

密级: _____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研究

作者姓名: _____ 曾徐路 _____

指导教师: _____ 董建荣 研究员 _____ 中科院苏州纳米所 _____

学位类别: _____ 工学硕士 _____

学科专业: _____ 微电子学与固体电子学 _____

培养单位: _____ 中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所 _____

二零一四年五月

Design and Fabrication of 1.31 μm InGaAlAs Quantum Well
Long-wavelength Laser Diodes

By
Xulu ZENG

A Thesis Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Master of Microelectronics and Solid State Electronics

Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese
Academy of Sciences
May, 2014

关于学位论文使用权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经著作权人授权，不得将本论文转借他人并复印、抄录、拍照、或以任何方式传播。否则，引起有碍著作权人著作权益之问题，将可能承担法律责任。

.....

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所有关保存、使用学位论文的规定，即：中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所有权保留学位论文的副本，允许该论文被查阅；中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所可以公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存该论文。（涉密的学位论文在解密后应遵守此规定）

签 名：曾徐路 导师签名：董建峰 日 期：2014.5.23

.....

关于学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：曾徐路 导师签名：董建峰 日 期：2014.5.23

致 谢

首先，衷心感谢我的导师——董建荣研究员！董老师一丝不苟的科研态度，丰富的经验以及精益求精的工作精神，给我们树立了良好的榜样，长久地影响并激励着我。每次在实验中遇到困难，董老师总是给予细致而耐心的指导，生活上也是关照入微。为人处世上的教诲使我受益终身。董老师为我提供了良好的科研条件，在论文选题、实验方案确定、结果分析以及论文撰写等具体工作中给予了精心指导和帮助。在论文即将完成之际，谨向我的导师表示深深的谢意！

在此，我要感谢在攻读硕士学位期间给予我指导和帮助的老师。感谢张瑞英老师和仇伯仓老师在研究思路和方法上提供的宝贵建议和指点；感谢陆书龙老师、郑新和老师、边历峰老师给予的各方面的关心和照顾；感谢邱永鑫老师和周桃飞老师在材料测试方面的大力支持；感谢其他课题组的秦华老师、刘建平老师、范亚明老师等在各方面的帮助。

特别感谢于淑珍师姐、赵勇明师兄和赵春雨师兄在材料生长、测试和制造工艺方面的具体指导，我从他们身上学到了很多实验中的经验；特别感谢李奎龙师兄和孙玉润师兄在学习生活各方面的鼎力支持和富有启发性的讨论，尤其是他们对我的每篇文字材料都进行仔细地修改，花费了不少心思；特别感谢冯美鑫师兄在器件仿真方面给予的无私帮助。

同样地，感谢其他本组和 A207 办公室的同学和工作伙伴们，他们营造了非常踏实认真的学习氛围，让我受益匪浅，并使我的研究生生活更加多姿多彩，他们是：季莲师姐、熊康林师兄、何巍师姐、金朝师兄、张东炎师兄、代盼师姐、吴渊渊师兄、谭明、何洋、宋焱、甘兴源、王海啸、任昕、王乃明、王青松、阮孟财等。不论在学习还是生活中，遇到的困难都得到了他们相当多的理解和帮助。祝愿他们前程似锦！

当然，还要感谢器件部其他课题组的老师和同事们在学习和生活各方面给予的无私帮助。他们是：李增成师兄、黄永丹师兄、周坤师兄、徐建宝、邓旭光、田爱琴、温鹏雁、李凡、杨昕昕等。

感谢测试平台的师兄师姐和同学们在材料测试中提供的帮助。

感谢器件部秘书宋晓晓在科研和生活方面的支持和协助。

感谢研究生部的王英、王进军和张荣等老师对我的学业的支持。

三年时光如白驹过隙，在这期间不仅完成了学习生涯的又一阶段，还经历了人生中不少难忘的时刻。不可或缺地，要感谢我的室友余续金、王正宫以及马晓冬师兄，营造了非常融洽的生活氛围，并给予我许多关照。感谢多年来和我共同学习生活过的同学们。

向始终如一地关心和支持我的家人表示最诚挚的感谢。没有他们，我就无法走到今天。

感谢中科院苏州纳米所提供的良好的学习和生活条件，美丽的苏州给学习生活提供了极大的便利。

再次向这三年中给予我帮助、陪我一起走过的所有人致以衷心的感谢和美好的祝愿，谢谢你们！

最后，感谢各位专家教授在百忙之中对本论文的评阅和审议。

曾徐路

2014年5月

摘要

作为信号发射源,长波长半导体激光器是光纤通信技术中的关键器件。传统器件通常采用 InGaAsP/InP 材料体系作为有源区材料。然而,由于其较小的导带带阶比(Conduction Band Offset Ratio),导致较大的阈值电流,并限制了器件的温度特性。随着外延生长技术的不断成熟,人们选择具有更高导带带阶比的 InGaAlAs/InP 材料体系作为替代,以降低激光器的阈值电流、提高调制速率和特征温度,实现了无制冷工作。因此,研究高质量的 InGaAlAs 材料生长及研制基于 InGaAlAs 的长波长激光器具有十分重要的意义。

本论文主要以研制 $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAlAs 量子阱激光器为目标,进行了多方面的工作。首先设计了 InGaAlAs 量子阱激光器的器件结构,然后利用 MOCVD 技术并结合对材料光学性质的表征研究,制备了高质量的 InGaAlAs 外延层和 InGaAlAs/InGaAlAs 量子阱结构;通过器件工艺制备了横向耦合分布反馈(DFB)光栅并实现了室温连续工作的 InGaAlAs 量子阱 DFB 激光器,主要取得了以下结果:

1. 研究了 InGaAlAs 材料的 MOCVD 生长。通过外延生长实验和材料表征手段探索了 InGaAlAs 材料的优化生长条件,获得了晶体质量较高、光学性质较好的外延材料。通过变温光致发光探讨了 InP/InGaAlAs/InP 结构中发光峰的反 S 形行为的成因。

2. 通过器件工艺,制作了 $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAlAs/InGaAlAs 横向耦合光栅 DFB 激光器芯片,实现了室温连续工作,器件阈值电流为 34 mA,输出功率达 7 mW,发射波长为 1299 nm。

3. 设计了 $1.31\ \mu\text{m}$ TM 偏振 InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器,计算了量子阱的能带结构、光学性质以及载流子传输性质等;通过数值模拟,优化了量子阱的势垒高度,并计算了激光器的功率-电流、调制特性以及温度特性等。

4. 通过数值模拟探讨了对 $1.31\ \mu\text{m}$ TM 偏振 InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器有源区的掺杂优化,分析了不同的 P 型掺杂水平和 N 型调制掺杂水平对激光器功率-电流和调制特性等的影响,这些结果对此类激光器的研制具有一定的指

导意义。

关键词：半导体激光器，InGaAlAs，InGaAsP

Abstract

As light sources, long-wavelength semiconductor laser diodes(LDs) are key devices in fiber communication systems. The conventional material choice of active region is InGaAsP/InP system. However, owing to its relatively small conduction band offset ratio, devices based on this system have large threshold current and poor temperature characteristics. With the development of epitaxial growth technologies, InGaAlAs/InP system has been chosen as an alternative for fiber communication lasers. Benefiting from its larger conduction band offset ratio, LDs based on InGaAlAs/InP system have achieved lower threshold current, higher characteristic temperature and modulation rate in comparison with InGaAsP LDs. Moreover, uncooled lasers have been realized. It is of great significance to investigate the growth of high quality InGaAlAs material and the fabrication of long wavelength InGaAlAs lasers to improve the performance of fiber communication lasers.

The work of this thesis focuses on the design and fabrication of 1.31 μm InGaAlAs quantum well laser diodes. Firstly, we designed InGaAlAs multiple quantum well (MQW) laser structure via numerical simulation. Secondly, we grew InGaAlAs epilayers and InGaAlAs MQW structures by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD), and on the other hand we also investigated the optical properties of InGaAlAs epilayer and InGaAlAs MQW structures by photoluminescence (PL) measurements. Thirdly, we fabricated laterally-coupled grating distributed feedback (DFB) LDs and achieved CW operation at room temperature. The main achievements are as follows.

1. Through optimization of growth parameters, InGaAlAs epilayers and MQW structures with high crystal quality and good optical properties has been grown by MOCVD. An “inverted S” behavior is observed in temperature-depended photoluminescence of InP/InGaAlAs/InP sandwich structures, and the possible causes for this behavior have been discussed in detail.

2. Laterally-coupled grating DFB InGaAlAs/InGaAlAs LDs have been fabricated. The preliminary results show the threshold current of 34 mA at room temperature. The output power and lasing wavelength under room temperature CW operation is 7 mW and 1299 nm respectively.

3. A 1.31 μm TM mode InGaAsP/InGaAlAs MQW LD structure has been designed by numerical simulation. The barrier height in MQWs has been optimized and the L-I, temperature and modulation characteristics have been calculated.

4. The influence of active region doping of TM mode InGaAsP/InGaAlAs MQW laser structure has been evaluated via numerical simulation. The effects of both p type and n type modulation doping profile on L-I and modulation characteristics have been analyzed. The results will be helpful for design and fabrication of InGaAsP/InGaAlAs LDs.

Keywords: Semiconductor Laser Diode, InGaAlAs, InGaAsP

目 录

第一章 绪论.....	1
1.1 光纤通信长波长半导体激光器.....	1
1.2 1.31 μm 激光器有源区的材料体系.....	2
1.3 国内外研究现状.....	4
1.4 本论文的内容安排.....	5
第二章 外延生长设备与材料表征技术.....	7
2.1 MOCVD 生长原理与设备简介.....	7
2.1.1 MOCVD 生长原理.....	7
2.1.2 MOCVD 设备简介.....	9
2.2 材料表征技术.....	12
2.2.1 高分辨 X 射线衍射.....	12
2.2.2 光致发光.....	14
2.2.3 霍尔效应.....	14
2.3 本章小结.....	15
第三章 应变量子阱激光器基本理论.....	17
3.1 激光器的基本原理.....	17
3.1.1 受激辐射.....	17
3.1.2 激射条件.....	18
3.2 应变量子阱激光器的基本原理.....	21
3.2.1 量子阱理论模型.....	22
3.2.2 晶格应变对材料特性的影响.....	24
3.2.3 晶格应变对器件特性的影响.....	26
3.3 本章小结.....	27
第四章 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制.....	29
4.1 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制思路.....	29
4.1.1 器件结构选择.....	29

4.1.2	器件研制过程.....	30
4.2	InGaAlAs 材料性质.....	31
4.3	InGaAlAs/InP 量子阱激光器的模拟和优化.....	33
4.3.1	LASTIP 软件介绍.....	33
4.3.2	仿真内容与结果.....	35
4.4	InGaAlAs 材料的外延生长.....	39
4.4.1	InGaAlAs 材料的外延生长特点.....	39
4.4.2	InGaAlAs 单层材料的生长和表征.....	41
4.4.3	InGaAlAs 量子阱结构的生长和表征.....	43
4.5	器件结果.....	47
4.6	本章小结.....	48
第五章	InGaAlAs 外延层材料的光学性质研究.....	49
5.1	InP/InGaAlAs/InP 结构的室温 PL 谱测量.....	49
5.2	InP/InGaAlAs/InP 结构的变温 PL 谱测量.....	52
5.3	本章小结.....	58
第六章	InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的设计和优化.....	59
6.1	研究背景.....	59
6.2	设计内容和计算方法.....	59
6.3	计算结果与分析.....	62
6.3.1	量子阱能带结构和光学性质.....	62
6.3.2	载流子传输特性.....	65
6.3.3	器件特性仿真结果.....	67
6.4	本章小结.....	70
第七章	InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器有源区的掺杂优化.....	71
7.1	有源区的两种掺杂方式.....	72
7.2	仿真内容.....	73
7.3	仿真结果与分析.....	73
7.4	本章小结.....	78
第八章	总结与展望.....	79

8.1 总结.....	79
8.2 展望.....	79
参考文献.....	81
附录.....	87
科研成果及学术活动.....	97
作者简历.....	99

第一章 绪论

1.1 光纤通信长波长半导体激光器

1966 年英籍华人高锟博士发表了一篇划时代的论文, 他提出利用带有包层材料的石英玻璃光学纤维作为通信媒质, 从此开创了光纤通信领域的研究工作。如今, 光纤通信技术在现代信息基础设施的建设中处于无可替代的主导地位。光纤通信技术的发展需要依赖先进半导体材料的研究以及各类光电子器件的开发。半导体激光器由于其具有体积小, 易于直接调制的优点, 成为光纤通信系统的重要光源。自 1962 年面世以来, 随着半导体材料提纯和外延技术的不断完善和发展, 半导体激光器已经覆盖从 $0.3\ \mu\text{m}$ 至 $100\ \mu\text{m}$ 的波长范围。半导体激光器不仅是超长距离、超大容量光纤通信系统的关键器件, 而且在高速信号处理系统、高速波分复用系统中也占有非常重要的地位。

作为光纤通信系统的最基本单元, 半导体激光器的发射波长需对应于光纤低损窗口, 同时要求低成本、高可靠性、无制冷工作等性能。 $1.31\ \mu\text{m}$ 和 $1.55\ \mu\text{m}$ 分别对应着石英光纤的零色散和最小损耗窗口, 前者用于短距离局域通信网络, 后者用于长距离高速率光纤通信系统。目前, InP 基的半导体激光器是长波长光纤通信系统的唯一选择^[1]。长期以来, 实现商业化的长波长半导体激光器主要是在 InP 衬底上生长的 InGaAsP 材料为有源层, 并获得了相当的成功。1976 年 J.J.Hsieh 和 A.P.Bogotov 等人分别独立成功研制了首个 InGaAsP/InP 长波长激光器^[2]。从 20 世纪 80 年代, InGaAsP/InP 长波长激光器开始迅猛发展。1984 年 InGaAsP/InP 长波长激光器进入了光纤通信的商用化领域, 并成为市场上的主流产品。80 年代后期, 新的外延生长技术, 如金属有机物化学气相沉积(MOCVD)、分子束外延(MBE)、化学束外延(CBE)等取得了重大进展, 扩展了材料体系的选择空间, 使得人们能够利用“能带工程”为半导体激光器引入新结构, 包括各类量子阱激光器、垂直腔面发射激光器以及高功率激光器列阵等^[3]。另外, 在采用了渐变折射率分别限制结构(GRIN-SCH)等改进结构后, 单量子阱激光器的阈值电流密度降到了 $160\ \text{A}/\text{cm}^2$, 大大优于双异质结激光器。1994 年以后, 量子阱激光器几乎完全取代了双异质结激光器, 半导体激光器进入了具有较为稳定的器件

结构——量子阱激光器的发展阶段。

1.2 1.31 μm 激光器有源区的材料体系

覆盖了长波长光纤通信窗口的材料体系，主要有以下三种：InGaAsP(InAsP)/InP、InGaAlAs/InP 以及 InGaAsN/GaAs，如图 1-1 所示。InGaAsP 材料由于光电性能良好，被广泛应用于 1.31 μm 和 1.55 μm 的光纤通信激光器上，但由其构成的量子阱结构对导带电子的限制较差，高温时产生的电子泄漏(Electron Overflow)增大了阈值电流，并导致器件效率降低。

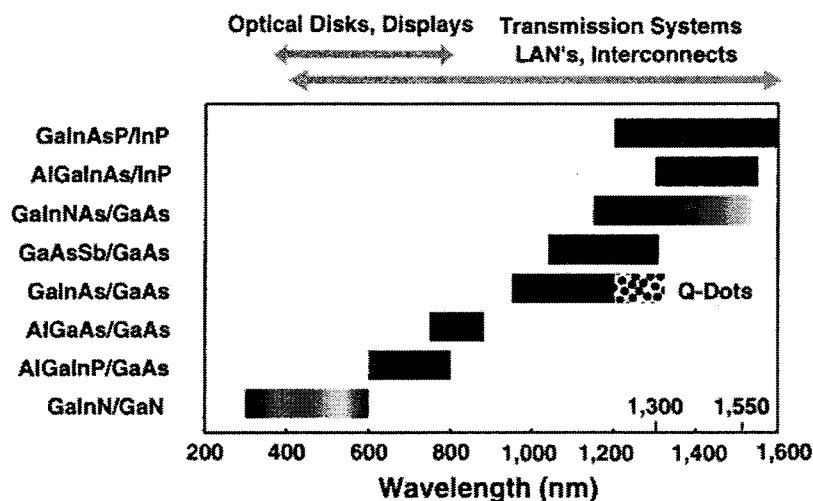


图 1-1 不同波段激光器使用的半导体材料^[2]。

随着现代社会对信息量的巨大需求，进入九十年代后，InGaAsP 长波长激光器已不能满足通信环路网路(FITL)1990 年制订的 Bellcore 国际标准。为了降低成本，光纤通信系统需要在高温下无制冷工作的激光器。同时，随着半导体光电子器件逐步朝着光电集成(OEIC)的方向发展，也要求半导体激光器能在高温无制冷条件下工作。尽管性能逐年提高，InGaAsP 长波长激光器的温度特性仍然难以改善。这是由于 InGaAsP 导带带阶小(只有约 100 meV)^[4]，导带带阶比(Conduction Band Offset Ratio)较小($\Delta E_c/\Delta E_g = 0.4$)^[5]，导致不能有效地抑制电子向波导层的泄漏，故其特征温度只有 60 K--80 K^[6]。为了适应工作环境温度的要求(-25 $^{\circ}\text{C}$ --85 $^{\circ}\text{C}$)，在此类激光器的发射模块中需要加入复杂、昂贵的制冷器、控温器以及外围控制电路等。对此，人们已从有源区、分布反馈光栅以及波导层等诸多方面试图提高器件性能，但仍未达到理想的改善程度。虽然理论研究表明应变 InAsP/InP

量子阱具有更大的导带带阶比($\Delta E_c/\Delta E_g = 0.65$)^[7], 不过该型激光器尚无性能显著改善的报道。另一方面, 由于 InGaAsP 的材料特性决定了其难以满足 10 Gb/s 以上更高调制速率的应用^[8], 为此, 探寻新的材料体系, 开发具有低成本、高可靠性、高温无制冷工作的长波长激光器一直是人们研究的热点。

近年来, 有两种覆盖了光通信低损窗口的替代性材料体系: InGaAs/GaAs、InGaAlAs/InP 受到了广泛的关注。InGaAsN/GaAs 材料体系由日立(Hitachi)公司的近藤(Kondow)等人于 1996 年首先提出^[9], 其具有 GaAs 基材料高导带带阶的优点, 拥有高达 470 meV 的导带带阶和很大的导带带阶比($\Delta E_c/\Delta E_g = 0.79$)^[10], 能很好地抑制电子泄漏。该材料的另一个优点是掺入 N 元素会增大电子有效质量, 使得电子和空穴的有效质量更加匹配, 这对降低激光器的阈值电流非常有利。目前, 室温连续工作的 1.31 μm InGaAsN 量子阱激光器的特征温度已超过 200 K, 寿命超过 10^5 小时, 最大输出功率超过 8 mW^[11]。然而, 迄今尚难获得高质量的 InGaAsN 材料, 并且 InGaAsN 材料的很多性质还有待研究。因此, 基于该材料体系的激光器仍处于起步阶段。

另一种飞速发展的替代性材料是 InGaAlAs/InP 材料体系。20 世纪 90 年代中期, 美国 Bellcore 公司的 C.E.Zah 和 R.Bhat 等首先提出并实现了无制冷 1.31 μm InGaAlAs/InP 应变多量子阱激光器^[5]。由于 InGaAlAs 比 InGaAsP 具有更大的导带带阶比($\Delta E_c/\Delta E_g = 0.72$)^[12,13], 能更有效地阻止高温下电子的泄漏; 且相同禁带宽度下的 InGaAlAs 比 InGaAsP 有更大的折射率^[14], 光限制能力更好。采用 InGaAlAs(阱)/InGaAlAs(垒)应变量子阱结构作为激光器的有源层, 可以减少载流子浓度有关的带间吸收损耗^[15], 有利于提高量子效率, 降低阈值电流密度和提高激光器的特征温度。理论计算指出, 相比于 InGaAsP, InGaAlAs 应变量子阱激光器的线宽增强因子只有前者的 62%, 载流子引起的折射率变化约只有前者的 87%而材料微分模式增益却是前者的 138%^[16]。测试表明, InGaAlAs 量子阱激光器即便在 218 mW 下工作也没有造成灾变性损坏^[5]。此外, InGaAlAs 材料的俄歇复合因子比 InGaAsP 材料低得多^[17,18], 辐射复合与非辐射复合的比值也更大^[19], 载流子由高能态散射跃迁到低能态的弛豫时间更小^[20], 这些优点将更有利于满足高速调制激光器的要求。尽管 InGaAlAs 应变量子阱激光器有较高的非线性增益

抑制因子，对其高速特性造成一定影响，但这可以通过优化量子阱结构来改进^[21-24]。实验证明，相同结构的 InGaAlAs/InP 激光器性能明显优于 InGaAsP/InP 激光器，其量子效率、特征温度和最大线性功率等均提高了 30% 左右^[14]。

近年来，人们还提出了 InGaAlAs/InGaAs(三元衬底)、In(Ga)AsP/InGaAlAs 等高导带带阶材料。因此，InGaAlAs 已成为研发高性能、低成本、无制冷工作的长波长激光器的另一材料选择。

表 1-1 列出了上述三种材料的基本参数对比。

表 1-1 InGaAsP、InGaAlAs 与 InGaAsN 的材料参数对比。

	InGaAsN	InGaAlAs	InGaAsP
导带带阶比, $\Delta E_c/\Delta E_v$	0.79 : 0.21	0.72 : 0.28	0.4 : 0.6
器件的典型特征温 度, T_0 (K)	120	70	60
增益峰值随温度变 化速率, (nm/K)	0.33	0.55	0.59
m_e/m_0	0.08	0.05	0.06
m_{hh}/m_0	0.36	0.48	0.49

1.3 国内外研究现状

对 InGaAlAs/InP 材料体系的理论和实验研究可以追溯到 1982 年^[14]。上世纪九十年代，包括美国南加州大学、加州大学圣芭芭拉分校以及 Bell 实验室等很多著名的研究机构对 InGaAlAs/InP 材料体系进行了大量研究。虽然大部分的工作仅限于材料特性研究，但这些都为日后研制 InGaAlAs/InP 激光器奠定了基础。自从 C.E.Zah 等人 1994 年首次提出 1.31 μm InGaAlAs/InP 应变多量子阱激光器，Lastron、Ortel、NTT、NEC、Oki、Fujitsu、Chunghwa、Tokyo Ins. of Tech 等许多公司和研究机构都加入了研发的队伍。20 世纪 90 年代末，MOCVD 生长高质量的 InGaAlAs 材料取得了突破，这使获得高可靠性 InGaAlAs 量子阱激光器成为可能。第一支 1.55 μm InGaAlAs 应变量子阱激光器制作于 2000 年。之后，10 Gb/s、工作温度超过 85 $^{\circ}\text{C}$ 、调制带宽达 12 GHz 的 InGaAlAs 调制激光器问世，其工作温度被提高到 12.5 Gb/s 下的 115 $^{\circ}\text{C}$ 和 10 Gb/s 下的 120 $^{\circ}\text{C}$ 。10 Gb/s 直接

调制激光器于 21 世纪初开始商业化。近年来,有许多 25 和 40 Gb/s 的 InGaAlAs 量子阱激光器的报道,能在很宽的温度范围内进行工作。采用短腔结构(小于 200 μm)使超高比特率工作得以实现。2008 年, Fujitsu 研发的掩埋异质结型 DFB 激光器,其阈值电流仅为 16.2 mA, 70 $^{\circ}\text{C}$ 时最大张弛频率-效率小于 2.5 GHz/mA^[15]。

我国从 1993 年底开始利用 AIX/200 型低压 MOCVD 系统进行量子阱器件的开发,其中武汉邮电科学研究院、中科院半导体所于 1997 年先后开展了对 InGaAlAs/InP 材料与器件的研制开发。现已开发出几十种 InGaAsP 系列、InGaAlAs 系列材料和两种系列的应变量子阱材料,量子阱器件的研发也取得不少成果。目前正在开发的器件有:(1) 1.31 μm 、1.55 μm InGaAlAs 高温无制冷应变量子阱激光器;(2) 1.31 μm 、1.55 μm 应变补偿 InGaAsP 量子阱光放大器;(3) 高速调制系统用的量子阱分布反馈式激光器与电吸收型调制器的单片光集成器件。

由于含 Al 材料易被氧化, InGaAlAs 量子阱激光器的长期可靠性成为一个重要课题。为了获得高质量的 InGaAlAs 材料尚需进行大量细致深入的研究。

1.4 本论文的内容安排

本论文围绕长波长 InGaAlAs 材料生长及激光器的研制,开展了以下几方面的工作:

1. InGaAlAs 外延层材料生长及性质研究;
2. 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制;
3. 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振高速激光器的设计;
4. InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的有源区掺杂对器件性能的影响。

围绕以上研究内容,本论文的内容安排如下:

第一章 引言:介绍光纤通信长波长半导体激光器的产生与发展,重点介绍以 InGaAsP、InGaAlAs、InGaAsN 等三种材料体系为有源区的激光器的特点,以及 InGaAlAs 量子阱激光器的国内外研究现状;最后是本论文的内容安排。

第二章 外延生长设备和材料表征技术:主要介绍我们实验中用到的材料生长设备的结构和原理,外延层材料的表征方法,包括高分辨 X 射线衍射、光致发光以及霍尔效应测量等。

第三章 量子阱激光器的基础理论:首先介绍了半导体激光器的工作原理,

如粒子数反转和增益阈值条件等基本理论；接下来讨论了应变多量子阱的理论，包括材料基本物理参数的计算和应变对材料能带结构和器件性能带来的影响；最后简要介绍了量子阱能带带阶对器件性能的影响。

第四章 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制：本章重点介绍 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制工作。首先阐述了器件的设计和制备思路；然后，详细介绍了 InGaAlAs 材料性质和 InGaAlAs 量子阱激光器的外延结构的 MOCVD 生长研究，以及所生长材料的表征。之后，使用数值模拟软件对器件的工作特性进行了模拟仿真；最后，经过器件工艺制成了 FP 腔和横向耦合 DFB 结构的激光器，并通过测试获得了激光器的特性参数。

第五章 InGaAlAs 外延层材料的光学性质研究：本章主要介绍对 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构与 InGaAlAs 多量子阱结构的变温光致发光谱测量。首先，分析了 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构中存在的 II 型能带带阶发光，探讨了该结构在变温光致发光(PL)谱中存在的反 S 形行为的成因，并提出了进一步研究的思路。

第六章 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振高速激光器的优化设计：以 InGaAsP(阱)/InGaAlAs(垒) 应变补偿量子阱作为有源区，设计了一款 TM 偏振的长波长激光器。首先对有源区的材料进行了选择，构成了五种不同势垒带隙的多量子阱；然后利用 Crosslight 软件对其能带结构和量子阱的光学性质等进行了计算；通过对比，优选了势垒高度，并模拟了器件的功率-电流、温度以及调制等特性。

第七章 InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的有源区掺杂优化：主要介绍了两种不同的有源区掺杂方式对激光器性能的影响。一种是对有源区进行 P 型掺杂，一种是对垒层进行 N 型调制掺杂。通过 Crosslight 软件分析对具有不同势垒高度的量子阱以不同的掺杂方式(P 型或 N 型)和掺杂水平给器件性能带来的影响。

第八章 结束语：对本论文的主要内容进行总结，分析存在的问题，展望未来的研究方向。

第二章 外延生长设备与材料表征技术

2.1 MOCVD 生长原理与设备简介

MOCVD(Metal Organic Chemical Vapor Deposition), 也称为 MOVPE(Metal Organic Vapor Phase Epitaxy), 即金属有机物化学气相沉积, 该技术的开发可以追溯到 20 世纪 70 年代美国洛克威尔公司的 H.M.Manasevit 的相关工作^[25], 它是一种以金属有机物作为源材料, 在气相外延生长(VPE)的基础上发展起来的新型气相外延生长技术。20 世纪 80 年代以来, MOCVD 技术取得了重要进展, 材料生长的均匀性大大改善, 材料的组分、纯度、掺杂陡度和界面平整度等参数都可以和 MBE 技术媲美。MOCVD 技术的成熟使得大规模高质量的材料生长成为可能, 各种光电器件得以迅速从实验室走向商业化阶段。

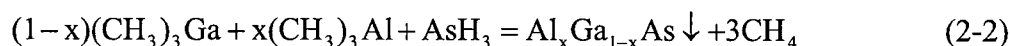
2.1.1 MOCVD 生长原理

MOCVD 使用的源材料亦称反应前体(Precursor)。通常, V 族元素源采用氢化物, III 族元素源采用烷基化合物(即金属有机物), 通过连续输运到反应室内加热的衬底表面上方, 经化学反应生成外延层。

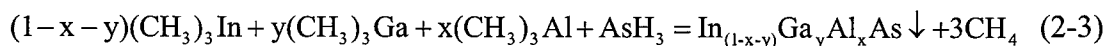
以在 InP 衬底上生长 InGaAlAs 材料为例, 使用三甲基镓(TMGa)和砷烷(AsH₃)作反应前体, 生长化学反应为:



如果同时通入三甲基铝(TMAI), 则得 Al_xGa_{1-x}As 三元固溶体:



如果再同时通入三甲基铟(TMIn), 则得 In_(1-x-y)Ga_yAl_xAs 四元固溶体:



实际的生长过程大致分为以下几个步骤:

