

半导体三量子点电磁感应透明介质中的非线性法拉第偏转

陈秋成

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induced transparency medium of semiconductor three quantum dots

Chen Qiu-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 247801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.247801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲激光原位辐照对 InAs/GaAs(001) 量子点生长的影响

Effects of in-situ surface modification by pulsed laser on InAs/GaAs (001) quantum dot growth

物理学报.2016, 65(11): 117801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.117801>

利用 N 型半导体纳米材料抑制单量子点的荧光闪烁特性

Suppression of the blinking of single QDs by using an N-type semiconductor nanomaterial

物理学报.2015, 64(24): 247803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247803>

Rashba 自旋-轨道相互作用影响下量子盘中强耦合磁极化子性质的研究

Study of the properties of strong-coupling magnetopolaron in quantum disks induced by the Rashba spin-orbit interaction

物理学报.2014, 63(17): 177803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.177803>

等离子体增强 InAs 单量子点荧光辐射的研究

Photoluminescence from plasmon-enhanced single InAs quantum dots

物理学报.2014, 63(2): 027801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.027801>

抛物量子点中强耦合磁双极化子内部激发态性质

Properties of the internal excited state of the strong-coupling magneto-bipolaron in a parabolic quantum dot

物理学报.2014, 63(2): 027501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.027501>

半导体三量子点电磁感应透明介质中的 非线性法拉第偏转*

陈秋成†

(衡阳师范学院物理与电子工程学院, 衡阳 421008)

(2016年4月26日收到; 2016年8月23日收到修改稿)

利用一束弱线性 π 偏振探测光在与其平行的磁场作用下所形成的两偏振分量, 然后结合量子点间的隧穿耦合, 构建了五能级M型半导体三量子点分子电磁感应透明介质. 通过研究该体系的线性光学性质发现, 操控量子点间隧穿耦合强度可有效调节系统中隧穿诱导透明窗口的宽度, 并实现对介质的反常色散与正常色散的“开关”调节效应. 随后, 对体系非线性法拉第效应的研究发现, 在相同的外加磁场下探测光的非线性法拉第偏转方向与线性法拉第偏转相反且非线性法拉第偏转角更大.

关键词: 半导体量子点, 非线性法拉第偏转, 电磁感应透明

PACS: 78.67.Hc, 42.65.Sf, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.65.247801

1 引言

法拉第效应^[1-3]是一种当一束平面线偏振光沿磁场方向通过置于磁场中的磁光介质时, 平面偏振光的偏振面随着平行于光线方向的磁场发生偏转的磁致旋光现象, 而偏转的这个角度称之为法拉第偏转角. 由于激光和光电子技术的兴起及其在实际领域中的应用, 以法拉第效应为背景的各种磁光器件显示了其独特的性能和极为广阔的应用前景. 例如, 法拉第旋转器^[4,5](Faraday rotator)可用于光波的调幅, 是光隔离器与光循环器(optical circulator)的基础组件, 也是光通信与其他激光领域的必备组件.

近年来, 对磁光特性的研究日益深入, 新的磁光材料不断被发现. 基于电磁感应透明效应, Hang和Huang^[6]研究了M型五能级冷原子系统中的法拉第偏转. 2013年, 在相干驱动的四能级活性拉曼增益介质中, Zhu等^[7]研究了该系统中的线性和非线性法拉第效应. 这些研究都是基于冷原子系统而

展开的, 由于其低温、稀薄等缺陷, 难以在器件微型化设计中广泛应用. 而半导体量子点(SQD)^[8,9]具有类似超冷原子的分立能级结构、较大的电偶极矩、较长的退相干时间, 同时其相干演化可控、易于集成等优势, 在光量子信息通信中具有广泛的应用潜力, 因而引起了研究者的极大关注. 由于量子相干和干涉效应, SQD能在弱光激发下产生显著的克尔非线性、非线性混频效应、光学稳态及时间(或空间)光孤子等非线性光学效应^[10-14]. 最近, 量子点分子被提出, 它是由隧穿耦合而成的半导体双量子点组成. 在该新型结构中, 发现了许多复杂而有趣的现象. 例如, Borges等^[15]发现了隧穿耦合效应并建立了一个有效破坏量子干涉的路径, 即在吸收光谱中创建透明窗口. 这被称为隧穿诱导透明(tunneling-induced transparency), 由于所产生的透明现象是由隧穿效应所引起的, 因而, 在量子点分子系统中, 对于相干布居俘获、Auter-Townes splitting、慢光等量子相干和干涉的光学效应^[16-18]引起了人们的极大兴趣. 然而, 有关半导体量子点分子系统中的法拉第效应的研究涉及

* 国家自然科学基金(批准号: 11247313)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenqiucheng68@126.com

极少.

由于外加电磁场能有效增强半导体量子点系统中入射光的偏振^[19], 而基于隧穿诱导透明, 半导体量子点分子系统中的线性和非线性光学效应又可通过门电压得以修正, 因此, 本文利用一束弱线性 π 偏振探测光在与其平行的磁场作用下所形成的两偏振分量, 通过操控点间隧穿, 研究了五能级M型三量子点分子系统中的非线性法拉第偏转. 结果表明, 由于点间隧穿耦合所诱导的量子干涉效应对弱线性 π 偏振探测光所导致的低吸收, 在该半导体量子点分子系统中可获得较大的非线性法拉第偏转角.

2 五能级M型耦合量子点分子及其麦克斯韦-薛定谔方程

通过分子束外延技术或者原子层精确刻蚀法, 量子点分子系统可自组装横向生长在GaAs[001]基底中, 并可同时在[110]方向上生长出一系列的全同的两量子点组成的量子点分子^[20,21]. 基于此, 我们可构建由两个势垒隔开的三个量子点所组成的量子点分子系统, 如图1(a)所示. 当系统对中间的量子点(QD1)外加一束弱线性 π 偏振探测光(半拉比频率为 Ω_p , 中心角频率为 ω_p)时, 该探测光在与其平行的磁场作用下会形成两偏振分量, 从而导致电子从价带激发至导带并在价带形成空穴. 由于导带电子和价带的空穴存在相互作用, 便会形成电子空穴对的状态, 即图1(b)中的激子态|1)和|2). 而隔开量子点的势垒的高低可通过量子点之间的门电压来控制. 若在中间量子点(QD1)与左

