

# 能级填充对量子阱光学性质的影响\*

朱 莉<sup>1)2)</sup> 郑厚植<sup>2)</sup> 谭平恒<sup>2)</sup> 周 霞<sup>2)</sup>  
姬 扬<sup>2)</sup> 杨富华<sup>2)</sup> 李桂荣<sup>2)</sup> 曾宇昕<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064

<sup>2)</sup> 中国科学院半导体研究所超晶格国家重点实验室, 北京 100083

(2004 年 4 月 13 日收到, 2004 年 6 月 4 日收到修改稿)

在特殊设计的三势垒双势阱结构中, 利用来自发射极的电子注入和电子向收集极的共振隧穿逃逸调控量子阱不同子能级上的填充状态, 发现激发态上的电子占据起抑制量子限制 Stark 效应的作用. 在极低偏压下, 量子阱中少量过剩电子诱发了用简单带—带跃迁无法解释的光致发光光谱行为.

关键词: 共振隧穿, 光致发光, 量子限制 Stark 效应, 过剩电子

PACC: 7335C, 7855, 3260S

## 1. 引 言

对于不同材料体系, 不同结构量子阱的光学性质以及外加电场、磁场、压力、温度等诸多外界条件对它的调制效应已经做了十分详尽的研究<sup>[1]</sup>. 人们很早就发现当能级上存在一定的费米填充时, 光生空穴与费米面上电子的多体关联作用会形成 Mahan 激子, 增强发光强度, 产生所谓费米边奇点<sup>[2]</sup>. 后来又发现向量子阱引入少量过剩电子或空穴后, 在光致发光 (PL) 光谱的测量中除了激子 X 发光外, 还观察到各种激子络合物的发光, 例如带负电激子  $X^-$ , 带正电激子  $X^+$  和双激子 XX 等<sup>[3]</sup>. 在上述这些工作中, 多半是采用调制掺杂的方法向量子阱引入确定量的过剩电子或空穴, 一旦确定了结构就很难调节引入量子阱中的过剩载流子浓度. 因此也就很难获得观察上述这些与能级填充状态密切相关现象的最佳条件. 本文的工作设计了一种特殊的三势垒双势阱结构 (TBDWS), 在高偏置的共振隧穿区利用来自发射极的电子注入和电子向收集极的共振隧穿逃逸来控制不同子能级上的填充状态, 发现激发态上的电子占据起抑制量子限制 Stark 效应 (QCSE) 的作用. 在低偏置电压区, 观察到用简单的带—带跃迁无法解释的光谱行为.

## 2. 样品和实验

实验中所采用的样品是由分子束外延生长的一个特殊的 TBDWS 结构. 在 (100) 面  $n^+$ -GaAs 衬底上首先生长一层 500 nm 厚的外延层 (Si 掺杂为  $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) 和一层 1.2  $\mu\text{m}$  厚的 GaAs 缓冲层 (Si 掺杂为  $1.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). 接着依次生长由 2.5 nm AlAs 势垒、7.5 nm GaAs 势阱 (窄阱) 和 5.0 nm AlAs 势垒组成的双势垒共振隧穿结构 (DBRTS). 在 DBRTS 结构上面继续生长 25 nm GaAs 势阱 (宽阱) 和 20 nm 厚组分线性渐变的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (组分  $x$  值由 0.9 变到 0.1) 三角势垒. 最顶层的接触层则包括 100 nm 厚  $n^+$ - $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  (Si 掺杂为  $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), 100 nm 厚  $n^+$ - $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  (Si 掺杂为  $4.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) 和 30 nm 厚的  $n^+$ -GaAs 盖层 (Si 掺杂为  $4.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). 经光刻工艺将样品制成  $370 \mu\text{m} \times 660 \mu\text{m}$  的长方形台面, 留下  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$  的光学窗口以后, 利用蒸发、合金的手段在表面制作 Au/Ge/Ni 欧姆接触.

实验是在 4.2 K 液氦温度下进行的, 将样品浸入液氦, 放置在超导磁体中央. PL 光谱的测量是通过内径为 0.5 mm 的多模光纤, 将 488 nm  $\text{Ar}^+$  激光束导入到磁体内, 照射在样品表面的光学窗口上, 并用同一光纤收集样品所发出的 PL 信号, 送至 Dilor

\* 国家重点基础研究专项基金 (批准号: G001CB3095) 和国家高技术研究发展计划 (批准号: 2002AA302104) 资助的课题.

† E-mail: zl\_pin@sohu.com

Super Labram 光谱仪,再用计算机采集数据. CCD 探测器的光谱范围为 400—950 nm.

