



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

太赫兹面发射分布反馈量子级联激光器研究

作者姓名: 颜 全

指导教师: 陈建新研究员、徐刚毅研究员

中国科学院上海技术物理研究所

学位类别: 理学硕士

学科专业: 半导体外延结构物理学、半导体材料、器件与物理机理

培养单位: 中国科学院上海技术物理研究所

2016 年 5 月

封二

学位论文版权使用授权书

本人完全了解中国科学院大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；学校可以公布论文的全部或部分内 容，可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文。

本人同意《中国优秀博硕士学位论文全文数据库》出版章程的内容，愿意将学位论文提交《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社，编入 CNKI 学位论文全文数据库并充实到“学位论文学术不端行为检测系统”比对资源库，同意按章程规定享受相关权益。

保密论文在解密后遵守此规定。

论文作者签名：颜金

指导教师签名：

陈建新

日期：2016 年 5 月 27 日

The study of Terahertz surface emitting distribution feedback
quantum cascade lasers

By
Quan Yan

A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Master of science

Shanghai Institute of Technical Physics of
Chinese Academy of Sciences

5, 2016

致 谢

时光匆匆如流水，转眼3年的硕士学习时间即将结束。毕业已经临近，在此我首先要衷心的感谢我的一导陈建新研究员。陈老师渊博的专业知识，严谨的治学态度，精益求精的工作作风，诲人不倦的高尚师德，严于律己、宽以待人的崇高风范，朴实无华、平易近人的人格魅力对我产生了深远的影响。不仅使我树立了远大的学术目标、掌握了基本的研究方法，还使我明白了许多待人接物与为人处事的道理。我还要感谢我的导师徐刚毅研究员，感谢他对我的细心指导。徐老师对待科研坚定与执着，对工作细致且严谨，这些都是我以后生活和学习的最好榜样。徐老师的严格要求和不断鞭策让我不断克服科研和生活中的困难和挫折，享受成功给我带来的喜悦。徐老师给我在生活上也给予了很多关心和爱护，在为人处事上的教诲将让我终生受用。在即将毕业之际，谨向陈老师和徐老师表示深深的谢意。

然后我要感谢我们材器中心的何力老师、丁瑞军老师、杨建荣老师、杜美蓉老师等领导。是你们的正确领导让我迅速的熟悉室里情况，让我能很快开始我的科研工作，也是你们的关心和支持让我有信心完成我的硕士课题，其次我还要感谢室里的所有职工，你们在这几年中不论是学习还是生活都无私的帮助我。在此衷心的感谢你们的帮助，并祝你们工作顺利，阖家欢乐。

在硕士3年的学习中MBE II组的所有老师和职工给予了我很大的帮助，是你们的帮助让我更加迅速的完成我的硕士课题，同时你们在生活和学习上给予了我很大的帮助，让我感受到的家的温暖。他们是陈建新老师、徐刚毅老师、周易、白治中、徐志成、金博睿、徐庆庆、王芳芳；同时也要感谢MBE II组的同学，是你们陪我一起生活学习以及玩耍，在3年的硕士生活中是你们让我过得更加充实、更加欢快。他们是靳川、崔玉容、朱欢、吴佳、余成章、黄敏、俞辰韧、常高垒。遇到你们不仅仅是我硕士3年的老师或同学，也是我人生中的一大笔财富。

我还要感谢研究生部的老师。他们是汪骏发老师、李淑薇老师、朱晓淋老师和黄曦老师。是你们的辛勤工作是我能顺利完成硕士学业的前提，在我还未进入技物所时你们就开始为了我们辛苦工作，直到现在你们还在为我辛勤劳作。感谢你们对我们的付出，在此向你们表示由衷的谢意。

在硕士3年的学习中还有很多人在学习和生活中帮助过我，他们是马伟平老师、刘诗嘉老师、杨勇斌、周诚、张鹏、王溪、陈奕宇、李浩、翁彬、张大众、张天宁。是你们让我的硕士生涯更加顺利，你们在工作和生活上的帮助让我硕士3年更加精彩，感谢你们的无私帮助，并衷心祝愿你们工作顺利、学业有成、万事如意。

颜 全
2016年5月

摘 要

太赫兹 (Terahertz) 波是电磁波谱中重要且未深入开发的一个频段, 可应用于成像、环境检测、安全检测等领域。太赫兹量子级联激光器 (Terahertz quantum cascade lasers, THz-QCL) 以其能量转换效率高、体积小、轻便和易集成等优点, 成为一种重要的 THz 辐射源。THz-QCL 和分布反馈光栅 (DFB) 的结合是激光器发出单纵模激光的有效手段。THz-DFB-QCL 已有较多研究, 但是在基于二阶分布反馈光栅的面发射 DFB-QCL 中, 光栅结构对模式竞争以及激光功率效率的影响还没有深入系统的报道。本文针对这一问题, 开展了以下几方面的理论和实验研究:

1) 优化了双金属波导激光器器件制备的关键工艺——激光器脊条的感应耦合等离子体刻蚀 (ICP)。获得了脊条侧壁陡直光滑的 ICP 刻蚀条件, 可有效降低侧壁的无规散射

2) 利用本实验室自主生长的激光器材料, 完成了双金属波导的 THz-DFB-QCL 的器件制备。系统深入地表征了 THz-DFB-QCL 激光器在光谱、电流—电压—功率等方面的特征。

3) 研究表明: 激光器在整个动力学范围内均稳定地工作在 DFB 结构横向及纵向的基模。横向基模的产生原因是脊条两侧的吸收边界有效提高了高阶横模的损耗。纵向基模的产生原因主要是谐振腔内基模与高阶纵模的电磁场分布交叠较大, 且频率接近, 从而避免了增益在空间和频域的烧孔效应。

4) 研究表明: 激光器的辐射损耗随分布反馈光栅所含狭缝数目的增加而减小, 导致激光器最高工作温度相应增加, 阈值电流密度相应减小。但激光器的输出功率效率随之减小。另一方面, 激光器的输入功率随光栅狭缝数增加而增加。这两个相反的效应导致只有特定的光栅周期数才能获得最大的输出功率。

关键词: 太赫兹, 量子级联激光器, 单模, 模式竞争, 输出功率, 工作温度

Abstract:

Terahertz wave is an important electromagnetic wave without further development, and it can be used in different fields such as imaging, environmental monitoring, safety testing, etc. Featured many advantages for instance high energy conversion efficiency, small size, lightweight, centrality and so on, Terahertz quantum cascade laser (THz-QCL) has become one of the important THz radiation sources. The combination of THz-QCL and distributed feedback grating (DFB) is an effective method for emitting single longitudinal mode laser. Although there are various achievements about THz-DFB-QCL studies, in the surface emission DFB-QCL based on the 2nd DFB, the effect of the grating structure on the mode competition and laser power efficiency hasn't been issued in depth and systematical forms. Therefore, pointing at the above issue, the paper will carry out a research with theoretical and experimental skills as following.

1) Inductively coupled plasma etching (ICP) which also regarded as the crucial technology has optimized bimetallic waveguide laser device. Besides, the ridge sidewall smooth ICP etching conditions have been provided, which effectively reducing the random scattering of side wall.

2) THz-DFB-QCL device is available by virtue of original laser material produced by our laboratory. Therefore, characteristics of THz-DFB-QCL laser such as spectral, current - voltage - power, etc can be reflected deeply and systematically.

3) Research suggested that lasers operate stably in longitudinal and transverse fundamental mode in DFB structure in the whole dynamics field. Transverse fundamental mode is generated when both sides of the border effectively improve high-order transverse mode's loss. Meanwhile, longitudinal fundamental mode is formed mainly because of the large overlap and similar frequency between the resonant cavity mode and the higher order longitudinal mode. Thereby, hole-burning effect can be effectively avoided in space and frequency fields.

4) Research has indicated that radiation loss of the laser can be minimized with the increase of the slit number of the distributed feedback grating, which leads to maximum operating temperature increasing and the threshold current density

ABSTRACT

decreasing accordingly as well. However, the output power efficiency of laser is reduced. On the other hand, the more grating slit numbers, the stronger input power of the lase is. Two opposing effects lead to maximum output power available as long as specific numbers of grating periodicity is set.

Key words: Terahertz, Distributed feedback, Quantum cascade lasers, Single-mode, Mode competition, Output power, Working temperature

目 录

致 谢	I
摘 要	III
Abstract:.....	V
第一章：绪论	1
1.1：引言.....	1
1.2 太赫兹量子级联激光器（THz-QCL）	3
1.3 单模太赫兹量子级联激光器的研究概况	8
1.4 本文主要研究内容	10
1.5 本章小结	10
第二章：二阶 THz-DFB-QCL 原理与存在的问题及实验设计	11
2.1 分布反馈激光器的原理	11
2.2 目前二阶 THz-DFB-QCL 存在的问题	13
2.3 实验设计	14
2.4 本章小结	14
第三章：针对 GaAs 的 ICP 刻蚀研究	15
3.1 刻蚀简介	15
3.2 电感耦合等离子体刻蚀简介	17
3.2.1 刻蚀系统	17
3.2.2 ICP 刻蚀参数对刻蚀影响	18
3.3：GaAs 的 ICP 刻蚀条件优化	19
3.3.1：ICP 设备的准备	20
3.3.2：刻蚀工艺的优化	21
3.4：本章小结	27
第四章：二级 THz-DFB-QCL 的制备和测试原理	29

4.1 二级 THz-DFB-QCL 的制备	29
4.2 THz-DFB-QCL 的测试	34
4.3 本章小结	36
第五章：结果与分析	37
5.1 波长与光栅周期的关系	37
5.2 光栅狭缝数目对激光器模式稳定性的影响	37
5.3 狭缝数目对输出功率的影响	41
5.4 狭缝数目对激光器最高工作温度的影响	42
5.5 狭缝数目对激光器阈值电流密度的影响	43
5.6 本章小结	44
六：总结	45
参考文献	47
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果	51

第一章：绪论

1.1：引言

太赫兹 (THz) 指 0.1THz 到 10THz 之间的电磁波 (波长 3mm 到 30 μ m), 波段介于微波和红外波之间 (如图 1-1)。作为一个重要的波段太赫兹的特点包括 [1, 2]。

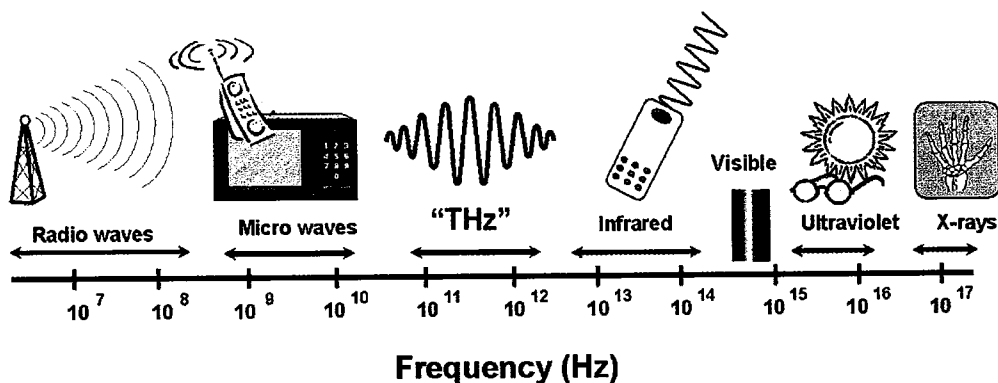


图 1-1: 电磁频谱示意图以及 THz 波段所处位置

(1) 低能性: 1 THz 光子的能量是 4.1meV, 一个 X 射线光子的能量比一个 THz 光子能量最少高两个数量级, 所以 THz 波对大多数生物细胞无害, 比较适合针对活体生物的实验与研究。也可以用于医疗与人体的安全检测。

(2) 宽带性: 由于很多有机分子的旋转和振动的能量处于 GHz 到 THz, 所以该频段很多有机分子表现出很强的吸收和色散特性。这种跃迁是一种非常特殊的标志, 所以物质的 THz 光谱含有丰富的物理化学信息, 并使 THz 有类似指纹一样的唯一性特点。

(3) 穿透性: THz 辐射对很多非极性物质有很强的穿透力, 比如电介质材料及塑料、纸箱、布料等包装材料等, 可用来对一些包装后的物品进行质量检查或者用于安全检查

(4) 瞬态性: THz 的典型脉宽比较窄, 一般在皮秒量级。不仅能方便的对很多材料进行时间分辨的研究 (比如很多液体、半导体、生物体等), 还能通过取样检测抑制背景辐射噪声干扰。

(5) 相干性: 由于 THz 波具有的时间和空间的相干性 (由相干电流驱动的偶极子振荡或者相干的光脉冲通过非线性光学差频产生的太赫兹波) 可直接测量

电场相位和振幅，能精确的得到样品的吸收系数和折射率

由于 THz 的特点 THz 技术已经有很多应用^[2]：

(1) 医学方面：THz 波段对很多生物大分子都有独特的响应，比如 DNA 分子的振动和旋转能都处于 THz 波段，所以在生命探测、疾病诊断等方面能有较好的应用，尤其 THz 波能对癌细胞表面成像，有利于进一步认识癌细胞；由于 THz 光子的能量较低，且具有较强的穿透性，对细胞和生物组织的破坏性较小，所以 THz 生物成像已经成为一种有效的医学检测工具。

(2) 无损检测：THz 波较低的能量以及较强的穿透能力让 THz 在无损检测方面有很大的优势。THz 波能较好的透过塑料、衣物等常见的物品，这让 THz 波可以实现非破坏、无接触的探测。能有效的检测很多常见物品中是否含有爆炸物、毒品等危险物品。英国已经用 THz 波段的摄像机进行安检的实验。

(3) 环境检测：目前 THz 技术可以对很多物体进行电学、声学 and 化学成分进行分析和研究，比如 THz 波能透过烟雾检测出有害和有毒的物质，所以用 THz 波可以对环境进行有效的监测。美国卫星上已经有利用 THz 波段的环境检测设备。

(4) 成像技术：目前利用 THz 技术已经能直接测量 THz 脉冲信号产生的瞬态电磁场，可以很方便的测量样品的厚度以及介电常数的分布。比如：利用 THz 波在材料中有时间延迟对不同材料进行区分；而在军事上可利用 THz 成像在一定范围内对四周的敌人进行探测；THz 成像还可应用与安检、医疗等方面。

(5) 其它方面的应用：由于半导体中较多的特征能量尺度是在 THz 范围，所以 THz 波能够直接和低维半导体耦合；THz 技术还能对材料的很多性能进行研究，比如吸收系数、介电常数等等；THz 在优质菌种和优质粮食品种的选择上也有很好的前景。

在应用和研究 THz 波的过程中一个较重要的环节就是 THz 源。而根据 THz 的性质，电子学和光子学都能较好的产生 THz 波。

光子学方法：

(1) 光泵太赫兹波气体激光器

利用 CO₂ 激光器的远红外输出光来抽动一个低气压腔（腔中充有 CH₄、NH₃ 等），因为腔中充的气体的转动能级处于 THz 波段，所以可以发出 THz 光。这种方法已经实现产品化，但其缺点是辐射源不能连续调谐、并且输入功率较大。所

以还需继续优化。

(2) 超短激光脉冲产生 THz 波

不同材料对超短激光脉冲有不同的激发，根据这个原理可以激发不同材料（ LiNbO_3 、 ZnTe 、金属等）得到宽频带的 THz 脉冲。其中应用光整流效应和光电导原理的方法目前比较成熟。光子学产生 THz 波还有非线性差频过程(DFG)以及参量过程和切伦科夫辐射。

电子学方法：

(1)：半导体激光器：

这种产生 THz 波的办法基本原理是电子在能带间的跃迁。半导体激光器产生的 THz 波被认为是一种较成功的 THz 源，但其本身有较多问题需要解决，比如工作温度过低、激光器工作时转换效率低等。

(2) 反波振荡器：

这是一种电真空微波慢波器件，电磁波的相速度与群速(能速)传输方向相反，在电子的输入端将电磁波的能量引出^[3]。可以利用热阴极发射的电子束穿过摇摆器后被强磁场聚焦打向阳极，在其相反的方向会产生电磁波。输出频率可以通过电极之间的电压来调谐。

(3) 量子级联激光器 (QCL)

太赫兹量子级联激光器 (THz-QCL) 是通过能带工程在半导体的导带形成微带，生长周期性交替的势垒和势阱形成有源层，电子在微带之间的跃迁发出光子。本文的工作也是以太赫兹量子级联激光器为基础。

1.2 太赫兹量子级联激光器 (THz-QCL)

在 1971 年前苏联的 Kazarinov 和 Suris 提出了 QCL 的概念^[4]，但直到 1994 年才由美国的贝尔实验室研制出第一个量子级联激光器^[5]。经过多年的发展量子级联激光器的性能在各方面都有较大进步，目前已研制出波长覆盖 2.63-14 μm 、室温、连续功率达瓦级的系列中远红外波段量子级联激光器。通过意大利的 A Tredicucci 研究团队和剑桥大学的合作在 2002 年 THz 波段的量子级联激光器问世^[6]。图 1-2 是一个典型太赫兹量子级联激光器有源区能带某两个周期的示意图^[7]。由图中可以看到一个周期可分为三个部分，分别是注入区、辐射区和弛豫区。注入区将上一个周期的电子注入到辐射区；并辐射出一个光子。处在下激光能级

的电子进一步通过隧穿等过程进入弛豫区；在弛豫区的电子通过子带内电子-电子散射、电子-声子散射，以及电子与缺陷、界面等的散射过程弛豫到子带底部（即子带内的最低能量位置），最后通过隧穿进入到下一周期的注入区。在下一周期中，的电子重复相同的物理过程。可以看到量子级联激光器产生激光没有空穴的参加，是一个单极型器件，这与传统的带间跃迁的半导体激光器具有本质的不同。此外，量子级联激光器中一个电子在穿过有源区时能够产生多个光子，从而提高了激光的可获得的最大输出功率。

