

GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格中能带不连续性随压力的变化

刘振先 李国华 韩和相 汪兆平

(半导体超晶格国家重点实验室 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 利用高压光致发光方法在液氮温度下和 0—35kbar 的压力范围内对不同层厚的 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格以及具有相近组份的 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 体材料进行了系统的研究。测得 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 体材料的 Γ 谷和 X 谷的压力系数分别为 8.6meV/kbar 和 -1.57meV/kbar。在一定的压力范围内同时观测到了短周期超晶格中与类 Γ 态和类 X 态相关的发光峰,从而得到了类 Γ 态能级和类 X 态能级随压力的变化关系。首次获得了有关 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格能带不连续性(包括价带不连续性 ΔE_v 和导带不连续性 ΔE_c)随压力变化的全部信息。实验结果表明这类短周期超晶格的 ΔE_v 和 ΔE_c 及其压力系数不仅与压力有关,而且与超晶格的周期有关。 $d\Delta E_v/dP$ 和 $d\Delta E_c/dP$ 随着周期的变短分别从 (10,10) 的 0.27meV/kbar 和 -2.40meV/kbar 增加和减小到 (5,4) 的 4.0meV/kbar 和 -6.1meV/kbar。这种变化规律主要是由于超晶格中重空穴和 X 谷中电子束缚能 Δ_{hh} 和 Δ_x 的压力系数 $d\Delta_{hh}/dP$ 和 $d\Delta_x/dP$ 随着超晶格周期变短而迅速增加造成的。

PACC: 7855

1 引言

近年来有关 GaAs/AlAs 和 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱、超晶格的研究受到更多的重视,对其能带结构和光学特性已经做了大量的理论和实验研究^[1-5],但仍有一些问题需要更进一步的认识。其中一个令人感兴趣的问题是能带的不连续性,因为对所有类型的量子阱和超晶格,能带不连续性都是一个重要的参量。Venkateswaran 等人^[6]首先指出,高压下的光荧光测量提供了一个测量该参量的简便方法。对 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 超晶格,当 $x < 0.37$ 时,作为超晶格中势垒材料的 Al_xGa_{1-x}As 是直接带半导体^[7]。因此在这类超晶格中 X 相关的周期势与 Γ 相关的周期势不交迭,无论层厚多薄,类 Γ 态能级总是低于类 X 态能级,表现为第 I 类超晶格,如图 1(a) 所示。在压力作用下, Al_xGa_{1-x}As 层中的类 X 态能级以几个 meV/kbar 的速率下降, GaAs 层中的类 Γ 态能级以大约 10meV/kbar 的速率增加。施加足够的压力将会使 GaAs 层中的类 Γ 态能级移至 Al_xGa_{1-x}As 层中的类 X 态能级之上。于是在导带中类 X 态能级成为最低能级从而表现为第 II 类超晶格,如

图 1(b) 所示。这类超晶格最重要的特性就是第 II 类光跃迁能量直接与价带不连续性 ΔE_v 相联系^[8]。根据图 1(b):

$$\Delta E_v(P) = E_{\text{EB}}^x(P) - E_{\text{PL}}(P) + \Delta_x(P) + \Delta_{hh}(P) - E_{\text{SL}}(P), \quad (1)$$

其中 P 代表压力, E_{EB}^x 是势垒材料 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的间接带能隙, E_{PL} 是观测到的光致发光能量, Δ_{hh} 和 Δ_x 分别是重空穴和 X 谷中电子的束缚能, E_{SL} 是超晶格的激子束缚能。另一方面, 导带不连续性可以写成:

$$\Delta E_c = E_{\text{EB}}^{\Gamma} - E_{\text{EW}}^{\Gamma} - \Delta E_v = \Delta E_c^{\Gamma} - \Delta E_v, \quad (2)$$

其中 E_{EB}^{Γ} 和 E_{EW}^{Γ} 分别是势垒和势阱材料 Γ 谷的能隙, ΔE_c^{Γ} 是能带不连续性。原则上讲, 只要在实验上确定势垒和势阱材料 Γ 谷和 X 谷能隙以及第 II 类光跃迁能量随压力的变化规律, 根据 Kronig-Penney 模型可以计算出 Δ_x 和 Δ_{hh} 从而确定 $\Delta E_v(P)$ 和 $\Delta E_c(P)$ 。

