

密级: _____

中国科学院研究生院

博士学位论文

基于AlGaN/GaN高电子迁移率晶体管的太赫波探测器件的研究

作者姓名: _____ 孙云飞 _____

指导教师: _____ 吴东岷 研究员 _____

_____ 中国科学院苏 _____ 与纳米仿生研究所 _____

学位类别: _____

学科专业: _____ 微电子学 _____

培养单位: _____ 中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所 _____

_____ 中国科学院纳米器件与应用重点实验室 _____

2012 年 5 月

**Terahertz Detector Based on AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility
Transistor (HEMT)**

**By
Yunfei Sun**

**A Dissertation Submitted to
Graduate University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Microelectronics & Solid State Electronics**

**Suzhou Institute of Nano-tech and Nano-bionics,
Chinese Academy of Sciences,
Key Laboratory of Nanodevices and Applications, Suzhou Institute
of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences**

05, 2012

关于学位论文使用权声明

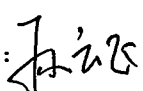
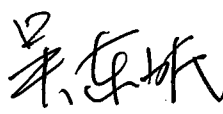
任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经著作权人授权，不得将本论文转借他人并复印、抄录、拍照、或以任何方式传播。否则，引起有碍著作权人著作权权益之问题，将可能承担法律责任。

.....

关于学位论文使用授权的说明

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

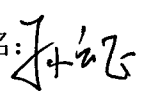
(涉密的学位论文在解密后应遵守此规定)

签 名:  导师签名:  日 期: 2012-5-20

.....

关于学位论文原创性声明

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

签 名:  导师签名:  日 期 2012-5-20

摘 要

太赫兹探测技术是太赫兹科技中的一项关键技术, 由于目前太赫兹辐射源的功率普遍都较低, 因此发展高灵敏度、高信噪比的太赫兹探测技术尤为重要。AlGaIn/GaN高电子迁移率晶体管(HEMTs), 是以AlGaIn/GaN异质结材料为基础而制造的GaN基器件。与传统的MESFET器件相比, AlGaIn/GaN HEMTs具有高跨导、高饱和电流以及高截止频率的优良特性。而AlGaIn/GaN界面的二维电子气具有较高的迁移率, 较高的电子浓度等特性, 为发展室温的THz探测器提供了有力的保证。本学位论文以AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管为基础, 辅以提高效率的太赫兹波天线和滤波器, 来提高探测器的探测效率, 在室温下制作出了高灵敏度, 高响应度的室温太赫兹波探测器, 该探测器的响应度和灵敏度在国际同类器件中均处于领先水平, 相信本论文的研究成果将会对国内外太赫兹探测技术的发展起到积极的推动作用。本课题围绕以下几个方面展开具体工作:

(1) 针对HEMT器件的自热效应, 从AlGaIn/GaN HEMT 模型器件的基础研究出发, 提出和发展了适用于AlGaIn/GaN HEMT THz 探测器的自混频探测原理。

(2) 针对现有THz波发射源的缺陷(小功率和低效率), 通过时域有限差分法, 模拟和对比了不同结构的THz波接收天线的耦合效率, 创新性的提出和设计了高效的三极子蝶形共振天线。同时, 在引线电极和天线之间创新性的加入了一组低频滤波器, 既隔绝了天线高频耦合信号和引线电极低频耦合信号的相互影响, 有效减少了高频信号向引线电极的泄漏, 又起到了连接引线电极跟天线的的作用, 通过合理的设计, 器件的响应度在室温下达到了 1.05×10^3 V/W。

(3) 以带滤波结构和纳米栅的AlGaIn/GaN HEMT 探测器为例, 详细讨论和研究了探测器的制作工艺, 并对工艺参数进行了优化。

(4) 通过设计光路元件, 搭建和调试了完整的THz光电测试系统(探测系统和成像系统等), 并对THz探测器的光电响应进行了测试(光电流, 响应度和信噪比等)和分析。

(5) 通过研究器件的尺寸与探测效率的关系, 进一步优化和测试了探测器的性能, 使微米栅器件的响应度在室温下达到了 9.45×10^2 V/W, 并对器件进行了扫描成像, 频谱分析, 返波管光源扫描成像以及快速傅里叶光谱分析等应用研究。

关键词: AlGa_N/Ga_N HEMT , 太赫兹探测器, 三极子碟形共振天线, 二维电子气

Abstract

THz detection is a key technology for Terahertz science and technology. Accordingly, the requirements for the detectors with high sensitivity and signal-to-noise are tougher due to the deficit of powerful emitting devices. The AlGa_N/Ga_N HEMTs were fabricated based on the the material of AlGa_N/Ga_N heterojunction. Comparing with the conventional MESFET devices, AlGa_N/Ga_N HEMTs have many excellent characteristics such as high transconductance, high saturation current and high cutoff frequency. The high mobility, high electron density and other characteristics of 2DEG in the interface of AlGa_N/Ga_N provide a strong guarantee for the development of room temperature THz detectors. The AlGa_N/Ga_N HEMT detector operating at room temperature with high responsivity and sensitivity were studied as follows in this paper. The AlGa_N/Ga_N HEMT detector was integrated with high-efficiency terahertz antennas and filters. The observed responsivity and sensitivity of our HEMT detector at a high level in international. We believe that the measured results of this paper will play a positive role for the development of the terahertz detection technology in our country.

This paper focus on the following aspects specific works:

(1) The self-mixing detection mechanism of AlGa_N/Ga_N HEMT detectors was proposed and developed based on the self-heating effect of the AlGa_N/Ga_N HEMTs devices.

(2) Due to the deficit of powerful emitting devices (low power and low efficiency). The coupling efficiency of different THz wave resonant antennas were simulated and compared through the method of finite difference time domain. We proposed and designed an innovative triple-dipole resonance antenna for our HEMT detector. Meanwhile, we add a low pass filter between the resonant antenna and bonding pad. The aims of the filters is to minimize the negative interaction between the antennas and bonding pads. The responsivity of the HEMT detector can reach 1.05×10^3 V/W at room temperature based on the rational design.

(3) The process flow of AlGa_N/Ga_N HEMT with nano-gate and nano-filter was discussed and studied in detail, and the processing parameters were optimized for each step-by-step process.

(4) By designing the optical components for the experiment of THz detection,

we build an integrated THz electro-optical test systems (detection systems and imaging systems, and so on). The THz electro-optical response of AlGaIn/GaN HEMT detectors (including light current, response and signal-to-noise ratio, and so on) were tested and analyzed in this paper.

(5)By studying the relationship between the detectors' responsivity and antenna geometry, we find an effective way to improve the performance of THz detectors. The optimized HEMT detector can reach 9.45×10^2 V/W at room temperature. And we also research the THz imaging, spectrum analysis and scanning of THz facula.

Keywords: AlGaIn/GaN HEMT, THz detector, triple-dipole resonant antenna, 2DEG

目 录

摘要	i
Abstract	iii
目录	v
第一章 引言	1
1.1 太赫兹辐射	1
1.2 太赫兹波特性	2
1.3 太赫兹波探测器的研究现状	3
1.4 本文的主要研究内容和研究方法	8
第二章 AlGaIn/GaN HEMT 及其探测机理	11
2.1 GaN材料及其GaN器件优势	11
2.2 AlGaIn/GaN界面极化效应	13
2.3 界面势阱和2DEG的量子化状态	15
2.4 AlGaIn/GaN HEMT	17
2.5 AlGaIn/GaN HEMT的特性测试	20
2.6 AlGaIn/GaN HEMT THz探测器的探测机理	22
2.6.1 共振探测	22
2.6.2 非共振探测（自混频探测）	25
2.6.3 本章小结	29
第三章 FDTD 算法及THz天线和滤波器的设计	30
3.1 FDTD 算法及其基本原理	30
3.2 基于自混频探测原理的THz共振天线设计	33
3.2.1 天线的作用	33
3.2.2 天线结构的选取	35
3.2.3 三极子蝶形共振天线参数的确定	38

3.2.4	滤波器的作用及参数的确定	38
3.2.5	欧姆接触位置的选取	40
3.2.6	太赫兹偏振片	41
3.2.7	本章小结	42
第四章	AlGaIn/GaN HEMT 探测器的工艺开发及技术研究	44
4.1	探测器的整体结构和工艺流程	44
4.2	掩模板的设计	45
4.3	有源区隔离	46
4.4	ALD制备栅介质层	49
4.5	欧姆接触电极的制备	50
4.6	纳米栅及纳米滤波器的制备	52
4.7	天线的制备及其封装	54
4.8	本章小结	57
第五章	AlGaIn/GaNHEMT 探测器的性能测试	58
5.1	光电流测试装置	58
5.2	第一代探测器	58
5.3	第二代探测器（三极子蝶形共振天线）	59
5.4	第三代探测器（三极子蝶形共振天线+纳米栅+低通滤波器）	61
5.5	探测器的进一步优化	63
5.6	源漏偏压下的太赫兹光电流响应探究	66
5.7	响应度和噪声等功率	69
5.8	响应速度	74
5.9	频率响应	75
5.10	本章小结	76
第六章	太赫兹探测器的应用研究	78
6.1	线阵列探测器	78
6.2	二维扫描成像及BWO光斑测定	78
6.3	快速傅里叶光谱分析	80
6.4	本章小结	80

第七章 结论与展望	82
7.1 本文研究的主要内容和结论	82
7.2 本文研究的主要创新点	83
7.3 今后展开的工作	83
附录 A 各种探测器的性能指标对比	85
附录 B 工艺流程参数表	86
附录 C 光电流测试电路简化图	89
附录 D THz波扫描成像系统	90
参考文献	91
发表文章目录	99
致谢	101
简历	103

表 格

2.1	几种重要半导体材料的性能参数.....	12
2.2	GaN材料自发极化和压电极化相关参数.....	14
5.1	六个器件的特征参数.....	64
5.2	室温下不同器件的特征参数.....	66

插 图

1.1	THz 波在电磁波谱图中的位置	1
1.2	太赫兹光源器件的辐射功率图	4
1.3	测热辐射计原理图和实物图	5
1.4	高莱探测器原理图和实物图	6
1.5	热释电探测器实物图和等效原理图	6
1.6	肖特基二极管探测器实物图和等效原理图	7
1.7	场效应晶体管探测器的示意图和等效原理图	7
2.1	纤维锌矿Ga(Al)N晶体结构[65]	13
2.2	AlGa _N /Ga _N 结构中的各种电荷成分示意图	15
2.3	AlGa _N /Ga _N 异质结界面附近的电子势阱	16
2.4	AlGa _N /Ga _N HEMT器件结构图	18
2.5	封装好的AlGa _N /Ga _N HEMT 器件光学图(左图)和单个器件的SEM扫描图(右图)	21
2.6	(a)异质结结构中二维电子气体的子带; (b)异质结结构中二维电子浓度的自洽计算结果,图中的红色数据点为自洽计算得到的器件沟道电导(设定电子迁移率为 $1500\text{cm}^2/\text{Vs}$),该结果与实验结果(黑色线)相吻合。	21
2.7	深紫外曝光工艺制备的HEMT器件的输出特性(左图)。栅极调控沟道电导的测试结果(右图)。	22
2.8	场效应晶体管结构图(源极接地,入射太赫兹波在源漏电极之间产生一恒定的光电压,其值正比于太赫兹波的辐射功率)	23
2.9	(a)10 K温度下, InGaAs/InAlAs 晶体管对频率分别为1.8 THz, 2.5 THz和3.1 THz的太赫兹波的光响应; (b) 理论计算所得的光电压的最大峰位跟栅极电压的关系	24
2.10	GaAs HEMT 对频率为600 GHz的太赫兹波的非共振探测	25
2.11	漏电流对GaAs HEMT响应峰宽的调控	26
2.12	自混频探测的工作原理图	27

3.1	FDTD 离散中的Yee元胞	32
3.2	(a)矩形天线表面电场的二维分布图; (b)天线表面电荷分布图; (c)矩形天线对THz波频率的响应	34
3.3	(a)天线长度跟入射频率的变化关系; (b)天线宽度跟入射频率的变 化关系	35
3.4	矩形、对角和蝶形天线对THz波的响应	36
3.5	(a)-A传统的双偶极对称天线结构; (a)-B新设计的三极子共振天线; (b)两种天线对THz频率的响应	37
3.6	(a)感应电场的二维分布图; (b)栅下2DEG处沿x方向的横向和纵向 电场相位分布; (c)总的电场增强因子(2D)	37
3.7	三极子蝶形共振天线的长度和宽度对太赫兹波的响应	38
3.8	(a)独立三极子蝶形共振天线对THz的响应; (b)三极子蝶形共振天 线通过直导线跟引线电极相连, 及器件对THz波的响应; (c)三极 子蝶形天线通过滤波器跟天线相连, 以及器件对THz波的响应	39
3.9	滤波器的SEM图	40
3.10	滤波器的SEM图	40
3.11	欧姆接触位置对器件响应度的影响	41
3.12	不同占空比的偏振片性能	42
3.13	(a)偏振片实物图; (b)偏振片性能测试	42
4.1	探测器的三维结构示意图和核心部件放大图	44
4.2	探测器的三微示意图和核心部件放大图	45
4.3	掩膜版的设计	46
4.4	有源区隔离	49
4.5	原子层沉积原理示意图	50
4.6	(a)欧姆接触电阻方块实物照片; (b)传输线法测试欧姆接触电阻	52
4.7	带有杂质的欧姆接触(a); 具有良好表面形貌的欧姆接触	52
4.8	纳米栅和滤波器制作后的器件SEM照片	53
4.9	(a)拼接现象; (b)剥离不慎出现的反沉积现象	54
4.10	(a)去边后的曝光效果图; (b)无去边后的曝光效果图	55
4.11	封装后的待测芯片	56
4.12	(a)压焊参数不当引起的引线电极脱落或污染; (b)线阵列探测器上 的球型压焊效果图	57

5.1	探测器的光电性能测试装置图	59
5.2	(a)第一代探测器的SEM照片; (b)室温和低温下的光电流以及电导的导数随栅压的变化; (c)栅下2DEG附近沿x方向横向和纵向电场的分布	60
5.3	(a)-A 传统的双偶极蝶形天线探测器; (a)-B 新设计的三极子蝶形共振天线探测器; (b) 探测器A和B在室温和低温下的电学特性; 探测器A和B在室温和低温下对太赫兹波的光响应	61
5.4	双极子蝶形天线和三极子蝶形天线对太赫兹波的耦合效率对比图 ..	62
5.5	天线的极化性能测试	62
5.6	(a)天线跟引线电极通过直导线相连; (b)天线跟引线电极通过低通滤波器相连	63
5.7	(a)探测器A和B在室温和低温下的电导及电导的导数随栅压的变化曲线; (b)探测器A和B在室温和低温下的光电流	63
5.8	(a)不同器件的电导在室温下随栅压的变化; (b)不同器件的电导的导数在室温下随栅压的变化; (c)室温下所测得不同器件的光电流; (d)天线的增强因子随栅长的变化关系; (e)天线的增强因子随源漏天线间距的变化关系; (f)探测器# 4在室温和低温下的响应度	65
5.9	栅下2DEG平面内横向电场的二维分布图(a)和纵向电场的二维分布图; (c)栅下2DEG平面内横向电场和纵向电场的耦合效果图	68
5.10	光电流计算(a)和测试(b)随栅电压和源漏电压的变化关系图; (c) $V_S = V_D = 0$ V时, 光电流随栅压的变化关系; (d) $V_S = 1$ V时, 光电流随栅压的变化关系; (e) $V_D = 1$ V时, 光电流随栅压的变化关系	69
5.11	在室温和77 K, 对应频率937 GHz, 太赫兹响应度随栅压的变化 ..	70
5.12	(a)沟道直流电导受栅压控制的曲线; (b)由式(5.7)直流电导计算得到热噪声密度随栅压的变化曲线	72
5.13	在室温和77 K, 实测NEP和热噪声NEP随栅压变化曲线	73
5.14	在室温下, 利用频谱仪测试不同调制频率下太赫兹信号与本底热噪声	73
5.15	在室温, (a)太赫兹光电流及本底噪声电流频谱图, (b) 电流响应度及噪声频谱图	74
5.16	GaN 基HEMT, 热辐射计, 热释电探测器的最高调制频率曲线	75

5.17 绿色虚线为模拟得到的天线的频率响应曲线, 黑色虚线为衬底上下表面对THz波的干涉图, 实线为室温和低温下探测器对太赫兹频率的响应	76
6.1 1×9 探测器阵列的封装照片及部分放大照片(左图); (b) 1×9 探测器阵列的测试表征(右图)	79
6.2 (a) 对信封内的物品进行透射THz扫描成像; (b)对平行铝箔带、平行塑料带和硅基结构进行直接透射THz扫描成像; (c)焦点处太赫兹光斑的形貌及能量分布图	80
6.3 利用项目组研制的室温探测器作为太赫兹傅里叶变换光谱仪的探测器对331.5微米(905 GHz)的太赫兹光进行光谱测试; (a)动镜扫描速度为1 mm/s时测得的干涉图; (b)为经过傅里叶变换后的光谱, 插图 of 电流响应度随调制频率变化的曲线	81
A.1 各种探测器的性能指标对比	85
B.1 工艺流程参数表 I	86
B.2 工艺流程参数表 II	87
B.3 工艺流程参数表 III	88
C.1 光电流测试电路简化图	89
D.1 THz波扫描成像系统	90

第一章 引言

1.1 太赫兹辐射

THz波（太赫兹波）或称为THz射线（太赫兹射线）是从上个世纪80年代中后期，才被正式命名的，在此以前科学家们将其统称为远红外射线。THz (Terahertz, $1\text{ THz}=10^{12}\text{ Hz} \sim 1\text{ ps} \sim 300\text{ }\mu\text{m} \sim 47.6\text{ K}$) 辐射通常指的是波长在 $30\text{ }\mu\text{m} \sim 3\text{ mm}$ ($0.1\text{ THz} \sim 10\text{ THz}$) 区间的电磁波。