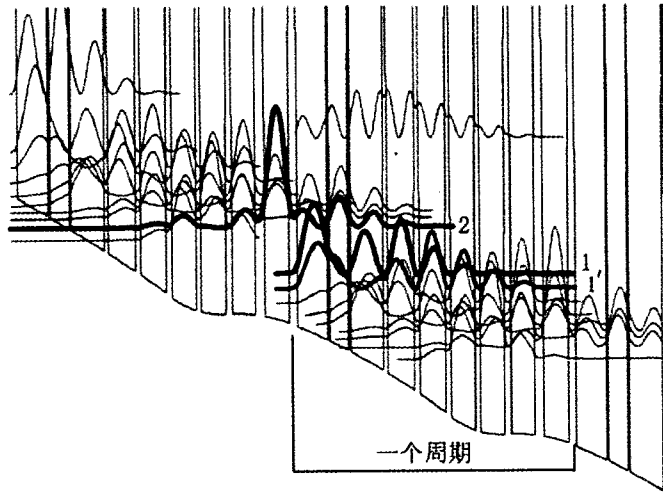


图 1-2: QCL 有源区示意图：在有源区中画出了电子波函数的平方示意图，图中电子从注入区进入前一个周期的能带 2，电子从子带能级 2 向子带能级 1 跃迁发射 THz 光。能级 1 处于较低的微带，能级 1 中的电子通过电子-电子散射进入到注入区，并最终进入下一个周期 [7]

发展到目前太赫兹量子级联激光器已有三种较成熟的有源区结构。

(1) 啁啾超晶格结构 (CSL)：最先实现太赫兹量子级联激光器的有源区结构。如图 (1-3) [8]，类似于理想超晶格，在啁啾超晶格中也可以形成微带和微禁带。微带中极高的电子输运效率可使得电子的分布近似于热平衡，可用体材料能带的费米-狄拉克统计来近似，而微带与微带之间的电子跃迁速度则慢得多。啁啾超晶格结构非常巧妙地应用这些微带进行电子输运，有效的提高了电子抽取效率。如图 1-3 所示，在啁啾超晶格中形成了重复排列的微带，微带之间被微禁带阻隔。在电子从一个微带的底部（最低能级）跃迁到下一个微带的顶部（最高能级）的过程中辐射出一个光子，光子能量对应于微禁带的宽度。电子一旦跃迁到下一微带顶部后，就会迅速弛豫至微带的底部并再次跃迁至更下一个微带，如此重复。该结构的缺点是电子有很高的几率通过非辐射复合在上下微带之间跃迁，

从而造成受激辐射效率降低。

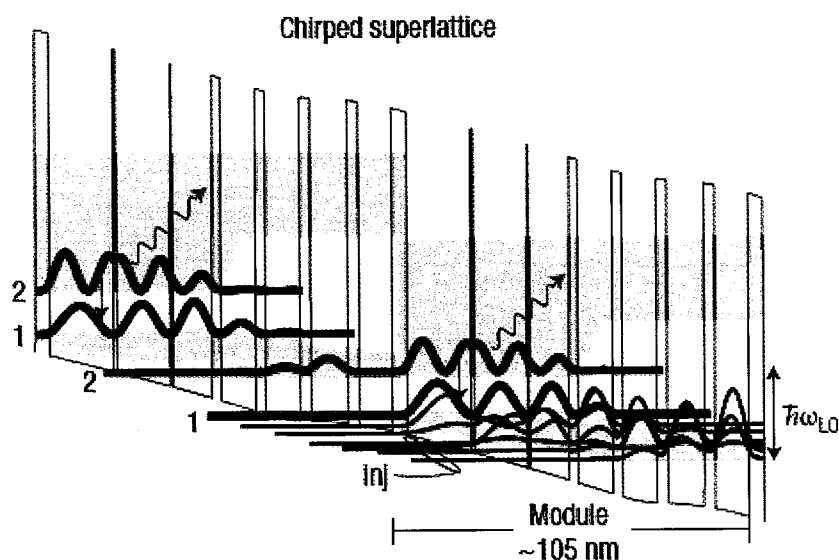


图 1-3: 啁啾超晶格结构中有源区两个周期能带和波函数示意图: 图中画出的是由于势垒和势阱的交替生长在材料导带形成的微带, 图中曲线是电子在微带中波函数平方, 其中红色的曲线表示辐射跃迁能带的上能带, 蓝色表示下能带, 图中的矩形的阴影部分是微带分布 [8]

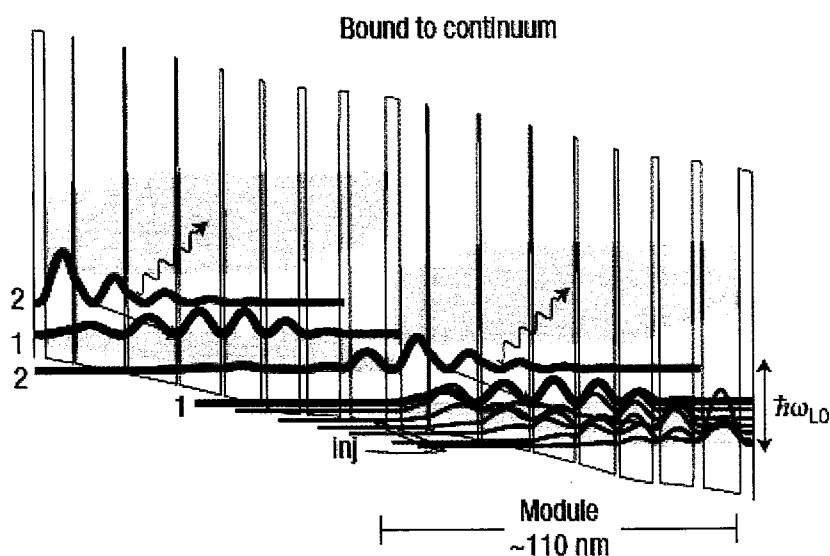


图 1-4: 束缚态到连续态跃迁有源区结构有源区两个周期能带和波函数示意图: 图中画出的是由于势垒和势阱的交替生长在材料导带形成的微带, 图中曲线是电子在微带中波函数的平方, 其中红色的曲线表示辐射跃迁能带的上能带, 蓝色表示下能带, 图中的矩形的阴影部分是微带分布 [8]

(2) 束缚态到连续态跃迁设计 (BTC): 如图 (1-4) [8], 束缚态到连续态跃迁设计中电子通过上一个周期注入到一个孤立的能级 2 上(即能级 2 上的电子波函数与其他能级的波函数在空间上交叠较少)。能级 2 上的电子通过辐射跃迁到能级 1, 而能级 1 与其他几个能量接近的能级共同构成一个子带(即连续态)。这就形成了电子从束缚态到连续态的跃迁。这种结构的优点是提高了电子注入和电子抽取的速率, 保证了粒子数反转的实现。

(3) 声子共振结构 (RP): 如图 (1-5) [8] 该结构的最大特点是在有源区下激光能级 1 下方有一个能量比能级 1 低的一个纵光学声子的子带, 这样能级 1 上的电子可以很快通过电子与纵光学声子的散射进入弛豫区。促使粒子数反转的形成。

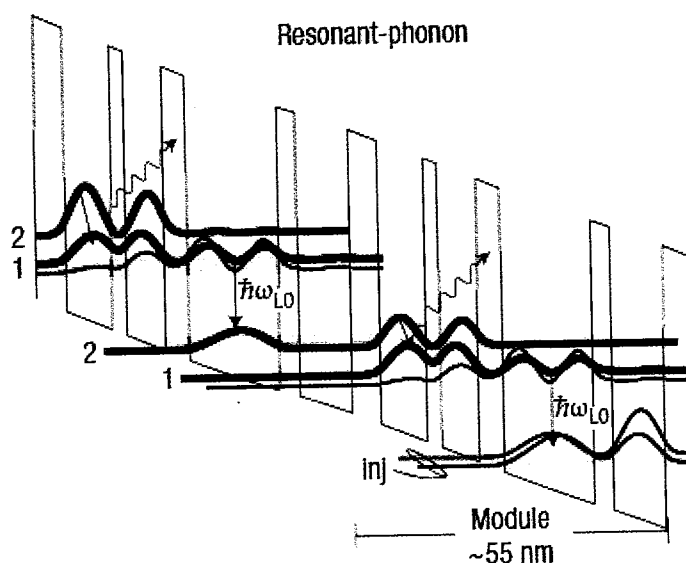


图 1-5: 声子共振结构有源区两个周期能带和波函数示意图: 图中画出的是由于势垒和势阱的交替生长在材料导带形成的微带, 图中曲线是电子在微带中波函数的平方, 其中红色的曲线表示辐射跃迁能带的上能带, 蓝色表示下能带, 图中的矩形的阴影部分是微带分布 [8]

这三种有源区结构各有优点, 啁啾超晶格结构最先实现太赫兹量子级联激光器; 束缚态到连续态跃迁设计在输出功率方面有明显的优势; 而声子共振结构在激光器的最高工作温度方面表现最好。

太赫兹量子级联激光器除了有源区的设计之外, 波导设计也相当重要。最常见的波导结构有两种: 半绝缘体-表面等离子体波导 (SI-SP) 和双金属波导 (MM)

半绝缘体-表面等离子体波导如图 (1-6) 所示 [9]。波导结构中有源区上方是一层金属, 而有源区下方是 n 型重掺杂的 GaAs。这样的波导结构设计尽管电磁

波会进入衬底，但是电磁波和重掺杂层的交叠很小，所以自由载流子吸收引起的损耗较小。但这种波导的光限制因子较小，一般在 0.3 左右，甚至更小。这种波导结构的优点是有比较合适的腔面反射率，可以获得较高的输出功率。缺点是其较低的光学限制因子导致了工作温度不如双金属波导。

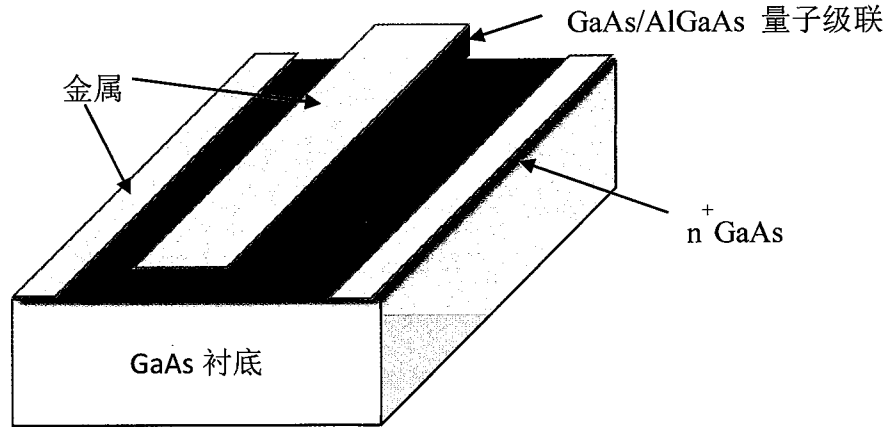


图 1-6: 半绝缘体-表面等离子体波导(SI-SP)示意图: 图中最上方的金黄色矩形是激光器等离子体波导, 同时也是激光器的一个电极; 电极下方的深蓝色区域是有源区, 在有源区下方是 n 型重掺杂的 GaAs, 其厚度一般是几百纳米, 这一层 GaAs 作为激光器的另一个波导用于限制激光的传播, 而在激光器脊条两侧、重掺杂的 GaAs 上方生长有另一层金属, 这一层金属用于激光器的另一个电极; 而在重掺杂的 GaAs 的下方是 GaAs 的衬底材料。

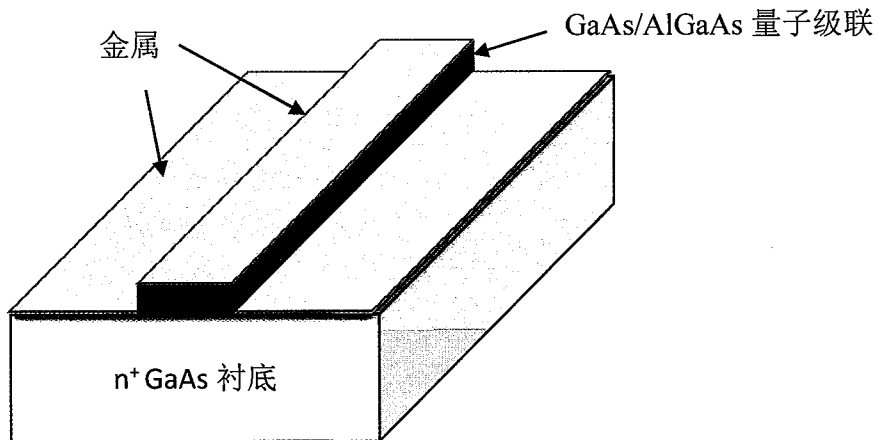


图 1-7: 双金属波导结构示意图: 图中最上方是一层金属, 这层金属既是激光器双金属波导的一个金属波导, 同时也是激光器的一个电极; 在其下方是 GaAs/AlGaAs 量子级联的有源区; 在有源区下方整个都是一层金属, 这层金属是激光器双金属波导的另一个金属波导, 在脊条旁边的金可用于激光器的另一个电极; 而最下方是 n 型掺杂的 GaAs 衬底。

双金属波导如图(1-7)所示^[9]有源区上面和下面都是金属。这样的波导结构源自于微波传输线结构,它能有效地把太赫兹波限制在厚度远小于波长的有源区。双金属波导中金属引入一定的损耗(约为 $10-20\text{ cm}^{-1}$),但光限制因子较大(接近 100%),所以其所需要的阈值增益要比半绝缘体-表面等离子体波导小。这种波导结构的优点是工作温度较高,其缺点是腔面反射高达约 70%-80%,导致输出功率显著下降,并且出光面积小导致光束非常发散。

经过 10 多年的发展太赫兹量子级联激光器在各方面都取得了较好的发展。光谱范围已经覆盖 $0.84-5.0\text{ THz}$ ^[10-12],激光器的最高工作温度已经达到 200 K ^[13],而在多模太赫兹激光的峰值输出功率已经超过 1 W ^[14]。

在国内 THz-QCL 也有较多的研究。中科院上海微系统与信息技术研究所在 2005 年由曹俊诚研究员等与加拿大国家研究院微结构研究所合作,采用半导体共振光学声子设计结合双金属波导结构研制成功了激射频率为 2.9 THz 的 QCL^[15];而在 2007 年该所利用自己的分子束外延设备(MBE)成功生长出 QCL 的材料,并结合国外激光器制作方法得到辐射频率 3.4 THz 、最高工作温度大于 100 K 的 THz-QCL;而在 2009 年该所通过自主研制出激射频率是 3.2 THz 的 QCL;并在 2011 年开发了基于蒙特卡洛方法的 THz-QCL 模拟软件,并成功地模拟了 THz-QCL 中的非平衡热声子效应和库仑相互作用,计算得到了器件的增益以及 I-V 特性,与实验结果相吻合,并自主研制了 3.2 THz 频率的 THz-QCL 器件。目前中科院半导体所已经能产品化 $2.9\sim 3.3\text{ THz}$ 的 QCL。近两年中科院上海技术物理研究所也实现了激射频率为 2.5 THz 、 15 K 下峰值功率为 5 mW 、最高工作温度是 73 K 的 THz-QCL。

随着 THz-QCL 的不断发展,单模 THz-QCL 在武器和爆炸物的检测、成像、高分辨的光谱学、环境控制和天文等方面的应用前景不断清晰^[16]。

1.3 单模太赫兹量子级联激光器的研究概况

让 THz-QCL 产生单纵模激光需要在谐振腔中加入反馈机制。分布反馈(DFB)是一种常见的反馈机制。分布反馈激光器由内含的布拉格光栅来实现光的反馈。相对于法布里珀罗(FP)激光器,分布反馈激光器不依靠端面进行反馈,而靠光栅对激光进行分布反馈,光栅的周期性结构提供光的反射,让满足布拉格条件的光波形成稳定的驻波,起到选择纵模的作用。

按照光栅周期与光波波长的不同关系可将分布反馈激光器分为 N 阶分布反馈激光器(当光栅周期是光波半波长与有效折射率比值的 N 倍时,称为 N 阶分布反馈激光器)。阶数不同决定了光的出射方向的不同。一阶分布反馈的出射光

只有平行于入射光方向；二阶分布反馈激光器既有平行于入射方向的出射光，又有垂直于入射光方向的出射光；而三阶分布反馈激光器有三个方向的出射光；更高阶的分布反馈激光器具有更多方向的出射光。

在历史上，在 1971 年美国贝尔实验室的 H. Kogelnik 和 C. V. Shain 第一次提出了分布反馈激光器的概念，并在玻璃衬底上使用染料胶制作了光栅^[17]；在随后的 1972 年采用电磁场耦合理论提出了较完整的分布反馈理论，较系统的分析了分布反馈激光器的工作原理和特性，并提出折射率耦合和增益耦合两种基本的耦合形式^[18]；1977 年 William Streifer 等人提出分布反馈激光器的耦合理论，并对高阶光栅进行了理论分析^[19]；1979 年 H. Soda, K. Iga, C. Kitahara 和 Y. Suematsu 发现在 GaInAsP/InP 上很适合做分布反馈激光器，并且得到低温下工作的分布反馈激光器^[20]。

分布反馈光栅也是 THz-QCL 中较常见的产生单模激光的方法。形成分布反馈的办法是在激光器表面的金属上开出周期性的光栅，对光进行反馈。在 2005 年 Lukas Mahler 等人在半绝缘体-表面等离子体波导中实现了一阶分布反馈太赫兹量子级联激光器，其激光频率是 2.5THz^[21]；而在 2006 年 A Tredicucci 等人在半绝缘体-表面等离子体波导的基础上实现了二阶分布反馈太赫兹量子级联激光器^[22]。同年 Martin Schubert 通过模拟得到结论：面发射的分布反馈太赫兹量子级联激光器相比于边发射的分布反馈激光器发光效率更高、阈值增益更低，如果运用相移光栅则能在远场的测试中能得到高质量的单瓣光斑^[16]；2006 年 Jonathan A. Fan 等人在双金属波导（MM）中实现了二阶分布反馈激光器，并在不同周期下得到单纵模的激光，详细分析了同相和反相激光器输出的不同，提出在激光器的制作中加入吸收边界条件能提高输出光的单模性，并分析了不同温度下输出功率的变化^[23]；2007 年 Sushil Kumar 等人在二阶分布反馈的基础上采用相移为 π 的相移光栅得到远场是单瓣光斑的激光器，其脉冲模式下最高工作温度达到 149K，而连续泵补下最高工作温度是 78K^[24]；2009 年 Elvis Mujagić 等人利用分布反馈光栅的概念做出了环形太赫兹量子级联激光器，环形激光器的外径 200 μm 、环宽 60 μm ，在此环上他们分别做出 40、41、42 和 43 个周期的光栅，光栅占空比是 90%。作者比较得出 42 周期的环形分布反馈激光器的输出效率是具有相同有源区面积的 F-P 腔激光器两倍，并在不同周期、不同温度下得到了较稳定单模激光^[25]。而在 2010 年 C. Deutsch 在上述工作的基础上增加一个相移为 π 的相移光栅得到较好的单瓣光斑，并研究了温度从 20K 升高到 130K 激光器频率的变化^[26]；在 2013 年 Guozhen Liang 等人运用分布反馈的概念做出同心圆环的狭缝，用此狭缝做分布反馈光栅得到二阶分布反馈太赫兹激光器^[27]。

