 由此可见虽然原胞结构变复杂, 但是保持对称性不变光子晶体的能带性质依然不变.

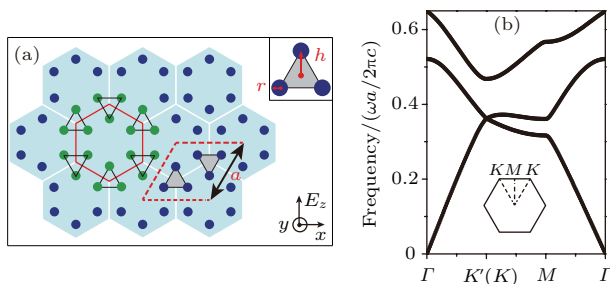


图2 (a) 复杂光子晶体结构示意图; (b) 光子晶体能带结构

Fig. 2. (a) The schematic of the complex lattice PC; (b) PC's band diagram.

3 C_{3v} 对称性光子晶体中的确定性界面态

通过打破光子晶体的 C_{6v} 对称性, 可以很容易破缺 K 和 K' 点的能谷简并从而形成带隙. 以图2原胞中三个介质柱构成的正三角形(灰色区域)中心为基点, 在分别对每个三角形拉伸和压缩柱子之间的距离, 调控后得到结构A, 如图3(a)所示. 光子晶体A原胞中左下角三个介质圆柱拉伸后到中心的距离为 $h_1 = 0.18a$, 而右上角三个柱子压缩后到中心的距离为 $h_2 = 0.12a$. 通过这种方式实现了具有 C_{3v} 对称性的光子晶体. 从图3(b)中可以看到在第一条和第二条能带中间出现完全带隙, 原本在布里渊边界 K 点的简并变成带隙的下限 K_1 和上限 K_2 点. 同时 K_1 和 K_2 点的性质是不同的, 如图3(c)的相位分布. 两者位相分布的手征性是相反的, 前者是沿逆时针方向(紫色箭头所示)相位递减而后者是顺时针方向(绿箭头所示)相位递减, 旋转一周回复初始相位, 对应角动量 $m = 1$ 和 $m = -1$. 而且相位奇点的位置也不同, 分别位于拉伸的柱子中心(K_1)和压缩的柱子中心(K_2). 将拉伸和压缩柱子到中心距离的方式互换, 得到光子晶体结构B, 能带如图4(a), 它的体能带性质与结构A的能带是反转的. 可以从图4(b) K 点的相位手征性上很清晰地看到, $K_1(K_2)$ 点相位以顺(逆)时针方向递减.

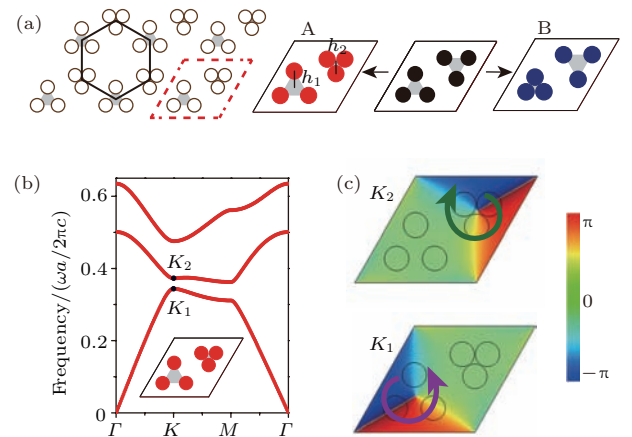


图3 (a) 两个相反结构 C_{3v} 对称的光子晶体结构示意图; (b) 光子晶体结构A全带隙能带; (c) 在 K_1 和 K_2 点相反手征性的相位分布

Fig. 3. (a) The schematic of two inverted PC structures with C_{3v} symmetry; (b) band diagram with complete band gap for photonic crystal structure A; (d), (e) the inverted chirality of phase distributions at K_1 and K_2 points.

