

用 Σ 形四能级模型研究非对称耦合 量子阱非定域激子复合发光^{*}

胡振华^{1,2)} 黄德修¹⁾

¹⁾ 华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)

²⁾ 武汉理工大学物理系, 武汉 430063)

(2003 年 6 月 30 日收到, 2003 年 7 月 31 日收到修改稿)

基于 Σ 形四能级模型运用密度矩阵方程研究了非对称量子阱中非定域激子复合发光特性. 理论结果表明: 非定域激子复合发光具有双峰特征, 两峰相对于中心跃迁频率的红移和蓝移量与电子和空穴的振荡频率密切相关. 与单量子阱相比, 这种频率移动对外加电场相当敏感, 即当外加反向电场作小的变化时, 两峰有较大的移动, 表现强量子限域斯塔克效应. 这意味着利用非对称量子阱在新一代高速调制器和光开关中具有潜在的应用价值.

关键词: 非对称耦合量子阱, 共振隧穿, 非定域激子, 量子限域斯塔克效应

PACC: 7320, 7340G, 7210, 7865

1. 引 言

量子动力学隧穿^[1-7]是发生在物理、化学和生物等系统中的重要过程之一. 对于具有双势阱的量子体系, 当初始时刻粒子仅局限在某一势阱中, 随后粒子将以一定的周期作往复振荡. 从物理上讲, 量子动力学隧穿既可以是分子的内部转动^[8], 也可以是晶态或非晶态环境中单分子的转动^[9], 或者用以描述原子分子中和里德伯态中的波包振荡^[10, 11], 或者用以描述生物系统中更复杂的形态变化^[12].

最近, 人们通过对非对称耦合量子阱(ACQW)研究发现: 如果在初始时刻用一超短脉冲仅共振激发其中之一阱最低激子态时, 电子或空穴将穿过势垒薄层作往复振荡产生亚毫米波辐射, 其发射波长与沿量子阱生长方向(z 方向)反向电场密切相关^[13, 14]. 在 ACQW 中, 势垒薄层 L 通常小到电子或空穴德布罗意波长 λ_j ($j = e, h$) 近似相等时, 共振隧穿显著增强^[15]. 在这种情形中, 两阱电子(空穴)波函数发生交叠形成新的线性叠加态, 从而产生量子相干隧道. 因而, 人们通常称这种振荡为量子相干振荡.

近年来对 ACQW 光学性质的研究, 基本上按照

V 型三能级模型^[16, 17]进行的, 即把导带中的电子看成非定域的, 而价带中空穴看成定域的. 在这种理想模型中, 虽然在一定程度上是一种很好的近似, 但并不完全. 事实上, 就一般情形而言, 空穴隧穿^[18, 19]与电子隧穿同时存在. 尤其是当我们用窄带超短脉冲共振激发轻空穴价带时, 由于轻空穴的有效质量与电子的有效质量相当, 价带中的空穴振荡频率与导带中的电子振荡频率在同一数量级. 对这种情形, 电子和空穴并非局限在同一阱中. 因而, 我们称这种电子-空穴对为非定域激子. 为了描述这种激子复合发光特性, 本文基于 Σ 形四能级模型利用密度矩阵运动方程进行了研究. 理论结果表明: 空穴振荡对激子复合发光特性产生明显影响.

2. 模型与运动方程

非对称量子阱如图 1(a) 所示, 其中 $|e_l\rangle, |e_r\rangle$ 分别为导带中左阱和右阱最低电子态; $|h_l\rangle, |h_r\rangle$ 分别为价带中左阱和右阱轻空穴最低能态. 当在 ACQW 垂直方向加反向电场时两阱发生耦合, 价带中的空穴能态和导带中电子能态均可近似用成键态和反键态表示^[14]

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h_l\rangle + |h_r\rangle),$$

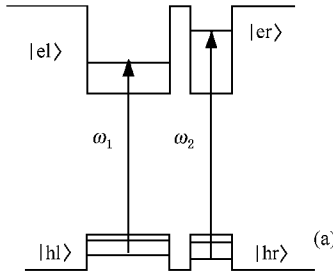
^{*} 国家重点基础研究发展规划(批准号: G200036605)资助的课题.

