

一维准周期缺陷原子晶格中非互易光反射*

徐琼怡¹⁾ 张津²⁾ 郑怡婷¹⁾ 严冬¹⁾ 张烱笑¹⁾ 杨红^{1)†}

1) (海南师范大学物理与电子工程学院, 海口 571158)

2) (华南师范大学光电科学与工程学院, 广州 510631)

(2025 年 3 月 3 日收到; 2025 年 3 月 25 日收到修改稿)

光学非互易性因其能够有效地用于全光二极管、隔离器等新型光子器件的设计, 近年来相关研究备受关注. 本研究组在 2024 年利用晶格缺陷打破极化率空间对称性实现了非互易光反射, 该工作中缺陷是由固定数量空晶格周期性调制的. 为了进一步展开缺陷原子晶格中非互易光传播特性的研究, 我们提出用斐波那契数列调控空晶格的排布规律, 构成准周期缺陷原子晶格系统, 实现了探测光左右反射非互易的操控. 分析了单个准周期中满晶格数量、斐波那契数列和准周期数对非互易反射的优化过程以及产生影响的物理实质, 并讨论了耦合场失谐对非互易频率域和带宽的调制. 这些结果为宽频、对比度高的非互易光反射调控提供了更多的自由度, 在量子计算和信息处理领域具有潜在的应用.

关键词: 非互易反射, 缺陷原子晶格, 空间对称破缺

PACS: 64.70.Tg, 03.67.-a, 03.65.Ud, 75.10.Jm

DOI: 10.7498/aps.74.20250270

CSTR: 32037.14.aps.74.20250270

1 引言

一般来讲, 基于时间反演对称性, 光波在介质中传播也具有对称性, 这是厄米物理系统的基本性质. 然而, 在某些实际应用中需要打破这种时间反演对称性, 例如, 当信号发射端和接收端连接在同一信道、信号源需要与负载隔离时等. 基于对称破缺效应, 实现光传播的非互易性可用于设计全光二极管、隔离器、循环器等新型光子器件. 这些器件具有单向导通性, 在光信息处理和量子网络等方面具有重要应用^[1-5]. 因此, 光传播非互易性的研究在信息科学、工程科学等领域具有重要意义^[6-8]. 破坏时间反演对称性的机制主要是基于线性磁光法拉第效应, 在外加磁场作用下, 介质的电磁参数在时间反演操作下发生变化. 但该机制往往需要庞大的

磁体, 不易集成^[9-12]. 近年来, 随着对集成化需求的增大, 人们对无磁材料非互易性的研究取得重大进展. 基于光学非线性效应破坏时间反演对称性, 调节微腔和波导之间的距离, 使得耦合效率呈现非互易特性^[13,14]. 在回音壁模式微腔中, 通过调节两个耦合腔的增益和吸收建立非厄米系统实现光场的非互易传输^[15,16]. 利用介电常数的时空调制, 实现了宽带的非互易光隔离^[17,18], 并进一步在带间跃迁中获得波长可调的非互易光信号^[19,20]. 在光机系统中, 通过打破光学微腔与光子偏振态耦合的对称性能够实现经典光以及单光子水平的光学非互易^[21-26]. 此外, 空间对称破缺效应主要影响光在空间的传播特性, 能够在不破坏时间反演对称性的情况下实现光传播的非互易性. 例如, 基于多普勒效应的原理, 将热原子嵌入环形腔中, 原子的随机热运动产生了极化率动量锁定, 建立一种新型的非互易光学系统,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12204137) 和海南省研究生创新科研课题 (批准号: Qhys2023-394) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yang_hongbj@126.com

实验上实现了非互易光透射^[27,28];在均匀原子介质中,当折射率、极化率或者介电常数的实部和虚部满足空间 Kramers-Kronig 关系,无论入射角如何,这种介质只能反射从一侧入射的光信号,进而实现光传播的单向性^[29-33].特别地,通过巧妙设计建立手性量子光学系统,为光学非互易性的研究提供了更有效的技术手段^[34-36].以上非互易光学系统具有各自的优越性,但也存在一定的局限性.例如,均匀原子介质中探测光的反射率往往比较低,光力系统中对谐振腔的品质要求非常高.因此,建立多种不同的光学非互易系统是非常必要的.

光在一维原子晶格中传播时,由于布拉格散射而形成较高的反射带^[37-44],在非互易光传播系统中备受青睐.例如,一维原子晶格中利用驻波耦合场调制极化率构造 PT(parity-time) 对称系统,实现非互易光反射的操控^[45,46];在一维运动光晶格系统中,利用多普勒频移将介质左右两侧入射光的反射和透射带分开,形成完美的单向光传播^[47,48].最近,本研究组利用空晶格打破介质空间结构的对称性进而破坏探测光极化率的空间对称性,在一维缺陷原子晶格系统中基于电磁感应透明^[49-51]实现了完美单向反射的调控^[52].在文献^[52]中,我们把一维缺陷原子晶格分成两部分,空晶格周期性出现在第一部分,第二部分为满晶格周期性排布.通过调节第一部分空晶格的排布和出现的周期来优化非互易反射带,最终可实现左右反射的对比度高于 95%,甚至在某些频率域接近 100%.近年来,原子晶格中光学特性的实验研究也取得了许多重要成果^[53-55],这也为理论研究提供了更多的可行性.

为了进一步探究一维缺陷原子晶格中非互易光反射的调制,在工作^[52]的基础上,我们考虑打破空晶格的周期性排布,建立一维准周期缺陷原子晶格系统.第一部分由空晶格(无原子分布)和满晶格(原子呈高斯分布)构成缺陷晶格结构,用斐波那契数列 ($b(n) = b(n-1) + b(n-2), n \geq 2, b(0) = 0, b(1) = 1$) 调控空晶格的分布,即每间隔 a 个满晶格出现 $b(n)$ 个空晶格构成缺陷原子晶格,并使这种缺陷结构周期性出现(周期数为 c).同时,第二部分由 1500 个连续满晶格组成.数值结果显示,当斐波那契数列 $n \geq 7$ 时,能够得到一个对比度几乎为 1 的非互易反射带,其带宽可达到 5 MHz.我们的系统无需破坏时间反演对称性,利用空晶格在整个原子晶格中的非对称排布打破介质的空间

对称性,进而破坏探测光极化率的空间对称性,同时光在晶格中多次反射能够形成很好的带隙,有效地实现光波从缺陷原子晶格两侧入射时左右反射的完美非互易性.