- (1) 作为载气的氢气将各金属有机物源通过输运气路携带入反应室;
- (2) 在到达衬底之前, 源混合物在反应室中充分混合;
- (3) 反应物分子穿过滞留层扩散到衬底表面并被吸附;
- (4) 在衬底区域, 高温导致 III 族源分子分解并和其他同相气体反应产生 III

族元素；在衬底热表面的催化作用下，V 族氢化物分解产生 V 族元素，产生的 III 族和 V 族元素被吸附在衬底表面；

(5) 通过在衬底表面迁移，III 族和 V 族元素迁移到合适的晶格位置并成核生长；

(6) 副产物分子脱附、扩散，被排出反应室。

然而，实际的生长过程由于涉及多组分、多相的化学反应，并没有上述那样简单，期间可能发生以下过程^[25]：III 族源与 V 族源分子或有机化合物之间形成加合物；当温度进一步升高时 MO 源和氢化物及加合物的逐步分解甚至气相成核；气相中的反应品种扩散至衬底表面后首先吸附到表面，然后吸附的品种会在表面迁移并继续发生反应，最终并入晶格形成外延层；表面反应的副产物从生长表面脱附，通过扩散，再回到主气流，被载气带出反应室。此外也有部分气相反应产物被气流直接带出反应室。

在实际的生长过程中，生长速率决定于以上过程中最慢的一步^[26]。如果物质运输的扩散、对流等过程控制最慢，称为“质量输运控制”；如果固体表面发生的吸附、脱附的化学反应过程最慢，称为“化学动力学控制”或“表面控制”，如果上述的物质输运和表面的吸附/脱附速率接近，则反应剂在衬底附近有充分的停留时间，足以与衬底表面的生长取得平衡，因而可以认为是受“进气控制”的，这时体系呈现按热力学规律变化的特征，称为“热力学控制”。

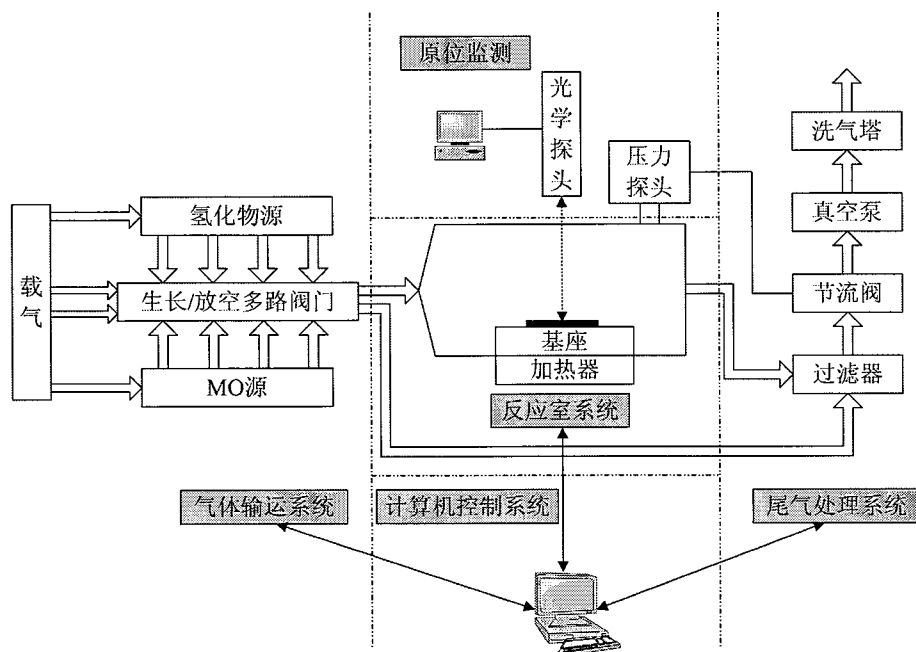


图 2-1 低压 MOCVD 生长系统示意图。

2.1.2 MOCVD 设备简介

目前,国际上主要的 MOCVD 设备制造商有两家:德国的爱思强(Aixtron),美国的维易科(Veeco),这两家公司占据着全球 MOCVD 市场 90%以上的份额。其他厂家包括日本酸素(Nippon Sanso)、日新电机(Nissin Electric)等,其设备精良但只面向日本国内市场。

本论文工作中使用的设备是 AIXTRON 200/4 MOCVD 系统,它由载气供应系统、源供给系统、气体输运和流量控制系统、生长反应室系统、尾气处理系统等组成,其系统结构如图 2-1 所示。

(1) 载气供应系统

载气的作用是把反应剂输运到反应室,常用的载气是高纯氢气和氮气。气体钢瓶通过压力调节阀将气体送至其他系统前还要经过纯化器。对于氢气的提纯一般采用钯合金扩散纯化器,利用在 400 °C 只有氢气能通过钯合金的特点,将其他杂质的浓度降到 1ppb 以下。氮气除了作为载气,还利用其惰性,在以下场合置换系统中的氢气,保证系统安全性:装卸衬底、更换源瓶、打开设备维护系统等。

(2) 源供给系统

源供给系统包括三部分:III 族金属有机物(MO)源、V 族氢化物源以及掺杂源。MO 源多为液态,存储在特制的不锈钢瓶中,由通入的高纯氢气载入反应室。MO 源的蒸气压对温度变化很敏感,因此一般将其置于恒温浴中以保证有恒定的蒸气压。V 族氢化物存储在钢瓶中,由分压表控制输出压力。掺杂源包含金属有机物和氢化物两类,其存储和输运过程分别与 III 族 MO 源以及 V 族氢化物源相同。另外,对于固态源(如 TMIn),为了保证输出剂量稳定,有时需要使用专门设计的固态源瓶。

(3) 气体输运和流量控制系统

MOCVD 系统对源气体的输运管路一般有三种:标准管路、单稀释管路以及双稀释管路。标准管路用于组分气体,如 V 族氢化物、不需要进一步稀释的 MO 源和掺杂气体等。单稀释管路用于稀释 MO 源的蒸气,通过在源瓶出口处注入氢气加速源的输送,通常用于 MO 源瓶载气量小的情况。双稀释管路适用于需要极低掺杂浓度的氢化物掺杂剂,或注入反应室的摩尔流量特别小而蒸汽压又高

的 MO 源。

气体输运管道通常需要进行氦质谱检漏,以保证管道系统无泄漏。流量是通过不同量程、响应迅速、精度高的质量流量控制计(MFC)和气动阀门(电磁阀门)等来实现精确控制的。

我们的系统每种 MO 源都有两套,以分别用于阱、垒生长的气体源流量控制。当要生长量子阱这种需要陡峭异质界面的结构或者突变掺杂的结构时,为了实现两套源间快速、平稳的切换,需要通过生长(run)/放空(vent)管线来维持切换前后生长管线内的压力平衡,保证总流量不变。

材料生长系统控制界面显示了各生长源的输运管路以及生长(run)/放空(vent)管线等的简要情况,如图 2-2 所示。

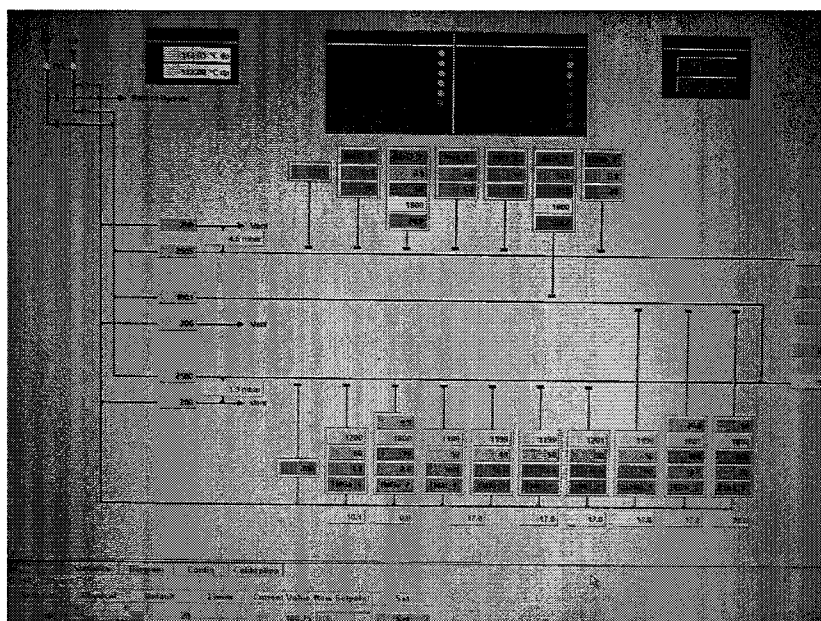


图 2-2 材料生长控制系统界面。

(4) 生长反应室系统

生长反应室系统主要包含衬底基座、加热器、温度传感器,有的设备还配有原位监测系统等。

反应室是生长系统的核心,反应室设计的关键是确保反应室内无涡流的层流流动。我们的 AIX 200/4 设备配置的是研究型低压水平反应室,如图 2-3(a)所示,具有小容量、结构简单和操作方便等优点。低压反应室(LP-MOCVD)通过在流量不变的情况下,改变反应室的尾气流动阻力来实现对压力的控制,相比于常压反

应室(AP-MOCVD),更有助于减小反应室内热驱动对流,抑制寄生反应、气相成核以及衬底自掺杂等有害反应,提高材料质量。从图 2-3(a)中可以看到圆柱形的石英外管和具有矩形截面的石英内管。衬底置于水平石墨基座的石墨盘上,如图 2-3(b)所示。石墨基座被导入石英内管中,生长时,通过与石墨基座耦合的红外辐射的方式来实现对衬底的加热,衬底温度则通过插入基座内的热电偶进行测量。通过石墨盘的公转和自转,可以确保整个衬底表面生长速度和外延组分的均匀性。反应室旁还配有氮气手套箱,其作用是在衬底的装卸过程中避免外界空气对反应室环境的污染和保证操作人员的安全。

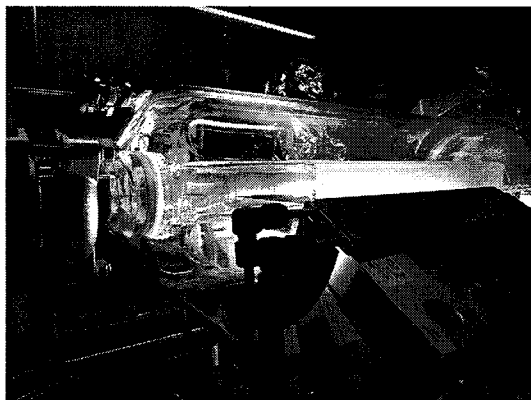


图 2-3(a) 水平式反应室。



图 2-3(b) 反应室中的行星式石墨舟。

(5) 尾气处理系统

排出反应室的有毒尾气须经尾气处理系统进行无害化处理。通常采用气体洗涤器(Scrubber)对尾气进行化学反应吸收,如图 2-4 所示。酸/碱侧腐蚀槽中的溶液通过泵抽至喷淋塔的顶端,从塔顶喷淋而下的溶液与从塔底而上的尾气通过高表面面积的填料充分接触,通过化学反应,并使反应产物溶于溶液中。对于磷化物和砷化物,常将两个气体洗涤器串联,第一级使用 NaBrO_3 等酸性氧化剂溶液,第二级使用 NaOH 等碱性溶液对第一级的反应产物进行中和。旁路中的活性炭吸附器在过压和设备检修时临时启用。

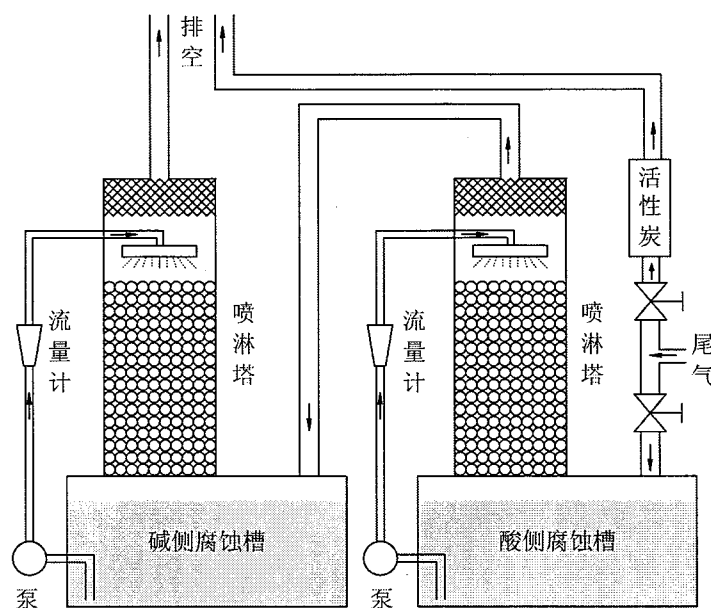


图 2-4 气体洗涤器(Scrubber)示意图。

2.2 材料表征技术

材料表征对于材料生长的重要性在于,对生长条件的调整和优化要以材料表征为基础,材料表征提供了对材料的结晶、光学质量等特性的准确反馈。

2.2.1 高分辨 X 射线衍射

1895 年,德国物理学家伦琴在研究阴极射线时观察到一种未知的神秘电磁波,并将其命名为 X 射线。它不仅具有很强的穿透性,而且其波长与晶体的晶面间距相当,因此成为人类研究晶体结构的最合适射线。到 20 世纪 50 年代,高结晶完整性的分光晶体的问世,使得 X 射线衍射实现了高质量限束,完成了从双晶系统向三轴系统的转变,其基本结构如图 2-5 所示。因此,高分辨 X 射线衍射(HRXRD),作为一种非损伤的材料表征方法,成为半导体单晶材料表征的常用手段。

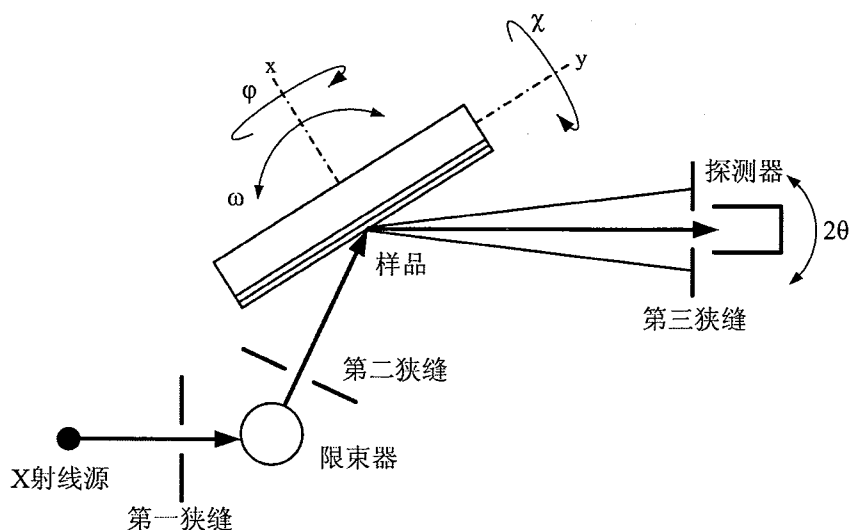


图 2-5 HDXRD 仪器的测试原理示意图。

通过 HRXRD 主要可以获得近完整晶体的结晶完整性以及各种低维半导体异质结构的结晶质量和结构参数(如组分、膜厚、应变、量子阱周期性和界面粗糙度等)。其基本原理是：一束可以被视为平面波的 X 射线以一定的角度射向具有三维周期点阵结构的晶体，由于晶体对于 X 射线就像三维光栅，因此在某些特定角度会发生反射强度增强，即衍射现象，如图 2-6 所示。著名的布拉格(Bragg)方程描述了发生衍射的基本条件：

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2-4)$$

其中， d 为晶面间距， θ 为入射角， n 为衍射级数， λ 为入射波波长。

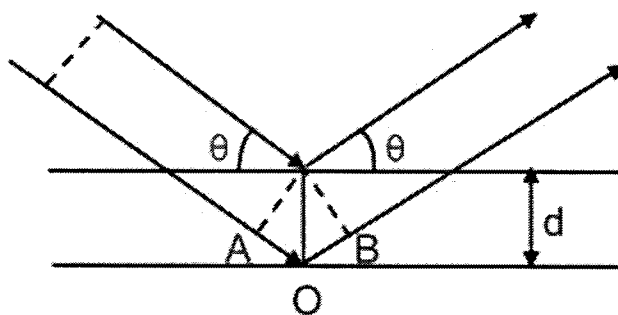


图 2-6 布拉格衍射示意图。

满足衍射条件的角称为布拉格角 θ_B 。需要注意的是，要最终得到强度加强的衍射，还需要满足结构因子不为零的条件。结构因子是对晶胞中的每个原子的散射

因子和散射波相位的乘积进行求和得到的，反映一个晶胞对 X 射线散射的强度。结构因子为零时，没有衍射出现，叫做消光。

2.2.2 光致发光

光致发光(Photoluminescence, PL)是指在光照激发下，半导体材料中的价带电子吸收能量大于带隙的光子，跃迁到导带，同时在价带形成空穴。非平衡的电子和空穴可以经由禁带，也可以经由禁带中的缺陷态、杂质能级等形式发生辐射复合。

发光光谱是发光强度按光子能量分布的曲线，通过对发光光谱的测量，可以获得材料的禁带宽度或者量子阱不同能级间能量差等信息。PL 谱的峰值波长与被测材料的禁带宽度的关系由式(2-5)描述：

$$E_g = \frac{1.24}{\lambda_p} \quad (2-5)$$

(2-5)式中，取 λ_p 的单位为 μm ，则 E_g 的单位为 eV。

光致发光测量系统包括激发光源、分光单色仪、光探测器、放大器和记录仪以及变温系统等。本论文的室温 PL 测量采用 RPM 2000 系统，可选激发光源波长为 532 nm 和 980 nm。本文采用的低温 PL 是测试平台的自搭建系统，激发光源用 He-Ne 激光器(532 nm)，激光器的出射功率约为 5 mW。测试的狭缝宽度为 500 μm 。在整个测试过程中，激光束在样品上的入射点以及入射功率均不变化。

2.2.3 霍尔效应

利用霍尔效应(Hall Effect)可以对材料的电学参数如电阻率、载流子浓度和迁移率等进行测量。

电荷在磁场中运动时，如果其运动方向存在垂直于磁场方向的分量，将受到洛伦兹力的作用。在洛伦兹力(其方向垂直于电荷运动方向和磁场方向)的作用下，正、负电荷将分别向材料的两端运动，分别积累正、负电荷。产生电压，形成的电场会对电流产生一个和洛伦兹力方向相反的力。随着材料两端电荷的不断积累，当该电场力与洛伦兹力大小刚好相等时，此时材料两端的电压将维持稳定，称其为霍尔电压：

$$V_H = \frac{IB}{qn_s} = \frac{IB}{qnd} = \frac{IB}{d} R_H \quad (2-6)$$

其中, V_H 为材料两端的霍尔电压, I 为通过材料的电流强度, B 为磁场强度, q 为电子电荷量, n_s 为面载流子密度, n 为体载流子浓度, d 为薄膜材料厚度, R_H 为霍尔系数。

根据式(2-6), 通过测量霍尔电压 V_H , 即可得到霍尔系数 R_H 和面载流子浓度 n_s 。当已知薄膜材料厚度, 可以得到载流子浓度 n 。再通过范德堡法测得面电阻率 R_s ($R_s = \rho/d$), 利用迁移率和面电阻率之间的关系:

$$\mu = \frac{1}{nqp} = \frac{1}{qn_s R_s} \quad (2-7)$$

从而可以得到载流子的迁移率^[27]。

2.3 本章小结

本章主要介绍了我们实验中所用的外延生长设备的结构和原理, 用于对外延材料的晶体质量、光学性质和电学特性进行表征的测试技术的原理。

第三章 应变量子阱激光器基本理论

3.1 激光器的基本原理

激光器是以电子和光子的相互作用为基础的。其英文名: LASER, 是“Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation”的简称。这是一种通过受激辐射原理对光进行放大的器件。因此, 首先介绍受激辐射。

3.1.1 受激辐射

半导体中的电子可以通过吸收或释放光子的形式在不同的能级间跃迁。对大量原子组成的体系, 同时存在 3 种基本的光跃迁过程, 即自发辐射、受激辐射和受激吸收。

自发辐射是一种处于高能级的电子自发地按照一定几率向一系列低能级跃迁并发射一定频率的光子的过程。受激吸收是处于低能级的电子吸收入射光子(该光子的能量恰好等于高低能级的能量差), 跃迁到高能级的过程, 是受激辐射的逆过程。而在半导体激光器中起主要作用的是受激辐射过程。

以两能级系统为例, 受激辐射是指处于高能级 E_2 的电子在外来光子(光子能量 $h\nu = E_2 - E_1$) 的激发下, 发射出一个和外来光子完全相同的光子并跃迁到低能级 E_1 的过程, 如图 3-1 所示。受激辐射有以下特点:

1. 入射光子的能量等于两个跃迁能级之差;
2. 入射光子和受激辐射发射的光子是全同的, 即频率、相位、偏振方向和传播方向都相同, 因而其辐射光是相干的;
3. 受激辐射过程实现了对外来入射光的放大。

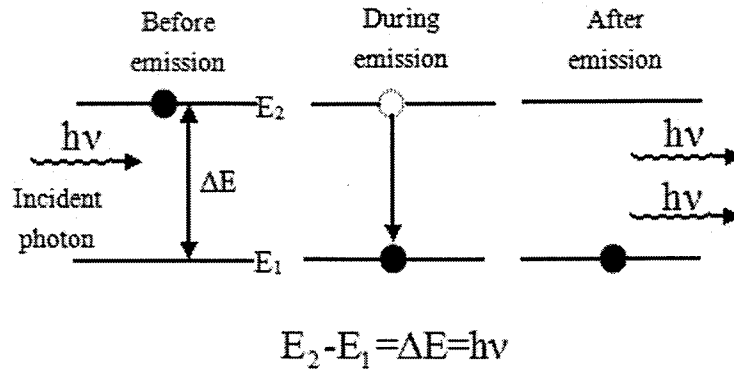


图 3-1 受激辐射示意图。

3.1.2 激射条件

半导体激光器是一种利用直接带隙半导体实现相干辐射的激光器，激射的三个必要条件是：

1. 建立起增益介质(有源区)内载流子的粒子数反转，即处在高能态导带底的电子数比处在低能态价带顶的空穴数大得多。可以通过向有源区注入必要的载流子(电泵浦)，或用强光照射增益介质(光泵浦)来实现粒子数反转。

2. 采用合适的谐振腔，使受激辐射产生的光子在增益介质中多次反馈而形成稳定的振荡。最简便地，可以利用晶体的[110]面作自然解理面来形成法布里-帕罗(F-P)腔。一般还要在谐振腔出光的那一边镀上减小反射率的增透膜，在不出光的那边镀上反射率很高的抗反膜以获得激光输出。

3. 为了获得激光输出，激光媒质所提供的光增益，还必须等于或大于激光器内各种损耗之和。对于电注入，这就要求有足够强的注入电流，以达到阈值条件。

3.1.2.1 粒子数反转

半导体激光器普遍采用电注入实现粒子数反转。通过对 P-N 结加正向偏压，将电流(载流子)注入到有源区，使其导带底附近的电子浓度和价带顶附近的空穴浓度远远大于平衡时的浓度，从而实现粒子数反转。

半导体中的电子服从费米-狄拉克分布。在热平衡状态下，用费米能级 E_F 来描述电子和空穴的统计分布；存在外加偏压时，则用 N 型区和 P 型区的准费米能级 E_{Fn} 和 E_{Fp} 来分别描述电子和空穴在能级 E 上的占有情况。

对于能量为 E 的一个量子态被电子和空穴的占据概率分别为：

$$f_n(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_{Fn})/kT] + 1} \quad (3-1)$$

$$f_p(E) = 1 - \frac{1}{\exp[(E - E_{Fp})/kT] + 1} \quad (3-2)$$

其中， k 为波尔兹曼常数， T 为热力学温度。有源区中总的电子和空穴的浓度分别为：

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f_n(E) \rho_n(E) dE \quad (3-3)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} f_p(E) \rho_p(E) dE \quad (3-4)$$

其中， $\rho_n(E)$ 和 $\rho_p(E)$ 分别为电子和空穴的量子态密度。注入的电流浓度决定准费米能级的位置，也就决定了电子和空穴的准费米能级间距 $E_{Fn} - E_{Fp}$ 的大小。

要实现粒子数反转，根据伯纳德-杜拉福格条件，必须满足：

$$E_{Fn} - E_{Fp} \geq E_2 - E_1 = h\nu \quad (3-5)$$

在体材料中，要实现粒子数反转，N 型区和 P 型区的准费米能级差必须大于禁带宽度：

$$E_{Fn} - E_{Fp} \geq E_g = h\nu \quad (3-6)$$

在量子阱中，由于量子限制效应，带隙不再是原体材料的禁带宽度 E_g ，以 E'_g 代之，即：

$$E'_g = E_{cl} - E_{vl} \quad (3-7)$$

其中， E_{cl} 和 E_{vl} 分别表示对应级数 $n=1$ 的导带和价带能级。因此，得到量子阱中粒子数反转的条件为：

$$E_{Fn} - E_{Fp} \geq E'_g = E_{cl} - E_{vl} = h\nu \quad (3-8)$$

3.1.2.2 阈值条件

满足伯纳德和杜拉福格条件，就能建立起粒子数的反转分布，但要实际获得激光出射，还须使谐振腔内的光增益大于各种光损耗之和。

以法布里-帕罗(F-P)腔为例,它由谐振腔体以及两端平行的平面反射镜(通常由晶体材料的天然解理面充当)组成,如图 3-2 所示。F-P 腔结构决定了输出光的出射方向,只有在腔内建立起稳定振荡并且与两腔面垂直的光才能最终出射,而非耗损掉。其次,能出射的光还要满足驻波条件以及振幅条件(即在腔内往返一周振幅至少等于初始值或加强)。

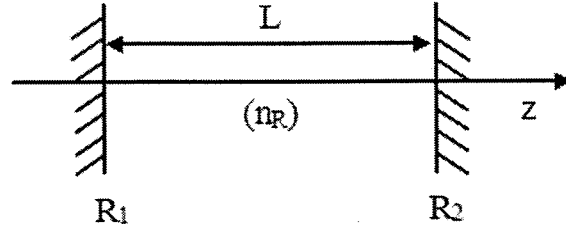


图 3-2 法布里-帕罗(F-P)腔示意图。

如图 3.2 所示, F-P 腔长为 L , 内部增益介质的折射率为 n_R , 两反射镜的反射率分别为 R_1 、 R_2 。谐振腔中的平面波可由式(3-9)描述:

$$\varphi_i = \exp\left[\frac{i2\pi n_R z}{\lambda_0}\right] \exp[(g - \alpha_i)z] \quad (3-9)$$

其中, λ_0 为自由空间波长, g 为增益系数, α_i 是内部损耗系数, z 为 z 轴坐标。平面波在腔内多次来回反射回到原处, 相位应保持一致, 振幅至少应等于初始值, 这就要求:

$$R_1 R_2 \exp\left[\frac{i4\pi n_R L}{\lambda_0}\right] \exp[(g - \alpha_i)2L] = 1 \quad (3-10)$$

由式(3-10)可以看出, 上文提到的驻波条件, 即要求相位满足:

$$\frac{4\pi n_R L}{\lambda_0} = 2q\pi \quad (3-11)$$

其中, q 为正整数。该式表明, 驻波条件运行的模式个数是无穷的; 当折射率 n_R 和腔长 L 一定时, 每一个 q 值和一个允许的纵模模式对应。由于只有少数确定的波长满足驻波条件, 因此激光器的发射谱线具有尖锐的模式结构。

由式(3-10)还可以看出, 上文提到的振幅条件, 即:

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i)2L] = 1 \quad (3-12)$$

由该式可得，阈值增益 g_{th} 为：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3-13)$$

该式的物理意义在于，阈值增益必须等于内部损耗与端面损耗之和；增加腔长和端面反射率可以降低阈值增益。

虽然，驻波条件允许的模式个数是无穷的，但增益介质只在一定波长范围内存在增益。最终的起振模式将由阈值条件和增益介质的增益范围共同决定^[28]，如图 3-3 所示。

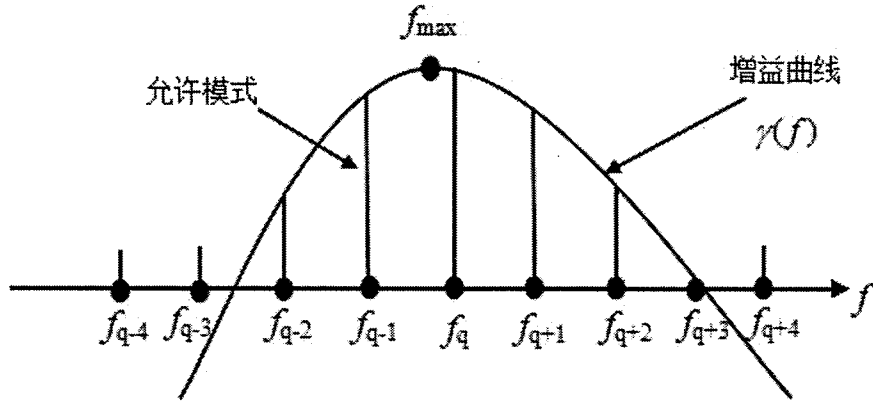


图 3-3 F-P 腔的模式起振特性。

3.2 应变量子阱激光器的基本原理

当半导体双异质结中夹在中间的窄带隙材料的厚度小到可以和电子的德布罗意波长相比拟(其数量级一般为几个纳米)时，量子限制效应将导致电子在垂直于有源层方向的运动能量分布不再连续，成为一系列分裂的能级，即呈现量子化。对这种结构的计算和处理类似于量子力学中的一维势阱问题，而该结构即被称为量子阱。

