

分类号 _____

UDC _____

密级 _____

编号 _____

中国科学院

博士学位研究生学位论文

题目 2 μ m 铽化物激光器、探测器材料、
器件及物理

作者姓名 林 春

指导教师 李爱珍 研究员

中国科学院上海冶金研究所，上海市长宁路 865 号

申请学位级别 工学博士 学科专业名称 微电子学与固体电子学

论文提交日期 2001 年 3 月 论文答辩日期 2001 年 4 月

学位授予单位 中国科学院上海冶金研究所

答辩委员会主席 _____

致 谢

六年前，出于对半导体材料与器件的浓厚兴趣，我进入了中国科学院上海冶金研究所信息功能材料国家重点实验室，师从李爱珍研究员，开始了硕士和博士阶段的学习和研究，正是李爱珍老师将我引入了半导体微结构这一蓬勃发展的前沿领域，在她的谆谆教导和不断鼓励下，本论文才得以顺利完成。更为重要的是，在冶金所学习的六年中，我从李爱珍老师身上学到了做人的原则，做一个正直的人的原则。她以丰富的人生经历、豁达的人生态度、顽强的奋斗精神教育了我如何正确面对人生中的顺境和逆境。有幸成为李爱珍老师的学生使我终生受益。她的渊博的知识、严谨的治学态度和敬业精神永远是我学习的榜样。在此，我向她表示衷心的感谢。

能成为半导体微结构小组的一名成员，我感到非常的荣幸，也感到非常的骄傲。这是一个具有很高的学术水平而且相当团结和融洽的研究小组。在研究和学习中，得到了小组成员的无私的帮助。我特别要感谢郑燕兰高级工程师在分子束外延生长方面所给予的指导。她在实验中的言传身教和丰富的分子束外延生长经验是本论文得以顺利完成的关键。我还要感谢张永刚研究员在器件工艺和表征方面所给予的指导和帮助。在与他的讨论中解决了许多实验中的疑难，使我获益匪浅。我衷心感谢李存才先生在系统维护、实验设计等诸多方面所给予的大力支持，杨全魁博士在结构特性表征和理论计算等方面给予的帮助，陈意桥副研究员、徐刚毅博士在激光器理论方面富有启发性的讨论，钟金权副研究员和朱福英女士在材料测试方面给予的支持和平时对我的关心，以及陈建新研究员、胡建工程师、任尧成副研究员、李伟博士、陈晓杰博士和税琼助理研究员的无私帮助。在器件工艺实验中还得到了程宗权、王嘉宽、姚文兰、郝幼生、郭方敏、沈勤我老师的指导与合作。在此，向他们表示诚挚的谢意。

我还要对 95 级全体研究生以及研究生部的各位老师在学习和生活中无微不至的关心表示感谢。感谢我的父母和家人多年来对我的培养，他们的支持与鼓励给予我战胜困难的力量。感谢王相生博士、陆岭同学、韩露同学、班小静同学对我的帮助以及给我的生活中带来的回味无穷的快乐。

最后，感谢国家高技术研究发展计划(863 计划)多年来在财力方面的支持。

摘 要

本论文针对中红外 $2\mu\text{m}$ 波段 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器和 InGaAsSb PIN 探测器的特点和存在的问题,对激光器和探测器的结构进行了设计,并进行了锑化物材料的固态源分子束外延 (SSMBE) 生长、激光器和探测器制备以及材料与器件表征的研究,取得了如下结果:

用固态源分子束外延方法在(001) GaSb 衬底上生长了高质量的 InGaAsSb 、 AlGaAsSb 和 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱材料。研究了外延生长条件如生长温度等对 InGaAsSb 本底载流子浓度的影响。通过对 AlGaAsSb 中 As 组分的调节,实现了 AlGaAsSb 的失配度从正失配到负失配的连续变化,并生长出晶格匹配的 AlGaAsSb 限制层材料。通过光荧光谱研究了势垒厚度对 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 应变多量子阱的影响,发现势垒的临界厚度为 15nm 。

对 AlGaAsSb 、 InGaAsSb 的禁带宽度、晶格常数、折射率和 AlGaAsSb/InGaAsSb 异质结带阶及应变量子阱的子能级位置和价带结构进行了计算,并通过对激光器的光学限制因子的研究优化了加宽波导结构。

通过对锑化物激光器器件工艺的摸索和优化,研制出室温准连续工作激光波长为 $2.01\mu\text{m}$ 的脊波导激光器,室温下阈值电流为 80mA ,功率大于 15mW ,占空比最高达 60% ,最高工作温度 80°C ,该器件的特征温度达 93K 。研制出的台面宽条激光器在 185K 下连续工作,在脉冲条件下最高工作温度为 270K 。高 Al 组分限制层平面宽条激光器实现 190K 下脉冲受激。

对脊波导 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器进行了器件寿命测试,在室温下,占空比 10% ,连续工作时间超 1000 小时,阈值电流增加在 20% 以内。器件老化主要是器件焊接、封装和非辐射复合中心的增加造成的。

在对脊波导 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器 P-I 曲线的测量中观察到扭折现象。结合对激光器激射光谱的测量,发现在扭折发生处,出现了 $1.86\mu\text{m}$ 和 $2.01\mu\text{m}$ 两个激射波长。这两个激射波长分别对应于量子阱中 E1-HH1 和 E2-HH2 的跃迁。

为了降低 InGaAsSb 探测器表面漏电流对探测率和器件反向特性的影响,提高探测器性能,本论文设计了 $\text{AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb}$ 探测器,并对

InGaAsSb PIN 探测器的噪声机制包括产生一复合噪声、俄歇复合噪声进行了理论分析。

研制出的 InGaAsSb/GaSb PIN 探测器室温黑体探测率 $D_{bb}^* = 5.1 \times 10^8$ $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ，响应度 $R_v = 37 \text{V/W}$ ；AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb PIN 探测器的黑体探测率 $D_{bb}^* = 5.0 \times 10^8$ $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ，响应度 $R_v = 78 \text{V/W}$ 。本论文还尝试了用 AlGaAsSb/InGaAsSb 和 InGaAsSb/GaSb PIN 探测器对 $2\mu\text{m}$ 铋化物多量子阱激光器进行表征。

本论文的研究工作为完成国家高技术研究发展计划（863 计划）的任务做出了贡献，也为进一步开展器件的应用打下了基础。

关键词： 分子束外延，铋化物，中红外，激光器，探测器.

ABSTRACT

Chun Lin

(Microelectronics and Solid State Electronics)

Directed by Prof. Aizhen Li

Since there are many important applications including gas sensing, molecular spectroscopy and pollution control for mid-infrared lasers and photodetectors working at wavelengths beyond $2\mu\text{m}$, significant efforts have been devoted to the development of AlGaAsSb/InGaAsSb multiple quantum-well (MQW) laser diodes and InGaAsSb detectors. In this thesis, the research works were focused on these two types of devices.

High quality InGaAsSb, AlGaAsSb and AlGaAsSb/InGaAsSb multiple quantum well structures have been successfully grown by solid source molecular beam epitaxy (SSMBE) on (100) GaSb substrates. The influences of growth conditions such as growth temperature on the background carrier density of InGaAsSb are reported. The strain in AlGaAsSb cladding layer can be adjusted by varying As content. As As mole fraction increases, the strain in AlGaAsSb changes from compressive to tensile. Lattice matched AlGaAsSb layers were successfully grown. Photoluminescence (PL) measurements show that if barrier thickness exceeding a critical value, the PL intensity of AlGaAsSb strained layer MQW will drop. The critical thickness of the barrier is about 15nm.

Band structures of quantum wells and some material constants are calculated. To improve the performance of $2\mu\text{m}$ lasers, we optimized the broaden waveguide structure by theoretically calculating the optical confinement factor and near field distribution.

Ridge waveguide, mesa stripe and planar stripe AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ lasers were fabricated. Ridge waveguide lasers show room temperature quasi-cw laser emission at a wavelength of $2.01\mu\text{m}$. The threshold current is 80mA and linear output power is greater than 15mW. A characteristic temperature of 93K is obtained. The highest operation temperature of ridge waveguide lasers is 80°C . Mesa stripe lasers can works under continuous-wave mode at 185K. The highest lasing temperature under pulse operation is 270K. Planar stripe lasers with high Al content cladding layers exhibit lasing at 190K.

For a AlGaAsSb/InGaAsSb MQW ridge waveguide laser chip, after more than 1000 hours room temperature non-catastrophic degradation, threshold current changes within 20% of its initial value. We attribute the degradation to the chip packaging, soldering and increasing of nonradiative centers.

Kinks in P-I curves were observed. We find as kink occurring, emission wavelength switches from 2.01 μm to 1.86 μm . The two wavelengths correspond to E1-HH1 and E2-HH2 transitions in the QW respectively.

To reduce the surface leakage current of InGaAsSb detector, we design AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb heterostructure PIN detectors. The noise mechanisms including Generation-Recombination noise and Auger recombination noise were analyzed.

For InGaAsSb/GaSb PIN photodetectors, a room temperature blackbody detectivity of $5.1 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ and a responsivity of 37V/W were achieved. For AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb PIN photodetectors, a blackbody detectivity of $5.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ and a responsivity of 78V/W were achieved. We also characterized our 2 μm lasers with these two types of detectors.

Keywords: molecular beam epitaxy, antimonide, mid-infrared, laser diode, photodetector.

目 录

第一章 引 言	1
第二章 文献综述	3
第 2.1 节 分子束外延	3
第 2.2 节 半导体激光器	6
第 2.3 节 中红外波段锑化物激光器	8
2.3.1 2 μ m 波段 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器	10
2.3.2 3-5 μ m 波段锑化物激光器	15
第 2.4 节 2 μ m 波段 InGaAsSb 探测器	17
第 2.5 节 存在的问题	18
第 2.6 节 小结与展望	19
第三章 锑化物材料的分子束外延生长	21
第 3.1 节 国产 IV 型分子束外延系统	21
第 3.2 节 分子束外延生长基本步骤	22
第 3.3 节 束流的校准	24
第 3.4 节 AlGaAsSb 的 MBE 生长	25
3.4.1 AlGaAsSb 的 MBE 生长与特性	25
3.4.2 AlGaAsSb 的掺杂	27
第 3.5 节 InGaAsSb 的 MBE 生长	28
3.5.1 应变对 InGaSb 不互溶隙的影响	28
3.5.2 InGaAsSb 的分子束外延生长	31
第 3.6 节 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱结构的 MBE 生长与特性	33
第 3.7 节 小结	37
第四章 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱激光器设计	39
第 4.1 节 引言	39
第 4.2 节 InGaAsSb 材料的基本性质	39
4.2.1 晶格常数	39
4.2.2 禁带宽度	41
4.2.3 折射率	42
第 4.3 节 AGaAsSb 材料的基本性质	44

4.3.1 禁带宽度	44
4.3.2 折射率	44
4.3.3 热导率	44
第 4.4 节 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变多量子阱的能带结构	46
4.4.1 AlGaAsSb/InGaAsSb 异质结能带结构	46
4.4.2 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱的能带结构	48
4.4.3 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿量子阱激光器	53
第 4.5 节 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的限制因子	55
第 4.6 节 小结	60
第五章 2μm AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器	61
第 5.1 节 引言	61
第 5.2 节 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器材料结构	61
第 5.3 节 激光器器件工艺	62
5.3.1 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器	62
5.3.2 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 台面宽条激光器	66
5.3.2 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器	67
第 5.4 节 激光器器件的表征方法	68
第 5.5 节 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器	70
5.5.1 器件的电学特性	70
5.5.2 器件的温度特性	71
5.5.3 不同占空比对器件性能的影响	74
5.5.4 I-P 曲线的扭折	75
5.5.5 寿命测试	80
第 5.6 节 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 台面宽条激光器	85
5.6.1 连续工作方式	85
5.6.2 脉冲工作方式	86
第 5.7 节 2 μ m AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器	89
第 5.8 节 小结	91
第六章 InGaAsSb PIN 探测器器件物理与性能的研究	92
第 6.1 节 引言	92
第 6.2 节 表征探测器性能的基本参数	92
第 6.3 节 探测器器件物理研究	95

6.3.1 InGaAsSb PIN 探测器的噪声	95
6.3.2 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器	102
第 6.4 节 探测器光谱响应的测量	105
第 6.5 节 探测器响应度和探测率的测量	106
第 6.6 节 InGaAsSb 探测器在测量 2 μ m 激光器性能中的应用	108
第 6.7 节 小结	111
第七章 结论	112
参考文献	115
发表文章目录	124
获奖与科技成果	126
参加的研究课题一览表	126
个人简历	127

第一章 引言

2-5 μm 中红外波段包括了许多重要的分子特征谱线, 而且是空气中相对透明的极重要的大气窗口, 工作于该波段的激光器和探测器在军事和民用的许多领域都有重要的应用。通常在中红外波段对痕量气体检测的灵敏度要比在近红外波段检测高 2 个数量级, 所以中红外探测器与可调谐的中红外激光器可探测多种微量气体 (体积比达十亿分之几), 包括 CO 、 CO_2 、 CH_4 等, 在化学战、生物战、法医检验、无损检测、无伤害医学诊断等领域有重要应用。而且长波长的光散射较低, 而 2-5 μm 波段又是重要的大气窗口, 因此大功率中红外激光器可应用于激光雷达、防撞系统和军事上的目标指示。

铟化物材料长期以来一直是中红外波段激光器、探测器的首选材料。这是因为 GaSb 基、 InAs 基二元、三元、四元系半导体材料的禁带宽度完全覆盖了 2-5 μm 波段, 而 AlSb 、 GaSb 、 InAs 的晶格常数又非常接近, 都在 6.1 $\text{\AA}$ 附近, 有利于生长高质量材料。此外 GaSb 、 InAs 异质结为破隙型, 能带结构非常特殊, 为新型器件设计提供了更大的能带裁剪的自由度。因此铟化物中红外激光器、探测器有着现实应用的良好前景。但是对铟化物材料的研究也存在相当大的困难。首先铟化物三元系、四元系材料存在很大的不互溶隙, 在材料的生长过程中容易发生分凝现象, 导致材料的质量下降。其次铟化物器件工艺也很不成熟, 有待进一步完善。再次, 中红外器件始终存在载流子吸收和俄歇复合等较大的问题, 要制备室温工作器件有相当的难度。

二十世纪九十年代以来, 铟化物材料的重要性越来越受到广泛的重视, 取得了一系列令人瞩目的突破性进展。其中, 最重要的成果是用分子束外延 (MBE) 这种非热力学平衡条件下的生长方法成功地克服了不互溶隙对材料生长的限制, 生长出高质量的铟化物微结构材料, 并充分发挥了铟化物材料在能带工程上的优势, 诞生了一批高性能的新型电子、光电子器件。其中最具有代表性的器件是 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器、 AlSb/InAs/InGaSb 第二类量子级联激光器、“W”型激光器、 AlSb/InAs 高电子迁移率晶体管、 InGaAsSb 热光伏电池 (Thermophotovoltaic Cell) 等。目前国际上研究铟化物材料和器件的单位主要有美国麻省理工学院林肯实验室、Sarnoff 公司、海军实验室、休斯顿大学、德

国 Fraunhofer 研究所、法国 Montpellier II 大学等。

在国内, 铟化物材料与器件的研究长期以来一直受到国家高技术(863)研究发展计划的重视。自“七五”以来八六三新材料领域布署了 $2\mu\text{m}$ 铟化物激光器和 $2\mu\text{m}$ 铟化物探测器的科研项目。作为“863”铟化物激光器和探测器材料与器件研究任务的主要承担单位, 中国科学院上海冶金研究所从“七五”开始长期从事这方面的研究, 积累了相当丰富的经验, 并在 84 年以来对 MBE 铟化物掺杂行为研究的基础上, 于 1993 年用固态源分子束外延生长出 $2\mu\text{m}$ 铟化物量子阱材料, 与上海光机所合作, 研制出多量子阱激光器, 在“八五”期间, 用固态源分子束外延材料研制出室温工作 16 元线列 InGaAsSb PIN 探测器, 探测率达 $2 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

本学位论文结合“九五”八六三新材料领域“电子、光子材料及其应用技术”专题的科研项目“III-V 族铟化物红外激光器材料及其器件应用研究”和“长波长红外探测器材料与器件实用化研究”, 对铟化物材料的分子束外延生长、器件工艺、器件结构设计以及材料和器件的表征进行了研究, 以期进一步提高铟化物材料与器件的性能指标, 为应用研究打下基础。

- 3 -

衬底表面，即发生结晶过程的区域。

在第一个区域中，分子束从处于超高真空条件下加热的束源炉（Knudsen-effusion-cell）中产生，束源炉的温度由比例—积分—微分（PID）控制器精确控制，并通过热偶提供温度反馈。

分子束流的大小由束源炉的温度决定，其稳定度可达 $\pm 1\%$ 。束源在垂直于衬底的法线方向时，其喷射出的束流在衬底表面中心点 A（图 2-2）的强度 I_A 为：

$$I_A = 1.118 \times 10^{22} \frac{p A_e}{r_A^2 \sqrt{MT}} \quad [\text{molecules cm}^{-2} \text{s}^{-1}], \quad (2-1)$$

式中 p 为蒸气压， M 为分子量， T 为束源炉温度， r_A 为衬底中心与束源炉炉口的距离， A_e 为束源炉口的面积。在衬底表面偏离中心的 B 点，束流强度 I_B 为：

$$I_B = I_A \cos^4 \vartheta, \quad (2-2)$$

对于倾斜的束源炉，如其炉口方向与衬底的法线方向夹角为 ϕ ，其喷射出的束流在衬底表面中心点 A 和偏离中心的 B 点的强度 I'_A 、 I'_B 分别为：

$$I'_A = I_A \cos \phi, \quad (2-3)$$

$$I'_B = I_A \frac{r_A^2}{r_B^2} \cos \vartheta \cos(\vartheta + \phi), \quad (2-4)$$

通过调节衬底和束源炉的距离以及改进系统的几何结构，可以减小 I'_A 和 I'_B 之间的差别，也就是提高束流在衬底表面的均匀性。

第二个区域是分子束的混合区。由于系统处于超高真空的环境里，分子的平均自由程很长，可以认为入射分子之间没有发生碰撞或其他相互作用。

真正的外延生长过程发生在第三个区域，即衬底表面。MBE 生长过程包括了一系列表面过程，其中最主要的是^[8-9]：

- i. 入射的组分原子或分子在衬底表面的吸附（包括物理吸附和化学吸附）。
- ii. 吸附分子在表面的迁移和分解。
- iii. 组分原子与衬底或外延层晶格点阵的结合或在衬底表面成核。

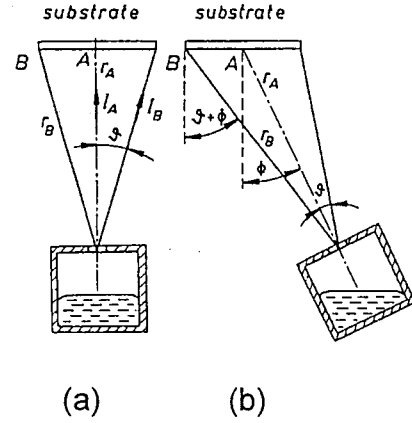


图 2-2 束流在衬底表面的分布^[8]。(a)与衬底法向垂直(b)与衬底法向夹角为 ϕ 。

iv. 未与衬底结合的原子或分子的热脱附。

图 2-3 为这些过程的示意图。

由于束源具有一定的温度，所以到达衬底的分子或原子具有一定的动能分布，有一部分原子或分子能克服表面势垒的束缚，脱离衬底，因此必须考虑各组元的粘附系数。在分子束外延中，III 族元素的粘附系数接近于 1，V 族元素的粘附系数受 III 族元素原子的表面覆盖率的影响，例如当衬底表面不存在 Ga 原子时，As₂ 的粘附系数为 0，而当衬底表面存在一个单原子层的 Ga 时，其粘附系数为 1。因此在分子束外延中生长速率主要由 III 族元素控制。

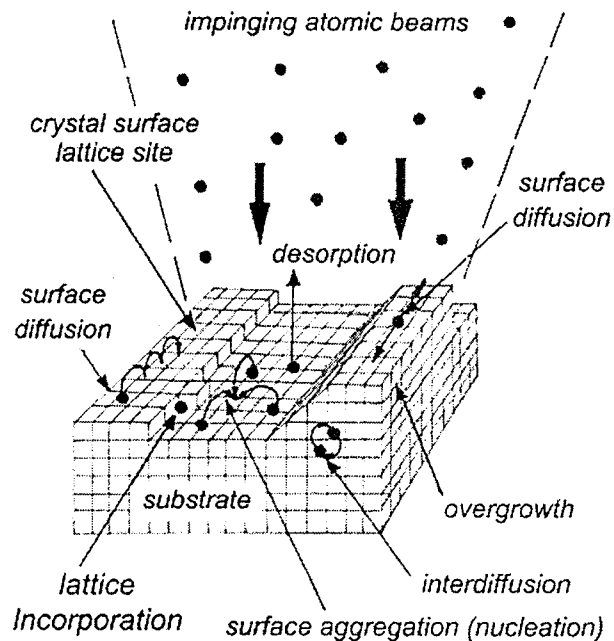


图 2-3 MBE 生长中各表面过程的示意图。

分子束外延技术与其他外延技术相比有许多明显的优点。在 MBE 中，外延层的组分和掺杂浓度受组分元素或掺杂剂的相对到达速率控制，即受束源的蒸发速率控制。通过控制束流的相对强度，可以生长几乎任意组份的合金半导体材料，而且组分精确可控。一般情况下，MBE 的生长速率为 1 μ m/小时（约 1 单层/秒）。如此低的生长速率保证了入射原子或分子在生长表面能充分地迁移，因此用 MBE 技术生长的薄膜晶体表面非常平整。在 MBE 系统中，每一个束源前都有一个机械快门，用于中断束流，也就是控制沉积或掺杂的开始或结束。因为快门的开关时间小于 100 毫秒，与每一个单层的生长时间（约 1 秒）相比非常短，所以用 MBE 方法生长的外延材料组分或掺杂突变可达原子量级。分子束外延的生长环境为超高真空，而且生长温度较低，生长条件远离热力学平衡态，可以生长处于不互溶隙内的多元系半导体材料。与其他的外延技术相比，MBE 的另一个显著的优点是 MBE 系统处于超高真空，可以进行反射式高能电子衍射（RHEED）、俄歇电子能谱（AES）等实时在线监控，便于精确控制生长过程。

目前用 MBE 技术生长的异质结双极性晶体管 (HBT)、高电子迁移率晶体管 (HEMT)、量子阱激光器 (MQWLD)、太阳能电池、探测器和霍耳元件都已进入市场, 并成功地应用于光通信、卫星通信、无线通信、电子对抗等民用和军用领域。而各大 MBE 设备供应商也相继开发出第二代生产型 (一次可生产 7 片 $\Phi 6''$ MBE 材料) 多片 MBE 系统。可以预见, 随着人们对电子、光电子、光子器件的要求不断提高, 以及新型半导体器件的不断涌现, MBE 技术在未来会有更广泛的应用和更大的发展。

2.2 半导体激光器

半导体激光器有着极为广泛的应用背景。它与探测器结合可以实现红外监控、光纤通信、光存储等功能。图 2-4 为半导体激光器的示意图。第一批半导体激光器于 1962 年问世^[10-13], 这些激光器用 GaAs p-n 同质结作为有源区, 阈值电流密度高达 $1.9\text{KA}/\text{cm}^2$, 而且必须在低温下工作, 室温下的阈值电流密度更是高达 $5\text{KA}/\text{cm}^2$ 。1963 年美国加州大学的 Kroemer^[14]和前苏联科学院的 Alferov^[15]提出把一个窄带隙的半导体材料夹在两个宽禁带半导体之间以形成异质结构, 希望在窄带隙半导体中产生高效率的辐射复合。这一理论设想大大促进了半导体激光器的发展, 这两位学者也因此项理论获得了 2000 年的诺贝尔物理学奖。至 1968-1970 年, 随着外延技术的发展, 一批低阈值电流密度 ($1600\text{A}/\text{cm}^2$) 的 AlGaAs/GaAs 单异质结和双异质结激光器相继问世^[16-17]。这些激光器与理论预期完全一致, 能提供载流子和光的双重限制, 大大提高了受激发射的效率, 并逐渐走向应用。

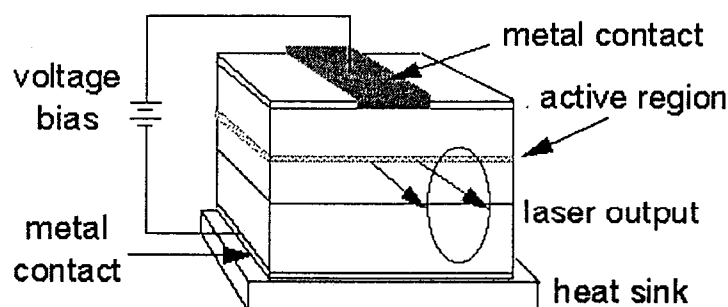


图 2-4 半导体激光器的示意图。

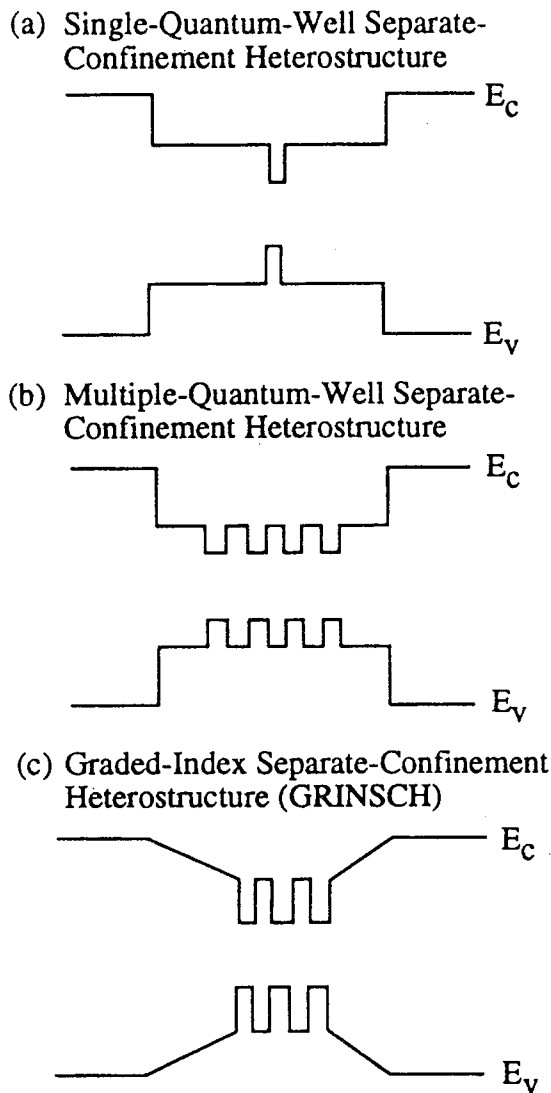


图 2-5 几种量子阱激光器的能带结构。

70 年代末, 人们又提出了量子阱半导体激光器^[18-22], 将能带工程应用于激光器的设计。量子阱激光器可以将电子、空穴对限制在一个很窄的区域内, 大大提高了激光器的性能, 其阈值电流密度降至 $500\text{A}/\text{cm}^2$ ^[22]。而且通过调节量子阱结构的阱宽, 能很方便地调节激光波长。到了 80 年代, 美国贝尔实验室曾焕天提出在半导体量子阱激光器中采用分别限制结构 (SCH) 和渐变分别限制结构 (GRINSCH)^[22,23], 增加了量子阱对电子的收集效率, 提高了波导的光学约束能力, 发光效率大为提高, 至今仍是十分有效的结构。图 2-5 为典型量子阱激光器和 SCH、GRINSCH 量子阱激光器的能带结构图。而 Yablouovitch、Adams 等人又提出了应变量子阱激光器的概念^[24,25]。这种激光器结

构利用应变改变量子阱中子能带的结构, 达到进一步降低阈值电流密度的效果。1990 年 H.K.Choi 等人报导了 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研究结果, 这种激光器室温下的阈值电流密度只有 $65\text{A}/\text{cm}^2$ ^[26]。自 1962 年半导体激光器问世以来, 激光器的阈值电流密度几乎每十年降低一个数量级, 发展是极为迅速的。

进入 90 年代以来, 半导体激光器在器件和物理方面又不断有新的突破。例如面发射激光器的研制成功^[27-29]、量子级联激光器^[30]、铋化物“W”形激光器概念的提出及其在器件方面的应用^[31]。94 年贝尔实验室发明的量子级联激光器则是激光物理、激光材料和半导体激光器的新里程碑^[30]。它不同于电子-空穴

对复合发光的传统激光物理概念, 只由电子单一载流子在量子阱中的子带跃迁和共振隧穿一级一级传递, 实现激射。InAlAs/InGaAs/InP^[32-34]和 AlGaAs/GaAs 体系量子级联激光器的激射波长覆盖了中远红外波段^[35-37], 目前 Bell 实验室正在研究 AlGaIn/GaN 体系 1.3-1.55 μm 近红外波段的量子级联激光器^[38]。继贝尔实验室之后, 上海冶金所李爱珍等人也研制成功了 5.1 μm 和 8.16 μm InAlAs/InGaAs 量子级联激光器, 实现 250°K 下激射^[39]。量子级联激光器已开始进入实用化阶段,

半导体激光器以其可靠、易用、体积小等优点已广泛地应用于光通讯、痕量气体检测、激光雷达等领域, 占据了相当大的市场, 并且随着光通信等行业的迅速发展, 其产业前景非常乐观。

2.3 中红外波段铋化物激光器

由于 2-5 μm 中红外波段包括了许多重要的分子特征谱线, 并且是重要的大气窗口, 如图 2-6 所示, 因此工作于该波段的半导体激光器应用领域非常广泛, 可以用来进行污染物和有毒气体的监测、爆炸物的检测、以及工业过程的监控。固体激光器和气体激光器同样可以工作在中红外波段, 但由于半导体激光器与它

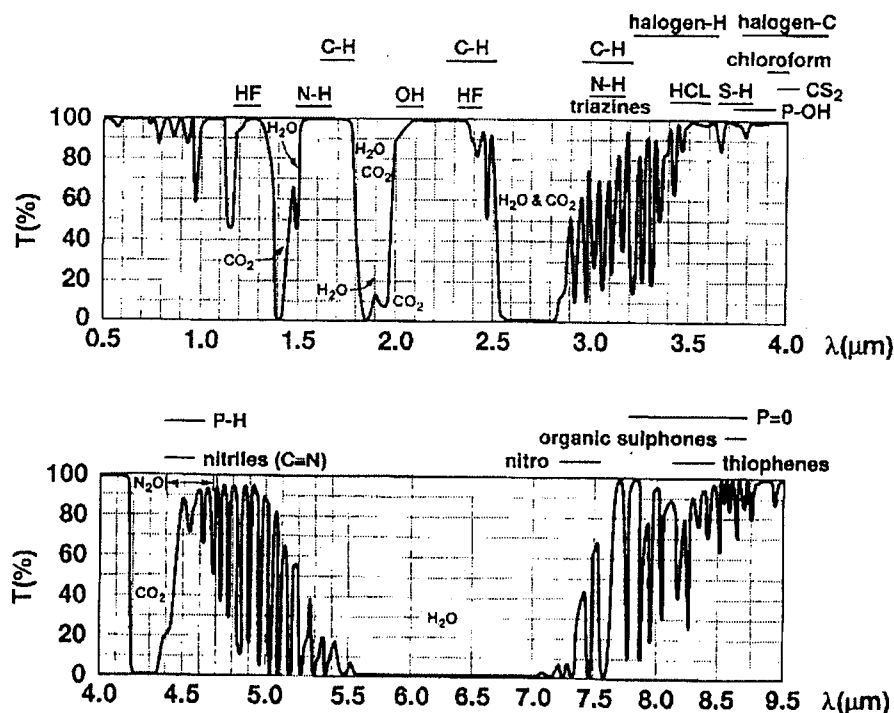


图 2-6 红外波段大气透射谱及一些化学物质的吸收谱线位置。

们相比具有结构简单、小巧、灵敏度高、可靠性高且价格低廉的优势,因此半导体激光器更有优势。通常在中红外波段对痕量气体进行检测的灵敏度比在近红外波段检测要高2个数量级,因此可调谐的中红外激光器特别适合于痕量气体的检测。表2-1为2-5 μm 波

段几种有害物质的探测极限与波长的关系。从表中可以

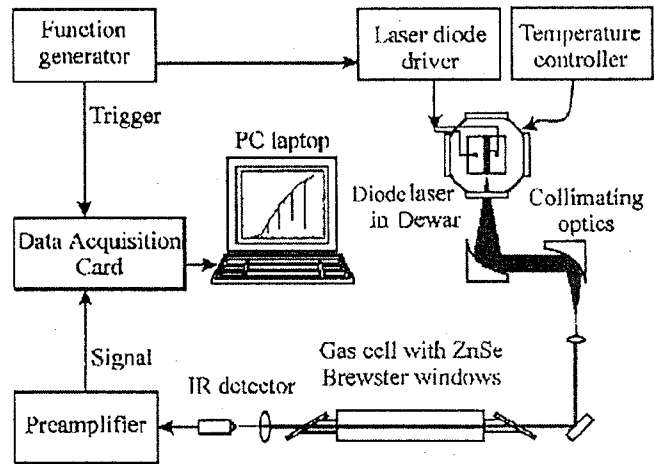


图 2-7 一个利用中红外激光器进行气体探测的系统示意图。

看到,一氧化碳在 2.33 μm 处的吸收强度是在 1.57 μm 处的 60 倍,在 4.6 μm 处的吸收强度是在 1.57 μm 处的 40000 倍。同样,对于甲烷,如果光程为 1 米,在 3.26 μm 处探测极限为 1.7ppb,而在 1.65 μm 处仅为 600ppb。图 2-7 为一个利用中红外激光器进行气体探测的系统示意图。另外,对于长波长的光,尘埃和雨滴造成的 Rayleigh 散射比短波长的光要低得多,例如 10 μm 远红外光的 Rayleigh 散射只是 1 μm 近红外光散射的 1/104。因此,大功率中红外波段激光器也可以用于激光雷达、防撞系统和军事上的目标指示等。

表 2-1 2-5 μm 波段几种有害物质的探测极限与波长的关系。

	探测极限 (ppb)	波 长 (nm)		探测极限 (ppb)	波 长 (nm)
carbon dioxide CO_2	3000	1960	methane CH_4	600	1650
	0.13	4230		1.7	3260
carbon monoxide CO	30000	1570	hydrogen chloride HCl	150	1790
	500	2330		0.83	3400
	0.75	4600	hydrogen bromide HBr	600	1960
nitric oxide NO	60000	1800		7.2	3820
	1000	2650	formaldehyde H_2CO	50000	1930
	5.8	5250		8.4	3550
nitrous oxide N_2O	1000	2260	phosphine PH_3	1000	2150
				0.44	4470

铟化物的禁带宽度正好位于 2-5 μm 中红外波段,因此长期以来铟化物材料一直是工作于该波段激光器的首选材料。而且由于 InAs 、 GaSb 、 AlSb 的晶格

常数都在 $6.1\text{\AA}$ 附近, 相互之间的晶格失配很小, 所以能够生长出缺陷密度低的外延材料。铟化物材料的异质结能带结构也有其特殊性。InAs/GaSb 异质结为第二类破隙型 (Broken GaP) 的能带结构, 如图 2-8 所示, 而由 InAs 基和 GaSb 基三元系、四元系材料组成的异质结随组分的不同可以从第二类破隙型转变为第一类。这种能带结构的特殊性给激光器的设计提供了一个新的自由度, 从而克服了半导体禁带宽度对激射波长的限制, 将激光器的激射波长推至 $3\text{-}5\mu\text{m}$ 。目前铟化物激光器主要有两大类。第一类激光器以由 AlGaAsSb、InGaAsSb 四元系材料组成的第一类量子阱为有源区, 该材料体系可与 GaSb 衬底晶格匹配, 激射波长为 $1.8\text{-}2.8\mu\text{m}$ 。第二类激光器以 InAs/(In)GaSb 第二类量子阱、超晶格为有源区, 激射波长为 $3\text{-}5\mu\text{m}$ 。

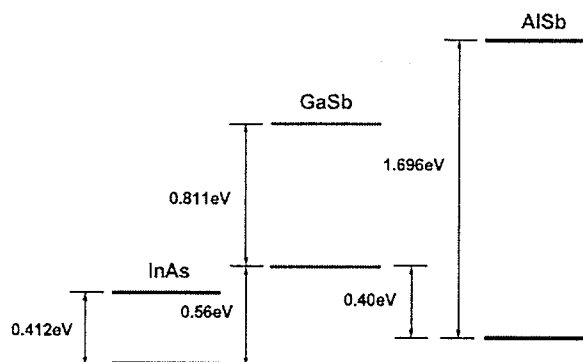


图 2-8 InAs、GaSb、AlSb 导带和价带的相对位置。

2.3.1 $2\mu\text{m}$ 波段 AlGaAsSb/GaInAsSb 激光器

AlGaAsSb、GaInAsSb 四元系材料可以与 GaSb 衬底晶格匹配, 并且与 GaSb 衬底晶格匹配的 GaInAsSb 的禁带宽度可以覆盖从 $1.7\mu\text{m}$ 至 $4.4\mu\text{m}$ 的波段 (如图 2-9 所示), 而 AlGaAsSb 具有较大的禁带宽度和较低的折射率, 可以用于限制层, 因此 AlGaAsSb/InGaAsSb 材料体系引起了人们的关注。

1976 年前苏联的 Dolginov 等人用液相外延 (LPE) 制备成功 $1.78\mu\text{m}$ 室温脉冲工作的 GaSb/AlGaAsSb 双异质结激光器^[40], 阈值电流密度为 $6.2\text{KA}/\text{cm}^2$ 。随后他们又研制出 GaInAsSb/GaSb 双异质结激光器^[41], 激射波长为 $1.9\mu\text{m}$, 但激光器性能很差。1980 年 Kobayashi 等人意识到 GaInAsSb 和 GaSb 的折射率差太小, 导致 GaInAsSb/GaSb 激光器的光学限制不够。于是他们用 LPE 方法研制成功 $1.8\mu\text{m}$ 室温脉冲工作的 GaInAsSb/AlGaAsSb 双异质结激光器^[42], 但其阈值电流密度仍高达 $5\text{KA}/\text{cm}^2$, 1988 年 Dolginov 等人通过提高限制层的 Al 组分 (55%) 将 GaInAsSb/AlGaAsSb 双异质结激光器室温下的阈值电流密度降到 $1.5\text{KA}/\text{cm}^2$ ^[43]。同时, $2.3\mu\text{m}$ GaInAsSb/AlGaAsSb 激光器也达到了室温连续

工作。

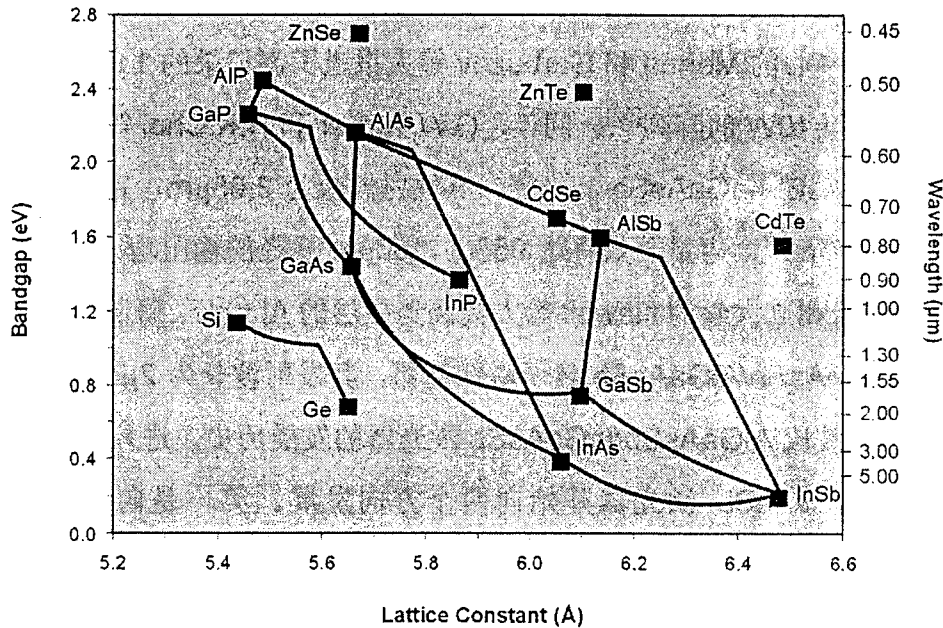


图 2-9 部分 III-V 族化合物及其合金的禁带宽度和点阵常数的关系。

但由于 GaInAsSb 合金在 In 和 As 的组分较高时会进入不互溶区，因此用 LPE 这种热力学平衡的生长方法很难将激光器的发射波长进一步向长波方向推进。而 MBE 是动力学控制的非平衡生长方法，可以克服这个 LPE 无法逾越的障碍。因此用 MBE 生长 GaInAsSb 可以突破不互溶隙对材料组份的限制。

1986 年, Chiu 等人首先用分子束外延(MBE)生长了 GaInAsSb/AlGaAsSb 异质结激光器^[44], 其激射波长为 $2.2\mu\text{m}$, 室温下阈值电流密度为 $4.2\text{KA}/\text{cm}^2$ 。之后, 美国林肯实验室的 H.K.Choi 和 S.J.Eglash 于 1991 年用 MBE 方法成功地生长了 $2.2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器^[45], 其阈值电流密度仅为 $940\text{A}/\text{cm}^2$ 。1992 年, 美国林肯实验室的 Choi 和 Eglash 又采用应变量子阱结构, 进一步将阈值电流密度降到 $260\text{A}/\text{cm}^2$, 而激射波长仍达 $2.1\mu\text{m}$ ^[46]。林肯实验室的 Turner 等人又改进了器件结构, 用高铝组分的 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.07}\text{Sb}_{0.93}$ 作为限制层, $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 作为势垒, 在限制层和接触层及量子阱势垒层之间引入 50nm 的梯度缓变层, 并在 MBE 生长中用 As_2 代替 As_4 束流^[47]。1994 年和 1995 年 David Sarnoff 研究中心的 H.Lee 等人用 MBE 研制成功波长长达 $2.78\mu\text{m}$ 的 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器^[48,49]。1996 年, 该研究中心的 Garbuzov

在仔细考虑了高掺杂限制层的自由载流子吸收之后,提出了加宽波导(Broaden Waveguide)的概念,并成功地应用于激光器的设计^[50,51]。加宽波导的概念一经提出,各研制单位纷纷采用,激光器的性能都有很大的改善。1998年 David Sarnoff研究中心的 Menna 和 Garbuzov 等人报道了创记录的 1.9W 连续工作的 2 μm 激光器和 10W 的阵列^[52]。同年, G.W.Turner 和 H.K.Choi 等人报导了应变层单阱 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器。其发射波长为 2.05 μm , 室温下的阈值电流密度仅 50A/cm², 内量子效率达 95%, 100 μm 孔径的输出功率为 1W^[53,54]。美国新墨西哥州立大学的 Newell 等人提高势垒层的 Al 组分,研制出特征温度为 140K 的 GaInAsSb/AlGaAsSb 量子阱激光器,其发射波长为 2 μm ^[55,56]。表 2-2 总结了 2 μm 波段 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的发展历史。进入 1999 年之后, GaInAsSb/AlGaAsSb 激光器开始向两个方向发展。第一是向长波长推进。Sarnoff 公司的 Garbuzov 等人将 GaInAsSb/AlGaAsSb 多量子阱激光器的波长推至 2.3-2.8 μm ,并实现了室温连续激射^[57-60]。法国 Montpellier II 大学的 Baranov 等人也研制出室温连续、单模输出的 2.3 μm 激光器^[61-63]。德国的 Fraunhofer 研究所(IAF)也成功地研制出 2.3-2.7 μm GaInAsSb/AlGaAsSb 多量子阱激光器,实现了室温连续输出^[64,65]。第二个发展方向是研制 2 μm 激光器阵列。美国 MIT 林肯实验室的 Walpole 和 Choi 等人报导了用 GaP 透镜进行准直的 9 元锥形(Tapered)激光器阵列,其激射波长为 2.05 μm ,最大功率为 3W^[54]。表 2-3 总结了目前国际上 2 μm 波段 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的发展水平。从以上各表中可以看出, GaInAsSb/AlGaAsSb 激光器正越来越受到重视,并在最近几年呈加速发展的态势。

2-3 μm 铟化物激光器目前已经应用于痕量气体的检测和工业过程控制。美国 Southwest Scineces 公司用 Sarnoff 公司提供的 2.65 μm AlGaAsSb/GaInAsSb 激光器对 NO 气体的吸收进行了测量,其测量精度可达 15ppm^[66]。法国 Motepellier II 大学的 Vicet 等人研究了用外腔调制的 2.35 μm GaInAsSb/GaSb 激光器对 CO 和 CH₄ 气体的检测,测量精度达体积比 0.3ppm^[67]。Sarnoff 公司的 Matelleni 用他们研制的激光器检测生产过程中的水分,同样取得了满意的结果^[68]。

表 2-2 2μm 波段 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的发展历史

	Growth Technique	Wavelength (μm)	J _{th} (A/cm ²)	Operation Mode	Working Temperature	Year	
	Dolginov	1.9		Pulse	90K	1978	InGaAsSb/GaSb DH
	Kobayishi	1.8	5000	Pulse		1979	DH
	Bell Lab	2.1		Pluse	RT	1986	DH
	Drankin	2.4	1700	Pluse	RT	1986	DH
	MIT Lincoln Lab	2.1	260	CW	RT	1992	QW
	Sarnorff Corporation	2.0	115	CW	RT	1997	Broaden Waveguide 1.9W
	MIT Lincoln Lab	2.05	50	CW	RT	1998	SQW, Record Low J _{th}
	Sarnorff Corporation	2.3-2.7	240-400	CW	RT	1999	Record High Power, Array
	MIT Lincoln Lab	2.05	50	CW	RT	1999	Tapered Laser Arrays With GaP Collimating Lenses

表 2-3 2 μ m 波段 AlGaAsSb/GaInAsSb 激光器主要研制单位的最新结果。

	Laser Core	Laser Type	Wavelength (μm)	Threshold Current Density (A/cm^2)	Threshold Current (mA)	
MIT Lincoln Lab	AlGaAsSb/GaInAsSb	Ridge Waveguide	1.9		20	
		Broad Area	2.05	50		
Sarnorff Corporation	AlGaAsSb/GaInAsSb	Ridge Waveguide	2.3-2.7		50	
		Broad Area	2.3-2.7	240-400		
University of New Mexico IAF	AlGaAsSb/InGaAsSb		2.0	115		
		Broad Area	1.99	173		
Université Montpellier II	AlGaAsSb/GaInAsSb GaInAsSb/GaSb	Broad Area	2.6	395		
		Broad Area	2.63	2000-4000		
		Ridge Waveguide	2.63			
		Ridge Waveguide	2.3		20	
Operation Mode						
MIT Lincoln Lab	CW	Light Power	T_{max} ($^{\circ}\text{C}$)	T_0 (K)	Internal Loss (cm^{-1})	Quantum Efficiency
Sarnorff Corporation	CW	100mW	130 (CW)	85		39%
	CW	1.01W	150 (pulse)	65	7	66%
	CW	3-20mW	70 (CW)			6.5-17%
	CW	160-500mW	30-40 (CW, 2.7 μm)	40-110	2.5	30%
	CW	1.9W (CW), 4W (QCW), 10.6W (Array) >1.2W (pulse)	>15 (CW)		2	53%
University of New Mexico IAF	CW		>72	140	2.5	74%
Université Montpellier II	CW	230mW	>37 (CW)	115	7.7	69%
	Pulse	65mW/facet	23 (pulse)	45	62	14%
	CW	17mW/facet	>15 (CW)		<7	>75%
	CW	20mW/facet@60 $^{\circ}\text{C}$	106 (CW)			

2.3.2 3-5 μm 波段锑化物激光器

3-5 μm 波段的锑化物激光器的有源层均为 InAs/Ga(In)Sb/AlSb 第二类量子阱、超晶格。这类激光器能通过结构设计调整波长、抑制俄歇复合,并具有载流子限制好的特点。目前工作于 3-5 μm 波段的锑化物激光器主要为以第二类量子阱、超晶格为有源区的“W”形激光器和第二类量子级联激光器。这两种激光器效率高、损耗小、工作温度高,因此近年来发展迅速。

“W”形激光器

“W”形激光器是近年发展起来的新型 3-5 μm 波段中红外半导体激光器。它的有源层为多周期 InAs/Ga(In)Sb/AlSb 三阱,其中两个为电子势阱,一个为空穴势阱,如图 2-10 所示。从图中可以看到,两个电子势阱的耦合导致了在电子势垒处仍有相当大的电子几率分布。因此电子与空穴的波函数交叠比常规的第二类量子阱大,发光的效率也更高。美国海军实验室已经研制出覆盖 3-7 μm 波段的光泵浦“W”形边发射、垂直腔、分布反馈等多种激光器^[69-72]。这些激光器的泵浦光源为 2.1 μm 的 Ho:YAG 固体激光器。图 2-11 为边发射的光泵浦“W”形激光器。1999 年底美国海军实验室的 Meyer 等人又研制出 3.25 μm 电注入“W”形激光器,实现 195K 下连续激射,310K 下脉冲激射,300K 下阈值电流为 16K A/cm²^[73]。

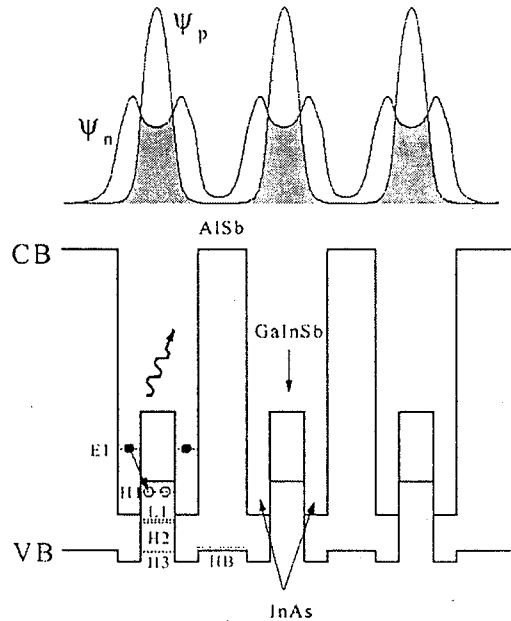


图 2-10 “W”形激光器能带结构。

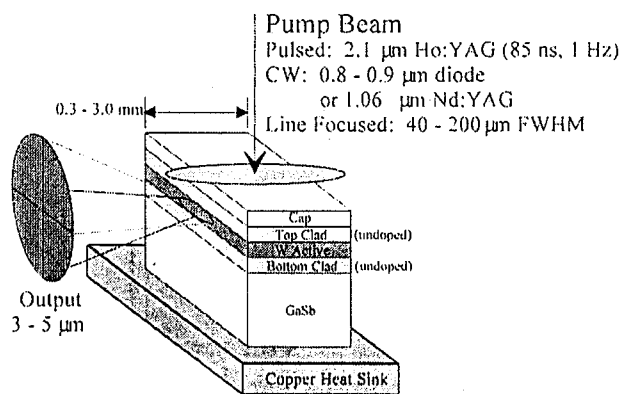


图 2-11 用 2.1 μm YAG 激光器泵浦的边发射“W”形激光器。

第二类量子级联激光器

1994 年贝尔实验室研制出第一类量子级联激光器之后, 美国休斯顿大学的 R.Q.Yang 提出了基于 InAs/GaSb 破隙型量子阱带间跃迁的第二类量子级联激光器结构^[74]。其原理如图 2-12 所示。注入电子在有源区发生从电子子能级向重空穴子能级的跃迁, 产生光子, 并通过共振隧穿进入注入区。并在电场的作用下通过注入区, 到达下一级有源区。整个过程为级联过程, 因此一个注入电子可以产生多个光子, 激光器的发光效率可以超过 100%。第二类量子级联激光器具有激射波长可调、声子散射损耗小、不存在第一类量子级联激光器中的极化选择限制、以及俄歇复合可通过能带工程加以抑制等优点。1997 年休斯顿大学的 C.-H.Lin 和 R.Q.Yang 首次实现了第二类量子级联激光器的激射, 其激射波长为 $3.8\mu\text{m}$, 最高工作温度为 120K^[75, 76]。1998 年, 他们对注入区进行了改进, 实现 185K 下受激, 激射波长为 $3.95\mu\text{m}$, 量子效率 80K 下达 214%, 阈值电流密度仅为 $110\text{-}130\text{A}/\text{cm}^2$ ^[77, 78]。同年, 美国海军实验室与休斯顿大学合作, 将有源区改为“W”形结构, 研制成功 $3\mu\text{m}$ 第二类量子级联激光器, 实现了 286K 下激射, 100K 下最大输出功率达 $532\text{mW}/\text{面}$ (如图 2-13 所示)^[79-81]。2000 年, 美国陆军实验室报导了 217K 下激射的 $3.8\text{-}3.9\mu\text{m}$ 第二类量子级联激光器, 量子效率超过 460%^[82]。由于铟化物材料生长和器件工艺远不如砷化物、磷化物成熟, 第二类量子级联激光器的性能距离其理论预计还很远, 但目前发展十分迅速。美国陆军实验室已经研制成功 127K 下连续工作的第二类量子级联激光器, 77K 下输出功率达 $100\text{mW}/\text{facet}$ ^[83]。