2 模型与方程

如图 1(b) 所示,将 ^{87}Rb 原子俘获在一维光晶格中,利用激光将某些特定晶格中的原子驱动出去,构成缺陷原子晶格.这里,将整个缺陷原子晶格分成两部分:第一部分包括 c 个周期,每个周期由 a 个满晶格和 $b(n)$ 个空晶格交替组成,其中 $b(n)$ 由斐波那契数列 ($b(n) = b(n-1) + b(n-2), n \geq 2, b(0) = 0, b(1) = 1$) 调制;第二部分由 1500 个连续满晶格组成,每个满晶格中的原子呈高斯分布,粒子数密度为

$$N_k(z) = \frac{N_0 \lambda_0}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{[-(z-z_0)^2/2\sigma_z^2]}. \quad (1)$$

N_0 为平均粒子数密度, $\sigma_z = \lambda_{\text{Lat}}/(2\pi\sqrt{\eta})$ 为高斯分布的半高宽, z_0 是第 k 个晶格周期的中心位置,常数因子 $\eta = 2U_0/(k_B T)$ 取决于捕获深度 U_0 和温度 T .参考实验数据^[56],我们选择 $N_0 = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$,这样两个原子之间的平均距离大于原子尺度,原子间相互作用可忽略.光晶格是由波长 $\lambda_{\text{Lat}} = 2\lambda_0$ 的红失谐激光沿 z 轴反射形成的, λ_0 是一个光晶格周期的长度.探测场以波长 λ_p 相对于 z 轴以小角度 θ ($\theta \simeq 1^\circ - 2^\circ$) 入射.则有效的红失谐波长和入射光波长分别为 $\lambda_{\text{Lat}0}$ 和 λ_{p0} ,满足关系式 $\cos \theta = \lambda_p/\lambda_{\text{Lat}} = \lambda_{p0}/\lambda_{\text{Lat}0}$,即 $\lambda_{\text{Lat}} > \lambda_p$ 能够成功将原子俘获在光晶格中^[36].并由 $\lambda_{\text{Lat}0}/\lambda_{\text{Lat}} = \lambda_{p0}/\lambda_p = n_p$,相应地, $\Delta\lambda_{\text{Lat}} = \lambda_{\text{Lat}} - \lambda_{\text{Lat}0}$ 为几何布拉格失谐.当探测光在介质中传播满足布拉格散射则能够形成很好的反射带,此时,可进一步得到极化率与几何布拉格失谐的关系:

$$\chi'_p + i\chi''_p \simeq -2\Delta\lambda_{\text{Lat}}/\lambda_{\text{Lat}}. \quad (2)$$

激光场和原子相干作用构成三能级 Lambda 型相干原子系统,如图 1(a) 所示.强耦合场频率(强度) $\omega_c(E_c)$ 和弱探测场频率(强度) $\omega_p(E_p)$ 分别作用在偶极允许的跃迁能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上,对应的拉比频率分别为 $\Omega_c = (E_c \cdot \mathbf{d}_{23})/2\hbar$ 和 $\Omega_p = (E_p \cdot \mathbf{d}_{13})/2\hbar$,失谐分别为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}$ 和 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$.其中 $\mathbf{d}_{ij}$ 和 ω_{ij} 分别对应量子化的电偶极矩算符矩阵元以及能级之间的跃迁频率.

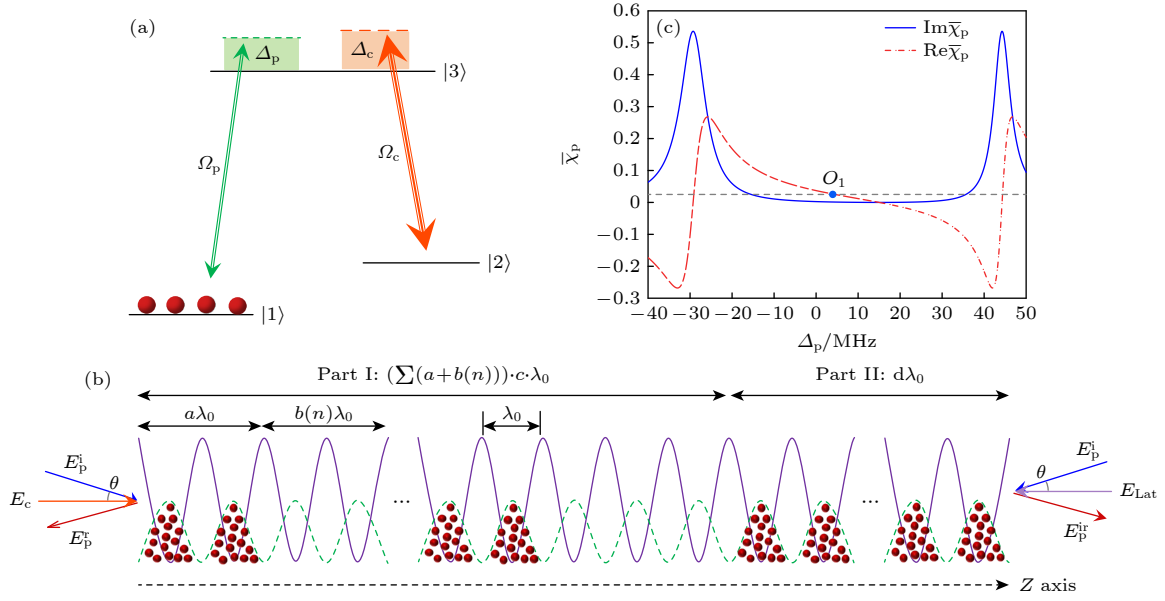


图 1 (a) 三能级 Lambda 型相干原子系统; (b) 一维准周期缺陷原子晶格与相干光场的作用; (c) 一个满晶格周期中探测场平均极化率实部和虚部随失谐的变化及其与 $-2\Delta\lambda_{\text{Lat}}/\lambda_{\text{Lat}} \approx 0.0023$ 的交点

Fig. 1. (a) Three-level Lambda model coherent atomic system; (b) interaction between 1D quasi-periodic atomic lattice and coherent optical field; (c) the real and imaginary parts of average susceptibility in one filled lattice cell *v.s.* probe detuning, and the intersection with $-2\Delta\lambda_{\text{Lat}}/\lambda_{\text{Lat}} \approx 0.0023$.

