

文章编号: 1000-7032(2019)05-0650-09

# 非共振耗散腔耦合系统的发射光谱

张 杨, 吕树臣\*

(哈尔滨师范大学 光电带隙材料教育部重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150025)

**摘要:** 研究了非共振耗散二能级双原子与双单模腔耦合系统发射光谱的性质。探讨了原子和腔场之间的失谐、腔场衰减率及原子失相对该系统发射光谱的影响。结果表明,体系的腔场谱呈现出三重峰结构,原子发射谱呈现出二重峰结构。非共振情况时,腔场谱和原子发射谱的图像皆为非对称图像。在原子与腔场失谐时,与共振情况相比,峰位发生了明显的漂移,且中峰明显增大。增大腔场与原子的失谐,会引起边峰向低频段漂移,并改变其光谱强度;增大原子与腔场的失谐,可以使光谱整体向低频段漂移,并改变其所有峰的光谱强度。随着腔场衰减率的增大,共振情况下,会导致边峰的强度减小;失谐情况下,会导致所有峰的强度均减小。随着原子失相的增大,共振或失谐情况下,会使光谱所有峰的强度均减小。

**关键词:** 量子主方程; 非共振耦合; 失相; 发射光谱

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

DOI: 10.3788/fjxb20194005.0650

## Emission Spectrum of Off-resonant Dissipative Cavity Coupled System

ZHANG Yang, LYU Shu-chen\*

(Key Laboratory of Photoelectric Bandgap Materials, Ministry of Education, Harbin Normal University, Harbin 150025, China)

\* Corresponding Author, E-mail: hsdisc63@126.com

**Abstract:** In this paper, the properties of emission spectra of two double-level atoms coupled with two single-mode cavity system with off-resonant dissipation were studied. We investigated the effects of the detuning between the atom and the cavity field, the cavity decay rate and the atom dephasing on emission spectra of the system. The results show that the cavity field spectrum of the system presents three peak structure and the atomic emission spectrum presents double peak structure. In the case of detuning, both the cavity field spectrum and the atomic emission spectrum are asymmetric. When the atom and cavity field are off-resonant compared with the resonance condition, the peak position has obvious drift and the middle peak has obvious increase. Increasing the detuning between cavity field and atom will cause the edge peak to drift to low frequency and change its spectral intensity. Increasing the detuning between atoms and cavity field can make the spectrum drift to low frequency and change the spectral intensity of all peaks. As the decay rate of cavity field increases, the intensity of edge peak will decrease under the condition of resonance. In the case of detuning, the strength of all peaks will reduce. As the atom dephasing increases, the intensity of all peaks of the spectrum will reduce in the case of resonance or off-resonant.

**Key words:** quantum master equation; non-resonant coupling; dephasing; emission spectrum

收稿日期: 2018-07-17; 修订日期: 2018-10-15

基金项目: 哈尔滨市科技局科技创新人才研究基金(2014RFXXJ091)资助项目

Supported by Harbin Science and Technology Bureau Research Fund for Science and Technology Innovation Talents(2014RFXXJ091)

## 1 引 言

腔量子电动力学 (Cavity quantum electrodynamics) 主要研究受限空间中的电磁场与物质 (主要有原子、离子以及量子点等) 间相互作用的动力学过程<sup>[1]</sup>, 并且为研究各种量子现象提供了一种自然的环境<sup>[2]</sup>。在腔量子电动力学中, 腔内的原子系统可以作为存储量子位, 而光子可以在整个系统中分布信息<sup>[2]</sup>。因此, 腔量子电动力学对于量子通信<sup>[3]</sup>、量子信息处理<sup>[4]</sup>、量子计算<sup>[5]</sup>、量子纠缠<sup>[6]</sup>等领域有重要意义。在研究单个理想二能级原子与单模腔场相互作用的 Jaynes-Cummings (简称 J-C) 模型<sup>[7]</sup> 建立以后, 人们对原子和腔场相互作用过程的本质进行了很多研究, 并且发现许多量子现象, 如辐射光场的压缩效应<sup>[8]</sup>、光场的真空拉比分裂<sup>[9]</sup>、辐射光谱的坍塌和复起<sup>[10]</sup>、J-C 模型中的非线性<sup>[11]</sup>、光子的反群聚和亚泊松分布<sup>[12]</sup>等。随着研究的深入, 模型推广到了两个二能级原子与单模腔场相互作用的 Tavis-Cummings (简称 T-C) 模型<sup>[13]</sup>。

由于腔场谱和原子发射谱是获取原子和腔场相互作用信息的重要手段<sup>[14]</sup>, 并被实验所证实<sup>[15-16]</sup>。因此, 发射光谱的研究一直备受重视, 人们研究了单个二能级原子与高品质因子单模腔场相互作用的发射光谱<sup>[17]</sup>、单个二能级原子与单模腔场双光子发射光谱<sup>[18]</sup>、两个二能级原子与单模腔场在强耦合机制下相互作用的透射谱<sup>[19]</sup>以及两个二能级原子与单模光场在偶极子相互作用影响下的发射光谱<sup>[20]</sup>。近年来, 双原子与双单模腔耦合系统模型也受到了人们的广泛关注, Zhang 等<sup>[21]</sup> 讨论了双原子与双单模腔系统的量子态转移, Wang 等<sup>[22]</sup> 研究了驱动情况下双原子与双单模腔的光子分布, Ferretti 等<sup>[23]</sup> 研究了双原子与双单模腔在相干驱动和耗散下的光子相关性。

随着实验技术的发展, 实验上能够实现量子点与半导体腔的耦合<sup>[24]</sup>, 也能实现量子点与光子晶体腔的耦合<sup>[25]</sup>, 实验上能观测到量子点与腔耦合的 Mollow 三重峰<sup>[26-27]</sup>, 并对解释中峰的出现产生了极大的兴趣, 然而, 目前关于中峰出现的解释说法不一<sup>[28]</sup>。本文目的之一就是根据我们的研究结果对中峰的出现给出解释。

