

博士学位论文

Ⅲ族氮化物核辐射探测器与光电探测器研究

作者姓名:	付 凯
指导教师:	张宝顺 研究员 中科院苏州纳米所
	陆敏副研究员中科院苏州纳米所
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:	中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所

二零一三年五月

<u>Research On Group III Nitride Based Nuclear Radiation</u> <u>and Photon Detectors</u>

By

Kai Fu

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

Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences

May, 2013

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:

.....

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

中 文 摘 要 I
Abstract
第一章 绪 论1
1.1 引言1
1.2 Ⅲ族氮化物的性质1
1.2.1 物理化学性质2
1.2.2 晶体结构
1.2.3 纤锌矿结构Ⅲ族氮化物中的极化
1.2.4 光学与电学特性10
1.3 III族氮化物核辐射探测器的研究进展12
1.4 III族氮化物光电探测器的研究进展14
1.4.1 Ⅲ族氮化物红外探测器的研究进展14
1.4.2 Ⅲ族氮化物紫外探测器的研究进展16
1.5 论文的主要研究内容18
第二章 核辐射与光电探测器原理及结构设计21
2.1 GaN 基室温半导体核辐射探测器设计21
2.2 GaN/AlGaN 量子阱中的子带跃迁与结构设计24
2.2.1 单个量子阱中的子带吸收24
2.2.2 多体效应修正
2.2.3 GaN/AlGaN 量子阱中的子带跃迁
2.2.4 中红外 GaN/AlGaN 量子阱结构设计
2.2.5 量子阱的光耦合方式42
2.3 紫外-中红外双色探测器结构设计46
2.4 探测器性能参数49
2.4.1 半导体核辐射探测器的特性参数49
2.4.2 光电探测器的性能参数

目 录

2.5 本章小结	52
第三章 器件制备与测试系统研究	55
3.1 材料生长	55
3.2 工艺过程	56
3.2.1 芯片清洗	56
3.2.2 掩膜制备	57
3.2.3 台面刻蚀	58
3.2.4 金属电极制备	64
3.2.5 钝化保护	66
3.2.6 工艺流程	66
3.3 测试系统	69
3.3.1 X 射线辐照测试	69
3.3.2 45°角波导耦合的红外吸收测试	70
3.3.3 黑体响应度测试	71
3.3.4 红外光谱测试	73
3.3.5 紫外光谱测试	76
3.4 本章小结	77
第四章 GaN 基室温半导体核辐射探测器研究	79
4.1 GaN 基 p-i-n型 X 射线与 α 粒子探测器	79
4.2 GaN 基肖特基核辐射探测器	82
4.3 GaN 基β核辐射电池	87
4.4 本章小结	89
第五章 Ⅲ 族氮化物红外与紫外探测器研究	91
5.1 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器研究	91
5.1.1 GaN/AlGaN 量子阱结构的光吸收	91
5.1.2 光伏型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器	93
5.1.3 杂质能级及自由载流子的光吸收作用	96

5.1.4 金属表面等离子体光栅耦合	
5.2 MSM 结构 AlGaN 紫外探测器研究	
5.2.1 偏压依赖关系及频率响应	
5.2.2 低温特性	
5.3 工艺对探测器性能的改善	
5.3.1 表面处理	
5.3.2 退火处理	
5.4 本章小结	
第六章 结论与展望	
参考文献	
致 谢	
已发表的论文和专利	
作者简历	

中文摘要

III族氮化物半导体材料具有直接带隙禁带宽度大、临界击穿场强高、电子饱 和漂移速度大、热导率高、抗辐照能力强以及化学稳定性和热稳定性好等优点, 受到人们的广泛关注,被认为是室温半导体核辐射探测器的最佳选择之一。同时, III族氮化物为紫外-红外双色集成探测器的实现提供了可能性,尤其 GaN/AIGaN 量子阱具有高达 2 eV 的可调带阶和飞秒量级的子带弛豫时间等突出的优势,成 为中短波红外光电器件的极佳选择。其中,3~5 μm 大气窗口波段不仅在低损耗 光纤通讯而且在军事和民用探测中都有着非常广泛的应用,但关于工作在此波段 的基于III族氮化物的光电器件的报道甚少。开展III族氮化物在室温半导体核辐射 探测器和紫外-中红外(3~5 μm)双色集成探测器等新应用领域的研究具有极大 的科研和应用价值,对于填补国内乃至国际上在这两个技术领域的空白具有非常 重要的意义。

本论文主要开展了 GaN 基室温半导体核辐射探测器与 AlGaN 紫外-GaN/AlGaN 量子阱中红外双色集成光电探测器的研究工作,从理论分析设计入手,优化了器件制备的工艺过程,并通过搭建测试系统对器件的探测性能进行了测试。主要研究工作概括如下:

(1)设计制备了基于 GaN 材料的 p-i-n 型和肖特基型室温半导体核辐射探测器,研究了 GaN 基探测器对 X 射线、α 粒子、和β粒子的探测性能。利用掺 Fe 的自支撑 GaN 材料,得到了直径达 5 mm 的高性能室温 X 射线探测器,并对 实物实现了较为清晰的扫描成像。同时,还研究了 GaN 基肖特基势垒型核电池 对β射线的电池工作特性,在表现活度为 30 μCi mm⁻² 的 ⁶³Ni 同位素辐照下,得 到的开路电压可达 0.1 V,能量转换效率达到 29%。

(2) 开展了基于 GaN/AlGaN 量子阱的红外探测器响应特性的研究。分析了 极化对 GaN/AlGaN 量子阱的能带结构和子带跃迁的影响,利用 Crosslight 软件 模拟分析了 Al 组分、阱宽和温度等结构参数对吸收波长的影响,设计并通过金 属有机物化学气相沉积(MOCVD)技术得到了光吸收在 3~5 μm 波段的

Ι

GaN/AlGaN 量子阱结构(阱宽~3 nm, Al组分~30%);利用金属表面等离子体与 电磁场的相互作用理论,通过模拟和实验研究了金属光栅的周期、占空比、金属 膜厚度、刻蚀深度及钝化层厚度对耦合波长和光增强效果的影响,设计并得到了 工作在 3~5 µm 波段的金属表面等离子体光栅结构;制备了光伏型和光导型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器,测试得到了的 3~5 µm 的光伏信号并分析了杂质 能级与自由载流子的光吸收作用。

(3) 开展了基于 AlGaN 材料的金属-半导体-金属(MSM)紫外探测器性能特性的研究。研究了探测器的量子效率对偏压和频率的依赖关系,且随着两者的增大,探测器的量子效率分别随之增大和减小;研究了在低温环境下紫外探测器的响应特性,通过降低温度可以提高紫外探测器的光-暗电流之比并且减小下降时间。此外,利用合适条件的表面处理和退火处理可以分别使探测器的暗电流水平降低达 4 个数量。

关键词:Ⅲ族氮化物,室温半导体核辐射探测器,紫外-红外双色,GaN/AlGaN 量子阱

Abstract

Group III nitrides have been attracting much attention for their advantages of a direct wide band gap, high critical breakdown field, high saturated electron drift velocity, high thermal conductivity, radiation hard property, good chemical stability and high thermal stability and they are considered one of the best choice of room temperature semiconductor nuclear radiation detectors. At the same time, the group III nitrides offers a possibility to realize integrated detection of ultraviolet (UV) and infrared (IR) radiation, especially a marvelous choice of short- and mid- wavelength infrared optoelectronic devices due to an adjustable conduction band offset of GaN/AlGaN heterojunction up to 2 eV and a subband relaxation time in the magnitude of femtosecond. However, few reports of group III nitrides based optoelectronic devices have been found working in the midinfrared (MIR) atmospheric window band of $3 \sim 5 \,\mu m$ which is widely useful not only in the low loss optical fiber communication but also in military and civilian detection. It has great research and application value to develop group III nitride based room temperature semiconductor nuclear radiation detectors and UV-MIR ($3 \sim 5 \mu m$) two color integrated detectors, which is also very important to fill the domestic and international blank in the two technical fields.

In this thesis, the research work has been carried out on GaN based room temperature semiconductor nuclear radiation detectors and AlGaN based UV –GaN/AlGaN based MIR two-color integrated detectors, starting from the theoretical analysis and design, then optimizing fabrication process, and finally testing detection performance of the devices by establishing test systems. The main contents of this thesis are as follows:

(1) GaN based p-i-n and Schottky room temperature semiconductor nuclear radiation detectors were designed and fabricated, of which the performances of the detection of X-ray, α particle and β particle were investigated. A high performance X ray detector of diameter of 5 mm was fabricated employing the Fe doped self-standing GaN, with which a clear profile of an object can be observed by

scanning imaging. Also, the characteristics of GaN based Schottky β nuclear barrier were investigated and an open circuit voltage of 0.1 V and an energy conversion efficiency of 29% were obtained employing ⁶³Ni as β particles emitter with an apparent activity of 30 µCimm⁻².

(2) The response characteristics of GaN/AlGaN quantum well infrared detectors were studied. The effects of polarization in GaN/AlGaN quantum wells on the energy band structure and the subband transitions were investigated and the influence of structural parameters, such as the Al component, the well width and the temperature on the absorption wavelength were simulated by the Crosslight software and GaN/AlGaN quantum well structures (well width~3 nm, Al component~30%) with an absorption of 3~5 µm were designed and obtained by the metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) technique; the influences of grating period, duty cycle, metal film thickness, etch depth and passivation thickness of the metal grating on the performance of the coupling wavelength and the optical enhancement were investigated using the theory of interaction between the metal surface plasmon and the electromagnetic field and metal gratings for the wavelength range of 3~5 µm were designed and obtained; by fabricating the GaN/AlGaN quantum well infrared photovoltaic and photoconductive detectors, photovoltaic signals in the wavelength range of $3\sim5$ µm were measured and the optical absorptions of impurity levels and free carriers were investigated.

(3) The performance of AlGaN based metal-semiconductor-metal (MSM) UV detectors was studied. The bias and frequency dependence of the quantum efficiencies of the detectors were studied and the quantum efficiencies were increased and decreased with the increase of them, respectively; the response characteristics of the UV detectors under low temperature environment were studied and the photo-dark current ratio could be increased and the fall time could be decreased by lowering the temperature; besides, the dark current level could be reduced up to 4 orders of magnitude by proper surface treatment and annealing treatment, respectively.

Keywords: Group III nitrides, room temperature semiconductor nuclear radiation detectors, UV-IR two colour, GaN/AlGaN quantum wells

第一章 绪 论

1.1 引言

Ⅲ族氮化物以其优越的材料性质在国际上的到广泛的研究,是继第一代硅 (Si)和锗(Ge)元素半导体,第二代砷化镓(GaAs)和磷化铟(InP)等化合 物半导体之后迅速发展起来的第三代半导体材料,在高性能蓝绿光发光二极管、 激光器、高迁移率晶体管¹⁻³和紫外探测器⁴⁻⁶等领域得到广泛的应用,并由于优 越的材料性质及抗辐照性被认为是室温半导体核辐射探测器及强核辐射粒子辐 照环境的最佳选择之一⁷⁻⁹。同时,Ⅲ族氮化物为紫外-红外双色集成探测器的实 现提供了可能性,从而不仅可以继承紫外和红外探测器自身的优点,还可以弥补 它们的不足和调节所需的探测波长范围,对复杂的背景进行抑制,提高对目标的 探测准确率。尤其 GaN/AlGaN 量子阱具有可调带阶大和子带弛豫时间短等突出 的优势,成为中短波红外光电器件的极佳选择,但己有研究主要集中在1.55 μm 的短波段,对于在低损耗光纤通讯、军事和民用探测都有广泛应用的 3~5 μm大 气窗口波段¹⁰⁻¹²,却一直没有关于这方面的基于Ⅲ族氮化物的光电器件的报道。 因而,开展Ⅲ族氮化物应用于室温半导体核辐射探测器和紫外-红外(3~5 μm) 双色集成探测器等新应用领域的研究具有极大的科研和应用价值,对于填补国内 乃至国际上在这两个应用领域的技术空白具有非常重要的意义。

1.2 Ⅲ族氮化物的性质

虽然早在 1907 年至 1932 年, Fichter¹³ 与 Johnson¹⁴ 等人便先后报道了氮化铝 (AIN)、氮化镓(GaN)和氮化铟(InN)化合物半导体材料的生长合成,然而 之后的几十年,材料质量都没有太大的进展¹⁵⁻²²。直到 20 世纪 60 年代末 70 代 初,对III族氮化物半导体材料的研究才有了进一步发展,并且出现了现代外延生 长技术,包括目前广泛用到的金属有机物化学气相沉积(MOCVD)技术²³和分子 束外延(MBE)技术²⁴。20 世纪 80 年代以来,两步生长法技术使得III族氮化物 半导体材料的研究有了更迅速的发展。1986 年,Amano 等人首次利用低温 AIN

缓冲层使得晶体质量得到极大提高²⁵,随后 Nakamura 等人在低温 GaN 缓冲层上 发现了同样的效果²⁶。然而,p型掺杂难以实现的问题仍然限制了Ⅲ族氮化物材 料在结型器件领域的应用。直到 Amano 等人于 1989 年无意中发现利用低能电子 束可以激活 Mg 受主²⁷ 及之后的 Nakamura 等人发现通过 700℃~800℃的热退火 也可以激活 Mg 受主能级²⁸,才使得Ⅲ族氮化物半导体材料在各个领域的应用得 到快速发展。

1.2.1 物理化学性质

以 GaN 为代表对三代半导体材料的物理化学性质进行比较,如表 1-1 所示。 可以看出,GaN 材料在禁带宽度、临界电场强度、电子饱和速度和热稳定性方 面都具有明显的性质优势,因而有利于实现低热噪声、高功率、高压、高频器件, 更有利于实现在恶劣环境下工作的抗辐照的光电器件和电子器件。

表 1-1 三代半导体材料的主要物理化学性质的比较 29

	Si	GaAs	GaN	4H-SiC		
原子序数	14	32	19	10		
禁带宽度(eV) (300 K)	1.12	1.43	3.45	3.26		
相对介电常数	11.8	12.5	9	10		
临界电场强度(MV/cm)	0.3	0.6	3.3	2.0		
平均电离能(eV)	3.6	4.8	8.9			
电子饱和速度(×10 ⁷ cm/s)	1	2	3.3	2		
电子迁移率(cm²/V•s)	1500	8500	1250	1140		
熔点(℃)	1420	1238	1700	2830		
热导率(W/cm•K) (300 K)	1.5	0.46	2.2	4.5		

semiconductor materials.

注: 上表给出了四种材料典型的物理化学性质,不同材料质量下会有所差异。

1.2.2 晶体结构

Ⅲ族氮化物晶体有三种晶体结构: 纤锌矿晶体结构(Wurtzite,即六方相或β
相),闪锌矿晶体结构(Zincblende,即立方相或α相)和岩盐矿晶体结构(Rock salt,
即 NaCl 型复式正方结构)。以单晶形态存在的主要是纤锌矿结构和闪锌矿结构
(如图 1-1 所示),并因热力学稳定性多以纤锌矿结构的形态存在。本研究工作
中所涉及的Ⅲ族氮化物材料都是纤锌矿结构。



图 1-1 纤锌矿结构(a)和闪锌矿结构(b)的比较 30,31



纤锌矿结构是由两套六方密堆积结构沿 *c* 轴方向平移 5/8 套构而成,沿 *c* 轴 [0001]方向上以 ABAB 方式堆垛(如图 1-2 所示)。Ⅲ族氮化物的纤锌矿六方结 构通过三个原子长度来进行描述(如图 1-1 (a)所示):

a0: 六方结构晶胞底部[1120]方向两相邻原子的距离;

co: 六方结构晶胞[0001]方向的高度;

u₀: 六方结构晶胞内[0001]方向成键的 AB 原子的距离。

通常以比值 u_0/c_0 来衡量实际晶体与理想晶体 ($u_0/c_0=0.376$)的差异,由于 u_0 越长对应的 c_0 也越长,因而也可以用 c_0/a_0 来衡量与理想晶体 ($c_0/a_0=1.633$)的差异。

对于纤锌矿结构III族氮化物,在[0001]方向上通常定义由阳离子(Ga、Al) 指向最近邻的阴离子(N)的方向为正方向。由图 1-3 所示的结构示意图可以看



图 1-2 纤锌矿六方密堆积方式: (a)顶视图和(b)侧视图 32



Figure 1-2 Wurtzite hexagonal close-packing: top view and side view

图 1-3 纤锌矿结构的 Ga(Al)面与 N 的结构示意图 33

Figure 1-3 The schematic diagram of Ga (Al)-face and N-face wurtzite structure

出,沿着[0001]方向排布的近邻双层原子与[0001]方向排布的情况并不相同,即 中心反演不对称。由此得出 GaN 具有两个极面,沿着[0001]方向的称之为 Ga 面, 沿着[0001]方向的称之为 N 面。这里的极面是指的纤锌矿结构III族氮化物中沿 [0001]晶向阳离子指向阴离子的方向,而并非是指外延层终止端的原子种类,即 Ga 面晶体的最表面原子不一定是 Ga 原子。Ga 面和 N 面的 GaN 还具有不同的 化学特性, N 面 GaN 材料往往表面更粗糙同时也更容易进行化学吸附。GaN 材 料的 Ga 面和 N 面的形成可以通过选择调整衬底和调节生长条件进行控制。 表 1-2 给出了III族氮化物二元合金的晶体结构参数。Al_xGa_{1-x}N 三元合金的晶格常数可以通过的通过以下公式得到³³:

$$a_0 = 3.189 - 0.077x$$
 (1.1)

$$c_0 = 5.186 - 0.203x \tag{1.2}$$

利由 Vegard 定律得到的理论值与利用高分辨 X 射线衍射得到的实验数据的线性 拟合的的偏差在 2% 以内 ³⁴。

表 1-2 III族氮化物二元合金及蓝宝石的晶体结构参数 ^{33,35-39}

	AlN	GaN	InN	Sapphire
a_0 (Å)	3.112	3.189	3.533	4.758
c_0 (Å)	4.982	5.186	5.693	12.991
u_0/c_0	0.798	0.376	0.379	
c_0/a_0	1.601	1.624	1.611	
Bohr radius	5.814	6.040	6.660	
Electron mass	0.4 m ₀	0.2 m ₀	0.11 m ₀	
Monolayer thickness (Å)	2.3	2.5928		
Optical phonon (meV)	99	91.2	73	

Table 1-2 Crystal structure parameters of group III nitride binary alloys and sapphire.

1.2.3 纤锌矿结构 III 族氮化物中的极化

对于纤锌矿结构III族氮化物,由于具有沿[0001]方向的反转不对称,正负电荷重心的不重合,在即使没有任何外电场和压力的的情况下,晶体内部仍然存在一个沿[0001]方向的电极化,称为自发(热电)极化(Psp)。表 1-3 给出了纤锌矿结构III族氮化物二元合金的自发极化强度,对于三元合金的自发极化强度可通过下式求得³⁴:

$$P_{sp}^{A_x B_{1,x} N}(x) = P_{sp}^{AN} x + P_{sp}^{BN}(1-x) + bx(1-x)$$
(1.3)

$$P_{sp}^{Al_xGaN}(x) = -0.09x - 0.034(1-x) + 0.021x(1-x)$$
(1.4)

$$P_{sp}^{\ln_x \text{GaN}}(x) = -0.042x - 0.034(1-x) + 0.037x(1-x)$$
(1.5)

$$P_{sp}^{Al_x InN}(x) = -0.09x - 0.042(1-x) + 0.070x(1-x)$$
(1.6)

前两项是二元合金自发极化强度的线性插值,第三项是二阶非线性项,通过弯曲 系数 b 来表征。由于更高阶非线性项的影响很小(<10%),所以可以忽略。

表 1-3 III族氮化物的自发极化强度 34

Table 1-3 Spontaneous polarization of group III nitrides

	AIN	GaN	InN
P_{sp} (C/m ²)	-0.090	-0.034	-0.042

虽然纤锌矿结构III族氮化物具有很强的自发极化,但是其热电系数却非常小,以AIN为例,其室温下的热电系数为 $dP_{sp}^{AIN}/dT = 7.5 \mu CK^{-2}$ 。这使得III族氮化物在表面声波器件、高频高功率电子器件、大功率 LED 和激光器等领域中具有极大的应用优势。

具有热电极化也代表着具有压电极化,反之则未必。III族氮化物的压电常数 是其他III-V族化合物的 5~20 倍 ³⁸。由于在生长中与衬底存在晶格失配,因而在 III族氮化物中存在很强的压电极化效应。由 Hooke 定律可知,晶体内的应变 σ_{ij} 与 形变 ε_{kl} 的关系为

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \tag{1.7}$$

其中, C_{ijkl} 是四阶弹性张量。由于空间对称性, C_{ijkl} 可以化简为 6×6 的矩阵: xx →1, yy→2, zz→3, yz, zy→4, xz, zx→5, xy, yx→6。因而 Hooke 定律可简化 为

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \varepsilon_j \tag{1.8}$$

纤锌矿结构III族氮化物的弹性张量C"为

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) \end{pmatrix}$$
(1.9)

对于沿 c 轴方向([0001])生长的III族氮化物,由于晶格常数 a 的失配和衬底与外延层的热膨胀系数的不同所导致的外延层中的应变存在于沿衬底基面方向(平行于衬底面),晶体在生长方向可自由弛豫,即双轴应变 $\sigma_1 = \sigma_2 \perp \sigma_3 = 0$,将(1.8)和(1.9)带入该关系得

$$\varepsilon_{3} = -2\frac{C_{13}}{C_{33}}\varepsilon_{1} \tag{1.10}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{a - a_0}{a_0}$$
 $\varepsilon_3 = \frac{c - c_0}{c_0}$ (1.11)

 ε_1 和 ε_3 分别是晶格常数 a 和 c 相对于弛豫后的晶格常数 a_0 和 c_0 的改变量。由晶格失配导致的外延层中沿基面方向的应力为

$$\sigma_1 = \varepsilon_1 (C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}}) \tag{1.12}$$

其中

$$C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}} > 0 \tag{1.13}$$

因而纤锌矿结构III族氮化物的压电极化为

$$P_i^{pz} = \sum_l d_{il} \sigma_l \qquad i = 1, 2, 3 \quad l = 1, 2, ..., 6$$
(1.14)

其中, P_i^{PZ} 是压电极化, d_{il} 是压电模量。对于III族氮化物,通常用压电常数 e_{kl} 代替压电模量 d_{il} 来表征压电极化的大小,即

$$e_{kl} = \sum_{j} d_{kj} C_{jl}$$
 $k = 1, 2, 3$ $l = 1, 2, ..., 6$ $j = 1, 2, ..., 6$ (1.15)

$$P_k^{pz} = \sum_l e_{kl} \varepsilon_l \qquad k = 1, 2, 3 \quad l = 1, 2, ..., 6$$
(1.16)

由于纤锌矿结构的对称性,非零的压电常数为

$$e_{31} = e_{32} = C_{11}d_{31} + C_{12}d_{32} + C_{13}d_{33} = (C_{11} + C_{12})d_{31} + C_{13}d_{33}$$
(1.17)

$$e_{33} = 2C_{13}d_{31} + C_{33}d_{33} \tag{1.18}$$

$$e_{15} = e_{24} = C_{44} d_{15}$$
 (剪切应力项) (1.19)

考虑到双轴应变且剪切应力对于压电极化的影响可以忽略($\sigma_4 = \sigma_5 = 0$),因而纤锌矿结构的沿生长方向的压电极化为

$$P_{pz} = P_{3}^{pz} = \varepsilon_{1}e_{31} + \varepsilon_{2}e_{32} + \varepsilon_{3}e_{33}$$

= $2\varepsilon_{1}e_{31} + \varepsilon_{3}e_{33}$
= $2\varepsilon_{1}(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}})$
= $2\frac{a - a_{0}}{a_{0}}(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}})$ (1.20)

对于III族氮化物 ³³, 始终有 $e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} < 0$ 。因而在张应变时压电极化为负值,

在压应变时压电极化为正值。即对于存在双轴应变的纤锌矿结构III族氮化物,在 张应变时,压电极化与自发极化同方向,指向[0001]方向;在压应变时,压电极 化与自发极化反方向,指向[0001]方向。表 1-4 给出了纤锌矿结构III族氮化物二 元合金的理论值和部分实验值,对于这些参数的确切值仍待进一步研究。

表 1-4 压电极化参数的理论值 34,40 及部分实验值 34

Table 1-4 Theoretical and partially experimental values of piezoelectric polarization parameters

	AlN			GaN			InN		
	理论值a ⁴⁰	理论值b ³⁴	实验值		理论值a ⁴⁰	理论值b ³⁴	实验值	理论值a ⁴⁰	理论值b ³⁴
<i>d</i> ₃₁ [pm/V]	-2.1	-2.298	-2.65		-1.6	-1.253	/	-3.5	-3.147
$d_{33}[\text{pm/V}]$	5.4	5.352	5.53		3.1	2.291	/	7.6	6.201
$e_{31} [\text{C/m}^2]$	-0.536	-0.53	-0.58		-0.527	-0.34	/	-0.484	-0.41
$e_{33} [\text{C/m}^2]$	1.561	1.50	1.55		0.895	0.67	/	1.058	0.81
<i>C</i> ₁₁ [GPa]	396	396	410		390	367	370	223	223
<i>C</i> ₁₂ [GPa]	137	137	140		145	135	145	115	115
<i>C</i> ₁₃ [GPa]	108	108	100		106	103	110	92	92
C ₃₃ [GPa]	373	373	390		398	405	390	224	224

由于III族氮化物常生长在 GaN、AIN 及 InN 的二元合金缓冲层上,因缓冲 层导致的应变可表示为

$$\varepsilon_1 = \frac{a_{buffer} - a(x)}{a(x)} \tag{1.21}$$

Al_xGaN 三元合金在不同缓冲层上的压电极化(单位: Cm⁻²)为

$$P_{pz}^{Al_xGaN/InN}(x) = -0.28x - 0.113(1-x) + 0.042x(1-x)$$
(1.22)

$$P_{pz}^{AI_xGaN/GaN}(x) = -0.0525x + 0.0282x(1-x)$$
(1.23)

$$P_{pz}^{Al_xGaN/AIN}(x) = 0.026(1-x) + 0.0248x(1-x)$$
(1.24)

