

北京工业大学

博士学位论文

980nm大功率InGaAs/GaAs和InGaAs/InGaAsP应变量子阱激光器
的研制

姓名：徐遵图

申请学位级别：博士

专业：半导体器件与微电子学

指导教师：沈光地；陈良惠

1999. 5. 1

内 容 提 要

980nm 应变量子阱是近几年来国际上倍受重视，在通信、军事和医疗以及其他领域具有广阔应用前景和发展十分迅速的一种半导体激光器，是目前光电子器件研究与产业化的热点和焦点。本论文对高质量 980nm InGaAs/GaAs 和 InGaAs/InGaAsP 应变量子阱激光器的研制作了大量深入而细致的研究工作，在材料生长研究、结构设计、工艺的优化和器件研制等方面均取得了较大的进展，除了圆满完成 863 计划下达的“九五”前期任务并被评为‘A’，进而下达“九五”二期任务外，还获得一些突破性的重要成果，主要研究内容概括如下：

1. 半导体应变量子阱激光器的设计。对量子阱激光器结构进行了全面的优化设计，分析了各生长层及结构参数对激光器性能的影响。(1) 优化设计了量子阱激光器波导结构，分析了如何获得低阈值电流密度和小垂直方向远场发散角等特性的有效途径。(2) 分析了激光器结构参数如波导厚度和形状、限制层组分对所需最小限制层厚度的影响，同时分析了限制层厚度对半导体激光器特性的影响，并给出了优化设计厚度。(3) 优化设计了不同结构下实现基横模工作的脊形波导激光器结构参数，并分析了影响因素。(4) 优化设计了半导体激光器腔面镀膜工艺参数。(5) 给出了获得高功率转换效率的有效途径，分析了半导体激光器的热特性，给出了不同工艺参数下的最大热饱和功率。

2. 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研究。利用分子束外延和 MOCVD 对 AlGaAs 系量子阱激光器外延材料进行了深入的研究，分析了温度、V/III 束流比、衬底取向和掺杂等对生长质量的影响，利用相衬显微镜、光荧光、双晶衍射、电化学 C-V、SEM 和 TEM 等手段对材料进行了检测与分析，获得了生长高质量 GaAs、AlGaAs、InGaAs/GaAs 材料的优化条件并研制出高质量的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器。

3. 大功率基横模量子阱激光器制备工艺研究。本文设计和优化了一种新型脊形波导量子阱激光器自对准工艺技术。针对脊形波导结构制备中所要求的对腐蚀深度和宽度的精确控制，研究了百埃量级的精确腐蚀技术，并利用腐蚀阻挡层来控制腐蚀深度的精度，成功地研制出基横模输出功率大于 200mW 的脊形波导量子阱激光器，同时研制出阈值电流低达 5mA 的脊形波导量子阱激光器，是国际同类器件最好水平。

4. 实现窗口结构量子阱激光器的新方法研制。为了进一步提高激光器腔面抗 COD 的能力，系统地研究了无杂质空位扩散技术 (IFVD) 及对量子阱混杂 (quantum well intermixing) 的影响，从理论上分析并确定了量子阱混杂过程中 III 族原子的扩散系数和激活能。首次将量子阱混杂的方法用于实现 980nm 窗口结构量子阱激光器，最大输出功率提高 44% 并抑制了 COD 的产生。

5. 大光腔无铝 980nm 应变量子阱激光器的研究。利用 MOCVD 对晶格匹配在 GaAs 衬底上的 InGaP、InGaAsP 进行了深入细致的研究。优化了生长条件对

表面形貌和材料质量的影响,研究了生长参数对 InGaP 材料带隙的影响,在国内首次研制出高质量 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器,其阈值电流密度为 $200\text{A}/\text{cm}^2$,微分量子效率高达 $1.04\text{W}/\text{A}$,是目前先进水平。

6. 由 AlGaAs 有铝材料限制层和 InGaAs/InGaAsP 无铝材料有源区构成的新型材料系统应变量子阱激光器的研制。设计和研制了一种新型材料系 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器,该激光器具有高的腔面稳定性和较慢的缺陷传播速率,此外 AlGaAs 材料的使用增加了设计自由度,可进一步降低无铝材料激光器的垂直方向发散角。

7. 研究并发现 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器中,垂直方向发散角随腔长的增加而减小,当腔长由 $800\mu\text{m}$ 增加到 $1500\mu\text{m}$ 时,垂直发散角由 40° 减小到 30° ,这是一种新的降低垂直发散角的方法。

ABSTRACT

980nm strained quantum well lasers are most attractive and progressed rapidly in recent years, and have applied widely in communication, military and medicine. In this thesis, the material growth and fabrication of high quality 980nm InGaAs/GaAs and InGaAs/InGaAsP strained quantum well lasers are extensively studied. Great proceedings and achievements have been obtained in the thin film epitaxial growth, the optimization design of the structure and processing, and high performance of fabricated devices. The main contents are following:

1. Theoretical analyses and optimal design of quantum well lasers: The overall optimization designs on quantum well laser structure are carried out, and the influences of individual key structure parameters on laser performance are analyzed. (1) The waveguide structure of quantum well lasers was optimized for achieving low threshold current density and low divergence angle of vertical beam. (2) The influences of cladding layers on the performance of lasers are analyzed, and the optimal cladding layer thickness is achieved. (3) The optimized structure parameters for achieving high power operation in fundamental mode are given, and the effect factors on fundamental mode operation are analyzed. (4) The facet coating processing was optimized for achieving high slop efficiency and low threshold current. (5) The effect way is given for achieving high power conversion efficiency. The thermal characteristics of laser are analyzed and the maximum thermal saturate power are given for different processing parameters

2. The study of 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs strained quantum well lasers: The epitaxy growth of AlGaAs system materials are extensively studied by MBE and MOCVD. The influences of individual growth conditions on the film quality are analyzed, The high quality GaAs, AlGaAs and InGaAs/GaAs quantum well are obtained and high performance strained quantum well lasers are fabricated.

3. The fabrication processing study of high power quantum well lasers with fundamental mode: A novel strip aligned ridge waveguide quantum well lasers with non-injection regions near the mirror are developed and fabricated. To overcome the difficulty of accurate dimensional control in ridge waveguide structure processing, we studied the accurate etching technology with etching precision of about 100Å, and etching depth were controlled by setting a stop layer in laser structure. The fundamental mode output powers of more than 200 mW was obtained. The low threshold current of 5mA was also obtained for 980nm ridge waveguide quantum well lasers, this is one of the best results in same devices.

4. The study of novel method realizing 980nm quantum well laser with window structure: In order to increase the output power that the COD occur and suppress the produce of the COD we study the technology of impurity-free vacancy diffusion and it's effect on quantum well intermixing. The diffusion coefficient and active energy of III atom in the process of diffusion were obtained. We first realize the 980nm quantum well lasers with window structure by using the technology of quantum well intermixing, a maximum output power increment of 44% is achieved and the COD don't be produced.

5. The study of large optical cavity Al-free 980nm strained quantum well lasers: The extensively study are carried out for InGaP,InGaAsP materials matched to GaAs substrate, The individual parameters are optimized for high quality InGaP and InGaAsP and large bandgap InGaP materials. The high performance InGaAs/InGaAsP/InGaP strained quantum well lasers are fabricated. The threshold current density and slop efficiency are $200\text{A}/\text{cm}^2$ and $1.04\text{W}/\text{A}$, respectively.

6. The novel InGaAs/InGaAsP strained quantum well lasers with AlGaAs cladding layers: The novel material system InGaAs/InGaAsP/AlGaAs strained quantum well lasers were designed and fabricated. This lasers have the potential of a higher facet stability and a reduced defect propagation velocity due to Al-free active region. In addition, the use of AlGaAs cladding provides a new freedom compared with Al-free lasers and vertical divergence angle will be reduced by decreasing Al composition of claddings.

7. In long cavitylength InGaAs/InGaAsP/AlGaAs strained quantum well lasers, The vertical divergence angle was reduced with increment of the cavitylength. The vertical divergence angle decrease from 40° to 30° while the cavitylength increases from $800\mu\text{m}$ to $1500\mu\text{m}$. It is a new method to decrease vertical divergence angle.

致 谢

本论文是在沈光地教授、陈良惠研究员和徐俊英研究员三位导师的指导下完成的，三位导师自始至终都给予了热情的关心和悉心的指导，在此表示万分衷心的感谢。三位导师渊博的学识，深邃的洞察能力和严谨的治学作风，给作者留下了深刻的印象，将使作者受益终生。

特别感谢杨国文博士在各个方面 的大力协助，尤其我们在工作中的默契合作、共同的研究与探索，使研究工作得到很大进展。

特别感谢张敬明老师、李玉章研究员、马晓宇研究员的关心帮助和指导，尤其是他们细致认真、一丝不苟、精益求精的工作精神将永远激励我严谨治学与勤奋进取。

感谢肖建伟研究员给予的诸多帮助与指点，其分析问题和解决问题的能力使我从中得到很多启发，受益非浅。

感谢吕卉、郭文华、王欣、陈昌华、谭满清、王仲明、毕可奎、李秉臣等同志在工作中所给予的大量热情帮助，本论文的工作凝聚着他们的许多心血和汗水，在此深表衷心的谢意。

感谢陈建新、邹德恕、高国三位教授给予的帮助支持和关心，感谢杜金玉老师、高欣焕老师和我的同学杜春霞、冯士伟、赵红东、殷涛、廉鹏等给予的热情帮助。

感谢王玉田研究员、王万年研究员、段利宏工程师、曹青工程师和胡国新同志在外延片 X 光、Hall、SEM、电化学 C-V 和 AFM 方面的测试和分析。

感谢研究生部的曾老师、刘老师、张老师、卢老师、温老师和电子工程系的张老师、钱老师等在我学习期间给予的帮助。

特别感谢我的妻子和家人在几年中对我无微不至的关心，照顾以及工作上的巨大支持。

向所有鼓励、支持和帮助过本论文的同志们表示衷心的感谢。

徐遵图

一九九九年四月

第一章 引言

§ 1.1 应变量子阱激光器发展概述

§ 1.1.1 半导体激光器发展简述及应变量子阱的早期研究工作

在六十年代初、中期，半导体激光器以同质 P-N 结为基础，为了实现激光，必须注入很大的工作电流，且只能在低温下(液 N₂温度)工作，发展较慢。在六十年代后期，异质 P-N 结引入半导体激光器，由于两种材料禁带宽度不同和折射率不同，使载流子和光的限制加大，激光器性能得以改进，从而使激光器获得迅速发展。1970 年，美国 Penish 等人 [1] 实现了 GaAs/AlGaAs 异质结激光器的室温连续工作，为半导体激光器走向实用化开辟了广阔的道路。随着外延工艺不断改进(当时主要指 LPE)，器件结构不断推陈出新，使异质结激光器的阈值电流较低 [2] [3] (一般在几十毫安，最低可达几毫安)，线性输出功率较大 [4] [5] (几十毫瓦到几毫瓦)，器件稳定工作时间长 [6] (室温工作寿命可达 10⁵-10⁶ 小时)，以稳定基横模工作，在速率不太高情况下能单纵模工作。

六十年代末“超晶格”概念的提出 [7] 和七十年代初用分子束外延 (MBE) 技术生长了 GaAs/AlGaAs 超晶格 [8] 结构以来，围绕量子尺寸效应材料的拓宽，理论研究的深入，已利用量子阱或超晶格结构开拓了很多新型的半导体异质结材料和以此为基础的新一代半导体器件--量子尺寸效应器件，半导体量子阱激光器就是其中一例。利用量子尺寸效应制备更好的二极管激光器的第一个想法是在 70 年代初产生的，直到 70 年代末和八十年代初，才证明 GaAs/AlGaAs 量子阱激光二级管能够得到实现。第一个量子阱注入激光器是在 1975 年由 J.P.Vander Ziel 利用 MBE 研制而成 [9]，同年 Miller 等 [10] 也研制出了光泵量子阱激光器。在 1977 年，Dupuis、Dapkus 等利用金属有机化合物汽相淀积 (MOCVD) 方法第一次研制出量子阱注入激光器 [11]，其阈值为 3KA/cm²。1979 年，曾焕添利用 MBE 生长出 AlGaAs 多量子阱注入激光器 [12]，在 1981 年，他采用分别限制多量子阱结构并优化了垒高和厚度，同时使用了更大的限制层 Al 组分，使阈值电流密度降低至 250A/cm²(380 μ m 腔长) [13]。同年他优化了限制层掺杂分布，同时引入了缓变折射率波导，在长腔长 1125 μ m 下获得 160A/cm² 的阈值电流密度，内损耗为 3cm⁻¹，内量子效率达 95% [14]。从此已证明量子阱激光器特性优于体材料双异质结构 (DH) 激光器特性，开始了具有稳定的量子阱激光器特性的研究阶段，并且一直延续到现在。可以说量子阱超晶格材料的诞生，无疑是半导体材料和器件发展的一个新的里程碑。在量子阱应用于半导体激光器的研究过程中，应变量子阱的引入又使半导体量子阱激光器特性得到进一步提高。

早在 60 年代，G.E.Pikus 和 G.L.Bir 就开始研究 Ge/Si 半导体应变状态下空穴能谱特性，70 年代，J.W.Matthews 和 A.E.Blakeslee 研究了应变层的临界厚度 [15]。但在 70 年代至 80 年代初相当长的时期内，人们一直避免应变，因为应变会使晶体产生失配位错，大大降低器件寿命和性能。但随着超薄层外延技术如 MBE 和 MOCVD 的出现，人们又对应变产生了很大的兴趣。八十年代初，G.C.Osbour 等人 [16] 又对半导体处于双轴应变等状态的能带带隙、光学性质和电学输运性质进行了研究。83 年，M.D.Camras 和 M.J.Ludowise 等人 [17] 采用光泵浦 InGaAs-GaAs 应变超晶格的方法产生了室温连续(CW) 激射，自此，揭开了应变量子阱激光器的研究序幕。

§ 1.1.2 InGaAs/GaAs/AlGaAs 系应变量子阱激光器发展概述

一、InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研究进展

最早报道的 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器是 Laidig 等人在 1984 年采用分子束外延方法制备而成 [18]，其发射波长为 $1.0\text{ }\mu\text{m}$ ，阈值电流密度约为 $1.2\text{KA}/\text{cm}^2$ ，当时该激光器表现出退化速率较快，但已经证明该材料可产生比晶格匹配 GaAs/AlGaAs 材料更长的波长。随着对生长条件的优化，阈值电流密度很快就降低到 $465\text{A}/\text{cm}^2$ [19]，同时可靠性也有所提高。1986 年，A.R.Adams 和 E.Yablonowitch 等人[20]在理论上分析了应变量子阱激光器具有许多优越特性：如阈值电流密度降低、效率提高、温度特性改善、微分增益提高、调制和线宽特性改善等。理论上的预言和超薄层外延材料生长技术的进步及普及使世界范围内掀起了对应变量子阱激光器的研究热潮，发展也十分迅速。

1986-1990 年期间，InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研究主要集中在应变量子阱材料的光学性质[21]；临界厚度与 In 组分的关系[22]；应变量子阱激光器的调制特性[23]；以及如何提高应变量子阱材料质量等方面。初步获得了高功率工作[24]、高功率转换效率[25] 及较低阈值电流密度 [26] 的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器。同时，对 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的特性也开始了全面的研究与分析，如：阈值电流密度、微分量子效率、特征温度等。其间，在 1989 年，S.E.Fischer 等[27]实现了长寿命的 InGaAs 量子阱激光器。A.Larsson 等[28]证明了 InGaAs/GaAs/AlGaAs 量子阱激光器实现了高效率的工作。K.J.Beernink 等[29]研究了阈值电流密度与 In 组分的关系，证明 $0.2 \leq X \leq 0.3$ 时，具有最低的阈值电流密度，并获得了 $140\text{A}/\text{cm}^2$ (腔长为 $815\mu\text{m}$) 的实验结果。

1990 年之后，InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器无论是在阈值电流密度还是在实用化方面都获得了飞速发展。1990 年 H.K.Choi 和 C.A.Wang 等利用 MOCVD 方法在腔长为 $1500\mu\text{m}$ 时获得了 $65\text{A}/\text{cm}^2$ 的阈值电流密度[30]。1991 年，AT&T Bell 实验室的 Naresh Chand 利用 MBE 方法在腔长为 $1400\mu\text{m}$ 时获得了 $45\text{A}/\text{cm}^2$ 的阈值电流密度[31]，同年 R.L.Williams 也利用 MBE 方法获得了阈值电流密度低达 $56\text{A}/\text{cm}^2$ 的结果[32]。1990 年 D.P.Bour 等证明 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器工作在 10000 小时以内时，退化率为 $1\%/\text{kh}$ 。之后，为了实际应用，大功率基横模窄条形 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器发展起来，同时 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器产品也相继推出。自此，980nm 及其附近波段的应变量子阱激光器发展越来越成熟，基横模输出功率不断提高，耦合效率也不断提高，从而尾纤输出功率不断提高；输出功率的提高又带来高功率密度下的器件可靠性问题，因此，围绕 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱腔面退化及腔面光学灾变损伤 (Catastrophic optical damage 简称 COD) 即激光器突然失效进行了研究，目的是提高高功率密度下的器件寿命。同时，对无铝 980nm 应变量子阱激光器也开始进行研究，后面再单独进行介绍。下面将介绍 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器研究热点和现状。

二、InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研究热点及现状

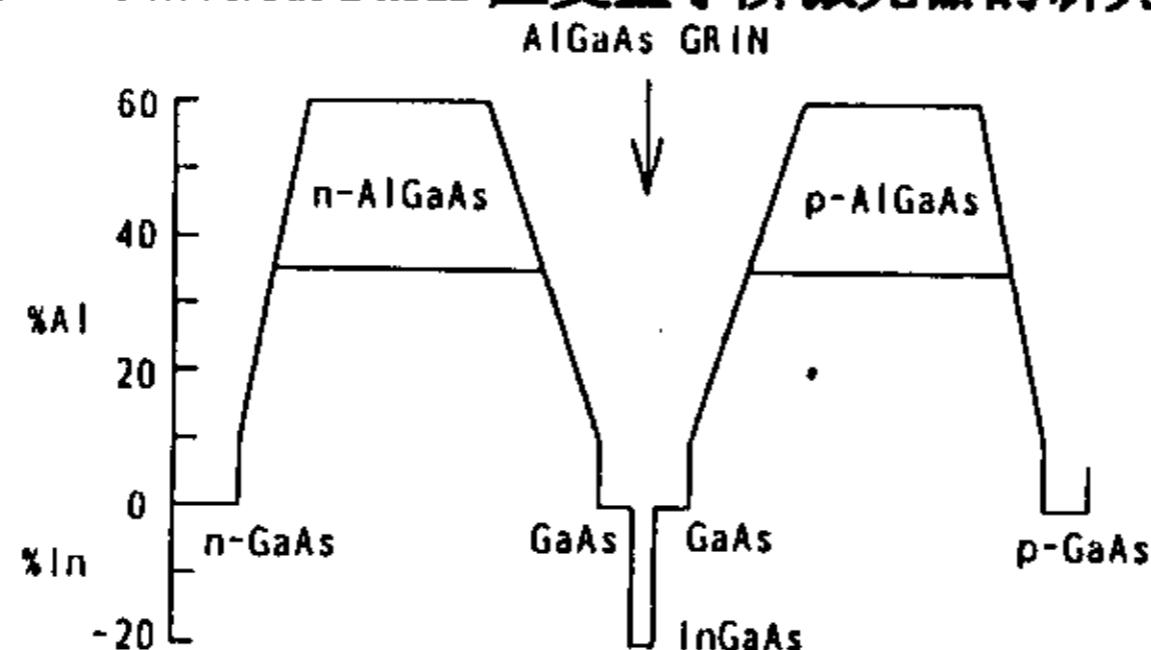


图 1.1.1 典型的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构示意图

高质量的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器外延材料的生长技术有：MBE、CBE、MOMBE 和 MOCVD 等，其结构如图 1.1.1 所示。InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器所覆盖波长范围为 $0.88\text{--}1.1\text{ }\mu\text{m}$ ，填补了晶格匹配量子阱激光器激射波长的空白，如图 1.1.2 所示。目前根据应用需求，主要研制波长为 $0.94\text{--}1.06\text{ }\mu\text{m}$ 。

降低半导体激光器的阈值电流密度，从而降低阈值电流，减小功耗一直是人们所追求的目标之一。它是半导体激光器发展水平的重要标志，也常常用它来反映材料生长质量。半导体激光器从同质结发展到双异质结使阈值电流密度降低，最低值为 $460\text{A}/\text{cm}^2$ [33]；由体材料双异质结激光器发展到量子阱激光器，阈值电流密度又降低三分一左右，最低值为 $93\text{A}/\text{cm}^2$ （对 GaAs/AlGaAs 而言）[34]；应变量子阱的采用使阈值电流密度又得到大幅度下降，最低阈值电流密度可达 $45\text{A}/\text{cm}^2$ （腔长 $L=1.4\text{mm}$ ），基本达到理论极限（即透明阈值电流密度）。另外 Williams 等人和 Choi 等人也分别用 MBE 和 MOCVD 方法获得了 56 和 $65\text{A}/\text{cm}^2$ 的阈值电流密度。在国内，中科院半导体所 980nm 量子阱激光器研究组利用 MBE 方法获得了阈值电流密度低达 $98\text{A}/\text{cm}^2$ 的结果[35]。

提高微分量子效率是半导体激光器研究过程中所追求的另一目标，微分量子效率是表征半导体激光器特性的另一重要参数。它依赖于结构设计、材料质量和掺杂特性。低的阈值电流和高的微分量子效率是半导体激光器以低的工作电流获得高的输出功率的重要保证，同时低的工作电流又减小了欧姆发热，从而又有利于大功率工作。目前 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器微分量子效率高达 $0.5\text{W}/\text{A}$ （单面）。

改善 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的温度特性是半导体激光器高功率工作和高温工作的关键因素之一， 980nm 激光器与 1480nm 激光器相比，具有更好的温度特性， 980nm 激光器工作温度已提高到 200°C 以上，特征温度 (T_0) 约为 170K 左右。而 1480nm InGaAsP/InP 应变量子阱激光器则很难在 100°C 以上工作，因为非辐射的俄歇复合有很强的温度依赖性，温度升高使阈值电流增加和内量子效率下降的很快。目前对于 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器，最高工作温度是 Derry 等人报道的 200°C [36]。

由此可知，实现高功率工作主要有三个要素，即：低的阈值电流密度、高的微分量子效率、和弱的温度依赖关系（高的特征温度 T_0 ）。

在实际应用中，不但要保持低的阈值电流、高的微分量子效率，而且往往要求半导体激光器具有很好的光斑质量，如半导体激光器泵浦固体激光器，半导体激光器与单模光纤耦合等应用，这就要求我们在结构设计中要给以折衷。一般情况下，半导体激光器的光斑质量较差，为椭圆形状，长短轴之比约为 $6:1$ ，即垂直方向远场发散角一般为 $40\text{--}60^\circ$ ，平行方向远场发散角为 $5\text{--}10^\circ$ 。因此改善 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的光斑质量以有利于与单模光纤进行耦合将是一个非常重要的专题。国际上对如何降低 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器垂直方向远场发散角进行了大量研究，Wu 等人[37]采用周期折射率 DBR 限制层的方法使垂直方向远场发散角降低至 20° ；Dutta 等人采用大光腔方法降低垂直方向远场发散角[38]；Temmyo 等人[39]获得了低垂直远场发散角为 18° 的结果。SDL 公司的 Verdiell

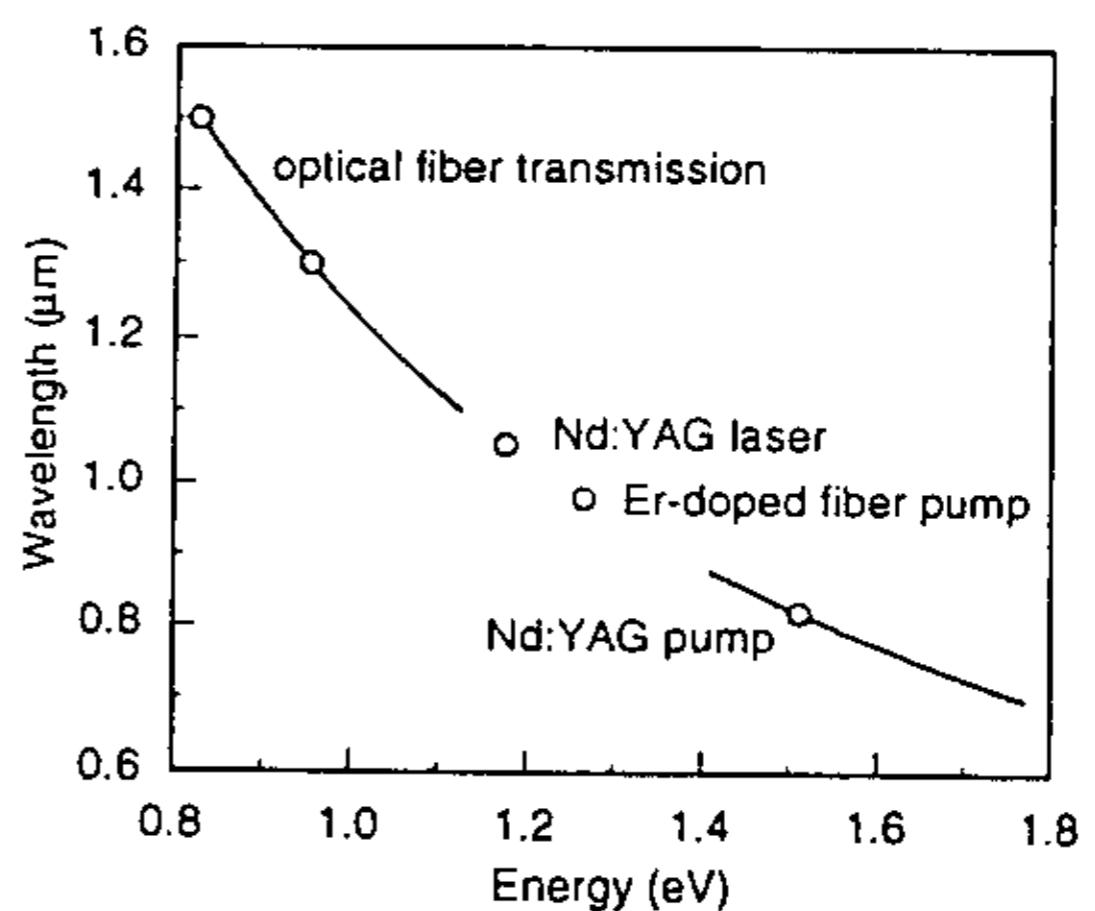


图 1.1.2 III-V 族量子阱材料覆盖的波长范围

等人实现了 17.8° 的发散角[40]。台湾人 G.Lin 等采用压缩折射率波导结构研制出垂直方向远场发散角为 11° 的 InGaAs/GaAs 量子阱激光器[41]。实际应用中, 为了获得高的输出功率和高质量的光斑, 我们应综合考虑, 不能片面地去追求某一指标, 因此应取折衷的设计方法, 在后面量子阱激光器结构设计一章将详细讨论。

关于应变量子阱激光器的可靠性研究也是 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器研究的热点。对 980nm InGaAs 应变量子阱激光器而言, 尽管有源层中具有 $1-3 \times 10^{10}$ dynes/cm² 的压应力, 但并没观察到独特的失效机理。更令人欣慰的是在这些激光器中却不存在与暗线缺陷有关的突然失效, 表现出比晶格匹配材料(Al)GaAs/AlGaAs 激光器更慢的退化速率。 $\langle 100 \rangle$ 暗线缺陷在 GaAs 量子阱激光器中具有很高的生长速率, 而在 InGaAs 量子阱激光器中却得到抑制, 其原因是由于 In 原子比 Ga、Al 和 As 原子大, 因而起到硬化晶格的作用。另外, 与 (Al)GaAs/AlGaAs 激光器相比, InGaAs 量子阱激光器中辐射和非辐射复合所释放的能量要小一些; InGaAs/GaAs 界面比 GaAs/AlGaAs 界面的非辐射复合中心更少一些; GaAs 衬底对 980nm 波长是透明的, 因而降低了由于复合增强的缺陷反应速率, 如扩散, 离解以及湮灭等。所以 InGaAs 应变量子阱激光器显示出更为优越的可靠性。目前 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器寿命已超过 1.5×10^5 小时 [42], 退化速率也小于 1% 每千小时 [43], 然而在更高功率密度下, 腔面光学灾变损伤(COD)是 InGaAs 应变量子阱激光器的重要退化行为, 也是限制长期工作寿命的重要因素。其物理根源在于腔面(或界面)处的光吸收引起的端面发热损坏所致。对 980nm 应变量子阱激光器而言, 由于腔面处存在着应力释放导致的带隙收缩, 所以腔面处的发热导致的退化现象更为严重。如不进行特殊处理, 极易产生 COD。为了防止这一退化, 国外许多大的公司均投入了大量的人力和物力进行研究, 发展了真空解理镀膜技术、腔面钝化处理技术和具有无吸收镜面的窗口结构制备技术等, 使 COD 水平大大提高, 并提高了激光器的长期寿命。如 IBM 和从它转让技术的 Lasertron 公司均获得了大于 2.2×10^5 小时的工作寿命。

§1.1.3 无铝应变量子阱激光器研究进展

由于含 Al 的 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器在高的光功率密度下腔面极易氧化, 因而使 980nm 量子阱激光器的寿命受到限制。因此自 90 年代开始, 有人开始利用无 Al 材料来实现激射波长在 980nm 的量子阱激光器。有两种材料结构可达到这一目的, 一种是用与 GaAs 衬底晶格匹配的 GaInP 材料代替 AlGaAs 材料; 另一种是除了限制层用 GaInP 外, 全层和波导层采用四元材料 InGaAsP 代替 GaAs(或 AlGaAs 波导)。归纳起来, 无 Al 材料的 980nm 激光器结构如图 1.1.3 所示, 根据波导结构的不同有如下几种:

- (A) InGaAs/GaAs/InGaP 分别限制结构(SCH) [44], 这种结构比较简单, 但对载流子的限制较差, 造成效率低, 温度特性差;
- (B) 应变层 InGaAs/InGaAsP SCH 结构 [45];
- (C) 应变补偿 InGaAs/GaAs/InGaAsP SCH 结构 [46];
- (D) 超晶格 GaAs/GaInP 结构, 获得准 GRIN-SCH 结构[47];
- (E) 类阶梯式 GaAs/InGaAsP Step-SCH 结构;

优点:

- (1) GaInP 具有较好的电学和热学特性, 如电导率较高, 热导率也较高;
- (2) 与施主有关的 DX 中心和 AlGaAs 材料相比较少;
- (3) AlGaAs 易氧化, 而 GaInP 不易氧化, 因而 InGaAs/GaAs/InGaP 量子阱激光器将具有更长的寿命;
- (4) 在 GaAs 和 InGaP 之间具有很好的选择性腐蚀, 因此可精确控制腐蚀深度;

- (5) 由于没有 Al 氧化问题, 以及 GaInP 具有很好的质量输运特性, 所以有利于进行多步外延生长和构成掩埋结构半导体激光器;
- (6) GaAs/InGaP 界面具有低的复合速率;

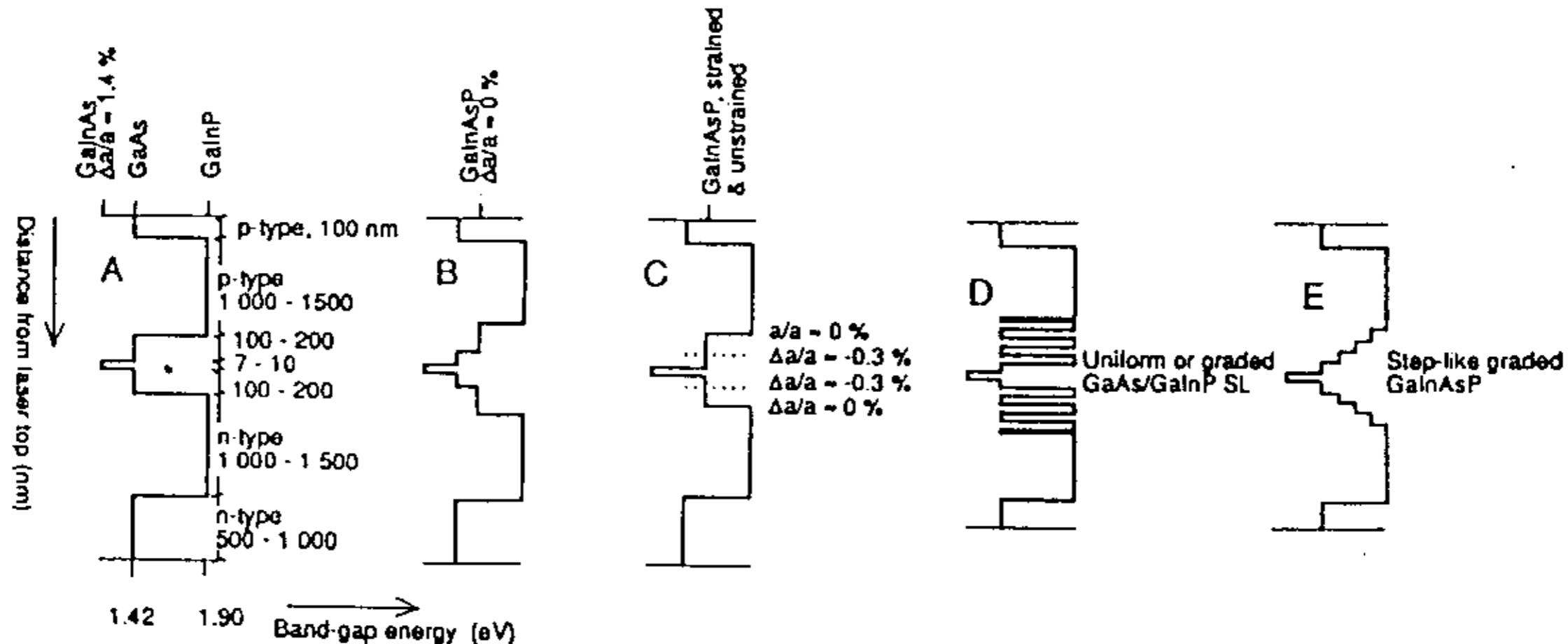


图 1.1.3 980nm 无铝量子阱激光器结构示意图

正是由于上述优点, 无 Al 材料量子阱激光器在国外许多公司如日本 Hitachi Ltd., Mitsubishi Electric corp., Furukawa Electric corp. 以及美国、日本和欧洲芬兰的一些大学和研究所对无铝 980nm 应变量子阱激光器具有很大兴趣, 并进行了深入的研究。1990 年, 在第 12 届国际半导体激光会议上, 日本 Ijichi 第一次报道了无铝材料 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱脊形波导激光器[48]。之后, 在 1991 年, Y.K.Chen 等人报导了利用 GSMBE 方法研制出自对准 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器[49]; 1992 年芬兰的 G.Zhang 等报道了低阈值电流密度达 $72\text{A}/\text{cm}^2$ (腔长为 1200\mu m)的 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器[50]。但是, 由于 GaAs 和 InGaP 之间较大的折射率差, 使得该激光器具有很大的垂直方向远场发散角, 一般为 $45\sim 50^\circ$, 所以不利于与单模光纤的耦合。同时, 研究发现对 $\lambda \leq 1.0\text{\mu m}$ 时, InGaAs/GaAs/InGaP 量子阱激光器由于弱的载流子限制具有较低的量子效率[51], 一般每面为 35% 左右, 还具有强的温度依赖关系, 特征温度小于 150K, 所以在 90~92 年间关于 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器的文献报道只有几篇。自 92 年之后, 关于无铝 980nm 应变量子阱激光器的报道几乎全部采用 InGaAs/InGaAsP/InGaP 结构。由于晶格匹配在 GaAs 上的 InGaAsP 具有各种带隙值, 从而和 InGaAs/GaAs/InGaP 结构量子阱激光器相比具有改善的特性:

- (1) 由于 InGaAsP 和 GaAs 相比具有更大的带隙, 所以效率将提高;
- (2) 更强的载流子限制, 将改善温度特性, 提高特征温度值;
- (3) 由于 InGaAsP 和 GaAs 材料相比, 具有更小的折射率, 所以可减小垂直方向远场发散角;

实验结果证明了上述说法。1992 年, 美国林肯实验室的 S.H.Groves 利用 MOCVD 方法, 采用 1.65eV 的 InGaAsP 代替 GaAs 获得了微分量子效率高达 93.4%(1.18mW/mA)、内损耗只有 1cm^{-1} 的结果[52], 1993 年 G.Zhang 利用 GSMBE 的方法也获得了高效率的 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器[53]。自此, 无铝 980nm 量子阱激光器开始了实用化方面的研究, 如降低垂直方向远场发散角[54], 大功率基横模条形量子阱激光器研究[55], 以及无铝激光器的产品开发, 如芬兰 Tempe 理工大学和美国 Coherent 公司进行了无铝 980nm 量子阱激光器产品的合作开发。

目前无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 980nm 应变量子阱激光器阈值电流密度典型值在 150~

250A/cm², 内量子效率 $\eta_i=85\sim95\%$, 外微分量子效率 $\eta_d=0.8\sim1.1\text{W/A}$; 内损耗典型值小于 5cm⁻¹, 最小值为 1cm⁻¹; 特征温度 $T_0=180\sim220\text{K}$ 。和 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器相比, 其特性有了很大提高。利用 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变材料制备了很好的脊形波导器件, 最大输出功率达 450~500mW(4-5 μm 条宽), 并受到热饱和的限制, 耦合组合件尾纤输出光功率在 325mA 驱动电流下实现了 100mW。

最近几年大功率无铝 980nm 量子阱激光器的研究也非常活跃, 具有代表性的是美国 Wisconsin-Madison 大学的研究小组, 他们在近几年里报道了多篇这方面的文章。100 μm 宽条激光器最大输出功率达 9.3W(CW), 准连续输出功率达 14.3W。

§ 1.1.4 产品开发及国内现状

产品开发情况: 目前国外已将 980nm 半导体激光器做为泵浦源的 EDFA 运用于光纤通信网络中, 关于 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器是 90 年代初才开始逐渐商品化的, 但由于其具有优越的特性和广阔的应用前景发展十分迅速。国际上目前销售 980nm 泵浦源产品的主要有 Lasertron 公司、SDL 公司和 Ortel 公司, 此外还有一些公司包括 SDL 公司和 Polarid 公司开发出了 0.2-4W 的宽条大功率 940-980nm 应变量子阱激光器单管产品; SDL 公司还有上千瓦的准连续列阵产品。

在国内, 中国科学院半导体所首先研制成功 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器及其组合件, 在此基础上, 通过本论文的工作及与同事们的共同合作, 使大功率 980nm 应变量子阱激光器及其组合件的研究与开发工作取得很大进展, 目前研究和开发的相关器件有: (1) 基横模 980nm 量子阱激光器; (2)光纤耦合组合件; (3)0.2-2W 的大功率高亮度量子阱激光器; 已提供给许多兄弟单位使用, 如用于泵浦掺稀钻材料、泵浦固体激光器以及红外夜视仪等。

§1.2 应变量子阱及其对半导体量子阱激光器特性的改善

从第一节我们看到半导体激光器的发展经历了下列过程: 同质结半导体激光器→异质结半导体激光器→量子阱半导体激光器→应变量子阱半导体激光器。每一物理概念的应用都使半导体激光器的性能得到进一步提高。1970 年 L.Esaki 和 R.Tsu(朱肇祥)提出了量子阱和超晶格的概念, 1974 年 R.Dingle 从量子阱吸收谱中观察到了台阶, 第一次证明了人造量子阱超晶格结构获得成功, 并推进了对量子阱超晶格的进一步理解。此后人们开始考虑它们的应用, 从而开辟了量子阱激光器的新时代。量子阱的概念应用于半导体激光器后又使其性能上了一个新的台阶。由于量子尺寸效应, 使量子阱增益介质的能带结构发生了变化: (1)由连续的能带变成分立的子带结构。(2)轻、重空穴带在 Γ 点分离(退简并)。这两种变化使得量子阱材料与体材料相比发生了如下的变化, (1)态密度呈台阶状分布, (2)对压应变而言导带(C)电子向重空穴(HH)带的跃迁即 C-HH 跃迁占优势, 而导带(C)电子向轻空穴(LH)子带的跃迁即 C-LH 跃迁受到抑制。C-HH 跃迁沿 x,y,z 三个主轴方向的几率分别为 1, 1, 0, 因此载流子的辐射复合效率由体材料的 1/3 提高到 1/2, (3)量子阱结构中的二维激子效应, 它促进了与相关物理现象的研究, 其中包括光学非线性和电场效应, 结果导致了新的光学功能器件的产生。量子阱激光器与通常的 DH 激光器相比, 由于上述变化, 其性能更加优良:

- (1) 极低阈值电流 (2) 阈值电流对温度变化不灵敏 (3) 高的量子效率
- (4) 高调制速率 (5) 窄的线宽

然而晶格匹配的量子阱材料并没有改变价带形状, 即没有改变重空穴带的有效质量, 使导带有效质量和重空穴带的有效质量之间存在着严重的不对称性。这种不对称性, 使半导体激光器的性能受到限制。同时存在轻、重空穴带混合问题。因此仍存在着一定的缺点, 量子阱结构中引入应变之后改变了这种面貌, 使半导体量子阱激光器性能又上一

新的台阶。典型的应变量子阱材料为 $InGaAs/GaAs$ (压应变)、 $In_xGa_{1-x}As/InP$ (既可产生压应变又可产生张应变) 和 $In_xGa_{1-x}As/InGaAsP$ (既可产生压应变又可产生张应变) 应变量子阱，概括起来应变对能带结构改变的特征可简单归纳为：

1. 通过应变效应导致带隙的改变，可以调谐吸收带边和发射波长的位置。
2. 价带简并的退化，使价带空穴的有效态密度变小，态密度函数更趋于理想的台阶状分布。
3. 对压缩应变，双轴应力导致在重空穴带 $K(x,y)$ 平面有效质量显著减小，和普通激光器一样 C-HH 跃迁占优势。由于有效质量的减小有利于态密度的减小和空穴迁移率的提高，因此阈值电流密度减小，增益和微分增益提高。
4. 对张应变，双轴拉应力导致轻空穴带(移在最上面)在 $K(x,y)$ 平面的有效质量较大，不如压应变的态密度小，但是由于 C-LH 跃迁占优势，因此具有较大的 TM 偏振跃迁矩阵元，载流子辐射复合有效率由普通量子阱或压应变量子阱的 $1/2$ 提高到 $2/3$ ，可实现更高的增益和微分增益，因此张应变量子阱激光器的阈值电流密度被期望具有最低值。
5. 价带的分裂可以形成一个带内跃迁的新的能级系统，它同样可以通过 x 值的改变来调谐。

下面将根据上述能带结构的变化来分析应变的使用是如何改善量子阱激光器的特性。

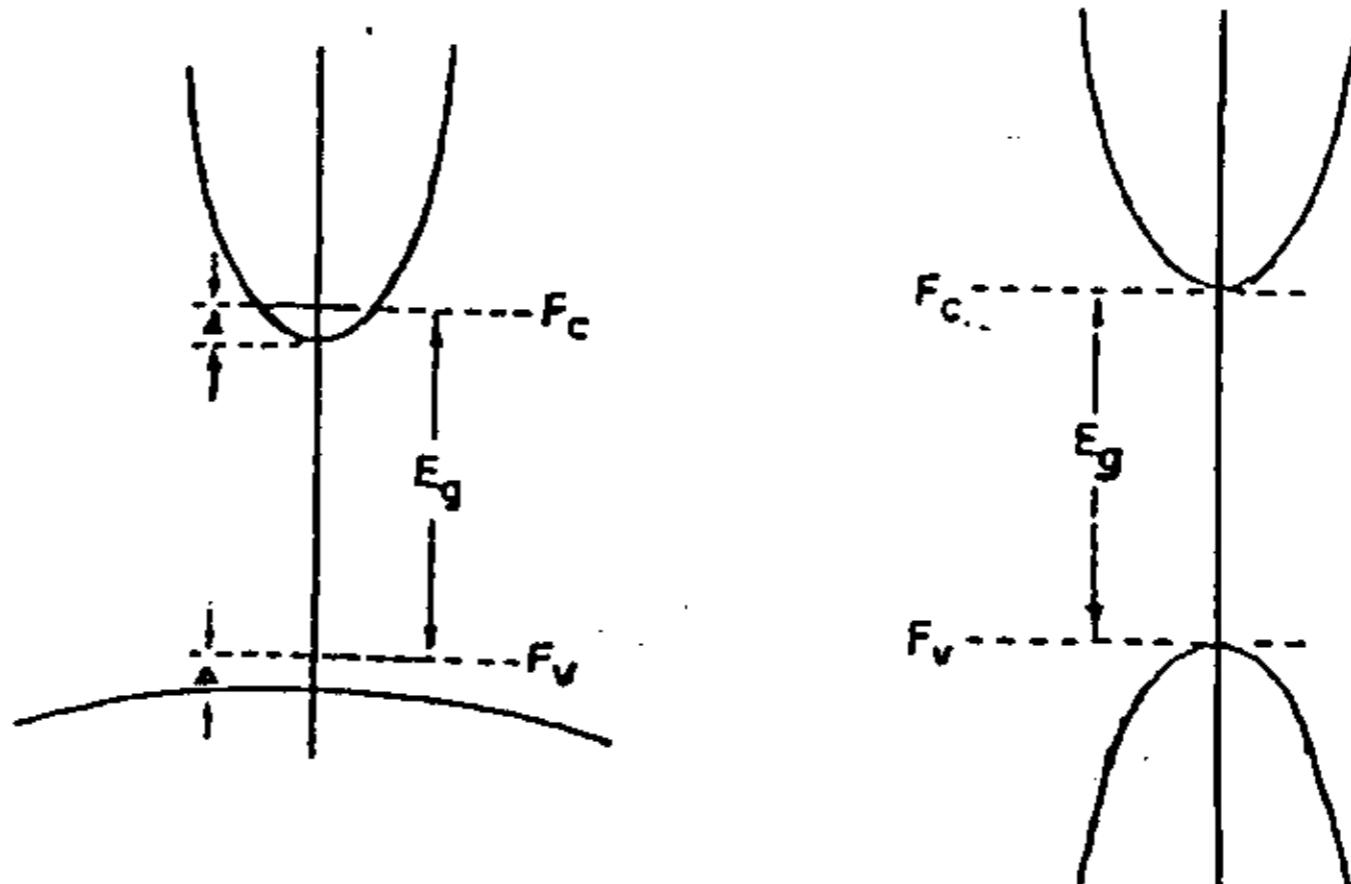


图 1.2.1 (a)晶格匹配 III-V 族材料能带图 (b)理想化能带结构示意图

一. 阈值电流密度降低

对晶格匹配 III-V 族材料而言存在下列缺点：

a) 根据 Bernard-duraffourg 条件，增益阈值条件为： $(F_c - F_v) > \hbar\omega > E_g$ ，其中： F_c 为电子准费米能级， F_v 为空穴准费米能级， E_g 为禁带宽度， $\hbar\omega$ 为光子能量。图 1.2.1(a) 为典型的晶格匹配 III-V 族半导体能带图，由图所示可见，导带有效质量小，态密度小，导带上的激射能级为简并电子占满(F_c 进入导带)，而重空穴价带有效质量大，态密度大，价带内激射能级很少为空穴所占据。因此，空穴准费米能级在价带顶上面，且空穴按经典分布，这样，要满足上面 Bernard-duraffourg 条件将需要注入较多载流子密度，因此，造成阈值电流增大。

b)俄歇复合对 $InGaAsP$ 四元系材料而言较为严重。俄歇复合过程包括 CCHC 和 CHHS 两种，CHHS 过程的复合几率与偏离价带中心的空穴占据率的平方成正比。对于图 1.2.1(a) 的能带，由于偏离价带中心的空穴占据率大，这类复合强，将造成阈值电流增大。

c)价带内的自由载流子吸收。这种吸收过程也正比于偏离价带中心的空穴占据率。对于图 1.2.1(a) 的能带，可见吸收过程强，因而亦将造成激光器阈值电流增大。

以上 b)、c) 对长波长激光器更为严重。

如果我们用人为的办法将半导体材料的能带结构改变成如图 1.2.1(b) 所示形状，使重空穴有效质量与导带电子有效质量相近，则激光器性能将明显改善，如：

a')满足增益阈值条件 $F_c - F_v > \hbar\omega \geq E_g$ 所需注入的载流子密度减少, 因而降低了激光器阈值电流(经计算, 图 1.2.1(b)所示能带结构满足上述条件所需载流子要比图 1.2.1(a)所示能带结构满足上述条件所需载流子要减少一倍以上)。

b')能带结构改变使所需载流子减少, 从而也使俄歇复合明显减少。这既降低了阈值电流, 又可使阈值电流随温度变化敏感性变小。

C')能带结构改变使所需载流子减少, 从而也使价带内的自由载流子吸收减少, 因而又可进一步降低注入的载流子密度。

二. 应变量子阱激光器偏振特性获得改善(以 InGaAs/InGaAsP 应变量子阱为例)

普通的 DH 激光器 TE 模发射占有大的比重主要是由于端面的反射率差异所致。量子阱激光器的 TE 偏振发射特性有了进一步的改善, 则是由于在量子阱结构中, 出现了空间取向的非对称性, 波函数的空间取向非对称引起了动量矩阵元与偏振态密切相关。激光输出偏振特性的异化来自对二种偏振态增益的差异。量子阱中光增益与跃迁矩阵元 $|M_b|^2$ 成正比, 而对不同偏振态, 当考虑到价带存在的轻、重空穴混合的情况, 用 K•P 微扰法进行理论分析得出如下的物理关系 [21],

$$\left|M_b^2\right|_{TE} \propto \begin{cases} 3/4(1+E_{z1}^h/E_1) \\ 1/4(5-3E_{z1}^l/E_1) \end{cases} \quad (1.1.1)$$

$$\left|M_b^2\right|_{TM} \propto \begin{cases} 3/2(1-E_{z1}^h/E_1) \\ 1/2(1+3E_{z1}^l/E_1) \end{cases} \quad (1.1.2)$$

E_{z1}^h 、 E_{z1}^l 分别表示重空穴和轻空穴 $n=1$ 子带, E_1 则为光跃迁能量。对于只发生在导带至重空穴带光跃迁的压应变情况, $E_1=E_{z1}^h$, 则:

$$\left|M_b^2\right|_{TE} \propto 3/4(1+E_{z1}^h/E_1) = 3/2 \quad (1.1.3)$$

$$\left|M_b^2\right|_{TM} \propto 3/2(1-E_{z1}^h/E_1) = 0 \quad (1.1.4)$$

可见, 激光发射为纯 TE 模偏振。对于只发生在导带至轻空穴带光跃迁的张应变情况, $E_{z1}^l=E_1$

$$\left|M_b^2\right|_{TE} \propto 1/4(5-3E_{z1}^l/E_1) = 1/2 \quad (1.1.5)$$

$$\left|M_b^2\right|_{TM} \propto 1/2(1+3E_{z1}^l/E_1) = 2 \quad (1.1.6)$$

可见, 激光发射主要为 TM 模偏振。由此可见, 应变层量子阱激光器偏振度的纯化, 来自于价带轻、重空穴带的退简并, 而非应变层量子阱由于轻重空穴的混合, 虽然偏振特性比普通 DH 激光器纯, 但不如应变层量子阱, 同时通过对应变状态的控制, 可以调谐激光输出的偏振特性, 直至转变偏振态。

三. 应变量子阱激光器的调制带宽增加

应变量子阱激光器结构的微分增益要比非应变量子阱结构的大, 而线宽增加因子小; 张应变量子阱又比压应变量子阱的微分增益大、线宽增加因子小, 所以应变量子阱激光器的调制带宽比非应变量子阱激光器的宽, 张应变又优于压应变。

四. 应变量子阱激光器具有弱的温度依赖关系

应变对能带结构的变化, 特别是对长波长激光器, 减小了价带内的吸收和俄歇 (Auger) 非辐射复合, 从而减小了阈值电流随温度的变化, 特征温度值提高。

§ 1.3 980nm 及附近波长应变量子阱激光器的应用前景

A. 通讯和信息网络系统中的应用

掺铒光纤放大器(Erbium Doped Fiber Amplifier 简称 EDFA)是近几年来光纤通信领域中的一项重要成果。它的研制成功,使光纤通信系统的传输方式产生革命性的变化。掺铒光纤放大器实质上是巧妙地结合固体激光器与光纤制造两大技术,其原理如图 1.3.1 所示。在细微单模光纤的芯中掺了不到 0.1% 的稀土元素 Er, Er^{3+} 离子可以从 980nm 或 1480nm 泵浦光源中吸收能量被激发到上能级,当从高能态跃迁到下能级基态时,发射出波长在 1.52~1.57 μ m 的光子,该波长正好是光纤通讯的低吸收损耗区。EDFA 中被泵浦到激发态的粒子在信号光子($\lambda \sim 1.54 \mu m$)的诱发下产生与信号光子完全相同的受激辐射光子,从而使信号得到放大。激发态的长寿命(约 10ms)保证了大部分激发态粒子通过受激辐射而放大信号,而不是通过自发辐射产生噪音。

掺铒光纤放大器实用化的关键技术之一是制造出大功率的半导体激光器泵浦源。波长在 980nm 的泵浦源和 1480nm 的泵浦源相比具有许多优越的特性 [56, 57],如 980nm 的量子阱激光器具有低的阈值电流密度、高的微分量子效率和高的功率输出等特性,而且它的温度敏感性也比较小,而且 980nm 泵浦源具有更高的泵浦效率,它所泵浦的光放大器具有接近 3dB 量子极限的低的噪声 [57]。因此 980nm 半导体激光器已成为掺铒光纤放大器的最理想泵浦源,并自 1993 年以来比 1480nm 泵浦源得到了更广泛的应用。

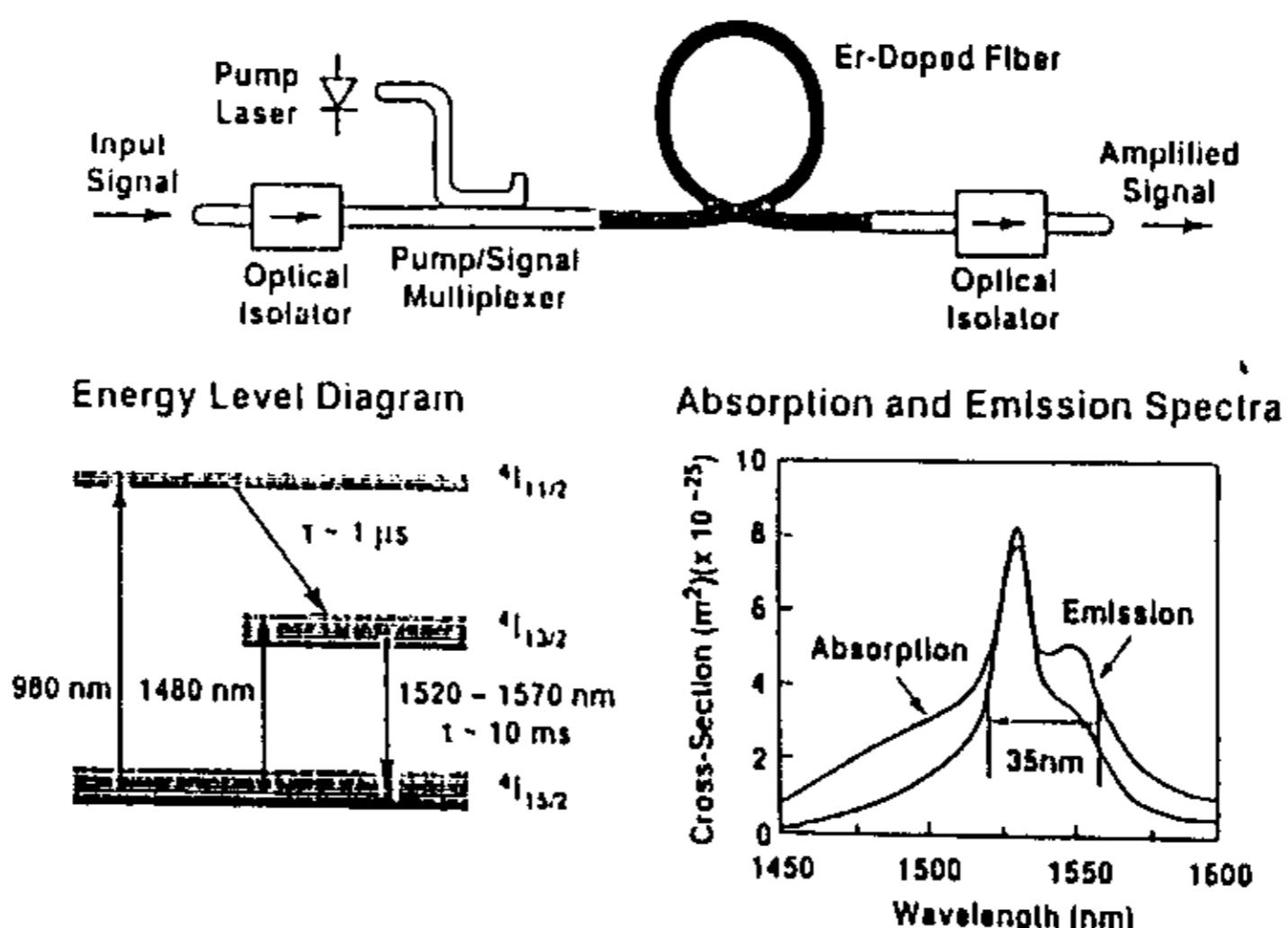


图 1.3.1 掺铒光纤放大器泵浦源的原理示意图

掺铒光纤放大器具有许多优越的特性,表现为下列四点。首先,掺铒光纤放大器的信号增益谱很宽,因此,其增益带宽很宽,达 35nm,可用于宽带放大。第二,掺铒光纤的亚稳态 $4I_{13/2}$ 能级寿命较长,所以,其自发辐射较微弱,具有较高的饱和输出功率,因此可用于功率放大。第三,掺铒光纤放大器的自发辐射谱很弱,即使不用光滤波器也能做到低噪声工作。第四,掺铒光纤放大器由于其全光纤特点,便于和光纤通信系统连接。此外放大器还具有温度特性好、体积小等一系列优点。正因为掺铒光纤放大器具有上述诸多优点,才使其成为光放大器的主选器件,该器件在直接检测、相干检测、CATV 及分配网和光孤子传输等方面有着重要的应用。EDFA 的优良性能使得光纤通信系统的性能得到显著提高,并使全光通信真正成为可能,全光通信的实现正在引起光纤通信领域的一场革命。

B. 军事领域中的应用

半导体激光器的一个非常重要的应用就是用来作为许多固体激光增益介质的泵浦源,以前激光二极管泵浦的固体激光主要是用波长为 808nm 左右的 GaAs/AlGaAs 激光器泵浦

Nd:YAG 固体激光材料而产生波长为 $1.06 \mu m$ 的激光。目前 980nm 左右的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变层量子阱激光器泵浦固体激光器很受重视，因为它可以作为许多新型固体激光材料的泵浦光源，如：Er:YAG [58]，Er/Yb:玻璃 [59]，Er:YLF [60]，Er:Y₂SiO₅ [61]，Er:BaY₂F₈ [62] 等等，可以获得 $1.55 \sim 1.6 \mu m$ 以及 $2.60 \sim 2.90 \mu m$ 二个波长范围的激光。与 $1.06 \mu m$ 激光相比， $1.55 \mu m$ 波长对眼的安全性要强得多，被称为眼安全(eye safe)激光。对于 $2.60 \sim 2.90 \mu m$ 的激光则在医疗上有很大用处。如今国际上对波长 980nm 左右激光二极管泵浦的固体激光器研究极为重视，并称这是下一代固体激光器。此外，940-980nm 激光器在红外夜视仪等方面是很好的红外光源等。

C. 在医疗上的应用

基于 980nm 的瓦级大功率半导体激光器在激光医疗中具有很重要的应用，因为医学上证明，980nm 波长比 808nm 和 $1.06 \mu m$ 波长更易被水分子吸收，组织穿透深度小，能量更集中，对周围组织损伤小，且还具有很好的凝固止血效果。因此大功率 980nm 半导体激光器被用于医疗上的激光手术刀，这比其它两种波长的手术刀更为有效。目前国外一些医疗设备公司已有不同功率输出的系列产品，最大连续输出功率可达 50 瓦，可用于脉冲和连续两种方式工作，功率可调，激光以光导纤维输出。整个机器体积与微型台式计算机相似。可以从事体外皮肤开口以及伸入体内进行体内手术，使用极为方便。

§ 1.4 大功率 980nm 量子阱激光器及其组合件的主要技术内容与技术难点

一. 掺铒光纤放大器用大功率基横模量子阱激光器及泵浦源的主要技术内容和技术难点

实用化对 980nm 半导体激光器提出了很高的要求，其关键技术难点在于器件综合性能指标高（1）要求激光器波长严格控制在 $980 \pm 5 nm$ 范围内，以满足 EDFA 窄吸收峰的要求；（2）极高的光功率密度；（3）高功率基横模工作；（4）高的外延片生长质量以获得低的阈值电流密度、高的量子效率和低的串联电阻；（5）激光器与单模光纤具有高的耦合效率和很好的封装固化技术等。主要技术内容包括：

1. 器件优化设计：包括生长结构和器件结构的优化设计；
2. 高质量的外延材料生长技术；
3. 优化的器件工艺制备技术：包括高功率基横模制备技术、烧结技术等；
4. 腔面钝化和镀膜技术；
5. 高效率耦合封装技术：包括光纤头的优化、高精度对准和金属化封装技术
6. 光栅光纤制备技术；

二. 大功率宽条高亮度 1W、2W 980nm 量子阱激光器的技术内容和技术难点

对宽条瓦级大功率半导体激光器而言，光功率密度大于或等于 $10 mW/\mu m$ 时就称其为高亮度。 $100 \mu m$ ，1W 或 2W，及 $200 \mu m$ ，2W 或 3W 器件都属于高亮度激光器，980nm 大功率高亮度激光器属于高光功率密度、高工作电流密度和高的光子密度的三高器件，因此其主要解决的技术包括下列几个方面：

1. 器件结构优化设计：优化的器件结构要求具有大光腔、低阈值、高的微分量子效率、小的串联电阻和高的特征温度值，从而保证能够获得高的功率输出；
2. 极低缺陷密度和大面积均匀的外延材料生长技术；
3. 低欧姆结触电极制备技术；
4. 良好的管芯烧结技术；
5. 低阈值电流制备技术；
6. 腔面钝化及镀膜技术；

§ 1.5 本论文的主要工作和主要成果

本论文是紧紧围绕国家八六三重大研究项目，“掺铒光纤放大器用 980nm 泵浦源”进行了一系列的研究工作，包括大功率基横模应变量子阱激光器及其组合件和大功率高亮度应变量子阱激光器的研究。除了圆满完成 863 计划下达的“九五”前期任务并被评为‘A’，进而下达“九五”二期任务外，还取得了重大进展并获得了一些突破性研究成果。

主要研究工作和内容如下：

1. 量子阱激光器的优化设计：

(1) 材料生长层结构的优化设计：在优化设计时综合考虑了衬底的辐射损耗的影响，波导结构的影响；掺杂的影响等；(2) 对脊型波导结构进行了优化设计和理论分析；(3) 优化设计了获得高功率转换效率的途径及影响参数；(4) 对腔面镀膜工艺参数进行了理论分析和优化。(5) 计算并给出了半导体激光器在不同条件下的最大热饱和输出功率。

2. 高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 外延材料的生长研究：

利用 MBE 对 GaAs、AlGaAs 单晶材料及 InGaAs/GaAs 应变量子阱结构材料进行了深入的研究，优化了生长条件，如：衬底取向，生长温度、V/III束流比、掺杂等对生长质量的影响；同时结合理论分析从实验上验证并获得了一种可实用化的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构，该结构具有低的阈值电流密度、高的微分量子效率、低的垂直方向远场发散角和低的串联电阻等。并获得了高质量的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器外延材料。为了向生产型转化，我们还适时地抓住时机，利用 MOCVD 方法进行了高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器材料的生长研究并获得了好的器件结果。

3. 器件工艺研究：

(1) 脊形波导应变量子阱激光器制备工艺研究：

首先利用常规的套刻工艺研制出脊形波导量子阱激光器；在此基础上设计并研究了一种新型条形自对准脊形波导量子阱激光器制备工艺，解决了大面积范围的窄条自对准技术，带胶淀积 SiO₂ 及剥离(lift off)技术，带胶制备电极及剥离技术等。

(2) 百埃量级的精确腐蚀控制技术；

(3) 无杂质的空位扩散技术 [IFVD] 和窗口式结构量子阱激光器制备工艺技术新方法的研究；

(4) 实用化腔面光学灾变损伤抑制技术：将腔面无电极制备工艺和腔面处理镀膜技术结合起来，对腔面光学灾变损伤起到了一定的抑制作用；

(5) 长腔大功率高亮度激光器制备技术；

4. 无铝 980nm 应变量子阱激光器的研究：

(1) InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器的研究；

(2) 具有 AlGaAs 限制层和 InGaAs/InGaAsP 无铝有源区的新型应变量子阱激光器的研制；

(3) 在无铝有源区的新型应变量子阱激光器中，发现其垂直发散角随腔长的增加而降低，并给出初步的解释。

取得的主要成果如下：

1. 通过理论分析和实验验证获得了一种实用化材料生长结构，该结构具有低的阈值电流密度，高的微分量子效率和低的垂直方向远场发散角。
2. 利用 MBE 和 MOCVD 方法分别获得高质量的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器外

延材料。

3. 对脊形波导量子阱激光器制备工艺进行了全面优化, 提出了一种新型的腔面无电极条形自对准脊形波导激光器制备工艺技术。
4. 获得了阈值电流低达 5mA 的不镀膜 InGaAs/GaAs/AlGaAs 脊形波导量子阱激光器。
5. 成功地获得了性能优越的 980nm 脊形波导量子阱激光器, 主要性能指标和国际同类器件水平相当。

器件参数如下:

波长: 980±5nm

阈值电流: 15-30mA

斜率效率: 0.8-0.95W/A

基横模输出功率: 100-180mW, 最高输出大于 200mW

串联电阻: 1.0-3.0 Ω

6. 首次利用量子阱混杂技术成功地研制出窗口结构 980nm 脊形波导应变量子阱激光器, 其最大输出功率和没有窗口结构的器件相比提高 44%, 由 250mW 提高到 360mW。
7. 成功地研制出尾纤输出功率在 60-100mW 的 980nm 半导体激光器组合件。
8. 成功地获得了高质量的无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 980nm 应变量子阱激光器, 并创新性地设计和构成了高性能的 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器。
9. 在新型 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 材料系应变量子阱激光器中, 发现其垂直发散角随腔长的增加而降低, 并给出初步的解释。
10. 研制出高亮度 1W, 2W 大功率 980nm 应变量子阱激光器。

参考文献:

- [1] M.B.Panish, Appl. Phys. Lett., 16, 326 (1997)
- [2] I.L.Liau, Appl. Phys. Lett., 40, 568 (1992)
- [3] M.B.Yi, Appl. Phys. Lett., 46, 328 (1985)
- [4] M.Oron, Appl. Phys. Lett., 42, 139 (1983)
- [5] Y.Sakakibara, J. of Lightwave Techonolohy, 3, 978 (1985)
- [6] I.Mito, J. of Lightwave Techonolohy, LT-1, 195 (1983)
- [7] L.Esaki and R. Tsu, IBM Research Note RG-2418 (1969)
- [8] A.Y.Cho and J.R Arthur, Progress in Solid State Chemistry Vol.10, 157(1975)
L.L. Chang, L.Esaki, W.E. Howard, R. Ludeke and G. Schul, J.Vac.Sci.Technol. 10, 655 (1973)
- [9] Van der Ziel, J.P.Dingle, R., Miller, R.C., Wiegmann, W., and Nordland, W.A., Jr. Appl. Phys. Lett. 26, 463 (1975)
- [10] Miller, R.C., Dingle, R., Gossard, A.C. Logan, R.A., and Nordland, W.A. Jr. , J.Appl. Phys. 47, 4509 (1976)
- [11] Dupuis, R.D., and Dapkus, P.D. Appl. Phys. Lett. 31, 466 (1977)
- [12] Tsang, W.T., Weisbuch, C., Miller, R.C., and Dingle, R. Appl. Phys. Lett. 35, 673 (1979)
- [13] Tsang W.T., Appl. Phys. Lett., 39, 786 (1981)
- [14] Tsang.W.T., Appl. Phys. Lett. 40, 217(1982)
- [15] Matthews, J.W., and Blakeslee, A.E. J.Crystal Growth, 27, 118 (1974)
- [16] G.C. Osburn, IEEE, J.Quantum Electron., Vol.22, 1677(1986)
- [17]
- [18] W.D.Laidig, P.J. Caldwell, Y.F.Lin and C.K.Peng, Appl. Phys. Lett., 44, 563 (1984)
- [19] W.D.Laidig, Y.F.Lin, and P.J. Caldwell, J.Appl.Phys., 57, 33 (1985)
- [20] A.R.Adams, Electron. Lett., Vol.22, 249(1986)
E.Yablonovitch and E.O.Kane, J.Lightwave Technol., Vol.4, 1378(1988)
- [21] N.G.Anderson, Y.C.Lo, and R.M.Kolbas, in Interfaces, Superlattices and Thin films, 1987
G.Ji D.Huang, U.K.Reddy, T.S.henderson, et al., J. Appl.Phys. Vol.62, 3366(1987)
A.Dahl, L.J.Dries, F.A.Junga, et al., J.Appl.Phys., 61, 2079(1987)

- [22] Anderson, Appl.Phys. Lett, Vol.51, 752(1987)
- [23] I. Suemume, L.A. Coldren, M.Yamanishi and Y.Kan, Appl. Phys. Lett., Vol.53, 1378(1988)
K.Y.Lau, S.Xin, W.I.Wang, N.Bar-Chaim, and M. Mittlstein. Appl. Phys. Lett., Vol.55,
1173(1989)
- [24] Bour, D.P., Gilbert, D.B., Elbaum, L., and Harvey, M.G., Appl. Phys. Lett., 53, 3271(1988)
- [25] Bour, D.P., Ramon, V., Martinelli, L., and harvey, M.G., Appl. Phys. Lett.,53, 2371(1989)
Bour, D.P., Evans, G.A., and G.A., and Gilbert, D.B, J. Appl. Phys. 65, 3340(1989)
- [26] Feketa, D., Chan, K.T., Ballantyne, J.M., and Eastman, L.F., Appl.Phys.Lett.,49,
1659(1986)
Choi, H. K., and Wang. C.A. Appl. Phys. Lett.,57, 321(1990).
- [27] S.E. Fisher, Appl. Phys. Lett. 54, 1861(1989)
- [28] A.Larsson, Appl. Phys. Lett., 55, 2268(1989)
- [29] K.J.Bernink, Appl. Phys. Lett., Vol.55(25), 2585(1989)
- [30] H.K.Chi and C.A.Wang, Appl. Phys. Lett. 57, 321(1990)
- [31] Naresh Chand, E.E.Becker, J.P.Van der Zidl, S.N.G.Chu, and N.K.Dutta, 58(16), 1704(1991)
- [32] R.L.Williams, Appl. Phys. Lett. 58, 1816(1991)
Thompson, G.H.B., Henshall, G.D., Whiteaway, J.E.A., and kirkby, P.A., J.Appl. Phys. 47,
1501(1976)
- [33] Kressel, H., and Ettenberg., M. J.Appl. Phys. ,47, 3533(1976)
- [34] H.Z.Chen, A.Ghaffri, H.Morkoc and A.Yariv, Electron.Lett., 23(25), 1334(1987).
- [35] 杨国文博士学位论文, 中科院半导体所, 1997, 7
- [36] P.L.Derry, R.J.Fu, C.S.Hong, E.Y.Chan, and L.Figueroa, IEEE, J.Quan. Electron. 28(12),
2698(1992)
- [37] M.C.Wu, Y.K.Chen, M.Hong, Appl. Phys. Lett. 59, 2784(1991)
- [38] N.K.Dutta, J.Lopata, P.R.Berger, D.L.Sivco, and A.Y.Cho, Electron. Lett., 27, 680 (1991)
- [39] J.Temmyo and M.Sugo, Electron. Lett., 31(8), 642(1995)
- [40] J.M.Verdiell, M.Ziari and D.F.Welch, Electron. Lett., 32(19), 1817(1996)
- [41] G.Lin, S.T.Yen, C.P.Lee, D.C.Liu, IEEE, Photon. Teehol. Lett. 8(10), 1388 (1996)
- [42] A.Kasukawa, M.Ohkaho, T.Namegaya, et al. Optelectronics. Devices and Technologies, 9(2),
219(1994)
- [43] S.L.Yellen, A.H.Shepard, A.H.Dalby, et al., IEEE J.Quantum Electron.29(6),2058 (1993)
- [44] J.N.Baillargeon, K.Y.Cheng. and A.Y.Cho, Appl. Phys. Lett., 67, 2960 (1995)
- [45] M.Toivoven, M.Jalonen, A.Salokatve, et al. Appl. Phys. Lett.,67, 2332 (1995)
- [46] T.Toyonaka, M.Sagawa, K.Hiramoto, K.Shinoda, K.Uomi and Ohishi Vol.31, 198 (1995)
- [47] M.Ohkubo, S.Namiki, T.Ijichi, et al., IEEE J.Quantum Electron. 29, 1932(1993)
- [48] T.Ijichi, M. Ohkubo, N.Matsumoto, and H.Okamoto, 12th IEEE International Semiconductor
Laser Conference, Paper D-2, 44(1990)
- [49] Y.K.Chen, M.C.Wu, J.M.Kuo, M.A.Chin, and A.M. Sergent, Appl.Phys.Lett.,59, 2929(1991)
- [50] G.Zhang, J.Nappi, K.Vantinen, H.Asonen, and M.Pessa. Appl. Phys. Lett. 61(1), 96(1992)
- [51] Yang Guo wen, Xu Zun tu, Ma Xiao yu, Chinese Journal of Semiconductors, Vol.19(7),
548(1998)
- [52] S.H.Groves, J.N.Walpole, and L.J.Missaggia. Appl. Phys. Lett. 61(3), 255(1992)
- [53] G.Zhang, Electron. Lett., 30(15), 1230(1994)
- [54] D.Vakhshoori, W.S.Hobson, H.Han et al., Electron.Lett. 32(11), 1007(1996)
Michio Ohkubo, Shu Namiki, Tetsuro Ijichi, et al., IEEE, J.Quantum Electron. Vol.29(6),
1932(1993)
- [55] Pekka Savolainen, Mika Toivonen, Harry Asonen, et al. IEEE, J.Quantum Electron. 8(8),
986(1996)
- [56] B.Pedersen, B.A.Thompson, S.Zemon, W.J.Miniscal, T.Wei, IEEE Photo. Technol. Lett.,
4,46(1992)
- [57] E.Desurvire, IEEE Photon.Technol.Lett., 2, 208(1990)
- [58] T.Y.Fan, and R.L.Byer, IEEE J.Quantum Electron.,QE-23, 605(1987)
- [59] J.E.Roman, P.Camy, M.Hempstead, Electron. Lett., 31, 1345(1995)
- [60] R.C.Stoneman,, J.G.Lynn, and L.Esterowitz, IEEE J. Quantum Electron., QE-28,1041(1992)
- [61] C.Li, C.Wyon, and R.Moncorge, IEEE J. Quantum Electron., QE-28,1209(1992)
- [62] D.S.Knowles, and H.P.Jenssen,IEEE J. Quantum Electron., QE-28,1197(1992)

第二章 量子阱激光器设计和工艺参数的设计与分析

§ 2.1 InGaAs 应变层的临界厚度

由于两种材料的晶格常数不一样，当在一种（或两种）材料中产生弹性形变时，对应固定的弹性应变量 ϵ_{xx} ，存在着一个临界厚度，用 h_c 表示。当外延层厚度小于临界厚度时产生弹性应变；当外延层厚度大于临界厚度时将产生失配位错。

Matthews 和 Blakeslee 研究了在弹性应变范围内临界厚度与失配度 f 的关系如下[1]：

$$h_c = \frac{a}{\sqrt{2}kf} \frac{1-0.25\nu}{1+\nu} \left(1 + \ln \frac{\sqrt{2}hc}{a} \right) \quad (2.1.1)$$

其中， a 为应变层的晶格常数；失配度 $f = \Delta a/a$ ； ν 为泊松比，定义为： $\nu = c_{11}/(c_{11}+c_{12})$ ， c_{11} 和 c_{12} 为材料的弹性常数；系数 k 对应变超晶格、单量子阱和单应变层 取值分别为 1、2 和 4。

GaAs 和 InGaAs 是两种晶格常数不同的材料，InGaAs 的晶格常数比 GaAs 的大，所以在 GaAs 上生长 InGaAs 时存在临界厚度问题。根据上面公式 (2.1.1)，我们可以计算出 InGaAs/GaAs 应变超晶格、单量子阱和单应变层的临界厚度。表 2.1.1 列出了 InAs 和 GaAs 材料与应变相关的材料参数[2]。

表 2.1.1 与应变相关的材料参数

常数	a (Å)	C_{11}	C_{12}	C_{44}	a_1 (eV)	a_2 (eV)
GaAs	5.6533	11.88	5.38	5.95	-7.1	-1.7
InAs	6.0583	8.33	4.53	3.96	-5.9	-1.8

InGaAs 的取值由表中 GaAs 和 InAs 的二元线性插值获得：

$$a_{InGaAs} = x a_{InAs} + (1-x) a_{GaAs} \quad (2.1.2)$$

$$f = (a_{InAs} - a_{GaAs}) / a_{GaAs} \quad (2.1.3)$$

图 2.1.1 给出了计算的 InGaAs/GaAs 应变超晶格、单量子阱结构和单应变层情况下 InGaAs 材料的临界厚度与 In 组分的关系，从图中可以看出随着 In 组分的增加，临界厚度减小，当 In 组分为 0.2 时，(b) 曲线对应 InGaAs 量子阱临界厚度为 120 埃。因此，在设计应变量子阱激光器时，作为量子阱的 InGaAs 材料的厚度不能随意取值，而受到相应组分下的临界厚度的限制，否则将会导致失配位错的产生，使激光器性能急剧变坏，寿命变短，早期的应变量子阱激光器的研究已经证明了这一点。