在相互作用绘景下通过电偶极近似和旋转波近似, 可求得激光场与原子相互作用的哈密顿量:

$$\mathbf{H} = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_c - \Delta_p & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & -\Delta_p \end{bmatrix}. \quad (3)$$

将方程 (3) 代到密度矩阵方程 $\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}, \rho] + \Lambda\rho$, 在弱场近似下求得稳态时探测场的极化率:

$$\chi_p = \frac{N_k(z)|d_{13}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \times \left[\frac{i[(i\Delta_p - i\Delta_c) + \gamma_{21}]}{|\Omega_c|^2 + (i\Delta_p + \gamma_{31})(i\Delta_p - i\Delta_c + \gamma_{21})} \right], \quad (4)$$

其中 γ_{ij} 为各能级间的退相干弛豫速率, 满足关系式 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, Γ_i 和 Γ_j 为自发辐射弛豫速率, 满足关系式 $\Gamma_i = \sum_m \Gamma_{im}$ 和 $\Gamma_j = \sum_m \Gamma_{jm}$. 相应地, 空间周期性折射率为 $n_p(z) = \sqrt{1 + \chi_p(z)}$. 我们把每一个满晶格周期分成 100 层, 折射率 $n_p(z_j)$ 决定了光在第 j 层介质两侧界面的菲涅耳系数^[57]. 利用菲涅耳系数可求解每一层的传输矩阵, 用以描述探测光的反射和透射特性^[58,59], 得第 j 层 2×2 传输矩阵 $\mathbf{m}_f(z_j)$:

$$\mathbf{m}_f(z_j) = \frac{1}{t_p(z_j)} \begin{bmatrix} t_p(z_j)^2 - r_p(z_j)^2 & r_p(z_j) \\ -r_p(z_j) & 1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

通过每一层的折射率 $n_p(z_j)$, 我们可以得到相应的透射系数 $t_p(z_j)$ 和反射系数 $r_p(z_j)$. 则每个满晶格的总传输矩阵为

$$\mathbf{M}_f = \prod_{j=1}^{100} \mathbf{m}_f(z_j). \quad (6)$$

由于空晶格中的折射率 $n_v = 1$, 相应的传输矩阵可以表示为

$$\mathbf{M}_v = \frac{1}{t_p(z)} \begin{bmatrix} t_p(z)^2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ika_0} & 0 \\ 0 & e^{-ika_0} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

长度 $L = \sum_n^k [a + b(n)] \cdot c\lambda_0 + d\lambda_0$ 准周期缺陷原子晶格总的传输矩阵可表示为

$$\mathbf{M}_d = \left[\sum_n^k (\mathbf{M}_f)^a \cdot (\mathbf{M}_v)^{b(n)} \right]^c \cdot (\mathbf{M}_f)^d. \quad (8)$$

光从介质两侧入射的反射系数 r_l , r_r 和透射系数 t_p 分别为

$$r_l = \frac{\mathbf{M}_d(1, 2)}{\mathbf{M}_d(2, 2)}, \quad r_r = \frac{\mathbf{M}_d(2, 1)}{\mathbf{M}_d(2, 2)}, \quad t_p = \frac{1}{\mathbf{M}_d(2, 2)}. \quad (9)$$

相应的左右两侧反射率 R_l , R_r 分别为

$$R_l = |r_l|^2 = \left| \frac{\mathbf{M}_d(1, 2)}{\mathbf{M}_d(2, 2)} \right|^2, \quad R_r = |r_r|^2 = \left| \frac{\mathbf{M}_d(2, 1)}{\mathbf{M}_d(2, 2)} \right|^2. \quad (10)$$

由方程 (2) 可知, 反射带的形成要求极化率实部与几何布拉格失谐的交点应位于电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 窗口处或大失谐处. 这里, 我们主要关注位于 EIT 窗口处的反射带. 如图 1(c) 所示, 反射带将围绕在 ω_1 点周围出现. 接下来, 我们将深入地讨论如何设置和优化参数, 以实现完美的非互易反射带. 左右反射的非互易程度可以通过对比度进一步判定:

$$C_R = \left| \frac{R_l - R_r}{R_l + R_r} \right|. \quad (11)$$

不难看出, 对比度 $0 \leq C_R \leq 1$, 当左反射为 0 时, $C_R = 1$ 达到完美非互易, 可实现单向反射的操控.

3 数值结果分析

在我们的系统中, 由斐波那契数列调控空晶格使得第一部分呈现准周期排布, 进而左侧的反射带发生了频移. 当斐波那契数列的值较小时不足以让左反射带明显频移, 而斐波那契数列过多、数值过大将会受到晶格长度的限制, 另外, 光晶格中形成

带隙需要满足布拉格条件. 因此, 合理设置斐波那契数列的数量、空晶格出现的周期以及满晶格的数量是实现完美非互易光反射操控的关键.