压电极化作为应变的函数,依赖于外延层的厚度和组分^{41,42}。对于相同厚度的 AIN 层和 GaN 层,受到张应变的 AIN 层比受到压应变的 GaN 层更容易弛豫。

极化的存在会在相邻外延层界面引入固定电荷。由上面的分析得到III族氮化 物中的总极化强度为

$$P_{tot}^{ABN} = P_{sp}^{ABN} + P_{pz}^{ABN}$$
(1.25)

由极化引入的极化电荷密度为

$$\rho_P = -\nabla P \tag{1.26}$$

在均质的外延层中,极化强度 *P* 是常数;在表面或异质结界面处,极化强度 *P* 出现不连续,对应的二维极化固定电荷密度为

$$\sigma = P_{bottom} - P_{top} = (P_{sp}^{bottom} + P_{pz}^{bottom}) - (P_{sp}^{top} + P_{pz}^{top})$$
(1.27)

图 1-4 分别给出了 Ga 面和 N 面生长的 GaN/AlGaN 异质结在不同情况下的 极化状况和引入的界面电荷。对于缓冲层为 GaN 的 Ga 面生长的 GaN/AlGaN 异 质结,界面处会引入正的极化电荷,进而引起自由电子在界面处堆积,形成约 3~4 Å 的高浓度二维电子气(two dimensional electron, 2DEG),在即便非故意掺 杂的情况下高达 10¹³ cm⁻²。另一方面,如果界面处引入的极化电荷为负值,则会 耗尽电子并形成空穴堆积。由于极化的存在,在外延层中会引入内极化电场

$$F_{\rm int} = P_{tot} \,/\, \varepsilon_0 \varepsilon_r \tag{1.28}$$

其中 ε_0 是真空介电常数, ε_r 是相对介电常数。 P_{tot} 是自发极化和压电极化的总和。



图 1-4 GaN/AlGaN 异质结中的极化和对应的界面极化电荷 43

Figure 1-4 Interfacial charge and polarization in the GaN/AlGaN heterostructures

在III族氮化物中因极化导致的内建场高达 10⁶V/cm, 使得能带结构发生倾斜, 进 而影响其电学和光学性质。

1.2.4 光学与电学特性

III族氮化物的光学性质和电学性质受到其能带结构、晶体结构、内部极化场和缺陷的影响。作为直接带隙半导体,III族氮化物禁带宽度的一般表达式:

$$E_{g}^{A_{x}BN}(x) = xE_{g}^{AN} + (1-x)E_{g}^{BN} - x(1-x)b$$
(1.29)

其中, *b* 是弯曲因子, 受到应变等因素的影响,不同的文献报道中 *b* 的取值有所 差异。在 300K 下的三元合金Ⅲ族氮化物禁带宽度(eV)、导带带阶(eV)及相 对介电常数(eV)为 ³⁴:

$$E_g^{\text{Al}_x\text{GaN}}(x) = 6.13x + 3.42(1-x) - 1.0x(1-x)$$
(1.30)

$$E_g^{In_x \text{GaN}}(x) = 1.95x + 3.42(1-x) - 2.5.0x(1-x)$$
(1.31)

$$E_g^{\text{Al}_x \text{InN}}(x) = 6.13x + 1.95(1-x) - 5.4x(1-x)$$
(1.32)

$$\Delta E_{c}^{\text{AxBN}}(x) = 0.63[E_{g}^{\text{AxBN}}(x) - E_{g}^{\text{AxBN}}(0)]$$
(1.33)

$$\varepsilon_{\text{Al},\text{GaN}}(x) = 0.03x + 10.28$$
 (1.34)

$$\mathcal{E}_{\text{In.GaN}}(x) = 4.33x + 10.28 \tag{1.35}$$

$$\mathcal{E}_{\text{Al.InN}}(x) = -4.30x + 14.61 \tag{1.36}$$

受到应变和缺陷等不确定因素的影响,材料的光学性能和电学性能往往和理论值存在较大差异。通过调整合金组份,可以获得从 0.7 eV 到 6.2 eV 的连续可调的带隙(如图 1-5 所示)。因而可覆盖的发光波长范围从紫外光到红外光,这使得它在很多领域有着极大的应用前景。其中,要得到工作在日盲区的紫外探测器,可以通过调节合适的 Al 组分分别利用 AlGaN 和 AlInN 两种三元合金氮化物来实现。此外,AlInN 合金化合物在 Al 组分约为 83%时的晶格常数与 GaN 相同,不仅可以实现晶格匹配的异质结结构,也可以实现对日盲区的探测,具有极好的应用前景。但是由于目前 AlInN 材料在外延生长中往往有 In 组分不均匀和相分离的情况,并伴随有大量的 V 型坑,因而本研究工作主要利用 AlGaN 和 GaN/AlGaN 异质结来设计和制备紫外与红外探测器。



图 1-5 III族氮化物合金的晶格常数和禁带宽度



此外,在III族氮化物的外延生长中长通常采用的衬底材料是 6H-SiC 和蓝宝石,他们的晶格常数分别为 3.0806 Å和 2.748 Å (计入 30°的旋转),这样就不

可避免的导致晶格失配,从而存在大量的位错与缺陷,降低了材料质量。近年来 已经有了商品化的 GaN 衬底出现,但是由于其昂贵的费用和仍然很高的位错密 度(~10⁶ cm⁻²),所以并没有在外延生长中得到广泛的应用。很多研究组从理论 和实验出发研究了缺陷的产生和对III族氮化物的光学和电学性能的影响⁴⁴⁻⁵⁰。对 于日盲紫外探测器,高 Al 组分(>40%)是必然的要求,而随着 Al 组分的提高, 缺陷密度也随之增加⁴⁴,使得在材料内部存在更多的缺陷能级,降低了探测率。 此外,与缺陷相关的持续光电导和光淬灭现象^{51.54}严重影响了光电器件的响应速 度、可靠性和应用范围。高密度缺陷的存在导致了很多的漏电通道的存在,增加 了暗电流噪声,极大地限制了光导型III族氮化物子带跃迁器件的性能与应用⁵⁵。

1.3 Ⅲ族氮化物核辐射探测器的研究进展

核辐射是原子核从一种结构或一种能量状态转变为另一种结构或另一种能 量状态过程中所释放出来的微观粒子流,以波或微粒的形式存在,主要有α(氦 核)、β(电子)、γ(电磁波)三种射线。核探测技术在核科学、核能利用、天 体物理学、天文学、宇宙物理、工业自动化、国家安全检查(自动行李检查、自 动集装箱检查)、反恐防恐、反毒辑毒、核医学影像和对环境有毒有害元素的监 测等领域得到了广泛的应用。

对核辐射探测器的研究已经经历了一百多年的历史56:

19世纪末 20世纪初对核辐射的探测手段主要是空气电离室、硫化锌闪烁体 和照相底片等;

20世纪30年代前后出现了与核物理实验相关的加速器,从此开始研制了线性放大器、脉冲计数器、(G-M)计数器,正比计数、云雾室和磁谱仪等;

20世纪40年代出现了与发光现象有关的闪烁计数器和光电倍增管;

20世纪 50年代初 NaI(T1)闪烁计数器逐步商品化;

20世纪 50年代末出现了火花室,并且出现了能够探测带电粒子的锗(Ge)和硅(Si)的 PN 结半导体探测器;

20 世纪 60 年代以后半导体探测器得到发展,并在轻粒子谱仪 x、γ射线能

谱学方面取得了重要的成就;

20 世纪 70 年代 HPGe 和闪烁体 BGO(Bi4Ge3O12 锗酸铋) 探测器的研制 和发展,分别在γ射线、带电粒子及高能物理领域得到了广泛的应用;

20世纪90年代至今, HP-Ge 探测器逐步智能化和便携化,出现了各种类型和各种结构的CdTe、CdZnTe半导体探测器以及象素探测器,还有硅光电探测器线性阵列和硅 APD 阵列;

2005 年 Szweda 提出了 GaN 和 SiC 在核辐射和医学中的应用前景⁸;

2007 年 Grant 等人报道了 GaN 作为核辐射探测器的辐照特性研究 51 。

2008-2011 年 Duboz 等人报道了 GaN 基 X 射线探测器的光电特性,分析了 其吸收系数和时间响应等特性 ^{9,57,58}。

2010-2012 年陆敏等人报道了 GaN 基 α 粒子探测器、X 射线探测及 β 核电池的研究工作 ⁵⁹⁻⁶⁶。

发展室温半导体核辐射探测器一直是核技术工作者的追求目标。虽然 Si 基 核辐射探测器具有很好的工作性能,但它们的缺点是需要低温下工作,并且耐辐 照特性较差。CdZnTe (CZT) 化合物半导体探测器是能够在室温下实现核辐射 探测的很好的选择,但由于其生长工艺的复杂性,至今仅有寥寥无几的几个国家 有能力获得好品质的材料,并且价格十分昂贵。以 GaN 为代表的Ⅲ族氮化物由 于其良好的抗辐照特性、大原子序数(更高的探测率)、较大的禁带宽度(更低 的漏电流)等物理性质,在核辐射探测方面具有广泛的应用前景^{8.67}。在强辐射 场探测领域,正在进行的欧洲粒子物理研究所(CERN)资助的 RD50 计划,其 目标是研制在重粒子对撞系统中强辐射半导体射线探测器,包括材料工程和器件 工程两大项目方向,所研究的材料主要有 Si (O) 、SiC 和 GaN,由于 Si 的 抗辐射性能不如 SiC 和 GaN 的,因此,SiC 和 GaN 最终要成为更有优势的强 辐射场探测器⁶⁷。总投资 6.4 亿人民币的北京正负电子对撞机已于 2009 年 5 月 13 日完成重大改造工程(BEPCII),使对撞机的重要参数亮度提高了 100 倍, 其对探测器的抗辐射能力要求也将大幅度提高。这为 GaN 核辐射探测器的研究 提供了良好的机遇。

同时, GaN 基室温核辐射探测的研究正处于起步阶段,并且由于厚度一般 比较薄(灵敏区小)和缺陷密度大等问题限制了其向大面积和高性能的发展。据 我所知,目前对于 GaN 在核辐射探测器中应用在国外已有报道,而在本研究小组 对有关 GaN 作为核辐射探测器和核电池等方面的报道之前,国内对这方面的研 究甚少。

1.4 Ⅲ族氮化物光电探测器的研究进展

1.4.1 Ⅲ族氮化物红外探测器的研究进展

红外是指波长范围在 700 nm~1 mm 的电磁辐射,对应的光子能量范围是 1.24 meV~1.7 eV。1800 年 William Herschel 在研究太阳光谱的能量分布时发现了红外 辐射的存在,并由此引起了人们对红外辐射和红外探测的研究。红外辐射在大气 中的传播有三个主要的窗口波段: 1 μm~3 μm, 3 μm~5 μm 和 8 μm~14 μm。任何 物质都处于不断运动变化之中的,当物质从高能状态向低能状态转变时,就会向 外界发射出各种波长的电磁辐射,而任何温度高于绝对零度(0 K)的物体都在 不停的发射着红外辐射,物体的温度越高所发射的红外辐射波长越短,反之波长 越长。正是利用这一原理,红外探测在各个领用都起到了非常重要的作用和应用。 红外 夜视技术、红外侦察技术、红外搜索与跟踪、红外雷达、红外精确制导技术、 红外隐身技术以及在这些技术基础上发展起来的一系列军事高新技术无不对现 代战争产生了深刻的影响。在民用工程中,红外探测技术在气象预报、 地貌学、 环境监测、遥感资源调查、煤矿井下测温和测气中及隐蔽火源探测、消防和石化 报警以及医疗和森林火灾预报中的都得到了广泛的应用。

在实际应用中, 灰体问题、零对比度问题是制约目标识别率的重要因素。对 于红外探测而言, 目标物体的辐射特征往往偏离黑体理论辐射曲线, 导致单一的 红外探测波段难以唯一的确定目标的温度, 同时目标与环境往往具有相同的温 度, 尤其是随着红外隐身技术的不断发展, 在特定波段上目标与环境背景具有相 似的发射率, 从而导致红外目标的对比度下降, 难以识别。

继 1800 年 William Herschel 用温度计第一次探测到红外的存在, 红外探测器

的发展经历如下一系列重要的发展 68-72:

1821年 Seebeck 发现了热电效应并在之后报道了第一个热电偶;

1829年 Nobili 利用一系列热电偶制作了第一个热电堆探测器;

1833年 Melloni 利用铋(Bi)和锑(Sb)改善了热电偶的设计;

1880 年 Langley 发明了第一个测辐射热仪(bolometer)并用 20 年的时间将 其灵敏度提高了 400 倍;

1917 年 Case 利用硫化铊电阻在红外辐射下的电阻变化报道了第一个红外光导型的光子探测器;

1933 年 Kutzscher 报道了硫化铅对 3 µm 红外波长的光导响应;

20世纪50年代初出现了非本征光敏电阻红外探测器;

20 世纪 50 年代末 60 年代初开始了利用窄带隙半导体合金来制备红外光子 探测器,包括III-V(InAs_{1-x}Sb_x), IV-VI(Pb_{1-x}Sn_xTe)和II-VI(Hg_{1-x}Cd_xTe);

1969 年 Esaki&Tsu 提出由两种超薄材料构成低维周期结构,进而开始了超 晶格和量子阱的研究;

1977 年 Esaki&Sakaki 首次提出 GaAs/AlxGa_{1-x}As 多量子阱子带跃迁的可能性;

1987年 Levine 等人报道第一个 GaAs/AlxGa1-xAs 量子阱红外探测器;

1999年 Gmachl 等人报道了对III族氮化物异质结的子带跃迁的研究;

2003 年 Hofstetter 等人报道了第一个工作在 1.55μm 的 AIN/GaN 量子阱红外 光伏探测器。

2006 年 Ariyawansa 等人报道利用 GaN 中的自由载流子吸收和低 Al 组分 (~2.6%)的 AlGaN 势垒的本征吸收组成的紫外-红外双色探测器(由于自由载 流子的吸收与波长成正比,在中短波红外的信号非常弱)。

2011年 Machhadani 等人报道利用 GaN/Al(Ga)N 量子阱研究了从近红外到太 赫兹的光吸收。

2012 年 Sakr 等人利用 GaN/Al(Ga)N 量子级联探测器实现 1 μm 和 1.7 μm 的 双色光伏探测。

GaAs 基III-V族化合物量子阱红外探测器(QWIP)可以通过改变势阱宽度和 势垒高度实现 3~18 μm 以至更长波段的光谱响应,具有易于大面阵集成、稳定 性与器件均匀性好、可操作像元数高、成本低、光谱响应带宽窄、不同波段之间 光学串音小且容易实现多色焦平面器件等优点,成为近年来红外探测器领域研究 的热点。

相比之下,III族氮化物量子阱子带间的跃迁具有更加优异的物理性质和应用 前景:

Al(Ga)N/GaN 量子阱的导带带阶调控可以高达 2 eV,比 GaAs 基Ⅲ-V族
 化合物量子阱更容易实现在 1.55 μm 光通讯波段的子带间跃迁 ^{70,71}。

2)由于 GaN 的带隙(~3.4eV)要远远大于光子的能量(~0.8eV),因而可以减少由多光子吸收引起的慢响应,具有更好信噪比。

3)理论计算表明, GaN/AlGaN 量子阱在 1.55 μm 的子带间跃迁驰豫时间约 为 80 fs,比 InGaAs 小 30 倍 ⁷³,在 4.5 μm 时的弛豫时间可小于 150 fs⁷⁴,比 InGaAs 约小了一个数量级,因而具有更快的频率响应,可以实现工作在 0.1~1 Tbit/s 的比特率区域。

4) GaN 的纵光学声子能量(92 meV)比 GaAs 的(36 meV)大得多,可以 实现覆盖至 THz 波段的探测,同时也可以实现更高工作温度的 THz 激光器⁷⁵。

对Ⅲ族氮化物量子红外阱探测器的研究还有很多问题有待解决,材料的外延 质量和对界面粗糙度的控制问题限制了其发展和应用,目前大多数研究组都主要 着眼于利用多量子阱结构实现 1.3 μm 和 1.55 μm 的光通讯波段,而忽视了红外 探测方面的研究,尤其是 3-5 μm 和 8-12 μm 的这两个大气窗口波段的红外探测 方面的研究工作,一直没有相关的可工作的光电器件的报道。对 GaN/AlGaN 材 料体系的量子阱红外探测器的研究在国内外都尚属起步阶段,加强这一领域的研 究工作将有助我国在新一代量子阱红外探测器的研究中占领优势地位奠定基础。

1.4.2 Ⅲ族氮化物紫外探测器的研究进展

太阳是地球表面附近最大的紫外光源,高空大气层中的氧气分子强烈吸收波

长小于 200 nm 的紫外线,因而该波段的紫外线仅在外太空中存在;由于平流层中的臭氧层对 200 nm~300 nm 范围的紫外线的强烈的吸收作用及大气的部分散射作用,这一波段的太阳紫外辐射在近地大气中几乎不存在,该波段被称为"日盲区"(Solar Blind);太阳辐射中的近紫外成分(300 nm~400 nm)能较多地透过地球大气层,该波段被称为大气的"紫外窗口"。

由于日盲段紫外在大气层中具有较低的背景噪声,具有低窃听率、高抗干扰 性和全天候工作等优点,是一种具有很大发展潜力的新型通信方式。在现代战争 中,导弹已经对飞机、舰艇和坦克等军事目标构成极大的威胁,因此,弹预警技 术成为重要的现代防御技术。由于各种导弹都需要使用燃料,无论使用何种燃料, 尾焰中都含有近紫外、中紫外辐射,这就成为捕捉目标的紫外辐射源。在背景洁 净的"目盲区"来对导弹的火焰与羽烟进行紫外探测预警,由于避开了最强的太 阳辐射背景,信息处理负担明显减轻,与雷达预警、红外预警和激光预警相比, 不需要低温冷却,具有体积小、重量轻、响应快、虚警率低、灵敏度高、隐蔽性 强、结构简单和用途广泛等优点,可以为飞机、舰艇和坦克等提供末级近程全方 位防御,在现代防御技术上正取得日益广泛的运用⁷⁶。紫外探测技术在医学和生 物学方面也有着广泛的应用,利用紫外探测技术在检测诊断皮肤病时可直接看到 病变细节。此外,也可用它来迅速准确地检测癌细胞、微生物、血色素、红血球、 白血球和细胞核等⁷⁷。此外,紫外探测技术在明火探测、臭氧监测、海上油监、 太阳照度监测、公安侦察及天文观测等方面都具有广泛的应用^{78.79}。

此外,对于紫外探测而言,紫外光在大气中传输时,由于受到O₃和O₂的吸收、瑞利散射、溶胶的吸收和散射等做作用会被衰减,同时来自多方面的噪声(热噪声、低频噪声等)造成探测到目标辐射的信噪比很低,使得紫外探测距离降低,远不如红外探测器。

一直以来,高灵敏紫外探测多采用紫外敏感的光电倍增管等真空器件以及紫 外增强型硅光电二极管等固体探测器。真空器件相对固体探测器而言,具有体积 大、工作电压高等缺点,而硅器件在紫外段的响应较弱,并且由于对可见光的 响应特点使得它在某些紫外应用中成为缺点。随着宽禁带半导体材料的研究进展

及其所具有材料优势,人们逐步转向对可见光响应极小的本征型紫外光电探测器的研制⁸⁰。

对于Ⅲ族氮化物,最常用的是 AlGaN 三元合金材料。通过改变 AlGaN 材料 中 Al组分,可以使其禁带宽度从 GaN 的 3.4 eV 连续变化到 AlN 的 6.2 eV,因 而,其对应的本征型紫外探测器的截止波长对应地可以连续地从 365 nm 变化到 200 nm,涵盖了整个日盲紫外波段。Ⅲ族氮化物紫外探测器的发展开始于 20 世 纪 90 年代初期,起初的研究工作主要以 GaN 材料为基础。当时对Ⅲ族氮化物的 研究主要集中在蓝光 LED 与激光器等领域的应用,对于其在探测器中的应用是 简单的 GaN 光导探测器和肖特基探测器。在 20 世纪 90 年代后半期,宽禁带的 GaN 材料在紫外探测器中应用前景逐渐被发现,并开始了利用 AlGaN 材料实现 对 200~400 nm 紫外波段探测的研究。早期的探测器仍然集中在对光导型探测器 ^{81,82}、肖特基金属-半导体-金属(MSM)探测器 ⁸³⁻⁸⁷和肖特基势垒探测器的研究 ^{88,89}。随着Ⅲ族氮化物半导体材料的外延水平不断提高和 p 型掺杂问题的突破, 20 世纪 90 年代以后,p-i-n 型的紫外探测器开始出现 ⁹⁰⁻⁹⁵,并且出现了具有更高 灵敏度的紫外雪崩光电二极管(avalanche photodiodes, APDs) 探测器 ⁹⁶⁻¹⁰²。

虽然 AlGaN 基日盲紫外探测器的研究已取得阶段性进展,但由于缺少晶格 匹配的衬底,使得薄膜中仍然存在大量缺陷,并且随着 Al 组分的增加,由于 Al 原子和 Ga 原子的迁移率不同,造成组分不均一,生长模式也从二维生长逐渐向 三维生长过渡。这些因素都严重制约着器件性能,对于 AlGaN 基的紫外探测器 的材料生长和器件制备有待进一步的研究。

1.5 论文的主要研究内容

针对以上所述的研究背景,本论文围绕以下几个方面开展了研究工作:

(1)通过研究核辐射探测的原理,设计GaN基室温半导体核辐射探测器的 结构;通过研究GaN/AlGaN量子阱中子带跃迁的特点及量子阱的结构参数对吸收 波长的影响,设计吸收波长在3~5 μm的量子阱结构及双色探测器的集成方式; 通过研究金属表面等离子的结构参数对光栅耦合效果的影响,设计在3~5 μm波

段耦合增强的金属表面等离子体光栅。

(2)设计器件制备的工艺流程,优化工艺条件;通过研究测试的原理,搭 建所需的X射线、红外和紫外测试系统。

(3)制备GaN基α粒子和X射线探测器及β核电池,研究GaN室温半导体探测器的探测性能;制备光导型和光伏型GaN/AlGaN量子阱红外探测器及金属表面等离子体光栅,研究探测器的光伏与光电流响应特性及金属光栅的耦合特性;制备金属-半导体-金属(MSM)结构的AlGaN紫外探测器,研究偏压、频率、低温环境及工艺过程对器件的响应特性的影响。

(4)最后,对论文工作所取得的成果进行了总结,并对Ⅲ族氮化物光电探 测器的发展作了展望。
第二章 核辐射与光电探测器原理及结构设计

本章主要从物理机制和工作原理入手,研究了 GaN 基核辐射探测器、金属-半导体-金属(MSM) AlGaN 紫外探测器、GaN/AlGaN 量子阱红外探测器及紫 外-红外双色探测器的结构设计。

2.1 GaN 基室温半导体核辐射探测器设计

在本研究工作中,我们主要研究了对α粒子(He 核)、β粒子(电子)和X 射线(电磁波)的辐射探测响应。其中

(1) a 粒子与物质的相互作用主要是与物质原子的壳层电子发生库仑作用 从而使物质原子电离或激发,进而损失自己的能量。a粒子在物质中的路径近乎 一直线,只是在其路径的末端略有一些弯曲。如图 2-1 是 a 粒子的比能损失沿穿 透深度的变化⁵⁶。



图 2-1 α 粒子的比能损失沿穿透深度的变化

Figure 2-1 Energy loss rate of α particle as a function of the penetration depth.

(2) β 粒子通过靶物质时,与原子的核外电子发生非弹性碰撞,使物质原子电离或激发,进而损失其能量。β 粒子的能量损失率比α粒子小,因此它比α粒子具有更大的射程。由于β 粒子质量小,在电离损失、辐射损失和与核的弹性散射过程中运动方向会有很大的改变,使得其路程轨迹长度远大于它的射程。

(3) *X* 射线通过物质时不能直接使物质产生电离或激发,也就不能被直接 探测到,需要将全部或部分光子能量传递给物质中的一个电子,通过光电效应产 生光电子,从而来实现对 *X* 射线的探测。*X* 射线的穿透能力在三者中最强。

探测器信号的来源就是射线被探测器材料阻止或吸收而损耗的能量。半导体 核辐射探测器实质上是一个固体电离室(如图 2-2 所示),工作原理与气体电离 室相似,不同的是用半导体材料取代了通常气体探测器中的气体。在反向偏压下, 两种结构方式都会形成一个具有一定厚度的耗尽区(灵敏区),当射线入射到耗 尽区时,射线和物质相互作用,产生电子-空穴对。产生一对电子-空穴对所需要 的能量即为平均电离能。电子与空穴在耗尽区电场作用下,分别向两电极运动进 而产生信号。因为在强辐射过程中会导致材料温度升高,因而要求材料的禁带宽 度大;为了更好地收集到信号,需要电子和空穴具有较大的漂移速度;为了得到 更大的耗尽区和更小的暗电流,需要较低的杂质浓度;为了更好地阻止射线,需 要较高的原子序数。因而 GaN 材料是一种非常好的室温辐射半导体材料。然而, 除了材料质量是限制 GaN 核辐射探测器的性能的因素之外,GaN 外延层的厚度 也是限制其应用的一大问题。



图 2-2 半导体核辐射探测器的工作原理

Figure 2-2 Working principle of the semiconductor nuclear radiation detectors.

