

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测*

刘浪 王一平†

(西北农林科技大学理学院, 杨凌 712100)

(2022年5月26日收到; 2022年8月9日收到修改稿)

提出一种基于耦合光力系统的一维晶格理论方案, 其中由多个腔场模和机械模式组成, 通过调控系统的参数, 使其获得集体动力学演化规律, 来研究其中的拓扑相变和拓扑量子通道. 首先, 通过分析该晶格系统的能谱和边缘态, 研究其拓扑特性和拓扑量子通道. 其次, 基于拓扑绝缘体的散射理论和输入输出关系, 研究平均光子数和反射系数相的环绕数, 探测系统的拓扑边缘态和拓扑不变量. 另外, 考虑无序缺陷对拓扑特性的影响, 发现系统受拓扑的保护, 使边缘态对其具有鲁棒性; 但无序和微扰大于能隙时, 边态模和不变量会发生改变. 该理论研究结果可以应用于量子通信和量子信息处理中.

关键词: 量子光学, 光力系统, 拓扑绝缘体, 量子态**PACS:** 42.50.-p, 85.60.-q, 03.65.Vf, 42.50.Dv**DOI:** 10.7498/aps.71.20221286

1 引言

腔光力学目前已经成为一个热门的研究领域, 它由一个法布里-珀罗腔构成, 其中一端镜固定而另一端镜可以随着辐射压力的作用而移动^[1,2]. 近年来, 随着微纳米技术的快速发展, 腔光力学系统已经得到了多种扩展, 比如悬浮薄膜腔、回音壁式微腔、杂化光力系统、超导量子电路等^[3-5]. 特别是利用电磁辐射压与机械振子之间的相互作用, 腔光力学系统可以在宏观尺度上观察和验证许多量子行为, 成为经典力学和量子力学之间的桥梁. 在腔光力学研究进展中, 已经有大量的量子效应被发现与证实, 如机械振子的基态冷却^[6]、量子压缩^[7,8]、光力诱导透明^[9,10]、正则模劈裂^[11]以及非互易光子阻塞^[12]等.

目前, 不同结构的腔光力学系统在各自领域已经取得优异的成绩, 可以应用在量子光学、量子信

息处理和量子模拟等领域^[13-18]. 尤其是, 由腔光力学系统构建的一维或二维晶格系统, 为研究拓扑绝缘体提供了一种新的研究思路和方案, 也为构建可扩展性的量子网给出了新的蓝图. 拓扑绝缘体自发现以来就受到研究人员广泛的关注, 作为一种新的物质形式^[19-25], 通常在其内部可以展现为绝缘体性质, 但在边界处显示金属特性, 它与传统绝缘体具有明显的不同, 例如, 在拓扑绝缘体的边界或表面区域, 可以发现零能隙的边缘态模式^[26-29]. 对于不同的拓扑绝缘体, 可以通过拓扑索引或非局部参数, 分析系统的拓扑相变通道, 也就是从一个相进入另一个相^[30-33]. 2017年, Roque等^[34]利用光力阵列系统研究无序诱导的光子-声子拓扑特性, 发现该系统可以使混合激发态产生安德森局域; Wan等^[35]通过二维光力阵列系统构建 Lieb 晶格, 研究了能带中的光子和声子的局域特征; 2019年, Qi等^[36]利用可调频的光力晶格系统, 研究了波色基塔耶夫相 (Bosonic Kitaev phase); 2022年, Xu等^[37]利

* 陕西省自然科学基金 (批准号: 2021JQ-129)、西北农林科技大学本科生创新计划 (批准号: X202210712002) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2452020019, 2452022027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ypwang2019@nwfau.edu.cn

用一维光力阵列系统, 通过强驱动场增强光力作用, 来研究系统的拓扑性质. 因此, 受上述研究的启发 [26–29,34–37], 本文利用腔光力系统, 根据目前的实验可行性参数, 来构建一维光力晶格系统, 研究、模拟和探测其中的拓扑特性和拓扑量子通道.

本文提出了基于耦合光力系统构建的一维晶格方案, 其中由多个腔场和机械模式相互作用, 通过调控系统中的参数, 分析其中潜在的拓扑性质. 首先, 分析了能谱和边缘态, 发现边缘状态分布发生翻转过程, 这可以应用于量子信息储存和传递. 此外, 通过分析腔场稳态的平均光子数和入射光子反射系数相的环绕数, 对系统的拓扑边缘态和拓扑不变量进行探测. 另外, 当无序缺陷在系统中存在时, 研究其对系统拓扑特性的影响. 当无序缺陷强度较小时, 发现系统受到拓扑保护, 使边缘态对其具有鲁棒性. 相反, 无序缺陷强度较大时, 能带分布被破坏, 将会变得无序和混乱. 该系统的研究结果可以推广到类似系统中, 并且可以应用在量子信息处理和量子计算方面, 将会对未来量子信息技术的发展提供指导性蓝图.

2 模型和哈密顿量

如图 1 所示, 考虑一个一维腔光力耦合晶格系统, 包含 $N + 1$ 个腔场模式和 N 个机械模式, 每个腔场和机械模式都可以被调制, 该晶格系统的哈密顿量可以表示为

$$H_0 = \sum_{n=1}^{N+1} \omega'_{a,n} a_n^\dagger a_n + \sum_{n=1}^N \omega'_{b,n} b_n^\dagger b_n + \sum_{n=1}^{N+1} (\Omega_n a_n^\dagger e^{-i\omega_d t} - \Omega_n^* a_n e^{i\omega_d t}) - \sum_{n=1}^N [g_1 a_n^\dagger a_n (b_n^\dagger + b_n) + g_2 a_{n+1}^\dagger a_{n+1} (b_n^\dagger + b_n)], \quad (1)$$

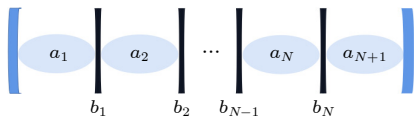


图 1 一维 (1D) 腔光力耦合晶格系统模型图, a_n 和 b_n 分别表示腔场和机械振子的模式, 其中包含 $N + 1$ 个腔模式和 N 个机械模式

Fig. 1. Schematic of the 1D optomechanical coupling lattice system, a_n and b_n represent the modes of the cavity field and the mechanical oscillator, respectively, and including $N + 1$ cavity modes and N mechanical modes.

其中, a_n^\dagger 和 a_n (b_n^\dagger 和 b_n) 是腔场模式 (机械振子模式) 的产生和湮灭算符; $\omega'_{a,n} = \omega_{a,n} + \lambda_n \nu \cos(\nu t + \varphi)$ 和 $\omega'_{b,n} = \omega_{b,n} + \gamma_n \nu \cos(\nu t + \varphi)$ 是腔场模式和机械模式的调制模式, λ_n (γ_n), ν 和 φ 分别是调制强度、频率和相位; ω_d 和 Ω_n 描述腔场的外部驱动场的频率和强度; g_1 (g_2) 是腔场模式 a_n (a_{n+1}) 和机械模式 b_n 之间的耦合系数.