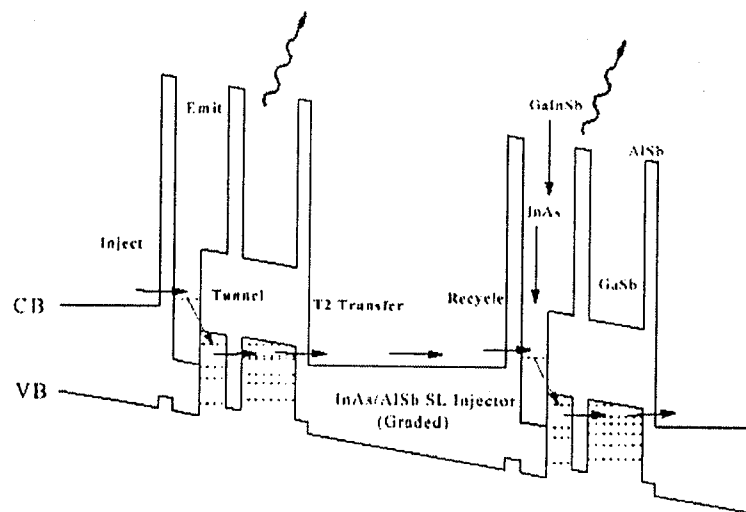


图 2-12 第二类量子级联激光器能带结构。

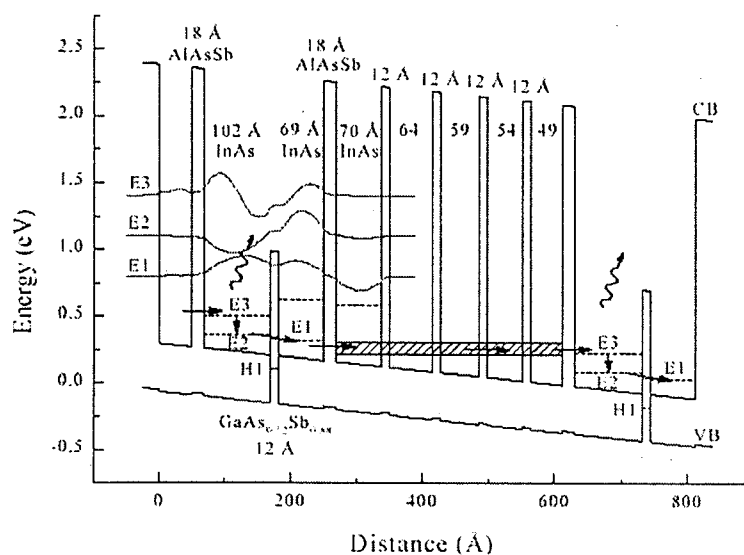


图 2-13 “W”形有源区第二类量子级联激光器能带结构。

铟化物激光器已被证明在 $2\text{-}5\mu\text{m}$ 中红外波段有其特有的优势，并且近年来人们发现用含铟化合物材料适合于制备 $1.3\text{-}1.55\mu\text{m}$ 波段光通讯用的垂直腔面发射激光器，因此铟化物激光器的未来市场前景非常广阔。美国休斯敦大学于 2000 年成立了 Applied Optoelectronics 公司，生产铟化物激光器和量子级联激光器，他们认为有亿级美元的市场。

2.4 $2\mu\text{m}$ 波段 InGaAsSb 探测器

$2\text{-}5\mu\text{m}$ 波段是重要的大气窗口，工作于该波段的探测器在军事和民用的许多领域都有重要的应用。在军事上，可以用于红外成像、激光雷达等方面；在民用上，可以用于污染监控、工业过程控制、以及汽车尾气监控等。一般的中红外波段探测器必须工作在低温下，使得整个系统比较复杂和昂贵。InGaAsSb 四元系通过调节材料组分可以和 GaSb 衬底晶格匹配，其覆盖的波长范围可以从 $1.7\mu\text{m}$ 到 $4.4\mu\text{m}$ ，是制备中红外探测器的理想材料。最重要的是，用 InGaAsSb 材料制备的 PIN 探测器可以在室温下工作^[84,85]。

长期以来，InGaAsSb 探测器的反向软击穿限制了探测器的性能。1997 年美国 MIT 林肯实验室的 Choi 在研究 InGaAsSb 热光伏器件时提出了宽禁带 AlGaAsSb 窗口可以降低表面复合电流^[86]。之后该方法被应用于 InGaAsSb 探测器，发现能显著改善探测器的反向特性^[87]。InGaAsSb 传统的生长方法是液相外

延 (LPE) 和金属有机化合物气相沉积 (MOCVD)。1998 年美国 AstroPower 公司的 Shellenbarger 等人用 LPE 方法生长了采用了 AlGaSb 窗口的 InGaAsSb 探测器结构, 截止波长为 $2.2\mu\text{m}$, 他们计算了该器件理想情况下 Johnson 噪声限探测率为 $5 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[87]。但实际情况下由于受到各种因素的影响, 探测率比计算值要低很多。2000 年, 俄罗斯的 Ioffe 实验室也报导了 LPE 生长的 $2.4\text{-}2.55\mu\text{m}$ GaInAsSb 探测器。由于 InGaAsSb 四元系材料存在很大的不互溶隙, 当 InGaAsSb 的禁带宽度降低时就会进入不互溶隙的范围, 因此很难用 LPE 等热力学平衡方法生长长波长的 InGaAsSb 材料。而分子束外延 (MBE) 是非平衡的生长方法, 能突破不互溶隙对波长的限制。1996 年美国 Rutgers 大学 K.Xie 等人用 MBE 方法研制出探测波长为 $2.1\mu\text{m}$ 和 $2.3\mu\text{m}$ 的 InGaAsSb 共振腔增强探测器, 峰值探测率达到 $D^*_{\lambda p} = 1.35 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 但其响应波段极其狭窄, 为 $2.3\text{-}2.4\mu\text{m}$ ^[88,89]。中国科学院上海冶金研究所自“七五”以来长期从事 MBE InGaAsSb 材料和探测器的研究, 在“八五”期间, 用 MBE 材料做出 16 元线列 InGaAsSb PIN 探测器, 峰值探测率为 $2 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 无盲元, 但响应度有待改善。“九五”期间, 上海冶金研究所研制的 InGaAsSb PIN 单元和阵列室温探测器已在地物光谱仪、热电测量等近 10 个单位进行实用化试验。表 2-4 为 InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 探测器的最新国际发展动态。

表 2-4 InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 探测器的国际发展动态。

	生长方法	截止波长 (μm)	峰值波长 (μm)	峰值探测率 ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
美国 AstroPower 公司	LPE MOCVD	2.2	2.1	只有计算值 无实测
美国 Rutgers 大学	MBE	2.3-2.4	2.3-2.4	1.35×10^{10}

综上所述, 室温工作的中红外 InGaAsSb 探测器不但应用范围广, 而且有着相当广阔的产业化前景。

2.5 存在的问题

对于 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器而言, 主要问题在于: 第一, 对于中红外激光器而言, 重掺杂限制层内的自由载流子的吸收会对增大激光器的

损耗,因此必须在器件设计上加以解决。第二,铋化物材料中存在不互溶隙,往往会在材料生长过程中或之后的处理过程中出现相分凝。第三,InGaAsSb 量子阱内存在 0.5%以上的压应变,而且随着激射波长的增加,量子阱内的应变也相应增加。调节应变可以通过调节 As 组分来进行。但在实际 MBE 生长中由于 As 和 Sb 这两种 V 族元素在衬底表面的粘附系数相差较大,所以对于量子阱内应变的精确控制有一定的难度^[90]。第四,铋化物的器件工艺与砷化物、磷化物相比极不成熟,有相当的难度。

对于 InGaAsSb PIN 探测器而言,主要问题在于:第一,有源层非故意掺杂 InGaAsSb 本底空穴浓度很难降低,影响了器件的性能。第二,InGaAsSb PIN 探测器的表面复合电流对器件的暗电流和反向 I-V 特性有很大影响,导致 InGaAsSb PIN 探测器的反向特性呈软击穿。

2.6 小结与展望

通过对铋化物激光器、探测器的研究动态和应用情况的细致调研,可以得出如下结论:铋化物材料以其独特的能带结构,在中红外激光器、探测器、高速微波器件以及垂直腔面发射激光器等领域有着广阔的应用前景,已经引起各国科学家的关注。美国国防部的 DARPA 计划已将铋化物材料与器件列为重点发展方向之一。2 μ m 波段铋化物激光器是目前较为成熟的一种铋化物激光器,已经有相当多的应用,并开始产业化。由于铋化物材料的特殊性,其材料生长和器件工艺均未完全成熟,仍有相当大的发展空间。

可以预见,在不远的将来,AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器将会以其出色的性能占领 2-3 μ m 波段激光器的市场。随着光泵浦、电注入、以及 VCSEL “W”型激光器和第二类量子级联激光器性能的提高,3-5 μ m 波段的激光器将以它们为主,并会很快地开展相应的应用研究。尤其是第二类量子级联激光器,会在提高材料生长水平的基础上进一步扩展激射波长的范围,并改善器件性能,以实现最初的设计思想。而 InGaAsSb 热光伏电池^[91-93]和 GaSb 多级太阳电池^[93,94]在空间和家庭的应用以及未来的大规模生产将为生产商带来巨大的利润。由此可见,铋化物在未来的几年中在 2-5 μ m 波段中红外激光器领域的地位将更加稳固,并在激光器、光电池等领域逐渐开始产业化发展。随着人们对铋化物材料体系理

解的不断深入，在其他领域铽化物材料与器件也会有相应的发展。

本论文的目标是通过进一步优化材料的 MBE 生长方法、完善器件制备工艺、并结合器件能带结构的设计，从多个角度进行研究，提高 $2\mu\text{m}$ 铽化物激光器和探测器的性能，实现激光器的室温连续单模工作，以及提高探测器的响应度、改善探测器的反向特性。

第三章 铋化物材料的分子束外延生长与特性表征

3.1 国产 IV 型分子束外延系统

我们用于材料生长的分子束外延系统为国产 IV 型分子束外延系统,是 1989 年由沈阳科学仪器研制中心、上海冶金研究所、物理所、半导体所共同研制的我国第二代双生长室固态源分子束外延系统。它包括一个进样室、一个分析室和两个生长室。整个系统的真空由两个钛升华泵、四个离子泵、一个分子泵及其前级泵来获得和维持。该系统配有完备的反射式高能电子衍射 RHEED、四极质谱 QMS、束流规等监测手段。国产 IV 型分子束外延系统每一个生长室都配有 8 个固态源,6 个电磁机械快门和 2 个手动快门,一次可生长一片 2"的外延片,而进样室一次可预装 10 片 3"衬底。所用 III 族束源为 7NGa、7NIn、6NAl, V 族束源为 7NSb、7NAs, n 型掺杂剂为 5NPbTe (分解产生 Te)、7NSi, p 型掺杂剂为 5NBe。分子束外延生长过程中的升降温和快门的开关可以通过控制终端完成,如生长复杂结构,可以在主控计算机上编程并发送至控制终端,自动完成生长。图 3-1 为国产 IV 型分子束外延系统的照片。

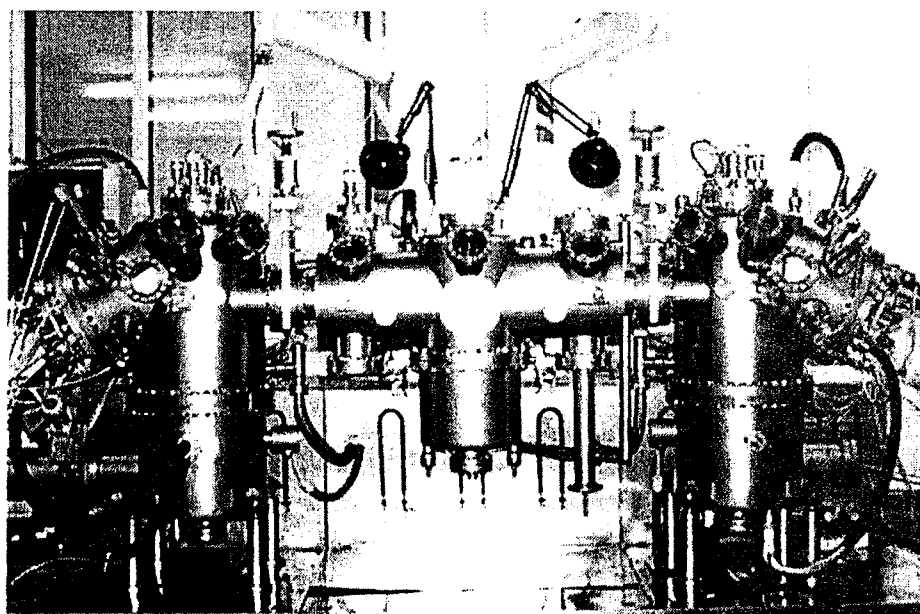


图 3-1 国产 IV 型 MBE 系统。

3.2 分子束外延生长基本步骤

MBE 生长工艺流程可表示为：

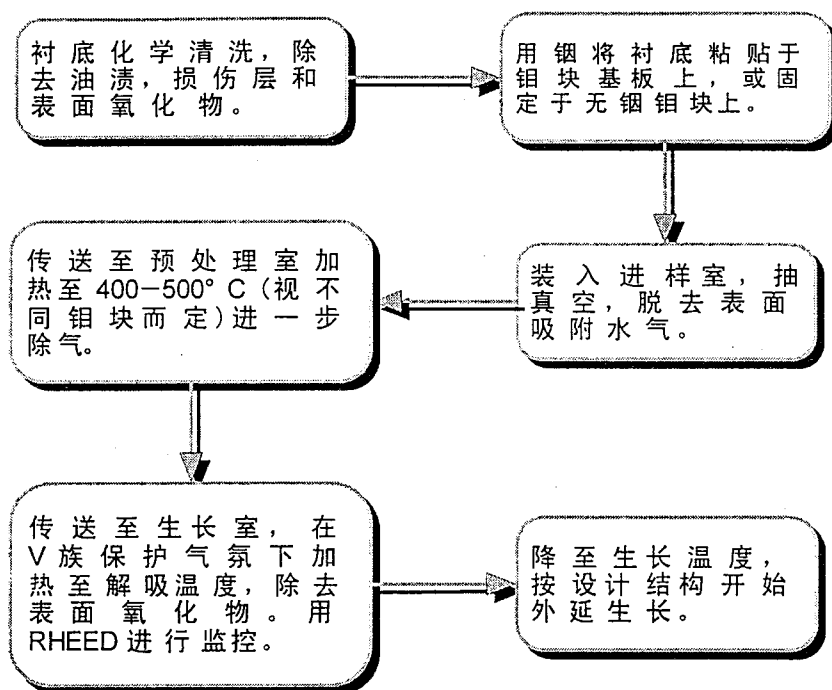


图 3-2 MBE 生长工艺流程图。

衬底的预处理过程和生长条件的精确控制是成功地进行 MBE 生长的两个关键，衬底处理得好坏直接关系到材料质量的高低。衬底处理过程主要包括化学清洗、腐蚀、粘铟、除气、解吸等步骤。

1 生长前衬底清洁处理步骤：

- 1) 有机试剂清洗：依次用异丙醇、丙酮、甲醇或乙醇煮沸、超声清洗三次，去除表面吸附的油渍
- 2) 去离子水清洗干净
- 3) 化学腐蚀：化学腐蚀可以去除衬底机械切割、抛光处理造成的损伤层。GaAs 衬底用 $3\text{H}_2\text{SO}_4:1\text{H}_2\text{O}_2:1\text{H}_2\text{O}$ 腐蚀液，GaSb 衬底用 $\text{Br}_2\text{-CH}_3\text{OH}(0.3\%:99.7\%)$ 腐蚀。
- 4) 用去离子水冲洗百次，衬底表面此时将形成一层均匀的氧化膜来保护经化学腐蚀后形成的新鲜表面，这样外来的杂质如 CO 、 CO_2 等气体将吸附在这层氧化膜上，然后在外延生长前通过氧化膜的解吸除去。最后，用 N_2 吹干。

2 对于有铟衬底钼块，先将钼块加热，将 In 均匀涂在钼块上，这样做的目的是

使生长的时候衬底通过 In 对热量的传导受到均匀的加热。将衬底牢固地粘于钼上，冷却后将衬底四周多余的钼刮去。粘钼不均匀将导致加热的不均匀，进而导致外延层的厚度、组份、掺杂浓度等性能的波动。

- 3 将贴有衬底的钼块放进进样室，并抽真空。送入预处理室，在 400-450°C 下进行热处理 20 分钟，进一步脱去衬底上吸附的水汽。
- 4 将样品送入生长室，样品加热器升温，在 GaAs 或 GaSb 衬底温度升至 350°C 时打开 As 和 Sb 源的快门，保护衬底表面，抑制 GaAs、GaSb 衬底表面的 As 或 Sb 逸出。由于衬底表面的氧化膜为非晶态，其 RHEED 的衍射花样为环状，而且十分模糊。加热脱去表面氧化物和 CO₂。加热到一定温度时，当 RHEED 图像衍射斑点突然变得十分清晰规则时，说明氧化膜已从衬底表面离解。GaAs 和 GaSb<100>晶向的衬底解吸温度分别为 640°C 和 580°C。
- 5 衬底解吸后立即降温，当衬底和各源的温度稳定时，开启快门，开始生长。对 III-V 族化合物，除 AlGaAs 外，生长温度较解吸温度低 50°C。

需要着重指出的是，对于生长激光器结构材料，衬底的晶向和解理方向十分重要。其原因有两点。首先，对于边发射激光器，其激射的光在 Fabry-Pérot 腔两端的镜面反射，并不断放大，直到损耗和增益平衡。而 Fabry-Pérot 腔的两个镜面为外延片的解理面，如果解理面与台面或脊条有夹角，或者解理面不是镜面，会造成激光器的损耗增加，直接影响到激光器的性能。其次，对于台面条形或脊波导激光器，其器件工艺中包括台面腐蚀或脊条腐蚀。如果腐蚀液对不同的晶面腐蚀速率不等，则不同台面或脊条方向会腐蚀出正台面或倒台面。因此出于器件工艺的考虑，必须以衬底的解理方向为参考，在光刻中确定台面或脊条的方向，以便选择正台面或倒台面，保证器件工艺过程的顺利进行。购买来的衬底上都有标准的大边（Primary Flat）和小边（Secondary Flat），用以确定晶向。如图 3-3 所示。

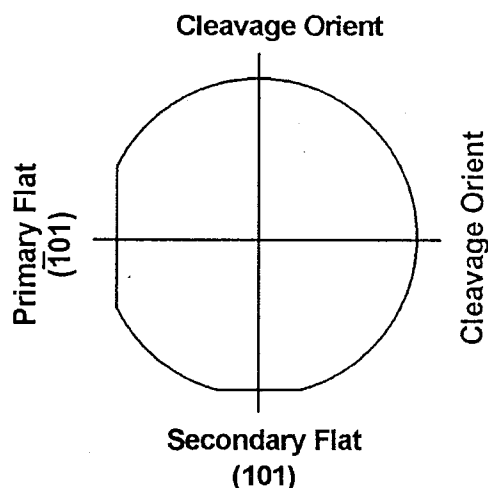


图 3-3 衬底示意图。

3.3 束流的校准

在分子束外延过程中，样品表面的束流强度是决定材料组分和生长速率的最关键的因素。由于实际的 MBE 系统中束源炉坩埚的容量有限，随着源消耗的不断增加，蒸发界面与炉口距离增大，坩埚内的温度分布也会发生变化，造成束流的改变。因此必须对到达样品表面的束流进行校准，以确定生长速率、V/III 比等生长条件。图 3-4(a)-(d) 分别为 V 族元素 As、Sb 和 III 族元素 Ga、In 的束流强度与源温度的关系。从图中可以看出，在一定的温度范围内，束流强度随源温度的升高而增大，并呈明显的指数关系。随着温度的升高，束流强度会出现一定的饱和，对 As 源尤其明显。

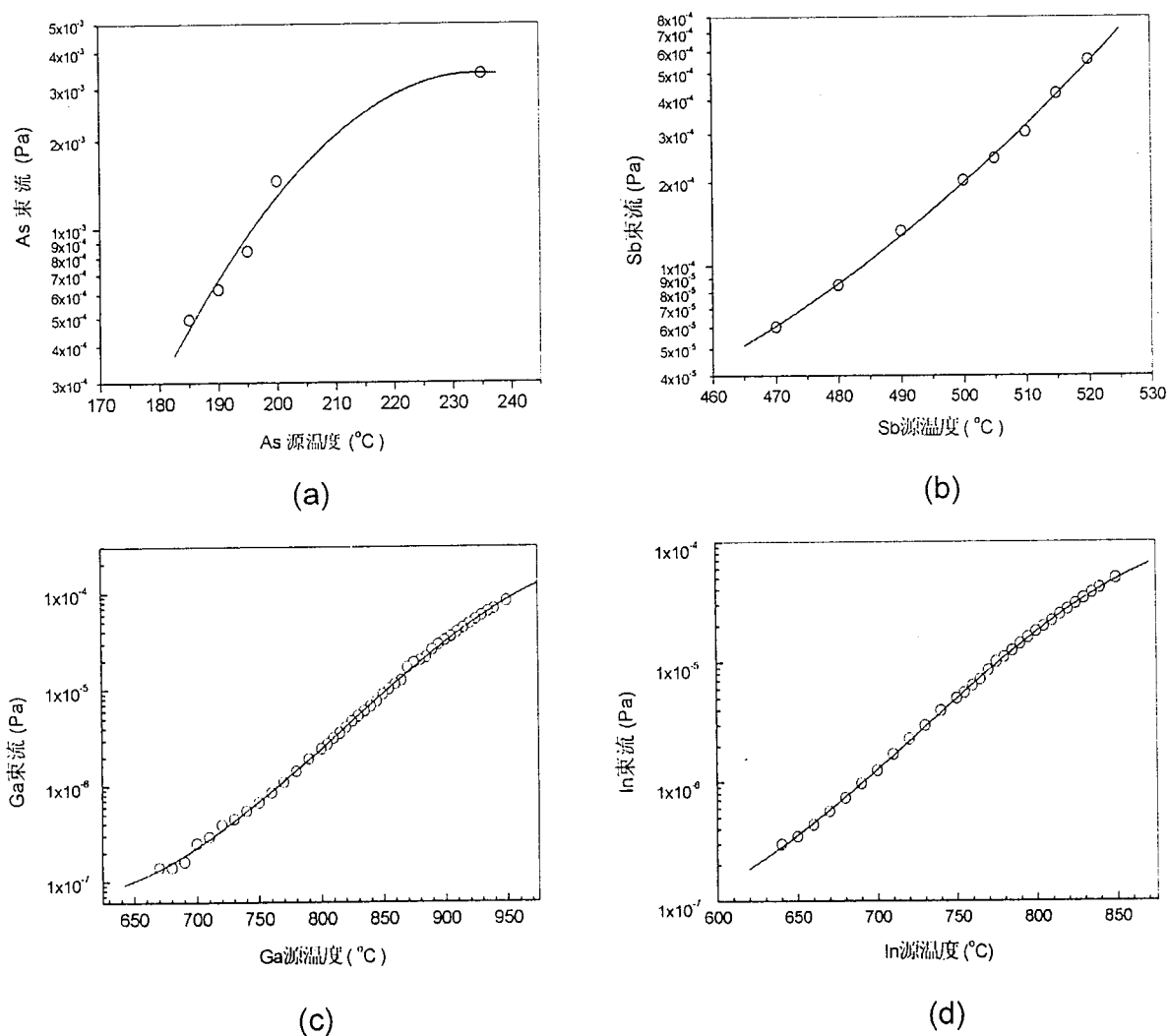


图 3-4 As、Sb、Ga、In 束流强度和束源温度的关系。

3.4 AlGaAsSb 的 MBE 生长

3.4.1 AlGaAsSb 的 MBE 生长与特性

AlSb 和 GaSb 的晶格常数比较接近,二者之间晶格常数相差大约 0.65%, AlSb 比 GaSb 略大。因此含有少量 As 的 AlGaAsSb 材料可以与 GaSb 衬底晶格匹配。当 Al 组分为 1 时,需要 0.08 的 As 组分,所以与 GaSb 衬底匹配的 AlGaAsSb 材料中 As 组分不会超过 0.08。AlGaAsSb 材料有相当大的不互溶隙,随着温度的降低,不互溶隙的范围不断扩大,如图 3-5 所示。不互溶隙内的材料为亚稳态,会发生 Spinodal 分解,形成稳定的两相体系,造成材料质量的下降。因此生长 AlGaAsSb 材料时必须用低的生长温度,在热力学非平衡态下生长,而这正是 MBE 的特点。从图 3-5 中也可以看到,理论上与 GaSb 衬底晶格匹配的所有组分的 AlGaAsSb 在 400°C 以上时均未进入不互溶隙,而一般 MBE 铟化物生长温度为 400°C -500°C,因此不互溶隙对 AlGaAsSb 的生长影响较小,只是在 Al 组分为 0.5-0.6 时非常接近不互溶区域。

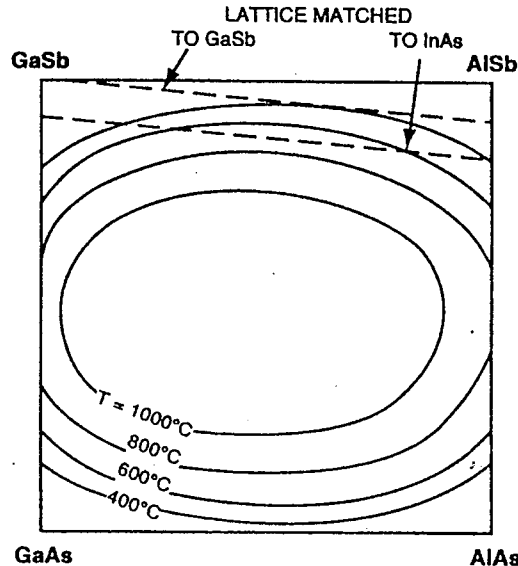


图 3-5 理论计算得到的不同温度下的 AlGaAsSb 不互溶隙^[95]。

在 MBE 生长中,衬底温度高于 350°C 时必须开启 V 族源,对衬底进行保护。衬底在 580°C 下解吸,从 RHEED 的荧光屏上可以看到衍射花样从氧化物对应的模糊的环状结构变为清晰的(2×4)表面再构衍射斑点。AlGaAsSb 的生长温度为 470°C-495°C。生长 Al 组份为 0.17 的材料,Al 束源炉的温度约为 1060°C;生长 Al 组份为 0.5 的材料,Al 束源炉的温度约为 1140°C;对应的生长速率约为

1 $\mu\text{m/hr}$ 。由于高铝组分的 AlGaAsSb 是 2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的限制层，多量子阱结构就长在限制层上，因此要求高铝组分的 AlGaAsSb 与 GaSb 衬底晶格匹配并具有良好的晶格质量。由于 AlSb 的晶格常数大于 GaSb 因此，AlGaAsSb 的失配度会随着 Al 组分的增加而增大。图 3-6(a)-(d) 为 Al 组分为 0.284、0.42、0.5 和 0.827 的 AlGaAsSb 的 X 射线双晶摇摆曲线。图中四个样品的 As 组分均为 0.02。从图中可以看到，AlGaAsSb 外延层的失配度随 Al 组分的增加而增加，而半峰宽也随着 Al 组分的增加而增大。AlGaAsSb 的失配度与 As 组分也有十分密切的关系。随着 As 组分的增加，AlGaAsSb 的失配度会从正失配向负失配过渡，在特定的组分实现晶格匹配。图 3-7 为 Al 组分为 0.42 的 AlGaAsSb 材料 As 组分与失配度的关系。同时，生长温度与 AlGaAsSb 的失配度也有密切的关系。图 3-8 为 0.17 和 0.5 Al 组分的 AlGaAsSb 失配度与生长温度的关系。随着生长温度的升高，失配度有所下降。这是因为衬底温度的变化造成了衬底表面 V/III 比的变化。

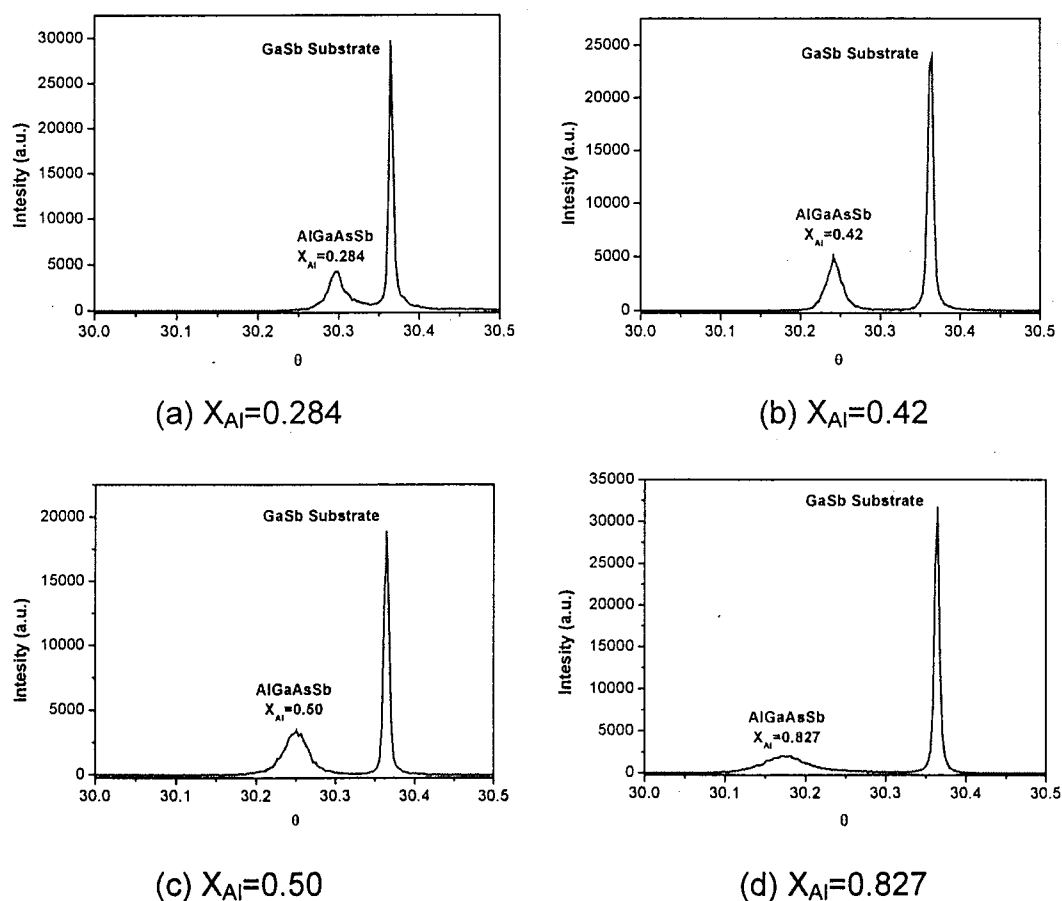


图 3-6 不同 Al 组分的 AlGaAsSb 的 X 射线摇摆曲线。

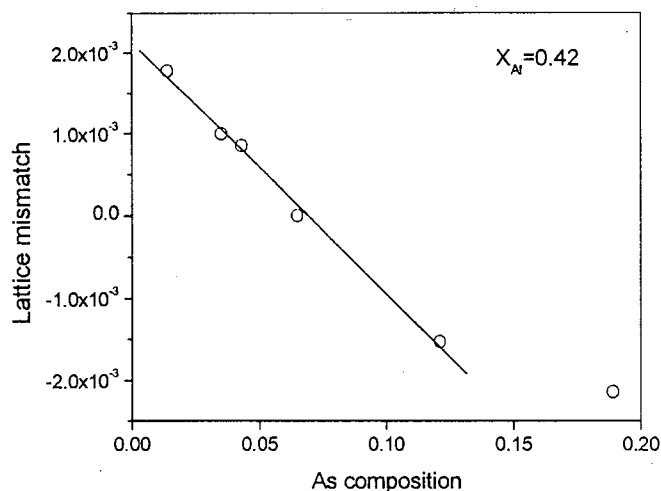


图 3-7 Al 组分为 0.42 的 AlGaAsSb 材料 As 组分与失配度的关系。

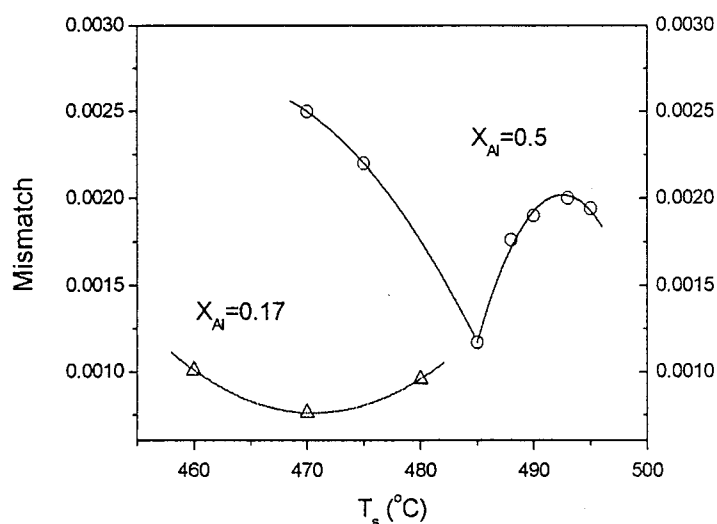


图 3-8 0.17 和 0.5 Al 组分的 AlGaAsSb 失配度与生长温度的关系。

3.4.2 AlGaAsSb 的掺杂

AlGaAsSb 是 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的限制层，其电学特性直接影响到激光器电流的注入和串联电阻的大小。为了减小激光器的串联电阻，降低激光器的热损耗，必须有足够高的限制层掺杂浓度。对于 AlGaAsSb 而言，n 型掺杂是一直是一个较大的问题。AlGaAsSb 的 n 型掺杂源为 Te，掺杂浓度与 Al 组份有“W”形关系，在 $X_{Al}=0.25$ 和 $X_{Al}=0.6$ 处有两个谷底。李爱珍等人指出，这种掺杂行为与 AlGaAsSb 的能带有关。在 AlGaAsSb 能带的 Γ -X 转变和 X-L 转变点，由于能级的简并，施主能级发生分裂，施主电子优先占据低能级位置，使得施主电离能增加，从而降低了掺杂效率。通过选择合适的生长温

度和 Al 组分，可以实现较高的 n 型掺杂浓度^[96]。表 3-1 为掺 Te n 型 AlGaAsSb 300K 下掺杂浓度、迁移率与 Al 组份的关系，Te 源温度设定在 340°C。表 3-1 中所示的 AlGaAsSb 的迁移率都比较低，这是由于 GaSb 没有半绝缘衬底，因此 Hall 测量所用的样品都是生长在半绝缘 GaAs 上，而 GaAs 与 GaSb 有 7-8% 的失配度，所以会在异质结界面产生大量位错，造成迁移率降低。从表 3-1 中可以看到，用固态源分子束外延生长的 AlGaAsSb，电子浓度可以稳定在 10^{17} - 10^{18}cm^{-3} 。

表 3-1 掺 Te n 型 AlGaAsSb 300K 下掺杂浓度、迁移率与 Al 组份的关系 (Te 温度设定在 340°C)。

编号	$n_{300} (\text{cm}^{-3})$	μ_{300} ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	组份	
			x_{Al}	y_{Sb}
RSB99-14	4.1×10^{17}	13	0.862	0.876
RSB99-11	1.1×10^{18}	20	0.853	0.857
RSB99-18	2.0×10^{18}	29	0.803	0.856
RSB99-19	6.2×10^{17}	15	0.884	0.797
RSB 99-46	1.2×10^{18}	17	0.760	0.781
RSB 99-35	3.2×10^{18}	5	0.752	0.694
RSB 99-129	5.0×10^{17}	1	0.690	
RSB 99-36	1.3×10^{18}	11	0.611	0.783
RSB 99-294	1.07×10^{17}	24	0.479	
RSB 99-198	1.86×10^{17}	17	0.465	

3.5 InGaAsSb 的 MBE 生长

3.5.1 应变对 InGaAsSb 不互溶隙的影响

与 AlGaAsSb 类似，InGaAsSb 也存在很大的不互溶隙。而且作为 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器多量子阱势阱材料的 InGaAsSb 处于不互溶隙之内，因此必须对 InGaAsSb 的不互溶隙范围作出估计。由于激光器中 InGaAsSb 里 As 的组分较小，所以本文按 InGaSb 对不互溶隙范围进行了计算，并考虑了应变的作用。

计算不互溶隙的模型主要有 Delta Lattice Parameter (DLP)模型与规则溶液模型^[97]，二者相比，DLP 模型能更好地与实验结果相吻合。因此本文采用了

DLP 模型进行计算。

按 DLP 模型, 系统总的混合自由能可以表示为^[98]:

$$G = -Kd_0^{-2.5} + RT[x \ln x + (1-x) \ln(1-x)], \quad (3-1)$$

$$d_0 = xd_{GaSb} + (1-x)d_{InSb}, \quad (3-2)$$

$$RT \ln(\gamma_{GaSb}^s) = 2.5Kd_0^{-3.5}(d_{GaSb} - d_{InSb})(1-x) - Kd_0^{-2.5} + Kd_{GaSb}^{-2.5} \quad (3-3)$$

$$RT \ln(\gamma_{InSb}^s) = 2.5Kd_0^{-3.5}(d_{GaSb} - d_{InSb})x - Kd_0^{-2.5} + Kd_{InSb}^{-2.5}, \quad (3-4)$$

式中 x 为 Ga 的摩尔比, γ_{GaSb} 、 γ_{InSb} 为 GaSb 和 InSb 的活度系数, d_{InSb} 、 d_{GaSb} 为 InSb 和 GaSb 的晶格常数, G 为 Gibbs 自由能, K 为与材料有关的常数。

以上的公式中没有考虑应变能对自由能的影响。加上应变对自由能的贡献以后, 体系的单位体积 Gibbs 自由能应表述为:

$$G = N_v G^s + E_{strain} \quad (3-5)$$

式中 G 为单位体积 GaInSb 中的总自由能, N_v 为单位体积 GaInSb 的摩尔数, E_{strain} 为单位体积 GaInSb 中的应变能。如果把材料看成完全应变, 则由于应变能的引入, 使得用热力学计算得到的发生不互溶隙的临界温度小于 0, 也就是说不存在不互溶隙。实际上, 在 MBE 等外延方法制备的材料中, 应变的主要来源是外延层与衬底的晶格失配。而且当这种晶格失配存在的时候只有厚度小于临界厚度的外延层才是完全应变的, 否则将通过产生失配位错发生应变的弛豫, 厚度越大弛豫也越大, 残余应变越小。因此, 计算中还考虑到了应变的弛豫随外延层厚度的增加。

外延层中的应变能 E_{strain} 可以表示为^[99]:

$$E_{strain} = \frac{E\varepsilon^2 h}{1-\nu} \quad (3-6)$$

式中 E 为杨氏弹性模量, ε 为失配度, ν 为泊松比, h 为外延层厚度。由式 3-1 至 3-6, 可以得到 Gibbs 自由能的完整表达式。而外延层材料不发生 Spinodal 分解的稳定条件为:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} > 0 \quad (3-7)$$

所以可以用以上模型计算不互溶隙的大小和位置。

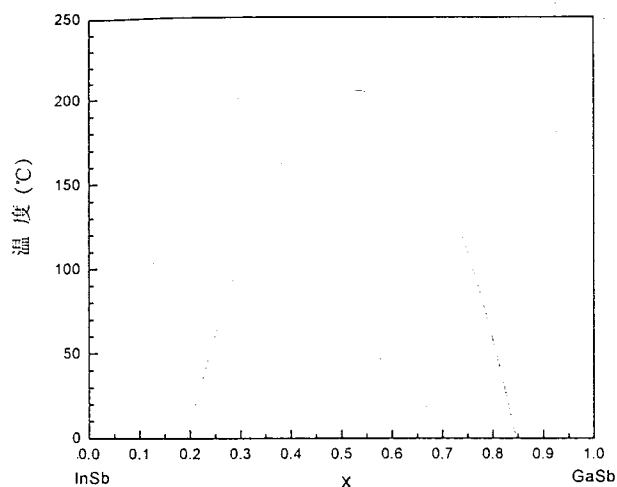


图 3-9 不考虑应变能时 GaInSb 的不互溶隙的范围。

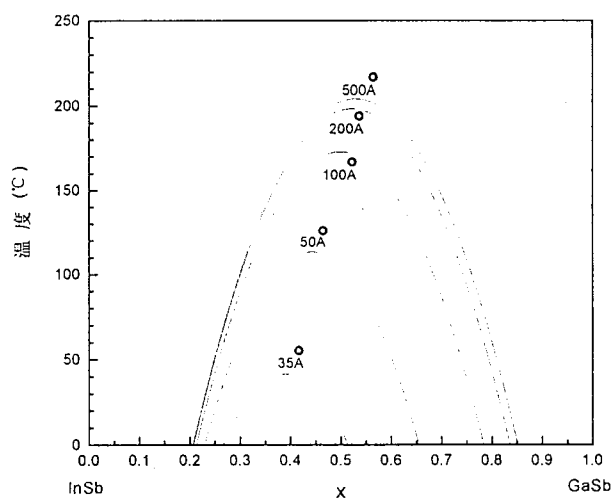


图 3-10 考虑应变时，不同厚度 GaInSb 外延层的不互溶隙范围。

图 3-9 为 Gibbs 自由能中不包含应变能时，Ga-In-Sb 三元系不互溶隙的范围。在图中曲线所包括的范围之内，均为热力学平衡状态下不稳定的合金系统，它将分解为图中曲线与等温度线相交的两点所对应两个组份的固溶体相，即不互溶。随着温度的降低，不互溶隙范围从 0 不断扩大，至 $X_{Ga}=0.2-0.85$ 的范围。

图 3-10 为计及应变能的影响后，不同厚度的外延层材料不互溶隙的范围。很明显，厚度较大的材料其不互溶隙的范围与不考虑应变时的情形一致，500Å 厚度的材料不互溶隙的范围已经和无应变时的情形几乎一样。这是因为厚度大的材料应变弛豫较为完全，残余应变较小，相应的应变能的影响也较小。随着外延

层厚度的减小, 应变的影响越来越大, 不互溶隙的范围也逐渐缩小, 计算发现, 当材料厚度小于 $35\text{\AA}$ 时不互溶隙消失。任何存在不互溶隙的合金都存在一个临界温度, 当高于该温度时, 不存在不互溶的现象。对于 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ 三元系材料, 无应变时, 临界温度为 205°C , 考虑应变后, 外延层越薄临界温度越低。

从图 3-10 中还可以看到, 不互溶隙靠近 InSb 一端随厚度的变化较小, 而靠近 GaSb 一端变化很大。这是因为 In 含量较大时外延层的临界厚度很小, 甚至小于单原子层的厚度, 无论外延层厚度多大几乎都是完全弛豫的, 残余应变很小, 应变的影响也很小; 而 In 含量小的时候, 残余应变对外延层厚度很敏感, 相应的残余应变能也比较大, 因而厚度对不互溶隙的影响就很大。

图 3-11 给出了 Tournie 等人计算的 615°C 下 InGaAsSb 四元系不互溶隙相图^[100]。

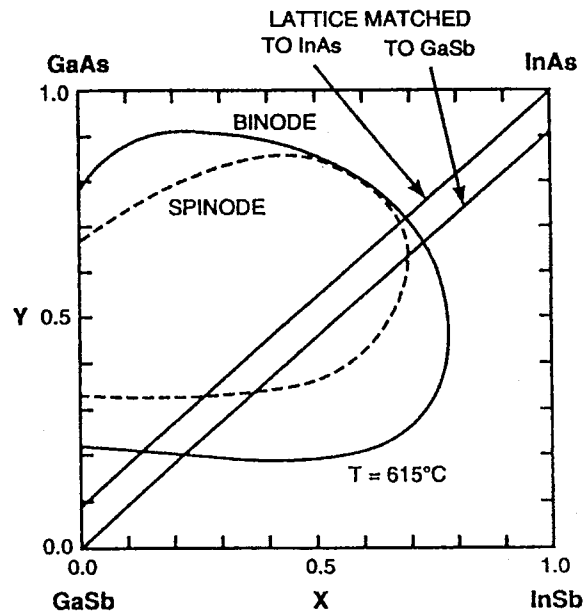


图 3-11 理论计算得到的 InGaAsSb 不互溶隙。

3.5.2 InGaAsSb 的分子束外延生长

InGaAsSb 是 $\text{AlGaAsSb}/\text{InGaAsSb}$ 多量子阱激光器的有源区量子阱势阱材料, 也是 InGaAsSb PIN 探测器的有源区材料, 因此 InGaAsSb 材料质量, 尤其是本底载流子浓度至关重要。非故意掺杂 InGaAsSb 为 p 型, 主要是 V 族元素空位造成的。因此生长 InGaAsSb 必须在富 V 族元素环境下。生长 InGaAsSb 时的衬底温度一般为 445°C – 470°C , 生长速率约为 $1\mu\text{m/hr}$ 。衬底温度较高时 As

和 Sb 的挥发性增加, 衬底表面 In 和 Ga 的组份偏高, 发生富 In、Ga 的再构, 造成非故意掺杂的 InGaAsSb 本底浓度增加; 而低温下, 入射的原子或分子在衬底表面迁移不够充分, 也会导致材料的缺陷密度增加。因此在二者之间寻找一个平衡十分重要。图 3-12 为 InGaAsSb 本底载流子浓度和迁移率随生长温度的变化。从图中可以看到, 非故意掺杂的 InGaAsSb 为 p 型, 过高的衬底温度和过低的衬底温度都将导致本底浓度的增加和迁移率的降低。从图中可以看出, 通过选择合适的生长温度和 V/III 束流比, 可将不故意掺杂的 InGaAsSb 背景空穴浓度从 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 降低至 $4.13 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。

用轻掺 Te 补偿 p 型本底的方法也可以实现 InGaAsSb 载流子浓度的降低。图 3-13 为 Te 源温度与载流子与迁移率的关系。从图中可以看到, 在 Te 源温度超过 285°C 以后, 完全补偿本底空穴浓度, InGaAsSb 也从 p 型转为 n 型。而空穴迁移率由于补偿作用及杂质散射的作用逐渐降低, 之后转变为电子迁移率。轻掺 Te n 型 InGaAsSb 最低电子浓度为 $3.35 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 此时迁移率为 $923 \text{cm}^2/\text{Vs}$ 。

图 3-14 为 $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 单层材料的 X 射线双晶衍射摇摆曲线。从图中可以得到 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱中势阱 $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 的失配度约为 1%。

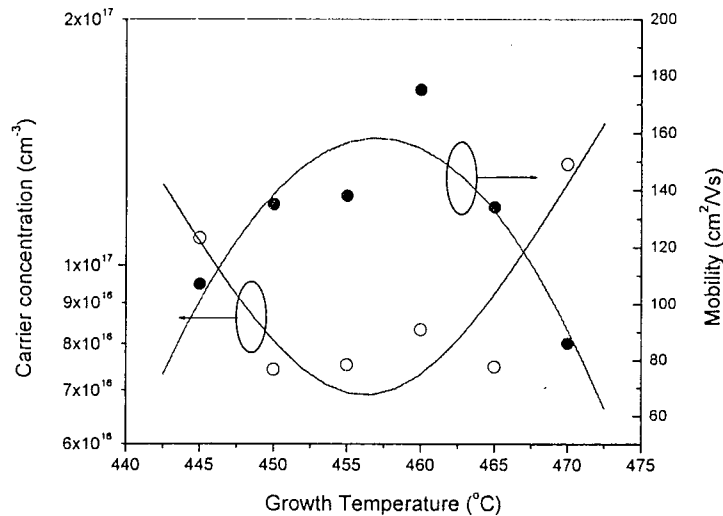


图 3-12 InGaAsSb 本底载流子浓度和迁移率随生长温度的变化。

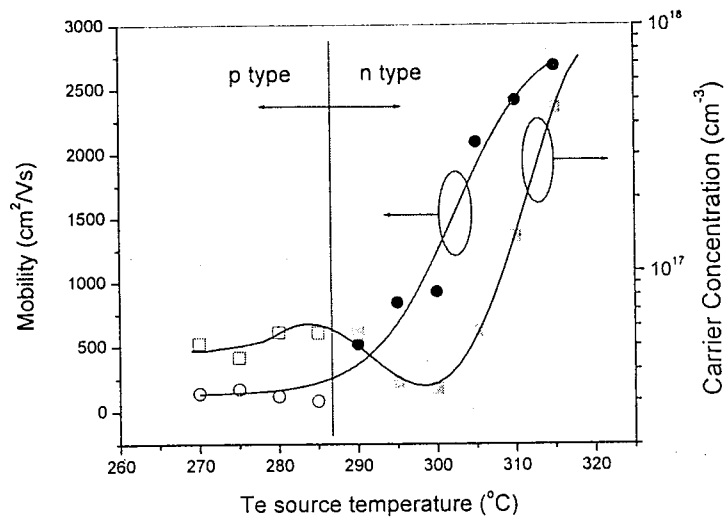
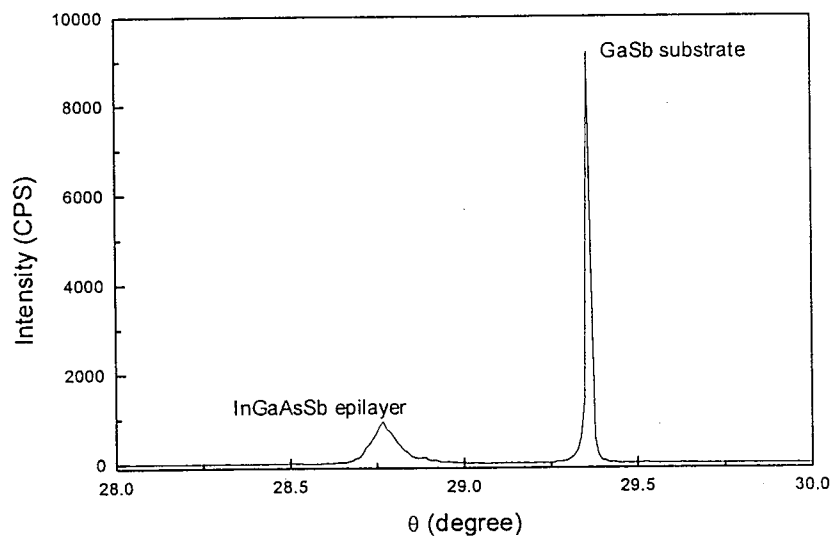


图 3-13 Te 源温度与 InGaAsSb 载流子浓度和迁移率的关系。


 图 3-14 $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 单层材料的 X 射线双晶衍射摇摆曲线。

3.6 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱结构的 MBE 生长与特性

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 多量子阱 (MQW) 为 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的有源层, 其结构特性和光学特性直接决定激光器的性能。 $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 与 GaSb 有 1% 的晶格失配, 因此 $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 是应变量子阱。对于应变量子阱材料, 必须在材料设计中考虑临界厚度的影响。临界厚度的力平衡模型可由式 3-8 表示^[101],

$$h_c = \left(\frac{b}{f} \right) \left[\frac{1}{4\pi(1+\nu)} \right] \left[\ln \left(\frac{h_c}{b} \right) + 1 \right] \quad (3-8)$$

式中 h_c 为临界厚度, f 为失配度, ν 为泊松比, b 为伯格矢量。由于失配位错主要为 $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$ 位错, 其伯格矢量为 $\frac{a}{\sqrt{2}}$ 。图 3-15 为 $\text{InGaAs}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 的临界厚度随 In 组分的变化。

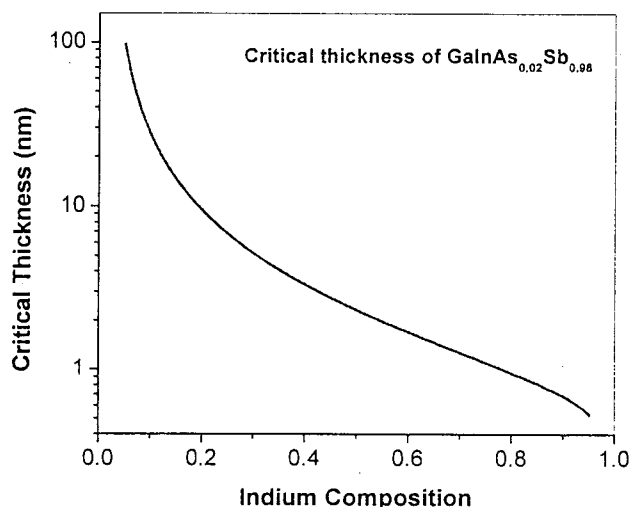


图 3-15 $\text{InGaAs}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 的临界厚度随 In 组分的变化。

