

量子点-腔系统耦合强度对非相干抽运的响应

陈翔 米贤武

(吉首大学物理科学与信息工程学院, 湖南 吉首 416000)

摘要 用量子主方程理论研究了量子点-腔耦合系统。为了说明理论模型,分析了一个量子点微柱腔强耦合(SC)实验。经研究发现耦合系统在稳态时抽运产生一个新的强耦合标准,抽运可以抑制或者增强强耦合;腔发射谱双峰结构并不是强耦合的明确特征,它还依赖于非相干抽运。研究表明,强耦合经常出现变相的单峰而弱耦合(WC)出现双峰结构与系统所控制的参数值密切相关。激子抽运增加时,腔发射谱由双峰逐渐变成增宽的单峰最后变成窄的单峰;腔衰减率增加时,均为双峰结构的腔发射光谱经历了从强耦合到弱耦合的转变。量子点腔失谐系统有效耦合强度与非相干抽运密切相关。

关键词 量子光学;强耦合;非相干抽运;腔发射谱;有效耦合强度

中图分类号 O431.2 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP48.062701

Response of Coupling Strength of Quantum Dot-Cavity System to Incoherent Pump

Chen Xiang Mi Xianwu

(College of Physics Science and Information Engineering, Jishou University,
Jishou, Hunan 416000, China)

Abstract Quantum dot-cavity coupling systems is investigated by using quantum master equation. In order to illustrate theory mode, we analyze a strong coupling (SC) experiment in quantum dot-microcavity system. After studying, we find that the pump in the coupling system yields new criteria to achieve SC with a steady state, where the incoherent pump hinders or favors SC. Double-peak structure of cavity-emitted spectrum is not an unequivocal signature of strong coupling, which depends on the incoherent pump. Research shows that SC often appears in disguise of a single peak and double peak in the weak coupling (WC) emission spectrum which closely relates to the parameter values controlled in the system. The spectral shape of the cavity emission changes from double peak to single broad peak then to narrow single peak again with increasing exciton pumping. The cavity-emitted spectra characterized in double-peak experience transition from the SC to WC when the cavity decay rate is increasing. The effective coupling strength of the quantum dot-cavity detuning system relates with incoherent pump closely.

Key words quantum optics; strong coupling; incoherent pump; cavity-emitted spectrum; effective coupling strength

OCIS codes 270.5580; 140.3945; 140.5960

1 引言

所谓的强耦合(SC)发生于相互作用的强度克服了耦合系统的损耗时。当量子点与腔内光场相互作用达到强耦合时,量子点、光场和腔就会组成一个纠缠系统,它在量子通信^[1,2]方面具有重要的应用价值^[3]。人们对原子光学腔^[4]认识较早,然而半导体量子点微腔系统拉比分裂实验近几年才得以实现^[5~7]。半导体量子点与腔系统在集成化和可测量性上面显示出特有的优势,但该系统的理论还不完善,如它的量子物理规则

收稿日期: 2010-12-03; 收到修改稿日期: 2011-01-17; 网络出版日期: 2011-04-19

基金项目: 国家自然科学基金(10647132)和湖南省教育厅资助科研项目(10A100)资助课题。

作者简介: 陈翔(1978—),男,硕士研究生,主要从事腔量子电动力学方面的研究。E-mail: chenxiang2011@hotmail.com

导师简介: 米贤武(1973—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事低维半导体物理及器件等方面的研究。

E-mail: xwmi@yahoo.com.cn

还没达成共识,非线性光学也不能很好地解释所观察到的实验现象等。强耦合最显著的特征是系统在共振时发射光谱出现分裂;在失谐时随着大的耦合强度光谱线分裂并反交叉。文献[5]及相关工作^[6,7]的主要成果是系统在共振时观察到了分裂的光谱线,此外大量的文献^[8~13]也专门研究了这一现象。文献[8]对后来的研究影响很大,然而它对激发关注较少并且忽略了耗损;文献[9,11]研究了相干抽运情况;文献[10]研究了原子与微腔耦合系统原子的发射光谱;文献[12]从理论上研究了半导体量子盒系统复杂的动力。由于文献[8,10,12]中主方程中不含抽运,所以也得不到抽运对光谱线的影响。