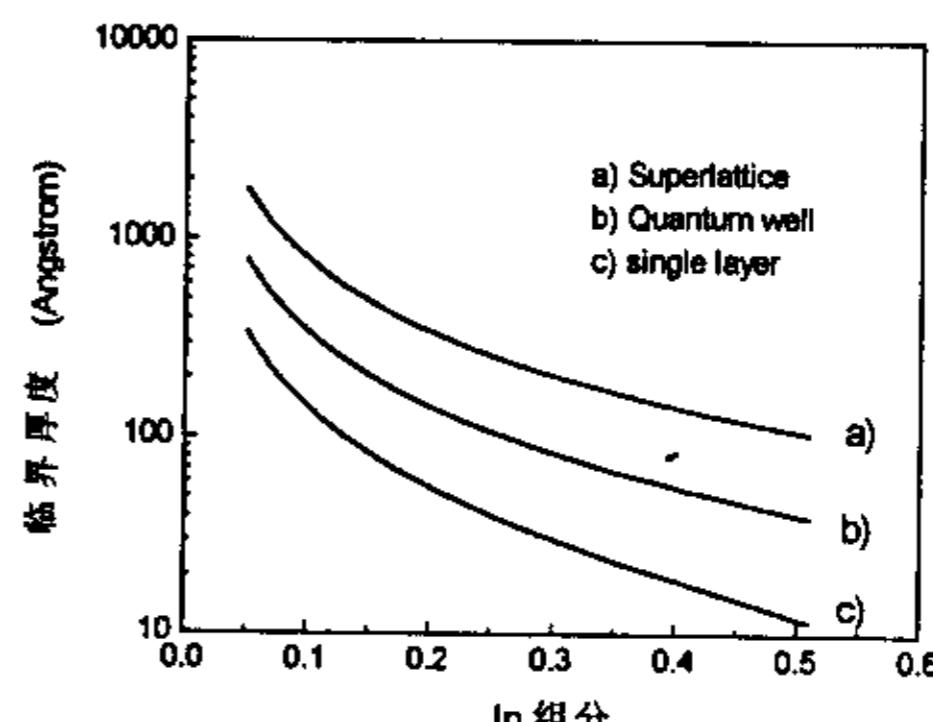


图 2.1.1 InGaAs 的临界厚度和 In 组分的关系 (a) 超晶格结构 (b) 量子阱结构 (c) 单应变层

§ 2.2 应变对量子阱激光器激射波长的影响及其设计

一. 晶格匹配材料量子阱激光器的激射波长

量子阱激光器的一个优点就是激射波长可以在设计时做适当的调整，因此可以按应用要求调谐波长。

对晶格匹配的量子阱激光器而言，其激射波长主要受到阱、垒材料和量子阱宽度的影响，此外还受到载流子注入带内弛豫时间和温度的影响。

半导体量子阱激光器通常以 TE 模激射，主要由第一子带电子到重空穴的跃迁决定。第一子带电子到重空穴的跃迁的光子能量表示为：

$$h\nu = E_g + E_{c1}(L_z) + E_{hh1}(L_z) \quad (2.2.1)$$

其中， E_g 为阱材料的禁带宽度， E_{c1} 为电子第一子带能级位置， E_{hh1} 为空穴第一子带能级位置。

对有限深势阱， E_{c1} 、 E_{hh1} 可通过下列载流子能级的本征值方程求得：

$$\sqrt{\frac{m_b^*(V_0 - E_i)}{m_w^* E_i}} = \tan \sqrt{\frac{m_w^* E_i L_z^2}{2\hbar^2}} \quad (2.2.2)$$

其中 m_b^* 、 m_w^* 分别为垒和阱材料载流子有效质量； E_i 和 V_0 表示载流子能量本征值和势阱深度； L_z 为阱宽。 $\hbar = h/2\pi$ 为普朗克常数。当 i 代表 $c1$ 和 $hh1$ 时即为导带第一子能级和价带重空穴第一子能级相对位置。

二. 应变效应对激射波长的影响

在 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器中，双轴压应力破坏了晶格材料的立方对称性，在平行于结平面方向，晶格常数比原来的要小，在垂直方向晶格常数则被拉长。晶格对称性的变化将导致能带结构的变化[3]，即所谓的能带工程。

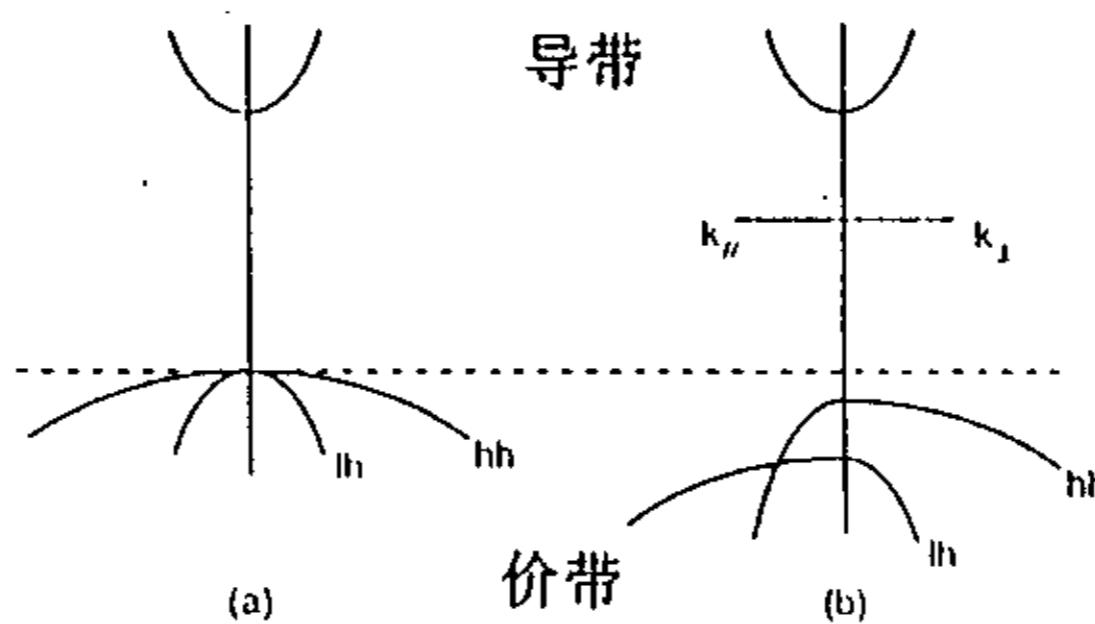


图 2.2.1(a) 无应变的 GaAs/AlGaAs 和(b) 应变的 InGaAs/GaAs 异质结能带结构示意图

在 InGaAs/GaAs 应变量子阱中，压应变将使价带中轻重空穴带的简并消除，同时重空穴带的带边下移，图 2.2.1 表示应变的 InGaAs/GaAs 和无应变的 GaAs/AlGaAs 异质结能带结构示意图。因此当考虑了应变以后，方程 (2.2.1) 中将增加一项由于应变导致的重空穴价带边向高能方向的移动 $\Delta E_{hh}(x)$ ，即：

$$E(x, L_z) = E_g(x) + \Delta E_{hh}(x) + E_{c1}(L_z) + E_{hh1}(L_z) \quad (2.2.3)$$

对应跃迁能量的波长为： $\lambda(x, L_z) = hc/E(x, L_z)$ (2.2.4)

其中 h 为普朗克常数， c 为光速。

300K 时 InGaAs 带隙与 In 组分的关系为 [4]: $E_g = 1.424 - 1.614x + 0.54x^2$ (2.2.5)

应变导致的重空穴能量移动为[5]:

$$\Delta E_{hh} = \delta \varepsilon_h - \frac{1}{2} \delta \varepsilon_s \quad (2.2.6)$$

$$\delta \varepsilon_h = 2a_1 e_0 (c_{11} - c_{12}) / c_{11}, \quad \delta \varepsilon_s = a_2 e_0 (c_{11} + 2c_{12}) / c_{11} \quad (2.2.7)$$

其中 C_{11} 和 C_{12} 为弹性系数, a_1 和 a_2 分别为流体净压力和切向形变势。所有参数均可由表 2.2.1 中 InAs 和 GaAs 材料的线性插值得到。

对于应变量子阱, $E_{cl}(L_z)$ 和 $E_{hh}(L_z)$ 由 (2.2.2) 式求得, 其中阱深为:

$$\Delta E_c = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} [E_g(GaAs) - E_g(In_x Ga_{1-x} As) - \Delta E_{hh}(x)] \quad (2.2.8)$$

$$\Delta E_v = \left[1 - \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} \right] [E_g(GaAs) - E_g(In_x Ga_{1-x} As) - \Delta E_{hh}(x)] \quad (2.2.9)$$

其中, $\Delta E_c / \Delta E_g$ 为导带不连续比, 取值为 0.65[6], 图 2.2.2 为计算的阱宽为临界厚度时 InGaAs/GaAs 应变量子阱结构的波长与 In 组分的关系。

图 2.2.3 为实现 980nm 波长, 对应的 In 组分和阱宽的关系。

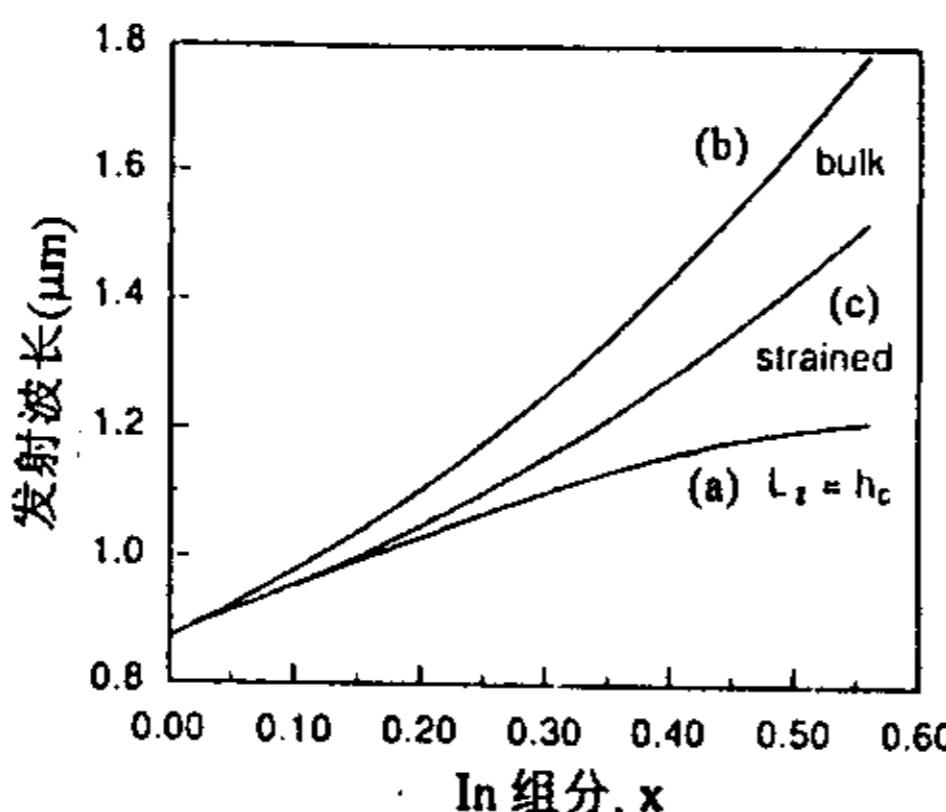


图 2.2.2 InGaAs/GaAs 应变量子阱结构的波长与 In 组分的关系

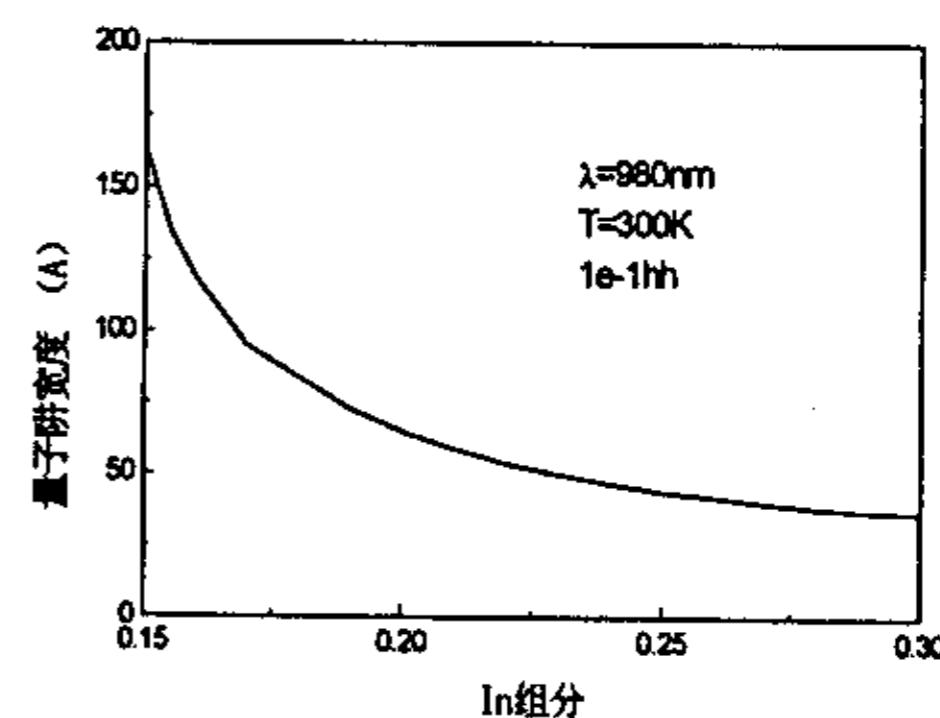


图 2.2.3 980nm 波长所对应的 In 组分和阱宽的关系

§ 2.3 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器的光增益和阈值电流密度

§ 2.3.1 InGaAs/GaAs 应变量子阱的光增益

一. InGaAs/GaAs 应变量子阱的能带结构

半导体激光器的能带是和晶格的空间距离有关的, 由于应变改变了量子阱材料在两个方向上的格点之间的距离, 所以将影响量子阱材料的能带结构。有两种变化发生[7], 第一种变化是导带向上移动, 价带向下移动, 因而造成带隙的提高, 其值用 $\delta \varepsilon_H$ 表示 (对压应变, $\delta \varepsilon_H$ 为正, 对张应变 $\delta \varepsilon_H$ 为负); 第二种变化是轻、重空穴带分开, 其轻、重空穴相对无应变时简并价带位置的移动量大小用 $\delta \varepsilon_s$ 表示。这时应变量子阱材料的带隙被表示为:

$$E_{gs} = E_g + \delta \varepsilon_H \pm \delta \varepsilon_s \quad (2.2.10)$$

这里“+”对应 C-LH 带隙，表示为 $E_g(LH)$ ；“—”对应 C-HH 带隙，表示为 $E_g(HH)$ 。图 2.3.1 给出了非应变的体材料和应变的 InGaAs 量子阱的重空穴、轻空穴带隙值随应变大小 (In 组分) 的变化关系，从图中看出，轻重空穴带的带边移动量 $\delta\epsilon_s$ 随应变量提高基本上是线性增加。图中还给出轻重空穴带隙差的值，定义为 S ，考虑到 LH 与 SO 带的相互作用， S 并不是线性增加的，表示为：

$$S=2\delta\epsilon_s(1-\delta\epsilon_s/\Delta) \quad (2.2.11)$$

Δ 为自旋轨道相互作用分裂能量。

在应变量子阱中，HH 和 LH 带的分开使得由于 HH 和 LH 的带混合导致的子带结构的非抛物性得到改善。S.W.Corzine[7]计算了 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱结构的价带结构和态密度，如图 2.3.2(a) 所示。图 2.3.2 (b) 给出了 GaAs/AlGaAs 量子阱材料的价带结构和态密度。通过比较立刻看出下列变化，(1) 价带的抛物性得到改善，而且价带的张口变小；(2) 价带态密度减小，并且价带态密度更接近导带态密度；(3) 轻空穴带远离重空穴带，以致图 2.3.2(a) 中不能画出。带结构的以上变化使得半导体量子阱激光器透明电流密度减小、微分增益提高、偏振特性大大改善，下面将更清楚地看到这一点。

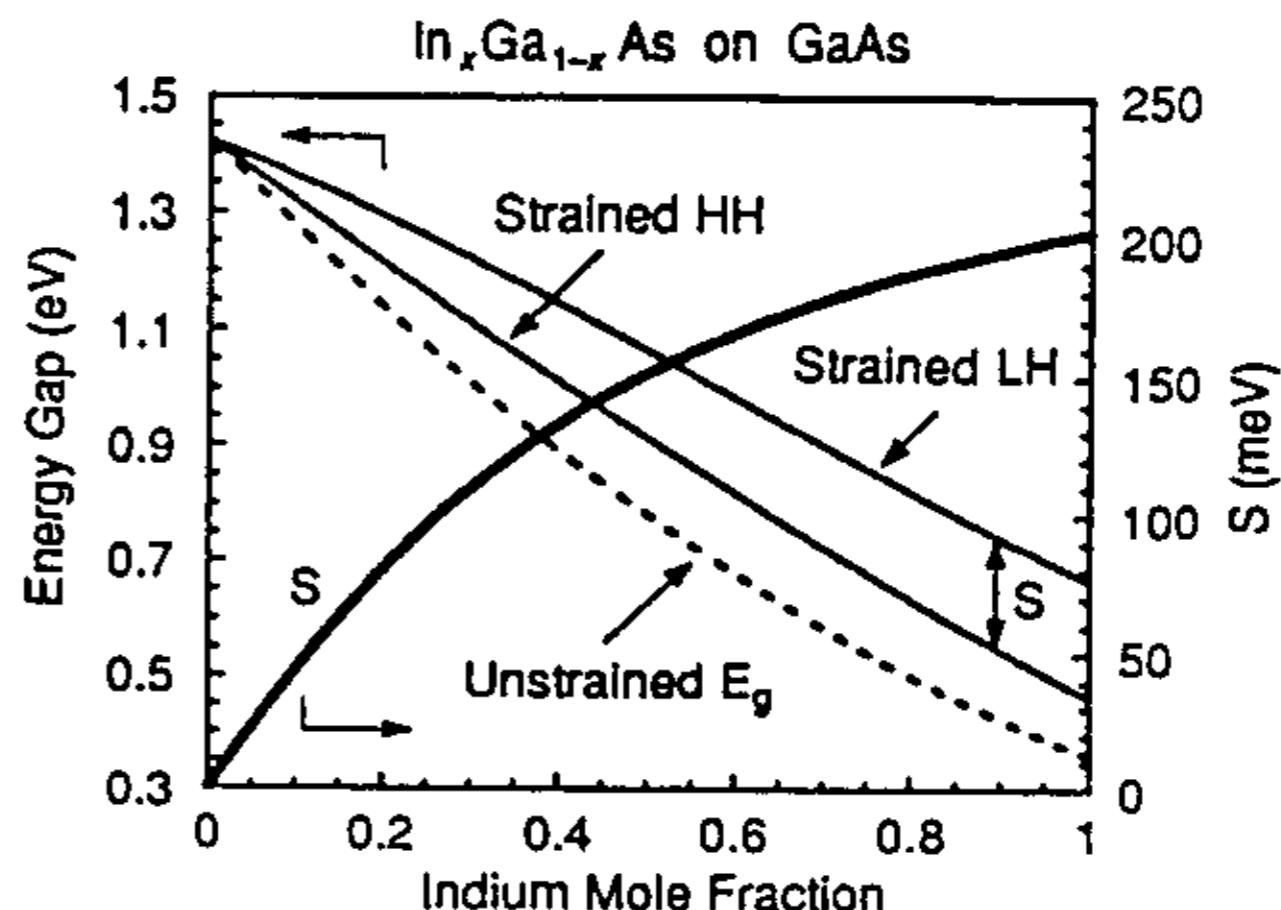


图 2.3.1 应变的 InGaAs 量子阱的重空穴、轻空穴带隙值随应变大小 (In 组分) 的变化关系

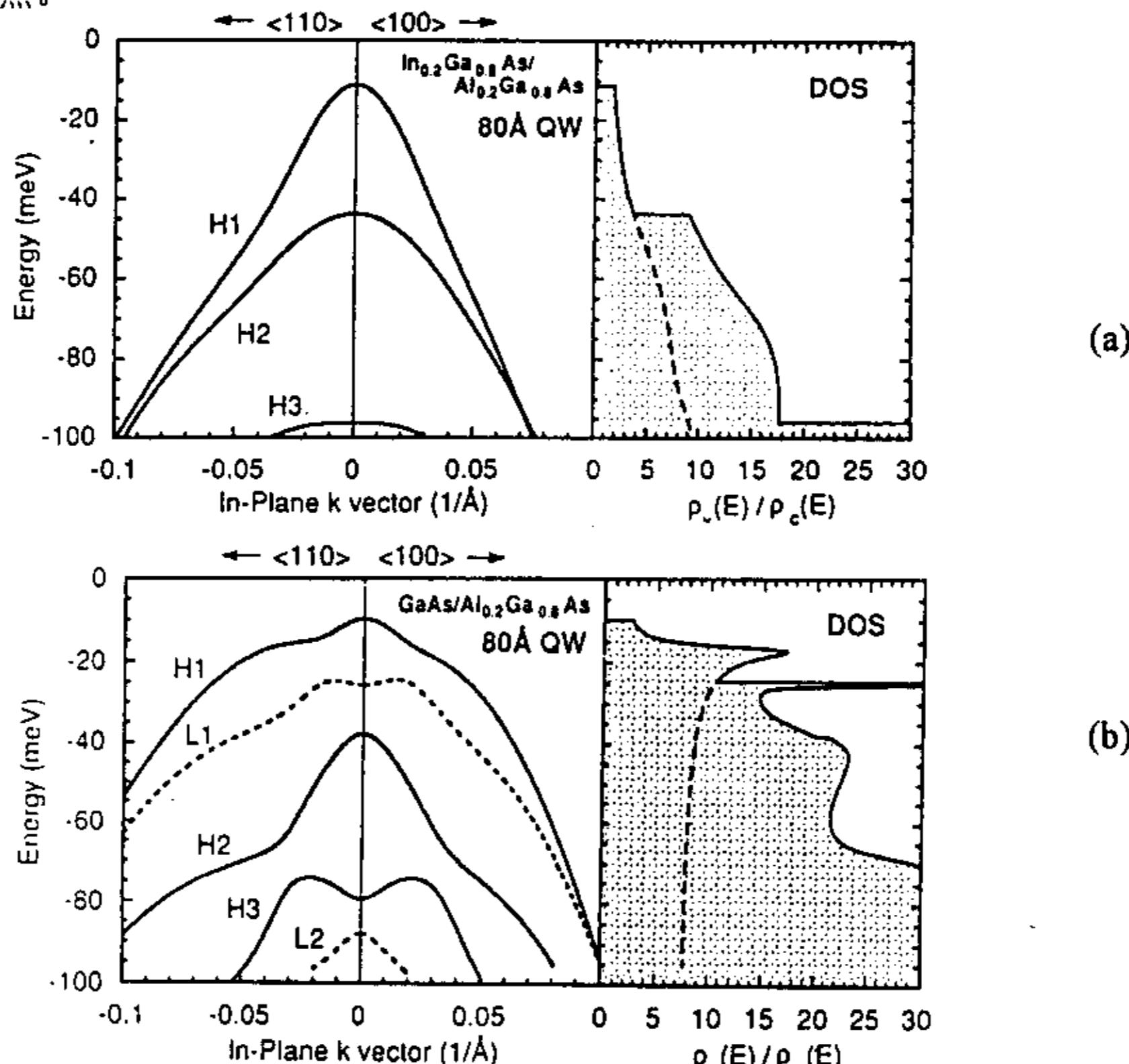


图 2.3.2 (a) InGaAs/AlGaAs 和 (b) GaAs/AlGaAs 量子阱材料的价带结构和态密度

二. InGaAs/AlGaAs 应变量子阱的光增益

应变量子阱能带结构的变化导致光增益发生变化，Peter S.Zory[8]计算了不同载流子浓度

或辐射电流密度下 $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 量子阱材料的光增益谱, 如图 2.3.3 所示。从图中可以看出, 在相同的注入载流子浓度下, 应变量子阱材料的光增益比晶格匹配量子阱材料的光增益高, 同时光增益随载流子浓度的变化更快。为了更加清楚的看出 TE 模峰值光增益随注入载流子浓度或注入电流密度的变化, 在图 2.3.4 中画出了 TE 模峰值光增益随注入载流子浓度或注入电流密度的变化关系, 从图 2.3.4 中我们可以更加清楚的看到应变和非应变量子阱材料的峰值光增益的变化。有两点是非常重要的, (1) 应变量子阱激光器的透明载流子密度或透明电流密度更低; (2) 应变量子阱激光器增益谱曲线的斜率更大, 即微分增益 dg/dn 提高。

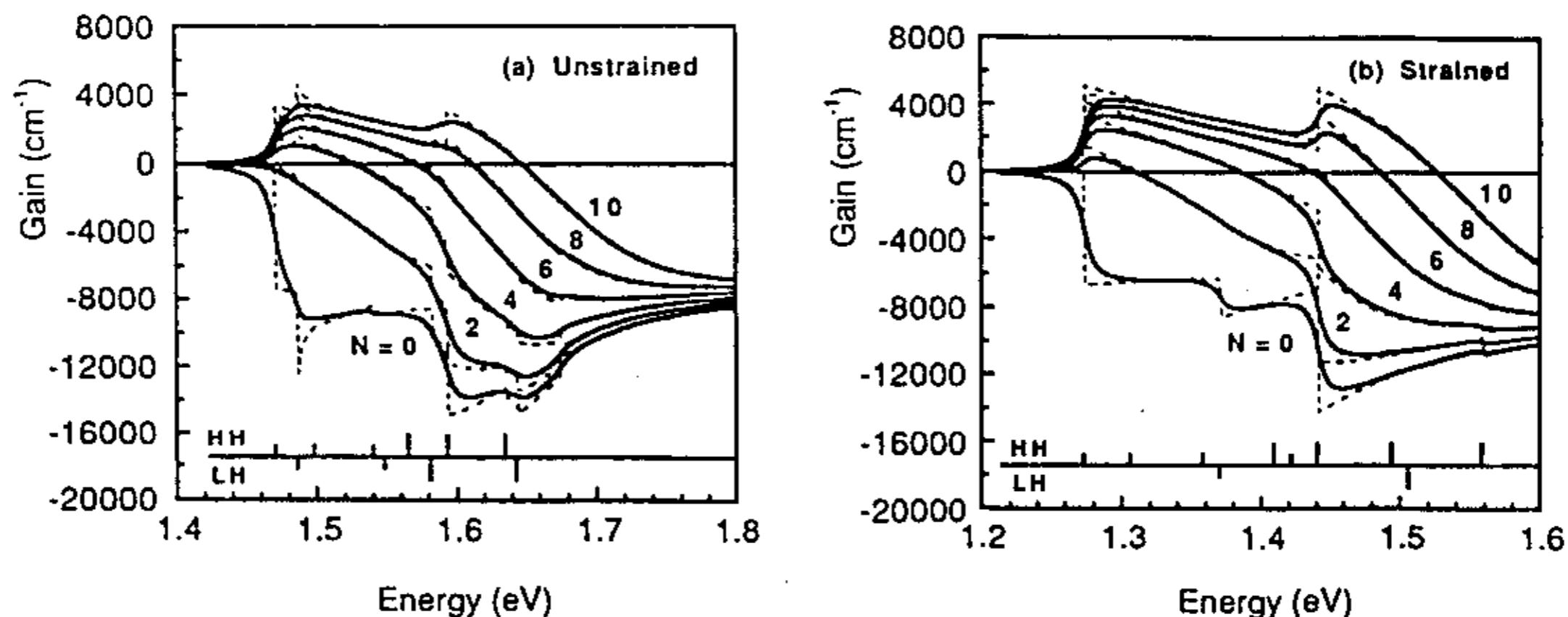


图 2.3.3 $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 量子阱材料的光增益谱

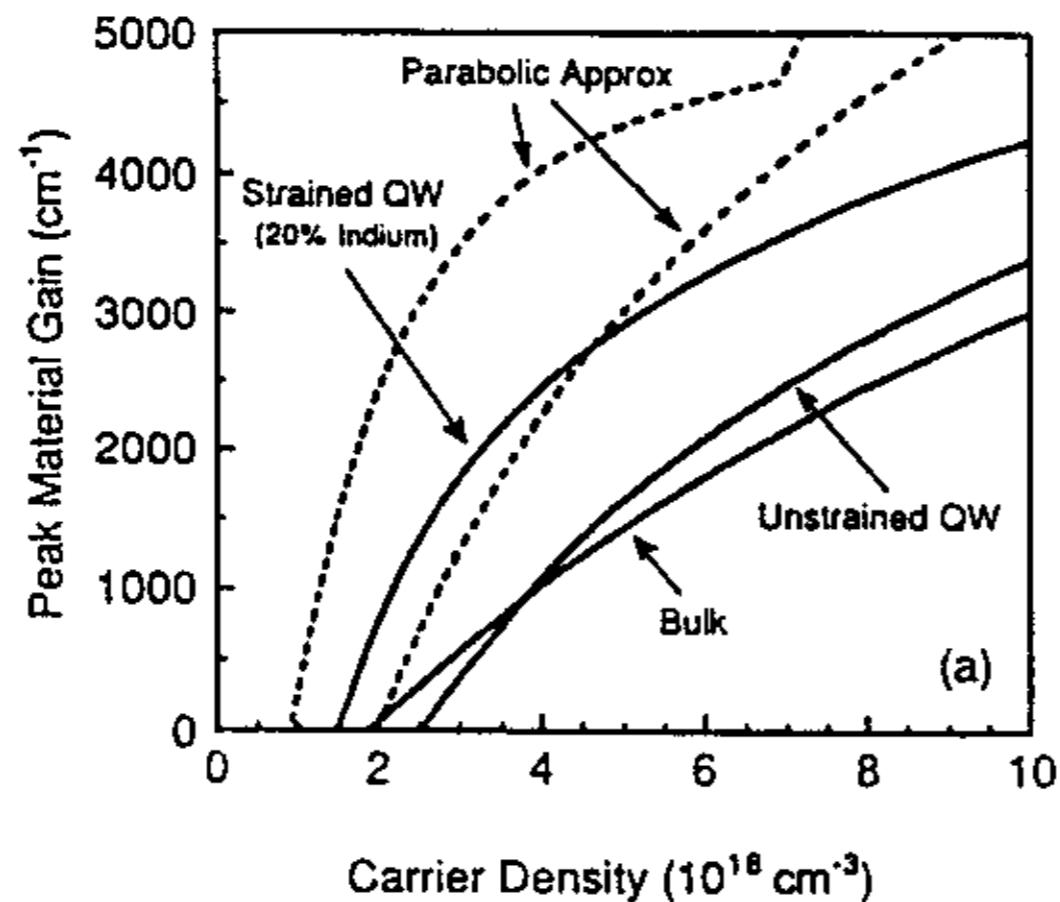


图 2.3.4 TE 模峰值光增益随注入载流子浓度的变化关系

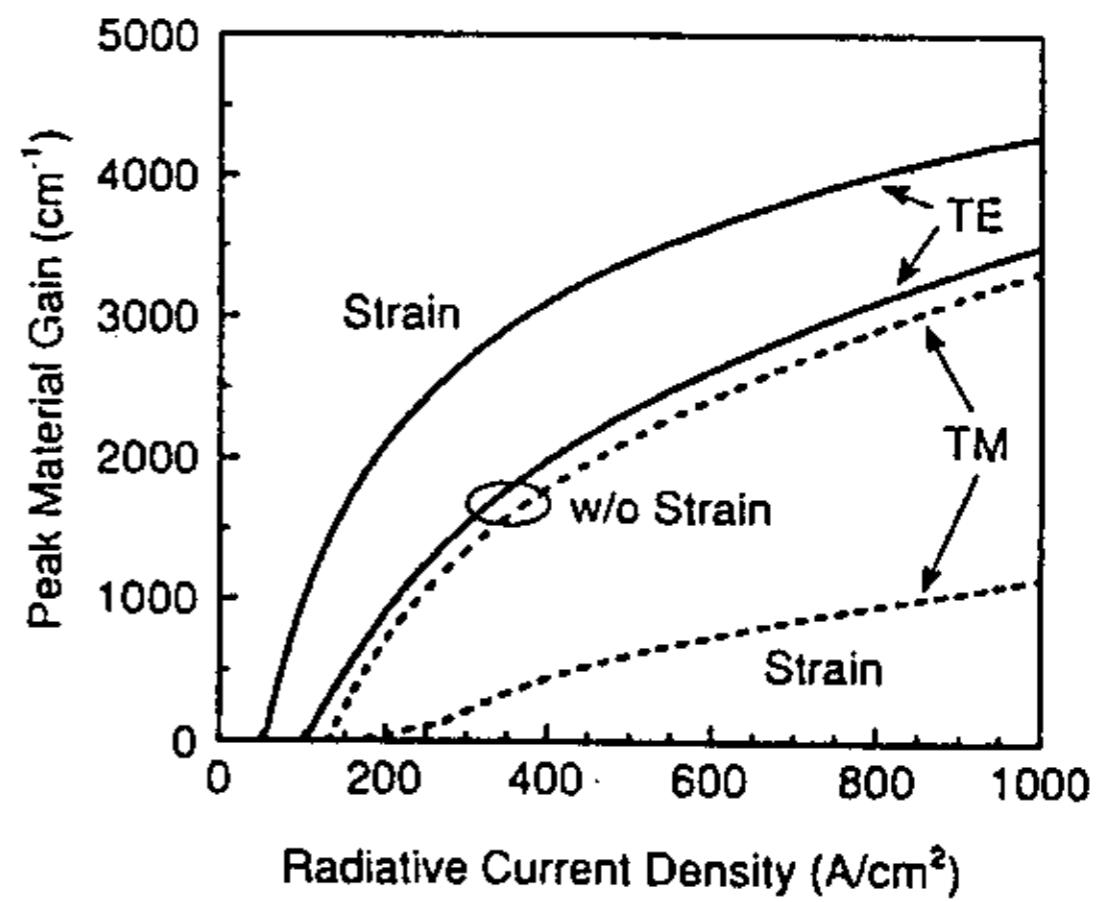


图 2.3.5 压应变 InGaAs 量子阱和 GaAs 量子阱的 TE 和 TM 模峰值增益随注入电流密度的变化

压应变带来的另一收益是 TM 模式增益得到抑制, 偏振特性得到大大改善。图 2.3.5 给出了压应变 InGaAs 量子阱和 GaAs 量子阱的 TE 和 TM 模峰值增益随注入电流密度的变化, 明显地看出对 InGaAs 应变量子阱而言, TE 模峰值增益和 TM 模峰值增益之差远比 GaAs 量子阱的大, 从而 TM 模受到抑制。这是因为在压应变量子阱中, 轻空穴带和重空穴带相比更远离导带, 使 C-LH 跃迁几率更小。

§ 2.3.2 InGaAs/GaAs 应变量子阱的阈值电流密度

应变的引入对量子阱激光器而言, 由于价带的变化带来的非常重要的变化就是阈值电流密度的下降, 这样一方面可减小功耗、提高功率转换效率, 另一方面还可减小与工作电流相

关的退化速率。

一. InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器的透明电流密度

透明电流密度是和透明载流子密度相关的, 从理论上讲, 当导带电子和价带空穴的有效质量相等而且越小时透明载流子密度越低。透明电流密度 J_0 与透明载流子密度 n_{tr} 的关系表示为[9]:

$$J_0 = \frac{qn_{tr}L_z}{\tau_{sp}} \quad (2.3.1)$$

其中 q 为电子电量, L_z 为阱宽, τ_{sp} 为阱里载流子的自发发射寿命。从公式中看出 τ_{sp} 越大, J_0 越低; n_{tr} 越低, J_0 越低; J_0 还和阱宽有关。 n_{tr} 和 τ_{sp} 与价带空穴的有效质量有关, 价带空穴的有效质量越小 n_{tr} 越低、 τ_{sp} 越大, 从而 J_0 越低。因此应变可以减小激光器的阈值电流密度。

图 2.3.6 给出了 J_0 与空穴有效质量的关系, 图中虚线代表理想的无限深 InGaAs 单量子阱 J_0 随空穴有效质量的变化, 可以看出和 GaAs 单量子阱相比 J_0 降低了 2—5 倍。实际的 InGaAs/GaAs 量子阱结构中, 量子阱的深度是有限的, 垒层中占据的载流子和它们的自发复合寿命对 J_0 有一定的影响。图 2.3.6 实线代表实际有限深阱的 J_0 与空穴有效质量的关系, 可以看出当应力更小时垒层中的载流子的影响将更明显, 当阱宽更小时影响更大, 因为阱宽小时, 量子限制态能级提高, 因而有更多的载流子在垒层自发复合。利用 GaAs 作为 InGaAs 量子阱的垒层比利用三元材料 AlGaAs 更好, 因为 InGaAs/AlGaAs 三元材料之间的界面存在一定的问题。

图 2.3.7 中给出了 J_0 与 L_b 的关系, 可以看出, 当垒层厚度减小时, J_0 减小, 而且阱宽窄时更明显。

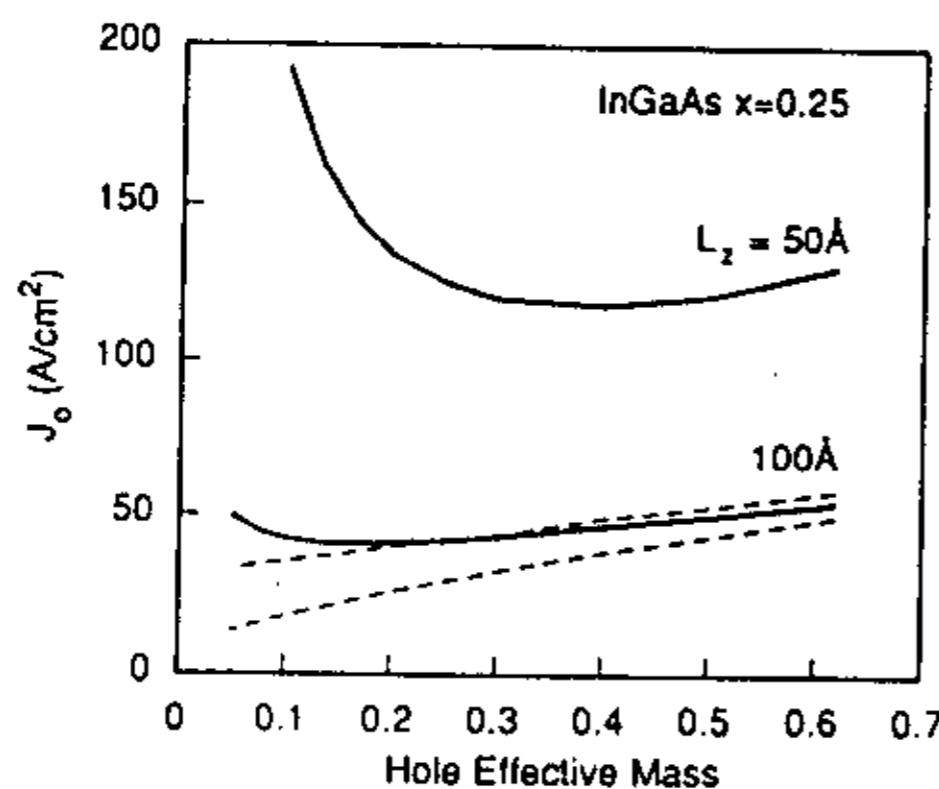


图 2.3.6 J_0 与空穴有效质量的关系

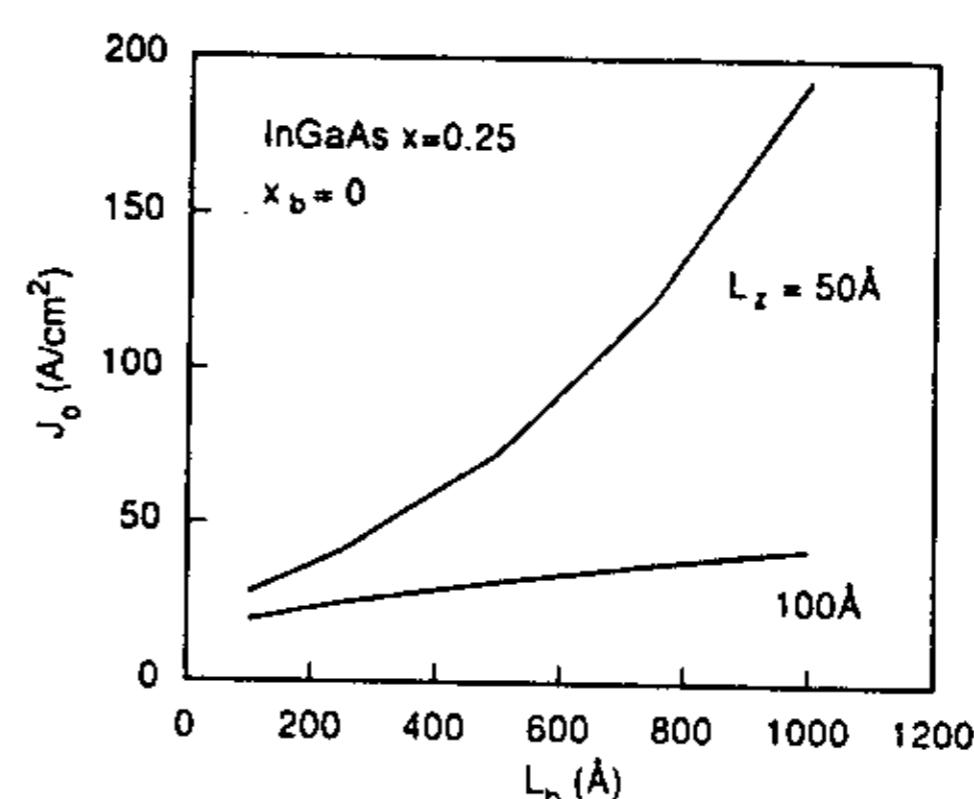


图 2.3.7 J_0 与 L_b 的关系

二. InGaAs/GaAs 应变量子阱的阈值电流密度

阈值电流密度 J_{th} 与腔长、腔面反射率、增益因子、内损耗 α_i 、内量子效率 η_i 、光学限制因子 Γ 有关, 其关系可表达为[9]:

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) / \Gamma \beta J_0 \quad (2.3.2)$$

(1) 应变量子阱激光器结构参数对阈值电流密度的影响

不同的激光器结构, 其光学限制因子不一样, 下面将分析一下其结构参数对阈值电流密度的影响。

A. 垒层 GaAs 厚度对阈值电流密度的影响

垒层厚度的变化同样可以改变量子阱结构的光学限制因子，垒宽越宽光学限制因子越大，从而阈值电流密度越小；但是垒宽越宽垒层内的自发辐射复合所消耗的载流子就越多，透明阈值电流密度将增大，但是在阱宽不是非常窄的情况下增加很慢。图 2.3.8 给出了不考虑垒层中的自发发射复合时阈值电流密度与量子阱垒宽的关系。

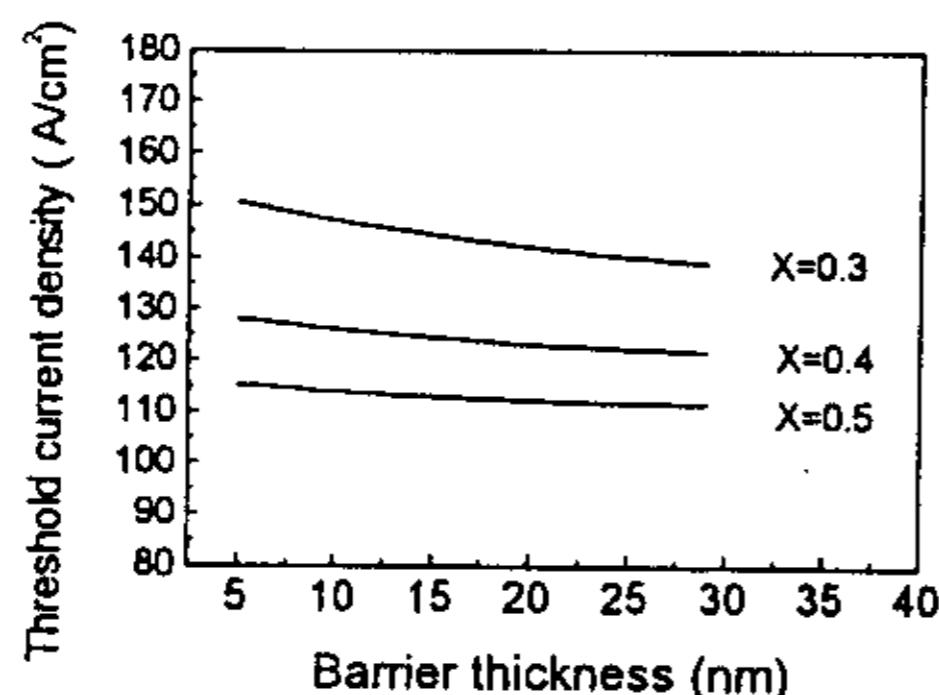


图 2.3.8 阈值电流密度与量子阱
垒宽的关系

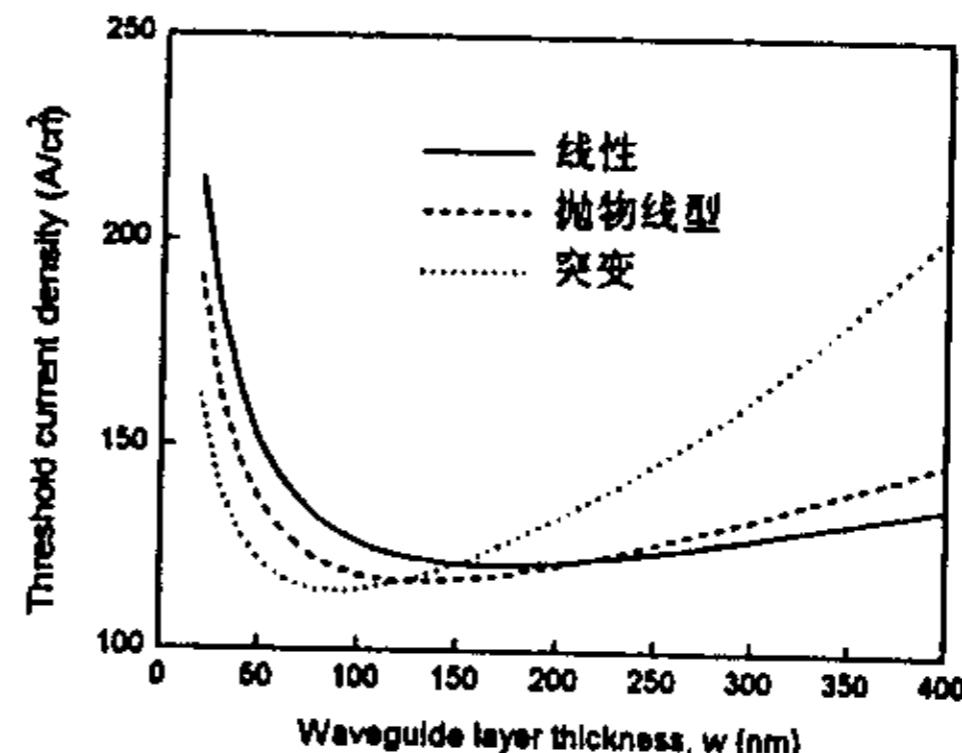


图 2.3.9 不同波导形状下阈值电流
密度与波导厚度的关系

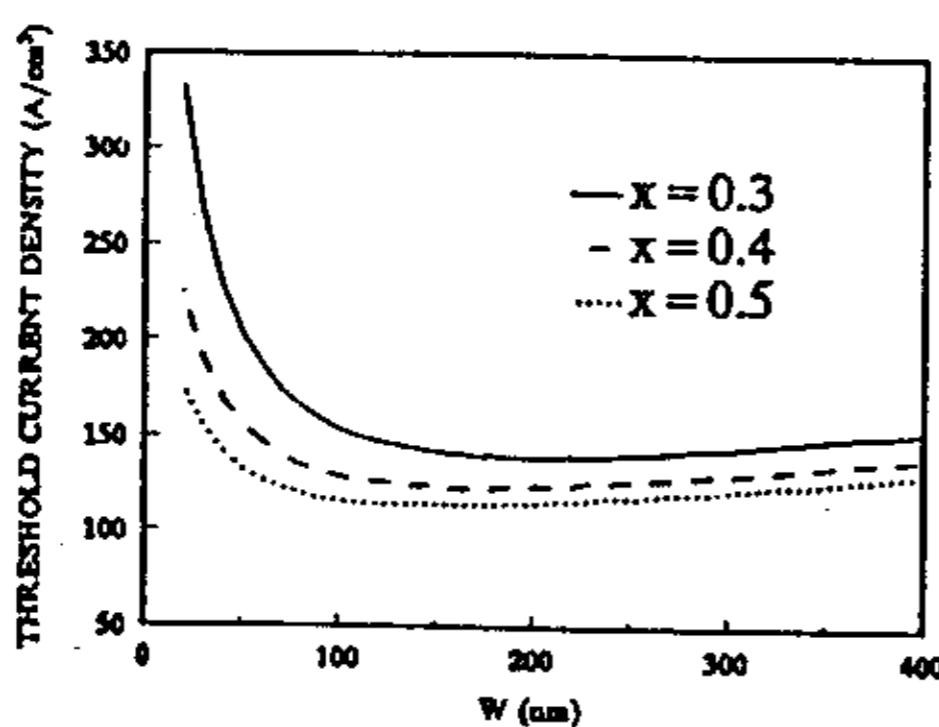


图 2.3.10 不同的 x 值时激光器
阈值电流密度与波导厚度的关系

B. 波导形状和厚度对阈值电流密度的影响

波导在量子阱激光器中起着重要的作用，它对阈值电流密度的影响和量子阱阱宽、垒宽对阈值电流密度的影响相比更大，图 2.3.9 是计算的在不同波导形状下阈值电流密度与波导厚度的关系。可以看出线形、抛物线型和突变形波导对应的最低阈值电流密度的波导厚度不一样，其值分别为 150、120 和 90 nm，波导厚度大于或小于这些值时， J_{th} 都增大，但波导厚度薄时增大的速率较快。

C. 阈值电流密度与限制层 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 x 值的关系

当限制层 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 x 值很低时光学限制因子减小，同时也会造成载流子从量子阱中泄露出去，这样将增大激光器的阈值电流。图 2.3.10 为不同的 x 值时激光器阈值电流密度与波导厚度的关系。可以看出当 x 值降低时，阈值电流密度增加。

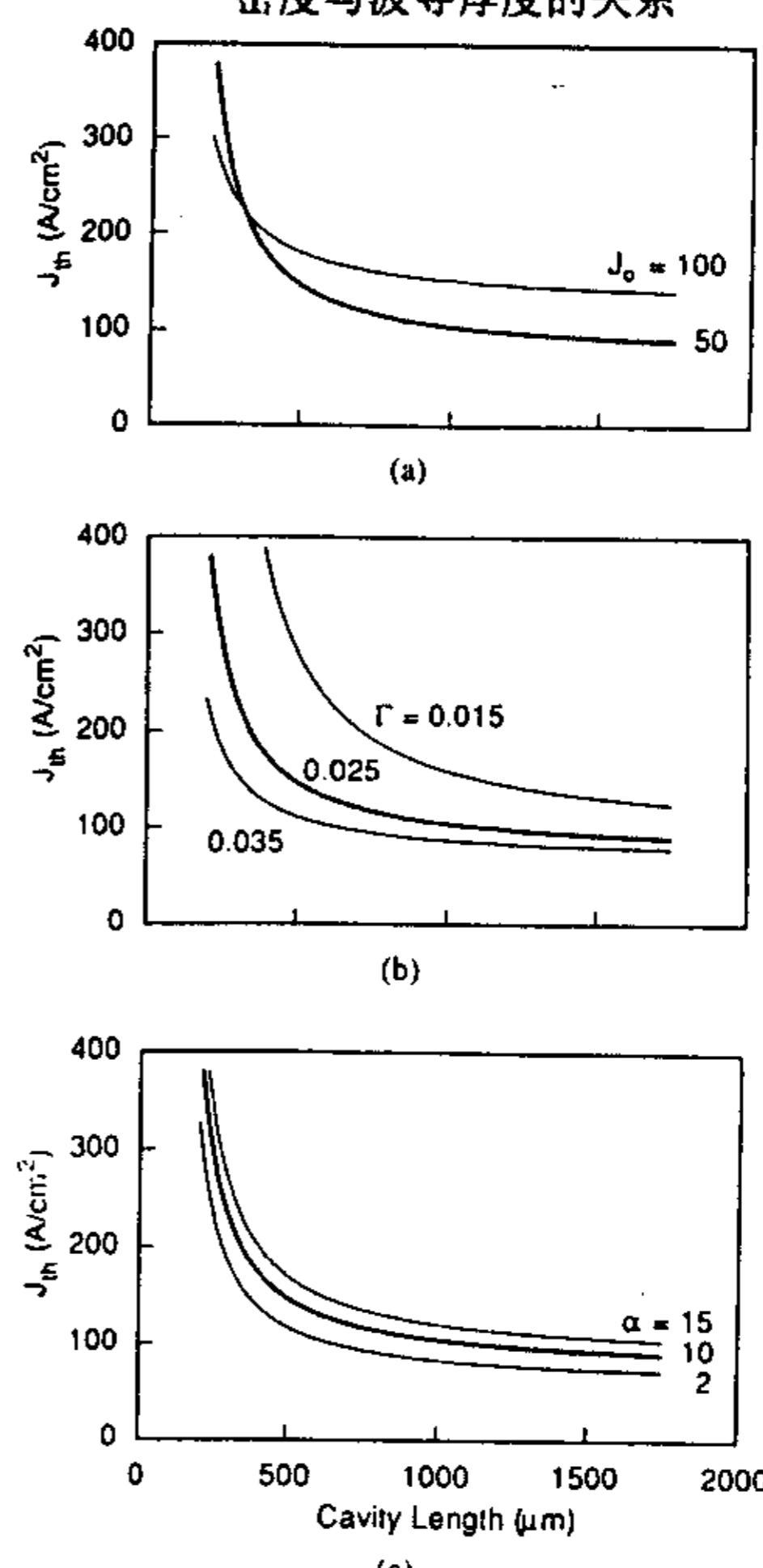


图 2.3.11 (a) 不同透明电流密度 J_0 、(b) 不同的光学限制因子 Γ 以及 (c) 不同的内损耗时
阈值电流密度与腔长的关系曲线

(2) 阈值电流密度与腔长的关系

从公式(2.3.2)中看出,当腔长增加时阈值电流密度下降。图2.3.11给出了不同透明电流密度 J_0 、不同的光学限制因子 Γ 以及不同的内损耗时,阈值电流密度与腔长的关系曲线。从曲线中可以看出,在短腔长时激光器的腔面损耗项 $(1/2L) * \ln(1/R)$ 较大,起主要作用,当 L 大时腔面损耗项 $(1/2L) * \ln(1/R)$ 较小,内损耗 α_i 起主要作用,因此阈值电流密度随腔长 L 的变化越来越缓慢。

总之,在设计激光器结构时应根据具体要求使阈值电流密度不要过高即可,如果只考虑阈值电流密度一个参数,我们可以考虑采用高限制因子结构,降低内损耗 α_i 即提高材料生长质量和优化掺杂分布,采用长腔器件结构。但是,有的时候不只是单一的追求低的阈值电流密度,而且还要求激光器具有好的光斑质量、大的光腔等,这就要求进行折中考虑。下面将进一步讨论量子阱激光器的总体设计。

§ 2.4 量子阱激光器的总体设计

目前,量子阱激光器一般都采用分别限制结构,这种结构由下列几部分组成:(1)量子阱有源区;(2)波导层;(3)限制层(cladding Layer);(4)欧姆接触层。各层在半导体激光器中所起的作用不同,一个高性能半导体激光器需要对其结构进行优化设计。

欧姆接触层一般设计为窄禁带半导体材料,而且采用重掺杂,目的是为了获得低的欧姆接触电阻。下面将珍对量子阱激光器的量子阱结构、波导结构和限制层进行理论分析,以获得一种对量子阱激光器结构优化分析的方法,为满足实际应用提出的参数进行结构优化设计。

§ 2.4.1 任意折射率分布波导结构分析模型

一. 实折射率波导结构的分析模型

一维实折射率波导结构如图2.4.1所示,在 $X < X_e$ 和 $X > X_s$ 时,分别为常数折射率 n_s 和 n_e ,在区间 $[x_s, x_e]$ 内, $n(x)$ 为任意折射率分布,沿 z 方向传播的TE模的波动方程为:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x) - (\beta/k_0)^2] E_y = 0 \quad (2.4.1)$$

其中, x 为垂直于生长层的方向, yz 平面为结平面, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, β 为实折射率波导传播常数, $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ 。该波导方程的解可表示为:

$$E_y = C_j \exp[-\gamma_j(x - x_j)] + D_j \exp[\gamma_j(x - x_j)] \quad (2.4.2)$$

其中, C_j , D_j 为幅度系数, x_j 为第 j 层和第 $j-1$ 层的界面位置,并且

$$\gamma_j = (\beta^2 - k_0^2 n_j^2)^{1/2} = k_0 (n_{\text{eff}}^2 - n_j^2)^{1/2} \quad (2.4.3)$$

由(2.4.2)和(2.4.3)可见,当某层的折射率 n_j 小于 n_{eff} 时,则在该层中具有指数形式的解,当 n_j 大于 n_{eff} 时,解为谐振形式。

对于给定的波导结构,我们感兴趣的是其导波模式解,这时在区间 $(-\infty, x_s)$ 和区间 (x_s, ∞) 内应为指数衰减形式:

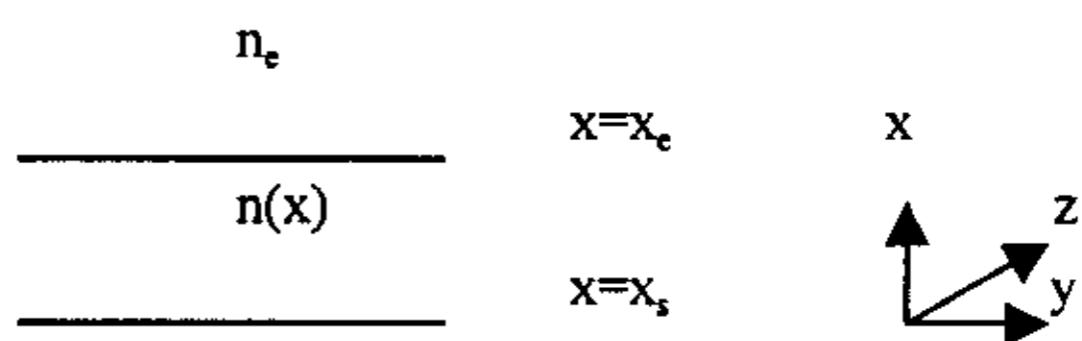


图2.4.1 波导结构示意图

$$E_y = \begin{cases} E_y(x_s) \exp\left(-k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2} (x_s - x)\right), & x \leq x_s \\ E_y(x_e) \exp\left(-k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_e^2} (x - x_e)\right) & x \geq x_e \end{cases} \quad (2.4.4)$$

上式中包含了 E_y 在 x_s 和 x_e 处的连续条件，另外还应满足 dE_y/dx 在 x_e 处的连续条件：

$$\frac{dE_y(x)}{dx} \Big|_{x=x_s} + k_0 E_y(x_s) \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2} = 0 \quad (2.4.5)$$

$$\frac{dE_y(x)}{dx} \Big|_{x=x_e} - k_0 E_y(x_e) \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_e^2} = 0 \quad (2.4.6)$$

利用边界条件 (2.4.5) 和 (2.4.6) 式，数值求解方程 (2.4.1) 可以得到传播常数 β ，从而得到有效折射率 n_{eff} 、光场分布 $E(y)$ 。利用场分布可以得到半导体激光器的光学限制因子 Γ 的值，表达如下：

$$\Gamma = \frac{\int_{-L_z/2}^{L_z/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx} \quad (2.4.7)$$

式中 L_z 为量子阱宽度。

量子阱激光器阈值电流密度可以近似地表示为下列形式：

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)\right) / (\Gamma \beta_0 J_0)\right) \quad (2.4.8)$$

式中 J_0 表示透明电流密度， η_i 和 α_i 分别为内量子效率和内损耗， β_0 为增益系数， L 为腔长， R_1 、 R_2 分别为两个腔面的反射率。根据测量得到的实验数据，公式 (2.4.8) 中的参数的取值如下： $J_0=50\text{A}/\text{cm}^2$ ， $\beta_0=24\text{cm}/\text{A}$ ， $\eta_i=90\%$ ， $\alpha_i=5\text{cm}^{-1}$ ， $L=800\mu\text{m}$ 。根据 (2.4.7) 式可求出光学限制因子 Γ ，然后利用 (2.4.8) 可求出激光器的阈值电流密度。

半导体激光器的远场分布可由近场分布 $E_y(x)$ 的傅立叶变换得到，其角分布为[11,12]：

$$I(\theta) = \frac{\cos^2 \theta}{\lambda_0 r} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y \exp(ik_0 x \sin \theta) dx \right|^2 \quad (2.4.9)$$

其中 r ， θ 分别为远场某一点相对于出射端面的距离和与波导中心轴的夹角； λ_0 为真空波长。利用 (2.4.9) 可以得到 TE00 模的远场光束发散角 θ_1 ，远场发散角被定义为远场光强分布的半峰值点的全角宽 (FWHM)，即 θ_1 满足：

$$I(\theta_1/2) = I(0)/2 \quad (2.4.10)$$

二、复折射率波导结构的分析方法

严格来讲，任何波导都是复折射率波导，一般情况下，只考虑实折射率波导是因为表示增益或损耗的折射率虚部与其实部相比对波导过程的影响可以忽略不计的缘故。对于一般的三层复折射率突变平板波导，只需要解复本征值方程即可得到其传播常数，但对半导体激光器而言，其垂直平面方向常常是多层突变或缓变波导(如折射率缓变分别限制结构 CRIN-SCH)；在平行方向由于注入电流非均匀分布以及侧向空间烧孔等效应，也导致该方向形成的波导是非均匀分布的。对多层突变复折射率波导本征值问题的求解有多种方法，如转移矩阵和散射矩阵方法[13,14]，立方插值近似方法[15]以及打靶法[16]等。下面给出理论计算模型。

仍考虑如图 2.4.1 所示的波导结构，这时把各层的折射率看成复折射率，当 $x < x_s$ 和 $x > x_e$

时, 复折射率分别为常数 n_s 和 n_e , 在区间 $[x_s, x_e]$ 内, 复折射率 $n(x)$ 可为任意分布。对 TE 模式, 一维波动方程为:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0 [n^2(x) - (\beta/k_0)^2] E_y = 0 \quad (2.4.11)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, $\beta = \beta_r + i\beta_i$ 为导波模式的复传播常数, 也是微分方程(2.4.11)的复本征值。

对导波模式, 因为 n_s 和 n_e 均为常数, 所以 E_y 在区间 $(-\infty, x_s)$ 和区间 $(x_e, +\infty)$ 内随 x 指数衰减, 即:

$$E_y = E_{y_s}(x) e^{k_0 \sqrt{(\beta/k_0)^2 - n_s^2} (x - x_s)}, \quad x \leq x_s \quad (2.4.12)$$

$$E_y = E_{y_e}(x_e) e^{\sqrt{(\beta/k_0)^2 - n_e^2} (x_e - x)}, \quad x \geq x_e \quad (2.4.13)$$

式(2.3.3)和式(2.3.4)为 E_y 在 $x=x_s$ 和 $x=x_e$ 处的边界条件。由上两式可以得到 dE_y/dx 在 $x=x_s$ 和 $x=x_e$ 处的连续性条件:

$$\frac{dE_y(x)}{dx} \Big|_{x=x_s} - k_0 E_{y_s}(x_s) \sqrt{(\beta/k_0)^2 - n_s^2} = 0, \quad (2.4.14)$$

$$\frac{dE_y(x)}{dx} \Big|_{x=x_e} + k_0 E_{y_e}(x_e) \sqrt{(\beta/k_0)^2 - n_e^2} = 0 \quad (2.4.15)$$

利用一维打靶法可求得复传播常数 β 即本征值和场分布 E_y 。长期以来计算模式增益总是先求出实折射率波导的光限制因子, 再乘以有源材料的增益系数来获得。本文在计算量子阱激光器模式增益(或损耗)时, 通过波导模式等效折射率来求得:

$$G = 2k_0 \operatorname{Im}(n_{eff}) = 2 \operatorname{Im}(\beta) \quad (2.4.16)$$

由于 980nm 半导体激光器的波长比 GaAs 衬底的波长长, 所以当光从发光区泄漏到衬底时将产生辐射损耗。当考虑到这部分损耗时, 其量子阱激光器结构模式增益除了包括量子阱的模增益 Γg_{QW} 外, 还应包括衬底的辐射损耗 α_{is} , 即:

$$G = \Gamma g_{QW} - \alpha_{is} \quad (2.4.17)$$

当假定量子阱材料的增益为零时, 则激光器的模增益等于辐射损耗。当考虑了辐射损耗后, 阈值条件为: $G = \Gamma g_{QW} - \alpha_{is} = \alpha_m + \alpha_i$, 即 $\Gamma g_{QW} = \alpha_m + \alpha_i + \alpha_{is}$ (2.4.18)

量子阱激光器的阈值电流密度表示为:

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{g_{QW}}{\beta J_0}\right) \quad (2.4.19)$$

外微分量子效率表示为:

$$\eta_d = \eta_i \left(\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \Big/ \left[\alpha_i + \alpha_{is} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \right] \right) \quad (2.4.20)$$

§ 2.4.2 波导结构的优化设计

波导结构设计在半导体激光器结构设计中比较重要，它直接影响半导体激光器的阈值电流密度、远场发散角和量子效率等。对不同的要求，其优化的波导结构参数是不一样的。一种考虑是为了满足低的阈值电流密度，实现极低的阈值工作，降低功耗，这在光计算和光互连等领域具有十分重要的意义；另一种考虑是降低垂直方向远场发散角，提高耦合效率和泵浦效率；第三种考虑是如何增大光腔尺寸，减小光功率密度，提高输出功率。下面我们将围绕这几个方面给出设计思想和方法。本节在设计波导结构时，认为限制层厚度足够厚。

一、低阈值电流密度量子阱激光器结构的优化设计

为了获得低的阈值电流，需要降低阈值电流密度，从(2.3.2)式看出，需要增大光学限制因子 Γ 。光波导结构对光学限制因子具有直接的影响，此外量子阱数对 Γ 也有较大的影响，一般在损耗较小的情况下，单量子阱具有最低的阈值电流密度，所以下面对单量子阱激光器进行讨论。理论分析中所用的波导结构如图 2.4.2 所示，图中包括突变型波导结构、线性缓变波导结构和抛物线型波导结构。量子阱为 InGaAs/GaAs 量子阱，阱宽为 7nm，垒宽为 10nm。对 980nm 波长，In_{0.2}G_{0.8}As 的折射率为 3.6；Al_xGa_{1-x}As 的折射率采用如下关系式[17]：

$$n(x) = 3.53 - 0.58x \quad (2.4.20)$$

计算结果已总结在§2.3.2 中。

二、低垂直方向远场发散角的优化设计

具有小垂直方向远场发散角的半导体激光器在激光泵浦、光纤耦合等许多实际应用中有着十分重要的意义。尤其对于掺铒光纤放大器用 980nm 半导体激光器泵浦源，要求与单模光纤进行耦合，因而小的远场发散角对于提高光纤耦合效率则显得更加重要。但对传统低阈值结构而言，其垂直方向远场发散角往往很大，典型值在 40~60° 之间，这对于实际应用则是十分不利的，是限制半导体激光器应用的一个很大缺点。如将垂直方向远场发散角降至 30° 以下，则可以改善远场光斑的不对称性，提高耦合效率和泵浦效率，拓宽应用领域。根据 § 2.4.1 中的分析模型，我们知道远场是近场的付里叶变换，为了实现较小的远场垂直发散角，需要使近场光在垂直结平面方向扩展得更大一些。该光斑尺寸的增大又可减小出光面的光功率密度，有利于高功率长寿命工作，因此设计低发散角和大光腔常常是相一致的。

各种各样的结构被用来扩展近场光强分布，减小光学限制因子，但都是以降低效率，提高阈值电流密度为代价，而且结构相对比较复杂，本节针对常用结构进行优化。

图 2.4.3 为不同波导形状下垂直方向远场发散角与波导厚度的关系，可以看出，在某波导厚度下，垂直发散角有一最大值，当波导厚度大于这一值时，垂直发散角下降，但非常缓慢；当波导厚度小于此值时，垂直发散角快速下降。对线性缓变波导而言，垂直方向发散角比其它两种波导的小，当实现 30° 发散角时，波导厚度为 70nm 左右。

图 2.4.4 为不同限制层 Al 组分时，线性缓变波导结构的垂直方向远场发散角与波导厚度的变化关系。可以看出随着限制层 Al 组分的减小，垂直方向远场发散角减小。经计算当 x=0.18 时，对应 70nm 波导厚度时，垂直发散角只有 17° 左右。

