

# 半导体量子点中浸润层跃迁与纯失相 对 Rabi 振荡退相干的影响

柳闻鹃<sup>1,2</sup> 刘绍鼎<sup>2</sup> 李建波<sup>2</sup> 郝中华<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 湖南工业大学理学院, 湖南 株洲 412008; <sup>2</sup> 武汉大学物理科学与技术学院, 湖北 武汉 430072)

**摘要** 理论上分析了半导体量子点中浸润层跃迁(包括泄漏和俘获两个过程)对 Rabi 振荡退相干的影响,含浸润层跃迁的粒子数运动方程可以很好地拟合实验结果。同时还对比分析了纯失相(pure dephasing)对 Rabi 振荡退相干的影响。分析表明,可以用简单的纯失相强度相关衰减因子来等效地分析复杂的多能级跃迁体系的退相干特性。

**关键词** 半导体量子点; Rabi 振荡; 退相干; 纯失相

**中图分类号** O431 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092905.1391

## Effect of Wetting Layer Transition and Pure Dephasing on Rabi Oscillation Decoherence in Semiconductor Quantum Dots

Liu Wenjuan<sup>1,2</sup> Liu Shaoding<sup>2</sup> Li Jianbo<sup>2</sup> Hao Zhonghua<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> College of Science, Hunan University of Technology, Zhuzhou, Hunan 412008, China  
<sup>2</sup> College of Physics Science and Technology, Wuhan University, Wuhan, Hubei 430072, China)

**Abstract** The effect of wetting layer transition, including leakage and Auger capture processes, on Rabi oscillation decoherence process in semiconductor quantum dots is analyzed theoretically. The population dynamic equations of a quantum dot interacting with the wetting layer are deduced, and they fit well with the experimental result. The effect of pure dephasing on Rabi oscillation decoherence process is comparatively analyzed. The calculation results show that the simple intensity-dependent damping factor of pure dephasing can well describe the decoherence properties of complex multi-level system.

**Key words** semiconductor quantum dot; Rabi oscillation; decoherence; pure dephasing

### 1 引 言

半导体量子点作为一种人造纳米结构,三维受限,从而在各个方向都显示出类似原子、分子的分立能级结构,其能级结构可以通过其大小、形状、材料加以调控,是一种很有潜力的固态量子比特<sup>[1~8]</sup>。对半导体量子点中量子态的相干操控是研究热点之一。2001年 Stievater 等<sup>[9]</sup>在 InGaAs 量子点中实现了 Rabi 振荡,随后,有大量的文献报道了该体系中的 Rabi 振荡和量子干涉效应<sup>[2, 10, 11]</sup>。在半导体量子点中,激子的 Rabi 振荡的振幅随输入脉冲面积

的增大而迅速衰减。近期大量的理论工作研究了这种衰减机制<sup>[12~19]</sup>; Förstner 等<sup>[13]</sup>分析了电子与声子相互作用退相干过程造成的 Rabi 振荡衰减的特点; Villas-Bóas 等<sup>[17]</sup>分析了短脉冲(1ps)激发下激子到浸润层的泄漏和双激子对 Rabi 振荡衰减的影响;最近, Mogilevtsev 等<sup>[18]</sup>分析了受限半导体体系中的 Rabi 振荡衰减。

这些研究工作使人们对引起量子点退相干的物理机制有了更深刻的认识,但上述文献中所用的理论计算均较为复杂。本文分析了浸润层泄漏及俄歇

收稿日期: 2008-07-03; 收到修改稿日期: 2008-12-04

基金项目: 国家自然科学基金(10534030)资助项目。

作者简介: 柳闻鹃(1967—),女,硕士,副教授,主要从事量子光学理论研究。E-mail: liuwjjs@163.com

俘获过程对量子点 Rabi 振荡退相干的影响,并研究了半导体量子点纯失相(记为  $\gamma_{ph}$ ),在纯失相  $\gamma_{ph}$  中引入强度相关衰减因子这一等效模型,可以简化计算。利用该唯象模型,对文献[12]中的部分实验数据进行了理论模拟,所得结果与实验符合较好,说明了该等效模型的合理性。