多量子阱中各层的组分以及激光器结构材料中各层的组分可以用电子探针和 X 射线衍射确定。对于电子探针测量, 需生长厚度大于 $1\mu\text{m}$ 的样品, 以避免衬底对测量的影响。电子探针测量的优点在于可以定出任意组分的三元、四元系材料的组分。其缺点在于受衬底的影响较大, 如测量生长在 GaSb 衬底上的 AlGaAsSb , 测量得到的 Ga 和 Sb 的组分比实际值偏高。用 X 射线衍射的方法也可以得到材料中 III 族元素的组分。首先生长厚度大于 $1\mu\text{m}$ 的三元系样品, 如 AlGaSb 和 InGaSb , 使其完全弛豫。之后进行双晶 X 射线衍射摇摆曲线的测量, 得出失配度, 通过失配计算出 Al 和 In 的含量。假设四元系材料中 As 的引入不影响 Al 和 In 的组分, 可以得到四元系材料中 III 族元素组分。该方法的缺点是无法得到 V 族元素的含量。组成多量子阱的各单层材料确定以后, 结合临界厚度的理论估计, 即可设计、生长多周期的量子阱结构。通过 X 射线衍射和光致发光提供的多量子阱的结构和光学特性, 适当调节生长温度、阱宽或垒宽, 可以得

到满足激光器要求的多量子阱材料。图 3-16 为 10 个周期的 MQW 样品，可观察到 7 级衍射卫星峰。图 3-17 为 5 个周期的 MQW 样品的 X 射线三轴二维 mapping，图中的衍射斑点为长椭圆形，且没有发生转动，说明多量子阱材料处于应变状态，没有发生明显的弛豫过程。图 3-18 为 5 个周期的 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱室温光荧光谱 (PL)，室温下 PL 谱半峰宽仅为 23meV。

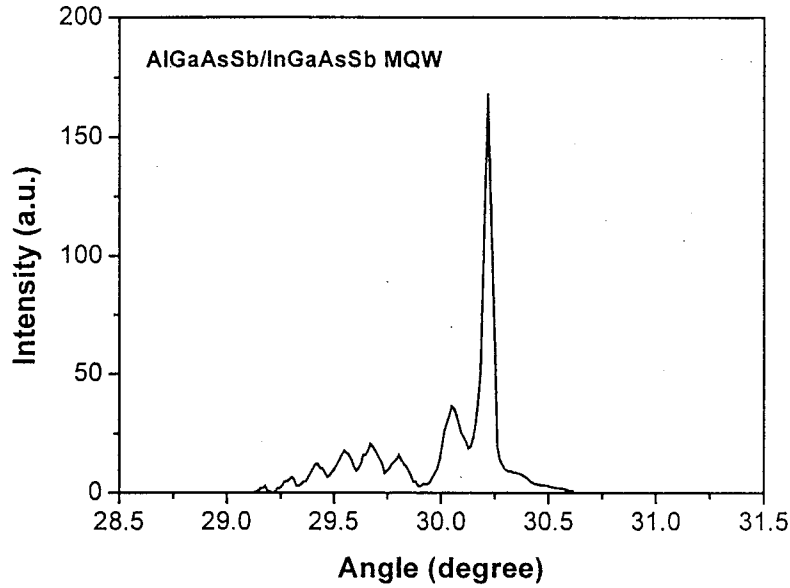


图 3-16 10 个周期的 MQW 样品，可观察到 7 级衍射卫星峰。

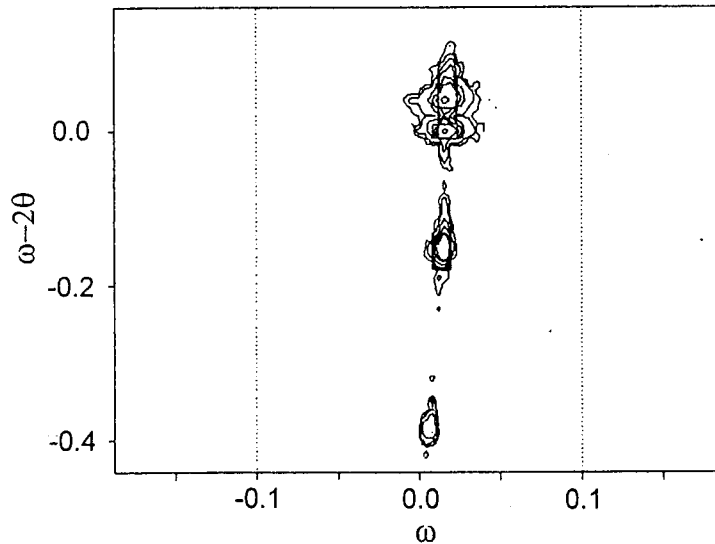


图 3-17 5 个周期的 MQW 样品的 X 射线三轴二维 mapping，

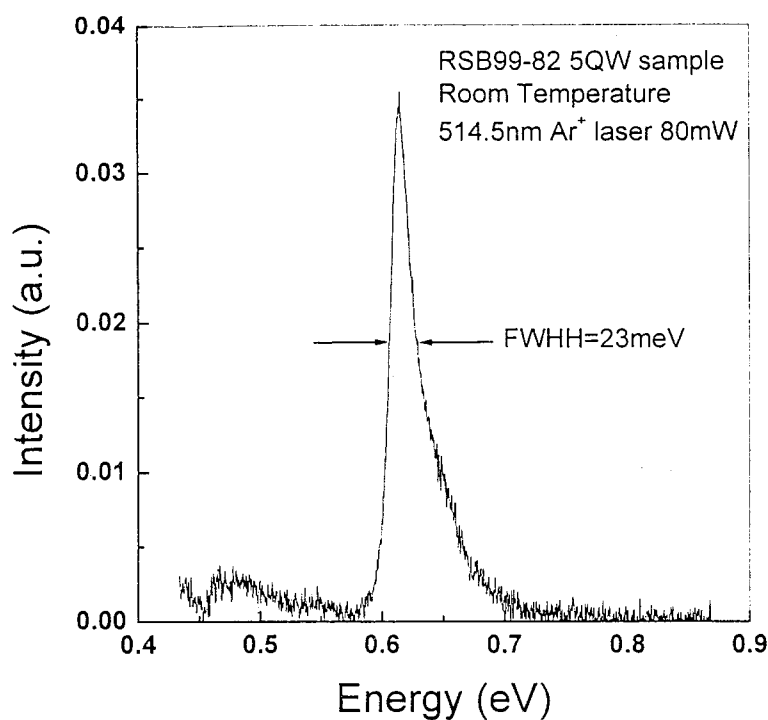


图 3-18 5 个周期的 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱室温光荧光谱 (PL)。

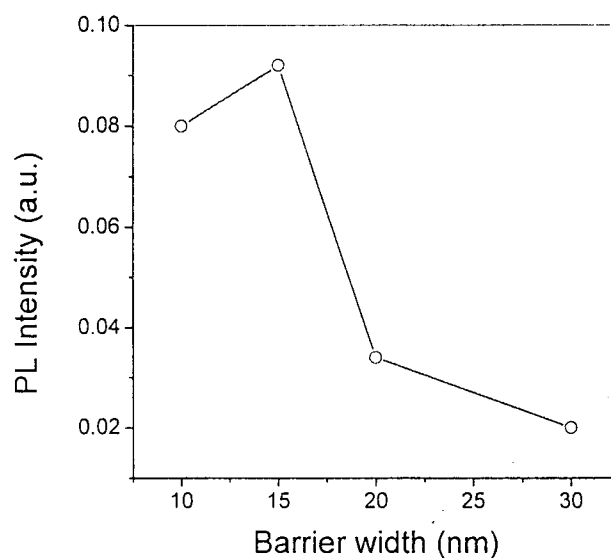


图 3-19 不同势垒层厚度的样品 PL 峰强度的变化。

影响 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱光学性质的因素除了势阱的弛豫以外，势垒的弛豫对多量子阱光学性质也有影响。从双晶 X 射线衍射摇摆曲线能发现， $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 与 GaSb 衬底有约 0.1% 的失配度，当其厚度超过某一临

界值时也会产生弛豫。图 3-19 为不同势垒层厚度的样品, PL 峰强度的变化。可以发现当势垒厚度超过 15nm 之后, PL 峰强度有明显降低。另外, 衬底的质量对多量子阱的光学性质也有很大的影响。图 3-20 为在国产和进口 GaSb 衬底上生长的 5 个周期的三个 AlGaAsSb/InGaAsSb MQW 样品的室温光致发光谱。衬底 1 为进口激光器衬底, 衬底 2 为进口普通衬底, 衬底 3 为国产衬底。从图可见, 在进口的激光器专用 GaSb 衬底上生长的 MQW 材料具有最强的 PL 峰。国产衬底上生长的多量子阱 PL 峰较弱主要是受其表面加工质量的影响。

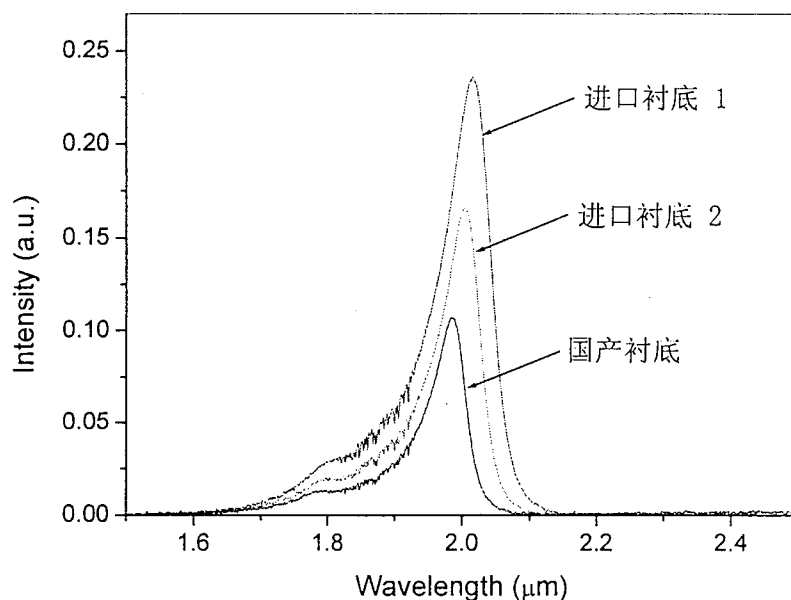


图 3-20 在国产和进口 GaSb 衬底上生长的 5 个周期的三个 AlGaAsSb/InGaAsSb MQW 样品的室温光致发光谱。衬底 1 为进口激光器衬底, 衬底 2 为进口普通衬底, 衬底 3 为国产衬底。

3.7 小结

由于不互溶隙的存在, 铋化物材料的生长有其特有的难度。分子束外延是动力学控制的生长方法, 可以生长高质量的不互溶隙内的铋化物材料。我们用国产 IV 型固态源分子束外延系统生长了 AlGaAsSb、InGaAsSb 和 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱材料, 并用 X 射线双晶衍射和 PL 谱研究了材料的结构特性和光学特性, 用 Hall 测量研究了材料的电学特性。通过生长条件的优化并结合理论分析, 0.8 铝组分 AlGaAsSb 的掺杂浓度达 $1-3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 0.42

铝组分 AlGaAsSb 的掺杂浓度达 $1-2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, AlGaAsSb 的应变可从负失配到正失配连续变化。非故意掺杂 InGaAsSb 本底空穴浓度达 $4.13 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 轻掺 Te InGaAsSb 电子浓度达 $3.35 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, AlGaAsSb/InGaAsSb 的双晶 X 射线摇摆曲线可观察到 7 级卫星峰, 室温 PL 峰半峰宽 23meV。材料质量满足制备激光器器件的要求。本章还讨论了应变对 InGaSb 不互溶隙的影响。理论计算结果表明应变效应抑制了不互溶隙的产生。

第四章 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱激光器设计

4.1 引言

2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的有源区为 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱，势阱 InGaAsSb 中的应变大于 0.5%。因此应变对 AlGaAsSb/InGaAsSb 量子阱中的子能级位置、能带结构、激射波长以及光增益都会产生很大的影响。而且 AlGaAsSb/InGaAsSb 异质结的价带带阶很小，导带带阶很大，所以必须选择合适的材料参数控制异质结的带阶，以保证量子阱中的载流子泄漏尽量小，以提高激光器的特征温度。对于工作于 2 μm 波段的中红外激光器，自由载流子吸收对激光器性能的影响要明显高于近红外波段的激光器，在激光器的设计中也需要加以考虑。本章从 AlGaAsSb、InGaAsSb 材料的基本性质(包括晶格常数、禁带宽度、热导率、折射率等)着手，对 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱的能带结构以及激光器的光学限制进行了理论分析和设计。为了减小高掺杂限制层中的自由载流子吸收，在激光器的设计中采用了加宽波导结构(Broaden Waveguide)。本章计算中所用到的基本材料参数可参见表 4-1。

4.2 InGaAsSb 材料的基本性质

4.2.1 晶格常数

InGaAsSb 材料是激光器的有源层，其性质至关重要。通过改变材料中的 In 组分和 As 组分，InGaAsSb 的晶格常数可以在相当大的范围内调节。由于 2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器生长在 GaSb 衬底上，因此我们主要关心的是与 GaSb 衬底晶格匹配或接近匹配的 InGaAsSb 材料。当 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ 与 GaSb 衬底匹配时，In 组分和 As 组分有如下关系：

$$y = \frac{0.3835x}{0.6370 - 0.216x} \quad (4-1)$$

四元系的晶格常数 a 可以通过对二元系进行线性插值得到：

$$a = [x \cdot a_{\text{InSb}} + (1-x) \cdot a_{\text{GaSb}}] \cdot (1-y) + [x \cdot a_{\text{InAs}} + (1-x) \cdot a_{\text{GaGaAs}}] \cdot y \quad (4-2)$$

表 4-1 部分锑化物和砷化物材料的基本参数。

	Materials					
	AlAs	AlSb	GaAs	GaSb	InAs	InSb
Parameters						
a_0 (Å)	5.660	6.136	5.653	6.096	6.058	6.479
E_g^{Γ} (eV)	2.95	2.21	1.424	0.726	0.354	0.172
E_g^L (eV)	2.36	2.21	1.73	0.76	1.07	0.93
E_g^X (eV)	2.16	1.61	1.91	1.05	1.37	1.63
Δ (eV)	0.28	0.65	0.34	0.80	0.38	0.8
Effective masses						
m_e^*	0.15	0.12	0.067	0.041	0.023	0.014
m_{hh}^*	0.76	0.94	0.50	0.40	0.40	0.43
m_{lh}^*	0.15	0.11	0.087	0.05	0.026	0.015
γ_1	3.45	4.15	7.65	11.80	19.67	35.08
γ_2	0.68	1.01	2.41	4.03	8.37	15.64
γ_3	1.29	1.75	3.28	5.26	9.29	16.91
Deformation Potentials						
a_c (eV)	-5.3	-3.8	-5.4	-6.3	-3.3	-5.1
a_v (eV)	2.7	2.2	2.7	2.2	2.5	2.1
b (eV)	-1.5	-1.35	-1.7	-3.3	-1.8	-2.0
d (eV)	-4.5	-4.3	-4.55	-4.8	-3.6	-5.0
C_{11} (10^{11} dyn/cm ²)	12.02	8.94	11.88	8.84	8.33	6.67
C_{12} (10^{11} dyn/cm ²)	5.7	4.43	5.38	4.03	4.53	3.65
C_{44} (10^{11} dyn/cm ²)	5.42	4.08	5.94	4.32	3.96	3.02
Other Constants						
Valence Band Position (eV)	0.00	0.76	0.48	1.16	0.65	1.08
ϵ_s	10.06	12.04	13.1	14.4	15.15	17.7
Thermal Conductivity (W/cm °C)	0.91	0.56	0.55	0.32	0.27	0.18

图 4-1 为 As 组分为 0.02 时, InGaAsSb 中 In 组分与晶格常数的关系。对于实际生长的 $\text{In}_{0.15-0.25}\text{GaAs}_{0.02}\text{Sb}$ 材料而言, 与衬底的失配度在 0.5%-1.5% 之间。

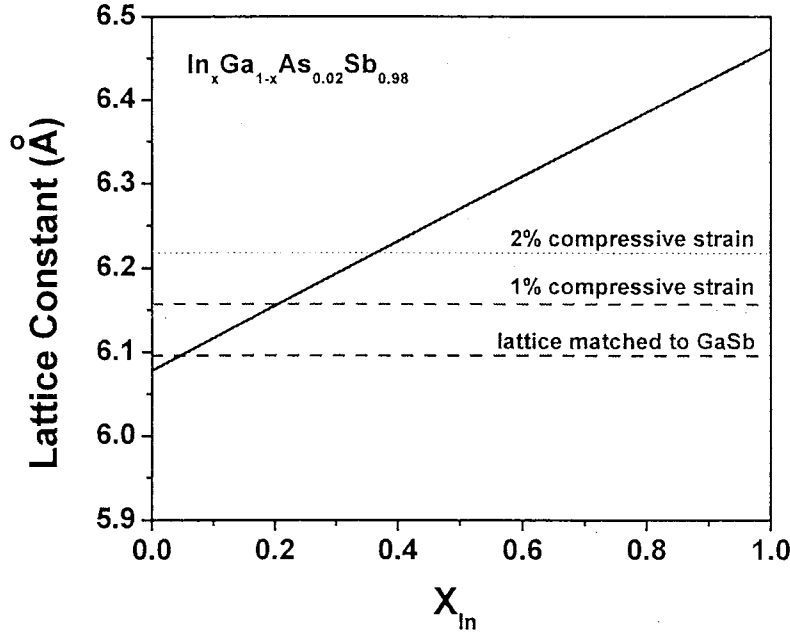


图 4-1 As 组分为 0.02 的 InGaAsSb 晶格常数与 In 组分的关系。

4.2.2 禁带宽度

与晶格常数的计算不同, InGaAsSb 禁带宽度的计算必须考虑三元系的能带弯曲因子。四元系禁带宽度的弯曲因子 bow 也可以通过对三元系进行线性插值得到:

$$\text{bow} = [x \cdot b_{\text{InAsSb}} + (1-x) \cdot b_{\text{GaAsSb}}] \cdot y \cdot (1-y) + [y \cdot b_{\text{InGaAs}} + (1-y) \cdot b_{\text{InGaSb}}] \cdot x \cdot (1-x) \quad (4-3)$$

表 4-2 为一些三元系合金 Γ 、 Δ 、X、L 点的带隙弯曲因子。InGaAsSb 的禁带宽度 E_g 可以表示为:

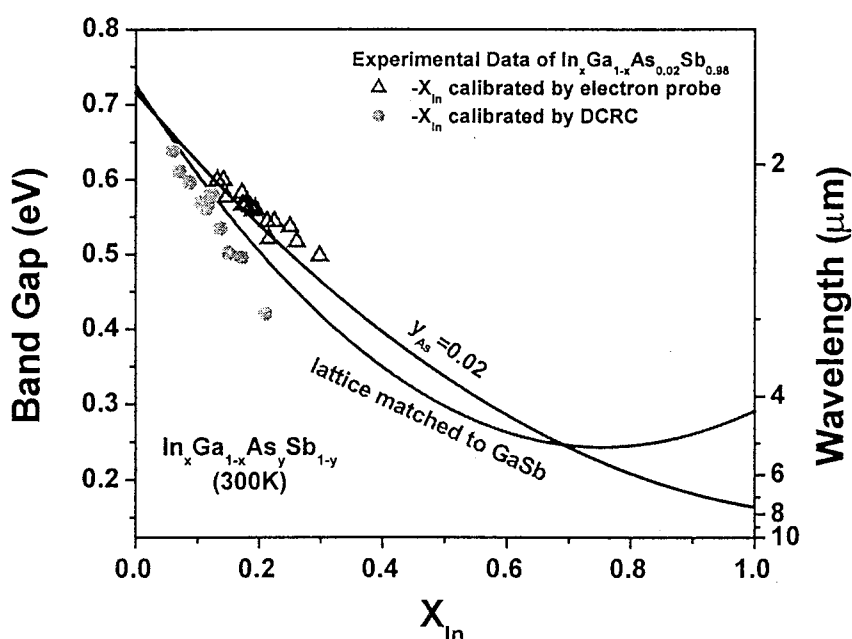
$$E_g(x, y) = E_{g0}(x, y) - \text{bow}(x, y) \quad (4-4)$$

式中, E_{g0} 为对二元系禁带宽度进行线性插值得到的结果。

图 4-2 给出了 As 组分为 0.02 和与 GaSb 晶格匹配的 InGaAsSb 的禁带宽度随 In 组分的变化。图中的实验点对应于 SSMBE 生长的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 外延层。InGaAsSb 材料中的 In 组分是通过电子探针和 X 射线测量的。从图中可以看到用电子探针测量的结果更接近于理论预计。

表 4-2 一些三元系合金 Γ 、 Δ 、X、L 点的带隙弯曲参数^[102]。

Ternary	Bowing Parameters			
	C_{Γ}	C_{Δ}	C_X	C_L
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.37	0.07	0.245	0.055
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.6	0.2	1.4	0.72
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	0.47	0.3	0	0.55
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	0.42	0.1	0.33	0.38
$\text{AlAs}_y\text{Sb}_{1-y}$	0	0	0	0
$\text{GaAs}_y\text{Sb}_{1-y}$	1.2	0.61	1.09	1.09
$\text{InAs}_y\text{Sb}_{1-y}$	0.58	1.2	0.59	0.57

图 4-2 InGaAsSb 的禁带宽度随 In 组分的变化。图中实线为理论曲线， Δ 和 $\bullet$ 取自我们的实验数据。

2.3 折射率

GaInAsSb 四元系属于窄禁带半导体材料，计算折射率时要包括带间和带内跃迁的贡献^[102]。介电常数 $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + j\epsilon_2(\omega)$ 的实部 $\epsilon_1(\omega)$ 可以用毕文刚等人提出的模型从加以计算^[103]。该模型包括了半导体能带中多个联合态密度奇点对介

电常数的影响, 本文主要关注禁带附近奇点的影响:

$$\varepsilon_1(\omega) = A \left[f(x_0) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right]^{1.5} \cdot f(x_{os}) \right] + B \quad (4-5)$$

其中

$$x_0 = h\omega / E_0$$

$$x_{os} = h\omega / (E_0 + \Delta_0)$$

$$f(x) = x^2 [2 - (1+x)^{1/2} - (1-x)^{1/2} H(1-x_0)]$$

$$H(x) = \begin{cases} 1, & x \leq 1 \\ 0, & x > 1 \end{cases}$$

E_0 —直接带隙

Δ_0 —自旋-轨道劈裂能

ω —光子频率

式中 A、B 为拟合参数, 四元系参数可以通过对表 4-3 中的二元系参数插值计算获得。折射率 $n(\omega)$ 为:

$$n(\omega) \approx \varepsilon_1(\omega)^{0.5}$$

图 4-3 给出了与 GaSb 衬底晶格匹配的 InGaAsSb 折射率随波长的变化关系。当 In 组分为 0.2 时, InGaAsSb 在 $2\mu\text{m}$ 处的折射率为 3.88。

表 4-3 相关二元系材料的折射率拟合参数 A、B^[102]。

Binary	A	B
AlAs	25.30	-0.80
AlSb	59.68	-9.53
GaAs	6.3	9.4
GaSb	4.05	12.66
InAs	5.14	10.15
InSb	7.91	13.07

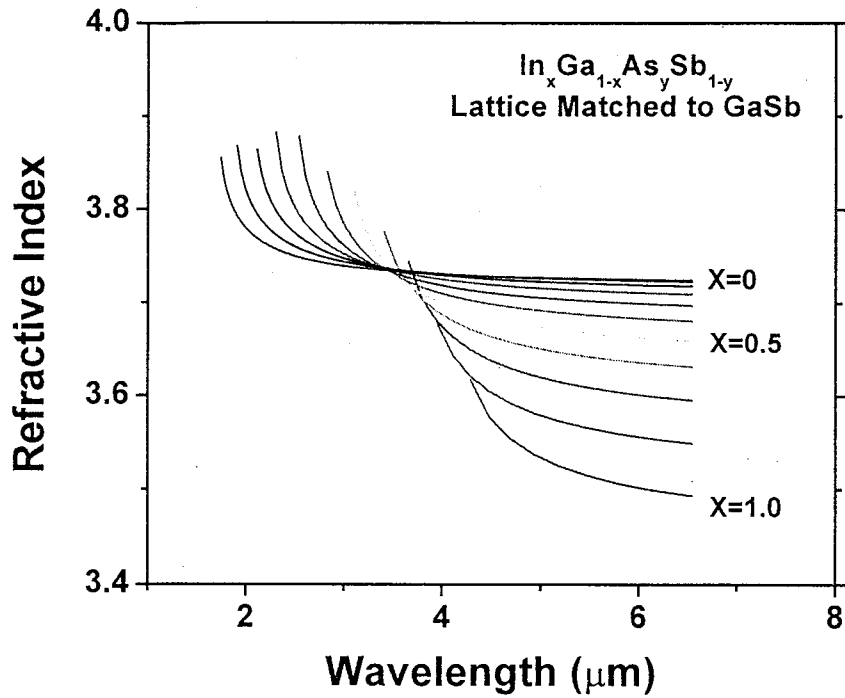


图 4-3 与 GaSb 衬底晶格匹配的 InGaAsSb 材料的折射率随波长的变化关系。

4.3 AlGaAsSb 材料的基本性质

4.3.1 禁带宽度

由于 GaSb 的 Γ 和 L 能谷相差约 40meV，而 AlSb 又是间接带材料，因此 AlGaAsSb 随 Al 组分的变化会从直接带转变为间接带。图 4-4 为 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ Γ 、L、X 点带隙随 Al 组分的变化。在 Al 组分小于 0.2 时为直接带，在 Al 组分大于 0.2 小于 0.5 时导带的最低点为 L 能谷，当 Al 组分达 0.5 以上时，导带最低点转变为 X 能谷。

4.3.2 折射率

AlGaAsSb 的折射率可以由与 InGaAsSb 折射率计算相类似的方法得到。图 4-5 为与 GaSb 衬底晶格匹配的 AlGaAsSb 折射率随波长的变化关系。对于 Al 组分为 0.42 的 AlGaAsSb，在 $2\mu\text{m}$ 处，折射率约为 3.55。如 Al 组分提高到 0.9，折射率为 3.30。

4.3.3 热导率

对于 p 面朝下封装的激光器而言，激光器结构的热阻主要取决于 p 型限制层的热阻。图 4-6 为与 GaSb 衬底晶格匹配的 AlGaAsSb 在 300K 下的热阻。从

图中可以看到, Al 组分为 0.5 时热阻最大, 约 13K-cm/W。而相应的 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 只有 8K-cm/W。在 Al 组分接近于 1 时热阻较小, AlSb 只有 1.8K-cm/W。因此选择高 Al 组分限制层更有利于器件性能的提高。

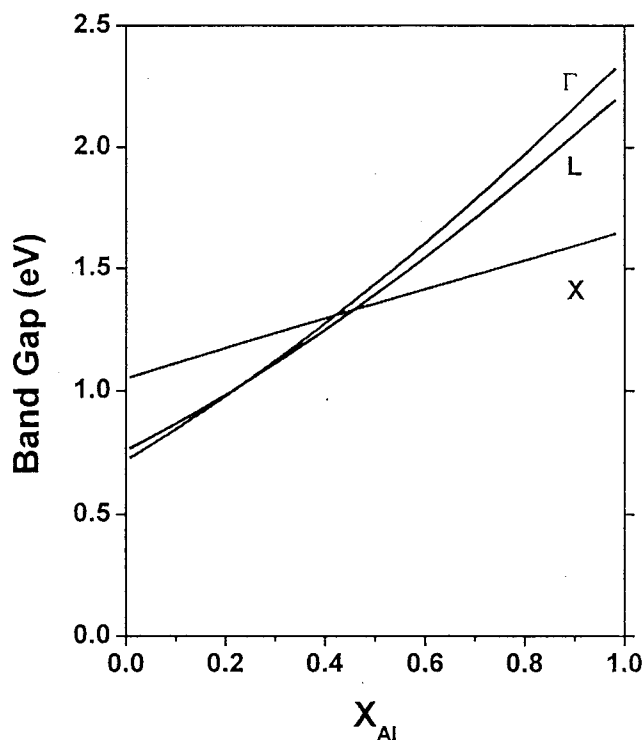


图 4-4 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ Γ 、L、X 点带隙随 Al 组分的变化。

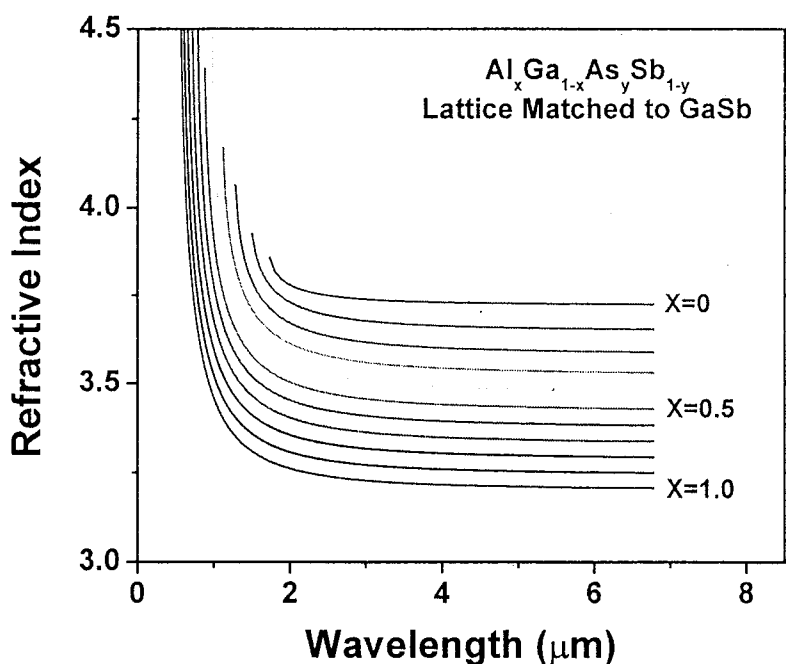


图 4-5 与 GaSb 衬底晶格匹配的 AlGaAsSb 材料的折射率随波长的变化关系。

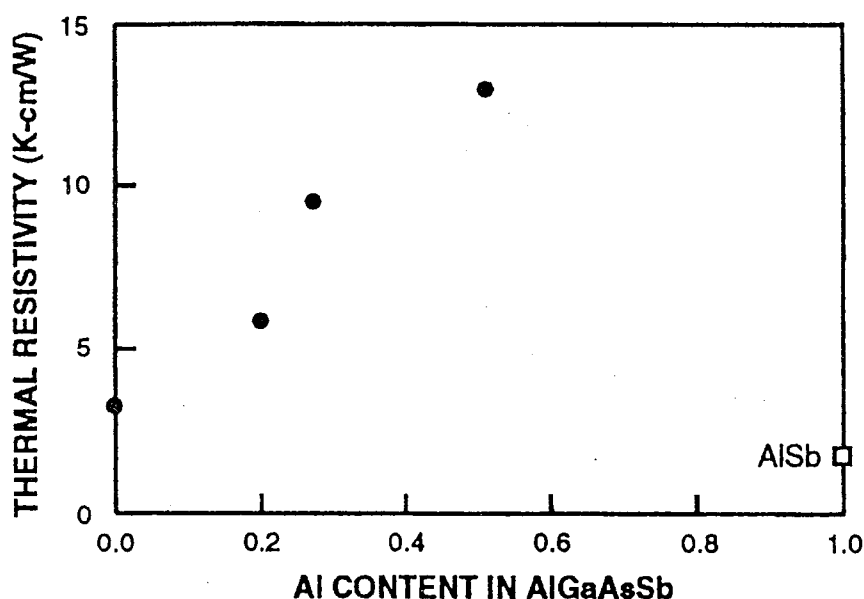


图 4-6 与 GaSb 衬底晶格匹配的 AlGaAsSb 在 300K 下的热阻^[90]。

4.4 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变多量子阱的能带结构

4.4.1 AlGaAsSb/InGaAsSb 异质结能带结构

对于激光器结构的设计，异质结带阶是一个关键的参数。带阶越大，载流子的泄漏就越小，激光器的特征温度就越高。尽管目前已有大量针对异质结带阶的实验和理论方面的研究，但是即便是二元系之间，带阶依然很不确定。在众多的异质结带阶计算理论中，Van de Walle 和 Tsou 等人的理论与实验值吻合得比较好^[104,105]。本文用于计算 AlGaAsSb/InGaAsSb 四元系异质结带阶的基本参数即取自该理论。四元系的带阶由二元系通过插值计算得到。

图 4-7 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 导带及价带的相对位置随 In 组分的变化。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 的价带带阶小于 100meV。在 In 组分为 0.15 处，约为 70meV，当 In 组分接近于 1 时，价带带阶十分接近 0。

图 4-8 为与 GaSb 衬底晶格匹配的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ 和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 导带及价带的相对位置随 In 组分的变化。在 In 组分为 0.2 处，价带带阶为 0，如 In 组分继续增大，异质结转变为第二类。

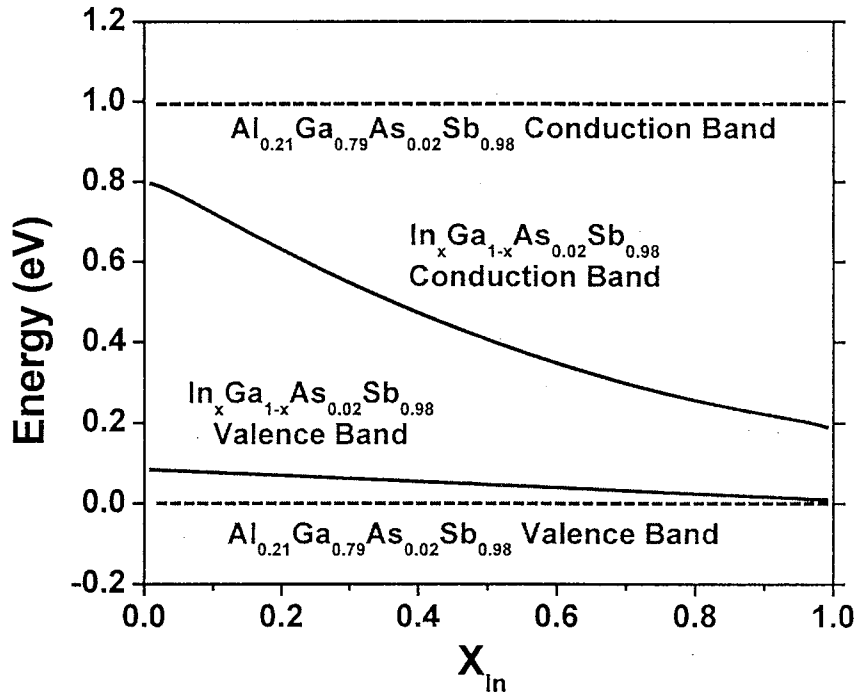


图 4-7 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 导带及价带的相对位置随 In 组分的变化。

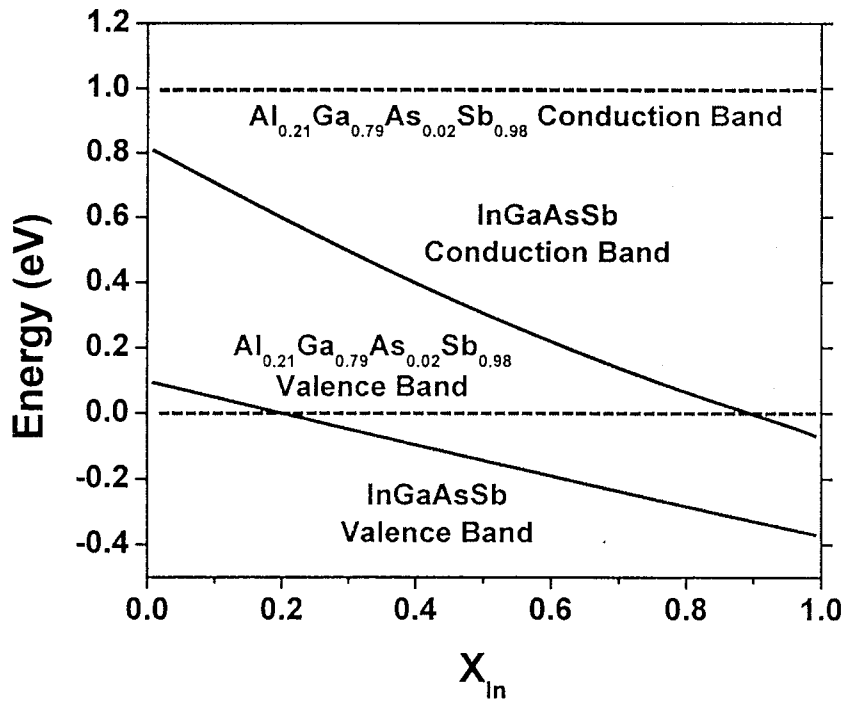


图 4-8 与 GaSb 衬底晶格匹配的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ 和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 导带及价带的相对位置随 In 组分的变化。

4.4.2 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱的能带结构

AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱为应变量子阱结构, InGaAsSb 内存在 0.5-1.5% 的压应变。因此必须考虑应变对能带的影响。考虑一个 $\langle 100 \rangle$ 方向生长的单层应变材料, 忽略自旋轨道分裂带的影响, 它的空穴 Hamilton 量可以用 4×4 矩阵来描述^[106-108],

$$H = - \begin{bmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^+ & P-Q & 0 & R \\ R^+ & 0 & P-Q & S^+ \\ 0 & R^+ & S^+ & P+Q \end{bmatrix} \quad (4-6)$$

其中

$$P = [\hbar^2 \gamma_1 / (2m)] (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

$$Q = [\hbar^2 \gamma_2 / (2m)] (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2)$$

$$R = -[\hbar^2 \gamma_2 / (2m)] \sqrt{3} (k_x^2 - k_y^2) + i[\hbar^2 \gamma_3 / (2m)] \sqrt{3} k_x k_y$$

$$S = [\hbar^2 \gamma_3 / (2m)] \sqrt{3} (k_x - i k_y) k_z$$

式中 γ_1 、 γ_2 、 γ_3 为价带的 Luttinger 常数, k_x 、 k_y 为垂直于生长方向的波矢, k_z 为平行于生长方向的波矢。

Hamilton 量对应的 4 个价带顶波函数为:

$$\begin{aligned} \left| \frac{3}{2} \frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (X + iY) \uparrow \\ \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow] \\ \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} [(X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow] \\ \left| \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (X - iY) \downarrow \end{aligned} \quad (4-7)$$

对价带的 4×4 Hamilton 矩阵进行变换可以得到两个 2×2 的矩阵 H^U 和 H^L ,

$$H = \begin{bmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} P+Q & \tilde{R} & 0 & 0 \\ \tilde{R}^+ & P-Q & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P-Q & \tilde{R} \\ 0 & 0 & \tilde{R}^+ & P+Q \end{bmatrix} \quad (4-8)$$

其中 $\tilde{R} = |R| - i|S|$ 。可以通过求解 H^U 或 H^L 来得到能量的本征值。

在异质外延半导体中，主要的应变形式为双轴应变，此时晶体的六个应变分量为：

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a(x)}{a_0} \equiv \varepsilon \quad (4-9)$$

$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\varepsilon \quad (4-10)$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0 \quad (4-11)$$

式中 a_0 为衬底的晶格常数， C_{11} 、 C_{12} 为晶体的弹性模量。

应力对能带的影响可以分为水静压和切向应力的作用。水静压对重空穴和轻空穴的作用是一致的，而切向应力的作用对轻、重空穴正好相反。在切向应力作用下，晶体的对称性发生改变，价带顶轻、重空穴能量简并被解除。

水静压对导带的作用为：

$$\delta E_{hy}^c = -2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\varepsilon \quad (4-12)$$

水静压对价带的作用为： (4-13)

$$\delta E_{hy}^v = -2a_v \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\varepsilon \quad (4-14)$$

切向应力对重空穴带的作用是使其发生 $-\xi$ 的偏移，切向应力对轻空穴带的作用是使其发生 ξ 的偏移，如图 4-9 所示。

$$\xi = -b \left(1 + \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\varepsilon \quad (4-15)$$

以上各式中 a_c 、 a_v 、 b 为形变势。考虑应变对能带的作用之后，空穴 Hamilton 量以 H^U 为例，可以表示为：

$$H^U = - \begin{bmatrix} P+Q+\xi & \tilde{R} \\ \tilde{R}^+ & P+Q-\xi \end{bmatrix} - \delta E_{hy}^v \quad (4-16)$$

对应变量子阱结构，空穴的 Hamilton 量为：

$$H^U = - \left(\begin{bmatrix} P+Q+\xi & \tilde{R} \\ \tilde{R}^+ & P-Q-\xi \end{bmatrix} + V_h(z) \right) \quad (4-17)$$

$$\text{势能函数 } V_h(z) = \begin{cases} 2a_v(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}})\varepsilon & |z| \geq \frac{L_w}{2} \\ \Delta E_v & |z| < \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (4-18)$$

这里已经把水静压的作用归入了势能函数，考虑到量子阱材料中势垒层一般比较厚，因此不考虑势垒层中的应变。

与之相应，应变量子阱导带的势能函数有如下形式：

$$V_e(z) = \begin{cases} \Delta E_c & |z| \geq \frac{L_w}{2} \\ 2a_c \left[1 - \frac{C_{12}}{C_{11}} \varepsilon \right] & |z| < \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (4-19)$$

L_w 为量子阱的阱宽。假设导带和价带没有相互作用，则量子阱中电子满足的薛定谔方程为：

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2}{dz^2} + V_e(z) \right] f(z) = E_e(k_{//}) f(z) \quad (4-20)$$

整个量子阱结构的能带在应变的作用下可以用下面的示意图来表示：

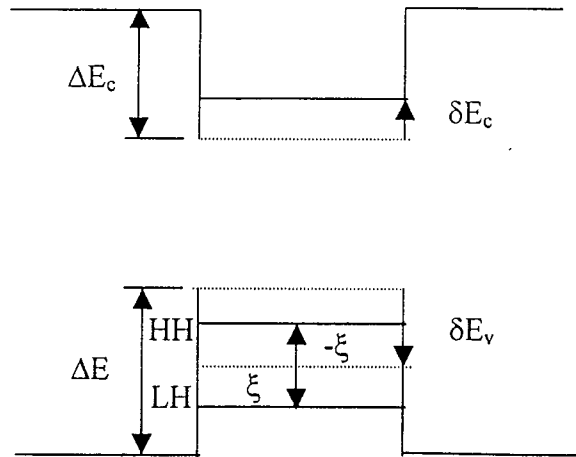


图 4-9 应力作用下的量子阱各能级位置变化示意图。

求解能量本征值的方法有很多，例如有限差分法^[109-111]、有限元法^[112,113]等。本文采用了 S.L.Chuang 提出的传递矩阵法^[106-108]。计算所用的参数列于表 4-1。图 4-10 为计算得到的 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{InGaAs}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 应变量子阱中电子基态能量随阱宽的变化。In 组分从 0.15 至 0.25 变化。图 4-11 为重空穴基态能量随阱宽的变化。

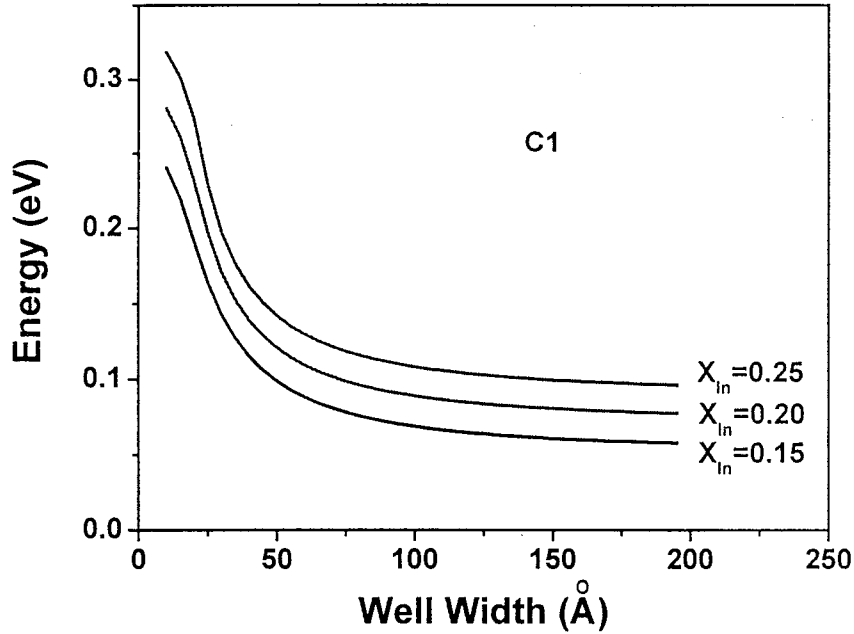


图 4-10 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱中电子基态能量随阱宽的变化。

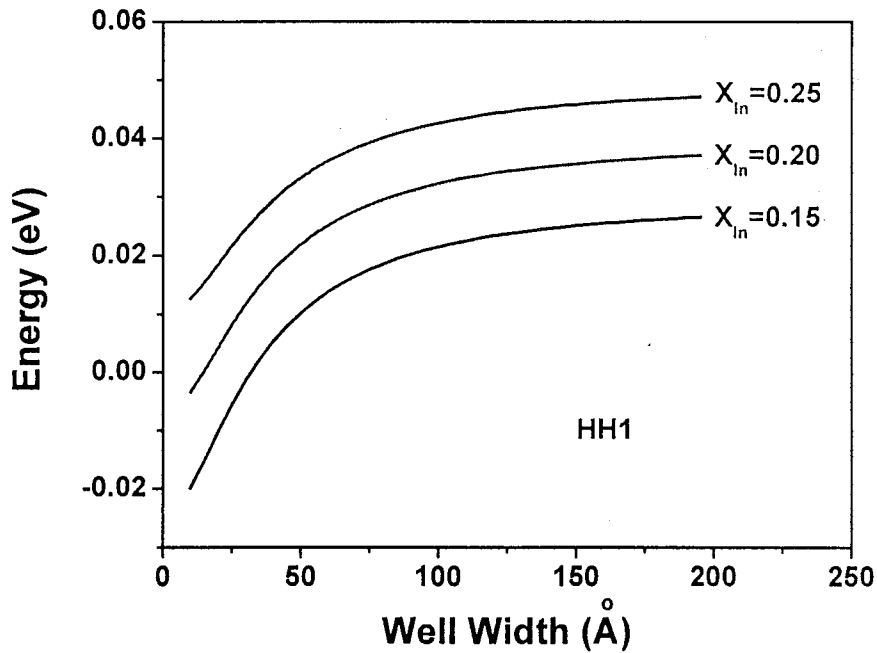


图 4-11 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱中重空穴基态能量随阱宽的变化。

图 4-12 给出了从电子基态能级 (C1) 向重空穴基态能级 (HH1) 跃迁的能量随阱宽的变化。图 4-13 给出了从电子第一激发态 (C2) 向重空穴第一激发态 (HH2) 跃迁的能量随阱宽的变化。图 4-12 和图 4-13 可以为设计激光器的激射波长提供依据。从图 4-12 中能够看出, 激射波长大于 $2.4\mu\text{m}$ 的激光器其量子阱内的 In 组分需大于 0.25。

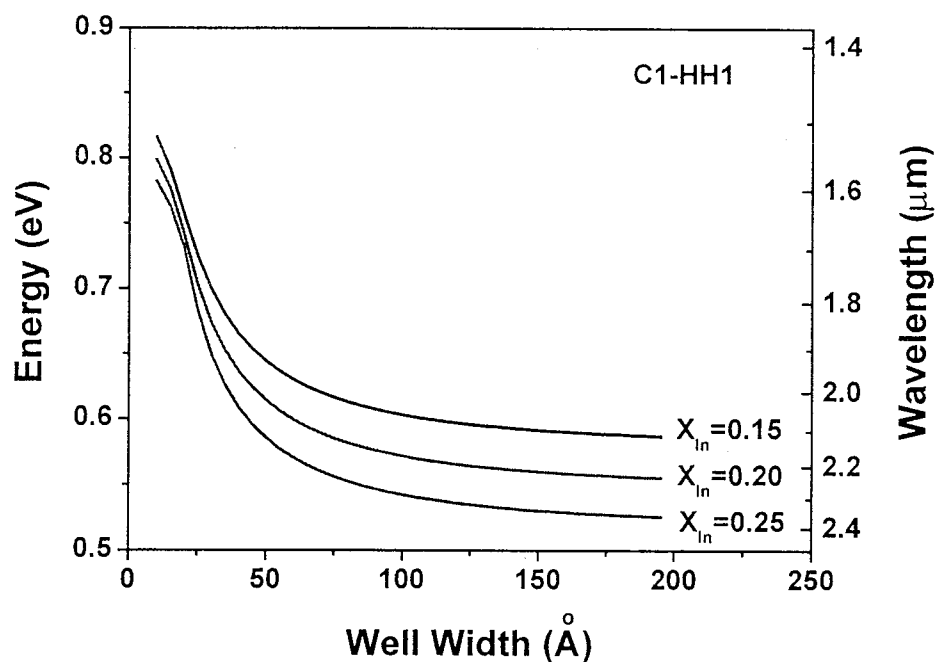


图 4-12 C1-HH1 跃迁能量随阱宽的变化。

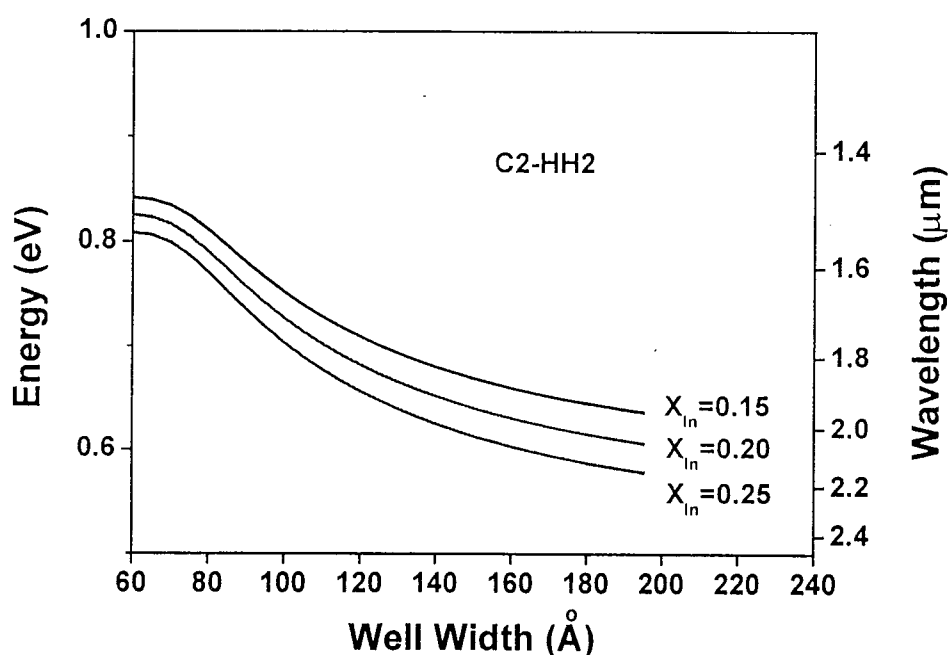


图 4-13 C2-HH2 跃迁能量随阱宽的变化。

用有限差分方法对量子阱的能量本征方程求解可以得到 AlGaAsSb/InGaAsSb 价带的色散关系, 如图 4-14 所示。在 $k_x=0$ 点, 第一重空穴带与第一轻空穴带之间的能量差约为 50meV。第一轻空穴带与第二重空穴带之间的能量差约为 10meV。

