二维电介质光子晶体中量子自旋与谷霍尔效应共存的研究*

刘香莲† 李凯宙 李晓琼 张强

(太原理工大学 新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 物理与光电工程学院 山西 太原 030024)

(2022 年 9 月 17 日收到; 2022 年 12 月 14 日收到修改稿)

基于量子自旋霍尔或谷霍尔效应的拓扑光子结构具有对缺陷免疫和抑制背向散射的特性, 对设计新型低损耗的光子器件起到了关键作用. 本文巧妙设计了一种具有时间反演对称性的二维电介质光子晶体, 实现了量子自旋霍尔效应和量子谷霍尔效应的共存. 首先基于蜂巢结构排布的硅柱经过收缩扩张, 打开了布里渊区 Γ 点的四重简并点形成拓扑平庸或非平庸的光子带隙, 实现量子自旋霍尔效应. 经过扩张后的蜂巢晶格演化成为 Kagome 结构, 之后在 Kagome 晶格中加入正负扰动, 打破光子晶体的空间反演对称性, 导致布里渊区的非等价谷 K 和 K' 的简并点打开并出现完整带隙, 实现了量子谷霍尔效应. 数值计算结果表明, 由拓扑平庸与非平庸、正扰动与负扰动的光子晶体组成的界面上可实现单向传输且对弯曲免疫的拓扑边缘态. 最后, 设计了基于两种效应共存的四通道系统, 此系统为光学编码与稳健信号传输提供潜在方法, 为电磁波的操纵提供了更大的灵活性.

关键词: 光子晶体, 赝自旋, 谷霍尔效应, 拓扑相变

PACS: 42.70.Qs, 03.65.Vf, 78.67.Pt, 43.20.Mv **DOI:** 10.7498/aps.72.20221814

1 引 言

具有光子带隙和光子局域特性的光子晶体 (photonic crystal, PC) 是一种周期性结构的人工材料, 被广泛应用于光通信领域. 然而, PC 的加工过程不可避免地会引入各种缺陷使 PC 具有侧向及后向散射损耗, 影响了光通信的质量. 近几年, 随着拓扑光子学的发展, 该问题得到了初步的解决.

最初的研究如基于整数倍的量子霍尔效应 (quantum hall effect, QHE)[1−5], 在具有旋磁特性的 PC 中通过打破电磁波系统中的时间反演对称性 (time-reversal symmetry, TRS), 实现单向传输的手性边缘态. Haldane 和 Raghu[3] 首次理论上基于 QHE 在光子晶体中实现单向传播, 从而将拓扑绝缘体的概念发展到了光子学领域. 2009 年, Wang 等[4] 首次在两个金属板之间的铁氧化体棒组成的正方晶格光子晶体中施加垂直磁场, 以模拟无限长圆柱体中的横磁模式, 时间反演对称性受到磁场作用被打破, 实验上证实了光子晶体中的 QHE. 然而, 该方案需外加磁场提高了结构的复杂性, 难以实现光子的 QHE. 人们受电子体系中的量子自旋霍尔效应 (quantum spin hall effect, QSHE) 的启发, 致力于受 TRS 保护的边缘态的研究[6−24]. 在电子系统中, 存在自旋向上和自旋向下组成的受 TRS 保护的 Kramers 简并态, 即能量的二重简并态. 与电子系统不同, 光子作为玻色子无法像费米子 (电子) 一样直接实现 Kramers 简并, 因此在光子系统中构造类 Kramers 对是实现 QSHE 的关键因素. 目前研究的方法有: 利用横向电场 (TE)

* 山西省自然科学基金 (批准号:202103021224090, 202103021224075) 和国家自然科学基金 (批准号: 61705159) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuxianglian@tyut.edu.cn

© 2023 中国物理学会 Chinese Physical Society

和横向磁场 (TM) 模式之间的极化自由度构建 TE-TM, TE+TM 赝自旋态; 利用左旋和右旋圆偏振光构建赝自旋态; 利用能带折叠机制形成四重简并的 Dirac 点, 改变晶格结构实现能带反转, 然后基于两个简并的布洛赫态间的模式杂化形成自旋向上和向下赝自旋态[22]. 2015 年, Wu 等实验上利用能带折叠机制形成四重简并的 Dirac 点, 通过收缩扩展硅柱组成的蜂巢晶格实现能带反转, 使其拓扑性质由拓扑平庸变化为拓扑非平庸, 从而实现 QSHE[14]. 在此之后, 基于此效应的实验越来越多. 例如, 2019 年, Peng 等[23] 实验上利用收缩扩展的硅柱蜂巢晶格构建边缘态并测得能带结构; 2020 年, Xie 等[24] 同样利用能带折叠的方法实现了 QSHE, 并且实验实现了具有 1 D 边缘态和 0 D 角态的自旋高阶拓扑光子绝缘体. 若打破 PC 的空间反转对称性, 能带带隙同样被打开, 第一布里渊区 (Brillouin zone, BZ) 的高对称点 (K和K')将简并退化, 形成两个不等价的狄拉克锥, 称作谷. 这两个在动量空间中分离的不等价的谷, 类似于自旋的谷自由度. 不同谷中光子将会受到大小相等、方向相反的有效磁场的作用, 产生量子谷霍尔效应 (quantum valley hall effect, QVHE)[25–39]. 2016 年, Ma 和 Shvets[25] 首次实验上设计了能谷光子晶体. 硅柱周期性的排列成三角晶格, 当硅柱呈圆柱形时, 在K和K'能谷形成狄拉克点; 当硅柱为三角柱时, 打开狄拉克点形成带隙, 旋转三角柱形成具有不同谷陈数的晶格最终组成拓扑边缘态.2021 年, Arora 等[39] 实验上利用相位分辨近场光学显微镜实现了可视化的亚波长光束在谷光子晶体界面的传输. 在这两种设计方案中, 均可通过调整一些易于控制的几何参数, 使系统的空间反演对称性被打破. 因此基于 QVHE 仅需打破晶格结构的空间反演对称性产生受拓扑保护的边缘态, 受到科学家们的青睐.

基于 QSHE 和 QVHE 设计的拓扑光子结构的基本原理均为在 TRS 保护下调节初始晶格结构构建受拓扑保护的边缘态. 因此, 最近有学者提出在光学系统内同时引入赝自旋自由度和谷自由度实现两种效应共存. 2020 年, Chen 等[40] 通过改变 3 个三角子晶格交错排列的金属柱的几何结构实现了两种效应共存, 打开了 3 个具有拓扑特性的完整带隙, 中间带隙是与 BZ 高对称点 Γ 点相关的赝自旋自由度, 上下两条带隙是与 BZ 高对称点 K 和 K' 点相关的谷自由度. 并且实验证明了该理论. 2022 年, Wei 等[41] 同样实验证明了基于金属介质在二维 Kekulé PC 上实现了两种效应共存. QSHE 和 QVHE 的共存扩展了操纵电磁能量传输的灵活性, 并且为设计功能性电磁器件提供了新的方案. 以上设计的结构, 均是基于金属介质实现受拓扑保护的边缘态.

本文基于电介质硅以蜂巢晶格为初始模型, 巧妙形变晶格结构, 设计了一种受两种拓扑效应保护的 PC. 首先, 通过能带折叠机制设计四重简并的 Γ 点, 收缩或扩张晶格打开简并点形成带隙, 研究发现扩张晶格时形成的带隙为拓扑非平凡的. 适当调节结构使蜂巢晶格变为 Kagome 晶格, 对 Kagome 晶格进行扰动, 使结构的旋转对称性由原先的C_6降为了C_3, 由此在 BZ 的 K 和 K' 点的简并被破坏, 从而产生谷自由度. 随后构建拓扑直波导基于这两种效应研究受拓扑保护的边缘态, 实现左手源极化 (LCP) 和右手源极化 (RLP) 激励源的单向高效传输. 最后设计了一个四通道系统, 该系统可由赝自旋自由度或者谷自由度选择性控制传输路径的新型电磁波路由器.