目前二阶分布反馈太赫兹量子级联激光器已经有一些发展，其中较常见的是在分布反馈激光器发出光是单纵模的基础上设计波导结构，来达到相位锁定的激光器阵列实现同相或者反相的输出^[28, 29]；利用分布反馈激光器产生单纵模激光然后放大^[30]；

产生单模太赫兹激光的方法还有很多。比如运用二维光子晶体已经有较多报道，从二维光子晶体与太赫兹量子级联激光器的结合^[31]，到采用二维光子晶体的太赫兹量子级联激光器的波导的优化^[32]、光输出特性^[33]以及不同周期对输出光的影响的研究^[34]；再比如采用三阶分布反馈^[35, 36]等办法

产生单纵模太赫兹波的方法中二阶分布反馈比较常见，且应用和发展较多。但是目前的研究还为充分说明双金属波导的太赫兹分布反馈量子级联激光器光栅狭缝数目对激光的最高输出功率和模式竞争所带来的影响。研究还表明二阶分布反馈引入光的异质结后模式的稳定性和光栅结构关系较大^[29, 37, 38]。为了弄清楚这些问题有必要从光栅狭缝数目对激光器的影响做进一步研究。

1.4 本文主要研究内容

本文主要研究双金属波导中的太赫兹分布反馈量子级联激光器中光栅狭缝数目对激光器模式的稳定性、最高输出功率、最高工作温度的影响以及光栅狭缝数目对激光器阈值电流密度的影响。其中第一章主要介绍研究背景；第二章讲二阶 THz-DFB-QCL 的原理以及目前二阶 THz-DFB-QCL 还存在的问题，并根据这些问题进行了实验设计；第三章讲 GaAs 的 ICP 刻蚀优化；第四章讲二阶 THz-DFB-QCL 激光器的制备步骤和激光器的测试原理；第五章讲测试结果和对结果的分析；最后一章对全文进行总结。

1.5 本章小结

本章介绍了 THz 波的产生、特点和应用，以及 THz-QCL 在国内外的的发展，重点介绍了二阶 THz-DFB-QCL 的发展，提出了二阶分布反馈中光栅狭缝数目对激光器性能的影响，最后阐述了本文研究的内容。

第二章：二阶 THz-DFB-QCL 原理与存在的问题及实验设计

2.1 分布反馈激光器的原理

常见的半导体激光器采用用法布里波罗腔，即通过两个镜面进行反射，并形成振荡，可以在较宽的一个频带得到多个频率能形成谐振，因而最终得到的激光是几个频率激光的总和，而分布反馈激光器结合了光栅和布拉格反射，最终得到单模的激光。如图 2-1 是分布反馈激光器的示意图，图中蓝色表示有源区、表面的金黄色表示在有源区上生长的金属，白色的狭缝表示在激光器波导上开出的周期性的光栅，光栅周期是 Λ 。分布反馈激光器的原理是光在波导中传播就必须满足光栅方程：

$$\Lambda(\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{m\lambda}{n_{eff}} \quad (2-1)$$

式中 α 是衍射角； β 是入射角； λ 是光波波长； n_{eff} 是材料的有效折射率； m 称为衍射级数。在波导中只有满足上述方程的光才能在光栅的作用下得到加强，最后形成谐振；而其余的光波由于不能形成谐振最后不能有效的输出。同时光波在波导中进行传播时受到光栅的不断反射，形成反馈，这种周期性光栅的反射称为布

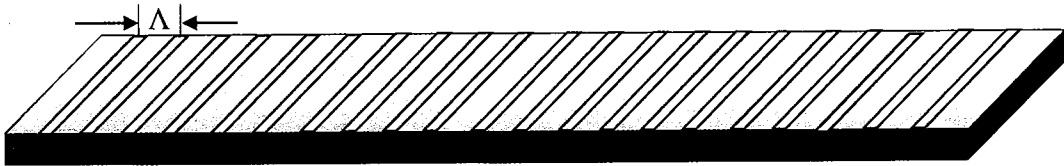


图 2-1：分布反馈激光器示意图。图中金黄色表示激光器表面的金属，白色的狭缝表示在金属上开出的周期性的光栅，两个狭缝之间的距离是光栅的周期 Λ 。下方蓝色表示激光器的有源区。

拉格反射，光栅也就称为布拉格光栅。由于这种正向和反相光波的存在必然会使光波发生耦合，在一个较宽的频率范围内只有满足布拉格反射条件的光比才能形成稳定的耦合，而远离布拉格反射条件的光则不能形成稳定的耦合。布拉格反射条件是：

$$2n_{eff}\Lambda = q\lambda \quad (2-2)$$

式中 q 称为光栅的阶数， $q=1$ 时称为一阶分布反馈激光器； $q=2$ 时称为二阶分布反馈激光器。当波长 λ 一定时，光栅的周期就随着光栅的阶数变化。如果 q 取 1

将 (2-2) 带入 (2-1) 可以得到

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2m \quad (2-3)$$

当入射角是 $\beta=90^\circ$ 时得到

$$\sin \alpha = 2m - 1 \quad (2-4)$$

由于 $\sin \alpha$ 的值在 -1 和 1 之间, 如图 2-2 那么 m 只能取 0 和 1, 当 $m=0$ 时 $\alpha=-90^\circ$, 对应于零级衍射, 光波沿着入射方向继续传播; 当 $m=1$ 时可得到 $\alpha=90^\circ$, 衍射角是 90° 这部分光被反射回去形成反馈。可以看到激光器中的光波始终沿着水平方向传播, 该激光器就只能是边发射的激光器。

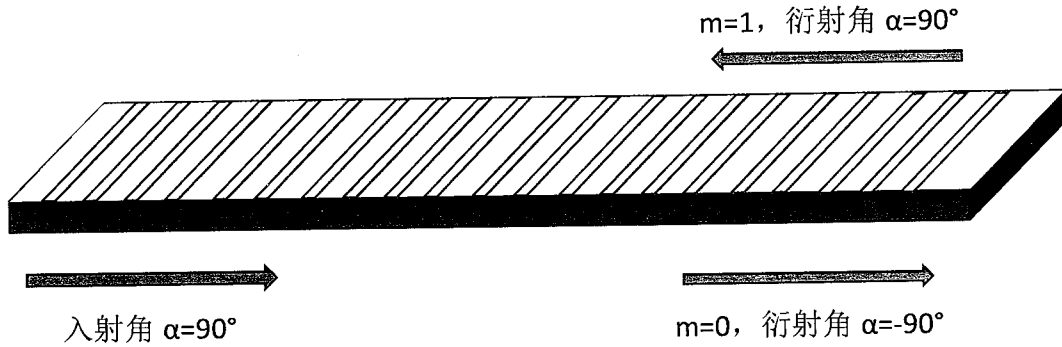


图 2-2 一阶分布反馈激光器入射光和衍射光示意图: 由周期和激光波长决定零级衍射衍射角对应平行于激光器的出射光, 一级衍射对应于反馈激光, 所有的出射光都在平行与激光器的方向。

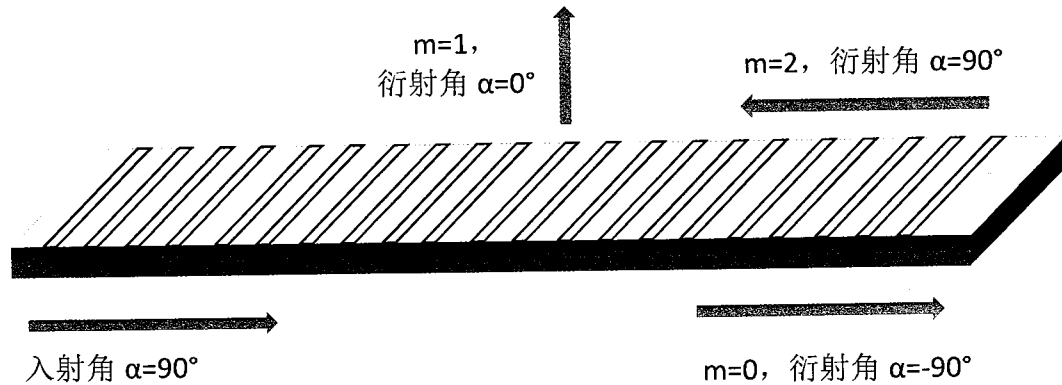


图 2-3 二阶分布反馈激光器入射光和衍射光示意图: 由光栅周期和激光波长决定的零级衍射对应于平行于激光器传播的激光, 一级衍射对应于垂直于激光器出射的激光, 二级衍射对应于反馈的激光, 出射光的方向既有平行于激光器的又有垂直于激光器的方向。

当 q 取 2 对应于二级分布反馈激光器, 将 (2-2) 带入 (2-1) 可以得到:

$$\sin \alpha + \sin \beta = m \quad (2-5)$$

当入射角是 $\beta=90^\circ$ 时得到:

$$\sin \alpha = m - 1 \quad (2-6)$$

由已知条件可以得到 m 有 3 个取值, 分别是 0, 1 和 2。 m 取 0 时 $\alpha = -90^\circ$, 同样对应于零级衍射, 光波沿着入射方向继续传播 (如图 2-3); $m=1$ 时 $\alpha=0^\circ$, 对应于一级衍射, 此时入射光和衍射光相互垂直, 衍射光沿着垂直方向射出, 得到面发射的激光; 当 $m=2$ 时 $\alpha=90^\circ$, 此时对应于二级衍射, 这是衍射光和入射光的方向相反, 光波被反射回去形成反馈。可以看到二阶分布反馈激光器既有面发射的激光又有边发射的激光。

2.2 目前二阶 THz-DFB-QCL 存在的问题

由于二级 THz-DFB-QCL 结构简单、易于制作等原因, 目前二级 THz-DFB-QCL 已经有很多的研究。但目前还存在一些问题。

1) 二级 THz-DFB-QCL 中模式的竞争以及单模的稳定性。

在二级 THz-DFB-QCL 可能出现多纵模, 在模式竞争中比较容易出现的是基模和一阶模的竞争。通过 FDTD 的模拟 (图 2-4) 我们发现随着激光器光栅狭缝的增加基模和一阶模的谐振腔损耗都在降低, 在狭缝数较多时基模和一阶模的谐振腔损耗差异不大, 此时在大电流时容易出现多个模式同时激射。

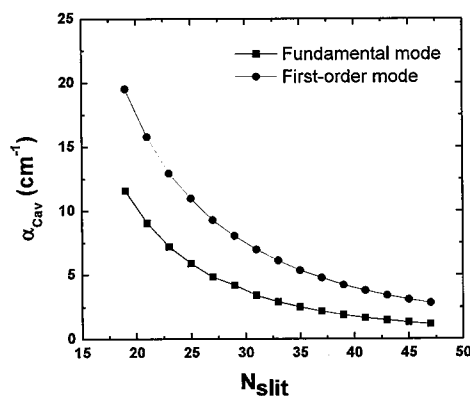


图 2-4: 二级 THz-DFB-QCL 光栅狭缝数与激光器谐振腔损耗的关系, 图中画出了纵模的基模与最容易出现的一阶纵模的关系

2) 激光器的输出功率与激光器结构的关系

从图 2-4 我们可以看到激光器的谐振腔损耗会随着激光器狭缝的增加而减小, 激光器损耗的变化必定会引起激光器输出功率的变化。

2.3 实验设计

本论文试图通过模拟和实验在双金属波导的二级 THz-DFB-QCL 中获得稳定的单纵模，并找到最大输出功率结构的二级 THz-DFB-QCL。我们首先进行了实验设计。由于二级 THz-DFB-QCL 的周期与波长满足：

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff}} \quad (2-7)$$

为了确保我们得到的激光是二级 THz-DFB-QCL 波导结构的设计结果我们首先设计了不同周期的二级 THz-DFB-QCL，周期分别是 31.4 μm 、32.6 μm 、33.5 μm 、34.1 μm 。然后我们在不同周期激光器分别设计了不同的光栅狭缝数目，分别是 29、35、41 和 47 个。我们希望通过上述实验设计得到稳定的单模以及较高的输出功率。

2.4 本章小结

本章从二阶 THz-DFB-QCL 的原理讲起，分析了目前二阶 THz-DFB-QCL 还存在的一些问题，并且想通过实验的设计最终得到稳定的单模以及较高的输出功率。

第三章：针对 GaAs 的 ICP 刻蚀研究

在 THz-DFB-QCL 的制备中 ICP 刻蚀是一较关键的步骤，陡直且光滑的刻蚀结果能很好的实现波导结构的功能，而较差的刻蚀结果会导致激光器中出现较多的无规散射，影响激光器的性能，严重时破坏波导的功能。

3.1 刻蚀简介

对薄膜材料进行局部分割或者表面去除的工艺称为刻蚀工艺。刻蚀分为湿法刻蚀和干法刻蚀两种。化学腐蚀称为湿法刻蚀；采用离子束轰击的方式进行的刻蚀称为干法刻蚀^[39]。

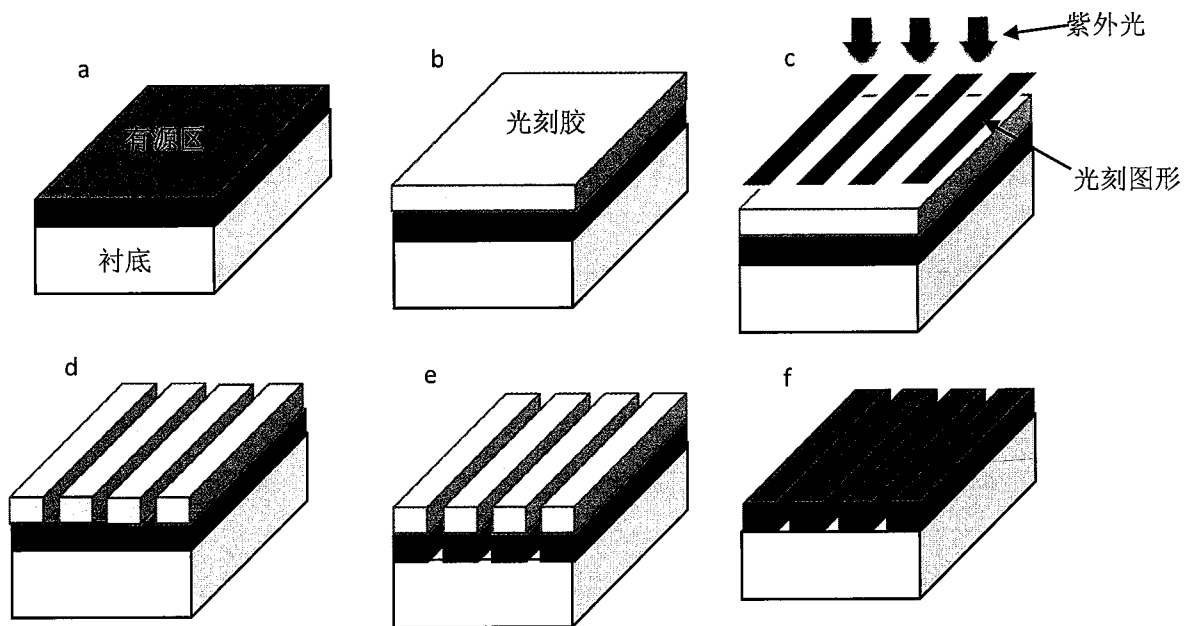


图 3-1：刻蚀基本步骤：图中 a 是白色衬底上长好的蓝色有源区，实际衬底厚度 300-500 μm ，比有源区（10 μm 左右）材料厚很多，图中未按照实际比例画图；b 是在有源区材料上涂上黄色的光刻胶，c 是按照器件的要求进行紫外曝光，绿色的条状是设计好图形的光刻板，紫外光从正上方曝光贴紧的样品和光刻板；经过显影后就在光刻胶上得到想要的图形（图中 d）；在经过湿法或者干法刻蚀在有源区得到设计的图形（图中 e）；最后去掉光刻胶就在有源区得到了图形（图中 f）

刻蚀的主要过程如图 3-1 所示。在 GaAs 的衬底上有有源层的 GaAs/AlGaAs 量子级联的材料，将样品清洗干净如图中（a）；在样品表面涂上光刻胶（图中 b）；在光刻胶上按照须要的图形进行曝光（图中 c）；然后经过显影之后在样品

上留下光刻胶的图形（图中 d），样品上留下的光刻胶用来做刻蚀时候对样品刻蚀部分的保护；在然后经过湿法或者干法刻蚀（图中 e）；最后清洗掉光刻胶就在材料上得到了想要的图形（图中 f）。

湿法刻蚀和干法刻蚀各有优点和缺点。湿法刻蚀有较长的历史，其优点是适应性强、便宜、能较好的控制刻蚀深度；而其最大的缺点是不容易控制刻蚀时各向异性。干法刻蚀的优点是能很好的控制刻蚀时各项异性，能较好的得到须要的图形；最大的缺点是刻蚀成本高。在本次制作器件的过程中要求刻蚀能较好的保留图形，并能做到刻蚀侧壁垂直且光滑，所以在实际刻蚀中选择了干法刻蚀。