到目前为止, 有关双原子与双单模腔场相互作用系统发射光谱的相关报道很少。因此, 本文

将研究双原子与双单模腔场相互作用系统的发射光谱, 着重讨论腔场与原子失谐、原子与腔场失谐、腔场衰减率以及原子的失相对发射光谱的影响。

## 2 腔耦合系统模型

本文在以往模型研究的基础上, 即两个单模腔彼此相互耦合, 每一个腔中都有一个二能级原子 (或量子点)<sup>[29-30]</sup>, 考虑了腔 1 由于光子渗漏造成的腔场衰减, 腔 2 受到非相干泵浦及两个原子的失相, 研究模型如图 1 所示。每个腔中原子与该腔场在偶极作用近似下, 其耦合强度为  $\Omega_i$  ( $i = 1, 2$ ), 两个单模腔场间通过偶极-偶极相互作用, 其光子隧穿强度为  $J$ 。这里不考虑两个原子间的相互作用, 以及原子与相邻腔场间的相互作用。

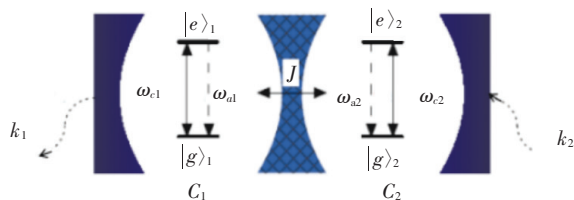


图 1 二能级双原子与双单模腔耦合系统模型

Fig. 1 Two double-level atoms coupled with two single-mode cavity system

该体系的 Hamiltonian 在旋波近似 (RWA) 和电偶极近似下可表示为 ( $\hbar = 1$ ):

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

其中

$$H_0 = \sum_{i=1}^2 \hbar \omega_{ci} a_i^\dagger a_i + \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \hbar \omega_{ai} \sigma_z^{(i)} + \sum_{i=1}^2 \Omega_i (a_i \sigma_+^{(i)} + a_i^\dagger \sigma_-^{(i)}), \quad (2)$$

$$H_1 = J (a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1), \quad (3)$$

其中  $\omega_{ci}$  为第  $i$  个单模腔场的跃迁频率,  $\omega_{ai}$  为第  $i$  个原子的跃迁频率,  $a_i^\dagger$  为第  $i$  个腔场中光子的产生算符,  $a_i$  为第  $i$  个腔场中光子的湮灭算符,  $\sigma_z^{(i)}$ 、 $\sigma_+^{(i)}$ 、 $\sigma_-^{(i)}$  分别为第  $i$  个原子的反转、状态变迁 (升与降) 算符。

考虑到腔衰减、纯失相、非相干泵浦等因素的影响, 这种耦合原子-腔系统的演化在玻恩-马尔可夫近似下可以用量子耗散主方程来描述, 此时耦合体系的量子主方程可写为<sup>[28]</sup>:

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H, \rho] - \kappa_1 (a_1^\dagger a_1 \rho - 2a_1 \rho a_1^\dagger + \rho a_1^\dagger a_1) -$$

$$\begin{aligned} & \kappa_2 (a_2 a_2^\dagger \rho - 2a_2^\dagger \rho a_2 + \rho a_2 a_2^\dagger) + \\ & \frac{\gamma^*}{4} (\sigma_z^{(1)} \rho \sigma_z^{(1)} - \rho) + \frac{\gamma^*}{4} (\sigma_z^{(2)} \rho \sigma_z^{(2)} - \rho), \end{aligned} \quad (4)$$

其中,  $\kappa_1$  为腔场 1 的衰减率,  $\kappa_2$  为腔场 2 的非相干泵浦率,  $\gamma^*$  为原子的失相。

对本文考虑的模型, 第二个腔引进非相干泵浦, 通过两个腔的耦合, 使得这个非相干泵浦去平衡第一个腔的衰减, 从而使整个系统能建立起一种稳态, 这样系统的初始条件不需要人为设定。由公式 (4), 利用单光子关联近似<sup>[31]</sup>  $\langle \sigma_z a \rangle = -\langle a \rangle$  及 Bose 统计, 我们得到如下方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_1^+ a_1 \rangle}{dt} &= i\Omega_1 \langle \sigma_+^{(1)} a_1 \rangle - i\Omega_1 \langle a_1^+ \sigma_-^{(1)} \rangle - \\ & iJ \langle a_1^+ a_2 \rangle + iJ \langle a_2^+ a_1 \rangle - 2\kappa_1 \langle a_1^+ a_1 \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \sigma_+^{(1)} a_1 \rangle}{dt} &= \left( i\omega_{a1} - i\omega_{c1} - \kappa_1 - \frac{\gamma^*}{2} \right) \langle \sigma_+^{(1)} a_1 \rangle + \\ & i\Omega_1 \langle a_1^+ a_1 \rangle - i\Omega_1 \langle \sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(1)} \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_1^+ \sigma_-^{(1)} \rangle}{dt} &= \left( i\omega_{c1} - i\omega_{a1} - \kappa_1 - \frac{\gamma^*}{2} \right) \langle a_1^+ \sigma_-^{(1)} \rangle + \\ & i\Omega_1 \langle \sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(1)} \rangle - i\Omega_1 \langle a_1^+ a_1 \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_1^+ a_2 \rangle}{dt} &= (i\omega_{c1} - i\omega_{c2} - \kappa_1 + \kappa_2) \langle a_1^+ a_2 \rangle - \\ & iJ \langle a_1^+ a_1 \rangle + iJ \langle a_2^+ a_2 \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_2^+ a_1 \rangle}{dt} &= (i\omega_{c2} - i\omega_{c1} - \kappa_1 + \kappa_2) \langle a_2^+ a_1 \rangle + \\ & iJ \langle a_1^+ a_1 \rangle - iJ \langle a_2^+ a_2 \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(1)} \rangle}{dt} &= -i\Omega_1 \langle \sigma_+^{(1)} a_1 \rangle + i\Omega_1 \langle a_1^+ \sigma_-^{(1)} \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_2^+ a_2 \rangle}{dt} &= i\Omega_2 \langle \sigma_+^{(2)} a_2 \rangle - i\Omega_2 \langle a_2^+ \sigma_-^{(2)} \rangle + iJ \langle a_1^+ a_2 \rangle - \\ & iJ \langle a_2^+ a_1 \rangle + 2\kappa_2 \langle a_2^+ a_2 \rangle + 2\kappa_2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \sigma_+^{(2)} a_2 \rangle}{dt} &= \left( i\omega_{a2} - i\omega_{c2} + \kappa_2 - \frac{\gamma^*}{2} \right) \langle \sigma_+^{(2)} a_2 \rangle + \\ & i\Omega_2 \langle a_2^+ a_2 \rangle - i\Omega_2 \langle \sigma_+^{(2)} \sigma_-^{(2)} \rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_2^+ \sigma_-^{(2)} \rangle}{dt} &= \left( i\omega_{c2} - i\omega_{a2} + \kappa_2 - \frac{\gamma^*}{2} \right) \langle a_2^+ \sigma_-^{(2)} \rangle - \\ & i\Omega_2 \langle a_2^+ a_2 \rangle + i\Omega_2 \langle \sigma_+^{(2)} \sigma_-^{(2)} \rangle, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \sigma_+^{(2)} \sigma_-^{(2)} \rangle}{dt} &= -i\Omega_2 \langle \sigma_+^{(2)} a_2 \rangle + i\Omega_2 \langle a_2^+ \sigma_-^{(2)} \rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