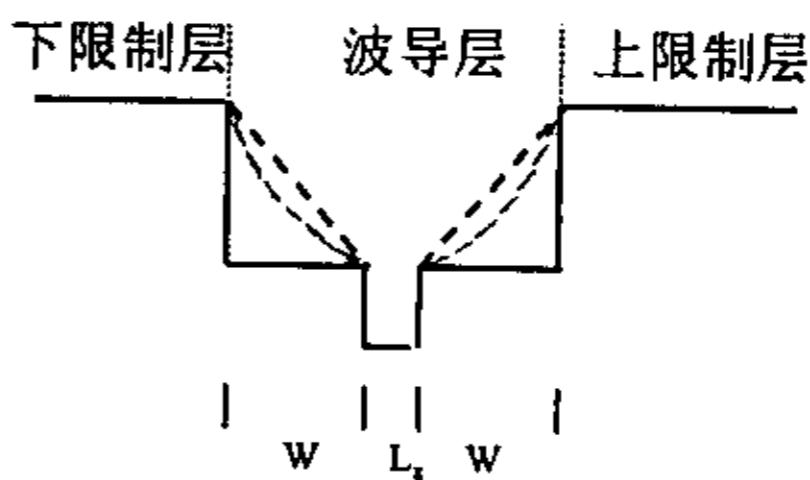


图 2.4.2 量子阱激光器波导结构

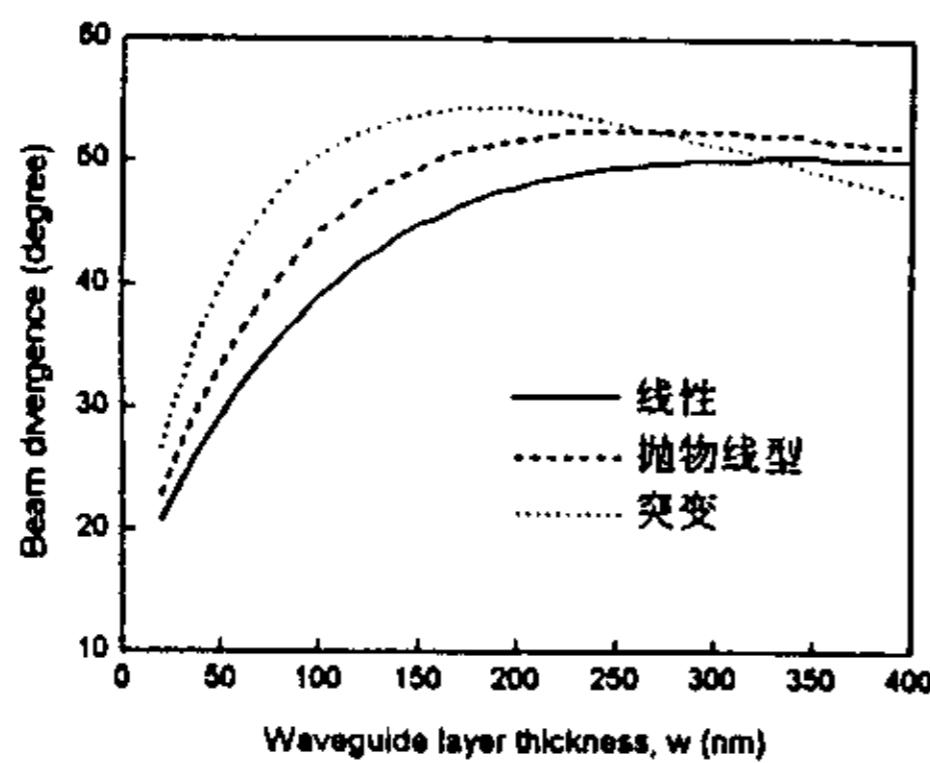


图 2.4.3 不同波导形状下垂直方向远场发散角与波导厚度的关系

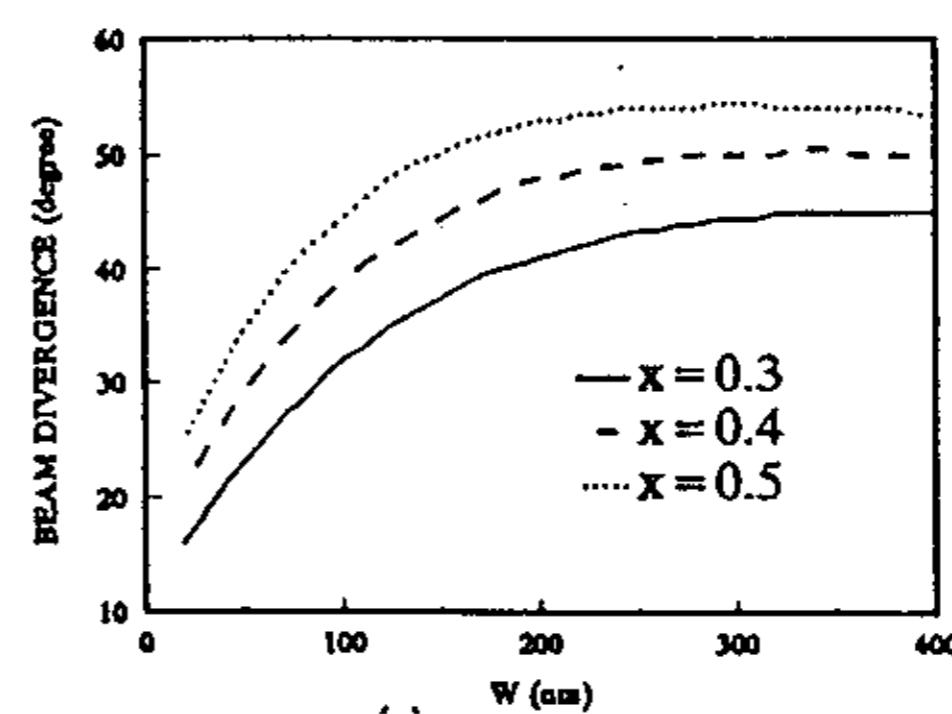


图 2.4.4 不同限制层 Al 组分时垂直方向远场发散角与波导厚度的变化关系

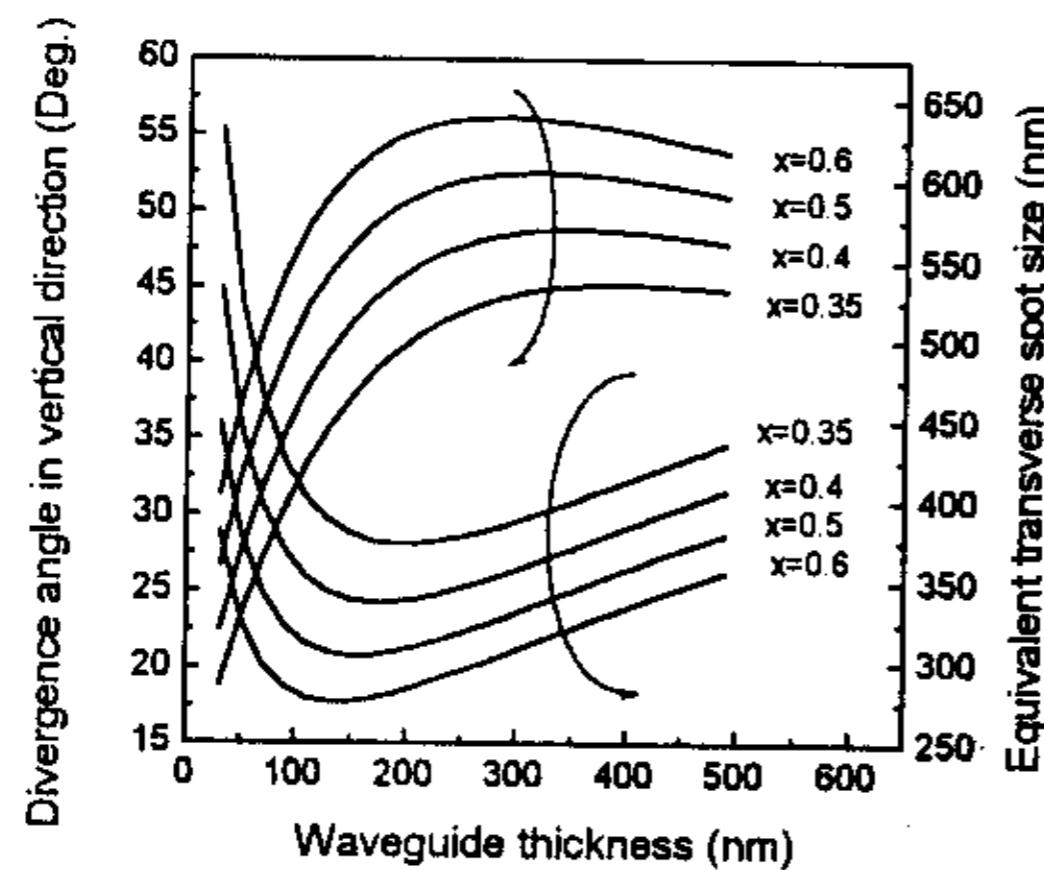


图 2.4.5 线性缓变波导结构在不同 x 值时的等效光斑尺寸与波导厚度的关系

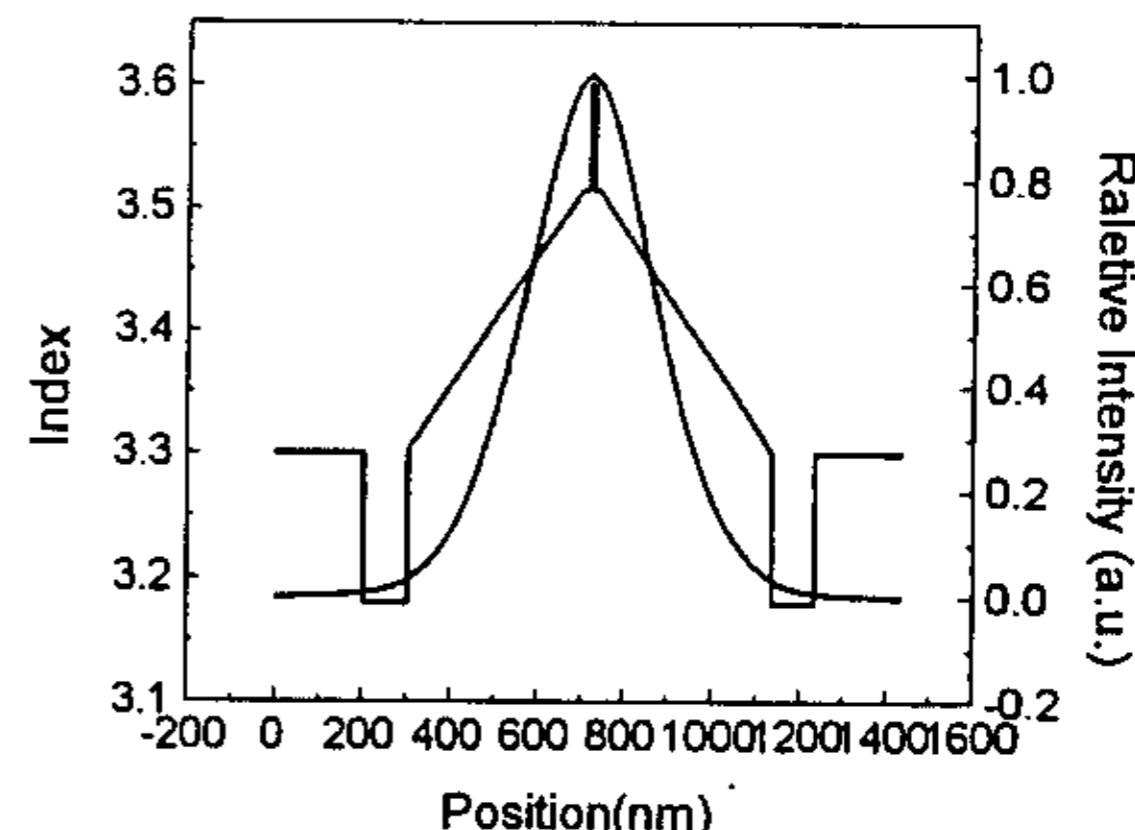


图 2.4.6 线性缓变折射率波导大光腔结构示意图

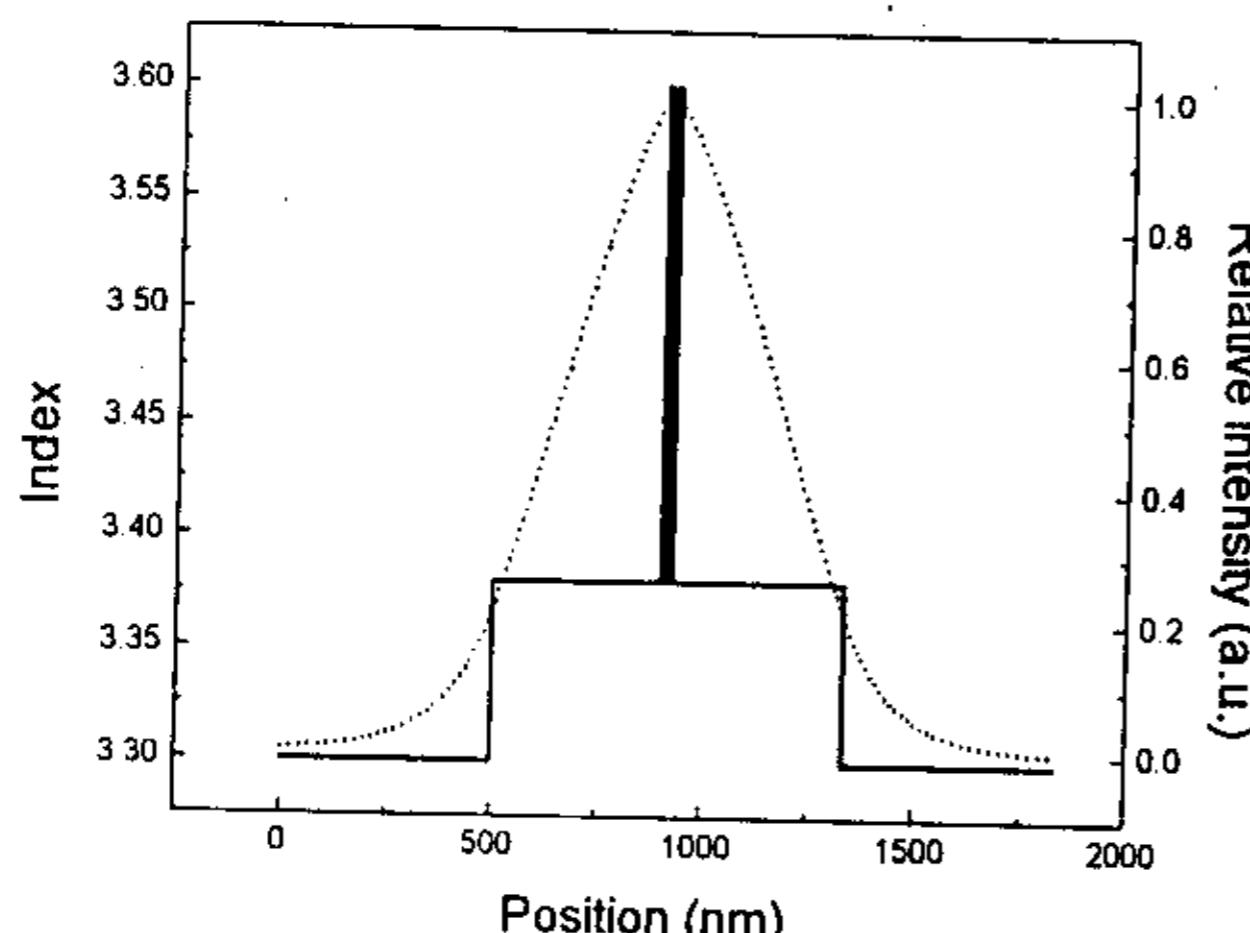


图 2.4.7 无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 突变波导大光腔结构

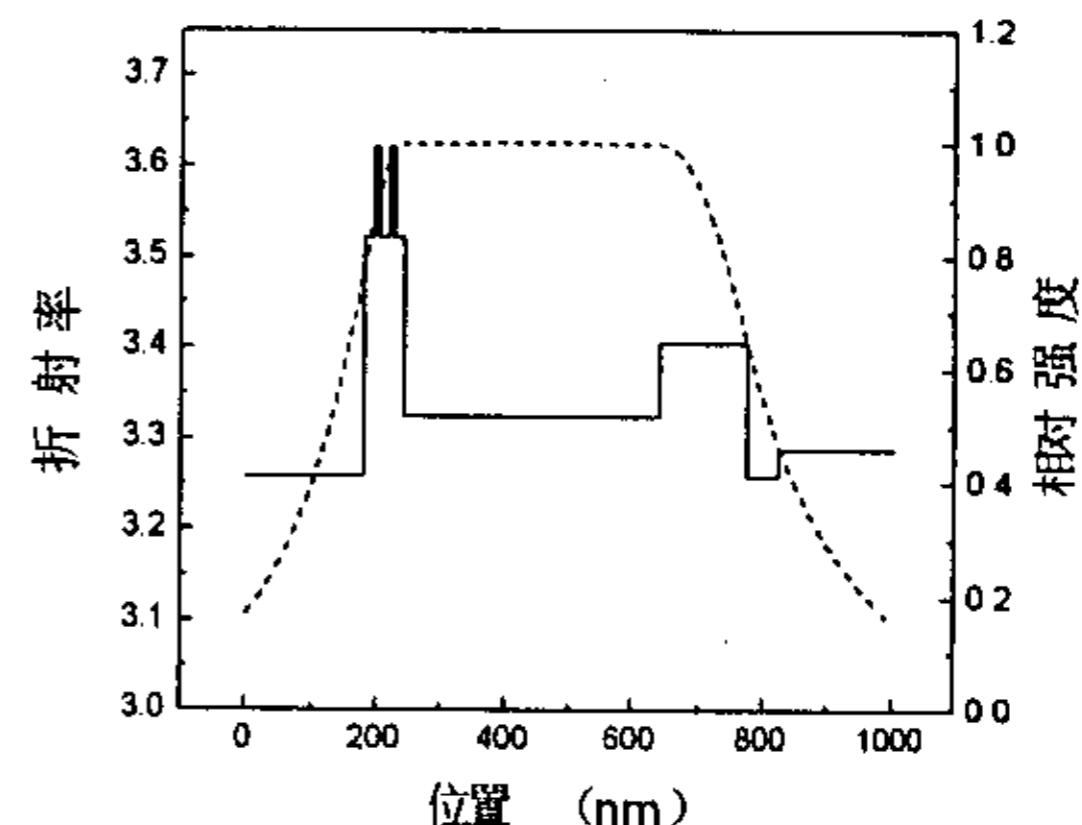


图 2.4.8 为新型大光腔结构示意图

从而我们得出结论：要降低垂直方向远场发散角，减小波导厚度比增大波导厚度更有效，同时应减小限制层的 Al 组分。但对 InGaAs/GaAs/AlGaAs 结构而言，太低的 Al 组分会造成载流子的泄漏，从而降低了量子效率，提高了阈值电流，温度特性变差，所以一般 Al 组分大于 0.25 为宜，在 § 2.4.3 中还要详细讨论。

三、垂直于结平面方向的腔面等效光斑尺寸和大光腔半导体激光器

在垂直于结平面方向, 腔面等效光斑尺寸定义为量子阱厚度 d_w 与光学限制因子 Γ 的商, 即 $W_{eq} = d_w / \Gamma$, 图 2.4.5 给出了线性缓变波导结构在不同 x 值时的等效光斑尺寸与波导厚度的关系。可以看出在相同波导厚度情况下, 等效光斑尺寸随限制层铝组分的增加而减小。因此为了获得大的等效光斑尺寸, 应减小限制层的 Al 组分。在限制层 Al 组分固定的情况下, 等效光斑尺寸随波导厚度的变化存在一个极小值, 当波导厚度大于或小于该值时, 等效光斑尺寸都增大, 但在波导厚度非常窄时, 虽然等效光斑尺寸增大, 但由于光场很大一部分扩展到限制层的掺杂区, 带来很大的散射损耗, 同时, 也使载流子容易越过量子阱有源区, 引起量子效率下降, 阈值提高, 所以波导厚度一般应大于 50nm, 这与降低垂直方向远场发散角是一致的。

利用增大波导厚度来提高等效光斑尺寸也是经常被采纳的方法。图 2.4.6 为线性缓变折射率波导大光腔结构示意图。图 2.4.7 为无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 突变波导大光腔结构, 图中还给出了近场光强分布图, 几乎 99.9% 的光全部集中在光波导内, 这对减小内损耗是非常有利的。后面章节中还会给出实验结果。图 2.4.8 为新型大光腔结构示意图和光场分布, 该结构可减小腔面光功率密度。

§ 2.4.3 量子阱激光器限制层(Cladding Layer)的优化设计

在 § 2.4.2 中从波导结构分析入手, 对量子阱激光器限制层 AlGaAs 的 Al 组分取值进行了讨论, 在满足不同要求的情况下, 其优化的 x 值的大小不一样。但 x 的取值不能无限地减小, 因为太小的限制层 Al 组分将造成注入载流子的泄漏[18,19], 使激光器的量子效率下降、阈值电流提高、温度特性变差。异质结限制载流子能力的大小与它的势垒高度、结温等因素有关。对限制层 AlGaAs 的设计除了组分不能低于某一值外, 通过下面的分析还可以知道, 其厚度也有一优化的最小值, 当低于该值时, 也会造成微分量子效率下降、阈值电流提高等。所以对限制层的设计应考虑两个方面, 一是组分最小值, 二是厚度最小值, 在此基础上我们可以按 § 2.4.2 中的分析, 珍对不同的需求, 再对限制层的组分进行优化。本节将重点分析在 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器中所需要的 AlGaAs 限制层的最小带隙值, 即最小 Al 组分值, 并从理论上计算出相应 Al 组分下的最小限制层厚度以及限制层厚度对激光器特性的影响。

一、量子阱激光器中的漏电流与限制层 Al 组分的关系

无论是突变还是渐变异质结, 都能在一定程度上对载流子起到限制作用。图 2.4.9 表示 InGaAs/GaAs/AlGaAs 突变波导结构量子阱激光器的能带结构示意图。由图中看出, 由 N 型限制层注入到有源区的电子将受到 pP 同型异质结势垒的限制, 阻挡它向 P 型限制层内扩散。同样, 有源区另一面的异质结将阻挡空穴向 N 型限制层的运动。但是由于异质结界面的导带或价带不连续值(ΔE_C : ΔE_V)决定了异质结界面的势垒高度, 所以必定有一部分能量高于该势垒的载流子越过势垒而进入限制层成为该区的少数载流子, 这些载流子通过漂移或扩散方式在向电极方向运动, 并形成漏电流。对漏电流的全面分析, 需要在考虑连续性方程时, 同时考虑电流的扩散项与漂移项。表征电子流的一维连续性方

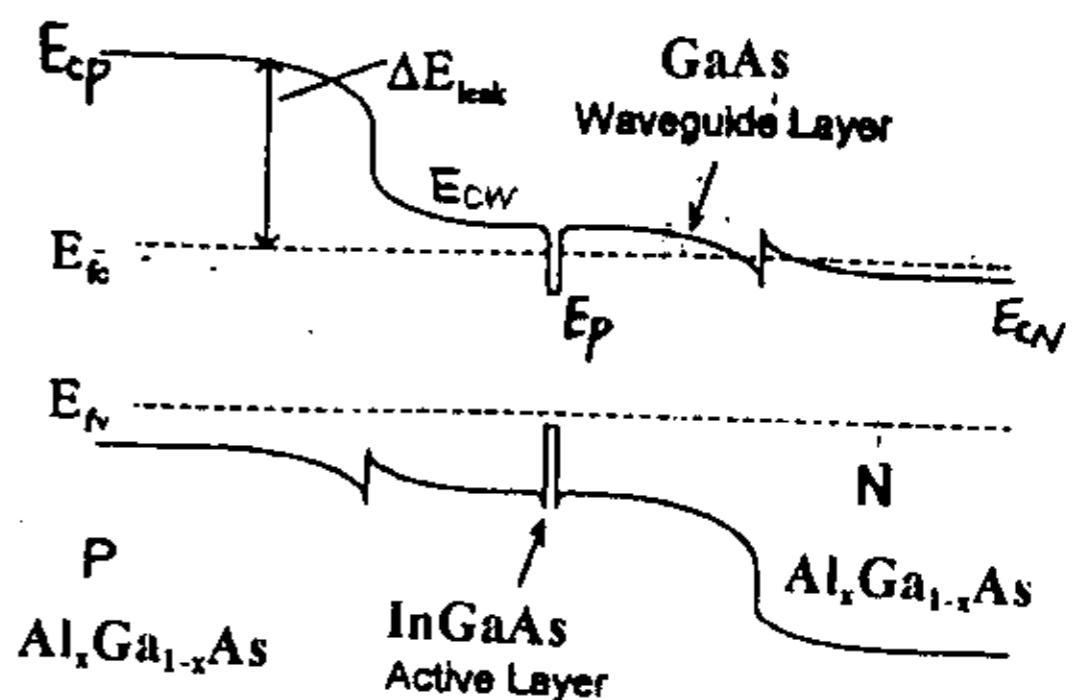


图 2.4.9 突变波导结构量子阱激光器的能带结构示意图

程可写为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g(n) - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (2.4.21)$$

式中 J_n 为电子的电流密度， $g(x)$ 为电子产生率， n_0 为平衡时的电子浓度， τ_n 为电子寿命。

$$J_n = J_{dr} + J_{ds} = e\mu_n n E - eD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.4.22)$$

式中 J_{dr} 、 J_{ds} 分别为电子的漂移电流密度与扩散电流密度， μ_n 为电子迁移率， D_n 为电子的扩散系数。

当只考虑电子的扩散而不考虑漂移，并假定没有外部激发(如光照)时， $g(x)=0$ ，这时描述漏电子在 P 型限制层中的扩散方程为：

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{L_n} = 0 \quad (2.4.23)$$

式中忽略了 P 区中的平衡电子浓度 n_0 ， $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ 。

$$\text{边界条件为: } n(0) = N_p, \quad n(d_c) = 0 \quad (2.4.24)$$

从方程 (2.4.23) 和边界条件 (2.4.24) 我们求得在 pP 结边界 $x=x_p \approx 0$ 处的漏电子扩散流为：

$$J_{leak} = J_{ds}(x_p) = -\frac{eD_n N_p}{L_n \tanh(d_c/L_n)} \quad (2.4.25)$$

$$\text{其中, } N_p = N_{cp} \exp\left(-\frac{E_{cp} - E_{Fc}}{k_B T}\right) \quad (2.4.26)$$

$$N_{cp} = 2 \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h} \right)^{3/2} \quad (2.4.27)$$

$$E_{cp} - E_{Fc} = \Delta E_g - \Delta E_v + (E_{cv} - E_{fc}) \quad (2.4.28)$$

式 (2.4.26)、(2.4.28) 中 E_{Fc} 为电子的准费米能级， E_{cp} 为 P 型限制层导带底的电子能量， N_{cp} 为该层导带有效态密度。可以看出波导层与限制层之间的带隙差 ΔE_g 对决定 P 型限制层中的漏电子浓度起着重要作用。

图 2.4.10 为理论计算的 GaAs/AlGaAs 异质结界面处 P 型限制层中 AlAs 组分的变化对电子漏电流密度的影响。可见当 x 值低于 0.2 时，电子漏电流密度将增加到大于 300 A/cm^2 以上。在第三章中的实验结果将证明这一点。实际上电子漏电流还应包括电子的漂移电流，所以电子总的漏电流应大于上述值。

我们同样可得到漏空穴电流密度为：

$$J_{leak} = \frac{eD_p P_N}{L_p \tanh(d_c/L_p)} \quad (2.4.29)$$

其中， $D_p = \mu kT/e$ ，由于空穴的迁移率较低，所以在相同浓度的空穴泄漏情况下引起的漏

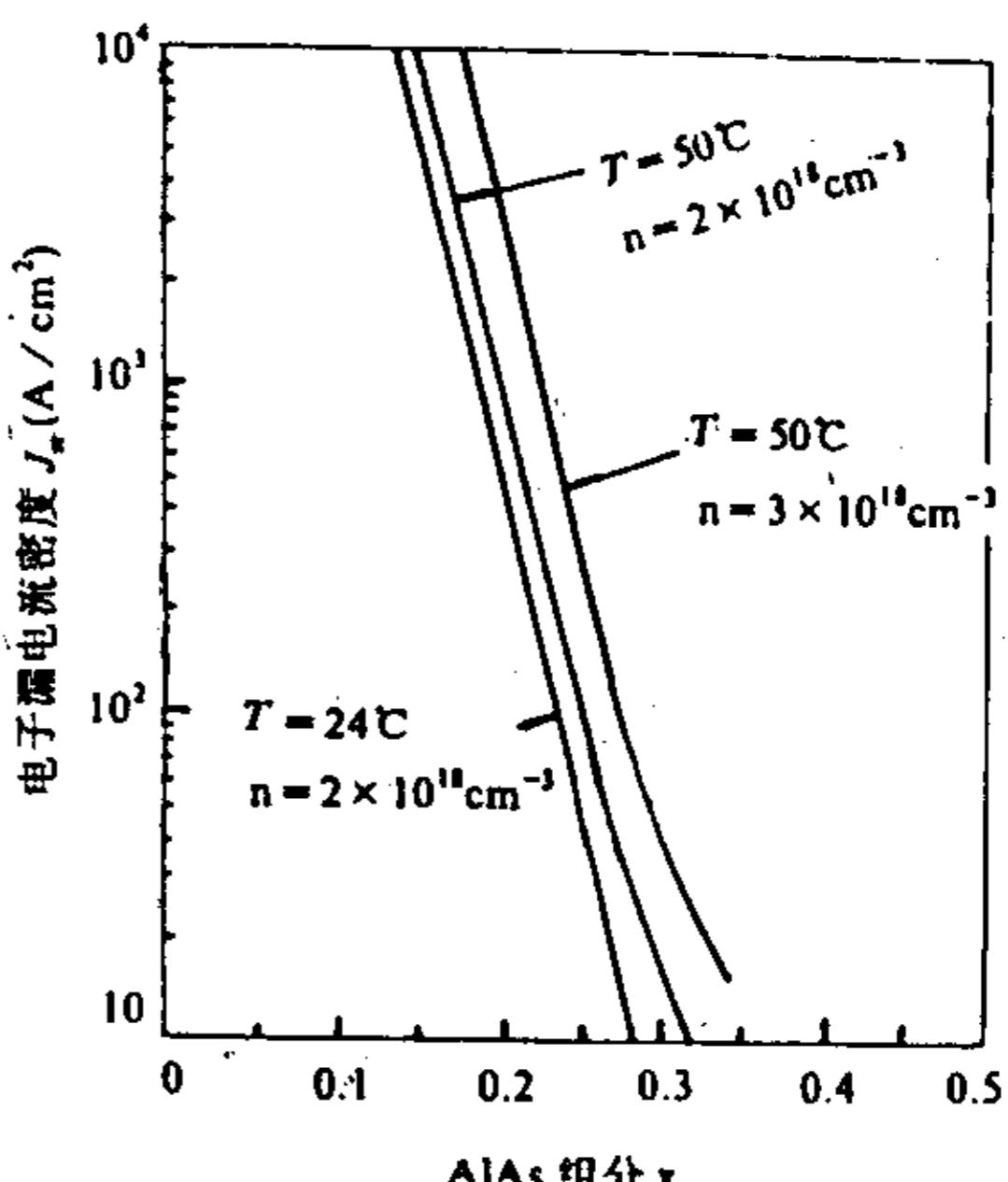


图 2.4.10 GaAs/AlGaAs 双异质结中电子漏电流密度与 AlAs 组分的关系

电流将较小。

二. 最小限制层厚度的设计

对于限制层厚度的优化往往被人们所忽视，一般认为取足够厚就可以了。但是太厚的限制层会带来一些不利的影响，在保证激光器优良特性不变的情况下，减小限制层厚度会带来以下的优势：(1)薄的限制层可以减小激光器的热阻和串联电阻，这对提高激光器的可靠性是非常有利的。(2)上限制层厚度的减小，对脊形波导量子阱激光器的构成是非常有利的。(3)比较薄的限制层可节省外延生长时间和源材料，降低生产成本。因此优化限制层厚度是非常有意义的。本节以典型的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器为例，利用 § 2.4.1 中的复折射率波导分析模型计算和分析限制层厚度对激光器性能的影响，从而获得保持高性能激光器特性时所需的小限制层厚度。图 2.4.11 为典型的生长层结构，各层的折射率也标在图中。

名称	材料	层厚	折射率 n
1 空气	N_2/O_2	100nm	1.006
2 电极层	Ti/Pt/Au	200nm	0.185-i6.004
3 盖层	GaAs	200nm	3.515
4 上限制层	AlGaAs	D_u	n_x
5 波导层	AlGaAs Linear	D_w	$n_x-3.515$
6 势垒层	GaAs	15nm	3.515
7 量子阱层	InGaAs	7nm	$3.6+ig_{ow}/2K_0$
8 势垒层	GaAs	15nm	3.515
9 波导层	AlGaAs Linear	D_w	$3.515-n_x$
10 下限制层	AlGaAs	D_d	n_x
11 缓冲层	GaAs	200nm	3.515

图 2.4.11 典型的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器生长层结构

(1) 最小限制层厚度的确定及其影响因素

下面 A-C 的理论分析都是对线性缓变波导进行的。

A. 最小限制层厚度的确定方法

对于限制层的优化，人们很少给予注意，一般认为厚一些会使光限制的好一些，并且选择上下限制层具有相同的厚度。但太厚的限制层会带来一些不利的影响，本部分利用复折射率波动方程求出辐射损耗随限制层厚度的变化，定义对应辐射损耗趋于 0 时的限制层厚度为最小限制层厚度，从而可利用求辐射损耗的方法确定所需的小限制层厚度。由于辐射损耗与光场扩展有关，所以光在限制层中的分布与损耗有一对应关系，因此可求出辐射损耗趋于零时的光强，从而可通过计算光强在限制层中衰减值的方法确定所需的小限制层厚度。

图 2.4.12 给出了波导厚度为 70nm 时计算的辐射损耗 Loss 随限制层厚度的关系，其中 A 代表上限制层足够厚时，Loss 随下限制层厚度的变化；B 代表下限制层足够厚时，Loss 随上限制层厚度的变化；C 代表上、下限制层厚度相同时，Loss 随限制层厚度的变化关系。可以清楚的看出，薄的下限制层要比薄的上限制层引起的辐射损耗更大，所以下限制层厚度比上限制层厚度对半导体激光器特性的影响更大。

图 2.4.12 中还画出了近场光强分布，可以看出近场光强分布和 Loss 的值有一对应关系，通过比较，可以给出对应 Loss 趋于零时的上下限制层中的相对光强。这里上限制层为 $1.2\mu m$ ，下限制层厚度为 $1.5\mu m$ 时，光损耗几乎趋于零，对应的光强分别为 0.2% 和 0.04%，为什么上限制层在相对光强较大时可获得低的损耗呢？因为上限制层外表面为金属电极，对光具有

反射镜的作用。

小结：上面给出了两种确定最小限制层厚度的方法：(1) 通过计算在衬底和金属电极处的光损耗，当 $\text{Loss} \rightarrow 0$ 时，对应的限制层厚度。(2) 利用计算光场强度在限制层中的相对光强分布来确定所需的限制层厚度，判据为：上限制层厚度对应的光强衰减为 0.2%，下限制层厚度对应的光强衰减为 0.04%。

B. 限制层组分对最小限制层厚度的影响

当限制层组分发生变化时，其折射率也发生变化，因此引起光强分布的变化，所以会影响所需的最小限制层厚度。图 2.4.13 为 $D_w=70\text{nm}$ 时，不同的限制层 Al 组分情况下，Loss 与上限制层和下限制层厚度的关系，可以看出当 X 值越高时，Loss 趋于零的速率越快，从而所需的最小限制层厚度越小。Loss 随下限制层厚度的变化趋势与上限制层相同，只是趋于零的速率更慢一些。对应 $x=0.3, 0.4, 0.5$ 时上、下限制层的厚度分别为：1.0、1.7 μm ；0.9、1.5 μm ；0.8、1.3 μm 。

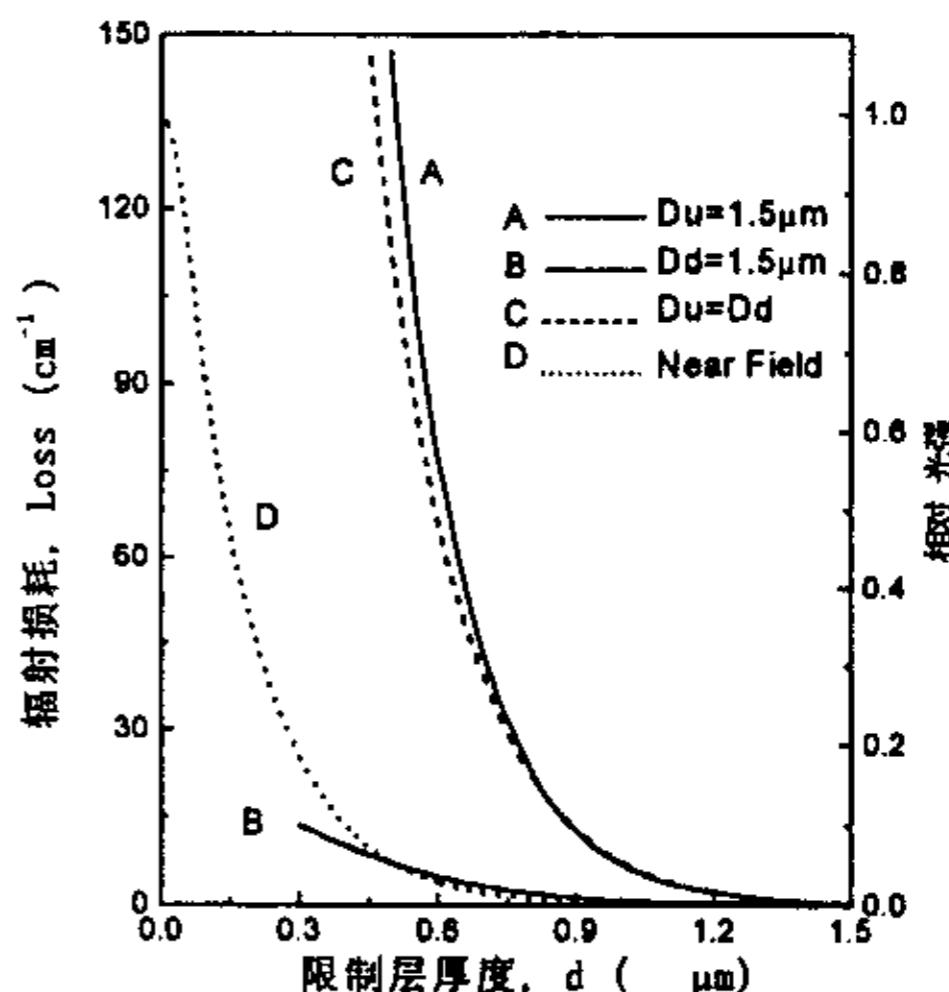


图 2.4.12 给出了波导厚度为 70nm 时计算的辐射损耗 Loss 随限制层厚度的关系

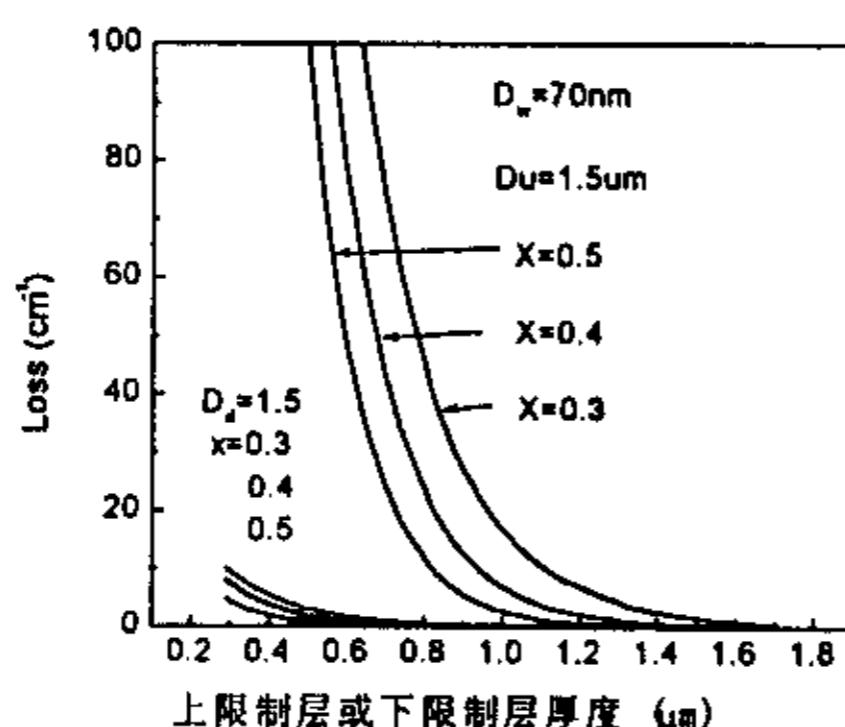


图 2.4.13 $D_w=70\text{nm}$ 时，不同的限制层 Al 组分情况下，Loss 与上限制层和下限制层厚度的关系

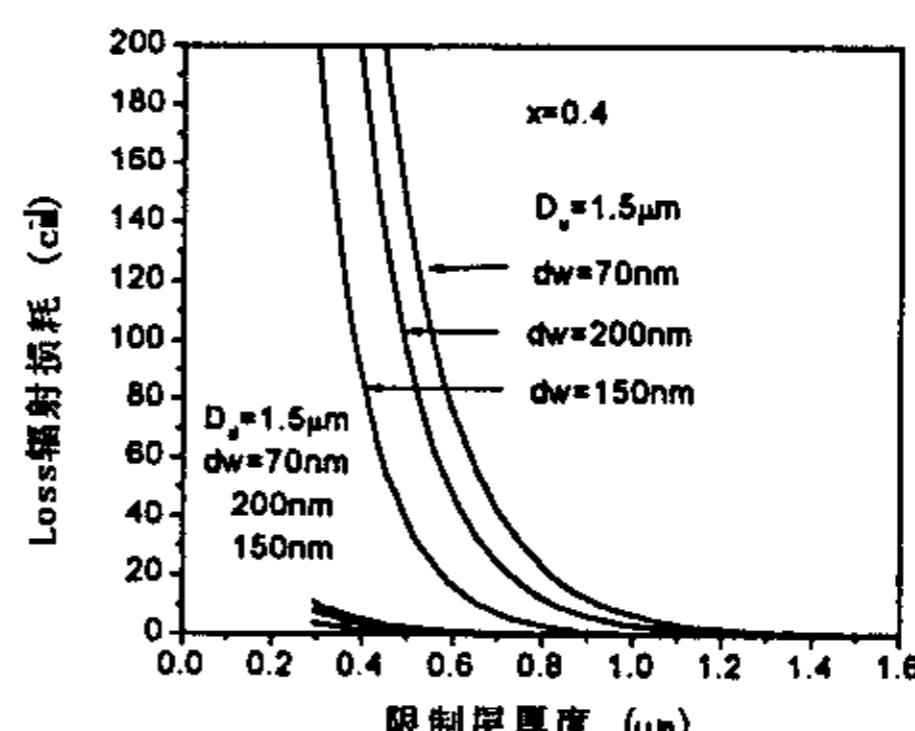


图 2.4.14 不同波导厚度情况下，Loss 随上、下限制层厚度的变化

C. 波导厚度对最小限制层厚度的影响

当波导厚度发生变化时，光场强度分布也发生变化。从而引起在相同限制层厚度时的 Loss 的变化。图 2.4.14 为不同波导厚度情况下，Loss 随上、下限制层厚度的变化，可以看出当波导厚度在 150 nm 附近时，所需的最小上、下限制层厚度都为最小值，分别为 0.6 和 1.0 μm 。当波导厚度减小或增加时 $D_{u\min}$ 或 $D_{d\min}$ 都增大，这是因为光场扩展增大的缘故。

D. 波导形状对最小限制层厚度的影响。

理论分析表明不同的波导形状将对应不同的最小限制层厚度。图 2.4.15 给出了 $D_d=D_u=d$ 时突变波导、线性缓变波导和抛物线形波导结构三种情况下，光损耗与 d 的关系，可以看出对应优化的最小限制层厚度在 $x=0.4$ ， $d_w=150\text{nm}$ 时，分别为 0.7, 0.9 和 1.0 μm ，可明显地看

出波导形状的影响。

(2) 限制层参数对半导体激光器特性的影响

由于在激光器结构中所需的最小上限制层厚度小于最小下限制层厚度, 所以在这里我们取 $D_u = d_u = d$ 来分析限制层参数对半导体激光器特性的影响。计算中 $d_w = 150\text{nm}$ 。

图 2.4.16 为阈值电流密度和微分量子效率在不同限制层 Al 组分情况下, 随 d 的变化, 可以看出当 x 值较大时, J_{th} 和 η_d 趋于饱和。

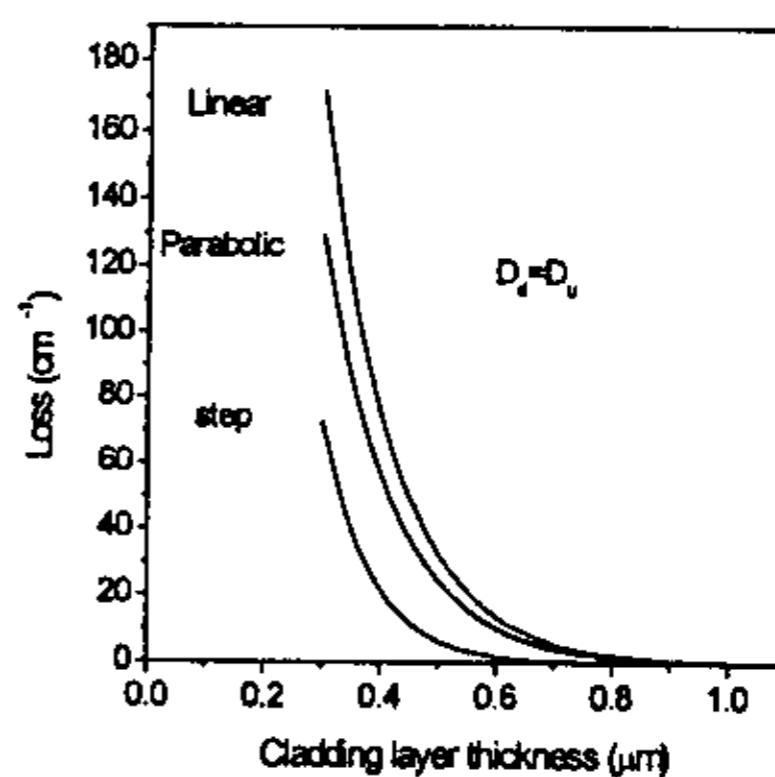


图 2.4.15 不同波导形状情况下, Loss 随上、下限制层厚度的变化

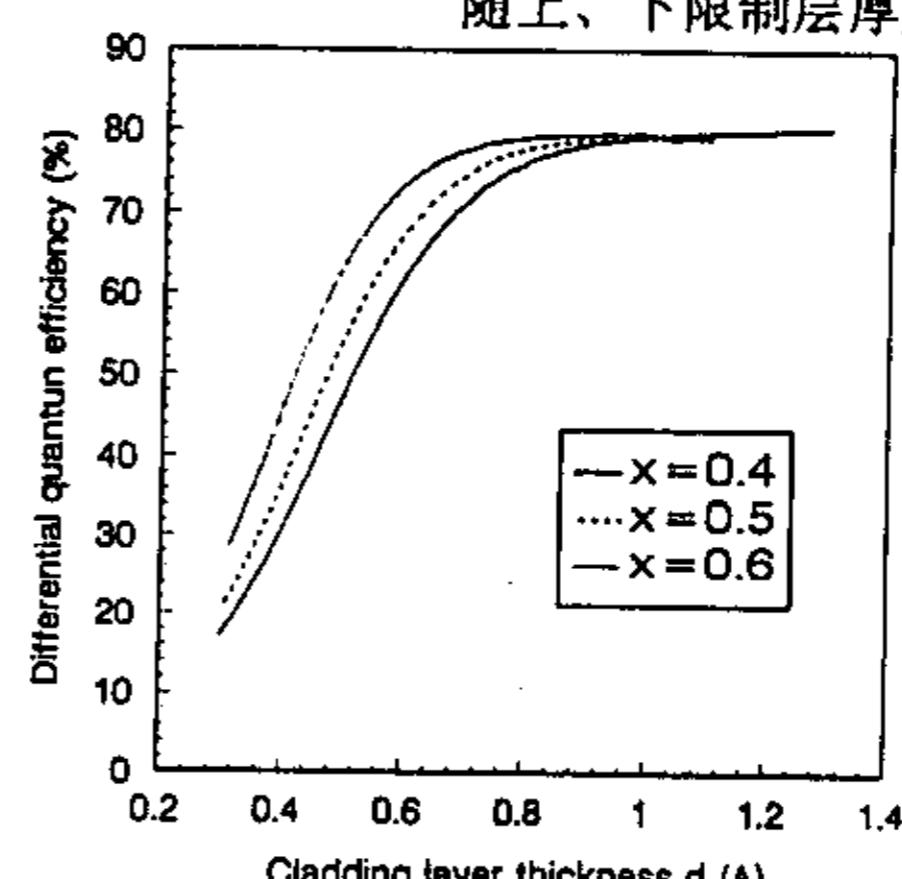
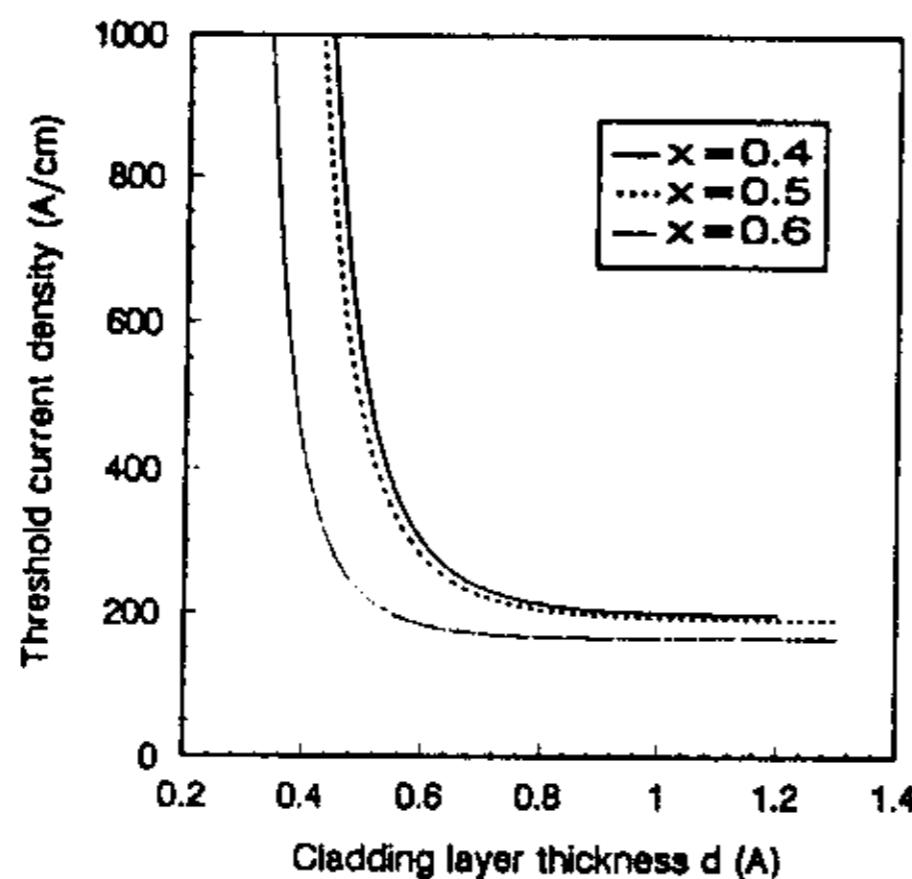


图 2.4.16 阈值电流度和微分量子效率在不同限度层 Al 组分情况下, 随 d 的变化

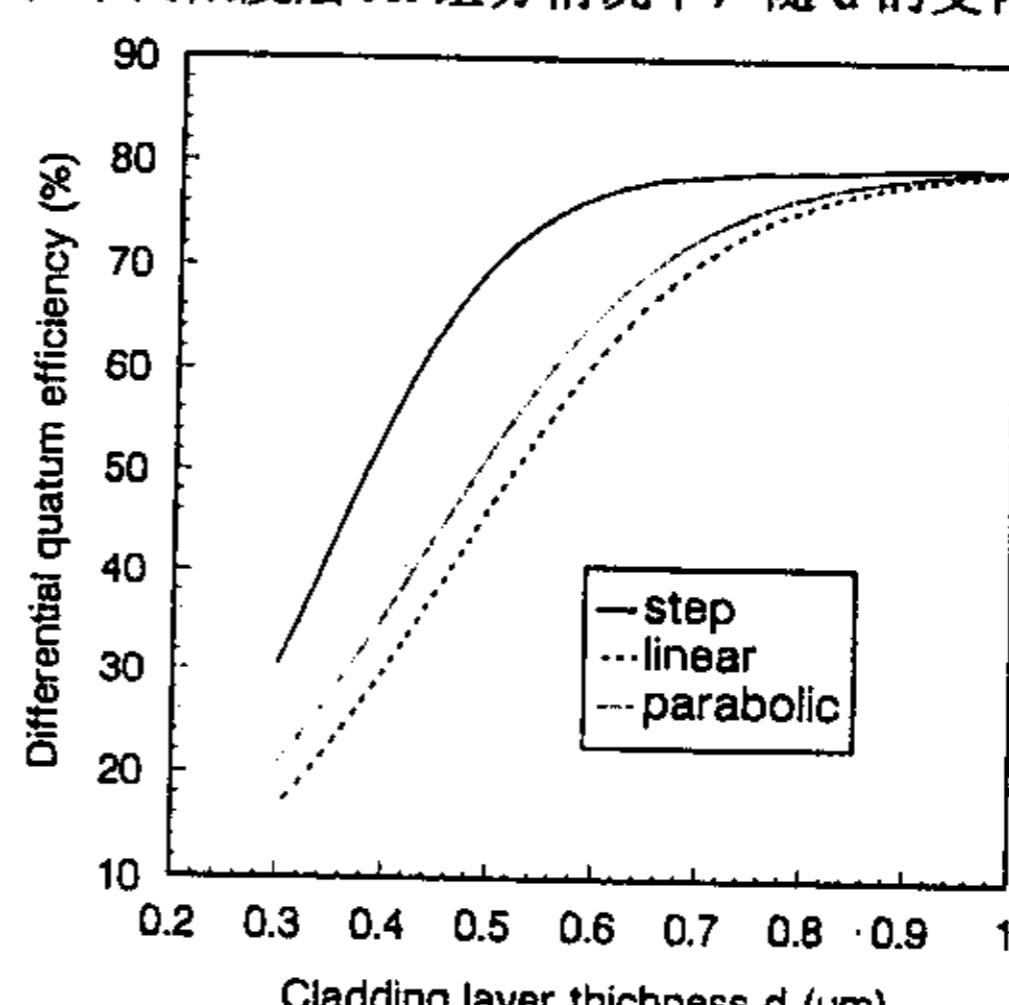
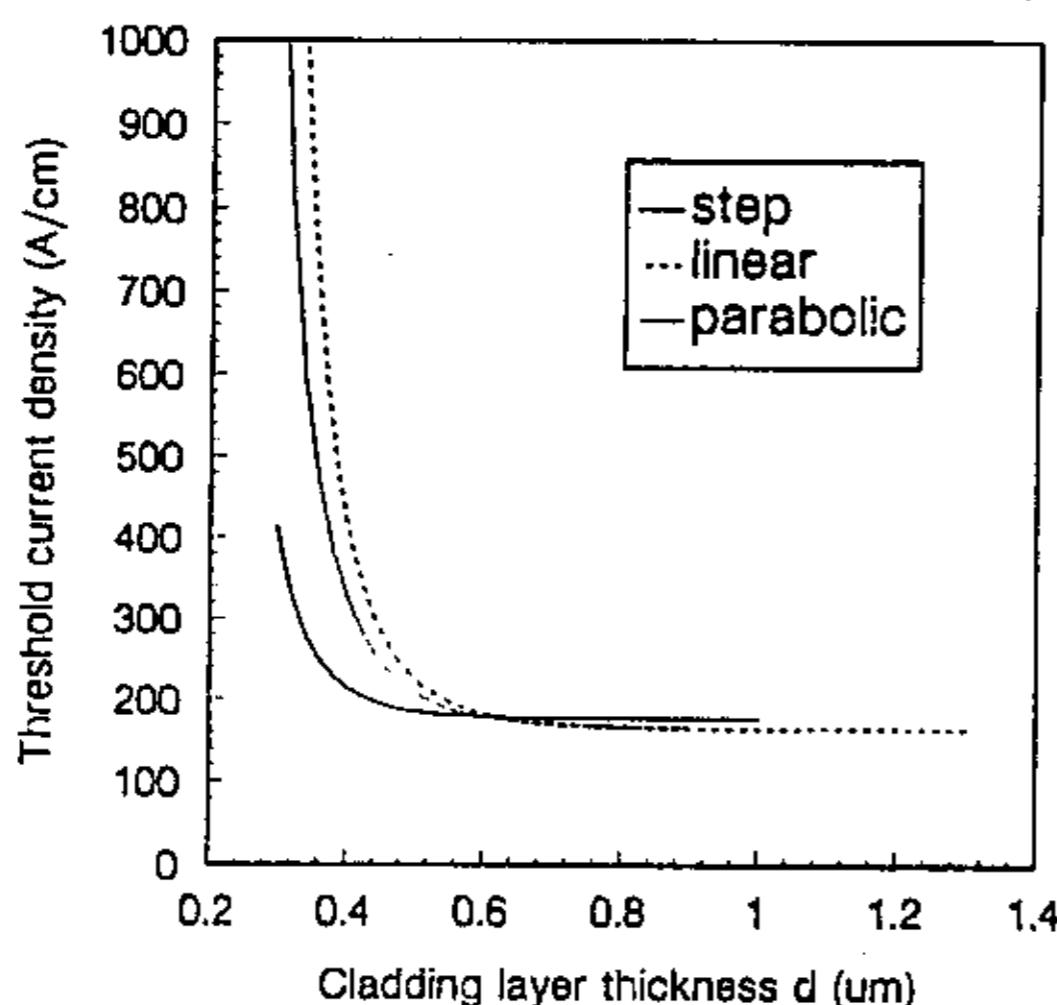


图 2.4.17 给出了不同波导形状时, J_{th} 和 η_d 随上下限制层的变化

的速率较快, 最后基本趋于同一值。随着限制层厚度的增加, J_{th} 降低, η_d 提高, 原因是辐射损耗减小。图 2.4.17 给出了不同波导形状时, J_{th} 和 η_d 随上下限制层的变化。因此只要按(1)中的方法来确定最小限制层厚度, 则在结构设计中取限制层的厚度略大于或等于该最小值, 就不会因为辐射损耗而影响半导体激光器的特性。

§ 2.5 高功率转换效率量子阱激光器优化设计

大功率半导体激光器在光通信、军事、医疗等领域得到了广泛应用, 如泵浦固体激光器,

泵浦掺稀土的光纤放大器, 激光手术刀, 激光导航等方面。因此, 大功率半导体激光器特别是 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器一直是人们研究的焦点。文献[20,21]中报道了高功率工作的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器, 其最大输出功率分别为 2.26W 和 3.0W, 最高光功率转换效率分别为 57% 和 47%, 这是在没有解决腔面钝化情况下的结果; 最近几年在解决了腔面钝化技术后, 最大输出功率可达 9.3W 左右[22]。本节对如何获得高功率转换效率量子阱激光器进行理论分析并提出设计途径。后面章节将给出最高光功率转换效率为 53%, 最高输出功率为 3.7W 的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器 (100μm) 实验结果。

光功率转换效率 η_c 与驱动电流 I 的关系表示如下[23]:

$$\eta_c = \eta_d \left(\frac{h\nu}{q} \right) \left[\frac{I - I_{th}}{IV_0 + I^2 R_s} \right]$$

(2.5.1)

利用这一关系我们可以推出光功率转换效率 η_c 的最大值, 称为峰值转换效率 η_c^p , 表示为:

$$\eta_c^p = \eta_d \left(\frac{h\nu}{qV_0} \right) \left(\frac{x}{(1 + \sqrt{1 + x})^2} \right)$$

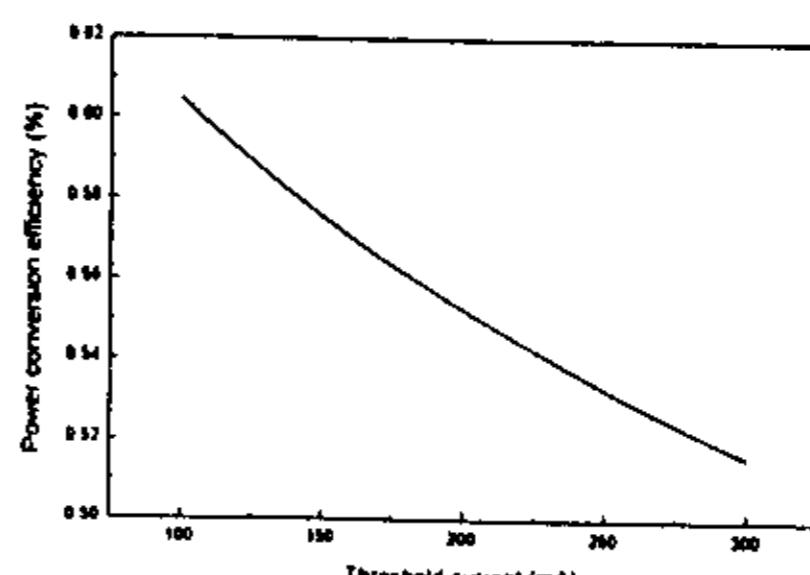
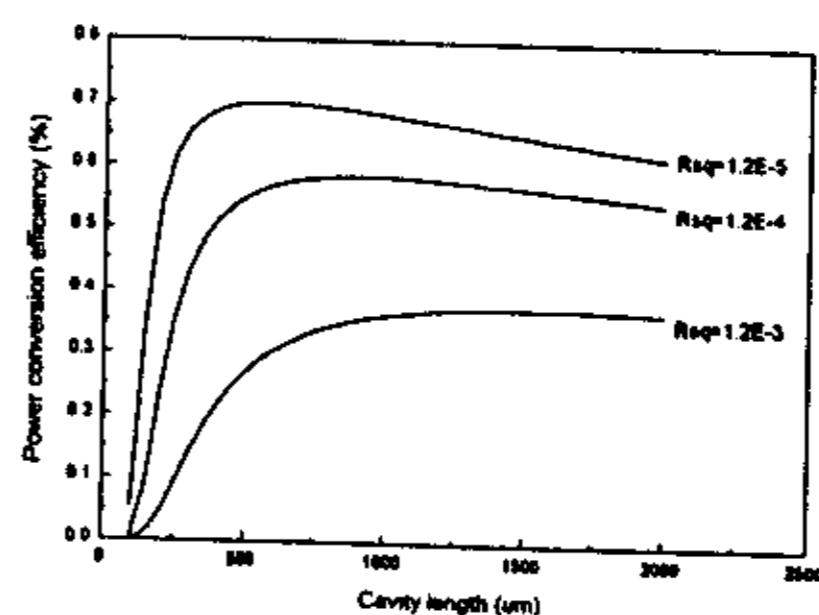
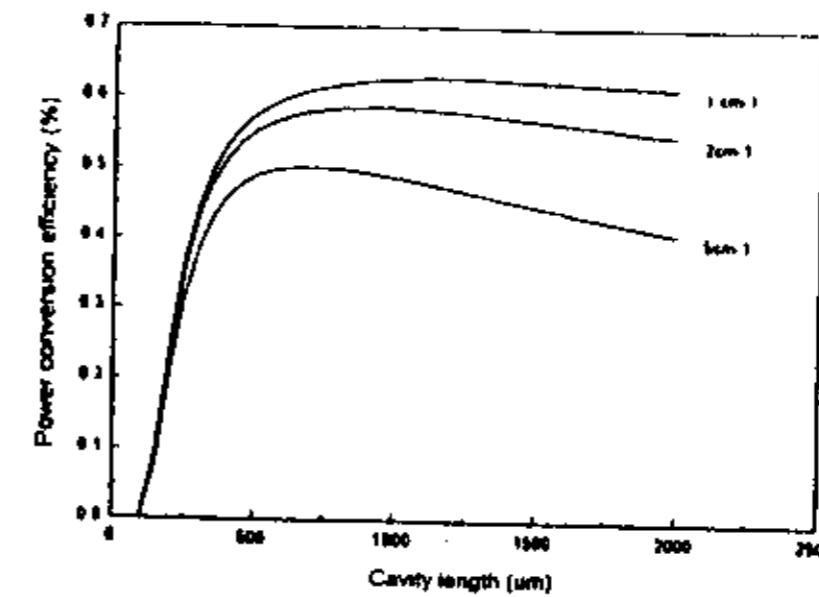
(2.5.2)

其中, $x = V_0 / (I_{th} R_s)$, I_{th} 、 η_d 都是腔长 L 的函数, 并且表达如下:

$$I_{th} = \frac{WLJ_{tr}}{\eta_i} \exp \left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma \beta J_{tr}} \right)$$

(2.5.4)

式中 h 为普朗克常数, $h\nu$ 为光子能量, I_{th} 为激光器阈值电流, V_0 为开启电压, R_s 为串联电阻, η_d 为外微分量子效率, W 、 L 分别为激光器条宽和腔长, α_i 和 η_i 分别为内损耗和内量子效率, α_m 为腔面损耗, J_{tr} 为透明阈值电流密度, β 为微分增益。计算时取值如下: $V_0=1.28V$, $\eta_i=1$, $\alpha_i=2\text{cm}^{-1}$, $J_{tr}=50\text{ A/cm}^2$, $\beta=24\text{cm/A}$, $W=100\mu\text{m}$, $R_s=1$, $R_f=5\%$, $R_{sq}=1.2 \times 10^{-4}\Omega\text{cm}^2$ 。其中, R_{sq} 为薄膜电阻率, $R_s=R_{sq}/A$, A 为注入电流截面积, 以上参数由实验确定。 $\Gamma=0.0158$, 对应设计的生长结构。图 2.5.1(a)是不同内损耗下的峰值光功率转换效率与腔长的关系(b)不同薄膜电阻率 R_{sq} 下的峰值光功率转换效率与腔长的关系(c) 峰值转换效率与阈值电流的关系



2.5.1(a)是不同内损耗(b)不同薄膜电阻率 R_{sq} 下的峰值光功率转换效率与腔长的关系(c) 峰值转换效率与阈值电流的关系

转换效率的有效途径：提高材料质量，降低激光器内损耗；降低激光器的阈值电流；降低激光器串联电阻。

§ 2.6 量子阱激光器工艺参数的优化设计

§ 2.6.1 半导体激光器腔面镀膜工艺参数的优化及对半导体激光器特性的影响

本节首先利用通常的考虑方法分析半导体激光器腔面反射率对激光器特性的影响，给出变化趋势，然后在考虑增益饱和的基础上对增透膜反射率进行优化。

一. 半导体激光器腔面反射率对半导体激光器特性的影响

半导体激光器腔面镀膜工艺对半导体激光器而言是非常重要的，它一方面可提高激光器的可靠性；另一方面可改善激光器特性。其作用表现在下列几个方面：(1)作为激光器的腔面保护膜，可提高激光器的寿命；(2)通过镀高反射膜可降低阈值电流、提高外量子效率和增大激射波长；(3)镀增透膜可提高阈值电流、提高微分量子效率、减小激射波长。

在实际应用中常常需要半导体激光器具有高的输出功率，解决这一问题可归纳为两个途径：(1)提高激光器的微分量子效率，达到这一目的可通过反对称的腔面镀膜、减小内损耗和提高内量子效率来实现。(2)提高热饱和输出功率，这可通过减小串联电阻和热阻来实现，增加半导体激光器的腔长对减小热阻和串联电阻是非常有效的。在这一节里我们分析一下腔面反射率对半导体激光器特性的影响，并给出优化的设计结果。

在一般情况下，不考虑腔面镀膜造成的腔内光强分布的极大不均匀性和大电流下的增益饱和现象时，半导体激光器总的微分量子效率 η_d 和阈值电流 I_{th} 表示为：

$$\eta_d = \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \quad (2.6.1)$$

$$I_{th} = WL \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{\Gamma \beta_0 J_0}\right) \quad (2.6.2)$$

其中 η_i ， α_i 分别为内量子效率和内损耗； L 为腔长； R_1 、 R_2 分别代表出光面和背面的反射率。

在实际应用中总是在一个腔面镀增透膜 AR(R_1)做为出光面，而另一个面镀高反射膜 HR(R_2)做为背面，出光面的微分量子效率 η_{d1} 为：

$$\eta_{d1} = \eta_i \frac{\ln\left(\frac{1}{R_1}\right)}{2\alpha_i L + \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \quad (2.6.3)$$

按照上式，提高 η_i 和减小 α_i 都可以提高总的外微分量子效率 η_D 和出光面的外微分量子效率 η_{d1} ，这主要与激光器结构、掺杂分布和材料生长质量有关，换句话说， η_i 和 α_i 将决定总的外量子效率。这些条件决定后，增大背面反射率 R_2 和减小出光面的反射 R_1 都会更有效地提高出光面的外微分量子效率。

激光器的腔长不同，则 R_2 （或 R_f ）和 R_1 （或 R_r ）对 η_{d1} 的影响程度不一样，对长腔半导体激光器， $2\alpha_i L$ 起主要作用，这时如忽略掉公式（2.6.3）分母中的第二项，则 η_{d1} 只与 R_1 有关，即 R_1 的变化对 η_{d1} 有更大的影响。对短腔半导体激光器，一般 α_i 很小，所以 $\ln(1/R_1 R_2)$ 起主要作用，这时如忽略掉公式（2.6.3）分母中的第一项，我们可以看出 R_2 的变化将对 η_{d1} 有更大的影响，图 2.6.1(a) 为不同腔长下 η_{d1} 随 R_1 和 R_2 的变化趋势，图 2.6.1(b) 给出了在不同腔长和内损耗的乘积下 η_{d1} 与 R_1 和 R_2 的关系，从图中可明显地看出，当 $2\alpha_i L$ 大时，镀高反膜对提高 η_{d1} 的效果不明显；当 $2\alpha_i L$ 小时， η_{d1} 随 R_2 的提高增加量较大。综上所述，在不同的腔长下，应有不同的镀膜条件，其设计原则为：不管背面反射率对 η_d 的影响大还是小（不同腔长下），镀高反射膜，都有利于提高 η_{d1} ，所以背面镀膜的反射率通常尽可能高。增透膜在不同腔长下，对 η_d 影响的程度不一样，由于激光器镀增透膜后阈值电流提高，所以在保持 η_{d1} 较高的情况下，应尽可能不要使 R_1 太低，一般取 5%-15% 之间，对长腔激光器， R_1 一般取得比较低 5%-10%，对短腔激光器， R_1 一般可取得相应高一些 10%-20%。后面还将对激光器的增透膜反射率进行优化。

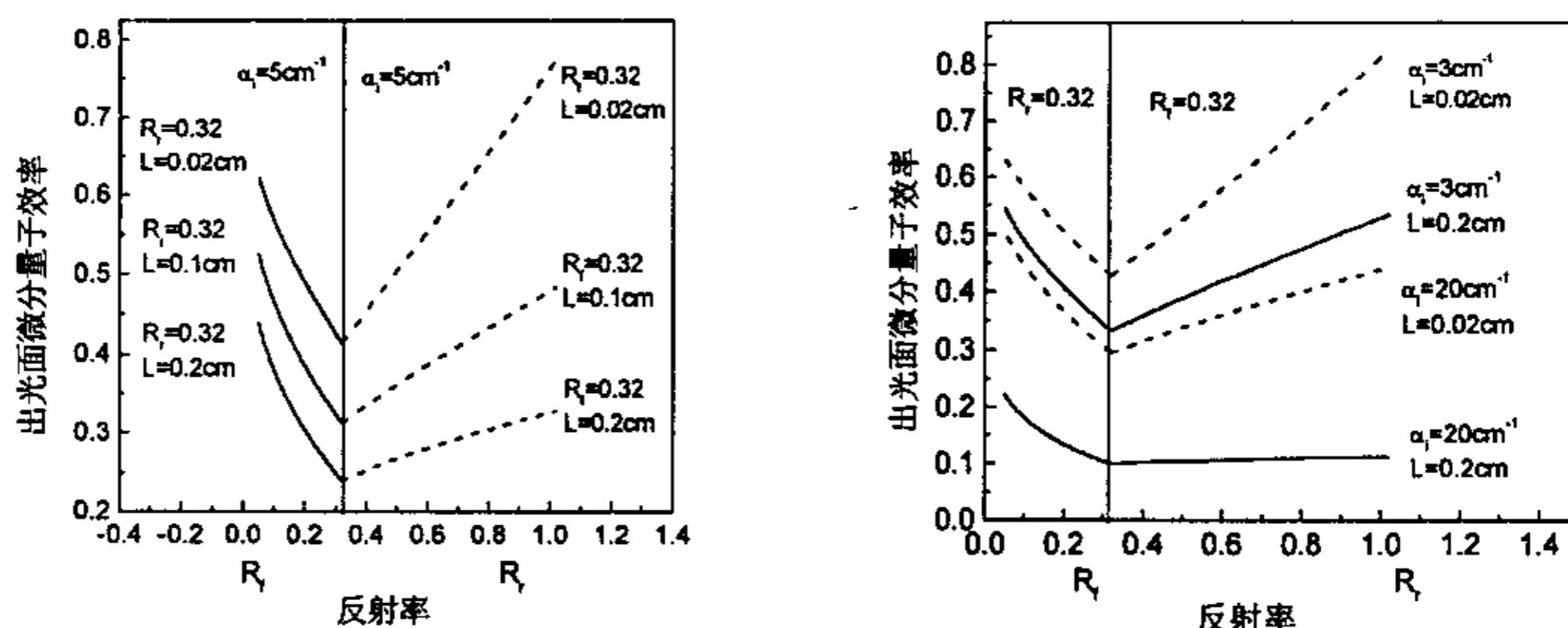


图 2.6.1 在不同腔长下 η_{d1} 与 R_f 和 R_r 的关系

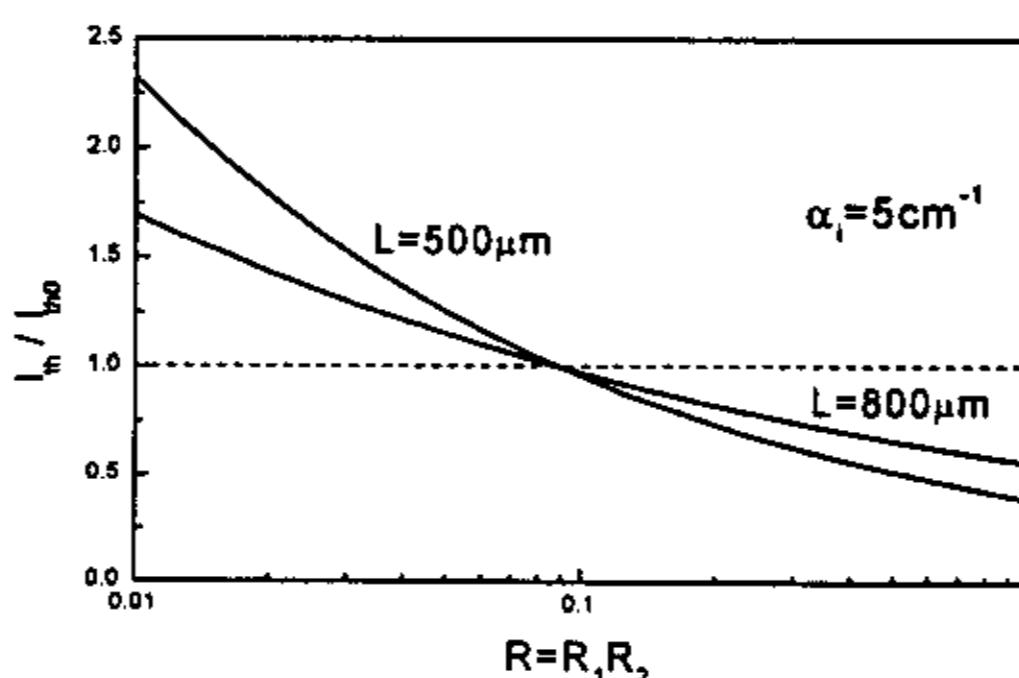


图 2.6.2 I_{th}/I_{th0} 与 $R=R_1 R_2$ 的关系

从公式（2.6.2）中可以看出， I_{th} 与前后腔面反射率的乘积有关，只要 $R_1 * R_2$ 等于不镀膜时前后腔面反射率之积（~0.9），则阈值电流保持不变，当 $R_1 R_2 < 0.9$ 时，阈值电流减小，当 $R_1 R_2 > 0.9$ 时，阈值电流提高。图 2.6.2 给出了不同腔长 500, 800 μm 时， I_{th}/I_{th0} 与 $R=R_1 R_2$ 的关系。从图中可看出，短腔半导体激光器的阈值电流更敏感于前后面反射率乘积的变化。设计激光器

时应在保证 η_d 高的前提下，使阈值电流尽可能保持不变或略有提高。

二. 腔面反射率对激射波长的影响

腔面镀膜后，由于腔面损耗的改变，而使激光器的阈值发生变化，当腔面镀高反射膜时，由于反射率提高，使阈值降低，即阈值载流子密度下降，阈值增益下降，从而导致达到阈值时导带与价带间准费米能级差减小。而半导体激光器的激射波长和准费米能级差之间有如下的关系： $\lambda = 1.24/\Delta E_F$ 从式中看出当 ΔE_F 减小时 λ 增加，其关系为倒数关系。所以当半导体激光器腔面镀高反射膜时，激射波长向长波方向移动，反射率越高，移动量越大。相反，当镀增透膜时，将使阈值增益提高，阈值载流子密度提高， ΔE_F 增大，从而波长向短波方向移动。因此，当半导体激光器的波长和应用波长有偏离时，可通过此方法进行调整，但这种调整只是微调，数量级在几个 nm 范围之内。

三. 增透膜反射率的优化

从前面分析端面反射率对激光器特性的影响时，我们看到当增透膜反射率很小时会造成阈值电流的极大提高，这时应考虑增益饱和现象的影响。

1. 前后腔面出光功率之比

假定在谐振腔中部因自发发射产生沿相反方向传播的两列光波，初始光功率均为 P 。则这两列光波将在腔内多次振荡放大，并从前后腔面输出，输出光功率 P_1 和 P_2 分别为：

$$P_1 = \sqrt{G_s} P_0 (1 - R_1) (1 + R_2 G_s) / (1 - R_1 R_2 G_s^2) \quad (2.6.4)$$

$$P_2 = \sqrt{G_s} P_0 (1 - R_2) (1 + R_1 G_s) / (1 - R_1 R_2 G_s^2) \quad (2.6.5)$$

这里 P_1 和 P_2 均包含了相反方向传播的两列光波的叠加。 G_s 是腔内单程净增益：

$$G_s = \exp[(g - \alpha)L] \quad (2.6.6)$$

式中 g 、 α 和 L 分别为腔内增益、吸收系数以及腔长。由(2.6.4)和(2.6.5)两式可得：

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{(1 - R_1)(1 + R_2 G_s)}{(1 - R_2)(1 + R_1 G_s)} \quad (2.6.7)$$

上式描述了激光器前、后腔面输出功率之间的关系，在 $I \geq I_{th}$ 时，有 $g = \alpha + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ ，即： $G_s = 1/(R_1 R_2)^{1/2}$ ，于是上式可简化为：

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \frac{1 - R_1}{1 - R_2} \quad (2.6.8)$$

2. 增透膜反射率的优化

我们定义 P-I 曲线的斜率为半导体激光器的斜率效率，则前、后腔面输出功率曲线的斜率之比 η_r ：

$$\eta_r = \frac{\eta_{d1}}{\eta_{d2}} = \frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \frac{1 - R_1}{1 - R_2} \quad (2.6.9)$$

可以看出 η_r 只与两腔面的反射率有关。

由(2.6.9)式并考虑到 $\eta_d = \eta_{d1} + \eta_{d2}$ ，可推出 η_{d1} 和 η_{d2} 与总的斜率数率 η_d 的关系为：

$$\begin{aligned}\eta_{d1} &= \eta_r \eta_d / (1 + \eta_r) \\ \eta_{d2} &= \eta_d / (1 + \eta_r)\end{aligned}\quad (2.6.10)$$

在 R_1 较小时, 会导致驱动电流变大, 由于受到增益饱和效应的影响, η_i 将减小, 这时由 η_i 的定义式与饱和增益表达式可得出如下关系式[24]:

$$\eta_i \propto g_0 L - (\alpha_i L + \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}) \quad (2.6.11)$$

于是式 (2.6.1) 变为下式:

$$\eta_d = \eta_0 \frac{\left[g_0 L - \left(\alpha_i L + \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right] \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)} \quad (2.6.12)$$

式中 η_0 为比例常数, g_0 为未饱和时的增益系数, 从上式可以得出下述结论:

(1) 当激光器两端面反射率相等, 即 $R_1=R_2$ 时, 激光器前、后两端面输出功率曲线具有对称性。一旦反射率对称性受到破坏, 则功率输出特性就表现出很大差异, 其特征是大部分光功率将从低反射率腔面输出。

(2) 当 $(R_1 R_2)^{1/2} \rightarrow 1$ 或 $(R_1 R_2)^{1/2} \rightarrow e^{-(g_0 - \alpha_i)L}$ 时, 均有 $\eta_d \rightarrow 0$, 这表明 η_d 存在有最大值, 令 η_d 对 $(R_1 R_2)^{1/2}$ 的导数等于零, 可求得极大值条件为:

$$(\sqrt{R_1 R_2})_m = e^{-\alpha_i L (\sqrt{g_0 / \alpha_i} - 1)} \quad (2.6.13)$$

一般情况下 $R_2 \rightarrow 1$, 这时 $\eta_1 \rightarrow \infty$, $\eta_2 \rightarrow 0$, 光功率只从前腔面输出, 最佳出光面反射率可由(2.6.13)式导出:

$$R_m = e^{-2\alpha_i L (\sqrt{g_0 / \alpha_i} - 1)}$$

图 2.6.3 给出了外微分量子效率 η_{d1} 与 R_1 的关系曲线。其中 g_0 和 α 的取值由实验数据外推得到。从图中可以看出当腔长不同时, 获得最高微分量子效率所对应的增透膜反射率的优化值不同, 当腔长长时, 对应的增透膜反射率的优化值较小。对应 $L=400, 600, 800, 1000 \mu\text{m}$ 时, 优化的 R_f 分别为 20%, 10%, 5%, 3%。

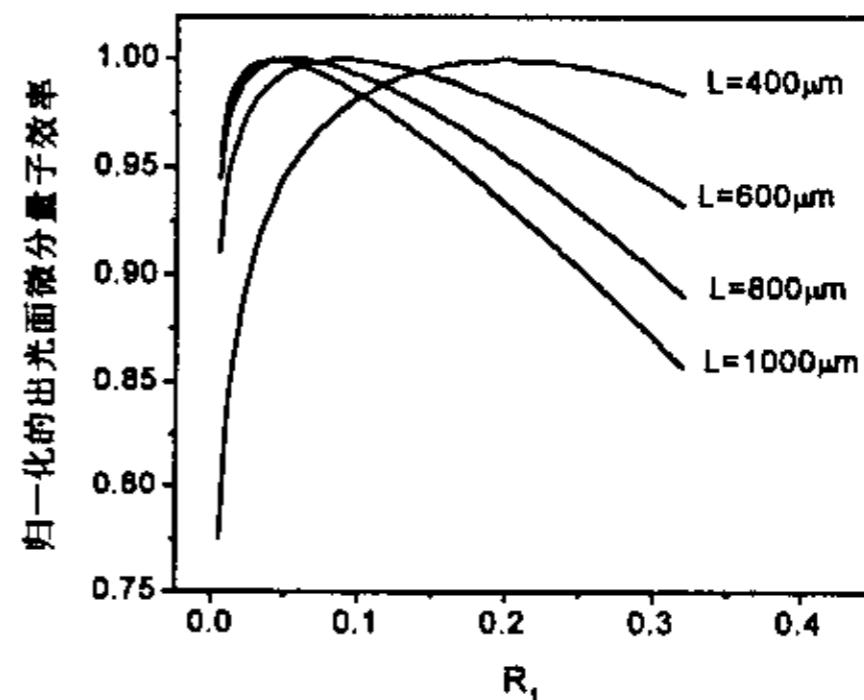


图 2.6.3 外微分量子效率 η_{d1} 与 R_1 的关系

§ 2.6.2 脊形波导结构参数的设计

利用 § 2.3 中的等效折射率方法我们可以对无源波导结构中的模式特性进行分析。为了保证脊形波导量子阱激光器光功率特性曲线的线性和基横模工作, 有必要对满足基横模工作的脊形波导结构参数进行优化。

图 2.6.4 为脊形波导结构示意图, 其台面和台面两侧的等效折射率分别为 $n_{\text{eff}2}$ 和 $n_{\text{eff}1}$, 理论计算表明 $n_{\text{eff}1}$ 与激光器限制层厚度有关, 随限制层 AlGaAs 厚度的增加, $n_{\text{eff}1}$ 增大。

利用等效折射率差我们可以确定一阶模的截止宽度 W 为[12]:

$$W = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{n_{eff2}^2 - n_{eff1}^2}} \quad (2.6.16)$$

本节首先分析影响等效折射率差的因素, 然后给出固定工艺参数条件下, 实现基横模工作的脊形波导结构参数。

一、影响等效折射率差的因素

在设计脊形波导激光器时, 等效折射率差是很重要的设计参数, 因此应对影响折射率差的因素分析清楚, 以指导器件制备过程。

1. 波导厚度对 Δn_{eff} 的影响

前面我们已经提到等效折射率是随波导结构外面的限制层 AlGaAs 的厚度的变化而变化的, 因此我们可以通过控制腐蚀台面高度来控制脊形波导的等效折射率差。然而对于不同的波导结构或波导厚度, 其光波在其中的传播常数是不一样的, 因此其等效折射率也将发生改变, 它将影响脊形波导的等效折射率差。下面讨论当波导厚度发生变化时, 等效折射率差的变化。图 2.6.5 为理论计算的等效折射率差在不同波导层厚度情况下, 随台面两侧剩余的 AlGaAs 厚度的变化。可以看出当波导厚度较厚时, 其变化率较小, 而对波导厚度较薄时, 其变化率较大, 因此对腐蚀深度更敏感, 要求更加精确的腐蚀控制技术。

2. 绝缘膜对脊形波导等效折射率差的影响

理论分析和计算表明脊形波导台面两侧的绝缘膜种类的不同将影响脊形波导等效折射率差的值, 因为绝缘层在台面两侧充当波导结构中的重要一层, 图 2.6.6 为使用常用绝缘膜 SiO_2 、 SiON 、和 SiN_x 时, 等效折射率差随限制层 AlGaAs 的变化, 可以看出对不同材料的绝缘膜, 等效折射率差随剩余限制层 AlGaAs 厚度的变化不完全相同, 当绝缘膜折射率增大时, 其波导的等效折射率差减小, 因此在设计和制备脊形波导激光器以基横模方式工作时, 应考虑到这种影响。

绝缘膜厚度变化时, 等效折射率会不会发生变化呢? 计算结果表明, 当 SiO_2 厚度发生变化时, 等效折射率基本上保持不变。

3. 载流子注入对折射率的影响

自由载流子的吸收和载流子注入所引起的带边漂移都引起介电常数的色散而使折射率减小。如考虑载流子的吸收, 即光场中运动的自由载流子和空穴的等离子色散效应, 则有 [25]:

