

基于双原子超-亚辐射态选择性驱动的空间定向关联辐射*

张杰 陈爱喜[†] 彭泽安[‡]

(浙江理工大学理学院, 杭州 310018)

(2024年4月14日收到; 2024年5月19日收到修改稿)

对于两个二能级原子组成的系统, 当受到方向性可调的激光场驱动, 同时原子间存在偶极-偶极相互作用和自发辐射相干的条件下, 我们研究系统的双光子发射现象. 对于全同原子系统, 原子在特殊的几何构型下, 能够实现将原子系统选择性激发到超辐射态或亚辐射态, 详细讨论了关联函数的角分布情况. 对于非全同原子系统, 由于原子间的失谐, 选择性驱动减弱, 但是通过失谐的改变, 激光方向调节能够对能级间耦合强度产生显著影响. 研究发现调整激光的入射角度和原子的失谐, 能够改变原子一阶相干, 进而可以优化关联函数的角分布图样, 以获得良好的对称性. 本研究能够实现单侧或双侧高定向双光子发射, 这为纳米天线的双光子发射提供了理论依据.

关键词: 超辐射, 亚辐射, 光子关联, 纳米天线

PACS: 42.50.-p, 42.25.Hz

DOI: 10.7498/aps.73.20240521

1 引言

近年来, 原子系统的辐射特性一直都是量子光学和量子信息领域中的研究重点, 其核心挑战在于处理多体系统内部间的相互作用^[1-3]. 例如排成一维链结构或高维阵列的原子系统在激光驱动下将表现出集体现象^[4-6], 诸如原子间相互作用的增强导致超辐射的出现^[7-10]. 而在紧密排列的原子之间, 相消干涉可以引起辐射速率低于原子自发辐射的亚辐射现象^[11,12]. 两种现象都是由于原子之间相互作用的不同而表现出与单独原子不同的辐射特性. 尽管真实的原子系统要复杂得多, 但它们的行为往往可以通过二能级系统来进行近似^[13-20], 在实际研究中, 通过原子冷却^[21]和光学晶格等捕获技术^[22,23]可以精细控制原子间的距离、相互作用以及外界条

件, 巧妙地设计超辐射或亚辐射系统, 这为制备高效率光源、量子信息的存储与传输^[24-27]、量子精密测量^[28,29]、量子模拟^[30]和非经典光^[31]等多个领域开拓了潜在应用.

特定排列的原子系统与辐射场相互作用时, 沿着某特定方向会发生自发辐射增强的现象^[32,33]. 随着纳米光学的进步, 量子天线成为了研究原子辐射的重要模型^[34-36]. 这些天线可以由单个或多个量子比特组成, 与传统宏观天线相比, 量子天线更适用于纳米技术和量子计算领域, 相关现象包括: 压缩光^[37]、纠缠光子的发射^[38]和稳态原子纠缠^[39]等. 借助二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 不仅能研究影响发射光子统计的各种因素, 也能对光子统计本身进行描述^[40,41]. 本质上当 $g^{(2)}(0) < 1$ 时, 揭示了光子的反聚束行为; $1 < g^{(2)}(0) < 2$ 时, 光子展现出聚束效应; 而 $g^{(2)}(0) > 2$, 则指示发射光子的超聚束现象.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12204414, 12175199) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: aixichen@zstu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: zeanpeng@zstu.edu.cn

目前关于多原子系统的研究集中在相同发射体的特殊情况下^[42,43], Gulfam^[44]将原子排列成等边三角形, 无论哪一个原子被驱动, 关联值总在同一方向上出现, 且小的原子间距将造成关联函数关联值迅速增大. 而更高阶的关联函数探测方向往往与双光子发射的有利方向相同^[45], Ficek 和 Tanaš^[46]对二能级双原子模型系统进行一个较为详细的论述. 从目前的研究来看, 对非全同原子组成的双原子体系研究甚少, 我们将考察这些体系, 详细分析在可调激光方向和激光耦合强度等因素作用下, 原子稳态布居变化, 以及相同与不相同原子排列所产生的双光子角分布特性. 通过理论分析, 寻找激光选择性将原子系统激发到超辐射态或亚辐射态的条件. 同时讨论增强原子一阶干涉效应对特定探测方向上双光子发射概率的影响.

本文的内容安排如下, 在第 2 节中, 详细描述了两个二能级原子组成的系统, 阐明了实现激光选择性将原子系统激发到超辐射态或亚辐射态的条件. 第 3 节中利用原子升降算符描述系统一阶和二阶相关函数, 讨论了关联函数关联值达到最大最小的条件. 第 4 节中探讨了决定超辐射和亚辐射的稳态布居以及原子一阶干涉项大小的因素. 第 5 节中研究了相关函数的角度分布与激光方向、原子失谐和耗散之间的联系. 在论文的最后一节中, 对本文的工作进行了总结.

2 双原子系统模型

文章研究的系统由两个原子组成, 它们构成一个亚波长原子天线, 如图 1 所示. 每个原子由基态 $|g_i\rangle$ 和激发态 $|e_i\rangle$ 构成. 与量子天线不同的是, 原子天线利用原子或分子作为天线的基本单元, 通过控制这些原子的排列和激发状态来实现信号的发射和接收. 电偶极子跃迁只发生在两个非简并能级 $|e_i\rangle$ 和 $|g_i\rangle$ ($i = 1, 2$) 之间, 每个原子具有各自的跃迁频率 ω_i 和自发辐射速率 γ_i ($i = 1, 2$), 并被频率为 ω_L 拉比频率为 Ω_L 的连续激光场驱动, 激光的波矢量 \mathbf{k}_L 与两原子连线 $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 所成的夹角记作 θ_L . 通过能级间的偶极跃迁, 原子以集体辐射的方式向真空中发射光子, 并被远场区域的探测器检测到. 探测器分别位于距原点 \mathbf{R}_1 和 \mathbf{R}_2 , 与 x 轴夹角成 θ_1 和 θ_2 处. 空间中原子间的距离在一个亚波长尺度范围内, 这种接近程度使得它们耦合到共同的

三维真空场, 并产生了非相干光子交换的耗散耦合 γ_{ij} 和原子间能量交换的偶极-偶极相互作用 Ω_{ij} , 大小由原子间势 V_{ij} 决定^[47]:

$$V_{ij} = \frac{3}{4}\sqrt{\gamma_i\gamma_j} \left\{ \frac{\cos^2(\Theta) - 1}{kr_{ij}} + (1 - 3\cos^2\Theta) \times \left(\frac{i}{(kr_{ij})^2} + \frac{1}{(kr_{ij})^3} \right) \right\} e^{-ikr_{ij}}, \quad (1)$$

其中 $\gamma_i = \omega_i^3 |\boldsymbol{\mu}_i|^2 / (3\hbar\pi\epsilon_0 c^3)$, ϵ_0 是真空电容率, c 是光速. 变量 Θ 是第 i 个原子电偶极矩 $\boldsymbol{\mu}_i$ 与 $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ 之间的夹角. $\Omega_{ij} = \text{Re}[V_{ij}]$, $\gamma_{ij} = 2\text{Im}[V_{ij}]$. 模型设置中 $\boldsymbol{\mu}_1 = \boldsymbol{\mu}_2$ 并与原子轴垂直, k 是辐射场中的波数, 此时 Ω_{ij} 和 γ_{ij} 的大小依赖于原子间的距离. 在 $r_{ij} \gg \lambda$ 的情况下, 原子间的相互作用被认为是微小的 ($\Omega_{ij} = \gamma_{ij} \approx 0$). 另一方面, 当原子间距远小于波长即 $r \ll \lambda$, 耗散耦合 $\gamma_{ij} = \sqrt{\gamma_i\gamma_j}$ 接近原子本身的耗散速率, 而 $\Omega_{ij} \approx 3\sqrt{\gamma_i\gamma_j}(1 - 3\cos^2\Theta)/4(kr_{ij})^3$ 非常大, 相干能量交换的速率很快. 在 Fedorov 等^[48]的实验中, 两个间距 $d = 18.6$ mm

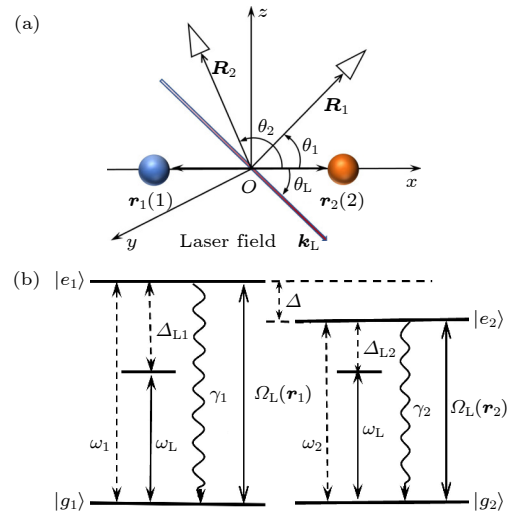


图 1 (a) 双原子系统的模型图, 两原子受到一个方向与 r_{12} 成 θ_L , 频率为 ω_L 的激光场驱动. 两个探测器分别位于 \mathbf{R}_1 和 \mathbf{R}_2 , 与原子轴成 θ_1 和 θ_2 处探测原子发射的光子; (b) 原子能级图, 显示了原子 1, 2 的跃迁频率 ω_1 和 ω_2 , 自发辐射速率 γ_1 , γ_2 , 以及激光耦合强度等

Fig. 1. (a) Schematic of the two-atom system, the atoms are driven by a laser field with frequency ω_L at an angle θ_L with respect to the interatomic vector r_{12} , detectors are placed at positions \mathbf{R}_1 and \mathbf{R}_2 , detecting photons emitted by the atoms at angles θ_1 and θ_2 relative to the atomic axis; (b) presents the atomic energy level diagram, displaying the transition frequencies ω_1 and ω_2 of atoms 1 and 2, spontaneous emission rates γ_1 and γ_2 , as well as laser coupling strengths.