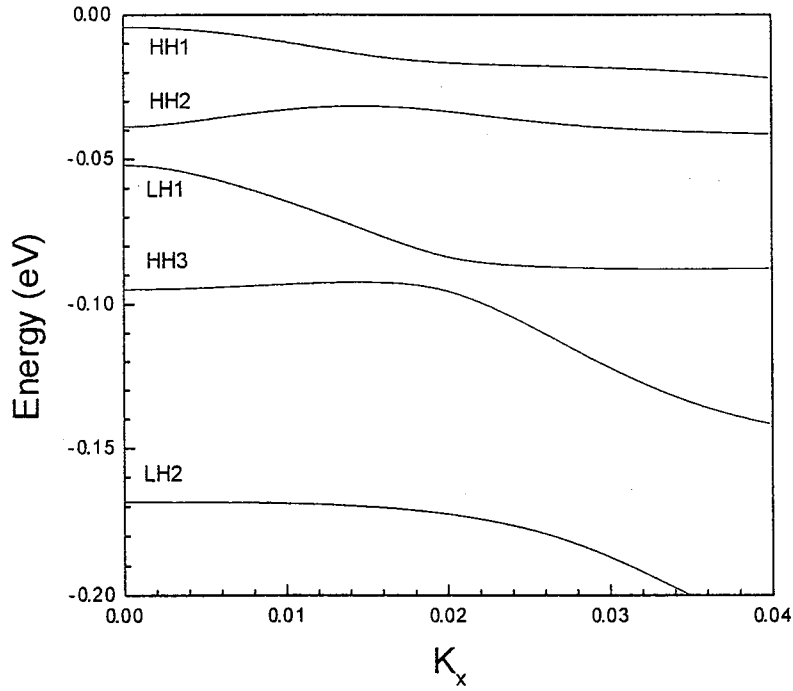
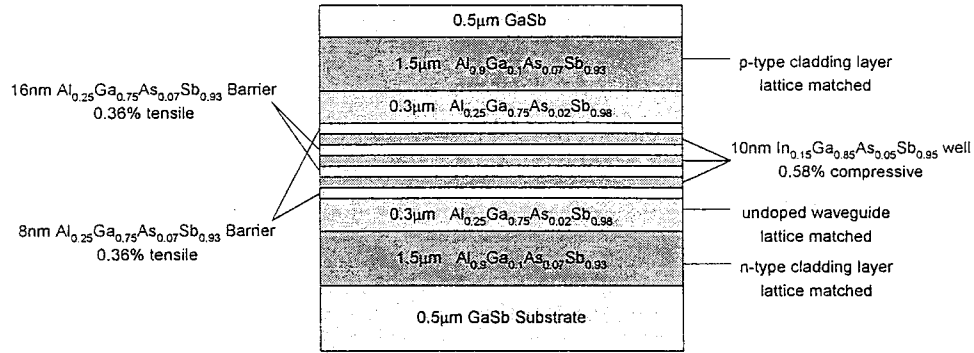


图 4-14 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱的价带结构。

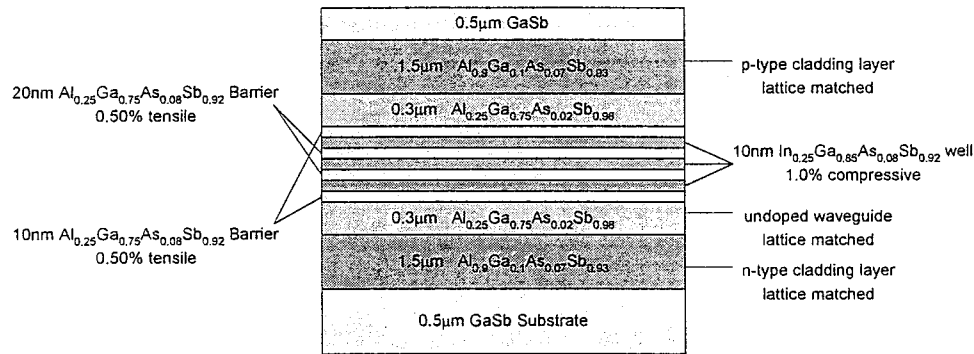
4.4.3 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿量子阱激光器

对于应变量子阱激光器结构, 由于势阱中存在较大的应变, 如果量子阱结构的厚度超过了临界厚度, 就会在激光器的有源区产生大量的失配位错, 导致激光器性能的恶化, 因此应变量子阱的阱数受应变的制约。为了解决这一问题, 人们常常采用应变补偿量子阱, 例如用势垒的张应变来补偿势阱的压应变, 使量子阱有源区内的总应变接近零, 从而突破应变对量子阱数目的限制。我们针对 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱结构, 设计了波长 2.05 μm 和 2.29 μm 的两种应变补偿量子阱激光器结构。图 4-15 为这两种激光器的结构示意图, 有源区包含 3 个 100 $\text{\AA}$ 的量子阱。对于波长为 2.05 μm 的 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿多量子阱激光器, 势阱的压应变为 0.58%, 每一个量子阱的两侧各需要 80 $\text{\AA}$ 的张应变为 0.36% 的势垒对其进行补偿。而对于波长为 2.29 μm 的

AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿多量子阱激光器，势阱的压应变为 1.0%，每一个量子阱的两侧各需要 100Å 的张应变为 0.50% 的势垒对其进行补偿。图 4-16 为这两种应变补偿量子阱激光器有源区的能带结构图。

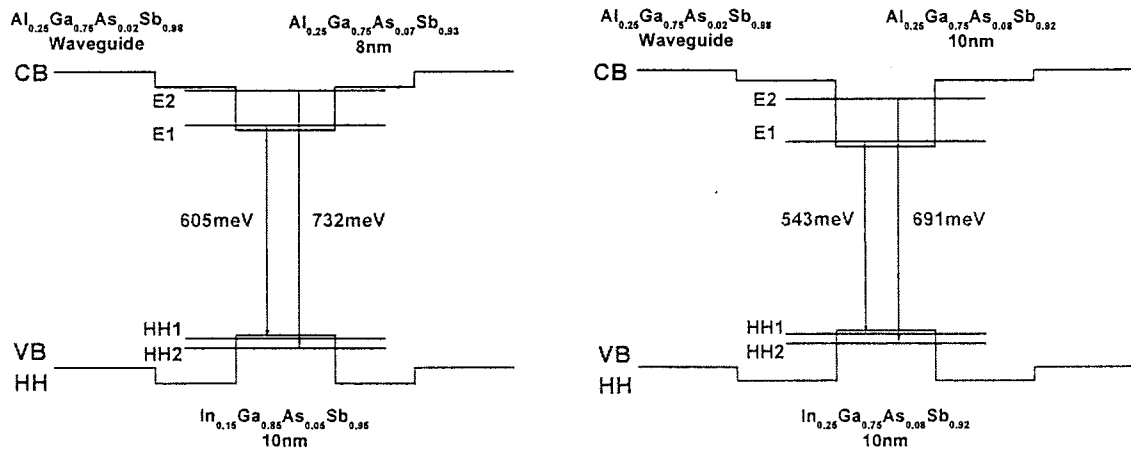


(a) 2.05μm 应变补偿量子阱激光器结构



(b) 2.29μm 应变补偿量子阱激光器结构

图 4-15 两种 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿量子阱激光器结构。



(a) 2.05μm 应变补偿量子阱能带结构

(b) 2.29μm 应变补偿量子阱能带结构

图 4-16 两种 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿量子阱激光器有源区的能带结构。

4.5 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的限制因子

1982 年, 曾焕天首次提出了 AlGaAs/GaAs 分别限制异质结 (SCH) 激光器结构。这种结构的优点在于通过在限制层和量子阱之间引入非掺杂的波导层, 提高量子阱中的光学限制因子 (Γ_{qw}), 同时降低由于高掺杂限制层中自由载流子吸收引起的内损耗。因此波导层的厚度需经过优化, 以获得最大的 Γ_{qw} 。一般说来波导层在 $0.3\text{--}0.45\mu\text{m}$ 之间。Garbuzov 等人在 1996 年经研究发现, 即使在经过优化后的 GaAs 基 SCH 激光器结构中, 10^{18}cm^{-3} 掺杂浓度限制层的自由载流子吸收所造成的损耗仍达 10cm^{-1} 。由于自由载流子吸收随波长增加, 所以在中红外 GaSb 基激光器中, 自由载流子吸收所造成的损耗是决定器件性能的重要因素。例如对于 n 型的 AlSb, 当掺杂浓度为 $2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 时, 在 $2\mu\text{m}$ 波长处吸收系数已经达 10cm^{-1} ; 对于 p 型的 AlSb, 当掺杂浓度为 $5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 时, 在 $2\mu\text{m}$ 波长处吸收系数高达 150cm^{-1} 。Garbuzov 等人针对这一问题提出了加宽波导的概念, 即在量子阱和限制层之间引入厚度超过 SCH 结构所需的波导层, 尽量减小穿入限制层的光场, 以达到降低自由载流子吸收损耗的作用。但究竟需要引入多大厚度的波导层仍需通过理论计算进行估计, 并由实验验证。

本文采用了传递矩阵法和有效折射率法对激光器的限制因子进行了计算^[114]。因为对于带间 (e-hh) 子带跃迁激光器而言, TE 模起主导作用, 因此以下就 TE 模式的限制因子进行计算。

在各向同性的多层层状波导中, 假定电场 E 方向位于 x 轴 (TE 极化), 光在 yz 平面中传播, 则电场 E_x 可以表示为:

$$E_x = F \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4-21)$$

式中 F 为振幅, ω 为光子频率, β 为传播系数。

$$\beta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} n \right)^2 \quad (4-22)$$

n 为折射率。在多层介电波导中, z 方向的传播系数分量 β_z 对于各层是相同的, 而 y 方向的分量 γ 则不一样。在第 r 层中在沿 y 方向传播的电场是沿 $+y$ 方向运动的电场 $\exp(-\gamma y)$ 和沿 $-y$ 方向运动的电场 $\exp(+\gamma y)$ 的叠加。由电磁场之间的关系可以得到:

$$\gamma_r^2 = \beta_z^2 - n_r^2 k_0^2 \quad (4-23)$$

$$H_y = -\frac{j\mu_0\omega}{\gamma_r} E_x \quad (4-24)$$

式中 $\beta_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}$, n_{eff} 为有效折射率, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为真空中的传播系数。电场、磁场的各分量示于图 4-17。

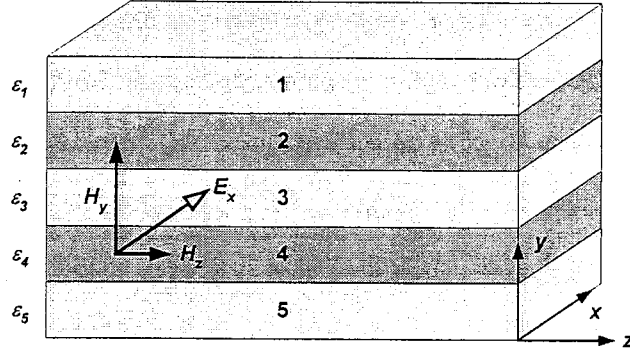


图 4-17 多层层状波导及其内部电磁场矢量示意图。

定义下标 $r+$ 代表正向传播, $r-$ 代表负方向传播。对于如图 4-15 所示的结构, 以第 1、2 层界面为例, 由电场和磁场边界条件的连续性, 得到:

$$(E_{x1+} + E_{x1-})_{12} = (E_{x2+} + E_{x2-})_{12} \quad (4-25)$$

$$\gamma_1(E_{x1+} - E_{x1-})_{12} = \gamma_2(E_{x2+} - E_{x2-})_{12} \quad (4-26)$$

上两式可以用矩阵表示:

$$\gamma_1 \begin{bmatrix} E_{x2+} \\ E_{x2-} \end{bmatrix}_{21} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \gamma_2 + \gamma_1 & \gamma_2 - \gamma_1 \\ \gamma_2 - \gamma_1 & \gamma_2 + \gamma_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x1+} \\ E_{x1-} \end{bmatrix}_{21} \quad (4-27)$$

电场从第 1、2 层边界传播到第 2、3 层边界可以用以下矩阵表示:

$$\begin{bmatrix} E_{x2+} \\ E_{x2-} \end{bmatrix}_{23} = \begin{bmatrix} \exp(\gamma_2 d_2) & 0 \\ 0 & \exp(-\gamma_2 d_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x2+} \\ E_{x2-} \end{bmatrix}_{12} \quad (4-28)$$

d_2 为第 2 层的厚度。定义矩阵:

$$P_r = \begin{bmatrix} \exp(\gamma_r d_r) & 0 \\ 0 & \exp(-\gamma_r d_r) \end{bmatrix} \quad (4-29)$$

$$D_{sr} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \gamma_s + \gamma_r & \gamma_s - \gamma_r \\ \gamma_s - \gamma_r & \gamma_s + \gamma_r \end{bmatrix} \quad (4-30)$$

则传递矩阵 M 为:

$$M = D_{nn-1} P_{n-1} \cdots D_{32} P_2 D_{21} \quad (4-31)$$

$$\text{而 } \gamma_1 \gamma_2 \cdots \gamma_n \begin{bmatrix} E_{xn+} \\ E_{xn-} \end{bmatrix}_{nn-1} = M \begin{bmatrix} E_{x1+} \\ E_{x1-} \end{bmatrix}_{21} \quad (4-32)$$

因为在最外面的导引层中电场必须满足衰减的条件，即 E_{xn+} 和 E_{x1-} 为 0，所以 M_{11} 必须为 0。由此可以求出 n_{eff} 和各层中 z 方向的传播系数 γ ，进而得到每一层中的电场强度分布。

用上述方法可以对 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的光学限制进行计算。用于计算的激光器结构包括 $1.5\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{AsSb}$ 或 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{AsSb}$ 上、下限制层， $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{AsSb}$ 波导层和 $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{AsSb}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.75}\text{AsSb}$ 量子阱有源层。每层的折射率取 4.2 和 4.3 节计算的结果。

图 4-18 为计算得到的 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 激光器结构中平均单个量子阱的光学限制因子与波导层厚度的关系。图中 5 条曲线分别对应于从单量子阱到 5 个量子阱的激光器结构。激光器的限制层是 Al 组分为 0.42 的 AlGaAsSb。从图中可以看到，随着波导层厚度的增加，单个量子阱中的光学限制因子随之增加，量子阱数目越少，增加越快。在波导层厚度为 $0.15\text{--}0.25\mu\text{m}$ 处 Γ_{qw} 达到最大。之后 Γ_{qw} 随波导层的增厚缓慢下降。当波导层较薄时，量子阱数目多的结构 Γ_{qw} 也相应较大，但随着波导层厚度的增加，1-5 个量子阱结构的 Γ_{qw} 逐渐一致。由图可见，波导层在 $0.15\text{--}0.25\mu\text{m}$ 的激光器结构才是真正的 SCH 结构。

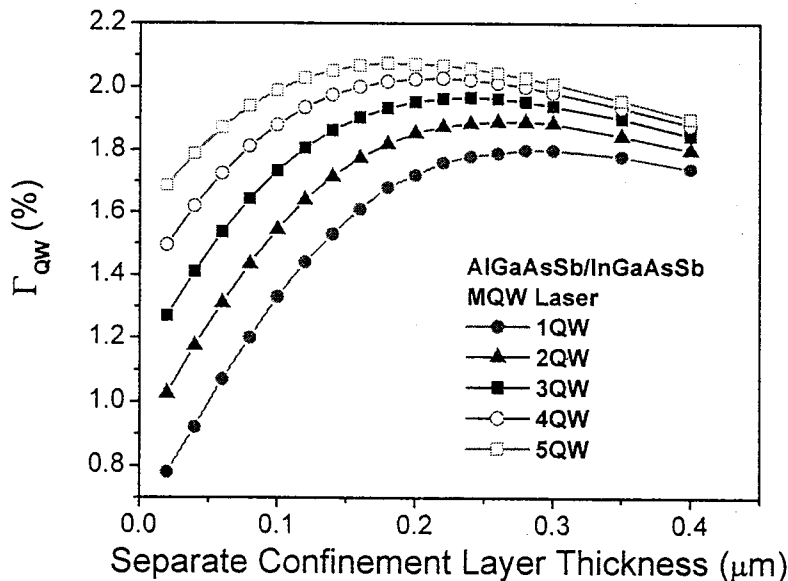


图 4-18 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 激光器结构中平均单个量子阱的光学限制因子 Γ_{qw} 与波导层厚度的关系。

图 4-19 为同为 3 个量子阱但限制层 Al 组分分别为 0.42 和 0.9 的激光器结构 Γ_{QW} 随波导层厚度的变化。如图所示, Al 组分为 0.9 的限制层明显提高了激光器的光学限制, 其 Γ_{QW} 的数值比 $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{AsSb}$ 限制层的激光器结构高 1% 以上。

正如前文所提到的, 在中红外激光器中, 高掺杂限制层中的自由载流子吸收是激光器损耗的主要来源之一。图 4-20 为计算得到的有源区光学限制因子 Γ 与波导层厚度的关系。从图中可以看到, 尽管随着波导层厚度的增加, Γ 不断增大, 但在波导层厚度为 $0.15\text{-}0.25\mu\text{m}$ 时, Γ 只有 70-80%。也就是说有 20-30% 的光场分布在重掺杂限制层。从图中也可以看到 Γ 随波导层厚度线性增加, 当厚度超过 $0.3\mu\text{m}$ 时, Γ 可达 85% 以上。反观图 4-18, Γ_{QW} 在波导层超过 $0.3\mu\text{m}$ 时降低相对比较缓慢。因此可以选择 $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ 的波导层厚度以达到器件性能的最佳化。Garbuzov 等人的实验证明, 波导层在 $0.4\text{-}0.5\mu\text{m}$ 范围内变化时, 激光器性能最佳。说明此时自由载流子吸收损耗的降低完全抵消了 Γ_{QW} 降低的效果。

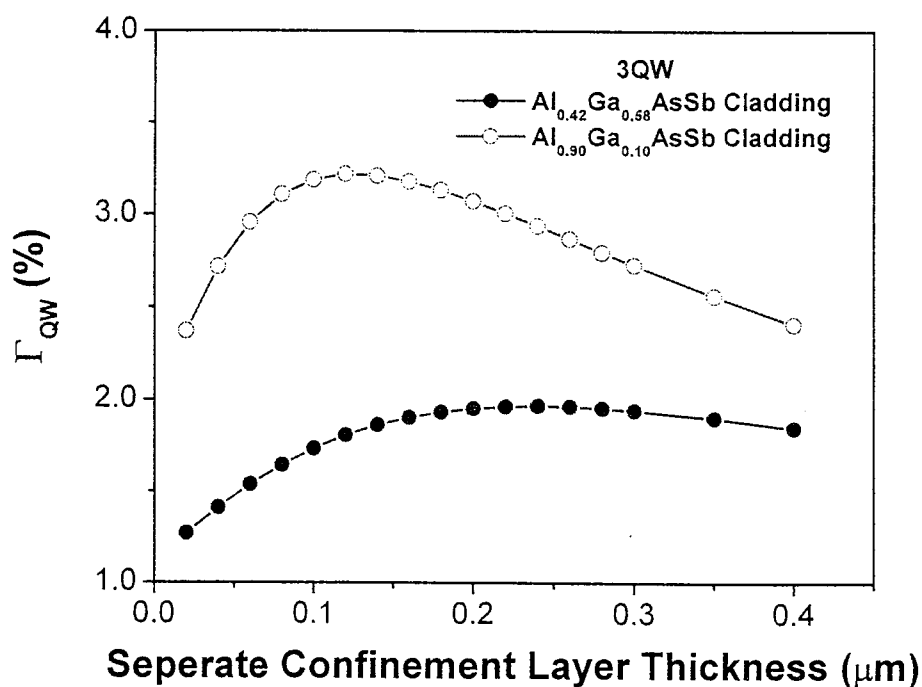


图 4-19 限制层 Al 组分为 0.42 和 0.9 的激光器结构 Γ_{QW} 随波导层厚度的变化。

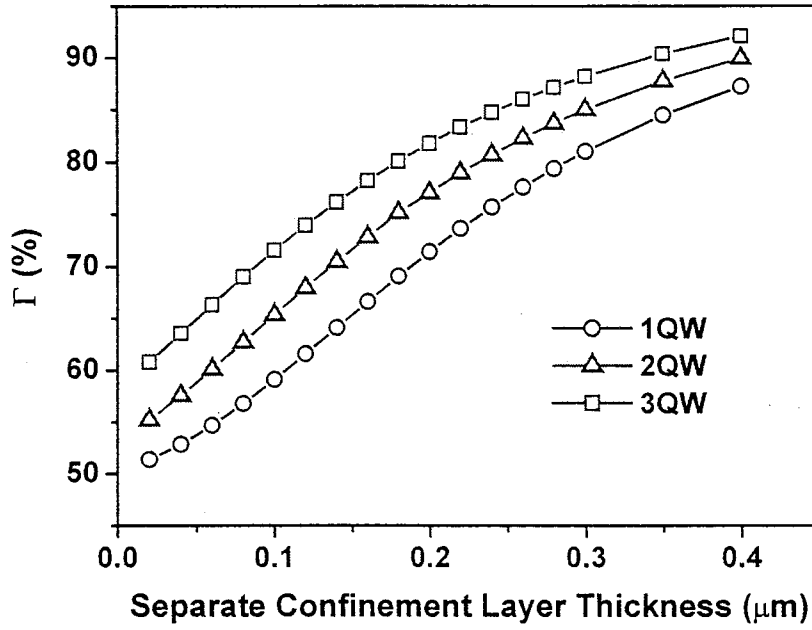


图 4-20 光学限制因子 Γ 与波导层厚度的关系。

图 4-21 和图 4-22 为波导层厚度分别为 $0.1\mu\text{m}$ 和 $0.3\mu\text{m}$ 的激光器内的横向近场分布。图 4-21 中的近场分布显示有相当一部分光场扩展到了两边的重掺杂限制层，而在图 4-22 中，由于波导层的加宽，这一现象得到了有效抑制。

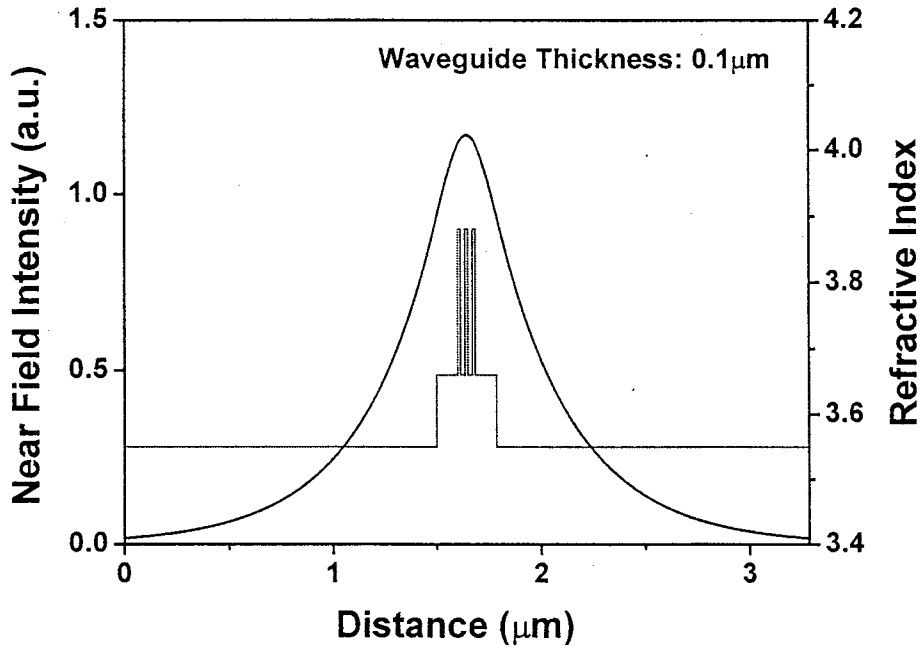


图 4-21 波导层厚度为 $0.1\mu\text{m}$ 的激光器内的横向近场分布。

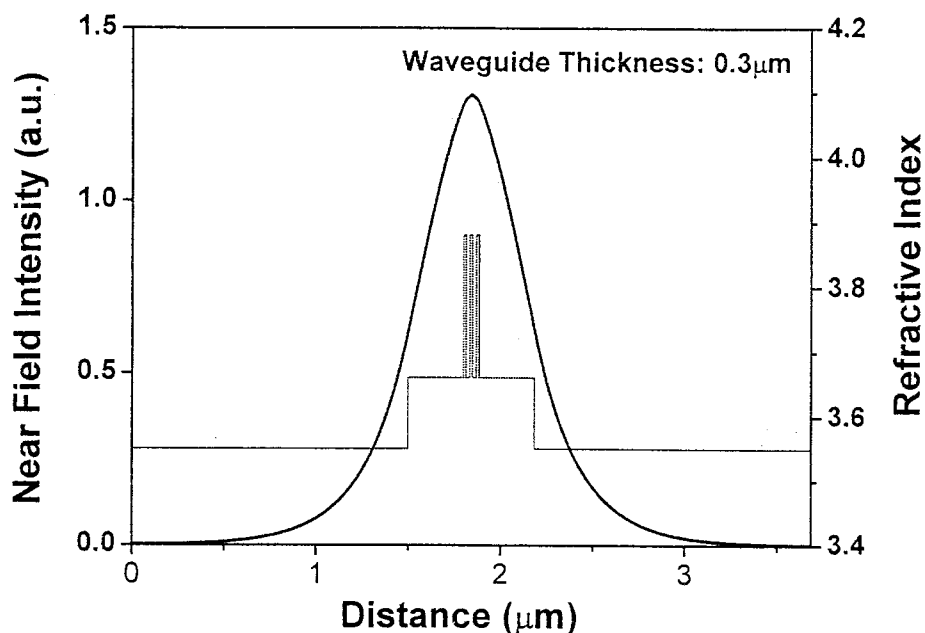


图 4-22 波导层厚度为 $0.3\mu\text{m}$ 的激光器内的横向近场分布。

7 小结

本章对 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱激光器设计中的一些基本问题进行了讨论，给出了 InGaAsSb、AlGaAsSb 的晶格常数、禁带宽度、折射率、热阻、异质结带阶随材料组分的变化，并计算了 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变量子阱结构中的能带结构、跃迁能量与组分、阱宽的关系。本章也给出了两种 AlGaAsSb/InGaAsSb 应变补偿多量子阱激光器结构，波长分别为 $2.05\mu\text{m}$ 和 $2.29\mu\text{m}$ 。由于中红外波段的自由载流子吸收大大高于近红外波段，因此应当在激光器的设计中尽量减少高掺杂限制层中的光场分布。本章对 AlGaAsSb/InGaAsSb 量子阱激光器的光学限制因子和近场光学分布进行了理论计算，结果表明，采用 $0.3\text{-}0.5\mu\text{m}$ 加宽波导结构可以显著抑制穿入限制层的光场比率，并且不会降低量子阱中的光学限制因子。

第五章 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器

5.1 引言

多量子阱激光器器件结构按导引模式可以分成增益导引和折射率导引两种类型。增益导引激光器最典型的类型为氧化物条形限制结构激光器。这类激光器工艺简单、可靠性好,但由于没有任何限制电流横向扩展的机制,因此阈值电流较高,微分量子效率较低。折射率导引激光器在其谐振腔内引入了内建波导,其特性由折射率台阶和有源区的形状决定,它对光场和电流都提供了有效的限制,因此大大降低了阈值电流,提高了微分量子效率。折射率导引激光器主要包括脊波导激光器、台面条形激光器、埋层异质结激光器等。本章报导和讨论了脊波导、台面宽条、平面宽条(氧化物条形)三种结构 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的器件结果。

5.2 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器材料结构

$2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器所采用的材料是用国产 IV 型固态源分子束外延系统生长的。衬底为(100)晶向的掺 Te n 型 GaSb。激光器结构包括了 n 型 GaSb 缓冲层、n 型和 p 型 AlGaAsSb 限制层、不掺杂的 AlGaAsSb 波导层、多量子阱有源区和 p 型 GaSb 接触层。由于激光器的驱动电流要通过限制层注入到有源区,因此限制层的串联电阻必须尽可能小,以提高注入效率,减少发热。根据 AlGaAsSb 的“W”形 n 型掺杂理论,Al 组分在低于 0.25、0.5 左右和大于 0.7 的时候才能实现高的 n 型掺杂,所以我们选择了 0.42 和 0.8 两种 Al 组分的限制层。图 5-1 (a) 所示为限制层 Al 组分为 0.42 的材料结构。n 型 GaSb 缓冲层的厚度为 $0.8\mu\text{m}$,掺杂浓度为 10^{18}cm^{-3} 。p 型 GaSb 接触层厚度为 $0.1\mu\text{m}$,掺杂浓度达 10^{19}cm^{-3} 。激光器的限制层为与 GaSb 衬底晶格匹配的 AlGaAsSb,其 Al 组分为 0.42,厚度约 $1.5\mu\text{m}$ 。n 型 AlGaAsSb 限制层的掺杂浓度大于 10^{17}cm^{-3} ,p 型 AlGaAsSb 限制层的掺杂浓度为 10^{18}cm^{-3} 。激光器有源区为 3 个 AlGaAsSb/InGaAsSb 量子阱。InGaAsSb 势阱的 In 组分约为 0.15,其宽度为 10-15nm,AlGaAsSb 势垒的 Al 组分约 0.21,其宽度为 30nm。由于在中红外波段自由载流子对光的吸收比较强,而激光器的限制层又必须采用高掺杂浓度以降低内阻,因此穿入到限制层的光学模式很容易被吸收,从而增加激光

器的损耗。为此我们采用了加宽波导的结构,即在量子阱有源区的两侧生长了组分与势垒相同,宽度为 $0.3\mu\text{m}$ 的 AlGaAsSb 加宽波导区,以降低穿入高掺杂限制层光学模式的比率。图 5-2(a)为与图 5-1(a)对应的能带结构示意图。由于该结构限制层 Al 组分比较低,在器件工艺上易于处理,因此该材料主要用于制备脊波导激光器和台面条形激光器等器件工艺复杂的激光器结构。

因为高 Al 组分 AlGaAsSb 可以实现高的 n 型掺杂浓度,并且热阻也比低 Al 组分的 AlGaAsSb 小(参见 4.3.3 节),与波导层、有源层之间的折射率台阶也更大,所以用高 Al 组分的 AlGaAsSb 作为限制层能更进一步提高器件性能。但同时也会带来 Al 的氧化问题,对器件工艺的要求也相应提高。限制层 Al 组分为 0.8 的激光器结构材料示于图 5-1(b),其结构与限制层 Al 组分为 0.42 的激光器结构除限制层材料外基本相同,图 5-2(b)为该材料的能带结构示意图。高 Al 组分限制层激光器材料主要用于制备工艺简单的平面宽条激光器。

5.3 激光器器件工艺

5.3.1 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器

我们采用的脊波导激光器工艺的包括:第一次光刻出脊波导图形,采用电子束蒸发 Ti/Pt/Au 和剥离的方法完成 p 面接触,同时定出脊波导的位置,然后以金属为掩膜腐蚀出脊波导的台面结构,再用 SiO_2 和聚酰亚胺做钝化。聚酰亚胺涂覆、固化后用反应离子刻蚀将脊波导金电极上的聚酰亚胺刻蚀掉,然后蒸发、电镀大面积的 Au,并进行第二次光刻 p 面电极图形。光刻后用湿法腐蚀刻出 p 面电极。此时完成激光器 p 面的工艺。n 面的制备相对而言比较简单,将衬底抛光至 $150\mu\text{m}$ 左右,蒸发 AuGeNi,再合金化即告完成。合金化后的片子可以理解成腔长为 $200\text{--}800\mu\text{m}$ 不等的管芯进行测试。传统的脊形波导工艺中,总是先刻蚀出双沟台面,而后淀积绝缘隔离层,最后再刻出电极窗口。在我们的工艺中脊形波导是在作好金属接触后,采用金属作掩膜进行刻蚀的。用金属作掩膜性能较光刻胶要好得多,而且因为少了一次光刻,简化了工艺流程,提高了器件工艺的重复性。脊波导激光器的制备工艺流程示于图 5-3。图 5-4 为制备的脊波导激光器示意图。

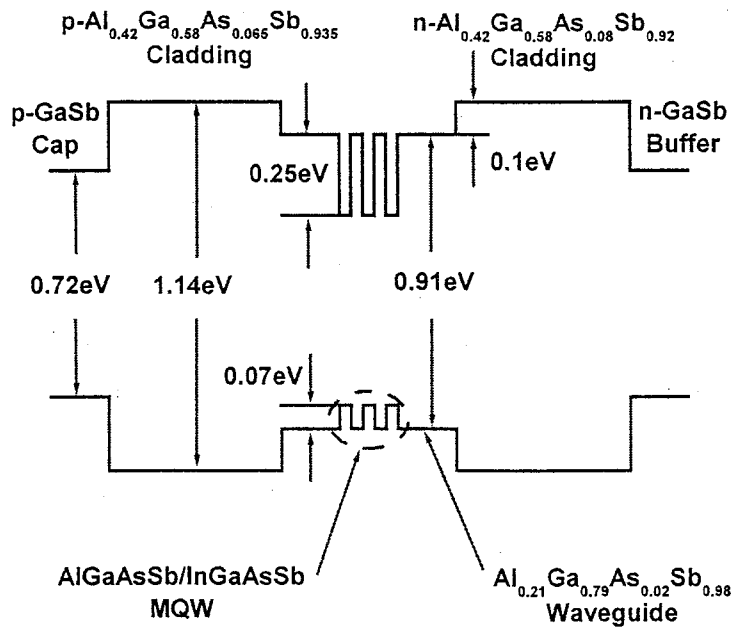
GaSb	500nm	p	10^{18}cm^{-3}
$\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}_{0.065}\text{Sb}_{0.935}$	1500nm	p	10^{18}cm^{-3}
$\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$	300nm	undoped	
$\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/$ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$	3 QWs ~100nm	undoped	
$\text{Al}_{0.21}\text{GaAsSb}_{0.98}$	300nm	undoped	
$\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}_{0.065}\text{Sb}_{0.935}$	1500nm	n	$>10^{17}\text{cm}^{-3}$
GaSb Buffer	800nm	n	10^{18}cm^{-3}
GaSb Sub.		n	

(a) 限制层为 $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{AsSb}$

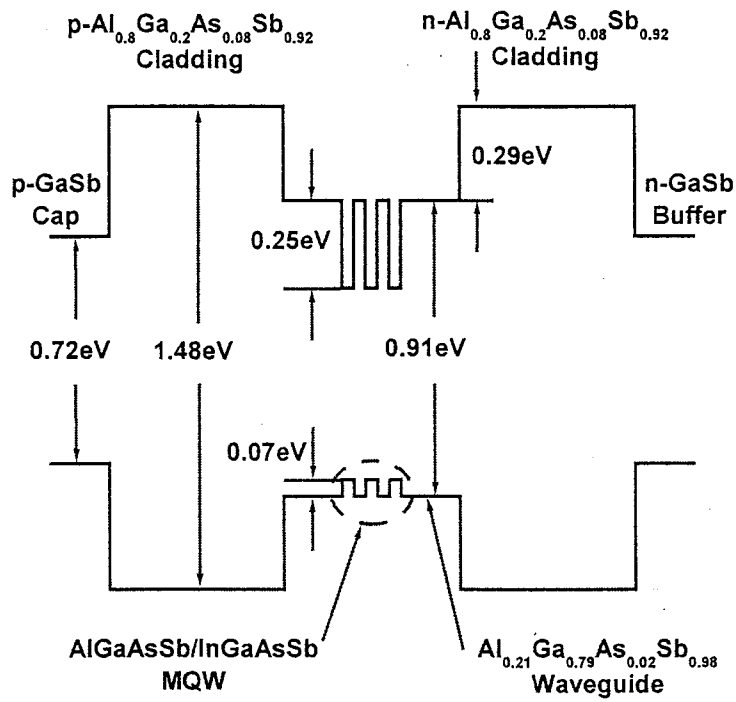
GaSb	500nm	p	10^{18}cm^{-3}
$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$	1500nm	p	10^{18}cm^{-3}
$\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$	300nm	undoped	
$\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/$ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$	3 QWs ~100nm	undoped	
$\text{Al}_{0.21}\text{GaAsSb}_{0.98}$	300nm	undoped	
$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$	1500nm	n	$>10^{17}\text{cm}^{-3}$
GaSb Buffer	800nm	n	10^{18}cm^{-3}
GaSb Sub.		n	

(b) 限制层为 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{AsSb}$

图 5-1 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器材料结构示意图。



(a) 限制层为 $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{AsSb}$



(b) 限制层为 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{AsSb}$

图 5-2 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器能带结构示意图。

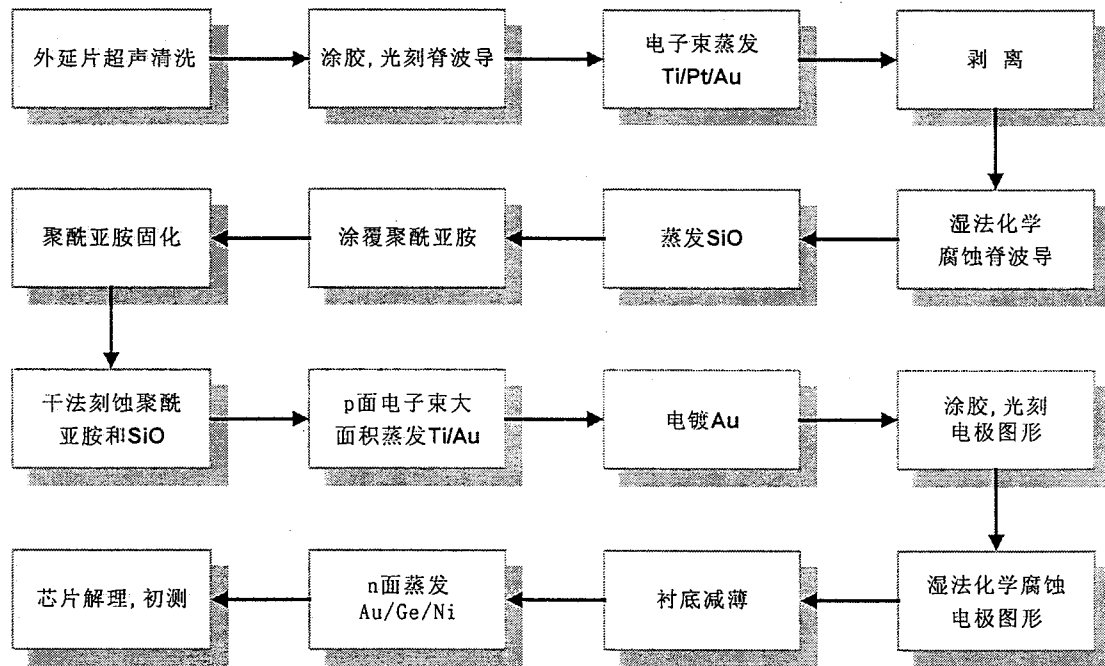


图 5-3 AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器工艺流程图。

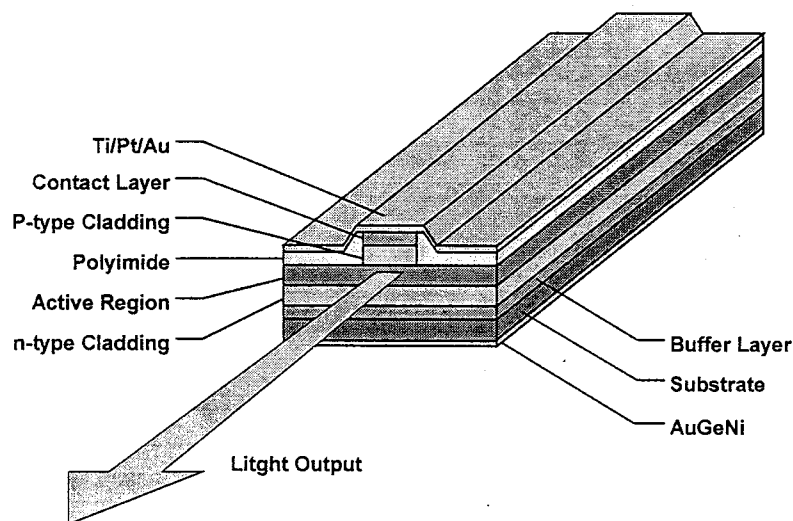


图 5-4 AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器示意图。

5.3.2 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 台面条形激光器

台面宽条激光器工艺包括：第一次光刻出台面图形，然后以光刻胶为掩膜，湿法化学腐蚀台面条形结构，腐蚀深度尽量深，应腐蚀到缓冲层。去胶后沉积 $\text{SiN}_x\text{O}_{1-x}$ 。第二次光刻在台面条形结构上开出窗口，窗口图形宽度略小于台面宽度，以光刻胶作保护，用反应离子刻蚀刻掉窗口上的 $\text{SiN}_x\text{O}_{1-x}$ 。采用电子束蒸发 Ti/Pt/Au，并电镀 $1\mu\text{m}$ 的金。此时完成激光器 p 面的工艺。之后，将衬底减薄、抛光至 $150\mu\text{m}$ 左右，蒸发 AuGeNi，再合金化即告完成。台面条形激光器的制备工艺流程示于图 5-5。用该工艺制备的激光器台面宽度为 $20\text{-}120\mu\text{m}$ ，腔长可自行解理任意长度。图 5-6 为台面条形激光器的示意图。

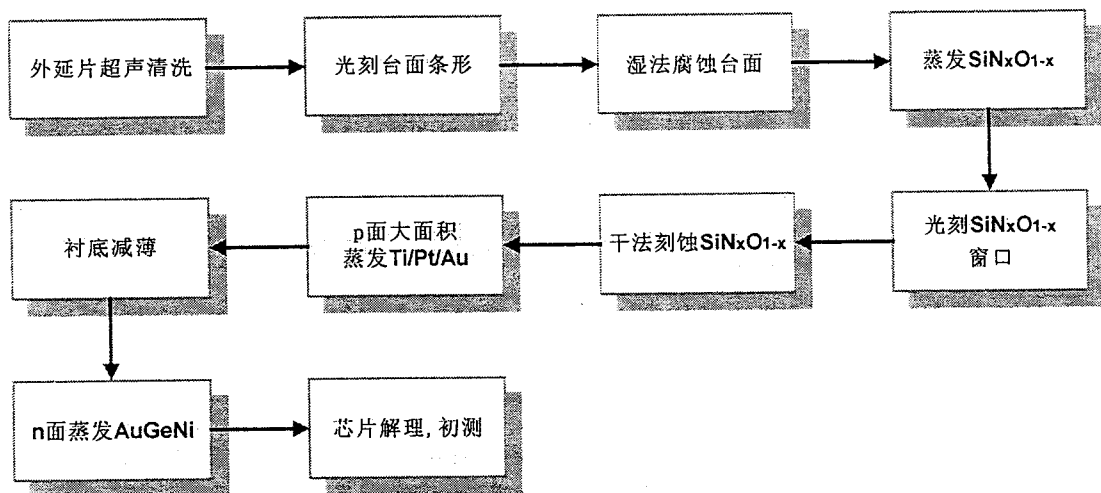


图 5-5 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 台面宽条激光器器件工艺流程。

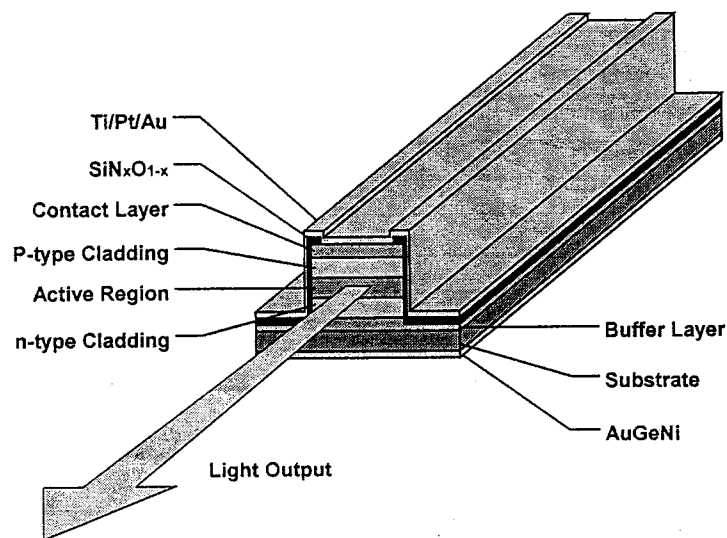


图 5-6 AlGaAsSb/InGaAsSb 台面宽条激光器示意图。

5.3.3 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器

平面宽条激光器工艺包括：外延片清洗，沉积 $\text{SiN}_x\text{O}_{1-x}$ 。光刻条形结构，以光刻胶作保护，用反应离子刻蚀刻去掉窗口上的 $\text{SiN}_x\text{O}_{1-x}$ 。采用电子束蒸发 Ti/Pt/Au，并电镀 Au 加厚电极。此时完成激光器 p 面的工艺。之后，将衬底抛光至 $150\mu\text{m}$ 左右，蒸发 AuGeNi，再合金化即告完成。平面条形激光器的制备工艺流程示于图 5-7。用该工艺制备的激光器条形宽度为 $20\text{--}120\mu\text{m}$ ，腔长可自行解理任意长度。图 5-8 为平面宽条激光器的示意图。

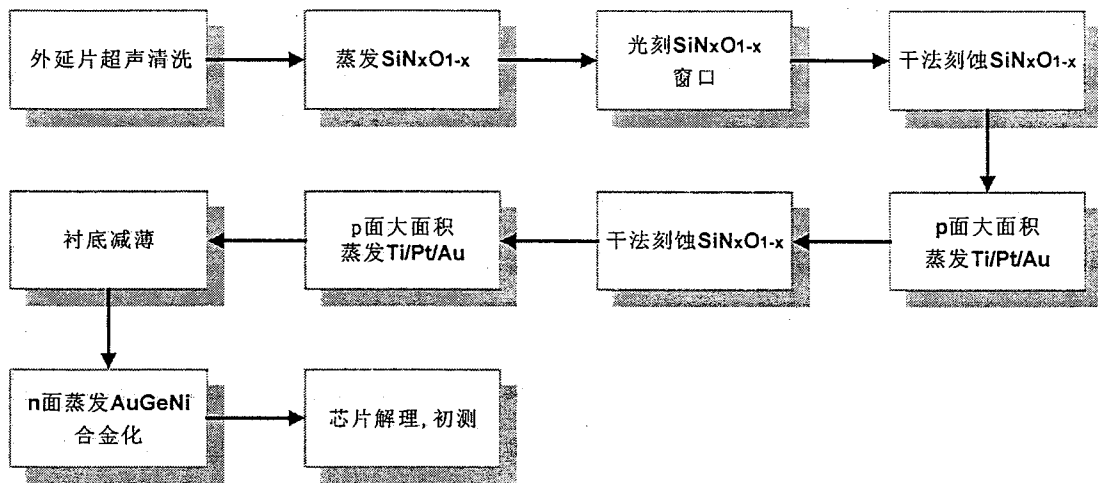


图 5-7 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 平面宽条激光器器件工艺流程。

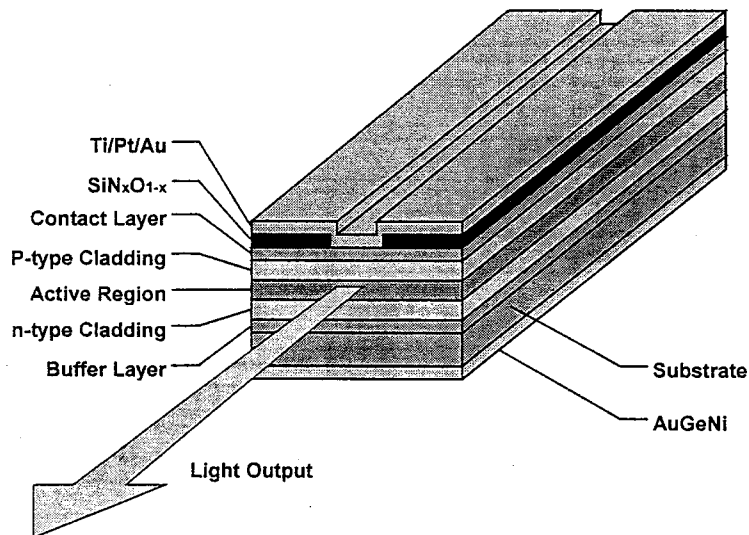


图 5-8 AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器示意图。

5.4 激光器器件的表征方法

激光器的测试主要包括 I-P 特性、I-V 特性和激射谱的测量。中红外波段激光器由于载流子吸收和非辐射复合跃迁比近红外激光器高很多，因此阈值电流密度普遍比较大。对于宽条激光器，其阈值电流往往大于 1A。所以必须采用大电流的脉冲测试系统。本论文中激光器的 I-P 测试系统为研究小组自行设计、搭建的激光器测量系统。它由 Keithley2000 多用表、Keithley2420 有源多用表、HP8114A 脉冲信号发生器、微探针测试台、InSb 探测器、内置 GPIB 接口卡的计算机和 GPIB 专用电缆组成。两台 Keithley 多用表最大输出和测量电流可达 3A。HP8114A 脉冲信号发生器的脉宽可以在 10ns 到 150ms 之间调节，脉冲周期的调节范围为 66.7ns-999ms，允许通过的最大电流为 2A。激光器由 HP8114A 脉冲发生器驱动，注入电流由串接在回路中的多用表测量，InSb 探测器的信号则输入到另一个多用表中。所有的测量仪器均通过 GPIB 总线进行连接，由内置 GPIB 接口卡的计算机控制^[115]。室温下测量脊波导激光器时，器件安置在微探针测试台上，可以通过热电致冷器进行致冷或加热，温度由 ILXlightwave 公司的 LDC-3900 直流激光器电源的温度通道控制。整个测量系统的框图如图 5-9 所示。

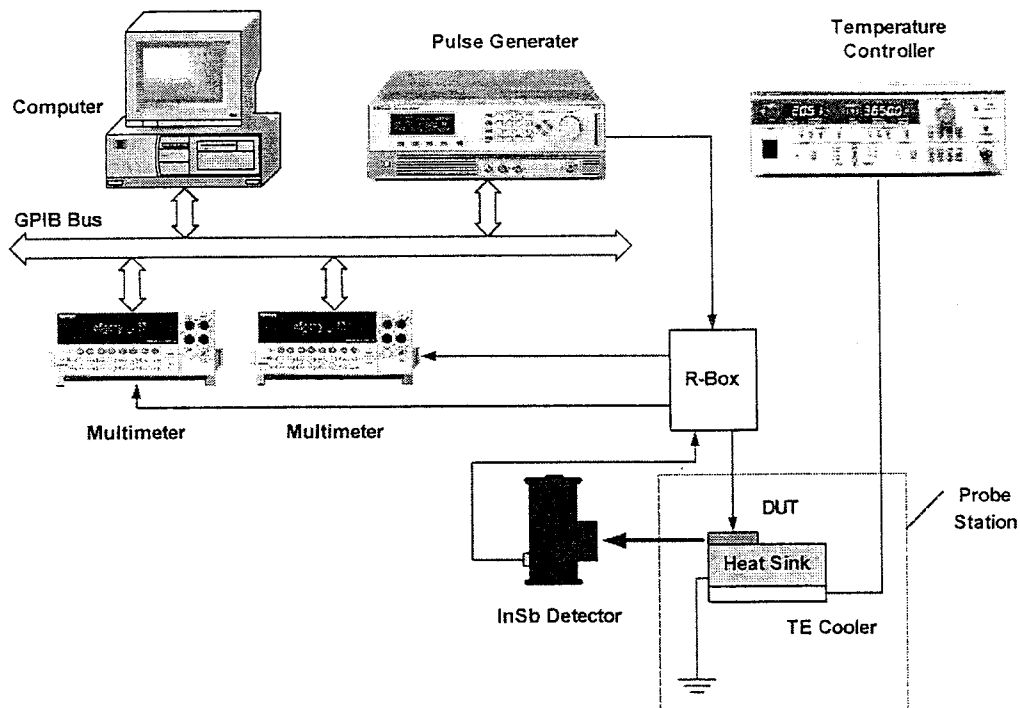


图 5-9 激光器 I-P 特性测量系统示意图。

脊波导激光器室温下激光谱的测量系统包括 Nicolet Magna IR 860 傅立叶变换红外光谱仪、HP8114A 脉冲信号发生器、LDC-3900 直流激光电源、Agilent Infinium 数字示波器、电流探头等组成。由 HP8114A 提供电流驱动，ILXlight 激光器电源控制温度。激光器的注入电流由串接在回路中的电流探头读出并输出到 Agilent 数字示波器。激光通过 Nicolet 傅立叶变换红外光谱仪的进光口直射进光谱仪，并由光谱仪测量激光谱。图 5-10 为脊波导激光器激光谱测量系统示意图。

宽条激光器由于室温下很难受激，因此需要低温测量。低温激光谱测量系统与室温测量系统基本一致。激光器仍由 HP8114A 提供电流驱动，注入电流的大小由 Agilent 数字示波器和电流探头读出。由于是低温测量，激光器安置在 APD 低温泵的低温冷头上，低温冷头的变温范围为 5-350K。在测量中激光器必须安置在铜热沉上，增大了冷头的热容和热耗散，因此最低测量温度约为 20K。激光通过低温冷头处的石英窗口，经过凹面镜转变为平行光，反射进光谱仪。图 5-11 为宽条激光器低温测量系统示意图。

