

doi:10.3788/gzxb20164509.0927002

# 纯消相干对量子点-微腔激射性质的影响

陈幸<sup>1</sup>, 秦利国<sup>1</sup>, 王琴<sup>1,2,3</sup>

(1 南京邮电大学 信号处理传输院, 南京 210003)

(2 南京邮电大学 宽带无线通信与传感网技术重点实验室, 南京 210003)

(3 中国科学技术大学 量子信息重点实验室, 合肥 210000)

**摘要:**应用量子主方程理论研究量子点-微腔耦合系统的激射性质. 分别探索了不同类型的微腔耦合系统(“好的系统”、“中等系统”)在外加泵浦场的作用下表现出的激射现象. 分析比较了失谐大小及环境纯消相干对这两种微腔耦合系统的内部特性(光场分布、腔内光子数等)产生的影响. 数值仿真表明:对于“好的系统”,在失谐量不大的情况下,引入适当的纯消相干有利于提高耦合系统的激射性能;对于“中等系统”,由于失谐条件下光子在腔内集聚困难,因而很难达到激射,但是通过引入适量的纯消相干可以对腔内光场分布和光子数产生剧烈调制作用. 该结果对于研究单量子点激光器,以及探索光与物质相互作用等方面具有指导作用.

**关键词:**量子点-腔;纯消相干;量子主方程;激射;失谐;二阶相关函数

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2016)09-0927002-8

## Research on the Lasing Performance of a Quantum Dot-Microcavity System with Pure Dephasing

CHEN Xing<sup>1</sup>, QIN Li-guo<sup>1</sup>, WANG Qin<sup>1, 2, 3</sup>

(1 Institute of Signal Processing Transmission, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003, China)

(2 Key Lab of Broadband Wireless Communication and Sensor Network Technology, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Ministry of Education, Nanjing 210003, China)

(3 Key Laboratory of Quantum Information, University of Science & Technology China, Hefei 210000, China)

**Abstract:** By employing the Master Equation theory, the lasing properties of the quantum dot-microcavity coupling system were studied. For different types of coupling systems, i. e., “good system” and “more realistic system”, their lasing phenomenon under external pump field were investigated individually. Moreover, the influence of the detuning and the pure dephasing on internal characteristics of the coupling system, such as its second-order correlation function at zero time delay or the number of photons in cavities was analyzed. The numerical simulations show that, for a “good system”, when the detuning between a quantum dot and a cavity is not very large, the certain pure dephasing can improve the lasing properties of the coupled system; for a “more realistic system”, due to the difficulty of photon gathering in a cavity under off-resonant conditions, it is very hard to observe the lasing phenomenon. However, the pure dephasing will still play an important role on modulating the light field and the photon numbers in the cavity. These results may play positive effects on some research either on lasing with the single quantum dot, or modulating the interaction between light and matter etc.

**Key words:** Quantum dot-cavity; Pure dephasing; Quantum Master Equation; Lasing; Off-resonant;

**基金项目:**国家自然科学基金(Nos. 11274178, 61475197, 61590932)、江苏省高校自然科学基金重大项目(No. 15KJA120002)和江苏省杰出青年项目(No. BK20150039)资助

**第一作者:**陈幸(1990-),女,硕士研究生,主要研究方向为量子光源的制备. Email:13770528339@163.com

**导师(通讯作者):**王琴(1979-),女,教授,博士,主要研究方向为量子光源的制备、量子保密通信. Email:qinw@njupt.edu.cn

**收稿日期:**2016-03-31; **录用日期:**2016-06-13

<http://www.photon.ac.cn>

Second-order correlation function

OCIS Codes: 270.3430; 270.5580; 140.3600; 270.5290

## 0 引言

量子点激光器<sup>[1]</sup>具有超低阈值、超窄线宽、高信噪比等优点<sup>[2]</sup>,因此,在量子线路、量子芯片、高效率单光子源和纠缠光子源等量子信息器件领域<sup>[3]</sup>中具有重要的应用价值和广阔的发展前景,成为多学科交叉研究领域的热点之一.量子点-微腔耦合系统<sup>[4-6]</sup>作为一种产生激光的优良系统,已被许多研究人员进行了大量研究,并在实验上成功演示了多量子点-微腔和单量子点-微腔系统激射现象<sup>[7]</sup>;另一方面,随着纳米技术和微腔加工技术的发展,一些研究团队不仅制备出高品质因子的微腔系统<sup>[8-10]</sup>,而且通过减小腔膜体积提高了系统的整体性能<sup>[11-12]</sup>,进一步促进了腔量子电动力学以及量子点激光器相关研究的迅速发展.

近年来,国内外研究团队在半导体微腔增强量子点激射领域取得了许多可喜的进展.美国斯坦福大学研究小组提出要实现高保真度的光子阻塞现象必须选择合适的脉冲泵浦长度<sup>[13]</sup>,印度的研究小组用 ZnTe/ZnSe 量子点制备出了阈值低达  $74\text{mW/cm}^2$  的激光器<sup>[14]</sup>.中国学者指出纯消相干可提高失谐系统有效耦合率与单光子源效率<sup>[15]</sup>.法国学者提出纯消相干可提高原子腔耦合效率进而增强系统的 Purcell 效应<sup>[16-17]</sup>.中国北京大学研究团队提出高损耗的系统通过增加高品质因子的辅助腔实现了拉比震荡<sup>[18]</sup>.中科院研究团队探讨了分布式布喇格反射微腔、柱状微腔和光子晶体微腔等结构对改善半导体量子点单光子发射和收集效率、光子极化以及光子全同性等方面的作用<sup>[19]</sup>.在此前量子点泵浦诱导受激辐射<sup>[20]</sup>相关的理论工作中,大部分研究者关注的是量子点与微腔发生共振时的情况,因为他们认为量子点-微腔耦合系统在共振时比非共振时具有更低的泵浦阈值和更优异的激射性能<sup>[16]</sup>.但在实际的实验条件下,要精确地调节量子点和微腔达到共振往往很困难.因此,研究失谐条件下量子点-微腔系统的激射性质有更重要的现实意义.

