

GaInAs/AlInAs 多量子阱结构 光学性质的研究

江德生 李 钧

(中国科学院半导体研究所和国家超晶格开放实验室,北京 100083)

张永航 K. Ploog

(西德马普固体研究所, 斯图加特)

1990 年 8 月 2 日收到

我们研究了与 InP 衬底晶格匹配的 GaInAs/AlInAs 三元材料多量子阱异质结构的光学性质, 测量了不同阱宽量子阱在低温下的吸收光谱、光致发光及其激发光谱, 以及吸收光谱随温度的变化。所测样品的光致发光峰主要取决于与缺陷态有关的跃迁过程, 但吸收光谱中直到室温仍观察到重轻空穴的本征激子峰。吸收光谱线形明显地反映了多量子阱中电子态的二维特性。对不同量子阱中各子带间跃迁能量因温度上升而产生的红移进行了测定和分析。用 Kronig-Penney 模型对子带能量所作的计算表明, 为了与测量到的跃迁能量获得满意的拟合, 必须在计算中计人导带和价带的非抛物线性效应。我们结合光学性质和 X 光双晶衍射测量, 对层厚、应变和组份均匀性等样品结构参量进行了分析。

主题词 GaInAs/AlInAs, 量子阱, 光致发光, 光吸收

一、引言

$Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$ 异质结结构外延材料是一种在微波及光电子器件应用方面都具有重要意义的三元系薄膜材料, 此系统可与 InP 衬底的晶格常数完全匹配, 可用分子束外延方法生长。自 1983 年 Welch 等^[1]首先报道了 GaInAs/AlInAs 晶格匹配多量子阱的量子尺寸效应以来, 这种异质结结构材料已日益受到重视。 $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 固溶体的禁带宽度较小(室温下约 0.75 eV), 其室温电子迁移率和饱和电子速度都很高, 因此很适合于制作微波高速器件^[2]; 而 $Ga_{0.47}In_{0.53}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$ 结构的多量子阱, 则由于其带间跃迁的波长正处于光纤通讯所需的 1.3 微米—1.55 微米范围, 因此在光电探测器、光学集成电路等方面具有良好的前景。但是, 这一由两种三元材料构成的异质结系统在材料制备上存在一些难点, 例如: 三元材料有合金无序的问题(特别是 AlInAs 固溶体中, AlAs 和 InAs 在较高温下容易出现分凝)^[3]; 固溶体组分的变化可能引起严重的晶格失配和应力问题; 三元材料之间的界面质量较差等。此外, 由于组分及结构的复杂性, 三元材料薄膜的结构分析和物理参量鉴定比二元化合物微结构更困难。目前, 对 GaInAs/AlInAs 结构的光学性质的研究报道^[4-6], 与 GaAs/AlGaAs 系统相比要少得多。

我们对 InP 衬底上生长的 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 多量子阱异质结构样品用 X 光双晶衍射方法进行了测量, 对外延层的超晶格周期和结构参数进行了分析。通过 4K 到室温吸收光谱的测量, 研究了多量子阱中子带间跃迁相应的台阶状吸收和二维激子行为, 所得跃迁能量与 Kronig-Penney 模型计算的结果进行了对比。结果表明, 在计算中计入非抛物线性是十分必要的。我们对同一样品还进行了光致发光和激发光谱测量, 证明了即使在室温下仍能观察到明显激子吸收的样品中, 发光是与缺陷态有关的跃迁过程所引起的。此外, 还对三元材料多量子阱样品的结构参数和完整性进行了分析。

二、实 验

本文所研究的 GaInAs/AlInAs 多量子阱样品是用分子束外延方法生长的, 衬底为掺铁的高阻 InP, 取向为(100)方向, 在生长过程中, 通过精确控制 Ga, Al 和 In 喷射炉的温度来获得与 InP 晶格匹配的固溶体组分。砷压保持过量, 以保证砷稳定的表面再构状态。生长速率约为 1 微米/小时, 衬底温度为 580°C, 衬底转速为 10—15 转/分。由于相继生长两种不同的三元系材料时使用的 In 喷射炉是同一个喷射炉, 两种三元材料的生长速率基本相等。

