

二维光子晶体中赝磁场作用下的电磁波操控*

杨玉婷[†] 钱欣悦 石礼伟

(中国矿业大学材料与物理学院, 徐州 221116)

(2022 年 11 月 22 日收到; 2023 年 5 月 12 日收到修改稿)

在经典波系统中, 赝磁场作为人工合成的规范场, 可以像真实磁场一样调控波的传输, 从而受到了人们的广泛关注. 本文利用在二维光子晶体中引入单向线性梯度形变的方式, 构建空间均匀分布的赝磁场. 强赝磁场的存在导致光子晶体出现朗道能级量子化. 与真实磁场不同, 光子晶体赝磁场在两个不等价的能谷中相反, 系统的时间反演对称性没有被打破. 设计的光子晶体支持边界态的输运, 并且能够使波束的传输路径发生弯曲. 将具有相反赝磁场的光子晶体构造在一起还能够实现有趣的“蛇态”传输, 为操控电磁波的传输并设计信息处理器件提供了良好的平台.

关键词: 光子晶体, 赝磁场, 朗道能级, 边界态**PACS:** 42.70.Qs, 42.25.Gy, 78.67.Pt, 71.70.Di**DOI:** 10.7498/aps.72.20222242

1 引言

在强磁场作用下电子可以呈现许多有趣的物理现象, 如朗道能级和量子霍尔效应^[1,2]. 对石墨烯施加机械应力使晶格发生形变, 狄拉克点会产生动量偏移从而产生有效的矢势规范场^[3–8], 在其作用下电子可发生类似于真实磁场中的行为, 因而将这里的人工规范场称为赝磁场. 机械应力在石墨烯中诱导的赝磁场模拟了真实的外加磁场, 但是在能带的两个能谷中具有相反的符号, 因此不会破坏结构的时间反演对称性. 这提供了一种崭新的控制电子行为的机制, 从而在无外加磁场的系统中实现朗道能级量子化和类量子霍尔效应.

经典波系统与电子系统不同, 例如光子晶体和声子晶体, 其中光子和声子由于不携带电荷呈电中性, 而无法像电子一样可以直接与外加磁场发生响应, 很多电子在磁场中具有的新奇物理现象无法在

经典波系统中实现. 如何在人工周期结构中构建赝磁场引起了人们极大的研究兴趣. 已经有研究工作证明: 采用类似石墨烯结构中产生应变的方法, 对声子晶体施加 3 个方向或 1 个方向的形变可以产生人工赝磁场, 从而产生相关的磁致效应^[9–13]. 对光子晶体系统施加应力同样也可以诱导赝磁场^[14–21], 例如, 对由耦合波导阵列构成的光子晶体施加三轴形变引入了赝磁场, 从而产生光学朗道能级. 然而这些在光子晶体中构建赝磁场采用的方法是在 3 个方向施加应力使晶格发生形变, 基于实验验证需求需要更为简单的方法, 而且需要和实际应用相结合探索更多磁致电磁波操控现象.

首先研究对二维光子晶体柱的形状实施单向线性梯度形变, 实现矢势的线性分布, 从而构建空间均匀分布的赝磁场. 然后研究光学赝磁场导致的朗道能级量子化现象和边界态输运性质. 之后, 依赖于光子晶体不同能谷处赝磁场方向相反, 还可以使波束传播路径发生相反方向弯曲. 组合矢势相反

* 国家自然科学基金 (批准号: 12004425)、江苏省自然科学基金 (批准号: BK20200630)、徐州市基础 Research 计划 (批准号: KC22016)、中国矿业大学重点学科经费 (批准号: 2022WLXK06) 和江苏省青蓝工程资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yangyt@cumt.edu.cn

分布的光子晶体构建非均匀的赝磁场, 可以操控波束使其沿界面作回旋运动, 表现为所谓的“蛇态”传输特征. 利用这种人工磁场调控波束传播的行为拓宽了电磁波操控的研究范围.

2 光子晶体中的朗道能级量子化

利用二维三角晶格光子晶体来研究, 如图 1(a) 所示, 光子晶体的原胞由嵌入空气背景 (蓝色区域) 中的金属柱 (白色区域) 构成. 三角晶格的晶格常数 $a = 28$ mm, 金属柱的两个轴分别用 p 和 q 表示, 子晶格位置用 A (红点) 和 B (蓝点) 标记. 利用有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 计算光子晶体 TM 模式 (E_z 电场沿着柱子 z 轴方向) 的能带. 如图 1(d) 所示, 当金属柱为圆形 ($p = q = 6$ mm) 时, 第 1 条和第 2 条能带在第一布里渊区 K 和 K' 点产生简并的狄拉克点, 这两个狄拉克锥不等价且满足时间反演对称性. 当固定光子晶体原胞的占空比不变将圆形金属柱变成椭圆即结构的对称性由 C_{6v} 变为 C_{2v} , 狄拉克点会发生偏移但不会打开带隙. 如图 1(c), (e) 所示, 当金属柱 q 分别为 5 和 7 mm 时, 狄拉克点沿着 $K'-K$ 方向分别

向左和向右发生平移, 但是其频率 $f = 9$ GHz 几乎保持不变. 狄拉克点的偏移 (偏移量用 Δk_x 表示) 导致了矢势的产生, 两者的关系为 $\mathbf{A} = (\Delta k_x, 0)$. 狄拉克点向相反方向移动对应于相反的赝磁场, 所以系统的时间反演对称性没有被打破. 如图 1(b) 所示, 在一定范围内狄拉克点的偏移量和光子晶体柱形状改变量 $(q - p)/p$ 呈一定的线性关系, 所以光子晶体柱几何参数的变化就和矢势建立起了关系.

