

耦合腔阵列与 Λ -型三能级原子非局域耦合系统中单光子的传输特性研究

海莲 张莎 李维银 谭磊

Single photon transport properties in the system of coupled cavity array nonlocally coupled to a Λ -type three-level atom

Hai Lian Zhang Sha Li Wei-Yin Tan Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 154203 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.154203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.154203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

动态光子晶体中 V 型三能级原子的自发辐射

Spontaneous emission from a V-type three-level atom in a dynamic photonic crystal

物理学报.2017, 66(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014202>

动态光子晶体环境下二能级原子自发辐射场及频谱的特性

Characteristics of the spontaneous emission field and spectrum of a two-level atom in a dynamic photonic crystal

物理学报.2016, 65(19): 194204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194204>

双光子过程耗散耦合腔阵列中的量子相变

Quantum phase transition in arrays of dissipative cavities with two-photon process

物理学报.2016, 65(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044205>

内腔多原子直接俘获的强耦合腔量子力学系统的构建

Construction of a strongly coupled cavity quantum electrodynamics system with easy accessibility of single or multiple intra-cavity atoms

物理学报.2014, 63(24): 244203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244203>

双模 Dicke 模型的一级量子相变

Firstorder quantum phase transition in the two-mode Dicke model

物理学报.2014, 63(13): 134204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134204>

耦合腔阵列与 Λ -型三能级原子非局域耦合系统中单光子的传输特性研究*

海莲¹⁾²⁾ 张莎¹⁾²⁾ 李维银¹⁾²⁾ 谭磊^{3)†}

1)(北方民族大学电气信息工程学院, 银川 750021)

2)(北方民族大学物理与光电信息功能材料重点实验室, 银川 750021)

3)(兰州大学理论物理研究所, 兰州 730000)

(2017年2月21日收到; 2017年4月13日收到修改稿)

讨论了理想和非理想情况下耦合腔阵列中两个最邻近的腔与 Λ -型三能级原子非局域耦合系统中单光子的传输特性. 运用准玻色子方法, 精确地解出了开放系统中单光子的透射率. Λ -型三能级原子与耦合腔阵列非局域耦合系统具有更多的优点, 如: 该系统比其他系统调控光子传输特性的可调控参数更多; 单光子在该系统中传输的透射谱有三个透射峰. 此外, 该系统还具有自身的特点, 当拉比频率 Ω 取值给定之后, 改变原子与其中一个腔的耦合强度时, 光子的透射谱有一个透射率始终为1的定点, 该点对应的光子频率为 $\omega_c - \Omega$. 在非理想情况下, 系统耗散对光子的透射谱有着很大的影响. 当只考虑原子耗散时, 耗散使得光子透射谱的谷值增大, 而峰值不变; 当只考虑腔场耗散时, 光子透射谱的峰值减小, 而谷值不变. 另外, 随着腔场耗散率和腔的个数的增多, 光子透射谱的峰值逐渐减小, 但谷值始终不变. 对比原子耗散和腔场耗散的情况可以发现, 原子耗散使得光子不能被完全反射, 而腔场耗散使得光子不能被完全透射. 当同时考虑原子和腔场耗散时, 光子透射谱谷值的大小不但会受原子耗散率大小的影响, 也受腔场耗散率大小的影响, 随着腔场耗散率的增大, 谷值反而减小; 而光子透射谱的峰值始终只受腔场耗散率大小和腔的个数的影响, 与原子耗散率取值的大小无关.

关键词: 耦合腔阵列, 三能级原子, 非局域耦合

PACS: 42.50.Pq, 42.60.Da, 64.70.Tg, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.66.154203

1 引言

耦合腔阵列中光子和原子的量子操控研究不仅是量子光学的基础研究领域, 而且是量子计算以及量子信息等相关应用领域的热点研究问题之一^[1]. 它们都有其自身的优点: 光子具有最快的传播速度、很好的稳定性以及极好的抗环境干扰能力, 是量子信息传输的理想载体^[2]; 而原子(人造原子)可以通过选择适当的内部电子状态形成量子比特, 调节共振光的频率可以使光信息存储很长一段时间; 而耦合腔阵列中的每一个腔都是可控、可测的,

在低群速范围内几乎可无损地传输和耦合光束, 腔与腔之间的耦合强度可以有很多种方法来控制, 具有很大的自由度和灵活性, 是量子信息传输的理想通道. 基于光子、原子和耦合腔阵列的这些特点, 利用原子与耦合腔阵列耦合的方法控制光子在耦合腔阵列中的传输已经引起了广泛的关注^[3-16]. 在耦合腔阵列的一个腔中嵌入一个频率可调的二能级原子^[3,17-20], 可以控制单光子被透射或反射; 当二能级原子与耦合腔阵列中的两个相邻的腔或一维耦合波导管非局域耦合时^[21,22], 单光子的传输亦可被调控.

