

双激子和浸润层泄漏以及俄歇俘获对量子点 Rabi 振荡衰减的影响^{*}

刘绍鼎¹⁾ 程木田¹⁾ 周慧君¹⁾ 李耀义^{1 2)} 王取泉^{1)†} 薛其坤²⁾

1) 武汉大学物理系, 武汉 430072)

2) 中国科学院物理研究所, 国际量子结构中心, 北京 100080)

(2005 年 9 月 1 日收到, 2005 年 9 月 13 日收到修改稿)

研究了脉冲激光激发下半导体量子点激子 Rabi 振荡中多能级过程引起的退相干特性. 运用多能级粒子数运动方程组, 分别计算和分析了三种多能级过程(双激子、浸润层泄漏以及俄歇俘获过程)对量子点中 Rabi 振荡衰减的影响. 分析表明, 双激子的影响在激发脉冲的脉宽较长时($> 5\text{ps}$)可以忽略, 浸润层的泄漏虽然使得激子基态上粒子数振荡的振幅随着激发场的增强而减小, 但是同时也导致了振荡平均值的减小. 分析和讨论了两种俄歇俘获方式对激子振荡和复合发光的影响.

关键词: Rabi 振荡, 半导体量子点, 退相干, 俄歇俘获

PACC: 0365, 4250, 7320D

1. 引 言

被称为“人工原子”的半导体量子点在固态量子信息和量子计算领域具有很重要的意义. 对量子点中量子态的相干操纵是近期的研究热点之一. Rabi 振荡和量子干涉效应作为相干操纵的基础, 也引起了广泛的关注. 2001 年, Stievater 等在 InGaAs 量子点中实现了 Rabi 振荡^[1], 随后, 大量的文献报道了利用不同的方法在量子点中实现和观测粒子数 Rabi 振荡和量子干涉效应^[2-9]. 对量子点的各向异性 and 激子间的纠缠等特性亦有不少研究^[10-12]. 基于多脉冲调控技术, 已经在单个半导体量子点中实现了 Deutsch-Jozsa 量子逻辑运算^[13] 和 CROT 量子逻辑门^[14].

半导体量子点系统中激子 Rabi 振荡的特点是振荡振幅随激发光强的增大而迅速衰减. 分析引起 Rabi 振荡衰减的退相干过程的物理机理是一个重要的研究课题. 2003 年, Förstner 等分析了电子与声子的相互作用退相干过程造成的 Rabi 振荡衰减的特点^[15]. 最近, Villas-Bôas 等分析了短脉冲(1ps)激发下双激子和浸润层的泄漏对 Rabi 振荡衰减的

影响^[16].

本文研究了双激子、浸润层泄漏以及俄歇俘获三种多能级过程在 5.4ps 脉冲激发下对半导体量子点 Rabi 振荡衰减的影响, 对这三种多能级退相干过程引起 Rabi 振荡衰减的特性进行对比, 并对量子点中的两种俄歇俘获过程进行了分析.

2. 理论分析

2.1. 量子点中的俄歇过程

量子点载流子(电子、空穴和激子)的俄歇过程是一种重要的载流子动力学过程, 已有不少文献从理论和实验方面对其作了报道^[17-19]. 理论研究表明, 在强激发下俄歇过程可带来明显的载流子弛豫, 并且俄歇系数很大程度上依赖于半导体量子点的大小和形状^[20-25]. 目前已在 InGaAs/GaAs^[17, 22, 26], InAs/InP^[19, 24, 27, 28] 和 CdSe^[29-31] 等量子点体系中观测到俄歇过程. 量子点基态和浸润层连续能级间有多种俄歇过程^[17, 20, 21, 23, 32]. 其中一种为浸润层中较低能级上的一个电子(空穴)跃迁到浸润层更高能级, 同时另外一个电子(空穴)衰减到量子点的激子基态, 见图

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10534030 和 10474075)资助的课题.

[†] E-mail: qqwang@whu.edu.cn

$I(a)^{[17, 20, 21, 23, 32]}$; 另一种为浸润层中的一个电子(空穴)衰减到量子点的激子基态, 同时量子点激子基态中的一个空穴(电子)跃迁到更高的能级, 见图 1(b) $^{[17, 20]}$. 当一个电子和空穴同时被量子点俘获时可以认为俘获了一个激子 $^{[29, 33, 34]}$. 故图 1(a)(b)表示量子点中的两种激子俘获过程, 图 1(a)所示的俄歇过程使量子点激子基态的激子数增加, 图 1(b)所示的俄歇过程会加大激子基态的解相干涉.