## 2 浸润层跃迁对 Rabi 振荡退相干的影响

### 2.1 含浸润层跃迁的多能级结构模型

在半导体量子点中存在着激子从量子点到浸润层(WL)的泄漏,浸润层中的粒子也会通过俄歇(Auger)等过程被量子点俘获而重新回到量子点中<sup>[16, 20, 21]</sup>。考虑量子点中包含有浸润层能级等在内的多能级系统结构,如图 1 所示,  $|e\rangle$ 、 $|g\rangle$ 、 $|v\rangle$  以及  $|w\rangle$  分别为激子激发态、激子基态、真空态(没有激子)以及浸润层能级,其相应的角频率分别为  $\omega_e$ 、 $\omega_g$ 、 $\omega_v$ 、 $\omega_w$  (其中浸润层能级包括一系列连续能级,为分析方便,可将其视作一个能级)。在光场  $\omega_L$  作用下,量子点中粒子从真空态被激发到激子激发态  $|e\rangle$ 。激子激发态  $|e\rangle$  上的一部分粒子通过声子等过程很快地无辐射弛豫到激子基态  $|g\rangle$ ,  $|g\rangle$  态上粒子辐射跃迁到真空态  $|v\rangle$  时产生光致发光信号。同时,在光场作用下,量子点中一部分粒子还将跃迁到浸润层能级  $|w\rangle$ <sup>[17]</sup>, 然后无辐射地弛豫到激子基态  $|g\rangle$ ; 或者从浸润层直接回到真空态。

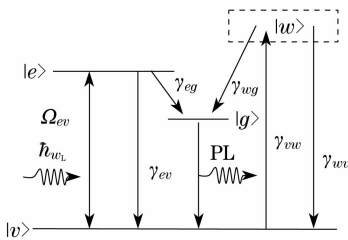


图 1 半导体量子点多能级结构图

Fig. 1 Energy configuration of multi-level semiconductor quantum dot system

### 2.2 含浸润层跃迁的粒子数运动方程

在旋转波近似下,相互作用表象中系统的哈密顿算符为

$$\hat{H}^{(i)} = \frac{1}{2} \hbar [\hat{\sigma}_{ev}^{(i)}(t) \Omega_{ev}(t) e^{-i\omega_L t} + H. c.] \quad (1)$$

式中,第一项描述在光场  $\omega_L$  作用下,激子激发态与真空态之间的激子动力学过程,  $H. c.$  表示式中前面各项的复共轭,上标  $(i)$  表示相互作用表象,  $\hat{\sigma}_{ev}^{(i)} = \hat{\sigma}_{ev} e^{-i\omega_L t}$ , 而  $\hat{\sigma}_{ev} = |e\rangle\langle v|$  是 Schrödinger 表象中偶极跃迁算符,  $\Omega_{ev} \equiv (\mu_{ev}/\hbar)\epsilon(t)$  表示粒子在态  $|e\rangle \sim |v\rangle$  之间跃迁的 Rabi 频率,  $\mu_{ev}$  为相应跃迁的跃迁传输偶极矩;  $\epsilon(t)$  为电场振动的包络函数。系统主方程形式如下

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}^{(i)}, \hat{\rho}] - L(\hat{\rho}) \quad (2)$$

其中  $\hat{\rho}$  为系统密度算符,  $L(\hat{\rho})$  为系统的耗散项<sup>[22]</sup>, 其表达式为

$$L(\hat{\rho}) = \frac{1}{2} [\gamma_{eg} (\hat{\sigma}_{ee}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{ee}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{ge}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{eg}^{(i)}) + \gamma_{ev} (\hat{\sigma}_{ee}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{ee}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{ve}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{ev}^{(i)}) + \gamma_{gv} (\hat{\sigma}_{gg}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{gg}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{vg}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{gv}^{(i)}) + \gamma_{wg} (\hat{\sigma}_{gg}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{gg}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{gw}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{wg}^{(i)}) + \gamma_{vw} (\hat{\sigma}_{vv}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{vv}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{vw}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{vw}^{(i)}) + \gamma_{wv} (\hat{\sigma}_{vv}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{vv}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{vw}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{vw}^{(i)})], \quad (3)$$