$$|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|hl\rangle - |hr\rangle); \quad (1a)$$

$$|3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|el\rangle + |er\rangle), \quad (1b)$$

$$|4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|el\rangle - |er\rangle).$$

与之相应的能级图如图 1(b)所示. 图 1 中 ω_e 和 ω_h



分别为导带中电子振荡圆频率和价带中空穴圆频率; ω_{31} , ω_{32} , ω_{41} 和 ω_{42} 分别为 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 态间、 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 态间、 $|4\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 态间的跃迁圆频率; ω_0 为上两能级与下两能级间的中心跃迁圆频率. 由图 1(b) 所组成的四能级系统所满足的 Liouville 方程为

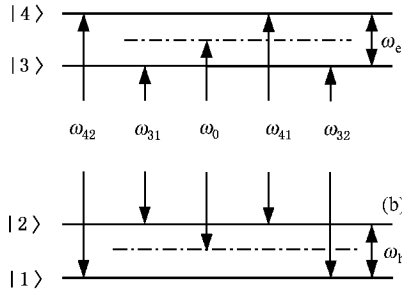


图 1 ACQW 能级图 (a) 为定域激子态能级图 (b) 为非定域激子态能级图

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [\rho, H] + R_{\text{coil}}, \quad (2)$$

式中

$$H = \sum_{i=1}^4 \hbar \omega_i |i\rangle \langle i| \quad (3)$$

为系统的哈密顿量, 其中 $\hbar \omega_i$ 为 $|i\rangle$ 态的能量. (2) 式中弛豫项

$$R_{\text{coil}} = -\gamma^l(\rho - f) - \gamma^h(\rho - f^L) - \gamma^s(\rho - f^{\text{eq}}) \quad (4)$$

包含载流子-载流子散射引起的 ρ 以速率 γ^l 趋于费米分布函数 f 、载流子-纵向光学声子散射引起的 ρ 以速率 γ^h 趋于晶格温度 T_L 费米分布函数 f^L 以及由于热库扰动引起的 ρ 以速率 γ^s 趋于费米分布函数 f^{eq} . 经对 (2) 式求解, 可得到密度矩阵元随时间 t 的变化规律

$$\rho_{ii}(t) = \rho_{ii}(0)e^{-\gamma_{ii}t} + \frac{\rho_{ii}(0)}{\gamma_{ii}} \left(1 - e^{-\gamma_{ii}t} \right) \left(\gamma_{ii}^l f_{ii}^L + \gamma_{ii}^h f_{ii}^L + \gamma_{ii}^s f_{ii}^{\text{eq}} \right), \quad (5a)$$

$$\rho_{31}(t) = \rho_{31}(0) e^{-[\gamma_{31} + i\omega_0 - \frac{i}{2}(\omega_e + \omega_h)]t}, \quad (5b)$$

$$\rho_{32}(t) = \rho_{32}(0) e^{-[\gamma_{32} + i\omega_0 - \frac{i}{2}(\omega_e - \omega_h)]t}, \quad (5c)$$

$$\rho_{41}(t) = \rho_{41}(0) e^{-[\gamma_{41} + i\omega_0 + \frac{i}{2}(\omega_e - \omega_h)]t}, \quad (5d)$$

$$\rho_{42}(t) = \rho_{42}(0) e^{-[\gamma_{42} + i\omega_0 + \frac{i}{2}(\omega_e + \omega_h)]t}, \quad (5e)$$

$$\rho_{21}(t) = \rho_{21}(0) e^{-\gamma_{21} + i\omega_h)t}, \quad (5f)$$

$$\rho_{43}(t) = \rho_{43}(0) e^{-\gamma_{43} + i\omega_e)t}, \quad (5g)$$

式中 $\gamma_{ij} (i \neq j; i, j = 1, 2, 3, 4)$ 为 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 间的相弛豫