图 1.1给出了THz波段在电磁波谱中的位置。从频率上看，其波段位于电磁波谱中的微波和红外光之间[1-4]；从能量上看，在电子和光子之间。太赫兹频段是电磁波谱上由电子学向光子学过渡的特殊区域，也是宏观经典理论向微观量子理论的过渡区域，具有重要的科学价值和应用价值。在电磁频谱上，太赫兹波段两侧的红外和微波技术已经非常成熟，但是太赫兹波技术还不完善。究其原因，主要是缺乏有效的产生和检测THz波的手段，因此在很长一段时间内，涉及太赫兹波段的研究结果和数据非常少，从而形成了科学家们通常所说的“太赫兹空隙”（THz Gap）。

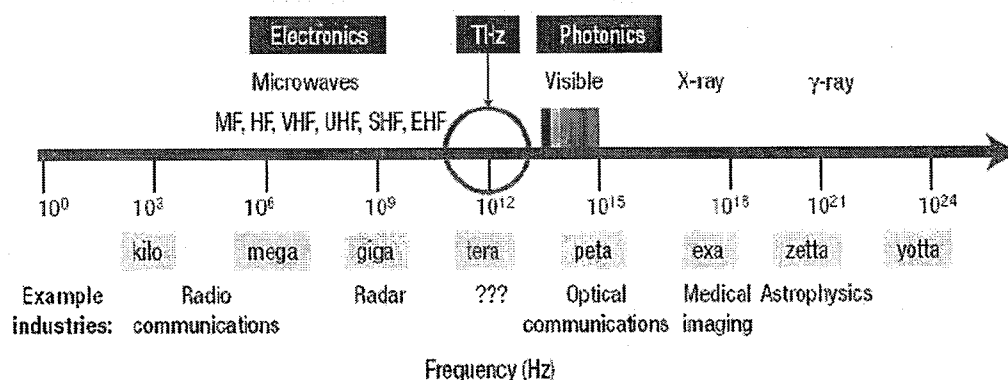


图 1.1: THz 波在电磁波谱图中的位置

由于太赫兹波的频率很高 ($0.1\text{ THz} \sim 10\text{ THz}$)，所以其空间分辨率也很高；又由于它的脉冲很短（皮秒量级）所以具有很高的时间分辨率。太赫兹成像技术和太赫兹波谱技术由此构成了太赫兹应用的两个主要关键技术。同时，由于太赫兹能量很小，不会对物质产生破坏作用，所以与X射线相比更具有优势。另外，由于生物大分子的振动和转动频率的共振频率均在太赫兹波段，因此太赫

兹在粮食选种, 优良菌种的选择等农业和食品加工行业有着良好的应用前景。

许多生物大分子的振动, 转动能级恰好位于THz波段, 那么利用对生化反应THz吸收光谱的研究可以得到反应中的生物分子运动信息。大多数极性分子, 如水分子, 氨气等对太赫兹辐射有强烈的吸收, 可以通过分析它们的特征谱研究物质成分或进行产品质量控制, 因此太赫兹光谱技术在分析和研究大分子方面有广阔的应用前景。由于宇宙中大部分电磁能是由微波背景构成的, 因此对它的测量可以帮助考察大爆炸后30万年的瞬象, 也能得到许多重要的宇宙参量的精确值, 还能有力地证明宇宙膨胀运动模型由暗能主导的。恒星的形成是由深层冷分子气体云发生重力坍缩所致, 而且气体云还包含了大量的星际尘埃。那些星际尘埃正是可见光与近红外光在气体云中不透明的原因所在。大部分气体在分子云中的温度很低, 大约在10 K ~ 20 K之间, 而且他们的辐射主要是在毫米波段内。因此, 太赫兹光谱测量是研究恒星和行星形成的强有力的工具。

总之, 太赫兹波的应用涉及有害生物和化学成份的探测[5, 6], 安全检查[7-11], 生物医学成像[12-15], 无损探伤[16, 17] 和天文观测[18-20]等众多领域。由于THz电磁波重要的应用前景, THz研究项目受到了广泛的重视。

2004年, 美国政府将THz科技评为“改变未来世界的十大技术”之一, 而日本于2005年1月8日更是将THz技术列为“国家支柱十大重点战略目标”之首, 举全国之力进行研发。我国政府在2005年11月专门召开了“香山科技会议”, 邀请国内多位在THz研究领域有影响的院士专门讨论我国THz事业的发展方向, 并制定了我国THz技术的发展规划。另外, 美国、欧洲、亚洲、澳大利亚等许多国家和地区政府、机构、企业、大学和研究机构纷纷投入到THz的研发热潮之中。THz研究领域的开拓者之一, 美国著名学者张希成博士称: “Next ray, T-Ray”。目前国内已经有多家研究机构开展太赫兹领域的相关研究, 其中首都师范大学, 是入手较早, 投入较大的一家, 并且在毒品和炸药太赫兹光谱、成像和识别方面, 利用太赫兹对非极性航天材料内部缺陷进行无损探测方面做出了许多开拓性的工作, 同时由于太赫兹射线在安全检查方面的独特优势, 首都师范大学太赫兹实验室正集中力量研发能够用于实景测试的安检原型设备。另外, 中科院上海微系统与信息技术研究所、中科院物理所、中科院应用物理所、中科院紫金山天文台、西安光机所、上海交通大学、首都师范大学、西安理工大学等单位都较早地开展THz课题研究工作。

1.2 太赫兹波特特性

由于物质在太赫兹波频段的发射、反射和透射光谱中包含有丰富的物理信息, 与其它波段的电磁波相比, 太赫兹辐射具有如下特性:

(1)太赫兹辐射是完全非电离的,其光子能量较低,对大部分生物细胞无害,适合于对生物组织进行活体检查.如利用太赫兹时域谱技术研究酶的特性,进行DNA鉴别等;

(2)太赫兹辐射的频率极宽,覆盖了各种包括蛋白质在内的大分子的转动和振荡频率.许多大分子在太赫兹辐射段表现出很强的吸收和谐振,构成相应的太赫兹“指纹”特征谱,这些光谱信息对于物质结构的研究很有价值;

(3)太赫兹辐射可以透过各种生物体、电介质材料以及气相物质,这些介质在太赫兹辐射段具有丰富的吸收和色散性质,通过测量并分析样品的太赫兹信号便可以获得关于材料中的物质成分和物理、化学以及生物学信息.另外,太赫兹辐射可无损穿透墙壁、布料,使其可以在某些特殊领域如安全检查等方面发挥作用;

(4)太赫兹辐射的频带宽度是微波的1000倍,是很好的宽带信息载体,特别适合局域网的宽带无线移动通信;

(5)太赫兹脉冲的典型脉宽在皮秒量级,不但可以方便的进行时间分辨的研究,而且通过取样测量技术,能够有效的抑制背景辐射噪声的干扰.目前,对太赫兹辐射强度测量的信噪比可大于 10^{10} ,远高于傅里叶变换红外光谱技术,这使得太赫兹非常适用于成像应用。

太赫兹辐射具有良好的时空相干特性,这为实现量子相干和量子控制提供了新的手段.而在高分辨率连续测量和时域测量两个方面的能力也极大地扩展了太赫兹光谱在天体物理和大气科学中的作用.以上这些特点决定了太赫兹技术在很多基础研究领域,主要包括目标探测(太赫兹雷达)、保密通信、对抗、敌我识别、隐藏武器探测、武器精确制导、军事领域及生物安全探测等方面。

1.3 太赫兹波探测器的研究现状

太赫兹辐射具有对生物材料高分辨率($100\text{ }\mu\text{m}$)成像的潜力,而且它的成像对比度机制和目前的成像技术不同,这使得太赫兹成像技术在生命科学和医学诊断学领域势必会与已有的成像技术相抗衡,甚至超越后者.在这一领域太赫兹成像有着巨大的潜力.它是研究生物医学和病理学的有力工具.尽管太赫兹技术的应用贯穿了几乎所有的科学领域(物理,化学和生物),太赫兹成像系统可以对物体的透射谱或反射谱信息进行分析和处理,最后得到物体的太赫兹图像.无论是在投射扫描成像还是反射扫描成像系统中,物体的信息最终都要通过探测器来分析.但是太赫兹波段仍然被人们习惯的称之为“太赫兹空隙”(THz Gap).其主要原因是现有的固态光子,电子太赫兹光源器件在 $0.3\text{ THz} \sim 3\text{ THz}$ 的辐射功率太小,如图1.2所示。

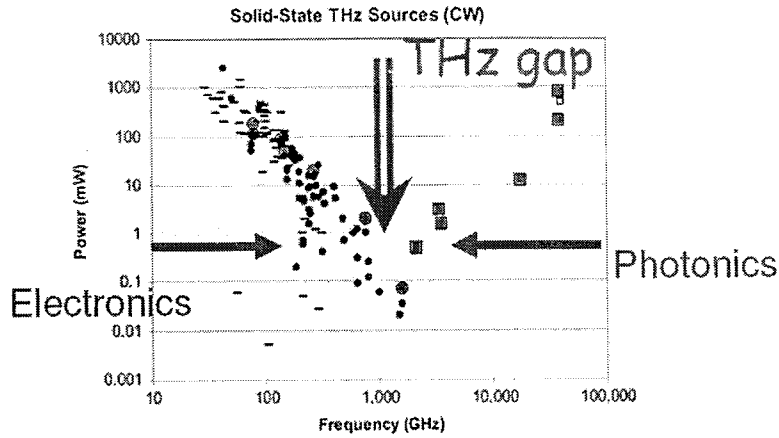


图 1.2: 太赫兹光源器件的辐射功率图

目前, 太赫兹信号探测技术从原理上可分为相干脉冲时域连续波探测技术和非相干直接能量探测技术两类。基于相干技术的太赫兹脉冲时域连续波探测技术采用与太赫兹脉冲生成相类似的方式进行相干探测, 一类探测方法称为太赫兹时域光谱技术; 另一类在太赫兹波低频端选用超外差式探测器。主要探测方法有热辐射探测法、傅里叶变换光谱法、时域光谱法、外差式探测法以及太赫兹量子阱红外光子探测。在太赫兹波段的开发和利用中, 探测太赫兹信号具有举足轻重的意义。因为, 一方面, 由于太赫兹辐射源输出功率低, 频率范围内热辐射背景噪声大、水蒸汽衰减严重等因素的影响, 从目标反射回来的太赫兹辐射信号更低, 与较短波长的光学波段电磁波相比, 太赫兹波光子能量低, 背景噪声通常占据显著地位。这就要求太赫兹探测器具有很高的探测灵敏度和频率分辨率。另一方面, 随着太赫兹技术在各领域特别是军事领域中的深入开展, 不断提高探测灵敏度成为必然的要求。

因此, 基于不同材料和不同探测原理的太赫兹波探测器也应运而生。[21-60] 目前, THz波探测器主要分为下面几大类:

(1) 测辐射热计(Bolometer): 只能做非相干探测和探测辐射功率大小。其原理是用一根电阻将温度为 T_0 的热源和吸收体连接起来, 然后对吸收体施加偏置功率为 P_{bias} 的偏置电场, 这时, 如果吸收体接收到辐射功率为 P_{signal} 的太赫兹辐射信号, 吸收体的温度会高于热源的温度。如果保持偏置功率不变, 当 P_{signal} 发生变化时, 电阻温度会相应发生改变, 如图1.3所示。测辐射热计的工作温度一般在1.6 K左右, 工作频率范围在0.1 THz ~ 100 THz间, 噪声等效功率(NEP)则约为 $4.5 \times 10^{-15} \text{ W}(\text{Hz})^{0.5}$, 响应度约为: $8 \times 10^6 \text{ V/W}$ 。但是测辐射热计有以下几个缺点: (1) 必须在低温环境中工作; (2) 用它进行测量所能

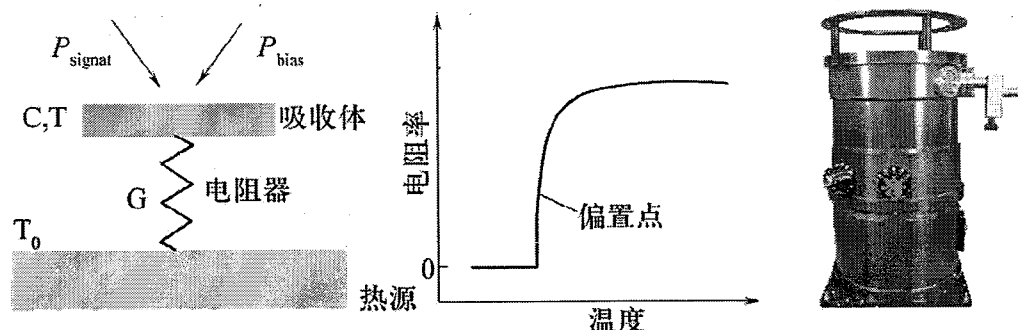


图 1.3: 测热辐射计原理图和实物图

够持续的时间要受到杜瓦瓶中低温冷却液体的制约；(3) 容易受各种热源，光源的干扰；(4) 不便于携带，使用时必须固定在一定的位置之处。

(2) 高莱探测器(Golay Cell): 其原理是: 当太赫兹辐射通过接受窗口照射到吸收薄膜上时, 吸收薄膜将能量传递给与之相连的气室, 使气体温度和气压升高, 一次驱动与气室相连的反射镜膨胀偏转, 通过光学方法探测反射镜的移动量, 就能间接的测量太赫兹辐射。这种探测器的优点是对波长可以不进行选择, 响应频段宽 ($0.1 \text{ THz} \sim 100 \text{ THz}$), 噪声等效功率低 ($10^{-13} \text{ W}/(\text{Hz})^{0.5}$), 响应度高 ($1.5 \times 10^5 \text{ V/W}$) 且能在室温下条件工作。但是高莱探测器也存在以下一些缺点: (1) 高莱探测器是一种精密仪器, 稳定性比较差; (2) 最大输出功率非常低, 因此不能把它加热到很高的温度, 如图1.4所示为高莱探测器的实物图和原理结构图, 其中, (a) 为高莱探测器的实物图, (b) 为高莱探测器的原理结构图, “1” 为接收窗口, “2” 为薄膜, “3” 为隔膜, “4” 为压强导管, “5、6、7” 为光学重新调焦系统, “8” 为LED二极管, “9” 为光电二极管。

(3) 热释电探测器(Pyroelectric Detector): 其工作原理是利用热释电材料的自发极化强度随温度而变化的效应制成的一种热敏型红外探测器, 如图 1.5 所示, 热释电材料是一种具有自发极化的电介质, 它的自发极化强度随温度变化, 可用热释电系数 p 来描述 $p = dP/dT$ 。其中, P 为极化强度, T 为温度。在恒温条件下, 材料的自发极化被体内的电荷和表面吸附电荷所中和。如果把热释电材料做成表面垂直于极化方向的平行薄片, 当红外辐射到薄片表面时, 薄片因吸收辐射而发生温度变化, 引起极化强度的变化。而中和电荷由于材料的电阻率高, 跟不上这一变化, 其结果是薄片的两表面之间出现瞬态电压。这种探测器在室温工作时的探测效率可以达到 $1 \times 10^9 \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ 。但是这种探测器是利用响应元件的温度升高来测量红外辐射的, 响应时间取决于新的平衡温度的建立过程, 时间比较长, 不能测量快速变化的辐射信号。

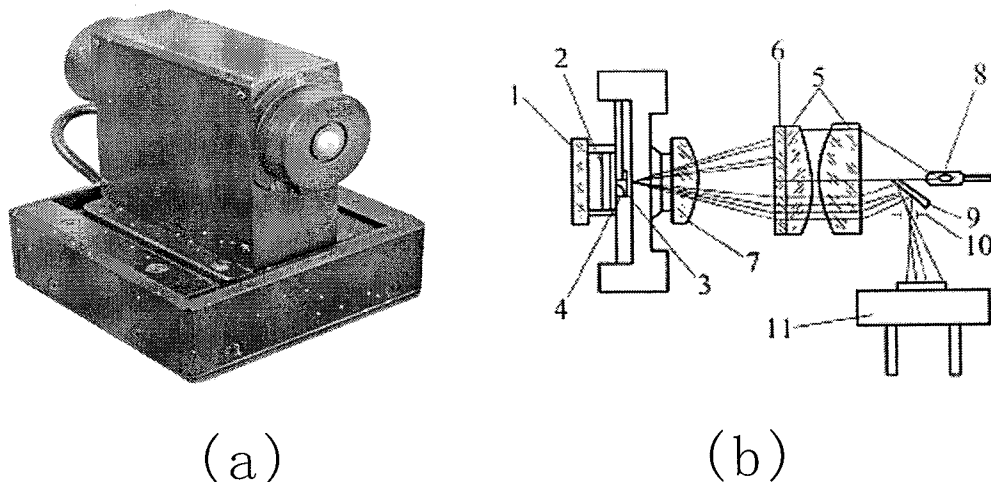


图 1.4: 高莱探测器原理图和实物图

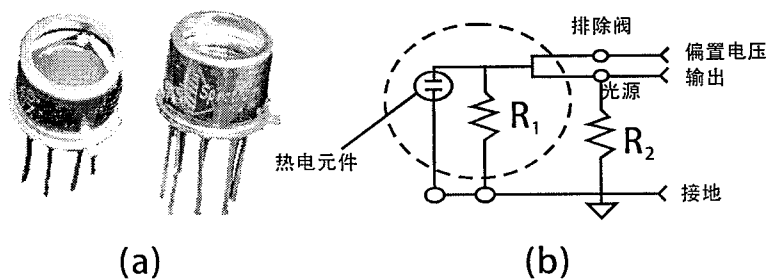


图 1.5: 热释电探测器实物图和等效原理图

(4) 肖特基二极管(Schottky Diode): 是一种低功耗, 超高速半导体器件, 一般以贵金属(铅、铂等)A为正极, 以n型半导体B为负极, 利用二者接触面上形成的势垒具有整流特性而制成的金属-半导体器件。肖特基二极管的工作频率可在0.6 THz以上, 等效噪声功率(NEP)约为 $10^{-8} \text{ W}/(\text{Hz})^{0.5}$, 其响应度在: $100 \text{ V/W} \sim 3000 \text{ V/W}$ 之间。其实物图和工作原理如图 1.6所示