### 3. 结果与讨论

图 1(a)为无外加偏压时结构的导带底势能变化和电子子能级的分布情况. 在热平衡条件下,费米能级  $E_F$  在整个结构中必须持平,这使得宽阱中  $E_1$  能级被部分填充,  $E_F$  被钉扎在  $E_1$  能级处,而左边  $n^+$ - $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  层和右边  $1.2\ \mu\text{m}$  弱掺杂 GaAs 层中  $E_F$  能级大约位于各自的导带底. 因此,整个结构实际是一个特殊的 GaAs/AlGaAs 调制掺杂异质结构,只不过在 AlGaAs 一侧引入了一个三角形势垒,在 GaAs 一侧引入了一个 DBRTS. 图 1(b)为结构在负偏置电压条件下导带底势能变化和电子子能级的分布. 这里负偏压是指表面相对于衬底而言为负偏置.  $E_1, E_2$  分别表示宽量子阱中电子的基态和第一激发态能级,  $E'_1$  为窄阱中电子的基态.  $\text{LH}_0, \text{HH}_0$  和  $\text{HH}'_0$  分别为宽阱的轻、重空穴和窄阱重空穴所对应的基态能级. 根据有效质量近似,在平带条件下计算得到的 0 K 下  $E_1 \rightarrow \text{HH}_0, E_2 \rightarrow \text{HH}_0, E_1 \rightarrow \text{LH}_0$  和  $E'_1 \rightarrow \text{HH}'_0$  跃迁能量,分别为 1.5277, 1.549, 1.532 和 1.592 eV. GaAs 的禁带宽度取  $E_g = 1.519$  eV. 导带中的电子能

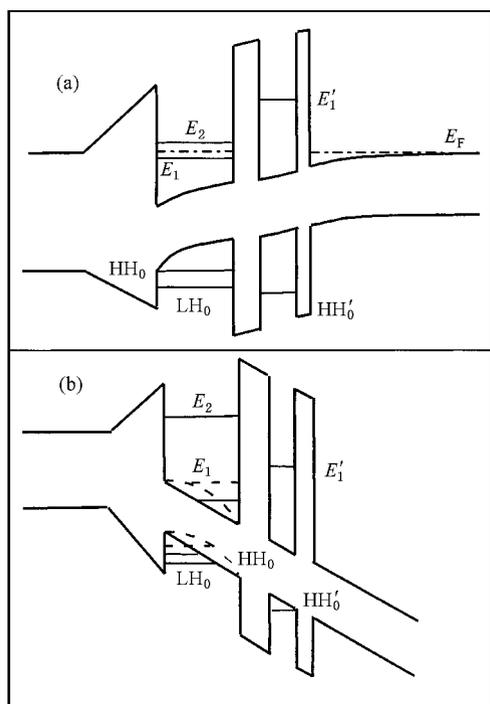


图 1 样品的能带结构 (a) 未外加偏压, (b) 外加一定负向偏置电压

级则分别为  $E_1 = 6.3$  meV,  $E_2 = 27.6$  meV,  $E'_1 = 59.5$  meV,  $\text{HH}_0 = 2.4$  meV,  $\text{LH}_0 = 6.7$  meV,  $\text{HH}'_0 = 13.5$  meV. 图 2 为 4.2 K 温度下样品的电流-电压 ( $I-V$ ) 特性. 在  $-0.72$  和  $-1.35$  V 偏压处均呈现了明显的共振隧穿电流峰. 对照计算所得的电子子能级位置,不难将  $-0.72$  V 处的弱电流峰指认为  $E_2$  与  $E'_1$  之间的共振隧穿,  $-1.35$  V 处的强电流峰指认为  $E_1$  与  $E'_1$  之间的共振隧穿. 由图 1(b) 可知, 样品中的输运过程实际上分成两个过程: 首先来自发射区的电子需渡越  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.1 \rightarrow 0.9$ ) 三角势垒注入到 GaAs 宽阱中, 在  $E_1$  和  $E_2$  子能级上形成一定的稳态占据, 然后再通过后面的 DBRTS 结构隧穿进入收集区. 稳态时  $E_1, E_2$  子能级上的电子占据数  $n_1, n_2$  主要取决于来自发射极的电子注入速率、电子从宽阱向收集极的隧穿逃逸速率 (共振或非共振) 和  $E_2$  与  $E_1$  之间的弛豫速率.  $-0.72$  V 处电流共振峰的出现表明样品  $E_2$  能级上具有一定的稳态电子填充.

