

驱动选择诱导的单光子与双光子束发射的可编程调控 *

唐静¹⁾ 邓元刚^{2)†}

1) (广东工业大学物理与光电工程学院, 广州 510006)

2) (中山大学物理与天文学院, 珠海 519082)

非经典光场的按需产生与灵活调控是量子光学和量子信息技术中的核心问题之一, 而在单一物理平台中实现不同光子统计性质之间的灵活控制仍具有挑战性。本文研究了一个具有双光子非线性耦合与级联跃迁通道的腔量子电动力学体系, 提出了一种驱动选择诱导的光子统计可编程调控机制。通过数值求解量子主方程, 并结合高阶关联函数、时间相关特性及光子数分布, 系统研究了不同驱动条件下的非经典发射行为。结果表明: 在弱驱动区域内, 腔驱动优先激发单激发子空间, 从而更有利于实现高纯度、高亮度单光子发射; 而原子驱动则更容易选择性激活双激发子空间, 从而产生稳定的双光子束输出。当两类驱动同时存在时, 体系可同时存在单光子与双光子发射通道, 并可通过调节失谐与耦合参数实现二者之间的连续可控转换。这些结果揭示了非经典光场的产生不仅取决于非线性相互作用强度, 更来源于驱动方式、能谱结构与跃迁路径之间的协同作用。该工作建立了一种基于驱动自由度调控光子统计性质的统一物理图像, 为多功能量子光源及集成量子光学器件设计提供了新的思路。

关键词: 腔量子电动力学, 光子阻塞, 双光子束发射, 量子光开关

PACS: 42.50.Pq, 42.50.Ar, 42.65.-k, 42.50.Dv

† 通信作者. E-mail: dengyg3@mail.sysu.edu.cn (通信作者)

* 国家自然科学基金 (批准号: 12374365, 12274473, 12135018)、国家科技重大专项量子科学与技术 (批准号: 2025ZD0300400)、广东省量子科学战略计划 (批准号: GDZX2505001) 和广东工业大学 SPOE 种子基金 (SF2024111504) 资助。

1 引言

非经典光场的产生与调控是量子科学与技术的重要科学前沿，在量子通信^[1]、量子计算^[2,3]、量子精密测量^[4]以及量子网络^[5]等领域具有广泛应用价值^[6,7]。特别是，单光子源是实现安全量子通信和线性光子计算的重要资源。同时具有强关联特性的多光子态在量子增强测量、量子成像及高阶量子干涉中展现出独特优势^[8-11]。如何在同一物理平台中灵活调控光子统计性质，实现从单光子到多光子关联态的按需输出，已成为当前量子光学研究的重要课题。

在近年来一些列重要进展中，腔量子电动力学由于能够显著增强光与物质之间的耦合强度，为探索少光子非线性效应提供了理想平台^[12-14]。在强耦合条件下，由 Jaynes-Cummings (JC) 能级结构产生的非简谐谱可有效抑制多光子态的激发，从而形成传统光子阻塞效应，并实现具有亚泊松统计分布的单光子输出^[15,16]。近年来，围绕传统光子阻塞的理论与实验研究取得了显著进展，并已在原子腔体系^[17-21]、量子点微腔体系^[22,23]以及超导电路体系^[24,25]中得到广泛验证。与此同时，基于量子干涉机制的非常规光子阻塞也被相继提出^[26-31]，使得在弱非线性条件下获得高质量单光子发射成为可能^[32,33]。这些研究为高性能单光子源的发展奠定了重要基础。

与此同时，多光子阻塞与光子束发射是近年来迅速发展的又一个前沿课题，吸引了很多的研究兴趣。多光子发射通常通过构造高阶多光子共振激发机制，选择性增强双光子或多光子跃迁过程，从而实现非经典多光子输出^[34,35]。此外，借助强本征非线性介质、参量驱动过程以及特殊多能级结构设计，也能够有效打破等间隔能谱限制，实现双光子甚至更高阶光子束发射^[36-39]。特别地，双光子束态同时具有束内聚束与束间反聚束特征，即两个光子倾向于成对发射，而不同光子对之间则表现出明显的时间反关联，因此可作为确定性的光子对源，在量子干涉、量子增强测量以及高阶关联量子光学中具有重要应用潜力^[40,41]。然而，现有典型的多光子发射方案通常依赖较强的非线性耦合强度^[36,42]、复杂的多频驱动结构^[43]或严格的共振参数匹配条件^[44-46]，因而在实验实现与器件集成方面仍面临一定挑战。此外，多数方案往往针对某一种特定发射模式进行设计，例如单光子源与双光子源通常分别独立实现，而在同一装置中实现两类量子光场之间的灵活调控与可逆切换仍相对缺乏^[47,48]。

从物理机制上看，输出光场的量子统计性质本质上由系统能谱结构与激发路径共同决定：前者决定不同激发子空间之间的失谐关系，后者决定外场驱动优先选择哪些量子态。因此，若能够同时利用非线性能谱工程与驱动通道选择机制，就有望突破传统方案中单一驱动对应单一发射模式的限制，在同一体系内实

现多种非经典光态的可编程转换。基于这一思路，本文研究了一个具有双光子 JC 型相互作用与级联耦合通道的单原子腔量子电动力学模型，并引入相互独立的腔驱动与原子驱动两类外场。通过解析系统能谱并结合主方程数值计算，系统研究了不同驱动条件下的高阶关联函数、稳态光子数及时间相关性质。研究发现，在弱驱动条件下，不同驱动方式会优先选择不同的激发路径：当仅施加腔驱动时，系统主要进入单激发子空间，并表现出高纯度单光子发射；当仅施加原子驱动时，双激发通道被优先激活，从而产生稳定的双光子束输出；当两种驱动同时存在时，系统中的单光子与双光子跃迁过程可发生竞争与协同，从而在同一参数区域内实现不同统计性质之间的连续转换。上述结果说明，驱动方式不仅是外部操控手段，也是决定量子统计性质的重要调节自由度。本文提出的基于驱动选择、激发路径调控、统计性质转换的统一机制，为多功能非经典光源的设计提供了新的思路。该方案还可推广至超导电路、集成微腔以及人工原子阵列等多种平台，并有望在片上量子光学器件、按需光子对源以及高阶关联量子态工程中发挥作用。

2 理论模型与研究方法

2.1 理论模型

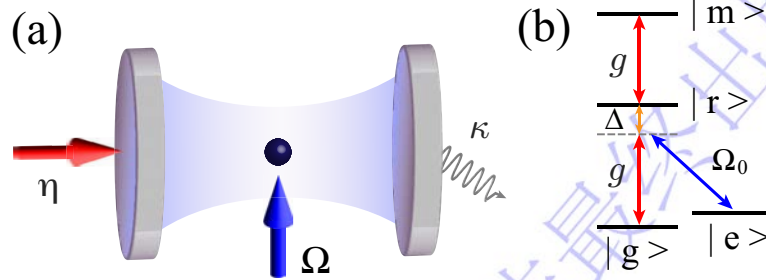


图 1 驱动选择型双通道 Jaynes-Cummings 模型。(a) 模型示意图；(b) 单原子能级示意图

Fig. 1. Drive-selective dual-channel Jaynes-Cummings model. (a) Schematic of the proposed model; (b)

Energy level diagram of the single atom.

我们考虑一个囚禁于高精度光学腔中的单个四能级原子，腔场衰减率为 κ 。系统的能级结构及驱动配置如图 1 所示，原子包含两个超精细基态 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ ，两个激发态 $|r\rangle$ 和 $|m\rangle$ 。原子跃迁 $|g\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 和 $|r\rangle \leftrightarrow |m\rangle$ 均与单模腔耦合，其耦合强度为 g ，相应的失谐量为 Δ 。此外，原子跃迁 $|e\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 通过一束频率为 ω_0 的经典激光场远失谐驱动，其拉比频率为 Ω_0 。

在旋波近似下（取 $\hbar = 1$ ），系统的时间依赖哈密顿量写为

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_0 = & \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_r \hat{\sigma}_{rr} + \omega_m \hat{\sigma}_{mm} + \omega_e \hat{\sigma}_{ee} \\ & + g(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{gr} + \text{H.c.}) + g(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{rm} + \text{H.c.}) + \Omega_0(\hat{\sigma}_{er} e^{-i\omega_0 t} + \text{H.c.}),\end{aligned}\quad (1)$$

其中， $\hat{a}^\dagger$ ($\hat{a}$) 为腔场产生（湮灭）算符， $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ 为原子跃迁算符， $i, j \in \{g, e, r, m\}$ ； ω_c 为裸腔频率， ω_i 表示原子态 $|g\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ 的跃迁频率。

为消去显式时间依赖项，引入么正变换

$$\mathcal{U} = \exp \left\{ -i \left[\omega_p (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{\sigma}_{rr}) + 2\omega_p \hat{\sigma}_{mm} + (\omega_p - \omega_0) \hat{\sigma}_{ee} \right] t \right\}.$$

在该旋转参考系下，哈密顿量 (1) 可化为

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_1 = & \Delta_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \Delta \hat{\sigma}_{rr} + \Delta_m \hat{\sigma}_{mm} + \Delta_e \hat{\sigma}_{ee} \\ & + g(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{gr} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{rm} + \text{H.c.}) + \Omega_0(\hat{\sigma}_{er} + \text{H.c.}),\end{aligned}\quad (3)$$

