

时间调制原子-耦合谐振腔波导中的动态可控单光子非互易散射*

李浩珍¹⁾ 张凯博¹⁾ 曾然¹⁾ 胡森^{1)†}

1) (杭州电子科技大学通信工程学院, 杭州, 310018)

摘要

本文研究了时变调制原子-波导耦合系统中的动态可控单光子非互易散射。该系统由一个二能级原子和一对半无限一维耦合谐振腔波导组成, 其中原子-波导耦合强度可通过外场实现周期性时间调制。[在高频有效模型下, 采用离散坐标散射方法解析求得了单光子从不同方向入射时的散射系数](#)。研究表明, 系统的非互易传输特性与时变调制参数密切相关, 通过调控耦合相位可实现动态可调的单光子二极管效应, 并在适当参数条件下可实现理想的定向传输。进一步地, 解析给出了完美单光子非互易传输的实现条件, 表明非互易性的产生不仅依赖于时间调制, 还依赖于外部原子耗散与静态原子-波导耦合的协同作用。上述结果为时变调制结构中单光子输运的调控提供了理论依据, 并在量子信息处理与片上量子器件设计中具有潜在应用。

关键词: 动态量子调控, 单光子非互易散射, 波导量子电动力学

PACS: 37.30.+i, 42.50.Nn, 42.50.Pq, 74.25.F-

基金: 中国博士后科学基金 (批准号: 2023M732028)、量子技术与器件浙江省重点实验室 (批准号: 20230201)。

† 通信作者. E-mail: miao_hu@foxmail.com

第一作者. E-mail: haozhenli@hdu.edu.cn

1 引言

非互易传输是指系统对沿两个相反方向传播的信号表现出不对称响应的输运现象，其在光通信、量子信息处理及集成光子网络中具有重要应用^[1-3]。在量子光学中，单光子尺度下的非互易操控不仅是研究光与物质相互作用基本规律的重要课题，也是实现光隔离器、光环行器和量子路由器等关键器件的重要基础^[4-7]。传统上，光学非互易性的实现主要依赖磁光效应^[8,9]，但外加磁场通常难以兼顾片上集成、小型化及动态可调控等应用需求。因此，探索无磁、可重构的新型非互易机制，已成为近年来该领域的重要研究方向^[10,11]。

波导量子电动力学（waveguide quantum electrodynamics, 波导 QED）体系由于能够在一维受限几何中显著增强光子与局域量子发射体之间的相互作用，已成为研究单光子散射、输运及量子调控的重要物理平台^[12-14]。通过将人工原子或量子点等量子发射体耦合到一维连续或离散模式的波导结构中，例如耦合谐振腔波导，可实现对单光子散射过程的精确调控^[15-18]。在此类体系中，非互易性通常源于光与物质相互作用中的时间反演对称性破缺。近年来，国内外围绕单光子方向性输运的调控已开展了广泛研究。通过引入手性耦合^[19-21]、巨原子多点非局域耦合以及传播相位累积等机制^[22-26]，可实现方向依赖的单光子散射与传输。例如，波导中量子点发光的手性传输为构建单向量子光学接口提供了基础^[27]；在巨原子波导 QED 体系中，多耦合点及局域耦合相位所诱导的量子干涉可进一步实现单光子传播路径与定向路由的调控^[28-30]。这些研究表明，手性耦合、空间相位及多路径干涉是实现单光子方向性输运的重要物理手段。然而，现有方案的非互易响应多数由系统的几何结构、固定耦合关系或静态相位所决定，器件参数一旦确定，其传输方向和隔离特性通常缺乏进一步实时重构的自由度。

Floquet 工程的兴起为量子系统的动态调控提供了新的研究范式。通过周期性驱动系统参数,可等效引入新的有效相互作用,为实现动态可调的非互易传输开辟了新途径^[31-36]。近年来,将时间调制与波导 QED 系统相结合的研究表明,周期调制原子-波导耦合强度或原子跃迁频率能够诱导可控的相位因子与有效耦合,从而实现单光子的动态路由、开关及定向传输^[37-39]。与依赖静态结构参数的非互易方案相比,周期调制能够在系统结构保持不变的情况下原位改变有效耦合的幅值和相位,为单光子输运方向的动态切换提供了额外的调控自由度。尽管如此,如何在简单的波导 QED 体系中利用 Floquet 调制建立方向相关的量子干涉机制,并进一步明确实现完美非互易传输所需的静态耦合、调制耦合及耗散之间的参数匹配关系,仍有待深入研究。

有鉴于此,本文考虑一个二能级原子与两条半无限耦合谐振腔波导相耦合、且原子一波导耦合强度受到周期性调制的理论模型,研究其动态可控的非互易单光子传输特性。采用离散坐标表象下的散射理论,推导了单光子从不同方向入射时的散射振幅解析表达式。在此基础上,揭示了原子介导的共振散射通道与 Floquet 调制诱导的有效相干耦合通道之间的方向相关量子干涉机制,阐明了调制相位对非互易传输方向的动态控制作用,并进一步解析给出了实现完美单光子非互易传输的参数匹配条件。研究表明,非互易性的形成取决于时间调制、静态原子一波导耦合与耗散的协同作用。本文工作为基于 Floquet 工程的动态可重构单光子隔离器、定向路由器等非互易量子器件设计提供了理论依据,有望在集成量子网络中得到应用。

2 理论模型

系统模型如图 1 所示：一个二能级原子同时与两条半无限一维耦合谐振腔波导（coupled-resonator waveguide, CRW-a 和 CRW-b）耦合。每条波导均由若干单模腔组成，相邻腔之间的耦合强度记为 $\xi_l (l=a,b)$ 。原子位于两条波导的边界腔位点 $j=0$ 处，其与两条波导的耦合强度可分别进行周期性调制，即 $g_l(t) = g_0 + \eta \cos(\nu_d t + \phi_l)$ ，其中 g_0 为静态耦合强度， η 、 ν_d 和 ϕ_l 分别表示调制幅度、调制频率和调制相位。

