二维太赫兹拓扑光子晶体的远场探测

马家军¹, 欧阳春梅^{1*}, 陈懿宇¹, 许全¹, 李绍限¹, 冯汐¹, 牛力¹, 刘艺¹, 韩家广¹, 张伟力^{2*}

1. 天津大学太赫兹研究中心, 精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;

2. 俄克拉荷马州立大学电气和计算机工程学院, 斯蒂尔沃特 74078, 美国

*联系人, 欧阳春梅, E-mail: cmouyang@tju.edu.cn; 张伟力, E-mail: weili.zhang@okstate.edu

收稿日期: 2020-06-27; 接受日期: 2020-08-07; 网络出版日期: 2021-01-29

国家自然科学基金(编号: 61775159, 61735012, 61875150, 61805129, 61605143)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2017YFA0701004)资助项目

摘要 随着量子霍尔效应(QHE)在凝聚态物理中的深入研究, 一类具有非平庸特性的新型材料——拓扑绝缘体引起了人们极大的兴趣. 与此同时, 随着人工超材料的发展, 一种可以产生新型单向传输模式且无背散射的拓扑光子晶体(Topological Photonic Crystals)引起非常大的关注. 在本文中, 根据时空反演对称性和量子自旋霍尔效应(QSHE)理论, 我们构建了一个工作频率在太赫兹波段的拓扑光子晶体, 当扩展或压缩六角蜂窝状晶格时, 空间反演对称性会被打破, 从而打破能带简并实现光子能隙结构, 将具有相反拓扑特性的光子晶体摆放在一起, 在它们的交界面可实现具有单向传输且不受缺陷影响的拓扑边界态. 本文在太赫兹波段实验表征了该拓扑光子晶体的反射谱特性, 发现扩展和压缩六角蜂窝状晶格获得的拓扑光子晶体的反射谷频率分别对应他们各自第一能带 $p_{\pm}$ 在 Γ 点处的频率, 由此可得知光子能隙的宽度, 为拓扑光子晶体的验证提供了新的手段.

关键词 拓扑, 光子晶体, 量子自旋霍尔效应, 边界态, 反射谱

PACS: 73.20.At, 73.43.Lp, 81.05.-t, 42.70.Qs

1 引言

拓扑绝缘体(Topological Insulators)作为一种在其边界处支持能量传导、内部却表现为绝缘体的新型材料是在凝聚态物理^[1-7]中首次发现的. 重要的是, 能量在拓扑绝缘体边界的传输是受拓扑保护的, 并且对结构扰动和缺陷具有很强的鲁棒性. 拓扑绝缘体的传输特性是由其结构的时空反演对称性决定的. 打破时间

反演对称性可能会导致量子霍尔效应的出现, 其表现为在材料表面的单向传输; 空间反演对称性的打破会导致自旋(Spin)或谷(Valley)霍尔效应的出现, 在这种情况下, 两个反向传播的边界态在空间中具有相反的自旋或属于不同的谷. 由于这些态之间的耦合会减少, 从而导致边界态的单向传输且无背散射.

近年来, 随着人工超材料^[8-10]的发展, 为光学^[11-15]和声学^[16,17]类似的拓扑绝缘体发展奠定了基础. 最近,

引用格式: 马家军, 欧阳春梅, 陈懿宇, 等. 二维太赫兹拓扑光子晶体的远场探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 054207

Ma J J, Ouyang C M, Chen X Y, et al. Far-field detection of two-dimensional terahertz topological photonic crystals (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 054207, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0242

拓扑绝缘体的概念已经扩展到光子学中^[18,19], 各种各样构建拓扑光子晶体(Topological Photonic Crystals)的方法被提出. 例如, 含有旋磁性材料的光子晶体在外部存在磁场的情况下可以表现出量子霍尔效应^[20-25]. 螺旋波导和耦合环谐振器阵列^[26,27]可以模拟时间反演对称性的打破, 从而引起其边界态的单向传输. 此外, 根据量子自旋霍尔效应(QSHE)理论, 自旋和谷拓扑光子晶体可以通过系统调整晶体结构的参数来打破空间反演对称性, 并且此类金属^[28-31]或介质^[32-37]拓扑光子晶体已经在微波波段得以实验证明. 其中, 自旋拓扑光子晶体可以通过变形六角蜂窝状晶格得到受拓扑保护的单向传输的边缘态^[38,39].