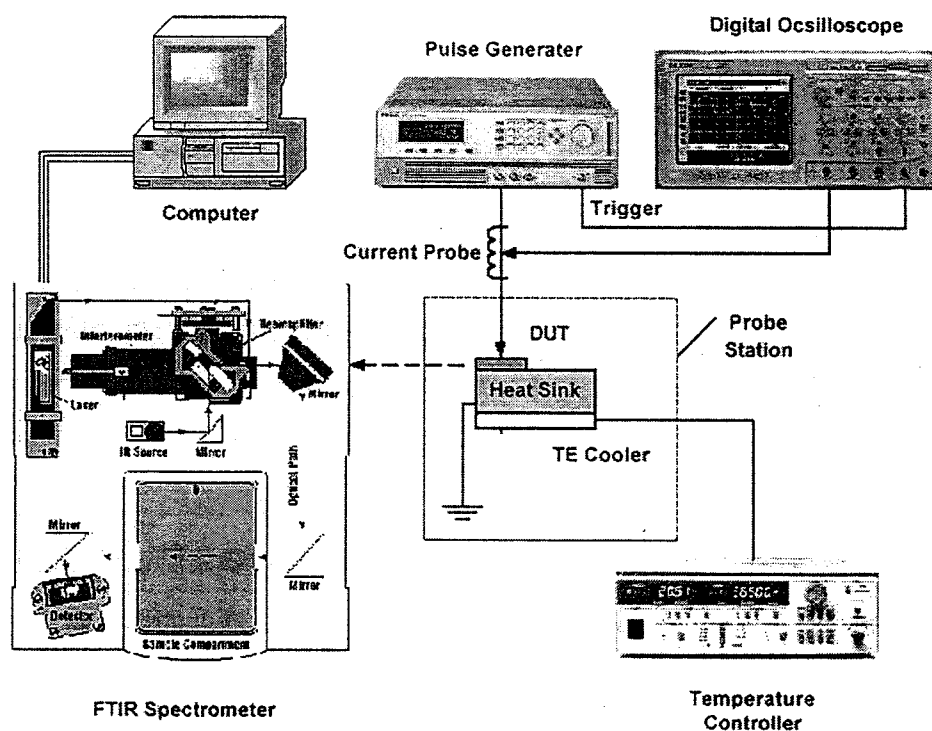


图 5-10 室温下激光器激光谱测量系统示意图。

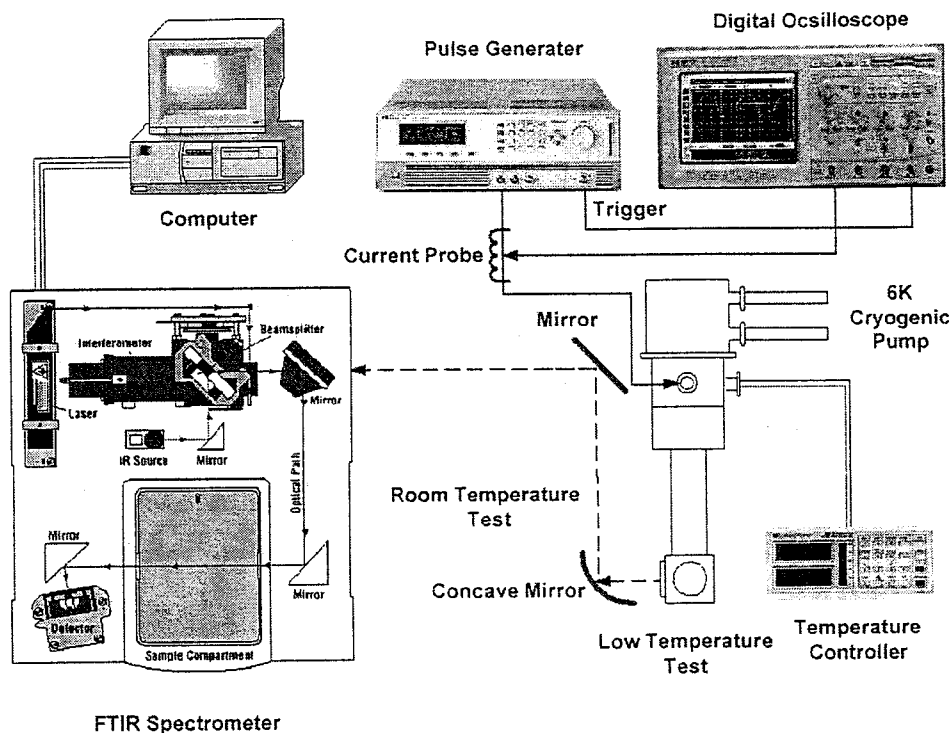


图 5-11 低温下激光器激光谱测量系统示意图。

5.5 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器

我们制备的脊条宽度为 $3\text{-}10\mu\text{m}$ 、腔长 $300\text{-}700\mu\text{m}$ 的 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器在室温下均能受激，室温下激光波长在 $2.00\text{-}2.01\mu\text{m}$ 之间，阈值电流最低为 80mA ，相应的阈值电流密度达 $3200\text{A}/\text{cm}^2$ 。实验中还发现，脊条宽度对阈值电流的影响并不显著。激光器 I-P 曲线线性段最大光功率为 15mW 。器件可以在占空比 60% 准连续工作。图 5-12 为典型的 AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器室温下的激光谱和光功率与驱动电流的关系。

5.5.1 器件的电学特性

激光器电学特性的表征是通过 HP4156 精密半导体参数测试仪用压探针的方法进行的。图 5-13 所示为同一芯片上一组（共四只）器件的 I-V 特性曲线。该器件的脊型条宽约为 $4\mu\text{m}$ ，腔长为 $700\mu\text{m}$ 。从器件的 I-V 特性图中可以看出二极管的开启电压为 0.6V ，微分串联电阻是 6Ω ，在 100mA 处电压降约为 1V 。同一芯片上的四只器件的 I-V 基本一致，微分电阻略有差别。

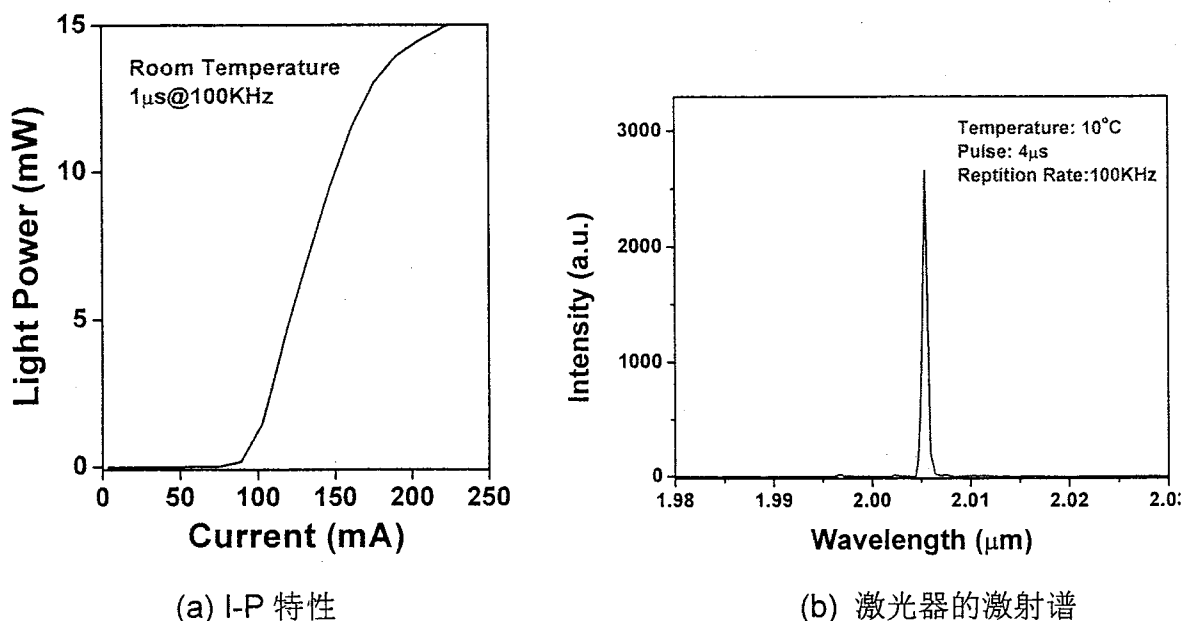


图 5-12 AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器特性。(a) 光功率与驱动电流的关系；(b) 室温下的激射谱。

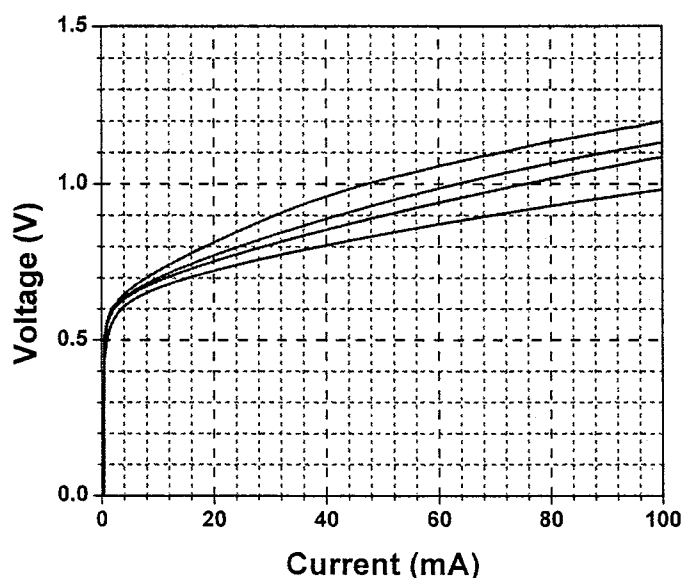


图 5-13 一组 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的 I-V 特性

5.5.2 器件的温度特性

我们也对激光器进行了温度特性的研究。图 5-14 为占空比为 10% 时，从 -10°C 到 70°C 的 I-P 曲线。从图中可以看到，随着热沉温度的升高，激光器的阈值电流增加， -10°C 下为 60mA，而 70°C 下达 200mA。同时饱和增益电流和阈值电流之差逐渐随温度升高逐渐接近，当二者数值相当时，激光器无法受激。

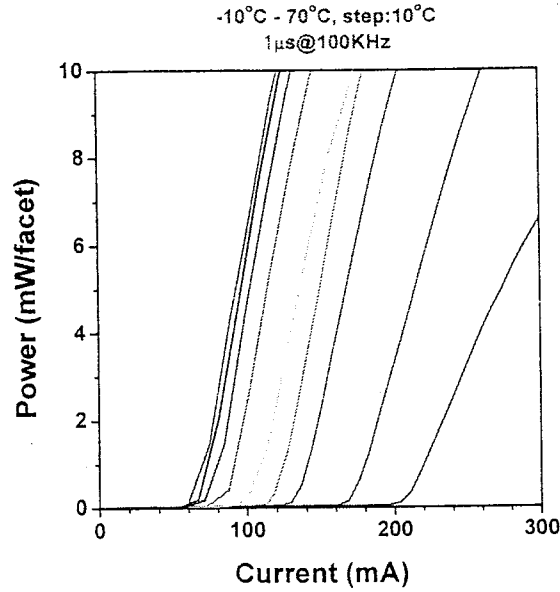


图 5-14 不同温度下激光器的 I-P 特性。

激光器的阈值电流密度 J_{th} 随温度 T 呈指数形式变化:

$$J_{th}(T) = J_0 e^{\frac{T}{T_0}} \quad (5-1)$$

T_0 为激光器的特征温度。图 5-15 为阈值电流随温度的变化关系。用式 5-1 进行拟合可得特征温度为 93K。

当热沉温度升高时，激光器内的非辐射复合过程加剧，激光器的量子效率将会降低。图 5-16 为激光器量子效率随温度的变化关系。当温度低于 10°C 时，激光器的量子效率随温度的变化不明显，维持在 28%-29%，温度超过 10°C 时，量子效率随温度的升高迅速降低，至 70°C 时，量子效率仅为 11%。

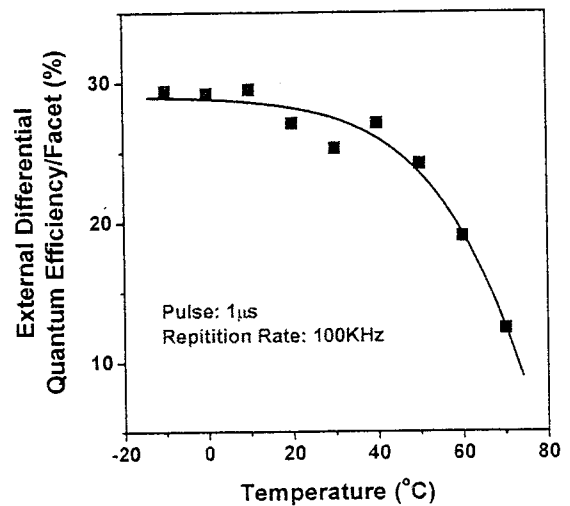
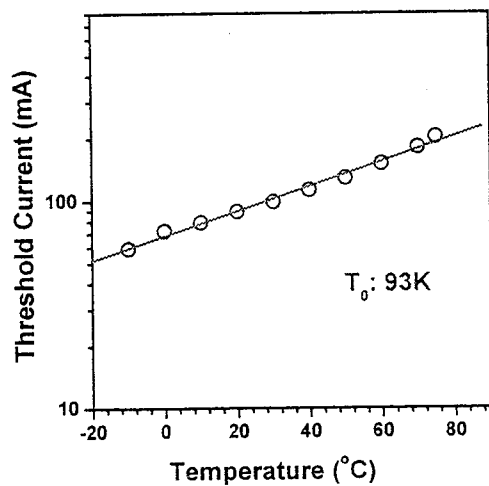


图 5-15 阈值电流随温度的变化关系。 图 5-16 激光器量子效率随温度的变化关系。

由于半导体的禁带宽度是温度的函数，因此激光器的激射波长也是温度的函数，当温度升高时激射波长红移。图 5-17 为激光器在不同温度下的激射谱。激射波长随温度的变化示于图 5-18。从图 5-18 中可以看到，激光器的激射波长与温度呈线性关系，斜率为 $7.8\text{\AA}/^\circ\text{C}$ 。

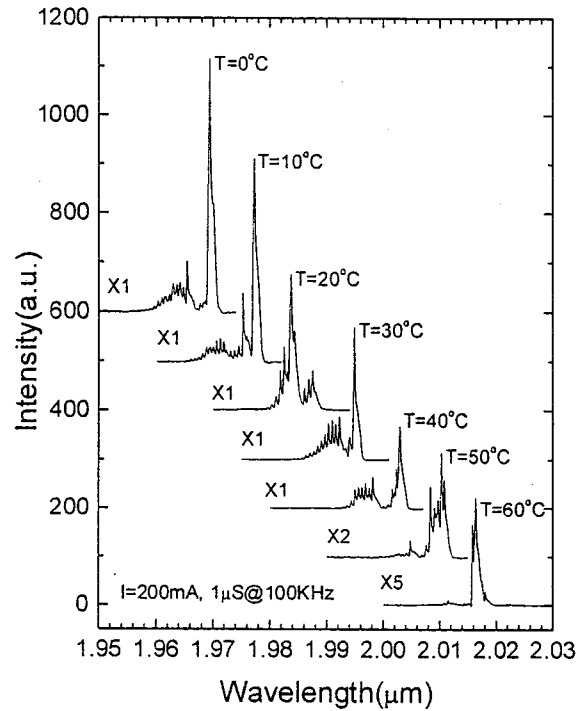


图 5-17 激光器在不同温度下的激射谱。

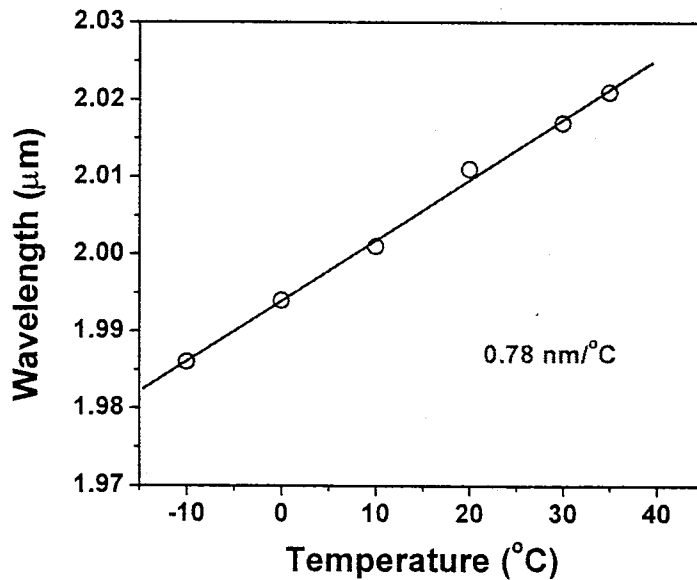


图 5-18 激射波长随温度的变化。

5.5.3 不同占空比对器件性能的影响

在对激光器器件进行脉冲测量时，激光器的注入电流是以脉冲的形式驱动激光器进行工作的。在脉冲到达时，激光器开始工作，脉冲离开时激光器停止工作。这样，激光器在工作时产生的热量可以在停止阶段耗散掉，从而保证激光器在工作时有较好的性能。如脉冲发生的频率不变，当脉冲宽度增加时，激光器的工作时间延长，而热耗散时间减短，激光器内的温度会有所上升，导致非辐射复合的增加。所以占空比的增加会引起激光器的阈值电流增加，光功率降低，量子效率降低，其本质与升高器件的温度相同。图 5-19 为 10°C 下重复频率为 100KHz ，脉冲宽度从 $1\mu\text{s}$ 变化到 $6\mu\text{s}$ 时的 I-P 曲线。图 5-20 为阈值电流与温度的关系。在占空比大于 40% 时，阈值电流基本上与占空比呈指数增长的关系，在大占空比条件下尤其如此。

从图 5-19 中还能够观察到 I-P 曲线出现了扭折 (Kink) 的现象，下面将对此进行解释。

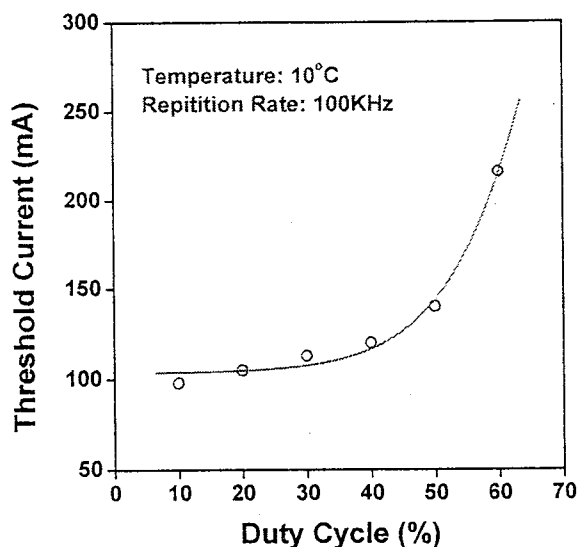
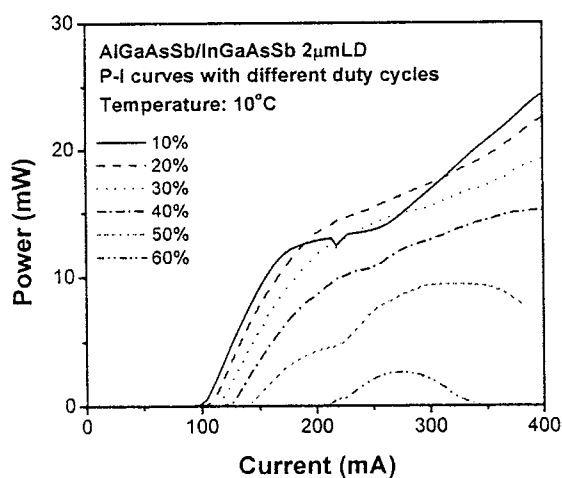


图 5-19 不同占空比下的 I-P 曲线。

图 5-20 阈值电流与占空比的关系。

5.5.4 I-P 曲线的扭折

在对激光器进行测量时发现，在大电流注入或大占空比条件下，激光器的光功率曲线会出现扭折（Kink）。图 5-21 给出了测试电流达 500mA 时，在 10% 的占空比下对一个 $5\mu\text{m}$ 条宽的脊波导激光器进行测量的结果。从图中可以看到，激光器的 I-P 曲线由三部分组成：第一部分为正常的 I-P 曲线形状，即注入电流达到阈值后激光器激射，且光功率与注入电流呈正比；I-P 曲线的第二部分为一平台，激光器的输出光功率随电流增加上升缓慢；I-P 曲线的第三部分与第一部分类似，输出光功率与注入电流成正比，但曲线的斜率比第一部分小。

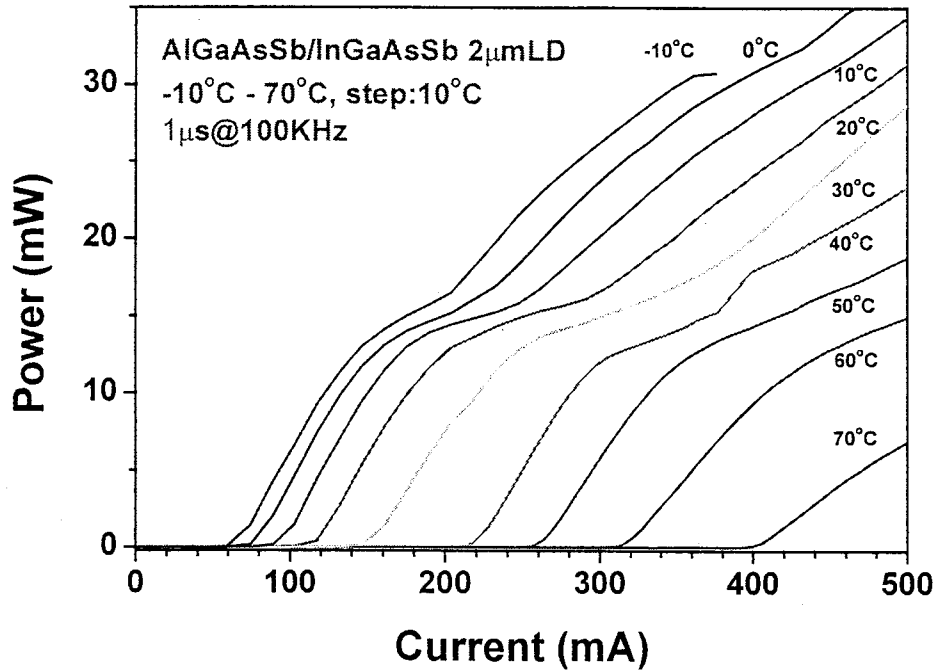


图 5-21 AlGaAsSb/InGaAsSb MQWLD，在 10% 的占空比下的 I-P 曲线。

激光器 I-P 曲线斜率的变化对应于激光器的外微分量子效率的变化。图 5-22 为 30°C 时在 10% 占空比条件下激光器的 I-P 曲线与相对应的外微分量子效率的变化，量子效率由起始阶段的 29%，大电流条件下降低到 13%。

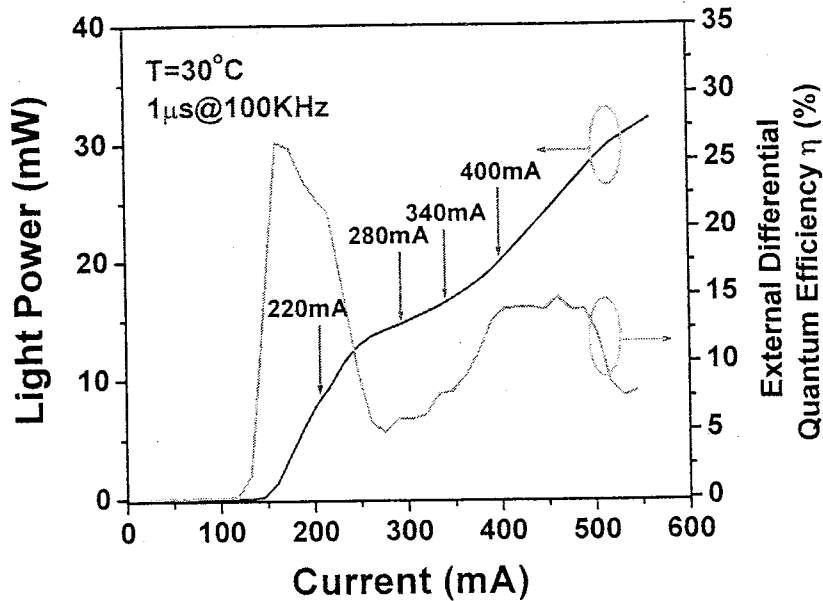


图 5-22 30°C 下, 10%占空比时的光功率和外微分量子效率与电流的关系

激光器 I-P 曲线的扭折一般解释为激射光的侧向模式从基模向较高阶的侧模跃变所致^[116-117]。引起侧模跃变的原因是大注入电流使得激光器内增益和介电常数的分布发生变化。但对于 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器, 情况有所不同。我们在 30°C 、10%占空比 (脉宽 $1\mu\text{s}$, 周期 $10\mu\text{s}$) 的条件下, 测量了注入电流为 220mA、280mA、340mA、400mA 时的激射谱。测量点对应于图 5-22 中 I-P 曲线上箭头所指的位置。图 5-23 为相应的激射谱。当注入电流为 220mA 时, 对应于 I-P 曲线起始阶段光功率随电流线性增加的部分。此时, 在激射谱中存在 $2.01\mu\text{m}$ 和微弱的 $1.865\mu\text{m}$ 的激射模式。当注入电流增加到 280mA 时, 对应于 I-P 曲线平台的初始部分。激射谱中不仅存在 $2.01\mu\text{m}$ 的激射模式, 同时出现了 $1.865\mu\text{m}$ 的激射模式, 但 $2.01\mu\text{m}$ 的激射模式占主导地位。注入电流为 340mA 时, 对应于 I-P 曲线平台的结束部分, 此时激射谱仍包括 $2.01\mu\text{m}$ 和 $1.865\mu\text{m}$ 的两个激射模式, 但 $1.865\mu\text{m}$ 的激射模式占据了主导地位, 强度超过了 $2.01\mu\text{m}$ 处的激射模。到注入电流为 400mA 时, 对应于 I-P 曲线的第三部分, 即光功率再次与注入电流呈正比。这时 $2.01\mu\text{m}$ 处的激射峰已经微乎其微了, 而 $1.865\mu\text{m}$ 处的激射模式完全占据了主导地位。由此可见导致 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器 I-P 曲线扭折的原因是激光器激射模式从 $2.01\mu\text{m}$ 到 $1.865\mu\text{m}$ 的跃变, 峰位同时发生红移。

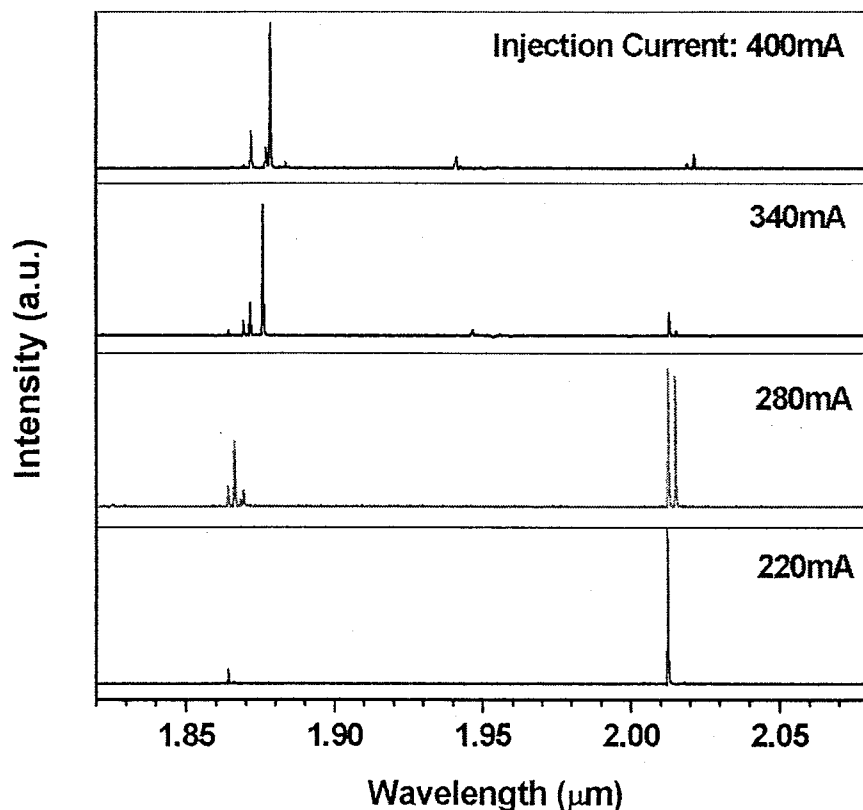


图 5-23 温度为 30°C ，占空比为 10% 时，不同注入电流下的激光谱。

在 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器激光谱中 $2.01\mu\text{m}$ 处的激光模式非常好理解，是量子阱中导带第一电子子能级向价带第一重空穴子能级的跃迁所引起的，这正是我们对激光器设计中希望得到的结果。但 $1.865\mu\text{m}$ 处的激光模式是如何产生的呢？我们对 AlGaAsSb/InGaAsSb 量子阱结构进行了能带结构的计算。与激光器有源区一样，取 In 组分为 0.15，Al 组分为 0.21，AlGaAsSb 和 InGaAsSb 中 As 组分均为 0.02。阱宽取 15nm 。此时 InGaAsSb 量子阱与 GaSb 衬底之间存在约 0.9% 的失配，即量子阱中存在压应变。因此在计算中考虑到了应变对能带的影响。计算示于图 5-24。第一电子能级 E1 向第一重空穴子能级 HH1 的跃迁对应的能量为 0.592eV ，与多量子阱的 PL 峰位对应的 0.608eV ($2.04\mu\text{m}$) 一致。而从第二电子能级 E2 向第二重空穴能级 HH2 的跃迁对应的能量为 0.670eV ，与 $1.865\mu\text{m}$ 激光模式对应的 0.665eV 只相差 5meV ，误差很小。因此可以认为，短波长 $1.865\mu\text{m}$ 的激光模式对应于从第二电子能级向第二重空穴能级的跃迁。 $1.865\mu\text{m}$ 激光模式的存在也是由锑化物材料能带结构决定

的。AlGaAsSb 与 InGaAsSb 有相当大的导带带阶，因此量子阱中可以存在多个子能级。在我们的激光器有源区中，导带带阶达 0.27eV ，计算发现存在 3 个电子子能级。第二电子子能级的位置距离势垒层的导带边较远，电子波函数被局域在量子阱中，载流子不易泄漏，因此也容易形成激射。而对于价带，在压应变的作用下轻重空穴带发生分裂，重空穴带在能带结构图中向上移动，相应增加了空穴的势垒高度，形成多个重空穴子能级，而且对重空穴的限制也得到改善。总之，无论对导带还是对价带，AlGaAsSb/InGaAsSb 应变多量子阱结构都有利于形成电子和空穴激发态之间的跃迁和由此导致的激射。

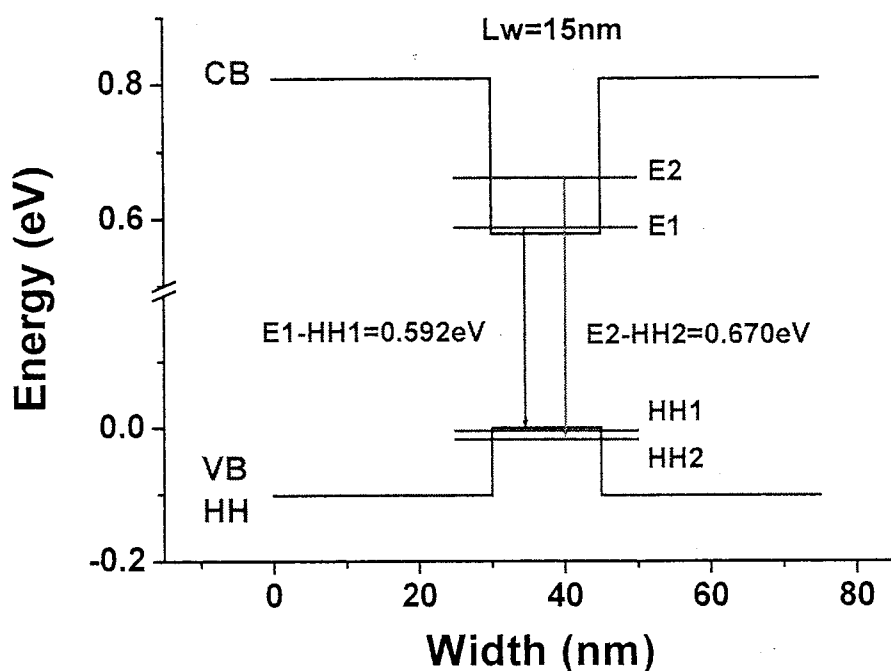


图 5-24 AlGaAsSb/InGaAsSb 量子阱的能带结构和子能级位置。

理想情况下，如果同时存在两种激射模式，那么 I-P 曲线应该为这两种激射模式的叠加，如图 5-25(a)所示。图中曲线 1 对应于 E1-HH1 跃迁产生的激射，曲线 2 对应于 E2-HH2 跃迁产生的激射，曲线 3 为表观的 I-P 曲线，即曲线 1 和曲线 2 的叠加。表观的 I-P 曲线曲线 3 包括两个部分。第一部分只存在 E1-HH1 的跃迁，为正常的激光器光功率与电流的关系，即电流达到阈值后光功率与注入电流呈正比。第二部分同时存在 E1-HH1 和 E2-HH2 两种跃迁，其光功率与注入电流仍呈正比，而斜率应大于第一部分。但实际上并非如此。在实测的

AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器 I-P 曲线中存在一个平台，在更大的占空比条件下 I-P 曲线甚至为“M”型（即平台处发生凹陷）。图 5-25(b)解释了产生这种现象的原因。图中曲线 1、2、3 与图 5-25(a)一样，分别对应于 E1-HH1 跃迁产生的激射、E2-HH2 跃迁产生的激射和表观的 I-P 曲线。与图 5-25(a)不同的是曲线 1 所表示的 E1-HH1 跃迁对应的 I-P 曲线随着注入电流的增加，光功率发生了饱和甚至衰减。这是因为激光器有源区内的温度随注入电流的增大而升高，非辐射复合速率也相应提高，而长波长的辐射更容易受到非辐射复合过程的影响，所以光功率逐渐下降。同时，随着温度的升高和电流的增大，按玻耳兹曼统计分布，电子和空穴占据激发态能级的概率呈指数上升，反而容易形成激发态能级之间跃迁导致的激射，如图中曲线 2 所示。这两种效应的叠加形成了实验中观察到的 I-P 曲线，即曲线 3。

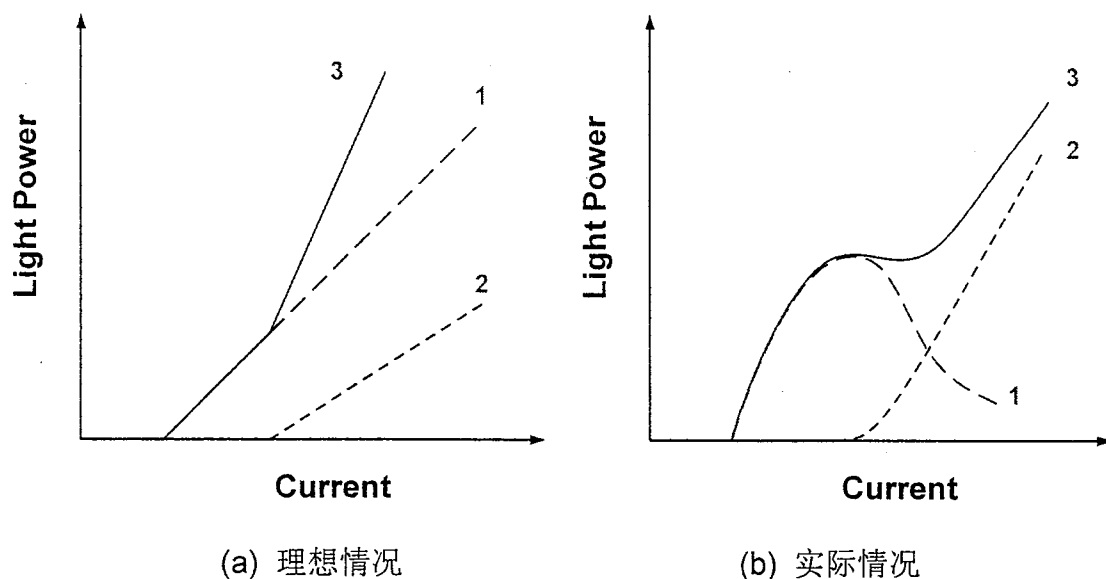


图 5-25 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器 I-P 曲线扭折产生机制示意图。

曲线 1—E1-HH1 跃迁产生的激射。曲线 2—E2-HH2 跃迁产生的激射。

曲线 3—表观的 I-P 曲线，即曲线 1、2 之和。

综上所述，由于 AlGaAsSb/InGaAsSb 具有非常大的 ΔE_c ，使得量子阱对电子的束缚增强，从而形成 E2-HH2 跃迁引起的激射。量子阱激光器注入电流的增加和有源区温度的升高导致了 E1-HH1 和 E2-HH2 两种跃迁的切换，进而形成了激光器 I-P 曲线的扭折。

5.5.5 寿命测试

由于我们研制的 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器最终的目标是投入到痕量气体监测、环境监控等领域进行实际应用，因此必须考虑到激光器的寿命问题以及激光器输出功率随工作时间的衰减。

我们对脊波导 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器进行了寿命测试。实验所用的芯片脊条宽 $5\mu\text{m}$ ，腔长 $600\mu\text{m}$ 。芯片 p 面向上用 In 焊在白宝石过渡热沉上，白宝石过渡热沉也用 In 焊在镀金的铜热沉上。激光器电极由金线引出。为了保证注入电流分布均匀，每个激光器的 p 面电极有三根金线。寿命实验样品的放置示于图 5-26。激光器工作在准连续条件下，脉冲驱动电流的重复频率为 100KHz，脉冲宽度为 $1\mu\text{s}$ ，占空比 10%，测试电流稳定在 150-151mA 之间。由于日光、白炽灯的光谱分布中均包含了较强的 2- $5\mu\text{m}$ 波段的分量，会对 InSb 探测器产生干扰。为了避免这些外界光源的影响，实验中将激光器和 InSb 探测器置于遮光罩内，以保证实验结果的可靠性。

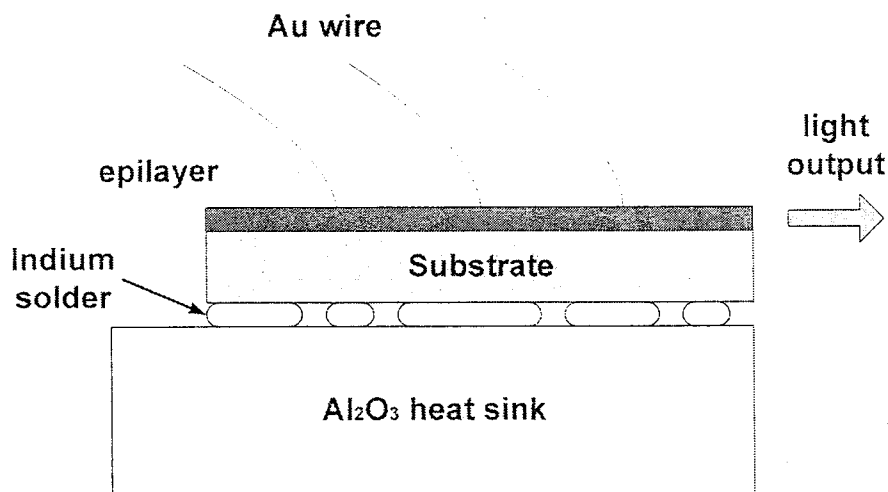


图 5-26 寿命实验样品示意图

经过超过 1000 小时的持续准连续运转条件下的寿命实验，激光器仍继续受激。由于激光器通过 HP8114A 脉冲发生器进行驱动，该脉冲发生器为电压源。实验中驱动电压保持恒定，同时对流过激光器的电流（即激光器的驱动电流）进行监控。我们发现，随着测试时间的增加，激光器的驱动电流并没有发生明显的变化，只是在 150-151mA 之间波动，这说明激光器的电阻没有随着测试时间的

增加而改变。图 5-27 为激光器输出功率随时间的变化。从图中可以明显的看到，光功率随测试时间增加而不断衰减。开始测量时激光器功率在 151mA 下可达 7.6mW ，经过 1000 小时寿命实验后仅为 3.4mW 。这个衰减过程并不是均匀的，可以分成两个阶段。第一个阶段在 0-120 小时范围内，激光器的输出光功率从 7.6mW 降至 4.2mW ；第二个阶段激光器输出功率从 120 小时处的 4.2mW 降到 1000 小时处的 3.2mW 。第一个阶段的衰减速率要大大超过第二个阶段，也就是说激光器的老化过程包括了一个快速老化过程和一个缓慢老化的过程，这两个阶段的交点在 120 小时处。

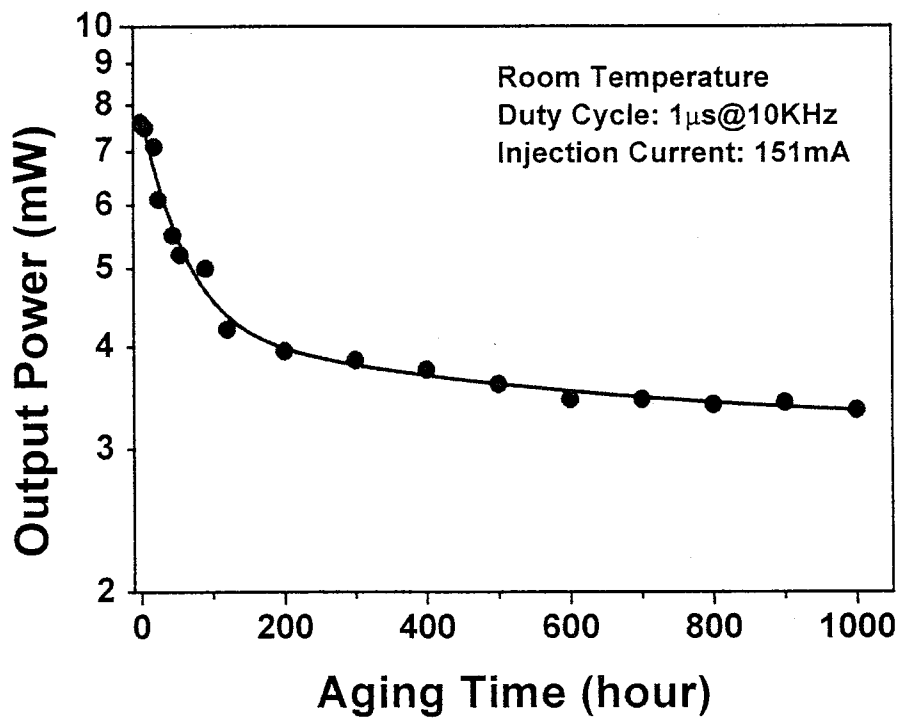


图 5-27 激光功率随老化时间的衰减。

我们也对不同测试时间下的激光器 I-P 曲线进行了测量，结果示于图 5-28。从图中可以看到，激光器的阈值电流随老化时间缓慢增加，而发生激射后 I-P 曲线的斜率基本没有发生明显的变化，激光器的 I-P 曲线随老化时间沿着电流轴水平移动。图 5-29 为对图 5-28 进行微分得到的外量子效率与电流的关系。与 I-P 曲线类似， η -I 曲线也只是随着老化时间沿横轴平移，激射后的外量子效率基本没有发生变化，都在 24% 左右。

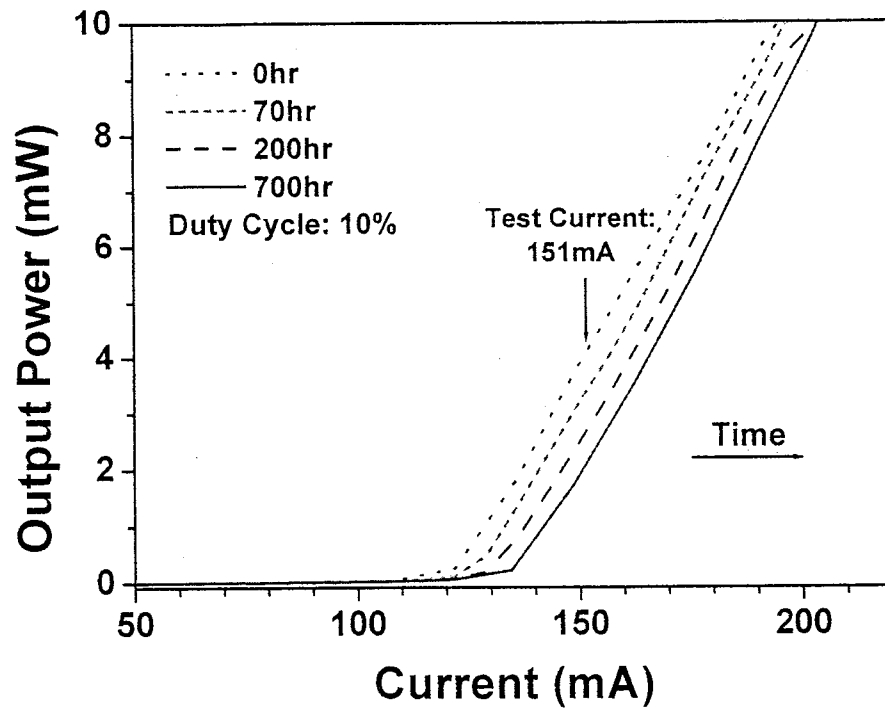


图 5-28 不同老化时间下的激光器光功率曲线。

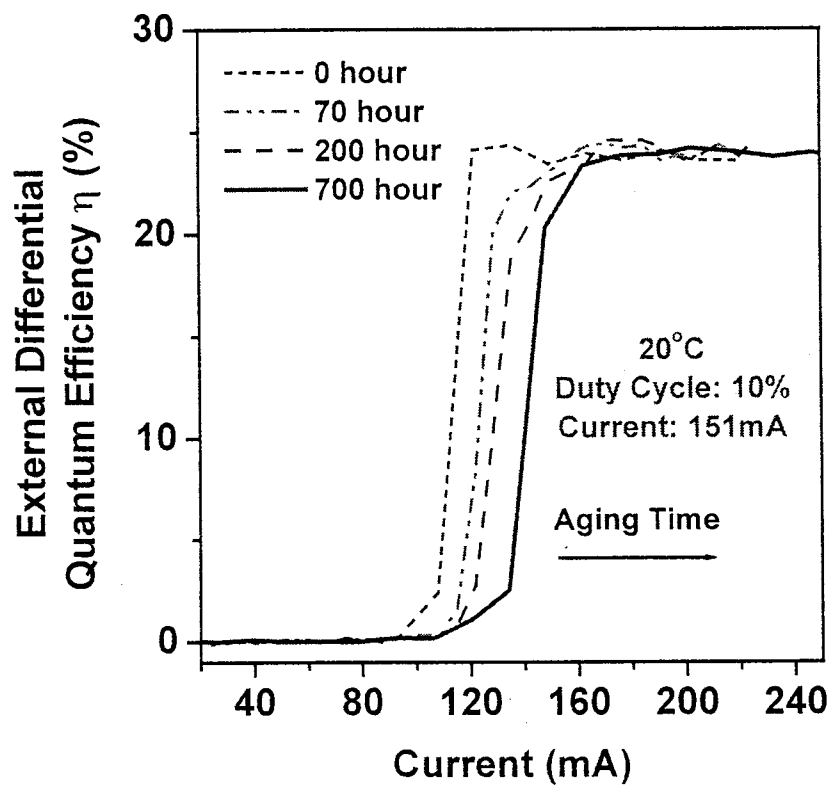


图 5-29 不同老化时间下的外微分量子效率与电流的关系。

激光器的退化模式主要分为两种。第一种模式为在较低的老化温度下, 经老化实验后阈值电流增加而量子效率几乎没有变化。第二种模式为在较高的老化温度下, 经老化实验后阈值电流增加而量子效率也发生衰减。根据寿命实验的条件和结果, 显然 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器退化的机制与第一种退化模式类似。

激光器的阈值电流密度可以用注入载流子寿命来表示^[118]:

$$J_{th} = qn_{th}d / \tau_s \quad (5-2)$$

式中 q 为电子电量, n_{th} 为阈值载流子浓度, d 为有源区厚度。假定激光器退化并不是非常严重, n_{th} 可以看成是一个常量。那么退化前和退化后的阈值电流密度的关系可以表达为:

$$J_{th}(t) / J_{th}(0) = \tau_s(0) / \tau_s(t) \quad (5-3)$$

式中 $J_{th}(t)$ 和 $\tau_s(t)$ 为老化实验后的阈值电流密度和注入载流子寿命, $J_{th}(0)$ 和 $\tau_s(0)$ 为初始状态时的阈值电流密度和注入载流子寿命。在老化实验中, 缺陷的产生和载流子俘获中心的增加会导致注入载流子寿命降低, 从而引起阈值电流变大^[118-121]。由于老化实验中, 激光器的外微分量子效率几乎没有改变, 由此可以推断激光器内的光学吸收系数, 即激光器的光学损耗并没有明显的变化。Fukuda 和 Iwane 在 InGaAsP 埋层异质结激光器中也观察到了类似的现象, 经过载流子寿命的测量, 他们把这一现象归因于注入载流子寿命在老化实验后降低, 而光子寿命并没有发生变化^[118-119]。综上所述, 导致 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器退化的主要原因是激光器内的缺陷在工作时繁衍和载流子俘获中心的增加。这些缺陷降低了注入载流子寿命, 但对光子寿命没有影响。

由于激光器在实际应用中必须与控制电路、驱动电路配合, 有其固定的工作点。随着工作时间的增加, 激光器阈值电流增加, 导致工作点漂移, 会引起系统不稳定。因此对激光器阈值电流的上升趋势必须有定量的估计。图 5-30 给出了 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的阈值电流随老化时间的变化。图中同时给出了从 $I_{th}(0)$ (初始阈值电流) 到 $1.2I_{th}(0)$ 范围。800 小时老化实验后阈值电流仍在此范围之内。

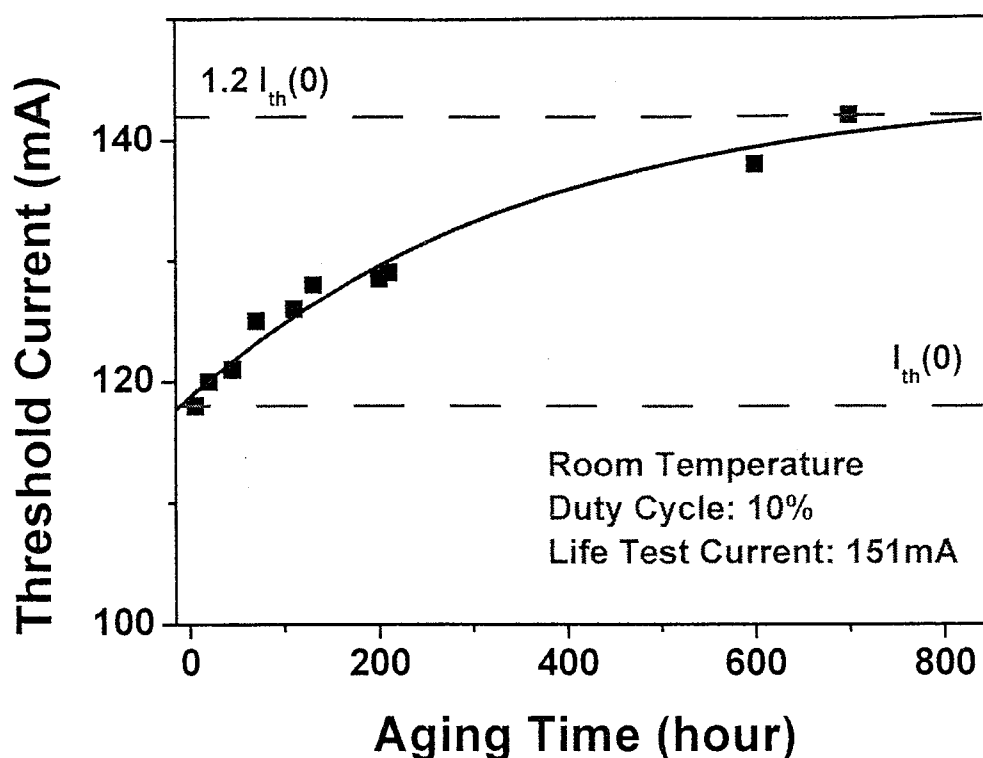


图 5-30 阈值电流与老化时间的关系。

如前文所述, AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的光功率输出随着老化实验的进行呈分段衰减, 在实验的开始阶段光功率衰减得很快, 而之后衰减速率明显降低。这个现象仍可以用非辐射复合中心的增加加以解释, 但同时必须考虑到器件的封装与焊接问题。在本实验中激光器是用 In 通过加热焊在白宝石热沉上的。尽管 In 具有很好的延展性, 熔点也很低, 但在实际的焊接过程中仍会产生不接触不均匀的现象, 如图 5-26 所示。有些地方激光器的 n 面没有与 In 很好的接触, 甚至脱开, 导致激光器中的电流分布不均匀, 某些地方电流密度大, 有些地方电流密度小。在电流密度大的地方, 激光器材料中的缺陷更容易生成并扩展。在驱动电流保持不变的情况下, 这部分区域的光输出功率随之迅速衰减, 也就是说在这些区域老化过程十分迅速。激光器初始阶段的快速老化就是由这些大电流密度区域决定的。随着老化时间的增加, 大电流区域的老化过程减缓, 激光器的老化过程的速率分布趋于均匀, 老化速率由整个激光器决定。由此可见, 激光器的焊接、封装工艺对激光器的寿命有显著的影响。