对加强影响半导体量子点腔强耦合因素的研究有利于该系统的强耦合实验。由于实验不可能达到腔模和量子点态初始化理想条件,对于连续光电激发量子点而言,很有必要建立一个稳态。通过当前理论模型来揭示相应物理实验背后的一些原理。为了明确该系统耦合强弱与非相干抽运之间的关系,我们引入了系统有效耦合强度,在非谐振系统研究了它与抽运之间的关系。

2 模型与理论计算

量子主方程描述二能级量子点同腔相互作用,包括了非相干抽运、单量子点与腔模的衰减和激子玻色子特性。对于非相干激发,小系统同库相互作用满足马尔可夫近似^[14]。量子点微腔系统主方程^[15,16]为

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

在旋波近似下,系统哈密顿量为

$$H_s = \hbar\omega_x \sigma^+ \sigma^- + \hbar\omega_c a^+ a + \hbar g (\sigma^- a^+ + \sigma^+ a), \quad (2)$$

式中 g 为微腔和量子点之间的耦合强度,这里对激子和腔模进行量子化处理: a^+ / a 对应腔模算符, σ^+ / σ^- 为目标激子泡利算符, ω_x 和 ω_c 分别是目标激子的频率和腔模本征频率。非相干抽运过程满足 L. Tian 等^[17]。

(1)式超算符 $\mathcal{L}(\rho)$ 为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\rho) = & \frac{P_c}{2}(2a^+ \rho a - aa^+ \rho - \rho aa^+) + \frac{\Gamma_c}{2}(2apa^+ - a^+ a\rho - \rho a^+ a) + \\ & \frac{P_x}{2}(2\sigma^+ \rho \sigma^- - \sigma^- \sigma^+ \rho - \rho \sigma^- \sigma^+) + \frac{\Gamma_x}{2}(2\sigma^- \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma^- \rho - \rho \sigma^+ \sigma^-), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 Γ_c, Γ_x 分别为腔衰减率和激子辐射衰减率,量子点腔系统被非相干抽运率 $P_{x/c}$ (激子抽运率和腔模抽运率)同时驱动。平均粒子数密度和腔发射光谱为

$$\partial_t \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\omega_c - \Gamma_c/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_x + (P_x - \Gamma_x)/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\partial_t \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a\sigma^+ \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_c \\ P_x \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + M \times \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a\sigma^+ \rangle \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$M = \begin{bmatrix} P_c - \Gamma_c & 0 & ig & -ig \\ 0 & P_x - \Gamma_x & -ig & ig \\ -ig & ig & 0 & i\Delta - \frac{\Gamma_c + \Gamma_x - P_c - P_x}{2} \\ ig & -ig & -i\Delta - \frac{\Gamma_c + \Gamma_x - P_c - P_x}{2} & 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中失谐量 $\Delta = \omega_c - \omega_x$, 利用量子回归定理^[14]

$$\partial_\tau \begin{bmatrix} \langle a^+ (t) a(t+\tau) \rangle \\ \langle a^+ (t) \sigma^- (t+\tau) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\omega_c - \Gamma_c/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_x + (P_x - \Gamma_x)/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle \langle a^+ a \rangle (t) \rangle \\ \langle \langle a^+ \sigma^- \rangle (t) \rangle \end{bmatrix} \quad (8)$$

得出二次时间关联函数为

$$\begin{cases} \frac{d\langle a^+(t)a(t+\tau) \rangle}{d\tau} \\ \frac{d\langle a^+(t)\sigma^-(t+\tau) \rangle}{d\tau} \end{cases} \quad (9)$$

由维纳辛钦定理在稳态时腔发射谱公式为

$$S_{\text{cav}}^{\text{SS}}(\omega) \propto \lim_{t \rightarrow \infty} \text{Re} \int_0^{+\infty} \langle a^+(t)a(t+\tau) \rangle \exp(i\omega\tau) d\tau. \quad (10)$$

把(9)式结果代入(10)式可得:

$$S_{\text{cav}}^{\text{SS}}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \text{Re} \sum_{\alpha=-1,1} \frac{1 + \alpha\beta}{\Gamma_{\pm} + i[\alpha R + \omega - (\omega_c + \omega_x)/2]}, \quad (11)$$

$$\Gamma_{\pm} = \frac{\Gamma_c \pm \Gamma_x - P_c \mp P_x}{4}, \quad (12)$$

$$R = \sqrt{g^2 - \left(\Gamma_- / 4 + i \frac{\Delta}{2}\right)^2}, \quad (13)$$

$$\beta = \Gamma_- + i(g\gamma + \Delta/2)/4, \quad (14)$$

$$\gamma = g(\Gamma_c P_x - \Gamma_x P_c) / [g^2 \Gamma_+ (P_x - P_c) + P_c(\Gamma_x - P_c)(\Gamma_+^2 + \Delta^2/4)], \quad (15)$$