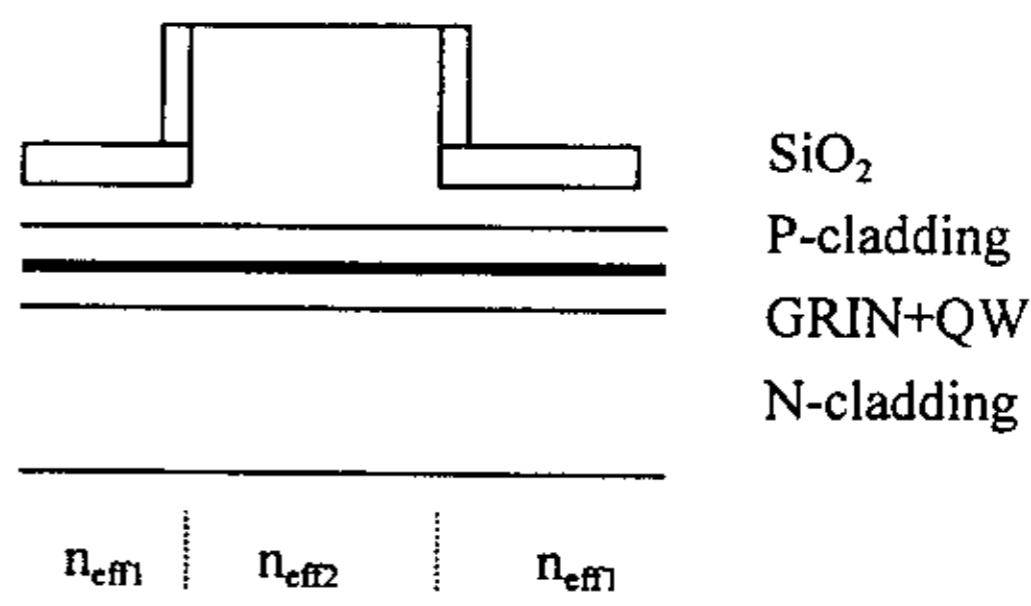


图 2.6.4 脊形波导结构示意图

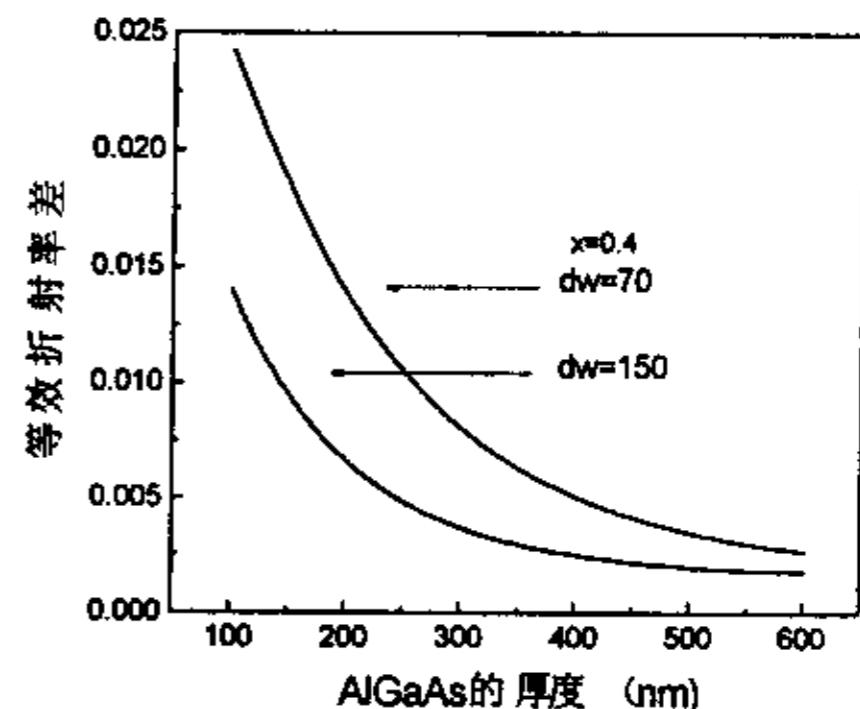


图 2.6.5 不同波导层厚度情况下等效折射率差随剩余的 AlGaAs 厚度的变化

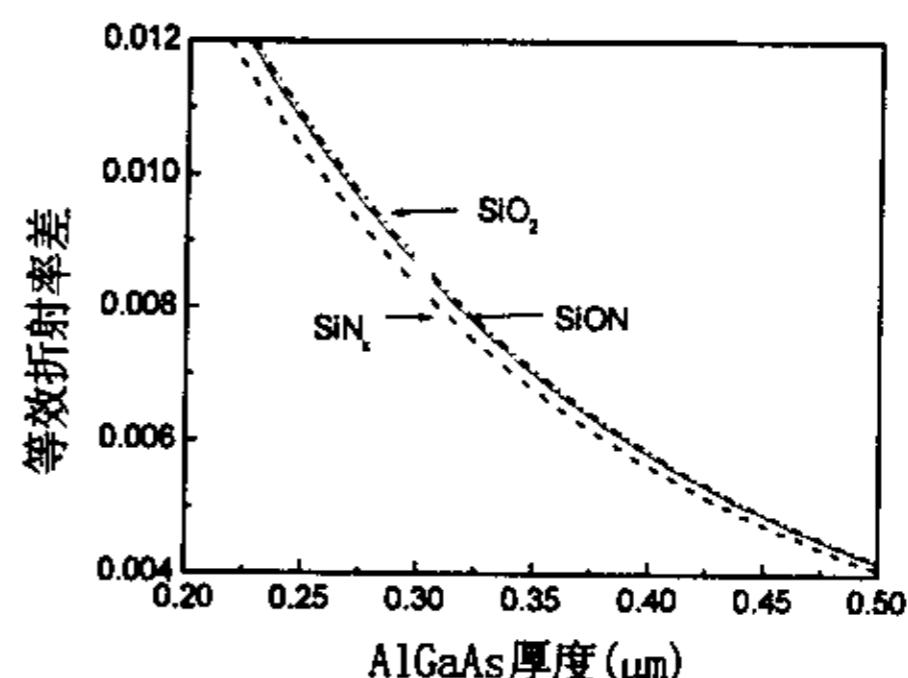


图 2.6.6 等效折射率差随限制层 AlGaAs 厚度的变化

$$\delta n = -\frac{r_0 \lambda^2}{2\pi n} \left(\frac{N}{m_e} + \frac{p}{m_h} \right) \quad (5.2.1)$$

$r_0 = 2.28 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 为电子的经典半径, $n = 3.6, m_e = 0.067 m_0, m_h = 0.57 m_0$, 则 $\delta n = -1.5 \times 10^{-21} N$

载流子注入填充能带会引起吸收边的漂移, 其漂移量近似正比于载流子浓度, 对 GaAs 激光器而言, 一般有:

$$\delta n = -1.5 \times 10^{-21} dN \quad (5.2.2)$$

按无源波导的分析, 当腐蚀深度越浅时, 可获得更宽的基横模条宽, 然而这是不可能的, 因为当有载流子注入时, 按上述分析可知, 注入载流子会使注入区的折射率变小, 从而台面必须有一定的腐蚀深度来产生折射率差, 并且该折射率差至少应大于载流子注入引起的折射率降低, 抵消载流子注入引起的折射率下降。

一般情况下, 由载流子诱导的反波导折射率差 $\Delta n_{\text{eff}} = 1-5 \times 10^{-3}$, 所以台面腐蚀后形成的波导的等效折射率应至少大于这个值。

4. 脊形波导量子阱激光器的结构和器件参数对折射率变化的影响

等效折射率的变化随载流子注入的变化而变化, 当器件参数发生变化时, 阈值增益也将发生变化, 从而影响阈值时的注入载流子浓度的变化。这种变化可通过下式反映出来 [26],

$$\delta n = -A \left[\left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \Gamma_y \right] \left/ \left(\beta + \Gamma_x n_T \right) \right. \quad (5.2.1)$$

其中 n_T 为透明载流子浓度, Γ_x 为垂直方向限制因子, Γ_y 为水平方向限制因子, β 为 $g = \beta n$ 中的系数。从公式中可以看出, 当 Γ_y 小, Γ_x 小, n_T 小, 或谐振腔的总损耗小时, δn 变化小。从公式中还可以看出, 当波导结构固定时, Γ_x, n_T 基本确定, 这时 δn 主要由腔的总损耗决定。可通过减小腔长和腔面镀膜来改变谐振腔的总损耗值, 使其形成较小的 Δn_{eff} , 但又不产生反导引。在短腔情况下, 应控制腐蚀深度使脊形波导的等效折射率差相对大, 才能产生较高注入下的基横模工作。在长腔情况下, 第一项较小, 主要由第二项决定, 我们可以通过设计第二项使 Γ_x 较小, 这时 δn 的变化小, 所以在工艺上应控制相对较小的 Δn_{eff} , 同时长腔结构激光器的采用使其总损耗变小, 电阻变小, 散热特性好, 又非常有利于高功率工作。

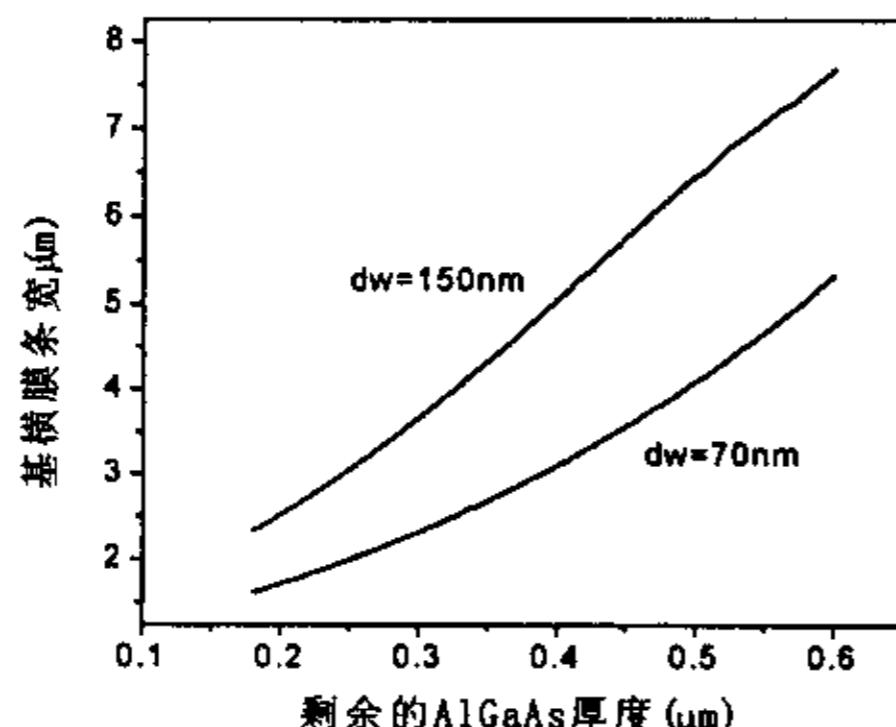


图 2.6.7 两种结构的基横模条宽和剩余的 AlGaAs 厚度的关系

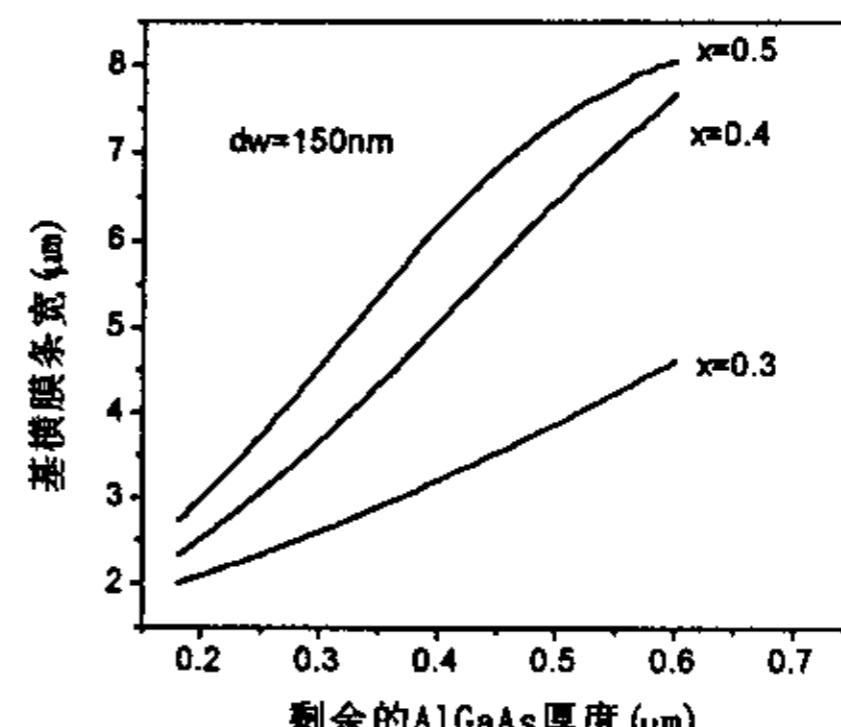


图 2.6.8 不同 x 值时基横模条宽与 Al_xGa_{1-x}As 厚度的关系

二. 基横模工作的脊形波导激光器结构参数优化

图 2.6.7 给出了典型的两种结构的基横模条宽和剩余的 AlGaAs 材料的厚度的关系。可以

看出当结构参数发生变化时，在相同的条宽下，一阶模截止时，剩余的 AlGaAs 厚度是不一样的，对窄波导即 Γ 小时，剩余的 AlGaAs 的厚度较大。

我们还分析了限制层 AlGaAs 的 Al 组分变化时对脊形波导量子阱激光器满足基横模工作的结构参数的影响。图 2.6.8 给出了不同 x 值时，基横模条宽与 AlGaAs 厚度的关系。

上述分析是建立在无源波导的基础上，没有考虑电流注入效应、温度效应和应力对折射率的影响。但仍对脊形波导半导体激光器的制备工艺具有重要的指导意义。

§ 2.7 量子阱激光器的热特性和最大热饱和功率的理论分析

§ 2.7.1 量子阱激光器的热阻及结温升

半导体激光器的散热好坏对半导体激光器的工作特性具有很大的影响，通常用热阻来描述半导体激光器的散热特性。低的热阻对半导体激光器的室温连续工作是非常有利的。因为热阻高，结温升就高，从而带来许多不利影响：(1) 阈值电流提高、外微分量子效率下降；(2) 使半导体激光器的模式特性变差，波长发生漂移；(3) 可靠性变差，寿命变短；(4) 最大输出功率降低。

半导体激光器的热阻定义为单位加热功率所引起的温升，单位为： $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ 或 K/W ，其连续工作状态表达式为[25]：

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{I(R_s I + V_f) - P_{out}} \quad (2.7.1)$$

其中 R_{th} 代表热阻， ΔT 为结温升， $\Delta T = T_a - T$ ， T 为热沉温度， T_a 为有源区温度， I 为工作电流， R_s 为串联电阻， V_f 为有源区的费米电压。对于脉冲工作方式下[25]：

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{[I(R_s I + V_f) - P_{out}]f} \quad (2.7.2)$$

其中 τ 或 f 分别为脉冲宽度和脉冲重复频率， τf 即为占空比。热阻是一个重要参数，其值越小，即使在高占空比下或连续工作状态下，结温升也很小，阈值电流就不会增加很多。因此热阻对决定半导体激光器能否在室温下连续工作起着重要作用。可以通过实验来确定 R_{th} 的值。例如可通过改变重复频率 f ，测出激射波长或阈值电流的变化来估计结温升 ΔT ，由式(2.7.2)求出热阻值。也可用小占空比的脉冲电流的变化，测出波长的移动来估算结温升，从而求出热阻的大小。设波长随温度的变化率为 $d\lambda/dT$ ，则测量的热阻为[27]：

$$R_{th} = \frac{(dT/d\lambda)\Delta\lambda}{IV - P_{out}} \quad (2.7.3)$$

为了减小 R_{th} ，需要接触电极层与半导体之间有良好的欧姆接触，芯片与热沉之间有很好的熔焊接触等。减小热阻最有效的方法是提高热沉的散热效率，使用热导率较高的金属材料做为热沉，而且采用 P 面朝下即倒装的形式。采用倒装时，热阻与外延层材料厚度和热传导特性以及热沉材料的热导率之间有如下的关系式[28]：

$$R_{th} = \frac{\left[\frac{d_3}{k_3} + \frac{d_4}{k_4} + \frac{d_m}{k_m} + \frac{\ln(4L/W)}{\pi k_0} W \right]}{WL} \quad (2.7.4)$$

式中 d_3 、 d_4 、 d_m 分别为有源区厚度、AlGaAs 为限制层厚度和焊料厚度； k_3 、 k_4 、 k_m 分别为有源区、AlGaAs 限制层和焊料材料的热导率， k_0 为热沉的热导率。L 和 W 分别为激光器的条宽和腔长。正装时，热阻的表达式近似为[25]：

$$R_{th} = \ln\left(\frac{16T_d}{\pi W_d}\right) / \pi k L \quad (2.7.5)$$

因此热阻随热沉和外延材料的热导率的增大而减小，同时随条宽和腔长的增大而减小。

$$\text{结温升可表示为: } \Delta T = R_{th} [I(R_s I + V_f) - P_{out}] \quad (2.7.6)$$

$$\text{其中 } P_{out} = \eta_d(T)(I - I_{th}(T)) \quad (2.7.7)$$

$$\eta_d(T) = \eta_{d0} \exp(\Delta T / T_0) \quad (2.7.8)$$

当热阻给定后我们可以求出结温升与工作电流的关系，在图 2.7.1 中给出了不同热阻时的结温升与工作电流的关系。

§ 2.7.2 量子阱激光器的最大热饱和功率

由于半导体量子阱激光器具有一定的热阻，所以会导致结温升，从而引起阈值提高，微分量子效率下降，假定不出现腔面光学灾变损伤（COD）的情况下，将存在一最大的热饱和功率（第五章将研究抑制 COD 的方法）。

图 2.7.1 为理论计算的 $100\mu\text{m}$ 宽条和 $3\mu\text{m}$ 脊形波导窄条激光器在不同热阻下的 P-I 特性，可以看出最大热饱和功率随热阻的提高而降低。从这一角度出发，应选用高热导率的材料作为限制层，优化限制层厚度和采用低热阻管芯烧结工艺。

图 2.7.2 为不同串联电阻下的 P-I 特性，计算时假定 R_{th} 保持不变。可见串联电阻提高，结温升提高，最大热饱和功率下降。所以降低串联电阻对激光器高功率工作是非常有意义的。从这一角度出发，首先应选用高电导率的材料作为限制层以减小体串联电阻，其次应优化材料的掺杂特性以减小欧姆接触电阻和异质结电阻，在后面的章节中，我们可以看到在无铝激光器中采用 InGaP 作为限制层可以降低串联电阻。

小结：

本章分析了应变量子阱对量子阱激光器波长的影响，给出了实现 980nm 波长所需的量子阱结构参数（量子阱组分和阱宽），分析了应变对半导体量子阱材料特性如增益、微分增益、透明载流子密度的影响，可清楚地看到应变对半导体激光器特性的改善。理论计算并分析了半导体激光器结构参数对阈值电流密度的影响，对优化低阈值电流密度激光器提供了理论指导。为了获得综合性能高的半导体量子阱激光器，对影响激光器特性的结构参数进行了全面优化，包括限制层、波导结构及参数、掺杂特性等，在此基础上获得了一种简单实用化的量子阱激光器结构。

优化设计了半导体激光器工艺参数，包括器件腔长、镀膜工艺和实现基横模工作的脊形波导结构参数，并考虑了影响脊形波导等效折射率差的因素，以及空间烧孔对模式特性的影响，对实现高功率基横模激光器提供了设计依据和指导作用。分析了半导体激光器的热特性及其影响因素，计算了热阻和串联电阻对实现最大热饱和功率的影响，同时还分析了提高功率转换效率的有效途径。这些理论分析为实现高功率工作激光器提供了理论指导。

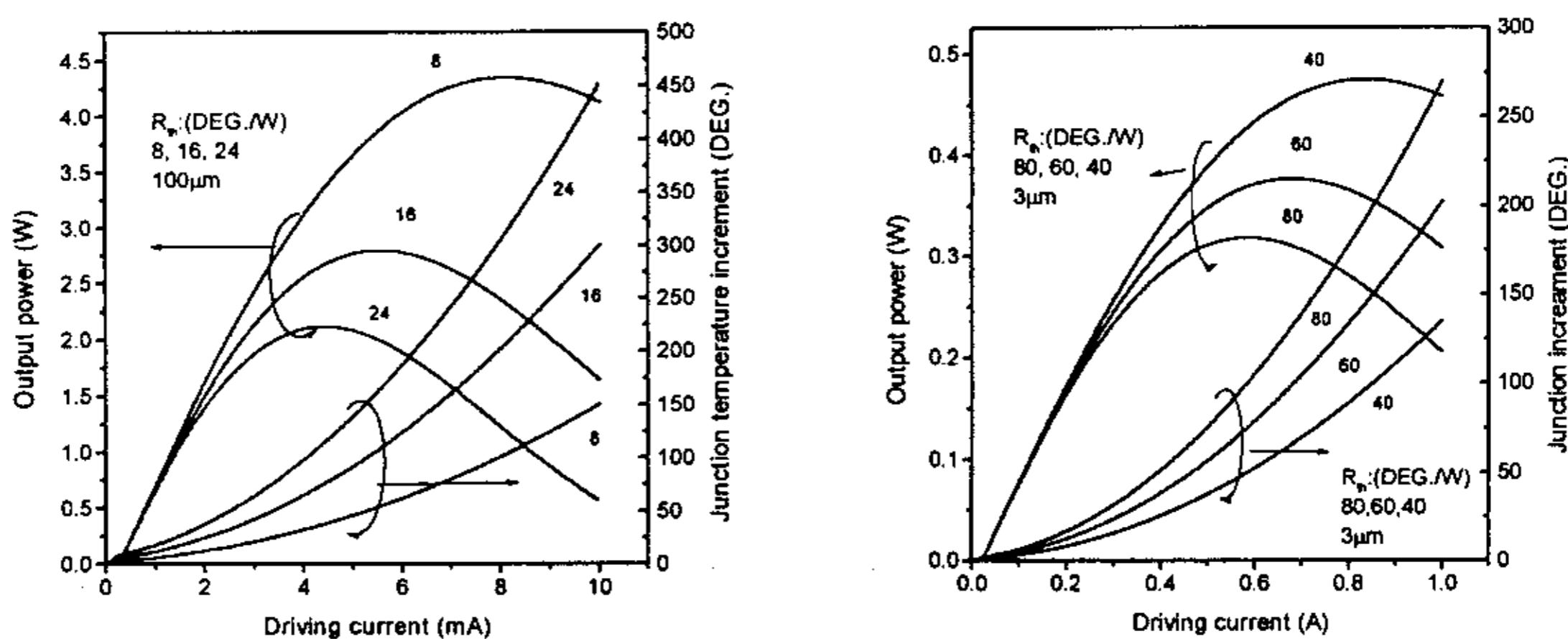


图 2.7.1 理论计算的 100μm 宽条和 3μm 脊形波导窄条激光器
在不同热阻下的 P-I 特性和结温升

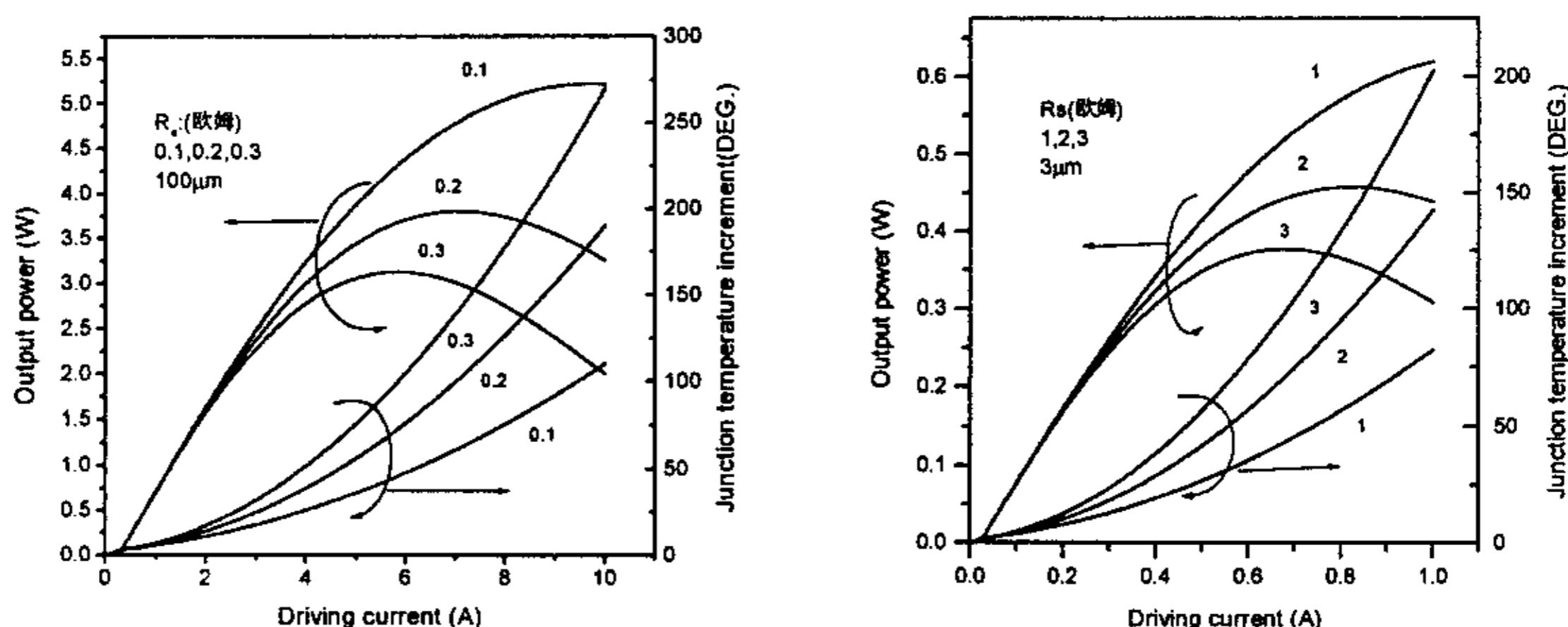


图 2.7.2 理论计算的 100μm 宽条和 3μm 脊形波导窄条激光器
不同串联电阻下的 P-I 特性和结温升

参考文献:

- [1] Matthews, J.W. and Blakeslec, A.E. J.Crystal Growth, 27, 118(1974)
- [2] 书
- [3] E.P. O'Reiley, and A.R.Adams, IEEE.J. Quantum Electron. 30(2), 366(1994)
- [4] R.M.Kolbas, N.G.Anderson, W.D.Ladig, Y.Sin, Y.C.Lo, et al. IEEE J.Quantum Electron. QE-24(8), 1605 (1988)
- [5] W.W.Chow,S.W.Koch,Murray Sargent III, "Semiconductor Laser Physics", Springer,Berlin Heidelberg,1994
- [6] Zou, Y., Grodzinski, P., Menu, E.P., Jeong, W.G., Dapkus, et al. Appl. Phys Lett. 58, 601(1991)
- [7] Asai, H., and OE, K. J.Appl. Phys., 54, 2052(1983)
Kolbas, R.M., Anderson, N.G., Laidig. et al. IEEE, J.Quantum.Electron.QE-24, 1605(1988)
Lu, X.Z., Garuthara et al. Appl. Phys. Lett., 52, 93(1988)
- [8] Corzine, S.W., Yan, R.H., and Coldren, L.A., Appl. Phys. Lett.,57, 2835 (1990)
- [9] James J. Coleman, Kevin J.Beernink and Michael E. Givens IEEE, J.Quantum. Electron., 28(10) 1983(1992)
- [10] D.C.Liu, C.P.Lee, C.M.Tsai, T.F.Lei, J.S.Tsang et al. J.Appl.Phys. 73, 8027(1993)
- [11] H.C.Casey, Jr. and M.D.Panish, Heterostructure Lasers. Part A, NewYork : Academic 1978
- [12] 郭长志, “半导体激光器模式理论”, 人民邮电出版社, 1989
- [13] K.H.Schlereth and M.Tacke, IEEE J.Quantum Electron,QE-26(4), 627(1990)
- [14] T.D.Visser, H.Blok and D.Lenstra, IEEE.J.Quantum.Electron., QE-31(10) 1803(1995)
- [15] H.C.Chui and A.K.Chan, J. Lightwave Tehnel. 7(9) 1419(1989)
- [16] 陈昌华, 杨国文, 徐俊英, 陈良惠, 王启明, 光子学报, 17(5), 630(1997)
- [17] “Optical functions of AlGaAs: Tables (0.5-6.0ev)”, in Properties of Gallium Arsenide, Znd ed. INSPEC, 1990.
- [18] A.R.Reisinger, P.S.Zory. and R.G.Waters, IEEE, J.Q.E QE-26, 1476(1990)
- [19]:J.Nagle, S.Hersee, M.Krakowski et al. Appl. Phys Lett.. 49, 1325(1986).
- [20]:C.A.Wang, H.K.Chi, J.N. Walpole et al. Electron. Lett. Vol.30(8), 646(1994)
- [21]:D.F.Welch. W.Streifer. Appl. Phys Lett.56(1), 10(1990)
- [22]:S.O'Brien, H.Zhao, A.Schoenfelder and R.J.Lang E.L. 33(22), 1869(1997)
- [23]:R.G.Waters, D.K.Wagner, D.S.Hill, A.P.L. 51(17), 302(1987)
- [24] 蔡伯容, 王瑞丰, 程泽东, 激光器件, 湖南科学技术出版社(长沙), 255-257, 310-312, (1983)
- [25] 半导体光电子学, 黄德修, 电子科技大学出版社, (1994)
- [26]:B.Garrett, and J.E.A. Whiteaway IEE Proceedings, Vol.134, Pt.J, No.1, (1987)
- [27]:M.Ar vind, H.Hsing and L.Figueroa. J.Appl.Phys.63(4), 1009(1988)
- [28]:T.Madino, J.D.Evans, and G.Mak. Appl. Phys Lett. 71(20), 2871(1997)

第三章 高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的研制

§ 3.1 分子束外延生长高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器

§ 3.1.1 分子束外延简介

分子束外延(Molecular Beam Epitaxy 简称 MBE)是 70 年代在真空蒸发的基础上迅速发展起来的制备极薄的单层或多层单晶薄膜的新技术，它是在超高真空条件下，构成晶体的各个组分和掺杂原子(分子)以一定的热运动速度，按一定的比例喷射到热的衬底表面上进行晶体外延生长的。其特点是生长速度慢(~ 1 微米/小时或 2.83Å/s 即每秒一个单原子层)、生长温度低(对 GaAs 低于 600°C)、可随意改变外延层的组分和掺杂、并能实现外延层组分和掺杂的陡变。可在原子尺寸范围内精确地控制外延层的厚度，异质结界面平整度等。结合适当的掩膜技术，还可以制备出具有二维和三维图形结构的薄膜。此外，分子束外延还可以实现原位的实时监测和分析，如高能电子衍射(RHEED)可在生长的原位研究外延表面的生长过程和作表面分析研究；四极质谱仪可用于气氛中残余气体的分析。

迄今用 MBE 研制的各种半导体超薄层微结构材料已不下数十种，涉及到 III-V、II-VI、IV-VI 族化合物半导体、IV 族元素半导体和非晶材料等多种材料体系，已用于开拓出一系列新型的半导体光电子器件和超高速、超高频器件，如量子阱激光器；自电光效应光双稳器件、超晶格量子阱红外探测器、高电子迁移率晶体管、异质结双极晶极管和共振隧穿负阻器件等，其中有的已进入批量生产。在光电子技术、微波通讯、计算机等高新技术中均有重要应用。相应地也出现了高效率的生产型的 MBE 设备。大功率，长寿命半导体激光器对外延材料质量提出了很高的要求，它不仅要求半导体激光器外延材料有很好的电学特性，更重要的是如何提高其光学质量、减少材料中的非辐射复合中心。我们针对分子束外延的特点，开展了高质量 GaAs、AlGaAs、InGaAs 应变量子阱的外延生长研究。

目前最典型的 MBE 设备具有三个真空工作室，即进样室、预备分析室和外延生长室。进样室用于换取样品，通常一次可同时放入 6-8 个衬底片。预备分析室可对送入的衬底片进行除气处理，并可在这个真空室上配置 AES、SIMS、XPS、UPS 等表面分析仪器，对样品表面成分、电子结构和杂质污染等进行分析研究。外延生长室用于样品的分子束外延生长。每个室都有自己的无油真空抽气机组，每个室(Chamber)之间通过插板阀隔离。这样即使某一个室和大气相通，其他室仍可保持真空状态。样品通常是通过磁耦合式或导轨链条式的真空传递机构在各室之间传递。

分子束外延设备上最重要的是生长室，它是由一个 $\Phi 350$ - $\Phi 450\text{mm}$ 的不锈钢圆筒和在它上面配置的分子束源、样品架、电离计、高能电子衍射仪和四极质谱仪等部件组成。一个清洁的超高真空环境是获得高质量外延材料的基本条件，除了系统本身应具有很小的放气和很好的密封性外，还要求对其系统本身进行必要的和细致的维护，如进入生长室的样品或其它零部件应在装入系统之前经过严格处理，系统经暴露大气后要彻底烘烤除气，使系统内部有害残余气体如 H_2O 、 CO 、 CO_2 等降到最低程度，减小污染。在每次 MBE 生长前，应首先将生长室通液氮(LN_2)进行冷却，这一方面可对高温源炉进行热隔离，另一方面使系统真空中度得到进一步提高，使外延生长环境的清洁度得到进一步改善。在真空中度达到 3×10^{-9} torr 后，便可进行源炉除气、热剥离样品表面氧化物以及外延生长。另外，高纯的源材料和高质量的衬底片是获得高质量外延材料的重要保证。

§ 3.1.2 分子束外延生长

1. 生长速率

MBE GaAs 的生长速率 R 是由入射到 GaAs 表面的 Ga 原子束的到达率 J_{Ga} 决定, 即:

$$R = aJ_{Ga} \quad (3.1.5)$$

当 R 用 $\mu\text{m}/\text{小时}$ 和 J_{Ga} 用原子数/ $\text{cm}^2\cdot\text{sec}$ 表示时, $a=6.8\times 10^{14}$ 。对于只含有一个V族成分的三元、四元III-V族合金, 其生长速率是组成合金的各化合物的生长速率之和, 即

$$R = \sum_{i=1}^n a_i J_i \quad (3.1.6)$$

其中 n 是固溶体中含有的不同的III族原子的数目, a_i 是第 i 种III族原子的粘附系数。实际生长时, 生长速率可用高能电子衍射强度的振荡周期来确定(一个振荡周期相应于一个单分子层的生长); 或者在一固定的时间 t 内生长一厚层的 GaAs, 然后用扫描电镜或台阶仪测量其厚度 d , 则生长速率 $v=d/t$ (埃/秒)。

III族元素在高的生长温度下吸附寿命会变短, 即 $a_i < 1$, 则生长速率会减慢, 图 3.1.1 是 GaAs、AlAs 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的生长速率和衬底温度 T_s 的关系 [1], 可以看出 $T_s < 640^\circ\text{C}$ 时 GaAs 的生长速率几乎和衬底温度无关, 它表明在此生长温度范围内 Ga 的粘附系数接近于 1; $T_s > 640^\circ\text{C}$ 以后, 由于 Ga 的粘附系数随温度升高而减小, 则生长速率逐渐变慢。在实验上还观察到, 在高温下当束流中有少量 Al 时, Ga 的粘附系数会明显增加。由于超晶格、量子阱和调制掺杂异质结等结构的外延生长

要求十分陡的掺杂分布和组分陡变, 要求十分慢的生长速率, MBE 的生长速率通常为 $\sim 1\ \mu\text{m}/\text{小时}$ 。

2. 生长温度

MBE GaAs 等化合物半导体薄膜的生长温度范围可以较宽, 其下限是当低于此温度时, As_4 分子的吸附是非离解的, 不能形成 GaAs 单晶生长。而上限是当高于此温度时, GaAs 会发生热解离, 难以获得符合化学剂量比的 GaAs 单晶膜。在 $600^\circ\text{C}-260^\circ\text{C}$ 范围内生长可得到具有再构表面的 GaAs。在 $260^\circ\text{C}-90^\circ\text{C}$ 范围内生长薄膜的电子衍射图与体晶体的相同。 $90^\circ\text{C}-70^\circ\text{C}$ 是一过渡区, 而低于 70°C 则只能淀积获得无定型材料。但 $T_s \leq 400^\circ\text{C}$ 的薄膜的电学和光学性质差(高补偿、低迁移率和光荧光特性差)、深能级密度增加, 这是由于 Ga 原子在衬底表面的迁移与生长温度和表面吸附的 Ga、As 原子(分子)的相对数目有关。随着 T_s 的降低, As 从表面的脱附率降低, 在表面形成较高的 As/Ga 比, 导致 Ga 空位(V_{Ga})增多, V_{Ga} 在 GaAs 中是深中心。同时 T_s 低时 Ga 原子在表面上的扩散长度变小, 没有足够的能量迁移到合适的位置去形成规则的晶格排列, 外延层结晶性能差。MBE GaAs 的生长温度通常在 $500^\circ\text{C}-600^\circ\text{C}$ 范

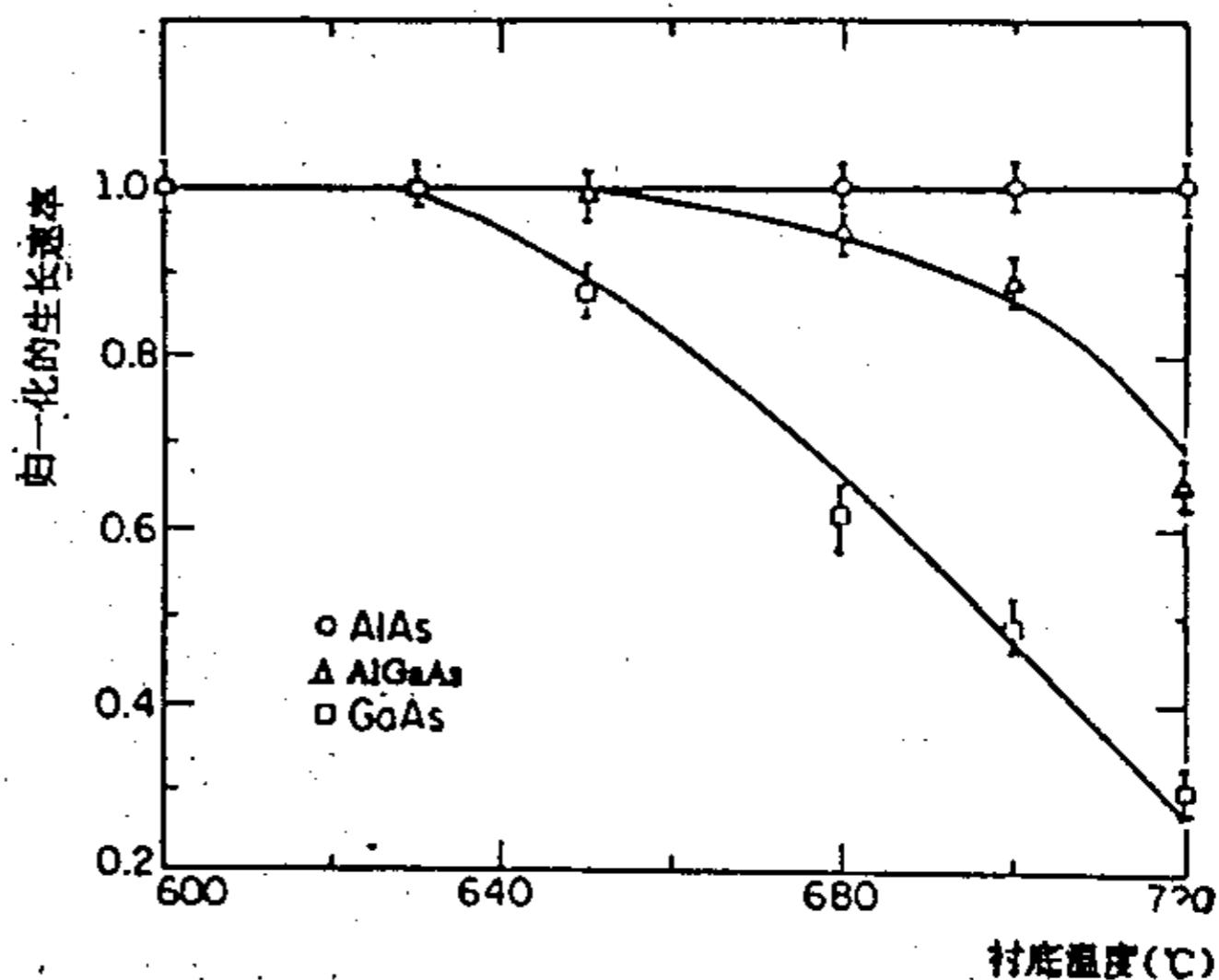


图 3.1.1 GaAs、AlAs、AlGaAs 的生长速率和衬底温度的关系

围。

生长温度对 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 外延层性能的影响尤为显著。由于 Al 的化学性质十分活泼, 极易与真空系统中的残余气体 CO 、 CO_2 、 H_2O 等反应生成 Al 的氧化物, 并在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中形成深中心, 在 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结界面形成大量非辐射复合中心, 影响外延膜的发光性能。W.T.Tsang 曾系统研究过衬底温度对 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 光学性能的影响 [2], 发现随生长温度的上升, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的带边发射荧光峰的强度急剧增强, $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 双异质结激光器的阈电流密度明显降低, 这是由于在高生长温度时, 结合进入外延层的 Al 的挥发性的氧化物减小, 从而降低了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中的深中心和异质结界面的非辐射复合中心。因此, 生长激光器结构材料时, GaAs 有源层的生长温度多采用 $600\text{--}650^\circ\text{C}$, 而 AlGaAs 层为 $650\text{--}700^\circ\text{C}$, 可获得较低的阈电流密度。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 对生长温度的要求严格, 通常在 550°C 下生长, 如温度过高会形成 In 在 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 表面的富集。当外延层含有 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 两种对生长温度的要求差别较大的材料时, 生长温度的控制较复杂。

3. 杂质结合

目前, 在清洁的 MBE 系统中外延的不掺杂的 GaAs 一般为 P 型, 空穴浓度可达 $1\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 。主要的残余杂质是碳, 它在 GaAs 中形成束缚能约 26meV 的浅受主。碳的来源主要是生长室内的残余气体分子 CO 或 CO_2 在生长表面与 As 或 Ga 反应, 形成氧化砷或 Ga_2O , 并脱附而留下自由的 C 原子进入外延层。因此生长室及其部件在生长前要彻底烘烤去气, 生长时要熄灭所有不必要的热丝以减小生长室中 CO 等残余气体的分压强。在生长系统极为清洁的条件下, MBE GaAs 为 n 型。目前国际上达到的最好结果为载流子浓度 $n=3\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$, 峰值迁移率 $\mu=4\times 10^5\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ (28-40K)。

表 3.1.1 可用作 GaAs 掺杂剂的元素及其键合能

导电类型	替代位置	掺杂元素	键合能(meV)
施主	占 Ga 位	Si、Ge、Sn	5.80
	占 As 位	S、Se、Te	5.71
受主	占 As 位	C Si Sn	2.56 34.6 171.0
	占 Ga 位	Be	28.0
		Mn	28.4
		Zn	30.7
		Cd	34.7

用 MBE 制作半导体器件, 必须解决掺杂问题, 即要精确地控制外延层中施主和受主的浓度和它们的分布。MBE 掺杂的方法是将从喷射炉喷出的掺杂原子束直接喷射到正在外延生长的表面, 在表面物理吸附停留 τ 时间后再脱附或被结合进入外延层。若在表面停留的时间比生长单原子层主体材料的时间长则结合几率高, 反之则结合几率低。掺杂首先要选择合适的掺杂剂, 要考虑其在外延材料中的能级位置、结合几率和电活性等。由于生长机理不同, 一些在 LPE 和 VPE GaAs 中常用的掺杂元素(如 Zn、Cd 等), 在 MBE GaAs 中却都因粘附系数太小而掺不进去, 因此要选择粘附系数大的元素作掺杂剂或者设法提高粘附系数。表 3.1.1 是可用作 GaAs 掺杂的一些元素和它们占据 Ga 位、As 位时的键合能 [3], 一般认为键合能越低掺杂浓度越容易做的高, 但掺杂浓度还受其它因素的影响。

§ 3.1.3 GaAs、AlGaAs、InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器材料的分子束外延生长研究及检测分析

一. GaAs 外延材料的生长研究

1. 高质量 GaAs 单晶外延材料的生长

在 § 3.1.2 中我们已经提到 GaAs 单晶材料的生长窗口比较宽, 在 90°C-630°C 的范围内均可获得平整的单晶生长(生长速率 0.5-1 μ m/小时), 但并不是在此温度范围内均可获得高质量的 GaAs 单晶材料。我们通过改变生长条件如生长温度、生长速率以及 As/Ga 束流比并结合光荧光、x-ray 双晶衍射、霍耳以及原位 RHEED 振荡等分析手段对生长高质量 GaAs 材料的条件进行了优化。

首先, 我们利用 RHEED 对 GaAs 生长过程进行了研究与分析, 实验表明, GaAs 材料在 570-630°C, 0.6-1.2 μ m/h 和 V/III=15-25 范围内时, RHEED 的振荡数目较多, 且平稳后强度达到稳定状态, 停止生长后强度仍可比较快的恢复到较高状态。图 3.1.2 是在 600°C 和 620°C 时的 RHEED 振荡曲线, 当 $T_s=650^\circ\text{C}$ 时 RHEED 振荡数目较小, 表明材料生长质量变差。GaAs Open Ga

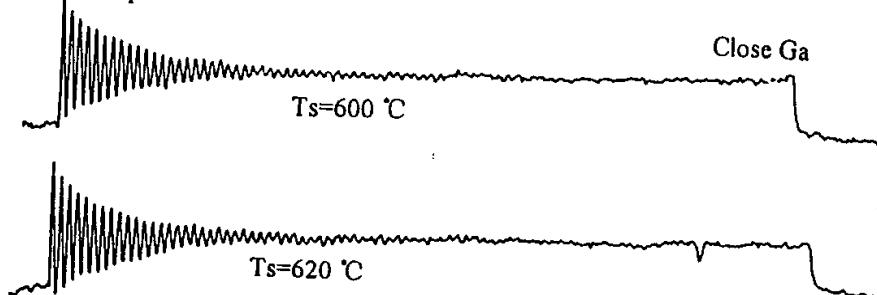


图 3.1.2 600°C 和 620°C 时的 RHEED 振荡曲线

材料生长之所以存在上述高质量材料生长范围可做如下解释。在低温生长时, 如 $T_s \leq 400^\circ\text{C}$, GaAs 单晶材料的电学和光学性质差, 表现为高补偿, 低迁移率和光荧光特性差、深能级密度增加, 这是由于 Ga 原子在衬底表面的迁移与生长温度和表面吸附的 Ga、As 原子(分子)的相对数目有关。随着 T_s 的降低, As 从表面的脱附率降低, 在表面形成较高的 As/Ga 比, 导致 Ga 空位(V_{Ga})增多, V_{Ga} 在 GaAs 中是深中心。同时 T_s 低时 Ga 原子在表面上的扩散长度变小, 没有足够的能量迁移到合适的位置去形成规则的晶格排列, 外延层结晶性能差。当生长温度高于 630°C 时, 则会由于 GaAs 的分解、脱附而使生长速率减小, 而且由于 As 的脱附增加, 致使表面容易出现富 Ga 状态, 呈现 Ga 滴导致材料质量下降。

当 GaAs 生长速率太快时也会造成岛状生长, 出现不平整的表面, 太慢的生长速率也是不必要的, 而且长时间的生长会造成更多的有害杂质混入晶体中。对于 V/III 束流比, 一般应处于富 As 状态下, 但过多的 As 原子不仅会阻碍 Ga 原子的迁移, 而且还会引入更多的杂质。在上述不适当的生长条件下, 我们观察 RHEED 振荡均表现出振荡数目小, 强度不断衰减, 并且关 Ga 停止生长后强度恢复比较慢或不可恢复, 表明了生长表面的不平整性。

光荧光(photoluminescence)是检测材料光学质量的重要方法, 其相对发光强度和半峰宽(FWHM)是表征其质量好坏的重要参数。发光强度越强, 表明发光效率高, 材料内部的非辐射复合中心较少; 半宽越窄, 表明材料的平整性好, 光学质量高。我们测量了低温 10K GaAs 外延材料的光荧光谱, 如图 3.1.3 所示。从图中可以看出, 光谱为单峰且无杂质峰出现, 半

峰宽只有 1.2meV 左右。我们还测量了变激发功率的低温光谱，其发光强度随激发功率呈线性变化，如图 3.1.4 所示，说明基本上没有非辐射复合中心存在。

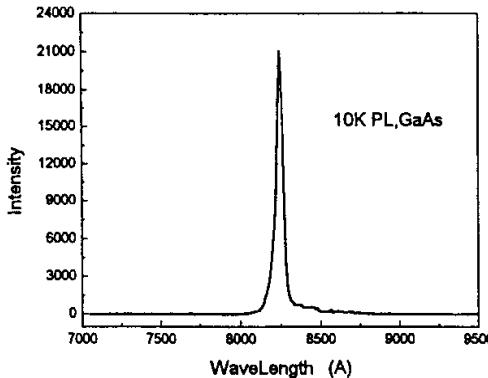


图 3.1.3 低温 10K GaAs 外延材料的光荧光谱

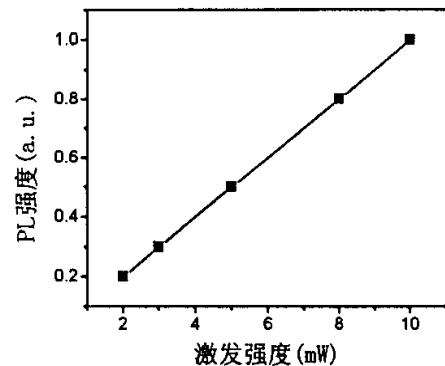


图 3.1.4 GaAs 材料发光强度随激发功率的变化关系

2. GaAs 中的 n 型和 P 型掺杂研究

为了使激光器获得正常的电学特性，必须研究外延材料的掺杂特性。MBE 方法外延生长 GaAs 中的 n 型和 P 型掺杂剂一般为 Si 和 Be。

(1) Si 的掺杂行为

在通常的 MBE GaAs 生长条件下，IV 族元素在 GaAs 中大多占据 Ga 位为施主杂质，其中 Si 的应用最为广泛，其优点是它的结合系数大，电子浓度可达 $5-6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，在生长温度过高和 As_x/Ga 束流比低的情况下，Si 也可能占据 As 位成为受主杂质，而在正常生长条件下，Si 的自补偿度低于 10%。由于补偿度低，掺 Si GaAs 可以获得很高的迁移率。此外，Si 在 GaAs、AlGaAs 中的扩散系数很小，可获得十分陡峭的掺杂分布。图 3.1.5 为掺 Si GaAs 的电化学 C-V 曲线。

Si 在 $x > 0.2$ 的 Al_xGa_{1-x}As 中会形成一种称作 DX 的深中心，DX 中心上的电子一旦被激发就不能复合。因此如何降低掺 Si 的 AlGaAs 层中的 DX 中心是 MBE 材料和器件研制中一个十分重要的问题。

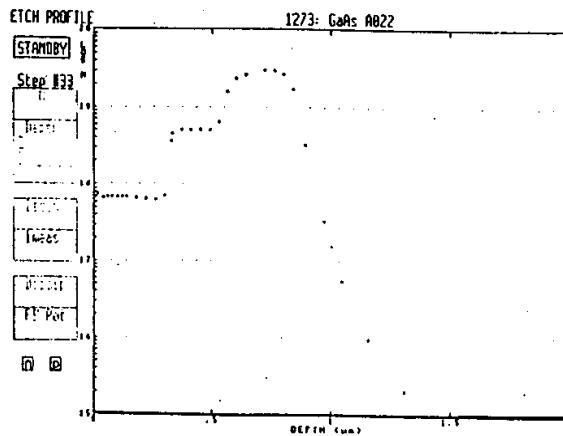


图 3.1.5 掺硅 GaAs 的电化学 C-V 曲线

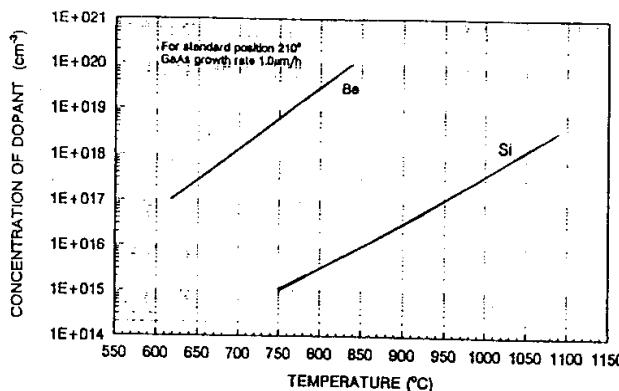


图 3.1.6 Be 和 Si 在 GaAs 中的掺杂浓度随源炉温度的关系曲线

(2)Be 的掺杂行为

II 族元素在 III-V 族化合物材料中均占 III 族原子格位而呈受主特性。其中 Be 是 MBE GaAs 和 AlGaAs 最常用的 p 型掺杂剂，其粘附系数和电活性都接近 1。Be 的蒸气压可以很好控制，当 Be 炉温度在 550-900°C 范围，空穴浓度可在 $10^{15} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 范围精确控制。但 Be 的扩散系数较大，高温生长有一定的扩散发生，而且 Be 源毒性大，纯度不够高，造成一定的污染。

决定 Si 或 Be 在 GaAs 中掺杂浓度的因素主要是束流的大小，而束流大小又是由源炉温度的大小所决定的。图 3.1.6 为利用电化学 C-V 方法测得的 Be 和 Si 的掺杂浓度随掺杂温度的变化曲线，实验中其它生长条件不变，只是改变生长温度。

二. AlGaAs 材料的生长研究

AlGaAs 材料的分子束外延生长比 GaAs 更困难[4-8]，因为 Al 原子具有较低的迁移率而且 Al 原子非常活泼极易与气氛中的残余气体或杂质发生反应。为了提高含 AlGaAs 材料的激光器性能，很有必要对 AlGaAs 材料的外延生长进行优化，采用适当的偏向衬底、优化生长温度、生长速率和 V/III 比，以及减小背景气氛中的氧及有害气体分子（如 H_2O ，CO， CO_2 等）对生长高质量的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料是有利的。

一般 GaAs 的生长速率随生长温度发生变化，所以当 GaAs 的生长速率（600°C）确定以后， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的生长速率（700°C）取决于 Al 组分 x，即：

$$V_{\text{AlGaAs}} = \frac{V_{\text{GaAs}}}{1-x} \times \text{温度系数} \quad (3.1.7)$$

生长速率快将会由于 Al 原子迁移不到位导致三维岛状生长。V/III 束流比太高，不仅会引入更多的杂质，而且过多的 As 将会阻碍 Al 原子的迁移，也将影响生长质量。我们优化的 V/III 比选取范围为 10-15 左右。

生长温度对 AlGaAs 外延层性能的影响尤为显著。由于 Al 的化学性质十分活泼，极易与真空系统中的残余气体 CO、 CO_2 、 H_2O 等发生反应生成 Al 的氧化物，并在 AlGaAs 中形成深中心，在 GaAs/AlGaAs 异质结界面形成大量非辐射复合中心，影响外延材料的发光性能。因此优化生长条件和提高 AlGaAs 材料质量以提高激光器特性是非常必要的。温度对 AlGaAs 材料生长质量的影响表现为杂质粘附系数的变化和 Al、Ga 原子迁移率的变化。图 3.1.7 为 $\text{Al}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ 量子阱的光学质量与生长温度的关系[9]，图中生长温度为热耦测量的相对值，与真实温度相差 120°C 左右，可以看出 AlGaAs 量子阱的生长存在一个不能采纳的温度窗口，即 640-670°C。这直接与 AlGaAs 材料的界面和杂质混入（特别是氧）有关。

当温度较低时, 如 600°C 左右, 杂质的粘附系数较小, 但是由于 Al 原子的迁移速率比较慢, 容易导致岛状生长, 使材料生长质量下降, 生长速率较快时, 更加明显。随着生长温度的进一步提高, 杂质的粘附系数增大, 所以一般在 640~670°C 之间生长时, AlGaAs 材料质量较差, 不宜采用。当生长温度达到 700°C 左右时, Al 原子的迁移速率较大, 同时一些杂质特别是结合进入外延层的 Al 的挥发性的氧化物减小, 从而降低了 AlGaAs 中的深能级中心和异质结界面的非辐射复合中心。因此可获得高光学质量的 AlGaAs 材料。当温度高于 720°C 时, 由于 Ga 原子的迁移率和扩散长度的提高又趋于岛状生长, 使表面或界面变差, 光学质量变差。

接着上述分析, 我们研究了 AlGaAs 的光学特性随生长温度的变化, 如图 3.1.8 所示, 从图中可以看出在高温 700°C 左右时表现出非常好的光学质量, 没有杂质峰发现。当生长温度在 660°C 左右时, 有明显的杂质峰出现, 而在更低温度 620°C 左右生长时, 虽没有观察到杂质峰, 但光谱宽度较大, 也说明其光学质量较差, 同时其表面质量也较差。

在(100)衬底上生长高 Al 组分的 AlGaAs 时, 其生长表面和光学质量非常敏感于生长条件, 如生长速率过快和生长温度偏低, 均可导致十分不平整的沙丘状的粗糙表面。通过采用(100)面偏向(111)

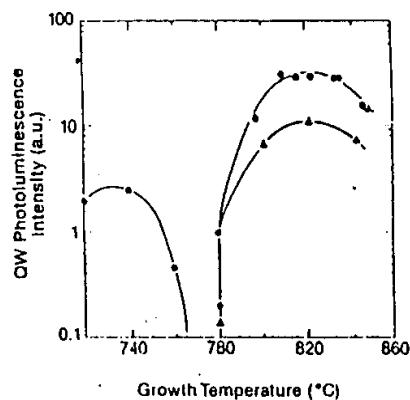


图 3.1.7 AlGaAs 量子阱的发光特性与生长温度的关系

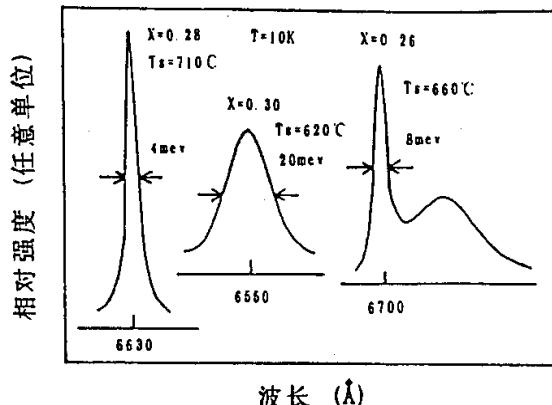


图 3.1.8 不同生长温度下 AlGaAs 的光学特性

A 方向几度的衬底进行分子束外延生长, 可以使 AlGaAs 生长表面形貌得到改善, 而且电学和光学性能也有所提高 [9-12]。偏方向衬底对激光器性能改善的根本原因是 AlGaAs 材料质量的改善, 解释如下: 当(100)面向(111)A 方向偏一角度时, 表面就出现一些小台阶, 如图 3.1.9 所示。(100)面上的每一个表面原子有一个双悬键, 而(111)A 面上的每一个原子有一个单悬键, 如图 3.1.9(b)所示。当(100)向(111)A 偏向时, 会使两种键同时存在。图 3.1.9(c)是(100)面偏(111)A 5° 的表面, 近似相当于(1511)A 面, 其表面的每一个台阶上由 7 个双悬

键原子和一个台阶边缘的单悬键原子组成，该台阶边缘的III族原子的悬键是空的，因而使杂质和缺陷等的粘附几率很小。

我们通过使用(100)面偏向 $\langle 111 \rangle$ A 4°的 GaAs 衬底进行外延生长 Al 组分大于 0.5 的 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 材料，其表面形貌和光学质量得到了很大的改善，图 3.1.10 为 0° 和 4° 偏向衬底上 700°C 外延生长 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 表面的 1000× 相衬显微镜照片，可以看出采用 4° 偏向 GaAs 衬底确实使 AlGaAs 表面形貌获得很大改善。

AlGaAs 材料中的掺杂浓度和 GaAs 材料有基本类似的掺杂浓度与源炉温度关系。不同的是 Si-AlGaAs 随 Al 含量的不同 Si 的电离能有所不同，造成掺杂浓度也不相同，并且在高掺杂时存在补偿效应。图 3.1.11 为掺硅 GaAs 和 AlGaAs 中载流子浓度随源炉温度的变化关系，可明显看出硅的补偿效应。Be 基本上全部电离，与 GaAs 材料中的掺杂相似。

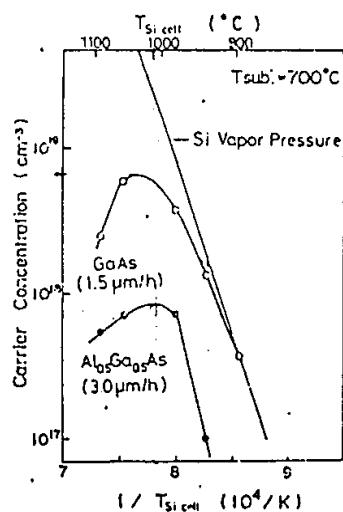


图 3.1.11 掺硅 GaAs 和 AlGaAs 中载流子浓度随源炉温度的变化关系

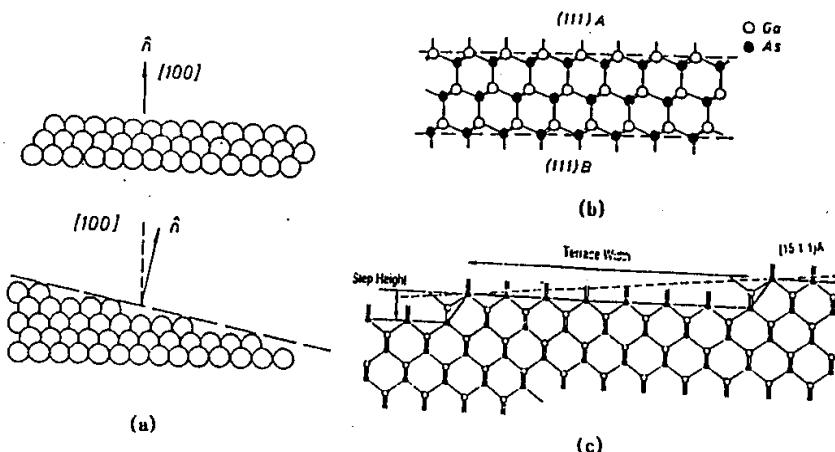


图 3.1.9 (a) 偏向衬底的表面台阶形成示意图 (b) (111)A 和 (111)B 面的表面结构示意图 (c) (100)面向 $\langle 111 \rangle$ A 偏 5° 的表面结构示意图

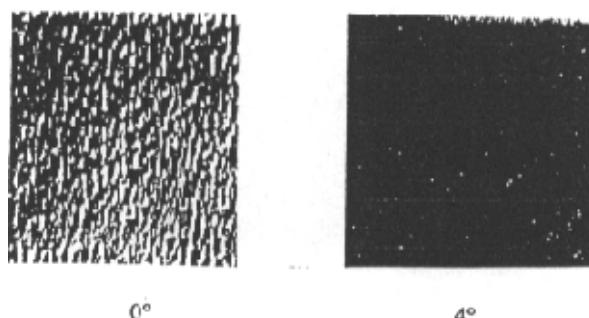


图 3.1.10 0° 和 4° 偏向衬底上 700°C 外延生长 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 表面的 1000× 相衬显微镜照片

三. InGaAs/GaAs 应变量子阱材料的生长研究

InGaAs 材料生长对温度非常敏感, 它对温度的要求更加严格, 在 550°C 时具有更高的生长质量, 所以通常在 550°C 左右生长, 如温度过高会形成 In 在 InGaAs 表面的富集。在生长 InGaAs/GaAs 应变量子阱结构时我们采用了在 GaAs 生长过程中变温的方法进行的。为了研究 InGaAs/GaAs 应变量子阱的质量和阱宽对激射波长的影响, 我们生长了不同阱宽的量子阱结构, 其结构如下, 在 GaAs 衬底上首先生长缓冲层, 之后依次生长阱宽为 10nm、7nm、5nm、2.5nm 的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱。样品在 10K 下的光荧光测量结果如图 3.1.12 所示, 从图中可以看出每个量子阱的峰值清晰可见, 而且峰值半高宽(FWHM)也都很窄, 分别为 35A、35A、45A、35A。证明所生长超薄层材料和材料界面具有高的质量和平整性。

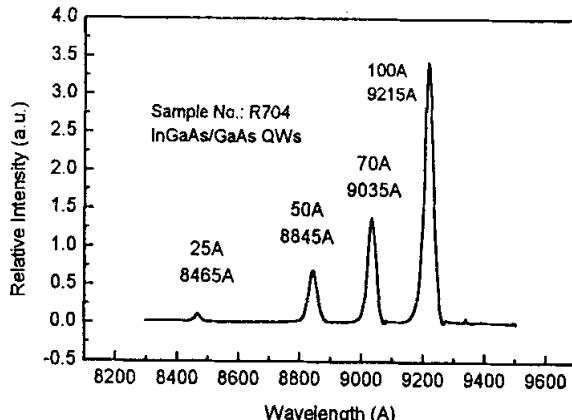


图 3.1.12 不同阱宽 InGaAs/GaAs 应变量子阱的 PL 谱

§ 3.1.4 MBE 生长高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器

在第二章理论分析与结构设计中我们提出了一种实用化的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构, 该结构将综合考虑了器件性能, 即能保持较低的阈值电流密度, 又能获得高质量的光斑特性。具体值为: $J_{th}=180\text{A}/\text{cm}^2$, $\theta_1=30^\circ$, $\eta_d=0.9\text{W}/\text{A} \sim 1.0\text{W}/\text{A}$ 。前面我们分析和研究了 MBE 生长 GaAs、AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料的电学和光学特性, 并获得了优化的生长条件, 即 GaAs 生长速率为 $0.8\text{ }\mu\text{m}/\text{h}$, 生长温度为 600°C, V/III 比为 15 左右; AlGaAs 生长温度为 700°C, V/III 比约为 12 左右, 比生长 GaAs 时 V/III 比略有降低。InGaAs/GaAs 应变量子阱生长温度为 550°C 左右。采用以上优化的生长条件和生长结构, 我们生长了高质量的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器。

一. MBE 生长 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构及波长的控制

典型的 MBE 生长 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构如图 3.1.13 (a) 所示, 它是在偏方向的(100) GaAs 衬底上依次外延生长下列各层, $0.5\mu\text{m}$ 的 n-GaAs 缓冲层(掺 $\text{Si}:1 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$); $0.15\mu\text{m}$ 的 n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (掺 $\text{Si}:1 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$) 组分缓变层 x 值从 0.05 升高到 0.35; $1.6\mu\text{m}$ 的 n- $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 限制层, 其中 95% 的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 掺 $\text{Si}:8 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$, 波导附近 5% 的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 采用缓变掺杂; 70nm 非掺的线性缓变折射率 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 下波导层, x 值从 0.35

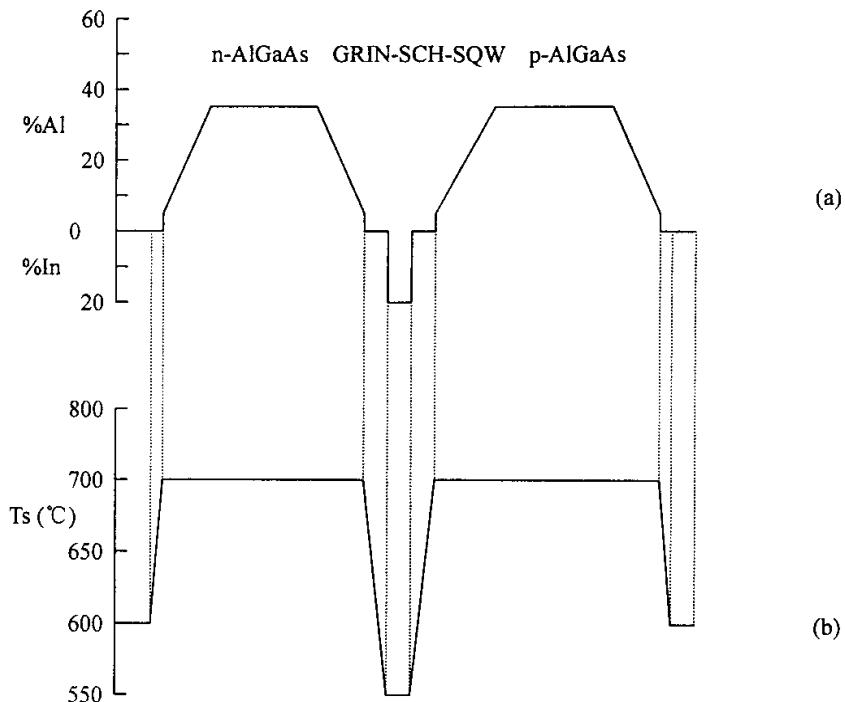


图 3.1.13 (a) InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器结构示意图 (b) 生长温度示意图

下降到 0.05; 10nm 的 GaAs、7nm 的 $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ 和 10nm 的 GaAs 组成的单量子阱区; 70nm 的非掺的线性缓变折射率 $Al_xGa_{1-x}As$ 上波导层, Al 组分 x 从 0.05 上升到 0.35; 1.5μm 的 $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ 上限制层, 其中 90% 的 $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ 掺 $Be:1\times 10^{18} cm^{-3}$, 波导附近 10% 的 $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ 采用缓变掺杂; 100nm 的 AlGaAs 组分缓变层; 最后生长 200nm 的 P^+GaAs (掺 $Be:5\times 10^{18} cm^{-3}$)和 20nm 的 $P^{++}GaAs$ (掺 $Be:5\times 10^{19} cm^{-3}$)欧姆接触层。在整个生长过程中, 衬底不断旋转, 且外延生长过程连续进行。n-AlGaAs 和 p-AlGaAs 在接近波导处采用缓变降低的掺杂形式是为了减小内损耗, 提高量子效率, 以获得高的光功率转换效率。图 3.1.13(b) 给出了生长温度示意图。从图中看出由 AlGaAs 到 InGaAs 材料的生长温度转换是在 GaAs 材料生长过程中进行的, 我们这样做是因为 GaAs 对生长温度不太敏感。在 AlGaAs 和 InGaAs 量子阱之间采用 GaAs 作为垒层是非常重要的, C.A.Wang 等 [13] 对有和没有 GaAs 堆层(称为 Space Layer)的激光器进行了比较, 结果表明有 GaAs 层的激光器表现出更好的特性。

掺铒光纤放大器用半导体激光器泵浦源对波长提出严格的要求, 即 $980\pm 5nm$ 范围, 在这一波段光泵浦效率高, 偏离这一波段, 泵浦效率大大降低。我们通过控制生长温度在 $550^{\circ}C$ 以及 In 的束流的重复性来保证比较稳定的 In 组分值, 通过控制生长速率的稳定性来保证阱宽的重复性。第二章的理论分析表明 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ 应变量子阱的激射波长是由阱宽和 In 组分所决定的, 所以控制阱宽和 In 组分在一固定值就可以保证激射波长被控制在 $980nm$ 附近。

外延材料的波长检测是通过光荧光方法进行的, 一般室温 (RT, $25^{\circ}C$)光荧光波长被控制在 965-970 左右。因为通常半导体激射时由电注入引起的波长变化约为 10nm 左右, 其它后工艺过程特别是腔面镀膜工艺在设计时一般考虑如何获得高的微分量子效率和低的阈值电流, 前后腔面分别镀增透膜 (anti-reflectivity) 和高反膜 (high reflectivity), 高反膜使波长向

长波方向移动, 增透膜使波长向短波方向移动, 总的效果将不使波长移动。所以一般只考虑电注入的影响并不考虑工艺的影响, 但是当波长偏离一些时, 可通过腔面镀膜来进行调整。

二. 激光器外延材料的检测与分析

外延材料的检测与分析可提供材料的重要信息, 它一方面可起到质量控制作用, 另一方面可从中分析和反馈工艺参数以改善材料生长质量。通过一段时间的研究与分析我们建立了材料检测分析方法和控制标准。检测分析方法包括: 显微镜目检, 光荧光测量, 电化学 C-V 抽测, 宽接触激光器特性测试等, 另外我们还借助于 X-ray 双晶衍射, SEM, AFM, 和 TEM 等手段进行检测。

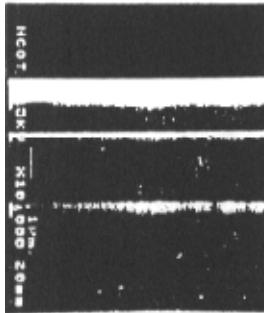


图 3.1.14 外延生长 InGaAs/GaAs/AlGaAs 激光器
结构截面 SEM 照片

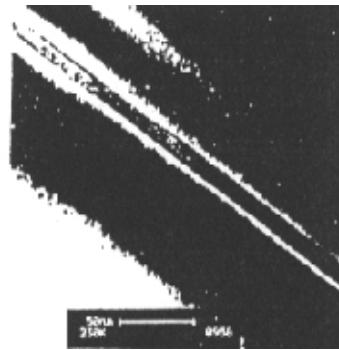


图 3.1.15 MBE 生长 InGaAs 量子阱
的透射电镜照片

1. 表面显微观察、解理面结线观察和生长层厚度的检测

外延生长后的激光器结构材料用 1000×Normaski 相衬显微镜或扫描电镜进行表面观察和解理面观察。MBE 生长材料表面通常存在固有的表面特征, 即椭圆缺陷, 椭圆缺陷是一些在成核中心附近(111)面生长形成的小山丘状多晶, 由于 Ga 原子在<110>方向的迁移率较<1T0>方向大, 因而椭圆缺陷的主轴一般沿<110>方向, 典型尺寸一般为: 长 1-20μm, 宽 1-10μm。分布密度与生长条件、衬底和系统的清洁程度以及生长时间有关。一般情况下, 表面的观察使用相衬显微镜, 好的外延片表面光亮, 椭圆缺陷的密度小于 $5 \times 10^2 \text{ cm}^{-2}$ 。为了观察各层生长厚度, 解理面显微镜后, 利用高倍显微镜进行检测, 生长结线平直, 各层厚度符合要求。更加仔细的结线及生长层厚度检测需要利用 SEM 观察。图 3.1.14 为 SEM 结线照片, 可以看出结线清晰, 各层平整。更薄的层, 像量子阱层, 需要用 TEM 进行观察。图 3.1.15 是 MBE 生长 InGaAs 量子阱的透射电镜照片。可以看出量子阱厚度均匀, 界面清晰。

2. 光学质量检测

光荧光是检测材料光学性能的重要手段, 它一方面反应了材料的发光特性, 材料中是否有缺陷和杂质等非辐射复合中心; 同时也能反映生长界面的平整度; 另一方面我们可通过光荧光的方法对激光器发光波长进行检测和控制, 这在 3.1.3 中已经进行了介绍, 下面介绍利用光荧光对材料的分析结果。

图 3.1.16 为对外延生长 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器在 10K 下所测的光荧光谱, 可以看出曲线平滑, 发光强度较强, 半宽只有 25A, 相当于 3.8meV, 没有杂质峰出现, 表明材料具有很好的光学质量。对生长质量较差的样品其发光强度相对较弱、半宽很宽大于 10 nm。我们还检测了发光波长随温度的变化关系, 如图 3.1.17 所示, 从图中可以看出在室温和 10K 时分别为 975 和 913nm, 考虑到激射时载流子的注入效应, 一般激光器的激射波长比光荧光波长 10nm 左右, 这样当 10K 光荧光波长为 910nm 左右或室温光荧光为 970nm 左右时, 外延片发光波长正好满足设计要求, 为 980nm 左右。

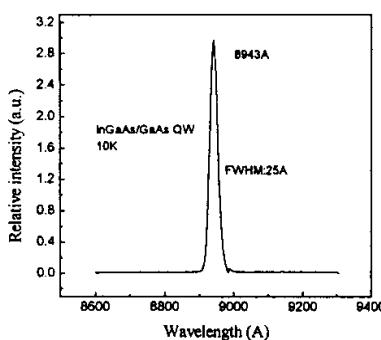


图 3.1.16 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器光荧光谱

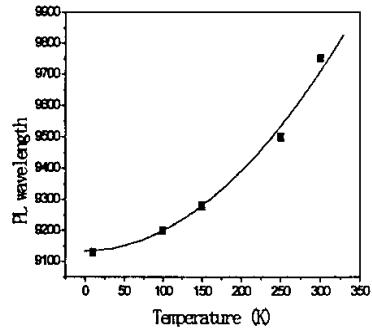


图 3.1.17 发光波长随温度的变化关系

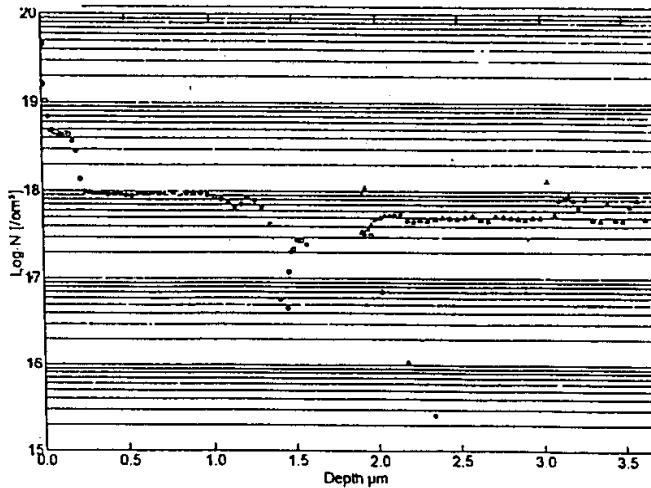


图 3.1.18 典型量子阱激光器的电化学 C-V 测试曲线

3. 掺杂特性检测

电化学 C-V 可用来测试分析半导体激光器掺杂浓度分布, 图 3.1.18 为典型半导体激光器的 P 型和 n 型掺杂分布曲线。可以看出欧姆接触层的掺杂浓度达 $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, P- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 限制层浓度分布均匀, 为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, n-AlGaAs 限制层的浓度为 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 分布也是均匀的。