其中， $\Delta_c = \omega_c - \omega_p$ 为腔失谐， $\Delta = \omega_r - \omega_p$ 为 $|r\rangle$ 态的单光子失谐； $\Delta_e = \omega_e - \omega_p + \omega_0$ ， $\Delta_m = \omega_m - 2\omega_p$ 分别表示有效的单光子与双光子失谐。

当系统处于远失谐区域，即 $|g/\Delta| \ll 1$ 且 $|\Omega_0/\Delta| \ll 1$ 时，中间态 $|r\rangle$ 可被绝热消除，得到如下有效哈密顿量

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_2 = & \Delta_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \Delta_m \hat{\sigma}_{mm} + (\Delta'_e - \chi \hat{a}^\dagger \hat{a}) \hat{\sigma}_{ee} \\ & + \chi(\hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{gm} + \text{H.c.}) + \mathcal{J}(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{ge} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_{em} + \text{H.c.}),\end{aligned}\quad (4)$$

其中， $\Delta'_e = \Delta_e - \Omega_0^2/\Delta$ 为修正后的有效失谐。 $\chi = -g^2/\Delta$ 表征有效的双光子 JC 型非线性耦合，描述态 $|g\rangle$ 与 $|m\rangle$ 之间伴随两个腔光子的相干跃迁； $\mathcal{J} = -g\Omega_0/\Delta$ 描述级联的 JC 耦合，刻画单光子辅助下的逐级跃迁过程。二者共同决定了体系的非简谐能谱结构及多光子动力学行为。

在获得有效哈密顿量之后，我们进一步引入两类独立可控的弱驱动场。需要强调的是，下述驱动参数 Ω 与前文绝热消除过程中出现的经典驱动场 Ω_0 具有不同的物理含义。其中， Ω_0 用于构造远失谐拉曼过程并产生有效双光子 JC 相互作用，而这里的 Ω 则表示作用于有效态 $|e\rangle$ 与 $|m\rangle$ 之间的原子驱动拉比频率^[49]。其一为作用于腔模的相干驱动 $\hat{\mathcal{H}}_{\text{cav}} = \eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ ，其频率为 ω_p 、驱动强度为 η 。其二为作用于原子内部态之间的有效驱动 $\hat{\mathcal{H}}_{\text{atom}} = \Omega(\hat{\sigma}_{em} + \hat{\sigma}_{me})$ ，其中 Ω 为有效原子驱动拉比频率。腔驱动主要直接激发

光场自由度，而原子驱动则优先调控内部跃迁通道。两类驱动的竞争与协同，为体系中单光子发射与双光子束发射的灵活调控提供了基础。

2.2 能谱结构与共振机制

为了揭示不同驱动条件下光子统计行为的物理起源，我们进一步分析有效哈密顿量 (4) 的能谱结构。在忽略体系弱驱动场时，该体系满足总激发数守恒关系： $\hat{N} = \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{\sigma}_{ee} + 2\hat{\sigma}_{mm}$ ，因此哈密顿量可在不同激发子空间内分块对角化，从而可以分别讨论单光子与双光子共振机制。

对于单激发子空间 ($N = 1$)，取基矢 $\{|1, g\rangle, |0, e\rangle\}$ ，哈密顿量矩阵为

$$H^{(1)} = \begin{pmatrix} \Delta_c & \mathcal{J} \\ \mathcal{J} & \Delta'_e \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其本征能级可写为

$$E_{\pm}^{(1)} = \frac{\Delta_c + \Delta'_e}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta_c - \Delta'_e)^2 + 4\mathcal{J}^2}. \quad (6)$$

当满足 $\Delta'_e = \Delta_c$ 时，上式化简为 $E_{\pm}^{(1)} = \Delta_c \pm \mathcal{J}$ ，相应零能共振条件为其本征能级可写为

$$\Delta_c / \mathcal{J} = \pm 1. \quad (7)$$

该解析结果对应数值结果中的单光子共振曲线，表明单光子发射主要由单激发子空间的 dressed-state 共振决定。需要指出的是，虽然单激发子空间的本征能级不显含 χ ，但由 χ 所引入的双光子非线性会显著重整化更高激发子空间的能谱结构，从而抑制多光子占据并提高单光子发射纯度。

进一步地，为揭示双光子束发射的能谱机制，我们考察双激发子空间 ($N = 2$)。在基矢 $\{|2, g\rangle, |1, e\rangle, |0, m\rangle\}$ 下，有效哈密顿量写为

$$H^{(2)} = \begin{pmatrix} 2\Delta_c & \sqrt{2}\mathcal{J} & \sqrt{2}\chi \\ \sqrt{2}\mathcal{J} & \Delta_c + \Delta'_e - \chi & \mathcal{J} \\ \sqrt{2}\chi & \mathcal{J} & \Delta_m \end{pmatrix}. \quad (8)$$

对于双光子束发射，我们取 $\Delta_m = 2\Delta_c$, $\Delta'_e = 0$ 。在该条件下，态 $|2, g\rangle$ 与 $|0, m\rangle$ 具有相同裸能量 $2\Delta_c$ ，直接满足裸双光子共振条件。二者之间通过强度为 $\sqrt{2}\chi$ 的双光子 JC 非线性直接耦合，对应于两个腔光子与原子内部跃迁之间的直接双光子转换过程，从而有效打开双光子跃迁通道。

与此同时，态 $|1, e\rangle$ 还分别通过级联耦合项 $\mathcal{J}$ 与态 $|2, g\rangle$ 及 $|0, m\rangle$ 发生耦合，使双激发子空间形成由“直接双光子跃迁”与“级联单光子跃迁”共同构成的三角形耦合结构。其中，中间态 $|1, e\rangle$ 的能量为 $\Delta_c - \chi$ ，相对于双光子共振态存在有限失谐，因此主要通过虚跃迁过程参与动力学，并对双光子共振条件产生高阶修正。该结构使体系能够同时支持不同类型的双光子激发路径，并通过它们之间的协同作用增强双光子占据。

双光子共振曲线可由零能条件 $\det H^{(2)} = 0$ 给出，从而可得解析关系

$$2\Delta_c^3 - 2\Delta_c^2\chi - 3\Delta_c\mathcal{J}^2 - \Delta_c\chi^2 + 2\mathcal{J}^2\chi + \chi^3 = 0, \quad (9)$$

等价写为

$$\left(\frac{\mathcal{J}}{\chi}\right)^2 = \frac{(\Delta_c/\chi - 1)[2(\Delta_c/\chi)^2 - 1]}{3\Delta_c/\chi - 2}. \quad (10)$$

该解析结果与后续严格数值计算得到的双光子共振曲线符合良好。

值得强调的是， $\Delta'_e = 0$ 的选择对于获得高纯度双光子束发射具有明显优势。首先，在该条件下，单激发子空间的零能条件满足 $\det H^{(1)} = -\mathcal{J}^2 = 0$ 。因此当 $\mathcal{J} \neq 0$ 时，单光子零能共振被自然抑制，从而削弱单光子通道对双光子发射的竞争。其次，双激发子空间中 $|2, g\rangle$ 与 $|0, m\rangle$ 的简并进一步增强了直接双光子跃迁，使系统更容易进入以双激发子空间为主导的动力学区域。换言之， $\Delta'_e = 0$ 提供了一种有效的能谱选择机制：在抑制单光子共振的同时保留并强化双光子共振，从而更有利于稳定形成双光子束发射。

上述能谱分析清晰说明了不同驱动方式对应的发射机制。腔驱动项 $\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ 主要将系统由基态耦合至单激发子空间 ($N = 1$)，因此体系主要沿单光子共振条件 $E_\pm^{(1)} = 0$ 演化，从而产生显著的光子阻塞效应和高纯度单光子发射。相比之下，原子驱动项 $\Omega(\hat{\sigma}_{em} + \hat{\sigma}_{me})$ 可通过内部跃迁优先激活双激发子空间，并在非线性耦合 χ 的辅助下沿 $\det H^{(2)} = 0$ 的共振通道演化，从而实现稳定的双光子束发射。

当腔驱动与原子驱动同时存在时，系统可同时激发 $N = 1$ 与 $N = 2$ 两个激发子空间，因此在同一参数区域内同时出现单光子与双光子共振结构。通过进一步调节失谐量，可以连续改变两类跃迁通道的竞争关系，实现单光子发射与双光子束发射之间的连续转换。由此可见，驱动方式与能谱结构之间的协同调控构成了该体系中多种非经典光子发射行为的一种统一物理图像。

2.3 数值模拟方法

为了研究体系输出光场的量子统计性质, 我们利用量子光学工具箱^[50], 严格数值求解系统的 Lindblad 型量子主方程。在同时考虑腔场耗散与原子有效衰减的情况下, 系统密度算符 ρ 的动力学满足:

$$\frac{d\rho}{dt} = \mathcal{L}\rho = -i[\hat{\mathcal{H}}_2 + \hat{\mathcal{H}}_d, \rho] + \frac{\kappa}{2}\mathcal{D}[\hat{a}]\rho + \frac{\gamma}{2}\mathcal{D}[\hat{\sigma}_{gm}]\rho, \quad (11)$$

