

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*

王伟 王一平†

(西北农林科技大学理学院, 杨凌 712100)

(2022年4月12日收到; 2022年6月5日收到修改稿)

提出一种基于超导传输线腔的一维晶格理论方案, 其中包含两种超导微波腔系统. 通过调控磁通量子比特来操纵临近和次临近晶胞之间的相互作用, 使其获得集体动力学演化规律, 来研究其中的拓扑特性. 首先, 分析了奇偶晶格数目的能谱和边缘状态, 发现奇偶晶格数将会影响系统的拓扑特性, 并且边缘状态分布发生翻转过程. 其次, 在次临近的相互作用下, 发现其相互作用存在相互制约现象, 通过调控其相互作用, 可以实现系统拓扑相变和拓扑量子态的传递过程. 最后, 研究了缺陷对拓扑特性的影响, 发现缺陷势能较小时, 系统能带变化周期稳定, 边缘态保持不变, 能谱产生微小波动, 并且可以区分; 缺陷势能较大时, 能带分布被破坏, 将会变得无序和混乱. 根据本文的研究结果, 可以设计一些新型量子器件, 应用在量子光学和量子信息处理中.

关键词: 量子光学, 超导量子电路, 拓扑绝缘体, 量子态

PACS: 42.50.-p, 85.25.Dq, 03.65.Vf, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.71.20220675

1 引言

拓扑绝缘体自发现以来就受到广泛的关注, 并且成为凝聚态物理中最有研究价值的领域之一^[1-7]. 拓扑绝缘体是一种新的物质形式, 在其内部表现为绝缘体, 而在边界处展现金属性. 与传统绝缘体相比, 在拓扑绝缘体的边界或表面, 存在零能隙的边缘态模式^[8-11]. 然而, 随着拓扑索引或非局部参数的变化, 可以发生拓扑相变现象, 使其进入另一个相. 特别地, 由于边缘态受到能隙保护, 使其对于局部的无序和微扰是具有鲁棒性^[12-15]. 因此, 基于拓扑绝缘体的这些优势特性, 可以设计一些新型拓扑器件, 应用于量子信息处理和量子计算领域中.

近年来, 随着微纳技术的快速发展, 固态超导量子电路系统成为最有可能的实用化量子平台

之一^[16-20]. 目前, 超导电路系统在不同领域展现出独特的优势, 并且取得优异的成绩, 如量子光学、量子信息处理和量子模拟等领域. 尤其是, 由超导传输线微波腔和超导量子比特构建的一维或二维晶格系统, 为拓扑绝缘体研究提供了一种新的实验平台和研究路径, 可以更好地利用系统的可控耦合参数和连通性, 进一步建立可扩展性的量子网络框架^[21-24]. 在拓扑结构中, Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型是最简单的一维结构之一, 可以利用超导量子电路系统, 比如量子比特 (磁通比特、相位比特、电荷比特、冷原子和金刚石色心)、超导微波腔 (传输线 LC 电路腔、共面波导管腔和二维腔)、纳米机械振子等^[25-31], 以研究内容和研究目标构建该模型, 展示丰富的拓扑物理现象, 如拓扑相变和边缘状态、拓扑不变量、非厄米体边界等. Koch 等^[32] 利用超导微波腔构建晶格系统, 从而实现拓扑

* 陕西省自然科学基金 (批准号: 2021JQ-129)、陕西省本科生创新计划 (批准号: S202010712473) 和中央高校基本科研业务费专项 (批准号: 2452020019, 2452022027) 资助的课题.

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

Chern 绝缘体; Mei 等^[33]利用电路 QED 搭建一维的晶格系统, 实现了拓扑 Chern 绝缘体, 并且对拓扑边缘模和不变量进行探测; Gu 等^[34]通过构建 Jaynes-Cummings 晶格系统, 研究了自旋轨道耦合和拓扑极化子; Huang 等^[35]利用超导量子电路晶格系统, 演示了非厄米系统中的拓扑相变; Tan 等^[36]基于电路 QED 晶格系统, 在实验上实现了具有宇称-时间反演对称性的拓扑半金属能带结构; 此外, Cao 等^[37]提出了一种二维超导量子电路晶格方案, 研究了系统能带结构和异常环结构特点; Cai 等^[38]利用超导量子电路系统构建可调的一维晶格系统, 研究系统中的磁子绝缘态. 受上述研究的启迪, 本文利用超导量子电路系统, 根据当前实验可行性参数, 来构建基于超导量子电路的一维拓扑系统, 研究、模拟和调控其中的拓扑特性.

本文提出了一种基于超导电路系统的一维晶格方案, 由两种超导传输线微波腔组成, 通过调控系统中临近晶胞和次临近晶胞之间的相互作用, 分析系统的能谱和边缘状态的变化, 研究其中的拓扑特性. 首先, 分析了奇偶晶格尺寸的能谱和边缘状态, 发现奇偶晶格数将会影响系统的拓扑特性, 并且可以显示边缘状态分布翻转过程. 其次, 考虑次临近的相互作用, 发现次临近相互作用的大小, 将会影响系统边缘态的分布, 同时也发现次临近相互作用存在制约现象, 可以通过调控它们的大小, 对系统拓扑边缘态分布进行调节. 最后, 考虑系统缺陷对拓扑特性的影响, 发现缺陷势能较小时, 边缘态保持不变, 只是能谱有微小波动; 相反, 缺陷势能较大时, 能带分布被破坏, 将会变得无序和混乱. 这些研究, 可以应用于量子信息处理和量子计算, 将会影响未来量子信息技术的发展蓝图.