测量光学性质的两个多量子阱样品的势垒层厚度均为 293 Å, 势阱层则分别为 59 Å (样品号为 51006) 和 95 Å (样品号 51007)。势垒和势阱层均未故意掺杂, 共 50 个周期。在测量吸收光谱前, InP 衬底背面进了机械抛光和化学抛光, 所使用的化学抛光剂为 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 3:1:1$, 以及 0.3% Br + CH_3OH 。

X 光双晶衍射在计算机控制的测量系统中进行, 以 $\text{CuK}\alpha_1$ 线作为光源, 用锗晶体作为单色器。该测量系统中, 样品用步进马达驱动。

在进行吸收光谱测量时, 光源用焦距为 0.6 米的双单色仪 (HRD) 分光的碘钨灯光源, 用锗 p-i-n 光电二极管探测信号, 经锁相放大器放大后接收。样品装在冷指式的液氮低温恒温器内。样品的透过率 (I_1) 用同一光学系统在未放样品时测量的光谱响应 (I_2) 相除, 进行规一化处理。在我们所感兴趣的光子能量范围内, InP 是透明的。

这时, 透过率 T 为:

$$T = \frac{I_1}{I_2} = \frac{(1 - R^2)e^{-\alpha d}}{1 - R^2e^{-2\alpha d}} = Ae^{-\alpha d} \quad (1)$$

式中 R 为 GaInAs 表面的反射系数 ($R \approx 0.36$), α 是样品外延层的吸收系数, d 是样品中势阱层的总厚度。(1) 式中指数前的因子 A 的典型值约为 0.9 至 1, 因此在分析数据时可近似取作 1。在进行光致发光及激发光谱测量时, 发光信号用一焦距为 1 米的单色仪 (THR1000) 进行分光, 然后用液氮冷却的锗探测器接收, 并用锁相放大器放大。当进行弱激发条件下的光致发光测量时, 光源仍用经单色仪分光的碘钨灯; 在高激发条件测量时则采用氮离子激光器的 6471 Å 谱线作为光源。

三、实验结果分析和讨论

(1) X 光双晶衍射分析

InAs 和 GaAs(或 AlAs) 的晶格常数差别很大(约 7%), GaInAs 和 AlInAs 中, In 组分的微小偏离(如约百分之一)就会引起晶格失配、应力等问题, 对多量子阱的电子能带和光学性质发生影响。因此, 外延层的结构分析, 包括层厚和组份的测量, 是对多量子阱光学性质进行研究的前提条件。

图 1 示出了样品 51006 在 InP 衬底的 (400) 布拉格反射峰附近的 X 光双晶衍射图, 图中横坐标是衍射角, 以 InP 衬底峰为零点, 以毫弧度为单位。纵坐标是衍射强度的对数。在此衍射图中可看到, 外延层的主反射峰, 即超晶格的零级峰基本上与 InP(400) 反射峰重合; 同时, 在主峰两侧可观察到对称分布的、反映超晶格周期的一系列正负卫星峰($n = \pm 1, \pm 2, \pm 3$)。在样品 51006 的双晶衍射图上, 各级卫星峰均分裂为双峰, 两峰中右边的小峰均稍高于左边的小峰, 两者裂距为 20" 到 30"。卫星峰的双峰结构表明, 外延层的周期结构中出现不完整性。(但也有人认为, 双峰的出现是周期结构中界面干涉效应引起的)