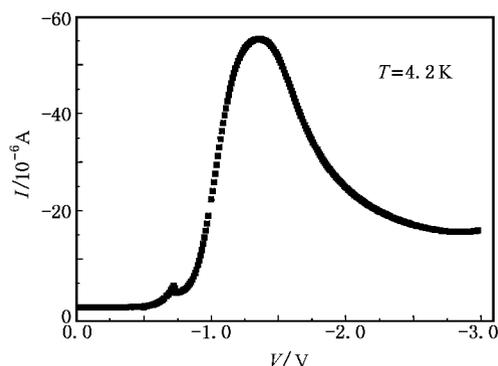


图 2 4.2 K 温度下样品的  $I-V$  特性

下面进一步研究子能级  $E_1, E_2$  上电子占据状态对 PL 光谱特性的影响. 图 3 为样品在不同偏压条件下温度为 4.2 K 时的 PL 谱. 我们首先研究在  $-0.25$ — $-3.0$  V 偏压范围内的 PL 谱. 随偏压从  $-0.25$  V 增加到  $-0.32$  V, 出现在 1.513 eV 处的 PL 峰在红移的同时, 峰的半高全宽也在增大, 反映了能级上电子填充的增加. 到了  $-0.33$  V, 它演变成两个峰  $P_4, P_5$  (以下峰的标定如图 3 所示), 其中  $P_4$  是低偏压处的单个 PL 峰的延续. 从  $P_4, P_5$  峰随偏压变化的整体行为来看, 我们将 1.514 eV 处  $P_5$  峰指认为  $E_2 \rightarrow \text{HH}_0$  跃迁的发光峰  $E_{2\text{HH}_0}$  (零电场下为禁戒的跃迁), 将 1.510 eV 处  $P_4$  峰指认为  $E_1 \rightarrow \text{HH}_0$  跃

迁的发光峰  $E_{1HH_0}$ . 它们的峰位与零电场下和不存在过剩电子占据情况下的计算值 1.5277, 1.549 eV 相差很大. 这一方面是由于实验温度在 4.2 K 下, 而且  $P_4(E_{1HH_0}), P_5(E_{2HH_0})$  峰位随偏压的红移显然是由外加电场下的 QCSE 效应所引起的. 另一方面, 过剩电子在  $E_1, E_2$  上的填充必将修正宽阱中的势能分布, 从而影响宽阱中子能级的配置, 只有自洽求解 Schrödinger 方程和 Poisson 方程才能得到与 PL 谱峰位相接近的结果. 可以发现, 图 3(a) 所示的 PL 谱还呈现出了若干新奇的现象.

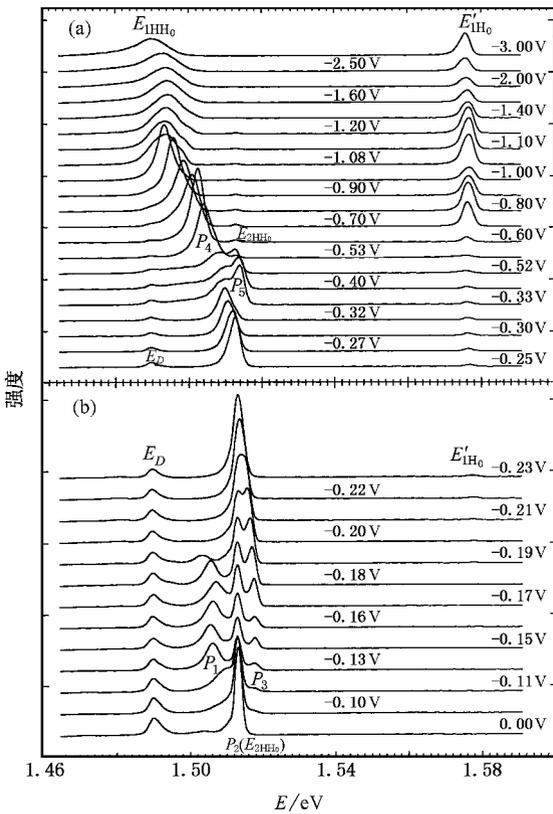


图 3 4.2 K 温度下, 在样品上加反向偏置电压时所测得的 PL 谱图 (a) 高偏压下 (b) 低偏压下

首先, 在进入  $E_2 \rightarrow E'_1$  共振以前的偏压范围 ( $-0.25 \sim -0.52$  V) 内, 先是只观察到与  $E_1 \rightarrow HH_0$  对应的  $P_4$  峰, 后来随着注入增加使得  $E_2$  上也有了足够的填充, 出现了与  $E_2 \rightarrow HH_0$  对应的  $P_5$  峰.  $P_4, P_5$  峰的共存表明  $E_1, E_2$  子能级上均有电子占据. 如果  $E_2 \rightarrow HH_0, E_1 \rightarrow HH_0$  跃迁在上述偏压范围内的振子强度相当, 那么  $P_5$  发光强度高于  $P_4$  意味着  $E_2$  上的电子占据乘以电子的跃迁概率大于  $E_1$ , 已实现了一定程度的粒子数反转.