式中  $\gamma_{i,j}$  ( $i, j = e, g, v, w$ ) 表示从  $|i\rangle$  态到  $|j\rangle$  态的弛豫速率。设激子激发态相对于  $\omega_L$  的失谐量  $\delta_{ev} = \omega_{ev} - \omega_L$  而  $\omega_{ev} = \omega_e - \omega_v$ 。定义粒子数赝矢量  $\boldsymbol{\rho} = [\rho_{vv}, \rho_{ee}, \rho_{gg}, \rho_{ww}, \tilde{\rho}_{ve}, \tilde{\rho}_{ev}]$ ,  $\tilde{\rho}_{ve} = \rho_{ve} e^{i\delta_{ev} t}$ ,  $\tilde{\rho}_{ev} = \rho_{ev} e^{-i\delta_{ev} t}$ ,  $\rho_{ii} = \langle i | \hat{\rho} | i \rangle$ , 表示  $|i\rangle$  态上的粒子数 ( $i, j = e, g, v, w$ ),  $\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle$  为交叉项 ( $i, j = e, v; i \neq j$ )。由(1)(2)(3)式可以求得系统的粒子数运动方程组矩阵形式

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\rho}(t) = \mathbf{M}^{(\rho)}(t) \boldsymbol{\rho}(t) - \mathbf{\Gamma}^{(\rho)}(t) \boldsymbol{\rho}(t), \quad (4)$$

其中  $\mathbf{M}^{(\rho)}(t)$  为驱动项矩阵,  $\mathbf{\Gamma}^{(\rho)}(t)$  为耗散项矩阵, 其表达式为

$$\mathbf{M}^{(\rho)}(t) = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_{ev} & -\Omega_{ev} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\Omega_{ev} & \Omega_{ev} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{ev} & -\Omega_{ev} & 0 & 0 & 2\delta_{ev} & 0 \\ -\Omega_{ev} & \Omega_{ev} & 0 & 0 & 0 & -2\delta_{ev} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\Gamma^{(\rho)} = \begin{pmatrix} \gamma_{vw} & -\gamma_{ev} & -\gamma_{gv} & -\gamma_{vw} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{eg} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{eg} & \gamma_{gv} & -\gamma_{wg} & 0 & 0 \\ -\gamma_{vw} & 0 & 0 & \gamma_{wg} + \gamma_{vw} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(\gamma_{eg} + \gamma_{ev} + \gamma_{vw}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(\gamma_{eg} + \gamma_{ev} + \gamma_{vw}) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

### 2.3 数值模拟与实验结果对比

可以用(4)式来分析浸润层泄漏及俄歇(Auger)俘获过程对拉比(Rabi)振荡退相干的影响。

在生长制备量子点时,通常会先生长一层浸润层,量子点与浸润层相连,两者之间存在相互作用。在光场作用下,量子点中粒子主要被激发到激子激发态 $|e\rangle$ ,但同时一部分粒子也可吸收两个甚至三个光子从真空态被激发到浸润层,这个过程可认为是粒子泄漏到浸润层,其泄漏速率由 $\gamma_{vw}$ 描述。同时,浸润层中的粒子也可通过 Auger 等过程被激子基态俘获而回到量子点系统中,其俘获速率由 $\gamma_{wg}$ 描述。

考虑浸润层能级时,同时考虑粒子从量子点向浸润层的泄漏以及从浸润层通过 Auger 俘获回到量子点的过程,这一过程往往与浸润层粒子数相关,浸润层粒子数越多,俘获效率越高,浸润层粒子数越少,则俘获效率越低。设此俘获速率与浸润层粒子数成正比,即具有 $\gamma_{wg} = C\rho_{vw}$ 形式,其中 $C$ 为 Auger 俘获常数<sup>[17]</sup>。由(4)式计算得到粒子数振荡随入射脉冲面积 $\theta[\theta = (\mu/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(t') dt']$ 的变化如图2中实线所示。显然理论计算与实验结果吻合较好。可见,浸润层与量子点的相互作用中,粒子的运动是双向的,一方面,在光场激发下,一部分粒子会泄漏到浸润层,另一方面,浸润层中的粒子也会通过 Auger 等渠道回到量子点中,参与量子点中激子基态的退相干过程。因此,粒子从量子点向浸润层的泄漏以及从浸润层回到量子点的过程是非常重要的退相干机制,而浸润层是导致量子点中退相干现象的重要因素之一。