超导量子比特与一个一维共平面波耦合, 最终通过测量系统的传输和反射系统, 从线宽中确定了两个量子比特的衰减率, $\gamma/(2\pi) \approx (26 \pm 1)$ MHz.

在激光场与原子相互作用的理论框架下, 系统中的总哈密顿量由

$$H_A = \hbar \sum_{i=1}^2 \omega_i \sigma_i^z + \hbar \sum_{i \neq j=1}^2 \Omega_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^-, \quad (2)$$

$$H_L = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \left[\Omega_L(\mathbf{r}_i) \sigma_i^+ e^{-i(\omega_L t + \phi_L)} + \text{h.c.} \right], \quad (3)$$

组成, H_A 和 H_L 分别是两原子系统和激光与原子作用的哈密顿量. $\sigma_i^+ = |e_i\rangle\langle g_i|$ 和 $\sigma_i^- = |g_i\rangle\langle e_i|$ 是第 i 个原子的上升算符和下降算符, $\sigma_i^z = (|e_i\rangle\langle e_i| - |g_i\rangle\langle g_i|)/2$ 是原子的布居差算符, ϕ_L 是激光初始相位. 对于行波驱动场, 每个原子所经历的拉比频率取决于原子的位置矢量和原子偶极跃迁方向, 表示为

$$\Omega_L(\mathbf{r}_i) = \boldsymbol{\mu}_i \cdot E_L e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_i} = \Omega e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (4)$$

E_L 是激光场的振幅, \mathbf{k}_L 是激光的传播矢量, 对系统中原子的算符进行了表象变换, 具体操作为 $\sigma_i^\pm \otimes I^{(i)}$, 其中 $I^{(i)}$ 是第 i 个原子的单位算符. 变换后新的希尔伯特空间包含零激发的基态 $|1\rangle = |g_1 g_2\rangle$ 和两个单独激发态 $|2\rangle = |e_1 g_2\rangle$, $|3\rangle = |g_1 e_2\rangle$ 以及双激发态 $|4\rangle = |e_1 e_2\rangle$, 此时原子系统的哈密顿量为

$$\mathbf{H}_A = \hbar \begin{pmatrix} -\omega_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta/2 & \Omega_{12} & 0 \\ 0 & \Omega_{12} & -\Delta/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中 $\Delta = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$. 可以看到原子系统的哈密顿量不是对角的, 存在非对角元素 Ω_{12} . 将 (5) 式进行对角化处理, 即 $H_A |\psi\rangle = E |\psi\rangle$, 得到原子系统的本征能量和本征态为

$$\begin{aligned} E_s &= \hbar \bar{\Omega}, & |s\rangle &= \sin \alpha |g_1\rangle |e_2\rangle + \cos \alpha |e_1\rangle |g_2\rangle, \\ E_a &= -\hbar \bar{\Omega}, & |a\rangle &= \cos \alpha |g_1\rangle |e_2\rangle - \sin \alpha |e_1\rangle |g_2\rangle, \\ E_e &= \hbar \omega_0, & |e\rangle &= |e_1\rangle |e_2\rangle, \\ E_g &= -\hbar \omega_0, & |g\rangle &= |g_1\rangle |g_2\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\bar{\Omega} = \sqrt{4\Omega_{12}^2 + \Delta^2}$, $\cos \alpha = \sqrt{(\bar{\Omega} + \Delta)/(2\bar{\Omega})}$. $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态分别是系统的对称叠加和反对称叠加态. 经过对角化的双原子系统等效于一个四能级系统, 如图 2(a) 所示, 原子的升降算符用叠加态表示为

$$\sigma_1^+ = A_{es} \sin \alpha + A_{ea} \cos \alpha + A_{sg} \cos \alpha - A_{ag} \sin \alpha, \quad (7a)$$

$$\sigma_2^- = A_{se} \cos \alpha - A_{ae} \sin \alpha + A_{gs} \sin \alpha + A_{ga} \cos \alpha, \quad (7b)$$

$A_{mn} = |m\rangle\langle n|$ 是经过对角化后能级跃迁的算符.

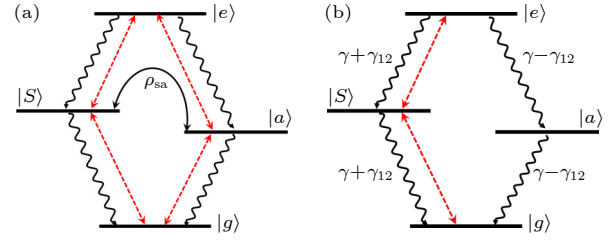


图 2 对角化处理后两原子能级分布 (a) 非全同原子能级分布, 对称态与反对称态存在耦合; (b) 全同原子能级分布, 激光只驱动对称态 $|s\rangle$

Fig. 2. Energy level distribution of two atoms after diagonalization: (a) Non-identical atomic energy level distribution, with coupling between symmetric and antisymmetric states; (b) identical atomic energy level distribution, where the laser drives only the symmetric state $|s\rangle$.

在激光与原子的相互作用框架中, 系统的哈密顿量含有快速振荡的项, 将系统哈密顿量旋转到激光框架 $\tilde{H} = U H U^\dagger + i(\partial_t U) U^\dagger$ 中消除这些快速振荡的项. 借助算子 $U = e^{i\omega_L t (A_{ee} - A_{gg})}$, 得到变化后的总哈密顿量 (令 $\hbar = 1$):

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{as} &= \Delta_L (A_{ee} - A_{gg}) + (A_{ss} - A_{aa}) \\ &\times \left(\frac{\Delta}{2} \cos(2\alpha) + \Omega_{12} \sin(2\alpha) \right) \\ &+ \frac{1}{2} \{ \Omega_{es} A_{es} + \Omega_{sg} A_{sg} + \Omega_{ea} A_{ea} \\ &+ \Omega_{ag} A_{ag} + \text{h.c.} \}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\Delta_L = \omega_0 - \omega_L$, 激光与原子 1 和 2 的耦合强度用 $\Omega e^{i\varphi_1}$ 和 $\Omega e^{i\varphi_2}$ 表示, φ_1 , φ_2 是激光与原子 1, 2 作用的相位角, 新表象下能级间的耦合强度可表示为

$$\begin{aligned} \Omega_{es} &= \Omega \{ \cos \varphi_d (\sin \alpha + \cos \alpha) \\ &+ i \sin \varphi_d (\sin \alpha - \cos \alpha) \}, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \Omega_{ea} &= \Omega \{ \cos \varphi_d (\cos \alpha - \sin \alpha) \\ &+ i \sin \varphi_d (\cos \alpha + \sin \alpha) \}, \end{aligned} \quad (9b)$$

另外能级间的耦合强度 $\Omega_{sg} = \Omega_{es}^*$, $\Omega_{ag} = \Omega_{ea}^*$, 关键参数 φ_d 调控激光与能级间的耦合强度, 具体表示为

$$\varphi_d = (\varphi_1 - \varphi_2)/2 = \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_{12}/2 = k_L r_{12} \cos \theta_L/2, \quad (10)$$

利用密度矩阵 ρ 来描述两原子系统的动态变化, 该

系统的演化遵循以下主方程^[46,49]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\tilde{H}_{as}, \rho] + \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_s + \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_a + \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_I, \quad (11)$$

系统耗散演化由三部分组成, 分别是 $|e\rangle \rightarrow |s\rangle \rightarrow |g\rangle$ 的演化和 $|e\rangle \rightarrow |a\rangle \rightarrow |g\rangle$ 的演化以及演化通道之间的相干项, 具体表示为

