

声子晶体中的表面声波赝自旋模式和拓扑保护声传输

王一鹤 张志旺 程莹 刘晓峻

Pseudospin modes of surface acoustic wave and topologically protected sound transmission in phononic crystal

Wang Yi-He Zhang Zhi-Wang Cheng Ying Liu Xiao-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 227805 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20191363

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191363>

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

手性声子晶体中拓扑声传输

Topological acoustic transports in chiral sonic crystals

物理学报. 2019: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191007>

基于蜂窝晶格声子晶体的双频带声拓扑绝缘体

Dual-band acoustic topological insulator based on honeycomb lattice sonic crystal

物理学报. 2019: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190951>

二维声子晶体中简单旋转操作导致的拓扑相变

Topological phase transitions caused by a simple rotational operation in two-dimensional acoustic crystals

物理学报. 2017, 66(22): 224301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.224301>

声子晶体中的多重拓扑相

Multiple topological phases in phononic crystals

物理学报. 2017, 66(22): 227804 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227804>

专题：拓扑物理前沿与应用

声子晶体中的表面声波赝自旋模式和拓扑保护声传输*

王一鹤 张志旺 程莹[†] 刘晓峻[‡]

(南京大学物理学院, 声学研究所, 南京 210093)

(2019年9月9日收到; 2019年11月4日收到修改稿)

声子晶体中声表面波的调控在表面波应用方面有重要意义, 拓扑声学理论为声子晶体表面波调控提供了新的思路. 本文通过在硬质基板上排布蜂窝状晶格的空气圆柱孔阵列实现了结构表面局域的声表面波传播, 并可在布里渊区 K 点上形成狄拉克锥. 基于能带折叠理论构造复合胞, 在复合胞布里渊区中心处实现了由二重简并偶极子态 (p 态) 和四极子态 (d 态) 组成的双狄拉克锥. 通过扩大或缩小复合胞内相邻单元的间距, 可以打开双狄拉克锥, 将 p 态和 d 态分离, 形成完全带隙. 研究进一步发现, 带隙附近声压场中声能流沿顺时针或逆时针方向转动, 形成了表面声波的赝自旋态. 复合胞内单元间距的缩小到扩大可导致能带反转, 系统从平庸态转变为非平庸态, 并伴随着拓扑相的变化. 根据体态-边界态对应原则, 构造了受拓扑保护的表面声波波导, 实现了对声子晶体表面波的调控.

关键词: 表面声波, 双狄拉克锥, 赝自旋, 拓扑边界态

PACS: 78.67.Pt, 43.20.Ks, 43.20.Mv, 43.35.Gk

DOI: 10.7498/aps.68.20191363

1 引言

19 世纪初 Listing 提出了拓扑这一概念, 主要研究物体在连续形变下不受影响的性质^[1]. 拓扑学从提出伊始便得到迅速发展并逐渐从数学渗透到诸如计算机科学、生物学和物理学等领域. 拓扑在凝聚态物理中的应用更是引起了人们的广泛关注. 20 世纪 80 年代, 低温磁场下整数量子霍尔效应的发现^[2]和随后 TKNN 数 (陈数) 这一概念对霍尔电导量子化的解释^[3], 将拓扑不变量的概念引入到电子体系当中. 量子霍尔效应^[2-4]与随后发现的量子自旋霍尔效应^[5,6]和拓扑绝缘体^[7-10], 为凝聚态物理的研究开辟出一片新的天地. 拓扑数不同的材料接触时, 在交界面处会形成无能隙的边界态, 边

界态本身具有的单向边缘传输、背向散射抑制和缺陷免疫等特性更是极大激发了人们对物理学中拓扑现象的兴趣.

电子体系中的拓扑态本质源于其能带结构整体的拓扑性质. 由于弹性波在周期性结构传播过程中受到调制形成能带结构, 随着晶体能带理论的发展, 拓扑也逐渐被引入到光子/声子晶体当中. 拓扑最早被引入到光学领域, 通过施加外部磁场破坏晶体的时间反演对称性^[11-15]和设计晶格对称结构^[16,17]等方法均可在光子晶体中实现拓扑相变和受拓扑保护的单向边缘态传输. 由于声波本身为纵波, 不存在偏振态, 无法通过施加外部磁场打破时间反演对称性, 因此声学拓扑态的研究起步较晚. 2014 年, Fleury 等^[18]通过环形流速场打破了声学系统的时间反演对称性, 为声学拓扑态的研究奠定了基

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303702)、国家自然科学基金 (批准号: 119224071, 11834008, 11874215, 11674172, 11574148) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK20160018) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: chengying@nju.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: liuxiaojun@nju.edu.cn

础. 除施加背景流速场^[19–21]实现声子晶体中受拓扑保护的单向边缘传输态外, 还可通过时间和空间调制^[22,23]、声环耦合^[24]和设计晶格对称性^[25–40]等方法来实现声子晶体中的拓扑相变. 上述声子晶体拓扑性质的研究大多是关于在晶体内传播的声波的拓扑特性, 而对沿二维光子/声子晶体表面传播的声表面波拓扑性质^[41,42]的研究很少. 对光子/声子晶体表面波拓扑性质的研究多是基于三维结构^[43–46]. 相较于三维声子晶体表面声波的研究, 二维声子晶体体积小, 便于调控, 其平板式结构更便于应用集成到声学功能器件中. 本文研究的对象是基于二维声子晶体结构中沿固体-气体界面、在气体内传播的一种表面声波, 其能量只能束缚在界面传播. 表面声波能量局域的特性使得其得到广泛应用. 2012年Torrent和Sánchez-Dehesa^[47]利用蜂巢状穿孔板结构模拟石墨烯结构, 第一次在实验上验证了石墨烯中电子波的声学类比, 即验证了蜂窝状晶格声子晶体表面波的色散关系中也能产生狄拉克锥^[48](Dirac cone). 具有周期性结构的孔洞状声子晶体由于空气与刚性板有很大的阻抗失配, 因此此类声子晶体表面波的特性只与结构的几何特性有关, 而不受材料参数的影响. 因此通过调节声子晶体中的几何参数可以实现对表面波的调控.