在文献[9-10]中,研究人员定义了三种耦合系统:“好的系统”、“中等系统”和“坏的系统”,区分不同品质的微腔量子点耦合系统.“好的系统”指比较理想的系统,腔能量泄露速率和量子点自发辐射速率数值远小于耦合常量,此时的量子点腔系统很容易达到强耦合条件,易于观测到强耦合等效应,然而这种系统在现有的技术水平下比较难实现.“中等系统”指在目前技术条件下能够达到的水平,性能稍次于理想系统,但是在一定条件下也可以实现强耦合效应.“坏的系统”则是指现有实验都能达到的水平,但是相干性能比较差的系统.

本文从实用性出发,借鉴文献[9-10]中定义的系统参量,把研究重点放在“好的系统”和“中等系统”上.采用 Jaynes-Cummings<sup>[21-23]</sup>模型研究量子点-微腔耦合系统,并引入纯消相干项,对失谐条件下,量子点-微腔系统的激射性能进行详细的研究和讨论.此外,本文使用有效耦合率参量,讨论了纯消相干率对系统激射存在最理想的取值大小.这些结果对于今后人们改善单量子点激光器的工作性能,以及研究光与物质相互作用,或调制光场分布等方面提供了重要的参考价值.

## 1 模型与理论计算

### 1.1 模型简介

图 1(a)为量子点-腔耦合原理示意图,图 1(b)为 Jaynes-Cummings 模型下能级结构示意图.为了简化模型,使用的是二能级的量子点和单模腔.图 1(b)中,态矢  $|g\rangle$  和  $|e\rangle$  分别代表量子点的基态和激发态,  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  分别表示腔模的基态与激发态.微腔能量泄露的快慢定义为  $\kappa$ ,量子点的自发辐射速率记为  $\gamma$ ,量子点中发生纯消相干作用的大小记为  $\gamma_d$ ,  $g$  代表量子点与微腔之间的耦合强度.量子点-腔系统被激子泵浦  $P_e$  和腔泵浦  $P_c$  同时驱动.前者是由于较高能级电子-空穴对的非相干驰豫所引起,后者是由于腔与非谐振量子(可能来自腔层另外的量子点)耦合所引起.

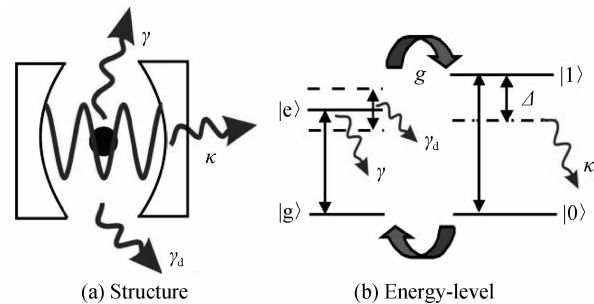


图 1 量子点-微腔耦合系统结构原理和能级示意图  
Fig. 1 The structure schematic diagram and the energy-level of a quantum dot-microcavity coupling system

### 1.2 主要理论计算

非相干激发<sup>[24-25]</sup>时,系统不可避免地与周围环境发生相互作用,引起系统能量耗散,如量子点的自发辐射、腔场的耗损等.此外,系统由于与环境发生相互作用,在随时间演化的过程中,除了能量损失外,还将量子相干叠加态逐渐演化到非相干叠加态,即发生消相干.量子点-腔耦合系统的量子主方程可以表示为

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[H_s, \rho] + L[\rho] \quad (1)$$

式中,等式右边第一项为共振项,对易式  $[H_s, \rho] = H_s \rho - \rho H_s$ ,  $H_s$  表示相互作用的哈密顿量,  $\rho$  代表密度

矩阵,第二项为耗散项.在旋转波近似下,系统相互作用的哈密顿量可表示为

$$H_s = \omega_c a^\dagger a + \omega_a \sigma^\dagger \sigma + g(a^\dagger \sigma + a \sigma^\dagger) \quad (2)$$

式中, $a^\dagger, a$ 分别为腔模的产生和湮灭算符, $\sigma^\dagger, \sigma$ 分别为激子的产生和湮灭算符; $\omega_a$ 代表激子的本征频率, $\omega_c$ 代表腔膜的本征频率.式(1)中的耗散项可表示为

$$L[\rho] = \kappa L[a] + \gamma L[\sigma] + P_a L[a^\dagger] + P_o L[\sigma^\dagger] + \gamma_d L[\sigma^\dagger \sigma] \quad (3)$$

式中, $P_a$ 和 $P_o$ 分别代表外加泵浦场对腔和量子点系统产生的驱动大小,其中等式右边最后一项为纯消相干项;在腔量子电动力学中,系统在一段时间范围内的耗散影响,可以通过在主方程中添加纯消相干项来处理<sup>[26-27]</sup>. Lindblad算符 $L[o]$ 可表示为

$$L[o] = o\rho o^\dagger - \frac{1}{2}o^\dagger o\rho - \frac{1}{2}\rho o^\dagger o \quad (4)$$

将式(2)~(4)分别带入主式(1),通过求解此式,可以获得整个体系的密度矩阵 $\rho$ 的信息,进而可以获得量子点激子布居数、腔中光子数或者腔中光场关联系数(二阶相关函数)随时间变化的表达式等.这里,用到的关系式为

$$\begin{cases} \langle A \rangle = \text{Tr}[A\rho] \\ \frac{d\langle A \rangle}{dt} = \text{Tr}\left[A \frac{d\rho}{dt}\right] \\ [\sigma, \sigma^\dagger] = 1 \\ [a, a^\dagger] = 1 \end{cases} \quad (5)$$

式(5)最后两项为玻色子统计.