(5) 场效应晶体管(Field Effect Transistor): 是近年来发展起来的一种连续可调的探测器。相对于电子器件, 等离子体波更容易实现弹道效应; 相对于利用子带间跃迁的光子器件, 等离子体波探测器并不需要工作在低温下。通过一层绝缘体或者宽带隙半导体把栅极跟2DEG隔开, 通过施加偏压对异质界面处二维电子气的浓度进行调控。等离子体共振探测器示意图和原理图如 1.7 所示。其中的二维电子气可以用流体动力学方程来分析, 2DEG中的等离子体波的

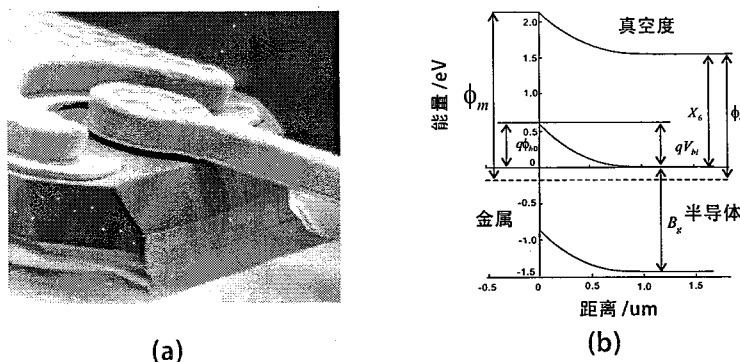


图 1.6: 肖特基二极管探测器实物图和等效原理图

色散与共振频率有如下的线性关系:

$$\omega_0 = \pi(1 + 2n)/2L\sqrt{4\pi e^2 nd/m\epsilon}. \quad (1.1)$$

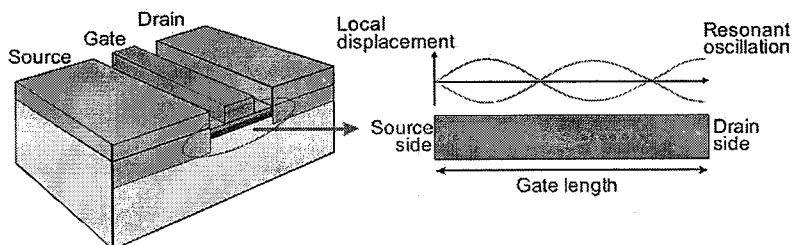


图 1.7: 场效应晶体管探测器的示意图和等效原理图

如果在源漏电极之间施加以稳定的源漏电流,则在一定的边界条件下,等离子体波可以产生一个稳定的直流电压,而它正比于辐射功率。

除了上述这五种探测器之外,还有一些探测器也能够对太赫兹波信号进行测量,如利用声子和电子散射冷却机制发展起来的热电子辐射计(HEB),通过光子分离库伯对的束缚能而释放出单电子的分离库柏对型探测器和超导隧道结探测器(STJ)和SIS隧道结混频器等。附录A是几种主要的太赫兹波探测器的性能指标对比。目前THz辐射的探测技术取得了长足的发展,随着太赫兹应用的广泛开展,对太赫兹波探测器的灵敏度和频率分辨率等性能也提出了越来越高的要求。受限于太赫兹辐射源的低输出功率和太赫兹频率范围内较高的热辐射背景噪声等因素,在不同适用环境和工作范围内各种太赫兹探测器相互补充。

综合比较上述各种探测器,可知Si Bolometer 和Hot Electron Bolometer对太赫兹信号热效应具有较高的灵敏度,而且Si Bolometer 是目前已被商品化

的太赫兹波段的直接探测器中最为灵敏的一种，它的NEP可以达到 $10^{-12} \sim 10^{-15} \text{ W}/(\text{Hz})^{0.5}$ 量级。HEB混频器的工作速度非常快，这一点使其成为最灵敏的太赫兹外差接收器，其噪声温度几乎接近于量子极限，多用于探测频率为1 THz以上的辐射信号，目前最高可探测频率约为5 THz。同时，这类探测器也存在一些不足：比如只能得到信号的幅度信息，无法得到其相位信息，而且需要工作在低温条件下。Golay Cell 探测器虽然可以工作在室温下，但是其高昂的制造成本和比较差的稳定性，也很难使其广泛的应用。而Schottky diode 和Si MOS 管的工作频率可达2.5 THz，但是它的探测灵敏度比较低，而且工作频率不可调等。SIS混频器以光子辅助隧穿机制为理论基础，多用于频率在1 THz以下范围的太赫兹信号探测，需要在液氮温度下工作，其NEP约为 $10^{-21} \sim 10^{-20} \text{ W}/(\text{Hz})^{0.5}$ 量级。通过分析附录A中各种探测器的性能指标不难发现，基于二维电子气共振探测和非共振探测原理的高电子迁移率晶体管具有：制作简单，加工成本比较低，探测效率高，响应速度快，频率范围可调，可以在室温下工作，而且器件结构较小，容易集成化和大规模应用。目前，苏州纳米所基于AlGaIn/GaN HEMT的太赫兹波探测器，在室温下的响应度已超过了3000 V/W，而且已经实现了 1×9 的线阵列探测器。并对器件进行了扫描成像，返波管频率扫描测试，快速傅里叶分析测试等应用研究。

1.4 本文的主要研究内容和研究方法

如前文所述，基于太赫兹波的固态探测器的研究，已经成为THz技术中的热点之一，近十年来，有关太赫兹技术方面的研究成果层出不穷，器件类型新颖奇特。但是对基于AlGaIn/GaN HEMT的太赫兹波探测器的研究现状而言，国内基本上仍处于理论基础研究阶段，而室温太赫兹波探测器件的研发也刚刚起步，因而AlGaIn/GaN HEMT太赫兹波探测器作为THz技术的研究热点具有强大的生命力和巨大的发展空间。同时，基于AlGaIn/GaN HEMT 的太赫兹波探测器的研究也存在一些不足和困难。因此针对现有的研究困难，本文主要从以下几个方面展开研究：

第一，基于AlGaIn/GaN HEMT的太赫兹波探测器的理论研究不够完善。尤其是非共振探测机理的研究明显滞后于实验上的进展。有必要详细分析非共振探测的物理机理，这对于指导AlGaIn/GaN HEMT太赫兹波探测器的研制和性能的提高有着重要的指导意义。因此，本论文的第二章，在前人研究的基础上，进一步发展和完善了基于自混频的探测理论。

第二，由于AlGaIn/GaN HEMT太赫兹波探测的工作原理实质上是由THz电场对2DEG浓度的调制效应引起的混频电流（自混频机理），因此高灵敏度的探

测器, 必然需要高效率的太赫兹天线来耦合信号。而基于不同工作原理的探测器, 所需要的天线结构也不同。而对与不同频段太赫兹波的探测又需要专门设计不同尺寸的天线。目前, 国内外对不同THz波段的天线设计的研究不够充分, 尤其是基于自混频原理的太赫兹天线设计的研究更是接近“空白”。因此本论文的第三章, 主要借助于FDTD时域有限差分法, 通过研究几种常见的天线结构对太赫兹波的耦合情况, 以及天线尺寸跟耦合频率的关系。模拟和设计了适合于太赫兹波段的三极子蝶形共振天线结构。同时考虑到真实器件的测试和应用, 对天线和引线电极的连接方式进行了改进, 即: 更换常用的直导线为低通滤波器, 从而隔离了天线和引线电极的高频交流信号的影响, 保证了天线的谐振性能, 进一步增强了2DEG对THz波的响应度。

第三, 目前国内真正以AlGaIn/GaN HEMT为基础, 并进行太赫兹波探测器设计和研制单位很少, 更多的研究是关于HEMT器件的跨导, 欧姆接触特性以及高频响应等。其工艺制作相对比较简单, 而真正的探测器则需要在HEMT的基础上集成太赫兹天线, 低通滤波器, 甚至涉及到50 nm量级以下线条的制备。又由于探测器对栅泄漏电流的要求特别高, 因而在器件的工艺制作方面具有很大的挑战性。需要不断的探索和尝试。

第四, 由于现有的商用太赫兹光源的辐射功率普遍偏低, 比如我们在测试中所使用的返波管, 辐射功率在nW量级, 而且辐射功率不稳定, 为探测器的光学响应测试带来很大的困难, 而真实的HEMT探测器的探测面积又很小($200\text{ }\mu\text{m} \times 200\text{ }\mu\text{m}$), 这就对器件的设计和工艺质量提出了很高的要求。同时又需要搭建一套高效、稳定的太赫兹光电测试系统。

第五, 在设计器件时, 虽然我们可以借助FDTD算法设计器件的结构, 但是理论值跟真实探测器的设计仍存在一定的差异, 同时为了分析探测器的光学特性, 以及天线对太赫兹波探测效率的影响, 我们从HEMT原型器件出发, 设计和发展了三代探测器, 并系统的研究了微米栅器件中, 天线结构对探测效率的影响。

第六, 探测器的最终目标是: 实用化和产业化。因此, 本论文在第六章重点介绍了自行研制的探测器的一些简单应用, 主要包括: 1×9 的线阵列探测器的设计与测试, 太赫兹扫描成像以及快速傅里叶光谱分析等。

本论文主要以AlGaIn/GaN 异质结的能带理论研究为基础, 深入分析了异质结处二维电子气的形成原因以及HEMT器件的经典电学特性, 继承和发展了基于非共振原理的自混频探测。通过FDTD模拟方法, 研究和对比了多种天线结构对太赫兹波的耦合效率, 最终以微机械加工技术为手段, 设计、加工和测试了带有三极子蝶形共振天线和纳米低通滤波器的高灵敏度室温探测器。通

过进一步研究天线的特征尺寸跟耦合效率的关系，在实验上进一步优化了器件的性能，使微米量级的单栅HEMT器件在室温下达到了 9.8×10^2 V/W的响应度。同时，我们也深入开展了一系列探测器的应用研究，主要包括： 1×9 的线阵列探测器的加工和测试、扫描成像，返波管光斑扫描，以及快速傅里叶分析等。经过三代探测的不断优化和测试，目前纳米所的探测器在室温下已经突破了 1×10^3 V/W的响应度，器件的各项指标均在国际和国内处于领先水平。填补了我国GaN基HEMT THz探测器研制的“空白”。

第二章 AlGaIn/GaN HEMT 及其探测机理

AlGaIn/GaN HEMTs(high electron mobility transistors)也称作异质结场效应晶体管HFETs (heterostructure field effect transistors) 或调制掺杂场效应晶体管MODFETs (modulation doped field effect transistors), 是以AlGaIn/GaN异质结材料为基础而制造的GaN基器件。GaN基材料具有禁带宽、成键离子性强以及晶体中存在强烈的自发极化效应等特点。与传统的MESFET器件相比, AlGaIn/GaN HEMTs 具有如下显著的优点: 较高的二维电子气浓度。由于AlGaIn/GaN异质结特有的极化效应, 已经测量到的二维电子气的浓度高达 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 而且由于势阱中的电子与施主杂质在空间上是分离的, 电子迁移率得以大大地提高, 表现为HEMT器件具有高跨导、高饱和电流以及高截止频率的优良特性。

2.1 GaN材料及其GaN器件优势

在半导体产业的发展中, 一般将Si, Ge称为第一代半导体材料。而将GaAs, InP, GaP, InAs, AlAs及其三元、四元合金称为第二代半导体材料。宽禁带($E_g > 2.3 \text{ eV}$) 半导体材料近十年来发展非常迅速, 成为第三代半导体材料即禁带宽度大于 2.2 eV 的宽禁带半导体材料, 包括CdS(2.42 eV)、SiC(3.2 eV)、ZnO(3.32 eV)、GaN(3.42 eV)、ZnS(3.68 eV)、金刚石(5.45 eV)、AlN(6.20 eV)等。GaN作为第三代半导体材料的主要代表, 在电子器件方面的研究相对比较成熟, 具有禁带宽度大, 临界击穿电场高, 热导率高, 电子饱和速率高, 介电常数小等优点, 具有前两代半导体(Si和GaAs)所不能比拟的潜力, 在光电子器件和高温高频大功率微电子器件等方面有广泛的应用前景。[61-63]是目前世界半导体材料和器件研究领域中的热点。对微电子和光电子领域来说, 二十世纪存在的问题和二十一世纪的发展趋势是人们关心的焦点。高速仍然是微电子的追求目标; 高温、大功率、抗辐照等还是没有很好解决的问题。光电子的主要发展趋势是全光谱的发光器件, 特别是短波长(绿光、蓝光、以至紫外波段)LED和LD, 光电集成(OEIC)是人们长期追求的目标。由于光、电材料的不兼容性, 目前还没有很好地实现。事实上, 由于第一代和第二代半导体材料本身的性质, 决定了上述问题是不可能在前两代半导体材料体系中得以解决的。以温度特性为例, 对第一代半导体材料, Si工艺的器件、电路工作温度不能超过 130°C ; 而第二代半导体材料的GaAs 工艺产品也最多可以工作到 200°C 。

表 2.1: 几种重要半导体材料的性能参数

物理性质	<i>Si</i>	<i>GaAs</i> <i>AlGaAs/GaAs</i>	<i>4H-SiC</i>	<i>GaN</i> <i>AlGaN/GaN</i>
禁带宽度 E_g/eV	1.11	1.43	3.2	3.4
相对介电常数 ϵ	11.4	13.1	9.7	9.8
击穿电场 $E_B/(Vcm^{-1})$	6×10^5	6.5×10^5	3.5×10^6	3.5×10^6
电子饱和速度 $v_s/(cms^{-1})$	1×10^7	1×10^7 (2.1×10^7)	2×10^7	1×10^7 (2.7×10^7)
电子迁移率 $\mu_n/(cm^2(Vs)^{-1})$	1500	8500 (10000)	700	900 (2000)
热导率 $k/(Wcm^{-1}K^{-1})$	1.5	0.5	4.9	1.3
工作温度/ $^{\circ}C$	175	175	650	600
抗辐照能力/ rad	$10^4 \sim 10^5$	10^6	$10^9 \sim 10^{10}$	0^{10}
JMF	1	5	136	246
BFOM	1	9	13.5	39

与第一、第二代材料相比,从表2.1可以看出,第三代宽禁带半导体材料具有能隙更宽、饱和电子速率更高、击穿电压更大、介电常数更小、导热性能更好等特点。对GaN而言,其化学性质更稳定、耐高温、耐腐蚀,非常适合于制作抗辐射、高频、大功率和高密度集成的电子器件以及蓝、绿光和紫外光电子器件。其在微波大功率应用方面的前景已逐渐显现。在GaN基材料制作的晶体管中,目前研究最多的是AlGaN/GaN HEMT。它不仅具有输出功率大,截止频率高的优点,还具备对恶劣工作条件的承受能力,可望在传统器件所不能胜任的高温、强辐射环境中得到应用。所有这些优良的性质,很好的弥补了前两代半导体材料本身固有的缺点,从而成为飞速发展的研究前沿。

在上表中,Johnson品质因数JMF和Baliga品质因数BFOM是表征半导体材料高频大功率应用潜力的指标[64]:

$$JMF = (E_B v_s)^2 (4\pi^2). \quad (2.1)$$

$$BFOM = \epsilon \mu_n E_B^2. \quad (2.2)$$

其中, ϵ 为材料的介电常数, μ 为二维电子气迁移率, E_B 为击穿电压, v_s 为电子的饱和漂移速度。从表2.1中可知GaN材料具有明显的优势。

与同为宽禁带半导体的SiC不同, GaN基材料易于制作异质结, 调制掺杂的AlGaN/GaN 结构在常温下可具有 $1500 \sim 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 的高电子迁移率, 这使其在高频微波器件制造中比SiC更具优势。AlGaN/GaN HEMT二维电子气密度很高, 通常可达 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 是AlGaAs/GaAs HEMT的4-5倍, 这主要是由于GaN基材料都是强极化材料, 自发极化效应和由晶格失配引起的压电极化效应在AlGaN/GaN 界面造成了大量的固定正电荷, 这直接导致了高面密度二维电子气的形成。

2.2 AlGaN/GaN界面极化效应

GaN材料体系以异质结方式大量地应用在光电和电子器件方面, 这也是推动GaN材料向高水平发展的动力之一。通常用于制作HEMT器件的GaN和AlGaN晶体为纤维锌矿, 如图 2.1所示。其晶体结构属于 C_{6v} 空间点群, 具有唯一的对称轴, 即极轴, 因而其在没有应力的条件下具有自发极化。又因晶体结构中没有中心对称性, 具有压电极化。

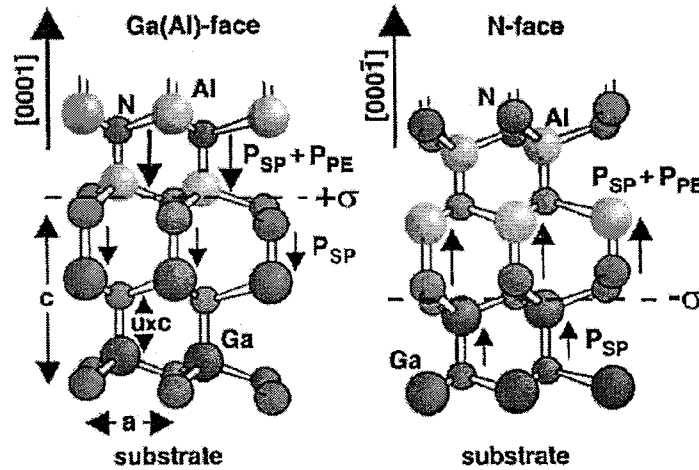


图 2.1: 纤维锌矿Ga(Al)N晶体结构[65]

当没有外加电场时, 总极化场 P_{tot} 由自发极化场 P_{sp} 和压电极化场 P_{pe} 两部分组成

$$P_{tot} = P_{sp} + P_{pe}. \quad (2.3)$$

表 2.2: GaN材料自发极化和压电极化相关参数

P_{sp}	c_0/a_0	$e_{33}(C/cm^2)$	$e_{31}(C/cm^2)$	C_{13}	C_{33}
-0.029	1.6259	0.763	-0.49	<i>exp.</i> : 70, <i>cal.</i> : 103	<i>exp.</i> : 379, <i>cal.</i> : 405