在强激光驱动下, 使用驱动频率 ω_d 做旋转变换, 即 $U = e^{-i\omega_d a^\dagger a t}$ 算符对哈密顿量 H_0 进行变化处理, 并且利用线性化方法, 将算符写为 $a_n = \alpha_n + \delta a_n$, $b_n = \beta_n + \delta b_n$, 其中 δ 项表示算符的涨落部分, 然后在删除所有算符 δa_n (δb_n) 的符号 δ 后, 哈密顿量可以改写为

$$H_1 = \sum_{n=1}^{N+1} (\Delta'_{a,n} + \lambda_n \nu \cos(\nu t + \varphi)) a_n^\dagger a_n + \sum_{n=1}^N (\omega'_{b,n} + \gamma_n \nu \cos(\nu t + \varphi)) b_n^\dagger b_n - \sum_{n=1}^N [G_1 (a_n^\dagger b_n + a_n b_n^\dagger) + G_2 (a_{n+1}^\dagger b_n + a_{n+1} b_n^\dagger)], \quad (2)$$

其中, $\Delta_{a,n} = \omega_{a,n} - \omega_d$ 是腔场和驱动场之间的失谐, $\Delta'_{a,1} = \Delta_{a,1} - g_1(\beta_1^* + \beta_1)$, $\Delta'_{a,N+1} = \Delta_{a,N+1} - g_2(\beta_N^* + \beta_N)$, $\Delta'_{a,N=2\dots N} = \Delta_{a,n} - g_1(\beta_{n-1}^* + \beta_{n-1}) + g_2(\beta_n^* + \beta_n)$, $G_1 = g_1 \alpha_n$ ($G_2 = g_2 \alpha_{n+1}$) 是有效的机械耦合. 为了讨论该系统的拓扑特性, 这里引入周期参数 ϕ , 并使耦合强度参数为 $G_1 = t(1 + \cos \phi)$, $G_2 = t(1 - \cos \phi)$, 腔场和机械振子模式可调参数分别设定为 $M_1 = \Delta'_{a,n} + \lambda_n \nu \cos(\nu t + \varphi)$ 和 $M_2 = \omega'_{b,n} + \gamma_n \nu \cos(\nu t + \varphi)$, 那么哈密顿量可以表示为

$$H_2 = \sum_{n=1}^{N+1} M_1 a_n^\dagger a_n + \sum_{n=1}^N M_2 b_n^\dagger b_n - \sum_{n=1}^N t [(1 + \cos \phi) (a_n^\dagger b_n + a_n b_n^\dagger) + (1 - \cos \phi) (a_{n+1}^\dagger b_n + a_{n+1} b_n^\dagger)]. \quad (3)$$

接下来, 根据上面的公式研究该系统的拓扑特征, 以及对系统的拓扑性质的探测.

3 结果与讨论

3.1 能谱与边缘态

系统的能谱和边缘态可以反映系统的拓扑特

性, 这里取 $t = 1$ 作为能量单位, 并且选取 M_1 和 M_2 为常数, 绘制系统能谱 E 与相位 ϕ 的图像如图 2 所示, 其中红线和蓝线分别表示能谱的边缘态. 可以看到, 当 $M_1 = M_2$ 时, 系统边缘态只在 ϕ 属于 $\pi/2 - 3\pi/2$ 的范围内出现简并情况, 这意味着在这个范围内能隙 $\Delta E = 0$, 而其他地方不等于 0, 如图 2(a) 所示. 此外, 在图 2(b) 中, 当 $M_1 \neq M_2$ 时, 能谱中存在能隙, 边缘态简并情况消失, 这意味着, 导带和价带之间始终存在有一条有限能隙 $\Delta E \neq 0$, 该系统展现拓扑平凡的绝缘体特征.

为了更好地研究拓扑绝缘体的非平凡性质, 这里引入参数 ψ , 令 $M_1 = \eta_1 \cos(\phi - \psi)$, $M_2 = \eta_2 \cos(\phi + \psi)$, 其中 η_1 和 η_2 是周期调制项的振幅. 图 3 所示为取不同 ψ 情况下能谱 E 与 ϕ 的物理图像. 从 M_1 和 M_2 的表达式可以推出, 当 ψ 取 0, $-\pi$ 和 π 时, M_1 和 M_2 始终相等, 能谱图如图 2(a) 所示. 因此, 在该情况下系统应该存在两条简并的边缘态. 在图 3(a)

和图 3(d) 中, 当 ψ 为 0 和 π 时, 系统在 ϕ 属于 $\pi/2$ 到 $3\pi/2$ 的范围内有两条简并的边缘态, 并且方向相反. 然而, 当 ψ 取 0.1π 和 0.9π 时, 在 $\phi = \pi$ 处看到带隙之间存在交叉的边缘态, 这可以连接导带和价带, 并且具有时间反演对称性.

此外, 如图 4 所示, 绘制了边缘态概率分布与晶格数的物理图像. 图 4(a) 和图 4(b) 给出了图 3 中红色边缘态模的概率分布. 可以发现, 当 $\phi = 2\pi/3$ 时, 在 $\psi = 3\pi/2$ 位置的边缘态以最大的概率占据最左端 (蓝色); 在 $\psi = \pi$ 位置的边缘态以最大的概率占据在两端 (红色), 在 $\psi = \pi/2$ 位置的边缘态以最大的概率占据最右端 (黑色), 如图 4(a) 所示. 然而, 当 $\phi = \pi/3$ 时, 在 $\psi = 4\pi/3$ 位置的边缘态以最大的概率占据最左端 (蓝色); 在 $\psi = \pi$ 位置的边缘态以最大的概率占据在两端 (红色), 在 $\psi = 2\pi/3$ 位置的边缘态以最大的概率占据最右端 (黑色), 如图 4(b) 所示. 根据上面的讨论, 边缘态的分布可以

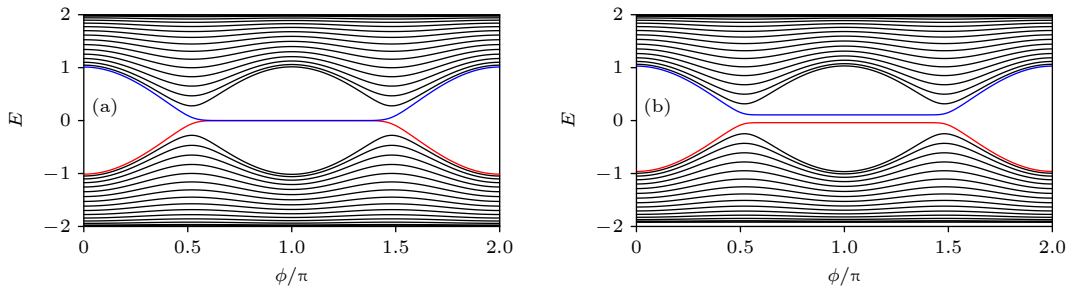


图 2 系统能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像 (a) $M_1 = M_2 = 0$; (b) $M_1 = 0, M_2 = 0.1$. 参数 ϕ 取值范围为 $(0, 2\pi)$, $N = 15$
 Fig. 2. The energy spectrum E of the system vs the parameter ϕ : (a) $M_1 = M_2 = 0$; (b) $M_1 = 0, M_2 = 0.1$. The range of parameter ϕ is $(0, 2\pi)$, $N = 15$.