常见的干法刻蚀有三种，分别是：离子束溅射刻蚀、等离子体刻蚀和反应离子刻蚀。这三种干法刻蚀各有特点：①离子束溅射刻蚀（IBE）是利用具有一定能量的离子轰击刻蚀样品表面，使样品原子或者分子发生溅射，以此达到刻蚀的目的。离子束溅射刻蚀一般使用氩气（Ar）、氪气（Kr）等惰性气体，将其充入反应腔中电离形成等离子体，然后经电场加速射向样品表面，达到刻蚀的目的，所以离子束溅射刻蚀是一种纯的物理刻蚀。这种刻蚀的优点是：方向性好、各向异性、分辨率高、受刻蚀材料影响较小等。②等离子体刻蚀采用的是高频辉光放电，使反应气体激活成为活性粒子，比如原子或者游离基团，这些活性粒子通过扩散到刻蚀样品的部位，并进行反应，形成挥发性生成物并最终被去除。这种刻蚀方法是一种纯的化学刻蚀。其优点是：刻蚀各向同性、刻蚀速率高、均匀性和选择性好，但不能很好的控制刻蚀的侧壁形貌。③反应离子刻蚀（RIE）：采用高频辉光放电，使反应气体激活成活性粒子，比如原子或者游离基团，这些活性粒子经过加速电压到达样品表面，某些不予材料反应的离子由于加速电压的作用而具有能量，达到样品表面时通过能量的交换轰击样品表面的原子或者分子，达到刻蚀的目的，这种刻蚀是各项异性的；而另外一些与样品反应的离子到达样品表面后不仅有物理的轰击，这些粒子还会与样品发生化学反应，这种反应是各项同性的。在等离子体刻蚀中，反应气体产生等离子体的方式有很多种，以前常用的方法是高压直流放电，交流放电；近年来出现了几种新型的等离子体源，例如感应耦合等离子体(ICP)、电子回旋共振等离子体(ECR)和螺旋波等离子体(HWP)等各种源。其中电感耦合等离子体刻蚀由于成本低廉、易于产生较大直径、较高密度的均匀等离子体成为最常用的反应离子刻蚀^[40-44]。

3.2 电感耦合等离子体刻蚀简介

3.2.1 刻蚀系统

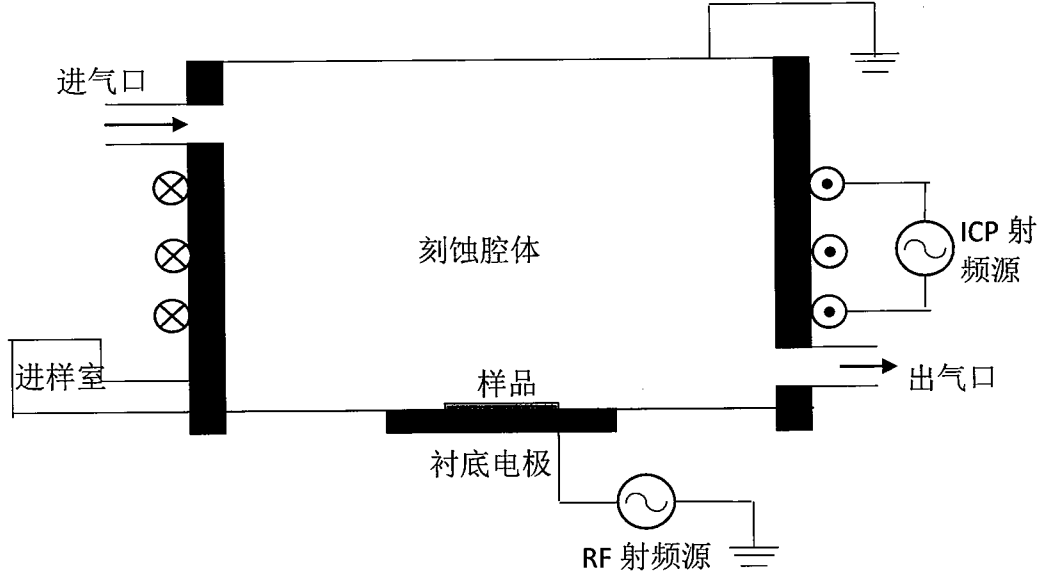


图 3-2: 刻蚀系统示意图: 刻蚀气体从进气口进入刻蚀腔体, 在 ICP 射频源的作用下形成等离子体, 等离子体在 RF 射频源的作用下高速轰击刻蚀样品, 并在样品表面发生复杂的物理和化学反应, 生成易挥发的气体, 并在真空系统的作用下由出气口排除刻蚀腔体。

本次器件制备的刻蚀工艺在 Oxford Plasma System100 ICP 刻蚀设备上完成, 图 3-2 是该 ICP 工作的示意图。图中可以看到有两套射频源, 它们的工作频率都是 13.56MHz。其中缠绕在刻蚀机腔体表面的一套射频源我们通常称为 ICP 射频源, 它工作时的功率一般称为 ICP 功率。ICP 射频源的主要作用是将从进气口进入的气体等离子体化, 通过计算可以得到在稳定的环境下腔体内中心电场和磁场的分布满足关系^[45]:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} B_0 \omega r e^{i\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)} \vec{e}_\theta \quad (3-1)$$

$$\vec{B} = B_0 \left(1 - \frac{1}{4} K^2 r^2\right) e^{i\omega t} \vec{e}_z \quad (3-2)$$

从上面的表达式可以清楚的看到磁感应强度沿着径向递减, 在对称轴中心处最大, 在放电管内壁附近的地方最小; 而电场强度的趋势恰好相反, 沿径向是递增的, 在对称轴中心处最小, 在放电管内壁附近最大。电子在混合场中运动, 由于动能较大, 碰撞充入腔体的气体, 气体中的原子或者分子在受到碰撞后产生电离, 在

初略的计算中我们可以将电子在腔体中的运动最大速率表示为^[45]:

$$v_{\max} = \frac{eBr_0}{2m} \quad (3-3)$$

取 $r_0=0.01\text{m}$, 那么 $B_0=100\text{G}$, 那么电子最大速度 $v_{\max}\approx 10^7\text{m/s}$, 如此大速度的电子撞击中性粒子, 足够使它电离并产生新的电子, 产生的新的电子又会在 ICP 射频电源产生的交变电场作用下加速并再去撞击其它中性粒子, 腔体中形成新的电离, 最终形成稳定的等离子体。在腔体中的等离子体由第二套射频源加速对样品进行刻蚀。这一套射频源一般称为 RF 源, 其工作时的功率称为 RF 功率。RF 源的两个电极分别连接在腔体顶端和样品下方的衬底电极上, 腔体中的等离子体在 RF 源的作用下向样品运动, 对样品进行刻蚀, 生成易挥发的气体, 生成的气体通过真空系统在分子泵的作用下排除刻蚀系统。

在 ICP 刻蚀中等离子体不是一个等温系统, “电子气”具有的平均能量比正离子和中性粒子高很多, 电子的能量一般是 $1\sim 30\text{eV}$, 也就是说电子温度大约比普通气体分子的平均温度高 $10\sim 1000$ 倍^[46], 所以反应气体可能接近环境温度, 此时电子能量足以使气体分子的化学键断裂并产生化学活性粒子(自由基、离子、活化分子等基团)。由于反应气体的电激活使本来在高温下进行的化学反应温度大大降低, 也就是说反应气体的化学键在较低温下就可以分解。在较低温度下产生的活化分子和自由基最后吸附在样品表面, 离子在电场的作用下向待刻蚀基片飞去, 与刻蚀样品发生复杂的反应, 最终产生刻蚀现象。

3.2.2 ICP 刻蚀参数对刻蚀影响

1) 气体流速和反应室的压力

改变刻蚀效果的因素有很多, 其中气体的流速和反应室的压力是改变干法刻蚀效果的较直接且重要的因素。反应室压力减小会让了气体流速加快, 参加反应的活性物质更新就越快, 同时反应生成物停留在反应腔中的机会也较少, 所以刻蚀过程中较强的是化学过程, 而物理过程较弱, 这使刻蚀速率较高。但当流速增大到一定值后, 参加反应的活性物质停留时间太短, 导致速率大大降低并且均匀性较差。

反过来当反应室压力的增大, 气体流速降低, 反应物分子自由程降低, 离子之间的碰撞机会增加, 这让刻蚀过程中化学刻蚀减少, 提高了物理轰击过程。而气流速度降低使生成物在腔体里面停留的时间变长, 生成物的累积增多。生成物的增多会导致化学刻蚀过程降低, 并最终影响刻蚀速率。

2) RF 功率的影响

RF 功率决定了等离子体的能量，也就决定了离子到达样品表面的速率。当 RF 功率较大时，等离子体中离子的能量就较高，使离子向样品的冲击越快，方向性也越好。能有效的提高打破化学键的效率，并且能提高离子对材料的物理轰击效率和有效的去除刻蚀产物，最后既提高了刻蚀速率，又使刻蚀样品陡直，能较好的避免横向钻蚀问题。但是，过高的 RF 功率使离子得到过高的能量将会导致刻蚀样品表面的损伤，不利于得到平整的刻蚀结果。

3) ICP 功率的影响

ICP 功率的大小决定了腔体中等离子体的密度。容易想到在一个低的 ICP 功率下等离子体密度较低，这使物理刻蚀和化学刻蚀所需的离子较少，刻蚀速率较慢；而增大 ICP 功率时等离子体的密度会随之增大，这让参加刻蚀的离子增多，刻蚀的速率会随着 ICP 功率的增加而增加。但是当 ICP 功率超过一定范围后，参加反应的离子达到饱和，刻蚀速率变化不大；如果 ICP 功率很大时等离子体内部之间的碰撞复合机率大大增加，有一些参与反应的离子在未到达样品时被复合掉，最后会使刻蚀的速率下降。

4) 温度的影响

温度对刻蚀也有影响，温度较低时刻蚀化学反应较慢，物理刻蚀作用较强，刻蚀均匀性较好，但如果刻蚀过程中生成不易挥发的物质容易停留在样品表面，使样品表面变差，温度升高后刻蚀时化学反应速率也随着加快，而在较高的温度时不易控制样品侧壁的形貌。

3.3: GaAs 的 ICP 刻蚀条件优化

在制作分布反馈激光器的时候 ICP 刻蚀是一个重要的步骤，如果刻蚀工艺不理想容易导致光波的无规散射，影响光波的传输，甚至破坏波导结构，得不到理想的结果。

在实际制作器件的时候要求 ICP 刻蚀后的样品侧壁陡直且光滑（如图 3-3 所示）。制作器件的有源区材料是 GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As 的量子级联激结构，但 AlGaAs 层中 Al 只有 15%，出于对激光器材料价格的考虑，在 ICP 刻蚀优化的实验中直接用衬底 GaAs 代替制作激光器的材料。

ICP 刻蚀 GaAs 或者是 GaAs/AlGaAs 的研究已经有较多的报道^[47-52]。在刻蚀 GaAs/AlGaAs 的报道中较多的使用 BCl₃ 和 Cl₂ 作为刻蚀气体的^[47, 48]；有改变刻蚀气体，在刻蚀中加入 SF₆ 的^[50]；也有惰性气体用作钝化的^[50-52]。总之他们在改变 ICP 刻蚀的条件后得到了较理想的刻蚀结果。但是由于刻蚀设备之间的差异，

在两台相同的 ICP 刻蚀仪器上很难用相同的参数得到相同的刻蚀结果。所以刻蚀工艺的优化有必要进行。

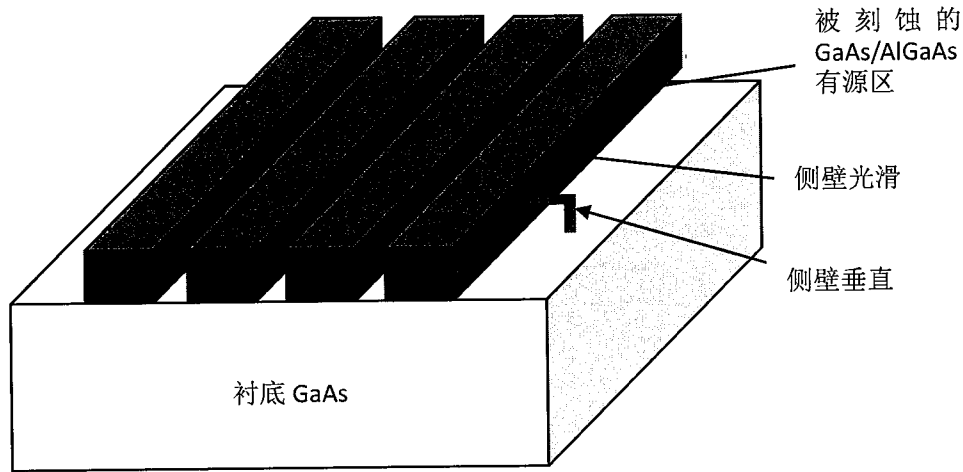


图 3-3: 刻蚀效果图: 如图所示衬底 GaAs 表面的有源区 GaAs/AlGaAs 量子级联部分被刻蚀掉, 在未刻蚀区域留下一个侧壁, 我们刻蚀结果要求侧壁光滑并且垂直

3.3.1: ICP 设备的准备

如果 ICP 刻蚀机较长时间没有开腔清洗, 需要开腔进行一次彻底的清洗。在彻底清洗或者使用时间较短的情况下需要用等离子体清洗腔体。一般采用 SF_6 和 O_2 等离子体清洗半小时, 再用 O_2 清洗半小时。而腔体清洗好之后, 在正式刻蚀之前还需要对 ICP 刻蚀腔体环境做准备。

在实验室中已有的刻蚀条件下用 BCl_3 和 Cl_2 作为刻蚀气体, 具体条件是: 温度 20°C 、压强 10mTorr、ICP 功率 350W、RF 功率 60W、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm (1sccm=1ml/min)。在此条件下刻蚀 GaAs 材料会出现刻蚀的速率随时间变化, 刚开始刻蚀速率较快, 然后慢慢变慢, 最后趋于平稳。在实验中我们采用每次刻蚀 5 分钟用于测刻蚀速率可以得到结果如图 3-4 所示。可以看到第一个 5 分钟刻蚀速率较快, 总共刻蚀深度大于 $5\mu\text{m}$; 而后速率慢慢变小, 在刻蚀半小时后刻蚀速率趋于平稳, 大约是每 5 分钟刻蚀 $3\mu\text{m}$ 。(图中不同曲线表示不同时间做的实验, 带三角形的曲线表示清洗干净腔体后用 GaAs 直接刻蚀 30 分钟后再进行刻蚀实验并测量刻蚀深度)。产生这种现象的原因是 ICP 刻蚀的腔体刚刚清洗完之后, 腔体内表面较干净, 而在实际刻蚀时会生成刻蚀的产物, 刻蚀的产物附着在腔体表面使腔体环境发生变化, 环境变化时刻蚀的均匀性也会发生变化。经过一段时间的累积腔体表面已经有较多的刻蚀产物后, 不会再

附着刻蚀产物，此时腔体处于一个稳定的状态，刻蚀的均匀性不再变化。为得到较稳定的刻蚀结果，需要在刻蚀样品前对 GaAs 刻蚀 30 分钟的。

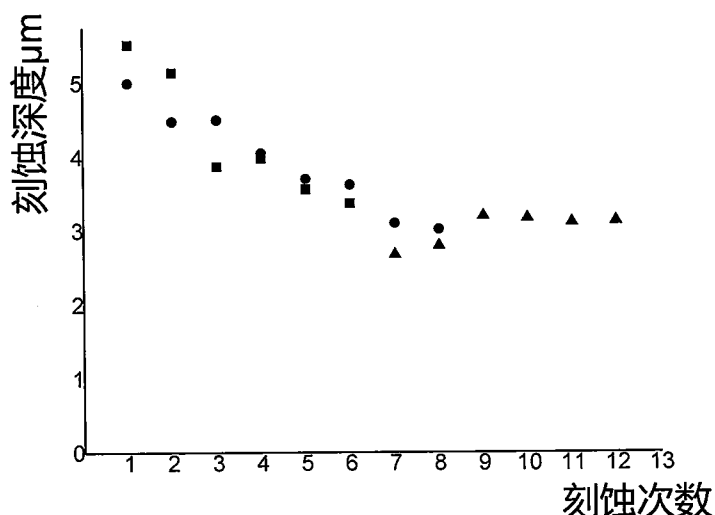


图 3-4: 刻蚀速率与时间的关系: 采用的刻蚀条件是温度 20℃、压强 10mTorr、ICP 功率 350W、RF 功率 60W、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm, 图中每个点表示刻蚀 5 分钟 GaAs 测量这个 5 分钟刻蚀的深度, 横坐标表示刻蚀的次数。图中方框、色圆和三角形分别表示 3 次不同实验。其中三角形的点是在 ICP 刻蚀 GaAs 30 分钟后开始第一次刻蚀测刻蚀深度, 所以三角形的点横坐标从 7 开始。

3.3.2: 刻蚀工艺的优化

在稳定的刻蚀环境下继续进行刻蚀工艺的优化。在条件是温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 60W、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm 的情况下刻蚀 GaAs 得到的结果如图 3-5 所示: 图中 a 和 b 是示意图 c 和 d 是 SEM 图片。可以看到在此条件下样品的侧壁不是直角(c)(其倾角是 $78^\circ 19'$), 这样的刻蚀结果不利于激光器后续的工艺, 并且在测试中也不利于电流的均匀注入。而刻蚀侧壁很粗糙(d), 粗糙的侧壁容易造成光的无规散射, 影响甚至破坏波导结构的功能。而刻蚀出现倒梯形并且刻蚀侧壁很粗糙说明化学刻蚀作用较强, 因为化学刻蚀各向同性, 刻蚀时由于化学反应的原因刻蚀的方向不仅是竖直向下, 在侧壁上由于有能和 GaAs 反应的气体, 侧壁的 GaAs 也会被反应掉一部分, 所以造成刻蚀出来的图形出现倒的梯形; 而物理刻蚀理论上是严格竖直刻蚀, 刻蚀出来的图形应该是竖直的, 不会出现倒的梯形, 但由于纯物理刻蚀对样品损伤较大, 容易造成刻蚀底面粗糙, 所以一般较好的刻蚀效果是物理刻蚀和化学刻蚀的共同结果, 而找到物理刻蚀和化学刻蚀的平衡点就要优化刻蚀条件。