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_s &= \frac{1}{2} (\gamma_1 \sin^2 \alpha + \gamma_2 \cos^2 \alpha + \gamma_{12} \sin(2\alpha)) (2A_{se}\rho A_{es} - A_{ee}\rho - \rho A_{ee}) \\ &\quad + \frac{1}{2} (\gamma_1 \cos^2 \alpha + \gamma_2 \sin^2 \alpha + \gamma_{12} \sin(2\alpha)) (2A_{gs}\rho A_{sg} - A_{ss}\rho - \rho A_{ss}), \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_a &= \frac{1}{2} (\gamma_1 \cos^2 \alpha + \gamma_2 \sin^2 \alpha - \gamma_{12} \sin(2\alpha)) (2A_{ae}\rho A_{ea} - A_{ee}\rho - \rho A_{ee}) \\ &\quad + \frac{1}{2} (\gamma_1 \sin^2 \alpha + \gamma_2 \cos^2 \alpha - \gamma_{12} \sin(2\alpha)) (2A_{ga}\rho A_{ag} - A_{aa}\rho - \rho A_{aa}), \end{aligned} \quad (12b)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho \right)_I &= \frac{1}{4} [(\gamma_2 - \gamma_1) \sin(2\alpha) + 2\gamma_{12} \cos(2\alpha)] [2A_{ga}\rho A_{sg} + 2A_{gs}\rho A_{ag} - (A_{sa} + A_{as})\rho - \rho(A_{sa} + A_{as})] \\ &\quad + (\gamma_1 \cos^2 \alpha - \gamma_2 \sin^2 \alpha) (A_{ae}\rho A_{sg} + A_{gs}\rho A_{ea}) + (\gamma_2 \cos^2 \alpha - \gamma_1 \sin^2 \alpha) (A_{se}\rho A_{ag} + A_{ga}\rho A_{es}) \\ &\quad + \frac{1}{2} [(\gamma_1 - \gamma_2) \sin(2\alpha) + 2\gamma_{12} \cos(2\alpha)] (A_{ae}\rho A_{es} + A_{se}\rho A_{ea}) \\ &\quad + \frac{1}{2} [(\gamma_1 + \gamma_2) \sin(2\alpha) + 2\gamma_{12}] (A_{se}\rho A_{sg} + A_{gs}\rho A_{es}) \\ &\quad + \frac{1}{2} [-(\gamma_1 + \gamma_2) \sin(2\alpha) + 2\gamma_{12}] (A_{ae}\rho A_{ag} + A_{ga}\rho A_{ea}), \end{aligned} \quad (12c)$$

其中 $\sin(2\alpha) = 2\Omega_{12}/\bar{\Omega}$, $\cos(2\alpha) = \Delta/\bar{\Omega}$. 当原子间存在失谐, 沿着 $|a\rangle$ 态的耗散通道与 $|s\rangle$ 态的耗散通道之间存在相干, $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态之间也存在相干耦合, 这种耦合演化遵循主方程 (11), 具体为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{sa}}{\partial t} &= -(\gamma + i\bar{\Omega})\rho_{sa} + [\gamma_{12} \cos(2\alpha) + \gamma_0 \sin(2\alpha)]\rho_{ee} \\ &\quad + \frac{1}{2} [\gamma_0 \sin(2\alpha) - \gamma_{12} \cos(2\alpha)] (\rho_{aa} + \rho_{ss}) \\ &\quad - \frac{i}{2} (\rho_{se}\Omega_{ea} + \rho_{sg}\Omega_{ag}^* - \rho_{ea}\Omega_{es}^* - \rho_{ga}\Omega_{sg}), \end{aligned} \quad (13)$$

其中 $\gamma_0 = (\gamma_1 - \gamma_2)/2$, $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$. 若原子全同, 耗散通道之间的相干只存在对称跃迁通道和反对称跃迁通道. 若激光单独驱动对称态或反对称态, 相关态的布居占主要优势, 进而影响和控制系统的粒子的发射行为. 在激光只驱动 $|s\rangle$ 态的情况下^[50], 如图 2(b) 所示, $|s\rangle$ 和 $|a\rangle$ 态不会发生耦合, 它们的动力学演化独立. 此时 $|s\rangle$ 态的耗散速率 $\gamma_s = \gamma + \gamma_{12}/2$, $|a\rangle$ 态的耗散速率 $\gamma_a = \gamma - \gamma_{12}/2$, γ_{12} 的正负决定了谁的跃迁速率更快或更慢.

为了更深入理解激光方向对原子能级间耦合强度的影响, 接下来对此展开详细探讨. 先考虑两个原子全同, 影响驱动 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态的拉比频率

$\Omega_z(z = es, ea, ag, sg)$ 只受 φ_d 和激光耦合强度 Ω 调控, 若只驱动 $|s\rangle$ 态, 需要满足 $\sin \varphi_d = 0$, 即

$$\begin{aligned} k_L r_{12} \cos \theta_L / 2 = n\pi &\Rightarrow \cos \theta_L = n\lambda / r_{12}, \\ n = 0, \pm 1, \pm 2L \dots & \end{aligned} \quad (14)$$

当 $n = 0$ 时, 条件 $k_L \perp r_{12}$ 足以确保在任何原子间距下都只驱动 $|s\rangle$ 态. 当 $n \neq 0$ 的情况, 必须保证原子间距是波长的整数倍, 这样才有适合的激光入射角满足只驱动 $|s\rangle$ 态. 对于系统中只驱动 $|s\rangle$ 态的情况, 此时两个原子与激光作用会在相同的相位和振幅下被驱动, 原子会以同步的方式吸收和发射光子, 产生超辐射效应. 相反, 若只驱动 $|a\rangle$ 态, 则需满足 $\cos \varphi_d = 0$, 即

$$\begin{aligned} \frac{k_L r_{12} \cos \theta_L}{2} = n\pi + \pi/2 &\Rightarrow \cos \theta_L = \frac{\lambda(n + 1/2)}{r_{12}}, \\ n = 0, \pm 1, \pm 2L \dots & \end{aligned} \quad (15)$$

可见原子间距必须是半波长的整数倍, 并控制激光方向才能单独驱动 $|a\rangle$ 态. 这种几何条件下两个原子分别位于激光波的波峰和波谷, 原子的辐射相位相反, 导致干涉相消, 形成了亚辐射效应. 对于更小的原子间距 $r_{12} < \lambda/2$ 的情况, 激光无法实现单独驱动 $|a\rangle$ 态.

图 3 展示了激光将原子系统激发到超辐射态或亚辐射态的几何配置. 在图 3(a) 中, 原子间距 $r_{12} = 0.5\lambda$, 激光入射角度为 $\pi/2$ (红实线), 激光此时只驱动 $|s\rangle$ 态, 另一种情况如图中蓝虚线所示, 当激光入射角度平行原子轴 (蓝虚线), 满足 $\sin\varphi_d = 1$, 激光只驱动 $|a\rangle$ 态. 图 3(b) 中, 原子间距增加至 $r_{12} = \lambda$, 红实线代表激光入射角度为 $\pi/2$, π , 0 时的情况, 与前述相同, 激光只驱动 $|s\rangle$ 态. 当激光入射角度为 $\theta_L = \pi/3$ 或 $\theta_L = 2\pi/3$ (蓝虚线), 则有 $\sin\varphi_d = 1$, 激光只驱动 $|a\rangle$ 态. 即在改变原子间距以及调整激光入射角度的条件下, 可实现激光对原子超辐射态和亚辐射态的选择性激发.

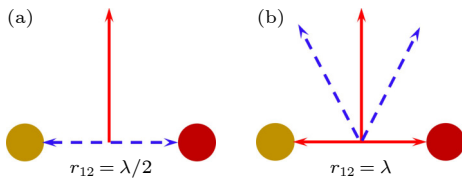


图 3 激光选择性驱动 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态条件 (a) $r_{12} = \lambda/2$; (b) $r_{12} = \lambda$
 Fig. 3. Conditions for laser-selective driving of $|s\rangle$ state and $|a\rangle$ state: (a) $r_{12} = \lambda/2$; (b) $r_{12} = \lambda$.

现在分析激光将非全同原子系统激发到超辐射态或亚辐射态的条件. 根据方程 (9) 求出拉比频率的模, 得到

$$|\Omega_{es}|^2 = \Omega^2 \left(1 + \cos(2\varphi_d) \sqrt{1 - \Delta^2/\bar{\Omega}^2} \right), \quad (16a)$$

$$|\Omega_{ea}|^2 = \Omega^2 \left(1 - \cos(2\varphi_d) \sqrt{1 - \Delta^2/\bar{\Omega}^2} \right), \quad (16b)$$

此时 $\Delta \neq 0$, 激光会同时驱动 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态, 且原子的失谐越大, 相位差 φ_d 对能级间的耦合强度影响就越有限, 只有原子全同时, 相位差 φ_d 对耦合强度的调控最明显.