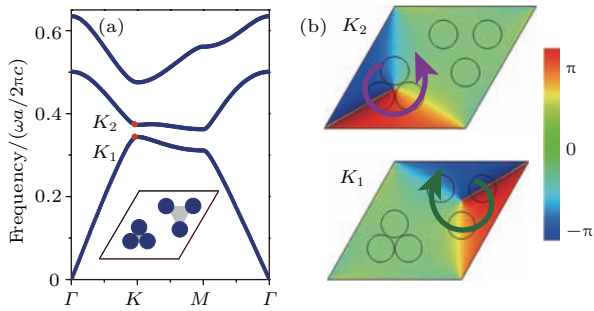


图4 (a) 光子晶体结构B的全带隙能带; (b) 在 K_1 和 K_2 点相反手征性的相位分布

Fig. 4. (a) Band diagram with complete band gap for photonic crystal structure B; (b) the inverted chirality of phase distributions at K_1 and K_2 points.

可以看到光子晶体A和B的体能带性质类似,在布里渊区边界 K 点附近有完全带隙,但此带隙的上下带边的能带手性正好反转,即在此带隙光子晶体A和B的体拓扑性质相反.可以预期,如果将光子晶体A和B摆放在一起,在两者的界面就会有拓扑确定性界面态.我们用超原胞的方法计算了光子晶体A和B沿着 k_x 方向的投影能带来找寻此拓扑确定性界面态.计算时在界面两边各用10个光子晶体原胞构成一个超原胞,周期性边界条件应用于光子晶体 x 和 y 方向.能带结构如图5(a)所示,灰色部分是光子晶体的体能带,绿色和紫色线部分表示界面态的色散关系.能带一部分是在两个光子晶体共同带隙处而另有一部分延伸到体带里.从色散曲线的斜率可以看出在界面处存在两个相反方向传输的拓扑态.而且两个态的自旋极化方向相反,分别为自旋向上(紫色线)和自旋向下(绿色线).为了更形象地表现界面态的本征模态,图5(b)展示了频率为 $0.384c/a$ 同时波矢 $k_x = -0.38(2\pi/a)$ 的 E_z 本征场分布(图5(a)中黑色五角星处).从图中可以很清楚地看到场局域在两个光子晶体界面处,而向两边衰减很快.

利用光子晶体拓扑态的传输性质,可以设计并实现界面态传输波导.我们用有限元模拟的方法计算光子晶体界面态的 E_z 电场分布,如图6.模拟的上下区域分别由光子晶体结构A和B构成,并包含 24×16 个复合晶胞结构.区域四周的边界条件用完美匹配层,这样可以避免来自边界的散射.需要用具有手征性的光学激发源才能激发单向的界面态.我们用四个点源阵列(2×2)构建手征性激发源[29].其中,四个点源发射的TM波波函数的初始相位按

照不同旋转方向依次递减.初始相位按照逆(顺)时针方向递减的激发源和光学涡旋指数即拓扑电荷数 $m = 1$ ($m = -1$)的电场分布一致.将拓扑电荷数为 $m = 1$ 的手征性源放在光子晶体A和B界面中间,位置如图6中白色圆所示,并且光子晶体A置于结构B的下方.在源发射频率为 $0.384c/a$ 时激发的单向传输界面态场分布如图6所示,可以观察到激发的拓扑界面态沿着光子晶体结构A和B的界面通道向左(图中白色箭头方向)单向传输.从图5的投影能带中可以看到,在频率为 $0.384c/a$ 时,界面态色散能带的频率和体能带会有部分重叠.所以在此时,界面在传播的过程中会激发一些体的电场分布.但是由于这些体电场分布相较于界面局域场非常弱,因而并不能对拓扑态的传输与应用造成很大的影响.如果用拓扑电荷为 $m = -1$ 的源则可以激发向右传播的拓扑态.在两个光子晶体界面通道传输的界面态是受拓扑保护的.界面态具有传输单向特性且不受传播路径上可能存在的杂质的影响.即使光子晶体材料有杂质不纯净或者是加工制备不完美的情况,拓扑态依然能够很好地在界面传输而不会产生背散射,因此能够实现拓扑信息输运从而制备光学器件.这在光学波导方面将具有很大的应用前景.

