

# GaAs/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As 双量子阱的带边 不连续性和阱间耦合

潘士宏 黄 晖 张存洲

南开大学物理系, 天津 300071

R. N. SACKS

United Technologies Research Center, East Hartford, Connecticut, U.S.A.

1991 年 8 月 26 日收到

本文报道在 300 和 77K 对一组具有不同垒宽  $L_b$  的 GaAs/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As 双量子阱样品的光调制反射谱 (PR) 的研究结果。除观察到 11H, 11L 和 22H 等容许跃迁外, 同时还识别一个从 Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As 价带顶至量子阱第一电子束缚能级的跃迁, 另一个从量子阱第一轻空穴束缚能级至 Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As 导带底的跃迁。利用这些跃迁确定导带边不连续性为 0.63。对  $L_b \leq 40 \text{ \AA}$  实验观察到 11H 和 11L 跃迁都明显地分裂成对称和反对称分量, 对分裂大小的实验值与理论计算作了比较。在 77K 的 11H 的 PR 谱中在高能端明显地出现一个肩形峰, 其形状不能用 PR 标准线形来拟合。如认为它对应于带间跃迁, 并由此估计激子的束缚能约为 8meV。

PACC: 6865; 7865

## 一、引 言

对 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱光学性质的广泛研究获得带边不连续性、束缚能级和阱间耦合等的重要信息。Miller 等人<sup>[1]</sup>和 Duggan 等人<sup>[2]</sup>系统地比较了量子阱的容许跃迁 ( $\Delta n = 0$ ) 和禁戒跃迁 (主要是 13H,  $\Delta n = 2$ ) 的实验值与 Bastarel 模型<sup>[3]</sup>的计算结果, 把导带边的不连续性  $Q_c$  由早年的 0.85<sup>[4]</sup>修正为 0.6—0.7, 同时还给出有效质量的修正数值。这些数值目前为多数研究者所接受。Raccach 等人<sup>[5]</sup>企图用改变阱深或阱宽使某个跃迁突然消失的办法来确定  $Q_c$ , 从而使确定  $Q_c$  的方法不依赖于模型计算。但他们得到  $Q_c$  数值为  $0.77 \pm 0.07$ , 与文献[1, 2]给出的数值有较大的偏差。

量子阱间的耦合也是一个令人感兴趣的课题。文献[6, 7]曾用光调制反射谱 (PR) 研究多量子阱间耦合或子带色散。耦合现象导致新的有趣的光电子学性质, 如由于有效质量过滤作用引起的大光电导<sup>[6]</sup>。

本文报道用光调制反射谱研究一组具有相同阱宽 (60 Å) 而阱间势垒宽度不同的单个双量子阱样品的详细结果。对容许跃迁和两个额外跃迁的分析, 使我们求出基本上与

模型计算无关的带边不连续性  $Q_c = 0.63$ 。从 PR 谱中可以求出阱间耦合引起能级分裂的大小和阱间势垒宽度的关系。分裂大小的实验值略小于用 Bastard 模型计算的数值。对 77K 的 PR 谱的 11H 跃迁的分析,近似地估计激子的束缚能为 8meV。

## 二、实验方法

实验所用的双量子阱样品是在美国联合技术研究中心 (United Technologies Research Center) 用分子束外延的方法生长的。首先在半绝缘的 GaAs 衬底上生长  $0.5\mu\text{m}$  的不掺杂的缓冲层,然后生长  $1000\text{\AA}$  的  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ , 再生长 GaAs 双量子阱,最后是  $300\text{\AA}$  的  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  顶部保护层。双量子阱的每个阱宽为  $L_w = 60\text{\AA}$ , 阱间  $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  势垒层的宽度  $L_b$  对样品 DW1—DW5 分别为 100, 80, 60, 40 和  $20\text{\AA}$ 。为了比较还生长一块  $L_w = 60\text{\AA}$  的单量子阱样品 SW, 其它结构参数与双量子阱样品一致。