然而, 以往的研究工作主要关注拓扑光子晶体理论分析或近场探究, 关于拓扑光子晶体的远场特性的研究还未见报道. 在本文中, 我们提出了一个工作频率在太赫兹波段周期性排列的金属圆柱组成的拓扑光子晶体. 通过变形六角蜂窝状晶格来打破晶体的空间反演对称性, 进而打破其能带结构的Dirac点, 从而导致拓扑能带隙的出现, 再将具有不同拓扑特性的光子晶体进行组合, 证明了在其组合交界面处存在受拓扑保护的边界态, 并且沿着转角可以进行单向传输且无背散射现象. 我们进一步通过仿真和实验探究了此结构的远场反射光谱特性.

2 设计和模拟

本文研究的二维太赫兹拓扑光子晶体, 如图1(a)

所示, 此结构由周期性排列在铜基底上的金圆柱组成, 其中铜基底的厚度 $d = 5 \text{ mm}$, 金圆柱的高度 $h = 110 \text{ }\mu\text{m}$. 我们设计的出发点是一个具有 C_6 对称性的光子晶体晶格, 其晶格是受到时空反演对称性保护的, 晶格单元如图1(b)的PC所示. 其晶格特点是六角蜂窝状, 晶格常数 $a = 346 \text{ }\mu\text{m}$, 晶格中心到圆柱中心的距离 $R = a/3$, 圆柱的高度 $h = 110 \text{ }\mu\text{m}$, 圆柱的半径 $r = 0.18a = 36 \text{ }\mu\text{m}$. 通过扩展或压缩六角蜂窝状晶格得到PCI和PCII晶格. 其中压缩晶格 $a/R = 3.333$, 扩展晶格 $a/R = 2.777$.

研究了平面内磁场和平面外电场的电磁波的横向磁模(Transverse Magnetic). 根据麦克斯韦方程式, 时谐电磁波在光子晶体的传播可以使用下式描述^[39-41]:

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \Omega_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \Omega_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中, $\Omega_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ 代表了在 n 阶能带布洛赫矢 $\mathbf{k}$ 的电势, $\varepsilon(\mathbf{r})$ 是介电常数, ω 是本征频率, n 是能带数, c 为光速.

3 讨论

首先, 使用有限元分析软件COMSOL Multiphysics来模拟该拓扑光子晶体的TM模式能带结构. 如图2(b)所示, 当晶格中圆柱距离晶格中心 $a/R = 3$ 时, 其能带在第一布里渊区的 Γ 点处出现四重简并, 形成Dirac锥. 此时在 Γ 点处的Dirac简并受到时间反演对称性和空间反演对称性的保护. 如图2(a)所示, 当压缩六角蜂窝状晶格来打破其空间反演对称性时, 即 $a/R =$

图1 (网络版彩图) (a) 拓扑光子晶体的示意图. 晶格常数 $a = 346 \text{ }\mu\text{m}$, 圆柱的高度 $h = 110 \text{ }\mu\text{m}$; (b) 拓扑光子晶体的单元结构, PC为六角蜂窝状晶格, PCI和PCII分别为蜂窝晶格压缩或扩展后的晶格, 圆柱中心到六角晶格中心的距离为 R , 圆柱的半径为 r

Figure 1 (Color online) (a) Schematic diagram of topological lattice photonic crystals, where the parameters are the lattice constant $a = 346 \text{ }\mu\text{m}$, the altitude of cylinders $h = 110 \text{ }\mu\text{m}$; (b) the unit cell of the topological photonic crystals, PC is the honeycomb hexagonal lattice, PCI and PCII are the lattice compressed or expanded by the honeycomb lattice, the distance between the cylinder and the hexagonal lattice center R , and the radius of the cylinder r .