我们首先考虑第一部分中只有一个周期 ($c = 1$) 的无序缺陷原子晶格, 这里取 $a = 40$, $d = 1500$. 图 2(a) 和图 2(b) 分别展示了 $n \in [2, 16]$ 和 $n \in [2, 21]$ 时, 探测光从介质两侧入射的左反射率 (橙红色虚线) 和右反射率 (蓝色实线) 随失谐的变化. 由于空晶格出现在第一部分, 使得整个介质的空间对称性被破坏, 从而左右反射不再互易并且随着 n 值的增大, 非互易的区域也向右发生频移且非互易性略有增强. 为了进一步探究非互易性的规律, 图 2(c) 和图 2(d) 分别展示了左右反射率随探测场失谐和斐波那契数列最大值对应的 $n_{\max}$ 的变化 ($n \in [2, n_{\max}]$). 可见, 非互易的频率域随着 $n_{\max}$ 的增大, 蓝移和红移交替出现, 且可由一个非互易区域变成两个. 但非互易性变化仍不明显, 主要是因为, 在 $n < 8$ 时 $b(n)$ 的值还不足 20, 因此, 单个周期 n 值较小时缺陷对介质空间对称的破坏性较弱. 另外, 非互易频率域出现红移和蓝移的交替是由于

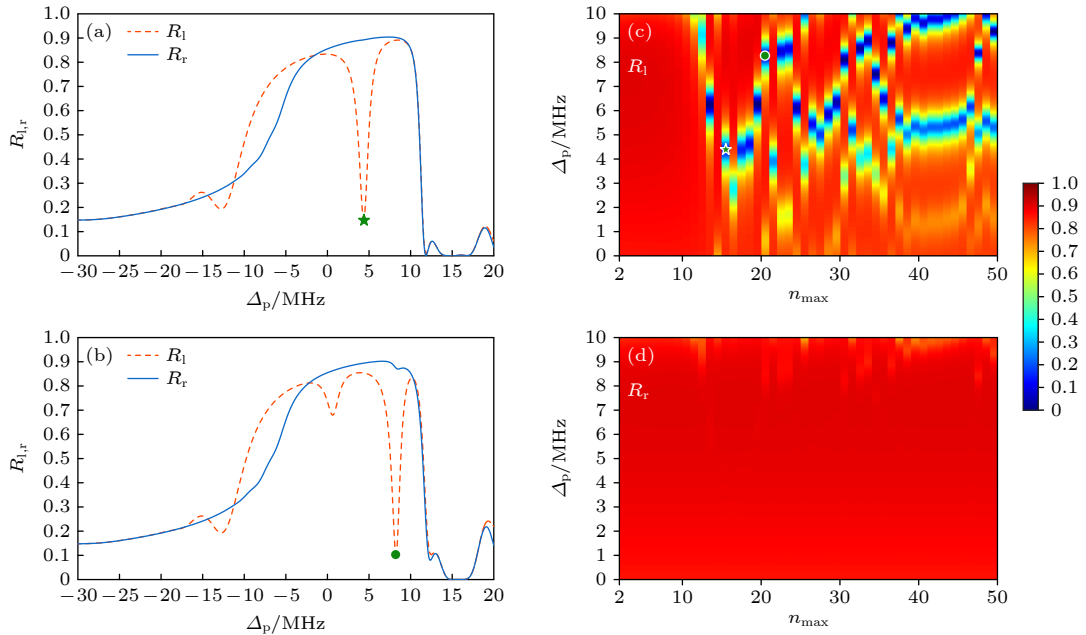


图 2 (a), (b) 展示了左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 的变化, 分别对应 $n \in [2, 16]$ 和 $n \in [2, 21]$; (c), (d) 展示了左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 和斐波那契数列数量 $b(n)$ 中最大 n 值的变化. 其他参数: $N_0 = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\eta = 5$, $a = 40$, $c = 1$, $d = 1500$, $\gamma_{31} = 6 \text{ MHz}$, $\gamma_{21} = 0.001 \text{ MHz}$, $\Delta_c = 15 \text{ MHz}$, $\Omega_c = 36 \text{ MHz}$, $\lambda_{\text{Lat}0} = 781 \text{ nm}$, $\lambda_p = 780.24 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{\text{Lat}} = -0.9 \text{ nm}$, $\mathbf{d}_{13} = 1.0357 \times 10^{-29} \text{ C}\cdot\text{m}$

Fig. 2. (a) $n \in [2, 16]$ and (b) $n \in [2, 21]$ shows the reflectivities $R_{l,r}$ v.s. detuning Δ_p ; (c), (d) the reflectivities $R_{l,r}$ v.s. the number of dissonance and Fibonacci series $b(n)$ and detuning Δ_p , respectively. Other relevant parameters: $N_0 = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\eta = 5$, $a = 40$, $c = 1$, $d = 1500$, $\gamma_{31} = 6 \text{ MHz}$, $\gamma_{21} = 0.001 \text{ MHz}$, $\Delta_c = 15 \text{ MHz}$, $\Omega_c = 36 \text{ MHz}$, $\lambda_{\text{Lat}0} = 781 \text{ nm}$, $\lambda_p = 780.24 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{\text{Lat}} = -0.9 \text{ nm}$, $\mathbf{d}_{13} = 1.0357 \times 10^{-29} \text{ C}\cdot\text{m}$.

探测光在第一部分传播时要满足布拉格条件:

$$\frac{\omega_p}{c_0} \left[\sum_n^k \left[\overline{a n_p(z)} + b(n) n_v \right] \cdot c \cdot \lambda_0 \right] = m\pi, \quad (12)$$

其中 c_0 为真空中的光速、任意正整数 m 和满晶格的平均折射率 $\overline{n_p(z)}$. 由于 $\overline{n_p(z)} > n_v = 1$, $a \cdot \overline{n_p(z)} + b(n) \cdot n_v < (a + b(n)) \cdot \overline{n_p(z)}$. 这意味着当一些满晶格被空晶格代替时, 光程将减小; 则频率 ω_p 应该增大, 对应于 Δ_p ($\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$) 增大以满足布拉格条件. 而布拉格条件是周期性的, 所以非互易窗口也呈周期性的变化.

为了进一步研究斐波那契数列的分布对探测光非互易性的调制. 接下来将对每个准周期中斐波那契数列的个数、满晶格数量以及周期数等进行调节, 绘制左右反射率随探测场及耦合场失谐的变化情况. 通过图 2 结果可知少量的空晶格不足以造成极大的对称破缺效应, 探测光从介质两侧入射的非互易性较差. 加强对称破缺效应的根本途径是巧妙设计和增加空晶格数量, 这可以通过设计参数 n , a 和 c 来调制.