边的量子点(QD2)及右边的量子点(QD3)之间同时附加偏压 G_1 和 G_2 , 则会导致QD1导带的电子隧穿至QD2及QD3的导带, 由于量子点之间的距离较小(约为几个nm), 电子和空穴的相互作用仍然较强, 以至于会继续形成激子态, 即图1(b)中的间接激子态|3)和|4). 弱线性 π 偏振探测光的两偏振分量 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 分别与 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的能级跃迁进行耦合, 在门电压作用下产生隧穿耦合 Te_1 和 Te_2 分别作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 之间的能级. 整个系统处于与入射探测光平行的外加磁场 B 中, 由此引起的Zeeman分裂的能级间隔为 $\Delta = \mu_B M_F g_F B / \hbar$, 其中 μ_B 表示玻尔磁子, g_F 表示朗德因子, M_F 则表示相应能级的磁量子数. 如果系统中的光源为圆偏振光, 而Zeeman能级间会发生光抽运现象, 故该现象与圆偏振光的旋向之间存在一定的关系—— σ^+ 旋向的圆偏振光可以使系统产生正极化现象, 从而使原子集中到 $M_F = F$ 能级; σ^- 旋向的圆偏振光可以使系统产生负极化现象, 从而使原子集中到 $M_F = -F$ 能级. 尽管量子点的原子数目不多, 但Zeeman效应后的能级相当复杂, 通过Zeeman调制稳频和光抽运作用达到平衡后, 可以认为所有原子都布居在特定的能级|1)和|2)上进行循环跃迁, 且能级间的简并被忽略. 此外, 对于外层电子处于p轨道的原子处于磁场中, 原来1条光谱线在磁场中分裂成为3条, 成分依次为 σ^- , π , σ^+ , 每条光谱线都有特殊偏振和传播方向. 对于 $M_F = +1$, 方向和电矢量旋转方向构成右手螺旋, 称之为 σ^+ 偏振, 为左旋偏振光. 反之, 对于 $M_F = -1$, 方向和电矢量旋转方向构成左手螺旋, 称之为 σ^- 偏振, 为右旋偏振光. 对于 $M_F = 0$,

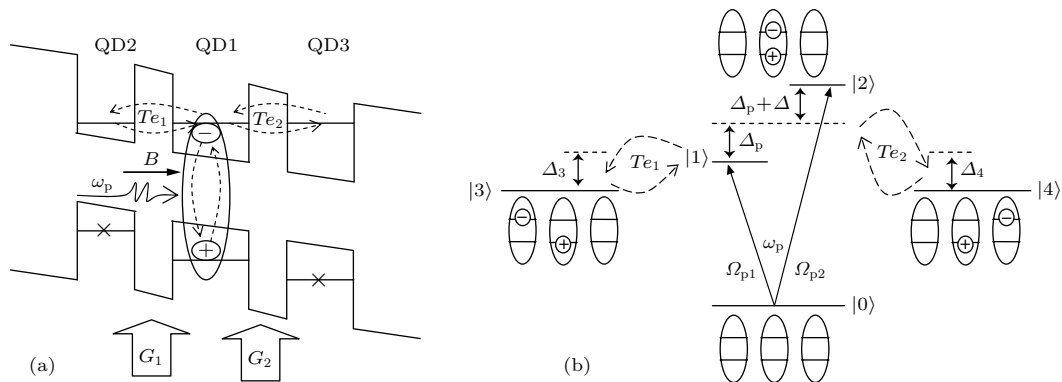


图1 (a) 门电压控制下的三量子点分子系统的结构示意图; (b) 相应的三量子点分子的能级示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the three quantum dot molecule system under the control of gate voltage; (b) corresponding energy level diagram of the three quantum dot molecule system.

原子在磁场方向角动量不变, 称之为 π 偏振. 如果在垂直于磁场方向观察, 中间一条是 π 谱线, 为线偏振光, 偏振方向和磁场方向平行, σ^- 与 σ^+ 线则分居两侧, 偏振方向和磁场方向垂直. 如果平行于磁场方向观察, 则只能看到 σ^- 与 σ^+ 两圆偏转光^[22]. 基于此, 结合文献^[6, 7], 我们在此特选取弱线性 π 偏振探测光进行研究. 从而, 构成了五能级M型耦合三量子点分子, 其相应的能级如图1(b)所示.

对于该三量子点分子体系, 探测光的形式可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_p(r, t) &= \mathbf{E}_{p1} + \mathbf{E}_{p2} \\ &= (\mathbf{e}_{p1}\varepsilon_{p1} + \mathbf{e}_{p2}\varepsilon_{p2}) \exp[i(\mathbf{k}_p z - \omega_p t)] \\ &\quad + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\mathbf{e}_{p1, p2}$ 是包络为 $\varepsilon_{p1(p2)}$ 的弱探测光的两个偏振分量的单位矢量, \mathbf{k}_p 是探测光的波矢, c.c表示复共轭函数.

在上述三量子点分子体系中, 电子与电子之间的相互作用效应一般相当弱, 从而可忽略体系中由于电子间相互作用所导致的多体效应. 在相互作用绘景下, 系统的半经典哈密顿量可写成

$$\begin{aligned} H_{\text{int}} &= \sum_{j=1}^4 \Delta_j |j\rangle \langle j| - (\Omega_{p1} |1\rangle \langle 0| + \Omega_{p2} |2\rangle \langle 0| \\ &\quad - T e_1 |3\rangle \langle 1| - T e_2 |4\rangle \langle 2| + \text{H.c.}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\Delta_1 = \omega_p - \omega_{10}$, $\Delta_2 = \Delta + \omega_p - \omega_{10}$ 为探测光的失谐量, $\Delta_3 = \omega_p - \omega_{10} + \omega_{31}$, $\Delta_4 = \Delta + \omega_p - \omega_{10} + \omega_{42}$ 是类似于冷原子系统的双光子失谐; 而探测光的两偏振分量所对应的半拉比频率是 $\Omega_{p1(p2)} = \mathbf{e}_{p1(p2)} \cdot \mathbf{p}_{p1(p2)} \varepsilon_{p1(p2)} / \hbar$, 其中 $\mathbf{p}_{10(20)}$ 是与能级 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle(|0\rangle \rightarrow |2\rangle)$ 之间跃迁相关的电偶极矩阵元; $T e_1, T e_2$ 表示能级之间的点间隧穿耦合强度; H.c.表示体系哈密顿量的复共轭项.