速率; $\gamma_{ii} = \gamma_{ii}^l + \gamma_{ii}^h + \gamma_{ii}^s$ 为 $|i\rangle$ 态趋向费米分布 f_{ii}^L , f_{ii}^L 和 f_{ii}^{eq} 的总弛豫速率. 从 (5a) 式不难看出, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, $|i\rangle$ 态的粒子数布居 $\rho_{ii}(\infty) = \rho_{ii}(0) \left[(\gamma_{ii}^l / \gamma_{ii}) f_{ii}^L + (\gamma_{ii}^h / \gamma_{ii}) f_{ii}^L + (\gamma_{ii}^s / \gamma_{ii}) f_{ii}^{\text{eq}} \right]$. 这意味着当初始时刻共振激发最低激子态时, 经较长时间后, $|i\rangle$ 态的粒子数按一定权重 $\frac{\gamma_{ii}^m}{\gamma_{ii}}$ ($m = l, h, eq$) 趋于由载流子-载流子散射引起的费米分布 f_{ii}^L 、由载流子-纵向光学声子散射引起的费米分布 f_{ii}^L 和由于热库扰动引起的费米分布 f_{ii}^{eq} .

3. 主要结果

对于单量子阱, 激子被限制在一个阱内, 表现为定域激子发光特性. 而对 ACQW, 由于电子和空穴均以一定的振荡频率在两阱间作往复运动, 其激子复合发光特性与单量子阱相比有明显不同.

当初始时刻用线宽 $\Delta\omega$ 满足条件 $\max\{\omega_e, \omega_h\} < \Delta\omega < \omega_2 - \omega_1$ 的超短脉冲共振激阱之一最低激子态时, 电子或空穴的振荡频率^[14, 15]

$$\omega_j = (\hbar k_j / m_j L) e^{-k_j L}, \quad j = e, h \quad (6)$$

式中 m_j 为电子或空穴的有效质量; L 为 ACQW 的势垒宽度; $k_j = \sqrt{2m_j(V_j - E_j)} / \hbar$, 其中 E_j, V_j 分别为电子或空穴的能量和势垒高度. 注意到 (5f) 和 (5g) 式, 并利用公式

$$P(t) = \frac{1}{V} \text{tr}(\mu\rho) \quad (7)$$

(式中 V 为有源层体积, μ 为偶极算符), 可得到由电子、空穴振荡所产生的电极化强度分别为

$$P_e(t) = \frac{2}{V} \mu_{34}^e \rho_{34}(0) e^{-\gamma_{34}t} \cos \omega_e t, \quad (8a)$$

$$P_h(t) = \frac{2}{V} \mu_{12}^h \rho_{12}(0) e^{-\gamma_{12}t} \cos \omega_h t, \quad (8b)$$

式中 μ_{34}^e 和 μ_{12}^h 分别对应由于电子振荡和空穴振荡引起的偶极跃迁矩阵元, $\rho_{34}(0)$ 和 $\rho_{12}(0)$ 分别是 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 态间和 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 态间的偶极跃迁密度矩阵元. 类似地, 利用(5d)–(5g)式和(7)式, 可分别得到由 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$, $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$, $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 跃迁引起的宏观电极化强度为

$$P_{31}(t) = \frac{2}{V} \mu_{31} \rho_{31}(0) e^{-\gamma_{31}t} \cos \left[\omega_0 - \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right] t, \quad (9a)$$

$$P_{32}(t) = \frac{2}{V} \mu_{32} \rho_{32}(0) e^{-\gamma_{32}t} \cos \left[\omega_0 - \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right] t, \quad (9b)$$

$$P_{41}(t) = \frac{2}{V} \mu_{41} \rho_{41}(0) e^{-\gamma_{41}t} \cos \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right] t, \quad (9c)$$

$$P_{42}(t) = \frac{2}{V} \mu_{31} \rho_{31}(0) e^{-\gamma_{42}t} \cos \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right] t, \quad (9d)$$

