

密级:_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

太赫兹量子级联激光器的光谱调制与远场特性研究

作者姓名:_____朱永浩_____

指导教师:_____曹俊诚 研究员 黎华 研究员_____

_____中国科学院上海微系统与信息技术研究所_____

学位类别:_____工学博士_____

学科专业:_____微电子学与固体电子学_____

培养单位:_____中国科学院上海微系统与信息技术研究所_____

二零一七 年 五 月

Spectra Modulation and Far-field Characteristics of
Terahertz Quantum Cascade Lasers

By
Yong-Hao Zhu

A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Ph.D. of Microelectronics and Solid-state electronics

Shanghai Institute of Microsystem and Information
Technology, Chinese Academy of Sciences
May, 2017

致 谢

光阴似水，岁月如流，在微系统所五年的学习生涯即将告一段落。回想这五年来，我经历了许多。有对道路的迷茫，也有对未来的憧憬；有对挫折的沮丧，也有对成功的喜悦，这些经历让我不断成长。蜜蜂从花中啜蜜，离开时营营的道谢，硕博连读这段历程中我要感谢许多人。

首先，感谢我的导师曹俊诚研究员五年来对我的支持与指导。在研究生学习、科研期间，曹老师为我提供了优越的生活、科研环境，使我在科研的过程中能够不断地尝试与学习。曹老师知识渊博、视野开阔。在我选择道路迷茫时及时为我指明正确的方向，同时又在我误入歧途时及时帮我纠正。曹老师身上平易近人、勤奋严谨、宽容友善的品质永远值得我学习。同时，曹老师对我的科研进展、论文写作上给予了非常多的帮助与关怀，在此我衷心地向曹老师表示感谢！非常感谢黎华研究员，在科研课题的选择、论文的撰写等方面给了我非常多的指导。黎老师理论功底扎实、实验经验丰富，使我少走许多弯路，同时谆谆不倦地指导我掌握各种测试流程并能够敏锐地帮我发现科研中的问题，我所取得的科研成果离不开黎老师的指导。黎老师科研上细致、严谨、勤奋，生活上待人真诚、友善，是良师益友，永远值得我学习。在此论文完成之际，我谨向曹老师、黎老师两位导师表示衷心的感谢！

感谢太赫兹课题组所有的成员。感谢万文坚师兄带我学习器件制作的流程，为我测试器件、学习各种设备的操作等提供了非常多的帮助。感谢王长老师多年来在研究生生活、学习上对我的关怀。感谢姚辰博士给我提供丰富的相关文献资料，并与我做非常有意义的讨论。感谢徐天鸿博士在器件制作、测试上对我的帮助。感谢谭智勇老师实验方面的帮助。感谢王丰博士对我科研上的关心与对我请教的理论问题的解答。感谢刘征博士，与他讨论让我醍醐灌顶，帮助我许多。感谢张戎博士，给我平淡的学习生活带来了许多欢乐。感谢周涛博士，他做事认真、细致，让我养成了认真、细致做事的良好习惯。感谢符张龙、张真真、邵棣祥在生活与科研中给我带来非常多的帮助。感谢顾立师兄，他为人诚实、热情、友善，带我进入学生会与 JA 团队，在求职过程中给了我

非常多的建议。感谢吕诚博士、尹嵘博士、顾亮亮博士、顾立博士、董明、武庆兆、刘纯、谢仁强、吴义东、李孟奇、王海霞、罗小青、邱付成、李子平、侯秋实、廖小瑜，有了他们，日常的学习、科研生活变得丰富多彩，增加了许多乐趣。

感谢工艺间李晓良老师、陈洁君老师、张祁连老师、孙浩老师、李雅飞师妹，他们在我对半导体工艺的学习、器件制作上有非常多的帮助。感谢中国科技大学微纳中心汪林俊老师的支持！

感谢这五年中陪伴我的好友。感谢微系统所陈晨、何伟伟、李明、刘全胜等好友，五年来有你们的关心与帮助，让我对很多事情有了开阔的认识并倍加感受到温暖。感谢在上海的读书的本科同窗杨俊、李亚东、高扬、刘斌。

感谢研究生部罗琦、邵天浩、余翔波、解佳老师在学习、生活上的关心与支持。

感谢父母与家人长期以来对我的支持，正是你们的支持让我走到今天，你们永远是我的坚实后盾。谢谢你们！

最后，感谢所有支持、帮助过我的家人、老师、同学、朋友，祝你们快乐！

太赫兹量子级联激光器的光谱调制与远场特性研究

朱永浩 (微电子学与固体电子学)

指导老师: 曹俊诚 研究员 黎 华 研究员

摘要

太赫兹 (terahertz, THz) 量子级联激光器 (quantum cascade laser, QCL) 是一种基于半导体子带间电子跃迁的发光器件。在 1-5 THz 范围内, THz QCL 是最高效的 THz 辐射源之一, 具有输出功率高、尺寸小、全固态、电泵浦、易集成等优点。本论文系统研究了不同波导结构的 THz QCL 器件; 实现了 THz QCL 的注入锁模和光谱调制; 开发了高阶分布反馈 THz QCL 技术并大幅优化了器件远场光斑特性。主要工作如下:

1. 利用德鲁德 (Drude) 理论模型获得 THz QCL 波导结构的折射率信息, 通过有限元分析对 4.3 THz 的波导结构进行了建模, 研制了半绝缘表面等离子体波导与双面金属波导 THz QCL 器件, 并从仿真和测试两方面对这两种波导结构的远场分布做了对比分析。仿真结果表明, 双面金属波导结构具有更高的限制因子, 可以有效地将本征模式电场限制在有源区内, 但是其模式损耗大; 由于波导口尺寸大, 半绝缘表面等离子体 THz QCL 具有较好的远场光斑。在器件研制工艺上, 重点研究了不同实验参数对金-金键合、干法刻蚀、氮化硅刻蚀的影响。器件测试结果表明, 双面金属波导 THz QCL 器件可以在更高的温度下工作, 但是由于远场光斑十分发散, 导致收集到的功率小; 而半绝缘表面等离子体波导 THz QCL 器件的远场发散角小, 同时输出功率高。
2. 实验研究了在不同驱动电流下 THz QCL 谐振腔对应的往返频率 (其值等于相邻纵模模式的频率差) 频谱、调制响应、频率牵引效应, 揭示了往返频率可以被微波频率 (radio frequency, RF) 信号注入锁定。实验研究表明, 在阈值电流附近改变 RF 信号的频率或者功率可以对 THz QCL 的光谱进

行调制, 即 RF 信号可以控制激射光谱的数目和位置等。同时, THz QCL 纵模相邻模式之间的频率可以完全锁定在 RF 信号的频率, 从而大幅提高器件的频率稳定性。锁频的 THz QCL 可应用于高精度光谱分析和高稳定的本征参考振荡源等应用领域。

3. 研究通过改变光栅占空比降低波导有效折射率的方法, 改善了三阶分布反馈 (distributed feedback, DFB) THz QCL 的相位匹配, 并在实验上获得了高斯型、小发散角的远场光斑。对于 33 个光栅周期的三阶 DFB THz QCL, 通过频域的近-远场变换研究了不同光栅占空比器件的远场光斑形貌。仿真结果表明, 可以通过改变三阶光栅的占空比使多周期器件获得相位匹配条件。在器件制备的过程中, 采用了一种避免对下电极金属过度刻蚀从而防止器件被击穿的工艺方案, 制作了不同脊波导宽度和光栅占空比的三阶 DFB THz QCL 器件并进行了测试表征。结果表明, 光栅占空比为 12% 的器件比光栅占空比偏小的器件远场光束质量高, 测得远场光斑的发散角为 $12^{\circ} \times 13^{\circ}$ 。小发散角的三阶 DFB THz QCL 可应用于空间通信等领域。

关键词: 太赫兹量子级联激光器, 双面金属波导, 三阶分布反馈量子级联激光器, 微波注入

Spectra Modulation and Far-field Characteristics of Terahertz Quantum Cascade Lasers

Yong-Hao Zhu (Microelectronics and solid state electronics)

Supervisor: Prof. Jun-Cheng Cao Prof. Hua Li

Abstract

The terahertz (THz) quantum cascade laser (QCL) is an unipolar device based on the electron intersubband transitions. In the frequency range between 1 and 5 THz, the THz QCL is one of the most powerful radiative sources, showing outstanding advantages, such as high output power, compactness, all-solid-state, electrically pumped, easy for integration, and so on. In this thesis, we systematically investigate THz QCLs with different waveguide geometries, mode-locking and spectral modulation behaviors of THz QCLs, and the far-field properties of high-order distributed feedback THz QCLs. The main achievements are listed as follows:

1. We obtain the refractive indexes of the THz QCL waveguide structure by employing the Drude theoretical model, create the waveguide model for a THz QCL emitting at 4.3 THz, fabricate the semi-insulating surface plasma (SISP) waveguide and double-metal (DM) waveguide THz QCLs and analyse their far-field characteristics computationally and experimentally. The simulations indicate that the DM waveguide demonstrates higher mode confinement factor but larger waveguide loss. However, due to the larger waveguide aperture, the SISP waveguide THz QCL shows better far-field pattern. Concerning the device fabrication processing, we emphasize on the technique difficulties such as the Au-Au wafer bonding, dry-etching and Si_3N_4 growth. The SISP and DM waveguide THz QCLs are characterized experimentally. The DM waveguide devices show better temperature performance, but worse far-field pattern. And

the SISP waveguide THz QCLs have smaller far-field divergences and output more THz power.

2. We investigate the beat note (also called the round-trip frequency) spectra, modulation response, injection pulling characteristics in different current regimes, reveal that when the THz QCLs are working in multi-longitudinal mode, the inter-mode beat note frequency can be injection-locked by directly modulating the drive current of THz QCLs. The results show that in the current regime close to the laser threshold we obtain a narrower beat note and flat response to the RF modulation at the cavity round trip frequency. The numbers and positions of THz spectra can be directly modulated by changing the frequency or RF power near the threshold current. This technique can be used for generating broadband emission spectra in long-cavity lasers. And the fully locked THz QCLs can then be used as a broadband emission source for high-resolution applications or a high-stability local oscillator reference.
3. We reduce the effective refractive indexes by varying the grating ratios, improve the phase-matching condition of the third-order distributed feedback THz QCL and then obtain Gaussian shape, low-divergence far-field pattern. For a 33-period third-order distributed feedback THz QCL, far-field patterns with different grating ratios are compared using the near field-far field Fourier transformation method. The calculated results show that the phase-matching condition can be obtained by varying the grating ratios. In the fabrication procedure, a new technical method is employed to prevent the breakdown of devices. Devices based on DM waveguide with different grating ratios, ridge widths are fabricated. Results show that devices with a grating duty cycle of 12% have lower far-field divergences ($12^\circ \times 13^\circ$). Low-divergence third-order distributed feedback THz QCLs can be used for space communications.

Keywords: Terahertz quantum cascade lasers, double metal waveguide, third-order distributed feedback THz QCL, radio frequency injection

目 录

致 谢	i
摘 要	iii
ABSTRACT	v
目 录	vii
第一章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 太赫兹量子级联激光器	4
1.2.1 中红外 QCL 有源区介绍	6
1.2.2 太赫兹 QCL 有源区主要结构类型	6
1.3 太赫兹量子级联激光器的波导结构	10
1.3.1 半绝缘表面等离子体波导和双面金属波导	10
1.3.2 光子晶体光栅	12
1.3.3 布拉格衍射光栅	15
1.3.4 近年发展的几种新型波导结构	17
1.4 通过 RF 注入对 THz QCL 的光谱调制介绍	18
1.5 本文工作	18
第二章 太赫兹量子级联激光器波导设计研究	21
2.1 太赫兹量子级联激光器的波导模拟	22
2.1.1 半绝缘表面等离子体波导结构模拟	23
2.1.2 双面金属波导结构模拟	25
中国科学院上海微系统与信息技术研究所博士学位论文	vii

2.2	半绝缘表面等离子体波导结构的工艺研究	26
2.2.1	湿法腐蚀台面	27
2.2.2	蒸镀电极	28
2.3	双面金属波导关键工艺研究	29
2.3.1	金属键合	30
2.3.2	Si_3N_4 掩模研究	32
2.3.3	干法刻蚀研究	34
2.4	THz QCL 的器件测试	37
2.4.1	半绝缘表面等离子体波导 THz QCL	37
2.4.2	双面金属波导 THz QCL	39
2.5	小结	41
第三章	太赫兹量子级联激光器的光谱调制研究	43
3.1	引言	43
3.2	器件结构以及测试系统	44
3.3	器件的 L-I-V 与远场特性测试	46
3.4	器件的调制响应分析	47
3.5	RF 注入锁定与光谱调制研究	49
3.6	小结	53
第四章	三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的研制	55
4.1	引言	55
4.2	耦合模理论	56
4.3	不同类型光栅结构的比较	60
4.3.1	一阶分布反馈量子级联激光器	60
4.3.2	二阶分布反馈量子级联激光器	62
4.4	三阶分布反馈量子级联激光器	66
4.4.1	理想结构模型的仿真	67

4.4.2	改进后结构模型的近远场变换	70
4.5	不同光栅占空比对远场光斑影响的仿真研究	74
4.5.1	影响三阶 DFB THz QCL 远场光斑质量的主要因素	74
4.5.2	不同光栅占空比三阶分布反馈量子级联激光器的远场仿真	76
4.6	三阶分布反馈量子级联激光器的制作工艺研究	76
4.6.1	器件的制作与实验方法	76
4.6.2	器件失效性分析	77
4.7	仿真与实验结果对比	80
4.8	利用硅透镜改善 F-P 腔双面金属波导 THz QCL 的远场发散角	85
4.9	小结	86
第五章 总结与展望		87
参考文献		89
攻读博士学位期间发表文章及申请专利		107
简 历		109

第一章 绪论

1.1 引言

太赫兹 (Terahertz, THz) 波处于微波与红外波段之间, 对应频率为 0.1 至 10 THz^[1-5]。追溯到一百多年前的 1896~1897 年, Robens 和 Nichols 就已经开始了对该波段的研究^[6]。

“Terahertz”一词在 1974 年最先在文献中被提出, 用来表示 Michelson 干涉仪覆盖的一段谱线^[6-8]。通常对太赫兹波研究最广泛、辐射产生手段最多的波长区间, 覆盖的范围为 1 mm~100 μm (300 GHz~3 THz), 该频段也被称为亚毫米波, 处于微波向高频的延伸和远红外光学向低频发展的交叉区域。如图 1.1 所示, THz 波段处于电子学与光子学波段之间, 尽管自 20 世纪 20 年代人们对此波段就有科学上的探究^[8], 太赫兹波段仍然是未得到充分涉及的电磁波段^[9], 因此被称作“太赫兹间隙”。由于缺乏合适的太赫兹辐射源以及太赫兹波在大气中有比较短的传输距离, 该波段一直以来很少有商业应用的机会。人们早期对太赫兹的应用最先集中于高精度光谱学和成像研究^[9]。近年来随着太赫兹辐射源手段的增加以及技术力量的推动, 太赫兹技术越来越多地在环境检测^[10]、通信^[11]、生物成像^[2]、癌细胞诊断^[12]等领域发挥重要作用。

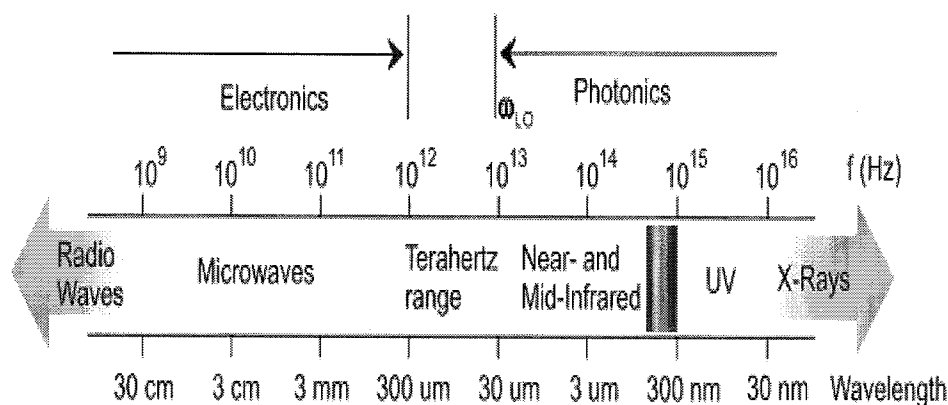
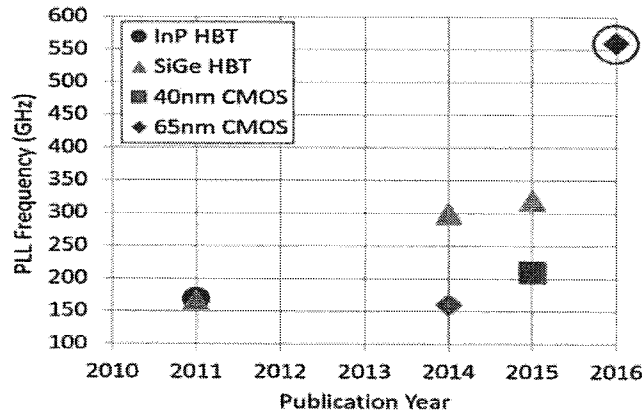


图 1.1 THz在电磁波谱中的位置

近年来 THz 技术在光谱检测、成像、通信等领域已经取得了很多的研究进展。在光谱检测方面, 由于太赫兹波能够对气体分子如一氧化碳、氧气和氮气以及气体混合物产生强烈的转动、震动特征吸收线, 因此可以根据此特点对大气环境中的污染气体浓度进行检测^[13]; 由于许多爆炸物含有的包括三硝基甲苯 (TNT)、环四亚甲基四硝胺 (HMX)、环三亚甲基三硝胺 (RDX) 等在内的化合物在太赫兹波段具有指纹谱信息^[14-17], 因此可以通过时域光谱技术对它们进行检测; 另外在成像方面, 太赫兹波能够穿透衣服、纸张、皮革、木头和玻璃等材料, 同时由于 1 THz 的光子能量只有 X 射线的一百万分子一, 对生物细胞不会造成不可逆性损伤, 因此 THz 波能够在人体安全监测领域产生重要的应用价值^[18, 19]。在太赫兹通信方面, 由于越来越快速的数据交换对带宽提出了更宽的要求, 促使通信系统往高频移动, 室内无线通信将在几百 GHz 的频率上发展^[20-23]。

相比于已经发展成熟的微波和中红外波段, 太赫兹领域仍然处于技术发展的初级阶段, 有许多理论、技术层面的东西需要继续探索。太赫兹领域核心问题之一是如何获得紧凑、高功率、相干的太赫兹辐射源。对太赫兹辐射源的研究主要分为电子学辐射源和光子学辐射源两大部分。其中电子学器件主要有 Si、Ge 异质结晶体管 (heterojunction transistor)^[24]、高迁移率晶体管 (high electron mobility transistor)^[25]、共振隧穿二极管 (resonant tunneling diodes)^[26]、耿氏二极管 (gunn diode)^[27]等。光学方向主要是有掺杂 Ge/Si 半导体激光器 (doped Si/Ge semiconductor laser)^[28]、自由电子激光器 (free electron laser)^[29]、光电导天线 (photoconductive antenna)^[30]、飞秒激光器 (femtosecond laser)^[31] 以及太赫兹量子级联激光器 (terahertz quantum cascade laser)^[32] 等。

产生 THz 波的电子学器件, 大多是基于微波器件的原理往高频方向发展的产物, 利用微波管的分布作用原理产生太赫兹波, 通过电路振荡器产生太赫兹波的关键是提高器件的截止频率和在工作频率下有比较高的品质因数^[34]。2012 年 8 月, 美国 NG 公司利用固态电路实现了高达 850 GHz 的工作频率^[34-36]; 随着 CMOS 技术的发展, CMOS 的截止频率已经达到 400 GHz 以上^[37], 其原理是采用 Push~Push 电路拓扑获得高次谐波或者以振荡器合成的方式获得太赫兹振荡频率; 耿氏二极管是基于材料的负微分电阻 (NDR) 效应使电子在半导体材料表面的正负电极之间运动产生 THz 电磁脉冲的一类器件^[38]; 肖特基倍频

图 1.2 几种电子学器件近年来的发展状况^[33]

二极管通过实现高频信号的混频和倍频实现太赫兹信号输出，其能够在 0.1-0.2 THz 的范围内实现几百个 mW 的输出功率^[39]。上述几种类型的电子学器件的功率与频率成负指数变化关系，可应用的功率值对应的最高工作频率通常低于 1 THz。

对于太赫兹气体激光器^[40, 41]，其工作原理为利用 CO₂ 气体激光器作为泵浦源，使气体分子从基态跃迁到激发态，在形成粒子数反转后产生 THz 光，这类激光器能够在常温下连续工作，但是其系统比较复杂、体积庞大、能量消耗大，不利于实际的应用。自由电子激光器利用加速至等于或者接近光速的电子产生同步辐射，从而激发出太赫兹波，虽然这种方法可以激发出高功率的太赫兹波，但是技术实现比较复杂、成本比较高，不利于太赫兹波的实际利用^[42]。光电导天线^[43]利用近红外飞秒激光脉冲作用于光电导材料上产生的瞬态电流辐射出太赫兹脉冲，转换效率比较低，其功率在 1 THz 以上只能是在 1 mW 左右。2000 年，L. Friedman 等人提出利用 SiGe/Ge 量子阱系统中重空穴和轻空穴能带间的反交叉效应构建一个轻空穴能带，与 k 波矢空间电子能带的分布类似，使得轻空穴与重空穴能带有相反的曲线，在轻空穴能带中形成有效质量的反转，轻空穴能带与重空穴能带之间的能级差正好等于激射的 THz 光子能量，空穴通过隧穿进入到下一个量子级联结构^[44]，但是由于空穴的迁移率低，这类激光器的辐射效率不高。

1971 年，Kazarinov 和 Suris 提出了引入超晶格结构获得辐射跃迁的方

案^[45], 该方案设想将量子阱异质结中的跃迁辐射态用导带中量子化的能级代替, 即通过“子带间辐射跃迁机制”获得激光放大, 这是 QCL 的核心设计思想。分子束外延 (molecular beam epitaxy, MBE)^[46] 技术以及金属有机气相外延 (metal-organic chemical vapor deposition, MOCVD)^[47] 技术的不断向前发展, 使得在分子层厚度量级上实现对材料生长的准确把握成为可能。Jérôme Faist 等人首先在 1994 年成功研制出了世界上第一个量子级联激光器^[48], 激光器激射在中红外波段; 在太赫兹波段, 第一个太赫兹量子级联激光器随后在 2002 年被研制成功^[49]。量子级联激光器的工作原理基于电子注入而非光学泵浦。许多新型的有源区结构相继被提出, 使得 THz QCL 的最高工作温度、阈值电流密度和峰值功率等性能都得到迅速的提高。另外, 为了满足 THz QCL 的应用需求, 科学家们设计了不同的波导结构希望获得低远场发散角、高功率、单模输出的 THz QCL。到目前为止, THz QCL 已经覆盖了 1~5 THz 的频率范围, 其最大工作温度可达 200 K^[50]; 在 10 K 的工作温度, 脉冲模式下最大峰值输出功率可达 1 W^[51], 连续模式下输出功率可达 230 mW^[52]。

1.2 太赫兹量子级联激光器

对于双极型半导体激光器, 电子从导带底跃迁到价带顶辐射出光子, 激光的出射频率由带隙的能级差决定, 这类激光器属于带间激光器。可以通过对量子阱宽度和应变层厚度的改变进行小范围的频率调谐。双极器件的带隙至少为 40 meV, 由于在远红外波段 1 THz 对应 4.13 meV, 无法通过带间跃迁的方式获得 THz 光。THz QCL 采用的是多分子层量子级联结构, 随着不同半导体材料的交替生长, 在能带边沿处引入了能级的不连续, 其生长方向上受到载流子的量子限制作用, 使能带分裂为子能级, 子能级在生长方向上是量子化的, 电子在导带中的子能级间跃迁产生 THz 光。这种结构可以通过调整量子阱的宽度来调节电子跃迁激射出光子的频率, 其对于产生长波长辐射比较理想。带间激光器和子带间激光器的原理图见图 1.3。由于有源区结构是产生 THz 波的核心要素, 下面我们将对几种中红外和太赫兹 QCL 有源区结构类型的工作原理做简单的介绍。

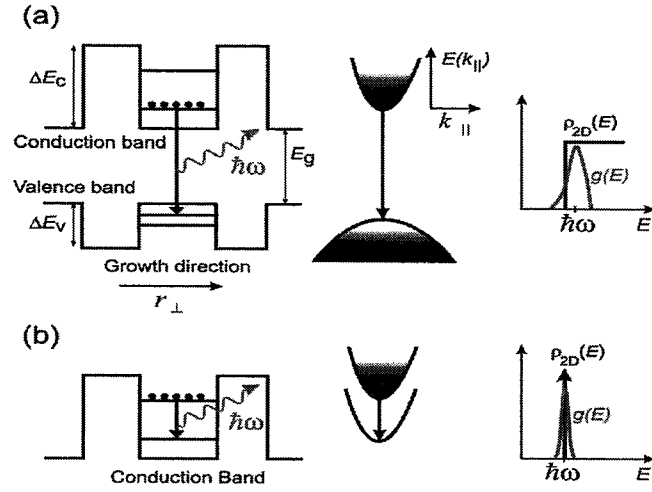


图 1.3 (a) 带间; (b) 子带间二维量子阱电子辐射跃迁示意图^[53]

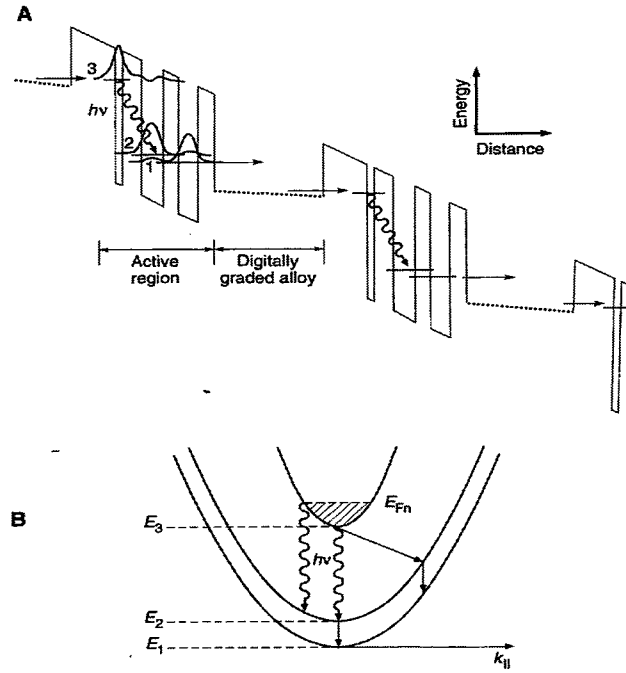


图 1.4 世界上第一个 QCL 示意图; (a) QCL 的导带能级图和幅度的根值; (b) 能级之间的能量色散关系分布图, 图中包含了纵光学声子迟豫震荡和光子发射的过程^[48]

1.2.1 中红外 QCL 有源区介绍

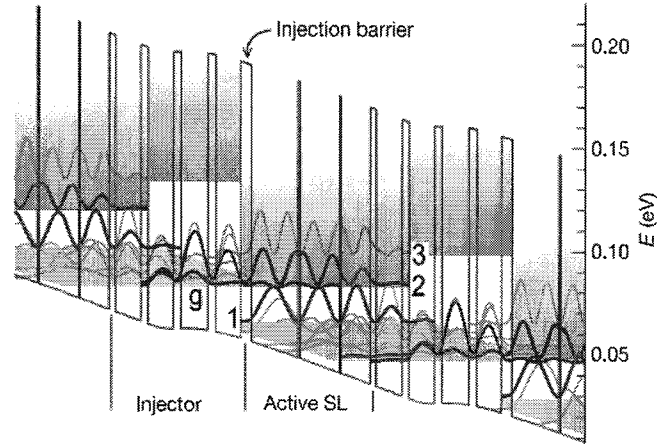
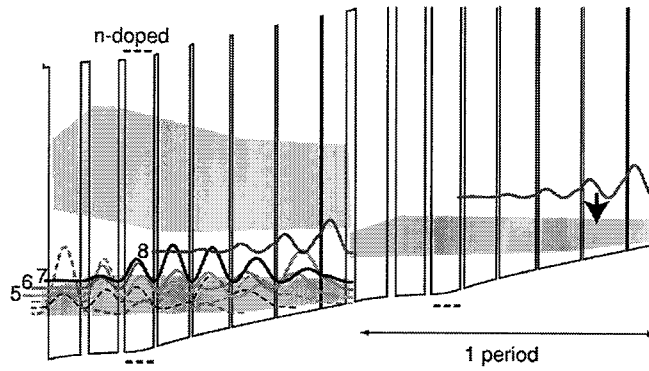
世界上第一个中红外量子级联激光器于 1994 年研制成功, 该材料的有源区采用三阱共振声子结构^[48]。器件在液氮温度下工作, 激射波长为 $4.2\ \mu\text{m}$, 脉冲模式下激射功率为 8 mW, 阈值电流密度约为 $14\ \text{kA}/\text{cm}^2$, 采用 InGaAs/InP 材料体系。如图 1.4 (A) 所示, 一个周期中相邻的量子阱间形成了能级 3, 2, 1, 很多周期性排列就形成了超晶格结构; 可以通过调整材料的层厚、组分比例来调节量子阱能级差的大小, 将器件的激射波长从中红外调谐到太赫兹波长。由于量子限制作用引起的分离的电子态在平行于材料生长层平面的方向上呈现平面波状能量分布, 电子注入到能级 3, 而后跃迁到能级 2, 释放出一个光子, 能级 2 与能级 1 之间间隔一个极化光学声子的能量, 电子从能级 2 以共振声子散射的方式被快速抽取到能级 1, 由于电子在能级 2 停留的时间低于在能级 1 停留的时间, 因此可以在能级 3 与能级 2 之间形成粒子数反转, 如图 1.4 (B) 所示。图 1.4 (A) 中的数字梯度合金区域是一个掺杂的半经典多量子阱超晶格结构, 该区域在导带中形成微带, 收集能级 1 和能级 2 中的电子并将它们快速输运到下一个周期中。上述区域的另外一个作用是在高频下作为一个布拉格发射器, 防止电子从激发态 3 隧穿到连续态。