为了在光子晶体中实现赝磁场, 对光子晶体金属柱实施单方向的线性梯度形变, 如图 2(a) 所示. 光子晶体柱在 x 方向满足平移对称性, 但是沿着 y 方向 p 值按固定梯度间隔 (定义为 τ) 逐渐变小, 同时要保持原胞的占空比不变, 则相应的 q 值逐渐变大. 那么就可以在 y 方向构建出线性变化的矢势 $\mathbf{A}_x(y)$, 根据磁场和矢势的关系 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, 所以在光子晶体中实现了沿着 $-z$ 方向的均匀赝磁 $\mathbf{B}_z = -\mathbf{A}_x(y)/y$. 此赝磁场对应于 K 谷, 由于满足时间反演对称性 K' 谷的赝磁场沿着 $+z$ 方向. 与施加外加磁场打破时间反演的方法相对比, 此方法在光子晶体中不需要破缺时间反演对称性就可以产生类似磁场的效应. 强赝磁场作用直接导致线性的狄拉克锥分立为离散的朗道能级 [12]:

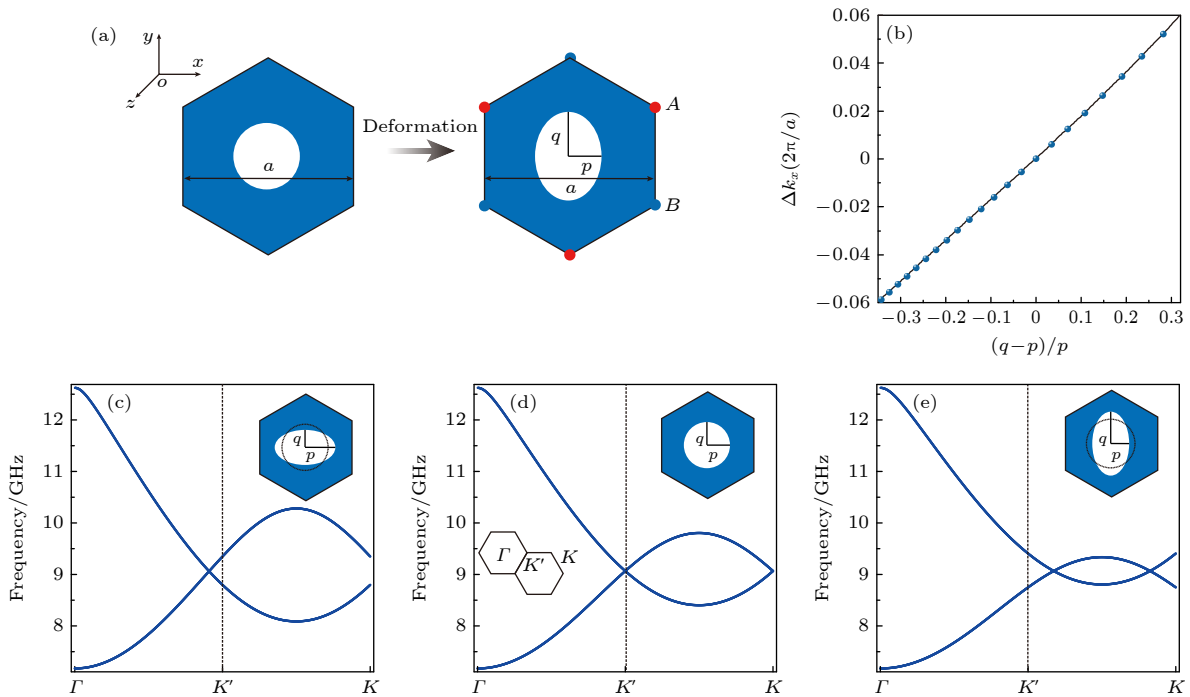


图 1 (a) 二维三角晶格光子晶体原胞示意图; (b) 狄拉克点的偏移量与 $(q - p)/p$ 呈线性关系; (c) — (e) 分别为当 $q = 5, 6$ 和 7 mm 时光子晶体的能带图

Fig. 1. (a) Schematic of a unit cell of a two-dimensional triangular photonic crystal; (b) linear relation between the shift of Dirac point and $(p - q)/p$; (c)–(e) band diagram of photonic crystal for $q = 5, 6$ and 7 mm, respectively.