三. 宽条 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器特性

1. 宽条 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器特性检测

宽条 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器是检验材料质量和激光器特性的重要方法。在材料生长完以后, 我们制备了宽条($100 \mu\text{m}$)半导体激光器, 具体制备过程如下: (1) 光刻 $100 \mu\text{m}$ 宽的光刻胶条作为保护膜, 腐蚀掉条形外面的 GaAs 欧姆接触层, (2) 用等离子体增强化学气相沉积 (PECVD) 方法沉积 120nm SiO_2 , (3) 然后套刻电极窗口, 用氢氟酸缓冲腐蚀液腐蚀掉台面上的 SiO_2 , (4) 最后将片子减薄至 $100\mu\text{m}$, TiPtAu 和 AuGeNi 分别做为 P 型和 N 型的欧姆接触电极。 $100 \mu\text{m}$ 宽条半导体激光器是用来检测半导体激光器特性的常用结构, 通过对宽条量子阱激光器的测量可以获得如下参数: 阈值电流 I_{th} 、微分量子效率 η_d 、微

分串联电阻 R_s 、伏安特性、远场特性、发射波长以及激光器的内损耗和内量子效率等重要参数。表 3.1.2 列出了宽条半导体激光器的测试结果，表中波长为不同外延片测量结果。

激光器的内损耗和内量子效率可通过测试不同腔长激光器的微分量子效率经外推获得。图 3.1.19 表示激光器的微分量子效率的倒数随激光器腔长的变化，从这一关系推出了激光器的内损耗 α_i 和内量子效率 η_i ，其值分别为 2 cm^{-1} 和 92%。低的内损耗和高的内量子效率的获得归结于高质量的材料生长及优化的掺杂分布。

表 3.1.2 条宽 $100\mu\text{m}$ 宽条半导体激光器的测试结果

阈值电流 (mA)	η_d (W/A)	R_s (Ω)	$\theta_1 \times \theta_{\parallel}$	波长 λ
160—220	0.45—0.55	0.15—0.2	30×6	940—1060

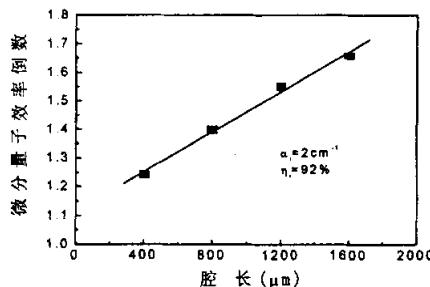


图 3.1.19 激光器的微分量子效率的倒数与腔长的关系

四. 高功率转换效率 980nm 量子阱激光器

1. 腔长、增透膜反射率对光功率转换效率的影响

为了从实验上验证腔长和腔面反射率对光功率转换效率的影响，我们将所制备的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器样片

解理成五种不同腔长，分别为 400、600、800、1000、1200 μm 。并将五种不同腔长的器件分成三组进行镀膜实验，首先将三组器件背面镀高反射膜（95%），然后出光面分别镀反射率为 5%、10%、20% 的增透膜。对上述几种激光器的特性进行了测量，获得了在不同腔长和不同增透膜反射率情况下的峰值转换效率，如图 3.1.20 所示。图中实线为理论计算结果，不同形状的点为实验结果。可以看出理论和实验符合的很好。当 R_f 改变时，理论和实验都表明峰值光功率转换效率的最大值基本保持不变，但对应的腔长不同。一般情况下针对不同的要求，所设计的激光器腔长是不同的，这时为了获得高的光功率转换效率要优化激光器所镀增透膜的反射率。对输出功率较大的激光器，一般采用的腔长为 800 μm —1000 μm 左右，这时优化的增透膜反射率为 4—8% 左右。

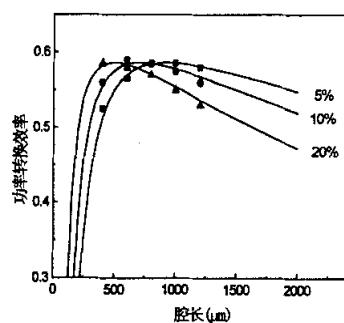


图 3.1.20 不同增透膜反射率情况下的峰值功率转换效率与腔长的关系

2. 激光器的电光特性

我们对所研制的 $800\mu\text{m}$ 腔长镀膜激光器电光特性, 如光功率电流特性、伏安特性、光功率转换效率等进行了测量, 典型的测量结果如图 3.1.21 和 3.1.22 所示。由图 3.1.21 可以看出, 激光器的阈值电流为 250mA , 串联电阻为 0.15 欧姆 , 微分量子效率为 0.9W/A 。从图 3.1.22 可以看出, 在输出功率为 2W 时其光功率转换效率为 48% , 在输出功率为 0.9W (工作电流为 1.25A) 时光功率转换效率最高, 其值为 53% 。激光器的最大输出功率为 3.7W 。我们还测量了激光器的远场发散角和发射波长, 发散角为: $8^\circ \times 30^\circ$, 在 1W 时的发射波长为 980.5nm 。

3. 激光器的热特性

由于半导体激光器的体积小, 工作电流密度高, 所以大功率工作需要很好的散热特性, 这一特性用热阻来表征。热阻大, 结温升高, 对半导体激光器特性影响大, 表现为波长变长, 阈值电流增大, 微分量子效率下降等。所以减小热阻是半导体激光器大功率工作的前提。我们对 $\text{InGaAs/GaAs/AlGaAs}$ 应变量子阱激光器的热特性进行了测量和分析。测量的波长随温度的变化关系为 0.3nm/K 。利用这一关系进一步测量了激光器的热阻和结温升。热阻值为 8K/W , 结温升和工作电流的关系表示在图 3.1.23 中。图中的点为测量结果, 实线为理论计算结果, 结果表明, 在 6A 工作范围内结温升小于 65K , 展示了良好的散热特性。半导体激光器的热特性还表现在激光器的光功率电流特性的非线性方面。图 3.1.22 中的实线和虚线分别为测量和计算的光功率电流特性, 可以看出当输出功率大于 2W 时, 曲线明显发生弯曲, 这是由于激光器发热导致的阈值电流增大、微分量子效率下降所造成的。

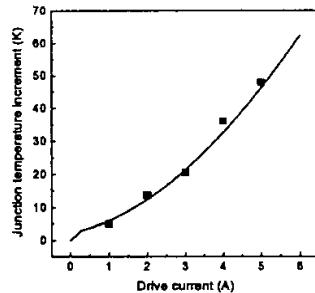


图 3.1.23 结温升和工作电流的关系

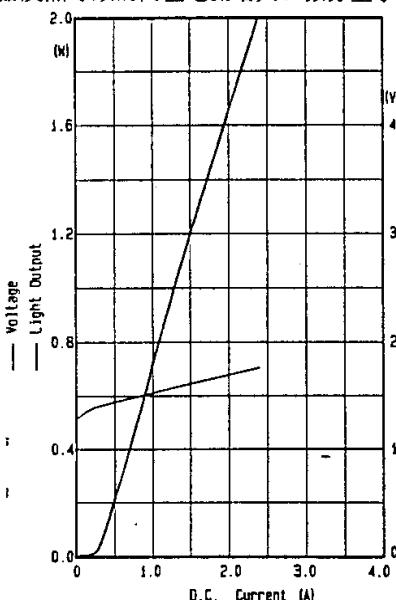


图 3.1.21 光功率电流特性和伏安特性

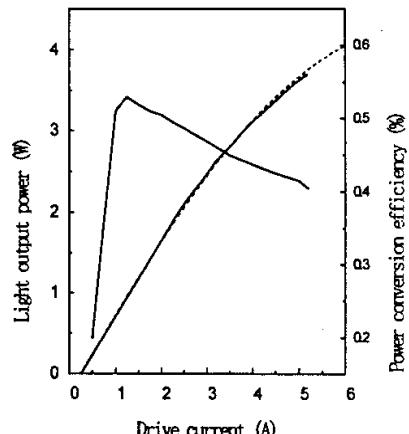


图 3.1.22 光功率和光功率转换效率与驱动电流曲线

§ 3.2 MOCVD 生长高质量 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器

MBE 方法生长材料的固有缺点是存在椭圆缺陷，除非采用专用源炉才可减少或消除椭圆缺陷，而且生长速率慢、周期长。MOCVD 是生长超薄层材料的另一种方法，利用这种方法生长的材料表面不存在椭圆缺陷，表面质量高而且生长周期短，它虽然发展的比 MBE 技术晚，但很快就发展成为一种适合于生产型的材料生长手段。为了将研究成果尽快转化为产品，我们适时地开展了 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的 MOCVD 研究。下面首先对 MOCVD 方法进行简介，然后给出本论文工作的研究内容和结果。

§ 3.2.1 MOCVD 简介

金属有机化合物气相外延，又称金属有机化学气相沉积(MOCVD: Metalorganic Chemical Vapor Deposition)，它是利用金属有机化合物进行金属输运的一种气相外延生长技术。MOCVD 技术始于 1968 年 Manasevit 的早期工作[14]，他在蓝宝石衬底上进行各种 III-V 族半导体材料的异质外延生长，但生长的外延层材料质量较差。直到 1975 年 Seki 等人[15]利用 MOCVD 方法制备出 77K 时的电子迁移率为 $12000\text{cm}^2/(\text{v.s})$ 的器件级 GaAs 同质外延层时，才导致了几个实验室开展 GaAs 场效应晶体管、GaAs/AlGaAs 注入式激光器和太阳能电池的研究工作。Dupuis 和 Dapkus 于 1978 年首次报导了可在室温下连续工作的低阈值电流密度注入式激光器[16]。自 80 年代开始，MOCVD 引起了人们极大的兴趣并进行了广泛的研究。目前，MOCVD、MBE 和 CBE 等已成为制备化合物半导体异质结，量子阱超晶格材料的重要方法。MOCVD 方法的优点是可以选择多种金属有机化合物作为源材料，因此具有生长多种化合物半导体的灵活性。用这种方法不仅能够制备高纯材料，还能生长对厚度、组分、和界面进行精确控制的超薄层材料。而且重复地生长大面积、均匀层的能力导致了 MOCVD 的工业应用。用 MOCVD 方法研制成功的化合物半导体器件很多，包括异质结双极晶体管(HBT)、场效应晶体管(FET)、高电子迁移率晶体管(HEMT)、太阳能电池、半导体激光器、探测器和光电集成器件等。MOCVD 方法的主要缺点是需用大量有毒气体和在空气中容易自燃的金属有机化合物，以及易和空气形成爆炸混合的氢气，同时不像 MBE 那样在生长过程中易于进行“在位监测”。因此，一般认为 MBE 更适用于物理研究，MOCVD 更广泛应用于生产。

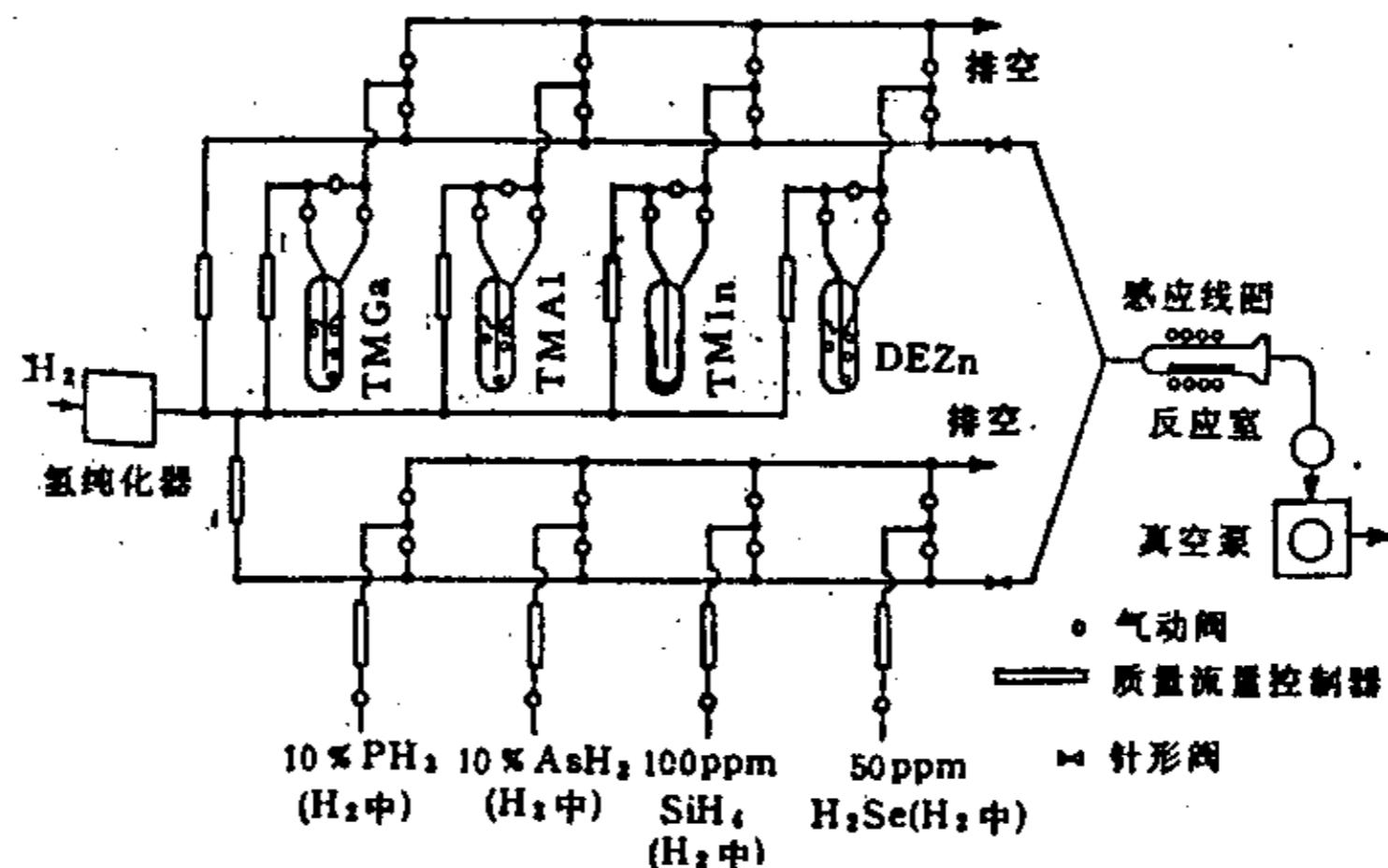


图 3.2.1 MOCVD 生长系统

一. MOCVD 生长系统

MOCVD 生长系统一般包括气体处理系统、反应室、尾气处理和控制系统，如图 3.2.1 所示。根据反应室的压力可分为常压 MOCVD(AP-MOCVD)和低压 MOCVD(LP-MOCVD)。AP-

MOCVD 以其设备简单、维修方便而受到欢迎；LP-MOCVD 在反应室出口处要增加压力控制器和抽气系统，同时在金属有机化合物源瓶出口侧也要安装压力控制器件，设备比较复杂，但具有如下优点：

- (1)有助于消除反应室内热驱动对流；
- (2)抑制有害的寄生反应和气相成核；
- (3)减弱来自衬底的自掺杂；
- (4)可以使用较低的生长温度；
- (5)可以使用较低蒸汽压的源材料；

因此 LP-MOCVD 可以改善外延层的厚度和组分均匀性，改善界面的陡峭程度，扩大金属有机化合物源的选择范围。

二. MOCVD 生长的基本原理

MOCVD 外延生长采用有机金属 III 族源和氢化物 V 族源及有机金属和氢化物掺杂剂，通过高纯氢气做载体携带到反应室中加热衬底的上方，随着温度的升高在气相和气固界面发生一系列的化学和物理变化，最终在衬底表面上生成外延层。

MOCVD 外延生长存在三种模式，如图 3.2.2 所示，称为 Arrhenius 图[17]，在温度较低时，生长速率按指数关系增加，这一过程的终结由生长源的稳定性来决定。生长源的稳定性越高，这一过程持续的温度越高，这一生长机制被称之为化学动力学模式。在温度升高到一定程度时，反应室中的生长源基本上完全裂解(发生在气相或固相表面)生长速度基本不随温度变化，生长速度由输运到衬底表面的生长源的量来决定。一般的生长条件保持 V 族源过饱和，生长速度由 III 族源的分压 P_{III} 来决定，这种生长模式称之为质量输运(或扩散)模式。当温度很高时，生长固相表面的脱附和生长源的预反应使生长速率随生长温度的升高而减小，称为热力学模式。这可能是因为气相反应造成反应物的耗尽或表面脱附所造成的。

为了使外延生长具有高可靠性和重复性，一般生长控制在质量输运模式。在质量输运模式下，生长速度、外延层的组分及掺杂浓度基本上由各种源的气相分压来决定，在单一 V 族源并且 V 族源过饱和生长条件下，可以认为其它源(III 族源或杂质源)在生长表面基本耗尽，所以生长速度 r_g 由下式决定：

$$r_g = \sum_i k_i p_{III} \quad (3.4.1)$$

公式(3.4.1)中 K_i 为比例系数。

§ 3.2.2 MOCVD 生长高质量的 GaAs、AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料

一. 源及其对 GaAs 和 AlGaAs 材料生长的影响

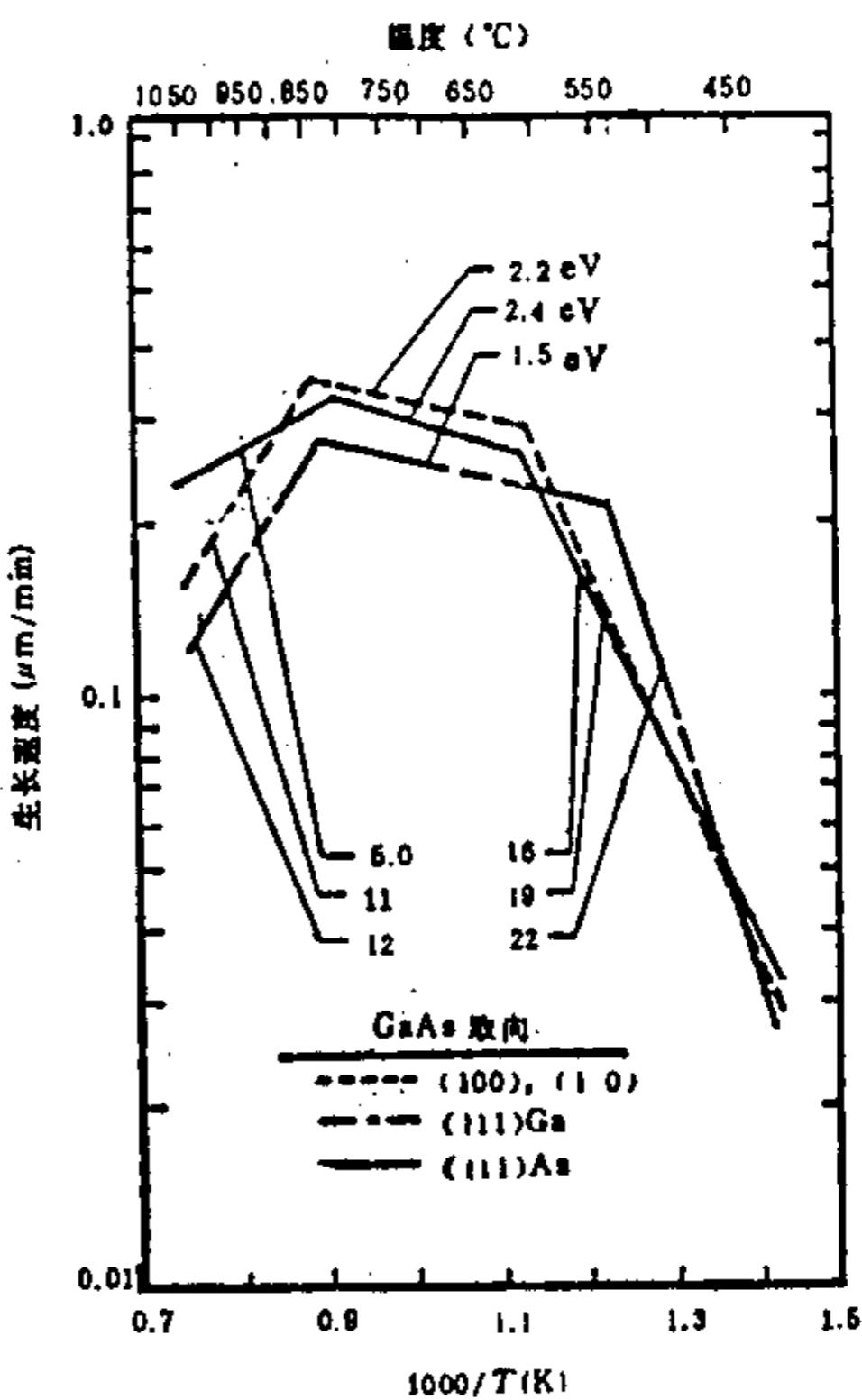


图 3.2.2 生长速率与温度的关系

最常用的源为 TMGa、TMAI 和 AsH₃，除了源的分子结构对本底碳沾污有影响外，源的纯度对外延层的本底杂质浓度有决定性的影响。例如在 TMGa 中会含有 Sn, Si, Zn 和 S 以及还可能残留有合成过程中使用过的有机试剂及溶剂，氧也可能以烷氧基物的形式存在于 TMGa 和 TMAI 中。AsH₃ 中含有 GeH₄、SiH₄、H₂O 和 O₂ 等杂质。外延层的电学、光学性质与 TMGa 和 AsH₃ 中的杂质含量有关[18-21]。在生长 GaAlAs 时，来自 AsH₃ 中的 O₂ 和 H₂O 严重影响外延层的光荧光强度和电学性质。

二. 生长温度

生长温度影响生长速度、杂质浓度、表面形貌和晶体完整性。

生长 GaAs 时，常用的生长温度在 600-800℃ 之间，高纯 GaAs 的外延生长则是在 600-650℃。图 3.2.3 为生长温度与外延层纯度的关系[21]，从图中看到，GaAs 的迁移率在 600-700℃ 之间随生长温度下降，所以生长 GaAs 时生长温度低于 700℃。在这一温度范围内时，处于扩散控制区，生长速率与衬底温度几乎无关，仅正比于 TMGa 的浓度。因此外延生长厚度的均匀性好，生长速率易于调节。同时在该区域生长的外延层的表面形貌也较好。

对于 AlGaAs，通常要在较高的生长温度下才能获得高质量材料。这可能与吸附到生长表面的低价氧化铝在高温下更容易挥发有关。然而随着生长温度的提高外延层中 C 的浓度也增加了。但对器件应用来说，降低氧沾污更为重要，所以对 AlGaAs 材料而言，生长温度的取值以降低混入外延材料中的氧为标准，一般为 700-740℃。氧在 AlGaAs 中产生深能级，不但降低了光荧光强度，还使材料变成高阻，严重的甚至生长表面不平整。

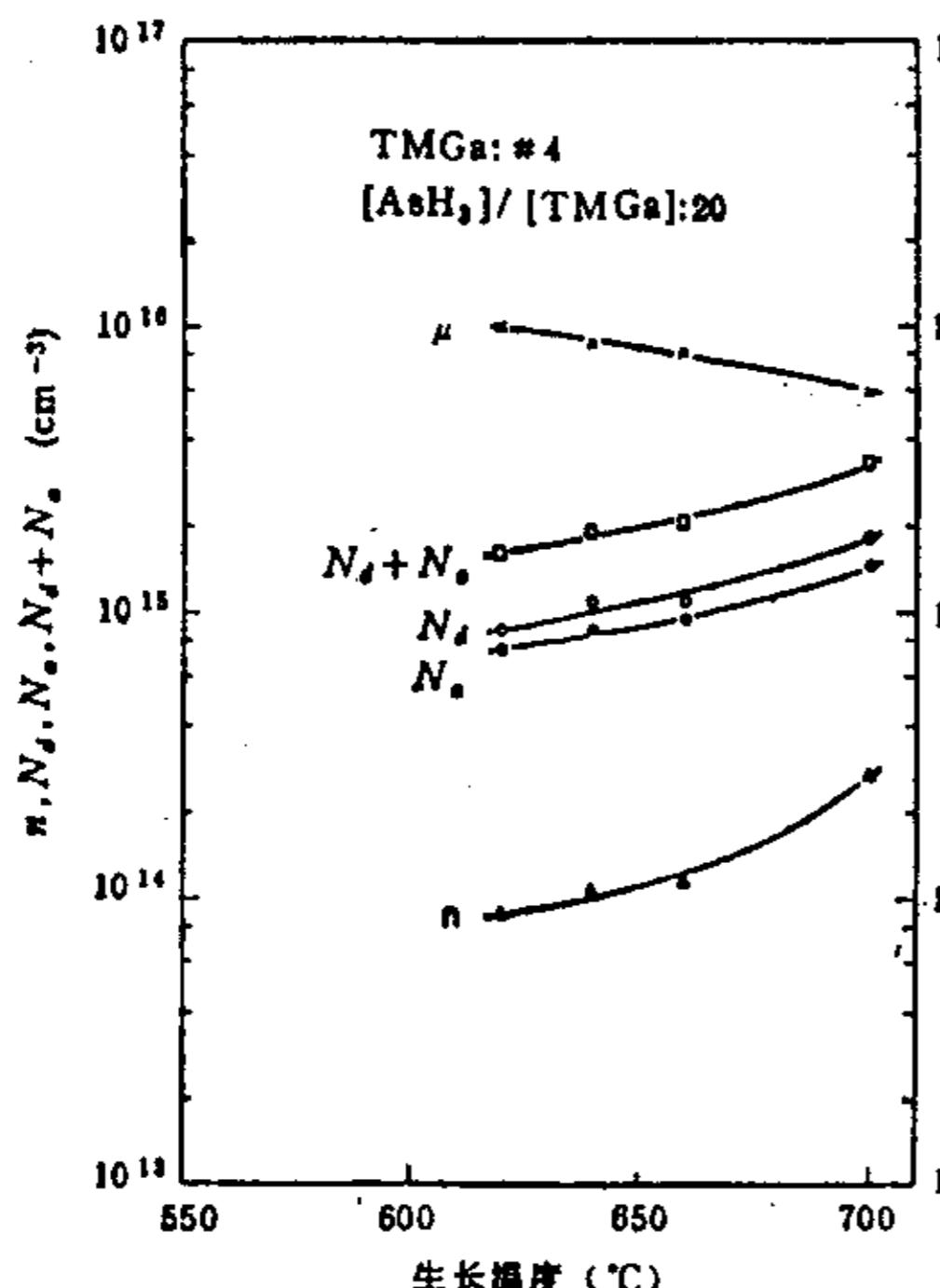


图 3.2.3 GaAs 的纯度、迁移率与生长温度的关系

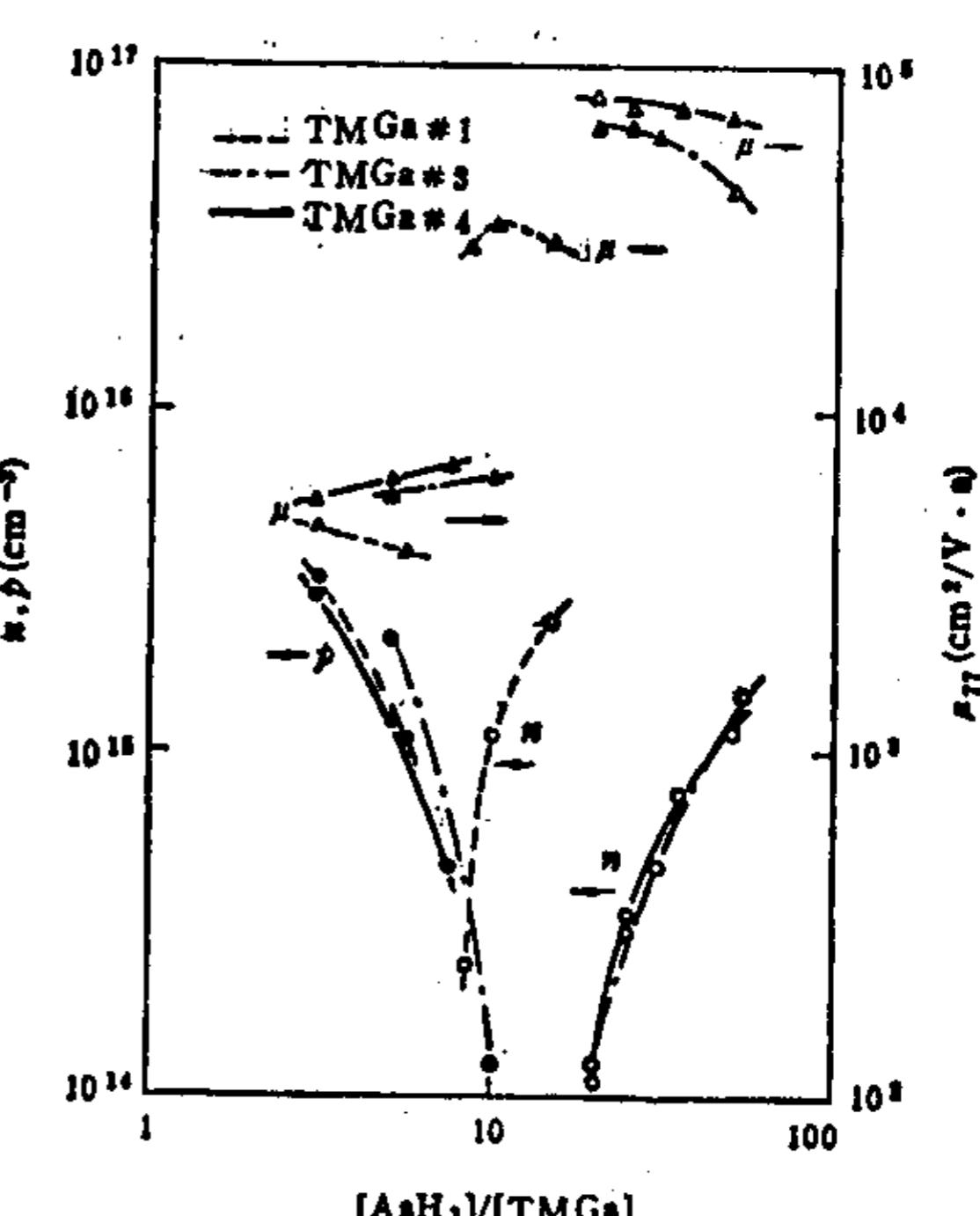


图 3.2.4 GaAs 的导电类型与 V/III 比的关系

三. V/III 比

为了避免 GaAs 外延层表面出现 Ga 滴，输入的 V/III 比摩尔值必须大于 1。然而 V/III 比取值的重要性还在于它对外延层中的剩余杂质浓度有重大影响。当用 TMGa 和 AsH₃ 为源时，随着 V/III 比值的增加，GaAs 外延层由 p 型转变为 n 型[20]，如图 3.2.4 所示。从图中可以看出在低的 V/III 比时碳受主占优势，随着 AsH₃ 分压的提高 C 浓度下降，这是因为在 TMGa 分

解过程中产生的活泼 CH_3 吸附到固体表面是引起 C 沾污的原因。在晶格中 C 占据 As 位，是受主杂质。在 AsH_3 大量过量的情况下，一方面降低了 GaAs 晶格中的 As 空位浓度，另一方面表面吸附的 AsH_3 释放的活泼氢与 CH_3 反应形成稳定的甲烷而从表面解吸，于是外延层中的 C 浓度下降。当 AsH_3 中的 n 型杂质(可能是 GeH_4)的分压提高时，最终占优势，所以 V/III 比大时表现为 n 型。

V/III 比值对材料中的 EL_2 深能级浓度也有影响，在 MOCVD 生长的 GaAs 中总是有较高的 EL_2 ，这与富砷生长条件有关，其浓度随 V/III 比值升高而上升。

GaAlAs 外延层也有类似的导电类型随 V/III 比值的转变，转变点的 V/III 比值与 Al 含量有关。对于 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ，V/III 比值大于 100 时为 n 型材料。在 x 值小于 0.33 时， EL_2 也是主要电子陷阱。当 x 值超过 0.3 时，出现 DX 中心。

四. 掺杂特性

为了形成器件结构，在外延生长主体化合物的同时往往要进行可控的掺杂。选择掺杂剂要考虑杂质元素在半导体中产生的能级位置、溶解度、扩散系数、蒸汽压、激活能以及载流子浓度与迁移率的关系，同时还需考虑掺杂剂本身的蒸汽压、热分解温度、化学活性等。影响杂质并入主体化合物的因素包括：生长温度、生长速率反应室压力、V/III 值和衬底偏向等。利用二次离子质谱仪 (SIMS) 可以测量杂质原子浓度分布，用电化学 C—V 测试仪可以得到自由载流子的浓度分布。杂质的不完全离化、两性行为或因超过固溶度而产生沉淀均会使载流子浓度低于掺杂元素浓度。MOCVD 常用的 P 型掺杂剂为 DEZn , CP_2Mg , DMCd , CCl_4 , DEBe , 等，N 型掺杂剂为 SiH_4 , TESn , TMSn , H_2S , H_2Se , DETc 等。

对 GaAs 而言掺杂剂的掺杂行为与在生长温度下杂质元素的蒸气压力有关。C, Si, Ge 和 Sn 等元素的蒸气压较高，只有一部分杂质进入生长层，其量由再蒸发返回气相的平衡所决定。在 GaAs 和 AlGaAs 中使用最广泛的受主杂质是 Zn，图 3.2.5 为以 DMZn 为掺杂剂时 GaAs 中的空穴浓度与生长温度的关系，从图中可以看出，随生长温度的提高空穴浓度下降，这与 Zn 的挥发性有关。此外，增加气相烷基浓度，增大 V/III 值或生长速率均能使 Zn 的并入量增加。我们通过实验研究在 GaAs 中获得了大于 $1 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ 的结果，这对实现良好的欧姆接触是非常有利的。在生长温度和 DEZn 浓度不变的情况下掺杂剂随 AlGaAs 中 Al 的含量的增加而减小，通过控制实验条件，我们在 AlGaAs 中获得了重复可控的所需掺杂浓度 $1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 。

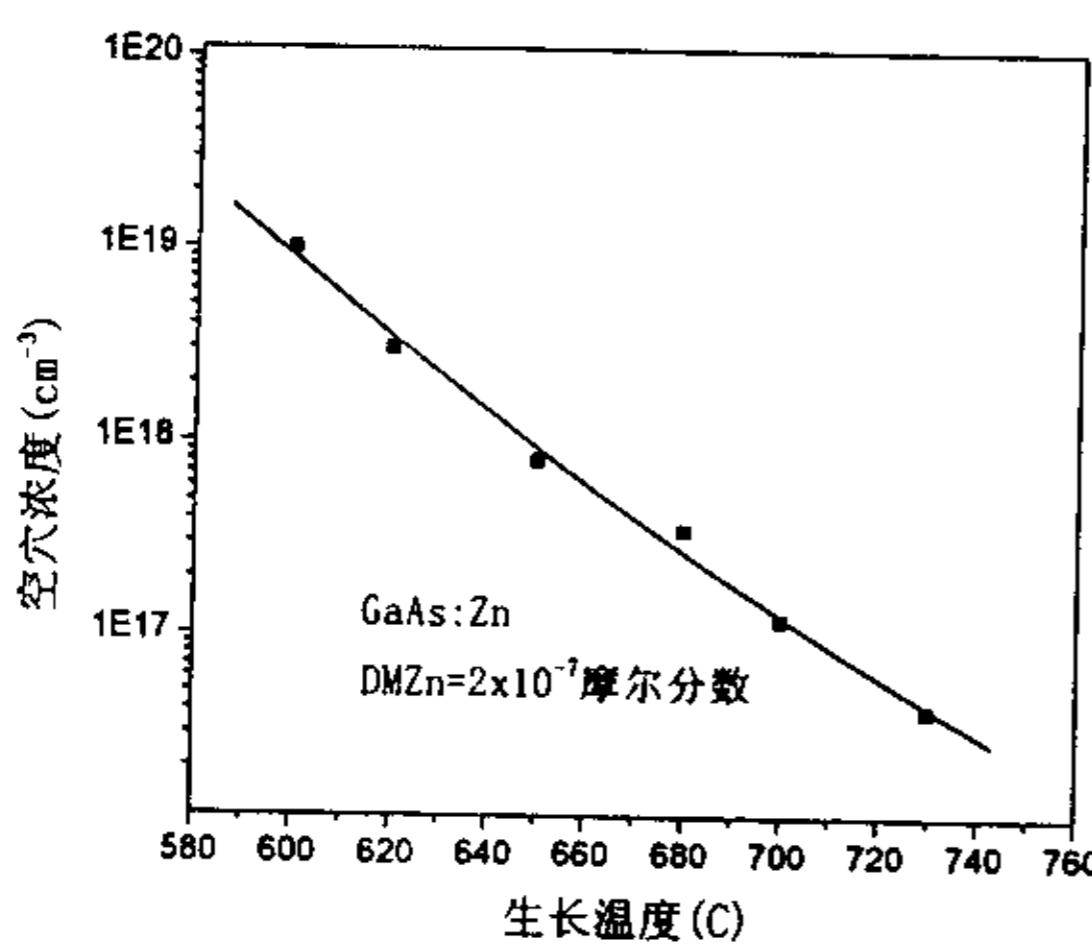


图 3.2.5 GaAs 中的空穴浓度与生长温度的关系

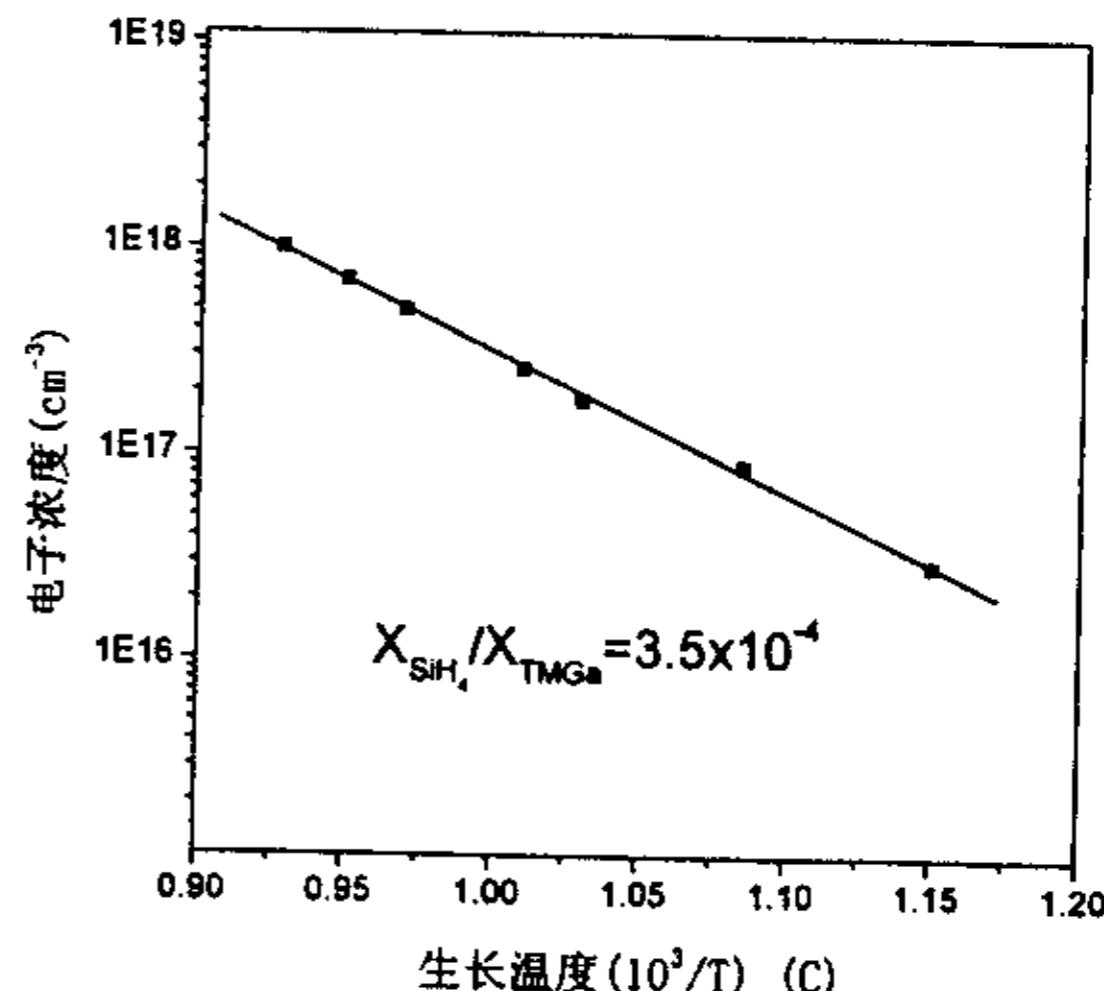


图 3.2.6 GaAs 中的电子浓度与生长温度的关系

SiH_4 和 Si_2H_6 是 n 型掺杂较常用的掺杂剂, 当采用 SiH_4 掺杂时, GaAs 外延层的电子浓度随生长温度的增加呈指数上升, 如图 3.2.6 所示。此外在固定生长温度下, 电子浓度与输入的 SiH_4 分压在低浓度时呈线性关系, 当 SiH_4 的摩尔数超过 10^{-6} 时, 由于 Si 沉淀形成电子浓度呈现饱和趋势。

五. 高质量的 GaAs、AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料的外延生长

通过上述分析和实验研究, 生长 GaAs 和 AlGaAs 材料时优化的生长条件如下表:

	GaAs	AlGaAs
生长温度 (°C)	600-650	700-750
V/III 比值	50-150	50-150

利用 MOCVD 生长方法在优化的生长条件下获得了高质量的 GaAs、AlGaAs 外延材料, 低温光荧光测量结果表明: 即使在低激发功率条件下 GaAs、AlGaAs 材料的光荧光谱只有一个峰值而且干净平滑, 基本上观察不到杂质峰。GaAs 材料的光荧光谱的半宽度为 35\AA , AlGaAs 材料的光荧光谱半宽度为 50\AA , 反映出非常好的光学质量。图 3.2.7 为 AlGaAs 材料 10K 下的光荧光谱。

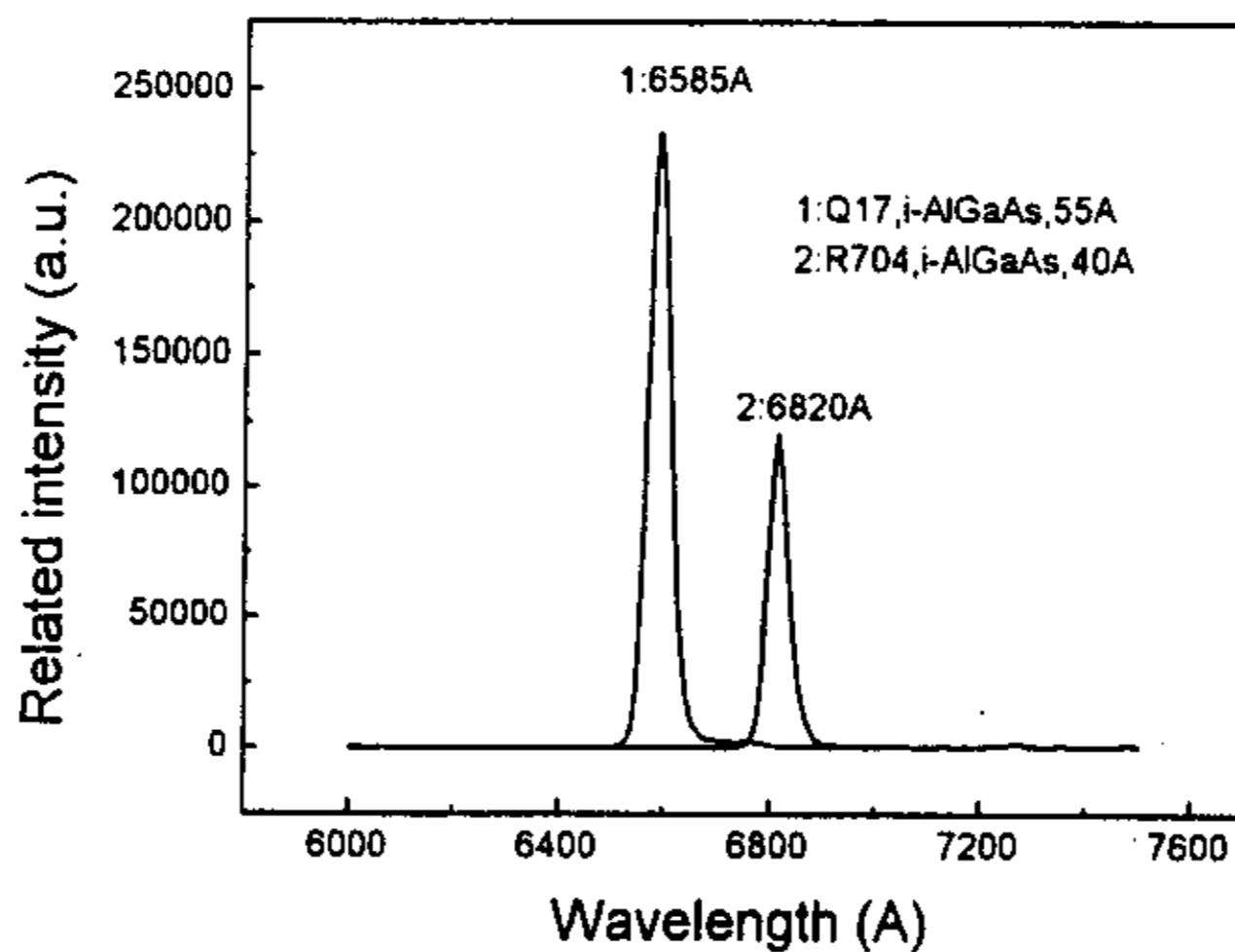


图 3.2.7 AlGaAs 材料的光荧光谱

InGaAs/GaAs 应变量子阱是 980nm 半导体激光器的核心部分, 它的质量好坏直接影响半导体激光器的发光效率和阈值电流。所以我们有必要对 InGaAs/GaAs 应变量子阱的生长条件进行优化, 生长条件的优化包括生长温度, 生长速率, V/III比, 以及生长停顿的采用等。本论文工作是在以前工作基础上优化了生长温度对量子阱光学质量的影响和生长停顿对量子阱发光特性的改善。

为了优化生长温度, 我们选取了几个生长温度进行了量子阱材料生长, 分别为 600°C , 650°C , 700°C , 720°C 。图 3.2.8 为测量的不同生长温度下的光荧光强度和半宽随生长温度的变化, 可以看出当生长温度提高时, 其发光强度增加, 且半宽减小, 在 700°C 和 720°C 时的发光强度和半宽相差较小, 说明生长温度在 700°C - 720°C 时可生长出高质量的 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料。

为了比较 InGaAs/GaAs 界面处采用停顿对发光特性的影响，我们分别试验了没有停顿和停顿 3s、5s、10s 时间的情况，图 3.2.9 代表光荧光强度和半宽与停顿时间的关系，可以看出

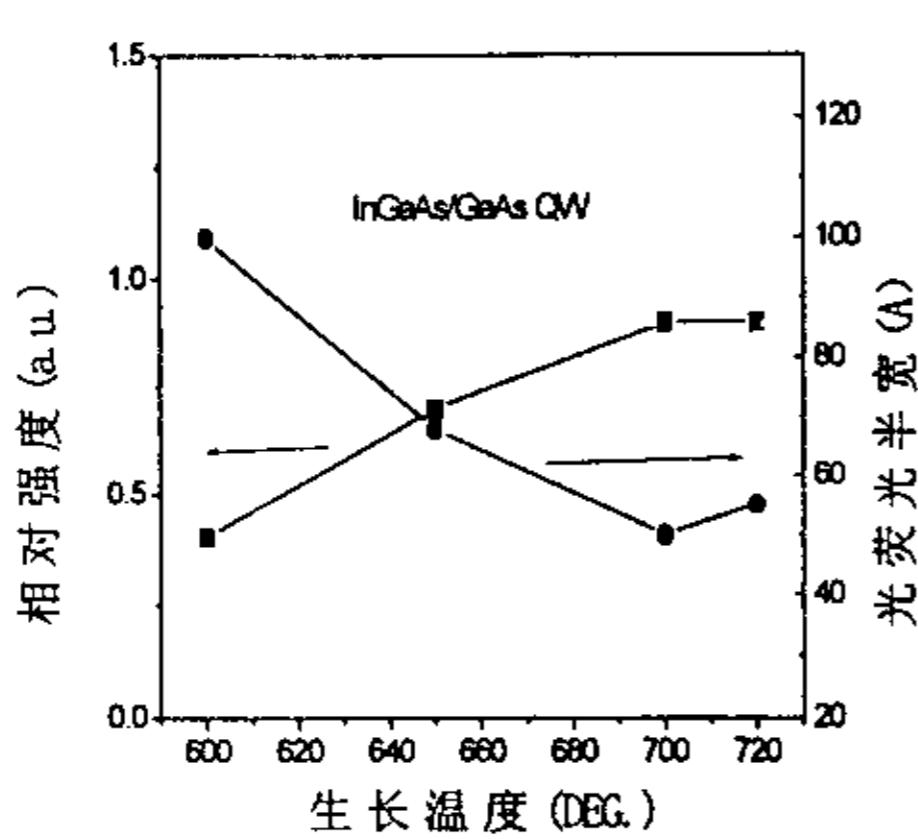


图 3.2.8 不同生长温度下的光荧光强度和半宽随生长温度的变化

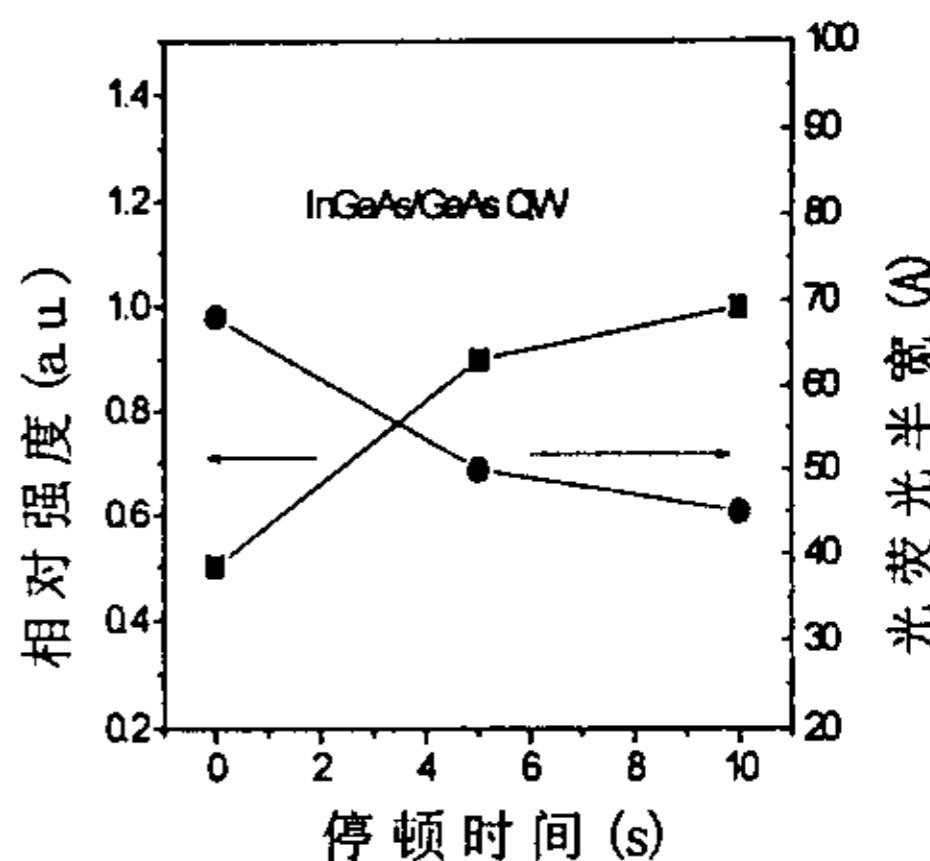


图 3.2.9 光荧光强度和半宽与停顿时间的关系

有停顿但停顿时间较短时，发光强度较强，而且半宽也较窄，这是因为停顿可以使原子得到充分的迁移以获得平滑的表面。文献[22]中报道的优化的停顿时间为 5—20s。

在优化的生长温度和停顿时间的基础上我们生长了不同阱宽的 InGaAs/GaAs 量子阱结构，其结构如下，在 GaAs 衬底上首先生长缓冲层，之后依次生长阱宽为 10nm、7.5nm、5nm、2.5nm 的 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 应变量子阱。样品 10K 下的光荧光测量结果如图 3.2.10 所示，从图中可以看出每个量子阱的峰值清晰可见，而且峰值半高宽(FWHM)也都很窄。

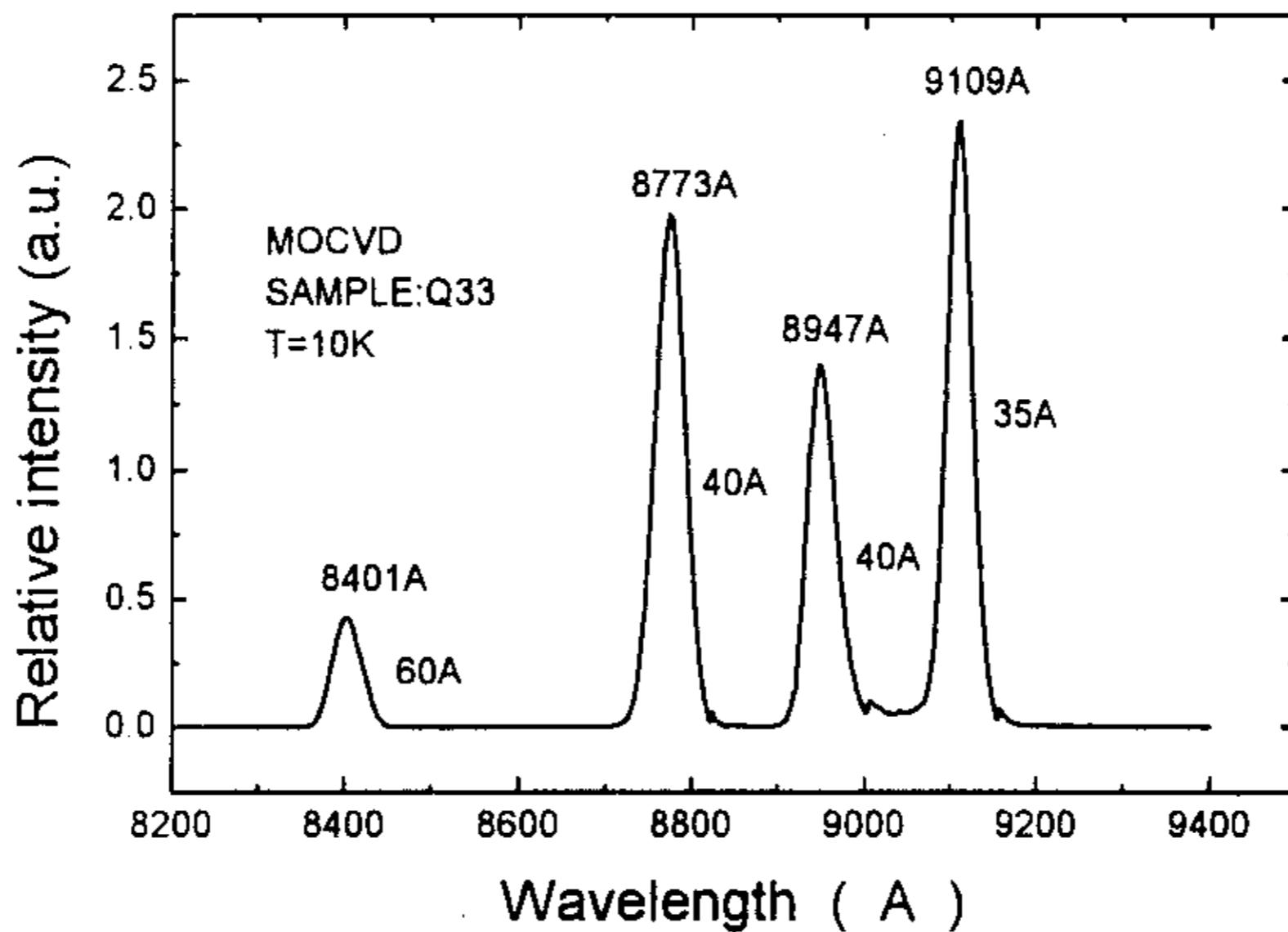


图 3.2.10 不同阱宽的 InGaAs/GaAs 应变量子阱的光荧光谱

§ 3.2.3 MOCVD 生长高质量 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 量子阱激光器结构及材料检测

MOCVD 生长 980nm 半导体激光器结构基本与 MBE 生长结构相同, 不同的是 AlGaAs 限制层的 Al 组分有几组值: 分别为 0.4、0.35、0.28、0.18, 波导层厚度对应 0.4、0.35 和 0.18 时为 75nm 左右, 对应 0.28 时为 90nm 左右。激光器结构生长完之后, 我们进行了表面观察、光学质量检测和掺杂的检测。表面检测结果好于 MBE 生长外延片, 没有椭圆缺陷。观察的结线和 MBE 的一样平整。我们对量子阱的发光质量进行了光荧光测试, 结果可以和 MBE 生长量子阱相比美, 说明量子阱界面平整, 光学质量高。

掺杂也是半导体激光器制备的一个重要环节, 优化的掺杂分布及掺杂浓度可减小串联电阻和提高量子效率。对不同的结构其优化的掺杂分布是不相同的, 对光限制因子小即光限制较弱的结构, 由于光场扩展到限制层中较远, 所以在临近波导的限制层中不掺杂或采用缓变掺杂。文献 [23] 中给出了掺杂分布对 η_d 的影响。我们在掺杂分布方面, 为了减小 Zn 扩散进入量子阱, 影响发光效率, 同时在小垂直方向远场发散角结构中减小掺杂对扩展光的损耗, 我们在 P 型 AlGaAs 限制层一侧采用了优化的掺杂离开距离, 之后在生长方向有一由低到高的缓变掺杂过渡区。MOCVD 生长 980nm 半导体激光器的掺杂浓度分布与 MBE 生长激光器相似, 而且 P 型 GaAs 掺杂浓度可达 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 。

§ 3.2.4 MOCVD 生长高质量 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器特性

为了检测所制备的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的特性, 我们制备成 $100 \mu \text{m}$ 宽条半导体激光器, 制备方法与 § 3.1.3 中相同。

为了检测材料生长质量, 我们还测试了 MOCVD 生长材料的内量子效率和内损耗, 其结果分别为 93% 和 2.5 cm^{-1} 。

表 3.2.1 不同次生长激光器的阈值电流密度和斜率效率

	LD37	LD38	LD45	LD46	LD47	LD48	LD52
$J_{th}(\text{A/cm}^2)$	150	180	170	200	160	180	180
$\eta_d(\text{W/A/面})$	0.54	0.53	0.5	0.48	0.55	0.55	0.5

表 3.2.1 中列出了不同次生长激光器的阈值电流密度, 可看出其重复性较好, 在 $800 \mu \text{m}$ 腔长时, 其阈值电流密度最小值为 150 A/cm^2 。按 § 3.2.3 中的不同结构所生长的器件其垂直方向远场发散角与限制层 AlAs 的摩尔因子的关系被示于图 3.2.11, 可以看出当限制层 AlGaAs 中的 Al 组分减小到 0.18 时, 其远场垂直发散角仅为 18° , 但这时阈值电流密度高达 1000 A/cm^2 , 斜率效率低达 0.2 W/A/面 , 所以具有如此低 Al 组分的器件结构是不可取的, 而当 Al 组分增加到 0.28 时, 激光器表现出非常好的特性, 阈值电流密度较低, 量子效率高, 垂直方向远场发散角仅有 25° ~

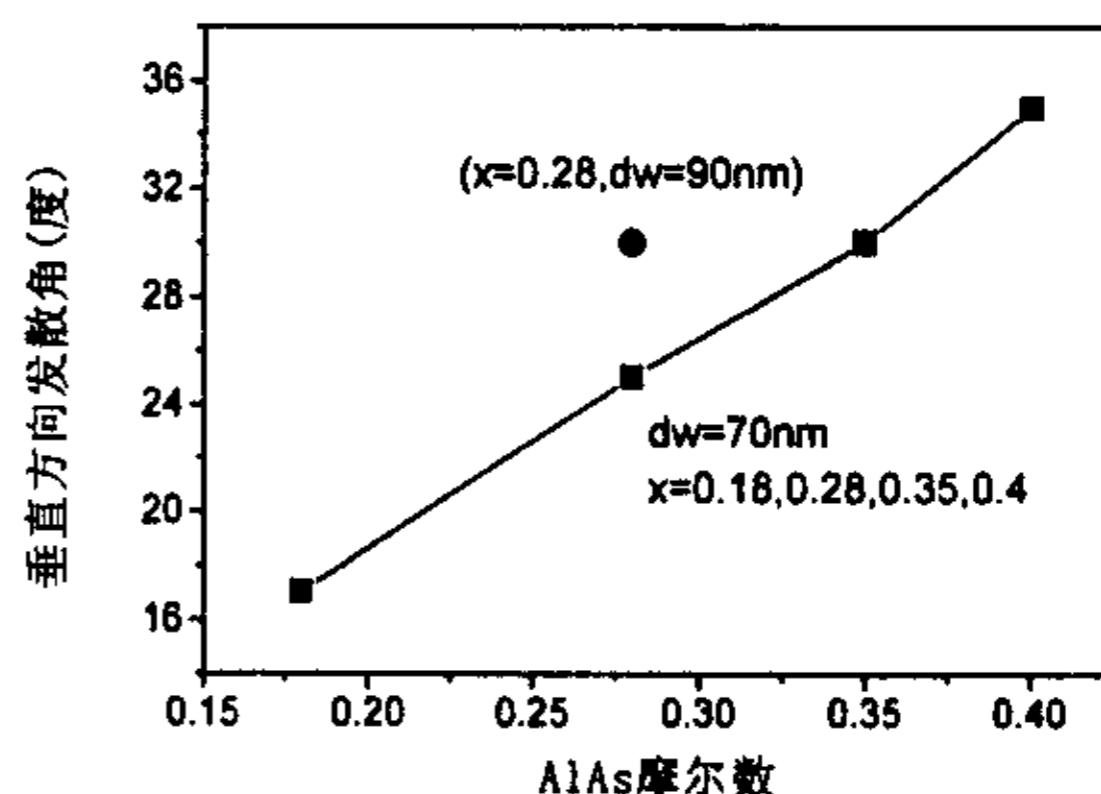


图 3.2.11 不同结构时的垂直方向发散角与限制层 AlAs 摩尔因子的关系

30°左右。再增加 Al 组分，阈值电流密度和微分量子效率基本趋于饱和，但垂直方向远场发散角增大，而且高的 Al 组分对器件可靠性是不利的。因此，我们通过优化获得了一种实用化的简单结构。

图 3.2.12 给出了典型的镀膜 $100 \mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$ 激光器的特性测试曲线及测试参数，在光功率电流特性曲线中还给出了不镀膜激光器的特性。

温度特性也是半导体激光器的重要特性之一，温度特性好，半导体激光器在相同工作电流下的输出功率稳定，而且工作波长也相对稳定，因此有利于半导体激光器的应用。我们测量了 MOCVD 生长 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的光功率电流特性随温度的变化，变化范围为 25—65°C，每 10°C 测试一条曲线，结果如图 3.2.13 所示，从阈值电流和温度的关系，推出特征温度 T_0 为 140K。

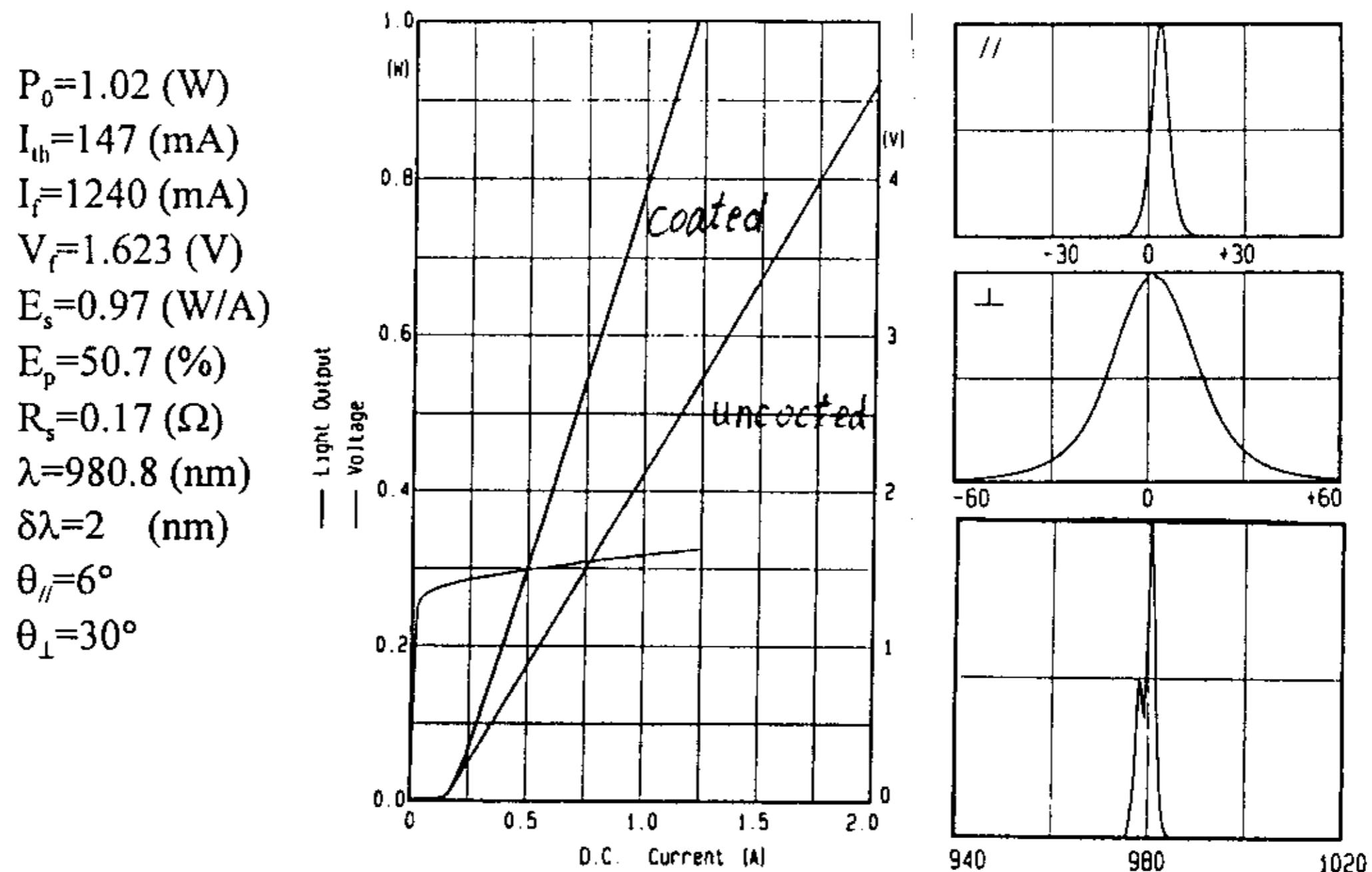


图 3.2.12 典型的不镀膜和镀膜激光器的特性

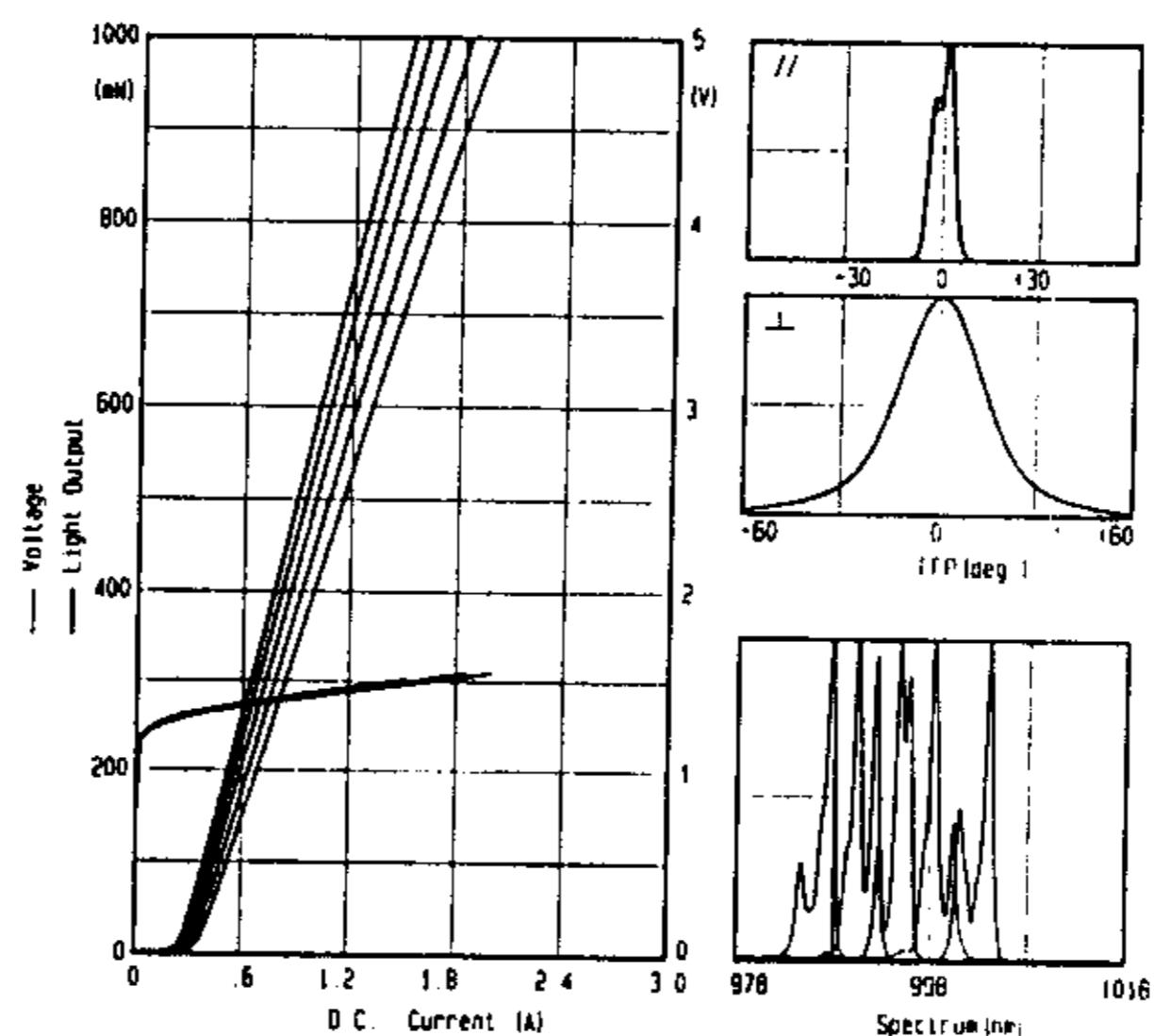


图 3.2.13 光功率电流特性随温度的变化

小结:

利用 MBE 和 MOCVD 方法获得了高质量 GaAs、AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料。InGaAs/GaAs 应变量子阱在不同阱宽时都获得了窄的光荧光(PL)谱, 最窄可达 25Å。在此基础上, 从实验上验证了结构参数, 如波导厚度, 限制层 Al 组分等对半导体激光器阈值电流密度、微分量子效率和垂直方向远场发散角的影响, 获得了阈值电流密度低达 $150\text{A}/\text{cm}^2$ ($800\mu\text{m}$), 微分量子效率高达 $0.55\text{W}/\text{A}$ 的量子阱激光器结构, 该结构激光器垂直方向远场发散角为 $25\text{-}30^\circ$, 微分串联电阻为 0.16Ω , 最高功率转换效率可达 53%, 同时该结构还具有低的内损耗和高的内量子效率, 其值分别为 2cm^{-1} 和 92%。

参考文献:

- [1] R.Fischer, J.Klem, T.J.Drummond, et al., *J.Appl.Phys.* 54, 2500(1983)
- [2] V.Swaminathan and W.T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 38, 247(1981)
- [3] K.Piwg, *crystal Growth, Propetrtion and Applications*, 3, 115(1980)
- [4] C.Weisbuch, R.Dingle, P.M.Petroff, A.C. Gossard, and W.Wiegmann. *Appl. Phys. Lett.*, 38(11), 840(1981).
- [5] S.V.Lyer, HoP.Meier, Shlomo Ovadia, and C.Parks, *Appl. Phys. Lett.* 60(4), 416(1992)
- [6] X.Xie, C.R.Wie, J.A. Varriano, and G.W.Wicks, *Appl. Phys. Lett.* 60(4), 428(1992)
- [7] T.Hayakawa, M.Kondo, T.Suyarma, K.Takahashi, S.Yamamoto et al. *Appl.Phys. Lett.* 49(13), 788(1986)
- [8] T.Hayakawa, K.Takahashi, T.Suyama, M.konda, S.Yamamoto, and T.Hijikata, *Appl. Phys. Lett.* 52(4), 252(1988)
- [9] R.K.Tsui, G.D.Kramer, J.A.Curless, and M.S.Peffley, *Appl. Phys. Lett.* 48(14), 940(1986)
- [10] H.Z.Chen, A.Ghaffari, H.Morkoc, and A.Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 51(25)
- [11] D.C.Radulescu, G.W.Wicks, W.J.Schaff, A.R.Calawa, and L.F.Eastman, *J.Appl.Phys.*, 62(3), 954(1987)
- [12] N.Chand, P.R.Berger, and M.K. Dutta, *Appl. Phys. Lett.*, 59, 186(1991)
- [13] C.A.Wang and Hong K.Choi, *IEEE, J.Quantum.Electron.*, 27(3), 681(1991)
- [14] H.M.Manasevit, *Appl. Phys. Lett.*, 12, 156(1968)
- [15] Y.Seki, K.Tanno, K.Lida and E. Ichiki, *J.Electrochem. Soc.* Vol.122, 1108(1975)
- [16] R.D.Dupuis, and P.D.Dapkus, *Appl. Phys. Lett.* Vol.32, 406(1978)
- [17] D.W.Shaw, *J.Crystal Growth*, Vol.31, 130(1975)
- [18] P.D.Dupkus, H.M.Manasevit, K.L.Hess et al. *J.Crystal Growth* 55, 10(1981)
- [19] T.Nakanisi, in “Semiconductons and Semimetals” ed. by T.Ikoma, Academic Press, Vol.30, Chp.3, P106(1990)
- [20] T.Nakanisi, *J.Crystal Growth*, 68, 282(1984)
- [21] T.Nakanisi, T.udagawa, and K.Kamei, *J.Crystal Growth*, 55, 255(1981)
- [22] F.Bugge, G.Beister, G.Erbert, et al., *J.Crystal Growth*, 145, 907(1994)
- [23] R.G.Waters, D.S.Hill, and S.L.Yellen *Appl. Phys. Lett.*, 52(24), 2017(1988)

第四章 高功率基横模脊形波导 980nm 应变量子阱激光器的研制

为了满足应用如掺铒光纤放大器用泵浦源要求, 980nm 半导体激光器需要以基横模方式工作, 所以我们在高质量外延材料生长的基础上开展了对脊形波导量子阱激光器的研究, 并设计和完成了一种新型脊形波导量子阱激光器制备工艺技术。利用这一技术分别制备出低阈值和高功率基横模量子阱激光器, 其中低阈值激光器阈值电流低达 5mA, 为同类器件最好水平。

§ 4.1 引言

半导体激光器一般为条形结构, 按导引模式可分为增益波导条形半导体激光器和折射率波导条形半导体激光器。增益波导条形激光器以多模方式工作; 折射率波导条形激光器在一定的条件下以基横模方式工作, 这需要设计折射率波导结构参数, 使其只存在 TE00 模式。基横模工作方式具有很多优点: (1)光斑质量好, (2)输出光束稳定, (3)适合更多方面的应用要求。但实现单基横模工作比实现多模工作相对困难一些, 因为并不是任意一个波导都可以满足这种工作方式, 虽然所设计的无源波导内只允许基横模工作, 但在有源情况下(如半导体激光器电注入情况), 会受到各种因素的影响, 如载流子空间烧孔效应, 温度分布、应力等。条形半导体激光器按结构可分为: 质子轰击条形, 各种掩埋条形[1], 氧化物条形, 诱导无序条形 [2,3], 各种非平面衬底条形 [4,5] 以及脊形波导条形 [6] 等。在这许多条形激光器中, 掩埋条形, 诱导无序条形、非平面衬底条形和脊形波导条形结构都属于折射率波导结构, 而掩埋条形结构由于受到埋层材料的限制不能随意选择折射率值, 所以折射率一般较大, 因此其基横模工作条宽较窄, 不利于大功率工作。诱导无序难以控制, 因此重复性差, 一般也不利用此方法实现大功率基横模工作。非平面衬底条形可通过控制内条形台面高度可产生所需要的折射率差, 因而适合于大功率基横模工作; 但工艺较复杂, 需要多步外延生长; 脊形波导条形结构可通过台面高度来产生连续变化折射率差, 从而可实现不同的条宽来产生基横模工作, 这种结构是一种弱折射率波导, 基横模条宽可以做得较宽, 因而可实现大功率基横模工作。国际上也多用脊形波导结构 [7-10] 实现大功率基横模工作。已报道的 GaAs/AlGaAs 脊形波导量子阱激光器最大输出功率达 425mW 左右 [11]; 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器基横模输出功率大于 200mW, 无铝 980nm 应变量子阱激光器基横模输出功率也在此量级[12]。脊形波导条形结构具有许多优点: ①制备工艺简单, 重复性好, ②弱的折射率差可使基横模条宽较大, 从而保证激光器具有高的输出功率。因此在我们的工作中也选用脊形波导条形结构做为实现大功率基横模工作的器件结构, 表 5.1.1 列出了各种条形结构的特点以做比较。

表 5.1.1 各种条形结构的特点比较

条形结构	工作方式	特点
质子轰击	多模	需要复杂设备。
氧化物	多模	工艺简单, 但扩展电流较大。
掩埋	多模或单模	工艺复杂, 基横模条宽窄, 成品率低。
诱导无序	多模或单模	平面工艺, 利于集成, 阈值低, 但输出功率小, 重复性差。
非平面衬底	多模或单模	基横模条宽可控, 但工艺复杂, 成品率低。
脊形波导	多模或单模	基横模条宽可控, 工艺简单, 成品率高。

