

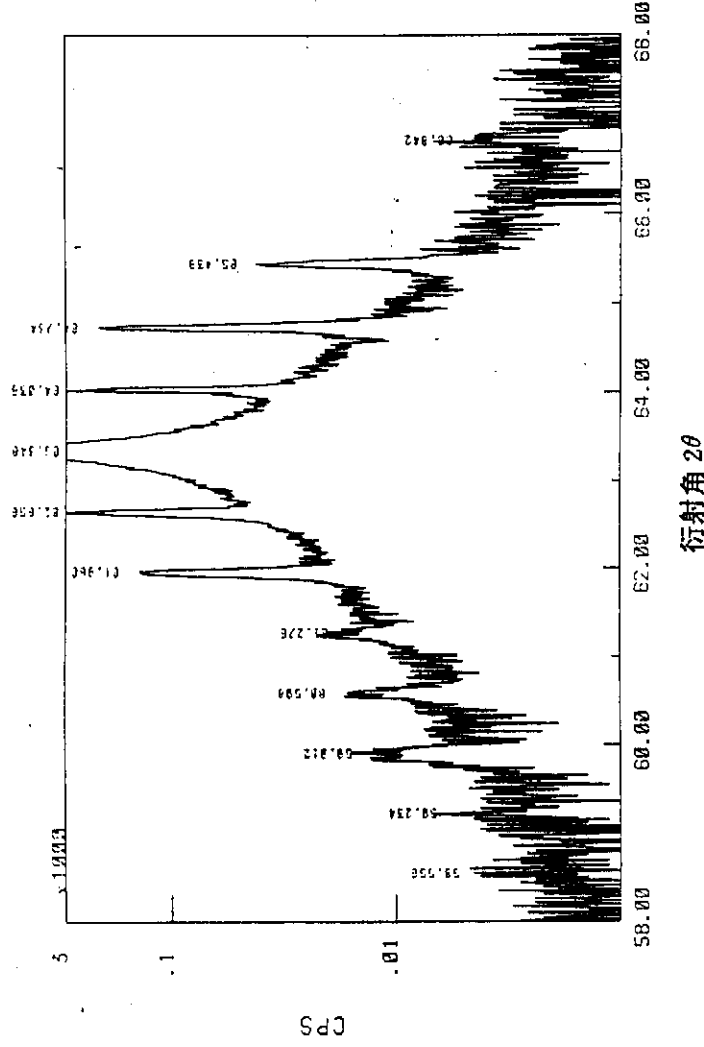


图 6.8.1 样品 WL021 的 DCXRD 衍射图样

表 6.8.1 由卫星峰所确定的样品 WL021 的周期

峰号 周期 (Å)	-5	-4	-2	-1	+0	+1	+2	+3	+4	+5
-5	***	+152.5	+149.9	+150.8	+150.2	+150.4	+150.2	+150.1	+150.0	+149.9
-4	+152.5	***	+148.6	+150.3	+149.7	+149.9	+149.8	+149.8	+149.7	+149.6
-2	+149.9	+148.6	***	+153.7	+150.7	+150.9	+150.3	+150.3	+150.1	+149.9
-1	+150.8	+150.3	+153.7	***	+147.9	+149.5	+149.3	+149.5	+149.4	+149.3
+0	+150.2	+149.7	+150.7	+147.9	***	+151.1	+149.9	+150.0	+149.8	+149.6
+1	+150.4	+149.9	+150.9	+149.5	+151.1	***	+148.8	+149.4	+149.4	+149.2
+2	+150.2	+149.8	+150.3	+149.3	+149.9	+148.8	***	+150.0	+149.7	+149.3
+3	+150.1	+149.8	+150.3	+149.5	+150.0	+149.4	+150.0	***	+149.3	+148.9
+4	+150.0	+149.7	+150.1	+149.4	+149.8	+149.4	+149.7	+149.3	***	+148.6
+5	+149.9	+149.6	+149.9	+149.3	+149.6	+149.2	+149.3	+148.9	+148.6	***

图 6.8.2 给出了样品 WL021 的 10K 及室温 (300K) 光致发光光谱的测试结果。由图可知,低温 PL 谱峰值能量为 0.9254eV(13400 Å),谱峰半高宽为 6.9meV;室温 PL 谱峰值能量为 0.8564eV(14480 Å),谱峰半高宽为 11.8meV。

(2) 样品 WL123

设计阱宽和垒宽均为 45 Å,周期数为 40。图 6.8.3 给出了该样品的 DCXRD 衍射图样。由图可见,在扫描的角度范围内,衬底峰左侧可以看到二级卫星峰,衬

底峰右侧可以看到三级卫星峰。零级卫星峰稍微偏离衬底峰。每个卫星峰由两个靠得非常近的卫星峰组成,表明样品中有两种 In 组份的超晶格存在。零级卫星峰也由一高一低两个卫星峰组成,一个卫星峰位于衬底峰之右,另一个卫星峰则位于衬底峰之左。表 6.8.2 给出了根据卫星峰位置所确定的超晶格的周期,由此表可得平均周期为 $93.7\text{\AA}$,此值与设计周期 $90\text{\AA}$ 基本符合。

表 6.8.3 由卫星峰所确定的样品 WL123 的周期

卫星峰号 峰号 ($\text{\AA}$)	-3	-1	+0	+1	+2	+3
-3	***	+93.5	+93.1	+92.9	+92.8	+93.2
-1	+93.5	***	+92.3	+92.3	+92.3	+93.1
+0	+93.1	+92.3	***	+92.2	+92.3	+93.3
+1	+92.9	+92.3	+92.2	***	+92.3	+93.9
+2	+92.8	+92.3	+92.3	+92.3	***	+95.4
+3	+93.2	+93.1	+93.3	+93.9	+95.4	***

00

图 6.8.4 给出了该样品的低温和室温 PL 谱。由图可见,低温和室温下均可以看到两个发光峰,这一结果与 $DCXRD$ 衍射曲线上出现两套相距很近的卫星峰相一致。该样品 PL 谱测试结果汇总在表 6.8.3 中。

表 6.8.3 样品 WL123 的 PL 谱测试结果

温度(K)	峰号	峰值波长($\text{\AA}$)	峰值能量 (eV)	$FWHM(meV)$
10	A	13630	0.9098	7.6
	B	13750	0.9018	
300	a	14580	0.8505	32.8
	b	14700	0.8435	

果。由
V;室

(3) 样品 WL124

该样品的设计阱宽为 $40\text{\AA}$,设计垒宽为 $90\text{\AA}$,周期数为 40。图 6.8.5 给出了该样品的 $DCXRD$ 衍射图样。在衬底峰的左侧可以看到 6 个卫星峰,在衬底峰的右侧可以看到 5 个卫星峰。零级峰位于衬底峰左侧,表明该样品稍微有些正失配。表 6.8.4 给出了由卫星峰所确定出的该样品的周期,由此表可知平均周期为 $169\text{\AA}$ 。

XRD
峰,衬

表 6.8.4 由卫星峰所确定的样品 WL124 的周期

峰号 周期 (Å)	-6	-5	-4	-3	-2	-1	+0	+1	+2
-6	***	+176.9	+174.2	+172.5	+171.8	+170.9	+171.3	+171.2	+170.5
-5	+176.9	***	+171.5	+170.3	+170.1	+169.5	+170.2	+170.3	+169.7
-4	+174.2	+171.5	***	+169.2	+169.5	+168.8	+169.9	+170.0	+169.3
-3	+172.5	+170.3	***	***	+169.7	+168.6	+170.1	+170.3	+169.4
-2	+171.8	+170.1	+169.5	+169.7	***	+167.5	+170.3	+170.4	+169.3
-1	+170.9	+169.5	+168.8	+168.6	+167.5	***	+173.1	+172.0	+169.9
+0	+171.3	+170.2	+169.9	+170.1	+170.3	+173.1	***	+170.8	+168.3
+1	+171.2	+170.3	+170.0	+170.3	+170.4	+172.0	+170.8	***	+165.9
+2	+170.5	+169.7	+169.3	+169.4	+169.3	+169.9	+168.3	+165.9	***

图 6.8.6 给出了该样品的低温和室温 PL 谱。由图可知,10K PL 谱峰值波长为 13900 Å (0.8921eV), 半高宽为 7.7meV; 室温 PL 谱峰值波长为 15030 Å (0.8250eV), 半高宽为 25.5meV。

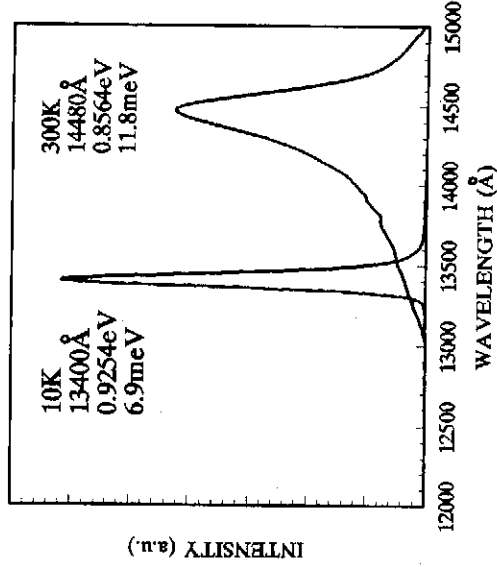


图 6.8.2 样品 WL021 的 10K 及室温 PL 谱

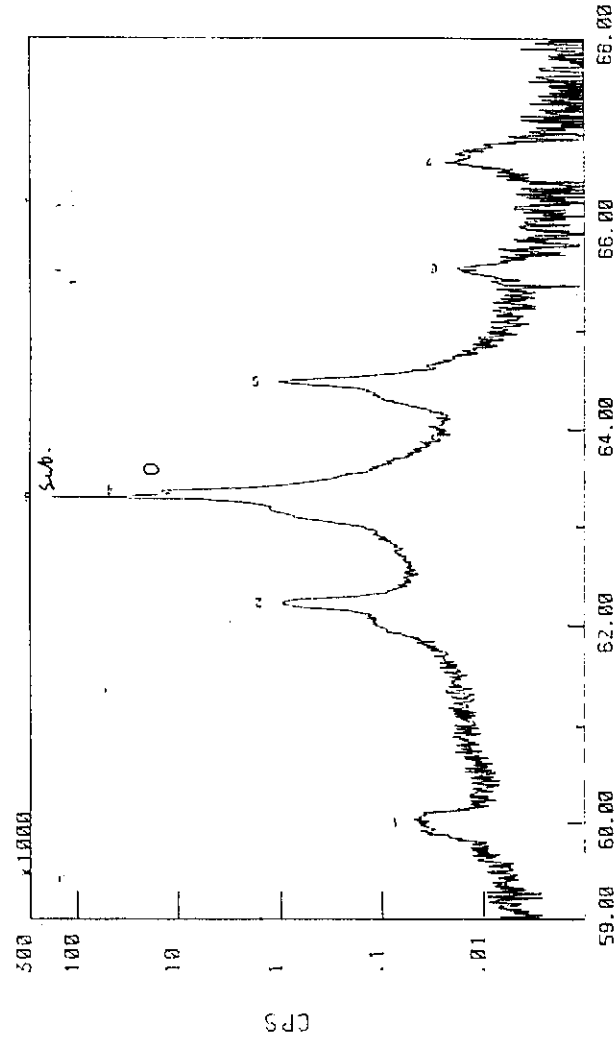
衍射角 2θ

图 6.8.3 样品 WL123 的 DCXRD 衍射图样

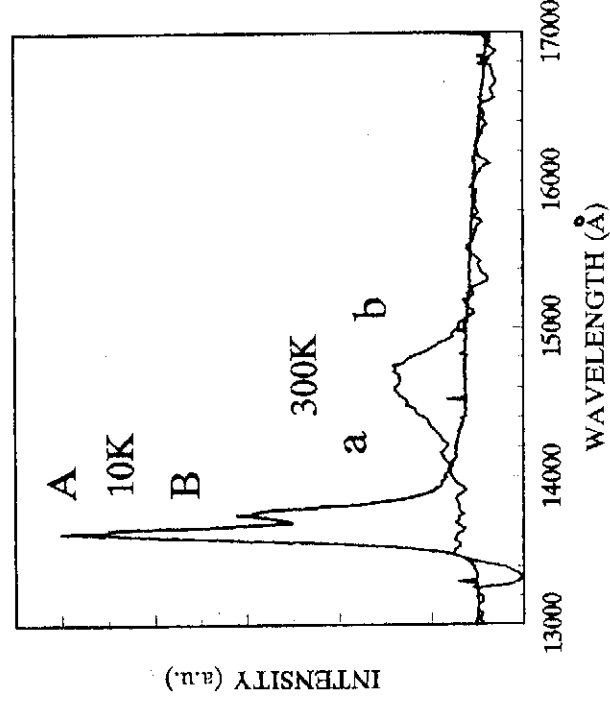


图 6.8.4 样品 WL123 的 10K 及室温 PL 谱

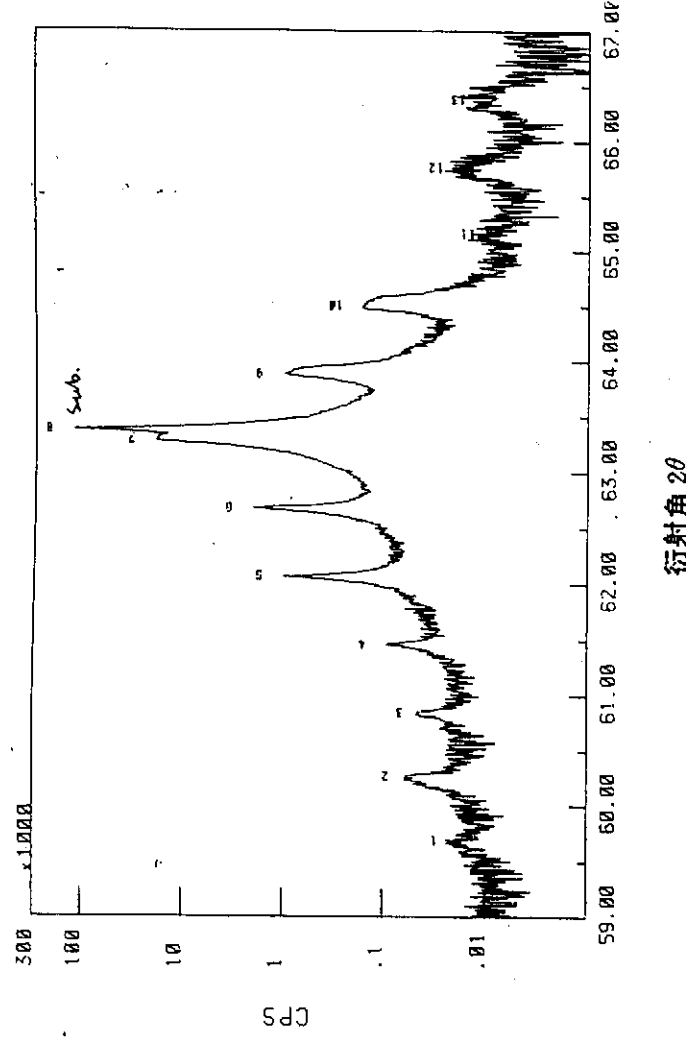


图 6.8.5 样品 WL124 的 DCXRD 衍射图样

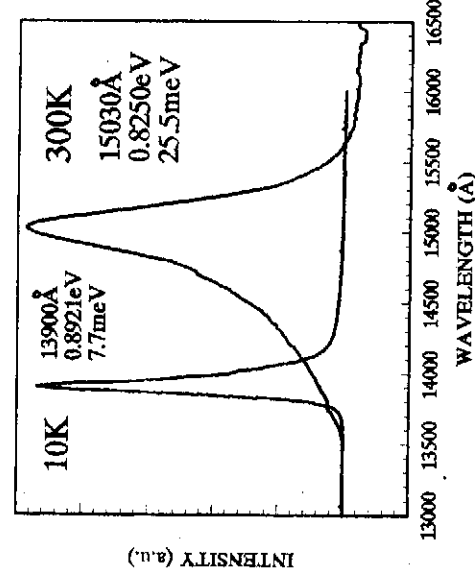


图 6.8.6 样品 WL124 的 10K 及室温 PL 谱

§ 6.9 本章小结

在本章中,我们对 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 匹配量子阱材料的 $GSMBE$ 生长及特性进行了研究。

(1) 因为 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 量子阱结构材料既含有 As 又含有 P , 因此, 获得高质量 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 量子阱材料的最大难点, 是控制界面的组份突变性。我们对 $GSMBE$ 外延生长 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 量子阱结构材料的过程进行了深入细致的分析研究, 指出影响量子阱界面质量的两个主要因素是发生在间断生长过程中的置换效应和发生在生长过程中的 V 族元素转移效应(记忆效应)。详细地分析了两种效应对 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 量子阱界面原子排列及界面应变状态的影响, 提出了量子阱界面最佳原子排列模型。在分析研究的基础上明确提出了改善量子阱界面质量的非对称切换方法。

(2) 用非对称切换方法生长出了高质量的达国际水平的匹配单量子阱结构材料。对材料的低温光致发光谱测试结果表明, 量子阱界面起伏小于 1 个分子单层(2.93 Å); 当阱宽大于 40 Å 时, 量子阱中激子跃迁能量与理论计算值及文献中给出的最好实验结果符合得很好; 当阱宽小于 40 Å 时, 量子阱中的激子跃迁能量的实验值小于理论计算值, 但我们的实验值高于文献中给出的实验值。该生长结果证实了非对称切换方法的有效性。

(3) 结合 $GSMBE$ 生长过程, 用组份台阶阱模型定性解释了窄阱中激子跃迁能量相对于理论计算值的红移现象。

(4) 在国内首次用 $GSMBE$ 方法生长了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 匹配多量子阱超晶格结构材料, 对其进行了双晶 x 射线衍射和低温及室温光致发光谱测试, 确定出了超晶格的周期及量子阱中的激子跃迁能量。10K 光致发光谱半高宽为 6.9 ~ 7.7 meV, 室温 PL 谱半高宽为 11.8 meV。显示出样品具有较高的质量和良好的周期性。在 $DCXRD$ 曲线上可以看到 14 个卫星峰。

参考文献

- [1] D. P. R. Guy, D. D. Begyove, L. L. Taylor, N. Apsley and S. J. Bass, *IEEE Proc.*, J136, 46 (1989).
- [2] T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. phys. Lett.*, 44, 16 (1984).
- [3] E. G. Scott, M. H. Lyons, M. A. Z. Rejman — Greene and G. J. Davies, *J. Cryst. Growth*, 105, 249 — 253 (1990).
- [4] H. Temkin, M. B. Panish, P. M. Petroff, R. A. Hamm, J. M. Vandenberg, and S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.*, 47, 394 (1985).
- [5] W. T. Tsang (ed.), *Lightwave Communications Technology Vol. 22 of Semiconductors, Semimetals* (Academic, Orlando 1985).
- [6] J. Kováč, A. Šatka and B. Rheinländer, *J. Cryst. Growth*, 126, 151 — 155 (1993).
- [7] H. Temkin, M. B. Panish, S. N. G. Chu, *Appl. Phys. Lett.*, 49, 859 (1986).
- [8] S. D. Gunapala, B. F. Levine, D. Ritter, R. Hamm, M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.*, 58, 2024 (1991).
- [9] W. T. Tsang, F. S. Choa, M. C. Wu, Y. K. Chen, R. A. Logan, T. Tanbun — Ek, S. N. G. Chu, K. Tai, A. M. Sergeant, and K. W. Wecht, *Appl. Phys. Lett.*, 59 (19), 2375 (1991).
- [10] W. T. Tsang, F. S. Choa, M. C. Wu, Y. K. Chen, A. M. Sergeant, and P. F. Sciortino, Jr., *Appl. Phys. Lett.*, 58 (23), 2610 (1991).
- [11] Y. K. Chen, R. N. Nottenburg, M. B. Panish, R. A. Hamm, D. A. Humphrey, *IEEE EDL* — 10, 267 (1989).
- [12] R. N. Nottenburg, Y. K. Chen, M. B. Panish, D. A. Humphrey, R. A. Hamm, *IEEE EDL* — 10, 30 (1989).
- [13] M. Razeghi and J. P. Hirtz et al., *Appl. Phys. Lett.*, 43 (6), 585 (1983).
- [14] M. Razeghi and J. P. Duchemin, *J. Cryst. Growth*, 70, 145 (1984).
- [15] M. A. DiGiuseppe, H. Temkin, L. Peticolas, and W. A. Bonner, *Appl. Phys. Lett.*, 43, 906 (1983).
- [16] K. Kodama, M. Ozeki, and J. Komeno, *J. Vac. Sci. Technol.*, B1, 696 (1983).
- [17] J. H. Marsh, J. S. Roberts, and P. A. Claxton, *Appl. Phys. Lett.*, 46, 1161 (1985).

- [18] M. S. Skolnick, P. R. Tapster, S. J. Bass, N. Apsley, A. D. Pitt et al., *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 1455(1986).
- [19] M. S. Skolnick, P. R. Tapster et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **1**, 29(1986).
- [20] B. I. Miller, E. F. Schubert et al., *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 1384(1986).
- [21] M. B. Panish, H. Temkin, R. A. Hamm, and S. N. G. Chu, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 164(1986).
- [22] H. Temkin, M. B. Panish, and S. N. G. Chu, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 859(1986).
- [23] W. T. Tsang and E. F. Schubert, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 220(1986).
- [24] W. T. Tsang, *J. Crystal Growth*, **105**, 1 — 29(1990).
- [25] D. Grützmacher, *J. Crystal Growth*, **107**, 520 — 530(1991).
- [26] P. J. A. Thijs, E. A. Montie and T. Van Dongen, *J. Cryst. Growth*, **107**, 731 — 740(1991).
- [27] J. Hergeth, D. Grützmacher, F. Reinhardt and P. Balk, *J. Cryst. Growth*, **107**, 537 — 542(1991).
- [28] R. Hull, K. W. Carey and G. A. Reid, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **77**, P. 455 — 460, 1987, Materials Research Society.
- [29] T. P. Pearsall, *GaInAsP Alloy Semiconductors*(John Wiley & Sons), 1982, P. 318.
- [30] J. Lee, E. S. Koteles and M. O. Vassell, *Phys. Rev.*, **B33**, 5512(1986).
- [31] E. F. Schubert, E. O. G. Öbel, Y. Horikoshi, K. Ploog, and H. J. Queisser, *Phys. Rev. B*, **30**(2), 813 — 820(1984).
- [32] D. F. Welch, G. W. Wicks, and L. F. Eastman, *Appl. Phys. Lett.*, **46**(10), 991 — 993(1985).
- [33] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki, and K. Nakajima, *Phys. Rev. B*, **44**(4), 1782 — 1791(1991).
- [34] W. Tsang, *J. Cryst. Growth*, **81**, 261 — 269(1987).

第七章 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变量子阱 超晶格材料的 GSMBE 生长及特性研究

目 录

§ 7.1 引言	(173)
§ 7.2 失配外延层的三种状态	(174)
§ 7.3 临界厚度	(178)
§ 7.4 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 系统的临界厚度	(185)
§ 7.5 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 单应变量子阱的 GSMBE 生长及特性	(188)
§ 7.6 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变多量子阱的 GSMBE 生长及特性	(194)
§ 7.7 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变多量子阱 P-i-N 结构的 GSMBE 生长 及特性	(198)
§ 7.8 本章小结	(212)
参考文献	(213)

在第五章中,我们重点研究了 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 异质结构材料的 GSMBE 生长及所生长材料的特性;在第六章中,我们研究了 $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ 匹配量子阱及超晶格材料的 GSMBE 生长及其特性;在本章中,我们将把因晶格失配而产生的应变引入 $In_xGa_{1-x}As$ 阱层,研究 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 应变量子阱超晶格材料的 GSMBE 生长特点以及合金组份、量子尺寸效应、应变效应等因素对应变量子阱中激子跃迁能量的影响。

§ 7.1 引言

1964 年,Butler 等人^[1]用铅盐化合物半导体材料制备出了低温运行的红外激光器;1969 年,Casey 和 Panish^[2]制备出了室温连续运行的 GaAs 异质结构激光器。此后,人们对异质结构半导体材料系统的研究兴趣日益浓厚。但是,当时在异质结构材料系统的选择上有一个共同的特点,即想方设法选用晶格常数基本匹配的 material system (通常晶格常数相差很小,远小于 0.1%)。而在制备半导体器件时,失配材料系统和失配外延在当时是人们避免的对象。因为当时人们发现,应用匹配材料系统进行匹配外延生长,制备器件(如激光器)易于获得成功,且器件的性能较好;而用失配材料系统进行失配外延时,由于大量失配位错的引入,使得器件难以实现或性能很差^[3]。归纳起来,在很长一段时间内,人们偏爱选用晶格匹配材料系统的原因有三:①由于当时外延手段的限制,生长超薄异质结构材料困难;②人们没有掌握应变层异质结构材料外延生长的规律;③人们没有认识到应变层有对器件性能进行极大改善的潜力,因而缺乏研究动力。但是,自从在 1982 年,Sandia 实验室的 Gordon Osbourn^[4]首次从理论上研究了均匀应变对 GaAs/GaAs_{0.2}P_{0.8} 应变层超晶格中电子态的影响之后,以及在 1986 年, Surrey 大学物理系的 A. R. Adams^[5]首次从理论上指出,将应变均匀地引入激光器的有源层,可以极大地改善激光器的性能之后,情况发生了根本性的变化,导致人们对应变量子阱、超晶格材料的生长、特性及应用的积极研究^[6-15]。

应变量子阱超晶格材料是一类新的具有周期性结构的人工改性材料,它突破了要求晶格常数匹配的传统限制,人为地引进失配以改善材料的光电性能。这种材料的出现,不但极大地拓宽了材料系统和异质结构组份的选择范围,而且为应用能带工程设计能带结构、剪裁材料的光电特性增加了一个新的自由度,为发展新型应变量子阱效应器件奠定了基础。只要控制应变量子阱超晶格材料每层

的厚度,使其小于相应的临界厚度,并使整个厚度小于超晶格的临界厚度,则晶格会自动调节产生相干形变,这种相干形变不会引入失配位错。相干形变会产生内应力、内应力会使能带结构发生变化:①禁带宽度发生变化;②轻重空穴带简并消除;③轻重空穴带有效质量发生变化。这种变化不仅可以用来调节激光器的输出波长,降低阈值电流,而且极大地改善了激光器的其它性能。

人们对 InGaAs/GaAs^[16-18]、GeSi/Si^[19,20] 等应变系统作了广泛的研究,以 GaAs 为基底的应变量子阱超晶格 InGaAs/GaAs 材料制成的 $0.98\mu\text{m}$ 泵浦掺铈光纤放大器的激光光源的单管输出功率已达到 $180\text{mW}^{[21]}$,室温阈值电流密度低于 $58\text{A}/\text{cm}^2^{[22]}$ 。与 InGaAs/GaAs 系统相比,InGaAs/InP 应变量子阱超晶格则研究得较少。这主要是由于生长 InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料,除了要降低 V 族元素 P_2 和 As_2 切换所带来的置换效应和记忆效应对量子阱界面的影响外,还要想方设法消除失配位错的产生以实现共格生长。因此,InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料更难生长。

我们在国产第一台 CBE 设备上,用 GSMBE 技术在国内首次生长了各种结构和组份的应变量子阱和超晶格材料,并对其生长和性能进行了较为系统的研究,本章便是这一研究的总结。

§ 7.2 失配外延层的三种状态

考虑单层异质结构材料的外延生长。设衬底为 A 材料,其在自由状态时的晶格常数为 a_A ,厚度为 h_A ;外延层为 B 材料,其在自由状态时的晶格常数为 a_B ,厚度为 h_B 。一般而言, a_B 与 a_A 可以相等,也可以不等。如果 $a_B = a_A$,则称外延层与衬底晶格匹配;如果 $a_B \neq a_A$,则称衬底与外延层晶格失配。我们重点讨论晶格失配情况。对于单层失配异质外延,外延层有三种状态,这三种状态分别是共格状态、半共格状态和全弛豫状态。下面我们分别讨论这三种情况。

7.2.1 共格状态

当外延层与衬底处于共格状态时,外延层与衬底之间的晶格失配完全被外延层和衬底的弹性应变吸收,晶格发生四方畸变(自由状态下为立方晶格),外延

层和衬底侧的原子面。与自身存在 A 层的系统的如果组成的系
 a'' 在实际在
 h_B ,因此
 a''
 这说
 延层的
 我们可
 是外延
 所有的
 中。形变
 h_B 成正
 如
 格常数
 则共格
 内发生
 生长平
 平面内
 $1(b))$ 。
 对
 实际当
 于临界

层和衬底在生长平面内具有新的相同的晶格常数,即 $a_A'' = a_B'' = a''$ 。此时界面两侧的原子通过界面成键,界面上不产生悬挂键。这种界面称为相干界面或共界面。与自由状态相比,衬底和外延层均发生弹性形变,有一部分多余的弹性能储存在 A 层和 B 层中。图 7.2.1(a) 和 (b) 给出了共格状态下外延层和衬底所组成的系统的晶格示意图。

如果外延层和衬底具有相同的弹性常数,则在共格状态下,外延层和衬底所组成的系统的平面内晶格常数由下式给出:

$$a'' = a_A'' = a_B'' = \frac{a_A h_A + a_B h_B}{h_A + h_B} \quad (7-2-1)$$

在实际情况下,由于衬底的厚度 h_A 远远大于外延层的厚度 h_B ,即 $h_A \gg h_B$,因此, a'' 实际上非常接近衬底在自由状态下的晶格常数 a_A ,即

$$a'' \approx a_A \quad (7-2-2)$$

这说明在实际情况下,如果外延层的厚度远远小于衬底的厚度,我们可以认为衬底不发生形变,只是外延层发生形变。在这种情况下,所有的形变能全部储存在外延层中。形变能的大小与外延层的厚度 h_B 成正比。

如果外延层在自由状态下的晶格常数 a_B 大于衬底的晶格常数 a_A ,则共格状态下,外延层在生长平面内发生平面双轴压缩应变,在垂直于生长平面的方向上发生了张应变(图 7.2.1(a));如果 $a_B < a_A$,则外延层在生长平面内发生平面双轴张应变,在垂直于生长平面的方向上发生压缩应变(图 7.2.1(b))。

对很多应用,共格异质结构最为有用,因为它具有最少的失配位错。但是,在实际当中并非总能达到共格生长。达到共格生长的必要条件是外延层的厚度小于临界厚度。关于临界厚度,在下面我们还要作详细讨论。

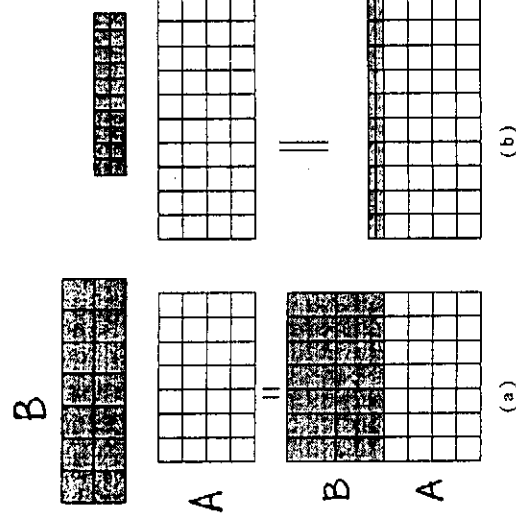


图 7.2.1 共格情况下晶格示意图

7.2.2 全弛豫状态

在全弛豫状态, 外延层和衬底相对于各自的自由状态而言, 均不发生应变, 在生长平面内仍保持各自在自由状态时的晶格常数, 即

$$a_A'' = a_A$$

$$a_B'' = a_B \quad (7-2-3)$$

由于此时衬底和外延层在生长平面内不具有相同的晶格常数, 而且它们在生长平面内的晶格常数之差达到了最大值, 因此, 全弛豫状态下界面存在着最多的失配位错, 晶格失配完全被界面引入的失配位错所承担。如果认为失配位错在界面上均匀分布, 则在全弛豫情况下, 失配位错间距由下式给出:

$$L_{dis} = b'' / f \quad (7-2-4)$$

b'' 是位错的 *Burgers* 矢量在界面上的分量, f 是晶格失配度。式 (7-2-4) 表明, 全弛豫情况下, 晶格失配完全由界面上所产生的失配位错排承担。全弛豫状态的晶格示意图如图 7.2.2(a) 所示。

在实际当中, 由于结构弛豫的动力学限制, 完全弛豫情况很难达到。

在全弛豫状态下, 因在界面处产生失配位错而引入的多余能量本质上只与界面的性质有关, 而与外延层 B 的厚度无关。

7.2.3 半共格状态

对于给定的晶格失配, 在共格外延层中的弹性应变能将随着外延层厚度的增加而增加, 当弹性应变能足够大时, 它就会使共格结构发生范性形变而弛豫。在这一弛豫过程中, 外延层部分区域相对于衬底滑动, 结果在界面引入失配位错, 如图 7.2.2(b) 所示。如果外延层的晶格常数大于衬底的晶格常数, 则外延层相对于衬底就会少一些半原子面 (如果外延层的晶格常数小于衬底, 则外延层相对于衬底就会多些半原子面)。原子面的减少增加了界面上 (外延生长平面内) 的平均原子间距, 这样就使得外延层朝着其自由状态 (未应变体材料状态) 弛豫。我们将这种状态称为半共格状态。显然, 半共格状态是介于共格状态和全弛

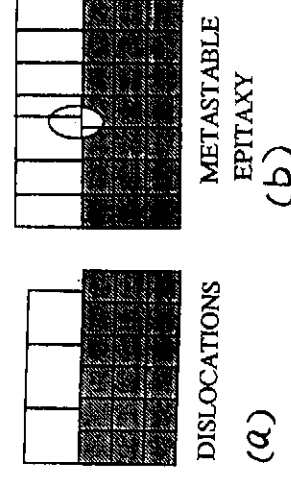


图 7.2.2 弛豫状态的晶格示意图

应变,

;-3)