首先, 将准周期数 c 增大到 10, 分析每个准周

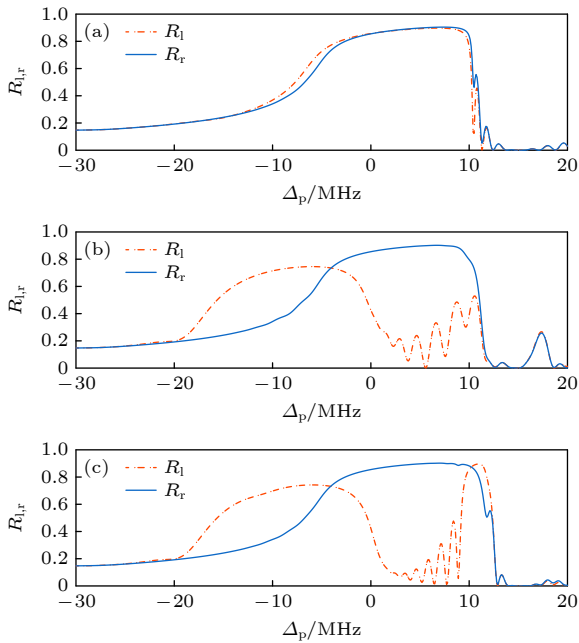


图 3 左右反射率 $R_{l,r}$ 随失谐 Δ_p 的变化 (a) $n \in [2, 7]$; (b) $n \in [8, 13]$; (c) $n \in [8, 17]$. 相关参数: $c = 10$, 其他参数如图 2 所示

Fig. 3. The reflectivities $R_{l,r}$ v.s. detuning Δ_p : (a) $n \in [2, 7]$; (b) $n \in [8, 13]$; (c) $n \in [8, 17]$. Here $c = 10$, other parameters are shown in Fig. 2.

期中斐波那契数量变化对左右反射非互易的影响. 对比图 3(a) 和图 3(b), 每个准周期中出现 6 组斐波那契数列, 但每组中由于 n 值不同导致 $b(n)$ 的值也不同. 结果表明, n 的取值范围较小时, 左右反射的非互易性并不明显. 当 n 的取值范围由 $n \in [2, 7]$ 增大到 $n \in [8, 13]$ 时非互易性明显增大. 可见, 只有空晶格的数量足够多才会对原子晶格的对称性产生破坏, 导致光场传播的非互易性. 值得强调的是, 由于缺陷部分是周期性出现的, 当满足布拉格散射条件时在相应的频率域仍可以形成反射带. 因此, 左右反射非互易的本质是左反射带发生频移, 而右侧反射带不受缺陷部分影响保持不变. 接着, 在左右反射带分开的基础上, 增大 n 的取值范围 $n \in [8, 17]$ 时, 如图 3(c) 所示, 在频率范围 $\Delta_p \in (0, 10 \text{ MHz})$ 内, 相比于图 3(b), 左侧反射率明显降低. 即非互易性有所增强. 考虑到布拉格条件的周期性, n 的取值范围线性增加将周期性调制非互易. 因此, 在 $n \in [8, 17]$ 的情况下将对其他参量进行调制.

接下来, 进一步考虑每个准周期中满晶格数量 a 变化对左右反射非互易的调制. 如图 4 所示, 随着 a 值的减小左反射带产生蓝移现象并呈现降

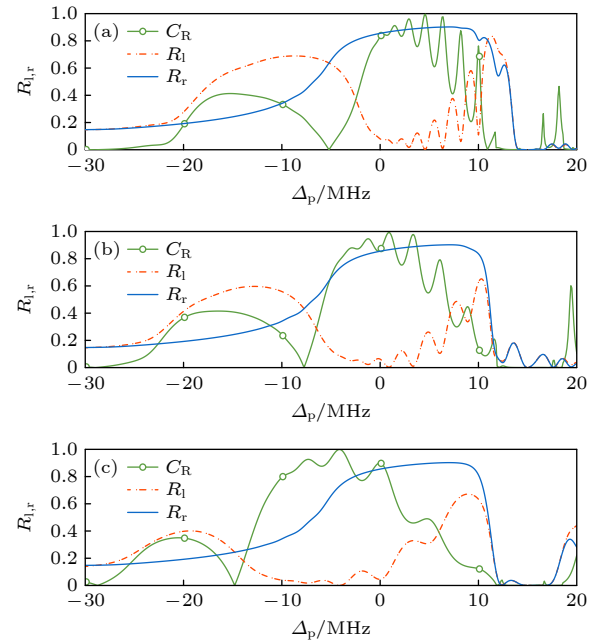


图 4 左右反射率 $R_{l,r}$ 和反射对比度 C_R 随失谐 Δ_p 的变化 (a) $a = 30$; (b) $a = 20$; (c) $a = 10$. 相关参数: $n \in [8, 17]$, $c = 10$, 其他参数如图 2 所示

Fig. 4. The reflectivities $R_{l,r}$ and the reflection contrast C_R v.s. detuning Δ_p : (a) $a = 30$; (b) $a = 20$; (c) $a = 10$. Here $n \in [8, 17]$, $c = 10$, other parameters are shown in Fig. 2.

低的趋势,同时新的反射带逐渐形成.这是由于探测光在准周期结构的原子晶格中传播,不同频率域内周期性满足布拉格条件所致.可见, a 和 n 是布拉格条件的关键参数,(12)式可以清楚地得到对带隙的周期性调制,这导致左反射带周期性地与右反射带错开.特别地,当 a 值较大时带隙未能完成很好的错位, a 值较小时虽然能够完美的错位,但新的带隙也已形成.参考左右反射的对比度和非互易频率范围,我们选择 $a = 20$ 时对左右反射的非互易性进一步优化.