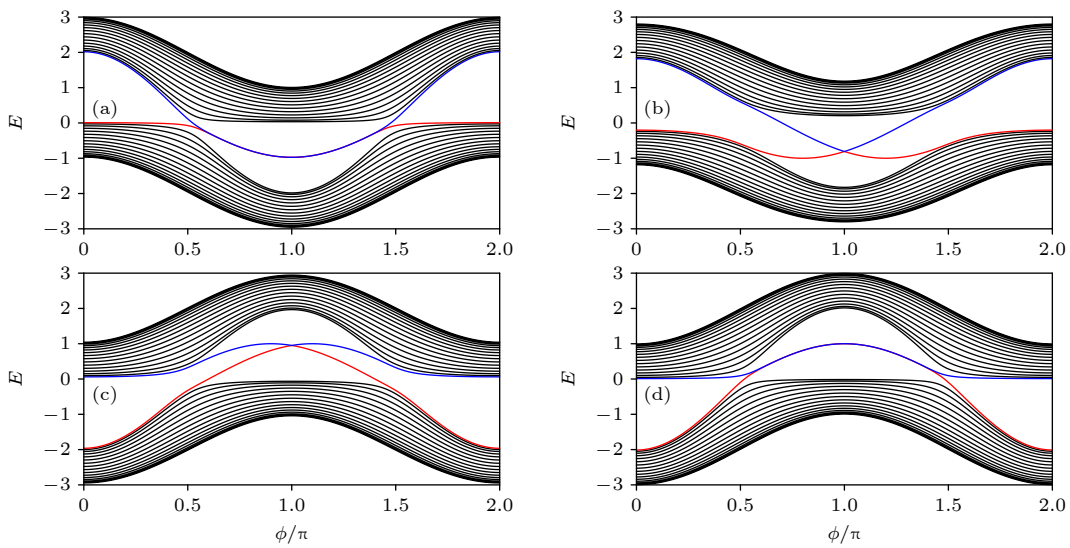


图 3 系统能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像 (a) $\psi = 0$; (b) $\psi = 0.1\pi$; (c) $\psi = 0.9\pi$; (d) $\psi = \pi$. 参数 ϕ 取值范围为 $(0, 2\pi)$, $N = 15$
 Fig. 3. The energy spectrum E of the system vs the parameter ϕ : (a) $\psi = 0$; (b) $\psi = 0.1\pi$; (c) $\psi = 0.9\pi$; (d) $\psi = \pi$. The range of parameter ϕ is $(0, 2\pi)$, $N = 15$.

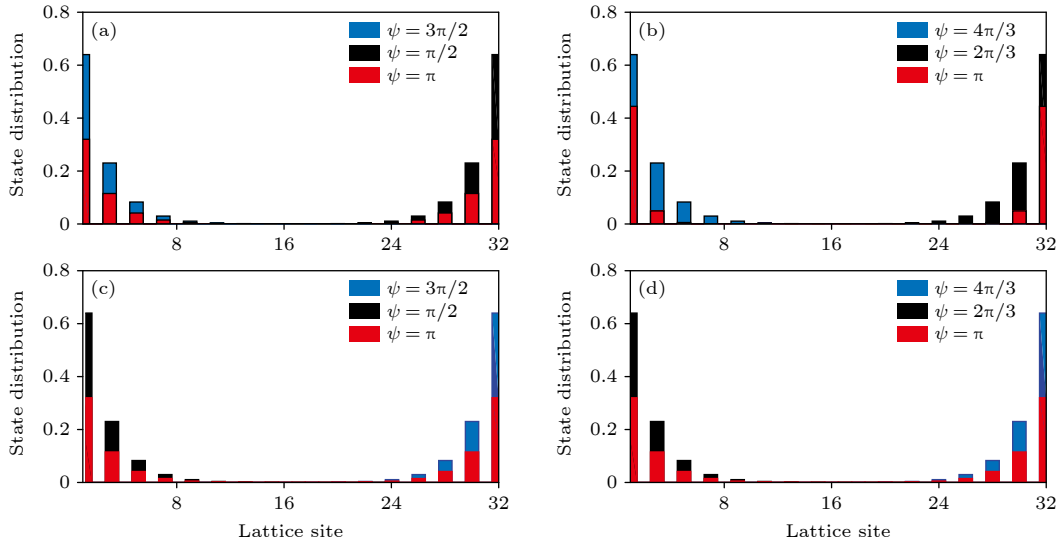


图 4 边缘态分布与晶格数的物理图像 (a), (c) $\phi = 2\pi/3$, $\psi = 3\pi/2, \pi/2, \pi$; (b), (d) $\phi = \pi/3$, $\psi = 4\pi/3, 2\pi/3, \pi$.
 Fig. 4. The state distribution vs the lattice number: (a), (c) $\phi = 2\pi/3$, $\psi = 3\pi/2, \pi/2, \pi$; (b), (d) $\phi = \pi/3$, $\psi = 4\pi/3, 2\pi/3, \pi$.

实现翻转过程, 也就是说, 左边蓝色边缘态概率转移到右边黑色的概率, 这可以应用于量子信息的储存和传递. 在图 4(c) 和图 4(d) 中绘制了图 3 中蓝色边缘态模的概率分布, 发现与图 4(a) 和图 4(b) 的分布相反, 这证明了在导带和价带之间有交叉的边缘态将两者连接, 系统的两边缘模发生翻转的结论是正确的.