2 模型和哈密顿量

考虑的一维电路晶格系统如图 1 所示, 由 a_n 和 b_n 两种超导传输线微波腔组成, 该系统的哈密顿量可以表示为

$$H = \sum_n J_1 a_n^\dagger b_n + J_2 b_n^\dagger a_{n+1} + T_1 a_n^\dagger a_{n+1} + T_2 b_n^\dagger b_{n+1} + \text{H.c.}, \quad (1)$$

其中 J_1 为 a_n 和 b_n 的耦合系数, J_2 为 b_n 和 a_{n+1} 的耦合系数, T_1 为 a_n 和 a_{n+1} 的耦合系数, T_2 为 b_n 和 b_{n+1} 的耦合系数, 它们的耦合强度可以通过磁通超

导量子比特来调控. 在目前的实验中, 通过外部磁通的调制, J_1 , J_2 , T_1 和 T_2 可以达到 1—100 MHz 范围内. 因此, 该系统的参数在实验上可以达到, 并且可以周期性调制, 那么系统的参数可以表示为周期性形式:

$$J_1 = 1 - \cos \phi, \quad (2)$$

$$J_2 = 1 + \cos \phi, \quad (3)$$

$$T_1 = T \cos \phi, \quad (4)$$

$$T_2 = T \cos \phi, \quad (5)$$

其中, 选取 $\phi \in (0, 2\pi)$ 变化, $T = 1$ 被设置为能量单位. 把上述周期参数代入哈密顿量 (1) 式, 可以得到

$$H = \sum_n (1 - \cos \phi) a_n^\dagger b_n + (1 + \cos \phi) b_n^\dagger a_{n+1} + T \cos \phi a_n^\dagger a_{n+1} + T \cos \phi b_n^\dagger b_{n+1} + \text{H.c.} \quad (6)$$

接下来, 主要研究该系统的拓扑特征, 系统中的拓扑相变会伴随能带的闭合和打开, 即能带间隙的变化, 因此, 在周期参数调制下, 分析系统的能谱随参数 ϕ 的变化, 进一步研究系统的拓扑性质.

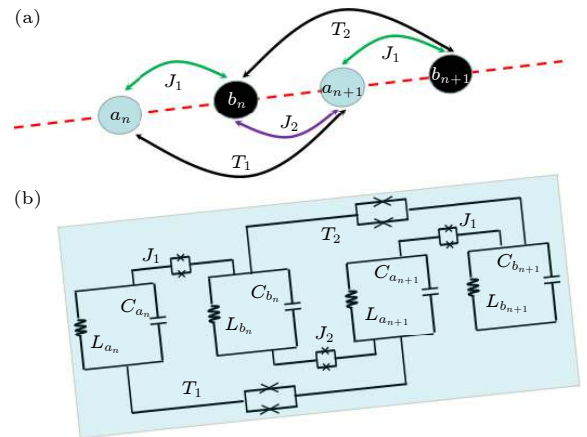


图 1 一维超导微波腔晶格系统模型图 (a) 该系统由 a_n 和 b_n 两种超导微波腔组成, 其中 a_n 和 b_n 的耦合系数为 J_1 , b_n 和 a_{n+1} 的耦合系数为 J_2 , a_n 和 a_{n+1} 的耦合系数为 T_1 , b_n 和 b_{n+1} 的耦合系数为 T_2 ; (b) 晶格等价的电路图, 其中 L_n 和 C_n 是超导微波腔总的电感和电容, 他们之间的耦合通过磁通超导量子比特调节

Fig. 1. One-dimensional superconducting microwave cavity lattice system model diagram: (a) The system consists of two superconducting microwave cavities a_n and b_n , where a_n and b_n coupling coefficient is J_1 , b_n and a_{n+1} coupling coefficient is J_2 , a_n and a_{n+1} coupling coefficient is T_1 , b_n and b_{n+1} coupling coefficient is T_2 ; (b) equivalent circuit diagram, where L_n and C_n are the total inductance and capacitance of the superconducting microwave cavity, and the coupling coefficients can be regulated by the magnetic flux superconducting qubit.

3 结果与讨论

3.1 奇偶格点数的拓扑特性

众所周知, 拓扑性质与系统的结构特征有着紧密的联系, 对于不同的结构将会呈现不同的拓扑相变和边缘态, 也就是说, 可以构建不同的结构, 来实现一些新型功能的拓扑量子器件. 因此, 下面分析奇偶晶格数的拓扑特征. 这里选取 T_1 和 T_2 为零, 不考虑次临近的耦合强度, 只考虑临近的耦合, 那么系统的哈密顿量可以描述为

$$H = \sum_n (1 - \cos \phi) a_n^\dagger b_n + (1 + \cos \phi) b_n^\dagger a_{n+1} + \text{H.c.} \quad (7)$$

系统的能级谱 E 与参数 ϕ 的物理图像如图 2 所示, 其中选取偶数和奇数晶格数. 在图 2(a) 中, 选取 $N = 17$ 个晶格, 发现能级谱只存在一条零模能级, 不存在能级的简并; 如图 2(b) 所示, 当晶格数为偶数 ($N = 18$) 时, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域能级谱将显示两条简并能级, 在 $\phi \in (\pi/2, 3\pi/2)$ 区域简并能级消失.

为了进一步分析系统能谱 E 与参数 ϕ 的关系, 选取不同的相位 ϕ 点绘制系统能谱 E 与晶格数的物理图像. 如图 3(a)—(d) 所示, 在晶格数 $N = 17$ 的情况下, 发现系统能谱的零模能级与上下能级的间隙大小可以通过参数 ϕ 进行调制. 在图 3(e)—(h) 中选取晶格数 $N = 18$, 发现系统能谱的变化与

图 3(a) 和图 3(d) 完全不一样, 通过调节参数 ϕ 可以使简并能级消失, 从而获得最大能带间隙.

综上所述, 可以发现能带分布与格点数的奇偶有关, 并且通过调制系统的参数 ϕ 可以操纵系统的拓扑性质. 这种物理现象产生的机制可以理解为, 不同数目的晶格会影响系统的边界条件, 从而导致不同的拓扑性质.