体系中电子的状态波函数可写成 $|\Psi\rangle = A_0|0\rangle + A_1|1\rangle + A_2|2\rangle + A_3|3\rangle + A_4|4\rangle$, 其中 $A_j(j = 0, 1, \dots, 4)$ 表示能级 $|j\rangle$ 的原子布居概率幅度, 满足概率幅守恒关系 $\sum_{j=0}^4 |A_j| = 1$. 通过薛定谔方程 $i\partial\Psi/\partial t = H_{\text{int}}\Psi$, 在旋转波近似和电偶极近似^[23-25]下, 可得到描述体系中光与物质相互作用的概率幅方程:

$$i \frac{\partial A_0}{\partial t} + \Omega_{p1}^* A_1 + \Omega_{p2}^* A_2 = 0, \quad (3)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_1\right) A_1 + \Omega_{p1} A_0 - T e_1^* A_3 = 0, \quad (4)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2\right) A_2 + \Omega_{p2} A_0 - T e_2^* A_4 = 0, \quad (5)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3\right) A_3 - T e_1 A_1 = 0, \quad (6)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_4\right) A_4 - T e_2 A_2 = 0. \quad (7)$$

结合 $|j\rangle$ 态的失谐量 Δ_j 和唯象引入能级 $|j\rangle$ 的衰减率 γ_j , 从而定义 $d_j = \Delta_j + i\gamma_j$. 其中 $\gamma_j = \gamma_{j1} + \gamma_{jd}$, γ_{j1} 表示能级寿命展宽, 主要受低温下纵波光学声子辐射的影响; 失相展宽 γ_{jd} 则主要由电子与电子、电子与声子散射及表面粗糙程度所引起.

对于光场, 可用经典的麦克斯韦方程描述. 由于原子气体介质中的电导率为零, 因此探测光所满足的方程可简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}. \quad (8)$$

不考虑原子间的相互作用, 系统的电极化强度可表示为

$$\mathbf{P} = N_a \langle \Psi | e \mathbf{R} | \Psi \rangle = N_a \sum_{j,i} p_{ij} \rho_{ji} = N_a \text{Tr}(\mathbf{p}\rho),$$

其中 p_{ij} 表示从 $|i\rangle$ 跃迁至 $|j\rangle$ 的电偶极矩阵元, ρ_{ji} 则为相应能级之间的密度矩阵元, 而 N_a 则表示原子数密度. 由于探测光在介质传播过程中随时间和空间的变化较为缓慢, 即光场振幅随时间的变化率远小于光学频率, 随空间的变化远小于光场(沿传播方向 z)的波矢, 因此在慢变包络近似下, 系统中探测光场的两个正交偏振分量 $\Omega_{p1}(z, t)$ 和 $\Omega_{p2}(z, t)$ 的传播方程可表示为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p1} + \kappa_{01} A_0^* A_1 = 0, \quad (9)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p2} + \kappa_{02} A_0^* A_2 = 0, \quad (10)$$

其中 $\kappa_{01} = N_a |p_{01} \cdot \mathbf{e}_+|^2 \omega_p / (2\hbar \varepsilon_0 c)$, $\kappa_{02} = N_a |p_{02} \cdot \mathbf{e}_-|^2 \omega_p / (2\hbar \varepsilon_0 c)$ 是传播系数; ε_0 和 c 分别表示真空中的介电常数和光速. 方程(3)–(7)以及方程(9)和(10)就组成了用于描述探测光与半导体三量子点分子系统相互作用的麦克斯韦-薛定谔方程.

由于所得的麦克斯韦-薛定谔方程不可积, 在此可利用多重尺度法^[26,27]来解析求解. 引入渐近展开

$$A_0 = 1 + \sum_{l=2}^{\infty} \varepsilon^l A_0^{(l)},$$

$$A_j = \sum_{l=1}^{\infty} \varepsilon^l A_j^{(l)} \quad (l = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3, 4),$$

$$\Omega_{p1(p2)} = \sum_{l=1}^{\infty} \varepsilon^l \Omega_{p1(p2)}^{(l)}$$

$$= \varepsilon \Omega_{p1(p2)}^{(1)} + \varepsilon^2 \Omega_{p1(p2)}^{(2)} + \varepsilon^3 \Omega_{p1(p2)}^{(3)}.$$

其中 $A_j^{(l)}$ 和 $\Omega_{p1(p2)}^{(l)}$ 是多重尺度变量 $t_l = \varepsilon^l t = t + \varepsilon^2 t (l = 0, 2)$ 和 $z_l = \varepsilon^l z = z + \varepsilon^2 z (l = 0, 2)$ 的函数, ε 是描述基态布居衰减相关的特征小参量. 将上述展开式代入麦克斯韦-薛定谔方程组中, 就可得到关于 $A_j^{(l)}$ 和 $\Omega_{p1(p2)}^{(l)}$ 的方程组:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) A_1^{(l)} + \Omega_{p1}^{(l)} - T e_1^* A_3^{(l)} = H^{(l)}, \quad (11)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) A_2^{(l)} + \Omega_{p2}^{(l)} - T e_2^* A_4^{(l)} = N^{(l)}, \quad (12)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) A_3^{(l)} - T e_1 A_1^{(l)} = P^{(l)}, \quad (13)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_4 \right) A_4^{(l)} - T e_2 A_2^{(l)} = Q^{(l)}, \quad (14)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p1}^{(l)} + \kappa_{01} A_1^{(l)} = R^{(l)}, \quad (15)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p2}^{(l)} + \kappa_{02} A_2^{(l)} = X^{(l)}, \quad (16)$$

其中 $H^{(l)}$, $N^{(l)}$, $P^{(l)}$, $Q^{(l)}$, $R^{(l)}$ 和 $X^{(l)}$ 的表达式分别为

$$H^{(1)} = N^{(1)} = P^{(1)} = Q^{(1)} = R^{(1)} = X^{(1)} = 0,$$

$$H^{(3)} = -i \frac{\partial A_1^{(1)}}{\partial t_2} - \Omega_{p1}^{(1)} A_0^{(2)},$$

$$N^{(3)} = -i \frac{\partial A_2^{(1)}}{\partial t_2} - \Omega_{p2}^{(1)} A_0^{(2)},$$

$$P^{(3)} = -i \frac{\partial A_3^{(1)}}{\partial t_2}, \quad Q^{(3)} = -i \frac{\partial A_4^{(1)}}{\partial t_2},$$

$$R^{(3)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_2} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_2} \right) \Omega_{p1}^{(1)} - \kappa_{01} A_0^{(2)*} A_1^{(1)},$$

$$X^{(3)} = -i \left(\frac{\partial}{\partial z_2} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_2} \right) \Omega_{p2}^{(1)} - \kappa_{02} A_0^{(2)*} A_2^{(1)}.$$