而且它
字在着
卡配位

-4)



BLE

1

只与

度的

也豫。

配位

延层

层相

面内)

)驰

全驰

豫状态之间的一种状态,而共格状态和全驰豫状态则是两个极端状态。

当外延层处于半共格状态时(假定衬底半无限厚),外延层应变部分驰豫,此时晶格失配由界面上产生的失配位错和外延层的弹性应变共同承担。

与自由状态相比,产生的多余能量是外延层中储存的弹性能与界面上的失配位错能之和。

外延层在生长平面内与衬底没有共同的晶格常数。如果外延层在自由状态时的晶格常数 $a_B > a_A$,则在半共格情况下有:

$$a_A < a_B^{\parallel} < a_B \quad (7-2-4a)$$

如果外延层在自由状态时的晶格常数 $a_B < a_A$,则在半共格情况下有:

$$a_B < a_B^{\parallel} < a_A \quad (7-2-4b)$$

我们可以引进一个量 K 来描写驰豫度:

$$K = \frac{a_B^{\parallel} - a_A}{a_B - a_A} \quad (7-2-4c)$$

当 $K = 0$ 时,属共格生长;当 $K = 1$ 时,属全驰豫情况;当 $0 < |K| < 1$ 时,属半共格生长。

7.2.4 失配外延的目的

我们在上面讨论了失配外延层的三种状态,这三种状态在实际当中都有用处。

一般而言,进行失配外延有两个目的:一是利用晶格失配在外延层中均匀地引入弹性应变,以改善器件的光电性能。弹性应变对材料性能、尤其是能带结构的影响我们在第三章中已做了较为仔细的讨论。在这种情况下,我们最不希望的就是出现失配位错,使弹性应变驰豫。因为应变驰豫,会削弱应变对材料光电性能的改善作用;出现位错,会使器件的光电性能变差。因此我们要求外延层与衬底的界面是相干界面,即要求外延层与衬底处于共格状态。共格生长在实际当中应用最多,器件的有源区一般都要求共格生长。我们用 $GSMBE$ 生长 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 应变量子阱超晶格材料,目的也是为了实现共格生长。失配外延的另一目的则是利用现有衬底,在其上生长一层缓冲层,以获得一个满足要求的不同于原有衬底的新的晶格常数。也就是说,新的晶格常数的获得是通过引入失配位错使外延层驰豫来实现的。

不管是实现共格生长还是使外延层驰豫,都需要一定的条件。如果要实现共

格生长,外延层的厚度必须小于临界厚度;如果要使外延层弛豫,外延层的厚度必须大于临界厚度。可见,临界厚度是一个非常重要的物理量。下面,我们就来讨论临界厚度的概念和计算。

§ 7.3 临界厚度

7.3.1 单层应变层的临界厚度

考虑在衬底上外延生长与衬底晶格常数不同的异质单层材料。在外延生长的起初阶段,外延层将发生弹性形变,以使其在生长平面内的晶格常数与衬底的晶格常数相等,此时二者之间的界面是相干界面,属共格生长情况。然而,当外延层的厚度增加到某一数值时,将在外延层和衬底的界面上开始出现失配位错。一旦出现失配位错,外延层中的弹性应变将会被位错弛豫掉一部分(即位错将会承担一部分晶格失配),从而使外延层中的弹性应变减小。对于给定的晶格失配,在生长过程中,在外延层与衬底的界面上开始出现失配位错时的外延层厚度,或者说,外延层中不出现失配位错的最大外延层厚度称为与该失配对应的临界厚度。

很多人对临界厚度进行了研究,但是最早意识到临界厚度存在并对临界厚度进行研究的是 Van der Merwe^[23]。现在已经提出了几个计算临界厚度的模型,其中最著名的模型是力平衡模型和能量平衡模型。

7.3.1.1 力平衡模型^[24-26]

力平衡模型由 Matthews 和 Blakeslee^[24-26]提出。他们指出,失配位错源来自两个方面,一是来自衬底中原有的位错;二是来自生长表面上成核的位错。他们对(001)衬底上生长的 III-V 族异质结构中的失配位错的性质进行了仔细的研究。他们发现,这些失配位错是直线,躺在界面上的[110]方向上,其 Burgers 矢量 $\vec{b}$ 平行于[101]或[011]方向, $|\vec{b}| = \frac{a_0}{\sqrt{2}} = 4 \text{ \AA}$ 。如果 L 是样品在垂直于位错线方向上的长度,则这样一个在(001)平面上的失配位错所承担的晶格失配是 $a_0/2\sqrt{2}L$ 。

衬底中原有的位错在外延层的生长过程中会进入外延层(图 7.3.1),由于外延层发生了弹性形变,因此位错在外延层中受到一个来自弹性应变的力 F_H :

的厚度
们就来

$$F_H = 2G \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) b h e_{\parallel} \cos \lambda \quad (7-3-1)$$

其中 G 是外延层的切变

模量, ν 是外延层的泊松比, b 是失配位错柏格斯矢量的大小, h 是外延层厚度, $e_{\parallel}$ 是外延层在生长平面内的弹性应变, λ 是位错的滑移方向和垂直于滑移平面和界面交线的

直线方向的夹角。对常见的

60°位错, $\cos \lambda = 0.5$ 。如果位错于界面方向上被拉长而引入的失配位错线沿着界面方向被拉长, 则位错线自身会产生一个张力 F_D , 表达式如下:

$$F_D = \frac{Gb^2(1-\nu \cos^2 \Theta)}{4\pi(1-\nu)} [1 + \ln(h/b)] \quad (7-3-2)$$

其中 Θ 是位错线与其柏格斯矢量的夹角, 对 60°位错, $\cos^2 \Theta = 0.25$ 。对于给定的晶格失配, 如果 $F_H < F_D$, 则位错线不会沿界面方向被拉长, 即不会在界面上引入失配位错; 如果 $F_H > F_D$, 则由于位错线沿界面方向被拉长, 因而在界上引入失配位错。因此, 引入失配位错的临界条件即为力平衡条件:

$$F_H = F_D \quad (7-3-3)$$

由 (7-3-1)、(7-3-2)、(7-3-3) 三式可得临界厚度 h_c 为:

$$h_c = \left(\frac{b}{f_0} \right) \frac{1 - \nu \cos^2 \Theta}{8\pi(1+\nu) \cos \lambda} \left[1 + \ln \frac{h_c}{b} \right] \quad (7-3-4)$$

其中利用了共格生长条件下的关系式 $|e_{\parallel}| = f_0$, f_0 为晶格失配度。对常见的 60°位错, (7-3-4) 式化为:

$$h_c = \left(\frac{b}{f_0} \right) \frac{1 - \frac{1}{4}\nu}{4\pi(1+\nu)} \left[1 + \ln \frac{h_c}{b} \right] \quad (7-3-5)$$

其中 Burgers 矢量 b 的大小 $b = a_0/\sqrt{2}$, a_0 是外延层的晶格常数。

另外, 在生长表面上成核的半园位错的膨胀也会在界面上引入失配位错, 如图 7.3.2 所示。

Grabow 和 Gilmer^[27] 以及 Dodson 和 Taylor^[28] 通过对平衡生长进行模拟, 也得到了与力平衡模型极为类似的结果。

7.3.1.2 能量平衡模型^[29,30]

很多关于临界厚度的实验结果表明^[31], 在一些情况下, 共格生长的临界厚度远远大于由力平衡模型(7-3-4)式所预测的值; 当失配 $f_0 \leq 3\%$ 时, 这种偏差非常显著。因此 *Peple* 和 *Bean* 提出了一个建立在能量平衡基础上的非平衡模型。在此模型中, 假定起初外延层中没有位错, 当弹性应变能的面密度超过一个给定类型的孤立位错的自能时, 就会在界面上引入失配位错。

在此模型中, 一个距离自由表面为 h 的孤立位错的能量密度为:

$$\xi_D \approx \left(\frac{Gb^2}{4\pi \langle W \rangle} \right) \ln \left(\frac{h}{b} \right) \quad (7-3-6)$$

其中参数 $\langle W \rangle$ 表征孤立位错的有效“界面宽度”, 它的大小反映了弧立位错应变场的横向有效范围。要对 $\langle W \rangle$ 的大小进行估计, 需要知道位错周围的力与位矢之间的关系。对 (001) 面上的刃位错, $\langle W \rangle$ 的值可能是 [100] 方向上原子间距的 1 倍到 10 倍^[32]。然而, 这一估计没有得到实验验证。因此, 在 *People-Bean* 模型中, $\langle W \rangle$ 是一个唯象参数。如果知道某个失配所对应的临界厚度, 即可确定出 $\langle W \rangle$ 的值。

如果外延层在生长平面内的应变为 $e_{||}$, 则外延层中弹性应变能的面密度为:

$$\xi_H = 2G \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) h e_{||}^2 \quad (7-3-7a)$$

当外延层与衬底处于共格状态时, $e_{||}^2 = f_0^2$, 其中 f_0 为晶格失配, 故有

$$\xi_H = 2G \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) h f_0^2 \quad (7-3-7b)$$

能量平衡模型的临界条件为:

$$\xi_H = \xi_D \quad (7-3-8)$$

由 (7-3-6)、(7-3-7b)、(7-3-8) 可得:

$$h_c \approx \left(\frac{b^2}{8\pi \langle W \rangle} \right) \left(\frac{1-\nu}{1+\nu} \right) \left[\left(\frac{1}{f_0^2} \right) \ln \left(\frac{h_c}{b} \right) \right] \quad (7-3-9)$$

值得注意的是, 能量平衡模型是一个非平衡模型, 它与力平衡模型不等价, 它是亚稳系统中位错开始成核的条件表示。能量密度 ξ_D 和 ξ_H 的差值, 即 $\delta E_T =$

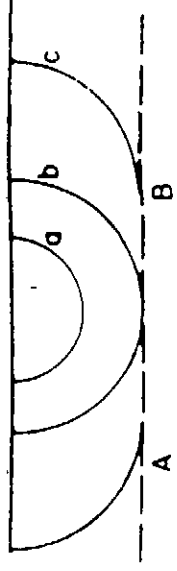


图 7.3.2 表面位错成核形成的半圆位错膨胀到达界面上形成的失配位错。

$\xi_D = \xi_H$, 什
要自发地
-8)。

7.3.2

单量

阱的弹性

型^[24-26]

F_H

由(

$h_c =$

7.3.3

7.3.3

应

两种薄

由状态

而言,对

同。设

半无限

的晶格

果 $a_A <$

果 $a_B >$

果 $a_B >$

的作用

衬底同

应变或

就属于

$\xi_D - \xi_H$, 代表了外延层中总能量的变化。 δE_T 形成了一个有效的位错成核势垒, 要自发地产生位错, 外延层中的应变必须使该势垒等于零, 此即临界条件(7-3-8)。

7.3.2 单量子阱的临界厚度

单量子阱有两个界面, 当来源于衬底中原有位错的一个穿透位错在量子阱的弹性应力作用下发生滑移时, 会在两个界面上引入失配位错, 根据力平衡模型^[24-26], 此时在界面上产生失配位错的临界条件为(如图 7.3.3 所示):

$$F_H = 2F_D \quad (7-3-10)$$

由(7-3-1)、(7-3-2)和(7-3-10)可求出单量子阱的临界厚度为:

$$h_c = 2 \cdot \left(\frac{b}{f_0}\right) \frac{1 - \nu \cos^2 \theta}{8\pi(1 + \nu) \cos \lambda} \left[1 + \ln \frac{h_c}{b}\right] \quad (7-3-11)$$

7.3.3 应变多量子阱超晶格的临界厚度

7.3.3.1 超晶格的晶格常数

应变多量子阱超晶格材料由交替生长的两种薄层材料 A 和 B 组成, 这两种材料在自由状态下一般具有不同的晶格常数, 而且一般而言, 这两种材料的晶格常数与衬底也不相同。设这两种材料的晶格常数分别为 a_A 和 a_B , 衬底的晶格常数为 a_S , 且衬底为半无限厚。如果超晶格与衬底共格, 则在生长平面内, 超晶格中的各层均与衬底的晶格常数相同。根据晶格常数的不同, A 层和 B 层有下面几种应变状态: ①如果 $a_A < a_S < a_B$, 则超晶格中的 A 层和 B 层均受到平面双轴张应力的作用; ②如果 $a_B > a_A > a_S$, 则超晶格中的 A 层和 B 层均受到平面双轴压应力的作用; ③如果 $a_B > a_S, a_A < a_S$, 则 B 层受到平面双轴压应力作用, A 层受到平面双轴张应力的作用。在实际当中经常遇到的一种情况是组成超晶格的两种材料中有一种与衬底同材料, 如 $a_A = a_S$, 在这种情况下, A 层不发生形变, B 层发生平面双轴压应变或张应变。我们在下面将要讨论的 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 应变量子阱超晶格材料就属于这种情况; $In_xGa_{1-x}As/GaAs, GeSi/Si$ 也属于这种情况。

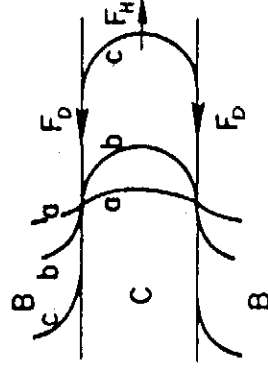


图 7.3.3 单量子阱界面上产生失配位错的临界条件

假设超晶格作为一个整体与衬底脱离,则超晶格不再受到衬底的约束作用,在这种情况下,超晶格作为一个独立的系统会重新调整其在水平方向上的晶格常数,稳定后 A 层和 B 层在水平方向上仍有一个共同的晶格常数(假定超晶格内部没有弛豫)。超晶格作为一个

整体与衬底脱离后的状态称为超晶格的“自由状态”,自由稳定状态下超晶格在水平方向上(生长平面内)所具有的晶格常数称为超晶格的晶格常数,用 $a_{\parallel}$ 表示。

超晶格在自由稳定状态下,由于 $a_A \neq a_B$ (设 $a_A < a_B$),所以 A 层和 B 层都要发生形变, B 层发生平面双轴压应变, A 层发生平面双轴张应变。因此,超晶格的晶格常数 $a_{\parallel}$ 介于 a_A 和 a_B 之间,即 $a_A < a_{\parallel} < a_B$ 。

在自由稳定状态下,超晶格中储存的弹性能应该最小,据此,可得到超晶格的晶格常数 $a_{\parallel}$ ^[33]:

$$a_{\parallel} = a_A \left[1 + f_0 / \left(1 + \frac{G_A h_A}{G_B h_B} \right) \right] = a_B \left[1 - f_0 / \left(1 + \frac{G_B h_B}{G_A h_A} \right) \right] \quad (7-3-12)$$

其中

$$f_0 = (a_B - a_A) / a_A \quad (7-3-13)$$

是自由状态下晶格的失配度, G_i ($i=A, B$) 是切变模量, h_A, h_B 分别为 A 层和 B 层的厚度。图 7.3.4 给出了 A、B 在自由状态下及其形成的超晶格在自由稳定状态下的晶格示意图。

超晶格在自由稳定状态时, A 层的应变为:

$$e_{\parallel}^A = \frac{a_{\parallel} - a_A}{a_A} = f_0 / \left(1 + \frac{G_A h_A}{G_B h_B} \right) \quad (7-3-14)$$

B 层的应变为:

$$e_{\parallel}^B = \frac{a_{\parallel} - a_B}{a_B} = -f_0 / \left(1 + \frac{G_B h_B}{G_A h_A} \right) \quad (7-3-15)$$

由此可得 $e_{\parallel}^A$ 与 $e_{\parallel}^B$ 之间的关系为:

STRAINED-LAYER SUPERLATTICE

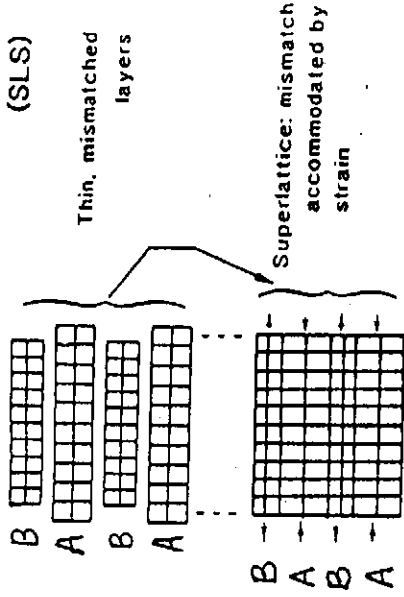


图 7.3.4 超晶格在自由稳定状态下的晶格示意图

$e_{\parallel}^A$
超晶
($e_{\parallel}^B$)

可见,如

7.3.3.2

设

的半无

的 A 层

于衬底

对于衬

失配,当

时,在超

配位错

由

超晶格

拉长,另

在超晶

F

该

-10)

个界面

超

应注

格处

希

临界

$$e_{//}^A G_A h_A = -e_{//}^B G_B h_B \quad (7-3-16)$$

超晶格一个周期内的平均应变可由下式求出:

$$\langle e_{//} \rangle = \frac{\sum e_{//i}}{\sum h_i} = \frac{e_{//}^A h_A + e_{//}^B h_B}{h_A + h_B} \quad (7-3-17)$$

可见,如果 $G_B = G_A$, 则 $\langle e_{//} \rangle = 0$ 。

7.3.3.2 超晶格内每层的临界厚度

设超晶格共格生长在晶格常数为 a_s 的半无限厚衬底上。一般而言,组成超晶格的 A 层和 B 层的晶格常数 a_A 和 a_B 不同于衬底的晶格常数 a_s , 因此 A 层和 B 层相对于衬底都要发生形变。对于给定的晶格失配,当 A 层和 B 层的厚度超过一定厚度时,在超晶格内各层的界面上就会产生失配位错。下面我们求在超晶格内各层的界面上产生失配位错的临界条件。

7.3.5 在超晶格中的穿透位错

由于通常衬底中含有线位错,因此,在生长过程中衬底中的线位错可能穿入超晶格结构形成穿透位错。象图 7.3.5 那样,穿透位错因应力的作用在界面上被拉长,从而在超晶格内各层的界面上引入失配位错。根据力平衡条件,容易得到在超晶格内部各层的界面上产生失配位错的临界条件:

$$F_H = 2F_D \quad (7-3-18)$$

该临界条件与单量子阱两个界面上开始产生失配位错的临界条件式(7-3-10)式相同。因子 2 的引入是由于在多层结构中,每一层都具有两个界面,且两个界面上都具有失配位错。

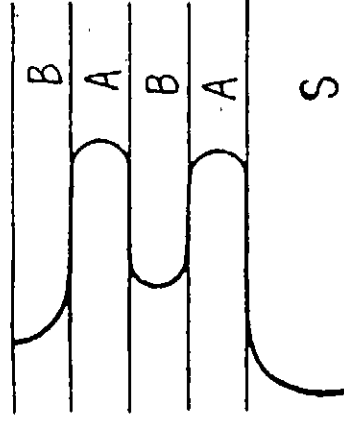
超晶格 A 层和 B 层的应变由下式计算:

$$e_{//}^A = (a_s - a_A)/a_A \quad (7-3-19a)$$

$$e_{//}^B = (a_s - a_B)/a_B \quad (7-3-19b)$$

应注意的是,由于一般 $a_s \neq a_{//}$, 所以关系式(7-3-16)一般不成立。只有当超晶格处于自由稳定状态时, $e_{//}^A, e_{//}^B$ 之间才有式(7-3-16)所表示的关系。

利用(7-3-1)、(7-3-2)及(7-3-19)三式,很容易求出 A 层和 B 层的临界厚度。



示意

晶格

-12)

-13)

B 层
状态

-14)

-15)

性研究

作用,
的晶格
超晶格

CE
S)

led
ers

match
ed by

7.3.3.2 超晶格作为一个整体的临界厚度

如果超晶格的晶格常数 $a_{\parallel} \neq a_s$, 则超晶格作为一个整体发生形变。如果对给定的应变 $\bar{e}_{\parallel}^A$ 、 $\bar{e}_{\parallel}^B$, 超晶格中各层的厚度均小于其相应的临界厚度, 则在超晶格内各层的界面上不会产生失配位错。由于超晶格作为一个整体, 在生长平面内产生了应变, 因此超晶格作为一个整体有一个临界厚度, 如超过此厚度, 则会在超晶格与衬底的界面上产生失配位错(图 7.3.6), 使超晶格向其自由状态弛豫, 不再与衬底共格。临界厚度的大小, 与超晶格和衬底之间的水平失配度 $\bar{e}_{\parallel}$ 有关。 $\bar{e}_{\parallel}$ 由下式给出:

$$\bar{e}_{\parallel} = \left(\frac{a_{\parallel} - a_s}{a_s} \right) \quad (7-3-20)$$

将 $\bar{e}_{\parallel}$ 代入单层临界厚度计算公式, 即可求出超晶格作为一个整体的临界厚度 h_T 。

考虑一种特殊情况。设组成超晶格的一种材料、臂如说 A 材料与衬底材料相同(如 InGaAs/GaAs, GeSi/Si 以及 InGaAs/InP 超晶格等), 则由式(7-3-12)得:

$$a_{\parallel} = a_A \left[1 + f_0 / \left(1 + \frac{G_A h_A}{G_B h_B} \right) \right] = a_s \left[1 + f_0 / \left(1 + \frac{G_A h_A}{G_B h_B} \right) \right] \quad (7-3-21)$$

$$\therefore \bar{e}_{\parallel} = \frac{a_{\parallel} - a_s}{a_s} = f_0 \left(\frac{G_B h_B}{G_A h_A + G_B h_B} \right) \quad (7-3-22)$$

由(7-3-22)可见, 在这种特殊情况下, $\bar{e}_{\parallel}$ 是以切变模量 $G_i (i=A, B)$ 为权重的厚度平均值。

7.3.3.4 自由超晶格的生长

由于超晶格在自由稳定状态下, 一个周期内的平均应变近似为零(式(7-3-16)、(7-3-17)), 因此, 如果能找到一种衬底材料, 其晶格常数 a_s 等于超晶

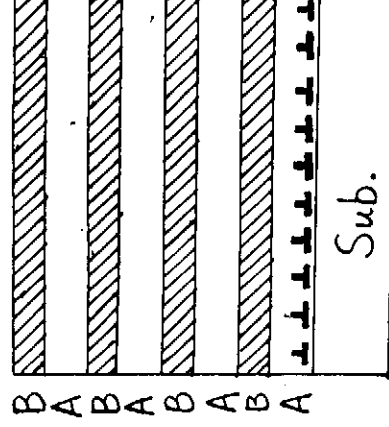


图 7.3.6 超晶格的弛豫

格在自由生长过程中, 由于超晶格作为一个整体, 在超晶格内各层的界面上不会产生失配位错。由于超晶格作为一个整体, 在生长平面内产生了应变, 因此超晶格作为一个整体有一个临界厚度, 如超过此厚度, 则会在超晶格与衬底的界面上产生失配位错(图 7.3.6), 使超晶格向其自由状态弛豫, 不再与衬底共格。临界厚度的大小, 与超晶格和衬底之间的水平失配度 $\bar{e}_{\parallel}$ 有关。 $\bar{e}_{\parallel}$ 由下式给出:

§ 7.4
厚度

在族化各位置, As/In 仍是相的相。一个能量

格在自由状态下的晶格常数 $a_{\parallel}$, 则生长在这样衬底上的超晶格作为一个整体不产生应变。原则上, 这样一个超晶格可以具有无限个周期而不会在超晶格与衬底形成的界面上引入失配位错。

由于组成超晶格的 A、B 两种材料及其厚度的任意性, 不总能找到一种衬底, 使 $a_s = a_{\parallel}$ 。因此, 在实际当中, 为了获得满足要求的晶格常数, 通常用在衬底上首先生长一层弛豫的合金缓冲层, 使该合金缓冲层的晶格常数等于 $a_{\parallel}$ (图 7.3.7, 自由超晶格)。这种方法的缺点是, 缓冲层中产生了失配位错, 在随后的外延生长过程中, 如果不对位错的运动进行限制, 则位错会进入有源层。利用应变多层结构对位错的阻挡作用^[33, 34], 可以克服这一缺点 (图 7.3.8)。

§ 7.4 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 系统的临界厚度

在本节中, 我们首先讨论 III-V 族化合物半导体材料中一种常见的位错, 即 60° 位错, 然后给出 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 系统临界厚度的计算结果。

象元素半导体 Ge, Si 一样, 在 III-V 族化合物半导体材料中, 位错的滑移面仍是 $\{111\}$ 面族。这是由于 $\{111\}$ 面族上原子的面密度大, 面间距大, 晶面间原子的相互约束力弱的缘故。螺形或刃型位错线一般都是躺在 $\{111\}$ 面上的。

仍然象 Ge, Si 一样, 在 III-V 族化合物半导体材料中, 滑移方向是 $\langle 110 \rangle$ 方向。滑移方向一般都是取原子间距最小的晶列方向, 因为每移动一次, 必须移动一个原子距离或原子间距的整数倍。在原子距离最小的晶列方向上滑移, 所需的能量最小, 所以这样的晶向是最容易滑移的方向。

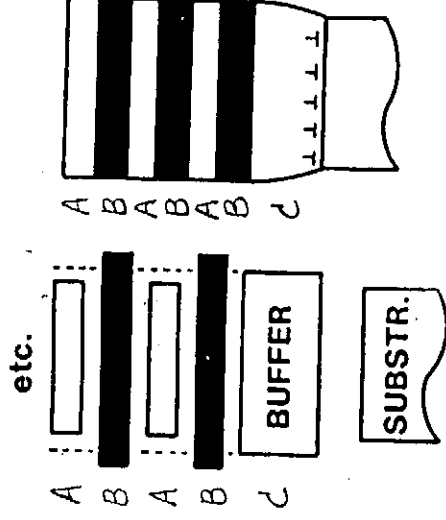


图 7.3.7 自由超晶格的生长

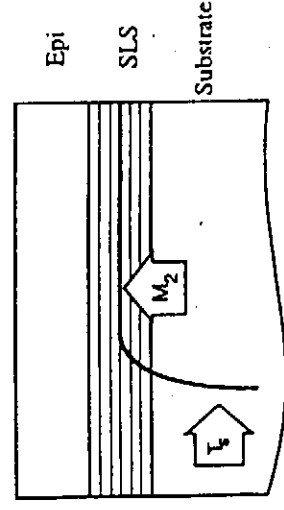


图 7.3.8 应变多层结构对位错的阻挡作用

图 7.4.1 示出了沿 $\langle 110 \rangle$ 晶向

的位错是一种 60° 位错, 它的柏格斯矢量与其走向成 60° 角。这是 III-V 族化合物中的一种重要位错。因为完整晶体的几何极性, $\langle 110 \rangle$ 走向的位错存在有两种形式, 图 7.4.1 所示的位错线是仅由 III 族元素所组成, 每个原子与晶体中的原子以三个键相连接。这种位错称为 III 族原子位错。另一种位错是由 V 族元素组成, 称为 V 族原子位错。

我们的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱超晶格材料生长在 $(001)\text{InP}$ 衬底

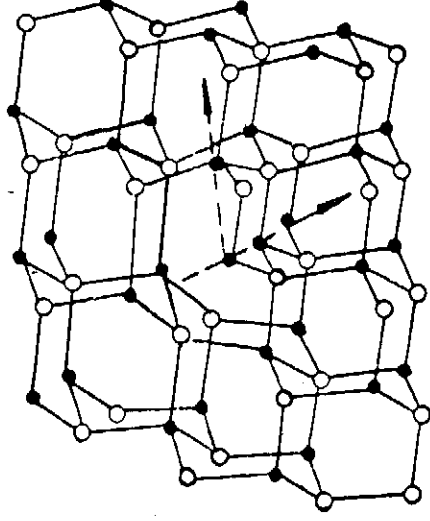


图 7.4.1 III-V 族化合物半导体单晶中的 $\langle 110 \rangle$ 走向的 60° 位错

上, 因此界面上的失配位错线是 $\{111\}$ 滑移面与界面的交线, 交线的走向沿 $\langle 110 \rangle$ 晶向。因此, 在 (001) 界面上可以形成两套互相垂直的位错线, 即形成所谓的位错网。每一套内的位错线彼此平行, 两套之间的位错线互相垂直。这些位错都是 60° 位错。图 7.4.2 给出了 (001) 界面上沿 $[110]$ 方向上的 60° 失配位错示意图及在 (001) 界面上所形成的失配位错网。 60° 位错的 Burgers 矢量 $\vec{b} = \frac{1}{2} [110]$, 它属于混合型位错。

对 (001) 界面上的 60° 位错, 应用我们前面介绍的力平衡模型和能量平衡模型, 算得的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 系统的临界厚度与失配度 f_0 之间的关系曲线如图 7.4.3 所示。其中 $FB1$ 是生长在 InP 衬底上 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 单应变层的临界厚度 [式 (7-3-4)] 与 f_0 的关系曲线; $FB2$ 是应用力平衡模型算得的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 单应变量子阱的临界厚度与失配度 f_0 之间的关系曲线; EB 是用能量平衡模型公式 (7-3-9) 算得的生长在 InP 衬底上的单 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变层的临界厚度随失配度 f_0 变化的关系曲线, 我们取 $\langle W \rangle = 5 \times \frac{\langle a(x) \rangle}{\sqrt{2}}$, 其中 $\langle a(x) \rangle$ 为 InAs 和 GaAs 的平均晶格常数。

图 7.4.

