

量子限制受主的光致发光研究^{*}

李素梅^{1,2,†} 宋淑梅¹⁾ 吕英波¹⁾ 王爱芳¹⁾ 吴爱玲¹⁾ 郑卫民¹⁾

1) 山东大学威海分校空间科学与物理学院, 威海 264209)

2) 山东大学威海分校信息工程学院, 威海 264209)

(2008 年 8 月 5 日收到, 2008 年 12 月 9 日收到修改稿)

对一系列 δ 掺杂浅受主铍(Be)原子的 GaAs/AlAs 多量子阱和均匀掺杂 Be 受主的 GaAs 体材料中 Be 原子的能级间跃迁进行了光致发光(PL)研究. 实验中所用的样品是通过分子束外延技术生长的均匀掺杂 Be 受主的 GaAs 外延单层样品和一系列 GaAs/AlAs 多量子阱样品, 并在每量子阱中央进行了 Be 原子的 δ 掺杂. 量子阱宽度为 30 到 200 Å. 在 4.2 K 温度下测量了上述系列样品的光致发光谱, 清楚地观察到了束缚激子的受主从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 到第一激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 的两空穴跃迁. 应用变分原理, 计算了量子限制 Be 受主从 $2s$ 到 $1s$ 跃迁能量随量子阱宽度的变化关系. 研究发现受主跃迁能量随量子阱宽度的变窄而增加, 并且实验结果和理论计算符合较好.

关键词: 量子限制受主, 光致发光, 多量子阱, δ 掺杂

PACC: 7320D, 7855E, 7135, 7155

1. 引言

半导体量子阱中的杂质能级谱处于太赫兹(THz)范围. THz 波是指频率在 0.1—10 THz 范围内的电磁波, 频率高、脉冲短(fs), 具有很高的空间和时间分辨率, 而且能量很小, 不会对物质产生破坏作用. 因而 THz 波在军事、生物医学、分子波谱学、安全检查、天文探测、大气与环境监测、太空通信等方面有重大的应用价值^[1,2]. 对于半导体量子阱系统, 通过改变量子阱宽度、势垒高度等结构设计和掺杂位置、杂质浓度等掺杂情况, 能够以可控的方式调节能级, 使其在 THz 辐射器、远红外探测器等方面具有广泛的应用前景, 成为当前的热点研究领域^[3-6].

从原理上讲, 施主、受主都可以用来形成器件中的能级态, 但在实际应用中, 具有较大束缚能的受主成为最具吸引力的选择. 因为通过改变杂质的量子限制环境, 可使受主的能级间跃迁能量有一个较宽的调节范围, 而且受主原子能级间的跃迁能量小于纵光学(LO)声子能量, 能够显著地减少散射过程中通过 LO 声子造成的非辐射复合的载流子损失^[7]. 另外, p 型量子阱具有能对正入射光响应的特点, 制作红外探测器时无需光栅, 比 n 型器件制备容易, 具

有独特的应用价值^[6,8]. 在光电子领域, GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱是应用最广泛、技术上最成熟的量子阱系统. 金属 Be 是常用的掺杂受主, 它在扩散方面具有相对的稳定性. 由于 GaAs 具有复杂的四重简并价带结构, 使得人们对于 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱中浅受主态性质的研究远少于类似的浅施主杂质. Masselink 等人把复杂的价带结构因素考虑进去, 首先从理论上计算了 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱中 Be 受主的能态^[9]. 实验方面, Gammon 等人 and Reeder 等人分别利用共振 Raman 散射和远红外吸收对 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱中浅受主能态间跃迁进行了直接测量研究^[10,11]. 随后, Holtz 等人通过两空穴跃迁间接地对阱宽 50—138 Å 的 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱中受主从基态到激发态的跃迁能量进行了测量^[12,13]. Zhao 等人对磁场作用下 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 量子阱中 Be 受主的电子结构进行了实验研究^[14]. 而对于受主电子态量子限制最强的 GaAs/AlAs 多量子阱系统, 在实验和理论两方面的研究都相对较少. Kundrotas 等人对不同掺杂浓度的 GaAs/AlAs 多量子阱的 PL 谱进行了测量研究^[5]. Čechavičius 等人研究了 GaAs/AlAs 多量子阱的光、电反射谱^[15]. 本文在 4.2 K 温度下测量了在量子阱中央 δ 掺杂 Be 受主的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60776044), 山东省自然科学基金(批准号: 2006ZRA10001)资助的课题.