这方面的工作，可以追溯到 1968 年美国 IBM 实验室江崎玲于奈(L.Esaki)和朱肇祥(R.Tsu)提出超晶格(SLs)的概念。1974 年美国 Bell 实验室的丁格尔(Dingle)首次证明了量子效应的存在，人们很快想到了如何利用该效应，一年后就做出了量子阱激光器。

将量子阱结构引入半导体激光器，大大改善了激光器的阈值电流密度和微分

量子效率等特性。相对于传统的异质结激光器，以量子阱结构作为有源区，主要有以下几个优势：(1) 阈值电流低；(2) 波长可调谐；(3) 线宽窄，频率啁啾低；(4) 调制速率高；(5) 温度稳定性好。

3.2.1 量子阱理论模型

对于单量子阱中电子的运动状态，可由量子力学中求解一维长方形势阱中电子的薛定谔方程加以处理。对于多量子阱，由于量子阱间波函数的交叠可以忽略，因而也可以通过求解单阱近似的薛定谔方程得到其量子化能级。

量子阱能级的理论计算模型，主要采用了有效质量近似方法，对问题加以简化。采用有效质量近似，对于体材料中的载流子，其一维不含时间的薛定谔方程为：

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x) = E\psi(x) \quad (3-14)$$

其中 m^* ， $\hbar$ ， ψ 以及 E 分别表示载流子的有效质量、普朗克常数、波函数以及对应的能量本征值。该方程的解是：

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (3-15)$$

由(3-15)式可以看出，体材料中载流子的 E - k 关系呈现抛物线型。

量子阱中的载流子，其运动是准二维的：载流子在平行于异质结的 x 和 y 方向能自由运动，具有连续的能量分布，其运动仍可由式(3-14)来描述；而在垂直于异质界面的 z 方向，载流子被限制在势阱中，其能量是量子化的，其运动应满足薛定谔方程：

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi(z) + V(z)\psi(z) = E\psi(z) \quad (3-16)$$

其中， $V(z)$ 表示势能分布函数。为了求解方程(3-16)，在无限深势阱近似下，方程的解为：

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi^2 n^2}{L} \right) \quad (3-17)$$

(3-17)式中 L 为量子阱的宽度， n 为正整数。可见沿 z 方向运动的载流子，其能

量只能处于一些分立的能级上。再将 x 和 y 方向的能量考虑在内, 则有量子阱中载流子的运动总能量为:

$$E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi^2 n^2}{L} + k_x^2 + k_y^2 \right) \quad (3-18)$$

由于 k_x 和 k_y 可以取连续的值, 因此在一维情形下的分立能级变为三维情形下分立的能带^[29], 如图 3-4(a)所示。

在此指出, 以上无限深势阱近似下的解能够反映量子阱中能级的分布情况, 而在实际计算中, 对于有限势垒高度为 ΔE 的单阱子能级的求解, 应分别求解阱层和垒层的薛定谔方程, 然后根据连续条件, 即波函数和粒子流密度在界面处连续, 得到 z 方向的能量本征方程为:

$$\sqrt{\frac{m_b^*}{m_w^*} \frac{(\Delta E - E_i)}{E_i}} = \begin{cases} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{m_w^* E_i L^2}{2\hbar^2}} \\ -\operatorname{ctg} \sqrt{\frac{m_w^* E_i L^2}{2\hbar^2}} \end{cases} \quad (3-19)$$

在实际计算中, 可用投试法(Shooting Method)对其进行求解。

对于通常采用的多量子阱, 应满足材料 a 和材料 b 界面处的波函数及其偏导数的连续条件:

$$\psi_a(x_0) = \psi_b(x_0) \quad (3-20)$$

$$\frac{1}{m_a^*} \frac{d\psi_a(x_0)}{dx} = \frac{1}{m_b^*} \frac{d\psi_b(x_0)}{dx} \quad (3-21)$$

以及边界条件:

$$\psi(x = \pm\infty) = 0 \quad (3-22)$$

其薛定谔方程可以通过传输矩阵法(Transfer Matrix Technology)求解。

与体材料抛物线型的态密度不同, 量子阱中的态密度呈阶梯状分布(如图 3-4(b)所示), 在同一子能带内为常数, 其大小只与载流子的面内有效质量 m_{xy}^* 和量子阱厚度 L 有关, 可以由下式表示:

$$\rho(E_1) = \frac{1}{L} \cdot \frac{m_{xy}^*}{\pi \hbar^2} \cdot H(E - E_1) \quad (3-23)$$

其中 $H(E - E_1)$ 表示单位台阶函数, 当 $E \geq E_1$ 时, $H(E - E_1) = 1$; 当 $E < E_1$ 时,

$H(E-E_1)=0$ 。

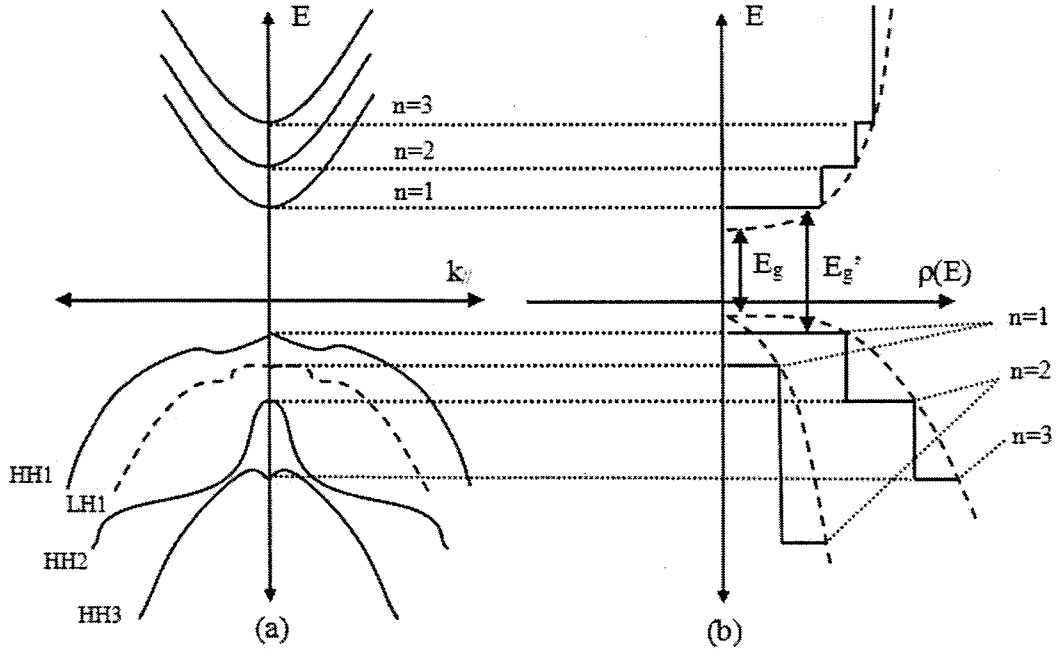


图 3-4 量子阱中的子能带及态密度分布情况：(a) 量子阱导带和价带的各子能带沿 $k_{\parallel}$ 方向的分布；(b) 体材料与量子阱材料态密度 $\rho(E)$ 对比：量子阱中能带分裂为子能带 ($n=1, 2, 3, \dots$)， E_g 为体材料的禁带宽度， E_g' 为量子阱中电子、空穴的第一子能级间距。

3.2.2 晶格应变对材料特性的影响

20 世纪 80 年代以前，人们一直采用与衬底晶格匹配的外延材料构成激光器的有源区。当时认为应变材料超过临界厚度将导致位错产生，形成非辐射复合中心，降低器件性能。此后，人们发现引入应变可以改变材料的许多重要性质，包括能带结构、俄歇复合率、有效质量以及能态密度等。随着超薄层材料外延生长技术的成熟，这一设计概念不仅得以实现，并大大改善了激光器的性能，已成为激光器有源区的主流选择。

对于与衬底晶格不匹配的外延材料，定义晶格失配度 f 为：

$$f = \frac{\Delta a}{a_s} = \frac{a_e - a_s}{a_s} \quad (3-24)$$

其中， a_s 表示衬底的晶格常数， a_e 表示外延层的晶格常数。晶格失配的外延层内

部将受到应力的作用。实验发现，只要失配量在一定范围内，并且每层材料不超过一个临界厚度，就可以通过弹性形变来适应晶格失配产生的应力，保持晶格结构的完整性，避免产生位错或缺陷。压应变、无应变和张应变可以形象地用图 3-5(a)、(b)、(c)来表示， a_s 为衬底晶格常数， $a(x)$ 为自由状态下外延的晶格常数。由应变材料构成的量子阱称为应变量子阱。

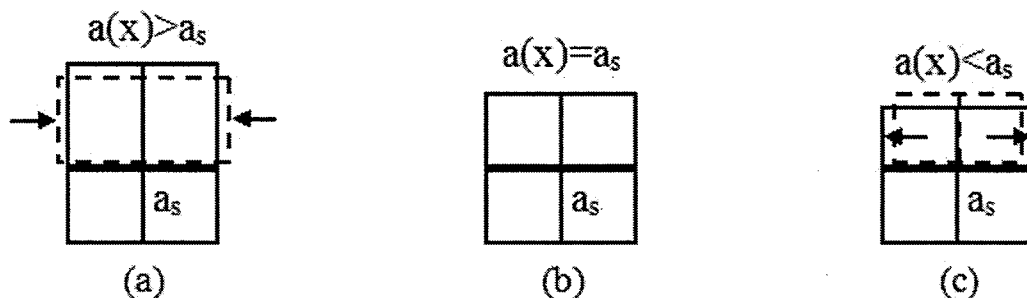


图 3-5 处于不同应变状态的晶格示意图：(a)压应变；(b)无应变；(c)张应变。

立方晶体的应力可以分为在 x - y 平面内的双轴压(张)应力和 z 方向单轴静压(张)应力。其中，单轴静压(张)应力使整个价带边上升(下降)，双轴应力使轻、重空穴能级去简并。在双轴张应力下，轻空穴能级上升得更快，将位于重空穴能级之上；在双轴压应力下，重空穴能级在轻空穴能级之上。

不同应变对能带结构的影响如图 3-6(a)、(b)、(c)所示。以(双轴)压应变量子阱为例，从图中可以看出，单轴静张应力使重空穴能级上升，重空穴能级曲率变大，因此重空穴有效质量减小，从而态密度减小，透明载流子浓度减小，光增益增加。对于张应变量子阱，其价带顶为轻空穴能级，还保留着抛物线的特征，因此具有较大的态密度，透明载流子浓度较大。

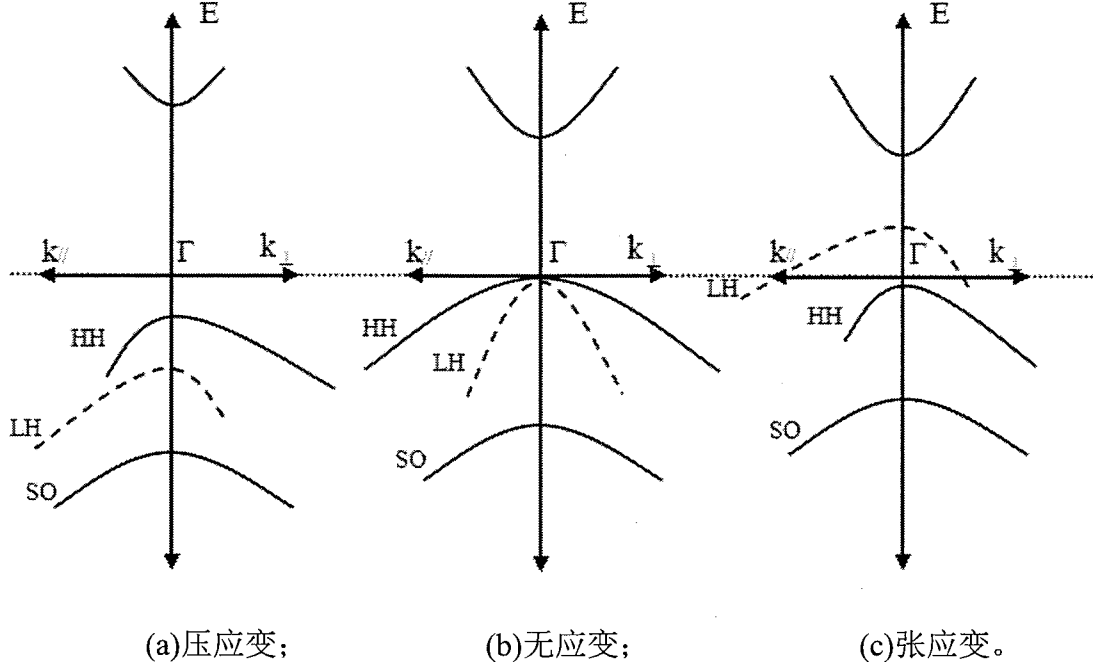


图 3-6 不同应变状态对能带结构的影响示意图: (a) 压应变; (b) 无应变; (c) 张应变。

3.2.3 晶格应变对器件特性的影响

3.2.3.1 晶格应变对光的偏振性的影响

不同应变类型(压/张)能够实现对输出光偏振性(TE/TM 模)的选择。TE(横电场)模, 其电场方向平行于波导平面(x 方向), 并垂直于波矢方向; 其磁场方向有 y 和 z 方向分量, 亦垂直于波矢方向。TM(横磁场)模, 其磁场方向平行于波导平面, 并垂直于波矢方向; 其电场方向有 y 和 z 方向分量, 亦垂直于波矢方向。

根据费米黄金定则, 导带-重空穴跃迁矩阵元提供 TE 模, 而导带-轻空穴跃迁矩阵元主要贡献 TM 模:

$$\begin{aligned} \text{TE 模: } |M_T|^2 &= \begin{cases} M_0^2/2 & (\text{重空穴}) \\ M_0^2/6 & (\text{轻空穴}) \end{cases} \\ \text{TM 模: } |M_T|^2 &= \begin{cases} 0 & (\text{重空穴}) \\ 2M_0^2/3 & (\text{轻空穴}) \end{cases} \end{aligned}$$

$$\text{其中, } M_0^2 = \left(\frac{m_0}{m_c} - 1\right) \frac{(E_g^0 + \Delta)}{2(E_g^0 + 2\Delta/3)} m_0 E_g^0.$$

3.2.3.2 晶格应变对俄歇复合率的影响

俄歇复合在窄禁带半导体中及高温情况下起着重要作用,是影响长波长器件发光效率的主要因素之一。

在压应变量子阱材料中,压应变使禁带宽度增大,使得俄歇复合的阈值能量增大,俄歇复合率减小,有利于提高器件的温度稳定性;对于张应变量子阱,由于其能带带边移动方向与压应变材料相反,禁带宽度减小,导致俄歇复合率增加。

3.2.3.3 晶格应变对带间光吸收的影响

由于价带顶有效质量的变化,使得压应变情况下的带间光吸收系数相比于无应变时减小;而在张应变情况下,价带光吸收系数比无应变和压应变时都大。因此,在相同温度下,压应变对应的带间光吸收系数最小。

3.3 本章小结

本章介绍半导体激光器的工作原理,包括粒子数反转和增益阈值条件等基本理论;接下来讨论了应变多量子阱的理论,包括材料基本物理参数的计算和应变对材料能带结构和器件特性带来的影响。

第四章 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制

我们的研制工作从第一步设计 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器开始, 首先对激光器的材料和结构进行选择 and 设计。使用数值模拟软件仿真了器件特性, 证明了设计的可行性。然后外延生长了激光器结构的各层材料, 根据材料表征结果的反馈优化生长条件, 得到了晶体质量和光学性质都较好的激光器的完整结构。最后, 通过工艺流程, 制作了 F-P 腔和横向光栅 DFB 激光器, 通过测试获得了器件的特性参数。

4.1 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的研制思路

4.1.1 器件结构选择

典型的长波长半导体激光器采用多量子阱与分别限制异质结构组成的有源区结构, 如图 4-1 所示, 图中右侧折线为各层对应的导带能级情况。多量子阱位于两侧较厚的宽带隙材料(即波导层)中。上、下波导层的折射率是渐变的, 波导层以外是带隙更大的限制层, 从而形成了渐变折射率分别限制结构(GRIN-SCH)。

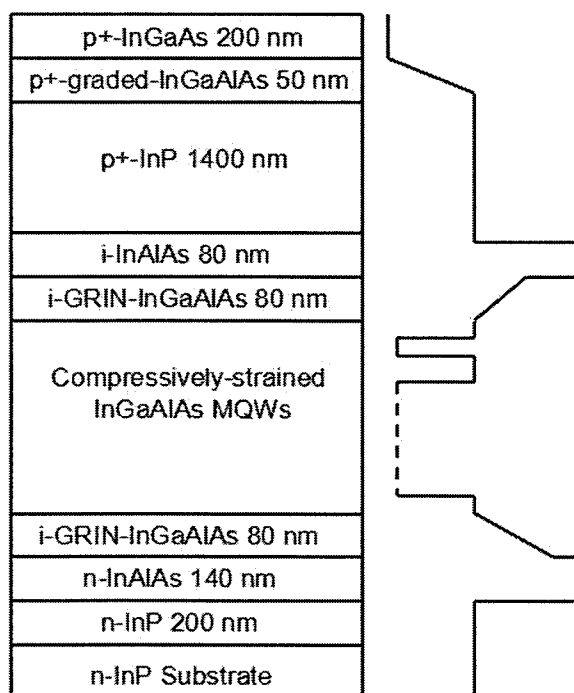


图 4-1 InGaAlAs 量子阱激光器的典型结构示意图。

4.1.2 器件研制过程

器件研制的整体思路为：首先，设计并通过软件模拟优化器件结构；然后，生长并通过表征手段获得高质量的各层材料；接着，生长 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器结构；最后，通过器件工艺流程制作激光器。

4.1.2.1 外延生长

生长 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器采用的是 InP 衬底。我们选择表面晶向为(100)的 InP 衬底，因为和其他不同表面晶向的衬底相比，在其上生长的 InGaAlAs 材料具有最光滑的表面和最小的 PL 半高宽^[30]。

然后，按照器件设计生长所需要的各层材料，结合材料表征技术、通过优化材料生长参数获得高质量的外延材料；生长发光波长在 1.31 μm 附近的 InGaAlAs 量子阱结构。

获得高质量的各层材料和量子阱结构后，我们生长了激光器的完整结构。

4.1.2.2 器件制作

我们首先制作 F-P 腔激光器，优化工艺条件获得良好的器件性能后，制作 DFB 激光器。

制作 F-P 腔激光器，首先按某一晶向解理出谐振腔面。通常，器件要在前腔面镀反射率小于 5% 的增透膜，后腔面镀反射率大于 95% 的抗反膜。对腔面进行镀膜有诸多好处：如减少腔面损伤，优化腔面反射率，减小腔面损耗，提高量子效率，降低阈值电流密度，并保证激光器单面出光等。之后，将芯片解理成设计条宽，烧焊到热沉上，制作引线。热沉材料一般选用高热导率的金属材料，通常采用铜作为载体，载体表面需进行磨抛，达到一定表面平整度，降低热阻。

制作横向耦合光栅 DFB 激光器，依次用全息曝光技术、RIE 干法刻蚀和湿法腐蚀相结构的方法制作光栅^[31]。光栅深度大约为 2 μm 左右，其结构如图 4-2 所示。

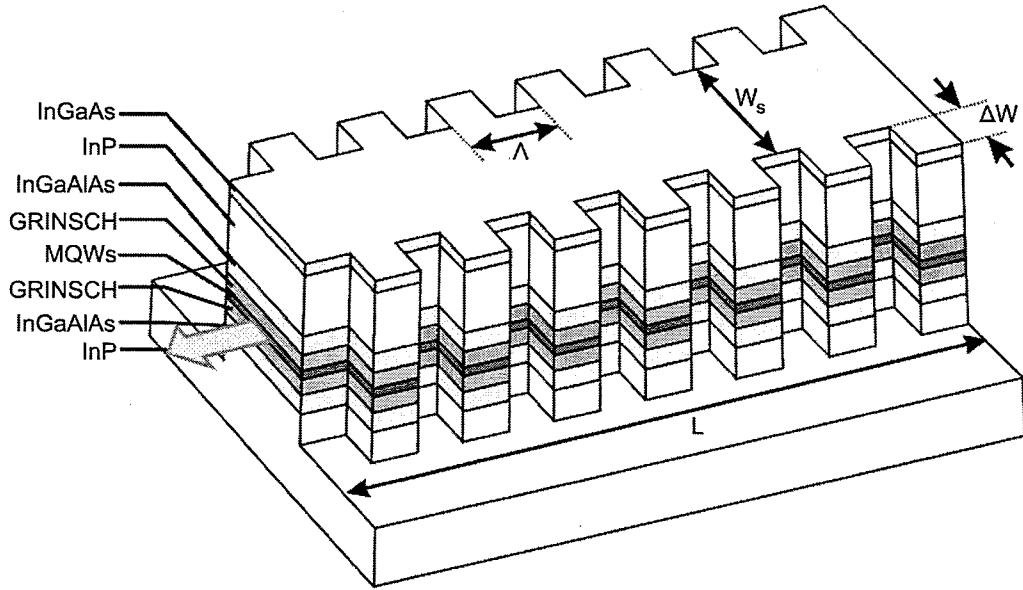


图 4-2 横向耦合光栅 DFB 激光器结构示意图。

4.1.2.3 器件性能测试

最后对激光器进行各种参数的测试，主要包括 I-V 特性、输出功率、出射光谱、远场特性等。

4.2 InGaAlAs 材料性质

四元系材料 InGaAlAs 可以看成由 InAs、AlAs 和 GaAs 三种二元系材料混晶组成，也可以看成由 InGaAs 和 InAlAs 两种三元系材料混晶组成。通过 Vegard 定理，可由二元或三元系材料的材料参数线性组合得到 InGaAlAs 的大部分材料参数。

例如，InGaAlAs 材料的晶格常数，可根据 InGaAs、InAlAs 的晶格常数线性组合得到，而 InGaAs、InAlAs 的晶格常数分别为：

$$a_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} = x \cdot a_{\text{InAs}} + (1-x) \cdot a_{\text{GaAs}} = 5.6533 + 0.405x \quad (4-1)$$

$$a_{\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}} = y \cdot a_{\text{InAs}} + (1-y) \cdot a_{\text{AlAs}} = 5.6611 + 0.3972y \quad (4-2)$$

InGaAs、InAlAs 的禁带宽度分别由式(4-3)、(4-4)得到：

$$E_{g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})} = 1.424 - 1.541x + 0.477x^2 \quad (4-3)$$

$$E_{g(\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As})} = 3.03 - 3.37y + 0.7y^2 \quad (4-4)$$

与 InP 晶格匹配的 InGaAlAs 可以看成由 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 以某一比例结合在一起的四元系材料，写为 $(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As})_z(\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As})_{1-z}$ ，由于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 都是直接带隙材料，因此晶格匹配的 InGaAlAs 也是直接带隙材料，其禁带宽度可以写为：

$$E_g = 0.74z + 1.47(1-z) - 0.22z(1-z) \quad (4-5)$$

由(4-5)式可以得出，300 K 时与 InP 匹配的 InGaAlAs 的禁带宽度范围从 0.74 eV ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$)变化到 1.47 eV ($\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$)，对应的波长从 1.7 μm 变化到 0.84 μm 。

另外，任意组分的 $\text{In}_{(1-x-y)}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ 材料的禁带宽度为：

$$E_g = 0.36 + 2.093x + 0.629y + 0.577x^2 + 0.436y^2 + 1.013xy - 2.0xy(1-x-y) \quad (4-6)$$

对于与 InP 衬底匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}$ 材料， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 材料界面的带阶类型随 Al 组分的改变而出现显著变化，如图 4-3 所示。当 $x < 0.22$ 时， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的禁带宽度小于 InP 的禁带宽度，且 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 材料界面为 I 型带阶；当 $0.22 < x < 0.45$ 时， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的禁带宽度仍小于 InP 的禁带宽度，但 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 材料界面转变为 II 型带阶；当 $x > 0.45$ 时， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的禁带宽度大于 InP 的禁带宽度，且 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 材料界面为 II 型带阶。

当 $\text{In}_{(1-x-y)}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 界面为 I 型带阶时，电子和空穴都被限制于 $\text{In}_{(1-x-y)}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ 材料一侧；当界面为 II 型带阶时，电子在 InP 一侧积累，空穴在 $\text{In}_{(1-x-y)}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}$ 材料一侧积累，界面发光较强，将影响器件的光电转换效率。

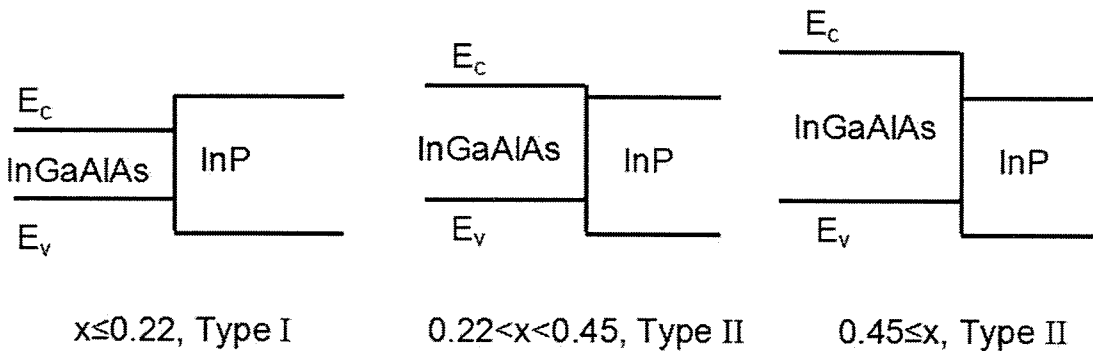


图 4-3 $\text{In}_{(1-x-y)}\text{Ga}_y\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ 界面能带带阶类型。

通过对 InGaAlAs/InAlAs 能带带阶的准确计算，可以得到与 InP 匹配的 $\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}$ 界面的能带带阶。对于 InGaAlAs/InAlAs 能带带阶，Zhang 等人采用第一原则赝势法和完整晶体近似，计算了在 InP 衬底上生长的晶格匹配的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ 异质材料界面的能带带阶^[32]，即导带带阶(ΔE_c)和价带带阶(ΔE_v):

$$\Delta E_c = 0.51 - 0.33z - 0.18z^2 \text{ (eV)} \quad (4-7)$$

$$\Delta E_v = 0.18 - 0.16z - 0.02z^2 \text{ (eV)} \quad (4-8)$$

因此，对于 $\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}$ 界面的导带和价带带阶有：

$$\begin{aligned} & \Delta E_c(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}) \\ &= \Delta E_c(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}) \\ & - \Delta E_c(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}) \end{aligned} \quad (4-9)$$

$$\begin{aligned} & \Delta E_v(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}) \\ &= \Delta E_v(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z1}\text{Al}_{z1})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}) \\ & - \Delta E_v(\text{In}_{0.53}(\text{Ga}_{1-z2}\text{Al}_{z2})_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}) \end{aligned} \quad (4-10)$$

另外，对于与 InP 不匹配的任意组分的 InGaAlAs/InGaAlAs 带阶，可以通过固体模型理论或 Harrison 模型进行计算。

4.3 InGaAlAs/InP 量子阱激光器的模拟和优化

4.3.1 LASTIP 软件介绍

LASTIP(LASer Technology Integrated Program)软件是 Crosslight 公司专门为半导体激光器(LD)和激光放大器(SLA)提供的计算机辅助设计(CAD)环境。LASTIP 软件功能强大，可以在二维空间内，模拟半导体激光器的光学和电学特性；其模型支持绝大多数类型的腔体，具体有：F-P 腔激光器、异质结激光器、脊型波导多量子阱激光器、分布反馈式激光器、增益耦合型 DFB 激光器、布拉格反射(DBR)激光器、多电极分布反馈式(MEDFB)激光器，以及半导体激光放大器(SLA)。

LASTIP 软件可以模拟的物理参数和变量包括：L-I(Light versus Current)特征曲线、C-V(Current versus Voltage)特征曲线、二维的电势、电场、电流分布、二维电子和空穴的浓度分布、不同偏置情况下的能带图、掺杂量子阱的子能带结构

图、二维光场分布、二维的光增益分布、增益谱、自发辐射谱，以及远场分布等。

由于二维分析的限制，LASTIP 软件只能模拟纵向变化很小的器件^[33]。

4.3.1.1 材料选择与参数设置

LASTIP 软件中材料参数的设定非常简洁方便。模拟中使用的材料库和材料参数统一编写在 Crosslight.mac 文件中。虽然软件内建的材料库和材料参数已经相当丰富，但仍允许用户根据自身需要进行修改。软件内建的材料库包括 InGaAlAs、InGaAsP(与 GaAs 或 InP 衬底匹配)、AlGaInP、InGaN 和 AlGaIn 等常用的材料体系，用户只需在既有的框架下进行修改即可。

