

各向异性量子点单光子发射的高偏振度特性^{*}

周慧君¹⁾ 程木田¹⁾ 刘绍鼎¹⁾ 王取泉^{1)†} 詹明生²⁾ 薛其坤³⁾

¹⁾ 武汉大学物理系, 武汉 430072)

²⁾ 中国科学院武汉物理与数学研究所, 武汉 430071)

³⁾ 中国科学院物理研究所, 国际量子结构中心, 北京 100080)

(2004 年 12 月 7 日收到, 2005 年 2 月 4 日收到修改稿)

研究了线偏振脉冲光场激发下, 单个各向异性 InGaAs 量子点的高偏振光发射. 给出其偏振因子与两个正交本征态之间的交叉弛豫之间的关系式. 分析表明, 交叉弛豫随激发场强度增大, 并导致偏振因子随激发场入射脉冲面积减小.

关键词: 量子点, 单光子发射, 偏振度

PACC: 4250, 7855, 4225J

1. 引言

半导体量子体系的电学和光学性质都对其尺寸和形状非常敏感, 是极具潜质的单光子源. 大量文献报道了一维碳纳米管, 纳米棒和纳米线的偏振光致发光. 碳纳米管由于具有轴向光偶极子而显出激发和发射的高偏振特性^[1]; CdSe 纳米棒偏振发射的偏振因子则依赖于其纵横比, 当纵横比为 3 时, 其偏振因子达到最大值 90%^[2,3]. 半导体量子点的光致发光特性也多有研究^[4-9], 但是关于其单光子发射的偏振特性少有报道. InGaAs 量子点由于外延生长引起的形状各向异性虽然没有纳米管, 纳米棒等强, 但是由于其各向异性导致激子第一激发态能级分裂, 而由此产生的两个正交本征子能级之间的跃迁是禁戒的, 因此当利用线性偏振光只激发其中一个本征子能级时, 仍然可以得到高偏振度的单光子发射. STM 和 AFM 表明 InGaAs 量子点的延伸因子为 1.0—1.4^[10]. 通过偏振 Rabi 振荡发现两个正交传输偶极矩的差异范围是 0—40%^[11].

本文利用线偏振脉冲激光激发自组织 InGaAs 量子点, 引入两个正交子能级之间的交叉弛豫, 讨论了由于量子点各向异性引起的高偏振单光子发射, 从理论上分析了两个正交本征态之间的交叉弛豫对偏振因子的影响.

2. 理论模型

能级分裂的自组织 InGaAs 量子点的能级结构如图 1(a)所示. $|v\rangle$ 为系统真空态, $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 是由于 InGaAs 量子点的各向异性造成的激子第一激发态能级分裂所形成的两个正交子能级. $|x\rangle$ 态与 $|v\rangle$ 态之间以及 $|y\rangle$ 态与 $|v\rangle$ 态之间的传输偶极矩分别为 μ_x 和 μ_y . x 偏振(或 y 偏振)光致发光强度正比于 $|x\rangle$ 态(或者 $|y\rangle$ 态)上的粒子数. (b)为脉冲激发光场的偏振示意图, α 为光场偏振方向与 x 偏振方向的夹角. 当线性偏振脉冲激发场对系统作用时, 激子从真空态 $|v\rangle$ 被线性偏振光场共振激发到第一激发态 $|x\rangle$ (或者 $|y\rangle$)上, 然后无辐射弛豫到激子基态 $|g\rangle$, 最后辐射跃迁到真空态 $|v\rangle$. 偏振光致发光强度 $PI(x)$ 或 $PI(y)$ 与此过程中 $|x\rangle$ 态(或 $|y\rangle$ 态)上的粒子数成比例.

3. 分析与讨论

3.1. 不同偏振角激发下的单光子发射偏振度

设 $|x\rangle$ 态, $|y\rangle$ 态以及真空态 $|v\rangle$ 上的粒子数分别为 $\rho_{xx}(t)$, $\rho_{yy}(t)$ 和 $\rho_v(t)$, $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 向 $|v\rangle$ 态的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10344002 和 10474075)资助的课题.