[†] E-mail: lisumei@sdu.edu.cn

不同阱宽 GaAs/AlAs 多量子阱样品以及均匀掺杂 Be 受主的 GaAs 外延单层(GaAs :Be)样品的 PL 谱.通过测量束缚激子受主的两空穴跃迁,研究了浅受主能态间的跃迁.应用变分原理,计算了量子限制 Be 受主从 2s 到 1s 跃迁能量随量子阱宽度的变化关系.

2. 样品与实验

我们在实验中所使用的样品是通过分子束外延 (MBE)制备技术,在 VG V80H 加热源中的半绝缘 (100) GaAs 衬底上生长的.样品的每层都是利用精确配比的低温生长技术进行生长的,确保了能够得到高质量的光学材料.在以上条件下,量子阱结构在 550 ℃ 温度下生长,量子阱界面处无间断,使得 Be 原子在掺杂层内的扩散可以被忽略.在生长多量子阱之前,首先生长了一个 3000Å 的 GaAs 缓冲层.每一个量子阱结构包含一个 50Å 宽的 AlAs 势垒层和一个在阱层中央进行了 Be 受主原子 δ 掺杂的 GaAs 阱层.δ 掺杂的使用避免了在量子阱生长方向上,由于杂质的分布而导致杂质原子能级的展宽.表 1 给出了每一个样品的掺杂浓度和主要特性.样品的掺杂浓度较低,这是为了避免半导体—金属 Mott 相变的发生,并且在理论计算中可以忽略杂质原子间的相互作用^[5].样品 5(GaAs :Be)是均匀掺杂 Be 受主的一个 5μm 厚的 GaAs 外延单层,是一个参考样品,是量子阱宽度视为无限大的极限情况.

表 1 实验样品的特性

样品	量子阱宽度/Å	量子阱数	掺杂浓度/cm ⁻²	生长温度/℃
1	30	400	2 × 10 ¹⁰	550
2	100	200	5 × 10 ¹⁰	550
3	150	50	2.5 × 10 ¹²	540
4	200	40	2.5 × 10 ¹²	540
5	5 μm 厚的外延单层(GaAs :Be)		2 × 10 ¹⁶	550

利用 Renishaw Raman 影像显微光谱仪进行了 PL 测量. PL 测量中的激发光源是 Ar⁺ 离子激光器 (波长 5145Å).样品置于液氦低温杜瓦中,激光束聚焦在样品上,从样品反射回的光被搜集后进入光谱分析仪进行分析.激光束点约为 2 μm,激发功率是 5 mW.系统的光谱分辨率是 200 μeV.在 4.2 K 温度下,对表 1 中所列样品进行了带隙以上激发 PL 谱的测量.

3. 光致发光谱与结果

在 GaAs 体材料中,价带顶部的动量矩 $J = 3/2$,因而在布里渊区中心 Γ 点($k = 0$)是四重简并($m_J = \pm 1/2, \pm 3/2$)的.离开 $k = 0$ 处,由于自旋转轨道相互作用,这种简并度变为一个二度简并的 Γ_6 对称重空穴($m_J = \pm 3/2$)和一个二度简并 Γ_7 对称的轻空穴($m_J = \pm 1/2$).在 GaAs 体材料中,Be 受主最低的几个能态分别为 $1s_{3/2}\Gamma_8, 2p_{3/2}\Gamma_8, 2s_{3/2}\Gamma_8, 2p_{5/2}\Gamma_8, 2p_{5/2}\Gamma_7$ 和 $2p_{1/2}\Gamma_6$.当 Be 受主原子从 GaAs 体材料引入到 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱中时,量子阱势的作用使得 Γ 点处价带简并度发生改变,几何结构对称性从 T_d 点群降为 D_{2d} 群.因此,Be 受主的 $1s_{3/2}\Gamma_8$ 基态和 $2p_{3/2}\Gamma_8, 2s_{3/2}\Gamma_8, 2p_{5/2}\Gamma_8$ 激发态分别劈裂为 $1s_{3/2}(\Gamma_6 + \Gamma_7)$ 和 $2p_{3/2}(\Gamma_6 + \Gamma_7), 2s_{3/2}(\Gamma_6 + \Gamma_7), 2p_{5/2}(\Gamma_6 + \Gamma_7)^{7,11}$.