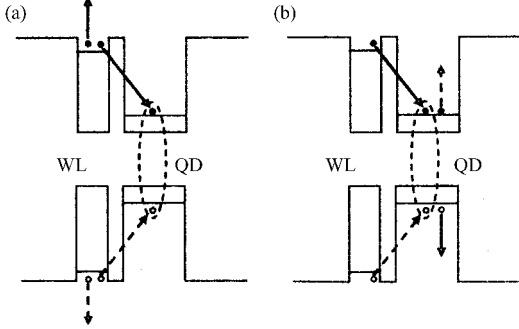


图 1 量子点与浸润层能级间的俄歇过程 (a) 一个电子(空穴)跃迁到浸润层更高的能级, 同时另外一个电子(空穴)衰减到量子点的激子基态 (b) 浸润层中的一个电子(空穴)衰减到量子点的激子基态, 同时量子点激子基态中的一个空穴(电子)跃迁到更高的能级

2.2. 系统模型

图 2 为系统能级示意图, 其中 Γ_{sg} 表示浸润层到量子点的第一种俄歇俘获过程. $|g\rangle, |s\rangle$ 分别代表激子基态和单粒子态, $|e\rangle, |b\rangle, |w\rangle, |v\rangle$ 分别表示激子态、双激子态、浸润层(wetting layer)能级和系统真空态, 其对应的角频率分别记为 $\omega_e, \omega_b, \omega_w, \omega$, 设激发脉冲角频率为 ω , 则激子态与单光子角频率失谐量 $\delta_e = \omega_e - \omega$, 双激子态与双光子失谐量 $\delta_b = \omega_b - 2\omega$. 浸润层实际上是由一系列连续分离的能级组成, 为分析方便, 可将其看作一个能级, 其失谐量为 $\delta_w = \omega_w - \omega$.

在脉冲激光作用下, 真空态 $|v\rangle$ 上粒子被外场激发到激子态 $|e\rangle$, 其中部分粒子在外场作用下形成双激子, 另一部分弛豫到激子基态 $|g\rangle$. 同时, 外场还将 $|v\rangle$ 态上部分粒子激发到浸润层能级 $|w\rangle$ 并迅速衰减到单粒子态 $|s\rangle$, 然后弛豫到激子基态或者直接回到真空态 $|v\rangle$. $|g\rangle$ 态上粒子辐射跃迁到真空态 $|v\rangle$ 时产生光致发光信号, 实验中通过探测此光致发光信号的强弱, 可得到 $|g\rangle$ 态粒子数的积分. 浸润层上的部分粒子通过俄歇俘获过程进入半导体量

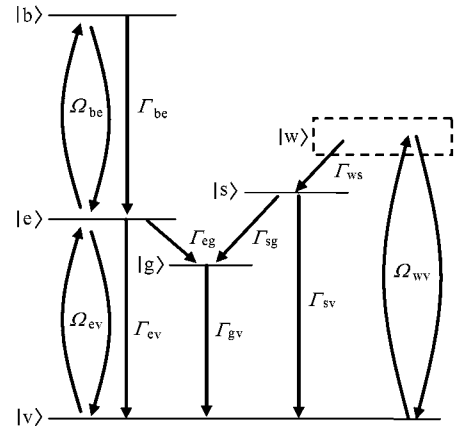


图 2 系统能级结构示意图, 该系统包括真空态 $|v\rangle$ 、单激子态 $|e\rangle$ 、双激子态 $|b\rangle$ 、浸润层能级 $|w\rangle$ 、单粒子态 $|s\rangle$ 和激子基态 $|g\rangle$