本文按照蜂窝晶格点阵方式, 通过在钢板上排布空气圆柱阵列, 构建了表面波声子晶体. 在晶体中, 通过构造由6个相邻单元组成复合胞可以在第一布里渊区中心形成双狄拉克锥. 改变复合胞内相邻单元的间距后, 原蜂窝晶格平移对称性改变, 四重简并的双狄拉克锥打开为两条二重简并能态, 并形成完全带隙. 带隙附近声压场中声能流沿顺时针

或逆时针转动. 由此, 可以构建声表面波的等效赝自旋模式. 通过对体系有效哈密顿量和陈数的计算, 可以发现单元间距的缩小和扩大实际上分别对应着拓扑平庸和拓扑非平庸体系. 根据体态-边界态原则, 进一步构造了受拓扑保护的声波导, 实现了表面波的单向拓扑边界态传输. 对表面波声子晶体拓扑性质的研究使得表面波在传播过程中有了新的自由度.

2 模型结构和狄拉克锥的形成

2.1 理论模型和狄拉克锥的形成

在钢板(密度 $\rho_1 = 7800 \text{ kg/m}^3$, 纵声速 $c_1 = 6100 \text{ m/s}$)上排布圆柱状空气孔(密度 $\rho_0 = 1.29 \text{ kg/m}^3$, 纵声速 $c_0 = 343 \text{ m/s}$), 如图1(a)中的二维平面图所示. 蓝色圆形代表空气孔, 将两个相邻圆形空气孔构成的最小元胞(如红色菱形区域所示, 由矢量 \mathbf{a}_1 和矢量 \mathbf{a}_2 定义)按照三角晶格点阵排列, 就形成了蜂巢晶格声子晶体. 图1(b)为最小元胞的三维图, 在本文的模拟计算中, 元胞的晶格常数为 $|\mathbf{a}_1| = |\mathbf{a}_2| = a = \sqrt{3} \text{ cm}$, 其中相邻空气圆柱孔的中心间距为 $R = 1 \text{ cm}$, 圆柱孔的底面半径和高度分别为 $R_0 = 0.35 \text{ cm}$, $L = 0.5a$. 在COMSOL multiphysics中计算结构能带图时, 由于钢板的声阻抗 $\rho_1 c_1$ 远大于空气声阻抗 $\rho_0 c_0$, 可将空气圆柱孔的侧面和底面设置为硬边界. 空气层上表面边界条件设置为平面波辐射条件, 因此该模型可等效为在无限延伸的空气层中计算能带结构. 如图1(c)中的能带图所示, 由于蜂窝晶格中的反转对称性保护, 在第一布里渊区的高对称角点 K 处

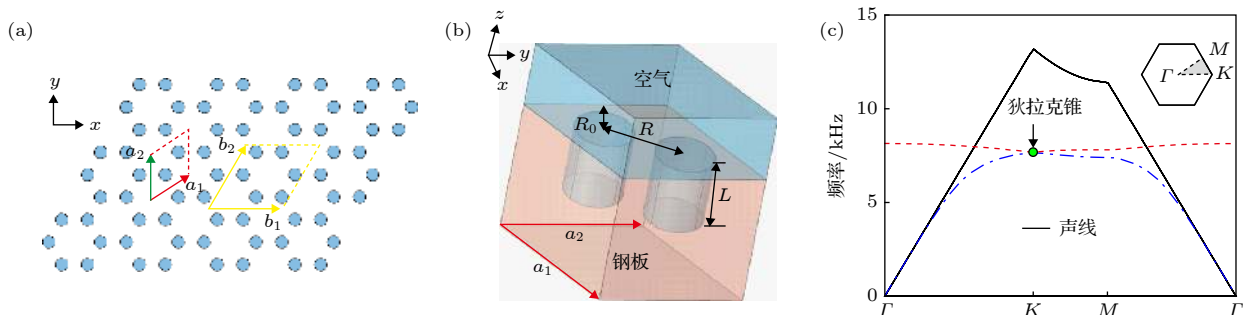


图1 (a) 晶格在 xy 平面截面图及最小元胞(红色箭头)和复合胞(黄色箭头)的矢量表示; (b) 最小元胞的三维图; (c) 最小元胞第一布里渊区的能带图, 插图为晶格的第一布里渊区

Fig. 1. (a) Cross section of the phononic crystal lattice in xy -plane and the vector representation of the minimum cell (red arrows) and compound cell (yellow arrows); (b) three-dimensional view of the minimum cell; (c) band structure of the first Brillouin zone of the minimum cell. The inset shows the first Brillouin zone.