图 2-3 是模拟的 α 粒子和 β 粒子在 GaN 层中的入射深度与粒子能量的关系 ¹⁰³。常用的 α 粒子源和 β 粒子源分别是 ²⁴¹Am (5.48 MeV) 和 ⁶³Ni (17.4 keV), 因而至少需要几十微米厚度的 GaN 材料才能较好地吸收辐射粒子的能量。然而,



图 2-3 α 粒子和β粒子的入射深度与粒子能量的关系

Figure 2-3 Penetrating thickness as a function of α and β particle energy

GaN 外延层的厚度一般在几个微米到十几个微米,对于穿透深度更强的辐射粒子的能量的吸收就更弱了。近年来,随着外延水平的提高,逐渐出现了自支撑的 GaN 材料,厚度可达几百微米,然而由于价格昂贵,还很难得到普遍应用。



图 2-4 GaN 基 p-i-n 型和表面肖特基型核辐射探测器结构

Figure 2-4 GaN based p-i-n and Schottky nuclear radiation detector structures

本工作中主要采用 p-i-n 型和表面肖特基型两种结构方式(如图 2-4 所示), 通过二者的内建电场区对辐射产生的电子空穴对进行分离,从而收集信号。此外, 针对 GaN 较薄的问题,我们利用氢化物气相外延技术(HVPE)生长自支撑的 GaN 材料,来研究较大厚度的 GaN 基核辐射探测器的性能的提高。并且为了得 到更高的信噪比和更低的反向暗电流,我们对材料进行了掺杂 Fe 处理,以提高 材料的电阻,增加耗尽区体积。此外,由于所设计的探测器具有内建场,在不加 偏压时受到核辐射照射会产生开路电压和短路电流,即可以作为核电池使用,因 而,我们在工作中也对 GaN 材料在核辐射电池中的应用做了初步研究。

2.2 GaN/AlGaN 量子阱中的子带跃迁与结构设计

虽然人们对以AlGaAs/GaAs为代表的传统的子带跃迁器件已经有了长期深入的研究并形成了系统的量子理论,但由于III族氮化物自身的不同于传统量子阱体系的材料特性,尤其是GaN/AlGaN量子阱中自发极化和压电极化的存在,引入了非常大的内建电场和高密度的界面极化电荷,使得适用于AlGaAs/GaAs的处理方法不能简单地套用到GaN/AlGaN体系中来。本节从量子阱中子带跃迁(ISBT)的基本理论着手,对照己有的理论模型分析了GaN/AlGaN量子阱中子带跃迁和电子输运的特点及结构参数对二者的影响。

2.2.1 单个量子阱中的子带吸收

作为量子力学的奠基理论之一,薛定谔方程描述了物理系统中量子态(波函数)对时间和空间的依赖关系。在量子力学中,物理系统中的量子状态用波函数 $\psi(\mathbf{r},t)$ 来描述,它的平方代表概率密度,所有可测物理量用算符来表示

动量
$$p \to \frac{\hbar}{i} \nabla$$
 (2.1)

能量
$$E \to i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$
 (2.2)

对于处于势场V(r,t)中的粒子

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(\boldsymbol{r}, t) \rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\boldsymbol{r}, t)$$
(2.3)

满足薛定谔方程

$$H\psi(\mathbf{r},t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r},t)$$
(2.4)

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\boldsymbol{r}, t)$$
(2.5)

其中 H 是哈密顿 (Hamiltonian) 算符。在研究量子阱中的子带跃迁时,可以

合理地认为势场 $V(\mathbf{r},t)$ 不随时间变化,即 $V(\mathbf{r},t) = V(\mathbf{r})$ 。采用分离变量法: $\psi(\mathbf{r},t) = f(t)\psi(\mathbf{r})$,可以得到定态薛定谔方程

$$H\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \tag{2.6}$$

即

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\boldsymbol{r})\right]\psi(\boldsymbol{r}) = E\psi(\boldsymbol{r})$$
(2.7)

其中, E 是对应本征态 $\psi(\mathbf{r})$ 的能量本征值。

由布洛赫(Bloch)理论得到,电子在布里渊区中心的总波函数

$$\psi(\mathbf{r}) = u_{\nu}(\mathbf{r})f_{n}(\mathbf{r}) \tag{2.8}$$

其中 $u_v(\mathbf{r})$ 是布洛赫函数,与材料的晶体周期性相关, $f_n(\mathbf{r})$ 是相对于 $u_v(\mathbf{r})$ 变化缓慢的包络函数,n是量子数。考虑在量子阱的情形下,哈密顿量与时间无关,且 布洛赫函数 $u_v(\mathbf{r})$ 在量子阱和势垒层中是不变的,因此在求解定态薛定谔方程时 只需要考虑包络函数。设外延层的生长方向为z方向,则电子可以在x和y方向 自由运动,即 $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y, 0)$ 且 $V(\mathbf{r}) = V(z)$,包络函数可表示为

$$f_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{ik_{\perp} \cdot \mathbf{r}} \phi_n(z)$$
(2.9)

其中, A是样品的面积。将式(2.9)带入定态薛定谔方程(2.7)得到

$$\frac{-\hbar^{2}}{2m^{*}}\phi_{n}(z)(\frac{d}{dx^{2}} + \frac{d}{dy^{2}})e^{ik_{\perp}\cdot \mathbf{r}} + \frac{-\hbar^{2}}{2m^{*}}e^{ik_{\perp}\cdot \mathbf{r}}\frac{d}{dz^{2}}\phi_{n}(z) + e^{ik_{\perp}\cdot \mathbf{r}}V(z)\phi_{n}(z) = E_{n,k_{\perp}}e^{ik_{\perp}\cdot \mathbf{r}}\phi_{n}(z)$$
(2.10)

考虑沿生长方向(z轴),得到

$$\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d}{dz^2} \phi_n(z) + V(z)\phi_n(z) = E_n \phi_n(z)$$
(2.11)

其中, m^* 是电子有效质量, E_n 是与势场V(z)相关的子带能级且随波矢变化的色散关系为

$$E_{n}(n, \mathbf{k}_{\perp}) = E_{n} + \frac{\hbar^{2} \mathbf{k}_{\perp}^{2}}{2m^{*}}$$
(2.12)

对于量子阱结构中的阱和垒的不同材料 A 和 B,要分别求解,且在界面处(z=zAB)

满足边界条件

$$\phi_n^{\rm A}(z_{\rm AB}) = \phi_n^{\rm B}(z_{\rm AB}) \qquad \frac{1}{m_{\rm A}^*} \frac{d\phi_n^{\rm A}}{dz}(z_{\rm AB}) = \frac{1}{m_{\rm B}^*} \frac{d\phi_n^{\rm B}}{dz}(z_{\rm AB})$$
(2.13)

对于 GaN/AlGaN 量子阱则为

$$\phi_n^{\text{AIGaN}}(z_{\text{AIGaN/GaN}}) = \phi_n^{\text{GaN}}(z_{\text{AIGaN/GaN}})$$
(2.14)

$$\frac{1}{m_{\text{AIGaN}}^*} \frac{d\phi_n^{\text{AIGaN}}}{dz} (z_{\text{AIGaN/GaN}}) = \frac{1}{m_{\text{GaN}}^*} \frac{d\phi_n^{\text{GaN}}}{dz} (z_{\text{AIGaN/GaN}})$$

对于简单的有限深方势阱,定态薛定谔方程可以得到解析解,而对于包括非对称 GaN/AlGaN 三角阱在内的绝大多数情形,需要通过数值模拟得到本征波函数和 能量本征值。

根据费米黄金定则,电子受到频率为 ω 的电磁波辐射从初始态 $|\psi_i\rangle$ 跃迁到末态 $|\psi_i\rangle$ 的跃迁几率为

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \psi_i \left| H' \right| \psi_f \right\rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar \omega)$$
(2.15)

其中 $H' = \frac{e}{2m^*}(A \cdot p + p \cdot A)$ 是相互作用哈密顿量(电子的电荷为-e), m^* 是基于单带有效质量模型的有效质量。A是电场 E 的矢量势,设电场矢量幅值为 E_0 ,则电场矢量为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = E_0 \boldsymbol{e} \cos(\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t) = \frac{E_0 \boldsymbol{e}}{2} (e^{i(\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t)} + e^{-i(\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{r} - \omega t)})$$
(2.16)

其中q是波矢, e是垂直于q的线偏振矢量。由关系 $E = \frac{\partial A}{\partial t}$ 得到

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \frac{E_0 e}{\omega} \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = \frac{iE_0 e}{2\omega} e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \text{c.c.}$$
(2.17)

由于电子体系的特征尺寸(晶格周期和量子阱宽度)远小于辐射波长,利用偶极 子近似,则可以对相互作用哈密顿量进行简化: $H' = \frac{e}{m^*} A \cdot p$ 。则(2.15)式变为

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e_2 E_0^2}{4m^{*2} \omega^2} \left| \left\langle \psi_i \left| \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{p} \right| \psi_f \right\rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar \omega)$$
(2.18)

由于(2.8)式中包络函数的变化比布洛赫函数慢的多,所以

$$\left|\left\langle\psi_{i}\left|\boldsymbol{e}\cdot\boldsymbol{p}\right|\psi_{f}\right\rangle\right|=\boldsymbol{e}\cdot\left\langle\boldsymbol{u}_{v}\left|\boldsymbol{p}\right|\boldsymbol{u}_{v'}\right\rangle\left\langle\boldsymbol{f}_{n}\left|\boldsymbol{f}_{n'}\right\rangle+\boldsymbol{e}\cdot\left\langle\boldsymbol{u}_{v}\left|\boldsymbol{u}_{v'}\right\rangle\left\langle\boldsymbol{f}_{n}\left|\boldsymbol{p}\right|\boldsymbol{f}_{n'}\right\rangle\right.$$
(2.19)

如果初态和末态在不同能带($v \neq v'$),布洛赫积分 $\langle u_v | u_{v'} \rangle$ 为零,只剩第一项,即描述带间跃迁。如果初态和末态在同一个能带(v = v'),则第一项为零且

$$\langle u_{v} | u_{v'} \rangle = 1, \quad \boldsymbol{e} \cdot \langle f_{n} | \boldsymbol{p} | f_{n'} \rangle$$
 描述的是子带跃迁 (ISBT), 将式(2.9)带入得到
$$\langle f_{nk_{\perp}} | \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{p} | f_{n'k_{\perp}} \rangle$$
$$= \frac{1}{A} \int d^{3} \boldsymbol{r} e^{-ik_{\perp} \cdot \boldsymbol{r}} \phi_{n}^{*}(z) [\boldsymbol{e}_{x} \boldsymbol{p}_{x} + \boldsymbol{e}_{y} \boldsymbol{p}_{y} + \boldsymbol{e}_{z} \boldsymbol{p}_{z}] e^{ik_{\perp}' \cdot \boldsymbol{r}} \phi_{n'}(z)$$
(2.20)

由于包络函数的特殊形式,只有具有相同波矢($k_{\perp} = k'_{\perp}$)时才能发生子带跃迁; 而对于不同的初态和末态($n \neq n'$),只有正比于 e_z 的项对子带跃迁有贡献。所 以,决定子带跃迁的矩阵元可以简化为

$$\left\langle n \left| p_{z} \right| n' \right\rangle = \int dz \phi_{n}^{*}(z) p_{z} \phi_{n'}(z)$$
(2.21)

所以只有电磁辐射的电矢量具有 z 方向(外延层的生长方向)的分量时,才可能 发生子带跃迁,即偏振选择定则。对于理想的对称量子阱,波函数也具有一定的 对称性,当 ϕ_n 和 $\phi_{n'}$ 具有相同的奇偶性时,偶极矩阵元(2.21)为零,即奇偶选择定 则(宇称选择定则)。对于 GaN/AlGaN 量子阱,由于存在内建场,导致量子阱不 对称,因而不受奇偶选择定则的影响。

在光谱研究中,通常用没有量纲的振子强度来描述跃迁的强弱

$$f_{nn'} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{n'n}} \left| \left\langle n \left| p_z \left| n' \right\rangle \right|^2 = \frac{2m^* \omega_{n'n}}{\hbar} \left| \left\langle n \left| z \left| n' \right\rangle \right|^2 \right|^2 \right|^2$$
(2.22)

且满足

$$\sum_{n'} f_{nn'} = 1$$
 (2.23)

当n < n'时, $f_{nn'}$ 为正值,表示吸收;当n > n'时, $f_{nn'}$ 为负值,表示发射。对于多带或非抛物线能带中,振子强度的定义要进行一定的修改^{104,105}。

量子阱的吸收系数定义为单位体积 V 单位时间 t 内吸收的电磁辐射能量 ($\hbar\omega \times W_{if}/V$)与入射电磁波强度($I = 1/2 \times \varepsilon_0 cn E_0^2$)的比值。利用偶极矩阵元 (2.21)可以计算吸收系数 a。对于量子阱的准二维情况,则采用没有量纲的二维 吸收系数 a_{2D}

$$\alpha_{2D} = \frac{\hbar\omega}{IA} \sum_{n,n'} \sum_{\mathbf{k}_{\perp}} \left| \left\langle n \right| \frac{e}{m^*} A \cdot \mathbf{p} \left| n' \right\rangle \right|^2 \times [f(E_n(\mathbf{k}_{\perp})) - f(E_{n'}(\mathbf{k}_{\perp}))] \delta(E_{n'}(\mathbf{k}_{\perp}) - E_n(\mathbf{k}_{\perp}) - \hbar\omega)$$
(2.24)

其中 $f(E_n)$ 是 n 态的占据几率,由费米-狄拉克分布给出。用 E_0 来表示 A 和 I,

并把对k₁的求和改为二维积分(考虑自旋)

$$\alpha_{2D} = \frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 cn\omega m^{*2}} \sum_{n,n'} \frac{2}{(2\pi)^2} \times \int d^2 \mathbf{k}_{\perp} \left| \left\langle n \right| p_z \left| n' \right\rangle \right|^2 (f(E_n) - f(E_{n'})) \delta(E_{n'} - E_n - \hbar \omega)$$
(2.25)

由式(2.12)我们可以假设在生长面内的能量色散关系满足抛物线形,用半高宽(FWHM)为Γ的洛伦兹函数代替δ函数,再用式(2.22)中的振子强度代替动量矩阵元且假设ω_m≈ω,然后对整个费米-狄拉克分布进行二维积分的得到

$$\alpha_{2D} = \frac{e^2 k_B T}{2\varepsilon_0 cn\hbar} \sum_{n,n'} f_{n,n'} \ln(\frac{1 + \exp(E_F - E_n) / k_B T}{1 + \exp(E_F - E_{n'}) / k_B T}) \frac{\Gamma / \pi}{(E_n - E_{n'} - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2}$$
(2.26)

其中 E_F 是费米能级, k_B 是波尔兹曼常数。在 0 K 时, ln 项近似等于 $(E_F - E_1)/k_B$ T, 其中 E_1 代表基态能级,则我们可以省略掉除了 1→2 的其他能级跃迁,得到

$$\alpha_{2D}(T=0) = \frac{n_{s}e^{2}\hbar}{2\varepsilon_{0}cnm^{*}} f_{12} \frac{\Gamma/\pi}{(E_{2}-E_{1}-\hbar\omega)^{2}+\Gamma^{2}}$$
(2.27)

其中

$$n_s = \frac{m^*}{\hbar^2 \pi} (E_F - E_1)$$
(2.28)

是面电子浓度。为了实现子带跃迁,往往调节掺杂水平使费米能级的位置位于量 子阱第一能级和第二能级之间。

2.2.2 多体效应修正

前面对于子带跃迁的分析中都是以假设载流子(主要是电子)之间没有相互 作用为前提,但对于重掺杂的半导体而言,这种假设会与实际情况有加大的偏差。 所以在对子带跃迁的分析中应考虑电子之间的相互作用,即多体效应。对于量子 阱的准二维电子浓度分布,常采用两种方法: Hartree-Fock 方法和局域态密度近 似(Kohn-Sham 密度函数理论)。

Hartree-Fock 方法给出了交换能得表达式但没有给出对单粒子薛定谔方程的 修正。利用局域态密度理论,我们可以给之前的单粒子薛定谔方程添加一个以电 子密度为自变量的交换-修正势 *V_{xc}(n(z)*),不同的文献对交换-修正势 *V_{xc}(n(z)*)的表

达方式有所不同,以下给出的较为常用的表达式¹⁰⁶

$$V_{xc} = -(\frac{9\pi}{4})^{1/3} \frac{2}{\pi r_s} \left[1 + \frac{B}{A} r_s \ln(1 + \frac{A}{r_s})\right] \frac{e^2}{8\pi\varepsilon\varepsilon_0 a^*}$$
(2.29)

其中 r_s 是用来表征电子气无量纲参数,对应于归一到有效波尔半径 a^{*}的平均电 子距离

$$r_{s} = \left[\frac{4\pi}{3}a^{*}n(z)\right]^{-1/3}$$
(2.30)

$$a^* = \frac{\varepsilon}{m^*} a_B \tag{2.31}$$

常数 A=21, B=0.7734, 或者 A=11.4, B=0.6213 (Gunnarsson 和 Lundqvist¹⁰⁷)。

由于多体效应的存在需要对能级跃迁进行修正,考虑多体效应后的1→2能级间的跃迁与 *E*₂₁=*E*₂-*E*₁的关系为¹⁰⁶

$$\tilde{E}_{21}^2 = E_{21}^2 (1 + \alpha + \beta) \qquad \alpha, \beta > 0$$
(2.32)

外部的电磁辐射不仅激发电子从量子阱中的第一能级向更高能级跃迁,同时 也影响面子电子浓度 n_s,库伦力恢复使得产生一种集体振荡。由于准二维电子气 对外辐射场有一定的屏蔽作用,进而导致跃迁能量的增加,对应的去极化偏移

$$\alpha = \frac{2e^2 n_s}{\varepsilon \varepsilon_0 E_{21}} S$$

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} dz [\int_{-\infty}^{z} dz' \varphi_2(z') \varphi_1(z')]^2$$
(2.33)

其中, *S* 是长度单位,可以看出,α 正比于电子浓度,因而去极化偏移主要在高 电子浓度或者小能量跃迁时起作用。

与去极化偏移的物理机制相似,激子偏移通过激发电子与留在基态子能级间 的库伦相互作用导致吸收频率减小,可以通过局域密度近似得到

$$\beta = -\frac{2n_s}{E_{21}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \varphi_2(z)^2 \varphi_1(z) \frac{\partial V_{xc}[n(z)]}{\partial n(z)}$$
(2.34)

其中 $dV_{xc}/dn < 0$,所以 β 为正值, β 一般比 α 小得多。

2.2.3 GaN/AlGaN 量子阱中的子带跃迁

对于无限高势垒方阱模型(图 2-5),我们可以得到它的子带能级分布E_{nk},、

电子的包络波函数 $\varphi_n(z)$ 及具有相反奇偶性的 n 态和 m 态的偶极矩阵元 $\langle n|z|m \rangle$ 和对应的振子强度 f_{nm} 的解析表达式¹⁰⁸⁻¹¹⁰

$$E_{n,\boldsymbol{k}\perp} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m^* L^2} + \frac{\hbar^2 \boldsymbol{k}_{\perp}^2}{2m^*}$$
(2.35)

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L_w}} \sin(\frac{n\pi z}{L_w})$$
(2.36)

$$\langle n | z | m \rangle = \frac{8L_w}{\pi^2} \frac{mn}{(m^2 - n^2)^2}$$
 (2.37)

$$f_{nm} = \frac{64}{\pi^2} \frac{n^2 m^2}{\left(m^2 - n^2\right)^3}$$
(2.38)

可以得到常见的子能级跃迁的振子强度 $f_{12}=0.96$, $f_{14}=0.03$, $f_{23}=1.87$, $f_{34}=2.72$ 。 对于初态 n, 最强的跃迁发生在与 m=n+1 态之间, 而发生在激发态间的跃迁远大 于从基态的跃迁。对于较大的 n, 振子强度 $f_{n,n+1}$ 随 n 线性增加。

对于有限高势垒的方势阱情形,电子波函数会扩展到垒中,并降低能级位置。 又因为相应的偶极矩阵元也会增大,导致振子强度发生很小的改变,精确的求解 可以利用传输矩阵的方法由数值计算得到。除了阱的宽度和垒的高度,温度和掺 杂浓度也会影响吸收系数¹¹¹⁻¹¹⁵,增加掺杂浓度和降低温度都会使得吸收波长蓝 移,前者会使线宽和振子强度增大,后者会减小线宽,但不影响振子强度。



图 2-5 无限高势垒方势阱中的子带跃迁

Figure 2-5 Intersubband transitions in a square potential well with infinite barriers



图 2-6 常见的非对称量子阱结构

Figure 2-6 Asymmetric quantum well structures

GaN/AlGaN 量子阱子带跃迁的特点依赖于III族氮化物材料的晶体结构和基本性质,尤其材料体系内因自发极化和压电极化导致强内建场,使得 GaN/AlGaN 量子阱不同于 AlGaAs/GaAs 的方势阱模型,而是表现为三角阱和三角垒(非对称量子阱)。早期对于三角形势阱的研究是基于对硅 MOS 器件的沟道内能级分布的分析,在无限高势垒(绝缘层一侧)和较低的电子浓度情形下得到沟道的三角势阱中的第*i*个能级 *E_i*的解析解为^{116,117}

$$E_i \approx (\frac{\hbar^2}{2m_z})^{1/3} (\frac{3\pi eF}{2}(i+\frac{3}{4}))^{2/3}, \quad i=0,1,2,\dots$$
 (2.39)

其中 F 是沟道中的有效电场强度。实际情况中的有限势垒高度和高电子浓度会导致结果与真实结果的偏差¹¹⁸。从已有的对非对称量子阱的研究(图 2-6),我们可以得到 GaN/AlGaN 量子阱中子带跃迁同样具有的某些特点^{108,119}:

1)量子阱中的子带跃迁不再受奇偶选择定则的限制,从而可以实现双波段
 或多波段响应(比如 *E*₁₂ 和 *E*₁₃);

2)可以调节量子阱结构使得 *E*₃-*E*₂ 与 *E*₂-*E*₁ 的跃迁能量相等,从而可观察到 双振荡非线性光学现象 (二阶光学非线性);

3)存在光学整流效应,即在 N₂/N₁<<1 时(N_i是第 *i* 个子能级的电子浓度), 在光激发下电子从 N₁ 向 N₂ 跃迁,由于两个能级的电子分布中心在生长方向不重 合(如图 2-6 (b)所示),导致跃迁后在量子阱中存在一个平均偶极矩,进而在量 子阱两端形成开路电压¹²⁰。



图 2-7 GaN/AlGaN 量子阱的典型能带结构



对于 GaN/AlGaN 量子阱,可以从理论上对自发极化和压电极化导致的界面 电荷面密度 σ_{int} 和内建场 F_{int}^{GaN}、 F^{AlGaN}进行估算^{121,122}

$$\sigma_{\rm int} = \Delta P \frac{L_{GaN} + L_{AIGaN}}{\varepsilon_{AIGaN} L_{GaN} + \varepsilon_{GaN} L_{AIGaN}}$$
(2.40)

$$F_{_{\text{int}}}^{GaN} = -\frac{\Delta P}{\varepsilon_0} \frac{L_{AIGaN}}{\varepsilon_{AIGaN} L_{GaN} + \varepsilon_{GaN} L_{AIGaN}}$$
(2.41)

$$F_{\rm int}^{AIGaN} = \frac{\Delta P}{\varepsilon_0} \frac{L_{GaN}}{\varepsilon_{AIGaN} L_{GaN} + \varepsilon_{GaN} L_{AIGaN}}$$
(2.42)

其中, *L_{GaN}*和 *L_{AIGaN}*分别是GaN阱的宽度和AlGaN垒的宽度, *ε_{GaN}*和 *ε_{AIGaN}*分别是GaN阱和AlGaN垒的相对介电常数, Δ*P*是二者的总极化强度差。利用对实验结果的拟合可对实际生长的量子阱内场进行估算¹²³,其中,GaN/AlGaN量子阱的内建场强一般小于3 MV/cm,GaN/AlN量子阱的内建场强则一般大于5 MV/cm。

基于这种强内建电场的存在,对于 GaN/AlGaN 量子阱,其典型的能带结构 如图 2-7 所示。由于生长条件和生长方式的不同以及晶格失配的原因^{123,124},量 子阱的材料参数具有一定的不确定性,再加上人们对III族氮化物一些能带结构参



图 2-8 GaN/AlGaN 量子阱光吸收波长与(a)Al 组分和(b)阱宽的关系

Figure 2-8 Optical absorption wavelength of GaN/AlGaN quantum wells as functions of (a) Al component and (b) well width.



图 2-9 不同阱宽和 Al 组分下的 GaN/AlGaN 量子阱光吸收波长的分布

Figure 2-9 Optical absorption wavelength distribution of the GaN/AlGaN quantum wells with different well width and Al component.