由于子带间量子级联激光器的波长可以调谐, 其覆盖的波长包含了很大的范围: 使用 InAs/AlSb 和 InGaAs/InAlAs 材料体系可以覆盖 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 的波长范围, 对应中红外波谱第一个大气窗口, 器件最高工作温度可达 400 K^[54-59]。在 $16\sim 30\ \mu\text{m}$ 的波长区间存在一个大气吸收窗口, 2014 年, D. Chastanet 等人利用 InAs/AlSb 材料体系, 在 $17\sim 18\ \mu\text{m}$ 的波长区间制作了中红外激光器, 该器件在脉冲模式下可以工作到 333 K^[60]。由于 GaAs 材料和 InGaAs 材料对光子存在吸收作用, 在 $25\sim 60\ \mu\text{m}$ 波长范围内并无子带间激光器覆盖^[61]。

1.2.2 太赫兹 QCL 有源区主要结构类型

1.2.2.1 束缚态到连续态有源区结构介绍

对于太赫兹量子级联激光器, 我们要想获得粒子数反转, 就要获取比较大的 τ_{32}/τ_2 , 其中 τ_{32} 为电子辐射跃迁的时间, τ_2 为电子在下能级被抽取的时间。上一节提到的第一个中红外量子级联激光器有源区结构采用的就是三


 图 1.5 啁啾超晶格有源区结构^[49]

 图 1.6 束缚态到连续态有源区结构示意图^[62]

能级超晶格结构，具有非常小的子带非辐射转换时间。电子通过共振隧穿从注入区注入到下一个周期的上能级，这个时间非常短，能够获得比较大的粒子数反转。但是对于太赫兹波段，由于电子从能级 3 与能级 2 分别跃迁到能级 1 的过程能级差别不大，会造成电子跃迁的选择性比较差，同时电子在能级 3 与能级 2 之间的跃迁会伴随各种散射机制 (如电子-杂质散射、电子-电子散射等)^[13]，这些因素都造成了 QCL 从中红外向太赫兹波段发展的困难。如图 1.5 所示，世界上第一个太赫兹量子级联激光器^[49] 采用与中红外啁啾超晶格结构类似的有源区结构^[63]，其中辐射的上、下能级位于微带的边缘。一个周期中注入区包括 4 个量子阱，有源区包括三个量子阱，电子从能级 2 跃迁

到能级 1 释放出光子 (能级差为 18 meV)，能级 2 上的电子是由能级 g 上的电子通过共振跃迁而来的。2003 年 Faist 团队设计出了束缚态向连续态 (bound to continuum, BTC) 跃迁的太赫兹 QCL^[62]。如图 1.6 所示，能级 8 为孤立的束缚能级，位于微带中间的位置。能级 5、6、7 为微带中的子能级，由于受到水平的粗糙度、杂质等因素的影响，它们之间的能量差非常小，这些能级很难被区分；电子从能级 8 跃迁到微带中与能级 5、6、7 复合，辐射出光子，光子的跃迁是对角辐射的，这样能够减少微带底部的非辐射散射，提高了电子的注入效率^[5]。一个周期中从注入区开始 GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As 层的厚度依次为 3.5/9.0/0.6/16.3/0.9/16.0/1.0/13.8/1.2/12.0/1.5/11.0/3.2/12.1，其中数字单位为 nm，Al_{0.15}Ga_{0.85}As 势垒为加粗字体，下划线为掺杂层 (Si 掺杂，掺杂浓度为 $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)。在高温下，光学声子散射是主要的散射机制，导致了上能级电子寿命的急剧下降，使粒子集居数减少，该器件的最高工作温度为 90 K。

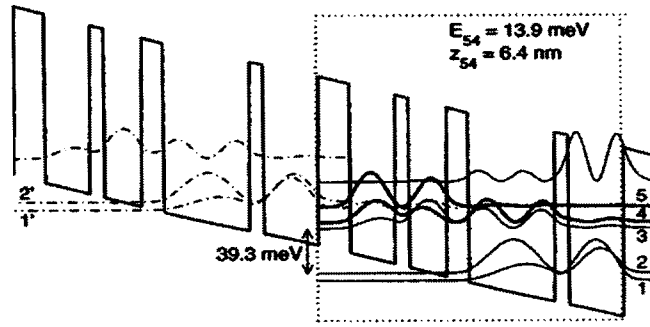


图 1.7 共振声子有源区结构^[64]

为了提高 THz QCL 的工作温度，基于共振声子 (resonant phonon, RP) 散射方案的 THz QCL 于 2003 年被成功研制出来^[64]。在电子从高激励能级跃迁到低激励能级辐射出光子后，再从低激励能级输运到下一个周期的注入区的过程是通过释放一个极化共振声子的方式完成的。这种方案能够在保证电子在低激励能级的寿命迅速降低的同时具有比较长的上辐射能级的寿命，从而大大增加了集居粒子数，提高了器件的最高工作温度。如图 1.7 所示，电子的辐射跃迁方式为垂直跃迁，因为下激励能级的波函数只与相邻的阱交叠，电子只在这两个相邻的量子阱间共振遂穿的过程中释放声子，因而这种结构的电子在下激励能级的输运过程是高选择性的。该有源区结构采用 Ga_{0.85}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As 材料体

系。电子从能级 5 垂直跃迁到能级 4，激射波长为 $87.2 \mu\text{m}$ (3.4 THz)，能级 4 和能级 3 能级之间的能级重叠部分达 5.3 meV ^[65]，电子在能级 4 和能级 3 之间通过电子-电子散射的方式跃迁，由于能级 3、4 与能级 1、2 之间设计的能级差正好为一个极化声子的能量，所以电子又能很快的从能级 3 跃迁到能级 2 并释放一个 LO 声子。电子在能级 2 和能级 1 通过电子-电子散射以及电子-杂质散射注入到下一个周期。电子从能级 3 跃迁到能级 2、1 的时间 $\tau_{3 \rightarrow 21}$ 为 0.46 ps，这种结构能够在防止电子的热反注入的同时很容易实现粒子数反转，大大提高了器件的工作温度。

1.2.2.2 高温 THz QCL 有源区设计

目前，工作温度已经成为 THz QCL 应用发展的一个主要的障碍。在中红外波段， $4.5 \sim 10 \mu\text{m}$ 的 QCL 可以在室温下连续工作；在 THz 波段，目前还无法实现室温 QCL。下面我们将介绍近年来提高 THz QCL 工作温度的几种有源区设计方案^[66]。

(一) 对角辐射跃迁共振声子有源区设计

近年来，采用对角辐射机制的 RP 有源区结构 THz QCL (激射频率为 3.2 THz) 最高温度可达 200 K^[50]。上述结构最早于 2009 年由 S. Kumar 等人制作成功，器件的最高工作温度为 186 K^[67]，是当时工作温度最高的 THz QCL。电子从上激射能级到下激射能级的辐射跃迁是通过对角辐射完成的，上下激射能级之间的热激发、非辐射电子-纵光学声子散射 γ_{43} 在很高的工作温度下仍能得到抑制。2012 年，通过对上述结构共振强度与注入隧穿特性的优化设计，器件的最高工作温度达到 200 K^[50]。

(二) 基于散射辅助注入方案的有源区设计

通常，对于采用共振隧穿电子注入方式的 THz QCL，其最高工作温度一般符合经验公式 $T_{\text{max}} \sim \hbar\omega/k_B$ 。采用散射辅助注入机制的有源区结构突破了上述经验公式的限制。在该机制中，电子注入到激光器上激射能级时释放一个声子，同时在注入能级到下激射能级的共振隧穿过程被很好地抑制。2010 年，S. Kumar 等人研制了基于四阱辅助散射机制有源区设计的 THz QCL，最高工作温度为 163 K，对应于 1.9 倍的 $\hbar\omega/k_B$ ^[68]。2012 年，Fujita 等人^[69] 研制了基于五阱辅助散射机制有源区设计的 3.7 THz QCL，器件最高工作温度为 100 K。2012

年, Dupont 等人采用声子-声子-声子 (Phonon-Phonon-Phonon, 3P) 四阱散射机制有源区^[70] 制作了 3.2 THz QCL, 器件最高工作温度为 138 K, 有源区中电子通过无共振隧穿的声子散射注入并且具有比较低的注入耦合强度。2013 年, Razavipour 等人利用 3P 四阱辅助散射机制的有源区制作了 2.4 THz QCL^[71], 器件最高工作温度为 152.5 K。2014 年, Razavipour 等又制作了基于 3P 五阱散射辅助机制的 2.67 THz QCL^[72], 增加的一个量子阱提高了电子注入效率。到目前为止, 由基于四阱散射辅助机制、同时具有高注入耦合强度和共振声子衰减效率的有源区结构制作的 THz QCL (激射频率为 2.1 THz) 最高工作温度可达 144 K^[73]。

1.3 太赫兹量子级联激光器的波导结构

本文主要研究改善 THz QCL 的功率、远场分布和工作温度等性能的波导结构。与近、中红外波段相比, THz 波的波长更长, 对波导结构尺寸变化的敏感度相对较低, THz QCL 的波导设计在半导体工艺上更容易实现。虽然 THz QCL 的波导结构由近、中红外波段 QCL 发展而来, 但是可以通过在 THz QCL 中引入新颖的波导结构 (如一维和二维光子晶体光栅) 来改善 THz QCL 的性能, 并将这些设计思想反过来应用到近、中红外波段 QCL 中。本节将介绍 QCL 波导结构的发展历程, 并对几类光子晶体 THz QCL 作简单介绍。

1.3.1 半绝缘表面等离子体波导和双面金属波导

世界上第一个中红外量子阱激光器^[48]采用的是典型的电介质波导^[74-76]。这种波导的结构形状为长条形, 呈三明治夹层结构。夹层中心为有源区结构, 有源区上下两端为低折射率电介质层, 有源区具有比较高的有效折射率, 通过选择合适的电介质材料可以使得波导结构对电磁模式有比较高的限制因子。有源区两端的低折射率层所占总厚度的比例和有源区的厚度决定了这种波导结构的限制因子, 通常 $\lambda \leq 8 \mu\text{m}$ 的激光器采用此类波导类型。随着激光器激射波长的增加, 如果保持激光器性能的稳定就必须使得有源区厚度随着波长线性增加。因此从近红外波段到中红外波段有源区、电介质层的厚度将随着增加^[77, 78]。但是随着有源区以及电介质层厚度的增加将引入以下问题: (1), 电介质层由 MBE 生长, MBE 生长的速率特别慢, 将整个波导结构生长完成所消

耗的时间十分惊人；(2)，随着激射波长的增加，波导中的载流子吸收将大幅增加，增加了器件的波导损耗。由于 QCL 是电抽运的，金属电极与材料之间有一层重掺杂层，有源区中电场从外面低折射率电介质层泄露出去进入重掺杂层后将与金属产生的表面等离子体模式进行耦合，将会增加波导的损耗^[79]。

对于 $\lambda \geq 8 \mu\text{m}$ 的激光器，文献 [80] 中有源区上方的 AlInAs 低折射率电介质层掺杂浓度比较低，这样能够降低波导的损耗。在 AlInAs 层的上方生长一层重掺杂的 GaInAs，主要目的是为了降低波导中基模与金属-半导体接触面的表面等离子体高损耗模式之间的耦合。重掺杂层使得金属-半导体界面的等离子体频率 (对应 $9.4 \mu\text{m}$) 接近但是低于波导中的基模频率 (对应 $8.5 \mu\text{m}$)，等离子体频率附近反常电介质色散的特性引起重掺杂层折射率的急剧下降，使得波导对基模的限制因子得到大幅提升。图 1.8 为计算得到的折射率分布情况，材料对应的有效折射率从 AlInAs 对应的 $n_{eff}=3.2$ ($3 \mu\text{m}$ 处) 直接降到重掺杂层的 $n_{eff}=0.5$ ($0 \mu\text{m}$ 处)，这种结构使得重掺杂层对光模式的限制因子在得到了大幅提升的同时降低了波导损耗。左侧波导对光的模式的限制因子是 0.41，基模对应的有效折射率为 3.25。计算得到的波导损耗为 7.8 cm^{-1} 。如果将重掺杂层替换为低掺杂的 AlInAs 材料，基模对应的波导损耗将增加到 13 cm^{-1} ，同时波导的限制因子将会减低至 0.73。因此重掺杂 GaInAs 材料对于降低覆盖层的厚度、基模的模式损耗非常有用。

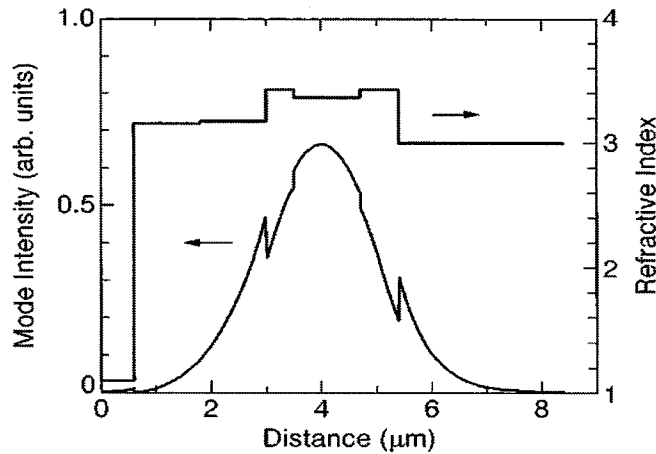


图 1.8 上方曲线为波导切向的折射率分布情况，下方曲线为计算得到的本征模式在腔中的模式分布^[80]

文献 [77] 中对于长波长半导体激光器波导提出了一种新型的波导结构-表面等离子体波导, 该波导结构使激光模式在金属-半导体接触面以表面等离子体波的形式进行传播。因为电磁波在垂直于金属的方向上呈指数衰减, 所以金属电极对模式的限制因子约为 1。等离子体导模在两种具有相反符号的介电常数的物质界面产生, 因此通常在半导体激光器上方生长一层金属作为导波面, 同时这层金属也被用来作为电接触层, 金属下方的低折射率层可以省去, 大大降低了 MBE 材料生长的时间。对于激射波长 $\lambda < 15 \mu\text{m}$ 的 QCL, 因为在金属-半导体接触面有一部分平面波穿入金属而被损耗掉, 光的模式在界面有比较大的损耗。然而在长波长区域(中红外、太赫兹波段), 金属对于它们的吸收系数不大, 因而波导的模式损耗比较小。这种单面表面等离子体波导已经在 $\lambda=17 \mu\text{m}^{[81]}$, $\lambda=24 \mu\text{m}^{[82]}$ 中应用。文献 [82] 采用了双面表面等离子体波导, 激光器的激射波长为 $21.5 \mu\text{m}$ 。该结构的下接触层为重掺杂层, 位于有源区和衬底之间, 尽管该重掺杂层有比较好的限制因子, 但是将引起比较大的载流子吸收损耗。由于长波长 ($\lambda > 50 \mu\text{m}$) 对应的激射频率远远低于重掺杂层的等离子体频率, 在 $\lambda > 50 \mu\text{m}$ 的波长下, 波导具有比较小的模式损耗。这种双面等离子体结构为双面金属波导的研制成功提供了可能^[83]。

第一个 THz QCL^[49] 采用的是半绝缘表面等离子体波导结构。这种波导结构将衬底换成了半绝缘衬底以减少与掺杂层所有的模式重叠, 大大减低了载流子损耗。模式在波导结构中被限制在上部的金属层和下面的重掺杂层之间。器件的电接触是通过在上接触层上方蒸镀一层金属来实现的。

Benjamin 等人成功研制了世界上第一个双面金属波导 THz QCL^[84]。这种结构大大降低了来自重掺杂等离子体层的自由载流子损耗, 该波导结构对本征模式的限制因子为 $\Gamma \sim 1$ 。由上文提到的激射频率与表面等离子体的频率之间的关系可知, 随着激射波长的增加, 表面等离子体引起的波导损耗大大降低。双面金属波导具有模式限制因子高、工作温度高等优点, 近年来在很多新颖的波导结构设计中被广泛应用^[85-88]。

1.3.2 光子晶体光栅

光子晶体^[89, 90]通过空间中周期性变化的折射率影响光子特性, 其对光子的影响与半导体晶体对电子的影响类似, 周期性折射率的变化能够在模式分布中

引入光子带隙，只有处于特定区间的波矢能够在波导中传播，带隙内的频率在光子晶体中是被禁止传播的。利用光子带隙可以控制波导中的模式分布，通过调制光子带隙的位置可以允许或者禁止某种波长的光的传播。光子晶体能够应用在光纤^[91]和光学电路的平面波导中^[92]。

Colombelli 等人成功将光子晶体与激光器两个概念相结合制作了光子晶体量子级联激光器^[93]。通常二维光子晶体激光器主要分为两类：第一类在光子晶体中引入了缺陷^[90, 94]，使光子晶体带隙中产生缺陷能级，当与缺陷能级频率相同的光子通过时，光子将严格按照缺陷能级的路径传播，光子在偏离缺陷的位置的损耗将大大增加；另一类是能带带边模式激光器^[90, 95]，只有在能量-动量空间中具有比较高的光子态密度的模式才能被激发出来，这种选模作用是晶格对波导中的模式分布反馈的结果^[96]。上述第一类光子晶体结构一般只在光泵浦器件中应用，第二类能带带边激光器在浅刻蚀、非薄膜结构中得到广泛的应用^[96-99]。

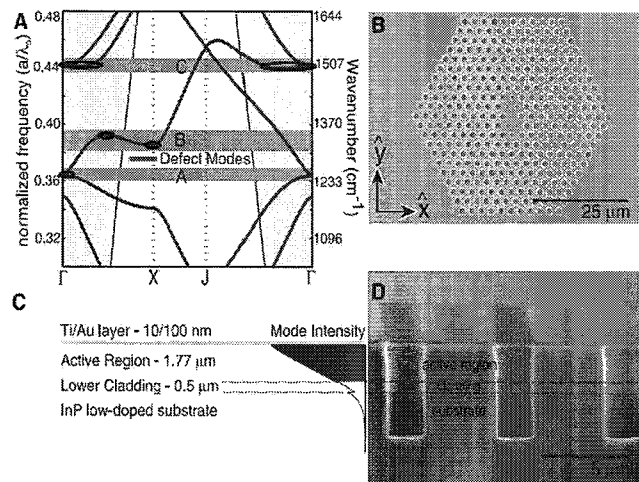


图 1.9 (a) 光子晶体激光器的二维能带结构，其中用灰色标记的 A、B、C 分别为光子晶体能带区域，红线部分为引入的缺陷能级；(b) 为光子晶体激光器的扫描电镜 (SEM) 图；(c) 为波导结构中表面等离子体模式密度分布；(d) 为波导结构横切面的 SEM 图^[93]

文献 [93] 中的光子晶体激光器，波导平面结构中利用浅刻蚀的圆孔在波导中引入了周期性变化的有效折射率，使得光模式能够在波导腔中产生强烈的分布反馈效果。图 1.9 (a) 中为该结构的二维能带结构图，光子晶体结构的周期条

件与二阶 DFB 相近, 能带结构中出现了三个能带 A、B、C, 其中能带 A 中模式与空气柱产生比较强的电场耦合, 能带 B、C 中的模式更多是被限制在有源区之中。图 1.9 (b) 为光子晶体激光器的 SEM 图, 通过调整每个周期的周期长度和空气柱的占空比就可以改变光子晶体对应的谐振频率。

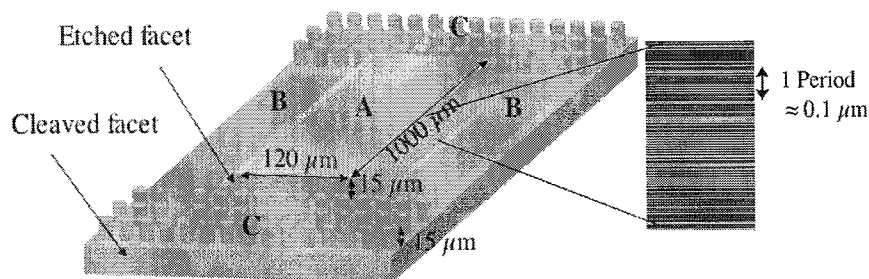


图 1.10 光子晶体 THz QCL 示意图^[100]

图 1.10 为 2005 年瑞士 J. Faist 课题组参与制作的光子晶体 THz QCL^[100], 有源区材料选用束缚态到连续态的有源区结构, 器件的激射波长为 $80\ \mu\text{m}$ 。该结构 F-P 腔部分采用半绝缘表面等离子体波导, 波导形貌由湿法腐蚀制作而成。与文献 [93] 中孔型结构不同的是, 该结构在脊波导两端的出射端面干法刻蚀成了光子晶体柱型结构, 其中柱型结构的上、下接触层上均淀积了金属以对等离子体模式产生导波效果。柱型结构能够产生比孔型结构更大的光子能带间隙同时又能够减少平面外的散射。该结构的优点在于能够产生单模输出和具有比普通 F-P 腔双面金属波导结构更小的阈值电流。

上述光子晶体激光器中的光子晶体结构是通过刻蚀形成周期性的圆柱实现的, 这种结构仍然是边发射而不是面发射, 技术实现难度大^[101]。如图 1.11 所示, Chassagneux 等人通过改变激光器上金属层的光子晶体的周期将光子晶体与 THz QCL 结合在一起^[101], 文中研究了激光器上接触层的吸收边对光子晶体 THz QCL 的模式选择、阈值电流密度、远场光斑形状的影响。上电极圆孔处上接触层的存在使得模式的损耗 (α) 高达 $750\ \text{cm}^{-1}$, 而去掉接触层后模式的损耗降到 $8\ \text{cm}^{-1}$, 因此对于利用分布反馈机制的 THz QCL 一般要将金属圆孔下的上接触层去掉。器件边沿没有吸收边的器件类型 M 的阈值电流密度基本不受金属圆孔直径大小变化的影响, 而含有吸收边的器件类型 A 的阈值电流密度随

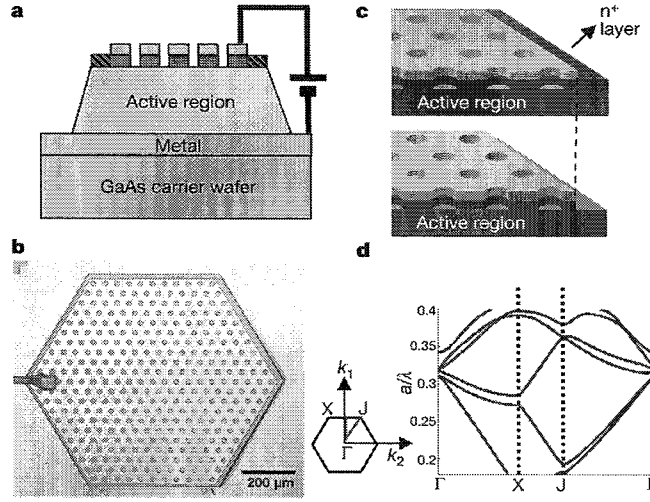


图 1.11 (a) 器件侧面的结构示意图；(b) 器件的光学显微镜图；(c) 上图为有吸收边界条件的器件结构图，下图为不含有吸收边界条件的器件结构图；(d) 实验中设计的三角晶格的光子能带结构^[101]

着金属圆孔的直径的变化而变化。另外，随着光学格子占空比的增加，器件类型 M 的光谱变化无特定规律而且有多模产生，对应的远场均十分散乱，而器件类型 A 的激射波长呈现出了一定规律，其远场是会聚的。结果表明了没有吸收边的二维光子晶体激光器被激发的是回音廊模式^[102]而不是光子晶体能带带边模式，通过对二维光子晶体添加吸收边可以获得能带带边模式。

上述器件的远场光斑发散为二到四个光斑，仍然不是很理想。为此，Y. Chassagneux 等人^[103]和 G. Sevin 等人^[104]提出了基于光子能带调制的方法来改善谐振腔的品质因子，同时在二维光子晶体谐振腔中引入了“ π shift”机制以改善远场的光斑质量，分别获得了约为 $8^\circ \times 12^\circ$ 和 $10^\circ \times 10^\circ$ 的核桃形远场光斑。

1.3.3 布拉格衍射光栅

在通常的 F-P 腔量子级联激光器中引入布拉格光栅^[105]，光在波导腔中传播的过程中将遇到周期性变化的折射率分布，一部分光继续向前传播，一部分光被反射向后传播，向前的波和向后的波相遇，导致光的分布反馈效果，当波长 λ 满足 $\lambda = 2\Lambda \times n_{eff}/m$, ($m = 1, 2, 3, \dots$, n_{eff} 为波导的有效折射率, Λ 为折射率变化的周期) 时，波导中模式之间相干叠加，不满足布拉格衍射条件的模式

有比较大的损耗，无法在波导腔中传播。

2005 年，Benjamin S. Williams 等报道了基于双面金属波导结构的侧面刻蚀一阶 DFB THz QCL^[106]，该结构周期在 $15.5\ \mu\text{m}$ 左右，其中侧向刻蚀光栅的占空比为 44%，器件两端添加端面长度为 $L=1/4\lambda$ ，器件的激射频率在 2.85 THz 左右。其峰值功率约为 $100\text{-}300\ \mu\text{W}$ ，与普通 F-P 腔结构相比偏小（相同尺寸约为 1 mW）。制作的器件在低驱动电流下为单模输出，但是随着电流的增加由于空间烧孔效应产生了多模激射。

利用二阶 DFB 光栅将太赫兹波从波导上金属面耦合到腔外能够增加激光器的出射面积，同时可以通过选择合适的光栅占空比、两端相位匹配腔长、蒸镀高反膜、加入“ π shift”转换机制等手段提高激射模式与空气的耦合效率。中红外表面发射二阶 DFB THz QCL^[97, 107] 已经获得了相对较大的功率。但是在太赫兹波段，由于双面金属波导对腔中高阶横模有比较高的模式限制因子，另外腔体端面对腔内模式有比较高的反射率（反射率约为 0.7-0.9），这都为二阶 DFB THz QCL 的制作带来了挑战^[108]。Sushil Kumar 等人制作了基于双面金属波导结构的二阶 DFB THz QCL^[109]，该结构通过在横向两侧引入吸收边减少高阶横模的影响，同时在纵向两端添加了一定长度的腔长以满足端面反射相位匹配，同时也能够对激射模式的场分布形状进行调制，减少在高偏置电压下产生的纵向空间烧孔效应。由于普通二阶 DFB THz QCL 的纵向电场是反对称分布，该设计通过在光栅的中央加入“ π shift”转换机制，使得测得的远场获得了单个会聚光斑。在脉冲模式下，激光器在峰值功率附近最高可以工作到 149 K，与相同尺寸的 F-P 腔 THz QCL 相比 (153 K) 其工作温度稍微有些下降，该二阶 DFB THz QCL 在连续模式下测得的功率约为 6 mW，比边发散 F-P 腔 THz QCL 的功率提高两倍。但是这种 THz QCL 的问题在于虽然远场光斑在纵向上的远场发散角能够得到很好的控制，但是在横向上由于受到宽度的限制而导致远场发散角比较大。

为了获得横向和纵向都比较小的远场光斑，M. I. Amanti 等人首次设计制作了三阶 DFB THz QCL^[110, 111]，该三阶 DFB THz QCL 的原理基于天线模型因此被称为光子线激光器^[112, 113]，上述器件能够克服上述边发射一阶 DFB THz QCL 与面发射二阶 DFB THz QCL 存在的缺点，既能实现单模激射，也可以得到完美的远场高斯型光斑，同时具有比较大的输出功率。此类型 THz QCL 测

得的峰值功率达到 15 mW, 是相同尺寸的 F-P 腔 THz QCL 的功率的 7 倍。该器件在横向宽度为 100 μm , 对应的远场发散角在横向和纵向均约为 10° 。

1.3.4 近年发展的几种新型波导结构

对于一维、二维光子晶体 THz QCL, 大多数波导结构 (三阶 DFB THz QCL 除外) 的输出功率相对于同样尺寸的 F-P 腔 THz QCL 并没有很大的提升, 主要是因为这些波导结构激励的是反对称光子能带边模式, 这种模式理论上是不能辐射的, 导致了器件具有比较低的辐射效率^[104]。

2012 年, 徐刚毅等人提出了渐变光子晶体异质结结构 (GPH)^[114] 使 THz QCL 激发出对称的辐射模, 并使非辐射反对称模式被吸收边抑制, 使器件 (3.4 THz) 的功率提高至 100 mW。

2013 年, G. Liang 等人设计了中心会聚的环形光栅 (concentric-circular gratings, CCG) 波导结构^[115], 该结构光栅纹槽的占空比根据其与环形中心的距离是渐变的, 器件激励出的是对称的辐射模, 激励功率提高了 5 倍并获得了紧凑的远场光斑, 但是器件的最高工作温度有所下降。

2015 年, L. Xu 等人报道了一种 THz 垂直腔面发射激光器 (vertical cavity surface emitting laser, VECSEL)^[116], 该激光器包括由极窄的 THz QCL 脊条组成的超颖表面 (metasurface) 与线栅偏振片两部分。从脊条激励出的 TM_{01} 模通过超颖表面形成 TE 模, 经过线栅偏振片的耦合作用使该 THz QCL 形成比较强的 THz 光, 测得的远场光斑大小为 $4.3^\circ \times 5.1^\circ$, 同时线栅偏振片作为输出耦合器可以调谐 THz QCL 的输出频率。