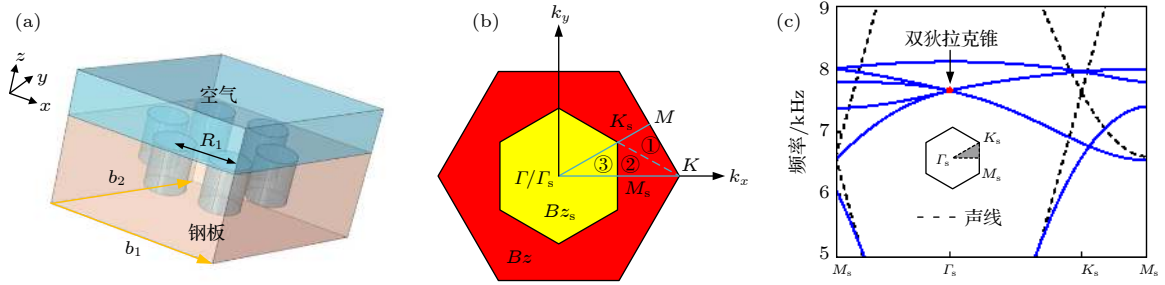


图 2 (a) 复合胞的三维图; (b) 从 B_z 到 B_{z_s} 的折叠机制, 红色和黄色六边形区域代表了最小元胞和复合胞的第一布里渊区, 分别用 B_z 和 B_{z_s} 表示; (c) 复合胞第一布里渊区的能带图

Fig. 2. (a) Three-dimensional view of the compound cell; (b) the folding mechanism from B_z to B_{z_s} . Red and yellow hexagon region represents the first Brillouin region of minimum cells and compound cells, respectively represented by B_z and B_{z_s} ; (c) band structure of the compound cell.

形成了狄拉克锥 ($f = 7611.7$ Hz). 在能带图中, 黑色实线代表空气中声色散线, 位于声色散线下方声波的模式均为表面模式. 由于狄拉克锥位于声线下方, 因此对应特征频率下的声波能量可以很好地局域在结构表面而不泄漏到空气中.

基于能带折叠理论, 可以构造四重简并的狄拉克锥. 如图 2(a) 所示, 构建一个由 6 个相邻空气圆柱孔组成的复合胞, 复合胞在图 1(a) 中由黄色菱形 (矢量 \mathbf{b}_1 和矢量 \mathbf{b}_2 定义) 围成的区域表示. 此时, 复合胞的晶格常数 $|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2| = \mathbf{b} = \sqrt{3}a = 3$ cm. 图 2(b) 中红色六边形区域代表最小元胞的第一布里渊区 (用 B_z 表示), 黄色六边形区域代表复合胞的第一布里渊区 (用 B_{z_s} 表示). 由折叠理论可知区域 B_z 可通过折叠得到区域 B_{z_s} . 由于布里渊区的对称性, 仅取区域的 1/12 进行观察. 由图 2(b) 可知三角形区域③可由区域①折叠两次得到. 区域①先沿 KK_s 所在直线折叠得到区域②, 将区域②沿 M_sK_s 所在直线折叠即可得到区域③. 由于改变了元胞形状和布里渊区的大小, 原来处于布里渊区能带能谷位置处的狄拉克锥折叠到了新的布里渊区的中心. 因此由能带折叠理论可知, 两个布里渊区域的色散曲线满足: $M_s\Gamma_s|_{B_{z_s}} = MK|_{B_z} + M_sK|_{B_z} + M_s\Gamma|_{B_z}$, $\Gamma_sK_s|_{B_{z_s}} = KK_s|_{B_z} + K\Gamma_s|_{B_z} + \Gamma K_s|_{B_z}$, $K_sM_s|_{B_{z_s}} = K_sM|_{B_z} + K_sM_s|_{B_z} + K_sM_s|_{B_z}$. 计算得到复合胞的能带图如图 2(c) 所示.

2.2 能带反转和赝自旋态

从图 2(c) 中复合胞的色散曲线可发现在新的布里渊区中心 Γ_s 点处出现四重简并, 形成了双狄拉克锥. 此时整个晶格具备 C_{6v} 对称性, 而 C_{6v} 点群有两个二维不可约表象 E_1 和 E_2 . E_1 代表二重简

并奇宇称的偶极子态, 以 (x, y) 为基函数表示; E_2 代表二重简并偶宇称的四极子态, 以 $(x^2 - y^2, xy)$ 为基函数表示. 因此 E_1 和 E_2 分别对应于量子体系中电子的 p 态和 d 态. 根据 E_1 和 E_2 基函数的旋转对称性, 在此类声子晶体中可构造赝时间反演算符^[25] $T = UK = -i\sigma_y K$, $T^2 p_{\pm} = T(\mp i p_{\mp}) = -p_{\pm}$ 其中 U 为反幺正算符, K 为复共轭算符且算符 T 满足 $T^2 = -I$. 因此, 构造的赝时间反演算符类似于电子系统中的时间反演对称, 由此, 我们可构造出类似于 p 态的赝自旋 $p_{\pm} = (p_x \pm ip_y) / \sqrt{2}$ 和类似于 d 态的赝自旋 $d_{\pm} = (d_{x^2-y^2} \pm id_{xy}) / \sqrt{2}$. 由于狄拉克点附近的色散关系近似满足线性关系^[49], 在四重简并狄拉克锥附近很容易打破晶体的时间反演对称性, 将 p 态和 d 态分离, 形成非平庸带隙, 从而实现受拓扑保护的边缘传输.