* 国家民委科研基金(批准号:14BFZ013)和国家自然科学基金(批准号:11647009)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn

众所周知, 三能级原子与光场相互作用和二能级体系有显著的不同. 文献 [4,23—27] 研究了耦合腔阵列和波导管与一个三能级原子耦合的情况. 与二能级原子系统相比, 三能级原子有附加抽运场, 可以通过调节抽运场的频率以及打开和关闭抽运场来控制一段频宽内的一个任意频率的单光子被透射或反射. 此外, 量子系统会不可避免地与库场发生相互作用, 这种相互作用将会导致系统发生耗散、退相干和纠缠等物理现象. 但是, 开放系统中耦合腔阵列系统的研究工作甚少 [28,29], 因为考虑耗散的耦合腔阵列体系自由度会趋于无穷大, 运用传统的方法来描述其与库场的相互作用十分困难 [30,31], 最近, 我们小组根据耦合腔阵列体系的特性, 提出了准玻色子方法: 在原子与腔场强耦合、腔与腔弱耦合、系统与环境弱耦合的条件下, 考虑 Born-Markov 近似, 通过解析延拓的方法把环境的自由度消除掉, 将其影响归结到重整化以后的系统有效哈密顿量的各项中, 环境作用下的耦合腔阵列可被等效地看作准玻色子链 [32]. 基于准玻色子方法, 我们开展了三能级原子与耦合腔阵列耦合系统 [21] 和二能级原子与耦合腔阵列非局域耦合系统 [33] 中单光子的传输特性研究. 结果显示, 原子的能级结构以及原子与耦合腔阵列的耦合方式都会对单光子的传输特性有显著的影响.

在本文中, 我们将文献 [33] 中的工作推广到三能级原子情形, 考虑 Λ -型三能级原子与耦合腔阵列非局域耦合系统, 研究在理想和非理想环境下单光子在该系统中的传输特性. 光子在该系统中传输具有一些独特的特性, 可被用来设计量子光学器件解释实验中的一些现象, 对实验的设计也有一定的指

导意义.

2 系统的模型

本文研究单光子在一维耦合腔阵列中传输, 其中耦合腔阵列中的两个邻近的腔与一个 Λ -型三能级原子非局域耦合, 耦合强度分别为 g_0, g_1 . 耦合腔阵列中的腔以周期 L 排列, 腔与腔之间的耦合强度为 α . 由于系统会不可避免地与环境耦合, 所以考虑原子和耦合腔阵列分别与库场耦合, 如图 1 (a) 所示. 假设原子与腔场强耦合、腔与腔弱耦合、系统与环境弱耦合, 且每个腔都有相同的耗散率 γ_c , 应用准玻色子方法, 腔的本征模式由 ω_c 变为 ω_{eff} , 腔与腔之间的耦合由 $\alpha\omega_c$ 变为 $\alpha\omega_{\text{eff}}$, 如图 1 (b). 这样, 耦合腔阵列的有效哈密顿量可以写为 [29,31]

$$H_c = \omega_{\text{eff}} \sum_j a_j^\dagger a_j - \alpha\omega_{\text{eff}} \sum_{\langle j,j' \rangle} a_j^\dagger a_{j'}. \quad (1)$$

(1) 式描述了一个紧束缚模型, 它的色散关系为 $\omega_k = \omega_c - 2\alpha\omega_c \cos(k_n L)$, 其中 $k_n = \frac{n\pi}{N+1L}$, $n = 1, 2, \dots, N$. 玻色子算符 $a_j^\dagger (a_j)$, 为第 j 个腔的产生 (湮灭) 算符, $\sum_{\langle j,j' \rangle}$ 为所有的两个最邻近腔之

间耦合的和, 腔的有效频率为 $\omega_{\text{eff}} = \omega_c - i\gamma_c$. 可以发现 (1) 式中不包含库场自由度. 这样一个有效的处理在计算上的优势是显而易见的, 耗散被一个常数表示而不是算符, 这使得损失看起来像由一个不理想的边界条件引起, 而不是由库场振荡所引起. 在旋波近似下, 考虑耗散的三能级原子以及原子与腔场的相互作用哈密顿量可表示为

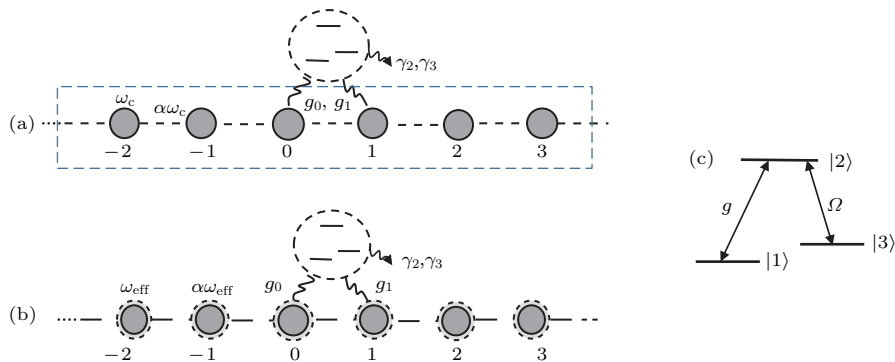


图 1 系统图 (a) 系统与库场耦合; (b) 准玻色子模型下的系统有效图; (c) Λ -型三能级原子结构图

Fig. 1. Schematic configuration for the system: (a) The coupling of system to a bath; (b) the effective treatment in a quasi-boson picture, where the system can be regarded as a chain of quasi-bosons; (c) the internal structure of the Λ -type three-level atom.