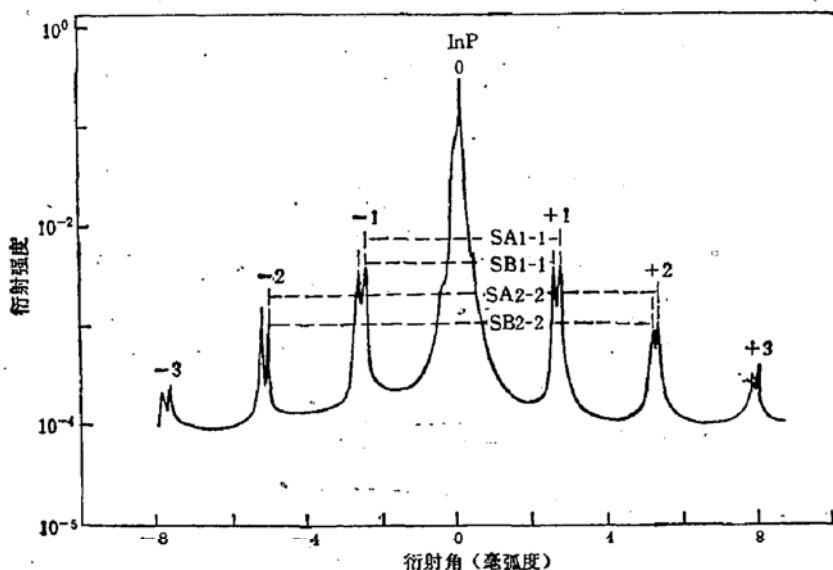


图 1 样品 51006 的(400)X 光双晶衍射图, 入射光为 $\text{CuK}\alpha_1$ 线

对 $\text{InGaAs}/\text{AlInAs}$ 超晶格来说, 外延层在垂直于(100)面方向上的平均晶格常数与衬底晶格常数 a_0 之差 Δa^\perp 可用下式表示^②

$$\frac{\Delta a^\perp}{a_0} = (-\operatorname{ctg} \theta_B) \Delta \theta = -7.85 \times 10^{-6} \Delta \theta \quad (2)$$

式中 θ_B 为(400)布拉格反射角, $\theta_B = 58.30^\circ$; $\Delta \theta$ 为外延层零级衍角峰与 InP 衬底反射峰的角距离(以弧秒为单位)。当外延层与衬底间存在晶格失配引起的四方畸变时, Δa^\perp 是反映失配大小最灵敏的量。在图 1 中, 根据同级正负卫星峰的两个角位置的中点算出, $\Delta \theta \leq 14''$ 。这表明, 该样品的 $\frac{\Delta a^\perp}{a_0}$ 为 10^{-4} 数量级, 外延层和衬底之间的平均晶格失配是很小的。

根据 $\pm n$ 级卫星峰与零级峰之间的角距离 $\Delta \theta^{\pm n}$ 可求出超晶格周期 d (势阱层和势垒层厚度之和):

$$d = d_s + d_b = \frac{n\lambda}{2\Delta\theta^{\pm n} \cos\theta_B} = \frac{n \cdot 1.867 \times 10^4}{\Delta\theta^{\pm n}} \text{ (埃)} \quad (3)$$

式中 λ 为 X 光波长, $\Delta\theta^{\pm n}$ 以弧秒为单位。卫星峰的变宽和分裂是由于超晶格周期或层内化学组份的涨落, 以及界面存在过渡层等原因引起的。在图 1 中, 我们发现如把卫星峰中分裂的双峰分成 A、B 两组, 分别计算 SA1-1, SB1-1, SA2-2, SB2-2 同级正负卫星峰之间的角距离, 所得之值分别为 5.156, 5.088, 10.33, 10.36 毫弧度, 然后按(3)式可计算出超晶格周期长度, 所得平均值为 352 埃, 均方误差小于 2 埃。此外, 在每一超晶格周期中, GaInAs 层和 AlInAs 层的厚度比正比于各层生长的时间。样品 51006 的阱宽 d_s 和垒宽 d_b 之比为 1:5, 两者厚度可计算出分别为 59 埃和 293 埃。我们认为, 由于根据 A、B 两组峰分别算出的超晶格周期长度基本相等, 可认为两组分裂的卫星峰分别相应于外延层上下部两个周期长度基本相同的区域, 该两区域中, 固溶体组分有微小的变化, 引入应变引起了卫星峰的分裂。从后面讨论的吸收光谱具有很锐的激子峰这一点看来, 量子阱中 GaInAs 势阱层的层厚涨落和组分涨落并不大。可以认为, AlInAs 势垒层中的 Al、In 含量比在生长过程中可能发生了扰动, 这对势垒层的参量会产生一些影响, 但对多量子阱光学性质的影响较小。