图 2 (网络版彩图) (a) PCI 光子晶体的能带结构, $a/R = 3.333$; (b) PC 光子晶体的能带结构, $a/R = 3$; (c) PCII 光子晶体的能带结构, $a/R = 2.777$; (d) Γ 点处, PCI 光子晶体和 PCII 光子晶体的偶极模 $p_x(p_y)$ 和四偶极模 $d_{xy}(d_{x^2-y^2})$ 的 E_z 电场分布

Figure 2 (Color online) (a) Band structure of the PCI with $a/R = 3.333$; (b) band structure of the PC with $a/R = 3$; (c) band structure of the PCII with $a/R = 2.777$; (d) the E_z field distribution of the dipole modes and quadrupole modes of the $p_x(p_y)$ and $d_{xy}(d_{x^2-y^2})$ stes at the Γ point.

3.333, 位于 Γ 点的简并消失, 在 0.505–0.535 THz 处产生了一条完整的带隙. 此时第一能带 $p_{\pm}$ 位于能带隙的下方, 第二能带 $d_{\pm}$ 位于能带隙的上方. 而当我们扩展六角蜂窝状晶格时, 即 $a/R = 2.777$, 如图 2(c) 所示, 可以得到相似的结果. 但是, 此时能带发生了反转, 第一能带 $p_{\pm}$ 位于能带隙的上方, 第二能带 $d_{\pm}$ 位于能带隙的下方. 为进一步解释其现象和机理, 图 2(d) 给出了 PCI 和 PCII 光子晶体能带结构的拓扑跃迁过程及电场分布情况. 很明显, PCI 光子晶体中偶极模 $p_{\pm}$ 位于能带低频处, 高阶四偶极模 $d_{\pm}$ 位于高频处, 这与经典光子理论相一致, 产生的是拓扑平凡态的带隙. 当扩展六角蜂窝状晶格时 (PCII 光子晶体), 发生了拓扑相变, 此时能带发生反转, 即偶极模 $p_{\pm}$ 位于能带高频处, 高阶四偶极模 $d_{\pm}$ 位于低频处. 这与经典光子理论不符, 产生的是拓扑非平凡态的带隙. 也就是说, 两类光子晶体虽然具有相似的能带结构和能带隙, 但呈现完全相反的能带特性, 即两种光子晶体的体拓扑性质相反. 我们可以使用自旋陈数 (Chern) 来定义光子晶体系统的拓扑特性. 将式 (1) 和有

效哈密顿量 H 联立, 可以得到下式的自旋陈数方程^[42]:

$$C_{\pm} = \pm[\text{sgn}(M) + \text{sgn}(B)] / 2, \quad (2)$$

其中, B 为能带的抛物性, 通常为负值, 如果 $M = (E_d - E_p) / 2 > 0$, 自旋陈数 $C_{\pm} = 0$, 对应的是平凡态; 如果 $M = (E_d - E_p) / 2 < 0$, 自旋陈数 $C_{\pm} = \pm 1$, 对应的是非平凡态. 结合上面给出的 PCI 和 PCII 两种光子晶体的能带结构中偶极模 $p_{\pm}$ 和高阶四偶极模 $d_{\pm}$ 的位置关系, 可以进一步证实 PCI 光子晶体对应为平凡态; PCII 光子晶体对应为非平凡态. 所以, 假如将具有不同拓扑特性的 PCI 和 PCII 两种光子晶体进行组合, 就可以在其交界面处产生受拓扑保护的单向传输边界态.