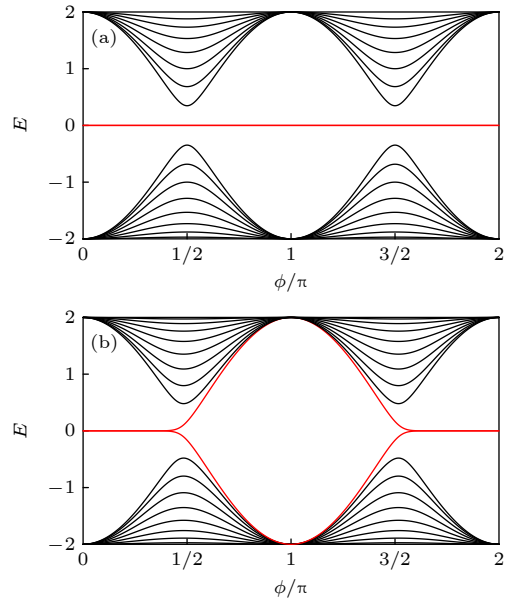


图 2 绘制系统能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像 (a) $N = 17$ 时能谱图; (b) $N = 18$ 时能谱图, 参数 ϕ 取值范围为 $(0, 2\pi)$
Fig. 2. The energy spectrum E of the system via the parameter ϕ : (a) $N = 17$; (b) $N = 18$. The range of parameter ϕ is $(0, 2\pi)$.

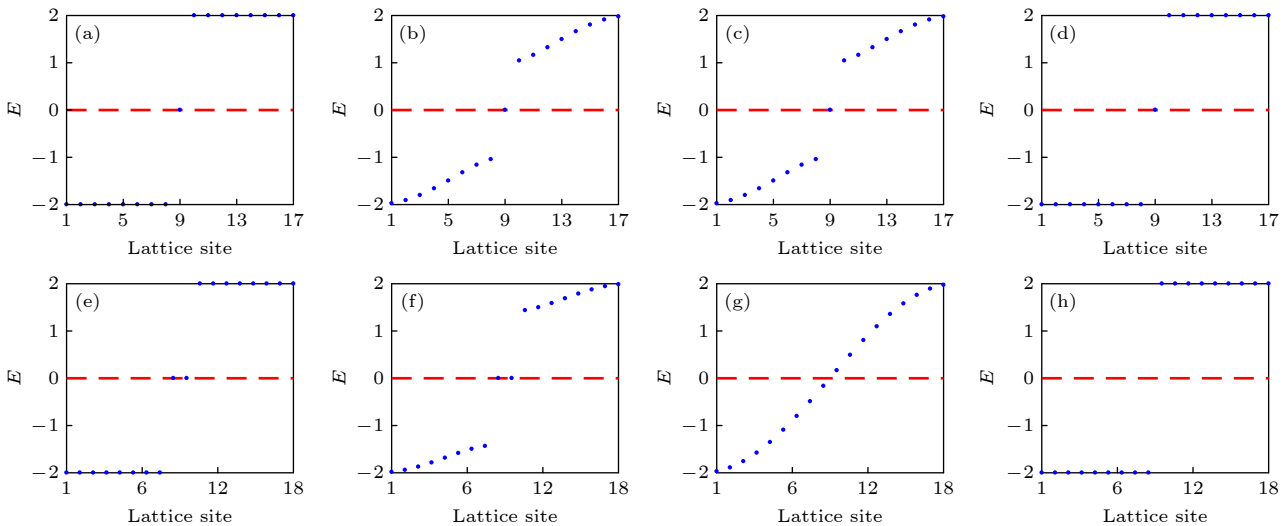


图 3 绘制系统能谱 E 与奇偶晶格数的物理图像: (a)—(d) $N = 17$, ϕ 分别选取 $0, \pi/3, 2\pi/3$ 和 π ; (e)—(h) $N = 18$, ϕ 分别选取 $0, \pi/4, \pi/2$ 和 π

Fig. 3. The energy spectrum E of the system via the odd and even lattice numbers: (a)—(d) $N = 17$, $\phi = 0, \pi/3, 2\pi/3$ and π ; (e)—(h) $N = 18$, $\phi = 0, \pi/4, \pi/2$ and π .

此外,可以通过分析零模能级态的分布,研究系统的拓扑性质.如图4所示,取不同的相位点 ϕ 绘制零模能级态的分布与晶格数的物理图像.在图4(a)到图4(d)中晶格数 $N=17$,分别取不同的相位点 ϕ ($0, \pi/3, 2\pi/3$ 和 π),可以发现在图4(a)和4(b)中态的分布局域在最左边处,在图4(c)和图4(d)中态的分布局域在最右边,这可以直观地说明态的分布发生了一个翻转过程.另外,在图4(e)—(l)中晶格数 $N=18$,分别取不同的相位点($0, \pi/3, \pi/2$ 和 1.99π),同样也可以看到态分布的翻转过程.需要注意的是 $\phi=1.99\pi$ 时存在左边缘态,而当 $\phi=2\pi$ 时态分布恢复到 $\phi=0$ 的右边缘态,这代表态分布对相位是敏感的,可以通过调节系统参数,改变系统的拓扑相,实现量子态由一侧到另一侧的传递.

3.2 次临近耦合的影响

在一维超导微波腔晶格结构系统中,次临近相

互作用 T_1 和 T_2 会影响系统的拓扑特性.接下来考虑次临近相互作用对该系统拓扑性质的影响.通过控制参数 T_1 和 T_2 的大小,分析系统的能带变化,研究系统拓扑相的特征.当晶格点数为奇数,如图5(a)所示,可以发现只增大 T_1 时,系统能谱会有新的边缘态产生,导致零模能与下能级闭合,并且下方能带部分出现翻转过程;在图5(b)中,只增大 T_2 时,系统的零模能不变,但它更接近上能级,同时下方能带也部分出现翻转过程.图5(c)不同于图5(a),当增加 T_2 时,系统的零模能与下能级逐渐闭合可以消失.另外,如图6(a)和图6(b)所示,当格点数为偶数时,只增加 T_1 或者 T_2 ,可以发现系统的简并区间由 $(0, \pi/2)$ 和 $(3\pi/2, 2\pi)$ 有所减小,并且下能级有一致的翻转过程.然而,如图6(c)所示,同时增加 T_1 和 T_2 ,简并区域发生微小变化,并且翻转区域值大小也发生波动,这不同于图6(a)和图6(b).也就是说,同时增加 T_1 和 T_2 ,两者之间产生相互制约现象,使系统能级谱的简并区域和翻转区域发现波动现象.

