

InGaAs/InP 体材料和量子阱、超晶格材料的 低压 MOCVD 生长及材料 特性的测试分析

朱龙德 李 晶 陈德勇 熊飞克

中国科学院半导体研究所，北京 100083

(1991年11月12日收到；1992年1月11日收到修改稿)

研究了 InP、InGaAs 体材料薄膜和 InGaAs/InP 量子阱和超晶格的低压 MOCVD 生长。InP 外延层背景电子浓度为 $(1-5) \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ，低温电子迁移率为 $45240 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。InGaAs/InP 异质结应变层匹配度可以控制在 $\pm(1-3) \times 10^{-3}$ ，匹配的 InGaAs 层的背景电子浓度为 $(2-5) \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ，室温及低温电子迁移率为 8660 和 $65150 \text{ cm}^2/\text{v} \cdot \text{s}$ 。InGaAs/InP 量子阱的标定阱宽从 114 \AA 减少到 6.4 \AA 时低温光致发光峰能量上移量从 59 meV 增加到 362.5 meV ，线宽从 12.4 meV 增加到 57 meV 。InGaAs/InP 超晶格的 X 射线衍射曲线显示了高至 3 级的卫星峰结构。观察到从 AsH_3 切换到 PH_3 时由于 As 的优先掺入特性引起的 InP 中 As 的掺入，其组份达到 0.09，证实了它是线宽加大、荧光峰上移降低的一个因素。

EEACC: 0520F; PACC: 8115H

一、引言

自从 MOCVD 技术被用来生长化合物半导体以来，研究的最多的是 GaAs/GaAlAs 系^[1-4] 和 InGaAs(P)/InP 系材料。相对而言，InGaAs(P)/InP 系材料的 MOCVD 生长进展慢一些。其原因是，一方面有机金属源的提纯落后了一步，如常用的三甲基镓的纯度到 1985 年才过关；另一方面，更重要的是，InGaAs(P)/InP 系材料的 MOCVD 生长有其内在的困难。这主要来自：① InGaAsP 的生长需要精确控制组份，以达到与衬底 InP 的晶格匹配，而 GaAs/GaAlAs 系是自匹配体系，GaAs 和 AlAs 的失配度只有 $+1.3 \times 10^{-3}$ ；② GaAlAs 系生长所用的 AsH_3 和 Ga 和 Al 的有机金属源具有适合于大面积均匀生长的热分解特性；与此相对照，InP 系生长所用的 PH_3 和 TMI(TEI) 具有为大面积生长不利的热分解特性③ InGaAs(P)/InP 系异质结的生长中不仅要切换 III 族元素，而且还要切换 V 族元素。尽管有这些困难，InGaAs(P)/InP 系材料的 MOCVD 生长有很大的进展，InP 高纯材料的背景浓度达到 $2.5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ ，室温和 77K 迁移率分别达到 5370 和 $131600 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ^[5]。InGaAs/InP 异质结的室温、液氮及液氦温度迁移率分别达到 12000, 83000 和 $92000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ^[6]。异质结界面陡度已达到可以生长两个分子层的量

子阱^[7],而且可以做出亚毫安阈电流的 InGaAs(P)/InP 量子阱激光器^[8]。

InGaAs(P)/InP 系体材料和量子阱、超晶格材料有重要的应用前景。与 InP 匹配的 InGaAs 的室温禁带宽度为 0.75eV(1.65μm), 可以制作石英光纤最低损耗和最低色散波段工作的光探测器^[9], 由于 InGaAs 的室温电子迁移率高, 电子的峰值漂移速度为 GaAs 的 1.5 倍, InGaAs 是制作高速电子器件的理想材料之一^[10], 如 InGaAs/InAlAs/InP 调制掺杂异质结的 HEMT 器件。InGaAs/InGaAsP/InP 量子阱和超晶格材料更是制作激光器、调制器和光波导器件的基本材料^[11]。

我们用低压 MOCVD 方法生长了 InP、InGaAs 以及 InGaAs/InP 单量子阱、多量子阱和超晶格材料。用 X 射线双晶衍射方法测定了材料的结构参数, 用 Hall 测量和低温光致发光方法分析研究了材料的电学特性和光学特性。本文报道材料的生长工艺、生长条件和材料特性的研究结果。