令方程组 (5) ~ (14) 的时间导数为零, 可得到平

均值的稳态解, 如

$$\begin{aligned} \langle a_1^+ a_1 \rangle &= \langle \sigma_+^{(1)} \sigma_-^{(1)} \rangle = \\ & \frac{2J^2 \kappa_2 (\kappa_1 - \kappa_2)}{(J^2 - \kappa_1 \kappa_2) (\kappa_1 - \kappa_2)^2 - \kappa_1 \kappa_2 (\omega_{c1} - \omega_{c2})^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\langle \sigma_+^{(1)} a_1 \rangle = 0, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle a_2^+ a_1 \rangle &= \\ & \frac{J\kappa_1 \kappa_2 (\kappa_1 i - \kappa_2 i + \omega_{c1} - \omega_{c2})}{(\kappa_1 \kappa_2 - J^2) (\kappa_1 - \kappa_2)^2 + \kappa_1 \kappa_2 (\omega_{c1} - \omega_{c2})^2}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \langle a_2^+ a_2 \rangle &= \\ & \frac{\kappa_2 J^2 (\kappa_2 - \kappa_1) - \kappa_1 \kappa_2 [(\kappa_1 - \kappa_2)^2 + (\omega_{c1} - \omega_{c2})^2]}{(\kappa_1 \kappa_2 - J^2) (\kappa_1 - \kappa_2)^2 + \kappa_1 \kappa_2 (\omega_{c1} - \omega_{c2})^2}. \end{aligned} \quad (18)$$

为计算腔场和原子的发射光谱, 先求关联函数  $\langle a_1^+ (\tau + t) \rangle a_1(t)$  和  $\langle \sigma_+^{(1)} (\tau + t) \sigma_-^{(1)} (t) \rangle$ , 在不考虑第一个腔场和第二个原子、第二个腔场和第一个原子相互作用的情况下, 可以得到关联函数满足的微分方程组如下:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} \langle a_1^+ (\tau + t) a_1(t) \rangle \\ \langle \sigma_+^{(1)} (\tau + t) a_1(t) \rangle \\ \langle a_2^+ (\tau + t) a_1(t) \rangle \end{bmatrix} &= \\ & \begin{bmatrix} i\omega_{c1} - \kappa_1 & i\Omega_1 & iJ \\ i\Omega_1 & i\omega_{a1} - \frac{\gamma^*}{2} & 0 \\ iJ & 0 & i\omega_{c2} + \kappa_2 \end{bmatrix} \times \\ & \begin{bmatrix} \langle a_1^+ (\tau + t) a_1(t) \rangle \\ \langle \sigma_+^{(1)} (\tau + t) a_1(t) \rangle \\ \langle a_2^+ (\tau + t) a_1(t) \rangle \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \begin{bmatrix} \langle \sigma_+^{(1)} (\tau + t) \sigma_-^{(1)} (t) \rangle \\ \langle a_1^+ (\tau + t) \sigma_-^{(1)} (t) \rangle \end{bmatrix} &= \\ & \begin{bmatrix} i\omega_{a1} - \frac{\gamma^*}{2} & i\Omega_1 \\ i\Omega_1 & i\omega_{c1} - \kappa_1 \end{bmatrix} \times \\ & \begin{bmatrix} \langle \sigma_+^{(1)} (\tau + t) \sigma_-^{(1)} (t) \rangle \\ \langle a_1^+ (\tau + t) \sigma_-^{(1)} (t) \rangle \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (20)$$

根据 Wiener-Khintchine 定理, 该系统的发射光谱可按式计算:

$$S(\omega)_{\text{cav}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{i\omega t} \langle a^+ (\tau + t) a(t) \rangle_s dt, \quad (21)$$

$$S(\omega)_{at} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{i\omega t} \langle \sigma_+^{(1)}(\tau+t) \sigma_-^{(1)}(t) \rangle_s dt, \quad (22)$$

根据微分方程组 (19) 和 (20) 可以解出  $\langle a_1^+(\tau+t) a_1(t) \rangle$  和  $\langle \sigma_+^{(1)}(\tau+t) \sigma_-^{(1)}(t) \rangle$ , 利用方程 (21)、(22) 和量子回归定理, 对其结果取实部并利用数值计算, 即可得出该系统的腔场谱和原子发射谱 (本文以第一个腔场为例)。由方程组 (19) 和 (20) 可知, 腔场发射谱有 3 个发射峰, 原子的发射谱有两个发射峰。