$$H_a = (\omega_2 - i\gamma_2)|2\rangle\langle 2| + (\omega_3 - i\gamma_3)|3\rangle\langle 3|, \quad (2)$$

$$H_{\text{int}} = g_0(a_0^\dagger|1\rangle\langle 2| + a_0|2\rangle\langle 1|) + g_1(a_1^\dagger|1\rangle\langle 2| + a_1|2\rangle\langle 1|) + \frac{\Omega}{2}(|2\rangle\langle 3| + |3\rangle\langle 2|), \quad (3)$$

H_a 为考虑耗散的 Λ -型三能级原子的本征能量, 原子的内部结构如图 1(c) 所示; $|1\rangle$ 为三能级原子的基态, $|2\rangle$ 为激发态, $|3\rangle$ 为亚稳态; ω_2, ω_3 分别为 Λ -型三能级原子 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态的本征频率. 我们假设能级 $|1\rangle$ 与能级 $|2\rangle$ 之间是左旋圆偏振的单光子跃迁, 通过腔场模式来耦合, 耦合强度为 g_0 或 g_1 , 而线偏振光的经典抽运场作用于能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间, 耦合强度为 Ω . γ_2 和 γ_3 分别是原子第二能级和第三能级的耗散率. H_{int} 描述的是原子与抽运激光以及腔场之间的相互作用哈密顿量.

那么整个系统的哈密顿量为

$$H = H_c + H_a + H_{\text{int}}. \quad (4)$$

当一个单光子以频率 ω 从左边射入耦合腔阵列中, 波函数可以展开为

$$|\Psi\rangle = \sum_j e_j a_j^\dagger |0, 1\rangle + c_2 |0, 2\rangle + c_3 |0, 3\rangle, \quad (5)$$

$|0\rangle$ 为腔场真空态; c_2, c_3 为三能级原子的 $|2\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态分别被激发的概率; e_j 为第 j 个腔被激发的概率.

解薛定谔方程, 可得离散散射方程:

$$\begin{cases} \omega_{\text{eff}} e_j - \alpha \omega_{\text{eff}} (e_{j+1} + e_{j-1}) \\ + g_0 e_0 \delta_{j0} + g_1 e_1 \delta_{j1} = \omega e_j, \\ (\omega_2 - i\gamma_2) c_2 + g_0 e_0 + g_1 e_1 + \frac{\Omega}{2} c_3 = \omega c_2, \\ (\omega_3 - i\gamma_3) c_2 + \frac{\Omega}{2} c_3 = \omega c_3. \end{cases} \quad (6)$$

根据从左边入射的单光子的散射方程^[17,18]:

$$e_j = \begin{cases} e_{j-} = e^{ik_n s L} + r_j e^{-ik_n s L} & s < 0, \\ e_{j+} = t_j e^{ik_n s L} & s > 1, \end{cases} \quad (7)$$

t_j, r_j 分别表示第 j 个腔对单光子的透射率和反射率, $s = 1, 2, \dots, N$. 利用其连续性条件 $e_{j-} = e_{j+}$ 和限制性条件 $|r_j|^2 + |t_j|^2 \leq 1$ 解方程组 (6). 当 $j=0$ 或 1 时, 我们可以得到第 0 个腔或第 1 个腔 (即与原子耦合的腔) 对单光子的透射率为

$$t_{j=0,1} = \left[-2i \sin k_n L (\xi^2 - V \xi g_0 g_1 - 2i\alpha\gamma_c \xi) + i\alpha\gamma_c V g_0 g_1 (1 - \cos k_n L - i \sin k_n L) \right]$$

$$\times \left[-2i \sin k_n L + 2V g_0 g_1 \xi (\cos k_n L + i \sin k_n L) \times (\xi - i\alpha\gamma_c) + (V \xi - i\gamma_c V \cos k_n L + i \sin k_n L + i\alpha\gamma_c V \cos 2k_n L + i \sin 2k_n L) (g_0^2 + g_1^2) - 2i\gamma_c \xi + 4i\alpha\gamma_c \xi (\cos k_n L + i \sin k_n L) \right]^{-1}, \quad (8)$$

其中 $\xi = \alpha\omega_c$, $V = 1 / \left[\Delta_1 - 2\xi \cos k_n L + i\gamma_2 - \frac{\Omega^2}{4(\Delta_2 - 2\xi \cos k_n L + i\gamma_3)} \right]$, $\Delta_1 = \omega_c - \omega_2$, $\Delta_2 = \omega_c - \omega_3$, 那么 $\omega - \omega_c = -2\xi \cos k_n L$.

