

930654

长春理工大学

硕士学位论文

CHANGCHUN UNIVERSITY
OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

ABSTRACT

In this paper, a method on semiconductor laser beam collimation using the microlens is given. Meanwhile, the manufacturing technique of microlens and the design of collimation system are expatiated and the relevant parameters of the design are offered.

The beam characteristics of semiconductor laser are studied in the second chapter and a foundation for the beam collimation system is set up. In the third chapter, the study of fabrication technique of microlens is given to show the fabrication method and precision of the collimation system. In the fourth chapter, the design of collimation system is carried out by using Zemax software through the content combination of second chapter and third chapter. At last, a comprehensive summery and the prospect on further study are given. The method on the semiconductor laser beam collimation put forward in this paper is totally new, and proved to be creative and effective.

key words: semiconductor laser microlens collimation optical design

长春理工大学硕士学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的硕士学位论文《半导体激光器光束准直微透镜的研究》是本人在指导教师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：陈建清 2006年3月19日

长春理工大学学位论文授权使用授权书

本学位论文作者及指导教师完全了解“长春理工大学硕士、博士学位论文授权使用规定”，同意长春理工大学保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权长春理工大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，也可采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编学位论文。

作者签名：陈建清 2006年3月19日

指导教师签名：张宝顺 2006年3月19日

第一章 绪 论

§ 1.1 引 言

信息技术将由电子时代迈向光子时代。二十一世纪是高技术世纪，是信息时代。这个新世纪是以信息科学、生命科学等的飞速进步为标志，以信息工程、材料工程、基因工程为基础，以信息化、自动化、智能化为目标，构成一个全新的高科技的新时代。信息时代的特征是：信息量大爆炸，信息传递非常快捷，信息处理十分迅速。其量化的标志为三“T”^[1]：

光通信速率>1T 比特/秒 (bit/s)

计算机速度>1T 比特/秒 (bit/s)

光盘存储密度>1T 比特/英寸² (bit/in²)

所谓“T”，是英文“Tera”的缩写，即 10^{12} ，为万亿，一个巨大的天文数字。随着高科技的发展，一根光纤可以在1秒的时间内传输10T比特的信息，这已在实验室中实现了，用于实际的光路中的高速传输也将为期不远。半导体激光器是一类电流运作的理想的光子源器件，自1962年问世，历经了三十多年的发展，就器件类型、结构和增益介质而言，也由早期的同质结经历了单异质结、双异质结、量子阱、应变量子阱、法布里-珀罗腔结构、分布反馈式结构、水平腔结构、垂直腔结构，直到目前的自组装量子点和量子级联的单极性结构。量子点激光器和量子线激光器也均已问世。由于材料和器件制备工艺的完善，半导体激光器的各项性能已达到了商品化的水平，并且在农、工、商、信息、军事和娱乐等领域中得到了广泛应用，从而导致半导体激光器的全球销量逐年快速增长。在理论上，对半导体激光的产生、激光束质量的控制和光电转化效率的提高等都有所突破，量子理论在半导体激光器上的应用，更是一个里程碑式的进展。微腔和单级半导体激光器的出现，将成为理论工作的新热点。总之，不论从应用技术还是从理论研究上看，半导体激光器已成为目前最活跃、最具影响力的领域。但是由于常用的边发射半导体激光器自身结构上的特点使得其出射像散椭圆光束、光束发散角在两个方向上不一致，光强分布也不对称，影响了其在一些方面的应用。所以必须对半导体激光器输出光束进行准直和整形。

§ 1.2 半导体激光器的发展及其应用

§ 1.2.1 半导体激光器的发展

半导体激光器是以直接带隙半导体材料构成的 PN 结或 PIN 结为工作物质的一种小型化激光器。

半导体激光器的激励方式主要有三种，即电注入式、光泵式和高能电子束激励式。

绝大多数半导体激光器的激励方式是电注入式，即给 PN 结加正向电压，使其在结平面区域产生受激发射，也就是说是个正向偏置的二极管，因此半导体激光器又称为半导体激光二极管。世界上第一只半导体激光器是 1962 年问世的，经过几十年来的研究，半导体激光器得到了惊人的发展，它的波长从红外、红光到蓝绿光，覆盖范围逐渐扩大，各项性能参数也有了很大的提高，其制作技术经历了由扩散法到液相外延法 (LPE)、气相外延法 (VPE)、分子束外延法 (MBE)、MOCVD 方法 (金属有机化合物气相淀积)、化学束外延 (CBE) 以及它们的各种结合型等多种工艺。其激射阈值电流由几百 mA 降到几十 mA，直到亚 mA，其寿命有几百到几万小时，乃至百万小时。输出功率由几毫瓦提高到千瓦级。它具有效率高、体积小、重量轻、结构简单、能将电能直接转换为激光能、功率转换效率高、便于直接调制、省电等优点，因此应用领域日益扩大。目前，固定波长半导体激光器的使用数量居所有激光器之首，某些重要的应用领域过去常用的其他激光器，已逐渐被半导体激光器所取代。

半导体激光器的缺点是：激光性能受温度影响大，光束的发散角较大，所以在方向性、单色性和相干性等方面较差。但随着科学技术的迅速发展，半导体激光器的研究正向纵深方向推进，半导体激光器的性能在不断地提高。目前半导体激光器的功率可以达到很高的水平，而且光束质量也有了很大的提高。以半导体激光器为核心的半导体光电子技术在 21 世纪的信息社会中将取得更大的进展，发挥更大的作用。

§ 1.2.2 半导体激光器的应用

大功率半导体激光器在精密机械零件的激光加工方面有重要应用，同时也成为固体激光器最理想的、高效率的泵浦光源。由于它的高效率、高可靠性和小型化的优点，推动了固体激光器的不断更新。

在印刷业和医学领域，大功率半导体激光器也有广泛的应用。另外，如长波长半导体激光器用于光通信，短波长半导体激光器用于光盘读出^[2]。自从 NaKamura 实现了 GaInN/GaN 蓝光激光器，可见光半导体激光器在光盘系统中得到了广泛应用，如 CD 播放器、DVD 系统和高密度光

存储器。可见光面发射激光器在光盘、打印机、显示器中都有着很重要的应用，特别是红光、绿光和蓝光面发射激光器的应用更广泛。蓝绿光半导体激光器用于水下通信、激光打印、高密度信息读写、深水探测及应用于大屏幕彩色显示和高清晰度彩色电视机中。总之，可见光半导体激光器在彩色显示器光源、光存储的读出和写入、激光打印、激光印刷、高密度光盘存储系统、条码读出器以及固体激光器的泵浦源等方面有着广泛的用途。量子级联激光的新型激光器可应用于环境检测和医疗检测领域。另外，由于半导体激光器可以通过改变磁场或调节电流实现波长调谐，且已经可以获得线宽很窄的激光输出，因此利用半导体激光器可以进行高分辨率光谱研究。可调谐激光器是深入研究物质结构而迅速发展的激光光谱学的重要工具，大功率中红外 LD 在红外对抗、红外照明、激光雷达、大气窗口、自由空间通信、大气监视和化学光谱学等方面有着广泛的应用。

绿光到紫外光的垂直腔面发射器在光电子学中得到了广泛的应用，如超高密度光存储。近场光学方案被认为是实现高密度光存储的重要手段。垂直腔面发射激光器还可用于在全色平板显示、大面积发射、照明、光信号、光装饰、紫外光刻、激光加工和医疗等方面。如前所述，半导体激光器自 20 世纪 80 年代初以来，由于 DFB 动态单纵模激光器的研制成功和实用化、量子阱激光器和应变层量子阱激光器的出现、大功率激光器及其列阵的进展、可见光激光器的研制成功、面发射激光器的实现、单极性注入半导体激光器的研制等等一系列的重大突破，半导体激光器的应用越来越广泛，半导体激光器已成为激光产业的主要组成部分。

§ 1.3 微光学元件及其制作方法简介

§ 1.3.1 微光学元件简介

微光学 (Micro-Optics) 是未来微光电机系统^[3-4]，也称微机械系统中三大重要组成部分之一。微光学元件具有体积小、重量轻、设计灵活、可实现阵列化和易大批量复制等优点，已成功地应用到现代光学的各个领域，如校正光学系统的像差、改善光学系统的成像质量、减轻系统的重量等。更为广泛的应用是激光光学领域，用于改变激光光束波面，实现光束变换，如光束的准直、整形及光学交换和光学互联等。微光学元件按其表面面形可简单地分为两大类：衍射型光学元件 (Diffractive Optical Elements, DOEs) 和折射型光学元件 (Refractive Optical Elements, ROEs)。衍射型微光学元件中比较常用的一种是二元光学元件 (Binary Optical Elements, BOEs)，它以多台阶面形来逼近连续光学表面面形，

是微光学元件中比较重要的一类。相应的微光学元件的设计方法有衍射方法和折射传播的几何光学方法，如Fresnel波带法、G-S算法、遗传算法、光线追迹法等。目前比较成熟的商业化软件如ZEMAX, OSLO等都具备微光学元件和系统的优化设计功能。折射型微光学元件表面面形连续、规则、平滑，口径在几微米至几十毫米之间。该类元件在可见光波段仍遵守折射定律，该类元件比衍射元件更易于设计和制作。

§ 1.3.2 微光学元件的制作

微光学元件的制作方法归纳起来有两种^[6]：机械加工法和光学加工法。机械加工方法主要有：光纤拉制（Drawing of Fiber Lenses）、超精度研磨（Ultraprecision Grinding）、注模（Moulding）、金刚石车削（Diamond Turning）等。光学加工方法就是以光刻（Photolithography）为基础的。机械加工方法的优点是工艺过程简单，技术成熟；缺点是难于实现阵列型器件和高精度元件的加工，而且不易制作非旋转对称微光学元件和任意不规则面型微光学元件。光学加工方法的优点是：能实现任意不规则面型透镜（尤其是二元微光学元件更是如此），可以大规模复制；缺点是工艺复杂、对环境要求较高。光学光刻方法可实现二元衍射微光学元件和连续面形微光学元件。主要有二元光学方法、掩模移动法、灰阶掩模法、热熔法和梯度折射率方法等。光刻法制作连续面形微光学阵列元件，首先根据要求的面形来设计掩模，然后在掩模下曝光，实现各部分的不同曝光量，最后通过显影、刻蚀，将光刻胶的面形传递到光学表面材料上。灰阶掩模法是根据微光学元件所需面型，对掩模进行灰阶编码，形成相应的光强透过率分布函数，通过一次曝光、显影，即可得到相应的光刻胶面形，最后通过刻蚀，得到光学材料上的面形。热熔法是通过加热曝光后的光刻胶，使其在表面张力作用下收缩，形成微透镜面形。这几种方法中，热熔法由于制作成本低、效率高而得到广泛应用。灰阶掩模法设计灵活，能制作任意面形的微光学元件，但是掩模制作过程中数据量较大，难于精确地控制面形。

§ 1.3.3 微透镜的应用

作为微光学元件之一的微透镜(Microlenses) 具有许多优点^[6-7]，诸如充分利用光能、薄片状、重量轻、可复制、价格低廉、可以微型化与阵列化等，并且可以同微电子器件一起集成化，提供微光电一体的集成器件。因此，在光通讯、光存储、光互连与光交换、光学信息处理和微光学传感器等方面有着广泛的应用。现在，半导体阵列激光器也是一个研究热点，而半导体激光器阵列需要聚合成一个高功率的激光束，这需要微透镜来实现。当然，随着微光学技术、集成光学技术、微电子技术

的不断发展，制作成本的降低，元件性能的不断改善，微透镜的应用必将越来越广泛。

§ 1.4 微透镜在半导体激光器光束准直中的应用

半导体激光器具有电光转换效率高、驱动电流低、体积小、重量轻、结构简单及稳定性好、寿命长、易于集成化和微型化等特点，目前已被广泛应用于材料加工、激光高速印刷、激光准直和测距、生物医学及固体激光器的泵浦等方面。但是由于常用的边发射半导体激光器自身结构上的特点所带来的出射偏振光的远场发散角度大、出射光束的平行性差及衍射效应较强、在垂直于 PN 结和平行于 PN 结的方向上光束发散角不对称等缺陷，出射像散椭圆光束、光强分布不对称，难以直接与光纤耦合，也难以将其直接应用于泵浦固体激光器。一般大功率半导体激光器的波导结构经过特殊优化以后，其光输出在垂直于结平面方向的发散角（FWHM）约为 $30^{\circ} \sim 40^{\circ}$ ，呈现较为光滑的近高斯强度分布，而平行于结平面方向的发散角约为 $7^{\circ} \sim 8^{\circ}$ （宽条形器件）^[8]，强度分布常有明显不规则。输出功率为瓦级的半导体激光器阵列，在垂直于结平面的方向的尺寸为 $1\mu\text{m}$ 左右，发散角约为 $50^{\circ} \sim 80^{\circ}$ （快轴方向）；在平行于结平面的尺寸为 $100\mu\text{m} \sim 200\mu\text{m}$ ，发散角约为 5° （慢轴方向），分布近似为高斯分布^[9]。高重复率脉冲式半导体激光器的发散角通常也在 $40^{\circ} \times 10^{\circ}$ 左右^[10]。所以必须将半导体激光器的输出光束进行准直。本文拟设计出折射型微透镜对高功率半导体激光器进行光束准直。