式中 R 为半拉比频率。由(5)式可得耦合系统稳态时平均粒子数为

$$\langle a^+ a \rangle_{\text{SS}} = \frac{4g^2 \Gamma_+ (P_c + P_x) + \Delta^2 P_c \Gamma_x + 4\Gamma_+^2 P_c \Gamma_x}{\Delta^2 \Gamma_c \Gamma_x + 4\Gamma_+^2 \Gamma_c \Gamma_x + 4g^2 \Gamma_+ (\Gamma_c + \Gamma_x)}, \quad (16)$$

$$\langle \sigma^+ \sigma^- \rangle_{\text{SS}} = \frac{4g^2 \Gamma_+ (P_c + P_x) + \Delta^2 P_x \Gamma_c + 4\Gamma_+^2 P_x \Gamma_c}{\Delta^2 \Gamma_c \Gamma_x + 4\Gamma_+^2 \Gamma_c \Gamma_x + 4g^2 \Gamma_+ (\Gamma_c + \Gamma_x)}. \quad (17)$$

通过非相干抽运 $P_{x/c}$ 达到稳态, (11)式给出了耦合系统稳态时腔的发射光谱, 激发量子点遵循玻色统计或费米统计与量子点大小及抽运等因素有关。一个充分依据证明当量子点较大(在量子阱极限它精确变成玻色子)或者激发功率较低时遵循玻色统计^[13]。由于理论说明实验^[5]的量子点较大(长宽分别为 100 和 30 nm), 很自然用到玻色子统计计算。在共振时, 腔模光谱进一步写成如下简单形式^[13]:

$$S_{\text{cav}}^{\text{SS}}(\omega) = \frac{1}{2} (A_S^1 + A_S^2) + \frac{g \text{Im}\{D_0^{\text{SS}}\} - (\Gamma_c - \Gamma_x)/4}{2R_0} (B_S^1 - B_S^2), \quad (18)$$

$$A_S^{1,2}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{(\Gamma_c + \Gamma_x)/4}{(\Gamma_c + \Gamma_x)^2/16 + (\omega \pm R_0)^2}, \quad (19)$$

$$B_S^{1,2}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\omega \pm R_0}{\Gamma_+^2 + (\omega \pm R_0)^2}, \quad (20)$$

$$D_0^{\text{SS}} = \frac{ig(\Gamma_c P_x - \Gamma_x P_c)}{2g^2(P_c + P_x) + P_c(\Gamma_x - P_x)(\Gamma_c + \Gamma_x)/2}, \quad (21)$$

$$R_0 = \sqrt{g^2 - [(\Gamma_c - P_c) - (\Gamma_x - P_x)]^2/16}. \quad (22)$$

失谐时系统有效耦合强度为

$$g^{\text{eff}} = g \sqrt{1 + \frac{4\Delta^2}{(\Gamma_{c/x} + \Gamma_{x/c} - P_{c/x} - P_{x/c})^2}}. \quad (23)$$

考虑稳态条件下平均数 $n_{c/x}^{\text{ss}}$ 为正并且有限^[13], 这意味着

$$\Gamma_c + \Gamma_x - P_c - P_x > 0, \quad (24)$$

$$4(g^{\text{eff}})^2 > -(\Gamma_c - P_c)(\Gamma_x - P_x). \quad (25)$$

在非谐振时, 抽运率显示在 g^{eff} 和 $(\Gamma_c - P_c)$, $(\Gamma_x - P_x)$ 中, 但此时这些值的精确取值范围需要重新建立。作为被广泛理解的强耦合, 依照共振时 R 为实数的惯例, 在忽略抽运时有

$$g > \left| \frac{\Gamma_c - \Gamma_x}{4} \right|. \quad (26)$$

考虑非相干抽运, (26)式变为

$$g > \left| \frac{(\Gamma_c - P_c) - (\Gamma_x - P_x)}{4} \right|. \quad (27)$$

光谱线双峰与单峰的分界线可通过方程 $d^2 S_{\text{cav}}^{\text{SS}}(\omega)/d\omega^2|_{\omega=0} = 0$ 给出^[13], 由(18)式可得

$$(\Gamma_+^2 - 3\Gamma_+ R_0^2) + (g \text{Im}\{D_0^{\text{SS}}\} - \Gamma_-)(3\Gamma_+^2 - R_0^2) = 0. \quad (28)$$