本文通过改变复合胞内相邻单元间的耦合强度, 即改变图 2(a) 中 R_1 的大小, 可以打开双狄拉克锥, 形成完全带隙并实现能带反转. 图 3(a) 和图 3(c) 分别表示 $R_1 = 0.32b$ 和 $R_1 = 0.345b$ 的能带图.

由图 3(a) 和图 3(c) 中的能带图可知, 当 R_1 缩小或扩大时, 四重简并狄拉克锥打开变为两条二重简并态, 同时产生完全带隙. 红色和蓝色圆点代表了 Γ_s 点处两个频率极值点. 图 3(b) 和图 3(d) 分别给出了两特征频率下的声压场分布, 黑色箭头方向代表了声能的流动方向. 从声压场分布可发现偶极子本征态的产生会同时伴随着四极子本征态的产生, 偶极子态类似对应电子体系中 p_x 和 p_y 两种对称模式, 四极子态类似对应电子体系中 $d_{x^2-y^2}$ 和 d_{xy} 两种对称模式. 与传统声学理论中的偶极子和四极子模式不同的是, 从声能流动方向可看出

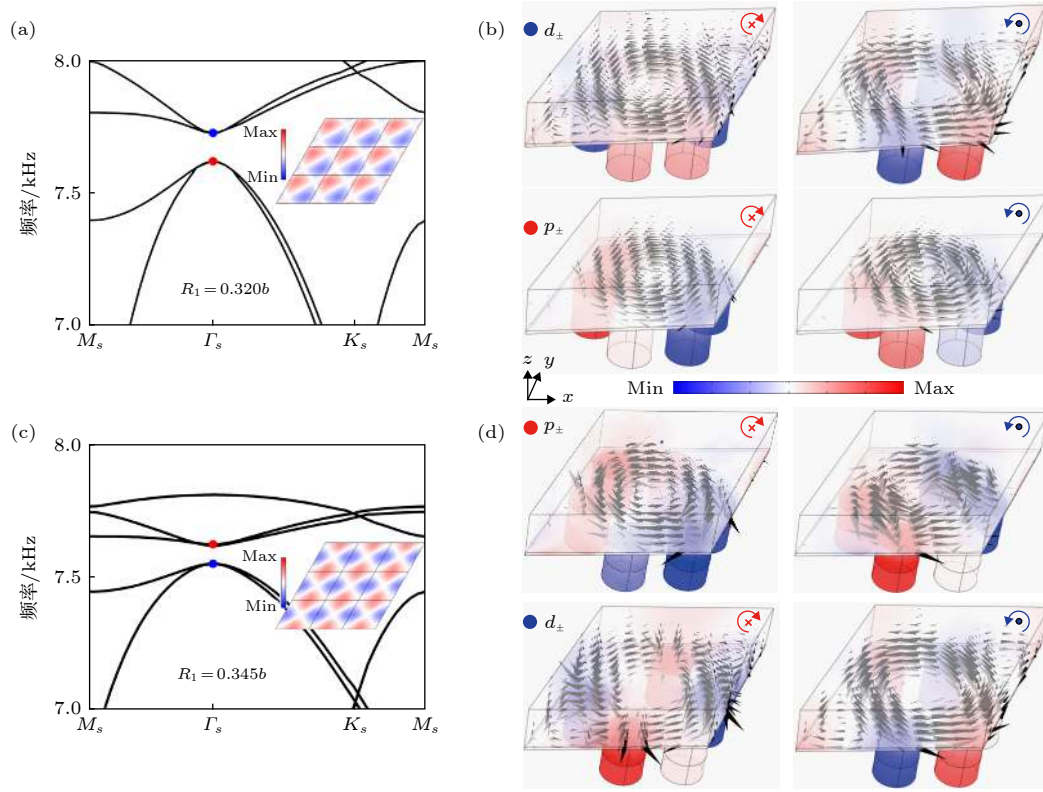


图3 拓扑平庸 (a) $R_1 = 0.32b$ 和非平庸 (c) $R_1 = 0.345b$ 复合胞的能带图; 插图给出了带隙频率下方能流顺时针流动时, 相应晶格在 Γ_s 点附近的声压场分布. 拓扑平庸 (b) 和非平庸 (d) 复合胞能带图中 Γ_s 点两个双重简并态 p 态和 d 态的声压场分布图. 黑色箭头表示能流的运动方向. 能流顺时针转动, 对应向下赝自旋态, 用红色箭头表示; 能流逆时针转动, 对应向上赝自旋态, 用蓝色箭头表示

Fig. 3. Band structure of the compound cell for the case of (a) topologically trivial $R_1 = 0.32b$ and (c) topologically nontrivial $R_1 = 0.345b$. The insets show the pressure field below the band gap around Γ_s in corresponding lattice when the energy flow rotating clockwise. The pressure field of the double degenerate state at Γ_s point in the band structure of topologically (b) trivial and (d) nontrivial compound cell. The black arrows indicate the direction of energy flow. The energy flow rotating clockwise (anticlockwise) corresponds to the pseudospin-down state (pseudospin-up) represented by red (blue) arrow.