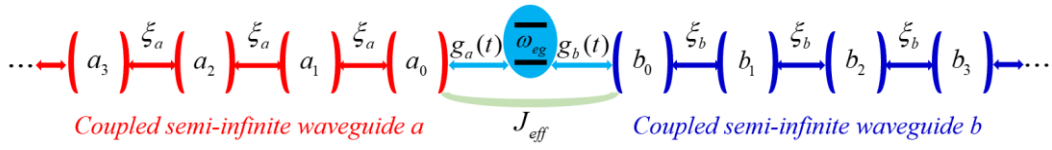


图 1 系统示意图。一个二能级原子与两条半无限一维耦合谐振腔波导（CRW-a 和 CRW-b）在 $j=0$ 处耦合。原子与波导的耦合强度 $g_a(t)$ 和 $g_b(t)$ 分别受到独立的周期性时间调制。相邻腔模间的耦合强度分别为 ξ_a 和 ξ_b 。 J_{eff} 表示两条波导之间由周期调制诱导出的有效耦合强度。

Fig.1 Schematic diagram of the system. A two-level atom is coupled to two semi-infinite one-dimensional coupled-resonator waveguides (CRW-a and CRW-b) at site $j=0$. The atom-waveguide coupling strengths $g_a(t)$ and $g_b(t)$ are independently and periodically modulated in time. The nearest-neighbor hopping strengths between adjacent cavity modes are ξ_a and ξ_b , respectively. J_{eff} denotes the effective coupling strength between the two waveguides induced by the periodic modulation.

在旋波近似下，系统总哈密顿量可写为

$$H(t) = \sum_{l=a,b} H_l + H_e + H_{int}(t) \quad (1)$$

其中，波导自由哈密顿量为

$$H_l = \omega_l \sum_{j=0}^{\infty} l_j^\dagger l_j - \xi_l \sum_{j=0}^{\infty} (l_j^\dagger l_{j+1} + H.c.) \quad (2)$$

原子哈密顿量为

$$H_e = (\omega_e - i\frac{\gamma_e}{2})\sigma_{ee} + \omega_g \sigma_{gg} \quad (3)$$

相互作用哈密顿量为

$$H_{\text{int}}(t) = g_a(t)a_0^\dagger\sigma_{ge} + g_b(t)b_0^\dagger\sigma_{ge} + H.c. \quad (4)$$

其中, $l_j(l_j^\dagger)$ 表示波导 l 中第 j 个腔模的湮灭(产生)算符, ω_l 、 ω_e 和 ω_g 分别为腔模、原子激发态和基态的本征频率, $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$; γ_e 则描述原子向波导外环境的耗散; $\sigma_{ge} = |g\rangle\langle e|$, $\sigma_{ee} = |e\rangle\langle e|$, $\sigma_{gg} = |g\rangle\langle g|$ 。

当调制频率 ν_d 远大于系统的特征耦合强度及波导传播带宽时, 可采用 Floquet–Magnus 高频展开对周期驱动系统进行有效描述^[40,41]。在该条件下, 相邻 Floquet 边带在能量上充分分离, 非零阶边带与中心传播带之间的谱重叠受到抑制, 其对中心传播带内单光子散射的贡献可以忽略^[42]。因此, 系统可由一个不含时的有效哈密顿量 $H_{\text{eff}} = \sum_{l=a,b} H_l + H_e + H_{\text{int}}^{\text{eff}}$ 等效描述, 其中

$$H_{\text{int}}^{\text{eff}} = g_0(a_0^\dagger\sigma_{ge} + b_0^\dagger\sigma_{ge} + H.c.) + iJ_{\text{eff}}(\sigma_{ee} - \sigma_{gg})(b_0^\dagger a_0 - a_0^\dagger b_0) \quad (5)$$

且 $J_{\text{eff}} = \eta^2 \sin(\phi_a - \phi_b)/2\nu_d$ 表示两条波导之间的有效耦合强度, 其大小可由调制相位差 $\Delta\phi = \phi_a - \phi_b$ 控制。当原子处于基态时, $(\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) \rightarrow -1$, 式(5)中的第二项对应两个边界腔之间的反对称有效耦合。该复耦合可等效为合成规范势, 从而为破缺时间反演对称性和产生非互易输运提供条件^[43]。

基于上述高频有效模型, 考虑原子初始处于基态 $|g\rangle$, 单光子从某一波导远端入射。在单激发子空间内, 系统的本征态可展开为

$$|E\rangle = \sum_{l=a,b} \sum_{j=0}^{+\infty} u_l(j) l_j^\dagger |\nu\rangle + u_e \sigma_{eg} |\nu\rangle \quad (6)$$

其中 $|\nu\rangle$ 表示两条波导中均无光子且原子处于基态; $u_l(j)$ 和 u_e 分别表示光子位于波导 l 的第 j 个腔以及原子处于激发态的概率幅。波导 l 的色散关系满^[17,18]

$$E = \omega_l - 2\xi_l \cos k_l, k_l \in (0, \pi) \quad (7)$$

将有效哈密顿量 H_{eff} 和本征态 $|E\rangle$ 代入定态薛定谔方程

$H_{eff}|E\rangle = (E + \omega_g)|E\rangle$, 可得

$$0 = (\omega_a - E)u_a(0) - \xi_a u_a(1) + iJ_{eff}u_b(0) + g_0 u_e \quad (8)$$

$$0 = (\omega_b - E)u_b(0) - \xi_b u_b(1) - iJ_{eff}u_a(0) + g_0 u_e \quad (9)$$

$$0 = (\omega_{eg} - E - i\frac{\gamma_e}{2})u_e + g_0 u_a(0) + g_0 u_b(0) \quad (10)$$

$$0 = (\omega_l - E)u_l(j) - \xi_l u_l(j+1) - \xi_l u_l(j-1), j \geq 1 \quad (11)$$

对于从波导 l 入射的单光子 ($l = a$ 或 b), 采用标准离散坐标散射边界条件 [17,18]:

$$u_l(j) = e^{-ik_l j} + s_{ll} e^{ik_l j} \quad (12)$$

则另一条波导 l' 中有

$$u_{l'}(j) = s_{l'l} e^{ik_{l'} j} \quad (13)$$

其中, s_{ll} 和 $s_{l'l}$ 分别对应反射与跨波导透射振幅。将式(12)、(13)代入式(8)–(11),

可得两个方向的跨波导散射振幅

$$s_{ba} = \frac{(\xi_a e^{ik_a} - \xi_a e^{-ik_a})(G - iJ_{eff})}{(\xi_a e^{-ik_a} + G)(\xi_b e^{-ik_b} + G) - (G^2 + J_{eff}^2)} \quad (14)$$

$$s_{ab} = \frac{(\xi_b e^{ik_b} - \xi_b e^{-ik_b})(G + iJ_{eff})}{(\xi_a e^{-ik_a} + G)(\xi_b e^{-ik_b} + G) - (G^2 + J_{eff}^2)} \quad (15)$$