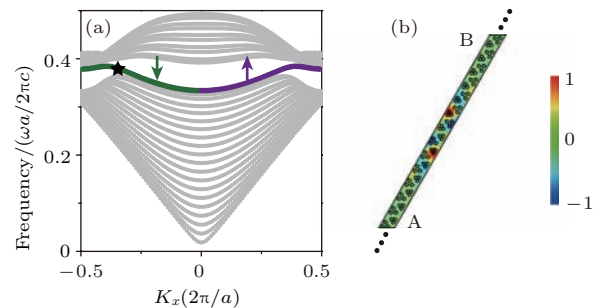


图5 (a) 光子晶体投影能带; (b) 界面态 E_z 本征场分布
Fig. 5. (a) The projected band structure of two PCs; (b) the E_z eigenfield distribution of interface state.

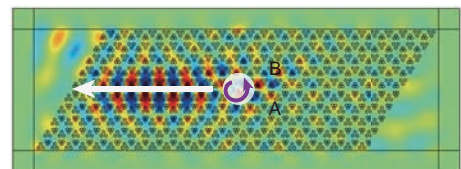


图6 模拟的光子晶体单向传输界面态 E_z 电场分布
Fig. 6. The simulated E_z field distribution of topological interface state with unidirectional propagation for two PCs.

4 C_3 对称性光子晶体中的确定性界面态

在原子尺度上操控石墨烯实现拓扑界面态对技术和条件有一定要求. 而人工介质材料微结构单元构建的光子晶体则更容易操作和可调. 并且光子晶体可调控的参数有更多的自由度, 比如材料的介电常数、晶格常数、占空比等. 通过调控结构还可获得一种 C_3 对称性的光子晶体, 即分别将图 3 中的结构 A 和 B 围绕三角形中心逆时针旋转角度 $\theta = 15^\circ$, 如图 7(a) 所示. 通过这种打破晶

格对称性的方式依然可以破缺能带结构中 K 和 K' 狄拉克点简并. 图 7(b) 和图 7(c) 中两个能带在 K 点其性质反转. 调节的两个结构之间有共同带隙, 经过投影能带的计算(计算方式同图 5), 在两个光子晶体界面处依然存在确定性界面态, 如图 7(d) 所示. 图 7(e) 中五角星标示的是在归一化频率为 $0.384c/a$ 、波矢 $k_x = -0.4(2\pi/a)$ 时的界面态 E_z 本征场分布. 利用手征性源激发, 基于此结构的界面态色散性质, 依然可以像图 6 一样设计单向拓扑传输波导, 从而实现信息的输运与传播. 但通过调节介质柱簇的旋转角度, 可以调控此拓扑界面态的色散关系.

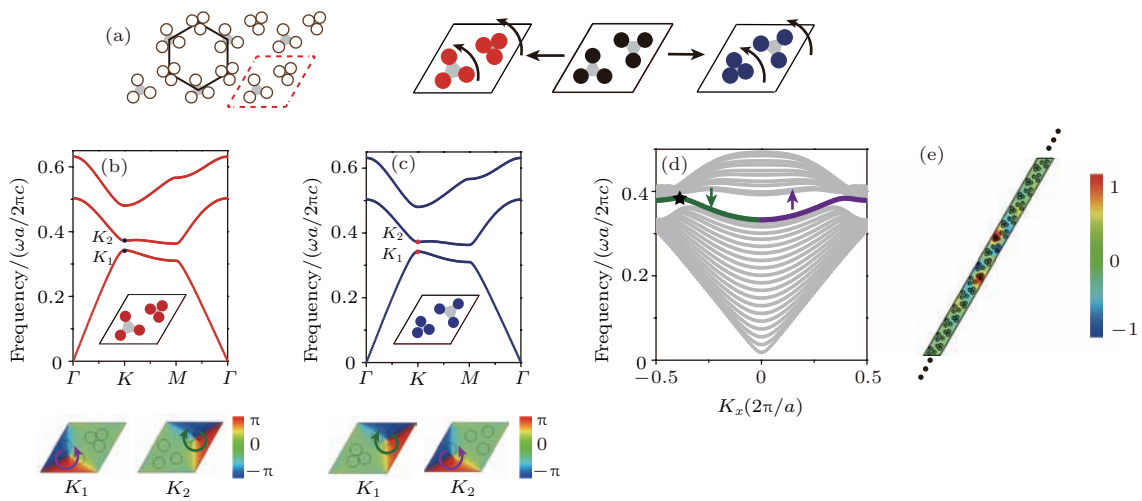


图 7 (a) 具有 C_3 对称的两个光子晶体结构示意图; (b), (c) 光子晶体能带结构; (d) 投影能带; (e) 界面态 E_z 本征场分布
Fig. 7. (a) The schematics of two PCs with C_3 symmetry; (b), (c) band diagrams of PCs; (d) the projected band structure; (e) the E_z eigenfield distribution of interface state.