注意到偶极跃迁所产生的发射强度 $I(t) \propto |E(t)|^2$, 与之相对应的频域发射强度 $I(\omega) \propto |E(\omega)|^2$. 利用 $E(t) \propto \dot{P}(t)$ 和傅里叶变换 $E(\omega) = \mathcal{F}[E(t)]$, 可得到由非定域激子复合所产生的频域发射强度为

$$I(\omega) \propto I_{31}(\omega) + I_{32}(\omega) + I_{41}(\omega) + I_{42}(\omega), \quad (10)$$

式中

$$I_{31}(\omega) = \frac{4}{V^2} |\mu_{31}|^2 |\rho_{31}(0)|^2 \frac{\gamma_{31}^2 \left\{ \gamma_{31}^2 + \left[\omega_0 - \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^2 \right\}^2 + \left[\omega_0 - \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^4 \omega^2}{\left\{ \left[\omega_0 - \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^2 - \omega^2 + \gamma_{31}^2 \right\}^2 + 4\gamma_{31}^2 \omega^2} \quad (11a)$$

$$I_{32}(\omega) = \frac{4}{V^2} |\mu_{32}|^2 |\rho_{32}(0)|^2 \frac{\gamma_{32}^2 \left\{ \gamma_{32}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^2 \right\}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^4 \omega^2}{\left\{ \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^2 - \omega^2 + \gamma_{32}^2 \right\}^2 + 4\gamma_{32}^2 \omega^2} \quad (11b)$$

$$I_{41}(\omega) = \frac{4}{V^2} |\mu_{41}|^2 |\rho_{41}(0)|^2 \frac{\gamma_{41}^2 \left\{ \gamma_{41}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^2 \right\}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^4 \omega^2}{\left\{ \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e - \omega_h) \right]^2 - \omega^2 + \gamma_{41}^2 \right\}^2 + 4\gamma_{41}^2 \omega^2} \quad (11c)$$

$$I_{42}(\omega) = \frac{4}{V^2} |\mu_{42}|^2 |\rho_{42}(0)|^2 \frac{\gamma_{42}^2 \left\{ \gamma_{42}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^2 \right\}^2 + \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^4 \omega^2}{\left\{ \left[\omega_0 + \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_h) \right]^2 - \omega^2 + \gamma_{42}^2 \right\}^2 + 4\gamma_{42}^2 \omega^2} \quad (11d)$$

式中 μ_{31} , μ_{32} , μ_{41} 和 μ_{42} 是在非定域激子态 $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle\}$ 表象中的偶极矩阵元. 为了考察非定域激子复合发光特性, 对偶极矩阵元 μ_{31} , μ_{32} , μ_{41} 和 μ_{42} 进行表象变换相当重要. 在定域激子态 $\{|el\rangle, |er\rangle, |hl\rangle, |hr\rangle\}$ 表象中, μ_{31} , μ_{32} , μ_{41} 和 μ_{42} 可以表示成

$$\mu_{31} = \frac{1}{2} (el|\mu|hl + el|\mu|hr + er|\mu|hl + er|\mu|hr), \quad (12a)$$

$$\mu_{32} = \frac{1}{2} (el|\mu|hl - el|\mu|hr + er|\mu|hl - er|\mu|hr), \quad (12b)$$

$$\mu_{41} = \frac{1}{2} (el|\mu|hl + el|\mu|hr - er|\mu|hl + er|\mu|hr), \quad (12c)$$

$$\mu_{42} = \frac{1}{2} (el|\mu|hl - el|\mu|hr - er|\mu|hl + er|\mu|hr). \quad (12d)$$

从(1)式容易看出: $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 态具有粒子交换对称性, 而 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态具有粒子交换反对称性. 原则上, $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ 偶极跃迁是禁戒的, 所对应的偶极跃迁矩阵元 μ_{32} , μ_{41} 均近似为零, 但就 ACQW 而言, 且由于两阱宽度不同, 致使波矢 $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 不具有完全粒子交换对称性或反对称性. 因而,