在图4(b)的基础上增大准周期数 c 的值,图5清晰地展示了左右反射和对比度随着 c 值的变化规律.由图5(a)可见,当 $c = 20$ 时,在 $\Delta_p \in (-5 \text{ MHz}, 5 \text{ MHz})$ 的频率范围内可以实现对比度高达90%的非互易反射区.我们更加期待增大非互易反射的频率范围,因此,继续增大 c 值试图降低左反射率.由图5(b)和图5(c)可见,随着 c 值的增大非互易区域的左反射率在降低.值得注意的是,左反射带没有明显的频移现象.可见,准周期数对带隙的位置几乎不影响,但能够很好地抑制左反射率.此时,非互易反射区可增大到 $\Delta_p \in (-5 \text{ MHz}, 7 \text{ MHz})$.

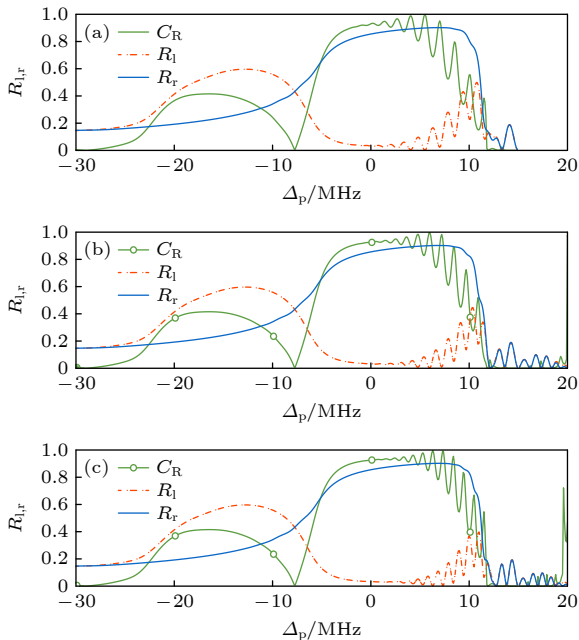


图5 左右反射率 $R_{l,r}$ 和反射对比度 C_R 随失谐 Δ_p 的变化 (a) $c = 20$; (b) $c = 25$; (c) $c = 30$. 相关参数: $n \in [8, 17]$, $a = 20$, 其他参数如图2所示

Fig. 5. The reflectivities $R_{l,r}$ and the reflection contrast C_R v.s. detuning Δ_p : (a) $c = 20$; (b) $c = 25$; (c) $c = 30$. Here $n \in [8, 17]$, $a = 20$, other parameters are shown in Fig 2.

在对单个准周期中满晶格数量 a 、斐波那契数列 $b(n)$ 和准周期数 c 进行优化后,我们已经得到对比度高于90%,带宽频率域大于10 MHz的非互易反射.进一步地,考虑强耦合场失谐 Δ_c 对非互易反射的调制.我们绘制了左右反射率随 Δ_c 和 Δ_p 的变化,如图6(a)和图6(b)所示.不难发现,在完美的右反射带频率域内,红移左反射带已经完全和右反射带错开,而再次满足布拉格条件形成的新反射带也未进入右反射带的频率域.另外,随着 Δ_c 的增大,非互易反射频率域发生蓝移,且范围明显增大.这样可以通过对耦合场失谐的设置调节非互易反射的位置、宽度等,使得该系统中非互易光传播的操控更加灵活.

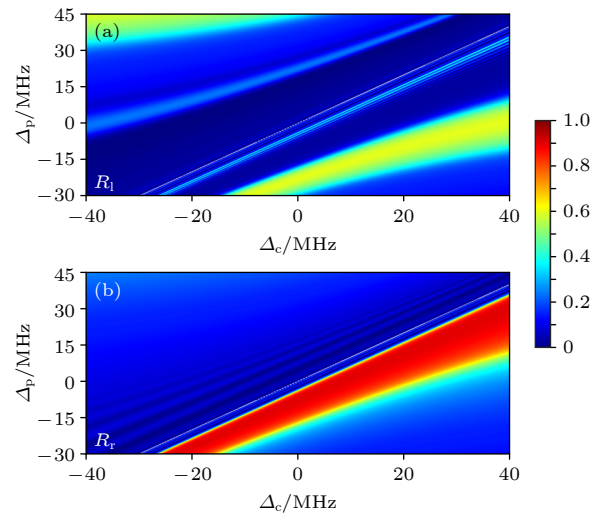


图6 (a) 左反射率 R_l 和(b)右反射率 R_r 随探测场失谐 Δ_p 和强耦合场失谐 Δ_c 的变化. 相关参数: $n \in [8, 17]$, $a = 20$, $c = 30$, 其他参数如图2所示

Fig. 6. (a) The left reflectivity R_l and (b) the right reflectivity R_r v.s. the probe detuning Δ_p and the strong coupling field detuning Δ_c . Here $n \in [8, 17]$, $a = 20$, $c = 30$, other parameters are shown in Fig 2.

4 总 结

本文提出了一种一维准周期缺陷原子晶格,用斐波那契数列调控空晶格的分布,实现非互易反射的操控.在这种特殊的缺陷原子晶格中,通过优化每个准周期中满晶格数量 a ,空晶格数量 $b(n)$ 和准周期的周期数 c ,可以实现对比度高于90%,带宽大于10 MHz的非互易反射区.并给出了以上几个参数的变化对非互易的调制规律,具体分析了产生影响的物理实质.进一步地,通过改变耦合场的失