其次, 随着进入  $E_2 \rightarrow E'_1$  共振偏压范围 ( $-0.53 \sim -1.0$  V) 在 1.576 eV 处出现一个新的发光峰, 其能量位置与中央阱  $E'_1 \rightarrow HH'_0$  跃迁能量的计算值 1.5926 eV 相对应, 故指认其为  $E'_1 \rightarrow HH'_0$  的复合发光峰  $E'_{1H_0}$ . 它表现出典型的共振隧穿增强发光的特征: 发光强度随  $E_2$  与  $E'_1$  进入共振而逐渐增强, 然后又随它们退出共振而逐渐减弱. 而且, 一旦  $E_2$  与  $E'_1$  进入共振,  $P_5$  峰强度迅速衰减, 这表明通过  $E_2 \rightarrow E'_1$  共振隧穿十分有效地减少了  $E_2$  上的电子占据. 与此同时,  $E_1$  子能级上的电子占据明显增多, 这可以从  $P_4$  峰强度的增加得到证实. 但是, 偏压由  $-0.52$  V 变到  $-0.53$  V 能引起如此剧烈的变化多少有点出乎意料. 更有意义的是, 由图 3(a) 可知,  $E_2$  上占据的减少导致了  $E_1 \rightarrow HH_0$  跃迁  $P_4$  峰随偏压增加大幅度地红移. 这反映了由于  $E_1, E_2$  能级波函数空间分布特性的不同, 使得过剩电子在  $E_1, E_2$  上的填充对 QCSE 效应的影响也不同. 与  $E_1$  相比,  $E_2$  波函数沿量子阱生长方向不那么局域, 所以  $E_2$  上填充的电子与空穴在空间上的极化程度也弱, 随之 QCSE 效应也就不那么明显. 一旦  $E_2$  上的电子填充被  $E_2 \rightarrow E'_1$  的隧穿撤空,  $E_1$  上的电子与空穴在空间上的极化程度就会增大, 从而导致了  $P_4$  大幅度随外加偏压红移.

其三, 当进入  $E_1 \rightarrow E'_1$  共振偏压范围 ( $-1.08 \sim -1.60$  V) 时,  $E'_{1H_0} (E'_1 \rightarrow HH'_0)$  荧光峰强度同样会随着进入共振和退出共振经历先增强后减弱的过程并稍有红移, 可是  $P_4 (E_{1HH_0})$  峰在上述偏压范围内几乎没有红移. 这可以更详细地从图 4 中 PL 峰位随偏压的变化看出. 随着偏压的增加, 一方面来自发射极的注入有继续增加  $E_1$  上填充的趋势; 另一方面, 不

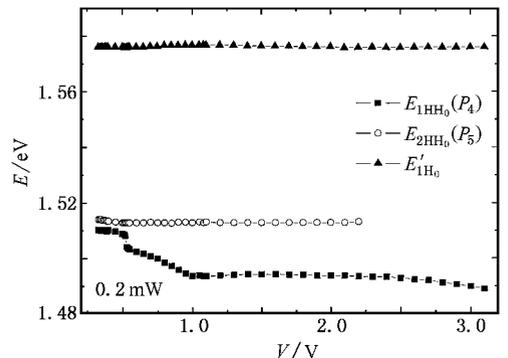


图 4 在 0.2 mW 的激发光功率下, 各峰位随偏压 (高偏压范围) 的变化

断增大的共振隧穿逃逸速率( $E_1 \rightarrow E'_1$ )又有撤空  $E_1$  上填充的趋势.二者的均衡使得  $E_{1\text{HH}_0}$  峰受 QCSE 效应影响很小.从  $-1.60$  V 继续增大偏压进入共振隧穿电流谷区以后,由于高于  $E_2$  的子能级上的动态电子填充以及它们渡越 DBRTS 的非共振隧穿电流的增大,类似于  $-0.53$ — $-1.0$  V 偏压范围内的情况, $E_{1\text{HH}_0}$  峰又呈现了较明显的 QCSE 效应.