PR 谱测量以 250W 碘钨灯作光源,用北京第二光学仪器厂的 500mm 单色仪,10mW He-Ne 激光经斩波后直接照射到样品上作为调制光,必要时加以适当衰减。用硅光电探测器测量反射光。反射率调制信号由 EG&G5208 锁相放大器检测。数据由 PC-AT 微机采集。

## 三、电子态的计算

用 Bastard 的包络函数法<sup>[3]</sup>计算双量子阱的电子态。Bastard 用 Kane<sup>[9]</sup>的两带 ( $\Gamma_6$  和  $\Gamma_8$ ) 或三带 ( $\Gamma_6$ 、 $\Gamma_8$  和  $\Gamma_7$ ) 模型处理异质结和超晶格的电子态。在垂直于界面方向对电子和轻空穴得到与一维 Schrödinger 方程相似的包络函数方程

$$\frac{d}{dz} \frac{-\hbar^2}{2m(E)} \frac{d}{dz} F(z) + V_s(z)F(z) = EF(z), \quad (1)$$

式中有效质量  $m(E)$  为能量的函数。对二带模型

$$\frac{1}{m(E)} = \frac{4}{3} p^2 \frac{1}{E_{g1} + E - V_p(z)}. \quad (2)$$

对三带模型

$$\frac{1}{m(E)} = \frac{2}{3} p^2 \left( \frac{2}{E_{g1} + E - V_p(z)} + \frac{1}{E_{g1} + E + \Delta_1 - V_s(z)} \right), \quad (3)$$

式中  $p$  为  $k \cdot p$  相互作用参数。对 A (GaAs) 和 B ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) 两种材料的界面,  $E_{g1}$  为 A 的能隙,  $\Delta_1$  为它的自旋轨道分裂。  $V_s(z)$ ,  $V_p(z)$  和  $V_d(z)$  为由带边不连续性引入的分段常数势场。在 A 区  $V_s(z) = V_p(z) = V_d(z) = 0$ 。在 B 区,  $V_s(z) = V_s$ ,  $V_p(z) = V_p$ ,  $V_d(z) = V_d$ 。其中  $V_s$ ,  $V_p$ ,  $V_d$  分别为导带边、价带边和 S-O 分裂带边的能量跃变。能量的零点取在 A 区导带底。

利用界面两边波函数连续和  $\frac{1}{m(E)} \frac{dF}{dz}$  连续(粒子流连续)的边界条件,对双量子阱中的电子束缚态求得色散关系

$$\tanh \frac{k_b L_b}{2} [\eta \sin k_a L_a + \cos k_a L_a] + \cos k_a L_a - \eta^{-1} \sin k_a L_a = 0, \quad (\text{对称态}); \quad (4)$$

$$\tanh \frac{k_b L_b}{2} [\cos k_a L_a - \eta^{-1} \sin k_a L_a] + \cos k_a L_a + \eta \sin k_a L_a = 0, \quad (\text{反对称态}), \quad (5)$$

式中  $L_a$  为阱宽,  $L_b$  为阱间势垒宽度,

$$k_a^2 = 2m_A(E)E/\hbar^2, \quad (6)$$

$$k_b^2 = 2m_B(E)(V_s - E)/\hbar^2, \quad (7)$$

$$\eta = \frac{k_B m_A(E)}{k_a m_B(E)}, \quad (8)$$

$m_A(E)$  和  $m_B(E)$  分别为由(2)或(3)式计算的  $A$  区和  $B$  区有效质量的数值。具体计算中参数  $p$  要用有效质量的实验值代替。把(4)–(8)和(2)或(3)式联合求解就得到双阱中电子的束缚能级。

在计算轻空穴的束缚能级时,为方便起见作变量代换  $E' = -(E_{g1} + E)$ 。(1)式可改写为

$$\frac{d}{dz} \frac{-\hbar^2}{2m(E')} \frac{d}{dz} F(z) - V_p(z)F(z) = E'F(z). \quad (9)$$

对于二带模型

$$\frac{1}{m(E')} = \frac{4}{3} p^2 \frac{1}{E' + E_{g1} + V_s(z)}, \quad (10)$$

$E'$  的零点取在  $A$  区价带顶,表示轻空穴的能量。具体求解时用  $A$  区轻空穴有效质量的实验值代替(10)式中  $E' = 0$  时的  $m(0)$ ,从而消去(10)式中的参数  $p$ 。