对于 Crosslight.mac 文件未包含的材料，只要收集到足够并且可靠的材料参数，用户也可以自建新的材料体系。

4.3.1.2 软件功能

用户可以利用图形操作界面或者直接通过编程语言建立模型，软件内置的翻译功能会将建立好的模型转换成内部语言。

对于典型的激光器结构，用户手册中均有示例说明。通过直接修改示例程序，可以快速熟悉该软件的特点和编程环境。对于不同的激光器结构或材料所需考虑的物理效应，用户手册中也有特别说明，如氮化物材料需特别考虑的压电效应(Piezoelectric Effect)，价带混合模型(Valence Band Mixing Model)以及热效应等。

4.3.1.3 输出结果

输入合适的材料和结构参数，经过仿真后，主要可以获得以下输出信息：

(1) 输出功率与电流的关系(L-I 曲线); (2) 电流与电压的关系(I-V 曲线); (3) 二维的电势、电场与电流分布; (4) 二维的电子与空穴浓度分布; (5) 不同工作电压下的能带结构; (6) 价带混合模型下的量子阱子能带结构; (7) 半导体的二维深能级所捕获的载流子的浓度分布; (8) 二维光场分布; (9) 二维光增益分布; (10) 不同注入电流下的增益谱; (11) 不同注入电流下的自发辐射谱; (12) 远场分布。

另外，还可以得到上述所有信息随时间和工作温度的变化，并且所有模拟结果均可以图形或文本文件的格式输出，有助于进一步分析和处理。

4.3.1.4 计算原理

LASTIP 软件的计算原理是利用电学、光学和热力学的特性方程和公式, 通过有限元方法来计算器件的各项特性参数。这些特性方程和公式包括: 泊松(Poisson)方程、载流子连续方程、光场分布方程, 以及一些描述载流子特性、边界特性的公式等。

4.3.2 仿真内容与结果

4.3.2.1 仿真内容

本次仿真的对象是我们实际生长的 InGaAlAs/InP 多量子阱激光器。有源区为 5 个周期的多量子阱。阱层材料为压应变的 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.13}\text{Al}_{0.18}\text{As}$, 厚度是 5 nm; 垒层为与 InP 晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.13}\text{Al}_{0.34}\text{As}$, 厚度为 9 nm。有源区外由 InGaAlAs 折射率渐变限制结构、InAlAs 上、下限制层、InP 波导层、InGaAs 欧姆接触层以及位于 InP 波导层与欧姆接触层之间的 InGaAlAs 过渡层等构成, 具体结构如图 4-1 所示。我们设定 InGaAlAs 多量子阱激光器(F-P 腔)结构腔长为 400 μm , 脊宽为 3 μm , 前后腔面反射率分别为 0.32、0.32, 器件工作温度设定为 300 K, 激光器的发射波长约为 1.31 μm 。

4.3.2.2 仿真结果

通过 LASTIP 软件仿真, 我们获得了连续工作条件下的光场分布、远场特性、载流子(电子、空穴)浓度分布以及功率-电流曲线等器件特性, 结果分别如图 4-4、5、6、7、8 和 9 所示。

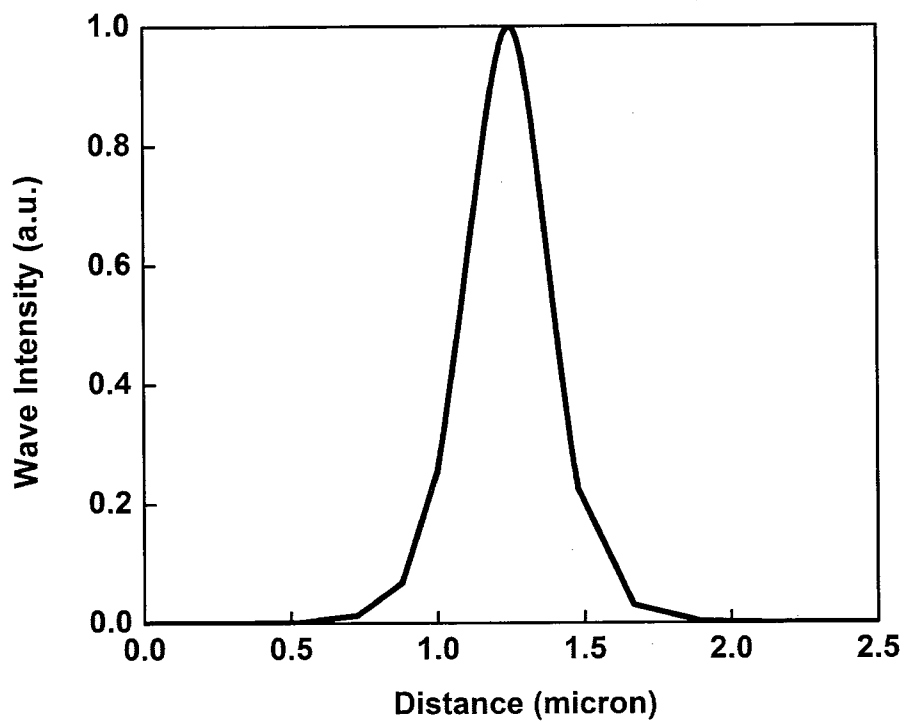


图 4-4 InGaAlAs 量子阱激光器光场分布图。

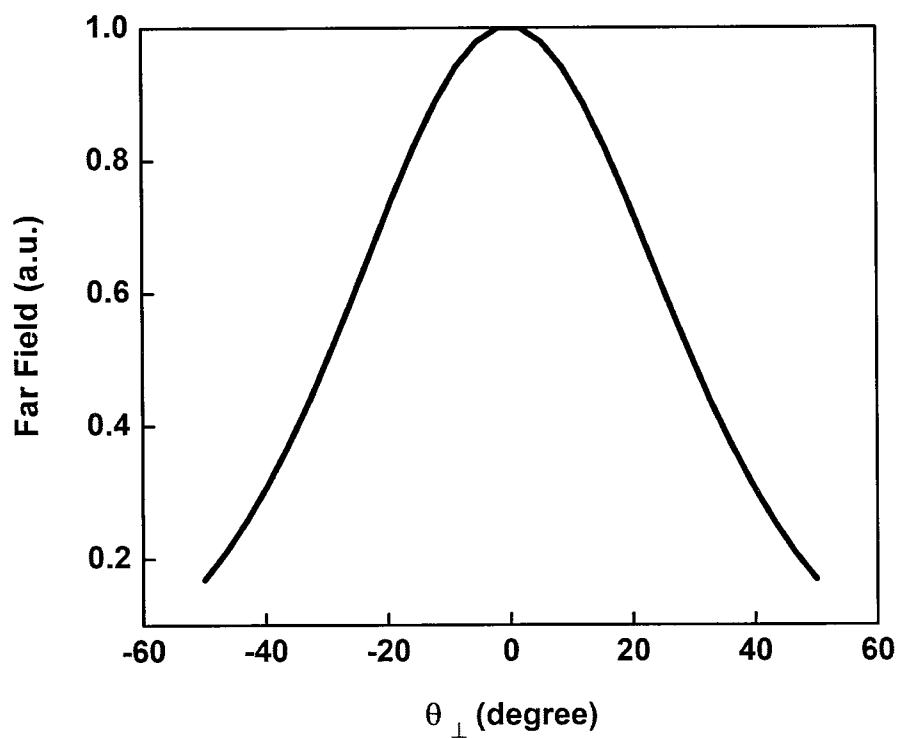


图 4-5 InGaAlAs 量子阱激光器远场分布图。

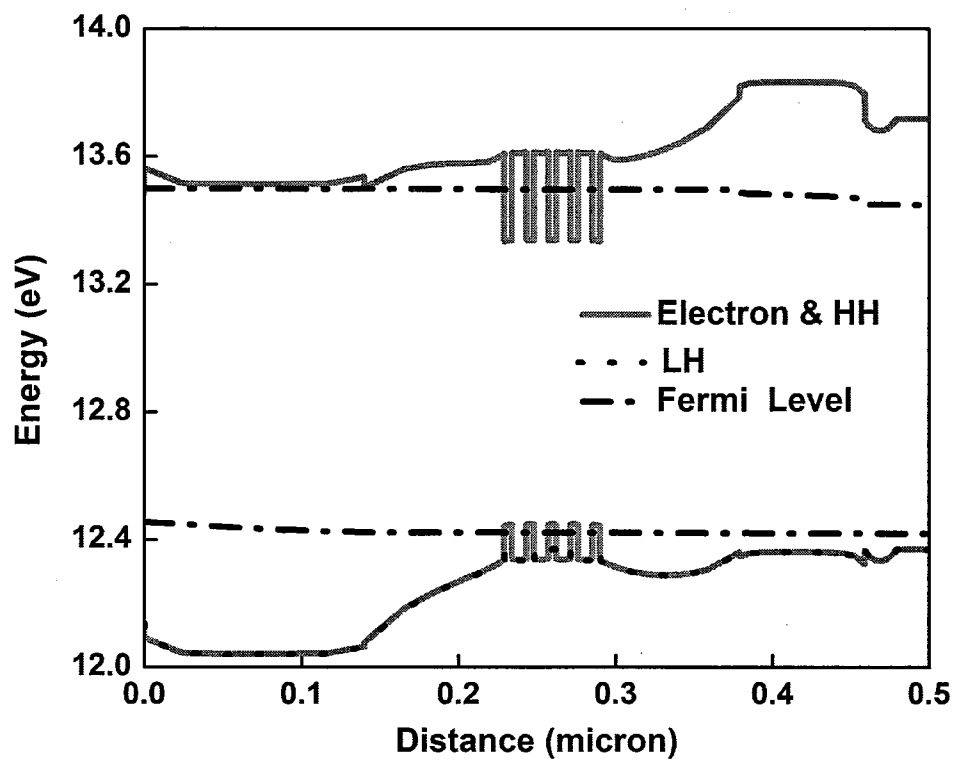


图 4-6 InGaAlAs 量子阱激光器有源区的能带图。

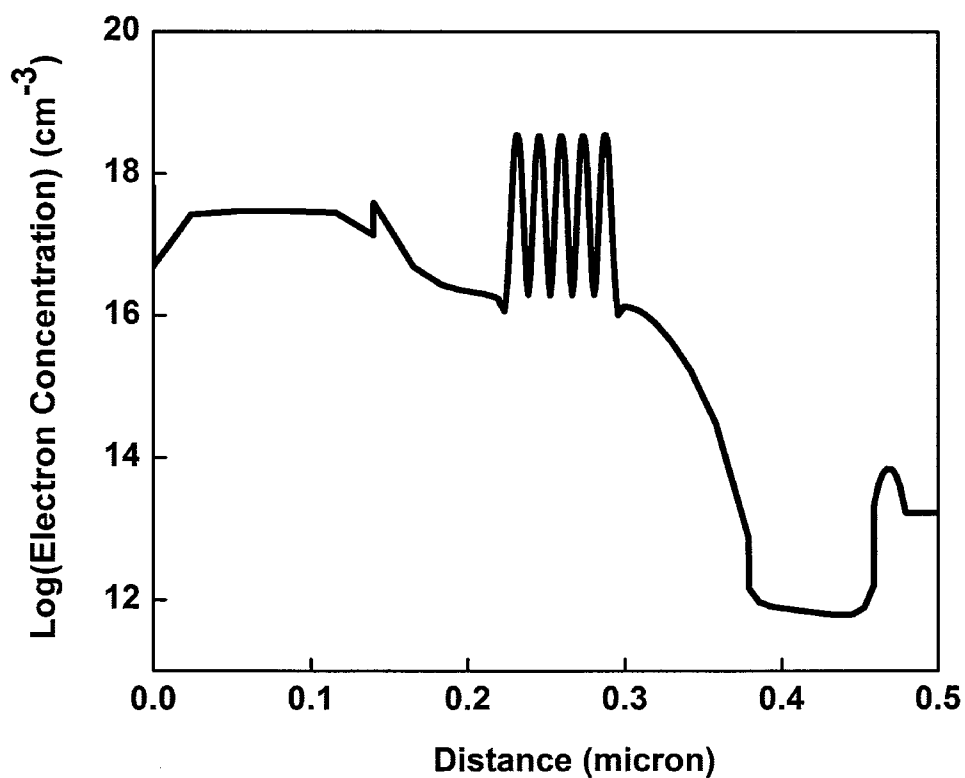


图 4-7 InGaAlAs 量子阱激光器有源区的电子浓度分布图。

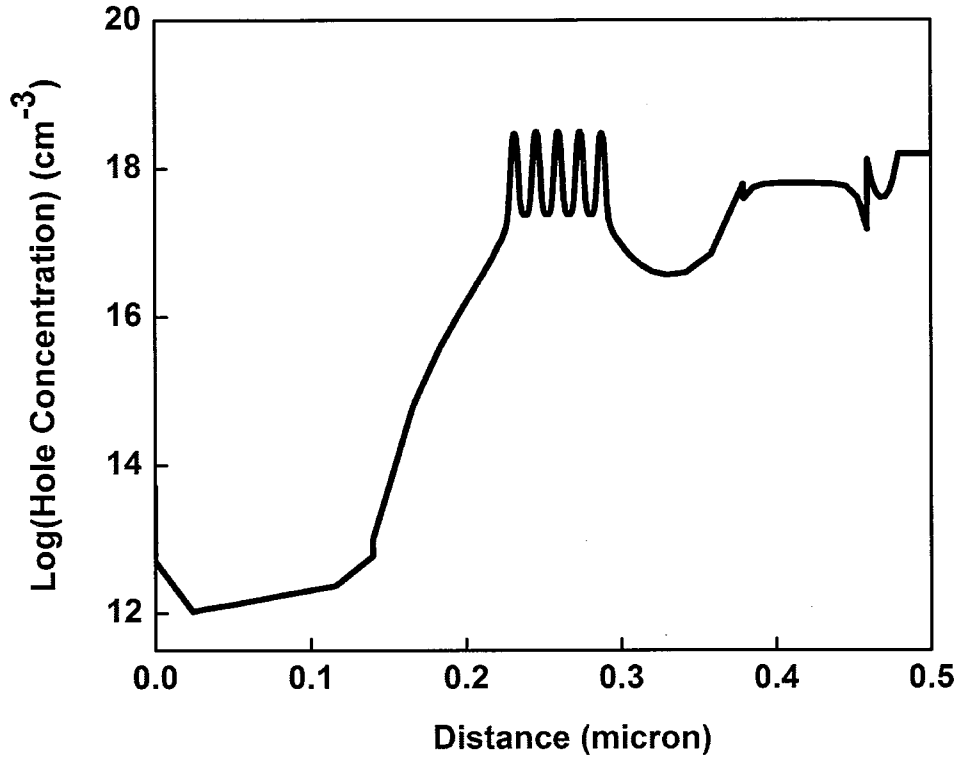


图 4-8 InGaAlAs 量子阱激光器有源区的空穴浓度分布图。

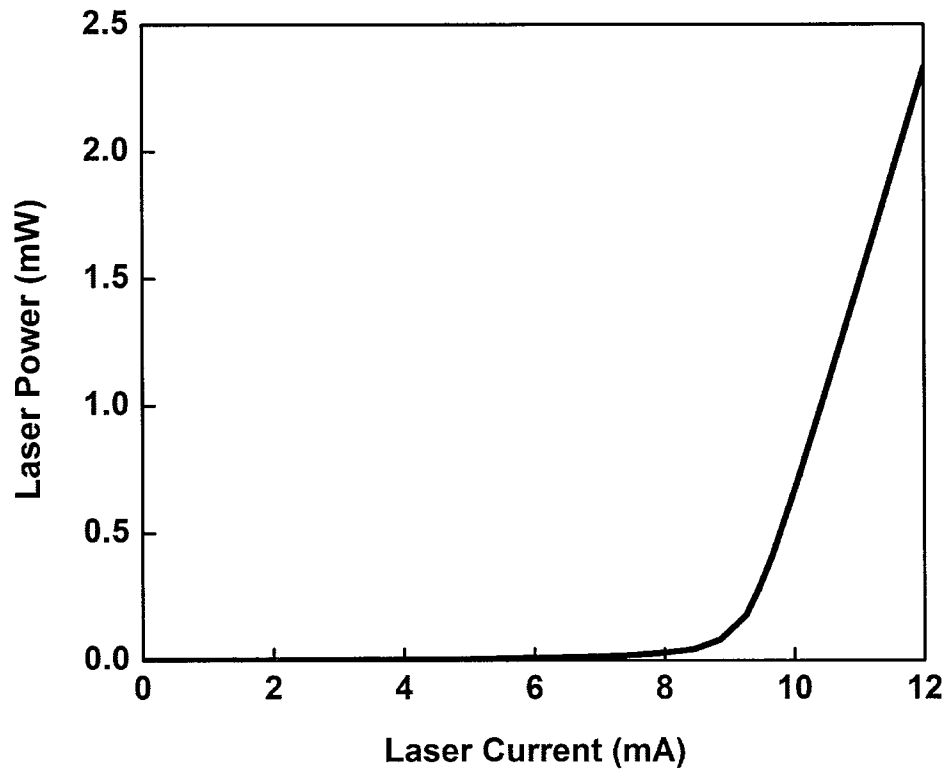


图 4-9 InGaAlAs 量子阱激光器的功率-电流关系图。

从以上各图可以看出,我们设计的激光器结构理论上满足激射条件,并具有一定的器件特性,如较低的阈值电流,较高的斜效率等。模拟结果与实际制作得到的器件特性有一定的差距,是因为仿真是在经简化的模型下进行的,很多经验参数,如器件表面的载流子复合以及制作工艺中的非理想情况没有纳入仿真条件的考虑。

4.4 InGaAlAs 材料的外延生长

4.4.1 InGaAlAs 材料的外延生长特点

InGaAlAs 材料的制备,主要有 LPE、(GS)MBE 和 MOCVD 等材料生长技术。由于 MOCVD 技术在大批量生产和对原子层量级的超薄层材料生长的可控性和可重复性方面的独特优势,使其成为制备长波长 InGaAlAs 量子阱激光器的重要方法。

MOCVD 生长 InGaAlAs 材料和激光器结构有以下特点:第一,由于 InGaAlAs 只含有一种 V 族元素,不会像 InGaAsP 材料在异质结界面处发生 V 族元素 As、P 的互扩散现象,因此更容易获得陡峭的异质界面。第二,由于 Al 原子半径和 Ga 原子半径十分接近,因此可以方便地调节 In 源流量来控制外延层的应变;交互调节 Al 源和 Ga 源流量,以保持量子阱厚度和应变,并将 InGaAlAs 量子阱的发光波长调到需要的位置。第三,线性地调节 Al 源和 Ga 源流量可以方便地得到禁带宽度渐变的分别限制异质结构(SCH),InGaAsP SCH 生长控制则相对较难。

MOCVD 生长 InGaAlAs 材料也存在一些困难。首先,InGaAs 容易在较低的生长温度下得到高质量的材料,而 AlGaAs 的高质量材料则相反,需要在相对高的温度下得到。其次,由于 Al 易被氧化,对生长气氛中的 H_2O 和 O_2 非常敏感。另外,由于砷化物/磷化物界面易产生组分过渡层,而 In 源和 AsH_3 之间易发生气相寄生反应,非优化的生长参数不仅会导致三维岛状生长,破坏界面的陡峭度和平整度,而且还容易在异质界面形成短程有序结构,影响材料的光学性质。此外,Al、In 原子键能和表面迁移速率差异较大,容易导致扩散长度不足,形成 InAs 和 AlAs 的富集区。材料生长中产生的相分离,有序化等非理想状况也会造成晶体质量的下降。最后,由于应变的存在,要求对生长参数有更严格的控制。

以上因素，都要求我们对生长参数进行审慎的选择。

对材料和器件性能影响较大的生长参数有生长速率、生长温度、反应室压力、V/III 比和中断时间等。

4.4.1.1 生长速率

生长速率与生长温度、反应室压力、反应剂浓度、气体流速和衬底取向等因素有关。在富 As 条件下，其生长速率对压力的依赖性将取决于 TMGa、TMIn 以及 TMAI 的压力，而与 As 分压无关；而且在生长温度范围为 500--800 $^{\circ}\text{C}$ 范围内，生长速率基本与生长温度无关。因此为实现生长速率的重复性，只需要严格地控制 III 族源的流量。

4.4.1.2 生长温度

含 Al 材料易在较高温度(800 $^{\circ}\text{C}$)下成核生长,而含 In 材料易在较低温度(650 $^{\circ}\text{C}$)下成核生长^[25], 因此四元 InGaAlAs 材料的生长就变得尤其困难。In 析出会导致量子阱层厚和组分的同时变化,而当合金中含有 Al 时, In 的析出更为严重^[34]。由于 Al 原子在生长表面的迁移较慢,同时也为了抑制氧沾污,含 Al 材料的最佳生长温度较高,而 In 的高挥发性对晶体表面温度设置了上限^[35,36]。因此,为 InGaAlAs 材料寻找一个优化的生长温度非常重要。

此外,有人通过对有源区和有源区以外结构进行变温生长得到了很好的结晶和界面质量,但详细给出了具体变温方式的文献很少^[37],因此具体的变温生长方式有待进一步研究。

4.4.1.3 V/III 比

选择高 V/III 比(V/III 比>100)有利于抑制氧和碳沾污,但由于 In-As 键和 Al-As 键的键能相差很大,过高的 V/III 比将带来 InAs 和 AlAs 的富集区^[38]。而过低的 V/III 比也会造成由于金属集群导致的晶体质量下降。由于不同研究者使用的试验设备不同,即 MOCVD 管路设计和反应室的结构参数不同,生长相同材料时所使用的 V/III 比也会有差别,另外即使是在相同的设备上生长相同的材料,当载气的流量变化时 V/III 比也会发生改变。因此,我们也对比了不同的 V/III 比下生长的材料的晶体质量和光学性质,以得到本设备下 V/III 比的优化值。

4.4.1.4 反应室压力

有文献指出, MOCVD 反应室压力对多量子阱发光波长的影响更甚于生长温度^[39], 所以对本设备的反应室压力也需进行优化。我们进行了 50、100 mbar 条件下的生长实验, 并通过 XRD 和 PL 对比了其材料质量的差别。

4.4.1.5 中断时间

不同 V 族源在切换时, 可能导致界面混元、表面粗糙和组分过渡等情况^[40-42], 因此应对不同外延层间的生长中断时间进行优化。许多研究发现生长中断对 GaInP/GaAs、GaAs/GaAsP、GaAs/GaAlAs 量子阱界面的影响: 2D 生长台阶将在中断时间过短时导致界面粗糙; In 析出则是中断时间过长时导致表面退化的主要原因^[43]。因此, 研究中断时间的优化很有必要。

4.4.2 InGaAlAs 单层材料的生长和表征

我们首先在 InP 衬底上生长与激光器结构的量子阱的阱层、垒层以及限制层组分相同的单层材料, 并对其晶体质量、表面形貌以及光学性质进行了表征。

4.4.2.1 X 射线衍射谱

为了表征材料的结构性质, 我们对所生长的单层材料进行 X 射线衍射 $\omega/2\theta$ 曲线测试。

图 4-10 为在 InP 衬底上生长的与量子阱的垒层材料组分相同、厚度为 93 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.17}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 单层材料加上 15 nm InP 帽层的 XRD $\omega/2\theta$ 曲线与拟合图。从图中可以看到衍射信号最强的为衬底峰, 由于外延层厚度只有几十纳米, 因此 FWHM 较大, 存在于衬底峰左侧。通过拟合软件得到, InGaAlAs 相对 InP 的晶格失配度为 1.808×10^{-4} , 对应的 In 组分为 52.747%, 符合我们的预期目标。可以看到清晰的干涉条纹, 说明异质结界面平整, 材料均匀性较好。

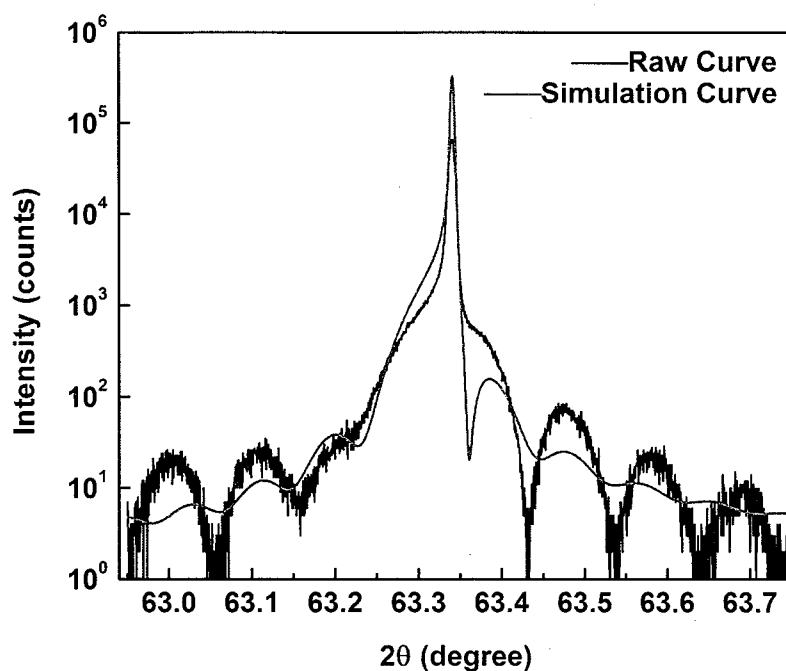


图 4-10 垒层组分的单层材料的 XRD $\omega/2\theta$ 曲线与拟合曲线。

我们也在 InP 衬底上生长了量子阱层材料组分相同、厚度为 31 nm 的 $\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.13}\text{Al}_{0.18}\text{As}$ 单层材料及 15 nm InP 帽层。XRD $\omega/2\theta$ 曲线与拟合曲线如图 4-11 所示。通过类似分析可知，该单层材料同样具有平整的界面和均匀的材料组分。

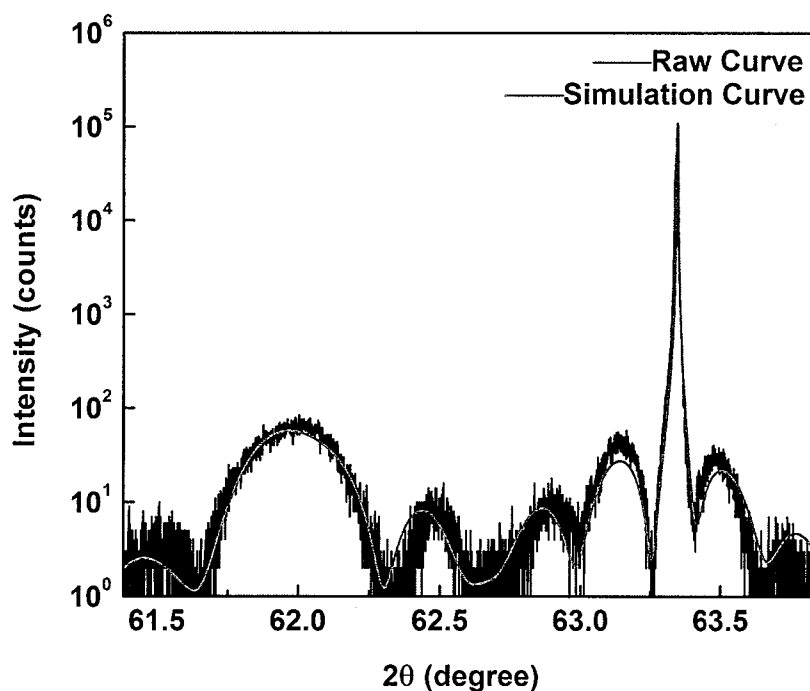


图 4-11 阱层组分的单层材料的 XRD $\omega/2\theta$ 曲线与拟合曲线。

需要注意的是，由于阱层材料和衬底的失配度较大，在生长单层材料时，应将其厚度控制在临界厚度内，以免发生应变弛豫，影响对组分的推算。超过临界厚度的单层材料，由于应变弛豫将在样品表面形成网格线。通过原子力显微镜可以清楚地观察到这些网格线，如图 4-12 所示。

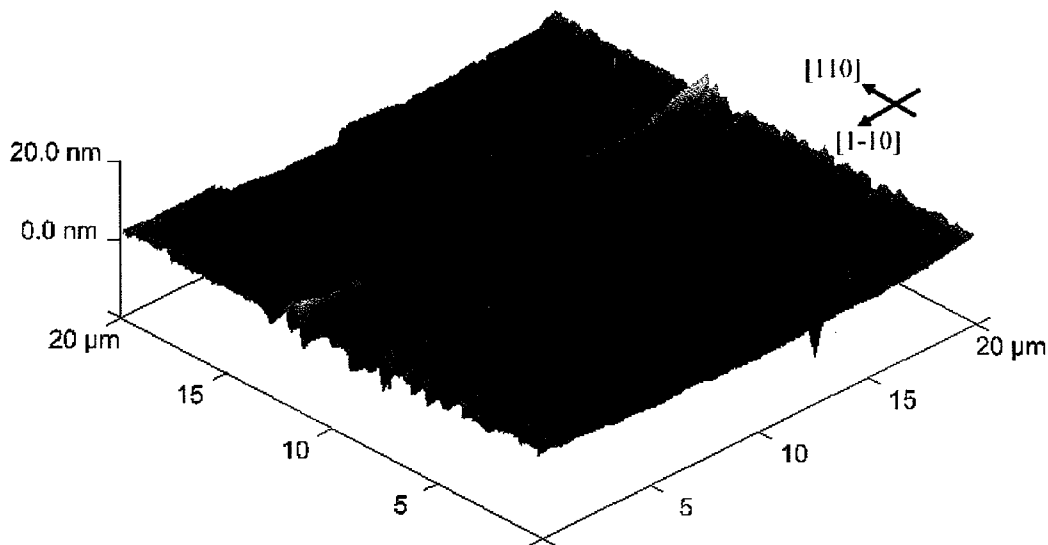


图 4-12 应变单层材料发生弛豫后的样品表面。

4.4.2.2 光致发光谱

为了表征材料的光学性质，我们对样品进行了室温光致发光谱测量。阱层材料的发光峰在 1400 nm 左右，垒层材料的发光峰在 1015 nm 左右，符合我们的设计预期。通过光致发光峰，得到对应的禁带宽度，再结合 X 射线衍射得到的晶格失配度，就可以得出材料的 In、Ga 以及 Al 的组分。