p 态和 d 态均存在顺时针和逆时针两种转动模式, 形成了声学偶极子和四极子赝自旋模式, 与体声波的赝自旋模式类似. 且当 R_1 由缩小变为扩大时,

p 态和 d 态的位置发生了改变, 实现了能带反转. 在此声学系统中, 利用 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 微扰法^[25], 只考虑两个二重简并态的贡献, 可得到体系的有效哈密顿量为

$$H^{\text{eff}}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} M - Bk^2 & Ak_+ & 0 & 0 \\ A^*k_- & -M + Bk^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M - Bk^2 & Ak_- \\ 0 & 0 & A^*k_+ & -M + Bk^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 $M = (\varepsilon_d - \varepsilon_p)/2$ 代表 d 态和 p 态的频率差, $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, A 由一阶微扰项的非对角元素决定; B 由二阶微扰的对角项决定, 且始终小于零. 基于 (1) 式, 可得到相应能带的自旋陈数为 $C_{\pm} = \pm(1/2)(\text{sgn}(M) + \text{sgn}(B))$. 由图3知, 当 $R_1 = 0.32b$ 时, d 态频率高于 p 态频率, 因此 $M > 0$, $BM < 0$, 此时 $C_{\pm} = 0$, 表明此时产生的带隙对应拓扑平庸

态. 当 $R_1 = 0.345b$ 时, p 态频率高于 d 态频率, 因此 $M < 0$, $BM > 0$, 此时 $C_{\pm} = 1$, 表明此时产生的带隙对应拓扑非平庸态. 陈数的变化表明产生了拓扑相变. 由此可发现在 R_1 由小变大的过程中, 双狄拉克锥经历了打开-关闭-打开的过程, 发生了能带反转并伴随拓扑相变, 同时系统从平庸态转变为非平庸态. 为了观察偶极子态与四极子态在声场

中的表现形式, 图 3(a) 和图 3(c) 中的插图给出了带隙频率下方能流顺时针流动时, 相应晶格在 Γ_s 点附近的声压场分布, 所取截面在 xy 平面, 位于空气孔上表面 $L/2$ 处. 由图 3 可知, 拓扑平庸态晶格中表面波表现为偶极子态, 而拓扑非平庸态中表面波表现为四极子态. 图 3(b) 和图 3(d) 中另外三种情况在声场中的表现与插图中类似. 由体态-边界对应原则可知, 在平庸和非平庸体系的交界面处存在单向传输的声边界态.

3 拓扑边界态

为了验证受拓扑保护的表面声波边界态的存在, 可将拓扑平庸和非平庸声子晶体体系组合在一起. 选取 20 个复合胞组成的条状超胞结构, 在 7600 Hz 附近计算了结构特征频率. 如图 4(a) 左图所示, 条状超胞结构由三部分组成, 上方和下方各

有 5 个 $R_1 = 0.32b$ 的拓扑平庸复合胞, 中间部分是 10 个 $R_1 = 0.345b$ 的拓扑非平庸复合胞. 图 4(a) 右图为条状超胞结构的能带图, 红线和蓝线代表边界态, 灰色区域代表体态. 从能带图可发现, 边界态横跨了上下体态之间的带隙. 图 4(b) 为图 4(a) 中 $A \left(k_{//} = -0.05 \times \frac{2\pi}{b} \right)$, $B \left(k_{//} = 0.05 \times \frac{2\pi}{b} \right)$ 两点的声压场分布图, A 点和 B 点对应的本征频率相同. 从图中可发现, A 点声场在平庸-非平庸边界处, 能流顺时针转动, 对应向下赝自旋态, 在此边界沿 x 正方向传播; 在非平庸-平庸边界, 能流逆时针转动, 对应向上赝自旋态, 在此边界也沿 x 正方向传播. 且 A 点声场仅在拓扑平庸和非平庸边界处传播, 能量从交界处向上下两边传播的过程中迅速衰减. B 点声场分布与 A 点类似, 但在交界处对应的能流转动方向、赝自旋方向、传播方向均与 A 点相反. 由此可看出相同频率下同一交界位置对应着两种不同的赝自旋态, 这与图 4(a) 相对应, 在