数还没有确切的了解,这些都造成了对 GaN/AlGaN 量子阱能带弯曲程度和子能级分布的估算的误差。

影响 GaN/AlGaN 量子阱中子能级跃迁的参数主要有:1) GaN 阱层的厚度; 2) AlGaN 势垒层的 Al 组分(势垒高度);3) AlGaN 势垒层的厚度;4) 缓冲层 材料(Al_xGa_{1-x}N、AIN和GaN); 5)盖帽层材料; 6)各层的掺杂。其中, 1)、 2)和3)主要影响量子阱中的子能级的分布; 4)、5)和6)以及量子阱区的平 均Al组分主要影响整体的能带弯曲,进而影响电子的输运。首先,我们研究量 子阱中的子能级的分布。由于势垒厚度对量子阱中的子能级分布的影响很小¹²³, 我们主要考察阱宽和Al组分的影响。基于已有的报道对于GaN/AlGaN量子阱的 理论和实际生长测试的结果¹²⁵⁻¹³⁶,我们可以得到结构参数对子带跃迁影响的分 布规律。如图 2-8 所示,在图中所标注的条件下(室温),随着Al组分的增加, 量子阱的吸收峰向短波方向移动(~0.5 μm/0.1);随着阱宽的增加,量子阱的吸 收峰向长波方向移动(~0.6 μm/1nm)。

由于我们的研究目标是实现在 3~5 μm 的光响应,利用这些报道的实验结果, 我们可以大致地得到工作在这个波段的量子阱结构设计窗口,如图 2-9 所示。其 中,图中的黑点代表的是文献报道的实验数据,从其分布也可以看出,已有的报 道主要集中在了短波(1~1.55 μm)区间,而对中红外和远红外的研究则非常之 少。

2.2.4 中红外 GaN/AlGaN 量子阱结构设计

基于这些已有的结果,我们利用基于有效质量模型的 Crosslight 软件对 GaN/AlGaN 量子阱的子带跃迁进行研究,旨在设计合适的量子阱结构,使器件 的响应峰位于 3~5 μm 的区间。我们首先研究了大范围的 Al 组分和阱宽的变化 对量子阱吸收波长的影响,如图 2-10 所示。需要提及的是,虽然温度对于吸收 的峰位的影响很小(如图 2-11),但是考虑到器件工作时为低温环境且低温会对 能带结构产生细微的影响,为了使模拟结果能对器件的设计更具指导价值,我们 在模拟中选用的温度环境为 10 K。从模拟的结果我们可以得到与图 2-5 所示的实 验数据分布相同的变化规律,并且可以更为清晰地看到变化的非线性。利用的 这些模拟的数据,我们可以更为清晰得到工作在 3~5 μm 波段的量子阱结构设计 窗口,如图 2-12 所示。可以看出,模拟得到的 3~5 μm 波段的量子阱结构设计窗



图 2-10 利用 Crosslight 模拟得到的吸收波长随(a)Al 组分和(b)阱宽的变化

Figure 2-10 Crosslight simulated absorption wavelength as functions of (a) Al component and (b)

well width



图 2-11 温度对吸收峰位置的影响

Figure 2-11 Effect of temperature on the absorption peak position

口与图 2-9 的所示的分布规律基本吻合,基于这个结果,我们围绕 Al组分为 30%, 阱宽为 3 nm, 垒宽为 5 nm 的量子阱结构进行更为细致的优化, 如图 2-13 所示。



图 2-12 模拟得到的不同阱宽和 Al 组分下的 GaN/AlGaN 量子阱光吸收波长的分布

Figure 2-12 Simulation of optical absorption wavelength distribution of the GaN/AlGaN quantum wells with different well width and Al component



图 2-13 对工作在 3~5 μm 的 GaN/AlGaN 量子阱的(a)Al 组分和(b)阱宽的优化

Figure 2-13 Optimization of (a) Al component and (b) well width for the GaN/AlGaN quantum

wells (3~5 µm)

此外,由于考虑实际生长过程中可能带来的界面不均匀(一般导致有效阱宽 增加)和组分不均匀,进而导致峰位的偏移,我们在设计中使 GaN/AlGaN 量子 阱的吸收峰位于 4.5 μm 的位置,进而尽可能增大生长条件的容差。由优化结果可以得出,我们应选择的 GaN 层的厚度应在 2~3.5 nm 的范围,Al 组分在 0.2~0.4 之间。由于吸收峰的位置主要是反映 $E_1 \rightarrow E_2$ 态的跃迁能量差,而要想得到光电 信号,还要考虑影响电子输运的 E_2 态及更高能态在量子阱中的位置,也就是我 们下面要讨论的工作模式。

对于量子阱红外探测器,一般有两种工作方式:光导型和光伏型。这两个工 作方式也对应于两种不同的结构设计,我们首先从已有的量子阱探测器的设计出 发。如图 2-14 (a)和(b)分别是光导工作模式的零偏压下的能带结构和加偏压工作 时的能带结构。其中,有源区是重复的若干量子阱,整体为对称的能带的结构, 在零偏压没有信号;在外置偏压下能带倾斜,被红外辐射激发出量子阱或接近势 垒顶的电子沿倾斜方向进行输运,进而产生光电流信号。通过增加势垒厚度可以 减少基态波函数之间的耦合,从而减小暗电流。对于如图 2-14 (c)和(d)所示的两 种常见的光伏工作模式,利用掺杂和调节势垒组分等方法使整体能带在零偏压下 具有一定的不对称形,在红外辐射的激发下,电子首先跃迁到较高能级,然后经



图 2-14 量子阱红外探测器的光导和光伏工作原理

Figure 2-14 Photoconductive and photovoltaic principle of quantum well infrared detectors 过厚度很薄的势垒发生隧穿并弛豫到邻近较低的能级,最后沿倾斜的能带进行输运,在整个量子阱区两端形成符号相反的电荷的堆积,进而产生光电压信号。与 光导工作结构类似,通常利用阻挡层或增加低势垒层的厚度来阻止基态电子的输运。由于光伏工作模式不需要加外置偏压,因而不存在暗电流,也就不存在无光照时的产生-复合噪声。但是,光伏工作模式的增益比光导型的要小的多,进而具有相对较小的响应度¹³⁷。



图 2-15 对(a)方势阱模型的光导工作模式和(b) 偏压时 GaN/AlGaN 量子阱的能带结构的比较 Figure 2-15 Comparision of (a) phoconductive square potential well model and (b) GaN/AlGaN guantum well energy band structure under bias

内建电场的存在使得 GaN/AlGaN 量子阱中的电子输运不同于上面提到的方势阱模型。我们首先考虑了要实现光导型 GaN/AlGaN 量子阱的情况。如图 2-15 (a)所示,在设计光导工作模式的方势阱情况时,会让量子阱中的第二个能级 尽可能位于阱口的位置,即准束缚态。当外加偏压时,电极对量子阱注入电子,在红外辐射下,电子从量子阱中的第一能级跃迁到位于阱口的第二能级,然后与 连续态产生振荡隧穿,沿垒的倾斜方向向量子阱的一端进行输运,并且在输运中 会对遇到的量子阱形成注入,最终形成光电流信号。与此对比,GaN/AlGaN 量 子阱中极化效应造成了势垒与势阱的倾斜方向相反(如图 2-15 (b)),抬高了沿 外加偏压反方向的势垒(图中右侧的势垒)。而正是这一被抬高的部分使原本的 连续态量子化,导致了接近阱口的更多个激发态能级的存在,并且这些能级间的

波函数重叠也更严重。这一方面得使第二能级的位置很难通过结构设计处于阱口的位置,进而大大减小了与连续态发生共振隧穿的几率;另一方面,虽然不受奇 偶选择定则的限制,但由前面的分析可知,从第一子能级到更高能级跃迁的振子 强度要远小于到第二能级的振子强度,所以很难通过更高能级使电子逃出阱的束 缚。由于 GaN/AlGaN 量子阱中内建场强高达 3 MV/cm,属于材料的内禀属性, 所以这种"抬高"效应也无法被外加偏压补偿掉。针对这种情况,要实现 GaN/AlGaN 量子阱的光导型工作模式,我们可以通过以下方法解决:

(1)使材料的平均 Al 组分一致,减小内建场,降低势垒的 Al 组分以减小势垒高度,同时,为了保证响应波长在 3~5 μm,要相应地减小阱的厚度,这就 对理论设计和生长提出了更高的要求;

(2)采用超晶格结构,利用微带进行输运。由于量子阱有源区与缓冲层和 盖帽层之间都存在应变并且受到掺杂等因素的影响,往往使得整体能带弯曲,进 而阻碍了阱与阱之间波函数的耦合,为此一般使有源区的平均 Al 组分与缓冲层 和盖帽层的 Al 组分一致,从而减小应变 ^{135,138}。

(3)利用双光子或多光子吸收,使电子从更高能级进行输运⁷¹。图 2-16 是
我们对前面提到的量子阱结构进行的优化,通过设计合适的量子阱结构(阱宽为
3.2 nm, Al组分为 0.3),我们可以使 *E*₁₂ 和 *E*₂₄的跃迁能量相等,从而实现



图 2-16 GaN/AlGaN 量子阱双光子吸收的设计

Figure 2-16 Design of two photon absorption in GaN/AlGaN quantum wells

量子阱的双光子吸收,由于这两种方式的跃迁都具有很高的振子强度,从而可以 使电子摆脱阱的束缚,形成光电流。

除了上面考虑的量子阱结构的问题,对于 GaN/AlGaN 量子阱,由于受到材料质量的影响,大量的位错和缺陷都会降低器件的量子效率,增加漏电流通道,所以较难实现光导型的 GaN/AlGaN 量子阱器件¹³⁹。针对此,光伏型的工作模式由于不需要外加偏压也就没有暗电流,因而是现在实现 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器的一个更好的选择,目前有报道的 GaN/AlGaN 量子阱器件几乎都是光伏型的^{135,138,139}。

对于光伏型的 GaN/AlGaN 量子阱器件,虽然不需要外加偏压,但是也需要 电子的输运,因而仍然具有光导型工作模式遇到的问题,并且需要类似的解决方 法。由于光伏型的工作模式需要设计不对称的量子阱结构,使得在零偏压下,受 到红外辐射的激发,就可以进行电子的输运。对于 GaN/AlGaN 量子阱器件,由 于能带结构在极化的作用下本身就具有不对称性,因而可利用这种不对称性来设 计光伏型的探测器。图 2-17 是 GaN/AlGaN 量子级联探测器的原理示意图,由于 内场的作用超晶格势垒整体发生倾斜,通过设计合适的结构参数使相邻超晶格中 的第一能级的落差接近纵光学声子的能量(~92 meV),这样,被红外辐射激发 的电子就是可以通过逐级的弛豫向量子阱的一端进行输运。利用这种结构,实验



图 2-17 GaN/AlGaN 量子级联探测器的原理示意图

Figure 2-17 Schematic diagram of GaN/AlGaN quantum cascade detector

上已经实现了 1.7 μm 的光伏响应 ¹³³。

此外,我们也可以利用GaN/AlGaN量子阱中的非对称性进行光伏信号的探测。图2-18所示,由于量子阱的不对称性导致了第一子能级与第二子能级的电子浓度分布沿生长方向的不重合,当红外辐射激发电子从第一子能级跃迁到第二子



图 2-18 GaN/AlGaN 量子阱中第一能级与第二能级的电子分布重心不重合现象 Figure 2-18 Misalignment between the center of gravities of electronic distribution in the first and second level in the GaN/AlGaN quantum well

能级时,电子浓度在沿生长方向的分布发生变化,即产生了偶极矩,因而这种现象也称为光致极化。这样,每个量子阱相当于一节小电池,通过多个量子阱的叠加,在量子阱探测器两端形成叠加的光伏信号⁷¹

$$V = \frac{N_{QW}L_{w}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{w}n_{w}}\tau_{12}\delta_{12}n_{3D}\left|\left\langle z_{12}\right\rangle\right|^{2}\frac{q^{3}E^{2}}{2\Gamma\hbar}\frac{\sin^{2}\theta}{\cos\theta}$$
(2.43)

其中, N_{gw} 是量子阱的个数, L_w 是阱的宽度, ε_0 是真空介电常数, ε_w 是阱的介 电常数, n_w 是阱的折射率, τ_{12} 是第二能级的电子寿命, δ_{12} 是两个能级的电子沿 生长方向分布中心的偏差, n_{3D} 是体电子浓度, $\langle z_{12} \rangle$ 跃迁的偶极子矩阵元, q是 电子的电荷, E是红外辐射的电场强度, 2Γ 是跃迁能量的半高宽, θ 是入射到 材料内部 (GaN)的角度。在这种工作机制中,还要考虑的就是杂质能级影响, 会有可能与第二能级发生振荡耦合,增加电压信号的不确定性。同时,由于 δ_{12} 往 往非常小,并且第二能级的电子寿命也非常短,导致这种工作方式的电压信号非常小,实验中在 150 K 温度下测到的这种工作方式的 GaN/AIN 的响应度约为 130 μV/W⁷¹。

2.2.5 量子阱的光耦合方式

对于量子阱红外探测器,由于受到量子阱子带跃迁定则的限制,入射光的电 矢量只有平行于生长方向的部分对光电流信号才会有贡献,必需采用磨角或制作 表面光栅结构等光耦合方式获得探测信号。在以往的研究中已经开展了许多研究 工作包括运用45°磨角耦合、一维光栅耦合、二维光栅耦合、波纹耦合和无序光 栅耦合等多种光耦合方式。传统的耦合方式虽然在一定程度上提高了量子阱材料 的光吸收系数,但总体来看其耦合效率相对较低,限制了量子阱红外探测器的发 展,因此迫切需要引入新的物理机制增强入射光垂直量子阱材料方向上的电场强 度,提高器件的量子吸收效率,降低器件对温度的依赖性。表面等离子体激元可 以吸收入射光并形成金属表面自由电子与入射光波的共振,在垂直量子阱方向上 可大幅提高入射光电场强度。因此将表面等离子体增强表面电场强度的光栅结构 引入量子阱红外探测的光耦合方式将大大提高其光吸收效率,提高光电流强度, 同时表面等离子体光栅还具有滤波的作用,可以降低器件噪声,减小探测带宽, 改善量子阱红外探测器的器件性能。

本工作采用45°磨角耦合和金属表面等离子体光栅耦合两种耦合方式。对于前者在很多文献中已有详细的描述^{110,137},我们主要阐述对后者的优化。表面等离子体激元(Surface Plasmon)的物理本质是金属表面的自由电子与入射电磁波共振产生的耦合电子疏密波。表面等离子体波沿金属表面传播,在垂直表面方向上其强度以指数形式迅速衰减,但在距离金属表面的近场范围内却有很强的局域电磁场存在。我们利用时域有限差分法(FDTD)的方法对金属光栅的参数进行了优化。模拟中和实验中,我们采用Au膜作为光栅耦合的实现材料,并采用正三角密排的栅空排列方式。此外,考虑到金属表面等离子的耦合作用主要跟介电



图 2-19 耦合增强的峰值波长与光栅周期的关系

Figure 2-19 Enhanced peak wavelength as a function of grating period

常数有关,且GaN的介电常数(~9)与其蓝宝石衬底的介电常数(~9.3)相近, 为了避免因GaN材料质量引入的误差,我们采用蓝宝石作为模拟和单项实验的基 底材料。在光栅耦合中,影响耦合增强峰位的最重要的因素是周期,如图2-19所 示。可以看出,耦合增强的峰值波长与光栅周期P几乎成线性关系,对模拟的数 据拟合可以得到一个简单的线性公式

$$\lambda_{peak} = 0.6 + 1.27 \times P \quad (\mu \text{m}) \tag{2.44}$$

由模拟结果可以看出,要实现峰值波长在4.5 μm的耦合增强,所选的光栅周期约 为3 μm。由于实际生长得到的材料折射率受到材料质量和掺杂的Al组分的影响, 因而最佳周期会与模拟的有所差异,但从上面的规律我们可以比较容易地得到一 个实验优化结果。



图 2-20 栅空半径对耦合增强效果的影响

Figure 2-20 Optical coupling enhancement as a function of the hole radius of grating

针对上面得到的周期结果,我们研究了金属(Au)光栅孔的半径大小对耦 合增强效果的影响,如图2-20所示。从图中的结果可以发现,对于周期3 μm的金 属光栅,其最佳栅空半径约为500 nm,并且栅空大小对4.5 μm的增强效果呈指数 修正的高斯函数分布(图2-20中的红色曲线)。通过进一步的模拟发现,随着周 期大小的增加,对应的耦合增强波长变大,所对应的最佳占空比也增大,对于1~10 μm的红外波长,对应的最佳占空比在0.1~0.2之间¹⁴⁰(这里的占空比是指的面积 比)。

在以上结果的基础上,我们研究了Au膜的厚度对耦合增强效果的影响,如 图2-21所示。可以看出,随着Au膜厚度的增加,金属光栅的增效效果不断提到, 并且在约150 nm的厚度时达到一个极大值,之后随着Au膜厚度的继续增加,增 强效果变弱,并且逐渐趋于稳定。我们推测这与金属光栅的整体反射率相关,当 Au厚度小于150 nm时,光栅表面对红外波段(4.5 μm)反射较弱,且随着Au膜 厚度的增加,与红外辐射(4.5 μm)作用的有效金属表面等离子体激元的体积增 加,增强效果增强;当Au厚度大于150 nm时,与红外辐射(4.5 μm)作用的有效



图 2-21 Au 膜厚度对金属光栅耦合增强效果的影响

金属表面等离子体激元的体积基本不再变化,而光栅表面对红外波段(4.5 μm) 反射逐渐变强,导致增强效果减弱;继续增加Au膜的厚度,光栅的反射率也不 再变化,导致金属光栅的有效增强效果也趋于不再改变。

此外,我们还研究了刻蚀深度对金属表面等离子体光栅增强效果的影响,如 图 2-22 所示(周期为 2.9 μm,孔半径为 0.7 μm)。可以看出,随着刻蚀深度的增 加,金属表面等离子体的耦合增强效果不但提高,当刻蚀深度超过 500 nm 时,



图 2-22 刻蚀深度对金属光栅耦合增强效果的影响

Figure 2-22 Optical coupling enhancement as a function of etch depth

Figure 2-21 Optical coupling enhancement as a function of the thickness of Au film

耦合效果减弱,且基本成对称的分布。由此,我们可以在工艺制备中采用适量过 刻蚀的方法提高光栅的耦合效果。

2.3 紫外-中红外双色探测器结构设计

随着在各个应用领域对探测性能和功能要求的不断提高,探测器技术不断向 大列阵、焦平面、集成化、小体积、多色化方向发展。一般双波段探测系统主要 以三种方式构成:

- a. 直接用两套单波段的探测系统组合而成;
- b. 两个分别响应不同波段的探测器组件共用一个光学系统;
- c. 用一个能同时响应两个波段的探测器共用一个光学系统构成。



图 2-23 双波段红外的两种集成方式:纵向集成(a)和横向集成(b)

Figure 2-23 Two methods of integrated dual band IR: (a) vertical integration and (b) horizontal integration

显然,第三种探测方式最能满足应用的需求,是集成探测器的最终发展方向。 如今以这种形式集成的红外双色探测器已经成为人们研究的热点并逐步走向应 用。图2-23给出了双波段红外的两种集成方式:纵向集成和横向集成。两种集成 方式各有优缺点,纵向集成由于只有一套光栅,只能对其中一种波段实现比较高 的耦合效率;横向集成用两套光栅让双波段都具有很高的耦合效率,但是却降低 了二者的填充因子。

由于III族氮化物的生长需要在一定的衬底上进行外延,衬底对红外的吸收也 是一个需要考虑的问题。本工作中我们采用对中红外具有很高透射率的蓝宝石作 为外延的衬底,如图2-24所示。

由于紫外探测不需要光栅耦合,因而可以采用纵向集成方式同时不会有双波 段红外集成时的缺点。此外,紫外-红外双色探测器结构的集成一方面要考虑材 料生长因素的限制,另一方面取决于器件工艺制作和器件的应用要求。从生长角 度考虑,首先生长多量子阱结构有利于控制界面陡峭性,但是不利于采用金属表



图 2-24 蓝宝石的透射谱

Figure 2-24 Transmission spectrum of sapphire

面等离子增强技术提高子带跃迁探测器的光吸收,同时在背入射方式下的吸收控制也比较困难;首先生长紫外探测器结构,后生长多量子阱结构,对于背入射方式是合适的方案,也有利于在量子阱表面制作金属光栅结构。但其技术难度在于控制量子阱界面困难,同时,若紫外探测器结构采用P-i-N结构,实现P-AlGaN比较困难。解决方案是一是紫外探测器可以采用光导或肖特基结构(如图2-20所示),二是从生长方面解决高Al组分AlGaN生长的表面控制问题。

基于对紫外与红外双波段集成的考虑,本研究中的紫外探测器采用光导和金属-半导体-金属(MSM)两种结构。

光导型探测器是III族氮化物最早应用于紫外探测的探测器类型,具有相比于 其他类型的最简单的生长和制备过程。主要包括一层具有一定厚度的AlGaN外延 层和两个欧姆接触电极,当紫外光照射到AlGaN外延层上时,激发更多的价带电 子跃迁到导带,从而使两个欧姆电极间的AlGaN薄膜电导发生改变,从而实现紫 外探测(如图2-25(a))。通过调节Al组分改变AlGaN外延层的禁带宽度实现对日 盲波段的探测。在AlGaN光导型紫外探测器中存在一个严重影响其稳定性的物理 现象:持续光电导。持续光电导的存在主要与材料中的缺陷和位错相关,这在 GaN和AlGaN的n型、p型和非掺杂的光导型器件都可以观察到^{51-54,141-143},即在取 消光照后器件因之前光照所增加的光导会持续很长时间,可以长到几个小时之 久。这就使得器件的响应依赖于器件之前的光照时间或者保持在暗室的时间。



图 2-25 AlGaN 紫外探测器的(a)光导结构和(b)MSM 结构

Figure 2-25 AlGaN UV detectors of (a) photoconductive structure and (b) MSM structure

MSM结构的紫外探测器是通过在AlGaN外延层上制备两个或插指型的交 错肖特基电极来实现。当光子照射到这些背靠背的肖特基结区时产生电子空穴 对,并被结区的电场分开,从而探测到光电信号(如图2-25 (b)所示)。MSM紫外 探测器不需要对外延层进行掺杂和制备欧姆接触,大大减小了对材料生长和工艺 制备的要求。同时,肖特基MSM探测器也具有优越的探测性能:高增益、低暗 电流、高速、大带宽和高灵敏度。此外,肖特基 MSM探测器的工作需要加一个 外置偏压,并且改变偏压可以改变耗尽区的大小进而改变探测器的性能。肖特基 MSM探测器至今是人们研究的热点^{52,144-149}。

2.4 探测器性能参数

半导体核辐射探测器的主要特性参数有灵敏面积和窗厚度、输出脉冲幅度、 能量分辨和法诺因子、时间特性、能量线性及辐照损伤等⁵⁶;光电探测器的性能 参数主要有量子效率、响应度、噪声等效功率和探测率等。

2.4.1 半导体核辐射探测器的特性参数

2.4.1.1 灵敏面积和窗厚度

灵敏面积与探测器的灵敏度和能量分辨相关,灵敏面积大的探测器有利于进 行低强度射线源或粒子计数探测。同时,面积大则电容和噪声也随之增大,导致 放大器的上升时间变长,输出脉冲幅度下降,能量分辨率变差。

窗厚度是指粒子进入探测器灵敏区之前通过的非灵敏区厚度,对输出脉冲没 有贡献,对于探测弱穿透力的辐射粒子,考虑对窗厚度的修正。若垂直于探测器 灵敏面入射时窗中的能量损失为ΔE₁,当θ=45°角时,窗中损失为

$$\Delta E_2 = \Delta E / \cos \theta = \sqrt{2} \Delta E_1 \tag{2.45}$$

假设入射粒子在窗材料的射程大于窗厚而小于灵敏区厚度,则能量为 *E*₀的入射粒以这两个角度分别入射,在灵敏区内损失的能量差为

$$\Delta E = (E_0 - \Delta E_1) - (E_0 - \Delta E_2) = 0.414 \Delta E_1$$
(2.46)

因而,通过实验测得的脉冲幅度求得Δ*E*₁,即可得到探测器的窗厚。 2.4.1.2 输出脉冲幅度

输出脉冲幅度主要取决于入射粒子耗损能量所产生的电子-空穴的总电荷量 Q引起的电压 V 的大小,即

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{q}{C} \frac{E}{\omega}$$
(2.47)

其中, *E* 是入射粒子的能量, *ω*是平均电离能, *C* 是电容(包括探测器电容与线路寄生电容)。

2.4.1.3 能量分辨和法诺因子

能量分辨率是指把相近能量的谱线分辨率开的能力,即谱线的半高宽

(FWHM)。影响能量分辨率的因素有:(1)粒子(射线)在耗尽区内产生电子-空穴对的统计涨落;(2)载流子因复合俘获而造成的电荷损失;(3)探测器和电子学系统的噪声;(4)在探测器窗厚度内损失的能量;(5)核碰撞。

法诺因子 F 是表征半导体材料固有特性的一个参数,反映射线在探测器中产 生电子-空穴对的统计涨落,决定了探测器的极限能量分辨率。假设统计涨落导 致的展宽,即极限能量分辨率为ΔE,则

$$\Delta E = 2.355 \sqrt{\omega FE} \tag{2.48}$$

其中, *E* 是入射粒子能量, *F* 是法诺因子, ω是平均电离能。对于 GaN 而言, 法诺因子仍是一个未知的参数。

2.4.1.4 时间特性

探测器的分辨时间主要决定于脉冲上升时间*t*_{rise}和电路的时间常数 RC,通常 电路的时间常数很小(零点几到十几 μs),所以只需考虑前者,即脉冲幅度从 10% 上升到 90%所需要的时间,受材料载流子迁移率的影响。

2.4.1.5 能量线性

当入射带电粒子的射程小于探测器灵敏层厚度时,所产生的电子-空穴对被 完全收集,探测器窗吸收可以忽略,则探测器输出脉冲幅度与入射粒子的能量成 线性关系。由于 GaN 厚度一般比较薄,常表现为能量的非线性关系⁵⁷。

2.4.1.6 辐照损伤

辐照损伤是指半导体探测器受强辐射照射一段时间后性能逐渐变坏的现象。 随着强辐射应用环境对核辐射探测器的抗辐照特性要求的不断提高,Si基核辐射 探测器逐渐显得无能为力,因而,开展对 GaN 材料在该领域应用的研究具有非 常重要的意义。

2.4.2 光电探测器的性能参数

2.4.2.1 量子效率

量子效率是指在探测器中每入射一个光子所产生的平均电子空穴对的数目, 与入射能量有关,可以表达为单位时间内产生的电子数与单位时间内受到辐照的

光子的比值

$$\eta = \frac{I/e}{P/h\nu} \tag{2.49}$$

其中,*I*是光电流大小,*e*是电子的电荷,*P*是辐射到探测器接收面的光功率,*hv* 是频率为*v*的光子的能量。η一般小于1,但对于有内增益的器件而言,η往往会 大于1。量子效率是一个微观参数,对于探测器而言,量子效率越高越好。