### 3 耦合系统的发射光谱

下面分别讨论腔场与原子失谐  $\Delta_{ca} = \omega_c - \omega_a$ 、原子与腔场失谐  $\Delta_{ac} = \omega_a - \omega_c$ 、腔场衰减率  $\kappa_1$  以及原子失相  $\gamma^*$  对该体系发射光谱的影响, 并将原子发射谱和腔场谱进行了对比分析。取定腔场的固有频率  $\omega_0 = 10^{14}$  Hz, 原子的跃迁频率和腔场的跃迁频率均与固有频率有相同的数量级。腔场的衰减率、腔场的非相干泵浦率、失相分别为  $\kappa_1 = \kappa_2 = \gamma^* \approx 10^9$  Hz。原子和腔场间耦合强度、两腔场间耦合强度分别取为  $\Omega_1 = \Omega_2 = J \approx 10^{10}$  Hz。在本文研究过程中取定  $\omega_{c1}/\Omega_1 = \omega_{a1}/\Omega_1 = 10\ 000$  ( $i=1, 2$ ),  $J/\Omega_1 = 1.8$ ,  $\Omega_1/\Omega_1 = 1$ ,  $\kappa_1/\Omega_1 = 0.5$ ,  $\kappa_2/\Omega_1 = 0.1$ , 以及  $\gamma^*/\Omega_1 = 0.1$ 。

#### 3.1 腔场与原子失谐影响下的谱结构

图 2 给出了耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随腔场与原子失谐  $\Delta_{ca}/\Omega_1 = (\omega_{c1} - \omega_{a1})/\Omega_1$  的变化关系。保持其他参量不变, 只改变  $\omega_{c1}$ , 使  $\Delta_{ca}/\Omega_1 = -2, -1, 0, 1, 2$ 。结果表明: 腔场谱谱线有 3 个发射峰, 如图 2(a) 所示, 原子发射谱谱线有两个发射峰, 如图 2(b) 所示。从图 2(a) 可以看出腔场谱当且仅当  $\Delta_{ca} = 0$ , 即共振时, 谱线表现为对称性, 而其余失谐情况均为非对称峰, 并且随着失谐的增大, 两边峰向低频段漂移, 中峰的位置固定不变 (位于  $\omega = \omega_0$  处)。

共振情况下, 不仅腔场谱的谱线对称, 原子发射谱的谱线也对称, 且腔场谱的峰位比原子发射谱的峰位偏移中心位置更多一些。失谐情况下, 腔场谱和原子发射谱位于高频段峰位差变小, 位于低频段腔场谱和原子发射谱峰位差变大。

在腔场谱中, 如图 2(a) 所示, 位于高频段边峰的光谱强度随着腔场与原子正失谐的增大而增大; 随着腔场与原子负失谐的增大而逐渐减小; 位

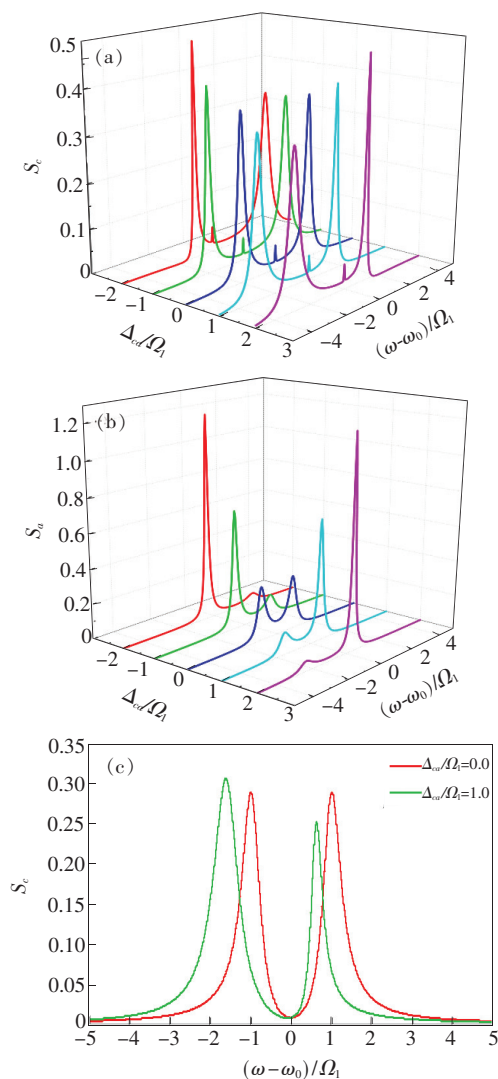


图 2 腔场与原子失谐影响下, (a) 腔场谱的变化关系; (b) 原子发射谱的变化关系; (c) 两腔场间耦合强度为零时腔场谱的变化关系。

Fig. 2 Under the influence of the detuning between the cavity field and atom: (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra; (c) change of cavity field spectrum when the coupling strength between two cavity fields is zero.

于低频段的边峰光谱强度的变化刚好相反, 而失谐的变化对中间峰位的光谱强度几乎无影响。在原子发射谱中, 如图 2(b) 所示, 位于高频段的发射强度随着腔场与原子失谐的增大在逐渐增大; 位于低频段的发射强度随着腔场与原子失谐的增大而逐渐减小。对于同一失谐影响下的两个边峰, 光谱强度变化规律相似, 即其中任一边峰在腔场谱中光谱强度大 (小), 在原子发射谱中的光谱强度也大 (小)。

图 2(c) 给出了当  $J=0$  时的腔场谱, 其中红线代表原子和腔场共振 ( $\Delta_{ac}=0$ ) 时的发射谱, 绿线代表腔场与原子失谐 ( $\Delta_{ac}/\Omega_1=1$ ) 时的发射谱。从图 2(c) 可以看出, 不论是共振情况还是失谐情况下, 腔场谱谱线均为双峰。由方程(1)、(2)、(3)可知, 当  $J=0$  (忽略腔间耦合的作用) 时, 系统的哈密顿量是由方程(2) 来确定。利用 Bogoliubov 变换, 我们有  $E = \frac{\omega_{c1} + \omega_{c2}}{2} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \left(\frac{\omega_{c1} - \omega_{c2}}{2}\right)^2}$ , 由此可知两个边峰的峰位可分别由  $\frac{\omega_{c1} + \omega_{c2}}{2} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \left(\frac{\omega_{c1} - \omega_{c2}}{2}\right)^2}$  和  $\frac{\omega_{c1} + \omega_{c2}}{2} + \sqrt{\Omega_1^2 + \left(\frac{\omega_{c1} - \omega_{c2}}{2}\right)^2}$  近似确定 (如果忽略耗散项, 两个峰位将严格由这两个式子确定), 两个边峰峰位的间距近似为  $2\sqrt{\Omega_1^2 + \left(\frac{\omega_{c1} - \omega_{c2}}{2}\right)^2}$ , 在共振的情况下两个峰的峰位在  $\pm\Omega_1$  附近, 两个峰的间距近似为  $2\Omega_1$ 。这和单腔模与二能级单原子耦合系统的结果是一致的<sup>[31]</sup>。

在讨论单腔模与二能级单原子耦合系统中, 无论在理论还是实验上, 都发现了 Mollow 三重峰的存在<sup>[27,32]</sup>。一个令人特别感兴趣且迷惑的现象是解释中峰的出现, 在以往报道中, Mollow 三重峰的出现要么与外加泵浦场相关<sup>[27]</sup>, 要么与声子耦合相关<sup>[33-34]</sup>。从我们的研究结果可以得出这样的结论: 只要单腔模与二能级单原子耦合系统受到外界相干场的作用, 理论上就应出现 Mollow 三重峰, 例如在本文所研究的系统中, 由于腔间耦合的存在 ( $J \neq 0$ ), 由方程(19)和(21)不难看出腔 1 发射谱 Mollow 三重峰必然存在 (当然不排除有两个峰重叠的情况)。

### 3.2 原子与腔场失谐影响下的谱结构

图 3 阐述了耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随原子与腔场失谐  $\Delta_{ac}/\Omega_1 = (\omega_{a1} - \omega_{c1})/\Omega_1$  的变化关系。在保持其他参量不变的情况下, 只改变  $\omega_{a1}$ , 使  $\Delta_{ac}/\Omega_1 = -2, -1, 0, 1, 2$ 。由图 3(a) 不难发现, 在失谐的情况下, 随着  $\Delta_{ac}$  的增加, 腔场谱中峰的强度明显增大, 且中峰峰位明显偏离  $\omega = \omega_0$  的位置, 从高频向低频移动。特别是, 中峰的强度关于  $\Delta_{ac}=0$  呈对称性增长。

在腔场谱中, 如图 3(a) 所示, 高频段的光谱强度随着原子与腔场正失谐的增大而增大; 随着

原子与腔场负失谐的增大而逐渐减小; 低频段的边峰光谱强度的变化刚好相反。对原子发射谱而言, 如图 3(b) 所示, 位于高频段的光谱强度随着  $\Delta_{ac}$  的增大而减小; 位于低频段的光谱强度随着  $\Delta_{ac}$  的增大而增大。图 2(b) 和图 3(b) 均表明当原子与腔场负失谐时, 低频侧发射谱强度弱于高频侧发射谱强度, 当原子与腔场正失谐时, 低频侧发射谱强度大于高频侧发射谱强度。

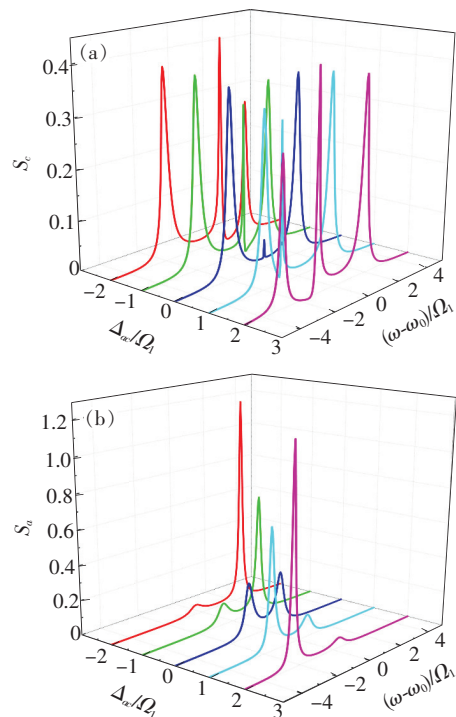


图 3 原子与腔场失谐影响下, (a) 腔场谱的变化关系; (b) 原子发射谱的变化关系。

Fig. 3 Under the influence of the detuning between the atom and the cavity field; (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra.

### 3.3 腔场衰减率影响下的谱结构

图 4 为共振情况时, 耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随腔场衰减率  $\kappa_1$  的变化关系。保持其他参量不变,  $\kappa_1/\Omega_1 = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ 。从图 4(a) 可以看出, 随着腔场衰减率的增大, 腔场谱 3 个峰的峰位均无变化, 两个边峰的强度均逐渐降低, 且降低的幅度也在逐渐减小, 两边峰谱线的线宽变得宽化。对应于同一腔场衰减率, 腔场谱两边峰的强度相同, 如图 4(a) 所示。

对于原子发射谱来说, 随着腔场衰减率的增加, 两个峰的强度也在减小, 两个峰的峰位均有向内微弱的移动, 谱线的线宽均向内宽化; 对应于同

一腔场衰减率,原子发射谱两边峰的强度也是相同的,如图 4(b)所示。在本文所研究的模型中,虽然我们未考虑原子的自发辐射(即原子发射的衰减率)对原子发射谱带来的影响,但从方程(20)可以推断腔场衰减率通过腔场与原子的耦合作用,间接影响到原子发射谱的发射强度,这一推断为图 4(b)所证实。

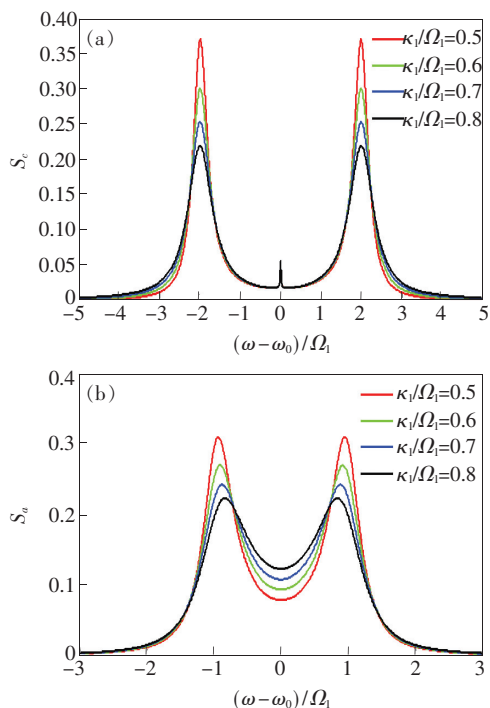


图 4 共振时,腔场衰减率影响下,(a)腔场谱的变化关系;(b)原子发射谱的变化关系。

Fig. 4 Under the influence of cavity decay rate in the case of resonance: (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra.

图 5 为失谐情况时,耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随腔场衰减率  $\kappa_1$  的变化关系。保持其他参量不变的情况下,取定  $\omega_{a1}/\Omega_1 = 9\ 998$ ,  $\kappa_1/\Omega_1 = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ 。从图 5(a)可以看出,对于腔场谱来说,失谐时,对应于同一腔场衰减率,中峰光谱强度最大,低频段边峰的光谱强度大于高频段边峰的光谱强度。随着腔场衰减率的增大,3 个峰的强度均逐渐降低,且降低的幅度均逐渐减小,中峰衰减的幅度最大,其次是低频段边峰,最后是高频段边峰;中峰和低频段边峰的峰位均无明显变化,而高频段边峰向低频侧有微弱的移动。此外,3 个峰谱线的线宽变得宽化,如图 5(a)所示。

对于原子发射谱来说,失谐时,对应于同一腔

场衰减率,高频段边峰的光谱强度大于低频段边峰的光谱强度。随着腔场衰减率的增加,两个峰的强度均在减少,高频段边峰衰减的幅度大于低频段边峰衰减的幅度;两个峰的峰位无明显变化,谱线的线宽变得宽化,如图 5(b)所示。随着  $\kappa_1$  的增大,对于腔场谱来说衰减的幅度大于原子发射谱,说明作用在腔场上的衰减率对腔场谱的影响更大一些,这是因为腔场的衰减率通过原子和腔场耦合间接地影响原子发射谱。

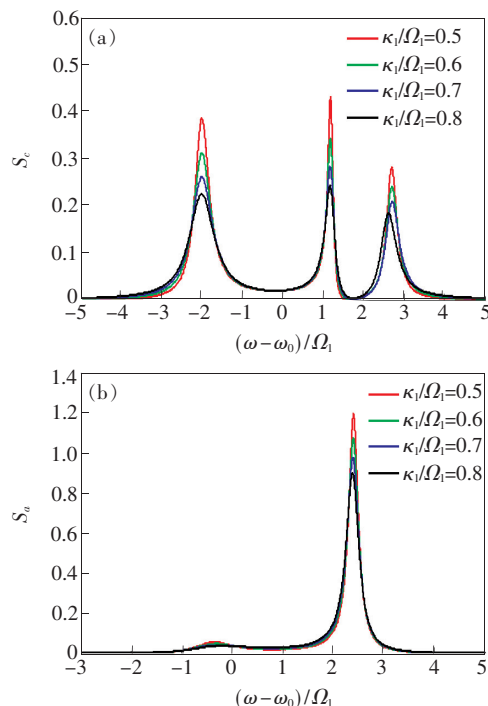


图 5 失谐时,腔场衰减率影响下,(a)腔场谱的变化关系;(b)原子发射谱的变化关系。

Fig. 5 Under the influence of cavity decay rate in the case of detuning: (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra.

### 3.4 原子失相影响下的谱结构

图 6 为共振情况时,耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随原子的失相  $\gamma^*$  的变化关系。保持其他参量不变,  $\gamma^*/\Omega_1 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ 。随着  $\gamma^*$  的增大,边峰均逐渐降低,而且降低的幅度逐渐减小,对于腔场谱来说衰减的幅度小于原子发射谱,说明作用在原子的失相对原子发射谱的影响更大一些,这是因为原子的失相通过原子和腔场耦合间接地影响腔场谱。对应于同一失相下,腔场谱中边峰的强度相同,原子发射谱两个峰的强度也相同。

在腔场谱中,如图 6(a)所示,随着失相的增

大中峰的强度逐渐减小,但减小的幅度非常小。随着失相的增加,谱线的线宽向内宽化。在原子发射谱中,如图 6(b)所示,随着失相的增大,两个峰的位置均有向外微弱的移动,谱线线宽均向外宽化。原子的失相导致发射光谱强度降低和谱线宽化,这与文献[35]考虑失相的单模腔与单原子耦合系统得到的结论是一致的。

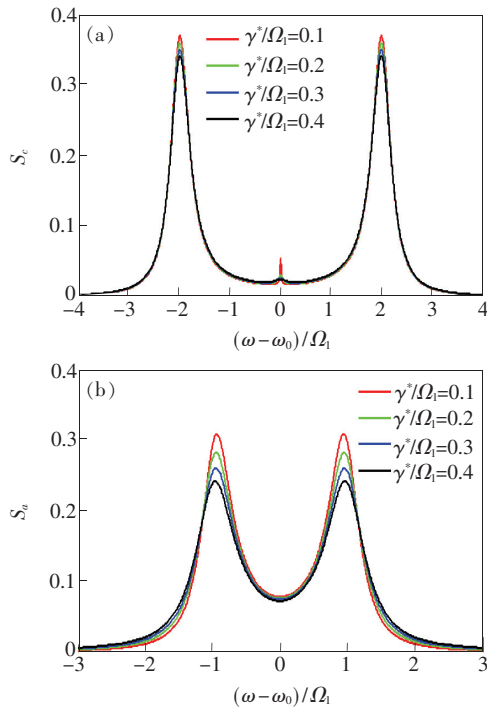


图 6 共振时,原子失相影响下,(a)腔场谱的变化关系;(b)原子发射谱的变化关系。

Fig. 6 Under the influence of atom dephasing in the case of resonance: (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra.

图 7 为失谐情况时,耦合系统的腔场谱及原子发射光谱随原子的失相  $\gamma^*$  的变化关系。保持其他参量不变的情况下,取定  $\omega_{a1}/\Omega_1 = 9\ 998$ ,  $\gamma^*/\Omega_1 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ 。从图 7(a)可以看出,对于腔场谱来说,失谐时,对应于同一原子失相,中峰的光谱强度最大,低频段边峰的光谱强度大于高频段边峰的光谱强度。随着腔场衰减率的增大,3 个峰的强度均逐渐降低,且降低的幅度均逐渐减小,中峰衰减的幅度最大,其次是低频段边峰,最后是高频段边峰;3 个峰的峰位均无明显变化。此外,3 个峰谱线的线宽变得宽化。

对于原子发射谱来说,失谐时,对应于同一腔场衰减率,高频段边峰的光谱强度大于低频段边

峰的光谱强度。随着腔场衰减率的增加,高频段边峰衰减的幅度明显;而两个峰的峰位无明显变化,谱线的线宽变得宽化,如图 7(b)所示。随着  $\gamma^*$  的增大,对于腔场谱来说衰减的幅度小于原子发射谱,说明作用在原子上的失相对原子发射谱的影响更大一些,对腔场谱的影响小一些,这是因为原子的失相通过原子和腔场耦合间接地影响腔场谱。

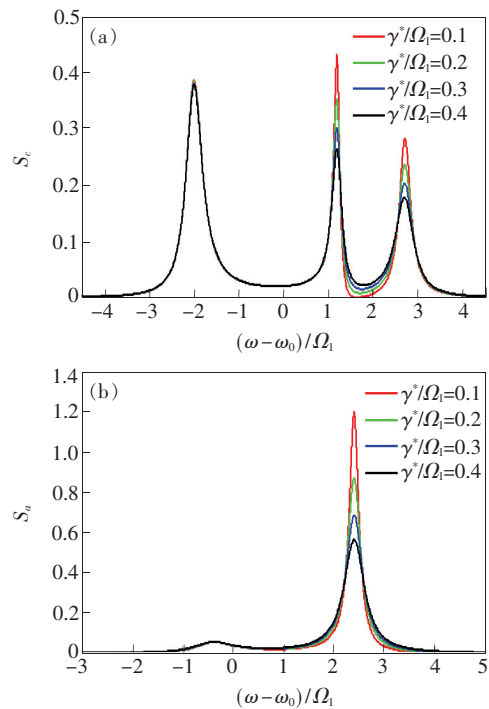


图 7 失谐时,原子失相影响下,(a)腔场谱的变化关系;(b)原子发射谱的变化关系。

Fig. 7 Under the influence of atom dephasing in the case of detuning: (a) change of cavity field spectra; (b) change of atomic emission spectra.

## 4 结 论

本文研究了二能级双原子与双单模腔耦合系统的发射光谱。我们发现腔场与原子失谐和原子与腔场失谐对发射谱有着不同的影响,腔场与原子失谐的增大可使边峰向低频段漂移,并改变其光谱强度;原子与腔场失谐的增大可使光谱整体向低频段漂移,并改变其光谱强度。随着腔场衰减率的增大或失相的增大,耦合系统边峰的强度减小,并且宽化。本文的研究结果可以例证:单腔模与二能级单原子耦合系统受到外界相干场的作用,理论上就应出现 Mollow 三重峰。