(2) 吸收光谱测量

由于 InP 衬底具有较大的禁带宽度, 对 GaInAs/AlInAs 多量子阱样品进行吸收光谱研究时可不去除衬底。样品 51006 和样品 51007 用系统光谱响应校正所得的归一化吸收光谱示于图 2。这两个样品的吸收曲线都由反映二维态密度的台阶状吸收和轻、重空穴激子共振吸收峰所组成, 表明光吸收可用具有激子效应的子带间跃迁加以描述。图中箭头所示出的激子峰用 nnH 和 nnL 表示, 分别相应于第 n 个子能级的电子和第 n 个子能级的重空穴或轻空穴之间的激子跃迁(允许跃迁)。阱宽较小的样品(51006)中, 量子化局域子能级的位置较高, 因而各吸收峰的能量相对较高。该样品重空穴激子峰 11H 峰值处的吸收比为 $A = 1.47$, 样品中

量子阱层的总厚度为 590 \AA , 相应的吸收系数达 $2.49 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, 反映出二维激子跃迁具有很强的振子强度^[8]。此外, 重空穴激子峰的半高宽为 12.9 meV 。激子峰展宽的原因, 可能是阱宽的涨落和固溶体组分的涨落等。一般当量子阱阱宽较小时, 阵宽涨落引起的激子峰展宽效应更为重要。可以预期^[9], 当阱宽涨落为 ΔL_s 时, 量子阱激子峰的移动 ΔE 正比于 ΔL_s :

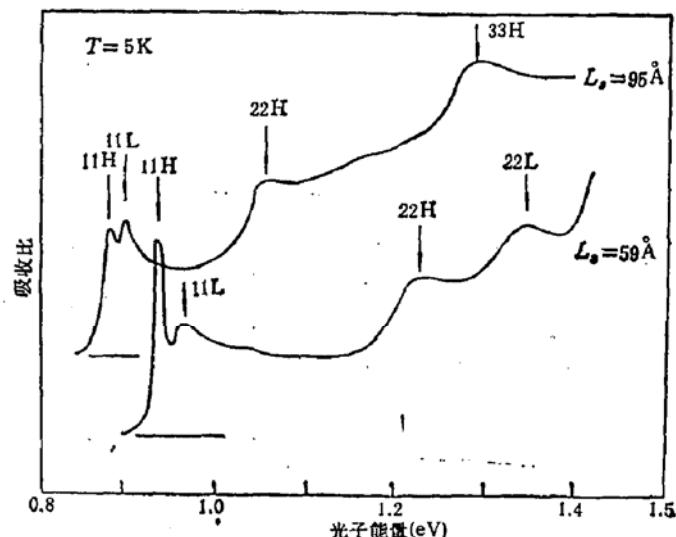


图 2 样品 51006($L_s = 59 \text{ \AA}$) 和 51007($L_s = 95 \text{ \AA}$)
在 5K 温度下的吸收光谱
 nnH (或 nnL) 表示第 n 个电子能级到第 n 个重空穴
(或轻空穴)能级的跃迁

$$\Delta E = \frac{d(E_{11H} - E_s)}{dL_z} \cdot \Delta L_z \quad (4)$$

我们可大致算出, 当阱宽为 60 Å 时, 一个单分子层(约 2.9 Å) 的阱宽涨落所引起的激子峰半高宽约为 9 meV。一般而言, 在分子束外延材料中, 一个单分子层的厚度涨落是不可避免的。样品 51006 的重空穴激子峰半高宽为 12.9 meV, 说明阱宽的涨落可能稍大于一个单分子层。我们还注意到, 样品的轻空穴激子峰的半高宽比重空穴激子峰大, 这可能是由于价带的复杂性引起的。由于价带中轻重空穴子带之间的耦合, 轻空穴子带在 $k_z = 0$ 附近处出现反常色散, 色散曲线略往上翘, 这将使电子和轻空穴之间的跃迁能量发生涨散, 使轻空穴峰的半高宽增大^[10]。