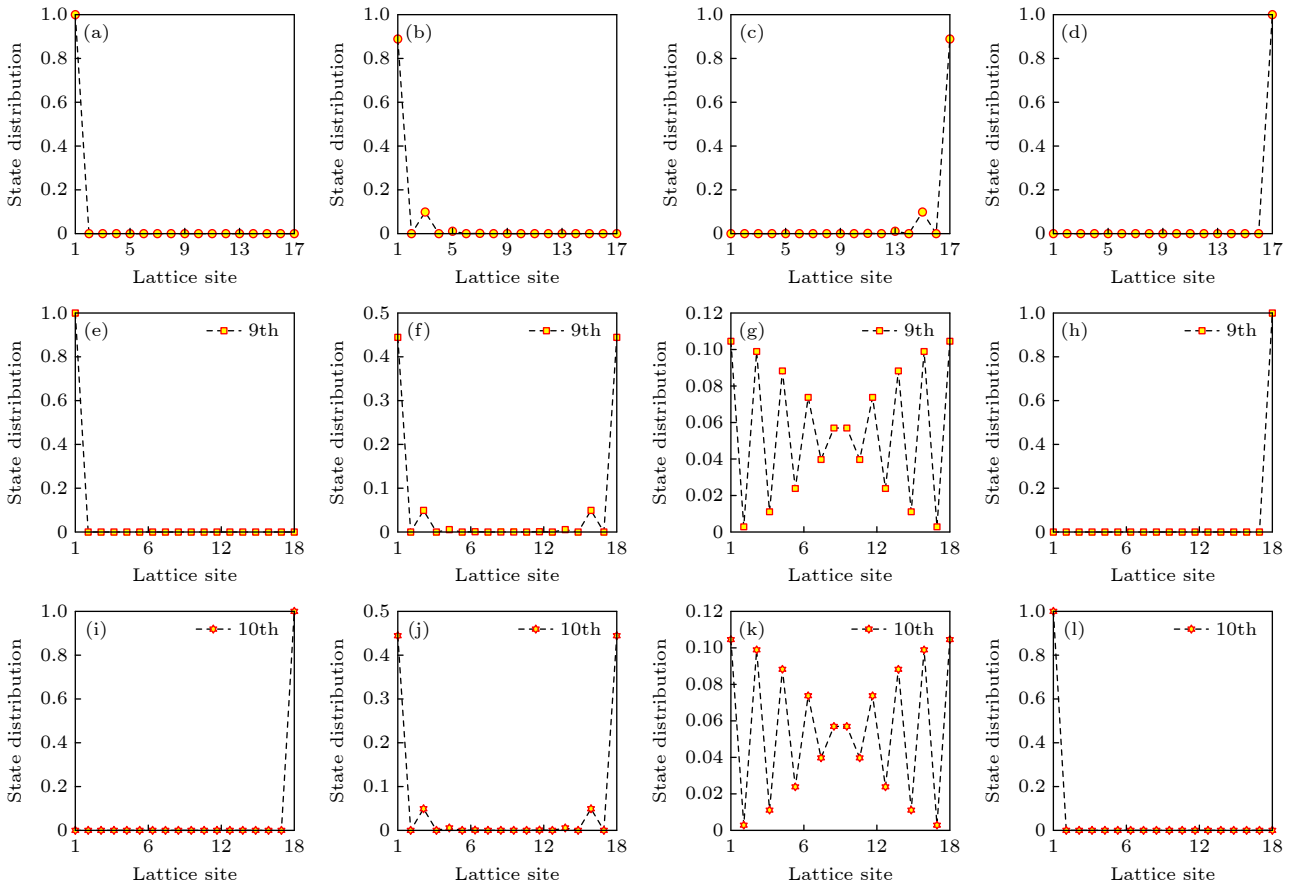


图4 绘制系统零模能级态的分布与奇偶晶格数的物理图像: (a)—(d) $N=17$, ϕ 分别选取 $0, \pi/3, 2\pi/3$ 和 π ; (e)—(h) $N=18$, ϕ 分别选取 $0, \pi/3, \pi/2$ 和 1.99π ; (i)—(l) $N=18$, ϕ 分别选取 $0, \pi/3, \pi/2$ 和 1.99π

Fig. 4. The state distribution of the zero-mode energy and the odd-even lattice number: (a)—(d) $N=17$, $\phi=0, \pi/3, 2\pi/3$ and π ; (e)—(h) $N=18$, $\phi=0, \pi/3, \pi/2$ and 1.99π . (i)—(l) $N=18$, $\phi=0, \pi/3, \pi/2$ and 1.99π .