在AlGaIn/GaN异质结结构中, 自发极化的情况如图 2.1所示。Ga面材料对应于Ga在(0001)层面的顶部, 自发极化指向衬底, 与(0001)向正好相反, 在N面材料的情况下, N原子占据了(0001)层面的顶部, 自发极化指向表面。自发极化效应导致GaN和AlGaIn晶体在没有应变时内部存在极化电场, 这两种材料界面处产生了束缚电荷($\sigma = P_{AlGaIn} - P_{GaN}$)。由界面束缚电荷形成的强电场限制了自由电子, 从而形成了2DEG。

III族氮化物GaN、AlN和InN等另一个极为重要的性质就是都具有很强的压电效应, 这是其他III-V族半导体如GaAs和InP所不具备的特点。同时六角结构的III族氮化物普遍展现出比立方结构更大的压电系数, 高于其他III-V族半导体一个数量级, 压电极化效应是指晶格受力形变而产生极化电场。在AlGaIn/GaN异质结中应力主要来自于晶格失配。沿极轴的压电极化在应变层处于张/压应变时与自发极化方向相同/相反。根据Bernardini和Fiorentini的研究结论[66], 压电极化强度 P_{pe} 可由压电系数 e_{31} 和 e_{33} 表示为:

$$P_{pe} = e_{33}\epsilon_z + e_{31}(\epsilon_x + \epsilon_y). \quad (2.4)$$

这里 a_0 和 c_0 为晶格处于平衡状态时的晶格常数。其中, $\epsilon_z = \frac{c-c_0}{c_0}$ 为沿C轴方向的应力形变, $\epsilon_x = \epsilon_y = \frac{a-a_0}{a_0}$ 为六边形平面内的应力形变, 这个形变是各向同性的。这两种形变之间存在着一定的关系:

$$\epsilon_z = -2\frac{C_{13}}{C_{33}}\epsilon_x. \quad (2.5)$$

这里, c_{ij} 是弹性张量, e_{ij} 是压电系数。下面采用静电学的基本原理分析2DEG的直接来源。图 2.2为AlGaIn/GaN异质结的导带示意图。该结构包含如下的空间电荷组分[67, 68]: (1) 2DEG的电子电荷 $-q_{ns}$; (2) AlGaIn表面极化电荷 $-\sigma_{pol}$; (3) AlGaIn/GaN界面极化电荷 σ_{pol} ; (4) 势垒层中电离施主电

荷 σ_{AlGaN} ; (5) 电离表面态电荷 $\sigma_{surface}$; (6) 缓冲层电荷 σ_{buffer} , 由于通常缓冲层是高阻 $\sigma_{buffer} = 0$

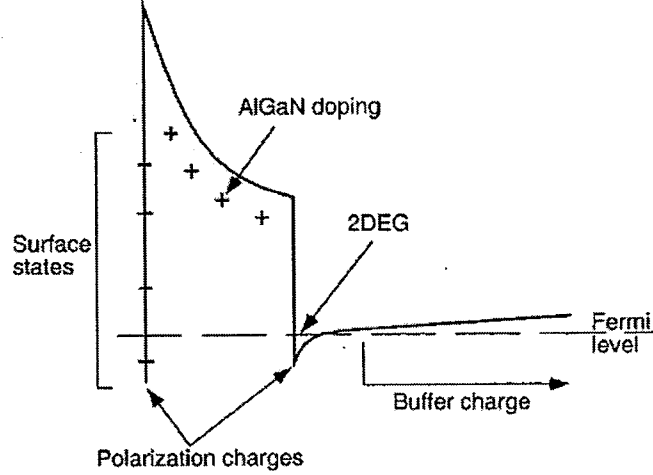


图 2.2: AlGaN/GaN 结构中的各种电荷成分示意图

由于GaN基材料具有较强的自发极化效应和压电极化效应, 其形成总的极化效应在Ga面上的AlGaN/GaN异质结中会导致高浓度的2DEG。由于AlGaN的禁带宽度要大于GaN, 这种带隙差导致了在异质结的界面处带边的断续, 重掺杂的n-AlGaN层中的电子将转移到非掺杂的GaN一侧, 而电离施主仍留在AlGaN一侧。界面附近能带发生弯曲, AlGaN一侧形成势垒, GaN-侧形成三角形势阱, 积累在势阱中的电子在空间上与施主母体是分离的。因而电子在垂直于界面的方向(z方向)上运动被限制在很窄的阱中, 在平行界面方向上却是运动自由的, 被称为二维电子气(2DEG)。

2.3 界面势阱和2DEG的量子化状态

对于AlGaN/GaN异质结构, 其异质界面处的二维电子气密度与界面处导带不连续值和AlGaN势垒层极化密切相关。GaN的禁带宽度为3.42 eV, AlGaN的禁带宽度随Al组分的变化遵循公式:

$$E_g(x) = xE_g(AlN) + (1-x)E_g(GaN) - x(1-x). \quad (2.6)$$

导带不连续值由下式求得

$$\Delta E_c = 0.7[E_g(x) - E_g(0)]. \quad (2.7)$$

其中 $E_g(\text{AlN}) = 6.13 \text{ eV}$, $E_g(\text{GaN}) = 3.42 \text{ eV}$

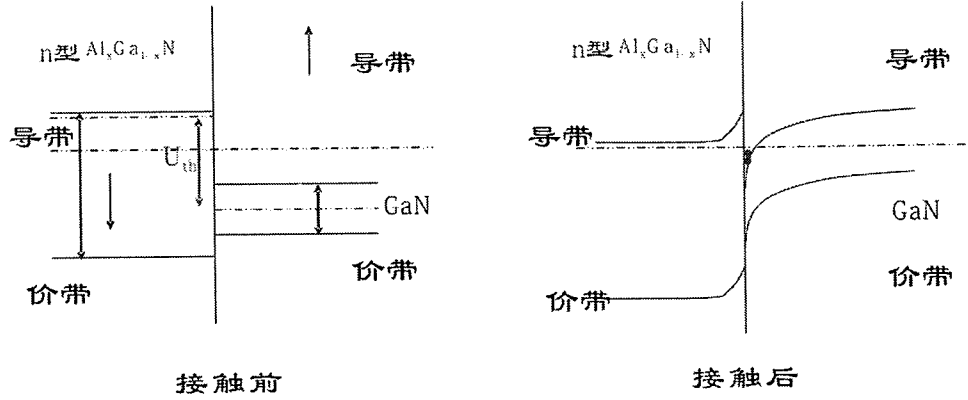


图 2.3: AlGaIn/GaN 异质结界面附近的电子势阱

例如在本课题的研究中, 异质结材料的Al组份是0.27, 即 $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$ 中 $E_c = 0.5346 \text{ eV}$ 。这使得在AlGaIn/GaN异质结界面处造成一个很深的势阱, 从而增强了对2DEG的空间限制。如图2.3所示, 电子在垂直于界面的 z 方向运动受到势阱的约束形成更大的导带差。由于非掺杂的窄带材料一侧的势阱中的电子与宽带中电离施主空间上是分离的, 减弱了二者之间的杂质散射作用, 电子迁移率显著增加, 而且在宽带材料高掺杂的情况下, 仍可获得较高的载流子迁移率。因此在很大程度上缓解了传统MESFET器件中掺杂浓度与迁移率之间的突出矛盾, 得到了有较高电导率的导电沟道。这个独特的性质使得AlGaIn/GaN HEMT器件具有良好的电学特性。

实际上AlGaIn/GaN异质结有限高势垒的情况与无限高势垒有所区别, 垂直于异质结界面的电场造成一个势阱, 电子在该方向的运动受到约束, 但仍可用三角形近似方法做分析, 去描述二维电子气的量子化行为。按照量子力学的观点, 电子在垂直于界面方向的运动应被量子化, 其能量分布为不连续的分立能级。而电子在平行于界面方向的运动是自由的, 其能量连续分布。需要求解Schroedinger方程得到势阱中的波函数和能量的本正值:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} \right] \varphi + (eV(z) + \Delta E(Z)) = E\varphi. \quad (2.8)$$

二维电子气在三角势阱中的边界条件为:

$$\begin{aligned} V(z) &= \infty (z \leq 0) \\ V(z) &= Fz (z \geq 0). \end{aligned} \quad (2.9)$$

这里 F 为界面势阱中的电场， $V(z)$ 为电势。

利用上述边界条件，求解方程2.8可得：

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2}(E_i - qFz)\varphi(z) = 0. \quad (2.10)$$

其中 m^* 为垂直于界面方向上的电子有效质量， E_i 是分立能级。第 i 子带中波矢为 k 的电子具有能量

$$E_i(k) = E_i + \frac{\hbar k_1^2}{2m_1^*} + \frac{\hbar k_2^2}{2m_2^*}. \quad (2.11)$$

其中 k_1 和 m_1^* ，分别为 x 方向电子波矢和有效质量， k_2 和 m_2^* 则对应为 y 方向的电子波矢和有效质量。

2.4 AlGaIn/GaN HEMT

High Electron Mobility Transistors 高电子迁移率晶体管，简称HEMT，是一种异质结场效应晶体管，为MESFET的变型。此术语由富士通(Fujitsu)公司提出。高速电子迁移率晶体管，就是利用半导体异质结构中杂质与电子在空间能被分隔的优点，因此电子得以有很高的迁移率。在此结构中，改变栅极(gate)的电压，就可以控制由源极(source)到漏极(drain)的电流，而达到放大的目的。载流子的迁移率主要受晶格热振动和电离杂质两种散射作用而降低。电离杂质散射是增加载流子浓度和提高载流子迁移率矛盾产生的根源。HEMT与其它场效应管的主要区别是它包含一个由宽带隙材料（如AlGaIn）和窄带隙材料（如GaN）构成的异质结。利用这种无杂质散射的二维电子气作为导电沟道，沟道中的电子浓度受到栅电压的调制，在栅极两侧设置源区和漏区。

本节设计和测试了具有高电子浓度和高电子迁移率的AlGaIn/GaN HEMT器件，如图2.4所示。生长出的异质结材料在室温下的霍尔测量表明二维电子气的浓度高达 $1.4 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ ，电子迁移率为 $1451 \text{cm}^2/\text{Vs}$ 。其核心部分为n-AlGaIn/GaN HEMT结构。其材料结构从下到上依次是c面(0001)蓝宝石衬底， $2 \mu\text{m}$ 厚的GaN缓冲层， 1nm 的AlN插入层和 22nm 的AlGaIn以及 2nm 的GaN帽层。本课题研究选择的衬底材料主要为c面(0001)蓝宝石。选择蓝宝石做衬底的原因是因为它同纤锌矿GaN一样具有六方对称，其制备工艺成熟，价格便宜、处理和预清洗方便，在 1000°C 仍然稳定，满足GaN的MOCVD外延生长条件。因此，蓝宝石目前是生长III-V氮化物使用最广泛的衬底。但是蓝宝石做衬底的不利因素是其与GaN之间的晶格失配率达13.8%，且蓝宝石的热导性较差，会导致功率管的效率降低。由于晶格常数差别较大，直接在蓝宝石或SiC衬底上

外延生长GaN的质量很不理想，通常在衬底上首先在低温条件下生长一薄层多晶AlN或GaN作为缓冲层，缓冲层在衬底表面提供稠密的成核粒，有利于外延生长GaN单晶层，迁移率也比不用缓冲层提高约10倍。在本课题的研究中，由于实验条件受限没有生长缓冲层，而是直接生长了一层2 μm 厚的本征GaN层。而AlGaN势垒层中的特意掺杂主要为沟道势阱提供了传导电子。势垒层也可以不掺杂，AlGaN/GaN异质结强大的极化电场本身就能形成高密度的2DEG。

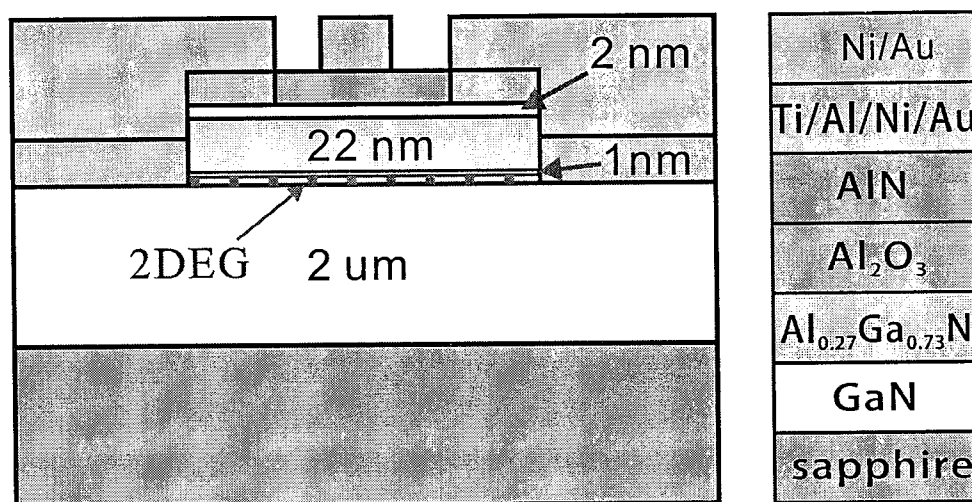


图 2.4: AlGaN/GaN HEMT器件结构图

而AlGaN势垒层中的特意掺杂主要为沟道势阱提供传导电子。势垒层也可以不掺杂，AlGaN/GaN异质结强大的极化电场本身就能形成高密度的2DEG，[69, 70] 沟道电子可能来源于各层的背景杂质[32]。

但是在实际的设计和应用中，由于AlGaN/GaN界面晶格的不匹配度较高，有较强的压电极化效应，由于AlN可以提供一个更深的势阱，它比AlGaN/GaN异质结中的0.15 μm 的势阱大了五倍还要多，因此插入层可以有效的提高2DEG的面密度，但是随着AlN层厚度的增加，AlGaN内势阱的深度逐渐变小，同时与GaN缓冲层形成的势垒也随着下降，这就造成对2DEG的限制越来越小，以至于2DEG内的电子可能跃迁进入GaN内的陷阱能级，从而导致2DEG的面密度下降，所以一般选择比较薄得AlN插入层（1 nm）。最上层的材料是窄禁带的2 nm的GaN帽层，不仅充当了隔离沟道与栅电极的氧化层，并且还可以充当传导电子的供给层。

为了更好的测试和加工高质量的HEMT，有必要先了解一下HEMT晶体管的工作原理和电学特性：

直流特性：电流电压特性是HEMT晶体管直流能力和交流跨导 G_m 的综合体现，也是晶体管电学性能的重要特征。AlGaN/GaN HEMT分为长栅和短栅器件。在长栅器件中，电子漂移速度没有达到饱和，而在短栅器件中，电子以饱和和漂移速度运动。长栅器件饱和区的电流—电压关系为：

$$I_{Dsat} = qW\mu/L \int_{V_G - V_{Dsat}}^{V_{GE}} n_{2D}(\mu) d\mu. \quad (2.12)$$

式中 L 为栅长， W 为栅宽， μ 为电子的迁移率， V_G 为栅电压， V_{Dsat} 是电流达到饱和时的漏电压， n_{2D} 为二维电子气浓度。

对于短栅长器件，饱和区的电流电压表达式为：

$$I_{Dsat} = (qV_{sat}/V_{Dsat})[n_{2D}V_{GS} - n_{2D}(V_G - V_{Dsat})]. \quad (2.13)$$

跨导：一个电路单元的输出电流与该单元的输入电压的比值，这个电路单元通常指放大器。在MOS管中跨导也是一个重要的参数，它是衡量输入栅压变化时，漏电流变化的物理量。跨导的大小反映了栅源电压对漏极电流的控制作用。在转移特性曲线上，跨导为曲线的斜率单位是S（西门子），一般用mS。这个值越大，表示晶体管的栅控能力越强。另外，提高跨导还是降低器件噪声的一个重要途径。跨导的定义为：

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=C}. \quad (2.14)$$

对应长栅器件饱和区的跨导为：

$$G_m = (qW/L)n_{2D}V_{GS}. \quad (2.15)$$

对于短沟道的GaN基HEMT器件，当源漏之间加工作电压以后，二维沟道中的电子便以饱和速度运动，饱和区单位栅宽跨导的表达式为：

$$G_m = qW_D V_{sat} n_{2D} V_{GS}. \quad (2.16)$$

漏电导：两个导体之间的漏电流 I 与它们之间的电压 U 的比值为该导体系统的漏电导，用 G 表示，它描述了源、漏之间电压对漏极电流的控制作用。并定义为栅源电压等于常数时，微分漏电流与微分漏源电压之比。即：

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=C}. \quad (2.17)$$

阈值电压：通常将传输特性曲线中输出电压随输入电压改变而急剧变化转折区的中点对应的输入电压称为阈值电压。在描述不同的器件时具有不同的参数。如MOS管，当器件由耗尽向反型转变时，要经历一个Si表面电子浓度等于空穴浓度的状态。此时器件处于临界导通状态，器件的栅电压定义为阈值电压。对于耗尽型的AlGaIn/GaN HEMT而言，当在肖特基栅上加一定的负偏压时，将会耗尽沟道中的2DEG，这一电压即为晶体管的阈值电压。它是HEMT器件最重要的电学参数之一。在不考虑沟道背景电离杂质的条件下，通过求解电荷的泊松方程，可以得到阈值电压的表达式为：

$$V_{th} = \varphi_B - \frac{qN_s}{C_{HEMT}} - \frac{\Delta E_C}{q}. \quad (2.18)$$

这里 φ_B 是栅金属和AlGaIn势垒层之间的势垒高度，由此可见，阈值电压除了决定于器件的材料和结构本身外，还受到许多其他参数的影响，包括肖特基势垒高度、AlGaIn/GaN界面的导带断续以及GaN一侧2DEG耗尽状态下的导带形状等。Au和Ni的势垒高度分别为1 V和0.6 V，由于Ni和AlGaIn之间良好的接触性质，所以多被选用做栅金属，本文制备的HEMT探测器也采用这种栅金属结构。 N_s 是AlGaIn势垒层的掺杂浓度。