2016 年, T.-K. Kao 等人利用天线互耦合原理设计了锁相天线阵列 THz QCL^[117], 该设计机制能够使几十个单元阵列之间激励的 THz 模式相位锁定。每个天线单元由三段 F-P 腔 THz QCL 组成。由于双面金属波导结构中模式受到比较强的亚波长限制, 每段 THz QCL 可视为一个天线单元点并对外部的 THz 辐射非常敏感, 因此一系列的天线单元之间将产生互耦合。该结构能够获得小于 $10^\circ \times 10^\circ$ 的远场光斑。

1.4 通过 RF 注入对 THz QCL 的光谱调制介绍

量子级联激光器是基于量子阱系统内子能级之间电子转换机制制作的一类半导体器件^[118]。这种结构能带间载流子的平衡主要是通过纵光学声子辅助机制完成的，这个过程的时间在 ps 量级，使得激光器具有超快的载流子弛豫过程。作为对比，普通的带间跃迁半导体激光器，其载流子寿命约为 ns 量级，其它的激光器系统载流子寿命更长。上述这个独一无二的特性使得量子级联激光器非常适合高速调制。对于半导体激光器，激光器对驱动电流变化的瞬态响应由有源区内部粒子数反转条件和激光器电场分布决定^[119]。载流子对激光器内电磁场的变化产生耦合阻尼震荡，通过跃迁激射、增益饱和机制产生阻尼模式。这种弛豫震荡过程在特征频率 f_R (往返频率) 处产生对调制响应的共振加强。一旦调制的频率高于这个产生共振的频率 f_R ，调制响应信号将急剧下降。因此，往返频率提供了一个测量激光器内部调制带宽的方法^[119]。通过射频 (RF) 注入的方式对 QCL 进行模式锁定进而得到稳定的往返频率 (这个往返频率大小等于激光器纵模间的频率间隔)，这种调制方法称作 RF 注入锁定。对于锁模激光器，往返频率的稳定性对于产生比较稳定的脉冲时间序列非常重要^[120]。对往返频率 f_R 的锁定通常将 RF 信号通过微带线注入到 QCL 的有源区内实现的，通过调制不同的 RF 功率和频率实现对纵模的锁定，同时可实现对出射模式的光谱的大小、数目进行调制。

1.5 本文工作

本论文围绕 THz QCL 展开研究工作，主要包括对采用 SISP 波导和 DM 波导结构的 THz QCL 进行仿真模拟、半导体工艺制作；通过 RF 注入对 THz QCL 的光谱调制进行研究；利用有限元仿真软件对三阶 DFB THz QCL 建模，计算模式分布以及模式损耗的情况，研究了不同光栅占空比对三阶 DFB THz QCL 的远场光斑的影响。组织结构为：第二章，采用 Drude 模型计算 4.3 THz 共振声子有源区材料的折射率分布，仿真模拟 SISP 波导和 DM 波导结构的模场的分布，并通过近-远场变换计算了这两种结构的远场分布。介绍了 SISP 波导结构的半导体制作工艺，并重点研究了制备 DM 波导结构所需要的关键技术 (金属键合、 Si_3N_4 掩模研究、干法刻蚀研究)。之后对通过两种波导制作工艺制作

的器件进行测试, 分析了其工作特性。第三章, 对采用 SISP 波导结构的 F-P 腔 THz QCL 进行 RF 注入测试, 研究了不同频率、功率的 RF 信号对激光器内纵模模式的影响和对其光谱的调制情况。第四章, 从结构设计、模场仿真、远场计算、器件测试等方面对三阶 DFB THz QCL 做了详细的介绍, 并研究了不同光栅占空比对远场光斑的影响, 解决了多周期三阶 DFB THz QCL 中存在的相位不匹配的问题。

第二章 太赫兹量子级联激光器波导设计研究

对于太赫兹量子级联激光器，其主要组成部分为有源区结构(增益介质)与谐振腔(反射镜与波导)。其中谐振腔能够将模式限制在波导内，并使激光在谐振腔两端的端面之间往返传播，腔内激光一部分从端面出射，一部分在谐振腔内震荡。器件若要成功激射，必须满足阈值条件

$$\Gamma g_{th} = \alpha_w + \alpha_m, \quad (2.1)$$

其中， Γ 为波导的限制因子， g_{th} 为阈值增益， α_w 为波导吸收损耗， α_m 为器件两端的镜面损耗。可通过波导设计提高波导结构的限制因子，降低激光器出射的阈值增益。同时，优秀的波导设计能够使激光器提高工作温度和输出功率，同时具有窄的光谱线宽和小的远场发散角等性能优势。采用 SISP 波导结构的 THz QCL 具有高功率、低远场发散角等特性，然而由于其对模式的限制因子较低，其工作温度相对较低。采用 DM 波导结构的 THz QCL 具有比较高的模式限制因子，因此可以获得比 SISP 波导更小的阈值增益，同时具有相对较高的工作温度。由于 DM 波导使激光器具有比较宽的增益线宽，其腔内有更多的模式被激发。另外由于 DM 波导中模场主要被限制在上下金属波导之间，其纵向厚度仅约为 $10\ \mu\text{m}$ ，使得 DM 波导结构的 THz QCL 一般具有更大的远场发散角。但是其具有的高模式限制因子、高工作温度的特性更容易满足不同的设计要求，使得这种结构在很多新型的波导设计当中得到了广泛应用。对于单模输出、低远场发散角、高输出功率等应用需求可以通过在 DM 波导结构中引入布拉格光栅解决，这部分内容将在第四章详细介绍。

SISP 波导结构相对比较简单，工艺上很容易实现。对于 DM 波导，下电极的制作需要用到金属键合工艺，激光器的性能的好坏很大程度上取决于金属键合效果。另外脊波导的制作通常采用干法刻蚀完成，由于后续设计的三阶 DFB THz QCL 需要刻蚀光栅中的 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ 材料，刻蚀深度深达 $10\ \mu\text{m}$ ，以我们目前的实验条件用光刻胶做掩模很难完成，因此我们选择用 Si_3N_4 做掩模。在本章最后介绍了对制作完成的 SISP 波导 THz QCL 和 DM 波导 THz QCL 的测试结果。

2.1 太赫兹量子级联激光器的波导模拟

假设脊波导纵向为 z 轴，电磁波在 x 、 y 平面内有分量，在 z 方向传播电磁场可以由下式表示：

$$E(x, y, z) = E(x, y) \exp(ikz), \quad (2.2)$$

$$H(x, y, z) = H(x, y) \exp(ikz), \quad (2.3)$$

其中， k 为复数

$$k = k' + ik'', \quad (2.4)$$

其中 k'' 代表有损介质的损耗，其与波导损耗的关系为

$$\alpha_w = 2k'', \quad (2.5)$$

其中， α_w 为波导结构带来的损耗，我们定义波导结构的模式限制因子 Γ ，其大小为波导结构内电磁场能量与结构整体电磁场能量的比值：

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2} \iint \operatorname{Re} \left\{ \vec{E} \times \vec{H} \right\} dx' dy'}{\frac{1}{2} \iint \operatorname{Re} \left\{ \vec{E} \times \vec{H} \right\} dx dy}, \quad (2.6)$$

材料中掺杂的载流子使波导对不同激射模式存在色散特性，因此在用 Comsol 对器件模型进行仿真时，我们用 Drude 模型来计算不同层材料的折射率^[108]。该模型假设每层材料由自由电子气与离子实组成，电子的平均寿命为 τ ，其值的大小由电子迁移率数据得出。Drude 模型给出与频率相关的电导率为

$$\sigma(\omega) = \frac{ne^2\tau}{m^* (1 - i\omega\tau)}, \quad (2.7)$$

其中， n 为自由载流子密度， e 为载流子电荷， m^* 为载流子有效质量。我们令 $\varepsilon(\omega)$ 为与频率有关的介电常数。通过定义一个有效复介电常数将材料的载流子吸收效应考虑在内

$$\varepsilon_{\text{Drude}}(\omega) = \varepsilon(\omega) - \frac{\sigma(\omega)}{i\omega}, \quad (2.8)$$

上式中已经将其他因素例如声子间的相互作用等考虑在 $\varepsilon(\omega)$ 内，将公式 2.7 带入上式，可得

$$\varepsilon_{\text{Drude}}(\omega) = \varepsilon(\omega) + i \frac{ne^2\tau}{\omega m^* (1 - i\omega\tau)} = \varepsilon_r(\omega) \varepsilon_0, \quad (2.9)$$

对于 1 THz 以上的情况，材料的折射率可被简化为

$$\varepsilon_{Drude}(\omega) = \text{Re}(\varepsilon(\omega)) + i \frac{ne^2\tau}{\omega m * (1 - i\omega\tau)} = \varepsilon_r(\omega)\varepsilon_0, \quad (2.10)$$

由上式可得材料的折射率为

$$n(\omega)^2 = (n' + in'')^2 = \varepsilon_r(\omega), \quad (2.11)$$

由上述公式，在我们得到单层材料对应的折射率 (不考虑自由载流子效应)、电子的平均寿命、仿真计算的目标频率、材料的掺杂浓度、电子有效质量的数值后，将它们代入上式便可求得该层材料在设定频率对应的折射率，然后将每层材料折射率的实部和虚部代入计算模型中，便可计算波导结构中的模式分布和模式损耗等信息。得到本征模式的近场分量后通过频域傅里叶近-远场变换可以求得 SISP 波导和 DM 波导结构的远场分布。我们在论文中仿真选用的材料结构与文献 [121] 中有源区结构类似，对应的激射频率为 4.3 THz。

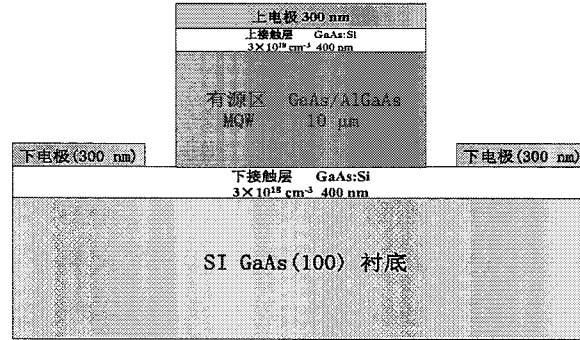


图 2.1 仿真模拟的半绝缘表面等离子体波导的材料结构，该仿真模型已将下接触层下方 200 nm 厚的 GaAs 缓冲层忽略

2.1.1 半绝缘表面等离子体波导结构模拟

电磁模式在半绝缘表面等离子体波导中传播时，在波导上部主要被 Au 限制，在波导下部依靠重掺杂的下接触层对其限制，下接触层下部的半绝缘衬底消除了载流子吸收对光模式的损耗。图 2.1 为我们仿真模拟采用的 4.3 THz RP 有源区结构的材料结构。图中上、下接触层的掺杂浓度分别为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。有源区的平均掺杂浓度约为 $2.88 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ，上、下电极的厚度

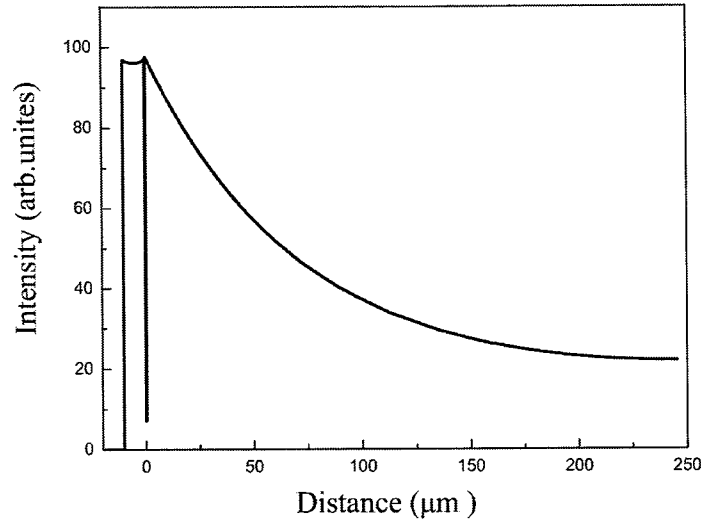


图 2.2 仿真模拟的半绝缘表面等离子波导中心的纵向 E_y 电场分量分布

均取值为 300 nm。由于刻蚀阻挡层和缓冲层对实际的模式分布影响不大，在 Comsol 模型中将这两部分结构忽略。计算采用的载流子寿命自上而下分别为：Au, 0.05 ps；有源区, 0.5 ps；上、下接触层, 0.1 ps。图 2.2 为计算得到的本征模式 (对应的有效折射率为 $3.5997-0.00125i$) 在脊波导中心位置的纵向电场分量 E_y 的分布 (截取的直线上的 E_y 分布)，可以看出在上金属层与下接触层之间 E_y 有比较强的电场分布，但是下接触层对电磁场的模式限制很弱，有相当一部分电磁场从下接触层泄露到了半绝缘衬底中，对该波导结构本征模式计算得到的模式限制因子为 0.1139，对应的模式损耗为 1.4486 cm^{-1} 。我们可以对 Comsol 计算求得的上述模式的近场分布做频域傅里叶变换求得其远场分布，图 2.3 为计算得到的远场分布，图中 θ 方向对应图 2.1 中的横向， ϕ 方向对应图 2.1 中的纵向，计算得到的单个模式产生的远场发散角在 θ 、 ϕ 方向均低于 $20^\circ \times 20^\circ$ 。半绝缘表面等离子体波导之所以有相对较好的远场发散情况，主要原因在于大部分的模场分散在半绝缘衬底当中，使得在激光器出射面的纵向有相对比较大的出射宽度。

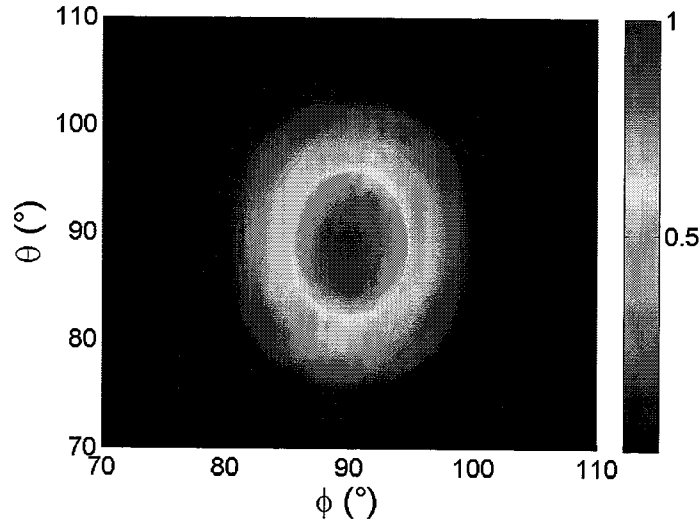


图 2.3 仿真模拟的半绝缘表面等离子波导本征频率的远场光斑

2.1.2 双面金属波导结构模拟

DM 波导与 SISP 波导材料结构主要的不同之处在于 DM 波导下接触层下方制作了一层下电极 (通常为 Ti/Au)，该层电极由金属键合而成，另外 DM 波导结构的上、下接触层与 SISP 波导结构的的位置正好相反，DM 波导结构中上接触层的厚度在波导制作过程中被腐蚀至 200 nm。具体的材料结构如图 2.4 所示，SISP 波导结构中刻蚀阻挡层和缓冲层均在工艺制作的过程中被去除。通过 Comsol 建模，计算得到本征模式折射率为 $3.619-0.00599i$ ，对应的模式损耗为 10.81 cm^{-1} ，波导对该模式的限制因子高达 0.9998。对比上节对 SISP 波导的模拟结果，DM 结构的损耗偏大，原因在于随着 DM 波导对模式限制作用的增强，波导内的模式与金属-半导体接触面的表面等离子体耦合作用增强，使得其模式损耗增加^[108]。仿真得到的本征模式在脊波导中心位置的电场 E_y 分布如图 2.5 所示，电场完全被限制在 $10 \mu\text{m}$ 厚的有源区中，与计算得到的高限制因子相吻合。由计算得到的本征模式的近场数据，经过频域傅里叶变换求得了该模式的远场分布。如图 2.6 所示， θ 方向远场发散情况比较严重，在整个 180° 的角度范围内均有比较强的场分布。该模式在 ϕ 方向的远场发散角比较小，其值低于 20° 。

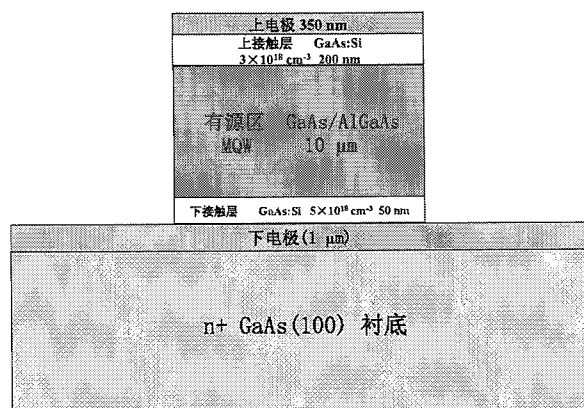


图 2.4 仿真模拟的双面金属波导的材料结构

2.2 半绝缘表面等离子体波导结构的工艺研究

采用 SISP 波导结构的 THz QCL 具有工艺简单、功率较高等优点。我们首先选用 SISP 波导进行 THz QCL 的制作。THz QCL 的主要制作流程为通过标准的光刻、显影、磁控溅射、剥离等步骤制作电极；通过湿法腐蚀形成脊形波导。采用 SISP 波导结构进行波导设计，最常见的结构类型通常为 F-P 腔以及一阶、二阶 DFB THz QCL 等，制作过程不需要对光栅内材料深度刻蚀。

图 2.7 中所示为标准的 SISP 波导结构工艺制作流程。在半绝缘 GaAs 衬底上完成材料的生长后，首先要通过光刻、显影后将上电极区域暴露在外，然后通过磁控溅射淀积 Ti/Au (20/400 nm) 上电极，完成后将材料浸泡在丙酮中剥离。通过湿法刻蚀形成脊波导，腐蚀深度到达下接触层。湿法刻蚀时需要再光刻一次。如果选用干法刻蚀形成脊波导，则需要用 Si_3N_4 做掩模，对于 Si_3N_4 做掩模的方法将在下节中做详细的介绍。主要工艺完成后要在半绝缘衬底上生长一层背部电极 (Ti/Au, 20/200 nm)。在整个工艺过程中有两个部分决定着器件性能的好坏：1) 湿法腐蚀台面。要确保下接触层不被完全腐蚀；2) 上、下电极的生长。要确保上下电极表面为非常整洁的台面，使器件能够形成比较好的欧姆接触。

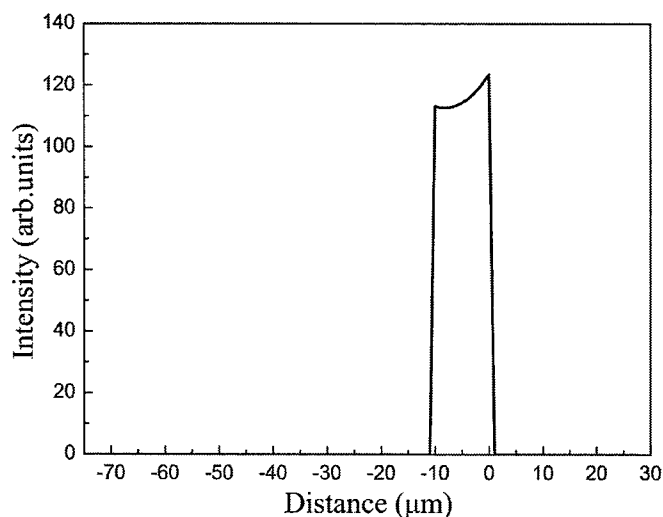


图 2.5 仿真模拟的双面金属波导中心的纵向 E_y 电场分量分布

2.2.1 湿法腐蚀台面

湿法腐蚀台面在脊波导刻蚀中应用最为广泛，主要因为湿法腐蚀出的台面比较平滑，大大减小了由于脊波导侧面粗糙引起的波导损耗。同时在湿法腐蚀过程中材料始终浸泡在酸性溶液中，避免了干法刻蚀工艺中经常遇到的光刻胶碳化的问题，保证了下电极台面的整洁。然而，湿法腐蚀最大的不利因素为腐蚀台面的横向腐蚀，材料在纵向与横向腐蚀的选择比通常为 1:1，使得湿法腐蚀出的脊波导有很宽的腐蚀侧壁(如图 2.8 所示)，容易造成器件电流分布的不均匀。腐蚀 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ 材料的常见溶液配比为 $\text{H}_2\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:25$ (体积之比) 的溶液，其腐蚀的速率约为 $0.17 \mu\text{m}/\text{min}$ ，通常腐蚀 $10 \mu\text{m}$ 的有源区腐蚀时间在一个小时左右，所耗时间比较长。

湿法腐蚀前要先用陪片测试一下腐蚀溶液对有源区材料的腐蚀速率，由测得的腐蚀速率计算腐蚀到下接触层大概需要的时间。随着腐蚀的进行，腐蚀溶液的浓度逐渐降低，将引起腐蚀速率的下降，因此要在腐蚀的过程中将器件拿出测厚以校准腐蚀溶液的腐蚀速率。另外，需要在烧杯中放置一个磁力搅拌棒，使腐蚀溶液在材料表面有相同的流速，确保湿法腐蚀的均匀性。由于下接触层的层厚一般为 $400\text{-}700 \text{ nm}$ ，如果腐蚀出的下电极台面不在下接触层的高度范围内，器件将无法导通。腐蚀完成、去除光刻胶后可以通过探针台测试上下

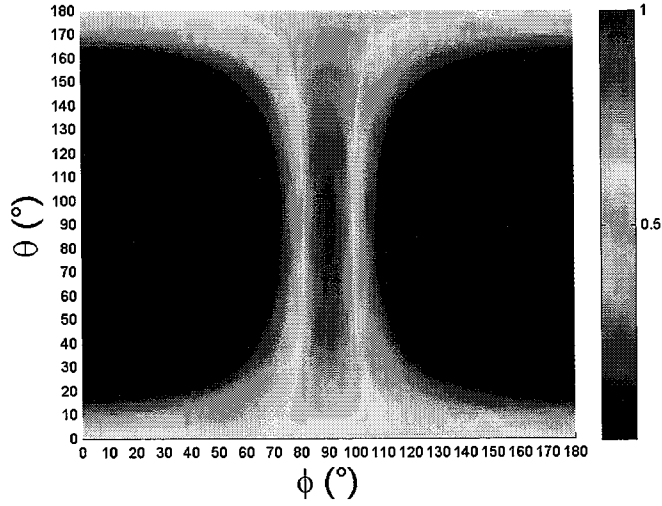


图 2.6 仿真模拟的双面金属波导本征频率的远场光斑

电极间的 $I-V$ 特性曲线验证器件是否导通，正常器件的 $I-V$ 特性曲线应与二极管的相似。

2.2.2 蒸镀电极

由于金属与 n^+ 型 GaAs 材料之间的欧姆接触需要 GaAs 材料具有高浓度的掺杂，但是由于受到态密度的限制 GaAs 材料很难达到目标掺杂浓度^[61]。然而金属-掺杂层能够通过快速退火让掺杂离子进入金属中形成欧姆接触，这种产生欧姆接触方式在电极制作中被广泛的应用，但是引入的掺杂物质容易导致比较高的自由载流子吸收损耗。通过在有源区上生长一层上接触层与上电极形成非合金化的欧接触能够克服上述方法的不利因素^[122]，但是这层高掺杂浓度的材料层暴露在空气中容易被氧化，使其无法与金属电极形成欧姆接触。通过在上接触层上方生长一层 3.5 nm 的重掺杂低温 GaAs 层可以防止上接触层的氧化，制作时将这层材料用腐蚀溶液腐蚀后，便可以在上方蒸镀 Ti/Au 电极。

SISP 波导上电极的制作采用了后一种方案，即去除低温 GaAs 层后直接蒸镀上电极，在下接触层上生长下电极并通过退火的方式形成欧姆接触。电磁模式主要被上电极和下接触层限制，因此下电极处通过退火形成的高掺杂型欧姆接触不会增加器件的波导损耗。下电极选用的金属为 Ge/Au/Ni/Au (15/40/50/300 nm)。图 2.9 为采用该方案制作的上下电极。

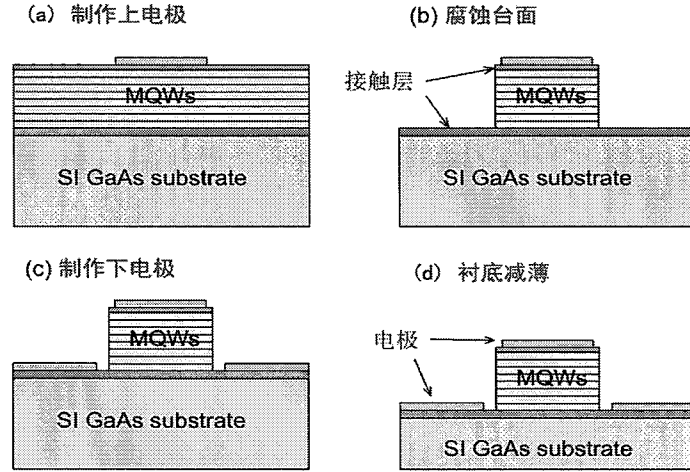


图 2.7 半绝缘表面等离子波导结构工艺流程

2.3 双面金属波导关键工艺研究

DM 波导由于其金属夹层结构对电磁模式具有良好的限制作用而被广泛应用于一维、二维光子晶体的波导设计中。相对于 SISP 波导，DM 波导的工艺制作需要满足各种波导设计的应用需求，比如三阶 DFB THz QCL 的器件性能对光栅的占空比精确度、侧壁光滑度等要求十分严格，这就需要一套成熟的工艺流程解决实际制作中遇到的问题。THz QCL 的金属键合就是将 GaAs 衬底和晶圆材料表面蒸镀的电极材料在一定的温度、压强下贴合在一起形成下电极。干法刻蚀就在一定射频电压下使刻蚀气体形成等离子体并轰击材料表面并与刻蚀材料发生化学反应，生成的气体被抽取出腔体，未被刻蚀的材料部分上方被光刻胶或者 Si_3N_4 覆盖。被刻蚀材料的侧壁形貌与射频功率、刻蚀气体的流量和比例、掩模材料与刻蚀材料的选择比等参数相关。与使用光刻胶作掩模相比， Si_3N_4 掩模具有选择比高、精确度好的优点，在大刻蚀深度的应用中表现优异。本节重点研究了不同实验条件对金属键合、 Si_3N_4 作掩模、干法刻蚀这三种 DM 波导关键技术的影响，并获得制作效果良好的工艺参数，为制作性能稳定、可靠的半导体器件打下坚实的基础。

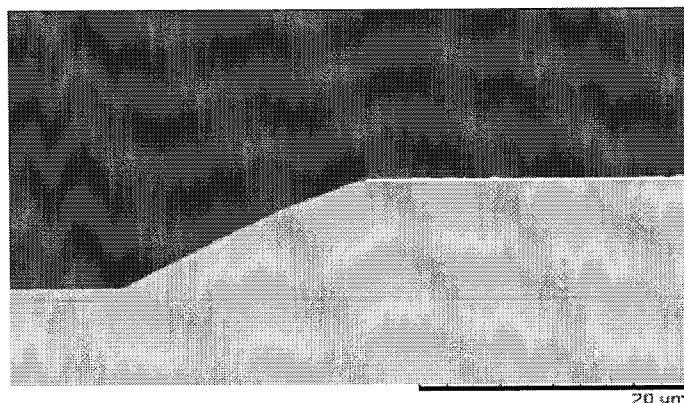


图 2.8 湿法刻蚀脊波导侧面图

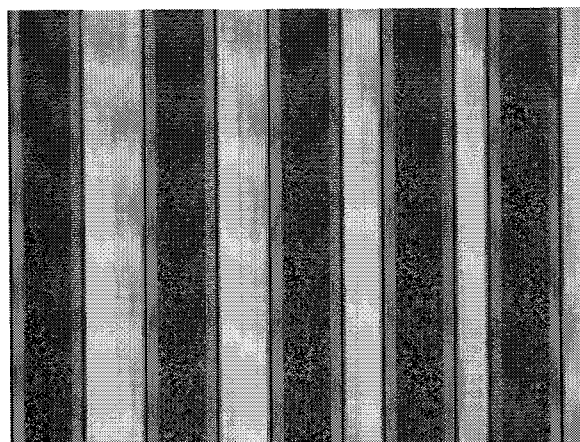


图 2.9 通过半绝缘表面等离子体波导工艺制作的上下电极

2.3.1 金属键合

本文工作中金属键合采用的是 Au-Au 热压键合方式。首先分别在 n^+ 型 GaAs 衬底和晶圆材料上磁控溅射一层 Ti/Au (200/5000 Å)，通常衬底每边的尺寸要大于晶圆 1~2 mm，选择较厚的 Au 能够克服 n^+ 型 GaAs 衬底和晶圆表面的厚度分布不均匀带来的不利因素，从而获得良好的键合效果。键合前要将晶圆和 n^+ 型 GaAs 衬底在超声清洗机中使用低档超声功率清洗 3 min (功率过大容易造成溅射金属层的脱落)，清洗后用 N_2 枪吹干，将晶圆倒置贴在衬底的表面并沿着晶向对准。然后将它们放入图 2.10 (a) 中金属键合机中的键合台面上，

并在晶圆上方垫上一层石墨压垫以保证晶圆表面受力均匀，随后抽取真空并升温至 350-400 °C，随后施加一定的压力 (2.10 (b) 为键合原理图)，高温、高压的键合时间大概为 20 min。由于低温 GaAs 层非合金欧姆接触层材料的性能在高于 400 °C 后将会下降，选择的键合温度一般要低于 400 °C^[123]。