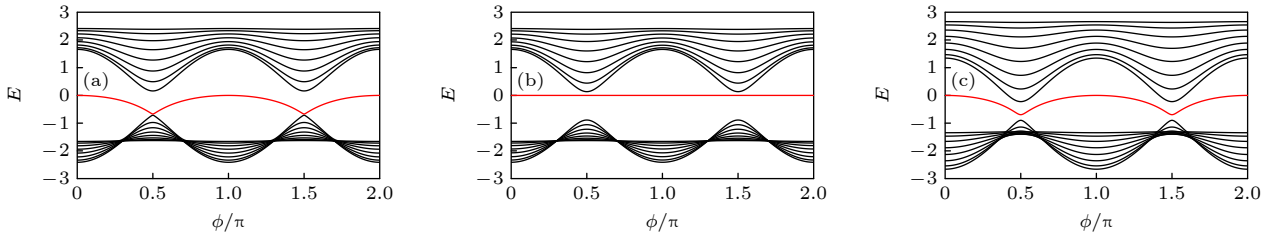


图 5 绘制系统能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像, 选取晶格数 $N = 17$ (a) $T_1 = 0.4, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0, T_2 = 0.4$; (c) $T_1 = 0.4, T_2 = 0.3$

Fig. 5. The energy spectrum E of the system via the parameter $\phi, N = 17$: (a) $T_1 = 0.4, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0, T_2 = 0.4$; (c) $T_1 = 0.4, T_2 = 0.3$.

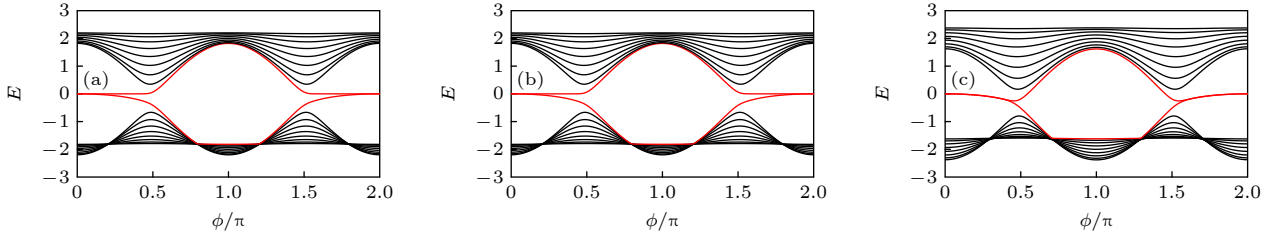


图 6 绘制系统能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像, 选取晶格数 $N = 18$ (a) $T_1 = 0.2, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0, T_2 = 0.2$; (c) $T_1 = 0.2, T_2 = 0.2$

Fig. 6. The energy spectrum E of the system via the parameter $\phi, N = 18$: (a) $T_1 = 0.2, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0, T_2 = 0.2$; (c) $T_1 = 0.2, T_2 = 0.2$.

图 7 给出了态的分布与参数 ϕ 和晶格数的物理图像, 选取了不同的 T_1 和 T_2 的值, 进一步说明系统拓扑性质的特征. 从图 7(a) 可以发现, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域, 系统的态分布局域在第 1 个晶格处; 在 $\phi \in (\pi/2, 3\pi/2)$ 区域, 态分布在第 17 个晶格处. 因此, 可以通过操控相位 ϕ , 使态在第 1 个和第 17 个晶格点间传递. 此外, 图 7(b) 和图 7(a) 相比, 只增加 T_1 的值, 发现系统在第 2 个和第 16 个晶格之间的态分布明显增加. 然而, 在图 7(c) 中只增加 T_2 的值, 发现态分布和图 7(a) 一样, 可以说明单独改变 T_2 不影响态的分布. 在 $T_2 = 0.3$ 的基础上增加 T_1 的值, 如图 7(d) 所示, 可以发现中间部分格点态分布更加波动.

此外, 图 8 选取偶数晶格数, 绘制态的分布与参数 ϕ 和晶格数的物理图像. 在图 8(a) 中, 取 $T_1 = 0.1$ 和 $T_2 = 0.1$ 时, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域, 可以发现态分布局域在第 1 个和第 18 个晶格. 然而, 选取 $T_1 = 0.01$ 和 $T_2 = 0$ 时, 如图 8(b) 所示, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域, 可以发现态分布局域在第 1 个晶格处, 当 T_1 足够大时, 非平凡态会从第 1 晶格变化到第 2 晶格. 当选取 $T_1 = 0$ 和 $T_2 = 0.01$ 时, 如图 8(c) 所示, 在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域, 可以发现态分布局域在第 18 个晶格处, 继续增加 T_2 , 非平凡态会从第 18 晶格变

化到第 17 晶格. 这说明单独微小增加 T_1 和 T_2 都会使边缘态只存在一侧, 而调节 $T_1 = T_2 = t$, 当 $t \leq 0.31$ 时, T_1 和 T_2 对态分布作用相互抵消, 不产生影响, 态分布仍如图 8(a) 所示; $0.31 \leq t \leq 0.6$ 时, 随 t 增加会增加第 2 个和第 17 个晶格的态分布, $t > 0.6$ 时, 系统的态分布被逐渐破坏, 变得杂乱无序; 而 T_1 和 T_2 不相等时, 如图 8(d) 所示, 会表现出两者中值更大项的作用影响. 因此, 可以通过操控相位 ϕ, T_1 和 T_2 , 使态在第 1 个和第 18 个晶格点传递.

3.3 缺陷的影响

目前, 在实验上, 该系统的制备过程中会产生不可避免的固有缺陷, 而这会影响系统的拓扑特性. 因此, 我们在该系统的晶格中加入位缺陷势能 δW , 来分析缺陷对拓扑性质的影响. 如图 9(a) 所示, 在第 9 个和第 10 个晶格分别加入缺陷势能 $\delta W = -0.1, \delta W = 0.1$, 发现在 $\phi \in (0, \pi/2)$ 和 $\phi \in (3\pi/2, 2\pi)$ 区域, 系统能谱的零模能不再简并, 同时下移和上移, 并且诱导新的拓扑相. 然而, 如图 9(b) 所示, 在第 9 个和第 10 个晶格分别加入缺陷势能 $\delta W = 0.1, \delta W = -0.1$, 系统能谱的零模能简并消失, 同时上移和下移, 在 $\phi = \pi/2$ 和 $3\pi/2$ 产生交叉点, 展现新的拓扑相. 另外, 如图 9(c) 所示, 当每个格点