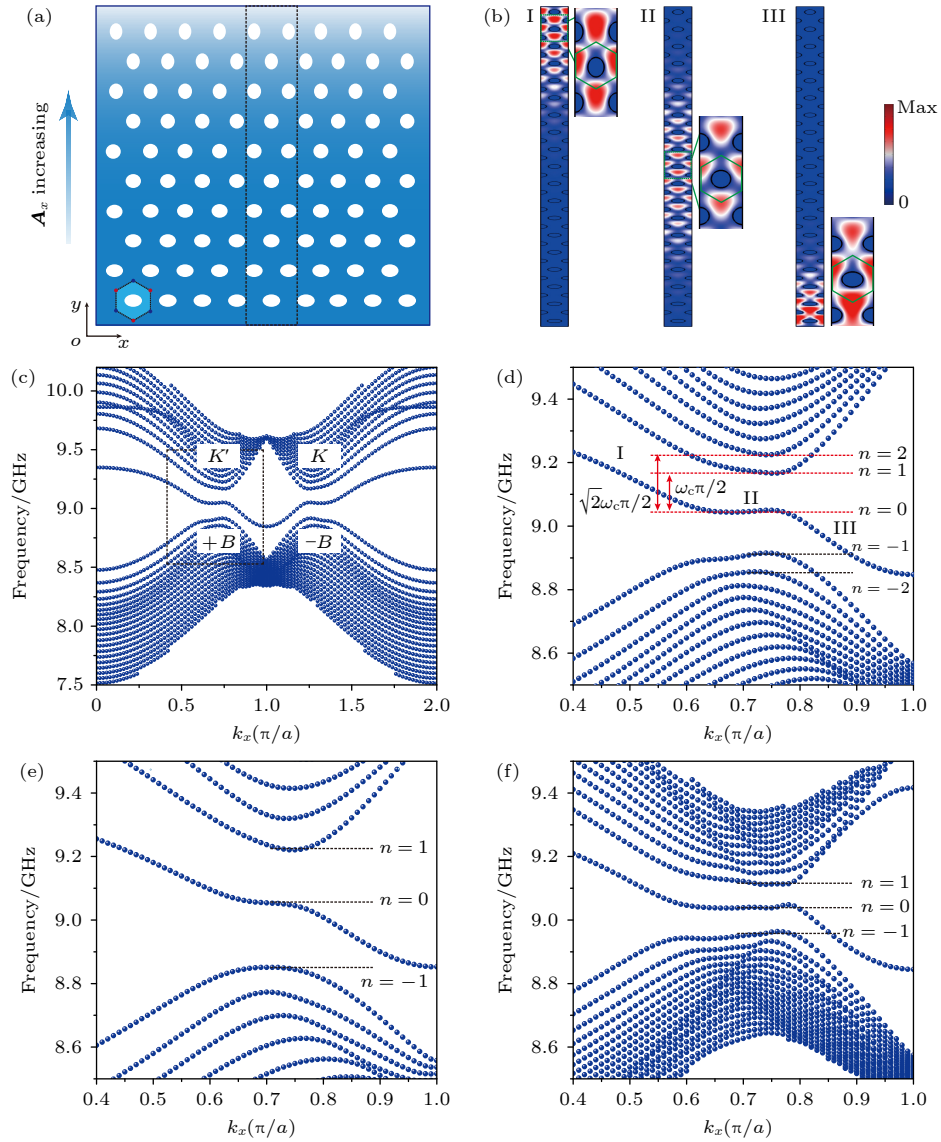


图 2 朗道能级量子化 (a) 梯度光子晶体结构示意图; (b) 光子晶体的本征模式电场分布图; (c), (d) 在 y 方向上有 37 层金属柱的光子晶体的投影能带; (e), (f) 分别为 y 方向有 19 层和 91 层金属柱的光子晶体的投影能带

Fig. 2. Landau quantization: (a) Schematic of a gradient photonic crystal; (b) electric field distribution of eigenmode of photonic crystal; (c), (d) projected band of a photonic crystal with 37 layers along y direction; (e), (f) projected band of photonic crystals with 19 and 91 layers, respectively.

$$E_n = E_0 + \text{sign}(n)\sqrt{|n|\omega_c}, \quad \omega_c = v\sqrt{2B_z}, \quad (1)$$

式中, $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 为朗道能级的级次, ω_c 为回旋频率的光学类比, E_0 为狄拉克点处的能级 (对应于 $n = 0$ 的朗道能级). 当设置光子晶体金属柱 p 轴的值从 7.1 mm 递减到 5.3 mm (梯度间隔 $\tau = 0.05$ mm), 此时对应 y 方向有 37 个原胞. 利用超原胞的方法计算光子晶体的投影能带, 如图 2(c), (d) 所示, 原本在 K 和 K' 点的狄拉克锥变为离散的能级平台, 这从数值仿真上证明了此设计的梯度光子晶体中出现了朗道能级量子化现象. 通过矢势的计算得到此时光子晶体的赝磁场 $B = 0.025a^2$.

根据 (1) 式, 朗道能级的能带带隙与 \sqrt{Bn} 成比例, 例如 $n = 2$ 与 $n = 1$ 到零级朗道能级间隙的比值为 $\sqrt{2}$, 这与投影能带中的频率间隔基本吻合.