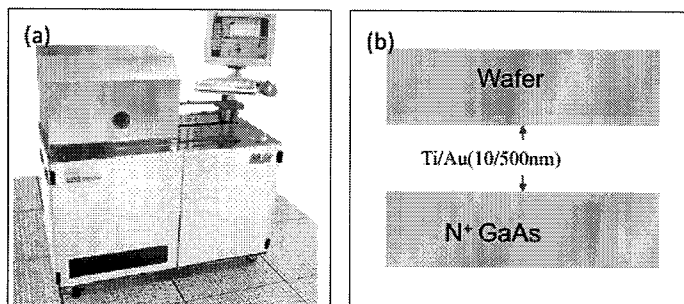


图 2.10 (a) Karl Suss, SB6e 晶圆键合机; (b) 键合过程示意图

通过实验我们发现压强对金属键合的质量影响比较大，我们在保持键合温度为 350 °C 不变的情况下测试了不同的压强条件对器件的键合效果的影响。

图 2.11 (a) 为对一个 2 英寸晶圆施加压强为 1 MPa、键合时长为 20 min 后的超声扫描成像图。从图中可以看到，颜色偏浅的部分晶圆表面有很多气泡，说明上下电极处的 Au 没有贴合在一起，颜色较深的部分键合效果相对较好，但是其中仍有很多大小不一的气泡，说明 1 MPa 的压强过低远远不能达到良好的键合效果。随后我们研究了增大压强对键合效果的影响，分别对尺寸为 $1.6 \times 1.8 \text{ cm}^2$ 的晶圆材料施加 6 MPa 和 8 MPa 的压强。键合后将晶圆材料上方的衬底减薄到腐蚀阻挡层。由于键合电极区域与腐蚀阻挡层之间的厚度只有 $10 \mu\text{m}$ 左右，我们能够通过观察晶圆表面的形貌直接判断键合的大致效果。图 2.11 (b)、(c) 为将晶圆衬底减薄后的图。可以看到图 2.11 (b) 中有很大面积的有源区材料脱落，说明 Au-Au 键合的不够牢固，它们之间的范德瓦尔斯力不足以克服机械研磨对其带来的影响。如图 2.11 (c) 所示，当键合压强增加到 8 MPa 后，可以看到将材料减薄后键合区域的 Au 贴合情况比较好，未见到明显的气泡或者材料脱落的痕迹。后续工作中我们继续研究了增加压强对键合的影响，随着压强的继续增加，键合效果变化不是很明显。考虑到过大的压强下材料表面厚度的不均匀可能对器件造成损伤，我们最终将压强选择为 8 MPa。

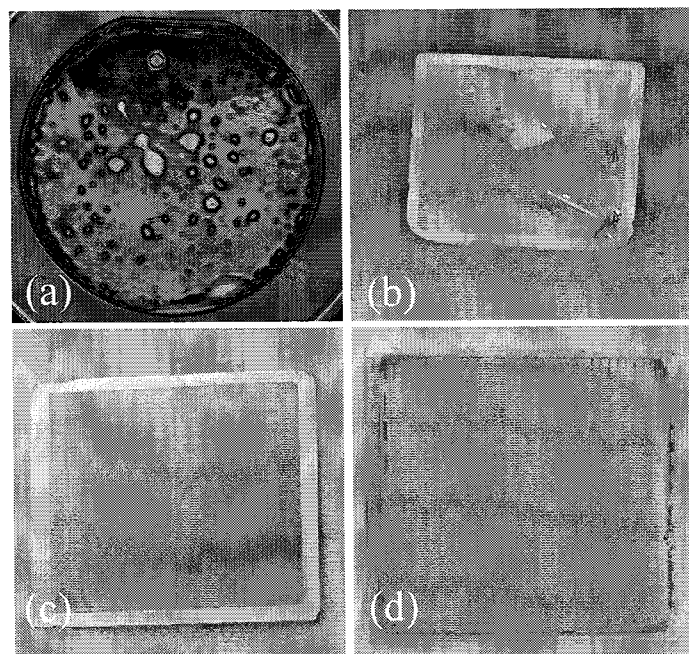


图 2.11 (a) 键合温度 $T=350\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，键合压强为 $1\text{ MPa}/\text{cm}^2$ ；(b) 键合温度 $T=350\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，压强为 $6.5\text{ MPa}/\text{cm}^2$ ；(c) 键合温度 $T=350\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，压强为 $8\text{ MPa}/\text{cm}^2$ ；(d) 工艺制作完成后的晶圆表面图

经过后续半导体工艺制作完成的器件表面形貌良好，如图 2.11 (d) 所示，Au-Au 键合后的金属层贴合比较紧密，图 2.12 为将工艺制作后的器件解理后测得的侧面 SEM 图，红框内的 Au-Au 键合效果良好。

2.3.2 Si_3N_4 掩模研究

Si_3N_4 材料具有比较高的介电常数，而且耐腐蚀、磨损，在微电子领域常用来做掩模，即在干法刻蚀工艺中用以保护底部材料。生长 Si_3N_4 的方法主要有等离子体增强化学气相沉积 (plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD)、低压化学气相沉积 (low pressure chemical vapor deposition, LPCVD)、感应耦合等离子体化学气相沉积 (inductively coupled plasma chemical vapor deposition, ICPCVD) 等。前二项化学气相沉积的反应速率主要由温度控制，其中 PECVD 的反应温度为 $300\text{--}400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，LPCVD 的反应温度为 $500\text{--}800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，反应



图 2.12 制作完成后的 THz QCL 截面图，红色方框内为 Au-Au 键合区域

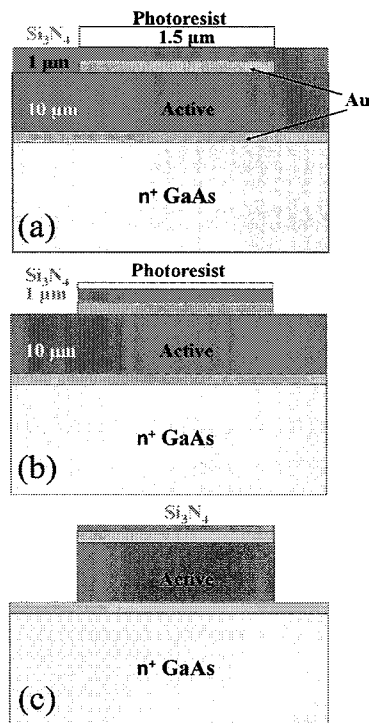


图 2.13 Si_3N_4 作掩模的工艺流程。(a) 光刻；(b) RIE 刻蚀，对 Si_3N_4 掩模材料开窗口；(c) 去残胶后对有源区材料进行干法刻蚀，最后去除残留的 Si_3N_4

气体分子的平均自由程可由公式

$$\lambda = \sqrt{\frac{\pi RT}{2M}} \frac{\eta}{P}, \quad (2.12)$$

得到。其中， λ 为反应气体分子的平均自由程， R 为反应速率， P 为工作压力，在其他条件保持不变的条件下，保持高温是为了使反应离子获得比较高的平均自由程，生长出相对均匀的淀积材料和获得比较高的表面反应速率。对于 DM 波导，超过 200 °C 的淀积温度将会造成 Au-Au 键合区域的损坏。在实际操作中，我们选用 ICPCVD 生长 Si_3N_4 。 Si_3N_4 具有比较低的淀积温度 (低于 150 °C) 和高的等离子体浓度 (大于 10^{11} cm^{-3}) 等优点。使用 Si_3N_4 作掩模的实验过程中，我们重点关注掩模材料的内部应力、致密度等特性。

对于 Si_3N_4 材料中应力的测量，利用的原理为通过将材料淀积在一垫片上，利用测得的垫片弯曲量便可计算得到材料的应力大小，

$$S = \frac{E_s t_s^2}{6(1-\gamma)t_r} \left(\frac{1}{R_f} - \frac{1}{R_0} \right), \quad (2.13)$$

式中， E_s 、 γ 、 t_s 、 R_0 、 R_f 分别为垫片的杨氏弹性模量、泊松比、垫片厚度、淀积材料厚度、淀积掩模材料前后的厚度。通过仪器测量得到各个变量参数的数值便可以求得 Si_3N_4 的应力值大小。通过测试对比不同的 ICP 功率下生长的 Si_3N_4 材料的应力，便可以选取一个最优的淀积参数。

氮化硅致密度的大小可以通过研究反应离子刻蚀 (reactive ion etching, RIE) 对 Si_3N_4 的刻蚀速率来比较，RIE 中我们选用 CF_4 气体对 Si_3N_4 刻蚀。

Si_3N_4 材料做掩模的流程如图 2.13 所示，先在晶圆材料上生长一层 Si_3N_4 材料，然后通过光刻在 Si_3N_4 材料上覆盖一层光刻胶在 RIE 刻蚀过程中用于保护未开窗口区域的 Si_3N_4 ，然后将晶圆材料放入 RIE 机中对 Si_3N_4 开窗口，刻蚀完成后将晶圆拿出，去除残胶。

测得的 Si_3N_4 的刻蚀速率为 30 nm/min。选用的 RIE 刻蚀参数对 Si_3N_4 刻蚀在横向与纵向的选择比较大，刻蚀 1.5 μm 的 Si_3N_4 后通过 SEM 测量， Si_3N_4 的横向刻蚀不明显，横向刻蚀宽度在 50~100 nm 之间。

2.3.3 干法刻蚀研究

干法刻蚀 GaAs 材料选用 Cl_2 与 BCl_3 气体，其中 Cl_2 作为刻蚀气体与

GaAs/AlGaAs 材料反应, BCl_3 为调节气体。ICP 刻蚀机中包含两个 RF 源, 分别为 RF1、RF2。其中 RF1 使刻蚀气体电离, 形成等离子体; RF2 作用于生成的等离子体, 使等离子体受力射向刻蚀材料, 刻蚀气体通过物理撞击、化学反应与刻蚀材料反应, 生成的废气被抽离腔体。通常影响刻蚀速率与刻蚀相貌的因素包括刻蚀气体与调节气体的比例、反应室压强、RF1 功率、RF2 功率、刻蚀温度等。其中对器件性能影响最大的因素为 Cl_2 流量、RF1 功率和 RF2 功率^[124]。本文重点研究了不同的 Cl_2 流量与刻蚀温度对 THz QCL 有源区材料刻蚀效果的影响。

实验中 RF1 与 RF2 功率、反应室压强、 Cl_2 与 BCl_3 的比例选用固定的参数。

2.3.3.1 Cl_2 流量对侧壁陡直度的影响

实验中首先研究了不同 Cl_2 流量对材料刻蚀侧壁的影响。如图 2.14 所示, (a) 中 Cl_2 流量为 10 sccm, 刻蚀时间为 15 min, 可以看到其侧向刻蚀比较严重, 在侧壁上出现了突出的条纹形状, 说明由于 Cl_2 的流量过大, 在反应室中产生了大量的等离子体, 被 RF2 电压偏置后击向刻蚀材料时方向选择性变差。图 2.14 (b) 中 Cl_2 流量为 4.5 sccm, 其侧壁的横向刻蚀情况相比图 2.14 (a) 得到了很大的改善, 侧壁上突出的条纹结构消失, 同时侧壁形貌相对比较光滑, 侧壁倾斜度将近 90° , 说明等离子体刻蚀的方向性得到了改善, 但是仍能看出在侧壁边棱处存在横向刻蚀。图 2.15 (a) 中选取的 Cl_2 流量为 3 sccm, 可以看到其侧壁倾斜度将近 90° , 横向刻蚀不太明显, 但相比于图 2.14 (a)、(b), 其侧壁比较粗糙。其原因为随着 Cl_2 流量的减小, 等离子体变得稀薄, 在刻蚀材料表面分布不够均匀, 导致刻蚀表面比较粗糙。为了改善刻蚀表面的光滑度, 降低刻蚀侧壁造成的波导损耗, 我们通过实验研究了不同的刻蚀温度对侧壁光滑度的影响。

2.3.3.2 不同刻蚀温度对侧壁光滑度的影响

图 2.15 中分别为在保持 Cl_2 流量为 3 sccm、 BCl_3 流量为 5 sccm 不变的情况下使刻蚀温度分别为 25°C 、 45°C 、 55°C 时得到的刻蚀效果图。测得的三个不同温度下的对侧壁的刻蚀速率分别为 $0.459\ \mu\text{m}/\text{min}$ 、 $0.467\ \mu\text{m}/\text{min}$ 、 0.4

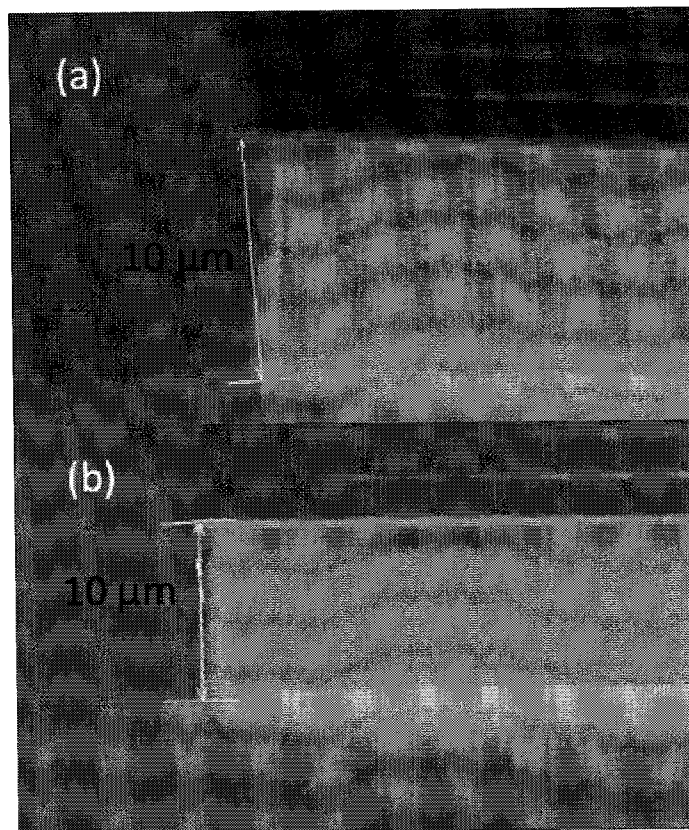


图 2.14 (a) Cl_2 流量为 10 sccm, BCl_3 流量为 16.5 sccm; (b) Cl_2 流量为 4.5 sccm, BCl_3 流量为 15 sccm

$\mu\text{m}/\text{min}$ 。随着刻蚀温度的上升,对有源区材料的刻蚀速率先上升后下降,主要因为温度开始上升时,等离子体中的反应离子扩散的速率变大,刻蚀速率有所增加,但随着温度的继续增加等离子体分布的各向异性减弱,在纵向的反应离子浓度下降,造成刻蚀的速率下降。从侧壁形貌上看,随着反应室温度的增加,侧壁的光滑度逐渐增加。图 (a) 中刻蚀侧壁比较粗糙,有比较粗的刻蚀条纹,图 (b) 中刻蚀侧壁光滑度得到了很大的改善,不过仍能看到明显的刻蚀条纹,图 (c) 中刻蚀侧壁十分光滑,表面并无明显的刻蚀条纹。三种刻蚀温度对应的 Si_3N_4 与 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ 材料的选择比分别为 1:5、1:10、1:6。若选择形貌最好的刻蚀温度 (55°C),则刻蚀有源区材料需要生长大于 $1.6\mu\text{m}$ 的 Si_3N_4 材料做掩模。生长如此厚的 Si_3N_4 材料会累积比较大的应力,在工艺过程中容易因应力过大造成 Si_3N_4 掩膜材料的开裂。因此,考虑到各种因素,刻蚀 10

μm 厚的有源区材料, 选取 $45\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的刻蚀温度为比较明智的选择。图 2.15 (d) 为制作后的 DM 波导的脊波导侧壁扫描电镜 (SEM) 图。

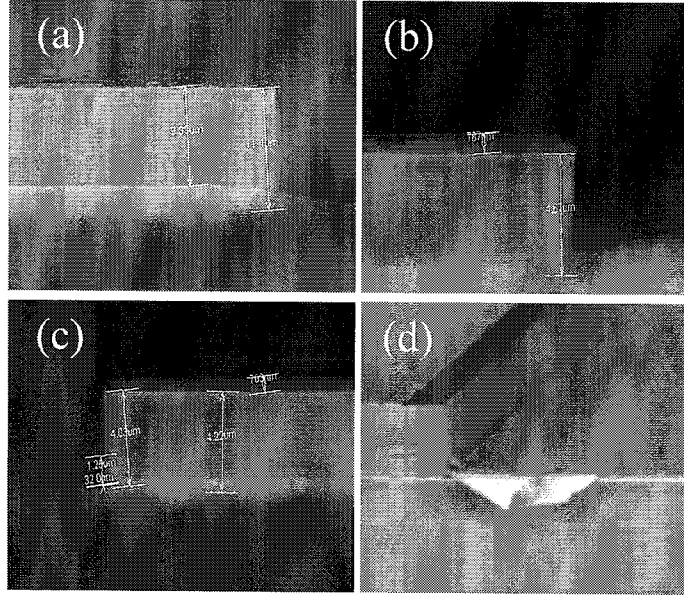


图 2.15 (a) 刻蚀温度为 $25\text{ }^{\circ}\text{C}$; (b) 刻蚀温度为 $45\text{ }^{\circ}\text{C}$; (c) 刻蚀温度为 $55\text{ }^{\circ}\text{C}$; (d) 干法刻蚀完成后正片的 SEM 图, 刻蚀气体中 Cl_2 流量为 3 sccm 、 BCl_3 流量为 5 sccm , 刻蚀温度为 $45\text{ }^{\circ}\text{C}$

2.4 THz QCL 的器件测试

2.4.1 半绝缘表面等离子体波导 THz QCL

测试的 THz QCL 的有源区采用 BTC 结构, 该结构具有低阈值电流密度和高注入效率的优势^[125, 126]。THz QCL 有源区材料由气态源分子束外延 (GSMBE) 生长, 其生长方向沿着半绝缘 GaAs 衬底的 (100) 晶向。材料结构自上而下依次为: 50 nm 厚重掺杂 GaAs 层 ($2\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$), 90 周期量子级联有源区结构, 700 nm 厚重掺杂 GaAs 层 ($2\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$), 200 nm 厚 $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$ 腐蚀阻挡层, 200 nm 厚未掺杂 GaAs 层。为了获得比较好的欧姆接触, 在上接触层上方生长了一层 50 nm 厚的低温 GaAs 层 (生长温度为 $350\text{ }^{\circ}\text{C}$)。有源区每个量子级联周期组分的厚度 (从注入区开始) 依次为: **3.7/13.7/0.6/8.8/ 0.6/15.5/1.5/12.5/1.8/12.0/2.0/ 11.8/2.0/11.2/2.7/11.1/3.4/11.4 nm**。其中, 字体加粗表示为 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 势

垒的厚度, 未特殊标注的为 GaAs 势阱层的厚度, 被下划线标记的为 Si 掺杂层的厚度, 掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

通过半导体工艺制作的 THz QCL (标记为 XN-01) 被固定在通过液氮降温的真空冷头上, 在 QCL 前方紧贴一个 Winston 锥用以会聚从出射端面出射的 THz 光。会聚的光从一个 3.1 mm 厚的聚乙烯窗片出射。热堆传感器紧贴聚乙烯窗片并连接着功率计 (Ophir Vega)。对于光谱测试, 我们使用两个平行的抛物反射镜对激光光路校准使 THz 光进入 Bruker IFS66v/S 红外傅里叶转换光谱仪中进行测试。

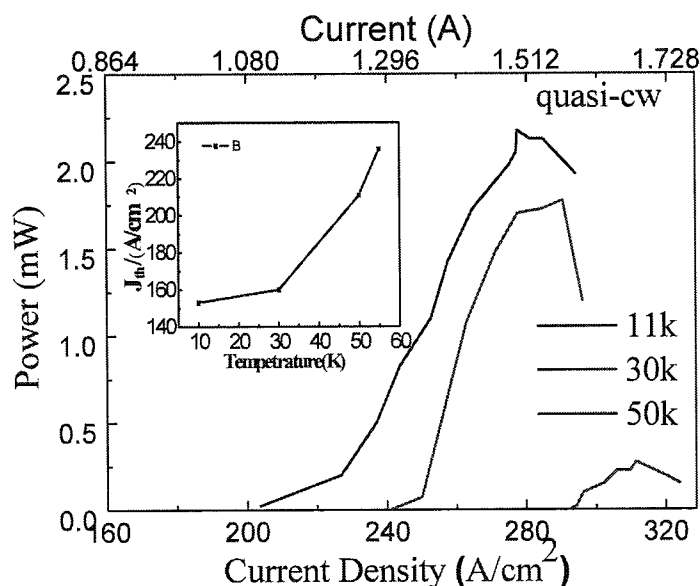


图 2.16 THz QCL 在准连续模式下的 $L-I$ 特性, 插图中为阈值电流密度 J_{th} 与器件工作温度 T 的关系

图 2.16 为 3 mm 长、180 μm 宽的 THz QCL (标记为 XN-1) 的光电流 ($L-I$) 特性曲线。因为散热的问题, 器件只能在连续模式下工作很短的时间, 测试中用脉冲电压源 (Agilent, 8114A) 供电, 电流脉冲的脉宽为 100 μs , 占空比为 50%。在 10 K 的工作温度, 器件在 1.1 A 处激射 (对应的电流密度为 204 A/cm²), 器件的峰值功率为 2.2 mW。随着工作温度提高到 50 K, 器件的输出功率急剧下降, 并在 58 K 处停止激射。这是因为随着温度的升高, 有源区中注入区与下辐射能级的耦合增加, 降低了注入的效率^[127]。

图 2.16 中的插图为阈值电流密度 J_{th} 与器件工作温度 T 的关系。根据经验公式

$$J_{th} = J_0 + J_1 \exp(T/T_0), \quad (2.14)$$

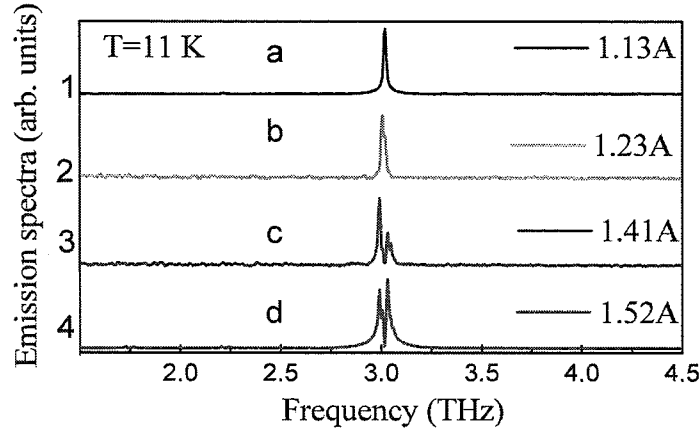


图 2.17 工作温度为 10 K 时，THz QCL 在准连续工作状态下不同驱动电流对应的光谱

其中， J_{th} 为阈值电流密度， J_0 、 J_1 分别为特征电流密度和拟合的参数， J_0 为特征温度。将不同温度下器件 XN-1 的阈值电流密度带入便可得器件 XN-1 的特征温度，计算得到的 $T_0=13.23$ K。

图 2.17 中为准连续工作模式下不同的激射电流对应的光谱，在 1.23 A 处对应的光谱的频率为 3 THz，此时光谱中只有一个激射模式。随着驱动电流的增加，光谱出现了空间烧孔的现象，光谱中出现了多纵模。

2.4.2 双面金属波导 THz QCL

本小节中测试的 DM 波导 THz QCL 采用 RP 有源区结构^[121]。我们对器件 XN-1701 做了性能表征，该器件尺寸为：宽 $100 \mu\text{m}$ ，长 1.785 mm 。器件上电极通过金线键合与微带线连接，下电极通过金线键合与热沉连接。图 2.18 为在脉冲模式下 (占空比为 10%) 测得的器件在不同工作温度下对应的 $L-I-V$ 特性曲线。受到脉冲电源安捷伦 8114A 的最大输出电压的限制，测试中最大驱动电流约为 1.7 A。5 K 工作温度下器件在 1.15 A 处开始激射，对应的阈值电流密度为 644.3 A/cm^2 。驱动电流占空比为 10% 时，器件的最高工作温度为 85 K；驱动电流占空比为 1% 时，器件的最大工作温度可达 115 K。

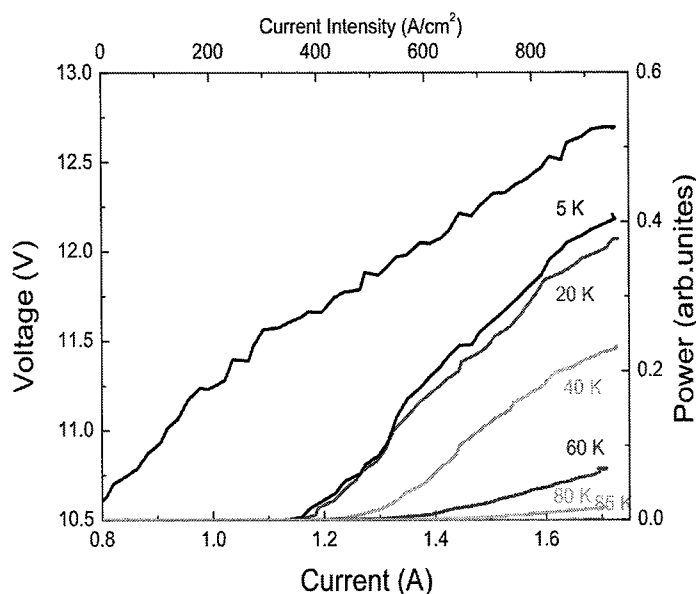


图 2.18 器件 XN-1701 的 $L-I-V$ 特性曲线, 器件在脉冲模式工作, 脉冲频率 10 kHz, 脉宽 $10\ \mu\text{s}$

图 2.19 分别为器件 XN-1701 (a)、XN-1702 (b) 的远场测试图。图 2.19 (a) 中, 器件的驱动电流为 1.6 A, 在 $\phi = 35^\circ$ 的位置测得两个远场光斑, 其中较大的光斑大小约为 $8^\circ \times 8^\circ$, 此时器件激励模式为高阶横模。图 2.19 (b) 为测得的器件 XN-1702 的远场分布, 该器件宽 $100\ \mu\text{m}$, 长 $0.785\ \text{mm}$ 。从图中看出, 远场在 θ 方向有三个光斑, 它们在 θ 、 ϕ 方向的发散角分别约为 20° 、 60° 。单个光斑的形貌与图 2.6 仿真远场光斑比较相近, 不同的是测得的远场发散角在 θ 方向偏小。

图 2.20 为在 10 K 下测得的器件 XN-1703 (尺寸为 $100\ \mu\text{m} \times 6\ \text{mm}$) 的 $L-I-V$ 与光谱图。器件的阈值电流密度为 $361.7\ \text{A}/\text{cm}^2$, 比器件 XN-1701 偏低, 这与器件制作工艺、器件的长度均有关系。插图中为驱动电流分别为 4 A、6 A、8.7 A 时测得的光谱。在 4 A 时器件单模工作, 激励频率为 4.05 THz; 在 6 A 时多纵模工作, 激励谱峰值频率为 4.21 THz; 在 8.7 A 时有 5 个激励模式, 激励谱峰值频率为 4.42 THz。

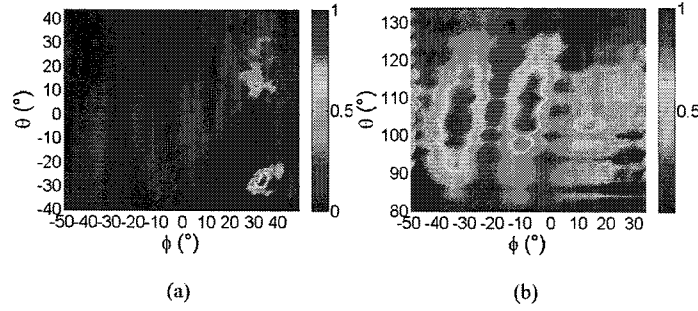


图 2.19 远场测试图。(a) 器件 XN-1701 的远场测试图；(b) 器件 XN-1702 的远场测试图，器件 XN-1702 的尺寸为：宽 $100\ \mu\text{m}$ ，长 $0.785\ \text{mm}$

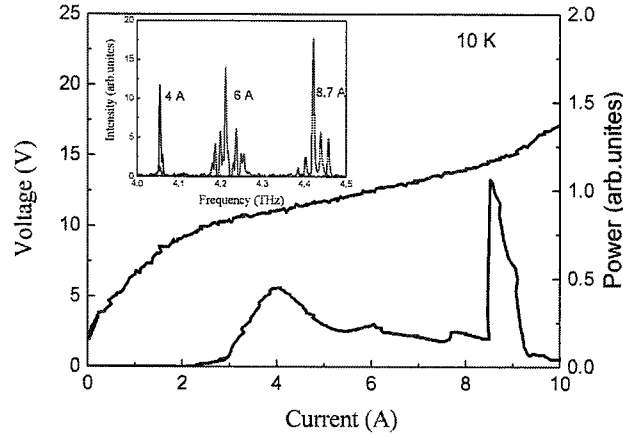


图 2.20 器件 XN-1703 的 $L-I-V$ 特性曲线，器件尺寸为：宽 $100\ \mu\text{m}$ ，长 $6\ \text{mm}$ 。插图为该器件在不同的驱动电流下的光谱

2.5 小结

本章利用 Drude 模型对 SISP 波导和 DM 波导进行模场仿真，分析了这两种波导结构的模式限制因子、模式损耗和电场分布等。通过频域傅里叶变换对两种波导结构做近远场变换并对远场仿真结果做了对比分析。结果表明，SISP 波导结构具有更小的远场发散角，其远场发散角在 θ 和 ϕ 方向均小于 20° 。具体介绍了 SISP 波导工艺的关键制作步骤。对于 DM 波导，研究了制作过程中需要掌握的三大技术难点：金属键合、 Si_3N_4 作掩模和干法刻蚀。

测试了 SISP 波导器件 XN-1，器件在 $11\ \text{K}$ 下准连续工作，阈值电流附近激射频率为 $3\ \text{THz}$ ，该器件准连续下峰值功率约为 $2\ \text{mW}$ 。对于 DM 波导 THz