2 量子自旋与谷霍尔效应共存的 PC 结构设计

2.1 初始 PC 结构设计

本设计基于蜂巢晶格利用能带折叠机制构建赝自旋自由度[14,17,18], 模拟赝自旋和赝自旋轨道之间的耦合. 首先在动量空间中构建四重简并点, 然后打破简并形成受拓扑保护的带隙, 发生量子自旋霍尔效应. 原始蜂巢晶格如图 1 所示, 该结构具有晶格向量 (a_{s1}, a_{s2}) 的六边形单胞C_s和晶格向量 (a_1, a_2) 的菱形原胞 C, 晶格常数 $a_0 = 1\mu m$, 硅柱直径 $D = 0.24a_0$, 硅柱到中心的距离 $R/a_0 = 1/3$, 硅相对于空气的介电常数$\varepsilon_d = 12$, 周围环境为空气介电常数为$\varepsilon_A = 1$.

图 2(a) 蓝色区域为晶胞C_s的 BZ 用Z_s表示, 灰色区域为原胞 C 的 BZ 用 Z 表示, 菱形原胞的 BZ 大于六边形晶胞. b_{s1} (b_1)与b_{s2} (b_2)分别为晶胞C_s (C)的倒格子基矢, M_s (M), K_s (K), Γ_s (Γ)分别为两种晶胞布里渊区的高对称点. 图中的箭头方向表示各个区域的折叠方向. 由于两者的布里渊区具有对称性, 因此本文仅详细解释图 2(a) 中区域 1, 2, 3 部分的折叠机制, 其他区域同理可进行折叠.

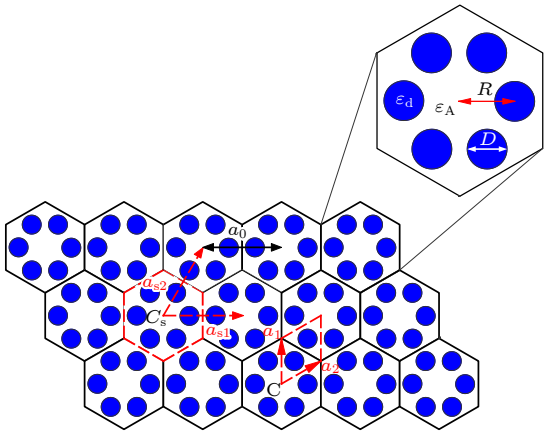

图 1 PC 示意图, 红色向量分别表示六边形和菱形原胞的单位向量, 长度 a_0 是晶格常数. 右图为六边形单胞的放大图, R 为相邻硅柱间距, D 为硅柱的直径, ε_d和ε_A分别是硅和周围环境的介电常数

Fig. 1. PC schematic diagram, red vectors represent unit vectors of hexagonal and rhomboid unit cell respectively, and the length of lattice constant is a_0. The right figure is an enlarged view of a hexagonal cell. R is the distance between adjacent silicon columns and D is the diameter of cylinder. $\varepsilon_d, \varepsilon_A$ are dielectric constants of cylinder and surrounding environment, respectively.

考虑 TM 模即电场方向与硅柱的轴向平行, 由 Maxwell 方程组可知E_z满足以下波动方程:

$$\left[\frac{1}{\varepsilon(r)}\nabla\times\nabla\times\right]E_z(r)\hat{z}=\frac{\omega^2}{c^2}E_z(r)\hat{z}. \tag{1}$$

其中, $\varepsilon(r)$表示与位置相关的介电常数, c 表示光速, 当$\varepsilon(r)$具有周期性时, 可利用 Floquet-Bloch 定理求解方程 (1). 本文基于有限元法以 (b_1, b_2) 作为基矢求解波动方程, 得到不同扫描路径的色散曲线如图 2(c) 左图所示. 图 2(b) 显示了从区域Z到Z_s详细的折叠过程. 该折叠过程分为两步: 首先将第 1 部分 (KMK_s) 沿折叠线 AB 折叠到第 2 部分 (KM_sK_s), 然后沿折叠线 CD 将第 2 部分折叠到第 3 部分 $(\Gamma_sM_sK_s)$. 色散曲线遵循映射关系:

$$\begin{aligned}&(\Gamma K_s+KK_s+KK_s)|_{\in Z}=(\Gamma_sK_s)|_{\in Z_s},\\&(K_sM_s+K_sM_s+K_sM)|_{\in Z}=(K_sM_s)|_{\in Z_s},\\&(M_s\Gamma+M_sK+MK)|_{\in Z}=(M_s\Gamma_{ts})|_{\in Z_s}.\end{aligned} \tag{2}$$

折叠后的色散曲线如图 2(c) 右图所示. 以 (b_{s1}, b_{s2}) 作为基矢求解波动方程, 得到的色散曲线和简并点的本征态如图 2(d) 所示. 从图 2(d) 可以看出, 以 (b_{s1}, b_{s2}) 为基矢求得的色散曲线与折叠机制求得的色散曲线完全相同, 其中Γ_s点为四重简并点, 在 140 THz 频率处形成了双狄拉克锥[17, 18]. 简并点处于低能级 p 带的光子为偶极子态, 位于高能级 d 带的光子为四极子态.

以上证明了设计结构的能带具有四重简并点, 接下来基于四重简并点构建 Kramers 简并对. 根据群论, 在与三角晶格相关的C_6对称群中具有两个不可约表示: E'和E'', 其基函数为$x\,(y)$和$xy(x^2-y^2)$, 分别对应于奇数和偶数空间 (如图 2(d) 右图所示), 并且携带$p_x\,(p_y)$和$d_{xy}\,(d_{x^2-y^2})$轨道. 由此可以得出:

$$D_{E'}(C_6)\begin{pmatrix}p_x\\p_y\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\frac{1}{2}&-\frac{\sqrt{3}}{2}\\\frac{\sqrt{3}}{2}&\frac{1}{2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}p_x\\p_y\end{pmatrix}, \tag{3}$$

$$\begin{aligned}&D_{E''}(C_6)\begin{pmatrix}d_{xy}\\d_{x^2-y^2}\end{pmatrix}\\&=\begin{pmatrix}-1/2&-\sqrt{3}/2\\\sqrt{3}/2&-1/2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}d_{xy}\\d_{x^2-y^2}\end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{4}$$

定义幺正算符$U=\left[D_{E'}\left(C_6\right)+D_{E'}\left(C_6^2\right)\right]/\sqrt{3}=-\mathrm{i}\sigma_y$, 并且 $D_{E'}\left(C_6^2\right)\equiv D_{E'}^2\left(C_6\right)$是关于 $p_x\,(p_y)$的 $\pi/2$ 旋转有关 (σ_y是泡利矩阵), 因此有$U^2(p_x,p_y)^{\mathrm{T}}=-(p_x,p_y)^{\mathrm{T}}$. 这与$p_x\,(p_y)$空间反演的奇偶性一致. 同样有$U=[D_{E''}(C_6)-D_{E''}(C_6^2)]/\sqrt{3}=-\mathrm{i}\sigma_y$是关于$d_{xy}\,(d_{x^2-y^2})$的$\pi/4$旋转有关的, 产生$U^2\left(d_{x^2-y^2},d_{xy}\right)^{\mathrm{T}}=-\left(d_{x^2-y^2},d_{xy}\right)^{\mathrm{T}}$. 反幺正算子是$T=UK$, 其中$K$是麦克斯韦系统遵守的时间反演运算相关联的复共轭算子. 由$U^2=-1$保证了$\mathrm{T}^2=-1$, T 为赝时间反演算子, 与电子系统中时间反演对性相似, 保证出现双重 Kramer 简并. 这两个赝自旋态由$p_\pm=(p_x\pm\mathrm{i}p_y)/\sqrt{2}; d_\pm=(d_{x^2-y^2}\pm\mathrm{i}d_{xy})/\sqrt{2}$给出. 做以 (p_+,p_-), (p_x,p_y) 为基函数的表象之间的幺正变换 S, 由此得出在 (p_x,p_y) 为基函数时, 算符 U 变为$U'=S^+US$, 对应的赝时间反演算符为$\mathrm{T}_s'p_\pm=\mp\mathrm{i}p_\pm, \mathrm{T}_s'^2p_\pm=-p_\pm$.由此可知, 波函数 (p_+,p_-) 是两个对应的赝自旋态, 在赝时间反演操作下, 赝自旋向上的p_+态变为赝自旋向下的p_-态, 反之亦然. 对于 (d_+,d_-) 有相同的结论[14,22].