二、InP、InGaAs 体材料薄膜的 MOCVD 生长及材料特性

生长是在水平式反应器内进行的。沉积碳化硅的石墨基座由高频感应加热。反应管方形内管的截面积为 $6.0 \times 1.5\text{cm}^2$, 石墨基座倾斜 18 度放置。InP 的生长温度选为 600°C ^[12]、系统气压为 50 mbar, 氢气主流流量为 3—9slm, 相应的 InP 衬底表面上气流速度为 1.1—3.3 m/s。InP 生长中磷烷的克分子分数为 2.1×10^{-2} , TMI 的源温度为 15°C , 为了提高 TMI 的克分子分数以提高生长速率, 源瓶压力单独控制在 150 mbar。生长中 TMI 的分压为 $(2.5-5) \times 10^{-3}$, 在这个条件下所达到的 InP 生长速率为 $1.4-2.9\text{ }\mu\text{m/h}$ 。InP 衬底用 1% 的溴/甲醇溶液腐蚀, 放入反应器内, 在 250°C , $4 \times 10^{-5}\text{ mbar}$ 真空下脱氧 15 分钟, 然后在 650°C 高磷压下热处理 20 分钟, 以提高衬底表面清洁度和晶体完整性^[12]。生长出的 InP 外延片表面光亮, 在 $\times 1000$ 相衬显微镜下只能看到少量的岛状圆形平台。

用 van der pauw 方法测量了 InP 薄膜的背景载流子浓度和迁移率。样品大小为 $4 \times 4\text{mm}^2$, In 做电极, 样品四周解理, 以防止表面漏电。测量结果如表 1。可见, 在我们的生长系统和生长条件下可以重复地生长出背景电子浓度为 $(1-5) \times 10^{15}/\text{cm}^3$, 室温电子迁移率为 $3000\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 左右, 77K 的迁移率为 $(3-4.5) \times 10^4\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 的纯度 InP 薄膜。低压 MOCVD 生长的未掺杂 InP 的 9.9K 光致发光光谱如图 1。用 0.25m 单光栅单色仪分光, 用冷却的 Ge p-i-n 二极管接收, 因此没有显露出谱线的精细结构^[13]。由此测得 InP 的峰值发射波长为 $0.874\mu\text{m}$, 半宽度为

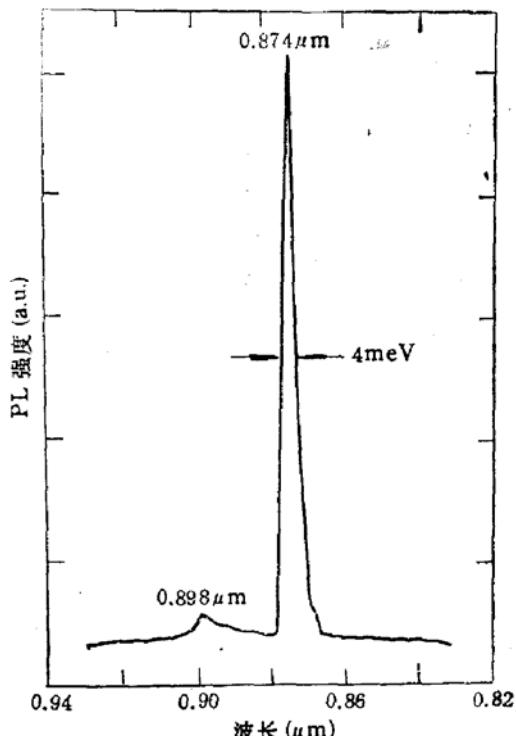


图 1 未掺杂 InP 的 9.9K 光致发光光谱

表1 高纯 MOCVD-InP 的 Hall 测量结果

片 号	电子浓度 (cm ⁻³)	室温迁移率 (cm ² /V·s)	低温迁移率 (cm ² /V·s)
1#	8.6×10 ¹⁴	1,731	45,240
2#	4.9×10 ¹⁵	3,136	28,950
3#	3.2×10 ¹⁵	2,881	39,158

4meV。InP 的禁带宽度随温度的变化满足^[11]

$$E_g(T) = 1.421 - 3.63 \times 10^{-4} T^2 / (T + 162). \quad (1)$$

计入激子结合能 2meV，则 $\lambda_{\text{ex}}^{xx}(10\text{K}) = 0.874\mu\text{m}$ ，这个结果和实验数据完全一致。从图 1 又可以看出，在波长 8976 Å 处有一荧光峰，它离带边 40.8meV，这个峰来自 $C(e, A^0)$ 跃迁^[12]。