5 C_{2v} 和 C_2 对称性光子晶体中分别实现确定性界面态

进一步打破光子晶体对称性, 还可以用具有 C_{2v} 对称的光子晶体中实现确定性界面态. 结构如图 8(a) 所示, 光子晶体介质柱半径 $r = 0.1a$, 相对介电常数 $\epsilon = 7.5$. 将原胞中原本构成正三角形底边处的两个介质圆柱, 沿 y 方向(箭头所示方向)增加距离 $d_1 = 0.104a$, 而三角形顶点处圆柱依然保持到中心的距离 $h = 0.16a$ 不变, 三个介质柱重新形成等腰三角形, 从而得到结构 C. 结构 C 的能带结构如图 8(b), 原本 K 点简并的狄拉克点被打破因而出现完全带隙. 与之相反的调控得到结构 D, 即只沿 y 方向减小底边处的介质柱的距离 $d_2 = 0.08a$,

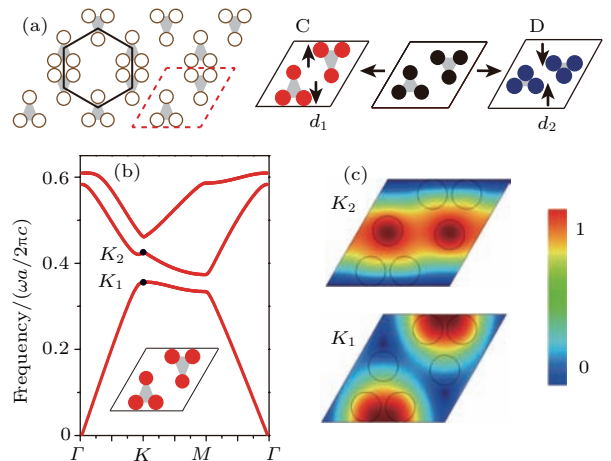


图 8 (a) 具有 C_{2v} 对称性的两个光子晶体 C 和 D 示意图; (b) 光子晶体 C 能带结构; (c) K_1 和 K_2 点本征场分布
Fig. 8. (a) The schematics of two PCs with C_{2v} symmetry; (b) band diagram of PC with structure C; (c) the eigenfield distribution at K_1 and K_2 points.

仍然可以破缺狄拉克点, 如图 9(a) 所示能带结构. 光子晶体 C 和 D 的拓扑性质依然是不同的, 两者能带反转. 从图 8 和图 9(c) 中所示的 K_1 和 K_2 点电场振幅本征场分布可以很清楚地看到, 在这两点处能带性质是反转的. 则两个光子晶体共同带隙处存在确定性界面态, 如图 10(a). 图 10(b) 为波矢 $k_x = 0.15(2\pi/a)$ 、归一化频率为 $0.360c/a$ 的 E_z 本征场分布.

接着将图 8 光子晶体 C 和 D 结构的原胞中构

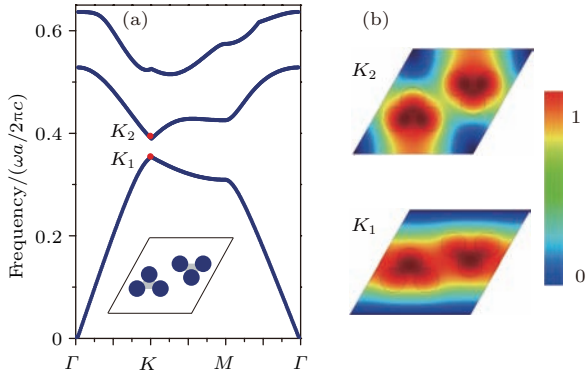


图 9 (a) 光子晶体 D 能带结构; (b) K_1 和 K_2 点本征场分布

Fig. 9. (a) Band diagram of PC with structure D; (b) the eigenfield distribution at K_1 and K_2 points.