2.4.2.2 响应度

响应度是指探测器的光电转换效率,可以表达为输出的电信号与输入的光功 率的比值

$$R_I = \frac{I_s}{P} \tag{2.50}$$

$$R_{V} = \frac{V_{s}}{P}$$
(2.51)

其中, $R_I 和 R_V 分别是电流响应度和电压响应度, <math>I_s 和 V_s 分别是对应的电流信号$ 和电压信号。由于响应往往与入射波长相关,在某个波长的单色光辐照下得到的响应度成为光谱响应度。对III族氮化物探测器,都是用光谱响应 $R_I(\lambda)$ 或 $R_V(\lambda)$ 来表征其响应度。

此外,响应度的大小还与频率有关,反应探测器的响应速度

$$R(f) = \frac{R_0}{\left[1 + \left(2\pi f\tau\right)^2\right]^{1/2}}$$
(2.52)

其中, R_0 是频率为零时的响应度, τ 是探测器的响应时间(或称时间常数)。可以看出,响度度随信号频率的增加而下降,一般规定下降到 $R_0/\sqrt{2}=0.707R_0$ 时的频率为响应截止频率

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{2.53}$$

2.4.2.3 噪声等效功率

噪声等效功率是指探测器信噪比为1时的光辐照功率

$$NEP = \frac{P}{V_s / V_n} \tag{2.54}$$

其中,P是光辐照功率,V_s和V_n分别是信号和噪声产生的平均电压信号。可以看出,NEP越小,代表探测器的探测能力越强。虽然等效噪声功率反映了探测器的

探测能力,但并不是说系统无法探测到强度弱于噪声等效功率的辐射信号。通过 相关接收技术,即使入射功率小于等效噪声功率,由于信号是相关的,噪声是不 相关的,也是可以将信号检测出来的,同时,这种检测是以增加检测时间为代价 的。

2.4.2.4 探测率

虽然噪声等效功率在物理上反应了探测器的探测能力,但是并不符合人们参数越高性能越好的习惯,因而常用噪声等效功率的倒数,即探测率,来表达这一性能特征

$$D = \frac{1}{NEP} \tag{2.55}$$

此外,由于探测器的信噪比与探测器的面积A_d的平方根成正比,且噪声电 压一般与测量电路的带宽Δf的平方根成正比,为了更好比较不同探测器的性能, 排除这两个因素的影响,常用归一化探测率或称比探测率来表征探测器的探测性 能

$$D^* = D(A_d \Delta f)^{1/2} = \frac{(A_d \Delta f)^{1/2}}{NEP} \qquad (cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}) \qquad (2.56)$$

D*的物理意义可理解为辐射功率为1瓦的光入射到探测面积1平方厘米的探测器上,并用带宽为1赫兹的电路测量所得的信噪比。**D***越大,代表探测器的探测能力越强。

2.5 本章小结

(1)分析了核辐射粒子的辐照特性,研究了半导体核辐射探测器的原理和 GaN 基室温半导体核辐射探测器存在的问题,最终采用 p-i-n 型和肖特基型探测 器结构,并利用 HVPE 技术进行厚 GaN 材料的生长以期望达到高性能的核辐射 探测器。

(2)研究了极化对 GaN/AlGaN 量子阱中子带跃迁的影响,设计了工作在
3~5 μm 波段的中红外 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器结构(阱宽~3 nm, Al组分 ~30%);研究了金属光栅的周期、占空比、金属膜厚度和刻蚀深度对耦合波长和

光增强效果的影响,设计了工作在 3~5 μm 波段的金属表面等离子体光栅结构,得到了最佳结构参数:周期~3μm,占空比 0.1~0.2,金属层厚度 150 nm,刻蚀深 度~500 nm;研究了紫外-红外双色探测器的集成方式问题,确定了紫外探测器的 光导和 MSM 结构研究方案。

(3)研究了半导体核辐射探测器和光电探测器的主要性能参数。

第三章 器件制备与测试系统研究

本章研究了III族氮化物探测器的工艺制备过程并设计了相应的工艺流程,并 对部分工艺进行了优化。通过对测试原理的学习,搭建了 X 射线测辐照测试系 统和红外吸收与光谱响应测试系统。

3.1 材料生长

本论文的样品主要是采用金属有机物化学气相沉积(metal-organic chemical vapor deposition, MOCVD)技术和氢化物气相外延(hydride vapor phase epitaxy, HVPE)技术生长得到。

MOCVD 以金属有机化合物和非金属氢化物为生长源材料,通过裂解和合成等化学反应外延生长化合物半导体以及它们的多元固溶体单晶薄膜。MOCVD 在 生长 GaN 时发生的主要反应为

$$Ga(CH_3)_3 + NH_3 \rightarrow GaN \tag{3.1}$$

为了热分解 NH₃必须对衬底进行高温加热。MOCVD 生长系统一般包括源气体输运系统、反应室系统、尾气处理系统、控制系统和原位监测系统,具有适用范围 广泛、适于生长异质结构、可生长超薄外延层并获得陡峭的界面过渡、生长易于 控制、材料纯度高、大面积均匀性良好和适于大规模生产等优点。材料质量和生 长速率受到缓冲层、生长温度、反应室压力、衬底表面晶向、V/III 流量比等因 素的影响。此外,为了得到较高质量的 AIN 缓冲层,实验中采用复合缓冲层(包 含隔离层和成核层)的原理和方法及脉冲原子层外延(pulse atomic layer epitaxy, PALE)与高温连续生长相结合的方法进行生长。

HVPE 是早期研究 III-V 族氮化物最成功的外延技术,具有设备简单和生长 速度快等优点,可生长均匀、大尺寸 GaN 厚膜,已成为外延 GaN 厚膜的最有效 的方法,主要包含两个基本的反应

$$Ga_{(1)} + HCl_{(g)} \rightarrow GaCl_{(g)} + 1/2H_{2(g)}$$

$$(3.2)$$

 $GaCl_{(g)} + NH_{3(g)} \rightarrow GaN_{(s)} + HCl_{(g)} + H_{2(g)}$ (3.3)

第一个反应在于 HC1气体流过熔融的金属 Ga 然后生成挥发性的金属卤化物;第 二个反应发生在衬底表面,即卤化物与V族氢化物生成III-V族化合物,即 GaN。 HVPE 生长系统的设计主要包括气体供给和控制系统、反应室、加热源和气压控 制尾气排放系统。反应室结构的设计直接影响生长速率和样品质量,主要分为水 平式和垂直式。我们在实验中采用该技术生长 Fe 掺杂的自支撑 GaN 材料用于核 辐射探测器的制备。

3.2 工艺过程

器件的工艺制备与样品的具体结构相关,对于不同的材料结构和不同的器件 类型,工艺流程的具体细节有所差异,但主要包括:芯片清洗、掩膜制备、台面 刻蚀、金属电极制备和钝化保护。

3.2.1 芯片清洗

清洗的工艺贯穿整个工艺流程,对于工艺流程中与之相连接的下一步和工艺 器件的最终性能都有非常重要的影响。在实验中,清洗的目的主要包括:(1)去 除芯片表面的沾污;(2)去除上一步的掩膜;(3)为金属沉积进行表面处理。芯 片表面的沾污一般包含有机物和无机物两种类型的沾污,由于油脂类有机物具有 疏水的特性,对氧化层和金属离子等具有一定的掩蔽作用,因而在清洗过程中一 般遵循先去有机,然后去氧化层,最后去金属离子的清洗顺序。常用的清洗的方 法有:(1)湿法化学清洗;(2)超声清洗法;(3)鼓泡清洗法;(4)擦洗法;(5) 高压喷射法;(6)干法清洗;(7)微集射束流法;(8)汽相清洗等。本研究中对 (Al)GaN 圆片的清洗方法如表 3-1 所示。

由于在外延生长过程存在有机化合物(C、O)在高温下的反应与分解,对 于III族氮化物而言,其表面悬挂键吸附的并影响金属-半导体接触的主要是 C 沾 污和 O 沾污¹⁵⁰⁻¹⁵²。因而对III族氮化物表面处理主要是去除表面 C 和 O 的沾污, 进而改善器件的性能。本研究中除了上述清洗过程外,在金属沉积前采用 HCl:
HF: H₂O(1:1:10)的混合溶液对表面进行处理,以去除C和O的沾污。

表 3-1	对(Al)GaN	圆片的清洗过程

步骤	化学试剂	清洗方法	作用		
1	丙酮	超声2次,各5min	去有机沾污		
2	异丙醇或乙醇	超声2次,各5min	去有机沾污和丙酮		
3	去离子水	超声5min,冲洗1min	去异丙醇或乙醇		
4	BOE (5:1)	浸泡5min	去氧化物		
5	HCl:H ₂ O ₂ :H ₂ O (1:1:10)	水浴70℃,10min	去金属离子等		
6	去离子水	浸泡5min,冲洗1min	去残留试剂		

Table 3-1 Cleaning process for (Al) GaN wafer

3.2.2 掩膜制备

本研究中主要采用光刻胶作为金属剥离的掩膜和台面刻蚀的掩膜,利用紫外 光刻技术进行图形转移,如图 3-1 (a)所示。在涂胶前首先涂覆一层表面活性剂六 甲基二硅氮甲烷(Hexamethyldisilazane,HMDS),增强光刻胶与(Al)GaN 基底的 粘附力,从而有效地抑制刻蚀液进入掩模与基底的侧向刻蚀。实验中主要采用正 胶 AZ5214 作为光刻胶掩膜。同时,由于在胶中添加了咪哇,经过一定温度的转 型烘烤,咪哇中仲胺氮原子会成为亲核中心,与前次曝光时产生的烯酮发生亲核 加成反应,生成不溶于碱液的酞胺类化合物;再经泛曝光后,原来的非曝光区发 生由重氮蔡醒转变为烯酮的光化反应成为可溶区。因而,AZ5214 也可以作为负 胶使用,并且作为负胶使用时光刻胶会形成倒梯形,有利于剥离。为了达到同样 的效果,我们在将 AZ5214 作为正胶使用时,先涂覆一层 LOR 胶,使显影和定 影后光刻胶形成同样有利于剥离的 T 型结构,实验中根据不同的情况选择不同 特性的胶进行使用。

对于 GaN/AlGaN 量子阱耦合光栅的制备,考虑最佳光栅孔径小于 1µm,我

57

们采用可实现更小线条尺寸的投影光刻技术和电子束曝光技术,如图 3-1 (b)和(c) 所示。



图 3-1 实验中采用的(a)紫外光刻机(SUSS MA6)、(b)步进投影光刻机(NSR1755i7B)和 (c)电子束曝光机(JBX5500ZA)

Figure 3-1 (a) ultraviolet lithography (SUSS MA6), (b) stepper projection lithography (NSR1755i7B) and (c) electron beam exposure machine (JBX5500ZA)

3.2.3 台面刻蚀

由于III族氮化物具有非常好的化学稳定性和抗腐蚀性,对III族氮化物器件的 台面制备主要采用干法刻蚀的方式。本研究中,我们主要采用感应耦合等离子体 (ICP)刻蚀技术来刻蚀(Al)GaN 台面,并采用 OXFORD ICP 180 进行台面刻蚀 工艺,如图 3-2 所示。对于(Al)GaN 的 ICP 刻蚀工艺,可以调控的主要参数有:

(1) ICP 功率(0-3000 W)

- (2) RF 功率(0-1000 W)
- (3) 压力范围(1-100 mTorr)
- (4) 工艺气体及其流量(Ch, BCh, Ar)

其中, ICP 功率和 RF 功率是由两套射频电源来控制,前者是一套连接缠绕 在腔室外的螺线圈,使线圈产生感应耦合的电场,在电场作用下,刻蚀气体辉光 放电产生高密度等离子体。功率的大小直接影响等离子体的电离率,从而影响等



图 3-2 实验中采用的 ICP 刻蚀设备(OXFORD ICP 180) Figure 3-2 ICP etching equipment experiment (OXFORD ICP 180)

离子体的密度;后者是连接在腔室内下方的电极上,主要是调控离子的能量,对 离子进行加速。在 ICP 刻蚀中主要分成两步:

一是刻蚀气体在电感耦合高能高频电磁场的作用下辉光放电,即在磁场的作用下产生由活性游离基、亚稳态粒子、原子等粒子构成的等离子体;

二是这些活性粒子与(Al)GaN 表面发生相互作用,包括:(1)(Al)GaN 表面 对这些化学活性物质进行化学吸附;(2)被吸附的活性物质与(Al)GaN 表面发生 化学反应且反应生成物具有挥发性;(3)(Al)GaN 表面的反应化合物的脱附。

刻蚀是工艺流程中非常重要的一步,不同的刻蚀条件不仅影响刻蚀速度,也 影响台面的侧面坡度和刻蚀表面的粗糙度,进而影响下道工艺和器件的最终性 能。表 3-2 给出了我们在实验中设计的不同的刻蚀条件,来考察 ICP 刻蚀中的六 个参数对刻蚀表面粗糙度的影响。其中,为了尽可能保证刻蚀的深度一致,对于 刻蚀时间的设定是由以往的经验来估算得到。实验中,我们首先对取自同一 GaN 圆片的 21 个样品做相同的清洗处理,清洗过程如表 3-1 所示。对于表面形貌的

表 3-2 ICP 刻蚀中设计的 21 组不同的的刻蚀条件

Table 3-2 21	groups of	etching	conditions	in ICP	etching	process
--------------	-----------	---------	------------	--------	---------	---------

Sample	ICP	RF	Cl_2	BCl ₃	Ar	Pressure	Etch time
(#)	(W)	(W)	(sccm)	(sccm)	(sccm)	(mTorr)	(min)
1	1500	10	20	8	0	10	2
2	1500	30	20	8	0	10	2
3	1500	50	20	8	0	10	1
4	1500	100	20	8	0	10	50 s
5	300	100	10	25	0	20	1
6	1500	30	20	8	0	20	2
7	1500	50	20	8	0	30	1
8	1500	50	20	8	0	5	1
9	1500	50	20	8	5	10	1.5
10	1500	50	20	8	10	10	1.5
11	1500	50	20	8	15	10	2
12	1500	50	5	8	0	10	2
13	1500	50	10	8	0	10	2
14	1500	50	30	8	0	10	1
15	300	50	20	8	0	10	4
16	900	50	20	8	0	10	3
17	2100	50	20	8	0	10	1
18	1500	50	20	16	0	10	1
19	1500	50	20	32	0	10	1
20	1500	50	20	40	0	10	1
21	1500	50	20	8	0	20	1

表征通常采用的方法有: 原子力显微镜 (AFM)、台阶仪和光学轮廓仪。考虑到 样品表面的粗糙度在几十纳米的范围,且实际刻蚀中刻蚀的面积较大并有一定的 不均匀性,利用 AFM 虽然精度很高,但扫描的面积较小且速度太慢,又因为光 学轮廓仪受人为聚焦调平操作的影响较大,在样品的粗糙度的范围内容易产生较 大的误差 (~10 nm),我们最终采用台阶仪来表征刻蚀前后的表面粗糙度。为了 保证较准确的粗糙度数据,21 个样品的平均尺寸约 5mm×1cm,对刻蚀前后的 同一区域进行"十"字型线扫 (x 方向和 y 方向),扫描长度均为 500 μm,然 后对两个方向测得的数据进行平均得到该样品的粗糙度。



图 3-3 刻蚀前后的粗糙度与 ICP 刻蚀条件的关系



图 3-3 给出了我们在实验中得到的测试结果,可以看出,经过 ICP 刻蚀以后, GaN 刻蚀表面的粗糙度相比刻蚀之前的有所变大,并且与刻蚀前的粗糙度相关。 为了更好地比较刻蚀前后粗糙度的变化程度和对刻蚀条件的大小依赖关系,我们 取刻蚀前后粗糙度数据的比值 R_a ratio,并对这个比值和 ICP 的六个条件进行实 验范围内的归一化处理,如图 3-4 所示。可以看出,在相同变化比例的的情况下, 对刻蚀表面粗糙度的作用大小依次为



图 3-4 粗糙度比值与归一化后的 ICP 的各个条件的关系

Figure 3-4 Roughness ratio as functions of normalized ICP conditions.

 Pressure > RF power > BCl₃ > Ar > ICP power > Cl₂
 (3.4)

 ICP 的刻蚀过程包含物理刻蚀(主要是 RF power 和 BCl₃)和化学反应(主

 要是 Cl2)两种机制,并且是同时进行的。由上面得到的这个结果可以看出,对

 刻蚀粗糙的影响主要来自物理刻蚀的作用,而化学反应腐蚀的作用由于具有各项

表 3-3 重新组合的刻蚀条件

1							
Sample	ICP	RF	Cl_2	BCl ₃	Ar	Pressure	Etch time
(#)	(W)	(W)	(sccm)	(sccm)	(sccm)	(mTorr)	(min)
Min	2100	100	30	16	10	5	1
Max	900	50	10	10	5	20	2

Table 3-3 Recombined etching conditions

同性,对粗糙度的影响相对要小,因而在 ICP 刻蚀中要着重调节影响物理刻蚀的 条件。基于上述单步实验结果,我们组合各类粗糙度最小的工艺条件为条件 "Min",组合粗糙度最大的条件为"Max"进行刻蚀实验。结果表明,"Max" 条件下的表面粗糙度比"Min"组合的实测更低,这说明 ICP 刻蚀的各个条件对 刻蚀粗糙度的影响并非是独立的,而是相互关联共同影响最终的刻蚀表面状况。



图 3-5 刻蚀速率与归一化后的 ICP 的各个条件的关系

Figure 3-5 Etch rate as functions of normalized ICP conditions.



图 3-6 刻蚀粗糙度比值与刻蚀率的关系

Figure 3-6 Roughness ratio vs. etch rate.

此外,我们用同样的方法考察了刻蚀速率与 ICP 刻蚀条件的关系,如图 3-5 所示。可以明显地看出,对刻蚀速率影响最大的参数是 RF power (射频功率), 且二者成线性关系。同时,刻蚀速率与 Cb 流量的大小也成正比关系。这是因为, RF power 和 Cb 的流量分别是影响 ICP 刻蚀中物理刻蚀和化学刻蚀的主要参数, 随着这两个参数的增加,离子能量和化学反应增强,导致刻蚀速率不断增加。综 合以上的分析,在 ICP 刻蚀过程中适当的调节的 RF power、Pressure 和 Cb 可以 有效的调整物理和化学过程,进而调整刻蚀粗糙度和刻蚀速率,使得可以同时实 现较大的刻蚀速率和较小的刻蚀粗糙度,如图 3-6 所示。

3.2.4 金属电极制备

金属电极的制备,即金属-半导体接触,包括肖特基电极接触和欧姆电极接触。金属-半导体接触的性质受到接触层掺杂状况、表面处理、合金类型及退火条件等多种因素的影响。对于III族氮化物的金属-半导体接触人们已经进行了非常详细的理论研究¹⁵³⁻¹⁵⁶,并且一直在寻求各种方法对肖特基电极接触¹⁵⁷⁻¹⁶²和欧姆电极接触^{155,156,163-165}的性能进行优化。由于具体材料、退火设备和接触电极合金组分的不同等原因,导致制备金属电极接触的具体工艺参数都会有所不同。



图 3-7 实验采用的(a)电子束蒸发设备(ULVAC Ei-5z)和(b)快速退火炉(RTP-500) Figure 3-7 (a) electron beam evaporation equipment (ULVAC Ei-5z) and (b) rapid annealing furnace (RTP-500)

本研究中,我们主要选用 Ti/Al/Ni/Au (20/160/50/300 nm)合金和 Ti/Al/Ti/Au



图 3-8 不同退火过程对比接触电阻率的影响

Figure 3-8 Effect of different annealing processes on specific contact resistance

(20/20/20/300 nm)合金作为 n-(Al)GaN 的欧姆接触,选用 Ni/Au (25/25 nm)合金 作为 p-(Al)GaN 的欧姆接触和 i-(Al)GaN 的肖特基接触,并采用电子束蒸发的方 式进行金属金属沉积,如图 3-7 (a)。然后,对欧姆合金和肖特基合金分别进行 N₂ 气氛下 850℃快速退火处理 30s 和 N₂ 气氛下 500℃快速退火处理 5 min,所使 用的快速退火设备如图 3-7 (b)所示。图 3-8 给出了我们在 N₂ 气氛下对 Ti/Al/Ni/Au (20/160/50/300 nm)合金与 AlGaN 层接触的不同退火处理的结果。由于 Ti/Al/Ni/Au (20/160/50/300 nm)合金的各层厚度是固定的,在不参与反应的惰性 气体 N₂ 气氛下,不同温度的不同退火时间主要反映了 Ti/Al/Ni/Au 各层金属之间 合金反应和 Ti 及 TiAl 合金与 AlGaN 层的反应,并在合适的条件下引入一定的 N 空位,提高表面掺杂浓度,进而提高比接触电阻率 ^{153,156}。此外,通过二步退火 过程,即在高温退火之后加入 550℃的低温退火 2min 处理,通过使 Al 和 Ti 充 分反应,进而让 Al 原子达到 AlGaN 界面,也可以进一步降低比接触电阻率 ¹⁶⁶。 同时也可以看出,在前面提到的实验条件下,当比接触率达到约 1×10⁻⁴ Ω·cm² 时很难大幅度继续降低。实验中对 n-Al_{0.25}Ga_{0.75}N 接触层获得的最低比接触电阻 率为 9.41×10⁻⁵ Ω·cm² (利用两种合金可以达到同样的效果)。

3.2.5 钝化保护

为了提高器件在应用过程中的可靠性,减少外界环境中的水汽、灰尘及各种 悬浮沾污对器件性能的影响,钝化保护是必不可少的一步工艺。常用的钝化材料 有 SiO₂、SiN 及 SiO₂/SiN 复合层等。在本研究中,我们主要采用的是厚度为 300~500 nm 的 SiO₂ 作为钝化层,采用等离子体化学气相沉积(PECVD)技术进 行沉积,如图 3-9 所示。在沉积发生的主要化学反应为

$$SiH_x + N_2O \rightarrow SiO_x(+H_2 + N_2)$$
(3.5)

其中,由于等离子体的存在可以促进气体分子的分解、化合和反应活性基团(即 所谓的次生分子)的生成,同时为扩散至(Al)GaN 表面的次生分子提供能量,使 得它们在没有高衬底温度条件下仍可以进一步沿表面扩散,因而某些原来需要在 高温下进行的反应过程得以在低温下实现。为了得到较为致密的钝化层薄膜(或 作为刻蚀掩膜),我们采用的生长温度为 350℃。



图 3-9 实验中采用的 PECVD 设备(OXFORD SYSTEM 100) Figure 3-9 PECVD equipment (OXFORD SYSTEM 100)

3.2.6 工艺流程

基于之前的理论设计及所述的工艺方法,我们在实验中制备了 GaN 基 p-i-n 和肖特基型核辐射探测器、GaN/AlGaN 量子阱红外探测器、AlGaN 紫外探测器 及双色探测器。以 GaN 基 p-i-n 型核辐射探测器和紫外-红外双色探测器的工艺



图 3-10 p-i-n 型探测器的工艺流程图

Figure 3-10 Process flow diagram of p-i-n detectors





图 3-11 双色探测器的工艺流程示意图

Figure 3-11 Process flow diagram of two colour detectors

制备流程为例,图 3-10 和图 3-11 分别给出了我们在实验中所采用的二者的器件制备工艺流程示意图。其中,双色探测器的结构采用的是 AlGaN 紫外探测器在下的方式,并采用 MSM 结构来得到相对较高的紫外响应度; GaN/AlGaN 量子

阱结构采用的是光导工作模式。由于一定的刻蚀深度可以提高光栅的耦合效率, 我们采用先沉积光栅金属,然后利用电子束曝光技术或步进投影光刻技术进行掩 膜制备,最后用离子束刻蚀(IBE)的方式实现光栅的制备。

3.3 测试系统

经过系统的学习,我们在实验中设计并搭建了所需的核辐射与红外测试系统,包括X射线辐照测试、45°角波导耦合的红外吸收测试、黑体响应度测试和红外光谱测试,本节主要对实验中所涉及的核辐射、紫外和红外测试的原理和装置进行介绍。

3.3.1 X 射线辐照测试

图3-12是我们对探测器进行α粒子和β粒子能谱响应测试的原理图,主要包括 电荷灵敏放大器、线性放大器、精密脉冲发生器和多道脉冲幅度分析器。实验中 使用的α粒子源和β粒子源分别为²⁴¹Am和⁶³Ni。测试时,放射源放置在探测器上 方约1 mm的距离处,并作屏蔽处理。通过放大器对信号进行放大,然后利用多 道分析器对入射到探测器产生信号的α粒子进行计数。



图 3-12 α粒子和β粒子能谱响应测试的原理图

Figure 3-12 Schematic diagram of α and β particle response test

图3-13是我们基于X射线检测仪(Metris XTV 160)搭建的X射线辐照测试系统,主要包括X射线源(钨靶)、可移动台、伏安表(Keithley 6485和Keithley 2400) 及数据采集系统。其中,电子枪的最大加速电压和最大电流分别为160 kV和500 μA。通过改变电子枪的电流和电压我们可以得到探测器对不同X射线强度的响应 特性。为了减少干扰,我们在实验中也进行了严格的遮光处理。利用可移动台我 们用GaN基核辐射探测器对事物进行了成像实验。



图 3-13 X 射线辐照测试原理图(a)和 X 射线检测仪(Metris XTV 160)

Figure 3-13 (a) Schematic diagram of X-ray irradiation test and (b) X-ray inspection equipment (Metris XTV 160)

3.3.2 45°角波导耦合的红外吸收测试

45°角波导耦合是最常用的红外吸收耦合方式。如图3-14 (a)和(b)所示,分别 是利用傅里叶红外光谱仪 (Nicolet6700)测试红外辐射吸收的原理图和我们自主 设计的红外吸收测试配件。测试前,我们首先将4 mm×4 mm左右的样品两个相



图 3-14 红外辐射吸收的(a)测试原理图和(b)自主设计的 45°磨角耦合测试配件

Figure 3-14 (a) testing principle diagram and (b) 45° coupling accessory for absorption test.