QCL，我们分别测试了器件 XN-1701、XN-1702 和 XN-1703 的 $L-I-V$ 、远场发散角、激射光谱等信息。F-P 腔 DM 波导器件虽然对激射模式有比较好的限制作用，但是很容易多纵模工作，同时远场比较发散，需要引入光栅改善其远场与模式输出性能。

第三章 太赫兹量子级联激光器的光谱调制研究

3.1 引言

锁模在激光器^[128]、自旋转移力矩振荡器^[129]、玻色气体的物质波^[130]、最近报道的中枢神经系统^[131]等研究领域得到了广泛的应用。对于激光器来说，锁模是产生窄光学脉冲和稳定高频模式的一种非常有用的技术手段。前人关于主动注入锁定的工作已经于 1960 年代被报道，注入锁定是通过将一个泵浦激光器发出的激光直接注入到另外一个激光器的波导腔中来实现的^[128]。通过对激光器的注入锁定，我们能够研究激光器的内部的物理机制^[132–134]。

与带间跃迁激光器不同的是，量子级联激光器 (QCLs) 为单极器件，其运行机制依靠电子在导带中的子带间的跃迁，导带中的子带是由量子阱超晶格形成的。QCLs 中的超快辐射弛豫机制导致激光器有一个比较宽的调制频率响应，因此 QCLs 相比采用带间跃迁机制的半导体激光器更适合用作快速的调制^[120, 135, 136]。对于采用法布里-佩罗 (F-P) 谐振腔结构的 THz QCL，可通过调谐与谐振腔长度相关的参数实现对发射谱的调制^[137]。

对于多模运行的激光器，定义一个与谐振腔长度相关的腔体往返频率 f_r ，其频率大小与等于激光器中相邻的纵模间的频率间隔。在中红外波段和太赫兹波段已经验证了谐振腔中的纵模模式可以被调制并且可以被注入锁定，注入锁定的拍频频率可达几十 GHz^[130, 138–140]。

注入锁定技术在对太赫兹量子级联激光器的锁相^[141, 142]和高带宽频率梳操作中有重要的应用^[143, 144]。

在本章中，我们展示了对一个 2 mm 长、180 μm 宽的太赫兹量子级联激光器的拍频 (beat note) 分析和光谱调制情况，该 THz QCL 采用的是束缚态到连续态 (bound-to-continuum, BTC) 的有源区结构。我们同时展示了调制响应、拍频信号的推拉效应、不同电流区间下的太赫兹光谱调制等内容。

3.2 器件结构以及测试系统

THz QCL 的 BTC 有源区结构与文献 [126] 类似。其 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ 有源区量子阱结构通过气态源分子束外延系统生长在半绝缘衬底 (100) 晶格方向上。有源区材料生长完成后, 晶圆材料被制作成 SISP 波导结构的器件。最后, 材料样品被解理、封装并被放置在液氮循环制冷的冷头上进行电学和光学的测试。

为了完成拍频和 RF 注入测试, 冷头中接入半刚性同轴电缆线和一条带宽达 18 GHz 的微波传输线。THz QCL 的脊条通过微带线与微波传输线相连接以满足它们之间的阻抗匹配关系^[139]。对拍频信号的测量是通过一个 Bias-Tee 完成的。RF 测试的设备搭建如图 3.1 所示, 另外在将拍频信号引入频谱分析仪之前, RF 信号通过一个具有 30 dB 增益的 RF 放大器改善 RF 信号的信噪比。图中的 RF 信号发生器最大发生频率高达 26 GHz, 功率最高达到 25 dBm。在 RF 信号注入测试之前, 我们先对器件的电学与光学特性进行了表征。

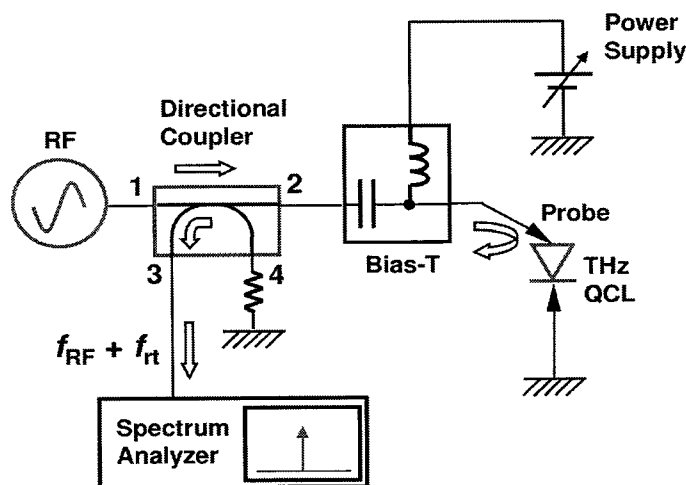


图 3.1 RF 注入锁定的测试设备搭建图。RF 信号发生器 (RF-synthesizer) 连接一个耦合器的端口 1, 耦合器的端口 2 连接 Bias-T 的 ac 端, 电压源通过 Bias-T 的 dc 端进入到 THz QCL 的脊波导中, 从 THz QCL 脊波导反射的 RF 信号通过 Bias-T 进入到耦合器中, 从端口 3 输出, 进入到频谱分析仪中显示^[145]

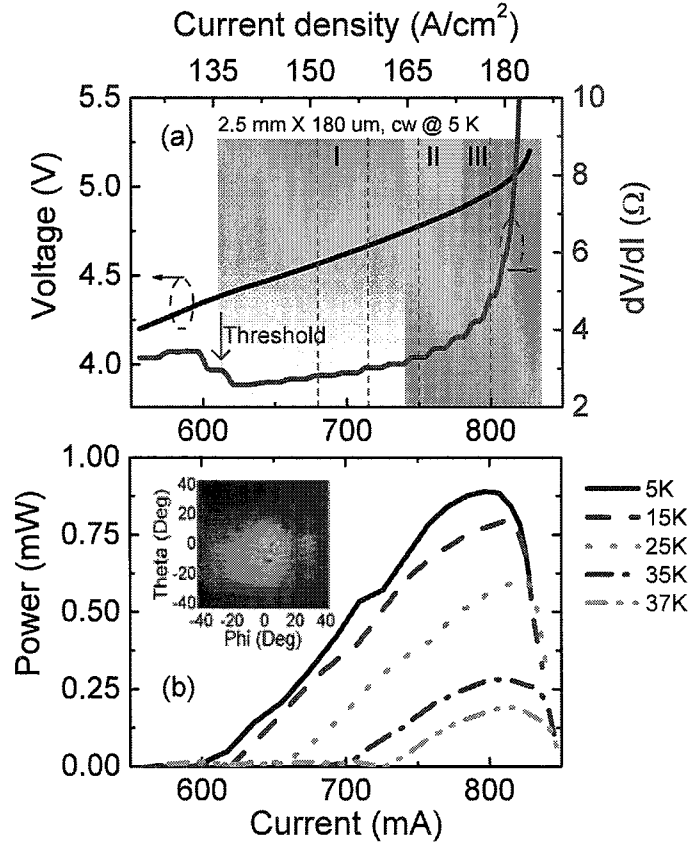


图 3.2 (a) 测量得到的 THz QCL 的电压-电流 ($V-I$) (左侧坐标轴) 与 $V-I$ 特性曲线的一阶微分曲线 (右侧), 器件在连续模式下工作, 工作温度为 5 K。激光器 2.5 mm 长, 180 μm 宽。其中灰色、绿色和紫色标记的区域代表三个不同的电流区间, 我们标记为电流区域 I、II、III。在四个不同的电流点: 680 mA、715 mA、750 mA 和 800 mA 处用虚线标识出, 便于后续的测试说明; (b) 为激光器在不同的热沉温度下的光强-电流 ($L-I$) 特性曲线图。在图中实际的功率为排除空气中水汽对 THz 波的吸收、窗片损失等因素测试得到的结果。插图中为测试得到的 THz QCL 的远场光斑图, 器件的驱动电流为 730 mA, 器件工作在脉冲模式, 脉冲频率为 10 kHz, 脉宽为 10 μs

3.3 器件的 $L-I-V$ 与远场特性测试

图 3.2 (a) 为连续模式下测得的 $V-I$ 特性曲线, 在其一阶微分的图中可以看到 600 mA 处有一个明显的“台阶”, 暗示在这个电流点激光器开始激射, 因此该器件的阈值电流为 600 mA。在图 3.2 (a) 中, 我们特意按照激光器在不同电流区间表现出的不同特性将整个电流区域划分为三个区域并分别标记为 I (灰色), II (绿色), III (紫色)。其中 I 区靠近阈值电流, III 区接近于负微分电阻 (Negative Differential Resistance, NDR) 区域, II 区为 I 区与 III 区之间的电流区域。图 3.2 (a) 中虚线标记了电流区域 I, II, III 中几个典型的电流点 (680、715 和 800 mA)。在这些电流点处的拍频信号、调制响应、RF 信号的注入锁定和太赫兹发射谱等测试特征基本上代表了三个电流区域的响应物理特性。因此, 接下来我们将通过重点研究在这个几个电流点下的测试结果以了解激光器在整个电流区间的注入特性。

图 3.2 (b) 为连续模式下测得的 $L-I$ 特性曲线。在连续模式下激光器的最高工作温度为 37 K。在 5 K, 我们测得器件的最大功率约为 0.9 mW。图 3.2 (b) 中插图为测得的器件的远场光斑。远场光斑通过放置激光器出射端面前 10 cm 处的 Golay Cell 探测器测得, 我们在以出射端面为球心, 以球心到探测器接收面的距离为半径的球面上对激光远场进行扫描, 定义平行于有源区材料生长方向为 Theta 方向, 垂直于有源区材料生长方向为 Phi 方向, 测得远场在 Theta 与 Phi 方向的发散角分别为 30° 与 25° 。在整个测试电流区间范围内, 只要 THz QCL 中没有激发出高阶横模, 其远场光斑的形貌与发散角与测得的结果非常相似。

图 3.3 为自由状态下拍频信号随驱动电流变化情况。在测试中, 我们用 Bias-Tee 的 DC 端将电压施加到激光器的脊条中, “RF” 发生器连接一个增益为 30 dB 的放大器将 RF 信号放大, 放大的 RF 信号被传送到频谱分析仪上进行测试。

如图 3.3 (a) 所示, 随着电流的增加, 拍频线始终为一个单频线, 拍频频率从 15.347 降低到 15.197 GHz, 表现出了明显的红移特性。在低驱动电流区间 (区间 I 与区间 II), 拍频频率与 THz QCL 的驱动电流之间为线性关系。随着驱动电流增加到区间 III, 即 NDR 区间, 在图中可观察到拍频信号与驱动电流之

间呈非线性变化关系。这是由于在 NDR 区间附近, 激光器内的电流值存在不稳定性, 导致了纵模间频率间隔的不稳定。为了测得不同驱动电流下对应的拍频信号的线宽, 我们将 I 区的 715 mA (黑色) 与 II 区的 750 mA (红色) 处的拍频信号分别在频谱仪中截取数据并画出, 如图 3.3 (b) 所示。测得拍频信号在 715 mA 与 750 mA 处的 3 dB 线宽分别为 260 与 350 kHz。实验中我们同时也测试了 III 区拍频信号的 3 dB 线宽 (未在图中显示), 其值在 MHz 量级, 远远宽于在区间 I 与区间 II 的线宽宽度。另外, 为了了解拍频信号中心频点的稳定性, 我们利用了频谱分析仪中的 “Maxhold” 的功能, 将拍频信号分别在 715 mA 和 750 mA 的驱动电流下保持 3 min, 然后分别对其谱线数据截取并画出。为了对不同电流下的拍频信号的 “Maxhold” 特性作清晰的对比, 我们将获得的两组频率数据减去两条谱线分别对应的中心频率值 “15.37127455” GHz (715 mA)、 “15.35087555” GHz (750 mA)。如图 3.3 (c) 所示, 随着驱动电流的增加, 拍频信号中心频率的变化量从 2.7 MHz 增加到 4.9 MHz。需要指出的是测试中中心频点变化值会受到环境变量诸如光学平台的震动、液氮制冷、真空泵等环境变量的影响, 另外也会受到激光器激射频率不稳定因素的影响。在测量中, 为了减少环境噪音的影响, 我们移除了真空泵并将液氮的流量尽量调至最低。排除环境因素影响后测得的实验结果与图 3.3 (b) 中的测试结果符合。

3.4 器件的调制响应分析

接下来, 我们将研究 THz QCL 对 RF 调制信号的频率响应情况。激光器中对往返频率 f_r 的 RF 注入锁定是由幅度调制引起的纵模彼此之间的相位锁定。通过对谐振腔中模式的注入锁定可以对激射的 THz 光产生强烈的调制作用^[145]。研究不同的驱动电流下器件对 RF 信号的频率响应能够为后续的光谱调制测试提供数据。我们研究了在不同的驱动电流下对 RF 信号的反射情况, 测试结果在图 3.4 中。RF 信号保持在 5 dBm 的功率, 振幅调制的频率在 1 kHz, RF 信号通过 Bias-Tee 传送到激光器中。反射的电压信号经过低通滤波器后通过一个锁相放大器读取数据, 低通滤波器的滤波范围为从 0-2 MHz。

图 3.4 (a), (b), (c) 分别是在 680 (I 区)、750 (II 区)、800 (III 区) mA 的电流处测得的器件的频率响应情况。在这三个测试图中, 在 6 GHz 处均能够清晰的看到一个比较宽的凹陷。此前多篇文献已经通过实验证明量子级联激光器的调

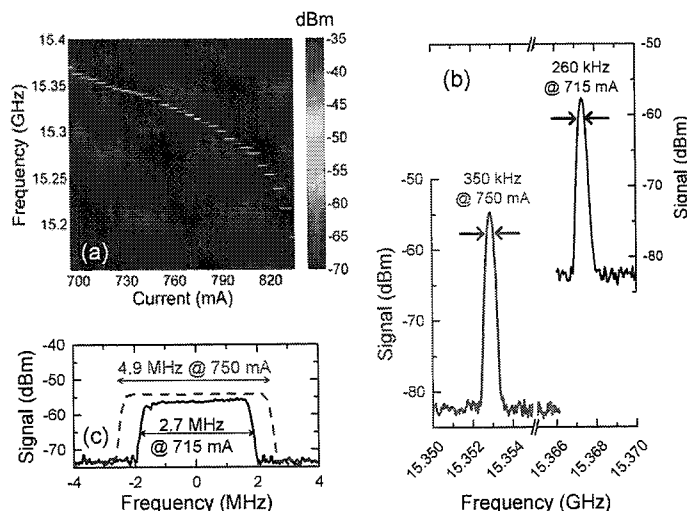


图 3.3 (a) 10 K, 连续模式下, 太赫兹量子级联激光器在自由状态下的纵模间拍频信号与驱动电流之间的函数关系; (b) 在驱动电流分别为 715 mA (黑色) 和 750 mA (红色) 下载取的拍频光谱, 其中箭头标记的宽度为自由状态下拍频信号的 3 dB 线宽, 频谱仪截取时的分辨率为 300 kHz; (c) 在驱动电流分别为 715 mA (黑色) 和 750 mA (红色) 时用频谱仪的“Maxhold”功能截取的拍频信号中心频点的变化范围, 其中横坐标的值为减去中心频率坐标后的值

制响应没有弛豫峰^[135, 136]。因此, 在位于 6 GHz 附近的凹陷并不是激光器本身的物理机制引起的, 而是由微带线和 QCL 脊波导、键合的金线之间的阻抗不匹配引起的。通过优化脊波导与金线之间在高频下的阻抗匹配, 频率响应曲线在 6 GHz 附近的凹陷可以移动到低频甚至被清除。水平的虚线标识出了频率响应的 3 dB 带宽, 在电流值分别为 680 mA, 750 mA, 800 mA 时测得的 3 dB 带宽分别为 9.0, 9.15 和 2.4 GHz。当驱动电流增加至 800 mA 时, 测得的响应曲线的 3 dB 带宽急剧下降。在 NDR 区域, 调制带宽由于电流和功率的噪音的影响表现出了不稳定性。从 I 区到 II 区, 我们观察到调制带宽有所增加, 在之前发表的理论和测试结果中也展示了这种趋势^[146, 147]。在区间 I 与区间 II 我们观察到了一个非常强的 RF 调制响应和比较大的调制带宽, 而区间 III 则具有相对比较小的调制带宽。当 RF 频率高于 11 GHz 时, 三个电流情况下的频率响应都表现出了比较混乱的曲线, 我们无法判断出其变化规律。然而, 在自由状态下测得的拍频频率附近 (15.3 GHz), 对应于图中用垂直虚线标记的位置附近, 我

们在图 3.4 (a) 中观察到了一个比较平坦的调制响应, 驱动电流为 750 mA (b) 与 800 mA (c) 处的曲线在此处表现为比较尖锐的峰。后续测试中在 I 区对应的平坦的调制响应区间对器件做 RF 注入测试, 拍频信号表现出了强烈的拖拽效应和非常有效的注入锁定。我们以后将对于微波传输线 (S 参数) 与相位匹配做更深的分析, 找到实验上观测到的在往返频率处的混乱的频率响应曲线生成的原因。

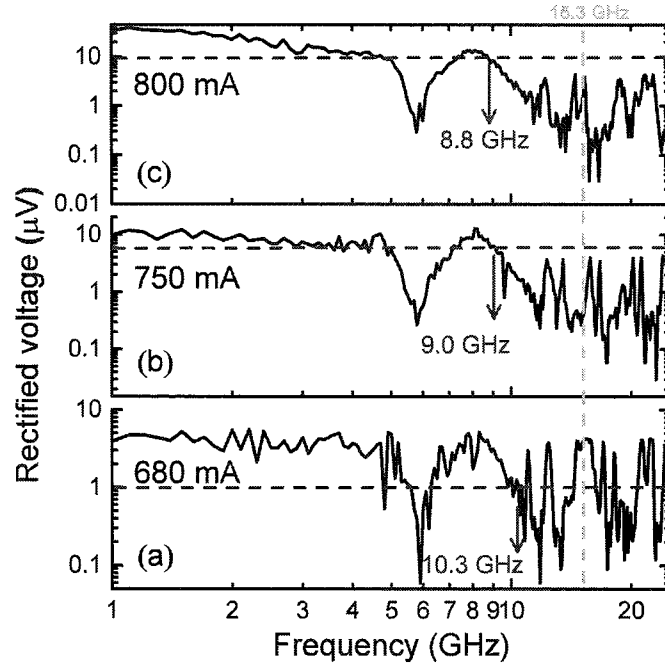


图 3.4 在 10 K 的工作温度下, 不同驱动电流下测得的反射电压信号。其中 (a) 680 mA; (b) 750 mA; (c) 800 mA。RF 信号保持在 5 dBm。垂直方向的虚线落在自由状态下的拍频频率区间。三条水平方向的虚线为对应三种不同电流下反射功率的 3 dB 带宽。在三个不同驱动电流下在 6 GHz 处均观察到了一个凹陷^[134]

3.5 RF注入锁定与光谱调制研究

图 3.5 为驱动电流为 715 mA (电流区间 I) 时, 测得的 THz QCL 在 RF 注入后的拍频谱线图。为了能够观测到拍频信号的拖拽效应, 我们必须让激光器工作在多模区间以在自由状态下获得拍频信号曲线。在驱动电流为 680 mA 时,

激光器为单纵模输出，因此我们无法观测到自由状态下的拍频信号。在实验中我们设置驱动电流为 715 mA，该电流对应激光器多纵模工作的阈值。在图 3.5 (a) 中我们保持 RF 的功率为 10 dBm 不变，通过调节 RF 的频率从 15.36 增加到 15.38 GHz 以观察 RF 信号与拍频信号的频率依赖关系。灰色的虚线表示 RF 频率变化轨迹，蓝色虚线表示被拖拽拍频信号的变化轨迹。在图 3.5 (a) 的底部拍频信号位于腔体的往返频率 $f_r=15.373$ THz 处，为了与后续测试作对比，此处 RF 信号发生器为关闭状态。当我们将 RF 的频率从自由状态下拍频频率左侧增加到拍频频率右侧，在这个过程中我们看到拍频信号被拖拽到接近 RF 峰值频率的位置 (15.369 GHz)，随后拍频信号被注入锁定 (在 15.371 GHz 处)。随着 RF 频率的继续增加，拍频信号被解除锁定 (15.382 GHz 处)。在这个拖拽的过程中，我们可以清楚看到边模的产生。在 15.366 GHz 处，我们看到在被拖拽的拍频信号右侧有一个边模产生，在 15.369 GHz 处我们看到在被拖拽的拍频信号右侧有两个边模产生，这是外部的 RF 信号和激光器内部的拍频信号强烈相互作用的信号。在图 3.5 (a) 中用红色箭头标记了相邻边模之间的频率差，经过测算其频率差和 RF 信号与拍频信号之间的频率差相同。另外我们观察到边模只在 RF 信号的一侧产生，对于这种现象产生的原因，我们需要在以后做进一步的研究。

在图 3.5 (b) 中，我们展示了 RF 功率与拍频信号的相互作用关系。RF 信号的功率保持在 15.366 GHz 不变。我们调节 RF 的功率从 0 增加到 18 dBm，在这个过程中我们又观察到了明显的拖拽效应。图 3.5 (b) 中虚线标记了拍频信号被拖拽的轨迹。在 0 dBm 时，在拍频信号的一侧就已经产生了边模，随着 RF 功率增加到 15 dBm，在频谱分析仪中观察到了更多的边模的产生，这暗示了 RF 信号对拍频信号有比较强的拖拽效应。当 RF 功率增加到 18 dBm 时，拍频信号最终被注入锁定。在 RF 功率为 18 dBm 时，频谱两端的肩部细微杂峰是 RF 发射器自身产生的。值得注意的是，当激光器的驱动电流比较大、有一个较高倾斜效率的时候，频谱分析仪中观察不到拖拽效应。然而在比较大的 RF 功率下，实验中可以观察到拍频信号突然被锁定。将 RF 信号与拍频信号锁定所需要的功率取决于 RF 信号与拍频信号之间的频率差。

太赫兹量子级联激光器在驱动电流为 680 mA 时，使用 RF 源对其光谱进行调制，测量得到的 THz 光谱在图 3.6 中显示。我们可以清楚地看到在 RF 信

号的注入下，太赫兹光谱受到明显的调制作用。激光器的发射光谱对 RF 信号功率和频率的依赖关系在图 3.6 左右两张图中分别做了展示。在没有 RF 信号调制的情况下，在 680 mA 的驱动电流下，激光器工作在单纵模状态，如图 3.6 (a)，图 3.6 (f) 所示。我们保持 RF 源的频率固定在 15.37 GHz，然后将 RF 信号的功率从 0 增加到 25 dBm，我们观察到激光器开始多模工作，并且激光光谱的数目从 1 个增加到 3-5 个。一旦激光器工作在多模模式，模式之间的频率间隔将保持在 15.37 GHz，此时纵模模式之间被注入锁定。

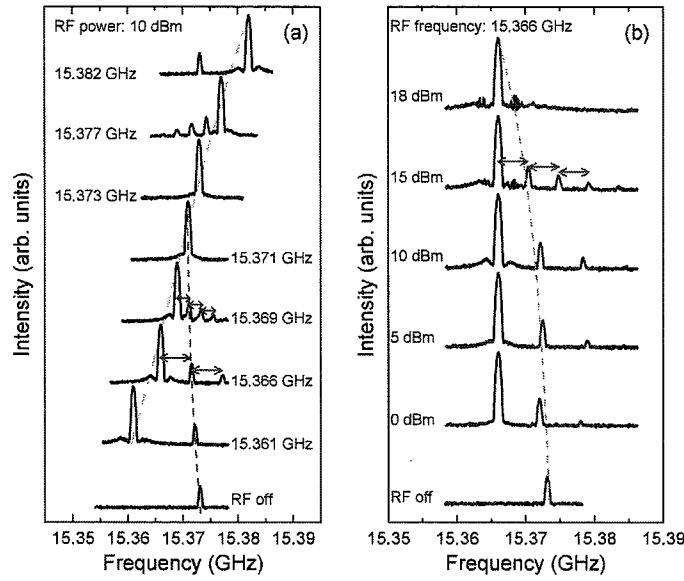


图 3.5 (a) RF 功率保持在 10 dBm，灰色的曲线表示 RF 注入的频率从 15.36 GHz 调节到 15.38 GHz，蓝色曲线表示的是拍频信号被拖拽的轨迹；(b) 调节 RF 的功率值从 0 dBm 增加到 18 dBm，拍频信号曲线的变化谱线。保持 RF 的频率为 15.366 GHz 不变，垂直方向上的虚线表示了随着 RF 注入的功率的增加其对拍频信号的拖拽轨迹。所有的测试轨迹都是在驱动电流为 715 mA，热沉温度为 10 K 的条件下测试得到的

在图 3.6 中右侧的图中，我们固定 RF 源的输出功率，使 RF 信号的频率从 15.21 GHz 增加到 15.48 GHz。当 RF 频率比自由状态下拍频信号的频率小并且它们之间的频率差大于 RF 信号对拍频信号的调制范围时 (图 3.6 (g))，激光光谱仍然得到了微弱的调制，在主峰的右侧产生了边模。当 RF 频率比拍频频率大而且它们之间频率间隔大于 RF 信号的调制范围时 (图 3.6 (i))，在主峰的左侧产生了边模。因此，通过将不同频率的 RF 信号注入到激光器中，我们可以调制

太赫兹量子级联激光器激射光谱的位置与数目。在图 3.6 (h) 中, 当激光器被等于腔体往返频率 (15.37 GHz) 调制时, 我们能够观察到模式锁定的现象, 同时可以看到光谱中有 5 个模式产生。另外我们在驱动电流为区间 II 与区间 III 中的数值时测试了调制状态下的激光器光谱。与激光器的模式在没有被调制时的光谱相比, 区间 II 和区间 III 对应的被调制光谱基本上没有变化。这种现象产生的原因在于激光器在高驱动电流下在拍频频率 (15.3 GHz) 处的调制响应比较混乱, 与图 3.4 中的结果一致。从图 3.6 中的测试数据来看, 通过 RF 信号调制激光器的激射谱的数目与位置在区间 I 内比较有效。

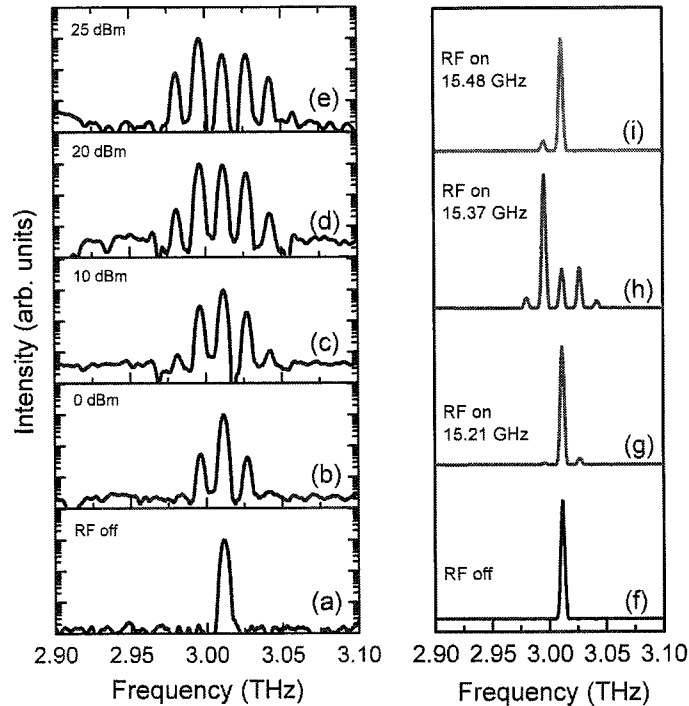


图 3.6 左侧: 测试的太赫兹激射光谱: (a) RF 源关闭; (b) RF 功率为 0; (c) RF 功率为 10 dBm; (d) RF 功率为 20 dBm; (e) RF 功率为 25 dBm。其中, RF 信号的频率固定在 15.37 GHz。右侧: 调整 RF 信号的注入频率, 使之在自由状态下拍频的频率 (15.4 GHz) 附近调整, 测试不同频率下对应的光谱图

3.6 小结

我们系统的揭示了拍频信号、调制响应和拖拽效应并对采用 BTC 有源区结构、激射频率为 3 THz 左右并且能够在电流区间 I, II, III 连续工作的 THz QCL 进行了光谱调制。我们发现当驱动电流低于 NDR 区域的电流, 即驱动电流低于 800 mA 时, 测得的调制带宽随着驱动电流的增加而增加。然而, 调制带宽 (9 GHz) 仍然低于激光器的往返频率。在接近阈值电流的区间 I, 我们在 15.3 GHz 附近观察到了一个比较平坦的调制响应区间, 这个频率区间使得 RF 信号能够对 THz QCL 的激光光谱产生比较强的调制效应。实验测得的拖拽效应和频谱调制的测试结果表明在区间 I RF 信号的注入锁定更加有效。通过 RF 信号的注入对激光器模式的锁定是调制激光器光谱的位置与数目的一个非常有效的方法。