3 结果与分析

3.1 量子点微腔系统耦合率与抽运的关系

腔发射光谱峰结构由洛伦兹部分和耗散部分构成^[15]。耦合系统无抽运作用即粒子从初始态开始衰变的特殊情况, 粒子数的衰减率也类似于抽运率。在半导体系统中由于抽运实现量子态, 不重视量子态的重要性会造成对实验的误解, 非相干抽运即使很小也会影响强耦合谱线的结构。图 1(a), (b) 分别对应文献[5]腔发射光谱实验谱线和本文相应的理论结果, 其中耦合强度 g 和系统衰减率 Γ_c, Γ_x 为控制量而拟合失谐和抽运率, 总体上理论和实验符合得比较好。

理论参数 $g = 0.061 \text{ meV}$, $\Gamma_c = 0.22 \text{ meV}$, $\Gamma_x = 0.14 \text{ meV}$ 时拟合文献[5]中用来说明强耦合系统腔模 C 和激子 X 的实验光谱反交叉图像如图 1(a), (b) 所示, 整体上获得比较好的符合少不了对抽运的考虑(即使在它很小时, 有趣的是必须包括激子抽运 P_x 和腔抽运 P_c , 后者来自弱耦合(WC)时的量子点通过激子快速转换成腔光子而产生一个有效的腔抽运^[13])。谐振时最好的拟合参数抽运率 $P_c \approx 0.12\Gamma_c$, $P_x \approx 0.18\Gamma_x$ 。文献[5]支持电子抽运实验腔抽运率 P_c 的存在, 观察到腔内无量子点在共振时腔模强发射。图 1(c) 为本文取腔抽运率为 0 时所得到的腔模光谱线, 很明显不能与实验相符合。同时, 可以看到系统虽处于强耦合但共振时谱线不出现分裂。因此对有抽运存在的系统, 应该建立一个严格划分强耦合和弱耦合的新标准, 而不是从光谱的线状来判断耦合的强弱。

图 2(a) 为划分强耦合和弱耦合新标准的区域图, 图中 5 根曲线分别来自(24)~(28)式, 图 2(b)~(d) 为图 2(a) 中选取的三组(两列一行)参数所对应的腔发射光谱。

参数 $\Gamma_x = 2.3g$, $P_c = 0.12\Gamma_c$, 图 2 横坐标与纵坐标为腔衰减率 Γ_c 与激子抽运 P_x 同耦合强度 g 之比。耦合系统稳态时, 不同情况下(有抽运与无抽运时强耦合与弱耦合, 谱线呈现单峰与双峰)耦合强弱的区域显示于图 2(a)。图 2(b)~(d) 为(a) 中选取了两列一行三组参数所对应的腔发射光谱, 实心菱形位置坐标为理论拟合文献[5]中量子点微柱腔强耦合实验共振谱线最佳参数。

插图 1, 2, 5 区域拉比频率 R 为实数而 3, 4, 6 区域 R 为虚数[(13)式为拉比频率], 这分别对应强耦合区域和弱耦合区域[(25)式竖直线为无抽运时分界线: 左侧强耦合区域, 右侧弱耦合区域]; 区域 1, 5, 6 为双峰光谱

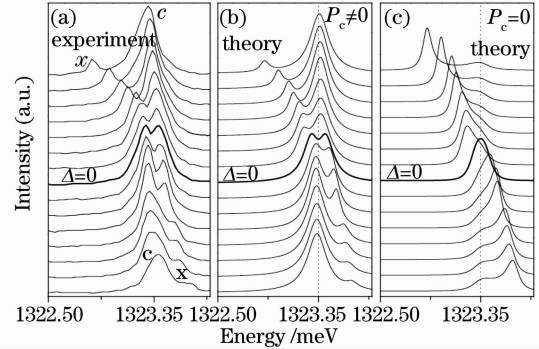


图 1 (a) 文献[5]中强耦合腔发射光谱, (b) 图(a)的理论拟合腔发射光谱, (c) 腔抽运率 $P_c = 0$ 时的腔发射光谱

Fig. 1 (a) Cavity-emitted spectra of SC reported by ref. [5], (b) theoretical fitting cavity-emitted spectra of Fig. (a), (c) cavity-emitted spectra with the cavity pumping $P_c = 0$