由上述关系可以分别得到耦合方程组

$$\frac{\partial \langle a^\dagger a \rangle}{\partial t} = P_a + (P_a - \kappa) \langle a^\dagger a \rangle - ig \langle a^\dagger \sigma \rangle + ig \langle a \sigma^\dagger \rangle \quad (6)$$

$$\frac{\partial \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle}{\partial t} = P_o + (P_o - \gamma) \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle - ig \langle a \sigma^\dagger \rangle + ig \langle a^\dagger \sigma \rangle \quad (7)$$

$$\frac{\partial \langle a \sigma^\dagger \rangle}{\partial t} = \left[ i(\omega_a - \omega_c) - \left( P_o + \frac{\kappa + \gamma + \gamma_d}{2} \right) \right] \langle a \sigma^\dagger \rangle + ig(\langle a^\dagger a \rangle - \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger \sigma \rangle}{\partial t} = \left[ i(\omega_c - \omega_a) - \left( P_a + \frac{\kappa + \gamma + \gamma_d}{2} \right) \right] \langle a^\dagger \sigma \rangle + ig(\langle \sigma^\dagger \sigma \rangle - \langle a^\dagger a \rangle) \quad (9)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger a^\dagger aa \rangle}{\partial t} = 2(P_a - \kappa) \langle a^\dagger a^\dagger aa \rangle + 4P_a \langle a^\dagger a \rangle + 2ig(\langle a^\dagger aa \rangle \langle \sigma^\dagger \rangle - \langle a^\dagger a^\dagger a \rangle \langle \sigma \rangle) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger aa \rangle}{\partial t} = \left( -i\omega_a + \frac{3}{2}(P_a - \kappa) \right) \langle a^\dagger aa \rangle + 2P_a \langle a \rangle - ig(2\langle a^\dagger a \rangle \langle \sigma^\dagger \rangle - \langle aa \rangle \langle \sigma^\dagger \rangle) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \langle aa \rangle}{\partial t} = (-2i\omega_a + P_a - \kappa) \langle aa \rangle - 2ig \langle a \rangle \langle \sigma \rangle \quad (12)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger a^\dagger a \rangle}{\partial t} = \left( i\omega_a + \frac{3}{2}(P_a - \kappa) \right) \langle a^\dagger a^\dagger a \rangle + 2P_a \langle a^\dagger \rangle - ig(-2\langle a^\dagger a \rangle \langle \sigma \rangle + \langle a^\dagger a^\dagger \rangle \langle \sigma \rangle) \quad (13)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger a^\dagger \rangle}{\partial t} = (2i\omega_a + P_a - \kappa) \langle a^\dagger a^\dagger \rangle + 2ig \langle a^\dagger \rangle \langle \sigma^\dagger \rangle \quad (14)$$

$$\frac{\partial \langle a^\dagger \rangle}{\partial t} = \left( i\omega_c - \frac{\kappa}{2} \right) \langle a^\dagger \rangle + ig \langle \sigma^\dagger \rangle \quad (15)$$

$$\frac{\partial \langle \sigma \rangle}{\partial t} = -ig \langle a \rangle - \left( i\omega_a + P_o + \frac{\gamma + \gamma_d}{2} \right) \langle \sigma \rangle \quad (16)$$

令式(6)~(9)中左侧偏微分取值为0,可得到稳态解,进而可求解腔内光子数 $n_a = \langle a^\dagger a \rangle_{ss}$ 和量子点激子布居数 $n_o = \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle_{ss}$ 的表达式.同样,通过求解偏微分方程(6)~(16),可计算腔内光场的分布,即二阶相关函数<sup>[9]</sup>

$$g^2(\tau) = \frac{\langle a^\dagger a^\dagger aa \rangle}{n_a^2} \quad (17)$$

二阶相关函数 $g^2(\tau)$ 是指,在时刻 $t$ 探测到一个光子后,在一个很短的时间间隔 $\tau(\tau \rightarrow 0)$ 内,再次探测到另一个光子的概率.对于聚束光源, $1 < g^2(0) < 2$ ;对于相干光源(激光), $g^2(0) = 1$ ;而对于反聚束光源, $g^2(0) < 1$ .实验上可以用 Hanbury-Brown 和 Twiss (HBT) 干涉仪测量 $g^2(\tau)$ .

对于现实的量子点-微腔体系,当量子点与腔存在失谐时,它们之间的有效耦合作用是会随失谐而发生变化.下面引入量子点与腔之间的有效耦合率这一参量,其表达式为<sup>[16]</sup>

$$g_{\text{eff}} = \frac{4g^2}{\kappa + \gamma + \gamma_d} \frac{1}{1 + \left( \frac{2\Delta}{\kappa + \gamma + \gamma_d} \right)^2} \quad (18)$$

此时系统中代表量子点的能量以速率 $\gamma$ 进入环境而以概率 $g_{\text{eff}}$ 进入腔,腔以速率 $\kappa$ 耗散或者以概率 $g_{\text{eff}}$ 每单位时间返回量子点.有效耦合率是量子点-腔耦合系统的一个重要参量,通过比较系统的 $g_{\text{eff}}$ 与 $\kappa$ 的大小可以区分耦合系统相干性能的优劣.

## 2 结果与分析

根据上面的理论公式,想要对主式(1)解析求解十分困难,而数值求解则相对容易.因此,本文将对主式(1)进行数值求解,从而计算出该耦合系统的一些重要参量,如 $n_a, n_o, g^2(0)$ 的大小,进而研究失谐条件下环境的纯消相干对量子点-微腔系统激射性质所产生的影响.知道周围环境的改变会影响系统中声子的运动,而声子通过散射弛豫到低能级,会进而改变纯消相干的大小<sup>[28-30]</sup>.实验上,研究人员可以通过调节温度或施加外场的方式来改变系统中纯消相干的大小.

定义量子点与微腔之间的频率失谐量大小为 $\Delta = \omega_c - \omega_a$ .为了研究非共振条件下纯消相干大小对系统激射性能的影响,我们合理地取四种失谐量大小分别为0、 $2g$ 、 $4g$ 和 $8g$ <sup>[16]</sup>,并且采用文献[9]中提到的“好的系统”、“中等系统”两种情况的参量,分别进行数值仿真.

首先考虑“好的系统”的情况,取 $\kappa = 0.1g, \gamma = 0.01g$ .此外,取 $P_a = 0.01g, P_o = 10^{-2}g \sim 10^3g$ <sup>[9-10]</sup>.分

别仿真了量子点-微腔耦合系统在不同失谐大小及不同纯消相干作用条件下,腔场的二阶相关函数以及腔内光子数随外加驱动强弱变化情况,相关仿真结果如图2和图3.