谐能够有效地调制左右反射带的频率范围和宽度等,使得非互易光传播的操控更具灵活性. 我们的结果为高品质光学二极管、隔离器以及循环器等新型非互易光子器件的设计提供了理论依据,在量子计算和信息处理中具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] White A D, Ahn G H, Gasse K V, Yang K Y, Chang L, Bowers J E, Vučković J 2023 *Nat. Photonics* **17** 143
- [2] Prabu K, Nasre D 2019 *Plasmonics* **14** 1261
- [3] Xia K Y, Nori F, Xiao M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203602
- [4] Tian H, Liu J Q, Siddharth A, Wang R N, Blésin T, He J J, Kippenberg T J, Bhawe S A 2021 *Nat. Photonics* **15** 828
- [5] Chan E H W 2014 *Opt. Commun.* **324** 127
- [6] Litinskaya M, Shapiro E A 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033802
- [7] Shen H Z, Wang Q, Wang J, Yi X X 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013826
- [8] Wu J, Wang Z M, Zhai H, Shi Z X, Wu X H, Wu F 2021 *Opt. Mater. Express* **11** 4058
- [9] Wang Z Y, Qian J, Wang Y P, Li J, You J Q 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 153904
- [10] Chakraborty S, Das C 2023 *Phys. Rev. A* **108** 063704
- [11] Wang Y M, Xiong W, Xu Z Y, Zhang G Q, You J Q 2022 *Sci. China-Phys., Mech. Astron.* **65** 260314
- [12] He X W, Wang Z Y, Han X, Zhang S, Wang H F 2023 *Opt. Express* **31** 43506
- [13] Yang Y, Guan B, Zhang C L, Liu L C, Liu K 2020 *Optoelectron. Sci. Mater.* **11606** 74
- [14] Kim M K 2015 *Opt. Express* **23** 2040
- [15] Kawaguchi Y, Alù A, Khanikaev A B 2022 *Opt. Mater. Express* **12** 1453
- [16] Sounas D L, Alù A 2017 *Nat. Photonics* **11** 774
- [17] Fleury R, Sounas D L, Alù A 2018 *J. Opt.* **20** 034007
- [18] Cardin A E, Silva S R, Vardeny S R, Padilla W J, Saxena A, Taylor A J, Kort-Kamp W J M, Chen H T, Dalvit D A R, Azad A K 2020 *Nat. Commun.* **11** 1469
- [19] Kittlaus E A, Otterstrom N T, Kharel P, Gertler S, Rakich P T 2018 *Nat. Photonics* **12** 613
- [20] Sohn D B, Kim S, Bahl G 2018 *Nat. Photonics* **12** 91
- [21] Rodriguez S R K, Goblot V, Zambon N C, Amo A, Bloch J 2019 *Phys. Rev. A* **99** 013851
- [22] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Zou C L, Xiao Y F, Zou X B, Sun F W, Guo G C, Dong C H 2016 *Nat. Photonics* **10** 657
- [23] Ruesink F, Miri M A, Alù A, Verhagen E 2016 *Nat. Commun.* **7** 13662
- [24] Barzanjeh S, Wulf M, Peruzzo M, Kalaei M, Dieterle P B, Painter O, Fink J M 2017 *Nat. Commun.* **8** 953
- [25] Tang L, Tang J S, Chen M Y, Nori F, Xiao M, Xia K Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083604
- [26] Yang P F, Xia X W, He H, Li S K, Han X, Zhang P, Li G, Zhang P F, Xu J P, Yang Y P, Zhang T C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 233604
- [27] Zhang S C, Hu Y Q, Lin G W, Niu Y P, Xia K Y, Gong J B, Gong S Q 2018 *Nat. Photonics* **12** 744
- [28] Lin G W, Zhang S C, Hu Y Q, Niu Y P, Gong J B, Gong S Q 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
- [29] Zhang Y, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2021 *Opt. Express* **29** 5890
- [30] Guo T J, Argyropoulos C 2022 *Phys. Rev. B* **106** 235418
- [31] Zheng D D, Zhang Y, Liu Y M, Zhang X J, Wu J H 2023 *Phys. Rev. A* **107** 013704
- [32] Horsley S A R, Artoni M, La Rocca G C 2015 *Nat. Photonics* **9** 436
- [33] Pei X S, Zhang H X, Pan M M, Geng Y, Li T M, Yang H 2023 *Opt. Express* **31** 14694
- [34] Peng P S, Thapa G, Zhou J F, Talbayev D 2023 *Optica* **10** 155
- [35] Guddala S, Kawaguchi Y, Komissarenko F, Kiriushchikina S, Vakulenko A, Chen K, Alù A, Menon V M, Khanikaev A B 2021 *Nat. Commun.* **12** 3746
- [36] Gao W T, Yang C W, Tan Y T, Ren J 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 071702
- [37] Chamanara N, Taravati S, Deck-Léger Z L, Caloz C 2017 *Phys. Rev. B* **96** 155409
- [38] Hack S A, van der Vegt J J W, Vos W L 2019 *Phys. Rev. B* **99** 115308
- [39] Yoon T, Bajcsy M 2019 *Phys. Rev. A* **99** 023415
- [40] Yang H, Zhang T G, Zhang Y, Wu J H 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053856
- [41] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053862
- [42] Artoni M, La Rocca G C, Bassani F 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046604
- [43] Li T M, Wang M H, Yin C P, Wu J H, Yang H 2021 *Opt. Express* **29** 31767
- [44] Yang H, Yang L, Wang X C, Cui C L, Zhang Y, Wu J H 2013 *Phys. Rev. A* **88** 063832
- [45] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033811
- [46] Chaung Y L, Shamsi A, Abbas M, Ziauddin 2020 *Opt. Express* **28** 1701
- [47] Yang L, Zhang Y, Yan X B, Sheng Y, Cui C L, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **92** 053859
- [48] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [49] Wang C Q, Jiang X F, Zhao G M, Zhang M Z, Hsu C W, Peng B, Stone A D, Jiang L, Yang L 2020 *Nat. Phys.* **16** 334
- [50] Finkelstein R, Bali S, Firstenberg O, Novikova I 2023 *New J. Phys.* **25** 035001
- [51] Liu J J, Liu J C, Zhang G Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 094201 (in Chinese) [刘建基, 刘甲琛, 张国权 2023 物理学报 **72** 094201]
- [52] Li T M, Yang H, Wang M H, Yin C P, Zhang T G, Zhang Y 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 023122
- [53] Yuan J P, Wu C H, Wang L R, Chen G, Jia S T 2019 *Opt. Lett.* **44** 4123
- [54] Yuan J P, Zhang H F, Wu C H, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2021 *Opt. Lett.* **46** 4184
- [55] Yuan J P, Zhang H F, Wu C H, Chen G, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200667
- [56] Schilke A, Zimmermann C, Guerin W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023809.
- [57] Kuraptsev A S, Sokolov I M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 053822
- [58] Artoni M, La Rocca G C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905
- [59] Zhang Y, Xue Y, Wang G, Cui C L, Wang R, Wu J H 2011 *Opt. Express* **19** 2111