随后, 将上述方程组写成迭代公式:

$$\hat{L}_1 \Omega_{p1}^{(l)} = \hat{S}_1^{(l)}, \quad \hat{L}_2 \Omega_{p2}^{(l)} = \hat{S}_2^{(l)}, \quad (17)$$

其中

$$A_1^{(l)} = \frac{1}{\kappa_{01}} \left[R^{(l)} - i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p1}^{(l)} \right],$$

$$A_2^{(l)} = \frac{1}{\kappa_{02}} \left[X^{(l)} - i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p2}^{(l)} \right],$$

$$A_3^{(l)} = -\frac{1}{T e_1^*} H^{(l)} + \frac{1}{T e_1^*} \Omega_{p1}^{(l)}$$

$$+ \frac{1}{T e_1^* \kappa_{01}} \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) R^{(l)}$$

$$- \frac{1}{T e_1^* \kappa_{01}} \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p1}^{(l)},$$

$$A_4^{(l)} = -\frac{1}{T e_2^*} N^{(l)} + \frac{1}{T e_2^*} \Omega_{p2}^{(l)}$$

$$+ \frac{1}{T e_2^* \kappa_{02}} \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) X^{(l)}$$

$$- \frac{1}{T e_2^* \kappa_{02}} \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p2}^{(l)},$$

$$\hat{L}_1 = \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) \kappa_{01} + \left[|T e_1|^2 - \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) \right]$$

$$\times \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right),$$

$$\hat{S}_1^{(l)} = \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) \kappa_{01} H^{(l)}$$

$$+ \left[|T e_1|^2 - \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_1 \right) \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) \right] R^{(l)}$$

$$+ T e_1^* \kappa_{01} P^{(l)},$$

$$\hat{L}_2 = \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_4 \right) \kappa_{02} + \left[|T e_2|^2 - \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) \right]$$

$$\times \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_4 \right) i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right),$$

$$\hat{S}_2^{(l)} = \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_4 \right) \kappa_{02} N^{(l)} + \left[|T e_2|^2 \right]$$

$$- \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) \left(i \frac{\partial}{\partial t_0} + d_4 \right) X^{(l)}$$

$$+ T e_2^* \kappa_{02} Q^{(l)}.$$

3 线性光学性质

为了探究探测光在该量子点分子系统的传播特性, 对迭代方程(17)进行逐级近似求解. 当 $l = 1$ 时, 系统仅出现线性光学特性. 在线性范围内, 若假设探测光的两正交偏振分量为 $\Omega_{p1(p2)}^{(1)} = F_{1(2)} \exp(i\theta_{1(2)})$, 其中 $\theta_{1(2)} = K_{1(2)}(\omega) z_0 - \omega t_0$, 而 $F_{1(2)}$ 是关于慢变变量 t_2 和 z_2 的包络函数, 将 $H^{(1)} = N^{(1)} = P^{(1)} = Q^{(1)} = R^{(1)} = X^{(1)} = 0$ 代入迭代(17)式, 可得在线性激发下系统的探测光场 Ω_p 的两个正交偏振分量 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 所对应的色散关系:

$$K_{1,2} = \frac{\omega}{c} + \frac{(\omega + d_{3,4}) \kappa_{01,02}}{D_{1,2}}, \quad (18)$$

其中

$$D_1 = |T e_1|^2 - (\omega + d_1)(\omega + d_3),$$

$$D_2 = |Te_2|^2 - (\omega + d_2)(\omega + d_4).$$

相应地,

$$A_1^{(1)} = \frac{(\omega + d_3)}{D_1} F_1 \exp(i\theta_1),$$

$$A_2^{(1)} = \frac{(\omega + d_4)}{D_2} F_2 \exp(i\theta_2),$$

$$A_3^{(1)} = \frac{Te_1}{D_1} F_1 \exp(i\theta_1),$$

$$A_4^{(1)} = \frac{Te_2}{D_2} F_2 \exp(i\theta_2).$$

将 $K^\pm(\omega)$ 在探测光的中心角频率 ($\omega = 0$) 附近进行泰勒展开

$$K_{1,2} = K_{1,2}^{(0)} + K_{1,2}^{(1)}\omega + K_{1,2}^{(2)}\omega^2 + O(\omega^3),$$

这里

$$K_{1,2}^j = \frac{1}{j!} \left. \frac{\partial^j K_{1,2}}{\partial \omega^j} \right|_{\omega=0} \quad (j = 0, 1, 2)$$

给出了色散关系的不同阶数, 其中 $\phi_{1,2} = \text{Re}(K_{1,2}^{(0)})$ 即取其相应的实部就表示单位长度相移量, $\alpha_{1,2} = \text{Im}(K_{1,2}^{(0)})$ 是其虚部, 表示线性吸收系数. 在相干激光激励下, 典型量子点分子中的实际参数取值可选为 $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.4 \times 10^2 \text{ meV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.054 \text{ meV}$, $\gamma_3 = \gamma_4 = 10^{-3}\gamma_1$, $\Delta = 3.0\gamma_1$, $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$, $\Delta_2 = \Delta_4 = \Delta$. 随后, 图 2 示出了探测光两偏振分量 $\Omega_{p1,p2}$ 的线性吸收 $\text{Im}K_{1,2}(\omega)$ 和线性色散 $\text{Re}K_{1,2}(\omega)$ 在不同隧穿耦合强度 $Te_{1,2}$ 随频率 ω 的变化关系. 可以看出, 当隧穿耦合强度为零时, 体系只存在单峰值的 Lorentz 线型吸收峰 (如图 2(a) 实线), 这相当于门电压关闭时, 探测光两偏振分量 $\Omega_{p1,p2}$ 在中心频率附近被极大地近共振吸收了. 当存在门电压时, 对于适当值的隧穿耦合强度 $Te_{1,2} = 20\gamma_1 \text{ meV}$ (如图 2(b) 实线), 出现了 Autler-Townes 而呈现出了隧穿诱导透明窗口, 且随着隧穿耦合强度的进一步增强到 $Te_{1,2} = 40\gamma_1 \text{ meV}$ (如图 2(c) 实线), 其透明窗口明显变宽. 这是因为探测光两偏振分量吸收的抑制是由量子相消干涉作用所导致, 量子相消干涉驱动量子点间隧穿耦合, 从而引起 |3> 能级及 |4> 能级的布居数降低, 并且此布居数随着隧穿耦合强度的增加而降为零, 进而使得介质对探测光的两偏振分量的共振吸收为零, 探测光因此能够从介质中完全投射出去. 相应地, 由图 2(比较(a), (b), (c) 中的虚线) 的线性色散 $\text{Re}K_{1,2}(\omega)$ 随频率 ω 的变化关系可知: 随着隧穿耦合强度 $Te_{1,2}$ 的逐渐增强,