InGaAs 体材料薄膜的生长要求精确控制组份，以达到与 InP 的晶格匹配。组份控制的精确度决定于流量控制的精度和稳定性，源温度的稳定性以及生长工艺过程的合理性。由于 TMG 的蒸气压高，为了提高源流量控制的精度，TMG 的源瓶温度降低到 -10°C，且源瓶压力独立地控制在 1.2 大气压，从而实现 5sccm 的 TMG 流量下 TMG 的克分子分数为 3.2×10^{-5} 。此时与 InP 匹配所需 TMI 的克分子分数为 5×10^{-5} 。AsH₃ 分压设定为 0.21 mbar，在这个条件下气相 V 族/III 族克分子比值为 220。生长温度选为 640°C。在这个温度附近生长，InGaAs 中碳的沾污最小，得到最佳电光学性质的材料^[13]。InGaAs 组份控制上另一个困难是组份均匀性。因为 TMI 极易分解，在石墨基座表面气流方向上 TMI 的耗尽，导致 InGaAs 中 In 含量沿气流方向降低。克服的办法之一是提高气流速度，但是大的气流速度会降低基座表面实际磷压，实际上在上述气流速度下基座前部磷压之严重不足，使 InP 衬底表面出现富 In 形貌，如 In 滴。考虑到这些，实际 H₂ 流量应为 3—7slm，系统压力为 50 mbar。衬底放在 12cm 长基座的中部。在这些条件下 InGaAs 的生长速率为 6.4 Å/s，外延片表面光亮。用 X 射线双晶衍射方法测量了 In_xGa_{1-x}As/InP 异质结的晶格匹配，CuK α_1 射线在 (004) 衍射平面上的回摆曲线如图 2(a, b)。样品(a)的晶格失配度 $\frac{\Delta a_\perp}{a} = +1.1 \times 10^{-3}$ ，在这个样品上 InP 峰 θ 角的半宽度为 65 Arc-Sec；InGaAs 薄膜 θ 角半宽度为 97Arc-Sec，说明 InGaAs 薄膜的组份和应变都是比较均匀的。该样品 InP 缓冲层厚度为 0.24 μm，InGaAs 层厚度为 0.77 μm。一般来说，InGaAs 层组份涨落和失配应变的不均匀会导致衍射峰的展宽。流量控制不稳定、失配度的大小和外延层厚度决定这个展宽的大小。样品(b)是失配较大的情况，失配度为 $+9.3 \times 10^{-3}$ ，而且 InGaAs 层厚度为 1.1 μm。外延层应变不均匀导致 InGaAs 层衍射 θ 线宽达 974Arc-Sec，它反过来使 InP 衍射线宽加大到 77Arc-Sec。对于均匀形变的样品(a)，我们可以从测量的形变失配度 $\frac{\Delta a_\perp}{a}$ 用下面形变关系式计算出自由状态晶格失配 $\frac{\Delta a_f}{a}$ ^[14]

$$\frac{\Delta a_\perp}{a} = \left(1 + 2 \frac{c_{12}}{c_{11}}\right) \frac{\Delta a_f}{a}. \quad (2)$$

对接近于匹配的 InGaAs, $c_{11} = 10.00 \times 10^6 \text{ N/cm}^2$, $c_{12} = 4.9274 \times 10^6 \text{ N/cm}^2$ ^[15], 因此

$$0.5 \frac{\Delta a_1}{a} = \frac{\Delta x f}{x}. \quad (3)$$

由此得到, 样品(a)的自由状态失配度为 5.5×10^{-4} . 该 InGaAs 晶格常数为 $a_1(x) = 5.8720 \text{ \AA}$, 由 Vagard 定律得到其组份为 $x = 0.54$. 实验表明, 在我们的生长系统和生长条件下 InGaAs/InP 异质结的匹配度可以控制在 $\pm 3 \times 10^{-3}$ 以内.