2.5 AlGaIn/GaN HEMT的特性测试

本节使用前置放大器，锁相放大器等精密半导体参数测试仪对栅长2 μm ，栅宽为6 μm 的单栅AlGaIn/GaN HEMT进行了性能测试（其中器件栅氧化层厚度为10 nm），每个pad的面积是100 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ，整个器件是通过低温胶粘附在一个陶瓷的chip carrier上，并跟chip carrier上的pad进行超声压焊，如图2.5所示，左图为器件封装后的光学显微照片，右图为单个器件的SEM放大顶视图，单个器件的面积约为250 $\mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ 。

AlGaIn/GaN异质结中二维电子气体的浓度和迁移率是本课题研究的前提，没有足够高的电子浓度就不可能获得具有太赫兹频率的低维等离子体波，没有足够高的电子迁移率就不能实现从电子能量向太赫兹波辐射的高效转换。如图2.6所示，首先我们对AlGaIn/GaN异质结中二维电子气体的浓度和电导进行了自洽计算和测试，器件的计算结果跟实验测试结果吻合的较好。

图2.7(a)为HEMT器件的输出特性。在对器件的电学性质进行测量时，源漏电压从0 V到4 V扫描，栅压从-5 V到0 V变化，每0.5 V为一个栅压变化单

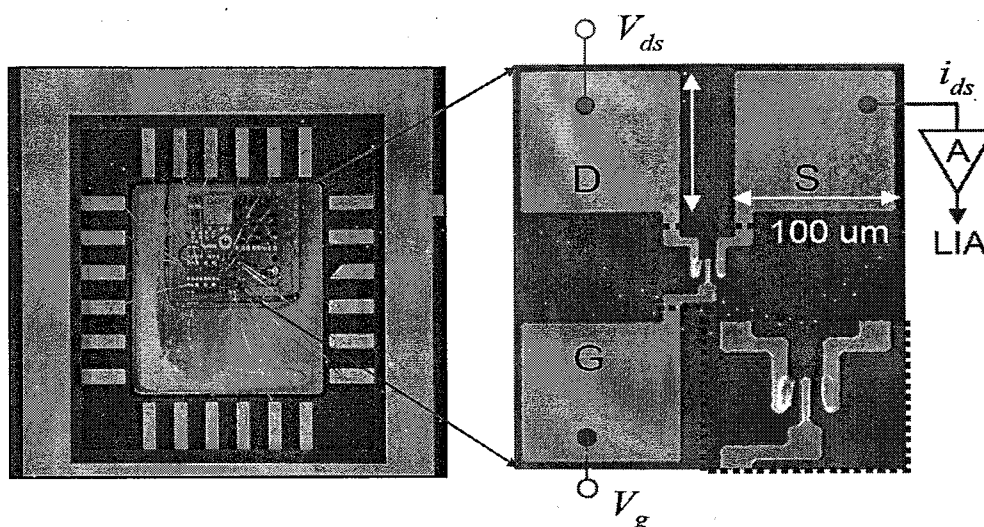


图 2.5: 封装好的AlGaIn/GaN HEMT 器件光学图(左图)和单个器件的SEM扫描图(右图)

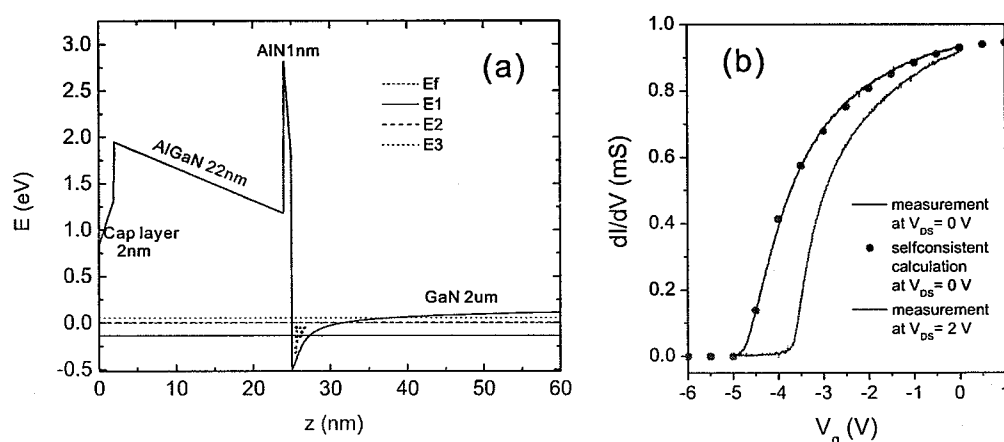


图 2.6: (a)异质结结构中二维电子气体的子带; (b)异质结结构中二维电子电子浓度的自洽计算结果,图中的红色数据点为自洽计算得到的器件沟道电导(设定电子迁移率为 $1500\text{cm}^2/\text{Vs}$),该结果与实验结果(黑色线)相吻合。

位,表现出理想的场效应晶体管特性,其源漏电压可以高达15 V(现有电源的最高电压输出),未见电流崩塌现象,表明AlGaIn/GaN材料较高的晶体质量。可以看出器件有良好的栅控能力和较好的负击穿电压。图 2.7(b)为电子沟道电导随栅极电压调控的转移特性曲线,栅下电子气体的浓度可以从本征浓度($n_0 = 1.4 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$)连续调节至耗尽状态。栅压从-5V到0V扫描,源漏电压从0V到2V扫描,每0.2 V为一个变化单位,可以看出器件对2DEG的浓度有良好的调控能力。综合AlGaIn/GaN HEMT 的电学性质和器件优势,可以得出: (1)

AlGaN/GaN HEMT 有一层天然的2DEG导电沟道；(2) 通过调节栅压进而改变电子气的浓度，可使等离子体波的振荡频率工作在THz波段；(3) 2DEG距离表面比较近一般只有23 nm，便于耦合THz波；(4) 可在室温下工作；(5) 响应速度快等优点。如果辅以理想的THz天线或者波导等耦合器件，便可以制作出性能优越的THz探测器。

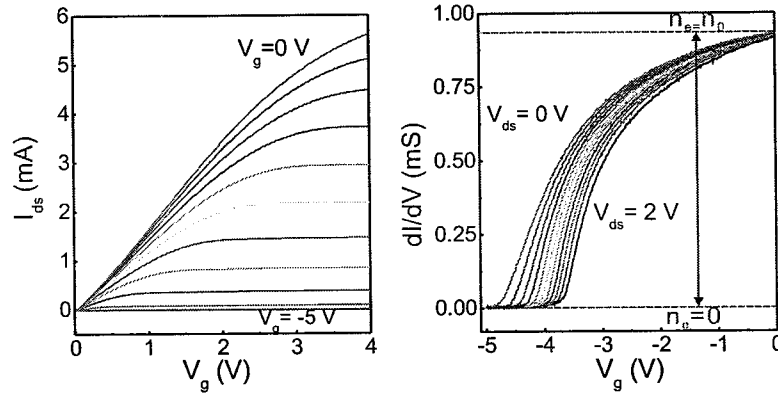


图 2.7: 深紫外曝光工艺制备的HEMT器件的输出特性（左图）。栅极调控沟道电导的测试结果（右图）。

2.6 AlGaN/GaN HEMT THz探测器的探测机理

等离子体波是电子密度在时空中的振荡。在深亚微米场效应晶体管中，等离子体波的波速可以被栅压调节，容易实现弹道效应。如果栅长大于电子和电子之间的相互作用距离且小于电子的平均自由程：即电子和电子之间的相互作用不可以忽略，而电子和声之间的散射或者说相互作用可以忽略，即： $\lambda_{ee} < L_g < \lambda_p$ 。这样，整个界面处的二维电子气的行为就可以近似用浅水波理论来描述。M. Dyakonov and M. S. Shur 于1993 年首先用浅水波模型从理论上来解释场效应晶体管中等离子体波的不稳定性，得出在一定的边界条件下场效应晶体管中等离子体波可以辐射出THz波。之后，他们于1996年发现2DEG的不稳定性理论可以应用于THz波的探测。并利用2DEG等离子体波的非线性特性制作出了THz共振探测器，混频探测器及太赫兹发射源等器件[53, 57]

2.6.1 共振探测

M. Dyakonov and M. S. Shur 指出，在栅长为L的器件中，2DEG等离子体波的振荡频率可以表示为：

$$\omega_N = \omega_0(1 + 2N), N = 1, 2, 3, \dots \quad (2.19)$$

其本征振荡频率为：

$$\omega_0 = \pi s / 2L = (\pi / 2L) \sqrt{e(U_{gs} - U_{th}) / m}. \quad (2.20)$$

由此可见，通过调节栅压和器件的栅长就可以调节等离子波的振荡频率。当外界入射太赫兹波的频率大于或等于等离子体波的振荡频率时，在一定的边界条件下就可以在源漏电极之间激发出恒定的光电流或光电压。其中， e 是电子的电荷量， m 是电子的质量， U_{gs} 是栅源电极之间的电压， U_{th} 是器件的阈值电压。在一定的边界条件下（即：源漏之间加一恒定电流，栅源/漏之间加一恒定电压： $U_0 = U_{gs}, I_{ds} = \text{constand}$ ）。通过求解2DEG的运动学方程和连续性方程：

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v}{t} &= -\frac{e \partial U}{m \partial x} \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (2.21)$$

就可以得到器件在太赫兹波辐射下所产生的光电压值 ΔU ，器件工作原理如图2.8所示：

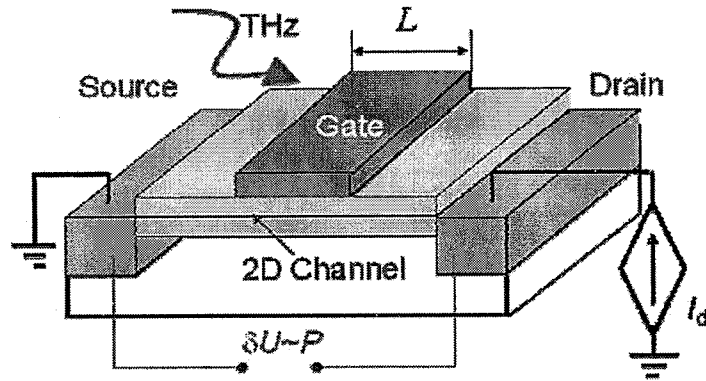


图 2.8: 场效应晶体管结构图（源极接地，入射太赫兹波在源漏电极之间产生一恒定的光电压，其值正比于太赫兹波的辐射功率）

由于等离子体波共振探测的推导过程比较复杂，参考[52]。等离子体波共振探测可以简单总结如下：当满足以下条件： $\omega_0 t \geq 1, L < St$ ，且 $\omega = \omega_0$ 时，可以产生较强的THz光电压：

$$\Delta U_0(L) \simeq \frac{U_a^2}{4U_g} \frac{\omega_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2\tau} - \frac{v_d}{L})^2}. \quad (2.22)$$

其中： U_a 为太赫兹波在栅源之间感应出的电势差， $\omega_0 = \pi S/2L$ 为等离子体波的本征振荡频率， ω 为入射太赫兹波的频率， v_d 为电子的漂移速度， L 为器件的栅长， $S = \sqrt{eU_g/m^*}$ 为等离子体的波速， τ 为电子的弛豫时间。 $\omega_0\tau \geq 1$ 的物理意义是等离子体波的传播时间一定小于电子的弛豫时间，即保证等离子体波不被衰减； $L < St$ 的物理意义是器件的栅长一定要小于等立体波的衰减距离，用以保证等离子体波能够在栅下激发并从栅下传播出去，进而形成直流电压， $\omega = \omega_0$ 的物理意义是当外部辐射太赫兹波的频率跟沟道中2DEG等离子体波的频率相等时，发生共振探测，由上式可知，此时所产生的光电压最大[33, 34, 36]。

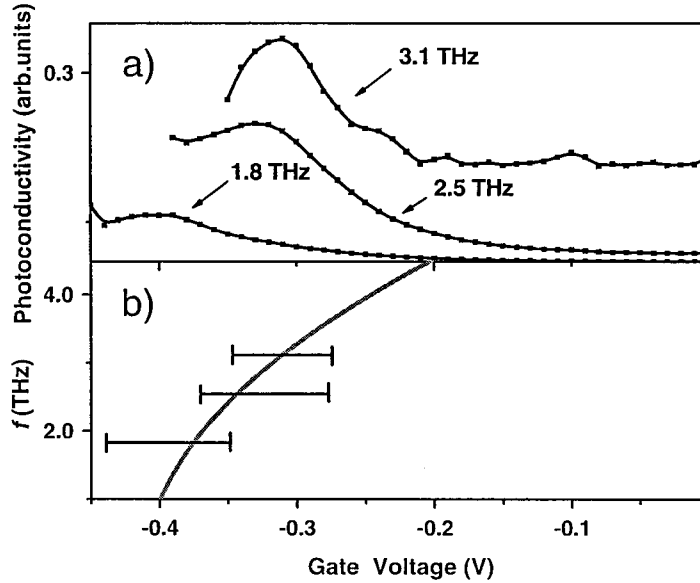


图 2.9: (a) 10 K 温度下, InGaAs/InAlAs 晶体管对频率分别为 1.8 THz, 2.5 THz 和 3.1 THz 的太赫兹波的光响应; (b) 理论计算所得的光电压的最大峰位跟栅极电压的关系

1998 年, Lu 等人利用 AlGaAs/GaAs 高电子迁移率晶体管, 先后在实验上实现了 THz 波的共振探测和发射, 这也是有关等离子体探测的最早的报道[71]。2006 年 W. Knap 等人通过调节栅压, 在 10 K 的低温下, 使用栅长为 50 nm, 阈值电压为 -4.1 V 的单栅器件分别对 1.8 THz, 2.5 THz 和 3.1 THz 的 THz 波进行了探测。他们的实验证明, 通过调节高晶体管的栅压, 可以实现对不同频率太赫兹波的探测, 如 2.9 图所示。而且理论计算值和实验结果符合的较好, 也进一步证明了 2DEG 等离子体波的可调控性。

2006 年, D. B. Veksler 等人用 600 GHz 的太赫兹波对 GaAs HEMT 的响应

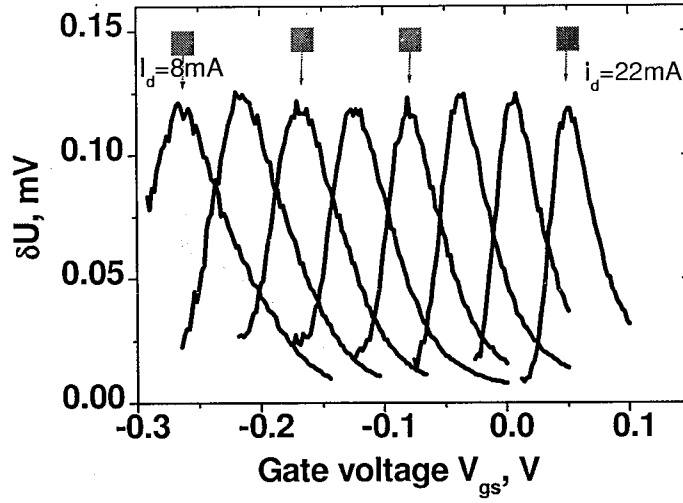


图 2.10: GaAs HEMT 对频率为600 GHz的太赫兹波的非共振探测

峰宽进行了测试，在实验中栅源电压从 -0.3 V 扫描到 0.1 V ，而源漏电流则从 8 mA 到 22 mA 扫描，每 2 mA 为一个步长单位，得到如图 2.10所示的结果。他们发现共振探测的响应峰宽由：

$$\frac{1}{2\tau_{eff}} = \frac{1}{2\tau} - \frac{v_d}{L}. \quad (2.23)$$

来决定，从图 2.10中可以看出，源漏电流对光电流的响应有明显的调控作用，随着源漏电流的增加，响应峰的位置也发生变化，向更高的栅压移动，而且响应峰宽也随着电子速度的增大（漏电流的增大）而减小，当 $L = 2\tau v_d$ 时，响应峰宽最小，分辨率最高，这一结果也进一步验证了等离子体共振探测理论的正确性。

2.6.2 非共振探测（自混频探测）

2006年-2009年，W. Knap 和M. S. Shur等人从浅水波理论出发推导出了等离子波的非共振探测，并从实验上进行了验证。他们利用 200 GHz 的光源在室温下对GaAs HEMT进行了测试，在实验中，他们分别对器件施加 -0.1 V ， -0.2 V ， -0.3 V 和 -0.35 V 的偏置电压进行探测，结果发现该器件的响应度随着栅压的变化而变化，在阈值电压附近器件的响应度达到最大值，而且他们也从理论上计算出了器件的响应度，从 2.11图中可以看出理论计算和实验得到的响应度跟有较大的差距：实验值存在电压峰值，而计算值则在饱和电流值处趋于无穷大，因此非共振探测理论仍然有待进一步完善。而且非共振探测的物理机理也一直不是很清楚。在他们所测试的器件中，都没有特意设计天线结构，因

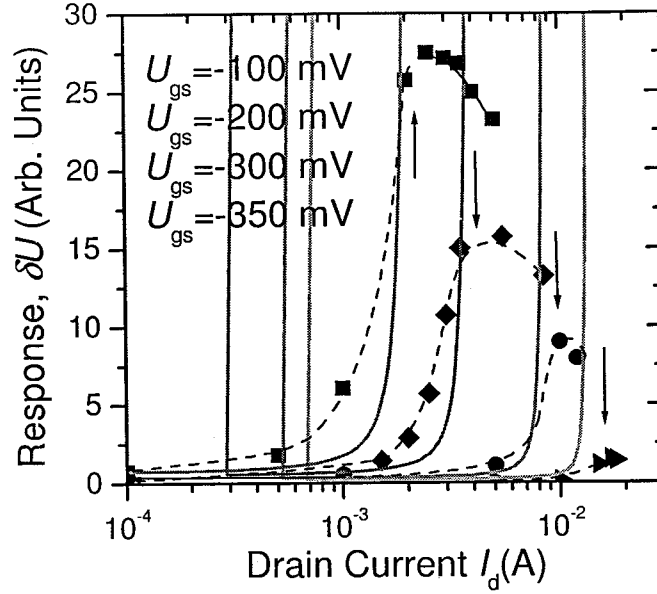


图 2.11: 漏电流对GaAs HEMT响应峰宽的调控

而器件的响应度也比较低，不适宜大规模的应用和测试，而共振探测又需要在低温下测试，因此本课题的研究重点就是在混频探测的基础上，利用微纳太赫兹耦合天线和低通滤波器来提高器件对太赫兹波的响应度，从而达到商用的目的。