其中, $\hat{\mathcal{H}}_2$ 为有效哈密顿量 (4), $\hat{\mathcal{H}}_d$ 为外部驱动项 $\hat{\mathcal{H}}_d = \Omega(\hat{\sigma}_{gm} + \hat{\sigma}_{mg}) + \eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ 。式中, κ 为腔场衰减率, γ 为原子有效衰减率。耗散超算符定义为 $\mathcal{D}[\hat{o}]\rho = 2\hat{o}\rho\hat{o}^\dagger - \hat{o}^\dagger\hat{o}\rho - \rho\hat{o}^\dagger\hat{o}$ 。值得注意的是, 为保证绝热消除的有效性, 体系工作在远失谐区域, 满足 $g/\Delta \ll 1$, $\Omega_0/\Delta \ll 1$ 。在当前冷原子腔量子电动力学实验条件下, 失谐量 Δ 可在较宽范围内连续调节。作为保守估计, 本文取 $g = 2\pi \times 1.5$ MHz, $\Delta = 2\pi \times 150$ MHz, 其中 Δ 对应实验上可实现的较小失谐量^[51]。此时仍有 $g/\Delta \simeq 0.01 \ll 1$, 表明中间能级 $|r\rangle$ 仅发生虚布居, 绝热消除条件得到充分满足。进一步地, 由中间态自发辐射诱导的有效耗散满足 $\gamma_r^{\text{eff}} \sim \gamma_r(g/\Delta)^2 \sim 10^{-4}\gamma_r$, 这意味着中间态耗散被强烈抑制, 其贡献远小于体系中的主要耗散通道 (如腔场衰减)。在更大的失谐条件下, 该有效耗散还将进一步减小。严格地讲, 中间态 $|r\rangle$ 的自发辐射在绝热消除后会映射为有效模型中的附加耗散项以及高阶能级修正。然而, 由于这些修正的强度与 $(g/\Delta)^2$ 成正比, 在本文参数区域内远小于腔场衰减率, 因此对稳态光子统计性质仅产生微弱影响。为验证这一近似的合理性, 我们进一步比较了包含中间态衰减的完整四能级模型与本文采用的有效模型 (见附录 A), 发现稳态光子数、关联函数以及光子阻塞区域均保持良好一致, 表明这些附加耗散仅带来极小的高阶修正, 对体系的稳态光子统计性质影响可以忽略。此外, 由于态 $|e\rangle$ 在本文模型中对应超精细基态, 其辐射衰减和纯退相干效应通常远弱于腔场耗散, 因此在数值计算中予以忽略。

为了刻画体系输出光场的统计性质, 我们引入广义的时间相关 k 阶关联函数^[40,52]

$$g_n^{(k)}(\tau_1, \dots, \tau_k) = \frac{\langle \prod_{i=1}^k [\hat{a}^\dagger(\tau_i)]^n \prod_{i=1}^k [\hat{a}(\tau_i)]^n \rangle}{\prod_{i=1}^k \langle [\hat{a}^\dagger(\tau_i)]^n [\hat{a}(\tau_i)]^n \rangle}, \quad (12)$$

其中 $\tau_1 \leq \tau_2 \leq \dots \leq \tau_k$ 。当 $n = 1$ 时, 上式退化为通常意义下的光子 k 阶关联函数, 用于表征单光子统计特征^[53]; 当 $n \geq 2$ 时, 则可进一步描述 n 光子束 (n -photon bundles) 的发射行为。在零时间延迟条件下, 关联函数 $g_n^{(k)}(0)$ 可由稳态密度矩阵 $\mathcal{L}\rho_s = 0$ 直接得到, 其中 ρ_s 为稳态密度算符。同时, 对应的稳态腔内平均光子数定义为 $n_s = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ 。而任意时间延迟下的动态关联函数 $g_n^{(k)}(\tau)$ 则可以通过量子回归定理进行计算^[54]。

为了区分不同类型的非经典发射行为, 我们采用如下判据。对于单光子发射, 需要满足 $g_1^{(2)}(0) < 1$ 以

保证亚泊松统计，同时要求 $g_1^{(2)}(0) < g_1^{(2)}(\tau)$ 以体现明显的反聚束特性。对于 n 光子束发射，则需满足 $g_1^{(n)}(0) > 1$ 和 $g_1^{(n+1)}(0) < 1$ ，分别对应第 n 阶超泊松统计与第 $(n+1)$ 阶亚泊松统计 [21,44]。此外，为保证相邻光子束之间的反聚束行为，还需进一步满足 $g_n^{(2)}(0) < g_n^{(2)}(\tau)$ ，从而保证体系输出的是不同光子束间具有反聚束特性的 n 光子束态 [40,52]。需要强调的是，本文所讨论的 n 光子束发射 (n -photon bundle emission) 不同于通常意义上的多光子同时发射 (multiphoton emission)。其核心特征并非单纯对应某一高阶 Fock 态占据，而是指体系在统计意义上倾向于以 n 个光子为一组进行关联发射，即束内光子呈现明显聚束，而不同光子束之间则表现为反聚束行为。因此， n 光子束发射的判据主要来源于时间关联统计，而不仅仅是稳态光子数分布 [40,41]。

在实验测量方面，二阶关联函数 $g_1^{(2)}(\tau)$ 可通过 Hanbury Brown–Twiss 干涉仪直接测量 [15]；而 $g_2^{(2)}(\tau)$ 等双光子束关联函数则可通过半导体探测器中的双光子吸收机制实现探测 [55]。此外，本文提出的模型可基于当前高精度光学腔中的单原子多能级平台实现，例如已被广泛研究的单个 ^{87}Rb 原子耦合腔体系 [56]。本文采用的四能级结构可由冷原子中的基态、超精细态以及两个激发态构成的级联跃迁体系实现。通过合理选择原子能级结构、腔场偏振及跃迁选择定则，可使跃迁 $|g\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 与 $|r\rangle \leftrightarrow |m\rangle$ 同时耦合至同一腔模，而经典驱动场作用于 $|e\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ 跃迁，从而实现本文所需的四能级耦合构型。类似的多能级腔 QED 构型以及基于 Raman 过程的有效耦合机制已在单原子强耦合腔 QED 实验中得到广泛研究与实现 [14,57]。在数值模拟中，腔场采用 Fock 态截断方法进行求解，并取光子数截断维度为 $N = 10$ 。[附录 B 中的收敛性测试表明，该截断维数已能够保证本文参数区域内数值结果达到良好收敛。](#) 我们取高精度腔衰减率 $\kappa = 2\pi \times 15 \text{ kHz}$ 作为系统能量单位 [51]，并选取原子有效衰减率 $\gamma/\kappa = 0.1$ ，同时固定双光子失谐满足 $\Delta_m = 2\Delta_c$ 。在此基础上，体系的可调参数主要包括腔失谐 Δ_c 、非线性耦合强度 χ 、级联耦合强度 $\mathcal{J}$ 、有效原子失谐 Δ'_e 、腔驱动强度 η 以及原子驱动拉比频率 Ω 。

3 数值模拟结果

3.1 腔驱动选择的单光子发射

当仅对腔进行驱动 ($\Omega/\kappa = 0, \eta/\kappa = 0.2$) 时，我们选取单光子共振条件 $\Delta'_e = \Delta_c$ 。首先，固定 $\chi/\kappa = 5$ ，计算二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 以及腔内平均光子数 n_s 随 Δ_c/χ 和 $\mathcal{J}/\chi$ 的变化关系，其参数空间分布如图 2(a) 和 2(b) 所示。随着 $\mathcal{J}/\chi$ 的增加，体系的单光子发射呈现出明显的非单调行为。图中的白色虚线为理论分析得到的单光子共振曲线 [见公式 (7)]，可见其与数值结果中的最优单光子发射区域符合良好。这说明腔

驱动条件下的单光子输出主要由单激发子空间的共振结构所决定。

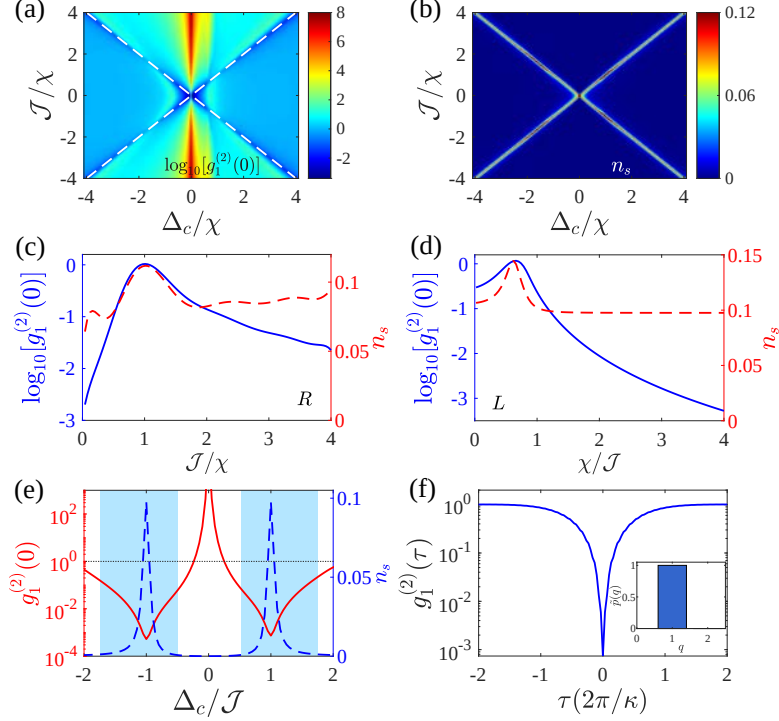


图 2 腔驱动激发单激发子空间，实现高纯度单光子发射。腔驱动条件 ($\eta/\kappa = 0.2$) 下，固定 $\chi/\kappa = 5$ ，二阶关联函数 $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ (a) 和腔内平均光子数 n_s (b) 随 Δ_c/χ 和 J/χ 变化关系，白色虚线表示理论分析得到的单光子共振曲线；(c) $J > 0$ 时沿着单光子共振线（右上分支）提取的 $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ 和 n_s 随 J 的变化曲线；(d) 在 $J/\kappa = 5$ ， $\chi > 0$ 时，沿着单光子共振线（左上分支）的 $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ 和 n_s 随 χ 的变化曲线；(e) 图 (c) 中 $\chi/J = 4$ 对应的 $g_1^{(2)}(0)$ 与 n_s 随 Δ_c/J 的变化，在 $\Delta_c/J = \pm 1$ 附近出现显著的单光子发射区域；(f) $\Delta_c/J = 1$ 时的时间相关二阶关联函数 $g_1^{(2)}(\tau)$ ，展示出明显的反聚束特性，验证了单光子发射。其中 (f) 内部的插图展示了光子数分布情况。