§ 4.2 脊形波导量子阱激光器的阈值电流

脊形波导量子阱激光器是一条形结构器件，因此根据不同的应用需要(如此低阈值工作，高功率基横模工作等)，有不同的优化结构参数，这些优化的结构参数包括激光器生长结构的优化和脊形波导几何形状的优化设计。例如在光互联、光电集成等方面，要求半导体激光器的功率较低，而重要的是要求低功耗，即阈值电流要低；而用作泵浦源时，需要高功率，稳定的基横模工作，这对半导体量子阱激光器而言，无论是生长层结构的优化，还是条形器件参数的优化所考虑的出发点是不一样的，关于生长结构的设计和如何提高基横模输出功率在第二章已经讨论过了，这一小节主要讨论脊形波导量子阱激光器的阈值电流。

§ 4.2.1 脊形波导量子阱激光器的阈值电流

脊形波导量子阱激光器的阈值电流包括下列几个部分：

1. 辐射复合电流 J_r (A/cm²)
2. 上限制层中的横向电流扩展 $I_s(h, L)$ (A)
3. 有源层中的横向电流扩展 $I_{diff}(L)$ (A)
4. 表面和界面的非辐射复合电流 J_{nr} (A/cm²)
5. 俄歇复合电流 J_{auger} (A/cm²)
6. 光波导内的辐射复合电流 J_{cav} (A/cm²)

因此阈值电流被表达为：

$$I_{th} = (J_r + J_{nr} + J_{auger})WL + I_{diff}(L) + I_s(h, L) \quad (4.2.1)$$

式中的 W 表示条宽，L 代表腔长，辐射复合电流 J_r 由量子阱结构决定，可通过计算增益特性来确定。

俄歇复合电流通过下式计算 [13]

$$J_{auger} = qML_z C_a np^2 \quad (4.2.2)$$

其中：对 CHSH 过程， $C_a = 2 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{S}$ 。

$$\text{波导内的复合电流[13]} \quad J_{cav} = q(2L_w)Bn_w(P_w + P_0) \quad (4.2.3)$$

其中 $B = 9 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{S}$ ， $2L_w$ 表示波导的总宽度， n_w, P_w 分别表示电子和空穴的浓度。以上两项如取 $n=P=5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ ，则 $J_{auger}+J_{cav}$ 小于有源区辐射复合的 20%，仅占全部阈值的 2% 左右。由于 J_{auger} 和 J_{cav} 很小，所以我们忽略掉这两项后， I_{th} 变为：

$$I_{th} = J_r(M, L_z, x)WL + I_{diff}(L) + I_s(h, L) \quad (4.2.4)$$

$$\text{其中:} \quad J_r(M, L_z, x) \approx MJ_{sqw} \quad (4.2.5)$$

在公式(4.2.4)中，前两项是由激光器结构决定的，后一项取决于脊形台面两侧剩余的 AlGaAs 厚度，直接影响阈值电流的大小，直观地看，脊形波导两侧剩余的 AlGaAs 限制层的厚度越大，扩展电流就越大。以上分析了影响脊形波导量子阱激光器阈值的因素，为获得低阈值工作的量子阱激光器提供了理论指导，然而对 980nm 应变量子阱激光器做为泵浦源应用来讲，主要设计目的重点不是如何降低阈值电流，而是如何获得高质

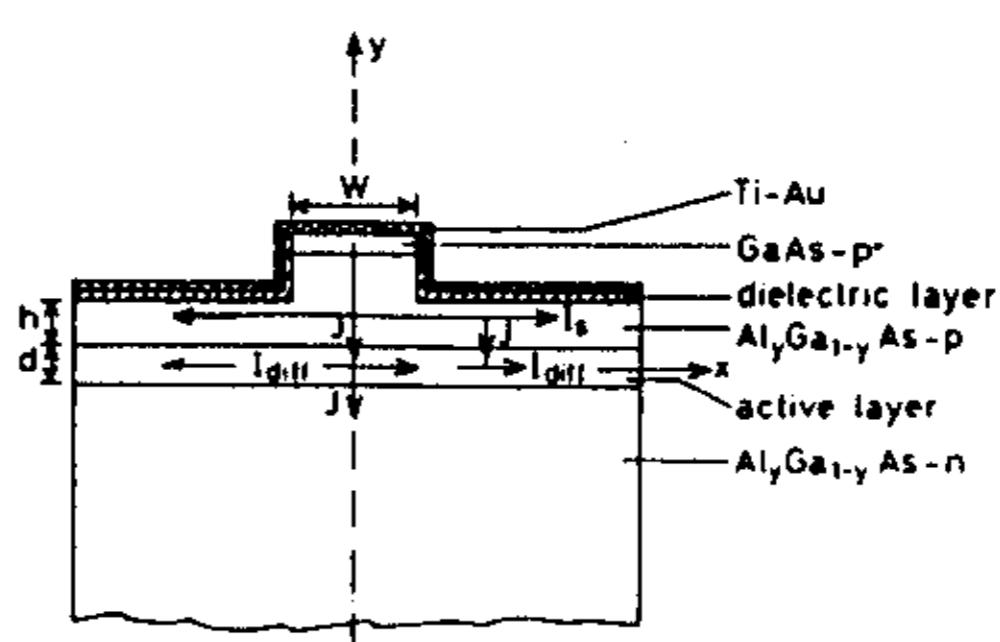


图 4.2.1 脊形波导中的电流成分

量的光斑和高功率基横模工作。为了达到这两个目的以及满足应用中对波长的要求，激光器生长结构和条形结构参数因此而被固定，对阈值的影响因素主要考虑扩展电流的影响，下面将就此问题以及载流子在有源区的分布进行讨论。

§ 4.2.2 脊形波导激光器中的电流分布及扩展电流

一. 量子阱有源区中的载流子分布及其扩散电流

从上节的分析可知，在脊形波导量子阱激光器中，由于在平行与结平面方向没有势垒对载流子的限制，所以量子阱中的扩散电流 I_{diff} 是固有存在的。另外为了满足基横模工作，需要建立弱的折射率波导，这样在台面两侧将保留一定厚度的限制层 AlGaAs，如图 4.2.1 所示，这会带来在该层产生一定的扩展电流 I_s 。这两部分电流都属于漏电流。下面首先分析量子阱中载流子的分布，然后给出量子阱中的扩散电流。

精确地求解载流子在有源区的分布，需要求解二维电流连续性方程。当载流子扩散运动通过水平方向条宽尺寸所需的时间和通过垂直方向有源区尺寸的时间相比大得多的情况下，可将二维电流连续性方程简化为一维连续性方程：

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \mu_n \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu_n \varepsilon \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{J_n}{dq} \quad (4.2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -p \mu_p \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \mu_p \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G - \frac{p - p_0}{\tau_p} + \frac{J_p}{dq} \quad (4.2.2)$$

其中， J_p 和 J_n 表示空穴和电子的电流密度， n 和 p 表示电子和空穴的浓度， τ 表示载流子寿命， G 表示载流子的产生率， D 表示扩散系数， μ 代表迁移率， ε 表示电场。

我们考虑的是稳态情况，所以 $\partial n / \partial t = 0$ ， $\partial p / \partial t = 0$ 。Joyce 等[15]把在电场作用下的载流子扩散问题用等效扩散系数表示，当忽略掉载流子的产生率时，(4.2.2) 表示为：

$$D_{\text{eff}} \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + \frac{J_{\text{in}}}{dq} - \frac{p(x)}{\tau} = 0 \quad (4.2.3)$$

其中， L_D 为扩散长度， $L_D = (D_{\text{eff}} \tau)^{1/2}$ ， J_{in} 代表注入到有源区的电流密度。结合 $p(x)$ 和 $dp(x)/dx$ 的连续条件，可求出空穴密度 $p(x)$ 的分布如下：

$$p(x) = \frac{J_{\text{in}} \tau}{qd} e^{-|x|/L_D} \sinh\left(\frac{W}{2L_D}\right), \quad |x| > W/2 \quad (4.2.4)$$

$$p(x) = \frac{J_{\text{in}} \tau}{dq} \left(1 - e^{-W/2L_D} \cosh\left(\frac{W}{2L_D}\right)\right), \quad |x| < W/2 \quad (4.2.5)$$

从而，平均复合电流密度可表示为：

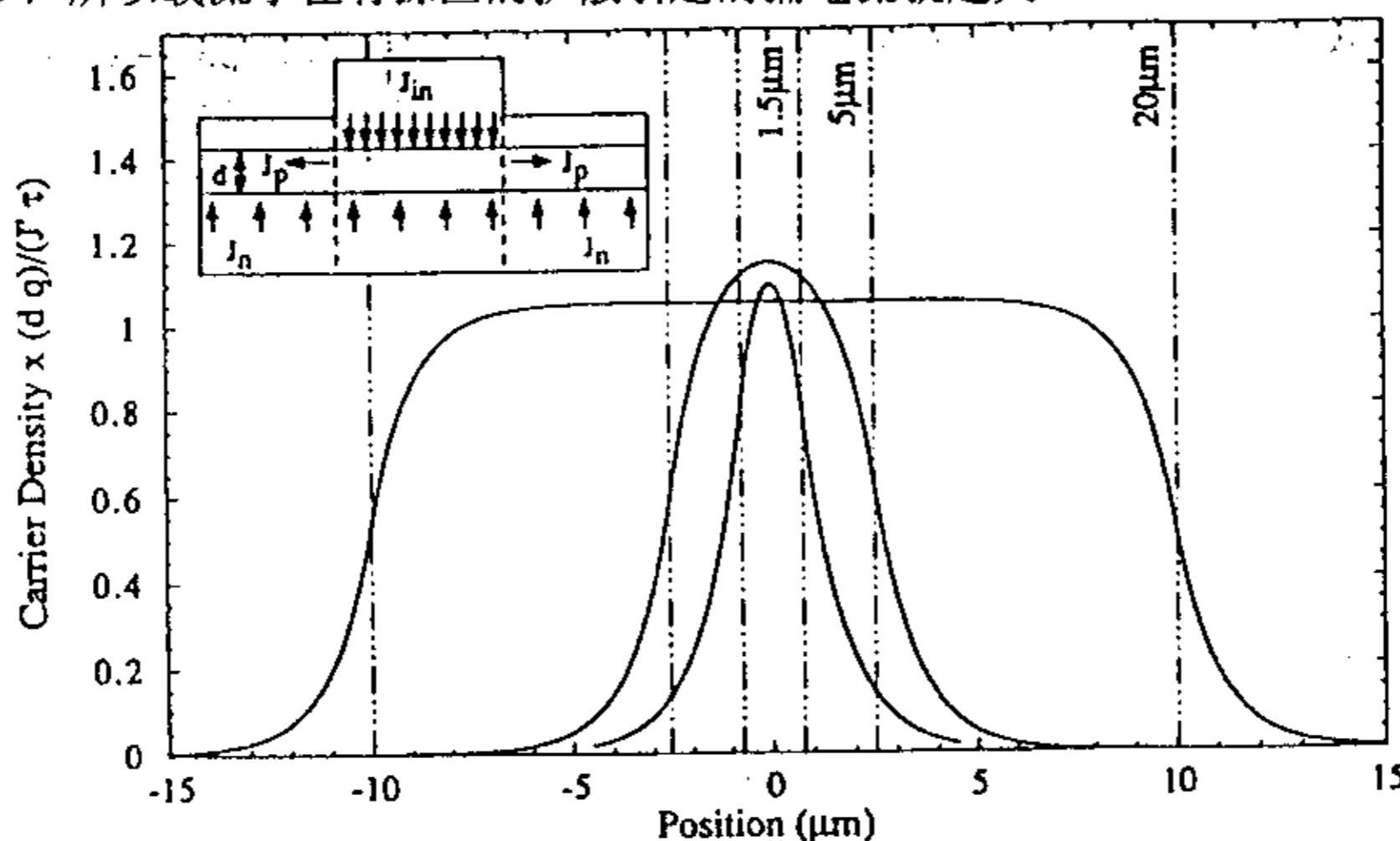
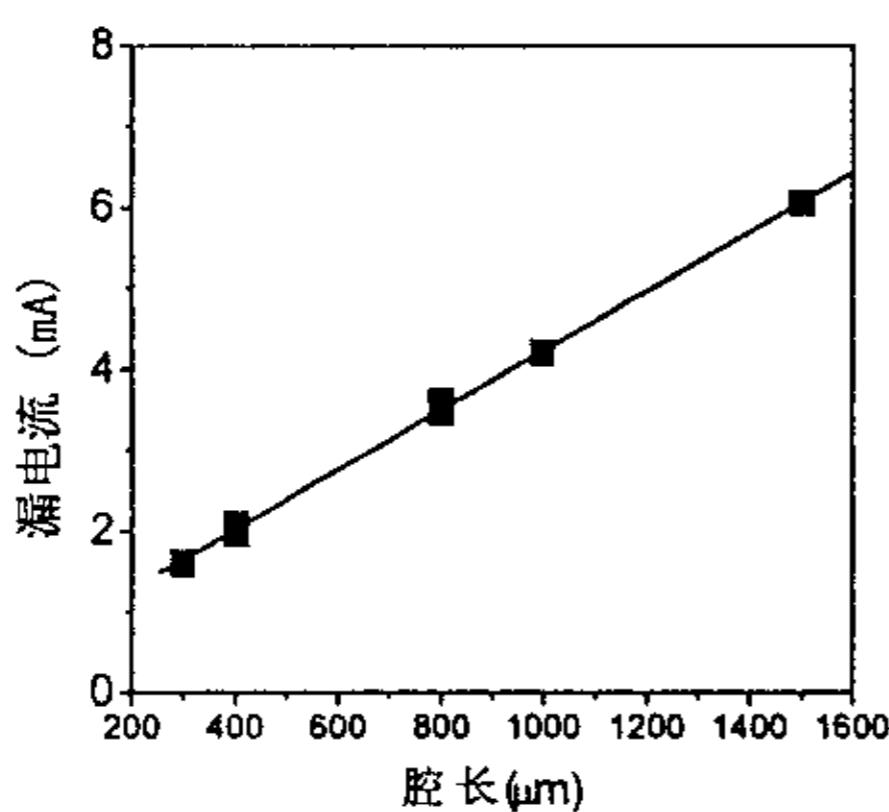
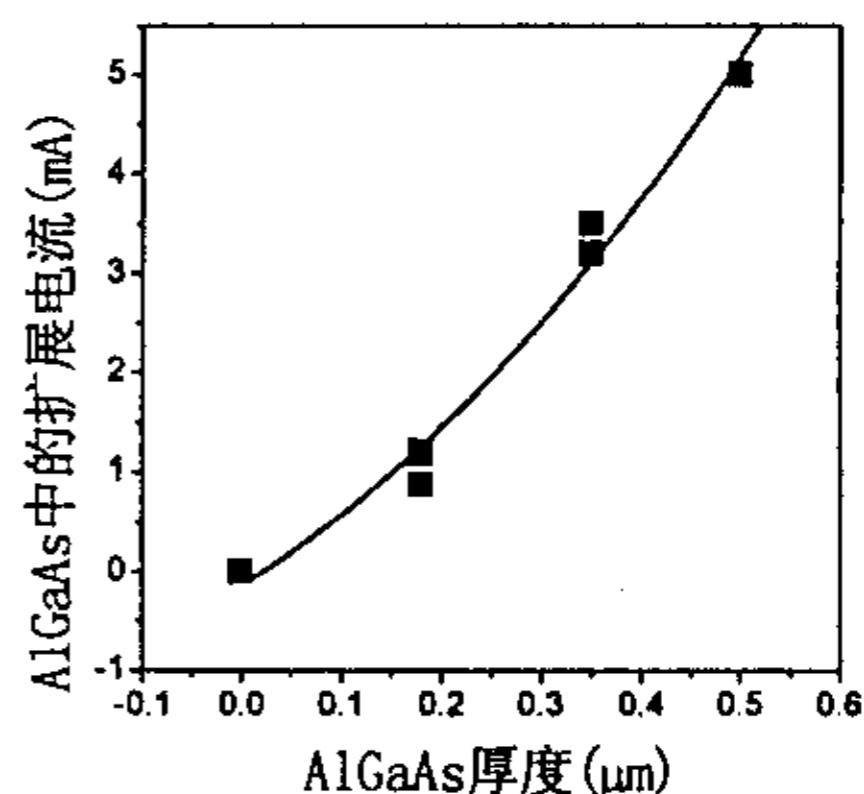
$$J = \frac{dq}{W} \int_{-W/2}^{W/2} \frac{p(x)}{\tau} dx \quad (4.2.6)$$

$$\text{注入电流 } I_{\text{in}} \text{ 表示为: } I_{\text{in}}(W) = \frac{J' L W}{1 - \frac{L_D}{W} (1 - e^{-W/L_D})} \quad (4.2.7)$$

有源区的扩散电流即漏电流为：

$$I_{\text{diff}} = I_L = \frac{J' L_c L_D (1 - e^{-W/L_D})}{1 - \frac{L_D}{W} (1 - e^{-W/L_D})} \quad (4.2.8)$$

图 4.2.2 给出了在不同条宽下, $p(x)$ 的分布, 可以看出条宽越窄台面外边的载流子分布的就越多, 所以载流子在有源区的扩散引起的漏电流就越大。

图 4.2.2 在不同条宽下 $p(x)$ 的分布图 4.2.3 $t=0$ 时的漏电流与腔长的关系图 4.2.4 剩余限制层 AlGaAs 中的扩展电流与其厚度 t 的关系

二. I_{diff} 和 I_s 的实验确定以及 I_s 与台面两侧剩余的 AlGaAs 厚度 t 的关系

脊形波导量子阱激光器的阈值电流可表示为:

$$I_{\text{th}}(W, L) = WLJ_{\text{th}}(L) + I_L(W, L) \quad (4.2.9)$$

其中,

$$I_L = I_{\text{diff}} + I_s \quad (4.2.10)$$

当脊形波导两侧剩余的限制层 AlGaAs 的厚度 t 为 0 时, 其限制层 AlGaAs 中的扩展电流 I_s 为 0, 这时的漏电流即为量子阱中的扩散电流 I_{diff} , 可以通过实验来确定。一般在条宽大于 $1.5-2\mu\text{m}$ 的情况下, 阈值电流与条宽为线性关系, 从式 (4.2.8) 可以看出, 在腔长固定的情况下, 我

们可以通过测量不同条宽下的阈值电流外推出 I_L 的值。图 4.2.3 为 $t=0$ 时的漏电流与腔长的关系, 可以看出, 漏电流与腔长的关系可以用下式表示:

$$I_L = I_1 L + I_2 \quad (4.2.11)$$

其中, $I_1 = 3.7 \times 10^{-3} \text{ mA}/\mu\text{m}$, $I_2 = 0.51 \text{ mA}$ 。所以, $I_{\text{diff}} = 3.7 \times 10^{-3} L + 0.5 \text{ (mA)}$ 。注入到有源区的辐射复合电流为: $I_r = I_{\text{th}} - I_{\text{diff}}$

当 $t=0$ 时的阈值电流确定以后, 可以通过测量不同 t 下的阈值电流, 从而确定出剩余限制层 AlGaAs 中的扩展电流为:

$$I_s(t) = I_{\text{th}}(t) - I_{\text{th}}(t=0) \quad (4.2.11)$$

图 4.2.4 表示剩余限制层 AlGaAs 中的扩展电流与其厚度 t 的关系。

§ 4.3 脊形波导量子阱激光器制备工艺研究

在脊形波导量子阱激光器的制备工艺中最常用的方法有两种, 一种是采用氧化物或聚酰亚胺做为电绝缘膜, 利用套刻技术光刻电极窗口来制备脊形波导激光器, 在这种工艺中, 需要精确的套刻对准技术, 而且在用聚酰亚胺做为电绝缘膜时将给管芯的解理带来一定的困难, 同时也影响管芯散热。我们在此基础上发展了一种新型腔面无电极条形自对准工艺, 采用这种工艺技术使器件水平又上一新的台阶, 下面是这两种方法的制备工艺介绍。

§ 4.3.1 脊形波导量子阱激光器的常规制备工艺

在脊形波导量子阱激光器的制备工艺中一种是采用氧化物或聚酰亚胺作为绝缘膜的双沟台面结构, 采用氧化物作为绝缘膜时, 制备工艺包括下列步骤:

- | | |
|----------------------------------|--------------|
| 1. 激光器结构的外延材料生长; | 11. 解理初测; |
| 2. 材料检测分析; | 12. 装架镀膜; |
| 3. 光刻 $4 \mu\text{m}$ 的光刻胶条; | 13. 管芯分割和测试; |
| 4. 脊形台面的腐蚀(湿法或干法); | 14. 管芯烧结; |
| 5. 淀积 200nm 厚 SiON 绝缘膜; | 15. 压焊引线; |
| 6. 套刻电极窗口(对准台面); | 16. 器件特性测试; |
| 7. P 面电极 Ti/Pt/Au 制备; | 17. 高温老化筛选; |
| 8. 减薄; | 18. 成品测试; |
| 9. n 面电极 AuGeNi/Au 制备; | 19. 入库; |
| 10. 合金; | 20. 复测出库。 |

采用聚酰亚胺做为电隔离和台面支撑保护层时, 其制备过程与上述工艺基本相同, 所不同的是第 5 步应为甩聚酰亚胺, 以及聚酰亚胺的固化。

以上介绍了脊形波导量子阱激光器常用制备方法, 但是我们看到在上述工艺过程中都涉及到条形对准问题, 对片子面积较大及条宽较窄的情况, 都带来一定的对准困难, 一旦对准有偏离都将影响半导体激光器的特性, 如阈值电流, 微分量子效率等。为了克服工艺上带来的问题, 优化设计了一种新型条形自对准工艺技术, 下面将仔细讨论这种技术。

§ 4.3.2 条形自对准工艺技术

首先介绍一下条形自对准工艺流程, 然后对该工艺的特点进行分析和讨论。

- 1-4 步同常规工艺过程;
5. 带胶淀积 SiON 绝缘膜;

6. 绝缘膜剥离;
7. 光刻电极图形(腔面无电极);
8. P 面 Ti/Pt/Au 电极制备和剥离;
9. 减薄;
10. n 面 AuGeNi/Au 电极制备;
11. 合金;
- 12-19 同常规工艺过程;

从上述工艺过程我们还看出, 在第 5-9 步过程中我们形成了一种新型脊形波导量子阱激光器, 即腔面无电极结构激光器。

该工艺过程具有如下特点和优点:

特点: 1. 工艺简单; 2. 重复性好; 3. 适于 2" 大片工艺

优点: 1. 条形电极自对准, 避免了高精度电极对准问题。

2. 电极与台面完全接触, 欧姆电阻小;

3. 无侧面漏电, 阈值低, 斜率效率高;

4. 腔面处无电流注入, 减小了非辐射复合电流, 可进一步提高 COD
输出功率;

该工艺的技术要点包括下列几点:

- | | |
|--------------------------|--------------------------------|
| 1. 光刻脊形波导条形; | 4. 剥离 SiO_2 ; |
| 2. 百埃量级的腐蚀控制技术; | 5. 带胶溅射 Ti/Pt/Au, 解决 Pt 难腐蚀问题; |
| 3. 带胶淀积 SiO_2 ; | 6. 剥离 Ti/Pt/Au, 形成腔面无电极条形结构; |

图 4.3.1 为精确控制腐蚀后的 SEM 照片, 图 4.3.2 为 SiO_2 剥离后脊形波导截面的 SEM 照片。

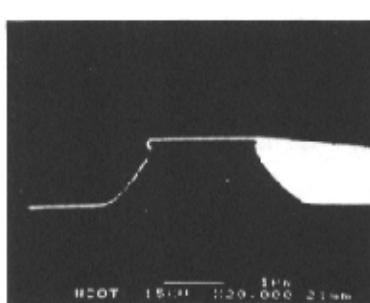


图 4.3.1 精确控制腐蚀后的 SEM 照片

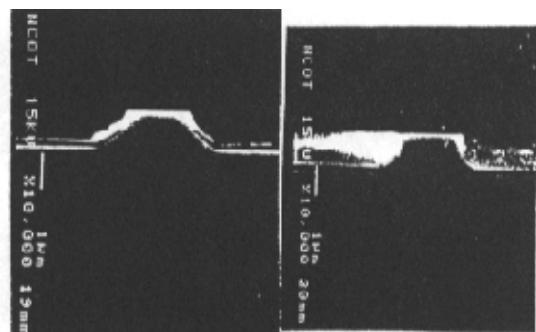


图 4.3.2 SiO_2 剥离后脊形波导截面的 SEM 照片

§ 4.4 脊形波导量子阱激光器特性

§ 4.4.1 低阈值电流脊形波导量子阱激光器

从 § 3.2 中分析可知, 当限制层 AlGaAs 的厚度全部腐蚀掉后, 在该层的扩展电流将等于 0, 所以将具有更低的阈值电流, 图 4.5.1 为脊形波导量子阱激光器的光功率电流特性曲线, 可以看出其阈值仅为 5mA, 此值是脊形波导

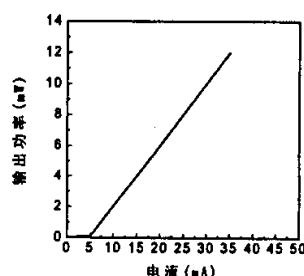


图 4.4.1 低阈值脊形波导量子阱激光器的光功率电流特性

InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器最好结果, 文献 [16] 中报道过同类器件的最低阈值为 7mA。

§ 4.4.2 大功率基横模 980nm 量子阱激光器特性

1. 激光器的伏安特性

$$\text{激光器的正向导通电压一般表达为: } V \approx E_g / e + IR_s \quad (4.4.1)$$

对 $\lambda = 0.98 \mu\text{m}$ 而言, $V_F = E_g/e \approx 1.27\text{eV}$ 。图 4.4.2 中给出了实际测量的激光器的正向 V-I 特性, 可以看出其典型值为 1.27V 左右, 微分串联电阻一般为 $1\sim 3\Omega$, 对应不同的工艺, 其值有所不同, 采用改进的自对准工艺后, 其微分串联电阻典型为 1.7Ω 左右, 比套刻对准工艺降低 1/2 左右。

2. 光功率电流特性

$$\text{激光器的光功率电流特性表达为: } P = \eta_d (I - I_{th}) \quad (4.4.2)$$

其中 P 为输出光功率; η_d 为斜率效率, 单位: W/A ; I 为工作电流; I_{th} 为阈值电流。

图 4.4.2 给出了输出功率特性曲线, 可以看出其基横模输出功率大于 120mW 最高达到 180mW 以上。图 4.4.3 给出了最大输出功率可达 380mW 以上的量子阱激光器($4 \times 800 \mu\text{m}^2$)的光功率电流特性曲线, 其最高功率密度达 $80\text{mW}/\mu\text{m}$ 以上。

3. 远场特性

远场特性是激光器的重要参数, 实际应用中需要半导体激光器的光斑尽可能对称, 这就要求我们尽可能减小垂直方向的发散角。例如对于光纤耦合来讲, 光斑越对称, 耦合效率就越高, 由于垂直方向光波导一般小于 $1\mu\text{m}$, 所以模式稳定, 而对于平行于结平面方向, 由于为弱折射率波导, 所以如果控制不好, 将会出现多模或在高功率下出现多模, 这都会带来光束发散角增大光斑漂移问题, 或出现更严重的扭折(kink)现象。这对光纤耦合而言都是不利因素。因此我们测量了不同输出功率下的远场分布, 图 4.4.4 为垂直和平行方向远场发散角随输出功率的变化, 从图中可以看出, 无论是平行还是垂直方向, 其远场发散角都保持不变, 其平行和垂直方向远场发散角分别为 7° 和 30° , 而且光场峰值位置没有发生漂移, 这对光纤耦合来讲是非常有利的。

4. 激射光谱

激射波长是掺铒光纤放大器泵浦源的重要参数, 它要求在 $980 \pm 5\text{nm}$ 范围, 另外 940nm , 960nm 均可做为泵浦源而得到重要应用。我们研制了波长覆盖 $0.94\sim 1.0\mu\text{m}$ (来自不同的外延片) 的脊形波导应变量子阱激光器, 图 4.4.5 为脊形波导量子阱激光器在 150mW 下典型的激射光谱, 其中心波长分别为 940nm , 960nm , 980nm , 1000nm 左右, 半峰宽为 $1.2\sim 2.0\text{nm}$ 左右。

5. 温度特性:

图 4.4.6 给出了不同的温度下测量的光功率电流特性曲线, 温度变化范围为 $20\sim 110^\circ\text{C}$, 间隔为 10°C , 可见随着温度的提高, 其阈值电流升高, 斜率效率或外微分量子效率下降。由 $I_{th} = I_{th} \exp(T/T_0)$, 可以推算出激光器在 $20\sim 60^\circ\text{C}$ 范围内的特征温度 $T_0=125\text{K}$ 。

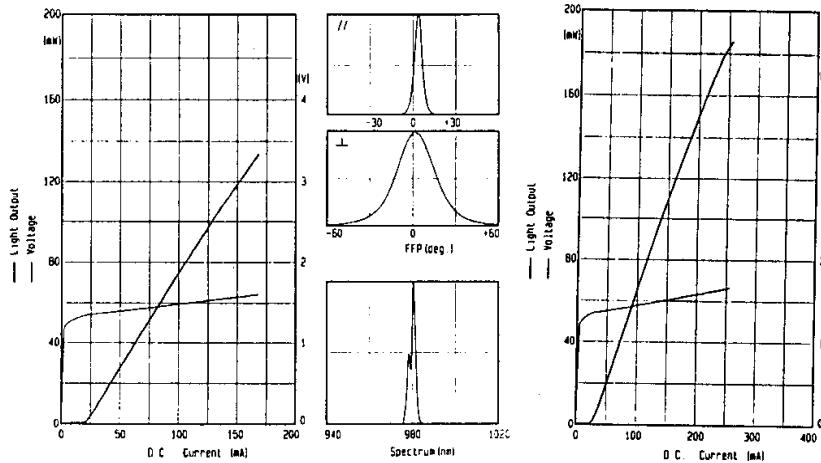


图 4.4.2 脊形波导激光器光功率电流特性和伏安特性

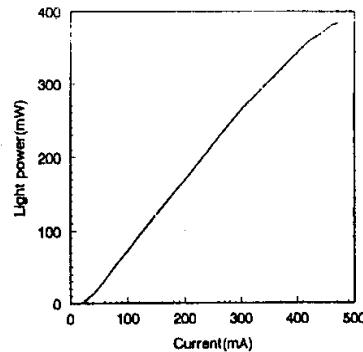


图 4.4.3 最大输出功率可达 380 mW 的脊形波导激光器光功率电流特性

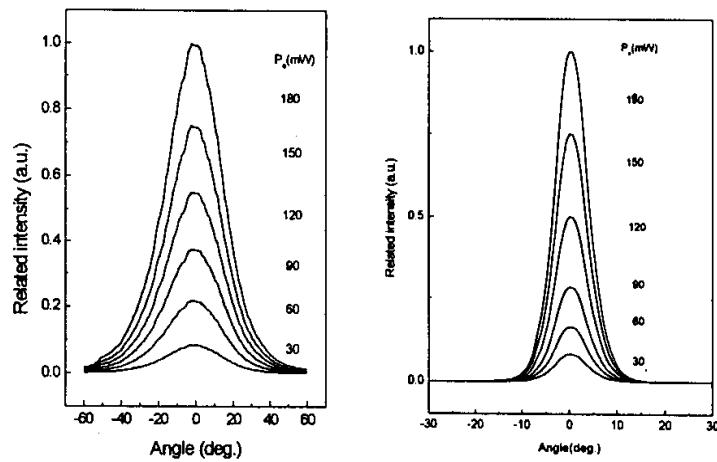


图 4.4.4 大功率基横膜工作的脊形波导激光器远场特性

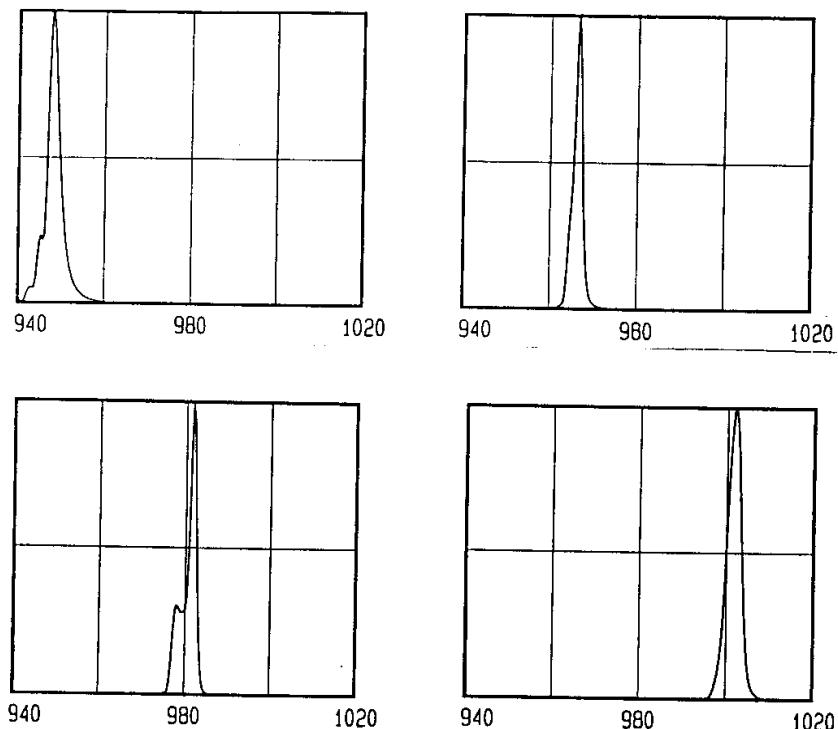


图 4.4.5 典型的激光器发射光谱

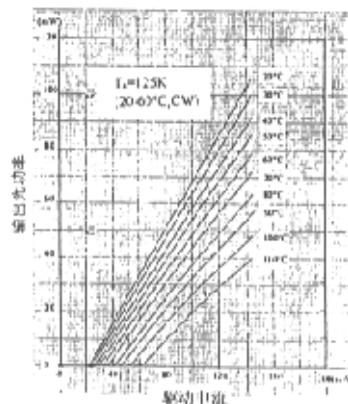


图 4.4.6 光功率电流特性随温度的变化

6. 980nm 量子阱激光器可靠性

半导体激光器的可靠性与材料质量和器件工艺密切相关。一般情况下，半导体激光器的退化包括下列几种：

- (a) 体内退化：这种退化主要与外延生长材料和衬底有关。
- (b) 腔面退化：这种退化方式主要和两个解理面有关。
- (c) 与烧结相关的退化。

而对 980nm 半导体激光器而言，已经证明体内退化由于应变引入而受到抑制，主要退化方式是腔面退化以及和烧结相关连的退化。

下面介绍与腔面相关的失效问题：

(1) 出光面的 COD

一般对没有钝化的前腔面而言，其退化方式依赖于腔面的化学变化，特别是在镀膜之前腔面上的氧化问题，这些氧化物和激光器工作过程中产生的氧化物是促使腔面加热的主要因素，因而也是腔面退化和产生 COD 的主要原因，后面将提到产生 COD 的时间与光功率密度成反比，光功率密度越高，产生 COD 的时间就越短，因而寿命越短。为了解决这一问题，发展了各种腔面技术和工艺，目的是为了减小腔面处的温升，提高发生 COD 时的输出功率即 COD 水平，延长发生 COD 的时间。如腔面钝化技术、腔面处理技术、形成无吸收镜面的窗口技术等。

(2) 封装引起的失效(PIF)

造成 COD 的另一种原因是所谓的与密封物相关的现象(HEP)或封装引起的失效(PIF)。这种现象已在用惰性气体做为封装环境的 980nm 大功率激光器工作过程中发现。通过 AFM 和 EDX 分析，发现这种激光器的腔面处有一层含碳物质(约 70Å)。通过在惰性气体 90%N₂/10%He 中混入百分之几的氧气，使含碳物质氧化成 CO₂ 或 H₂O 而脱离腔面解决了这一问题。

(3) 后腔面的 COD

高功率工作的激光器后腔面一般使用多对 $\lambda/4$ 厚的高、低折射率材料进行镀膜，以提高腔面反射率(大于 90%)，经常使用的材料为 Al₂O₃ 和多晶 Si(a-Si)，然而在工作过程中发现一些与后腔面相关的 COD 现象发生，原因是 Si 的吸收系数较大，从而导致腔面温升，这种失效机理往往被人们所忽略。解决这一问题的办法是使用无吸收的材料做为膜料。

针对上述腔面失效分析，我们除了对窗口结构量子阱激光器进行了研究外，还采用了一种实用化的腔面无电极(即无电流注入)结构条形激光器以及特殊的腔面镀膜技术来减小腔面退化问题，从而改善了 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的可靠性，延长了工作寿命，下面是对这种结构激光器的老化结果。我们选取了 12 只器件进行老化试验，首先筛选掉早期退化的器件 2 只，然后用剩余的 10 只在 50℃，120mW 恒定功率下进行老化，老化时间共 1560 小时，在老化过程中，对工作电流进行了记录，结果见表 4.4.1 所示，图 4.4.7 为用老化数据得出的老化寿命曲线。表中外推寿命按下列方法进行。工作寿命与温度的关系可表达为：

$$\tau(T) = \tau_0 \exp(E_a / k_B T) \quad (4.5.3)$$

其中 E_a 为激活能，一般取 0.4-0.7eV，这里，我们取中间值 0.5eV 进行计算，由此外推出器件在 20℃时的工作寿命 τ_{20} 与 50℃的寿命 τ_{50} 的关系：

$$\tau_{20} = \tau_{50} \exp(3.68E_a) = 6.3\tau_{50} \quad (4.5.4)$$

表中给出了每只器件的外推寿命，外推时按电流增加 30% 算做终止寿命，则所有器件都大于 10 万小时。个别器件大于 20 万小时，可以看出经早期退化筛选后的所有 10 只器件都没有发生 COD。

表 4.4.1 老化数据结果

管号	开始工作电流(mA)	结束工作电流(mA)	工作时间(h)	电流增加量(mA)	增加百分比(%)	寿命
1	174	176	1560	2	1.1	2.6×10^5
2	176	178	1560	2	1.1	2.6×10^5
3	190	194	1560	4	2.1	1.4×10^5
4	171	173	1560	2	1.2	2.4×10^5
5	174	177	1560	3	1.7	1.7×10^5
6	173	177	1560	4	2.3	1.2×10^5
7	174	176	1560	2	1.1	2.6×10^5
8	168	170	1560	2	1.2	2.4×10^5
9	169	172	1560	3	1.8	1.6×10^5
10	172	174	1560	2	1.2	2.4×10^5

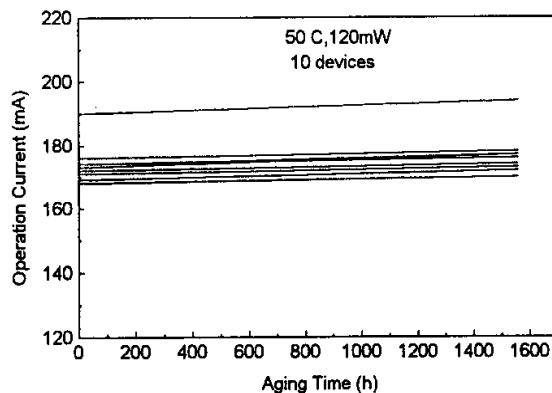


图 4.4.7 脊形波导激光器的老化特性曲线

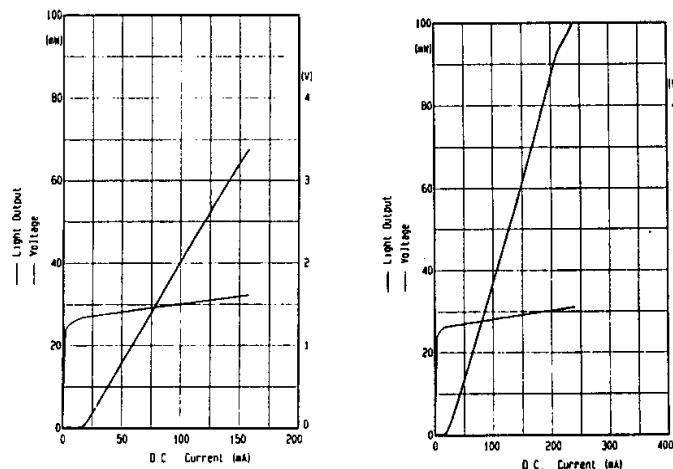


图 4.5.1 耦合组合件光功率电流特性

§ 4.5 980nm 半导体激光器组合件

我们利用 980nm 单模工作激光器和单模光纤进行了耦合。耦合工艺按下列步骤进行：光纤拉锥→微透镜制作→对准调节→光纤固定→应力消除→重新调整→封装→测试。对 980nm 波长而言，其单模光纤的芯径仅有 $4\sim 5\mu\text{m}$ 和 $1.3\text{、}1.5\mu\text{m}$ 波长对应的单模光纤相比小一倍多，因而提高耦合效率和容差是非常困难的，国外各公司也做为一项专门技术进行攻关。因为半导体激光器的远场光斑一般为椭圆形状，所以需要对光纤锥头进行特殊加工或者采用光学系统对光斑进行处理。目前国际上产品耦合效率达 70%~80% 水平。我们根据现有的实验条件，针对 980nm 半导体激光器特点，优化了光纤锥头，耦合对准和固化封装技术，获得了耦合效率稳定在 50-60% 的水平。

图 4.5.1 是一组耦合组合件的典型光功率电流特性曲线，可以看出其尾纤输出功率大于 60mW，最高可达 100mW。

小结：

本章对脊形波导量子阱激光器进行了研究和分析，分析了脊形波导量子阱激光器中的扩展电流，并从实验上获得了脊形波导量子阱激光器中漏电流的经验公式，为设计阈值电流提供了指导作用。研究了一种新型自对准工艺技术，解决了精确腐蚀和精确电极对准技术。使用该技术获得了高功率基横模工作的 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器，最高基横模输出功率大于 180mW，耦合组合件输出功率大于 100mW。低阈值脊形波导激光器最低阈值达 5mA。

参考文献：

- [1] J.W.Xiao, J.Y.Xu, G.W.Yang, J.M.Zhang, Z.T.Xu, and L.H.Chen, Electron.Lett., 60, 1782(1992)
- [2] W.X.Zou, T.Bowen, K-K.Law et al., IEEE Photonics Technol.Lett., 5, 591(1993)
- [3] W.X.Zou, J.L.Merz, R.J.Fu, and C.S.Hong, Electron.Lett., 27, 1241(1991)
- [4] H.Narui, S.Hirata, and Y.Meri, IEEE J.Quantum Electron., 28, 4(1992)
- [5] Osamu Imafuji, Toru Takayama, Hideyuki Sugiura, et al., IEEE J.Quantum Electron., 29(6), 1889(1992)
- [6] W.T.Tsang, R.Kapre, M.C.Wu, and Y.K.Chen, Appl.Phys.Lett., 61(7), 755(1992)
- [7] Alberto Paradisi, Antonio de Cumpos. Sachs, Angelo Gobbi. et al. EEE, Photonics Technology Lett. 8(5), 605(1996)
- [8] Pekka Savolainen, Mika Toivonen, Harry Asonen, IEEE, Photonics Technology Lett. 8(8), 986(1996)
- [9] M.C.Wu, N.A.Olsson, D.Sivco, and A.Y.Cho, Appl. Phys.Lett., 56(3), 221(1990)
- [10] L.S.Heath, K.Meehan, A.Y.Chiu, P.Gavri Lovic, Appl. Phys.Lett., 62(16), 1869(1993)
- [11] Heinz Jaeckel, Gian-Luca Bona, Beter Buchmann, IEEE J.Quantum.Electron., Vol.27(6), 1560(1991)
- [12] Pekka. Savolainen, Mika Toivonen, Harry Asonen, IEEE Photonics Technology Letters, 8(8), 986
- [13] M.Takeshima, J.Appl.Phys. Vol.58, 3846(1985)
- [14] J.Nagle, thesis presented at Paris VI University Oct.1987
- [15] W.B.Jocy, J.Appl.Phys., 53, 7235(1982)
- [16] W.T.Tsang, R.Kapre, M.C.Wu, Y.K.Chen, Appl. Phys.Lett., 61(7), 755(1992)

第五章 量子阱混杂(Quantum Well Intermixing)及其在 980nm 大功率半导体激光器中的应用

§ 5.1 问题的提出

InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器在开始出现的时候, 人们一直对其寿命持怀疑态度, 因为发光区存在很大的应力, 当应力释放后会产生位错, 这势必会造成激光器的严重退化。最早报道的 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器 [1] [2] 正是表现出这种特性。但由于其应用需要的促进, 许多研究人员对 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器的退化行为进行了细致的研究 [3-6]。Beernink 等人研究了量子阱厚度对激光器退化速率的影响 [7], 发现当量子阱厚度接过临界厚度时, 退化速率加快, 因此只要将量子阱宽度设计成远小于相应组分时的临界厚度, 该问题便迎刃而解。以 Waters 为代表的研究小组则发现应变的 InGaAs 量子阱激光器中很少观察到(100)暗线缺陷(DLD)的传播 [8,9], 其它的研究还表明, 器件在低于 60mW 功率输出时, 可具有大于 10^5 小时的工作寿命 [10], 但在高功率 100mW 时, Moser 等人则发现端面处的突然光学灾变损伤(COD)现象 [11] 如图 5.1.1 所示。据 Fududa 等人的

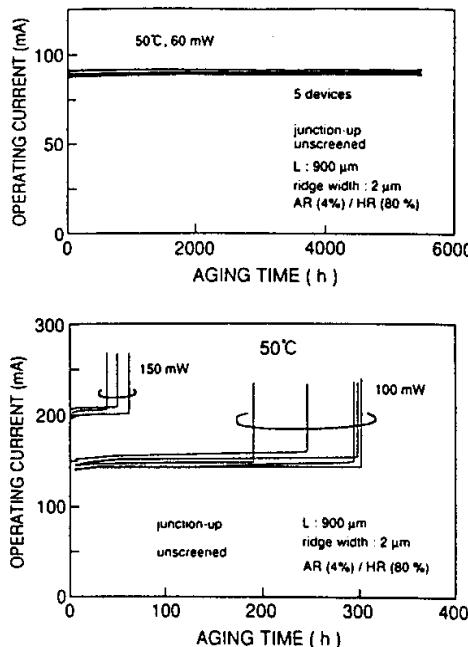


图 5.1.1 980nm 应变量子阱激光器在不同输出功率时的老化实验结果

研究分析进一步表明 [3] ,980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器在高功率密度下的退化特点表现为: 由于 In 的晶格硬化作用使得激光器在内部很少观察到暗线缺陷的产生与传播, 但在端面处由于光吸收增强, 使得端面处常常首先出现暗线缺陷并逐渐扩大, 该缺陷的退化率决定着激光器的退化率。同时该缺陷的不断扩大和传播导致温度的提高, 并最终导致 COD 的产生。

引起 COD 产生的关键因素有两个方面。一方面是在应变量子阱激光器端面处由内部的双轴压应变变为单轴压应变, 即压应变部分释放, 也称为部分驰豫[11]。这样导致端面处的带隙减小, 图 5.1.2 为端面应变的部分驰豫引起的带隙收缩量随 In 组分的关系。当 In 组分

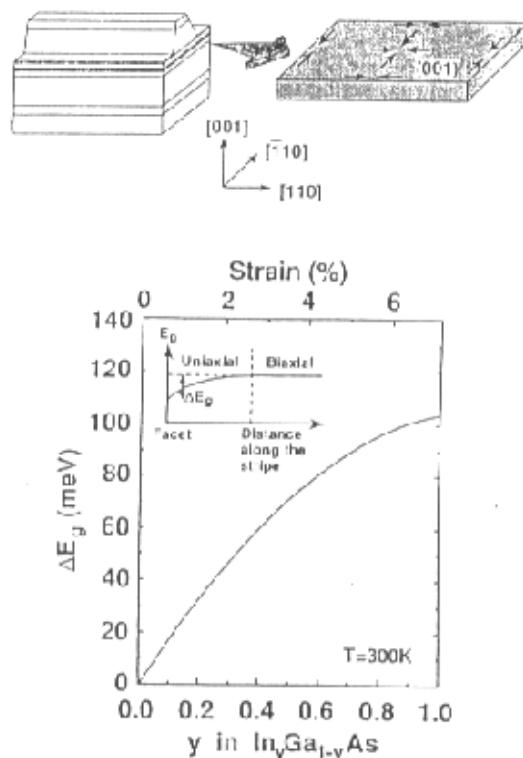


图 5.1.2 端面应变的部分弛豫引起的带隙收缩量随 In 组分的变化关系

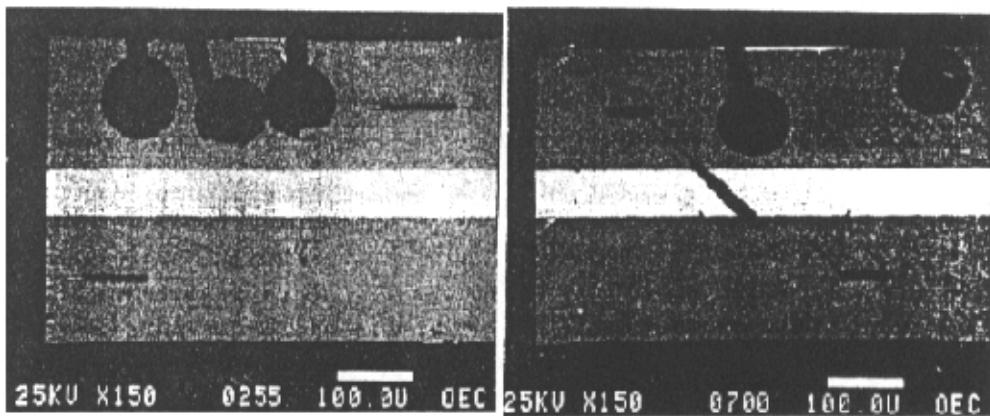


图 5.1.3 (a) InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器和(b)GaAs/AlGaAs 晶格匹配量子阱激光器老化后的 EBIC 图

为 0.2 时, 其带隙收缩量约为 38meV。按带隙温度变化关系可推出这相当于晶格匹配材料 80K 的温升。端面处的光吸收与带隙的减小成指数关系, 当 E_g 减小时, 光吸收增强。这样和晶格匹配的量子阱激光器相比, 应变量子阱激光器更容易产生 COD。另一方面半导体激光器腔面处存在表面态或界面态, 这些都是非辐射复合中心, 它们的存在也将会导致腔面处的温升, 加剧光吸收。两种因素中第一种是应变量子阱激光器特有的特性。第二种则是所有半导体激光器所共有的特性。对 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器而言, 实验中没有观察到体内暗线缺陷的产生。研究发现即使在 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器中故意划出损伤, 则经老化后也没有发现缺陷的传播, 图 5.1.3 为 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器和 GaAs/AlGaAs 晶格匹配量子阱激光器老化后的 EBIC 图[3,8]。可以看出应变量子阱激光器很好地抑制了<100>暗线缺陷的产生与传播。影响应变量子阱激光器长期可靠性的主要因素就是端面退化和 COD 的产生。因此对应变量子阱激光器, 为了提高长期可靠性必须解决端面处的退化和 COD 的产生问题。

§ 5.2 COD 产生机理的分析

§ 5.2.1 应变量子阱激光器中的退化和 COD 产生机理

在 § 5.1 中已经提出, 由于 38meV 的吸收问题和腔面处表面态或界面态的存在使 980nm 半导体应变量子阱激光器在高功率密度下(大于 100mW)易产生 COD, 如何解决这一问题, 应从产生 COD 的原理出发去寻求解决办法。下面将详细地分析应变量子阱激光器的 COD 产生机理。

图 5.2.1 总结了与端面有关的退化机制, 包括三部分内容, 一是半导体量子阱激光器腔面氧化问题; 二是位错生长; 三是腔面 COD 产生的过程。当在端面发生光吸收时, 伴随着会产生电子空穴对, 称为光生电子空穴对, 由于表面态或界面态的存在, 导致电子空穴对发生非辐射复合。非辐射复合是声子参与的过程, 这将引起端面处加热、温度升高, 温度升高又使半导体激光器端面处材料带隙收缩, 从而使光吸收进一步增大, 温度进一步上升, 当半导体激光器输出功率小时, 端面处和发光区保持相对温差, 达到一定的热平衡状态, 但当输出功率大到某一程度时, 腔面处缺陷增多, 平衡状态被打破, 使上述过程进入恶性的循环, 当端面处温升高到有源区发光材料的熔点时, 就产生端面处的突然烧毁, 即 COD。以上是

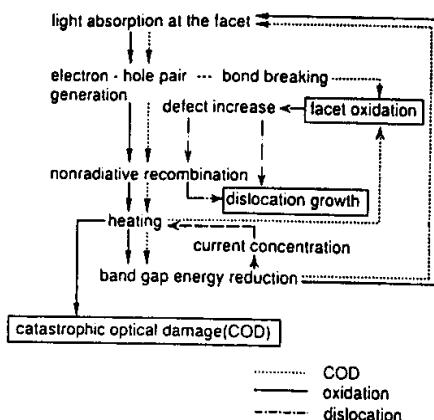


图 5.2.1 与端面有关的退化机制(包括端面氧化、缺陷产生和 COD 的产生过程)

发生 COD 的过程。另一方面，端面处化学键的断裂会随着电子空穴对的产生而增强，由于端面处化学键的断裂和加热，增强了端面处的氧化，而氧化将造成缺陷密度提高，非辐射复合增强，从而引起位错的生长和缺陷的产生与传播。

当半导体激光器腔面采用镀膜保护后，由于其界面态密度比表面态密度少，所以使产生 COD 的功率比不镀膜的水平高一些，但由于膜层与激光器材料之间仍存在界面态，也会产生非辐射复合；另一方面镀膜后虽然可使激光器端面的氧化受到抑制，但是膜材料的热导率较低，在高的光功率密度下，界面处会积聚很高的能量，该能量释放后会造成界面的稳定性变差，并且将加速界面处缺陷的扩散。因此〈100〉DLD 也经常在激光器腔面和镀膜材料的界面附近产生，但其扩散速率要慢得多，所以镀膜激光器的寿命要比不镀膜激光器的寿命长许多。IBM 公司已有实验结果证明了这一点。由此可见由于界面态造成的非辐射复合和界面处能量的积聚与释放，使得镀膜半导体激光器同样会产生 COD。

按着上面描述，长期工作过程中腔面的退化现象决定于腔面被加热的程度。在 980nm 应变量子阱激光器中，在腔面处存在着由于应力的释放导致的带隙减小 [12]，从而在端面处的光吸收较无应变的量子阱激光器更加严重，光吸收因子提高了一个数量级以上 [13]，因此触发进入 COD 循环的功率或者在老化过程中达到产生 COD 的时间就更短。因此在应变量子阱激光器中腔面更加容易发热，这些热的产生又引起了更大面积上的带隙收缩，从而引起更大面积范围内具有高的光吸收系数，产生更大面积上的发热。腔面处的加热将增强缺陷的传播，因此各种各样的缺陷会从界面逐渐引入到腔面内部，这些引入的缺陷将造成工作电流的提高，也提高了端面处的非辐射复合速率，从而提高了端面温升，当达到某一临界功率时，温升正循环使腔面温度达到材料的熔点，发生 COD。腔面处缺陷的引入还没有被确切地确定，但是它们可能是由于激光器腔面材料的热原子的扩散进入镀膜层 [13] 或是由于镀膜层中的杂质的内扩散所引起 [14]。

严格地讲，COD 的产生分两种情况。一种是即时的 COD 产生，另一种是长期工作过程中的 COD 功率下降，最后降至相应的工作功率，从而导致 COD 产生，虽然在 COD 产生的最后阶段是相同的，但它们是有区别的，即时 COD 是发生在相当高的功率密度下，腔面的温升是靠吸收大量的光功率来产生热量。而在长期工作过程中的 COD 是在较低的功率密度下产生的，在低的功率密度下，还不足以产生即时的 COD，造成这种 COD 方式的原因是随时间不断加长，腔面和镀膜之间的界面处缺陷不断扩散，缺陷的增加造成附近热量的产生，又增加了缺陷的增多。因此导致产生 COD 的功率下降。

在高功率工作条件下，促使激光器退化的能量主要来源于输出功率和注入电流。和注入电流大小相关的退化表现为典型的位错网的产生。但是对 980nm InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器而言，没有〈100〉方向位错网的生长，实验研究发现没有暗的缺陷出现在器件表面，这种暗缺陷一般发生在腔面附近，并决定应变量子阱激光器的退化行为。腔面处这些暗区是腔面或界面处的缺陷扩散所致，图 5.2.2 为腔面退化后的电荧光图，图中还给出了与生长和工艺相关的退化现象。因此影响应变量子阱激光器退化行为的因素主要为：腔面处应力释放导致的带隙减小引起的非辐射复合的增强以及体内低的非辐射复合速率。所以只要解决了腔面处的钝化问题，应变量子阱激光器的可靠性问题便迎刃而解。

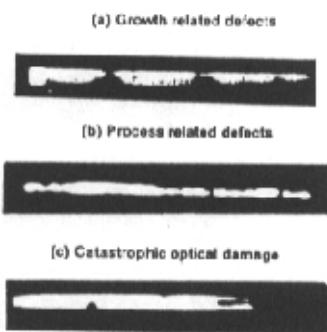


图 5.2.2 (C) 腔面退化后的电荧光图

IBM 公司 Zurich 等人的研究发现, 在 GaAs/AlGaAs 和 InGaAs/GaAs/AlGaAs 半导体量子阱激光器中, 随着老化时间的增加, 其 COD 水平逐渐降低[15-18]。COD 产生是由于激光器腔面处的温升引起的, 而激光器腔面处的温升主要依赖于非辐射复合速率, 非辐射复合速率又与缺陷密度、吸收因子、输出功率和热导率有关; 这些因素是相互关联且存在一种复杂的关系, 很难定量描述出产生 COD 的时间, Zurich 等在大量实验的基础上, 总结出如下的经验公式:

$$1/t_{COD} = \nu \exp(-E_a / k_b c P_D) \quad (5.2.1)$$

其中 t_{COD} 是产生 COD 的时间, ν 是频率因子、 E_a 为激活能, k_b 和 C 分别为玻尔兹曼常数和温度比例因子, P_D 为光功率密度。可见老化温度越高, 功率越高, T_{COD} 越小。

§ 5.2.2 抑制 COD 和腔面退化的有效方法

从 5.2.1 中, 我们知道, 为了防止 COD 的产生或腔面处的缺陷扩散, 重要的是设法减小端面处产生的热量从而减小端面处的温升。对 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器而言, 一方面需要抑制端面处由于应变弛豫导致的带隙收缩, 减小光的吸收, 另一方面应设法减少端面处表面或界面态形成的非辐射复合中心的密度。目前国际上针对这一问题, 采用了多种技术方案, 包括(1)真空镀膜真空解理技术[19], (2)采用特殊材料进行端面钝化, 如 ZnSe, Si, Ga₂O₃ 等[20-22] (3)腔面处形成具有无吸收镜面的窗口结构[23-30]等。(1)(2)都需要在真空下解理然后进行镀膜才能达到消除界面态抑制 COD 的效果, 而真空解理技术比较复杂, 国外已形成专利, 并且专利技术价格十分昂贵。我们根据应有的实验条件, 采用了量子阱混杂技术来提高端面处有源区材料的带隙, 进而形成窗口结构量子阱激光器, 达到抑制 COD 产生的目的。SDL 公司研究人员利用杂质诱导无序技术成功地制备出窗口式结构量子阱激光器, 但该方法在技术上相对复杂, 易引入损伤。量子阱混杂(quantum well intermixing)技术是提高量子阱子能带带隙差的有效方法, 而且工艺简单, 不产生损伤。因此是一种形成窗口结构的新型技术, 我们已利用该技术成功地制备出窗口结构量子阱激光器。

§ 5.3 量子阱混杂(Quantum Well Intermixing)技术

§ 5.3.1 量子阱混杂技术简介

量子阱混杂(又称量子阱无序)不仅可以改变材料的折射率而且还可以改变材料的带隙, 因此在光电子学中得到了广泛的应用, 如带隙可调谐调制器[31], 低损耗光波导[32], 集成外腔激光器, 单频 DBR 激光器, 锁模激光器, 增益或相位光栅 DFB 激光器, 无吸收镜面量子阱激光器等。由于这些重要的应用, 使量子阱互混技术日益趋于成熟化, 目前, 量子阱混杂(或量子阱无序)的方法有多种, 包括: 杂质诱导无序、无杂质空位扩散诱导无序(或称量子阱混杂), 激光诱导量子阱无序等。下面是几种技术的比较。

杂质诱导无序是通过在样品中引入杂质, 利用退火方法形成晶体组分和缺陷扩散, 从而改变量子阱材料带隙和折射率的方法。杂质注入或扩散到量子阱结构, 可促进 Al-Ga 自扩散速率。已经证明当较大的杂质浓度出现在量子阱或超晶格中时, Al-Ga 自扩散速率能提高几个数量级[33][34]。

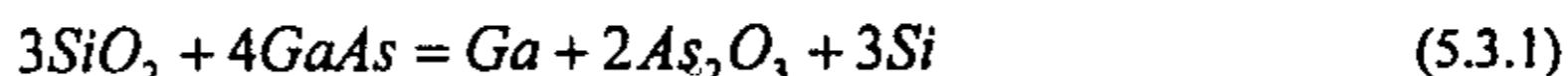
无杂质的空位扩散也是促进量子阱混杂过程的一种方法[35-39]。它是通过在样品表面淀积一层薄膜, 利用退火方法在样品中产生III族空位, 空位扩散至量子阱区, 以无序状态存在,

并诱导量子阱中组分扩散系数增大，从而引起量子阱形状和深度的变化，起到调制带隙和折射率的作用。本节对无杂质的空位扩散技术进行较深入的研究，目的是将该技术应用于应变量子阱激光器端面处，提高端面处量子阱材料的带隙以弥补由于应力释放而造成的附加光吸收，同时形成无吸收的透明窗口，减小光吸收，从而减小端面处由于非辐射复合产生的热，提高 COD 功率或抑制腔面 COD 的产生。

§ 5.3.2 无杂质的空位扩散(Impurity-Free Vacancy diffusion) 及其原理

无杂质的空位扩散是一种促进量子阱混杂的技术，该技术是在具有量子阱结构的样品表面采用各种方法覆盖一层 SiO_2 ，然后对样品在高温下进行热退火。其机理被普遍认为：在高温热退火过程中，与 SiO_2 接触的 GaAs 或 AlGaAs 中的 Ga 原子向外扩散进入 SiO_2 中，从而在样品表面的 GaAs 或 AlGaAs 中产生 Ga 空位。Ga 空位向内扩散到 InGaAs/GaAs 或 GaAs/AlGaAs 量子阱区，增强了阱和垒中三族原子的互扩散，从而实现量子阱组分混杂(互扩散)。Ga 空位是怎样产生的呢？让我们首先分析一下 GaAs/ SiO_2 界面的相互作用。

Konig 和 Sasse 等 [40] 报道了 SiO_2/GaAs 在退火过程中界面处会发生反应，产生 Ga_2O_3 和 As，并观察到 Ga 外扩散进入 SiO_2 中。Singh 已经对快速热退火 (RTA) 进行了全面介绍 [41]，快速热退火包括快速升温和快速降温两个过程。Hayes 等 [42] 已经证明在 RTA 过程中在具有盖层的 GaAs 样品上产生 As 的挥发。Masayuki 等 [43] 用 x 光电子谱(XPS)的方法研究了 SiO_2/GaAs 界面在 RTA 过程中的变化。它们发现经 RTA 后， SiO_2 表面有 Ga_2O_3 、 As_2O_3 和 As 元素的堆积，在 SiO_2 和 GaAs 界面有 Ga_2O_3 和 As 元素的堆积，他们还发现，Ga 在 SiO_2 外表面的堆积和加热速率有关，加热速率越快，Ga 的堆积量越多。其原因是 GaAs 的热膨胀系数比 SiO_2 的热膨胀系数大十倍左右，在加热阶段，加热功率主要被 GaAs 吸收，然后再传导给 SiO_2 ，因此，在 GaAs 和 SiO_2 中存在温度差别，这一差别将随着加热速率的提高而提高，这将产生一个增强的热应力。这种大的热应力可以使 Si-O 键断裂，因此造成 Ga 的快速向外扩散并通过 SiO_2 薄膜，外扩散的 Ga 在通过 SiO_2 时，和氧结合，一部分停留在 SiO_2 内部，大部分 Ga 将扩散到 SiO_2 表面和氧发生反应并停留在 SiO_2 表面。没有氧化的 Ga 原子将保留在 SiO_2 中。Singh 等 [41] 已研究了 GaAs 和盖层界面在 RTA 过程中 Ga 外扩散和应力的关系。另一方面 Masayuki [43] 和 Haynes [42] 等都在 SiO_2 表面观察到了 As 的存在，但量较少，这说明在 RTA 过程中 As 有少量的损失。原因可能是因为在 RTA 过程中 SiO_2 发生裂纹所造成的，这种裂纹是和热应力相关的。总之 Ga 的外扩散、As 的损失和 GaAs/ SiO_2 界面处 As 层的出现都说明 RTA 过程中在 GaAs 表面产生了缺陷。上面分析了 GaAs/ SiO_2 界面处在 RTA 过程中发生的相互作用及其相互作用过程中的产物。[43] 中认为这种相互作用可以用下列化学反应表示：



因此在 GaAs 和 SiO_2 界面处产生了 Ga_2O_3 、元素 As 和元素 Ga。三族元素 Ga 外扩散进入 SiO_2 中；五族元素 As 的扩散系数极低，所以在 SiO_2 不发生龟裂的时候，As 元素将保留在 GaAs/ SiO_2 界面 [42]。Ga 向 SiO_2 中外扩散的量与 SiO_2/GaAs 之间的应力[42]和 As 元素的多少有关，一方面 SiO_2/GaAs 之间的应力越大，Ga 就越容易扩散进入 SiO_2 盖层中，GaAs 中的 Ga 空位也就越多；另一方面 GaAs 表面的 As 的量越多，将阻碍 Ga 的外扩散。

§ 5.3.3 无杂质的空位扩散 (IFVD) 技术的实验研究

量子阱异质结阱、垒原子的互扩散不仅可以改变外延生长半导体量子阱材料的带隙，而且还可以调整其光学特性。因此在光电子器件的制备中获得了广泛的应用。最近各种各样的量子阱混杂技术，如无杂质的空位扩散技术 [35-39]，激光诱导无序技术 [44]，杂质诱导无序技术 [45] 和离子注入增强互扩散技术 [46] 等都已经成功地应用到混杂超晶格、多量子阱和单量子阱中。其中无杂质的空位扩散技术可以采用向 GaAs 材料中注入 V 族元素的方法形成 Ga 空位，也可以采用在 III-V 族材料表面覆盖介质膜，然后通过快速热退火方法产生 III 族 Ga 空位。本节着重对具有 SiO_2 盖层的 GaAs/AlGaAs 或 InGaAs/GaAs 量子阱激光器结构样品进行快速热退火实验，并研究各种参数或工艺条件对量子阱混杂的影响和所起的作用。

一、实验方法

快速热退火是在 KG-3 型快速热退火炉中进行的，升温速率为 200°C/s ，样品正面朝下放在 GaAs 衬底上，上面再盖一片 GaAs 衬底，然后放在 Si 片底盘上。

二、量子阱阱宽对量子阱混杂特性的影响

当量子阱的阱、垒组分互扩散系数和退火时间固定时，可通过理论计算方法分析量子阱阱宽在退火过程中对量子阱子能级间隔移动量 ($\delta E = \delta E_{\text{Cl}} + \delta_{\text{HH}}$) 的影响。下面以 GaAs/AlGaAs 为例进行分析。计算时取 $D=6.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $t=15\text{s}$ ，扩散系数 D 与退火温度有关，该取值是通过匹配实验数据获得的。图 5.3.1 为理论计算的量子阱子能级移动量与量子阱宽的关系，可以看出，存在一个子能级移动量最大的阱宽。当量子阱阱宽较窄和较宽时，其子能级移动量都变小。对应最大的子能级移动量的阱宽为 40-50 nm 左右。为什么在阱宽较窄和较宽时对应的子能级移动量都变小呢？因为当量子阱较窄和较宽时，量子阱中的子能级位置随量子阱阱宽的变化不敏感，而在中间阱宽值时则非常敏感。从这个理论分析我们还可以看出，相同工艺条件下，仅仅由于阱宽的设计不同，就会引起几十毫电子伏的能量移动差别。因此在设计量子阱时应考虑阱宽的影响。

三、 SiO_2 厚度对量子阱混杂的影响

我们利用 PECVD 方法在 GaAs/AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器（结构见前面章节）表面淀积不同厚度的 SiO_2 ，厚度分别为 100 nm, 150 nm, 200 nm, 250 nm, 300 nm，对具有不同 SiO_2 盖层厚度的样品同时进行快速热退火，退火温度为 950°C ；退火时间为 30 s。退火后进行光荧光测试，测试结果如图 5.3.2 所示，可以看出，随着 SiO_2 盖层厚度的增加，量子阱子能级移动变大，当 SiO_2 的厚度为 300 nm 时移动量可达 50 nm，相当于 65 meV。量子阱子能级移动量增大的原因正如 5.3.2 中所述，是由于应力的增大导致的 Ga 空位增多所致。

四、退火温度和退火时间对量子阱混杂的影响

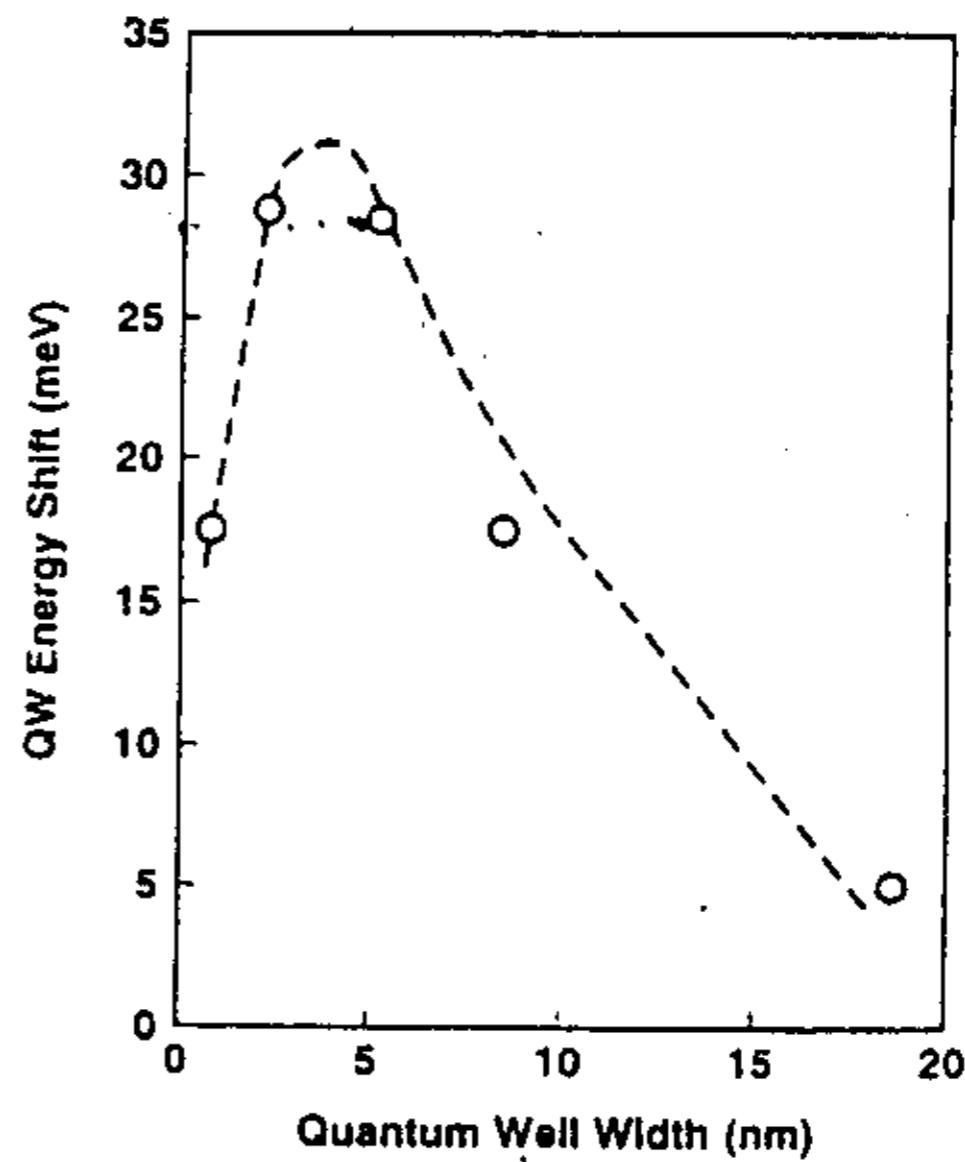


图 5.3.1 理论计算的量子阱子能级移动量与量子阱宽的关系

对盖有 250nm 厚 SiO_2 的 InGaAs/GaAs 量子阱结构样品进行不同温度和不同时间的快速热退火实验, 实验结果如图 5.3.3 和 5.3.4 所示, 可以看出随时间的加长和温度的提高, PL 峰值波长移动量增大, 在 950C, 30s 时, PL 峰值波长的移动量为 40nm, 相当于 52meV。

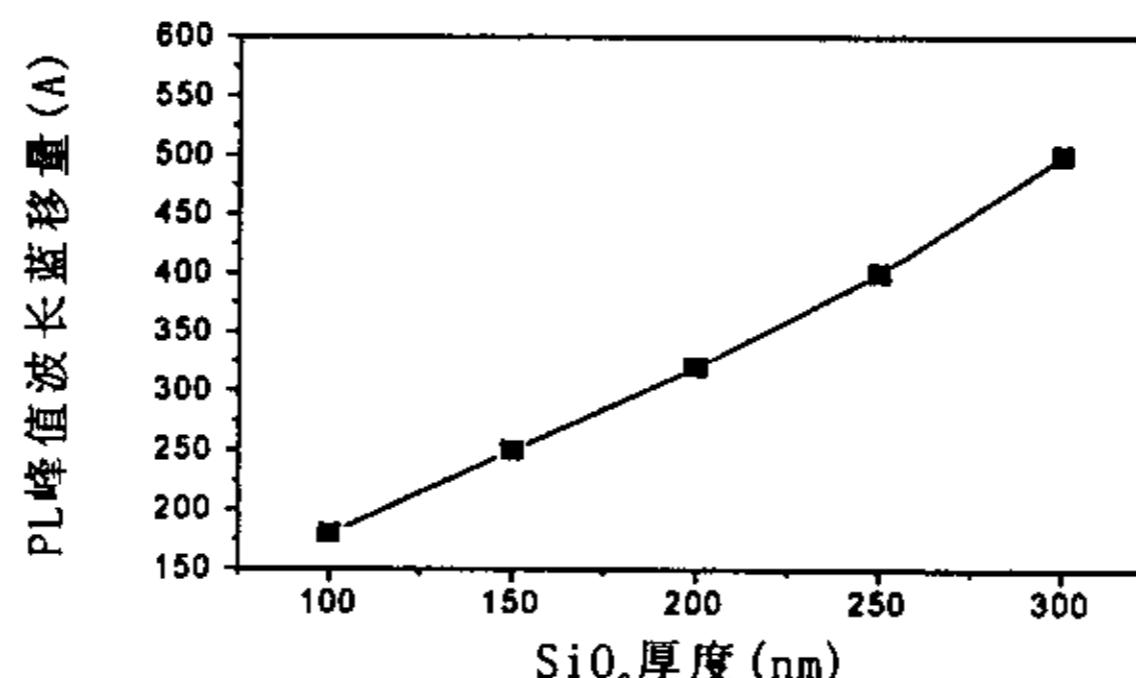


图 5.3.2 量子阱 PL 峰值波长移动随 SiO_2 厚度的变化关系

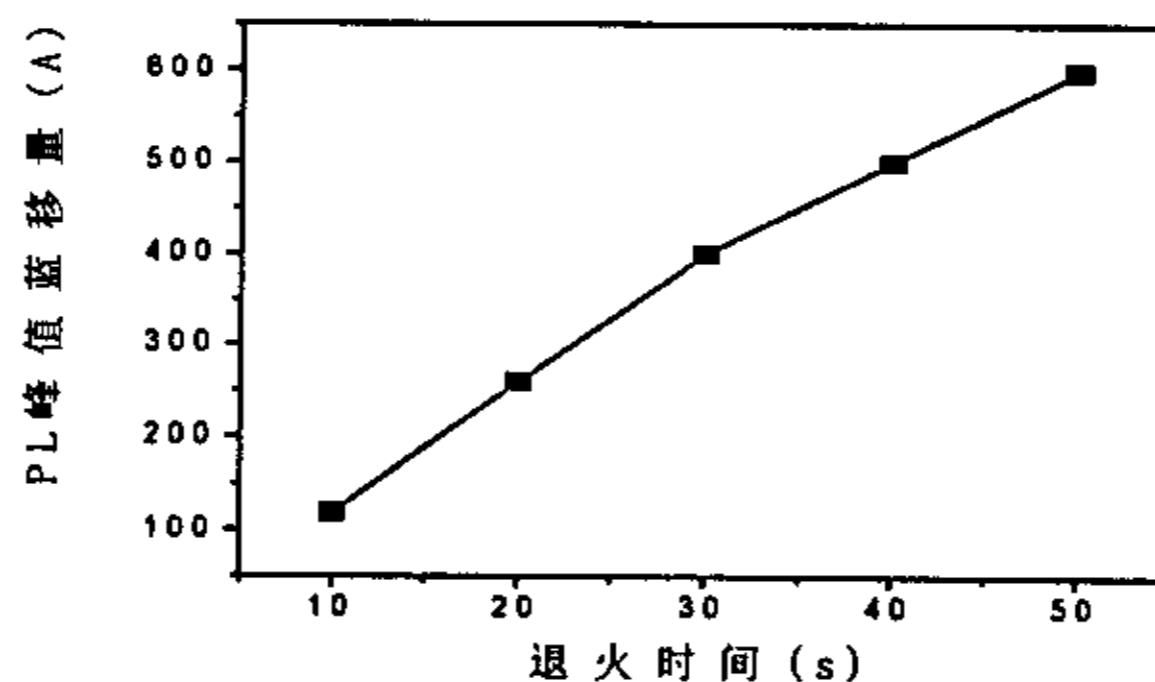


图 5.3.3 PL 峰值波长移动量与退火时间的关系

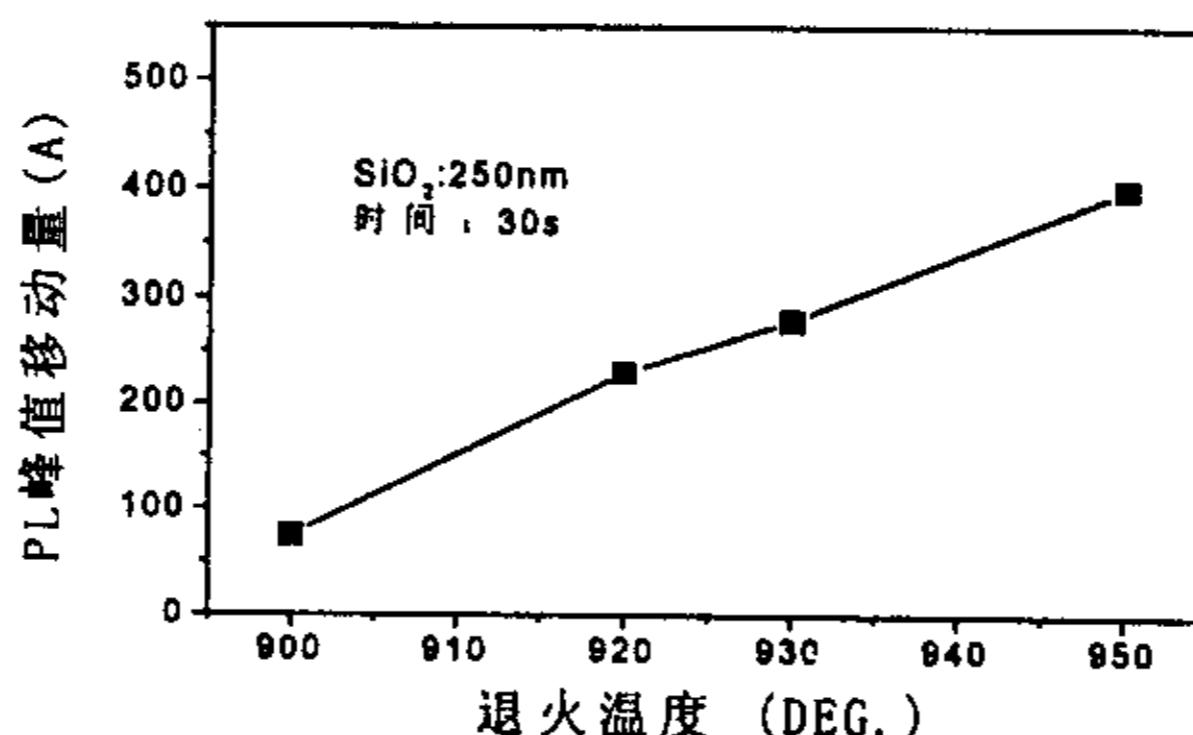


图 5.3.4 PL 峰值波长移动量与退火温度的关系

§ 5.3.4 无杂质的空位扩散诱导量子阱混杂理论模型 和混杂过程的物理描述

本节以 GaAs/AlGaAs 双量子阱激光器结构为例对空位扩散诱导的量子阱混杂过程进行物理描述，并用理论拟合方法确定了量子阱混杂过程中的物理参量如扩散系数和激活能。