可以采用超原胞的方法来验证这一理论, 即计算超原胞沿着 k_x 方向的色散关系来确定此拓扑结构的边界态. 超原胞色散关系如图 3(a) 所示, 其中超原胞是由在界面两侧各放置 10 个 PCI 和 PCII 晶体原胞构成. 使用 COMSOL 对超原胞经行仿真计算时, 将结构 x 方向两侧的边界条件设置为周期性边界条件, y 方向两侧设为散射边界 (防止有反射出现), 将 PEC 金属圆柱的底部和

图 3 (网络版彩图) (a) 超原胞的色散关系, 插图超原胞示意图, 其由 10 个 PCI 结构单元和 10 个 PCII 结构单元组成; (b) Z 字型界面模型的示意图; (c) 模拟沿着 Z 字型界面单向传输的 E_z 电场分布

Figure 3 (Color online) (a) Dispersion relation for the supercell with a domain at the center. The inset is a ribbon shaped supercell of the designed structure composed of 10 PCI unit cells and 10 PCII unit cells. (b) Schematic diagram of the proposed zigzag interface model. (c) Simulated E_z field distribution of the topological one-way transmission along the zigzag interface.

顶部设置为完美导体边界条件. 超原胞的本征频率使用有限元分析法进行计算, 灰色部分为光子晶体的体能带, 红色和紫色曲线为光子晶体的边界态, 分别代表自旋向上和自旋向下模式.

为了进一步验证此拓扑光子晶体边界态的产生和传导, 我们使用 CST 仿真软件设计了如图 3(b) 所示的边界态传输波导, 用结构单元为 50×30 的光子晶体来构建边界. 边界两侧分别由两类光子晶体周期性排列组成. 在结构的左侧设置了一个太赫兹 dipole 作为激发源, 如图中星号所示. 图 3(c) 为结构在 0.52 THz 频率下的电场分布图, 模拟电场 E_z 沿着边界进行单向传输, 向两侧传输呈指数形式衰减到结构中, 且损耗很小. 即使在边界的转弯处也几乎不会有背散射发生. 对于文中设计的光子晶体, 在带隙范围内 (0.507–0.533 THz) 都会产生受拓扑保护的边界态.

上述工作是通过仿真模拟所设计的太赫兹拓扑光子晶体的拓扑特性以及边界态近场特性, 下面将进一步研究该拓扑光子晶体的远场特性. 图 4 为使用 CST 仿真软件对此光子晶体的反射谱的测量结果, 我们分别模拟了 4 种结构的反射谱图样, 分别为金属基底、PC 光子晶体结构、PCI 光子晶体结构和 PCII 光子晶体结构, 这里金属铜基底作为参考使用. 在基底和 PC 结构中, 太赫兹电磁波与两种结构几乎无任何耦合发生, 能量在两种界面上呈现全反射现象, 在 0–1 THz 频率内的反射率都为 100%; 而在 PCI 和 PCII 结构中, 分别在 0.507 和 0.533 THz 处出现了清晰的反射谷, 其反射率皆为

图 4 (网络版彩图) 仿真得到的 4 种结构的反射率曲线. 分别为 PEC 基底, PC 光子晶体, PCI 光子晶体, PCII 光子晶体

Figure 4 (Color online) The reflection simulation spectra of the four structures, including PEC basement, PC photonic crystal, PCI photonic crystal and PCII photonic crystal.

70% 左右, 而远离谐振频率处的反射率为 100%. 这说明两种结构在各自谐振频率处都与入射电磁波有耦合现象发生, 为了进一步探究两种结构在各自谐振频率处的耦合情况, 我们模拟了 PCI 和 PCII 结构分别在 0.507 和 0.533 THz 处的电场分布情况, 如图 5 所示. 从图 5(a) 和 (b) 可以得出, 对于 PCI 晶体结构而言, 此结构与 0.507 THz 入射波耦合激发等离子体谐振, 对于其他频率处几乎不会有耦合情况发生; 而 PCII 结构会在 0.533 THz 频率处耦合强烈, 其他频率处耦合可忽略.