该探测光两偏振分量的色散由反常色散变为正常色散, 而探测光场的群速度 (群速度的表达式为 $V_{g1,g2} = \frac{1}{\text{Re}K_{1,2}^{(1)}} = \frac{1}{\text{Re}(dK_{1,2}^{(1)}/d\omega)}$) 则由负值变

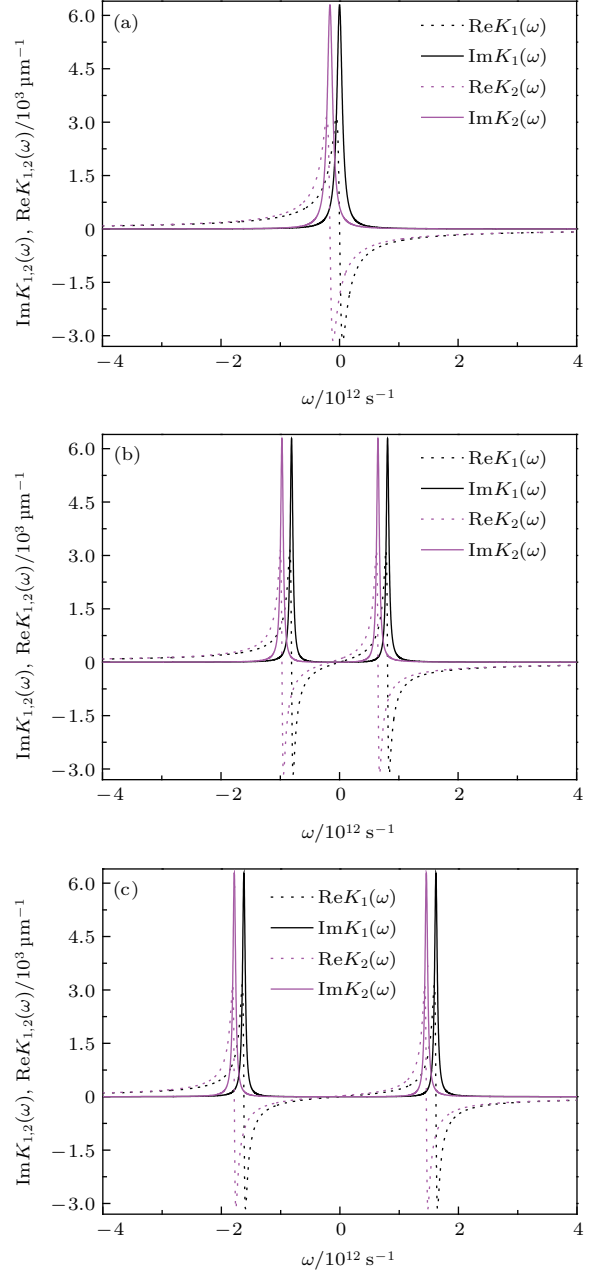


图 2 (网刊彩色) 线性偏振探测光两偏振分量 $\Omega_{p1,p2}$ 的线性吸收 $\text{Im}K_{1,2}(\omega)$ 和线性色散 $\text{Re}K_{1,2}(\omega)$ 在 (a) $Te_1 = Te_2 = 0$, (b) $Te_1 = Te_2 = 20\gamma_1 \text{ meV}$, (c) $Te_1 = Te_2 = 40\gamma_1 \text{ meV}$ 条件下随频率 ω 的变化关系 Fig. 2. (color online) The linear absorption $\text{Im}K_{1,2}(\omega)$ and linear dispersion $\text{Re}K_{1,2}(\omega)$ of two polarized components $\Omega_{p1,p2}$ of the linear-polarized probe field as a function of the frequencies ω under the consideration of (a) $Te_1 = Te_2 = 0$, (b) $Te_1 = Te_2 = 20\gamma_1 \text{ meV}$, (c) $Te_1 = Te_2 = 40\gamma_1 \text{ meV}$.

为正值且其绝对值逐渐增大. 此外, 由于整个体系处于与入射探测光平行的外加磁场 B 中, 能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的简并被消除, 从而存在由此引起的 Zeeman 分裂能级 Δ , 所以两偏振分量的线性吸收 $\text{Im}K_1(\omega)$ 与 $\text{Im}K_2(\omega)$ 及线性色散 $\text{Re}K_1(\omega)$ 与 $\text{Re}K_2(\omega)$ 并不完全重合, 存在一定的偏移. 综上所述, 在我们的系统中, 通过适当的调节隧穿耦合强度 $T_{e_{1,2}}$, 可以有效地调节系统的隧穿诱导透明窗口的宽度并实现对介质的反常色散与正常色散的“开关”调节效应.