本文首先在第二章对半导体激光器输出光束的性质进行研究，为准直系统的设计奠定基础。然后在第三章对微透镜的制作工艺进行研究，以明确准直系统的加工方法与加工精度。在第四章，结合前两章的结论对半导体准直方案进行设计，使设计结果在理论上、制作工艺上及实际应用中都具有实用性与创新性。最后，进行全文总结，并对本文的进一步研究做出展望。

第二章 半导体激光器输出光特性

半导体激光器的发光原理与其它激光器相同，也是基于受激发射，发射激光要满足粒子数反转和阈值条件；与其它激光器不同的是，半导体激光器中电子分布在不同能带的不同能量状态中，其它激光器中的粒子分布在有源介质的不同能级上。与其它激光器发光区结构不同，半导体激光器发光区几何尺寸不对称，其远场呈像散椭圆光束，因此应用中需对其出射光束进行准直^[11]。

对半导体激光器输出光束进行准直，首先要研究半导体激光器的光束远场特性和近场特性。

§ 2.1 半导体激光器的光束概述

§ 2.1.1 输出模式

半导体激光器输出光束分为单模和多模两种。在诸多应用中，往往都希望半导体激光器输出单一的纵模。这种模式的横向密度剖面是呈高斯分布的，完全类似于许多气体激光器的 TEM_{00} 模。下图是半导体激光器输出谱线特征^[12]。

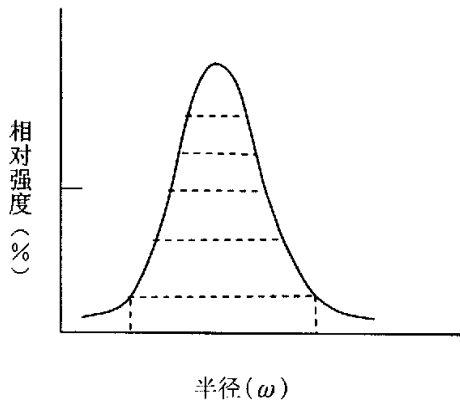


图 2.1 半导体激光器输出谱线特性

§ 2.1.2 光束发散性和不对称性

半导体激光器输出的单模光束，相当于一个相干的高斯光的发散。其输出发散角与发散光的光腰尺寸成反比；反之，会聚角度和它的聚集

光腰尺寸成正比。大多数半导体激光器有一个内腔束腰，从而发射发散光。束腰的半径由光束焦点的半径决定。高斯光束的半径由强度最大点（即光束中心）下降至 $1/e^2$ 时的点的距离所决定。半导体激光器具备简单高斯分布的基本性质，半导体激光器的有源区不但很小，而且不对称，典型条形半导体激光器若输出功率在零点几毫瓦至几毫瓦时，有源区厚度有零点几微米的厚度，有源区宽度却只有 5-15 微米。输出在几百瓦到几瓦时，有源区厚度为 1-5 微米，而有源区宽度却有一微米至几百微米，这将导致一个不对称的光腰的产生，因而光的发散是非常剧烈而且不对称的。一般在垂直结平面方向上的光发散半角在 $12^\circ - 30^\circ$ 之间。在平行结平面方向上的发散角则相对小很多，大约要比垂直方向上的角度小 2-6 倍。这就导致了半导体激光器输出光束是如图 2.2 所示的椭圆截面^[13]。

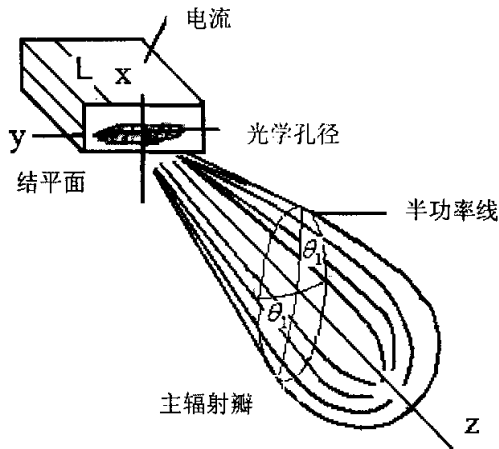


图 2.2 半导体激光器发射光束近场和远场分布

§ 2.1.3 半导体激光器的像散

半导体激光器输出光束存在像散。半导体激光器在横向都是利用有源层两边折射率差所形成的光波导效应对有源区光子进行限制，而在侧向有增益波导与折射率波导两种光限制类型。半导体激光器的像散椭圆高斯光束必须通过外部光学系统进行准直。（准直透镜的数值孔径应大于半导体激光器的有效数值孔径 $(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$ ，经准直乃至聚焦后的焦点仍是椭圆，要得到圆光点，尚需对准直后的光束进行圆化处理^[14]。）

对于半导体激光器，在垂直于结平面方向的高斯光束束腰在解理面上，且在束腰处为平面波前；而在侧向光场分布则不同，在腔内距腔面

为D（称为像散量）的地方出现虚腰，真正的束腰在腔中心。因此，从传播方向看去，两个方向的合成波前呈圆柱面，这种输出光是像散的，其影响是用球透镜对解理腔面成像时，虚腰的像面与腔面的像面（即横向光场束腰的像面）不对应同一处。图2.3为半导体激光器像散波前示意图。

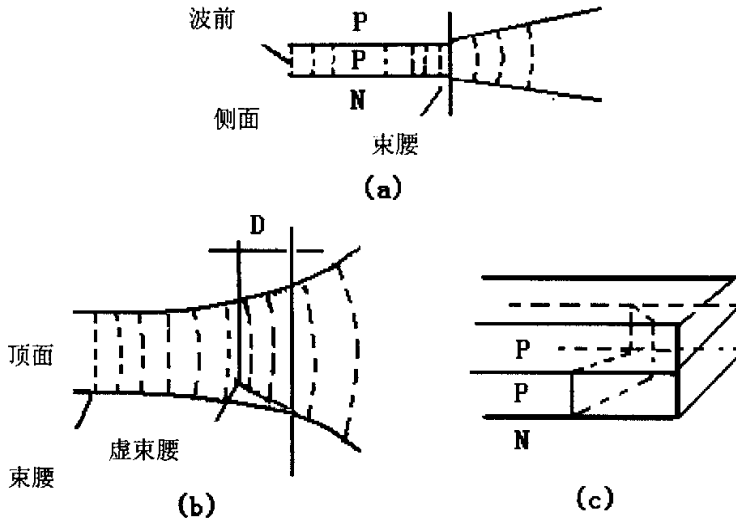


图 2.3 半导体激光器的象散波前示意图

§ 2.1.4 窗口象差

半导体激光器的输出端一般情况下是用一个平坦的玻璃来封装的。这个窗口一般厚度为 $100\sim 500\ \mu\text{m}$ ，这对使用极为不利^[15]。这个厚度是因半导体激光器类型不同而具有的参数，是制造商提供的。当发散的输出光束自半导体激光器通过这个窗口时，便会产生正球差。显然，窗口厚度越大，球差越大。同时这个球差同光束的发散程度有密切的关系。图 2.4 用数值孔径来表示散射光发散度同窗厚在 $0\sim 1\ \mu\text{m}$ 时的像差关系。窗口的折射率在 808nm 光波长处，一般为 1.5。在大角度时引起的波前畸变对准直的影响很大，所以在准直时必须使用裸管芯。

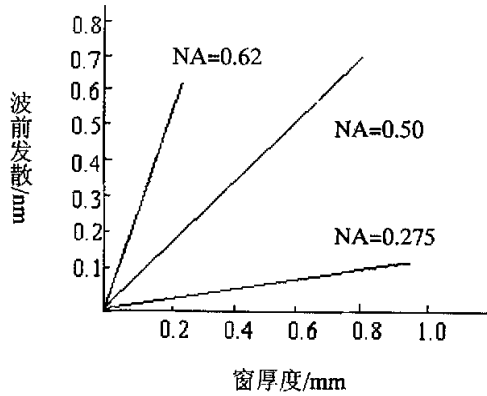


图 2.4 窗口对波前发散的作用

§ 2.1.5 输出谱带宽

如果保持半导体激光器的驱动电流和环境温度不变，其输出可以保持在一小的带宽内。不同的单模半导体激光器的带宽不同，短波砷化镓半导体激光器的带宽为 20MHz，而 He-Ne 激光则为 1kHz。当然，这两种激光的带宽由于漂移而产生较大的变化。

使用半导体激光器时，这几个基本问题是联系在一起的。如前所述，包括驱动电流的稳定，半导体激光器输出的不良特性的改善等^[16]。

§ 2.1.6 偏振

小功率单腔半导体激光器的输出由于电矢量同半导体激光器结平面平行，而呈现偏振状态。偏振比（水平方向/垂直方向）一般大于 100:1，由于随机偏振的自发射光有一个很大的强度分布，这个数值小于发射极限^[17]。

§ 2.2 半导体激光器的发射光束的近场分布和远场分布特性

人们通常将半导体激光器输出的光场分布分别用近场和远场特性来描述。所谓近场分布特性是指解理面上光斑尺寸的大小和光强的分布，它往往和激光器的侧向模式联系在一起。远场分布特性是指沿发光方向输出腔面一定距离时光场的变化情况。我们通常以光束半高点的发散角度来描述。

在半导体激光器的诸多应用中，我们常常希望光束在空间的分布是圆对称的。但是由于半导体激光器有源层截面不对称和有源区很薄，其

谐振腔厚度与辐射波长可以比拟,因此中心层截面的作用类似于一个狭缝,它使光束受到衍射效应而发散。因此输出光束发散角很大,光强分布(光斑形状)也不对称。

对于半导体激光器的远场分布的讨论,早期的研究大多基于近轴近似,比较典型的是凯西和潘尼西给出的经典结果。由于半导体激光器具有很大的发散角度,典型值约为 $10^\circ \times 30^\circ$,有人提出近轴理论不能用于定量计算,并基于亥姆霍兹(Helmholtz)方程的严格远场解^[18],给出了新的半导体激光器的远场模型。

下面对高功率半导体激光器的远场分布模型进行理论分析。

§ 2.2.1 三层平板波导分布模型

如果半导体激光器发射的是理想的高斯光束,应有如下的光强分布

$$I(r) = I_{\max} \exp[-2(\frac{r}{\omega})^2] \quad (2.1)$$

式中, $I(r)$ 是在半径为 ω 的高斯光束束腰内径向尺寸为 r 处的光强, I_{\max}

为束腰内的最大光强,显然,当 $r = \omega$ 时,该处的光强为 I_{\max} 的 $1/e^2$ (即光强峰值的 13.5%),如图 2.5 所示。半导体激光器半强度处全宽度角 θ 与 $1/e^2$ 光强度处全宽度角 θ_{1/e^2} 的关系式为 $\theta_{1/e^2} = 0.85\theta_{\perp}$ 。高斯光束峰

值光强之半处的发散全角(FWHM)为 $\theta = \frac{4\lambda}{\pi\omega} = \frac{1.27\lambda}{\omega}$ 。

实际半导体激光器的出射光束为非对称高斯分布,有较大的且在横向和侧向不对称的光束发散角^[19]。可用下式近似表示:

$$U(x, y) = A_0 \exp[-(\frac{x^2}{2\sigma_{x0}^2} + \frac{y^2}{2\sigma_{y0}^2})] \quad (2.2)$$

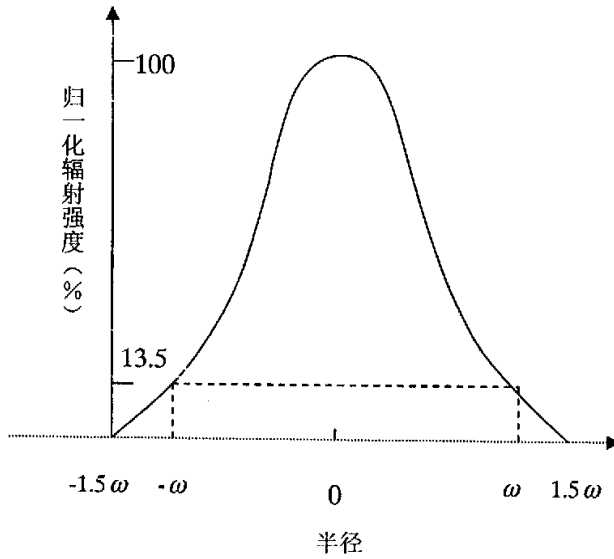


图 2.5 理想的高斯场强分布

§ 2.2.1.1 垂直于结平面的发散角 θ_{\perp}

为了降低阈值电流密度和改善模式特性，半导体激光器的有源区必须很薄，只有 $0.1\mu\text{m} \sim 0.2\mu\text{m}$ 。根据狭缝衍射原理，要求解 θ_{\perp} ，就必须计算光强随自由空间偏离光传播轴线的远场分布。考虑如图 2.6 所示的三层平板介质波导结构。在 $z = 0$ 处是腔面与空气的界面，在有源层中心 $x = 0$ 处其折射率为 n_{R1} ，有源层厚为 d_a ，假设波导在 y 方向上是无穷的，为了求得 θ_{\perp} ，应先求出自由空间某点 $\theta(x, z)$ 处的电场 $E(x, z)$ 。因为 $x = r \sin \theta, z = r \cos \theta$ (r 看成是由点光源发出的球面波半径)。利用傅立叶变换将 $E(x, z)$ 表示为 θ 的函数^[20]，继而求出光强 $I(\theta)$ 和 $\theta = 0$ 时的光强 $I(0)$ 。再定义 $I(\theta)/I(0)$ 为 1/2 时所对应的角度为 θ_{\perp} 。这里省去繁冗的推导，直接给出 d_a 很小时的 $E(\theta)$ 表达式为：