图 5 (网络版彩图) PCI和PCII结构分别在0.507和0.533 THz的 E_z 电场分布图. (a) PCI@0.507 THz; (b) PCI@0.533 THz; (c) PCII@0.507 THz; (d) PCII@0.533 THz

Figure 5 (Color online) Simulated E_z field distributions of PCI and PCII at 0.507 and 0.533 THz. (a) PCI at 0.507 THz; (b) PCI at 0.533 THz; (c) PCII at 0.507 THz; (d) PCII at 0.533 THz.

同时, 两种结构各自发生耦合的频率恰好都处于两种结构各自的第一能带 $p_{\pm}$ 在 Γ 点频率处, 这说明拓扑自旋光子晶体会在其第一能带 $p_{\pm}$ 在 Γ 点的频率处与入射平面波发生耦合, 结合PCI和PCII结构的能带特性(见图2), 可得知该拓扑光子晶体的带隙宽度. 可见, 使用测量拓扑自旋光子晶体反射谱的方法可以验证拓扑光子晶体的远场特性及其与拓扑态的联系. 紧接着, 我们加工了所设计的太赫兹拓扑光子晶体PCI和PCII, 并进行了远场实验探测. 实验上, 我们使用API公司的T-Ray Explorer测量了两种结构的反射谱, 其中太赫兹发射器和太赫兹接收器的型号分别为HTP150106和HTP150101, 类型分别为THZ-P-Tx和THZ-P-Rx, 峰值

频率为0.50 THz, 误差允许范围内的最大测量频率为2.85 THz. 图6为装置系统的示意图和测量得到的两种结构的反射谱. 图6(b)和(c)的结果表明, PCI和PCII结构在各自的第一能带 $p_{\pm}$ 中 Γ 点的频率处出现了明显的反射谷, 其反射率在85%左右, 考虑到样品加工和实验的误差, 说明了结构在各自谐振频率处都与入射电磁波有耦合现象, 这与仿真结果高度一致. 通过仿真和实验可以得出, 具有拓扑边界态的光子晶体会在各自第一能带 $p_{\pm}$ 的频率处与入射电磁波发生耦合, 其结构的反射率会出现谷值, 为我们验证拓扑光子晶体的特性提供了新的途径.

4 结论

在本文中, 我们设计了一个由金圆柱周期性排列组成的太赫兹拓扑光子晶体结构. 通过压缩或扩展其蜂窝六角晶格来打破空间反演对称性, 形成带隙, 将具有相反拓扑特性的光子晶体摆放在一起, 在它们的交界面上就实现具有单向传输且无背散射的拓扑边界态, 并对此光子晶体的色散关系、近场传输特性和远场反射光谱进行了详细研究. 研究结果证明此光子晶体存在单向传输的拓扑保护边界态, 此外, 通过仿真和实验的方法, 本文着重对压缩或扩展了蜂窝六角晶格的拓扑光子晶体进行了反射光谱远场探测, 发现它们打开Dirac点形成带隙时在第一能带 $p_{\pm}$ 的 Γ 点处的频率与入射波发生强耦合, 出现谐振谷特性. 该研究结果将拓扑光子晶体的远场反射谱特性与其拓扑性联系起来, 为验证拓扑光子晶体的特性提供了一种新的潜在手段.

图 6 (网络版彩图) (a) 远场探测的实验装置示意图; (b) PCI光子晶体的反射谱; (c) PCII光子晶体的反射谱, 插图分别为PCI和PCII的样品照片

Figure 6 (Color online) (a) Schematic diagram of experimental setup for far-field detection. The reflection spectra of (b) PCI and (c) PCII. The insets are their corresponding sample photos.