第四章 三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的研制

4.1 引言

THz 技术的发展很大程度依赖于 THz 辐射源和探测器的性能。目前产生 THz 波的电子学方法主要有：单行载流子光电二极管 (UTC-PD)，共振隧穿二极管 (RTD)，光电导天线 (PCA)，等^[26, 148, 149]。由于功率随频率增大衰减严重，以上基于电子学的 THz 辐射源主要在 1 THz 以下的应用场景中展现出较大优势。在 1 THz 以上且功率大于 1 mW 的辐射源主要依靠基于光子学的太赫兹量子级联激光器 (THz QCL)。自世界上第一个 THz QCL^[49]于 2002 年成功实现以来，THz QCL 在输出功率和工作温度指标方面已经有了较大发展，而且在成像、通信和成谱等研究领域展现出了应用优势。另外，由于能够实现单模、可调谐、高功率等特性，THz QCL 能够在紧凑性与灵敏性等特性方面提供巨大的研究价值^[149, 150]。对于波导结构而言，已经有不同类型的结构被广泛的应用在 THz QCL 器件研究中^[151]。其中半绝缘表面等离子体波导早期被广泛的采用，它具有比较高的输出功率和相对比较好的光斑质量等优点^[152]。近年来，双面金属波导^[84, 153]在很多新颖的波导结构设计中被采用，因为与半绝缘表面等离子体波导结构相比，双面金属波导可实现近乎完美的模式限制因子。对于采用传统的法布里-佩罗腔 (F-P) 腔的双面金属波导 THz QCL，由于其波导口尺寸远小于辐射光波长，所以导致器件远场光斑非常发散，几乎朝空间任何方向发射 THz 光子。为了解决上述问题，通常可以在双面金属波导中引入分布反馈 (distributed feedback, DFB) 光栅阵列或者耦合腔^[109, 152, 154]来实现模式选择。基于布拉格衍射的一阶 DFB 光栅可实现单纵模激射，同时光从两端端面出射。二阶 DFB 波导结构 THz QCL 可实现面发射。激光器的宽度一般为几十到上百微米，即亚微米尺度，由于衍射极限的存在，其在横向有比较宽的远场发散角，所以器件的远场 THz 光斑一般为长条形。二维光子晶体结构 THz QCL^[86, 114, 155]也可以实现 THz 光面发射，但是通常远场光斑不是高斯分布，而且早期的光子晶体 THz QCL 的效率较低。而三阶 DFB^[111] THz QCL 能够克服上述边发射与面发射激光器件中的缺点，既能实现单模激射，也可以得到完美的远场高斯型光斑。对

三阶 DFB THz QCL 来说, 波导结构内的纵向的相位匹配尤为重要^[156]。F-P 腔 THz QCL 有效折射率大约为 3.6^[111]。由耦合模理论可知, 只有当波导中的有效折射率等于 3 时, 一阶和二阶衍射满足行波条件耦合到空气中, 三阶衍射提供反馈实现纵模的选模功能^[157]。

本章采用有限元方法对不同光栅类型 THz QCL 建模并进行模场仿真, 对比了它们的模式损耗以及本征模式对应的远场光斑。通过对比分析, 选择三阶 DFB THz QCL 作为研制对象。利用近-远场傅里叶变换研究了不同光栅占空比 (8-15%) 和不同脊波导宽度 (100 μm -187 μm) 对三阶 DFB THz QCL 远场光斑的影响。采用半导体工艺制作了 4.3 THz DM 波导三阶 DFB THz QCL, 并为器件失效性问题提供了解决方案。测试得到的远场发散角为 $12^\circ \times 13^\circ$, 实验结果和理论模拟符合^[158]。

4.2 耦合模理论

耦合模理论^[159]将周期性的折射率变化看做周期性扰动, 使被扰动的模式与波导结构中没有受到扰动的正常模式耦合。假设周期性的扰动沿着 x 轴, 而在 yz 平面没有受到折射率的扰动, 则波导结构中周期性的扰动可以被写作

$$n(x, y, z) = n_a(y, z) + \Delta n(x, y, z), \quad (4.1)$$

其中, $n_a(y, z)$ 代表没有被扰动的部分的折射率, $\Delta n(x, y, z)$ 代表被扰动的位置的折射率, 被扰动的介电常数为 $\Delta \epsilon(x, y, z)$ 。

$$E(x, y, z, t) = E_m(y, z)e^{i(\omega t - \beta_m x)}, \quad (4.2)$$

其中 $E(x, y, z, t)$ 为波导中没有被干扰的介质中一个模式的电场分布, β_m 为第 m 个模式的传播波矢, $E_m(y, z)$ 为波函数, 未被干扰部分的介电常数 $\epsilon_a(y, z) = n_a(y, z)^2$ 。

这些没有被干扰的模式均满足下式

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon_a(y, z) - \beta_m^2 E_m(y, z) = 0, \quad (4.3)$$

上式中假设 $\nabla \cdot E = 0$ 且上式为近似的波动方程。若在 $x = 0$ 点处激励出了包含多种频率的模式, 则在折射率未被扰动的区域的电场可被表示为多种模式电场

的线性叠加。

$$E = \sum_m A_m E_m(y, z) e^{i(\omega t - \beta_m x)}, \quad (4.4)$$

上式中 A_m 为常数，将上述正常模式的能流归一并化简可得

$$\int E_n^*(y, z) \cdot E_m(y, z) dy dz = \frac{2\omega\mu}{|\beta_m|} \delta_{mn}, \quad (4.5)$$

如果一个模式没有经过被干扰的区域，那么这个模式也不会受到波导腔中的折射率变化的影响，但是当模式经过被干扰的折射率的区域时，它将受到变化的介电常数（折射率） $\Delta\epsilon(x, y, z)$ 的影响，变化的介电常数将引入一个极化强度 ΔP ，

$$\Delta P = \Delta\epsilon(x, y, z) E_1 e^{i(\omega t - \beta_1 x)} \quad (4.6)$$

如果引入的这个极化强度能够使此模式中的能量输送到另外一个模式之中，那么我们就认为在介电常数中引入的扰动能够使这两个模式耦合。在引入周期性的介电常数的扰动后，波导中电磁场将由未处在周期性扰动区域中的模式线性组合，其展开式的耦合系数依赖于 x ，

$$E = \sum_m A_m(x) E_m(y, z) e^{i(\omega t - \beta_m x)}, \quad (4.7)$$

将上式代入公式 4.3，我们得到，

$$\sum_m \left(\frac{d^2}{dx^2} A_m - 2i\beta_m \frac{d}{dx} A_m \right) E_m(y, z) e^{i(\omega t - \beta_m x)} = -\omega^2 \mu \sum_n \Delta\epsilon(x, y, z) A_n E_n(x, y) e^{i(\omega t - \beta_n x)}, \quad (4.8)$$

假设周期性的电介质的变化影响是微弱的，利用振幅缓变近似并将公式 4.8 中的第一微分项约去，将第二微分项化简后，得到下式

$$-2i \sum_m \beta_m \left(\frac{d}{dx} A_m \right) E_m(y, z) e^{-i\beta_m x} = -\omega^2 \mu \sum_n \Delta\epsilon(x, y, z) A_n E_n(y, z) e^{-i\beta_n x}, \quad (4.9)$$

然后将上式两边乘以 $E_k^*(x, y)$ 在等号两边得到标量式，最后对 y 与 z 取积分。最后利用正常模式间的正交性（公式 4.5）将得到如下公式

$$\langle k|k \rangle \frac{d}{dx} A_k = \frac{\omega^2 \mu}{2i\beta_k} \sum_n \langle k|\Delta\epsilon|n \rangle A_n(x) e^{i(\beta_k - \beta_n)x}, \quad (4.10)$$

其中,

$$\langle k|k\rangle = \int E_k^* \cdot E_k dydz = \frac{2\omega\mu}{|\beta_k|}, \quad (4.11)$$

$$\langle k|\Delta\varepsilon(x, y, z)|n\rangle = \int E_k^* \cdot \Delta\varepsilon(x, y, z) E_n dydz, \quad (4.12)$$

波导中的介电常数在 x 方向是周期性变化的, 对于无限长的周期性波导结构, $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ 可以用傅里叶级数展开

$$\Delta\varepsilon(x, y, z) = \sum_{m \neq 0} \varepsilon_m(y, z) \exp(-im\frac{2\pi}{\Lambda}x), \quad (4.13)$$

然后由公式 4.11, 4.12, 4.13 中计算的结果, 代入公式 4.9 中, 将其化简为

$$\frac{d}{dx}A_k = -i\frac{\beta_k}{|\beta_k|} \sum_m \sum_n C_{kn}^m A_n(x) e^{i(\beta_k - \beta_n - m2\pi/\Lambda)x}, \quad (4.14)$$

定义耦合系数 C_{kn}^m 为

$$C_{kn}^m = \frac{\omega}{4} \langle k|\varepsilon_m(y, z)|n\rangle = \frac{\omega}{4} \int E_k^* \cdot \varepsilon_m(y, z) E_n dydz, \quad (4.15)$$

上式表示第 k 个和第 n 个模式之间由于第 m 个傅里叶单元引入的介电常数的变化引起的能量耦合的系数, 公式 4.14 中表示了无数个腔体模式的叠加, 但是在共振条件下只有两个模式间的能量耦合比较强烈, 因此在共振条件下, 公式化简为表示模式耦合的两个方程。共振条件就是当满足一定相位关系后两个模式之间互相耦合, 这个相位关系可以表示为

$$\beta_k - \beta_n - m\frac{2\pi}{\Lambda} = 0, \quad (4.16)$$

其中, m 等于 1, 2, 3, ……。上式中的条件非常重要, 被称为相位匹配条件。由公式 4.15 可知, 由于第 m 个周期处的电介质扰动在 $x+dx$ 的位置引起了第 n 个模式的电场与第 k 个模式的耦合。第 m 个周期处的电介质扰动在 $x+L$ 处对第 k 个模式的电场振幅的增量可以由 ΔA_k 来表示, 其中 $L \gg \Lambda$

$$\Delta A_k = -i\frac{\beta_k}{|\beta_k|} C_{kn}^{(m)} A_n \int_{L \gg \Lambda} e^{i(\beta_k - \beta_n - m2\pi/\Lambda)x} dx, \quad (4.17)$$

在公式中可以看到, 只有当 β_k 与 β_n 满足相位匹配关系时, ΔA_k 才会有比较大的变化, 即第 k 个模式与第 n 个模式之间才会有比较强的耦合作用。

公式 4.16 也被称为布拉格衍射条件。其代表的含义为一个在 x 方向介电常数/折射率周期性变化的波导结构中传播的平面波 (行进方向也为 x 方向), 其电场的幅度呈 $e^{(-ik_y + i\beta x)}$ 变化, 遇到一个反射的电场 (其电场振幅以 $e^{(-ik_y + i\beta_1 x)}$ 变化), 当 β 与 β_1 在满足下式时

$$\beta - (-\beta_1) - m \frac{2\pi}{\Lambda} = 0, (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (4.18)$$

前进模式将与反射的模式产生强烈的耦合作用, 使得电场的振幅在特定的位置分别相长相消。需要指出的是, 若一个模式在波导中能够维系下去, 同时产生比较强的耦合, 还需要依赖傅里叶展开式中的周期性介电常数干扰的耦合系数以及电磁波的极化情况。

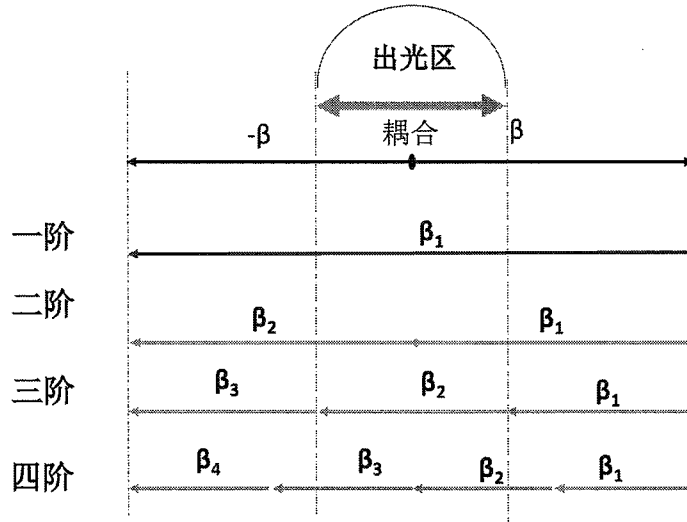


图 4.1 β 与 $-\beta$ 表示 THz QCL 波导中向前与反射的行波波矢, G 表示光栅衍射波矢, 图中上边的半圆的半径等于行波在空气中的波矢, 半圆覆盖的区域被称作出光区, 波矢箭头落在出光区的模式将被耦合出光栅, 进入空气中传播

对于分布反馈太赫兹量子级联激光器, 通过在波导结构中引入光栅使得波导中的有效折射率周期性的变化, 使模式被耦合到空气中。公式 4.18 中 m 的取值分别为 1, 2, 3, 4 时, 对应的器件结构分别为一阶、二阶、三阶和四阶 DFB THz QCL, 波导中波矢的传播方式在图 4.1 中得到了展示。对于一阶光栅, 光栅衍射波矢 G 的大小等于向前与向后的波矢之和, 行波中没有模式通过被

光栅耦合到空气中，激光从器件两个端面出射。对于二阶光栅，一级衍射的波矢 (β_1) 箭头落在出光区中心的位置，向前的行波将一级衍射 (β_1) 代表的模式耦合出光栅。同样，对于三阶光栅，一级和二级衍射的波矢 (β_1) 与 (β_2) 箭头落在出光区的中心位置，向前的行波将一级和二级衍射波矢 (β_1) 与 (β_2) 代表的模式耦合出光栅。对于四级光栅，向前的行波将二级衍射波矢 (β_2) 代表的模式耦合到空气中。

4.3 不同类型光栅结构的比较

上节中提到了根据公式 4.18 中 m 的取值的不同，我们将分布反馈量子级联激光器划分了不同的阶数。对于每一种光栅类型的 THz QCL，由于其选模以及耦合方式的不同，器件将表现出不同的特性。在实际的应用当中，我们希望获得远场发散角小、输出功率大的器件，这就需要我们具体分析不同类型光栅对 THz QCL 的性能的影响，选择最符合需求的器件设计类型。下面我们将对不同光栅结构 THz QCL 的特性进行具体的研究分析。

4.3.1 一阶分布反馈量子级联激光器

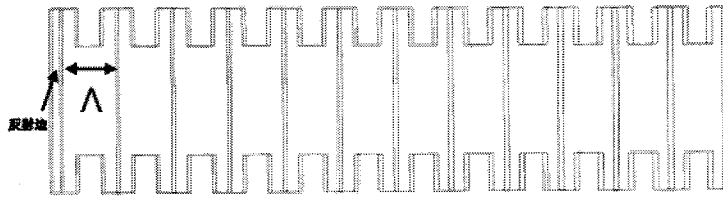


图 4.2 一阶 DFB THz QCL 结构示意图

对于一阶 DFB THz QCL，一般在侧壁两侧通过干法刻蚀引入周期性折射率的变化，侧壁刻蚀到有源区底部。如图 4.2 所示，为了降低器件两端端面引起的模式分布的相位不匹配，避免其对腔体中模式的分布反馈的影响^[106]，一般在脊波导的两端引入一个长度为 L 的端面反射边，由于太赫兹波长较长，反射边相对容易实现。图 4.3 为 Williams 等人利用有限元软件求得的一阶 DFB THz QCL 的不同模式对应的阈值增益^[106]，可以看到，本征频率为 2.87 THz 附件，阈值增益最低的几个模式对应的阈值增益都非常低，虽然在低驱动电流下

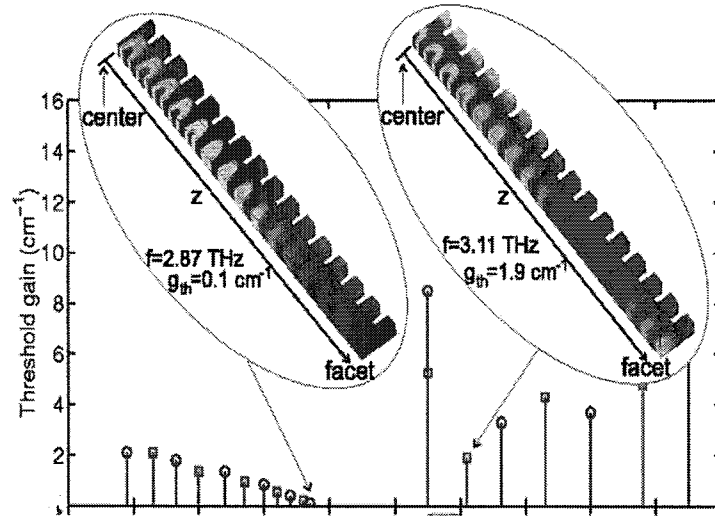


图 4.3 利用三维有限元求解器计算得到的不同模式的阈值增益^[106]

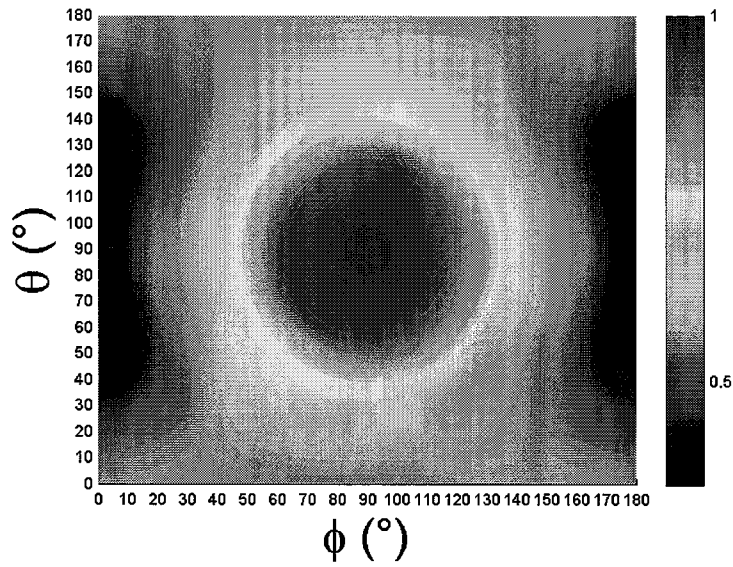


图 4.4 一阶 DFB THz QCL 本征模式对应的远场光斑

器件能够单模输出，但是随着电流的增加，器件表现为多模工作^[106, 152]。另外，器件的功率与 F-P 腔 THz QCL 的功率相当，引入周期性光栅对一阶 THz QCL 功率的提升作用不是很明显。

图 4.4 为一阶 DFB THz QCL 本征模式的远场分布。可以看到，基于双面金属波导结构的一阶 DFB THz QCL 在 θ 与 ϕ 方向对应的远场发散角均比较大，约为 $80^\circ \times 80^\circ$ 。虽然此类激光器能够实现单模输出，但是在远场质量、功率耦合上并不占优势，一般可通过 SISP 波导提升此类器件的远场、功率特性。

4.3.2 二阶分布反馈量子级联激光器

双面金属波导的模式限制因子接近 1，激光器的阈值与 $\alpha_m + \alpha_w$ 成正比关系，其中 α_m 与 α_w 分别为镜面损耗与波导损耗，对于有源区厚度为 $10 \mu\text{m}$ 的 THz QCL，其镜面反射率可高达 0.7-0.9^[106, 160]。因此双面金属波导的镜面损耗非常小，激光器的输出功率与 $\alpha_m/(\alpha_w + \alpha_m)$ 正相关。我们可以在保证增加的阈值在合适的范围之内的情况下通过增加端面损耗来提高器件的输出功率^[109]。对于二阶 DFB THz QCL，其工作原理为通过在上金属层中引入二阶光栅以增加激光器的出射面积，使模式从光栅处耦合到空气中，在平行于光栅出射面的远场区域形成远场光斑。对于普通的二阶 DFB THz QCL，其结构如图 4.5 所示，

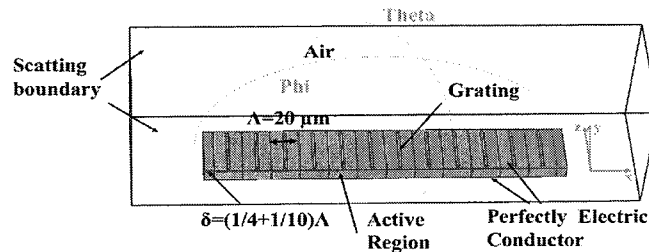


图 4.5 二阶 DFB THz QCL 三维仿真模型图，其中周期长度为 $20 \mu\text{m}$ ，两端的尾边长度为 $(1/4 + 1/10)\lambda$ ，光栅占空比为 10%

在图 4.5 中我们选取的光栅的周期为 $20 \mu\text{m}$ ，光栅占空比为 10%，将有源区上、下电极用完美导体条件代替，同时忽略上、下接触层的掺杂对模式分布的影响，有源区有效折射率取实部 ($n=3.57$)，将空气区域的边界设置为散射吸

收边界条件。利用 Comsol 计算得到的本征频率为 4.24 THz。波导中的模式在二阶 DFB THz QCL 的端面处有一部分泄露出去, 形成发散角比较大的边发射, 其中有一部分会返回到腔中干扰腔中的模式^[160]。为了避免上述的不利因素, 在实际制作中一般在激光器的两个端面分别镀上一层高反膜。另外为了使从端面反射出来的模式场分布与腔中场分布满足相位匹配条件, 要在两端留出一段直条波导 (长度为 $\lambda/4$) 来调制端面反射的模式的相位, 本文中将该直条波导称为尾边。虽然尾边长度为 $\lambda/4$ 时能使光栅形成的光子能带下边缘的反对称模式在波导中有比较整齐的场分布, 其模式被限制在金属波导下有比较小的模式损耗, 但是同时这种特性也使得该模式与空气的耦合效率较低, 产生比较低的输出功率, 一般需要将尾边的长度在 $\lambda/4$ 附近微调, 在牺牲波导中整体相位匹配的代价下增加器件的输出功率^[109]。图 4.5 中选取的尾边长度为 $(1/4+1/10)\lambda$, 通过 Comsol 计算求得的本征频率处的近场分布, 使用 Matlab 做近-远场变换获得其远场光斑。如图 4.6 (a) 所示, 其远场分布在 $\Phi=90^\circ$ 两侧出现了两个间隔约为 10° 、大小相近的光斑。之所以形成两个远场光斑是因为本征模式为反对称模式, 即其电场在波导中心两边的相位分布是反对称的 (相差 π)。对于该问题的解决方案为在波导中心引入 π 相位转换机制, 使电场分布中心对称^[161, 162]。

引入 π 相位转换的模型结构如图 4.7 所示, 其周期长度、数目和尾边长度等参数均与图 4.5 一致。

通过 Comsol 模场分析模块对其模式分布进行了求解, 求得的模式损耗与频率的关系在图 4.8 (a) 中得到了展示。相比于文献 [109] 中的模式损耗的值, 图 (a) 中整体的模式损耗偏大, 本征模式损耗值约为 15 cm^{-1} , 损耗偏大的主要原因因为仿真计算时没有考虑端面镀高反膜的情况。波导中的本征模式有一部分从波导的端面激射, 虽然将空气的边界均设置为散射吸收边界条件, 但是还是有一部分的 THz 光反射到光栅上表面。这种情况在图 4.6 (a) 中的远场发散角计算中表现的比较明显, 图中左侧光斑旁边有一个比较明显的环状光斑, 而在右侧的光斑旁的环状光斑则强度没有那么明显, 说明在实际的二阶 DFB THz QCL 制作中, 很有必要通过蒸镀高反膜的形式抑制 THz 光的边发射。二维光栅结构引起的光子能带在 4.37-4.6 THz 之间有一个约为 0.2 THz 的能带间隙, 能带上边缘的模式损耗比较大, 约为 32 cm^{-1} 。这与能带上边缘模式的电场分

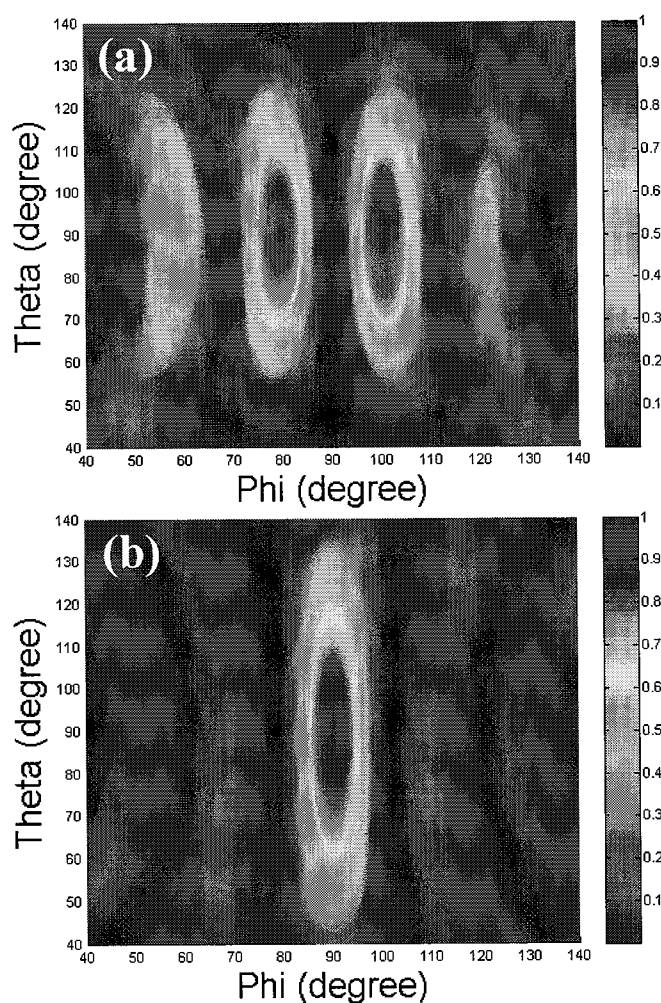


图 4.6 (a) 未加 π 相位转换机制的二阶光栅结构计算求得的本征频率的远场图；(b) 引入 π 相位转换机制后计算求得的本征频率对应的远场分布图

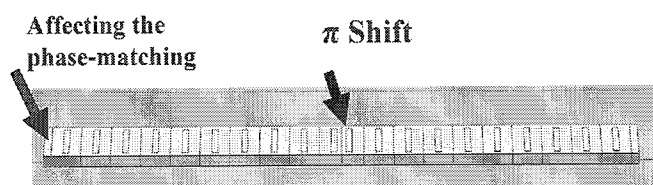


图 4.7 加入 π 相位转换机制后的二阶 DFB THz QCL 模型，其他参数与图 4.5 相同

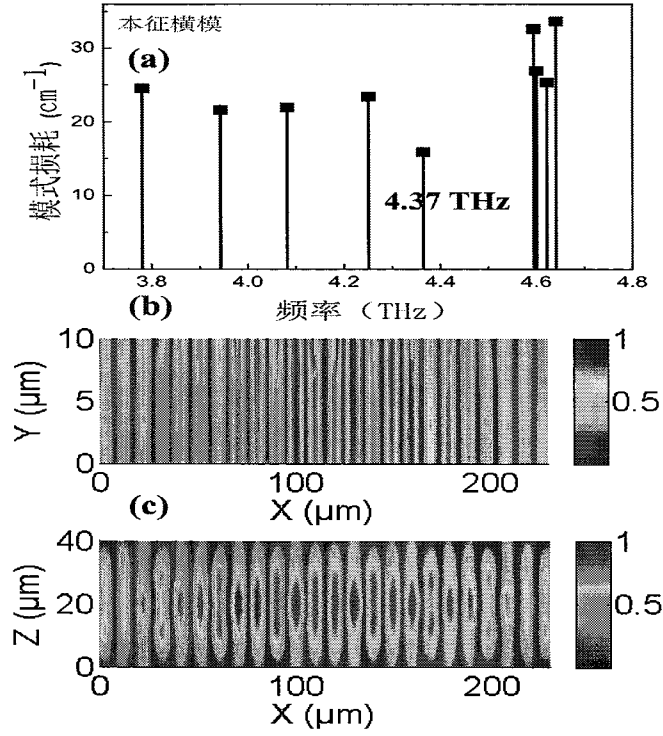


图 4.8 (a) 计算得到的采用 π 相位转换机制的二阶 DFB THz QCL 对应的模式损耗分布图, 其中本征模式 (4.37 THz) 对应的模式损耗约为 15 cm^{-1} ; (b) 本征模在有源区中心侧向切面的 E_y 分布图; (c) 本征模在有源区中心横向切面的 E_y 分布图

布有关, 其电场在波导中主要分布在光栅缝隙处, 通过光栅泄露到空气中, 造成比较大的模式损耗, 无法在腔内维系。

图 4.8 (b) 为计算得到的频率为 4.37 THz 的本征模式的电场 E_y 在有源区中心 xy 切面的分布图。在加入 π 相位转换机制后, 波导中的电场呈中心对称分布, 场强在中心处最强, 沿着两端逐渐变弱。图 4.8 (c) 为电场 E_y 在有源区中心 xz 切面的分布图, 可以看到该模式为明显的单横模分布, 强弱分布有明显的规律, 模式的相位匹配状况良好。

图 4.6 (b) 为图 4.8 (b)、(c) 中对应的本征模式的远场分布图。可以看到其远场光斑为单个会聚的光斑, 在 Φ 方向的远场发散角约为 12° , 其值偏小的主要原因为为在波导的 x 轴方向有比较宽的光发射面积。在 Θ 方向, 光斑的发散角约为 50° , 这么宽的发散角主要受到波导结构横向宽度的限制。另外, 虽

然加入 π 相位转换机制可以使电场总体上获得对称的模式，并获得单个远场光斑，但是在每个光栅单元中场分布仍然是反对称的，器件的输出功率并没有得到显著的提升。

通过以上分析，我们知道相对于边发射一阶 DFB THz QCL，面发射二阶 DFB THz QCL 虽然在单模输出、提高功率方面有相对较好的表现，但是由于 THz QCL 的模式为 TM 极化，不能直接从光栅处出射，而是靠上电极光栅处金属边的反射使其耦合出波导腔^[157]，另外其波导在横向受到亚波长限制，在 Theta 方向有比较大的远场发散角。根据二阶分布反馈原理研制的二维光子晶体结构虽然能够使上述缺点得到改善，但是会显得结构复杂，同时比较大的波导面积又增加了功耗。因此我们需要找到一种远场发散特性好、输出功率高的波导结构。