Fig. 2. Cavity driving selectively excites the single-excitation subspace, yielding high-purity single-photon emission. For $\eta/\kappa = 0.2$ and $\chi/\kappa = 5$, $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ (a) and n_s (b) are shown versus Δ_c/χ and J/χ . The white dashed lines indicate the analytical single-photon resonance. (c) $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ and n_s versus J along the upper-right resonance branch; (d) the same versus χ along the upper-left branch at $J/\kappa = 5$. (e) $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ and n_s versus Δ_c/J for $\chi/J = 4$, showing strong single-photon emission near $\Delta_c/J = \pm 1$. (f) $g_1^{(2)}(\tau)$ at $\Delta_c/J = 1$, exhibiting antibunching; the inset shows the photon-number distribution.

为了进一步揭示其演化规律，我们沿单光子共振线右上分支，提取 $J > 0$ 区域内的 $g_1^{(2)}(0)$ （蓝线）和

n_s (红线) 随 $\mathcal{J}$ 的变化关系, 如图 2(c) 所示。可以看到, 随着 $\mathcal{J}$ 增大, $g_1^{(2)}(0)$ 先增大后减小, 即体系经历由强反聚束到聚束, 再回到反聚束的转变过程。同时, 平均光子数 n_s 也表现出类似的非单调特征, 并在 $g_1^{(2)}(0)$ 取得最大值附近达到峰值。这一行为来源于光子诱导隧穿 (photon-induced tunneling) 与光子阻塞之间的竞争机制。在腔驱动下, 系统主要通过算符 $\hat{a}^\dagger$ 被激发, 因此优先进入单激发子空间 ($N = 1$)。当 $\mathcal{J}$ 较小时, 体系接近理想的单光子共振条件, 多光子吸收受到抑制, 从而表现出显著的光子阻塞效应。随着 $\mathcal{J}$ 增大, 级联耦合增强, 使单光子与双光子激发子空间之间的有效能级间距减小, 体系逐渐接近双光子共振条件, 导致双光子跃迁被增强, 进入光子诱导隧穿区域, 对应 $g_1^{(2)}(0) > 1$ 以及光子数增大。当 $\mathcal{J}$ 进一步增大时, 能谱非简谐性重新增强, 双光子激发子空间相对于单光子子空间发生明显失谐, 从而二光子通道再次受到抑制, 体系重新进入光子阻塞区域。

进一步地, 固定 $\mathcal{J}/\kappa = 5$ 并扫描 χ , 沿单光子共振线左上分支提取 $\chi > 0$ 区域内的 $g_1^{(2)}(0)$ (蓝线) 和 n_s (红线) 随 χ 的变化关系, 如图 2(d) 所示。可以看出, $g_1^{(2)}(0)$ 与 n_s 的演化趋势与图 2(c) 中随 $\mathcal{J}$ 的变化规律类似, 表现为由弱反聚束, 到聚束, 再回到强反聚束的过程。当 $\chi \approx 0$ 时, 体系非线性较弱, 尽管单光子共振条件仍然满足, 但由于级联耦合通道存在, 系统仍可通过中间激发态有效进入双光子子空间, 导致多光子占据难以抑制, 因此 $g_1^{(2)}(0)$ 较大, 对应较差的单光子发射性能。随着 χ 增大, 双光子 JC 型非线性逐渐增强, 使不同激发子空间之间的能级分裂显著增大, 尤其是双激发子空间 ($N = 2$) 相对于单激发子空间发生明显失谐。这种能谱重整化有效抑制了通过级联路径产生的双光子跃迁。当满足 $|\chi|/\mathcal{J} \gtrsim 0.7$ 时, 体系获得足够强的非简谐性, 双光子激发通道被有效关闭, 而单光子共振仍得以保持, 从而使 $g_1^{(2)}(0)$ 快速下降, 实现高纯度单光子发射。

综上所述, χ 与 $\mathcal{J}$ 分别控制体系能谱的非简谐性与激发通道的混合程度, 两者之间的竞争共同决定单光子发射性能。通过调节二者相对大小, 可在保持较高输出亮度的同时, 实现从光子诱导隧穿到光子阻塞的可控转变, 从而对光子统计性质进行精细调控。图 2(e) 给出了在 $\mathcal{J}/\kappa = 5$ 且 $\chi/\mathcal{J} = 4$ 条件下, 二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 与平均光子数 n_s 随 $\Delta_c/\mathcal{J}$ 的变化关系。可以看到, 单光子发射主要出现在共振点 $\Delta_c/\mathcal{J} = \pm 1$ 附近, 如图中的蓝色区域所示。特别是在 $\Delta_c/\mathcal{J} = \pm 1$ 处, 体系表现出极强的光子阻塞效应, 其二阶关联函数低至 $g_1^{(2)}(0) = 5.25 \times 10^{-4}$, 同时保持较大的平均光子数 $n_s \approx 0.1$, 表明体系能够在较高亮度下实现高纯度单光子输出。

单光子特性进一步由时间相关二阶关联函数 $g_1^{(2)}(\tau)$ 得到验证, 如图 2(f) 所示。可见始终满足 $g_1^{(2)}(\tau) > g_1^{(2)}(0)$, 表明体系具有显著的反聚束特性, 即相邻光子之间存在强烈的时间反相关。随着时间演化, $g_1^{(2)}(\tau)$

在时间尺度 $\tau \sim 1/\kappa = 10.6 \mu\text{s}$ 上逐渐弛豫至 1，对应光子关联的衰减过程。这表明该体系能够在微秒量级时间尺度上保持明显的反聚束特性，反映出级联耦合与非线性相互作用对光子统计性质的重要影响。此外，稳态光子数分布 $\tilde{p}(q) = qp(q)/n_s$ (其中 $p(q) = \langle q|\hat{a}^\dagger \hat{a}|q\rangle$) 在单光子数态处呈现强峰值，对应 $\tilde{p}(1) = 0.99954$ ，而高阶光子占据被显著抑制，如图 2(f) 内插图所示。这一结果进一步说明体系输出主要由单光子成分主导。结合时间相关函数与光子数分布可以确认，在腔驱动条件下，系统能够实现兼具高纯度、高亮度以及长反聚束寿命的单光子发射。