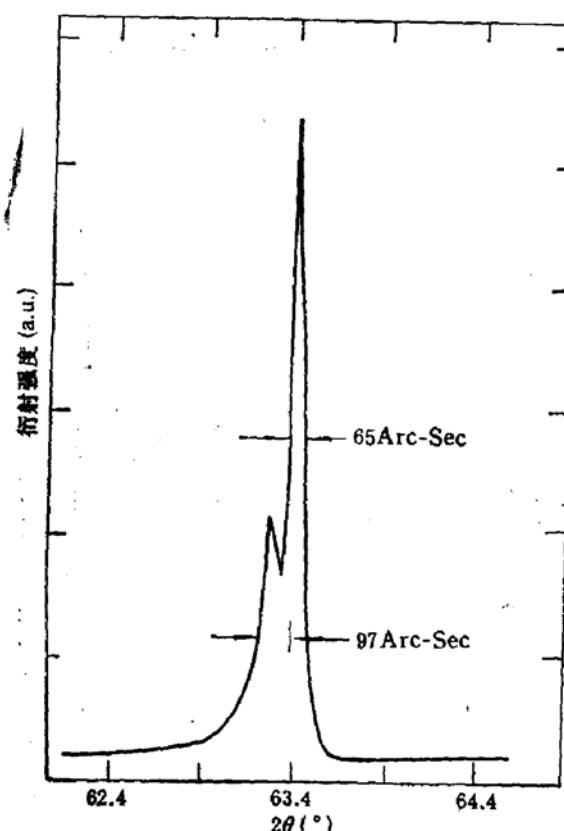


图 2(a) InGaAs/InP 样品 LM-9 的 X-射线双晶衍射图

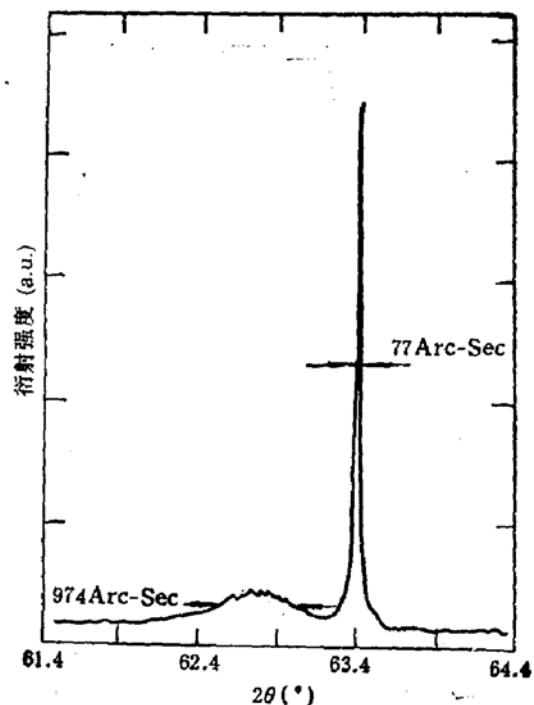


图 2(b) InGaAs/InP 样品 LM-3 的 X-射线双晶衍射图

高纯 InGaAs 的 Hall 测量结果如表 2. 可见材料的背景电子浓度可以控制在 $(2-5) \times 10^{15}/\text{cm}^3$, 室温迁移率达到 $8660 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 低温(77K)迁移率达到 $65150 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. 与

表 2 高纯 MOCVD-InGaAs 的 Hall 测量结果

片号	电子浓度 (cm^{-3})	室温迁移率 ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	低温迁移率 ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)
LM-1	3.54×10^{15}	8,114	57,776
LM-2	4.60×10^{15}	6,455	42,313
LM-3	1.97×10^{15}	8,001	19,270
LM-4	3.20×10^{16}	8,660	65,150
LM-5	3.00×10^{16}	5,364	29,235

InP 晶格匹配的 In_xGa_{1-x}As 的 9.9K 光致发光光谱如图 3. 谱线峰值能量为 0.8164eV, 半宽度为 4.3meV. 由低温光致发光峰位的经验公式

$$h\nu(\text{eV}) = 0.810 + 1.06(y - 0.468) \quad (4)$$

得到 $x=0.526$ 。由 Vagard 定律算得相应的自由晶格失配度为 -4×10^{-4} 。 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 的热膨胀系数分别是 $5.66 \times 10^{-5}/\text{度}$ 和 $4.56 \times 10^{-5}/\text{度}$ ，在 640°C 匹配的异质结在室温失配度为 -7×10^{-4} 。因为失配位错是在高温下产生，生长后快速冷却的条件下需要在生长温度下晶格匹配，所以上述样品的匹配是较理想的。

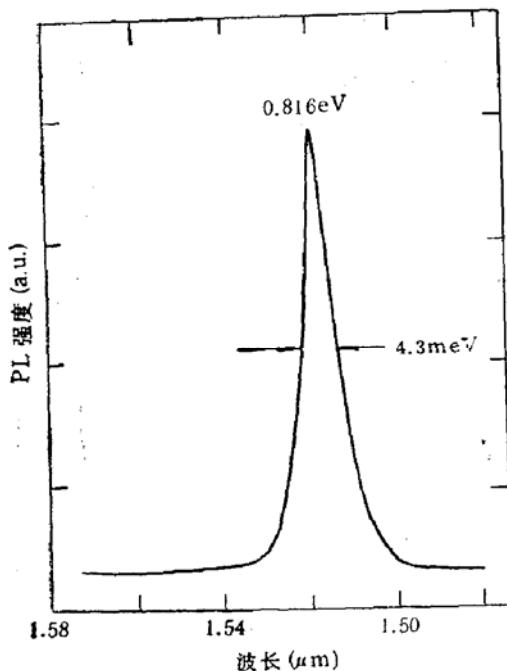


图 3 InGaAs 样品 LM-1 的低温光致发光光谱 ($T = 10\text{K}$)

三、InGaAs/InP 量子阱和超晶格材料的生长和材料特性

量子阱和超晶格材料的生长中，InGaAs 和 InP 层的生长条件与前节给出的相同，只是 InP 的生长温度也选为 640°C 。为了生长突变的异质结界面：①降低系统压力和增大气流量，使基座表面气流速度达到 $1.1\text{--}2.5\text{ m/s}$ ；②控制主流(RUN)和旁流(Vent)的气压平衡。对每一源气流，设置其补偿气流，使得切换过程中主、旁两路的流量不变，以保持压力差小于 1 mbar 。压力平衡防止在气流切换瞬间源气流的阻滞或