3 双原子辐射光强和角分布

本节将研究光子发射的量子相关特性在空间上的分布规律. 为此, 引入电场振幅, 在没有任何外部电场影响探测器的情况下, 原子散射的电场的正频率分量如下 [35,44,46]:

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t) = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \sum_{i=1}^2 \frac{\mathbf{R} \times (\mathbf{R} \times \boldsymbol{\mu}_i)}{R^3} \omega_i^2 \sigma_i^- \times e^{-i(k\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{r}_i - \omega_i t)}, \quad (17)$$

其中 $\boldsymbol{\mu}_i = \langle g_i | \boldsymbol{\mu}_i | e_i \rangle$ 是第 i 个原子的两能级跃迁偶

极矩, 在远场近似下, 探测器与第 i 个原子的距离 $|\mathbf{R} - \mathbf{r}_i| \approx \hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{r}_i$, $\hat{\mathbf{R}} = \mathbf{R}/R$ 是 \mathbf{R} 方向上的单位矢量. 基于原子荧光场的电场振幅期望值可定义一阶相关函数和二阶相关函数 [35,50,51]:

$$G^{(1)}(\mathbf{R}, t) = \left(\frac{R^2}{2\pi k} \right) \langle \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{R}, t) \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t) \rangle, \quad (18)$$

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1, t; \mathbf{R}_2, t + \tau) = \left(\frac{R_1 R_2}{2\pi k} \right)^2 \langle \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{R}_1, t) \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{R}_2, t + \tau) \times \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R}_2, t + \tau) \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R}_1, t) \rangle, \quad (19)$$

$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{R}, t)$ 表示在时间 t 以及位置 \mathbf{R} 处检测到的电磁场的正频率部分. 引入因子 $R^2/(2\pi k)$, 则在时间间隔 dt 内, 朝 \mathbf{R} 方向的立体角单元 $d\Omega_R$ 中检测到光子的概率可以用 $G^{(1)}(\mathbf{R}, t)d\Omega_R dt$ 表示. 在 \mathbf{R} 处观察到的源场的正频和负频分量与原子的升降算符成正比, 使得强度可以用原子升降算符来表示, 将方程 (17) 代入到方程 (18) 和 (19) 中得到:

$$G^{(1)}(\mathbf{R}, t) = \mu(\vartheta) \sum_{i,j=1}^2 \sqrt{\gamma_i \gamma_j} \langle \sigma_i^+(t) \sigma_j^-(t) \rangle e^{ik\hat{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{r}_{ij}}, \quad (20)$$

$$G^{(2)}(\mathbf{R}_1, t; \mathbf{R}_2, t + \tau) = \mu(\vartheta_1) \mu(\vartheta_2) \gamma_1 \gamma_2 \times \sum_{i \neq j=1}^2 \sum_{l \neq k=1}^2 \langle \sigma_i^+(t) \sigma_j^+(t + \tau) \sigma_k^-(t + \tau) \sigma_l^-(t) \rangle \times \exp[ik(\mathbf{R}_{1l} \cdot \mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_{jk} \cdot \mathbf{R}_2)], \quad (21)$$

其中 $\mu(\vartheta) = (3/8\pi)[1 - (\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \hat{\mathbf{R}})^2]$ 表述的是单个原子偶极子的辐射分布模式, $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ 是原子跃迁偶极矩方向上的单位矢量. 对一阶关联函数进行简化, 并获得系统在长时间稳定状态下的解 [35,44,45], 形式上表示为 $G^{(1)}(\mathbf{R}) \equiv \lim_{t \rightarrow \infty} G^{(1)}(\mathbf{R}, t)$. 此关联函数揭示了探测向量 \mathbf{R} 方向上单光子发射的概率信息:

$$G^{(1)}(\mathbf{R}) = \mu(\vartheta) (I_1 + I_2) [1 + v_{12} \times \cos(kr_{12} \cos(\theta) - \psi_{12})], \quad (22)$$

其中 $I_i = \gamma_i \langle \sigma_i^+ \sigma_i^- \rangle$ 是第 i 个原子的背景辐射强度. $\psi_{12} = \arg(\langle \sigma_1^+ \sigma_2^- \rangle)$ 是原子关联的复数幅角, $\psi_{12} \neq 0$ 时, 原子的干涉图样将会沿着垂直原子轴方向发生移动. $v_{12} = (2\sqrt{\gamma_1 \gamma_2} |\langle \sigma_1^+ \sigma_2^- \rangle|) / (\gamma_1 \langle \sigma_1^+ \sigma_1^- \rangle + \gamma_2 \langle \sigma_2^+ \sigma_2^- \rangle)$ 是原子一阶干涉项. $G^{(1)}(\mathbf{R})$ 可视为探测角 θ 的函数, 它显示了一种干涉模式, 依赖于原子一阶干涉项 v_{12} 和 ψ_{12} 的影响. 可以利用对角处理后 ρ 的密度矩阵元来描述 ψ_{12} 和 v_{12} , 分别为

$$\psi_{12} = \arg((\rho_{ss} - \rho_{aa}) \sin(2\alpha)/2 + \text{Re}[\rho_{sa}] \cos(2\alpha) + \text{Im}[\rho_{sa}]), \quad (23)$$

$$v_{12} = \frac{\sqrt{\gamma_1 \gamma_2} |(\rho_{ss} - \rho_{aa}) \sin(2\alpha) + 2\text{Re}[\rho_{sa}] \cos(2\alpha) + 2\text{Im}[\rho_{sa}]|}{2\rho_{ee}\gamma + \rho_{ss}(\gamma_1 \cos^2 \alpha + \gamma_2 \sin^2 \alpha) + \rho_{aa}(\gamma_1 \sin^2 \alpha + \gamma_2 \cos^2 \alpha) - \text{Re}[\rho_{sa}]2\gamma_0 \sin(2\alpha)}. \quad (24)$$

为了深入比较 $G^{(1)}(\mathbf{R})$ 与 $G^{(2)}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ 的性质, 考虑在零延时 $\tau = 0$, 用两个同点探测器 ($\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_2 = \mathbf{R}$) 进行测量的条件下, 引入归一化的二阶关联函数:

$$g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}) = \frac{G^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})}{G^{(1)}(\mathbf{R})G^{(1)}(\mathbf{R})} = \frac{4\gamma_1 \gamma_2 \rho_{ee}}{(I_1 + I_2)^2 [1 + v_{12} \cos(\delta - \psi_{12})]^2}, \quad (25)$$

式中 $\delta = kr_{12} \cos \theta$, 值得注意的是, 当使用两个光电探测器进行同点探测时, $G^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 将不依赖探测器的检测方向. 只有使用位于不同几何方向的两个独立可辨识的探测器, 二阶关联函数才显示出依赖于探测器位置的余弦调制效果. 将 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 看作探测角 θ 的函数, 原子一阶干涉项 $v_{12} > 0$, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 最大值满足 $\cos(\delta - \psi_{12}) = -1$, 即

$$\begin{aligned} \delta - \psi_{12} &= 2n\pi + \pi \Rightarrow \theta \\ &= \pm \arccos\left(\frac{(2n+1)\pi + \psi_{12}}{kr_{12}}\right), \\ n &\in \{0, \pm 1 \pm 2 \dots\}, \end{aligned} \quad (26)$$

在该方向上探测到单个光子的可能性极低, 而 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 将达到最大值, 双光子发射的概率最大. 当 v_{12} 接近于 1 时, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 在某些探测方向上可以无限增大, 这表明在这些探测方向上几何没有单个光子的发射, 产生了超聚束效应. 而归一化二阶关联函数最小值条件满足:

$$\begin{aligned} \delta - \psi_{12} &= 2n\pi \Rightarrow \theta = \pm \arccos\left(\frac{2n\pi + \psi_{12}}{kr_{12}}\right), \\ n &\in \{0, \pm 1 \pm 2 \dots\}, \end{aligned} \quad (27)$$

观察发现, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 关联值的角分布取决于原子间距和 ψ_{12} . 对于 $|a\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态不存在相干情况下, $\text{Im}[\rho_{sa}] \rightarrow 0$, $\psi_{12} \rightarrow 0$, 此时相关函数的角分布仅由原子间距调控, 干涉是纯几何的. 当 $|a\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态存在相干耦合, 关联函数的角分布还受到 $|a\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态的相干调控.