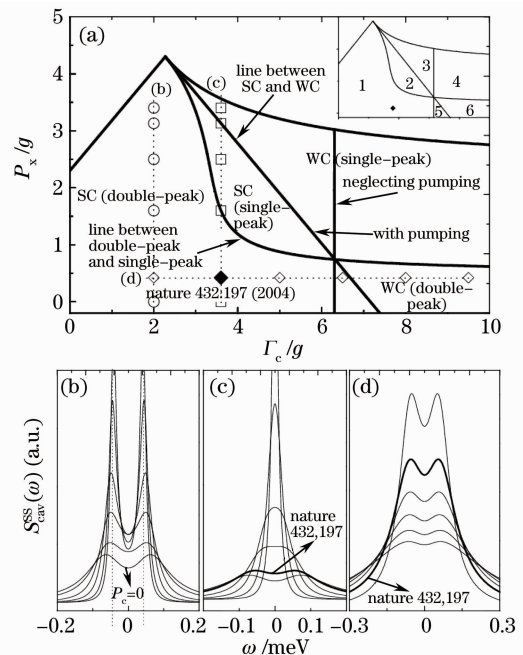


图 2 (a) 共振时强耦合区域和弱耦合区域, (b), (c), (d) 为(a)中三组参数的腔发射光谱

Fig. 2 (a) Regions of strong and weak coupling at resonance, (b), (c), (d) show the cavity-emitted spectra with three sets of parameters in (a)

线区域而 2,3,4 为单峰光谱线区域[由(28)式得];插图中数字之外的区域由于抽运率过高系统不能产生稳态。图 2(a)插图中区域 1 作为被广泛理解的强耦合区域,光谱有清晰的拉比分裂,根据 R_0 必须为实数这一条件,区域 2 也相当于强耦合区域,但随着光谱线非常明显地加宽只出现一个峰。区域 3 和 5 显示抽运率对耦合区域的影响明显不同:取值范围为 $|\Gamma_-| < g < |\gamma_-|$ (其中 $\gamma_- = \Gamma_c - \Gamma_x$) 的区域 5 根据不含抽运时(26)式标准得不到强耦合,而在考虑有抽运的(27)式时恢复了强耦合;相类似,取值范围为 $|\gamma_-| < g < |\Gamma_-|$ 的区域 3,根据(26)式它是强耦合区而根据(27)式标准变成为弱耦合区。抽运对插图 1,4 和 6 区域仅仅是数量上的影响,但它对提供一个与实验相一致的理论数据却很重要。区域 2 虽然处于强耦合区但光谱线只显示一个加宽非常明显的峰,比起它们的分裂这个显得很重要。图表中估计文献[5]所处的位置(实心菱形)已经证实实验中的确观察到了强耦合,当腔抽运率 P_c 取零而保持其他参数不变这个点进入单峰加宽明显的强耦合区域,也即虽然为强耦合但谱线分裂不能被观察到[图 1(c)所示],这在原理上说明强耦合经历了一个谱线交叉。图 2(b),(c)中控制变量 $P_c = 0.12\Gamma_x$,在两种情况下改变 P_x :其中图 2(b)中 $\Gamma_c = 2g$ 而图 2(c)中 $\Gamma_c = 3.6g$ 。对所有可能的值 P_x ,图 2(b)中系统均处于强耦合而图 2(c)中系统随激子抽运率递增由强耦合转向了弱耦合。本文发现,腔衰减率 Γ_c 稍有不同的两组光谱线却明显不同:图 2(b)中线宽在变化并且谱线始终分裂,耦合系统自始至终保持强耦合;图 2(c)中谱线分裂逐渐消失并转向了弱耦合,原因之一是它进入了图 2(a)插图区域 2,虽为强耦合区但不会出现谱线分裂;二是系统进入了插图中的弱耦合区域 3。这说明在半导体体内抽运产生一个新的强耦合标准,抽运抑制了强耦合。图 2(d)控制了激子抽运率 $P_x = 0.42g$,由于腔模衰减率 Γ_c 递增,系统从强耦合区域进入到弱耦合区域,有趣的是均出现了谱线分裂,原因是虽然它们横跨强耦合和弱耦合区域,但均处在双峰区域之内,这说明在抽运环境中谱线分裂与否不能作为衡量耦合强弱的标准。模型不适合于较高抽运情况,有趣的是高抽运环境的量子点可能变成了类似于费米子样。光谱依赖抽运的详细研究可以告诉我们更多关于激子基本统计以及强耦合机制下实验精确的定位。