子点的激子能级, 本文只考虑基态俄歇俘获, 即 $|s\rangle$ 至 $|g\rangle$ 的俘获过程, 其俘获速率 $\Gamma_{sg} \propto C\rho_{ss}^{[33]}$, C 为俄歇俘获系数. 系统的 Hamiltonian 量为

$$\begin{aligned} H &= H_e + H_b + H_{wl}, \\ H_e &= \delta_e \sigma_{ee} - 1/\chi (\Omega_{ev} \sigma_{ve} + \text{H.c.}), \\ H_b &= \delta_b \sigma_{bb} - 1/\chi (\Omega_{be} \sigma_{eb} + \text{H.c.}), \\ H_{wl} &= \delta_w \sigma_{ww} - 1/\chi (\Omega_{wv} \sigma_{vw} + \text{H.c.}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 H_e, H_b 和 H_{wl} 分别表示单激子态、双激子态以及浸润层泄漏的 Hamiltonian 量. $\Omega_{ev} \equiv \mu_{ev} \epsilon(t)/\hbar$, $\Omega_{be} \equiv \mu_{be} \epsilon(t)/\hbar$, $\Omega_{wv} \equiv \mu_{wv} \epsilon(t)/\hbar$ 分别表示 $|e\rangle - |v\rangle, |b\rangle - |e\rangle$ 以及 $|w\rangle - |v\rangle$ 跃迁的 Rabi 振荡频率; μ_{ev}, μ_{be} 和 μ_{wv} 分别为相应跃迁的跃迁偶极矩. 系统主方程形式如下:

$$\dot{\rho} = -[H, \rho] + I(\rho). \quad (2)$$

根据方程 (1)(2) 推导得系统密度矩阵方程组

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{vv} &= (i\Omega_{ev}/2 \chi (\rho_{ev} - \rho_{ve})) + (i\Omega_{wv}/2 \chi (\rho_{wv} - \rho_{vw})) \\ &\quad + \Gamma_{ev} \rho_{ee} + \Gamma_{gv} \rho_{gg} - \Gamma_{sv} \rho_{ss}, \\ \dot{\rho}_{ee} &= (i\Omega_{be}/2 \chi (\rho_{be} - \rho_{eb})) + (i\Omega_{ev}/2 \chi (\rho_{ve} - \rho_{ev})) \\ &\quad + \Gamma_{be} \rho_{bb} - (\Gamma_{ev} + \Gamma_{eg}) \rho_{ee}, \\ \dot{\rho}_{bb} &= (i\Omega_{be}/2 \chi (\rho_{eb} - \rho_{be})) - \Gamma_{be} \rho_{bb}, \\ \dot{\rho}_{gg} &= \Gamma_{eg} \rho_{ee} - \Gamma_{gv} \rho_{gg} + \Gamma_{sg} \rho_{ss}, \\ \dot{\rho}_{wv} &= (i\Omega_{wv}/2 \chi (\rho_{wv} - \rho_{vw})) - \Gamma_{ws} \rho_{wv}, \\ \dot{\rho}_{ss} &= \Gamma_{ws} \rho_{wv} - \Gamma_{sv} \rho_{ss} - \Gamma_{sg} \rho_{ss}, \\ \dot{\rho}_{ve} &= (\dot{\rho}_{ev})^* = i\delta_e \rho_{ve} - (i\Omega_{be}/2) \rho_{vb} \\ &\quad + (i\Omega_{wv}/2) \rho_{ve} - (i\Omega_{ev}/2 \chi (\rho_{wv} - \rho_{ev})) \\ &\quad - [(\Gamma_{ev} + \Gamma_{eg})/2] \rho_{ve}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{vb} &= (\dot{\rho}_{vb})^* = i\delta_b \rho_{vb} - (i\Omega_{be}/2)\rho_{ve} \\
 &\quad + (i\Omega_{ev}/2)\rho_{eb} + (i\Omega_{wv}/2)\rho_{wb} \\
 &\quad - (\Gamma_{be}/2)\rho_{vb}, \\
 \dot{\rho}_{vw} &= (\dot{\rho}_{vw})^* = i\delta_w \rho_{vw} - (i\Omega_{wv}/2)(\rho_{vw} - \rho_{wv}) \\
 &\quad + (i\Omega_{ev}/2)\rho_{ew} - (\Gamma_{ws}/2)\rho_{vw}, \\
 \dot{\rho}_{eb} &= (\dot{\rho}_{eb})^* = i(\delta_b - \delta_e)\rho_{eb} - (i\Omega_{be}/2)(\rho_{ee} - \rho_{bb}) \\
 &\quad + (i\Omega_{ev}/2)\rho_{vb} - [(\Gamma_{be} + \Gamma_{ev} + \Gamma_{eg})/2]\rho_{eb}, \\
 \dot{\rho}_{ew} &= (\dot{\rho}_{ew})^* = i(\delta_w - \delta_e)\rho_{ew} - (i\Omega_{wv}/2)\rho_{ev} \\
 &\quad + (i\Omega_{ev}/2)\rho_{vw} + (i\Omega_{be}/2)\rho_{bw} \\
 &\quad - [(\Gamma_{ws} + \Gamma_{ev} + \Gamma_{eg})/2]\rho_{ew}, \\
 \dot{\rho}_{wb} &= (\dot{\rho}_{wb})^* = i(\delta_b - \delta_w)\rho_{wb} + (i\Omega_{wv}/2)\rho_{vb} \\
 &\quad - (i\Omega_{be}/2)\rho_{we} - [(\Gamma_{ws} + \Gamma_{be})/2]\rho_{wb}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