4 原子能级的稳态布居数和一阶干涉项

基于上文激光对原子超辐射态或亚辐射态选

择性激发的理论分析, 接下来探讨影响超辐射态和亚辐射态的稳态布居的各种因素. 首先考虑全同原子系统, 改变激光耦合强度观察原子能级布居分布. 图 4(a) 中, 设 $\theta_L = \pi/2$, $\Delta_L = 0$, 原子间距 $r_{12} = 0.5\lambda$. 此时只驱动 $|s\rangle$ 态, 粒子沿着 $|g\rangle \rightarrow |s\rangle \rightarrow |e\rangle$ 路径抽运到 $|s\rangle$ 态和 $|e\rangle$ 态上, 通道 $|g\rangle \rightarrow |a\rangle \rightarrow |e\rangle$ 被禁锢. 在弱耦合条件下, 粒子获得的能量较低, 只有一小部分的粒子可以跃迁至 $|e\rangle$ 态, 而 $|a\rangle$ 态布居的来源只能靠 $|e\rangle$ 态的自发辐射, 造成 $|a\rangle$ 态的布居稀少. $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态的布居差明显, 实现了驱动 $|s\rangle$ 态的同时又保持 $|a\rangle$ 态的布居较少的效果. 增大激光耦合强度后, 粒子被激光抽运到 $|s\rangle$ 态和 $|e\rangle$ 态上的速率加快, $|a\rangle$ 态布居数也相应增多. 最终, 在极高的耦合强度下, 4 个态的布居分布趋于相等. 文献 [51] 展示了通过控制原子间距来影响原子间的一阶干涉强度, 并在特殊的原子间距下取得较大的干涉项, 文中在不改变原子间距的情况下, 改变原子与激光的作用方式来影响原子的一阶干涉强度. 粉色圈线表示原子一阶干涉项随耦合强度的变化, 全同原子一阶干涉项通过方程 (24) 得到:

$$v_{12} = \frac{|\rho_{ss} - \rho_{aa} + 2\text{Im}[\rho_{sa}]|}{1 - \rho_{gg} + \rho_{ee}}. \quad (28)$$

在弱耦合条件下, 激光与原子间的相互作用减弱, 导致外部干扰对原子的影响降至最小, 同时原子的激发和退激发过程变的缓慢, 这种动态支持了光子间较强的时间相干性, 从而增强了发射光子的相干特性. 随着激光耦合强度的增大, 原子与激光场的作用加强, 原子自发辐射的不相干过程在系统中更加显著, 导致从原子发射的光子间的相干性降低.

为了探究系统中 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态布居分布情况, 接下来在弱耦合条件下观察激光方向对两态布居的影响. 图 4(b) 为全同原子能级布居随着激光入射角的变化. $r_{12} = 0.5\lambda$, 激光耦合强度为 0.5γ , 激光与 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态的耦合强度会随着 θ_L 的改变交替增大, 造成 $|s\rangle$ 态和 $|a\rangle$ 态的布居数变化交替达到最大值. 当激光仅驱动 $|s\rangle$ 态, 粒子沿着 $|g\rangle \rightarrow |s\rangle \rightarrow |e\rangle$ 通道抽运速率最大, $|s\rangle$ 态的布居达到峰值. 而当激光方向 $\theta_L = 0, \pi$ 时, 激光只驱动 $|a\rangle$ 态

造成该态布居达到峰值. 在 $r_{12} = 0.5\lambda$ 几何条件下, $\gamma_{12} \approx -0.1520\gamma$, $|a\rangle$ 态与 $|s\rangle$ 态相比具有更快的耗散速率, 更多的布居跳跃到 $|g\rangle$ 态以至该态布居略微上升. 在只驱动 $|s\rangle$ 态或 $|a\rangle$ 态条件下, 光子主要从其中一个态发出, 发出的光子便具有特定的相位关系, 原子干涉效应明显. 而当激光同时驱动两个态, 来自对称态和反对称态的光子很可能会相互干扰, 除此之外多态之间存在着粒子竞争, 更多的能级之间产生相干 ($\rho_{sa} \neq 0$), 然而这种相干性较于单态驱动则会有所减弱, 导致系统的总体干涉现象降低.

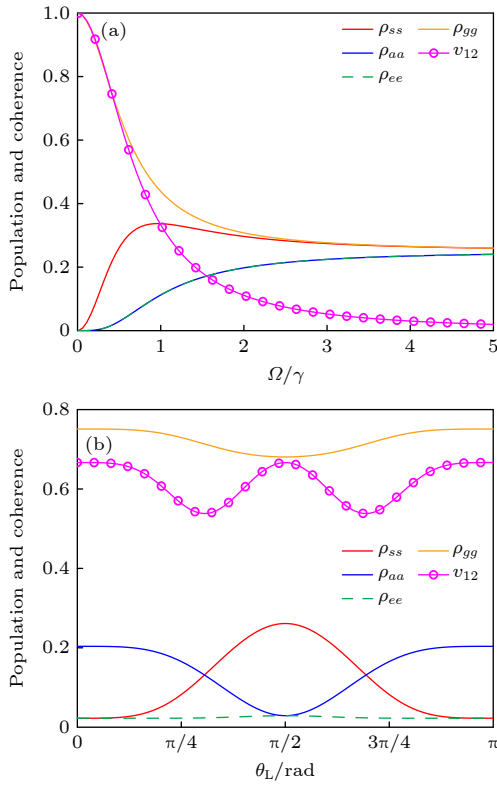


图 4 全同原子能级布居分布, $\Delta = 0$, $\Delta_L = 0$, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\gamma_1 = \gamma_2$ (a) 原子能级布居随 Ω 的变化, 激光入 $\theta_L = \pi/2$; (b) 原子能级布居随激光入射角 θ_L 的变化, $\Omega = 0.5\gamma$

Fig. 4. Energy level population distribution of identical atoms with $\Delta = 0$, $\Delta_L = 0$, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\gamma_1 = \gamma_2$: (a) The atomic energy level population as a function of Ω with laser incidence at $\theta_L = \pi/2$; (b) the change in atomic energy level population with the laser incidence angle θ_L , for $\Omega = 0.5\gamma$.

全同原子的能级分布受激光耦合强度和方向显著操控, 而不同原子因为存在失谐造成激光对系统的调控能力减弱, 接下来只考虑原子的失谐和耗散对系统的影响. 图 5(a) 是原子失谐对能级布居的影响, $\theta_L = \pi/2$, $\Omega = 0.5\gamma$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $r_{12} = 1/2\lambda$,

$\omega_L = \omega_2$. 在 $\omega_1 < \omega_2$ 条件下, 根据 (6) 式, 对称态 $|s\rangle$ 和反对称态 $|a\rangle$ 将退化为 $|g_1\rangle|e_2\rangle$ 态和 $|g_2\rangle|e_1\rangle$ 态, 由于激光与原子 2 共振, 布居更多的存在 $|g_1\rangle|e_2\rangle$ 态上, $|s\rangle$ 的布居将远大于 $|a\rangle$ 态布居. 而当 $\omega_1 > \omega_2$, 对称态 $|s\rangle$ 和反对称态 $|a\rangle$ 将退化为 $|g_2\rangle|e_1\rangle$ 态和 $|g_1\rangle|e_2\rangle$ 态, $|s\rangle$ 态相应的布居数减小. 原子的一阶干涉随着 $|\Delta|$ 的增大而减小, 这是因为原子 1 与激光远离共振, 难以被激光有效被激发并辐射光子. 由于原子间存在着相互作用, 原子的能级会发生移动, 当 $\Delta \approx 0.75\gamma$, 此时两个原子表现出显著的一阶干涉效应.

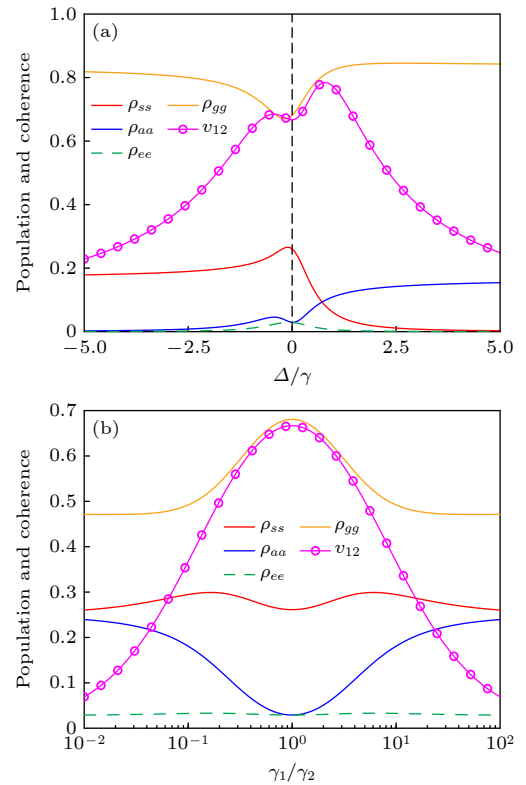


图 5 非全同原子能级布居分布, $\theta_L = \pi/2$, $\Omega = 0.5\gamma$, $\omega_2 = \omega_L$, $r_{12} = 0.5\lambda$ (a) 原子能级布居随 Δ 的变化, $\gamma_1 = \gamma_2$; (b) 原子能级布居随耗散比 γ_1/γ_2 的变化, $\Delta = 0$

Fig. 5. Energy level population distribution for non-identical atoms with $\theta_L = \pi/2$, $\Omega = 0.5\gamma$, $\omega_2 = \omega_L$, and $r_{12} = 0.5\lambda$: (a) The variation of atomic energy level population with Δ , $\gamma_1 = \gamma_2$; (b) the change in atomic energy level population with the dissipative ratio γ_1/γ_2 , $\Delta = 0$.