一、空位诱导 GaAs/AlGaAs 量子阱中铝原子的扩散

在快速热退火过程中，GaAs/AlGaAs 双量子阱混杂（或称无序）过程是铝原子的扩散过程，该扩散过程服从 Fick 定律，并且存在两种情况，一种情况是初始浓度为 C_0 的物质被限定在 $z < 0$ 的半无限大区域中的扩散问题，另一种情况是初始浓度为 C_0 的物质被限定在 $2W$ 的有限区域内的扩散问题，下面分别给出两种情况下的物质浓度分布表达式，初始浓度为 C_0 的物质被限定在 $z < 0$ 的半无限大区域中的扩散浓度随时间变化的分布满足如下关系：

$$C(z, t) = \frac{1}{2} C_0 \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad (5.3.3)$$

式中 $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$, $\operatorname{erf}(z)$ 为余误差函数。

初始浓度为 C_0 的物质被限定在 $2h$ 的有限区域内的扩散浓度随时间变化的分布满足如下关系：

$$C(z, t) = \frac{1}{2} C_0 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h-z}{2\sqrt{Dt}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{h+z}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad (5.3.4)$$

(2)式中的坐标零点定义为 $2h$ 区域的中心。

对无限大的双量子阱结构，如图 5.3.5(a)所示，两边的 AlGaAs 垒层是无限宽，两个阱中间的 AlGaAs 垒层其宽度和阱宽相等，所以这种结构可以看成是上述两种情况的结合，因此，图 5.3.5(a)结构中经热退火引起量子阱诱导无序后，铝原子的浓度可以表示为

$$C(z, t) = \frac{1}{2} C_0 \left[2 - \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{3W-z}{2\sqrt{Dt}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{2W-z}{2\sqrt{Dt}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z-W}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad (5.3.5)$$

(5.3.3)–(5.3.5)式中 D, t, W 和 z 分别为扩散系数、扩散时间、阱宽和位置坐标。

实际应用常为激光器结构，这时双量子阱两边的 AlGaAs 垒宽虽不是无限大，但在快速热退火过程中可以近似看成远大于量子阱的宽度，因此，可以按图 5.3.5(a)半无限大双量子阱结构进行处理，(5.3.3)式也表示实际双量子阱结构经空位诱导无序后铝原子的扩散分布情况。

二、量子阱中的能级

量子阱中的能级可以通过解任意分布势函数 $V(x)$ 的一维薛定谔方程得到，定态薛定谔方程表示为

$$\left[\frac{-\hbar^2}{8\pi^2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \times \varphi(z) = E \varphi(z) \quad (5.3.6)$$

对任意分布的势函数 $V(x)$ ，方程(4)没有解析解，只有数值解，因此，需要将方程(4)变成差分形式，并且结合波函数的连续性条件进行数值计算，下面给出波函数的连续性条件，将势函数的分布区域等间距分割成 m 份，在第 j 点的连续性条件表示为

$$\varphi_j(z_j) = \varphi_{j+1}(z_j) \quad (5.3.7)$$

$$\frac{1}{m_j} \cdot \frac{d}{dz} [\varphi_j(z_j)] = \frac{1}{m_{j+1}} \cdot \frac{d}{dz} [\varphi_{j+1}(z_j)] \quad (5.3.8)$$

三、扩散系数 D 与激活能 Ea 的关系

D(T)与 Ea 的关系为

$$D(T) = D_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (5.3.9)$$

式中 D_0 和 T 分别为扩散系数常数和温度, k_B 为玻耳兹曼常数, 对(7)式两边取对数, $\ln D = \ln D_0 - Ea/k_B T$, 设 $y = \ln D$, $x = 1/k_B T$, $a = Ea$, $b = \ln D_0$, 则(7)式变为直线方程 $y = b - ax$, 从直线的斜率 a 可以获得激活能 Ea 的值。

四、实验及结果

利用分子束外延技术生长 GaAs/AlGaAs 双量子阱激光器结构, 如图 5.3.5(b)所示, 具体生长条件及结构是在(100)面偏(111)A 方向 4° 的 n+-GaAs 衬底(掺 Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 上依次生长下列各层: (1) 0.3 μm 的 n+-GaAs 缓冲层(掺 Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); (2) 0.2 μm 的 n-Al_xGa_{1-x}As 缓变过渡层(掺 Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); x 值从 0.1 上升到 0.5; (3) 1.5 μm n-Al_{0.5}Ga_{0.5}As 下限制层(掺 Si: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); (4) 0.15 μm 的不故意掺杂的 i-Al_xGa_{1-x}As 下波导层, x 值从 0.5 下降到 0.22; (5) 不故意掺杂的双量子阱有源区, 两边的垒宽为 15 nm Al_{0.22}Ga_{0.78}As, 两阱中间的垒宽为 10 nm Al_{0.22}Ga_{0.78}As, 量子阱为 10 nm GaAs; (6) 0.15 μm 不故意掺杂的 Al_xGa_{1-x}As 上波导层, x 值从 0.22 上升到 0.5; (7) 1.5 μm 的 p-Al_{0.5}Ga_{0.5}As 上限制层(掺 Be: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); (8) 0.15 μm 的 p-Al_xGa_{1-x}As 缓变过渡层, x 值从 0.5 下降到 0.1; (9) 0.1 μm 的 p+-GaAs(掺 Be: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) 和 20 nm 的 p++-GaAs(掺 Be: $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) 欧姆接触层, 这是一种典型的激光器结构, 实验中采用这一结构而不采用超晶格结构的目的就是为了应用在实际光电子器件中。

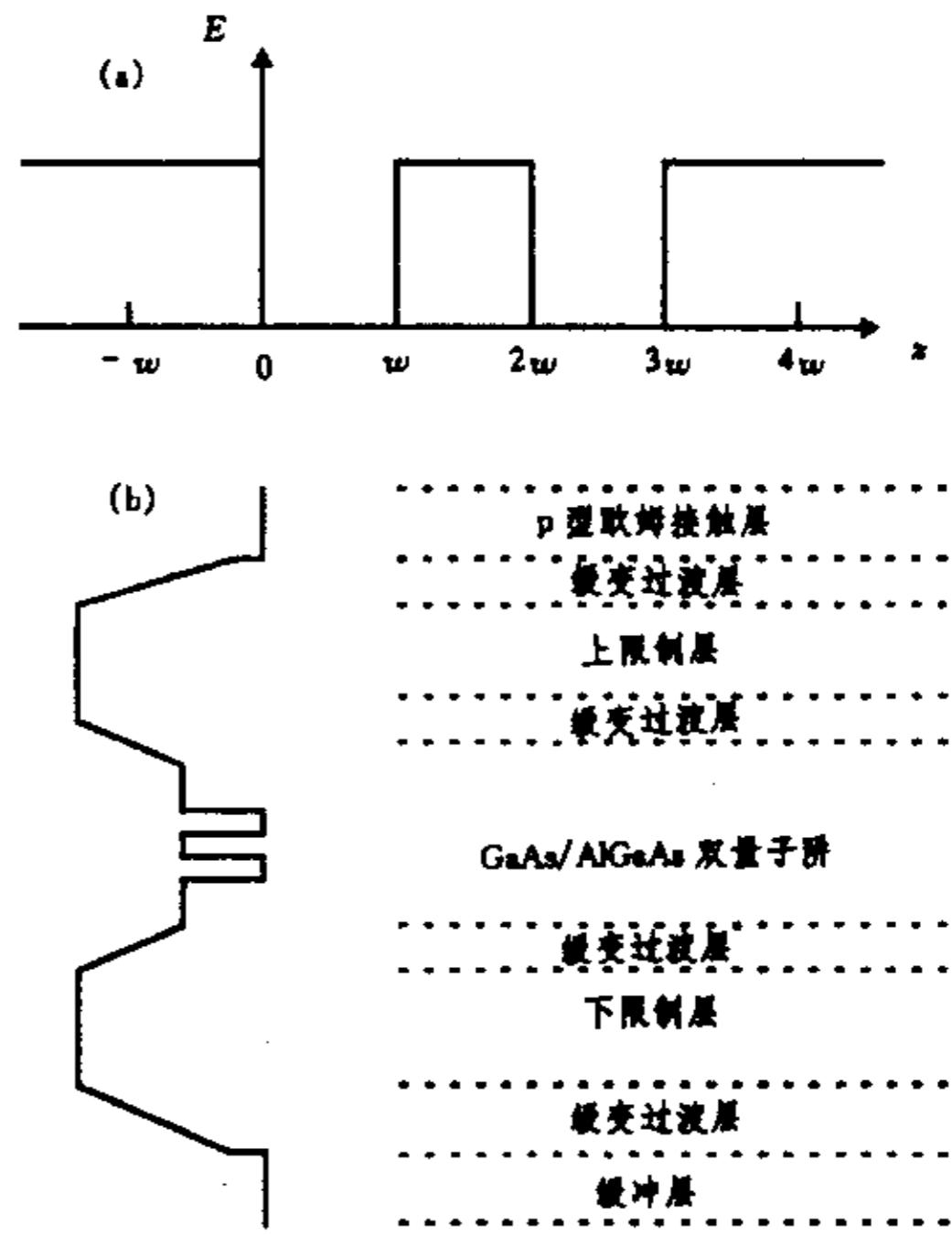


图 5.3.5 (a) 无限大势垒 GaAs/AlGaAs 双量子阱结构示意图(b) 双量子阱激光器结构

表 5.3.3 实验样品的退火条件和测量结果

退火条件	850°C,30s	880°C,30s	900°C,30s	930°C,30s	950°C,30s
ΔE _f /meV	0.959	3.515	6.713	12.600	19.180
D/cm ² s ⁻¹	8×10 ⁻¹⁸	4.7×10 ⁻¹⁷	1.8×10 ⁻¹⁶	5.0×10 ⁻¹⁶	6.6×10 ⁻¹⁶

材料生长完成以后, 用等离子增强化学汽相沉积(PECVD)的方法在样品表面沉积一层厚度为 200 nm 的 SiO₂, 样品被分成几块, 在不同温度下进行快速热退火, 退火炉加热方式为卤钨灯光热法, 升温速率为 250 °C/s, 样品退火时通氩气作为保护气体, 流速为 6 l/min。退火之后, 所有的样品都被去掉表面的 SiO₂, 并且腐蚀掉 GaAs 盖层和部分 AlGaAs 层, 在 10 K 下进行光荧光测量, 首先对没有退火的样品进行测量, 以获得材料生长之后的量子阱 n=1 子能级间跃迁光荧光峰值波长, 然后分别测量不同退火条件下的样品, 将退火样品的测量结果和

未退火样品的测量结果进行比较, 获得了退火样品相对未退火样品的量子阱 $n=1$ 子能级间跃迁光荧光峰值波长的移动, 将波长移动值转换成能量移动值, 表示为 ΔE_1 , 其结果列于表 5.3.3 中, 从表中可以看出, 退火后样品的光荧光峰值波长发生蓝移, 随着温度的提高光荧光峰值波长的蓝移量增加。

五、实验结果的分析及讨论

对覆盖 SiO_2 薄膜的 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 量子阱结构样品在高温下进行快速热退火, 结果造成量子阱组分发生混杂, 进而引起量子阱 $n=1$ 子能级光荧光峰值波长发生蓝移, 普遍认为这种现象是由于在退火过程中样品表面的镓原子向外扩散到 SiO_2 薄膜中, 使样品表面产生镓空位引起的, 产生的镓空位向里扩散至 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 量子阱的阱、垒界面, 从而诱导 AlGaAs 中的铝原子向 GaAs 阵中扩散, 改变了量子阱的组分, 引起量子阱形状的变化, 使光荧光波长发生蓝移, 不同的工艺条件和器件结构所导致的量子阱无序程度不同, 我们针对现有的工艺条件和量子阱激光器结构进行了研究, 获得了该条件下的物理参数, 下面我们采用本文的理论模型对实验结果进行定量分析, 计算中所采用的参数如下: 电子的有效质量为 $0.667+0.835x$, 空穴的有效质量为 $0.34+0.412x$, AlGaAs 的带隙为 $1.424+1.247x$, 导带与价带的不连续性之比为 $0.6:0.4$, 带隙与温度的依赖关系为 $1.519-5.405 \times 10^{-4}T^2(204+T)^{-1}$, 其中 x 为 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中的铝原子与镓原子的组分比, T 代表量子阱材料的温度。

利用数值计算可以算得任意形状分布的量子阱中的能级位置, 由(2)式可以得到已知扩散系数和扩散时间的铝原子的组分浓度分布, 从而可确定量子阱的形状, 即导带底或价带顶的能量分布, 因此, 可以计算出该条件下的量子阱中 $n=1$ 子能级的位置, 反过来, 知道了量子阱中子能级的位置, 通过拟合又可以计算铝原子的扩散系数 D , 依照这一想法, 我们可以用光荧光技术测量样品退火前后的量子阱第一子能级的位置和移动量, 计算出给定退火温度下铝原子的扩散系数, 下面以 950°C , 30s 的退火条件为例进行具体分析, 从表 5.3.3 中可以看出, 在 950°C , 30s 的退火条件下, 测得的 10K 下的量子阱 $n=1$ 电子和空穴子能级差移动为 19.180eV , 我们给定扩散系数的实验值, 通过反复迭代, 可以获得符合退火前后样品量子阱 $n=1$ 子能级间跃迁光荧光峰值移动的量子阱形状的变化和子能级的位置, 以及铝原子的扩散

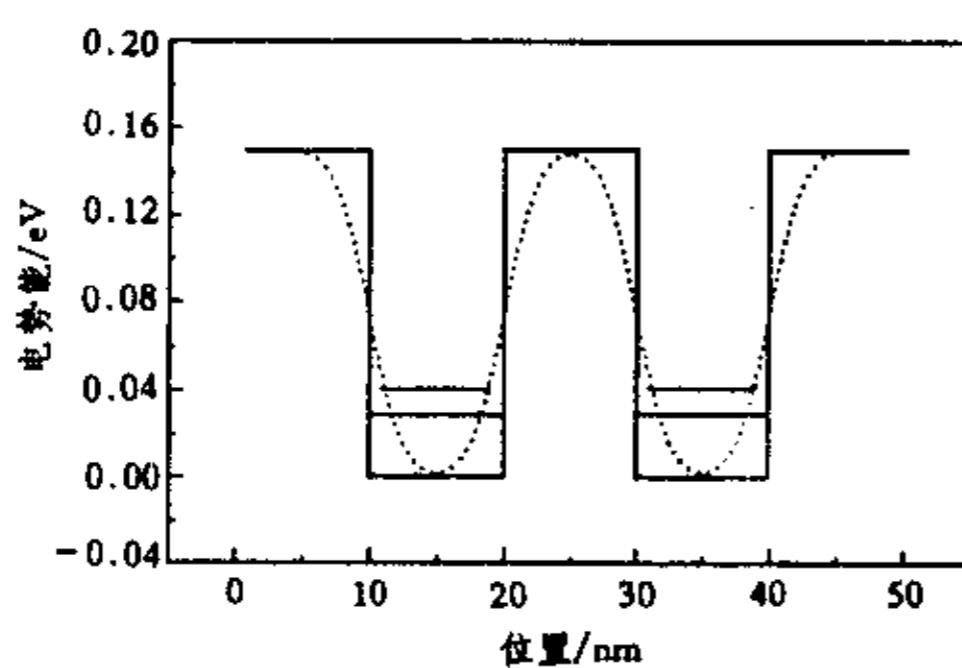


图 5.3.6 表示退火前后量子阱导带底的形状和 $n=1$ 子能级位置
—代表退火前, ...代表退火后

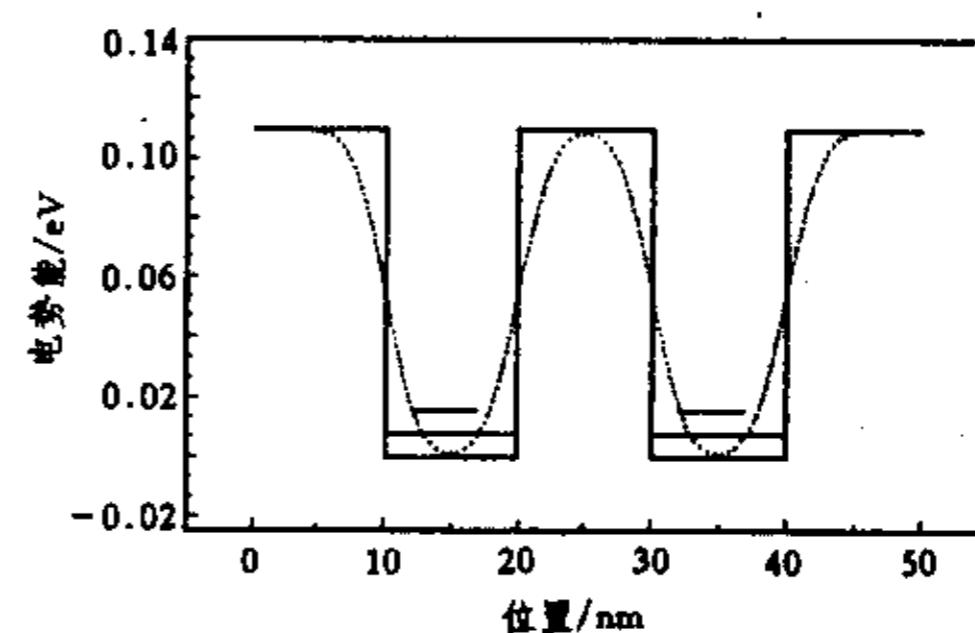


图 5.3.7 表示退火前后价带顶的形状
 $n=1$ 子能级位置
—代表退火前, ...代表退火后

系数, 在 950°C , 30s 的退火条件下获得的铝原子的扩散系数为 $6.6 \times 10^{-16}\text{cm}^2/\text{s}$ 。图 5.3.6 表示退火前后 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 量子阱导带底的能量分布和导带电子的子能级位置, 图 5.3.7 表示退火前后价带顶的能量分布和价带空穴的子能级位置, 从图 5.3.6 和图 5.3.7 可以看出, 退火后造成光荧光峰值位置的变化是由于量子阱无序过程中铝原子扩散引起的量子阱形状的变化所致, 退火后量子阱形状的变化有两个方面, 一方面是量子阱的等效宽度变窄; 另一方面是带

边位置提高, 这两个因素都使得量子阱中的能级位置提高。

为了获得铝原子的激活能, 从第二部分知道需要从实验中得到不同温度下的扩散系数值, 因此, 我们计算了不同退火温度下的量子阱能级的变化, 所得数值列于表 5.3.3 中, 并画出了扩散系数的自然对数与 $k_B T$ 乘积的倒数的关系曲线, 该曲线为一直线, 如图 5.3.8 所示, 从直线的斜率我们确定了铝原子的激活能 E_a , 其值为 5.0eV, 这与文献 [47-49] 中已证明的激活能的值落在 2.7-6.0eV 之间是相符的, 说明我们获得的铝原子激活能是合理的, 激活能的值对不同的材料的样品及样品表面的不同覆盖物是不同的, 它与生长方法、材料质量和材料的类型有关, 还与样品表面覆盖物的类型和工艺有关。

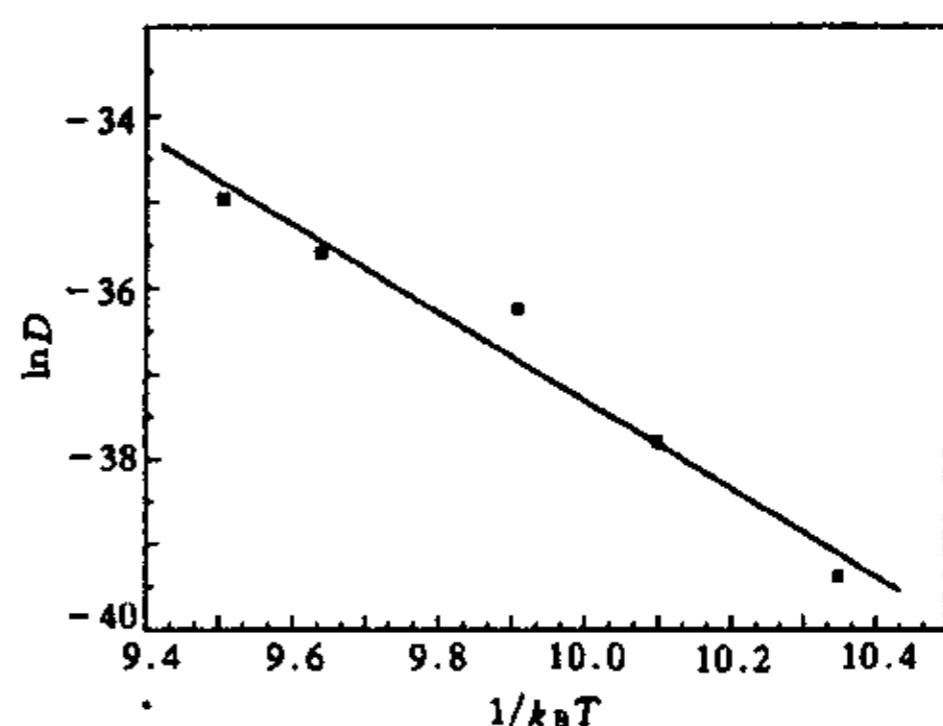


图 5.3.8 扩散系数与温度的关系

§ 5.3.5 在快速退火过程中抑制量子阱能级移动的方法

在光电子集成器件和具有窗口结构的量子阱激光器中, 都要求在不同区域产生一定的带隙差。因此, 需要进行选择区域量子阱混杂, 以此产生不同区域量子阱形状的不同, 导致带隙差的产生。

目前, 在快速热退火过程中抑制量子阱能级移动的方法有两种: 一种是采用氟化锶(SrF_2)薄膜覆盖于量子阱结构样品表面 [50]; 另一种是采用具有一定 P 含量的 SiO_2 或称磷硅玻璃 (P.S.G) 薄膜覆盖于量子阱结构样品表面, 该方法是最近几年才开始研究的 [51, 52], 这两种薄膜均可以起到抑制量子阱互混的作用。

一、 SrF_2 薄膜在快速热退火过程中抑制量子阱互混的实验研究

SrF_2 薄膜是采用电子束蒸发方法制备而成, 厚度为 120nm, 同时我们和盖有 200nm SiO_2 的样品一起在 950°C 条件下快速热退火 40s, 为了验证 SrF_2 薄膜是否起到抑制量子阱混杂的作用, 我们对退火样品进行了光荧光检测, 测量结果如图 5.3.9 所示, 我们可以看出具有 SrF_2 盖层的样品其光荧光峰值移动量变化很小, 而具有 SiO_2 盖层的样品的移动量为 43.5nm, 可以看出在盖有 SrF_2 和 SiO_2 的样品之间的移动量之差为 40nm, 目前对 SrF_2 起到抑制作用的机制还不是很清楚, 但有一种说法是因为 SrF_2 是一种高密度材料, 且晶格常数与 GaAs 相当, 所以起到阻止 Ga 外扩散的作用 [50], 还有一种推测是 SrF_2 和 GaAs 发生相互作用产生了一种新的化合物起到阻止 Ga 外扩散的作用。为了验证这一结果, 我们进行了俄歇电子质谱分析, 分析结果如图 5.3.10 所示, 在 SrF_2 中没有观察到 Ga 原子出现。

二、P.S.G 在快速热退火过程中对量子阱互扩散的抑制

除了采用 SrF_2 薄膜来抑制量子阱混杂外, 又发现了一种新型的抑制量子阱混杂薄膜: 磷硅玻璃 (P.S.G)。 SrF_2 薄膜对量子阱互混可以起到很好的抑制作用, 但当退火温度较高大于 940 °C 时, 热应力将导致 SrF_2 产生裂纹, 这将使空间选择量子阱混杂受到限制。最近还证明氢气钝化物也可以起到抑制量子阱混杂的作用 [53], 但这种技术具有局限性, 只能在较低温度 (900 °C) 起作用。最近研究掺入磷的重量比为 1% 的 SiO_2 可用来诱导 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 多量子阱混杂 [54], Rao 等报道具有掺磷的 SiO_2 (SiO_2 : P) 是一种通用型的促进 III-V 族量子阱混杂的盖层, 这里需要指出的是 SiO_2 中磷的含量较小。当 P 的重量比达到 5% 时将起到相反作用, 即抑制量子阱混杂。文献 [52] 中已经证明了这一点, 并且发现掺 P 的 SiO_2 盖层对 n-i-p 结构和 p-i-n

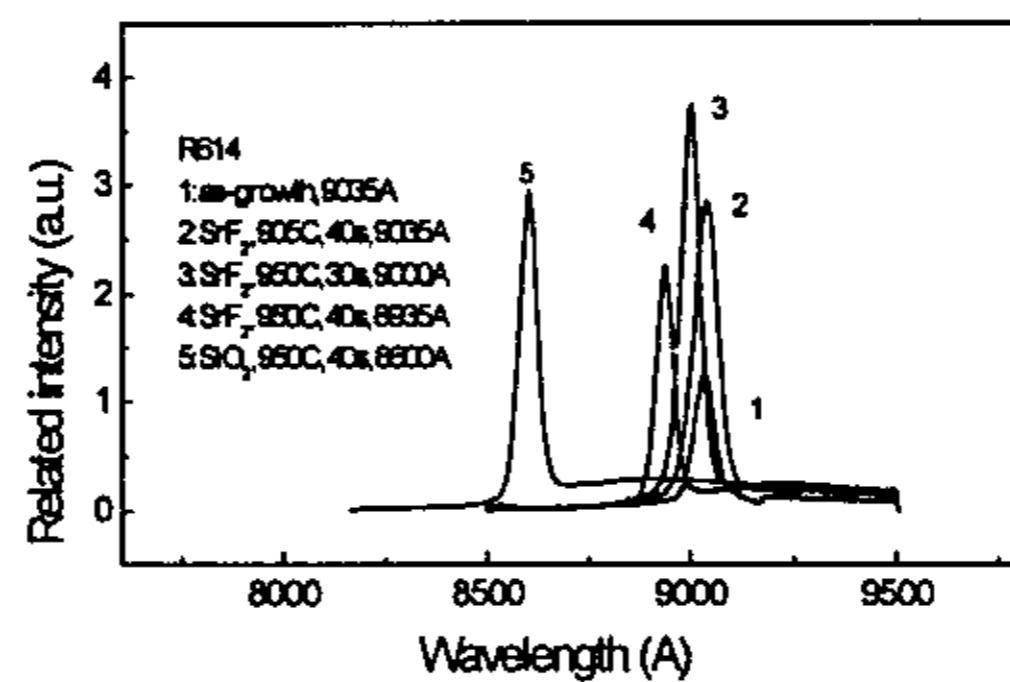


图 5.3.9 没退火和退火样品（包括覆盖 SrF₂ 和 SiO₂ 的样品）的 PL 谱

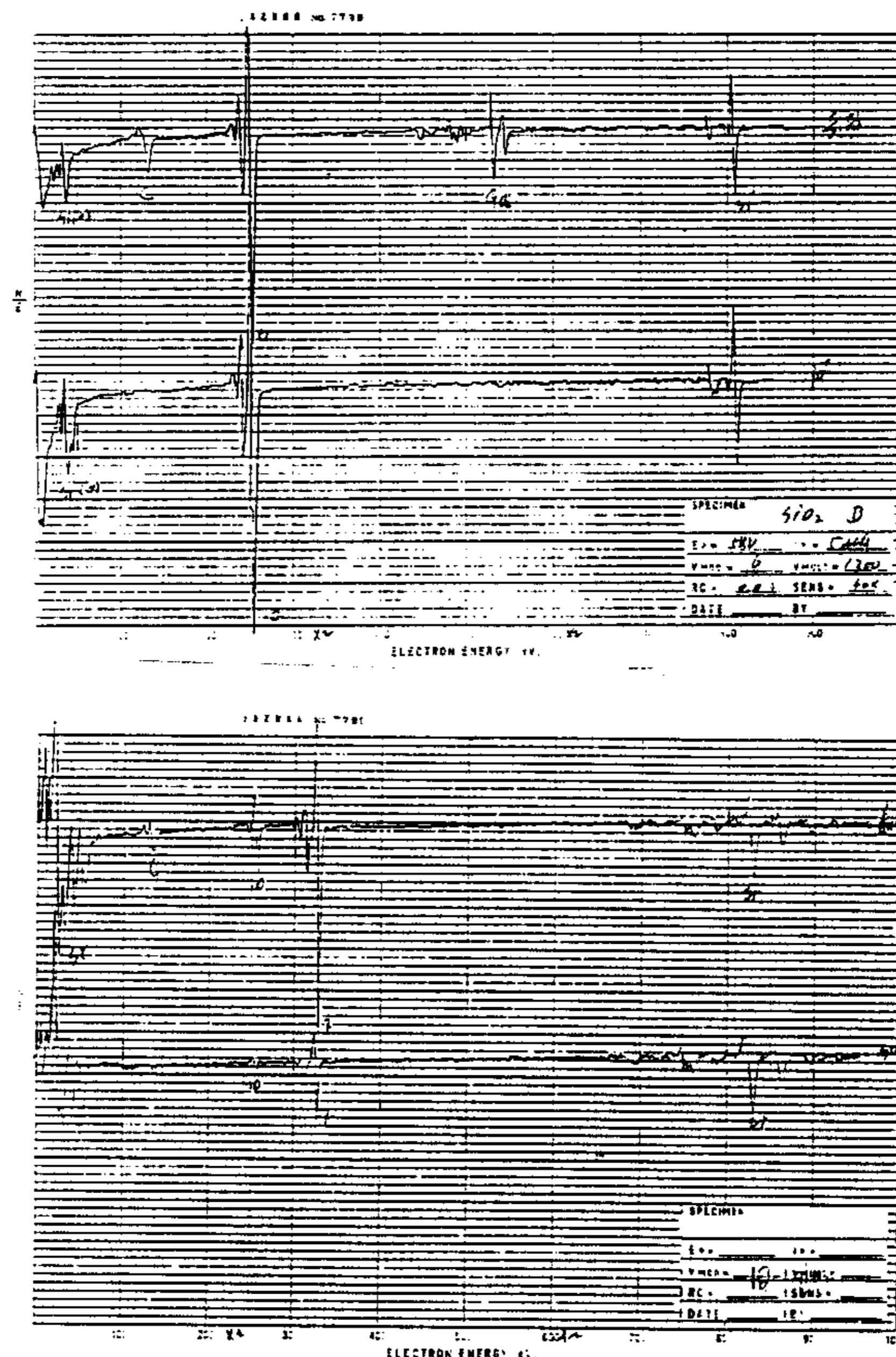


图 5.3.10 覆盖 SrF₂ 和 SiO₂ 的样品退火后的俄歇电子谱 (AES)

结构的量子阱混杂的影响程度不一样，对 n-i-p 结构的量子阱混杂具有更强的促进作用。以上分析说明不同 P 含量的 SiO_2 在退火过程中具有不同的作用。为了进一步证实 $\text{SiO}_2 : \text{P}$ 对量子阱混杂作用的影响，我们研究了具有不同 P 含量的 SiO_2 盖层在快速热退火过程中对量子阱混杂作用的影响， $\text{SiO}_2 : \text{P}$ 或称磷硅玻璃是用 CVD 方法制备而成，磷的含量分别为：1%，3%，5%，8%，磷含量是通过改变 PH_3 气体流量进行控制的，P.S.G 厚度都是 120nm，所有样品都在 950°C 下快速热退火 40s，然后用光荧光方法测量量子阱子能级移动量 ΔE_{g1} ，结果如表 5.3.1 所示。从表中可以看出，当 P 含量增加时其量子阱能级移动减小，但 P 含量高时，具有很高的吸水性，它将影响工艺可靠性和重复性。我们也研究了具有 SiO_2 的量子阱激光器结构样品和具有磷硅玻璃的量子阱激光器结构样品在不同退火温度下，电子和空穴 $n=1$ 子能级移动量 ΔE_{g1} ，图 5.3.11 为两种退火样品的 PL 峰值波长的移动与退火温度的关系，可以看出，当温度提高时，覆盖磷硅玻璃的样品量子阱子能级移动很小，而覆盖 SiO_2 的样品量子阱子能级

表 5.3.1 量子阱子能级移动量 ΔE_{g1}

磷含量	1%	3%	5%	8%
ΔE_{g1} (meV)	46	26	8	10

移动较大，在 950°C，30s 时，覆盖 SiO_2 和磷硅玻璃的样品 PL 峰值移动量之差为 440nm，相当于 57meV。从而我们得出结论，利用 SiO_2 和磷硅玻璃覆盖在样品不同区域，利用快速热退火方法，也可在同一样品的不同区域产生带隙差和折射率差，这在光电子器件制备中具有重要的应用。

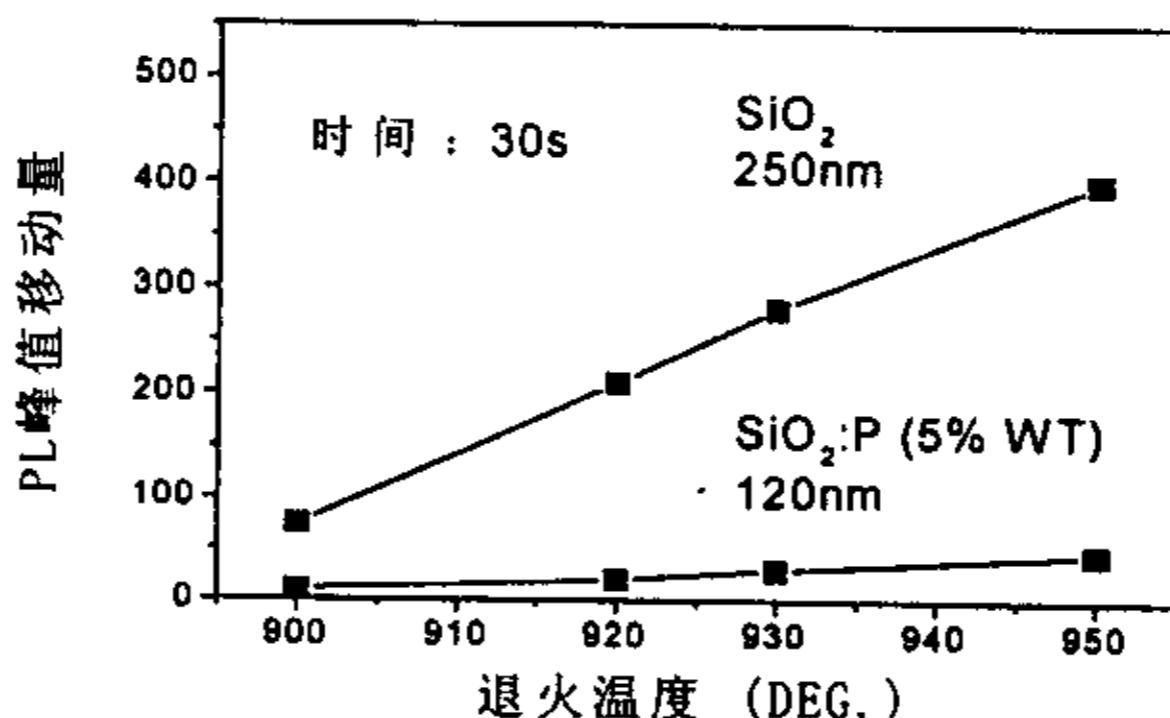


图 5.3.11 不同覆盖薄膜下退火样品的 PL 峰值波长的移动与退火温度的关系

为什么 $\text{SiO}_2 : \text{P}$ 具有抑制量子阱混杂的作用呢？有两种解释，第一， $\text{SiO}_2 : \text{P}$ 薄膜比 SiO_2 薄膜更加致密，并且无空隙 [55]。下面的实验结果支持了这一观点 [56]， $\text{P}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2$ 的重量比为 4% 的磷硅玻璃薄膜覆盖在注 Si 的 GaAs 表面，在热退火过程中，我们发现盖有磷硅玻璃(4%重量比)的样品 Si 的扩散系数小，而在盖有 SiO_2 的样品中 Si 的扩散系数大，这说明前者中产生的 Ga 空位少。第二，由于 GaAs 和 SiO_2 的热膨胀系数相差较大，所以在 RTA 过程中界面产生应力效应。GaAs 的热胀系数比 SiO_2 的热膨胀系数大约 10 倍，结果 SiO_2 薄膜产生张应变，GaAs 表面产生压应变，Ga 原子向 SiO_2 中扩散可减小界面应力，同时 Ga 原子在 SiO_2 中具有高的扩散系数。所以 Ga 原子有利于向 SiO_2 中扩散。当 P 掺入 SiO_2 薄膜中时，将导致热膨胀系数提高 [55]，玻璃软化温度降低 [57]，因此界面应变减小，界面处 Ga 的外扩散数量减小。从这些实验结果我们看出界面应力在量子阱互混过程中发挥了重要的角色。文献 [52] 中还证明采用 n-i-p 结构比采用 p-i-n 结构更有利于量子阱混杂，这是因为 n 型中 Ga 空位的结合能小。

§ 5.4 窗口结构量子阱激光器的研制及其特性

从前面的分析和实验结果证明, 对盖有不同薄膜如 SiO_2 , SrF_2 (或 $\text{SiO}_2:\text{P}$)的量子阱结构样品进行热退火可以产生空间上具有选择性的量子阱混杂, 因而导致子能带带隙差的变化和量子阱材料折射率的变化。利用这种方法可以研制各种光电子器件和集成器件。本节主要研究量子阱混杂技术在窗口结构量子阱激光器中的应用。在研究之前, 我们首先回顾一下各种窗口结构量子阱激光器及其制备方法。

一 窗口结构量子阱激光器回顾

1982年, 利用两步液相外延方法实现了大光腔 AlGaAs 掩埋窗口结构半导体激光器[58]。1984年, 美国 Botez 也是利用二步 LPE 方法研制出具有无吸收镜面的 CDH-LOC 激光器, 最大输出功率提高了2倍[59], 同年日本 Y.Suzuki 等利用 Zn 扩散及其诱导量子阱无序的方法研制出窗口结构多量子阱激光器(条宽 $3.5 \mu\text{m}$), 窗口区长度为 $15 \mu\text{m}$, 输出功率提高约2倍[23]。1985年, 日本 Hisao Nakashina 利用 Zn 诱导量子阱无序方法研制出 AlGaAs 窗口结构掩埋条形多量子阱激光器, 输出功率提高1倍[24]。1986年, 美国 SDL 公司, 利用 Si 诱导量子阱无序方法研制成功大功率 2.4W , 770nm 无吸收镜面激光器列阵[27]。1991年, 日本夏普公司 Kazuaki Sasaki 在解理的腔面上利用一步 MOCVD 方法生长 AlGaAs 获得成功, 激光器输出功率提高一倍[26]。1992年, 美国 IBM F.R.Gfeller, 利用弯曲波导形成无吸收镜面。最大输出功率获得明显提高[60]。1994年 Ortel 公司, 利用多步 MOCVD 技术制备出 980nm 无吸收镜面量子阱激光器[29]。1995年, Illinois 大学微电子学实验室, 利用选择区域 MOCVD 方法, 制备出具有无吸收镜面的应变层 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 掩埋异质结激光器[61]。

通过以上回顾, 我们可以知道, 实现窗口结构量子阱激光器的方法有:

1. 在腔面上一次外延生长宽禁带半导体材料;
2. 多步 MOCVD 生长或多步 LPE 外延生长形成窗口结构;
3. 杂质诱导无序等;

最近几年, 无杂质的空位扩散诱导量子阱混杂技术发展越来越成熟, 这方面大部分都是应用在光电子集成器件中, 如光波导, 外腔调制器等。还未见应用于大功率半导体激光器中, 我们应用该技术目的就是在腔面处形成无吸收窗口, 提高输出功率, 抑制腔面 COD 的产生。

二 利用 IFVD 方法制备窗口结构量子阱激光器的工艺过程

利用无杂质的空位扩散过程诱导的量子阱混杂, 可以提高量子阱材料的带隙差, 从而应用于半导体激光器的端面处形成具有无吸收镜面的窗口结构量子阱激光器, 如图 5.4.1 所示。其工艺制备过程如下:

(1)在样品表面蒸发一层 120nm 的氟化锶薄膜, 然后, 按一定的周期光刻出 $50 \mu\text{m}$ 的条形, 并腐蚀掉该区的氟化锶。

(2)在整个样品表面淀积一层 250nm 的 SiO_2 。

(3)将覆盖这两种薄膜的样品进行快速热退火处理, 退火条件为 940°C 、 40s 。在这一工艺过程中覆盖 SiO_2 的区域发生量子阱

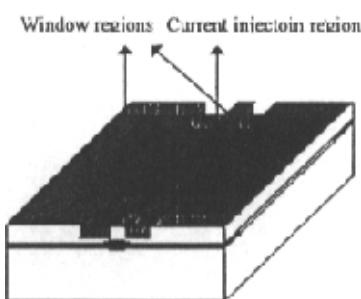


图 5.4.1 窗口结构量子阱激光器示意图

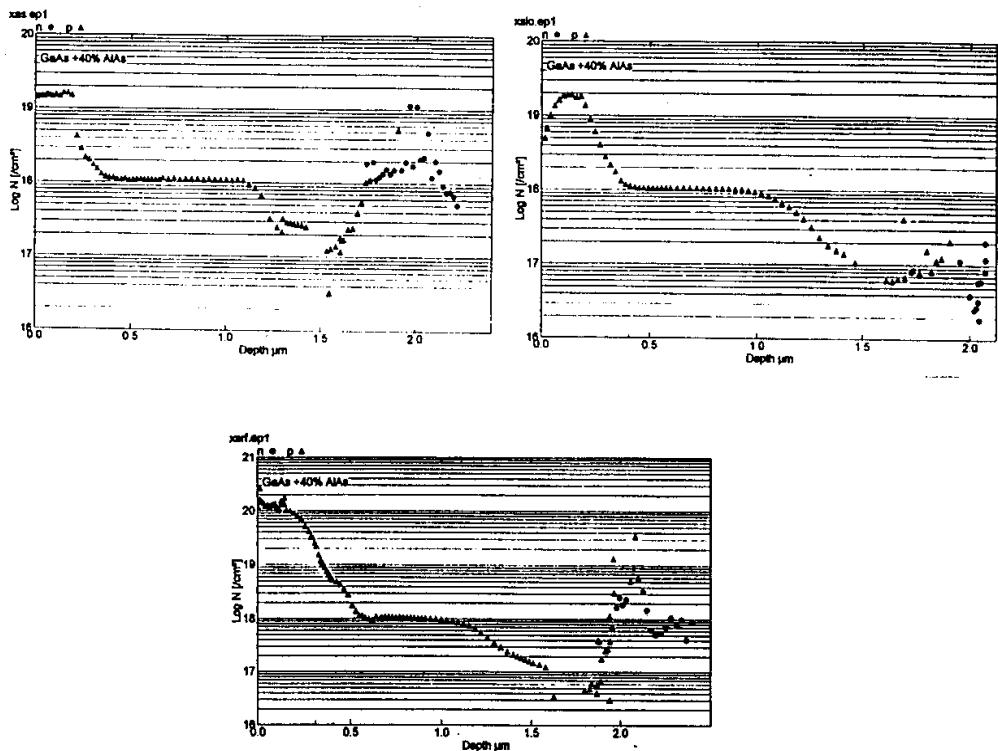


图 5.4.2 退火前(a)后(b)样品表面载流子浓度的变化和(C)Zn 扩散后的载流子浓度分布

混杂作用, 使量子阱材料带隙提高, 形成窗口区。然后去掉样品表面的所有薄膜, 包括 SiO_2 和 SrF_2 。

(4)由于高温退火造成样品表面 Zn 的减小, 所以为了提高表面 Zn 的浓度以减小欧姆接触电阻, 表面进行 Zn 扩散。图 5.4.2 给出了退火前后的样品表面 Zn (或载流子) 浓度的变化。

(5)脊形波导条形半导体激光器的制备。

(6)解理镀膜, 腔长为 $800 \mu\text{m}$ 。解理时在 $50 \mu\text{m}$ 窗口区域中心进行解理。这样在激光器的两端面各有 $25 \mu\text{m}$ 的窗口区。被解理成的两个腔面分别镀 95% 的高反射膜和 8% 的增透膜。

上面是利用 IFVD 技术制备窗口结构量子阱激光器的工艺过程。为了检测在制备过程中形成透明窗口区的带隙与体内带隙差, 我们在第三步工艺过程中, 放入了覆盖 SiO_2 和 SrF_2 薄膜的两种相同结构材料的样品作为陪片, 与制备器件的样品一起进行退火。退火后进行光荧光测量, 测量结果如图 5.4.3 所示, 可以看出两个区域的峰值波长相差 38nm 左右, 对 980nm 波长而言, 相当于 50meV 的带隙差。它完全可以形成透明窗口, 减小端面处对输出激光的吸收系数, 从而减小热的产生。

我们比较了两种结构半导体激光器的特性, 结果见表 5.4.1, 从表中看出窗口结构量子阱激光器的阈值电流略有提高, 微分量子效率略有下降, 串联电阻基本保持不变, 但最高输出功率提高了 44%, 图 5.4.4 中给出了两种结构激光器的典型光功率电流曲线, 从图中可以看出, 没有窗口结构的激光器在最大输出功率下产生了 COD, 而具有窗口结构的激光器, 在最大输出功率处并没有发生 COD, 而是受到热饱和的限制。

表 5.4.1 两种结构半导体激光器的特性比较

	阈值电流(mA)	斜率效率(W/A)	串联电阻 (Ω)	最大输出功率(mW)
一般激光器	20	0.9	2-3	250
窗口结构激光器	25	0.85	2-3	360

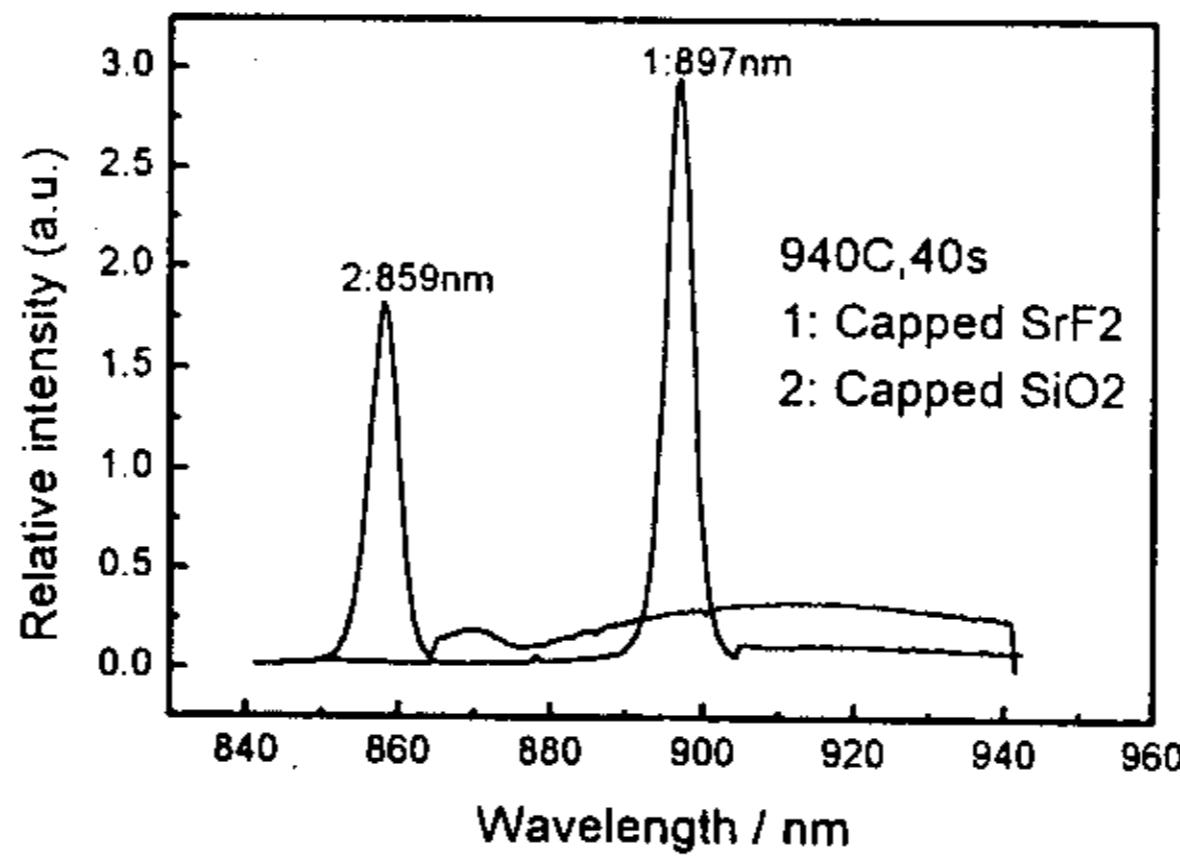


图 5.4.3 发光区和窗口区的光荧光谱

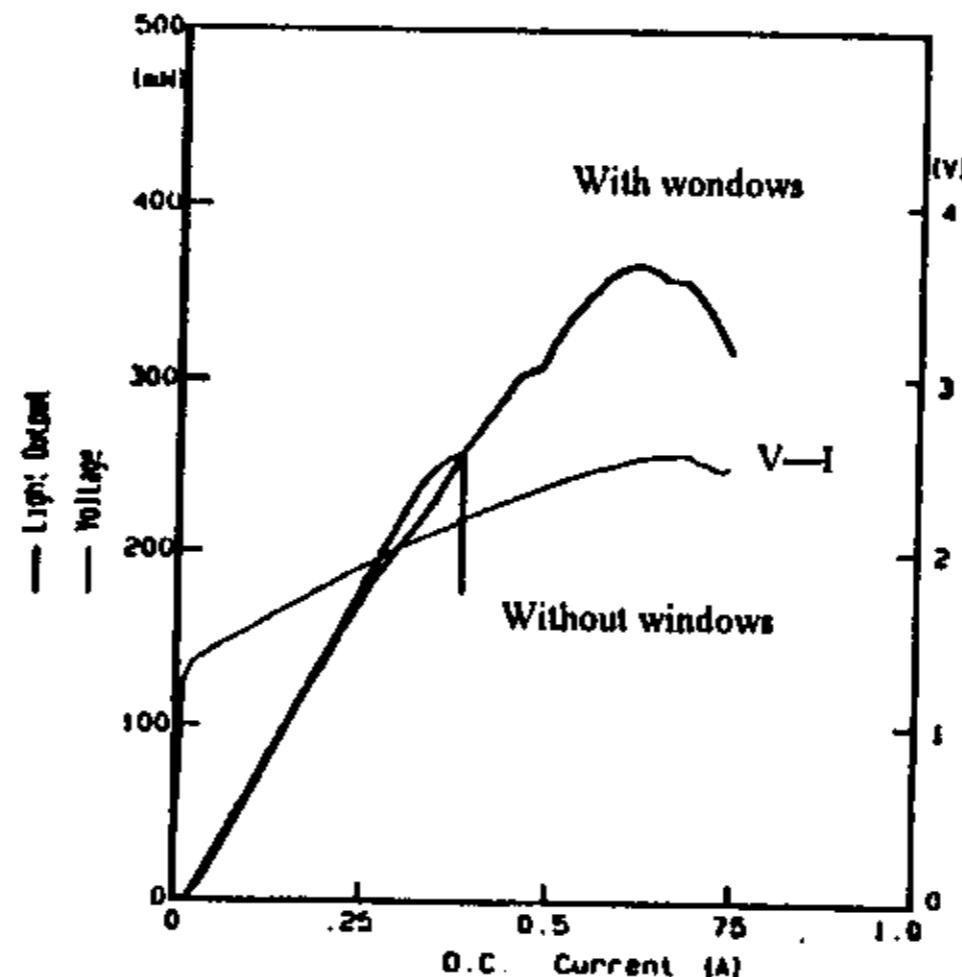


图 5.4.4 两种结构激光器的典型光功率电流曲线

小结：

本章分析了应变量子阱激光器的退化机理，尤其讨论了应变量子阱激光器 COD 的产生过程，提出了抑制 COD 的方法。开展了无杂质的空位扩散诱导量子阱混杂的实验研究，研究了在快速热退火过程中， SiO_2 厚度，退火时间和退火温度对量子阱 $n=1$ 子能级移动的影响，同时，还对抑制量子阱无序的方法进行了研究，包括 SrF_2 和磷硅玻璃在快速热退火过程中对抑制量子阱混杂所起的作用，尤其优化了磷硅玻璃中磷的含量的影响。在此基础上将空位诱导量子阱混杂技术应用于量子阱半导体激光器，成功地制备出具有窗口结构的量子阱激光器，最大输出功率提高 44%。

参考文献:

- [1] Camras, M.D., Brown, J.M., Holonyak, N., Jr., Nixon et al. *J.Appl. Phys.*, 6183(1983)
- [2] Ludowise, M.J., Dietze, W.T., Lewis, et al. *Appl. Phys. Lett.* 42, 487(1983)
- [3] Mitsuo Fukuda, Masanobu Okayasu, Jiro Temmyo et al., *IEEE, J.Quantum Electronics*, 30(2), 471(1994)
- [4] L.S.Heath, K.Meehan, A.K.Chin, et al, *Appl. Phys. Lett.*, 62(12), 1869(1993)
- [5] M.Okayasu and M.Fukuda, *J.Appl. Phys.*, 72, 2119(1992)
- [6] S.L.Yellen, R.G.Waters, H.B.Serreze et al., presented at OE/LASE'92,Los Angeles, CA, and Laser Diode Technol. Appl., IV,SPIE, Vol.1634,229(1992)
- [7] K.J.Beernink, P.K.York, J.J.Coleman, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 55, 2167(1989)
- [8] R.G.Waters, D.P.Bour, S.L. Yellen, and N.F.Ruggieri, *IEEE Photon. Technol.Lett.* 2, 531(1990)
- [9] R.W.Waters, R.J.Dalby, J.A.Baumann, et al., *IEEE, Photon. Technol. Lett.*,Vol.3, 409(1991)
- [10] M.O.Kayasu, and M.Fukuda, *J.Appl. Phys.* 72, 2119(1992)
- [11] A.Moser, A.Oosenbrug, E-E, Latta, T.Forster, and M.Gasser, *Appl. Phys.Lett.* 59, 2642(1991)
- [12] M.Okayasu, M.Fukuda, T.Takeshita, et al. *J.Appl. Phys.* 69, 8346(1991)
- [13] C.H.Henry, P.M.Petroff, R.A.Logan, et al., *J.Appl.Phys.* 50, 3721(1979)
- [14] Fukushima, A.Furuya, M.Sugano, et al., *Japan Soc. Appl. Phys. Related Soc.*, no.3, 1044(1993)
- [15] A.Moser, A.Oosenbrug, E-E. Latta, T.Forster, and M.Gasser, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2642(1991)
- [16] A.Moser. E.-E. Latta, and D.J.Webb, *Appl. Phys. Lett.*, 55, 1152(1989)
- [17] A.Moser, *Appl. Phys. Lett.*, 59, 522(1991)
- [18] F.R.Gfeller and D.J.Webb, *J.Appl. Phys.*, 68, 14(1990)
- [19] IBM.Patent.
- [20] N.Chand, W.S.Hobsou, J.F.de Jong, et al, *Electron. Lett.*, 30, 1595(1996)
- [21] N.K.Dutta, W.S.Hobson, G.J. Zydzik, et al., *Electron. Lett.*, 33(1997)
- [22] S.Kami Yawa, Y.Mori, Y.Takahashi, and K. Ohnaka, *Appl. Phys. Lett.*58, 2959(1991)
- [23] Y.Suzuki, Y.Horikoshi, M.Kobayashi, and H.Okamoto, *Electron. Lett.* 20(9), 383(1984)
- [24] Hisao Nakashima, Shigeru Semura, Tsuneaki Ohta and Takao Kuroda. *Japanese J.Appl. Phys.* 24(8), L647(1985)
- [25] R.L.Thornton, D.F.Welch, R.D.BurnHam, T.L.Paoli and P.S.Cross, *Appl. Phys. Lett.* 49(23), 1572(1986)
- [26] Kazuaki Sasaki, Mitsuhiro Matsumoto, Masaki Kondo, et al. *J.J.Appl. Phys.*, 30(5B), L904(1991)
- [27] D.F. Welch and W.Streifer, *Electron. Lett.* 23(10)525(1987)
- [28] Y.Kimura, K.-I. Kitayama, N.Shibata. et al. *Electron. Lett.* 22(5),279(1986)
- [29] J.E.Ungar, N.S.K.Kwong, S.W.Oh, J.S.Chen and N.Bar Chaim, *Eletron Lett.* 30(21), 1766(1994)
- [30] XU Zuntu, YANG Guowen, YIN Tiao, LIANG Peng et al.,*SPIE* Vol.3547,54,(1998).....
- [31] Ralston J.D., Lee J.W. and Eastman L.F. *Appl. Phys. Lett.* 54, 534(1990)
- [32] Marsh.J.H., Hansen S.I., *Opt. Quantum Electron.* 23, S941(1991)
- [33] W.D.Laidig, N.Holonyak, Jr., M.D.Camras, et al., *Appl. Phys. Lett.* 38, 776(1981)

- [34] P.Me, H.W.Yoon, T.Venkatesan, et al., *Appl. Phys. Lett.* 50, 1823(1987)
- [35] John H Marsh, *Semicond. Sci. Technol.* 8, 1136(1993)
- [36] S.Burkner, J.D.Ralston, S.Weisser, et al., *IEEE, Photonics Technology Letters*, 7(9), 941(1995).
- [37] I.Gontigo, T.Krauss, J.H.Marsh, *IEEE, J.Quantum Electron.* 30(5), 1189(1994)
- [38] S.Burkner, M.Maier, E.C.Larkins, et al., *J.Electron. Materials*, 24(7), 805(1995)
- [39] Emil.S.Koteles, B.Elman, R.P.Holmstrom, et al., *Superlattices and Microstructures*, 5(3), 321(1989)
- [40] U.Konig and E.Sasse, *J.Electrochem. Soc.* 130, 950(1983)
- [41] K.Meehan, N.Holonyak, M.J.Brown, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 45, 549(1984)
- [42] T.E.Haynes, W.K.Chu, and S.T.Picraux, *Appl. Phys. Lett.*, 50, 1071(1987)
- [43] Masayuki Katayama, *J.Appl.Phys.* 69(9), 3541(1991)
- [44] Mclean C J, Marsh J H, De La Rue R M, et al., *Electron Lett.* 28, 1117(1992)
- [45] D.G.Deppe and N.Holonyak, Jr., *J.Appl.Phys.* 64(12), R93(1988)
- [46] B.Elman, E.S.Koteles, P.Melman et al., *J.Appl.Phys.* 66, 2104(1989)
- [47] T.E.Schlesinger, T.Kuech, *Appl.Phys.Lett.*, 49, 519(1986)
- [48] J.D.Raslon, S.O'Brien, G.W.Wicks et al., *Appl.Phys.Lett.*, 52, 1511(1988)
- [49] K.B.Kahen, D.L.Perterson, G.Rajeswaran et al., *Appl.Phys.Lett.*, 55, 651(1989)
- [50] J.Beaurais, J.H.Marsh, A.H.Kean, et al., *Eletron. Lett.* Vol.28(17), 1670(1992)
- [51] E.V.K.Rao, A.Hamoudi, Ph. Krauz, et al., 66(4), 472(1995)
- [52] P.Cusumano, B.S.Ooi, A.Saher Helmy et al., 81(5), 2445(1997)
- [53] L.J.Guido, K.C.Hsieh, N.Holonyak, et al., *J.Appl.Phys.* 61, 1329(1987)
- [54] E.V.K.Rao (Private Communication)
- [55] S.K.Ghandhi, *VLSI Fabrication Principles*, New York, 530(1994)
- [56] S.Singh, F.Baiocchi, A.D.Butherus, *J.Appl.Phys.* 64, 4194(1988)
- [57] T.Y.Tien and F.A.Hummel, *J.Am. Ceram. Soc.*, 45, 422(1962)
- [58] Blauvelt, H.Margalit,S., and Yariv,A., *Appl.Phys.Lett.*, 40, 1029(1982)
- [59] D.Botez, J.C.Connoly, *Electron.Lett.*, 20, 530(1984)
- [60] F.R.Cfeller, P.Buchmann, P.W.Epperlin, et al., *J.Appl.Phys.*, 72(6), 2131(1992)

第六章 无铝材料的生长研究及无铝 980nm 应变量子阱激光器的研制

对 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器而言, 由于 Al 的存在, 极易被氧化, 使半导体激光器腔面产生界面态, 这些界面态充当了非辐射复合中心, 从而使半导体激光器腔面处发热, 引起端面温升, 端面温升又引起氧化, 增加了非辐射复合速率, 这样一方面容易加速端面缺陷由端面向里传播, 另一方面易使激光器腔面产生光学灾变损伤(COD), 为了减小腔面处的界面态和提高激光器抗 COD 的能力, 对含 Al 的 980nm 半导体激光器而言, 需要解决腔面钝化技术, 或采用具有无吸收镜面的窗口结构激光器, 减小光吸收, 从而减小由于非辐射复合产生的热, 减小腔面温升。解决半导体激光器腔面退化的另一办法是采用无铝材料制备量子阱激光器。无铝量子阱激光器为什么能够解决腔面退化问题从而具有更长的寿命呢?这要从分析使用材料的特性入手。对实现 980nm 半导体量子阱激光器而言, 所采用的材料包括 InGaAs, InGaAsP, InGaP, 无铝材料主要指 InGaP 和 InGaAsP。InGaAsP 做为量子阱的垒层和波导层, InGaP 具有更高的带隙和更低的折射率做为限制层(Cladding Layer)。做为限制层的材料要求具有下列特性, (1)低的电阻率(高的电导率); (2)高的热导率; (3)好的掺杂特性; (4)与 GaAs 衬底晶格匹配等。作为量子阱垒层, 要求具有(1)高的光学质量; (2)高的势垒对载流子进行好的限制等。InGaAs/InGaAsP/InGaP 材料系统正好具有以上特性, 我们概括如下:

- (1) 在 InGaAsP 和 GaAs 相匹配的所有组分内(包括从 GaAs 到 $_{0.51}^{Ga_{0.51}In_{0.49}P}$ 的所有组分) 都是直接带隙, 在 InGaAsP 材料中与施主相关的深能级陷阱浓度(DX 中心)比 AlGaAs 材料低[1];
- (2) 无 Al 材料具有很小的面氧化速率[2], 所以在高功率密度下, 腔面退化速率减小;
- (3) 无铝材料激光器中没有暗线缺陷的生长问题, 所以具有更长的寿命[3];
- (4) GaInP 和 InGaAsP 之间以及 GaAs 和 GaInP 之间具有选择腐蚀特性, 从而在器件制备过程中可精确控制腐蚀深度;
- (5) InGaP 具有高的电导率和高的热导率, 从而可减小限制层的体串联电阻和激光器的热阻;
- (6) InGaP 的质量输运特性好且不易氧化, 可适用于制备掩埋异质结构激光器[4];
- (7) GaAs/InGaP 界面具有更低的界面复合速率[5]。

因此研制无 Al InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器对改进激光器可靠性、条形激光器的选择腐蚀和热特性等方面具有重要的意义。要获得高性能的 InGaAs/InGaAsP/InGaP 量子阱激光器, 首先要解决的问题就是高质量的材料生长, 然后需要有一种优化的结构, 下面将从最基础的也是关键的材料生长开始本节的内容。

§ 6.1 InGaP 材料的生长研究

InGaP 材料具有两种状态, 一种是有序状态[6], 一种是无序状态[7], 有序和无序材料的获得对应不同的生长条件, 因而也具有不同的应用范围。有序化状态将改变材料的重要特性, 如带隙减小[7,8]、传输特性、拉曼特性发生变化[9] 和表面特征不同[10] 等。由于 InGaP 材料的带隙随着材料有序化程序的提高而减小, 所以在 GaInP 可见光发光管和半导体激光器中都需要避免生长有序 InGaP 材料。在更短波长激射的红光量子阱激光器中, GaInP 作为量子阱有源区, 希望带隙越大越好, 因而也需要无序化的材料, 这在实际应用中是非常有意义的, 如 CD、DVD 中采用更短的波长可存储更大的信息量。另一方面有序的 GaInP 材料也具有一定的应用范围。如太阳能电池[11] 和红外探测器[12] 等。此外, 利用无序 GaInP

一有序 GaInP 生长方法可构成双异质结构器件或量子阱结构 [7]。

材料原子范围内的有序，首先是在III/V 族半导体材料以及 Ge-Si 和 II/VI 族半导体材料中观察到，所观察到的有序结构为 {111} 面上的 Cu-Pt 结构的有序化。有 4 种不同的 {111} 平面，从而对应有 4 种有序化结构。但在(001)平面上只能获得两种有序化结构。一般认为可通过外延生长的表面结构控制 GaInP 材料的有序化程度，因此了解控制材料有序化方法的发展将需要详细了解发生在表面的物理过程。

外延生长 GaInP 材料的特性如表面形貌、晶格失配、光学特性和电学特性受到各种生长条件如衬底偏向、V/III比、生长温度、生长速率等的影响。

上面提到 InGaP 在 980nm 半导体激光器中做为限制层，需要具有较大的带隙，以提高对载流子的限制作用。这就需要生长的 GaInP 材料具有更大程度的无序化。最近的研究表明，在外延生长 InGaP 的过程中产生的无序化是由其生长动力学过程来控制的表面过程，有序结构是一种亚稳态[13]，Srivastava 等从理论上预言了稳定的有序 GaInP 状态的存在。因此 MOCVD 生长机制即各种各样的生长参数，如生长速率，生长温度，V/III 值和衬底偏向等都能够影响和控制 GaInP 材料的无序化程度。在生长速率很快时，随生长速率的提高无序化程度提高[14]。在相对低的生长速率条件下，降低生长速率可提高 GaInP 材料的无序化程度[5]；研究发现当衬底的偏角大于 6° 时，无序化程度随偏角的增大而提高，推测是由于生长过程中的退火所造成的 [15]。文献 [7] 中证明当生长温度降低时，将降低 GaInP 材料的无序化程度，通过生长 order/disorder 异质结，已证明其带隙差达 160meV。Y.Ohba[16]等已报道生长过程影响 GaInP 材料的失配度，生长温度影响表面形貌和带隙值。A.Gomyo[17]研究了 V/III 比对 InGaP 材料的影响。C.C.Hsu[18]等报道了 GaInP 材料的掺杂特性、电子迁移率与掺杂浓度的关系、光荧光强度与掺杂浓度的关系等。本节在总结已研究的 GaInP 材料特性的基础上，研究生长条件对 GaInP 材料特性的影响。

在无铝 980nm 量子阱激光器中，GaInP 作为限制层需要 (1) 大的带隙值以获得好的载流子限制；(2) 平整的生长表面可获得高质量的界面、较高的光学质量；(3) 均匀的掺杂特性。首先为了获得生长宽带隙无序化 GaInP 材料的生长条件，我们研究了不同生长条件对 GaInP 材料带隙变化的影响。

一. 生长条件对 GaInP 材料有序化程度或带隙的影响

1. 衬底偏向和生长温度的影响

为了研究衬底偏向对 $_{0.51}^{Ga}In_{0.49}P$ 材料带隙变化的影响，我们采用了不同偏向的 GaAs 衬底，其偏角分别为(100)面偏向<111>A 0°、2°、4°、6°，生长温度为 620℃、650℃和 680℃三组。我们发现随着衬底偏角的增大，在相同的生长条件下其带隙将增大，无序化程度增加。如图 6.1.1 所示。为什么偏角大时 GaInP 材料无序化程度增加的原因还不是很清楚，但是这种现象已经利用透射电子衍射(TED)图样所证明[7]，推测与表面生长动力学有关。

为了获得 InGaP 材料带隙随生长温度的变化，我们在 0° 衬底上不同的生长温度 620℃、650℃、680℃和 700℃条件下外延生长了 InGaP 材料，测量了光荧光峰值能量的变化，结果如图 6.1.2(a) (b)所示，(a)代表低的 V/III 比，(b) 代表较高的 V/III 比。可以看出在 600℃至 650℃生长范围内，GaInP 的光荧光峰值能量随生长温度提高而降低，当生长温度大于 650℃时光荧光峰值能量随生长温度提高而增加，在 700℃时获得了 1.9eV 的无序化 InGaP 材料。对此结果的解释目前还不是很清楚，推测为在不同的生长温度下，生长过程中对材料的退火程度不同所造成的[15]。

2. V/III比的影响

V/III比是材料生长中的一个重要工艺参数, 它不仅影响表面形貌, 而且也影响 InGaP 材料的带隙值(即 order 的程度)。A.Gomiyo 等[17]研究了生长参数对 GaInP 材料无序化程度的影响, 他们得出结论, 在低温如 600°C 生长时其 GaInP 材料的带隙随 V/III比的增大而提高;

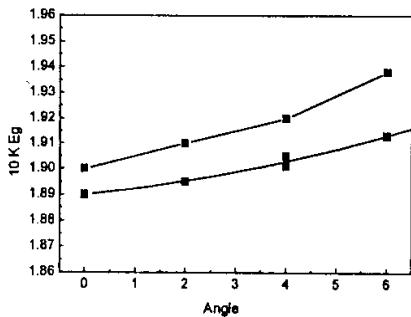


图 6.1.1 InGaP 带隙随衬底偏向的变化

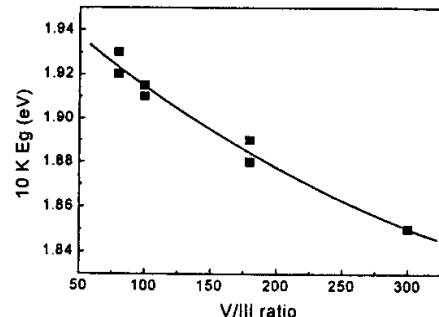


图 6.1.3 InGaP 带隙随 V/III 比的变化

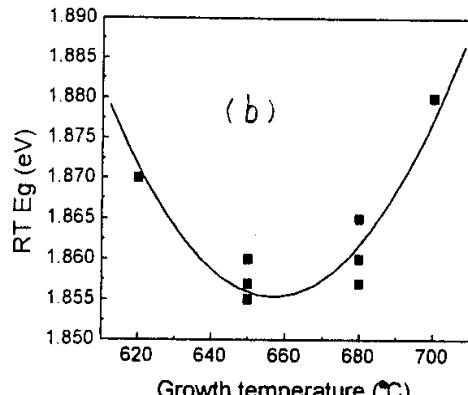
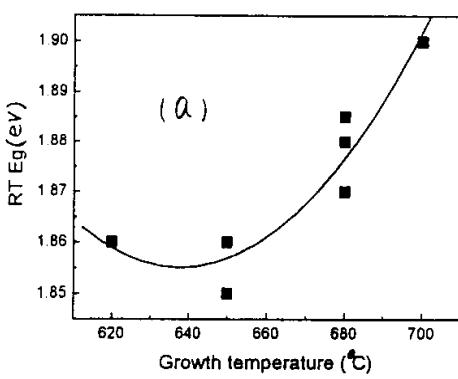


图 6.1.2 InGaP 材料带隙随生长温度的变化 (a) 代表低的 V/III 比 (b) 代表较高的 V/III 比

在高温如 700°C 生长时 GaInP 材料的带隙随 V/III比的增大而降低。我们所做实验条件是在高温下 V/III比从 70 变化到 300 的条件下进行的。对生长样品所做的光荧光检测结果表明: PL 峰值波长随 V/III比的增加单调上升, 即峰值能量下降, 同时 PL 谱半高宽 (FWHM) 加宽。图 6.1.3 给出了 InGaP 材料 10K 下的带隙随 V/III 比的变化, 可以看出在低 V/III 比、高温下获得了 1.93eV 的无序化 InGaP 材料, 相当于室温 1.9eV。我们还通过 X 光双晶衍射测量 GaInP 与 GaAs 的匹配度, 以反映材料的组分变化, 测量结果证明, 材料的失配度在 -2×10^{-3} — 2×10^{-4} 量级, 如图 6.1.4 所示。如按对应的组分差进行计算,

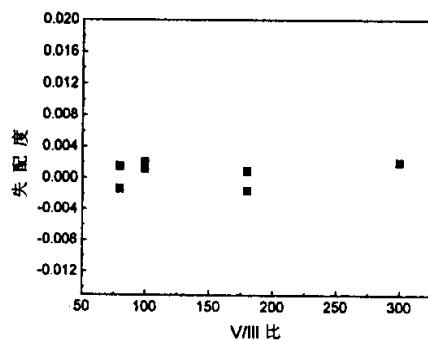
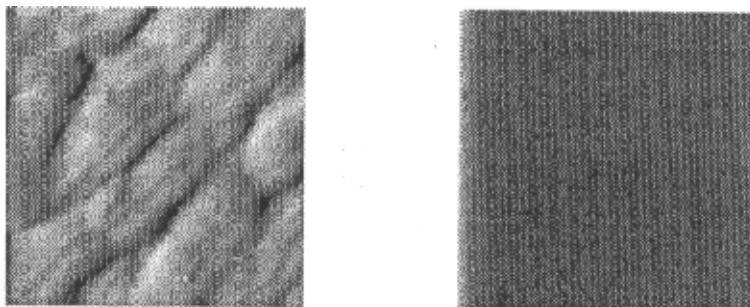


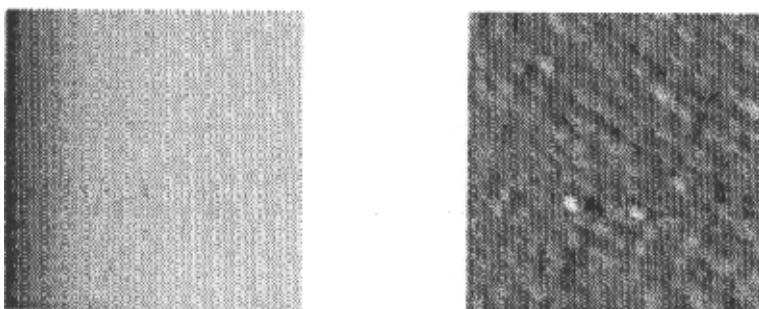
图 6.1.4 GaInP 与 GaAs 的匹配度

则相应的组分不均匀性引起的带隙变化仅为几个 meV, 所以不同生长条件下的 PL 峰值能量随 V/III比的变化并不代表组分的差别所引起的, 而是 GaInP 材料的有序和无序所引起的。

相同组分的 GaInP 材料具有不同的带隙值, 其原因在于小范围内 Ga、In 原子排列的不同, 文献 [19] 中用堆积参数来描写具有相同的 Ga-In 平均组分但不同的原子排列的情况。堆积参数小, Ga、In 原子的分布具有更大的任意性, 堆积参数大, 样品中 Ga、In 原子的分布具有更强的规律性, 这种原子排列的任意性被描述为有序(order)和无序(disorder), 从而导致能带结构不同。当 V/III比增大时, PL 谱的加宽也是与微堆积相关的, 文献 [20] 中已建议微堆积造成的组分不均匀与 PL 谱的加宽有直接的关系, Ga、In 原子的排列为什么会产生不均匀堆积的原因还不清楚, 但可以推测 V 族元素气压的不同会影响生长动力学。



0° 村底上生长的 InGaP 的表面形貌 6° 偏角村底上生长的 InGaP 的表面形貌
图 6.1.5 0°、6° 村底上生长的 InGaP 的表面 AFM 照片



650°C 条件下的 InGaP 材料表面形貌 700°C 条件下的 InGaP 材料表面形貌
图 6.1.6 650°C 和 700°C 条件下的 InGaP 材料的表面形貌 (AFM 照片)