阱宽 100Å 的样品 2 在低温下的 PL 谱如图 1 所示.从图 1 中可以清楚地看到阱宽为 100Å 的样品 2 在 4.2 K 的温度下有 3 个强的发光峰,分别位于 794.13, 795.88 和 806.26 nm 处.位于 794.13 nm 处的第一个峰是最强的发光峰,归因于重自由激子($X_{\text{CBI-HH1}}$)的跃迁.在 795.88 nm 处的第二个发光峰来源于束缚于中性 Be 受主上的束缚激子(Be^0X)复合. $X_{\text{CBI-HH1}}$ 和 Be^0X 两发光峰之间的能级间隔为 3.7 meV,这正是从 Be^0X 复合结构中移去激子所需要的能量.在 4.2 K 温度下, Be^0X 与 $X_{\text{CBI-HH1}}$ 两峰发光强度的比为 0.76.位于 806.26 nm 处的第三个发光峰(eBe^0)比 $X_{\text{CBI-HH1}}$ 和 Be^0X 峰都弱,该峰是从自由到束缚复合,即处于 $n = 1$ 量子化能级上的电子与束缚在量子阱中央 Be 受主上的空穴的复合而形成的.

除以上三个强的发光峰之外,在图 1 中还会看到在 809.22 nm 处有一个更弱的肩峰,标示为 P 峰. P 峰是由束缚激子受主的两空穴跃迁引起的,其来源是一个束缚在中性 Be 受主的激子.当激子发生复合的时候,所释放出的能量中有一部分可能会被束缚激子的受主所吸收,从而使受主上的空穴从基态跃迁到激发态.因此,该样品 Be^0X 与 P 两峰之间的能级间隔 25.6 meV,就对应着将受主从基态 $1s_{3/2}(\Gamma_6)$ 激发到第一激发态 $2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 所需要的能量. Boffety 等人在阱宽为 71Å、阱中央掺杂 Be 受主的

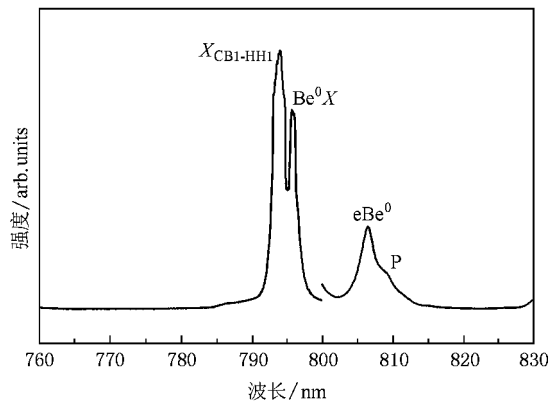


图 1 在 4.2 K 温度下 样品 2 量子阱宽度为 100 Å 的 PL 谱

GaAs/Ga_{0.67}Al_{0.33}As 多量子阱中所观察到的能量为 $27.9 \pm 1 \text{ meV}$ ^[16]. 样品 5 为 GaAs:Be 外延单层, 可作为量子阱宽度为无限大的极限情况, 它的这一跃迁能量是 19.9 meV 和文献 [17] 中曾经报道的结果是一致的.

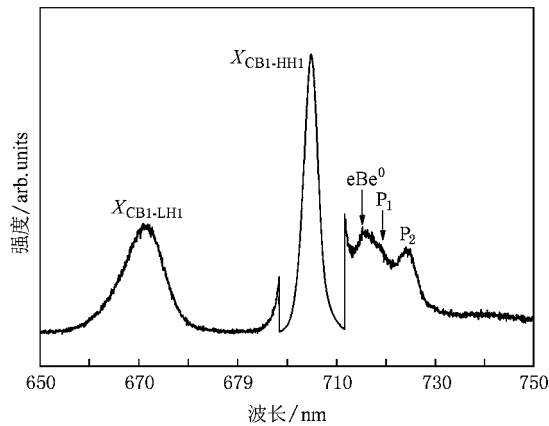


图 2 在 4.2 K 温度下 样品 1 量子阱宽度为 30 Å 的 PL 谱

样品 1 的量子阱宽度为 30 Å, 图 2 给出了该样品在 4.2 K 温度下的 PL 谱. 可以清楚地观察到轻自由激子峰 $X_{CB1-LH1}$ 、重自由激子峰 $X_{CB1-HH1}$ 和两空穴跃迁 (THT) 峰 P_1 和 P_2 . $X_{CB1-LH1}$ 和 $X_{CB1-HH1}$ 峰的波长位置分别低于 Galbraith 等人^[18]在 65 Å GaAs/AlGaAs 多量子阱的时间分辨 PL 谱中观察到的轻、重自由激子峰位置. 与图 1 相比, 图 2 具有两个明显的特征: (1) 只看到了自由激子峰 $X_{CB1-HH1}$, 而束缚激子峰 $Be^0 X$ 不能被明显地分辨出来. 这个峰很弱, 位于非对称自由激子峰的低能侧. 这主要是由于在较窄的量子阱中自由激子的寿命较短, 而不是由掺杂原子浓度的降低而引起的. 因为样品 2 的掺杂浓度和样品 1 一