3.2 系统拓扑特性的探测

我们知道, 对该晶格系统施加一个和系统本征能量完全相同的外部驱动场时, 系统相应的本征模将会以一定的比重被占据. 根据这种思路^[38], 当系统达到稳定时, 该系统腔场的期望值为

$$\mathbf{a} = - \left(\Delta_{a,n} \cdot \mathbf{I} + \mathbf{\Pi} - i \frac{\kappa}{2} \cdot \mathbf{I} \right)^{-1} \boldsymbol{\varepsilon}_{na,b}, \quad (4)$$

其中 \mathbf{I} 是单位矩阵, κ 是腔的耗散, $\mathbf{a} = (\langle a_1 \rangle, \langle b_1 \rangle, \dots, \langle a_n \rangle, \langle b_n \rangle)^T$, $\boldsymbol{\varepsilon}_{na,b} = (\varepsilon_{1a}, \varepsilon_{1b}, \dots, \varepsilon_{na}, \varepsilon_{nb})^T$, 矩阵 $\mathbf{\Pi}$ 可以表示为

$$\mathbf{\Pi} = \begin{pmatrix} M_1 & G_1 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ G_1 & M_2 & G_2 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & G_2 & M_1 & G_1 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & G_1 & M_1 & G_2 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}. \quad (5)$$

如图 5 所示, 分析该系统沿晶格方向腔场稳态的平均光子数, 驱动 $\boldsymbol{\varepsilon}_{na,b} = (\varepsilon_{1a}, 0, \dots, 0, 0)^T$ 施加在系统最左端, 并对左边边缘态的特性进行探测. 从图 5(a) 和图 5(b) 可以看出, 无论是在不同的腔长

还是在不同的驱动频率的情况下, 腔场平均光子数都局域在最左端, 同时也间接说明边缘态局域在最左端, 而这源于左端腔场与驱动场共振, 使边缘态局域在左端. 另一方面, 系统的耗散越大腔场平均光子数在左端的值越小, 并且沿着腔场方向传递时逐渐减少. 从图 5(c) 发现, 参数 ψ 的变化可以影响晶格最左边的平均光子数的大小, 这和前面图 4(a) 和图 4(c) 讨论的结果一致, 可以说明边缘态的翻转过程. 另外, 在图 5(d) 中, 分别在晶格系统的最左边、中间和最右边驱动, 结果表明光子在晶格内扩展分布时, 越远离驱动场施加端, 由于共振作用越小, 测得的腔场光子数平均值越小; 比如在最左边驱动, 那么最右端因为存在不共振的情况, 所以有平均光子数为零的结果.

在拓扑绝缘体的散射理论中, 一个边缘入射光子反射系数相的环绕数可以用来说明拓扑不变量. 因此, 利用输入输出关系^[39,40], 并结合 (4) 式, 研究从最左端入射光子反射系数相, 那么环绕数可以表示为

$$r = 1 + i\kappa \left[\left(\Delta_{a,n} \cdot \mathbf{I} + \mathbf{\Pi} - i \frac{\kappa}{2} \cdot \mathbf{I} \right)^{-1} \right]_{11}. \quad (6)$$

图 6 给出了当参数 $\psi = \pi/2$ 和 $\psi = -\pi/2$ 时, 反射系数相的环绕数随参数 ϕ 的变化. 图 6(a1) 中红色线条为 $\psi = -\pi/2$, 蓝色线条为 $\psi = \pi/2$, 可以发现它们旋转的方向相反, 红的线条逆时针, 蓝的线条顺时针, 虚部从 0 开始再回到 0, 并且极值在 -1 — 1 范围内. 图 6(a2) 和图 6(a3) 从不同的侧面来展现, 可以看到图形具有一定的相互对称性. 在图 6(b)

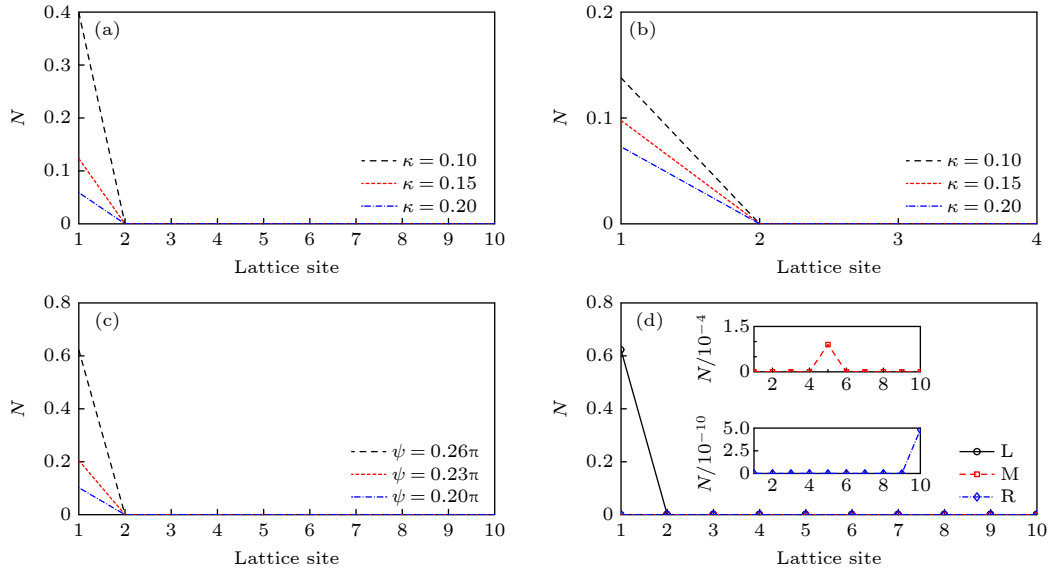


图 5 沿晶格方向腔场稳态的平均光子数 N 与晶格数的物理图像 (a) 晶格数为 10, 驱动频率为 $\Delta_{a,n} = 0.25t$, $\psi = 0.25\pi$; (b) 晶格数为 4, 驱动频率是 $\Delta_{a,n} = -0.01t$, $\psi = 0.25\pi$, 黑色虚线 $\kappa = 0.1$, 红色点线 $\kappa = 0.15$, 蓝色点虚线 $\kappa = 0.2$; (c) $\psi = 0.2\pi, 0.23\pi, 0.26\pi$; (d) 在腔的最左边 (黑色线圆)、中间 (红色虚线正方形) 和最右边 (蓝色点虚线菱形) 驱动晶格. 其他参数为 $\Omega_{1a} = 0.1t$, $\phi = 0.8\pi$

Fig. 5. The average photon number N vs the lattice number: (a) The lattice size 10, $\Delta_{a,n} = 0.25t$, $\psi = 0.25\pi$; (b) the lattice size 4, $\Delta_{a,n} = -0.01t$, $\psi = 0.25\pi$, black dotted line $\kappa = 0.1$, the red dotted line $\kappa = 0.15$, the blue dotted line $\kappa = 0.2$; (c) $\psi = 0.2\pi, 0.23\pi, 0.26\pi$; (d) lattice site driven at the far left (black circles), middle (red dashed squares) and rightmost (blue dotted diamonds). Other parameters are $\Omega_{1a} = 0.1t$ and $\phi = 0.8\pi$.