成两个等腰三角形的介质柱群以各自三角形中心为原点, 均顺时针旋转角度 $\theta = 15^\circ$, 得到光子晶体 E 和 F, 示意图如图 11(a). 计算的能带结构如图 11(b) 和图 11(c) 所示. 虽然进一步降低了晶格对称性, 但是光子晶体的拓扑性质保持不变, 依然有拓扑态在两个能带反转的光子晶体界面通道处传输, 如图 11(d). 其中五角星标记处的波矢 $k_x = 0.2(2\pi/a)$, 频率为 $0.361c/a$, 此点的本征场分布如图 11(e).

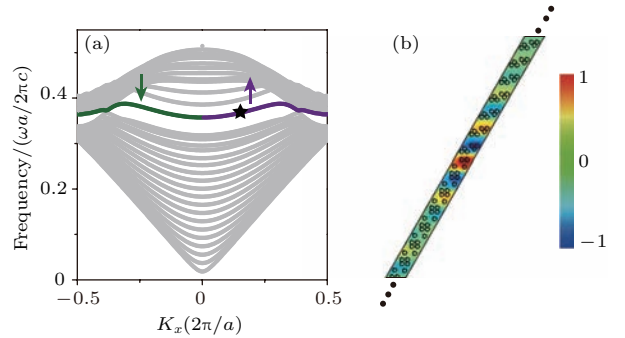


图 10 (a) 光子晶体 C 和 D 的投影能带结构; (b) 界面态本征场分布

Fig. 10. (a) The projected band structure; (b) the E_z eigenfield distribution of interface state.

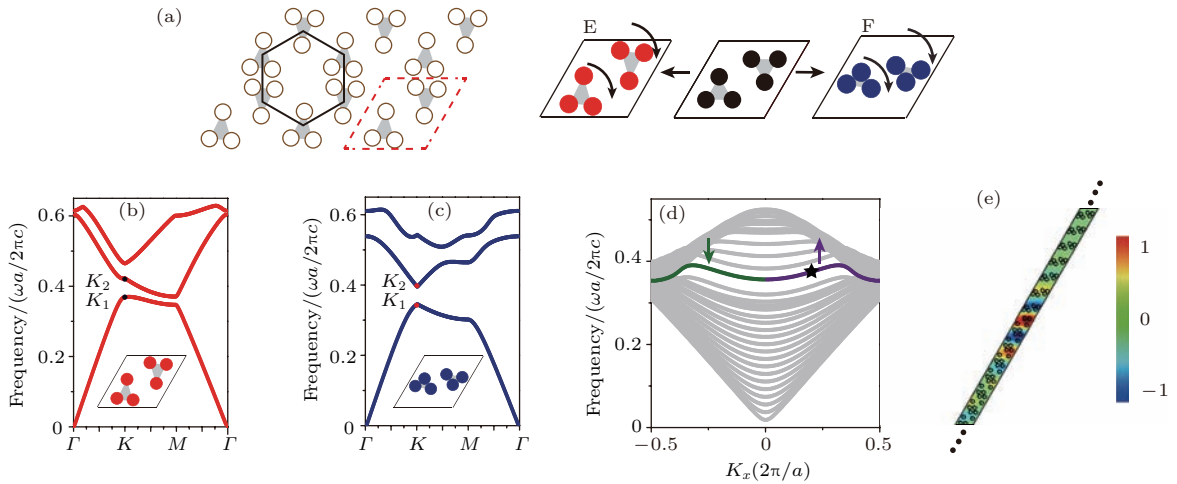


图 11 (a) 具有 C_2 对称性的两个光子晶体示意图; (b), (c) 光子晶体能带结构; (d) 投影能带; (e) 界面态 E_z 本征场分布

Fig. 11. (a) The schematics of two PCs with C_2 symmetry; (b), (c) band diagrams of PCs; (d) the projected band structure; (e) the E_z eigenfield distribution of interface state.