## 参 考 文 献:

- [ 1 ] PENG J, WU Y W, LI X J. Quantum dynamic behaviour in a coupled cavities system [J]. *Chin. Phys. B*, 2012, 21(6): 060302-1-7.
- [ 2 ] ZHONG Z R, LIN X, ZHANG B, *et al.*. Dynamics of a coupled cavity system composed of three cavities [J]. *Int. J. Quantum Inf.*, 2012, 10(6): 1250070-1-17.
- [ 3 ] ZHANG W, DING D S, SHENG Y B, *et al.*. Quantum secure direct communication with quantum memory [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(22): 220501.
- [ 4 ] SNIJDERS H J, FREY J A, NORMAN J, *et al.*. Fiber-coupled cavity-QED source of identical single photons [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2018, 9(3): 031002-1-6.
- [ 5 ] KIM M D, KIM J. Scalable quantum computing model in the circuit-QED lattice with circulator function [J]. *Quantum Inf. Process.*, 2017, 16(8): 192-1-13.
- [ 6 ] WANG X L, CHEN L K, LI W, *et al.*. Experimental ten-photon entanglement [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 117(21): 210502-1-6.
- [ 7 ] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser [J]. *Proc. IEEE*, 1963, 51(1): 89-109.
- [ 8 ] 农春选, 李明, 陈翠玲.  $\Xi$ 型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体单模光场系统中双模原子激光的压缩性质 [J]. *物理学报*, 2014, 63(4): 043202-1-5.  
NONG C X, LI M, CHEN C L. Squeezing properties of two-mode atom laser in a system of  $\Xi$ -type three-level atomic Bose-Einstein condensate interacting with single-mode light field [J]. *Acta Phys. Sinica*, 2014, 63(4): 043202-1-5. (in Chinese)
- [ 9 ] PETER E, SENELLART P, MARTROU D, *et al.*. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(6): 067401-1-4.
- [ 10 ] KNIGHT P L, RADMORE P M. Quantum origin of dephasing and revivals in the coherent-state Jaynes-Cummings model [J]. *Phys. Rev. A*, 1982, 26(1): 676-679.
- [ 11 ] BRUNE M, SCHMIDT-KALER F, MAALI A, *et al.*. Quantum Rabi oscillation: a direct test of field quantization in a cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76(11): 1800-1803.
- [ 12 ] WANG Y Y, WANG J C, LIU S T. The Wigner function and phase properties of superposition of two coherent states with the vacuum state [J]. *Chin. Phys. B*, 2010, 19(7): 074206-1-8.
- [ 13 ] TAVIS M, CUMMINGS F W. Exact solution for an  $N$ -molecule—radiation-field Hamiltonian [J]. *Phys. Rev.*, 1968, 170(2): 379-384.
- [ 14 ] JARLOV C, WODEY É, LYASOTA A, *et al.*. Effect of pure dephasing and phonon scattering on the coupling of semiconductor quantum dots to optical cavities [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 117(7): 076801-1-6.
- [ 15 ] PENG B, ÖZDEMİR Ş K, LEI F C, *et al.*. Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities [J]. *Nat. Phys.*, 2014, 10(5): 394-398.
- [ 16 ] CHANG L, JIANG X S, HUA S Y, *et al.*. Parity-time symmetry and variable optical isolation in active-passive-coupled microresonators [J]. *Nat. Photon.*, 2014, 8(7): 524-529.
- [ 17 ] AUFFÈVES A, BESGA B, GÉRARD J M, *et al.*. Spontaneous emission spectrum of a two-level atom in a very-high- $Q$  cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, 77(6): 063833-1-9.
- [ 18 ] HE L S, FENG X L. Two-photon emission spectrum of a two-level atom in an ideal cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, 49(5): 4009-4015.
- [ 19 ] ZHANG Y Q, TAN L, BARKER P. Effects of dipole-dipole interaction on the transmitted spectrum of two-level atoms trapped in an optical cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2014, 89(4): 043838-1-6.
- [ 20 ] MIRZA I M. Strong coupling optical spectra in dipole-dipole interacting optomechanical Tavis-cummings models [J]. *Opt. Lett.*, 2016, 41(11): 2422-2425.
- [ 21 ] ZHANG K, LI Z Y. Transfer behavior of quantum states between atoms in photonic crystal coupled cavities [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, 81(3): 033843-1-10.



- [22] WANG Z H, XU X W, LI Y. Partially dark optical molecule *via* phase control [J]. *Phys. Rev. A*, 2017, 95(1):013815-1-6.
- [23] FERRETTI S, ANDREANI L C, TÜRECI H E, *et al.*. Photon correlations in a two-site nonlinear cavity system under coherent drive and dissipation [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, 82(1):013841-1-8.
- [24] PRESS D, GÖTZINGER S, REITZENSTEIN S, *et al.*. Photon antibunching from a single quantum-dot-microcavity system in the strong coupling regime [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98(11):117402-1-5.
- [25] YAMAGUCHI M, ASANO T, NODA S. Third emission mechanism in solid-state nanocavity quantum electrodynamics [J]. *Rep. Prog. Phys.*, 2012, 75(9):096401-1-29.
- [26] HENNESSY K, BADOLATO A, WINGER M, *et al.*. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system [J]. *Nature*, 2007, 445(7130):896-899.
- [27] OTA Y, KUMAGAI N, OHKOUCHI S, *et al.*. Investigation of the spectral triplet in strongly coupled quantum dot-nanocavity system [J]. *Appl. Phys. Express*, 2009, 2(12):122301-1-9.
- [28] SANTIAGO E A, HERBERT V P, EDGAR A G. Explanation of the quantum phenomenon of off-resonant cavity-mode emission [J]. *Phys. Rev. A*, 2018, 97(4):043815-1-6.
- [29] NOHAMA F K, ROVERSI J A. Quantum state transfer between atoms located in coupled optical cavities [J]. *J. Mod. Opt.*, 2007, 54(8):1139-1149.
- [30] WU H Z, YANG Z B, ZHENG S B. Two-photon absorption and emission by Rydberg atoms in coupled cavities [J]. *Phys. Rev. A*, 2013, 88(4):043816-1-7.
- [31] YAO P J, PATHAK P K, ILLES E, *et al.*. Nonlinear photoluminescence spectra from a quantum-dot-cavity system: interplay of pump-induced stimulated emission and anharmonic cavity QED [J]. *Phys. Rev. B*, 2010, 81(3):033309-1-4.
- [32] ROY C, HUGHES S. Polaron master equation theory of the quantum-dot Mollow triplet in a semiconductor cavity-QED system [J]. *Phys. Rev. B*, 2012, 85(11):115309-1-13.
- [33] ROY C, HUGHES S. Phonon-dressed Mollow triplet in the regime of cavity quantum electrodynamics: excitation-induced dephasing and nonperturbative cavity feeding effects [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106(24):247403-1-4.
- [34] MAJUMDAR A, KIM E D, GONG Y Y. Phonon mediated off-resonant quantum dot-cavity coupling under resonant excitation of the quantum dot [J]. *Phys. Rev. B*, 2011, 84(8):085309-1-7.
- [35] CUI G Q, RAYMER M G. Emission spectra and quantum efficiency of single-photon sources in the cavity-QED strong-coupling regime [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, 73(5):053807-1-14.



张杨(1993 -),女,黑龙江伊春人,硕士研究生,2016年于哈尔滨师范大学获得学士学位,主要从事量子光学理论的研究。

E-mail: zy1173772355@163.com



吕树臣(1963 -),男,黑龙江哈尔滨人,博士,教授,博士生导师,2002年于中国科学院长春光学精密机械与物理研究所获得博士学位,主要从事量子光学及固体发光方面的研究。

E-mail: hsdls63@126.com