式中 Γ_{mn} ($m, n = v, e, b, w, s$) 表示激子数从 m 态弛豫到 n 态的速率.

2.3. Rabi 振荡衰减特性

采用不同形式的哈密顿量可以分别讨论双激子、浸润层泄漏以及俄歇俘获三种多能级过程各自对量子点 Rabi 振荡衰减的影响. 1) 对于双激子过程, $H = H_e + H_b$. 2) 对于浸润层泄漏模型, $H = H_e + H_{wl}$, $\Gamma_{sg} = 0$. 3) 对于俄歇俘获模型, $H = H_e + H_{wl}$, $\Gamma_{sg} = C\rho_{ss}$.

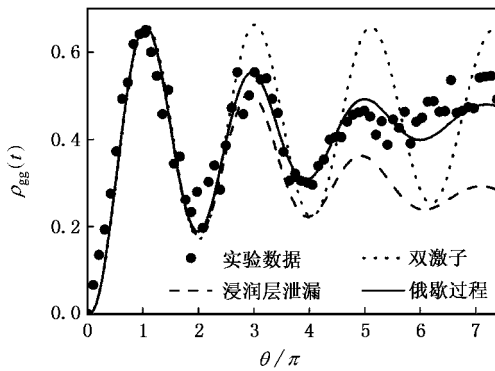


图 3 $\tau_p = 5.4\text{ps}$ 由三种多能级过程: 双激子(点线)、浸润层泄漏(虚线)以及加入俄歇俘获过程浸润层泄漏(实线), 得到的激子基态 $|g\rangle$ 粒子数随输入脉冲面积 θ 的变化关系曲线. 圆点为实验测得不同输入脉冲面积的光致发光信号强度

分别考虑以上三种多能级过程, 根据粒子数运动方程组(3)得到 $|g\rangle$ 态粒子数随输入脉冲面积 θ 的变化关系见图 3. 计算过程中锁模激光场为 $\epsilon(t) = (1/\tau_p^{1/2}) \cdot \epsilon_0 \text{sech}[c_1(t - t_0)/\tau_p]$, 其中 $t_0 = 20\text{ps}$, $\tau_p = 5.4\text{ps}$, $c_1 = 1.76$. 其他相关参数值为 $\delta_e = 0$, δ_b

$= \delta_w = 1.5\text{ps}^{-1}$, $\Gamma_{ev} = \Gamma_{gv} = 0.005\text{ps}^{-1}$, $\Gamma_{eg} = 0.0444\text{ps}^{-1}$, $\Gamma_{sv} = 0.05\text{ps}^{-1}$, $\Gamma_{be} = 0.1\text{ps}^{-1}$, $C = 0.089\text{ps}^{-1}$. 由图 3 可知, 只考虑双激子作用, 粒子数振荡衰减过慢, 不计俄歇俘获, 由浸润层泄漏模型虽然能够得到与实验相似的衰减速率, 但随着输入脉冲面积的增加, 模拟曲线出现下降的趋势. 加入俄歇俘获过程后, 模拟曲线与实验数据符合较好.