6 C_{3v} 和 C_2 对称性光子晶体存在确定性界面态

值得强调的是, 我们利用复杂晶胞光子晶体产生的拓扑界面态, 不依赖于破缺的对称性方式, 只

要构建两个拓扑性质不同即体能带反转的光子晶体, 那么在界面通道就一定会存在确定性界面态. 在具有 C_{3v} , C_3 , C_{2v} 和 C_2 对称性的这四组光子晶体中, 任意将体能带反转的两个光子晶体组建在一起, 就会有界面态存在. 例如 C_{3v} 对称的光子晶体 A 分别与 C_{2v} 对称的结构 D 以及 C_2 对称的结构

F 摆放在一起, 在共同带隙处都可以实现拓扑界面态. 这里以一组光子晶体为例来证明界面态的存在. 如图 12 所示, 将光子晶体 A 和 F 摆放在一起, 这两者的体能带是反转的, 通过计算得到的投影能带可知存在确定性界面态. 这表明光子晶体界面态不依靠具体结构而取决于体能带的性质, 这在信息输运方面具有重要的研究意义和价值, 因而具有更加广阔的应用空间.

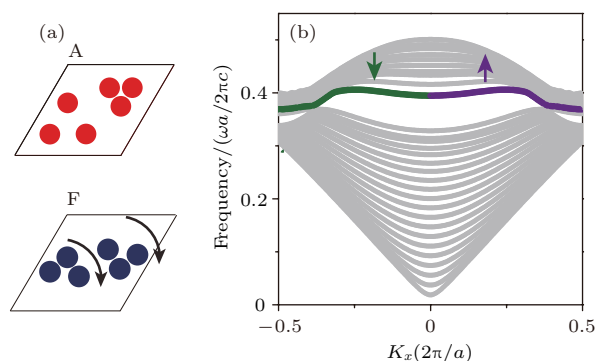


图 12 (a) 光子晶体 A 和 F 的原胞结构示意图; (b) 投影能带

Fig. 12. (a) The schematics of unit cell for PC A and F; (b) the projected band structure.

7 讨论

用光子晶体构建了类石墨烯复杂晶胞结构. 通过多种方式打破蜂窝状晶格光子晶体的 C_{6v} 对称性, 获得了 C_{3v} , C_3 , C_{2v} 和 C_2 对称性的光子晶体, 从而可以破缺原本简并的狄拉克点得到全带隙的能谷. 基于存在确定性界面态的物理机理, 就是不依赖于破缺光子晶体对称性的方式, 只取决于界面两边两个光子晶体拓扑性质不同即体能带性质反转. 我们用两个复杂晶胞光子晶体构建界面通道并实现了拓扑界面态. 利用拓扑态的缺陷免疫和单向性质可以灵活调控光在晶体内部和界面的传播. 相较于石墨烯实现拓扑绝缘体, 利用光子晶体的宏观特性可以更加直接地在实验中激发、探测光拓扑态, 从而提供崭新的光调控方式. 基于界面态在界面的拓扑输运, 还可以为设计新型信息传播器件提供良好的平台. 另外, 光子晶体能谷还有更多可调控的自由度需要去研究与探讨. 若能够直接而有效地选择性激发不等价的光子能谷, 进而方便地探测和观察到能谷偏振现象, 这将对拓扑输运信息具有重大的意义.

感谢苏州大学物理与光电·能源学部蒋建华教授及武汉大学物理学院邱春印教授对本文的有益讨论.