上冲；③死区容积小的汇流器(manifold)保证气体切换迅速、干净；④从 InP 生长过渡到 InGaAs 生长时，先将 TMI 切换到旁流，等 $1\text{--}2$ 秒后切换 PH₃ 和 AsH₃，再等 $1\text{--}2$ 秒后把 TMG 和 TMI 从旁流切换到主流。从 InGaAs 生长过渡到 InP 正好与此相反。反应器的几何尺寸和所用流速决定气流切换完全所需时间小于 0.5 秒。量子阱和超晶格的生长过程完全由计算机自动控制，它保证气体切换过程的精确性和重复性。从厚层生长标定的 InP 势垒层的生长速率为 4 Å/s ，InGaAs 阵列层的生长速率为 6.4 Å/s 。

我们生长了各种阱宽的多量子阱样品。在(100)晶向 InP 衬底上先生长 $1000\text{ Å}/1700\text{ Å}$ 的 InP 缓冲层。然后生长 1000 Å 的 InGaAs 参照层，再生长阱宽为 6.4 Å 到 114 Å 的各种量子阱。InP 势垒宽度为 340 Å 或 750 Å ，表面用 2400 Å 的 InP 层覆盖。表 3 列出了我们生长的三个多量子阱样品的各层生长时间， 10K 光致发光峰值波长和谱线的半宽度数据。图 4 是多种阱宽量子阱样品 QWS-4 的 10K 光致发光光谱。它是由一个 InGaAs 参照层谱线，InP 覆盖层谱线和 4 个量子阱谱线构成。四个量子阱的标定阱宽为 114 Å ， 51 Å 、 26 Å 和 6.4 Å 。这个光谱证实了由于量子尺寸效应引起的谱线能量的上移。可以看出，生长一秒钟的量子阱谱线比参照层上移了 362.5 meV ，它相当于 $2\text{--}3$

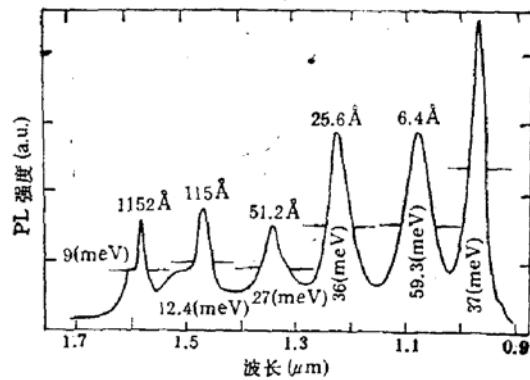


图 4 多种阱宽量子阱样品 QWS-4 的 10K 光致发光光谱

表 3 10K 下多量子阱生长时间及相应光致发光峰位、半峰宽一览表

样品	参数	缓冲层	参考层	势垒层	量子阱					顶层			
					生长时间(s)	180	90	15	11				
QWS-2	荧光峰位(μm)					1.572		1.483	1.376	1.283	1.183	0.983	
	半峰宽(meV)					6		16.5	20	23	35	34	
	生长时间(s)	900					140	15	11	6	4	2	600
QWS-3	荧光峰位(μm)							1.454	1.356	1.304	1.197	1.156	0.956
	半峰宽(meV)							18.3	20	23	26	28	30
	生长时间(s)	1500					140	15	11	6	4	2	600
QWS-4	荧光峰位(μm)					1.582		1.473	1.344	1.225	1.078	0.974	
	半峰宽(meV)					9		12.4	27	36	59.3	37	
	生长时间(s)	900	180	140				8	8	4	1	600	

个单分子层的阱宽度, 生长二秒钟的量子阱谱线上移了 286.2 meV, 相当于 4—5 个单分子层阱宽度。图 5 表示 InGaAs/InP 量子阱光致发光光谱能量相对参照层的上移随阱宽的变化。其中实线表示用 Kronig-Penny 模型由有效质量理论计算的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 量子阱中电子和重空穴基态之间跃迁能量上移随阱宽的变化。计算中导带的不连续量为带隙不连续量的 40%^[16]。为了比较, 图中表示了我们的实验数据以及文献报道的实验数

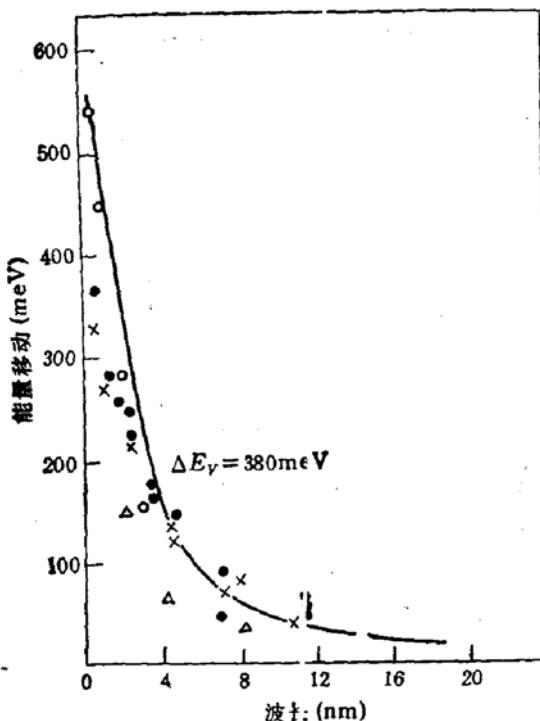


图 5 InGaAs/InP 单量子阱低温光致发光谱线能量相对参照层的上移随阱宽的变化 实线是理论曲线。实验点: ● 本工作 ○ GS MBE (Panish 等人)
× MOMBE (Tsang 等人) △ LPMOUPE (Razegi 等人)