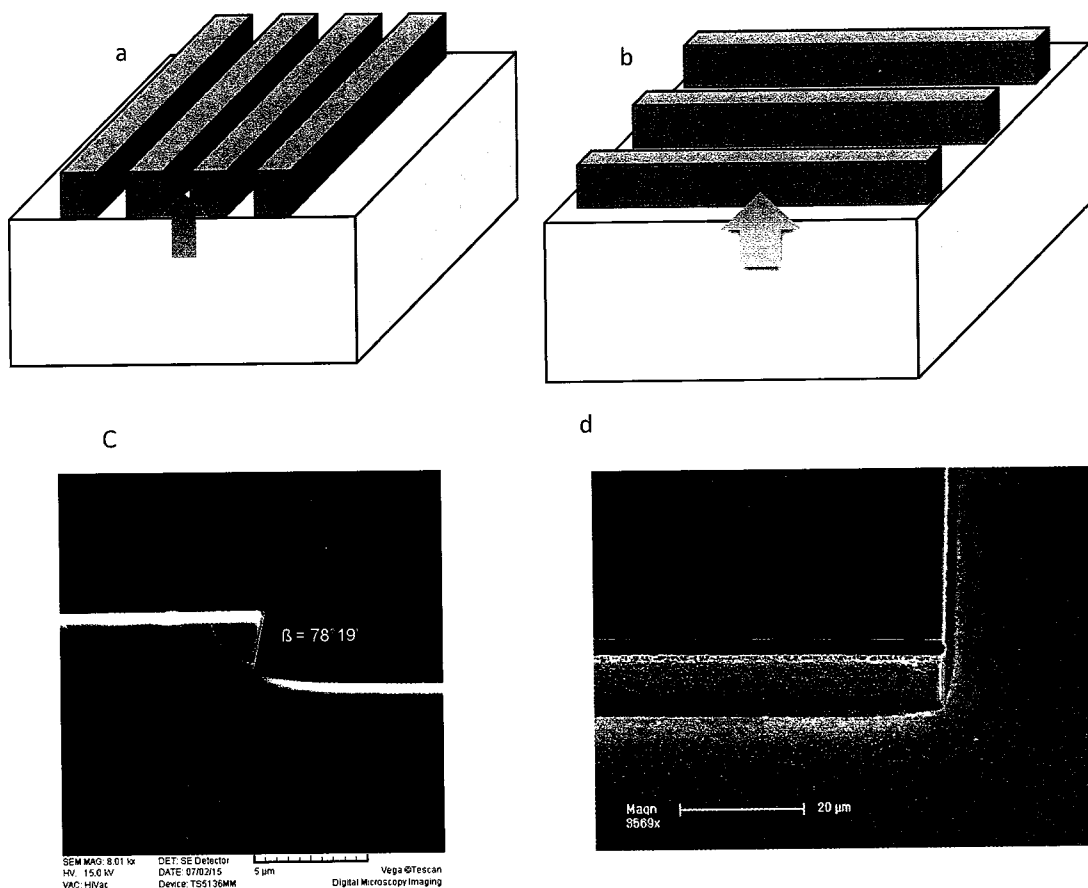


图 3-5 在刻蚀条件是温度：20℃、压强：10mTorr、ICP 功率：350W、RF 功率：60W、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm 下刻蚀结果如图。其中图 a 和 b 是示意图；c 和 d 是 SEM 图片。将刻蚀好的样品沿垂直与图形的方向解理后沿着图 a 中箭头所指的方向在 SEM 中成像，得到结果如图 c，将样品沿平行与图形的方向成像如图 b 得到的结果如图 d

而要解决上述问题较常见的办法是加入 N_2 、Ar 等惰性气体用作钝化^[50-52]，由于化学刻蚀效果较强，为了减小化学刻蚀的效果加入活性不高的气体，其生成物或者气体本身不和 GaAs 发生反应，由于这些气体覆盖在刻蚀样品侧壁，会很好的起到保护刻蚀样品的作用，让反应气体和 GaAs 减少接触，最终达到减小化学刻蚀作用的目的。还有一种方法是增加 RF 功率用来提高物理刻蚀的作用^[53]。RF 功率决定了离子到达样品的能量，提高 RF 功率能有效的提高离子到达样品的能量，有效的提高物理刻蚀的比例，也就响应的减少了化学刻蚀的作用。首先我们采用加入惰性气体的办法来提高刻蚀效果。由于我们用光刻胶做掩膜，如果加入 Ar，那么光刻胶的刻蚀速率较快，最后刻蚀样品的深度大于 10 μm ，如果使

用 Ar，此时光刻胶便不能很好的起到掩膜的作用。所以最终选择了 N_2 作钝化。但如果加入较多 N_2 后样品表面的会停留较多的难挥发物质而形成“微柱”。如图 3-6 所示，当 N_2 流量是 2sccm 时样品表面较完好；当 N_2 的流量是 4sccm 后样品表面出现“微柱”当 N_2 的流量是 6sccm 时样品表面的“微柱”较多。所以加入 N_2 的流量不能大于 4sccm。

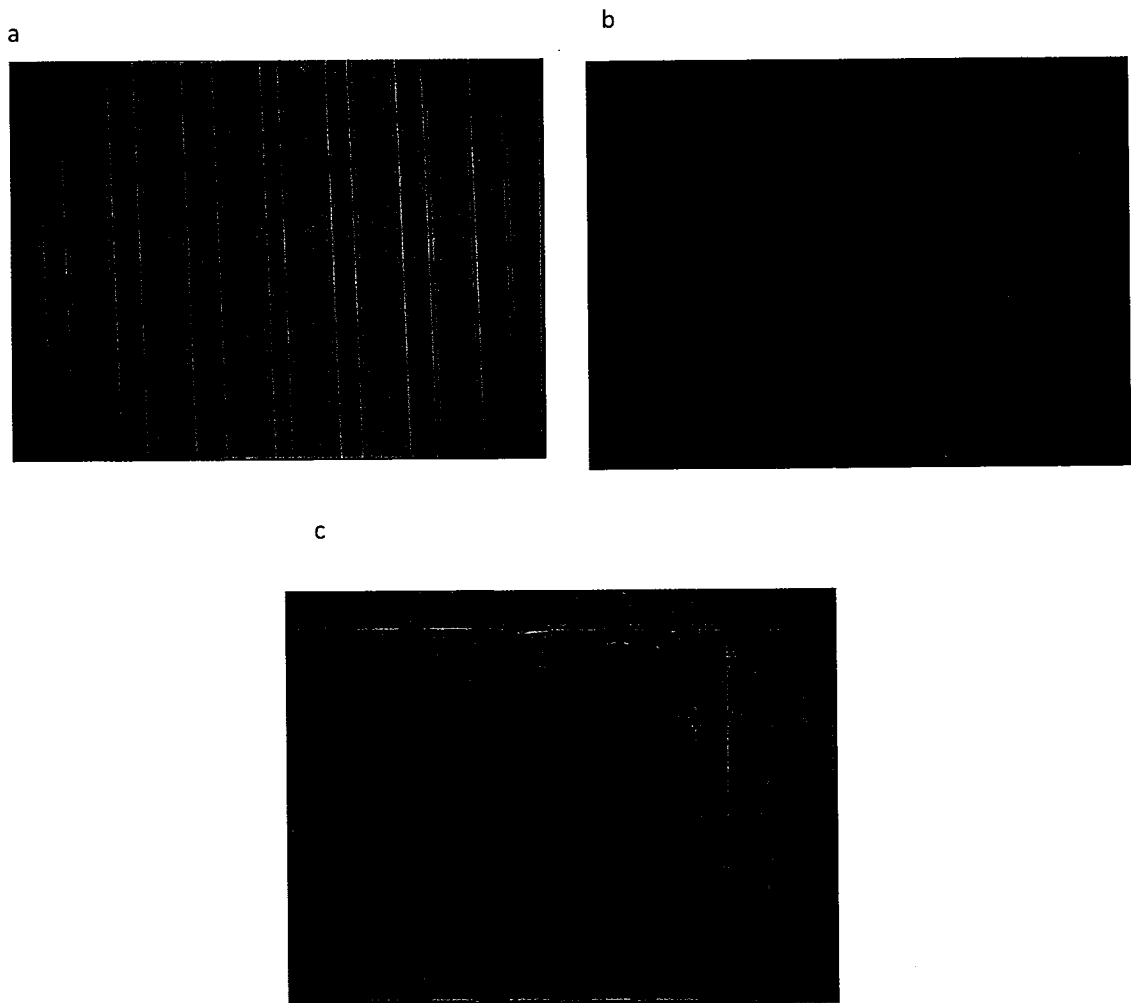


图 3-6: 图中刻蚀条件温度: 20°C 、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 60W、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm 的基础上加入 N_2 的刻蚀表面, 图中 a、b 和 c 分别代表加如 N_2 的流量是 2sccm、4sccm 和 6sccm。刻蚀时光刻胶的图形是长条形, 所以刻蚀结果是间隔的长条形图形。3 个图片都是在放大 100 倍后拍照。

加入 N_2 的流量为 2、3、4sccm 时样品表面如图 3-7 所示, 可以看到样品表面较好。但加入 4sccm 的 N_2 的样品表面也有少量“微柱”。而对于加入 N_2 做钝化的效果首先从侧壁的垂直性看, 加入 2sccm 的 N_2 的样品同样是倒梯形, 但比不加入 N_2 的样品明显好很多; 加入 4sccm 的 N_2 的样品是一个正梯形; 而加入 3sccm

的样品最接近直角。

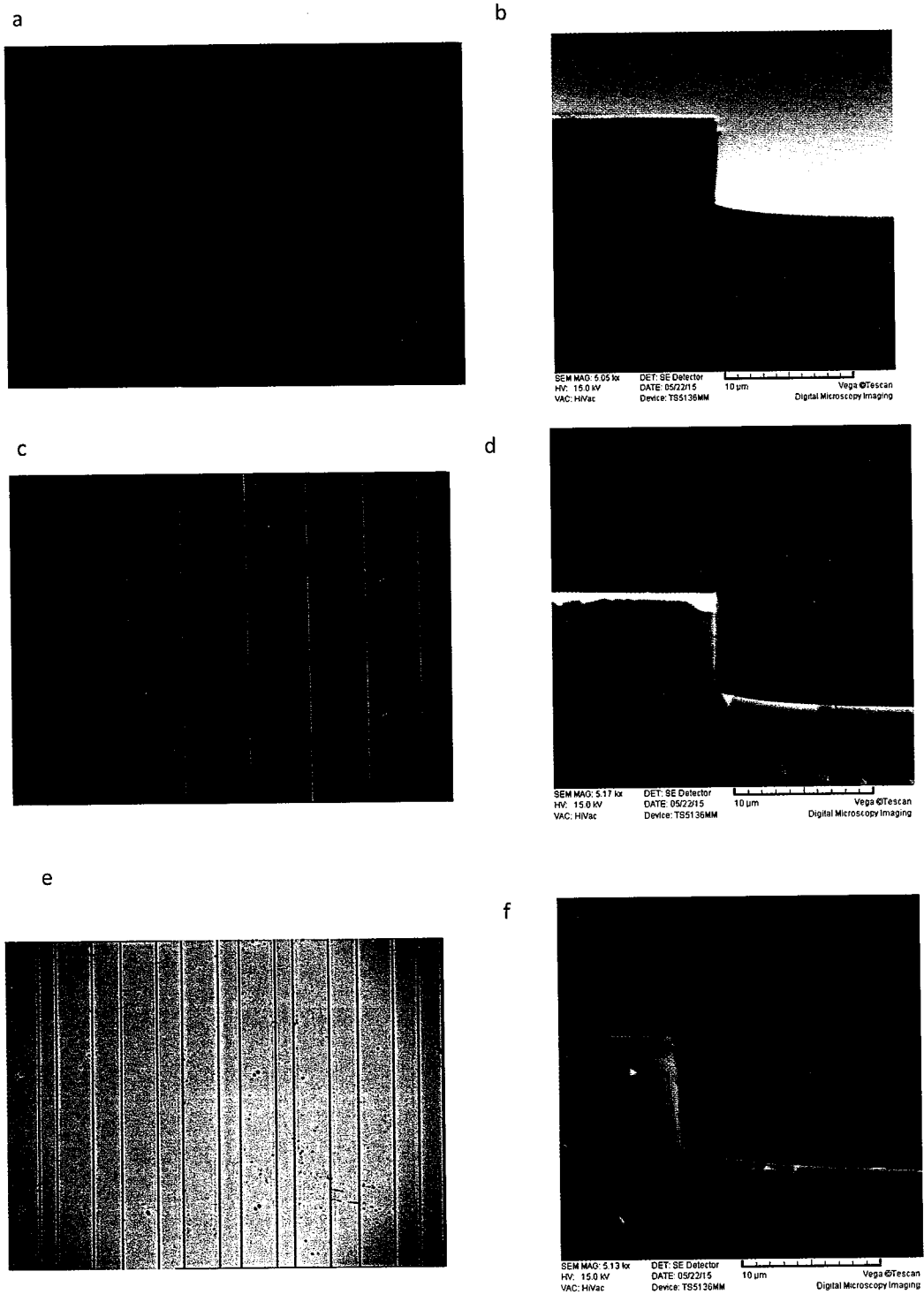


图 3-7: 不同 N_2 流量下样品表面和侧壁。相同的刻蚀条件是: 温度 20°C 、压强 10mTorr 、ICP 功率 350W 、RF 功率 60W 、 BCl_3 和 Cl_2 的流量分别是 25sccm 和 5sccm , 图中 a 和 b 是加入 2sccm 的 N_2 的表面和侧壁的垂直性的照片, 图 c 和 d 是加入 3sccm 的 N_2 的照片, e 和 f 是加入 4sccm 的 N_2 的照片。其中 a、c 和 e 是显微镜下放大 100 倍的照片

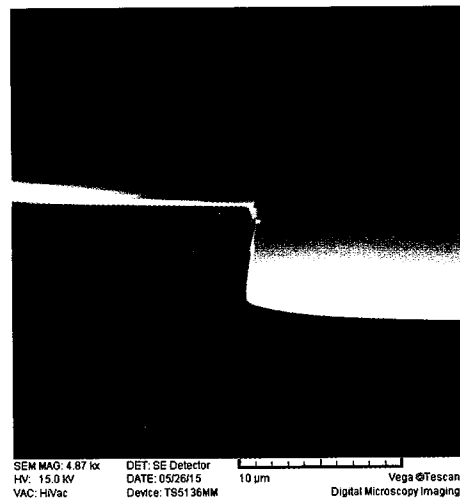


图 3-8: 刻蚀侧壁 SEM 图片: 刻蚀条件温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 60W、BCl₃、Cl₂ 和 N₂ 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm 刻蚀侧壁垂直性照片

重复实验条件温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 60W、BCl₃、Cl₂ 和 N₂ 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm, 得到的刻蚀侧壁如下图 3-8 所示, 刻蚀侧壁接近垂直, 但是略向里倾斜。由于加入过多的 N₂ 会出现刻蚀表面有较多微柱, 且刻蚀结果会出现正的梯形, 所以不能再增加 N₂ 流量。那么采用提高 RF 功率的办法使刻蚀侧壁变得垂直。将 RF 功率分别提高到 70W、80W 和 90W。由图 3-9 中可以看到: 当 RF 功率是 80W 时刻蚀侧壁最接近 90°。

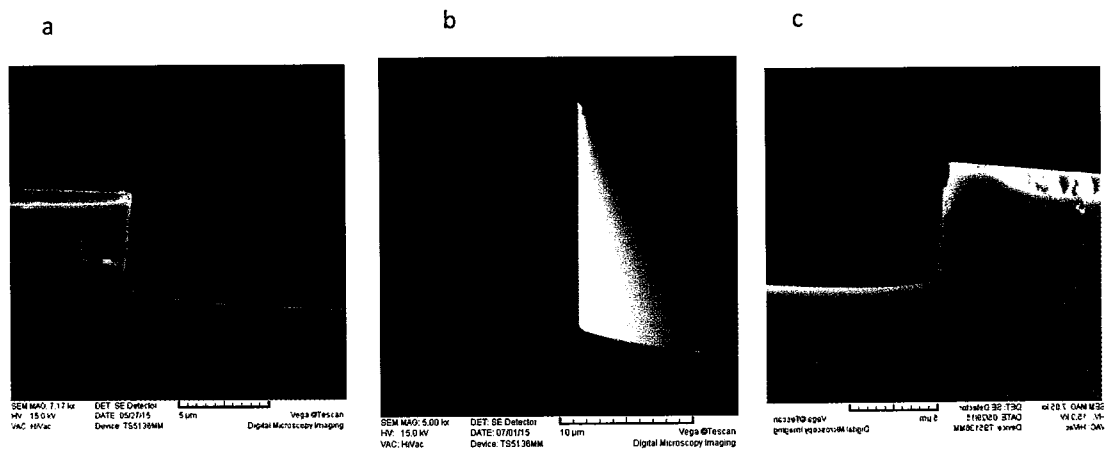


图 3-9: 刻蚀垂直性 SEM 图片: 图刻蚀条件温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、BCl₃、Cl₂ 和 N₂ 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm, 图 a、b 和 c 的 RF 功率分别是 70W、80W 和 90W

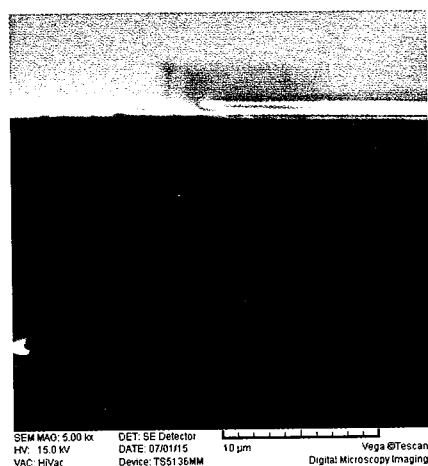


图 3-10: 刻蚀侧壁 SEM 图片: 刻蚀条件温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率等于 80W、 BCl_3 、 Cl_2 和 N_2 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm 是侧壁光滑性。侧壁较高光滑, 其中图形的起伏是由于光刻时光刻胶的形状造成, 与刻蚀本身无关

未加入 N_2 刻蚀侧壁粗糙是由于侧壁化学刻蚀作用太强, 导致侧壁几乎全是由于化学刻蚀的作用而钻刻, 最终使侧壁变得粗糙。但加入 N_2 作钝化后由于减少了刻蚀中化学刻蚀所占的比例所以侧壁也会变得光滑。当刻蚀条件是温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 80W、 BCl_3 、 Cl_2 和 N_2 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm 时刻蚀侧壁如图 3-10 所示, 表面较光滑, 能够满足制作器件的需要。