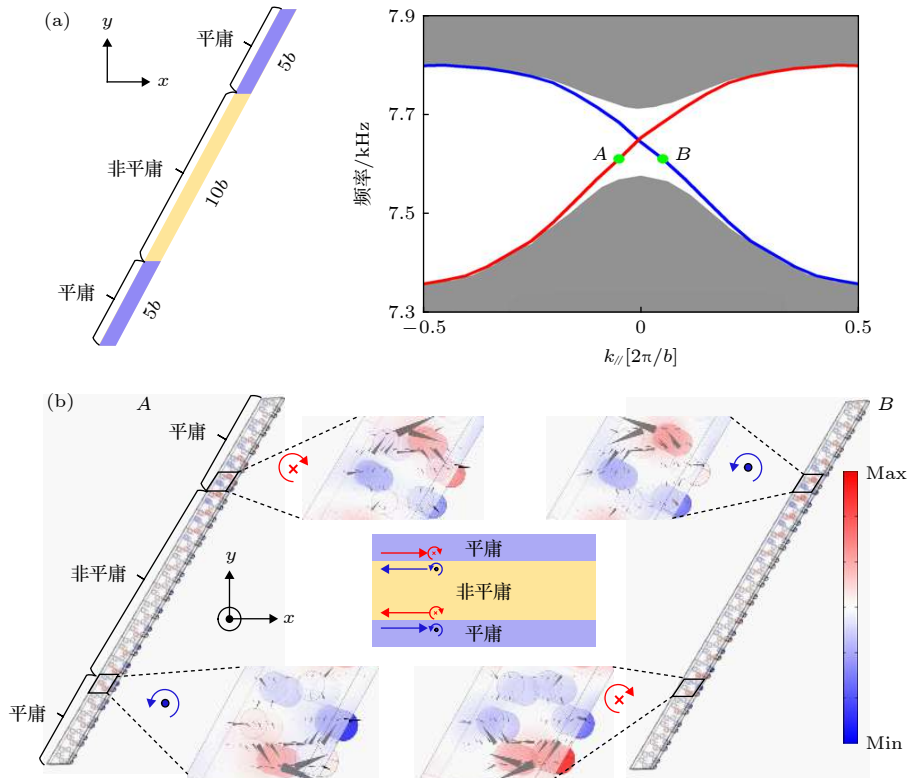


图 4 (a) 条状超胞示意图 (xy 平面) 和能带图; 条状超胞是由中间的 10 个拓扑非平庸复合胞和上下各 5 个拓扑平庸复合胞构成的三明治结构, 能带图中灰色区域为体态, 蓝线和红线表示边界态; (b) 图 (a) 中 A 点与 B 点的声场分布图. 中间的四张菱形彩色图分别为 A 点和 B 点的两个边界态. 黑色箭头表示表面声波能流的运动方向

Fig. 4. (a) Schematic diagram and band structure of the ribbon-shaped supercell (in xy -plane). The ribbon-shaped supercell is composed of 10 topologically nontrivial compound cells sandwiched by 5 topologically trivial compound cells on both sides. The gray areas in the band diagram represent the bulk modes and the blue and red lines indicate the edge modes; (b) pressure fields of points A and B in (a). The four diamond-shaped color graphs in the middle are the edge modes of point A and B , respectively. The black arrows indicate the direction of energy flow.

图 4(a) 中的拓扑带隙每个特征频率对应着两个简并态, 且两个简并态的赝自旋方向不同, 具有某一赝自旋方向的能量只能沿一个固定方向传播, 与量子霍尔效应的特征一致.

4 背向散射抑制的拓扑保护表面声波传输

利用表面波声子晶体中的类量子霍尔效应, 可以实现高透射率的无背向散射声传输. 为了验证背向散射抑制拓扑声传输, 本文构造了三种结构的声子晶体: 拓扑平庸声子晶体 (结构 I)、受拓扑保护的直线表面波波导 (结构 II) 和弯曲型拓扑保护表面波波导 (结构 III). 构造的声子晶体均为 $20b \times 20b$ 大小. 图 5(a)—图 5(c) 给出了三种结构在频率为 7630 Hz 处的绝对声压值分布图. 为了更清楚地观察绝对声压分布图, 红色菱形框内给出了三种结构空气层中在距离分界面 L 处 xy 平面上的绝对值声压分布图. 从三者在 xy 平面的投影图可知, 结构 I 全部由拓扑平庸复合胞组成, 结构 II 由拓扑非平庸复合胞 ($20b \times 10b$) 和拓扑平庸复合胞 ($20b \times 10b$)

拼接而成, 结构 III 与结构 II 类似, 但非平庸元胞与平庸元胞交界处为弯折曲线. 在非平庸和平庸复合胞交界处左端口放置一点声源. 点声源离声子晶体上表面距离为 5 mm. 从绝对声压值场分布图中可发现, 结构 I 中声能被局域在声源附近而无法向其他方向传播, 这是由于 7630 Hz 恰好位于带隙当中, 而带隙中特征频率对应的声波无法在声子晶体中传播. 而在结构 II 和 III 中, 由于在非平庸和平庸体系界面存在受拓扑保护的边界态, 即使二者交界处呈弯曲线形状, 声波也能沿交界面向前传播, 且背向散射被抑制, 同时声波从中心位置向拓扑非平庸和平庸体系传播的过程中能量迅速衰减. 图 5(d) 为三种结构在 7400—7800 Hz 范围内的传输系数: 结构 I (黑色虚线)、结构 II (红色实线)、结构 III (蓝色点划线). 传输系数由 P_{out}/P_{in} 计算得到, 其中 P_{in} 和 P_{out} 分别代表入口和出口端平均声压幅值. 从图中可发现, 结构 I 中声波频率若处在带隙频率范围 (阴影部分) 内, 传输系数接近于 0, 即声波此时被局域在声源附近. 但在构造的拓扑保护声波导 (结构 II 和结构 III) 中, 由于带隙中边界态的存在, 在带隙频率范围内传输系数明显提高.