参考文献

- [1] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [2] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, den Nijs M 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 405
- [3] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802
- [4] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [5] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [6] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [7] Sakoda K 2004 *Optical Properties of Photonic Crystals* (2nd Ed.) (Berlin: Springer)
- [8] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (2nd Ed.) (New Jersey: Princeton University Press)
- [9] Mekis A, Chen J C, Kurland I, Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [10] Lin S Y, Chow E, Hietala V, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1998 *Science* **282** 274
- [11] Robertson W M, Arjavalingam G, Meade R D, Brommer K D, Rappe A M, Joannopoulos J D 1993 *Opt. Lett.* **18** 528
- [12] Istrate E, Sargent E H 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 455
- [13] Guo J, Sun Y, Zhang Y, Li H, Jiang H, Chen H 2008 *Phys. Rev. E* **78** 026607
- [14] Meade R D, Brommer K D, Rappe A M, Joannopoulos J D 1991 *Phys. Rev. B* **44** 10961
- [15] Ramos-Mendieta F, Halevi P 1999 *Phys. Rev. B* **59** 15112
- [16] Choi H G, Oh S S, Lee S G, Kim M W, Kim J E, Park H Y, Kee C S 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 123105
- [17] Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021017
- [18] Huang X Q, Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T 2014 *Phys. Rev. B* **90** 075423
- [19] Yang Y T, Huang X Q, Hang Z H 2016 *Phys. Rev. Appl.* **5** 034009
- [20] Huang X Q, Yang Y T, Hang Z H, Zhang Z Q, Chan C T 2016 *Phys. Rev. B* **93** 085415
- [21] Yang Y T, Xu T, Xu X F, Hang Z H 2017 *Opt. Lett.* **42** 3085
- [22] Rycerz A, Jakub T J, Beenakker C W J 2007 *Nature Phys.* **3** 172
- [23] Xu X D, Yao W, Xiao D, Heinz T F 2014 *Nature Phys.* **10** 343
- [24] Garcia-Pomar J L, Cortijo A, Nieto-Vesperinas M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 236801
- [25] Xiao D, Yao W, Niu Q 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 236809
- [26] Mak K F, McGill K L, Park J, McEuen P L 2014 *Science* **344** 1489
- [27] Enyashin A N, Ivanovskii A L 2011 *Phys. Status Solidi* **248** 1879
- [28] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, Zheng H H, Chan C T 2011 *Nature Mater.* **10** 582
- [29] Yang Y T, Xu Y F, Xu T, Wang H X, Jiang J H, Hu X, Hang Z H 2016 arXiv:1610.07780v1

SPECIAL TOPIC — Topological classical waves

Deterministic interface states in photonic crystal with graphene-allotrope-like complex unit cells*

Jia Zi-Yuan Yang Yu-Ting Ji Li-Yu Hang Zhi-Hong[†]

(College of Physics, Optoelectronics and Energy and Collaborative Innovation Center of Suzhou Nano Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China)

(Received 24 July 2017; revised manuscript received 13 August 2017)

Abstract

Topological insulators have aroused much research interest in condensed matter physics in recent years. Topological protected edge states can propagate unidirectionally and backscattering free along the boundaries of the topological insulators' which will be important for future electronic devices for its immunity to defects. Topology is dependent only on the symmetry of lattice of the system rather than its specific wave form. Thus, based on the analogy between electronics and photons, photonic topological insulator has also been demonstrated both theoretically and experimentally. Graphene, composed of a monolayer of carbon atoms in honeycomb lattice, exhibits unusual properties due to its intriguing band diagram. Many types of graphene allotropes have been proposed theoretically. However, due to fabrication difficulties, most of graphene allotropes are unavailable. Here, we propose to study two dimensional (2D) photonic crystal (PC) with complex lattices, similar to that of graphene allotrope. The complex PC structure provides more degrees of freedom in manipulating its symmetry.

Interface states can also exist in the interface region between two PCs, if they have different topological properties. Without any surface decoration, deterministic interface states can be created when bulk photonic band inversion can be induced and are demonstrated theoretically and experimentally in 2D PCs with square lattice. By controlling the parameters of PCs, their bulk photonic band properties are engineered and topological phase transition occurs. By inverting the bulk photonic band properties, interface states exist in the common band gaps for two PC systems in the gapped region. Similarly, we proceed to complex honeycomb lattice of PCs. By lowering its original C_{6v} symmetry to C_{3v} , C_3 , C_{2v} and even C_2 symmetry, the degeneracies of valley Dirac dispersion at the corners of Brillouin zone are lifted. Photonic band inversion occurs in all four symmetries and the deterministic interface states are numerically realized in the interface region between two PCs. Unidirectional propagation of interface state immune to backscattering along the interface channels is demonstrated if a source with proper optical vortex index is utilized. Due to its easy fabrication, PC is a perfect platform to explore the topological properties of complex lattice and these acquired topological optical states can be of benefit to the control the propagation of light in the photonic waveguide.

Keywords: photonic crystal, topology, valley, interface state

PACS: 78.67.Pt, 73.20.At, 42.70.Qs, 61.48.Gh

DOI: 10.7498/aps.66.227802

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574226), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20170058), and the Priority Academic Program Development (PAPD) of Jiangsu Higher Education Institutions, China.

[†] Corresponding author. E-mail: zhhang@suda.edu.cn