参考文献

- 1 Moore J E. The birth of topological insulators. *Nature*, 2010, 464: 194–198
- 2 Hsieh D, Qian D, Wray L, et al. A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase. *Nature*, 2008, 452: 970–974, arXiv: 0902.1356
- 3 Kane C L, Mele E J. Quantum spin Hall effect in graphene. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 226801, arXiv: cond-mat/0411737
- 4 Qi X L, Zhang S C. Topological insulators and superconductors. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 1057–1110, arXiv: 1008.2026
- 5 Ferreira G J, Loss D. Magnetically defined qubits on 3D topological insulators. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 106802, arXiv: 1305.5003
- 6 Jotzu G, Messer M, Desbuquois R, et al. Experimental realization of the topological Haldane model with ultracold fermions. *Nature*, 2014, 515: 237–240, arXiv: 1406.7874
- 7 Katmis F, Lauter V, Nogueira F S, et al. A high-temperature ferromagnetic topological insulating phase by proximity coupling. *Nature*, 2016, 533: 513–516
- 8 Wang J. Twisted optical communications using orbital angular momentum. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 034201
- 9 Du W, Wen X, Gérard D, et al. Chiral plasmonics and enhanced chiral light-matter interactions. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 244201
- 10 Jia X, Li Y, Zhou Y, et al. Wide bandwidth acoustic transmission via coiled-up metamaterial with impedance matching layers. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 964311
- 11 Christiansen R E, Wang F, Sigmund O. Topological insulators by topology optimization. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 234502, arXiv: 1904.02771
- 12 Son Y W. Topological properties controlled by light. *Nature*, 2019, 565: 32–33
- 13 Barik S, Karasahin A, Flower C, et al. A topological quantum optics interface. *Science*, 2018, 359: 666–668, arXiv: 1711.00478
- 14 Fang K, Yu Z, Fan S. Realizing effective magnetic field for photons by controlling the phase of dynamic modulation. *Nat Photon*, 2012, 6: 782–787
- 15 Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, et al. Photonic topological insulators. *Nat Mater*, 2013, 12: 233–239, arXiv: 1204.5700
- 16 Lu J, Qiu C, Ye L, et al. Observation of topological valley transport of sound in sonic crystals. *Nat Phys*, 2017, 13: 369–374, arXiv: 1709.05920
- 17 Fang K, Yu Z, Fan S. Realizing effective magnetic field for photons by controlling the phase of dynamic modulation. *Nat Photon*, 2012, 6: 782–787
- 18 Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics. *Nat Photon*, 2014, 8: 821–829, arXiv: 1408.6730
- 19 Khanikaev A B, Shvets G. Two-dimensional topological photonics. *Nat Photon*, 2017, 11: 763–773
- 20 Wang D, Yang B, Gao W, et al. Photonic Weyl points due to broken time-reversal symmetry in magnetized semiconductor. *Nat Phys*, 2019, 15: 1150–1155
- 21 Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 013905, arXiv: 0712.1776
- 22 Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 013904, arXiv: cond-mat/0503588
- 23 Poo Y, Wu R X, Lin Z F, et al. Experimental realization of self-guiding unidirectional electromagnetic edge states. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 093903
- 24 Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states. *Nature*, 2009, 461: 772–775
- 25 Chen Z G, Mei J, Sun X C, et al. Multiple topological phase transitions in a gyromagnetic photonic crystal. *Phys Rev A*, 2017, 95: 043827
- 26 Umucalılar R O, Carusotto I. Artificial gauge field for photons in coupled cavity arrays. *Phys Rev A*, 2010, 84: 043804, arXiv: 1104.4071
- 27 Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, et al. Robust optical delay lines with topological protection. *Nat Phys*, 2011, 7: 907–912, arXiv: 1102.3256
- 28 Kang Y, Ni X, Cheng X, et al. Pseudo-spin-valley coupled edge states in a photonic topological insulator. *Nat Commun*, 2018, 9: 3029, arXiv: 1804.08707
- 29 Yang Y, Gao Z, Xue H, et al. Realization of a three-dimensional photonic topological insulator. *Nature*, 2019, 565: 622–626, arXiv: 1804.03595
- 30 Chen W J, Jiang S J, Chen X D, et al. Experimental realization of photonic topological insulator in a uniaxial metacrystal waveguide. *Nat Commun*, 2014, 5: 5782, arXiv: 1401.0367
- 31 Ma T, Khanikaev A B, Mousavi S H, et al. Guiding electromagnetic waves around sharp corners: Topologically protected photonic transport in