当 $j \neq 0, 1$, 我们可以得到第 j 个腔对单光子的透射率为

$$t_{j \neq 0,1} = \frac{(2\xi - i\kappa) \sin k_n L}{(\gamma_c + 2\xi \sin k_n L - \kappa \cos k_n L) - i\kappa \sin k_n L}, \quad (9)$$

其中 $\kappa = 2\alpha\gamma_c$. 那么, 整个系统的透射率就可以写为

$$T = \prod_j |t_{j=0}|^2 |t_{j=1}|^2 |t_{j \neq 0,1}|^{2(N-2)}. \quad (10)$$

从方程 (10) 可以看出, 当耦合腔阵列中腔的个数 N 增大时, 腔的耗散将限制单光子的传输.

3 结果分析

本节分别讨论理想和非理想情况下, Λ -型三能级原子与耦合腔阵列非局域耦合时单光子的传输特性, 并将结果与文献 [32, 33] 中的结果进行对比讨论.

3.1 理想情况

当不考虑腔的耗散时 (即 $\gamma_c = 0$), $|t_{j \neq 0,1}|^2 = 1$, 即腔对光子是完全透射的. 那么整个系统的透射率只取决于与原子耦合的第 0 个和第 1 个腔:

$$T = \prod_j |t_{j=0}|^2 |t_{j=1}|^2. \quad (11)$$

在 (8) 式中, 如果取 $\gamma_c = \gamma_2 = \gamma_3 = 0$ 时, $t_{j=0,1}$ 的分子为 $-i\sqrt{4-x^2}(1 - Vg_1g_2)$, 其中 $x = \omega - \omega_c = -2\xi \cos k_n L$. 当光子的透射率为 0 时, 即 $|t_{j=0,1}| = 0$, 则有 $4 - x^2 = 0$ 或 $1 - Vg_1g_2 = 0$. 通过求解得满足单光子透射率为 0 的点有 $x_{1,2} = \pm 2$ 和 $x_{3,4} = [g_1g_2 - \Delta_1 - \Delta_2 \pm \sqrt{(\Delta_1 + \Delta_2 - g_1g_2)^2 + \Omega^2 - 4(\Delta_1\Delta_2 - \Delta_2g_1g_2)}] / 2$. 所以单光子透射谱在 $[-2, 2]$ 区间内存在四个透射

率为零的点, 其中两个点为定点, 两个点为动点, 动点的位置与 Δ_1 , Δ_2 , g_1 , g_2 以及 Ω 的取值有关, 当改变其中任意一个量时, 零点的位置将会发生移动.

3.1.1 腔场与原子共振

由 (8) 式可以发现, 拉比频率 Ω 始终以 Ω^2 出现, 所以必然存在 $\pm\Omega$ 使得 Λ -型三能级原子的等效势为 0, 我们称之为拉比劈裂. 当等效势为 0 时, 透射率为 1, 光子被完全透射; 当等效势为一个奇异点时, 对应于光子透射率为 0, 光子被完全反射. 所以三能级原子与耦合腔阵列非局域耦合导致光子透射谱有三个透射峰, 并且透射谱峰的最大值等于 1, 最小值等于 0, 如图 2 所示. 当 $\Delta_1 = 0$ 时, 增大 Ω , $x_{3,4}$ 的值一个增大, 另一个减小. 所以单光子透射谱发生平移, 一个谷值向右平移, 向最右边的谷值

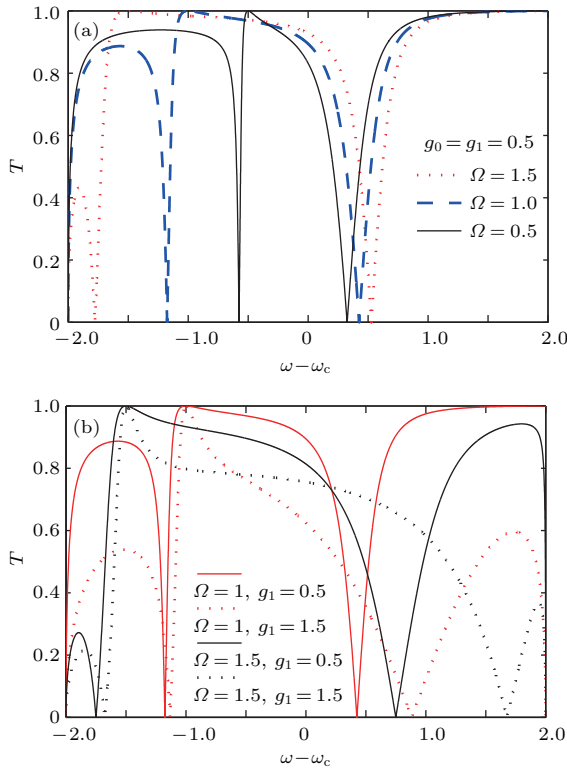


图 2 (网刊彩色) 理想情况下, 腔场与三能级原子的一个能级共振时光子的透射谱, 其中 $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 1.5$ (所有参数都是在 ξ 约化为 1 下取值) (a) 不同驱动场强度 Ω 下光子的透射谱; (b) 不同的 g_1 耦合强度下光子的透射谱, 其中 $g_0 = 0.5$

Fig. 2. (color online) The single photon transmission spectra in the system of coupled cavity array nonlocally coupled to a three-level atom in the ideal situation. $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 1.5$ (all is in units of coupling constant ξ): (a) The photon transmission spectrum under different driving field strength Ω ; (b) the photon transmission spectrum under different g_1 ; $g_0 = 0.5$.