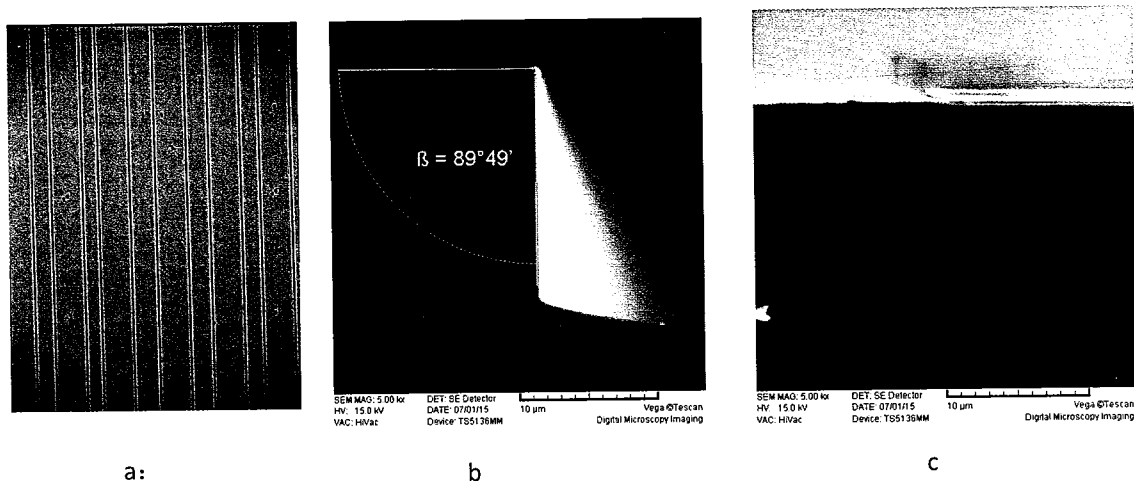


图 3-11: 刻蚀条件为: 温度: 20℃、压强: 10mTorr、ICP 功率: 350W、RF 功率: 80W、 BCl_3 、 Cl_2 和 N_2 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm 刻蚀效果图中 a 是样品的表面, 是在显微镜下放大 100 倍后成像; b 是拍的刻蚀的垂直性; c 是刻蚀侧壁的光滑性

所以最终得到的刻蚀条件是：温度：20℃、压强：10mTorr、ICP 功率：350W 、RF 功率：80W、 BCl_3 、 Cl_2 和 N_2 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm。刻蚀效果如图 3-11，图中分别是刻蚀材料的表面，侧壁的垂直性和侧壁的光滑性。图 c 中的刻蚀侧壁表面的起伏是由于光刻时光刻胶的形状造成的，与刻蚀工艺本身无光。

3.4: 本章小结

本章从刻蚀的基本步骤讲起，介绍了 ICP 刻蚀系统和 ICP 刻蚀中较重要的参数对刻蚀的影响。最后着重介绍了优化 ICP 刻蚀工艺的过程并得到较理想的结果。

第四章：二级 THz-DFB-QCL 的制备和测试原理

4.1 二级 THz-DFB-QCL 的制备

(1) 有源区材料的生长

我们用固态源分子束外延生长激光器材料。有源区结构采用“连续态至束缚态跃迁”机制，有源区中每个重复周期由 4 个 GaAs 量子阱和 4 个 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 势垒交替生长构成（如表 4-1），各势阱和势垒的厚度分别为：**4.2/9.4/3.8/11.5/1.8/11.0/5.5/18.4**，单位是 nm，其中加粗字体为 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 层的厚度，其它的为 GaAs 层的厚度，下划线为 n 型掺杂层，掺杂浓度为 $(\text{Si}, 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$ 。实验中首先在非掺杂 GaAs 衬底上生长 250nm 的 GaAs，然后在其上生长 300 nm 厚的 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 腐蚀阻挡层和 150 nm 厚的 n^+GaAs 接触层 $(\text{Si}, 2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ ，接着生长 180 个周期的有源区，有源区的上方为 50 nm 厚的 n^+GaAs 接触层 $(\text{Si}, 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ 。整个外延结构的厚度约为 $12\mu\text{m}$ 。

表 4-1：样品有源区生长结构

材料层	材料	厚度 (nm)	Al 的百分比 (%)	掺杂浓度 (cm^{-3})
17	GaAs	50		5.0×10^{18}
16	AlGaAs	4.2	15	
结束 180 个个周期				
15 SL	GaAs	18.4		2.0×10^{16}
14 SL	AlGaAs	5.5	15	
13 SL	GaAs	11		
12 SL	AlGaAs	1.8	15	
11 SL	GaAs	11.5		
10 SL	AlGaAs	3.8	15	
9 SL	GaAs	9.4		
8 SL	AlGaAs	4.2	15	
开始 180 个周期				
7	GaAs	18.4		2.0×10^{16}
6	AlGaAs	5.5	15	

5	GaAs	11		
4	AlGaAs	1.8	15	
3	GaAs	600		3.5×10^{18}
2	AlGaAs	300	50	
1	GaAs	250		

在实际的材料生长中首先要对 AlGaAs 中的 Al 的组份进行校准，我们采用的方法是固定 Ga 源的温度，改变 Al 源的温度，温度越高 Al 源中 Al 的运动越剧烈，相应的 Al 的流速越大。最后通过 XRD 的测量得到 AlGaAs 得到材料中各元素的组份，在确定好温度和 Al 组分的关系后；第二步经过固定时间的材料生长得到在相应条件下 MBE 生长 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 、 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 和 GaAs 的速度；第三步需要通过测量霍尔效应校准 Si 源在不同温度下对材料的掺杂，最终确定在不同掺杂浓度下 Si 源的温度；然后尝试生长 10 个周期的有源层判定参数是否优化好，最后是正式材料的生长。材料生长完成后我们进行了 XRD 双晶衍射表征，得到的图形如图 4-1 所示，通过几个卫星峰可以求的外延材料的实际周期，其计算公式是：

$$\Lambda_m = \frac{\lambda \cos(\theta - \phi)}{\Delta \omega \sin 2\theta} \quad (4-1)$$

式中 Λ_m 表示材料生长周期， θ 表示 Bragg 角， ϕ 表示衬底表面和衍射晶面之间

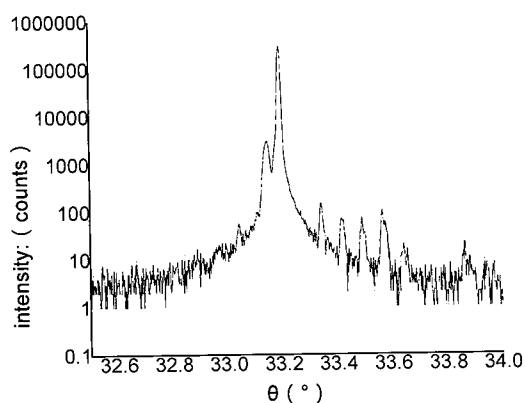


图 4-1: 样品 XRD 测试结果

的夹角, λ 是 X 射线的波长, $\Delta\omega$ 是两个卫星峰之间的角差。通过上面的公式可以得到外延材料的周期是 712.518 Å

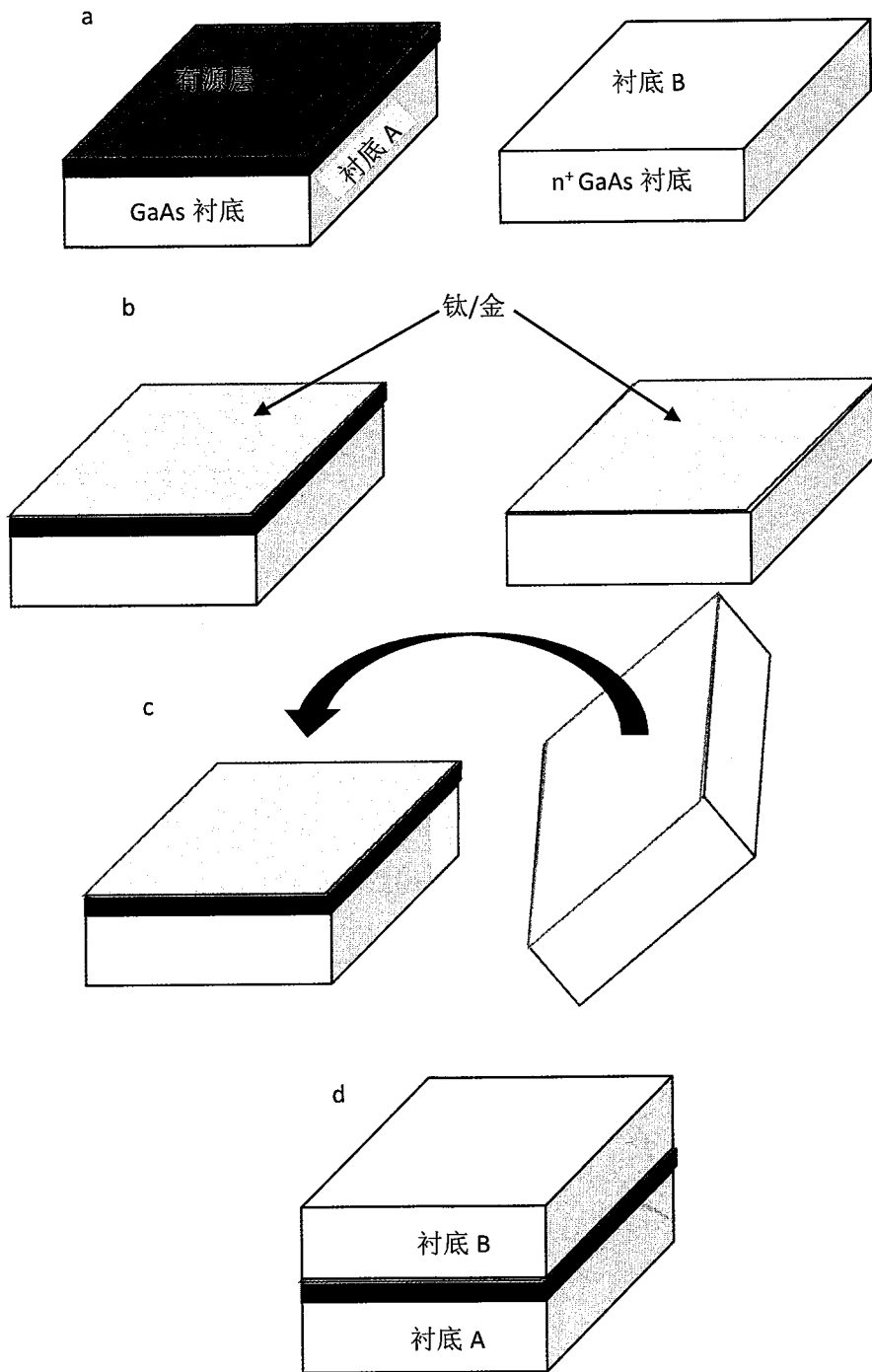


图 4-2: 键和过程示意图: 图中 a 是在 GaAs 的衬底上长好的有源层的 A 和一个 n+ GaAs 衬底 B, 在 A 和 B 上分别长上 Ti/Au (图 b), 将 B 倒扣在 A 上, 通过高温、高压将 A 和 B 键和在一起

(2) 有源层材料与衬底材料的键和

我们的激光器是双金属波导，所以要在有源区上方和下方都长上金属，所以我们首先需要通过键和让有源区和衬底之间生长上金属。如下图 4-2 为有源层材料与衬底材料的键和过程的示意图。首先在长好外延层的衬底 A 表面和另一个 n^+ GaAs 的衬底 B 表面（图中 a）用电子束蒸发生长 Ti/Au，Ti 的厚度是 10nm，Au 的厚度是 500nm，如图中 b，然后衬底 B 到过来贴在有源区上面（如图 c），让长好的 Au 贴在一起，最后在高真空和高压下让紧贴的 Au 合在一起。完成键和后实际样品有源区上下都有 GaAs 的衬底。

(3) 去除有源层衬底

如图 4-2d 键和好的样品上下都是衬底，在制作器件的时候需要去掉图 4-2d 中衬底 A，通过实际测量可知衬底 A 实际厚度为 365~375 μm 之间。首先我们通过机械减薄的办法去除衬底，由于机械减薄没有阻挡层如果直接用机械减薄的方法去除衬底较难控制。所以将衬底 A 减薄到剩下 45~55 μm 停止机械减薄，改用化学腐蚀去除衬底。由表 4-1 可以看到生长材料的第二层是 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 。由于柠檬酸和双氧水的溶液与 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 发生反应速度很慢，而溶液与 GaAs 的反应速率相对较快，所以化学腐蚀的腐蚀液选择柠檬酸加双氧水。具体配比是：200g 一水柠檬酸加入 166ml 水充分搅拌到柠檬酸完全溶解，取柠檬酸的溶液 280ml 加入 70ml（体积比 4:1）双氧水充分搅拌得到腐蚀液。将腐蚀液加热到 40 $^{\circ}\text{C}$ ，将样品放入其中进行腐蚀。腐蚀的速率大约是 1 小时 100 μm 。当看到样品表面全部是光滑表面时表明衬底被全部腐蚀干净，此时再腐蚀 2 分钟，保证将衬底去除干净。此时样品表面是 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ ，将样品放入含量是 40% 的氢氟酸并不停的晃动去除 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 。此时激光器材料被转移到 n^+ GaAs 衬底上，两者之间是 Ti/Au 金属层，该金属层既是激光器的下电极又是激光器双金属波导的下金属层。

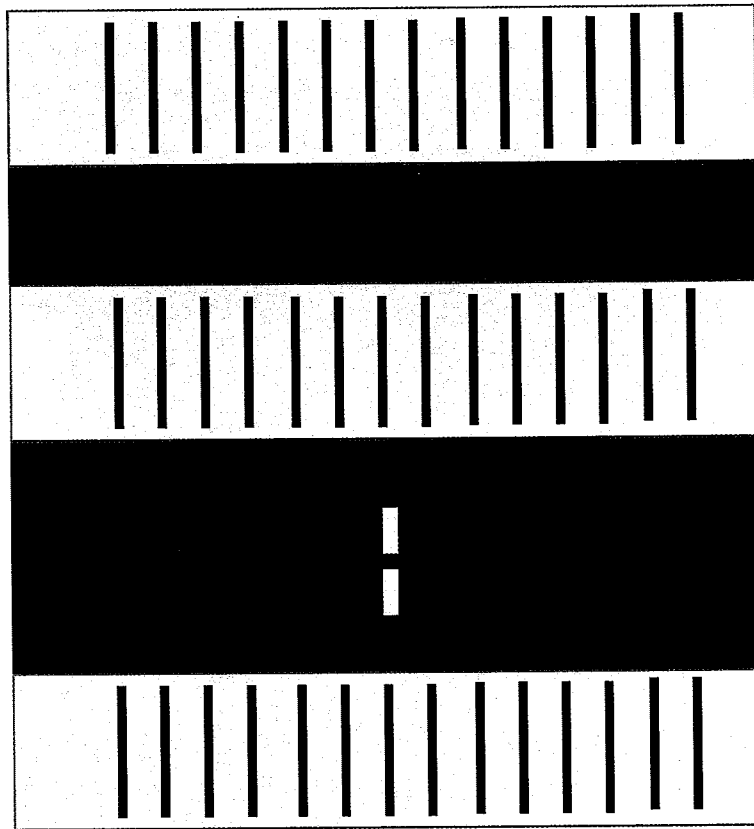
(4) 腐蚀重掺杂 GaAs

此时样品表面是 600nm 的重掺杂 GaAs。样品表面的重掺杂 GaAs 用来做欧姆接触，但 600nm 的重掺杂层会导致较严重的自由载流子吸收，所以应将重掺杂的 GaAs 减少到剩下 100~200nm。这一步腐蚀的腐蚀液选用稀硫酸和双氧水，溶液的体积比是 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:8:120$ 。腐蚀速率大约是 1 分钟 300nm。实际腐蚀后剩下的重掺杂 GaAs 厚 100~120nm。

(5) 电子束蒸发生长钛、金

通过光刻和电子束蒸发生长 Ti 和 Au，Ti 的厚度是 10nm、Au 的厚度是 500nm。

如图 4-3 所示生长金属后让样品表面形成光栅，光栅的周期是两个狭缝之间的距



4-3: 生长钛金后样品俯视图。图中金黄色表示生长的钛和金，金属中有周期性的光栅，在金属下方是有源区的材料。

离。该层金属光栅同时是激光器的上电极和双金属波导的上金属层。而在狭缝两端留出较大的面积是为了测试时引导线方便。此时有源区上方和下方都有金属层。

(6) ICP 刻蚀去除重掺杂 GaAs

长好金之后狭缝部分露在表面的是第四步腐蚀后剩下的重掺杂 GaAs。由于这一部分不和金属接触，不用于做欧姆接触，对于器件的导电性没有较大的影响，但重掺杂的 GaAs 对光波的吸收较严重，所以有必要将这一层重掺杂的 GaAs 去掉。在实际器件的制备中采用 ICP 刻蚀的办法刻蚀掉这一部分 GaAs，刻蚀条件是：温度 20℃、压强 10mTorr、ICP 功率 350W、RF 功率 80W、BCl₃、Cl₂ 和 N₂ 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm。为确保刻蚀干净实际刻蚀的深度是 355~365nm。

(7) ICP 刻蚀形成激光器脊条

由于吸收边界条件的存在可以让分布反馈太赫兹量子级联激光器得到较好

的单横模^[23]，所以在最后一步刻蚀中刻意让激光器的面积大于长的金。实际激光器的宽比金宽 16nm，比金长 170nm。刻蚀条件同样是：温度 20℃、压强 10mTorr、ICP 功率 350W、RF 功率 80W、BCl₃、Cl₂ 和 N₂ 的流量分别是 25sccm、5sccm

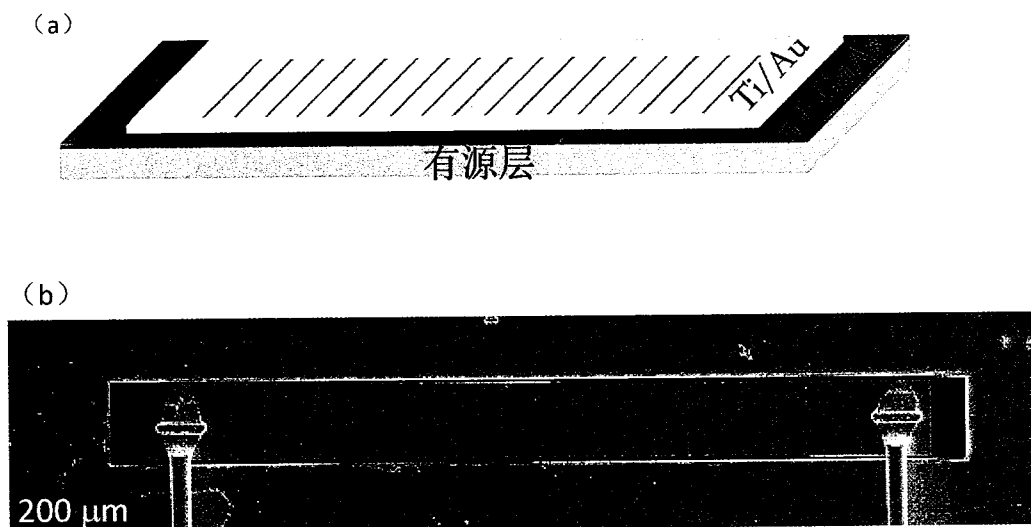


图 4-4 双金属波导太赫兹二级分布反馈量子级联激光器的示意图 (a) 和扫描电镜照片 (b)。

和 3sccm。这一步刻蚀让有源区分开，形成分立的激光器，所以刻蚀时将有源区全部刻蚀掉，直到键和之前长的金为止。刻蚀后样品就成为一个一个的激光器。最后的器件示意图和实际图形如图 4-4。