当 $l = 3$ 时, 将 $H^{(3)}$, $N^{(3)}$, $P^{(3)}$, $Q^{(3)}$, $R^{(3)}$, $X^{(3)}$ 代入方程 $\hat{L}_1\Omega_{p1}^{(l)} = \hat{S}_1^{(l)}$, $\hat{L}_2\Omega_{p2}^{(l)} = \hat{S}_2^{(l)}$, 要使其解不发散, 则有 $\hat{S}_1^{(3)} = 0$, $\hat{S}_2^{(3)} = 0$, 从而可得到系统的非线性方程组:

$$i\left(\frac{\partial F_1}{\partial z_2} + K_{11}\frac{\partial F_1}{\partial z_2}\right) - \left(w_{11}|F_1|^2 e^{-2\text{Im}K_1} + w_{12}|F_2|^2 e^{-2\text{Im}K_2}\right)F_1 = 0, \quad (19)$$

$$i\left(\frac{\partial F_2}{\partial z_2} + K_{21}\frac{\partial F_2}{\partial z_2}\right) - \left(w_{21}|F_1|^2 e^{-2\text{Im}K_1} + w_{22}|F_2|^2 e^{-2\text{Im}K_2}\right)F_2 = 0, \quad (20)$$

其中 K_{11} , K_{21} 分别表示该半导体量子点分子系统中探测光场两偏振分量 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} 的群速度色散效应; 而 $w_{11,22}$, $w_{12,21}$ 则分别用于描述该系统中的自相位调制效应和交叉相位调制效应. 对应的表达式如下:

$$K_{11} = \frac{1}{c} + \kappa_{01} \frac{|Te_1|^2 + (\omega + d_3)^2}{D_1^2},$$

$$K_{21} = \frac{1}{c} + \kappa_{02} \frac{|Te_2|^2 + (\omega + d_4)^2}{|D_2|^2},$$

$$w_{11} = \kappa_{01}(\omega + d_3) \frac{|\omega + d_3|^2 + |Te_1|^2}{D_1|D_1|^2},$$

$$w_{22} = (\omega + d_4)\kappa_{02} \frac{|\omega + d_4|^2 + |Te_2|^2}{D_2|D_2|^2},$$

$$w_{12} = \kappa_{01}(\omega + d_3) \frac{|\omega + d_4|^2 + |Te_2|^2}{D_1|D_2|^2},$$

$$w_{21} = (\omega + d_4)\kappa_{02} \frac{|\omega + d_3|^2 + |Te_1|^2}{D_2|D_1|^2}.$$

考虑到 $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial z_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial z_2}$, $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t_1}$, 并令 $\tau = t - \frac{z}{v_g}$, $v_g = \frac{2v_{g1}v_{g2}}{v_{g1} + v_{g2}}$, $\delta = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{V_{g1}} - \frac{1}{V_{g2}}\right)$, $\Omega_{p1,p2} = \varepsilon\Omega_{p1,p2}^{(1)} = \varepsilon F_{1,2} \exp[i(K_{1,2}z -$

$\omega t)] = V_{1,2} \exp[i(K_{1,2}z - \omega t)]$ 得到

$$i\frac{\partial V_1}{\partial z} + i\delta\frac{\partial V_1}{\partial \tau} - \left(w_{11}|V_1|^2 e^{-2\text{Im}K_1 z} + w_{12}|V_2|^2 e^{-2\text{Im}K_2 z}\right)V_1 = 0, \quad (21)$$

$$i\frac{\partial V_2}{\partial z} - i\delta\frac{\partial V_2}{\partial \tau} - \left(w_{21}|V_1|^2 e^{-2\text{Im}K_1 z} + w_{22}|V_2|^2 e^{-2\text{Im}K_2 z}\right)V_2 = 0. \quad (22)$$

定义 $U_{1,2} = V_{1,2} \exp(-\text{Im}K_{1,2}z)$, (21) 和 (22) 式可写为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \text{Im}K_1\right)U_1 + i\delta\frac{\partial U_1}{\partial \tau} - (w_{11}|U_1|^2 + w_{12}|U_2|^2)U_1 = 0, \quad (23)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \text{Im}K_2\right)U_2 - i\delta\frac{\partial U_2}{\partial \tau} - (w_{21}|U_1|^2 + w_{22}|U_2|^2)U_2 = 0. \quad (24)$$

引入如下的无量纲参数 $\sigma = \tau/\tau_0$, $s = z/L_D$, $u_{1,2} = U_{1,2}/U_0$, 将方程 (23) 和 (24) 无量纲化, 则有

$$i\left(\frac{\partial u_1}{\partial s} + g_{A1}\right) + ig_\delta\frac{\partial u_1}{\partial \sigma} - (g_{11}|u_1|^2 + g_{12}|u_2|^2)u_1 = 0, \quad (25)$$

$$i\left(\frac{\partial u_2}{\partial s} + g_{A2}\right) - ig_\delta\frac{\partial u_2}{\partial \sigma} - (g_{21}|u_1|^2 + g_{22}|u_2|^2)u_2 = 0, \quad (26)$$

其中 $g_\delta = \text{Sgn}(\delta)(L_D/L_\delta)$, $g_{nm} = w_{nm}/|w_{22}|$, $g_{A1,A2} = L_D/L_{A1,A2}$, $L_{A1,A2} = 1/\text{Im}K_{1,2} = 1/\alpha_{1,2}$. 这里的 $L_\delta = \tau_0/|\delta|$ 为群速度失配长度, $L_D = \tau_0^2/|K_{22}|$ 为色散长度. 同时令 $L_{NL} = 1/(U_0^2|w_{22}|)$ 为非线性长度, 并满足 $L_D = L_{NL}$, 即体系的非线性效应和色散效应相平衡, 就可得到探测光的特征拉比频率 U_0 . Sgn 是符号函数, 表达式为 $\text{Sgn}(\text{number})$. $\text{number} > 0$ 时, 值为 1; $\text{number} < 0$ 时, 值为 -1; $\text{number} = 0$, 值为 0.

采用合适的参数, 使得 $L_\delta \gg L_{NL}$, 从而 $g_\delta = 0$, 则方程 (25) 和 (26) 可以简化为

$$i\frac{\partial u_1}{\partial s} - (g_{11}|u_1|^2 + g_{12}|u_2|^2)u_1 = 0, \quad (27)$$

$$i\frac{\partial u_2}{\partial s} - (g_{21}|u_1|^2 + g_{22}|u_2|^2)u_2 = 0, \quad (28)$$

其解为 $u_1 = \exp(-i\phi_1 s)$, $u_2 = \exp(-i\phi_2 s)$ 其中 $\phi_1 = g_{11} + g_{12}$, $\phi_2 = g_{22} + g_{21}$ 为探测光两分量的法拉第偏转角, 它是由自相位调制和交叉相位调制共同贡献得到. 将解写为初始场变量的形式

$\Omega_{p1,p2} = U_0 \exp(iK_{1,2}L - i\phi_{1,2}L/L_{NL})(\omega = 0)$, L 为介质长度.