[†] E-mail: qqwang@whu.edu.cn

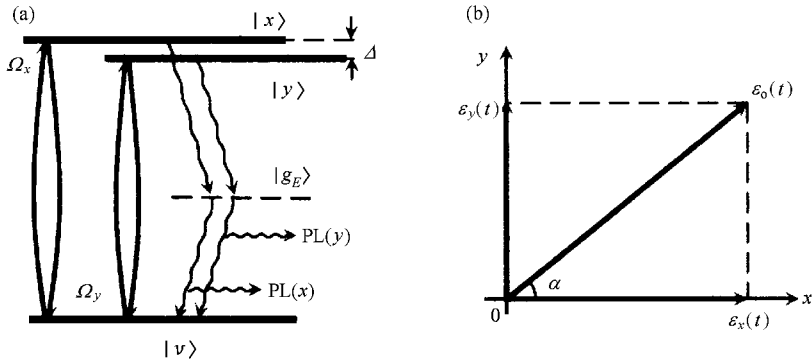


图1 (a)自组织 InGaAs 量子点的能级结构示意图, $|v\rangle$ 为系统真空态, $|g_E\rangle$ 为激子基态, $|x\rangle$, $|y\rangle$ 为激子第一激发态能级分裂形成的两个正交本征态, Ω_x , Ω_y 分别是 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 与真空态 $|v\rangle$ 之间的 Rabi 振荡频率, $PL(x)$ 和 $PL(y)$ 为可探测光致偏振发光强度 (b) 线偏振激发光场示意图, α 为光场偏振方向与 x 偏振方向的夹角

跃迁速率分别为 γ_x 和 γ_y . 由于 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 能级差 Δ 很小, 故 γ_x 和 γ_y 可视为相等, 即 $\gamma_x = \gamma_y = \gamma$, $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 之间的交叉弛豫速率 γ_{xy} 和 γ_{yx} 也可视为相等, 即 $\gamma_{xy} = \gamma_{yx}$. 当 x 方向 (或 y 方向) 的偏振脉冲光场作用时, 三态粒子数遵循 V 形三能级光学 Bloch 方程.

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{xg} &= (\dot{\rho}_{gx})^* \\ &= -\frac{1}{2}i\Omega_x - \left[\frac{1}{2}\gamma_x + i\delta_x\right]\rho_{xg} + \frac{1}{2}i\Omega_y\rho_{xy} \\ &\quad + \frac{1}{2}i\Omega_x(2\rho_{xx} + \rho_{yy}) - \frac{1}{2}\gamma_{xy}\rho_{yg}, \\ \dot{\rho}_{yg} &= (\dot{\rho}_{gy})^* \\ &= -\frac{1}{2}i\Omega_y - \left[\frac{1}{2}\gamma_y + i\delta_y\right]\rho_{yg} + \frac{1}{2}i\Omega_x\rho_{yx} \\ &\quad + \frac{1}{2}i\Omega_y(2\rho_{yy} + \rho_{xx}) - \frac{1}{2}\gamma_{xy}\rho_{xg}, \\ \dot{\rho}_{yx} &= (\dot{\rho}_{xy})^* \\ &= -\left[\frac{1}{2}(\gamma_x + \gamma_y) + i\Delta\right]\rho_{yx} + \frac{1}{2}i\Omega_x\rho_{yg} \\ &\quad - \frac{1}{2}i\Omega_y\rho_{xg} - \frac{1}{2}\gamma_{xy}(\rho_{xx} + \rho_{yy}), \\ \dot{\rho}_{xx} &= -\gamma_x\rho_{xx} - \frac{1}{2}i\Omega_x(\rho_{gx} - \rho_{xg}) \\ &\quad - \frac{1}{2}\gamma_{xy}(\rho_{xy} + \rho_{yx}), \\ \dot{\rho}_{yy} &= -\gamma_y\rho_{yy} - \frac{1}{2}i\Omega_y(\rho_{gy} - \rho_{yg}) \\ &\quad - \frac{1}{2}\gamma_{xy}(\rho_{xy} + \rho_{yx}),\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $\Omega_x \equiv \mu_x \cdot \epsilon_x(t)/\hbar$, $\Omega_y \equiv \mu_y \cdot \epsilon_y(t)/\hbar$ 分别为 $|x\rangle$ 和 $|v\rangle$ 之间以及 $|y\rangle$ 和 $|v\rangle$ 之间的 Rabi 振荡频率. 当 α 在 $(0, \pi/2)$ 之间变化, 若脉宽大于两正交子能级之