由

①在双

$f_0 < 2 \times$

基本上

$FB2$ 平

加, 临界

衡模型

度的增

的失配

由 FB

由 FB

EB 确

失配

10^{-4})

厚度

界厚

平衡

定的

度约

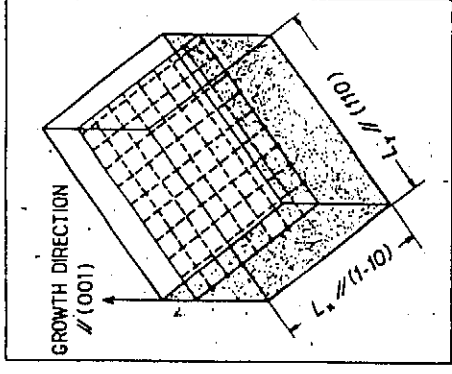
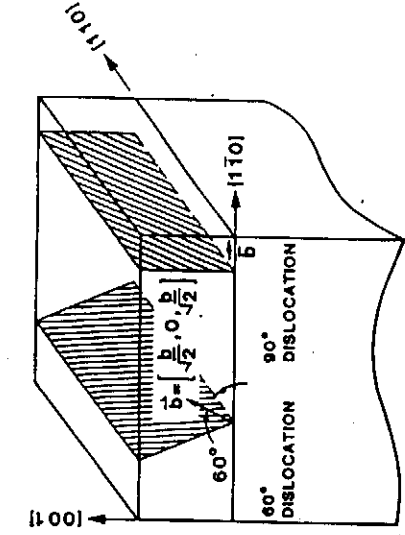


图 7.4.2 (a) [110] 方向上的 60° 位错

(b) (001) 界面上的失配位错网

由图 7.4.3 我们可以看出:

①在双对数坐标系中,当失配度 $f_0 < 2 \times 10^{-2}$ 时, $FB1$ 、 $FB2$ 及 EB 基本上为直线,且 $FB1$ 几乎与 $FB2$ 平行;②随着失配度的增加,临界厚度减小,其中用能量平衡模型算得的临界厚度随着失配度的增加减小得最快;③对相同失配度,如果 $f_0 < 2 \times 10^{-2}$,则由 $FB1$ 所确定的临界厚度最小,由 $FB2$ 确定的临界厚度居中,由 EB 确定的临界厚度最大;④当失配度较小时(如 $f_0 = 1 \times 10^{-4}$),由力平衡模型算得的临界厚度比由能量平衡模型算得的临界厚度小三个量级;随着失配度的增加,由力平衡模型算得的临界厚度与由能量平衡模型算得的临界厚度之间的差别减小;当失配度 $f_0 = 2 \times 10^{-2}$ 时,由 $FB1$ 确定的临界厚度约为 $34 \text{ \AA}$,由 $FB2$ 确定的临界厚度为 $90 \text{ \AA}$,由 EB 确定的临界厚度约为 $134 \text{ \AA}$,在表 7.4.1 中,给出了见种不同的失配度所对应的临界厚度值。

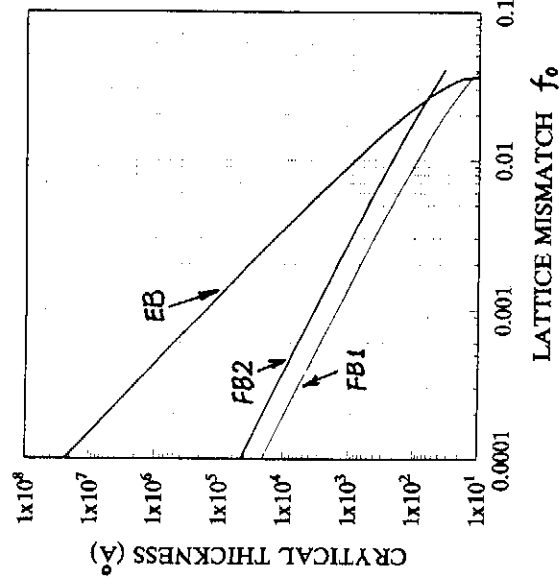


图 7.4.3 应用力平衡模型和能量平衡模型算得的 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 系统的临界厚度与失配度 f_0 之间的关系曲线

表 7.4.1 几种不同的失配度所对应的临界厚度

f_0	1.00	1.10	2.10	3.10	4.10	5.10	6.10	9.10	1.00	2.00
	$\times 10^{-4}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-2}$
$FB1(\text{\AA})$	20946	1363	634	396	281	214	171	102	89	34
$FB2(\text{\AA})$	45268	3048	1140	910	653	502	404	247	217	90
$EB(\text{\AA})$	2.4×10^7	133053	31457	13017	6851	4126	2709	1038	804	134

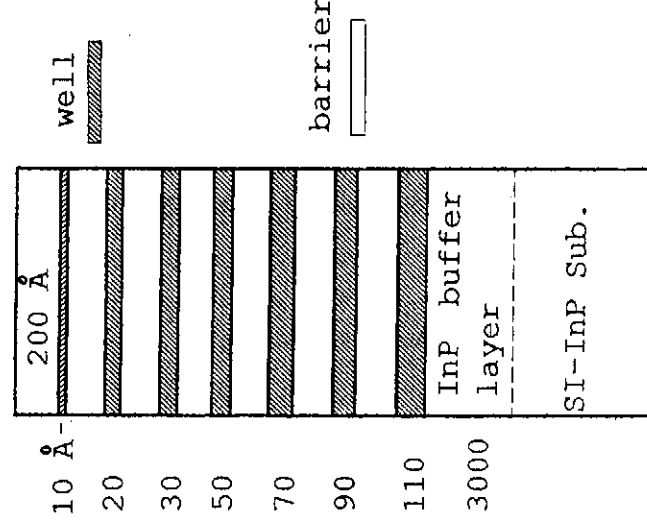
§ 7.5 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 单应变量子阱的 GSMBE 生长及特性

7.5.1 样品结构

我们生长的 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 应变单量子阱材料的结构如图 7.5.1 所示。在一片半绝缘 InP 衬底上,生长了七个单应变量子阱,从下到上阱宽依次为 110, 90, 70, 50, 30 和 10 $\text{\AA}$ 。阱与阱之间的 InP 垒宽为 200 $\text{\AA}$, 顶层为 200 $\text{\AA}$ 的 InP 。衬底紧上面的缓冲层为 3000 $\text{\AA}$ 。 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 阱层的 In 组份设计为 $x=0.60$, 相应失配度为 +0.5%。由表 7.4.1 可知, 阱厚均小于与 $f_0=0.5\%$ 相对应的临界厚度。

7.5.2 生长

用国产 GSMBE 设备生长, 生长温度为 500 $^{\circ}\text{C}$, $In_xGa_{1-x}As/InP$ 阱和 InP 垒的生长速率均为 1.0 $\text{ML}(2.93 \text{\AA})/S$ 。生长速率用反射高能电子衍 RHEED 测量。各层的生长时间由各层的厚度和生长速率决定, 除缓冲层外, 其余各层的生长用计算机自动控制。 AsH_3 、 PH_3 裂解



炉温度为 950°C , 生长时序采用第六章的不对称切换时序(图 6.6.1)。用 1 号 In 束源炉 $\text{In}(1)$ 生长 InP 垒, 用 2 号 In 束源炉 $\text{In}(2)$ 生长 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱层。选定 $\text{In}(2)\text{P}$ 的生长速率 $[\text{In}(2)\text{P}]$ 表示用 2 号 In 束源炉生长的 $[\text{InP}]$ 为 0.60ML/S , 则根据 $x=0.60$ 可确定出 GaAs 的生长速率为 0.40ML/S 。由 $\text{In}(1)\text{P}$ 的生长速率及 $\text{In}(2)\text{P}$ 、 GaAs 的生长速率及生长速率—温度曲线可确定出 $\text{In}(1)$ 、 $\text{In}(2)$ 及 Ga 束源炉的温度。阱层及垒层的生长速率及各束源炉的温度如表 7.5.1 所示。 AsH_3 和 PH_3 的流量均取 8SCCM 。

表 7.5.1 阱层、垒层生长速率及各束源炉温度

In 组份 x	失配度 f_0	$\text{In}(1)\text{P}$ (ML/s)	$T_{\text{In}(1)}$ ($^{\circ}\text{C}$)	$\text{In}(2)\text{P}$ (ML/S)	$T_{\text{In}(2)}$ ($^{\circ}\text{C}$)	GaAs (ML/S)	T_{Ga} ($^{\circ}\text{C}$)
0.60	$\pm 0.5\%$	1.0	912	0.60	901	0.40	897

7.5.3 低温光致发光测试结果

我们对所生长的样品 EL202 进行了低温光致发光光谱测试, 激发光源为 $\text{He}-\text{Ne}(6328\text{\AA})$ 激光器, 图 7.5.2 给出了样品 EL202 的光致发光光谱测试结果。由图中我们可以看到七个尖锐的激子发光峰, 这七个峰分别对应于单应变量子阱样品上(图 7.5.1)的七个单应变量子阱。由该图所得到的不同阱宽的激子跃迁能量及跃迁谱峰的半高宽列于表 7.5.2 中。

表 7.5.2 0.5% 单应变量子阱样品 EL202 的 10K 光致发光光谱测试结果

阱宽($\text{\AA}$)	10	20	30	50	70	90	110
$E_p(\text{eV})$	1.1062	0.9795	0.9118	0.8447	0.8105	0.7908	0.7721
$\text{FWHM}(\text{meV})$	34.4	12.4	9.3	5.8	4.5	4.5	11.1

为了便于比较, 我们在图 7.5.3 中给出了我们生长的匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 单量子阱样品 EL166 、 EL167 及 EL203 的 10K 光致发光测试结果, 在图中还给出了 $W. T. Tsang^{[35]}$ 用 CBE 方法生长的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 匹配量子阱样品的光致发光测试结果及理论计算结果, 同时在图中还给出了单应变量子阱样品 EL202 的 10K 光致发光光谱测试结果。由该图我们可以看出: ①随着阱宽增大, 阱中激子跃迁能量减小, 即宽阱的量子尺寸效应小; ②对同一阱宽, $\pm 0.5\%$ 压应变单量子阱样品 EL202 中的激子跃迁能量小于我们生长的匹配量子阱样

品中的激子跃迁能量,也小于匹配量子阱中激子迁能量的计算值;③与 W. T. Tsang 的实验结果相比,当阱宽大于等于 20 Å 时,样品 EL202 中的激子跃迁能量小于 W. T. Tsang 样品的实验结果;当阱宽 < 20 Å 时,EL202 样品的实验结果大于 W. T. Tsang 样品的实验结果。④阱宽越大,因应变导致的激子跃迁能量的差别越大;阱宽越小,因应变导致的激子跃迁能量的小,因应变导致的激子跃迁能量的差别越小。这说明窄阱中,量子尺寸效应所引起的能量变化起主要作用;宽阱中,应变及组份引起的能量变化起主要作用。

图 7.5.4 给出了样品 EL202

的 10K 光致发光谱的半高宽与其它的样品测试结果及理论计算结果的比较。其中实线表示量子阱界面的起伏一个单层 (2.93 Å) 时谱峰展宽的理论计算值,EL166、EL167 及 EL203 是我们在第六章中讨论过的匹配量子阱样品。从该图我们可以看出:①与其它样品一样,当阱宽小于 40 Å 时,样品 EL202 的 FWHM 小于理论计算值;②当阱宽等于 10 Å 时,样品 EL202 的 FWHM 为 34.4 meV,比其它样品的 FWHM 均大;③当阱宽在 50 Å ~ 70 Å 之间时,EL202 半峰宽最小,对 70 Å 和 90 Å 的阱,半峰宽仅为 4.5 meV。④图中所示的所有样品的半峰宽随阱宽的变化规律都相同。先是随着阱宽的增大而减小,在某一阱宽处达到最小值后,然后半

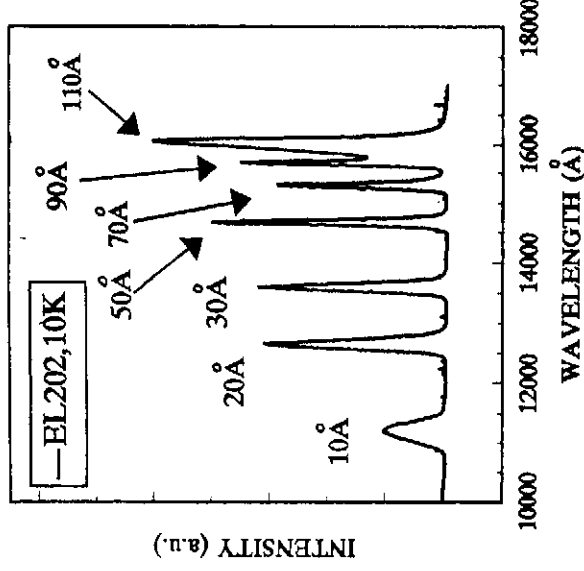


图 7.5.2 EL202 的 10K 光致发光谱

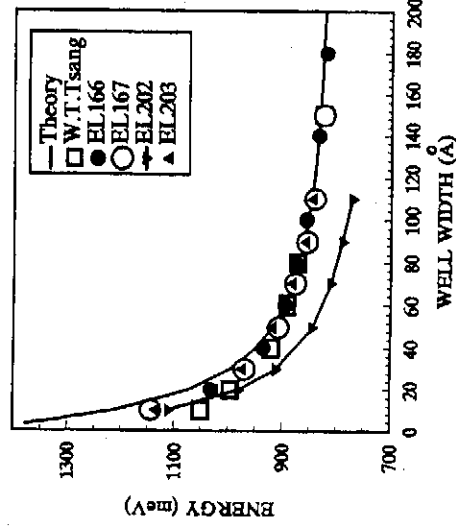


图 7.5.3 10K 时激子跃迁能量随阱宽的变化曲线

峰宽有上升的趋势。其原因我们在第六章中已做了讨论。

样品 *EL202* 上窄阱的半峰宽小于量子阱界面起伏一个单层时的理论展宽值,说明 0.5% 平面双轴压应变量子阱样品 *EL202* 上量子阱界面起伏小于一个单层。样品 *EL202* 上量子阱在 10K 时光致发光谱的半高宽不大于具有相同阱宽的其它匹配量子阱样品在 10K 时光致发光谱的半峰宽,说明应变量子阱样品 *EL202* 具有均匀的应变,且实现了共格生长。这一点与阱宽远小于 0.5% 所对应的临界厚度相一致。以上结果说明,我们用国产 *GSMBE* 设备成功地生长出了高质量的具有平面双轴压应变的单量子阱样品。

7.5.4 变温光致发光测试结果

我们对平面双轴压应变单量子阱样品 *EL202* 进行了变温光致发光测试。激发光源用 *He-Ne* 激光器,激光器的输出功率为 1mW。除 300K 测试的狭缝宽度为 $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ 外,其余测试的狭缝宽度均为 $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ 。在整个测试过程中,激光束在样品上的入射点以及入射功率均不变化。样品温度从 10K 变化到 300K。

图 7.5.5 给出了对样品 *EL202* 的变温光致发光测试结果。由该图可以看出:①对 10Å 的阱,当温度从 10K 升到 50K 时,谱峰变窄;当温度从 50K 升到 100K 时,谱峰红移,同时在高能方向有另一峰出现。当温度从 100K 升到 120K,再从 120K 升到 170K 时,低能方向发光峰的强度相对于高能发光峰逐渐增强,在 170K 和 200K 时,二者峰值强度几乎相等;当温度升至 220K 时,10Å 阱的发光峰已弱不可见。②对 20Å、30Å、50Å 和 70Å 的阱,从 10K 到 300K 均可以清晰地分辨出它们的发光峰;③对于 90Å 和 110Å 的阱,由于阱宽较大,量子尺寸效应较小,因此二峰相距较近。随着温度的升高,二峰很快重叠,温度高于 220K 时,此二峰已很难分辨。

为了清晰地看到 10Å 量子阱在温度升高时出现两个发光峰的现象,我们在图 7.5.6 中重新给出了样品 *EL202* 在 120K、170K 和 200K 温度下的光致发光

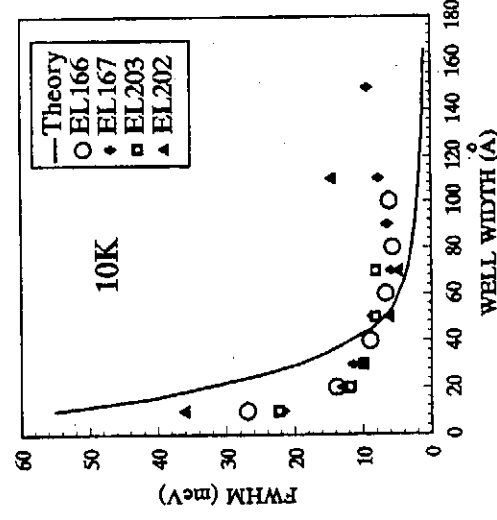


图 7.5.4 样品 *EL202* 及其它样品在 10K 时光致发光谱的半高宽与阱宽的关系

王晓亮: InGaAs/InP 应变量子阱及 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

谱。当温度为 150K 时, 两峰相距 39meV, 当温度为 170K 时, 两峰相距 36meV, 当温度为 200K 时, 两峰相距 32meV。

在图 7.5.7 中, 我们给出了平面双轴压应变量子阱样品 EL202 的光致发光谱的峰值能量随温度的变化曲线。图中各种符号表示由图 7.5.5 得到的实验

点, 实线表示 $In_{0.53}$ Ga_{0.47}As 体材料的禁带宽度随温度的变化曲线。根据

Varshni^[36]公式, 体材料 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 的禁带宽度随温度按下式所表示的规律变化:

$$E = E_0 - \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)} \quad (7-5-1)$$

其中 E_0 是 0K 时 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 的禁带宽度, α, β 是禁带宽度的温度系数。根据文献[37], $\alpha = 4.9 \times 10^{-4} eV K^{-1}$, $\beta = 327K$, $E_0 = 803meV$ 。图 7.5.7 中的实线即是根据 Varshni 公式, 并利用文献[37]中给出的 E_0, α, β 值而绘出。图 7.5.7 中的虚线是将 Varshni 公式中的 E_0 用作拟合参数, 用文献[37]中给出的 α, β 值拟合实验点得到的曲线。由图 7.5.7 中可以看出, 除了 10Å 阱外, 当温度大于 70K 时, 拟合曲线与实验点符合得很好, 这说明当温度大于 70K 时, 我们可以用 Varshni 公式及文献[37]中给出的 α, β 值来表示我们生长的 0.5% 压变量子阱样品的光

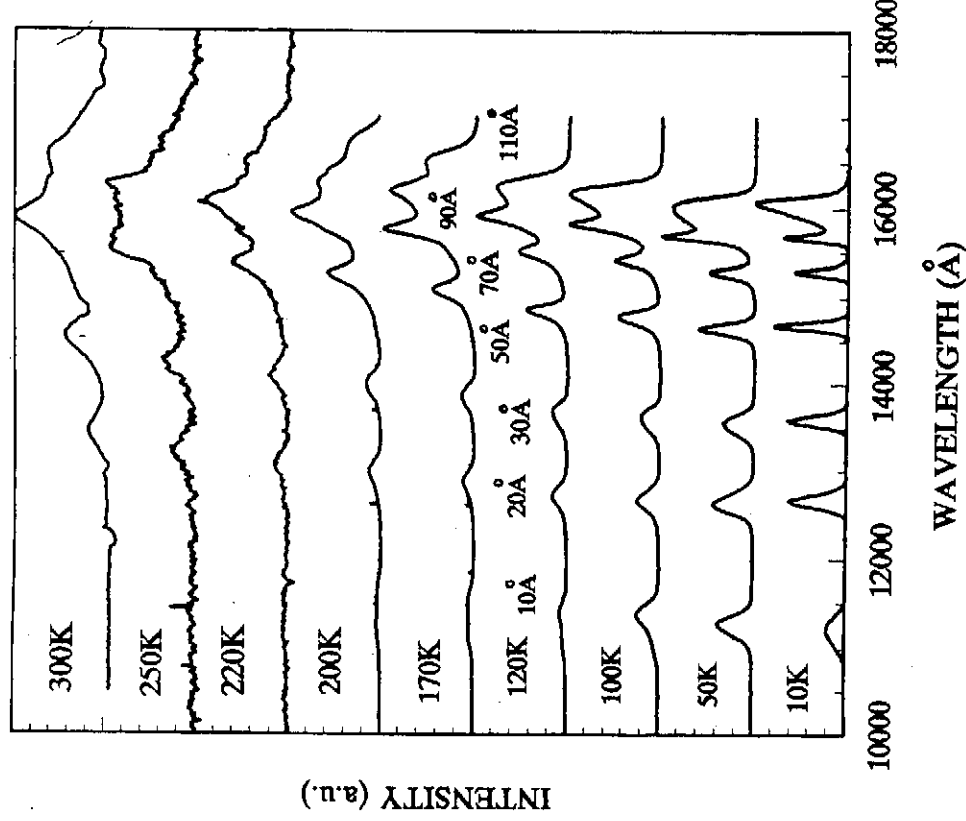
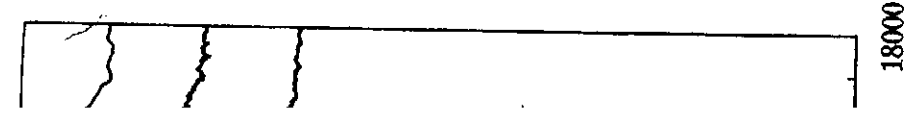


图 7.5.5 EL202 的变温光致发光谱

的规律
大, 这
蓝移,
子处
到能
观察
差较



致发光光谱的峰值能量随温度的变化;温度系数 α 、 β 与阱宽无关(除 $10\text{ \AA}$ 阱)。这同时也说明,当温度大于 70 K 时,量子阱的光致发光光谱的峰值能量随温度变化

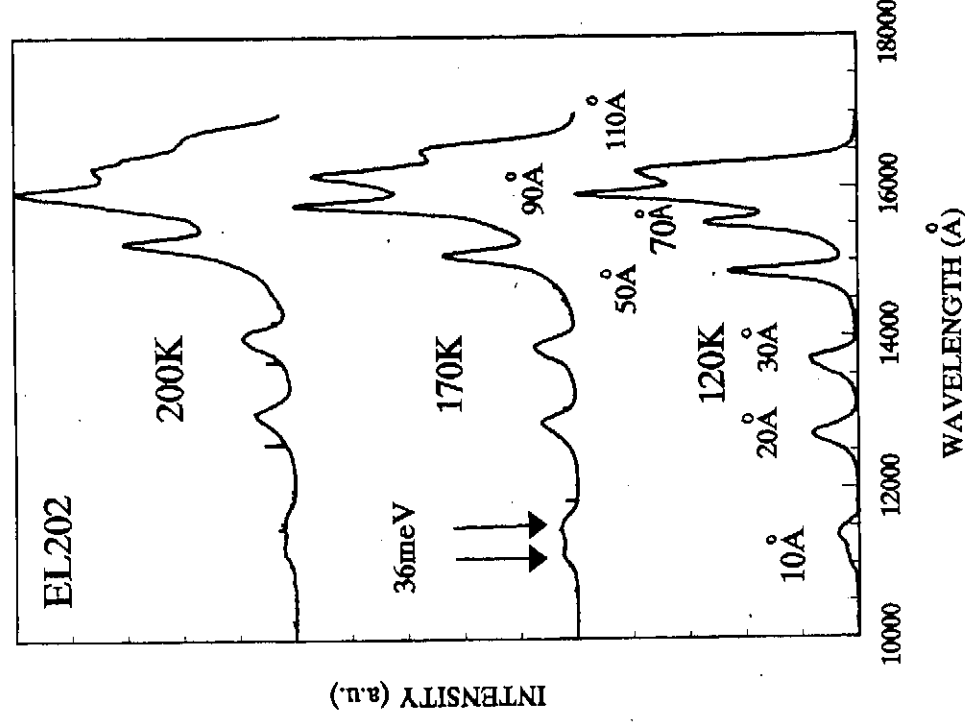


图 7.5.6 高温时, $10\text{ \AA}$ 阱发光峰出现双峰

的规律与体 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料相同。对 $10\text{ \AA}$ 的阱,拟合结果与实验结果偏差较大,这可能与 $10\text{ \AA}$ 阱的界面的影响有关。

从图 7.5.7 我们还可以看出,对多数量子阱,随着温度的升高,峰值能量先蓝移,达到某一最大值后,才开始随着温度的升高而红移。温度很低时,阱中的激子处于束缚状态,随着温度的升高,束缚激子开始电离成为自由激子,因此观察到能量蓝移现象。当温度进一步升高时, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度将会减小,因此观察到发光峰值能量的红移现象。在低温时,实验点与 Varshni 公式拟合曲线偏差较大,这与阱中激子处于束缚状态有关。

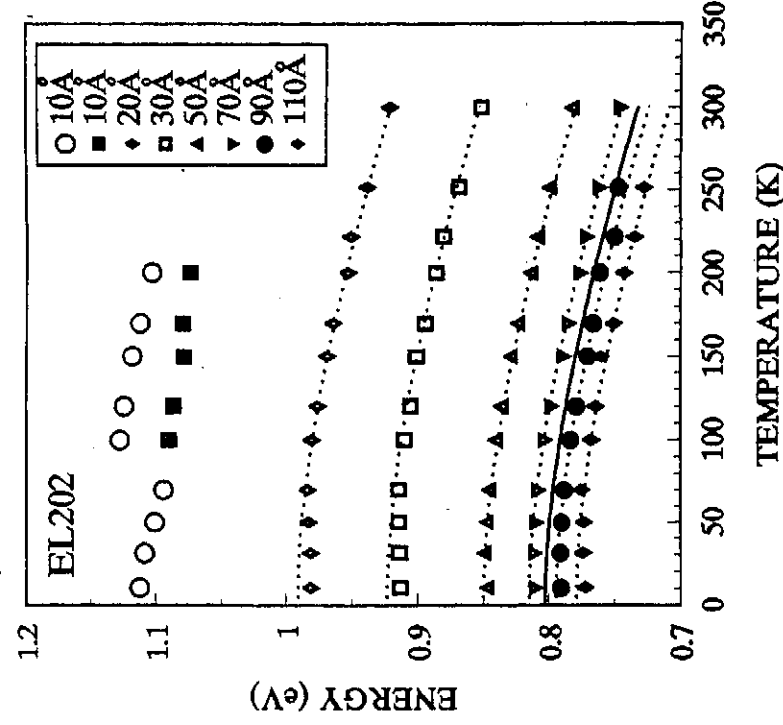


图 7.5.7 样品 EL202 光致发光光谱的峰值能量随温度的变化

§ 7.6 In_xGa_{1-x}As/InP 应变多量子阱的 GSMBE 生长及特性

7.6.1 样品结构

样品的结构如图 7.6.1 所示。衬底为 InP 衬底,衬底紧上方为 3000 Å 厚的 InP 缓冲层,缓冲层上面是 40 周期的 In_xGa_{1-x}As/InP 多量子阱,设计阱宽为 54 Å,设计垒宽为 129 Å,设计 In 组份为 $x=0.59$ 。所设计的多量子阱的总厚度为 7320 Å,容易算出 In_{0.59}Ga_{0.41}As 相对于 InP 的失配度 $f_0=0.4\%$ 。

7.6.2 样品的 GSMBE 生长

用反射高能电子衍射 RHEED 对生长速率进行了校对,测出的 InP 的生长速率可用下式表示:

$$\lg r(\text{In}) = 8.2477 - 0.9963 \cdot \frac{10^4}{T} \quad (7-6-1a)$$

测出的 GaAs 的生长速率可表示为:

$$\lg r(Ga) = 7.5178 - 0.9288 \cdot \frac{10^4}{T}$$

$$(7-6-1b)$$

其中 T 为束源炉的温度。取 $GaAs$ 的生长速率 $r(Ga)$ 为 $0.501 ML/S$, 则 InP 的生长速率 $r(In)$ 可根据 $x=0.59$ 和下式定出,

$$x = \frac{r(In)}{r(In) + r(Ga)} \quad (7-6-1c)$$

把 $x=0.59$ 代入 $(7-6-1c)$, 可得: $r(In) = 0.726 ML/S$ 。把算出的 $r(In)$ 和 $r(Ga)$ 分别代入 $(7-6-1a)$ 和 $(7-6-1b)$, 可以求出 In 束源炉的温度为 $897^\circ C$, Ga 束源炉的温度为 $915^\circ C$ 。除缓冲层外, 整个生长过程用计算机自动控制。

7.6.3 样品的双晶 X 射线衍射测试

对所生长的应变多量子阱样品进行双晶 X 射线衍射测量, 图 7.6.2 给出了测量结果。由图 7.6.2 可见, 我们至少可以清晰地看到 21 个卫星峰, 表明样品具

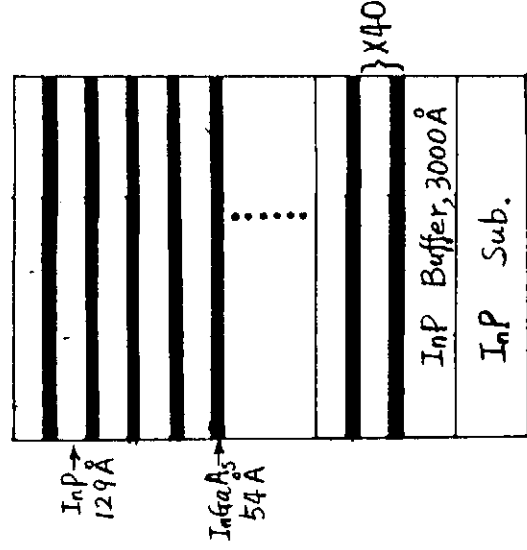


图 7.6.1 多量子阱样品 EL125 的结构

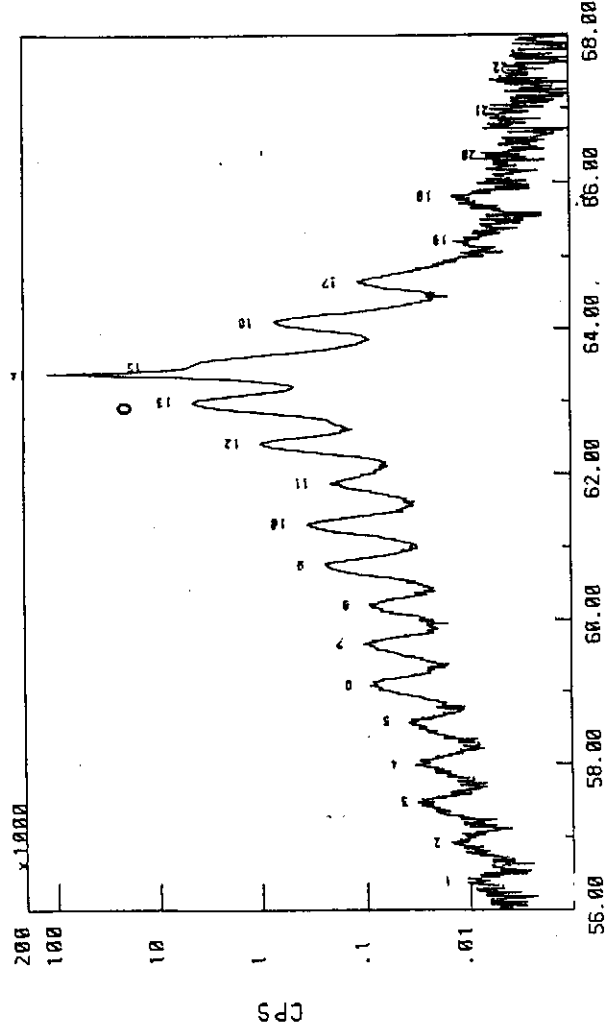


图 7.6.2 样品 EL125 的双晶 X 射线衍射曲线

有较好的质量。另外,由图可以看出,卫星峰相对于衬底峰不对称,说明多量子阱与衬底不匹配,由于零级峰在衬底峰的左边,所以 $In_xGa_{1-x}As$ 阱层处于平面双轴压缩状态,这与我们的设计相一致。各个衍射峰的位置和强度如表 7.6.1 所示。由卫星峰所确定的多量子阱样品的周期如表 7.6.2 所示。

表 7.6.1 各个衍射峰的位置和强度

峰号	衍射角 $2\theta(DEG.)$	衍射强度(CPS)
-12	56.4	10
-11	56.912	12
-10	57.482	25
-9	57.996	31
-8	58.584	37
-7	59.096	86
-6	59.674	103
-5	60.204	89
-4	60.754	242
-3	61.326	351
-2	61.872	212
-1	62.428	968
0	62.994	4556
Sub.	63.39	120930
1	63.482	4873
2	64.094	718
3	64.662	112
4	65.234	9
5	65.828	14
6	66.38	5
7	66.966	3
8	67.566	2

由表 7.6.2,我们可以得到多量子阱的平均周期为 $185.5\text{\AA}$,与我们的设计周期 $(54+129)\text{\AA}=183\text{\AA}$ 符合得很好。

表 7.6.2 根据卫星峰位置所确定的多量子阱的周期

峰号 周期	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2
峰号										
-7	**	192.7	189.0	186.2	186.4	185.8	186.2	185.6	186.0	185.8
-6	192.7	**	185.4	184.1	184.8	184.4	185.1	184.7	185.3	185.2
-5	189.0	185.4	**	183.5	184.7	184.2	185.1	184.6	185.3	185.2
-4	186.2	184.1	183.5	**	187.0	184.9	186.2	185.1	185.9	185.6
-3	186.4	184.8	184.7	187.0	**	182.8	185.8	184.5	185.6	185.4
-2	185.8	184.4	184.2	184.9	182.8	**	188.8	185.3	186.4	185.9
-1	186.2	185.1	185.1	186.2	185.8	188.8	**	182.0	185.6	185.2
0	185.6	184.7	184.6	185.1	184.5	185.3	182.0	**	187.4	186.4
1	186.0	185.3	185.3	185.9	185.6	186.4	185.6	187.4	**	184.3
2	185.8	185.2	185.2	185.6	185.4	185.9	185.2	186.4	184.3	**

7.6.4 样品 EL125 的光致发光谱测试

我们对应变多量子阱样品 EL125 进行了 10K 和室温光致发光测试,图 7.6.3 给出了测试结果,其中实线表示 10K 测试结果,虚线表示室温测试结果。

由图可以看出,不管是低温测试还是室温测试结果,均可以看到两个发光峰,一个在高能端,一个在低能端。各峰的位置及半峰宽列于表 7.6.3 中。

表 7.6.3 样品 EL125 的光致发光测试结果

温度(K)	峰号	峰值波长($\text{\AA}$)	峰值能量(eV)	FWHM(meV)
10K	A	13750	0.9018	8.85
	B	15550	0.7974	26.04
300K	a	14800	0.8378	16.67
	b	16480	0.7524	

高能端的发光峰在 10K 时的峰值能量为 0.9018eV,FWHM 为 8.85meV;在 300K 时的峰值能量为 0.8378eV,FWHM 为 16.7meV。该发光峰对应于量子

阱中的基态电子跃近(即 $1e \rightarrow 1h$)。

在 10K 时,低能端的发光峰,即 B 峰的峰值能量为 0.7974eV,比 A 峰低 104meV; B 峰的半峰宽 FWHM 为 26.04meV,比 A 峰大约 17meV。在 300K 时, b 峰的峰值能量比 a 峰低约 85.4meV。低能端发光峰的起源尚不清楚,可能与 $In_xGa_{1-x}As$ 量子阱中的杂质或缺陷有关。

§ 7.7 $In_xGa_{1-x}As/InP$ 应变多量子

阱 $P-i-N$ 结构的 GSMBE 生长及特性研究

7.7.1 结构和生长

设计的样品结构如图 7.7.1 所示。为了便于沿着生长方向加电场和进行光电测量,把样品设计成 $P-i-N$ 结构, $P-i-N$ 结构的特点是既能通过外偏压的改变调节 i 区电场的大小,又能让光通过 P^+ 区域照在多量子阱区(i 区)作光谱测量(能达到多量子阱区的光子的能量小于 InP 的禁带宽度);另外, $P-i-N$ 结构与一些光电子器件(如激光器、调制器、光电探测器等)的结构相似。因此,生长出高质量的多量子阱 $P-i-N$ 结构样品,不仅对物理研究极为重要,而且对进一步的器件结构生长也具有重要意义。

首先在 N^+ 型 InP 衬底上外延生长 2000 Å 的 InP 掺 Si N^+ 型缓冲层,接着生长

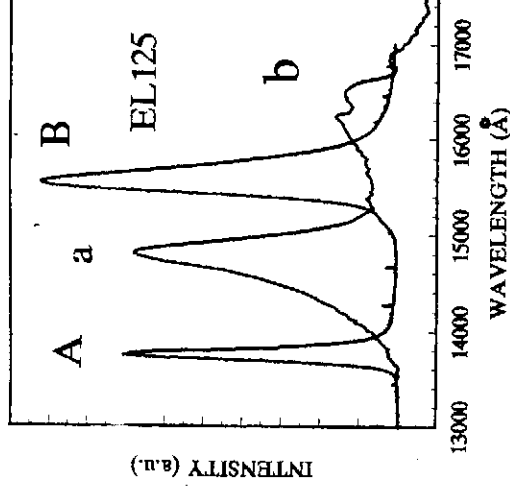


图 7.6.3 样品 EL125 的光致发光光谱

InP:Be 5000 Å
i-InP 2000 Å
SLS: 20 Periods well=50 Å Barrier=200 Å
i-InP 2000 Å
InP:Si 2000 Å
N-InP Substrate

图 7.7.1 样品结构(多量子阱 $P-i-N$ 结构)

2000 Å 厚的不掺杂的 i 型 InP 层,再生长 20 周期的 $InP(200\text{ Å})/In_xGa_{1-x}As(50\text{ Å})$ 不掺杂 i 型多量子阱 (MQW) 区,在 MQW 的上面生长 2000 Å 的不掺杂的 i 型 InP 层,顶层为 5000 Å 厚的掺 $Be P^+ InP$ 。这样,就形成了 $P-i-N$ 结构, i 区为多量子阱 (MQW) 区。在多量子阱区的两边夹上 2000 Å 的 InP 空间层,旨在防止 N 型和 P 型杂质扩散到多量子阱区域中,而且防止在多量子阱区中形成二维电子气和二维空穴气,以减小空间电荷对外加偏压的屏蔽作用。