样, 但其 $Be^0 X$ 峰可以清楚地被观察到. 在该样品的光致发光激发谱 (PLE) 和在 $X_{CB1-HH1}$ 低能侧附近光激发的选择光致发光谱实验测量中, 观察到了图 2 中的 $X_{CB1-HH1}$ 峰附近的确是重自由激子峰和束缚激子峰两者的叠加, 并且测量得到了束缚激子峰位于 706.35 nm 处.^[2] 在 719.10 和 724.27 nm 波长处有两个峰, 分别标记为 P_1 和 P_2 , 为两空穴跃迁 (THT) 峰. P_1 峰和图 1 中的 P 峰都是肩峰, 但 P_1 峰的 PL 强度要比 P 峰弱很多. 因为随着量子阱宽度减小, 受主束缚能上升, 基态相对于激发态能级降低, 导致两空穴跃迁发生的概率降低^[19]. 和图 1 中的 P 峰一样, P_1 峰与 Be 受主能级态间的跃迁相关, 对应 $1s_{3/2}(\Gamma_6) \rightarrow 2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 跃迁, 跃迁能量 31.12 meV; P_2 峰对应 $1s_{3/2}(\Gamma_6) \rightarrow 3s_{3/2}(\Gamma_6)$ 的跃迁, 跃迁能量 43.43 meV.

两空穴的跃迁峰在表 1 中其他样品中也被观察到, 但随着量子阱宽度变窄, PL 信号强度变弱. 其原因是在较窄的量子阱中自由激子的寿命变短, 电子空穴对作为自由激子被 Be 受主俘获而复合的概率就减少了. 样品 1 是在量子阱中央 δ 掺杂 Be 受主的 GaAs/AlAs 多量子阱系统中能观察到两空穴跃迁 (THT) 的最窄量子阱.

4. 计算与讨论

4.1. 理 论

在单带有效质量和包络函数近似下, 处于半导体 GaAs/AlAs 多量子阱中 Be 杂质原子的 Hamiltonian 算符表示为

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*} \frac{\partial}{\partial z} + V(z) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}, \quad (1)$$

其中 m^* 是空穴载流子的有效质量, ϵ_r 是相对介电常数, $V(z)$ 是一维量子阱限制势, r 是杂质原子与空穴载流子之间的距离. 将 x 和 y 坐标轴原点建立在位于 r_i 处的杂质原子处, 则

$$r^2 = x^2 + y^2 + (z - r_i)^2. \quad (2)$$

应用变分方法成功的关键在于试探波函数的选取, 这里我们选取两项的乘积作为空穴载流子的试探波函数

$$\Psi = \psi(z)\phi(r), \quad (3)$$

$\psi(z)$ 是 GaAs/AlAs 多量子阱中不掺杂受主杂质原子时空穴的波函数, $\phi(r)$ 是描述空穴与受主离子相互作用的类氢原子波函数.

受主 $1s$ 基态和 $2s$ 激发态的类氢因子 $\phi(r)$ 可分别取为

$$\phi(r) = \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad 1s \text{ 基态}, \quad (4)$$

$$\phi(r) = (1 - \lambda) \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad 2s \text{ 激发态}, \quad (5)$$

其中 λ 是人们熟知的氢原子 Bohr 半径,但这里被用作变分参数.

通过调节变分参数 λ 进行变分运算,以使 Hamiltonian 算符期待值最小.量子限制受主杂质原子系统的总能量为

$$E = \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}. \quad (6)$$

通过对上述方程分子、分母直接数值积分,不同 λ 取值下的系统总能量 E 可以被计算出来.