图 2 显示腔发射光谱与激子抽运关系,谐振时激子抽运抑制了强耦合。对于非谐振系统还不能确定耦合强度与非相干抽运关系。建立在理论基础上的实验是调节抽运,实验上改变 P_x 是简单的,但作为量子点谱线受到 P_c 的影响还不是很清楚^[15]。文献[18~20]研究了量子点腔耦合系统激子抽运与腔抽运之间的关系,并得出两者成正相关。本文选取了文献[20]中 $P_c = 1.7P_x$ 参数关系,图 3 通过(23)式研究了非谐振耦合系统有效耦合强度与非相干抽运之间的关系。

图 3 显示失谐时有效耦合强度随非相干抽运的关系,其中 $g = 0.061 \text{ meV}$, $\Gamma_c = 0.22 \text{ meV}$, $\Gamma_x = 0.14 \text{ meV}$, $\Delta = 0.1 \text{ meV}$ 。实验上激子抽运与腔抽运成一个正比关系,取腔与量子点失谐量为 0.1 meV 。随着激子抽运或腔抽运递增,有效耦合强度均经历了先递减后递增变化,但两者有所区别:其中激子抽运的有效耦合强度从最大值 0.0533 meV 到最小值 0.00027 meV (此时对应激子抽运 0.133 meV),而腔抽运的有效耦合强度从最大值 0.0533 meV 到最小值 0.00015 meV (此时对应激子抽运 0.227 meV);在抽运为 0.3 meV 时激子抽运所对应的有效耦合强度为 0.0558 meV ,明显比腔抽运所对应的有效耦合强度 0.0307 meV 要大。由于腔抽运受饱和度的影响^[18],取值范围不能过大,激子抽运的范围参照了图 2(a)纵坐标值,超出这一范围不能得到稳态。图 3 显示了失谐系统有效耦合强度与激子或腔抽运密切相关,抽运在失谐系统抑制或增强了有效耦合强度。

3.2 理论联系单量子点激光

随着纳米技术的发展,单量子点激光引起了人们广泛关注。最近实验^[21,22]实现了单量子点激光增益^[23],为了实现单量子点激光,需要降低系统的损耗,提高耦合强度以及腔的品质因子^[24]。单量子点激光不同于单原子激光:一方面表现在固态腔持续耦合基底量子点,这样即使在腔与量子点失谐时也能够有效地供

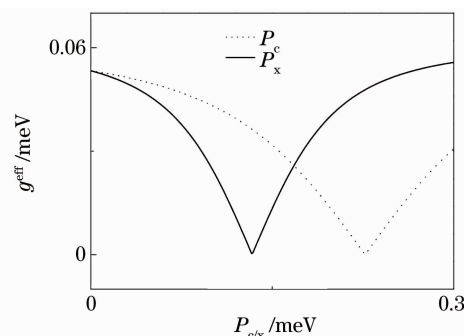


图 3 量子点腔失谐系统有效耦合强度与非相干抽运的关系

Fig. 3 Relation of effective coupling strength and incoherent pump in quantum dot-cavity detuning system

腔模,这在实验^[5~7]和理论^[25,26]上已得到了证实(腔供应一般归因于弛豫时 Purcell 效应增强,这个弛豫也随腔共振,此时声子加速衰减^[26]或纯退相干^[25],从而增宽量子点线宽);另一方面表现在理想情况即使一个量子点与腔耦合,非谐振抽运产生激光允许量子点内多激子存在。由于激子与激子相互作用多激子在不同频率发生跃迁,认为这装置会出现闪烁现象(可以想象量子点内激子随腔模共振跃迁,当量子点内出现两个激子就会与腔解耦,从而导致器件运行中断),然而文献^[21,22]实验表明基于单量子点激光不出现闪烁现象。无阈值激光^[27]是腔控制自发辐射的一个重要应用,对量子点腔系统无阈值激光器而言,应该在腔中使用高量子效应的发光材料。在当前理论模型基础上用耦合系统考虑了非相干抽运、量子点辐射与腔衰减、受激辐射、纯退相干和费米统计^[18]来研究单量子点腔耦合系统单激子激光与无阈值激光,这些因素都会影响到量子点腔有效耦合,当有效耦合率 R 大于(小于)腔衰减率 Γ_c 时定义好腔^[28](坏腔),其中 $R = 4g^2 / (\Gamma + 4\Delta^2 / \Gamma)$ 。