靠近; 一个谷值向左平移, 靠近最左边的谷值, 如图 2(a) 所示; 如果选定拉比频率 Ω 不变, 而改变原子与其中一个腔的耦合强度时, $x_{3,4}$ 的值同时增大或减小, 所以单光子透射谱向一边发生平移. 由于不对称的耦合强度, 光子的能量和动量将会重新分布, 光子的透射谱形状发生变化, 透射谱两边的峰值减小. 值得注意的是存在一个透射率始终为 1 的定点, 对应光子的频率为 $\omega = \omega_c - \Omega$, 如图 2(b) 所示.

3.1.2 腔场与原子失谐

当 $\Delta_1 \neq 0$ 时, 如图 3 所示. 失谐 Δ_1 的增大, 将会导致 $x_{3,4}$ 的值同时减小, 所以单光子透射谱向左发生平移, 左边的峰峰值逐渐减小, 频宽变窄, 右边的峰峰值不变, 频谱变宽. 如果继续增大失谐, 左边的峰最终将会消失. 我们知道, 原子频率与腔场共振频率失谐的增大, 会导致原子与腔场退耦合, 当失谐增大到一定程度时, 原子对光子的传输将无任何影响, 这时光子会被完全透射. 可见, 通过调节腔场与原子频率失谐的大小, 可以控制光子被透射或反射.

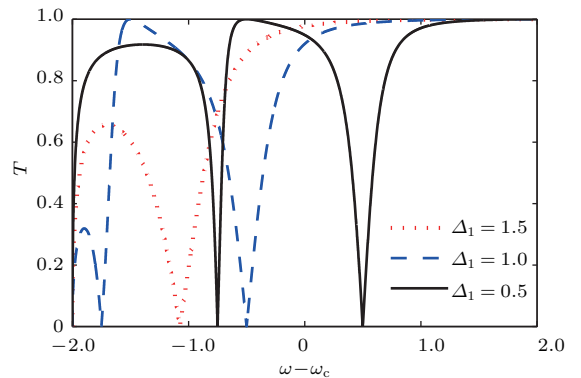


图 3 (网刊彩色) 理想情况下, 腔场与原子的频率失谐时光子的透射谱, 其中 $\Delta_2 = 1.5, g_0 = g_1 = 0.5$ (所有参数都是在 ξ 约化为 1 下取值)

Fig. 3. (color online) The single photon transmission spectra at the situation of cavity field frequency detuning from the atom in the ideal environment. $\Delta_2 = 1.5, g_0 = g_1 = 0.5$ (all is in units of coupling constant ξ).

综上, 通过调节三能级原子抽运场的强度 Ω 、原子与其中一个腔的耦合强度以及腔场与原子失谐的大小都可以调控光子的传输特性. 当关闭经典抽运场时, Λ -型三能级原子将会退化为二能级原子系统. 与其他系统^[2-5,32,33]相比, 三能级原子与耦合腔阵列的非局域耦合系统有更多的可控参数.

此外, 三能级原子与耦合腔阵列的非局域耦合使得单光子透射谱有三个透射峰, 从理论上来说, 可以同时控制多个不同频段的光子被反射或透射. 所以, 三能级原子与耦合腔阵列非局域耦合系统会有更宽的应用范围, 可利用此特点来设计量子光学器件.

3.2 非理想情况

当考虑系统与环境相互作用时, 在光子传输的整个周期中主要有两个耗散过程限制光子的相干传输: 一是由于原子与外界环境的耦合导致的原子激发态向基态的自发辐射; 另一个是由于腔与外界环境的耦合导致光子耗散到外界环境中, 并且腔的总数将会影响光子的透射率. 所以, 在非理想情况下, 单光子的透射率为

$$T = \prod_j |t_{j=0}|^2 |t_{j=1}|^2 |t_{j \neq 0,1}|^{2(N-2)}. \quad (12)$$

3.2.1 原子耗散的影响

在真实环境中, 原子会不可避免地和环境发生耦合, 这种耦合会导致原子的自发辐射. 由于亚稳态相对激发态来说, 耗散很小, 所以我们近似取 $\gamma_3 = 0$. 原子耗散将会影响光子的透射率以及光子的散射过程, 导致单光子透射谱的频宽发生变化. 在图 4 中, 我们将其他参数取值相同, 而原子耗散率不同. 结果显示, 与无耗散情况相比, 光子透射谱的谷值增大, 峰值几乎不变, 并且随着原子耗散率的增大, 光子透射谱的两个谷值都逐渐增大, 而

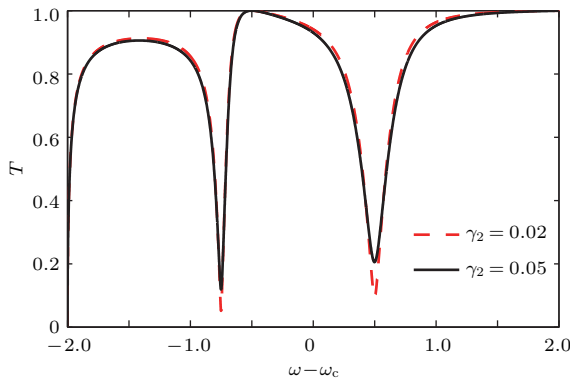


图 4 (网刊彩色) 非理想情况下, 原子耗散对光子透射谱的影响, 其中 $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 1.5$, $g_0 = g_1 = 0.5$, $\gamma_c = \gamma_3 = 0$ (所有参数都是在 ξ 约化为 1 下取值)

Fig. 4. (color online) The atomic dissipation effects on the single photon transmission spectra in the non-ideal situation, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 1.5$, $g_0 = g_1 = 0.5$, $\gamma_c = \gamma_3 = 0$ (all is in units of coupling constant ξ).