Nonreciprocal reflection in one-dimensional quasi-periodic defective atomic lattice*

 XU Qiongyi¹⁾ ZHANG Jin²⁾ ZHENG Yiting¹⁾ YAN Dong¹⁾

 ZHANG Hanxiao¹⁾ YANG Hong^{1)†}
¹⁾ (School of Physics and Electronic Engineering, Hainan Normal University, Haikou 571158, China)

²⁾ (College of Optoelectronics Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 3 March 2025; revised manuscript received 25 March 2025)

Abstract

In order to further investigate the non-reciprocity of light propagation in the defective atomic lattices, and due to its effective application in designing novel photonic devices, such as all-optical diodes and isolators, which are powerful tools for information processing and quantum simulation, we innovatively propose to use the Fibonacci sequence to modulate the arrangement of empty lattice cells that form a quasi periodic defective atomic lattices. In the electromagnetically induced transparency window, the probe light is almost not absorbed under the control of a strong coupling field (see Fig. 1). The numerical simulation indicates that a wide nonreciprocal reflection band can be achieved by modulating the number of filled lattice cells, Fibonacci sequence, the period number in a single quasi period (see Fig. 2). These results provide more degrees of freedom for regulating nonreciprocal reflection with wide bandwidth and high contrast, and have potential applications in quantum computing and information processing.

Fig. 1

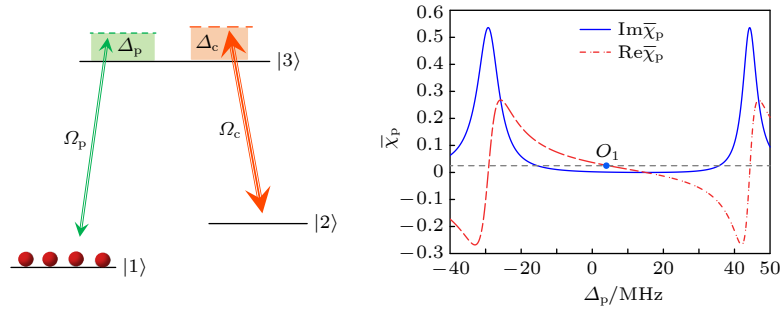
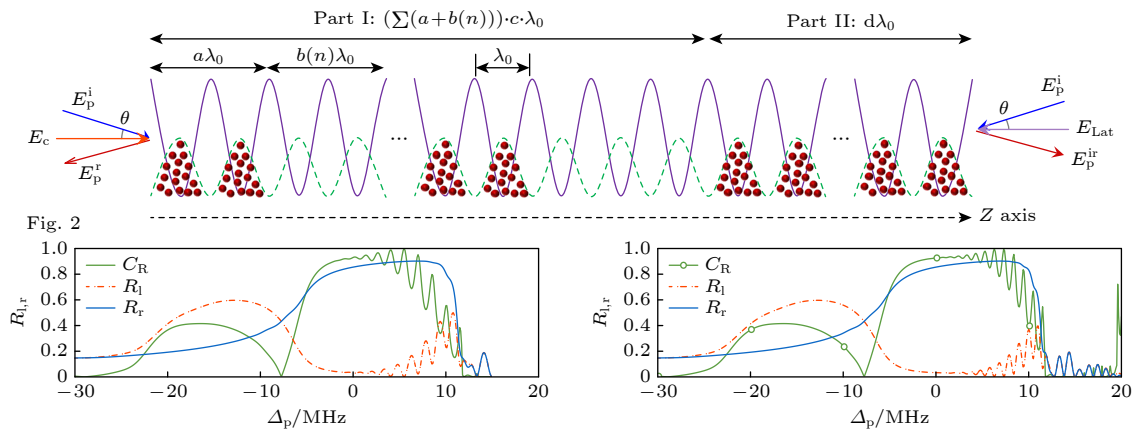


Fig. 2



Keywords: non reciprocal reflection, defective atomic lattice, spatial symmetry breaking

PACS: 64.70.Tg, 03.67.-a, 03.65.Ud, 75.10.Jm

DOI: 10.7498/aps.74.20250270

CSTR: 32037.14.aps.74.20250270

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12204137) and the Hainan Province Graduate Innovation Research Project, China (Grant No. Qhys2023-394).

† Corresponding author. E-mail: yang_hongbj@126.com

一维准周期缺陷原子晶格中非互易光反射

徐琼怡 张津 郑怡婷 严冬 张烱笑 杨红

Nonreciprocal reflection in one-dimensional quasi-periodic defective atomic lattice

XU Qiongyi ZHANG Jin ZHENG Yiting YAN Dong ZHANG Hanxiao YANG Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 116402 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250270

CSTR: 32037.14.aps.74.20250270

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250270>

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

闭合回路相干增益原子系统中完美非互易反射光放大

Perfect non-reciprocal reflection amplification in closed loop coherent gain atomic system

物理学报. 2024, 73(12): 126401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240347>

一维超冷原子动量光晶格中的手征对称性破缺拓扑相

Topological phase in one-dimensional momentum space lattice of ultracold atoms without chiral symmetry

物理学报. 2024, 73(4): 040301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231566>

非互易拓扑光子学

Non-reciprocal topological photonics

物理学报. 2024, 73(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850>

光晶格作用下里德伯冷原子系统中的二维空间光孤子

Two-dimensional spatial optical solitons in Rydberg cold atomic system under the action of optical lattice

物理学报. 2023, 72(10): 104202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230096>

室温下铯原子体系光学非互易调控实验研究

Experimental research on optical nonreciprocal control of cesium atomic systems at room temperature

物理学报. 2025, 74(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241463>

一维非互易声学晶体的非厄米趋肤态操控

Steering non-Hermitian skin states by engineering interface in 1D nonreciprocal acoustic crystal

物理学报. 2024, 73(21): 214301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241087>