对的边磨成平行的45°角,且表面粗糙度小于500 nm。由于量子阱的选择吸收定则,在光路中加入偏振片可以分别进行p光和s光的吸收谱测试,从而来确认量子阱的吸收。如图3-14 (b)所示,通过在斜面承载台的入射光一侧的设计的挡片,可以保证入射光只通过样品,减小多余背景光的干扰。

3.3.3 黑体响应度测试

黑体是一种理想的红外辐射源,通过控制黑体炉的温度,利用黑体辐射公式, 我们得到黑体炉的红外发射谱和各波长下的光谱辐射功率(如图 3-15 所示)

$$P(\lambda,T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \qquad (W/m^2/\mu m) \qquad (3.6)$$

本工作中用的黑体炉为上海福源光电的HFY-200BII型,温度范围为室温 +5℃到1000℃,温度分辨率0.1℃,有效发射率0.99,传感器为K型热电偶,调制 范围4 Hz到2 kHz。利用国家标准的红外探测器参数测试方法,我们可以对探测 器的光谱与频率响应度、探测率和探测器噪声等参数进行测试和标定,其主要测 试原理如图3-16所示。



图 3-15 黑体在不同温度下的发射谱

Figure 3-15 Spectral radiance of blackbody at different temperatures. 在本研究中,由于 GaN/AlGaN 量子阱的信号很弱,我们在黑体炉之后红外

辐射进入探测器之前,利用两个镀有金膜的离轴非球面镜对红外辐射进行聚焦,如图 3-17 (a)所示。图 3-17 (b)是我们实际搭建的黑体辐照测试系统,实验中,黑



图 3-16 黑体辐射测试的主要原理图

Figure 3-16 Main schematic diagram of blackbody radiation test.

体炉的红外辐射首先经过不同孔径的可调光阑,然后经光学斩波器受到信号调制,再经过聚焦辐照到放置在液氮杜瓦中的 GaN/AlGaN 量子阱探测器。为了降低红外辐射在到达探测器之前的衰减,实验中采用 BaF2 作为杜瓦的通光窗口片。在探测器测得的电信号接入前置放大器(SR70)之后,我们利用锁相放大器(SR830)读取探测器测到的光学调制信号对应的电压幅值。锁相放大器是一种可以对微弱交流信号进行检测的仪器,能够锁定特定频率下的微弱信号而衰减其他频率成分。即使信号淹没在幅值比其大得多的噪声中,锁相放大器也可根据其

频率而检测出幅值。锁相放大器的核心部件是相位敏感探测器 (phase-sensitive detector, PSD)和低通滤波器。测量中, 斩波器以一定的频率 ø 调 制红外辐射信号,同时对锁相放大器输出一个相同频率 ø 的电信号作为参考信 号。被调制的红外信号经 GaN/AlGaN 量子阱探测器转换为频率为ø 的电信号, 并与各种频率的噪声一起被输入到锁相放大器的输入端,锁相测量器会对参考信 号和总的输入信号进行相乘与积分运算,得到包含和频和差频两个分量的信号, 而只有与参考信号同频率同相位的被测信号才会输出一个稳定的直流电压幅值 和相位信息,其他噪声信号则被低通滤波器滤除。

72



图 3-17 实验中黑体辐照测试的原理图(a)和实物照片(b)



3.3.4 红外光谱测试

对于 GaN/AlGaN 量子阱的光电流谱和光电压谱的测试,原理与红外吸收的 测试类似,同样采用傅里叶光谱仪(Nicolet6700)进行测试。不同的是,我们用 GaN/AlGaN 量子阱探测器替代仪器自身的探测器。光谱响应度的测量需要准确 的估计入射到探测器上的光功率,而准确的光电测量要求将被测探测器的工作平 面垂直于光谱仪测量光路,并置于聚焦红外光的焦点上。一般光谱仪中单色光聚 焦后光斑尺寸大于数百微米,并在此焦平面上具有一定光功率强度分布,而红外 探测器器件尺寸为几十到几百微米,因而在焦平面上不同位置的光电信号会有所 区别。金属杜瓦瓶中的探测器光路对准可以采用带微动头的手动平移台,调节范



图 3-18 基于电控三维平台与傅里叶红外光谱仪的光谱响应度测试系统

Figure 3-18 Spectral measurement system based on controlled 3D platform and Fourier transform

infrared spectrometer

围数厘米测量精度 0.01 mm。但这种方式并不适合大尺寸的制冷机位置调节。另外, 红外窗口材料对可见光透射率低, 直接观察困难。这些都增加了制冷机中小尺寸红外探测器与测量光路对准的难度。

针对这些问题,我们设计并搭建了一种基于电控三维平台与傅里叶红外光谱 (义的光谱响应度测试系统方案(如图 3-18 所示),可以兼容金属杜瓦瓶与制冷机 (3 K~300 K),显著提高了探测器器件与光谱(义红外光对准的效率与精度。其中, 制冷机固定于的三维平台上,并作减震处理。三维平台的 X、Y 与 Z 每个方向各 有两条导轨,每根导轨上安装 2 个滑块,底座的移动通过滑块在导轨上的直线运 动实现,滑块由伺服电机驱动,由减速机调节的滑块最小移动量为 150 nm,自 动精调可运行范围为 100~500 nm,其中 Y 轴可沿导轨作手动粗调,可运行间距 1000 nm。三维平台通过电控箱与计算机连接,平台的移动通过计算机软件控制, 同时还具有位置记录与定位功能。 基于这样一个系统,我们对光源光谱进行了部分标定。选用的参考探测器为 EOS公司的LT-050-H型热释电探测器,该探测器(钽酸锂)的光敏面为直径5 mm, 探测波长范围2.5~19 µm,峰值响应波长约为14 µm,且在8~12 µ m范围内的光谱 响变化较为平缓(0.9~1),室温下外接9~15V直流偏压时响应度在低与高增益模 式下分别为10³ V/W与10⁴ V/W,适合在长波红外范围内用作参考探测器来标定红 外光源与样品器件。利用这些参数,通过测量探测器的电压输出信号即可估算入 射到探测器光敏面上的光功率。



图 3-19 参考探测器的频谱图 (实线)和频率响应曲线 (虚线)



我们首先在参考探测器上加装孔径为 1 mm 的自制光阑后固定于三维平移 台,然后在样品仓焦平面处作二维扫描测,得到光源经离轴非球面镜聚焦后形成 的长轴~3 mm 短轴~2 mm 的椭圆光斑,焦点处直径 5 mm 光敏面的参考探测器几 乎被完全照射。将所测得的参考探测器的电压信号取出,连接至频谱仪(SR770), 可得到横轴为信号频率纵轴为探测器电压值的光谱图,如图 3-19 中实线所示。 实验中,傅里叶光谱仪的光阑大小设为 10,动镜扫描速度为 0.1581 cm/s,利用 傅里叶频率 *f* 与扫描速度*V*_o的关系 *f* =*V*_o×*v*,可得到横坐标为波数*v*的光谱图。 考虑到热释电探测器对频率的依赖关系,我们以黑体炉为光源,通过改变斩波器 的调制频率可以得到图 3-19 中虚线所示的参考探测器的频率响应曲线。可结合 频谱仪测量的光谱图以及参考探测器的频率响应曲线,我们可以得到光源的部分 功率谱,如图 3-20 所示。



图 3-20 傅里叶红外光源的部分功率谱

Figure 3-20 Partial spectral radiance of IR source in the Fourier transform infrared spectrometer.

3.3.5 紫外光谱测试

与红外测试系统原理类似,我们在测试中用到的紫外测试系统主要包括:光 源、单色仪、斩波器(调制盘)、聚焦系统和锁相放大器,如图 3-21 所示。对于 AlGaN 基的紫外探测器,考虑持续光电导和杂质能级的存在,我们在测试中进 行了严格的遮光处理,以防止可见光对探测器响应的影响。同时,为了保证测试



图 3-21 紫外光谱测的(a)原理图和(b)实物照片

Figure 3-21 (a) principle diagram and (b) the photo of experimental apparatus of UV

responsibity measurement system

结果的可对比性,我们在测试前保证器件在暗室下放置6个小时以上,同时,在 每次测试前都进行挡光处理和重置单色仪,进而保证器件在每次采集光谱前所经 过的非故意可见光的照射基本相同。

3.4 本章小结

(1) 采用 MOCVD 技术和 HVPE 技术生长了所需的核辐射探测器结构和双 色探测器结构,研究了器件制备的工艺过程,从减小表面粗糙度和比接触电阻率 的角度优化了 ICP 刻蚀条件和欧姆接触电极的退火过程。

(2)研究了核辐射探测和光电探测测试原理,并搭建了X射线辐照测试、45°角波导耦合的红外吸收测试、黑体响应度测试和具有高移动精度的红外光谱测试系统。

第四章 GaN 基室温半导体核辐射探测器研究

我们在本章主要研究了GaN基p-i-n型核辐射探测器和肖特基型核辐射探测器 的对X射线及α粒子的受辐照特性,并对核辐射电池做了初步研究。

4.1 GaN 基 p-i-n 型 X 射线与 α 粒子探测器

我们在实验中采用金属有机物化学气相沉积(MOCVD)技术在蓝宝石衬底 上外延生长得到所需要的材料结构,如图4-1所示。其中p型GaN层的厚度是 200nm,n型GaN层的厚度是4 µm,i-GaN层是8 µm。圆形p电极的直径大小为1 mm, 环形n电极的宽度为150 µm。首先采用感应耦合等离子刻蚀(ICP)技术进行台 阶刻蚀,然后在n型GaN上溅射合金Ti/Al/Ti/Au(20/20/20/300 nm),并在氮气环 境下进行850℃的快速退火处理30s。p电极是采用电子束蒸发Ni/Au(25/25 nm), 并在氧气气氛下进行500℃快速退火5 min。



图 4-1 GaN 基 p-i-n 型探测器的材料结构和器件的剖面图(a)与俯视图(b)

图4-2给出了是实验测得的GaN基p-i-n探测器典型的I-V曲线⁶³。从实验结果可以看出,器件具有很小的反向暗电流,其中,在外加偏压为-10 V时的电流小于0.1 nA,这样就保证了GaN基在反偏工作时具有较小的暗电流噪声。采用第三章介绍的测试系统,我们首先进行X射线辐照测试,并将X射线源的工作电压和工作电流设定在120 kV和120 μA。

Figure 4-1 GaN based p-i-n detector: (a) profile and (b) top view



图 4-2 GaN 基 p-i-n 探测器典型的 I-V 曲线

Figure 4-2 I-V curve of GaN based p-i-n detector

当外加偏压较小时,灵敏区内的电场强度较小,X射线照射产生的电子-空穴 对不能被收集到。随着外加偏压的逐渐增大,首先是迁移率较大的光生电子被n 电极收集到,然后是光生空穴也被p电极收集到,即在X射线强度不变的情况下, 随着外加偏压的增大,光电流不断增加。当电场继续增加时,光生电子-空穴对



图 4-3 GaN 基 p-i-n 探测器的光暗电流之比随偏压的变化

Figure 4-3 Photocurrent to dark current ratio of GaN based p-i-n detector as a function of bias 被完全收集,光生电流逐渐趋于饱和。同时,随着外加反偏压的增大,反向暗电



图 4-4 GaN 基 p-i-n 探测器对 X 射线辐照的时间响应特性

Figure 4-4 Time response of GaN based p-i-n detector for X ray irradiation

流也不断增大。所以,保持X射线的强度不变,在外加偏压增大的过程中,探测器的光电流*I*_p与暗电流*I*_d之比*I*_p/*I*_d会有一个对应外加偏压的极大值,如图4-3 所示⁶³。然后,我们研究了最佳偏压点处(-20V)p-i-n探测器对X射线的时间响应特性,如图4-4 所示⁶³。由实验结果可知,当收到X射线的辐照时,由于耗尽区内建电场的存在,光生电子-空穴对被迅速分开,形成光电流;当停止辐照时,耗尽区内建电场则会阻碍电子空穴的复合,使下降时间相对更长。同时,持续光电导效应的存在也会使下降时间变长。

此外,我们利用²⁴¹Am作为辐射源进行了α粒子(5.48MeV)的辐照测试,如 图4-5所示¹⁶⁷。通过高斯拟合可以得到,GaN基p-i-n探测器在0V时对α粒子的能 量分辨率(FWHM)约为225 keV,比理论计算得到要大了近30倍¹⁶⁷。这主要是 由于金属接触层和p型层GaN及空气层对α粒子能量的损耗导致的。此外,由于在 实验中没有对α粒子进行准直,导致α粒子具有一定的发散角,进而也使得探测器 的能量分辨率被展宽。随着外加偏压的增加,p-i-n探测器的耗尽区随之增大,可 沉积的能量增加,相应的能量分辨率也进一步展宽。

81



图 4-5 GaN 基 p-i-n 探测器对 α 粒子辐照的响应谱及随偏压的变化 Figure 4-5 Response vs. bias to α particle irradiation of GaN based p-i-n detector

4.2 GaN 基肖特基核辐射探测器

根据之前的理论分析和实验结果可知,材料质量和外延层厚度是阻碍GaN材 料在核辐射领域应用的主要因素,使得很难得到大探测面积和大灵敏区体积。针 对此,我们利用氢化物气相外延(HVPE)技术的优势和激光剥离技术,生长得 到了厚度达到230 μm的GaN自支撑材料,并且通过Fe掺杂形成的高阻(3×10¹¹ Ω cm)GaN,如图4-6所示。为了制备欧姆接触,材料结构中还包括一层40 μm 厚的n型GaN层。实验中采用Ti/Al/Ti/Au(20/20/20/300 nm)作为欧姆接触合金, 通过磁控溅射的方式沉积到n型GaN面,然后在氮气环境下快速退火30s。然后采 用电子束蒸发的方式,将Ni/Au(25/25 nm)合金沉积到高阻GaN上。为了得到 高灵敏度的探测器,探测器的接收面设计为直径5 mm的圆,并制作有保护环结 构来改善器件内的电场分布。

我们利用之前所述的X射线辐照测试系统对自支撑GaN基肖特基核辐射探测器进行了辐照测试。将X射线源的工作电压和工作电流设定在120 kV和120 μA,图4-7给出该器件在有无X射线辐照下的I-V曲线⁶¹。由实验结果可知,得益 于Fe掺杂形成的高阻GaN,器件的偏置电压可加致200 V以上,且仍然具有很低

82



图 4-6 Fe 掺杂自支撑 GaN 基 X 射线探测器的光学照片(a)和结构示意图(b)

Figure 4-6 Fe doped selfstanding GaN based X-ray detector: (a) optical photograph and (b)

structure diagram



图 4-7 Fe 掺杂自支撑 GaN 基探测器在有无 X 射线辐照下的 I-V 特性

Figure 4-7 I-V curves of Fe doped selfstanding GaN based X-ray detector with and without X-ray irradiation

暗电流。在受到实验所设的X射线辐照下,器件在200 V工作电压下的光电流和 暗电流的比值高达180倍,表现出非常好的光电特性。更重要的是,实验是在室 灯光照下进行的,这说明即使有光淬灭效应的影响^{57,168},这种高阻的GaN肖特基 探测器仍能保持很高的信噪比。通过遮光对照实验,我们得到室光对探测器因光 淬灭效应导致的衰减为6.9%左右,如图4-8中的插入图所示⁶¹。从图4-8给出的器 件受X射线辐照的时间响应特性可以看出,GaN肖特基探测器的光电流的上升时 间和下降时间特性有明显的不同,表现出不对称性,即不同的物理机制。而且我 们在实验中发现,在信号上升段的开始,光电流会非常快的上升到某个值,然后 缓慢的趋于饱和。由于Fe掺杂会在高阻区形成一些陷阱能级,对载流子进行俘获, 在没有X射线照射下,陷阱俘获了大量电子,进而表现出很高的电阻和很低的暗 电流;当有X射线照射时,处于价带的电子和被陷阱束缚的电子及空穴会被高能 X射线重新激发,向高能级跃迁,逐渐转变为对光电流有贡献的自由载流子。虽 然器件内部发生的跃迁和俘获的过程很复杂,但由于由价带跃迁到导带的电子

(或跃迁到更高价带的空穴)会很快的被陷阱能级俘获,所以,最终对光电流响 应时间有贡献的载流子可等效为主要来自陷阱能级。作为多子器件,我们在模型 中只考虑电子对光电流的贡献。



图 4-8 Fe 掺杂自支撑 GaN 基 X 射线探测器的时间响应与光淬灭特性⁶¹



detector

假设在足够长时间的X射线照射后,陷阱中的束缚态电子被全部激活,达到 最大的光电流 *I*_{max},对应的电子浓度为 *n*_{max},则

$$n(t) = n_{\max} - n_{trap}(t) \tag{4.1}$$

其中, n(t)是t时刻的导带电子子浓度, n_{trap}是t时刻的被束缚的电子浓度。因而有

$$I(t) = I_{\max} - I_{trap}(t) \tag{4.2}$$

其中, I(t)是t时被探测到的光电流, $I_{trap}(t)$ 是t时刻的被束缚的电子可能贡献的 电流。假设对于第i个陷阱能级 E_{ii} , t时刻被束缚的电子浓度为 $n_{ii}(t)$, 则 $n_{ii}(t)$ 随 时间的变化为

$$\frac{dn_{ii}(t)}{dt} = -\lambda_i n_{ii}(t) \tag{4.3}$$

其中, λ_i 是一个常数,表征在X光照射下电子逃出陷阱 E_i 束缚的概率。相应的, t时刻被束缚的电子可能贡献的光电流 $I_i(t)$ 随时间的关系为

$$\frac{dI_{ii}(t)}{dt} = -\lambda_i I_{ii} \tag{4.4}$$

对上式进行积分,得到

$$I_{ii}(t) = I_{ii0} \exp[-\lambda_i(t - t_0)]$$
(4.5)

其中, t_0 是X射线刚开始对探测器进行照射的时刻, I_{ti0} 是 t_0 时刻被第i个陷阱能级束缚的电子可能贡献的电流。所以,t时刻的被束缚的电子可能贡献的电流为 $I_{trap}(t) = \sum_i I_{ti0} \exp[-\lambda_i(t-t_0)]$ (4.6)

代入(4.2)式,得

$$I(t) = I_{\max} - I_{trap}(t) = I_{\max} - \sum_{i} I_{ii0} \exp[-\lambda_i (t - t_0)]$$
(4.7)

且有

$$I(t_0) = I_{\max} - I_{trap}(t) = I_{\max} - \sum_i I_{ii0} = I_d$$
(4.8)

其中, I_a是没有 X 射线照射时的暗电流值。

当停止X射线照射时,导带中的电子重新被陷阱俘获,俘获几率由电子在导带的平均寿命决定,则导带电子浓度*n*(*t*)和相应的光电流*I*(*t*)随时间的变化关系为

$$\frac{d[n(t) - n_d]}{dt} = -\lambda[n(t) - n_d]$$
(4.9)

$$\frac{d[I(t) - I_d]}{dt} = -\lambda[I(t) - I_d]$$
(4.10)

其中, n_d 是暗电流 I_d 对应的电子浓度, λ 是导带电子被俘获的几率。对(4.10)式 积分,得到

$$I(t) = I_d + [I_c - I_d] \exp[-\lambda(t - t_1)]$$
(4.11)

其中,t₁是刚停止X射线照射的时刻。

从图4-8可以看出,基于上述模型的拟合结果与实验数据吻合的非常好。并 且我们可以在上升段得到三个时间常数:

$$\lambda_1 = 0.017 \ s^{-1}$$
, $\lambda_2 = 0.079 \ s^{-1}$, $\lambda_3 = 0.51 \ s^{-1}$

对于下降段,可以得到 $\lambda_4 = 0.87 \ s^{-1}$ 。正是这种产生与复合的不同过程导致了探测器的这一响应特性。



图 4-9 Fe 掺杂自支撑 GaN 基探测器随 X 射线功率的变化 61

Figure 4-9 Photocurrent as a function of X-ray source power.

通过改变X射线源的加速电压U_x和加速电流I_x,我们可以得到如图4-9所示 的变化规律。其中,黑色的圆点曲线由固定加速电压值(120 kV)改变加速电流 得到,蓝色的方点曲线由固定加速电流值(120 μA)改变加速电压得到,并可以 通过下面关系表达

$$I_{p} \propto \eta \times \int_{0}^{E_{\text{max}}} [n(E, U_{\text{X}}, I_{\text{X}}) \times \alpha(E) \times E / \varepsilon] dE$$
(4.12)

其中, η 是电荷收集效率 (CCE), $n(E,U_x,I_x)$ 是X射线辐照到探测器的光子数, $\alpha(E)$ 是探测器的吸收系数, ε 是平均电离能。由实验结果可知,在X射线功率较 小时,探测器的光电流对加速电压更敏感;在X射线功率较大时,探测器的光电 流对加速电流更敏感。



图 4-10 成像实验中用到的六角螺母(a)及利用 GaN 基探测器成像得到的的灰度图像(b)和彩 色处理图(c)⁶¹

Figure 4-10 (a) Optical photograph of a steel hex nut, (b) X-ray scanning gray scale image and (c) the colour fill map of this steel hex nut.

基于上面的结果,我们利用高灵敏度的Fe掺杂自支撑GaN基探测器做了扫描 成像实验,如图4-10所示。实验中,我们选用一个常见的六角螺母作为成像对象, 其对边宽度为17mn,厚度为8mm。由于X射线束呈锥形分布,将探测置于样品上 方的某一高度处,我们可以得到小于探测器面积的像素单元。如图4-10(b)和(c) 所示,我们可以得到较为清晰的灰度图像(像素大小为826 µm×826 µm)和螺 母的边缘厚度信息。研究中,我们对探测进行了长达一周的辐照测试,没有观察 到明显的信号衰减。以上结果表明,GaN材料在核辐射探测方面仍然存在很多需 要解决的问题,同时也说明它在室温辐射探测方面具有很好的应用前景。

4.3 GaN 基 β 核辐射电池

我们首先利用金属有机物化学气相沉积(MOCVD)技术在蓝宝石衬底上外 延生长了非故意掺杂的3 μm GaN层,然后利用之前所述的工艺条件,以i/Al/Ti/Au (20/20/20/300 nm)和Ni/Au(25/25 nm)合金分别作为欧姆电极金属和肖特基电 极金属,设计制备了有效受辐照面积为直径1.2 mm的肖特基核辐射电池。

采用表现活度为30 μCimm⁻²的⁶³Ni作为β粒子(17.4 KeV)辐射源,我们对所



图 4-11 GaN 基肖特基核辐射电池受辐照前后的 I-V 曲线

Figure 4-11 I-V curves of GaN based Schottky detector before and after radiation

制备的器件进行了辐照测试。图4-11给GaN基肖特基核辐射电池受辐照前后的I-V 曲线⁶²。由实验结果可知,随着外加偏压的增大,有效灵敏区体积增加,受β粒 子粒子辐照产生的纯光电流随着也随之增加。由图4-12所示的结果可知⁶²,在实



图 4-12 GaN 基肖特基核辐射电池的开路电压和短路电流

Figure 4-12 Open circuit voltage and short circuit current of GaN based Schottky nuclear battery 验所述的辐照条件下, GaN基肖特基核辐射电池的开路电压为0.1 V, 短路电流为 12 pA, 由此可得到器件的能量转换效率 σ^{62}

$$\sigma = 5.92C \frac{I}{V} E$$

$$\approx \frac{eV\eta}{\varepsilon}$$
(4.13)

其中,*C*是辐射源的表现活度,*I*是短路电流,*V*是开路电压,*E*是沉积的能量,η 是电荷收集效率,*ε*是平均电离能。由实验和理论计算可知⁶²,GaN基肖特基核辐 射电池的有效吸收区厚度约为206 nm,有效沉积能量为2.07 keV,因而GaN基肖 特基核辐射电池的能转换效率和电荷收集效率分别为0.32%和29%。

4.4 本章小结

(1)研究了GaN基p-i-n探测器对X射线和α粒子辐射的响应特性,其中,对5.5Mev的α粒子的能量分辨率为225 keV。

(2)得到了直径达5 mm的高性能的GaN基X射线探测器,工作电压可超过 200 V,在14.4 W下的光-暗电流之比达到180。研究了探测器对X射线的时间响应 特性,并利用它实现了对实物较为清晰的扫描成像。

(3)研究了GaN基肖特基β核电池的工作特性,在表现活度为30 μCimm⁻²的⁶³Ni作为β粒子(17.4 KeV)辐射源的辐照下,得到的电池开路电压为0.1V,短路电流为12 pA,能量转化效率为0.32%。

第五章 Ⅲ族氮化物红外与紫外探测器研究

我们在本章主要研究了所制备的GaN/AlGaN量子阱红外探测器与AlGaN金属-半导体-金属(MSM)结构的紫外探测器的光响应特性以及对工艺对器件性能的影响。

5.1 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器研究

5.1.1 GaN/AlGaN 量子阱结构的光吸收



图 5-1 MOCVD 外延生长的 GaN/AlGaN 量子阱材料结构

Figure 5-1 GaN/AlGaN quantum well structures grown by MOCVD

根据前面的理论模拟设计,我们利用金属有机物化学气相沉积(MOCVD) 外延技术,以双面抛光的蓝宝石为衬底,采用AIN作为缓冲层,生长了30个周期 的GaN/AlGaN量子阱,并分别对阱宽和Al组分进行了变化,如图5-1所示。其中, A967、A965和A966是量子阱的阱宽依次变大,A959、A950和A958是势垒的组 分依次变大。利用前面所述的吸收测试方法,并在光路中配置偏振片对s光进行 归一化,我们可以得到6个样品的光吸收结果,如图5-2所示。由实验结果可知,



图 5-2 GaN/AlGaN 量子阱结构的(a)变阱宽和(b)变 Al 组分的光吸收结果

Figure 5-2 Optical absorption of Ga/AlGaN quantum wells as functions of (a) well width and (b)