接下来只改变原子耗散比 (γ_1/γ_2), 研究其对稳态布居的影响. 此时 $|a\rangle$ 态辐射速率为 $(\gamma - \gamma_{12})/2$, $|s\rangle$ 态耗散速率为 $(\gamma + \gamma_{12})/2$, 耗散比主要影响耗散耦合 γ_{12} 的大小. 图 5(b) 中, 选取 $\theta_L = \pi/2$, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Delta_L = 0$, 当 $\gamma_1 = \gamma_2$, $\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$ 达到

最大值, 耗散耦合 $\gamma_{12} \approx -0.1520\gamma$ 是最小值, $|a\rangle$ 态耗散速率此刻达到最大值, 布居掉落到 $|g\rangle$ 态速率较快, 以至于 $|g\rangle$ 态布居存在一个峰值. 随着原子耗散比继续增大, 原子耗散耦合 γ_{12} 逐渐接近于 0, $|a\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态耗散速率接近, 两个态的布居数逐渐相等. 总之, 由于激光一直驱动 $|s\rangle$ 态, 使得该态的布居仅出现轻微波动, 受耗散比影响微弱, 而 $|a\rangle$ 的布居变化显著. 因此, 当原子耗散相等, 原子间的耗散耦合将达到最大值, 超辐射和亚辐射的布居差会更加明显. 针对两个原子耗散差很大的情况, 其从激发态到基态的耗散将显现不同的速度, 这导致原子之间的辐射不同步, 进而减弱了原子的干涉效应.

5 二级关联函数角分布

基于对原子一阶干涉和能级布居的研究, 接着展示了全同原子 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 关联值随探测角变化的

极坐标图. 图 6(a) 中, 对于小的激光耦合强度 $\Omega = 0.1\gamma$, 原子间距 $r_{12} = 0.5\lambda$, $\theta_L = \pi/2$, 此时激光与两个原子的耦合强度相同且原子耗散相同, 原子 1 和原子 2 周围随探测角辐射光子对的概率分布是相同的, 系统呈现一个对称双侧的天线. 这种配置下 $\psi_{12} = 0$, 最大关联值探测角的判据条件 $\cos\theta = 2n + 1$, 即探测角在 0 和 π 关联值有最大值. 根据图 4(a), 在小的耦合强度下 $v_{12} \rightarrow 1$, 布居几乎全部分布在 $|g\rangle$ 态上, 原子的辐射强度较低, 一阶关联 $G^{(1)}(\mathbf{R}) \rightarrow 0$, 单光子发射被抑制, 从而产生超聚束效应. 图 6(b) 中, 耦合强度增大至 $\Omega = 0.5\gamma$, 观察了 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 在激光垂直 (红线) 和平行入射 (蓝线) 的角分布, 耦合增强导致原子一阶干涉项减小, 最大关联值减小. 当激光平行入射 (蓝线), 激光只驱动了 $|a\rangle$ 态, 此时 $\psi_{12} = -\pi$, 即最大关联值角分布满足 $\cos\theta = 2n$, θ 为 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$. 与激光垂直相比, 这种配置下的波瓣图样显得更加

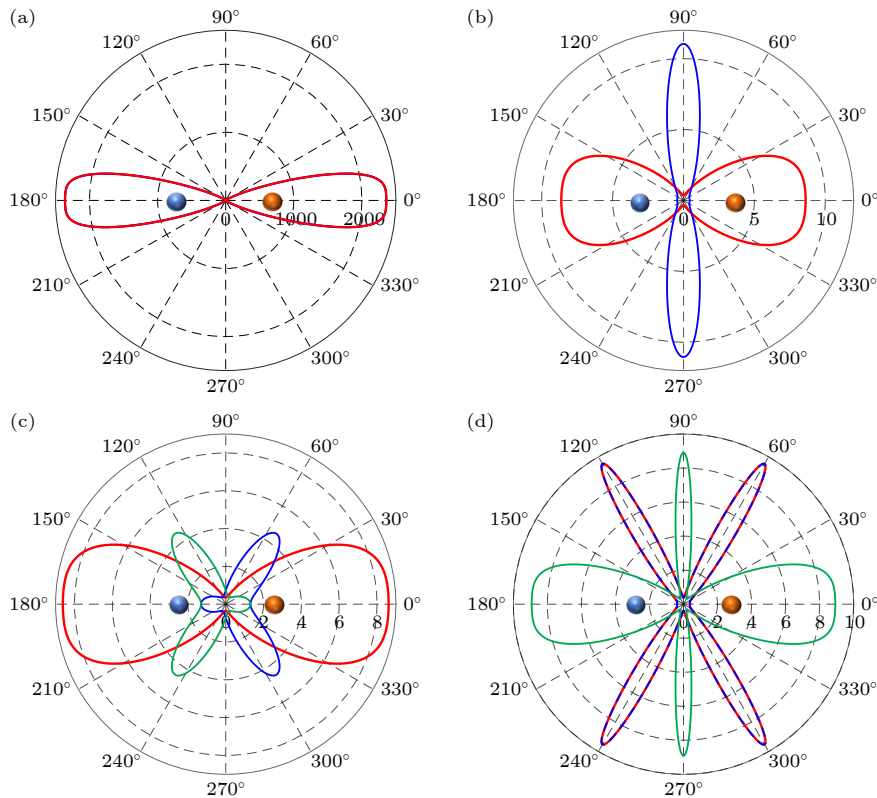


图 6 全同原子 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 关联值随探测角的分布, $\Delta_L = 0$ (a) $\theta_L = \pi/2$, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Omega = 0.1\gamma$; (b) 红线 $\theta_L = \pi/2$, 蓝线 $\theta_L = \pi$, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Omega = 0.5\gamma$; (c) $\theta_L = \pi/2$ 红线, $\theta_L = \pi/3$ 蓝线, $\theta_L = 2\pi/3$ 绿线, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Omega = 0.5\gamma$; (d) $\theta_L = \pi/2$ 红线, $\theta_L = \pi$ 蓝虚线, $\theta_L = \pi/3$ 绿线. $r_{12} = \lambda$, $\Omega = 0.5\gamma$

Fig. 6. Distribution of the second-order correlation function $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ for identical atoms as a function of the detection angle with $\Delta_L = 0$: (a) For $\theta_L = \pi/2$, $r_{12} = 0.5\lambda$, and $\Omega = 0.1\gamma$; (b) for $\theta_L = \pi/2$ represented by the red line and $\theta_L = \pi$ by the blue line, with $r_{12} = 0.5\lambda$ and $\Omega = 0.5\gamma$; (c) for $\theta_L = \pi/2$ shown as the red line, $\theta_L = \pi/3$ as the blue line, and $\theta_L = 2\pi/3$ as the green line, with $r_{12} = 0.5\lambda$ and $\Omega = 0.5\gamma$; (d) for $\theta_L = \pi/2$ by the red solid line, $\theta_L = \pi$ by the blue dashed line, and $\theta_L = \pi/3$ as the green line, with $r_{12} = \lambda$ and $\Omega = 0.5\gamma$.

聚束. 图 6(c) 中蓝线和绿线分别对应 $\theta_L = \pi/3$ 和 $\theta_L = 2\pi/3$, 这种激光角度下超辐射态和亚辐射态布居分布相等, 原子一阶干涉项较小. 因此, 相较于垂直入射 (红线), 最大关联值略微降低. 对于激光入射角度为 $\theta_L = \pi/3$, 关联值在探测角为 $\theta \approx 54.1^\circ$ 和 305.9° 达到最大值. 而 $\theta_L = 2\pi/3$ 显示出与蓝线相对应的波瓣图样, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 角分布明显翻转了 π 弧度, 这表明激光方向可以调控 ψ_{12} , 让纳米天线向设定方向辐射双光子. 最后, 图 6(d) 中将原子间距增至 $r_{12} = \lambda$, 相较于 $r_{12} = 0.5\lambda$ 的配置, 关联值最大值出现在更多的探测角上, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 的分布形成了四瓣图案. 值得注意的是, 不同的激光入射方向 (例如激光垂直和激光平行入射) 的 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 角分布都相同. 这是因为在这些配置下, 激光均只驱 $|s\rangle$ 态, 即两种情况下激光对原子系统的作用相同. 从上述条件来看, 全同原子构成的纳米天线, 双光子发射的对称性显著, $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 最

大关联值的角分布被原子间距和激光入射角度严格调控.