综上所述,在  $-0.25$ — $-3.0$  V 高偏压范围内,利用来自发射极的电子注入填充和电子通过不同的共振隧穿通道逃逸出量子阱的两种手段,可以双向调节量子阱中不同子能级  $E_1, E_2$  上的稳态电子填充状态.实验发现, $E_1 \rightarrow \text{HH}_0, E_2 \rightarrow \text{HH}_0$  跃迁的发光强度与电子在  $E_1, E_2$  上填充状态密切相关.我们知道,由于量子阱中空穴波函数在平面内的局域化,使得电子跃迁前后  $k_{\parallel}$  守恒的选择定则变得不那么严格,故电子子能级的费米填充状况在 PL 光谱中能得到反映,即光谱峰变宽、强度增大,这在图 3(a)中已得到证实.我们的 PL 光谱结果同时还揭示了这样一个事实:由于  $E_1, E_2$  电子波函数特性的不同,过剩电子在  $E_1, E_2$  子能级上的填充对 QCSE 效应的影响也绝对不同,后者起到抑制 QCSE 效应的作用.

下面进一步研究如图 3(b)所示的量子阱在低偏压范围内( $0$ — $-0.25$  V)的 PL 谱行为.在零外加偏压下,出现在  $1.491$  eV 处的弱 PL 峰  $E_D$  来自样品中  $1.2 \mu\text{m}$  厚的弱掺杂 GaAs 层中中性施主与空穴  $D_0$ -H 的复合发光,随着偏压增加或激发光强度的增强其发光强度减弱,峰位保持不变.在  $1.513$  eV 处的强发光峰  $P_2$  指认为  $E_1 \rightarrow \text{HH}_0$  的跃迁发光,即  $E_{1\text{HH}_0}$ .因为由  $n^+$ -GaAs 衬底在  $10$  K 温度下实测到的体 GaAs 发光峰的峰位在  $1.505$  eV 左右,峰的半高全宽约为  $30$  meV<sup>[4]</sup>,而  $P_2$  则表现了很强的激子发光特性,半高全宽小于  $2$  meV,并且其强度对偏压变化十分灵敏,它显然不是衬底的发光.当偏压由零增至  $-0.13$  V 时,在  $P_2$  峰的高能侧和 low 能侧分别出现了  $P_3$  和  $P_1$  两个新发光峰,它们与原有的  $P_2$  峰存在明显的强度关联.原来零偏压下的  $P_2$  峰到  $-0.13$  V 时似乎将其部分振子强度转移给了  $P_1, P_3$  峰,当偏压增至  $-0.19$  V  $P_1$  峰逐渐消失时,又将其振子强度转移给了  $P_2, P_3$  峰.

现在首先讨论形成  $P_3$  峰的可能机制.一种可能  $P_3$  是来自  $E_1 \rightarrow \text{LH}_0$  或  $E_2 \rightarrow \text{HH}_0$  跃迁的发光峰.

根据前面在平带条件下由有效质量近似计算而得的  $E_1 \rightarrow \text{HH}_0, E_1 \rightarrow \text{LH}_0, E_2 \rightarrow \text{HH}_0$  跃迁的能量分别为  $1.5277, 1.532, 1.549$  eV,而实验测得  $P_3$  与  $P_2$  的 PL 峰位能量差  $\Delta E = 1.518 - 1.513 = 5$  meV,似乎和理论计算所得  $E_1 \rightarrow \text{HH}_0, E_1 \rightarrow \text{LH}_0$  跃迁发光峰差值  $4.3$  meV 较为一致.但按照外电场下电子和空穴能级的理论计算<sup>[5]</sup>, $\text{HH}_0$  与  $\text{LH}_0$  空穴能级之间的劈裂只会随电场增加而增加.同理, $E_1$  与  $E_2$  电子能级之间的劈裂也是如此.而图 3(b)中,当外加偏压增加到  $-0.23$  V 时, $P_3$  却与  $P_2$  交叠在一起.因此, $P_3$  峰不可能来自  $E_1 \rightarrow \text{LH}_0$  跃迁,也不可能来自  $E_2 \rightarrow \text{HH}_0$  跃迁.另一种可能, $P_3$  峰为费米边奇点,即 Mahan 激子.Mahan 激子起源于光激发空穴与费米面上众多电子之间多体库仑关联作用引起的光跃迁振子强度的增加<sup>[2,6]</sup>.相对位于带边的  $P_2$  激子峰,它的峰位也应当随费米填充(偏压)增加而蓝移.但  $P_3$  峰却随偏压发生红移,与  $P_2$  汇聚,因此也无法将  $P_3$  归结为 Mahan 激子.