2.2 实现 QSHE 的 PC 设计

在电子系统中, 通常情况下, p 态处于低能级, 而 d 态处于高能级. 当 p 态和 d 态发生反转时, 系统发生拓扑相变, 即此时 d 态位于低能级, 而 p 态位于高能级. 类比于电子系统, 光子系统在低能带处具有偶极子态 (对应 p 态, p_x,p_y), 高能级处具

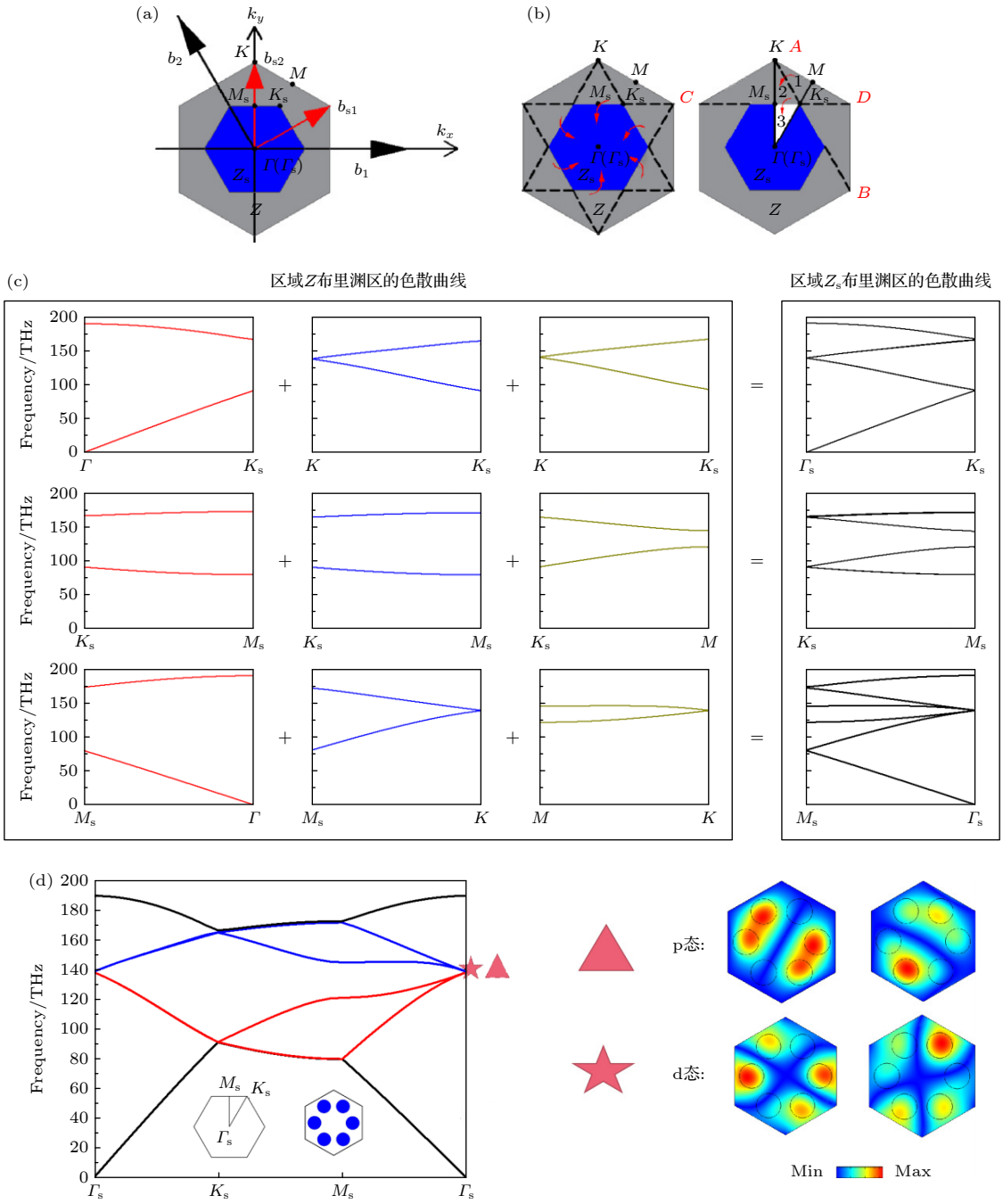

图 2 (a) 灰色区域表示菱形原胞的 BZ, 用 Z 表示, 蓝色区域表示六边形原胞的 BZ, 用 Z_s 表示, (b_1, b_2) 和 (b_{s1}, b_{s2}) 是对应的倒格子基矢; (b) 从 Z 到 Z_s 的折叠机制示意图; (c) 菱形原胞的 BZ 内选择不同的扫描路径的能带色散图及折叠到六边形原胞的 BZ 内的能带色散图; (d) 基于单胞 C_s 的色散曲线, 插图为原始单胞和扫描的 BZ, 结构参数为 $a_0 = 1\ \mu m$, $D = 0.24a_0$, $R/a_0 = 1/3$, 右图为狄拉克四重简并点的电场图

Fig. 2. (a) The gray area denoted by Z represents the BZ of the rhomboid unit cell; the blue area denoted by Z_s represents the BZ of the hexagonal unit cell; (b_1, b_2) and (b_{s1}, b_{s2}) are the corresponding inverted lattice basis vectors, respectively; (b) the folding mechanism from Z to Z_s; (c) band dispersion maps in the BZ of the rhomboid unit cell with different scanning paths, and band dispersion maps with different scanning paths based on the folding mechanism; (d) dispersion curves based on a single cell C_s, and the inset is the original single cell and the scanned BZ, the structural parameters are $a_0 = 1\ \mu m$, $D = 0.24a_0$, $R/a_0 = 1/3$, the right of Fig. (d) is electric fields of Dirac quadruple degenerate points.

有四级子态 (对应 d 态, $d_{xy}, d_{x^2-y^2}$), 当发生拓扑相变时, 偶极子态和四级子态相互交换. 将 p 态在低能级 (d 态在高能级) 的 PC 称为拓扑平庸的 PC(P 型 PC), d 态在低能级 (p 态在高能级) 的 PC 称为拓扑非平庸的 PC(N 型 PC). 在这两种具有不同拓扑性质 PC 的界面处将会产生一种受拓

扑保护的一维边缘态. 可以通过改变硅柱的间距, 使 PC 的能带发生拓扑相变. 比如: 2018 年, Zhu 等[19] 通过连续调节硅柱的间距或者改变硅柱的半径研究了 PC 的拓扑相变.

本设计依然通过收缩扩张、改变格点尺寸的方法调节 PC 的结构使能带在双狄拉克锥处打开形成完全带隙, 当结构参数为 $D = 0.36a_0$, $R/a_0 = 0.25$ 和 $D = 0.4a_0$, $R/a_0 = 0.5$ 时对应的结构及能带图分别如图 3(a) 和 (b) 所示, 两种形变后的结构具有公共带隙. 不同结构打开简并点的电场如图 3(c) 所示, 左边两列指晶格结构为 $R/a_0 = 0.25$ 时上下能带的电场图, 右边两列指晶格结构为 $R/a_0 = 0.5$ 时上下能带的电场图. 从图 3(c) 明显可以看出, 当收缩晶格时, 低能级为偶极子态、高能级为四极子态. 因此 p, d 能带并未发生反转, 该结构为 P 型 PC. 晶格发生扩张时, 低能带为四极子态、高能级为偶极子态, p, d 能带发生反转, 该结构为 N 型 PC. 上述能带是否能够发生反转是通过改变硅柱间距来调节胞内、胞间的跳跃能量决定的, 该结构实际为六角 SSH(Su-Schrieffer-Heeger) 模型[14,42,43] 的拓展. 当间距为 $R/a_0 = 0.25$ 时, 单元内部的有效跳跃将会增加, 单元外部的跳跃将会减少, 从而产生拓扑平凡带隙, 而当间距 $R/a_0 = 0.5$ 时, 单元内部的有效跳跃将会减少, 单元外部的跳跃将会增加, 从而在偶极子态和四极子态之间发生反转.