图2和图3中,(a)~(d)分别对应失谐量大小为0、 $2g$ 、 $4g$ 、 $8g$ 的不同仿真结果.图2(a)~(d)中,横坐标代表外加驱动场对量子点泵浦作用的强弱( $P_d/g$ ),纵坐标代表腔场的二阶相关函数(时间延迟为零时)大小( $g^2(0)$ ).每张图中,不同线型分别代表加入不同的纯消相干大小,实线代表纯消相干为0的情况,虚线、点线、虚点线、短虚线到短点线分别代表纯消相干逐渐增大的结果(同图3~5).从图2(a)可以看到,当失谐为零,即系统共振时,在很宽的泵浦强度范围内(比如 $0.1g \sim 30g$ ),腔场二阶相关函数的大小等于或接近于1,代表量子点-微腔耦合系统在此区间出现激射现象.但是,当加入纯消相干作用时,系统产生激射的阈值变大,激射的范围变窄.当纯消相干增大到一定程度时,二阶相关函数的数值远离1,代表此时系统将不再产生激射.由此过程可以看出,在共振条件下,纯消相干的增加会破坏系统的激射性能.接下来考察图2(b)~

(c),显然,当纯消相干不是很大的时候(比如这里低于 $10g$ ),虚线,点线和虚点线均显示出比实线在更低的泵浦阈值下达到激射,并且具有更宽的激射范围,说明在此范围内,纯消相干起到促进系统产生激射作用;直到纯消相干增大到一定程度(比如 $20g$ ),实线才重新显示出更优的激射性能.而从图2(d)中看到,当失谐大于一定值(这里取 $8g$ ),之前虚线,点线和虚点线所显示的低激射阈值的优势消失.说明在失谐量较大时,纯消相干对量子点-腔系统的激射已无法起到正向的促进作用,而是随着纯消相干作用的增加,系统的激射性能变得更差.图3(a)~(d)分别对应于图2(a)~(d)中每种情况下的腔内光子数分布.由图3(a)可以看出纯消相干从整体上来说会降低光场内存储的平均光子数,但图3(b)~(d)也显示出在失谐条件下,在外加弱泵浦场的环境中,适当的纯消相干有益于增加腔内的平均光子数,更有利于激射的产生,进一步解释了图2(a)~(d)中所出现的不同激射现象的原因.由图2和图3,可得出以下主要结论:在“好的系统”情况下,当量子点与腔之间的失谐比较小时,通过增加适当的纯消相干,可以对量子点-微腔耦合系统的激射性质起

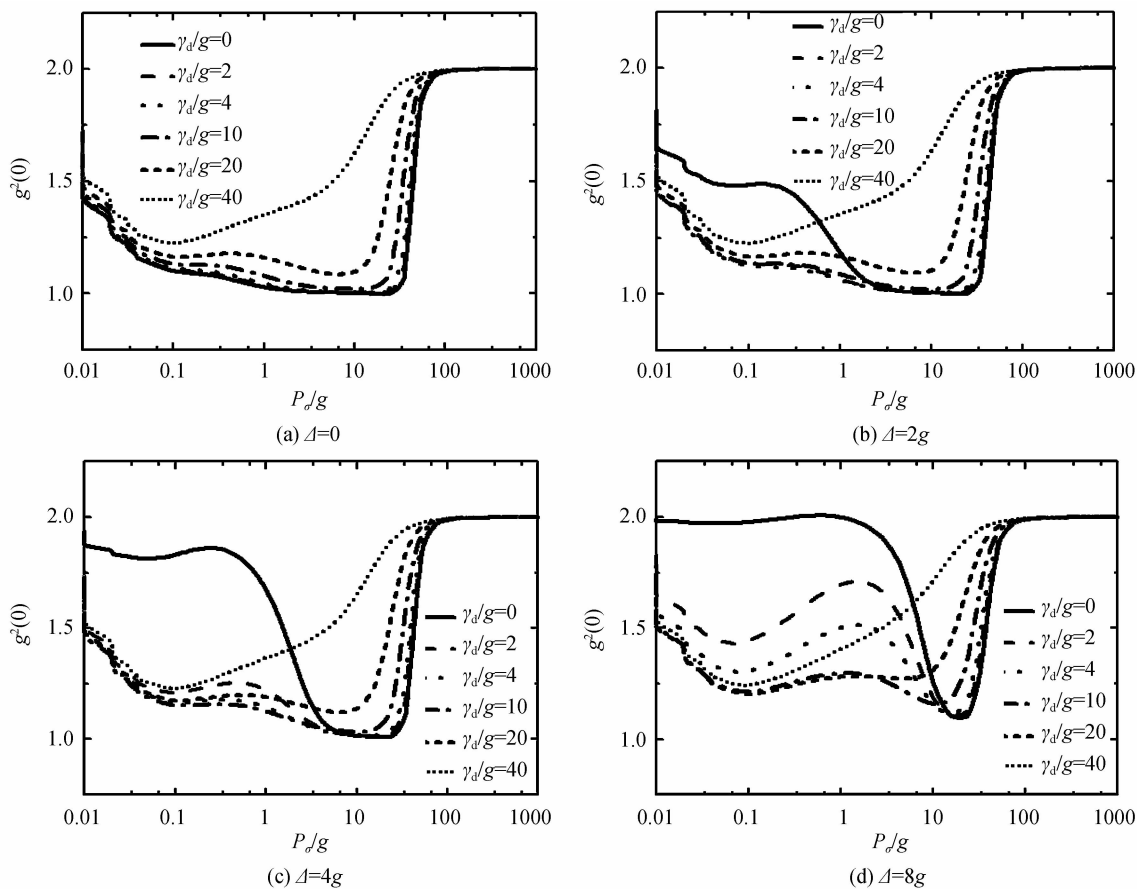


图2 不同量子点腔失谐和纯消相干率对“好的系统”的二阶相关函数大小的影响

Fig. 2 The influence of the detuning and the pure dephasing on the value of the second-order correlation function at zero time delay in a good system