4.4.3 InGaAlAs 量子阱结构的生长和表征

4.4.3.1 生长方案

在生长了质量良好的阱层和垒层单层材料的基础上，我们生长了 5 个周期的 InGaAlAs 多量子阱结构，结构如图 4-13 所示。

InP 帽层 15 nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.17}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 垒层 20 nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.17}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 垒层 10 nm $\times 5$
$\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.13}\text{Al}_{0.18}\text{As}$ 阱层 5.5 nm $\times 5$
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.17}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 垒层 30 nm
InP 缓冲层 72 nm
InP 衬底

图 4-13 生长的 InGaAlAs 多量子阱结构图。

我们研究了 MOCVD 生长条件对材料光学性质的影响，主要对生长温度、V/III 比和反应室压力进行实验研究，实验过程共分为三组，分别如下：

1. 优化生长温度

固定各源的流量、V/III 比、反应室压力，调整量子阱的生长温度(670 $^{\circ}\text{C}$ 、700 $^{\circ}\text{C}$ 、730 $^{\circ}\text{C}$)。

2. 优化 V/III 比

固定各源的流量、生长温度、反应室压力，主要通过控制 AsH_3 源流量，调整 V/III 比(V/III=49、65、130)。第二组实验中量子阱生长温度由第一组实验确定；

3. 优化反应室压力

固定各源的流量、生长温度、V/III 比，调整反应室压力(50 mbar、100 mbar)。第三组实验的生长温度和 V/III 比分别由第一组和第二组确定。

4.4.3.2 温度实验

第一组实验材料的 X 射线衍射谱结果如图 4-14 所示：

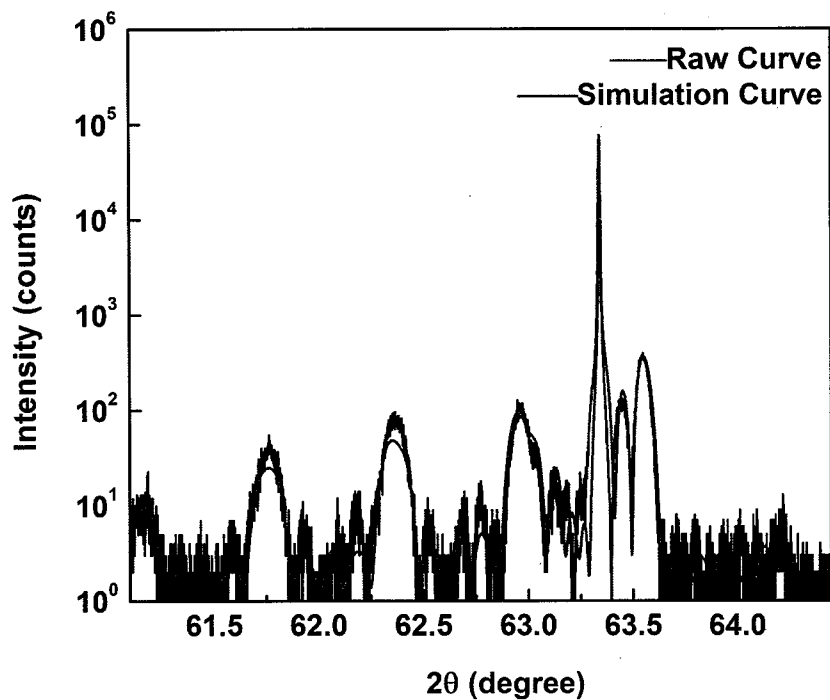


图 4-14 700 °C 下生长的量子阱结构的 XRD $\omega/2\theta$ 曲线和拟合曲线。

另外两个生长温度下测得的 XRD 曲线与之类似。从结果可以观察到尖而窄的衬底峰，三个清晰的 Pendellösung 条纹以及平坦的底部，说明这三个生长温度所获得的量子阱结构均具有较高的晶体质量。

第一组实验材料的室温光致发光谱的半高宽和积分强度如图 4-15 所示：

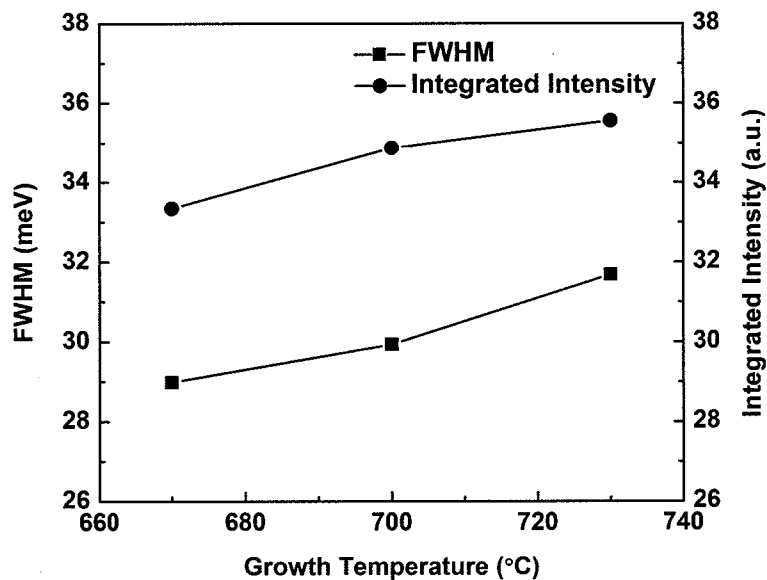


图 4-15 不同温度下生长的 InGaAlAs 量子阱的 PL 谱半高宽和积分强度。

从 PL 测试结果不难看出：当有源区生长温度为 700 $^{\circ}\text{C}$ 时光致发光谱半高宽相对较小，发光的积分强度相对较高。从 MOCVD 生长动力学的模型来分析，认为当生长温度过低时，各原子没有足够的动能到达合适的位置，这样沉积的原子容易产生位错，影响晶体质量。如果提高生长温度，各原子的动能足够大，它们可以在材料表面移动，直到找到合适的位置，各原子与原子间有规律的键合，形成高质量的晶体。但如果生长温度过高，容易导致 In 析出，影响结晶质量。

4.4.3.3 V/III 比实验

这组实验的量子阱生长温度由第一组实验确定下来，为 700 $^{\circ}\text{C}$ 。对比三种不同 V/III 比(V/III=49、65、130)下的光致发光谱的半高宽和积分强度(如图 4-16 所示)可以看出，采用 V/III 比为 65 时，具有较小的半高宽和较大的积分强度。需要说明的是，由于不同研究者使用的生长设备结构不同，即 MOCVD 管道和反应室的结构参数不同，生长相同材料的优化 V/III 比也会有差别。

另外，根据目前实验显示的趋势，要寻找最佳的 V/III 比，还应在 V/III 比在 65 和 130 范围内优化生长条件，做进一步的生长实验和材料分析。

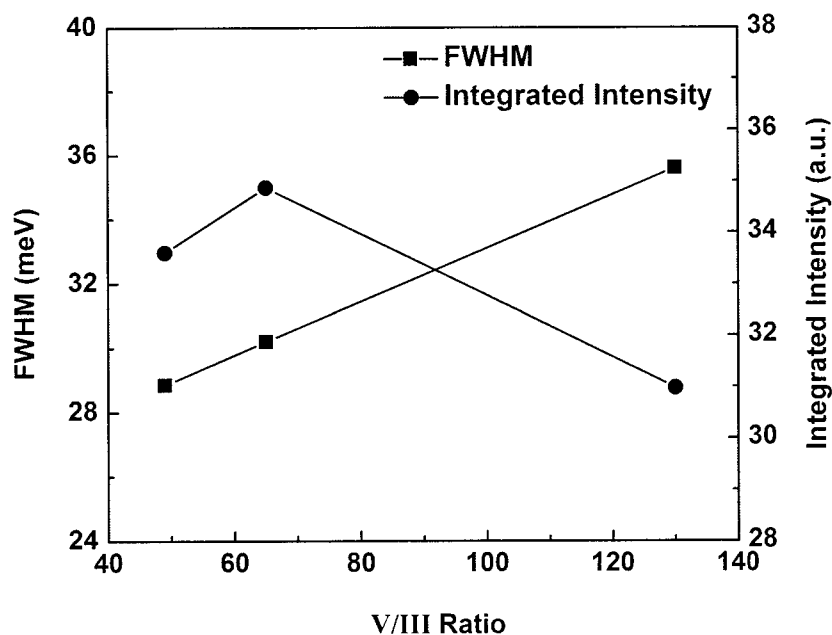


图 4-16 不同 V/III 比下生长的 InGaAlAs 量子阱 PL 谱半高宽和积分强度。

4.4.3.4 反应室压力实验

第三组实验的量子阱生长温度由第一组实验确定下来为 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ ， $\text{V/III}=65$ ，反应室压力分别为 50 mbar 和 100 mbar 。图 4-17 为相应的光致发光谱测量结果。不难看出，当反应室压力为 50 mbar 时，光致发光峰半高宽明显小于在 100 mbar 条件下得到的结果，而积分强度大致相当。

通过以上实验，在生长激光器完整结构的有源区时，我们采用生长温度为 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 V/III 比为 65，以及反应室压力为 50 mbar 的生长条件。

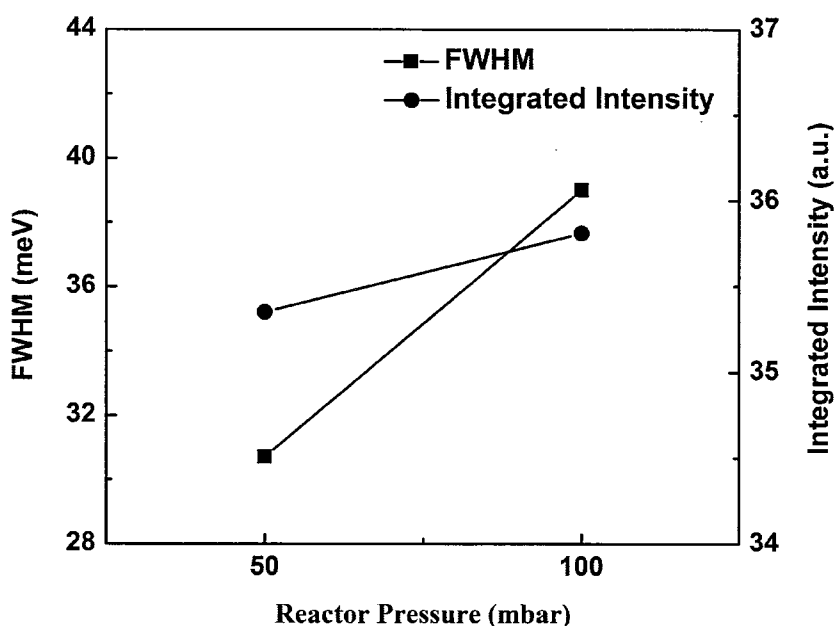


图 4-17 不同反应室压力下生长的 InGaAlAs 量子阱的 PL 谱半高宽和积分强度。

4.5 器件结果

按照 4.1 节提到的工艺流程，我们首先制作了 F-P 激光器来评估材料质量和优化生长条件。在其基础上，我们制作了横向耦合光栅 DFB 激光器。解理了腔长为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 的一批管芯进行测试，其脊宽为 $1.8\text{ }\mu\text{m}$ ，两侧光栅宽度为 $1\text{ }\mu\text{m}$ ，前后端面反射率分别为 98% 和 2%。激光器阈值电流为 34 mA ，室温连续工作下最大输出光功率为 7 mW ，如图 4-18 所示。此外，从出射光谱中可以看出出射波长为 1299.2 nm 。

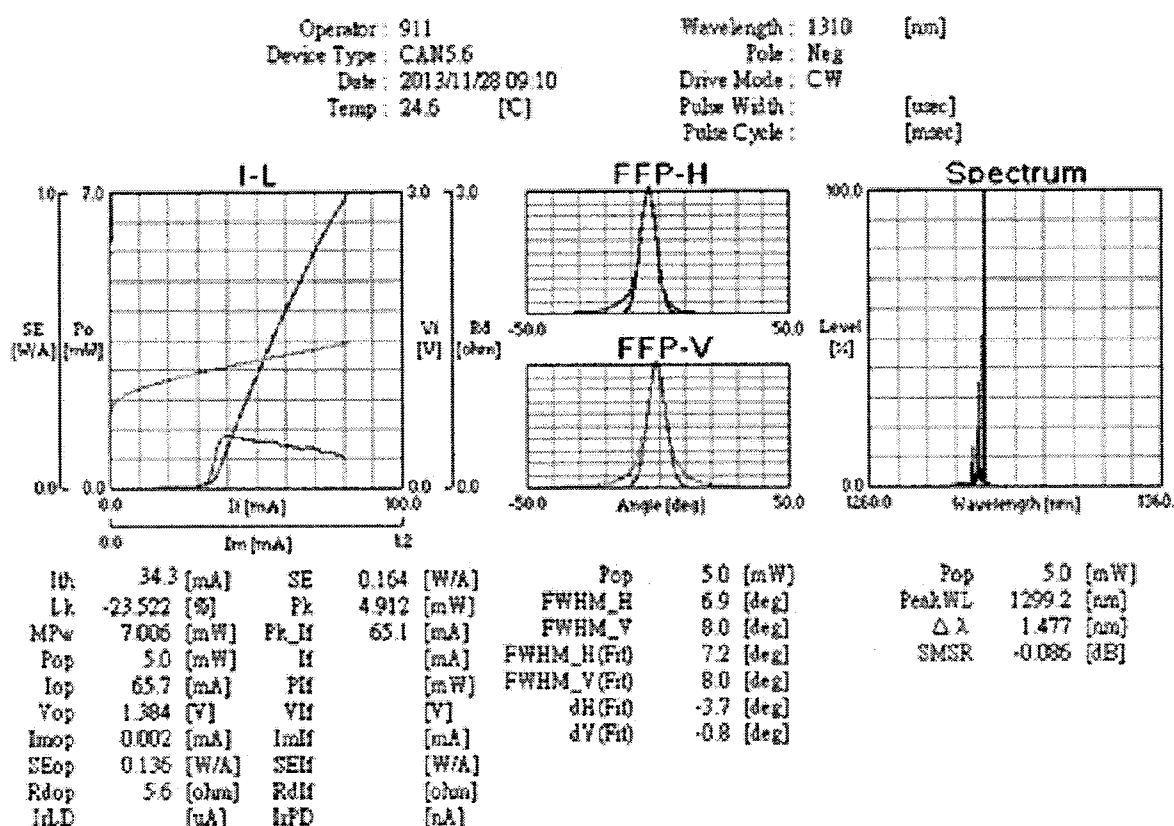


图 4-18 横向耦合光栅 DFB 激光器性能测试结果。

4.6 本章小结

本章主要叙述了 1.31 μm InGaAlAs 量子阱激光器的整个研制过程，从最初的器件结构设计，然后通过软件仿真验证设计的可行性，进而通过生长于各层材料的组分相同的单层材料结构，以及优化生长量子阱有源区，最终获得了激光器的完整外延结构。通过工艺流程，获得了横向耦合光栅 DFB 激光器芯片。器件性能测试结果表明，我们实现了室温连续工作、输出功率达 7 mW 的 1299 nm InGaAlAs DFB 激光器，器件性能有进一步提高的空间。

第五章 InGaAlAs 外延层材料的光学性质研究

我们生长了 InP/InGaAlAs/InP 三明治(Sandwich)结构的样品 LAS030, 如图 5-1 所示。在 InP 衬底上依次生长 72 nm InP 缓冲层, 93 nm InGaAlAs 层及 15 nm InP 帽层, 在界面处 TMI_n 的流量保持不变。生长温度 700 °C, 反应室压力 100 mbar, V/III 比约为 134, 生长速率约为 0.31 nm/s。In_(1-x-y)Ga_yAl_xAs 的组分为 x=0.3, y=0.173。我们对该样品进行了室温和变温光致发光谱测量, 测试温度范围为 3 K 至 300 K。

InP 帽层	15 nm
In _{0.53} Ga _{0.17} Al _{0.3} As	93 nm
InP 缓冲层	72 nm
InP 衬底	

图 5-1 与 InP 晶格匹配的 In_{0.53}Ga_{0.17}Al_{0.3}As 三明治结构(LAS030)示意图。

5.1 InP/InGaAlAs/InP 结构的室温 PL 谱测量

在室温下测量了 In_{0.53}Ga_{0.17}Al_{0.3}As 三明治结构光致发光谱, 如图 5-2、3 所示, 其中图 5-2 为 CCD 探测器所测结果, 图 5-3 为 InGaAs 探测器所测结果。从图 5-2 可以观察到, 位于 1015 nm (~1.222 eV)的主峰, 以及 910 nm 附近较弱的对应于 InP 衬底的发光峰的肩。另外, 可以观察到主峰的长波端还有一个肩。而图 5-3 显示, 一个位于 1025 nm (~1.209 eV)左右较弱的峰和 1128 nm (~1.100 eV)左右较强的峰。结合图 5-2, 可以认为图 5-3 中位于较弱的峰对应于图 5-2 中的主峰, 是来自 In_{0.53}Ga_{0.17}Al_{0.3}As 材料的发光峰。图 5-3 中较强的峰与图 5-2 主峰长波端的肩对应, 为 InGaAlAs/InP II 型界面的发光峰。图 5-3 中, 没有观测到 InP 衬底峰, 是因 InGaAs 探测器在此波段的响应很小。

通过对比, 可以看出 In_{0.53}Ga_{0.17}Al_{0.3}As 材料峰与 InGaAlAs/InP II 型界面峰的

相对大小随不同探测器响应强度而变化。II 型界面的发光是一种异质界面的空间间接复合引起的发光。被分别限制在 InGaAlAs 中的空穴与 InP 中的电子发生复合，由于其不必遵守量子阱发光的 k 选择定则，从而具有很高的发光效率^[44]。这种强的界面复合将降低器件的光电转化效率。

对于发光峰近 1 μm 的样品，从图 5-2 和图 5-3 可以看出，由于探测器响应范围的不同造成测得的发光光谱存在明显的差别。在确定材料的禁带宽度时，需要结合 CCD 和 InGaAs 探测器测得的结果进行分析，将两者区分清。

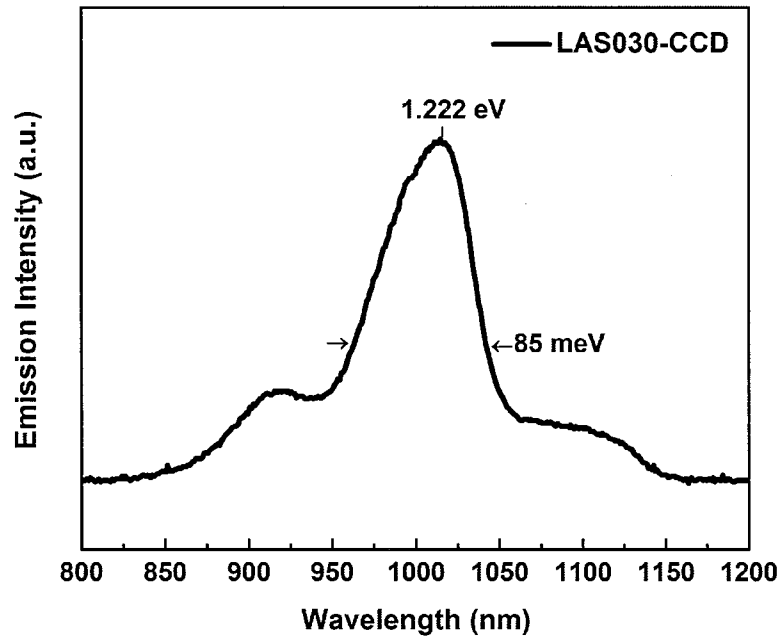


图 5-2 样品 LAS030 以 CCD 探测器测得的 PL 谱。

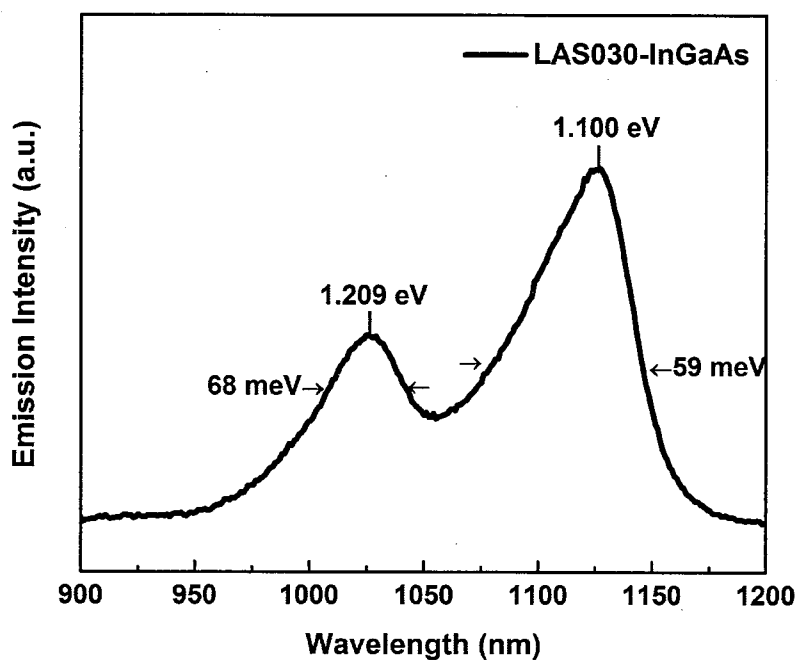


图 5-3 样品 LAS030 以 InGaAs 探测器测得的 PL 谱。

从图 5-2 和图 5-3 还可以看出, 在 LAS030 样品中观察到唯一的界面峰。这说明我们的样品具有相当对称的上下界面。在 MOCVD 技术发展早期, 由于砷化物/磷化物(上界面)与磷化物/砷化物(下界面)过渡的不对称性^[45], 上界面的砷化物/磷化物过渡容易掺入更多的 Al 原子, 使得材料带隙增大, 从而上界面的发光峰于下界面的短波端, 如图 5-4 所示。

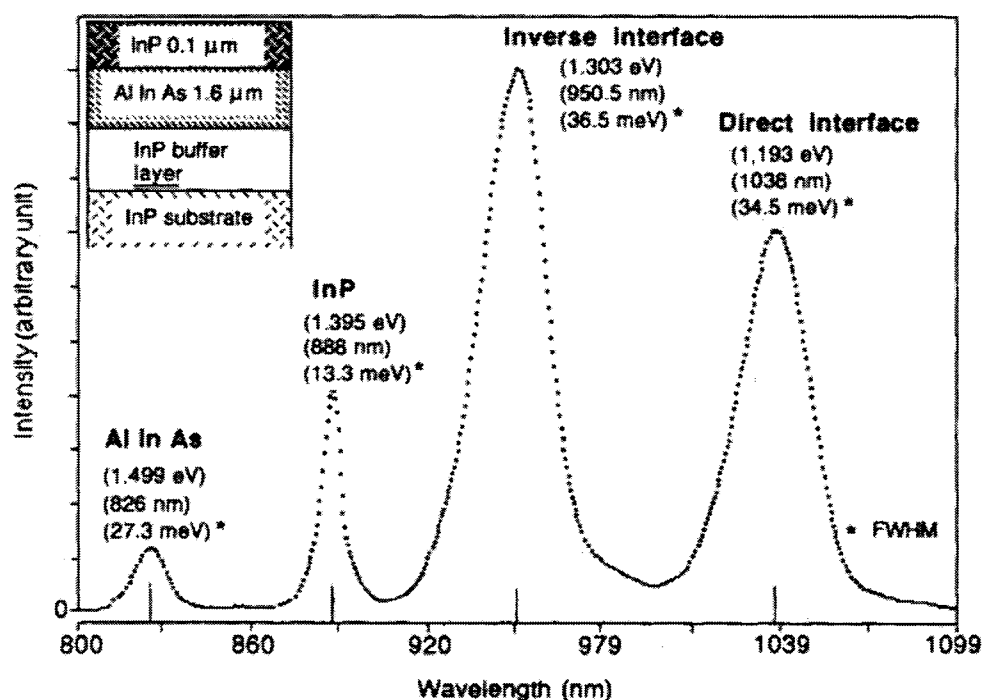
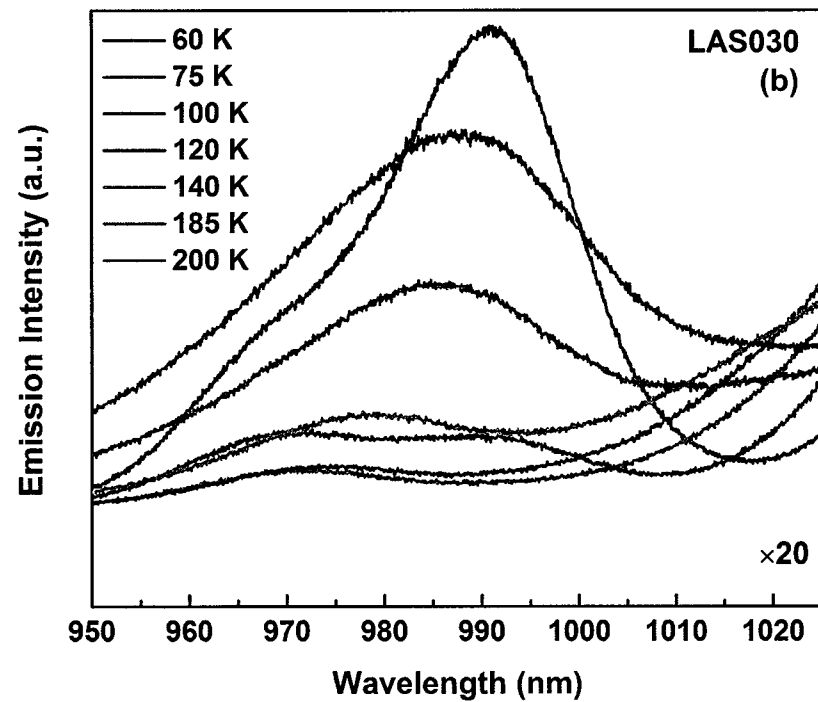
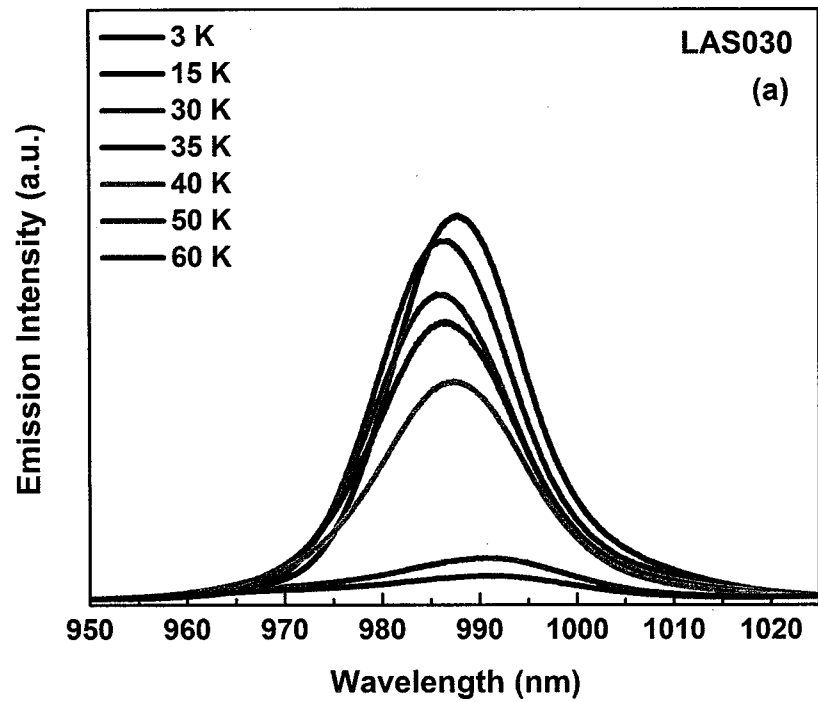


图 5-4 不对称的上、下 II 型界面造成两个分立的界面峰^[45]。

5.2 InP/InGaAlAs/InP 结构的变温 PL 谱测量

样品 LAS030 的 InGaAlAs 材料峰随测试温度的变化如图 5-5(a)、(b)和(c)所示。在 60 K 到 120 K 左右的温度范围出现局部异常的现象。在该范围，PL 峰位不随温度变化单调地变化，而是呈反 S 形。这种反 S 形发光行为，在很多其他薄层材料(如 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 、GaInP、GaAsSb 等)中均曾观察到过。