采用一般的 Kronig-Penney 模型, 可对量子阱中电子和空穴子能级的位置进行计算。在计算中采用了下述参量^[4,11]:

$\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$	$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$
$m_e^* = 0.041m_0$	$m_e^* = 0.075m_0$
$m_{HH}^* = 0.38m_0$	$m_{HH}^* = 0.57m_0$
$m_{LH}^* = 0.052m_0$	$m_{LH}^* = 0.095m_0$
$E_s(5\text{K}) = 0.819\text{eV}$	$E_s(5\text{K}) = 1.508\text{eV}$

GaInAs 和 AlInAs 异质结界面处能带不连续性的比值 $Q = \frac{\Delta E_s}{\Delta E_g}$ 取为 0.71。从下式:

$$\cos(kd) = \cos(\alpha d_z) \cdot \cosh(\beta d_b) - \frac{1}{2} \left(z - \frac{1}{z} \right) \cdot \sinh(\beta d_b) \cdot \sin(\alpha d_z)$$

可解出量子阱中各束缚态子能级的能量 E 。式中:

$$\alpha = \left(\frac{2m_i^*E}{\hbar^2} \right)^{1/2} \quad \beta = \left[\frac{2m_i^*(V_0 - E)}{\hbar^2} \right]^{1/2}$$

$z = \frac{m_i^*\alpha}{m_i^*\beta}$, m_i^* 分别为 GaInAs 和 AlInAs 中的有效质量, V_0 为势垒高度。

对于 GaInAs 和 AlInAs 固溶体来说, 目前缺乏关于其能带非抛物线性修正的实验数据, 但由于其导带和轻空穴价带的有效质量很小, 子能级(特别是级数较高的子能级)能量较高, 因此, 对有效质量进行修正相对来说比较重要。我们发现, 如不对电子和轻空穴的有效质量进行修正, 用 Kronig-Penney 模型算出的子能级能量, 特别是较高子能级的能量, 就不能很好地与测量值拟合。Welch 建议用简单的 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 微扰理论来考虑能带的非抛物线性对有效质量进行修正^[12], 取 $m^* = m_0^*(1 + 2aE)$ 的形式, 其中 a 为常数, E 为阱中局域化子能级的能量值(以 eV 为单位)。我们对 51006 和 51007 两块样品的所有子带间跃迁进行了拟合计算, 在对 GaInAs 中电子有效质量修正常数取为 $2a = 1.10$, 对轻空穴为 $2a = 1.22$ 时, 计算的跃迁能量能与测量值获得相当好的拟合。(见表 1)为了便于对比, 表中的计算值已计人了激子束缚能修正, 对 51006 和 51007 分别取为 7 meV 和 5 meV^[4]。激子束缚能不仅与阱宽有关, 也跟有效质量和子能带的非抛物线性有关, 此处选用之值是近似值, 但估计引入的误差较小。

图 3 示出了样品 51006 的透过率的温度依赖关系。由图可以看到, 随温度升高, E_{11H}

表1 GaInAs/AlInAs 多量子阱带间激子跃迁能量的测量值与 Kronig-Penney 模型的计算值所用参数见正文

样品		E_{11H} (eV)	E_{11L} (eV)	E_{21H} (eV)	E_{21L} (eV)	E_{33H} (eV)
51006 ($L_s = 59 \text{ \AA}$)	测量值	0.929	0.963	1.220	1.348	
	计算值	0.927	0.968	1.222	1.348	
51007 ($L_s = 95 \text{ \AA}$)	测量值	0.875	0.889	1.040		1.277
	计算值	0.874	0.898	1.036		1.280