多量子阱区的生长采用第六章图 6.6.1 给出的不对称切换时序,生长参数 (生长温度、 V/III 比) 用第五章确定出的最佳生长参数。多量子阱区的生长用计算机自动控制。

为了研究应变对多量子阱 MQW 的影响,我们生长了五个具有图 7.7.1 所示结构的样品,这五个样品除了 MQW 区阱层 $In_xGa_{1-x}As$ 的 In 组份 x 不同,因而应变不同之外,其它参数均相同。五个样品的生长过程也完全相同。在生长时,调节 In 束源炉和 Ga 束源炉的温度,以调节 $InAs$ 和 $GaAs$ 的生长速率从而达到调节 MQW 区阱层 $In_xGa_{1-x}As$ 的 In 组份的目的。表 7.7.1 给出了所生长的五个样品的名义 (设计) 参数及生长条件,其中 $R(In)$ 表示 $InAs$ 的生长速率, $R(Ga)$ 表示 $GaAs$ 的生长速率, $T(Ga)$ 和 $T(In)$ 分别表示 In 束源炉和 Ga 束源炉的温度, B 表示 MQW 的垒宽, W 表示 MQW 的阱宽。

表 7.7.1 五个多量子阱 $P-i-N$ 结构样品的名义参数及生长条件

样品号	In 组份 x	应变	$W(\text{Å})$	$B(\text{Å})$	$R(In)$ ML/s	$R(Ga)$ ML/s	$T(In)$ (°C)	$T(Ga)$ (°C)
A	0.39	-1.0%	50	200	00.39	0.61	876	922
B	0.46	-0.5%	50	200	0.46	0.54	886	913
C	0.53	0	50	200	0.53	0.47	891	906
D	0.60	+0.5%	50	200	0.60	0.40	901	879
E	0.68	+1.0%	50	200	0.68	0.32	908	883

7.7.2 多量子阱 $P-i-N$ 结构样品的 DCXRD 研究

为了确定样品的质量及 i 型多量子阱 (MQW) 区的实际结构参数以与设计参数进行比较并为深入分析该组样品打下基础, 用日本理学 (Rigaku) SLX-14L 型超晶格测定装置对该组样品进行了 DCXRD 测试, 所测得的结果示于图 7.7.2 中。由图可见, 尽管 MQW 只有 20 个周期, 且 MQW 上有 7000 Å 厚的 InP 盖层, 在测试的角度范围内, 每个样品均至少可以看到 14 个清晰的卫星峰, 这粗步说明了 MQW 的质量是很好的。

由图 7.7.2, 我们可以看到

(1) 对样品 C, 卫星峰相对于衬底衍射峰基本上呈对称分布, 零级卫星峰几乎与衬底峰相重合 (稍微偏左, 表明样品略微有些正失配), 说明该样品上的 MQW 与 InP 衬底匹配得较好, 这与设计参数 $X=0.53$ 相一致。从该样品的 DCXRD 衍射曲线上, 还可以看到 ± 8 级卫星峰, 说明样品具有很高的质量。另外, 在该样品的 DCXRD 衍射图样上, ± 5 级卫星峰的程度极弱, 这是由于设计阱宽和垒宽分别为 50 Å 和 200 Å, 从而周期 250 Å 与阱宽之比为 5 所致, 这为设计结构参数与实际结构参数相一致提供了有力的证据。

(2) 对样品 A 和样品 B, 卫星峰相对于衬底峰的分布不对称, 多数卫星峰位于衬底峰的右边 (大衍射角度方向), 这说明两个样品均处于平面双轴张应变状态, 这与我们设计定性地符合。从样品 B 的 DCXRD 衍射曲线上, 我们可以清

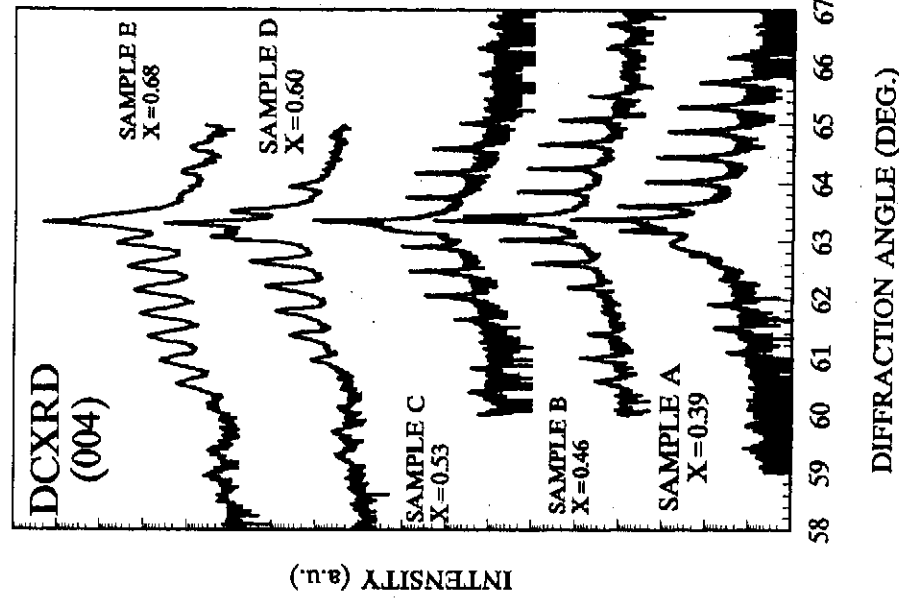


图 7.7.2 五个多量子阱 $P-i-N$ 结构样品的 DCXRD 摇摆曲线

晰地看到±7级卫星峰。从样品A的DCXRD衍射曲线上,我们可以看到14个卫星峰。

(3)对样品D和样品E,卫星峰相对衬底峰的分布也不对称,多数卫星峰分布在衬底峰的左侧(小衍射角度方向),这说明两个样品均处于平面双轴压应变状态,这也与我们的设计定性地符合。对样品D,我们可以看到14个卫星峰;对样品E我们可以看到15个卫星峰。

(4)样品A、B、C的卫星峰细而锐,样品D、E的卫星峰的半宽相对于样品A、B、C而言则较大。

(5)在样品A、样品C、以及样品D衬底峰的左侧均看到了不属于MQW卫星峰的衍射峰,这些额外峰的来源尚不十分清楚,粗步分析认为额外峰与具体的生长过程及两边盖层的性质有关。

根据所测得的卫星峰之间的角距离,我们可以计算出MQW的周期。下表给出了五个样品的周期的确定结果。

表 7.7.2(A) 根据卫星峰位置所确定的样品A的周期

峰号 周期号(A)	-4	-2	-3	+0	+1	+2	+3	+4	+5	+6
-4	* * *	248.6	247.5	246.5	246.5	246.0	246.2	246.0	245.8	246.3
-2	248.6	* * *	245.3	244.4	245.1	244.7	245.2	245.1	245.0	245.7
-1	247.5	245.3	* * *	243.5	245.0	244.5	245.2	245.1	244.9	245.7
+0	246.5	244.4	243.5	* * *	246.4	244.9	245.8	245.5	245.2	246.1
+1	246.5	245.1	245.0	246.4	* * *	243.5	245.5	245.2	244.9	246.0
+2	246.0	244.7	244.5	244.9	243.5	* * *	247.6	246.1	245.4	246.7
+3	246.2	245.2	245.2	245.8	245.5	247.6	* * *	244.7	244.4	246.4
+4	246.0	245.1	245.1	245.5	245.2	246.1	244.7	* * *	244.1	247.3
+5	245.8	245.0	244.9	245.2	244.9	245.4	244.4	244.1	* * *	250.5
+6	246.3	245.7	245.7	246.1	246.0	246.7	246.4	247.3	250.5	* * *

表 7.7.2(B) 根据卫星峰位置所确定的样品 B 的周期

峰号 周期 峰号	-6	-3	-2	-1	+0	+1	+2	+3	+4	+5
-6	** *	254.8	254.0	253.7	253.5	253.5	252.8	253.0	253.2	253.3
-3	254.8	** *	251.7	252.0	252.3	252.5	251.6	252.1	252.5	251.4
-2	254.0	251.7	** *	252.3	252.5	252.8	251.6	252.1	252.6	251.3
-1	253.7	252.0	252.3	** *	252.8	253.1	251.3	252.1	252.7	251.2
+0	253.5	252.3	252.5	252.8	** *	253.4	250.6	251.9	252.7	250.9
+1	253.5	252.5	252.8	253.1	253.4	** *	247.9	251.2	252.5	250.2
+2	252.8	251.6	251.6	251.3	250.6	247.9	** *	254.5	254.8	251.0
+3	253.0	252.1	252.1	252.1	251.9	251.2	254.5	** *	255.1	249.3
+4	253.2	252.5	252.6	252.7	252.7	252.5	254.8	255.1	** *	243.8
+5	252.3	251.4	251.3	251.2	250.9	250.2	251.0	249.3	248.3	** *

表 7.7.2(C) 根据卫星峰位置所确定的样品 C 的周期

峰号 周期 峰号	-7	-4	-3	-2	-1	+1	+2	+3	+4	+7
-7	** *	245.5	245.7	245.4	245.3	245.7	245.7	245.6	245.8	245.3
-4	245.5	** *	246.2	245.3	245.2	245.9	245.8	246.0	245.9	245.3
-3	245.7	246.2	** *	244.4	244.6	245.8	245.7	246.0	245.9	245.2
-2	245.4	245.3	244.4	** *	244.9	246.3	246.0	246.3	246.1	245.3
-1	245.3	245.2	244.6	244.9	** *	246.9	246.4	246.6	246.4	245.3
+1	245.7	245.9	245.8	246.3	246.9	** *	245.4	246.3	246.0	244.8
+2	245.7	245.8	245.7	246.0	246.4	245.4	** *	247.2	246.3	244.6
+3	245.8	246.0	246.0	246.3	246.6	246.3	247.2	** *	246.3	244.6
+4	245.8	245.9	245.9	246.1	246.4	246.0	246.3	245.4	** *	243.6
+7	245.3	245.3	245.2	245.3	245.3	244.8	244.6	244.0	243.6	** *

表 7.7.2(D) 根据卫星峰位置所确定的样品 D 的周期

峰号 周期号	-4	-3	-2	-1	-0	+1	+2
-4	***	239.0	242.0	243.3	242.6	241.2	240.3
-3	239.0	***	245.2	245.5	243.8	241.7	240.6
-2	242.0	245.2	***	245.7	243.1	240.6	239.5
-1	243.3	245.5	245.7	***	240.6	238.1	237.5
-0	242.6	243.8	243.1	240.6	***	235.7	235.9
+1	241.2	241.7	240.6	238.1	235.7	***	236.2
+2	240.3	240.6	239.5	237.5	235.9	236.2	***

表 7.7.2(E) 根据卫星峰位置所确定的样品 E 的周期

峰号 周期号	-6	-5	-4	-3	-2	-1	-0	+2	+3	+4
-6	***	249.5	249.8	252.1	255.0	254.3	253.9	254.5	253.7	252.6
-5	249.8	260.1	***	256.9	260.4	257.4	256.1	256.1	254.9	253.3
-4	249.8	250.1	***	256.9	260.4	257.4	256.1	256.1	254.9	253.3
-3	252.1	253.4	256.9	***	264.0	257.7	255.8	255.9	254.5	252.8
-2	255.0	256.8	260.4	264.0	***	251.6	251.9	254.0	252.7	251.0
-1	254.3	255.5	257.4	257.7	251.6	***	252.2	254.8	253.0	250.9
-0	253.9	254.8	256.1	255.8	251.9	252.2	***	256.1	253.3	250.5
+2	254.5	255.2	256.1	255.9	254.0	254.8	256.1	***	247.8	245.2
+3	253.7	254.3	254.9	254.5	252.7	253.0	253.3	247.8	***	242.6
+4	252.6	252.9	253.3	252.8	251.0	250.9	250.5	245.2	242.6	***

由表 7.7.2 可知。各个样品中的 MQW 具有较好的周期性。且 MQW 的实际周期与设计周期基本相符。但单凭 DCXRD 衍射确定不出 MQW 的实际阱宽和垒宽。要确定出样品中的实际阱宽和垒宽,需要根据一定的模型对所测得的 DCXRD 摇摆曲线进行计算机模拟。

7.7.3 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟

通常用于解释和计算 x 射线摇摆曲线(Rocking Curve)的理论模型主要有两

种,即运动学理论^[38]和动力学理论^[39],动力学模型所依据的理论基础严谨,对实验结果的解释也更加细致入微,但其计算复杂,物理意义也不直观。运动学理论计算简单,物理图象清楚,但有一定的适用范围,运动学理论假设,随着 x 射线深入晶格内部,其入射强度并不显著减小。这就要求外延层厚度小于 x 射线的消光长度。对于超过消光长度的外延层,应用运动学理论进行模拟计算时,将具有一定的近似性。我们用运动学理论对五个多量子阱 $P-i-N$ 结构样品的 DCXRD 摇摆曲线进行了计算机模拟。

7.7.3.1 运动学模型

首先考虑一个均匀的外延层。可以用该外延层的厚度 t 、结构因子 F 、垂直和水平方向上的应变 $e^\perp$ 和 e'' 以及吸收系数 μ 来描述该外延层。设 x 射线入射到该外延层的表面上,如果以表面的法线方向为基准,则入射 x 射线与该外延层及特定反射相关联的两个量 A 及 Y 可表示为:

$$A = \frac{r_e \lambda |F| t}{V (|\gamma_o \gamma_H|)^{1/2}} \quad (7-7-1)$$

$$Y = \frac{-\pi V \sin 2\theta_B (\Delta\omega)}{r_e \lambda^2 |F|} \left(\frac{\gamma_o}{|\gamma_H|} \right)^{1/2} \quad (7-7-2)$$

其中 r_e 是经典电子半径, λ 是入射 x 射线的波长, V 是原胞体积, θ_B 是衬底的 Bragg 角。角度偏离量 $\Delta\omega$ 可以表示为:

$$\Delta\omega = \theta - \theta_B + (e^\perp \cos^2 \psi + e'' \sin^2 \psi) \operatorname{tg} \theta_B \pm (e^\perp - e'') \sin \psi \cos \psi \quad (7-7-3)$$

其中 θ 是扫描角度,符号 + 或 - 与入射角度是 $\theta_B - \psi$ 或 $\theta_B + \psi$ 有关,其中 ψ 是晶面与表面之间的夹角。在式 (7-7-3) 中,第一项代表了晶格常数的差异,第二项与晶面旋转有关。

对于具有一定厚度且应变或(和)结构因子 F 不均匀的外延层,我们可以把它看成是由 N 个不连续的均匀薄层所组成,这种描述方法给模拟计算带来了很大的方便和足够的精度。归一化的多层结构的衍射振幅可以表示为:

$$E_M = i \left(\frac{\gamma_o}{|\gamma_H|} \right)^{1/2} \sum_{j=1}^N a_j e^{-i(A_j \gamma_j + \varphi_j)} \frac{\sin A_j Y_j}{Y_j} \quad (7-7-4)$$

其中各量的表示式为:

$$a_j = \exp \left(-\mu \frac{\gamma_o + |\gamma_H|}{2 |\gamma_o \gamma_H|} \sum_{i=j+1}^N t_i \right) \quad (7-7-5a)$$

$$a_N = 1 \quad (7-7-5b)$$

对实

理论

射线

线的

将具

品的

$$\varnothing_j = 2 \sum_{i=1}^{j-1} A_i Y_i \quad (7-7-5c)$$

$$\varnothing_1 = 0 \quad (7-7-5d)$$

每一个薄层都有自己的 A_j 和 Y_j 。

对于组份任意的多层薄膜结构来说,超晶格结构是一种既特殊又简单的结构。超晶格结构通常包括两种材料,用 a 和 b 来表示,它们各自有不同的厚度、应变和结构因子,对应于 A_a 、 Y_a 和 A_b 、 Y_b 。如忽略吸收,则对于具有 M 个周期的超晶格,衍射幅度可以表示为:

$$E_M = i \left(\frac{\gamma_a}{|\gamma_H|} \right)^{1/2} e^{-i\beta} F, \frac{\sin[M(A_a Y_a + A_b Y_b)]}{\sin(A_a Y_a + A_b Y_b)} \quad (7-7-6)$$

其中

$$\beta = (M-1)(A_a Y_a + A_b Y_b) + A_a Y_a \quad (7-7-7)$$

$$F = \frac{\sin A_a Y_a}{Y_a} + e^{-i(A_a Y_a + A_b Y_b)} \frac{\sin A_b Y_b}{Y_b} \quad (7-7-8)$$

量 F , 可以被看成是超晶格周期的结构因子。对(7-7-6)式可以作如下讨论:

- 1) 论:

(1) 超晶格的总厚度

令(7-7-6)式中分子的正弦项为零,则有

$$M \Delta(A_a Y_a + A_b Y_b) = \pi \quad (7-7-9)$$

或

$$\Delta\theta_M = \frac{\lambda |\gamma_H|}{M(t_a + t_b) \sin 2\theta_B} \quad (7-7-10)$$

由此可以确定超晶格结构整个厚度 $M(t_a + t_b)$ 。实际测试中,对于非均匀样品通常观察到一系列的快速振荡。

(2) 超晶格的周期

令式(7-7-6)式中分母的正弦项为零,则可以得到 E_M 发生振荡的条件为:

$$A_a Y_a + A_b Y_b = n\pi \quad (7-7-11)$$

因此,振荡峰可以用 $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 来标定。振荡峰之间的角距离 $\Delta\theta_p$ 与超晶格图期 P 之间有如下关系:

$$P = t_a + t_b = \frac{\lambda |\gamma_H|}{\Delta\theta_p \sin 2\theta_B} \quad (7-7-12)$$

(3) 超晶格的零级卫星峰

超晶格的零级卫星峰与衬底衍射峰之间有一个角距离 $\Delta\theta_0$ 。由式(7-7-

直和

到该

层及

- 1)

- 2)

衬底

- 3)

中 ϕ

, 第

以把

来了

- 4)

5a)

5b)

11) 可得:

$$-\Delta\theta_0 = k_1\langle e^\perp \rangle + k_2\langle e^\parallel \rangle \quad (7-7-13a)$$

$$k_1 = \cos^2\psi \operatorname{tg}\theta_B \pm \sin\psi \cos\psi \quad (7-7-13b)$$

$$k_2 = \sin^2\psi \operatorname{tg}\theta_B \mp \sin\psi \cos\psi \quad (7-7-13c)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示在超晶格周期内取厚度平均。

(4) 第 n 级衍射峰的强度

第 n 级衍射峰的强度与超晶格的结构因子有关, 以 n 为下标:

$$\begin{aligned} F_n &= \sin A_n Y_{an} \left(\frac{1}{Y_{an}} - \frac{1}{Y_{bn}} \right) \\ &= \frac{\sin A_n Y_{an}}{A_n Y_{an}} \left[A_a + \frac{A_b}{1 - (n\pi/A_n Y_{an})} \right] \end{aligned} \quad (7-7-14)$$

对于 $n=0$ 的情况, 上式简化为:

$$F_{n=0} = \frac{\sin A_n Y_{a0}}{A_n Y_{a0}} (A_a + A_b) \approx (A_a + A_b), A_n Y_{a0} \ll 1 \quad (7-7-15)$$

因此, 零级衍射峰的幅度与 F_{a0} 和 F_{b0} 有关, 其 F_a 和 F_b 是 a 层和 b 层的结构因子。(7-7-15) 所取的近似对于应变小于 1% 和周期厚度小于 300 Å 是十分有效的。在这种情况下, 零级衍射峰的强度比高级衍射峰的强度大很多。对于更大的应变和厚度, (7-7-15) 中的近似失效, 零级衍射峰的强度将明显小于高级衍射峰的强度。

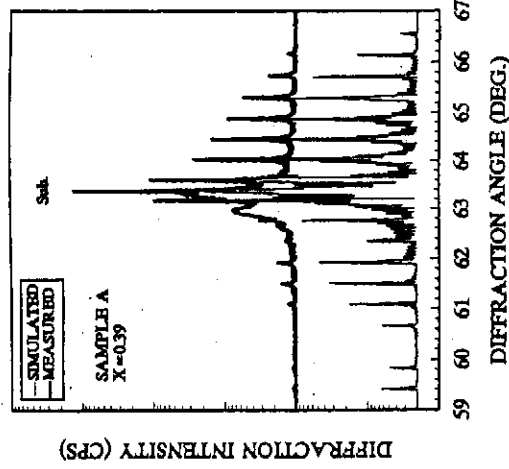
7.7.3.2 计算机模拟结果

五个样品的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果分别示于图 7.7.3(A)、(B)、(C)、(D)、及 (E) 中, 由图可见, 实验曲线和理论曲线符合得相当好。

表 7.7.3 给出了应用上述运动学模型进行计算机模拟所得到的阱宽、垒宽及 $In_xGa_{1-x}As$ 阱层中的 In 组分 x 的值与设计值的比较。由表可见, 模拟得到的值与设计值符合得很好。表中还给出了由表 7.7.2 所得到的各个样品所相应的周期的平均值及周期的设计值。

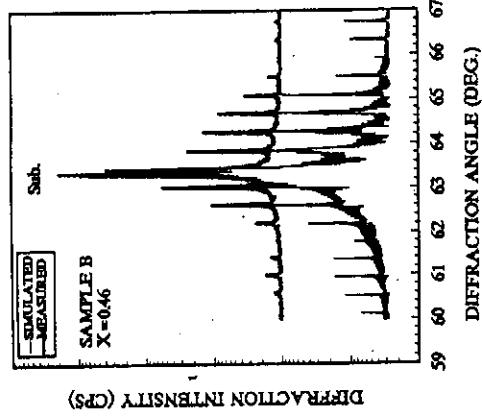
表 7.7.3 样品有关参数的设计值及模拟结果

样品	组份 x		垒宽 (Å)		阱宽 (Å)		周期 (Å)	
	设计	模拟	设计	模拟	设计	模拟	设计	DCXRD 测得的 平均周期
A	0.39	0.38	200	199.9	50	46.9	250	246.8
B	0.46	0.46	200	200.2	50	50.0	250	250.2
C	0.53	0.53	200	195.9	50	49.0	250	244.9
D	0.60	0.63	200	190.4	50	50.4	250	240.8
E	0.68	0.69	200	206	50	48.3	250	254.3



衍射角 $2\theta(DEG.)$

图 7.7.3(A) 样品 A 的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果



衍射角 $2\theta(DEG.)$

图 7.7.3(B) 样品 B 的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果

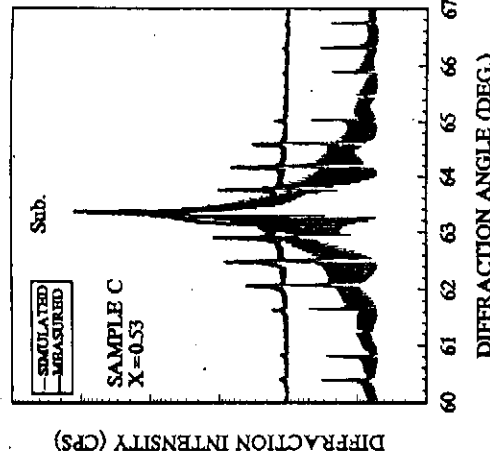


图 7.7.3(C) 样品 C 的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果

衍射角 2θ (DEG.)

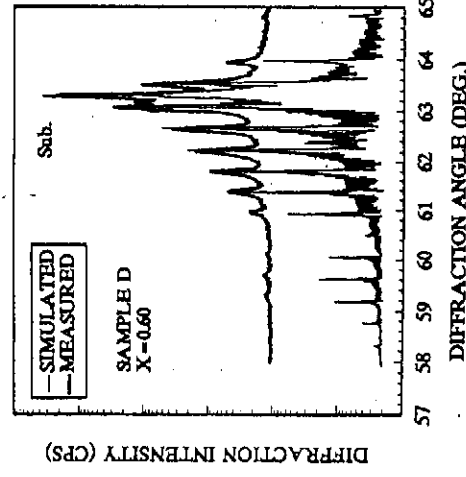
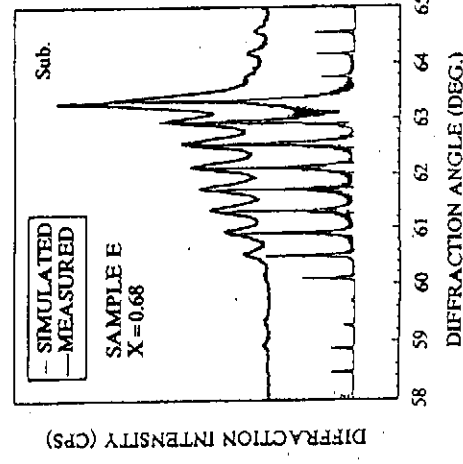


图 7.7.3(D) 样品 D 的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果

衍射角 2θ (DEG.)

7.7.4 低温光致发光谱测试

在 10K 温度下,对 B、C、D、E 四个样品进行了光致发光谱测试,测试结果示于图 7.7.4 中,由图可知,与 B、C、D、E 四个样品谱峰相应的能量分别为 0.923eV、0.899eV、0.825eV 和 0.814eV,相应谱峰的半高宽分别为 7.9meV、9.7meV、10.3meV 和 14.4meV。



7.7.5 低温吸收谱测试

为了与上述低温光致发光谱测试结果进行了对比,对 A、B、C、D、E 五个样品进行了 10K 吸收谱测试。测试结果如图 7.7.5 所示。从图中可以明显地看出与 1H 相应的激子吸收峰,相应的峰值能量标于图中,由图可见,随着 In 组份的增大,1H 激子吸收峰红移。另外,对 B、C、D、E 四个样品,还可以清晰地看到与 1L 相对应的激子吸收峰。由图 7.7.5 可见,随着 In 组份的减小,1H 激子吸收峰与 1L 激子吸收峰之间的距离减小。对

衍射角 2θ

图 7.7.3(E) 样品 E 的 DCXRD 摇摆曲线的计算机模拟结果

这一现象可以作如下解释:根据第三章的讨论可知,平面双轴压应变所引起的轻、重空穴能级的分裂与量子尺寸效应所引起的轻、重空穴能级的分裂相一致,即重空穴能级上升,轻空穴能级下降;而平面双轴张应变所引起的轻、重空穴能级的分裂则与量子尺寸效应所引起的轻、重空穴能级的分裂相反,即平面双轴张应变使重空穴带下降、轻空穴带上升,量子尺寸效应使重空穴带上升、轻空穴带下降。因此,对于给定阱宽的量阱,我们可以用平面双轴应变的大小(即用 In 组份 x)来调节轻、重空穴带的间距从而达到调节 $1H$ 与 $1L$ 激子吸收峰间距的目的。图 7.7.5 年所示的 A、B、C、D、E 五个样品的阱宽均约为 $50\text{\AA}$, 当 In 组份 $x > 0.53$ 时,阱层处于平面双轴压缩状态,随着 In 组份的减小,因平面双轴压应变导致的轻重、空穴带的裂距减小,因而在吸收谱上观察到 $1H$ 激子吸收峰与 $1L$ 激子吸收峰之间的距离减小。当 $x = 0.53$ 时,阱层处于零应变状态,此时平面双轴应变对轻、重空穴带的裂距没有贡献,轻、重穴带的裂距完全来源于量子尺寸效应。当 $x < 0.53$ 时,阱层处于平面双轴伸张状态,平面双轴伸张应变所引起的轻、重空穴带的裂距将会抵消一部分因量子尺寸效应而引起的裂距,结果使总裂距减小,体现在吸收谱上就是随着 In 组份 x 的

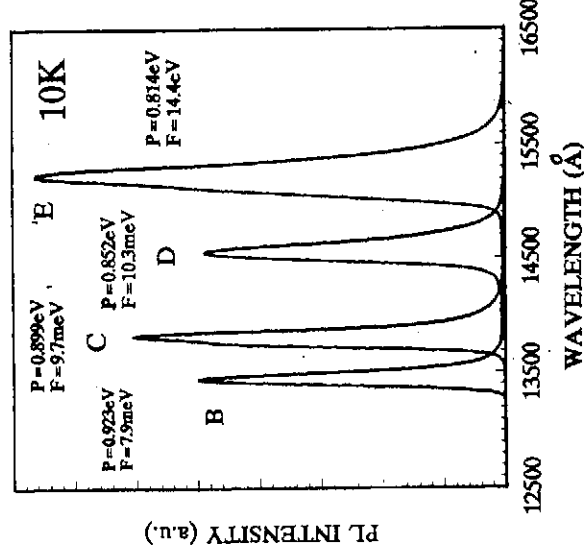


图 7.7.4 多量子阱 $P-i-N$ 结构样品 B、C、D、E 的 10K 光致发光谱

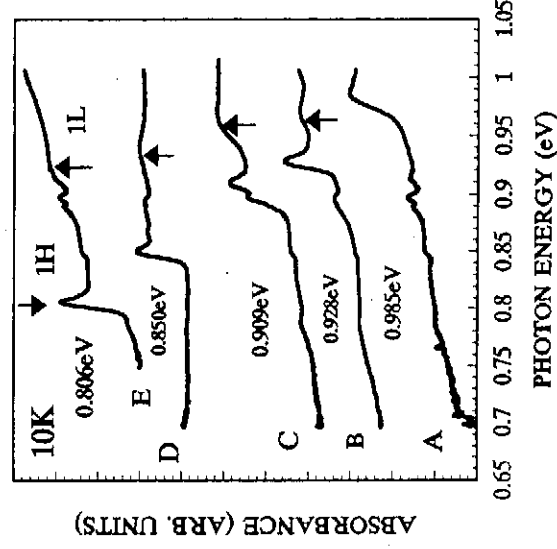


图 7.7.5 应变多量子阱 $P-i-N$ 结构样品 A、B、C、D、E 的 10K 吸收谱测试结果

减小, $1H$ 激子吸收峰与 $1L$ 激子吸收峰之间距离减小。可以预见, 当 In 组份 x 小到某一值 x_c 时, 平面双轴张应变所引起的轻、重空穴带裂距将会完全抵消因量子尺寸效应而引起的轻、重空穴带裂距, 结果使量子阱中的轻、重空穴能级出现简并现象, 此时吸收将会增强, 在吸收谱上将会看到 $1H$ 激子吸收峰与 $1L$ 激子吸收峰相重合的现象。如进一步减小 In 组份 x , 使 $x < x_c$, 此时因平面双轴张应变所导致的轻、重空穴带分裂将起主导作用, 结果使量子阱中的 $1L$ 轻空穴能级高于 $1H$ 重空穴能级, 表现在吸收谱上即是与 $1L$ 相应的激子吸收峰位于低能侧, 而与 $1H$ 相应的激子吸收峰位于高能侧。应用第三章给出的公式可以确定出平面双轴张量子阱中 $1H$ 能级与 $1L$ 能级简并时的 In 组份 x_c , 方法为: ①首先求出给定阱宽的量子阱中的 $1H$ 能级与 $1L$ 能级之间的裂距(不考虑平面双轴应变的影响); ②使平面双轴张应变所引起的轻重空穴带的裂距(不考虑量子尺寸效应)等于因量子尺寸效应而引起的 $1H$ 与 $1L$ 能级的间距。这样便可求出 x_c 。图 7.7.6 给出了平面双轴张应变及量子尺寸效应对轻、重空穴带相对位置的影响。

对体材料(图 7.7.6(a)),

HH 带与 LH 带在价带顶简并; 由于平面双轴张应变的作用(图 7.7.6(b)),

HH 带与 LH 带的简并消除, 且在价带顶附近 LH 带高于 HH 带; 如果在平面

双轴应变的作用下再迭加上量子尺寸效应(要求量子阱具有一定的宽度), 则

LH 带与 HH 带在价带顶的简并又会重新恢复。这一现象在以激子吸收为基础

的光电子器件中具有重要的应用前景。我们在国内首次研究了平面双轴应变对

应变 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 量子阱中激子跃迁能量的影响, 并首次从实验上观测到了

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 应变量子阱中 $1H$ 激子吸收峰与 $1L$ 子吸收峰之间距离随 In 组

份(即平面双轴应变)而变化的现象。

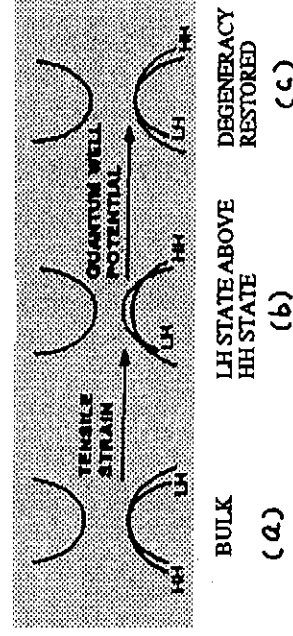


图 7.7.6 平面双轴张应变和量子尺寸效应对轻、重空穴带相对位置的影响

7.7.6 实验结果与理论计算结果的比较

在图 7.7.7 中, 给出了第三章计算得到的阱宽为 $50\text{ \AA}$ 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 应

变量子阱中与 $1H$ 相应的重穴激子的跃迁能量随 In 组分的变化曲线,在图中同时还给出了对 A、B、C、D、E 五个 $P-i-N$ 结构样品的 $10K$ 光致发光光谱(图 7.7.4)及 $10K$ 吸收谱(图 7.7.5)测试结果。由图可见,吸收谱测试结果与光致发光光谱测试结果吻合得很好,且二者与理论计算结果基本符合。