峰值始终保持不变. 与文献 [32,33] 中的结果相同, 原子的耗散主要影响单光子透射谱的谷值, 使得光子透射谱的谷值不再为 0, 那么透射谱谷值所对应的反射率就不为 1, 即单光子将不能被完全反射.

3.2.2 腔场耗散的影响

耦合腔阵列的耗散率由单个腔的耗散率、耦合腔阵列中腔的总数以及腔和腔之间的耦合强度来决定, 腔与腔之间的耦合导致的耗散相对于单个腔的耗散非常小, 可以将其忽略掉 [34]. 在这里我们讨论单个腔的耗散系数, 以及耦合腔阵列中腔的个数对单光子透射谱的影响. 当考虑腔的耗散率大小的影响时, 随着腔场耗散率的增多, 光子透射谱的峰值急剧减小, 谷值不发生改变, 如图 5 (a) 所示.

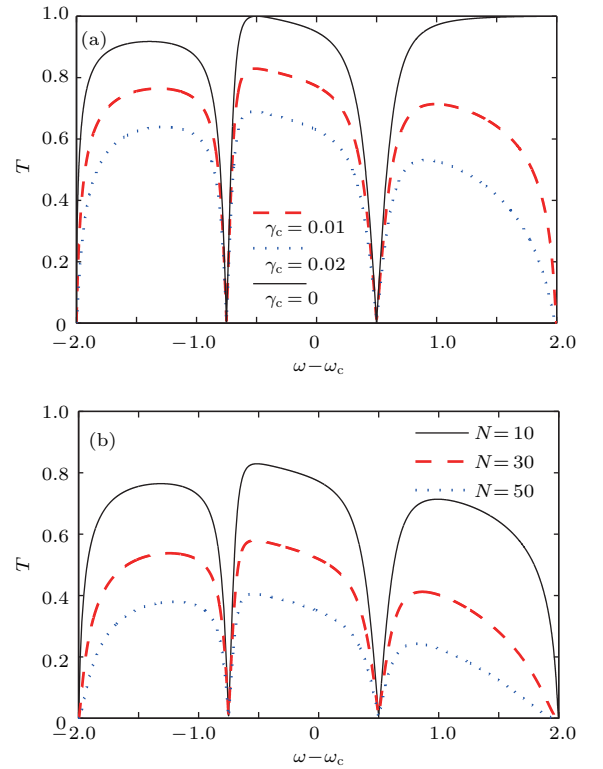


图 5 (网刊彩色) 非理想情况下, 腔场耗散对光子透射谱的影响, 其中 $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 1.5$, $g_0 = g_1 = 0.5$, $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ (除 N 的取值外, 其他参数都是在 ξ 约化为 1 下取值) (a) 不同腔场耗散率下光子的透射谱, 其中 $N = 10$; (b) 耦合腔阵列中不同的腔个数下光子的透射谱, 其中 $\gamma_c = 0.01$

Fig. 5. (color online) The cavity dissipation effects on the single photon transmission spectra in the non-ideal situation, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 1.5$, $g_0 = g_1 = 0.5$, $\gamma_2 = \gamma_3 = 0$ (all is in units of coupling constant ξ except the parameters of N): (a) The photon transmission spectra under different cavity dissipation rates. $N = 10$; (b) the photon transmission spectra under different numbers of the cavity in coupled cavity array, $\gamma_c = 0.01$.

当腔场耗散率大小不变时, 随着耦合腔阵列中腔的个数的增大, 光子透射谱的峰值也迅速减小, 但谷值大小仍然保持不变, 如图 5(b) 所示. 可以得到与文献 [32, 33] 中相同的结果, 腔场的耗散主要影响光子透射谱的峰值, 导致光子不能被完全地从耦合腔阵列中透射过去.