其中, $G = g_0^2 / (E - \omega_{eg} + i\gamma_e/2)$ 表征原子的有效响应, 其同时包含静态耦合强度 g_0 、频率失谐以及耗散效应。尤其是, G 的虚部来源于原子耗散 γ_e , 它与 J_{eff} 协同作用, 是系统实现非互易散射的关键因素。

对于从波导 l 输入并从 l' 输出的单光子, 其透射效率可定义为

$$S_{ll} = |s_{ll}|^2 \frac{\xi_l \sin k_l}{\xi_l \sin k_l} \quad (16)$$

在下面分析中，我们考虑对称波导参数 $\omega_a = \omega_b \equiv \omega_c$ ， $\xi_a = \xi_b \equiv \xi$ ，同时设入射光子频率满足 $E = \omega_c - 2\xi \cos k$ ，从而有 $k_a = k_b \equiv k$ 。在该对称情形下，两条波导的群速度相同，因此透射效率可简化为 $S_{ll} = |s_{ll}|^2$ 。

为了定量描述系统的非互易性，定义其隔离度为 $S_{iso} = S_{ba} - S_{ab}$ 。由上述散射振幅可进一步得到

$$S_{iso} = \frac{8\xi^2 \sin^2 k g_0^2 \gamma_e J_{\text{eff}}}{|D|^2 \left[(\Delta - 2\xi \cos k)^2 + \frac{\gamma_e^2}{4} \right]} \quad (17)$$

其中， $D = (\xi e^{-ik} + G)^2 - (G^2 + J_{\text{eff}}^2)$ ， $\Delta = \omega_c - \omega_{\text{eg}}$ 。式(17)表明，系统的非互易性由 J_{eff} ， g_0 ， k 以及 γ_e 的参数共同制约。理想的单光子二极管效应对应于 $S_{ba} = 1$ ， $S_{ab} = 0$ 或相反情形，即 $|S_{iso}| = 1$ ，其具体实现条件将在第 3 节进一步讨论。

3 结果与讨论

在本节中，我们分析了系统的非互易传输特性，重点考察了调制相位控制下的定向单光子传输行为及其物理机制，并明确了实现理想单光子二极管(即完美非互易传输)所需的参数条件。图 2(a)和(b)分别给出了透射效率 S_{ba} 和 S_{ab} 随归一化失谐量 Δ/ξ 和调制相位差 $\Delta\phi/\pi$ 变化的函数关系，图 2(c)和(d)分别给出了两个典型调制相位差下的透射谱线。可以看出，在共振位置附近，两个传输方向呈现出明显互补的分布特征：当 $\Delta\phi = \pi/2$ 时， $a \rightarrow b$ 方向在整个频率失谐范围内均保持完全透明($S_{ba} = 1$)，而 $b \rightarrow a$ 方向则在 $\Delta = 0$ 处呈现一个深透射谷($S_{ab} = 0$)；当 $\Delta\phi = 3\pi/2$ 时，上述行为完全反转，即 $S_{ab} \equiv 1$ ，而 S_{ba} 在共振处受

到显著抑制。这表明，通过 Floquet 调控的有效耦合强度 $J_{\text{eff}} \propto \sin \Delta\phi$ ，系统的非互易响应可由外部调制相位动态选择。

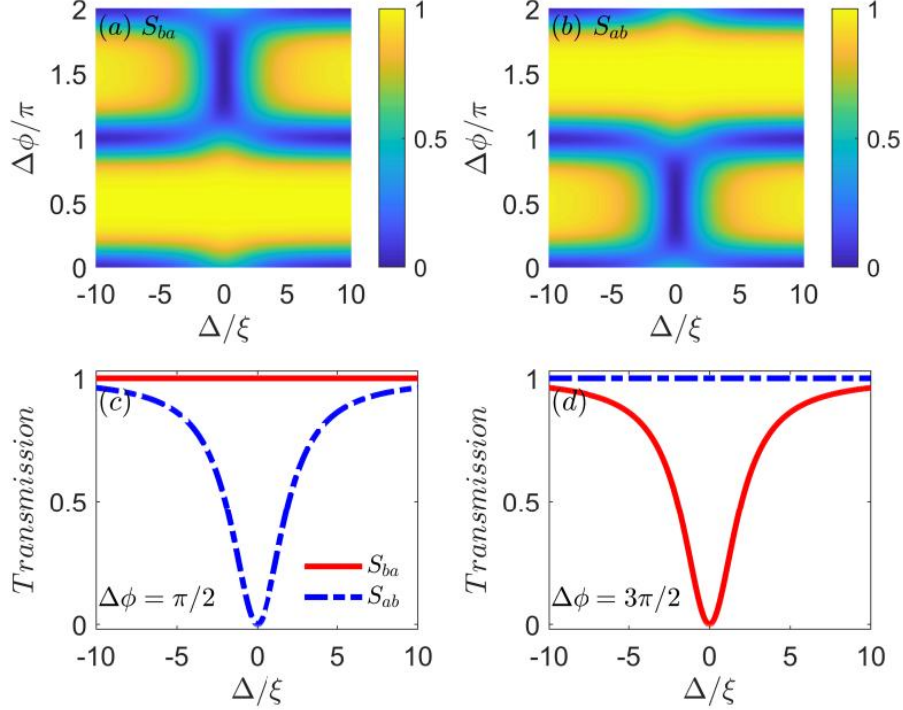


图 2 调制相位控制下的定向单光子散射。(a) S_{ba} 与 (b) S_{ab} 随归一化失谐 Δ/ξ 和调制相位差 $\Delta\phi/\pi$ 的二维色图；(c), (d) 分别为 $\Delta\phi = \pi/2$ 和 $\Delta\phi = 3\pi/2$ 时的透射谱线。其它公共参数为 $k_a = k_b = k = \pi/2$ ， $\gamma_e = 2\xi$ ， $\eta = 100\xi$ ， $v_d = 50\eta$ ， $g_0 = \xi$ ， $\xi_a = \xi_b \equiv \xi$ 。