根据方程组(3)还可以得到粒子数随时间的变化关系. 图 4 给出了当输入脉冲面积分别为 $\pi, 2\pi, 3\pi$ 时, 由加入俄歇俘获过程的浸润层泄漏模型得到的 $|e\rangle$ 态和 $|g\rangle$ 态粒子数随时间的变化关系. 在脉冲作用过程中, 当输入脉冲面积为 π 时, $|e\rangle$ 态粒子数在脉冲过后达到最大, 然后迅速向 $|g\rangle$ 态和 $|v\rangle$ 态衰

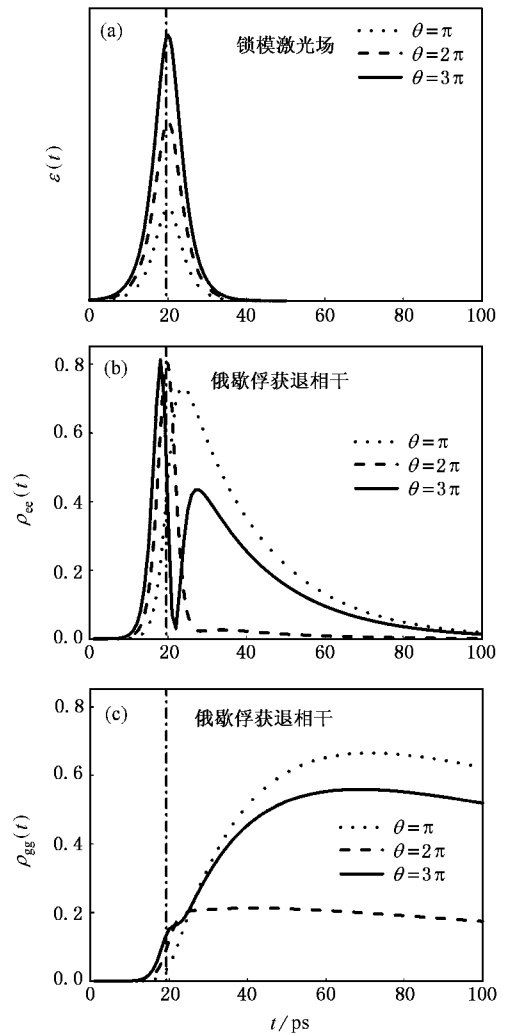


图 4 (a) 激发脉冲, 脉宽为 $\tau_p = 5.4\text{ps}$ (b) (c) 分别为由包括俄歇俘获过程的浸润层泄漏模型得到的 $|e\rangle$ 态粒子数 ρ_{ee} 和 $|g\rangle$ 态粒子数 ρ_{gg} 随时间的变化关系. 点线, 虚线和实线分别表示输入脉冲面积为 $\pi, 2\pi$ 和 3π

减,输入脉冲面积为 2π 时, $|e\rangle$ 态粒子数在脉冲中心达到最大,而在脉冲末端衰减到最小,输入脉冲面积为 3π 时, $|e\rangle$ 态粒子数随时间振荡出现两个极大值和一个极小值,由于衰减,第二个极大值约为第一个极大值的一半; $|g\rangle$ 态粒子数不随时间出现振荡,仅仅是单调上升到最大值,在 $t \approx 70\text{ps}$ 处 $|g\rangle$ 态粒子数才达到最大,这是因为 $|e\rangle$ 态粒子数寿命小于 $|g\rangle$ 态,脉冲刚过时粒子大部分还停留在激子态 $|e\rangle$ 上,故在脉冲过后的一段时间内, $|e\rangle$ 态向 $|g\rangle$ 的跃迁大于 $|g\rangle$ 态向 $|v\rangle$ 的衰减, $|g\rangle$ 态粒子仍将增加。

2.4. 激子复合 PL 光谱

图 5 为激子复合光致发光 (PL) 光谱宽度随输入脉冲面积的变化关系,脉冲面积越大,光谱展宽也越大.在弱激发下(输入脉冲面积 $0-4\pi$),光谱宽度增大变化较慢,增大了约 15%;而在强激发下(输入脉冲面积 $4\pi-8\pi$),光谱宽度增大了约 60%.光致发光光谱展宽是由量子点中的解相干所导致,因此光谱随输入脉冲面积展宽表明当输入脉冲面积增大时,基态上的激子解相干度也随之增大.图 1(b)所示的第二种俄歇过程不改变量子点中的激子数目,而是增大其解相干度,因而这种俄歇过程是造成激子复合光谱展宽的重要因素之一。