间的能级分裂值, 将同时激发 $|x\rangle$ 态和 $|y\rangle$ 态. 若不考虑衰减, 此时的各态粒子数随入射脉冲的变化已有详细讨论, 引入有效偏振角 α_{eff} , 有效脉冲面积 $\theta_{\text{eff}}(t)$ 和有效偶极矩 μ_{eff} , 分别满足

$$\alpha_{\text{eff}} = \arctan(\mu_y \sin \alpha / \mu_x \cos \alpha),$$

$$\theta_{\text{eff}}(t) = (\mu_{\text{eff}}/\hbar) \int_{-\infty}^t \epsilon(t') dt'$$

和

$$\mu_{\text{eff}} = \sqrt{\mu_x^2 \cos^2 \alpha + \mu_y^2 \sin^2 \alpha}^{[12]},$$

取 $\mu_y/\mu_x = 1.37$, 当 $\theta_{\text{eff}}(t)$ 为 π 时, 偏振发光的偏振度 $P = |(I_y - I_x)/(I_y + I_x)|$ 随有效偏振角 α_{eff} 的变化关系由图 2 给出.

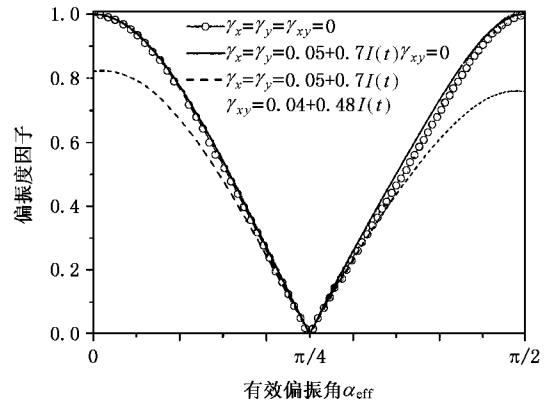


图2 偏振度因子随入射场有效偏振角的变化. 圈线表示无衰减, 即 $\gamma_x = \gamma_y = \gamma_{xy} = 0$; 实线表示无交叉弛豫, 即 $\gamma_x = \gamma_y = 0.05 + 0.7I(t)$, $\gamma_{xy} = 0$; 虚线表示各衰减强度相关, 取 $\gamma_x = \gamma_y = 0.05 + 0.7I(t)$, $\gamma_{xy} = 1/250 + 0.48I(t)$

图2表明, 系统无衰减, 衰减为常量以及衰减强度相关三种情况下, 当激发场为 x 方向 (或 y 方向)

线性偏振光场,即有效偏振角为 α (或 $\pi/2$)时,只激发 $|x\rangle$ 态(或 $|y\rangle$ 态),光致发光偏振度最大;当 α_{eff} 不为 α (或 $\pi/2$)时,同时激发 $|x\rangle$ 态和 $|y\rangle$ 态, α_{eff} 越接近 $\pi/4$,两态激发效果越接近,光致发光偏振度越小;当 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ 时,激发场对 $|x\rangle$ 态和 $|y\rangle$ 态的作用效果完全相同,两态偏振发光强度相等,系统光致发光偏振度为0.故而要得到高偏振度的单光子发射必须采用 x 方向(或 y 方向)线性偏振光场.此外,当只考虑能级弛豫,不考虑交叉弛豫作用时,单光子发射偏

振度在 α_{eff} 不为 α (或 $\pi/2$)都可以达到1,而考虑交叉弛豫作用时,偏振度降低,可见,交叉弛豫正是导致偏振度降低的因素.