本段将主要推导太赫兹探测器在太赫兹波辐射下产生的混频光电流。探测器的核心结构是AlGaIn/GaN 高电子迁移率晶体管，我们定义，太赫兹探测器的栅长为 L ，栅电极宽度为 W ，源漏欧姆接触的距离为 L_{ds} ，器件连同衬底的厚度为 z 。在室温下，二维电子气的迁移率和浓度分别为 μ 和 n_s 。太赫兹混频探测器由栅控电子沟道和太赫兹天线构成。栅控电子沟道为AlGaIn/GaN异质结中的二维电子气。以下是自混探测的原理图。

通常场效应晶体管的源漏沟道电流可以表示为：

$$i_{ds} = -eWn(V_g - V_{th} - V_x)\mu \frac{dV_x}{dx}. \quad (2.24)$$

其中， μ 为电子迁移率， V_g 和 V_{th} 分别为栅极电压和阈值电压， V_x 记为 x 处的电势差（假定源端接地，则源端记为 $x = 0$ 处）。由于沟道内电子的浓度可以表示为：

$$n = \frac{dn}{dV_{G_{eff}}} V_{G_{eff}}. \quad (2.25)$$

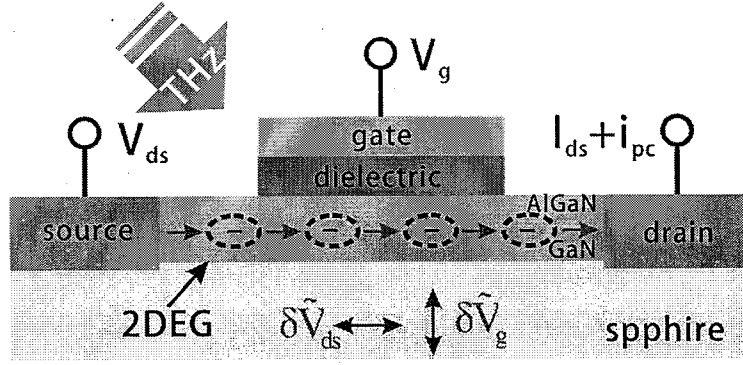


图 2.12: 自混频探测的工作原理图

定义 $V_{G_{eff}} = V_g - V_{th} - V_x$ 。设入射太赫兹波的频率为 $\omega = 2\pi f$ ，功率为： $P_0 = E_0^2/2Z_0$ 。特殊设计的太赫兹蝶形天线在太赫兹波的辐射下，会在栅下沟道二维电子气处产生横向电场和纵向电场，分别记为 $\delta\tilde{V}_x = \xi_x E_0 \cos(\omega t + \phi_x)$ 和纵向电场 $\delta\tilde{V}_z = \xi_z E_0 \cos(\omega t + \phi_z)$ ，其中 ϕ_x 和 ϕ_z 分别为水平方向和纵向方向感应电场的相位， Z_0 为太赫兹波在自由空间的阻抗。

则在太赫兹波的辐射下，方程 2.24 改写为：

$$i_{ds} = -eWn(V'_z + V'_x - V_{th})\mu \frac{dV'_x}{dx}. \quad (2.26)$$

其中

$$\begin{aligned} V'_z &= V_g + \xi_z E \cos(\omega t + \phi_z) \\ V'_x &= V_x + \xi_x E \cos(\omega t + \phi_x). \end{aligned} \quad (2.27)$$

把方程 2.27 代入方程 2.26：

$$i_{ds} = -eWn \frac{dn}{dV_{G_{eff}}} V_{G_{eff}} \frac{dV_x}{dx} - \frac{1}{2} eWn \frac{dn}{dV_{G_{eff}}} [E_0^2 \xi_x \xi_z \cos(\phi_x - \phi_z) - \xi_x \xi_x]. \quad (2.28)$$

对上式沿沟道积分可得：

$$i_{ds} = i_0 + i_{xz} + i_{xx}. \quad (2.29)$$

第一项为直流偏置电流，第二和第三项为太赫兹波辐射产生的直流混频电流，分别表示为

$$i_0 \simeq \frac{\mu e W}{2L} [2(V_g - V_{th})V_{ds} - V_{ds}^2], \text{ if } V_{ds} \leq V_g - V_{th} \quad (2.30)$$

$$i_0 \simeq \frac{\mu e W}{2L} (V_g - V_{th})^2 + \lambda[V_{ds} - V_g - V_{th}], \text{ if } V_{ds} > V_g - V_{th}.$$

$$i_{xz} \simeq \frac{\mu e W}{2L Z_0 P_0} \bar{z} d \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos \phi dx. \quad (2.31)$$

$$i_{xx} \simeq -\frac{\mu e W}{2L Z_0 P_0} \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x d\xi_x. \quad (2.32)$$

其中 $\bar{z} = \frac{\dot{\xi}_z}{\dot{\xi}_x}$ 为栅极到沟道的有效长度。因此源漏偏置电压为 0 V 时的光电流为：

$$i_{ds} = i_{xz} + i_{xx} = \frac{\mu e W}{2L} Z_0 P_0 [\bar{z} d \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos \phi dx - \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x d\xi_x]. \quad (2.33)$$

由上面的推导可见自混频光电流正比于入射光的强度和太赫兹对沟道电子浓度的调制程度。所以电流响应度可以表示为：

$$R_{self} = \frac{i_{xz} + i_{xx}}{P_0} = \frac{\mu e W}{2L} Z_0 \left\{ \bar{z} d \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos \phi dx - \int_0^L \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x d\xi_x \right\} \quad (2.34)$$

由此可见，响应度可通过提高沟道电子迁移率和天线效率以及优化栅电极几何尺寸来进一步增强，在下一章中重点介绍天线和滤波器的设计。

同时沟道内电子的浓度可以表示为：

$$n = n(geff) + \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_z E \cos(\omega t + \phi_z) - \frac{dn}{dV_{geff}} \xi_x E \cos(\omega t + \phi_x). \quad (2.35)$$

探测器的噪声等效功率(NEP)主要由热噪声决定：

$$NEP = \frac{\sqrt{4kTB/G_m}}{R_{THz}} \quad (2.36)$$

其中 T, B 和 k, 分别为测试温度, 带宽和波尔兹曼常数。因此可以通过沟道电子迁移率、沟道宽度、天线效率的优化设计来降低噪声等效功率。

2.6.3 本章小结

设计和制作高响应度, 高灵敏度的室温太赫兹波探测器本, 是本文研究的重点, 本章作为本文的材料准备部分, 详细讨论了Ga_{0.27}N/GaN基半导体材料及器件的特点和优势, 从自发极化和压电极化两个方面讨论了AlGa_{0.27}N/GaN 中2DEG的形成原因, 及其在三角势阱中的量子化状态。说明了AlGa_{0.27}N/GaN HEMT器件有别于其他III-V族半导体材料和器件的优势所在。另外, 我们还分析了AlGa_{0.27}N/GaN HEMT的直流特性、器件的跨导、阈值电压、击穿电压以及截止频率等。并对自行设计的Al_{0.27}Ga_{0.73}N/GaN 异质结的能带和电导进行了自洽计算, 实验数据跟理论计算结果吻合的较好, 从而证明了材料设计的合理性和生长的高质量。为后续研究工作的进行奠定了坚实的基础。在本章的最后一节, 我们详细讨论了国内外基于HEMT器件的两种太赫兹波探测模式, 以及研究进展, 重点分析了两种探测模式的优点和存在的不足。最后我们设计和测试了栅长为2 μm 的单栅HEMT器件的电学性质和并继承和完善了自混频探测理论。所有这些都为以后各章设计和测试AlGa_{0.27}N/GaN HEMT探测器的光学响应奠定了良好的基础。由于共振探测需要较高的电子迁移率或者需要在低温下实现, 而且国外已经研究的较为清楚。因此, 下一章我们将重点以自混频理论为指导, 以FDTD时域有限差分算法为手段, 模拟和设计了适合于自混频探测理论的天线系统, 为后续的加工和测试打好基础。

第三章 FDTD 算法及THz天线和滤波器的设计

本章将运用时域有限差分算法，结合CST microwavestdio软件，首先利用对称的平板天线研究了天线的长度，宽度跟入射THz频率的关系，以及对响应度和响应峰位的影响，并结合实际的器件和加工条件设计了几种不同的自混频天线和滤波器。FDTD方法作为一种典型的全波时域分析方法，利用蛙跳式(Leap frog algorithm)-空间领域内的电场和磁场进行交替计算，通过时间领域上更新来模仿电磁场的变化，达到数值计算的目的。用该方法分析问题的时候要考虑研究对象的几何参数，材料参数，计算精度，计算复杂度，计算稳定性等多方面的问题。其优点是能够直接模拟场的分布，精度比较高，是目前使用比较多的数值模拟的方法之一。因此有必要先简单介绍一下FDTD算法。

3.1 FDTD 算法及其基本原理

时域有限差分(FDTD)方法自Yee(1966年)提出以来发展迅速，获得广泛应用。FDTD方法以Yee元胞为空间电磁场离散单元，将麦克斯韦旋度方程转化为差分方程，表述简明，容易理解，结合计算机技术能处理十分复杂的电磁问题；在时间轴上逐步推进地求解，有很好的稳定性和收敛性，因而在工程电磁学各个领域倍受重视。其核心思想是把带时间变量的Maxwell旋度方程转化为差分形式，模拟出电子脉冲和理想导体作用的时域响应。

首先我们介绍差分计算的基本概念，设函数 $f(x)$ ，独立变量有很小增量 $\Delta x = h$ 则有：

$$\Delta f = f(x+h) - f(x). \quad (3.1)$$

对函数 $f(x)$ 分别向前，向后和中心差分，可得：

$$\frac{df}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta f(x)}{\Delta x} \simeq \begin{cases} \frac{f(x+h)-f(x)}{h} & \text{向前差分} \\ \frac{f(x)-f(x-h)}{h} & \text{向后差分} \\ \frac{f(x+h)-f(x-h)}{2h} & \text{中心差分} \end{cases} \quad (3.2)$$

根据Taylor 公式有

$$\begin{aligned}
f(x+h) &= f(x) + h \frac{df(x)}{dx} + \frac{1}{2!} h^2 \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + \dots \\
f(x-h) &= f(x) - h \frac{df(x)}{dx} + \frac{1}{2!} h^2 \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + \dots \\
f(x+h) - f(x-h) &= 2h \frac{df(x)}{dx} + \frac{2}{3!} h^3 \frac{d^3 f(x)}{dx^3} + \dots
\end{aligned} \tag{3.3}$$

由上式可知中心差分截断的误差最小，大致和 h 的二次方成正比。

FDTD方法就是从麦克斯韦旋度方程组的微分形式出发进行中心差分离散，其中典型的麦克斯韦旋度方程为可以表示为：

$$\begin{aligned}
\nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \\
\nabla \times \vec{E} &= \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{J}_m
\end{aligned} \tag{3.4}$$

其中， $\vec{E}$ 为电场强度，单位为 V/m ， $\vec{D}$ 为电通量密度，单位为 C/m^2 ， $\vec{H}$ 为磁场强度，单位为 A/m ， $\vec{B}$ 为磁通量密度，单位为 Wb/m^2 ， $\vec{J}$ 为电流密度，单位为 A/m^2 ， $\vec{J}_m$ 为磁流密度，单位为 V/m^2 ， ϵ 表示介质介电常数，单位为 F/m ， μ 表示磁导系数，单位为 H/m ， σ 表示电导率，单位为 S/m ， σ_m 表示磁导率，单位为 Ω/m 。 σ 和 σ_m 分别为介质的电损耗和磁损耗。真空中 $\sigma = \sigma_m = 0$ 以及：

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} F/m \\
\mu &= \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} F/m
\end{aligned} \tag{3.5}$$

在直角坐标系中，3.3式写为：

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x \\
\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y \\
\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z
\end{aligned} \tag{3.6}$$

以及

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} - \sigma_m H_x \\
\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} - \sigma_m H_y \\
\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z
\end{aligned} \tag{3.7}$$

下面对方程 3.6 和 3.7 进行中心 FDTD 差分离散。令 $f(x, y, z, t)$ 代表 $\vec{E}$ 或 $\vec{H}$ 在直角坐标系中的某一分量，在时间和空间域中的离散取以下符号表示：

$$f(x, y, z, t) = f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = f^n(i, j, k). \quad (3.8)$$

对 $f(x, y, z, t)$ 关于时间和空间的一阶偏导数取中心差分近似，即

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=i\Delta x} &\simeq \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - f^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \\ \left. \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=i\Delta x} &\simeq \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - f^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \\ \left. \frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=i\Delta x} &\simeq \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - f^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \end{aligned} \quad (3.9)$$

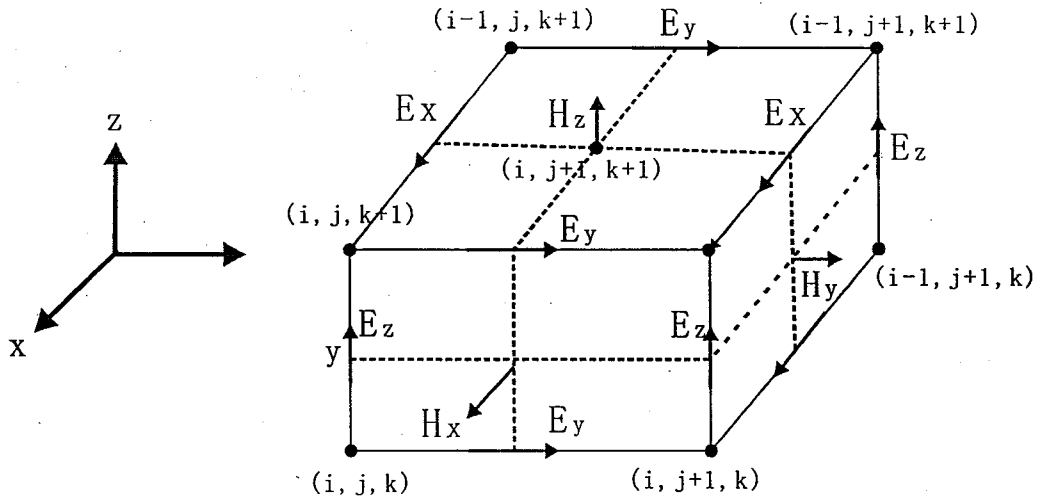


图 3.1: FDTD 离散中的 Yee 元胞

在 FDTD 离散中电场和磁场各节点的空间排布如图 3.1 所示，这就是著名的 Yee 元胞，由图可见每一个磁场分量由四个电场分量环绕，同样，每一个电场分量由四个磁场分量环绕。这种电磁场分量的空间取样方式不仅符合法拉第感应定律和安培环路定律的自然结构，而且这种电磁场各分量的空间相对位置也适合于麦克斯韦方程的差分计算，能够恰当地描述电磁场的传播特性。此外，电场和磁场在时间顺序上交替抽样，抽样时间间隔彼此相差半个时间步，使麦克斯韦旋度方程离散以后构成显式差分方程，从而可以在时间上迭代求解，而

不需要进行矩阵求逆运算。因而，由给定相应电磁问题的初始值及边界条件，利用FDTD方法就可以逐步推进地求得以后各个时刻空间电磁场的分布。

3.2 基于自混频探测原理的THz共振天线设计

在所有纳米尺度的太赫兹探测器中，除了材料的选取之外，关键问题是如何有效地把太赫兹波（波长3-300微米）的能量集中到几个微米或几十纳米小的区域中，以提高探测器的灵敏度和光子利用效率。人工微、纳米结构，特别是人工微、纳金属结构的天线效应可以高效的收集太赫兹波的能量并在近场范围内产生很强的电场效应。S. Balasekaran 等人在室温下借助面积为： $390\text{ }\mu\text{m} \times 440\text{ }\mu\text{m}$ 的平板对称天线，利用GaAs 二极管成功对频率为200 GHz的太赫兹波进行了探测。[47] S. V. Shitov 等人利用低噪声的偶极天线，利用Nb/Al/AlO_x/Nb SIS混频器对频率为0.8 THz ~ 1 THz的太赫兹波进行了探测。[72] 2010年，日本松下公司利用单根80 nm的栅电极单极子共振天线，室温下在AlGa_N/Ga_N HEMT上获得了 $1.1 \times 10^3\text{ V/W}$ 的响应度。[73] 这些充分证明了天线的重要性，因此本章将重点介绍自混频探测的高效THz天线的模拟和设计。

3.2.1 天线的作用

本节首先以对称的平板天线为例，介绍了天线对太赫兹波电场的耦合增强作用，根据现有的太赫兹源的频率响应范围（0.8 ~ 1 THz），通过研究天线长度和宽度分别对太赫兹频率和耦合场强的影响，进而确定天线的长度和宽度等各种参数，使其响应峰位于一个太赫兹左右，耦合效率最高。

为了便于讨论和说明，现做如下解释，在本论文的FDTD模拟计算中，入射的太赫兹波是归一化的线偏振光，太赫兹波的传播方向都是垂直于天线的上表面，如图3.2所示，设定电场方向平行于天线的长轴（长边），天线的长度用L表示，宽度用W来表示，以下是对称平板天线的结构，整个天线由两个矩形金块组成， $L = 30\text{ }\mu\text{m}$ ， $W = 10\text{ }\mu\text{m}$ ，两块平板天线之间的间距是 $1\text{ }\mu\text{m}$ ，考虑到太赫兹波在金中的穿透深度以及实际的加工工艺，首先确定金的厚度为 $Z = 300\text{ nm}$ 。