计算中取锁模激光器光场为 $\epsilon(t) = (1/\tau_p^{1/2}) \cdot \epsilon_0 \text{sech}[1.76(t-t_0)/\tau_p]$ ,其中 $\epsilon_0$ 为脉冲峰值振幅, $t_0 = 20$  ps为脉冲中心,初始条件 $\rho_w = \rho_{eg} = 0, \rho_v = 1$ ,取脉冲宽度 $\tau_p = 7.0$  ps,其他相关参量 $\delta_v = 0, \delta_{vw} = 1.5$  ps<sup>-1</sup>, $\gamma_{ev} = \gamma_{gv} = 0.005$  ps<sup>-1</sup>, $\gamma_{eg} = 0.0444$  ps<sup>-1</sup>, $C = 0.028$  ps<sup>-1</sup>。

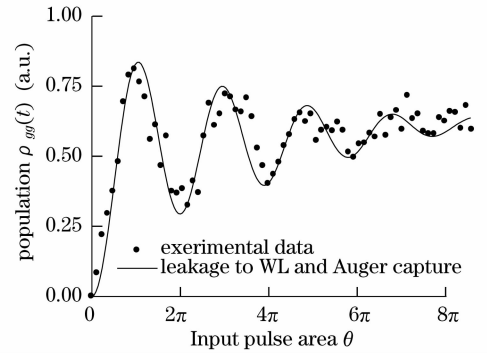


图2 浸润层泄漏及俄歇俘获过程,理论计算得到激子基态 $|g\rangle$ 上的粒子数随入射脉冲面积的 $\theta$ 变化的关系曲线(实线)与实验结果(圆点)的比较  
Fig. 2 Numerical simulation of  $\rho_{eg}$  as a function of input pulse area  $\theta$  with WL leakage and Auger capture processes, where the circular points are the experimental data

### 3 Rabi 振荡退相干的等效纯失相模型

对于实际的固态体系存在纯失相 $\gamma_{ph}$ <sup>[23~27]</sup>是一个不引起激子态上粒子数的减少,不直接改变各态上的能级寿命,仅破坏相干性的弹性散射过程。纯失相的产生机制是由热振动引起的量子点能级的微小随机涨落,因此可以通过降低温度的方法减小 $\gamma_{ph}$ <sup>[23~27]</sup>。

#### 3.1 含纯失相的简化能级结构模型

半导体量子点中的一部分粒子泄漏到浸润层又通过俄歇俘获回到量子点激子基态,这部分粒子的跃迁不改变各态上的能级寿命,与纯失相的情况相似,故可以考虑用一个含纯失相的简化三能级模型来等效多能级跃迁的退相干。图3为半导体量子点三能级系统的能级示意图,其中 $|e\rangle, |g\rangle, |v\rangle$ 分别代表系统的激子激发态、激子基态和真空态,其对应的角频率为 $\omega_e, \omega_g, \omega_v$ 。设激发脉冲角频率为 $\omega_L$ ,则激子激发态与单光子角频率的失谐量 $\delta_{ev} = \omega_{ev} - \omega_L$ 而 $\omega_{ev} = \omega_e - \omega_v$ 。

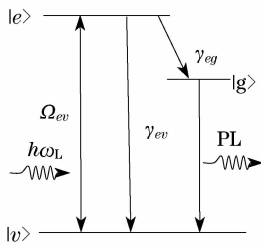


图 3 半导体量子点三能级结构图

Fig. 3 Energy configuration of three-level semiconductor quantum dot system

量子点在激发场激发下,粒子由真空态 $|v\rangle$ 被激发到激子态 $|e\rangle$ ,通过声子等过程很快地无辐射弛豫到激子基态 $|g\rangle$ , $|g\rangle$ 态上粒子辐射跃迁到真空态 $|v\rangle$ 时产生光致发光信号。

### 3.2 含纯失相的简化粒子数运动方程

在旋转波近似下,相互作用表象中系统的哈密顿算符为

$$\hat{H}^{(i)} = \frac{1}{2} \hbar [\hat{\sigma}_{ev}^{(i)}(t) \Omega_{ev}(t) e^{-i\omega_L t} + H. c.], \quad (7)$$

式中 $\Omega_{ev} \equiv (\mu_{ev}/\hbar) \varepsilon(t)$ 表示粒子在态 $|e\rangle \sim |v\rangle$ 之间跃迁的 Rabi 频率, $\mu_{ev}$ 为 $|e\rangle \sim |v\rangle$ 之间的跃迁传输偶

极矩, $\hat{\sigma}_{ev}^{(i)} = \hat{\sigma}_{ev} e^{-i\omega_L t}$ ,而 $\hat{\sigma}_{ev} = |e\rangle \langle v|$ 是 Schrödinger 表象中偶极跃迁算符。系统主方程形式为