Fig. 2 Phase-controlled directional single-photon scattering. (a), (b) Color maps of S_{ba} and S_{ab} as functions of the normalized detuning Δ/ξ and the modulation phase difference $\Delta\phi/\pi$; (c), (d) Transmission spectra at $\Delta\phi = \pi/2$ and $\Delta\phi = 3\pi/2$, respectively. Other common parameters are $k_a = k_b = k = \pi/2$, $\gamma_e = 2\xi$, $\eta = 100\xi$, $v_d = 50\eta$, $g_0 = \xi$, $\xi_a = \xi_b \equiv \xi$.

从物理上看，这种相位控制的定向单光子传输源于两条不同光子路径之间的量子干涉。第一条路径是由原子介导的共振通道，入射光子可通过原子吸收—再辐射过程实现跨波导传输，其过程由 $G = g_0^2 / (\Delta - 2\xi \cos k + i\gamma_e/2)$ 描述；第二条路径则是由周期调制诱导出的有效相干转移通道，对应于原子位置处两波导模之间的有效反对称耦合 $J_{\text{eff}} = \eta^2 \sin(\phi_a - \phi_b) / 2v_d$ ，其幅值可通过调制相位差直接控制。由式(14)和式(15)可知，两个传输方向的散射振幅分别满足 $s_{ba} \propto G - iJ_{\text{eff}}$ 和

$s_{ab} \propto G + iJ_{\text{eff}}$ ，这表明正反两个传播方向包含相同的两类路径贡献，但其相对相位相反，即两个方向分别对应两种不同的干涉组合（相干相消与相干相长）。因此，当 $\Delta\phi$ 由 $\pi/2$ 变为 $3\pi/2$ 时， J_{eff} 的符号翻转，从而交换了两个传播方向上的相长与相消干涉条件，最终导致高透射方向与透射阻断方向的动态切换。

另外，在严格共振条件下，原子的有效响应退化为纯虚数形式 $G = -2ig_0^2/\gamma_e$ ，其幅值因而达到最大。此时，原子介导的散射路径与 Floquet 有效相干耦合路径之间的干涉效应最为显著。随着失谐 $|\Delta|$ 增大， $|G|$ 迅速减小，原子介导通道被削弱，两条路径之间的干涉效应逐渐消失，最终两个传输方向逐渐恢复到近似对称的高透射状态。更进一步地，图 2 中出现的共振透射谷对应于严格的方向性散射零点。若要求一个传播方向发生完全相消，则需满足 $G \mp iJ_{\text{eff}} = 0$ ，从而得到 $J_{\text{eff}} = \pm 2g_0^2/\gamma_e$ 。具体而言，当 $J_{\text{eff}} = 2g_0^2/\gamma_e$ 时， $b \rightarrow a$ 方向中的干涉完全相消，从而导致 $S_{ab} = 0$ ；而当 $J_{\text{eff}} = -2g_0^2/\gamma_e$ 时，则有 $S_{ba} = 0$ 。因此，共振附近的深透射谷并非简单的透射减小，而是原子介导复振幅与 Floquet 诱导相干耦合在某一方向上发生严格破坏性干涉的结果。对于所考虑的对称波导结构 ($\xi_a = \xi_b \equiv \xi$ ， $k_a = k_b \equiv k$)，理想非互易输运还要求另一方向实现单位透射，该条件对应于能带中心 $k = \pi/2$ 及有效耦合幅值 $|J_{\text{eff}}| = \xi$ 。联立散射零点条件，可得实现理想单光子二极管效应的完整参数匹配条件为： $\Delta=0$ ， $k = \pi/2$ ， $J_{\text{eff}} = \pm\xi$ ，且 $\gamma_e = 2g_0^2/\xi$ 。在此工作点下，当 $J_{\text{eff}} = +\xi$ 时，有 $S_{ba} = 1$ 且 $S_{ab} = 0$ ，即实现 $a \rightarrow b$ 方向的理想单向透射；而当 $J_{\text{eff}} = -\xi$ 时，传输方向则完全反转，得到 $S_{ab} = 1, S_{ba} = 0$ 。进一步由反射振幅 $s_{aa} = s_{bb} = (J_{\text{eff}}^2 - \xi^2 - 2\xi G \cos k)/[(\xi e^{-ik} + G)^2 - (G^2 + J_{\text{eff}}^2)]$ 可知，在上述理想匹配条件下，两个入射方向的反射率均为零。因此，对于被阻断的传

播方向，光子既不能跨波导透射，也不会返回原入射波导，而是通过原子外部耗散 γ_e 所对应的环境通道逸出系统。综上，图 2 不仅体现了调制相位对单光子输运方向的动态控制，也给出了实现理想单光子二极管效应的参数匹配条件。

为了进一步明确最佳匹配条件并阐明波导色散对非互易单光子传输的影响，图 3 展示了两种典型失谐与调制相位条件下透射系数 S_{ba} 和 S_{ab} 随归一化波矢 k/π 的变化关系。在共振条件 $\Delta=0$ 下[图 3(a)与 3(b)]，显著的非互易传输特性仍可被观测到，其优先传输方向由有效耦合 $J_{\text{eff}} \propto \sin \Delta\phi$ 的相位(即 $\Delta\phi = \pi/2$ 或 $3\pi/2$)决定。前向传输在能带中心 $k = \pi/2$ 处达到单位透射，而反向传输在偏离该点后仅受到部分抑制。由此可见，精确共振本身虽然能够产生显著的非互易单光子输运，却无法在全能带范围内完全消除反向传输。其根本原因在于，Floquet 耦合 J_{eff} 虽然成功分离了相长与相消干涉分支，但波导的色散会引入额外的相位积累，致使 k 偏离 $\pi/2$ 时相消条件发生失谐。