图 2(d) 为 $k_x = 0.5\pi/a$, $0.7\pi/a$ 和 $0.84\pi/a$ 及相应频率 $f = 9.15, 9.05$ 和 8.97 GHz 时的本征电场分布图. $n = 0$ 朗道能级时的本征电场分布在光子晶体结构中间区域, 且集中在 A 子晶格附近但在 B 子晶格上缺失, 这直接表明 $n = 0$ 朗道能级具有子晶格极化的特征. 与之相比, 上、下边界态的本征场中没有这种极化分布现象. 控制金属柱 p 轴的取值范围不变, 减小每行金属柱之间的梯度间隔

τ (即增加 y 方向原胞个数), 此时赝磁场强度不断增大导致分立的朗道能级越来越平缓. 图 2(e), (f) 分别对应 y 方向有 19 个 ($\tau = 0.1$ mm) 和 91 个 ($\tau = 0.02$ mm) 光子晶体原胞, 相应的赝磁场分别为 $0.049a^{-2}$ 和 $0.0126a^{-2}$. 很明显发现 19 层梯度光子晶体中的赝磁场分别是 37 层和 91 层中磁场的 2 倍和 4 倍. 另外, 不管赝磁场的大小如何变化, $n = 0$ 朗道能级的频率基本保持在狄拉克点频率处.

进一步研究光子晶体中 $n = 0$ 朗道能级的子晶格极化特征. 设计的光子晶体结构在 y 方向有 19 个梯度排列的金属柱, 而且周围环绕着用来吸收散射波的完美匹配层 (perfectly matched layer, PML). 将激发源放在 A 子晶格位置上对光子晶体进行模拟仿真计算得到电场分布, 并且对整个区域

做电场积分. 如图 3(a) 所示, 电场积分谱线中离散的峰值对应分立的朗道能级. 最中间的峰值 ($f = 9.05$ GHz) 对应着 $n = 0$ 朗道能级, 第 2 个峰值 ($f = 9.250$ 和 8.835 GHz) 分别对应 $n = 1$ 和 $n = -1$ 朗道能级. 然而当激发源位于 B 子晶格位置上, 除了 $n = 0$ 朗道能级之外, 其余的能级都能被激发, 如图 3(b) 所示. 从图 3(c), (e) 光子晶体电场分布图可以看到, 被 A 格点位置上点源激发的 $n = 0$ 朗道能级的体态在光子晶体结构内传播, 但是激发源在 B 位置时电场很快衰减, 且主要局域在点源周围而无法激发体态. 被激发的体态在有效磁长度为 $l = |B|^{-1/2} = 4.5a$ 内传播. 其余的朗道能级不存在子晶格极化现象 (图 3(d), (f)), 激发源放在 A 和 B 两个位置均可以将 $n = -1$ 的朗道能级激发.