全同原子系统中二阶相关函数图样总是呈现出良好的对称性, 接下来考察失谐 Δ 和耗散比 γ_1/γ_2 对二阶相关函数角分布的影响, 图 7 中设定 $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Omega = 0.5\gamma$. 首先, 考虑失谐对 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 的影响, 图 7(a) 中原子耗散 $\gamma_1 = \gamma_2$, $\theta_L = \pi/2$. 蓝线 $\Delta = 0.75\gamma$, 绿线 $\Delta = -0.75\gamma$, 激光与原子 2 共振. 与全同原子相比, 蓝线的 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 图样更聚束, 此时 $\psi_{12} \approx 0.35\pi$, 关联值在探测角为 130.6° 最大, 且最大关联值是全同原子的 2 倍. 而 $\Delta = -0.75\gamma$ 时, 关联值明显减低, $\psi_{12} \approx -0.22\pi$, 关联峰呈三瓣结构. 图 7(b) 设置激光与原子 1 共振, 与图 7(a) 类似, 当激光与跃迁频率更小的原子共振时, 关联峰依旧偏向于原子跃迁频率更大的一侧. 例如绿线 $\Delta = -0.75\gamma$ 时, $\psi_{12} \approx -0.35\pi$, 图 7(c) 中设置激光平行原子轴, $\omega_L = \omega_1$. 改变激光入射

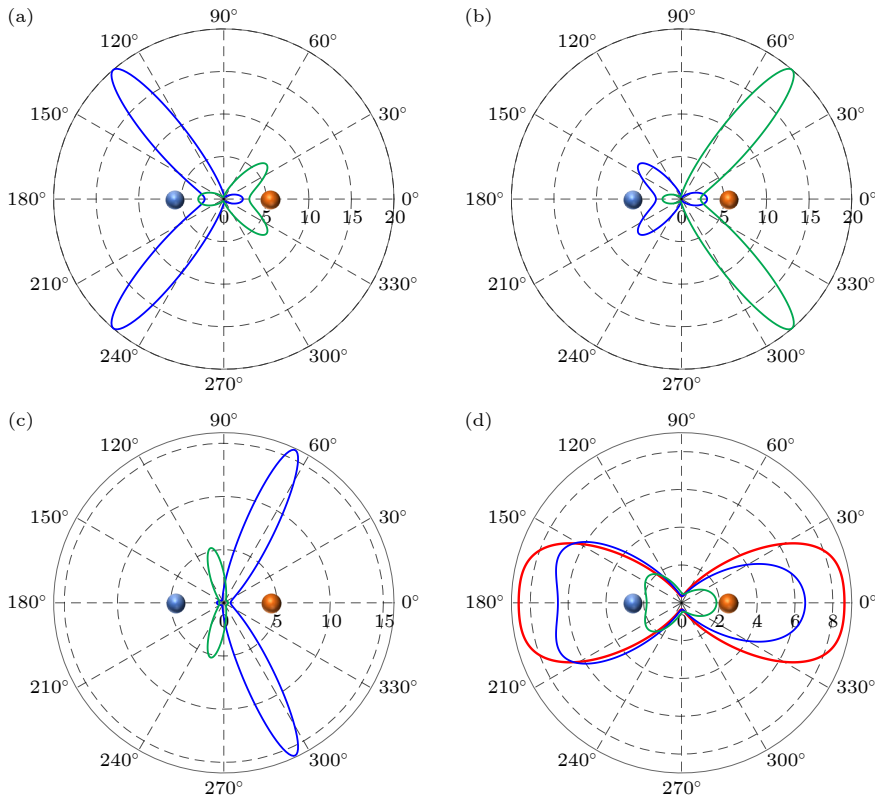


图 7 非全同原子 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 关联值随探测角的分布, $r_{12} = 0.5\lambda$, $\Omega = 0.5\gamma$ (a) $\theta_L = \pi/2$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_2$, 蓝线 $\Delta = 0.75\gamma$, 绿线 $\Delta = -0.75\gamma$; (b) $\theta_L = \pi/2$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_1$, 蓝线 $\Delta = 0.75\gamma$, 绿线 $\Delta = -0.75\gamma$; (c) $\theta_L = \pi$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_1$, 蓝线 $\Delta = 0.75\gamma$, 绿线 $\Delta = -0.75\gamma$; (d) $\theta_L = \pi/2$ 和 $\Delta = 0$, 红线是 $\gamma_1 = \gamma_2$, 蓝线, $\gamma_1 = 2\gamma_2$, 绿线, $\gamma_1 = 10\gamma_2$.

Fig. 7. Distribution of the second-order correlation value $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ for distinguishable atoms as a function of the detection angle with $r_{12} = 0.5\lambda$ and $\Omega = 0.5\gamma$: (a) $\theta_L = \pi/2$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_2$, the blue line corresponds to $\Delta = 0.75\gamma$ and the green line to $\Delta = -0.75\gamma$; (b) $\theta_L = \pi/2$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_1$, the blue line is for $\Delta = 0.75\gamma$ and the green line for $\Delta = -0.75\gamma$; (c) $\theta_L = \pi$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega_L = \omega_1$, the blue line is for $\Delta = 0.75\gamma$ and the green line for $\Delta = -0.75\gamma$; (d) with $\theta_L = \pi/2$ and $\Delta = 0$, the red line is for $\gamma_1 = \gamma_2$, the blue line for $\gamma_1 = 2\gamma_2$, and the green line for $\gamma_1 = 10\gamma_2$.

角后, 蓝线 $\Delta = 0.75\gamma$, $\psi_{12} \approx -0.58\pi$, 此时在 65.0° 探测角处的关联值最大, 关联峰更倾向于分布在跃迁频率较小的原子一侧. 这反映了激光方向调节能级间耦合强度的能力, 进而影响原子干涉强度和 ψ_{12} . 基于上述分析, 当激光与一个原子共振, 原子耗散相同, 在特殊的激光方向下, 改变原子的失谐可以选择性调整关联值的角分布, 或让关联峰集中分布在原子的一侧, 这为双光子发射的理论模型提供了重要的参考指导. 最后探究原子耗散比对 $g^{(2)}(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 的影响, 图 7(d) 中, $\Delta = 0$, $\theta_L = \pi/2$, 红线 $\gamma_1 = \gamma_2$, 蓝线 $\gamma_1 = 2\gamma_2$, 绿线 $\gamma_1 = 10\gamma_2$. 很明显, 随着原子耗散比增大, 系统中原子的辐射更加不同步, 一阶干涉项减小, 这对双光子的发射不利.

6 结 论

本文研究了两个二能级原子系统中双光子发射现象. 对于全同原子系统, 特定的激光方向和几何构型可以单独将原子激发到超辐射态或亚辐射态, 这会增强原子的一阶干涉效应, 并导致在特定的探测方向上, 双光子发射的概率得到显著提高. 当激光将原子单独激发到超辐射态或亚辐射态时, 在原子的关联幅角 $\psi_{12} = 0, \pi$ 的条件下, 与激光单独驱动一个原子^[51] 情况相比, 我们能够在原子两侧实现双光子发射, 从角分布来看, 关联函数具有高度对称性. 若激光不再单独驱动原子超辐射态和亚辐射态, 原子的干涉图样发生移动, 系统将展现出单边的双光子发射特性, 从而改变双光子定向发射方向.

对于非全同原子系统, 由于原子本身失谐和耗散的不同, 激光无法单独将原子激发到超辐射态或亚辐射态, 系统双光子对称发射将被打破. 并且, 随着原子间失谐的增大, 激光方向对激光与原子耦合强度的调节效果减弱. 当激光与其中一个原子共振时, 由于原子相互作用的存在, 另一个原子可以在不与激光共振时达到更强的干涉效应. 研究发现, 原子失谐对关联函数的关联值和角分布至关重要, 通过调节原子失谐和激光方向, 可以让系统展现出高定向的单边双光子发射特性. 而不同的耗散速率将造成双光子发射概率减小. 这些研究结果为精确控制双原子系统的定向辐射提供了理论指导, 同时展现了双光子纳米天线在控制方向上的应用潜力.