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}^{(i)}, \hat{\rho}] - L(\hat{\rho}), \quad (8)$$

其中 $L(\hat{\rho})$ 为系统的耗散项,其表达式为<sup>[28]</sup>

$$L(\hat{\rho}) = \frac{1}{2} [\gamma_{eg} (\hat{\sigma}_{ae}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{ae}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{eg}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{eg}^{(i)}) + \gamma_{gv} (\hat{\sigma}_{gg}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{gg}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{vg}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{gv}^{(i)}) + \gamma_{ev} (\hat{\sigma}_{ee}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{ee}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{ve}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{ev}^{(i)}) + \gamma_{ph} (\hat{\sigma}_{ee}^{(i)} \rho + \rho \hat{\sigma}_{ee}^{(i)} - 2\hat{\sigma}_{ve}^{(i)} \rho \hat{\sigma}_{ve}^{(i)})], \quad (9)$$

式中 $\gamma_{ev}, \gamma_{eg}$ 分别表示激子从 $|e\rangle$ 态弛豫到 $|v\rangle$ 态和 $|e\rangle$ 态弛豫到 $|g\rangle$ 态的弛豫速率。因为纯失相并不直接改变各态上的能级寿命,所以矩阵元 $\rho_{ii}$ ( $i=e, g, v$ )的表达式中并不出现 $\gamma_{ph}$ 项,它改变的是密度矩阵中的非对角项 $\rho_{ij}$ ( $i \neq j$ )即只导致激子态上相干性的损失而不导致粒子数的减少。定义粒子数赝矢量 $\boldsymbol{\rho} = [\rho_{ev}, \rho_{eg}, \rho_{ee}, \tilde{\rho}_{ev}, \tilde{\rho}_{eg}]$ ,其中 $\tilde{\rho}_{ev} = \rho_{ev} e^{i\delta_{ev} t}$ , $\tilde{\rho}_{eg} = \rho_{eg} e^{-i\delta_{eg} t}$ ,根据(7),(8),(9)式可以得到含纯失相的简化粒子数运动方程矩阵形式为

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\rho}(t) = \mathbf{M}^{(\rho)}(t) \boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\Gamma}^{(\rho)}(t) \boldsymbol{\rho}(t), \quad (10)$$

$$\mathbf{M}^{(\rho)}(t) = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Omega_{ev} & -\Omega_{ev} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_{ev} & \Omega_{ev} \\ \Omega_{ev} & -\Omega_{ev} & 0 & 2\delta_{ev} & 0 \\ -\Omega_{ev} & \Omega_{ev} & 0 & 0 & -2\delta_{ev} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\boldsymbol{\Gamma}^{(\rho)} = \begin{pmatrix} 0 & -\gamma_{ev} & -\gamma_{gv} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{eg} + \gamma_{ev} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{eg} & \gamma_{gv} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(\gamma_{eg} + \gamma_{ev} + \gamma_{ph}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(\gamma_{eg} + \gamma_{ev} + \gamma_{ph}) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

### 3.3 简化模型的数值模拟与实验结果对比

考虑到 Rabi 振荡的振幅随激发光强增大而减小,引入与强度相关的项 $aI$ ( $I$ 为激发光强的平均值, $a$ 为常数),令 $\gamma_{ph} = \gamma_{ph0} + aI$ ,其中 $\gamma_{ph0}$ 即为由量子点本身性质决定的内禀纯失相<sup>[12, 23~27]</sup>。基于 $\gamma_{ph} = \gamma_{ph0} + aI$ 这一等效模型,利用(10)式,计算得到了半导体量子点三能级系统激子基态 $|g\rangle$ 上的粒子数随入射

脉冲面积 $\theta$ 变化的关系曲线,如图4所示。计算中取:设锁模激光器光场为 $\varepsilon(t) = (1/\tau_p^{1/2}) \cdot \varepsilon_0 \text{sech}[1.76(t-t_0)/\tau_p]$ , $\delta_{ev} = 0$ ,初始条件 $\rho_{ee} = \rho_{gg} = 0$ , $\rho_{ev} = 1$ ;  $\tau_p = 7.0$  ps,  $t_0 = 50$  ps,  $\gamma_{eg} = 0.039$  ps<sup>-1</sup>,  $\gamma_{ev} = 0.003$  ps<sup>-1</sup>,  $\gamma_{gv} = 0.05$  ps<sup>-1</sup>,  $\gamma_{ph} = 0.0001 + 0.1857 I$  ps<sup>-1</sup>。图中圆点引自 Wang 等的实验数据<sup>[12]</sup>,实线( $\gamma_{ph}$ 强度相关 $a \neq 0$ )和虚线( $\gamma_{ph}$ 强度无