4 非线性法拉第效应

为了研究探测光在外加磁场下的法拉第效应, 可定义探测光的非线性法拉第偏转角为^[28]

$$\Psi_{NL} = \frac{L}{2} \left(\phi_1 - \phi_2 - \frac{g_{11} + g_{12} - g_{21} - g_{22}}{L_{NL}} \right), \quad (29)$$

而探测光在半导体量子点分子系统中的透射率及其偏振程度分别为

$$T = \frac{1}{2} [\exp(-\alpha_1 L) + \exp(-\alpha_2 L)], \quad (30)$$

$$S = \frac{\exp(-\alpha_1 L) - \exp(-\alpha_2 L)}{\exp(-\alpha_1 L) + \exp(-\alpha_2 L)}, \quad (31)$$

其中 Ψ_{NL} 同时取决于系统的线性和非线性性质, 而 T, S (S 由系统中的圆二色性造成) 则仅仅取决于线性性质.

在此, 根据实验所观察的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 半导体量子点体系中^[29] 的衰减率是 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.054$ meV 和 $\gamma_3 = \gamma_4 = 1.0 \times 10^{-3}\gamma_1$; 由 Zeeman 分裂引起的能级间隔为 $\Delta = \mu_B M_F g_F B / \hbar = 3.0\gamma_1$, 相应的失谐量为 $\Delta_1 = 3.1\gamma_1$, $\Delta_3 = 12.0\gamma_1$ 和 $\Delta_2 = \Delta_1 + \Delta$, $\Delta_4 = \Delta_3 + \Delta$; 隧穿耦合强度为 $T e_1 = T e_2 = 30\gamma_1$, 探测光的传播系数是 $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.4 \times 10^2$ meV· μm^{-1} ; 介质长度 $L = 0.27$ μm , 非线性长度 $L_{NL} = 0.20$ μm . 通过这些参数我们可以得到透射率 $T \approx 0.63$, 偏振程度 $S \approx 0.31$, 相应的非线性法拉第偏转角 $\Psi_{NL} = 1.07$ rad ($\approx 61^\circ$). 可以看出在我们的系统中, 大部分透射光能透过介质, 同时能得到较大的偏转角.

现在, 我们考虑通过外加磁场来控制探测光的非线性法拉第偏转. 从前面的推导可以看出, 非线性法拉第偏转角由系统的自相位调制系数及交叉相位调制系数决定, 而这两个系数又与 Zeeman 效应位移 $\Delta = (2\mu_B/\hbar)gB$ 相关, 所以通过调节磁场强度 B , 就能控制入射探测光的法拉第偏转. 而对于入射线性偏转探测光而言, 系统的偏振态可通过调节外部磁场得以控制. 因此, 我们计算了透射系数 T , 偏振程度 S 和非线性法拉第偏转角 Ψ_{NL} 随 Zeeman 效应位移 $\Delta = (2\mu_B/\hbar)gB$ 的变化, 如图 3 所示. 同时, 为了与线性法拉第偏

转相比较, 在图 3 中也给出了线性法拉第偏转角 Ψ_L ($\Psi_L = \frac{L}{2}(\phi_1 - \phi_2)$) 随 Δ 的变化情况. 可以看出, 实线与点线朝着相反的方向偏转. 这说明随着 Zeeman 效应位移 Δ 的增大, 在非线性条件下的法拉第效应所导致的探测光的偏振面的偏振方向与线性情况相反, 而且随着 Δ 的增大, 透射系数 T 则会逐渐减小, 而偏振程度 S 则会逐渐增加. 同时, 从图 3 可以发现, 随着 Zeeman 效应位移 Δ 的增大, 实线和点线均逐渐偏移中心位置, 而实线比点线更为陡峭. 这就意味着, 非线性法拉第偏转角 Ψ_{NL} 和线性法拉第偏转角 Ψ_L 均随着 Δ 的增大而增大, 且 Ψ_{NL} 增大得更快. 对于同一 Zeeman 效应位移 Δ 而言, 实线上的点比点线上的点偏移零点位置更远. 这表明在相同的外加磁场作用下, 由隧穿诱导透明诱导的半导体量子点分子系统中, 探测光的法拉第偏转主要是由系统的非线性效应所调控.

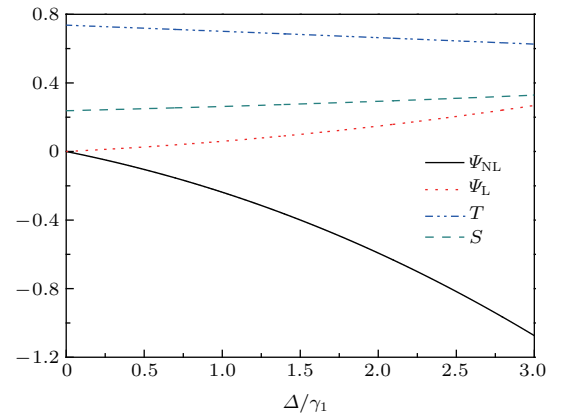


图 3 透射系数 T 、偏振程度 S 、非线性法拉第偏转角 Ψ_{NL} 及线性法拉第偏转角 Ψ_L 随塞曼效应位移 Δ 的变化
Fig. 3. The transmission coefficient T , the polarization degree S , the nonlinear Faraday rotation angle Ψ_{NL} and the linear Faraday rotation angle Ψ_L as a function of the displacement Δ of the Zeeman effect. Other parameters are given in the text.

5 结 论

在外加磁场的作用下, 一束弱线性 π 偏振探测光因传播方向平行于磁场而分解成两偏振分量, 然后通过调控量子点间隧穿耦合, 研究了五能级 M 型半导体三量子点分子系统中的非线性法拉第效应. 首先, 我们利用多重尺度方法, 得到了线性情况下的色散关系, 以及描述弱线性 π 偏振探测光的左、右两个不同偏振分量随时间演化的耦合非线性薛定谔方程. 随后, 通过求解方程结合数值计算发

现, 在线性情况下, 通过适当地操控点间隧穿耦合强度, 可有效地调节体系中隧穿诱导透明窗口的宽度并实现对介质的反常色散与正常色散的“开关”调节效应. 在非线性情况下, 由于点间隧穿耦合所诱导的量子干涉效应对弱线性 π 偏振探测光所导致的低吸收, 在该半导体量子点分子体系中可获得较大的非线性法拉第偏转角, 而且在相同的外加磁场下探测光的非线性法拉第偏转方向与线性法拉第偏转相反而且偏转角更大. 这说明系统的非线性效应更能有效地调制探测光的法拉第偏转.