$P_1$  峰的行为更是特别,它在  $-0.11$  V 时才显露出来,然后随偏压的增加而增强,峰位相对  $P_2$  呈现较大的红移,到  $-0.20$ — $-0.21$  V 时又突然消失了.实验还发现  $P_1$  峰受激发光功率的影响也很大.图 5

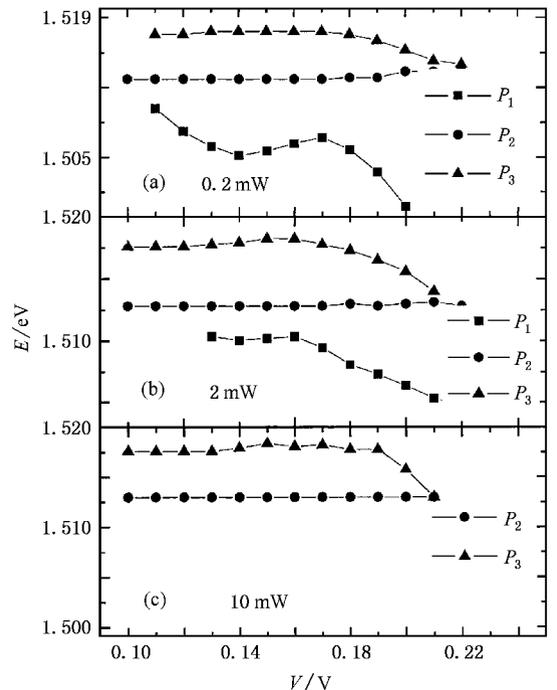


图 5 在不同激发光功率下, $P_1, P_2, P_3$  各峰位随负向偏置电压的移动 (a)  $0.2$  mW (b)  $2$  mW (c)  $10$  mW

给出了激发光功率分别为 0.2, 2.0, 10 mW 时,  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  峰位随偏置电压的变化.  $P_1$  峰在 10 mW 激发光功率下完全消失, 而且增大激发光功率也改变了  $P_1$

峰随偏压的变化行为. 图 6 则详尽地给出了在四种不同偏压条件下 (-0.13, -0.17, -0.19, -0.23 V) 三种不同激发光功率对  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  光谱特性的影响.