在 Kane 的二带或三带模型中重空穴与电子和轻空穴无相互作用,因此仍然可以像 Kronig-Penny 模型那样求解重空穴的束缚能级。

Bastard 的包络函数法对简单的 Kronig-Penny 模型的修正,主要就在于引入能带的非抛物线性,即有效质量为能量的函数,不再为常数。具体分析(2)和(3)式在二带和三带模型中电子和轻空穴的有效质量都是随能量的增加而增大。对 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 量子阱或超晶格,用二带模型计算的电子束缚能级与用三带模型计算的一般相差不超过 1meV。对于轻空穴这种差别对高的束缚能级变得稍大,但有关轻空穴高束缚能级的光跃迁在实验上并不十分重要。目前很难判断三带模型对 GaAs/Al<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub>As 比二带模型优越。为方便起见,在以下的计算与讨论中用二带模型。

#### 四、实验结果与讨论

我们分别在 300 和 77K 测量全部样品的 PR 谱。以下就三个方面来讨论实验结果:(1) PR 谱的识别和带边不连续性,(2)双阱间的耦合,(3) 77K PR 谱和激子。

##### 1. PR 谱的识别和带边不连续性

为了识别 PR 谱计算了单阱和双阱的电子和轻、重空穴的束缚能级。计算中所用电

子和轻、重空穴的有效质量分别为  $m_e^* = 0.0665m_0$ ,  $m_l^* = 0.094m_0$ ,  $m_h^* = 0.34m_0$ <sup>[1]</sup>, 导带边不连续性为  $Q_c = 0.65$ <sup>[2]</sup>. 图 1 为单阱束缚能级示意图. 图 1 中  $E_{g1}$  和  $E_{g2}$  分别为 GaAs 和 Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As 的基本能隙, 其数值可以从 PR 谱中精确测定. 60 Å 的单阱有两个电子束缚能级  $E_{1e}$  和  $E_{2e}$ , 两个重空穴能级  $E_{1h}$  和  $E_{2h}$ , 一个轻空穴能级. 从第  $n$  个重(轻)空穴能级至第  $m$  个电子能级的跃迁用  $E(mnH)$  ( $E(mnL)$ ) 来表示. 对于双阱每个电子(空穴)能级都分裂为对称态 ( $S$ ) 和反对称态 ( $A$ ) 两个能级. 相应的跃迁表示为  $E(mmHS)$  和  $E(mmHA)$  等.