关  $a=0$ ) 是理论模拟的结果。由图 4 可见, 纯失相  $\gamma_{ph}$  强度相关时理论模拟的结果与报道的实验结果符合的较好, 而强度无关时粒子数振荡衰减过慢与实验不相符, 证明纯失相强度相关等效模型是合理的。

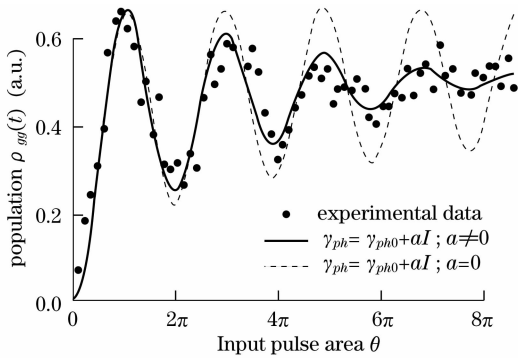


图 4  $\gamma_{ph}$  强度相关(实线)和强度无关(虚线)时, 理论计算得到的激子基态  $|g\rangle$  上的粒子数随入射脉冲面积  $\theta$  变化的关系曲线和实验结果(圆点)的比较

Fig. 4 Numerical simulation of  $\rho_{gg}$  as a function of input pulse area when  $\gamma_{ph}$  is intensity dependent (solid line) and independent (dashed line)

## 4 讨 论

由上可得, 在  $\gamma_{ph}$  中引入强度相关衰减因子  $aI$  进行理论模拟, 所得激子基态  $|g\rangle$  上粒子数振荡的理论模拟结果与实验结果符合良好, 与在浸润层影响下得到的粒子数振荡特性非常相似。对于相对复杂的浸润层等因素导致的退相干机制而言, 简单的量子点激子三能级体系中引入纯失相强度相关衰减因子所得到的粒子数运动方程要简单得多, 而两者所引起的 Rabi 振荡衰减的特性是相同的。因此, 对于复杂的多能级跃迁的半导体量子点体系, 可以用纯失相强度相关衰减等效模型简化计算, 进而获得该体系的 Rabi 振荡退相干特性。

另外, 对于多能级系统一般要采用多脉冲激发。既有多能级又有多脉冲系统的动力学方程非常复杂, 若采用该等效模型就可将复杂的多能级简化成三能级, 并可进一步简化成二能级系统<sup>[10]</sup>, 进而利用布洛赫(Bloch)矢量和 Bloch 球, 这在量子计算语言中有很重要的应用。

## 5 结 论

通过多能级跃迁的粒子数运动方程, 计算了浸润层泄漏及俄歇俘获过程 Rabi 振荡。分析表明, 粒

子向浸润层的泄漏并通过俄歇俘获重新回到量子点是造成量子点 Rabi 振荡退相干的重要机制。在纯失相中引入强度相关的等效模型, 通过数值模拟结果与已有的实验结果比较, 证实了该等效模型的合理性, 说明当仅仅只考虑粒子数随入射场的变化时, 可以用简单的纯失相强度相关衰减模型来等效地分析复杂的多能级跃迁的量子点体系的 Rabi 振荡衰减特性。

致谢: 对武汉大学物理学院王取泉教授给予的有益讨论及程木田博士的帮助, 作者深表谢意!