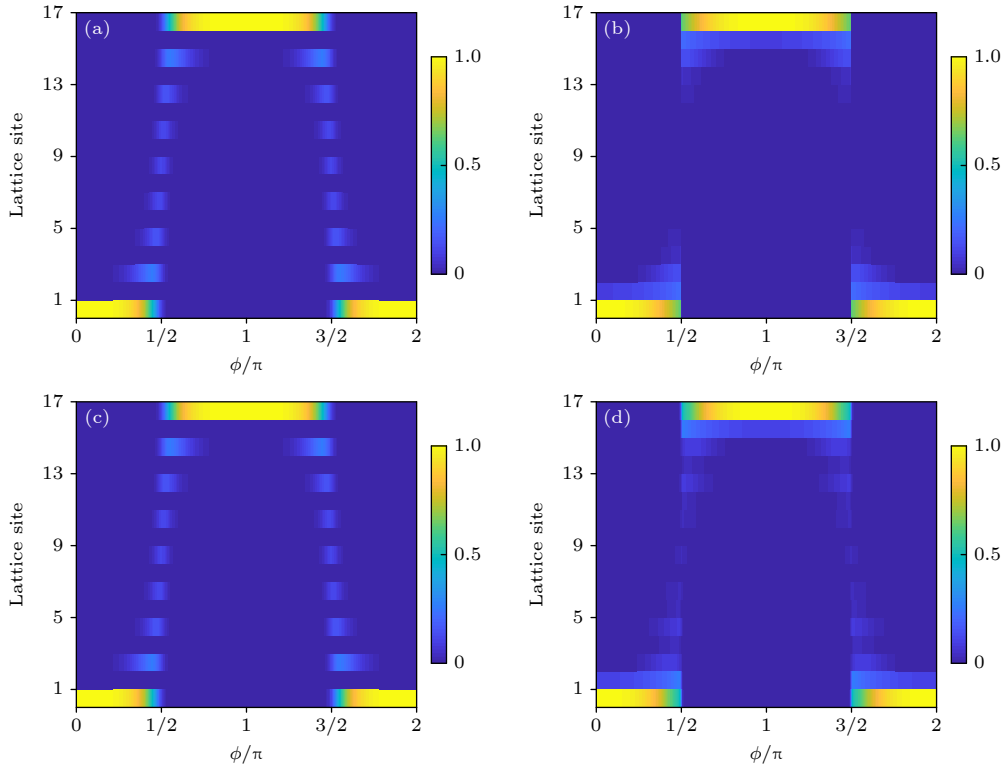


图 7 绘制态的分布与参数 ϕ 和晶格数的物理图像, 选取晶格数 $N = 17$ (a) $T_1 = 0, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0.6, T_2 = 0$; (c) $T_1 = 0, T_2 = 0.3$; (d) $T_1 = 0.6, T_2 = 0.3$

Fig. 7. The state distribution via the lattice numbers and the parameter ϕ , $N = 17$: (a) $T_1 = 0, T_2 = 0$; (b) $T_1 = 0.6, T_2 = 0$; (c) $T_1 = 0, T_2 = 0.3$; (d) $T_1 = 0.6, T_2 = 0.3$.

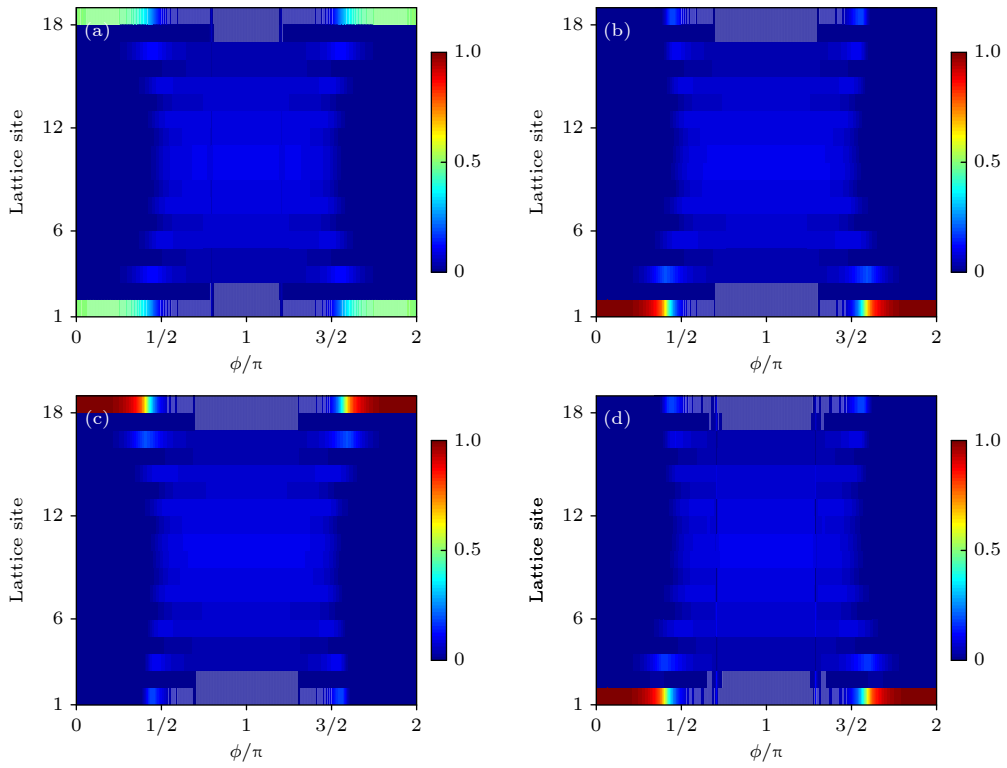


图 8 绘制态的分布与参数 ϕ 和晶格数的物理图像, 选取晶格数 $N = 18$ (a) $T_1 = 0.1, T_2 = 0.1$; (b) $T_1 = 0.01, T_2 = 0$; (c) $T_1 = 0, T_2 = 0.01$; (d) $T_1 = 0.2, T_2 = 0.19$

Fig. 8. The state distribution via the lattice numbers and the parameter ϕ , $N = 18$: (a) $T_1 = 0.1, T_2 = 0.1$; (b) $T_1 = 0.01, T_2 = 0$; (c) $T_1 = 0, T_2 = 0.01$; (d) $T_1 = 0.2, T_2 = 0.19$.