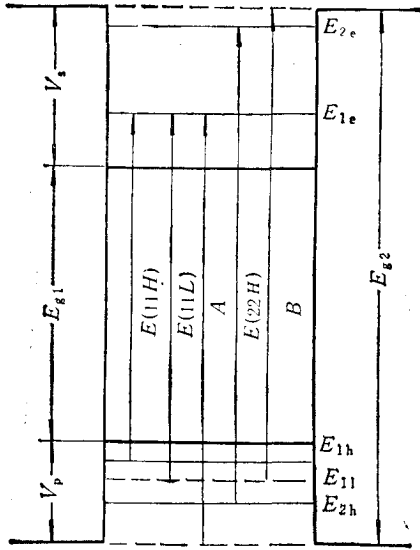


图 1

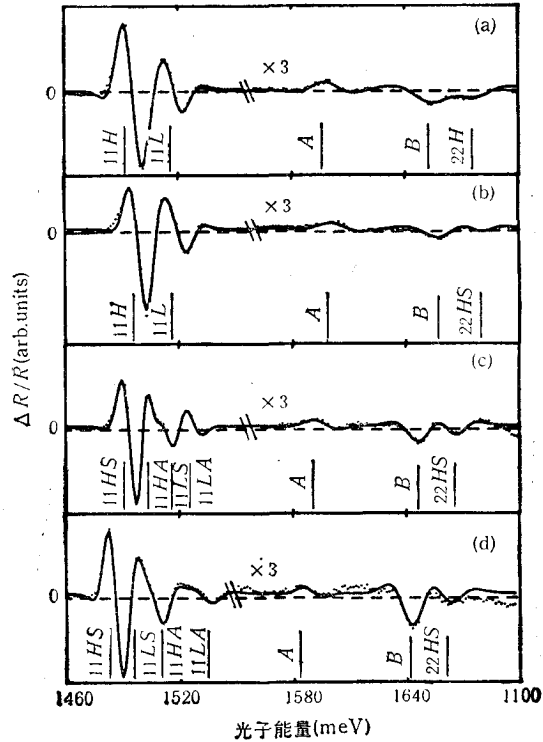


图 2 300K PR 谱 (a) 为样品 SW; (b) 为样品 DW1; (c) 为样品 DW4; (d) 为样品 DW5; 虚线为实验谱线; 实线为拟合曲线

图 2 为样品 SW, DW1, DW4, DW5 在 300K 的 PR 谱. 相应于  $E_{g1}$  和  $E_{g2}$  的 PR 谱峰没有包括在图 2 中. 光子能量小于 1.55eV 强度较大的 PR 谱对应于基本跃迁  $E(11H)$  和  $E(11L)$ , 在下面要对它们作较详细的讨论. 在光子能量 1.55—1.70eV 的范围内有三个强度很弱的 PR 峰, 出现在全部单阱和双阱样品的图谱上. 其中能量最高在 1.67eV 附近的一个跃迁, 与理论计算比较可以认定为  $E(22H)$  (单阱) 或  $E(22HS)$  (双阱).

图 2 中用  $A, B$  表示的两个 PR 谱峰与理论计算比较不属于量子阱中束缚能级之间的跃迁. 与可能的禁戒跃迁比较, 峰  $A$  的能量  $E(A)$  比  $E(12H)$  大, 但比  $E(21H)$  小. 例如, 对双阱样品 DW1 实验值  $E(A) = 1606\text{meV}$ , 而理论计算的  $E(12HS) = 1558\text{meV}$ ,  $E(21HS) = 1633\text{meV}$ , 相差甚远. 为此假定  $A$  峰对应于图 1 中从 Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As

价带顶至第一电子束缚能级的跃迁  $A$ 。峰  $B$  的能量  $E(B)$  比禁戒跃迁的能量  $E(21L)$  略大,假定它是图 1 中从轻空穴第一束缚能级至  $Al_{0.23}Ga_{0.77}As$  导带底的跃迁  $B$ 。

由图 1 不难看出以下关系:

$$|V_p| = E(A) - E(11H) + E_{1h}, \quad (11)$$

$$V_s = E(B) - E(11L) + E_{1e}. \quad (12)$$

由(11)和(12)式得

$$V_s + |V_p| = E(A) + E(B) - E(11L) - E_{1h}. \quad (13)$$

对于双阱以上三个式子中  $E(11H)$  和  $E(11L)$  都应改为  $E(11HS)$  和  $E(11LS)$ 。

如果上述假定是正确的, (11)和(12)式都可以用来确定带边不连续性  $Q_c$ , 利用  $E(A)$  和  $E(11H)$  的实验值和  $E_{1h}$  的理论计算值, 由(11)式得到  $|V_p|$ , 从而求出  $Q_c$ 。由于  $E_{1h}$  的理论计算值对  $Q_c$  和  $L_s$  的变化是不敏感的, 用(11)式计算  $Q_c$  比用(12)式可靠。

(13)式可以用来验证上述假定是否正确。(13)式等号右边四项都可以从 PR 谱中测定,从而求得  $V_s + |V_p|$ 。另一方面  $V_s + |V_p|$  在理论上应等于  $E_{g2} - E_{g1}$ , 后者也可以从 PR 谱中测定。表 1 列出  $E(A)$ ,  $E(B)$ ,  $E(11H)$  或  $E(11HS)$ ,  $E(11L)$  或  $E(11LS)$ ,  $E_{g2} - E_{g1}$  的实验值, 和由(13)式算出的  $V_s + |V_p|$  以及由(11)式算出的  $Q_c$ 。在量子阱束缚能级间的跃迁能量  $E(11H)$  等上加上了  $8\text{meV}$  激子束缚能。