3.2. 受激辐射过程的单光子发射偏振度

考虑 x 方向(或 y 方向)偏振脉冲激发时,系统的光致发光偏振度.由方程(1),得到偏振光致发光强度和偏振度因子随入射脉冲面积的变化分别如图3(a),(c),图4(a),(c)所示.

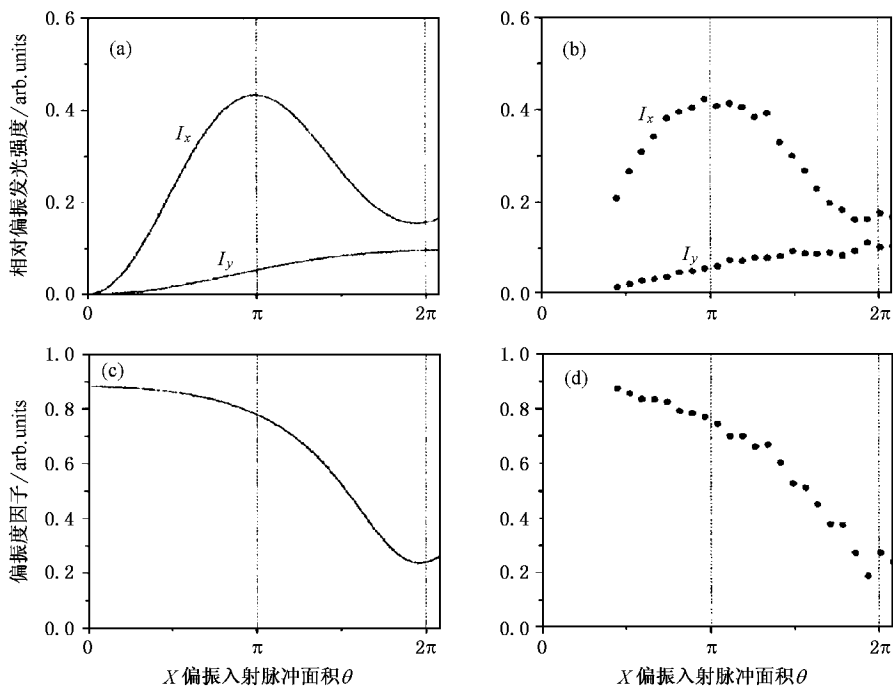


图3 相对光致偏振发光强度和偏振因子随 x 偏振入射脉冲面积的变化.(a)(c)交叉弛豫与入射光强成比例时,数值模拟所得曲线,计算参数为 $\gamma_x = \gamma_y = 1/19 + 0.55\mathcal{I}(t)$, $\gamma_{xy} = 1/200 + 0.49\mathcal{I}(t)$ (b)(d)实验结果

从图3、4中可以看到,当利用 x 方向(或 y 方向)的偏振光激发时,粒子被激发到 $|x\rangle$ 态(或 $|y\rangle$ 态).在交叉弛豫的影响下, $|y\rangle$ 态(或 $|x\rangle$ 态)粒子数也相应增加.随着入射脉冲面积的增大,即入射光场强度的增大,弛豫到 $|y\rangle$ 态(或 $|x\rangle$ 态)粒子数增多,偏振度因子减小.弱激发时,偏振因子为92%左右, π 脉冲激发时,偏振因子下降到85%左右.当交叉弛豫与激发场强度成比例时,数值模拟与试验结果符合较好.综合可见, $|x\rangle$ 态和 $|y\rangle$ 态之间的交叉弛豫随激发场强度增大而增大,具有强度相关特性.