在这种情形中, μ_{32} 和 μ_{41} 并非为零. 为了简单起见, 假设两阱定域激子态间不产生偶极跃迁, 即矩阵元 $\langle e|l|\mu\rangle = \langle e|r|\mu\rangle = 0$. 设定 ACQW 包层和阱间势垒为无限高, 并且左阱宽 $L_l = 6$ nm, 右阱宽 $L_r = 3$ nm, 则两阱最低激子态波函数可分别写成

$$\Psi_l(z) = \begin{cases} z | el \\ z | hl \end{cases} = \sqrt{\frac{2}{L_l}} \sin\left(\frac{\pi}{L_l} z\right),$$

$$\Psi_r(z) = \begin{cases} z | er \\ z | hr \end{cases} = \sqrt{\frac{2}{L_r}} \sin\left(\frac{\pi}{L_r} z\right).$$

进而可求得 $\mu_{42} = \mu_{31} = -e(L_l + L_r) = -1.44 \times 10^{-27}$ C·m, $\mu_{41} = \mu_{32} = -e(L_l - L_r) = -0.48 \times 10^{-27}$ C·m. 显然, 当两阱宽度相同时, $\mu_{41} = \mu_{32} = 0$. 但实际上, 阱深是有限的, 这里的假设是定性地判定偶极矩阵元的大小, 即哪种跃迁占主导地位.

4. 发射谱特征

从 (11) 式不难看出, 非定域激子复合发光强度与阱间振荡频率密切相关. 为了分析发射谱特征, 考察阱间振荡频率对发射谱谱峰的影响相当重要. 而阱间振荡频率不仅依赖于阱深、电子(空穴)的有效质量, 而且强烈依赖于外加反向电压. 为了直观描绘发射谱特征, 对形如 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ACQW 结构^[20] 取参数 $x = 0.468$, $\Delta E = E_g^{\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}} - E_g^{\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}} = \Delta E_{\text{CB}} + \Delta E_{\text{VB}}$ ($\Delta E_{\text{CB}} = 0.243$ eV, $\Delta E_{\text{VB}} = 0.131$ eV), 垒宽 $L = 1.5$ nm、电子有效质量 $m_e =$

$0.067m_0$ 及轻空穴的有效质量 $m_h = 0.08m_0$ (m_0 为自由电子的质量), 基于 (6) (10) 及 (11) 式, 图 2 画出了发射谱随外加反向偏压的变化关系. 图 2 表明: 其发射谱表现为双峰特性^[2, 19], 两峰相对于中心跃迁频率 $\nu_0 (= \omega_0/2\pi)$ 有一定红移与蓝移, 其红移量和蓝移量均为 $(\nu_e + \nu_h)/2$, 而阱间振荡频率与外加反向偏压密切相关, 在一定范围内阱间振荡频率对外加反向偏压相当敏感^[14]. 数值结果显示, 与阱间振荡频率相关的红移和蓝移对外加反向偏压敏感区在 0.25—0.51 V 范围. 这种强量子限域斯塔克效应^[21, 22] 与 Kim 等^[23, 24] 用数值方法对 ACQW 导带内跃迁的计算相一致.