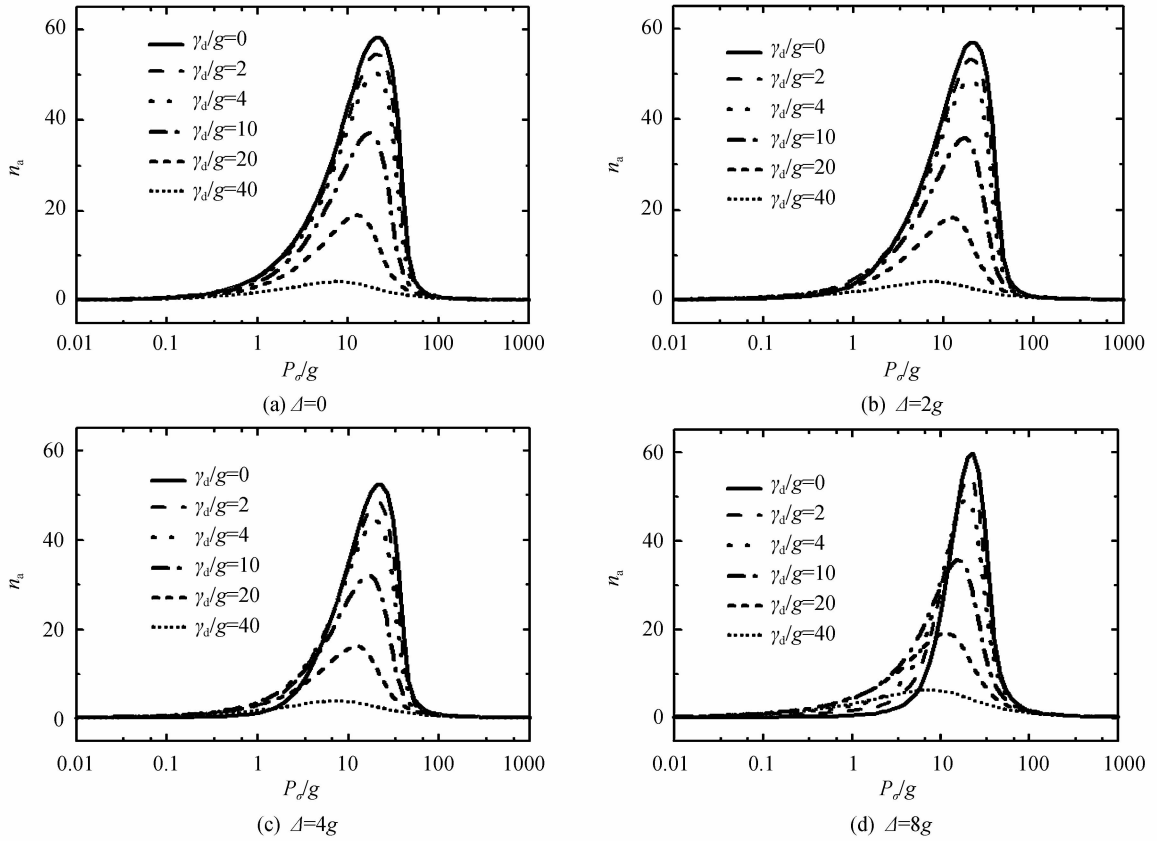


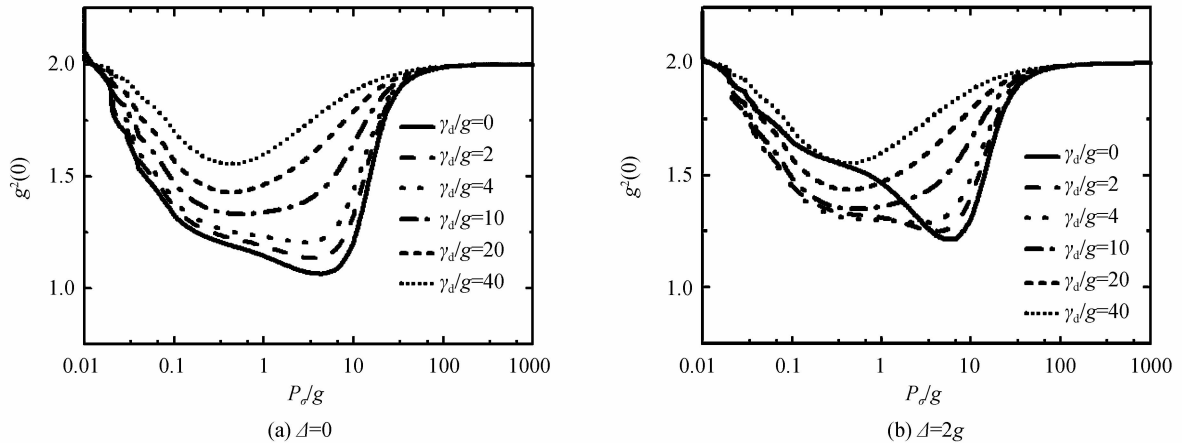
图3 量子点与微腔之间失谐大小和纯消相干率对“好的系统”的腔内光子数的影响

Fig. 3 The influence of the detuning and the pure dephasing on the value of the photo number in a good system

到正向改善作用,即降低激射阈值,拓宽激射范围等;但是当失谐较大时,纯消相干的增加将会降低系统的激射性能。

对于“中等系统”:取  $\kappa=0.29g$ ,  $\gamma=0.42g$ ,  $P_s=0.01g$ ,  $P_s=10^{-2}g \sim 10^3g^{[9-10]}$ , 同样,可得二阶相关函数以及腔内光子数随泵浦功率的变化情况,分别如图4和图5。图4(a)~(d)表示上面4种失谐条件下( $\Delta=0, 2g, 4g, 8g$ ),“中等系统”的二阶相关函数(时间延迟为零时)随外加驱动场功率的变化情况。图5(a)~(d)分别对应图4(a)~(d)中的腔内光子数变化情况。