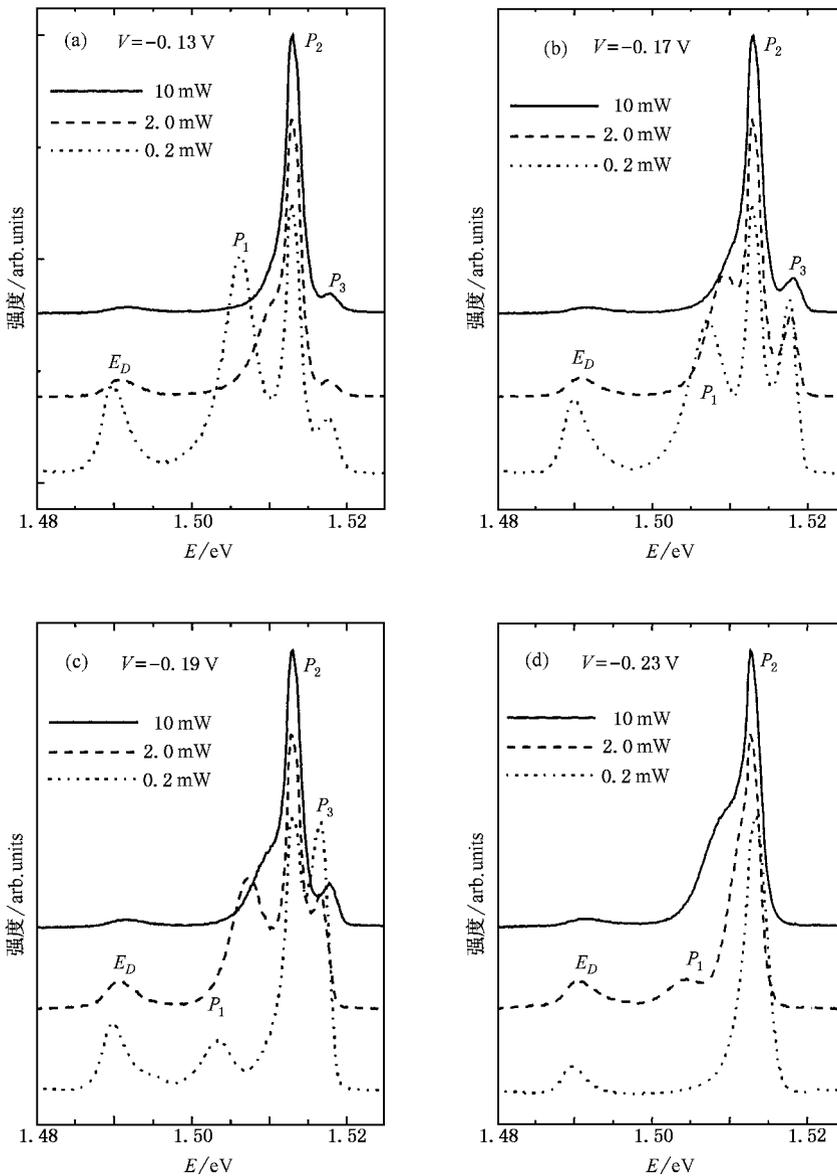


图 6 四个固定偏压下, 三种光强激发的 PL 对照谱图 (a)-0.13 V (b)-0.17 V (c)-0.19 V, (d)-0.23 V

按照上述讨论,  $P_1$  峰不可能起源于带-带跃迁的激子发光, 因为后者不可能只是出现在如此特定的窄偏压范围内 (-0.13—-0.20 V). 从图 1 可知, -0.13—-0.20 V 的外加偏压仅为 GaAs 宽阱基态  $E_1$  提供了极少量、浓度可控的过剩电子. 因此, 很自然会将  $P_1$  归结为  $X^-$  等激子络合物的发光.  $X^-$  为两个电子与一个空穴束缚在一起的带负电的激子, 或者可以把它看成是由激子 X 束缚第二个电子 e 而形

成的, 也即  $X + e \rightarrow X^-$ , 它类比于  $H^-$ . 一般只有当量子阱中存在少量(约  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ )的过剩电子时才形成  $X^-$ . 过剩电子浓度过大, 将使  $X^-$  解体,  $X^- \rightarrow X + e$ . 所以, 形成  $X^-$  是以消耗中性激子 X 为代价的; 反之,  $X^-$  的解体必将增加中性激子 X 的数量. 就这点而言, 将  $P_1$  归结为  $X^-$  可以解释为什么  $P_1$  峰只出现在很窄的低偏压范围内, 亦即出现在特定的过剩电子浓度范围内. 同时, 也很好解释  $P_1$  峰形成是以

减弱  $P_2, P_3$  峰强度为代价的,  $P_1$  峰消失又增强了  $P_2, P_3$  峰. 但是, 根据有效质量理论, 在严格二维 (2D) 情况下, 激子  $X$  束缚 1 个电子形成  $X^-$  的束缚能  $E_{12}(2D)^{[6,7]}$  对于 GaAs 而言, 只有  $E_{12}(2D) = 1.8$  meV. 而  $P_1$  与  $P_2$  峰之间的能隙远大于 1.8 meV, 并且随偏压增加它从 3 meV 增至 8 meV 左右, 这是目前尚无法解释的. 与此同时,  $X^-$  的机制也无法解释形成  $P_3$  峰的原因.

图 7 是在  $-0.19$  V 固定偏压下,  $P_1, P_2, P_3$  峰随磁场的变化. 磁场对各峰的强度没有明显影响. 从图 7 的插图可以看出,  $P_2$  与  $P_3$  峰几乎是并行地随磁场有一些沿高能方向的抗磁移动. 与  $P_2, P_3$  峰

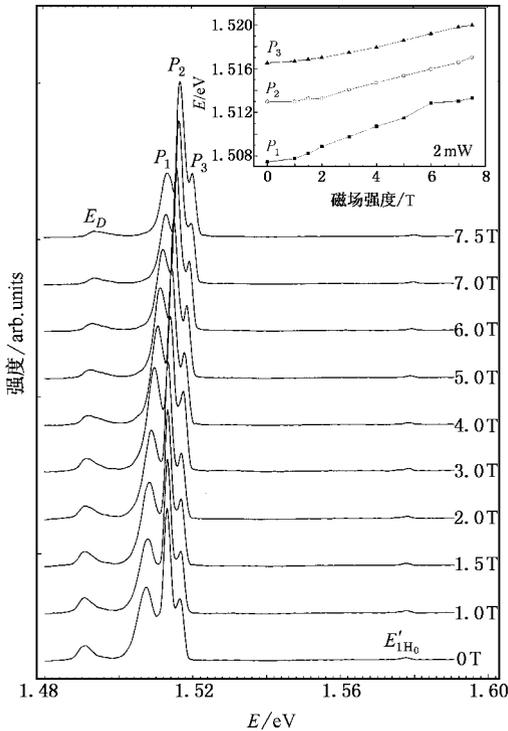


图 7 外加  $-0.19$  V 偏置电压下,  $P_1, P_2, P_3$  各峰随垂直磁场变化的 PL 谱图 插图为各峰位移的变化

相比,  $P_1$  峰抗磁移动更快, 使它有向  $P_2$  汇聚的趋势. 这似乎表明其有效质量更轻一点.