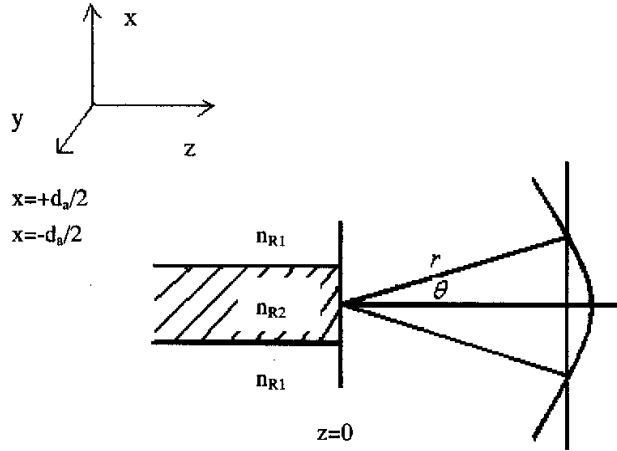


图 2.6 激光器中辐射在狭缝上的衍射

$$E(\theta) = \left(\frac{k_0}{2\pi r}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \exp(-ik_0 \cdot r) \cos \theta \cdot \left[\frac{2\delta_0 k_1}{k_1^2 + k_0^2 \sin^2 \theta}\right] \quad (2.3)$$

式中, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, k_1 为衰减常数。当 θ 很小时, $\cos \theta = 1$, 远场强度与 θ 的关系为:

$$I(\theta) \propto |E(\theta)|^2 \propto k_1^2 / (k_1^2 + k_0^2 \sin^2 \theta)^2 \quad (2.4)$$

按定义, 由下式求解出 $\theta_{1/2}$:

$$\frac{I(\theta_{1/2})}{I(\theta)} = \frac{k_1^4}{(k_1^2 + k_0^2 \sin^2 \theta_{1/2})^2} = \frac{1}{2} \quad (2.5)$$

所以
$$\sin \theta_{1/2} = (\sqrt{2} - 1)^{1/2} \frac{k_1}{k_0} \quad (2.6)$$

当 $\theta_{1/2}$ 很小时, $\sin \theta_{1/2} \approx \theta_{1/2}$, 则半功率点处的发散角为:

$$\theta(\text{弧度}) = 2\theta_{1/2} = 2(\sqrt{2} - 1)^{1/2} \frac{k_1}{k_0} = 0.2k_1 \lambda_0 \quad (2.7)$$

若取对称板介质波导, $n_{R3} = n_{R1}$, 则衰减常数 k_1 的近似表示式为:

$$k_1 \approx (n_{R2}^2 - n_{R1}^2) \frac{k_0^2 d_a}{2} \quad (2.8)$$

$$\text{则有: } \theta_{\perp}(\text{弧度}) \approx \frac{4.05(n_{R2}^2 - n_{R1}^2) \frac{d_a}{\lambda_0}}{1 + [4.05(n_{R2}^2 - n_{R1}^2)/1.2](d/\lambda_0)^2} \quad (2.9)$$

d_a 很小时可以忽略式 (2.9) 中的第二项, 则有

$$\theta_{\perp}(\text{弧度}) \approx 4.05(n_{R2}^2 - n_{R1}^2) \frac{d_a}{\lambda_0} \quad (2.10)$$

$$\theta_{\perp}(\text{度}) \approx 2.3 \times 10^2 (n_{R2}^2 - n_{R1}^2) \frac{d_a}{\lambda_0} \quad (2.11)$$

(2.8) 式和 (2.9) 式只适用于 d_a 比较小的情况。它表明随着 d_a 减小 θ_{\perp} 变小, 这似乎不能用衍射理论来解释, 但与实验结果式基本符合。实际原因是随着 d_a 或折射率台阶 Δ_{nR} 的减小, 电磁场渗入无源区中的成分增加了, 这相当于有源层加厚, 因而 θ_{\perp} 减小。当有源层厚度能与波长相比拟, 但仍然工作在基横模时, 可以忽略式分母中的 1 而近似为

$$\theta_{\perp} \approx \frac{1.2\lambda}{d} \quad (2.12)$$

式 (2.11) 与式 (2.12) 的一致性说明在一定的有源层厚度范围内, 横向光场具有较好的高斯分布特点^[21]。在此范围内, θ_{\perp} 随 d_a 的增加而减少, 可用衍射理论来解释。图 2.7 表示的 $Al_{0.7}Ga_{0.3}As/GaAs$ 激光器的情况, 图中虚线对应可能出现高阶模时的有源层的厚度^[22-23]。

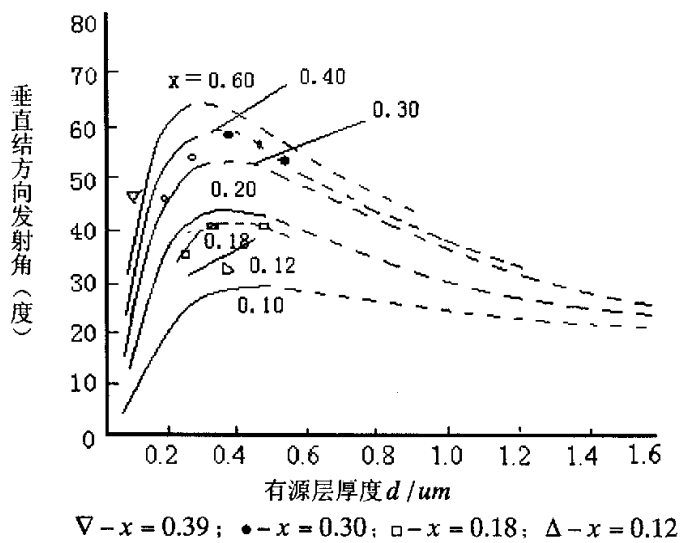


图 2.7 半导体激光器 θ_1 与有源层厚度 d 的关系

图 2.8 表示 $\Delta_{nr} = 0.1$, $\lambda = 0.9\mu\text{m}$ 时, 半导体激光器的近场分布和 θ_1 随 d_a 的变化。图 2.9 表示当有源层厚度不变 $d_a = 0.2\mu\text{m}$, $\lambda = 0.9\mu\text{m}$ 时的近场分布图和 θ_1 随 Δ_{nr} 的变化关系。这种让辐射有控制的渗透到有源层以外的激光器结构称为“泄漏 H 激光器”^[20]。

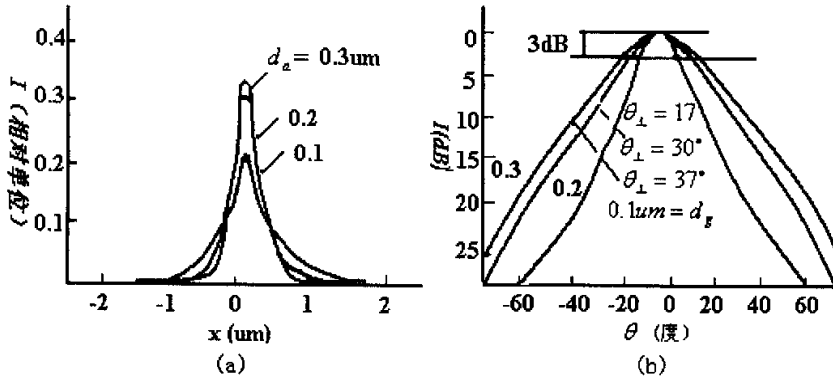


图 2.8 $\Delta n_R = 0.1$, $\lambda = 0.9\mu m$ 时,

辐射的近场图(a)和远场图(b)与有源层厚度的关系

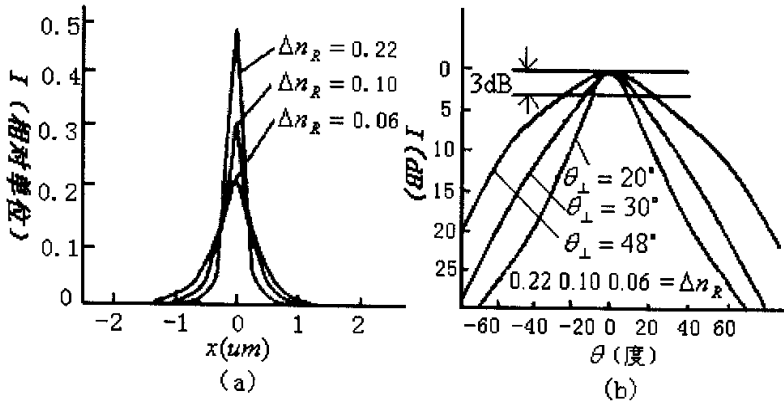


图 2.9 辐射的近场图(a)和远场图(b)与 Δn_R 的关系

其中有源层只构成谐振腔的一部分。对这种激光器当 $d_a = 0.25\mu m$, $\Delta n_R = 0.056$ 时, $\theta_{\perp} = 20^{\circ} \sim 25^{\circ}$, 但阈值电流密度仍很低, $J_{th} = 1400 A/cm^2$ 。对于 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 激光器:

$$\theta_{\perp}(\text{弧度}) \approx 20.6 \cdot \Delta x d_a / \lambda \quad (2.13)$$

或
$$\theta_{\perp}(\text{度}) \approx 1.18 \times 10^3 \cdot \Delta x d_a / \lambda \quad (2.14)$$

若有源区很厚，则可认为

$$d_a \rightarrow \infty, \theta_{\perp} = 1.2\lambda/d_a \quad (2.15)$$

如果激光器中的电场强度可以用高斯分布近似，则 θ_{\perp} 可简单地表示为

对 *(AlGa)As/GaAs* 激光器：

$$\theta_{\perp} = 2 \arctan(0.59\lambda/\pi\omega_0) \quad (2.16)$$

$$\omega_0 = d_a(0.31 + 3.15/D_a^{3/2}) + \frac{2}{D_a^6}, \quad 1.5 < D_a < 6 \quad (2.17)$$

$$D_a = d_a k_0 (n_{R2}^2 - n_{R3}^2)^{1/2} \quad (2.18)$$

若 $0.06 < \Delta_{nR} < 0.34$ ，则误差只有4%。按式(2.18)， D_a 为归一化有源

层厚度。对 *(InGa)(AsP)/InP* 激光器

$$\theta_{\perp} = 2 \arctan[\lambda d_a^{1/2} / (1.7d_a^{3/2} + 1)], \quad 0.3\mu\text{m} < d_a < 0.9\mu\text{m} \quad (2.19)$$

也可以利用以下的近似关系：

对 *(AlGa)As/GaAs* 激光器

$$\theta_{\perp} = \frac{0.65D_a \sqrt{n_{R2}^2 - n_{R1}^2}}{1 + 0.153D_a^2(1 - n_{R2} - n_{R1})}, \quad 0 < D_a < 2 \quad (2.20)$$

对 *(InGa)(AsP)/InP* 激光器

$$\theta_{\perp} = \frac{4.5d_a \lambda}{1 + 1.1(6 + \lambda^2)d_a^2}, \quad 0 < d_a < 0.3\mu\text{m} \quad (2.21)$$

在量子阱半导体激光器中由于有高的微分增益 dg/dn ，允许适当放松对有源层与波导模之间耦合的要求而允许模场的适量扩展，因而有比厚有源层激光器小的 θ_{\perp} ，如图2.10所示^[24]：

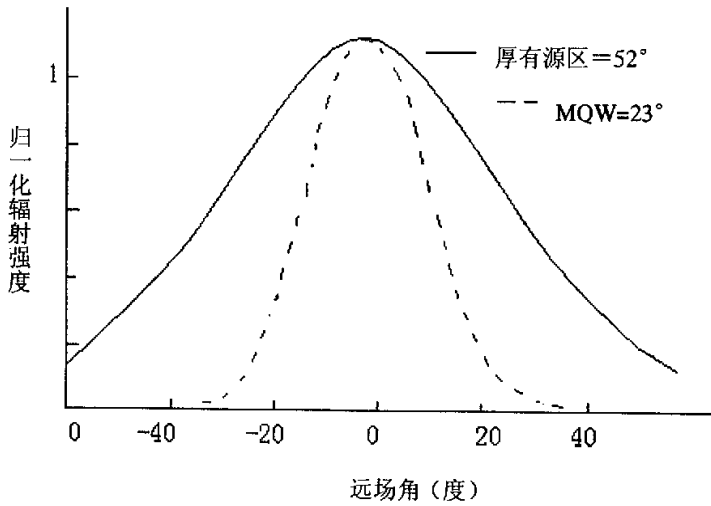


图 2.10 厚有源层（块状）与 MQW（多量子阱）激光器发散角的比较

§ 2.2.1.2 平行于结平面方向上的发散角 θ_{\parallel}

前面讨论的对于较厚有源层的 θ_{\perp} 的表达式 (2.11) 也适合于平行于结平面方向的情况^[24], θ_{\parallel} 有如下近似表达式:

$$\theta_{\parallel} \approx \lambda / \omega \text{ (弧度)} \quad (2.22)$$

式中, ω 为有源区厚度。

对于用 MOCVD 生长的 *GaInAsP/GaAs* 分别限制单量子阱激光器, 可以用下列简化的物理模型来表示, 其折射率分布和光场分布如图 2.11 所示, 仅考虑垂直于结平面的横向模式, 归一化电场强度可表示如下:

$$E_y(x, z, t) = E_y(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (2.23)$$

$$\text{式中 } E_y(x) = \begin{cases} A \exp(-px) & x \in (d/2, \infty) \\ \cos qx & |x| \leq d/2 \\ A \exp(px) & x \in (-\infty, -d/2) \end{cases}, \quad (2.24)$$