如图3.2所示，当频率范围为1 ~ 10 THz 的电磁波入射到天线表面上时，瞬变的太赫兹电场会在天线表面感应出周期性振荡的电荷，其电荷分布如图3.2 (b) 所示，这种动态电荷会产生动态的电场分布，且两块天线的中间的电场会明显增强，如图3.2 (a) 所示。图3.2 (c) 是两块天线缝隙中电场的增强因子随频率的变化关系，从图中可以看出，天线有良好的谐振性能和选频功能，能够

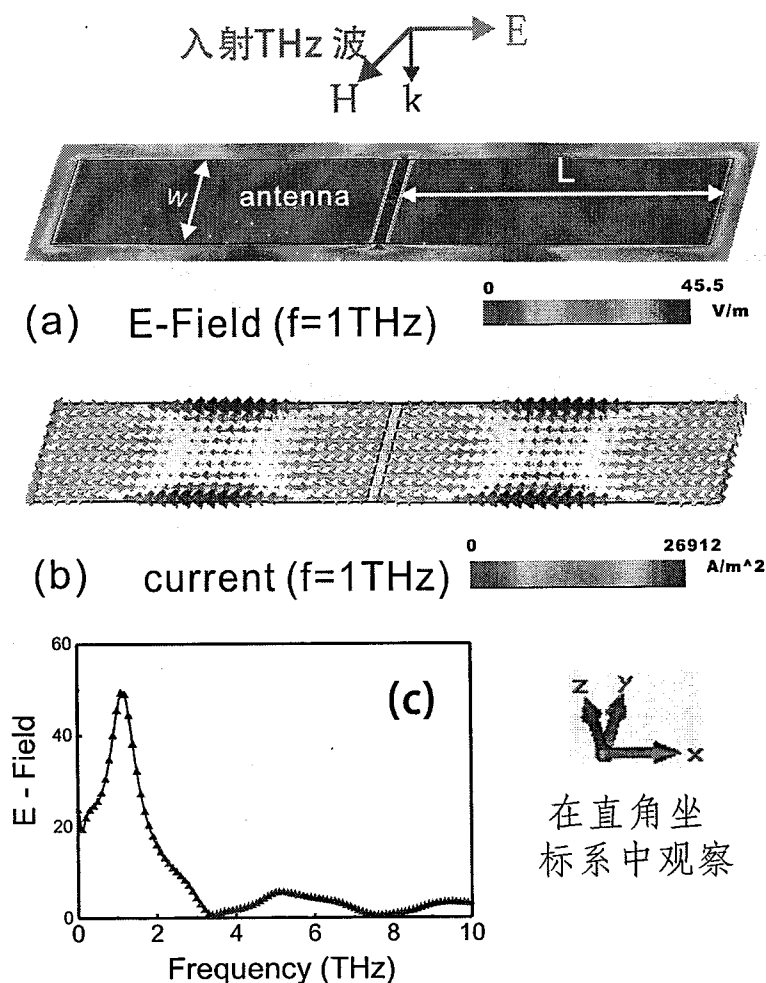


图 3.2: (a)矩形天线表面电场的二维分布图; (b)天线表面电荷分布图; (c)矩形天线对THz波频率的响应

对THz波的电场起到较高的局域增强作用，且共振频率在1.2 THz左右，增强倍数约为50倍，这也从理论上证明了天线在太赫兹探测器中的重要作用。为了设计合理的天线尺寸，我们做了大量的仿真模拟，分别固定天线的宽度为 $10\text{ }\mu\text{m}$ ，使天线的长度从 $5\text{ }\mu\text{m}$ 到 $70\text{ }\mu\text{m}$ 连续变化，和固定天线的长度为 $45\text{ }\mu\text{m}$ ，使天线的宽度从 $4\text{ }\mu\text{m}$ 到 $20\text{ }\mu\text{m}$ 连续变化，来研究天线的长度和宽度跟THz波的入射频率以及感应电场强度和相位的关系。

从图3.3 (a) 中可以看出天线的长度对频率响应的影响较大，随着天线的长度的增加（从 $20\text{ }\mu\text{m}$ 到 $100\text{ }\mu\text{m}$ ），频率的响应峰下降比较明显（从1.2 THz到0.3 THz），电场的增强倍数变化也很明显（从100到1000）。而天线的宽度对频率响应的影响较小，随着天线的宽度的增加（从 $5\text{ }\mu\text{m}$ 到 $30\text{ }\mu\text{m}$ ），频率的响应峰缓慢下降

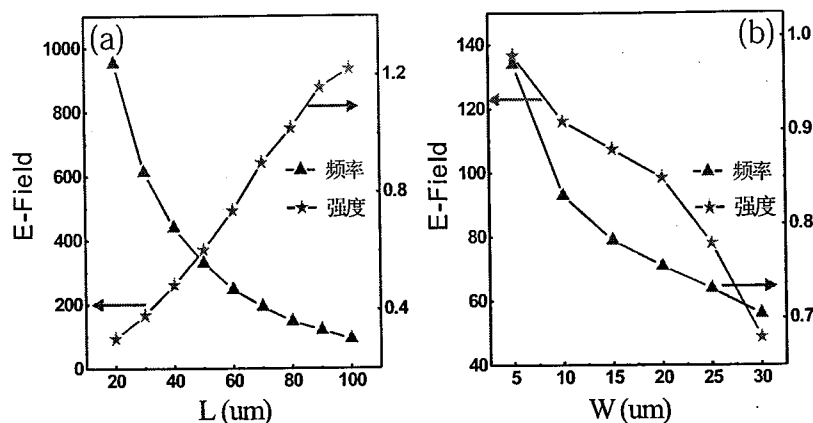


图 3.3: (a)天线长度跟入射频率的变化关系; (b)天线宽度跟入射频率的变化关系

(0.96 THz到0.7 THz)，电场的增强倍数变化也不是明显（从140到65）。通过比较发现，天线的谐振性能对天线的长度依赖性比较大，这也给我们提供了一个很好的指导作用，因此在设计器件时，尽量使天线的长度固定，设计一系列不同长度的天线。

3.2.2 天线结构的选取

由第二章所述的自混频探测理论可知，器件的响应光电流正比于天线对太赫兹波电场的增强因子。即，在栅下相同位置，同时产生较强的横向和纵向电场，且尽量使这两个电场的相位差等于零，才能得到较强的光电流。我们对最常见的几种天线结构（矩形对称天线，bowtie对称天线和蝶形对称天线）进行了仿真模拟，模拟方法参照3.2.1节，分别对栅下沟道附近的横向电场进行了对比，从而初步确定了天线的结构。在模拟中，三种天线的长度和宽度都相等，而且左右天线之间的间距也是相等的，三种天线的结构如图3.4所示。通过模拟发现，蝶形天线对THz波有良好的频率响应，而且耦合效率最高，耗散最小，因此，我们采用蝶形天线作为探测器的天线结构。

通过模拟我们发现，虽然天线的形状和结构已经确定，仍然只是一个初级的结构，因为在模拟中我们只观察到了横向电场的增强，并没有观察到纵向电场的增强。而且电场在栅下的分布以及两个电场的相位差等情况还没有完全清楚，而且真正的HEMT三极管还有栅极，引线电极等结构对THz波信号的影响，因此，我们将重点模拟和讨论双偶极极天线和三偶极蝶形共振天线对THz波的响应，以及栅下电场的分布情况。

如图3.5(a)-A为传统的双偶极天线结构，其中栅电极直接连接在栅极引线电

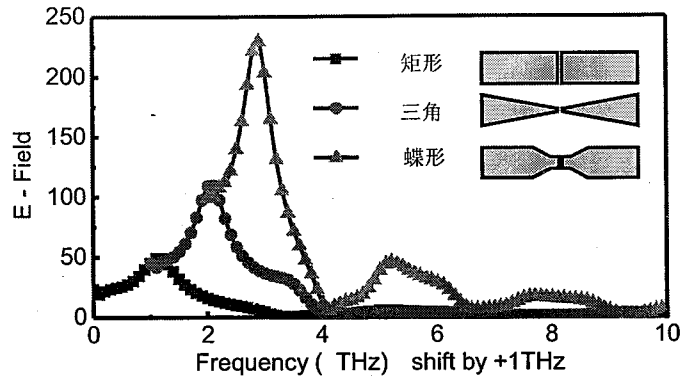


图 3.4: 矩形、三角和蝶形天线对THz波的响应

极上, 而3.5 (a) -B则为对偶极天线的改进, 把其中的栅极引线电极换成了非对称的栅极天线, 即新设计的三极子蝶形共振天线, 在两个结构中, 源漏欧姆接触均与源漏天线集成, 即天线也充当着欧姆电极的角色。两个天线的长度均为 $45 \mu\text{m}$, 宽度为 $10 \mu\text{m}$, 源漏天线之间的间距为 $4 \mu\text{m}$, 栅长均为 500 nm 。从模拟结果 (图3.6) 中, 可以看出, 对于传统的双偶极对称天线, 在栅下, 横向电场和纵向电场相对于栅极是对称分布的, 且栅极边缘横向电场确实得到了比较大的增强, 增强因子 $E_x(A)$ 约为45, 但是纵向电场不但没有增强, 反而削弱, 仅为入射电场强度的0.18倍, 而且栅下沟道处这两个电场的相位差比较混乱。但是对于三极子蝶形共振天线, 非对称分布的栅极天线, 在栅下引起了较强的非对称分布的横向电场和纵向电场。跟传统的双偶极天线相比, 横向电场和纵向电场都有明显的改善, 虽然横向电场增强的不是很明显, 但是相对于结构(a)-A, 还是有很大的增强 ($E_x(B) \gg E_x(A)$), 尤其是纵向方向的电场提高了上千倍 ($E_z(B) \gg E_z(A)$), 而且栅下横向电场和纵向电场之间的相位差几乎为0度或180度, 如果对栅下横向电场和纵向电场取平均值, 并定义栅下总得电场增强因子为 $E_x E_z \cos(\phi_x - \phi_z)$, 则可以估算出三极子共振天线的增强因子为双偶极天线的7000多倍。造成这种现象的主要原因是对于(a)-A 结构而言, 栅极两边电荷是对称分布, 因此栅下纵向方向的电场相互抵消, 而对于三极子蝶形共振天线则不然, 栅极两边的电荷是非对称分布的, 为了更直观地表示电场的分布, 我们通过提取栅极附近横向和纵向方向的电场数值, 以及各自的相位, 并画出了三极子蝶形共振天线对太赫兹波二维电场耦合分布图, 如图3.6 (c) 所示。

从3.6 (a) 图中可知, 无论是横向电场还是纵向电场, 电场都是集中分布在栅极边缘, 而栅下电场则很弱, 而且电场沿沟道是对称分布的, 对探测器的探测效率起决定作用的是栅极边缘小于 200 nm 范围内的电场。从图3.6 (b) 可知,

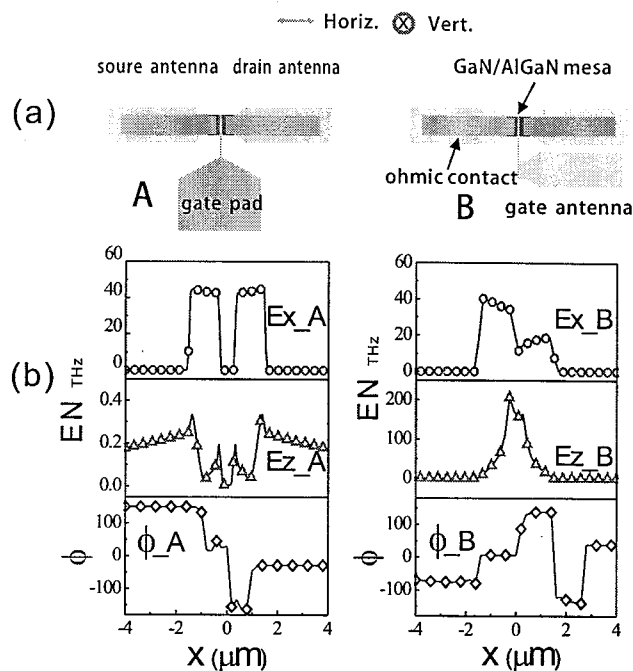


图 3.5: (a)-A传统的双偶极对称天线结构; (a)-B新设计的三极子共振天线; (b)两种天线对THz频率的响应

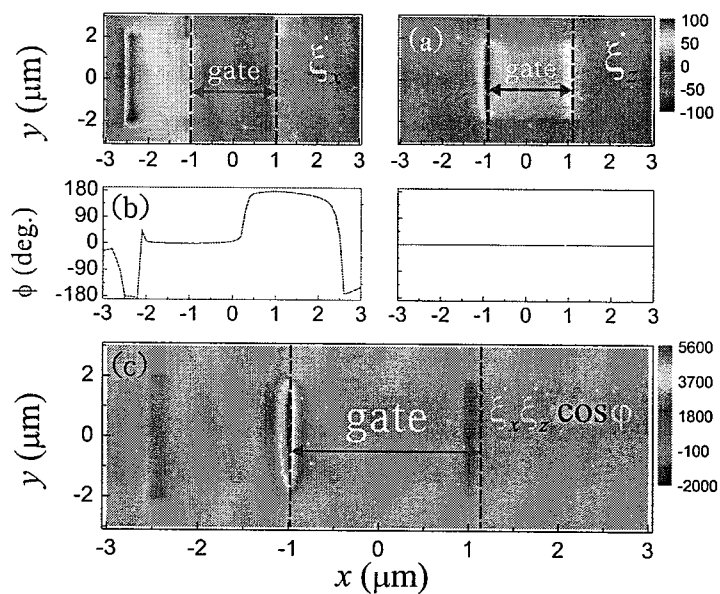


图 3.6: (a)感应电场的二维分布图; (b)栅下2DEG处沿x方向的横向和纵向电场相位分布; (c)总的电场增强因子 (2D)

横向电场的相位在栅下是非对称分布的,而纵向电场的相位在整个沟道中都是零,因此总的相位差就是横向电场的相位。综合考虑横向电场,纵向电场和相位差,我们可以得到总的电场增强因子如图3.6(c)所示,电场基本上还是集中在栅极边缘附近,且方向相反,这对探测器的耦合效率是不利的,但是仔细分析我们发现,这两个区域的电场在数值上相差较大,因此总的光电流应该为这两个区域电场跟二维电子气共同作用的差值,仍有上千倍的增强。

3.2.3 三极子蝶形共振天线参数的确定

由上述讨论可知,天线的结构最终确定为三极子蝶形共振天线,此时首先要确定天线的长度和宽度,因此我们采用3.2.1节所述的方法,分别固定天线的长度和宽度,来讨论长度和宽度分别对THz的频率响应,由于本实验中所采用的THz源的发射频率范围为:0.85 THz ~ 0.95 THz。所以设计天线的长度范围为 $40\text{ }\mu\text{m} \sim 60\text{ }\mu\text{m}$,如图3.7(a)中的横坐标的绿色区域,同理,可以在3.7(b)图中直观的看出天线宽度的取值范围为 $10\text{ }\mu\text{m} \sim 20\text{ }\mu\text{m}$ 。其模拟统计结果如下图

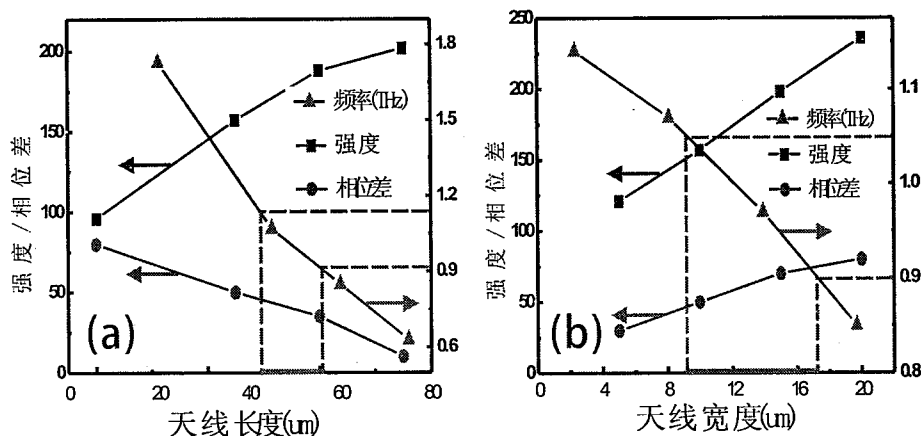


图 3.7: 三极子蝶形共振天线的长度和宽度对太赫兹波的响应

3.2.4 滤波器的作用及参数的确定

一个好的天线,意味着有一个好的谐振性能,但是真实的器件需要跟外部测试电路连接,并测试,这样外部引线电极和引线必然会影响到天线的谐振性能,当天线没有跟外部引线电极相连时,如图3.8(a)所示,天线的纵向电场 E_{Nz} 增强将近420倍,横向电场增强约20倍,而且共振峰在1个THz,当天线

跟引线电极用直导线相连时, 天线的谐振性能受到较大的影响, 如图3.8 (b) 所示, 天线在频率为1 THz处的纵向电场受到较强的削弱, 从原来的420下降到180, 而横向电场的响应基本上没有变化, 同时在频率为0.2 THz左右出现一个低频响应峰, 说明外部引线电极此时也充当了一个耦合天线, 在THz波的照射下通过直导线把低频的信号引入到栅极附近, 而频率为1 THz的高频信号则通过直导线部分泄露到外部引线电极, 造成了高频信号的耗散, 会极大的降低探测器的响应度。因此我们在天线和外部电极之间引入了一个类似于二维弹簧的滤波器, 通过计算我们发现高频信号的强度基本上又恢复到原来的强度, 而且低频信号也消失。对比三个图中的横向电场, 我们发现在三种结构中, 横向电场在数值上基本都是相等的, 因此只要通过合理的设计滤波器的尺寸, 就能较好的保证器件的响应度和灵敏度。此时我们基本上确定了器件的整体结构采用c图中的插图结构, 即整个器件包括HEMT, 天线和滤波器。