2.3 实现 QVHE 的 PC 设计

当相邻硅柱间距 $R/a_0 = 0.5$ ($D = 0.4a_0$) 时, 蜂巢晶格变为具有 C_6 对称性的 Kagome 晶格[28–30] (Kagome photonic crystal, KPC). 硅柱到 KPC 原胞中心的距离 d 记为 d_0 ($d_0 = a_0/(2\sqrt{3})$), 如图 4(a) 所示. 对应的能带如图 3(b) 所示, 在动量空间 K (K') 点具有狄拉克锥. 保持其他参数不变, 仅改变 d 至 $1.2d_0$ 引入正扰动或者改变 d 至 $0.8d_0$ 引入负扰动, 即破坏了空间反转对称性, 将晶格 C_6 对称性降为 C_3 对称性, K (K') 点的简并打开形成带隙. 经过正扰动或负扰动的 KPC, 由几何等效性呈现出相同的能带结构如图 4(b) 所示. 虽然两种结构对应的能带结构相同, 但是二者在 K 或 K' 点的相位或贝利曲率具有不同的意义. 图 4(c) 左图显示两种结构下 K 和 K' 点电场的相位图, 从图 4(c) 明显可以

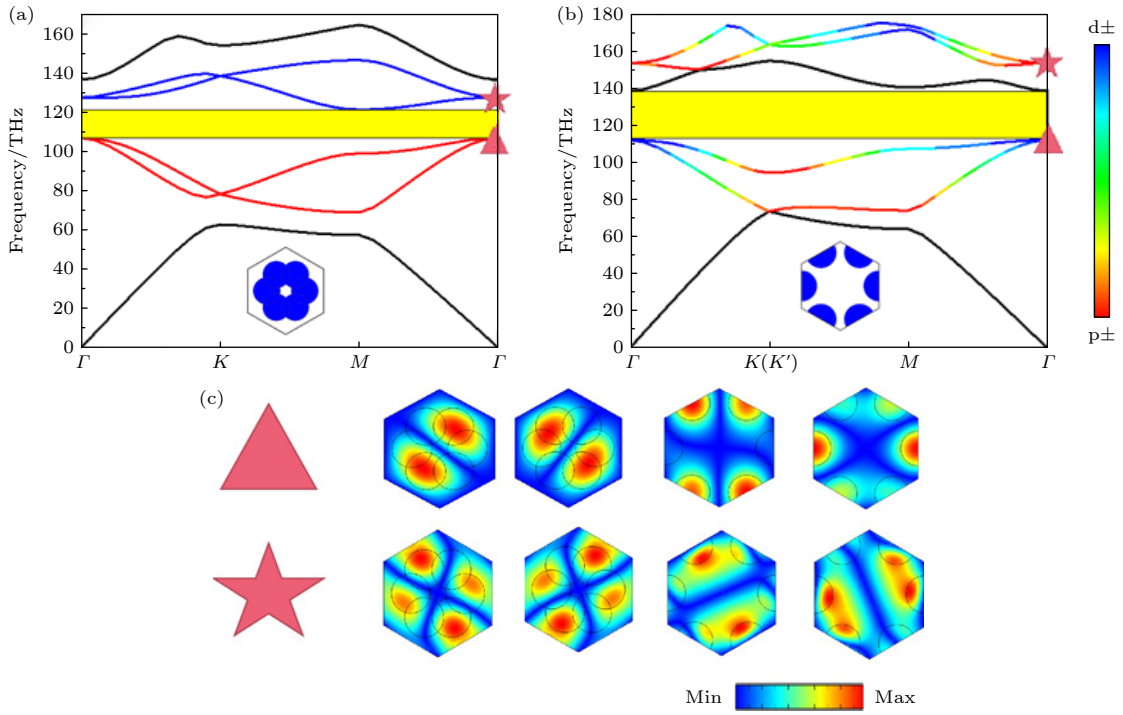

图 3 $R/a_0 = 0.25$ ($D = 0.36a_0$) (a) 和 $R/a_0 = 0.5$ ($D = 0.4a_0$)(b) 的能带图, 说明 Γ 发生 p, d 模式反转 (b); (c) 晶格结构为 $R/a_0 = 0.25$ 时上下能级的电场图 (左 1 和左 2) 和晶格结构为 $R/a_0 = 0.5$ 时上下能级的电场图 (右 1 和右 2)

Fig. 3. Energy bands of lattices with $R/a_0 = 0.25$ ($D = 0.36a_0$)(a) and $R/a_0 = 0.5$ ($D = 0.4a_0$)(b), respectively, the p and d modes reversal occurs in Γ (b); (c) two columns on the left: electric fields of the p or d state at point Γ for the lattice with $R/a_0 = 0.25$ (left 1 and 2), two columns on the right: electric fields for the p or d state for the lattice with $R/a_0 = 0.5$ (right 1 and 2).