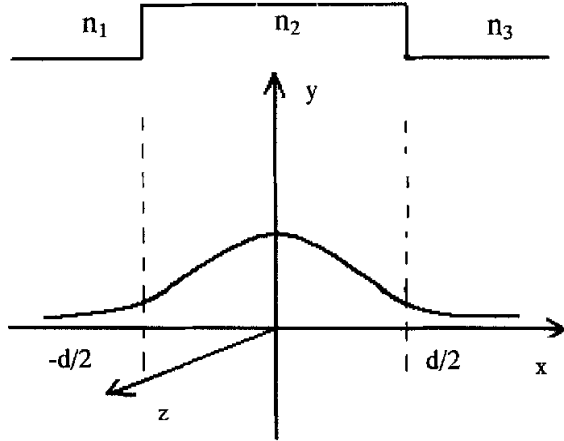


图 2.11 量子阱激光器光场分布的简化模型

p, q 和 A 是待定常数，可以由本征值方程的边界条件确定。则根据简化的物理模型得出的三层平板波导垂直于结平面方向的零阶横向模式的远场相对光强分布表达式为

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{\cos^2 \theta (\Gamma + \Omega)^2}{\left| \frac{2A}{p} \exp\left(-\frac{pd}{2}\right) + \frac{2}{q} \sin\left(\frac{pd}{2}\right) \right|^2} \quad (2.25)$$

§ 2.2.2 波导结构对远场特性的影响

由 θ_{\perp} 的表达式可知，远场特性与异质结界面两侧材料折射率差和有源层厚度密切相关。 θ_{\parallel} 也与波导结构有关。对于侧向增益波导激光器，由于存在多光束发射，使侧向远场分布容易出现不平滑和不对称^[20]，这又导致 $P-I$ 特性上出现“Kink”（扭折）^[20]。

有源区很窄的侧向折射率波导与增益波导相比有较小的 θ_{\parallel} ，如图 2.15 所示：

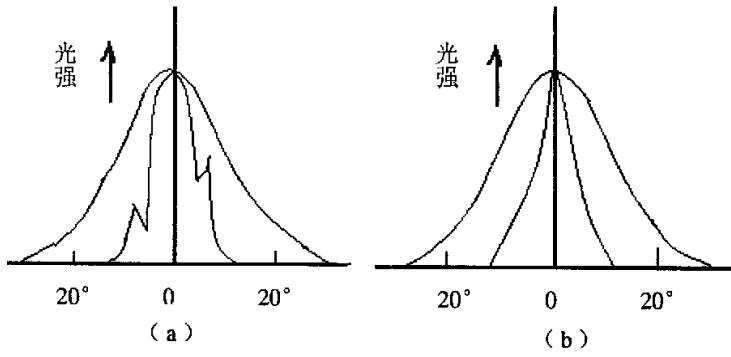


图 2.15 不同波导结构的远场分布

(a) 增益波导的远场分布 (b) 折射率波导的远场分布

激光器两端具有锥形厚度有源层的结构既能得到低的 I_{th} ，也能获得窄的发射光束，使 θ_1 达到 10° ，这样就是接近圆形的光斑了。

第三章 微透镜的制作技术的研究

§ 3.1 几种典型的折射型微透镜阵列

以下介绍几种典型的折射型微透镜阵列^[25-26]：

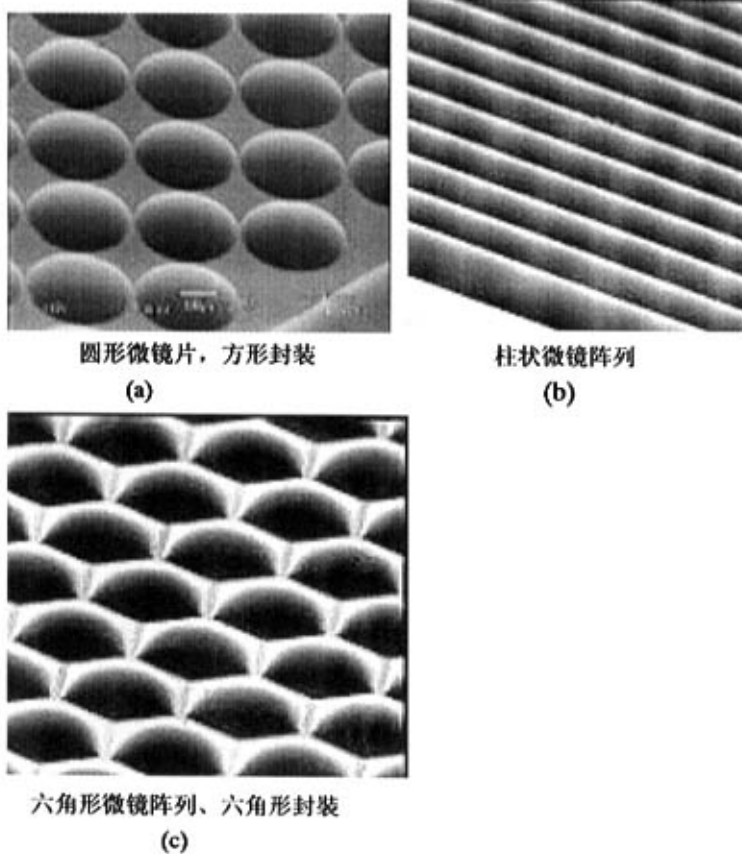


图3.1 几种典型的折射型微透镜阵列

以上的微透镜是采用不同的掩模板曝光后，加热熔化得到的。实际应用中，可针对不同实际需求对微透镜的参数进行设计，从而制作出所需的微透镜。

§ 3.2 折射型微透镜（阵列）的制作方法

目前制作折射型微透镜（阵列）的方法主要有^[27]：a. 离子交换法（如图3.2）；b. 光敏玻璃热成形法（如图3.3）；c. 光刻胶热熔成形法（如图3.4）；d. 光电反应刻蚀法、聚焦离子束刻蚀与沉积法、化学气象沉积法。其中比较实用的是前三种方法。

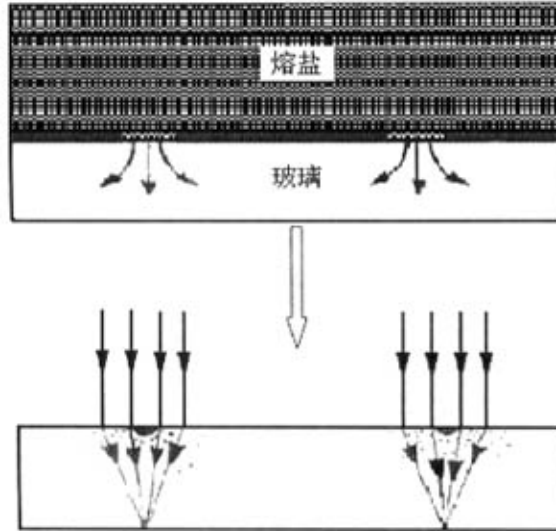


图3.2 离子交换法

缺点：周期长

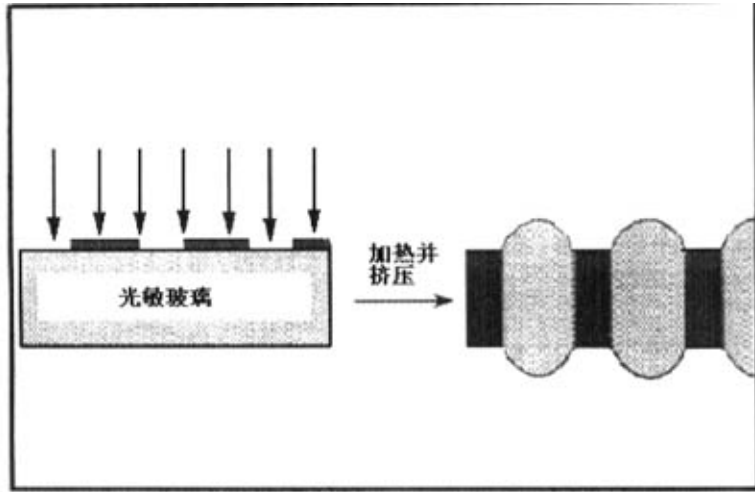


图3.3 光敏玻璃热成形法

光刻胶热熔成形法具有工艺相对简单，对材料和设备的要求不高，工艺参数稳定且易于控制，复制容易等优点，很适于制作较大相对口径的微透镜。结合实验室的条件，拟采用该方法^[28]。微小元件的加工技术有多种，本文讨论的是采用紫外线进行曝光，为适应折射型连续面形的微透镜制作，在紫外光刻的基础上采用了光刻胶热熔成形技术加之反应离子刻蚀来制作微透镜。生产的这种微透镜在像差调整、集成光学与光电子器件应用、光通讯、光束准直、平面折射微透镜阵列的制作、与凹折射微透镜及二元光学元件的匹配耦合等方面具有重要的应用前景。

§ 3.2.1 工艺过程及设计原理

用光刻胶热熔成形的方法来制作折射型微透镜，是将有一定厚度的光刻胶在具有适当孔径的圆形图案的掩模的遮蔽下，进行紫外曝光，经过显影后在基底上就形成了相对应的孤立的岛状圆柱形胶体；再进行热处理，加热光刻胶至熔融态温度，此时熔融的光刻胶由于表面张力的作用，形成了以图案孔径为边界的光滑的球面，从而就得到折射型微透镜的表面结构。整个工艺过程可分为如图3.4所示的三步：

- a. 光刻胶板在掩模的遮蔽下进行紫外曝光。
- b. 对已曝光的光刻胶板进行显影和清洗。
- c. 热熔成型。

图3.4示意地给出了圆柱形光刻胶热熔前后几何面形上的变化。

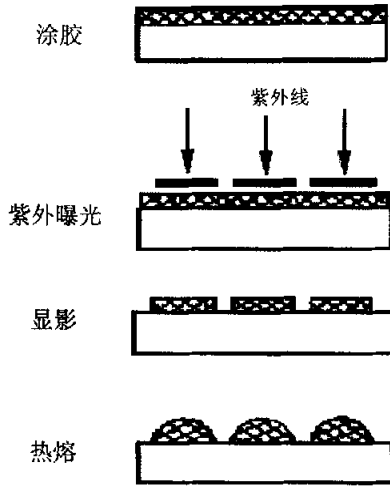


图3.4 光刻热熔过程

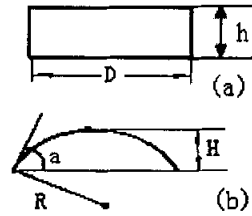


图3.5 设计模型示意

图3.5(a)为热熔后得到的微透镜的截面示意图，由几何光学透镜成像公式可知，透镜的曲率半径可表达为：

$$R = (n - 1)DF^* \quad (3.1)$$

式中 n 为折射率， D 为透镜口径， F^* 为透镜 F 数。

图3.5(b)是光刻胶曝光后呈现的圆柱体，比较图3.5(a)和图3.5(b)，圆柱形胶体的体积为 $V_c = (\pi/4)D^2h$ ，球状微透镜胶体的体积为：

$V_s = \pi H^2 R - (\pi/3)H^3$ ，热熔前后光刻胶体积可近似地认为不发生变化，于是

$$h = [4H^2(R - H/3)/D^2] \quad (3.2)$$

式中 h 为初始涂抹光刻胶的厚度， H 为微透镜矢高， D 为掩模口径。由(3.1)式、(3.2)式即可计算出在制作所需孔径和光焦度的微透镜时，初始涂抹光刻胶所要求的胶层厚度^[28-29]。

§ 3.2.2 热熔工艺

要获得一定孔径的热熔型折射微透镜，主要是控制微透镜凸起的球冠的矢高，这与初始涂抹光刻胶的胶层厚度、紫外曝光时间、显影参数

及热熔的温度、时间有密切的关系，只有对这些工艺参数进行最优化处理，才能得到高质量的微透镜。制作微透镜时，对涂抹光刻胶这一道工序的要求较高，既要得到设计要求厚度的胶层，又要使胶层厚度达到一定的均匀性。热熔光刻胶法制作折射型微透镜，关键工艺在于控制各级烘烤温度。控制热熔温度则显得尤为重要：若热熔温度偏低，未达到光刻胶的玻璃态温度，光刻胶不能完全自由流动，就无法形成球面面形；若热熔温度偏高，则光刻胶极易热分解，即使形成了球面，也会出现焦糊、内部有气泡等现象出现，影响微透镜的光学性^[29]。