表 1

样品	$E(A)$ (meV)	$E(B)$ (meV)	$E(11H)$ 或 $E(11HS)$ (meV)	$E(11L)$ 或 $E(11LS)$ (meV)	$E_{g2}-E_{g1}$ (meV)	$V_s +  V_p $ (meV)	$Q_c$
SW	1600	1656	1504	1524	312	304	0.638
DW1	1606	1660	1508	1528	312	312	0.622
DW2	1605	1648	1506	1523	304	304	0.618
DW3	1605	1649	1505	1523	303	305	0.614
DW4	1595	1649	1503	1524	296	294	0.63
DW5	1583	1643	1495	1507	292	296	0.632

由表 1 中数据看出,  $E_{g2} - E_{g1}$  的实验值与由(13)式算出的  $V_s + |V_p|$  的差别一般仅  $2-4\text{meV}$ , 最大只有  $8\text{meV}$ 。考虑到多个实验值相加引起的积累误差,  $8\text{meV}$  是在实验误差范围内。这证明我们对跃迁  $A$  和  $B$  的假设是正确的。由(11)式计算的导带边不连续性对 6 个样品的结果为  $Q_c = 0.63 \pm 0.02$ , 是非常一致的。这个结果与文献[2]的数值  $Q_c = 0.65$  十分接近, 而与文献[5]的数值  $Q_c = 0.77 \pm 0.07$  有很大偏差。用(11)式计算  $Q_c$  时唯一用到的理论计算值是  $E_{1h}$ 。  $E_{1h}$  的理论计算值对  $L_s, L_b$  和阱深  $V_p$  在适当范围内的变化都是不敏感的。其中影响较大的是  $L_s$ 。如考虑阱宽的误差,  $L_s$  在  $60 \pm 5 \text{\AA}$  范围内变化, 引起  $E_{1h}$  的变化小于  $\pm 2.5\text{meV}$ , 由此引起用(11)式计算  $Q_c$  的误差小于 0.01。

## 2. 阱间耦合

图 2 中  $1.55\text{eV}$  以下是基本跃迁  $E(11H)$  和  $E(11L)$  的 PR 谱。对于双阱  $E(11H)$

和  $E(11L)$  都分裂为对称和反对称分量  $E(11HS)$  和  $E(11HA)$  与  $E(11LS)$  和  $E(11LA)$  ( $S-A$  分裂). 对于  $L_b = 100 \text{ \AA}$  的样品 DW1 由于分裂太小实验中不能分辨. 对  $L_b = 80$  和  $60 \text{ \AA}$  的样品 DW2 和 DW3 其 PR 谱与 DW1 相近, 在图 2 中没有画出. 从  $L_b = 40$  和  $20 \text{ \AA}$  的样品 DW4 和 DW5 的 PR 谱中可以明显看出, 随  $L_b$  的减小阱间耦合增强  $S-A$  分裂增加. 用高斯线形<sup>[10]</sup>和计算机拟谱的方法来确定各个跃迁能量的实验值. 图 2 中实验谱线用虚线表示, 拟合曲线用实线表示. 跃迁能量位置也已表示于图 2 中.

为了定量地研究阱间耦合, 用包络函数法计算  $S-A$  分裂随  $L_b$  变化的函数关系, 计算结果示于图 3 中. 计算中采用的参数为:  $L_w = 57 \text{ \AA}$ ,  $E_{g1} = 1426 \text{ meV}$ ,  $E_{g2} = 1730 \text{ meV}$ ,  $Q_c = 0.63$ . 有效质量的数值已如前述. 由图 3 可以看出,  $S-A$  分裂基本上是对称的, 即  $E(11HS)$  和  $E(11HA)$  的平均值等于对应的单阱  $E(11H)$  的数值,  $E(11LS)$  和  $E(11LA)$  的平均值也等于单阱的  $E(11L)$  的数值. 在  $30 \text{ \AA}$  附近  $E(11HA)$  和  $E(11LS)$  有一个交点, 在  $30 \text{ \AA}$  以下  $E(11LS)$  小于  $E(11HA)$ .