其中不同线型的曲线代表不同的纯消相干大小,从图4(a)可以看出:当系统共振时,随着纯消相干的增大,二阶相关函数的数值逐渐远离1,即远离激射,这与上面的“好的系统”情况下相类似。从图4(b)~(d)可以看出,在非共振条件下,“中等系统”的二阶相关函数的值都明显大于1,且在弱泵浦的条件下,数值接近2,即近似处于热光场分布。但是,当加入合适的纯消相干,光场的二阶相关函数的数值发生剧烈震荡。比如图4(c)中,代表纯消相干为0的实线数值整体处于1.5和2之间,在比较弱的外场泵浦条件下接近于2,即处



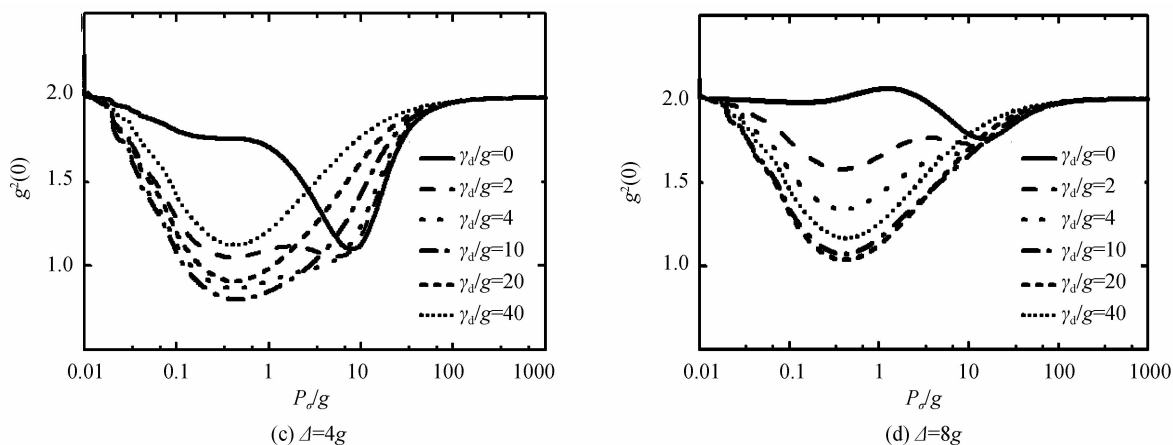


图 4 不同点腔失谐和纯消相干率对“中等系统”二阶相关函数的影响

Fig. 4 The influence of the detuning and the pure dephasing on the value of the second-order correlation function at zero time delay in a more realistic system

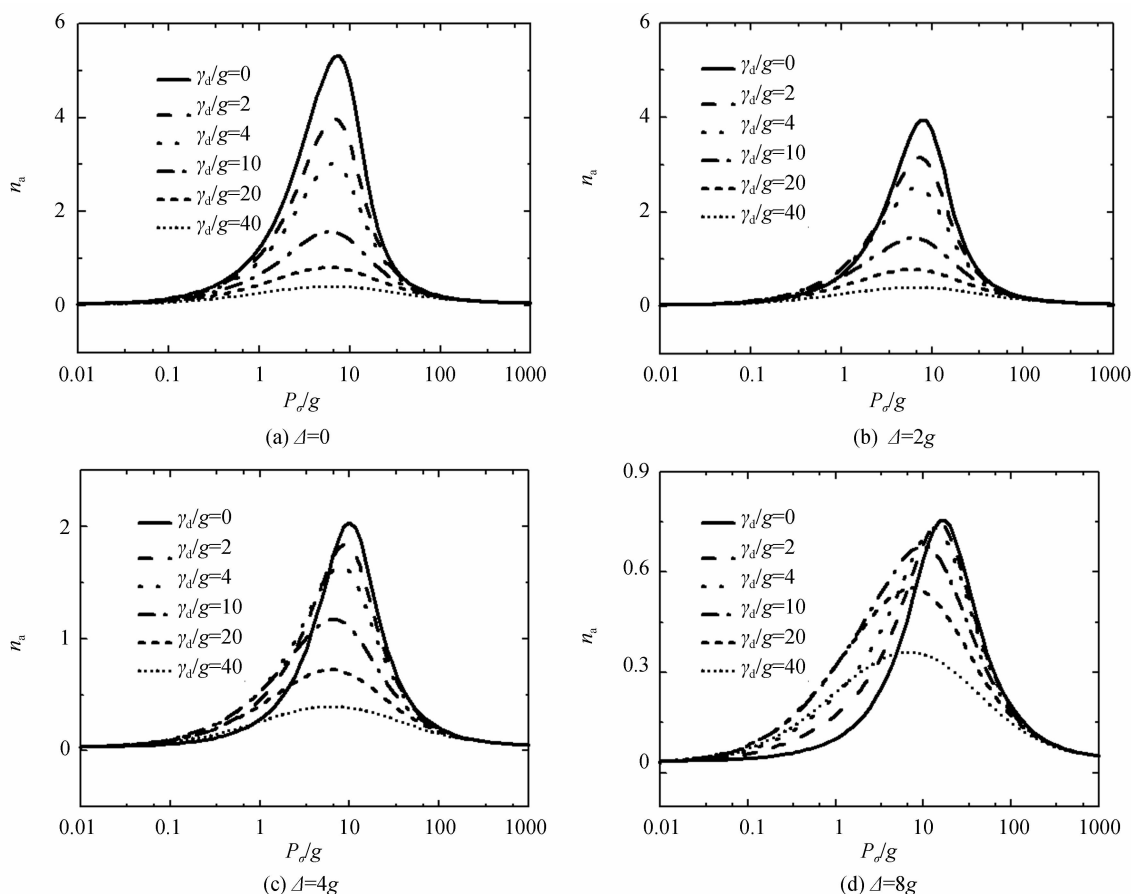


图 5 不同点腔失谐和纯消相干率对“中等系统”的腔内光子数的影响

Fig. 5 The influence of the detuning and the pure dephasing on the value of the photon number in a more realistic system

于热光场分布;但是当加入合适的纯消相干,比如点线和虚点线的二阶相关函数在弱泵浦区域数值明显降低,接近 1.2. 图 5(a)~(d)中的也显示了纯消相干对腔内平均光子数的显著调制作用,但是由于失谐条件下“中等系统”腔内的光子数急剧降低,以至于很难达到激射.