7.7.7 室温光谱测试结果

图 7.7.7 给出了五个样品的室温光谱测试结果。由图可见,除了样品 A 以外,从其它四个样品的光谱上均可以看到清晰的激子吸收峰。室温下可以清晰地看到激子吸收峰,是样品具有较高质量的标志。

光伏信号来源于三个方面:①光激发产生的空穴和电子以热发射的方式跨越多量子阱势垒,分别到达样品的前后面,产生光伏效应。②势阱内的光生载流子隧穿过势垒,到达样品的前后面产生光伏效应。③光生载流子在势阱内由于“位移效应”产生的光伏信号。位移效应是指,在势垒较厚时,载流子隧穿过势垒的几率很小,光激发产生的电子和空穴在 $P-i-N$ 内建电场的作用下,朝相反的方向运动,但仍然被限制在势阱内,结果在势阱内两端面出现了正负电荷的积累。由于我们生长的 $P-i-N$ 结构样品的势垒较厚($200\text{\AA}$),又是在室温下测量,因此,光伏信号主要来源于①、③两种机制。

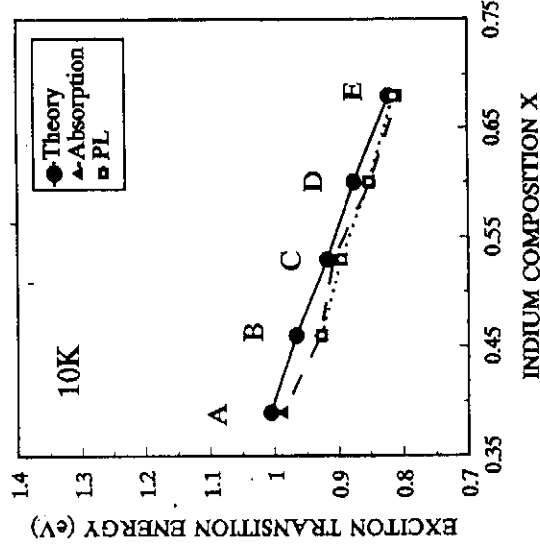


图 7.7.7 应变量子阱中激子跃迁能量实验值与理论值的比较

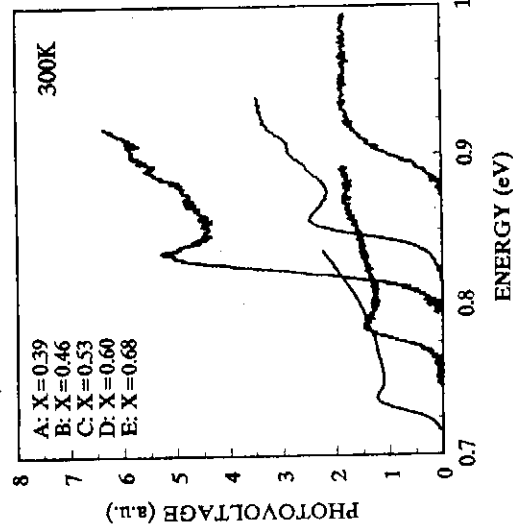


图 7.7.8 应变多量子阱 $P-i-N$ 结构样品 A、B、C、D、E 的室温光谱测试结果

§ 7.8 本章小结

与 InGaAs/GaAs 系统相比,国际上 InGaAs/InP 应变量子阱超晶格则研究得较少。这主要是由于生长 InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料,除了要想方设法消除失配位错的产生以实现共格生长外,还要降低 V 族元素 P_2 和 As_2 切换所带来的置换效应和记忆效应对量子阱界面的影响,因此, InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料更难生长。

我们在国产第一台 CBE 设备上,用 GSMBE 技术在国内首次生长了各种结构和组份的应变量子阱和超晶格材料,并对其生长和性能进行了较为系统的研究。

(1) 讨论了失配外延生长的特点,给出了单应变层、单量子阱及多量子阱超晶格材料临界厚度的概念及计算方法。对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 系统的临界厚度进行了理论计算。

(2) 在一个衬底片上生长了具有不同阱宽 ($10\text{\AA} \sim 110\text{\AA}$) 的应变为 $+0.5\%$ 的单应变量子阱样品。对该样品的 10K 光致发光谱测试结果表明, $70\text{\AA}$ 和 $90\text{\AA}$ 阱的光致发光谱峰半高宽为 4.5meV , 显示了样品具有较高的质量。对该样品的变温光致发光谱测试结果表明,量子阱中激子跃迁能量随温度的变化规律与体材料相同。

(3) 生长了阱宽为 $54\text{\AA}$ 、垒宽为 $129\text{\AA}$ 、周期数为 40、压应变为 0.4% 的多量子阱样品,从其 DCXRD 衍射图样上可以清晰地看到 21 个卫星峰。

(4) 生长了阱宽为 $50\text{\AA}$ 、垒宽为 $200\text{\AA}$ 的、阱层具有不同 In 组份 (因而具有不同应变) 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 多量子阱 $P-i-N$ 结构样品, In 组份变化范围为 $0.39 \sim 0.68$, 相应的应变变化范围为 $-1.0\% \sim +1.0\%$, 多量子阱的周期数为 20。对该系列样品进行了 DCXRD 测试,用 x 射线衍射的运动学理论对 DCXRD 衍射图样进行了计算机模拟,确定出了样品的结构参数和组份参数,得到的结果与设计值符合得较好,显示出了良好的对生长过程的可控制性。DCXRD 测试结果表明样品具有很好的质量。用低温 PL 谱、低温吸收谱及室温光伏谱对应变量子阱中的激子跃迁能量进行了测试,测试结果互相吻合得较好且与理论计算结果基本符合。在室温下观察到了明显的激子吸收峰。在国内首次研究了平面双轴应变对应变 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 量子阱中激子跃迁能量的影响,并首次从实验上观察到了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/InP}$ 应变量子阱中 $1H$ 激子吸收峰与 $1L$ 激子吸收峰之间

距离随 I_n 组份(即平面双轴应变)而变化的现象。

参考文献

- [1] J. F. Bulter, A. R. Calawa, R. J. Phelen, T. C. Harman, A. J. Strauss, and R. H. Rediker, *Appl. Phys. Lett.*, 5, 75(1964).
- [2] H. C. Casey, Jr., and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", New York, Academic Press, 1978.
- [3] T. P. Pearsall, B. I. Miller, R. J. Capik, and K. J. Bachmann, *Appl. Phys. Lett.*, 28, 449—450(1976).
- [4] G. C. Osbourn, *J. Appl. Phys.*, 53, 1586(1982).
- [5] A. R. Adams, *Electron. Lett.*, 22(5), 249—250(1986).
- [6] P. Ruden, A. Akinwande, D. Narum, D. Grider and J. Nohava, *Technical Digest of the 1990 Inter. Electron Devices Meeting* (IEEE, N. Y., 1989) P. 117.
- [7] D. F. Welch, W. Streifer, C. F. Schaus, S. Sun and P. L. Gourley, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 10(1990).
- [8] M. Grundmann, U. Lienert, J. Christen, and D. Bimberg, *J. Vac. Sci. Technol.*, B8, (4), 751(1990).
- [9] C. A. Wang, S. H. Groves, J. H. Reinold, and D. R. Calawa, *J. Electron. Materials.* 22(11), 1365(1993).
- [10] M. — E. Pistol, A. Gusafsson, M. Gerling, L. Samuelson and H. Titze, *J. Cryst. Growth*, 107, 458—467(1991).
- [11] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, and K. Yokoyama, *J. Appl. Phys.*, 75(3), 1299(1994).
- [12] M. Sugawara, *Appl. Phys. Lett.*, 60(15), 1842(1992).
- [13] H. Temkin, T. Tanbun — Ek, and R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.*, 56(13), 1210(1990).
- [14] U. Koren, M. Oron, M. G. Young, B. I. Miller, J. L. De Miguel, G. Raybon, and M. Chien, *Electron. Lett.*, 26(7), 465(1990).
- [15] T. Tanbun — Ek, R. A. Logan, S. N. G. Chu, A. M. Sergeant, and K. W. Wecht, *Appl. Phys. Lett.*, 57(21), 2184(1990).

- [16] M. Hovinen, A. Salokatve and H. Asonen, *J. Appl. Phys.*, 69(5), 3378(1991).
- [17] C. W. Snyder, B. G. Orr, D. Kessler, and L. M. Sander, *Phys. Rev. Lett.*, 66(23), 3032(1991).
- [18] D. Teng, P. Mandeville and L. F. Eastman, *J. Cryst. Growth*, 135, 36—40(1994).
- [19] E. Kasper, *Surface Science*, 174, 630—639(1986).
- [20] J. C. Bean, L. C. Feldman, A. T. Fiory, S. Nakahara, and I. K. Robinson, *J. Vac. Sci. Technol.*, A2(2), 436(1984).
- [21] B. Elman et al., *Appl. Phys. Lett.*, 58(16), 1704(1991).
- [22] C. J. Chang—Hasnain, *Electron. Lett.*, 29, 1(1993).
- [23] J. H. Vander Merwe, *J. Appl. Phys.*, 34, 117(1963).
- [24] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *J. Cryst. Growth*, 27, 118(1974).
- [25] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *J. Cryst. Growth*, 29, 273(1975).
- [26] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *J. Cryst. Growth*, 32, 265(1976).
- [27] M. H. Grabow and G. H. Gilmer, “Initial Stages of Epitaxial Growth”, P. 15, Materials Research Society, Pittsburgh.
- [28] B. W. Dodson and P. A. Taylor, *Appl. Phys. Lett.*, 49, 642(1986).
- [29] R. People and J. C. Bean, *Appl. Phys. Lett.*, 47(3), 322(1985).
- [30] R. People, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE—22, 1696(1986).
- [31] J. C. Bean, L. C. Feldman, A. T. Fiory, S. Nakahara, and I. K. Robinson, *J. Vac. Sci. Technol.*, A2, 436(1984).
- [32] R. Hobart, *J. Appl. Phys.*, 36, 1944(1965).
- [33] J. W. Matthews, and A. E. Blakeslee, *J. Cryst. Growth*, 32, 265(1976).
- [34] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *J. Vac. Sci. Technol.*, 14(4), 989(1977).
- [35] W. T. Tsang, *J. Crystal Growth*, 81, 261—269(1987).
- [36] Y. P. Varshni, *Physica*, 34, 149(1967).
- [37] Y. Kawaguchi, H. Asahi, *Appl. Phys. Lett.*, 50, 1243(1987).
- [38] V. S. Speriosu and T. Vreeland, *J. Appl. Phys.*, 58, 1591(1984).
- [39] C. R. Wie et al., *J. Appl. Phys.*, 62, 6094(1986).
- [40] V. S. Speriosu, *J. Appl. Phys.*, 52(10), 6094—6103(1981).

第八章 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ 可见光激光器 结构材料的 GSMBE 生长及特性

目 录

§ 8.1 引言	(216)
§ 8.2 $(\text{AlGa})\text{InP}$ 可见光激光器结构材料的生长方法及发展历史	(216)
§ 8.3 $(\text{AlGa})\text{InP}$ 可见光激光器的主攻方向, 难点及解决办法	(218)
§ 8.4 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 化合物半导体材料的性质	(218)
§ 8.5 半导体激光器的设计依据	(221)
§ 8.6 量子尺寸效应和均匀应变对 LD 性能的改善作用	(228)
§ 8.7 GSMBE 生长 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 化合物半导体材料的性质	(232)
§ 8.8 GaAs 及 AlGaInP 的掺杂特性	(235)
§ 8.9 GSMBE DH LD 的性质	(238)
§ 8.10 GSMBE 生长 SCH—CSSQW—LD 的性质	(241)
§ 8.11 本章小结	(243)
参考文献	(244)

§ 8.1 引言

($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$) $_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 可见光半导体激光器体积小、成本低、使用方便、且在军事和国民经济建设中具有广泛的应用前景,因而在国外受到广泛重视。(Al- Ga_{1-x}) $_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 激光器由于其波长短,光斑尺寸小,因而在光信息处理系统如高密度光盘系统和高速激光打印机中有广泛应用;另外,该激光器还可用在光学测量、条形码识别、泵浦掺 C^{3+} 固体激光器等方面;该激光器的另一个重要应用是取代 He-Ne 气体激光器(输出波长 6328 Å)。

国外在 1985 年就实现了 670—690nm 波段的 AlGaInP 异质结构激光器的室温连续运行^[1-3],接着对激光器性能如横模稳定性^[4-7]、阈值电流^[8-10]、工作温度^[11-12]及可靠性^[13-15]进行了改善,很快使该波段的异质结构激光器实用化和商品化。低功率、单模、630nm 波段的 AlGaInP 异质结构激光器,在 1990 年实现室温连续运行^[16],并有产品出售^[17]。近几年来,国外研究工作的主攻方向是缩短激光波长^[18]、提高工作温度^[19]和输出功率^[20-21]、降低阈值电流密度^[22]。我国对 AlGaInP 可见光激光器材料和器件的研制尚处于起步阶段。最近(1995 年),半导体所光子工程中心用进口 MOCVD 设备已研制出发射波长为 650nm 的室温连续运行的 (AlGa)InP 激光器。

我们在国产 GSMBE 设备上,在国内率先对 InGaP、($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$) $_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 材料的 GSMBE 生长及其掺杂特性进行了研究,获得了质量较好的外延层材料及所需要的掺杂浓度。在此基础上,用 GSMBE 方法试制了双异质结激光器(DHLD)和分别限制压应变量子阱(SCH—CSSQW LD)激光器结构材料,并做了宽接触芯片,对芯片做了电学和光学测试。结果表明制备的器件达到了超辐射状态。用 GSMBE 方法生长 InGaP、AlGaInP 材料及 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料,在国内尚属首次。这一研究课题属“国家 863 高技术”资助课题。在本章中,将报导我们对这一课题的初步研究成果。

§ 8.2 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料的生长方法及发展历史

生长 AlGaInP 可见光激光器结构材料的主要方法有 MBE、MOCVD 和 GSMBE。早期主要用 MBE^[23]和 MOCVD^[24],现在用的最多的是 MOCVD,而 GSMBE 是一种较新的外延生长方法。由于 AlGaInP 可见光激光器的有源层及限制层均是含 P 化合物半导体材料,因此,MOCVD 和 GSMBE 最适合于该种结构材料的生长。用 MOCVD 生长 LD 一般用 Zn 作为 P 型掺杂剂,由于 MOCVD

的生长温度较高,且 Zn 的蒸汽压较大^[25],因此 Zn 的掺杂效率较低。另外,随着 Al 成份的增加,掺杂效率(电离率)下降很大^[26]。Zn 在 III - V 族化合物半导体材料中的扩散系数很大^[27-28]。以上因素使得高质量的重掺杂 P 型 AlGaInP 限制层材料难以得到,而且降低了 GaInP/AlGaInP DH 结构的发光效率^[29]。GSMBE 用 Be 作为 P 型掺杂剂,由于 Be 的扩散系数小,GSMBE 的生长温度低,且 Be 在 $\text{In}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{P}$ 中的掺杂浓度^[30]可达 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$,在 $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ 掺杂浓度可达 $3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$,因此利用 GSMBE 生长易于控制掺杂图形分布和易于获得重掺杂 P 型 AlGaInP 限制层。另外,在 GSMBE 外延生长过程中,可以用 RHEED 等多种表面分析手段对生长过程进行实时在位监测,而且 GSMBE 具有高真空洁净环境。因此,GSMBE 是制备 AlGaInP LD 的一种很有发展前途的方法。

近十年来,AlGaInP 可光激光器材材料及器件的发展过程如表 8.2.1 所示。

表 8.2.1 AlGaInP 可见光激光器材材料及器件发展史

年	生长方法	结构	性能	参考文献
1981	MOCVD	InGaP/GaAs	高性能 InGaP 生长成功	[31]
1983	MBE	DH	$\lambda = 660 \sim 680 \text{nm}$, $J_a = 26 \text{KA/cm}^2$, 室温脉冲激励(RT,PW)	[32]
1983	LP-MOCVD	DH	$\lambda = 660 \sim 680 \text{nm}$, $J_a = 26 \text{KA/cm}^2$, RT,PW	[33]
1984	AP-MOCVD	DH	$\lambda = 653 \text{nm}$, $J_a = 55 \text{mA}$, ($8 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$), 77K, CW; RT, PW	[34]
1985	AP-MOCVD	DH	$\lambda = 671 \text{nm}$, $J_m = 5.0 \text{KA/cm}^2$, RT, CW	[2]
1986		多量子垒 MQB	从理论上提出应用 MQB 可提高 $T_{\text{max}}(T_0)$,降低 J_a	[35]
1986		应变层	理论上预言应变 对 LD 性能的改善作用	[36]
1987	MOCVD	多量子阱 MQW	RT, CW	[37]
1989	GSMBE	DH, InGaP /InAlP	$\lambda = 663, \text{RT, PW}$	[38]
1990	GSMBE	MQB, InGaP/InAlP	首次引入 MQB	[39]
1991	MOCVD	应变量子阱	$\lambda = 705 \text{nm}$, RT, PW	[40]
1991	GSMBE	InGaP/GaAs	高质量 InGaP/GaAs	[41-43]
1993	MOCVD	应变量子阱	$\lambda = 615 \text{nm}$, RT, CW	[44]

§ 8.3 (AlGa)InP 可见光激光器的主攻方向、难点及解决办法

在引言中已经指出,主攻方向为降低阈值电流 J_{th} , 提高最高工作温度 T_{max} 和特征温度 T_0 、提高输出功率及缩短激励波长。

8.3.1 降低 J_{th} , 提高 T_{max} 和 T_0

提高 P 区 AlGaInP 限制层空穴浓度, 增大 AlGaInP 限制层的禁带宽度, 在 P 区内引入多量子垒 (MQB), 在偏离 (001) GaAs 衬底上生长器件结构, 特别在有源层内引入应变量子阱结构, 均可降低 J_{th} 提高 T_{max} 和 T_0 。

8.3.2 提高输出功率

限制 AlGaInP 激光器最大输出功率的主要因素是端面光学损伤和器件热阻。利用窗口结构 (window structure)^[45], 利用增透和全反射膜技术^[46], 降低材料体电阻及器件与热沉之间的接触电阻, 对提高激光器的输出功率均有益处。

8.3.3 缩短激励波长 ($< 670\text{nm}$)

缩短波长的方法有三: ①利用 AlGaInP 四元化合物半导体材料做有源层, 以增加有源层的禁带宽度; ②利用量子阱和应变量子阱结构; ③利用禁带宽度对衬底晶向的依赖特性。难以实现高温运行短波长 LD 的原因是①增加 P 型限制层 E_g (即型 AlGaInP 限制层的电子流, 减少此漏电流的方法是①增加 P 型限制层 E_g (即提高 Al 组份); ②对 P 型 AlGaInP 限制层进行重掺杂。但是, 由于 Al 极易与气氨中的 O_2 发生化学反应形成很强的 Al—O 键, 导致 AlGaInP 的电阻率增大, 从而使 P 型限制层的空穴浓度由于 Al 的存在而不易提高。

§ 8.4 $(Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P$ 化合物半导体材料的性质

8.4.1 $Ga_yIn_{1-y}P$ 的性质 ($x=0$)

GaP 和 InP 的一些性质如表 8.4.1 所示^[47], 其中 ZB 表示闪锌矿结构, I 表

示 表 8.4.1 GaP 和 InP 的一些性质 (300K)

材料	晶体结构	禁带宽度 $E_g(\text{eV})$	晶体常数 $a_0(\text{\AA})$
GaP	ZB	2.272, I	5.4505
InP	ZB	1.344, D	5.8687

间接带隙,D表示直接带隙。根据 Vegard 定律, $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 的晶格常数为:

$$a(y) = 5.4505y + 5.8687(1 - y) \quad (8-4-1)$$

应用 GaAs 的晶格常数 $a_0 = 5.56325$, 易求得当 $y = 0.51$ 时, $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 与 GaAs 衬底晶格匹配。 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 生长温度一般为 500°C , 为了减少失配位错的产生, 在生长温度下应使 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 与衬底匹配。由于 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的热膨胀系数不同于 GaAs ^[48], 因此, $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 在生长温度下与 GaAs 匹配时, 在室温下必与 GaAs 衬底不匹配。在 500°C 下与 GaAs 匹配的 $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 的组份 $y = 0.5$, $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 在室温下与 GaAs 的失配度为 $+4.6 \times 10^{-4}$, 即在生长温度下与 GaAs 匹配的 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$, 在室温下处于压应变状态。

$\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 在 300K 时与 Γ 谷、L 谷和 X 谷相应的禁带宽度由下式给出^[49]:

$$E_{g\Gamma} = 1.351 + 0.643y + 0.786y^2 \quad (8-4-2)$$

$$E_{gX} = 2.272y + 2.15(1 - y) \quad (8-4-3)$$

$$E_{gL} = 2.6y + 1.95(1 - y) \quad (8-4-4)$$

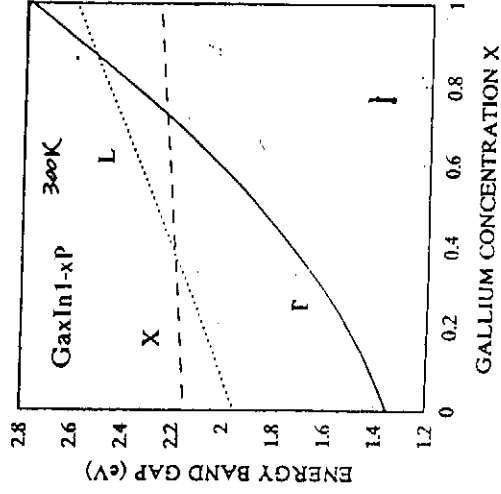


FIG.8.4.1 The energy band gaps for GaInP bulk material

$\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 在自由状态时与 Γ 谷、X 谷和 L 谷相应的禁带宽度随 Ga 组份 y 变化的关系曲线如图 8.4.1 所示。由图可见: ① Γ 谷与 X 谷的转变点发生在 $y_c = 0.73$ 处; ② 当 $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 与 GaAs 衬底匹配时, GaInP 禁带宽度为 1.889eV 。

$\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 在 5K 时的禁带宽度由下式给出^[50]:

$$E_{g\Gamma} = 1.449 + 0.73x + 0.7x^2 \quad (8-4-5)$$

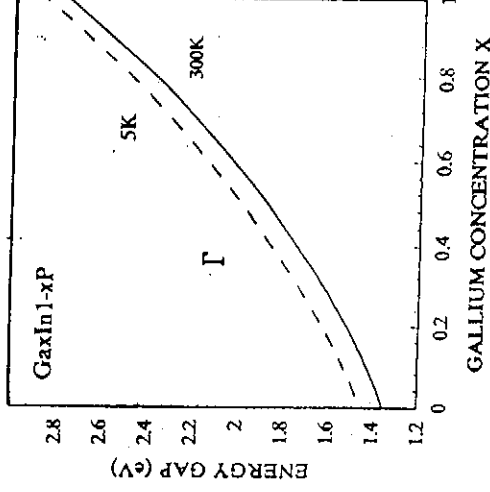


FIG.8.4.2 The energy band gaps for GaInP bulk material.

Ga_xIn_{1-x}P 在 5K 和 300K 时与 Γ 点相应的带隙随 Ga 组份变化的关系曲线如图 8.4.2 所示。

8.4.2 Al_xIn_{1-x}P 的性质

由于 Al 的原子半径与 Ga 的原子半径基本相同, 因此, 与 Ga_xIn_{1-x}P 一样, 在室温下, 当 $x=0.41$ 时, Al_xIn_{1-x}P 与 GaAs 衬底匹配。

Al_xIn_{1-x}P 在 300K 时与 Γ 谷、X 谷和 L 谷相应的禁带宽度由下式给出^[51]:

$$E_{g\Gamma} = 1.351 + 2.23x \quad (8-4-6)$$

$$E_{gX} = 2.45x + 2.15(1-x) \quad (8-4-7)$$

$$E_{gL} = 3.5x + 1.95(1-x) \quad (8-4-8)$$

在图 8.4.3 中, 给出了 Al_xIn_{1-x}P 的带隙随组份 x 变化的关系曲线。由图可见: ① Γ 谷与 X 谷的转变发生在 $x_c = 0.44$ 处; ② 当 Al_xIn_{1-x}P 与 GaAs 衬底匹配时 ($x=0.51$), Al_xIn_{1-x}P 是间接带隙材料。

8.4.3 (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的性质

当 Al 组份 x 变化时, (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的晶格常数基本不变, 且与 GaAs 衬底匹配。然而, 当 Al 组份 x 变化时, (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的禁带宽度会发生很大的变化, 这就使得我们能够根据需要选择 x , 从而达到选择禁带宽度的目的。

(Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的禁带宽度由下式给出^[52]:

$$E_{g\Gamma} = 1.90 + 0.6x \quad (8-4-9)$$

$$E_{gX} = 2.25 + 0.1x \quad (8-4-10)$$

图 8.4.4 给出了 (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的禁带宽度与 Al 组份 x 之间的关系曲线。由图可见: ① Γ 谷与 X 谷的转变发生在 $x_c=0.7$ 处; ② 当 $0 \leq x \leq 0.7$ 时, $1.9\text{eV} \leq E_{g\Gamma} \leq 2.32\text{eV}$, 说明通过调节 Al 组份 x 的值, 可使 (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49} 的直接带隙在 1.9eV 和 2.32eV 之间变化。

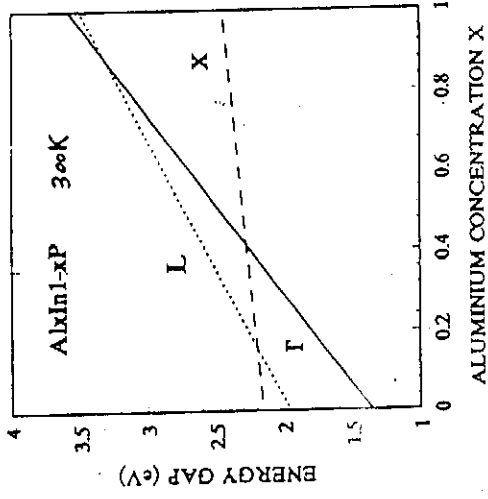


FIG. 8.4.3 The energy band gaps for AlInP bulk material.

8.4.4 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的折射率^[53]

在制备 AlGaInP 激光器时,常用 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 为限制层或波导层材料,而用 $\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 或 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 为有源层材料,半导体激光器的实用化是对电子和光子双限制的结果。对电子的限制来源于异质结构材料禁带宽度的差别,而对光子的限制则来源于异质结构材料对光子折射率的差别。因此,折射率是设计制作半导体激光器时要用到的一个非常重要的

参数。图 8.4.5 给出了文献[53]计算得到的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的折射率 n 与

Al 组份和光子能量之间的关系曲线。由图可见:①对相同的光子能量,Al 组份越大,折射率 n 越小, $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的折射率最大, $\text{Al}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的折射率最小。因此,从对光子进行限制的角度来考虑,要求限制层具有较高的 Al 组份。②对相同的 Al 组份,光子能量越大,折射率越大。

§ 8.5 半导体激光器的设计依据

8.5.1 半导体激光器的波导及空间模式

在半导体激光器中,两边限制层的折射率必须小于有源区的折射率才会形成波导。这种波导中电磁场的分布由麦克斯韦方程及边界条件求解。求解的结果是,传播常数只允许取一些分立值,把传播常数取分立值的电场和磁场分布状态称为模式。

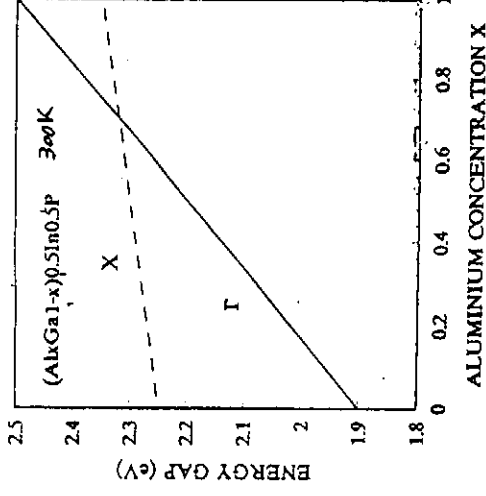


FIG. 8.4.4 The energy band gaps for AlGaInP bulk material.

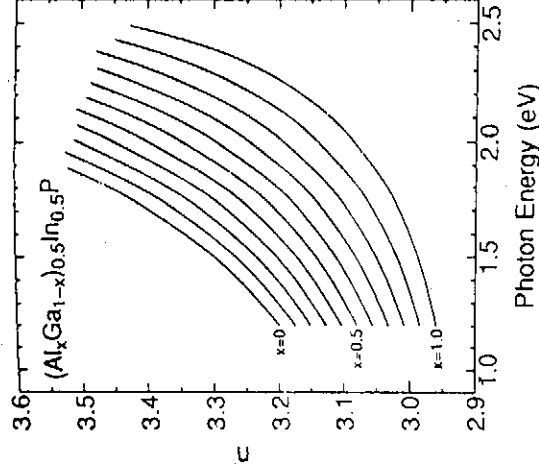


图 8.4.5 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的折射率 n 与 Al 组份 x 和光子能量之间的关系

8.5.1.1 横向模式

横向是指半导体激光器中垂直于结平面的方向。该方向上对光子的限制和导行是用介质波导来实现的。用 8.5.1(a) 是 InGaP/AlGaInP/GaAs DH LD 的结构示意图, 其近似的等价有效波导结构如图 8.5.1(b) 所示, 其中有源层 InGaP 的厚度为 d , 折射率为 n_2 , 限制层 AlGaInP 的折射率为 n_1 。下面考虑图 8.5.1(b) 所示的波导的解析解, 以便对激光器空间光场的分布给出定性的讨论。

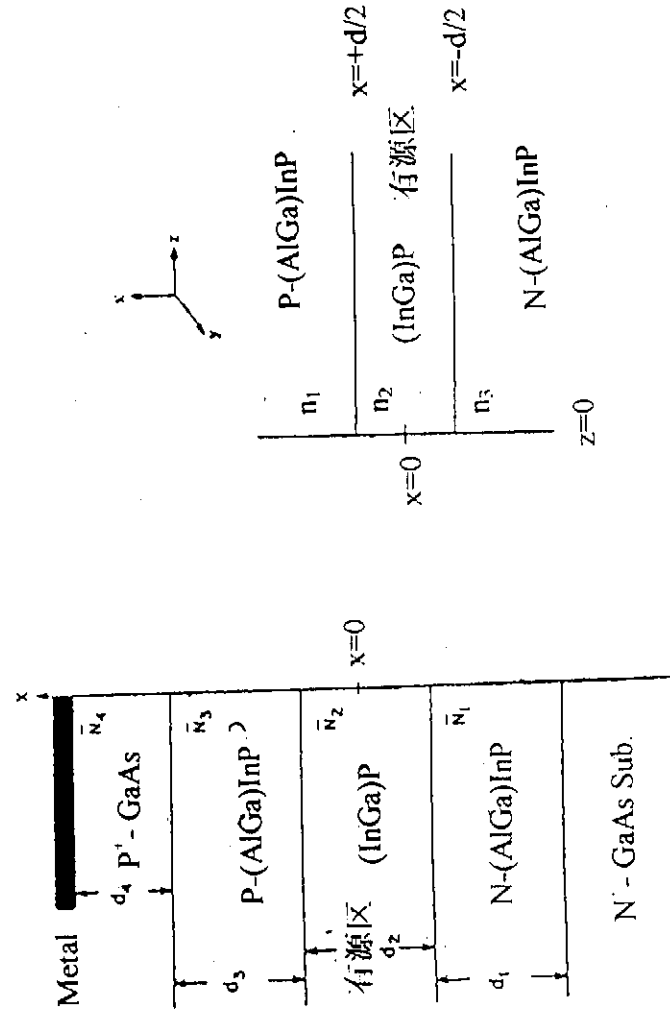


图 8.5.1 (a) InGaP/AlGaInP/GaAs DH LD 结构示意图。(b) DH 激光器的三层对称波导结构。

求解的基本方程是麦克斯韦方程组, 应用边界的连续性条件后, 得到如下结果:

1. TE 偏振模式(横电场)

假设 $E_z = 0$ (TE 模式), $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ (认为波导沿 y 方向无穷厚), 可由麦氏方程推

出 $H_y = E_x = 0$, 有源层中的电场分布为:

$$E_y(x, z, t) = E_y(x) \exp[i(\omega t - \beta z)]$$

$$E_y(x) = A_0 \cos kx + A_0 \sin kx$$

$$\omega^2 \mu_0 \epsilon = n^2 k_0^2$$

$$k^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2$$

$$(8-5-1a)$$

$$(8-5-1b)$$

$$(8-5-1c)$$

$$(8-5-1d)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (8-5-1e)$$

其中 ω 为波导中光的角频率, μ_0 为真空磁导率, ϵ 为材料的介电常数, n_2 为有源层材料的折射率; k_0 、 λ_0 为真空中传播常数和波长; A_0 、 A_z 为待定常数。 β 为波导中光的传播常数, 均由边界条件定出; $E_y(x, z, t)$ 为有源层中的电场。

考虑偶阶 TE 模式, 即式 (8-5-1) 中的 $E_y(x, z, t)$ 取:

$$E_y(x, z, t) = A_z \cos(\kappa x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8-5-2)$$

在边界处应用连续性条件, 得到关于偶阶 TE 模式传播常数 β 的本征值方程:

$$tg\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = \frac{\gamma}{\kappa} = \frac{(\beta^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}}{(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}} \quad (8-5-3)$$

式中

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2 \quad (8-5-4)$$

传播常数 β 是未知量。从 (8-5-3) 不能得到 β 的显函数, 欲求该本征值方程的解, 必须利用图解法或利用计算机计算。由 (8-5-3) 即可得到偶阶 TE 模式的解。由以上各式也可得到系数 A_z 与沿 Z 方向传播的偶阶 TE 模式的功率 P 的关系:

$$A_z = \frac{2\omega\mu_0 P}{[\beta(\frac{d}{2}) + (\frac{\beta}{\gamma})]^{1/2}} \quad (8-5-5)$$