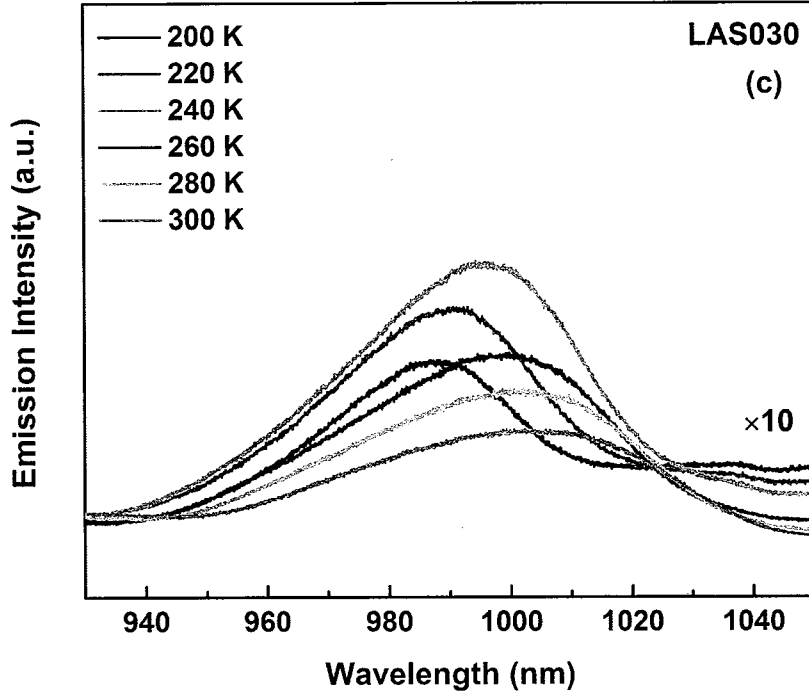


图 5-5 样品 LAS030 的变温光致发光谱: (a) 3 K - 60 K; (b) 60 K - 200 K; (c) 200 K - 300 K。

如图 5-6 所示, 从 3 K 起, 随着温度升高, PL 峰先出现红移现象, 到 60 K 左右出现突然的蓝移, 并继续蓝移至约 120 K。120 K 之后, 随温度上升出现正常的红移现象, 其红移趋势符合 Varshni 方程的描述:

$$E_g(T) = E(0) - \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)} \quad (5-1)$$

其中, α 为常数, 单位为 eV/K, β 为与德拜温度有关的常数。

反 S 形行为的成因目前尚无定论, 但主要有三种不同的观点。

第一种观点认为反 S 形行为是由于材料生长的非理想情况, 即: 异质界面附近生长的材料组分的不均匀性, 导致载流子局域化, 导致存在一定的带尾局域态。带尾局域态处的复合主导了低温区(<60 K)的发光, PL 峰位红移是因为随着温度升高, 非平衡载流子获得热能有机会越过局部的能量势垒跳至更低能量的局域态发光。在 60 K--120 K 温度范围, 载流子获得足够热能量可以从局域态激发至带

间发光，故 PL 峰位出现蓝移。当导带-价带间的复合成为主导，PL 峰位便体现出遵循 Varshni 方程描述的变化趋势。

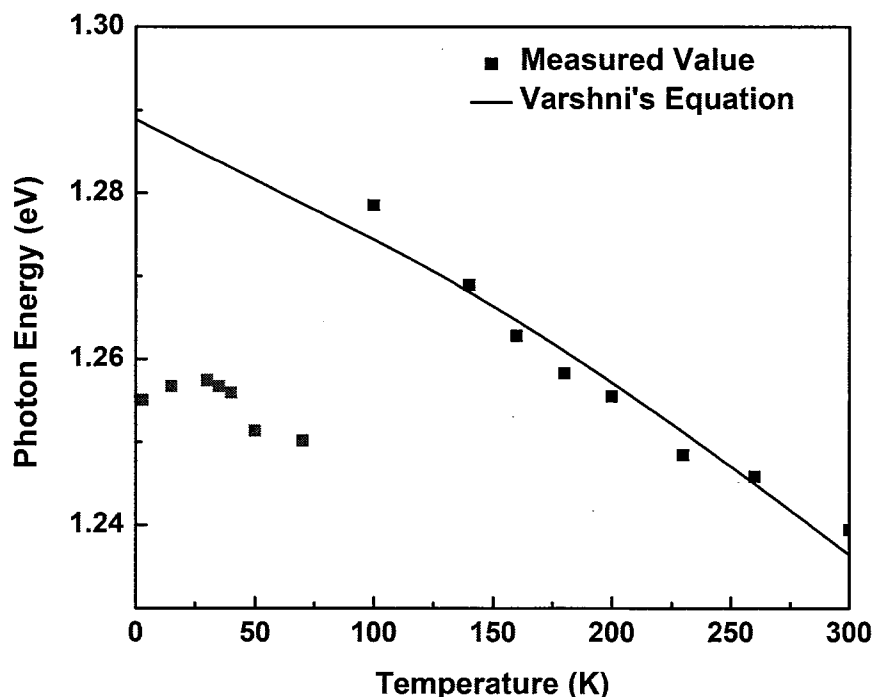


图 5-6 变温 PL 中 InGaAlAs 峰位随温度的变化及拟合曲线。

第二种观点提出了材料生长的非理想的另一种原因^[46]。在每个外延层，通常分为三个亚区：起始生长区，它呈现岛状和短程有序结构，厚度在几个原子层尺度；继之为过渡区；最后为均匀混晶区。在起始区，按晶体生长动力学理论，外延生长将朝着系统总势能最小的方向发展。而多元系材料中，均匀混合的系统熵不是最小的。有序结构(如 InP/GaP/InP/GaP……)的系统熵可能更小。因此，在各层的生长起始阶段，有可能存在岛状生长或形成短程有序化结构。岛状结构的大小和短程有序区的厚度与界面质量、生长温度、生长速率以及晶向等有关。

然而，外延层的不同区域在低温 PL 谱中的贡献可能是不一样的。当 $T < 60$ K 时，各层生长起始区的短程有序结构起主导作用。当温度升高，由于热激发，位于有序结构导带底和价带顶的载流子减少，短程有序结构的发光逐渐减弱，最终均匀混晶区中的辐射复合成为主导。

第三种观点则认为，反 S 形行为反映了含 Al 材料的固有属性^[47]，即含 Al 材料在不同温度有不同的发光机制。由于 Al 的较强活性易将载流子局域化到导

带下的某些能级,在低温区(<60 K)以束缚激子发光为主;在 60 K--120 K 温度范围,束缚激子发生热离化,开始部分转变为自由激子,出现 PL 峰位的蓝移。温度在约 120 K 以上时,束缚激子完全消失,以自由激子(或载流子)发光为主,PL 峰位随温度的变化服从 Varshni 方程的描述。

我们认为,由于在 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 、GaInP、GaAsSb 等薄层材料中均观察到该现象,因此不能认为该行为仅仅是由于含有活性较强的 Al 所致。分析此反 S 形行为的起因,还应该注意与之相伴的几个现象:

(1) 峰位突然蓝移的起始温度

文献报道,反 S 形行为的起始温度随材料中的 Al 组分减小而降低^[48]。因此,Al 组分可能与反 S 形行为有密切关系。

(2) 反 S 形行为与界面带阶类型的关系

报道还指出,当 Al 组分小于约 0.22 时,反 S 形的局部异常行为消失^[46-47],如图 5-7 所示。这与 InGaAlAs/InP II 型带阶界面随着 Al 组分减小到约 0.22 时开始向 I 型带阶界面转变一致,因此不能排除界面带阶类型与反 S 形行为的关联。

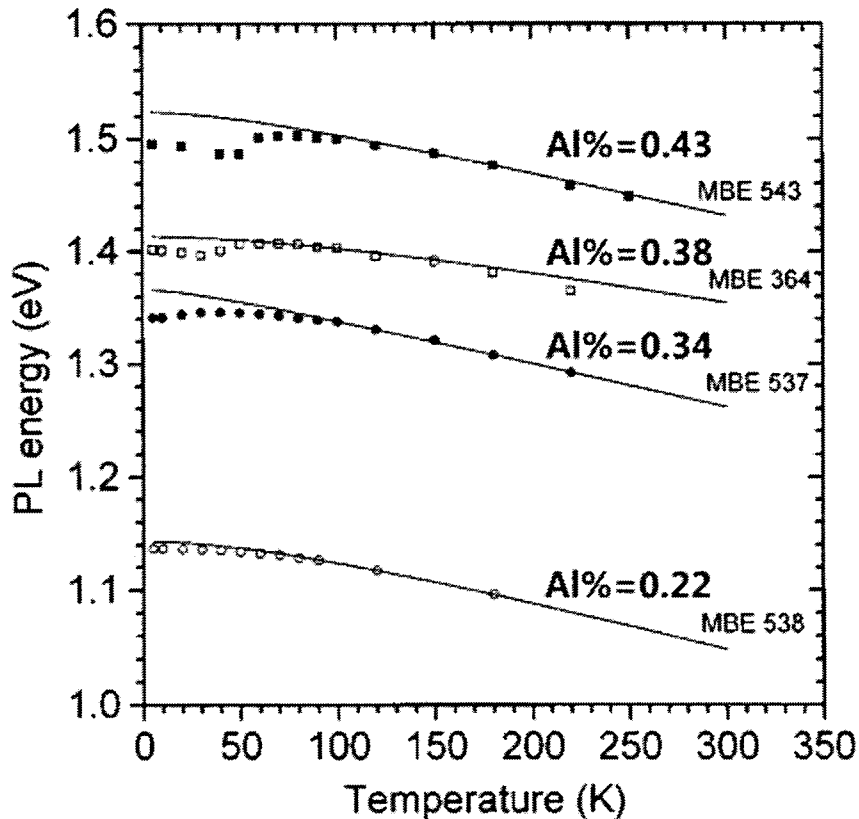


图 5-7 反 S 形行为随 Al 组分减小逐步减弱、消失^[47]。

(3) 3 K 能量偏移量

PL 测试温度为 3 K 时, PL 峰值能量偏离 Varshni 方程预测的外推值, 这个能量差值即 3 K 能量偏移量。测试温度为 3 K 时, 在样品 LAS030 中, 实测 $E_g(3\text{ K})=1.255\text{ eV}$, 而由 Varshni 方程外推的 $E_g(3\text{ K})=1.283\text{ eV}$, 与实测值比, $\Delta E=28\text{ meV}$ 。低温下的 E_g 可表示为 $E_g=E_{BE}+E_X+\alpha E_D$, 其中 αE_D 约为 1.36 meV , 关于激子束缚能级, 由参考文献提出的经验公式推算的 Al 组分与激子束缚能的关系, 在 Al 组分为 0.3 时, 激子束缚能约为 $2.925\text{ meV}\sim 33.75\text{ K}^{[49]}$, 如图 5-8 所示。由于激子束缚能小于 ΔE , 这说明尚有未知的局域态或激子能级。有研究指出, 随 Al 组分减少, 3 K 能量偏移量相应减少, 当 Al 组分小于约 0.2 时, 3 K 能量偏移量变为零, 因此该未知局域态或激子能级的形成可能与 Al 的活性有关。

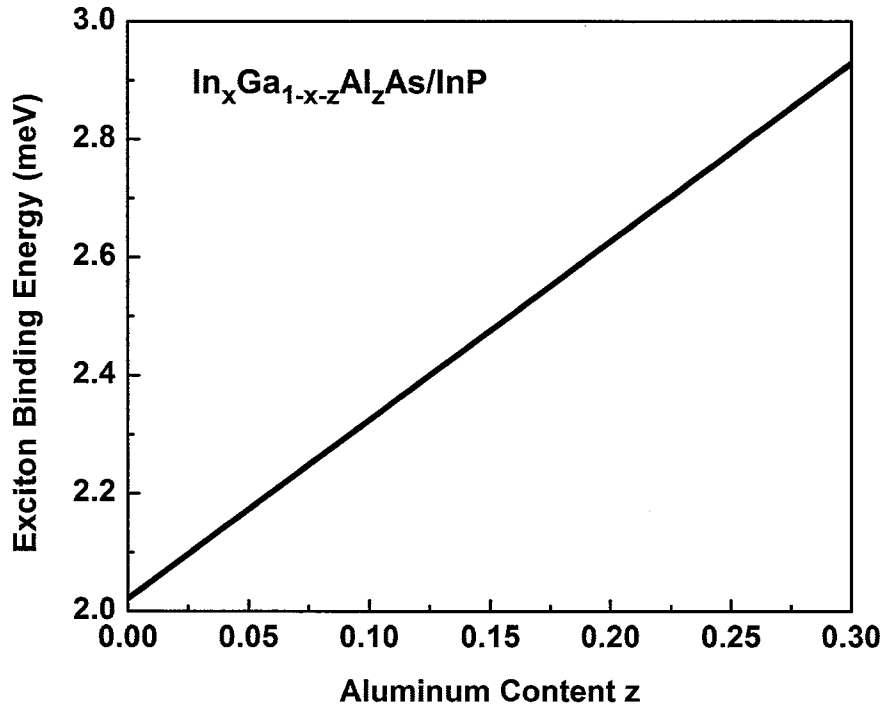


图 5-8 理论计算的 InGaAlAs 中的激子束缚能与 Al 组分的关系。

综上所述, 我们注意到, 3 K 能量偏移量消失所对应的 Al 组分, 也是 InGaAlAs/InP 界面由 II 型变为 I 型的转折点, 同时也是反 S 形行为消失所对应的 Al 组分。为了进一步的调查, 我们认为需要生长不含 II 型带阶界面且 Al 组分小于 0.22 的材料结构进行测试, 以确定 II 型界面与反 S 形行为的关系。

5.3 本章小结

本章主要介绍对 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构的变温光致发光谱测量。首先,分析了 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构中存在的 II 型界面发光,探讨了该结构中在低温 PL 谱中存在的反 S 形行为的可能原因,并提出了进一步的研究思路。

第六章 InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的设计和优化

6.1 研究背景

根据激光器理论,同晶格匹配和压应变量子阱激光器相比,张应变量子阱激光器的某些性能更优越,如更低的阈值电流,更高的微分增益和更大的辐射复合系数等^[50-52];另一方面,张应变量子阱的激射模式为 TM 偏振,作为一个独特的方法,张应变被用于实现 1.31 μm 半导体光放大器增益的偏振不灵敏性^[100]和 1.55 μm 双偏振量子阱激光器。

目前,已有报道通过 MOCVD 技术获得高质量的 InGaAsP/InGaAlAs 应变补偿量子阱^[53-55],并应用于 1.55 μm 直接调制激光器。然而,尚未报道 InGaAsP/InGaAlAs 张应变量子阱在 1.31 μm 波段的应用,本文将通过对不同势垒带隙的量子阱光学性质和激光器性能的计算分析,寻找一个优化的势垒带隙,为该型激光器的设计和研制奠定基础。

6.2 设计内容和计算方法

由于量子限制效应造成的轻、重空穴能级移动方向与张应变引起的移动方向相反,为了实现高性能的 TM 偏振输出,应采取尽可能大的张应变量和阱宽^[55]。此外,实验发现,以 MOCVD 技术生长 InGaAsP/InGaAlAs 应变补偿量子阱结构时,取得高质量多量子阱的应变量上限是 $\pm 1\%$ 。当应变量大于 $\pm 1\%$ 时,出现了三维生长、应变弛豫等状况^[53]。因此,我们以 10 nm、1% 张应变的 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21}$ 阱层,和 12 nm、0.5% 压应变的 InGaAlAs 势垒,构成 6 个周期的应变补偿量子阱有源区。为了研究不同势垒带隙对量子阱光学性质和激光器特性参数的影响,我们固定阱层材料,分别选取禁带宽度为 1.309 eV、1.232 eV、1.177 eV、1.136 eV、1.040 eV 的势垒构成五种不同的多量子阱。有源区外由 InGaAlAs 折射率渐变分别限制结构、InAlAs 上、下限制层、衬底与下限制层之间、欧姆接触层与上限制层之间的 InGaAlAs 过渡层等构成。采用深脊形波导的激光器结构如图 6-1 所示,相关参数的设定值如表 6-1 所示。

我们根据线性内插法和 Harrison 模型,调整了不同势垒时 InGaAsP/InGaAlAs

异质结带阶比, 结果如表 6-2 所示。首先, 我们通过 LASTIP 软件计算库伦增强的增益谱函数(Coulomb Enhanced Gain Spectral Function)来得到不同波长和不同载流子浓度下, 体材料和量子阱所产生的材料增益和损失。热效应会藉由解热流方程而包含在所模拟的器件特性中, 以期计算结果与实验情况更为接近。

在计算连续工作模式下的器件特性时, 我们考虑了能带重整效应(Bandgap Renormalization Effect)。在计算不同工作温度下的器件特性时, 设定俄歇复合率与温度的关系由下式表示:

$$C(T) = C_0(T_0') \times \exp\left[\frac{E_A}{k} \left(\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (6-1)$$

其中 k 代表波尔兹曼常数, E_A 代表激活能。根据 InGaAsP(InAsP)材料体系的参数, 令 $T_0=300$ K 时, $C_0=2.5 \times 10^{-28} \text{ cm}^6 / \text{s}^{[60]}$, 激活能 E_A 则设定为 132 meV。

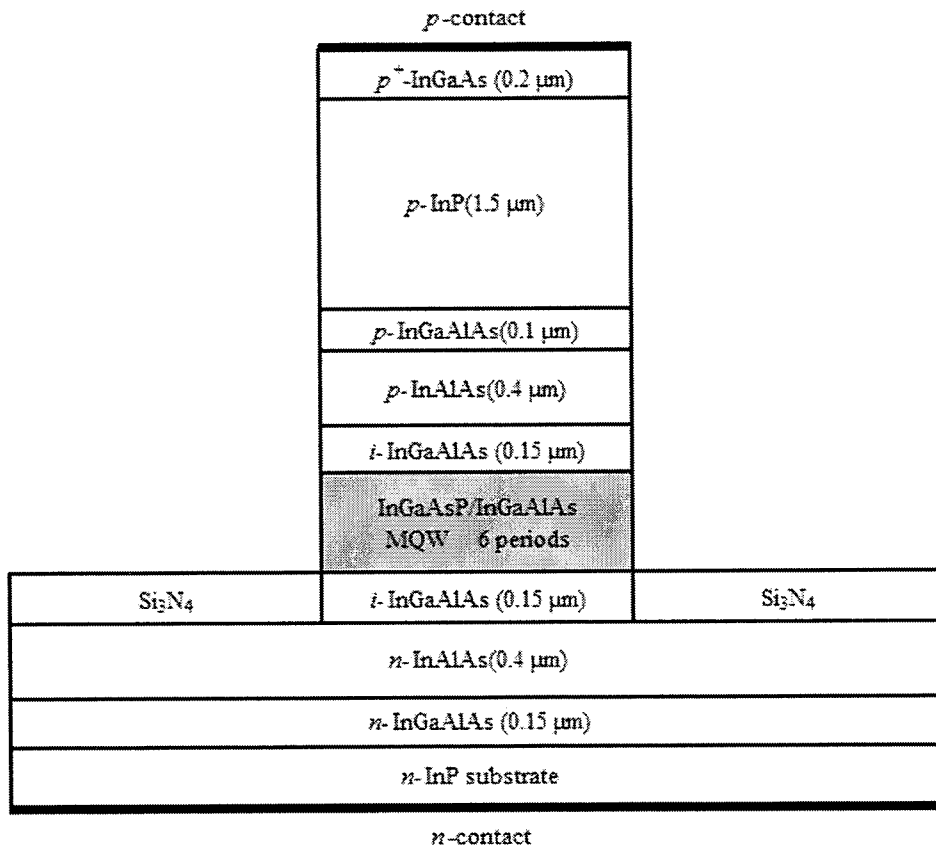


图 6-1 InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器结构截面示意图。

表 6-1 相关参数的设定值与参考文献。

参数名称	材料	设定值	参考文献
带内散射寿命	有源区	0.1 ps	[56]
俄歇复合系数	有源区	$C_n=C_p=2.5\times 10^{-28}$ $\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$	[57]
带内散射寿命随温度变化梯度	有源区	$0.004\times 10^{-13} \text{K}^{-1}$	[58]
非辐射复合寿命	有源区	10 ns	[56]
	无源区	100 ns	[56]
价带间吸收损耗	有源区	$35\times 10^{-18} \text{cm}^2$	[57]
	无源区	$13\times 10^{-18} \text{cm}^2$	[57]
端面反射率		0.32, 0.32	-
非线性增益抑制因子		$3\times 10^{-17} \text{cm}^3$	[59]
背景损耗		500m^{-1}	-
工作温度		300 K	-
脊宽		3 μm	-
腔长		400 μm	-

表 6-2 阱垒间的异质结带阶。

Al 组分 (y)	势垒禁 带宽度 $E_g(\text{eV})$	导带带阶 $\Delta E_c(\text{meV})$	重空穴-重 空穴势垒	轻空穴-轻 空穴势垒	轻空穴-重 空穴势垒	导带带阶比 $\Delta E_c/(\Delta E_c+\Delta E_{v, \text{lh-hh}})$
			$\Delta E_v,$ hh-hh(meV)	$\Delta E_v,$ lh-lh(meV)	$\Delta E_v,$ lh-hh(meV)	
0.4	1.309	250.6	67.9	144.4	112	69.11%
0.35	1.232	203.3	40.4	118.1	85.5	70.39%
0.315	1.177	169.4	22.3	100.5	67.3	71.57%
0.288	1.136	144.8	-	86.5	53.4	73.08%
0.225	1.040	88.7	-	54.7	21.9	80.22%

6.3 计算结果与分析

6.3.1 量子阱能带结构和光学性质

我们以考虑了应变以及轻空穴能级(LH)、重空穴能级(HH)和自旋轨道分裂能级(SO)之间的价带混合效应的 6×6 Luttinger-Kohn 哈密顿量对量子阱能级进行求解, 如图 6-2 所示。

从图中可以看出, 张应变使轻空穴能级成为价带第一子能级, 轻、重空穴能级有较大的能量间隔, 轻空穴能级在较大的 k 空间范围内呈抛物线形, 所以具有较大的态密度, 较窄的增益谱和较高的增益。应变补偿结构能进一步抑制价带混合效应, 以获得更高的微分增益^[61]。此外, 随着势垒高度降低, 可以观察到量子阱子能级数量逐步减少。

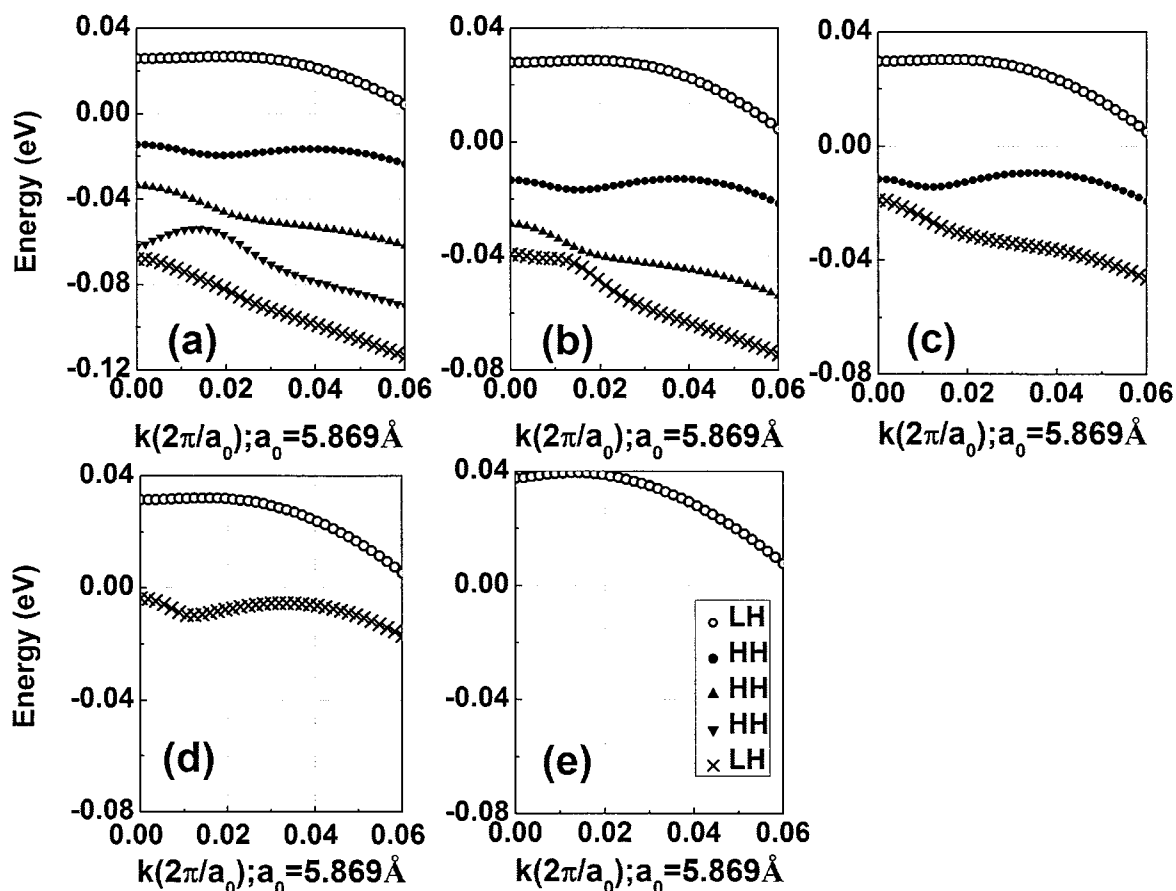
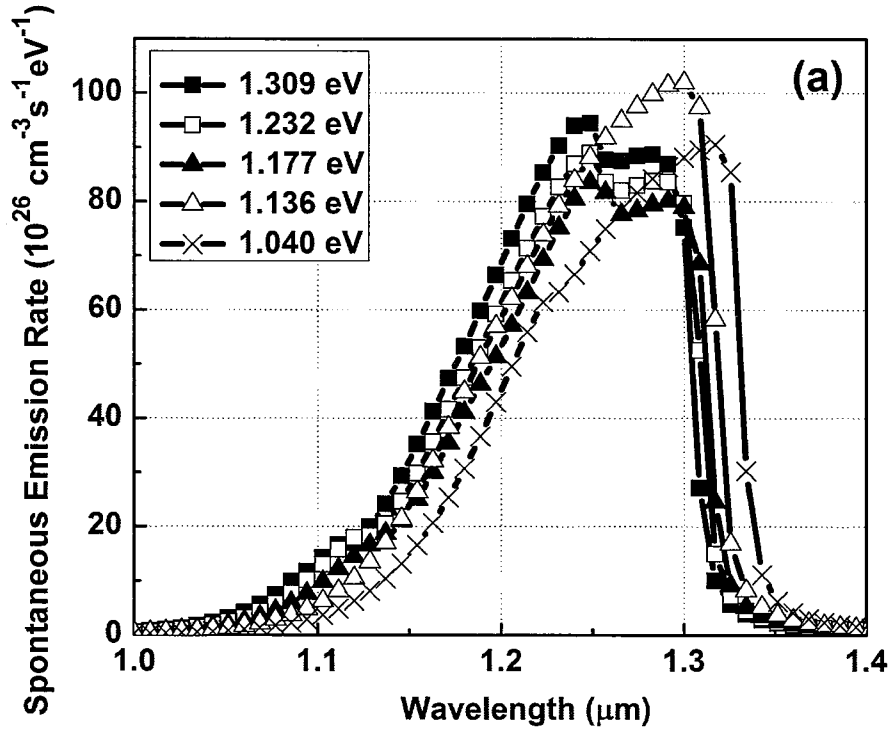


图 6-2 五种不同的多量子阱结构的能带结构图: (a)势垒带隙为 1.309 eV; (b)势垒带隙为 1.232 eV; (c)势垒带隙为 1.177 eV; (d)势垒带隙为 1.136 eV; (e)势垒带隙为 1.040 eV。

设定注入载流子浓度为 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，计算的自发辐射率、TM 材料增益特性如图 6-3(a)、(b)和(c)所示。可以观察到，五种量子阱的自发辐射和辐射复合发光波长均在 $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ 附近。采用禁带宽度为 1.136 eV 的势垒时，量子阱具有最高的自发辐射率和 TM 材料增益。设定注入载流子浓度范围为 $[3 \times 10^{17}, 3 \times 10^{18}] (\text{cm}^{-3})$ ，计算的峰值材料增益与注入载流子浓度的关系，如图 6.3(c)所示。图中显示，采用禁带宽度为 1.136 eV 的势垒时，拥有最小的透明载流子浓度和最高的峰值材料增益。这是因为随着势垒高度降低，阱中的重空穴能级数量从 3 减至 0，价带混合效应逐步减小，因而获得了更高的微分增益。当势垒高度进一步降低，量子阱对载流子的限制作用不足，参与辐射复合的载流子浓度减少，导致光学性质退化。