样品 DW1, DW4 和 DW5 的  $E(11HS)$ ,  $E(11HA)$ ,  $E(11LS)$  和  $E(11LA)$  的实验值用短横线表示于图 3 中. 实验值加了  $8 \text{ meV}$  的激子束缚能. 由图 3 看出, 实验结果基本上与理论计算符合, 但有一定程度的偏差. 样品的阱宽和垒宽的真实数值偏离生长名义值可能是造成这种偏差的原因之一. 目前尚无法测定单阱或双阱的阱宽和垒宽, 只能用拟合光谱数据和理论计算的方法来确定. 利用  $S-A$  分裂的对称性, 对 DW1, DW4 和 DW5 三个样品求得阱宽的近似值为  $L_w = 57 \text{ \AA}$ . 阱间势垒宽度  $L_b$  估计也可能有一个单原子层的误差, 相当于  $\pm 3 \text{ \AA}$ , 对应于图 3 中实验短线的长度.

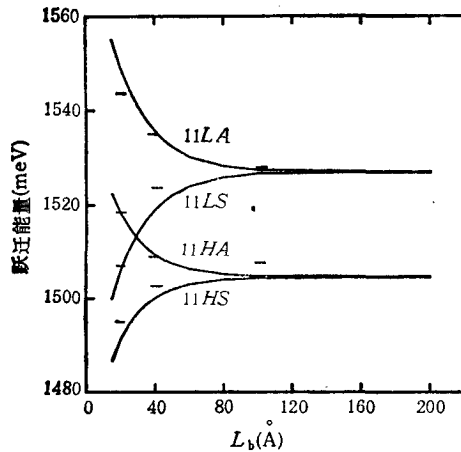


图 3

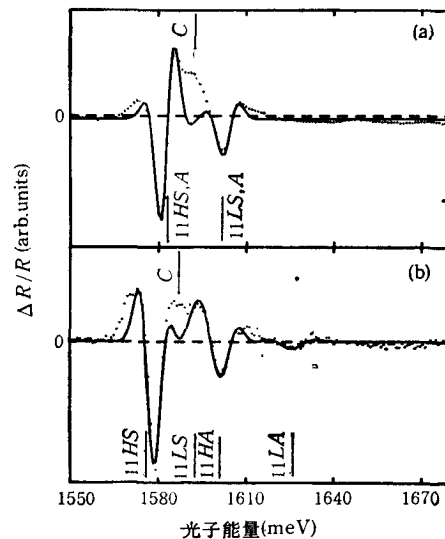


图 4 77K PR 谱 (a) 样品 DW1; (b) 样品 DW5; 虚线为实验谱线; 实线为拟合曲线

从图 3 可以看出, 考虑了阱宽和垒宽的误差后实验的  $S-A$  分裂的数值仍然有规律的小于理论计算值.  $S-A$  分裂的大小反映了阱间耦合的强度, 它取决于透入阱间势垒层的

电子(空穴)波函数交叠的程度。阱间势垒愈薄,波函数衰减愈慢,波函数的交叠愈严重, $S-A$  分裂就愈大。影响电子(空穴)波函数在势垒中衰减的因素主要是势垒层中电子(空穴)的有效质量。因此,势垒层中电子(空穴)的有效质量偏小可能是引起  $S-A$  分裂的理论值大于实验值的原因,为此将势垒区中的电子和轻空穴有效质量适当增大再进行计算。当电子和轻空穴的有效质量在势垒区中增大至 1.3 倍时, $S-A$  分裂的理论值与实验值符合得较好。此时阱宽的拟合值近似为  $L_s = 60 \text{ \AA}$ , 与生长的名义值一致。以上结果表明,势垒区电子和轻空穴的有效质量很可能要比通常所取的数值要大。