参考文献

- [1] Faraday M 1846 *Philos. Mag.* **28** 294
- [2] Wang B, Li S J, Ma J, Wang H, Peng K C, Xiao M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 051801
- [3] Peng Z H, Zou J, Liu X J, Xiao Y J, Kuang L M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 034305
- [4] Liu Q, Gross S, Dekker P, Withford M J, Steel M J 2014 *Opt. Express* **22** 28037
- [5] Yu Z, Fan S 2009 *Nat. Photon.* **3** 91
- [6] Hang C, Huang G X 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 47
- [7] Zhu C J, Deng L, Hagley E W 2013 *Phys. Rev. A* **88** 023854
- [8] He Y M, Wei Y J, He Y, Xiong F L, Chen K, Zhao Y, Lu Z Y 2014 *Sci. Sin. Inform.* **44** 394 (in Chinese) [何玉明, 魏宇佳, 贺煜, 熊飞雷, 陈凯, 赵勇, 陆朝阳 2014 中国科学信息科学 **44** 394]
- [9] Zeng K H, Wang D L, She Y C, Zhang W X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 147801 (in Chinese) [曾宽宏, 王登龙, 余彦超, 张蔚曦 2013 物理学报 **62** 147801]
- [10] Bai Y F, Yang W X, Han D A, Yu X Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 114208
- [11] Hao X Y, Zheng A S, Wang Y, Li X G 2012 *Commun. Theor. Phys.* **57** 866
- [12] Wu Y, Yang X X 2007 *Phys. Rev. B* **76** 054425
- [13] Tian S C, Wan R G, Tong C Z, Ning Y Q 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 2681
- [14] Ding C L, Yu R, Li J H, Hao X Y, Wu Y 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043819
- [15] Borges H S, Sanz L, Villas-Boas J M, Diniz Neto O O, Alcalde A M 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115425
- [16] Hang C, Huang G X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033830
- [17] Sun H, Fan S L, Feng X L, Wu C F, Gong S Q, Huang G X, Oh C H 2012 *Opt. Express* **20** 8485
- [18] Anisimov P M, Dowling J P, Sanders B C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 163604
- [19] Vaseghi B, Mohebi N 2013 *J. Lumin.* **134** 352
- [20] Songmuang R, Kiravittaya S, Schmidt O G 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2892
- [21] Beirne G J, Hermannstädter C, Wang L, Rastelli A, Schmidt O G, Michler P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 137401
- [22] Yang W, Sun D L, Zhou L, Wang J, Zhan M S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 153701 (in Chinese) [杨威, 孙大立, 周林, 王谨, 詹明生 2014 物理学报 **63** 153701]
- [23] Chen Q C 2014 *Chin. Phys. B* **23** 124212
- [24] Yang W X, Lee R K 2008 *Europhys. Lett.* **83** 14002
- [25] She Y C, Zheng X J, Wang D L, Zhang W X 2013 *Opt. Express* **21** 17392
- [26] Chen Y, Chen Z M, Huang G X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023820
- [27] Luo X Q, Wang D L, Zhang Z Q, Ding J W, Liu W M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033803
- [28] She Y C, Zhang W X, Wang D L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064205 (in Chinese) [余彦超, 张蔚曦, 王登龙 2011 物理学报 **60** 064205]
- [29] Gammon D, Snow E S, Shanabrook B V, Katzer D S, Park D 1996 *Science* **273** 87

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induced transparency medium of semiconductor three quantum dots*

Chen Qiu-Cheng[†]

(Department of Physics and Electronic Information Science, Hengyang Normal University, Hengyang 421008, China)

(Received 26 April 2016; revised manuscript received 23 August 2016)

Abstract

In the past few years, many interesting optical phenomena, such as electromagnetically induced transparency, coherent optical control of a biexciton, slow light and optical solitons, have been investigated in single quantum dot (QD). However, in an actual semiconductor device there exist many quantum dots (QDs). Recently, QD molecule, which is comprised of double semiconductor QDs coupled by tunneling coupling, has been proposed. In this new semiconductor structure, many complex but interesting phenomena have been discovered. In fact, three QD molecules may also be composed of three QDs, which can be coupled by interdot tunneling coupling. For the three semiconductor QDs molecules, the influence of the interdot tunneling coupling strength must be considered. So, in this paper, with considering that a weak, π -linear-polarized probe field can form left- and right-polarized components under the control of the parallel magnetic field, and when they are combined with the tunneling coupling among the QDs, an electromagnetically induced transparency medium of a five-level M configuration semiconductor three QDs is proposed. Subsequently, the nonlinear Faraday rotation in the semiconductor three QDs is analytically studied.

For the linear case, the linear dispersion relation is driven by a method of multiple scales. Then, by studying the linear optical properties, it is found that the system exhibits a single tunneling induced transparency window due to the quantum destructive interference effect driven by the interdot tunneling coupling under appropriate conditions, and the width of the tunneling induced transparency window can be effectively controlled by the strength of the interdot tunneling coupling. Meanwhile, the “switch” regulatory effect, which changes from the anomalous dispersion regime to the normal dispersion regime, is likely to be achieved by changing the strength of the interdot tunneling coupling.

For the nonlinear case, two coupled nonlinear Schrödinger equations, which govern the evolutions of left- and right-polarized components of the weak, π -linear-polarized probe field under the applied longitudinal magnetic field, are derived. By studying the nonlinear properties, it is shown that a large nonlinear Faraday rotation angle can be obtained due to the quantum interference effect which is induced by the interdot tunneling coupling with a very low absorption of the weak, π -linear-polarized probe field. In addition, it is also found that the nonlinear Faraday rotation direction is opposite to linear Faraday rotation for the same magnetic field. What is more, the nonlinear Faraday rotation angle grows bigger than the linear Faraday rotation. These results mean that the Faraday rotation of the three semiconductor QDs with the electromagnetically induced transparency can be more effectively controlled by the nonlinear effect.

Keywords: semiconductor quantum dot, nonlinear Faraday rotation, electromagnetically induced transparency

PACS: 78.67.Hc, 42.65.Sf, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.65.247801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11247313).

† Corresponding author. E-mail: chenqiucheng68@126.com