录用稿件，非最终出版稿

3.2 原子驱动选择的双光子束发射

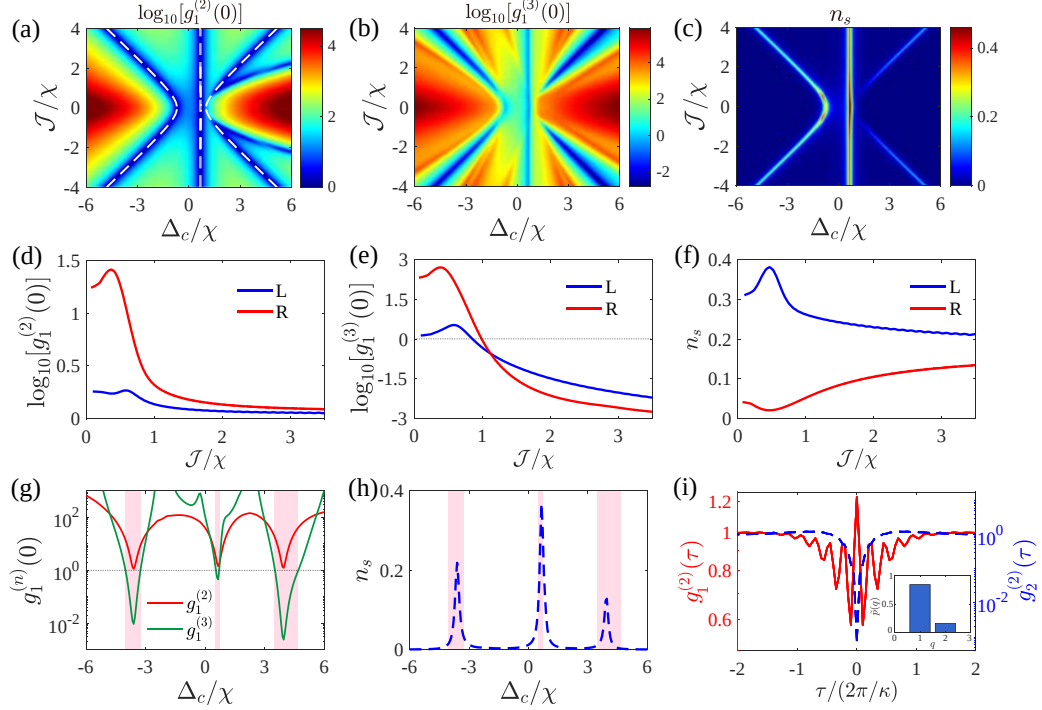


图 3 原子驱动选择性激发双激发子空间，实现高纯度双光子束发射。(a-c) 在原子驱动条件 ($\eta = 0$, $\Omega = 0.7$) 下，固定 $\chi/\kappa = 5$ ，二阶关联函数 $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ (a)、三阶关联函数 $\log_{10}[g_1^{(3)}(0)]$ (b) 以及腔内平均光子数 n_s (c) 随 Δ_c/χ 和 J/χ 的分布。白色虚线表示解析的双光子共振曲线。(d-f) 沿双光子共振线提取的 $g_1^{(2)}(0)$ (d)、 $g_1^{(3)}(0)$ (e) 以及 n_s (f) 随 J 的变化关系，其中红线和蓝线分别对应 $J > 0$ 的左右分支。(g,h) 在 $\chi/\kappa = 5$ 和 $J/\chi = 3$ 条件下，关联函数与光子数随 Δ_c/J 的变化，展示了双光子发射区域。(i) 时间相关函数 $g_1^{(2)}(\tau)$ 和 $g_2^{(2)}(\tau)$ ，验证双光子束发射的时间相关性，插图为对应的光子数分布。

Fig. 3. Atomic driving selectively populates the double-excitation subspace, resulting in high-purity two-photon bundle emission. (a-c) For $\eta = 0$, $\Omega = 0.7$, and $\chi/\kappa = 5$, $\log_{10}[g_1^{(2)}(0)]$ (a), $\log_{10}[g_1^{(3)}(0)]$ (b), and n_s (c) are shown versus Δ_c/χ and J/χ . The white dashed lines denote the analytical two-photon resonance. (d-f) $g_1^{(2)}(0)$ (d), $g_1^{(3)}(0)$ (e), and n_s (f) versus J along the resonance, with red and blue curves corresponding to the left and right branches for $J > 0$. (g,h) Correlation functions and n_s versus Δ_c/J at $\chi/\kappa = 5$ and $J/\chi = 3$, showing pronounced two-photon emission regions. (i) Time-dependent correlations $g_1^{(2)}(\tau)$ and $g_2^{(2)}(\tau)$, confirming two-photon bundle emission; the inset shows the photon-number distribution.

当仅施加原子驱动时 ($\eta/\kappa = 0$, $\Omega/\kappa = 0.7$)，为了抑制单光子激发并增强双光子发射，我们选取 $\Delta'_e = 0$ 。固定 $\chi/\kappa = 5$ ，计算关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 、 $g_1^{(3)}(0)$ 以及腔内平均光子数 n_s 随 Δ_c/χ 和 $\mathcal{J}/\chi$ 的变化关系，其参数空间分布如图 3(a-c) 所示。可以看到，在双光子共振曲线附近（白色虚线），系统在较宽参数区域内呈现出显著的双光子发射特性，即满足 $g_1^{(2)}(0) > 1$ 且 $g_1^{(3)}(0) < 1$ 。这表明系统倾向于成对发射光子，而三光子及更高阶过程受到抑制。这一结果与腔驱动情形形成鲜明对比。在原子驱动下，外场首先激发内部原子态，随后通过光与物质耦合过程转化为腔光子，因此系统更容易被激发到双激发子空间 ($N = 2$)。由此，双光子跃迁通道被优先激活，而单光子通道受到抑制，使输出光场呈现以双光子过程主导的统计行为。

为了进一步揭示其演化规律，我们沿双光子共振线提取 $\mathcal{J} > 0$ 区域内的 $g_1^{(2)}(0)$ 、 $g_1^{(3)}(0)$ 以及 n_s 随 $\mathcal{J}$ 的变化关系，如图 3(d-f) 所示。其中蓝线和红线分别对应双光子共振曲线的右支和左支。可以看到，随着 $\mathcal{J}/\chi$ 的增加，关联函数先略有增强，随后迅速下降，表明系统经历由弱双光子发射向高纯度双光子发射的转变。其中右支整体表现出更优的双光子统计性能。与此同时，在较大的 $\mathcal{J}$ 区域，系统在双光子发射纯度显著提升的同时仍保持较高的平均光子数，表明该系统能够在较高亮度条件下实现稳定的双光子束输出。

其物理机制可理解为双光子共振条件的逐步建立。在原子驱动下，系统可通过级联跃迁或有效双光子耦合直接进入双激发子空间。随着 $\mathcal{J}$ 增大，级联耦合增强，使由单激发子空间向双激发子空间的跃迁更加高效，从而提高双光子占据概率。同时，双光子 JC 型非线性使更高激发子空间 ($N \geq 3$) 相对于双激发子空间发生明显失谐，从而有效抑制三光子及更高阶过程，使双光子发射保持较高纯度。值得指出的是，当固定 $\mathcal{J}$ 并扫描 χ 时，体系通常表现出由双光子发射到聚束，再回到双光子发射的非单调演化行为。这说明适中的非线性有利于维持双光子共振，而过强非线性则可能破坏最优共振条件，从而削弱双光子输出性能。因此， χ 与 $\mathcal{J}$ 的协同调控共同决定双光子发射的效率与稳定性。

图 3(g) 和图 3(h) 展示了 $\chi/\kappa = 5$ 且 $\mathcal{J}/\chi = 3$ 时， $g_1^{(2)}(0)$ 、 $g_1^{(3)}(0)$ 以及 n_s 随 $\Delta_c/\mathcal{J}$ 的变化关系。可以看到，在三个共振峰附近均出现明显的双光子发射现象，如图中红色区域所示。其中两个边带对应高纯度双光子发射区域。在 $\Delta_c/\chi = -3.6$ 和 $\Delta_c/\chi = 3.96$ 处，分别得到 $g_1^{(2)}(0) = 1.13$, $g_1^{(3)}(0) = 9.31 \times 10^{-3}$, $n_s \approx 0.22$ ，以及 $g_1^{(2)}(0) = 1.24$, $g_1^{(3)}(0) = 2.38 \times 10^{-3}$, $n_s \approx 0.13$ 。这些结果表明，体系能够在保持较高光子亮度的同时实现高纯度双光子发射。

为了进一步验证双光子束特性，我们分析了 $\Delta_c/\chi = 3.96$ 处的时间相关函数 $g_1^{(2)}(\tau)$ 和 $g_2^{(2)}(\tau)$ ，如图 3(i) 所示。系统满足条件 $g_1^{(2)}(0) > g_1^{(2)}(\tau)$ 和 $g_2^{(2)}(0) < g_2^{(2)}(\tau)$ ，表明单个光子在束内呈现聚束行为，而

不同光子束之间则表现为反聚束。这正是双光子束发射的典型特征。

此外，插图中的稳态光子数分布进一步表明，高阶多光子占据受到显著抑制。其中， $P(1) = 0.84$ 和 $P(2) = 0.16$ 反映了开放体系稳态下多个 Fock 态概率的统计混合。需要指出的是，双光子束发射的判定主要来源于关联函数满足 $g_1^{(2)}(0) > 1$ 、 $g_1^{(3)}(0) < 1$ 以及 $g_2^{(2)}(0) < g_2^{(2)}(\tau)$ 等条件，而并不要求稳态双光子 Fock 态概率严格大于单光子态概率。结合图中时间关联函数的结果，可以确认体系输出具有典型的双光子束统计特征。综合关联函数、时间相关性质以及光子数分布的结果可以看出，在原子驱动条件下，体系能够稳定产生以双光子关联发射为主导的非经典光场。该结果与腔驱动下单激发子空间主导的单光子发射形成鲜明对比，进一步说明驱动方式能够通过选择不同激发路径实现对光子统计性质的有效调控。

3.3 双驱动下单光子与双光子发射的共存与转换

接下来，我们考虑腔驱动与原子驱动同时存在的情形，取 $\Delta'_e = \Delta_c$ ，并固定 $\chi/\kappa = 5$ 、 $\Omega/\kappa = 0.7$ 和 $\eta/\kappa = 0.2$ 。在双驱动条件下，体系同时受到腔场与原子跃迁两类外场作用，其二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 、三阶关联函数 $g_1^{(3)}(0)$ 以及稳态腔内平均光子数 n_s 随 Δ_c/χ 和 $\mathcal{J}/\chi$ 的分布如图 4(a-c) 所示。可以看到，体系的光子统计性质发生明显变化：在相同的 $\mathcal{J}/\chi$ 下，沿单光子共振曲线（红色虚线）出现单光子发射区域，即满足 $g_1^{(2)}(0) < 1$ ；而沿双光子共振曲线（白色虚线）则出现双光子束发射区域，即满足 $g_1^{(2)}(0) > 1$ 且 $g_1^{(3)}(0) < 1$ 。这表明体系能够在同一参数空间内支持不同类型的光子发射机制。