4.2. 结果与讨论

我们取量子阱限制势 $V(z)$ 为

$$V(z) = 0.33\Delta E_g(x)^{20}.$$

$\Delta E_g(x)$ 表示 GaAs 和 $Al_xGa_{1-x}As$ 在 $k=0$ 处的带隙差,它的具体形式为 $\Delta E_g(x) = 1247x \text{ meV}$, x 是 $Al_xGa_{1-x}As$ 势垒层的摩尔组分.虽然 $V(z)$ 是单量子阱的限制势,但对于势垒层很厚、没有空穴波函数透入的多量子阱也是适用的.有效质量 m^* 取作 GaAs 体材料中重空穴质量的典型值 $0.62m_0$, m_0 是自由空间中电子的质量,相对介电常数 ϵ_r 设值为 17.2.在以前文献的理论计算中,人们展示了半导体异质结中有效质量和界面处介电常数不匹配对量子阱中浅杂质能级的影响^[21-22].运用以上有效质量 m^* 和相对介电常数 ϵ_r ,我们导出当量子阱宽度变得非常大时,受主束缚能量为 28.0 meV 和 GaAs 体材料中的实验结果相符合^[9].根据上述理论,我们计算了处在 GaAs/AlAs 多量子阱中央 δ 掺杂 Be 受主 $2s \rightarrow 1s$ 跃迁能量与量子阱宽度的关系,理论计算结果如图 3 所示.在图 3 中,实心圆点和点线代表测量 PL 谱得到的实验数据.可以看到,PL 实验测量结果和理论计算符合得比较好.随着量子阱宽度的增加,Be 受主 $1s_{3/2}(\Gamma_6) \rightarrow 2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 的跃迁能量单调下降,

而且当量子阱宽度超过 300 Å 时,趋近于 GaAs:Be 体材料的值 19.9 meV.与 Holtz 等人在相同量子阱宽度的 GaAs/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 多量子阱中的实验结果^[13]相比,限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中央的 Be 受主 $1s_{3/2}(\Gamma_6) \rightarrow 2s_{3/2}(\Gamma_6)$ 的跃迁能量明显变大,但二者都随着量子限制效应的增强而增强.这主要是由于量子阱限制效应增强时,会迫使空穴更接近受主原子实负核中心,因而提高了 Be 受主对空穴的束缚能;同时使基态能级相对于激发态位置降低,导致受主跃迁能量随着量子阱宽度的变窄而增大.对于处在 GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ 多量子阱中量子限制的浅施主杂质,也被观察到了类似的行为^[23].

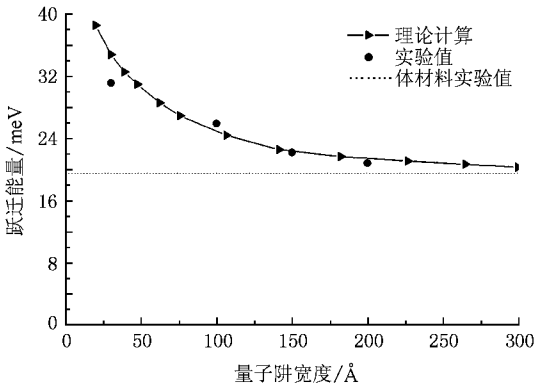


图 3 GaAs/AlAs 多量子阱中央 δ 掺杂 Be 受主 $2s \rightarrow 1s$ 跃迁能量与量子阱宽度的关系

5. 结 论

我们从实验和理论两个方面研究了限制在 GaAs/AlAs 多量子阱中的浅受主杂质的能级间跃迁.在低温下测量了一系列 Be 原子 δ 掺杂的 GaAs/AlAs 多量子阱和 GaAs:Be 外延单层样品的光致发光谱,清楚地观察到了束缚激子受主的两空穴跃迁.应用变分原理,计算了 $2s \rightarrow 1s$ 受主跃迁能量随量子阱宽度变化的关系.结果发现,随着量子阱宽度的变窄,受主在基态和第一激发态之间的跃迁能量单调地上升,并且实验结果与理论计算符合较好.

[1] Liu S G 2006 *China Basic Science* **8** 7 (in Chinese) [刘盛纲 2006 中国基础科学 **8** 7]

[2] Wen Lei , Chennupati Jagadish 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 091101

[3] Harrison P , Indjin D , Jovanović V D , Mirčetić A , Ikončić Z , Kelsall R W , McTavish J , Savić I , Vukmirović N , Milanović V 2005 *Phys. Stat. Sol. (a)* **202** 980