Al composition

6个量子阱结构的样品的光吸收峰位与我们的设计相一致,都在3~5 μm的波长范围。同时,我们并没有得到预期的峰位随阱宽与Al组分的变化规律,可能是原因有:

(1) 阱宽的变化太小,这种变化淹没在了生长过程中原子互扩散导致的界面模糊效应和量子阱厚度的不均匀中。图5-3给出样品A966某一区域的透射电子
显微(TEM)图像,可以看出,样品的阱的宽度与设计的有所差异。这种差异 不仅会影响随阱宽变化的规律,同时也影响了随Al组分变化的规律。

(2)我们在实验发现,量子阱结构的吸收很弱,同时实际生长中由于晶格 失配的原因,压电极化的大小成为不确定的变量,导致了测试结果无法反映出明 显的变化规律。



图 5-3 A966 样品的 TEM 图像

Figure 5-3 TEM image of sample A966

5.1.2 光伏型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器

本研究中,我们利用量子阱中的非对称性来进行光伏信号的探测。为了得到 较好的材料质量,保证 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器的探测性能,我们首先设 计了紫外在上-红外在下的双波段集成结构,如图 5-4 所示。采用金属有机物化 学 气 相 沉 积 (MOCVD)技术生长,量子阱结构由 25 个周期的 GaN(3nm)/Al_{0.46}Ga_{0.54}N(5nm)异质结组成,在量子阱区上面外延生长 170 nm 的非 掺 AlGaN 层,并采用重掺杂的 GaN 作为上下接触层(上接触层也称为盖帽层), 接触层和量子阱的掺杂浓度都是 1×10¹⁹ cm⁻³。为了探测到尽可能小的电压信号, 我们采用图 5-4 所示的差分的器件结构。实验中,我们首先利用感应耦合等离子 刻蚀(ICP)技术刻蚀出两个 500 µm×2mm 的台面,刻蚀深度为 500nm,然后利 用电子束蒸发在台面上下沉积 Ti/Al/Ni/Au(20/160/50/300 nm)合金,并在 N₂ 气氛 下 850℃退火 30s。考虑到盖帽层的 GaN 为重掺杂层,对电压信号的耦合有一定



的屏蔽作用,我们在沉积合金前对一组样品进行 ICP 刻蚀,去除盖帽层(图

图 5-4 光伏型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器的材料和器件结构

Figure 5-4 Material and device structure of photovoltaic GaN/AlGaN quantum well infrared

detectors

5-4 中红色虚线标出),并与保留盖帽层的一组样品形成对照。为了得到量子阱中 子带跃迁的更为准确的信息,避免光栅选频的影响,我们在实验中选用 45°角波 导耦合方式,并对图 5-4 所示的 B 电极进行接地和遮光处理。

图 5-5 给出了去除盖帽层和保留盖帽层的两组样品的 I-V 特性(台面上下两 个电极间)。可以看出,两组样品在室温下都具有很好的对称性,并且由于电极



图 5-5 两组(有无盖帽层)样品的 I-V 特性

Figure 5-5 I-V curves of samples with and without cap layer

面积较大都具有很大的暗电流。此外,因为前者刻蚀掉了盖帽层和部分 AlGaN 层,导致在同一偏压下这一组样品的电流相对更大。由于采用光伏的工作方式,



图 5-6 两组(有无盖帽层)样品的光伏响应信号 Figure 5-6 PV signals of samples with and without cap layer

测试过程中没有外置偏压,暗电流的影响可以忽略。采用液氮制冷(77 K),我 们测试了两组样品的光伏响应特性,如图 5-6 所示。在测试中,采用傅里叶光谱 仪(Nicolet 6700)自带的红外光源,光源光阑值设为 150,前置放大器的放大倍 数设为 200 nA/V,, 光学扫描速度(Optical velocity)设为 0.6329,转接盒的电 路类型选用 DTGS TEC,并采用 KBr 作为分束器。为了保证注入液氮后杜瓦瓶 内具有稳定的温度环境,我们在第一次注入液氮后等待1小时后再进行测试,在 之后注入液氮时保持 30 min 再进行测试。从图中所示的结果可以看出,由于光 致极化的电压信号很弱,我们在实验中得到的光伏信号的信噪比非常差,也就无 法用偏振的方法来确认信号。如图 5-6 中所标注的,为了确认信号的来源,我们 对每组样品进行了连续 5 次重复测试,进而得到了在 3~5 μm 位置一个较为重复 的电压信号。从实验结果还可以看出,刻蚀掉盖帽层后,由于减小了载流子的屏 蔽作用,所得到的探测器的光伏信号的大小比保留盖帽层的器件提高了 3 倍。

5.1.3 杂质能级及自由载流子的光吸收作用

由于光导型量子阱探测器相比于光伏型具有更大的响应度,我们在研究中尝 试用光导型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器结构来实现红外探测。基于第三章中 对光导型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器的设计分析,我们利用金属有机物化学 气相沉积(MOCVD)技术,得到了整体 Al 组分基本一致的 6 组光导型结构, 如图 5-1 所示。上下接触层和量子阱的掺杂浓度分别为 1.2×10¹⁸ cm⁻³ 和 1×10¹⁹ cm⁻³。我们利用与前面光伏型结构相同的工艺过程制备了如图 5-7 所示的器件结 构,且为了对比,器件尺寸与光伏型结构一样。



图 5-7 光导型 GaN/AlGaN 量子阱器件结构

Figure 5-7 Photoconductive GaN/AlGaN quantum well structures.



图 5-8 样品 A965 对应的光导器件的变温 I-V 曲线

Figure 5-8 I-V curve of photoconductive infrared detector made by sample A965

图 5-8 给出了实验中制备的光导型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器器件典型的 I-V 曲线随温度的变化。如同可以预料的,随着温度的升高,器件的暗电流不断增大,并且具有很好的对称性。由实验结果可知,即使在 2.8 K 下,器件的暗电流仍然非常大,这一方面与器件的面积大有关,另一方面也说明了器件的存在 一定程度的漏电。在光响应的测试中,受电流大小的影响,我们把前置放大器的 放大倍数设为 1 μA/V,其他设置与光伏型探测器的测试相同,除掉背景谱后, 可以得到如图 5-9 所示的光响应与偏压和温度的关系。

由实验结果可知,样品 A965 具有非常宽的光谱响应(峰值峰位~10 μm), 且随着温度的升高迅速变小并具有一个最佳偏压值。对实验中的六个样品的测试 结果发现,六个样品得到的响应谱在归一化情况下基本重合,与材料结构并不相 关。基于此,我们对不经过量子阱的器件下电极间加偏压进行了光响应测试,也 得到了相似的光谱响应结果。根据上述光响应谱线的峰位并结合其宽谱特征,两 个可能的信号来源为:

(1)材料内部的缺陷能级或杂质引起的浅施主能级。由于 Al 组分的改变将 影响缺陷能级的位置⁴⁴,且有报道 C 杂质能级的位置恰好在导带下约 124 m eV 的位置¹⁷²,考虑到实际生长过程中会引入一定的 C 和 O 杂质,所以这个结果受



图 5-9 实验测到的光电流响应随(a)偏压和(b)温度的变化

Figure 5-9 Photocurrent as functions of (a) bias and temperature

杂质能级影响的可能性更大;

(2) 自由载流子的吸收^{173,174}。

进而我们可以推断,这一宽谱响应非常有可能来自材料中的 C 杂质能级及 材料中的自由载流子吸收的贡献,进一步的确认还需要进行相应的能谱测试。

针对这量子阱光导信号被淹没和光伏信号很弱的现象,在改善材料质量之 外,可以改善器件性能的方法有: (1)对于光伏型,可以进一步提高 Al 组分(相应改变阱宽保证工作在 3~5 µm) 增强极化,进而增强量子阱的非对称性,提高光致极化强度。

(2)对于光导型,减小器件尺寸,使漏电和自由载流子的吸收减弱;减小器件尺寸的同时也会使量子阱信号减弱,因而需要引入光栅耦合,提高耦合效率,进而提高量子阱的信号强度。

5.1.4 金属表面等离子体光栅耦合

基于之前的模拟结果,我们以蓝宝石衬底材料,首先在上面沉积了 100 nm 的 Au 膜,然后利用步进投影光刻技术和离子束刻蚀技术 (IBE)制备了周期为 3 μm,栅孔半径为 0.7 μm 的光栅。然后,我们用傅里叶红外光谱仪测试光栅的透 射率来表征金属光栅的耦合增强效果,如图 5-10 所示。由实验结果可知,所测



图 5-10 金属光栅的(a)扫描电子显微照片和(b)实验与模拟的比较

Figure 5-10 (a) SEM image of metal grating and (b) comparision of the simulation and

expreimental result.

得的透射结果与模拟的峰位基本重合,即在设计的 4.5 μm 的波长位置达到增强。 此外,实验中测到的结果在 2.7 μm 左右还有一个较强的增强位置,这主要是由 于金属膜具有一定的厚度,导致形成两套折射率周期变化的光栅:(1)金属与空 气;(2)金属与衬底材料。并可由金属光栅的耦合增强波长与介质折射率的关系 ¹⁷⁵⁻¹⁷⁸ 推算得到与实验接近的两个峰位

$$\lambda \sim a \left(\frac{\varepsilon_m \varepsilon_k}{\varepsilon_m + \varepsilon_k}\right)^{1/2} \tag{5.1}$$

其中, a是周期, ε_m 和 ε_k 分别是金属和介质的介电常数。



图 5-11 刻蚀深度为 0 nm 和 150 nm 的光栅耦合增强效果的比较

Figure 5-11 Comparision of optical enhancement of the metal gratings with etch depth of 0 nm and 150 nm

考虑到实际量子阱器件盖帽层的厚度为 100 nm 左右,我们对上述光栅进行 适当的过刻蚀处理,由扫描电子显微镜的结果可知,刻蚀深度为 150 nm。图 5-11 给出了刻蚀后的光栅耦合增强效果与刻蚀前结果的比较。与之前的模拟结果一 致,具有一定刻蚀深度的金属表面等离子体光栅可以影响表面等离子体的状态, 具有更高的耦合增强效果,实验中刻蚀 150 nm 的金属表面等离子体光栅在 4.5 μm 处的耦合增强效果相比于刻蚀前提高了 2 倍。

在器件制备中,为了减小漏电和保证器件工作的稳定性与寿命,钝化是不可 或缺的一步工艺。因而,当在器件表面沉积一定厚度的钝化层后,也不可避免地 在光栅空洞中填充了钝化层材料,为了考察钝化对光栅耦合的作用,我们选用常 用的 SiO₂ 作为钝化材料,采用等离子体增强化学气相沉积(PECVD)技术,沉 积不同厚度的 SiO₂ 钝化层,研究了其对金属光栅耦合增强效果的影响,如图 5-12 所示。可以看出,随着 SiO₂ 厚度的增加,导致栅空中折射率的改变,光栅对红 外段的耦合增强峰位有略微的红移。同时,随着 SiO₂ 厚度的增加,光栅对红外 段的耦合增强效果也不断增加,且在 800 nm 时达到一个极大值,之后则逐渐减 小。综合上面的分析,这个极大值对应的 SiO₂ 厚度与栅空的大小和 Au 膜的厚度 都会有一定的关系,同时与同金属光栅接触的器件材料(GaN 或 AlGaN)有关。 通过这结果我们可以知道,设计合适厚度的 SiO₂ 钝化层可以提高光栅的耦合增 强效果。



图 5-12 SiO₂ 钝化层厚度对光栅耦合增强效果的影响

Figure 5-12 Effect of SiO₂ thickness on the optical enhancement of gratings

5.2 MSM 结构 AlGaN 紫外探测器研究

5.2.1 偏压依赖关系及频率响应

实验中采用插指宽度为8 μm(插指宽度与间距为1:1)的GaN基MSM器件进 行测试,图5-13 (a)给出了在调制频率为32 Hz的不同偏压下的探测器的外量子效 率(EQE)变化曲线。从实验结果可知,随着偏压的增加,肖特基接触下的总耗 尽区体积也随之增大,从而使得外量子效率增加,又由于器件内部存在光导增益, 使得在某些波长下的外量子效率超过1。此外,由于材料的结构包含AlGaN和GaN 外延层,在响应曲线中可以看到对应二者禁带宽度的两个尖峰响应位置:292nm 和366nm。固定偏置电压为5V,改变调制频率,我们可以得到如图5-13 (b)所示 的光谱响应变化。由实验结果可知,由于上层的AlGaN层比较薄和具有相对更多



图 5-13 MSM 结构探测器的量子效率随(a)偏压和(b)调制频率的变化

Figure 5-13 Quantum efficiency of the MSM detector vs. (a) bias and (b) frequency

的缺陷能级,对应AlGaN的292 nm附近的外量子效率比对应下层GaN的366nm附近的量子效率随频率增加下降得更快。

5.2.2 低温特性

考虑到紫外-红外双色集成探测器最终将工作的低温环境下,我们研究了 MSM 探测器的一些低温光电特性。如图 5-14 所示,随着温度的降低,由于 AlGaN 层的电阻增加,使得暗电流减小,且在低于 10V 的小偏压条件下暗电流降低明显。

为了研究低温下 MSM 探测器的低温时间响应特性,我们在实验中用 300 nm 的紫外光对器件进行人为控制的脉冲式辐照,且根据预实验的情况采用脉冲周期 为 1500s,稳定时间为 500 s,回复时间为 1000 s。图 5-15 给出了在 20 K 温度下



图 5-14 MSM 结构探测器的变温 I-V 曲线

Figure 5-14 I-V curves of the MSM detector vs. temperature

不同偏压的时间响应特性。从实验结果可以看出,在较小的偏压下(本实验为3V),器件的持续光电导效应会急剧增强,以致于无法恢复。实验发现,关闭光照后,器件在3V偏压下的电流大小非常缓慢地下降,经过1h的下降不到最大值50%,且没有继续减低的迹象,这对于探测方面的应用是致命的。由于器件的暗电流在有无光照的条件下均稳定在有光照时总电流的40%,我们将光照下总电流从90%下降到无光照的45%作为下降时间来表征时间响应特性。此外,用稳定光电流值 *I*_p与实验中经过回复时间后达到的暗电流值 *I*_d的比值 *I*_p/*I*_d作为表征300nm光照下响应的大小。图 5-16 给出了 MSM 器件在 20K 下对应不同偏压的



图 5-15 20 K 温度下不同偏压的时间响应特性

Figure 5-15 Time response the detector vs. bias under 20 K

响应特性的变化。可以看出,所用的 MSM 器件在 10V 偏压下具有最短的下降时间和最大的 *I*_p/*I*_d。从 C-V 结果可以看出,10 V 对应器件耗尽区有效宽度最大的情况。固定 MSM 器件的工作偏压(10V),采用类似的方法(从光电流稳定值的90%下降到 33%作为下降时间)对不同的温度下可以得到如图 5-17 所示的结果。从实验结果可以看出,在低温下,随着温度的降低,器件的暗电流随之减小,从而增加了信噪比。此外,由于载流子的复合寿命与温度成正比^{179,180},降低温度可以降低器件的下降时间,改善持续光电导的影响。工作在 10V 下的器件,当温度从 100 K 降至 20 K 时,下降时间减少了 16 倍。



图 5-16 MSM 探测器在 20K 温度下随偏压的响应特性的变化

Figure 5-16 Response characteristic of the MSM detector vs. bias under 20K.



图 5-17 MSM 探测器在 10 下随温度的响应特性的变化

Figure 5-17 Response characteristic of the MSM detector vs. temperature under 10V.

5.3 工艺对探测器性能的改善

5.3.1 表面处理

由于在外延生长过程存在有机化合物在高温下的反应与分解,对于III族氮化物而言,其表面悬挂键吸附的会影响金属-半导体接触的主要是 C 沾污和 O 沾污¹⁵⁰⁻¹⁵²。因而对III族氮化物表面处理主要是去除表面 C 和 O 的沾污,进而改善器件的性能。为了研究不同处理方式对器件性能的影响,我们首先把利用氢化物气



图 5-18 不同表面处理方法对肖特基器件反向特性的影响

Figure 5-18 Effect of different surface treatment on the reverse characteristics of Schottky devices.

相外延(HVPE)技术生长的 GaN 圆片裂成同样的 5 个小片,然后对圆片进行同样的有机清洗,并且制备了同样结构的肖特基器件。其中,欧姆接接触采用 Ti/Al/Ti/Au (20/20/20/300 nm)合金,并统一利用快速退火炉 900℃退火 30 s,得 到几乎没有差别的欧姆接触。利用电子蒸发沉积 Ni/Au(25/300 nm)合金作为肖特基接触,并在沉积前进行如下不同的处理方法:

(1) 不做任何处理,直接沉积金属,作为参考片;

(2) 在氨水中水浴 50℃浸泡 15s;

(3) 在 45%的 KOH 溶液中水浴 100℃浸泡 5min;

(4)利用功率为 200W 的氧等离子体轰击表面 5min;

(5)利用感应耦合等离子体刻蚀技术(ICP)刻蚀 5s, ICP 功率为 300W;

(6) 在 HF: HCl: H₂O (1: 1: 10) 溶液中浸泡 15s

图 5-18 给出了不同处理方法对暗电流的影响。由实验结果可知,第(6)种 方式对去除沾污和提高器件电学性能的效果最好,相对于没有任何处理的器件, 肖特基反向暗电流降低了 4 个数量级。利用俄歇电子能谱可以发现¹⁵⁰,HCl 对 于去除 GaN 表面的 C 和 O 沾污都起到了非常重要的作用,而 HF 对于去除 C 沾 污也起到了重要的作用。此外,我们利用(2)和(6)两种处理方式,在 AlGaN/GaN 外延片上制备了相同结构的 MSM 结构紫外探测器,如图 5-19 所示。其中,AlGaN 层的厚度为 200 nm, Al组分为 30%, GaN 缓冲层的厚度为 2 μm。MSM 结构的 插指宽度和间距为 8 μm,长度 500 μm。从图 5-19 可以看出,由于应用处理方式 (6)的器件具有更好的电学性能,进而使得其紫外响应也相对更强。此外,两 个器件在 GaN 对应的 365 nm 处的响应几乎一样,也说明了两种表面处理方式仅 仅是影响到了上面的 AlGaN 层的表面状况。



图 5-19 两种处理方式对应的紫外探测器的响应特性



5.3.2 退火处理

对于肖特基接触,在不需要退火的情况下就可以得到很好的肖特基性能^{159,} ¹⁶¹。但考虑到到钝化层的沉积一般在300℃下进行,以得到致密性较好的钝化层, 这无疑使Ni/Au合金经过了一个退火过程,进而影响了甚至降低了肖特基接触的 性能^{157,161}。我们在实验中采用等离子体化学气相沉积(PECVD)技术,在没有 经过肖特基接触退火处理的器件上沉积了300 nm的SiO₂作为钝化层,测试发现, 钝化层沉积过程中高达350℃的反应温度对肖特基接触的电学性能产生了影响, 如图5-20所示。由实验结果可知,钝化处理降低了器件表面电荷存储效应的影响, 使器件的I-V曲线在零偏压时接近零点。同时,由于在沉积过程中引入的退火过程,导致了器件的暗电流增加,因而在钝化前需要高于钝化温度的退火处理或使用较低温度的钝化沉积过程(相对较低的致密性)。对肖特基接触进行退火处理可以避免这一影响,也可以进一步改善肖特基接触的性能。



图 5-20 钝化过程对肖特基接触的影响

Figure 5-20 Effect of passivation on Schottky contact

基于此,我们对MSM结构的紫外探测器进行了N₂气氛下不同温度的退火处 理,退火时间为30min,如图5-21所示。可以看出,经过一定温度的退火处理, 可以改善肖特基接触的特性,提高势垒高度¹⁸¹,进而明显地降低MSM探测器的 暗电流。我们在实验中还发现,不同材料的肖特基接触的最佳退火温度有所差异, 当退火温度过高时,金属的表面形貌及器件的电学可靠性变差,因而我们采用的 退火温度范围为300℃~500℃。



图 5-21 不同退火温度对 MSM 探测器的暗电流特性的影响

Figure 5-21 Dark current of MSM detectors vs. annealing temperatures.

5.4 本章小结

(1)通过 MOCVD 技术生长了 GaN/AlGaN 量子阱结构,吸收峰位在 4.5 µm; 通过制备光伏型和光导型 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器,得到了 3~5 µm 的光 伏信号和 4~12 µm 的宽光电流谱,分析了杂质和自由载流子的光吸收作用对光 电流的贡献;利用步进投影光刻技术和电子束曝光技术,实现了在 4.5 µm 增强 的金属表面等离子体光栅。

(2)研究了探测器的量子效率对偏压和频率的依赖关系,且随着两者的增大,探测器的量子效率分别随之增大和减小;研究了在低温环境下紫外探测器的响应特性,通过降低温度可以提高紫外探测器的光-暗电流之比并且减小下降时间。此外,利用合适条件的表面处理和退火处理可以分别使探测器的暗电流水平降低达4个数量。

第六章 结论与展望

本研究工作围绕III族氮化物在核辐射探测器和紫外-红外双色集成探测器中 的应用为中心展开,分析了基于III族氮化物的核辐射探测、红外探测、紫外探测 及双波段集成的工作原理和物理机制,对探测器的材料结构和器件结构进行了模 拟设计,优化了器件制备中的工艺过程与工艺条件,并对这几种探测器的电学性 能和光响应特性进行了测试分析。所完成的工作及取得的成果如下:

(1)设计制备了基于 GaN 材料的 p-i-n 型和 Schottky 型核辐射探测器,研 究了 GaN 基探测器对 α 粒子、β 粒子和 X 射线的探测性能,填补了国内在这一 研究领域的空白;在国际上首次报道了直径达 5 mm 的高性能 Fe 掺杂自支撑 GaN 基 X 射线探测器,研究了它对 X 射线的时间响应特性,并实现了扫描成像;研 究了 GaN 基肖特基核辐射电池的性能,得到了开路电压为 0.1V、短路电流为 1.2 nA cm⁻² 的 GaN 基 β 核辐射电池。

(2)对比传统量子阱红外探测器的方势阱模型,研究了极化对 GaN/AlGaN 量子阱的能带结构和子带跃迁影响,分析了 GaN/AlGaN 量子阱中子带跃迁和电 子输运的特点及可行的器件工作模式,利用 Crosslight 软件模拟研究了结构参数 对吸收波长的影响,设计并优化了工作在 3~5 μm 波段的量子阱红外探测器的材 料结构(阱宽~3 nm, Al组分~30%)和器件工作模式。

(3) 基于(1) 的分析设计结果,利用金属有机物化学气相沉积(MOCVD) 技术外延生长了 GaN/AlGaN 量子阱红外探测器结构和紫外-红外双色集成结构,并得到了吸收波长在 4.5 μm 的量子阱结构。

(4)利用金属表面等离子体与电磁场的相互作用理论,分析模拟了金属光栅的周期、占空比、金属层厚度和刻蚀深度对耦合波长和光增强效果的影响,得到了工作在 3~5 μm 波段的金属表面等离子体光栅的最佳结构参数:周期~3μm,占空比 0.1~0.2,金属层厚度 150 nm,刻蚀深度~500 nm。

(5)基于(3)的分析设计结果,利用步进投影光刻技术和电子束光刻技术 制备了金属光栅结构,得到在耦合增强峰位在4.5 μm的金属光栅;利用等离子

体化学气相沉积(PECVD)技术,通过沉积不同厚度的 SiO₂,研究了钝化层厚 度对光栅耦合效果的影响并得到了最佳钝化层厚度(~500 nm)。

(6)设计并加工了用于45°角波导红外吸收测试的杜瓦和承载配件,搭建了 X射线辐照测试系统、黑体响应度测试系统和高移动精度的红外相对光谱响应测 试系统;研究了工艺过程对器件制备的影响,包括表面处理方式、感应耦合等离 子体刻蚀(ICP)条件、退火条件和钝化过程,得到了优化的工艺条件。

(7)设计制备了光伏型和光导型的GaN/AlGaN量子阱红外探测器,测试得 到了位于3~5μm的光伏信号及杂质能级和自由载流子吸收引起的4~12μm的宽 谱光电流信号,分析了探测器制备中的问题并提出了改善方案。

(8)设计制备了MSM结构的AlGaN紫外探测器,研究了探测器响应对偏压 和频率的依赖关系及低温环境对器件的光响应特性的影响,得到了器件的最佳工 作点。

基于以上的探索性研究工作,我们可以更清楚的了解到III族氮化物独特的材料性质及其在核辐射探测和紫外-红外双色集成探测等新的应用领域的技术问题和巨大应用前景。同时,由于材料生长、器件制备及红外测试都具有较长的周期性,我们在GaN/AlGaN量子阱方面的设计与改善方案正处在实施中,还未能得到预期的实验结果,并最终获得在这一领域的技术突破。相信随着外延生长水平的不断提高,材料质量的限制不断被弱化,以III族氮化物材料为基础的探测器一会定为核辐射探测与光电探测领域带来更大的发展。

参考文献

- Mishra UK, Parikh P, Wu Y-F. AlGaN/GaN HEMTs-an overview of device operation and applications. *P Ieee* 2002; 90(6): 1022-31.
- 2. Wu Y-F, Kapolnek D, Ibbetson JP, Parikh P, Keller BP, Mishra UK. Very-high power density AlGaN/GaN HEMTs. *Electron Devices, IEEE Transactions on* 2001; **48**(3): 586-90.
- Wu Y-F, Saxler A, Moore M, et al. 30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization. Electron Device Letters, IEEE 2004; 25(3): 117-9.
- 4. Asif Khan M, Kuznia J, Olson D, Blasingame M, Bhattarai A. Schottky barrier photodetector based on Mg doped p type GaN films. *Applied physics letters* 1993; **63**(18): 2455-6.
- Li D, Sun X, Song H, et al. Realization of a High Performance GaN UV Detector by Nanoplasmonic Enhancement. *Advanced Materials* 2012; 24(6): 845-9.
- Ohta H, Kamiya M, Kamiya T, Hirano M, Hosono H. UV-detector based on pn-heterojunction diode composed of transparent oxide semiconductors, p-NiO/n-ZnO. *Thin Solid Films* 2003; 445(2): 317-21.
- Grant J, Bates R, Cunningham W, et al. GaN as a radiation hard particle detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 2007; 576(1): 60-5.
- Szweda R. GaN and SiC detectors for radiation and medicine. *III-Vs Review* 2005; 18(7): 40-1.
- Duboz J-Y, Laugt M, Schenk D, et al. GaN for x-ray detection. *Applied Physics Letters* 2008;
 92(26): 263501--3.
- Hasnain G, Levine B, Sivco D, Cho A. Mid infrared detectors in the 3 5 µ m band using bound to continuum state absorption in InGaAs/InAlAs multiquantum well structures. *Applied physics letters* 1990; 56(8): 770-2.
- 11. Krier A. Mid-infrared semiconductor optoelectronics: Springer London; 2006.
- 12. Stiff AD, Krishna S, Bhattacharya P, Kennerly SW. Normal-incidence, high-temperature, mid-infrared, InAs-GaAs vertical quantum-dot infrared photodetector. *Quantum Electronics*,

IEEE Journal of 2001; **37**(11): 1412-9.