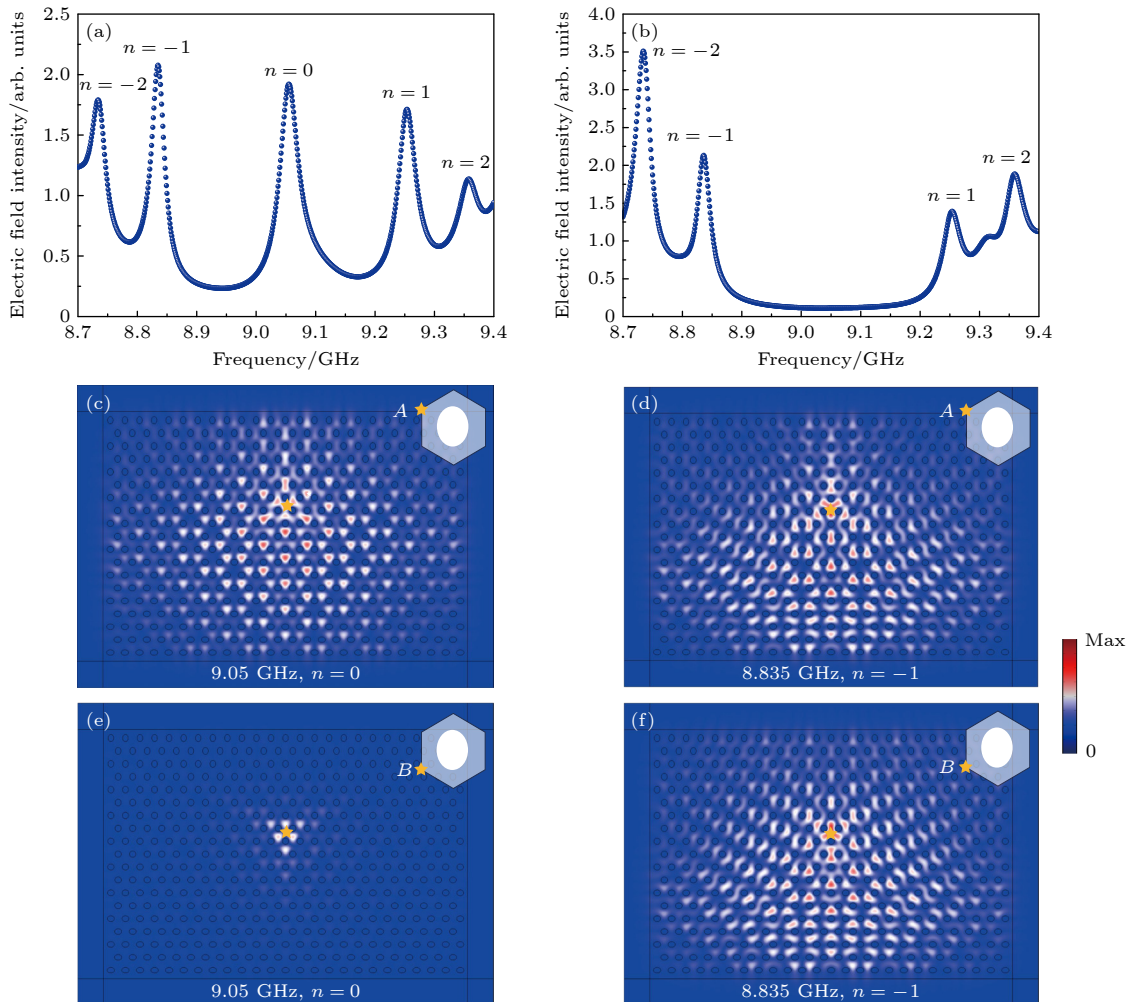


图 3 $n = 0$ 朗道能级的子晶格极化 (a), (b) 激发源分别放在梯度光子晶体 A 和 B 子晶格位置时电场积分频谱; (c), (d) 激发源在 A 子晶格时的电场分布; (e), (f) 激发源在 B 子晶格时的电场分布

Fig. 3. Sublattice polarization of $n = 0$ Landau level: (a), (b) Integration of electric field when the excitation source is placed at A and B sublattices of a gradient photonic crystal; (c), (d) the electric field distribution for the excitation source at A sublattice; (e), (f) electric field distribution for the excitation source at B sublattice.

3 赝磁场诱导的电磁波操控

光子晶体中的赝磁场还会导致出现边界态的输运现象. 在不同朗道能级平台之间的能带 (图 2) 就表示边界态色散. 从本征场分布 (图 2(b)) 可以看到, 随着波矢 k 的增大局域在光子晶体上边界的边界态逐渐演化为分布在结构中间的体模态, 最终成为局域在下边界的边界态. 如图 4(a), (b) 所示, 把激发源 (用黄色五角星标记) 放置在光子晶体结构 (19 层金属柱构成) 的左下角, 可以选择性地激发向右传输的边界态, 对应的频率分别为 $f = 8.87$ 和 8.91 GHz (处在 $n = 0$ 和 $n = -1$ 朗道能级之间). 在为了防止边界态散射出去, 在模拟仿真计算中会在光子晶体底部运用完美电导体 (perfect electric conductor, PEC) 边界条件. 从电场分布中可以看到边界态在边界上具有很好的局域性. 对于不同的频率电场在空间的振荡长度不一样, 这意味着边界态的不同波矢. 因为赝磁场没有打破体系的时间反演对称性, 将源放在右下角会激发向左传输的边界态. 两个方向传输的边界态分别来源于不等价的 K 和 K' 谷. 当 $f = 9.15$ GHz (处在 $n = 0$ 和 $n = 1$ 朗道能级之间) 电场会局域在激发源的位置而不向右传输 (图 4(c)); 当 $f = 9.05$ GHz (对应 $n = 0$ 朗道能级) 时, 被激发的波会传播到光子晶体结构中 (图 4(d)). 与之相反, 如果将激发源放在光子晶体上边界, 传输的边界态出现在 9.18 GHz (图 4(f)), 但是会在 8.91 GHz 时局域 (图 4(e)). 把手性源放置在边界中间位置时还能够激发单向传输的边界态 (图 4(g), (h)). 插图为了模拟计算中手性源的构

成方式. 此传输性质将有利于操控电磁波实现单向输运.

当光束从三角晶格光子晶体的 Zigzag 界面入射时会发生类似石墨烯结构中的能谷劈裂现象 [22,23]. 如图 5(a) 中模拟计算的电场分布所示, 一束高斯波从空气 (等频率曲线为右侧插图中所示的圆形) 中正入射到光子晶体上, K 和 K' 谷相反的能带特征 (三角形的等频率曲线) 导致光子晶体中的波束向不同方向偏折从而分裂成两束. 此时入射波的频率为 8.4 GHz 低于狄拉克点的频率. 在光子晶体中引入金属柱梯度变化会在空间中产生均匀的赝磁场, 而且对 K 和 K' 谷具有相反的符号, 即 $B_z^K = -B_z^{K'} = \nabla \times \mathbf{A}$, 那么波束在相反赝磁场作用下向相反方向弯曲, 此现象类似于电荷在真实相反磁场中受到洛伦兹力的影响进行相反方向曲线运动. 如图 5(b) 所示, 入射的高斯波在梯度光子晶体 (y 方向有 19 个金属柱) 中分裂并呈现弯曲的现象. 当固定光子晶体金属柱的行数不变, 控制光子晶体在 y 方向的梯度变化并减小 p 值的范围 ($6.5 - 5.6$ mm) 从而减小赝磁场的大小, 分裂的这两束波的弯曲程度会减弱, 如图 5(c) 所示. 改变光子晶体的梯度变化方向, 即金属柱 p 轴的值沿着 y 正方向等间隔增大, 那么 K 和 K' 谷赝磁场的方向发生反转, 导致分裂的两束波向相反的方向弯曲, 见图 5(d).