同样可得奇阶 TE 模式

$$E_y(x, z, t) = A_0 \sin(\kappa x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8-5-6)$$

的本征值方程:

$$tg\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = -\frac{\kappa}{\gamma} \quad (8-5-7)$$

常数 A_0 与 A_z 有相同的形式, 用 (8-5-4) 式即可。

2. TM 偏振模式(横磁场)

令 $H_z = 0$ (横磁场), $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ (假定 y 方向波导无限厚), 则由麦氏方程可得 $E_z = H_z = 0$, 有源层内的磁场

$$H_y = [B_z \cos(\kappa x) + B_0 \sin(\kappa x)] \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8-5-8)$$

偶阶 TM 模式

$$H_y = B_0 \cos(\kappa x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8-5-9)$$

的本征值方程为:

$$tg\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = \frac{n_2^2 \gamma}{n_1^2 \kappa} \quad (8-5-10)$$

式中 γ 由式 (8-5-4) 给出。振幅系数 B_z 和模式功率 P 的关系为:

$$B_z = \frac{2\omega\epsilon_0 n_2^2 P}{\beta \left[\frac{d}{2} + \gamma \cdot \frac{(\kappa^2 + \gamma^2)}{(n_1^4 \kappa^2 + n_2^4 \gamma^2)} \right]} \quad (8-5-11)$$

同理, 奇数阶 TM 模式

$$H_y = B_s \sin(\kappa x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (8-5-12)$$

的本征值方程为:

$$\tan\left(\frac{\kappa d}{2}\right) = -\frac{n_1^2 \kappa}{n_2^2 \gamma} \quad (8-5-13)$$

B_s 与 P 的关系和 B_z 相同。

3. 讨论

从以上各式可以知道, 当各层折射率 n_1 、 n_2 及波长给定时, 不同有源层厚度 d , 允许出现的模式个数不同 (即传播常数所允许取的分立值的个数不同), 通过调节 d , 可调节容许出现的模式个数。在上述折射率对称分布的假设下, 基横模永不截止。

同样可以计算出不同模式的光场分布。每个模式中, 可能有相当大的一部分位于有源层之外, 这部分光场不与注入载流子发生相互作用, 因而对激光器中的受激发射没有贡献。因为受激发射和增益系数与光子通量有关, 所以必须考虑光场分布以确定传播模式在激光器的有源层内的比率, 称此比率为光限制因子 Γ , Γ 定义为有源层内的光强与有源层内外的总光强之比。对对称三层平板介质波导, 限制因子为:

$$\Gamma = \frac{\int_0^{d/2} \cos^2(\kappa x) dx}{\int_0^{d/2} \cos^2(\kappa x) dx + \int_{d/2}^{\infty} \cos^2\left(\frac{\kappa d}{2}\right) \exp\left[-2\gamma\left(x - \frac{d}{2}\right)\right] dx} \quad (8-5-14)$$

对偶阶 TE 模式, 可以求出:

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2\left(\frac{\kappa d}{2}\right)}{\gamma \left[\frac{d}{2} + \left(\frac{1}{\kappa}\right) \sin\left(\frac{\kappa d}{2}\right) \cos\left(\frac{\kappa d}{2}\right) \right]} \right\}^{-1} \quad (8-5-15)$$

计算可知, 基横模光场分布中, 只有一个峰值, 光强集中, 光限制因子 Γ 较大。模式的阶数越大, Γ 就越小。因而基横模发射效率高, 易耦合。另外, Γ 也与有源区厚度 d 及有源层与限制层折射率差 Δn 密切相关, d 和 Δn 越大, Γ 越大。在实际应用中, 我们总是调整不同结构参数, 使得器件工作于基本模式。

计算还表明, 当结构参数相同时, 同样级数的 TE 横式和 TM 模式的限制因

子相差很小,可以认为基本相同。而且,即使波导结构允许 TM 模式存在,但实际测量中一般只会检测到 TE 模的振荡,这主要是由于 TE 模的端面反射率大于 TM 模。

8.5.1.2 侧向横式

上面讨论中,在垂直于 P-N 结平面的方向上,光学模式和注入的载流子均受异质结构层的限制。然而,绝大多数的应用要求对结平面方向上的发光宽度进行限制,这就要求提供结平面方向的光限制和载流子限制。侧向模式的限制有两种:①采用内建波导结构,称为折射率波导激光器;②采用窄注入电流通道,称为增益波导激光器。

8.5.2 半导体材料的受激发射条件

受激发射时,光子与电子相互作用的结果不是被吸收而是导致发射相同的光子。因此,设法为这种发射提供一定的反馈,即可形成激光器。激光器的基本理论,是以吸收、受激发射和自发发射的爱因斯坦关系为基础的。爱因斯坦关系来源于黑体辐射系统的辐射场的推导,本来是描述真空中两能级原子系统的,但有些关系已经推广到了宽带谱的情况,因而也适用于具有导带和价带的半导体。

8.5.2.1 爱因斯坦关系

考虑双能级系统 E_1 、 E_2 。设 $E_2 > E_1$, $E_{21} = E_2 - E_1 = \hbar\omega$ 为光子能量,如电子从 E_2 到 E_1 的自发跃迁几率为 A_{21} , E_2 到 E_1 的受激跃迁几率为 B_{21} , E_1 到 E_2 的受激跃迁几率为 B_{12} , 则有下列关系式成立:

$$A_{21} = \left(\frac{8\pi n^3 E_{21}^2}{h^2 c^3} \right) B_{21}$$

$$(8-5-16)$$

$$B_{21} = B_{12}$$

$$(8-5-17)$$

此二式即爱因斯坦关系,它表示自发发射几率与吸收和受激发射的几率有关,同时表示受激吸收的几率 B_{12} 与受激发射的几率 B_{21} 相等。

8.5.2.2 半导体受激发射的必要条件

根据爱因斯坦关系及电子、空穴的费米—狄喇克分布律, Bernard 和 Duraffourg 得到了受激发射的必要条件。当光子引起电子由导带向下跃迁至价带并发射相同光子的速率大于电子因吸收光子由价带向上跃迁至导带的速率

时,受激发射就超过了吸收,此即受激发射的必要条件,其数学表达式为:

$$F_2 - F_1 > E_2 - E_1 = \hbar\omega \geq E_g \quad (8-5-18)$$

其中 F_2 、 F_1 分别为导带电子和价带空穴的准费米能级, $\hbar\omega$ 为光子能量, E_g 为半导体材料的禁带宽度。(8-5-18)表明,欲使向下跃迁的受激发射速率超过向上跃迁的吸收速率,就必须使准费米能级差大于光子能量,且光子能量必须大于或等于禁带宽度。

8.5.2.3 吸收系数及其与自发射速率、受激发射速率之间的关系

固体中的光子与电子的相互作用可用宏观量——吸收系数 α 来表示。净吸收率是向上跃迁的速率 r_{12} 与向下跃迁的速率 r_{21} 之差,而吸收系数定义为净吸收率除以光子通量,可得:

$$\alpha(E_{21}) = B_{21}[f_1 - f_2]n/c \quad (8-5-19)$$

其中 f_1 和 f_2 为电子占据两能级的几率。由爱因斯坦关系可得自发射速率

$r_{\text{自发}}(E_{21})$ 及受激发射率 $r_{\text{受激}}(E_{21})$:

$$r_{\text{自发}}(E_{21}) = \frac{8\pi n^2 E_{21}^2 \alpha(E_{21})}{\hbar^3 c^2 \{ \exp[E_{21} - (F_2 - F_1)]/kT - 1 \}} \quad (8-5-20)$$

$$r_{\text{受激}}(E_{21}) = r_{\text{自发}}(E_{21}) \{ 1 - \exp[E_{21} - (F_2 - F_1)]/kT \} \quad (8-5-21)$$

由以上各式可知, $\alpha(E_{21})$ 、 $r_{\text{自发}}(E_{21})$ 、 $r_{\text{受激}}(E_{21})$ 三个量中任知其中一个即可求出另外两上。可以通过实验得到吸收系数 $\alpha(E)$, 也可以计算跃迁几率 B_{12} 或 A_{21} 而由(8-5-19)得到 $\alpha(E)$, 这二者之间可以进行理论和实验的比较。

8.5.2.4 半导体中价带到导带吸收谱的计算

式(8-5-19)中的受激跃迁几率 B_{12} 可以根据量子力学理论求得:

$$B_{12} = \frac{\pi e^2 \hbar}{m^2 \epsilon_0 n^2 \hbar \omega} |M|^2 \quad (8-5-22)$$

这里 M 为动量矩阵元或称偶极矩阵元。 M 由下式给出:

$$M = \langle \Psi_1^*(\vec{r}) | \vec{P} | \Psi_2(\vec{r}) \rangle \quad (8-5-23)$$

其中 $\vec{P}$ 为动量算符, $\Psi_1(\vec{r})$ 和 $\Psi_2(\vec{r})$ 分别为 E_1 态及 E_2 态的波函数。以上各式是针对双能级系统的, 半导体中价带和导带之间的跃迁情况, 需要对所有能级差等于 $\hbar\omega$ 的价带和导带之间的跃迁进行积分。单电子近似下以导带底为能量原点时:

$$\alpha(E) = (\pi e^2 \hbar / \epsilon_0 m^2 c n E) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_c(E') \rho_v(E'') |M(E', E'')|^2 [f(E') - f(E'')] dE' \quad (8-5-24)$$

其中 $E = E' = E'' = \hbar\omega$ 。由于 III - V 族半导体具有几个价带, 因此, 必须同时考虑重空穴带和轻空穴带。对 III - V 族半导体, 本征带的 Bloch 态的平均距阵元为:

$$|M_0|^2 = \frac{m^2 E_g (E_g + \Delta)}{12 m_c (E_g + \frac{2}{3} \Delta)} \quad (8-5-25)$$

其中 m_c 为导带电子有效质量, m 为自由电子质量, Δ 是自旋——轨道相互作用裂距。

8.5.2.5 半导体材料的增益系数

式(8-5-19)定义的吸收系数为向上跃迁的速率与向下跃迁的速率之差除以光子通量, 因此 $\alpha(E)$ 代表净吸收, 而 $-\alpha(E)$ 则意味着受激发射率超过了吸收率, 把负吸收系数定义为增益系数 $g(E)$, 由下式表示

$$g(E) = -\alpha(E) \quad (8-5-26)$$

习惯上称增益系数 $g(E)$ 为增益。

8.5.2.6 激光器的阈值条件

当激发条件满足受激发射的必要条件时, 产生了增益 $g(E)$ 。要实现受激发射, 除了有谐振腔外, 增益还必须大于损耗。通常用增益介质的两个平行的反射端面构成法布里——珀罗谐振腔。增益与损耗相等的条件称为阈值条件。

产生振荡的阈值条件为: 振荡光的光波在腔内往返行进 $2L$ 距离回到起始面时振幅不变, 而相位增加 2π 的整数倍, 其中 L 为腔长。传播模式不完全在有源层内, 考虑到光限制因子 Γ 时, 由振幅条件得出阈值增益:

$$\Gamma g_{max} = \alpha_i + \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (8-5-27)$$

这里 g_{max} 表示增益极值对应波长的光首先激励, R_1 和 R_2 分别为两个端面的功率反射率, α_i 为内部总损耗。 α_i 由下式给出:

$$\alpha_i = \Gamma \alpha_{fc} + (1 - \Gamma) \alpha_{fc} + \alpha_s + \alpha_c \quad (8-5-28)$$

其中 α_{fc} 为自由载流子吸收损耗, α_s 为散射损耗, α_c 为光场扩展到限制层宽带隙层之外时产生的耦合损耗。 $\Gamma \alpha_{fc}$ 表示有源层内的自由载流子吸收, $(1 - \Gamma) \alpha_{fc}$ 表示

限制层的自由载流子吸收损耗。

如果增益极值 g_{max} 与归一化名义电流密度 J_{nom} 之间的关系为

$$g_{max} = \beta(J_{nom} - J_0)^2 \quad (8-5-29)$$

则阈值电流密度由下式给出:

$$J_{th}(A/cm^2) = \frac{J_0 d}{\eta_i} + \frac{d}{\eta_i} \left[\frac{1}{\Gamma \beta} \left(a_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right]^{1/2} \quad (8-5-30)$$

其中 J_0 是 $g_{max} = 0$ 时的 J_{nom} , β 称为增益常数, η_i 是内部量子效率, d 为有源层厚度。

8.5.2.7 激光器的纵横

振荡的相位条件是 $2L \cdot n = m\lambda_0$, m 为整数。由此可得相邻的纵向模式间距:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2nL \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{n} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda_0} \right) \right]} \approx \frac{\lambda_0^2}{2nL} \quad (8-5-31)$$

8.5.2.8 微量子效率

总外部量子效率 η_{ex} 定义为出射光功率和输入电功率的比值, 而微量子效率 η_D 取发射强度 I_{ex} 对激发功率的微分。外微量子效率与腔长具有如下关系:

$$\frac{1}{\eta_D} = \frac{1}{\eta_i} \left[1 + \frac{\alpha_i L}{2 \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)} \right] \quad (8-5-32)$$

式中 η_i 是受激发射的内部量子效率。

§ 8.6 量子尺寸效应和均匀应变对 LD 性能改善作用

8.6.1 理想 LD 有源区的能带结构

除了要求其有合适的禁带宽度 E_g 及是直接带隙材料外, 还要求:

- ① 导带和价带关于禁带中心具有镜像对称性, 因此 $m_e = m_p$;
- ② 导带和价带应具有低的态密度;
- ③ E_g 之间没有其它能带存在 (即价带具有单一性)。

如不考虑其它效应, 对于体材料, 理想的能带结构 (满足上述条件) 如图 8.6.1) 所示。

根据半导体材料受激发射的 Bernard — Durafourg (此后简称 BD 条件) 条件 (8-5-18) 式可以说明要求 (1)、(2) 两点的原因。

BD 条件是 LD 激射的必要条件, 说明欲激射, 必须实现准费米能级的分离,

且分离必须大于有源区半导体材料的禁带宽度 E_g 。实际当中,由电注入实现准费米能级的分离。因此,准费米能级 F_1 、 F_2 分离的难易程度与 LD 激励的难易程度密切相关。在抛物带近似下,有源区中导带电子浓度和空穴浓度由下式给出:

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{F_2 - E_c}{k_0 T} \right) \quad (8-6-1)$$

$$p = N_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_v - F_1}{k_0 T} \right) \quad (8-6-2)$$

$$N_c = \frac{2(2\pi m_e k_0 T)^{3/2}}{h^3} \quad (8-6-3)$$

$$N_v = \frac{2(2\pi m_p k_0 T)^{3/2}}{h^3} \quad (8-6-4)$$

图 8.6.1 理想化能带结构

其中 h 是普朗克常数, k_0 是玻尔兹曼常数, m_e 和 m_p 分别为导带电子和价带空穴的有效质量, E_c 和 E_v 分别是导带底和价带顶能量, T 是绝对温度, N_c 和 N_v 分别为导带和价带的有效状态密度, $F_{1/2}(\xi)$ 为费米积分,由下式给出:

$$F_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{1 + e^{x-\xi}} dx \quad (8-6-5)$$

由上面几式可知, F_1 和 F_2 分离的难易程度取决于两个因素:①注入水平 n 及 p ;②有效状态密度 N_c 和 N_v (即 m_e 和 m_p)。 n 、 p 由外界条件决定, m_e 和 m_p 则是半导体材料所“固有”的性质。

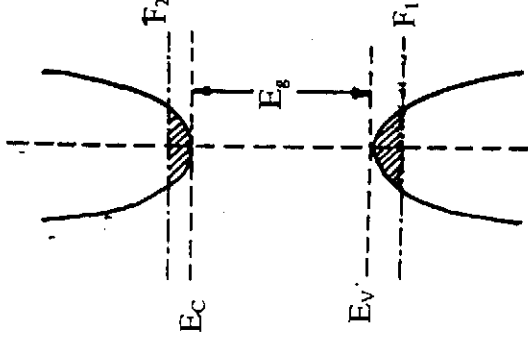
满足理想能带结构的条件(1),则 $m_e = m_p$;由于多数 LD 的有源区非有意掺杂,因而 $n = p$ 。因此, F_1 及 F_2 同样灵敏地依赖于外界注入 n 及 p (图 8.6.1),从而容易实现激励条件,降低阈值电流。

满足了理想能带结构的条件(2),则在同样的注入水平下, F_1 与 F_2 分离大,因而易实现费米能级的分离,从而降低了阈值电流密度。

理想能带结构的要求③与 Auger 复合及价带间吸收 (IVBA) 有关。如果满足了要求③,则 Auger 复合及 IVBA 明显减弱(理论上完全消失),从而使损耗减少,阈值电流密度 J_a 降低,特征温度 T_0 和量子效率 η_a 得到提高。

8.6.2 现有半导体材料的不足之处

通常化合物半导体的能带结构如图 8.6.2 所示,其不足之处为:①导带和价带不满足镜像对称性, $m_p \gg m_e$,致使 F_2 进入 E_c 容易,而 F_1 进入 E_v 困难(类似于



F_1 被钉扎住, 对外界注入的 p, F_1 变化缓慢, 很难进入价带内), 因此, 实际当中必

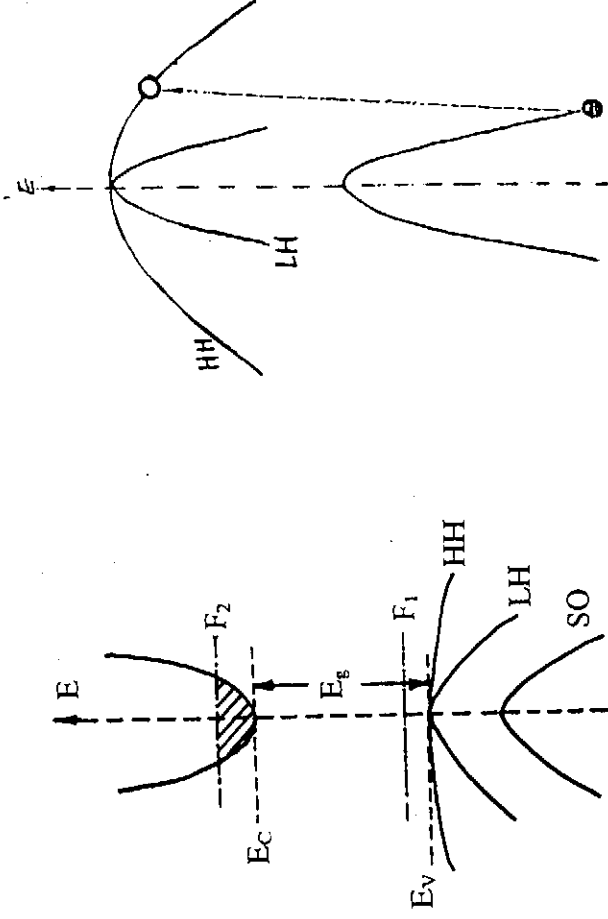


图 8.6.2 通常化合物半导体材料的能带结构。

须加大注入以提高 F_2 来满足 BD 条件(图 8.6.2)。② 态密度不够低。③ 价带具有多重性, 增加了 IVBA(图 8.6.3)及 Auger 复合(8.6.4)。

8.6.3 量子尺寸效应对能带结构的改善

当阱宽 L_z 小于电子的 $DeBroglie$ 波长时, 出现电子能量的量子化, 能带分裂为二维子能带。归纳起来, 量子尺寸效应对能带结构的影响如下:

(1) 能量量子化。 k_z 方向为分立子能级, k_x, k_y 平面内为二维子能带。

(2) 态密度阶梯化。与体材

图 8.6.3 多重价带导致的价带间自由载流子吸收过程。

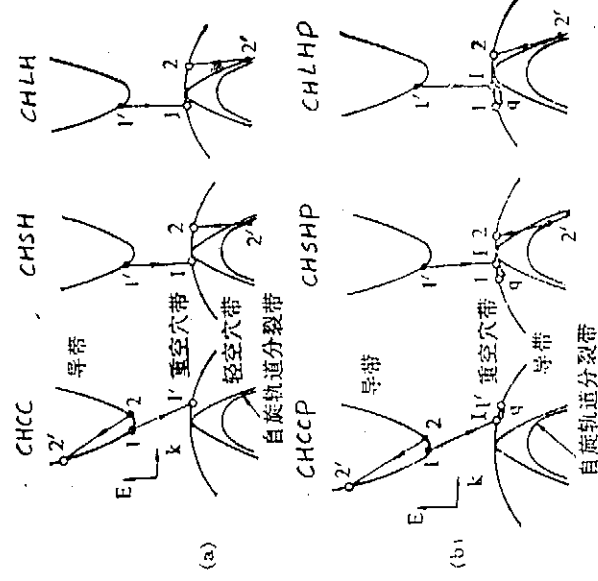


图 8.6.4 多重价带增加了 Auger 复合。(a) 直接带隙半导体内的带间 Auger 过程; (b) 有电子参与的 Auger 过程。

料相比,态密度与能量之间的关系不再具有抛物线规律,而具有阶梯形分布,且态密度小于或等于(在个别能量点等于)相应体材料的态密度。

(3) 轻、重空穴带在 Γ 点的简并消除。由于 m_{ph} 和 m_{pv} 不同,在 Γ 点原来简并的轻、重空穴带分裂为两套子能带;重空穴子能带和轻空穴子能带。

(4) 带隙 E_g 增大,本征波长蓝移。

量子尺寸效应产生的台阶形态密度使得有源区的能带结构趋于理想能带结构,因此,对 LD 带来了许多好处:

(1) 注入载流子分布谱窄化(图 8.6.5(b))^[54];

(2) 增益谱变窄(图 8.6.5(c))^[55];

(3) 输出波长可调(通过调节阱宽 L_z 以调节 E_g);

(4) 阈值电流密度 J_{th} 降低^[56];

(5) 微分增益 dg/dn 增大,因而调制速率增大^[57];

(6) 线宽增加因子变小^[58];

(7) 输出功率提高^[59];

(8) 特征温度 T_0 提高^[60]。

8.6.4 均匀应变对能带结构的进一步改善

有源区中的平面双轴应变使能带结构发生如下变化(图 8.6.6):

(1) 禁带宽度 E_g 发生变化。

(2) 价带结构发生变化。价带顶曲率半径发生变化,从而使价带顶空穴有效质量发生变化。调节应变,可使能带结构趋于镜像对称。

(3) 价带顶轻、重空穴带简并消除。通过改变应变可调节重空穴带与轻空穴带之间的相对位置。

理论和实验均证实,平面双轴伸张应变及压缩应变均能改善 LD 的性能。1986 年,英国 Surrey 大学物理系的 A. R. ADAMS 指出^[36],平面压缩应变将在下

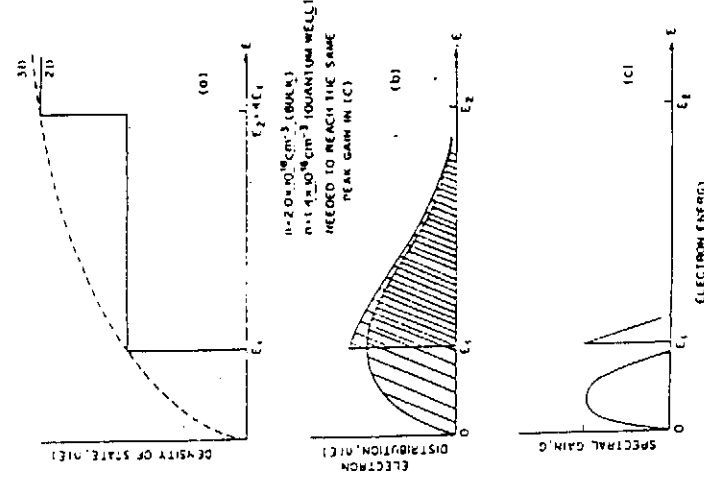


图 8.6.5 (a) 体材料和量子阱中的态密度。(b) 体材料和量子阱中的注入载流子分布谱。(c) 体材料和量子阱中的增益谱。

列方面改善 LD 的性能:

- (1) 与量子阱结构相比, 阈值电流密度 J_{th} 进一步降低。
- (2) 减少了直接价带间吸收 IVBA, 从而降低了损耗。
- (3) Auger 复合极大减少, 因而降低了损耗, 提高了特征温度。均匀应变对 Auger 复合的极大减少可以通过下面的简单估算来说

明^[36]。

对 CHSH Auger 复合过程(图

8.6.4), 复合率由下式给出:

$$R_{CHSH} \propto p^2 n \exp\left(-\frac{E_a}{k_0 T}\right) \quad (8-6-6a)$$

$$E_a = \left(\frac{m_c}{2m_H + m_c} + m_c - m_v\right)(E_g - \Delta) \quad (8-6-6b)$$

对非应变系统,

$$E_a = 0.1585(E_g - \Delta) \quad (8-6-6c)$$

$$\text{对应变系统, } E_a = 1.5(E_g - \Delta) \quad (8-6-6d)$$

可见, 在室温下 CHSH 可降低 10 个数量级。

对 CHCC Auger 复合过程(图 8.6.4), 复合率由下式给出:

$$R_{CHCC} \propto n^2 p \exp\left(-\frac{E_a}{k_0 T}\right) \quad (8-6-7a)$$

$$E_a = \frac{m_c}{m_c + m_H} \quad (8-6-7b)$$

对非应变系统, $E_a = 0.093E_g$; 对应变系统, $E_a = 0.353E_g$ 。可见, 由于均匀应变, CHCC Auger 复合率减少量大于三个量级。

由于量子尺寸效应及均匀应变对 LD 的性能具有极大的改善作用, 因此, 制备和研究量子阱 LD、尤其是制备和研究应变量子阱 LD, 是国际上的热门和前沿研究领域。

§ 8.7 GSMBE 生长 (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 化合物半导体材料的性质

我们选取 (Al_xGa_{1-x})_{0.51}In_{0.49}P 的生长温度为 500°C 左右, PH₃ 流量为 7 sccm

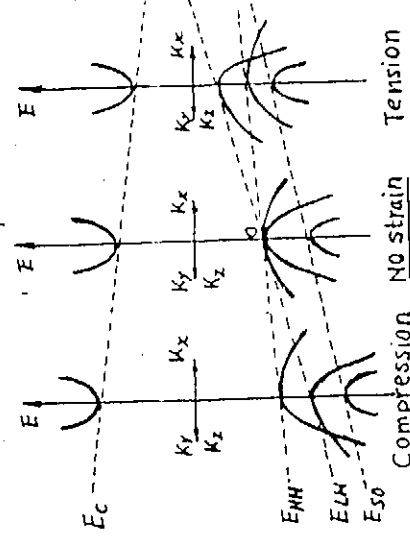


图 8.6.6 平面双轴应变对体材料能带结构的影响

左右。生长过程及其控制与前述生长 InGaAs/InP 材料类似。

8.7.1 GSMBE 生长 InGaP 的性质

图 8.7.1 给出了我们生长的匹配 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P/GaAs}$ 异质结构材料的双晶 X 射线衍射图样。由该图可知, InGaP 外延层相对于衬底的失配度为 6.6×10^{-4} , 外延层衍射峰的半高宽为 59 arc sec。我们对该样品进行了室温阴极荧光 (CL 谱) 测试, 图 8.7.2 给出了测试结果。由图 8.7.2 可知, CL 的谱峰值波长为

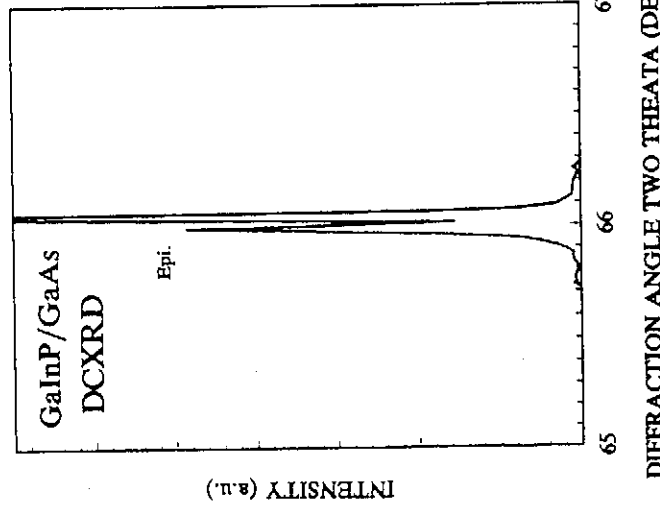


图 8.7.1 InGaP/GaAs 的 DCXRD 衍

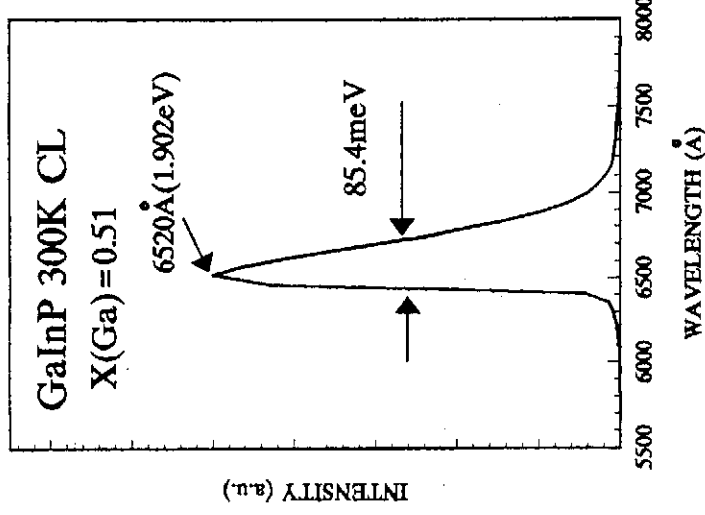


图 8.7.2 InGaP/GaAs 的室温 CL 谱

射图样

测试结果

6520 Å (1.902 eV), CL 谱峰半高宽为 85.4 meV 。考虑到测试仪器入射电子束的单色性不好, 所测得的半高宽比实际半高宽要大。对该样品的 Hall 测量结果表明确明, 非有意掺杂 InGaP 为 N 型, 室温及 77 K 电子浓度均为 $4.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 室温电子迁移率为 $3400 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$, 低温 (77 K) 电子迁移率为 $30000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$ 。该样品的厚度为 $1.7 \mu\text{m}$ 。Hall 测量结果及 DCXRD 测量结果汇于表 8.7.1 中。

表 8.7.1 InGaP/GaAs 的 Hall 及 DCXRD 结果

温度 (K)	电子浓度 (cm^{-3})	电子迁移率 ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$)	垂直失配度	半高宽 (arc. sec)
300	4.0×10^{15}	3400	6.6×10^{-4}	59
77	4.0×10^{15}	30,000		

8.7.2 GSMBE 生长 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的性质

所外延的 (AlGa)InP 材料表面光亮, Al 成份可以从 0 变化到 1。外延层的 In 含量以及外延层相对于 GaAs 衬底的失配度用双晶 x 射线衍射 DCXRD 测量。图 8.7.3 给出了我们生长的具有不同失配度的 (AlGa)InP/GaAs 异质结构材料的 DCXRD 衍射图样, 其中外延层的厚度均为 $1\mu\text{m}$ 。由 DCXRD 所得结果列于表 8.7.2 中, 其中 In 成份可由 Vegard 定律及测得的失配度算出。

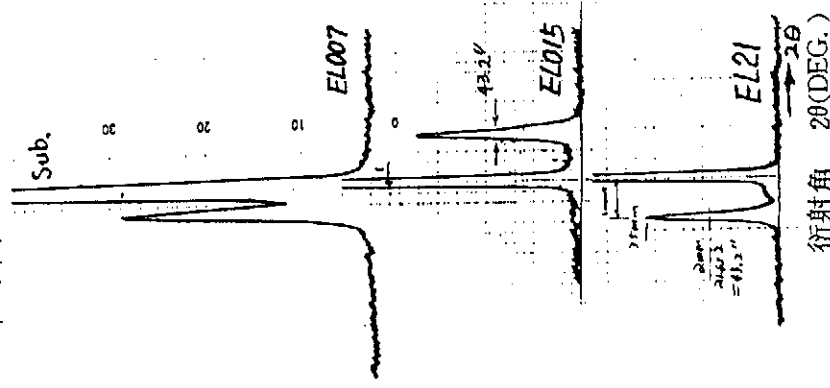


图 8.7.3 (AlGa)InP/GaAs 样品的 DCXRD 测试结果

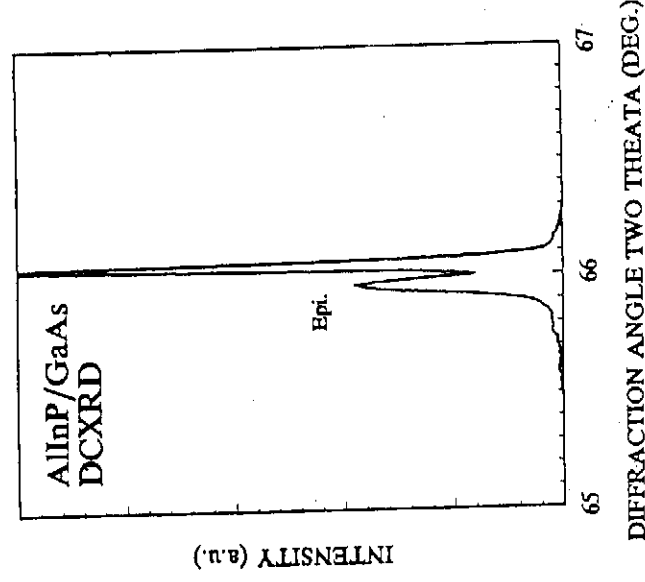


图 8.7.4 AlInP/GaAs 样品的 DCXRD 衍射图样

表 8.7.2 (AlGa)InP/GaAs 样品的 DCXRD 测试结果

样品	失配度	外延层的 FWHM (arc. sec.)	衬底的 FWHM (arc. sec.)
EL21	$+1.6 \times 10^{-3}$	43	43
EL007	$+9.6 \times 10^{-4}$		
EL015	-1.9×10^{-3}	43	43

图 8.7.4 给出了 AlInP/GaAs 样品的 DCXRD 衍射图样, 由该衍射图样可以得到外延层相对于衬底的失配度为 1.0×10^{-3} , 外延层的 FWHM 为 118 arc.