与之形成对比的是，当失谐满足波矢相关的匹配条件 $\Delta = 2\xi \cos k$ 时[图 3(c)和 3(d)]，一个传播方向的透射可在所考察的传播带内保持为零，而相反方向仍保持有限透射，并在 $k = \pi/2$ 处达到完全透射。需要说明的是，此处 Δ 随 k 同步变化，因此图 3(c)和 3(d)对应沿 $\Delta = 2\xi \cos k$ 的参数匹配路径，而非固定系统参数下的全带宽响应。该匹配关系使 $\Delta - 2\xi \cos k = 0$ 始终成立，从而补偿波导色散对方
向相关相消干涉条件的影响。由此可见，沿上述色散补偿参数路径可以在较宽的传播波矢范围内维持单向阻断，并通过调节 Floquet 相位实现优先传输方向的动态切换。因此，基于本系统可实现一类可开关的单光子二极管，其工作机制依赖于 Floquet 相位调控与波导色散匹配的协同作用。

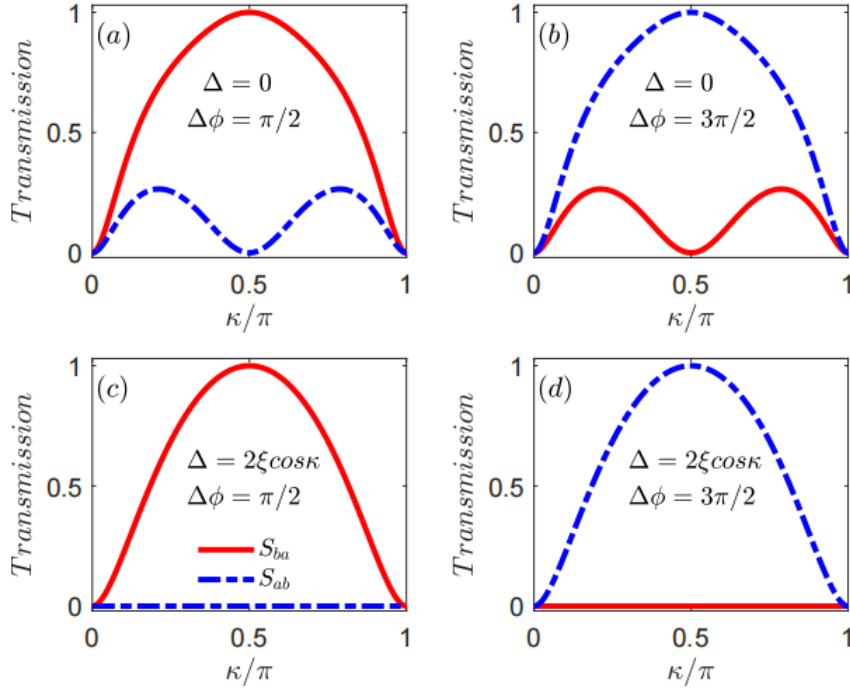


图 3 S_{ba} 和 S_{ab} 随归一化波矢 k/π 的变化。(a) $\Delta=0$, $\Delta\phi=\pi/2$; (b) $\Delta=0$, $\Delta\phi=3\pi/2$; (c) 和 (d) 沿参数匹配路径 $\Delta=2\xi\cos k$, 分别取 $\Delta\phi=\pi/2$ 和 $\Delta\phi=3\pi/2$ 。其它公共参数与图 2 相同。

Fig. 3 S_{ba} and S_{ab} as a function of the normalized wavevector k/π . (a) $\Delta=0$, $\Delta\phi=\pi/2$; (b) $\Delta=0$, $\Delta\phi=3\pi/2$; (c) and (d) along the parameter-matching path $\Delta=2\xi\cos k$ with $\Delta\phi=\pi/2$ and $\Delta\phi=3\pi/2$, respectively. Other common parameters are the same as that in Fig. 2.

由式(17)可知, 当 g_0 、 γ_e 或 J_{eff} 中任一参数为零时, 隔离度 S_{iso} 恒为零。

这表明, 除 Floquet 相位与波导色散外, 静态原子—波导耦合、原子耗散以及调制诱导的有效耦合同样是实现非互易传输所不可缺少的物理要素。基于此, 下面将分别讨论有效耦合强度 $\Omega=\eta^2/2\nu_d$ 、 g_0 和 γ_e 对光子非互易传输的影响。图 4(a)给出了 $g_0=\xi$ 、 $\gamma_e=2\xi$ 和 $k=\pi/2$ 条件下, 隔离度 S_{iso} 随归一化失谐 Δ/ξ 和有效 Floquet 耦合强度 Ω/ξ 的二维色图; 图 4(b)则展示了共振 $\Delta=0$ 处, S_{ba} 、 S_{ab} 及 S_{iso} 随 Ω/ξ 的变化关系。可以看出, 非互易窗口始终以 $\Delta=0$ 为中心, 其幅值随 Ω 呈现明显的非单调演化规律。当 $\Omega=0$ 时, $S_{iso}=0$, 非互易消失; 随着 Ω 增大, 正向透射 S_{ba} 上升而反向 S_{ab} 被抑制, 在 $\Omega=\xi$ 处隔离度达到

最大值 1；进一步增大 Ω 则正向透射减小，非互易隔离度降低。此非单调行为源于原子介导共振通道与 Floquet 诱导相干转移通道之间的竞争与协作，即 Ω 过小则调制路径不足以克服互易背景，过大则偏离最佳匹配条件，最终导致 S_{iso} 逐渐降低。