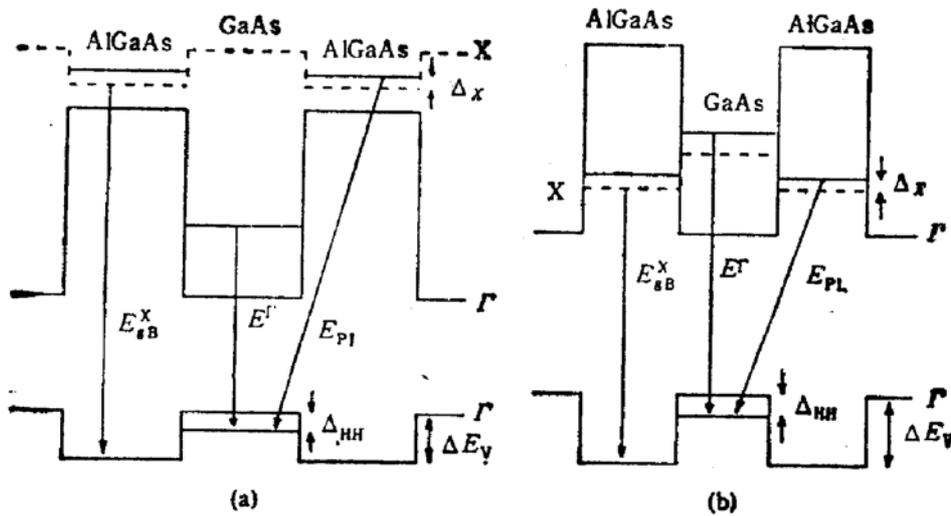


图 1 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x < 0.37$) 超晶格的能带结构示意图

- (a) 常压下超晶格中 X 相关的周期势与 Γ 相关的周期势不交叉, 无论层厚多薄类 Γ 态能级总是低于类 X 态能级。第 I 类超晶格
 (b) 高压下类 X 态能级成为导带最低能级, 第 II 类超晶格, 其中超晶格中的激子束缚能未在图中标出

目前有关 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 超晶格特别是 GaAs/AlAs 超晶格的能带不连续性的研究主要存在两方面的问题: 一是在有些工作中假设 ΔE_v 与阱宽和压力无关或 $Q_v(Q_v = \Delta E_v/\Delta E_c^{\Gamma})$ 与压力无关^[9-11]; 二是目前还没有关于 AlAs 体材料的直接带能隙和间接带能隙的压力系数 $\alpha_{\text{AlAs}}^{\Gamma}$ 和 α_{AlAs}^x 的实验值, 因此一般通过假设 α_{AlAs}^x 与 GaAs 的值相等^[8,12-14] 来确定 ΔE_v 。另一方面, 由于 $\alpha_{\text{AlAs}}^{\Gamma}$ 未知, 所以 ΔE_c 也很难确定。最近, Reimann 等人^[15] 测量了 $x = 0.7, 0.92$ 的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 合金的间接带能隙的压力系数, 并利用线性外推得到了 AlAs 间接带能隙的压力系数, 并对 GaAs/AlAs 超晶格价带不连续性随压力的变化重新作了计算。据我们所知, 到目前为止还没有关于 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x < 1$) 短周期超晶格系统的高压光致发光以及能带不连续性的研究报告。

本文介绍了在液氮温度下和 $0-35\text{kbar}$ 的压力范围内对 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 体材料和一系列的 $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 短周期超晶格的高压光致发光研究。测得 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 体材料的直接带能隙和间接带能隙的压力系数分别为 8.6meV/kbar 和 -1.57meV/kbar , 并将

其作为超晶格中势垒材料 Al_{0.33}Ga_{0.67}As 相应的压力系数 (因为二者的 Al 组分很接近). 在 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格中, 在一定的压力范围内同时观察到了与类 Γ 态和类 X 态相关的发光峰, 确定了类 Γ 态能级和类 X 态能级随压力的变化关系. 从而首次获得了有关 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格能带不连续性(包括价带和导带)随压力变化的全部信息. 实验结果表明这类短周期超晶格的价带和导带不连续性不仅与压力有关, 而且其压力系数还与超晶格的周期有关.

2 实验方法

GaAs/Al_xGa_{1-x}As 超晶格是由 VG-V80H 型分子束外延设备生长的. 在晶向为 (001) 的半绝缘 GaAs 衬底上先生长一层 GaAs 缓冲层, 然后生长约 100 个周期的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 超晶格, 其总厚度达到 3000 Å 左右, Al 组份为 $x \approx 0.33$ ^[16]. 表面是 GaAs 层, 没有生长额外的覆盖层. 为方便起见, 对短周期超晶格的层厚用单分子层数来表示, 一个单分子层厚为 2.83 Å. 超晶格结构记作 (GaAs)_m(Al_xGa_{1-x}As)_n, 其中 m 和 n 是最接近测量值的整数. 用 X 射线双晶衍射测得的超晶格样品的 (m, n) 在表 1 中列出. 利用 MOCVD 方法在晶向为 (001) 的半绝缘 GaAs 衬底上生长 1—2 μm 厚的 Al_xGa_{1-x}As 混晶, 生长中未故意掺杂. 用光致发光方法确定 Al 组分为 $x = 0.30$ ^[7], 与上述超晶格的 x 值相近. 因此在以下的讨论中我们将用 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 混晶 E_{iB}^x 的压力系数 α_{iB}^x 作为超晶格势垒材料 Al_{0.33}Ga_{0.67}As 的相应值.

利用 Mao-Bell 型金刚石对顶砧装置获得高压, 固态氩作传压介质. 用氩离子激光器的 488.0nm 线激发样品, 激发功率约 10³ W/cm². 测量是在液氮温度下进行的, 实验装置参见文献[17].

3 结果与讨论

3.1 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 混晶中直接带隙和间接带隙随压力的变化

图 2 给出了 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 样品在不同压力下的光致发光谱. 在常压下只观测到一个发光峰, 它随着压力的增加迅速向高能方向移动, 其压力系数与 GaAs Γ 谷的压力系数相近. 因此可以判定它是 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 中导带的 Γ 谷到价带的跃迁产生的发光, 记为 E^{Γ} . 当压力超过 10kbar 后, 在 E^{Γ} 峰的低能端观测到三个新峰. 其中能量较高的两个峰随压力向低能方向移动, 其压力系数与 GaAs X 谷的压力系数相近, 记为 E^X 和 E^R . 能量最低的峰在压力小于 20kbar 时基本上不随压力变化, 当压力接近 20kbar 时开始随压力的增加而下降. 这是典型的深能级发光的压力行为, 因此判定它是与杂质有关的非本征发光, 记为 E^D . 图 3 给出了上述峰的峰值能量随压力的变化. 用线性表达式 $E^i = E_0^i + \alpha^i P$ ($i = \Gamma, X, D$) 对峰值能量的实验数据作最小二乘法拟合得到:

$$\left. \begin{aligned} E^{\Gamma}(\text{meV}) &= 1934 + 8.6P(\text{kbar}) \\ E^X(\text{meV}) &= 2047 - 1.57P(\text{kbar}) \\ E^R(\text{meV}) &= 2013 - 1.62P(\text{kbar}) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

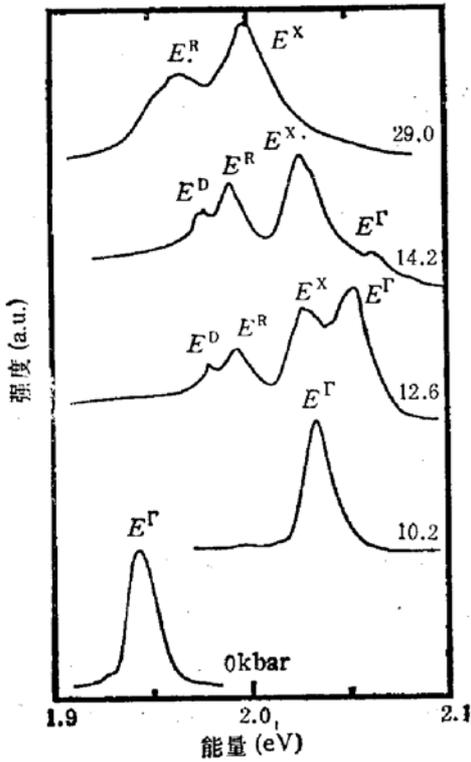


图2 不同压力下 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 的光致发光谱

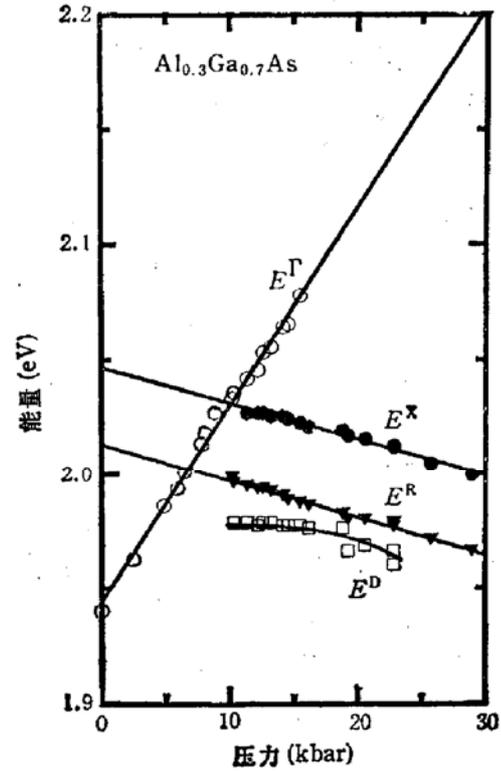


图3 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 光致发光峰值能量随压力的变化

根据(3)式,常压下 $E_0^X - E_0^R = 34meV$,与 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 中类 GaAs LO 声子的能量 (34.1meV) 很相近^[15]. 因此我们确认 E^X 峰对应于 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 中从导带 X 谷到价带的跃迁产生的发光,而 E^R 峰则是 E^X 的声子伴线. 于是我们得到 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 中直接带能隙与间接带能隙的压力系数分别为 $\alpha^\Gamma = 8.6meV/kbar$, $\alpha^X = -1.57meV/kbar$, 其值均比 GaAs 的相应值要小^[12]. 由于同时测得的 GaAs 衬底峰的压力系数为 $10.3meV/kbar$, 与文献 [12] 基本相同, 因此上述 α^Γ 和 α^X 与 GaAs 相应值的差异确实反映了合金材料与 GaAs 的不同.

3.2 $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ 短周期超晶格中发光峰随压力的变化

77K 低温下(5,4)样品在不同压力下的光致发光谱如图4所示. 在常压下只观测到一个发光峰, 加压后它迅速向高能方向移动并且具有与体 GaAs Γ 谷相近的压力系数. 可以确认它对应于超晶格的 E^Γ 峰. 在压力接近 18kbar 时, E^Γ 峰的强度开始迅速减弱. 当压力达到 18.8kbar 时, 在 E^Γ 峰的低能端出现了一个新峰, 它随压力的增加向低能方向移动. 根据其压力系数, 确认它对应于超晶格的 E^X 峰. 随着压力的继续增加, E^Γ 峰将进一步减弱而 E^X 峰成为主要的发光峰. 当

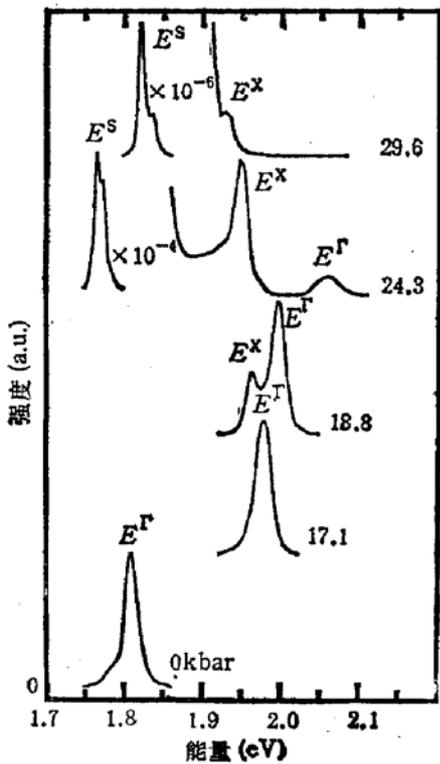


图4 液氮温度和不同压力下 $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ 超晶格的光致发光谱

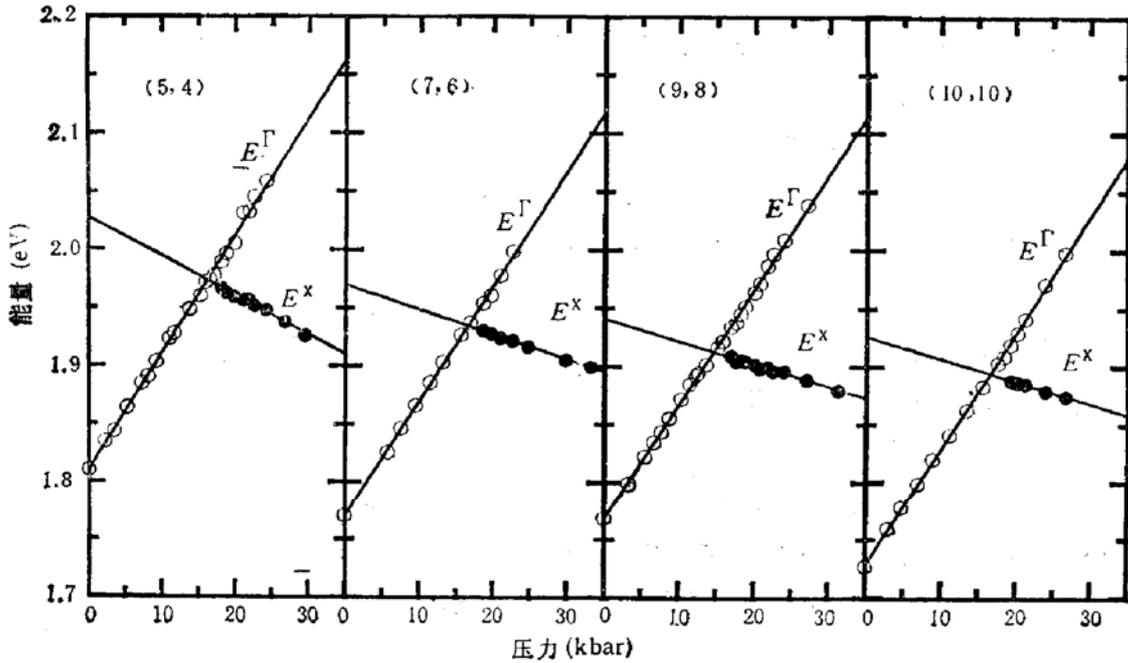


图5 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 超晶格光致发光峰值能量随压力的变化

压力达到 24kbar 时,很强的 GaAs 衬底层的带边发光峰 E^S 与弱的 E^X 峰相互靠近. 压力继续增加至 30kbar 以上时, E^X 峰将被 E^S 峰所覆盖. 图中的谱线强度均已按最强峰的峰值强度归一化. 对另外三块样品,其光谱随压力的变化过程与(5,4)的非常相似,故没有一一绘出. 图5给出了样品的 E^Γ 和 E^X 的峰值能量随压力的变化. 利用线性表达式 $E^i = E_0^i + \alpha^i P (i = \Gamma, X)$ 对 E^Γ 和 E^X 的实验数据作最小二乘法拟合,就可以得到常压下 E^Γ 和 E^X 的峰值能量 E_0^Γ 和 E_0^X , 它们的压力系数 α^Γ 、 α^X 以及类 Γ 态能级与类 X 态能级的能量差 $E_0^\Gamma - E_0^X$. 其结果均在表1中列出. 根据表1,所有样品的 $E_0^\Gamma - E_0^X$

表1 样品参数及实验结果

| 样品号 (m,n) | E_0^Γ (eV) | α^Γ (meV/kbar) | E_0^X (eV) | α^X (meV/kbar) | $E_0^\Gamma - E_0^X$ (meV) |
|-----------|-------------------|----------------------------|--------------|-----------------------|----------------------------|
| (5,4) | 1.810 | 10.1 | 2.027 | -3.4 | -217 |
| (7,6) | 1.770 | 9.9 | 1.970 | -2.1 | -200 |
| (9,8) | 1.768 | 9.9 | 1.940 | -2.0 | -172 |
| (10,10) | 1.729 | 10.0 | 1.926 | -1.9 | -197 |

均小于零. 表明尽管在这些超晶格中 GaAs 和 Al_{0.33}Ga_{0.67}As 层厚已很薄,它仍是第 I 类超晶格,这与图 1(a) 的能带结构是一致的. 从表1还可以看到, E^X 峰的压力系数 α^X 随层厚的增加而增加, E^Γ 峰的压力系数 α^Γ 则基本上是不变的. 如果仅用类 Γ 态与类 X 态间的混合来加以解释,那么类 X 态中混入一定的类 Γ 态成份后压力系数的绝对值应变小,而实验结果正相反,因此还要考虑其它因素的影响如能带的不连续性.

3.3 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 超晶格中能带不连续性 ΔE_V 和 ΔE_C 随压力的变化

正如引言中所述,能带不连续性是重要的参量. E^X 峰的压力系数偏离势垒材料的相

应值意味着能带不连续性也是压力的函数。根据 Kronig-Penney 模型^[19],超晶格中粒子的束缚能依赖于其质量、势垒和势阱的宽度及阱深。由 $K \cdot P$ 理论^[20]可知 X 点电子和重空穴的质量在压力下保持不变。由于静压压缩,势垒和势阱宽度减小,因此束缚能增加。对于 X 点电子,阱深 V_x 可写成:

$$V_x = E_{xW}^x - E_{xB}^x + \Delta E_V, \quad (4)$$

而空穴的阱深 V_h 等于价带不连续性 ΔE_V 。因为 GaAs 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的间接带隙具有不同的压力系数并且 ΔE_V 也随压力变化,因此 V_x 和 V_h 也是压力的函数。利用 Kronig-Penney 模型^[19],我们计算了不同压力下 X 点电子和重空穴的束缚能。所用参数参见文献 [21]。考虑到温度效应和 Al 组份值 x , 我们取

$$\begin{aligned} E_{xW}^x(\text{GaAs}) &= 2005.0 - 1.34P (\text{meV/kbar}), \\ E_{xB}^x(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}) &= 2061.8 - 1.57P (\text{meV/kbar}). \end{aligned} \quad (77\text{K})$$

超晶格中的激子束缚能 E_{SL} 参考文献^[15]取为:

$$E_{SL} = 11.0 + 0.1P (\text{meV/kbar}).$$

表 2 样品参数及能带不连续性的拟合结果

| 样品号 (m, n) | $(\Delta E_V)_0$ (meV) | $d\Delta E_V/dP$ (meV/kbar) | $(\Delta_{hh})_0$ (meV) | $d\Delta_{hh}/dP$ (meV/kbar) | $(\Delta E_c)_0$ (meV) |
|-------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| (5,4) | 61.9 | 4.0 | 28.8 | 1.2 | 418.1 |
| (7,6) | 157.2 | 0.69 | 48.1 | 0.12 | 322.8 |
| (9,8) | 172.3 | 0.29 | 39.8 | 0.03 | 307.7 |
| (10,10) | 181.1 | 0.27 | 36.1 | 0.02 | 298.9 |
| 样品号 (m, n) | $d\Delta E_c/dP$ (meV/kbar) | $(\Delta_x)_0$ (meV) | $d\Delta_x/dP$ (meV/kbar) | $(Q_v)_0$ | dQ_v/dP (10^{-3} /kbar) |
| (5,4) | -6.1 | 9.6 | 1.1 | 0.13 | 9.97 |
| (7,6) | -2.82 | 27.9 | 0.11 | 0.33 | 3.36 |
| (9,8) | -2.42 | 22.3 | 0.03 | 0.36 | 2.41 |
| (10,10) | -2.40 | 19.9 | 0.02 | 0.38 | 2.45 |

这样根据 Kronig-Penney 模型和实验值及方程 (1) 和 (4), 采用迭代方法就可以求出 $\Delta E_V, \Delta_{hh}, \Delta_x$ 从而进一步求出 ΔE_c 以及相对价带不连续性 Q_v 。计算结果列在表 2 中。由表 2 可以看出,价带和导带不连续性不仅与压力有关,而且其常压值以及压力系数还与超晶格的周期有关。这也是超晶格中 E^x 峰的压力系数随周期变化的主要原因。图 6 给出了 GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 超晶格中价带和导带不连续性的压力系数随着超晶格周期的变化规律。由图 6 可以看到 $d\Delta E_c/dP$ 和 $d\Delta E_V/dP$ 分别随着周期的增加而增减,并且周期越长变化越平缓,可以预期在一定的周期 ($m+n > 20$) 之后将趋于一个固定值。但在周期很短特别是当 $m+n \leq 13$ 时,压力系数的变化非常显著。GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 超晶格中价带和导带不连续性的压力系数随超晶格的周期的变化之所以有以上的规律,可以从以下两个方面来解释:一是重空穴和 X 谷中电子的束缚能 Δ_{hh} 和 Δ_x 的压力系数

$d\Delta_{hh}/dP$ 和 $d\Delta_x/dP$ 与超晶格的周期有关。根据表 2, 随着超晶格周期的变短, (5,4) 样品的 $d\Delta_{hh}/dP$ 和 $d\Delta_x/dP$ 值比(10,10)样品的相应值增加两个数量级。在(5,4)和(7,6)样品中, $d\Delta_{hh}/dP$ 和 $d\Delta_x/dP$ 与 $d\Delta E_v/dP$ 具有相同的数量级。因此, 超晶格的周期越短, $d\Delta_{hh}/dP$ 和 $d\Delta_x/dP$ 对 $d\Delta E_v/dP$ 的贡献越大。其次, 组成超晶格的势垒和势阱层随着超晶格周期的变短越来越偏离体材料的特性, 这也将导致 $d\Delta E_c/dP$ 和 $d\Delta E_v/dP$ 随超晶格周期发生变化。需要指出的是, 本文得到的 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格 $d\Delta E_v/dP$ 随周期的变化趋势与 GaAs/AlAs 的正相反^[5]。造成这种差异的原因还有待作进一步的研究。

4 结论

1. 高压光致发光是研究 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 短周期超晶格能带不连续性的有效手段。由势垒、势阱以及超晶格材料发光峰的压力行为可以获得有关能带不连续性随压力变化的全部信息。

2. 实验测得 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 混晶的 Γ 谷和 X 谷的压力系数分别为 8.6meV/kbar 和 -1.57meV/kbar。

3. GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 短周期超晶格的能带不连续性不仅与压力有关, 而且价带和导带不连续性的压力系数还与超晶格的周期有关并且随着周期的变短而增减。这种变化趋势主要是由于重空穴和 X 谷中电子束缚能的压力系数随超晶格周期变短而迅速增加造成的。

致谢 作者感谢国家光电子工艺中心杨辉博士提供 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 混晶样品。感谢朱景兵博士在计算过程中给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] G. Bastard, Phys. Rev., 1981, B24: 5693.
- [2] J. B. Xia, Phys. Rev., 1988, B38: 8357.
- [3] G. H. Li, D. S. Jiang, H. X. Han, Z. P. Wang and K. Ploog, Phys., Rev., 1989, B40: 10430.
- [4] G. H. Li, D. S. Jiang, H. X. Han, Z. P. Wang and K. Ploog, J. Lumn., 1990, 46: 261.
- [5] D. J. Wolford et al., Superlatt. Microstruct., 1988, 4: 525.
- [6] U. D. Venkateswaran et al., Phys. Rev., 1986, B33: 8416.
- [7] T. F. Kuech et al., Appl. Phys. Lett., 1987, 51: 505.
- [8] J. D. Lambkin, A. R. Adams, D. J. Dunstan, P. Dawson and C. T. Foxon, Phys. Rev., 1989, B39: 5546.
- [9] P. Lefebvre, B. Gil and H. Mathieu, Phys. Rev., 1987, B35: 5630.

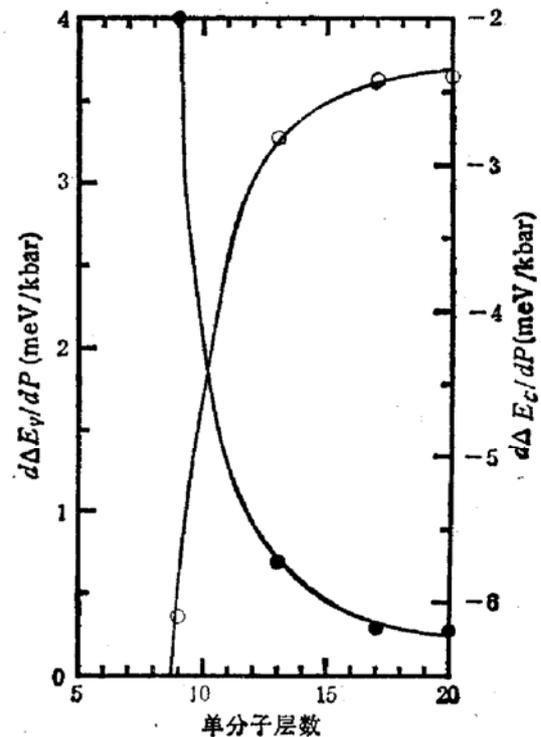


图6 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As 超晶格中价带和导带不连续性的压力系数随超晶格周期 ($m+n$) 的变化 其中●和○分别对应于 $d\Delta E_v/dP$ 和 $d\Delta E_c/dP$

- [10] J. P. Leburton and K. Kahen. *Microstruct.*, 1985, **1**: 49.
 [11] M. A. Gell et al. *Phys. Rev.*, 1986, **B35**: 1196.
 [12] D. J. Wolford and J. A. Bradley. *Solid State Commun.*, 1985, **53**: 1069.
 [13] A. R. Goni, K. Strossner, K. Syassen and M. Cardona. *Phys. Rev.*, 1987, **B36**: 1581.
 [14] A. R. Goni, A. Cantarero, K. Syassen and M. Cardona. *Phys. Rev.*, 1990, **B41**: 10111.
 [15] K. Reimann, M. Holtz, K. Syassen, Y. C. Lu and E. Bauser. *Phys. Rev.*, 1991, **B44**: 2985.
 [16] 汪兆平, 韩和相, 李国华, 陈宗圭, 钟战天. *半导体学报*, 1990, **11**: 72.
 [17] 刘振先, 李国华, 韩和相, 汪兆平. *高压物理学报*, 1992, **6**: 198.
 [18] 汪兆平, 韩和相, 赵学恕, 李国华, 涂相征. *半导体学报*, 1985, **6**: 634.
 [19] H.-S. Cho and P. R. Prucnal. *Phys. Rev.*, 1987, **B36**: 3237.
 [20] E. O. Kane. in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 1, 75(1966), Academic, New York.
 [21] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, 1987, **58**: R1.

Pressure Dependence of Band Offsets in GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As Short Period Superlattices

Liu Zhenxian, Li Guohua, Han Hexiang and Wang Zhaoping
 (National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Abstract The photoluminescence (PL) of GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As short period superlattices (SPSL's) and bulk Al_{0.3}Ga_{0.7}As have been investigated at 77K under pressure in the range of 0—35kbar. The measured pressure coefficients of the Γ -valley and X-valley for bulk Al_{0.3}Ga_{0.7}As are 8.6 and -1.57meV/kbar , respectively. The E^{Γ} and E^X PL peaks attributing to the Γ - and X-like states to heavy hole transitions in GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As SPSL's were observed in a certain pressure range. The experimental results show that the valence- and conduction-band offsets in GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As SPSL's, ΔE_v and ΔE_c , depend on pressure and their pressure coefficients, $d\Delta E_v/dP$ and $d\Delta E_c/dP$, are also related to the period lengths. $d\Delta E_v/dP$ and $d\Delta E_c/dP$ increase and decrease with decreasing period lengths, changing from 0.27 and -2.40meV/kbar for (10,10) to 4.0 and -6.1meV/kbar for (5,4), respectively. These are attributed to the increasing of the pressure coefficients of the confinement energies for a heavy hole and an electron in the X valley with decreasing the period lengths.

PACC: 7855