参考文献

- [1] Saffman M 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 202001
- [2] Li N, Jiang H W, Xia X W, Zhu C J, Xie S Y, Xu J P, Yang Y P 2021 *Phys. Lett. A* **420** 127772
- [3] Vilas N B, Hallas C, Anderegg L, Robichaud P, Winnicki A, Mitra D, Doyle J M 2022 *Nature* **606** 70
- [4] Cidrim A, doEspiritoSanto T S, Schachenmayer J, Kaiser R, Bachelard R 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 073601
- [5] Moreno-Cardoner M, Plankensteiner D, Ostermann L, Chang D E, Ritsch H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 023806
- [6] Nelson K D, Li X, Weiss D S 2007 *Nat. Phys.* **3** 556
- [7] Dicke R H 1954 *Phys. Rev.* **93** 99
- [8] Goban A, Hung C L, Hood J D, Yu S P, Muniz J A, Painter O, Kimble H J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 063601
- [9] Scully M O, Svidzinsky A A 2009 *Science* **325** 1510
- [10] Hildred G P, Puri R R, Hassan S S, Bullough R K 1984 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17** L535
- [11] Corman L, Ville J L, Saint-Jalm R, Aidelsburger M, Bienaimé T, Nascimbène S, Dalibard J, Beugnon J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053629
- [12] Rui J, Wei D, Rubio-Abadal A, Hollerith S, Zeiher J, Stamper-Kurn D M, Gross C, Bloch I 2020 *Nature* **583** 369
- [13] Peng J S, Li G X 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4212
- [14] Richter S, Wolf S, von Zanthier J, Schmidt-Kaler F 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 013163
- [15] Das S, Agarwal G S, Scully M O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 153601
- [16] Downing C, Del Valle E, Fernández-Domínguez A I 2023 *Phys. Rev. A* **107** 023717
- [17] Shegai T, Chen S, Miljković V D, Zengin G, Johansson P, Käll M 2011 *Nat. Commun.* **2** 481
- [18] Vivas-Viaña A, Sánchez Muñoz C 2021 *Phys. Rev. Res.* **3** 033136
- [19] Gulfam Q-u-A, Evers J 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 045501
- [20] Araneda G, Higginbottom D B, Slodička L, Colombe Y, Blatt R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 193603
- [21] Onofrio R 2016 *Can. J. Chem.* **59** 1129
- [22] Anderson B P, Gustavson T L, Kasevich M A 1996 *Phys. Rev. A* **53** R3727
- [23] Anderson S E, Younge K C, Raithel G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 263001
- [24] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photonics* **3** 706
- [25] Bouwmeester D, Pan J-W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [26] Akram U, Ficek Z, Swain S 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013413
- [27] Motes K R, Mann R L, Olson J P, Studer N M, Bergeron E A, Gilchrist A, Dowling J P, Berry D W, Rohde P P 2016 *Phys. Rev. A* **94** 012344
- [28] Norcia M A, Cline J R K, Muniz J A, Robinson J M, Hutson R B, Goban A, Marti G E, Ye J, Thompson J K 2018 *Phys. Rev. X* **8** 021036
- [29] Kim W J, Brownell J H, Onofrio R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 200402
- [30] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 153
- [31] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J 2009 *Nat. Photonics* **3** 687
- [32] Clemens J, Horvath L, Sanders B, Carmichael H 2003 *Phys. Rev. A* **68** 023809
- [33] Gulfam Q-u-A, Ficek Z 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053831

- [34] Peng Z A, Chen A X, Li G X 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063702
- [35] Lembessis V E, Rsheed A A, Aldossary O M, Ficek Z 2013 *Phys. Rev. A* **88** 053814
- [36] Chu X L, Angelopoulou V, Lodahl P, Rotenberg N 2022 *Phys. Rev. A* **106** 053702
- [37] Loudon R, Knight P L 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 709
- [38] Afek I, Ambar O, Silberberg Y 2010 *Science* **328** 879
- [39] Lichtenegger H C, Schoberl T, Bartl M H, Waite H, Stucky G D 2002 *Science* **298** 389
- [40] Carmichael H J, Walls D F 1976 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9** 1199
- [41] Kimble H, Dagenais M, Mandel L 1978 *Phys. Rev. A* **18** 201
- [42] Sierra E, Masson S J, Asenjo-Garcia A 2022 *Phys. Rev. Res.* **4** 023207
- [43] Masson S J, Ferrier-Barbut I, Orozco L A, Browaeys A, Asenjo-Garcia A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 263601
- [44] Gulfam Q-u-A 2023 *J. Mod. Opt.* **70** 217
- [45] Gulfam Q-u-A 2023 *Phys. Lett. A* **480** 128966
- [46] Ficek Z, Tanaš R 2002 *Phys. Rep.* **372** 369
- [47] Alaei R, Safari A, Sandoghdar V, Boyd R W 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 043409
- [48] van Loo A F, Fedorov A, Lalumière K, Sanders B C, Blais A, Wallraff A 2013 *Science* **342** 1494
- [49] Ben-Reuven A 1980 *Phys. Rev. A* **22** 2572
- [50] Lembessis V E, Lyras A, Rsheed A A, Aldossary O M, Ficek Z 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023850
- [51] Gulfam Q-u-A, Ficek Z 2018 *Phys. Rev. A* **98** 063824

Spatially oriented correlated emission based on selective drive of diatomic superradiance states^{*}

Zhang Jie Chen Ai-Xi[†] Peng Ze-An[‡]*(School of Science, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)**(Received 14 April 2024; revised manuscript received 19 May 2024)*

Abstract

In recent years, the radiative properties of atomic systems have been a hot topic in the research fields of quantum optics and quantum information. With the continuous development of nanophotonics, quantum antennas have become an important model for studying atomic radiation. In order to investigate these phenomena in depth, we investigate a system composed of two two-level atoms, and study the two-photon emission phenomenon of diatomic system under conditions of driving directional tunable laser field, interatomic dipole-dipole interaction, and spontaneous emission coherence.

In this study, we diagonalize the atomic Hamiltonian to obtain the eigenvalues and entangled states of the system (symmetric and asymmetric states of two atoms), and use the rotating wave approximation to rotate the system into the laser frame. The evolution of the system is characterized mainly by the evolution of symmetric and asymmetric state, as well as the evolution of coherent terms. In our studies it is found that for identical atoms, certain laser directions and geometric configurations can exclusively drive the superradiant and subradiant states of atoms, which can enhance the first-order interference effect of the atoms and markedly increase the probability of two-photon emission in a specific detection direction. When the superradiant state of the atom is solely driven, there will be no coupling between the superradiant state and subradiant state, resulting in a correlation function angular distribution that is symmetric along the direction perpendicular to atomic axis. Further adjusting the laser direction causes the atomic interference patterns to shift, and the system will exhibit two-photon emission characteristics on one side or both sides.

For nonidentical atomic systems, due to detuning between the two atoms, the laser cannot drive the superradiant state or subradiant state individually, and the influence of changing the laser direction on the coupling strength diminishes with the increase of detuning between the atoms. When the laser is in resonance with one of the atoms, due to the atomic interactions, the other atom can achieve the strongest coherent effect without resonating with the laser. This research reveals that atomic detuning is crucial for the correlation values and angular distribution of the correlation function. By adjusting the atomic detuning and laser direction, the system can display highly directed one-sided two-photon emission characteristics. However, different dissipation rates will lead the probability of two-photon emission to decrease. Our studies can achieve highly directional two-photon emission on one side or both sides, which provides a theoretical basis for studying the two-photon emission of nanoantennas.

Keywords: superradiance, subradiance, correlation function, nanoantenna.

PACS: 42.50.-p, 42.25.Hz

DOI: [10.7498/aps.73.20240521](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240521)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204414, 12175199).

[†] Corresponding author. E-mail: aixichen@zstu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zeanpeng@zstu.edu.cn

基于双原子超-亚辐射态选择性驱动的空间定向关联辐射

张杰 陈爱喜 彭泽安

Spatially oriented correlated emission based on selective drive of diatomic superradiance states

Zhang Jie Chen Ai-Xi Peng Ze-An

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 144202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240521

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240521>

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

由超辐射引起的迁移率边和重返局域化

Mobility edges and reentrant localization induced by superradiance

物理学报. 2022, 71(11): 113702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212246>

自旋轨道耦合量子气体中的一些新进展

Some recent progresses on the study of ultracold quantum gases with spin-orbit coupling

物理学报. 2020, 69(1): 016701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191241>

格点量子色动力学蒸馏算法中关联函数的计算优化

Calculation and optimization of correlation function in distillation method of lattice quantum chromodynamics

物理学报. 2021, 70(16): 161201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210030>

金属基底上光学偶极纳米天线的自发辐射宽带增强: 表面等离子激元直观模型

Broadband enhancement of spontaneous emission by optical dipole nanoantenna on metallic substrate: An intuitive model of surface plasmon polariton

物理学报. 2022, 71(11): 118101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212290>

金属镜面上纳米光学天线阵列自发辐射增强与定向辐射

Spontaneous emission enhancement and directional emission by an optical nanonantenna array on a metallic mirror

物理学报. 2023, 72(7): 078101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222007>

基于合成维度拓扑外尔点的波长选择热辐射超构表面

Wavelength-selective thermal emission metasurfaces based on synthetic dimensional topological Weyl points

物理学报. 2024, 73(11): 117802 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240512>