根据以上讨论, 到目前为止, 我们在低偏压范围内 ( $0 - -0.25$  V) 观察到的光谱行为 ( $P_1, P_2, P_3$  发光峰及其随偏压的演化) 是无法用单电子范畴内的带-带跃迁理论来解释的. 但可以肯定的是,  $-0.25$  V 以下低偏压范围内的光谱行为就物理机制而言是与  $-0.25$  V 以上高偏压范围内的光谱行为截然不同的. 一方面, 从图 3 反映的实验表现现象看,  $E_1 \rightarrow HH_0$  跃迁对应的  $P_2$  峰即  $E_{1HH_0}$  从零偏压起在经历了从单峰到三峰的演化以后, 到  $-0.23$  V 时又重新恢复成了单个 PL 峰, 只不过因态填充  $P_2$  峰的半高全宽稍有所增加; 另一方面, 从物理机制而言, 高偏压范围的行为是与共振隧穿现象密切相关的, 而低偏压范围的行为则表现出更深刻的物理内涵, 尚有待于进一步深入研究.

## 4. 结 论

我们在高电压偏置下的特殊 TBDWS 中, 采用了来自发射极电注入和电子通过 DBRTS 共振隧穿向收集极逃逸相结合的方式, 来控制量子阱中不同子能级 ( $E_1, E_2$ ) 上的过剩电子填充状态, 研究它对量子阱 PL 光谱的影响. 发现与基态  $E_1$  相比, 激发态  $E_2$  上的过剩电子填充起到了减弱 QCSE 效应的作用. 很明显, 这一现象是由  $E_1, E_2$  不同的波函数空间特性所致. 同样的 TBDWS 在低偏压范围内 ( $0 - -0.25$  V) 却呈现了完全无法用单电子范畴内的带-带跃迁理论来解释的、十分奇特的光谱行为, 它隐含着更深层次的物理内涵. 这有待于进一步的研究.

感谢李承芳工艺师在样品工艺方面的帮助.

[1] Ogawa T, Kanemitsu Y 1995 *Optical Properties of Low-dimensional Materials* (New York: World Scientific Publishing)  
 [2] Mahan G D 1967 *Phys. Rev.* **153** 882  
 [3] Kheng K, Cox R T, Merle d'Aubigné Y et al 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1752  
 [4] Tang Y 2002 *Ph. D. Thesis* (Beijing: Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences) p57 (in Chinese) [唐 艳 2002 博士学位论文(北京:中国科学院半导体研究所)第 57 页]

[5] Xia J B, Zhu B F 1995 *Semiconductor Superlattice Physics* (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) p106 (in Chinese) [夏建白、朱邦芬 1995 半导体超晶格物理(上海:上海科学技术出版社)第 106 页]  
 [6] Hu C Y 2000 *Ph. D. Thesis* (Beijing: Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences) p38 (in Chinese) [胡承勇 2000 博士学位论文(北京:中国科学院半导体研究所)第 38 页]  
 [7] Thilagam A 1997 *Phys. Rev. B* **55** 7804

# Influence of level filling on optical properties of quantum well<sup>\*</sup>

Zhu Li<sup>1,2)†</sup> Zheng Hou-Zhi<sup>2)</sup> Tan Ping-Heng<sup>2)</sup> Zhou Xia<sup>2)</sup>  
Ji Yang<sup>2)</sup> Yang Fu-Hua<sup>2)</sup> Li Gui-Rong<sup>2)</sup> Zeng Yu-Xin<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> College of Physics Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China )

<sup>2)</sup> State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China )

( Received 13 April 2004 ; revised manuscript received 4 June 2004 )

## Abstract

In a specially-designed three-barrier-double-well tunneling structure, electron injecting from the emitter in combination with escaping through a resonant-tunneling structure were used to adjust and control the filling of electrons in different subbands. It was observed that the occupation in the first-excited electron state can result in a suppression to quantum confinement Stark effect. Moreover, at very low bias, a series of intriguing photoluminescence peaks appeared as a small quantity of excess electron was filled in the ground state of the quantum well, that cannot be explained by the theory of band-to-band transition in the framework of single electron picture.

**Keywords** : resonant tunneling, photoluminescence, quantum confinement Stark effect, excess electron

**PACC** : 7335C, 7855, 3260S

<sup>\*</sup> Project supported by the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China ( Grant No. G001CB3095 ) and the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 2002AA302104 ).

<sup>†</sup> E-mail: zl\_pin@sohu.com