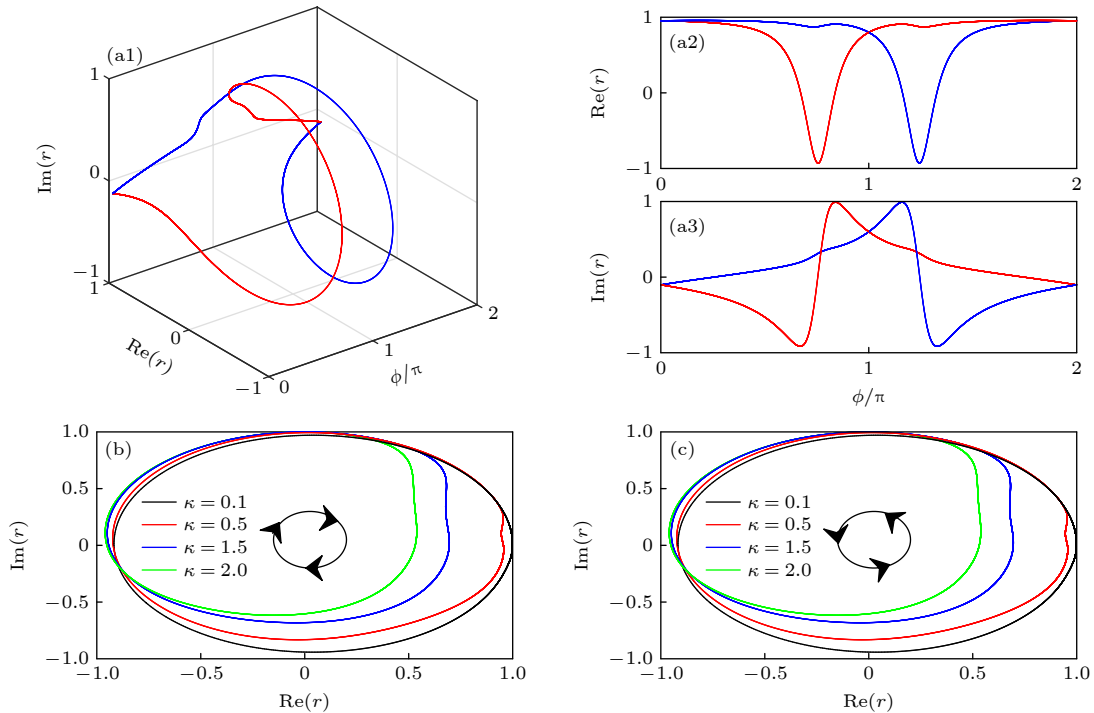


图 6 反射系数相的环绕数随参数 ϕ 的变化 (a1), (a2), (a3) 蓝色线条为 $\psi = \pi/2$, 红色线条为 $\psi = -\pi/2$; (b) $\psi = \pi/2$, $\kappa = 0.1, 0.5, 1.5, 2$; (c) $\psi = -\pi/2$, $\kappa = 0.1, 0.5, 1.5, 2$. 其他参数为 $\Omega_{1a} = 0.75t$, 晶格数为 10

Fig. 6. The winding number of the reflection coefficient phase varies with parameter ϕ : (a1), (a2), (a3) The blue line is $\psi = \pi/2$, the red line is $\psi = -\pi/2$; (b) $\psi = \pi/2$, $\kappa = 0.1, 0.5, 1.5, 2$; (c) $\psi = -\pi/2$, $\kappa = 0.1, 0.5, 1.5, 2$. Other parameters are $\Omega_{1a} = 0.75t$ and lattice size 10.

和图 6(c) 中, 绘制了不同的腔耗散对反射系数相的环绕数的影响, 可以发现无论腔耗散取何值, 始终能完整环绕一周, 其中箭头表示环绕数的正负, 顺时针方向为负, 逆时针方向为正. 因此, 通过研究反射系数相的环绕数, 可以对拓扑不变量进行探测. 同时, 从最右端入射光子的情况, 该结论也适用.

3.3 无序缺陷对系统能谱的影响

在实际的系统中, 除了腔的耗散之外, 还存在系统固有的涨落引起的无序以及操作带来的微扰等因素影响系统的拓扑特性. 接下来讨论随机缺陷强度对系统的影响, 那么系统的哈密顿量表示为

$$H_3 = \mu(\eta a_n^\dagger a_n + \eta b_n^\dagger b_n) + v(\eta a_n^\dagger b_n + \eta a_{n+1}^\dagger b_n) + \text{H.c.}, \quad (7)$$

其中 μ 表示系统中位能产生的随机缺陷强度, v 表示近邻相互作用之间的随机缺陷强度, η 是大小为 $-0.5-0.5$ 之间的随机数, H.c. 表示复共轭项. 首先, 考虑其中一个缺陷强度为零, 研究另一个缺陷对系统拓扑特性的影响. 图 7 所示为在 $\mu = 0$ 情况下, 缺陷 v 与能谱的物理图像. 可以看出, 当 $\mu = 0$ 时, 随着 v 的逐渐增加, 系统的能带受到的扰动逐渐增强, 但两个边缘态受影响很小, 甚至几乎不受影响; 但是当 v 超过一定数值时, 扰动变得非常强烈, 甚至会湮灭边缘态, 从而不能对边缘态特性准确地判断. 这说明当相邻之间的缺陷强度很小时, 不会影响边缘态, 也不会影响信息的传播; 但是, 当随机缺陷强度超过能隙的宽度后, 边缘态会被逐渐地融入能带中.

此外, 图 8 给出了当 v 为零时缺陷 μ 与能谱的物理图像. 可以看出, 一旦引入了在位调整项的缺陷, 即便强度很小, 系统的边缘态也会受到影响, 从而发生微小扰动; 并且随着缺陷强度的逐渐增加, 系统能带和边缘态受到的影响都逐渐增强. 在一定强度范围内, 系统的边缘态布局依然可见, 但是在缺陷强度超过能隙宽度时, 无序缺陷就破化了系统的结构, 能谱中的边缘模将会彻底消失. 这说明在位调整项的微扰带给系统的影响是非常剧烈的, 哪怕很小的缺陷强度, 也会让我们对边缘态的特性探测产生较大的误差, 因此应当极大程度地规避由在位调整项带来的微扰. 另外, 图 9 给出了左边缘态的分布分别与缺陷强度 μ , v 和晶格数的物理图像. 从图 9(a) 可以看出, 随着缺陷强度 v 的增加, 边缘态的布局会减小但不会消失. 然而, 在图 9(b) 中, 随着缺陷强度 μ 的增加, 破坏了能带结构, 使边缘态的分布完全消失. 由此可见, 在目前的实验中, 类似的系统应该减小缺陷势能的影响, 增强边缘态的分布区域, 从而应用于量子信息的传递.