4.2 THz-DFB-QCL 的测试

在器件完成之后，接下来就是器件的测试。在 THz-DFB-QCL 的测试中光谱测试是一个重要的环节。光谱测试中采用的傅里叶光谱仪是测试的核心仪器。而傅里叶光谱仪的核心的是迈克尔逊干涉仪。其工作原理如图 4-5 光源 S 处发出的激光经过凸透镜变成一束平行光，这束平行光经过分束器后变成两束光强相等的光，一束经固定镜 F 后回到分束器，这一束光的光程是一定的；另一束经动镜 M 回到分束器，由于动镜 M 的移动，造成这一束光的光程会随着 M 的移动而改变。分别由固定镜和动镜反射回来的两束光在探测器 D 处发生干涉，干涉条纹随着动镜 M 的移动而发生改变。当两束光光程差恰好是波长的整数倍时得到干涉极强，当光程差恰好是半波长的奇数倍时得到干涉极弱。假设一束严格的单频光从 S 发出，那么在探测器 D 处的到的光强和时间的关系可以表示为：

$$I(t) = I(\omega_0) \cos(\omega_0 t) \quad (4-2)$$

其中假设 $t=0$ 时光程差等于波长的整数倍，式中的常 $I(\omega_0)$ 是由入射光强度决定的常数。将式 (4-2) 做傅里叶变换可得到频率的表达式：

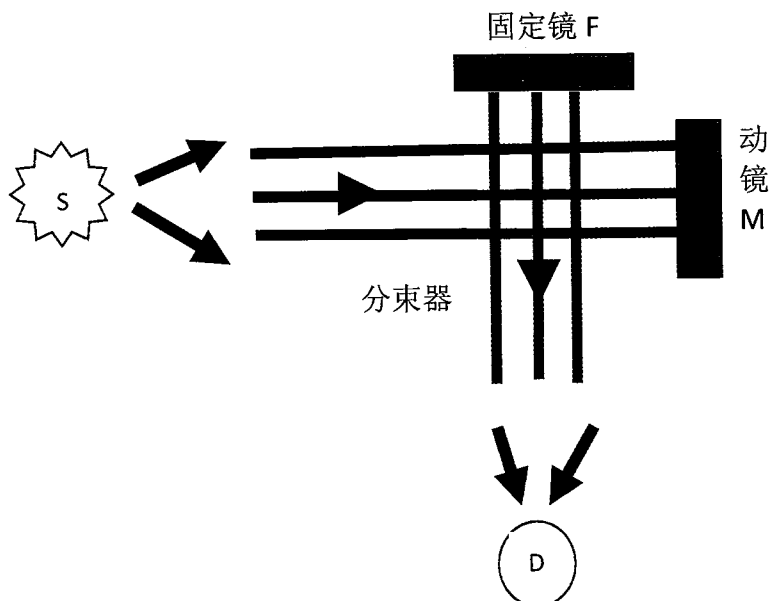


图 4-5: 迈克尔逊干涉仪示意图：激光器在光源 S 处发出激光，经过凸透镜变成平行光后经过 50% 的分束器分成两束光强相等的激光，沿垂直方向传播的激光经过固定镜 F 后经过一个凸透镜后到达探测器 D，沿水平方向传播的激光经过动镜 M 反射后经过反射沿垂直方向到达探测器 D 上，两束光在 D 上反生干涉，两束光的光程差由动镜 M 的位置决定。

$$F(\omega) = B(\omega_0) \delta(\omega + \omega_0) \quad (4-3)$$

式中 $B(\omega_0)$ 与 $I(\omega_0)$ 成正比。可以看到当一个频率为 ω_0 的信号输入傅里叶光谱仪后可以通过计算的到其频率值。在实际测试中我们采用的探测器是室温的 DLaTGS，脉冲信号的频率是 10KHz，占空比是 1%。

器件测试的另一个较重要的方面是电压-电流-功率的测试。测试激光器电压-电流-功率的电路图如 4-6 所示。将制作好的双金属波导 THz-DFB-QCL 器件封装在闭循环制冷机的冷指上，通过脉冲电源施加一个电压，在此时加在器件两端的电压和流过器件的电流通过示波器读出。在测试中我们采用的脉冲电压的频率是 10KHz，使用的探测器是室温的 DLaTGS，由于该探测器探测频率较低，在 10KHz 的脉冲频率下无法准确的探测出激光功率，所以我们用波形发生器输出一个频率为 40Hz 的方波用于调制。在读出功率时为了提高灵敏度我们将 DLaTGS 的输出端连接到锁相放大器 (Signal Recover 5210)，最后通过 THz 绝对

功率计 (TK THz absolute power meter) 进行功率的标定。需要指出的是, 除闭循环制冷机, 整个测试系统放置在空气中。本文所报道的激光器功率为探测器的直接显示值, 未对光路的收集效率、水汽和窗口吸收造成的衰减做补偿。粗略的估, 整个系统的光收集效率约为 10-20%。

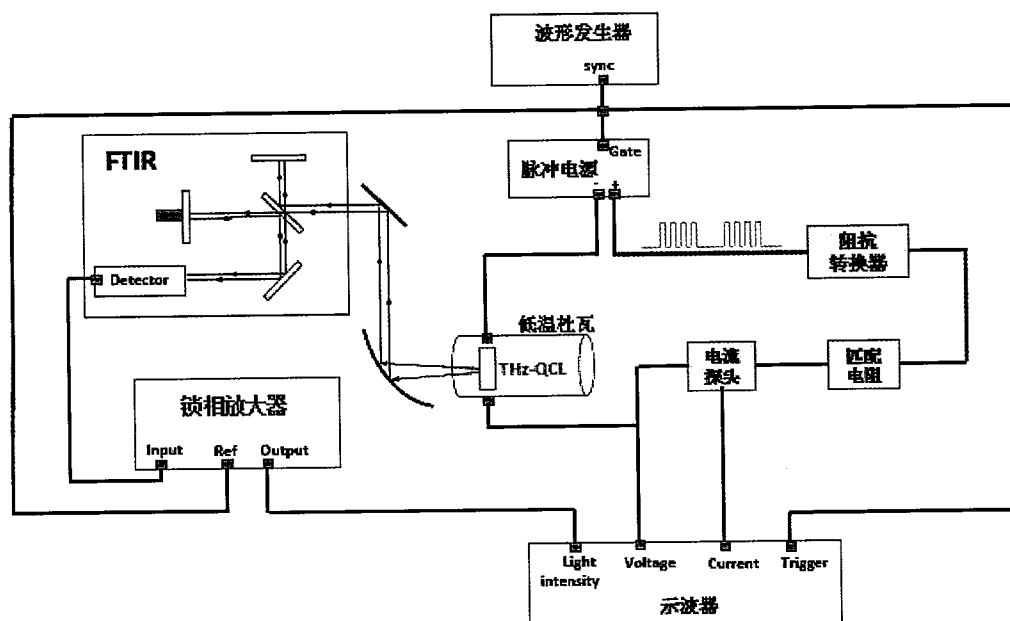


图 4-6: 激光电压-电流-功率测试示意图: 图中黑色线代替导线, 在测试中用脉冲电源发出一个脉冲电压, 由于探测器的响应频率没有脉冲电源的频率高 (脉冲电源发出 10KHz 的电压), 所以在脉冲电压之前加入一个波形发生器使探测器更准确的得到功率; 为了避免过高的反射功率在电源的正极加入一个阻抗匹配器和一个电阻, 示波器用于测量电路中的电流、电压以及光路中通过锁相放大后激光的功率。图中紫色代表光路, 激光在傅里叶光谱仪中的传播如图 4-5, 此时光谱仪中的动镜没有移动, 激光的功率最后通过探测器传入锁相放大器中, 并由示波器读出。

4.3 本章小结

本章开始介绍了 DFB 产生单纵模激光原理, 以及在不同周期下激光的发射方向, 然后介绍了 THz-DFB-QCL 的制备过程, 最后讲解了激光器测试的主要过程和原理。

第五章：结果与分析

5.1 波长与光栅周期的关系

在二阶分布反馈激光器中通过公式 5-1 可以得到激光器波长与光栅周期的关系：

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff}} \quad (5-1)$$

在同一个材料有效折射率几乎没有变化，那么波长与光栅周期是线性关系。在实际的器件中光栅的周期变化范围在 31.4-34.1 μm 。图 5-1 给出了不同光栅周期下的波长变化，图中光栅的周期数目 N_{slit} 都是 41 个，而光栅的周期 Λ 分别是 31.4 μm 、32.6 μm 、33.5 μm 和 34.1 μm 。可以看到激光器的波长随着周期的增大线性增加。激光器都工作在单模。

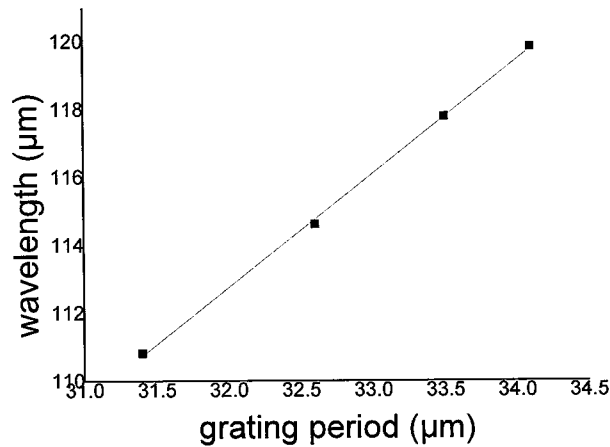


图 5-1：周期数为 41 时波长与光栅周期的关系：图中激光器的周期分别为 31.4 μm 、32.6 μm 、33.5 μm 和 34.1 μm

5.2 光栅狭缝数目对激光器模式稳定性的影响

我们首先分析横模的竞争。本文的激光器脊条宽度为 146 μm ，大于但可比

于激光波长，这使得高阶横模在脊条两侧的电磁场远高于基模。实验中我们在脊条两侧保留未被金属覆盖的 n^+ GaAs 层，利用后者较强的吸收显著提高高阶横模的损耗因为脊条宽度可比于激光波长，横向基模和高阶模的有效折射率也不同（分别为 3.54 和 3.48），这两个模式在光谱上也能区别开来。可以确定激光器工作在横向基模。

在第二章已经说明了分布反馈激光器中基模与光栅周期的关系。但分布反馈激光器中也有可能出现高阶模。可以从光波在分布反馈激光器中的耦合进行分析，得到高阶模与基模波数之间的关系^[54]：

$$\beta_m = \beta_0 \pm \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{L} \quad (5-2)$$

式中 β 是光的传播常数。将上式转化为频率之间的关系：

$$f_m = f_0 \pm \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{c}{2n_{eff}L} \quad (5-3)$$

由 (5-3) 给出了分布反馈半导体激光器中的存在的模式之间的关系。

最后我们测试的结果发现：相同光栅周期下不同光栅狭缝数目的分布反馈激光器的工作模式稳定，都是单模输出（如图 5-2 所示）。测试条件是 20K，脉冲的脉宽为 $1\mu s$ ，占空比是 1%。

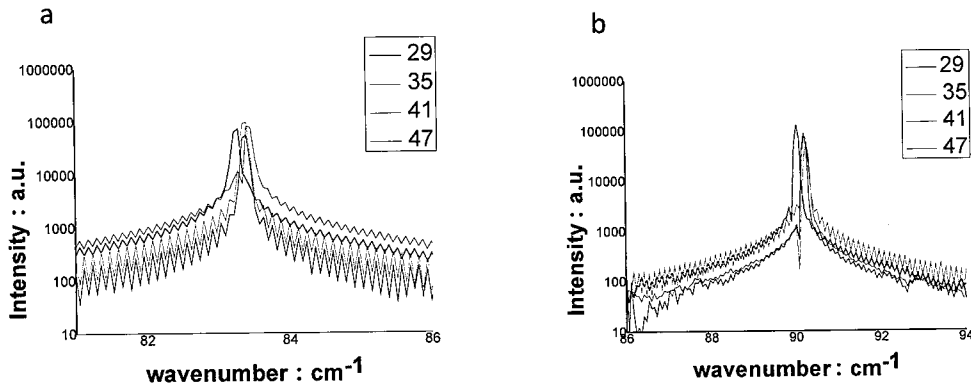


图 5-2：不同周期 20K 下不同狭缝数目光谱。a 周期 $\Lambda=34.1\mu m$ ；b 周期 $\Lambda=31.4\mu m$ ，a 和 b 中都给出周期数目为 29、35、41、47 周期的器件在激光器峰值功率附近的光谱图。

为了解释这种现象我们首先通过理论计算分析分布反馈狭缝数目 (N_{slit}) 值对激光器中模式竞争的影响。在激光器中损耗可以分为材料损耗 (α_{mat}) 和谐振

腔的损耗 (α_{cav})。而在二阶分布反馈激光器中谐振腔的损耗还可分为脊条两端漏光的损耗 (α_{leak}) 和形成激光功率的辐射损耗 (α_{rad})。所以总的损耗等于三部分的总和 $\alpha_{\text{tot}} = \alpha_{\text{mat}} + \alpha_{\text{leak}} + \alpha_{\text{rad}}$ 。在激光器中基模和高阶模的材料损耗相同, 可以认为都是 20cm^{-1} [29, 37, 38]。那么模式竞争的决定因素变成谐振腔的损耗。随着

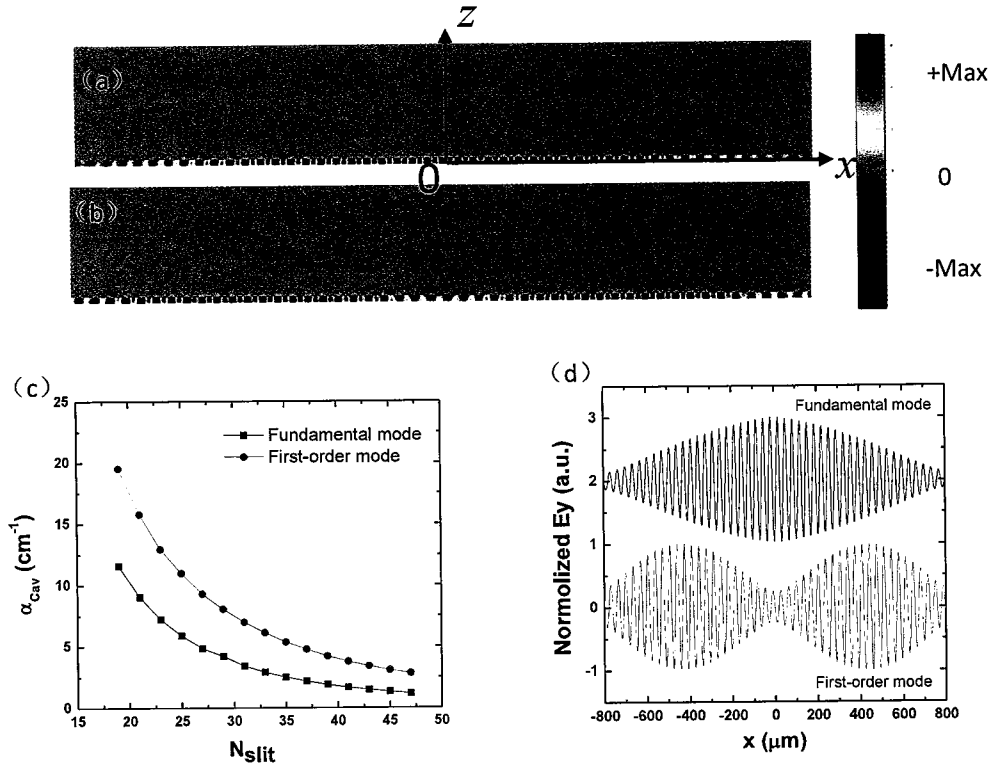


图 5-3: (a) 和 (b) 分别为计算得到的基模和一阶纵模磁场分量 H_y 沿激光器横截面 (x - z 平面) 的分布。所模拟的激光器中 $N_{\text{slit}}=47$ 。(c) 为基模和一阶模的腔损耗 α_{cav} 与光栅所含狭缝的数目 N_{slit} 之间的关系。(d) 为基模和一阶模的归一化电场分量 E_z 沿脊条 x 轴的分布, 为清楚起见, 电场分布做了平移

狭缝数目的不断增加, 光栅对激光的束缚作用变得越来越强, 谐振腔的损耗便会随着狭缝数目的增加而减小, 这将导致各个光学模式之间的谐振腔损耗的差异逐渐变小, 容易导致基模和高阶模同时激射。我们选取最易激射的一阶模和基模进行分析。我们用有限差分时间域 (FDTD) 方法计算太赫兹分布反馈量子级联激光器的基模和一阶模的电场分布以及各模式的谐振腔损耗随着 N_{slit} 增加时的变化。结果如图 5-3 所示。当 N 值增大到 47 时, 两个光学模式之间的谐振腔损耗的差只有 1.5cm^{-1} , 容易出现两种光学模式同时激射的情况, 特别是在大电流注入的时候。

但是,实验结果表明器件稳定的工作在基模。图 5-4 (a) 是一个典型的器件的发射谱,对应器件的光栅周期为 $31.4\mu\text{m}$, N_{slit} 值为 47,测试是在脉冲模式下,重复频率和脉宽分别为 10kHz 和 $1\mu\text{s}$,驱动电流为 1.07A 。激光器表现为单模激射,边模抑制比大于 30dB 。图 5-4 (b) 则显示了对应不同的 N_{slit} 值,激光波长与光栅周期的关系。由图可知,每一个激光器均为单模激射,且激光波长随光栅周期线性增加, N 值的不同并没有引入新的模式也没有改变单模激光的波长,这些现象表明激光器始终工作在基模。图 5-4 预示在 N_{slit} 值较大时容易出现多模激射而在实验上并没有观测到此现象。为了进一步验证这一实验结果,我们针对具有最大 N_{slit} 值 ($N_{\text{slit}}=47$) 的激光器,测量了在不同注入电流下激光器的发射谱,结果如图 5-4 (c) 所示。由图可知,激光器在整个动力学范围内始终工作在基模。即便在最大功率时,此时激光器增益有明显的展宽,实验上也没有观测到高阶纵模的激射。