5.6 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 台面宽条激光器

台面宽条激光器的台面宽度为 $20\mu\text{m}$ - $120\mu\text{m}$ ，腔长为 $300\mu\text{m}$ - 2mm 。激光器 I-V 特性的开启电压为 0.6V ，微分串联电阻为 7Ω 。在低于 185K 的温度下，台面条形激光器可以连续工作，在 185K 以上激光器只能脉冲工作。以下就激光器在连续和脉冲条件下的性能分别加以说明。

5.6.1 连续工作方式

图 5-31 为不同温度下台面宽条激光器连续工作时的 I-P 曲线。测量中激光器由 ILXLightwave LDC-3900 直流激光器电源提供电流驱动。宽条激光器的条形宽度为 $40\mu\text{m}$ ，腔长 1mm 。激光器在 185K 以下能实现连续工作。当温度比较低时激光器的阈值电流比较低， 77K 下 80mA ，相应的阈值电流密度为 $200\text{A}/\text{cm}^2$ 。此时激光器的 I-P 曲线也显示出良好的线性关系，没有观察到类似于脊波导激光器的扭折现象。这是因为宽条激光器内相应的电流密度(也就是注入载流子浓度)远低于脊波导激光器，因此第二个电子子能级不易被占据，形成激射。随着温度的升高，阈值电流增加并不十分显著，从 77K 到 130K ，阈值电流只增加约 20mA ，相应的阈值电流密度的增加为 $50\text{A}/\text{cm}^2$ 。温度进一步上升时，阈值电流增加十分显著。这说明温度升高后，俄歇复合等非辐射复合跃迁产生的损耗迅速增加。当温度到达 185K 时，如图中所示，激光器刚刚激射就发生光功率的饱和。

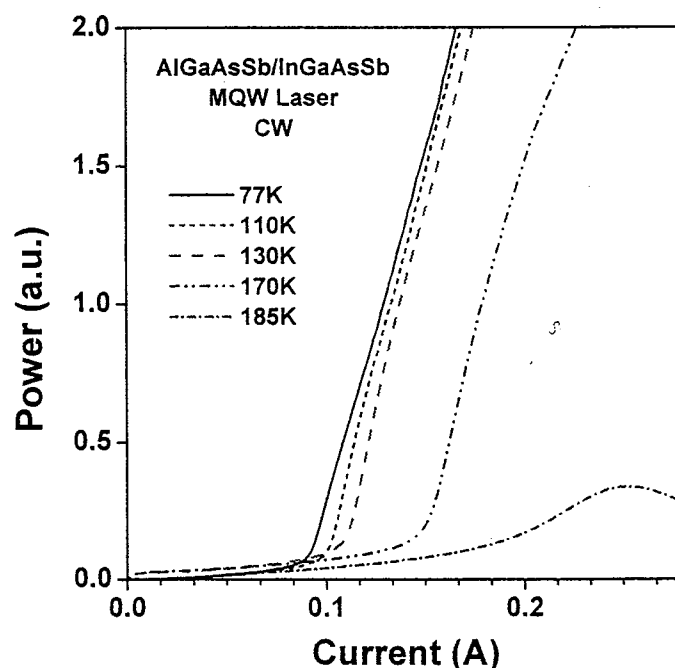


图 5-31 不同温度下台面宽条激光器连续工作时的 I-P 曲线。

图 5-32 为不同温度下激光器在连续工作时的激射光谱。随温度升高，激射波长发生红移，120K 下激光器的激射波长为 $1.898\mu\text{m}$ ，而在 180K 下激射波长为 $1.954\mu\text{m}$ 。激射波长与温度呈线性关系，直线的斜率为 $9.8\text{\AA}/\text{K}$ 。

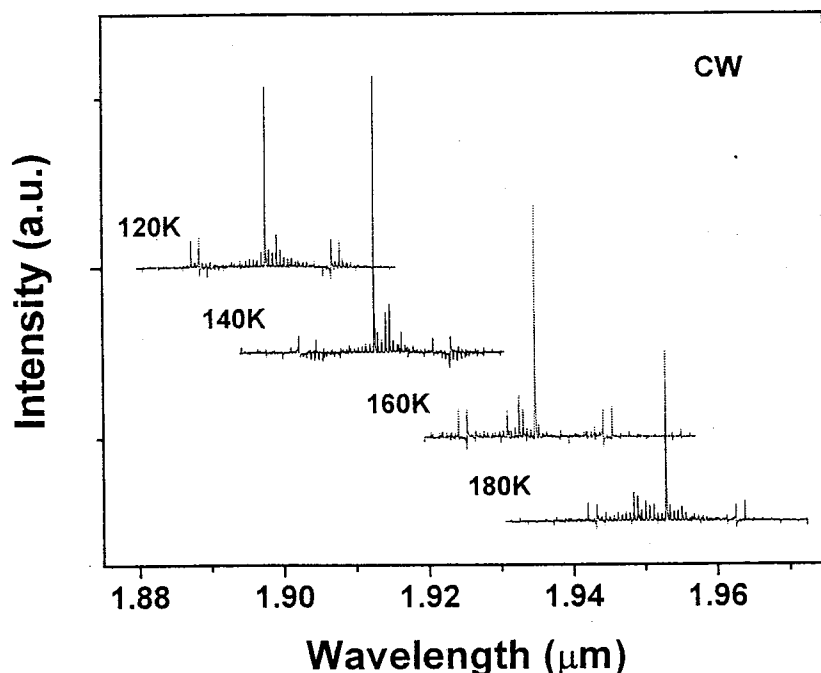


图 5-32 激光器在连续工作时的激射光谱。

5.6.2 脉冲工作方式

图 5-33 为脉冲方式下工作的台面条形 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的 I-P 曲线。激光器的条宽为 $40\mu\text{m}$ ，腔长 1mm ，与上一节所述一样。电流脉冲宽度为 500ns ，周期为 $10\mu\text{s}$ 。激光器在 77K 下阈值电流为 75mA ，相应的阈值电流密度为 $190\text{A}/\text{cm}^2$ 。在 250K 下，阈值电流为 390mA ，相应的阈值电流密度为 $965\text{A}/\text{cm}^2$ 。从图中可以发现，当温度接近室温时，激光器的阈值电流增加十分迅速，量子效率也大大降低。台面条形 AlGaAsSb/InGaAsSb 在脉冲方式下工作温度最高可达 275K，但在此时阈值电流超过 0.5A ，相应的阈值电流密度也在 $1\text{KA}/\text{cm}^2$ 以上。

图 5-34 为台面条形 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器脉冲工作时阈值电流与温度的关系。在 77K 到 150K 的温度范围，激光器阈值电流随温度变化不大，特征温度可达 200K。在 180K 到 250K 的温度范围内，阈值电流随温度增加很快，特征温度只有 60K。

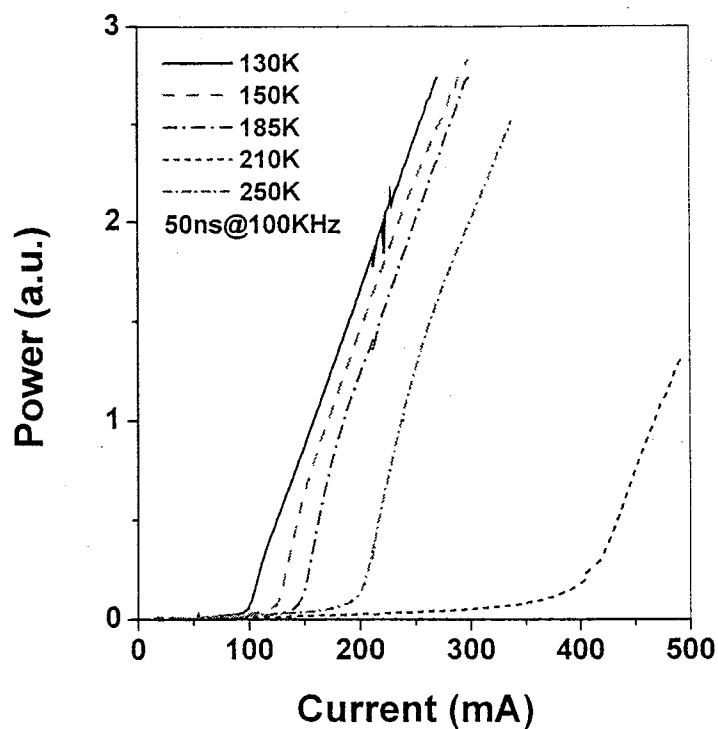


图 5-33 脉冲方式下工作的台面宽条激光器光功率与电流的关系。

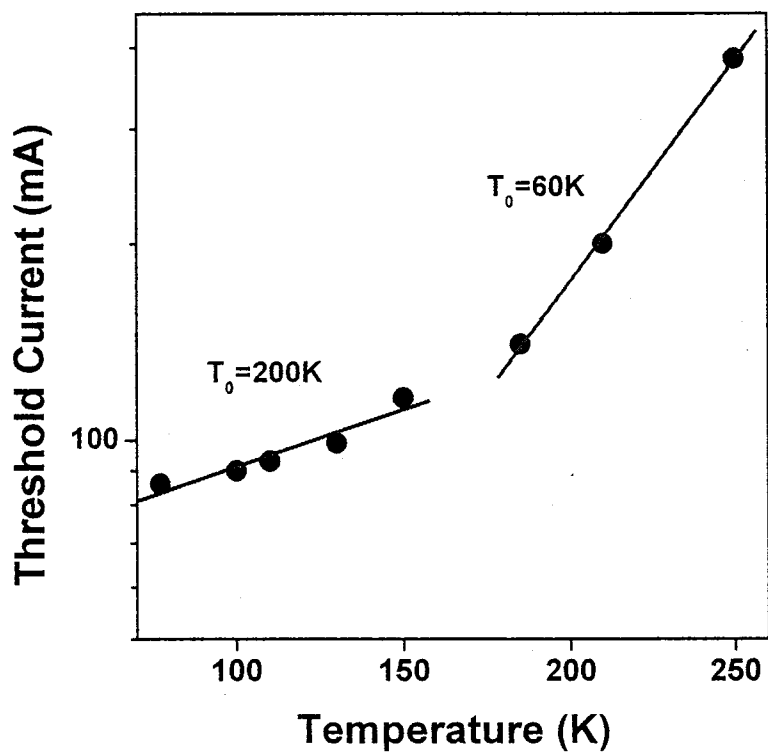


图 5-34 脉冲工作下台面宽条激光器阈值电流与温度的关系。

脉冲工作条件下, 台面宽条 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器不同温度下的激射谱示于图 5-35。测量时的占空比为 5%。当温度从 210K 变化到 270K, 激光器的激射波长相应从 $1.955\mu\text{m}$ 增加到 $1.992\mu\text{m}$ 。激射波长随温度的变化关系示于图 5-36。图中直线的斜率为 $7.2\text{\AA}/\text{K}$, 与连续工作时相比要小。这是因为在脉冲工作条件下, 激光器的发热可以在两个电流脉冲之间的时间内耗散掉, 而连续工作时激光器的散热完全受热沉温度和注入电流大小控制, 所以激光器在脉冲条件下有源区温度升高的速率要小于连续工作条件下的情况。因此脉冲条件下激射波长的红移会小于连续工作的情况。

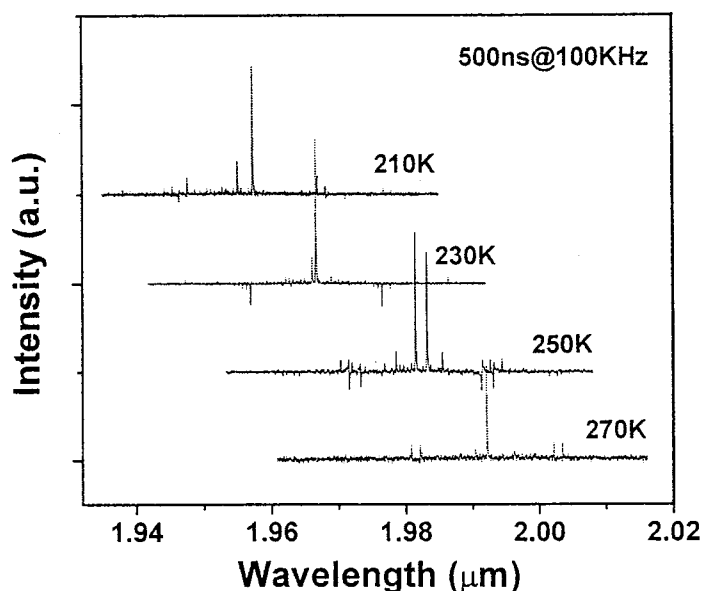


图 5-35 脉冲工作下台面宽条激光器的激射谱

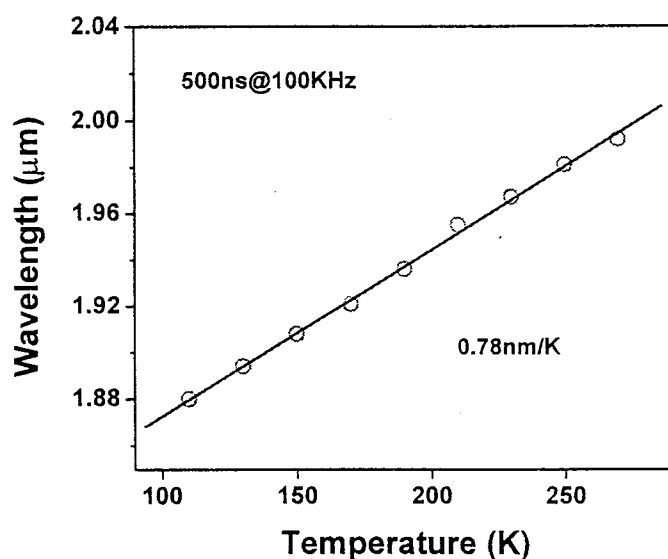


图 5-36 台面宽条激光器脉冲工作时激射波长与温度的关系

5.7 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器

制备 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器的材料如前所述，限制层是高铝组分 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{AsSb}$ 。平面宽条激光器器件的条宽在 $20\mu\text{m}$ - $120\mu\text{m}$ 之间，腔长可以任意解理，一般在 $300\mu\text{m}$ - 1.5mm 。

由于 $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{AsSb}$ 相对于 $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{AsSb}$ 而言，n 型掺杂浓度更高。因此相应的激光器的串联电阻应当更小。图 5-37 为平面宽条激光器的 I-V 曲线。器件的开启电压为 0.5V 左右，微分串联电阻只有 $3\text{-}4\Omega$ ，低于脊波导激光器和台面条形激光器的 $5\text{-}7\Omega$ ，与理论预计相吻合。

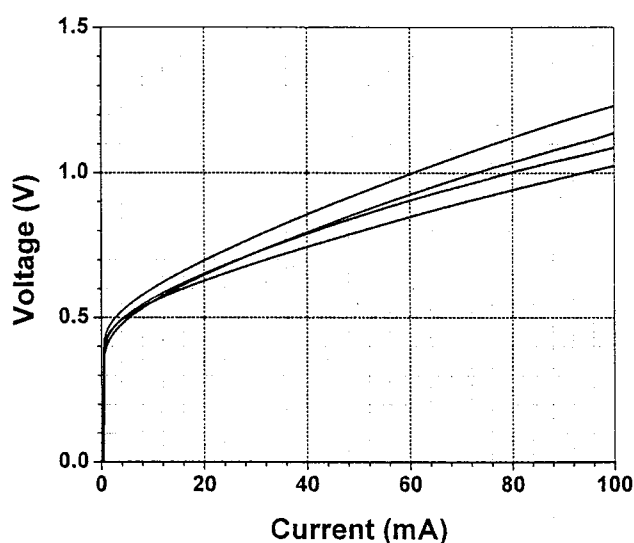


图 5-37 平面宽条激光器的 I-V 曲线

由于平面宽条激光器没有任何限制侧向电流扩展的机制，因此阈值电流很大。对于我们制备的腔长 1mm 、条宽 $60\mu\text{m}$ 的 AlGaAsSb/InGaAsSb 平面宽条激光器，当占空比为 0.1% 时，阈值电流在 190K 下高达 2A ，相应的阈值电流密度达 $3.3\text{KA}/\text{cm}^2$ 。图 5-38 为不同温度下平面宽条激光器的激射谱。激光器的最高工作温度可达 190K 。图 5-39 为激射波长随温度的变化关系。图中直线的斜率为 $9.8\text{\AA}/\text{K}$ ，比脉冲条件下工作的台面宽条激光器和脊波导激光器都要大。说明平面宽条激光器由于没有侧向电流扩展的限制，必须提供很大的注入电流，导致发热相当严重。

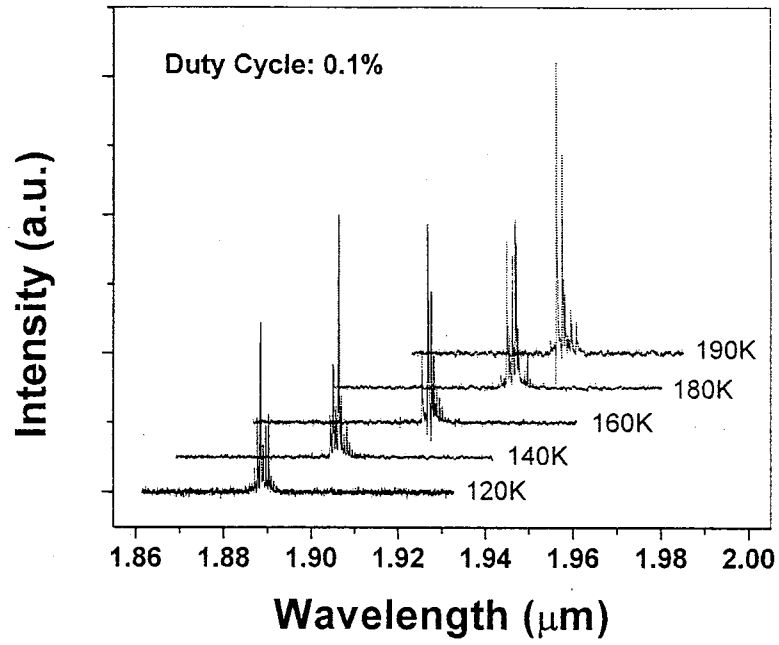


图 5-38 不同温度下，平面宽条 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的激射谱

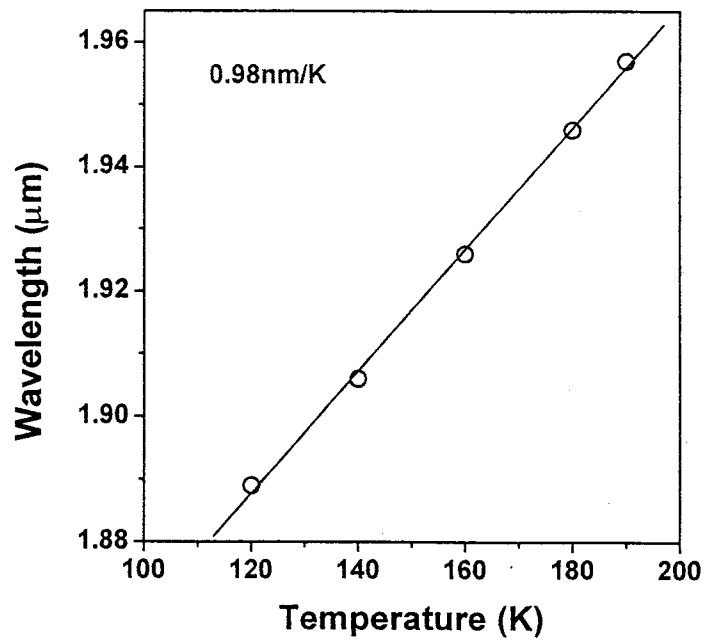


图 5-39 平面宽条 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的激射波长与温度的关系。

5.8 小结

本章报导了 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器结构的量子设计, 脊波导、台面宽条和平面宽条三种激光器结构器件制备工艺, 激光器性能的结果, 并对脊波导的 I-P 曲线扭折机理进行了理论解释。文中给出了限制层 Al 组分分别为 0.42 和 0.8 的两种 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 多量子阱激光器材料结构及其异质结能带结构。这两种激光器材料均采用了加宽波导设计, 以减小高掺杂限制层中自由载流子吸收对激光器带来的损耗。详细描述了 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱脊波导激光器、台面宽条激光器、平面宽条激光器的制备工艺。所制备的脊波导激光器最高工作温度达 80°C , 激射波长 $2.01\mu\text{m}$, 室温下阈值电流 80mA , 特征温度 90K , 10°C 下可在 60% 占空比下准连续工作。AlGaAsSb/InGaAsSb 脊波导激光器经超过 1000 小时的准连续工作寿命实验后, 仍能在室温下受激, 阈值电流增加不超过 20%。本章还讨论了脊波导激光器 I-P 曲线中的扭折现象。经过理论计算和光谱实验, 证明 I-P 曲线的扭折是由量子阱中电子和空穴激发态能级 (E_2 和 HH_2) 之间的跃迁造成的。我们制备的台面宽条 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器可以在 185K 下连续工作, 在脉冲条件下最高工作温度为 270K 。 77K 下阈值电流密度仅为 $200\text{A}/\text{cm}^2$, 但在接近室温时, 阈值电流密度迅速增加。 $180\text{-}250\text{K}$ 范围内特征温度为 60K 。我们制备的高 Al 组分限制层平面宽条激光器实现 190K 下脉冲受激。激光器的串联电阻仅为 $3\text{-}4\Omega$ 。但阈值电流密度较大, 高达 $3.3\text{KA}/\text{cm}^2$ 。

第六章 InGaAsSb PIN 探测器器件物理与性能的研究

6.1 引言

中红外波段探测器在红外成像、污染监测和工业过程控制等领域有着重要的应用价值。常规的 InSb、HgCdTe 中红外探测器必须在液氮温度下工作，因此在应用上受到一定的限制。长期以来，人们一直在寻找适于制备无需致冷的中红外探测器材料。InGaAsSb 四元系合金半导体材料就是一种能满足上述的要求的材料。其禁带宽度能覆盖 2-4 μm 波段，并且由该材料制备的 PIN 探测器已经被证明能在室温下工作。但 InGaAsSb 探测器目前存在反向特性较软，反向漏电流过大，导致噪声偏大的问题。并且，探测器的响应度、探测率都需要进一步的提高，以达到实用的目的。

6.2 表征探测器性能的基本参数

表征光电探测器性能的基本参数主要包括响应度、探测率、峰值波长、量子效率等。

光电探测器的响应度定义为单位光辐射功率在光电探测器上所产生的光电电压 V_s 或光电流 I_s ，即^[122,123]：

$$R_v = \frac{V_s}{P} \quad \text{或} \quad R_I = \frac{I_s}{P} \quad (6-1)$$

P 为光辐射功率。 R_v 、 R_I 分别为电压和电流响应度。二者之间有如下关系

$$R_v = R_d \times R_I \quad (6-2)$$

其中 R_d 为器件在工作点附近的微分电阻。以下以电压信号为例对探测器的性能参数进行说明。

光电探测器的输出信号电压或电流的有效值等于噪声方均根电压或电流时，此时的入射光功率称为最小可探功率，即噪声等效功率 NEP 。

$$NEP = \frac{P_s}{V_s/V_n} = \frac{V_n}{R_v} \quad \text{或} \quad NEP = \frac{P_s}{I_s/I_n} = \frac{I_n}{R_I} \quad (6-3)$$

其中 V_n 、 I_n 为器件的噪声电压和噪声电流， V_s 、 I_s 为器件的信号电压和信号电流，

V_s/V_n 、 I_s/I_n 为信号噪声比, P_s 为入射辐射功率。最小可探测功率或噪声等效功率越小, 探测器的性能越好。表示它的探测能力越高。通常取 NEP 的倒数—探测率来表示探测器探测弱信号的能力。探测率 D 与测量条件有关, 对于许多类型的探测器来说, NEP 与探测器的受光面积 A 及测量系统的带宽 Δf 乘积的平方根成正比。为了便于比较不同探测器的性能, 定义归一化的探测率 D^* :

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP} = \frac{R_v \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{V_n^2}} \quad \text{或} \quad D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP} = \frac{R_i \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{I_n^2}} \quad (6-4)$$

其中 A 的单位为 cm^2 , Δf 的单位为 Hz , R_v 的单位为 V/W , V_n 的单位为 V , R_i 的单位为 V/W , I_n 的单位为 A , D^* 的单位为 $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。

当探测器中的热噪声起主导作用时, 扩散电流噪声决定了探测率。扩散电流可以表示成:

$$I(V) = I_{sat} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (6-5)$$

式中, V 为外加电压, I_{sat} 为反向饱和电流。扩散电流的均方噪声电流为:

$$\overline{I_n^2} = 2q \left[AI_{sat} \left(e^{\frac{eV}{kT}} + 1 \right) \right] \quad (6-6)$$

A 为器件光敏面积, 定义零偏压下的电阻 $R_0 = \frac{dI}{dV} \Big|_{V=0} = \frac{qI_{sat}}{kT}$, 则在零偏压下, 探测率为:

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \eta q \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} \quad (6-7)$$

式中 λ 为峰值波长。零偏压下的电阻与探测器光敏面积的乘积 $R_0 A$ 是探测器品质的关键参数。它与器件的面积无关, 只与器件的内在性能有关。它是由探测器的零偏压下结电流的各种噪声机制决定的, 并与探测率密切相关。

对于实际器件, 由于其光谱响应是不平坦的, 因此其响应度和探测率都是与光波长有关的参数, 可记为 R_λ 和 D_λ^* , 因此除需测得器件的相对光谱响应外还需测量器件对单色光的响应度才能确切地了解器件的响应度和探测率。在长波长红外 (LWIR) 及中波长红外 (MWIR) 这些红外波段上, 由于单色光的产生及其功率标定比较困难, 实际测量中常采用黑体辐射光源进行测量并根据黑体辐射的

特性计算出器件的单色响应度和探测率。由于黑体的辐射特性与其温度间有确定的关系，而温度是一个较容易测量和标定的参数，因此在红外波段的测量中被广泛采用。

对于黑体辐射，其辐射功率按波长的分布 $r(\lambda, T)$ 为：

$$r(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \quad (6-8)$$

其中 T 为黑体温度， λ 为波长， k 为玻耳兹曼常数， h 为普朗克常数， c 为光速。

图 6-1 为不同黑体温度下光子数与波长的关系。对于不同波长的探测器，应按图 6-1 选择相匹配的黑体辐射温度。

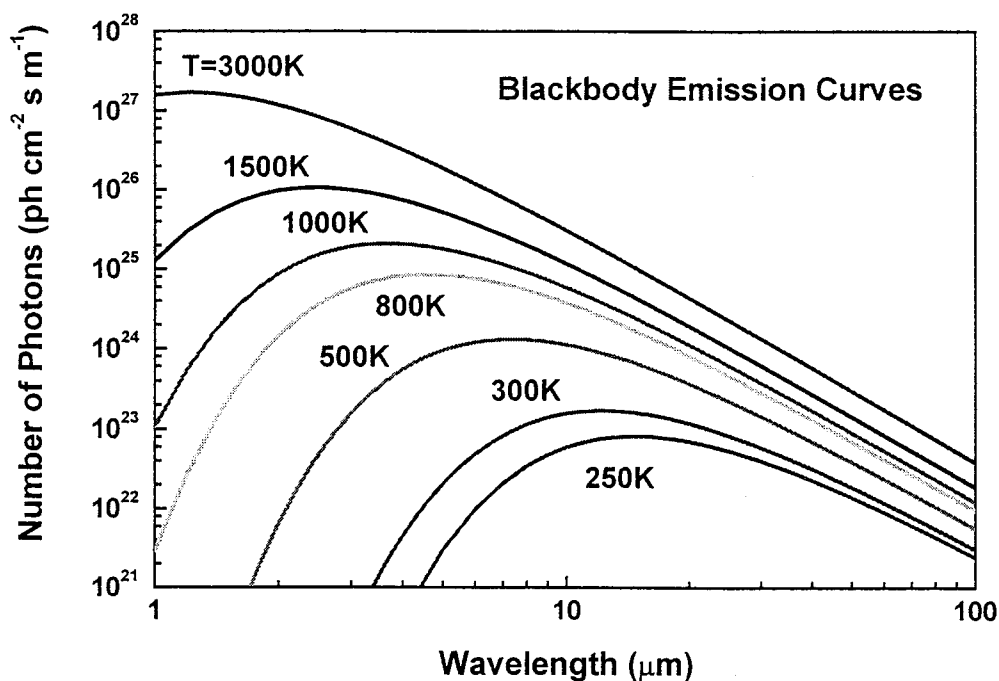


图 6-1 不同温度下的黑体辐射曲线

由于黑体辐射的强度分布有确定的表达式，因此可以定义探测器对黑体辐射源的响应度和探测率为 R_{bb} 和 D_{bb}^* ，而 R_{bb} 、 D_{bb}^* 和 R_λ 、 D_λ^* 之间的换算关系可以表达为：

$$R_{bb} = \frac{\int_0^\infty R(\lambda) r(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty r(\lambda, T) d\lambda} \quad (6-9)$$

$$D_{bb}^* = D_{\lambda}^* \frac{\int_0^{\infty} R(\lambda) r(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda} \quad (6-10)$$

如对探测器的响应度 $R(\lambda)$ 按其峰值波长 λ_p 处的响应度 $R_{\lambda p}$ 进行归一化处理得出器件的归一化响应光谱 $R(\lambda)'$, 即 $R(\lambda) = R_{\lambda p} R(\lambda)'$, 并定义与相对响应光谱有关的参数 G (常称为 G 因子), 即:

$$G = \frac{\int_0^{\infty} R(\lambda)' r(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda} \quad (6-11)$$

G 因子是一个小于 1 的数, 器件的光谱响应越宽则 G 越大, 式 6-9 和 6-10 可简单地表达为:

$$R_{bb} = G \cdot R_{\lambda p} \quad (6-12)$$

$$D_{bb}^* = G \cdot D_{\lambda p}^* \quad (6-13)$$

实际测量中只要根据器件的相对光谱响应计算出 G 因子, 即可对其黑体响应参数和单色响应参数进行换算。

6.3 探测器器件物理研究

6.3.1 InGaAsSb PIN 探测器的噪声

所有探测器所能探测到的最小辐射功率都受到各种形式的噪声的限制。这些噪声可以由探测器本身、探测器响应的辐射能量和探测器后接的放大电路产生。我们所关心的是探测器本身产生的噪声。最佳探测器设计的目标是降低探测器的内部噪声, 直到探测器本身产生的噪声远低于辐射引起的噪声。

探测器本身产生的噪声主要包括热噪声、俄歇复合噪声、产生-复合噪声、遂穿噪声以及表面复合噪声^[124]。热噪声是电子的无规则热运动造成的, 也称为 Johnson 噪声, 可以通过致冷来降低热噪声电流。俄歇复合过程是指半导体中导带与重空穴带、轻空穴带、自旋分裂带之间无辐射的复合过程。俄歇复合噪声是所有噪声机制中最重要的, 尤其是在温度较高时对器件性能影响较大。产生-复合噪声也是一种对器件性能影响较大的噪声种类。它的产生是电子和空穴通过空间电荷区的杂质和缺陷能级发生复合造成的, 它与结区的陷阱浓度、杂质的俘获截面等因素有关。低温下产生-复合噪声比较明显。遂穿噪声是指在 p-n 结的两侧, 一边导带上的电子穿过耗尽层直接隧穿或通过耗尽层中的杂质、缺陷能级遂

穿到另一侧的价带，与空穴发生复合而产生的噪声。该噪声的影响在窄禁带半导体中尤为明显。对于 InGaAsSb PIN 探测器而言，俄歇复合噪声和产生-复合噪声是最重要的两种噪声机制，下面将对这两种机制对 R_0A 的影响进行详细讨论。

Auger 复合过程是三粒子的相互作用。导带中的电子与价带中的空穴复合，释放出的能量被导带中的另一个电子吸收，跃迁到导带中能量较高的状态。俄歇跃迁的形式有许多种，Beattie 等人将它们定义为 A-1—A-10，以及包括自旋轨道分裂带的 A-s。在 InGaAsSb PIN 探测器中，起主要作用的是 A-1、A-7 和 A-s 过程。其跃迁过程示于图 6-2。

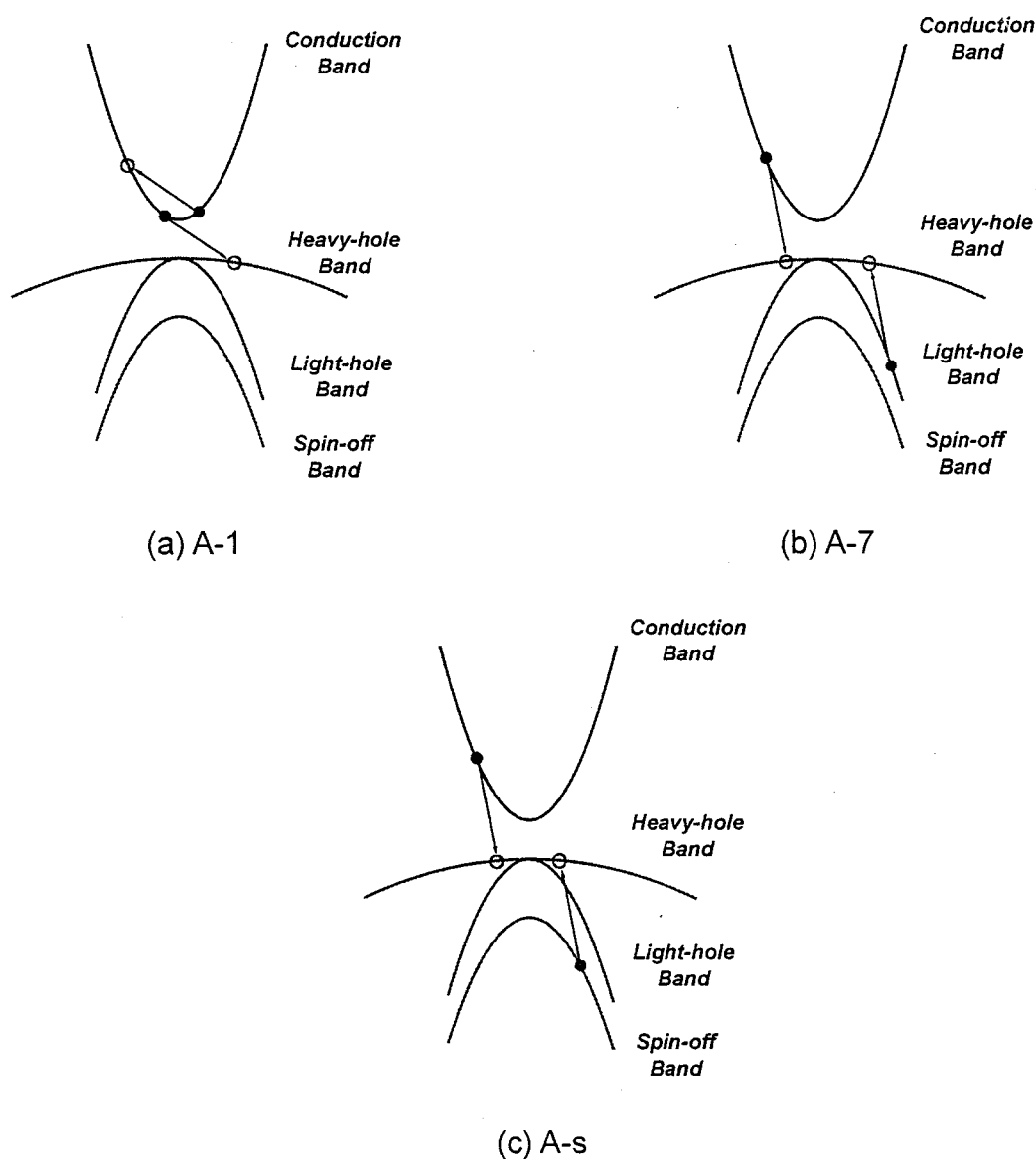


图 6-2 三种俄歇复合机制示意图

A-1 过程的本征复合时间为^[124-128]:

$$\tau_{A1} = \frac{3.8 \times 10^{-18} \varepsilon_s^2 \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*}\right) \exp\left[\frac{\left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*}\right) E_g}{\left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right) kT}\right]}{\frac{m_e^*}{m_0} |F_1 F_2|^2 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{3/2}} \quad (6-14)$$

式中, m_h^* 为空穴有效质量 $m_h^* = \left(m_{lh}^{*3/2} + m_{hh}^{*3/2}\right)^{2/3}$, ε_s 为半导体材料的介电常数, m_0 为电子的静态质量, $F_1 F_2$ 为电子波函数的包络积分, 取 $|F_1 F_2|^2 = 0.2$ 。

A-7 过程的本征复合时间为^[124-128]:

$$\tau_{A7} = 2\tau_{A1} \frac{3\left(1 - \frac{5E_g}{4kT}\right)}{\left(1 - \frac{3E_g}{kT}\right)} \quad (6-15)$$

A-s 过程的本征复合时间与自旋轨道分裂能量 Δ 和禁带宽度 E_g 的相对大小有关, $\Delta > E_g$ 时^[125-129],

$$\tau_{As} = \frac{5}{54} \frac{\varepsilon_s^2 m_{hh}^{*3} m_e^{*3/2} kT \Delta^2 (E_g + \Delta)}{\pi^4 \hbar^3 e^4 n_i^2 m_s^{*5/2} (\Delta - E_g) \exp\left[-\frac{(\Delta - E_g)}{kT}\right]} \quad (6-16)$$

式中 m_{hh}^* 为重空穴有效质量, m_e^* 为电子有效质量, m_s^* 为自旋轨道分裂带空穴有效质量, n_i 为本征载流子浓度。

$\Delta < E_g$ 时,

$$\tau_{As} = \frac{5}{54} \frac{\varepsilon_s^2 m_{hh}^* m_e^{*2} E_g^5}{2 \times 18 \pi \hbar^3 e^4 n_i^2 m_e^* (\Delta + E_g)^2 \beta^2 \left[I_1(1 - \beta) - \frac{I_2(\beta)}{2}\right]} \quad (6-17)$$

式中:

$$\beta = 2 \frac{m_s^*}{m_{hh}^*} \frac{E_g - \Delta}{kT} \frac{E_g^2}{(E_g + \Delta)(3E_g - \Delta)} \quad (6-18)$$

$$I_1(\beta) = 2\pi^{3/2} \sqrt{\beta} \left[\left(\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \right) \int_0^\infty \left(1 - \frac{1}{2t^2} e^{-\frac{\beta t^2}{2}} \right) dt + \int_0^{\pi/2} \left(\sin \theta \cdot e^{-\beta \cos^2 \theta} \left(\frac{\theta - \frac{\sin 4\theta}{8}}{\cos^2 \theta} - 2\theta \right) d\theta \right) \right] \quad (6-19)$$

$$I_2(\beta) = 4\pi \int_0^\infty q^2 (4q^2 - 1)(4q^2 + 1) \left[\left(\frac{4q^2 + 1}{4q} + \frac{4q}{4q^2 + 1} \right) \ln \left(\frac{2q+1}{2q-1} \right) - 2 \right] \cdot e^{-\beta(2q^2 + \frac{1}{2})} dq \quad (6-20)$$

p 型材料的少子（电子）寿命为：

n 型材料的少子（空穴）寿命为：

$$\tau_{A1}^e = \frac{2\tau_{A1}^i}{1 + \frac{n_i^2}{p_0^2}} \quad (6-21a)$$

$$\tau_{A1}^h = \frac{2\tau_{A1}^i}{1 + \frac{n_0^2}{n_i^2}} \quad (6-21d)$$

$$\tau_{A7}^e = \frac{2\tau_{A7}^i}{1 + \frac{p_0^2}{n_i^2}} \quad (6-21b)$$

$$\tau_{A7}^h = \frac{2\tau_{A7}^i}{1 + \frac{n_i^2}{n_0^2}} \quad (6-21e)$$

$$\tau_{As}^e = \frac{2\tau_{As}^i}{1 + \frac{p_0^2}{n_i^2}} \quad (6-21c)$$

$$\tau_{As}^h = \frac{2\tau_{As}^i}{1 + \frac{n_i^2}{n_0^2}} \quad (6-21f)$$

载流子的俄歇复合寿命由这三种俄歇复合机制共同决定：

$$\frac{1}{\tau_{Auger}} = \frac{1}{\tau_{A1}} + \frac{1}{\tau_{A7}} + \frac{1}{\tau_{As}} \quad (6-22)$$

由俄歇复合电流对 R_0A 的贡献可以表达为：

$$R_0 A_{Auger}^e = \frac{kT}{q^2} \frac{L_e p}{D_e n_i^2} \frac{\cosh\left(\frac{d - W_p}{L_e}\right)}{\sinh\left(\frac{d - W_p}{L_e}\right)} \quad (\Omega/\text{cm}^2) \quad \text{P-Region} \quad (6-23)$$

$$R_0 A_{Auger}^h = \frac{kT}{q^2} \frac{L_h p}{D_h n_i^2} \frac{\cosh\left(\frac{d - W_n}{L_h}\right)}{\sinh\left(\frac{d - W_n}{L_h}\right)} \quad (\Omega/\text{cm}^2) \quad \text{n-Region} \quad (6-24)$$

$$D_i = \frac{kT\mu_i}{q} \quad (\text{cm}^2/\text{s}) \quad (6-25)$$

$$L_i = (D_i \tau_i)^{1/2} \quad (\text{cm}) \quad (6-26)$$

式中 $i=n$ 或 p , W_n 、 W_p 为 n 型区、 p 型区一侧的耗尽层宽度, D_i 、 L_i 分别为少子的扩散系数和扩散长度, μ_i 为载流子迁移率, τ_i 为载流子寿命, n_i 为本征载流子浓度。

点阵缺陷和杂质会在禁带中产生深能级, 载流子被深能级俘获和发射对电流的贡献也是探测器噪声的重要来源。这种噪声被称为产生-复合噪声 (G-R 噪声)。该噪声在空间电荷区比较强。产生-复合电流对 R_0A 的贡献为:

$$R_0A_{GR} = \frac{V_{bi}}{qn_i W V_{th} \sigma N_f} \quad (\Omega/\text{cm}^2) \quad (6-27)$$

$$V_{th} = \left(\frac{3kT}{m^*} \right)^{1/2} \quad (\text{V}), \quad (6-28)$$

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}, \quad (6-29)$$

式中取 $\sigma N_f = 0.1 \sim 1 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$, W 为耗尽层宽度, V_{bi} 为 p - n 结自建电压。

两种噪声机制对 R_0A 总的贡献为:

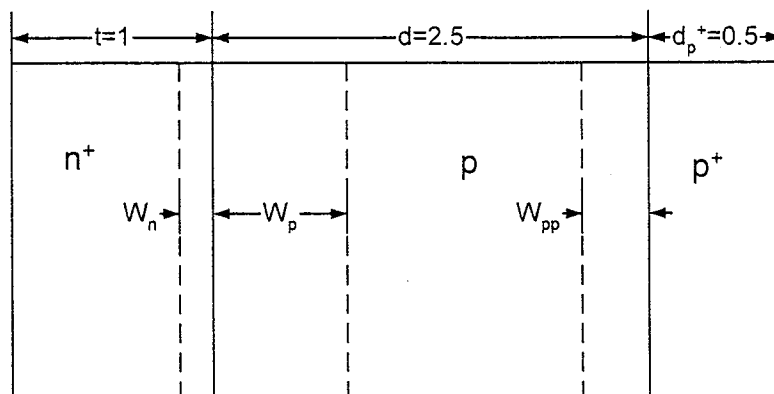
$$\frac{1}{R_0A} = \frac{1}{R_0A_{Auger}} + \frac{1}{R_0A_{G-R}} \quad (6-30)$$

图 6-3 为我们生长的 InGaAsSb PIN 探测器的结构示意图。取电子迁移率为 $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 空穴迁移率为 $250 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 可以对探测器的噪声进行计算。四元系材料的基本参数可以通过插值的方法获得。图 6-4 为计算得到的由俄歇复合机制和产生-复合机制引起的 R_0A 随温度的变化关系。从图 6-4 中可以看到, 在较高的温度下俄歇复合机制对噪声起决定性的作用, 在较低的温度下, 产生-复合机制对噪声起决定性的作用, 转变点温度约为 270K 。我们也测量了不同温度下器件的 I - V 特性, 并通过对 I - V 曲线微分得到 R_0A 。 I - V 采用 HP4156 半导体参数精密测试仪进行测量。所测器件均封装于标准管壳中, 电极由金丝引出, 焊于管脚。进行变温 I - V 测量时, 器件置于 APD 液氮循环致冷器中, 温度控制由 Lakeshore 330 控温仪进行控制, 温度变化可从 20K 至 300K , 控温精度可高于 0.01K 。测量结果如图 6-5 所示。对比计算结果与实测结果可以看到, 计算所得 R_0A 比实测结果高。这是由探测器表面漏电和结区漏电造成的。计算结果与实验结果在变化趋势上是一致的。实验曲线也是由两段曲线组成, 高温段对应俄

歇复合机制，低温段对应产生一复合机制，转变温度在 275K 左右，与计算结果符合得很好。图 6-5 同时给出了 J.D.Kim 等人的实验结果。

p-In _{0.169} GaAsSb	0.5μm	$>10^{18}\text{cm}^{-3}$
UD-In _{0.169} GaAsSb	2.5μm	$<10^{17}\text{cm}^{-3}$
n-In _{0.169} GaAsSb	1.0μm	$1\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
n-GaSb buffer	0.8μm	$1\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
n ⁺⁺ GaSb sub		$5\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$

(a) InGaAsSb 探测器器件结构



(b) W_n 、 W_p 、 W_{pp} 分别为 p-n 结中 n 型区的耗尽层宽度、p 型区中的耗尽层宽度，p⁺p 结中 p 型区的耗尽层宽度。计算中假定了 p⁺区的耗尽层宽度很小，可以忽略。

图 6-3 InGaAsSb PIN 探测器器件结构图

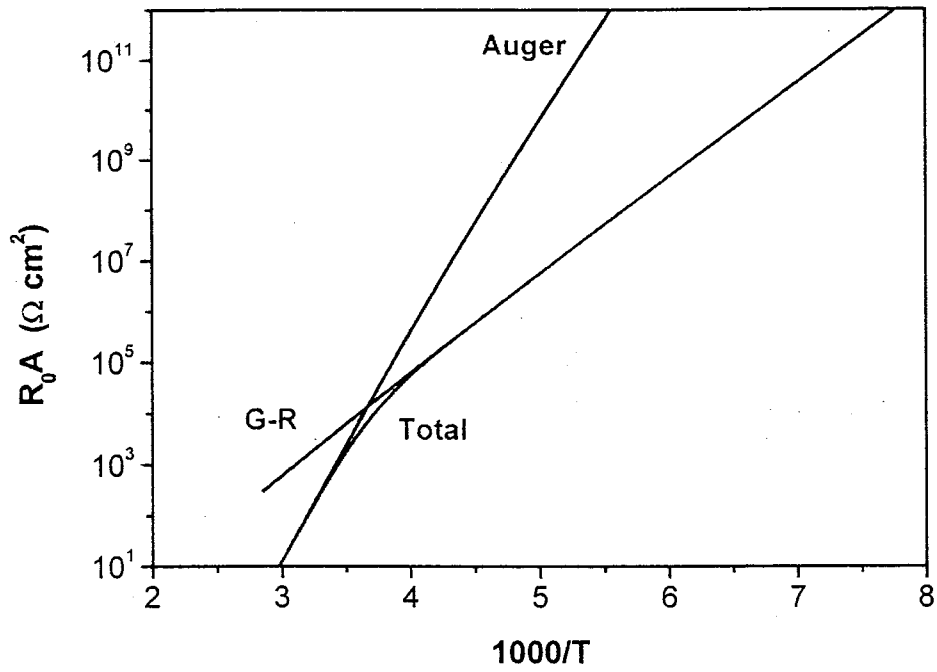


图 6-4 理论计算得到的 InGaAsSb PIN 探测器 R_0A 随温度变化的关系。

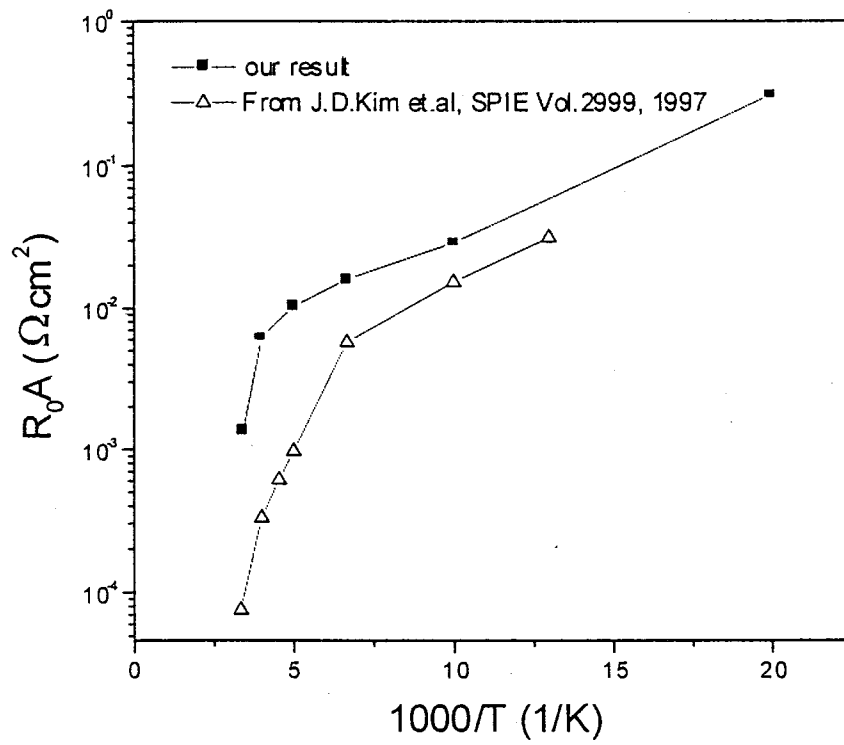


图 6-5 实验得到的 InGaAsSb PIN 探测器 R_0A 随温度变化的关系

6.3.2 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器

InGaAsSb PIN 探测器反向表现出软击穿，反向漏电流比较大，因此噪声也比较大，影响了探测器的性能。在诸多的决定探测器漏电的机制中，表面复合是其中很重要的一种。高的表面复合速率极大地限制了探测器性能的提高^[130,131]。由于探测器结构与太阳能电池结构相似，而且 InGaAsSb PIN 探测器工作在零偏压下，我们可以借助太阳能电池的设计思想来降低表面漏电。在典型的太阳能电池中，材料的表面一般而言有一层宽禁带材料，阻止少子向表面的扩散，从而达到降低表面漏电流的目的。H.K.Choi 等人在 InGaAsSb TPV（热光伏器件）上也采用了 AlGaAsSb 宽禁带材料来降低表面复合。因此，对于 InGaAsSb PIN 探测器也可以采用相似的手段。

图 6-6 为生长在 n 型 GaSb 衬底上生长的 p-AlGaAsSb/p-InGaAsSb/n-InGaAsSb 结构的能带图。与其他材料体系不同，AlGaAsSb、InGaAsSb 之间的价带不连续性很小，也就是说在异质结界面处价带几乎为平带。因此异质结界面对多数载流子的空穴的迁移没有阻挡作用，而对于少数载流子电子则起到了阻挡作用。少数载流子在表面的复合机率大大的降低了。