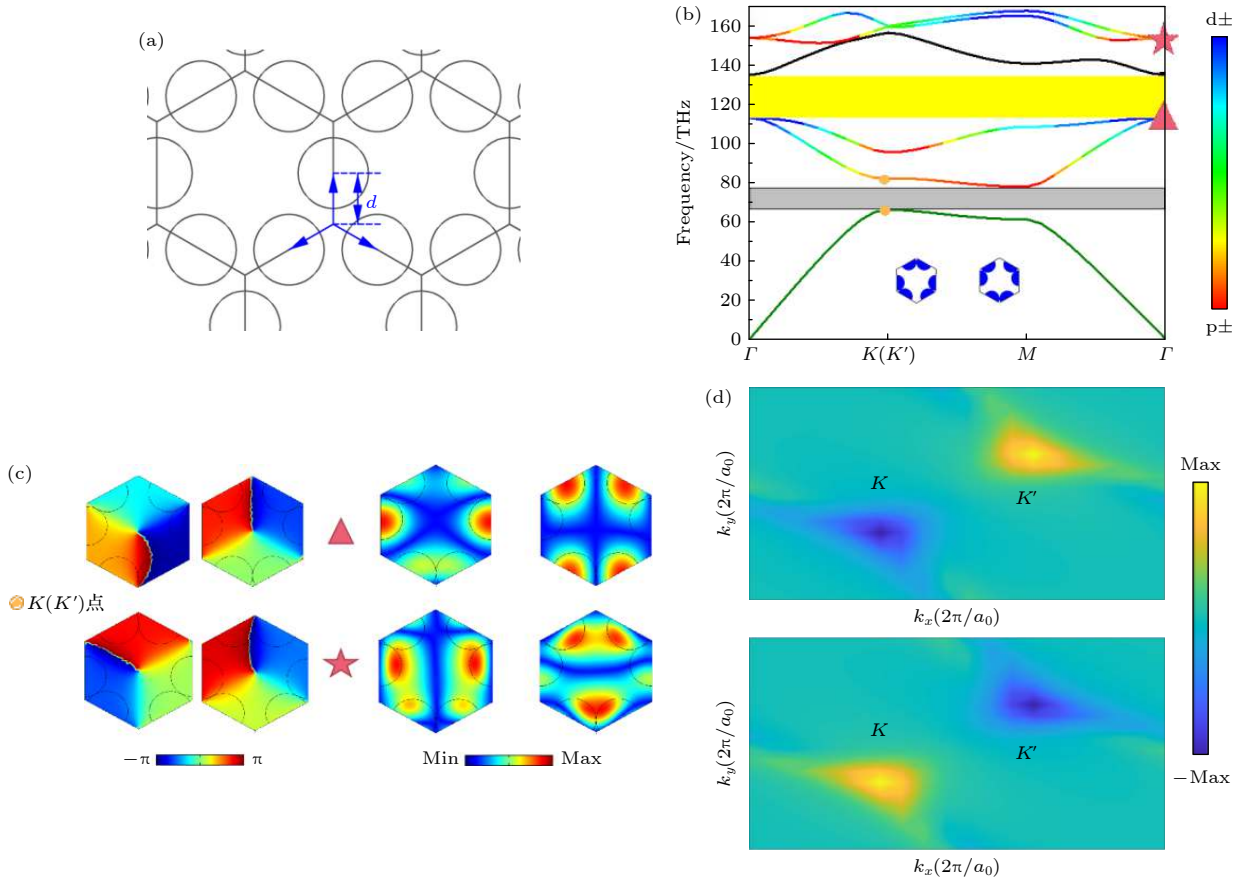

图 4 (a)KPC 的结构示意图; (b) $D=0.4a_0, R/a_0=0.5, d=1.2d_0$或 $d=0.8d_0$ ($d_0=\dfrac{a_0}{2\sqrt{3}}$)的 KPC 的色散曲线; (c) 第一、二条能带 $K\,(K')$ 点的相位图及上下能带 Γ 点的电场图; (d)KPC 原胞正扰动和负扰动第一条能带的 Berry 曲率

Fig. 4. (a) The structure diagram of KPC; (b) the dispersion curve of KPC with $D=0.4a_0$, $R/a_0=0.5$, $d=1.2d_0$ or $d=0.8d_0$ $\left(d_0=\dfrac{a_0}{2\sqrt{3}}\right)$; (c) phase diagram of the first and second band $K\,(K')$ and electric field diagram of the upper and lower band Γ; (d) Berry curvature of the first band of positive or negative perturbations of the KPC unit cell.

看出相位发生了翻转. 图 4(d) 显示在 $K\,(K')$点的贝利曲率[44], 可以看到具有相反符号的非零贝利曲率出现在 K 和 K' 点处. 负扰动 KPC在 $K\,(K')$处具有正 (负) 贝利曲率, 而正扰动 KPC 在 $K\,(K')$处具有负 (正) 贝利曲率. 因此, 这两种类型的 KPC 具有不同符号的拓扑谷陈数, 由这两种结构构成的几何边界处可呈现边缘态. 而经过形变后 KPC 的能带具有两个完全带隙, 高能带带隙是打开简并 Γ 点产生的, 而低能带带隙是打开简并 $K\,(K')$点产生的. 图 4(c) 右图的电场图表明此结构在 Γ 点发生了 p, d 能带翻转.

3 赝自旋与谷边缘态的激发

根据体边对应原理, 可以在具有不同拓扑结构的两个 PC 的界面处形成拓扑边缘态. 依据第 2 部分设计的 P 型 PC(图 3(a)) 与 N 型 PC(图 4(b)) 结构设计如图 5(a) 的超胞, 计算该超胞的色散关系显示有两个完整的边缘态 (图中红色曲线) 贯穿整个带隙, 其余部分均为体态. 为了验证边缘态的局域性, 提取色散关系中的 A, B 两点的本征态, 如图 5(a) 的右图所示. 本征场显示电场主要局域在两种不同拓扑特性晶体的分界面上, 在晶体内部会迅速衰减. 需要注意的是: 边缘态的色散关系在 Γ 点有微小的带隙, 这是因为 C_6 对称性在两种晶体的分界面上受到一定程度的破坏, 但这并不影响该结构的拓扑性质. 同样, 也可以基于前文设计的具有正、负扰动的晶格结构构建拓扑边缘态, 所构建的结构、能带图以及边缘态的本征态如图 5(b) 所示. 从本征态明显可以看出, 该结构存在局域性很好的边缘态. 根据图 4(d) 所得出的 Berry 曲率也可得知其对应谷陈数具有相反的符号, 这表明一个谷的边缘态具有正群速度, 另一个谷的边缘态具有负群速度, 此现象为谷动量锁定.

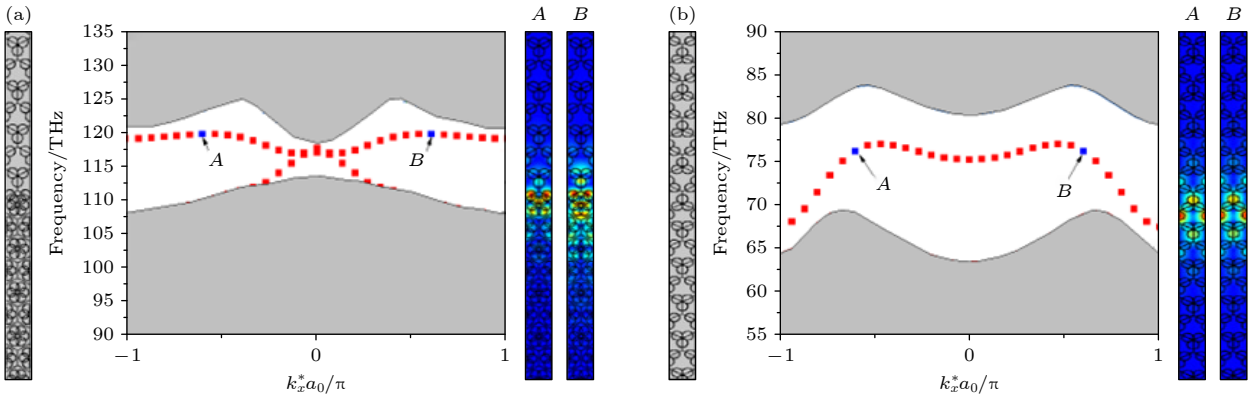

图 5 (a) 赝自旋极化边缘态, 拓扑平凡 PC 和拓扑非平凡 PC 组成超胞的几何结构、能带结构以及 A, B 两点对应的电场分布图; (b) 谷极化边缘态, 由正扰动和负扰动 KPC 结构所组成的几何结构、能带结构以及 A, B 两点对应的电场分布图

Fig. 5. (a) Pseudospin-polarized edge states, the structure and the energy band of a supercell composed of the topological trivial PC and the topological nontrivial PC, and the electric field distribution corresponding to points A and B at the energy band; (b) valley-polarized edge states, the geometry and band structure of the KPC consisting of positive and negative perturbations and the corresponding electric field distribution at points A and B.