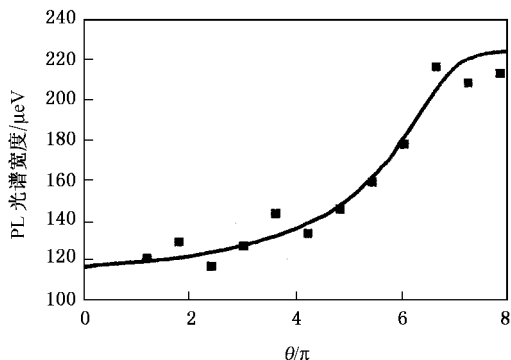


图 5 激子复合光致发光光谱宽度随输入脉冲面积 θ 的变化关系

3. 分析与讨论

量子点中退相干过程非常复杂,存在各种机理,有大量文献对这些机理进行研究.文献 [7] 中引入了一个与激发脉冲宽度相关的纯相位因子 $\gamma^* = c \cdot I / \tau_p$

(I 为平均光强, c 为常数),它是一个不引起激子态上粒子数的减少,仅破坏相干性的弹性散射过程,其物理机理还有待深入研究. Förstner 等^[15]分析了声学支声子与电子的相互作用造成的纯位相退相干过程引起的 Rabi 振荡的衰减特性,但这种退相干过程随激发脉冲宽度增大而增大,与实验结果^[7]相反,所以不是本系统中的主要退相干过程。

双激子对 Rabi 振荡的影响随激发脉冲脉宽的增大而减小^[16],当 $\tau_p > 5\text{ps}$ 时,双激子的影响已经小至可以忽略.由图 3 可知,在 5.4ps 激光激发下,理论模拟得到双激子模型中粒子数振荡基本上不随脉冲面积增加而衰减,因此可以忽略双激子态对衰减的影响,浸润层模型虽然可以得到与实验相似的衰减速率,但随着输入脉冲面积的增大,更多的粒子会泄漏到浸润层中,造成 $|e\rangle$ 上粒子数的减少,进而导致基态 $|g\rangle$ 上粒子数减少,从而出现模拟曲线的下降趋势,这与实验结果不符,可见本系统除了浸润层泄漏之外还存在其他退相干过程,而加入第一种俄歇俘获过程之后的理论计算结果与实验数据符合较好,这说明粒子向浸润层泄漏并通过俄歇俘获过程回到量子点中是导致 Rabi 振荡衰减的两个主要退相干过程.第二种俄歇俘获过程会加大激子基态的解相干度,造成了激子复合光致发光光谱的展宽。

4. 结 论

本文展示了两种激子俄歇俘获过程.对双激子,浸润层泄漏和第一种俄歇俘获对量子点 Rabi 振荡衰减的影响进行了研究.对本文讨论的量子点系统,双激子对 Rabi 振荡衰减的影响很小,可以忽略;粒子向浸润层的泄漏激发使部分粒子跃迁到浸润层中,虽然能得到与实验相符的 Rabi 振荡衰减速率,但是粒子数平均值会随激发场的增强而减小,与实验不符;综合考虑浸润层泄漏和俄歇俘获时,Rabi 振荡的振幅衰减速率与实验一致,而且其平均值缓慢增加,所得理论模拟曲线也与实验结果符合较好,这说明量子点的俄歇俘获是造成其 Rabi 振荡衰减的一个重要退相干过程.第二种俄歇过程会加大激子基态的解相干度,这是造成激子复合光致发光光谱展宽的一个重要原因。