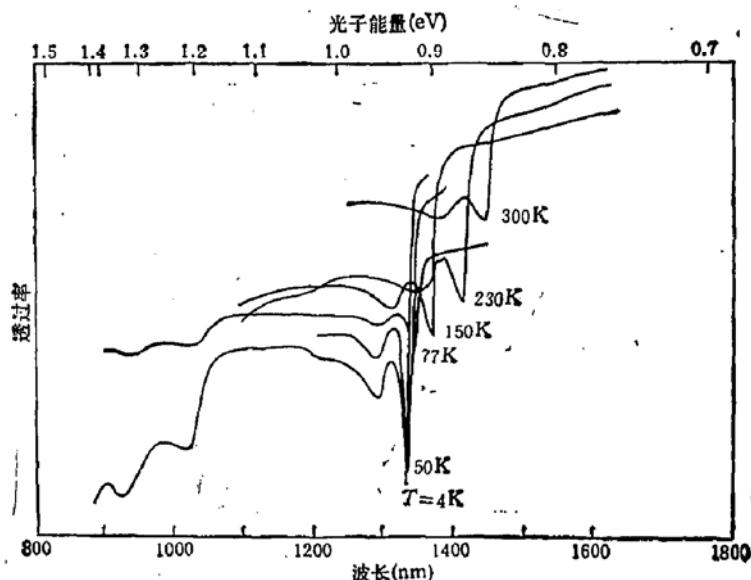


图3 样品 51006 在不同温度下的透过率光谱
(为明显起见,各曲线在纵向已作了相对移动)

和 E_{11L} 能量逐渐向低能方向移动, 激子峰的半高宽略有增加。但直到室温仍可看到明显的激子吸收峰。样品 51006 在室温下吸收仍具有典型的半高宽较小的激子吸收特性, 说明尽管 X 光双晶衍射图中出现双峰结构, 阵中三元材料的组分均匀性很好, 失配引起的应力和局部电场均较小。

图 4 画出了样品 51006 和 51007 中一些子带间激子跃迁能量随温度变化的依赖关系。对于阱宽不同的样品, 当温度从 5K 上升到 300K 时, 各激子峰的峰值能量的红移基本相同, 约为 69 meV。此值比 Stoltz 等所报道之值(64 毫电子伏)^[1]稍大, 但与 GaInAs 体材料禁带宽度随温度升高所产生的收缩量(71 meV)^[13]更为接近。图 4 中各激子峰随温度升高所产生的移动基本一样, 因而可以合理地认为, 产生这种移动的主要原因是由于势阱层中 GaInAs 材料禁带宽度随温度发生变化而引起的。此外, 不同样品中各激子峰随温度升高发生的移动相同也表明, 异质结界面处势垒高度不随温度而变, GaInAs 势阱层和 AlInAs 势垒层的能带参数随温度变化的依赖关系十分接近。

(3) 光致发光和激发光谱测量

样品 51006 在 5K 的光致发光光谱示于图 5。图中标有 PL^* 和 PL 的峰分别是在强激发和弱激发条件测量的光致发光峰。 PL^* 是在氮离子激光的 6471 埃谱线激发下测量

的，激发功率密度约为 10W/cm^2 ，峰值能量为 0.919 电子伏，半高宽为 11.0meV 。该峰与样品的 E_{HH} 激子吸收峰之间的能量间隔为 12meV 。随激发功率减小，发光峰逐渐向低能方向移动，峰形出现不对称性，低能尾增大。当采用单色仪分光的碘钨灯光源进行弱光激发时，发光峰峰值能量变为 0.913 电子伏，与吸收峰之间的能量间隔增大为 18meV ，峰的半高宽则增大为 18.8meV 。图 5 中还画出了同一样品在探测光子能量固定为 0.9197eV 时光致发光的激发光谱，其中重空穴和轻空穴的激子共振吸收峰的能量位置与吸收光谱测量的结果一致，分别位于 0.931eV 和 0.967eV 处。从图中可以清楚看到重空穴激子吸收峰与发光峰之间存在的能量间隔。

在量子阱结构的样品中，发光和激发峰之间存在斯托克斯移动是一普遍现象。即使吸收和发光峰都与本征激子跃迁有关，也可能观察到很小的斯托克斯移动。但在样品 51006 中，弱激发条件下，发光峰与激发峰之间的能量间隔为 18meV 。此能量移动值较大。同时，光致发光峰在强激发条件下向高能方向有较大移动，说明光致发光不是子带间的本征激子跃迁引起。