§ 3.3 离子刻蚀的器件成型技术

在光刻胶层上获得的微透镜的图形通常不能直接使用，因为经过光刻工艺后，我们得到的只是附在基底上的光刻胶胶体，其光学特性差、胶体在外界作用下易受损坏，不能直接应用在光学系统中^[30]。因此，前一节所述的光刻热熔方法仅仅是使我们在基底材料上得到了满足设计要求的微透镜的图形分布，必须再经过特别的处理，使得出光刻胶形成的面形能够可靠地转移到所需基底材料的表面，才能最终制作出实用的微透镜，这一过程我们称之为“面形转移”。面形转移技术是微透镜成型技术的关键，其转移的分辨率精度与成本直接影响器件的性能质量和生产成本。本节将介绍面形转移的基本技术，主要针对其中的离子刻蚀技术进行讨论，并提出了相应的工艺控制方法及过程。

§ 3.3.1 面形转移技术概述

目前，微透镜的面形转移方法主要可以分为两类^[26-29]：一类是将微透镜的面形制成模具，然后再采用类似铸塑的方法进行生产复制。这一类以传统的电铸模具法（图3.6）为代表。运用化学电铸的方法制成金属硬模板，然后通过模压或注塑的方法将光刻胶层的台阶状面形轮廓复制到塑性材料上，可以实现微透镜的大批量复制。这种方法的基本工艺过程一般分四步：

- a. 在微透镜光刻胶表面镀金属导电层，形成母板；
- b. 母板电铸；
- c. 翻铸工作模具；
- d. 模压复制或注塑成型。

随着微细加工技术的发展，很多新兴的高精密度的“铸造”式方法涌现出来，如：LIGA技术、Sol-Gel技术等，这些“铸造”式的方法主要用于可见光波段微光学器件的复制。

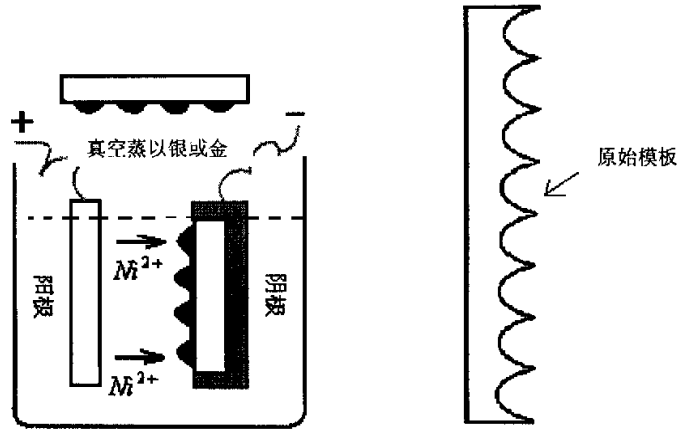


图3.6 电铸模板制作示意图

另一类复制方法是通过刻蚀的办法直接将微透镜光刻胶层的台阶状表面形状传递到基底材料上，如图3.7所示。“刻蚀”式复制技术是从半导体加工技术中借鉴过来的，主要适用于各类微光学器件加工。

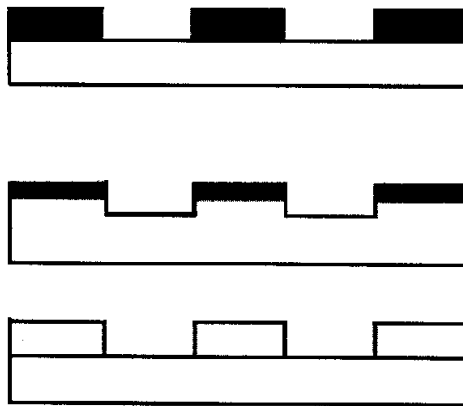


图3.7 离子刻蚀面形转移

刻蚀技术可分为湿法刻蚀和干法刻蚀两类。

湿法刻蚀是直接利用化学溶剂对图形进行化学剥离，刻蚀为各向同性，刻蚀精度不高，有严重的侧向扩蚀，刻蚀图形边缘比较粗糙，要刻蚀线宽在三微米以下的图形十分困难。

干法刻蚀是直接利用待刻基底材料变成气体或挥发性物质，刻蚀过程一般是各向异性的。干法刻蚀又分为等离子体刻蚀、反应离子刻蚀、反应离子束刻蚀、X射线刻蚀和激光刻蚀等。其中等离子体刻蚀是利用气

体辉光放电中等离子所引起的化学反应来进行刻蚀的，可通过选择不同的气体和气体混合物获得较大的选择比，该法在本质上与湿法刻蚀是相似的，只是使用气相反应物质代替了液相的反应物质，刻蚀过程也是各向同性的，会引起侧向扩蚀。其它干法刻蚀技术可以统称为离子刻蚀法，各种刻蚀技术针对于不同的刻蚀对象，其刻蚀原理及工作条件相差很大。

考虑电铸模压成型法对于微透镜的面形转移的局限性，我们选择了反应离子刻蚀的方法进行面形转移研究。

§ 3.3.2 反应离子刻蚀 (RIE)

§ 3.3.2.1 反应离子刻蚀原理

反应离子刻蚀最早出现于1974年，日本的Hosokawa等人将炭卤化合物引入离子刻蚀系统，使刻蚀速率大大提高。反应离子刻蚀(RIE)属于干法刻蚀的一种，兼具等离子体刻蚀和物理溅射的优点，因此它不仅具有较高的刻蚀速率，而且具有良好的方向性和选择比^[30]。

反应离子刻蚀是选择相应的化学气体，利用在等离子体腔中产生的等离子体，通过对被刻蚀基片的物理溅射轰击和化学反应双重作用，获得抗蚀剂掩蔽下的精细三维微浮雕结构。它依赖于低压放电所产生的由离子、电子和中子组成的部分电离气体。等离子体产生的方法包括直流辉光放电和射频交流放电。

直流辉光放电是最简单的气体离解方法，辉光放电中，直流电压施加在局部抽成真空的闭合器内的两个金属电极之间，电极之间的放电是不均匀的，含有一系列的发光区和暗区，典型的直流辉光放电是在压强大于 $30 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 及几百伏以上的直流电压下产生。下图为放电区域的直流辉光放电示意图。

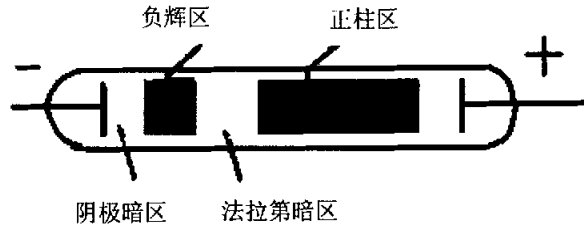


图3.8 显示放电最明显区域的直流辉光放电示意图

如果在直流辉光放电室的两个电极上加上一个低频交流电，极性每半周变换一次，每个电极交替成为阴极，每个周期中，离子和电子都随电场建立一个和直流放电相同的辉光放电区，随着交流频率的增大，大部分电子在半个周期内没有足够的时间漂移到正电极，这些电子就在两个电极之间形成振荡，并与气体分子发生碰撞。典型的振荡频率是射频范围。下图为射频放电示意图。

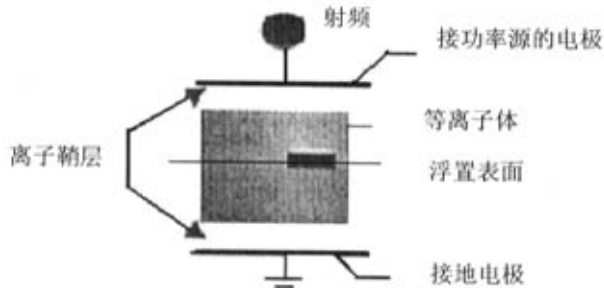


图3.9 射频放电示意图

射频放电具有以下三个优点：首先，电子在间隙内的振荡能获得足够的能量来产生电离，这样就不必依赖器壁和电极上产生的二次电子就能维持；其次，由于电子振荡，电子碰撞几率增加，在压强低于 $30 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 也能进行操作；第三是放电内部的电极可以用绝缘材料覆盖，这样就可以对绝缘材料进行刻蚀，射频放电的这些优点使其得到更为广泛的应用。

反应离子刻蚀还没有完善的机理描述，其刻蚀过程可用以下几步来概括：

- a. 离子轰击待刻材料表面直接产生物理溅射；
- b. 引起材料表面损伤而形成活化点，加速表面化学反应；
- c. 材料脱逸产物与工作气体离子进行反应，防止再沉积；

d. 刻蚀初期，非完全弹性碰撞激活紧贴材料表面次层原子的化学性能，加速新一轮刻蚀。

反应离子刻蚀中使用反应气体和惰性气体。

反应气体用以进行选择刻蚀，使光刻胶和基底的刻蚀速率不同，从而可以实现放大或缩小传递。不同的待刻材料所选刻蚀气体的差异，可对刻蚀速率及刻蚀表面的粗糙度产生很大的影响。如Si和SiO₂在CF₄中刻蚀速率很低，若在馈入气体中加入氧气，则刻蚀速率会显著增加；硅的刻蚀中主要是CF₄离解后产生的F原子起作用，F原子很容易和CF₄离解后产生的CF₃自由基结合而消耗掉；加入氧气后导致产生COF₂、CO及CO₂而消耗了CF₃的自由基，减少了F原子的消耗量，使F原子浓度增加，从而使刻蚀速率增加。

惰性气体主要有以下功能：

a. 惰性气体具有较高的导热率，可以产生较高的气压以增加散热速度。

b. 可增加气流量和气压，改善其分布以改善刻蚀的均匀性。

c. 可使刻蚀过程中化学增强溅射刻蚀和物理溅射刻蚀的分量加大，从而提高刻蚀速率。

反应离子刻蚀的刻蚀速率可由多个因素进行控制，因此刻蚀速率可调。反应离子刻蚀主要的调节因素有反应室腔压、射频频率、气体流量、以及所选刻蚀气体的比例等。

我们使用的反应离子刻蚀机机理结构主要由射频功率源、反应室、真空系统、刻蚀气体馈入系统组成^[32]。如图3.10所示。

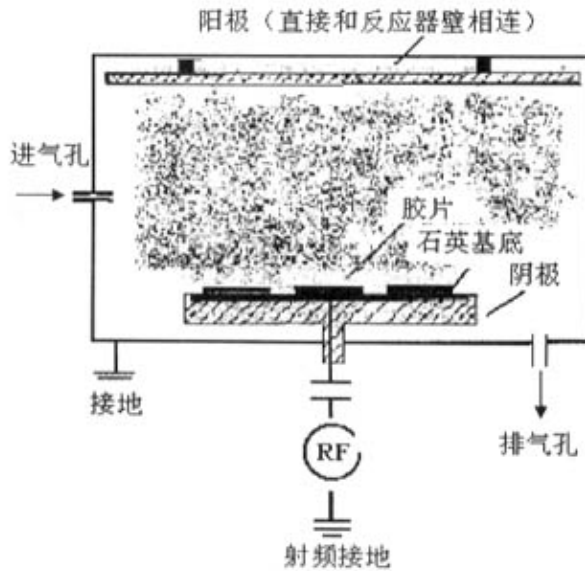


图3.10 平行电极反应离子刻蚀结构图

如图，刻蚀时基片置于阴极板上，通常情况下，阳极置于反应器壁上，整个反应器壁作为阳极。由于刻蚀过程中，物理溅射轰击和化学反应的双重作用是在特定气相条件的等离子态下进行，因而一定的刻蚀机工艺参量的匹配是否得当，对被刻蚀元件的最终质量有直接影响。这些工艺参量主要包括：射频功率的大小、刻蚀功率密度、反应腔的腔压、等离子鞘层所形成的自偏压、反应时抽速的快慢、反应室温度、反应气体与辅助气体的混合比等等。这些参量之间独立可调而又彼此相互影响，因而使得刻蚀工艺处理的灵活性和可选择范围相当的大。

降低压强或频率及增加功率密度会增大电子的平均能量和离子入射到表面上的能量，功率的增加增大了等离子体中自由基和离子的密度，如果刻蚀是离子辅助的，则压强和频率的减小或功率的增加都有利于刻蚀速率的增加及刻蚀的各项异性；刻蚀速率随功率单调增加，增加的速率是逐渐递减的；频率效应主要影响离子的能量。

馈入气体的流量确定了反应剂的最大可能供应量。实际的供应量取决于等离子体中活性粒子的产生和消耗之间的平衡。刻蚀剂粒子丧失的一个机理是对流流动，丧失速率与驻留时间成反比。