3.3. 自发弛豫过程的单光子发射偏振度

线性激发脉冲作用过后,自组织量子点中的激子数由自由弛豫过程决定.系统粒子数运动方程为

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{xx}(t) = -(\gamma_x + \gamma_{xy})\rho_{xx}(t) + \gamma_{yx}\rho_{yy}(t), \\ \dot{\rho}_{yy}(t) = -(\gamma_y + \gamma_{yx})\rho_{yy}(t) + \gamma_{xy}\rho_{xx}(t), \\ \dot{\rho}_m(t) = \gamma_x\rho_{xx}(t) + \gamma_y\rho_{yy}(t). \end{cases} \quad (2)$$

将 $\gamma_x = \gamma_y = \gamma$ 和 $\gamma_{xy} = \gamma_{yx}$ 带入上式,可得

$$\begin{cases} \rho_{xx}(t) + \rho_{yy}(t) = e^{-\gamma t}[\rho_{xx}(t_0) + \rho_{yy}(t_0)], \\ \rho_{xx}(t) - \rho_{yy}(t) = e^{-(2\gamma_{xy} + \gamma)t}[\rho_{xx}(t_0) - \rho_{yy}(t_0)]. \end{cases} \quad (3)$$

此时,偏振因子 $P = (I_y - I_x)/(I_y + I_x)$ 为

$$P = \frac{\rho_{yy}(t_0) - \rho_{xx}(t_0)}{\rho_{yy}(t_0) + \rho_{xx}(t_0)} \cdot \frac{1}{1 + 2\gamma_{xy}/\gamma}, \quad (4)$$

其中 $\rho_{xx}(t_0)$ 和 $\rho_{yy}(t_0)$ 分别表示激发脉冲过后,两个正交能级 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 上的粒子数.以前的研究表明强度相关的能级弛豫速率 γ_x (或 γ_y)会导致Rabi振

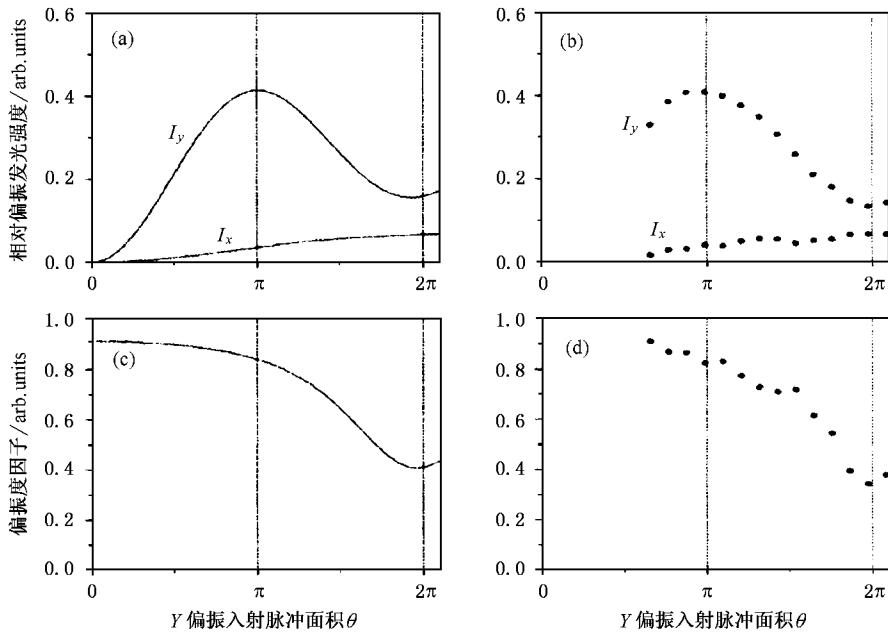


图4 相对光致偏振发光强度和偏振因子随 y 偏振入射脉冲面积的变化. (a)(c)交叉弛豫与入射光强度比例时,数值模拟所得曲线,计算所取参数为 $\gamma_x = \gamma_y = 1/16 + 0.7(t)$, $\gamma_{xy} = 1/230 + 0.48(t)$ (b)(d)实验结果

荡迅速衰减,从(4)式中的可以看到,若交叉弛豫速率 γ_{xy} (或 γ_{yx}) 不变, γ_x 随激发强度的增大将使得偏振因子 P 随激发强度的增大而增大,与实验不符. 可见 γ_{xy} (或 γ_{yx}) 也是随激发场强度增大而增大.