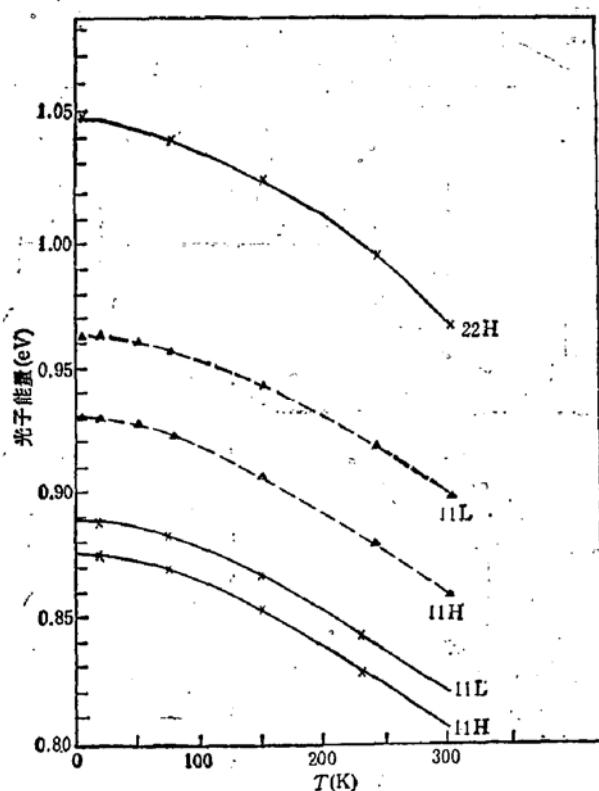


图 4 样品 51006(虚线)和样品 51007(实线)的带间跃迁能量与温度的依赖关系

下，发光峰与激发峰之间的能量间隔为 18meV 。此能量移动值较大。同时，光致发光峰在强激发条件下向高能方向有较大移动，说明光致发光不是子带间的本征激子跃迁引起。

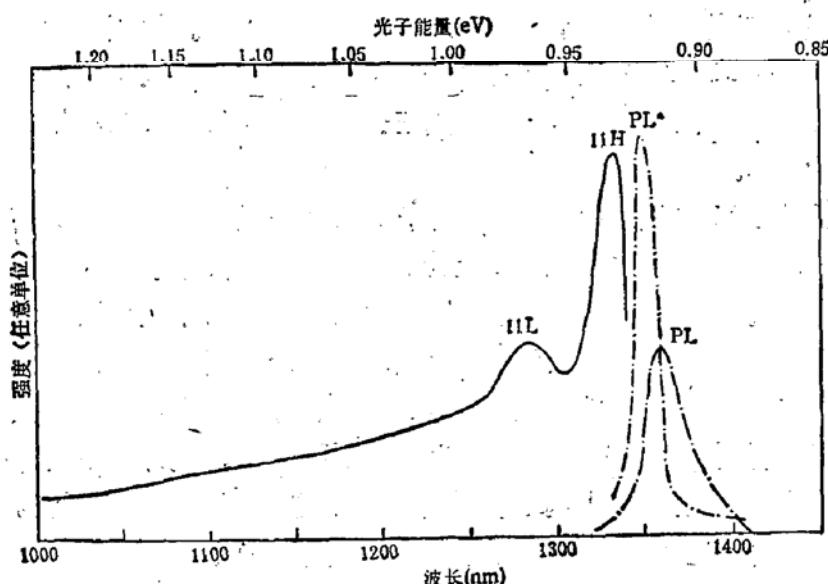


图 5 样品 51006 的光致发光和激发光谱

PL^* 表示强激发下的发光峰， PL 表示弱激发下的发光峰，实线是光致发光的激发光谱

$T = 5\text{K}$, $\text{GaInAs}/\text{AlInAs}$, MQW, $L_s = 59\text{\AA}$

的。这种发光过程很可能是由于与杂质态或其它缺陷态有关的复合过程(如束缚激子发光等)引起的。随激发强度增大,非平衡载流子浓度增大,并向较高能量的态上填充,使发光峰的位置随激发强度增大而逐渐向高能方向移动。当发光跃迁不是本征激子跃迁时,在吸收峰和发光峰之间出现较大能量移动是可以理解的。