反应刻蚀中，温度主要是通过其对化学反应速率的影响来改变刻蚀速率的，刻蚀温度和刻蚀速率之间存在Arrhenius关系：

$$v = \exp(-Q/RT) \quad (3.3)$$

v 为刻蚀速率, Q 为激活能, T 为衬底绝对温度, R 为波尔兹曼常数。反应离子刻蚀中还存在负载效应, 刻蚀速率随负载表面积增加而减小。

反应离子刻蚀目前存在的主要问题是刻蚀深浮雕结构困难, 刻蚀深度较大时, 图形的表面粗糙度不很理想^[33]。

图3.11为反应离子刻蚀RIE制作微透镜过程示意图。

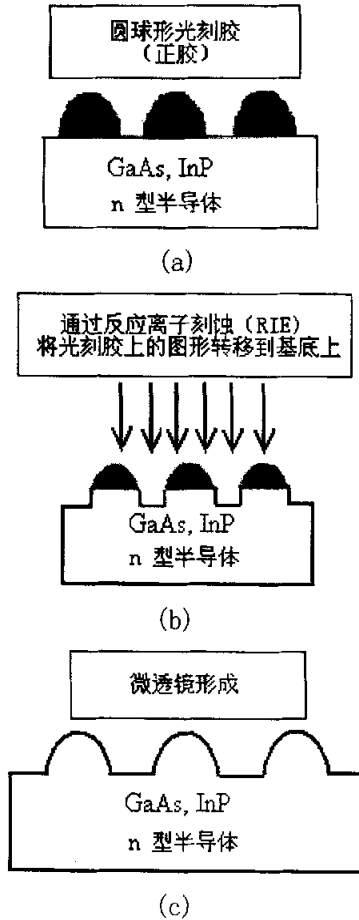


图3.11 反应离子刻蚀制作微透镜流程图

§ 3.3.2.2 主要工艺参量对刻蚀率的影响

a. 射频功率。

刻蚀时，首先应根据刻蚀深度及表面粗糙度的要求，采用适当大小的射频功率，射频功率影响反应腔活性粒子的浓度、等离子体所具有的能量和等离子鞘层所形成的自偏压，从而影响到被刻蚀基片的刻蚀率和光洁程度。增大射频功率会增大等离子体中自由基和离子的能量，因此有助于提高刻蚀速率和各向异性，但其速率的增大是递减的，最终所施加的功率基本上作为热能损耗而造成有害效应，因此应酌情选择合适的功率。对于用光刻胶作掩蔽层的情况，一般都采用几十瓦的小功率，功率过大，光刻胶很容易被高能粒子烧焦；同时，光刻胶基片由于物理溅射作用过强，表面光洁度差，那些烧焦的光刻胶和其它聚合物容易沉积在上面，极难去掉，这会减缓刻蚀率^[34-35]。

b. 反应腔腔压。

反应腔中的腔压也是一种影响刻蚀过程的重要因素，它与射频功率对刻蚀的影响有其内在联系。反应气体放电特性在两者影响下决定了刻蚀的特性、活性粒子与离子的形成速度和自偏压等，因而要求由进气孔进入反应腔体的气体(我们称之为外气)平稳、均匀，以保证刻蚀过程的平稳和均匀。这就需要在刻蚀之前进行调气，如减压、稳流、节流等措施。反应腔中高、低气压的不同，影响到活性粒子的多少，进而影响到基片的刻蚀率和刻蚀的方向性；与此同时，也影响到由离子鞘层形成的自偏压的下降与升高。

c. 自偏压。

自偏压是决定等离子体辅助活性粒子、化学增强溅射到刻蚀机理的关键参数，它同时受到气压与射频功率的影响，直接导致了作用在被刻蚀基片上刻蚀的方向性、反应离子和活性粒子物理溅射轰击的能量和刻蚀速率。实验中我们发现自偏压 V_{dc} 与腔压 P 和射频功率 W 有一定关系：

$V_{dc} = f(W/P)$ ，并满足如图3.12所示的曲线^[36]。

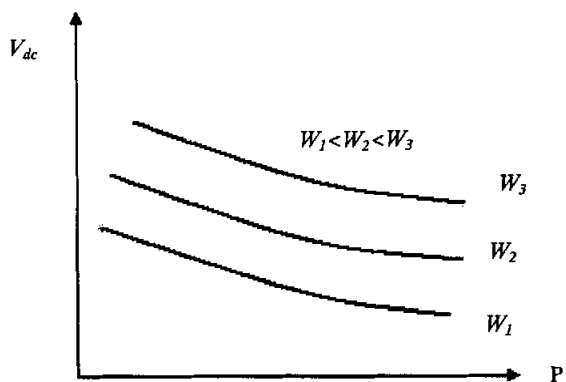


图3.12 W, P, V_{dc} 函数关系图

§ 3.3.2.3 制作流程

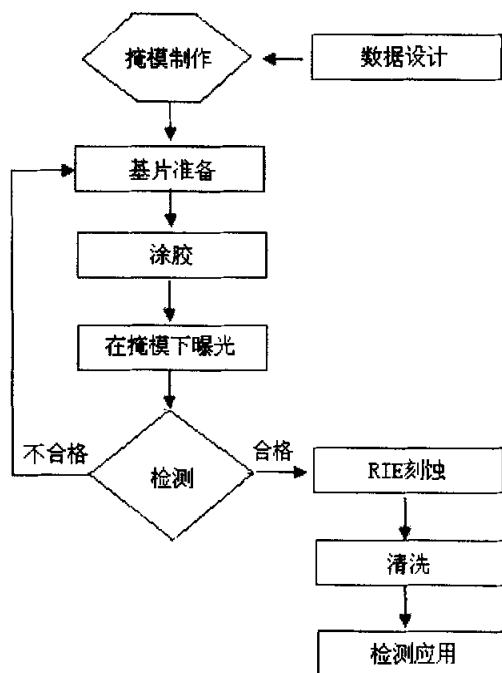


图3.13 实验制作流程

微透镜的制作方法较多，可采用的方法流程如图3.13所示，先将元件设计参数转换成掩膜图案，然后用光刻法将掩模板图案转移到光刻

胶上，再通过反应离子刻蚀转移到衬底基片上^[37-39]。其微细图形加工技术主要由掩模制作技术、光刻技术和反应离子刻蚀技术组成。值得一提的是，我们采用的刻蚀技术，在设计和制作微透镜时，不是单一的必须将图案刻蚀成圆形，而是可以根据实际需要选择刻蚀参数以形成所需的面形（如非球面）。

§ 3.4 小结

本章讨论了利用光刻热熔法制作微透镜的基本原理及其工艺要求。重点讨论了将光刻胶上图形转移到其他基底上的反应离子刻蚀（RIE）方法。通过选择合理的工艺流程及工艺参数，可以制作出球面，非球面微透镜。为本文采用微透镜对半导体激光器进行光束准直这一方案提供了保障。

第四章 微透镜准直方案的分析

由于半导体激光器输出光束在相互垂直的两个方向上往往有不同的发散角度,因而在这两个相互垂直的平面内其光强分布都可以近似为高斯分布。因此,可以把半导体激光器输出光束近似为像散椭圆高斯光束,如图2.2所示。

在各种高功率半导体激光器的应用中,为了提高半导体激光器激光的光束质量和利用效率,一般要对其光束进行消像散、准直、整形。如用棱镜、柱面镜、非球面镜以及二元光学、微透镜等方法进行准直、整形。根据不同的应用,对光束的变换也有不同的方法。比如在利用半导体激光泵浦固体激光器时,卢士(Luthy)等人采用矩形光纤与半导体激光器阵列耦合,得到较高的能量传递效率。对于单光束半导体激光器,杜(Du)利用两个分布反射镜加上基本的准直和聚焦透镜把非对称的光束换为近似圆对称光;博埃特(Braat)理论上讨论了一种环状光束变换装置的半导体激光输出光束的改善情况^[40]。下面对几种准直方法进行分析。

§ 4.1 准直方案的分析

§ 4.1.1 宏观组合透镜准直

传统的用宏观组合透镜来使光束准直的方法简单、便于实现,但光学系统过于庞大、无法封装集成、无法实现小型化与阵列化,在一定程度上限制了它的应用,如图4.1所示为其准直原理图。

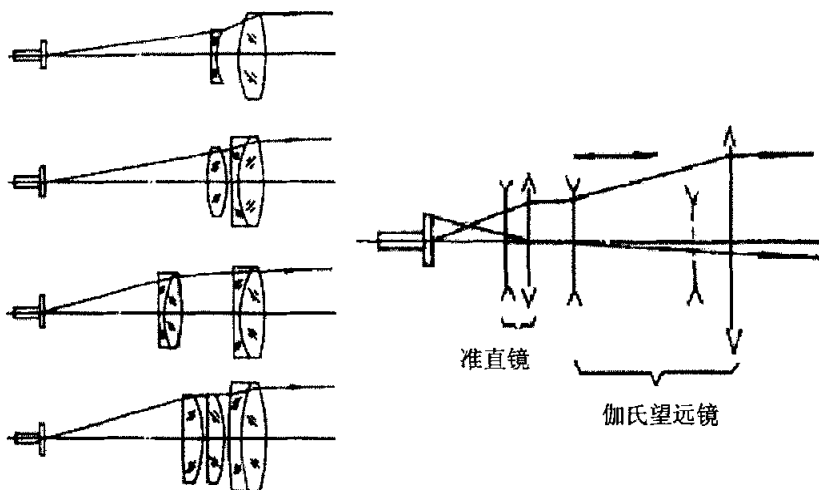


图4.1 宏观组合透镜示意图

§ 4.1.2 光纤透镜准直

在半导体激光器的应用中，特别是与光纤的耦合中，由于半导体激光器发射光束垂直方向的光束发散角明显大于平行方向的光束发散角（平行于结方向发散角一般较小不必压缩即可满足光纤数值孔径对耦合的要求），且大于多模石英光纤的数值孔径（一般小于 40° ），因此必须对垂直方向上的发散角进行压缩。可以选择用于准直的光纤透镜有梯度折射率石英光纤透镜、渐变折射率石英光纤透镜、双曲线面形石英柱面透镜和高折射率硫化锌弯月面柱面透镜^[41]。这四种光纤透镜如图4.2所示。

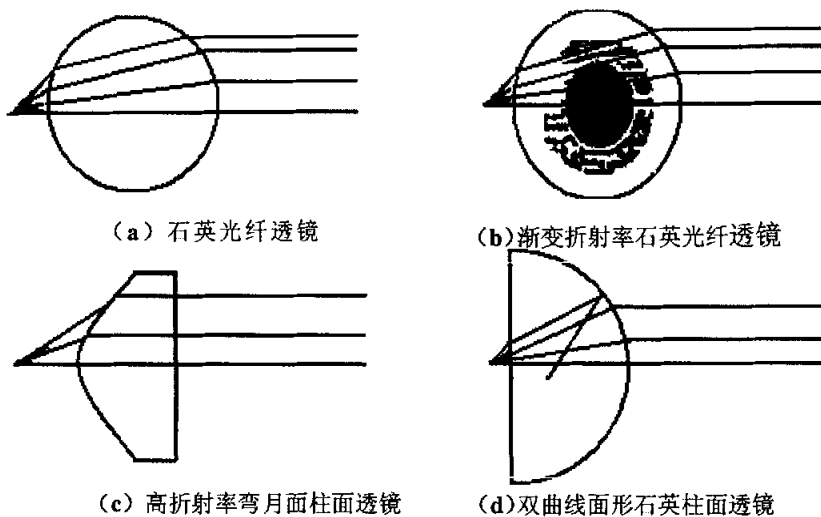


图4.2 快轴用四种柱面镜类型

一般常用除去覆盖层的多模光纤制成性能良好的柱透镜^[44]，可以得到良好的光束准直效果。

如图4.3所示：

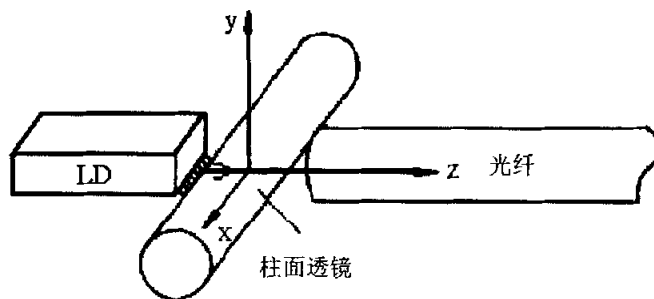


图 4.3 LD耦合系统示意图

当然，上述方法也可应用于阵列LD准直。下面是高功率半导体激光国家重点实验室研制的大功率无铝InGaAsP/GaAs SCH SQW 输出光束的预准直。使用多模光纤剥离包层后的纤芯作为柱形微透镜实现光束准直。如图4.4所示：

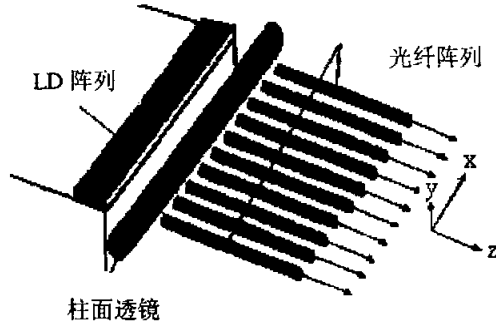


图 4.4 列阵激光器耦合系统示意图

图 4.5 为列阵激光器在平行和垂直于结平面方向的光强远场分布， θ_{\parallel} 约为 8° ， θ_{\perp} 为 30° ，近似为高斯分布。根据近轴近似，圆形柱透镜焦距为 $F = nR/[2 \times (n-1)]$ 。式中， n 为柱透镜材料折射率 ($n > 1$)； R 为柱透镜的光学曲面半径； F 为焦距 (距中心点)。图 4.6 为一阵列 LD 的输出光束经光纤芯柱透镜压缩后的远场强度分布^[45]，其 θ_{\perp} 约为 $3^\circ - 8^\circ$ ，已经与 θ_{\parallel} 大致相当，或小于 θ_{\parallel} 。