3.4 无序缺陷对系统拓扑特性的影响

下面继续讨论缺陷对系统拓扑性质的影响, 从 3.3 节可以知道, 不同的缺陷对系统的特性影响是不一样的. 因此, 本节还是将两类缺陷分开讨论. 图 10 给出了缺陷与反射系数相的环绕数的关系. 在图 10(a) 和图 10(b) 中, 当 $\mu = 0$ 时, 可以看出 v 逐渐增强时, 反射系数相仍然能构成闭合的回路, 当 v 增加到一定程度时, 虽能看到闭合的回路, 但

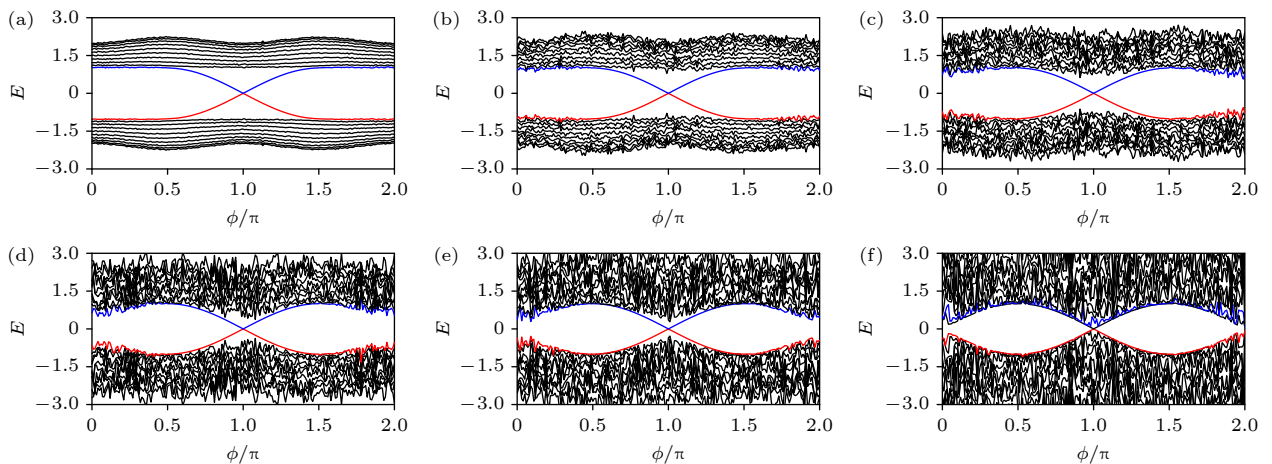


图 7 最近邻相互作用之间的无序与系统能谱的物理图像 (a) $v = 0.1$; (b) $v = 0.5$; (c) $v = 1$; (d) $v = 1.5$; (e) $v = 2$; (f) $v = 3$. 其他参数为 $\psi = \pi/2$, 晶格数为 10

Fig. 7. The effects of the disorder added into the nearest neighbor interaction on the energy spectra (a) $v = 0.1$; (b) $v = 0.5$; (c) $v = 1$; (d) $v = 1.5$; (e) $v = 2$; (f) $v = 3$. Other parameters are $\psi = \pi/2$ and lattice size 10.

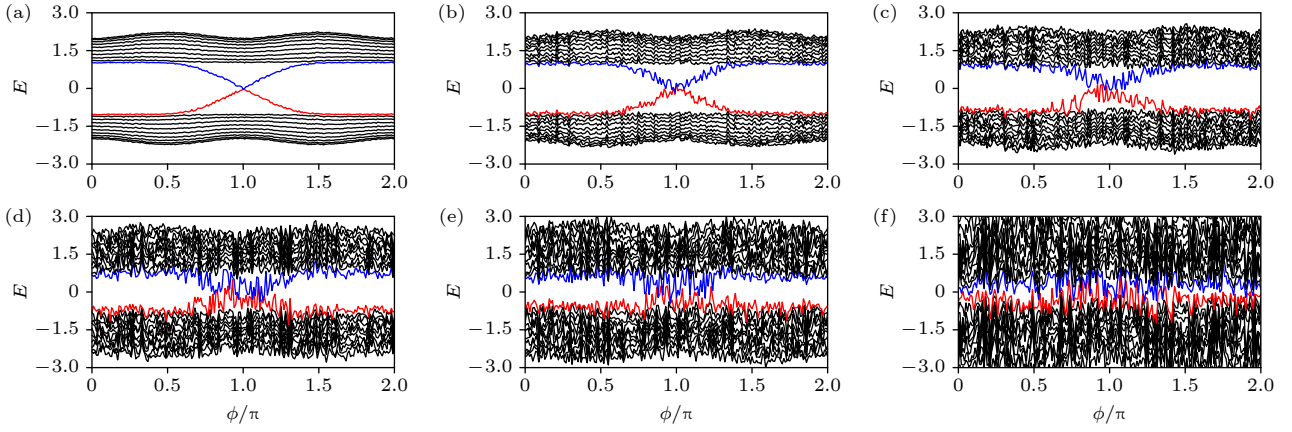


图 8 在位无序与系统能谱的物理图像 (a) $\mu = 0.1$; (b) $\mu = 0.5$; (c) $\mu = 1$; (d) $\mu = 1.5$; (e) $\mu = 2$; (f) $\mu = 3$. 其他参数为 $\psi = \pi/2$, 晶格数为 10

Fig. 8. The effects of the disorder added into the on-site potential energy on the energy spectra: (a) $\mu = 0.1$; (b) $\mu = 0.5$, (c) $\mu = 1$; (d) $\mu = 1.5$; (e) $\mu = 2$, (f) $\mu = 3$. Other parameters are $\psi = \pi/2$ and lattice size 10.

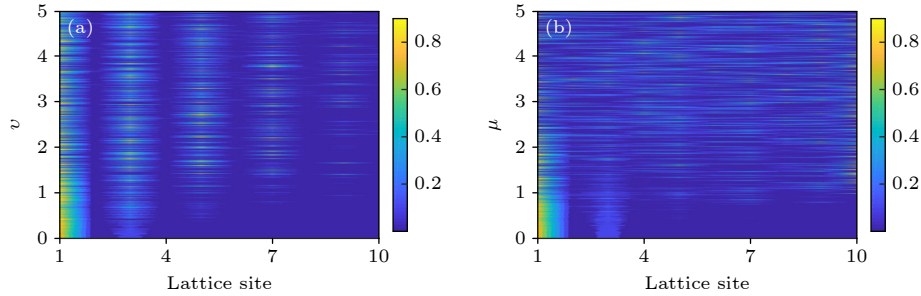


图 9 左边缘态的分布与缺陷强度 μ , v 和晶格数的物理图像, 其他参数为 $\psi = \pi/2$, 晶格数为 10

Fig. 9. The distribution of the left edge state is plotted with the defect intensity μ , v , and lattice number, respectively, other parameters are $\psi = \pi/2$ and lattice size 10.