8.7.2 GSMBE 生长 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的性质

所外延的 (AlGa)InP 材料表面光亮, Al 成份可以从 0 变化到 1。外延层的 In 含量以及外延层相对于 GaAs 衬底的失配度用双晶 x 射线衍射 DCXRD 测量。图 8.7.3 给出了我们生长的具有不同失配度的 (AlGa)InP/GaAs 异质结构材料的 DCXRD 衍射图样, 其中外延层的厚度均为 $1\mu\text{m}$ 。由 DCXRD 所得结果列于表 8.7.2 中, 其中 In 成份可由 Vegard 定律及测得的失配度算出。

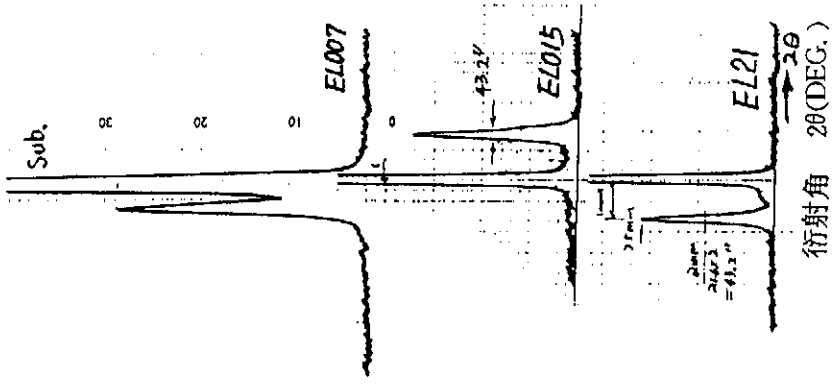


图 8.7.3 (AlGa)InP/GaAs 样品的 DCXRD 测试结果

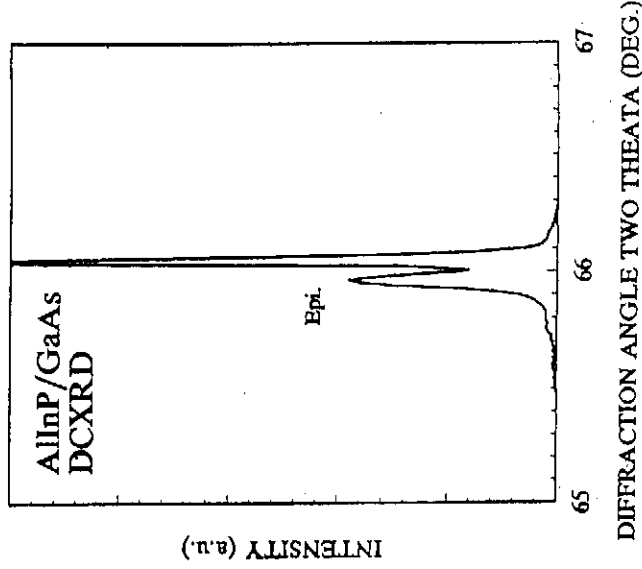


图 8.7.4 AlInP/GaAs 样品的 DCXRD 衍射图样

表 8.7.2 (AlGa)InP/GaAs 样品的 DCXRD 测试结果

样品	失配度	外延层的 FWHM (arc. sec.)	衬底的 FWHM (arc. sec.)
EL21	$+1.6 \times 10^{-3}$	43	43
EL007	$+9.6 \times 10^{-4}$		
EL015	-1.9×10^{-3}	43	43

图 8.7.4 给出了 AlInP/GaAs 样品的 DCXRD 衍射图样, 由该衍射图样可以得到外延层相对于衬底的失配度为 1.0×10^{-3} , 外延层的 FWHM 为 118 arc.

sec.。

图 8.7.5 给出了具有不同 Al 成份 x 的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的 300K 阴极荧光谱测试结果,由该结果得到的峰值波长 λ_p 和能量 E_p 随 Al 成份的变化归于表 8.7.3 中,其中 Al 成份 x 根据公式(8-4-9)算出。

表 8.7.3 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的 CL 谱测试结果(300K)

样品	Al 成份 x	峰值波长 $\lambda_p(\text{\AA})$	峰值能量(eV)
W1	0.14	6280	1.978
W2	0.19	6161	2.013
W3	0.30	5961	2.080
W4	0.55	5563	2.229
W5	0.69	5360	2.313

由图 8.7.5 可见,随着 Al 成份 x 的增大,峰值波长蓝移。另外,我们发现,随着 Al 成份 x 的增大,CL 强度下降,这是由于 Al 成份 x 的增大,能带结构趋于从直接带隙转化为间接带隙结构的缘故^[61,62]。

§ 8.8 GaAs 及 $(\text{AlGa})\text{InP}$ 的掺杂特性

8.8.1 GSMBE 生长 GaAs 的掺杂特性

N 型掺杂剂用 Si, P 型掺杂剂用 Be, 在同一 GaAs 衬底片上生长了具有不同掺杂浓度的多层结构(台阶掺杂结构), 从下向上掺杂浓度逐渐增大, 这样可以通过一次生长获得多个掺杂浓度的数值。对生长的台阶掺杂结构进行电化学 C-V 测试, 图 8.8.1 和图

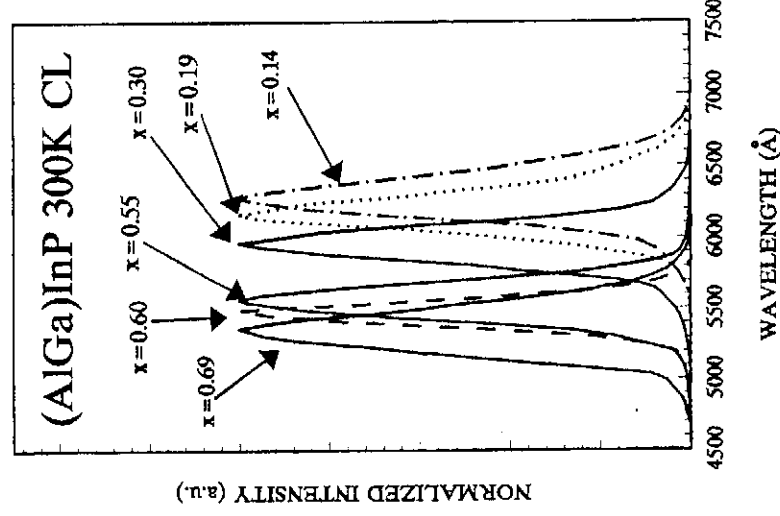


图 8.7.5 $(\text{AlGa})\text{InP}$ 的 300K CL 谱测试结果

王晓亮: InGaAs/InP 应变量子阱及 (AlGa)InP 可见激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

8.8.2 分别给出了 GaAs 掺 Si 样品及 GaAs 掺 Be 样品的电化学 C-V 测试结果, 图 8.8.3 和图 8.8.4 分别给出了根据图 8.8.1 和图 8.8.2 及生长参数得到的 N

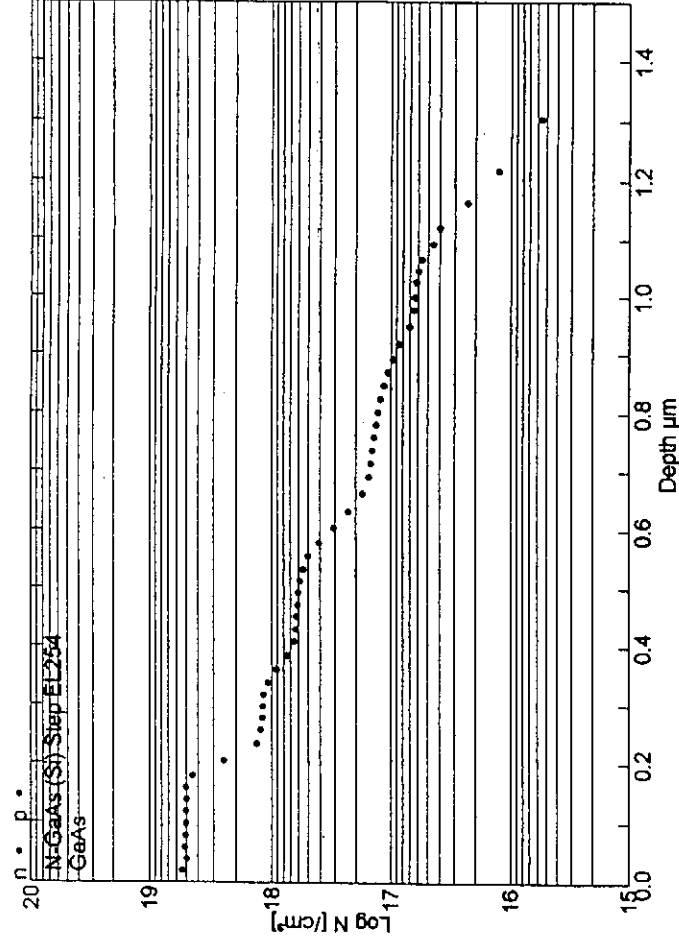


图 8.8.1 掺 Si GaAs 的电化学 C-V 测试结果

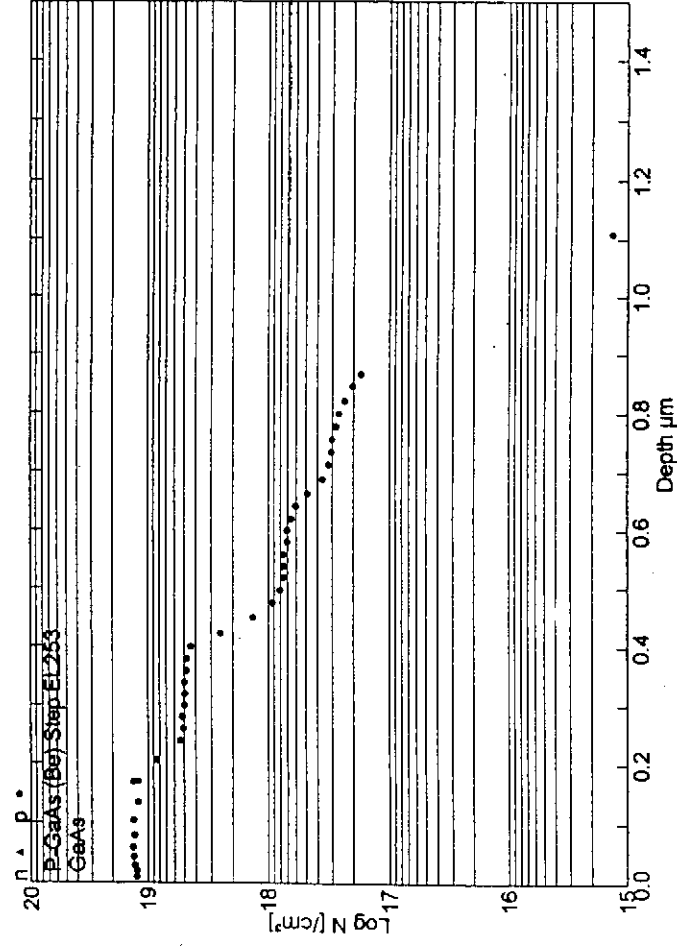


图 8.8.2 掺 Be GaAs 的电化学 C-V 测试结果
型 GaAs 中的电子浓度随 Si 束源炉温度的变化以及 P 型 GaAs 中的空穴浓度

随 Be 束源炉温度的变化。由图 8.8.3 和图 8.8.4 可以看出: (1) 掺杂浓度的对数与束源炉温度的倒数成线性关系; (2) 束源炉温度增加, 掺杂浓度也跟着增加; (3) 掺杂浓度很容易大于 10^{18}cm^{-3} 。

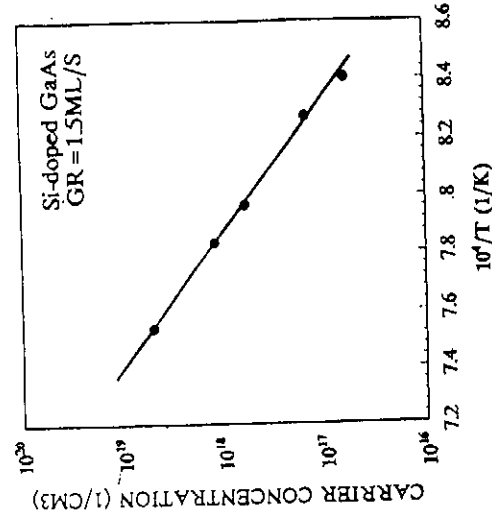


图 8.8.3 N 型 GaAs 中的电子浓度随 Si 束源炉温度的变化曲线

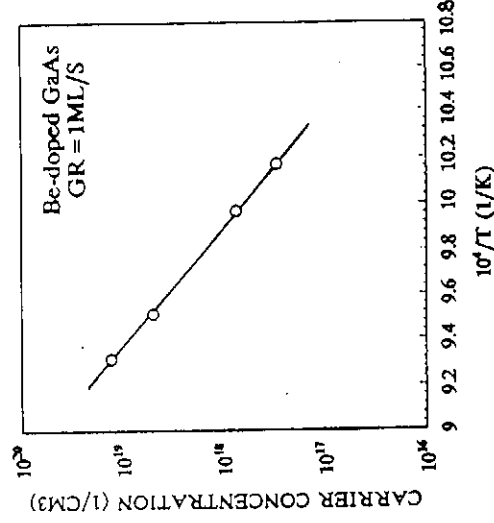


图 8.8.4 P 型 GaAs 中的空穴浓度随 Be 束源炉温度的变化曲线

8.8.2 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的掺杂特性

我们研究了 Al 组份 $x = 0, 0.2, 0.3, 0.5, 0.6, 1$ 的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的掺杂特性, N 型掺杂剂仍然为 Si, P 型掺杂剂仍然为 Be, 用 Van der Paw 法对所得样品进行了 Hall 测量, 结果表明, 在样品表面光亮的条件下, N 型和 P 型掺杂浓度均可达到 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。制作半导体激光器时, (AlGa)InP 限制层的掺杂浓度一般为 $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 左右, 因此, 我们获得的掺杂浓度可以满足制作半导体激光器的需要。

我们发现: ① 当生长速率均为 1ML/S 时, 如果掺杂剂源炉温度相同 (从而杂质原子束流强度相同), 则 (AlGa)InP 中的自由载流子浓度小于 GaAs 中的自由载流子浓度。② 在相同的掺杂条件和生长条件下, Al 组份 x 越大, 则 (AlGa)InP 中的自由载流子浓度越小。③ 对给定的 Al 组份 x , 当掺杂的原子浓度大到一定程度时, 自由载流子浓度趋于饱和; 如进一步增加掺杂原子浓度, 自由载流子浓度不但不会增加, 反而会减小。

在 GaAs 中的杂质原子浓度与 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 中的杂质原子浓度相同的情况下, GaAs 中的自由载流子浓度高于 (AlGa)InP 中的自由载流子浓度, 说明杂质原子在 (AlGa)InP 中的电离率 (定义为自由载流子浓度与杂质原子浓度

王晓亮: InGaAs/InP 应变量子阱及 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

之比) 低于杂质原子在 GaAs 中的电离率。出现这一现象有两种可能的原因: ① 象在 InGaP 中一样^[63], 在 (AlGa)InP 中存在着很高浓度的自由载流子陷阱; ② 杂质原子在 (AlGa)InP 中的电离能高于其在 GaAs 中的电离能, 因此在室温时 (AlGa)InP 中的杂质原子不能充分电离, 导致自由载流子浓度低于具有相同杂质原子浓度的 GaAs 中的自由载流子浓度。

在杂质原子浓度相同的情况下, Al 组份 x 越大, 自由载流子浓度越小, 这可能是因为随着 Al 组份的增大, 杂质电离能增大的缘故。从我们掌握的资料来看, 未见关于 Si 施主在 (AlGa)InP 中电离能的报导。Honda 及其合作者^[64] 研究了 Se 施主在 MOCVD 生长的 (AlGa)InP 中的电离能, 他们发现, 电离能的大小与 (AlGa)InP 中的 Al 组份有关。当 Al 组份较小时, Se 为浅施主; 当 Al 组份接近 0.20 时, 施主电离能增加到 95meV。这说明随着 Al 组份的增加, 施主电离能也跟着增加。

另外, 氧原子极易与 Al 原子结合, 氧原子进入 (AlGa)InP 会形成电子陷阱, 自由载流子浓度小于杂质原子浓度也可能与氧污染有关。

我们还发现, 提高 P 型 (AlGa)InP 中自由空穴的浓度比提高 N 型 (AlGa)-InP 中自由电子的浓度要困难一些。这可能与 Al-Be 缺陷有关。

§ 8.9 GSMBE DH LD 的性质

在前面研究的基础上, 我们试制了 DH LD, 其结构及各层的参数如图 8.9.1 所示。

(AlGa)InP / GaAs 异质结构的显著特点是价带不连续性参数 ΔE_v 很大, 因此, 当 p - (AlGa)InP 与 p - GaAs 形成异质结构时, 会在异质结构界面处形成一个价带“尖峰”, 这个价带尖峰对空穴形成一个势垒, 阻碍空穴的注入。当 Al 组份较大时, 该价带尖峰使得电流难以流过 p - (AlGa)InP - p - GaAs 界面。由于 InGaP 的带隙介于

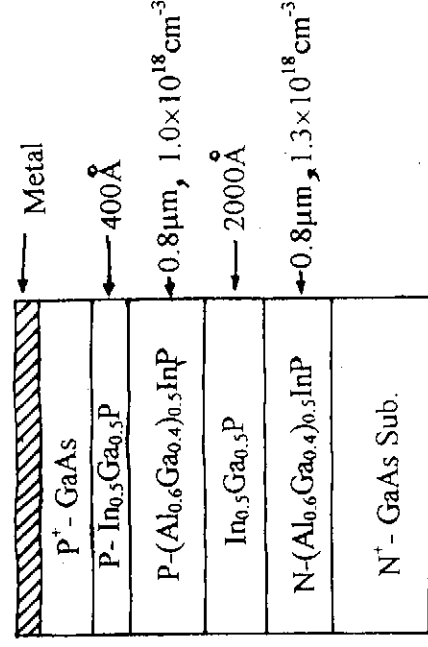


图 8.9.1 (AlGa)InP DH LD 结构示意图

(AlGa)InP 和 GaAs 的带隙之间,因此,在 p -GaAs 和 p -AlGaInP 之间插入一层 p -InGaP,会使价带尖峰降低,从而使电流容易流通。我们在图 8.9.1 所示的 DH LD 结构中,插入 p -InGaP 就是为了使电流容易流通。

图 8.9.2 给出了 DH LD 在热平衡状态时的能带图。由图可见,位于 InGaP 有源层和 p -(AlGa)InP 限制层界面处的电子势垒是两部分之和,一部分来源于 ΔE_c ;另一部分则来源于由于杂质

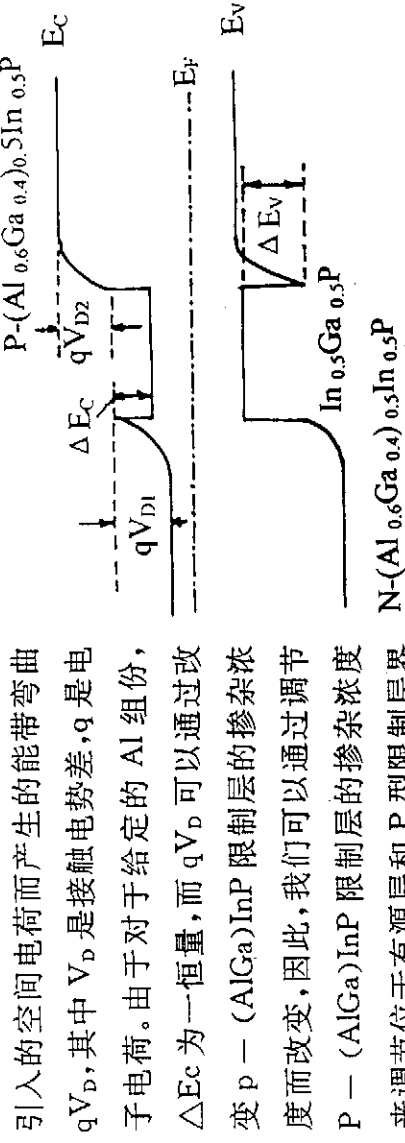


图 8.9.2 DH LD 在热平衡状态时的能带图

引入的空间电荷而产生的能带弯曲 qV_b ,其中 V_b 是接触电势差, q 是电子电荷。由于对于给定的 Al 成份,

ΔE_c 为一恒量,而 qV_b 可以通过改变 p -(AlGa)InP 限制层的掺杂浓度而改变,因此,我们可以通过调节 p -(AlGa)InP 限制层的掺杂浓度来调节位于有源层和 p 型限制层界面处的电子势垒的高度。为了有效地对有源层中的电子进行限制,通常要求该势垒越高越好。

图 8.9.3 给出了 DH LD 在正向注入时的能带图。由于有源层与限制层形成的异质结构的 ΔE_c 较小,因此,注入有源区中的电子流分为两部分,一部分在有源区中与注入空穴复合;另一部分则越过位于有源区和 p 型限制层界面处的势垒而进入 p 型限制层,这一部分电子称为泄漏电子,它对受激发射没有贡献。因此,我们应设法减少泄漏电流 J_L 。

减少 J_L 的方法有两种:① 加大

p 型限制层的掺杂浓度以提高 qV_b ;② 增加 p 型限制层的禁带宽度 E_g 以提高 ΔE_c 。我们在设计 DH LD 时即采用了这两种方法,旨在降低泄漏电流。

用 GSMBE 生长的 DH LD 处延片制作宽接触 DH LD。首先正面蒸镀 TiPtAu p 型电极,然后反面从衬底方向减薄至约 $100\mu\text{m}$ 之后,蒸镀 AuGeNi n 型电极。

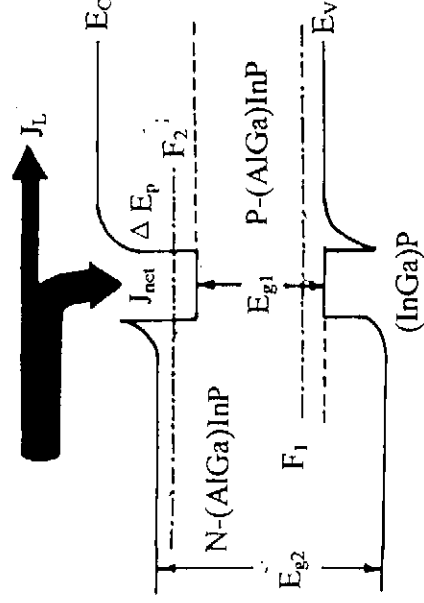


图 8.9.3 DH LD 在正向注入时的能带图

王晓亮: InGaAs/InP 应变量子阱及 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

最后再解理成 $150\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ 的大面积管芯, 将中测过程中目视有光的管芯烧结装架, 然后进行最终器件参数测量。大面积 LD 制备工艺流程如图 8.9.4 所示。

用 GSMBE 生长的 DH LD 外延片制备的 10 个宽接触 DH LD 的光电性能测试结果列于表 8.9.1 中。其中 V_F 和 I_F 分别表示正向电压和正向电流, V_R 表示

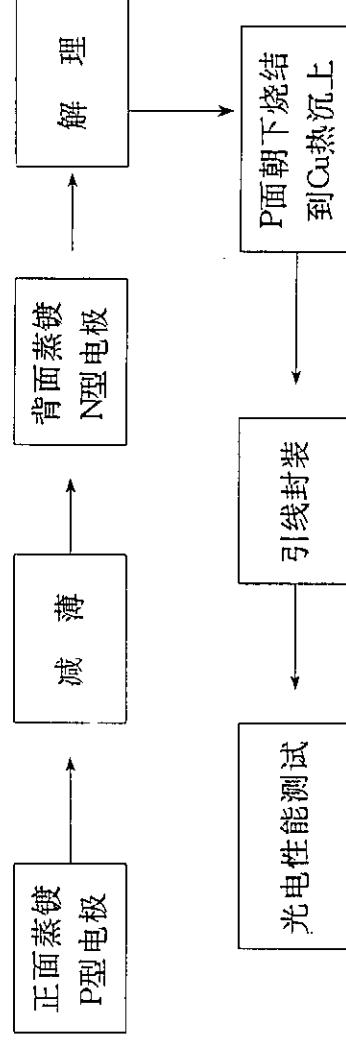


图 8.9.4 大面积 LD 制备工艺流程图。

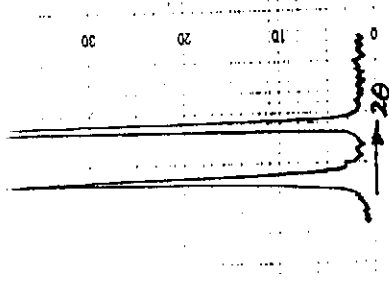
表 8.9.1 宽接触 DH LD 光电性能测试结果 (管芯面积为 $5.25 \times 10^{-8}\text{cm}^2$)

器件编号	V_F/I_F (V/mA)	V_R (V/0.1mA)	KR (K Ω)	λ_p (nm)	W_b (nm)
41-3	1.6/19.17	-3.5	2.4×10^{-4}	658	18
42-1	1.1/19.93	-2	5.4×10^{-3}	670.9	12.2
42-2	1.2/19.92	-1	1.9×10^{-4}	670.1	12.2
42-3	1.1/19.93	-0.8	2.9×10^{-4}	670.1	12.4
42-4	1.2/19.5	-2	1.7×10^{-4}	671.3	12
42-5	1.2/19.85	-1.1	1.8×10^{-4}	670.1	6
42-6	1.3/19.93	-1.8	8.9×10^{-3}	667.9	11.6
42-7	1.2/19.93	-1.9	1.4×10^{-4}	670.5	12.2
42-8	1.2/19.93	-1	1.1×10^{-4}	670.9	6
42-9	1.3/19.93	-3.9	6×10^{-3}	667.7	12.8

反向电流为 0.1mA 时的反向电压, R_s 表示串联电阻, λ_p 为光谱的峰值波长, W_b 为光谱的半高宽。光电性能测试在室温下进行, 注入电流为脉冲电流。测试结果表明, 处延片的均匀性较好 (见表 8.9.1), $L-I$ 特性曲线上有拐点, 发光强度较大, DH LD 达到了超辐射状态。由表 8.9.1 可知, 光谱半高宽较小, 最小半高宽为 6nm。

我们对 DH LD 外延片进行了双晶 x 射线衍射测试,图 8.9.5 给出了测试结果。由图可知,(AlGa)InP 限制层相对于 GaAs 衬底的失配度为 2.3×10^{-3} 。(AlGa)InP 限制层与 GaAs 衬底不匹配是未激励的主要原因。

Sub.



衍射角 2θ (DEG.)

衍射角 2θ (DEG.)

图 8.9.5 DH LD 外延片的 DCXRD 衍射图样

§ 8.10 GSMBE 生长 SCH — CSSQW — LD 的性质

图 8.10.1 给出了我们用 GSMBE 方法生长的分别限制压应变量子阱激光器(SCH — CSSQW — LD)外延片的结构示意图及平带情况下的能带示意图。衬底为 n 型 GaAs 衬底,N 型限制层均为 $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.3})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$,厚度约为 $1\mu\text{m}$,N 型限制层和 P 型限制层的掺杂浓度约为 $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$,P 型限制层的掺杂浓度约为 $2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 。波导层用非掺杂的 $(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 材料,厚度为

$1200\text{\AA}$ 。限制层和波导层的组份要准确控制,使其与 GaAs 衬底的失配度小于 1×10^{-3} 。中间的 $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{P}$ 阱层非有意掺杂,阱宽为 $80\text{\AA}$,相对于 GaAs 衬底的晶格失配为 $\Delta a/a = 0.65\%$,即阱层处于平面双轴压缩状态。P 型限制层上面的 P 型 GaAs 顶层厚约 $4000\text{\AA}$,掺杂浓度为 $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。用生长的外延片制做激光器的方法同 DH LD 的制做方法。

对制备的 LD 进行了光

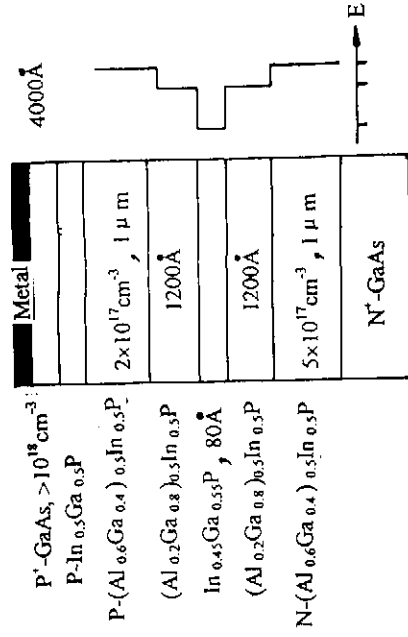


图 8.10.1 SCH — CSSQW — LD 外延片的结构示意图及平带情况下的能带示意图

电性能测试。图 8.10.2 和图 8.10.3 分别给出了 LD 的正向伏安特性和反向伏安特性的测试结果。由正向特性曲线可知, 当正向电压为 2.3V 时, 正向电流为 18.34mA。由反向特性曲线可知, 当反向电压为 -7.7V 时, 反向电流为 -100 μ A。以上结果说明 LD 具有较好的正反向伏安特性。

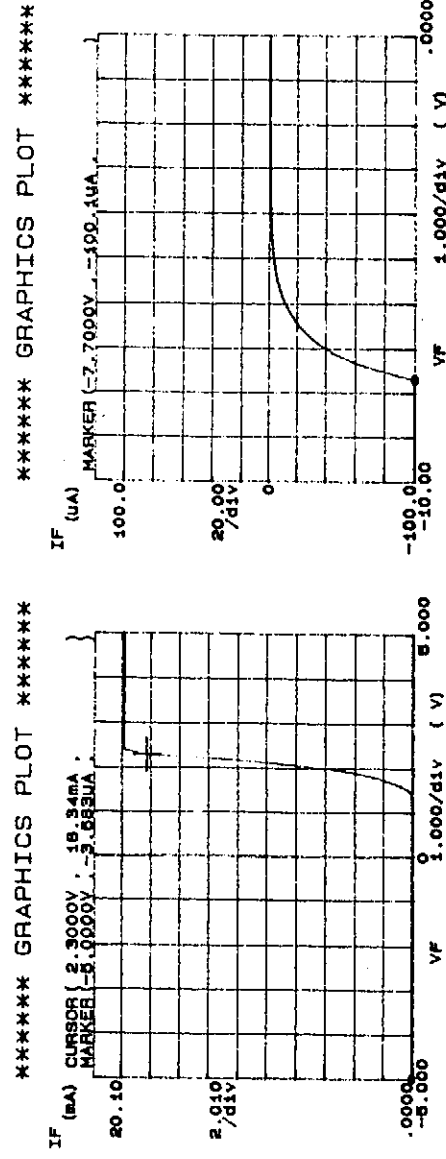


图 8.10.2 DHLD 正向伏安特性

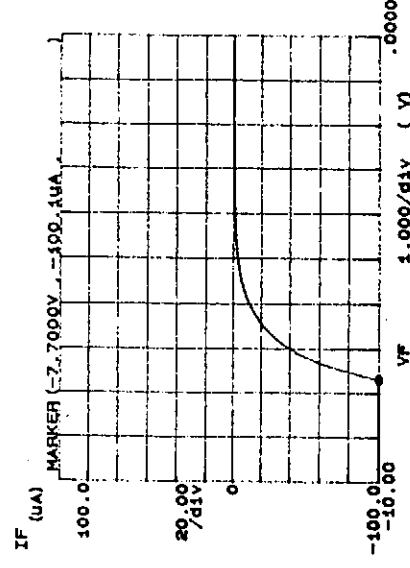


图 8.10.3 DHLD 反向伏安特性

图 8.10.4 和图 8.10.5 给出了 SCH - CSSQW - LD 的室温光谱特性测试结果。图 8.10.4 所用的脉冲电流为 500mA, 脉冲宽度为 10 μ s, 重复频率为