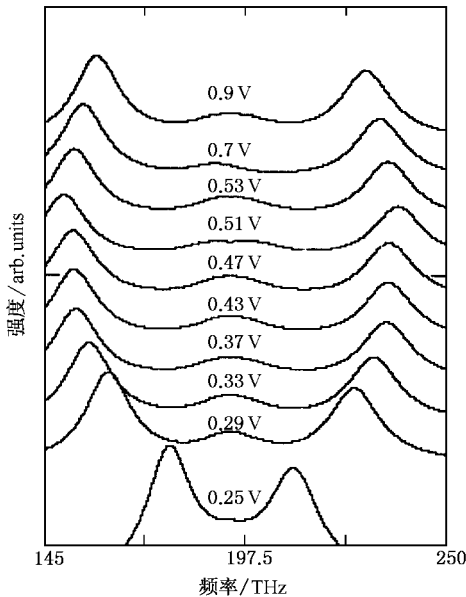


图 2 非定域激子复合发光与反向偏压的关系

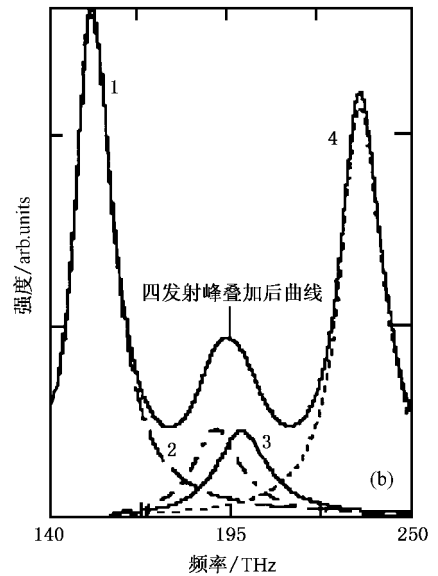
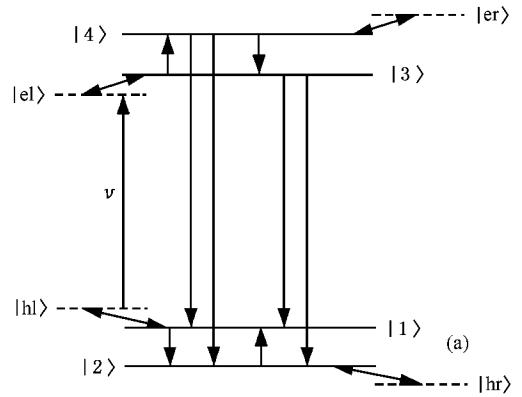


图 3 非定域激子能级跃迁图及其发射谱 (a) 为非定域激子能级跃迁图 (b) 为非定域激子复合发射谱. 实线、点划线、短划线及点线分别对应于 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$, $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$, $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 跃迁. 所用参数: $\nu_0 = 1933$ THz, $\gamma_{32} = 55$ ps⁻¹, $\gamma_{42} = 60$ ps⁻¹, $\gamma_{31} = 70$ ps⁻¹, $\gamma_{41} = 50$ ps⁻¹, $|\mu_{32}/\mu_{31}| = |\mu_{41}/\mu_{42}| = 1/3$

为了清晰解释这种发射谱特征,可用图 3(a)所示的非定域激子能级图作进一步描述.图 3(a)中,双箭头表示阱间耦合退化,即由定域激子态退化成非定域激子态,单箭头则代表能级跃迁.当初始时刻左阱用一频率为 ν 的 TM 模超短脉冲共振激发左阱最低激子态时,由于反向电场的作用,电子和空穴很快分别从激子态 $|e_l, |h_l$ 态弛豫到 $|3, |1$ 态.进而部分电子和空穴受纵波光学声子作用又分别从 $|3, |1$ 态跃迁到 $|4, |2$ 态.由于热库扰动,部分处于 $|4$ 的电子将与处于 $|2$ 和 $|1$ 的空穴复合,分别产生如图 3(b)所示的发射峰 4 和发射峰 3.另一部分电子和空穴在纵波光学声子作用下又分别跃迁到 $|3$ 和 $|1$ 态,并分别发出频率为 ν_e 和 ν_h 的亚毫米波.随后,处于 $|3$ 态的电子在热库扰动下与处于 $|1$ 和 $|2$ 的部分空穴复合产生发射峰 1 和发射峰 2.另一方面,从自发发射概率看,由于 $\mu_{32}, \mu_{41} \ll \mu_{31}, \mu_{42}$, 又发光强度与偶极跃迁矩阵元的平方成正比,故 $|3 \rightarrow |2$ 和 $|4 \rightarrow |1$ 跃迁所产生的发射峰远低于 $|3 \rightarrow |1$ 和 $|4 \rightarrow |2$ 跃迁所产生的发射峰.

由于阱间振荡是声子辅助过程^[25, 26],显然,在 ACQW 中量子限域斯塔克漂移随外场变化具有比单量子阱更短的响应时间(一般在亚皮秒范围).因而,利用 ACQW 的这一光学特性,可制成超过 1 Tb/s 高速调制器和量子限域光开关等器件.