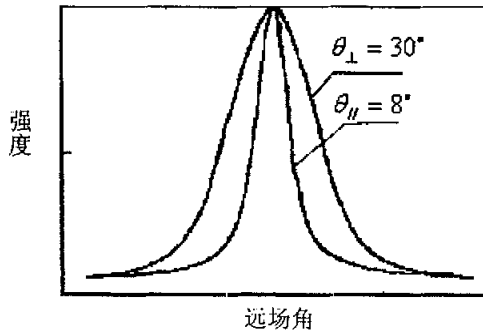


图 4.5 列阵激光器的光强远场分布
(预准直前)

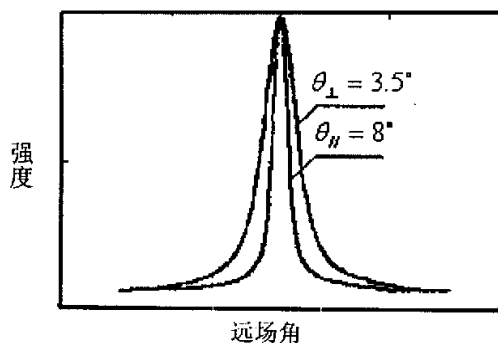


图 4.6 列阵激光器的光强远场分布
(预准直后)

可以看到，经过光纤芯柱透镜压缩后，激光器的发射光束垂直结方向的发散角得到了很大的压缩，已经与平行结方向的发散角相当或更小。

LD因波导结构特点，输出光束有很大的发散角，其远场分布特性已不满足傍轴光学理论，所以可以用非傍轴远场分布理论，用光线追迹法深入分析LD经柱透镜的准直特性。图4.7，图4.8为柱透镜和半柱透镜光路示意图。

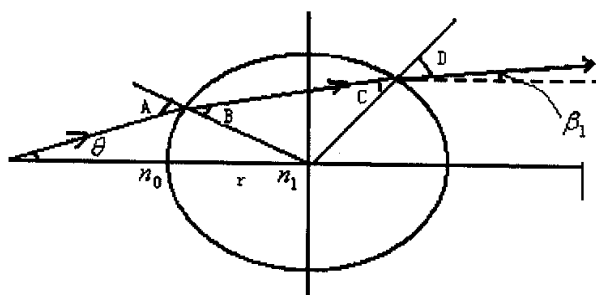


图4.7 柱透镜光路示意图

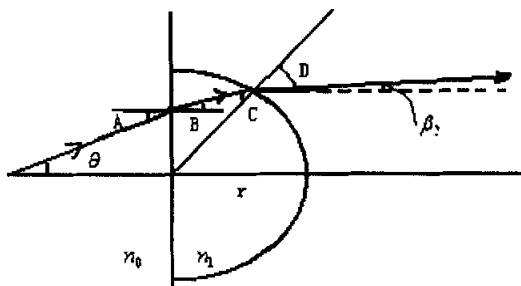


图4.8 半柱透镜光路示意图

柱透镜和半柱透镜都可以很好的压缩垂直结方向的光束发散角，从而与光纤能有良好的耦合效率。柱透镜耦合效果略优于半柱透镜，但柱透镜的最佳耦合位置相对于半柱透镜小得多，操作时容易对激光器端面造成损伤，而且进一步提高耦合效率对柱透镜镀膜时会给工艺上带来很大的困难。半柱透镜的准直效果稍逊于柱透镜，但由于最佳准直位置离激光器相对较远不易对其端面造成损伤，而且用溅射法易实现镀膜。所以在实际应用中根据不同的要求，选择不同的透镜进行准直^[40]。

总的来说，利用除去包层的多模光纤准直的方法效果良好，但是也存在一定的缺点：

- a. 实际的多模光纤生产工艺，芯径不可能做太大，数值孔径也难以做小。
- b. 纤芯固定难度比较大，封装比较困难。
- c. 由于光纤芯固有的曲率半径和折射率，使其应用不灵活。

这种用一根光纤和半导体激光器阵列的每一个发光区一一对应，形成一捆光纤束的方法比较原始。这种方法在大功率时须采用一大捆光纤束而光亮度并不大，也难以对该光束进行进一步的整形来提高光亮度，因此该方法已趋于淘汰。

考虑到微透镜和大功率半导体激光器都具有微型化、阵列化的特点，采用微光学元件对半导体激光器光束进行准直、整形和耦合被认为是最有前景的方案。鉴于上述分析，为了克服半导体激光器光束发散角大的弊端，我们拟采用微透镜来实现对其光束进行准直，提高光束利用率。

§ 4.1.3 衍射微透镜准直

衍射微透镜一般制作成轴对称的同心环带结构，它可以用于VCSEL的准直。适用范围广，效果良好，但其光学性质随温度变化^[46]，该技术处于实验阶段。其工作原理图如图4.9所示：

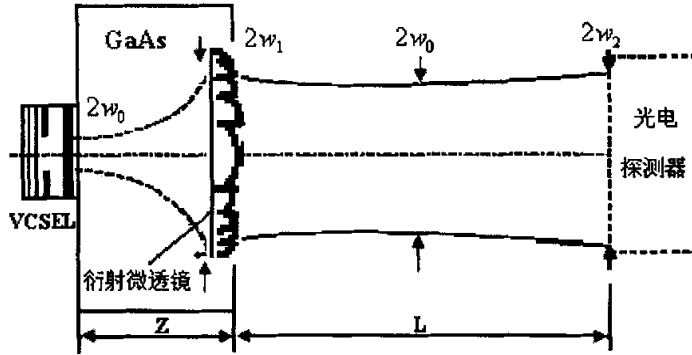


图4.9 衍射微透镜准直示意图

折衍混合微透镜效果最好、适用性更广，可以消除高温对微透镜性能的影响，使得准直效果不受温度变化的影响。国际上处于实验阶段。这里不再作详细介绍。

§ 4.1.4 折射型微透镜用于准直元件的优势

折射型微透镜用于准直元件应用于激光器有诸多优势：

- a) 可以针对不同激光器输出光的发散角进行灵活的设计与制作，使之均获得近似平行的输出光。
- b) 微透镜可以制作在很薄的透明基片上，甚至可以制作在激光器输出端面上，极大地简化了微透镜与激光器之间的封装工艺。
- c) 可以根据实际的需要制作出特殊的微透镜（如非球面微透镜、折衍混合微透镜），使之满足各种半导体激光器输出光束的特殊要求。
- d) 可以使半导体激光器制作工艺中对发散角的要求得到降低，从而使激光器的阈值电流得到相应的降低，内量子效率得到相应的提高。

目前，折射型微透镜阵列器件在从探测器阵列、光纤耦合器、激光准直到光计算、光互联以及大面积的显示器等方面获得越来越广泛的应用，它的制备技术也得到了日益深入的研究。本文主要研究利用折射率凸微透镜来实现高功率半导体激光器的光束准直，使得高功率 LD 的输出光束发散角大大压缩，出射光束近似于平行，大大提高了光能的利用效率，并且该微透镜由于制作在玻璃基片上，利于固定和封装。

§ 4.2 准直方案的设计

§ 4.2.1 基于柱面微透镜的准直系统

如前所述,自从半导体激光器问世以来,研究者们想尽办法对其光束进行处理,于是,出现了各种各样的半导体激光光束的整形和耦合技术^[46-47]。这些技术无论是设计原理还是实现手段,都存在着很大的差异。然而,在绝大多数的技术中,柱面微透镜是必不可少的光学元件。柱面微透镜非常适合于矫正半导体激光的非对称光束,而且,柱面微透镜具有很大的数值孔径(Numerical Aperture or NA),能高效率的收集并传输具有大发散角的半导体激光光束。因此,被广泛应用于半导体激光器的准直系统中。

§ 4.2.1.1 柱面微透镜的设计原理

半导体激光器在垂直 PN 结方向上高度发散,其发散角要远远大于平行 PN 结方向上的发散角。在绝大多数半导体激光器的应用中,对其光束在快轴方向进行准直是必需的。下面将以快轴方向上的准直柱面微透镜为例,利用几何光学设计原理,具体阐述柱面微透镜的设计方法。

需要指出的是,将半导体激光光源看成为点光源,并根据光路可逆的原理进行透镜设计:即考虑一束准直光经过透镜后会聚在焦点,从而确定柱面的各个参数。在应用透镜时,将半导体激光器放在焦点处,即可进行分析。如图 4.10 所示,假设一束准直光经过柱面界面后,会聚在点 F 处,界面两边介质的折射率分别是 n_1 和 n_2 。根据界面顶点(vertex)到焦点的光程和界面任意位置到焦点的光程相等的原理,可以得到

$$n_2 f = n_1 z + n_2 \sqrt{(f - z)^2 + x^2} \quad (4.8)$$

式中, f 是焦距,等号右边代表在高度 x 处被界面折射的光线到焦点的光程。式(4.8)可以整理成为圆锥曲线方程的标准形式:

$$\frac{(z - a)^2}{a^2} + \frac{x^2}{b^2} = 1 \quad (4.9)$$

式中

$$a^2 = \left(\frac{fn_2}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (4.10)$$

$$b^2 = f^2 \left(\frac{\pm \Delta n}{n_2 + n_1} \right) \quad (4.11)$$

分别是曲线半长轴和半短轴的平方；且 $\Delta n = n_2 - n_1$ 。

$$\text{圆锥曲线的离心率为 } e = \sqrt{1 \mp b^2/a^2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (4.12)$$

需要指出的是：当 $n_1 > n_2$ 时，式(4.11)中 Δn 项取负号，式(4.12)中 b^2/a^2 项取正号。

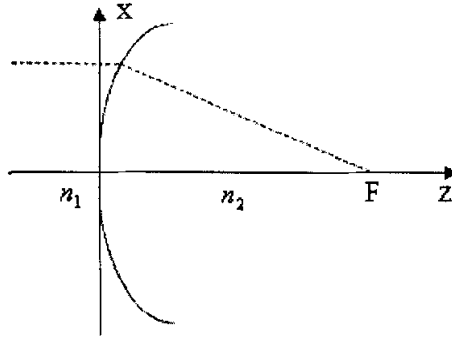


图 4.10 平行光经过介质界面汇聚于一点 F

沿轴线传播的光线和与轴线距离 x 的光线（虚线）光程相等

从上述可知，存在两组无球差的柱面：当折射率大的介质在界面右边时（即 $n_1 < n_2$ ），式(4.9)中的 x^2 项的系数为正，因此，透镜表面为椭球柱面(图 4.11)。

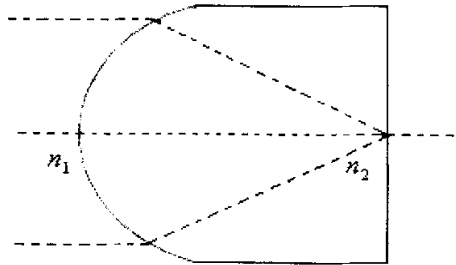


图 4.11 无球差透镜(表面为椭球柱面)

平行光入射聚焦于后平面上 ($n_1 < n_2$)

若焦点在高折射率的介质中，这种柱面镜具有浸没透镜(immersion lens)的性质；当折射率大的介质在左边时(即 $n_1 > n_2$)，式(4.9)中的 x^2 项的系数为负，因此，透镜表面为双曲柱面(图 4.12)。

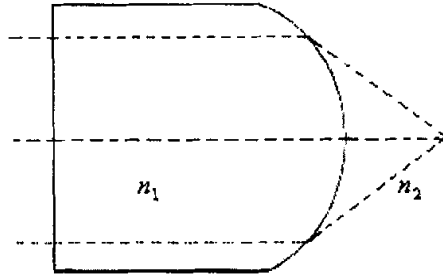


图 4.12 无球差透镜(后表面为双曲柱面)

平行光入射在前表面上不改变方向，经后表面聚焦于透镜外一点 ($n_1 > n_2$)

由式(4.10)和式(4.12)可知，焦距 f 可以写成以下形式：

$$f = a \left(\frac{n_2 + n_1}{n_2} \right) = a + ea \quad (4.13)$$

式中， a 是圆锥截面的顶点到其中心的距离，而 ea 则为中心到圆锥截面的焦点的距离。因此，对于以上两种曲面的透镜来说，其透镜焦点(focal point)和圆锥截面的焦点(focus)是相符合的。

由于透镜的焦距正比于半长轴且偏心率只依赖于折射率，因此，均一的缩放透镜的尺寸就能按比例缩放其焦距。

透镜的数值孔径可以定义为

$$NA = n \sin \theta \quad (4.14)$$

式中， θ 是半孔径角， n 是光束会聚所在介质的折射率。对于宽度为 $2b$ 的椭圆柱面浸没透镜来说，其数值孔径为

$$NA_{ell} = n_2 \left(\frac{b}{a} \right) = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (4.15)$$

如果透镜在空气中，则式(4.15)可以写成

$$NA_{ell} = \sqrt{n^2 - 1} \quad (4.16)$$

式中， n 是透镜材料的折射率。而对于双曲柱面透镜来说，其半孔径角的极限等于双曲线的渐近线和 z 轴的夹角，即：

$$\theta_{hyp} = \arcsin \frac{b}{ea} \quad (4.17)$$

因此，数值孔径的最大值可以表示为：

$$NA_{hyp} = n_2 \left(\frac{b}{ea} \right) = \frac{n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1} \quad (4.18)$$