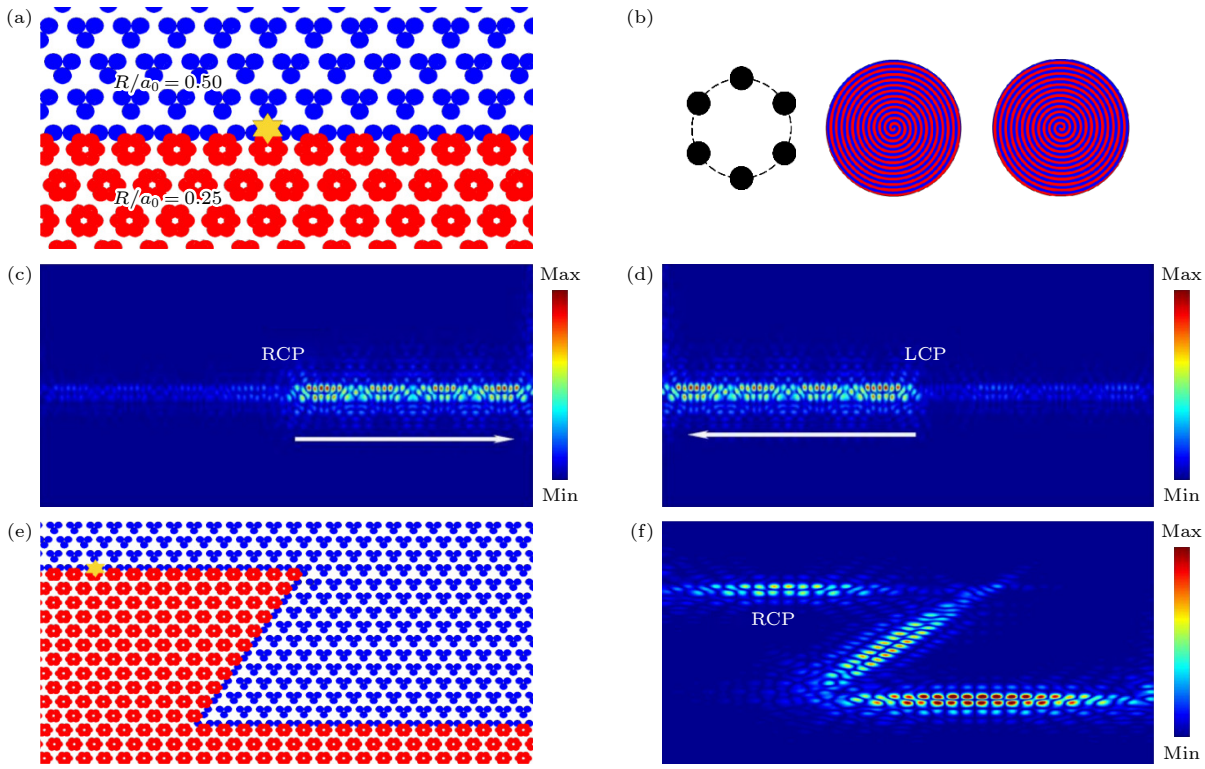

图 6 赝自旋边缘态的光传输特性和场分布 (a) 由 $R = 0.5 * a_0$ (蓝色区域) 非平凡结构和 $R = 0.25 * a_0$ 平凡结构 (红色区域) 组成直波导示意图, 图中黄色的六角形表示手性源的位置; (b)6 个点源组成的手性激发源示意图, 相邻点源的相位差是 $\pi/3$; (c) 和 (d) 直波导中分别由 RCP 和 LCP 光源所激发的光束电场强度分布; (e) 由 $R = 0.5 * a_0$ (蓝色区域) 和 $R = 0.25 * a_0$ (红色区域) 组成的"Z"字形波导; (f)Z 字形波导中 RCP 源所激发的电场分布图

Fig. 6. Optical transmission characteristics and the electric field distribution of the pseudospin boundary state: (a) Schematic diagram of the straight waveguide consisting of the non-trivial structure with $R = 0.5 * a_0$ (blue area) and the trivial structure with $R = 0.25 * a_0$ (red area), the yellow hexagon in the diagram shows the position of the excitation source; (b) schematic diagram of a chiral power consisting of six antennas, and the phase difference between adjacent antennas is $\pi/3$; (c), (d) the electric field intensity distributions excited by RCP or LCP sources, respectively; (e) Z-shaped waveguide consisting of $R = 0.5 * a_0$ (blue area) and $R = 0.25 * a_0$ (red area); (f) field intensity distribution of the electric field excited by the RCP source.

上面证明了设计的结构具有很好的边界局域性, 接下来将分别证明基于 QSHE 和 QVHE 光束在该结构中传输时的单向性及鲁棒性. 采用的激发源由 6 个点源组成, 这 6 个点源的相位为顺时针 (逆时针) 依次增大 (减小) $\pi/3$, 称这个激发源为右旋偏振光 (左旋偏振光) 如图 6(b) 所示. 依据边缘态的工作范围设定 QSHE 波导激发源的频率为 113—118 THz, QVHE 波导激发源的频率为 69—78 THz, 且该激发源具有连续可调谐性.

首先基于 QSHE 设计边界为线型的波导如图 6(a) 所示, 激发源的位置用黄色六边形表示. 改变激发源的偏振方向模拟光场在波导中的传输, 传输图像如图 6(c) 和 (d) 所示. 从图 6 可以看出, 光场可以很好地局域在两种波导结构的边界处, 远离交界面能量迅速减小, 这种局域现象说明了该结构能够产生受拓扑保护的边缘态; 并且改变入射光的偏振方向, 光束的传播方向也相应地发生改变. 当右旋偏振光作为激发源激发 QSHE 边缘态的 PC 直波导时, 正手性占优势, 光向右单向传输; 反之, 左旋偏振光作为激发源时, 负手性占优势, 光向左单向传输. 其次基于 QVHE 设计直波导如图 7(a) 所示, 本设计采用了左旋偏振光作为入射光, 分析不同的激发源位置对传输特性的影响. 分别讨论了激发源分别位于两种结构界面中、界面上、界面下 3 种位置的传输特性, 激发源的位置如图 7(a) 的黄色六边形. 研究发现同为左旋偏振光激发, 在不同的激发位置将会产生不同的传输方向. 当左旋偏振光激发源在位置“1”(“2”) 激发光子时, 负 (正) 手性占主导地位, 光束向左 (向右) 单向传播. 在位置“3”处, 边缘模式的电场是椭圆偏振的, 因此光可以左右传播. 此现象可以通过 Stock 定理来计算磁场的手性, 根据磁场的手性特征判断在不同位置处激发源的传输情况 [28,45]. 当然, 在这种结构下改变激发源的偏振方向, 光束的传播方向也会发生改变.