二. MOCVD 生长 InGaP 材料的表面形貌特征及影响因素

1. 村底偏向对生长 InGaP 材料表面形貌的影响

衬底偏向对 InGaP 材料的生长表面具有很大的影响 [21], 我们研究了 0°, 2°, 4°, 6°, 4° 4 种衬底在相同生长条件下的表面形貌, 发现随着偏角的增大, InGaP 的表面越易生长的光亮, 当偏角小时, 生长表面平整光亮的 InGaP 比较困难。并且当偏角大时, V/III比小到一定程度, InGaP 生长表面也不平整。图 6.1.5 是利用 AFM 观察到的在 0° 和 6° 偏角衬底上在相同生长条件下生长的 InGaP 的表面形貌。可以看出 6° 偏角的衬底上生长的 GaInP 表面光亮平整, 而 0° 衬底上生长的 GaInP 表面有些轻微的不平整。

2. 生长温度的影响

Y.Ohba 等[16]在(100)衬底上,研究了生长速率为 $1\mu\text{m}/\text{h}$ 、V/III比为200条件下生长温度对GaInP材料表面形貌的影响,结果表明在不同生长温度下生长的GaInP材料的表面形貌不同,在低温600—650°C范围生长时获得了平整表面,在高温下(大于750°C)表面变的粗糙(roughness)。我们在(100)衬底上,研究了在V/III比较小的条件下表面形貌与生长温度的关系,发现温度在620-680°C范围内容易获得较光亮的表面,高温生长时在相同的V/III比下,容易产生大的失配,表面变差。图6.1.6为650°C和700°C条件下的InGaP材料的表面形貌特征。选择小的V/III比进行实验是为了获得无序化的InGaP材料。

3. 生长速率的影响

D.S.Cao等[14]研究了V/III比为150、生长温度为680°C条件下生长速率对表面特征的影响,结果表明,生长速率在 $12\text{--}4.1\mu\text{m}$ 范围内时,生长速率越快表面越平整,同时无序化程度越高。而当生长速率小于 $4\mu\text{m}$ 时,降低生长速率,生长GaInP材料的无序化程度随之提高,越容易获得光亮的表面[14]。

三. 生长过程对晶格失配的影响

Y.Ohba等[16]研究了生长过程对晶格失配的影响,生长条件为:生长温度650°C;V/III比200。生长之前,在650°C生长条件下对样品进行预加热,加热时在 H_2+AsH_3 气氛的保护下进行。生长按下列过程进行:首先关掉 H_2+AsH_3 气,停顿 Δt 时间后通入金属有机源开始生长。实验的停顿时间 Δt 按小于10秒和大于20秒两组进行。实验结果如图6.1.7所示,从图中可以看出,停顿时间长时晶格失配度变大,而且表面粗糙。原因是停顿时间长,样品表面在高温下受到破坏所致。优化的停顿时间为三秒。

四. 掺杂对GaInP材料带隙的影响

实验结果表明,掺杂将增强GaInP材料的无序化程度,因此提高了材料的带隙值。我们测量了相同生长条件下不掺杂和掺杂的GaInP材料的光荧光谱,测量结果如表6.1.1所示,可见,由于生长过程中的退火作用,掺杂杂质诱导了GaInP材料的无序化,从而提高了带隙值。

文献[22]中也报道了Zn扩散在退火过程中对GaInP材料的无序化程度的影响。实验条件为650°C,2小时,在 Zn_3P_2 或 $\text{Zn}_3\text{P}_2+\text{P}_4$ 两种气氛下进行,PL峰值能量从1.82提高到1.91eV,大的带隙提高是由于较长的退火时间导致的。

表6.1.1 在相同生长条件下不掺杂和掺杂的GaInP材料的带隙

	不掺杂	掺Si	掺Zn
PL峰值能量(eV)	1.88	1.90	1.91

五. GaInP材料的掺杂特性[18]

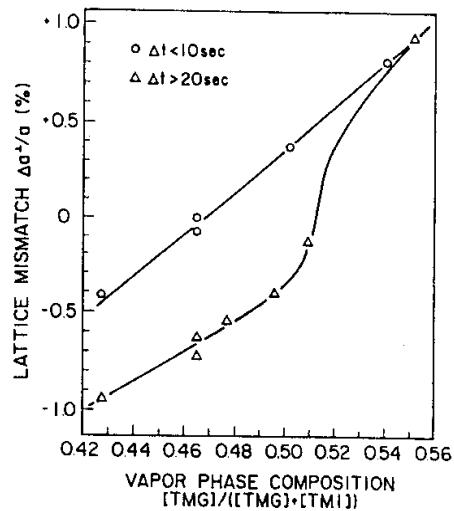


图6.1.7 不同停顿时间下, InGaP晶格失配度与气相组分的关系

C.C.Hsu 等报道了 GaInP 材料的掺杂特性，其生长条件如下：

生长温度：	600-650°C
PH ₃ 流速 (10%H ₂)	300cm ³
全部的 H ₂ 流速	2l/min
生长速率	6μm/h

图 6.1.8 为载流子浓度随气相中掺杂剂摩尔因子的变化，其中掺杂剂为 DETe、DMZn、SiH₄。

图 6.1.9 为光荧光强度和光谱半宽随掺杂浓度的变化。

图 6.1.10 为电子的迁移率随掺杂浓度的变化关系。

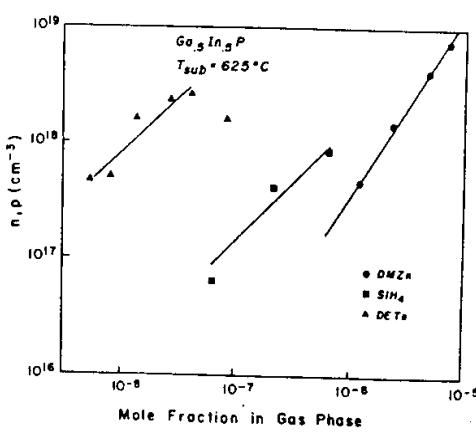


图 6.1.8 载流子浓度与气相中掺杂剂摩尔因子的关系

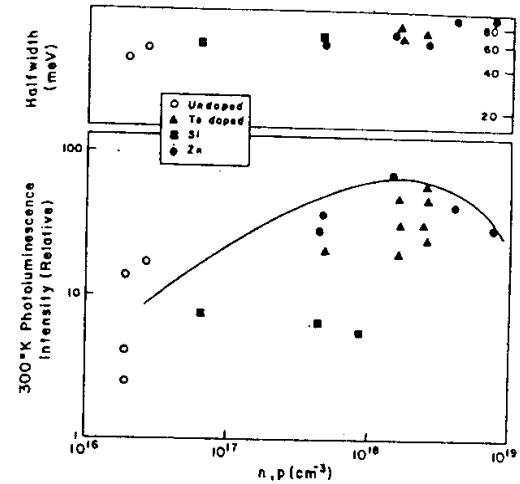


图 6.1.9 光荧光强度和光谱半宽随掺杂浓度的变化

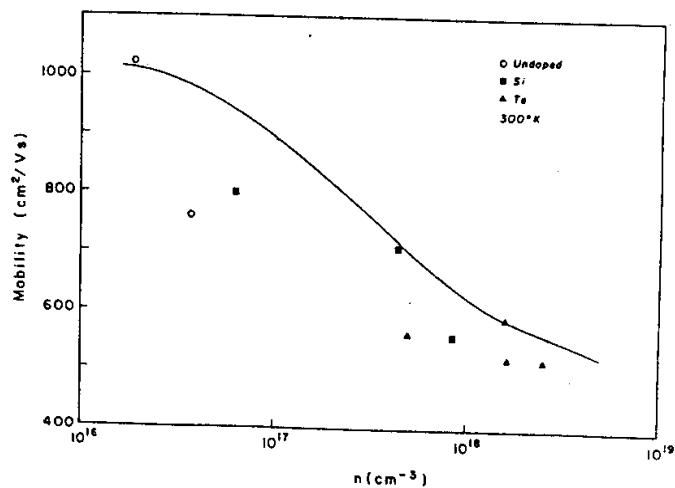


图 6.1.10 电子的迁移率随掺杂浓度的变化关系

§ 6.2 InGaAsP 材料的生长研究

InGaAsP 在无铝 980nm 应变量子阱激光器中作为量子阱的垒层和波导层, 因此表面平整度和材料的光学质量是非常重要的。晶格匹配在 GaAs 衬底上的 InGaAsP 材料覆盖从 1.91 (Ga_{0.51}In_{0.49}P) 到 1.42eV (GaAs) 的所有带隙范围, 因此折射率也是连续变化的, 这样的材料适合于用做量子阱激光器的光波导, 因为它对设计激光器光波导提供了自由度。图 6.2.1 是晶格匹配在 GaAs 衬底上的 InGaAsP 材料对应的 In 和 Ga 的组分。

MOCVD 生长 InGaAsP 材料的表面形貌和光学质量与生长条件有关, 我们利用 x-ray 双晶衍射和光荧光技术对生长的 InGaAsP 材料进行了分析, 获得了高质量的 InGaAsP 材料。

衬底偏向、V/III比、生长温度等生长条件对 InGaAsP 材料的表面形貌和光学质量具有很大的影响, 因此优化生长条件是非常重要和必要的。通过选用适当的衬底、优化 V/III比和生长温度获得了高质量的 InGaAsP 材料。室温迁移率为 6200cm²V⁻¹s⁻¹, 晶格失配度小于 1×10⁻³;

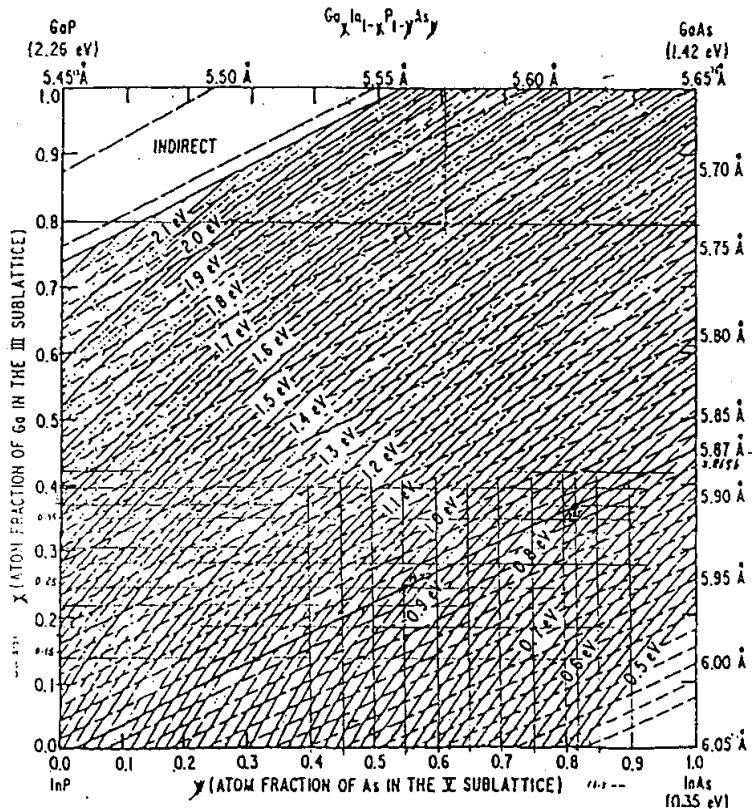


图 6.2.1 晶格匹配在 GaAs 衬底上的 InGaAsP 材料对应的 In 和 Ga 的组分关系

光荧光谱为单峰, 峰值波长为 736nm(10K), 对应室温禁带宽度为 1.61eV, 并且半宽只有 50A; 表面光亮如镜。图 6.2.2 表示 x-ray 双晶衍射结果; 图 6.2.3 为光荧光测试结果; 图 6.2.4(b)为优化条件下生长的 InGaP 的 AFM 照片, 可见表面平整, 无其它特征。当生长条件不适当, 生长的 InGaAsP 表面不平整, 如图 6.2.4(a)所示。

为了优化结构, 我们还生长了两种组分的 InGaAsP 材料, 其带隙分别为 1.61 和 1.7eV, 10 K 下光荧光谱如图 6.2.5 所示。

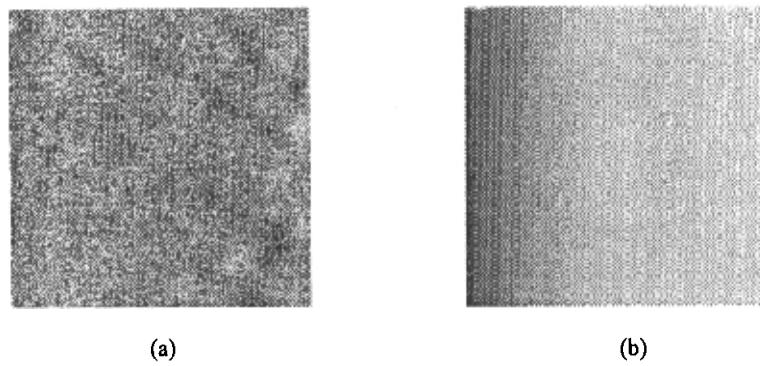


图 6.2.4 InGaAsP 材料表面的 AFM 照片

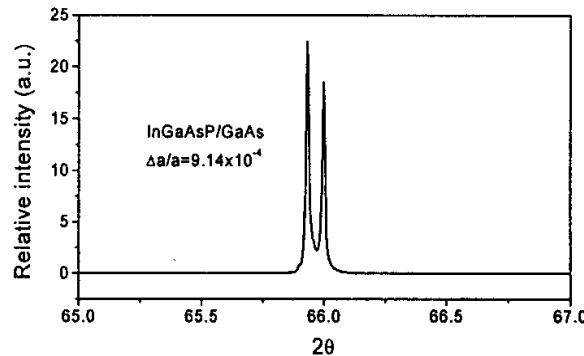


图 6.2.2 InGaAsP 材料的 x-ray 双晶衍射曲线

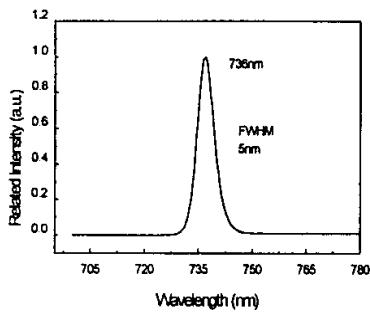


图 6.2.3 10K 下 InGaAsP 材料的光荧光谱

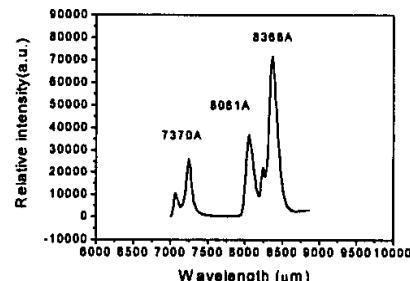


图 6.2.5 两种组分 InGaAsP 材料 10K 下的光荧光谱

§ 6.3 无铝 980 nm 应变量子阱激光器的研制

§ 6.3.1 低阈值电流密度 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器的研制

日本人 Ijichi 第一次报道了利用 MOCVD 生长的 InGaAs/GaAs/InGaP SCH-SQW 激光器 [23], Chen 等利用两步 GSMBE 生长研制出自对准 InGaAs/GaAs/InGaP 量子阱激光器 [24]。利用 InGaP 代替 AlGaAs 作为限制层 (cladding layer) 具有许多优点, 这在第六章一开始介绍了, 这里不再重复。下面介绍利用 MOCVD 方法生长的低阈值电流密度 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器。

一. 材料生长结构

生长的激光器结构如下: 所用衬底为 (100) 面偏向 $<111>A$ 6° 的掺 Si GaAs 衬底, 腐蚀坑密度 (etched pit density) 小于 500cm^{-2} 。 $0.3\text{ }\mu\text{m}$ 厚的 n^+ -GaAs 缓冲层, $1.0\mu\text{m}$ 厚的 n -InGaP 下限制层, $0.1\mu\text{m}$ 厚的 GaAs 波导层, 非掺的 7nm 厚的 $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ 单量子阱有源层, $0.1\mu\text{m}$ 厚的 GaAs 波导层, $1.0\mu\text{m}$ 厚的 p -InGaP 上限制层, $0.1\mu\text{m}$ 厚的 p^+ -GaAs 盖层, 30nm 厚的重掺杂 p^{++} -GaAs 欧姆接触层, 掺杂浓度大于 $1\times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。源材料为 TMGa、TMIn、AsH₃、PH₃; DMZn、SiH₄ 作为掺杂剂, 材料生长温度采用优化值。

为了保证界面的平整性, 厚层 InGaP 必须保持和 GaAs 材料的晶格匹配。我们生长的 InGaP 通过 x 光双晶衍射测量的晶格失配度小于 2×10^{-3} , 从而保证了 GaAs/InGaP 界面的高平整度和 InGaAs/GaAs 量子阱的光学质量。

二. 器件特性

$100\mu\text{m}$ 宽接触激光器按常规工艺制备而成, 器件制备完成以后, 被解理成不同腔长的激光器。

图 6.3.1 代表阈值电流密度随腔长的变化关系, 在腔长 $800\mu\text{m}$ 时, 阈值电流密度为 150A/cm^2 , 当腔长达到 $1500\mu\text{m}$ 时, 阈值电流密度下降到 110A/cm^2 。

图 6.3.2 表示微分量子效率的倒数与腔长的关系, 从这一关系中可以外推出激光器的内量子效率和内损耗, 其值分别为 78% 和 3cm^{-1} 。低的内量子效率是由于使用了 GaAs 作为波导带来的低的载流子注入效率所致。使用高带隙的 InGaAsP 代替 GaAs 可实现对载流子的限制和注入效率的大大改善。

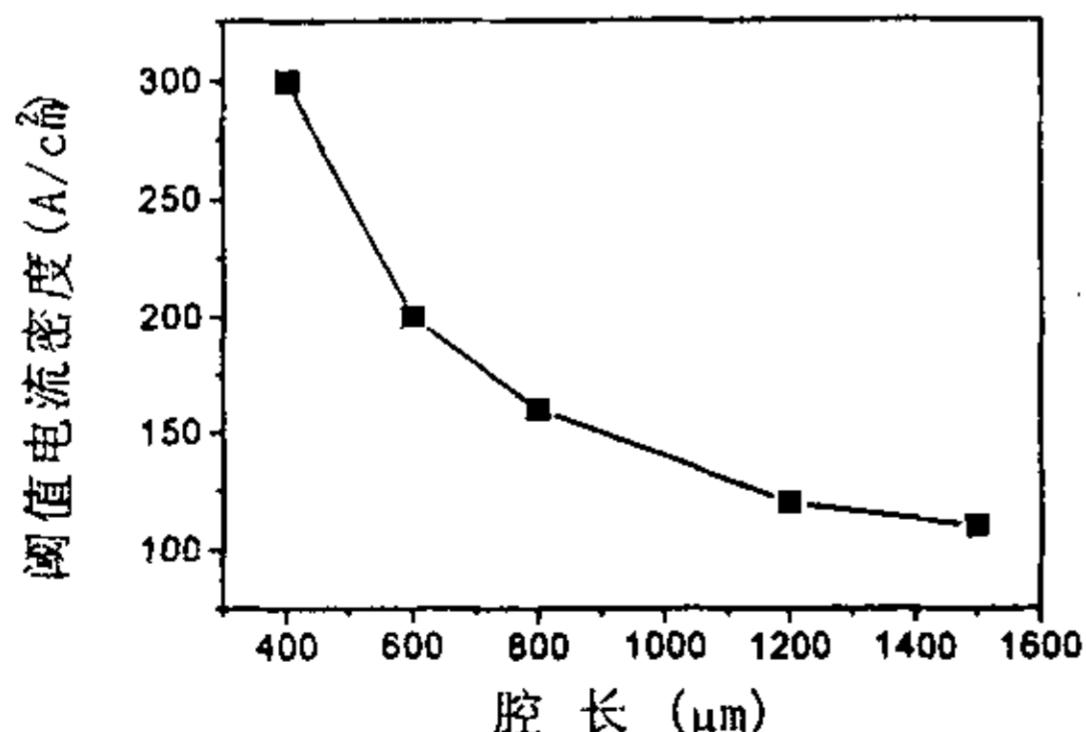


图 6.3.1 阈值电流密度与腔长的关系

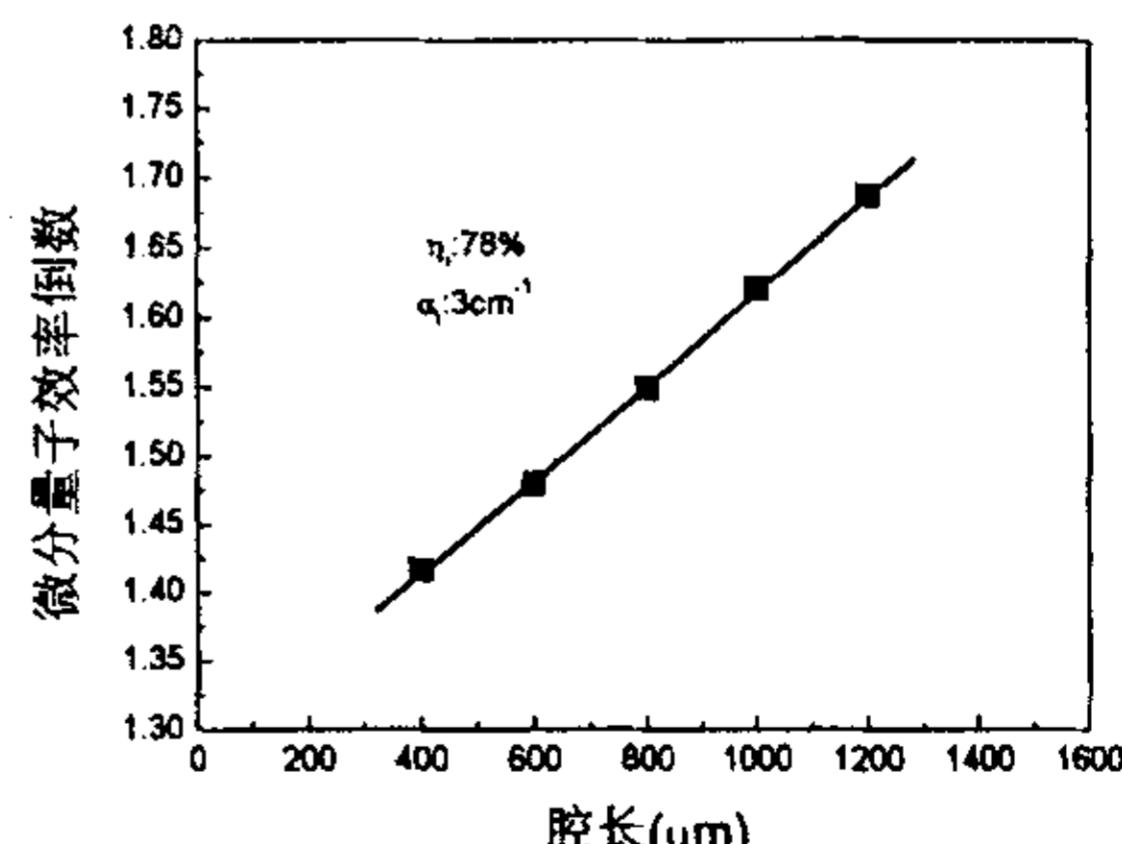


图 6.3.2 微分量子效率的倒数与腔长的关系

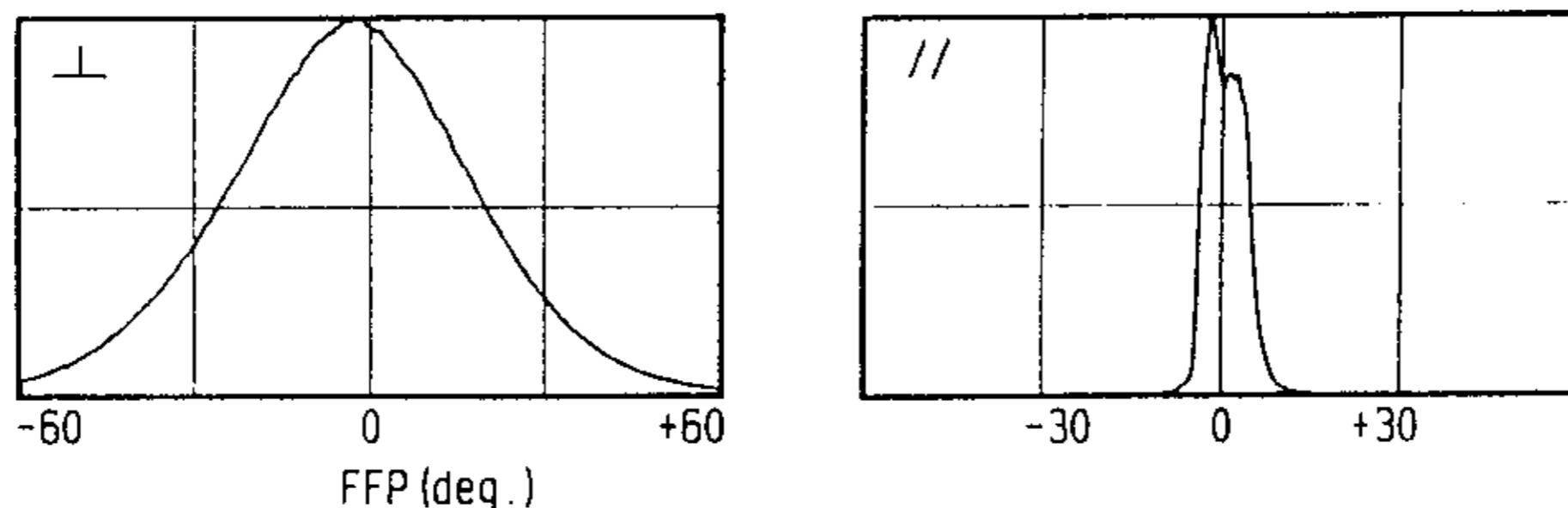


图 6.3.3 InGaAs/GaAs/InGaP 量子阱激光器远场特性

图 6.3.3 为激光器远场特性, 可以看出垂直和平行方向远场发散角分别为 48° 和 6° 。大的垂直方向远场发散角归结于在激光器结构中对光的强烈限制。为了减小垂直方向远场发散角, 需要用折射率小的材料代替 InGaP 材料作为限制层或使用折射率大的材料代替 GaAs 材料作为波导层, 因此在下面章节中我们研制了 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 激光器和 InGaAs/InGaAsP/InGaP 激光器。

图 6.3.4 给出了激光器在 500mW 输出功率下的激射光谱, 中心波长为 980.5nm, 光谱半宽为 2nm。

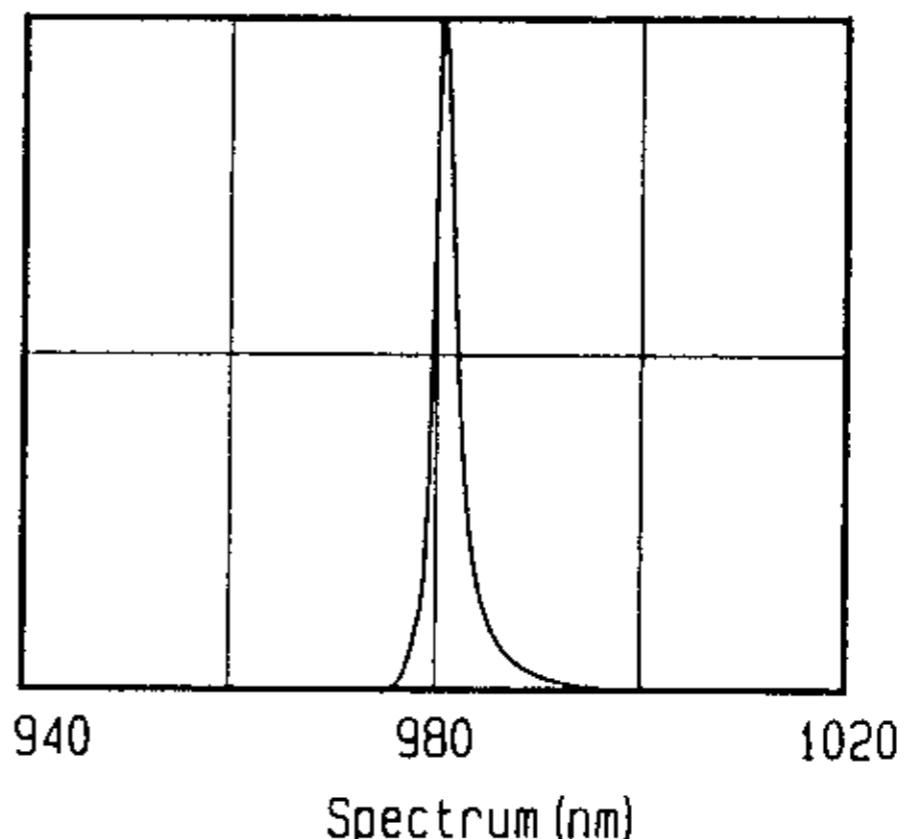


图 6.3.4 500mW 输出功率下的激射光谱

表 6.3.1(100)衬底和(100)偏 $<111>A$ 6° 的掺硅 GaAs 衬底上生长的激光器特性比较

	阈值电流密度 (A/cm ²)	微分量子效率 (W/A)	10K PL 谱半宽 (Å)
(100) 衬底	500	0.2	120
(100) 偏 $<111>A$ 6° 衬底	150	0.35	50

三. 衬底偏向对生长 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器的影响

为了证明哪一种衬底可以获得更低的阈值电流密度和高质量的 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器, 我们使用了(100)和(100)偏 $<111>A$ 6° 的掺硅 GaAs 衬底。生长结构和上面的相同, $800 \times 100 \mu\text{m}^2$ 器件的测量结果如表 6.3.1 所示。

使用(100)衬底生长的激光器具有更高的阈值电流密度和更低的微分量子效率, 即激光器特性变差, 原因是在相同生长条件下(100)衬底上生长的 InGaP 材料由于 step-bunching 效应导致表面不平整, 或者说在(100)衬底上生长表面平整的 InGaP 材料比较困难, 从而使得在此基础上生长的 InGaAs/GaAs 应变量子阱的界面不平整, 从而导致量子阱的光学质量变差, 激光器特性变差。表 6.3.1 中还给出了两种衬底上生长的激光器结构中 InGaAs/GaAs 量子阱的 PL 谱半宽, 可看到(100) GaAs 衬底上生长的量子阱材料由于界面不平整导致的光荧光谱的加宽。

§ 6.3.2 大光腔 InGaAs/InGaAsP/InGaP 无铝 980nm 应变量子阱激光器的研制

一. 大光腔 InGaAs/InGaAsP/InGaP 无铝 980nm 应变量子阱激光器生长结构和材料检测

大光腔 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器结构如图 6.3.5 所示, 生长层如下: 在 (100) n^+ -GaAs 村底上依次生长 0.3 μm 厚的 n^+ -GaAs 缓冲层, 1.0 μm 厚的 n -InGaP 下限制层 (掺杂 $8 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$), 0.4 μm 厚的 i -InGaAsP 波导层, 非掺的 10nm InGaAsP—8nm $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ —20nm InGaAsP—8nm $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ —10nm InGaAsP 双量子阱有源层, 0.4 μm 厚的 i -InGaAsP 波导层, 1.0 μm 厚的 n -InGaP 上限制层 (掺杂 $1-2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$), 0.1 μm 厚的 p^+ -GaAs 盖层, 30nm 厚的重掺杂 p^+ -GaAs 欧姆接触层, 掺杂浓度大于 $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 。源材料为: TMGa、TMIn、AsH₃、PH₃、DMZn 和 SiH₄作为掺杂剂, 生长温度采用优化值。

材料生长完之后, 我们对其表面形貌、晶格匹配度、光学质量和掺杂特性进行了分析。

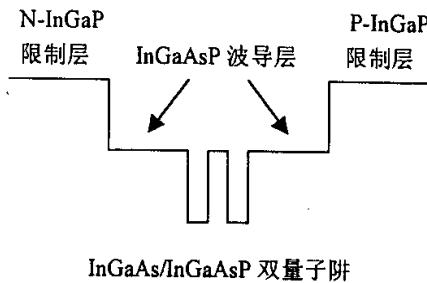


图 6.3.5 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器结构

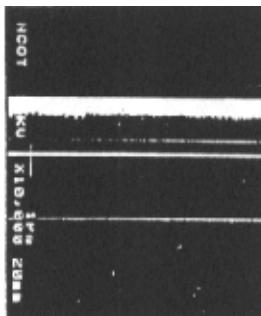


图 6.3.6 InGaAs/InGaAsP/InGaP 量子阱结构的生长截面

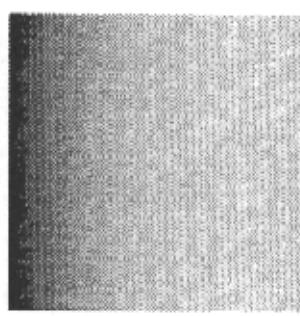


图 6.3.7 激光器结构中 InGaP 和 InGaAsP 表面 AFM 照片

1. 表面形貌的观察: 量子阱激光器结构中, 所生长材料的每一层表面要求平整光亮, 这样才能保证界面平整。首先, 我们利用 SEM 观察了 InGaAs/InGaAsP/InGaP 量子阱结构的生长截面, 如图 6.3.6 所示, 可以看出其界面平整, 厚度符合设计要求。利用选择性腐蚀方法可以获得 InGaAs/InGaAsP/InGaP 的每一层表面, 并利用 AFM 进行观察, 结果如图 6.3.7 所示, 可以看出每一表面都是平整的。

2. InGaP 和 InGaAsP 材料的晶格失配分析

在 GaAs 村底上生长晶格匹配的 InGaP 和 InGaAsP 材料作为限制层和波导层是基本的要求, 为了保证激光器具有优良特性和长寿命, 要求 InGaP 和 InGaAsP 材料的晶格失配度小于等于 2×10^{-3} 。利用 X 光双晶衍射方法测量了激光器结构中 InGaP 和 InGaAsP 材料与 GaAs 的

晶格失配度, 如图 6.3.8 所示, 可以看出 InGaP 和 InGaAsP 的晶格失配度分别为 1.1×10^{-3} 和 8.06×10^{-4} 。

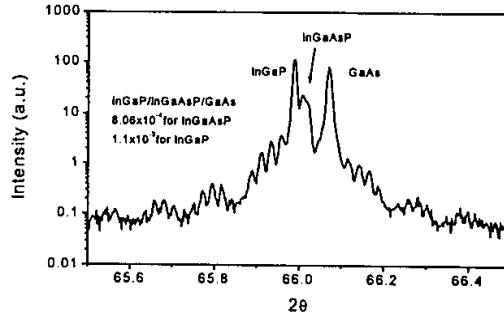


图 6.3.8 激光器结构 X 光双晶衍射曲线

3. 掺杂特性

掺杂特性是决定半导体激光器电学特性的主要因素, 在半导体异质结界面尤其是带隙不连续值相差较大的两种材料, 在不掺杂的情况下将会导致大的串联电阻, 并产生附加的势垒, 从而影响激光器的电学特性, 因此激光器的掺杂特性也是至关重要的。图 6.3.9 是利用电化学 C-V 方法测量的 InGaAs/InGaAsP/InGaP 量子阱激光器的掺杂特性。可以看出 n 型和 p 型 InGaP 材料中的掺杂特性是非常均匀的, p 型 InGaP 的掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, n 型 InGaP 的掺杂浓度为 $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 有源区为非故意掺杂, 一般为弱 p 型, 由生长系统的本底浓度所决定。表面 p 型 GaAs 欧姆接触层的掺杂浓度大于 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。

激光器的伏安特性测试结果表明, 正常掺杂激光器的转折电压为 1.28V, 串联电阻为 0.18Ω , 当掺杂不适当的时候会使伏安特性转折电压提高。

三. 宽接触 InGaAs/InGaAsP/InGaP 无铝 980nm 应变量子阱激光器的特性

1. 宽接触 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器阈值电流密度及其重复性

宽接触激光器的阈值电流密度是反映激光器结构设计是否合理和材料生长质量的重要参数。表 6.3.2 中是不同次生长的相同结构激光器的阈值电流密度 (J_{th}) 一览表, 其中激光器条宽为 $100\mu\text{m}$, 腔长为 $800\mu\text{m}$ 。可以看出最低阈值电流密度为 180mA/cm^2 , 典型值为 200A/cm^2 。

表 6.3.2 宽接触 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器阈值电流密度

样品	LD25	LD29	LD31	LD39
J_{th} (A/cm^2)	220	230	180	200

2. 激光器内损耗 α_i 和内量子效率 η_i

激光器内损耗 α_i 和内量子效率 η_i 是反映材料生长质量和生长结构的又一重要参数。我们理解和测量了不同腔长的阈值电流密度 J_{th} 和微分量子效率 η_d , 由 $\eta_d^{-1} - L$ 直线的斜率和纵轴截距可以外推出激光器的内损耗 α_i 和内量子效率 η_i , 其典型结果为 $\eta_i = 90\text{--}96\%$, $\alpha_i = 1.5\text{--}3 \text{ cm}^{-1}$ 。高的内量子效率和低的内损耗归结于下列原因:

- 双量子阱的使用和高带隙的 InGaAsP 垒层及波导层提供了好的载流子限制, 减小了载流子在波导层的占有比例;
- InGaP/InGaAsP 异质结具有较大的带隙不连续值;
- 宽波导的使用使得光场几乎全部集中在非掺杂的光波导内;

D. 高质量的生长材料界面和低的 InGaP/InGaAsP 界面复合速率。

3. 宽接触 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器的发光特性

图 6.3.10 表示光功率电流(CW)特性, 从图中可以看出其阈值电流为 200mA, 斜率效率在 1W 时为 1.04W/A, 在 2W 时为 0.95W/A, 最大输出功率为 3.7W, 这时的工作电流为 4.8A。光功率转换效率在 1W 时达 50%。在 1W 下典型激射光谱的峰值位置在 980 ± 5 nm 范围内, 半高宽为 1.6-2nm。

4. 电学特性

器件的正向导通电压为 1.27V, 反向击穿电压大于 10V, 微分串联电阻为 0.18Ω ($100 \times 800 \mu\text{m}^2$)。

5. 激光器远场特性

半导体激光器的远场特性对实际应用来说是非常重要的参数, 一般情况下垂直方向的远场发散角比较大, 平行方向的远场发散角比较小。典型的平行和垂直方向的远场发散角分别为 7.2° 和 40° 。较大的垂直方向远场发散角是由于 InGaP 和 InGaAsP(1.61eV)之间较大的折射率差所造成的, 但和 InGaAs/GaAs/InGaP 激光器相比还是小一些。

6. 温度特性: InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器的光功率电流特性随温度的变化如图 6.3.11 所示, 温度变化范围为 25 — 65°C , 间隔为 10°C , 从阈值电流和温度的关系, 推出特征温度 T_0 为 210K 。

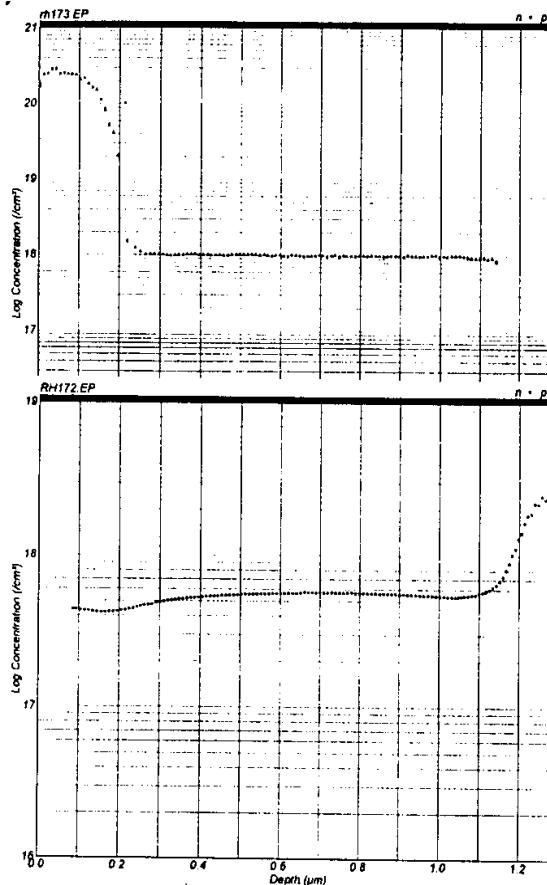


图 6.3.9 InGaAs/InGaAsP/InGaP 量子阱激光器的掺杂特性

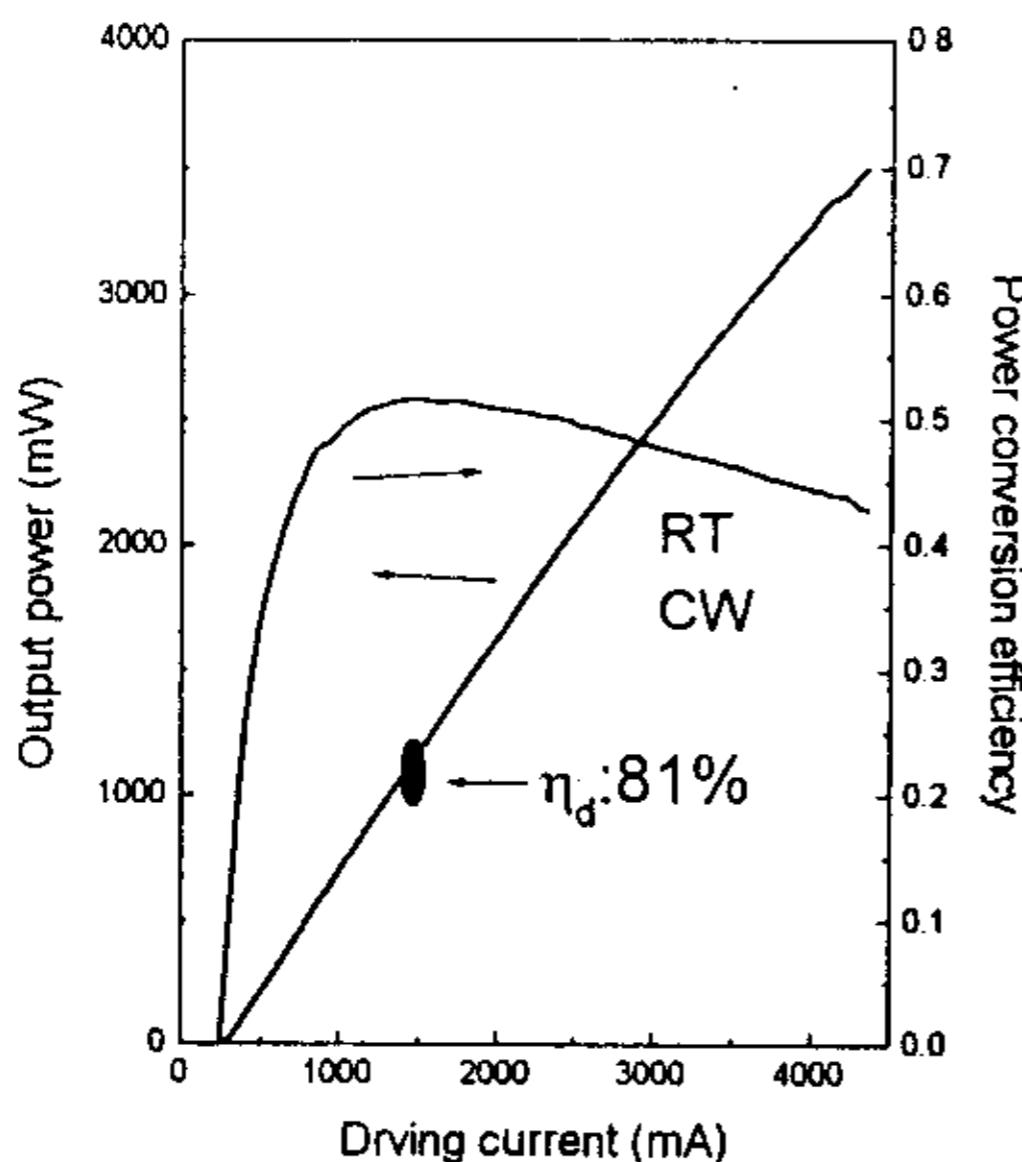


图 6.3.10 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器特性

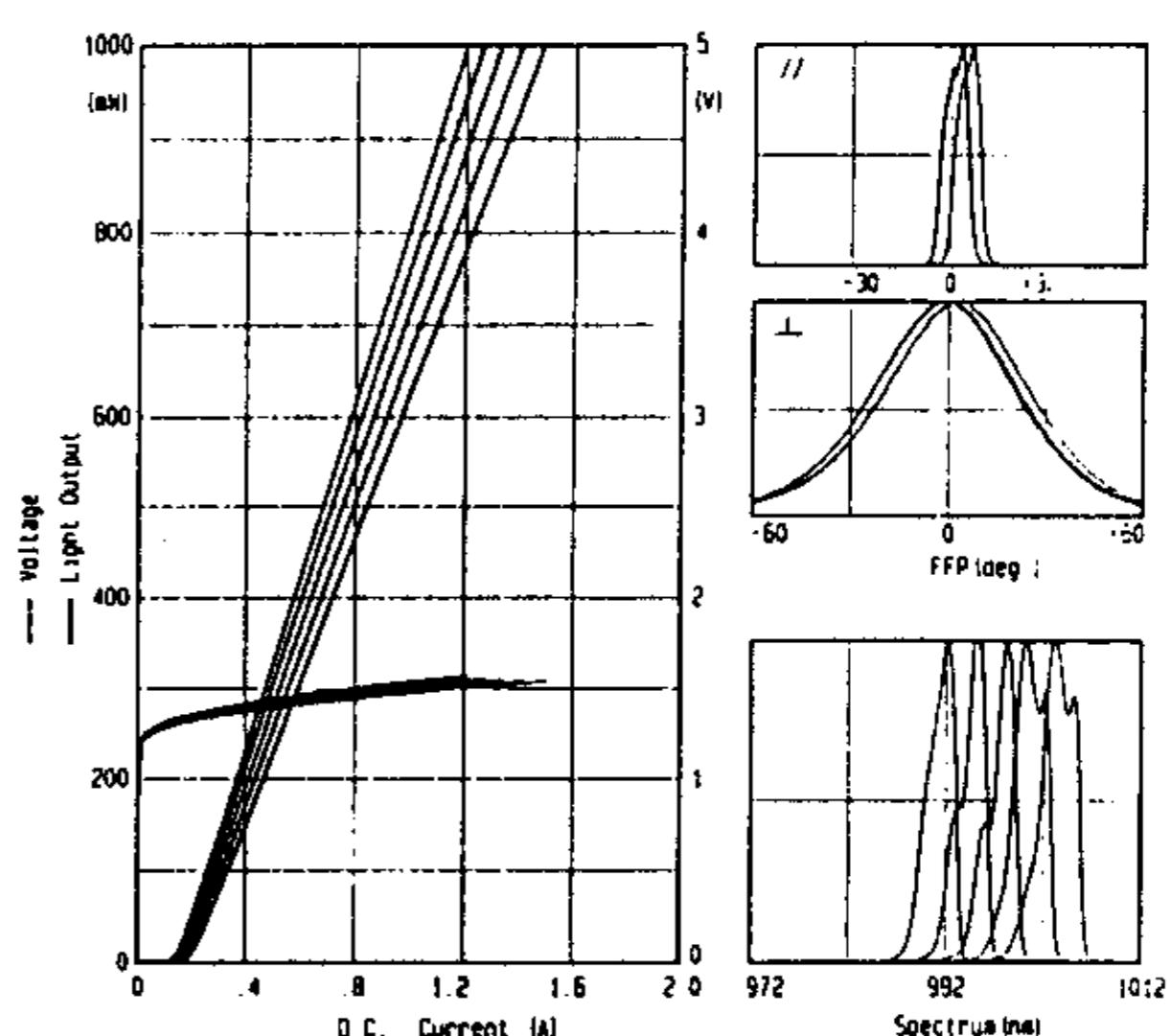


图 6.3.11 InGaAs/InGaAsP/InGaP 激光器在不同温度下的光功率电流特性

§ 6.3.3 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 无铝有源区和有铝限制层 新型材料系 980nm 应变量子阱激光器的研制

一. InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系 980nm 应变量子阱激光器结构

1. 大光腔 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器结构

大光腔 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器结构与图 6.3.5 相似，生长层如下：在 (100) n⁺-GaAs 衬底上依次生长 0.3 μm 厚的 n⁺-GaAs 缓冲层，1.0 μm 厚的 n-Al_{0.42}Ga_{0.58}As 下限制层（掺杂 8×10¹⁷cm⁻³），0.4 μm 厚的 i-InGaAsP 波导层，非掺的 10nmInGaAsP—8nmIn_{0.19}Ga_{0.81}As—20nm InGaAsP—8nmIn_{0.19}Ga_{0.81}As—10nmInGaAsP 双量子阱有源层，0.4 μm 厚的 i-InGaAsP 波导层，1.0 μm 厚的 p-Al_{0.42}Ga_{0.58}As 上限制层（掺杂 1-2×10¹⁸cm⁻³），0.1 μm 厚的 p⁺-GaAs 盖层，30nm 厚的重掺杂 p⁺⁺-GaAs 欧姆接触层，掺杂浓度大于 1×10²⁰cm⁻³。生长条件采用优化值。

采用大光腔的优点在上一节已经介绍了，这里不在累述。

2. 具有窄发散角的 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器结构

按照第二章的理论计算方法，我们优化了具有窄发散角的 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器结构，图 6.3.12 为计算的在 InGaAsP 波导厚度为 300nm 时垂直方向远场发散角随限制层铝组分的变化关系，可以看出当限制层铝组分下降时垂直方向远场发散角减小。当铝组分为 0.35 时，其垂直方向远场发散角为 35° 左右。由于 AlGaAs/InGaAsP 材料的导带和价带不连续比较大，所以当限制层铝组分减小以后会导致载流子的泄露，从而提高了阈值电流密

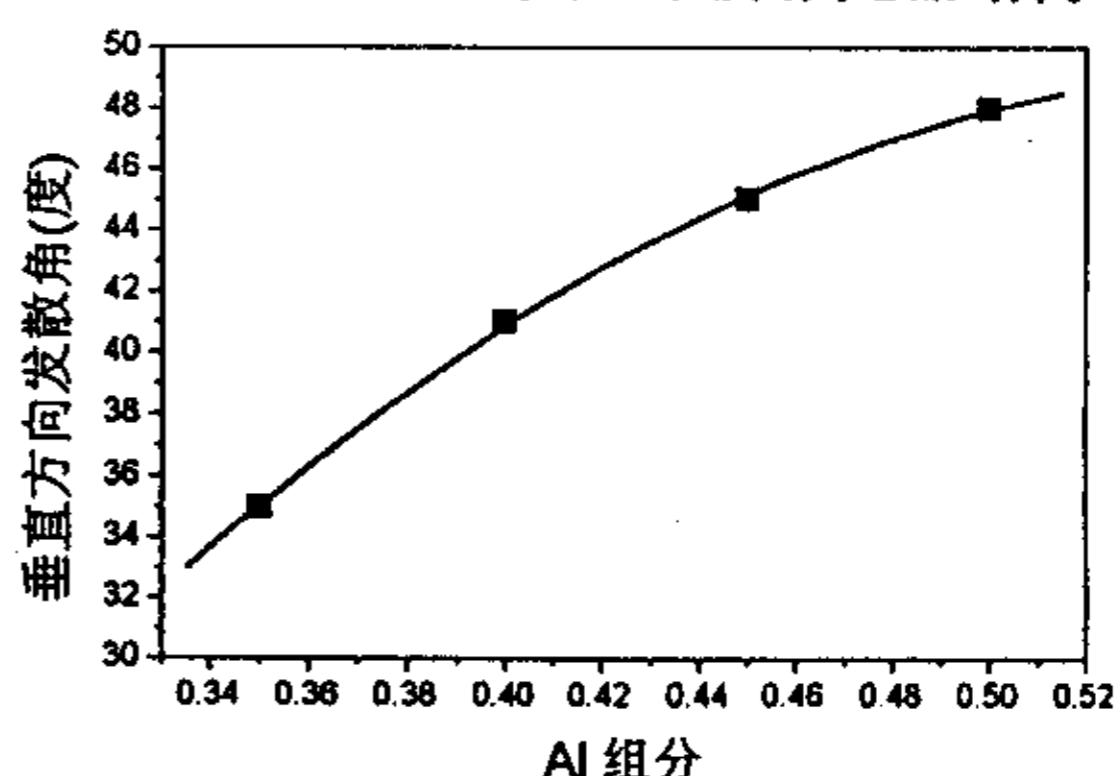


图 6.3.12 在 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 激光器中远场发散角随限制层铝组分的变化

度、减小了内量子效率。具体的生长结构如下：

在(100) n^+ -GaAs 衬底上依次生长 0.3 μm 厚的 n^+ -GaAs 缓冲层, 1.0 μm 厚的 $n\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 下限制层 (掺杂 $8 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$), 0.3 μm 厚的 $i\text{-InGaAsP}$ 波导层, 非掺杂的 10nmInGaAsP—8nm $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ —20nm InGaAsP—8nm $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ —10nmInGaAsP 双量子阱有源层, 0.3 μm 厚的 $i\text{-InGaAsP}$ 波导层, 1.0 μm 厚的 $p\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 上限制层 (掺杂 $1\text{-}2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$), 0.1 μm 厚的 p^+ -GaAs 盖层, 30nm 厚的重掺杂 p^{++} -GaAs 欧姆接触层, 掺杂浓度大于 $1 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 。

二. InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系 980nm 应变量子阱激光器特性

1. 大光腔 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器特性

按常规工艺制备了 100 μm 宽条量子阱激光器, 在腔长为 800 μm 时其阈值电流密度为 190A/cm², 当腔长为 1600 μm 时, 阈值电流密度减小到 140A/cm²。我们理解和测量了不同腔长 L 下激光器的外微分量子效率 η_d , 从 η_d^{-1} —L 的直线关系中外推出宽波导 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器的内量子效率 η_i 和内损耗 α_i , 其值分别为 93% 和 1.8cm⁻¹。反映出合理的结构设计和高质量的材料生长。

典型的 100 μm —800 μm 镀膜激光器的特性如下:

阈值电流: 190mA;

斜率效率: 1.02W/A, 微分量子效率为 81%;

微分串联电阻: 0.2 Ω ;

远场发散角: 42°×6°;

激射波长: 970—980nm;

光谱半宽: 2nm;

特征温度 T_0 : 250K

这些特性达到了国际先进水平, 图 6.3.13 为典型的激光器特性, 包括光功率电流、伏安特性、远场特性和发射光谱。左面为对应工作点 1W 下的典型参数。

为了减小串联电阻和增加散热面积, 我们采用了长腔制备技术解决了激光器发热问题, 提高了线性输出功率和最大输出功率。通过采用这一技术, 微分串联电阻由原来的 0.18 减小到 0.06—0.1 Ω , 热阻也有所降低。图 6.3.14 为 100 μm —1500 μm 激光器的光功率电流特性, 可以看出阈值电流为 280 mA, 线性输出功率约达到 3W。我们还发现当腔长由 800 μm 提高到 1500 μm 时, 远场发散角由 40°降低到 30°, 降低了 25%, 如图 6.3.15 所示。这可以从不同材料的折射率随温度的变化不同进行解释, 这种现象在一般激光器中没有观察到。

2. 具有窄发散角的 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器特性

典型的 100 μm —800 μm 窄发散角镀膜 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 激光器的特性如下:

阈值电流: 240mA;

斜率效率: 0.95W/A, 微分量子效率为 75%;

微分串联电阻: 0.2 Ω ;

远场发散角: 34°×6°;

激射波长: 970—980nm;

光谱半宽: 2nm;

特征温度 T_0 : 180K

3. 脊形波导 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器

按第四章方法制备了脊形波导 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 量子阱激光器, 结果如图 6.3.16 所示, 基横模输出功率大于 200mW, 最大输出功率大于 350mW, 最大输出功率受到热饱和限制, 没有发生 COD。

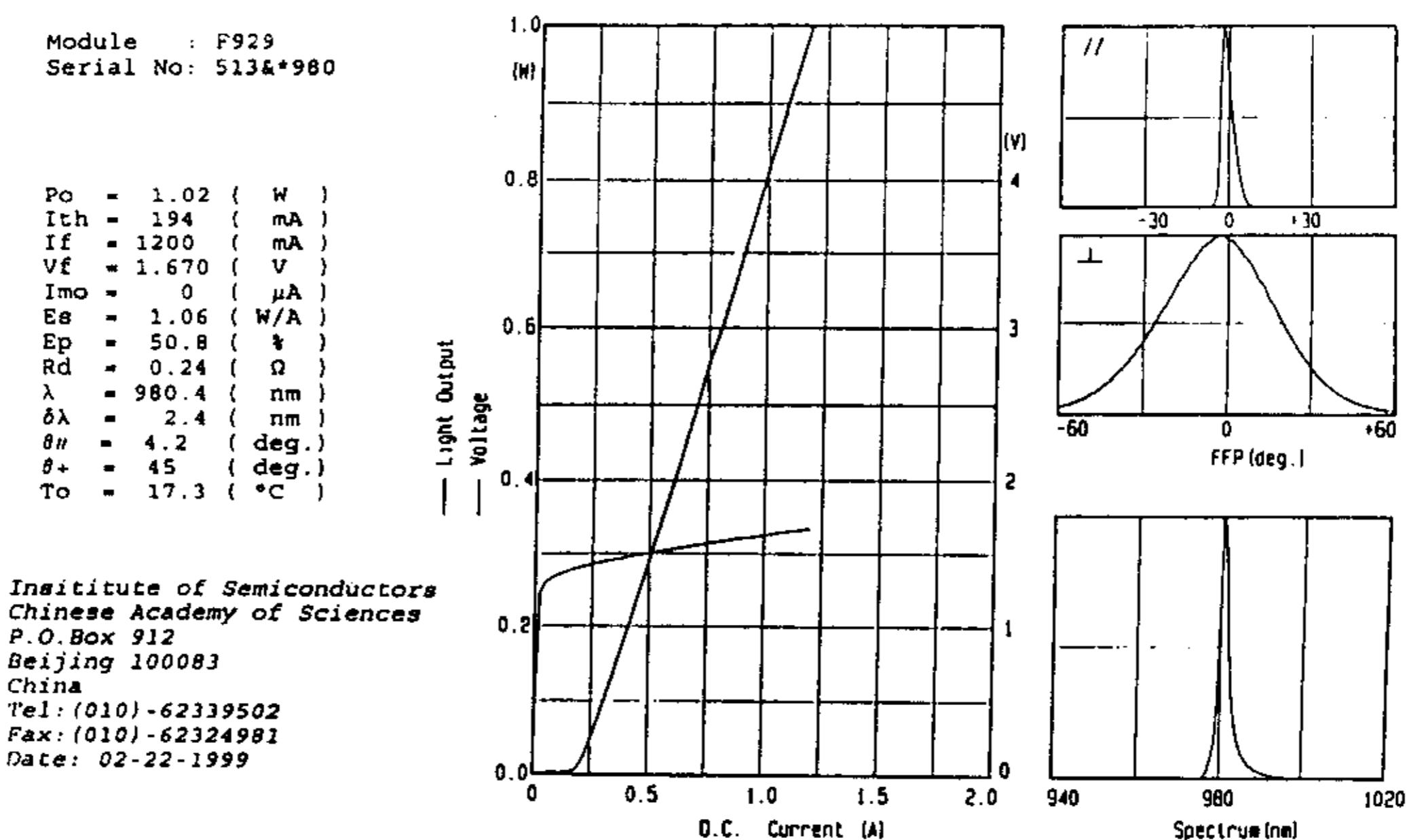


图 6.3.13 典型 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 量子阱激光器特性

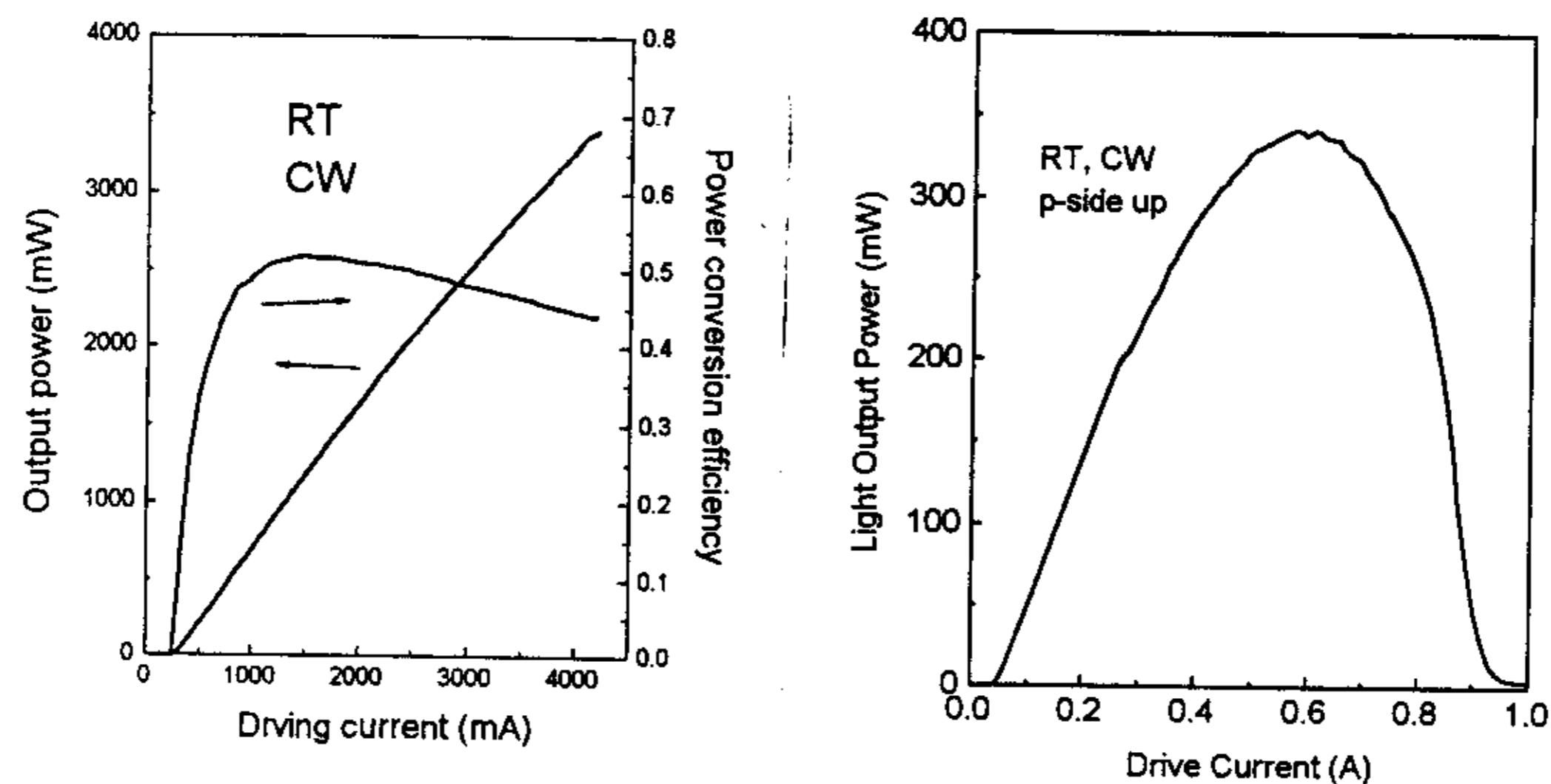


图 6.3.14 长腔激光器特性

图 6.3.16 脊形波导激光器特性

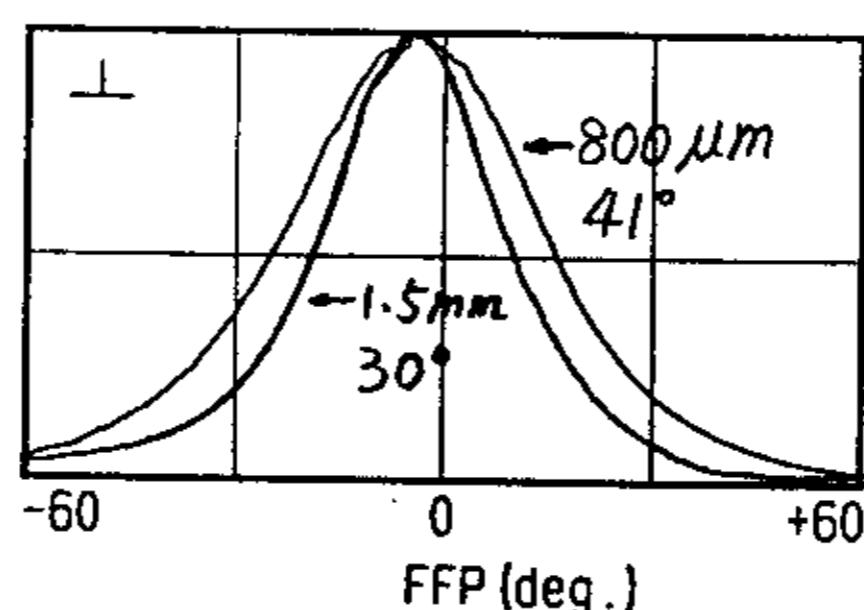


图 6.3.15 腔长为 $800\mu\text{m}$ 和 1.5mm 时 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 量子阱激光器垂直方向发散角的比较

小结:

本章对晶格匹配在 GaAs 衬底上的 InGaP 和 InGaAsP 无铝材料的外延生长进行了优化、研究了工艺参数对 InGaP、InGaAsP 表面形貌的影响以及工艺参数对 InGaP 材料带隙(即无序化)的影响, 获得了表面光亮的 InGaP 和 InGaAsP 材料, 其带隙值为 1.89eV, 为部分无序化材料。同时也获得了表面光亮的 InGaAsP 材料。经 X-ray 双晶衍射分析表明: InGaP 和 InGaAsP 的晶格失配度分别为 1.1×10^{-3} 和 9.0×10^{-4} 。

在此基础上获得低阈值电流密度达 $110\text{A}/\text{cm}^2$ 的 InGaAs/GaAs/InGaP 应变量子阱激光器。为了进一步提高效率和输出功率, 优化设计了大光腔 InGaAs/InGaAsP/InGaP 应变量子阱激光器, 内量子效率高达 95%, 内损耗只有 1.5cm^{-1} , 单面微分量子效率为 $0.52\text{W}/\text{A}$ 。由于 InGaP 材料折射率较小而且当生长层较厚时, 晶格匹配度难以控制, 因此研究了 AlGaAs 代替 InGaP 限制层的激光器结构, 并研制出大光腔 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系应变量子阱激光器, 其特性可以和全无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 相媲美, 镀膜激光器输出功率大于 3W。同时由于 AlGaAs 可以具有更高的带隙值, 从而具有更好的温度特性, 特征温度高达 250K, 用 AlGaAs 材料可改变限制层的折射率, 从而可进一步降低垂直方向远场发散角 θ_{\perp} , 实验结果表明在激光器特性保持不变时, θ_{\perp} 降低了 20% 左右。所研制的脊形波导 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 量子阱激光器的最大输出功率大于 350mW。

研制了长腔 1.5mm 大功率半导体激光器, 斜率效率为 $0.96\text{W}/\text{A}$, 阈值电流为 280mA, 在新型材料系激光器中当腔长由 $800\mu\text{m}$ 增加到 1.5mm 时垂直发散角由 40° 降低到 30° , 降低了 25%, 这是一种新的降低垂直方向发散角的方法。

参考文献:

- [1] Y.J.chan, D.Pavlidis,M.Razehi, and F.Omnes, IEEE Trans. Electron. Devices, 37, 2141(1990)
- [2] Y.K.Chen, M.C.Wu, J.M.Kuo,M.A.Chiu, and A.M.Sargent, Appl.Phys.Lett., Vol.59, 2929(1991)
- [3] D.Z.Garbuзов, N.Yu.Antonishkis, A.D.Bondarev, A.B.Gulakov, S.N.Zhigulin, N.I.Katsavets, A.V.Kochergin, and E.V.Ragfailov, IEEE J.Quantum Electron., QE-27,1531(1991)
- [4] Z.L.Liau, S.C.Palmateer, S.H.Groves, J.N.Walpole, and L.J.Missaggia, Appl.Phys.Lett., Vol.60,6(1992)
- [5] J.M.Olson, R.K.Ahrenkiel, D.J.Dunlavy, et al., Appl.Phys.Lett., Vol.55,1208(1990)
- [6] A.Gomyo, T.Suzuki, Kobayashi, et al., Appl.Phys.Lett., Vol.50(11),673(1987)
- [7] L.C.Su, I.H.Ho, N.Kobayashi, G.B.Stringfellow, J.Crystal Growth, 145, 140(1994)
- [8] L.C.Su, S.T.Pu, G.B.Stringfellow, Appl.Phys.Lett., 65,749(1994)
- [9] A.Krost, N.Esser, H.Selber, J.Christen, et al., J.Vacv. Sci. And Technol., B12,2558(1994)
- [10] Y.Leng, C.C.Williams, L.C.Su and G.B.Stringfellow, Appl.Phys.Lett., 66,1264(1995)
- [11] K.A.Bertness, S.R.Kurtz, D.J.Friedman, et al., Appl.Phys.Lett., 65,989(1994)
- [12] S.H.Wei and A.Zunger., Appl.Phys.Lett., 58, 2684(1991)
- [13] Barnand, J.E.,Femeira, L.G.Wei, S.H., and Zunger,A., Phys.Rev.B38, 6338(1988)
- [14] D.S.Cao, E.H.Reihlen, G.S.Chen, et al., J.Crystal growth, 109,279(1991)

- [15] L.C.Su, I.H.Ho and G.B.Stringfellow, *J.Appl.Phys.*, 75,51135(1994)
- [16] Y.Ohba, M.Ishikawa, H.Sugawara, et al., *J.Crysal Growth* , 77, 374(1986)
- [17] A.Gomyo, K.Kobayashi, S.KaWaTa, et al., *J.Crysal Growth*, 77, 367(1987)
- [18] C.C.Hsu, J.S.Yuan, R.M.Cohen, and G.B.Stringfellow, *J. Appl. Phys.*, 59(2), 395(1986)
- [19] H.W.Verlur, and A.S.Barker, Jr.,*Phys.Rev.* , 149, 715(1966)
- [20] M.J.Cherng, R.M.Cohen and G.B.Stringfellow, *J.Electron.Mater.*, 13, 799(1994)
- [21] A.Bhattacharya and L.J.Mawst, *Appl.Phys.Lett.*, 68(160, 2240(1996)
- [22] P.Gavrilovic, F.P.Dabkowsiki, K.Meehan, et al., *J.Crysal Growth*, 93,426(1988)
- [23] T.Ijichi, M.Okhubo, N.Masumoto, et al., Presented at 12th IEEE Int. Semiconductor laser conf., Davos, Switzerland, D-2, 9(1990)
- [24] Y.K.Chen,M.C.Wu, J.M.Kuo, M.A.Chin, and A.M.Sargent, 59, 2929(1991)

攻读学位期间主要研究成果和发表论文

(1995, 7—1999, 3)

作为主要参加者所承担的“大功率半导体量子阱激光器”重大项目被评为中国科学院一九九七年度科技进步一等奖和一九九八年度国家科技进步三等奖。

完成八六三项目一项：

“掺铒光纤放大器用 980nm 半导体激光器泵浦源”，于 1998 年 10 月 13 日通过验收，并被评为‘A’。

发表论文：

- [1] “AlInGaAs/AlGaAs strained materials and strained quantum well lasers grown by MBE”
Xu Zuntu Yang Guowen Xu Junying Zhang Jingming Chen Changhua and Shen Guangdi, SPIE, Proceedings of Semiconductor Lasers II, Vol.2886, P292, 1996
- [2] 980nmInGaAs 应变量子阱激光器和掺铒光纤放大器用泵浦源
北京工业大学学报, Vol.22(4), 48, 1996
- [3] “低阈值电流密度 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器”
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 陈昌华, 何晓曦, 陈良惠, 沈光地, 半导体学报, Vol.18(5), 321, 1997
- [4] 980nm InGaAs 应变量子阱激光器及组合件
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 肖建伟, 陈良惠, 沈光地, 中国激光, Vol.A24(10), 873, 1997
- [5] MBE 生长大功率高效率 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 陈昌华, 陈良惠, 沈光地
第四界分子束外延学术会议, 江苏 无锡, 1997
- [6] 快速热退火引起 GaAs/AlGaAs 双量子阱中铝原子的扩散研究
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 殷涛, 赵红东, 廉鹏, 陈良惠, 沈光地, 物理学报, Vol.47(6), 945, 1998
- [7] 高功率转换效率 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 高国, 廉鹏, 陈良惠, 沈光地, 半导体学报, Vol.20(3), 194, 1999
- [8] 高质量光束高功率基横模 InGaAs/GaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 陈良惠, 沈光地, 中国激光, 接收待发表。
- [9] 基于量子阱无序的窗口结构量子阱激光器
徐遵图, 徐俊英, 杨国文, 张敬明, 李秉辰, 陈良惠, 沈光地, 中国激光, Vol.25(12), 1078(1998)
- [10] High power 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs window structure lasers fabricated by impurity-free vacancy diffusion
Xu Zuntu, Yang Guowen, Yin Tao, Lian Peng, Li Bingchen, Gao Guo, Zhang Jingming, Xu Junying, Chen Lianghui, Shen Guangdi
- [11] High performance InGaAs/InGaAsP/AlGaAs strained quantum well lasers grown

by MOCVD

Xu Zuntu , Yang Guowen , Ma Xiaoyu , Lian Peng , Yin Tao , Zhang Jingming ,
Xu Junying , Chen Lianghui , Shen Guangdi , 1998 5th International conference on
Solid-State and Integrated Circuit Technology , Beijing , 1998

[12]窄发散角量子阱激光器的结构设计与分析

杨国文, 徐俊英, 张敬明, 徐遵图, 陈良惠, 王启明, 半导体学报, 17 (7)
500, 1996,

[13]Design and fabrication of 980 nm InGaAs/AlGaAs quantum well lasers with low
beam divergence

G.W.Yang , J.Y.Xu , Z.T.Xu , L.H.Chen , Q.M.Wang
Proceddings of Semiconductor Lasers II , SPIE, Vol.2886, 258, 1996

[14]掺铒光纤放大器用 980nmInGaAs 量子阱激光器

杨国文, 徐俊英, 徐遵图, 张敬明, 肖建伟, 何晓曦, 陈良惠
半导体学报, 17 (2), 940, 1996

[15]用于掺铒光纤放大器泵浦源的高性能 980nmInGaAs 应变量子阱激光器

杨国文, 徐俊英, 徐遵图, 张敬明, 陈良惠
高技术通讯, 7 (3), 44, 1997

[16]Theoretical Investigation on Quantum Well Lasers withxtremely Low Vertical
Beam Divergence and Low Threshold Current

G.W.Yang, J.Y.Xu, Z.T.Xu, J.M.Zhang, L.H.Chen
J.Appl. Phys., Vol.83(1),8(1998)

[17]MBE 生长高质量 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器

杨国文, 徐遵图, 徐俊英, 张敬明, 陈良惠, 王启明
第四界全国分子束外延会议, 1997, 9

[18]980nm InGaAs/InGaAsP quantum well lasers with AlGaAs cladding grown by
metal organic chemical vapour deposition

G.W.Yang, Z.T.Xu, X.Y.Ma, J.Y.Xu, J.M.Zhang, and L.H.Chen
Electron. Lett., Vol.34(13), 1312,1998

结 束 语

本论文围绕和针对国家八六三重大关键技术项目“掺铒光纤放大器用 980nm 半导体激光器泵浦源”开展了一系列的研究工作，通过对 InGaAs/GaAs/AlGaAs、InGaAs/InGaAsP/InGaP 和新型材料系 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器的深入研究，在材料生长、器件和工艺的优化以及器件制备方面均取得了重要进展，除了圆满完成 863 计划下达的“九五”前期任务并被评为‘A’，进而下达“九五”二期任务外，还获得了如下研究成果。

1. 分析了应变对 InGaAs/GaAs 量子阱激光器特性的影响，系统的分析了量子阱激光器结构参数如波导的形状和厚度、限制层的组分和厚度等参数对激光器特性的影响，对设计量子阱激光器具有指导意义。分析了工艺参数如腔面反射率、激光器腔长、热阻和串联电阻等对半导体激光器特性的影响。提出了获得高功率转换效率的有效途径。
2. 利用 MBE 或 MOCVD 方法对 GaAs、AlGaAs 和 InGaAs/GaAs 量子阱以及 InGaP、InGaAsP 和 InGaAs/InGaAsP 量子阱材料的生长条件进行了优化，获得了高质量的外延材料。其 InGaAs/GaAs 应变量子阱和 InGaAs/InGaAsP 应变量子阱在 10K 下 PL 谱半宽分别为 25Å 和 45Å，是目前最好水平。
3. 优化设计了实现高功率基横模量子阱激光器的结构参数，发展了一种新型腔面无电极条形自对准工艺技术。成功地研制出基横模输出功率大于 200mW 的量子阱激光器，其水平和垂直方向远场发散角分别为 6° 和 30°，微分量子效率高达 0.95W/A。成功地研制出低阈值 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器，最低阈值为 5mA，是国际同类器件最好水平。
4. 首次利用无杂质的空位扩散诱导量子阱混杂技术研制成功窗口结构量子阱激光器，使输出功率由 250mW 提高到 360 mW，其最大输出功率提高了 44%，并抑制了 COD 的产生，证明该方法是制备窗口结构量子阱激光器的有效方法。
5. 在国内首次成功地研制出无铝 InGaAs/InGaAsP/InGaP 980nm 应变量子阱激光器，部分指标达国际先进水平。其中阈值电流密度和微分量子效率分别为 180A/cm² 和 1.04W/A，最高输出功率达 3.7W，光功率转换效率在 1W 时达 50%。
6. 首次研制出由 InGaAs/InGaAsP 无铝材料有源区和 AlGaAs 有铝材料限制层构成的新型材料系 980nm 应变量子阱激光器，其阈值电流密度达 190A/cm²，微分量子效率高达 1.10W/A，串联电阻为 0.16Ω (100μm×800μm)。
7. 首次在 InGaAs/InGaAsP/AlGaAs 新型材料系长腔 (1.5mm) 大功率量子阱激光器中发现垂直发散角随腔长增加而降低，当腔长由 800μm 增加到 1.5μm 时，垂直发散角由 40° 降低到 30°，降低了 25%，这是一种新的降低垂直方向发散角的方法。