当透镜在空气中，式(4.18)则为

$$NA_{hyp} = \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n} \quad (4.19)$$

§ 4.2.2 准直方案的设计实例

半导体激光光束质量在两个极不对称（水平和垂直）方向上是有所不同的。在发散角较大的垂直方向上，光束质量接近衍射极限，基本上是高斯分布；而在发散角较小的水平方向上，光束质量较差，其特性几乎介于高斯光束和几何光束之间。如果将问题适当简化，假设可以采用几何光学近似，即半导体激光光束是由水平方向和垂直方向上的两个点光源发出的，那么我们就可以得到一个窗口大小为 $1\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ 的半导体激光光束模型。垂直方向的点光源就在半导体窗口的紧后面（小于 $2\mu\text{m}$ ），而水平方向的点光源在窗口后面 2mm 处。如图 4.13 所示。基于以上设计理论，我们设计快轴与慢轴准直微透镜光学系统，并利用光学软件 ZEMAX 模拟了半导体激光光束通过微透镜后的光场分布。首先，假设半导体激光器的激励波长为 808 nm ，其输出为 TE 基模，半导体激光光束在垂直结方向上的发散角度 θ_{\perp} 为 40° ，在平行结方向上的发散角度 θ_{\parallel} 为 10° ，快慢准直镜的玻璃材料我们选取 K9 玻璃。

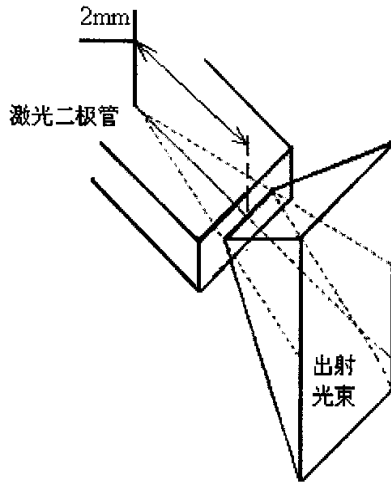


图 4.13 半导体激光光束出射示意图

需要指出的是，在实际情况当中，由于透镜制作、安装等因素，半导体激光器和透镜之间总是存在一段距离 d ，如图 4.14 所示。

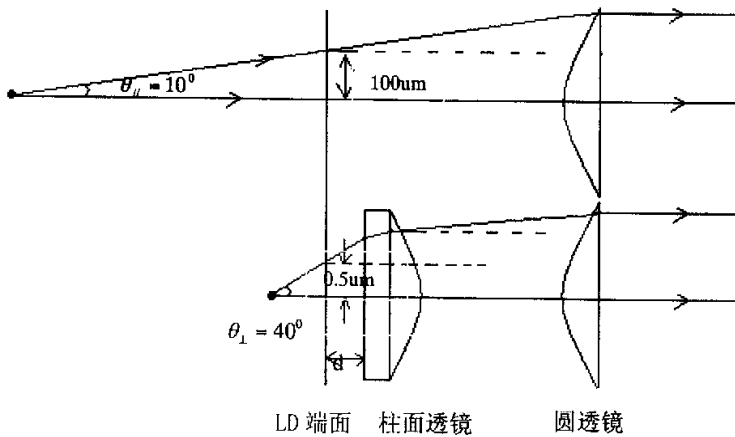


图 4.14 半导体激光光束出射平面图

为了将半导体激光器出射的椭圆像散光束变换成圆形横截面光束，如图 4.15，4.16 所示，利用由快轴准直 (FAC) 透镜和慢轴准直 (SAC) 透镜组成的透镜组便可以实现以上的光束变换。由于在慢轴方向上的发散角比较小，可以使用圆形微透镜准直；对于快轴，可使用微柱透镜预准

直，然后使用圆形微透镜准直。

由于ZEMAX软件中没有半导体激光器的光源，因此无法直接对准直光路进行模拟。考虑到半导体激光器输出光束为平行光，为了便于处理，可以将上面的光路进行逆向追迹。图4.15给出了水平方向10度发散角准直逆向光路，根据图4.14中的参数进行优化，可以确定出该准直微透镜的表面曲率半径为677.3微米。

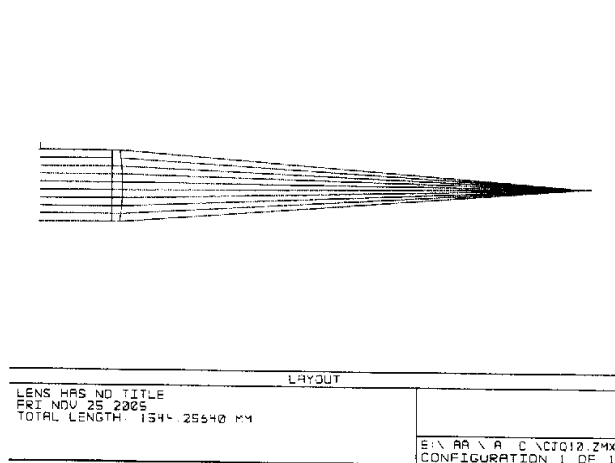


图4.15 水平方向10度准直逆向光路

图4.16给出了垂直方向40度发散角准直逆向光路，经优化后可以确定出准直微柱透镜的半径为86.5微米、圆锥系数为-0.528471。

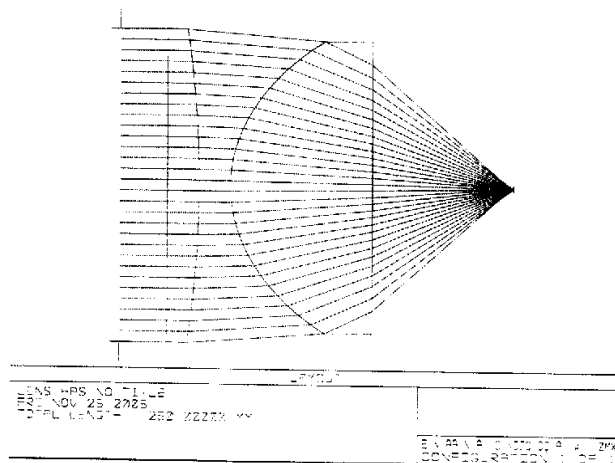


图4.16 垂直方向40度准直逆向光路

根据上面的数据进行反向追迹，可以对准直效果进行分析与优化。由于像差与衍射效应的存在，逆向追迹后光线不可能严格地聚焦在一点，而是在焦点附近形成弥散斑。而反向追迹时所采用的模型是两个点光源，因此，需要对微透镜的参数进行进一步优化，以保证半导体激光器出射光为平行光。优化结果为：水平方向准直柱透镜半径为679.216689 微米，垂直方向准直微透镜半径为83.083013 微米，圆锥系数为-0.587890。此微透镜表面为非球面，在制作过程中，通过选择适当的工艺参数是可以制作成功的。

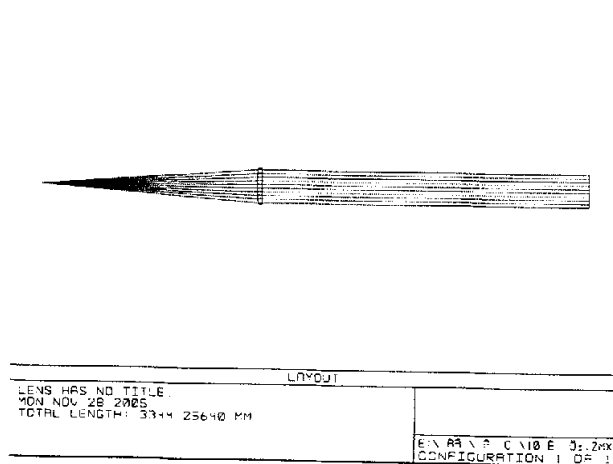
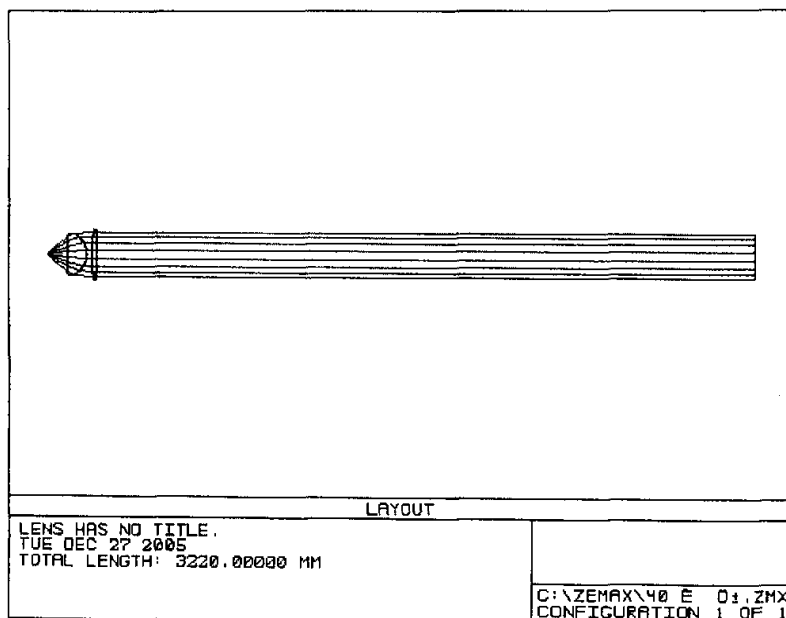


图4.17 水平方向10度准直光路



4.18 垂直方向40度准直光路

图 4.19 所示的是应用 ZEMAX 模拟半导体激光的远场光场分布结果。图中(a)部分是不用微透镜组准直时半导体激光远场分布，(b)部分则为光束通过准直微透镜组后的远场分布。显而易见，光束经过透镜组后，在快轴和慢轴两个方向都得到了有效的准直，而且被变换成圆对称光束。

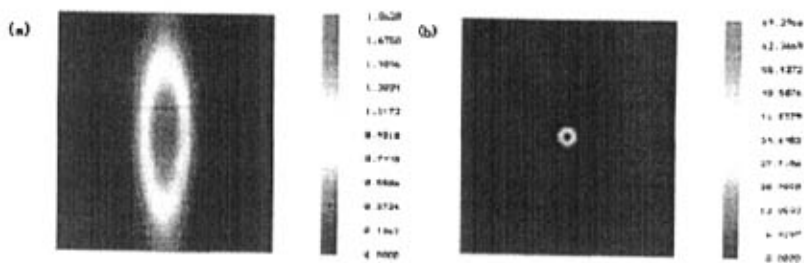


图 4.19 利用 Zemax 模拟半导体激光的远场光场分布
(a) 未经准直的光束远场光斑 (b) 经快慢轴准直之后的光束远场光斑

实际中,即使十分优良的透镜,其准直场和理想透镜仍有较大差异,在水平方向,半导体激光器光束发散角的测量值和理论值差异不大,因为在这个方向上半导体激光器发散角较小,到达透镜时光能量集中在中心区域,像差较小。而在垂直方向,半导体激光器光束发散角很大,到达透镜时能量布满整个孔径,而透镜边缘处像差较大,所以计算值与测量值往往差异较大。图4.19中给出的是模拟的理想效果图,相信与实验结果会有一些差异。

§ 4.3 小结

本章主要应用几何光学的方法,利用 ZEMAX 光学设计软件设计了用于半导体激光光束准直的微透镜光学系统。将半导体激光器出射的椭圆光束变换成圆形横截面光束,得到了良好的效果。设计的微透镜的参数结果完全可以利用第三章所介绍的光刻胶热熔—离子束刻蚀工艺制作出来。

第五章 全文总结

本文主要针对半导体激光器与其它激光器发光腔结构的不同,其发光区几何尺寸不对称所导致的发射远场像散椭圆光束的特点,讨论了用折射型微透镜对半导体激光器光束进行准直的优势。微透镜制作的方法很多,针对不同的应用,需要使用不同的微透镜。本文主要介绍了光刻热熔工艺制作微透镜,并详细介绍了应用反应离子刻蚀(RIE)技术将光刻胶上的图形转移到其他基片上的工艺过程。最后给出了自己对准直方案的分析,并利用 ZEMAX 光学设计软件设计出了应用于高功率半导体激光器光束准直的微透镜模型。设计出的微透镜的参数结果完全可以在实验条件成熟的条件下利用第三章所介绍的光刻胶热熔—离子束刻蚀工艺制作出来。

本文设计的微透镜准直方案符合半导体激光器技术发展的小型化、集成化、阵列化的发展趋势,突破了传统的宏观光学思想,具有一定的创新性。本文的成果对于改善半导体激光器输出光束的质量、优化半导体激光器的结构具有重要的意义。

致 谢

在转瞬即逝的两年半硕士研究生的学习生活中，非常感谢我的导师张宝顺副教授，以及任智斌博士后对我的关怀、爱护和悉心教导，使我在论文完成过程中学到了许多书本上不能学到的东西，并且潜移默化的引导我树立对于学习知识和科学研究的严谨态度。非常感谢物理电子学专业的代雅蓉、曹柯、张华、李光耀等同学的细心帮助。