4.4 三阶分布反馈量子级联激光器

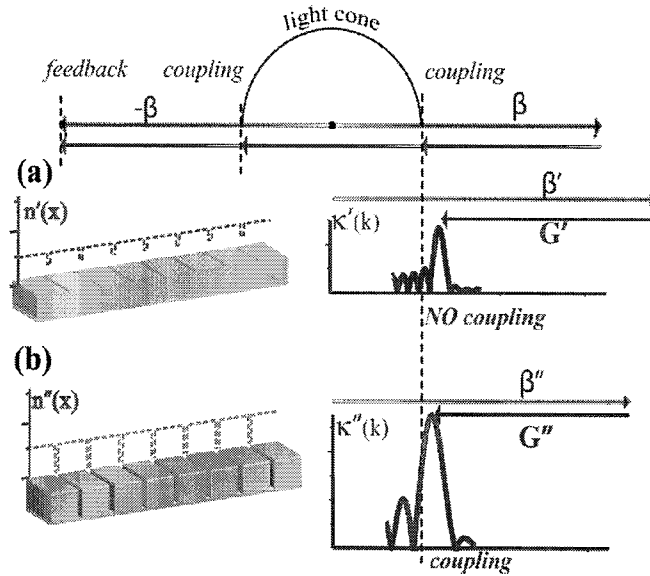


图 4.9 三阶 DFB THz QCL 设计原理 (a) 光栅处有源区没有被刻穿的器件结构与其对应的本征模式的耦合函数；(b) 光栅处有源区被刻穿的后器件结构以及其对应的耦合函数^[11]

对于一阶、二阶 DFB THz QCL，虽然它们都具有比较好的模式选择作用，但是在提高耦合功率方面并没有表现出很大的优势，由 AMANTI 等人首次制作成功的三阶 DFB THz QCL^[111]完美的解决了一维光子晶体结构 THz QCL 存在的模式耦合效率较低的问题，同时能够获得比较理想的远场光斑。该结构原理如图 4.9 所示。由于有源区的有效折射率为 3.6，与三阶光栅所需满足的相位匹配条件 $n=3$ 相差很远，可以通过干法刻蚀将光栅中的有源区材料刻蚀到下电极，使波导中的有效折射率降至 3 以满足相位匹配条件，同时使本征模的耦合函数加宽，增大本征模的耦合系数，从而提高功率输出。

4.4.1 理想结构模型的仿真

4.4.1.1 基于有限元计算的仿真模型

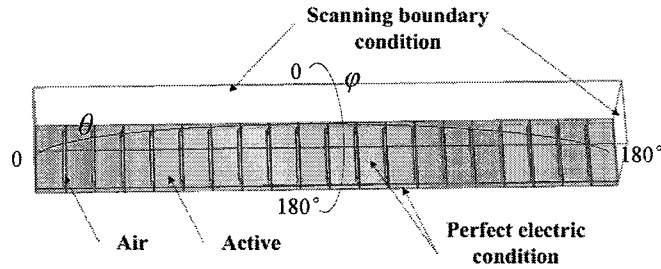


图 4.10 三阶 DFB THz QCL 理想结构模型

本文对 DFB THz QCL 波导结构的模场分析采用基于有限元计算的 Comsol 软件完成。由于波导中电磁场分布满足麦克斯韦方程，可以通过求解由其导出的亥姆霍兹方程得到波导中的模式分布，进而可以求得每个模式的有效折射率与近场分布。对不同的器件结构，我们主要关心其本征模的电磁场分布和损耗等信息。对于采用双面金属波导结构的 THz QCL，上下金属电极的复介电常数是对模场限制的主要因素，Comsol 需要根据激光器结构的每一层材料的折射率分布对其进行建模^[163]。器件的波导结构自下而上分别为：1 μm 厚的下电极 (Ti/Au, 20/1000 nm)，50 nm 厚的重掺杂层 (Si, 掺杂浓度为 $5.0 \times 10^{18} / \text{cm}^3$)，10 μm 厚的有源区，400 nm 厚的重掺杂 GaAs 上接触层 (Si, 掺杂浓度为 $3.0 \times 10^{18} / \text{cm}^3$)。图 4.10 为我们用 Comsol 软件对三阶 DFB THz

QCL 的仿真模型图, 由于在三维模型仿真中上、下接触层对本征模式的数目、模式损耗等影响比较小, 同时在仿真计算中对极薄的层厚划分网格将消耗大量的内存, 因此我们在实际仿真中忽略了上下接触层, 同时不考虑有源区掺杂的影响, 将有源区有效折射率设置为 3.6。在实际仿真过程中我们将该模型简化, 将上下金属层用完美导体边界条件代替^[158]。与一阶、二阶 DFB THz QCL 在器件的两个端面蒸镀高反膜以满足相位匹配不同的是, 三阶 DFB THz QCL 在两个端面使用吸收边以减少端面对波导中模式的影响, 同时在波导结构横向的两侧使用了吸收边以减少侧面的高阶横模的影响。散射吸收边界条件为模拟开放的表面, 能够将任意角度入射的平面波很好的吸收。图 4.10 中的三阶 DFB THz QCL 模型的周期长度为 $33.59\ \mu\text{m}$, 宽度为 $50\ \mu\text{m}$, 一共 20 周期。

4.4.1.2 仿真结果分析

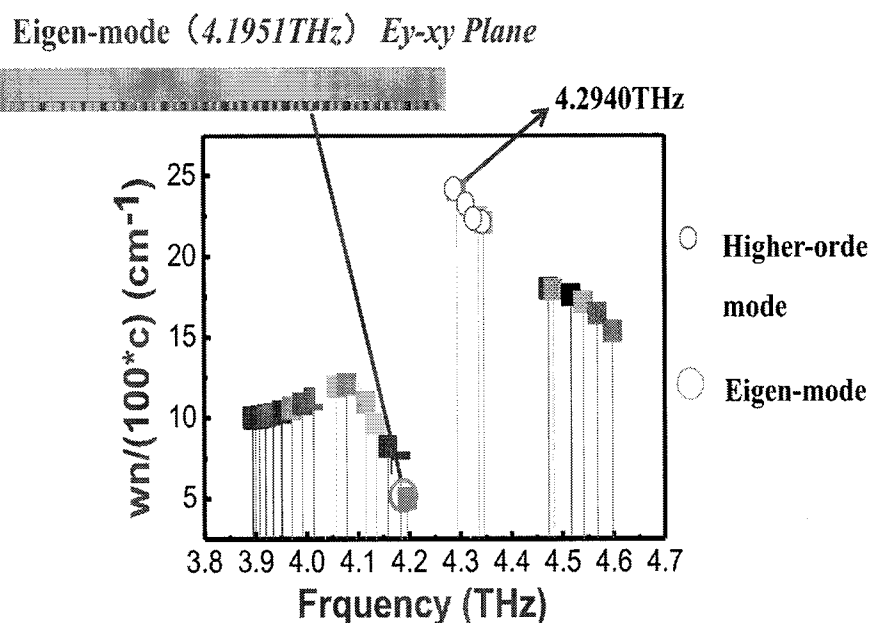


图 4.11 三阶 DFB THz QCL 模式损耗分布

图 4.11 为计算求得的三阶 DFB THz QCL 的模式损耗与频率的关系。仿真得到的本征频率为 4.1951 THz, 在图的中央有一个很明显的光子能带间隙, 间

隙中间分布几个损耗非常高的模式，在光子能带上边缘的模式损耗普遍比能带下边缘模式的高，主要是因为上边缘的模式分布在光栅缝隙处，模式散逸到空气中，有比较大的损耗，这也解释了能带上边缘的模式频率普遍比较高、对应的有效折射率偏低的现象。插图为本征模式 (4.1951 THz) 的 E_y 电场分量在有源区纵向中心切面的分布，可以看到比较规律的亮暗分布。

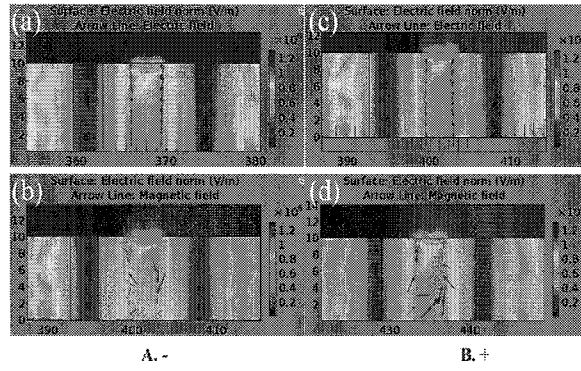


图 4.12 A- (包括图 (a)、(b)) 与 B.+ (包括图 (c)、(d)) 为相邻的两个光栅结构，其中 (a), (c) 为电场分量，(b), (d) 为磁场分量

如图 4.12 所示，(a)、(c) 与 (b)、(d) 分别为本征模式 (4.1951 THz) 在两个相邻光栅处的电场与磁场分布图。可以看到，在波导腔中，电场垂直于波导纵向，只有 E_y 分量，磁场平行于波导纵向，只有 H_x 分量。在光栅处，电磁场被耦合到空气中，电场在光栅出射面方向发生改变，近场变为 E_x 分量，磁场近场为 H_y 分量。相邻光栅内的电磁场的相位相差 $1/2 \lambda$ (λ 为空气中传播的本征模波长)，图 (a) 与图 (c) 在光栅处的电场线方向相反，图 (b)、图 (d) 在光栅处的磁场线方向相反。因此，可将相邻的两个光栅视作一个偶极子单元，多个偶极子单元组合在一起可视为端射阵列天线^[156]。

4.4.1.3 远场分布

图 4.13 为本征模式 (4.1951 THz) 对应的远场光斑。 θ 与 ϕ 方向对应的远场发散角均低于 $20^\circ \times 20^\circ$ ，远场光斑比较理想。同时，由于三阶 DFB THz QCL 的电磁场可以看做是由多周期激射单元端面出射的电磁场在空气耦合得到的，因

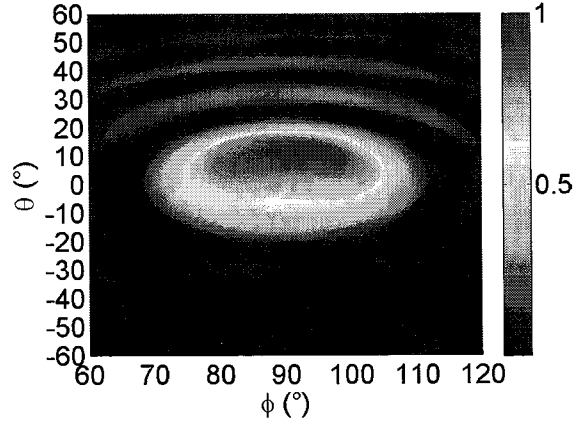


图 4.13 本征模式 (4.1951 THz) 对应的远场光斑

此三阶 DFB THz QCL 比一阶、二阶 DFB THz QCL 有更大的激射面积，同时又具有较高的耦合系数，因而此类器件有更高的输出功率。

将三阶 DFB THz QCL 理想模型的仿真结果与一阶、二阶 DFB THz QCL 作对比，我们发现三阶 DFB THz QCL 具有最佳的耦合效率和远场分布特性，更能满足各种不同的应用需求，因此我们选择三阶 DFB THz QCL 作为本章的研究对象。

4.4.2 改进后结构模型的近远场变换

4.4.2.1 改进后的器件模型

本文实际制作的三阶 DFB THz QCL 结构模型与文献 [111] 中的结构类似，为了方便实际制作我们对其结构做了一些调整，同时仿真的模型结构又根据结构实际效果做了一些校准，以获得最贴近实际结构的仿真效果。三阶 DFB THz QCL 采用双面金属波导结构，图 4.14 中黄色为上下电极，灰色为有源区，有源区采用共振声子结构，采用 GaAs/AlGaAs 材料体系^[121]，激射波长约为 70 μm 。光栅阵列中的有源区材料被完全刻蚀，光栅的纵向占空比为 10%-15%，横向占空比为 80%，光栅两侧留出的金属区域为了保证电流分布的均匀性。上电极横向两侧分别留出脊波导总宽度的 10% 作为吸收边，同时在纵向的两侧

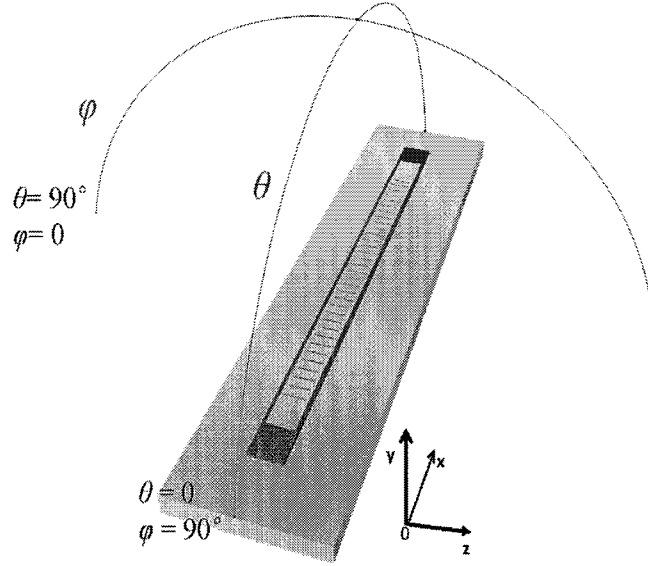


图 4.14 三阶 DFB THz QCL 的三维示意图

分别留出 $100\ \mu\text{m}$ 作为吸收边。三阶光栅一共由 33 个周期组成，仿真模型以第一个周期起始面底端中心处为零点， x 、 y 、 z 轴的定义如图 4.14 所示。光栅阵列结构的两端分别留出两个周期长度的金属区域作为金线键合区。以脊波导的下电极平面的中心为球心建立了球坐标体系用于远场光束质量的模拟，其 θ 和 ϕ 方向如图 4.14 定义^[158]。

三阶 DFB THz QCL 的电磁场全部由光栅处耦合出来，由近场电磁场分布即可得到远场的光束质量，这就是场等效原理：激光器产生的电磁场可由全部光栅缝隙处的电磁场取代，通过频域的近-远场变换求得电磁场的远场分布^[157]。

4.4.2.2 近远场变换

在近-远场变换的过程中，我们通过坐标变换将图 4.14 中直角坐标系下的坐标原点平移到球坐标系下的坐标原点。令光栅缝隙处的场分布用等效表面电流和磁流 $(\vec{J}_s, \vec{M}_s)$ 表示。其中，

$$\vec{J}_s = \vec{n} \times \vec{H} = H_z \vec{x} - H_x \vec{z}, \quad (4.19)$$

$$\vec{M}_s = \vec{n} \times \vec{E} = E_z \vec{x} - E_x \vec{z}, \quad (4.20)$$

其中, $\vec{n}$ 为垂直于缝隙表面的法向量, $\vec{H}$ 、 $\vec{E}$ 分别为磁场、电场强度, H_x 、 H_z 与 E_x 、 E_z 分别为 $\vec{H}$ 、 $\vec{E}$ 在直角坐标系下 x 、 z 轴方向分量的值。定义辅助矢量 $\vec{N}$ 、 $\vec{L}$ 为

$$\vec{N} = \int_s \vec{J}_s e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds' = \int_s (J_x \vec{x} + J_y \vec{y} + J_z \vec{z}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.21)$$

$$\vec{L} = \int_s \vec{M}_s e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds' = \int_s (M_x \vec{x} + M_y \vec{y} + M_z \vec{z}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.22)$$

其中 $\vec{k}$ 为波矢, $\vec{r}'$ 为由原点指向近场上的点的矢量, s' 为近场截面的表面积, s 为远场球面上的表面积, J_x 、 J_y 、 J_z 和 M_x 、 M_y 、 M_z 分别为 $\vec{J}_s$ 、 $\vec{M}_s$ 在直角坐标系下 x 、 y 、 z 轴方向分量的值。将 $\vec{N}$ 、 $\vec{L}$ 变换到球坐标系中可得

$$N_\theta = \int_s (-J_x \sin \theta + J_y \cos \theta) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.23)$$

$$N_\phi = \int_s (J_x \cos \theta \cos \phi + J_y \sin \theta \cos \phi - J_z \sin \phi) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.24)$$

$$L_\theta = \int_s (-M_x \sin \theta + M_y \cos \theta) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.25)$$

$$L_\phi = \int_s (M_x \cos \theta \cos \phi + M_y \sin \theta \cos \phi - M_z \sin \phi) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'} ds', \quad (4.26)$$

其中, N_θ 、 N_ϕ 和 L_θ 、 L_ϕ 分别为 $\vec{N}$ 、 $\vec{L}$ 在球坐标系下 θ 、 ϕ 方向分量的值, 再利用辅助位函数法, 定义频域位函数 $\vec{A}$ 、 $\vec{F}$

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_s \vec{J}_s \frac{e^{-ikR}}{R} ds' = \frac{\mu_0 e^{-ikr}}{4\pi r} \vec{N}, \quad (4.27)$$

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon_0}{4\pi} \int_s \vec{M}_s \frac{e^{-ikR}}{R} ds' = \frac{\varepsilon_0 e^{-ikr}}{4\pi r} \vec{L}, \quad (4.28)$$

其中, μ_0 、 ε_0 分别为真空介电常数与真空磁导率, $\vec{r}$ 为由原点指向远场上的点的矢量, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, 在 4.27, 4.28 式中我们取了近似

$$\frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \approx \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}'}, \quad (4.29)$$

电磁场由频域位函数表示为

$$\vec{E} = -i\omega \left[\vec{A} + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) \right] - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \times \vec{F}, \quad (4.30)$$

$$\vec{H} = -i\omega \left[\vec{F} + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \vec{F}) \right] + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A}, \quad (4.31)$$

其中, ω 为器件激射角频率。由公式 4.27、4.28 中 $(\vec{A}, \vec{F})$ 与 $(\vec{N}, \vec{L})$ 的关系, $(\vec{E}, \vec{H})$ 可由 $(\vec{N}, \vec{L})$ 表示, 在远场区域电磁场的球坐标系下的各个场分量为

$$E_r \approx 0, \quad (4.32)$$

$$H_r \approx 0, \quad (4.33)$$

$$E_\theta \approx -i\omega (A_\theta - \eta F_\phi) = \frac{ike^{-ikr}}{4\pi r} (L_\phi - \eta N_\theta), \quad (4.34)$$

$$E_\phi \approx -i\omega (A_\phi + \eta F_\theta) = -\frac{ike^{-ikr}}{4\pi r} (L_\theta + \eta N_\phi), \quad (4.35)$$

$$H_\theta \approx -i\frac{\omega}{\eta} (A_\phi + \eta F_\theta) = -\frac{ike^{-ikr}}{4\pi r} \left(N_\phi + \frac{L_\theta}{\eta} \right), \quad (4.36)$$

$$H_\phi \approx \frac{i\omega}{\eta} (A_\theta - \eta F_\phi) = \frac{ike^{-ikr}}{4\pi r} \left(N_\theta - \frac{L_\phi}{\eta} \right), \quad (4.37)$$

其中, E_r 、 E_θ 、 E_ϕ 和 H_r 、 H_θ 、 H_ϕ 分别为 $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 在球坐标系下 r 、 θ 、 ϕ 方向分量的值, A_θ 、 A_ϕ 和 F_θ 、 F_ϕ 分别为 $\vec{A}$ 、 $\vec{F}$ 在球坐标系下 θ 、 ϕ 方向分量的值,

$$\eta = \sqrt{\varepsilon_0 / \mu_0}, \quad (4.38)$$

辐射强度可由辅助矢量的球坐标系分量表示

$$K = \frac{dP}{d\Omega} = r^2 P_r = \frac{k^2}{32\pi^2 \eta} \left[|\eta N_\phi + L_\theta|^2 + |\eta N_\theta - L_\phi|^2 \right], \quad (4.39)$$

其中, K 为辐射强度, $\vec{P}$ 为波印廷矢量, P_r 为 $\vec{P}$ 在 r 方向分量的值, Ω 为立体角。

对于三阶 DFB, 在近场截面只有 E_x 、 H_z 分量, 其余分量为 0, 本文中计算所用的近场截取的平面在光栅缝隙上端面上方 $0.1 \mu\text{m}$ 处, 采集精度为 $1 \mu\text{m}$ 。

4.5 不同光栅占空比对远场光斑影响的仿真研究

4.5.1 影响三阶 DFB THz QCL 远场光斑质量的主要因素

由耦合模理论可知，对于三阶 DFB THz QCL，如果使腔中模式从波导中耦合出去，自由空间的辐射与光栅缝隙内的模式的电磁场需要满足相位匹配条件。腔体的有效折射率可由公式 4.40 求得，

$$n_{eff} = 3 \times \lambda / (2 \times \Lambda), \quad (4.40)$$

其中， n_{eff} 为波导的有效折射率， λ 为器件激励模式在自由空间下的波长， Λ 为光栅周期长度。当波导腔的有效折射率为 3 时，相邻光栅之间的相位差正好等于自由空间波矢的一半，所有从缝隙处耦合出来的电磁场将相干叠加。当 n_{eff} 不等于 3 时，缝隙间的相位不匹配将随着光栅阵列数目的增加逐渐积累，当光栅周期超过一定数目之后，从光栅处激励出的 THz 光将无法形成有效的相干叠加，激励模式的远场光斑将会变得很差。我们定义一个相干距离 $L^{[164]}$ 。

$$L = \Lambda \times n_{eff} / (n_{eff} - 3), \quad (4.41)$$

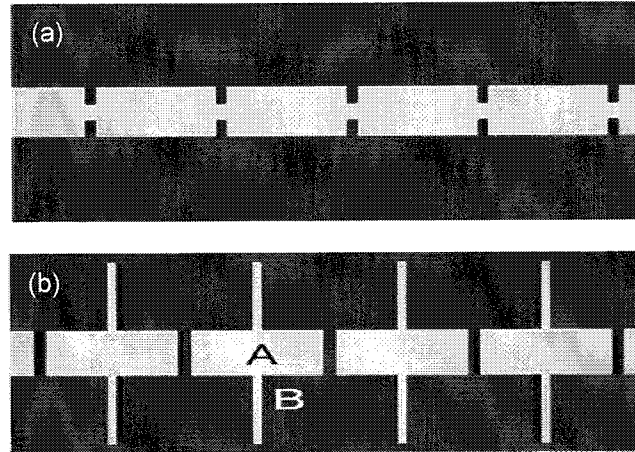


图 4.15 (a) 侧边被刻蚀的三阶 DFB THz QCL；(b) 鳍形三阶 DFB THz QCL^[164]

当器件的周期长度超过 L 后，三阶 DFB THz QCL 的远场光斑的质量将开始变差，同时器件的输出功率也将开始下降。因此在设计三阶 DFB THz QCL 时，要充分考虑波导的有效折射率对器件性能的影响。

Tsung-Yu Kao 等人制作了鳍形三阶 DFB THz QCL, 如图 4.15 (b) 所示, 该结构将图 (a) 中光栅内联通的部分完全刻蚀, 而单个谐振腔 (图中 A) 通过鳍形接触柱 (图中 B) 对器件进行供电, 该设计的好处是可以通过调整谐振腔单元间的距离使波导的有效折射率为 3, 在实验上对该结构设计了 151 个周期的长度, 实验测得器件远场光斑的大小为 $6^\circ \times 11^\circ$, 器件表现出了很好的功率和远场特性。这种结构虽然能够使激射模式满足相位匹配条件, 但是其设计比较复杂, 制作难度大。另外由于光栅在横向被完全刻蚀, 导致器件对光栅占空比的变化更加敏感, 增加了制作难度。因此我们设想通过改变文献 [111] 中结构的光栅占空比以获得相位匹配条件。

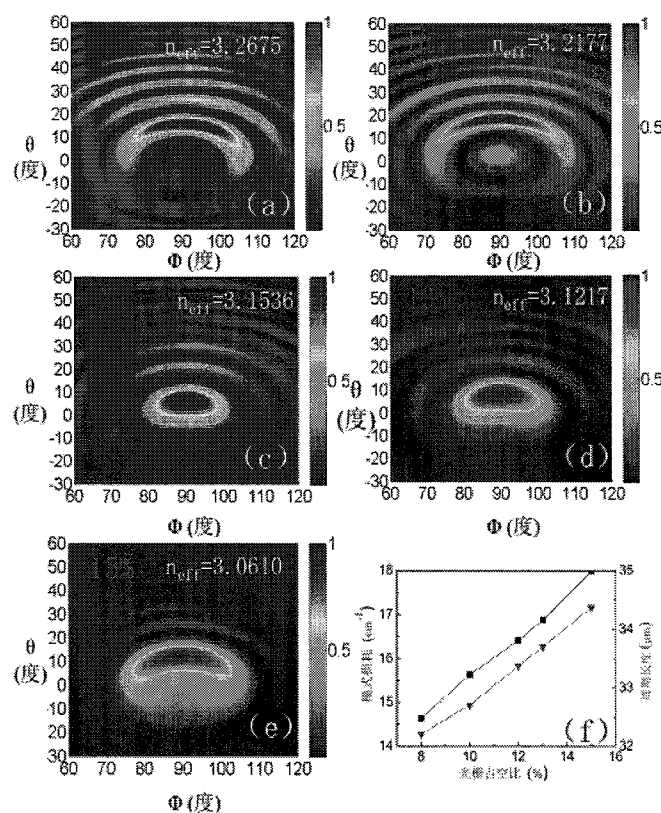


图 4.16 (a-e) 不同纵向占空比光栅的三阶 DFB THz QCL 远场计算结果。(f) 为对应的周期长度与模式损耗的变化情况。器件模型采用实际测得的结构参数, 仿真假设光栅处有源区全部都被刻蚀, 设计的本征频率为 4.27 THz

4.5.2 不同光栅占空比三阶分布反馈量子级联激光器的远场仿真

图 4.16 为对三阶 DFB THz QCL 的远场仿真的结果，我们在保证器件的本征频率不变的情况下调整光栅的占空比从 8%-15%，对应的波导有效折射率从 3.2675 降到 3.061，由于波导的有效折射率越来越接近相位匹配条件 $n_{eff}=3$ ，仿真求得的远场光斑从发散到会聚于中心的紧凑的光斑。同时，在这个变化过程中谐振频率的模式损耗从 14.629 cm^{-1} 增加到 17.99 cm^{-1} 。由于波导中的有效折射率不断接近 3，对应的耦合系数也在不断增加，在一定程度上能够弥补增加的模式损耗。仿真结果表明可以通过改变光栅的占空比来调节波导中有效折射率以获得相位匹配条件，从而提高器件的远场光斑质量。

4.6 三阶分布反馈量子级联激光器的制作工艺研究

4.6.1 器件的制作与实验方法

本文中制作三阶 DFB THz QCL 的有源区材料采用 GaAs/AlGaAs 材料体系，由分子束外延生长得到。首先在 THz QCL 晶圆和 n^+ 型 GaAs 衬底上磁控溅射键合金属 (Ti/Au, 20/500 nm)，然后在高温高压下进行 Au-Au 晶片键合。通过对键合后的晶圆材料进行机械减薄和湿法腐蚀去除半绝缘 GaAs 衬底，然后将其浸泡在 40% 浓度的氢氟酸 (HF) 中 10 s 将腐蚀阻挡层清洗干净，再用 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 为 1:1:25 的溶液将上接触层从 400 nm 减到 200 nm，从而降低器件的损耗。通过光刻、电子束蒸发、剥离等步骤制作 Ti/Au (20/350 nm) 上电极。然后通过感应耦合等离子体化学汽相淀积 (inductively coupled plasma chemical vapor deposition, ICPCVD) 在 $120\text{ }^\circ\text{C}$ 的温度下生长一层 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 的 Si_3N_4 做干法刻蚀掩模。通过光刻将整个脊波导部分用光刻胶保护起来，将晶圆放入反应离子刻蚀 (reactive ion etching, RIE) 机中对 Si_3N_4 开窗口，刻蚀气体为 CF_4 ，将暴露在外的 Si_3N_4 刻蚀至 400 nm，然后将残余的光刻胶清洗干净。再通过光刻将光栅暴露出来，再次放入 RIE 机中，将光栅暴露的 Si_3N_4 完全刻蚀，然后将晶圆放入感应耦合等离子 (Inductively coupled plasma, ICP) 刻蚀机 (Oxford 180) 中实现 GaAs 半导体刻蚀，干法刻蚀的气体采用 Cl_2 和 Ar_2 ，为了获得相对光滑的侧壁，选择刻蚀温度为 $45\text{ }^\circ\text{C}$ 。由于光栅的最小线宽约为 $3\text{ }\mu\text{m}$ ，在刻蚀的过程中光栅内材料的刻蚀速率偏慢，下电极上方残留的 400 nm 厚的 Si_3N_4

能够保证在过刻过程中下电极处的金不被轰击到波导侧壁上，避免造成器件短路。图 4.17 为干法刻蚀后清洗干净的三阶 DFB THz QCL 芯片。为了提高器件的散热特性，我们采用机械研磨的方法将 n^+ 型 GaAs 衬底薄至 $150\ \mu\text{m}$ ，磁控溅射背面电极 (Ti/Au, 20/200 nm)。最后解离的激光器管芯通过铜片焊接在铜热沉上，采用金丝焊线实现电注入。封装好的器件被安装在热控冷头中以实现低温工作环境。THz 光从聚乙烯窗片辐射到自由空间，光强采用高莱 (Golay Cell) 探测器测量。远场测试中 Golay Cell 探头在距离激光器出射端面 10 cm 处的球面上， θ 与 ϕ 的取向与图中的相同。THz QCL 的激光光谱由 Bruker VERTEX 80/80v 远红外傅里叶变换光谱仪测量，采用安捷伦 8114A 和 AVTECH 脉冲电源对器件进行供电。