- metawaveguides. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 127401
- 32 He X T, Liang E T, Yuan J J, et al. A silicon-on-insulator slab for topological valley transport. *Nat Commun*, 2019, 10: 872, arXiv: 1805.10962
- 33 Ma T, Shvets G. All-Si valley-Hall photonic topological insulator. *New J Phys*, 2016, 18: 025012, arXiv: 1601.06673
- 34 Chen X D, Zhao F L, Chen M, et al. Valley-contrasting physics in all-dielectric photonic crystals: Orbital angular momentum and topological propagation. *Phys Rev B*, 2017, 96: 020202, arXiv: 1602.03352
- 35 Yang Y, Jiang H, Hang Z H. Topological valley transport in two-dimensional honeycomb photonic crystals. *Sci Rep*, 2018, 8: 1588
- 36 Shalaev M I, Walasik W, Litchinitser N M. Optically tunable topological photonic crystal. *Optica*, 2019, 6: 839–844, arXiv: 1901.11142
- 37 Dong J W, Chen X D, Zhu H, et al. Valley photonic crystals for control of spin and topology. *Nat Mater*, 2016, 16: 298–302
- 38 Qiu P, Qiu W, Ren J, et al. Pseudospin dependent one-way transmission in graphene-based topological plasmonic crystals. *Nanoscale Res Lett*, 2018, 13: 113
- 39 Wu L H, Hu X. Scheme for achieving a topological photonic crystal by using dielectric material. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 223901
- 40 Li Y, Mei J. Double Dirac cones in two-dimensional dielectric photonic crystals. *Opt Express*, 2015, 23: 12089–12099
- 41 Xu L, Wang H X, Xu Y D, et al. Accidental degeneracy in photonic bands and topological phase transitions in two-dimensional core-shell dielectric photonic crystals. *Opt Express*, 2016, 24: 18059–18071, arXiv: 1601.03168
- 42 Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science*, 2006, 314: 1757–1761, arXiv: cond-mat/0611399

Far-field detection of two-dimensional terahertz topological photonic crystals

MA JiaJun¹, OUYANG ChunMei^{1*}, CHEN XieYu¹, XU Quan¹, LI ShaoXian¹, FENG Xi¹,
NIU Li¹, LIU Yi¹, HAN JiaGuang¹ & ZHANG WeiLi^{2*}

¹ Center for Terahertz Waves and College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, and the Key Laboratory of Optoelectronics Information and Technology (Ministry of Education), Tianjin University, Tianjin 300072, China;

² School of Electrical and Computer Engineering, Oklahoma State University, Stillwater 74078, USA

Originating from the investigation of condensed matter states, we have discovered a new material with phase transition no-trivial properties——topological insulators. With the progress in artificial metamaterials, the photonic crystals which can give rise to topological edge states that propagate around sharp corners immune to scattering have captured much attention. In this paper, according to the spatial and time reversal symmetry and quantum spin Hall effect theory, we presented a topological photonic crystal made of metallic cylinders at terahertz frequencies. By slightly expanding and shrinking the unit cell, the spatial reversal symmetry was broken and therefore, the band degeneracy was broken, realizing the topological band gap. Unidirectional topological edge states were proven to exist on a domain wall connecting two photonic crystals with opposite topological properties without back-scattering. Then we investigated the reflection spectra of the designed topological photonic crystals in the terahertz regime, which provided a new means to verify topological photonic crystals.

topological, photonic crystals, quantum spin Hall effect, edge state, reflection spectrum

PACS: 73.20.At, 73.43.Lp, 81.05.-t, 42.70.Qs

doi: 10.1360/SSPMA-2020-0242