由图 4 和图 5 可以看出,纯消相干对“中等系统”

的二阶相关函数以及光子数分布均起到重要的调制作用,但是由于“中等系统”在失谐条件下很难使很多光子存储其中,因而与“好的系统”相比,难以产生激射.

图 2~5 均显示了量子点-微腔的失谐和环境的纯消相干对激射的阈值产生重要的调节作用. 通过进一步研究发现,使用有效耦合率  $g_{\text{eff}}$  这个参量可以很好地量化解以上观察到的激射现象与失谐和纯消相干大

小之间的关系. 由式(18)可简单推导出,  $\Delta \neq 0$  时, 有效耦合率  $g_{\text{eff}}$  在  $\gamma_d = 2\Delta - \kappa - \gamma$  时取极大值.

在图 6(a)~(b)中, 分别仿真了“好的系统”和“中等系统”在不同失谐下有效耦合率随纯消相干大小变化的曲线. 横坐标 ( $\gamma_d/g$ ) 代表纯消相干的大小, 纵坐标 ( $g_{\text{eff}}/g$ ) 代表有效耦合率的强弱, 由上到下, 实线、虚线、点虚线、短点线分别对应四种失谐大小 (0, 2g, 4g, 8g). 图中双点虚线分别代表两种系统腔的耗散速率  $\kappa$  的大小. 在以上两种系统中, 当失谐为 0 (实线) 时, 随纯消相干的增大, 系统的有效耦合率均单调下降, 这与图 2~5 中出现过的“失谐为 0 时, 纯消相干增加会单调破坏系统的激射性能的结果”相一致. 而当失谐不为 0 时, 比如  $\Delta = 2g, 4g$ , 系统的有效耦合率会出现先增大后减小的变化趋势. 并且, 对于图 6(a) 所描述的“好的系统”, 当  $\Delta = 2g$  (4g) 时,  $\gamma_d = 4g$  (8g) 对应  $g_{\text{eff}}$  极大值位置, 这与之前在图 2~3 中所观察到的“一定的失谐条件下合适的纯消相干能够促进激射产生的现象”相一致. 而对于“中等系统”, 虽然在一定区域内有效耦合率  $g_{\text{eff}}$  会随纯消相干的增加而上升, 但是由于  $g_{\text{eff}} < \kappa$ , 系统整体相干性能较差, 比较难产生激射现象.

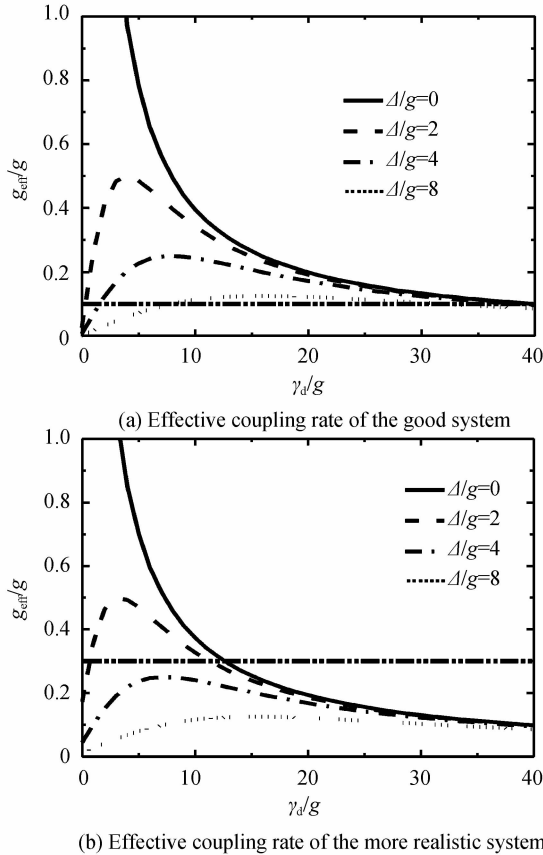


图 6 纯消相干和失谐对量子点腔系统有效耦合率的影响  
Fig. 6 Influence of pure dephasing and detuning on the effective coupling of quantum dot and cavity

### 3 结论

本文研究了失谐条件下纯消相干对量子点-微腔耦合系统的光场分布, 以及对耦合系统的受激辐射性能的调制作用. 使用 Jaynes-Cummings 模型结合主方程理论, 系统研究了在非共振条件下, 量子点-微腔耦合系统的二阶相关函数、腔内光子数分布等参量的变化特性. 选取了两种不同的微腔量子点耦合系统, 分别分析比较了它们在失谐条件下受纯消相干作用时的不同表现. 通过具体数值仿真发现, 对于“好的系统”, 在失谐量不大的情况下, 引入适当的纯消相干可以促进腔内光子数的集聚, 从而有利于耦合系统在较低的泵浦阈值条件下产生激射现象. 此外, 还发现有效耦合率  $g_{\text{eff}}$  的大小与系统产生激射有着紧密联系, 可以通过计算  $g_{\text{eff}}$  的极大值位置, 找到促进激射发生的最优纯消相干大小. 对今后加工、制备单量子点激光器方面的工作具有重要的指导意义.