这一现象可理解为能谱选择与激发路径竞争共同作用的结果。在腔驱动作用下，体系主要通过算符 $\hat{a}^\dagger$ 被激发，因此优先占据单激发子空间 ($N = 1$)，对应单光子发射过程；而在原子驱动作用下，体系首先被激发至内部原子态，随后通过光与物质耦合转化为腔光子，更容易进入双激发子空间 ($N = 2$)，对应双光子束发射。当两种驱动同时存在时，这两类激发路径在同一体系中并行存在，并通过非简谐能谱结构被选择性增强或抑制，从而使不同激发子空间的占据概率能够通过系统参数连续调节。

为了进一步揭示这种共存与转换行为，我们沿单光子与双光子共振曲线的右上分支，提取关联函数及平均光子数随 $\mathcal{J}/\chi$ 的变化关系，如图 4(d) 和图 4(e) 所示。可以看到，随着 $\mathcal{J}/\chi$ 增大，两类发射过程均经历由反聚束到聚束，再回到反聚束的非单调演化。这反映了光子诱导隧穿与光子阻塞之间的竞争关系。需要强调的是，两类发射行为具有明显的选择性响应：单光子发射主要局限于单光子共振曲线附近，而双光子束发射仅在双光子共振条件附近显著增强。这说明尽管两类驱动同时存在，体系仍可借助能谱结构区分不同激发通道，从而保持良好的统计选择性。

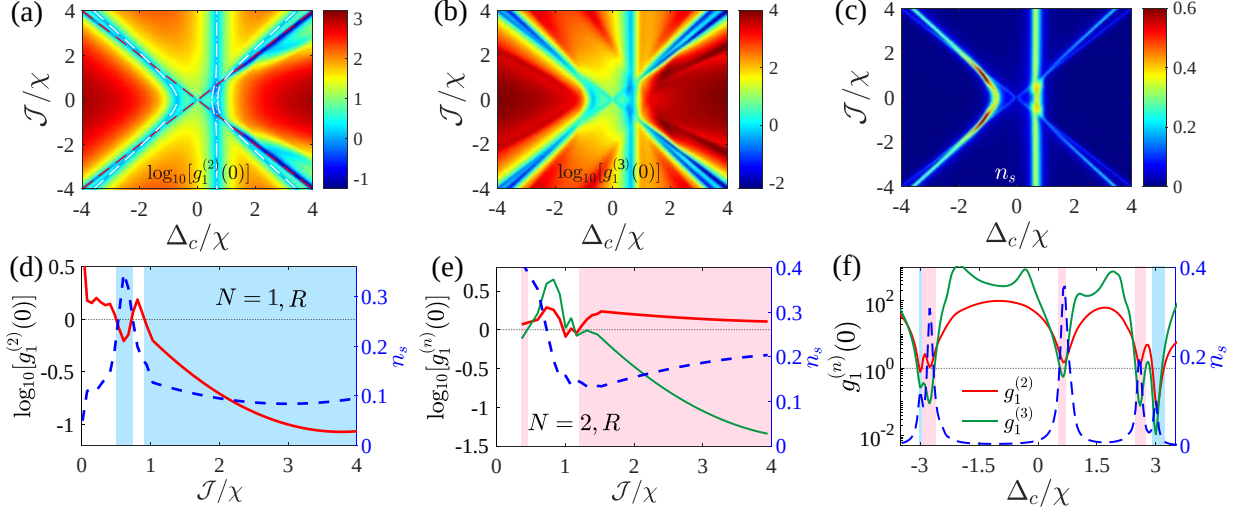


图 4 双驱动通过竞争与协同机制实现单光子与双光子发射的共存与可控转换。(a-c) 在 $\chi/\kappa = 5$ 、 $\Omega/\kappa = 0.7$ 和 $\eta/\kappa = 0.2$ 条件下, 二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ (a)、三阶关联函数 $g_1^{(3)}(0)$ (b) 以及腔内平均光子数 n_s (c) 随 Δ_c/χ 和 J/χ 的分布。红色虚线和白色虚线分别表示单光子与双光子共振曲线。(d,e) 沿共振曲线提取的关联函数与光子数随 J/χ 的变化关系, 展示单光子与双光子发射的非单调演化行为。(f) 在 $J/\chi = 3$ 条件下, 关联函数与光子数随 Δ_c/J 的变化, 显示通过失谐调控实现单光子发射与双光子束发射之间的转换。

Fig. 4. Coexistence and controllable conversion of single- and two-photon emission enabled by competing excitation pathways under dual driving. (a-c) For $\chi/\kappa = 5$, $\Omega/\kappa = 0.7$, and $\eta/\kappa = 0.2$, $g_1^{(2)}(0)$ (a), $g_1^{(3)}(0)$ (b), and n_s (c) are shown versus Δ_c/χ and J/χ . Red and white dashed lines denote the analytical single- and two-photon resonances, respectively. (d,e) Correlation functions and n_s versus J/χ along the resonance branches, showing nonmonotonic evolution of single- and two-photon emission. (f) Correlations and n_s versus Δ_c/J at $J/\chi = 3$, demonstrating continuous tuning between single-photon emission and two-photon bundle emission via detuning control.

图 4(f) 展示了在 $J/\chi = 3$ 条件下, 关联函数与光子数随失谐 Δ_c/J 的变化关系。可以看到, 通过调节失谐参数, 系统可以在单光子发射与双光子束发射之间实现连续可控转换。在单光子共振点在 $\Delta_c/\chi = 3$ 附近, 系统表现出显著的反聚束特性, 对应 $g_1^{(2)}(0) = 6.9 \times 10^{-2}$, $n_s \approx 0.1$, 说明此时输出主要由单光子过程主导。而在双光子共振点 $\Delta_c/\chi = 2.6$ 附近, 则呈现出典型的双光子束发射行为, 对应 $g_1^{(2)}(0) = 1.26$, $g_1^{(3)}(0) = 7.4 \times 10^{-2}$, $n_s \approx 0.2$, 此时体系在保持较高亮度的同时呈现明显的双光子统计特征。

需要指出的是, 这里的“共存”并不意味着单光子与双光子在同一次发射事件中同时产生, 而是指在

稳态统计意义下，两类发射通道同时开放并共同贡献输出光场。体系总输出可视为单光子过程与双光子过程的加权叠加，其相对权重由腔驱动与原子驱动强度比以及系统参数共同决定。综上所述，双驱动机制使体系能够在同一平台中实现单光子发射与双光子束发射的灵活调控，并在两类发射机制之间实现可编程切换。该结果表明，将驱动选择与能谱工程相结合，是实现多功能量子光源的一种简单而有效的策略。

4 讨论

综上所述，体系中非经典光场的产生并非仅由非线性相互作用强度单独决定，而是来源于驱动方式、能谱结构与跃迁路径之间的协同调控。与传统单一驱动方案相比，本文模型的核心特点在于：外部驱动不仅承担光子注入的作用，更决定体系优先选择的激发子空间，从而直接决定输出光场的统计性质。这意味着，驱动自由度本身可以作为调控量子态产生过程的重要物理资源。

对于腔驱动情形，驱动项直接作用于腔场算符 $\hat{a}^\dagger + \hat{a}$ ，因此体系优先进入单激发子空间，并沿单光子共振支演化。当双激发及更高激发子空间因非线性失谐而受到抑制时，体系表现出显著的光子阻塞效应。与传统两能级 JC 模型相比，本工作中的级联耦合通道与双光子非线性共同增强了能谱非简谐性，使体系在保持较高输出亮度的同时，获得更高的单光子纯度以及更长的反聚束时间尺度。对于原子驱动情形，驱动场 $\Omega(\hat{\sigma}_{em} + \hat{\sigma}_{me})$ 直接耦合内部原子态，使体系能够绕过常规单光子通道而优先进入双激发子空间。此时，双光子 JC 耦合主导主要动力学过程，从而实现稳定的双光子束发射。该机制不同于传统依赖强参量驱动、强本征非线性或严格双光子共振匹配的方案，更有利于实验调控。当腔驱动与原子驱动同时存在时，体系中的单光子与双光子发射通道同时开放。通过调节驱动强度比、失谐量以及耦合参数，可连续改变两类跃迁过程之间的竞争关系，从而实现单光子发射与双光子束发射之间的连续切换。该结果说明，驱动方式不仅决定激发效率，也决定量子统计输出模式，是实现多功能量子光源的重要控制旋钮。

从实验实现角度看，本文模型可直接对应于高精细光学腔中的多能级冷原子平台，例如已实现的单原子强耦合腔量子电动力学体系^[14,15,56]。同时，该机制也可迁移至具有高度可控参数的超导电路量子电动力学平台^[58]、量子点微腔体系^[59]以及集成非线性微环谐振器平台^[60]。这些体系均已具备多驱动场独立调控、非线性参数可设计以及高效率输出耦合等成熟实验条件，为本文方案的验证提供了现实基础。进一步，该机制还可推广至三光子束发射^[49]、多模纠缠光场产生^[61]以及片上可重构量子光源设计^[62]。若结合时序调制或反馈控制，还有望实现按需切换的动态量子光场输出^[63]。因此，该工作不仅为非经典光场调控提供了新的理论视角，也为量子通信、量子计算、量子精密测量以及集成量子光学器件的发展提供了潜在应用路