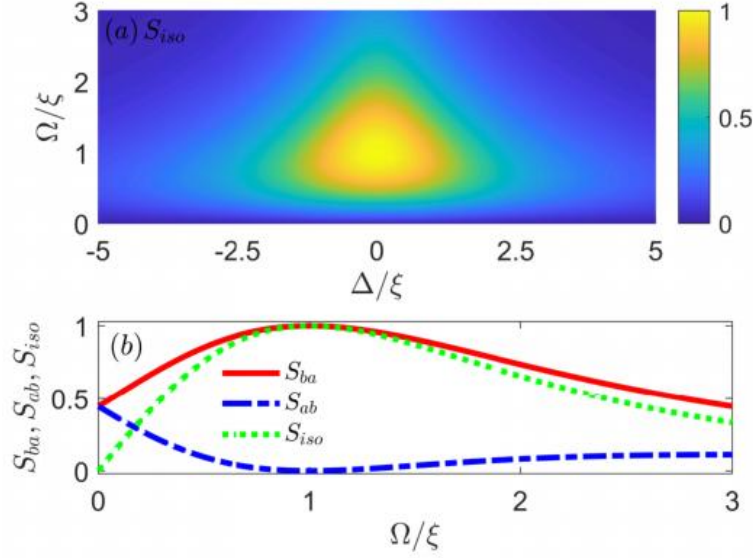


图 4 隔离度 S_{iso} 对 Floquet 有效耦合强度的依赖关系。(a) S_{iso} 随 Δ/ξ 和 Ω/ξ 的二维色图；(b)在 $\Delta=0$ 条件下， S_{ba} 、 S_{ab} 和 S_{iso} 随 Ω/ξ 的变化。 $\Omega = \eta^2/2v_d$ ，其它公共参数与图 2 相同。

Fig. 4. Dependence of the isolation degree S_{iso} on the effective Floquet coupling. (a) Color maps of S_{iso} as a function of Δ/ξ and Ω/ξ . (b) S_{ba} , S_{ab} , and S_{iso} versus Ω/ξ with $\Delta=0$. $\Omega = \eta^2/2v_d$, other common parameters are the same as that in Fig. 2.

图 5(a)与(b)展示了隔离度随 Δ/ξ 与静态耦合 g_0/ξ 的变化关系。非互易窗口仍以 $\Delta=0$ 为中心，隔离度对 g_0 亦呈非单调特征：当 $g_0=0$ 时，原子介导的共振通道完全缺失，两个传播方向仅在 J_{eff} 前具有符号差异，即 $s_{ba} \propto -iJ_{eff}$ 、 $s_{ab} \propto iJ_{eff}$ ，从而导致两个方向的透射概率相等， S_{iso} 恒为零；随着 g_0 增大，原子介导的散射路径被激活，其与 Floquet 路径之间的干涉开始表现出方向依赖性，从而使一个传播分支逐步逼近相消，而另一分支则保持可透射，使得 S_{iso} 于 $g_0 = \xi$ 处达到最大值 1。当 g_0 过大时，原子散射被过度增强，系统偏离精确的

干涉匹配条件,此时尽管非互易窗口有所展宽,但隔离峰值反而降低。类似 J_{eff} , 该结果再次验证了完美非互易单光子传输源于两类干涉通道之间权重的精确平衡。

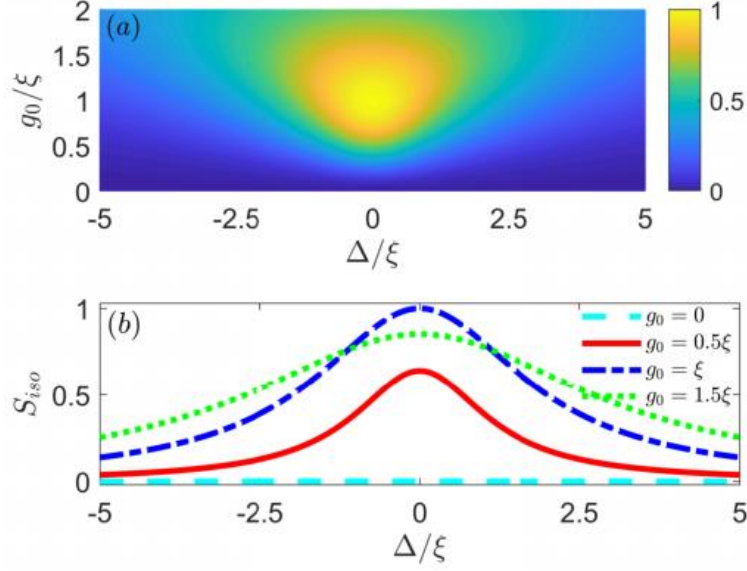


图 5 隔离度 S_{iso} 对静态原子—波导耦合强度 g_0/ξ 的依赖关系。(a) S_{iso} 随 Δ/ξ 和 g_0/ξ 变化的二维色图；(b) 对应的隔离谱线。其它公共参数与图 2 相同。

Fig. 5. Dependence of the isolation degree S_{iso} on the static atom-waveguide coupling strength g_0/ξ . (a) Color maps of S_{iso} as a function of Δ/ξ and g_0/ξ . (b) the corresponding isolation spectrum. Other common parameters are the same as that in Fig. 2.

图 6(a)给出了隔离度 S_{iso} 随归一化失谐 Δ/ξ 和原子耗散率 γ_e/ξ 变化的二维色图,图 6(b)则给出了共振 $\Delta=0$ 处, S_{ba} 、 S_{ab} 与 S_{iso} 随 γ_e/ξ 的变化关系。结果显示,非互易窗口仍然位于 $\Delta=0$ 附近,其幅值同样表现出明显的非单调变化。当 $\gamma_e=0$ 时,两方向透射相等,隔离度为零;随着 γ_e 增大, S_{ab} 被抑制,在 $\gamma_e=2\xi$ 处隔离度 S_{iso} 达到峰值 1;继续增大 γ_e 则导致相消条件失配,隔离度随之下降。这一结果反映了方向相关干涉的非厄米本质。两个传输方向的透射率分别由 $G-iJ_{eff}$ 和 $G+iJ_{eff}$ 所控制,而 $G=g_0^2/(\Delta+i\gamma_e/2)$ 。当 $\gamma_e=0$ 时,原子响应中缺少区分两条干涉分支所需的耗散相位,即使调制相位已经打破系统时间

反演对称性，散射仍保持互易；当 $\gamma_e \neq 0$ 时，原子通道获得虚部，并与 Floquet 相干通道形成方向相关干涉，从而使一个传播分支被压制，而另一个分支保持开放。