图 4 显示了平均激子数 ($n_x = \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle_{ss}$) 和平均光子数 ($n_c = \langle a^+ a \rangle_{ss}$) 随激子抽运率的关系。图 4(a) 表示在好腔机制时的单激子激光,为了实现单激子激光,要求 P_c / P_x 比值和 Γ_c 足够小(如 $P_c = 0, \Gamma_c = 0.01$ meV)。图 4(b) 平均光子数均可大于 1,其中好腔机制($\Gamma_c = 0.01$ meV)比坏腔机制($\Gamma_c = 0.08$ meV)的光子数明显要大。好腔机制是实现单量子点激光的必要条件,在好腔内易达到受激辐射而使多光子存储腔内^[28]。图 4(b)插图作为衡量强度波动的物理量 Fano 因子^[29] $F[F = \langle (a^+ a - \langle a^+ a \rangle)^2 \rangle / \langle a^+ a \rangle]$,其中 $(a^+ a - \langle a^+ a \rangle)^2$ 为光子数方差)在好腔时与激子抽运的关系,图中没有显示出最大值,因此这个系统很有可能没有激光阈值。关于单量子点激光的实验活动已经开始了,随着最近用在腔量子最动力学实验上腔品质因子 Q 的提高,使得实验可在腔衰减与量子点辐射衰减等数量级(甚至前者比后者更小)的好腔机制中进行,这将开启量子光学在通信技术上的应用前景。

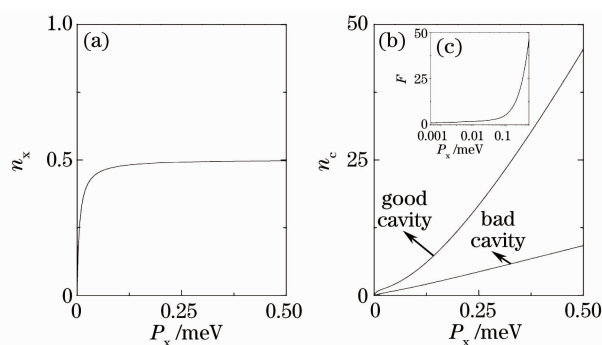


图 4 单激子激光与无阈值激光。(a)平均激子数,(b)好腔机制与坏腔机制的平均光子数,(c)对应好腔机制 Fano 因子 F

Fig. 4 Single exciton and thresholdless lasing. (a) mean exciton number, (b) mean photon number for good cavity regime and bad cavity regime, (c) Fano factor F corresponding to the good cavity regime

4 结 论

研究了非相干连续抽运量子点-微腔系统光与物质的相互作用,理论上得出了腔发射谱。在充分考虑到抽运的影响,抽运和衰减条件下系统达到一个对腔发射谱影响很大的量子稳态。在半导体内抽运产生一个新的强耦合标准,增加抽运率可以抑制耦合强度。对有抽运的耦合系统,建立一个划分耦合强弱的新标准,而不是简单从谱线外廓来判断。经研究有效耦合强度与非相干抽运密切相关,在谐振耦合系统依据腔发射光谱判定激子抽运抑制了系统耦合强度。对于非谐振耦合系统,通过引入有效耦合强度参数,表明非相干抽运可以抑制或增强系统有效耦合强度。当前的理论研究对单量子点激光实验具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble *et al.*, Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(16): 3221~3224
- 2 S. J. van Enk, J. I. Cirac, P. Zoller *et al.*, Quantum state transfer in a quantum network: a quantum-optical implementation[J]. *J. Mod. Opt.*, 1997, **44**(10): 1727~2074
- 3 Zhang Jing, The Interaction between Light and Atom Inside a Micro-Cavity[D]. Taiyuan: Shanxi University, 2008. 6~7
张 静. 非经典光场与原子相互作用的理论研究[D]. 山西: 山西大学, 2008. 6~7
- 4 J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer *et al.*, Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity [J]. *Science*, 2004, **303**(5666): 1992~1994
- 5 J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler *et al.*, Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity[J].