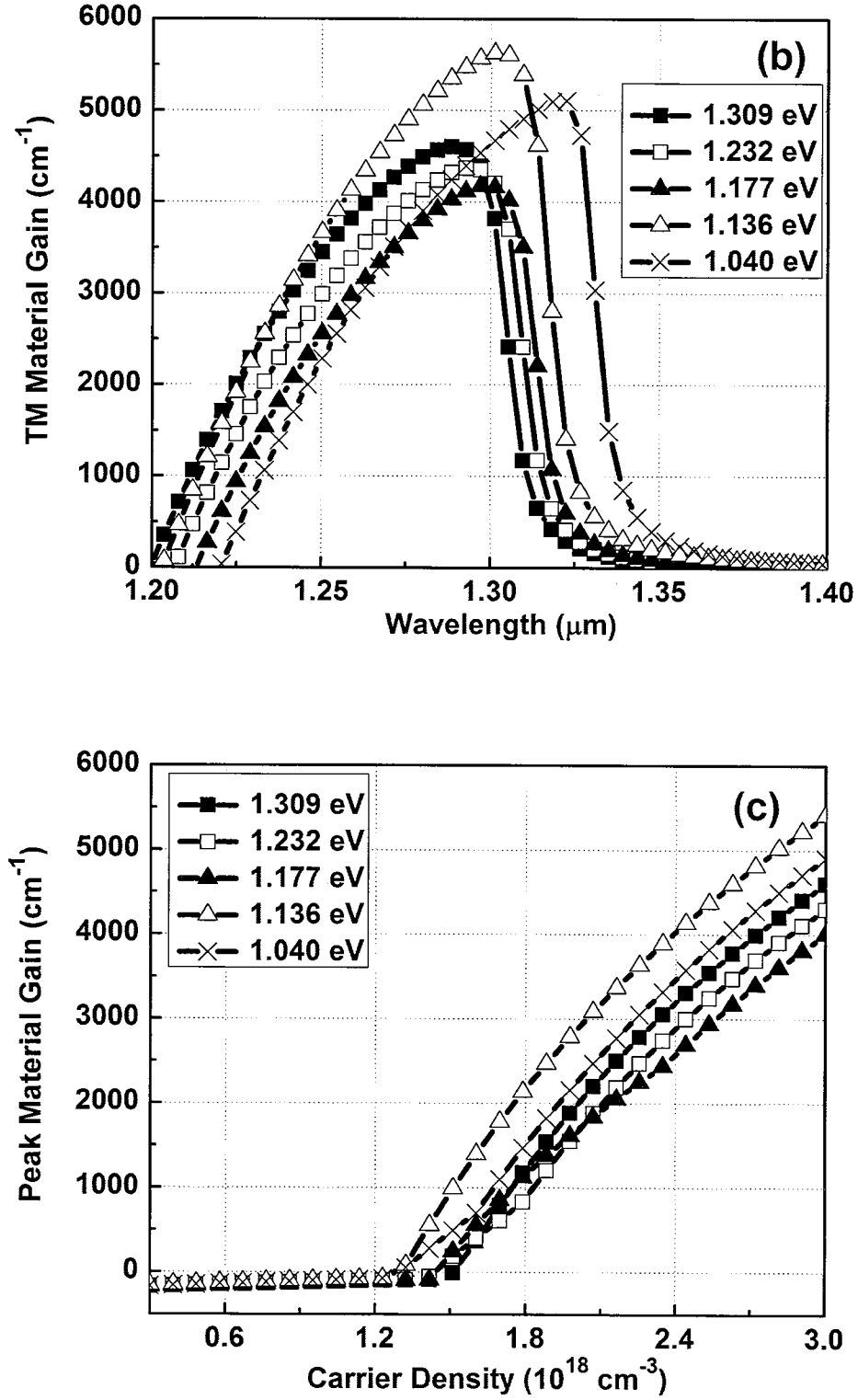


图 6-3 五种不同多量子阱结构的光学性质: (a) 自发辐射率谱; (b) TM 模式增益谱; (c) 峰值模式增益与注入载流子浓度关系图。

6.3.2 载流子传输特性

设定注入电流为 80 mA，量子阱中的载流子浓度分布如图 6-4 所示。从图中可以看到，当势垒带隙为 1.309 eV 时，载流子集中分布于紧邻 n 型限制结构(SCH)的量子阱中，按远离 n 型 SCH 方向，各量子阱载流子浓度逐渐降低。当势垒带隙为 1.232 eV 和 1.177 eV 时，载流子在阱间的分布渐趋均匀。当势垒带隙为 1.136 eV 时，由于量子阱的限制作用进一步减弱，各阱间载流子分布更加均匀。而当势垒带隙为 1.040 eV 时，LH-HH 势垒仅 21.9 meV，虽然各阱间载流子分布均匀，但轻、重空穴被分别限制在阱层和垒层中，垒中重空穴能态密度较阱中轻空穴能态密度大，导致垒中空穴浓度较阱中的大。

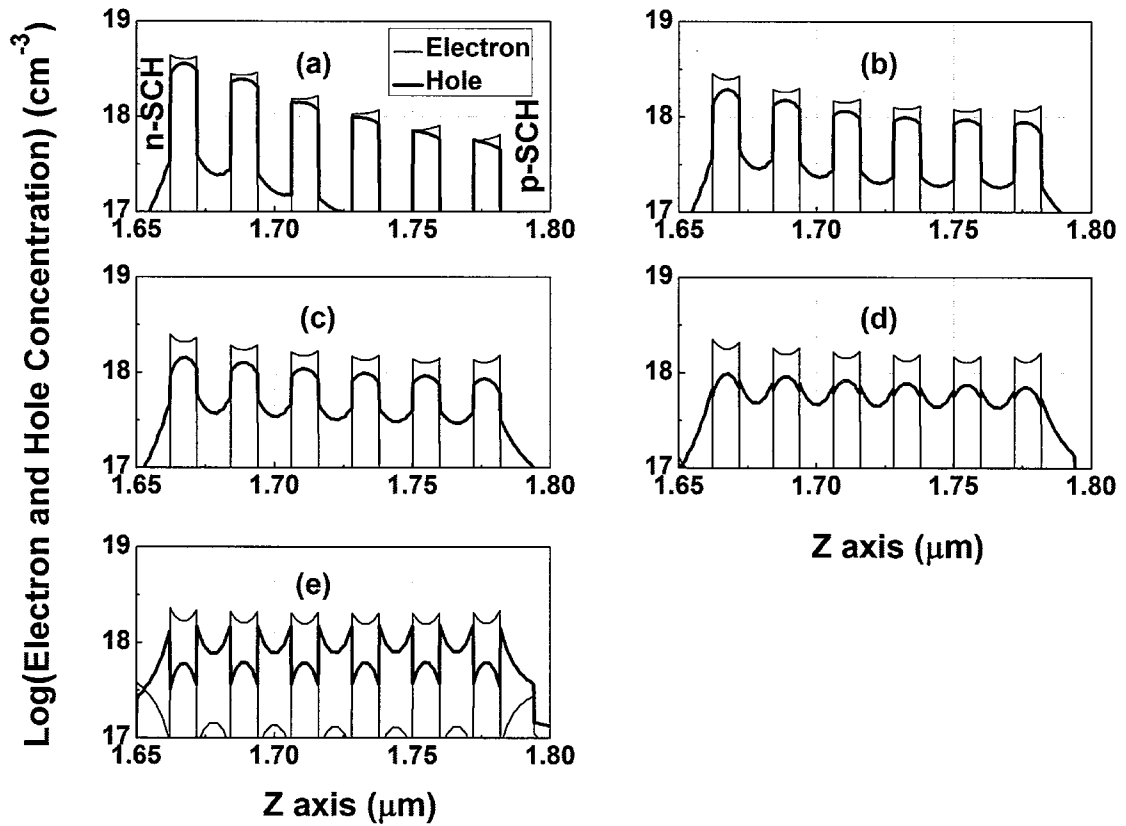


图 6-4 五种不同多量子阱结构中各阱的载流子浓度分布：(a) 势垒带隙为 1.309 eV；(b) 势垒带隙为 1.232 eV；(c) 势垒带隙为 1.177 eV；(d) 势垒带隙为 1.136 eV；(e) 势垒带隙为 1.040 eV。

对于直接调制激光器，微分增益是限制调制带宽的主要因素之一，提高微分增益可以提高调制带宽，并降低线宽增强因子。上述五种多量子阱在其各自的阈

值电流附近的微分增益如图 6-5 所示。可以观察到，当势垒带隙为 1.309 eV 时，紧邻 P 型 SCH 的量子阱微分增益最大，以远离 P 型 SCH 方向，各量子阱微分增益逐渐下降；这是由于微分增益与载流子浓度成反比($\frac{\partial g}{\partial n} \propto n^{-1}$)。随着势垒带隙减小，电子易溢出量子阱，为达到粒子数反转条件所需注入的电子浓度增大，因此电子的微分增益降低；同时，当势垒越低、阱中空穴浓度越小时，空穴的微分增益越大。

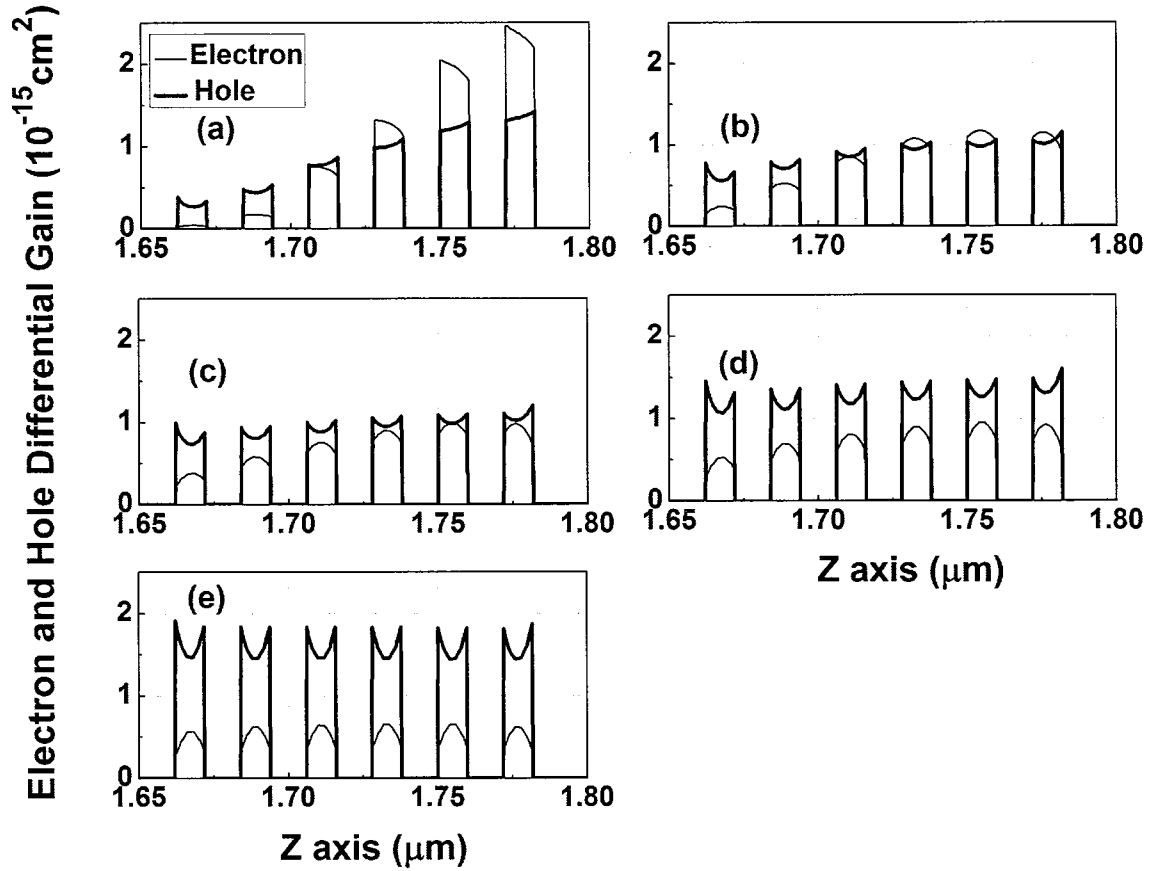


图 6-5 五种不同多量子阱结构中各阱的微分增益：(a) 势垒带隙为 1.309 eV；(b) 势垒带隙为 1.232 eV；(c) 势垒带隙为 1.177 eV；(d) 势垒带隙为 1.136 eV；(e) 势垒带隙为 1.040 eV。

对于光纤通信激光器，俄歇复合是制约其温度特性的主要因素。我们对比了不同势垒带隙下量子阱的俄歇复合率，如图 6-6 所示。由于俄歇复合率与载流子浓度的三次方成正比，因此各量子阱不同的俄歇复合率反映了不同的载流子注入水平。值得注意的是，势垒带隙为 1.040 eV 时，量子阱以载流子大量溢出为代

价，而拥有最小的俄歇复合率。

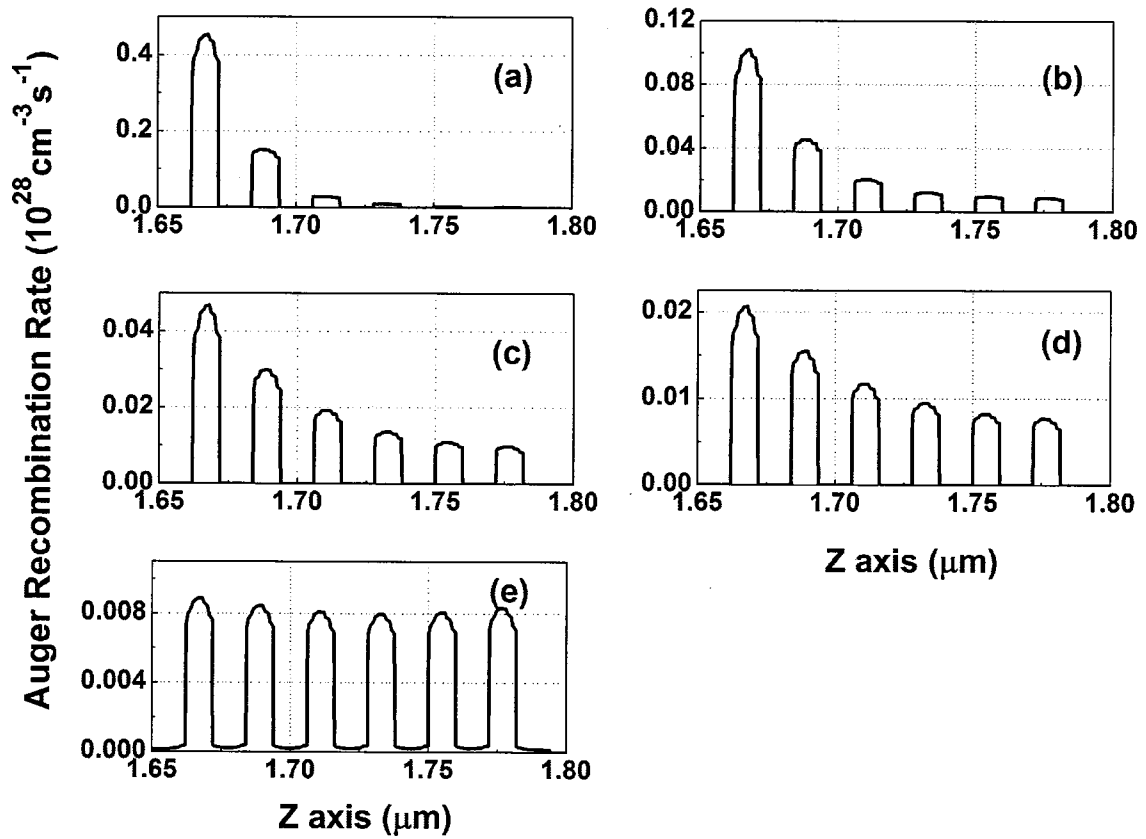


图 6-6 五种不同多量子阱结构中各阱的俄歇复合率：(a) 势垒带隙为 1.309 eV；(b) 势垒带隙为 1.232 eV；(c) 势垒带隙为 1.177 eV；(d) 势垒带隙为 1.136 eV；(e) 势垒带隙为 1.040 eV。

6.3.3 器件特性仿真结果

图 6-7 为连续工作条件下，激光器的阈值电流和斜效率与势垒带隙的关系图。随着势垒带隙减小，载流子得以均匀注入各阱，阈值电流明显降低，斜效率提高；而势垒过低，造成载流子大量溢出量子阱，反使阈值电流略微增大，斜效率略微降低。势垒带隙为 1.040 eV 时，阈值电流为 2.6 mA，斜效率为 0.666 mW/mA；而势垒带隙为 1.136 eV 时，阈值电流为 2.5 mA，斜效率为 0.669 mW/mA，具有最低的阈值电流和最大的斜效率。

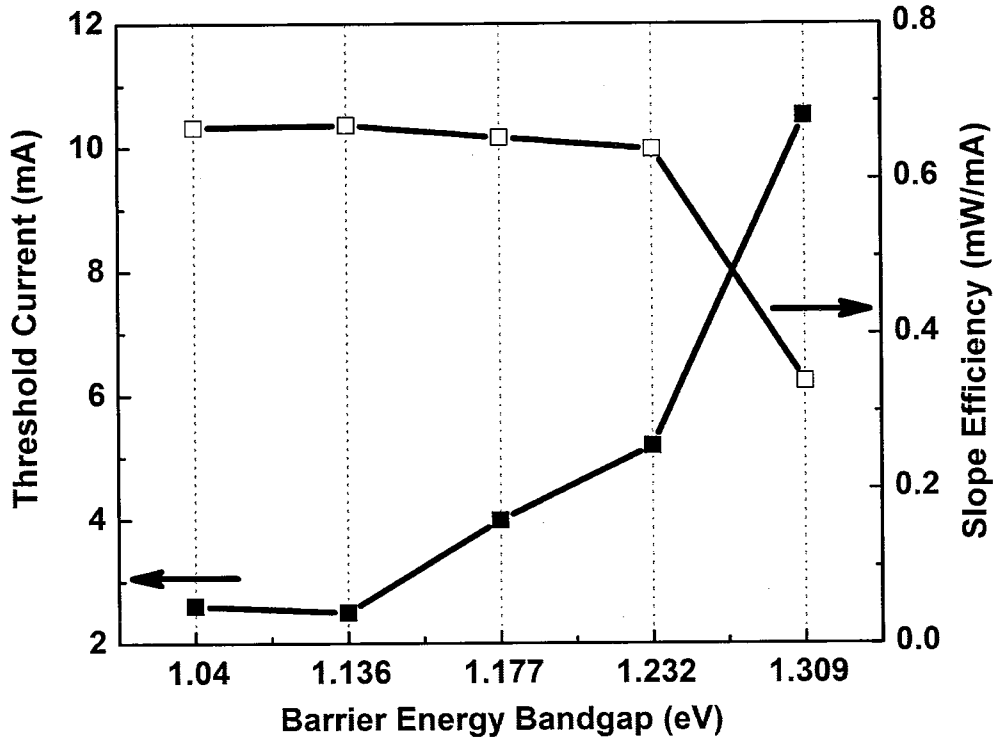


图 6-7 连续工作条件下激光器的阈值电流和斜效率与势垒带隙的关系图。

设定注入电流为 20 mA，激光器的调制带宽与势垒带隙的关系如图 6-8 所示。可以看到，当势垒带隙从 1.309 eV 减小至 1.136 eV，调制带宽随势垒带隙减小而增大，这主要得益于微分增益逐渐提高。但调制带宽不仅与微分增益有关，还与激光器的阈值电流等有关($f_r \propto [\frac{\Gamma \partial g / \partial n}{L W N_w L_w} (I - I_{th})]^{1/2}$)。当势垒带隙进一步减小至 1.040 eV，虽然微分增益提高，但阈值电流增加，导致调制带宽反而减小。

因此，势垒带隙为 1.136 eV，既能提高量子阱光学性质，又能获得最低的阈值电流、最高的斜效率和最大的调制带宽，是上述五种势垒带隙的最优值。

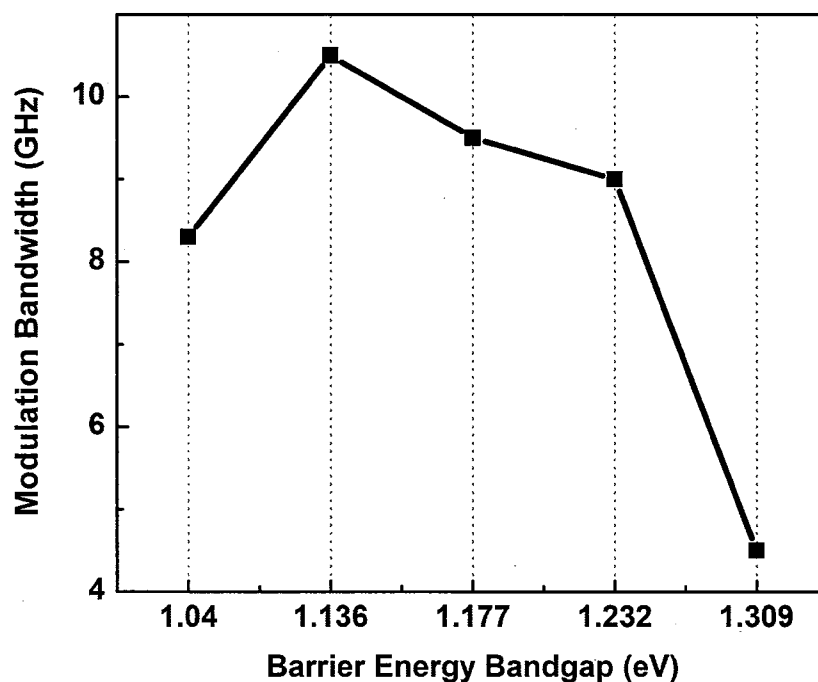


图 6-8 激光器的调制带宽与势垒带隙的关系图。

最后，我们计算了以 1.136 eV 作为势垒带隙时，激光器在 290 K 至 390 K 温度范围的阈值电流和斜效率如图 6-9 所示。在 290 K 至 360 K 温度范围，激光器特征温度为 110.8 K；在 360 K 至 390 K 温度范围，激光器特征温度为 76.4 K。可以看出，该激光器具有较高的特征温度，能够满足无制冷工作的要求。

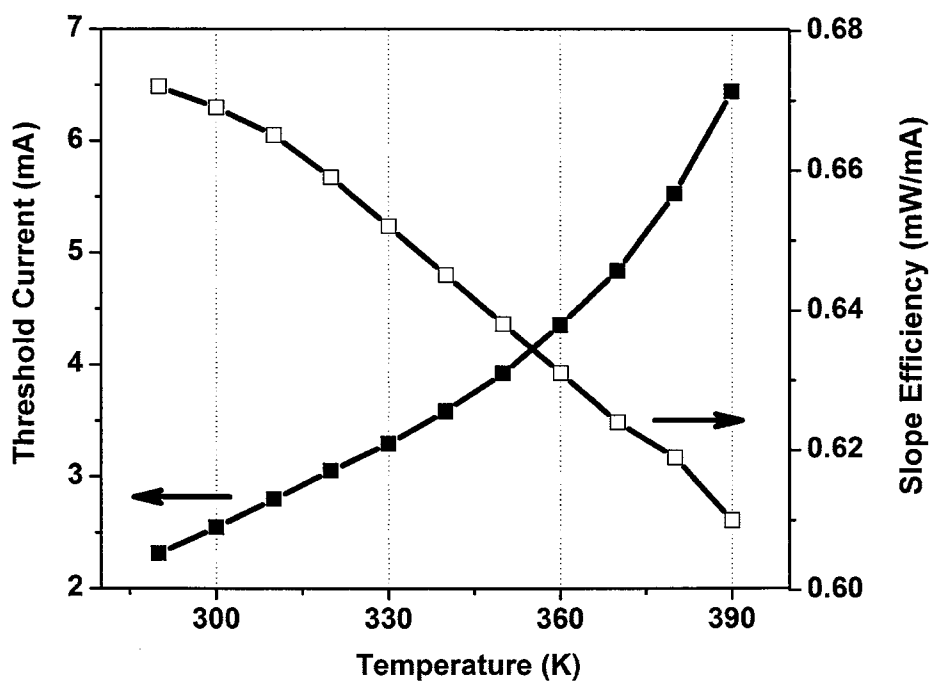


图 6-9 势垒带隙为 1.136 eV 时，激光器在 290 K 至 390 K 区间的阈值电流和斜

效率。

6.4 本章小结

以 InGaAsP(阱)/InGaAlAs(垒) 材料体系为有源区,我们设计并数值模拟了 1.31 μm TM 偏振量子阱激光器。通过计算不同的势垒带隙对量子阱光学性质和激光器特性参数的影响,我们认为采用适度小的势垒带隙,既能将载流子有效限制在有源区,又能得到载流子在多量子阱间的均匀分布,从而提高量子阱的光学性质,并获得更低的阈值电流、更低的特征温度、更高的微分增益以及更大的调制带宽。分析结果表明, InGaAsP/InGaAlAs 张应变量子阱结构在需要 TM 偏振输出的高速光纤通信激光器、双偏振量子阱激光器等领域具备相当的优势和较好的应用前景。下阶段我们将进一步优化器件结构,并开展该型量子阱激光器的 MO CVD 生长、制作和特性研究等工作。

第七章 InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器有源区的掺杂优化

通信网络正不断向更高速的方向发展,而半导体激光器的调制带宽却受到了严重限制。半导体激光器的调制带宽由弛豫振荡频率 f_r 决定,其定义式为:

$$f_r = 1/2\pi\sqrt{cGS_0/n_r\tau_p} \quad (7-1)$$

式中, c 表示光速, G 表示微分增益, S_0 表示谐振腔中的固定光子密度, n_r 表示激光增益介质的折射率, τ_p 表示光子寿命。由式(7-1)可知,可以从以下途径来提高弛豫振荡频率: (1) 通过高功率工作来提高 S_0 值; (2) 通过量子阱结构和低温工作来提高 G 值; (3) 通过采用短腔结构来减小 τ_p 值; 除了上述通过改变激光器结构和工作条件,还可以通过对有源区掺杂来提高 G 值,如图 7-1 所示。P 型掺杂应变量子阱激光器的本征带宽在 40 GHz 以上,并实际可达 26 GHz。因此,通过改善掺杂改善载流子在量子阱结构中的运输过程^[62],并降低激光器的其他电学寄生因素,可以有效提高调制带宽。

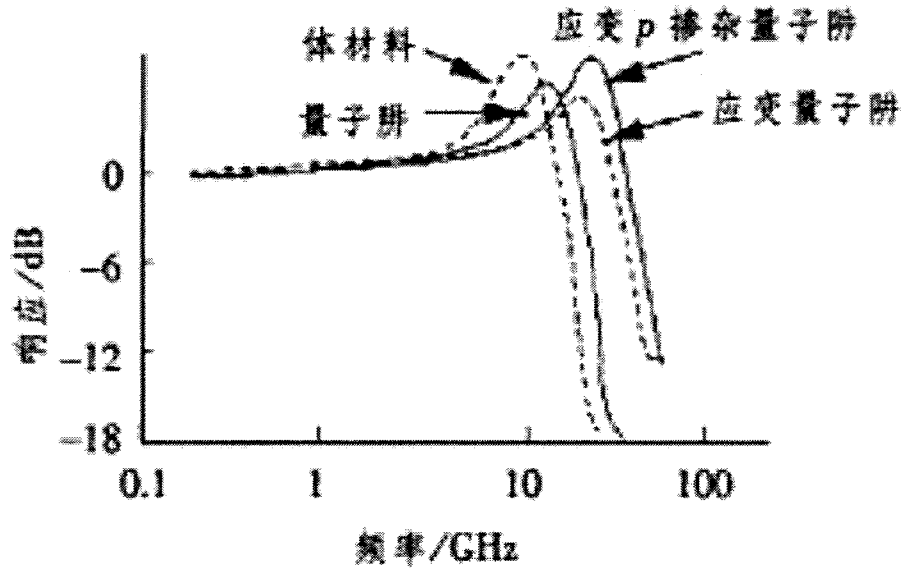


图 7-1 体材料、非应变量子阱、应变量子阱及 P 型掺杂应变量子阱激光器的调制曲线^[63]。

7.1 有源区的两种掺杂方式

通过对整个有源区进行 P 型掺杂，可以减小穿过 SCH 区域时的空穴输运时间，并且使量子阱中载流子的分布更加均匀。研究表明，若有源区 Zn 掺杂浓度接近 10^{18} cm^{-3} 时，其调制带宽可达 25 GHz，而且掺杂还可以使器件的弛豫振荡频率增加到 30 GHz(腔长为 300 μm)。并且，P 型掺杂还有利于降低线宽增强因子并提高微分增益，这些都有利于提高器件的调制特性。

另一种掺杂方案是由掺杂的垒层和不掺杂的阱层构成调制掺杂量子阱^[64]。通常，为了避免杂质扩散进入阱层中，只是对垒层的中央部分进行掺杂，两边有不掺杂的垒层将掺杂垒层和阱层有效地隔开，如图 7-2 所示。在调制掺杂量子阱结构中，由于带电杂质原子和自由载流子之间存在空间上的分离，从而在调制掺杂量子阱中引进一个新的内建电势，该电势将对原来量子阱的内建电势以及外加电势作进一步地修正，这种修正会导致载流子能级位置和波函数的变化，从而改变量子阱的电学和光学性质^[65]。