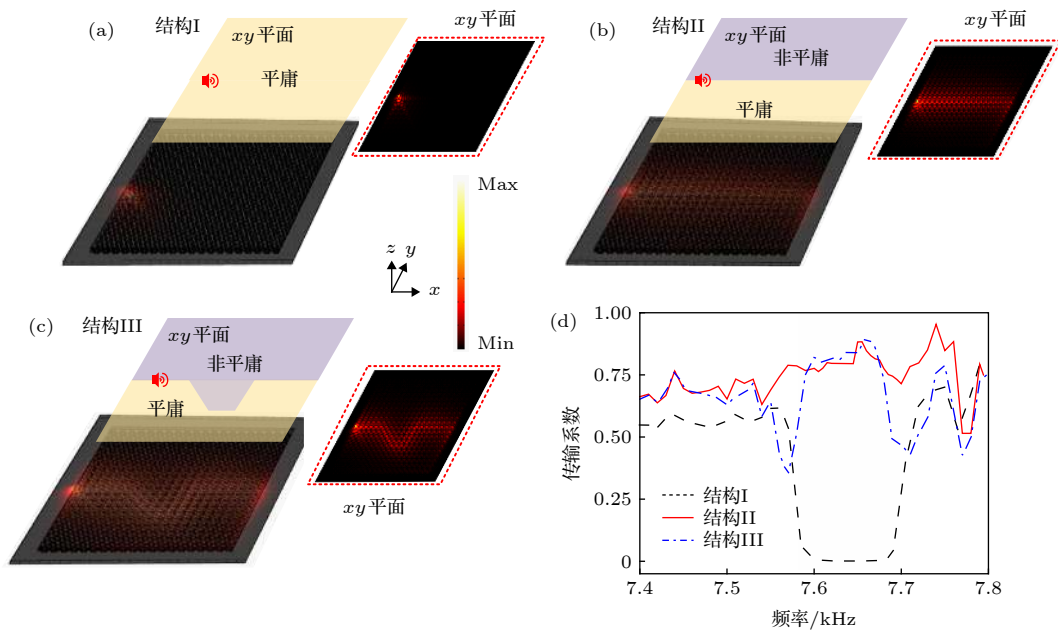


图 5 频率为 7630 Hz 时 (a) 拓扑平庸声子晶体 (结构 I), (b) 受拓扑保护的直线表面波波导 (结构 II), (c) 弯曲型拓扑保护表面波波导 (结构 III) 的声压绝对值分布; 红色菱形框内为三种结构在 $z = L$ 处的 xy 平面上绝对值声压分布图; (d) 结构 I (黑色虚线), 结构 II (红色实线) 和结构 III (蓝色点划线) 中的声波传输系数, 阴影部分表示复合胞超元胞带隙频率范围

Fig. 5. Absolute pressure field of (a) the topologically trivial phonon crystals (Structure I), (b) linear type topologically protected surface wave waveguide (Structure II), (c) bending type topologically protected surface wave waveguide (Structure III) at $f = 7630$ Hz. The insets in red diamonds show the absolute pressure field of the three structures at $z = L$ in xy -plane; (d) transmission coefficient of Structure I (black dashed line), Structure II (red solid line) and Structure III (blue dotted line). The shaded areas represent the gap frequency range of the compound cell.

三种结构的模拟结果均为理想情况下计算所得, 当考虑损耗时, 结构的拓扑性质基本保持不变. 综上, 所设计的声子晶体中声表面波受拓扑保护的边界传输得到验证.

5 结 论

本文对孔阵列声子晶体表面波的拓扑性质进行了研究, 发现了表面声波的声学赝自旋和受拓扑保护的单向边缘传输现象. 这些拓扑性质源于能带反转产生的拓扑相变. 通过选取六个相邻空气圆柱作为复合胞, 构建了四重简并的双狄拉克锥, 通过改变复合胞的单元间距可实现四重简并的劈裂. 进一步发现, 赝自旋的方向与声偶极子或四极子共振模式下声能流的方向有关. 此外, 利用体态-边界态对应原则, 通过拓扑平庸和非平庸体系的连接, 在声子带隙中实现了边界态, 构建了受拓扑保护的单向边缘声传输. 最后构建了三种不同结构的声子晶体, 通过各结构声场分布及传输系数的有限元法计算验证了此种声传输的背向散射抑制特性. 由于声子晶体表面波的有效能量局域, 且传播过程中声能流具备有效旋转特性, 可以为新功能声表面波器件的设计提供新的思路.