- Nature*, 2004, **432**(7014): 197~200
- 6 T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson *et al.*. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity[J]. *Nature*, 2004, **432**(7014): 200~203
- 7 E. Peter, P. Senellart, D. Martrou *et al.*. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(6): 067401
- 8 J. J. Sanchez-Mondragon, N. B. Narozhny, J. H. Eberly. Theory of spontaneous-emission line shape in an ideal cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51**(7): 550~553
- 9 G. S. Agarwal, R. R. Puri. Exact quantum-electrodynamics results for scattering, emission, and absorption from a Rydberg atom in a cavity with arbitrary Q[J]. *Phys. Rev. A*, 1986, **33**(3): 1757~1764
- 10 H. J. Carmichael, R. J. Brecha, M. G. Raizen *et al.*. Subnature linewidthaveraging for coupled atomic and cavity-mode oscillators[J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **40**(10): 5516~5519
- 11 V. Savona, Z. Hradil, A. Quattropani *et al.*. Quantum theory of quantum-well polaritons in semiconductor microcavities [J]. *Phys. Rev. B*, 1994, **49**(13): 8874~8879
- 12 L. C. Andreani, G. Panzarini, J. M. Gérard. Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory [J]. *Phys. Rev. B*, 1999, **60**(19): 13276~13279
- 13 F. P. Laussy, E. D. Valle, C. Tejedor. Luminescence spectra of quantum dots in microcavities. I. Bosons[J]. *Phys. Rev. B*, 2009, **79**(23): 235325
- 14 H. J. Carmichael. Statistical Methods in Quantum Optics 1[M]. Berlin: Springer-Verlag Heidelberg, 1998. 6~8
- 15 F. P. Laussy, E. D. Valle, C. Tejedor. Strong coupling of quantum dots in microcavities[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(8): 083601
- 16 Yang Lijun, Zhao Min, Zhang Lianshui *et al.*. Probing absorption spectrum driven by two strong coupling fields[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(5): 3~4
杨丽君, 赵敏, 张连水等. 双强耦合场驱动下的探测吸收光谱[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(5): 3~4
- 17 L. Tian, H. J. Carmichael. Incoherent excitation of the Jaynes-Cummings system[J]. *Quantum Opt.*, 1992, **4**(2): 131~144
- 18 Y. Peijun, P. K. Pathak, E. Illes *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
- 19 A. Laucht, N. Hauke, B. Villas *et al.*. Dephasing of exciton polaritons in photoexcited InAs nanocavities[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**(8): 087405
- 20 C. Kistner, K. Morgener, S. Reitzenstein *et al.*. Strong coupling in a quantum dot micropillar system under electrical current injection[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **96**(22): 221102
- 21 M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto *et al.*. Photonic crystal nanocavity laser with a single quantum dot gain[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(18): 15975~15982
- 22 M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto *et al.*. Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system [J]. *Nature Physics*, 2010, **6**(4): 279~283
- 23 Li Ruigang, Liu Yumin, Yu Zhongyuan *et al.*. Rate equations and gain characteristics of quantum-dot semiconductor optical amplifiers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6): 1366~1370
李瑞刚, 刘玉敏, 俞重远等. 量子点半导体光放大器的速率方程和增益特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(6): 1366~1370
- 24 Z. G. Xie, S. Gotzting, W. Fang *et al.*. Influence of a single quantum dot state on the characteristics of a microdisk laser [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(11): 117401
- 25 A. Naesby, T. Suhr, P. T. Kristensen *et al.*. Influence of pure dephasing on emission spectra from single photon sources [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(4): 045802
- 26 M. Winger, T. Volz, G. Tarel *et al.*. Explanation of photon correlations in the far-off-resonance optical emission from a quantum-dot-cavity system[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**(20): 207403
- 27 Li Jianjun, Han Jun, Deng Jun *et al.*. InAlGaAs quantum well 808 nm laser diode with low threshold current and high efficiency[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(9): 1159~1162
李建军, 韩军, 邓军等. 低阈值高效率 InAlGaAs 量子阱 808 nm 激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(9): 1159~1162
- 28 A. Auffèves, D. Gerace, J. M. Gérard *et al.*. Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing [J]. *Phys. Rev. B*, 2010, **81**(24): 245419
- 29 M. Löffler, G. M. Meyer, H. Walther. Spectral properties of one-atom laser [J]. *Phys. Rev. A*, 1997, **55**(5): 3923~3930