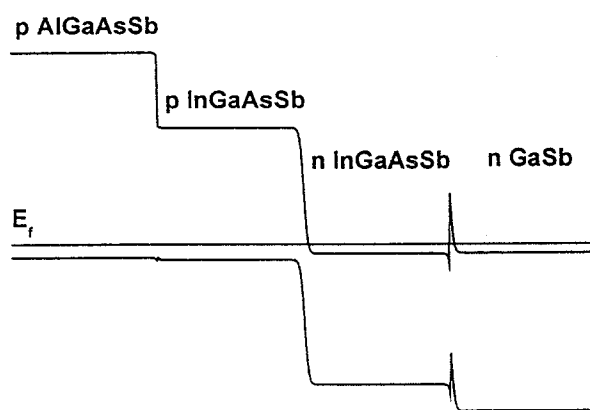


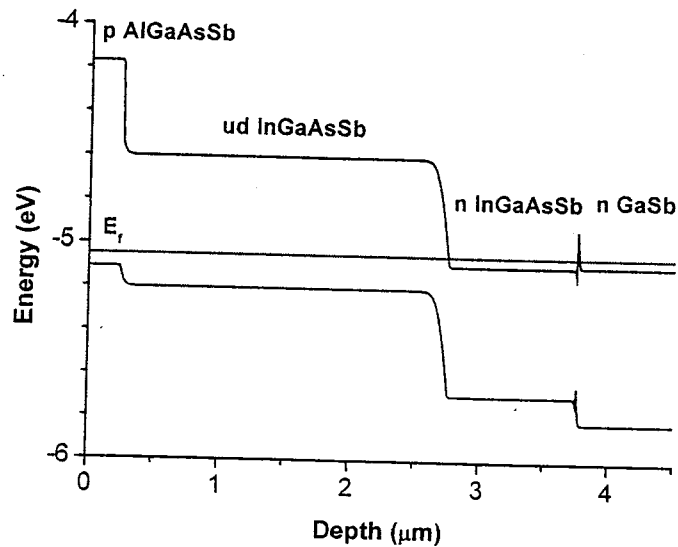
图 6-6 生长在 n 型 GaSb 衬底上生长的 p-AlGaAsSb/p-InGaAsSb/n-InGaAsSb 结构的能带图。

图 6-7 为 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器以及对应的能带结构图。图 6-8 为常规的 InGaAsSb PIN 探测器以及对应的能带结构图。与 InGaAsSb PIN 探测

器结构相比,只是用 p 型的 AlGaAsSb 层替代了 p 型的 InGaAsSb 层。由于 AlGaAsSb 的禁带宽度大于 InGaAsSb, 因此 AlGaAsSb 可以看作是一个窗口。室温下 InGaAsSb 与 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器的 I-V 特性的比较示于图 6-9。从图 6-9 中可以看到, AlGaAsSb/InGaAsSb 探测器的反向漏电流明显小于 InGaAsSb PIN 探测器。不带 AlGaAsSb 窗口层的 InGaAsSb 探测器正向开启电压为 0.2V; 反向为明显的软击穿, 反向电流随外加负偏压迅速增大, 当外加偏压大于 1.2V 时反向电流超过 5mA。而具有 AlGaAsSb 窗口层的 InGaAsSb 探测器开启电压约为 0.35V, 略大于没有窗口层的探测器; 反向特性有明显改善, 反向偏压为 2V 时, 反向电流为 4mA。由此可见, 窗口层对改善器件的 I-V 特性有显著的作用。

p-Al _{0.208} GaAsSb	0.25 μ m	$>10^{18}$ cm ⁻³
UD-In _{0.169} GaAsSb	2.5 μ m	$<10^{17}$ cm ⁻³
n-In _{0.169} GaAsSb	1.0 μ m	1×10^{18} cm ⁻³
n-GaSb buffer	0.8 μ m	1×10^{18} cm ⁻³
n ⁺⁺ GaSb sub		5×10^{17} cm ⁻³

(a) 有 AlGaAsSb 窗口的 InGaAsSb 探测器结构

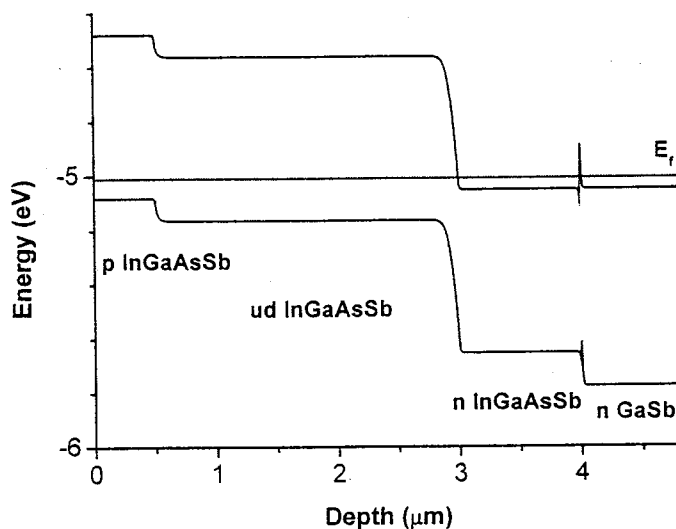


(b) 带 AlGaAsSb 窗口的 InGaAsSb 探测器能带结构

图 6-7 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 型探测器结构

p-In _{0.169} GaAsSb	0.5 μ m	$>10^{18}$ cm ⁻³
UD-In _{0.169} GaAsSb	2.5 μ m	$<10^{17}$ cm ⁻³
n-In _{0.169} GaAsSb	1.0 μ m	1×10^{18} cm ⁻³
n-GaSb buffer	0.8 μ m	1×10^{18} cm ⁻³
n ⁺⁺ GaSb sub		5×10^{17} cm ⁻³

(a) 没有 AlGaAsSb 窗口的 InGaAsSb 探测器结构



(b) 没有 AlGaAsSb 窗口的 InGaAsSb 探测器能带结构

图 6-8 InGaAsSb PIN 型探测器结构

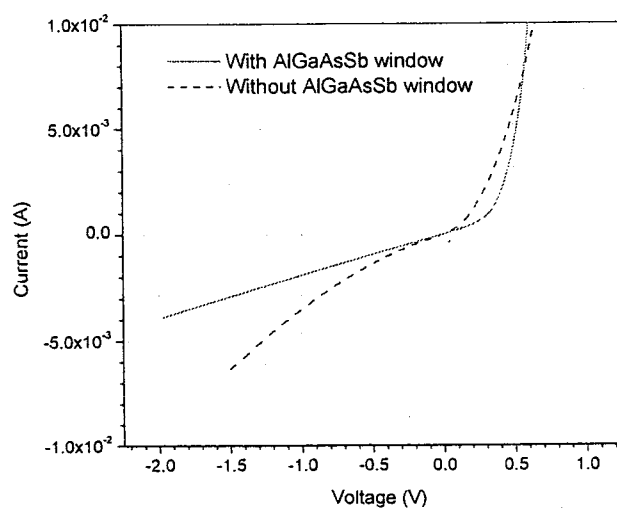


图 6-9 两种 InGaAsSb 探测器的 I-V 特性。

6.4 探测器光谱响应的测量

器件的光谱响应采用 Nicolet Magna IR 760 傅立叶变换红外光谱仪进行测量,即用待测探测器取代光谱仪自带的探测器。被测器件的外加偏置电压为 0V,光信号用信号线引至原光谱仪所用的 InSb 探测器前置放大器的输入端,通过开关进行切换,并输入至光谱仪。由于光谱仪所用的红外光源 glo-bar 有一定的光谱分布,导致所测的响应谱被叠加上了红外光谱的分布,因此需要将光源的光谱分布扣除。采用的方法是用 DTGS 热释电探测器对光源光谱进行测量,由于热释电探测器光谱响应基本为恒定值,可以将叠加上红外光源光谱的探测器响应谱与热释电探测器响应谱的比值作为待测探测器的光响应谱。除了用 FTIR 测量了探测器的光谱响应曲线外,我们还采用黑体辐射源测量了光谱响应。

光电探测器的响应度是随波长变化的,它有一个峰值响应度,即光谱曲线的最高点。与峰值响应度对应的波长为峰值波长。另外,有一个长波限,即截止波长,定义为响应度下降到峰值响应度一半时对应的波长,它决定于半导体的禁带宽度。

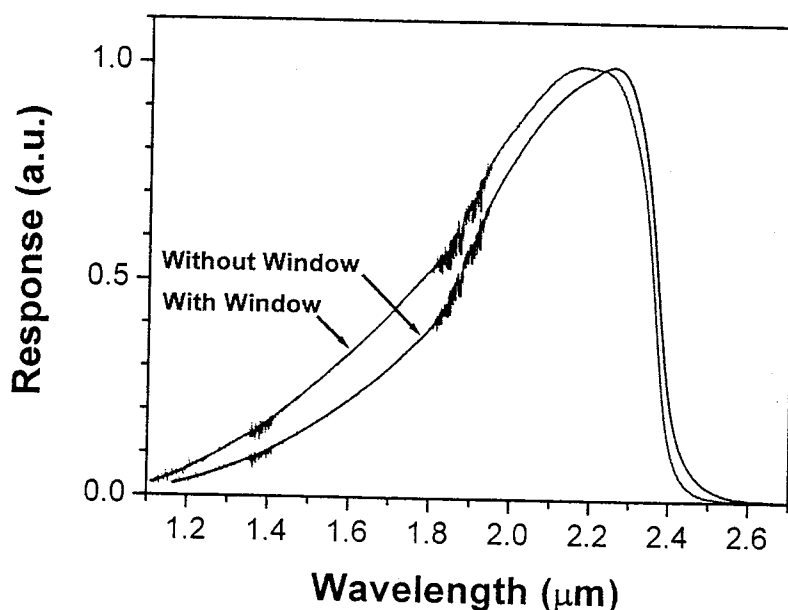


图 6-10 AlGaAsSb/InGaAsSb 和 InGaAsSb PIN 探测器响应光谱

图 6-10 为用 Nicolet 760 测量的 AlGaAsSb/InGaAsSb 和 InGaAsSb PIN 探测器的响应光谱。带 AlGaAsSb 窗口的探测器在短波长范围的响应度要高于无

AlGaAsSb 窗口的探测器, 峰值波长 $2.19\mu\text{m}$ 也比常规 InGaAsSb 探测器 $2.25\mu\text{m}$ 短。两种探测器的长波截止波长基本一样, 都为 $2.4\mu\text{m}$ 。定义短波截止波长为对应于 10% 峰值响应的较短波长值。带 AlGaAsSb 窗口的短波截止波长为 $1.25\mu\text{m}$, 而不带 AlGaAsSb 窗口的探测器则为 $1.4\mu\text{m}$ 。总而言之, 带 AlGaAsSb 窗口的探测器对较短波长的光更为敏感。其物理机制可以解释为短波长红外光的光子能量较大, 在半导体中产生的自由载流子能量较大, 如果没有有效的势垒阻挡, 容易漂移到器件表面, 并在表面复合。AlGaAsSb/InGaAsSb 探测器中的宽禁带 AlGaAsSb 有效地阻止了光生载流子向表面的漂移, 使之能到达电极, 成为光信号。因此带 AlGaAsSb 窗口的探测器能改善探测器短波长范围的性能。

我们也用黑体辐射源对探测器进行了测量, 测量结果与上述结果略有不同。对于 AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb 探测器, 测量得到的峰值波长为 $2.05\mu\text{m}$, 截止波长为 $2.34\mu\text{m}$; 对于 InGaAsSb/GaSb 探测器, 测量得到的峰值波长为 $2.07\mu\text{m}$, 截止波长为 $2.34\mu\text{m}$ 。测量结果的差异主要是由于 DTGS 在整个光谱范围内的响应不是很平造成的。

6.5 探测器响应度和探测率的测量

图 6-11 为测量器件黑体响应度和探测率所用测试系统的示意图。黑体辐射源发射出的光由调制盘调制。锁相放大器与调制盘同步, 将探测器信号放大, 并输出至数字电压表。数字电压表将输入的放大信号数字化, 并输出至计算机进行处理。整个信号处理过程由示波器监控。黑体源的温度为 1000K , 背景温度取 300K , 开孔直径 D 为 0.8cm , 与器件的距离 L 为 30cm , 由此可得总辐射功率密度为:

$$P_0 = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{2\sqrt{2}\pi} \frac{1}{d^2} \frac{\pi\Phi_B^2}{4} \quad (\text{W/cm}^2) \quad (6-31)$$

根据 6-4 式有:

$$D_{bb}^* = \frac{1}{P_0} \frac{1}{\sqrt{A_D}} \frac{S}{N} \sqrt{\Delta f} \quad (6-32)$$

$$R_{bb}^* = \frac{1}{P_0 A_D} \frac{V}{\text{倍数}} \quad (\text{V/W}) \quad (6-33)$$

以上表达式中的参数定义为:

A_D —光敏元面积

P_0 —黑体辐射功率密度

Δf —测试仪器带宽 100Hz

σ —黑体辐射的一个系数 5.67×10^{-12}

S —所测信号电压 (V)

T_1 —黑体温度 1000K

N —所测噪声 (V)

T_2 —室温 300K

f_0 —调制频率 1KHz

Φ_B —黑体辐射孔直径 0.8cm

倍数: 350 Ω 64 倍; 150 Ω 84 倍;

d —黑体辐射孔至样品的距离

50-60 Ω 92 倍; 30 Ω 100 倍;

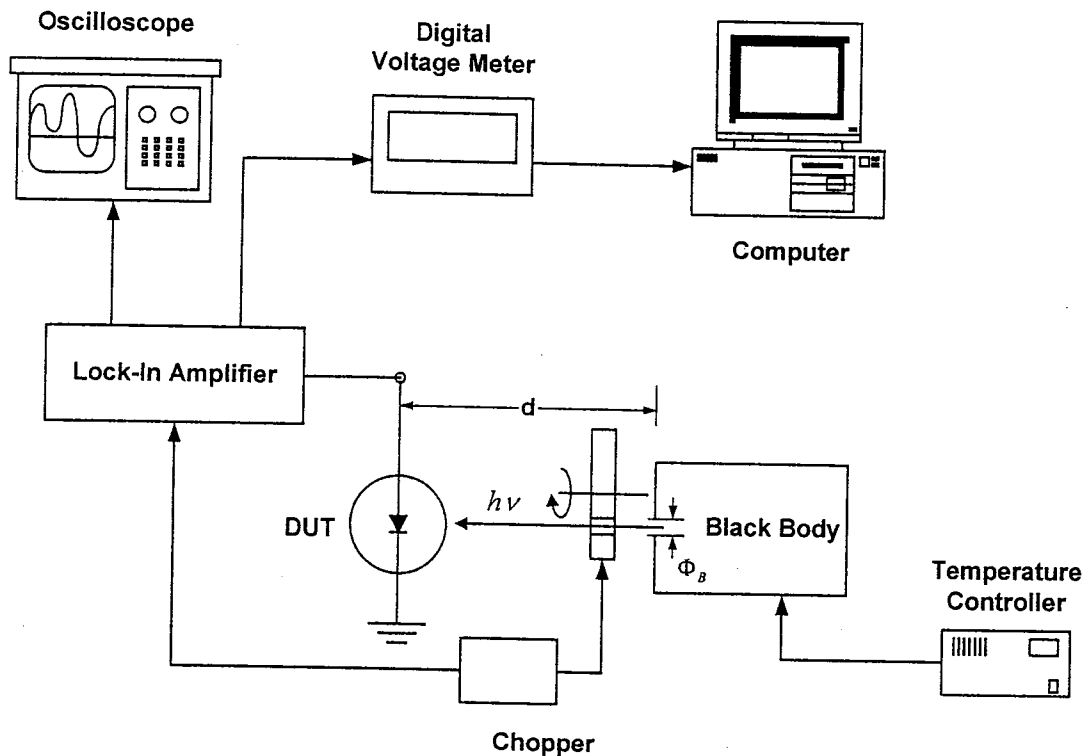


图 6-11 探测率、响应度测量系统示意图

器件的有效受光面积 $A=1.47 \times 10^{-3} \text{cm}^2$ 。以 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器为例, 实测典型器件的信号电压为 $405 \mu\text{V}$, 噪声电压为 $2 \mu\text{V}$, 信噪比 $S/N=202.5$, 放大器的放大倍数为 335, 据此计算得器件的黑体电压响应度为 $R_{bb}^*=78 \text{V/W}$, 黑体探测率为 $D_{bb}^*=5.0 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。根据响应光谱计算得此器件的 G 因子为 0.1, 峰值探测率为 $D_{\lambda p}^*=5.0 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。表 6-1 给出了两种探测器的探测率和响应度。从表 1 看, 两种探测器的黑体和峰值探测率基本一样, 而带 AlGaAsSb

窗口的探测器的响应度为 78V/W，明显高于普通的 InGaAsSb 探测器 37V/W。

表 6-1 AlGaAsSb/InGaAsSb、InGaAsSb PIN 探测器的性能。

Device type	Active Area (cm ²)	D_{bb}^* (cm·Hz ^{1/2} /W)	$D_{\lambda p}^*$ (cm·Hz ^{1/2} /W)	R_{bb}^* (V/W)	R_0A ($\Omega\cdot\text{cm}^2$)
With AlGaAsSb window	1.47×10^{-3}	5.0×10^8	5.0×10^9	78	0.764
Without AlGaAsSb window	1.47×10^{-3}	5.1×10^8	5.17×10^9	37	0.563

6.6 InGaAsSb 探测器在测量 2 μm 激光器性能中的应用

为了考察我们制备的 AlGaAsSb/InGaAsSb 和 InGaAsSb PIN 探测器的响应速度以及光响应的饱和情况，我们用这些探测器对 AlGaAsSb/InGaAsSb 2 μm 激光器进行了 P-I 曲线和发射谱的测试。在 P-I 曲线测量中，用 InGaAsSb 探测器取代了 77K 下工作的 InSb 探测器，探测器没有加前置放大，信号直接输入示波器。在发射谱测量中，用 InGaAsSb 探测器替代了傅立叶变换红外光谱仪 Nicolet 860 配置的 77K 下工作的 InSb 探测器，并利用了 InSb 探测器的前置放大电路，输入至光谱仪。

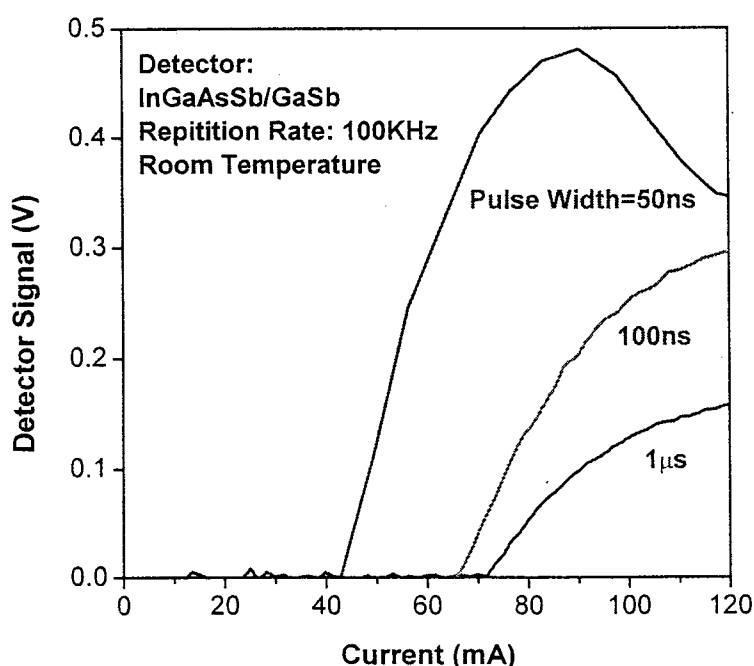


图 6-12 用 InGaAsSb PIN 探测器测得的 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器 P-I 曲线。

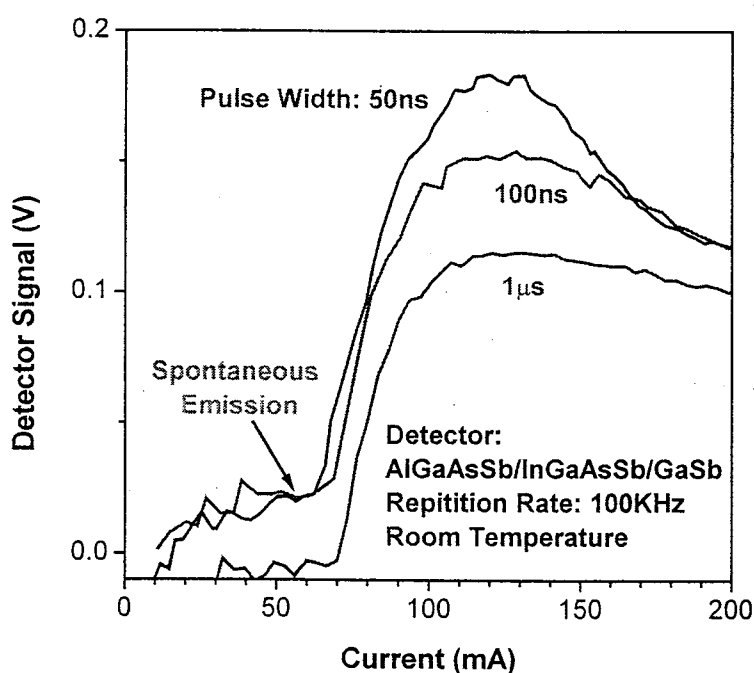


图 6-13 用 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器测得的 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器 P-I 曲线。

图 6-12 为用 InGaAsSb PIN 探测器测量得到的激光器 P-I 曲线，图 6-13 为用 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器测量得到的激光器 P-I 曲线。测量时激光器驱动电流的重复频率为 100KHz，脉冲宽度为 1 μ s、100ns、50ns，所测量的光信号为峰值信号。从图 6-12 和图 6-13 中可以看到，这两种探测器在激光器的测量中没有出现饱和现象，测试结果与 InSb 探测器测量结果十分吻合。而激光器的线性段最大功率约 20mW，由此推断，探测器在 20mW 的光强下未出现饱和。测量中也发现，以上两种探测器的响应速度完全能跟得上激光器的调制频率，即使当脉冲驱动电流脉宽为 50ns 时，探测器依旧能给出正确的测量结果。在使用 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器测量时发现（如图 6-13 所示），当驱动电流小于激光器的阈值电流时，激光器仍有一定的光输出，且光信号强度与注入电流成正比。这种光信号是激光器受激前自发辐射产生的，即电荧光。在用 InGaAsSb PIN 探测器测量时，电荧光不明显。

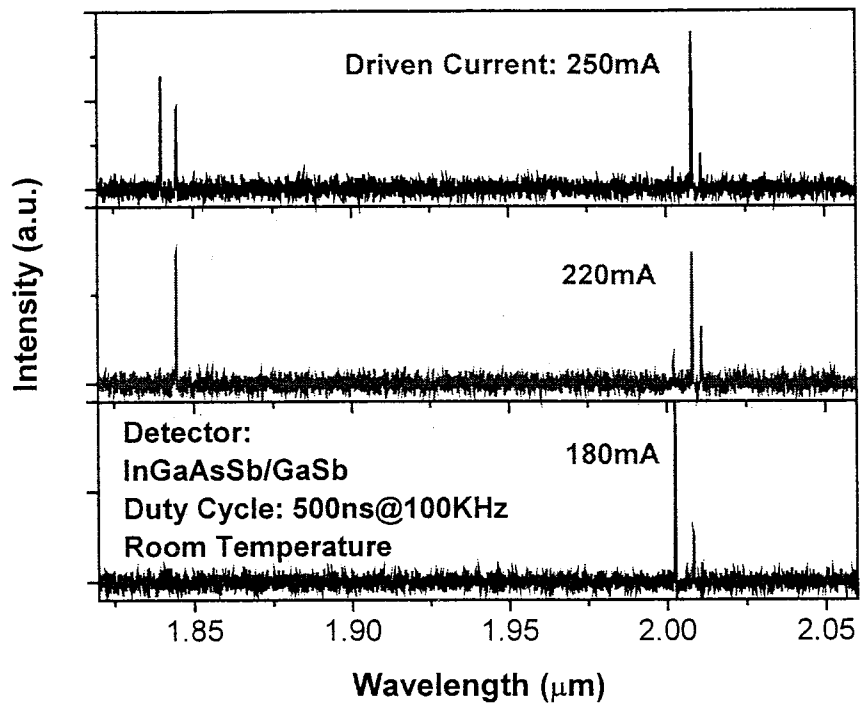


图 6-14 用 InGaAsSb/GaSb PIN 探测器测得的 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的发射谱。

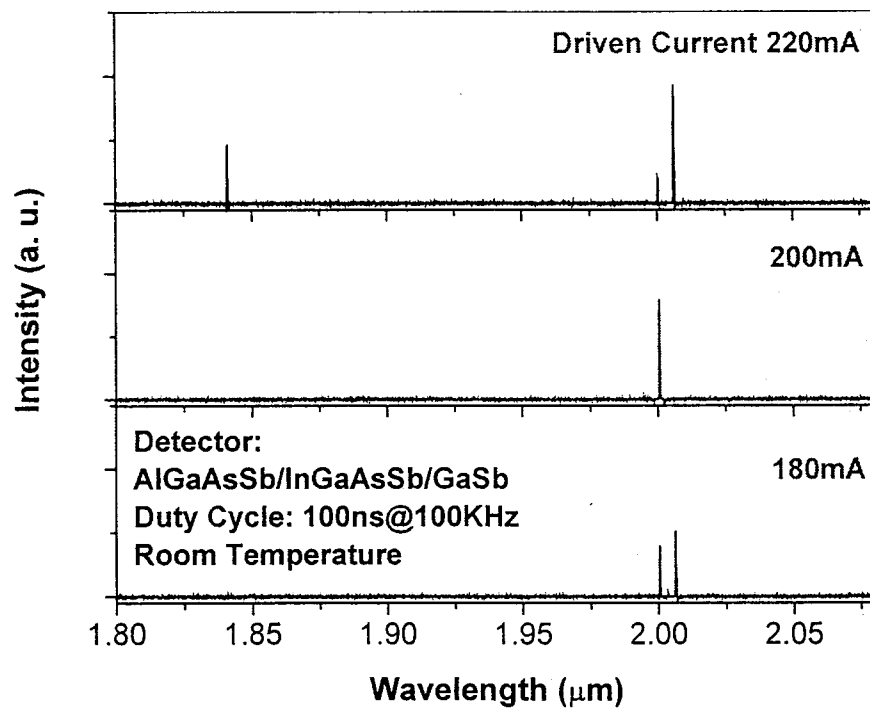


图 6-15 用 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器测得的 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器的发射谱。

用 InGaAsSb 和 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器测得的 $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器发射谱分别示于图 6-14 和图 6-15。两种探测器对 $2\mu\text{m}$ 处和 $1.86\mu\text{m}$ 处的激射模式都能很好地响应。对比以上的两图,发现 AlGaAsSb/InGaAsSb 探测器的信噪比要高于 InGaAsSb。从表 6-1 中可以看到 AlGaAsSb/InGaAsSb 探测器的 R_0A 高于 InGaAsSb/GaSb 探测器,说明前者的噪声低于后者,而从光谱的实际测量中也反映了这一点。

综上所述, AlGaAsSb/InGaAsSb 和 InGaAsSb PIN 探测器在 20mW 的光强以内没有出现饱和,在一般测试中,探测器的响应速率能跟得上激光器注入电流的调制频率,因此完全能胜任对 AlGaAsSb/InGaAsSb $2\mu\text{m}$ 激光器的测量。

6.7 小结

本章首先讨论了 InGaAsSb PIN 探测器的噪声机制。计算结果表明,在低温下,产生一复合机制是主要的噪声来源,在高温下,俄歇复合是主要的噪声来源。计算结果与实验数据在曲线的变化趋势上吻合。为了降低表面漏电对探测器性能的影响,我们设计了 AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器结构。与常规的 InGaAsSb PIN 探测器相比,加了 AlGaAsSb 窗口的探测器反向特性有了一定程度的改善。InGaAsSb PIN 探测器的黑体探测率为 $D_{bb}^*=5.1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 峰值探测率为 $D_{\lambda p}^*=5.17 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 响应度为 37V/W 。AlGaAsSb/InGaAsSb PIN 探测器的黑体探测率为 $D_{bb}^*=5.0 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 峰值探测率为 $D_{\lambda p}^*=5.0 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 响应度为 78V/W , 明显高于 InGaAsSb PIN 探测器,为 78V/W 。我们用以上两种探测器对 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器进行了测试,发现探测器在测量中没有发生饱和,响应速率也能跟上注入电流的调制频率。所研制的 AlGaAsSb/InGaAsSb 探测器除测量得到了激射光谱外,同时测出了受激前的自发辐射。

第七章 结 论

本学位论文的内容集中于对 $2\mu\text{m}$ 中红外波段 $\text{AlGaAsSb}/\text{InGaAsSb}$ 多量子阱激光器和 InGaAsSb PIN 探测器的研究。对于激光器而言,主要目的是提高器件的工作温度和光功率,降低阈值电流;对于探测器而言,主要目的是提高探测器的响应度和探测率,并改善器件的反向特性。本论文针对中红外波段激光器、探测器的特点以及锑化物材料的特殊性,分别对材料与器件的设计、锑化物材料的分子束外延生长、锑化物器件工艺、中红外波段材料与器件的表征进行了研究,取得了如下结果:

1. 通过优化 MBE 生长工艺,制备了高质量激光器和探测器基础单层材料,多量子阱结构材料和器件结构材料,并对其进行了系统的结构特性、光学特性、电学特性表征,为器件制作打下了基础。
2. 用热力学 DLP 模型计算了应变和弛豫对 InGaSb 三元合金不互溶隙影响;
3. 系统地计算了 AlGaAsSb 、 InGaAsSb 四元系材料的禁带宽度、晶格常数、折射率、 AlGaAsSb 热阻和 $\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ 异质结带阶,应变量子阱子能级位置与价带结构,并结合对激光器光学限制因子的理论研究,设计了 $2\mu\text{m}$ 锑化物加宽波导量子阱激光器;
4. 解决了 GaSb , AlGaAsSb , InGaAsSb 腐蚀问题,发展了针对锑化物材料的腐蚀液体系,并成功地应用于激光器、探测器器件的制备;
5. 通过对器件工艺的基础研究,制备出 $2\mu\text{m}$ 脊波导激光器、台面宽条激光器和平面宽条激光器,分别实现了 80°C 准连续工作、 185K 连续工作和 190K 脉冲受激;
6. 首次研究了锑化物 MQW 激光器寿命,特别是脊波导激光器在 10% 的占空比下,连续工作时间超过 1000 小时,使该波段激光器向实用化跨出了重要的一步;
7. 首次报导了在脊波导 $\text{InGaAsSb}/\text{AlGaAsSb}$ 多量子阱激光器的 P-I 曲线中观察到扭折和在激射谱同时存在两个激射波长现象,通过对其物理起因进行了实验研究和理论分析,发现两个激射波长分别对应于量子阱中 C1-HH1 和 C2-HH2 跃迁, P-I 曲线中的扭折也是因此产生。

8. 对 InGaAsSb pin 探测器时间常数 R_0A 进行了理论分析, 在此基础上定性地指出了 InGaAsSb PIN 探测器在不同温度下的噪声来源。
9. 创新地提出了宽禁带 AlGaAsSb 窗口的 pin 探测器结构, 并在实验上验证了这种结构可有效地提高探测器响应率和改进反向特性;

需进一步解决的科学技术问题和对下一步工作的建议:

针对目前的研究状况和今后的应用, 我们仍需解决如下问题:

1. 扩展 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的波长范围。从理论上讲, AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器完全可以覆盖 2-3 μm 波段。针对 2.32 μm 处 CO 的吸收、2.36 μm 处 CH₄ 的吸收以及 2.65 μm 处 NO 的吸收是 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器应用的关键。
2. 为了满足应用的要求, 必须提高 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激光器的功率, 达到 200mW 以上, 并能在室温下连续工作。
3. 对于 InGaAsSb PIN 探测器, 生长与 GaSb 衬底晶格匹配的 InGaAsSb 材料是提高器件性能的关键。目前生长的 InGaAsSb 材料与 GaSb 有 1% 左右的失配度, 失配位错的存在限制了器件性能的进一步提高。

针对以上问题, 今后的工作可以从以下几个方面着手:

1. 用 As 裂解炉取代目前采用的传统的 As 的 K-cell 束源炉。AlGaAsSb 和 InGaAsSb 材料都是四元系, 混合 V 族元素化合物。而与 As 相比, Sb 更容易与 III 族元素结合进入外延层。因此, 为了增加 As 在外延层中的含量, 调节材料的应变, 最为有效的办法就是将 As₄ 裂解为活性更大的 As₂。采用 As 裂解炉的另外一个优点就是可以通过调节裂解炉的阀门迅速地调节 As 的束流。在生长 AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱时, 为了降低 InGaAsSb 的失配度, InGaAsSb 势阱的 As 含量会比 AlGaAsSb 势垒要高, 因此生长这两种材料时 As 束流也不相同。如果用温度来控制 As 的束流的变化以达到势阱和势垒的不同要求, 那么在生长势阱和势垒的间隙必须有一个较长的温度稳定时间, 而如此长的停顿时间不利于材料的生长。如果用 As 裂解炉, 可直接通过调节阀门大小来控制束流, 就不会出现以上问题。
2. 在器件工艺中采用反应离子刻蚀 (RIE)。AlGaAsSb/InGaAsSb 多量子阱激

光器中, 高 Al 组分的 AlGaAsSb 限制层不仅能实现高的 n 型掺杂浓度、提供更优越的光学限制, 而且其热阻也比低 Al 组分 AlGaAsSb 要小。所以采用高 Al 组分 AlGaAsSb 限制层是提高激光器性能的关键。但 Al 组分的增加会对器件工艺尤其是台面腐蚀工艺带来很多困难。很多实验已经证实, 用反应离子刻蚀完全能胜任 AlGaAsSb、InGaAsSb、GaSb 台面的刻蚀, 甚至可以精确地制备 DFB 激光器^[132], 在高 Al 组分 AlGaAsSb 的刻蚀上有无法替代的优势。

3. 在器件工艺中引入腔面镀高反射膜 (HR) 和增透膜 (AR)。引入腔面镀膜后, 激光器的输出功率可以增加近一倍, 有利于激光器功率的提高。由于 AlGaAsSb/InGaAsSb 激光器中限制层 Al 组分比较大, 所以 Al 的氧化会导致腔面性能退化。采用腔面镀膜后, Al 与外界的 O₂ 隔离, 氧化问题也会得到解决。
4. 为了实现激光器的连续工作, 充分发挥激光器的性能, 需提高激光器的封装水平。最急需解决的采用是 p 面朝下的焊接方式, 以保证良好的器件散热条件。同时, 封装水平的提高也能延长激光器的使用寿命。

总之, 进一步提高器件的性能并逐步走向实用仍有相当多的工作要做, 需要大量的人力和物力的投入。

The effect of strain on the miscibility gap in Ga–In–Sb ternary alloy

C. Lin, A.Z. Li*

*State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences,
865 Changning Road, Shanghai 200050, People's Republic of China*

Received 24 August 1998; accepted 3 March 1999
Communicated by M. Schieber

Abstract

The range of miscibility is calculated in the frame of delta lattice parameter (DLP) model by taking into account the effects of strain and relaxation. The numerical results show that decreasing the epilayer thickness causes the range of miscibility to become narrower and finally to disappear as the epilayer thickness decreases. The results of thick epilayers are in agreement with models which do not include strain energy. © 1999 Published by Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Miscibility; Free energy; Residual strain

1. Introduction

The Sb-based III–V compound semiconductors are important materials for mid-infra-red photo-detectors and semiconductor diode lasers working in the 2–5 μm atmosphere transparency window. The $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ ternary semiconductor alloy can form type-II heterojunctions with InAs, and therefore it has been widely used in lasers, photodetectors and resonant tunneling devices [1–4]. The type II alignment can effectively suppress nonradiative Auger transition, which leads to high radiative transition efficiencies. Furthermore, electrically pumped InAs– $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ –InAs–AlSb type-II Quantum Cascade laser diode has been demonstrated [5].

Most Sb-based ternary and quaternary alloys, such as GaAsSb and GaInAsSb have miscibility gaps. But Stringfellow shows that the materials with stress and strain would have narrower or no miscibility gaps [6,7]. The stress and strain in the materials grown by epitaxy methods such as molecular beam epitaxy (MBE), metal organic chemical vapor deposition (MOCVD) are mainly caused by the lattice mismatch between the epilayer and the substrate. The effect of strain relaxation also has influence on the phase transition and stability of solids. In this paper, the influence of the residual strain on the miscibility gap of GaInSb epilayer has been calculated by the DLP model and the range of the miscibility gap has been determined.

* Corresponding author. Tel.: +86-21-62511070; fax: +86-21-62513510.

E-mail address: azli@itsvr.sim.ac.cn (A.Z. Li)

2. Calculation of spinodal decomposition including strain energy

The typical models to describe pseudobinary, ternary and quaternary alloys are the regular solution model and the DLP model [8]. The regular solution model describes the thermodynamic properties of the liquid phase well, but it has limitations for the solid phase, since the interaction parameters in regular solution model depend on the alloy composition. In the DLP model [9], the free energy and activity coefficients depend only on the lattice constant. For $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ alloy, the free energy G and activity coefficients γ_{GaSb} , γ_{InSb} can be written as

$$G = -Kd_0^{-2.5} + RT[x \ln x + (1-x) \ln(1-x)], \quad (1)$$

$$d_0 = xd_{\text{GaSb}} + (1-x)d_{\text{InSb}}, \quad (2)$$

$$RT \ln(\gamma_{\text{GaSb}}) = 2.5Kd_0^{-3.5}(d_{\text{GaSb}} - d_{\text{InSb}})(1-x) - Kd_0^{-2.5} + Kd_{\text{GaSb}}^{-2.5}, \quad (3)$$

$$RT \ln(\gamma_{\text{InSb}}) = 2.5Kd_0^{-3.5}(d_{\text{GaSb}} - d_{\text{InSb}})x - Kd_0^{-2.5} + Kd_{\text{InSb}}^{-2.5}, \quad (4)$$

where d_{InSb} and d_{GaSb} are the lattice parameters of InSb and GaSb and T is the temperature of the solution. The total Gibbs free energy per mole of the system is

$$G^* = x \ln(\gamma_{\text{GaSb}}x) + (1-x) \ln[\gamma_{\text{InSb}}(1-x)]. \quad (5)$$

The constant K is almost the same for all the III–V semiconductors. In order to determine the solid phase equilibrium we only need to know the lattice parameters of terminal III–V semiconductors. The theoretical results calculated with the DLP model fit the experimental data better than the regular solution model [9]. So the DLP model is chosen to calculate the miscibility gap of GaInSb in this paper. When the free energy versus composition curve contains an inflection point, the solid solution will decompose, which is called spinodal decomposition. The products of the decomposition are two solid solutions with different compositions. The stability criterion for binary or pseudobinary alloys is $\partial^2 G / \partial x^2 > 0$. The unstable region is defined by the locus of $\partial^2 G / \partial x^2 = 0$. Then the miscibility gap can be determined.

The contribution of strain energy to the total Gibbs free energy has not been taken into account in the models described above. If the epilayer and substrate are lattice-mismatched, strain will be produced in the epilayer. The total Gibbs free energy of the system is the sum of the chemical energy defined in Eq. (5) and the strain energy:

$$G = N_v G^* + E_{\text{strain}}, \quad (6)$$

where G is the total free energy of GaInSb alloy per unit volume, N_v is the number of moles per unit volume of the homogeneous solid before decomposition. E_{strain} is the strain energy of GaInSb per unit volume, and can be written as

$$E_{\text{strain}} = \frac{E\varepsilon^2}{1-\nu}, \quad (7)$$

where E is the Young's modulus of elasticity.

However, in real epilayers, only when the thickness of the epilayer is less than the critical thickness, the epilayer is fully strained, otherwise it will relax by generating mismatch dislocations. The thicker the epilayer, the smaller the residual strain. Under such conditions, the strain effect will decrease. To find the influence of relaxation on the solid phase transition, residual strain has to be quantitatively determined.

From the balance condition of forces acting on the threading dislocations, the residual strain is inversely proportional to the thickness of the epilayer [10]:

$$\varepsilon = \frac{A_0}{h}, \quad (8)$$

where h is the thickness of the epilayer and A_0 is a constant. For the force balance model, the critical thickness h_c of epilayer can be described as [10]

$$h_c = \left(\frac{b}{f}\right) \left[\frac{1}{4\pi(1+\nu)}\right] \left[\ln\left(\frac{h_c}{b} + 1\right)\right], \quad (9)$$

where b is the Burgers vector, ν the Poisson ratio and f the lattice mismatch between the epilayer and substrate. In semiconductor epilayers, the most common mismatch dislocations are 60° dislocations whose Burgers vectors are $(a/2)\langle 110 \rangle$, and $b = a/\sqrt{2}$. To figure out A_0 , we can assume that when $h = h_c$, $\varepsilon = f$. So $A_0 = f \cdot h_c$.

From Eqs. (5)–(7), and the stability criterion, the range of the miscibility gap can be calculated.

3. Miscibility gap of Ga–In–Sb ternary alloy

The models described above can be used to determine the miscibility gap of Ga–In–Sb ternary epilayers grown on GaSb substrate. The parameters used in the calculation are listed in Table 1.

If the epilayer is fully strained (no relaxation takes place), the strain energy increases rapidly with the increasing of X_{In} . In Fig. 1, lines 1 and 2 show the composition dependence of chemical energy and strain energy in GaInSb epilayer grown on GaSb substrate, respectively. The layer thickness is 200 Å and the temperature of the solution is 100°C. Line 1 has two minima which indicates that spinodal decomposition will take place if the strain energy is not included. Line 3 is the sum of two kinds of energy. Because the strain energy overwhelms the chemical energy, the two minima existing in line 1 disappear, and $\partial^2 G/\partial x^2 < 0$. It means that spinodal decomposition will not occur and strain energy stabilizes the epilayer.

In Fig. 2, lines 1 and 2 represent the composition-dependence of chemical energy and strain energy which includes the relaxation effect in GaInSb epilayer grown on GaSb substrate, respectively. The epilayer thickness and temperature are the same as in Fig. 1. The strain energy increases with the increase of X_{In} rapidly at first. But when the layer thickness exceeds the critical thickness, the epilayer begins to relax and the strain energy drops. Line 3 is the total free energy including relaxation. The strain effect has different influence on the two original minima of line 1. Although one of the minima has disappeared, there still exist a region in

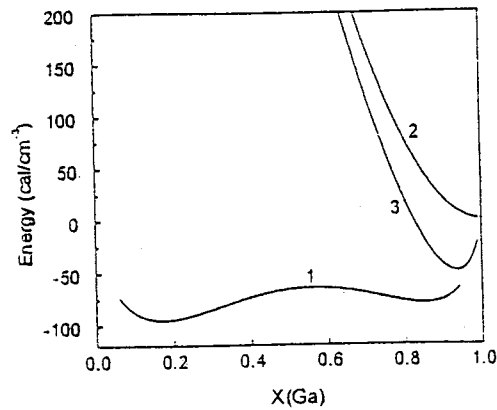


Fig. 1. Line 1 shows the composition dependence of chemical free energy. Line 2 represents the composition dependence of strain energy. Line 3 shows the dependence of total energy on the composition. The layer thickness is 200 Å and the temperature is 100°C.

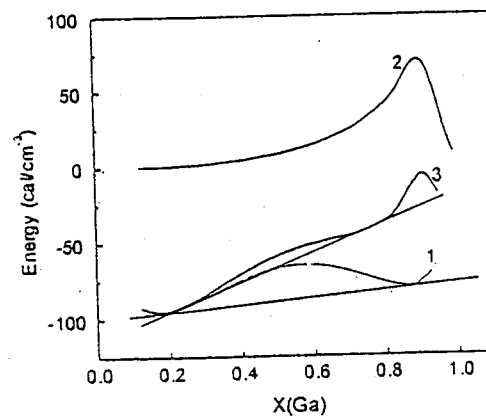


Fig. 2. Line 1 shows the composition dependence of chemical free energy. Line 2 represents the composition dependence of strain energy with the relaxation effect. Line 3 shows the dependence of total energy on the composition. The layer thickness is 200 Å and the temperature is 100°C.

Table 1
Parameters used in the calculation

	Lattice parameter (Å)	Young's modulus of elasticity (dyne/cm ²)	Poisson ratio
GaSb	6.0959	1.582×10^{12}	0.313
InSb	6.4794	2.443×10^{12}	0.353

which $\partial^2 G/\partial x^2 < 0$. It means that the spinodal decomposition will take place. The fundamental method of determining the composition of decomposition products is drawing a common tangent to the composition-dependent Gibbs free energy (as shown in Fig. 2). The two tangent points represent the composition of equilibrium phases

after the decomposition. When the strain effect is taken into account, the right tangent point shifts to the left (high In content terminal) and the position of the left tangent point changes only slightly. It suggests that the miscibility gap will become smaller.

In the previous models proposed by Stringfellow [6], which include only the strain effect, almost all the strained epilayer is stable. In the model described here, both the strain effect and the relaxation effect are taken into account. The analysis shows that the miscibility gap will become smaller but will not disappear.

Fig. 3 shows the miscibility gap of the Ga–In–Sb ternary alloy without taking into account the strain energy. Fig. 4 shows the miscibility gap of epilayer with several thicknesses calculated by the method described in the previous section. With the increasing of the layer thickness, the range of miscibility gap approach to the results calculated by previous DLP model, which does not include the strain effect. The miscibility gap of GaInSb epilayer with thickness 500 Å and the phase diagram showed in Fig. 3 are almost the same. When the layer thickness decreases, the strain effect increases, and the miscibility gap narrows. The calculation shows that if the layer thickness is less than 35 Å, the miscibility gap vanishes. In the phase diagram, there exists a critical temperature, above which Spinodal decomposition will not take place at all and the epilayer is stable. The critical temperature is 205°C if

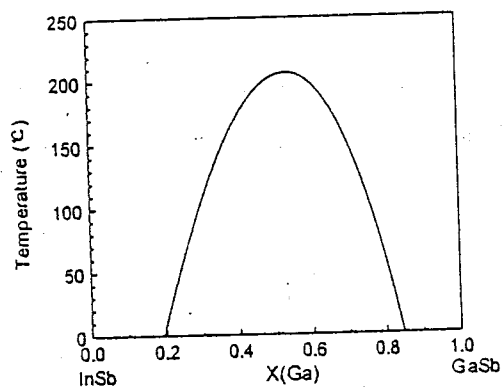


Fig. 3. Miscibility gap of GaInSb epilayer calculated from the DLP model without including the strain effect.

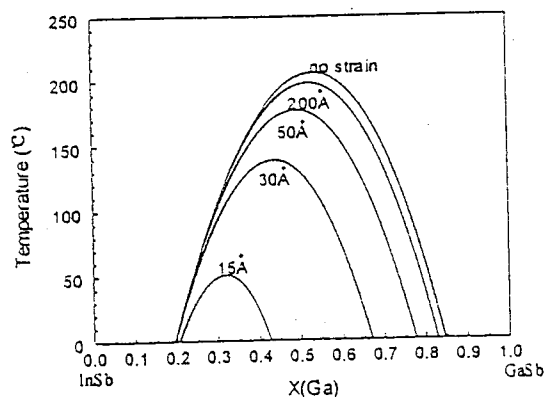


Fig. 4. Miscibility gaps of GaInSb epilayers of different thicknesses calculated from the DLP model including the strain effect.

the strain effect has not been taken into account. With the strain energy and relaxation, the critical temperature decreases. Fig. 4 also shows that the miscibility gap in high In composition side changes little with layer thickness, and in the high Ga composition side is sensitive to the layer thickness. The reason is that the epilayer with high In composition has a large mismatch with a GaSb substrate, so the critical thickness is very small, even thinner than a single atom layer. As a result, the epilayer with any thickness is totally relaxed, and the residual strain is very small. Hence, the effect of strain is very small. On the contrary, if the Ga composition is high, the residual strain is sensitive to the layer thickness. Therefore the effect of layer thickness will have great influence on the miscibility gap.

4. Conclusions

An approach to calculate the miscibility gap of Ga–In–Sb ternary system has been proposed. The approach includes both the strain energy and the relaxation effect. Without considering the strain effect, GaInSb ternary alloy is unstable and will undergo phase separation below 205°C. If the strain energy is included then the miscibility gap will diminish. The thinner the epilayer, the smaller the miscibility gap. The critical temperature also

decreases with the layer thickness. If the layer thickness is less than 35 Å, the miscibility gap vanishes. The calculated miscibility gaps of layers thicker than 500 Å are the same as the results calculated from the model not including strain effect.

References

- [1] J.I. Malin, C.L. Felix, J.R. Meyer, C.A. Hoffman, J.F. Pinto, C.-H. Lin, P.C. Chang, S.J. Murry, S.-S. Pei, *Electron. Lett.* 32 (17) (1996) 1593.
- [2] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, F.J. Bartoli, L.R. Ram-Mohan, *Appl. Phys. Lett.* 67 (6) (1995) 757.
- [3] C.-H. Lin, S.S. Pei, H.Q. Le, J.R. Meyer, C.L. Felix, *Appl. Phys. Lett.* 71 (22) (1997) 3281.
- [4] H. Kitabayashi, T. Waho, M. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* 71 (4) (1997) 512.
- [5] G. Sun, Y. Lu, *Appl. Phys. Lett.* 72 (12) (1998) 1481.
- [6] G.B. Stringfellow, *J. Electron. Mater.* 11 (5) (1982) 903.
- [7] G.B. Stringfellow, *J. Crystal Growth* 58 (1982) 194.
- [8] G.B. Stringfellow, *J. Crystal Growth* 27 (1974) 21.
- [9] H. Miki, K. Segawa, M. Otsubo, K. Shirahata, K. Fujibayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 17 (12) (1978) 2097.
- [10] R. Beanland, D.J. Dunstan, P.J. Goodhew, *Adv. Phys.* 45 (2) (1996) 87.

Study of AlGaAsSb/InGaAsSb strained quantum well grown by molecular beam epitaxy on GaSb(100)

C. Lin *, Y.L. Zhen, A.Z. Li

State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences,
865 Changning Road, Shanghai 200050, PR China

Abstract

$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ strained quantum well structures were successfully grown by solid source molecular beam epitaxy. X-Ray rocking curves and reciprocal space mapping were applied to determine the strain status of epilayers. Photoluminescence was used to investigate band alignment of AlGaAsSb/InGaAsSb quantum wells. For samples with low Al concentration barrier, type II band alignment was found in such structures. The optical transition is between bound state in conduction band and continuous state in valence band. If the Al concentration in AlGaAsSb barrier increases, the band alignment changes to type I. The optical transition is between bound states. Due to the 0.5% lattice mismatch between AlGaAsSb layer and GaSb substrate, a thick barrier will lead to relaxation, and this has been proven by PL measurements. © 2000 Elsevier Science S.A. All rights reserved.

Keywords: Quantum well; Compressive strain; Photoluminescence; AlGaAsSb; InGaAsSb

1. Introduction

Due to the wide applications for mid-infrared lasers working at wavelengths beyond 2 μm , significant efforts have been devoted to the development of AlGaAsSb/InGaAsSb multiple quantum wells (MQW) laser diodes [1–5]. Recently 4 W of quasi-CW power has been reported in single-quantum well AlGaAsSb/InGaAsSb lasers with a threshold current density J_{th} as low as 115 A cm^{-1} [2,6]. However, these lasers suffer from poor carrier confinement. Conduction band offset ratio $Q_c = \Delta E_c/\Delta E_g$ of AlGaAsSb/InGaAsSb MQW for 2- μm lasers is close to unity. Furthermore AlGaAsSb/InGaAsSb with high arsenic concentration may form type II band alignment. Consequently, radiation recombination efficiency may decrease severely due to inadequate hole confinement. One way to increase the valence band offset is by increasing the Al concentration in AlGaAsSb barrier. In their 4-QW $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ lasers [7], a ΔE_v of 154 meV was found by Newell et al. Another way to improve carrier confinement is by introducing compressive strain into the well region. Compressive strain can decrease heavy

hole band edge and enlarge the band discontinuity.

In this paper, we present the effect of Al composition in AlGaAsSb barrier on structural and optical properties of AlGaAsSb/InGaAsSb MQW.

2. Experimental

The samples discussed in this paper were prepared by solid source molecular beam epitaxy with conventional As_4 and Sb_4 sources. All the structures were grown on (100)-oriented n-GaSb substrate at 480°C. Before the growth of MQW structure, 0.5 μm undoped GaSb buffer was grown on GaSb substrate. All the samples consisted of (1–10) 10-nm InGaAsSb compressively strained wells and separated by 10- to 30-nm AlGaAsSb barriers. Active regions in the samples for PL measurements were enclosed by AlGaAsSb layers.

To calibrate the composition of AlGaAsSb and InGaAsSb layers, thick single layers were grown just before the growth of MQW structures. The compositions were determined by electron probing analysis. The thickness of each layer in MQW structure was calibrated by X-ray diffraction measurements on specially grown AlGaAsSb/InGaAsSb MQWs.

* Corresponding author.