5. 结 论

当我们同时考虑导带中的电子和价带中轻空穴共振隧穿时,由非定域激子复合所产生的光学特性可用 Ξ 形四能级模型描述.理论结果表明:非定域激子复合发光表现为双峰特征,其中,一峰相应于量子斯塔克红移,另一峰相应于量子斯塔克蓝移,其红移或蓝移量相对中心跃迁频率恰好为电子振荡频率与轻空穴振荡频率之和的一半,与单量子阱相比,非对称耦合量子阱所表现量子限域斯塔克效应,有着对外加电场更加敏感和更短的时间响应等优点.因而,ACQW 作为新一代高速调制器和光开关在光通信中具有潜在的应用价值.

- [1] Landau L D, Lifshitz E M 1977 *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory* (3rd ed) (London: Reed Educational and Professional Publishing Ltd.)
- [2] Ozaki S et al 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 962
- [3] Lu M et al 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 699 (in Chinese) [刘明等 1998 物理学报 **47** 699]
- [4] Gao Y, Zhang Y M 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1340 (in Chinese) [高阳, 章豫梅 1999 物理学报 **48** 1340]
- [5] Gao P et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2128 (in Chinese) [高鹏等 2002 物理学报 **51** 2128]
- [6] Chen G B et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 695 (in Chinese) [陈贵宾等 2002 物理学报 **51** 695]
- [7] Miao Z L et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 116 (in Chinese) [缪中林等 2001 物理学报 **50** 116]
- [8] Orvill-Thoms W J 1974 *Internal Rotation in Molecules* (Lonton, New York, Sydney, Toronto: John Wiley & Sons)
- [9] Moerner W E, Angew T B 1993 *Chem. Int. Ed. Engl.* **32** 457
- [10] Kilin S Y et al 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3279

- [11] Gratl H et al 1991 *Physica Scripta T* **34** 60
- [12] Frakenfelder et al 1988 *Annu. Rev. Biophys. Chem.* **17** 451
- [13] Roskos H G 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2216
- [14] Hu Z H, Haung D X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1488 (in Chinese) [胡振华, 黄德修 2003 物理学报 **52** 1488]
- [15] Lurry S 1991 *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 54
- [16] Paiella R, Vahala K J 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2619
- [17] Paiella R, Vahala K J 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 721
- [18] Deveaud B et al 1990 *Europhys. Lett.* **11** 367
- [19] Leo K et al 1990 *Phys. Rev. B* **42** 7065
- [20] Olejnikova B 1996 *Superlattice and Microstructure* **20** 25
- [21] Gug P K, Hagston W E 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 1547
- [22] Choy W C H 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1956
- [23] Kim T W 1997 *Solid State Commun.* **104** 495
- [24] Kim T W, Lee D V 2000 *Applied Surface* **153** 96
- [25] Blanche G et al 1996 *Solid State Electronics* **40** 421
- [26] Akimov V A 1999 *Physica B* **263** - **264** 175

Study of luminescence due to delocalized exciton recombination in asymmetric-coupled quantum well structure based on Ξ -type configuration *

Hu Zhen-Hua^{1,2)} Huang De-Xiu¹⁾

¹⁾ *Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

²⁾ *Department of Physics, Wuhan University of Technology, Wuhan 430063, China*

(Received 30 June 2003 ; revised manuscript received 31 July 2003)

Abstract

The luminescence properties due to the delocalized exciton recombination in the asymmetric-coupled quantum well (ACQW) structure have been studied based on Ξ -type configuration. We show that the luminescence has mainly two emission peaks : one peak corresponds to the red shift relative to the central transition frequency and the other to the blue shift. Compared with the single quantum well, this quantum-confined Stark shift is very sensitive to electric field. This means that the coupling between two wells for an ACQW structure leads to the enhancement of the quantum-confined Stark effect. From this optical property of ACQW, novel ultrafast optical modulation devices and optical switch fabricated with ACQW structure can be expected in the future optical communication system.

Keywords : asymmetric-couple quantum well, resonant tunneling, delocalized exciton, quantum-confined Stark effect

PACC : 7320, 7340G, 7210, 7865

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. G200036605).