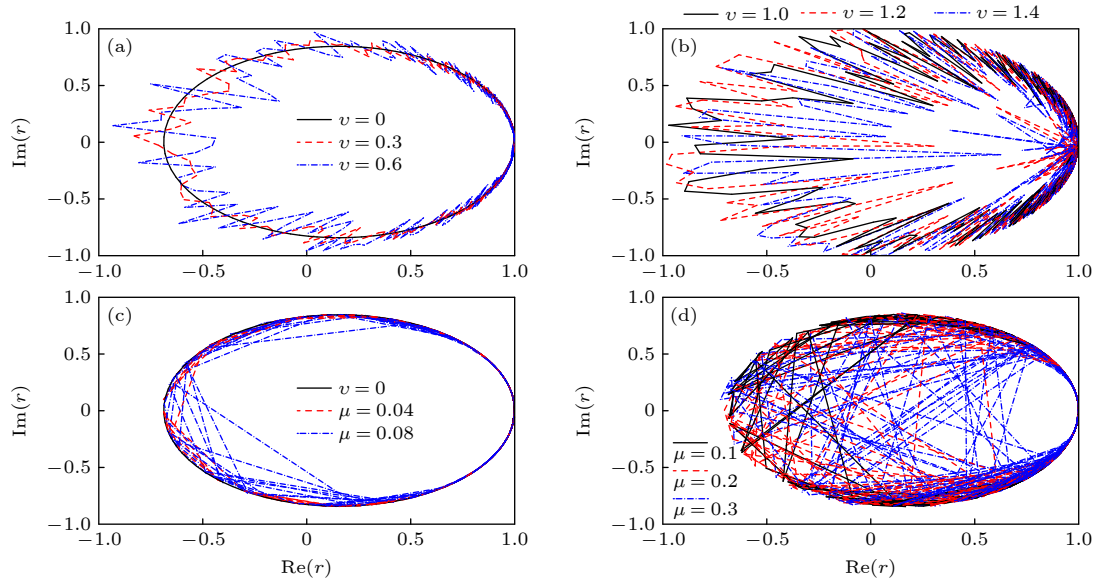


图 10 反射系数相的环绕数与无序缺陷的物理图像 (a) $v = 0, 0.3, 0.6$; (b) $v = 1, 1.2, 1.4$; (c) $\mu = 0, 0.04, 0.08$; (d) $\mu = 0.1, 0.2, 0.3$. 其他参数为 $\psi = \pi/2$, $\kappa = 0.1$, 晶格数为 10

Fig. 10. The winding number of the reflection coefficient phase varies with the disorder: (a) $v = 0, 0.3, 0.6$; (b) $v = 1, 1.2, 1.4$; (c) $\mu = 0, 0.04, 0.08$; (d) $\mu = 0.1, 0.2, 0.3$. Other parameters are $\psi = \pi/2$, $\kappa = 0.1$ and lattice size 10.

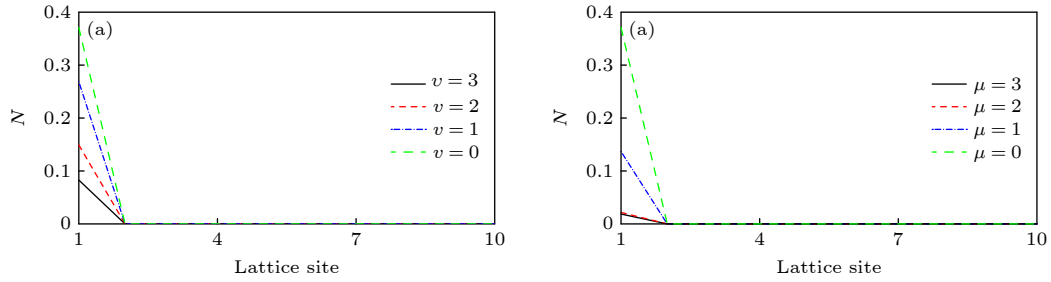


图 11 沿晶格方向腔场稳态的平均光子数与缺陷强度 μ , v 和晶格数的物理图像 (a) $v = 0, 1, 2, 3$; (b) $\mu = 0, 1, 2, 3$. 其他参数为 $\Omega_{1a} = 0.1t$, $\phi = 0.8\pi$, $\Delta_{a,n} = -0.5t$, $\kappa = 0.1$, 晶格数为 10

Fig. 11. The average photon number N varies with the defect intensity μ , v and lattice number, respectively: (a) $v = 0, 1, 2, 3$; (b) $\mu = 0, 1, 2, 3$. Other parameters are $\Omega_{1a} = 0.1t$, $\phi = 0.8\pi$, $\Delta_{a,n} = -0.5t$, $\kappa = 0.1$ and lattice size 10.

是不再构成规范的环绕. 这说明最近邻相互作用的缺陷强度没有影响系统的拓扑不变量, 但是当 v 超过能隙的宽度时, 会引起体能态的较大扰动而覆盖边缘态的特性. 图 10(c) 和图 10(d) 给出了当 $v = 0$ 时, μ 变化情况下对环绕数的影响. 可以看到, 只有当 μ 很小时, 才能大概保持系统不变量仍然为 1, 而 μ 较大时, 反射系数相不能再构成闭合的回路了. 这说明 μ 值较大时, 破坏了系统的拓扑结构, 该结论与上文的结论一致.

图 11 所示为无序缺陷对腔场稳态平均光子数的物理图像. 从图 11(a) 可以知道, 随着 v 的逐渐增大, 平均光子数在减小, 但始终局域在最左边的区域. 当 v 较小时, 对平均光子数分布影响很小, 当 v 较大时, 平均光子数将减小, 这说明引入的缺陷 v 影响了晶格的共振作用, 但没影响平均光子数的分布结构. 在图 11(b) 中, 当 μ 逐渐增加时, 平均光子数的值也在逐渐减小; 当 μ 较大时, 平均光子数变化很大, 数值变得非常小, 并且也局域在最左边的区域. 这说明无论哪种缺陷的引入, 都会影响到声子-光子在晶格内的拓扑特性, 并且在位调整项的缺陷会破坏拓扑结构, 这与上文结论一致.

4 结 论

本文研究了基于耦合光力系统的一维晶格系统, 通过调控系统的参数, 研究其中的拓扑相变和拓扑量子通道. 首先, 通过分析系统的能谱和边缘态分布特征, 研究能带的拓扑结构和边缘态的拓扑量子通道. 其次, 研究稳态腔场的平均光子数和入射反射系数相的环绕数、探测系统的拓扑边缘态和拓扑不变量. 同时, 考虑无序缺陷对系统拓扑特性的影响, 发现系统受拓扑的保护, 使边缘态对其具有

鲁棒性; 然而, 当无序和微扰大于能隙时, 边态模和不变量会发生改变. 在微微扰的情况下, 拓扑绝缘体可以较好地应用于量子信息的存储和传递, 因此, 该研究结果在未来量子信息处理中具有广泛前景.