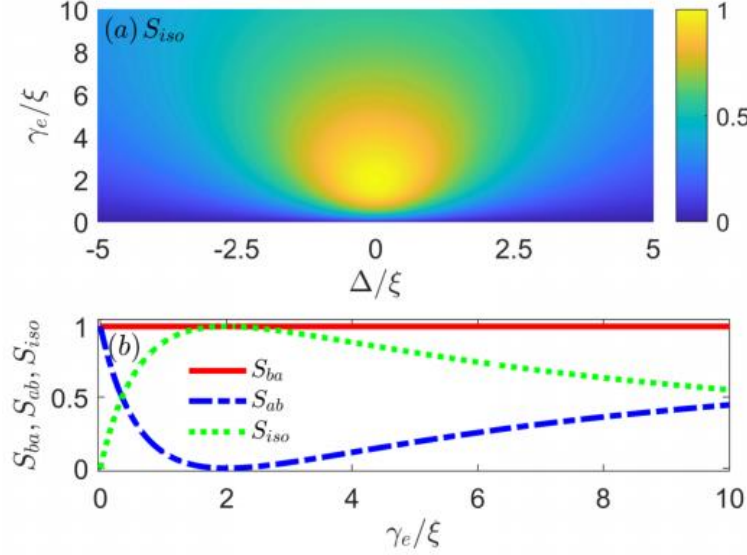


图 6 隔离度 S_{iso} 对原子耗散 γ_e/ξ 的依赖关系。(a) S_{iso} 随 Δ/ξ 和 γ_e/ξ 变化的二维色图；(b) 在 $\Delta=0$ 条件下， S_{ba} 、 S_{ab} 和 S_{iso} 随 γ_e/ξ 的变化。其它公共参数与图 2 相同。

Fig. 6. Dependence of the isolation degree S_{iso} on the atomic dissipation rate γ_e/ξ . (a) Color maps of S_{iso} as a function of Δ/ξ and γ_e/ξ . (b) S_{ba} , S_{ab} and S_{iso} versus γ_e/ξ with $\Delta=0$. Other common parameters are the same as that in Fig. 2.

综合图 4-6 可知，完美非互易的实现依赖于三个参数之间的精确匹配：调制强度 Ω 通过 J_{eff} 决定 Floquet 合成耦合，最佳条件为 $\Omega = \xi$ ；静态原子—波导耦合 g_0 既要足够大以激活原子共振通道，又不能过强以免破坏干涉平衡，其最优值为 $g_0 = \xi$ ；原子耗散 γ_e 则提供建立非互易所必需的非厄米相位，其最优值为 $\gamma_e = 2\xi$ 。在这些匹配条件同时满足时，体系可实现 $S_{ba} = 1, S_{ab} = 0$ 或反向结果，从而实现理想的可开关单光子二极管效应。由此可知，本文中完美非互易传输的实现是 Floquet 调制、原子共振散射、波导色散与受控耗散共同协同作用的结果。

4 总结

本文理论研究了时间调制原子—波导体系中的动态可控非互易单光子散射行为。结果表明，体系的非互易响应源于原子介导的共振散射路径与 Floquet 诱

导相干耦合路径之间的量子干涉，其非互易传输方向由 Floquet 调制相位决定。

另外，通过解析推导，明确了实现理想非互易传输的参数匹配条件，揭示静态耦合、原子耗散和调制诱导耦合是产生定向输运不可或缺的关键因素。隔离度对调制强度、静态耦合强度及耗散率均表现出非单调依赖关系，即完美隔离的实现依赖于相干过程与耗散过程之间的精细平衡。在精确参数匹配条件下，系统可实现具有理想隔离度的动态可调单光子二极管。需要指出的是，对于实际有限长度波导，端面反射可能引入额外的传播相位和多次干涉，从而对透射谱的共振位置和线形产生一定的有限尺寸修正^[44-46]。然而，当波导足够长或端面反射受到有效抑制时，其散射特性将趋近半无限波导情形，本文所揭示的 Floquet 相位调控非互易机制仍然适用。本工作为基于波导 QED 中 Floquet 工程的动态可重构非互易量子器件提供了理论范式，在集成量子网络等领域具有潜在的应用。

参考文献

- [1] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, Reiserer A, Neuze A, Uphoff M, Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Rempe G 2012 *Nature* **484** 195
- [2] Northup T E, Blatt R 2014 *Nat. Photonics* **8** 356
- [3] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J 2009 *Nat. Photonics* **3** 687
- [4] Sayrin C, Junge C, Mitsch R, Albrecht B, O'Shea D, Schneeweiss P, Volz J, Rauschenbeutel A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041036
- [5] Shen Y C, Bradford M, Shen J T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 173902
- [6] Gonzalez-Ballester C, Moreno E, Garcia-Vidal F J, Gonzalez-Tudela A 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063817
- [7] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 1577
- [8] Bi L, Hu J J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [9] Aplet L J, Carson J W 1964 *Appl. Opt.* **3** 544

- [10] Verhagen E, Alù A 2017 *Nat. Phys.* **13** 922
- [11] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, [Weiner A M](#), Qi M 2012 *Science* **335** 447
- [12] Liao Z Y, Zeng X D, Nha H, Zubairy M S 2016 *Phys. Scr.* **91** 063004
- [13] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, Liu Y X, Nori F 2017 *Phys. Rep.* **718–719** 1
- [14] Roy D, Wilson C M, Firstenberg O 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 021001
- [15] Xia K Y, Lu G W, Lin G W, Cheng Y Q, Niu Y P, Gong S Q, Twamley J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043802
- [16] Roy D 2010 *Phys. Rev. B* **81** 155117
- [17] Xu X W, Chen A X, Li Y, Liu Y X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063808
- [18] Xu X W, Chen A X, Li Y, Liu Y X 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053853
- [19] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Pichler H, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [20] Cheng M T, Ma X R, Fan J W, Xu J P, Zhu C J 2017 *Opt. Lett.* **42** 2914
- [21] Yan W B, Ni W Y, Zhang J, Zhang F Y, Fan H 2018 *Phys. Rev. A* **98** 043852
- [22] Liu N, Wang X, Wang X, [Ma X S](#), [Cheng M T](#) 2022 *Opt. Express* **30** 23428
- [23] Zhou J, Yin X L, Liao J Q 2023 *Phys. Rev. A* **107** 063703
- [24] Wang Z H, Du L, Li Y, Liu Y X 2019 *Phys. Rev. A* **100** 053809
- [25] Cai G Q, Lu Y N, Ma X S, Cheng M T, Huang X S 2023 *Opt. Express* **31** 33015
- [26] Du L, Chen Y T, Li Y 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 043226
- [27] [Shi S S](#), [Xiao S](#), [Xu X L](#) 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 067801 (in Chinese) [史书姝, 肖姗, 许秀来 2022 物理学报 **71** 067801]
- [28] Wang X, Yang W X, Chen A X, Li L, Shui T, Li X Y, Wu Z 2022 *Quantum Sci. Technol.* **7** 015025
- [29] Chen Y T, Du L, Guo L Z, Wang Z H, Zhang Y, Li Y, Wu J H 2022 *Commun. Phys.* **5** 215
- [30] [Zhu Z H](#), [Chen K K](#), [Zhang Y Q](#), [Fu X Y](#), [Peng Z H](#), [Lu Z Y](#), [Chai Y F](#), [Xiong Z Z](#), [Tan L](#) 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 153202 (in Chinese) [朱中华, 陈可可, 张玉青, 付响云, 彭朝晖, 陆振烟, 柴一峰, 熊祖周, 谭磊 2025 物理学报 **74** 153202]
- [31] Fang K J, Luo J, Metelmann A, Matheny M H, Marquardt F, Clerk A A, Painter O