3.2.3 同时考虑原子和腔场耗散的影响

当同时考虑原子和腔场耗散时, 由 (8) 式可以发现, 腔场耗散和原子耗散率有耦合项, 这将导致系统耗散作用之间的相互影响, 但整个系统单光子的透射率如 (10) 式所示, 腔场耗散的作用包括了耦合腔阵列中所有腔的耗散作用, 所以相对于原子耗散作用来说, 腔场的耗散作用远大于原子的耗散作用. 图 6 中蓝色线和黑色线 (或红色线和绿色线) 所取的原子耗散率大小相同, 腔场耗散率不同, 结果显示腔场耗散率越大, 单光子透射谱的谷值越小. 此结果与只考虑原子耗散时 (图 4) 结果不同, 在这里单光子透射谱谷值的大小不但受到了原子耗散的影响, 也受腔场耗散的影响. 当我们取腔场耗散率相同、原子耗散率不同时, 如图 6 中红色线和蓝色线 (或绿色线和黑色线), 结果显示单光子透射谱的峰值几乎不变. 这说明在同时考虑腔场和原子耗散时, 单光子透射谱的峰值还是只受腔场耗散的影响. 我们的结果将对以后的实验设计提供参考, 也可解释一些实验现象.

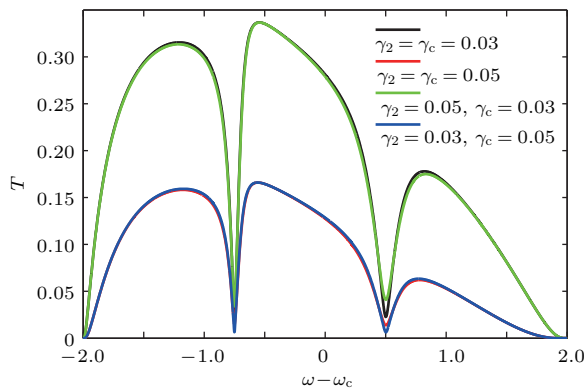


图 6 (网刊彩色) 非理想环境下, 同时考虑原子和腔场耗散的情况, 其中 $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 1.5, g_0 = g_1 = 0.5, \gamma_3 = 0, N = 20$ (除 N 的取值外, 其他参数都是在 ξ 约化为 1 下取值)

Fig. 6. (color online) The dissipation of the system effects on the single photon transmission spectra in the nonideal situation, $\Delta_1 = 0, \Delta_2 = 1.5, g_0 = g_1 = 0.5, \gamma_3 = 0, N = 20$ (all is in units of coupling constant ξ except the parameters of N).

4 结 论

本文讨论了耦合腔阵列与 Λ -型三能级原子非局域耦合系统中单光子的传输特性. 运用准玻色子方法, 我们精确地解出了开放系统中单光子的透射率. 三能级原子与耦合腔阵列的非局域耦合系统中光子的透射谱有三个透射峰, 透射谱峰的最大值等于 1, 利用此特点可以同时控制多个光子被透射或反射, 用来设计量子光学器件. 此外, 此系统突出的优点是具有更多的调控参数, 如: 原子与腔的耦合强度、三能级原子内抽运场强度. 当改变三能级原子抽运场的强度 Ω 时, 光子的透射谱有平移; 如果改变原子与其中一个腔的耦合强度时, 光子的透射谱形状发生变化, 透射谱两边的峰值减小, 同时图形发生平移, 但有一个透射率始终为 1 的定点. 在非理想情况下, 耗散使得光子的透射谱发生了改变. 具体而言, 当只考虑原子耗散时, 光子透射谱的峰值几乎不变, 但谷值不再是 0, 即光子不能被完全反射, 随着原子耗散率的增大, 谷值逐渐增大; 当只考虑腔场的耗散时, 光子透射谱的谷值几乎不变, 但峰值减小, 不再是 1, 即光子不能被完全透射, 随着腔场耗散率和腔的个数的增多, 光子透射谱的峰值逐渐减小; 当同时考虑原子和腔场耗散时, 单光子透射谱的谷值大小不但受原子耗散率大小的影响, 也会受到腔场耗散率大小的影响, 在原子耗散率一样的情况下, 腔场耗散率越大, 谷值越小. 而光子透射谱的峰值几乎只受腔场耗散的影响, 在腔场耗散率相同, 原子耗散率不同的情况下, 结果显示单光子透射谱的峰值保持不变.

参考文献

- [1] Hartmann M J, Brandão F G S L, Plenio M B 2008 *Laser Photon. Rev.* **2** 527
- [2] Sun C P, Wei L F, Liu Y X, Nori F 2006 *Phys. Rev. A* **73** 022318
- [3] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 100501
- [4] Gong Z R, Ian H, Zhou L, Sun C P 2008 *Phys. Rev. A* **78** 053806
- [5] Biella A, Mazza L, Carusotto I, Rossini D, Rosario F 2015 *Phys. Rev. A* **91** 053815
- [6] Cheng M T, Song Y Y, Ma X S 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 881
- [7] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87