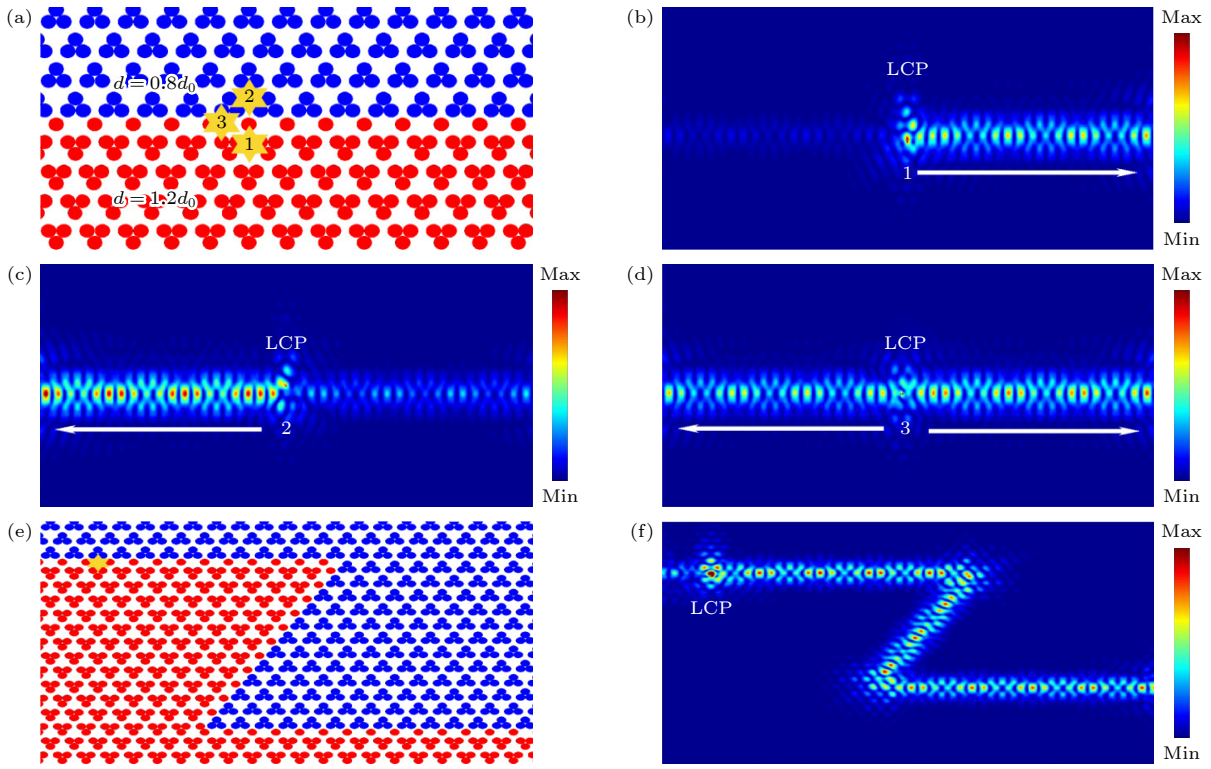

图 7 谷边缘态的光传输特性和场分布 (a) 由 $d=0.8d_0$ (蓝色区域) 和 $d=1.2d_0$ (红色区域) 组成的直波导示意图, 左手性源 (标记为六角形) 放置在正扰动和负扰动 KPC 界面附近的不同位置处, 以激发不同的边缘模式; (b)—(d) 分别由 LCP 光源在不同的激发源位置所激发的光束电场强度分布; (e) 和 (f) 分别是构建的“Z”字形拓扑波导, 以及由黄星表示的 LCP 源所激发的电场强度分布

Fig. 7. Optical transmission characteristics and the electric field distribution of the valley edge state: (a) Schematic diagram of valley waveguide composed of $d=0.8d_0$ (blue region) and $d=1.2d_0$ (red region), the left-handed circular polarized dipoles (marked as the hexagon) placed at different locations near the interface between KPCs with positive or negative disturbances to excite edge modes; (b)–(d) are the electric field intensity distributions excited by the LCP light source at different positions; (e) schemes of z-shaped waveguide; (f) the electric field intensity distribution of Z-shaped waveguide excited by the LCP source.

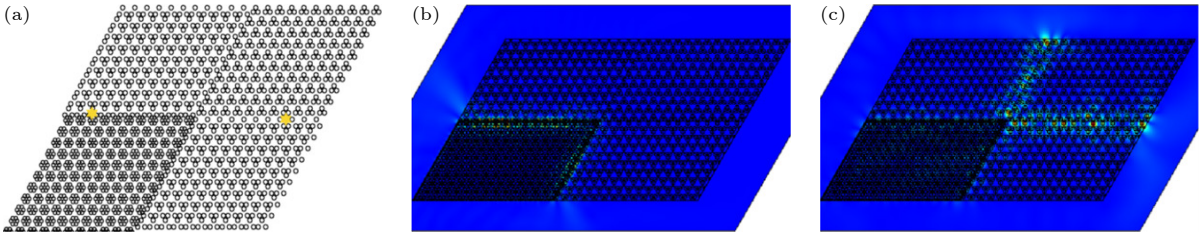

图 8 (a) 四通道系统的结构图; (b) 谷激发的场强分布; (c) 赝自旋激发的场强分布

Fig. 8. (a)The four-channel system for the electromagnetic wave routing; (b) the field intensity distribution of the valley excitation; (c) the field intensity distribution of the pseudospin excitation.

为了证明基于 QSHE 和 QVHE 的边缘态传输的鲁棒性, 分别设计了“Z”字形 (具有两个 60°转角) 波导如图 6(e) 和图 7(e) 所示, 依然用黄色六角星表示点源位置, 分别用右旋圆偏振光和左旋圆偏振光作为激发源激发边缘态. 通常情况下, 光束在沿着两种不同的波导构成的界面传输遇到转角时, 会产生两种散射, 一种是会散射到波导的体态中导致光束向波导内部传输, 并不局域在边界处; 另一种是背向散射, 这会导致光束向两个方向传输, 从而增大损耗消弱了传输的单向性. 而当基于 QSHE 和 QVHE 的边缘态模式被激发时, 电场如图 6(f) 和图 7(f) 所示, 在波导中传输时能够抑制光束向体态内散射; 此外, 由于在交界面处的两个边缘态的耦合作用, 所激发的边缘态在传输时抑制背向散射, 因此边缘态在波导中传输时即使遇到转角依然可以保持高透射率传输.

4 受拓扑保护的四通道路由器设计

上述所设计的赝自旋和能谷效应锁定的边缘态有助于设计新型功能性的电磁器件. 本文设计了一个由两个电磁路由通道组成的四通道波导系统, 该系统可以通过赝自旋和谷霍尔效应选择性地激发不同的通道. 图 8(a) 中左、右黄色六角形分别代表了激发量子赝自旋霍尔效应和谷霍尔效应激发源的位置. 该激发源的工作频率与上述基于两种效应研究光子的单向传输特性的六点源相同, 左边激发源采用了右旋偏振光, 右边的激发源采用了左旋偏振光. 图 8(b) 和 (c) 分别显示了基于赝自旋和谷霍尔效应光子在四通道系统中的传输特性, 由图可以看出, 电场被很好地限制在边界上, 即使遇到急弯也未产生后向散射.

5 结 论

本文基于电介质硅设计 PC 结构展开了 QSHE 和 QVHE 共存的研究. 将圆形硅柱在空气中排列成蜂巢结构, 通过收缩的方法打开简并点形成拓扑平庸带隙; 通过扩张的方法实现 p 态和 d 态的能带翻转, 获得赝自旋向上和赝自旋向下的态, 形成拓扑非平庸带隙. 调整 PC 结构硅柱的半径和硅柱间距获得具有公共带隙的 P 型 PC 和 N 型 PC.扩张后的蜂巢晶格演化成 KPC 结构, 然后调制 KPC 使晶格 C_6 对称性降为 C_3 对称, K (K') 点的简并打开形成带隙. 经过正负扰动的 KPC 具有不同的拓扑谷陈数, 因此经过扰动的 KPC 结构具有 QSHE 和 QVHE 共存的特性. 数值模拟结果表明在所设计的拓扑性质不同的光子晶体结构界面处, 可以观察到良好的单向传输和抑制后向传输的鲁棒传输 (Z 形波导). 此外, 基于两种效应设计了一个四通道系统, 该系统可以通过赝自旋和谷霍尔效应选择性地激发不同的通道, 这种多频带、多自由度系统在一系列拓扑光子应用中提供了新的思路.

参考文献

[1] Klitzing V K 2017 *Annu. Rev. Conden. Ma. P.* **8** 13
[2] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
[3] Haldane F D, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
[4] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
[5] Shen Q W, Xu L, Jiang J H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 224102 (in Chinese) [沈清玮 徐林 蒋建华 2017 物理学报 **66** 224102]
[6] Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, Kargarian M, MacDonald A H, Shvets G 2013 *Nat. Mater.* **12** 233
[7] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, Zhu B, Zhou L, Dong J W, Chan C T 2014 *Nat. Commun.* **5** 1
[8] He C, Sun X C, Liu X P, Lu M H, Chen Y, Feng L, Chen Y F 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **113** 4924
[9] Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, Taylor J M 2011 *Nat. Phys.* **7** 907

[10] Hafezi M, Mittal S, Fan J, Migdall A, Taylor J M 2013 *Nat. Photonics* **7** 1001

[11] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, Zhu B, Zhou L, Dong J W, Chan C T 2014 *Nat. Commun.* **5** 5782

[12] Liang G Q, Chong Y D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 203904

[13] Ma T, Khanikaev A B, Mousavi S H, Shvets G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 127401

[14] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901

[15] Barik S, Miyake H, DeGottardi W, Waks E, Hafezi M 2016 *New J. Phys.* **18** 113013

[16] Anderson P D, Subramania G 2017 *Opt. Express* **25** 23293

[17] Zhang Z, Wei Q, Cheng Y, Zhang T, Wu D, Liu X 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 084303

[18] Xia B Z, Liu T T, Huang G L, Dai H Q, Jiao J R, Zang X G, Liu J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 094106

[19] Zhu X, Wang H X, Xu C, Lai Y, Jiang J H, John S 2018 *Phys. Rev. B* **97** 085148