- [1] Stievater T H , Li X Q , Steel D G , Gammon D , Katzer D S , Park D , Piermarocchi C , Sham L J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 133603
- [2] Kamada H , Gotoh H , Temmyo J , Takagahara T , Ando H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 246401
- [3] Htoon H , Takagahara T , Kulik D , Baklenov O , Holmes A L , Shih C K 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 087401
- [4] Zrenner A , Beham E , Stufler S , Findeis F , Bichler M , Abstreiter G 2002 *Nature* **418** 612
- [5] Borri P , Langbein W , Schneider S , Woggon U , Sellin R L , Ouyang D , Bimberg D 2002 *Phys. Rev. B* **66** 081306
- [6] Besombes L , Baumberg J J , Motohisa J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 257402
- [7] Wang Q Q , Muller A , Bianucci P , Rossi E , Xue Q K , Takagahara T , Piermarocchi C , MacDonald A H , Shih C K 2005 *Phys. Rev. B* **72** 035306
- [8] Zhou H J , Liu S D , Wang Q Q , Zhan M S , Xue Q K 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 710 (in Chinese) [周慧君、刘绍鼎、王取泉、詹明生、薛其坤 2005 物理学报 **54** 710]
- [9] Wang Q Q , Muller A , Cheng M T , Zhou H J , Bianucci P , Shih C K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 187404
- [10] Muller A , Wang Q Q , Bianucci P , Shih C K , Xue Q K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 981
- [11] Tan H T , Gan Z W , Li G X 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 1178 (in Chinese) [谭华堂、甘仲惟、李高翔 2005 物理学报 **54** 1178]
- [12] Feng D H , Jia T Q , Xu Z Z 2003 *Chin Phys.* **12** 1016
- [13] Bianucci P , Muller A , Shih C K , Wang Q Q , Xue Q K , Piermarocchi C 2004 *Phys. Rev. B* **69** 161303
- [14] Li X Q , Wu Y W , Steel D , Gammon D , Stievater T H , Katzer D S , Park D , Piermarocchi C , Sham L J 2003 *Science* **301** 809
- [15] Förstner J , Weber C , Danckwerts J , Knorr A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 127401
- [16] Villas-Bôas J M , Ulloa Sergio E , Govorov A O 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 057404
- [17] Ohnesorge B , Albrecht M , Oshinowo J , Forchel A , Arakawa Y 1996 *Phys. Rev. B* **54** 11532
- [18] Morris D , Perret N , Fafard S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3593
- [19] Hinoda S , Fréchengues S , Lambert B , Loualiche S , Paillard M , Marie X , Amand T 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3530
- [20] Uskov A V , McInerney J , Adler F , Schweizer H , Pikuhn M H 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 58
- [21] Magnusdottir I , Bischoff S , Uskov A V , Mørk J 2003 *Phys. Rev. B* **67** 205326
- [22] Pan Janet L 1994 *Phys. Rev. B* **49** 11272
- [23] Uskov A V , Adler F , Schweizer H , Pikuhn M H 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 7895
- [24] Bockelmann U , Egeler T 1992 *Phys. Rev. B* **46** 15574
- [25] Magnusdottir I , Uskov A V , Bischoff S , Tromborg B , Mørk J 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 5982
- [26] Sosnowski T S , Norris T B , Jiang H , Singh J , Kamath K , Bhattacharya P 1998 *Phys. Rev. B* **57** R9423
- [27] Landin L , Pettersson H , Kleverman M , Borgström M , Zhang X , Seifert W , Samuelson L 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 8007
- [28] Hinoda S , Loualiche S , Lambert B , Bertru N , Paillard M , Marie X , Amand T 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3052
- [29] Wang L W , Califano M , Zunger A , Franceschetti A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 056404
- [30] Califano M , Zunger A , Franceschetti A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 2409
- [31] Guyot-Sionnest P , Shim M , Matranga C , Hines M 1999 *Phys. Rev. B* **60** R2181
- [32] Uskov A V , Boucher Y , Bihan J Le , McInerney J 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 1499
- [33] Raymond S , Hinzer K , Fafard S , Merz J L 2000 *Phys. Rev. B* **61** R16331
- [34] Grundmann M , Bimberg D 1997 *Phys. Stat. Sol. (a)* **164** 297

The effect of biexciton , wetting layer leakage and Auger capture on Rabi oscillation damping in quantum dots ^{*}

Liu Shao-Ding¹⁾ Cheng Mu-Tian¹⁾ Zhou Hui-Jun¹⁾ Li Yao-Yi^{1,2)} Wang Qu-Quan^{1)†} Xue Qi-Kun²⁾

1) (*Department of Physics , Wuhan University , Wuhan 430072 , China*)

2) (*Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , International Center of Quantum Structures , Beijing 100080 , China*)

(Received 1 September 2005 ; revised manuscript received 13 September 2005)

Abstract

The decoherence of Rabi oscillation with multi-level processes in semiconductor quantum dots excited by laser pulses is investigated. By using population dynamic equations of multi-level system , the effect of three kinds of multi-level processes on the damping of Rabi oscillation in quantum dots are numerically simulated and discussed. The effect of biexciton can be neglected when the pulse width is larger than 5ps ; the population leakage to wetting layer results in the decreasing of the amplitude and average of the population oscillation on the exciton ground state with the increasing of the excitation intensity ; the effect of the two kinds of Auger capture processes on the Rabi oscillation and the spectral width of the photoluminescence from the exciton recombination are also discussed.

Keywords : Rabi oscillation , semiconductor quantum dots , decoherence , Auger capture

PACC : 0365 , 4250 , 7320D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10534030 and 10474075)

[†] E-mail : qqwang@whu.edu.cn