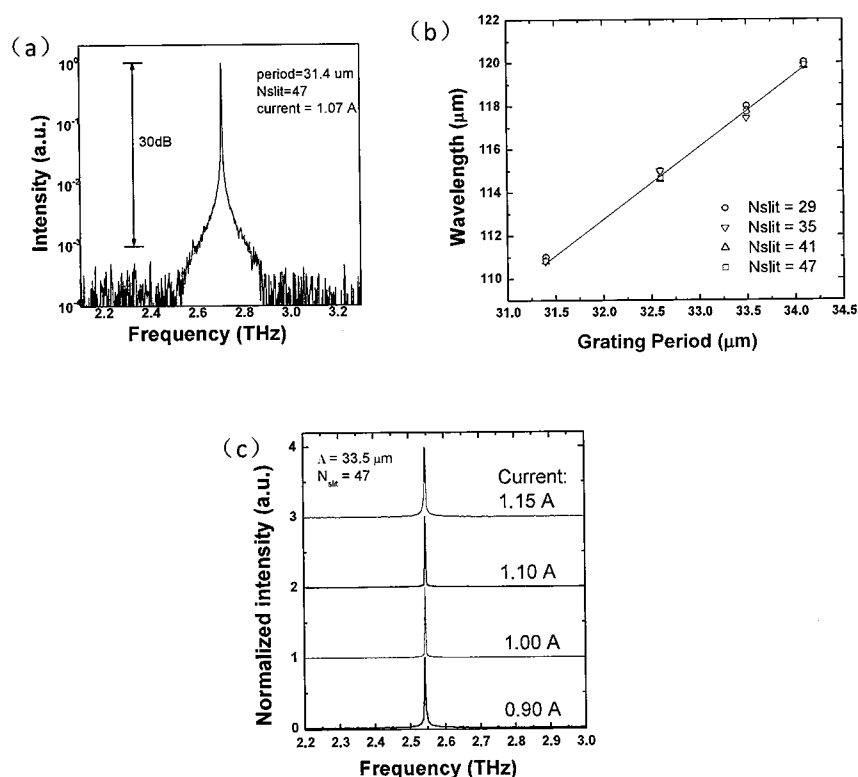


图 5-4 (a) 一个典型 THz-DFB-QCL 的发射谱, 激光器光栅周期为 $31.4\mu\text{m}$, N_{slit} 值为 47, 驱动电流为 1.07A 。(b) 针对 4 组不同 N_{slit} 值的激光器, 激光波长与光栅周期的关系。(c) 对 N_{slit} 值为 47 的一个激光器, 在激光器动力学范围内不同驱动电流时的发射谱, 其中 0.90A 和 1.10A 分别为阈值附近以及最大输出功率所对应的驱动电流。

为了解释上述现象，我们细致地计算了基模和一阶模在谐振腔内的电磁场分布。图 5-3 (d) 显示了计算结果：黑色和红色曲线分别为基模和一阶模的电场分量 E_y 沿脊条 (x 轴) 的分布情况。由图可知，基模的包络近似呈高斯型分布，半高全宽约为腔长的 70%，这表明基模的场分布较为均匀地覆盖了谐振腔内绝大部分的体积，而且基模和一阶模的场分布有比较多的交叠。计算还表明这两个模式的频率很接近，当光栅周期 $\Lambda=34.0\mu\text{m}$ 时，两个模式的频率分别为 2.51THz 和 2.50THz。上述因素导致在 THz-DFB-QCL 中不易形成增益在空间和频域的烧孔现象。因此，即使基模和一阶模的损耗接近，激光器仍然稳定地工作在基模。

5.3 狭缝数目对输出功率的影响

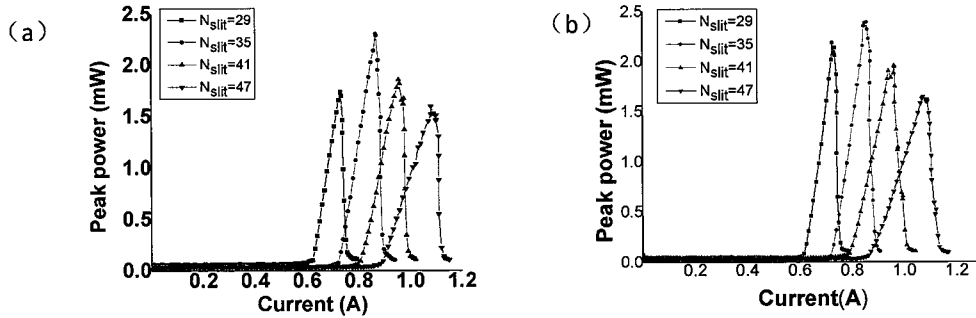


图5-5 对8个具有相同光栅周期的THz-DFB-QCL，当光栅所含狭缝数目 N_{slit} 不同时，激光器的功率—电流曲线。测试温度为20K，脉冲驱动的重叠频率和脉宽分别是10kHz， $1\mu\text{s}$ 。各激光器所对应的 N_{slit} 值已标于图中。图中a光栅周期 $\Lambda=34.1\mu\text{m}$ ，b光栅周期 $\Lambda=31.4\mu\text{m}$

我们进一步考察光栅结构对激光输出功率最大值的影响。图 5-5 显示了两组具有相同光栅周期 ($\Lambda=31.4\mu\text{m}$ 和 $\Lambda=34.1\mu\text{m}$) 但不同 N_{slit} 值的 THz-DFB-QCL 器件的功率特性，器件的 N_{slit} 值分别为 29、35、41 和 47。测试在脉冲模式下进行，重复频率和脉宽分别为 10 kHz 和 $1\mu\text{s}$ 。图 5-5 显示，激光器的输出功率 P_{out} 并不随 N_{slit} 值 (N_{slit} 值正比于激光器体积及出光面积) 的增加而单调增加。当 $N_{\text{slit}} < 35$ 时，激光功率随 N_{slit} 值增加而增加；而当 $N_{\text{slit}} > 35$ 时，激光功率反而随 N_{slit} 值增加而减小。此外，激光功率的斜率效率则随着 N_{slit} 值的增加而单调减小，功率效率从 $N_{\text{slit}}=29$ 时的 15.6mW/A 减小为 $N_{\text{slit}}=47$ 时的 7.7mW/A 。可以从基模电磁场分布的特征来解释上述实验现象。面发射 THz-DFB-QCL 的辐射由狭缝处平面方向的磁场分量 H_y 决定^[55]。对于无限长光栅 ($N_{\text{slit}} \rightarrow \infty$)，光栅狭缝处 H_y 严格地呈反对称分布，此时光栅不往外辐射电磁波 ($\alpha_{\text{rad}} = 0$)。而在实际光栅中 N_{slit} 是一个有限值，只有在光栅中心的狭缝处 H_y 呈严格的反对称分

布。在远离光栅中心的狭缝处, H_y 分布逐渐偏离反对称, 图 5-3 (a) 清楚地显示了这一特征。磁场反对称分布的破缺导致了 THz-DFB-QCL 中电磁波的辐射。随 N_{slit} 值的增加, 光栅越来越接近无限长光栅, 辐射损耗 α_{rad} 随之下降, 这可以解释激光器的功率效率随 N_{slit} 值单调下降的实验现象。另一方面, 随着 N_{slit} 值增加, 激光器的体积和输入功率 P_{in} 单调上升, 而激光器的输出功率 P_{out} 正比于输入功率和辐射损耗 α_{rad} 的乘积, $P_{\text{out}} \propto P_{\text{in}} \times \alpha_{\text{rad}}$ 。激光器输入功率 P_{in} 和辐射损耗 α_{rad} 随 N_{slit} 值的反向变化关系导致了只有在特定的 N_{slit} 值才能获得最大的激光输出功率, 与实验结果一致。

5.4 狭缝数目对激光器最高工作温度的影响

在激光器工作时最高工作温度是一个较重要的参数。当温度升高时由量子级联形成的微带将会展宽, 电子在微带中的跃迁路径变多, 形成辐射跃迁的机率变小, 并且较难形成粒子数反转。所以在较高的温度下激光器的输出功率会随着工作温度的升高而减小, 最终不发出激光。通过测试我们可以看到当器件的狭缝数目 N_{slit} 增大时器件的最高工作温度也相应增加。表 5-1 和 5-2 可以看到周期 $\Lambda = 31.4\mu\text{m}$ 周期数目从 29 增加到 47 时激光器的最高工作温度由 101K 增加到 107K; 而周期 $\Lambda = 34.1\mu\text{m}$ 的激光器最高工作温度由 88K 增加到 97K。

表 5-1: 狭缝周期 $\Lambda = 31.4\mu\text{m}$ 不同周期数目器件的最高工作温度

周期数目 (N_{slit})	29	35	41	47
最高工作温 (K)	101	104	105	107

表 5-2: 狭缝周期 $\Lambda = 34.1\mu\text{m}$ 不同周期数目器件的最高工作温度

周期数目 (N_{slit})	29	35	41	47
最高工作温 (K)	88	94	96	97

可见激光器的狭缝数目增加时激光器的最高工作温度也随之升高。我们可以从激光器的增益和损耗的关系可以很好的解释这一问题。激光器要发出激光的一个重要条件是器件总的增益 g_{tot} 要大于总的损耗 α_{tot} 。在前文已经说明器件的材料损耗变化随着器件狭缝数目的变化不会有较大变化, 随着器件周期数目的增加谐振腔损耗会减小, 所以随着器件狭缝数目的增加器件的最高工作温度也会增加。

我们还可以从激光器的品质因子 Q 来探讨这个问题。品质因子的定义：在一个系统的共振频率下，当信号的振幅不随时间变化，系统储存的能量和每个周期外界提供的能量的比例。每个周期系统提供的能量也可以表示为每个周期系统能量的损耗。可以表示为：

$$Q = 2\pi \frac{\text{系统储存能量}}{\text{每个周期系统提供能量}} = 2\pi \frac{\text{系统储存能量}}{\text{每个周期系统损失能量}}$$

从定义上我们可以看到当器件的增益较小时品质因子 Q 越大，器件在相同时间内损耗的能量越小，容易让光在谐振腔中形成谐振，并最终发出激光。器件的品质因子随着狭缝数目 N_{slit} 的变化如图 5-6 所示，当光栅的数目增加时，激光器的品质因子明显上升。这能较好的解释随着太赫兹量子级联分布反馈激光器周期数目增加器件的最高工作温度上升的想象。

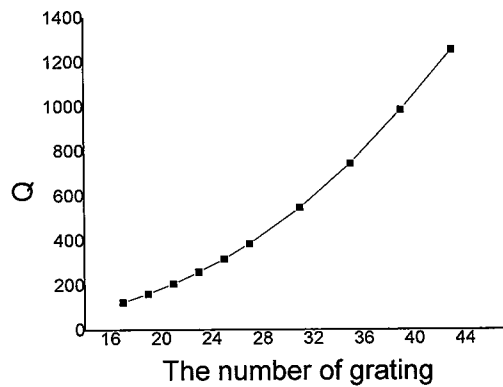


图5-6 FDTD模拟光栅周期 $\Lambda=34.0\mu\text{m}$ ，激光器的品质因子 Q 随不同光栅狭缝个数 N_{slit} 的变化

5.5 狭缝数目对激光器阈值电流密度的影响

阈值电流密度是半导体激光器的一个重要参数。我们通过测试得到：在相同的周期激光器的阈值电流密度随着激光器的狭缝数目的增加而减小，但在周期数目 $N_{\text{slit}}=35$ 的器件阈值电流密度最大。如图 5-7 所示是周期为 $31.4\mu\text{m}$ 的器件，狭缝数目分别为 29、35、41 和 47。图 a 是电流密度与输出功率的关系，图中 b 是在图 a 在阈值附近的放大图。从图中可以看到随着激光器的狭缝数目从 29 增加到 47 阈值电流密度从 336 A/cm^2 下降到 327 A/cm^2 ，但是狭缝个数为 35 的激光器的阈值电流密度是 342 A/cm^2 。

出现这种现象的原因是激光器的到达阈值是总的损耗等于总的增益，即：

$$g_{th} = \frac{\alpha_m + \alpha_{cav}}{\Gamma} \quad (5-4)$$

激光器的材料损耗 $\alpha_m=20\text{cm}^{-1}$ 。光限制因子 $\Gamma=1$ ，而在图 5-3c 可以看出激光器的谐振腔损耗随着光栅狭缝数目的增加而减小，但在狭缝数目大于 25 后变化的趋势放缓。所以激光器的阈值电流密度变化不大，但阈值电流密度会随着器件狭缝个数的增加而减小。但是周期数目为 35 的激光器的阈值电流密度不符合这个规律。原因是激光器中用于增益的电流比例较小，大部分电流是通过无辐射跃迁形成，我们称这一部分电流为漏电流。由于漏电流的在电流中占主要部分，如果漏电流增大将会导致阈值电流的增大。

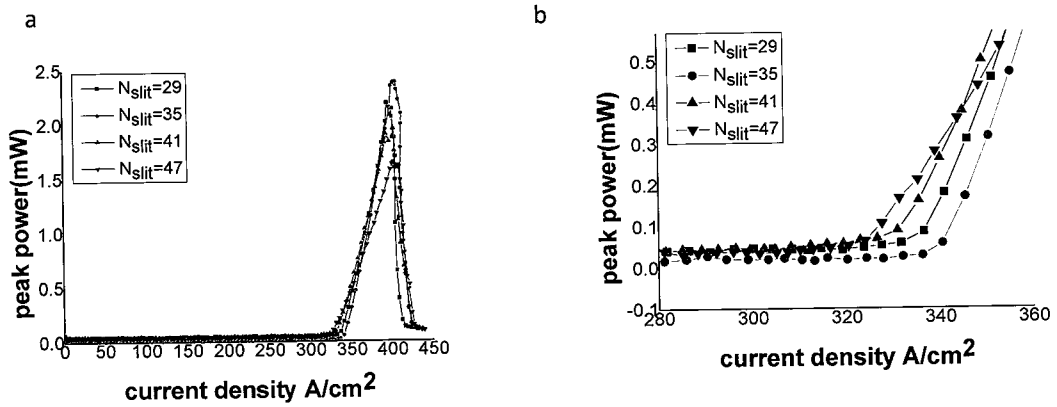


图 5-7: 电流密度与激光功率关系: 图 a 是周期为 $31.4\mu\text{m}$ 的 THz-DFB-QCL 狭缝个数分别为 29、35、41 和 47 的器件的阈值电流密度, 图 b 是图 a 在阈值附近的放大图。阈值电流密度的变化较小, 其中狭缝个数越多阈值电流密度越小, 但周期等于 35 的器件阈值电流密度最大。

5.6 本章小结

本章首先明确了二阶 THz-DFB-QCL 的波长与周期的关系, 然后介绍了我们制作的器件都是严格的单模激射以及没有出现高阶模的原因, 然后通过说明了在特定的狭缝数目 N_{slit} 时才能得到最高的输出功率的原因, 解释了随着狭缝数目 N_{slit} 的增加激光器的最高工作温度也随着升高的原因, 最后解释了随着狭缝数目的增加激光器的阈值电流密度较小原因。

六：总结

单模 THz-QCL 具有波长单一、线宽极窄、波长可调谐等优越性，在物质的精密光谱分析等方面尤为重要。THz-DFB-QCL 是一种常见的产生单模 THz 波的激光器。THz-DFB-QCL 武器和爆炸物的检测、成像、高分辨的光谱学、环境控制和天文等方面的应用前景较好，目前 THz-DFB-QCL 因其制作简单、易于操控等优点已经得到了较多研究，THz-DFB-QCL 已有较多研究，但是在基于二阶分布反馈光栅的面发射 DFB-QCL 中，光栅结构对模式竞争以及激光功率效率的影响还没有深入系统的报道。本文主要研究了相同周期下不同狭缝数目 N_{slit} 对二阶 THz-DFB-QCL 造成的影响。得到一下结论：

(1) 优化了双金属波导激光器器件制备的关键工艺——激光器脊条的感应耦合等离子体刻蚀 (ICP)。获得在条件温度：20℃、压强：10mTorr、ICP 功率：350W、RF 功率：80W、 BCl_3 、 Cl_2 和 N_2 的流量分别是 25sccm、5sccm 和 3sccm 下刻蚀脊条侧壁陡直光滑，可有效降低侧壁的无规散射

(2) 利用本实验室自主生长的激光器材料，完成了双金属波导的 THz-DFB-QCL 的器件制备。系统深入地表征了 THz-DFB-QCL 激光器在光谱、电流—电压—功率等方面的特征。得到稳定的单模 THz-DFB-QCL，激光器的波长和光栅的周期较好的满足关系 $\Lambda = \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}}$ 。

(3) 解释了光栅狭缝数目变化后没有出现多模的原因。横向基模的产生原因是脊条两侧的吸收边界有效提高了高阶横模的损耗；纵向基模和一阶模的损耗很接近时没有出现多模激射。其主要是因为基模和一阶模在谐振腔中有较大部分的交叠，不易形成空间烧孔现象；而基模和一阶模的频率较接近，也不易形成频率烧孔现象。所光栅周期数目由 29 个增加到 47 个后激光器都能得到稳定的单模输出。

(4) 解释了随着狭缝的增加激光器的输出功率并没有单调增加，而是存在一个最高值。主要原因是当激光器的狭缝不断增加时激光器的辐射损耗会下降，但是激光器的输入功率会随着狭缝的增加而增加，激光器的输出功率由输入功率和辐射损耗的乘积决定。所以存在一个特定的光栅得到最大的输出功率。

(5) 解释了狭缝数目增加后器件的最高工作温度升高的原因。主要是因为光栅狭缝增加后器件的辐射损耗减小, 更容易满足阈值增益条件。

(6) 解释了阈值电流密度随着光栅狭缝的增加而减小的原因。主要原因是光栅周期增加后器件的辐射损耗减小, 导致阈值电流密度较小。但由于辐射损耗本身变化很小, 所以阈值电流密度变化较小。