4. 结 论

当用 x 方向(或 y 方向)线性脉冲偏振光激发

自组织 InGaAs 量子点时,可得到高偏振度的单光子发射. 在强度相关交叉弛豫 γ_{xy} (或 γ_{yx}) 影响下,光致发光偏振因子随入射光的增强而减小. 弱激发时,偏振度高达 90% 以上, π 脉冲激发时,偏振度减小到 85% 左右. 激发光强对 γ_{xy} (或 γ_{yx}) 的影响比对 $|x$ 态(或 $|y$ 态)的能级弛豫速率的影响更大. 因此,抑制量子点中两个正交子能级之间的强度相关交叉弛豫将有效提高量子点单光子发射的偏振度.

- [1] Guo J, Yang C, Li Z M, Bai M, Liu H J, Li G D, Wang E G, Chan C T, Tang Z K, Ge W K and Xiao X 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 017402
- [2] Wang X Y, Zhang J Y, Nazzari A, Darragh M and Xiao M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4829
- [3] Kulik D, Htoon H, Shih C K and Li Y 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 1056
- [4] Michler P, Kiraz A, Becher C, Schoenfeld W V, Petroff P M, Zhang L D, Hu E and Imamoglu A 2000 *Science* **290** 2282
- [5] Santori C, Pelton M, Solomon G, Dale Y and Yamamoto Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 502
- [6] Zwiller V, Aichele T, Seifert W, Persson J and Benson O 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 1509

- [7] Kong Y C, Zhou D Y, Lan Q, Liu J L, Miao Z H, Feng S L and Niu Z C 2003 *Chin. Phys.* **12** 97
- [8] Lu L W, Wang Z G, Yang C L et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 310 (in Chinese) [卢励吾, 王占国, Yang C L 等 2002 物理学报 **51** 310]
- [9] Gao F, Huang C J, Huang D D, Li J P, Kong M Y, Zeng Y P, Li J M and Lin L Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 966
- [10] Liu N, Tersoff J, Baklenov O, Holmes A L Jr and Shih C K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 334
- [11] Muller A, Wang Q Q, Bianucci P and Shih C K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 981
- [12] Zhou H J, Liu S D, Wang Q Q et al 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 710 (in Chinese) [周慧君, 刘绍鼎, 王取泉等 2005 物理学报 **54** 710]

High polarization properties of single-photon emission from anisotropic InGaAs quantum dots^{*}

Zhou Hui-Jun¹⁾ Cheng Mu-Tian¹⁾ Liu Shao-Ding¹⁾ Wang Qu-Quan^{1)†} Zhan Ming-Sheng²⁾ Xue Qi-Kun³⁾

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

²⁾(*Wuhan Institute of Physics and Mathematics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China*)

³⁾(*Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , International Center of Quantum Structures , Beijing 100080 , China*)

(Received 7 December 2004 ; revised manuscript received 4 February 2005)

Abstract

The high-polarized single-photon emission in single anisotropic InGaAs quantum dots excited by linear pulse excitation was discussed. The expression of the polarization and cross relaxation between two orthogonal eigenstates was given. It was revealed that the cross relaxation increased with intensity of the excitation , which resulted in the decrease of polarization factor with the input pulse area .

Keywords : quantum dots , single-photon emission , polarization

PACC : 4250 , 7855 , 4225J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10344002 and 10474075).

[†] E-mail : qqwang@whu.edu.cn