## 参 考 文 献

- Gammon D, Shanabrook B, Katzer D S. Excitons, phonons, and interfaces in GaAs/AlAs quantum-well structures [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(12): 1547~1550
- Bonadeo N H, Erlund J, Gammon D *et al.*. Coherent optical control of the quantum state of a single quantum dot[J]. *Science*, 1998, **282**(5393): 1473~1476
- Li X, Wu Y, Steel D *et al.*. An all-optical quantum gate in a semiconductor quantum dot [J]. *Science*, 2003, **301**(5634): 809~811
- Chen G, Bonadeo N H, Steel D G *et al.*. Optically induced entanglement of excitons in a single quantum dot[J]. *Science*, 2000, **289**(5468): 1906~1909
- Dynes J F, Paspalakis E. Phase control of electron population, absorption, and dispersion properties of a semiconductor quantum well[J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **73**(23): 233305(1)~233305(4)
- Zhang H Z, Tang S H, Dong P *et al.*. Quantum interference in spontaneous emission of an atom embedded in a double-band photonic crystal[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**(6): 063802~063810
- Chiorescu I, Nakamura Y, Harmans C J P M *et al.*. Coherent quantum dynamics of a superconducting flux qubit[J]. *Science*, 2003, **299**(5614): 1869~1871
- Wang Q Q, Muller A, Bianucci P *et al.*. Quality factors of qubit rotations in single semiconductor quantum dots[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**(3): 031904(1)~031904(4)
- Stievater T H, Li X Q, Steel D G *et al.*. Rabi oscillations of excitons in single quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(13): 133603(1)~133603(4)
- Htoon H, Takagahara T, Kulik D *et al.*. Interplay of Rabi oscillations and quantum interference in semiconductor quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(8): 087401(1)~087401(4)
- Kamada H, Gotoh H, Temmyo J *et al.*. Exciton rabi oscillation in a single quantum dot[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(24): 246401(1)~246401(4)
- Wang Q Q, Muller A, Bianucci P *et al.*. Decoherence processes during optical manipulation of excitonic qubits in semiconductor quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(3): 035306(1)~035306(5)
- Förstner J, Weber C, Danckwerts J *et al.*. Phonon-assisted damping of Rabi oscillations in semiconductor quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(12): 127401(1)~127401(4)
- Machnikowski P, Jacak L. Resonant nature of phonon-induced damping of Rabi oscillations in quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(19): 193302(1)~193302(3)
- Borri P, Langbein W, Woggon U *et al.*. Exciton dephasing via phonon interactions in InAs quantum dots: Dependence on

- quantum confinement[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(11): 115328(1)~115328(7)
- 16 Zhou H J, Liu S D, Cheng M T *et al.*. Rabi oscillation damped by exciton leakage and Auger capture in quantum dots[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(23): 3213~3215
- 17 Villas-Bôas J M, Ulloa S E, Govorov A O. Decoherence of Rabi oscillations in a single quantum dot[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(5): 057404(1)~057404(4)
- 18 Mogilevtsev D, Nisovtsev A P, Kilin S *et al.*. Driving-dependent damping of Rabi oscillations in two-level semiconductor systems[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(1): 017401(1)~017401(4)
- 19 Cheng M T, Liu S D, Zhou H J *et al.*. Coherent exciton-plasmon interaction in the hybrid semiconductor quantum dot and metal nanoparticle complex[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(15): 2125~2127
- 20 Raymond S, Hinzer K, Fafard S *et al.*. Experimental determination of Auger capture coefficients in self-assembled quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **61**(24): R16331~R16334
- 21 Uskov A V, McInerney J, Adler F *et al.*. Auger carrier capture kinetics in self-assembled quantum dot structures[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72**(1): 58
- 22 Puri R R. *Mathematical Methods of Quantum Optics*[M]. New York: Springer, 2001
- 23 Borri P, Langbein W, Schneider S *et al.*. Ultralong dephasing time in InGaAs quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(15): 157401(1)~157401(4)
- 24 Vagov A, Axt V M, Kuhn T. Electron-phonon dynamics in optically excited quantum dots: Exact solution for multiple ultrashort laser pulses[J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **66**(16): 165312(1)~165312(15)
- 25 Vagov A, Axt V M, Kuhn T. Impact of pure dephasing on the nonlinear optical response of single quantum dots and dot ensembles[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **67**(11): 115338(1)~115338(16)
- 26 Vagov A, Axt V M, Kuhn T *et al.*. Nonmonotonous temperature dependence of the initial decoherence in quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **70**(20): 201305(1)~201305(4)
- 27 Axt V M, Kuhn T, Vagov A *et al.*. Phonon-induced pure dephasing in exciton-biexciton quantum dot systems driven by ultrafast laser pulse sequences[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(12): 125309(1)~125309(15)
- 28 Walls D F, Milburn G J. Effect of dissipation on quantum coherence[J]. *Phys. Rev. A*, 1985, **31**(4): 2403~2408.