四、结 论

我们研究了 GaInAs/AlInAs 与 InP 晶格匹配的多量子阱的结构和光学性质,观察到了与量子阱中的二维电子态有关的光学吸收和轻重空穴激子跃迁峰。即使在室温下,吸收光谱中仍可观察到典型的激子吸收峰,激子峰的半高宽较窄。这说明,即使 GaInAs 和 AlInAs 固溶体在外延生长时容易出现组份偏离引起的晶格失配和应力问题,但在目前工艺条件下,结构周期性和组份均匀性已达到很高的质量。用 Kronig-Penney 模型计算量子能级的能量,当对电子和轻空穴的有效质量进行能带非抛物线性修正后,可与测量值获得较好的拟合。在光致发光测量中所观察到的发光峰很可能是由缺陷态有关的跃迁引起的,说明在吸收光谱中观察到本征激子跃迁峰的情况下,发光并不一定也是以本征激子复合为主。三元材料中界面态和组份涨落的存在可能是妨碍本征激子成为主要复合渠道的一个重要因素。

参 考 文 献

- [1] D. F. Welsh, G. W. Wicks, D. W. Woodard and L. F. Eastman, *J. Vac. Sci., B*, 202 (1983).
- [2] U. K. Mishra, A. S. Brown, L. W. Jelloian, L. H. Hackett and M. J. Delaney, *IEEE Electron Device Letter*, 9, 41(1988).
- [3] W. P. Hong, P. K. Bhattacharya and J. Singh, *Appl. Phys. Lett.*, 50, 618 (1987).
- [4] W. Stoltz, J. C. Maan, M. Altarelli, L. Tapfer and K. Ploog, *Phys. Rev., B*, 36, 4301 (1987), 36, 4310 (1987).
- [5] S. T. Davey, E. G. Scott, B. Wakefield and G. J. Davies, *Semicond. Sci. Technol.*, 3, 365 (1988).
- [6] J. S. A. Adelebu, B. K. Ridley and G. J. Davies, *Semicond. Sci. Technol.*, 4, 677(1989).
- [7] L. Tapfer, W. Stoltz and K. Ploog, *J. Appl. Phys.*, 66, 3217 (1989).
- [8] 黄 昆:物理, 15, 329 (1987).
- [9] J. Singh and K. K. Bajaj, *J. Appl. Phys.*, 57, 5433 (1985).
- [10] 夏建白、黄 昆,半导体学报,8,563(1987).
- [11] Y. S. Chen and O. K. Kim, *J. Appl. Phys.*, 52, 7392 (1981).
- [12] D. F. Welsh, G. M. Wicks and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.*, 55, 3176 (1984).
- [13] E. Zielinski, H. Schweizer, K. Streubel, H. Eisele and G. Weimann, *J. Appl. Phys.*, 59, 2196(1986).

Investigations on Optical Properties of GaInAs/AlInAs Multiple Quantum Well Heterostructures

Jiang Desheng, Li Fong

(National Laboratory of Superlattices and Microstructures and Institute of Semiconductors, Beijing)

Zhang Yonghang, Klaus Ploog

(Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, Stuttgart)

Abstract

The optical properties of GaInAs/AlInAs all-ternary multiple quantum well heterostructures (MQWH), lattice-matched to InP substrate, are investigated. The low temperature absorption, photoluminescence (PL), PL excitation spectra and the temperature dependence of transmission spectra are measured for the MQWH samples with different well widths. The detected PL peaks from MQWH samples are mainly due to transition processes related to defect states. However, up to room temperature the intrinsic heavy-and light-hole exciton peaks are still well observed in the absorption spectra, showing clearly the two-dimensional character of the electronic states. The red shift of inter-subband transition energies with increasing temperature is determined and explained. The calculation of subband energies by Kronig-Penney model indicates that, in order to get a satisfactory fitting to the measured values it is necessary to take the non-parabolicity of conduction and valence bands into account. In connection with X-ray double crystal diffraction measurements, structural parameters as layer thickness, residual strains and the composition homogeneities are analysed.

Key words GaInAs/AlInAs, Quantum well, photoluminescence, absorption