径。

5 结论

本文研究了一个具有双光子非线性耦合与级联跃迁通道的腔量子电动力学体系，提出了一种基于驱动选择的灵活调控机制，用于实现单光子发射与双光子束发射之间的可编程切换。研究表明，不同驱动方式能够选择性访问不同激发子空间，从而产生截然不同的量子统计输出：腔驱动优先激活单激发子空间，对应高纯度单光子发射；原子驱动则优先激发双激发子空间，对应稳定的双光子束输出。当两类驱动同时存在时，体系可同时开放单光子与双光子发射通道，其输出统计性质由不同激发路径之间的竞争与协同共同决定。通过调节失谐量、耦合强度及驱动参数，可在单光子反聚束与双光子聚束之间实现连续可控转换。本文建立了一种“驱动选择—激发子空间调控—量子统计输出切换”的物理图像，为可编程量子光源设计提供了新的理论基础，并为多功能非经典光场的按需产生开辟了新的实现途径^[64,65]。

附录 A 有效模型的基准测试

为验证正文中绝热消除得到的有效模型的可靠性，本附录进一步比较包含中间态衰减的完整四能级模型与正文采用的有效模型。完整四能级模型的哈密顿量 $\hat{\mathcal{H}}_1$ 见正文 Eq. (3)，其对应的 Lindblad 主方程为

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[\hat{\mathcal{H}}_1, \rho] + \frac{\kappa}{2}\mathcal{D}[\hat{a}]\rho + \frac{\gamma_r}{2}\mathcal{D}[\hat{\sigma}_{gr}]\rho + \frac{\gamma}{2}\mathcal{D}[\hat{\sigma}_{gm}]\rho. \quad (\text{A1})$$

这里 γ_r 表示中间态 $|r\rangle$ 的自发辐射速率， γ 为态 $|m\rangle$ 的衰减速率。为了给出保守估计，我们取中间态衰减率为 $\gamma_r = 0.1\kappa$ ，其余参数均与正文图 2(e) 保持一致。

图 A1 给出了两种模型得到的稳态光子统计结果，其中图 A1(a) 为二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ ，图 A1(b) 为稳态平均光子数 n_s 。可以看到，两种模型给出的共振位置、稳态平均光子数以及光子阻塞区域均保持良好一致性。特别地，在引入中间态衰减 $\gamma_r = 0.1\kappa$ 后，二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 和稳态光子数仅出现极小的定量修正。在 $\Delta_c/\mathcal{J} \approx -1$ 的共振附近， $g_1^{(2)}(0)$ 仅发生微小变化，其最小值仍保持在 10^{-4} 数量级。这些结果表明，即使考虑中间态自发辐射所引入的附加耗散，体系仍然保持强光子阻塞特征，其稳态光子统计性质基本不变。

需要指出的是，在远失谐条件 $g/\Delta \ll 1$ 下，中间态自发辐射经绝热消除后所产生的有效耗散满足 $\gamma_r^{\text{eff}} \sim \gamma_r(g/\Delta)^2$ ，因此仅对应高阶修正。我们进一步比较了完整四能级模型在 $\gamma_r = 0$ 和 $\gamma_r = 0.1\kappa$ 两种情

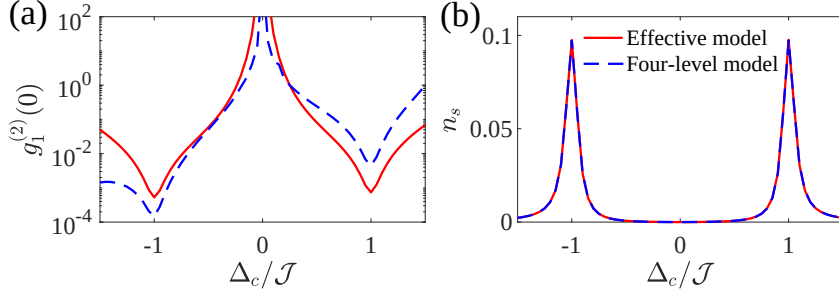


图 A1 完整四能级模型与有效模型的比较。(a) 二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 和 (b) 稳态平均光子数 n_s 随 $\Delta_c/\mathcal{J}$ 的变化。蓝线表示完整四能级模型，红线表示正文采用的有效模型。图中的参数与正文中图 2(e) 一致， $\chi/\mathcal{J} = 4$ 。

Fig. A1. Benchmark comparison between the effective model and the full four-level model. (a) Second-order correlation function $g_1^{(2)}(0)$ and (b) steady-state mean photon number n_s as functions of $\Delta_c/\mathcal{J}$. The blue curves are obtained from the full four-level model, while the red curves correspond to the effective model derived via adiabatic elimination. The parameters are identical to those used in

Fig. 2(e), with $\chi/\mathcal{J} = 4$.

况下的数值结果，发现二者几乎完全重合，说明中间态耗散对体系稳态光子统计性质的影响可以忽略。结合图 A1 所示的比较结果，可以看出完整四能级模型与有效模型在本文参数区域内保持良好一致性。由此表明，正文采用的有效模型能够准确描述系统的稳态光子统计性质。

附录 B Fock 态截断收敛性测试

为了验证数值结果对 Hilbert 空间截断维数的收敛性，我们进一步比较了不同 Fock 态截断维数下的计算结果。图 A2 给出了 $N = 5, 10$ 和 15 时二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 以及稳态平均光子数 n_s 的比较结果，其余参数与正文图 2(e) 保持一致。

可以看到，当截断维数由 $N = 5$ 增加到 $N = 15$ 时，三组结果几乎完全重合。这表明对于本文所考虑的参数区域， $N = 10$ 已能够保证数值结果达到良好收敛。正文中的所有数值计算均采用 $N = 10$ ，该截断维数已能够保证相关物理量的计算精度和收敛性。

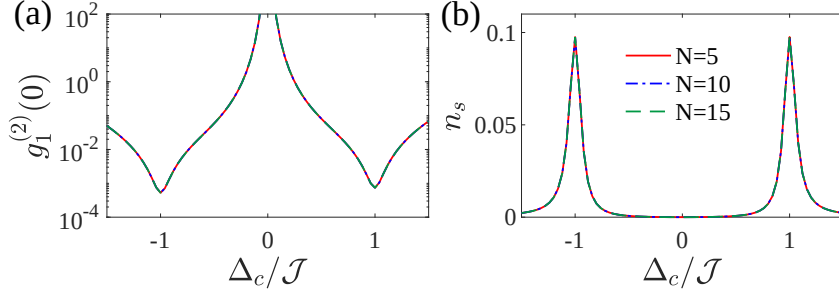


图 A2 Fock 态截断收敛性测试。(a) 二阶关联函数 $g_1^{(2)}(0)$ 和 (b) 稳态平均光子数 n_s 在 $N = 5, 10$, 和 15 时随 Δ_c/J 的变化。图中的参数与正文中图 2(e) 一致, $\chi/J = 4$ 。

Fig. A2. Fock-state truncation convergence test. (a) Second-order correlation function $g_1^{(2)}(0)$ and (b) steady-state photon number n_s for different Hilbert-space truncation dimensions $N = 5, 10$, and 15 . The parameters are identical to those used in Fig. 2(e), with $\chi/J = 4$.

参考文献

- [1] Luo W, Cao L, Shi Y, Wan L, Zhang H, Li S, Chen G, Li Y, Li S, Wang Y, et al. 2023 *Light: Science & Applications* **12** 175
- [2] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [3] Ding X, Guo Y P, Xu M C, Liu R Z, Zou G Y, Zhao J Y, Ge Z X, Zhang Q H, Liu H L, Wang L J, et al. 2025 *Nature Photonics* **19** 387
- [4] Marciniak C D, Feldker T, Pogorelov I, Kaubruegger R, Vasilyev D V, van Bijnen R, Schindler P, Zoller P, Blatt R, Monz T 2022 *Nature* **603** 604
- [5] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [6] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J 2009 *Nat Photon* **3** 687
- [7] Ma Z, Wu S, Li H, Chen X, Peng K, Qian C, Jin K, Gong Q, Xu X 2026 *Applied Physics Reviews* **13**
- [8] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2011 *Nature Photonics* **5** 222
- [9] Ono T, Okamoto R, Takeuchi S 2013 *Nature communications* **4** 2426

- [10] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Żukowski M 2012 *Reviews of Modern Physics* **84** 777
- [11] Defienne H, Bowen W P, Chekhova M, Lemos G B, Oron D, Ramelow S, Treps N, Faccio D 2024 *Nature Photonics* **18** 1024
- [12] Haroche S, Raimond J M 2006 *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons* (Oxford university press)
- [13] Walther H, Varcoe B T, Englert B G, Becker T 2006 *Reports on Progress in Physics* **69** 1325
- [14] Reiserer A, Rempe G 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1379
- [15] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
- [16] Tang J, Deng Y 2025 *Laser & Optoelectronics Progress* **62** 1127014
- [17] Fink J M, Göppl M, Baur M, Bianchetti R, Leek P J, Blais A, Wallraff A 2008 *Nature* **454** 315
- [18] Majumdar A, Bajcsy M, Rundquist A, Vučković J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183601
- [19] Tang J, Deng Y, Lee C 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044065
- [20] Tang J, Deng Y, Lee C 2021 *Photon. Res.* **9** 1226
- [21] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 153601
- [22] Faraon A, Fushman I, Englund D, Stoltz N, Petroff P, Vučković J 2008 *Nat. Phys.* **4** 859
- [23] Englund D, Majumdar A, Faraon A, Toishi M, Stoltz N, Petroff P, Vučković J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 073904
- [24] Hoffman A J, Srinivasan S J, Schmidt S, Spietz L, Aumentado J, Türeci H E, Houck A A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053602
- [25] Pechal M, Huthmacher L, Eichler C, Zeytinoglu S, Abdumalikov Jr A, Berger S, Wallraff A, Filipp S 2014 *Physical Review X* **4** 041010
- [26] Liew T C H, Savona V 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 183601