在石墨烯中施加垂直方向的非均匀磁场, 在磁场改变的界面上, 电子的运动呈现所谓的“蛇态”传输 [24–30]. 类比于此, 在具有赝磁场的系统中也可以实现类似的“蛇态”分布 [31,32]. 为了进一步操控电磁波的传输, 将具有相反赝磁场的光子晶体组合在一

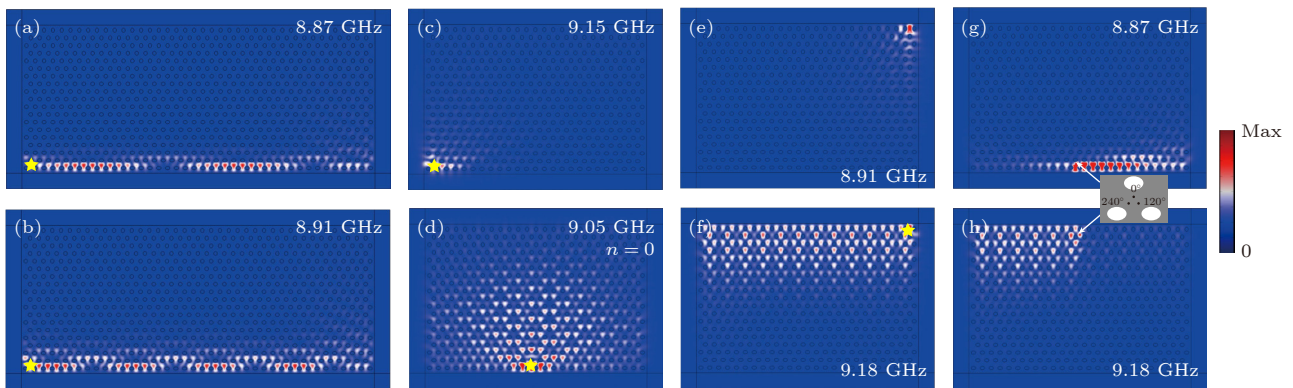


图 4 (a)–(d) 梯度光子晶体中下边界处的边界态传输情况; (e), (f) 上边界处边界态在不同频率时的传输情况; (g), (h) 手性激发源激发单向传输的边界态

Fig. 4. (a)–(d) Transport of edge state on the bottom side of a gradient photonic crystal; (e), (f) edge state on the upper side at different frequencies; (g), (h) unidirectional transport of edge state excited by a chiral source.

起构建畴壁, 其中可以观察到“蛇态”这一新奇的电磁波传输形式. 如图 6(a) 所示, 两个梯度光子晶体各有 10 层金属柱 (梯度间隔 $\tau = 0.2$ mm), 并且矢势分别沿 y 方向线性增大和减小, 从而导致这两个结构具有等值异号的赝磁场. 这里需要强调的是, 在两个光子晶体中间必须加几行具有圆形金属柱的光子晶体作为过渡区域 (赝磁场为零), 过渡区的引入使得 $n = -1$ 的朗道能级发生了变形, 从而对于得到“蛇态”至关重要. 分别计算此结构在具有

1 层和 3 层圆形金属柱时的投影能带, 如图 6(b) 和图 6(c) 所示, 当过渡区域越大时蛇态的频率范围 (图中黄色标记的区域) 越大. 图 6(d) 是 8.84 GHz 时“蛇态”的电场分布图, 当光子晶体具有 3 层圆柱作为过渡区域, 激发源位于结构的最左端, 此时可以很好地看到“蛇态”的传播. 插图中用曲线描绘了波束的传输轨迹. 这意味着被激发的电磁波在相反赝磁场的操控下在光子晶体畴壁区域中周期性地作回旋运动.

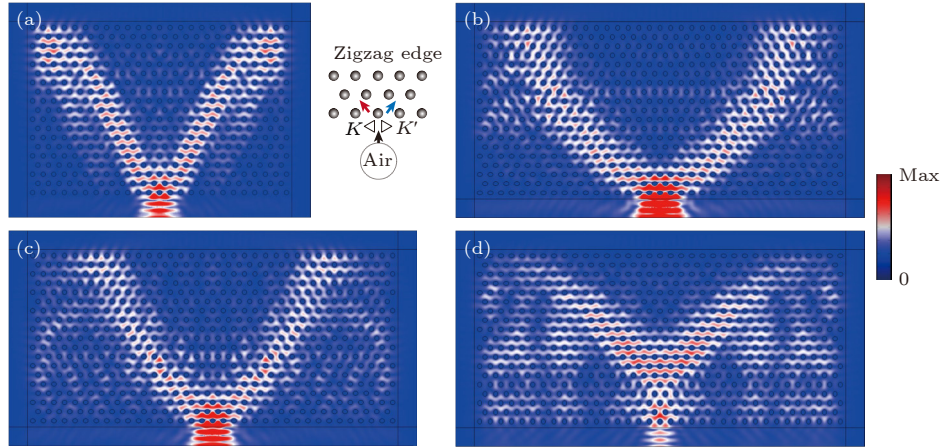


图 5 (a) 光子晶体 (金属圆柱) 中的光束分裂; (b) 梯度光子晶体中的赝磁场导致分裂的两束波呈向内弯曲现象; (c) 减小光子晶体中的赝磁场, 波束弯曲效应减弱; (d) 反转光子晶体的梯度变化, 两束波都向外弯折

Fig. 5. (a) Beam splitting in a photonic crystal composed of circular metallic rods; (b) bend of two beams in a gradient photonic crystal caused by pseudomagnetic field; (c) weakness of bending wave beam in decreasing pseudomagnetic field; (d) bending wave beams in inverted gradient photonic crystal.