### 3. 77K PR 谱和激子

图 4 是样品 DW1 和 DW2 在 77K 时部分 PR 谱。虚线是实验结果,实线是拟合曲线。从图 4 (a) 和 (b) 两个图上都可以看出在跃迁  $E(11HS, A)$  和  $E(11HS)$  的高能侧实验谱线上有一个肩形峰 C, 它不能用理论线形拟合。肩形峰 C 中心位置的能量高于相应的激子跃迁  $E(11HS)$  的能量约 8meV, 如果认为在 77K 时激子跃迁的线宽变窄, 致使激子跃迁和带间跃迁可以被分辨, 肩形峰 C 应对应于带间跃迁。由此确定的激子束缚能为 8meV, 与 Greene 等人<sup>[11]</sup>的理论计算一致。在 PR 谱中分辨出激子跃迁和带间跃迁是极少见的现象, 这大概与我们的样品结构比较简单, 阱宽和阱深等参数的具体数值比较适当有关。肩形峰 C 的形状显著地与一般 PR 线形不同, 也许说明它是由 2S, 2P 等高级激子跃迁合成的。

综上所述, 本文对一组  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$  双量子阱试样的 PR 谱进行详细的研究。根据量子阱束缚能级和连续态之间的跃迁, 确定导带边不连续性  $Q_s = 0.63 \pm 0.02$ 。对 11H 和 11L 跃迁的对称和反对称分裂进行定量的分析, 适当增大势垒层中电子和轻空穴的有效质量的数值可以改善理论与实验结果的一致。确定 11HS 激子束缚能约为 8meV。

- [1] Miller, D. A. Kleinman, and A. C. Gossard, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 7085.
- [2] G. Duggan, H. I. Ralph and K. J. Moore, *Phys. Rev.*, **32**(1985), 8395.
- [3] G. Bastard, *Phys. Rev.*, **B25**(1982), 7584; G. Bastard and J. A. Brum, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**(1986), 1625.
- [4] R. Dingle, in *Festkorperprobleme*, edited by H. J. Quelsser, *Advances in Solid State Physics*, Vol. **15**(1975), p. 21.
- [5] Paul, M. Raccach, J. W. Garland Z. Zhang, F. A. Chambers and D. J. Vezzetti, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 4271.
- [6] H. Shen, S. H. Pan, F. H. Pollak, M. Dutta and T. R. AuCoin, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 9384.
- [7] H. Shen, S. H. Pan, Z. Hang, F. H. Pollak and R. N. Sacks, *Solid State Comm.*, **65**(1988), 924.
- [8] F. Capasso, K. Mohammed and A. Y. Cho, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**(1986), 1853.
- [9] E. O. Kane, in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. **1**(1966), p. 75.
- [10] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki and W. T. Beard, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 2540.
- [11] R. L. Greene, K. K. Bajaj and D. E. Phelps, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 1807.

## BAND-EDGE DISCONTINUITIES AND COUPLING BETWEEN WELLS FOR GaAs/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As DOUBLE QUANTUM WELLS

PAN SHI-HONG HUANG HUI ZHANG CUN-ZHOU

*Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071*

R. N. SACKS

*United Technologies Research Center, East Hartford, Connecticut, U. S. A.*

(Received 26 August 1991)

### ABSTRACT

We report a detailed photoreflectance study at 300 and 77K of a set of GaAs/Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As double quantum well samples with different barrier widths  $L_b$ . In addition to the allowed transitions of 11H, 11L and 22H, two other transitions have been also recognized as the transitions from the top of the Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As valence band to the first electron confined state and from the first light hole confined state to the bottom of the Al<sub>0.23</sub>Ga<sub>0.77</sub>As conduction band. By using these transitions the conduction band-edge discontinuity has been determined to be  $Q_c = 0.63 \pm 0.02$ . For  $L_b < 40 \text{ \AA}$ , we have observed a evident splitting of both transitions 11H and 11L into symmetrical and anti-symmetrical components. The experimental results of the splitting have been compared with theoretical calculations. A shoulder-like peak at the higher energy side of the 11H transition, which can not be fitted by the standard PR line shape, was resolved at the 77K PR spectra. If the shoulder-like peak is assigned to be the band-to-band transition, we can determine the exciton binding energy to be approximately 8 meV.

**PACC:** 6865; 7865