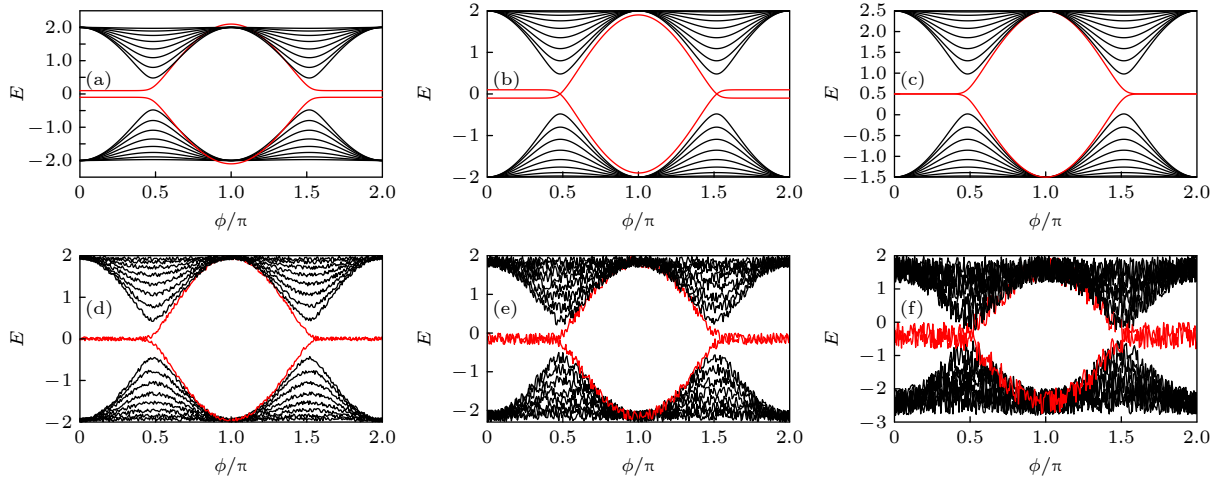


图9 绘制能谱 E 与参数 ϕ 的物理图像, 选取晶格数 $N = 18$ (a) 在第9个和第10个晶格分别加入缺陷势能 $\delta W = -0.1$, $\delta W = 0.1$; (b) 在第9个和第10个晶格分别加入缺陷势能 $\delta W = 0.1$, $\delta W = -0.1$; (c) 每个晶格引入缺陷势能 $\delta W = 0.5$; (d) 每个晶格引入随机位缺陷势能 $\delta W = -0.1 \sim 0.1$; (e) 每个晶格引入随机位缺陷势能 $\delta W = -0.3 \sim 0.3$; (f) 每个晶格引入随机位缺陷势能 $\delta W = -0.8 \sim 0.8$

Fig. 9. The energy spectrum E of the system via the parameter ϕ , $N = 18$: (a) Add defect potentials $\delta W = -0.1$ and $\delta W = 0.1$ to the 9 and 10 lattices, respectively; (b) add defect potentials $\delta W = 0.1$ and $\delta W = -0.1$ to the 9 and 10 lattices, respectively; (c) each lattice point introduces a defect potential energy $\delta W = 0.5$; (d) potential energy $\delta W = -0.1 \sim 0.1$ for the introduction of random site defects at lattice point; (e) potential energy $\delta W = -0.3 \sim 0.3$ for the introduction of random site defects at lattice point; (f) potential energy $\delta W = -0.8 \sim 0.8$ for the introduction of random site defects at lattice point.

都引入相同的位缺陷时, 不会产生新的拓扑相, 只会影响能带的大小, 表现为随着 δW 的变化能谱整体上移或下移.

此外, 如图9(e)和图9(f)所示, 当随机的缺陷被添加其中时, 系统能带会发生振荡现象. 如果随机缺陷势能比较小, 系统的能带可以区分, 并且边缘态保持不变. 但是, 当 δW 超过一定范围后, 能带分布被破坏, 将会变得无序和混乱. 因此可以揭示, 并不是在任意格点加入位缺陷就会产生新的拓扑相, 以及使系统的边缘态不受影响. 另一方面, 可以调节位缺陷来产生新的拓扑相, 以及对信息的保护与传递.

在结论之前, 简要讨论该方案的实验可行性. 值得注意的是, 超导量子电路系统现已成为研究各种量子系统的重要平台, 这源于它的可调性、可扩展性和集成性等. 在目前的实验研究中^[1,16-19,38], 可以根据实验参数制备超导电路晶格系统, 并调整其在可运行范围内, 比如通过调控系统中超导量子干涉装置的电容 C 、电感 L 、磁通量、电流和微波强度等, 从而操纵系统中参数周期性地变化, 使系统的边缘态分布呈现一个翻转过程, 实现量子信息的传递. 因此, 该理论方案在目前的实验条件下是可行的.

4 结 论

本文研究了基于超导量子电路系统的一维晶格系统, 通过分析系统的能谱和边缘状态, 发现奇偶晶格数会影响系统的拓扑特性; 此外, 考虑次临近的相互作用, 发现次临近相互作用存在相互制约现象, 通过调控它们的大小, 可以调节边缘态的分布, 使晶格中的量子态发生转移. 另外, 考虑系统缺陷的影响, 发现缺陷势能比较小时, 能带变化周期稳定, 能谱产生微小波动, 并且可以区分边缘态. 因此, 该研究结果表明, 可以通过调控晶格系统的参数实现量子态的传输与转移, 在未来量子信息处理中具有广泛前景.