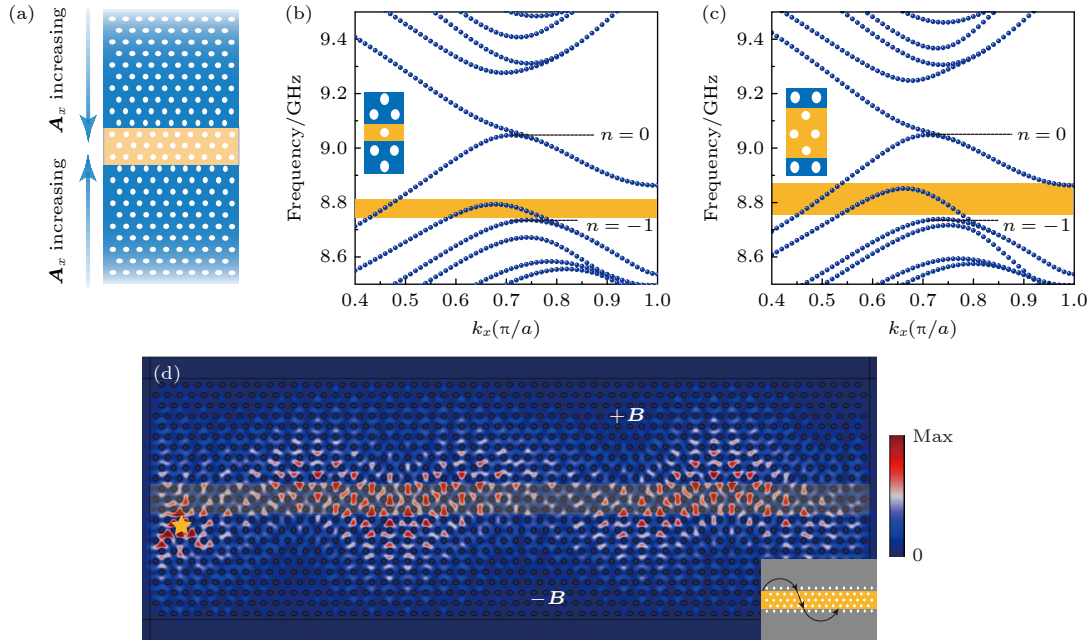


图 6 (a) 具有相反赝磁场的光子晶体结构示意图; (b), (c) 具有过渡区的光子晶体投影能带; (d) 频率为 8.84 GHz 时“蛇态”的电场分布

Fig. 6. (a) Schematic diagram of two photonic crystal structures with opposite pseudomagnetic fields; (b), (c) projected bands of gradient photonic crystals with transition regions; (d) electric field distribution of snake state at 8.84 GHz.

4 结 论

通过线性梯度形变的方式在光子晶体中实现了赝磁场. 通过模拟仿真结果证明了赝磁场会导致分立的朗道能级, 以及 $n = 0$ 朗道能级的子晶格极化特征. 光子晶体中赝磁场的引入丰富了电磁波的操控方法. 梯度光子晶体的上下边界上支持相反方向传输的边界态 (处 $n = 0$ 和 $n = \pm 1$ 朗道能级之间). 此边界态可以被手性源激发, 并只沿着界面的一个方向传输. 还可以在赝磁场的作用下使入射光子晶体的光束产生谷依赖的波束弯曲的传播现象. 将具有相反赝磁场的光子晶体构造在一起能够实现有趣的“蛇态”现象. 光子晶体具有调控便捷和易于加工制备的优势, 这为以后在实验中观测到赝磁场导致的新奇的电磁波传输提供了良好的平台, 也为未来操控电磁波设计相关器件奠定了基础.