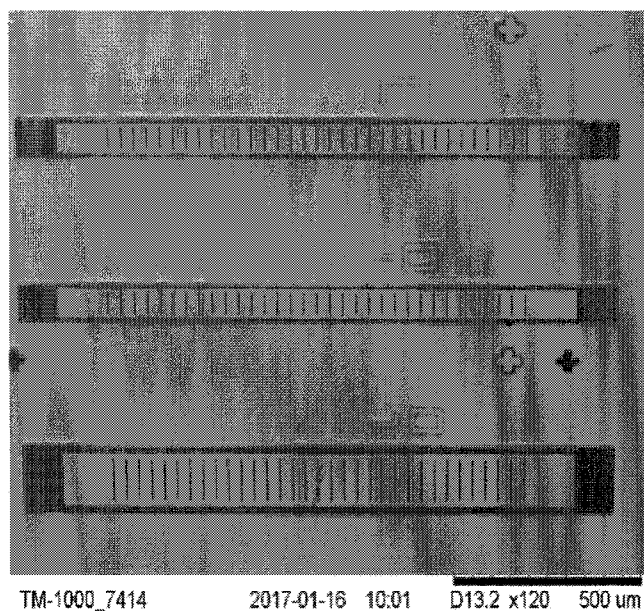


图 4.17 制作后的三阶 DFB THz QCL 的扫描电镜图，图中器件有两个宽度，其中较宽的器件宽度为 $150\ \mu\text{m}$ ，较窄的器件宽度为 $100\ \mu\text{m}$ ，制作后的器件的侧壁刻蚀比较陡直，显示了比较好的干法刻蚀效果，器件侧壁上没有金属粘附

4.6.2 器件失效性分析

由于三阶 DFB THz QCL 的光栅结构需要将光栅内的有源区材料刻蚀到有

源区底部,通常光栅占空比为 10%。对于 4.3 THz QCL,光栅宽度为 $3.3\text{ }\mu\text{m}$ 左右,由于三阶光栅对刻蚀的光栅占空比较敏感,实际制作中光栅内材料的 ICP 刻蚀速率要低于脊波导外部材料的刻蚀速率,因此需要在干法刻蚀的过程中对脊波导外部的材料过刻以使光栅内材料完全被刻蚀。由于器件采用双面金属波导结构,对脊波导外部材料的过刻容易使下电极处的金溅射到侧壁上,使上、下电极导通并造成器件短路,因此制作三阶 DFB THz QCL 特别是激射频率偏高的此类型器件的技术实现难度比较大。本章中设计的器件激射频率均为 4.3 THz,本节将重点介绍器件制备过程中遇到的器件失效问题以及其解决方案。

4.6.2.1 衬底减薄

当晶圆材料与 n^+ 衬底金-金键合后,要将晶圆材料减薄至有源区厚度。首先通过碾磨机将晶圆材料衬底机械减薄至 $100\text{ }\mu\text{m}$ 左右,在这个过程中要确保碾磨的均匀度,尽量将晶圆厚度的误差控制在 $5\text{ }\mu\text{m}$ 以内,同时在物理碾磨后要对晶圆材料做抛光处理,避免不平整的减薄台面在后续的湿法腐蚀的过程中对腐蚀阻挡层造成不良影响。在湿法腐蚀残余的衬底材料时要确保表面无污渍存在,同时要使用光刻胶对已经腐蚀到腐蚀阻挡层的表面区域做保护。

4.6.2.2 光刻胶碳化

由于三阶 DFB THz QCL 选用 Si_3N_4 作为掩模材料,在对 Si_3N_4 掩模开窗口时需要用光刻胶作为掩模,RIE 刻蚀 Si_3N_4 的速率约为 30 nm/min ,光刻胶与 Si_3N_4 的选择比为 1:1。由于需要刻蚀的有源区材料为 $10\text{ }\mu\text{m}$,需要生长的 Si_3N_4 厚度为 $1.5\text{ }\mu\text{m}$,因此对应的光刻胶厚度至少要 $1.5\text{ }\mu\text{m}$,RIE 刻蚀 Si_3N_4 的时间约为 55 min (包括五分钟过刻时间)。随着光刻胶被刻蚀,胶厚不断减少并最终形成一层碳化聚合物薄膜,这就是光刻胶的碳化。碳化聚合物薄膜粘附在器件表面,不容易去除,如果继续放进 ICP 刻蚀机容易使整个晶圆材料大面积污染,使得光栅内材料侧面被碳化胶粘附,导致器件无法正常工作。对此,我们的解决方案为,将光刻胶胶厚增加至 $1.5\text{ }\mu\text{m}$,同时在 RIE 前将光刻胶烘烤 10 min 以对光刻胶坚膜;在 RIE 流程后,将晶圆材料用去胶机分多次去残胶,然后放进丙酮中清洗,并在显微镜下确认。单次去胶时间不易过长,避免晶圆上

生长的 Si_3N_4 掩模材料受热开裂。

另外，三阶光栅最窄处尺寸非常小，对光刻的精度提出了更高的要求。通常对尺寸较大的器件做金属剥离使用的 10 b 双层胶在光栅制作中容易引起比较大的误差，影响光栅刻蚀的精度。为了避免出现上述问题，在做上电极金属剥离时要尽量选用单层胶光刻，之后用电子束蒸发蒸镀上电极。

4.6.2.3 器件击穿

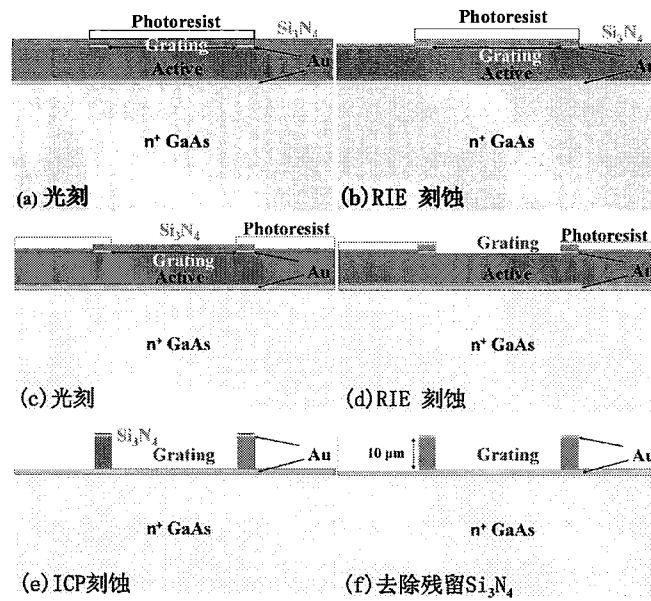


图 4.18 (a-f) 改进后的三阶 DFB THz QCL 刻蚀工艺流程图

造成器件失效的另外一个比较严重的问题是短路引起的器件击穿。选用 Si_3N_4 材料做掩模，我们一般选择一次性将光栅与脊波导外部的有源区材料完全刻蚀。在本节引文中提到的刻蚀速率问题，将引起三阶 DFB THz QCL 器件的短路。我们早期制作的器件过刻时间一般在 15 min 左右，会在侧壁形成厚度约为 100 nm 的金属薄膜，使常温下测得的器件电阻偏低 50%，在测试中驱动电流稍大时器件将直接被击穿。后续工艺中我们将干法刻蚀后的晶圆材料直接放进 KI 溶液中浸泡 7-10 s，使侧壁的金与 KI 溶液反应，但是这种手段同时会造成上电极厚度减少，导致后期无法做金线键合。

后续实验中我们采用了一种解决器件短路的方案,图 4.18 在光栅横截面处演示了改进后的工艺流程。首先,将器件的脊波导区域通过光刻流程覆盖一层厚度约为 $1.5\ \mu\text{m}$ 的光刻胶(图(a)),并做坚膜处理。然后将器件放入 RIE 机中开窗口(图(b)),RIE 不是完全将 Si_3N_4 刻蚀,而是根据要过刻的时间选择合适的 Si_3N_4 残留厚度。RIE 后将残留的光刻胶用去胶机去除干净后,进行第二次光刻,此次光刻只将脊波导中的光栅暴露(图(c))。将晶圆材料放入 RIE 机中开窗口,使光栅内的 Si_3N_4 被完全刻蚀(图(d))。最后把晶圆放入 ICP 刻蚀机中进行干法刻蚀(图(e)),当刻蚀到下电极时立即将晶圆材料拿出。将晶圆材料在 KI 溶液中浸泡 2 s 以防止侧壁有金属残留,随后取出晶圆并去除脊波导上残留的 Si_3N_4 (图(e))。

去除残留的 Si_3N_4 一般分为干法刻蚀与湿法腐蚀两种方法。干法刻蚀就是将 ICP 刻蚀后的晶圆材料放入 RIE 刻蚀机中对残留的 Si_3N_4 进行刻蚀,刻蚀的时间根据残留的厚度估算。由于残留的 Si_3N_4 的厚度分布非常不均匀,很容易造成对三阶 DFB THz QCL 四周吸收边材料的物理刻蚀,使上接触层被刻穿,导致吸收边对高阶横模的吸收作用减弱,使器件产生多模输出。湿法腐蚀残留的 Si_3N_4 通常使用 369 溶液(按照 40% 浓度的氢氟酸溶液:氟化铵:水=30 mL:60 g:90 mL 的比例配成的腐蚀性溶液),该溶液在常温下对使用第二章中的参数生长的 Si_3N_4 腐蚀速率约为 $150\ \text{nm}/\text{min}$ (腐蚀速率受温度、 Si_3N_4 的致密度影响)。如果将残留的 Si_3N_4 纯粹用湿法腐蚀去除,在腐蚀时间超过 1 min 30 s 后,369 溶液中的 HF 酸将钻蚀进入上电极(Ti/Au)底部与 Ti 反应,使上电极处 Au 松动并鼓起非常多的气泡,在后续的金线键合的过程中上电极不易被打上金线,甚至会出现整个上电极被拖拽下来的现象。综上所述,去除残留的 Si_3N_4 ,我们采用以干法刻蚀为主、湿法腐蚀为辅的方案。先通过 RIE 将 Si_3N_4 干法刻蚀,估算好刻蚀时间使最薄处的 Si_3N_4 刚好被完全刻蚀,然后将晶圆材料放入 369 溶液中湿法腐蚀,湿法腐蚀时间控制在 40 s 以内。

4.7 仿真与实验结果对比

本文主要研究分析了两种不同宽度的器件,较宽器件类型标记为 W,较窄器件类型标记为 N。实际制作的器件周期长度与设计长度一致,根据对光栅干法刻蚀的实际不同宽度与深度研究了 W 的两个器件 W-1 与 W-2。为了计算

不同 DFB 结构的不同模式的模式损耗，我们根据实际测得的结构参数对器件进行了三维有限元仿真。器件本征模的频率由 $f=3c/(2n_{eff}\Lambda)$ 决定， c 为光速， n_{eff} 为波导的有效折射率， Λ 为周期长度。对于器件 W，我们设计脊波导总宽度为 $187\ \mu\text{m}$ ，周期长度为 $32.7\ \mu\text{m}$ ，其中光栅的占空比为 10%，对应的谐振频率为 4.25 THz。图 4.19 (a) 为器件 W-1 实际波导结构侧向解理面的 SEM 图，其中光栅刻蚀深度大约为 $6\ \mu\text{m}$ ，光栅实际占空比为 10%，考虑到不同的刻蚀深度将影响波导结构的有效折射率，我们用等效折射率法计算光栅处的有效折射率。图 4.19 (b) 为仿真得到的器件 W-1 的模式损耗分布图，中间有 0.3 THz 的光子能带带隙。在带隙右侧的模式通常都散逸到空气中，因此具有更大的模式损耗。对于带隙左侧的模式，大部分被限制在上下电极之间因而有更高的模式限制因子，具有更小的模式损耗，更容易在波导腔中传播。仿真得到的器件 W-1 波导结构的本征频率为 4.1702 THz，对应的模式损耗为 $14.36\ \text{cm}^{-1}$ 。图 4.19 (c), (d) 分别为仿真的低损耗本征模 (4.1702 THz) 和高阶横模 (4.2447 THz) 在腔内的 E_y 分量，本征模电场能量更加集中在波导结构的中心位置而高阶横模的 E_y 分量则分散为两束纵向电场。由于光栅未能刻蚀到下电极而导致频率向下偏移约为 80 GHz。对于器件 W-2，其实际测得的刻蚀深度为 $9\ \mu\text{m}$ ，光栅的实际占空比约为 12%，仿真得到的本征频率为 4.34 THz。

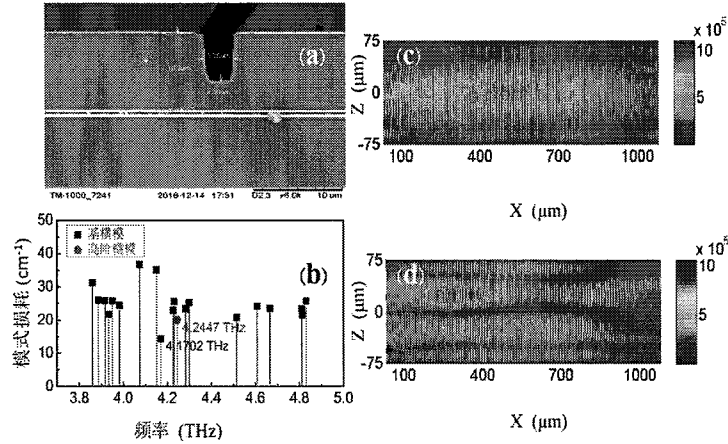


图 4.19 (a) 沿纵向 (x 方向) 解理之后器件 W-1 的 SEM 图; (b) 模拟计算得到的器件 W-1 本征频率的损耗; (c) 最低损耗的本征模的电场 (E_y) 分布图; (d) 高阶横模的电场 E_y 分布图

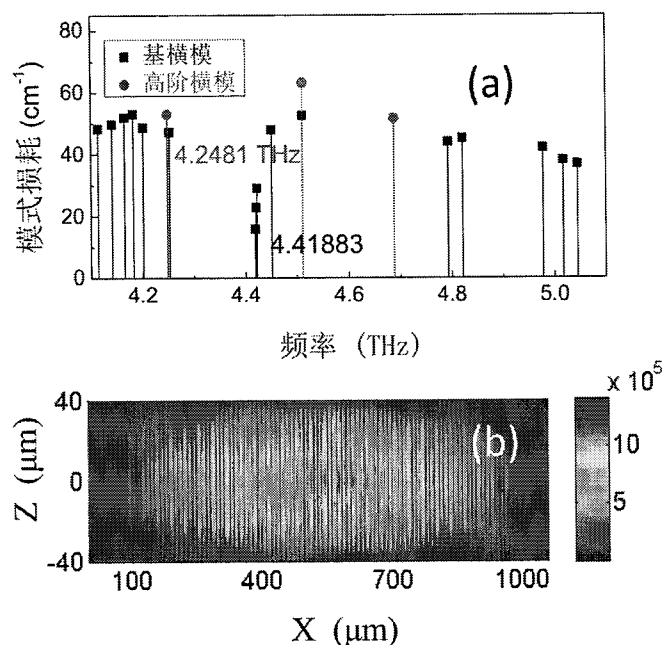


图 4.20 (a) 模拟计算得到的不同本征模式的损耗; (b) 器件 N 在本征频率 4.4189 THz 处波导腔内的 E_y 分布

对于器件 N，器件结构与器件 W 类似，但是脊波导宽度为 $100\ \mu\text{m}$ 。设计的频率和光栅占空比分别为 4.25 THz、8%。由于脊波导设计的占空比相对器件 W-1 减少，为了保持谐振频率不变设计周期长度减小至 $32.2\ \mu\text{m}$ 。实际测得的光栅的占空比为 12%，刻蚀深度为 $9\ \mu\text{m}$ 。图 4.20 (a) 对实际器件 N 建模计算得到的本征模模式损耗，损耗最小的本征模的频率为 4.4188 THz，红色标记的为高阶横模。由于光栅的实际占空比的增加，对其仿真得到的谐振频率比设计的谐振频率向上偏移 0.17 THz。图 4.20 (b) 为器件 N 在谐振频率处电场的 E_y 分量，与图 4.19 (d) 相比，器件 N 在该本征频率处电场分布更加集中，预期远场光束质量应该更好。在图 4.22 中，我们会详细分析其远场光束质量。

图 4.21 为器件 W-1、W-2、N 三个器件在脉冲模式下的功率-电流-电压 ($L-I-V$) 特性。脉冲电源重复频率为 10 kHz，三个器件的电脉冲宽度分别为 12.8、1、3.3 μs ，对应 12.8%、1%、3.3% 的电脉冲占空比。测量得到的器件 W-1、W-2、N 的阈值电流密度 J_{th} 分别为 462.2、622.2、728.6 A/cm²。其阈值

电流密度的差异是由不同光栅结构引起的模式损耗的不同而导致的。插图为每个器件在最大光强输出时的发射谱。器件 W-1、W-2、N 激励谱对应的峰值频率分别为 4.0、4.27、4.385 THz，器件 W-2 与 N 均存在一个多模。

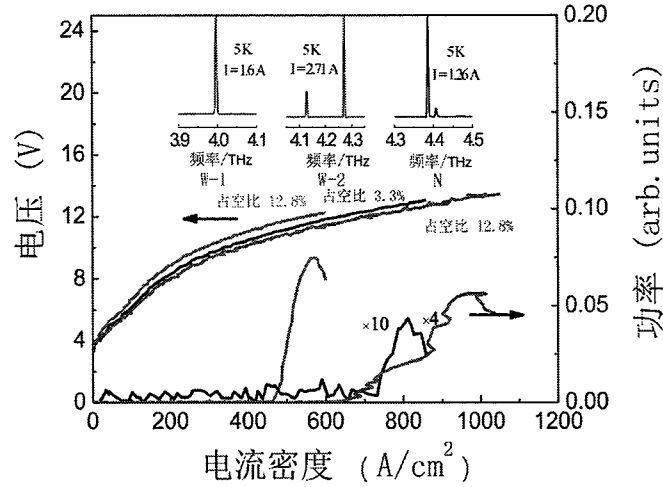


图 4.21 实验测量得到的三个不同三阶 DFB THz QCL 的 $L-I-V$ 特性。插图为每个器件对应的 THz 发射谱

为了研究波导结构中不同有效折射率对器件远场光斑的影响，我们分别从仿真与测试两方面对不同器件的远场做了对比。作为参考，我们测量了 F-P 腔双面金属波导器件的远场光束质量，如图 2.19。跟预期一样，双面金属波导 F-P 腔 THz QCL 的远场光束质量很差，几乎朝空间任意方向辐射 THz 光子。

表 4.1 三阶 DFB THz QCL 器件各参数比较。表中分别列出了 W-1，W-2，N 三个器件的光栅占空比、仿真得到的本征频率、实验测得的激励谱峰值频率、实验测得的激励谱峰值频率对应的有效折射率、测得的 θ 和 ϕ 方向的远场发散角。其中激励频率一栏中括号内为激励谱中次模的频率

器件编号	光栅占空比	本征频率	激励频率	有效折射率	远场发散角 θ	远场发散角 ϕ
	%	THz	THz		度	度
W-1	10	4.1702	3.9962	3.44	/	/
W-2	12	4.34	4.2710 (4.1288)	3.22	14.5	13.5
N	12	4.4188	4.3858 (4.4070)	3.18	12	13

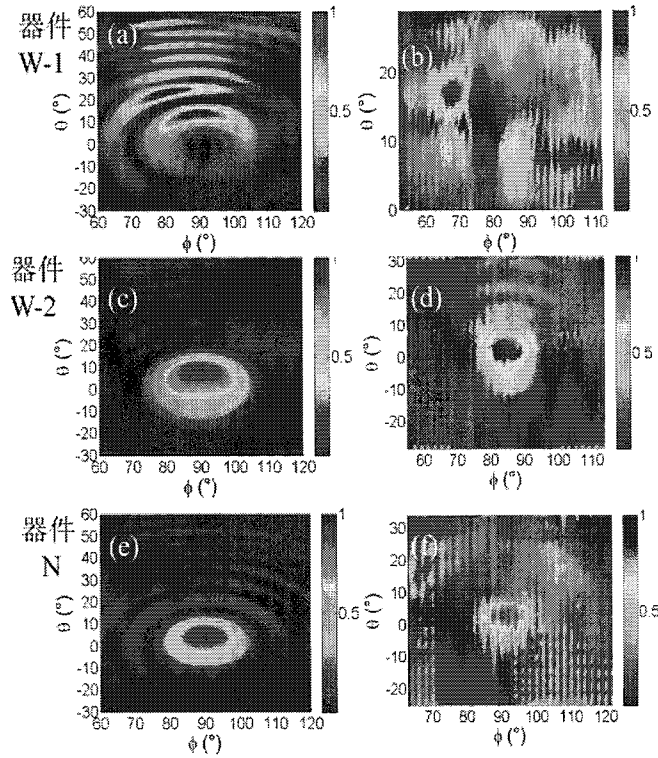


图 4.22 (a), (c), (e) 分别为对器件 W-1, W-2 和 N 仿真得到的远场分布图; (b), (d), (f) 分别为器件 W-1, W-2 和 N 实验测试得到的远场分布图

图 4.22 (a), (c), (e) 为采用傅里叶变换方法计算得到的三阶 DFB 器件 W-1, W-2 和 N 的远场分布图。可以看到 (a) 比较发散, 图 4.22 (b), (d), (f) 分别为对器件 W-1, W-2 与 N 的实际测试得到的远场图, 表 4.1 包含三个器件的光栅占空比、仿真得到的本征频率、测试得到的激射谱峰值频率、激射谱峰值频率对应的有效折射率、测得的远场发散角等信息。对于器件 W-1, 可以看到 (a) 比较发散, 能量更多的集中在衍射环上, 其发散角也比较大。实际测得的远场光斑形貌也是比较发散, 光强分布于多个光斑, 远场分布与理论计算差别较大。由器件 W-1 峰值激射谱对应的频率算得有效折射率为 3.44, 与相位匹配所需的有效折射率均相距甚远。我们认为这种激射模式相位不匹配是导致远场发散角大的主要原因。至于实验测量的远场表现为多个光斑, 依据当前的模拟结果, 很难做出精确解释。对于器件 W-2, 测得其在 θ 和 ϕ 方向的远场发散角

分别为 14.5° 、 13.5° ，光斑与仿真结果 (c) 相比形貌相近，不过在 θ 方向收窄，可能与器件波导宽度较宽有关。激光谱峰值频率对应的有效折射率为 3.22。图 4.22 (f) 为测得的器件 N 的远场光斑图，相比器件 W-1 的测试结果，器件 N 的远场光斑更加聚集在光斑中心处， θ 和 ϕ 方向的发散角分别为 12° 、 13° ，光斑两侧的衍射环非常微弱，能量主要集中在中心光斑上。通过比较理论计算 (图 4.22 (e)) 和实验测量的远场光斑，我们发现在图 4.22 (f) 中除了中心高能光斑之外，在其右上方位还出现了一个弱的光斑。根据分析，这个弱光斑可能是由于反射造成的。三阶 DFB THz QCL 的远场光斑分布在器件的两端，由于在器件内侧一端用以引线的陶瓷片会造成 THz 光反射，所以我们测得两个光斑，如图 4.22 (f) 所示。测得的光谱频率对应于 4.3858 THz，该频率对应的波导有效折射率为 3.19，其相位匹配效果较好。

由上述讨论可知，对三阶 DFB THz QCL 而言，其相位匹配条件 $n_{eff}=3$ 对器件的光束质量尤为重要。若波导的有效折射率 $n_{eff}>3$ ， n_{eff} 越大，波导结构可设计的最大光栅阵列周期数就越小，我们可通过改变光栅的占空比来降低波导的相对折射率。对于周期数不是很多的器件，能够在 n_{eff} 大于 3 的同时保证远场光束的质量，因此我们可以根据设计的器件周期数在 12%-15% 的范围内调整合适的光栅占空比。

4.8 利用硅透镜改善 F-P 腔双面金属波导 THz QCL 的远场发散角

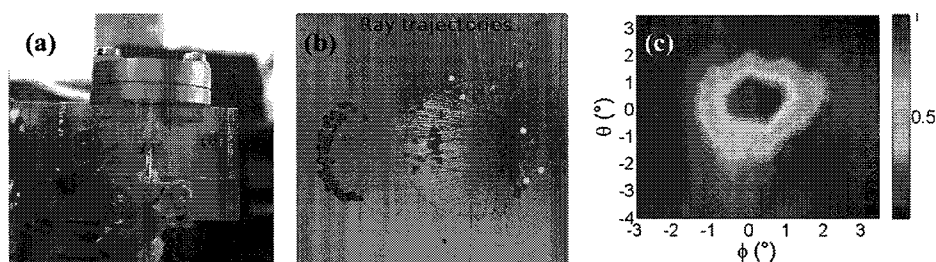


图 4.23 (a) 装置上硅透镜的器件测试图；(b) 利用 Comsol 光线追踪模块对硅透镜的仿真；(c) 测得的装置硅透镜的双面金属波导 THz QCL 的远场光斑

我们尝试了利用硅透镜改善 DM 波导 THz QCL 的远场发散角。图 4.23 (a) 为器件测试的装置图，硅透镜被夹具固定在热沉上，DM 波导 THz QCL 出射端面与硅透镜平面的中心对准，THz 光经过硅透镜形成远场光斑。测试中所用的硅透镜为超半球形状，半球的直径为 8 mm，半球下方圆柱的厚度为 1.17 mm。为了了解超半球硅透镜对 THz 光的作用效果，我们用 Comsol 追踪光学模块对器件进行了仿真。如图 4.23 (b) 所示，我们在硅透镜的右侧放置一朝任意方向发射光线的光源，光线通过硅透镜后发散角大大降低。图 4.23 (c) 为测得的器件 XN-1703 的远场光斑，可以看到，器件激射出的 THz 光经过硅透镜后远场发散角大大降低，大小约为 $2^\circ \times 2^\circ$ 。因此，在不需要单模输出的应用中利用硅透镜改善 THz QCL 器件的远场发散角是一个可供选择的方案。

4.9 小结

本章节首先基于耦合模理论介绍了在波导结构中引入折射率周期性变化的一维结构对波导中的模式间耦合的影响，同时介绍了近-远场傅里叶变换的原理。讨论了一阶、二阶和三阶 DFB THz QCL 的工作机制并通过模场仿真对比了它们的模式分布、模式损耗和远场发散情况，选取三阶 DFB THz QCL 作为研制高功率、低远场发散角太赫兹量子级联激光器的方向。重点介绍了研制三阶 DFB THz QCL 的过程中遇到的诸如光刻胶碳化、器件被击穿和干法刻蚀等问题并给出了解决方案，采用了防止对下电极过刻以避免造成器件在高偏置电压下被击穿的工艺路线。由于相位不匹配会造成多周期光栅器件的远场光斑非常发散，我们通过对不同光栅占空比三阶 DFB THz QCL 结构的仿真，解决了三阶 DFB THz QCL 中存在的问题，使波导的有效折射率 n_{eff} 接近 3。实验测得远场光斑的半高宽为 $12^\circ \times 13^\circ$ 。后续工作中我们将继续改善器件制作工艺，提高干法刻蚀的精度和光栅侧壁的光滑度。

第五章 总结与展望

THz QCL 是一种重要的太赫兹辐射源, 以其输出功率高、体积小等优势在太赫兹领域得到了广泛的研究。医学成像、光谱分析和高频调制等应用对 THz QCL 的远场发散角、单模输出和工作温度等性能指标提出了更高的要求。为了满足上述需求, 本文制作了 SISP 波导和 DM 波导结构 THz QCL, 并实现了 RF 注入对 THz QCL 的光谱调制。另一方面, 我们成功制作了三阶 DFB THz QCL 并获得了相位匹配的远场光斑。文中的具体工作如下:

1. F-P 腔 THz QCL 的波导设计与研制。通过 Drude 模型获得了 4.3 THz 共振声子有源区结构每层结构的折射率信息, 利用有限元软件建立了 SISP 波导和 DM 波导结构模型, 计算得到了 SISP 与 DM 波导结构本征模式的模式限制因子、模式损耗与远场分布。SISP 波导具有更小的模式损耗, 其限制因子为 0.1139, DM 波导结构限制因子非常高, 达到 0.9998。对 DM 波导制作过程中的金属键合、 Si_3N_4 掩模和干法刻蚀等技术难点做了介绍。测得采用 SISP 波导结构的 2.9 THz QCL 在准连续模式下功率约为 2 mW, 最高工作温度达到 37 K。采用 DM 波导结构的 4.3 THz QCL 最高工作温度达到 120 K。
2. 通过 RF 注入对 THz QCL 的光谱调制研究。将特定频率的 RF 信号注入到 THz QCL 的脊波导中使纵模模式被锁定, 纵模间的拍频频率等于相邻纵模的频率差。研究了在不同电流下 THz QCL 对 RF 信号的调制响应, 发现在阈值电流附近 THz QCL 在 15.3 GHz 附近有比较宽的频率响应, 在 NDR 电流区域对 RF 信号的调制响应比较弱。随着 RF 功率或者频率的变化, 拍频信号受到明显的拖拽效应, 并出现了边模效应。在阈值电流附近 THz QCL 的激光光谱明显受到了 RF 信号的调制作用, 可以通过改变 RF 信号的功率或者频率改变激射光谱的形状和位置。
3. 三阶 DFB THz QCL 的研制。耦合模理论将波导结构在特定方向的折射率变化视作扰动, 折射率扰动使波导中模式之间产生了耦合作用, 模式之

间的波矢满足特定的关系时将会发生共振,呈现出强烈的耦合作用。结合有限元仿真软件与近远场变换理论研究了一阶、二阶与三阶 DFB THz QCL 的特性,仿真结果表明三阶 DFB THz QCL 有更小的远场发散角。通过仿真研究了不同光栅占空比对三阶 DFB THz QCL 远场光斑的影响,结果表明可以通过改变光栅占空比解决波导腔中相位不匹配的问题。通过实验分析了在制作三阶 DFB THz QCL 过程中遇到的器件失效的成因,并给出了解决方案。实验上获得了 $12^{\circ} \times 13^{\circ}$ 的远场光斑。

本论文对 RF 注入锁定以及光子晶体 THz QCL 只是做了初步的研究,很多新型的 THz QCL 波导设计理念需要学习。同时仍需优化工艺流程以获得与设计一致的器件结构。仿真计算的三阶 DFB THz QCL 的模式损耗偏大,设计时需要考虑光栅两端 F-P 腔长度对器件性能的影响。器件的功率有待提高,可以通过提高制作工艺的精确度、干法刻蚀的光滑度以减少模式损耗对器件性能的影响。