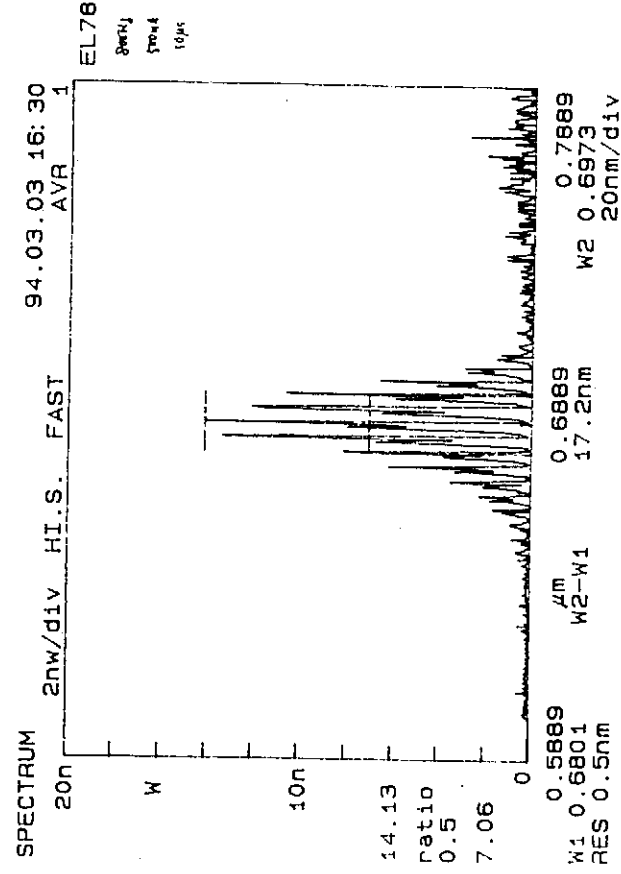


图 8.10.4 脉冲电流为 500mA, 脉宽为 10 μ s, 重复频率为 800Hz 时的室温光谱。

800Hz; 图 8.10.5 所用的脉冲电流为 25mA, 脉冲宽度为 200 μ s, 重复频率为 100Hz。在室温下注入脉冲电流时可发出强的红色荧光。当注入电流为 230mA, 脉冲宽度为 35ms, 脉冲频率为 40Hz 时, 发光功率达 0.6mW。由图 8.10.4 得到光谱的中心波长为 688.9nm, 光谱半高宽为 17.2nm; 由图 8.10.5 得到的光谱的中心波长为 693.6nm, 光谱的半高宽为 16.8nm。由图 8.10.4 和图 8.10.5 可知, 在带宽内满足式 (8-5-31) 振荡相位条件的纵模很多, 因此光谱中有许多纵模结构存在。只有当电流大于阈值电流时, 由于增益极大值对应的第一纵模首先满足式 (8-5-27) 表示的振幅条件, 在谐振腔中振荡放大, 强度急剧增加以致远大于边模光谱的强度。因此发射光谱的半高宽才会迅速减小至几个 $\text{\AA}$ 到几十个 $\text{\AA}$ 的宽度, 即成为激光辐射。

测试结果表明, LD 尚未激励, 但由于光谱半宽较一般荧光光谱窄, 因此 LD 呈现超辐射状态。有几个明显因素影响该器件结构达到相干激励, 目前这项研究工作还在进行中。

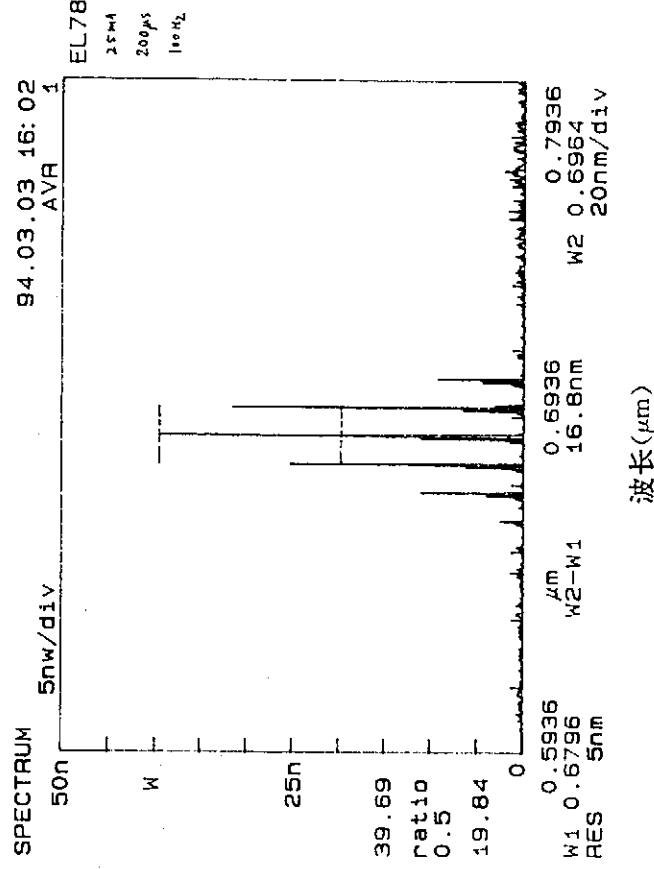


图 8.10.5 脉冲电流为 25mA, 脉宽为 200 μ s, 重复频率为 100Hz 时的室温光谱。

§ 8.11 本章小结

(AlGa)InP/GaAs 可见光激光器结构材料由于其重要而广泛的应用前景而深受各国重视。由于该种结构材料中既含有 As 又含有 P 而且还含有 Al, 因此生长难度较大。我们在国产 GSMBE 设备上, 在国内首次对 InGaP、(Al_xGa_{1-x})_{0.51}

In_{0.49}P 材料的 GSMBE 生长及掺杂特性进行了研究,获得了质量较好的外延层及所需要的掺杂浓度。在此基础上,用 GSMBE 方法试制了双异质结激光器(DH LD)和分别限制压应变单量子阱(SCH—CSSQW LD)激光器结构材料,并做了宽接触芯片,对芯片做了电学和光学测试。结果表明制备的器件达到了超辐射状态。

参考文献

- [1] K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino and T. Suzuki, *Electron. Lett.*, 21, 931—932(1985).
- [2] M. Ikeda, Y. Mori, H. Sato, K. Kaneko, and N. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, 47, 1027—1028(1985).
- [3] M. Ishikawa, Y. Ohba, H. Sugawara, M. Yamamoto, and T. Nakanisi, *Appl. Phys. Lett.*, 48, 207—208(1986).
- [4] M. Ishikawa, Y. Ohba, Y. Watanabe, H. Sugawara, M. Yamamoto and G. Hatakoshi, *Trans. IECE Japan*, E69, 382—384(1986).
- [5] M. Ishikawa, Y. Ohba, Y. Watanabe, H. Nagasaka, H. Sugawara, M. Yamamoto and G. Hatakoshi, *Extended Abstr. 18th Conf. Solid State Dev. Mater.*, Tokyo, Japan, 153—156(1986).
- [6] R. Tanaka, S. Minagawa and T. Kajimura, *Appl. Phys. Lett.*, 54, 1391—1393(1989).
- [7] Y. Uematsu, G. Hatakoshi, M. Ishikawa and M. Okajima, *SPIE Proc.*, 1219, 2—7(1990).
- [8] M. Ishikawa, Y. Ohba, H. Nagasaka, Y. Watanabe, H. Sugawara, M. Yamamoto and G. Hatakoshi, *Tech. Dig.*, 10th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Kanazawa, Japan, 2—3(1986).
- [9] K. Nakano, M. Ikeda, A. Toda and C. Kojima, *Electron. Lett.*, 23, 894—895(1987).
- [10] K. Kishino, A. Kikuchi, Y. Kaneno and I. Nomura, *Tech. Dig.*, 12th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Davos, Switzerland, 1990, Paper PD—10.
- [11] H. Shiozawa, H. Okuda, M. Ishikawa, G. Hatakoshi and Y. Uematsu, *Electron. Lett.*, 24, 877—879(1988).
- [12] T. Tanaka, A. Ooishi, T. kajimura and S. Minagawa, *Extend. Abstr. 22nd Conf.*

- Solid State Dev., Mater.*, Sendai, Japan, 1177—1178(1990).
- [13] K. Itaya, M. Ishikawa, H. Okuda, Y. Watanabe, K. Nitta, H. Shiozawa and Y. Uematsu, *Appl. Phys. Lett.*, 53, 1363—1365(1988).
- [14] H. Okuda, M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Watanabe, K. Itaya, K. Nitta, G. Hatakoshi, Y. Kokubun and Y. Uematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, 25, 1477—1482(1989).
- [15] M. Ishikawa, H. Okuda, K. Itaya, H. Shiozawa and Y. Uematsu, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28, 1615—1621(1989).
- [16] K. Itaya, M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Nishikawa, M. Suzuki, H. Sugawara and G. Hatakoshi, *Extend. Abstr. 22nd Conf. Solid State Dev., Mater.*, Sendai, Japan, 565—568(1990).
- [17] A. Valster, J. Van der Heijden, M. Boermans and M. Finke, *Philips J. Res.*, 45, 267(1990).
- [18] H. Hamada, S. Honda, M. Shono, K. Yodoshi and T. Yamaguchi, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(6), 1844—1850(1993).
- [19] J. Rennie, M. Okajima, M. Watanabe and G. Hatakoshi, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(6), 1857—1862(1993).
- [20] Y. Ueno, H. Fujii, H. Sawano, K. Kobayashi, K. Hara, A. Gomyo and k. Endo, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(6), 1851—1856(1993).
- [21] S. Arimoto, M. Yasuda, A. Shima, K. Kadoiwa, T. Kamizato, H. Watanabe, E. Omura, M. Aiga, K. Ikeda and S. Mitsui, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(6), 1874—1877(1993).
- [22] D. P. Bour, D. W. Treat, R. L. Thornton, T. L. Paoli, R. D. Bringans, B. S. Krusor, R. S. Geels, D. F. Welch and T. Y. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 60(16), 1927—1929(1992).
- [23] H. Asahi, Y. Kawamura and H. Nagai, *J. Appl. Phys.*, 54, 6958(1983).
- [24] M. Ikeda, Y. Mori, H. Sato, K. Kaneko and N. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, 47(10), 1027—1028(1985).
- [25] G. B. Stringfellow, *J. Crystal Growth*, 75, 91(1986).
- [26] Y. Nishikawa, Y. Tsuburai, C. Nozaki, Y. Ohba and Y. Kakubun, *Appl. Phys. Lett.*, 53, 2182(1988).
- [27] L. R. Weisberg and J. Blanc, *J. Appl. Phys.*, 131, 1548(1963).
- [28] K. A. Arseni, B. I. Boltaks and T. D. Dzafarov, *Phys. Status Solidi*, 35, 1053(1969).

- [29] K. Domen, M. Kondo and T. Tanahashi, *Proc. 19th Int. Symp. on GaAs and Related Compounds*, Haruzawa, 1992, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 129, Eds. T. Ikegami, F. Hasegawa and Y. Takeda (Inst. Phys., London—Bristol, 1993) P. 447.
- [30] M. Nakajima, A. Takamori, T. Yokotsuka, K. Uchiyama and T. Abe, *J. Crystal Growth*, 105, 116—123 (1990).
- [31] J. Yoshino, T. Iwamoto and H. Kukimoto, *J. Cryst. Growth*, 55, 74—78 (1981).
- [32] H. Asahi, Y. Kawamura and H. Nagai, *J. Appl. Phys.*, 54, 6958 (1983).
- [33] I. Hino, A. Gomyo, K. Kobayashi, T. Suzuki and K. Nishida, *Appl. Phys. Lett.*, 43, 987 (1983).
- [34] M. Ikeda, Y. Mori, M. Takiguchi, K. Kaneko and N. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, 45, 661 (1984).
- [35] K. Iga, H. Uenohara and F. Koyama, *Electron. Lett.*, 22, 1008 (1986).
- [36] A. R. Adams, *Electron. Lett.*, 22, 249 (1986).
- [37] M. Ikeda, A. Toda, K. Nakano, Y. Mori and N. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, 50, 1033—1034 (1987).
- [38] A. Kikuchi, K. Kishino and Y. Kaneko, *J. Appl. Phys.*, 66 (9), 4557—4559 (1989).
- [39] K. Kishino, A. Kikuchi, Y. Kaneko, and I. Nomura, *Post Deadline Paper 12th IEEE International Semiconductor Laser conference* (IEEE, Davos, 1990), Vol. PD—10, P. 21.
- [40] J. Hashimoto, T. Katsuyama, J. shinkai, I. Yoshida and H. Hayashi, *Appl. Phys. Lett.*, 58 (9), 879—880 (1991).
- [41] J. M. Kuo and E. A. Fitzgerald, *J. Vac. Sci. Technol.*, B10 (2), 959—961 (1992).
- [42] D. Biswas, H. Lee, A. Salvador, M. V. Klein and H. Morkoc, *J. Vac. sci. Technol.*, B10 (2), 962—965 (1992).
- [43] W. Ted Masselink, M. Zachau, T. W. Hickmott and K. Hendrickson, *J. Vac. sci. Technol.*, B10 (2), 966—968 (1992).
- [44] T. Tanaka, H. Yanagisawa and S. Minagawa, *Electron. Lett.*, 30 (7), 566—568 (1994).
- [45] S. Arimoto, M. yasuda, A. Shima, K. Kadoiwa, T. Kamizato, H. Watanabe, E. Omura, M. Aiga, K. Ikeda and S. Mizumi, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29 (6), 1874—1877 (1993).
- [46] K. Itaya, Y. Watanabe, M. Ishikawa, G. Hatakoshi and Y. Uematsu, *Appl. Phys. Lett.*, 56, 1718—1719 (1990).

- [47] Jasprit singh, *Physics of Semiconductors and Their Heterostructures* (McGraw-Hill, Inc.), 1993.
- [48] M. Nakajima, A. Takamori, T. Yokotsuka, K. Uchiyama and T. Abe, *J. Cryst. Growth*, 105, 116—123(1990).
- [49] R. J. Nelson and N. Holonyak, Jr., *J. Phys. Chem. Solids*, 37, 629(1976).
- [50] M. D. Dawson and G. Duggan, *Appl. Phys. Lett.*, 64(7), 892—894(1994).
- [51] A. Onton and R. J. Chicotka, *J. Appl. Phys.*, 41, 4205(1970).
- [52] G. Hatakoshi, K. Itaya, M. Ishikawa, M. Okajima and Y. Uematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, 27(6), 1476—1482(1991).
- [53] S. Adachi, H. kato, A. Moki and K. Ohtsuka, *J. Appl. Phys.*, 75(1), 478—480(1994).
- [54] 王启明, “光子集成回路(PIC)的发展与能带工程对它的促进”, 21世纪光电子技术研讨会论文集, P1, 1993. 9, 新疆乌鲁木齐.
- [55] Y. Suematsu, 12th *IEEE Semiconductor Laser Conference, ECOC'90*, 7(1990).
- [56] K. Y. Lau, *Appl. Phys. Lett.*, 52, 58(1988).
- [57] Y. Arakawa, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22, 1887(1986).
- [58] K. Uomi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 29, 81(1990).
- [59] MaSamichi SaKamoto, *Appl. Phys. Lett.*, 54, 2299(1989).
- [60] R. O. Burnham, *Appl. Phys. Lett.*, 42, 937(1983).
- [61] D. S. Cao, A. W. Kimball, and G. B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.*, 67, 739(1990).
- [62] T. Hayakawa, K. Takahashi, K. Sasaki, M. Hosoda, S. Yamamoto, and T. Hijikata, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 27, L968(1988).
- [63] C. F. Schaus, W. J. Schaff, and J. R. Shealy, *J. Cryst. Growth*, 77, 360(1986).
- [64] M. Honda, M. Ikeda, Y. Mori, K. Kaneko and N. Watanabe, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24, L187(1985).

第九章 总 结

量子阱超晶格结构材料,特别是应变量子阱超晶格结构材料是一种新型的人工改性材料,这种结构材料及相关器件的外延生长及物理研究一直是国际前沿研究领域。

气态源分子束外延生长技术(包括 V 族氢化物气态源分子束外延生长技术 GSMBE 和化学束外延生长技术 CBE)是本世纪八十年代初发展起来的较新的外延生长技术,这种生长技术特别适合于生长含 P 或既含 As 又含 P 的 III-V 族化合物半导体材料和器件。与固态源分子束外延(SSMBE)生长技术及金属有机物源化学气相沉积技术(MOCVD)相比,由于气态源分子束外延生长技术具有很多 SSMBE 和 MOCVD 所不具备的优点,因此,深受各国重视。气态源分子束外延生长技术在我国的发展尚处于起步探索阶段。

InGaAs(P)/InP 材料系统在光电子器件及微电子器件方面具有重要应用。(AlGa)InP/GaAs 可见光激光器在军事和国民经济建设中具有广泛的应用前景。InGaAs/InP 量子阱超晶格结构材料的研制及 (AlGa)InP/GaAs 可见光激光器结构材料的研制是我国的两项“863”高技术研究课题。我们在国产第一台 CBE 系统上,在国内首次用 GSMBE 方法开展了这两个课题的研究工作。

§ 9.1 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱结构材料的 GSMBE 生长及特性研究总结

一、InP/InP、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 及 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 的 GSMBE 生长及特性研究

在国内首次研究了 InP/InP 及 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 、 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 异质结构材料的 GSMBE 生长方法及影响生长质量的各种因素,给出了外延生长结果,并对结果进行了分析讨论。首次系统研究了生长温度及 V/III 比对 GSMBE 生长 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 质量的影响,生长出了达九十年代国际水平的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构材料。所得到的结果对进一步生长 InGaAs/InP 量子阱材料及相关器件具有重要意义。

(1) 系统讨论了影响外延生长质量的各种因素,这些因素包括生长温度,

V / μ 比,衬底的清洁处理等。给出了选取生长参数的一般原则,该原则对选取合适的生长参数以获得高质量的外延膜具有重要的指导意义。

(2)给出了用 GSMBE 技术进行外延生长的一般方法,为 GSMBE 技术在我国进一步发展提供了有价值的参考。

(3)生长匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构材料的难点之一是精确控制 In 组份。我们以 RHEED 测试的生长速率曲线为依据,首次从理论上建立了 In 束源炉温度变化与失配度变化之间的关系,以此关系为指导,生长出了失配度小于 10^{-3} 的异质结构材料。

(4)首次系统地研究了生长温度对 GSMBE $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 性质的影响,得到以下结论:当生长速率为 1ML/S、V 族氢化物裂解炉温度为 950°C 、 AsH_3 流量为 10sccm 时,生长温度选择范围应为 500°C 左右;高温生长有利于改善光致发光谱的半高宽。

(5)首次系统地研究了 V / μ 比对 GSMBE $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 性质的影响,得到以下结论:当生长速率为 1ML/S,生长温度为 500°C 、V 族氢化物源裂解炉温度为 950°C 时, AsH_3 流量选择范围应为 $8 \sim 12\text{sccm}$,最佳 AsH_3 流量为 10sccm。

(6)在国内首次用 GSMBE 方法生长出了高质量的达国际九十年代水平的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构材料,其垂直失配度为 2.0×10^{-4} ;当厚度为 $1\mu\text{m}$ 时双晶 x 射线衍射峰的半高宽为 26 弧秒,接近该厚度下的理论极限值;77K 时非掺杂电子浓度为 $5.5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$,迁移率为 $45613\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$,该迁移率数值超过了文献中所给出的用各种方法生长的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构材料在相同非掺杂电子浓度下的迁移率。

(7)用 GSMBE 方法生长的 InP/InP 材料的双晶 x 射线衍射峰相对于 InP 衬底衍射峰无明显展宽;10K 光致发光谱峰值能量为 1.416eV ,谱峰半高宽为 3.5meV 。

(8)在国内首次用 GSMBE 方法对 InGaAsP/InP 四元化合物半导体材料的生长进行了研究,所得样品的垂直失配度为 1.3×10^{-3} ,DCXRD 衍射峰半高宽为 129 弧秒;10K PL 谱峰值波长为 $12280\text{\AA}$,半高宽为 11.0meV 。用 Auger 谱测定了所生长的四个样品中 P 的固相组份与气相组份之间的关系,所得结果与文献中报导的结果基本一致。

二、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 匹配单量子阱材料及匹配多量子阱超晶格材料的 GSMBE 生长及特性研究

生长 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 匹配量子阱结构材料的第一个难点便是精确控制 In 组份, 以达匹配要求。由于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 系统含有两种 V 族元素, 因此生长的第二个难点便是选择合适的切换时序以保证量子阱界面的组份突变性。在所有难点当中, 选择合适的切换时序, 以保证量子阱界面的质量, 是最大的难点。我们对 GSMBE 生长过程进行了深入细致的分析研究, 首次明确提出了非对称切换时序, 用该时序成功地生长出了达九十年代国际水平的匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱材料。

(1) 因为 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱结构材料既含有 As 又含有 P, 因此, 获得高质量 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱材料的最大难点, 是控制界面的组份突变性。我们对 GSMBE 外延生长 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱结构材料的过程进行了深入细致的分析研究, 指出影响量子阱界面质量的两个主要因素是发生在间断生长过程中的置换效应和发生在生长过程中的 V 族元素转移效应(记忆效应)。详细地分析了两种效应对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱界面原子排列及界面应变状态的影响, 提出了量子阱界面最佳原子排列模型。在分析研究的基础上明确提出了改善量子阱界面质量的非对称切换方法。

(2) 用非对称切换方法生长出了高质量的达国际水平的匹配单量子阱结构材料。对材料的低温光致发光谱测试结果表明, 量子阱界面起伏小于 1 个分子层 ($2.93\text{\AA}$); 当阱宽大于 $40\text{\AA}$ 时, 量子阱中激子跃迁能量与理论计算值及文献中给出的最好实验结果符合得很好; 当阱宽小于 $40\text{\AA}$ 时, 量子阱中的激子跃迁能量的实验值小于理论计算值, 但我们的实验值高于文献中给出的实验值。该生长结果证实了非对称切换方法的有效性。

(3) 结合 GSMBE 生长过程, 用组份台阶阱模型定性解释了窄阱中激子跃迁能量相对于理论计算值的红移现象。

(4) 在国内首次用 GSMBE 方法生长了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 匹配多量子阱超晶格结构材料, 对其进行了双晶 x 射线衍射和低温及室温光致发光谱测试, 确定了超晶格的周期及量子阱中的激子跃迁能量。10K 光致发光谱半高宽为 $6.9\sim 7.7\text{meV}$, 室温 PL 谱半高宽为 11.8meV 。显示出样品具有较高的质量和良好的周期性。在 DCXRD 曲线上可以看到 14 个卫星峰。

三、In_xGa_{1-x}As/InP 应变量子阱超晶格材料的 GSMBE 生长及特性研究

与 InGaAs/GaAs 系统相比,国际上 InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料则研究得较少。这主要是由于生长 InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料,除了要想方设法消除失配位错的产生以实现共格生长外,还要降低 V 族元素 P₂ 和 As₂ 切换所带来的置换效应和记忆效应对量子阱界面的影响,因此,InGaAs/InP 应变量子阱超晶格材料更难生长。

我们在国产第一台 CBE 系统上,用 GSMBE 技术在国内首次生长了各种结构和组份的应变量子阱超晶格材料,并对其生长和性能以及平面双轴应变对 In_xGa_{1-x}As/InP 量子阱中的激子跃迁能量的影响进行了较为系统的研究。

(1) 讨论了失配外延生长的特点,给出了单应变层、单量子阱及多量子阱超晶格材料临界厚度的概念及计算方法。对 In_xGa_{1-x}As/InP 系统的临界厚度进行了理论计算。

(2) 在一个衬底片上生长了具有不同阱宽(10 Å ~ 110 Å)的应变为 +0.5% 的单应变量子阱样品。对该样品的 10K 光致发光光谱测试结果表明,70 Å 和 90 Å 阱的光致发光谱峰半高宽为 4.5 meV,显示了样品具有较高的质量。对该样品的变温光致发光光谱测试结果表明,量子阱中激子跃迁能量随温度的变化规律与体材料相同。

(3) 生长了阱宽为 54 Å、垒宽为 129 Å、周期数为 40、压应变为 0.4% 的多量子阱样品,从其 DCXRD 衍射图样上可以清晰地看到 21 个卫星峰。

(4) 生长了阱宽为 50 Å、垒宽为 200 Å 的、阱层具有不同 In 组份(因而具有不同应变)的 In_xGa_{1-x}As/InP 多量子阱 P-i-N 结构样品,In 组份变化范围为 0.39 ~ 0.68,相应的应变变化范围为 -1.0% ~ +1.0%,多量子阱的周期数为 20。对该系列样品进行了 DCXRD 测试,用 x 射线衍射的运动学理论对 DCXRD 衍射图样进行了计算机模拟,确定出了样品的结构参数和组份参数,得到的结果与设计值符合得较好,显示出了良好的对生长过程的可控制性。DCXRD 测试结果表明样品具有很好的质量。用低温 PL 谱、低温吸收谱及室温光伏谱对应变量子阱中的激子跃迁能量进行了测试,测试结果互相吻合得较好且与理论计算结果基本符合。在室温下观察到了明显的激子吸收峰。在国内首次研究了平面双轴应变对应变 In_xGa_{1-x}As/InP 量子阱中激子跃迁能量的影响,并首次从实验上观察到了 In_xGa_{1-x}As/InP 应变量子阱中 1H 激子吸收峰与 1L 激子吸收峰之间距离随 In 组份(即平面双轴应变)而变化的现象。

四、理论计算

从理论上全面系统地研究了量子尺寸效应、合金组份效应及平面双轴应变效应三者对阱层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 能带结构及 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱中激子跃迁能量的综合影响,用统一的参数获得了一系列计算结果。所得到的计算结果与实验结果符合得较好。所用的方法对应用能带工程进行器件设计具有重要的指导意义,所取得的计算结果为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 匹配及应变量子阱器件的设计及分析理解实验现象提供了很有价值的参考依据。

(1)计算了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 匹配量子阱中激子的跃迁能量。计算结果表明:①随着阱宽的减小,阱中激子跃迁能量增大,阱中激子跃迁能量增加的速率随着阱宽的减小而增大。②利用量子尺寸效应,可使 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱层的有效带隙在很大的范围内变化(0.8~1.3eV)。③在阱宽相同的情况下,对于给定的量子化能级,考虑非抛物带效应时的激子跃迁能量将小于不考虑非抛物带效应时的激子跃迁能量。④对于基态跃迁($1e \rightarrow 1H$),考虑和不考虑非抛物带效应所引起的跃迁能量的差别甚小;对于非基态跃迁,这种差别则较大。

(2)计算了在平面双轴应变中的单轴应变分量作用下 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的价带极值随 In 组份的变化关系。结果表明:①当 $x \neq 0.53$ 时,轻、重空穴带简并消除。②当 $x > 0.53$ 时,重空穴带在轻空穴带之上;当 $x < 0.53$ 时,轻空穴带在重空穴带之上。③平面双轴应变中的单轴分量使轻空穴带相对于零应变时上升,使重空穴带相对于零应变时下降。④平面双轴应变中的单轴分量使轻空穴带相对于零应变时下降,使重空穴带相对于零应变时上升。⑤当 $x > 0.53$ 时,轻空穴带与自旋—轨道分裂带的能量非常接近,这一能量差使得轻空穴带的能量随 In 组份 x 的变化明显偏离线性关系。⑥在平面双轴应变中的单轴应变分量作用下,自旋—轨道分裂带的极值相对于零应变时的位置下降,这一结论对于 $x > 0.53$ 或 $x < 0.53$ 均是正确的。

(3)计算了平面双轴应变中的液压应变分量所引起的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Γ 点带隙的变化。结果表明,相对于零应变而言:① $x > 0.53$ 时,液压应变使禁带宽度增大。②当 $x < 0.53$ 时,液压应变使禁带宽度减小。

(4)计算了平面双轴应变对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 带隙的影响。结果表明:①与自由状态相比,当 $x > 0.53$ 时,重空穴带隙增大;当 $x < 0.53$ 时,重空穴带隙减小。②与匹配状态相比(即与 $x = 0.53$ 时的情况相比), $x > 0.53$ 时,带隙减小; $x < 0.53$

时,带隙增大。③当 $x=0.53$ 时,轻、重空穴带简并;当 $x>0.53$ 时,重空穴带隙小于轻空穴带隙;当 $x<0.53$ 时,轻空穴带隙小于重空穴带隙。④平面双轴应变的存在使得带隙随组份的变化比自由状态时带隙随组份的变化更加缓慢。

(5)计算了平面双轴应变及 In 组份变化对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构能带排列的影响。结果表明:①导带及价带不连续性参数随 In 组份和平面双轴应变而变。②当 $x\neq 0.53$ 时,轻空穴带及重空穴带具有不同的价带不连续性参数。③在 $x=0.18$ 处,异质结构的能带排列发生从 I 型向 II 型的转变,当 $x<0.18$ 时,能带排列为 II 型;当 $x>0.18$ 时,能带排列为 I 型。④In 组份的变化对重空穴带的价带不连续性参数影响较大,而对轻空穴带的价带不连续性参数影响较小。⑤当 $x>0.18$ 时,随着 In 组份的增大,导带及重空穴价带的不连续性参数均增大,而轻空穴价带的不连续性参数则减小。

(6)讨论了平面双轴应变对有效质量的影响。结果表明,在平面双轴应变的单轴应变分量作用下,在 xy 平面内,轻、重空穴的有效质量发生倒转效应,即重空穴有效质量小于轻空穴有效质量。

(7)考虑到合金组份效应,量子尺寸效应以及平面双轴应变效应,我们对阱宽为 $50\text{ \AA}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 阱层具有不同 In 组份(因而具不同的平面双轴应变)的平面双轴应变 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱中的激子跃迁能量进行了计算。结果表明,由于合金组份变化以及平面双轴应变的影响,阱宽为 $50\text{ \AA}$ 的量子阱中的与 $n=1$ 相应的重空穴激子能量不再是常数,而是随着 In 组份的增大而减小。

§ 9.2 $(\text{AlGa})\text{InP}/\text{GaAs}$ 可见光激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

总结

$(\text{AlGa})\text{InP}/\text{GaAs}$ 可见光激光器结构材料由于其重要而广泛的应用前景而深受各国重视。由于该种结构材料中既含有 As 又含有 P 而且含有 Al,因此生长难度较大。我们在国产 GSMBE 设备上,在国内首次对 $\text{InGaP}/(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 材料的 GSMBE 生长及掺杂特性进行了研究,获得了质量较好的外延层及所需要的掺杂浓度。在此基础上,用 GSMBE 方法试制了双异结激光器(DHLD)和分别限制压应变单量阱(SCH-CSSQW-LD)激光器结构材料,并做了宽接触芯片,对芯片做了电学和光学测试。结果表明制备的器件达到了超辐射状态。

(1)GSMBE 生长 InGaP 的性质:① InGaP 外延层相对于 GaAs 衬底的垂直

失配度为 6.6×10^{-4} , 外延层双晶 x 射线衍射峰的半高宽为 59 弧秒。② InGaP 外延层室温阴极荧光 (CL) 谱的峰值波长为 6520 Å (1.902 eV), 谱峰半高宽为 85.4 meV。③ 非有意掺杂 InGaP 为 N 型, 室温及 77K 电子波度均为 $4.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 室温电子迁移率为 $3400 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$, 77K 电子迁移率为 $30000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{S}$ 。

(2) GSMBE 生长 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 性质: ① 所外延的 (AlGa)InP 材料表面光亮, Al 组份可从 0 变化到 1。② (AlGa)InP 外延层相对于 GaAs 衬底的垂直失配度在 $-1.9 \times 10^{-3} \sim +1.6 \times 10^{-3}$ 之间变化, 外延层 DCXRD 衍射峰半高宽为 43 弧秒, 与衬底的 DCXRD 半高宽相当。③ AlInP 外延层相对于衬底的失配度为 1.0×10^{-3} , DCXRD 半高宽为 118 弧秒。④ 对不同 Al 组份的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 外延层的 CL 谱测试结果表明, 当 Al 组份 x 从 0.14 变化到 0.69 时, CL 谱峰值波长从 6280 Å (1.978 eV) 变化到 5360 Å (2.313 eV)。

(3) GaAs 及 (AlGa)InP 的掺杂特性

N 型掺杂剂用 Si, P 型掺杂剂用 Be。GaAs 的掺杂特性研究表明: ① 掺杂浓度的对数与掺杂剂束源炉温度的倒数成线性关系。② 掺杂剂束源炉温度增加, 掺杂浓度也跟着增加。③ 掺杂浓度很容易大于 10^{18} cm^{-3} 。对 (AlGa)InP 的掺杂特性研究表明: ① 当生长速率均为 1ML/S 时, 如果掺杂剂源炉温度相同 (从而杂质原子束流强度相同), 则 (AlGa)InP 中的自由载流子浓度小于 GaAs 中的自由载流子浓度。② 在相同的掺杂条件和生长条件下, Al 组份 x 越大, 则 (AlGa)InP 中的自由载流子浓度越小。③ 对给定的 Al 组份 x , 当掺杂的原子浓度大到一定程度时, 自由载流子浓度趋于饱和; 如进一步增加掺杂原子浓度, 自由载流子浓度不但不会增加, 反而会减小。

(4) GSMBE 外延生长 DH LD 性能

对用 GSMBE 生长的 DH LD 外延片制备的 10 个宽接触 DH LD 的光电性能测试结果表明: ① 当正向注入电流约为 19.9mA 时, 正向电压约为 1.2V; 当反向电流为 0.1mA 时, 反向电压在 0.8V 到 3.9V 之间变化。② 光谱峰值波长约为 670nm, 半高宽在 6nm 到 18nm 之间变化。最小半高宽为 6nm。③ 对 DCXRD 外延片的 DCXRD 测试结果表明, (AlGa)InP 限制层相对于 GaAs 衬底的失配度为 2.3×10^{-3} 。我们认为, (AlGa)InP 限制层与 GaAs 衬底不匹配是未激励的主要原因。

(5) GSMBE 生长分别限制平面双轴应变单量子阱激光器 (SCH-CSSQW-LD) 的性质

王晓亮: InGaAs/InP 应变量子阱及 (AlGa)InP 可见光激光器结构材料的 GSMBE 生长及特性研究

对阱宽为 $80\text{ \AA}$ 、阱层 $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{P}$ 相对于 GaAs 衬底晶格失配为 0.65% 的 SCH-CSSQW-LD, 光电性能测试结果表明: ①当正向注入电流为 18.34mA 时, 正向电压为 2.3V ; 当反向电流为 $100\mu\text{A}$ 时, 反向电压为 7.7V 。②在室温下注入脉冲电流时, LD 可发出强的红色荧光。当注入电流为 230mA 、脉冲宽度为 35ms 、脉冲频率为 40Hz 时, 发光功率达 0.6mW 。③光谱中心波长约为 690nm , 光谱半高宽约为 17nm 。