参考文献

- [1] Braginskii V B and Manukin A B 1967 *Sov. Phys. JETP* **25** 653
- [2] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [3] Liu Y L, Wang C, Zhang J, Liu Y X 2018 *Chin. Phys. B* **27** 024204
- [4] Weis S, Riviere R, Deleglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520
- [5] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [6] Martin I, Shnirman A, Lin T, Zoller P 2004 *Phys. Rev. B* **69** 125339
- [7] Xiao Y, Yu Y F, Zhang Z M 2014 *Opt. Express* **22** 17979
- [8] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Laser Phys. Lett.* **16** 015205
- [9] Wei W Y, Yu Y F, Zhang Z M 2018 *Chin. Phys. B* **27** 034204
- [10] Huang S M, Agarwal G S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033830
- [11] Zhang Z C, Wang Y P, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Ann. Phys.* **531** 1800461
- [12] Wang K, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Phys. Rev. A* **100** 053832
- [13] Li J, Yu R, Ding C, Wu Y 2014 *Opt. Express* **22** 15024
- [14] Devoret M H, Schoelkopf R J 2013 *Science* **339** 1169
- [15] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F, Zhang Z M 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 175504
- [16] Massel F, Heikkilä T T, Pirkkalainen J M, Cho S U, Saloniemi H, Hakonen P J, Sillanpää M A 2011 *Nature* **480** 351
- [17] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Chin. Phys. B* **28** 014202
- [18] Teufel J D, Li D, Allman M S, Cicak K, Sirois A J, Whittaker J D, Simmonds R W 2011 *Nature* **471** 204
- [19] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [20] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [21] Bansil A, Lin H, Das T 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021004
- [22] Chiu C K, Teo J C Y, Schnyder A P, Ryu S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035005
- [23] Xu Z, Zhang Y, Chen S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013606
- [24] Li L, Xu Z, Chen S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 085111
- [25] Li L, Chen S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 085118
- [26] Mei F, Zhu S L, Zhang Z M, Oh C H, Goldman N 2012 *Phys.*

- Rev. A* **85** 013638
- [27] Xu Z, Zhang R, Chen S, Fu L, Zhang Y 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013635
- [28] Wray L A, Xu V, Xia Y, Hsieh D, Fedorov A V, SanHor Y, Cava R J, Bansil A, Lin H, Hasan M Z 2011 *Nat. Phys.* **7** 32
- [29] Malki M, Uhrig G S 2017 *Phys. Rev. B* **95** 235118
- [30] Berg E, Dalla Torre E G, Giamarchi T, Altman E 2008 *Phys. Rev. B* **77** 245119
- [31] Chitov G Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 085131
- [32] Agrapidis C E, van den Brink J, Nishimoto S 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224418
- [33] Feng X Y, Zhang G M, Xiang T 2007 *Phys. Rev. Lett* **98** 087204
- [34] Roque T F, Peano V, Yevtushenko O M, Marquardt F 2017 *New J. Phys* **19** 013006
- [35] Wan L L, Lü X Y, Gao J H, Wu Y 2017 *Opt. Express* **25** 017364
- [36] Qi L, Yan Y, Wang G L, Zhang S, Wang H F 2019 *Phys. Rev. B* **100** 062323
- [37] Xu X W, Zhao Y J, Wang H, Chen A X, Liu Y X 2022 *Front. Phys.* **10** 3389
- [38] Mei F, Xue Z Y, Zhang D W, Tian L, Lee C, Zhu S L 2016 *Quantum Sci. Technol.* **1** 015006
- [39] Walls D F, Milburn G J 2008 *Quantum Optics* (Berlin: Springer) pp127–138
- [40] Clerk A A, Devoret M H, Girvin S M, Marquardt F, Schoelkopf R J 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1155

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice*

Liu Lang Wang Yi-Ping[†]

(College of Science, Northwest A&F University, Yangling 712100, China)

(Received 26 May 2022; revised manuscript received 9 August 2022)

Abstract

We propose a one-dimensional lattice theory scheme based on a coupled optomechanical system consisting of multiple cavity field modes and mechanical modes, where their frequencies can be tuned. In this system, by manipulating parameters to obtain collective dynamical evolution of the system, we study topological properties and topological quantum channels in the system. Firstly, the topological insulator properties and topological quantum channels of the system are studied by modulating the periodic coupling parameters of the system and analyzing the characteristics of the energy spectrum and edge states of the system. It is found that edge state distributions can exhibit flipping processes, which can be applied to quantum information processing. Secondly, based on the scattering theory of topological insulators and the relationship between input and output, the variation characteristics of the steady-state average photon number of the cavity field and the winding number of the reflection coefficient phase are analyzed. It is found that the dissipation of the cavity field has a certain influence on the locality of the distribution of the average photon number in the lattice, and it also indirectly explains the locality of the edge states of the system, and the topological invariants are detected by the winding number. In addition, considering the effect of disordered defects on topological properties, we further analyze their effects on the energy spectrum of the system, the winding number of the reflection coefficient phase and the average photon number of the cavity field. It is found that two defects in the system cause different physical effects, and when their values are small, the edge states of the system are robust to it, which also shows that the system has the characteristics of topological protection. However, when disorder and perturbation are larger than the energy gap, the topological properties of the system will be annihilated, so that the edge states will be indistinguishable, and the topological invariants will change at the same time. The research results of this system can be generalized to other types of models and can be applied to quantum communication and quantum information processing, which will have certain constructive suggestions for the development of future quantum technology.

Keywords: quantum optics, optomechanics, topological insulators, quantum states

PACS: 42.50.-p, 85.60.-q, 03.65.Vf, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.71.20221286

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JQ-129), Undergraduate Innovation Program of Northwest A&F University, China (Grant No. X202210712002), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. 2452020019, 2452022027).

† Corresponding author. E-mail: ypwang2019@nwafu.edu.cn

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测

刘浪 王一平

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice

Liu Lang Wang Yi-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 224202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221286

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221286>

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

一维超导传输线腔晶格中的拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states in one-dimensional superconducting transmission line cavities lattice

物理学报. 2022, 71(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675>

表面单分子量子态的探测和调控研究进展

Advances in detection and regulation of surface-supported molecular quantum states

物理学报. 2022, 71(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212324>

二维有机拓扑绝缘体的研究进展

Research progress of two-dimensional organic topological insulators

物理学报. 2018, 67(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181711>

Li(Na)AuS体系拓扑绝缘体材料的能带结构

Band structure of topological insulator Li(Na)AuS

物理学报. 2021, 70(2): 027101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200885>

三聚化非厄密晶格中具有趋肤效应的拓扑边缘态

Topological edge states with skin effect in a trimerized non-Hermitian lattice

物理学报. 2019, 68(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190112>

强三维拓扑绝缘体与磁性拓扑绝缘体的角分辨光电子能谱学研究进展

Angle resolved photoemission spectroscopy studies on three dimensional strong topological insulators and magnetic topological insulators

物理学报. 2019, 68(22): 227901 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191450>