据。由图可以看出, 我们的实验数据除 70 Å 阵之外和文献报道的基本一致, 而且和理论曲线符合得较好。但是最窄的 6.4 Å 阵的能量上移还没有 Balk 等人的 10 Å 阵的 403 meV 大^[17], 可能的解释是该阱实际阱宽大于 10 Å, 或者是失配引起的应变效应; 另一种可能性是势垒层中掺入了 As, 降低了量子阱的势垒高度。这一点从表 3 和图 4 上的 InP 谱线

可以看出,这些 InP 谱线的能量在 0.956—0.983eV 范围,它比图 1 的 InP 峰向长波移动 154meV 左右。这个现象或许可解释为从 AsH₃ 气氛切换到 PH₃ 气氛之后,系统中仍残留 AsH₃,它在 2400 Å InP 层的生长过程中(10 分钟)掺入到外延层中去。对 InAsP_{1-x} 有:

$$E_{\text{g}}^{\text{OK}}(x) = 1.421 - 1.102x + 0.101x^2. \quad (5)$$

InP 层荧光峰能量为 1.278eV,则 InP 中 As 的含量份数为 $x = 0.09$ 。这个 InP 峰线宽为 37meV,这比图 1 中线宽 4meV 大,这个差别来自 As 的掺入随时间的耗尽造成 As 份量的不均匀。

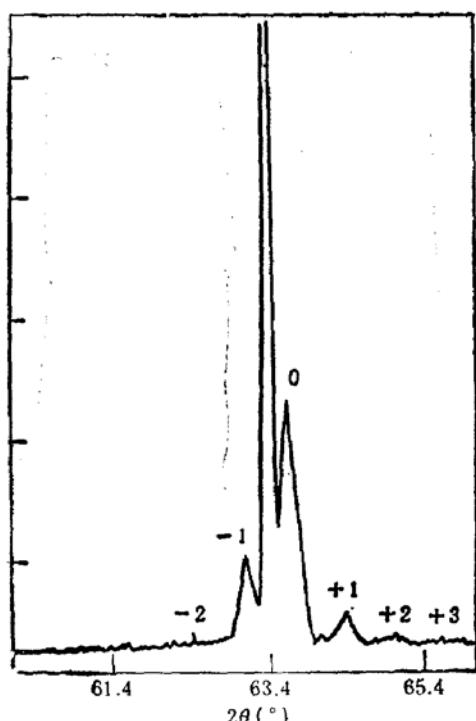
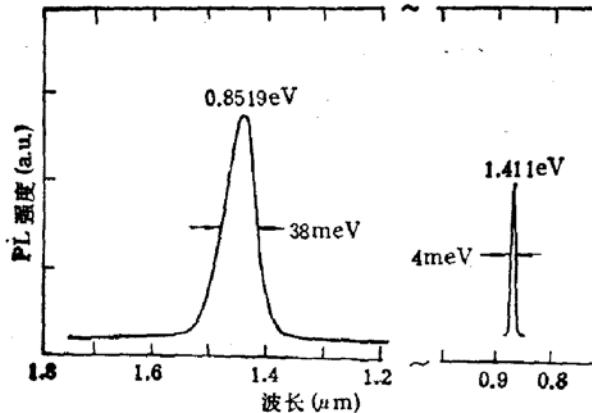


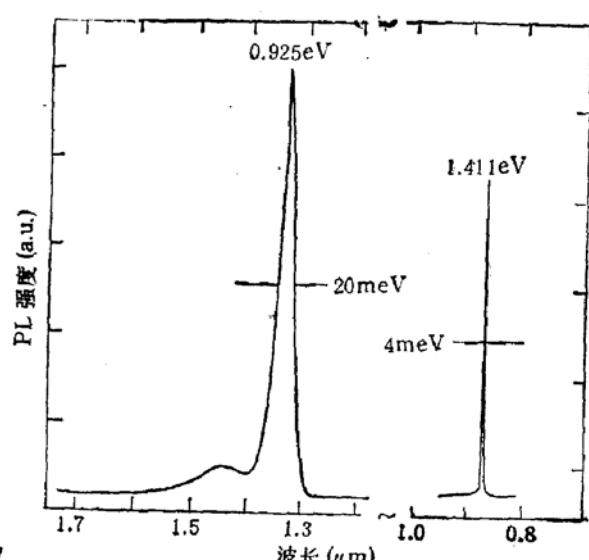
图 6 InGaAs/InP 超晶格 X-射线双晶衍射图(阱宽 88 Å, 势垒宽 240 Å, 周期 10)