参考文献

- [1] Ricca R L, Berger M A 1996 *Phys. Today* **49** 28
- [2] Vonklitzing K, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [3] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P, Denmijns M 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 405
- [4] Laughlin R B 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395
- [5] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 226801
- [6] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [7] Hsieh D, Qian D, Wray L, Xia Y, Hor Y S, Cava R J, Hasan M Z 2008 *Nature* **452** 970
- [8] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [9] Yu R, Zhang W, Zhang H J, Zhang S C, Dai X, Fang Z 2010 *Science* **329** 61
- [10] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [11] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [12] Raghu S, Haldane F D M 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033834
- [13] Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
- [14] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013905
- [15] Fang Y T, He H Q, Hu J X, Chen L K, Wen Z 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033827
- [16] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901
- [17] Gao F, Xue H R, Yang Z J, Lai K F, Yu Y, Lin X, Chong Y D, Shvets G, Zhang B L 2018 *Nat. Phys.* **14** 140
- [18] Fleury R, Soumas D L, Sieck C F, Haberman M R, Alu A 2014 *Science* **343** 516
- [19] Yang Z J, Gao F, Shi X H, Lin X, Gao Z, Chong Y D, Zhang B L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 114301
- [20] Khanikaev A B, Fleury R, Mousavi S H, Alu A 2015 *Nat. Commun.* **6** 8260
- [21] Ni X, He C, Sun X C, Liu X P, Lu M H, Feng L, Chen Y F 2015 *New J. Phys.* **17** 053016
- [22] Fleury R, Soumas D L, Alu A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 174306
- [23] Fleury R, Khanikaev A B, Alu A 2016 *Nat. Commun.* **7** 11744
- [24] Wei Q, Tian Y, Zuo S Y, Cheng Y, Liu X J 2017 *Phys. Rev. B* **95** 094305
- [25] Zhang Z W, Wei Q, Cheng Y, Zhang T, Wu D J, Liu X J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 084303
- [26] He C, Ni X, Ge H, Sun X C, Chen Y B, Lu M H, Liu X P, Chen Y F 2016 *Nat. Phys.* **12** 1124
- [27] Wang J, Wu S Q, Mei J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 224301 (in Chinese) [王健, 吴世巧, 梅军 2017 物理学报 **66** 224301]
- [28] Zheng S J, Xia B Z, Liu T T, Yu D J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 228101 (in Chinese) [郑圣洁, 夏百战, 刘亭亭, 于德介 2017 物理学报 **66** 228101]
- [29] Chen Z G, Wu Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 227804 (in Chinese) [陈泽国, 吴莹 2017 物理学报 **66** 227804]
- [30] Fan H Y, Xia B Z, Tong L, Meng S J, Yu D J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 204301
- [31] Zhang Z W, Tian Y, Cheng Y, Liu X J, Christense J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 241306
- [32] Dai H Q, Qian M Y, Jiao J R, Xia B Z, Yu D J 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 175107
- [33] Zhang Z W, Tian Y, Wang Y H, Gao S X, Cheng Y, Liu X J, Christensen J 2018 *Adv. Mater.* **30** 1803229
- [34] Lu J Y, Qiu C Y, Ke M Z, Liu Z Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 093901
- [35] Xia J P, Jia D, Sun H X, Yuan S Q, Ge Y, Si Q R, Liu X J 2018 *Adv. Mater.* **30** 1805002
- [36] Zhang Z W, Cheng Y, Liu X J, Christensen J 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224104
- [37] Zhang Z W, Lopez M R, Cheng Y, Liu X J, Christensen J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 195501
- [38] Zhang Z W, Cheng Y, Liu X J 2018 *Sci. Rep.* **8** 16784
- [39] Zhang Z W, Tian Y, Cheng Y, Wei Q, Liu X J, Christensen J 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 034032
- [40] Jia D, Sun H X, Xia J P, Yuan S Q, Liu X J, Zhang C 2018 *New J. Phys.* **20** 093027
- [41] Gao Z, Yang Z J, Gao F, Xue H R, Yang Y H, Dong J W, Zhang B L 2017 *Phys. Rev. B* **96** 201402
- [42] Wu S Q 2018 *Ph. D. Dissertation*(Guangzhou: South China University of Technology) (in Chinese) [吴世巧 2018 博士学位论文 (广州: 华南理工大学)]
- [43] Yang Y H, Gao Z, Xue H R, Zhang L, He M J, Yang Z J, Singh R, Chong Y D, Zhang B L, Chen H S 2019 *Nature* **565** 622
- [44] Ge H, Ni X, Tian Y, Gupta S K, Lu M H, Lin X, Huang W D, Chan C T, Chen Y F 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 014017
- [45] He H L, Qiu C Y, Ye L P, Cai X X, Fan X Y, Ke M Z, Zhang F, Liu Z Y 2018 *Nature* **560** 61
- [46] Yang Y H, Sun H X, Xia J P, Xue H R, Gao Z, Ge Y, Jia D, Yuan S Q, Chong Y D, Zhang B L 2019 *Nat. Phys.* **15** 645
- [47] Torrent D, Sánchez-Dehesa J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 174301
- [48] Ma C R, Gao S X, Cheng Y, Liu X J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 053501
- [49] Sun X C 2017 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University) (in Chinese) [孙晓晨 2017 博士学位论文 (南京: 南京大学)]

SPECIAL TOPIC—The frontiers and applications of topological physics

Pseudospin modes of surface acoustic wave and topologically protected sound transmission in phononic crystal*

Wang Yi-He Zhang Zhi-Wang Cheng Ying[†] Liu Xiao-Jun[‡]*(Institute of Acoustics, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)*

(Received 9 September 2019; revised manuscript received 4 November 2019)

Abstract

The manipulation of surface acoustic wave (SAW) in phononic crystal plays an important role in the applications of SAW. The introduction of topological acoustic theory has opened a new field for SAW in phononic crystals. Here we construct pseudospin modes of SAW and topological phase transition along the surface of phononic crystal. The local SAW propagation is realized by air cylindrical holes in honeycomb lattice arranged on rigid substrate, and the Dirac cone is formed at the K point of the first Brillouin zone. Furthermore, using the band-folding theory, double Dirac cones can be formed at the center Γ_s point in the Brillouin zone of compound cell that contains six adjacent cylindrical air holes. The double Dirac cone can be broken to form two degenerated states and complete band gap by only shrinking or expanding the spacing of adjacent holes in the compound cell. It is found that the direction of energy is in a clockwise or counterclockwise direction, thus the pseudospin modes of SAW are constructed. The shrinkage-to-expansion of the compound cell leads to band inversion, and the system changes from trivial state to nontrivial state, accompanied by the phase transition. According to the bulk-boundary correspondence, the unidirectional acoustic edge states can be found at the interface between trivial system and nontrivial system. Then we can construct a topologically protected waveguide to realize the unidirectional transmission of surface waves without backscattering. This work provides a new possibility for manipulating the SAW propagating on the surface of phononic crystals and may be useful for making the acoustic functional devices based on SAW.

Keywords: surface acoustic wave, double Dirac cone, acoustic pseudospin, topological edge mode**PACS:** 78.67.Pt, 43.20.Ks, 43.20.Mv, 43.35.Gk**DOI:** 10.7498/aps.68.20191363

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0303702), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 119224071, 11834008, 11874215, 11674172, 11574148), and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20160018).

[†] Corresponding author. E-mail: chengying@nju.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: liuxiaojun@nju.edu.cn