- [4] Liu H C , Luo H , Ban D , Wachter M , Song C Y , Wasilewski Z R , Buchanan M , Aers G C , SpringThorpe A J , Cao J C , Feng S L , Williams B S , Hu Q 2006 *Chinese Journal of Semiconductors* **27** 627
- [5] Kundrotas J , Čerškus A , Valušis G , Lachab M , Khanna S P , Harrison P , Linfield E H 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 123108
- [6] Zhou X C , Chen X S , Zhen H L , Lu W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4247 (in Chinese) [周旭昌、陈效双、甄红楼、陆 卫 2006 物理学报 **55** 4247]
- [7] Zheng W M , Halsall M P , Harrison P , Steer M J 2006 *Science in China Series G* **49** 702
- [8] Lin G J , Lai H K , Li C , Chen S Y , Yu J Z 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3479
- [9] Masselink W T , Chang Y C , Morkoc H 1985 *Phys. Rev. B* **32** 5190
- [10] Gammon D , Merlin R , Masselink W T , Morkoc H 1986 *Phys. Rev. B* **33** 2919
- [11] Reeder A A , McCombe B D , Chambers F A , Devane G P 1988 *Phys. Rev. B* **38** 4318
- [12] Holtz P O , Sundaram M , Simes R , Merz J L , Gossard A C , English J H 1989 *Phys. Rev. B* **39** 13293
- [13] Holtz P O , Sundaram M , Doughty K , Merz J L , Gossard A C 1989 *Phys. Rev. B* **40** 2338
- [14] Zhao Q X , Wongmanerod S , Willander M , Holtz P O , Wang S M , Sadeghi M 2001 *Phys. Rev. B* **63** 195317
- [15] Čechavičius B , Kavaliauskas J , Krivaitė G , Valušis G , Seliuta D , Halsall M P , Harrison P 2007 *Phys. Stat. Sol. (a)* **204** 412
- [16] Boffety D , Vasson A , Vasson A M , Leymarie J , Cheng T S , Bates C A , Chamberlain J M 1996 *Semicond. Sci. Technol.* **11** 340
- [17] Garcia J C , Beye A C , Contour J P , Neu G , Massies J , Barski A 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 1596
- [18] Galbraith I , Chari R , Pellegrini S , Phillips P J , Dent C J , van der Meer A F G , Clarke D G , Kar A K , Buller G S , Pidgeon C R , Murdin B N , Allam J , Strasser G 2005 *Phys. Rev. B* **71** 073302
- [19] Zheng W M , Halsall M P , Harmer P , Harrison P , Steer M J 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6039
- [20] Harrison P 2000 *Quantum Wells , Wires and Dots : Theoretical and Computational Physics* (England : John Wiley & Sons Ltd.) p71—83
- [21] Fraizzoli S , Bassani F , Buczko R 1990 *Phys. Rev. B* **41** 5096
- [22] Oliveira L E 1988 *Phys. Rev. B* **38** 10641
- [23] Jarosik N C , McCombe B D , Shanabrook B V , Comas J , John Ralston , Wicks G 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 1283

Photoluminescence study of quantum confined acceptors^{*}

Li Su-Mei^{1,2†} Song Shu-Mei¹⁾ Lü Ying-Bo¹⁾ Wang Ai-Fang¹⁾ Wu Ai-Ling¹⁾ Zheng Wei-Min¹⁾

¹ *School of Space Science and Applied Physics , Shandong University at Weihai , Weihai 264209 , China*

² *School of Information Engineering , Shandong University at Weihai , Weihai 264209 , China*

(Received 5 August 2008 ; revised manuscript received 9 December 2008)

Abstract

Photoluminescence of shallow Be acceptors in both bulk GaAs and a series of δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum well samples with well width range from 30 to 200 Å were studied. A series of Be δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells with the doping at the well center and a single epilayer of GaAs uniformly Be doped were grown by molecular beam epitaxy. The photoluminescence spectra were measured at 4.2 K. The two-hole transition of the acceptor-bound exciton from the ground state, $1s_{3/2}(\Gamma_6^-)$, to the first-excited state, $2s_{3/2}(\Gamma_6^-)$, have been clearly observed. A variational principle is used to obtain the 2s-1s transition energy of quantum confined Be acceptors as a function of the well width. It is found that the acceptor transition energy increases with decreasing quantum well width, and the experimental results are in good agreement with the theoretical calculation.

Keywords : quantum confined acceptors , photoluminescence , multiple quantum wells , delta-doped

PACC : 7320D , 7855E , 7135 , 7155

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60776044) and the Natural Science Foundation of Shandong Province , China (Grant No.2006ZRA10001).

[†] E-mail : lisumei@sdu.edu.cn