#### 参考文献

- [1] LEDENTSOV N N, SHCHUKIN V A, *et al.* Direct formation of vertically coupled quantum dots in Stranski-Krastanow growth[J]. *Physical Review B*, 1996, **54**(12): 8743-8750.
- [2] NOMURA M, IWAMOTO S, WATANABE K, *et al.* Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity[J]. *Optics Express*, 2002, **14**(13): 6308-6315.
- [3] MABUCHI H, DOHERTY A C. Cavity quantum electrodynamics: coherence in context[J]. *Science*, 2002, **298**(5597): 1372-1377.
- [4] SUFFCZYNSKI J, DOUSSE A, GAUTHRON K, *et al.* Origin of the optical emission within the cavity mode of coupled quantum dot-cavity systems[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(2): 027401.
- [5] WINGER M, VOLZ T, TAREL G, *et al.* Explanation of photo correlations in the far-off-resonance optical emission from a quantum dot-cavity system [J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(20): 207403.
- [6] NOMURA M, KUMAGAI N, IWAMOTO S, *et al.* Laser oscillation in a strongly coupled single quantum dot-nanocavity system[J]. *Nature Physics*, 2010, **6**(4): 279-283.
- [7] PELTON M, YAMAMOTO Y. Ultralow threshold laser using a single quantum dot and a microsphere cavity [J]. *Physical Review A*, 1999, **59**(3): 2418-2421.
- [8] STRAUF S, HENNESSY K, RAKHER M T, *et al.* Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(12): 127404.
- [9] VALLE E, LAUSSY F P, TEJEDOR C. Luminescence spectra of quantum dots in microcavities. II. Fermions[J]. *Physical Review B*, 2009, **79**(23): 235326.
- [10] KHITROVA G, GIBBS H M, KIRA M, *et al.* Vacuum Rabi splitting in semiconductors[J]. *Nature Physics*, 2006, **2**(2): 81-90.
- [11] XIAO Y F, LIU Y C, LI B B, *et al.* Strongly enhanced light-matter interaction in a hybrid photonic-plasmonic resonator[J]. *Physical Review A*, 2012, **85**(3): 031805.
- [12] MAJUMDAR A, RUNDQUIST A, BAJCSY M, *et al.*

- Cavity quantum electrodynamics with a single quantum dot coupled to a photonic molecule[J]. *Physical Review B*, 2012, **86**(4): 045315.
- [13] MULLER K, FISCHER K A, RUNDQUIST A, *et al.* Ultrafast polariton-phonon dynamics of strongly coupled quantum dot-nanocavity systems[J]. *Physical Review X*, 2015, **5**(3): 03106.
- [14] VEENA H I, REKHA M, ANSHU P. Low threshold quantum dot lasers[J]. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 2016, **7**(7): 1244-1248.
- [15] CHEN Xing, MI Xian-wu. Characteristics of pure dephasing on non-resonant quantum dot-cavity coupling system and its application prospect[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(5): 746-752.  
陈翔, 米贤武. 量子点腔非谐振耦合系统纯退相干的特性及应用[J]. *光子学报*, 2011, **40**(5): 746-752.
- [16] AUFFEVES A, GERACE D, GERARD J M, *et al.* Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing[J]. *Physical Review B*, 2010, **81**(24): 245419.
- [17] UNSLEBER S, MCCUTCHEON D P S, DAMBACH M, *et al.* Two-photon interference from a quantum dot microcavity: Persistent pure dephasing and suppression of time jitter[J]. *Physical Review B*, 2015, **91**(7): 075413.
- [18] LIU Yong-Chun, LUAN Xing-Sheng, LI Hao-Kun, *et al.* Coherent polariton dynamics in coupled highly-dissipative cavity quantum electrodynamics[J]. *Physical Review Letters*, 2014, **112**(21): 213602.
- [19] CAO Shuo, XU Xiu-lai. Microcavity enhanced single-photon emission from single semiconductor quantum dots[J]. *Physics*, 2014, **43**(11): 740-748.  
曹硕, 许秀来. 微腔增强发射的半导体量子点单光子源[J]. *物理*, 2014, **43**(11): 740-748.
- [20] LIAO Qing-hong, LIU Zheng-dong, YOU Su-ping, *et al.* Stimulated emission behavior of single quantum dot in microcavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(5): 883-886.  
廖庆洪, 刘正东, 尤素萍, 等. 微腔中单量子点的受激辐射行为研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(5): 883-886.
- [21] SUKUMAR C V, BUCK B. Multi-Phonon generalization of the Jaynes-Cummings model[J]. *Physics Letters A*, 1981, **83**(5): 211-233.
- [22] CHUMAKOV S M, KOZIEROWSKI M, SANCHEZMONDRAGON J J. Analytical approach to the photon statistics in the thermal Jaynes-Cummings model with an initially unexcited atom[J]. *Physical Review A*, 1993, **48**(6): 4594-4597.
- [23] XU Hai-xin, WANG Hai-long, YAN Jin-yi, *et al.* Gain and linewidth enhancement factor of InAs/GaAs quantum-dot laser diodes[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2015, **36**(5): 567-571.  
许海鑫, 王海龙, 严进一, 等. InAs/GaAs 量子点激光器的增益和线宽展宽因子[J]. *发光学报*, 2015, **36**(5): 567-571.
- [24] KARLOVICH T B, KILIN S Y. Auto- and cross-correlation functions of a one-atom laser in a regime of strong coupling[J]. *Optics and Spectroscopy*, 2007, **103**(2): 280-290.
- [25] KARLOVICH T B, KILIN S Y. Fluorescence spectrum of a one-atom laser in the strong-coupling regime[J]. *Laser Physics*, 2008, **18**(6): 783-789.
- [26] NAESBY A, SUHR T, KRISTENSEN P T, *et al.* Influence of pure dephasing on emission spectra from single photon sources[J]. *Physical Review A*, 2008, **78**(4): 045802.
- [27] AUFFEVES A, GERARD J M, POIZAT J P. Pure emitter dephasing: A resource for advanced solid-state single-photon sources[J]. *Physical Review A*, 2009, **79**(5): 053838.
- [28] KAER P, GREGERSEN N, MORK J. The role of phonon scattering in the indistinguishability of photons emitted from semiconductor cavity QED systems[J]. *New Journal of physics*, 2013, **15**: 035027.
- [29] KAER P, LODAHL P, JAUHO A P, *et al.* Microscopic theory of indistinguishable single-photon emission from a quantum dot coupled to a cavity: The role of non-Markovian phonon-induced decoherence[J]. *Physical Review B*, 2013, **87**(8): 081308.
- [30] KAER P, MORK J. Decoherence in semiconductor cavity QED systems due to phonon couplings[J]. *Physical Review B*, 2014, **90**(3): 035312.