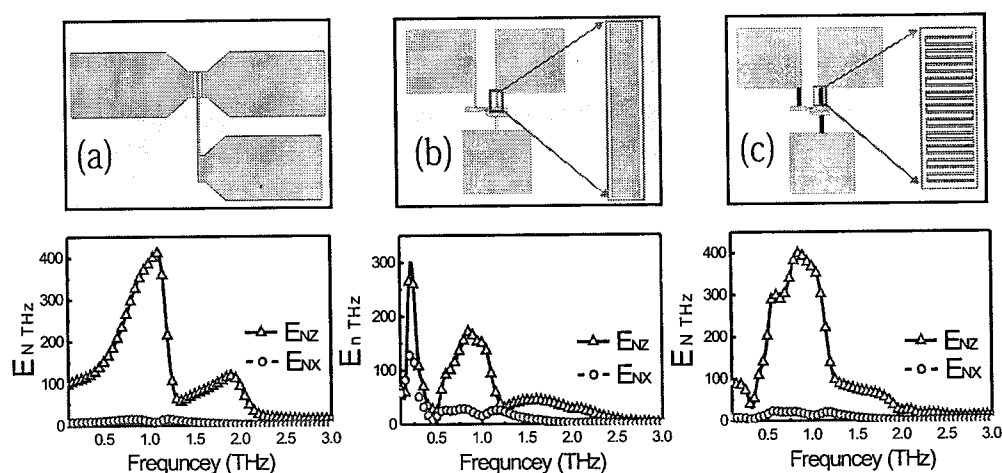


图 3.8: (a)独立三极子蝶形共振天线对THz的响应; (b)三极子蝶形共振天线通过直导线跟引线电极相连, 及器件对THz波的响应; (c)三极子蝶形天线通过滤波器跟天线相连, 以及器件对THz波的响应

滤波器不仅能保证天线和引线电极的物理连接, 而且能够较好的隔离天线和外部引线电极之间的信号干扰, 从而保证器件的探测效率, 但是滤波器是由纳米级的弯曲线条构成, 不易过长。如果太长, 就会引起加工成本的提高和良率的下降, 而且作为真正的器件, 需要裂片, 压焊和封装等后续工艺, 所以这种细微的线条很容易发生断裂。如图3.9所示, 为了减小计算时间, 我们以栅长为100 nm, 引线电极为: $60 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$, 天线长度为 $45 \mu\text{m}$ 的器件进行了模拟计算。通过比较, 我们发现滤波器的性能随着线圈匝数的增强而增加, 当线圈匝数为0匝 (与直线相连) 时, 出现频率为200 GHz左右的响应峰, 而频率

为1 THz的响应峰受到较大的抑制。随着线圈匝数的增加，低频信号受到较大的抑制，而高频信号基本上恢复到独立天线（无引线电极）时的大小，从而较好的保证天线的谐振性能。

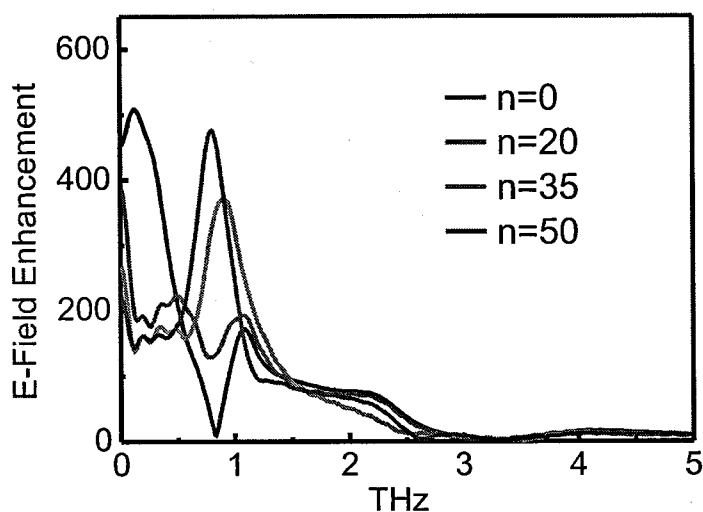


图 3.9: 滤波器的SEM图

因此本论文中，所有涉及滤波器的器件，器滤波器的匝数都是60匝，线条的宽度是150 nm，每两个线圈之间的间距是500 nm，图3.10为用金制作的滤波器的SEM图。

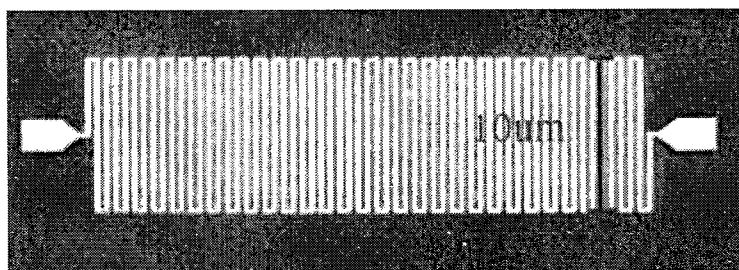


图 3.10: 滤波器的SEM图

3.2.5 欧姆接触位置的选取

本论文中所设计的器件，天线跟欧姆接触是集成在一起的，因此有必要了解一下欧姆接触的位置对天线谐振性能的影响，我们选用面积相同的欧姆电极，分别置于栅极附近3.11 (a)，天线的正中间3.11 (b)，以及天线的边缘3.11 (c)，

并且进行了模拟对比, 模拟中栅长设置为 $2\text{ }\mu\text{m}$, 天线的长度设置为 $40\text{ }\mu\text{m}$, 宽度设置为 $15\text{ }\mu\text{m}$, 栅极天线跟漏极天线之间的距离为 $7\text{ }\mu\text{m}$ 。通过仿真计算, 我们发现这三种情况下栅下横向和纵向电场的分布和大小基本上没有变化如图3.11所示, 因此我们在设计中分别设计了这三种器件, 试图通过实验验证模拟计算的正确性, 并得到最优化的设计方案。

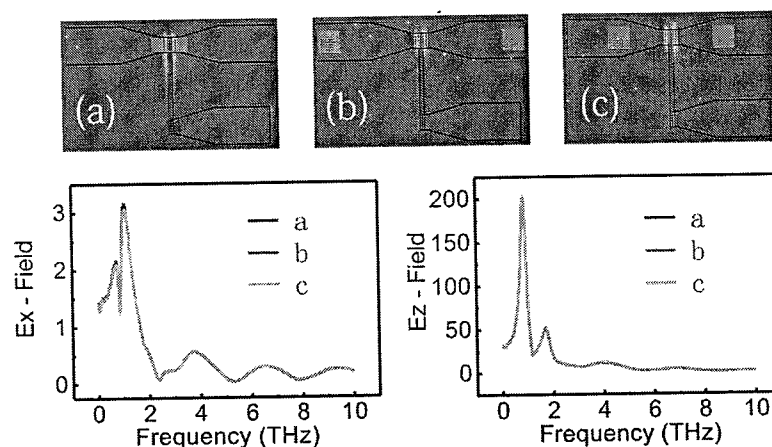


图 3.11: 欧姆接触位置对器件响应度的影响

3.2.6 太赫兹偏振片

太赫兹偏振片是太赫兹探测装置中的一个重要器件, 也是测试天线极化特性所不可缺少的重要部件, 因此本节对偏振片也进行了模拟和设计, 在模拟中设置频率为 $1\sim 10\text{ THz}$ 波段的圆偏振太赫兹波垂直入射到偏振片上, 如图3.12所示, 偏振片采用金光栅, 占空比分别为: $3/3$ 、 $4/3$ 、 $5/3$ 、 $7/3$ 、 $9/3$ 和 $20/3$, 通过研究透射波的x方向电场和y方向电场, x方向定义为光栅平面内跟光栅垂直的方向, y方向定义为光栅平面内跟光栅平行的方向, 通过对比上述六种占空比在x和y方向的透射电场, 最终确定偏振片上光栅的占空比为 $7:3$, 整个偏振片将用光刻和剥离的方法在四寸的高纯Si片上制作, 模拟结果如下图所示。

由模拟结果可知, 随着占空比的增加, x方向电场的透射率逐渐下降, y方向电场的透射率逐渐增加, 模拟结果很符合偏振片的性能, 从两幅图中可以看出, 占空比为 $3/3$ 、 $4/3$ 、 $5/3$ 、 $7/3$ 、 $9/3$ 的光栅在 1 THz 左右时的偏振性能很相近, 综合考虑加工工艺和实际需要的偏振片, 我们最终选择了占空比为 $7/3$ 的参数进行加工, 并对其偏振性能做了测试和分析, 以下是我们加工的偏振片图3.13, 偏振片的金属材料为金, 厚度为 300 nm 。整个偏振片可以在竖直平面内进行 360 度旋转, 通过设计偏振片支架使其中心高度跟返波管的辐射口保持一

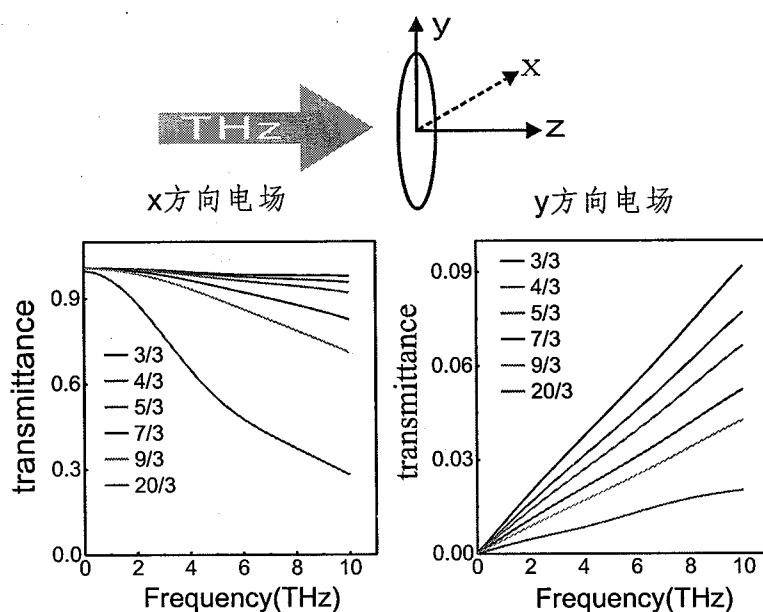


图 3.12: 不同占空比的偏振片性能

致，为后续测试做好准备。

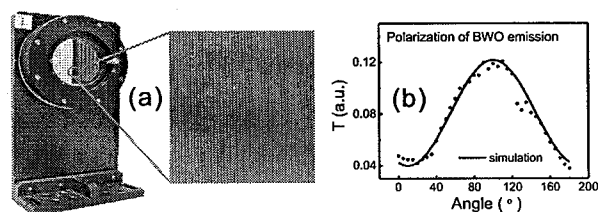


图 3.13: (a)偏振片实物图; (b)偏振片性能测试

3.2.7 本章小结

本章叙述了FDTD时域有限差分法的基本原理。利用CST microwavestudio软件，分别对天线的结构，尺寸等方面进行了优化和设计，希望在实验中得到验证。本章各节的主要内容和结论如下：

第一节主要阐述了FDTD时域有限差分法的基本原理，为以下章节的天线设计和模拟奠定了理论基础。

第二节首先以最常见的矩形对称天线为例，介绍了天线对太赫兹波的增强作用以及天线的长度和宽度对太赫兹波频率响应的影响。通过对比对角天线，矩形天线以及蝶形天线对太赫兹波的响应，初步确定采用蝶形对称天线。考虑

到真实器件的结构和非共振探测的原理，先后又研究了双偶极对称天线和三极子蝶形共振天线的谐振性能，通过对比他们在栅下感应出的电场强度和相位分布，最终确定采用三极子蝶形共振天线作为器件的天线结构。考虑到真实器件中引线电极对天线谐振性能的破坏，又在天线和引线电极之间加入了纳米结构的低通滤波器，用以保证天线的谐振性能。

第三节研究了欧姆接触位置对整个器件谐振性能的影响，通过模拟发现，欧姆接触位置的变化，对器件的响应影响不大，也为真实器件的设计做出了很好的指导作用。

第四节则从器件测试的角度出发，模拟和设计了高性能的太赫兹波偏振片，为后续的加工和测试奠定了基础。

第四章 AlGaIn/GaN HEMT 探测器的工艺开发及技术研究

一个高质量的探测器件，除了合理的结构设计，还需要有严格的半导体加工技术和检测手段作保证，尤其是微纳结构的半导体器件，任何一个微小的失误都有可能导致整个器件的报废。本章主要以加工工艺最为复杂的器件为例（带滤波结构的纳米栅电极探测器），来介绍器件的加工工艺过程，主要包括掩模板的设计、2DEG有源区的隔离、栅介质氧化层的淀积、源漏欧姆接触的制备、UV光刻、电子束曝光、电子束蒸发和剥离等工艺。

4.1 探测器的整体结构和工艺流程

探测器主要包括AlGaIn/GaN HEMT 核心器件、自混频共振天线和高效率的低通滤波器。其中，AlGaIn/GaN HEMT 核心器件是为了提供一个良好的2DEG耦合沟道。作为探测器，必须具有良好的栅控能力和高质量的欧姆接触。自混频共振天线的作用则是为了收集并增强THz电场跟HEMT器件中2DEG的耦合，进而提高探测效率；而纳米滤波结构则是为隔离天线跟引线电极之间的交流信号的影响，用以保证天线的谐振性能，图4.1为器件的3D立体结构及部分放大示意图。

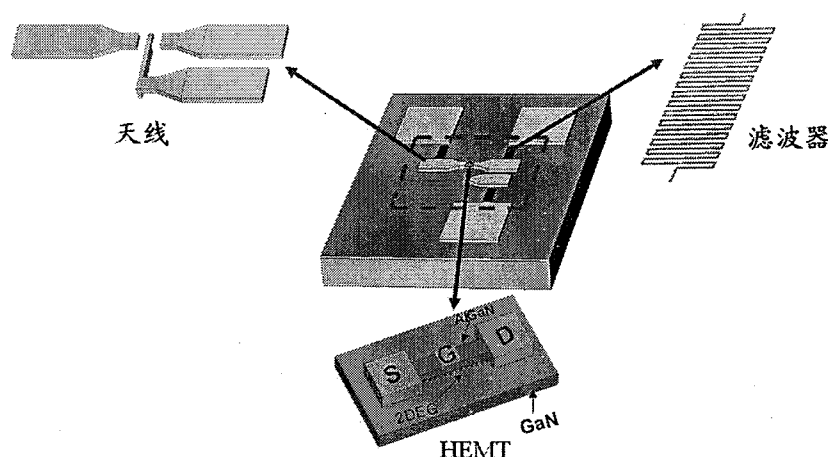


图 4.1: 探测器的三维结构示意图和核心部件放大图

探测器的主要制作工艺与传统的HEMT工艺相似，都包含了2DEG有源区

的隔离/刻蚀, 栅介质氧化层 Al_2O_3 的沉积, 欧姆接触电极以及肖特基栅电极的制备, 不同之处在于AlGaN/GaN HEMT 探测器是在HEMT的基础上集成了天线、纳米栅电极和滤波结构。由于滤波结构的总线条比较长而且在纳米量级(150 nm), 栅源天线之间的间距为 $1.5\text{ }\mu\text{m}$, 且欧姆接触面积很小($4\text{ }\mu\text{m}\times 4\text{ }\mu\text{m}$), 因此整个器件对清洗、光刻的效果以及套刻的精度和剥离技术等方面的要求特别高, 图4.2为器件的三维工艺流程图。

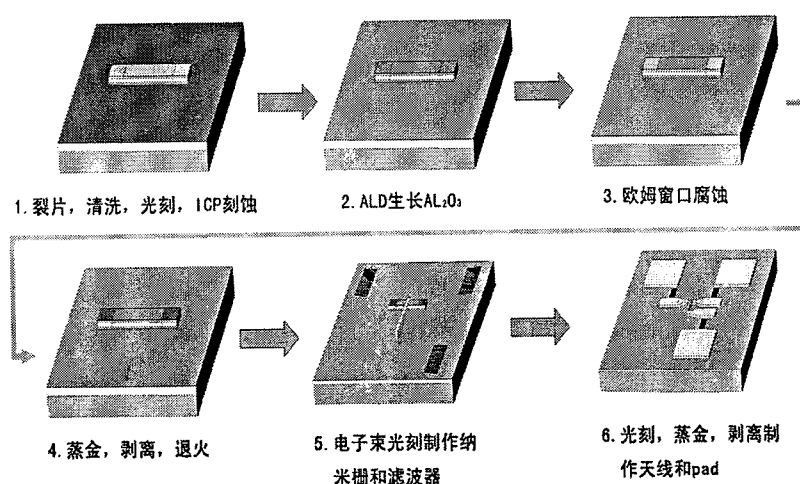


图 4.2: 探测器的三微示意图和核心部件放大图

4.2 掩模板的设计

整个掩模板包括五部分: 1. mask0 (mesa版), 2. mask1 (ohmic版), 3. mask2 (EBL标记版), 4. mask3 (天线+pad版) 和 5. mask4 (pad加厚电极版)。光刻板采用石英基板+Cr掩膜层, 其分辨率, 耐磨性和黑白对比度都比菲林版好, 只是成本高于菲林版。为了降低成本, 我们将所有的五块掩膜版都集中在同一块四寸的光刻板上, 这样不但可以节省光刻板费用, 而且使用和清洗时也比较方便, 图形也不容易变形。整个光刻板的设计概貌和对准标记如图4.3所示, 其中UV光刻采用游标对准的方式, 可以精确到 $0.2\text{ }\mu\text{m}$, EBL标记采用双十字金属对准标记, 由于每块版中的结构比较小, 这里就不一一说明。

光刻板的质量要求和检验也是非常关键的, 这一步决定了整个工艺的好坏, 因此有必要说明掩模板的设计和质量要求:

A: 图形的尺寸要准确, 图形的大小和图形间距必须符合设计要求, 图形不能发生畸变;