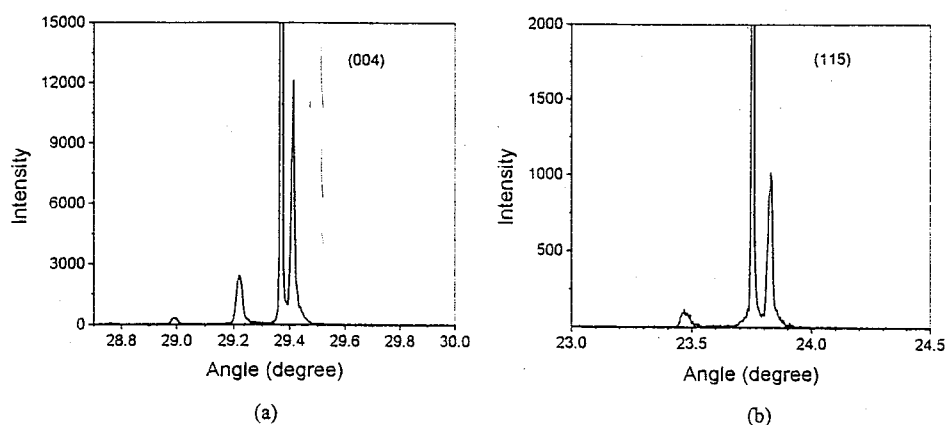


Fig. 1. Rocking curves of symmetric (004) and asymmetric (115) diffraction 10-well AlGaAsSb/InGaAsSb MQW structure (a) (004); (b) (115).

3. Results and discussion

A 10-well sample was characterized by four-crystal X-ray diffraction. Rocking curves of symmetric (004) and asymmetric (115) diffraction were measured by Philips X'pert MRS system as shown in Fig. 1. Satellite peaks are sharp and strong which indicates high quality, coherent strained wells and no obvious relaxation takes place in this sample.

Reciprocal space mapping was applied to study the MQW samples. Fig. 2 is the (004) intensity contour map of the sample. Full width along the ω - 2θ direction is broader than the ω direction. No rotation of reciprocal lattice points was observed. Such asymmetric broadening indicates that no terracing occurs and the interfaces are very flat since terracing causes rotation of zero-order satellite and interface roughness causes broadening in the ω direction. Relatively large full width in the ω - 2θ direction can be attributed to the fluctuation in period and strain variation.

According to the theory of Tsou [8] and Van de Walle [9], AlGaAsSb/InGaAsSb heterostructure for 2- μ m lasers can easily form type II band alignment, especially for high arsenic composition. An $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ single quantum well sample was characterized by PL measurement. Photoluminescence spectra were measured at 8.5 K using Ar^+ laser as excitation source. The spectra consist of two peaks at low excitation level as shown in Fig. 3. The energy difference between the two peaks is about 32 meV. The emission peak located at 0.64 eV is relatively broad, and dominates under low excitation level. The intensity of the peak located at 0.672 eV increases rapidly with excitation level and takes the dominant place. This two-peak spectrum may be attributed to type II band alignment. As shown in Fig. 3, the peak with lower energy corresponds to the transition from the first conduction energy level to valence band of the barrier near the quantum well interface. Since the wavefunction of the first conduction subband

concentrates in the center of the well, the wavefunction overlap between the electrons and holes must be small and the transition is indirect in real space which leads to the broad spectrum and weak emission intensity (transition 1 in Fig. 4). The peak with higher energy corresponds to the transition from the first electron subband to the valence band of well (transition 2 in Fig. 4). When the excitation level increases, more electrons are excited in quantum wells. The potential profile of quantum wells will be modulated by electrostatic potential. Due to the Coulomb interaction of holes with electrons, holes are localized inside quantum wells. Thus the wavefunction overlap increases. This transition is direct in real space. We also measured PL spectra of several $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ QW samples. Since the Al concentration is higher, the band alignment changes to type I and only one peak exists in PL spectra.

Fig. 5 shows photoluminescence intensity of 10-well $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ MQW versus barrier width. PL intensity decreases rapidly when

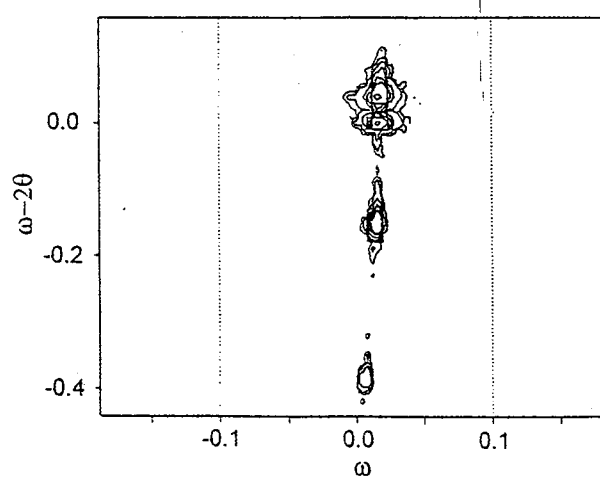


Fig. 2. (004) reciprocal space map of 10-well AlGaAsSb/InGaAsSb MQW structure.

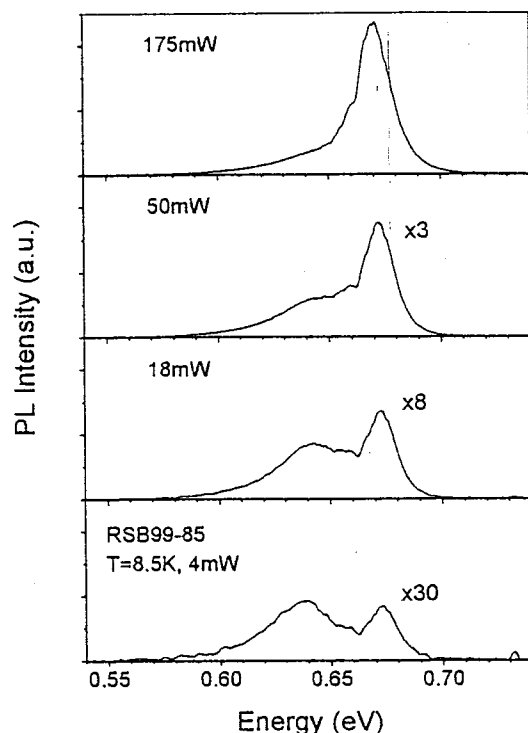


Fig. 3. Photoluminescence spectra of the SQW sample at 8 K with different excitation levels.

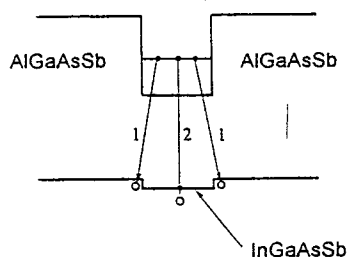


Fig. 4. Schematic structure of AlGaAsSb/InGaAsSb SQW. 1, Indirect transition; 2, direct transition.

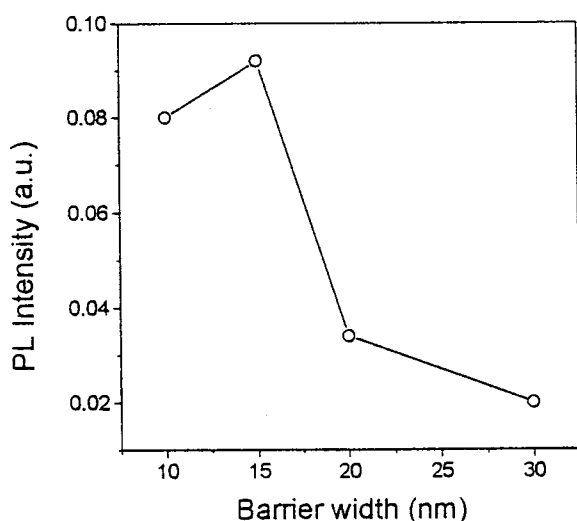


Fig. 5. Photoluminescence spectra of 10 QWs AlGaAsSb/InGaAsSb at 8 K with different barrier widths.

the barrier thickness exceeds 15 nm. Due to 0.5% lattice mismatch between AlGaAsSb and GaSb substrate, MQW samples with thick barrier are relaxed. High dislocation density leads to a severe decrease of PL intensity. It can also be confirmed by X-ray rocking curves. The satellite peaks for the samples with 10- and 15-nm barriers are much stronger than for the samples with 20- and 30-nm barriers. As shown in Fig. 5, for $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ MQW, the barrier thickness should be less than 15 nm to avoid relaxation.

PL spectra of strained quantum well structures with one to five wells were also measured at room temperature. The Full Width at Half Maximum (FWHM) values are as low as about 25 meV. Narrow spectral halfwidth of photoluminescence spectra demonstrates the high quality of the QW material and flatness of the QW interfaces.

4. Conclusion

Rocking curves of symmetric (004) and asymmetric (115) diffraction from strained quantum well structure show sharp and strong satellite peaks. No obvious relaxation process takes place in the samples with less than 15-nm-thick barriers. Asymmetric broadening of reciprocal space mapping is mainly caused by the strain variation and period fluctuation.

Photoluminescence measurements show that for the QW structures with low Al concentration barrier, bound state to continuous state transitions will take place. Two emission peaks at 0.64 and 0.672 eV were observed in the PL spectra of $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ single quantum well. The spectrum may be attributed to direct and indirect transitions in real space which indicate type II band alignment with 32 meV valence band offset. In MQW structures with high Al concentration barriers, only transition between bound states was observed. The energy band alignment changes from type II to type I. Due to 0.5% lattice mismatch between AlGaAsSb layer and GaSb substrate, barrier thickness has a great influence on the relaxation processes, which has been confirmed by PL measurements and X-ray diffraction.

Acknowledgements

This work is supported by the National Advanced Materials Committee of China under grant 715-001-141. The authors thank Q.K. Yang for his assistance in X-ray diffraction measurements.

References

- [1] G.W. Turner, H.K. Choi, M.J. Manfra, *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998) 876.
- [2] H.K. Choi, G.W. Turner, J.N. Walpole, M.J. Manfra, M.K. Connors, L.J. Missaggia, *Proc. SPIE* 3284 (1998) 268.
- [3] R.J. Menna, D.Z. Garbuzov, H. Lee, R.U. Martinelli, S.Y. Narayan, J.C. Connolly, *Proc. SPIE* 3284 (1998) 238.
- [4] D. Garbuzov, H. Lee, P. York, R. Menna, R. Martinelli, L. DiMacro, S.Y. Narayan, D. Capewell, J. Connolly, *Proc. SPIE* 2682 (1996) 216.
- [5] D. Garbuzov, R. Menna, H. Lee, R. Martinelli, J.C. Connolly, L. Xu, S.R. Forrest, *IEEE 9th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, Anaheim CA, Sept. 1997.
- [6] D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, H. Lee, R.J. Menna, P.K. York, L.A. Dimarco, M.G. Harvey, R.J. Matarese, S.Y. Narayan, J.C. Connolly, *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997) 2931.
- [7] T. Newell, X. Wu, A.L. Gray, S. Dorato, H. Lee, L.F. Lester, *IEEE J. Quantum Electron.* 11 (1999) 30.
- [8] Y. Tsou, A. Ichii, M. Garmire, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-28 (1992) 1261.
- [9] C.G. Van de Walle, *Phys. Rev.* B39 (1871) 1989.



ELSEVIER

Journal of Crystal Growth 0 (2001) 1-4

JOURNAL OF **CRYSTAL
GROWTH**

www.elsevier.nl/locate/jcrysgro

Mid-infrared GaInAsSb photodetector grown by solid source molecular beam epitaxy

C. Lin, Y.L. Zheng, A.Z. Li*

State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences, 865 Changning Road, Shanghai 200050, People's Republic of China

Abstract

We report on the growth of two types of GaInAsSb detector structures by solid source molecular beam epitaxy. One structure is capped with an AlGaAsSb window layer, and the other is a conventional PIN detector. The fabrication and performance of detectors are also reported. As a result of suppression of surface recombination, the dark reverse saturate current for the detector capped with window is much lower than the other type of detector. Black body detectivity D_{bb}^* of the detector with an AlGaAsSb window is $5.0 \times 10^8 \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, and voltage responsivity R_v is 78 V/W at 300 K. For detectors without window, D_{bb}^* is $5.1 \times 10^8 \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, and R_v is 37 V/W at 300 K. Relative spectral response is also measured. The peak response wavelength is 2.19 μm at room temperature. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 85.60Gz; 81.15Hi

Keywords: InGaAsSb; AlGaAsSb; Detector; Mid-infrared

1. Introduction

Mid-infrared photodetectors are very important for infrared imaging, pollution monitoring and industrial process control [1-3]. Quaternary alloy GaInAsSb can provide room-temperature mid-infrared detectors over a spectral range of 2-4 μm . To decrease the surface recombination velocity AlGaAsSb and AlGaSb have been grown on the GaInAsSb layer [4]. It has been proved to be an efficient way to improve the reverse breakdown voltage [1,2]. Most of the previous results were achieved by metalorganic vapor phase epitaxy

(MOVPE). Since the growth temperature of molecular beam epitaxy (MBE) is lower than the other growth technologies, high quality alloys of GaInAsSb and AlGaAsSb in the miscibility gap can be grown by MBE. In this paper, GaInAsSb detectors with an AlGaAsSb window were grown by solid source MBE, and the results were compared with detectors without windows.

2. Epitaxy and device fabrication

Device layers of GaInAsSb and AlGaAsSb were grown in a solid source MBE system with uncracked As₄ and Sb₄ elemental sources. All the samples were grown on (100) oriented, n-type GaSb substrates doped to $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ with

*Corresponding author. Tel.: +86-21-62511070 8201; fax: +86-21-62513510.

E-mail address: azli@itsvr.sim.ac.cn (A.Z. Li).

p-Al _{0.21} Ga _{0.79} As _{0.04} Sb _{0.96}	0.25 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³	p-In _{0.17} Ga _{0.83} As _{0.02} Sb _{0.98}	0.5 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³
ud-In _{0.17} Ga _{0.83} As _{0.02} Sb _{0.98}	2.5 μm	5 × 10 ¹⁶ cm ⁻³	ud-In _{0.17} Ga _{0.83} As _{0.02} Sb _{0.98}	2.5 μm	5 × 10 ¹⁷ cm ⁻³
n-In _{0.17} Ga _{0.83} As _{0.02} Sb _{0.98}	1.0 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³	n-In _{0.17} Ga _{0.83} As _{0.02} Sb _{0.98}	1.0 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³
n-GaSb buffer	0.8 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³	n-GaSb buffer	0.8 μm	1 × 10 ¹⁸ cm ⁻³
n ⁺⁺ GaSb sub		5 × 10 ¹⁷ cm ⁻³	n ⁺⁺ GaSb sub		5 × 10 ¹⁷ cm ⁻³

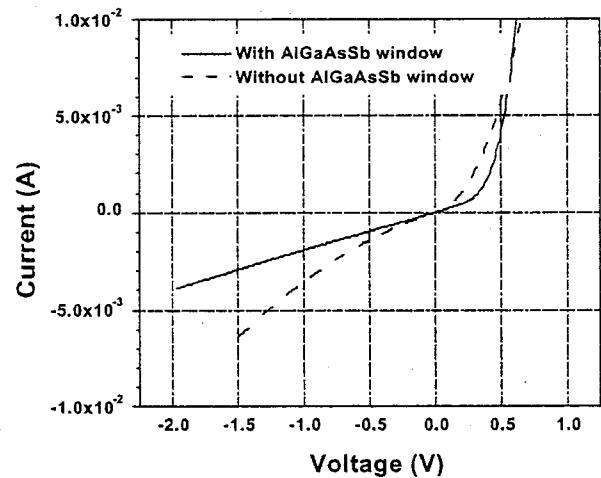
Fig. 1. Device structures of two types of GaInAsSb devices (with and without an AlGaAsSb window).

tellurium. The composition of each layer was calibrated by electron probe, X-ray diffraction and infrared absorption. The growth temperature was 450°C, and the growth rate was ~1 μm/h. The undoped InGaAsSb active layer was p-type with hole mobility of 250 cm²/Vs and the carrier concentration was 5 × 10¹⁶ cm⁻³. The structures of devices with and without AlGaAsSb window are shown in Fig. 1. The only difference between the two structures is the top layer. In order to minimize the influence of absorption in the top layer, we did not grow a heavily doped GaSb contact layer on the top.

Conventional semiconductor processing techniques were employed to fabricate GaInAsSb photodetectors. Mesa photodiodes with 500 μm² were formed by photolithography and wet chemical etching. Au/Zn was used for p-type contact and Au/Ge/Ni was used for n-type contact. The contacts were alloyed at 260°C for 15 s. The devices were separated and mounted on headers using silver epoxy. The front contact pad was wirebonded to the header post.

3. Characterization of detectors

The detectors were measured under zero voltage bias at room temperature. Responsivity measurements were conducted on a computer controlled blackbody test set, which is composed of a blackbody source, preamplifier, lock-in amplifier, chopper, and an oscilloscope. The measurements were carried out with the blackbody source at a temperature of 1000 K and modulating frequency of 100 kHz. The relative spectral response measurements were made by using a Fourier transform infrared spectrometer. Electrical characterizations were carried out with HP4156.

Fig. 2. I – V characteristic of different types of GaInAsSb photodetectors.

Since the band gap of the AlGaAsSb layer is larger than the InGaAsSb active layer, it works as a window for the whole structure. The band alignment of the AlGaAsSb/InGaAsSb heterojunction changes from type II to type I according to the composition of the quaternary alloys. It is possible to choose a composition such that the valence band offset is zero or very small but the conduction band offset is large. As a result, majority carriers (holes) can transport in the whole region without barrier, and minority carriers (electrons) will be stopped by the barrier. Since the p-AlGaAsSb/p-InGaAsSb heterojunction is type I band alignment, if the valence band is flat, no minority carriers will be trapped at the heterojunction interface. As a result, surface and interface recombination velocity will decrease, so the higher gap window can lower the reverse saturate current.

Fig. 2 is the dark I – V measurement results. The device without an AlGaAsSb window exhibits soft

Table 1
Measurement results for two types of GaInAsSb devices

Device type	Active area (cm ²)	D_{bb}^* (cm Hz ^{1/2} /W)	R_{bb}^* (V/W)	R_0A (Ω cm ²)
With AlGaAsSb window	1.47×10^{-3}	5.0×10^8	78	76.4
Without AlGaAsSb window	1.47×10^{-3}	5.1×10^8	37	56.3

breakdown in the whole reverse region. At -1.5 V the reverse current exceeds 5 mA. But for the device capped with an AlGaAsSb window, the reverse current is much lower. At -2 V the reverse current is less than 4 mA. The turn-on voltage of photodiode with an AlGaAsSb window (0.3 V) is a little higher than the device without window (0.15 V). From the dark current–voltage relation, we can also see that the series resistance of the detector capped with AlGaAsSb is not larger than that of the device without window. It can be concluded that the ohmic contact of AlGaAsSb is fairly good.

The black body detectivity D_{bb}^* of the two types of detectors has almost the same value of 5×10^8 cm Hz^{1/2}/W, as shown in Table 1. As a result of the suppression of reverse saturate current, however, the voltage response R_v of the device with window (78 V/W) is superior to the one without window (37 V/W). It can be attributed to the difference of zero-bias resistance–area product R_0A between these two types of detectors. Surface leakage current is an important factor that influences the R_0A product which would increase as surface recombination is suppressed. R_0A of the detector capped with AlGaAsSb window is $76.4 \Omega \text{ cm}^2$, and R_0A of detector without an AlGaAsSb window is $56.3 \Omega \text{ cm}^2$.

Fig. 3 is the relative spectral response of the photodiodes with and without an AlGaAsSb window. For detectors with an AlGaAsSb window, the peak response wavelength is $2.19 \mu\text{m}$. The long wavelength cut off is $2.4 \mu\text{m}$, and the short wavelength cut off is $1.25 \mu\text{m}$ that are determined by GaInAsSb and AlGaAsSb alloys. Short wavelength cut off is determined at 10% peak response. For detectors without an AlGaAsSb window, the peak response wavelength is $2.25 \mu\text{m}$. The long wavelength cut off is $2.4 \mu\text{m}$, which is the same as

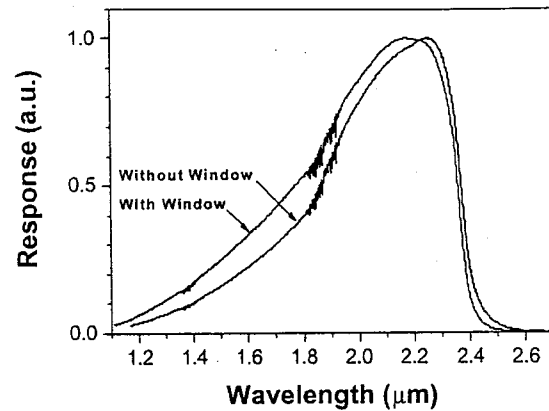


Fig. 3. Photo-response of GaInAsSb photodetectors with and without AlGaAsSb window.

the one with window, and the short wavelength cut off is $1.40 \mu\text{m}$ which is slightly longer than the one capped with an AlGaAsSb window.

4. Conclusion

GaInAsSb PIN photodetectors with and without an AlGaAsSb window have been grown by solid source MBE. Optical and I – V measurements show that devices with a wide gap window have higher voltage response and larger reverse breakdown voltage, but the black body detectivities are almost the same. D_{bb}^* of the detector with an AlGaAsSb window is 5.0×10^8 cm Hz^{1/2}/W, and R_v is 78 V/W. For detectors without window, D_{bb}^* is 5.1×10^8 cm Hz^{1/2}/W, and R_v is 37 V/W.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the support of the National Advanced Materials Committee of China under Grant 863-715-001-141.

1 References

- 3 [1] Z.A. Shellenbarger, M.G. Mauk, M.I. Gottfried,
J.D. Lesko, L.C. Dinetta, SPIE 2999 (1997) 25.
- 5 [2] Z. Shellenbarger, M. Mauk, J. Cox, J. South, J. Lesko,
P. Sims, L. DiNetta, SPIE 3379 (1998) 354.
- [3] E. Michel, J.D. Kim, S. Park, J. Xu, I. Feerguson,
M. Razeghi, SPIE 2685 (1996) 101.
- [4] H.K. Choi, C.A. Wang, G.W. Turner, M.J. Mantra,
D.L. Spears, G.W. Charache, L.R. Danielson,
D.M. Depoy, Appl. Phys. Lett. 71 (26) (1997) 3758.

7

9



ELSEVIER

Journal of Crystal Growth 0 (2001) 1-4

JOURNAL OF **CRYSTAL
GROWTH**

www.elsevier.nl/locate/jcrysgr

Temperature and injection current dependencies of 2 μm InGaAsSb/AlGaAsSb multiple quantum-well ridge-waveguide lasers

C. Lin, A.Z. Li*, Y.L. Zheng, Y.G. Zhang

State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences,
865 Changning Road, Shanghai 200050, People's Republic of China

Abstract

Two micron AlGaAsSb/InGaAsSb multiple quantum well lasers were grown by solid source molecular beam epitaxy. To avoid strain relaxation in active region, 10 periods multiple quantum well samples with different barrier widths were carefully analyzed. We find that a 15 nm wide barrier is best for $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ quantum wells. Five-micron wide ridge waveguide lasers were fabricated. A slope change in power-current characteristics was observed. The emission wavelength switches from 2.01 (corresponding to 1e-1hh transition) to 1.87 μm (corresponding to 2e-2hh transition) as the slope changes. © 2001 Published by Elsevier Science B.V.

PACS: 81.05.Ea; 81.15.Hi

Keywords: AlGaAsSb; InGaAsSb; Semiconductor laser; Molecular beam epitaxy

1. Introduction

Since there are many important applications including gas sensing, molecular spectroscopy and pollution control for mid-infrared lasers working at wavelengths beyond 2 μm , significant efforts have been devoted to the development of AlGaAsSb/InGaAsSb multiple quantum-well (MQW) laser diodes [1-4]. In recent years, the separate confinement heterostructure (SCH) laser structure including a broad AlGaAsSb waveguide layer has demonstrated higher efficiency by reducing free carrier absorption. Four Walts of quasi-

CW power has been reported for broad area devices [2]. Newwell et al. used an $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ barrier instead of $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ to improve the hole confinement. A T_0 of 140 K for a four quantum well laser was achieved. The emission wavelength has also been extended to 2.6 μm [5]. In this paper, we report on the characteristics of 2.0 μm MQW InGaAsSb/AlGaAsSb ridge waveguide lasers grown by solid source molecular beam epitaxy (SSMBE).

2. MBE growth and device fabrication

All the samples were grown by SSMBE on n type (100) GaSb substrates. Uncracked As_4 and

*Corresponding author. Tel.: +86-021-62511070-8201; fax: +86-62513510.

E-mail address: azli@itsvr.sim.ac.cn (A.Z. Li).

Sb₄ were used as V group elemental sources. Since the As composition is very small (≤ 0.05), ternary alloy AlGaSb and InGaSb single layers were grown and characterized by four crystal X-ray deflection and Fourier transform infrared absorption to calibrate Al and In compositions in the layers. Thick quaternary AlGaAsSb and InGaAsSb single layers were analyzed by electron probe to confirm the validity of the measurement results of X-ray and infrared absorption. We found that the results of the two approaches are very close.

To optimize the active region of the lasers, a series of MQW samples with different barrier thickness was grown and characterized by photoluminescence at 8 K with a Nicolet Magna 860 Fourier transform infrared spectrometer. Ar⁺ laser of 514 nm was used as excitation source. The MQW samples consisted of 10 periods Al_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.02}Sb_{0.98}/10 nm In_{0.24}Ga_{0.76}As_{0.05}Sb_{0.95} quantum wells (QWs). The well thickness was 10 nm and the barrier thickness varied from 10 to 30 nm. Fig. 1 shows the photoluminescence intensity as a function of barrier width. PL intensity decreases rapidly when the barrier thickness exceeds 15 nm. Due to 0.5% lattice mismatch analyzed by X-ray rocking curve between Al_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.02}Sb_{0.98} and GaSb substrate and the

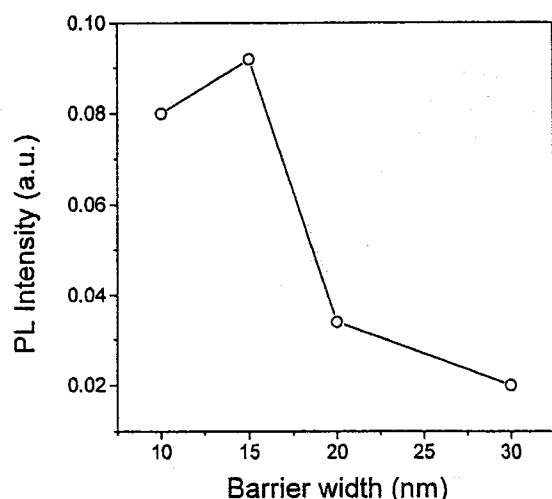


Fig. 1. Photoluminescence intensity of 10 QWs AlGaAsSb/InGaAsSb at 8 K with different barrier width.

1.2% lattice mismatch between the InGaAsSb and GaSb substrate, MQW samples with a thick barrier would relax if the barrier is thick enough. High defect density leads to a severe decrease of PL intensity. It can also be confirmed by X-ray rocking curves. The satellite peaks for the samples with 10 and 15 nm barriers are much stronger than for the samples with 20 and 30 nm barriers. As indicated by Fig. 1, for In_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.02}Sb_{0.98}/In_{0.24}Ga_{0.76}As_{0.05}Sb_{0.95} MQW, the barrier thickness should be less than 15 nm to avoid relaxation.

The laser structures consisted of 4 periods of 10 nm In_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.05}Sb_{0.95} quantum wells separated by 15 nm Al_{0.21}Ga_{0.79}As_{0.02}Sb_{0.98} barriers. The active regions were embedded in 0.6 μ m broad Al_{0.21}Ga_{0.79}As_{0.02}Sb_{0.98} waveguide. The Al_{0.42}Ga_{0.58}As_{0.065}Sb_{0.935} cladding layers were doped to 2×10^{17} cm⁻³ with Te for n type and 1×10^{18} cm⁻³ with Be for p type. Fig. 2 shows the laser structure.

A non-alloyed Ti/Pt/Au metallization was patterned by lift-off technique for the ohmic contact to the p⁺-GaSb cap. Five-micron wide ridge waveguide mesa structure was fabricated by wet etching of the p⁺-GaSb cap and p⁺-Al_{0.42}Ga_{0.58}As_{0.065}Sb_{0.935} cladding layer, followed by burying with polyimide. The wafer was thinned to 100 μ m and n-type ohmic contact was formed with AuGeNi. The wafer was cleaved into chips with cavity lengths ranging from 200 to 700 μ m. No facet coating was used. The laser chips were directly put on a probe stage with a temperature

GaSb	500nm	p
Al _{0.42} Ga _{0.58} As _{0.065} Sb _{0.935}	1500nm	p
Al _{0.21} Ga _{0.79} As _{0.02} Sb _{0.98}	300nm	undoped
Al _{0.21} Ga _{0.79} As _{0.02} Sb _{0.98} / In _{0.25} Ga _{0.75} As _{0.05} Sb _{0.95}	~100nm	undoped
4 QWs		
Al _{0.21} GaAsSb _{0.98}	300nm	undoped
Al _{0.42} Ga _{0.58} As _{0.065} Sb _{0.935}	1500nm	n
GaSb Buffer	800nm	n
GaSb Sub.		n

Fig. 2. Schematic of laser structure.

controlled heat sink, and characterized in pulse mode. Emission spectra were measured with a Nicolet 860 Fourier transform infrared spectrometer, and InSb detector and CaF beam splitter were used.

3. Device characterization

The laser chip with 500 μm cavity length was measured in pulsed regimes with a pulse duration of 1 μs at 100 kHz at temperatures from -10°C to 70°C as shown in Fig. 3. The threshold current of this laser chip is about 80 and 300 mA at 0°C and 60°C , respectively, corresponding to a threshold current density of about 800 and 1800 A/cm^2 per well. The maximum output power at 10°C is greater than 30 mW/facet. In the temperature range of 0 – 60°C , the characteristic temperature T_0 of the threshold current for this laser chip is 93 K. Fig. 4 shows the temperature dependence of the pulsed threshold current. The maximum lasing temperature under pulsed operation is greater than 80°C .

From Fig. 3, we observe the slope changes in P – I curves especially in the range of 30 – 50°C . The power–current characteristics for our ridge waveguide 2 μm laser can be divided into three parts. In Part I, output power is linear with injection

current. In Part II, the P/I curve is almost flat. As injection current increases, the output power does not change. In Part III light output power continues to be linear with injection current, but the slope of P/I curve is different with Part I. To determine the mechanism of slope changes, emission spectra were measured under different injection current levels at 35°C as shown in Fig. 5. At low injection current regime corresponding to Part I, only 2.01 μm lasing mode can be

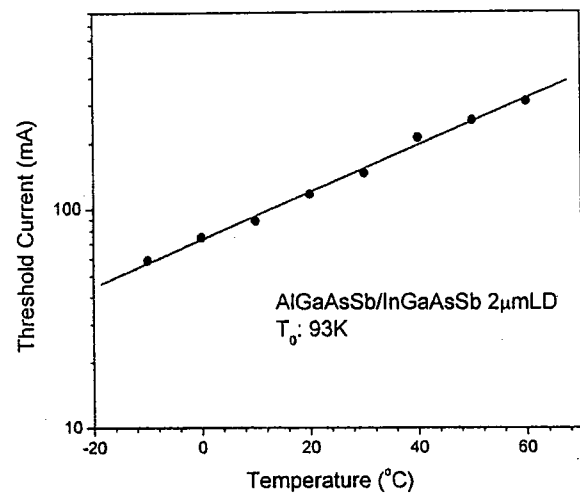


Fig. 4. Temperature dependence of threshold current of 5- μm wide ridge laser.

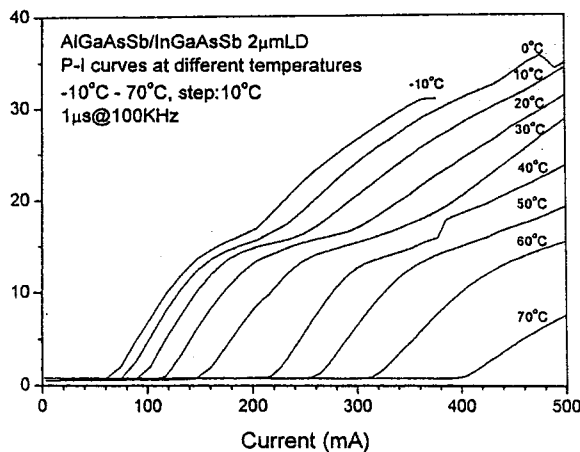


Fig. 3. Output powers versus injection current at a series of temperatures for a laser with 500 μm cavity length and 5 μm width ridge at pulse length 1 μs and repetition rate 100 kHz.

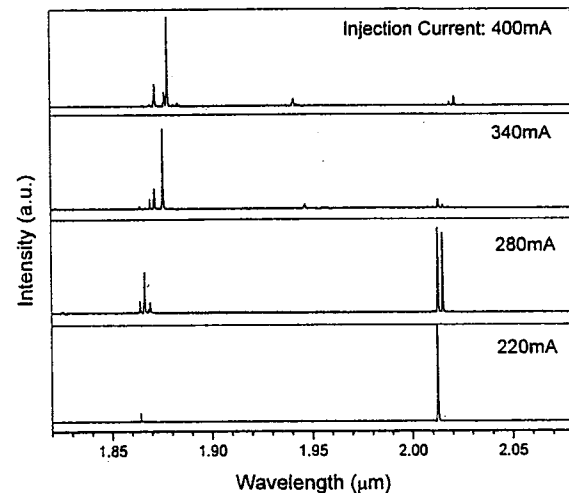


Fig. 5. Lasing spectra for a laser with 500 μm cavity length and 5 μm width ridge at 35°C .

observed. As the injection current increases to Part II in power–current characteristics, two emission wavelengths, 1.87 and 2.01 μm , were observed in the spectra. In the large injection current regime corresponding to Part III in P – I curves, emission wavelength switches from 2.01 to 1.87 μm . The emission wavelength switching is sensitive to both temperature and injection current. At temperatures above 50°C 1e–1hh transition cannot be observed in emission spectra. The photon energy difference between two emission peaks is 46 meV.

By calculating the hole and electron energy level of the quantum wells including the strain effect, it can be determined that the long emission wavelength corresponds to 1e–1hh transition, and the short one corresponds to the 2e–2hh transition. The photon energy difference also fits the calculated results.

In an ideal diode laser, if there exists two lasing mechanisms, the output power will be the sum of them. In power–current curves, the output power is linear with injection current and the slope changes abruptly at the switch point. But in our diode lasers, with increasing injection current, the temperature of active region will rise. As a result, output power of the 1e–1hh transition saturates and even drops when the 2e–2hh transition starts lasing. Because output power is the sum of the two lasing modes, a platform is formed in P / I curve.

Slope change in power–current characteristics has not been reported for AlGaAsSb/InGaAsSb broad stripe lasers. Because in broad stripe lasers, injection current density ($J_{\text{th}} \sim 100 \text{ A/cm}^2$ per well at room temperature) is much lower than our ridge waveguide lasers ($J_{\text{th}} \sim 800 \text{ A/cm}^2$ per well at 10°C), 2e–2hh lasing will not occur. We also measured the P / I curves with different duty cycles. If we assume that the heatsink temperature is equal to the temperature in the active region when the duty cycle is very small, the temperature in the

active region can be determined. The temperature in the active region is 30°C higher than heatsink at the duty cycle of 30%.

4. Conclusion

In conclusion, 2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb MQW laser structures were grown by SSMBE. The barrier thickness in the active region was optimized. Our results show that 15 nm width barrier is best for $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}/\text{In}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ QWs. Five-micron wide ridge waveguide lasers were fabricated. The highest operation temperature of these lasers can be as high as 80 and T_0 is 93 K. Slope change in power–current curve was observed. It relates to the switch from 1e–1hh transition to 2e–2hh transition.

Acknowledgements

This work was supported by the National Advanced Materials Committee of China under grant 863-715-001-141. The authors are grateful to Ms. F.M. Guo for device processing assistance.

References

- [1] H.K. Choi, G.W. Turner, S.I. Eglash, IEEE Photonics Technol. Lett. 6 (1994) 7.
- [2] R.J. Menna, D.Z. Garbuzov, H. Lee, R.U. Martinelli, S.Y. Narayan, J.C. Connolly, SPIE 3284 (1998) 238.
- [3] T.C. Newell, L.F. Lester, X. Wu, Y. Zhang, A.L. Gray, SPIE 3284 (1998) 258.
- [4] S. Simanowski, W. Walther, J. Schmitz, R. Kiefer, N. Herres, F. Fuchs, M. Maier, C. Mermelstein, J. Wagner, G. Weimann, J. Crystal Growth 201/202 (1999) 849.
- [5] D. Garbuzov, M. Maiorov, H. Lee, V. Khalfin, R. Martinelli, J. Connolly, Appl. Phys. Lett. 74 (1999) 2990.

GaInAsSb 共振腔增强光电探测器设计*

林 春 李爱珍

(中国科学院上海冶金研究所信息功能材料国家重点实验室 上海 200050)

摘要 本文用线性插值和介电常数的计算模型,得到了 GaInAsSb 四元系 $2.4\mu\text{m}$ 探测器材料的组份及其折射率。将传统的 p-i-n GaInAsSb 探测器结构置于两组 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜之间,可以得到接近 1 的量子效率。本文用传递矩阵方法 (TMM) 计算了 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜的反射率与波长及反射镜个数的关系,并对探测器的结构进行了设计,讨论了吸收系数与波长的函数关系对探测器量子效率所产生的影响。

关键词 共振腔增强探测器, 反射率, 量子效率

1 引言

硫化物半导体是重要的用于中红外波段的材料,在环境监测、光通讯等方面有广泛的应用前景,其中,在室温和 $2\mu\text{m}$ 波段工作的、具有高探测率 GaInAsSb 探测器长期以来一直为人们所关注^[1-3]。对于探测器而言,良好的波长选择性、高的探测率和量子效率、快的响应速度至关重要。然而,对于常规的 p-i-n 型探测器,入射光只能单次通过有源区,吸收效率较低。为了提高吸收效率,必须增大有源区的宽度,使得难以提高探测器的响应速度。新型的共振腔增强 (RCE) 探测器将传统的探测器结构置于两组 Bragg 反射镜之间,光在共振腔中多次反射使吸收效率大大提高。同时,特定波长的光在共振腔中形成驻波,进一步提高了探测器的量子效率^[4-6]。探测率的增加,可以减小有源区宽度,使得探测器的响应速度有很大的提高。本文对 $2.4\mu\text{m}$ 的 p-i-n 型 GaInAsSb 共振腔增强探测器进行了理论上的设计,并对所得结果进行了讨论。

2 材料的选择

$A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$ 四元系半导体材料的禁带宽度可以由标准的线性插值方法计算得到:

*1999-05-05 收到

$$Q(x, y) = \frac{x(1-x)[yQ_{ABC}(x) + (1-y)Q_{ABD}(x)] + y(1-y)[xQ_{ACD}(x) + (1-x)Q_{BCD}(y)]}{x(1-x) + y(1-y)} \quad (1)$$

$$Q_{ABC}(x) = xQ_{AC} + (1-x)Q_{BC} + Cx(1-x), \quad (2)$$

式中 C 为常数。 Q_{ABD} , Q_{ACD} , Q_{BCD} 可以用类似的式子表示。

为了减少有源区的缺陷密度, 要求 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ 与 GaSb 衬底晶格匹配, 所以

$$y = \frac{0.383 - 0.383x}{0.4210 + 0.022x}, \quad (3)$$

在 RCE 探测器中, 共振腔的腔长对波长有极强的选择作用, 必须为半波长的整数倍。而腔长应当用光学长度来表示, 因此材料的折射率对探测器结构的设计影响很大。 GaInAsSb 四元系属于窄禁带半导体材料, 计算折射率时要包括带间跃迁和带内自由载流子跃迁的贡献, 可以用毕文刚等人提出的模型^[7]从介电常数 $\epsilon(\omega)$ 加以计算。该模型包括了半导体能带中多个联合态密度奇点对介电常数的影响。本文将只关注在禁带之上很小的一个区域, 因此只需计及禁带宽度和自旋轨道分裂对折射率的贡献。这样得到的 $\text{Ga}_{0.75}\text{In}_{0.25}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ 在探测波长 $2.4\mu\text{m}$ 处的折射率为 3.74。

为了使光在共振腔中多次反射, Bragg 反射镜必须有接近于 1 的反射率。这就要求组成反射镜的两种材料的折射率之差尽可能地大。折射率差越大, 反射率越高, 所需的反射镜数目随之降低, 从而可以大大降低材料制备的复杂性。另外, 高质量的反射镜是探测器内形成稳定光场的重要条件, 因此这两种材料必须晶格完全匹配, 使得能得到低缺陷、高平整度的镜面。 AlAsSb 和 GaSb 可以达到晶格的完全匹配, 而 $\text{AlAs}_{0.083}\text{Sb}_{0.917}$ 的折射率为 3.24, GaSb 的折射率为 3.72, 二者之差达到 13%, 因此, 它们是制备高反射率 Bragg 镜面的优良材料。

3 器件结构的设计

把常规的 p-i-n 型 GaInAsSb 探测器置于两组 $\text{AlAsSb}/\text{GaSb}$ Bragg 反射镜之间, 并调节各层的厚度, 使得被探测的光在器件中满足共振的条件, 形成驻波。图 1 为 GaInAsSb p-i-n 型共振腔增强探测器的结构简图。为了简化器件的结构, 可以利用半导体与空气界面的反射, 省去顶层 Bragg 反射镜。空气与 GaSb 界面的反射率可以由 Fresnel 公式计算得到, 约为 0.34。

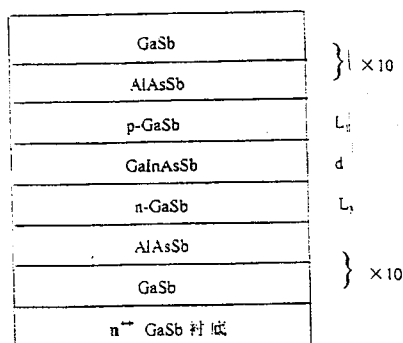


Fig.1 GaInAsSb resonant cavity enhanced p-i-n photodetector structure

图 1 GaInAsSb p-i-n 型共振腔增强探测器的结构简图

光波在界面处反射时会产生相移,在调节共振腔的长度时必须考虑顶层和底层 Bragg 反射镜的总相移。达到共振条件的各层材料的厚度满足下式:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(n_1L_1 + n_2d + n_3L_3) + \Psi_T + \Psi_B = 2m\pi, \quad (4)$$

式中 m 为正整数。 n_1, n_2, n_3 分别为顶层 GaSb、GaInAsSb 和底层 GaSb 的折射率, $n_1 = n_3$ 。 L_1 、 d 、 L_3 分别为上述三层的厚度。如图 1 所示。

Bragg 反射镜的反射率和相移可以用光在多层介质中传播的传递矩阵方法 (TMM)^[8] 计算。光在某一层介质中的传播可以用特征矩阵来表达:

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\frac{i}{P} \sin \beta \\ -iP \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot h \cdot \cos \theta, P = n \cdot \cos \theta,$$

n 为该层的折射率, h 为层厚, θ 为折射角。如果是正入射,则 $\theta = 0$, 多层介质的特征矩阵为各单层介质的特征矩阵的乘积,因此多层介质总的反射率 r 可以表示成:

$$r = |r| e^{-i\delta} = \frac{(m_{11} + m'_{12}P_l)P_1 - (m'_{21} + m'_{22}P_l)}{(m'_{11} + m'_{12}P_l)P_1 + (m'_{21} + m'_{22}P_l)}, \quad (6)$$

δ 为相移, m'_{11} 、 m'_{12} 、 m'_{21} 、 m'_{22} 为多层介质的特征矩阵的矩阵元,下标 1 和 l 分别代表第一层和最后一层介质。

图 2 为不同周期的 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜的反射率与波长的关系。从图中可以看到, 10 周期 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜的反射率可以达到 0.8, 而 15 周期反射镜的反射率在相当大的波长范围内已接近于 1, 说明了 AlAsSb/GaSb 是良好的制备反射镜面的材料。

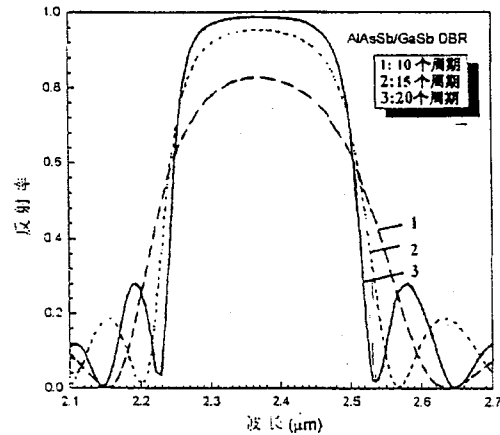


Fig.2 Reflectivities of AlAsSb/GaSb Bragg reflectors with different periods

图 2 不同周期的 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜反射率与波长的关系

共振腔增强探测器的总量子效率可以表示为^[9]:

$$\eta = \left\{ \frac{1 + r_B e^{-\alpha d}}{1 - r_T r_B e^{-\alpha d} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} L_{\text{eff}} + \Psi_T + \Psi_B\right) + r_T r_B e^{-2\alpha d}} \right\} (1 - r_T)(1 - e^{-\alpha d}), \quad (7)$$

式中 r_T 、 r_B 、 Ψ_T 、 Ψ_B 为顶层和底层 Bragg 反射镜的反射率和相移, α 、 d 为 GaInAsSb 层的吸收系数和厚度, n_{eff} 和 L_{eff} 为有效折射率和有效腔长, $n_{\text{eff}}L_{\text{eff}} = (n_1L_1 + n_2d + n_3L_3)$ 。考虑到共振效应, 被探测波长在共振腔中形成驻波时, GaInAsSb 吸收层必须位于驻波的极大处, 此时吸收系数必须表示成有效吸收系数的形式 [8]:

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha \cdot SWF, \quad (8)$$

其中

$$SWF = 1 + \frac{2r_B}{\beta d(1+r_B)} [\sin(\beta d) \cos(2\beta L_3 + \beta d + \Psi_B)], \quad (9)$$

式中 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}$ 。

图 3 为顶层反射率不同时量子效率与波长的关系。可以看到, 由于共振腔的增强效应, 量子效率有很大的提高。对于相同的 r_B , 当 $r_T = r_B \cdot e^{-2\alpha d}$ 时, 量子效率有极大值。从图 3 也可以看到, 无顶层 Bragg 反射镜的量子效率 ($r = 0.34$) 与常规探测器相比已经有了很大的提高。为了加强共振效果, 在顶部增加 8-10 对 Bragg 反射镜, 可以达到最大的量子效率。图 4 给出了 GaInAsSb p-i-n 型共振腔增强探测器的优化结构图。

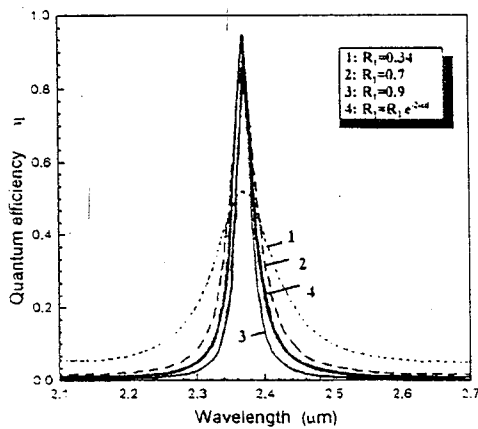


Fig.3 Quantum efficiencies with different reflectivities of top layer

图 3 不同顶层反射率下, 量子效率与波长的关系

p ⁺⁺ GaSb Cap	50nm
p-GaSb	90nm
GaInAsSb	1μm
n-GaSb	140nm
n-AlAs _{0.45} Sb _{0.55} (λ/4)	182.9nm
n-GaSb(λ/4)	159.3nm
n ⁻ GaSb 衬底	

} × 10

Fig.4 Optimized GaInAsSb resonant cavity enhanced p-i-n photodetector structure

图 4 优化后的 GaInAsSb p-i-n 型共振腔增强探测器的结构图

以上的计算中, 都取吸收系数为常数。对于实际的直接禁带半导体材料, 它的吸收边为抛物线型:

$$\alpha = \begin{cases} A\sqrt{E - E_0} & E \geq E_0 \\ 0 & E < E_0 \end{cases} \quad (10)$$

式中 E 为光子能量, E_0 为半导体材料的禁带宽度, A 为与跃迁动量矩阵元和联合态密度有关的常数。在 RCE 探测器结构中, $\alpha \cdot d$ 与量子效率并不是简单的线性递增的关系, 随 $\alpha \cdot d$ 的增大, 量子效率有一个极大值, 所以 $\alpha \cdot d$ 对波长的函数关系将对 RCE 探测器响应曲线的峰形产生影响。如果要进一步考虑吸收系数对波长的依

赖关系, 以及对探测器量子效率的影响, 还需计及吸收边以下由于自由载流子吸收所引起的乌尔巴赫吸收带尾, 此时吸收系数的函数的形式可以表示为^[10]:

$$\alpha = \begin{cases} A\sqrt{E - E_g} & E \leq E_g + \frac{W_0}{2} \\ A\sqrt{\frac{W_0}{2e}} \exp\left(\frac{E - E_g}{W_0}\right) & E \geq E_g + \frac{W_0}{2} \end{cases} \quad (11)$$

W_0 为经验参数。包含了以上几种效应后, 对 RCE 探测器的量子效率进行更为仔细的计算, 结果如图 5 所示。计及乌尔巴赫带尾后, 量子效率对波长的关系不再象吸收系数为常数时那样具有对称的峰形, 而是在长波方向衰减更为迅速, 半峰宽也比吸收系数为常数时小。峰位未发生明显移动的原因可以归结为带尾的系数与带间跃迁相比太小。所得的曲线形状与实验结果完全一致。

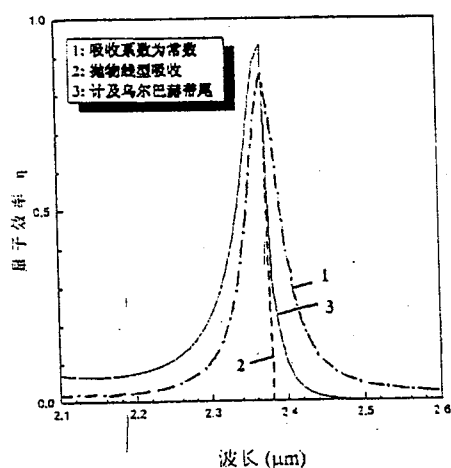


Fig.5 Quantum efficiencies of photodetectors with different AlAsSb/GaSb Bragg reflector periods

图 5 不同周期的 AlAsSb/GaSb Bragg 反射镜量子效率与波长的关系

4 结论

本文探讨了 GaInAsSb p-i-n 型光电探测器理论设计上的一些问题, 包括材料的选择, 器件结构参数对量子效率的影响, 给出了具体的器件结构。吸收系数随波长的依赖关系对探测器的响应曲线有一定的影响, 使其峰形产生一定程度的不对称性。

参考文献

- 1 H.K. Choi, C.A. Wang, G.W. Turner, M.J. Manfra, D.L. Spears, G.W. Charache, L.R. Danielson and D.M. Depoy, *Appl. Phys. Lett.*, **71** (1997) 3758.
- 2 Y. Shi, J.H. Zhao, H. Lee, J. Sarathy, M. Cohen and G. Olsen, *Electron. Lett.*, **32** (1996) 2268.
- 3 K. Xie, J.H. Zhao, Y. Shi, H. Lee and G. Olsen, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **8** (1996) 667.
- 4 S.L. Daryanani and G.W. Taylor, *Opt. Quantum Electron.*, **25** (1993) 123.
- 5 K. Lai and J.C. Campbell, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (1994) 108.

- 6 H.H. Tung and C.P. Lee, *IEEE J. Quantum Electron.*, **33** (1997) 753.
- 7 Born and Wolf, *Principles of Optics*, 6/e, Pergamon Press.
- 8 W.G. Bi and A.Z. Li, *J. Appl. Phys.*, **71** (1992) 2826.
- 9 M.S. Ünlü and S. Strite, *J. Appl. Phys.*, **78** (1995) 607.
- 10 K.H. Herrmann, V. Melzer and U. Müller, *Infrared Phys.*, **34** (1993) 117.

THE DESIGN OF GaInAsSb RESONANT CAVITY ENHANCED PHOTODETECTOR

LIN Chun and LI Aizhen

*(State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics
Shanghai Institute of Metallurgy, Chinese Academy of Sciences
Shanghai 200050)*

ABSTRACT

The composition and refractive index of GaInAsSb quaternary semiconductor material for photodetector operating at $2.4\mu\text{m}$ are obtained by using interpolation and models of dielectric function. By putting the conventional p-i-n structure of GaInAsSb photodetector between two groups of Bragg reflective mirrors, nearly unit quantum efficiency can be reached. Transfer Matrix Method (TMM) is used to calculate the reflectivity of AlAsSb/GaSb Bragg mirrors as a function of wavelength and the number of mirrors. The structure of RCE detector is determined and the influence of the changes of absorption with wavelength on the quantum efficiency is also discussed.

KEY WORDS Resonant cavity enhanced detector, Reflectivity, Quantum efficiency