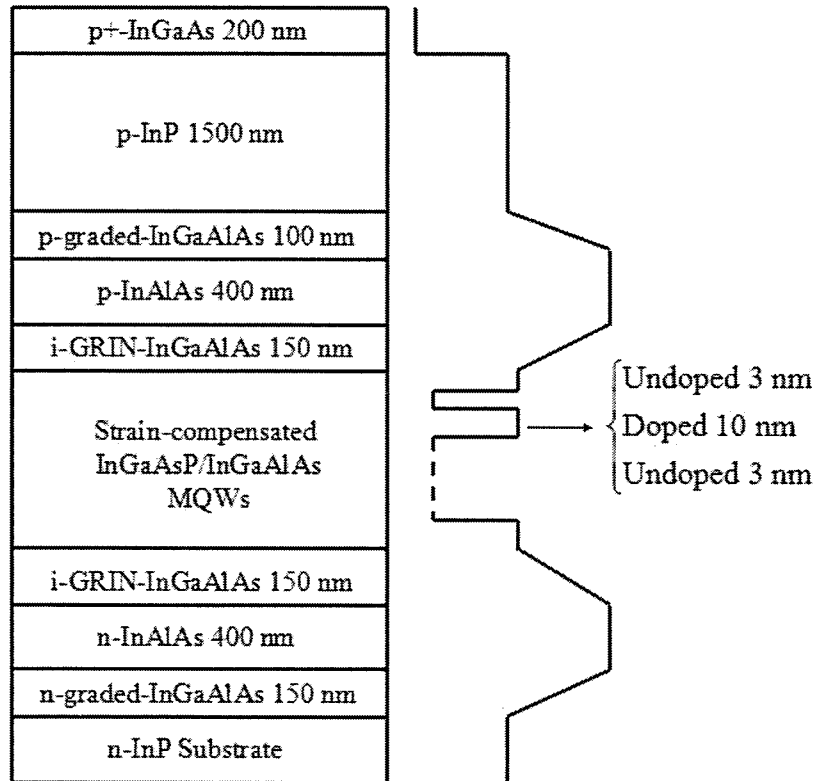


图 7-2 N 型调制掺杂量子阱激光器结构示意图。

通过 N 型和 P 型调制掺杂都可以增加材料量子阱的光增益并降低透明载流子

浓度。不同的是,由于电子的有效质量远远小于空穴的有效质量,对于相同的掺杂浓度,N型调制掺杂量子阱中的电子会占据更多的导带能级,因而从导带到价带的跃迁几率增加较快,受激吸收减小也较快。因此,增益的提高和透明载流子浓度的减少都十分明显。相应地,也会有更多能级的电子和空穴参与辐射复合,从而适合制作要求大调制带宽的器件^[1]。

另外,从实际生长角度来看,P型调制掺杂结构不易实现。P型掺杂剂容易扩散,进一步限制了其优秀性能的发挥。相较之下,N型掺杂剂扩散系数小,容易实现几纳米范围内的 δ -掺杂,从而使得N型调制掺杂结构得到了更为广泛的应用^[66-70]。

我们通过数值模拟分析对比了对InGaAsP/InGaAlAs量子阱进行P型掺杂和N型调制掺杂这两种方式对激光器特性参数(调制带宽、阈值电流和斜效率)的影响,并寻找优化的掺杂水平,为今后的实际研制作铺垫。

7.2 仿真内容

我们仿真的激光器结构与6.1节中的相似,以四种不同的势垒带隙高度($E_g=1.232\text{ eV}$ 、 1.177 eV 、 1.136 eV 和 1.040 eV)构成多量子阱,对其进行不同类型(P型和N型调制掺杂)以及水平的掺杂,分析掺杂对器件特性参数的影响,最终找到掺杂优化水平。

具体的掺杂方案如下:(1)对多量子阱结构进行P型掺杂(以下简称P型掺杂方案),我们选择了低掺杂水平($3\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$)、中掺杂水平($6\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$)和高掺杂水平($1\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$);(2)对多量子阱进行N型调制掺杂(以下简称N型掺杂方案),我们选择了很低($1\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$)、低($3\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$)、中($5\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$)和高($8\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$)四种不同的掺杂水平。

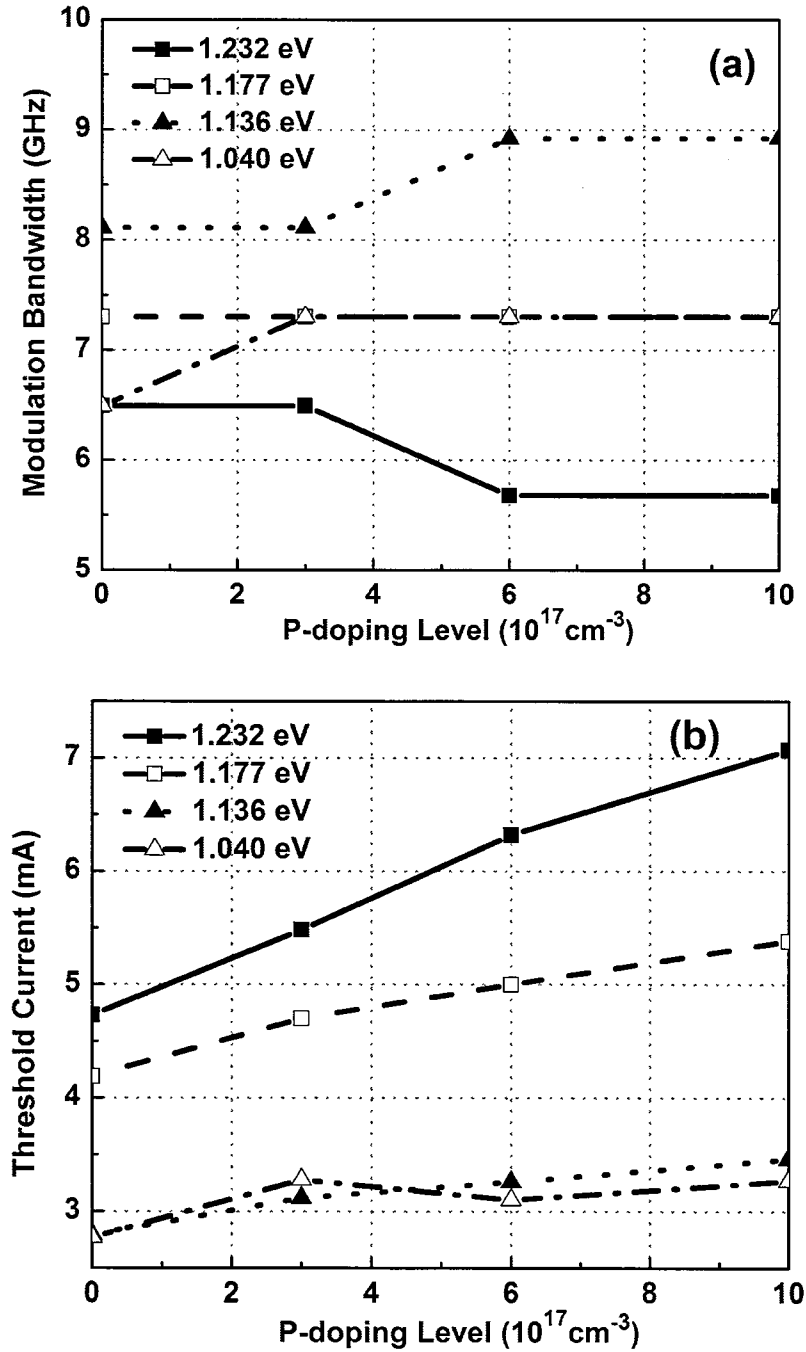
7.3 仿真结果与分析

在P型掺杂方案下,不同势垒带隙的激光器的重要性能参数:调制带宽、阈值电流和斜效率与掺杂水平的关系,如图7-3(a)、(b)和(c)所示。

对于调制带宽,由模拟结果可以看出,和普遍认为的P型掺杂能提高调制带宽略有不同:当势垒带隙较大时($E_g=1.232\text{ eV}$),低、中水平的P型掺杂对激光器的调制带宽并没有提高,而高掺杂水平下,调制带宽甚至降低。对于中等势垒

带隙($E_g=1.177$ eV), 掺杂对调制带宽没有明显影响, 是因为各个量子阱都工作在增益曲线的最佳点附近^[64]。对于较小的势垒带隙($E_g=1.136$ eV、 1.040 eV), 调制带宽随掺杂水平上升而提高。这归功于掺杂降低了透明载流子浓度, 并提高了各量子阱的微分增益。

不论势垒高低, 阈值电流随 P 型掺杂水平的提高而增加, 斜效率随 P 型掺杂水平的提高而降低。这是因为 P 型掺杂增加了内部损耗, 使激光器的阈值电流增加, 斜效率下降。



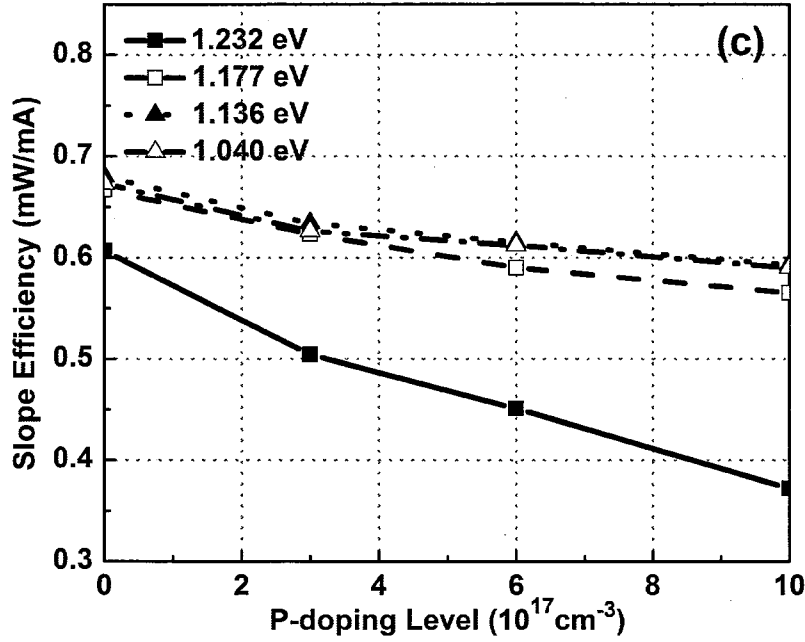


图 7-3 不同 P 型掺杂水平对激光器特性参数的影响: (a)调制带宽; (b)阈值电流; (c)斜效率。

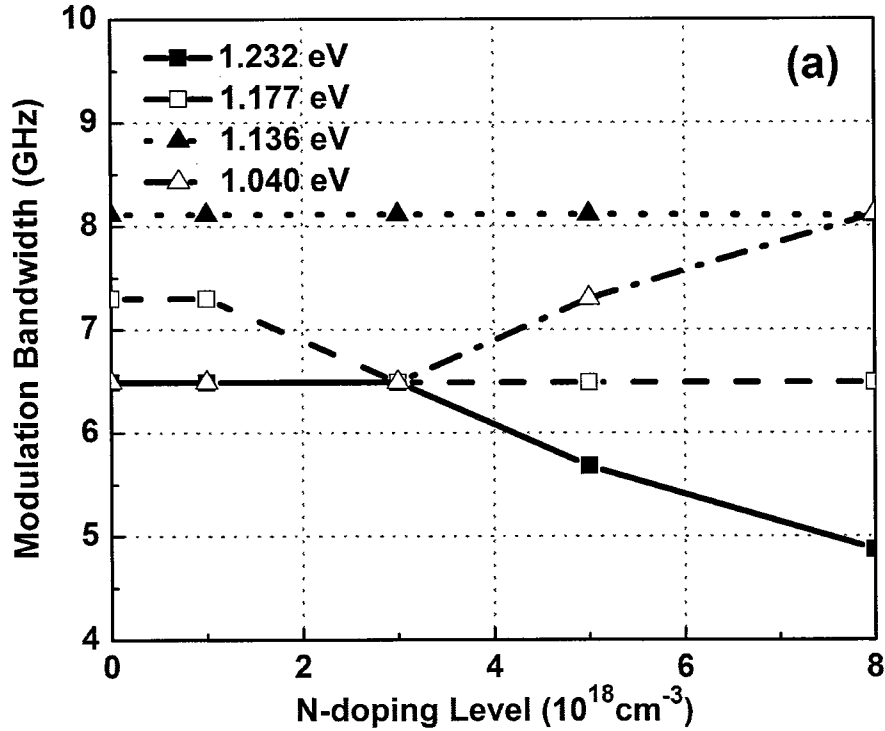
接下来,我们来考察 N 型调制掺杂对器件特性参数的影响,如图 7-4(a)、(b)和(c)所示。从结果可以看出,当势垒带隙较大($E_g=1.232 \text{ eV}$ 和 1.177 eV)时,随着掺杂水平的提高,调制带宽降低。由于其本身就具有较深的电子势阱,载流子在各量子阱间的分布不均,而掺杂进一步增加了异质界面能带带阶,因而各阱对光增益的贡献不均匀性增强,导致调制带宽降低。当势垒带隙适中时($E_g=1.136 \text{ eV}$),与 P 型掺杂类似,调制带宽并未随掺杂水平高低产生变化,这是本次模拟与传统认识的不同之处^[62]。相比之下,对于势垒带隙较低的量子阱($E_g=1.040 \text{ eV}$),由于其本身的导带电子势阱较浅, N 型掺杂提高异质界面能带带阶,有利于防止电子泄漏,提高光增益系数和微分增益。因此,其调制带宽随掺杂水平提高而提高。

就阈值电流而言,对于带隙较大的势垒($E_g=1.232 \text{ eV}$ 和 1.177 eV),随着掺杂水平的提高,阈值电流逐渐减小,当掺杂浓度为 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时达到最小值。而后,随着掺杂水平进一步提高,阈值电流迅速增加。出现这一现象的原因有三个:第一, N 型调制掺杂使得导致准费米能级更加接近导带,经验公式(7-1)描述了这一效应^[65]:

$$g \propto f_c - f_v = f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c) \quad (7-1)$$

其中, g 是光增益系数(Optical Gain Coefficient), f_c 、 f_v 分别是导带电子或价带空穴的费米狄拉克分布函数。这里, 第一项表示从导带到价带的跃迁几率, 称为受激发射项, 第二项表示从价带到导带的跃迁几率, 称为受激吸收项。对于 N 型调制掺杂量子阱, 多数电子占据了导带能级, 因此 $f_c \sim 1$, 受激吸收项随着掺杂浓度的增加而不断减少, 而受激发射项则随着掺杂浓度的增加而不断增加。所以 N 型调制掺杂可以提高材料增益, 降低阈值电流。第二, Si 掺杂可以提高量子阱异质界面的能带带阶。能带带阶的提高有利于阻止注入载流子的侧向扩散, 从而减小阈值电流。第三, 如果掺杂水平过高($>3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), 由于导带电子分布在较宽的能量范围内, 会降低微分增益, 使激光器性能退化。

对于势垒带隙较小($E_g=1.136 \text{ eV}$ 、 1.040 eV)的情况, 掺杂水平达到 $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时虽仍未出现拐点, 但在实际的材料生长中, 高掺杂容易导致材料的光学性质下降, 阈值电流增加。和 P 型掺杂情况类似, 尽管 N 型调制掺杂有利于降低阈值电流, 但是不论势垒带隙大小, 斜效率均随掺杂水平上升而下降。



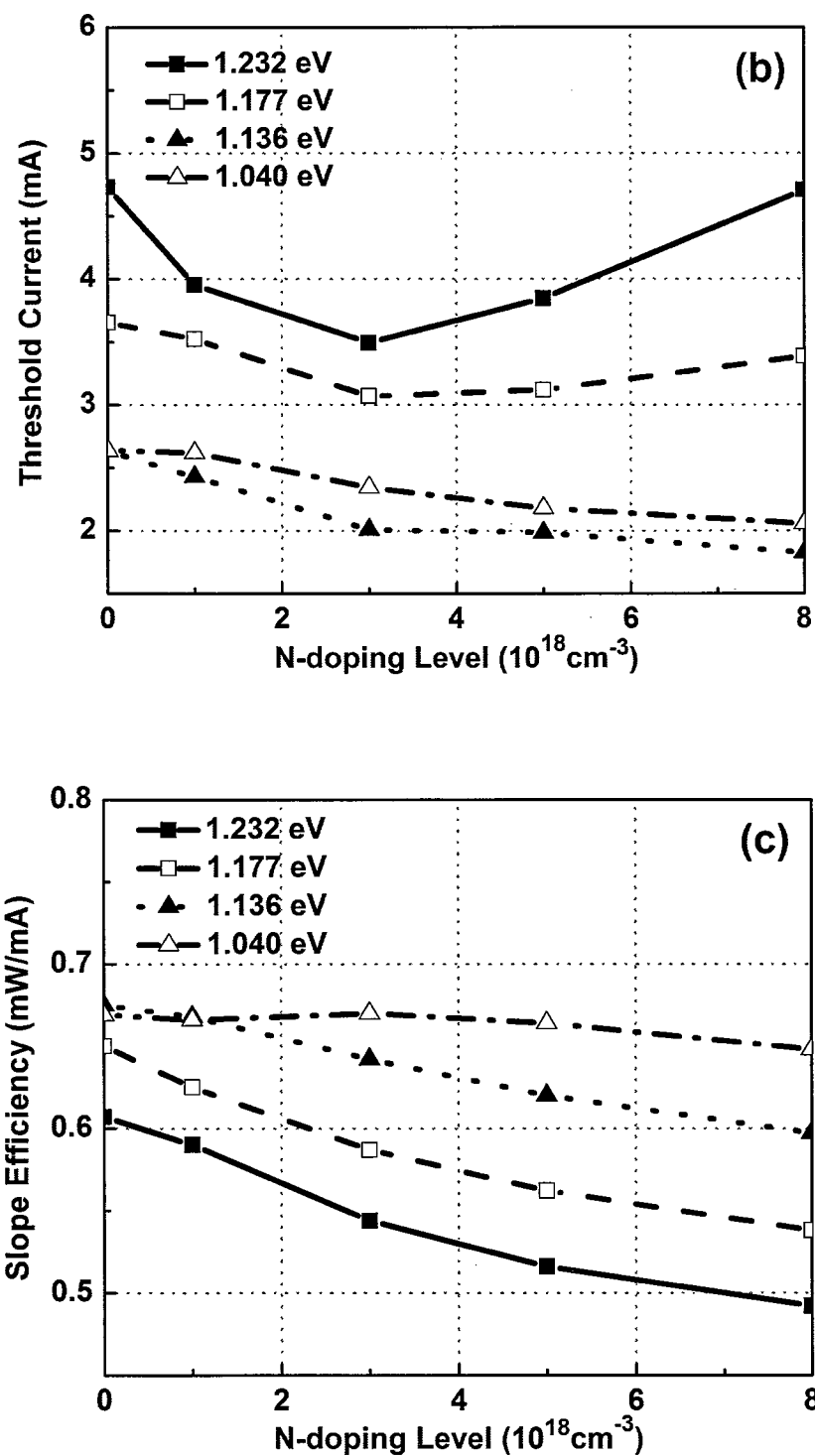


图 7-4 不同 N 型调制掺杂水平对激光器特性参数的影响：(a)调制带宽；(b)阈值电流；(c)斜效率。

7.4 本章小结

本章讨论了两不同的有源区掺杂方式对 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器性能的影响。一种是对有源区进行 P 型掺杂，一种是对垒层进行 N 型调制掺杂。通过 LASTIP 软件对不同势垒高度以不同的掺杂方式(P 型或 N 型调制掺杂)，以及在不同的掺杂水平下器件的特性参数进行对比分析。仿真结果指出，P 型掺杂和 N 型调制掺杂都只在势垒带隙不高时有利于提高激光器的调制带宽。此外，P 型掺杂，无论掺杂水平如何，都将使阈值电流增加；而 N 型调制掺杂对降低阈值电流有利，但在在势垒带隙较高时，存在最佳掺杂水平，高于最佳掺杂水平时，阈值电流反会升高。N 型调制掺杂和 P 型掺杂类似，不论掺杂水平高低，都会导致斜效率下降。

第八章 总结与展望

8.1 总结

围绕 $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAlAs 量子阱激光器的研制, 我们主要进行了以下几方面的工作: 首先, 对 InGaAlAs 材料和激光器结构进行了生长和表征; 然后, 利用变温 PL 对 InGaAlAs 外延层材料光学性质进行了研究; 此外, 设计了 $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振高速激光器, 使用数值模拟软件对势垒高度进行了优化, 并探索了 InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的有源区掺杂对器件性能的影响。

1. $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAlAs 量子阱激光器的研制: 首先对激光器结构进行了设计和仿真, 验证了可行性; 然后, 对激光器各层材料以及量子阱结构进行了生长和表征, 并优化了生长条件; 生长了激光器各层材料及完整结构之后, 通过工艺制成了横向耦合光栅 DFB 激光器, 实现了室温连续工作, 阈值电流为 34mA, 输出功率达 7 mW 的 1299 nm InGaAlAs DFB 激光器。

2. InGaAlAs 外延层材料的光学性质研究: 测量了 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构变温光致发光谱, 分析了 InP/InGaAlAs/InP 三明治结构中存在的 II 型能带带阶发光, 并探讨了该结构中在低温 PL 谱中存在的反 S 形行为的原因; 最后提出了进一步研究的思路。

3. $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振高速激光器的优化设计: 以 InGaAsP(阱)/InGaAlAs(垒) 应变补偿量子阱作为有源区, 设计了 $1.31\ \mu\text{m}$ TM 偏振激光器, 利用 Crosslight 软件优化了势垒高度, 并模拟计算了器件的功率-电流曲线、温度以及调制特性等。

4. $1.31\ \mu\text{m}$ InGaAsP/InGaAlAs TM 偏振激光器的有源区掺杂对器件性能的影响: 通过 Crosslight 软件对两种(P 型掺杂或 N 型调制掺杂)有源区掺杂方式以及在不同的掺杂水平下器件的性能进行了对比和分析。

8.2 展望

在后续研究中有待开展的工作和解决的问题:

1. InGaAlAs 材料生长条件的进一步优化。尝试不同的生长条件，提高材料的光学性质；
2. 设计并制作不含 II 型带阶界面且 Al 含量小于 22% 的结构，通过光致发光等手段分析 II 型界面与反 S 形行为的关系，探究反 S 形行为的深层机理；
3. 进一步研究有源区掺杂对器件性能影响的物理机制，为制作该型激光器奠定基础。

附录

附录 1: 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器的 LASTIP 软件.layer 程序源代码

```
begin_layer
$
column column_num=1 w=1.5 mesh_num=2 r=1.0
column column_num=2 w=200. mesh_num=2 r=1.
$
bottom_contact column_num=1 from=0 to=1.5 contact_num=1
bottom_contact column_num=2 from=0 to=200 contact_num=1
$
$ start from the bottom and go up
$ InP (m=1); graded InGaAlAs (m=2,5) ; bar (4) qw (3)
$
$begin listing
layer_mater macro_name=inp column_num=1 n_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=inp column_num=2 n_doping=1.e+24
layer d=1. n=6 r=0.8 xp1=0 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 grade_var=1 grade_from=0.39
&&
    grade_to=0.47 var_symbol1=y n_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=2 var_symbol1=y grade_var=1
&&
    grade_from=0.39 grade_to=0.47 n_doping=1.e+24
layer d=0.1 n=4 r=-1.2 xp1=1 xp2=0
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 var1=0.47 var_symbol1=y &&
    n_doping=1.e+24
```

```

layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=2 var_symbol1=y var1=0.47 &&
    n_doping=1.e+24
layer d=0.4 n=6 r=-1.2 xp1=0 xp2=0
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 grade_var=1 grade_from=0.47
&&
    grade_to=0.288 var_symbol1=y
layer_mater macro_name=sin column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.150 n=3 r=1. xp1=0 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
    var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
adjust_active_reg exch_coef=0.5d-10 tau_scat=0.8d-13
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
    var_symbol2=y var2=0.79 active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&
    avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
    avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
    var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
adjust_active_reg exch_coef=0.5d-10 tau_scat=0.8d-13
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
    var_symbol2=y var2=0.79 active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&

```

```

avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
adjust_active_reg exch_coef=0.5d-10 tau_scat=0.8d-13
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
var_symbol2=y var2=0.79 active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&
avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
adjust_active_reg exch_coef=0.5d-10 tau_scat=0.8d-13
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
var_symbol2=y var2=0.79 active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&
avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1

```

```

layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
    var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
adjust_active_reg exch_coef=0.5d-10 tau_scat=0.8d-13
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
    var_symbol2=y          var2=0.79          active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&
    avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
    avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=1 xp2=0
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
    var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=0 xp2=0
layer_mater macro_name=ingaasp_xy column_num=1 var_symbol1=x var1=0.51 &&
    var_symbol2=y          var2=0.79          active_macro=InGaAsP/InGaAlAs-InP
avar_symbol1=xw &&
    avar1=0.51 avar_symbol2=yw avar2=0.79 avar_symbol3=xb avar3=0.112 &&
    avar_symbol4=yb avar4=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.01 n=6 r=1. xp1=0 xp2=1
layer_mater macro_name=ingaalas_xyt column_num=1 var_symbol1=x var1=0.112
&&
    var_symbol2=y var2=0.288
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.012 n=6 r=1. xp1=1 xp2=0

```

```

layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 var_symbol1=y grade_var=1
&&
    grade_from=0.288 grade_to=0.47
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.15 n=3 r=1.
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 var_symbol1=y var1=0.47 &&
    p_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.4 n=10 r=-1.2
layer_mater macro_name=ingaalas_yt column_num=1 var_symbol1=y grade_var=1
&&
    grade_from=0.47 grade_to=0.39 p_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.1 n=6 r=1.2
layer_mater macro_name=inp column_num=1 p_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.3 n=6 r=1.2
layer_mater macro_name=inp column_num=1 p_doping=1.e+24
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=1.2 n=6 r=1.2
layer_mater macro_name=ingaas column_num=1 var_symbol1=x var1=0.53 &&
    p_doping=2.e+25
layer_mater macro_name=air column_num=2 insulator_macro=yes
layer d=0.2 n=6 r=1.2
$end listing
$
top_contact column_num=1 from=0 to=1.5 contact_num=2
$

```

附录 2: 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器的 LASTIP 软件.gain 程序源代码

```

$*****

begin_gain

plot_data plot_device=postscript

temperature temp= 0.3000E+03

include file=ingaalas.mater

get_active_layer name=InGaAsP/InGaAlAs-InP  &&
    var1=0.51 var2=0.79 var3=0.112 var4=0.288 mater=3 &&
    var_symbol1=xw var_symbol2=yw var_symbol3=xb var_symbol4=yb

active_reg type=macro qw_print=2 &&
    tau_scat=1d-13    &&
    thickness=0.01 mode=tm mater=3 valence_mixing=yes

modify_qw kp_bands=3 kp_pot_sym=yes

view_kpsubband data_file=subbband.data

gain_wavel wavel_range=[ 0.1000E+01 0.1420E+01] &&
    conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] curve_number=5 data_point=100 &&
    data_file=gain.data

sp.rate_wavel wavel_range=[ 0.1000E+01 0.1420E+01] &&
    conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] &&
    curve_number=20 data_file=sp.data

index_wavel wavel_range=[ 0.1000E+01 0.1420E+01] &&
    conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] &&
    init_conc=1.5e24 &&
    curve_number=20 data_file=in.data

current_conc conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] &&
    data_point=30 &&
    use_macro=yes fit_outfile=tmp.data data_file=cu_con

alpha_wavel wavel_range=[ 0.1000E+01 0.1420E+01] &&

```

```

conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] &&
curve_number=20 data_file=alpha_wave
gain_density conc_range=[ 0.300E+24 0.300E+25] &&
wavel_range=[ 0.1000E+01 0.1420E+01] &&
data_point=30 data_file=den.data

```

附录 3: 1.31 μm InGaAsP/InGaAlAs 量子阱激光器的 LASTIP 软件.sol 程序源代码

```

$file:ingaalas.sol
$*****
begin
load_mesh mesh_inf=ingaalas.msh
output sol_outf=ingaalas.out
more_output ac_data=yes
include file=ingaalas.mater
include file=ingaalas.doping
temperature temp= 0.3000E+03
affinity value=4.17 mater=1
active_temper ref_temper=300 delta_tau_scatt=-0.004e-13 mater=6
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=1
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=2
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=3
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=4
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=5
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=7
passive_carr_loss pcarr_loss=1.3e-21 mater=8
set_active_reg tau_scatt=1e-13 pcarr_loss=3.5e-21 mode=tm &&
bandgap_renorm=yes
lifetime_p value=1.e-7 mater=1

```

```

lifetime_n value=1.e-7 mater=1
lifetime_p value=1.e-7 mater=2
lifetime_n value=1.e-7 mater=2
lifetime_p value=1.e-7 mater=3
lifetime_n value=1.e-7 mater=3
lifetime_p value=1.e-7 mater=4
lifetime_n value=1.e-7 mater=4
lifetime_p value=1.e-7 mater=5
lifetime_n value=1.e-7 mater=5
lifetime_p value=1.e-7 mater=7
lifetime_n value=1.e-7 mater=7
lifetime_p value=1.e-7 mater=8
lifetime_n value=1.e-7 mater=8
lifetime_p value=1.e-8 mater=6
lifetime_n value=1.e-8 mater=6
auger_n value=2.5d-40
auger_p value=2.5d-40
$
$ action
$
newton_par damping_step=5. var_tol=1.e-6 res_tol=1.e-6 &&
    max_iter=500 opt_iter=15 stop_iter=150 print_flag=3
equilibrium
sor_par max_iter=2000 print_sor=noprint
init_wave length=400 backg_loss=500. &&
    boundary_type=(2 1 1 1) init_wavel=1.3 mirror_ref=0.32 &&
    wavel_range=(1.25,1.35) prn.gain_range=(1.25,1.38) gain.sat=3.e-23
multimode mode_num=4 boundary_type1=(2 1 1 1) boundary_type2=(1 1 1 1)
&&
polar_num=2

```

```
newton_par damping_step=1. var_tol=1.e-4 res_tol=1.e-4 &&  
    max_iter=50 opt_iter=15 stop_iter=9 print_flag=3  
scan var=voltage_1 value_to=-0.8 print_step=0.8 &&  
    init_step=0.1 min_step=1.e-5 max_step=0.8  
scan var=current_1 value_to=100. print_step=20. &&  
    init_step=0.5 min_step=1.e-4 max_step=12  
end
```