窄量子阱发射谱线的线宽是 InGaAs/InP 异质结界面平坦度的量度。从表 3 和图 4 可以看出,114 Å 阵的最小线宽是 12.4meV,与文献[17]的结果相近,比 Kamei 等人报道的 100 Å 阵的 3.2meV 线宽^[18]大 4 倍。对于较大的阱宽,界面原子层量级的涨落不是线宽增大的主要因素,声子散射引起的 Lorentz 均匀展宽在 10K 下不重要,主要原因可能是阱材料合金组份的不均匀性。相同条件下生长的体 InGaAs 薄膜光致发光峰由于 Spinodal decomposition^[19]引起的展宽支持这一解释,对此我们将在另文讨论。匹配度的控制极限在 3×10^{-3} 这一数据也支持这一点。另外, InGaAs/InP 量子阱中持久光电导效应产生的载流子会使光致发光谱线展宽^[19]。

生长了 InGaAs 量子阱宽度为 25 至 96 Å、InP 势垒宽度为 88 至 240 Å、周期为 10 至 30



(a) 样品 SL-2 的低温光致发光光谱
($T = 10\text{K}$)



(b) 样品 SL-4 的低温光致发光光谱
($T = 10\text{K}$)

的 InGaAs/InP 超晶格。一个阱宽为 88 \AA 、势垒宽度为 240 \AA 、周期为 10 的超晶格样品的(004)双晶衍射谱如图 6。出现了高至 3 级的超晶格卫星峰，卫星峰较强，线宽也是较窄的，说明该超晶格材料的界面质量、周期重复性和均匀性是较好的。图 7(a, b) 表示两个超晶格样品的 9.9K 光致发光光谱。图 7(a) 是周期 $10 \times (51 \text{ \AA} \text{ 阵}/108 \text{ \AA} \text{ 势垒})$ 的样品光谱，该样品生长中气体切换等待时间都是 2 秒，如果此线宽完全由阱宽涨落引起，则界面粗糙度为 4—5 个单分子层量级。图 7(b) 是 20 个周期($32 \text{ \AA} \text{ 阵}/108 \text{ \AA} \text{ 势垒}$) 超晶格的光谱，其生长中气体切换等待时间都是一秒，可见线宽降低到 20 meV ，光谱中 0.8539 eV 的弱峰可能来自残留 AsH_3 ，相当于 PH_3 优先掺入现象^[20]而造成的 InP/InGaAs 界面过渡层效应有关。与主峰宽度相应的界面不平整度为 2 个单分子层量级。

四、结 论

研究了 InP、InGaAs 的低压 MOCVD 生长工艺，建立了能长出较好材料的生长条件。在这个条件下 InP 外延层的背景电子浓度为 $(1-5) \times 10^{15}/\text{cm}^3$ ，室温和 77K 电子迁移率分别为 ~ 3000 和 $(3-4.5) \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ，10K 光致发光峰值为 0.874 eV ，线宽为 4 meV ，检测到碳沾污。InGaAs/InP 异质结自由晶格匹配度达到 5.5×10^{-4} ，一般可重复的应变晶格匹配度为 $(1-3) \times 10^{-3}$ ，InGaAs 背景浓度为 $(2-5) \times 10^{15}/\text{cm}^3$ ，室温及 77K 迁移率为 8660 和 $65150 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。

研究了实现突变异质结的生长工艺：在适当高的气流速度、主/旁路压力平衡和一定的气流切换程序下生长出量子阱和超晶格材料。由生长速率标定的 InGaAs/InP 量子阱宽度为 6.4 至 114 \AA ，光致发光峰能量随阱宽的变化与理论计算及文献报道的结果基本一致，标定阱宽为 6.4 \AA 时光致发光峰能量上移为 362.5 meV ， 1.28 \AA ，阱的上移为 286.2 meV 。剩余 AsH_3 掺入势垒层降低势垒高度是降低这个上移量的一个原因。InGaAs 上生长的 2400 \AA InP 层中 As 的掺入份量达到 0.09。空阱的荧光谱线宽主要由阱宽涨落决定，这与文献比较一致。 114 \AA 的阱最小荧光谱线宽为 12 meV ，这个较大的线宽主要是来自阱层组份不均匀性，持久光电导效应引起的载流子和 As 沾污引起的界面过渡层也会展宽谱线。

生长了阱宽为 25 至 96 \AA 、势垒宽度为 88 至 240 \AA 的超晶格，观察到了高至 3 级的 X 射线衍射卫星峰。当气流切换等待时间从 2 秒降到 1 秒时，超晶格低温光致发光线宽从 38 meV 降低到 20 meV ，但出现了与界面过渡层效应有关的弱的光致发光峰。