[20] Chen M L, Jiang L J, Lan Z H, Sha W 2019 *IEEE. Trans. Antennas Propag.* **68** 609

[21] Fang Y T, Wang Z X, Fan E P, Li X X, Wang H J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184101 (in Chinese) [方云团, 王张鑫, 范尔盼, 李小雪, 王洪金 2020 物理学报 **69** 184101]

[22] Wang Y L, Li Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 094206 (in Chinese) [王彦兰, 李妍 2020 物理学报 **69** 094206]

[23] Peng S, Schilder N J, Ni X, Van De Groep J, Brongersma M L, Alù A, Polman A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 117401

[24] Xie B, Su G, Wang H F, Liu F, Hu L, Yu S Y, Chen Y F 2020 *Nat. Commun.* **11** 1

[25] Ma T, Shvets G 2016 *New J. Phys.* **18** 025012

[26] Chen X D, Zhao F L, Chen M, Dong J W 2017 *Phys. Rev. B* **96** 020202

[27] Wiltshaw R, Craster R V, Makwana M P 2020 *Wave Motion* **99** 102662

[28] Wong S, Saba M, Hess O, Oh S S 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 012011

[29] Zhang L 2019 arXiv: 1903.03338 [physics. optics]

[30] Gong Y, Wong S, Bennett A J, Huffaker D L, Oh S S 2020 *Acs. Photonics* **7** 2089

[31] He X T, Liang E T, Yuan J J, Qiu H Y, Chen X D, Zhao F L, Dong J W 2019 *Nat. Commun.* **10** 1

[32] Han Y, Fei H, Lin H, Zhang Y, Zhang M, Yang Y 2021 *Opt. Commun.* **488** 126847

[33] Liu X L, Zhao L J, Zhang D, Gao S H 2022 *Opt. Express* **30** 4965

[34] Zhong H, Li Y D, Song D H, Kartashov Y V, Zhang Y Q 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 7

[35] Zhong H, Xia S Q, Zhang Y Q, Li Y D, Song D H, Liu C L, Chen Z G 2021 *Adv. Photonics* **3** 056001

[36] Tang Q, Zhang Y Q, V. Kartashov Y, Li Y D, V. Konotop V 2022 *Chaos Solitons Fractals* **161** 112364

[37] Tang Q, Ren B Q, Belić M R, Zhang Y Q, Li Y D 2022 *Rom. Rep. Phys.* **74** 405

[38] Ren B Q, Wang H G, O. Kompanets V, V. Kartashov Y, Li Y D, Zhang Y Q 2021 *Nanophoton.* **10** 3559

[39] Arora S, Bauer T, Barczyk R, Verhagen E, Kuipers L 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 1

[40] Chen M L, Jiang L J, Lan Z H, Sha W 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043148

[41] Wei G C, Liu Z Z, Wang L C, Song J Y, Xiao J J 2022 *Photonics Res.* **10** 999

[42] Wu L H, Hu X 2016 *Sci. Rep.* **6** 1

[43] Liu F, Deng H Y, Wakabayashi K 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 086804

[44] Wang C, Zhang H, Yuan H, Zhong J, Lu C 2020 *Front. Optoelectron.* **13** 73

[45] Oh S S, Lang B, Beggs D M, Huffaker D L, Saba M, Hess O 2018 *The 13th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics* Hongkong, China, July 29–August 3, 2018 pTh4H5

Coexistence of quantum spin and valley hall effect in two-dimensional dielectric photonic crystals*

Liu Xiang-Lian † Li Kai-Zhou Li Xiao-Qiong Zhang Qiang

(*College of Physics and Optoelectronic Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan* 030024, *China*)

(Received 17 September 2022; revised manuscript received 14 December 2022)

Abstract

The location and transmission of light is the core of modern photonic integrated device, and the proposal of topological photonics provides a new way of implementing optical manipulation. Topological photonic structures based on the quantum spin hall effect or quantum valley hall effect have the properties of immunity to defects and suppress backscattering, so they play a key role in designing novel low-loss photonic devices. In this work, we design a two-dimensional dielectric photonic crystal with time-reversal symmetry to achieve the coexistence of the quantum spin hall effect and the quantum valley hall effect in a photonic crystal. The design can be likened to an electronic system in which two pairs of Kramers simplex pairs are constructed to achieve a quadruple simplex pair in a photonic crystal. First, based on the method of shrinking and expanding the silicon pillars arranged in the honeycomb structure, the quadruple degeneracy point at the Γ point of the first Brillouin zone is opened, and the corresponding topologically trivial or non-trivial photonic band gap is formed,thereby realizing quantum spin hall effect. The expanded honeycomb lattice evolves into a Kagome structure, and then positive and negative perturbations are added to the Kagome lattice, breaking the spatial inversion symmetry of the Photonic crystal. When mirror symmetry is broken, different chiral photonic crystals can be created,leading the degeneracy point of the non-equivalent valleys K and K' in the Brillouin zone to be opened and a complete band gap to appear, thus realizing the Quantum valley hall effect. In the common band gap, topologically protected edge states are induced by nontrivial valley Chern number at the interface between two photonic crystals with opposite chirality. The numerical calculations show that unidirectional transport and bending-immune topological boundary states can be realized at the interface composed of topologically trivial (non-trivial) and positively (negatively) perturbed photonic crystals. Finally, a four-channel system based on the coexistence of the two effects is designed, The system is a novel electromagnetic wave router that can be selectively controlled by pseudospin degree of freedom or valley degree of freedom. This system provides a potential method for realizing the optical encoding and robust signal transmission, thereby providing greater flexibility for manipulating electromagnetic waves.

Keywords: photonic crystal, pseudospin, valley hall effect, topological phase transition

PACS: 42.70.Qs, 03.65.Vf, 78.67.Pt, 43.20.Mv **DOI:** 10.7498/aps.72.20221814

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China(Grant Nos. 202103021224090, 202103021224075) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61705159).

† Corresponding author. E-mail: liuxianglian@tyut.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

二维电介质光子晶体中量子自旋与谷霍尔效应共存的研究

刘香莲　李凯宙　李晓琼　张强

Coexistence of quantum spin and valley hall effect in two-dimensional dielectric photonic crystals

Liu Xiang-Lian　Li Kai-Zhou　Li Xiao-Qiong　Zhang Qiang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 074205 (2023)　DOI: 10.7498/aps.72.20221814

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20221814

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

二维介电光子晶体中的赝自旋态与拓扑相变

Pseudospin states and topological phase transitions in two-dimensional photonic crystals made of dielectric materials

物理学报. 2020, 69(9): 094206　https://doi.org/10.7498/aps.69.20191962

基于结构反转二维光子晶体的拓扑相变及拓扑边界态的构建

Topological phase transition based on structure reversal of two-dimensional photonic crystals and construction of topological edge states

物理学报. 2020, 69(18): 184101　https://doi.org/10.7498/aps.69.20200415

拓扑自旋光子晶体中螺旋边界态单向传输调控研究

Unidirectional propagation control of helical edge states in topological spin photonic crystals

物理学报. 2022, 71(19): 194101　https://doi.org/10.7498/aps.71.20220353

Rashba自旋轨道耦合下square-octagon晶格的拓扑相变

Topological phase transitions in square-octagon lattice with Rashba spin-orbit coupling

物理学报. 2018, 67(23): 237101　https://doi.org/10.7498/aps.67.20180624

基于声子晶体板的弹性波拓扑保护边界态

Topologically protected edge states of elastic waves in phononic crystal plates

物理学报. 2020, 69(15): 156201　https://doi.org/10.7498/aps.69.20200542

一维对称非厄米自旋轨道耦合Su-Schrieffer-Heeger模型的拓扑性质

Topological properties of the one-dimensional -symmetric non-Hermitian spin-orbit-coupled Su-Schrieffer-Heeger model

物理学报. 2022, 71(17): 177302　https://doi.org/10.7498/aps.71.20220796