参考文献

- [1] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [3] Bansil A, Lin H, Das T 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021004
- [4] Chiu C K, Teo J C Y, Schnyder A P, Ryu S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035005
- [5] Xu Z, Zhang Y, Chen S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013606
- [6] Li L, Xu Z, Chen S 2014 *Phys. Rev. B* **89** 085111
- [7] Li L, Chen S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 085118
- [8] Mei F, Zhu S L, Zhang Z M, Oh C H, Goldman N 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013638
- [9] Xu Z, Zhang R, Chen S, Fu L, Zhang Y 2020 *Phys. Rev. A*

- 101 013635
- [10] 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
- [11] Malki M, Uhrig G S 2017 *Phys. Rev. B* **95** 235118
- [12] Berg E, Dalla Torre E G, Giamarchi T, Altman E 2008 *Phys. Rev. B* **77** 245119
- [13] Chitov G Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 085131
- [14] Agrapidis C E, van den Brink J, Nishimoto S 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224418
- [15] Feng X Y, Zhang G M, Xiang T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 087204
- [16] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [17] Devoret M H, Schoelkopf R J 2013 *Science* **339** 1169
- [18] Massel F, Heikkilä T T, Pirkkalainen J M, Cho S U, Saloniemi H, Hakonen P J, Sillanpää M A 2011 *Nature* **480** 351
- [19] Teufel J D, Li D, Allman M S, Cicak K, Sirois A J, Whittaker J D, Simmonds R W 2011 *Nature* **471** 204
- [20] Irish E K, Schwab K 2003 *Phys. Rev. B* **68** 155311
- [21] LaHaye M D, Suh J, Ehternach P M, Schwab K C, Roukes M L 2009 *Nature* **459** 960
- [22] Wang H F, Zhu A D, Zhang S, Yeon K H 2011 *New J. Phys.* **13** 013021
- [23] Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, Nori F 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 623
- [24] Blais A, Gambetta J, Wallraff A, Schuster D I, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 032329
- [25] Ji A C, Sun Q, Xie X C, Liu W M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 023602
- [26] Ji A C, Xie X C, Liu W M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 183602
- [27] Mei F, Chen G, Tian L, Zhu S L, Jia S 2018 *Phys. Rev. A* **98** 012331
- [28] Mei F, Chen G, Tian L, Zhu S L, Jia S 2018 *Phys. Rev. A* **98** 032323
- [29] Mei F, Xue Z Y, Zhang D W, Tian L, Lee C, Zhu S L 2016 *Quantum Sci. Technol.* **1** 015006
- [30] Zhang Z C, Shao L, Lu W J, Su Y G, Wang Y P, Liu J and Wang X G 2021 *Phys. Rev. A* **104** 053517
- [31] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F and Zhang Z M 2019 *Results Phys.* **15** 102560
- [32] Koch J, Houck A A, Le Hur K, Girvin S M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043811
- [33] Mei F, You J B, Nie W, Fazio R, Zhu S L, Kwek L C 2015 *Phys. Rev. A* **92** 041805
- [34] Gu F L, Liu J, Mei F, Jia S, Zhang D W, Xue Z Y 2019 *npj Quantum Inf.* **5** 36
- [35] Huang Y, Yin Z, Yang W L 2016 *Phys. Rev. A* **94** 022302
- [36] Tan X, Zhao Y, Liu Q, Xue G, Yu H, Wang Z D, Yu Y 2017 *npj Quantum Mater.* **2** 60
- [37] Cao J, Yi X X, Wang H F 2020 *Phys. Rev. A* **102** 032619
- [38] Cai W, Han J, Mei F, Yuan X Z, Sun L Y 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 080501

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

Wang Wei Wang Yi-Ping[†]

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

(Received 12 April 2022; revised manuscript received 5 June 2022)

Abstract

We propose a theoretical scheme for a one-dimensional lattice based on a superconducting quantum circuit system consisting of two types of superconducting microwave cavities, the interaction between nearest-neighbor and next-nearest-neighbor unit cells that can be adjusted by the magnetic flux, the system can obtain the collective dynamic evolution and study the topological properties of the system. First, we investigate the energy spectrum and edge states of the odd-even lattice size and find that the odd-even lattice number affects the topological properties of the system. Furthermore, considering the next-nearest interactions, it is found that there are constraints on the next-nearest interactions, which can be tuned to study the topological phase transitions of the system and the transfer of topological quantum states. In addition, considering the influence of defects on topological properties, it is found that the defect potential energy is small, the system energy band is stable, the edge states remain unchanged, and the energy spectrum fluctuation is small and distinguishable. Conversely, the energy band distribution is destroyed, it will become disordered and chaotic. The research results can design some new quantum devices for quantum optics and quantum information processing.

Keywords: quantum optics, superconducting quantum circuits, topological insulators, quantum states

PACS: 42.50.-p, 85.25.Dq, 03.65.Vf, 42.50.Dv

DOI: [10.7498/aps.71.20220675](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JQ-129), the Shaanxi Provincial Undergraduate Innovation Program, China (Grant No. S202010712473), and Chinese Universities Scientific Fund (Grant Nos. 2452020019, 2452022027).

[†] Corresponding author. E-mail: ypwang2019@nwfau.edu.cn



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

王伟 王一平

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

Wang Wei Wang Yi-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 194203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220675

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675>

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

利用超导量子电路模拟拓扑量子材料

Topological quantum material simulated with superconducting quantum circuits

物理学报. 2018, 67(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181857>

基于金刚石氮-空位色心自旋系综与超导量子电路混合系统的量子节点纠缠

Entanglement of quantum node based on hybrid system of diamond nitrogen-vacancy center spin ensembles and superconducting quantum circuits

物理学报. 2018, 67(7): 070302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172634>

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>

新型超导量子比特及量子物理问题的研究

Novel superconducting qubits and quantum physics

物理学报. 2018, 67(22): 228501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180845>

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>