2017 *Nat. Phys.* **13** 465

- [32] Fang K J, Yu Z F, Fan S H 2012 *Nat. Photonics* **6** 782
- [33] Tzuang L D, Fang K J, Nussenzeig P, Fan S H, Lipson M 2014 *Nat. Photonics* **8** 701
- [34] Roushan P, Neill C, Megrant A, Chen Y, Babbush R, Barends R, Campbell B, Chen Z, Chiaro B, Dunsworth A, Fowler A, Jeffrey E, Kelly J, Lucero E, Mutus J, O'Malley P J J, Neeley M, Quintana C, [Sank D](#), Vainsencher A, Wenner J, White T, Kapit E, Neven H, Martinis J 2017 *Nat. Phys.* **13** 146
- [35] Estep N A, Sounas D L, Soric J, Alù A 2014 *Nat. Phys.* **10** 923
- [36] Wang R T, Wang X D, Mei F, Xiao L T, Jia S T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 084205 (in Chinese) [汪润婷, 王旭东, 梅锋, 肖连团, 贾锁堂 2025 物理学报 **74** 084205]
- [37] Li H Z, Li Z R, Zeng R, Hu M, Xu M M, Zhou X F, Xia X W, Xu J P, Yang Y P 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023720
- [38] Li H Z, Zeng R, Hu M, Xu M M, Zhou X F, Xia X W, Xu J P, Yang Y P 2023 *Chin. Phys. B* **32** 124203
- [39] Li H Z, Zhang X P, Zeng R, Hu M, Xu M M, Zhou X F, Xia X W, Xu J P, Yang Y P 2024 *Opt. Express* **32** 38292
- [40] Goldman N, Dalibard J [2014](#) *Phys. Rev. X* **4** 031027
- [41] Shirley J H 1965 *Phys. Rev.* **138** B979
- [42] Zhou L, Yang S, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2009 *Phys. Rev. A* **80** 062109
- [43] Wang D W, Cai G, Liu R B, Scully M O 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 220502
- [44] Ye Y H, Ding J, Jeong D Y, Khoo I C, Zhang Q M 2004 *Phys. Rev. E* **69** 056604
- [45] Song J F, Luo L W, Luo X S, Zhou H F, Tu X G, Jia L X, Fang Q, Lo G Q 2014 *Opt. Express* **22** 24202
- [46] Li Z Y, Shen H Z 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023712

Dynamically tunable nonreciprocal single-photon scattering in a time-modulated atom-coupled-resonator waveguide

Li Haozhen¹⁾ Zhang Kaibo¹⁾ Zeng Ran¹⁾ Hu Miao¹⁾†

1) (School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

Abstract

Nonreciprocal single-photon transport is an important functionality for quantum information processing, on-chip quantum photonic devices, and integrated quantum networks. Considerable attention has been devoted to realizing directional single-photon transmission in waveguide quantum electrodynamics (waveguide-QED). However, in many existing schemes, nonreciprocal transport relies mainly on static structural asymmetry, chiral coupling, or fixed propagation phases. Once the device parameters are determined, the corresponding transport direction and isolation characteristics are generally difficult to reconfigure dynamically.

In this work, we theoretically investigate dynamically controllable nonreciprocal single-photon scattering in a time-modulated atom-waveguide system consisting of a two-level atom coupled to two semi-infinite one-dimensional coupled-resonator waveguides. The atom-waveguide coupling strengths are independently and periodically modulated in time. In the high-frequency regime, the periodic modulation induces an effective antisymmetric coupling between the two boundary cavities, whose magnitude and sign can be controlled by the modulation phase difference. Within the discrete-coordinate scattering framework, analytical expressions for the scattering amplitudes of photons incident from opposite directions are derived.

The results show that the nonreciprocity originates from direction-dependent quantum interference between the atom-mediated resonant scattering channel and the Floquet-induced coherent coupling channel. The two propagation directions experience opposite interference conditions, and therefore the preferred transmission direction can be reversibly switched by changing the modulation phase difference. Under appropriate parameter matching, one directional transmission can approach unity while the reverse transmission is completely suppressed, realizing an ideal dynamically switchable single-photon diode. Furthermore, the isolation degree exhibits nonmonotonic dependences on the modulation-induced effective coupling, the static atom-waveguide

[coupling, and the atomic dissipation. The analytical results indicate that perfect nonreciprocal transmission requires the cooperative interplay of Floquet modulation, resonant atom-waveguide interaction, waveguide dispersion, and dissipation, rather than time-reversal-symmetry breaking alone. These results clarify the physical mechanism of dynamically controllable nonreciprocal single-photon scattering in time-modulated waveguide-QED systems and provide a theoretical basis for reconfigurable single-photon isolators and directional quantum routers in integrated quantum networks.](#)

Keywords: Dynamic quantum control, Nonreciprocal single-photon scattering, Waveguide quantum electrodynamics

* Project supported by the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2023M732028), and the Fund from Zhejiang Province Key Laboratory of Quantum Technology and Device (Grant No. 20230201).

† Corresponding author. E-mail: miao_hu@foxmail.com

The first author. E-mail: haozhenli@hdu.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