- [8] Aoki T, Dayan B, Wilcut E, Bowen W P, Parkins A S, Kippenberg T J, Vahala K J, Kimble H J 2006 *Nature* **443** 671
- [9] Srinivasan K, Painter O 2007 *Nature* **450** 862
- [10] Dayan B, Parkins A S, Aoki T, Ostby E P, Vahala K J, Kimble H J 2008 *Science* **319** 1062
- [11] Rosenblit M, Horak P, Hellsby S, Folman R 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053808
- [12] Zang X F, Jiang C 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 215501
- [13] Zhou T, Zang X F, Liu Y S, Zheng L, Gao T 2015 *J. Mod. Opt.* **62** 32
- [14] Cheng M T, Song Y Y, Luo Y Q, Ma X S, Wang P Z 2011 *J. Mod. Opt.* **58** 1233
- [15] Cheng M T, Zong W W, Ye G L, Ma X S, Zhang J Y, Wang B 2016 *Commun. Theor. Phys.* **65** 767
- [16] Shi Y Q, Kong W L, Wu R C, Zhang W X, Tan L 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054204 (in Chinese) [石永强, 孔维龙, 吴仁存, 张文轩, 谭磊 2017 物理学报 **66** 054204]
- [17] Shen J T, Fan S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023837
- [18] Shen J T, Fan S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023838
- [19] Rephaeli E, Shen J T, Fan S 2010 *Phys. Rev. A* **82** 033804
- [20] Zhou L, Yang S, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2009 *Phys. Rev. A* **80** 062109
- [21] Hai L, Tan L, Feng J S, Bao J, Lü C H, Wang B 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 173
- [22] Cheng M T, Ma X S, Ting M T, Luo Y Q, Zhao G X 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053840
- [23] Cheng M T, Luo Y Q, Song Y Y, Zhao G X 2011 *Commun. Theor. Phys.* **55** 501
- [24] Schmid S I, Evers J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053822
- [25] Witthaut D, Sørensen A S 2010 *New. J. Phys.* **12** 043052
- [26] Zhou L, Chang Y, Dong H, Kuang L M, Sun C P 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013806
- [27] Lang J H 2010 *Chin. Phys. Lett.* **28** 104210
- [28] del Valle E, Hartmann M J 2013 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **46** 224023
- [29] Creatore C, Fazio R, Keeling J, Türeci H E 2014 *Proc. R. Soc. A* **470** 20140328
- [30] Liu K, Tan L, Lü C H, Liu W M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 063840
- [31] Bao J, Tan L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 084201 (in Chinese) [鲍佳, 谭磊 2014 物理学报 **63** 084201]
- [32] Tan L, Hai L 2012 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** 035504
- [33] Hai L, Tan L, Feng J S, Xu W B, Wang B 2014 *Chin. Phys. B* **23** 024202
- [34] Notomi M, Kuramochi E, Tanabe T 2008 *Nat. Photon.* **2** 741

Single photon transport properties in the system of coupled cavity array nonlocally coupled to a Λ -type three-level atom*

Hai Lian¹⁾²⁾ Zhang Sha¹⁾²⁾ Li Wei-Yin¹⁾²⁾ Tan Lei^{3)†}

1) (School of Electrical and Information Engineering, North Minzu University, Yinchuan 750021, China)

2) (Key Laboratory of Physics and Photoelectric Information Functional Materials Sciences and Technology, North Minzu University, Yinchuan 750021, China)

3) (Institute of Theoretical Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 21 February 2017; revised manuscript received 13 April 2017)

Abstract

In this paper, we discuss the transport properties of a single photon, which is in a coupled cavity array system where the two nearest cavities nonlocally couple to a Λ -type three-level atom, under the condition of ideal and dissipation, respectively. By employing the quasi-boson picture, the transmission amplitude of the single photon in an open system is investigated analytically. The system where the coupled cavity array nonlocally couples with the three-level atom demonstrates several advantages. Compared with other systems, this system has many parameters to manipulate the single photon transport properties. Moreover, the system of the coupled cavity array that nonlocally couples with the three-level atom may have a wider range of application because the single photon transmission spectrum in this system has three peaks. Furthermore, it has characteristics of its own. At the same value of Rabi frequency Ω , changing the coupling strength between the atom and one cavity of the coupled cavity array shows that there exists a fixed point where the transmission rate is always 1, and the point is corresponding to the frequency of the photon $\omega_c - \Omega$. In the nonideal case, it is shown that the dissipations of the cavity and the atom affect distinctively the transmission of photons in the coupled cavity arrays. When considering only the dissipation of the atom, the atomic dissipation increases the dips of the single photon transport spectrum, while the peaks have no observable changes. When considering only the dissipation of the cavity, the peaks of the single photon transmission amplitude are diminished deeply, while the cavity dissipation does not have any effect on the dips. In addition, with both the cavity dissipation rate and the number of the cavity increasing, the photon transmission spectrum peaks decrease. A comparison of the dissipative cavity case with the dissipative atom case shows that the incomplete reflect near the peak is mostly caused by the cavity dissipation, and that the incomplete reflect near the dip is mostly caused by the three-level atom dissipation. Specifically, when considering both the atom and the cavity dissipation at the same time, the dips of the single photon transport spectrum are affected by both the atomic and the cavity dissipation. Instead, with the cavity dissipation rate increasing, the photon transmission spectrum dips are reduced. But for the peaks of the single photon transport spectrum, the dips are always determined by the cavity dissipation rate and the number of the cavity, while the atomic dissipation has no significant influence on them.

Keywords: coupled cavity array, three-level atom, nonlocally coupling

PACS: 42.50.Pq, 42.60.Da, 64.70.Tg, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.66.154203

* Project supported by the State Ethnic Scientific Research Projects, China (Grant No. 14BFZ013) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11647009).

† Corresponding author. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn