

自发有序 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金的 静压光致发光研究^{*}

李国华 刘振先 韩和相 汪兆平

(中国科学院半导体研究所半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

董建荣 陆大成 孙殿照 王占国

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(1995 年 9 月 11 日收到)

在 0—7 GPa 静压范围内测量了自发有序 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金的室温光致发光谱. 三块样品的常压带隙能量分别比无序样品低 115, 92 和 43 meV, 它们的压力系数也从无序样品的 92 meV/GPa 分别减小到 75, 81 和 83 meV/GPa. 用 Γ -L 相互作用模型可以同时解释有序合金的带隙能量的降低以及压力系数的减小. 得到的 Γ -L 相互作用势分别为 0.19, 0.15 和 0.10 eV. 表明在自发有序 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金中存在着的沿 [111] 方向的有序是带隙能量降低的主要原因. 在样品 C 中还观察到了明显的 Γ -X 反交叉行为. 拟合得到的 Γ -X 相互作用势为 0.011 eV, 比 Γ -L 相互作用势小一个数量级. 表明在此样品中除 [111] 有序外还存在弱的 [001] 有序.

PACC: 7855; 7125T; 6250

1 引 言

由于三元合金 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ 在半导体光电器件中的应用前景, 近年来它的光学性质得到广泛的研究. 与通常认为的一定组分的半导体合金应有确定的带隙能量的概念相反, 人们发现用金属有机物化学气相淀积 (MOCVD) 法生长在 (001) GaAs 衬底上的 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金的带隙能量要比液相外延生长的低. 一般认为液相外延生长的 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金是通常的无序合金, 它的室温带隙能量为 1.9—1.92 eV^[1-3]. 而用 MOCVD 方法生长的 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金, 依生长条件的不同, 其带隙可以在 1.8—1.9 eV 之间变化^[4-6], 比通常的无序合金要低 50—100 meV. 透射电子显微镜研究发现^[5], 在这些合金中存在着沿 [111] 方向的长程有序: Ga 原子和 In 原子沿 [111] 方向周期排列形成 $(\text{GaP})_1/(\text{InP})_1$ 单层超晶格. 由于这种有序是在生长过程中自发形成的, 通常把这种合金称为自发有序合金. 理论研究表明^[7], 由于形成了沿 [111] 方向的超晶格, 原体材料布里渊区边界的 L 点折叠到超晶格布里渊区的 Γ 点. 于是原体材料的导带的 L 谷和 Γ 谷具有相同的对称性, 它们

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

之间的相互作用使 L 谷能量升高、Γ 谷能量降低.这是自发有序合金带隙能量降低的主要原因.但最近的一些研究发现^[6,8],有序合金的导带 X 谷能量也比无序合金的低.并认为在有序合金中可能存在沿[001]方向的有序,此时 X 点折叠到布里渊中心从而出现 Γ-X 相互作用.但对这两种有序的关系,究竟哪种有序是主要的等问题还有待深入研究.

静压光谱方法是研究超晶格中 Γ-L 和 Γ-X 相互作用的一种有效手段^[9,10].由于半导体导带的 Γ, X 和 L 谷的压力系数截然不同,很容易从测得的发光峰的压力行为判断它对应于导带哪个谷的发光.并且可以从压力引入的反交叉行为中得到相应能谷间的相互作用势^[10].对 Ga_{0.5}In_{0.5}P 自发有序合金也已有不少压力光谱研究^[8,11,12],对 Γ-L 相互作用引起的导带 Γ 谷到价带的直接跃迁发光峰的压力系数变小已有报道,但对 Γ-X 相互作用还未有仔细的研究.

我们测量了三块具有不同带隙的自发有序 Ga_{0.5}In_{0.5}P 合金的室温静压光致发光谱,还测量了一块无序样品的谱作为对照.发现随着有序合金带隙能量的减小,直接跃迁发光峰的压力系数变小,亚线性行为越来越明显.用 Γ-L 相互作用可以很好地拟合实验结果并得到三个样品的相互作用势分别为 0.10,0.15 和 0.19 eV.在所有的样品中都观测到了与 X 谷有关的间接跃迁发光峰,但只有在一些样品中才观察到明显的 Γ-X 反交叉行为.表明在这些样品中也存在着[001]方向的有序.但 Γ-X 相互作用势只有 0.011 eV,比 Γ-L 相互作用要小一个数量级.

2 实 验

所测样品均生长在半绝缘的 GaAs 衬底上.首先生长约 200 nm 的 GaAs 缓冲层,然后生长 1—2 μm 厚的合金层.有序合金样品 A 和 B 用 MOCVD 方法,样品 C 用低压 MOCVD 方法生长在(001)表面的 GaAs 上.无序合金的样品 D 用气源分子束外延(GSMBE)方法生长在(111)表面的 GaAs 衬底上.各样品的生长条件如衬底温度、Ⅳ族源和Ⅲ族源的摩尔流量比(Ⅳ/Ⅲ比)等均在表 1 中列出,详细的生长过程另文发表^[13].合金组分 x 由 X 射线双晶衍射测得的外延层与衬底的晶格失配度确定(x = 0.516 时 Ga_xIn_{1-x}P 合金的晶格常数与 GaAs 衬底匹配).测得的 x 值也在表 1 中列出.

表 1 样品生长参数、发光峰常压峰值能量及压力系数

样 品	生长温度/℃	Ⅳ/Ⅲ比	x	E ₀ (Γ)/eV	a ₁ (Γ) /meV(GPa) ⁻¹	a ₂ (Γ) /meV(GPa) ⁻²	E ₀ (X)/eV	a ₁ (X) /meV(GPa) ⁻¹
A	650	70	0.496	1.788(3)	75(3)	-2.5(4)	2.131(5)	-8(1)
B	610	70	0.508	1.811(3)	81(3)	-3.2(4)	2.135(3)	-8(1)
C	705	200	0.525	1.860(3)	83(3)	-3.4(4)	2.145(5)	-8(1)
D	500	—	0.514	1.903(3)	92(3)	-3.3(4)	2.203(5)	-10(1)

样品从背面机械减薄至约 20 μm,切成约 100 μm × 100 μm 见方的小块装入金刚石对顶砧压力室中.在压力室中还装入一小粒红宝石作为定标用.传压介质是 4:1 的甲醇、乙醇混合液.光致发光谱在显微光谱系统上测量.从氩离子激光器发出的 488.0 nm 线经显

显微镜聚焦在样品上, 激发功率密度约为 10^3 W/cm^2 . 样品发出的荧光也由显微镜收集, 经 HRD-2 双光栅单色仪分光后由 GaAs 阴极的光电倍增管及光子计数器采集. 测量在室温下进行.

3 实验结果

图 1 给出无序样品在不同压力下的室温光致发光谱, 图中 4.3 GPa 光谱中的虚线是谱线分解的结果. 常压下的光致发光峰 (Γ 峰) 的峰值能量为 1.903 eV, 与文献[1—3, 8]报道的结果一致, 它对应于导带 Γ 谷电子与价带顶空穴间的直接跃迁复合. 与其他文献类似, 我们也用发光峰的峰值能量直接表示室温下样品的带隙能量而不作修正. 随着压力的升高, 此峰向高能方向移动. 当压力超过 2.5 GPa 后它的强度逐渐减弱, 到 4 GPa 左右在它的低能侧出现一个新峰 (X 峰). 随着压力的进一步升高, Γ 峰继续减弱直至消失. 与此同时 X 峰缓慢地向低能方向移动并最后成为唯一的发光峰, 其强度比常压下的 Γ 峰弱两个数量级以上. 因此这个新峰应该对应于导带 X 谷与价带空穴间的间接跃迁发光, 由于合金无序才能观测到弱的零声子线.

图 2(a) 给出 Γ 和 X 峰的峰值能量随压力的变化. 图中实线是最小二乘法拟合结果, 虚线和点线分别取自文献[8]和[14]. 当 Γ , X 峰交叠时, 发光谱用两个谱形均为^[8]

$$I_{\Gamma, X} \propto D_{\Gamma, X}(\hbar\omega) f_{\Gamma, X}(\hbar\omega) \quad (1)$$

的发光峰来分解, 其中 $D_{\Gamma, X}$ 和 $f_{\Gamma, X}$ 分别是 Γ 和 X 跃迁的态密度和玻耳兹曼分布函数. 图 1(b) 中用虚线画出了一个谱线分解的结果. 用最小二乘法对峰值能量的压力关系进行了拟合, 拟合公式为

$$E = E_0 + a_1 \times P + a_2 \times P^2, \quad (2)$$

其中 a_1 和 a_2 分别是一阶和二阶压力系数. 拟合结果在图 2(a) 中用实线画出, 所得的参数在表 1 中列出. 图中还画出 Uchida 等^[8]测得的无序合金直接跃迁发光峰的压力关系(虚线)和 Goñi 等^[14]从吸收谱测得的无序合金的间接带隙的压力关系(点线)作为对照.

我们测得的 Γ 峰的压力关系呈现一定的亚线性, 类似的结果也曾在其他半导体材料的室温压力谱中测到^[14—16], 这是因为压力与晶格常数的相对变化不是线性关系. 如果我们用 Murnaghan 公式^[17]

$$P = B_0/B_0' [(a_0/a(P))^{3B_0'} - 1] \quad (3)$$

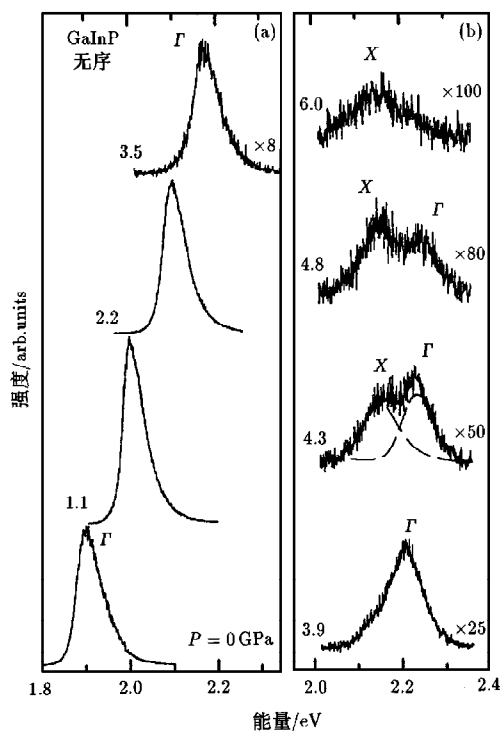


图 1

将压力值转换成晶格常数的相对变化 $(a_0 - a)/a_0$, Γ 峰的峰值能量与晶格常数的相对变化就很好地满足线性关系,即 Γ 峰的峰值能量作为晶格常数相对变化的函数(见图 2(b)).(3) 式中 B_0 是 Ga_{0.5}In_{0.5}P 合金的体积弹性模量,由 GaP (112.7 GPa)和 InP (72.5 GPa)的值^[18]线性插入得到. B'_0 是 B_0 的压力系数,因为各半导体的值相差不大,直接用 GaP 的值(4.79)^[18].

图 3 给出有序合金样品 A 在不同压力下的室温光致发光谱,其基本特性与无序样品的相似.只是常压发光峰的峰值能量比无序样品的低, Γ 峰开始减弱的压力约 3 GPa, X 峰出现的压力约 6 GPa. 样品 B 和 C 也得到类似的结果. 样品 C 在 Γ -X 交叉处的特性有所不同,将在后面详细讨论.

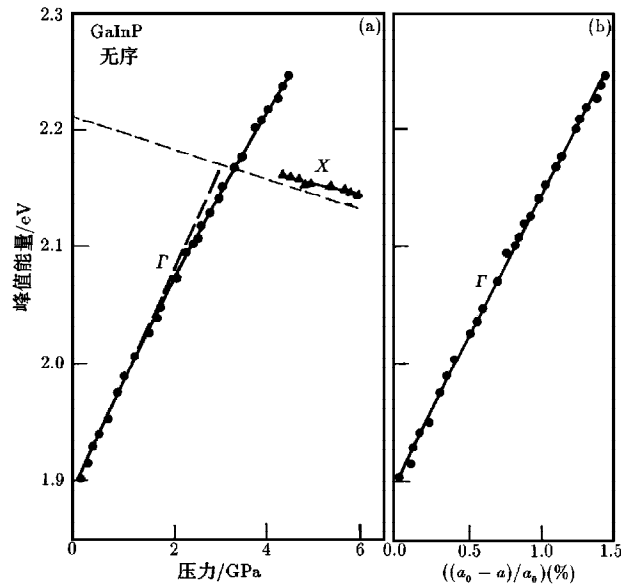


图 2

图 4 给出三块有序样品的发光峰的

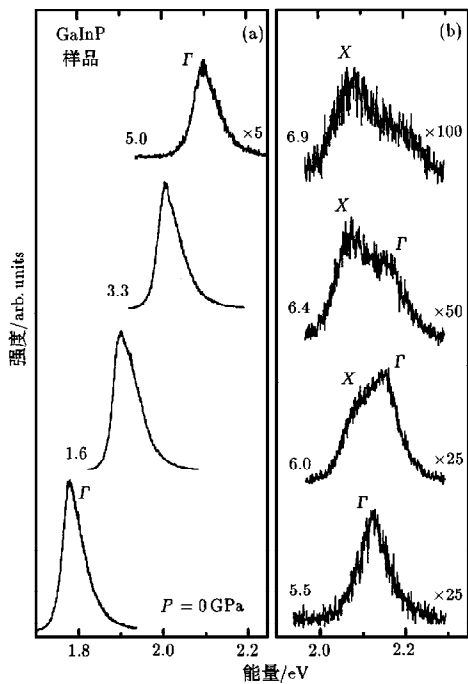


图 3

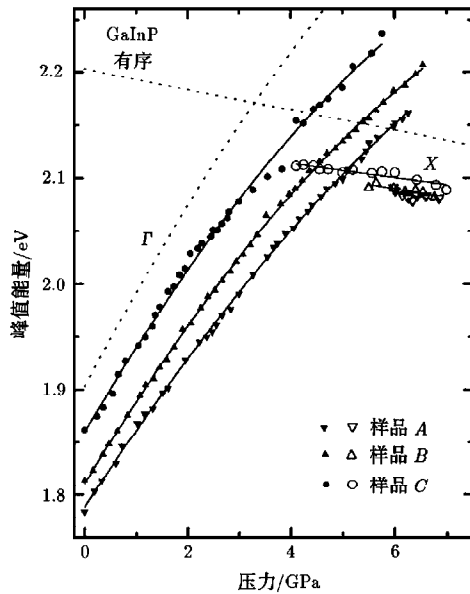


图 4

峰值能量随压力的变化,其中实线是用(2)式对实验数据进行最小二乘法拟合的结果,所得参数也在表 1 中列出.为了比较,图 4 中也画出了无序样品的结果(点线).从图 4 和表 1 可以看到,有序样品 A, B, C 的常压发光峰的峰值能量分别比无序样品低 115, 92 和 43 meV,相应的压力系数也从无序样品的 92 meV/GPa 分别减小到 75, 81 和 83 meV/GPa,而且有序样品的 Γ 峰比无序样品呈现出更明显的亚线性.实际上,在压力超过 4 GPa 以后, Γ 峰的压力系数已接近 L 谷的压力系数.另一方面,有序样品的 X 峰的峰值能量也分别比无序样品的 X 峰低 72, 68 和 58 meV,其降低的趋势与 Γ 峰降低的趋势是一致的.

4 讨 论

4.1 Γ -L 相互作用

Wei 等^[7]曾指出, Γ -L 相互作用是引起存在着[111]方向有序合金的带隙变窄的主要原因.由于沿[111]方向的单层超晶格 $(\text{GaP})_1/(\text{InP})_1$ 的原胞比相应的无序合金 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 的原胞大一倍,它的布里渊区只有无序合金的 1/2,原无序合金布里渊区边界的 L 点将折叠到单层超晶格布里渊区中心的 Γ 点.又由于折叠后的 L 点与原导带底 Γ 点有相同的对称性,它们之间的相互作用使 Γ 点能量降低,带隙变窄.根据微扰理论,变窄后的有序合金的 Γ 点能量可以由

$$E_- = \frac{1}{2} \{ (E_L + E_\Gamma) - [(E_L - E_\Gamma)^2 + 4V_L^2]^{\frac{1}{2}} \} \quad (4)$$

得到,其中 E_L , E_Γ 分别是无序合金的 L 和 Γ 谷距价带顶的能量, V_L 是 Γ -L 相互作用势. Wei 曾算出,理想的[111]有序 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金的带隙能量比无序合金降低约 260 meV^[7].由于在实际的有序合金中只存在沿[111]方向的部分有序,带隙能量的降低将随着有序程度的不同而不同.我们可以唯象地用 V_L 作为参数来描述这种有序程度的不同.将(4)式改写成

$$V_L = \frac{1}{2} [(E_L + E_\Gamma - 2E)^2 - (E_L - E_\Gamma)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

就可以从每个样品的实际带隙能量得到相应的 Γ -L 相互作用势.从无序样品的测量结果,有 $E_\Gamma = 1.903$ eV.根据 Pitt 等的霍耳测量结果^[19], $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 无序合金的 L 谷能量 $E_L = 2.08$ eV.由此可以得到 A, B, C 三块有序样品中的 Γ -L 相互作用势 V_L 分别为 0.19, 0.15 和 0.10 eV.

现在讨论它们的压力关系.如果将 E_L 和 E_Γ 的压力关系代入(4)式,并假定 V_L 不随压力改变,就可以算得 E_- 随压力的变化. E_Γ 的压力关系已测得为

$$E_\Gamma = 1.903 + 0.092 P - 0.0033 P^2, \quad (6)$$

其中 E_Γ 的单位为 eV, P 的单位为 GPa. E_L 的压力关系还未见报道.在 GaAs 中, Γ 谷和 L 谷的压力系数分别为 107 和 50 meV/GPa^[20].现无序合金的 Γ 谷的压力系数为 92 meV/GPa,假定 L 谷的压力系数也按比例减小,则 E_L 的压力关系可以取

$$E_L = 2.08 + 0.043 P. \quad (7)$$

这样算得的三个有序样品的 Γ 峰的压力关系在图 5 中用实线画出, 可以看到它与实验结果符合得很好. 其中样品 C 在 3—4 GPa 范围内的偏差将在后面讨论. 图 5 中也画出计算中采用的无序合金的 E_{Γ} 和 E_{L} 的压力关系(点线). 从图 5 中可以看到, 压力比较低时有序合金的 Γ 峰的压力行为与 E_{Γ} 的很相似. 随着压力的升高, Γ -L 相互作用越来越强, 有序合金的 Γ 峰的压力行为也越来越接近 E_{L} 的压力行为.

我们用 Γ -L 相互作用的微扰理论以及常压下得到的 Γ -L 相互作用势, 在没有任何拟合参数的情况下算得的三个样品的 Γ 峰的压力关系均与实验结果符合得很好. 表明在这些样品中沿 $[111]$ 方向的有序是引起带隙变窄的主要原因.

4.2 Γ -X 相互作用

在图 5 中我们已经注意到在 3—4 GPa 范围内样品 C 的实验结果与理论计算的压力关系有显著的偏差. 实际上, 在图 4 中可以看到样品 C 的 Γ 峰的实心圆点平滑地过渡到 X 峰的空心圆点. 相反, 样品 A, B 的 Γ 峰和 X 峰的实验点是互相分离的.

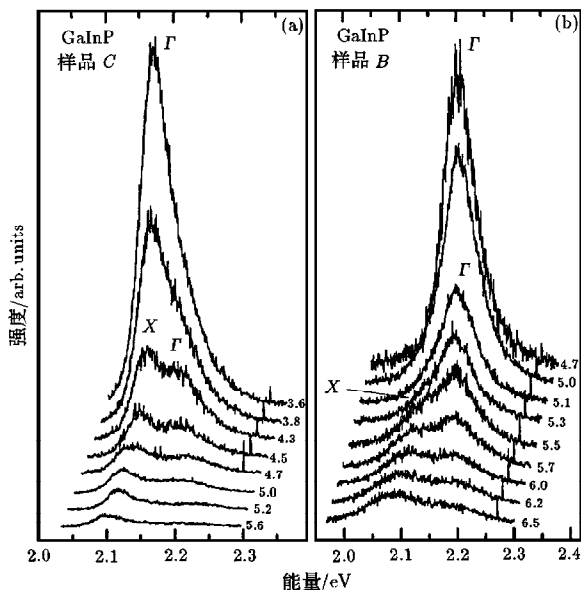


图 6

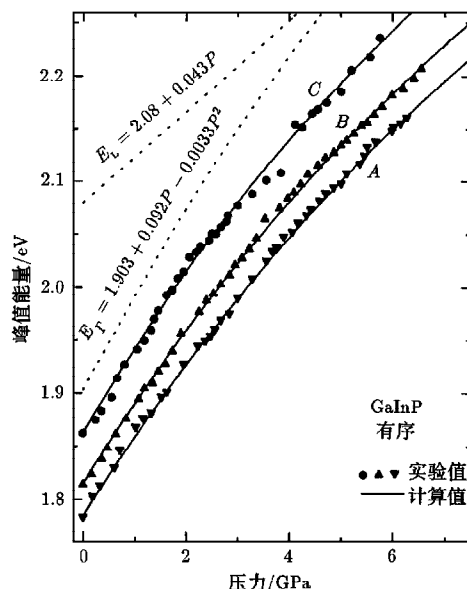


图 5

图 6(a) 和 (b) 分别画出有序合金样品 C 和 B 在 Γ -X 交叉点附近光谱的变化情况. 对样品 C, 在 3.6—5.6 GPa 范围内谱线的主峰逐渐从具有 Γ 峰的特性转变为具有 X 峰的特性, 而在高能侧出现的辅峰却具有 Γ 峰的特性. 相反, 样品 B 在 4.7—5.7 GPa 之间谱线的主峰始终保持 Γ 峰的特性. X 峰先表现为主峰低能侧的辅峰, 在 6.0 GPa 以后才逐渐成为主峰. 这种不同从它们的峰值强度与压力关系(图 7)中也可以看到. 在 Γ -X 交叉点附近, 样品 C 的 X 峰的峰值强度与 Γ 峰接近相同, 而样品 B 的 X 峰的

强度要比 Γ 峰小将近两个数量级. 图中箭头所指的 Γ -X 交叉点 P_c 是图 4 中的 Γ , X 峰的
压力关系的相交点.

上述的不同表明, 在样品 C 中存在着比较明显的 Γ -X 相互作用而在样品 B (以及样
品 A 和 D) 中没有明显的 Γ -X 相互作用. 在样品 C 中, 因为 Γ -X 相互作用引起的 Γ , X 态
之间的混合使在 Γ -X 交叉点附近的 X 态中含有相当多的 Γ 态成分, 从而在 Γ -X 交叉点附
近可以观测到相当强的 X 峰. 而且由于 Γ , X 态间的相互排斥作用, Γ 峰和 X 峰交叉时
呈现“反交叉”行为. 与 Γ -L 相互作用类似, 计入了 Γ -X 相互作用后的新能级

$$E_{\pm}^C = \frac{1}{2} \{ (E_{\Gamma}^C + E_X^C) \pm [(E_{\Gamma}^C - E_X^C)^2 + 4V_X^2]^{\frac{1}{2}} \}, \tag{8}$$

其中 E_{Γ}^C 和 E_X^C 分别是未计入 Γ -X 相互作用时样品 C 的 Γ , X 峰的峰值能量, V_X 是 Γ -X
相互作用势. 从图 4 可以看到, 只有在 Γ -X 交叉点附近样品 C 的实验点才明显偏离拟合
结果, 因此取

$$E_{\Gamma}^C = 1.860 + 0.083 P - 0.0034 P^2, \tag{9}$$

$$E_X^C = 2.145 - 0.008 P, \tag{10}$$

将 V_X 作为拟合参数来拟合实验测得的 Γ -X 反交叉行为. 图 8 给出样品 C 的发光峰值能
量与压力关系, 其中实线是用 (8) 式算得的 E_+^C 和 E_-^C , 空心点是实验结果. 计算中采用的
 $V_X = 0.011(2) \text{ eV}$. E_{Γ}^C 和 E_X^C 的压力关系也在图中用虚线画出. 从图中可以清楚地看到
 Γ -X 反交叉行为. 随着压力的增加, Γ 峰连续地转变为 X 峰, 形成 E_-^C 支, 而在高能侧出现
的具有 Γ 峰特征的辅峰则是 E_+^C 支中可以观测到的部分. 另一方面, 只有在 Γ -X 交叉点附
近 才有明显的 Γ -X 相互作用, 在此区域以外, Γ -X 相互作用对 Γ 和 X 峰的压力关系的影

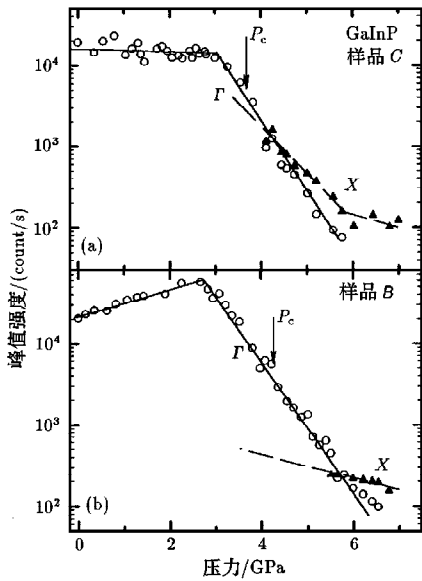


图 7

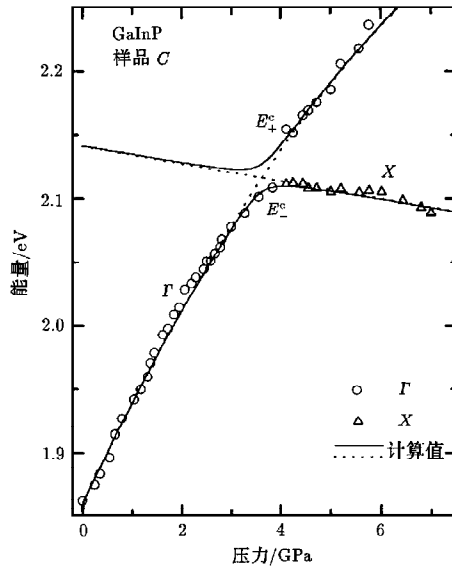


图 8

响可以忽略。

结果表明,在样品 C 中同时存在着沿[111]方向和沿[001]方向的有序,但引起带隙变窄的原因主要是[111]有序.[001]有序相对而言是比较弱的.这是由于样品 C 的 V_X (0.011 eV)比 V_L (0.10 eV)小约一个数量级.因此 Γ -X 相互作用只有在 Γ -X 交叉点附近才对 Γ 峰的压力关系有明显的影响.在此范围以外, Γ 峰的压力关系仍可很好地用 Γ -L 相互作用来描述。

在样品 A 和 B 中未观察到 Γ -X 反交叉行为,它们的 X 峰的特征与无序样品的基本相同.表明在这些样品中不存在明显的[001]有序.但我们已经指出,三块有序样品的 X 峰能量相差不大,且均比无序合金的小.另外,对样品 C 的分析也已表明,在远离 Γ -X 交叉点时 X 峰的位置并不受 Γ -X 相互作用的影响.因此这种能量的降低并不能如文献[8]所说的那样作为存在 Γ -X 相互作用或[001]有序的证明.考虑到在合金布里渊区折叠到超晶格布里渊区时,不仅 L 点折叠到 Γ 点, X 方向的布里渊边界也要发生变化.因此超晶格中的 X 谷并不一定与无序合金中的 X 谷相同.引起有序合金中 X 谷能量降低的原因还有待作进一步的理论和实验研究。

5 结 论

在 0—7 GPa 静压范围内测量了三块自发有序 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 合金和一块无序合金的室温光致发光谱.在无序样品中不仅得到了 Γ 谷到价带顶的直接带隙的压力关系,还测得了 X 谷到价带顶的间接带隙的压力关系.证实无序样品 Γ 峰的压力关系的亚线性来源于压力与晶格常数相对变化间的非线性关系。

三块有序样品的常压直接带隙分别比无序样品低 115, 92 和 43 meV.用 Γ -L 相互作用的理论以及由常压带隙变窄得到的 Γ -L 相互作用势可以很好地拟合实验测得的有序样品的 Γ 峰的压力关系,表明在这些样品中[111]方向的有序是引起带隙变窄的主要原因.得到三个样品的 Γ -L 相互作用势分别为 0.19, 0.15 和 0.10 eV.

三块有序样品的间接带隙分别比无序样品低 72, 68 和 58 meV,但只有在样品 C 中观察到由 Γ -X 相互作用引起的反交叉行为.而且 Γ -X 相互作用势只有 0.011 eV,比 Γ -L 相互作用势小一个数量级.表明只有在某些样品中才存在沿[001]方向的有序,而且即使在这种样品中主要的仍是[111]有序.另一方面,间接带隙能量的降低并不与样品中是否存在[001]有序有直接的关系.表明详细计算[111]方向的 $(\text{GaP})_1/(\text{InP})_1$ 单层超晶格的 X 谷能级位置是十分必要的。

- [1] H. Asai and K. Oe, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 6849.
- [2] C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen and G. B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 5428.
- [3] R. J. Nelson and N. Holonyak Jr., *J. Phys. Chem. Solids*, **37**(1976), 629.
- [4] A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino and T. Yuasa, *Appl. Phys. Lett.*, **50**(1987), 673.
- [5] T. Suzuki, A. Gomyo, S. Iijima, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino and T. Yuasa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27**(1988), 2098.
- [6] S. R. Kurtz, *J. Appl. Phys.*, **74**(1993), 4130.
- [7] S. H. Wei and A. Zunger, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 662.

- [8] K. Uchida, P. Y. Yu, N. Noto and E. R. Weber, *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 2858.
- [9] G. H. Li, D. S. Jiang, H. X. Han, Z. P. Wang and K. Ploog, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 10430.
- [10] G. H. Li, A. R. Goñi, K. Syassen, O. Brandt and K. Ploog, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 18420.
- [11] D. Patel, J. Chen, S. R. Kurtz, J. M. Olson, J. H. Quigley, M. J. Hafich and G. Y. Robinson, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 10978.
- [12] T. Kobayashi, M. Ohtsuji and R. S. Deol, *J. Appl. Phys.*, **74**(1993), 2752.
- [13] 董建荣、刘祥林、陆大成、汪 度、王晓晖、王占国, 半导体学报, **17**(1996), 88.
- [14] A. R. Goñi, K. Syassen, K. Strössner and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 3178.
- [15] G. H. Li, A. R. Goñi, K. Syassen and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 8017.
- [16] A. R. Goñi, K. Syassen, K. Strössner and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 1581.
- [17] F. D. Murnaghan, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, **30**(1944), 244.
- [18] Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Eds. by O. Madelung, H. Weiss and M. Schulz, Landolt-Börnstein Vol. 17a, New Series (Springer, Heiderberg, 1982).
- [19] G. D. Pitt, M. K. R. Vyas and A. W. Mabbitt, *Solid State Commun.*, **14**(1974), 621.
- [20] D. J. Wolford and J. A. Bradley, *Solid State Commun.*, **53**(1985), 1069.

PHOTOLUMINESCENCE OF SPONTANEOUSLY ORDERED $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ ALLOY UNDER HYDROSTATIC PRESSURE

LI GUO-HUA LIU ZHEN-XIAN HAN HE-XIANG WANG ZHAO-PING

(State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures,
Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing 100083)

DONG JIAN-RONG LU DA-CHENG SUN DIAN-ZHAO WANG ZHAN-GUO

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing 100083)

(Received 11 September 1995)

ABSTRACT

The photoluminescence of spontaneously ordered $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ alloy has been measured at room temperature and under hydrostatic pressure up to 7 GPa. The direct-band gap of three ordered samples is lower than that of disordered sample by 115, 92 and 43 meV at normal pressure, respectively. Their pressure coefficients are also reduced from 92 meV/GPa of the disordered sample to 75, 81 and 83 meV/GPa for three ordered samples. Both the narrowing of the band gap and the reducing of its pressure coefficients can be well explained using a Γ -L interaction model. The obtained Γ -L interaction potential is 0.19, 0.15 and 0.10 eV for three ordered samples, respectively. It confirms that the [111] order in the spontaneously ordered $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ alloy is the main reason for the band-gap narrowing. An obvious Γ -X anticrossing has been observed in sample C, but the Γ -X interaction potential (0.011 eV) is one order of magnitude less than the Γ -L interaction. It indicates that a weak [001] order coexists with the main [111] order in sample C.

PACC: 7855; 7125T; 6250