致谢：作者感谢徐俊英、万寿科、王玉田、王万年、高维滨同志在材料测试工作中的帮助。

参 考 文 献

- [1] Y. Mori, F. Nakamura and N. Watanabe, *J. Appl. Phys.*, **60**, 334(1986).
- [2] N. Watanabe and Y. Mori, *Surface Science*, **174**, 10(1986).
- [3] K. Kajiwara, H. Kawai, K. Kaneko and N. Watanabe, *J. Appl. Phys.*, **24**, L85(1985).
- [4] S. D. Hersee, M. Karakowski, R. Blondeau, M. Baldy, B. de Oremont and J. P. Duchemin, *J. Cryst. Growth*, **68**, 383(1984).
- [5] L. D. Zhu, K. T. Chan and J. M. Ballantyne, *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 47(1985).
- [6] L. D. Zhu, P. E. Sulewski, K. T. Chan, J. M. Ballantyne and A. J. Sievers, *J. Appl. Phys.*, **58**, 3145.

(1985).

- [7] P. C. Morais, H. M. Cox, P. L. Bastos, D. M. Hwang, J. M. Worlock, E. Yablonovitch and R. E. Nahory, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 442(1989).
- [8] H. Temkin, N. K. Dutta, T. Tanhun-EK, R. A. Logan and A. M. Sergent, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1610(1990).
- [9] D. Wake, R. H. Walling, S. K. Sargood and I. D. Henning, *Electron. Lett.*, **23**, 415(1987).
- [10] H. Ohno and J. Barnard, in "GaInAsP Alloy Semiconductors", edite by T. P. Pearsall, Wiley, New York, 1982, P437.
- [11] R. Schwedler, F. Reinhardt, D. Grutzmacher and K. Wolter, *J. Cryst. Growth*, **107**, 531(1991)
- [12] L. D. Zhu, K. T. Chan, D. K. Wagner and J. M. Ballantyne, *J. Appl. Phys.*, **57**, 5486(1985).
- [13] C. P. Kuo, R. M. Cohen, K. L. Fry and G. B. Stringfellow, *J. of Electronic Materials*, **14**, 231(1985).
- [14] R. Bisaro, P. Merenda and J. B. Pearsall, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 1002(1979).
- [15] Sadao Adachi, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8775(1982).
- [16] M. S. Skolnick, P. R. Tapster, S. J. Bass, A. D. Pitt, V. Apsley and S. Aldred, *Semicon. Sci. Technol.*, **1**, 29(1986).
- [17] D. Grutzmacher, K. Wolter, H. Jurgensen and P. Balk, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 872(1988).
- [18] H. Kamai and H. Hayashi, *J. Cryst. Growth*, **170**, 569(1991).
- [19] S. J. Bass, S. J. Barnett, G. T. Brown, N. G. Chew, A. G. Cullis, M. S. Skolnick and L. L. Taylor, in "Thin Film Growth Techniques for Low-Dimensional Structures", NATO ASI Series, Physics, Vol. 163, P137.
- [20] R. Bhat, M. A. Koza, D. M. Hwang, K. Kazh, C. Caneau and R. E. Nahory, *J. Cryst. Growth*, **110**, 353(1991).

Low Pressure MOCVD Growth and Characterization of InGaAs/InP Bulk Materials, Quantum Wells and Superlattices

Zhu Longde, Li Jing, Chen Deyong and Xiong Feike

Institute of Semiconductor, Academia Sinica, Beijing 100083

(Received 12 November 1991; revised 11 January 1992)

Abstract

Low pressure MOCVD growth of InP, InGaAs bulk materials, InGaAs/InP quantum wells and superlattices is investigated. The background electron concentrations of the InP layers were $(1\text{--}5)\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, and the best 77K electron mobility was $45240\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. The strained lattice mismatch of the InGaAs/InP heterojunction could be controled within $(1\text{--}3)\times 10^{-3}$. The background electron concentrations of the lattice matched InGaAs were $(2\text{--}5)\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$. Room temperature and 77K electron mobilitise were 8660 and $65150\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, respectively. InGaAs/InP quantum wells with well width ranging from 114\AA to 6.4\AA have been grown. Corresponding energy shift of the photoluminescence emission peak with respect to the reference layer due to quantum size effect was varied from 59meV to 362.5meV, and the spectrum linewidth was increased from 12.4 meV to 57meV. InGaAs/InP superlattices with the well width from 25\AA to 96\AA , barrier width from 88\AA to 240\AA were grown. Double crystal X-ray diffraction rocking curves of the superlattices showed satellite peaks up to as high as the third order demonstrating fairly high quality of the superlattices materials. Preferential incorporation of the residual As into InP grown on InGaAs layer was observed, and the incorporated As fraction was as high as 0.09, which was a factor inceasing PL linewidth and decreasing PL energy shift.

EEACC: 0520F; **PACC:** 8115H