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] Guinea F, Katsnelson M I, Geim A K 2010 *Nat. Phys.* **6** 30
- [4] Levy N, Burke S A, Meaker K L, Panlasigui M, Zettl A, Guinea F, Castro Neto A H, Crommie M F 2010 *Science* **329** 544
- [5] Salerno G, Ozawa T, Price H M, Carusotto I 2015 *2D Mater.* **2** 034015
- [6] Salerno G, Ozawa T, Price H M, Carusotto I 2017 *Phys. Rev. B* **95** 245418
- [7] Lantagne-Hurtubise É, Zhang X X, Franz M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 085423
- [8] Wu B L, Wei Q, Zhang Z Q, Jiang H 2021 *Chin. Phys. B* **30** 030504
- [9] Brendel C, Peano V, Painter O J, Marquardt F 2017 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **114** 3390
- [10] Abbaszadeh H, Souslov A, Paulose J, Schomerus H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 195502
- [11] Yang Z J, Gao F, Yang Y H, Zhang B L 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 194301
- [12] Wen X H, Qiu C Y, Qi Y J, Ye L P, Ke M Z, Zhang F, Liu Z Y 2019 *Nat. Phys.* **15** 352
- [13] Luo J C, Feng L Y, Huang H B, Chen J J 2019 *Phys. Lett. A* **383** 125974
- [14] Rechtsman M C, Zeuner J M, Tünnermann A, Nolte S 2013 *Nat. Photonics* **7** 153
- [15] Schomerus H, Halpern N Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 013903
- [16] Jamadi O, Rozas E, Salerno G, Milicevic M, Ozawa T, Sagnes I, Lemaître A, Gratiet L L, Harouri A, Carusotto I, Bloch J, Amo A 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 144
- [17] Bellec M, Poli C, Kuhl U, Mortessagne F, Schomerus H 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 146
- [18] Mann C R, Horsley S A R, Mariani E 2020 *Nat. Photonics* **14** 669
- [19] Guglielmon J, Rechtsman M C, Weinstein M I 2021 *Phys. Rev. A* **103** 013505
- [20] Huang Z T, Hong K B, Lee R K, Piloizzi L, Conti C, Wu S J, Lu T C 2021 *arXiv: 211010050 [physics. optics]*
- [21] Jamotte M, Goldman N, Di Liberto M 2022 *Commun. Phys.* **5** 30
- [22] Deng F S, Sun Y, Wang X, Xue R, Li Y, Jiang H T, Shi Y L, Chang K, Chen H 2014 *Opt. Express* **22** 23605
- [23] Deng F S, Li Y M, Sun Y, Wang X, Guo Z W, Shi Y L, Jiang H T, Chang K, Chen H 2015 *Opt. Lett.* **40** 3380
- [24] Oroszlány L, Rakyta P, Kormányos A, Lambert C J, Cserti J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 081403
- [25] Ghosh T K, De Martino A, Häusler W, Dell L, Egger R 2008 *Phys. Rev. B* **77** 081404
- [26] Williams J R, Marcus C M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 046602
- [27] Taychatanapat T, Tan J Y, Yeo Y, Watanabe K, Taniguchi T, Ozyilmaz B 2015 *Nat. Commun.* **6** 6093
- [28] Rickhaus P, Makk P, Liu M H, Tovari E, Weiss M, Maurand R, Richter K, Schonenberger C 2015 *Nat. Commun.* **6** 6470
- [29] Cohnitz L, Häusler W, Zazunov A, Egger R 2015 *Phys. Rev. B* **92** 085422
- [30] Ren Y N, Zhuang Y C, Sun Q F, He L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 076802
- [31] Yan M, Deng W Y, Huang X Q, Wu Y, Yang Y, Lu J Y, Liu Z Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 136401
- [32] Zuo C Y, Qi J J, Lu T L, Bao Z Q, Li Y 2022 *Phys. Rev. B* **105** 195420

Manipulation of electromagnetic waves induced by pseudomagnetic fields in two dimensional photonic crystals*

Yang Yu-Ting[†] Qian Xin-Yue Shi Li-Wei

(School of Materials Science and Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 22 November 2022; revised manuscript received 12 May 2023)

Abstract

Many interesting phenomena, such as quantization of Landau levels and quantum Hall effect, can occur in an electronic system under a strong magnetic field. However, photons do not carry charge, and they do not have many properties induced by external magnetic fields, either. Recently, the pseudomagnetic field, an artificial synthetic gauge field, has attracted intense research interest in classical wave systems, in which the propagation of the wave can be manipulated like in a real magnetic field. The photonic crystal is an optical structure composed of periodic material distributions and provides a good platform for studying the control of electromagnetic waves. In this work, we construct a uniform pseudomagnetic field by introducing uniaxial linear gradient deformation of metallic rods in a two-dimensional photonic crystal. The strong pseudomagnetic field leads to the quantization of photonic Landau levels in photonic crystal. The sublattice polarization of $n = 0$ Landau level is also demonstrated in our simulations. Unlike the real magnetic field, the pseudomagnetic fields of photonic crystal is opposite in two inequivalent energy valleys, and the time-reversal symmetry of the system is not broken. Our designed gradient photonic crystals support the transport of edge state in the gap between $n = 0$ and $n = \pm 1$ Landau levels. The edge state can propagate unidirectionally when it is excited by a chiral source. When a gaussian beam impinges on the photonic crystal, the propagating paths of two splitting beams can be controlled, which gives rise to the bend of two beams. Two photonic crystals with opposite pseudomagnetic fields are assembled together, and the interesting phenomenon of “snake-state” can be obtained. Our proposal opens the way for designing information processing devices by manipulating electromagnetic waves.

Keywords: photonic crystal, pseudomagnetic field, Landau level, edge state

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Gy, 78.67.Pt, 71.70.Di

DOI: 10.7498/aps.72.20222242

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12004425), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20200630), the Basic Research Program of Xuzhou City, China (Grant No. KC22016), the Key Academic Discipline Project of China University of Mining and Technology (Grant No. 2022WLXK06), and the Qing Lan Project of Jiangsu Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: yangyt@cumt.edu.cn

二维光子晶体中赝磁场作用下的电磁波操控

杨玉婷 钱欣悦 石礼伟

Manipulation of electromagnetic waves induced by pseudomagnetic fields in two dimensional photonic crystals

Yang Yu-Ting Qian Xin-Yue Shi Li-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 134203 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222242

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222242>

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

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>

偏置磁场方向对磁性光子晶体能带结构的影响及其在构建拓扑边界态中的作用

Influence of bias magnetic field direction on band structure of magnetic photonic crystal and its role in constructing topological edge states

物理学报. 2020, 69(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200198>

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>

低维材料物性的非均匀应变调控

Engineering of properties of low-dimensional materials via inhomogeneous strain

物理学报. 2022, 71(12): 127307 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220085>

基于非对称微波光子晶体的电磁二极管

Electromagnetic diode based on asymmetric microwave photonic crystal

物理学报. 2022, 71(3): 034701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211291>