- [27] Bamba M, Imamoğlu A, Carusotto I, Ciuti C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 021802(R)
- [28] Müller K, Fischer K A, Rundquist A, Dory C, Lagoudakis K G, Sarmiento T, Kelaita Y A, Borish V, Vučković J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031006
- [29] Tang J, Geng W, Xu X 2015 *Scientific Reports* **5** 9252
- [30] Wang Y, Verstraelen W, Zhang B, Liew T C H, Chong Y D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 240402
- [31] Zhou Y H, Liu T, Su Q P, Zhang X Y, Wu Q C, Chen D X, Shi Z C, Shen H, Yang C P 2025 *Physical Review Letters* **134** 183601
- [32] Snijders H J, Frey J A, Norman J, Flayac H, Savona V, Gossard A C, Bowers J E, van Exter M P, Bouwmeester D, Löffler W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 043601
- [33] Vaneph C, Morvan A, Aiello G, Féchant M, Aprili M, Gabelli J, Estève J 2018 *Physical review letters* **121** 043602
- [34] Qian C, Wu S, Song F, Peng K, Xie X, Yang J, Xiao S, Steer M J, Thayne I G, Tang C, Zuo Z, Jin K, Gu C, Xu X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 213901
- [35] Zhao G, Chen Y, Zhang J, Tang J, Deng Y 2025 *arXiv preprint arXiv:2512.01250*
- [36] Müller M, Bounouar S, Jöns K D, Glässl M, Michler P 2014 *Nature Photonics* **8** 224
- [37] Chang Y, González-Tudela A, Sánchez Muñoz C, Navarrete-Benlloch C, Shi T 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 203602
- [38] Peng Z, Deng Y 2022 *Phys. Rev. A* **105** 043711
- [39] del Valle E, Gonzalez-Tudela A, Laussy F P, Tejedor C, Hartmann M J 2012 *Physical review letters* **109** 183601
- [40] Muñoz C S, Del Valle E, Tudela A G, Müller K, Lichtmannecker S, Kaniber M, Tejedor C, Finley J, Laussy F 2014 *Nat. photonics* **8** 550
- [41] Bin Q, Lü X Y, Laussy F P, Nori F, Wu Y 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 053601

- [42] Tang J, Deng Y 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 033247
- [43] Liu C, Huang J F, Tian L 2023 *Science China Physics, Mechanics & Astronomy* **66** 220311
- [44] Hamsen C, Tolazzi K N, Wilk T, Rempe G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 133604
- [45] Bin Q, Wu Y, Lü X Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 073602
- [46] Bin Q, Jing H, Wu Y, Nori F, Lü X Y 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 043601
- [47] Chakram S, He K, Dixit A V, Oriani A E, Naik R K, Leung N, Kwon H, Ma W L, Jiang L, Schuster D I 2022 *Nature Physics* **18** 879
- [48] Tang J, Deng Y 2023 *APL Photonics* **8** 076103
- [49] Tang J 2023 *Opt. Express* **31** 12471
- [50] Tan S M 1999 *J. Opt. B* **1** 424
- [51] Léonard J, Morales A, Zupancic P, Donner T, Esslinger T 2017 *Science* **358** 1415
- [52] Deng Y, Shi T, Yi S 2021 *Photon. Res.* **9** 1289
- [53] Glauber R J 1963 *Phys. Rev.* **130** 2529
- [54] Carmichael H J 2013 *Statistical methods in quantum optics 1: master equations and Fokker-Planck equations* (Springer Science & Business Media)
- [55] Boitier F, Godard A, Rosencher E, Fabre C 2009 *Nature Physics* **5** 267
- [56] Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Hahn C, Murr K, Ritter S, Villas-Boas C J, Rempe G 2010 *Nature* **465** 755
- [57] McKeever J, Boca A, Boozer A D, Miller R, Buck J R, Kuzmich A, Kimble H J 2004 *Science* **303** 1992
- [58] Houck A A, Schuster D, Gambetta J, Schreier J, Johnson B, Chow J, Frunzio L, Majer J, Devoret M, Girvin S, et al. 2007 *Nature* **449** 328

- [59] Qian C, Xie X, Yang J, Peng K, Wu S, Song F, Sun S, Dang J, Yu Y, Steer M J, Thayne I G, Jin K, Gu C, Xu X 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 087401
- [60] Pelucchi E, Fagas G, Aharonovich I, Englund D, Figueroa E, Gong Q, Hannes H, Liu J, Lu C Y, Matsuda N, et al. 2022 *Nature reviews physics* **4** 194
- [61] Wang J, Paesani S, Ding Y, Santagati R, Skrzypczyk P, Salavrakos A, Tura J, Augusiak R, Mančinska L, Bacco D, et al. 2018 *Science* **360** 285
- [62] Harris N C, Steinbrecher G R, Prabhu M, Lahini Y, Mower J, Bunandar D, Chen C, Wong F N, Baehr-Jones T, Hochberg M, et al. 2017 *Nature Photonics* **11** 447
- [63] Sayrin C, Dotsenko I, Zhou X, Peaudecerf B, Rybarczyk T, Gleyzes S, Rouchon P, Mirrahimi M, Amini H, Brune M, et al. 2011 *Nature* **477** 73
- [64] Neuzner A, Körber M, Morin O, Ritter S, Rempe G 2016 *Nat. Photonics* **10** 303
- [65] Wang H, Ralph T C, Renema J J, Lu C Y, Pan J W 2025 *Nature Materials* **24** 1883

录用稿件，非最终出版稿

Programmable Control of Single-Photon and Two-Photon Bundle Emission via Drive Selectivity*

TANG Jing¹⁾ DENG Yuangang^{2)†}

1) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China*)

2) (*School of Physics and Astronomy, Sun Yat-Sen University (Zhuhai Campus), Zhuhai 519082, China*)

Abstract

The generation and manipulation of nonclassical light are of fundamental importance in quantum optics and quantum information processing. Although various mechanisms have been proposed for realizing photon blockade and multiphoton emission, achieving programmable control over distinct photon-statistical behaviors within a single cavity quantum electrodynamics (QED) platform remains challenging. In this work, we investigate a cavity-QED system consisting of a four-level atom coupled to a single-mode cavity and propose a drive-selective mechanism for programmable control of photon statistics. Operating in the large-detuning regime, the intermediate state is adiabatically eliminated, yielding an effective model that simultaneously contains a two-photon Jaynes-Cummings (JC) nonlinear interaction and a cascade-assisted coupling channel. By solving the quantum master equation and analyzing high-order correlation functions, photon-number distributions, and time-dependent correlations, we systematically

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.12374365, Grant No. 12274473, and Grant No. 12135018), Quantum Science and Technology-National Science and Technology Major Project (Grant No.2025ZD0300400), Guangdong Provincial Quantum Science Strategic Initiative (Grant No. GDZX2505001), and Guangdong University of Technology SPOE Seed Foundation (SF2024111504).

† Corresponding author. E-mail: dengyg3@mail.sysu.edu.cn

study the nonclassical emission properties under different driving conditions. We find that the cavity driving and atomic driving activate different excitation manifolds and therefore lead to distinct quantum statistical behaviors. Under cavity driving, the system predominantly populates the single-excitation manifold and exhibits strong photon blockade with pronounced antibunching, resulting in high-purity single-photon emission. In contrast, atomic driving preferentially excites the two-excitation manifold, where the cooperation between the two-photon JC nonlinearity and the cascade coupling channel opens an efficient two-photon transition pathway. Consequently, the system generates stable two-photon bundle emission characterized by enhanced second-order correlations, suppressed higher-order correlations, and antibunching between successive photon bundles. To reveal the underlying physical mechanism, we further analyze the excitation spectrum. The single-photon emission originates from resonant transitions in the one-excitation manifold, whereas the two-photon bundle emission is associated with resonant processes in the two-excitation manifold. In particular, when the states $|2, g\rangle$ and $|0, m\rangle$ become nearly degenerate, the direct two-photon transition is strongly enhanced, while the intermediate state contributes through virtual processes and modifies the resonance condition. The interplay between direct two-photon conversion and cascade-assisted excitation provides an effective excitation-pathway selection mechanism. When both driving fields are simultaneously applied, the system supports the coexistence of single-photon and two-photon emission channels. By tuning the detuning and coupling parameters, a continuous transition between these two nonclassical emission regimes can be achieved. Our results demonstrate that photon statistics are governed not only by nonlinear interactions but also by the cooperative interplay among driving configurations, excitation pathways, and spectral structures. This work establishes a general framework for programmable quantum-light generation and provides a feasible route toward multifunctional quantum light sources in cavity-QED and related quantum photonic platforms.

Keywords: Cavity quantum electrodynamics, Photon blockade, Two-photon bundle emission, Quantum optical switch