- 13. Razeghi M, McClintock R. A review of III-nitride research at the Center for Quantum Devices. *Journal of Crystal Growth* 2009; **311**(10): 3067-74.
- Johnson WC, Parsons JB, Crew MC. Nitrogen compounds of gallium III Gallic nitride. J Phys Chem-Us 1932; 36(7): 2651-4.
- Ban VS. Mass Spectrometric Studies of Vapor-Phase Crystal Growth .2. Gan. J Electrochem Soc 1972; 119(6): 761-&.
- Hovel HJ, Cuomo JJ. Electrical and Optical Properties of Rf-Sputtered Gan and Inn. *Applied Physics Letters* 1972; 20(2): 71-&.
- Ilegems M, Logan RA, Dingle R. Luminescence of Zn-Doped and Cd-Doped Gan. *Journal of Applied Physics* 1972; 43(9): 3797-&.
- Manasevi. Hm, Erdmann FM, Simpson WI. Use of Metalorganics in Preparation of Semiconductor Materials .4. Nitrides of Aluminum and Gallium. *J Electrochem Soc* 1971; 118(11): 1864-&.
- Maruska HP, Tietjen JJ. Preparation and Properties of Vapor-Deposited Single-Crystalline Gan. Applied Physics Letters 1969; 15(10): 327-&.
- Pankove JI, Berkeyhe.Je, Maruska HP, Wittke J. Luminescent Properties of Gan. Solid State Communications 1970; 8(13): 1051-&.
- Seifert W, Fitzl G, Butter E. Study on the Growth-Rate in Vpe of Gan. Journal of Crystal Growth 1981; 52(Apr): 257-62.
- 22. Yoshida S, Misawa S, Itoh A. Epitaxial-Growth of Aluminum Nitride Films on Sapphire by Reactive Evaporation. *Applied Physics Letters* 1975; **26**(8): 461-2.
- Manasevi. Hm. Single-Crystal Gallium Arsenide on Insulating Substrates. Applied Physics Letters 1968; 12(4): 156-&.
- 24. Gotoh H, Suga T, Suzuki H, Kimata M. Low-Temperature Growth of Gallium Nitride. Japanese Journal of Applied Physics 1981; 20(7): L545-L8.
- 25. Amano H, Sawaki N, Akasaki I, Toyoda Y. Metalorganic Vapor-Phase Epitaxial-Growth of a

High-Quality Gan Film Using an Ain Buffer Layer. Applied Physics Letters 1986; 48(5): 353-5.

- Nakamura S. Gan Growth Using Gan Buffer Layer. Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters 1991; 30(10A): L1705-L7.
- Amano H, Akasaki I, Hiramatsu K, Koide N, Sawaki N. Effects of the Buffer Layer in Metalorganic Vapor-Phase Epitaxy of Gan on Sapphire Substrate. *Thin Solid Films* 1988; 163: 415-20.
- 28. Nakamura S, Mukai T, Senoh M, Iwasa N. Thermal Annealing Effects on P-Type Mg-Doped Gan Films. *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters* 1992; **31**(2B): L139-L42.
- 29. 刘恩科,朱秉升,罗晋升. 半导体物理学 (Semiconductor Physics). 北京: 电子工业出版
 社 (Beijing: Publishing House of Electronics Industry); 2003.
- 30. http://en.wikipedia.org/wiki/Zincblende.
- 31. http://en.wikipedia.org/wiki/Wurtzite.
- 32. http://www.uncp.edu/home/mcclurem/models/raytrace/zns_hex/zns_hex.html.
- 33. Ambacher O, Foutz B, Smart J, et al. Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics* 2000; 87(1): 334-44.
- 34. Ambacher O, Majewski J, Miskys C, et al. Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN heteroand quantum well structures. *Journal of Physics: Condensed Matter* 2002; **14**(13): 3399.
- 35. Tchernycheva M, Nevou L, Doyennette L, et al. Systematic experimental and theoretical investigation of intersubband absorption in GaN / AlN quantum wells. *Physical Review B* 2006; 73(12): 125347.
- 36. Schaffler F. Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AIN, InN, BN, SiC, SiGe. Eds Levinshtein ME, Rumyantsev SL, Shur MS, John Wiley & Sons, Inc, New York 2001: 149-88.
- 37. Mattila T, Zunger A. Predicted bond length variation in wurtzite and zinc-blende InGaN and AlGaN alloys. *Journal of Applied Physics* 1999; **85**(1): 160-7.

- Bernardini F, Fiorentini V. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *PHYSICAL REVIEWB* 1997; 56(16): R10024–R7.
- Ambacher O. Growth and applications of Group III-nitrides Journal of Physics D: Applied Physics 1998; 31(20): 2753-10.
- 40. Vurgaftman I, Meyer J. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics* 2003; **94**(6): 3675-96.
- 41. Bykhovski A, Gelmont B, Shur M. Elastic strain relaxation and piezoeffect in GaN-AlN, GaN-AlGaN and GaN-InGaN superlattices. *Journal of applied physics* 1997; **81**(9): 6332-8.
- 42. Einfeldt S, Heinke H, Kirchner V, Hommel D. Strain relaxation in AlGaN/GaN superlattices grown on GaN. *Journal of Applied Physics* 2001; **89**(4): 2160-7.
- 43. Ambacher O, Smart J, Shealy JR, et al. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures. *Journal of Applied Physics* 1999; 85(6): 3222.
- 44. Henry T, Armstrong A, Allerman A, Crawford M. The influence of Al composition on point defect incorporation in AlGaN. *Applied Physics Letters* 2012; **100**(4): 043509--4.
- 45. Lymperakis L, Abu Farsakh H, Marquardt O, Hickel T, Neugebauer J. Theoretical modeling of growth processes, extended defects, and electronic properties of III nitride semiconductor nanostructures. *physica status solidi* (b) 2011; 248(8): 1837-52.
- Pearton SJ, Zolper JC, Shul RJ, Ren F. GaN: Processing, defects, and devices. *Journal of Applied Physics* 1999; 86(1):1.
- 47. Rieger W, Dimitrov R, Brunner D, Rohrer E, Ambacher O, Stutzmann M. Defect-related optical transitions in GaN. *Physical Review B* 1996; **54**(24): 17596.
- 48. Saito W, Kuraguchi M, Takada Y, Tsuda K, Omura I, Ogura T. Influence of surface defect charge at AlGaN-GaN-HEMT upon Schottky gate leakage current and breakdown voltage. *Ieee Transactions on Electron Devices* 2005; **52**(2): 159-64.
- Van de Walle CG, Neugebauer J. First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides. *Journal of applied physics* 2004; **95**(8): 3851-79.

- 50. W. Rieger RD, D. Brunner, E. Rohrer, O. Ambacher, and M. Stutzmann. Defect-related optical transitions in GaN. *Physical Review B* 1996; **54**(24).
- 51. Fagerlind M, Rorsman N. Illumination effects on electrical characteristics of GaN/AlGaN/GaN heterostructures and heterostructure field effect transistors and their elimination by proper surface passivation. *Journal of Applied Physics* 2012; **112**(1): 014511--9.
- 52. Hussein AS, Hassan Z, Thahab S, Hassan HA, Ahmed N. MSM-photodetectors based on AlGaN / GaN heterostructures grown on Si (111) by molecular beam epitaxy. AIP Conference Proceedings; 2012; 2012. p. 91.
- 53. Popa V, Braniste T, Stevens-Kalceff M, et al. Yellow Luminescence and Optical Quenching of Photoconductivity in Ultrathin Suspended GaN Membranes Produced by Surface Charge Lithography. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics* 2012; 7(7): 730-4.
- 54. Qiu CH, Pankove J. Deep levels and persistent photoconductivity in GaN thin films. *Applied physics letters* 1997; **70**(15): 1983-5.
- Tchernycheva M, Julien FH, Monroy E. Review of nitride infrared intersubband devices.
 2010: 76021A-A.
- 56.丁洪林. 核辐射探测器. 哈尔滨工程大学出版社. 北京航空航天大学出版社; 北京理工大学出版社; 西北工业大学出版社; 哈尔滨工业大学出版社. 2010.
- Duboz J-Y, Beaumont B, Reverchon J-L, Wieck AD. Anomalous photoresponse of GaN x-ray Schottky detectors. *Journal of Applied Physics* 2009; 105(11): 114512--7.
- Duboz J-Y, Frayssinet E, Chenot S, Reverchon J-L, Idir M. X-ray detectors based on GaN Schottky diodes. *Applied Physics Letters* 2010; 97(16): 163504--3.
- Lu M, Zhang G, Fu K, Yu G. Gallium Nitride Room Temperature α Particle Detectors. Chinese Phys Lett 2010; 27(5): 052901.
- 60. 付凯,于国浩,陆敏. GaN 肖特基核辐射探测器对 X 射线的响应时间特性研究. 原子 能科学技术 2010;1.
- 61. Kai F, Guohao Y, Changsheng Y, Guo W, Min L, Guoguang Z. X ray detectors based on Fe

doped GaN photoconductors. *physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters* 2011; **5**(5 - 6): 187-9.

- 62. Min L, Guo-guang Z, Kai F, Guo-hao Y, Dan S, Ji-feng H. Gallium Nitride Schottky betavoltaic nuclear batteries. *Energy Conversion and Management* 2011; **52**(4): 1955-8.
- 63. 付凯, 于国浩, 陆敏. GaN 基 PIN 结构 X 射线探测器. 发光学报 2011; 32(7):720.
- 64. 王果,付凯,姚昌胜,王金延,陆敏. 自支撑 GaN 基核辐射探测器的 IV 特性研究. 固 体电子学研究与进展 2011; 31(6): 559-62.
- 65. 姚昌胜,付凯,王果,陆敏. GaN 基光导型 X 射线探测器的光淬灭研究. 核电子学与 探测技术 2011; 31(5): 562-4.
- 66. Changsheng Y, Kai F, Guo W, Guohao Y, Min L. GaN based p-i-n X ray detection. *physica status solidi (a)* 2012; **209**(1): 204-6.
- 67. Moll M, Adey J, Al-Ajili A, et al. Development of radiation tolerant semiconductor detectors for the Super-LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 2005; **546**(1): 99-107.
- 68. Rogalski A. Infrared detectors: an overview. Infrared Physics & Technology 2002; 43.
- Rogalski A. Infrared detectors: status and trends. *Progress in Quantum Electronics* 2003;
 27(2-3): 59-210.
- Hofstetter D, Baumann E, Giorgetta FR, et al. Photodetectors based on intersubband transitions using III-nitride superlattice structures. *Journal of Physics: Condensed Matter* 2009; 21(17): 174208.
- Daniel Hofstetter EB, ... Intersubband Transition-Based Processes and devices in AIN/GaN-Based Heterostructures. P Ieee; 2010; 2010. p. 1234-48.
- 72. Sakr S, Giraud E, Dussaigne A, Tchernycheva M, Grandjean N, Julien F. Two-color GaN/AlGaN quantum cascade detector at short infrared wavelengths of 1 and 1.7 μm. *Applied Physics Letters* 2012; **100**(18): 181103--3.
- Suzuki N, Iizuka N. Feasibility Study on Ultrafast Nonlinear Optical Properties of 1.55-μ m Intersubband Transition in AlGaN/GaN Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*

1997; **36**(Part 2, No. 8A): L1006-L8.

- 74. Norio Iizuka KK, and Nobuo Suzuki. Ultrafast intersubband relaxation <150 fs... in AlGaN/GaN multiple quantum wells. *Applied Physics Letters* 2000; **77**(5): 3.
- 75. Bellotti, Enrico, Driscoll, et al. Monte Carlo study of GaN versus GaAs terahertz quantum cascade structures. *Applied Physics Letters* 2008; **92**(10): 101112-3.
- 76. 李喜来,徐军,曹付允,朱桂芳. 导弹紫外预警技术研究. 战术导弹技术 2008; 70(3):
 70-2.
- 77. 郝瑞婷, 刘焕林. 紫外探测器及其研究进展. 光电子技术 2004; 24(2): 129-33.
- 李向阳,许金通,汤英文, et al. GaN 基紫外探测器及其研究进展. 红外与激光工程 2006; 35(3): 276-80.
- 79. 张燕, 龚海梅, 白云, et al. 空间用紫外探测及 AlGaN 探测器的研究进展. 激光与红外 2006; 36(11): 1009-12.
- 80. 龚海梅,李向阳, 亢勇, et al. Ⅲ族氮化物紫外探测器及其研究进展 激光与红外 2005;
 35(11): 812-6.
- Walker D, Zhang X, Kung P, et al. AlGaN ultraviolet photoconductors grown on sapphire. *Applied Physics Letters* 1996; 68(15): 2100-1.
- Walker D, Zhang X, Saxler A, Kung P, Xu J, Razeghi M. AlxGa1-xN (0<=x<=1) ultraviolet photodetectors grown on sapphire by metal-organic chemical-vapor deposition. *Applied Physics Letters* 1997; **70**(8): 949-51.
- Carrano JC, Li T, Grudowski PA, Eiting CJ, Dupuis RD, Campbell JC. High quantum efficiency metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors fabricated on single-crystal GaN epitaxial layers. *Electronics Letters* 1997; 33(23): 1980-1.
- Kung P, Walker D, Sandvik P, et al. Schottky MSM photodetectors on GaN films grown on sapphire by lateral epitaxial overgrowth. *Photodetectors: Materials and Devices Iv* 1999; 3629: 223-9.
- 85. Li T, Lambert DJH, Beck AL, et al. Solar-blind AlxGa1-xN-based metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors. *Electronics Letters* 2000; **36**(18):

1581-3.

- 86. Walker D, Monroy E, Kung P, et al. High-speed, low-noise metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors based on GaN. *Applied Physics Letters* 1999; **74**(5): 762-4.
- Yang B, Lambert DJH, Li T, et al. High-performance back-illuminated solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors. *Electronics Letters* 2000; 36(22): 1866-7.
- Osinsky A, Gangopadhyay S, Lim BW, et al. Schottky barrier photodetectors based on AlGaN. Applied Physics Letters 1998; 72(6): 742-4.
- Osinsky A, Gangopadhyay S, Yang JW, et al. Visible-blind GaN Schottky barrier detectors grown on Si(111). *Applied Physics Letters* 1998; 72(5): 551-3.
- 90. Carrano JC, Li T, Grudowski PA, et al. Low dark current pin ultraviolet photodetectors fabricated on GaN grown by metal organic chemical vapour deposition. *Electronics Letters* 1998; **34**(7): 692-4.
- Kung P, Zhang XL, Walker D, Saxler A, Razeghi M. GaN p-i-n photodiodes with high visible-to-ultraviolet rejection ratio. *Photodetectors: Materials and Devices Iii* 1998; **3287**: 214-20.
- 92. Li T, Wang SL, Beck AL, et al. High quantum efficiency AlxGa1-xN/GaN-based ultraviolet p-i-n photodetectors with a recessed window structure. *Photodetectors: Materials and Devices V* 2000; **3948**: 304-10.
- 93. Monroy E, Hamilton M, Walker D, Kung P, Sanchez FJ, Razeghi M. High-quality visible-blind AlGaN p-i-n photodiodes. *Applied Physics Letters* 1999; **74**(8): 1171-3.
- 94. Walker D, Kung P, Sandvik P, et al. AlxGa1-xN p-i-n photodiodes on sapphire substrates. *Photodetectors: Materials and Devices Iv* 1999; **3629**: 193-8.
- 95. Yang W, Nohova T, Krishnankutty S, Torreano R, McPherson S, Marsh H. Back-illuminated GaN/AlGaN heterojunction photodiodes with high quantum efficiency and low noise. *Applied Physics Letters* 1998; 73(8): 1086-8.
- 96. Dmitriev VA, Irvine KG, Carter CH, Kuznetsov NI, Kalinina EV. Electric breakdown in GaN p-n junctions. *Applied Physics Letters* 1996; 68(2): 229-31.

- 97. McIntosh KA, Molnar RJ, Mahoney LJ, et al. GaN avalanche photodiodes grown by hydride vapor-phase epitaxy. *Applied Physics Letters* 1999; **75**(22): 3485-7.
- Yang B, Li T, Heng K, et al. Low dark current GaN avalanche photodiodes. *Ieee Journal of Quantum Electronics* 2000; 36(12): 1389-91.
- Carrano JC, Lambert DJH, Eiting CJ, et al. GaN avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters* 2000; 76(7): 924-6.
- 100. McClintock R, Yasan A, Minder K, Kung P, Razeghi M. Avalanche multiplication in AlGaN based solar-blind photodetectors. *Applied Physics Letters* 2005; **87**(24).
- 101. Tut T, Butun S, Butun B, Gokkavas M, Yu HB, Ozbay E. Solar-blind AlxGa1-xN-based avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters* 2005; **87**(22).
- 102. Kung P, McClintock R, Vizcaino JLP, Minder K, Bayram C, Razeghi M. III-Nitride avalanche photodiodes - art. no. 64791J. *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices IV* 2007; 6479: J4791-J.
- 103. 陆敏, 于国浩, 张国光. GaN 核辐射探测器材料与器件研究进展. 原子能科学技术 2010; **44**(006): 750-6.
- 104. Khurgin J. Comparative analysis of the intersubband versus band to band transitions in quantum wells. *Applied physics letters* 1993; **62**(12): 1390-2.
- 105. Sirtori C, Capasso F, Faist J, Scandolo S. Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells. *Physical Review B* 1994; **50**(12): 8663.
- 106. Weber ER, Willardson RK, Liu H, Capasso F. Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications: Physics and Device Applications: Academic press; 1999.
- 107. Greene RL, Bajaj KK. Binding energy of the $2p_{0}$ -like level of a hydrogenic donor in GaAs-Ga_{1-x}Al_{x}As quantum-well structures. *Physical Review B* 1985; **31**(6): 4006-8.
- 108. Capasso HCLaF. Intersubband Transitions in Quantum Well: Physics and Device Applications I. In: PRESS A, editor. SEMICONDUCTORS AND SEMIMETALS; 2000. p. 13.

- 109. Eglash LCWaSJ. First observation of an extremely large-dipole infrared transition within hte condunction band of a GaAs quantum well. *Applied Physics Letters* 1985; **46**(12).
- 110. Levine BF. Quantum-well infrared photodetectors. Journal of Applied Physics 1993; 74(15).
- 111. Ramsteiner M, Ralston J, Koidl P, et al. Doping density dependence of intersubband transitions in GaAs/Al x Ga 1-x As quantum well structures. *Journal of applied physics* 1990; 67(8): 3900-3.
- 112. Manasreh M, Szmulowicz F, Fischer D, Evans K, Stutz C. Intersubband infrared absorption in a GaAs/Al< inf> 0.3</inf> Ga< inf> 0.7</inf> As quantum well structure. *Applied Physics Letters* 1990; **57**(17): 1790-2.
- 113. Covington B, Lee C, Hu B, Taylor H, Streit D. Infrared intersubband absorption in GaAs/AlAs multiple quantum wells. *Applied physics letters* 1989; **54**(21): 2145-7.
- 114. Choi K, Taysing Lara M, Newman P, Chang W, Iafrate G Wavelength tuning and absorption line shape of quantum well infrared photodetectors. *Applied physics letters* 1992;
 61(15): 1781-3.
- 115. Asai H, Kawamura Y. Doping effects on intersubband absorption in InGaAs/InAlAs multiquantum wells. *Applied physics letters* 1990; **56**(15): 1427-9.
- 116. Stern F. Self-consistent results for n-type Si inversion layers. *Physical Review B* 1972; 5(12):
 4891.
- 117. Ando T, Fowler AB, Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems. *Reviews of Modern Physics* 1982; 54: 437-672.
- Sarma FSSD. Electron energy lecels in GaAs GaAlAs heterojunctions. *Physical Review B* 1984; **30**.
- Rosencher E, Bois P. Model system for optical nonlinearities: Asymmetric quantum wells. *Physical Review B* 1991; 44(20): 11315-27.
- 120. Rosencher E, Bois P, Nagle J, Costard E, Delaitre S. Observation of nonlinear optical rectification at 10.6 μm in compositionally asymmetrical AlGaAs multiquantum wells. *Applied Physics Letters* 1989; **55**(16): 1597.

- 121. Bernardini F, Fiorentini V. Macroscopic polarization and band offsets at nitride heterojunctions. *Physical Review B* 1998; **57**(16): R9427-R30.
- 122. Tchernycheva M, Nevou L, Doyennette L, et al. Systematic experimental and theoretical investigation of intersubband absorption in GaN / AlN quantum wells. *Physical Review B* 2006; **73**(12): 125347.
- 123. Suzuki N, Iizuka N, Kaneko K. Calculation of Near-Infrared Intersubband Absorption Spectra in GaN/AlN Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics* 2003; 42(Part 1, No. 1): 132-9.
- 124. Yang J-S, Sodabanlu H, Sugiyama M, Nakano Y, Shimogaki Y. Intersubband transition at 1.55μm in AlN/GaN multiple quantum wells by metal organic vapor phase epitaxy using the pulse injection method at 770 °C. *Journal of Crystal Growth* 2011; **314**(1): 252-7.
- 125. Suzuki N, Iizuka N. Effect of polarization field on intersubband transition in AlGaN/GaN quantum wells. *Japanese journal of applied physics* 1999; **38**: L363-L5.
- 126. Gmachl C, Ng HM, Cho AY. Intersubband absorption in GaN/AlGaN multiple quantum wells in the wavelength range of $\lambda \sim 1.75-4.2 \,\mu\text{m}$. *Applied Physics Letters* 2000; **77**(3): 334-6.
- 127. Kishino K, Kikuchi A, Kanazawa H, Tachibana T. Intersubband transition in (GaN) m/(AlN) n superlattices in the wavelength range from 1.08 to 1.61 μm. *Applied physics letters* 2002;
 81(7): 1234-6.
- 128. Helman A, Tchernycheva M, Lusson A, et al. Intersubband spectroscopy of doped and undoped GaN/AlN quantum wells grown by molecular-beam epitaxy. *Applied physics letters* 2003; 83(25): 5196-8.
- 129. Hofstetter D, Schad S-S, Wu H, Schaff WJ, Eastman LF. GaN/AlN-based quantum-well infrared photodetector for 1.55 μm. *Applied physics letters* 2003; **83**(3): 572-4.
- 130. Monroy E, Guillot F, Leconte S, et al. MBE growth of nitride-based photovoltaic intersubband detectors. *Superlattices and Microstructures* 2006; **40**(4): 418-25.
- 131. Kandaswamy PK, Guillot F, Bellet-Amalric E, et al. GaN/AlN short-period superlattices for intersubband optoelectronics: A systematic study of their epitaxial growth, design, and

performance. Journal of Applied Physics 2008; 104(9):093501--16.

- 132. Monroy E, Guillot F, Baumann E, Giorgetta F, Hofstetter D. MBE growth of AlN/GaN based photovoltaic intersubband photodetectors. *Physica status solidi (a)* 2008; 205(5): 1060-3.
- 133. Vardi A, Bahir G, Guillot F, et al. Near infrared quantum cascade detector in GaN / AlGaN
 / AlN heterostructures. *Applied Physics Letters* 2008; 92: 011112.
- 134. Kandaswamy P, Machhadani H, Bougerol C, et al. Midinfrared intersubband absorption in GaN/AlGaN superlattices on Si (111) templates. *Applied Physics Letters* 2009; 95(14): 141911--3.
- 135. Machhadani H, Kandaswamy P, Sakr S, et al. GaN/AlGaN intersubband optoelectronic devices. *New Journal of Physics* 2009; **11**(12): 125023.
- 136. Sodabanlu H, Yang J-S, Sugiyama M, Shimogaki Y, Nakano Y. Intersubband Transition at 1.52 mum in GaN/AIN Multiple Quantum Wells Grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy. *Applied Physics Express* 2009; 2(6): 1002.
- 137. Schneider H, Liu HC. Quantum well infrared photodetectors: physics and applications. 2007.
- 138. Hofstetter D, Baumann E, Giorgetta FR, et al. Photodetectors based on intersubband transitions using III-nitride superlattice structures. *Journal of Physics: Condensed Matter* 2009; **21**(17): 174208.
- 139. Tchernycheva M, Julien FH, Monroy E. Review of nitride infrared intersubband devices. OPTO; 2010: International Society for Optics and Photonics; 2010. p. 76021A-A-12.
- 140. Dong L, Yongqi F, Lechen Y, et al. Optimization of Duty Ratio of Metallic Grating Arrays for Infrared Photodetectors. *Optics and Photonics Journal* 2011; 1(3): 97-100.
- 141. Li J, Lin J, Jiang H, Salvador A, Botchkarev A, Morkoc H. Nature of Mg impurities in GaN. Applied physics letters 1996; 69(10): 1474-6.
- 142. Monroy E, Calle F, Garrido J, et al. Si-doped AlxGa1-xN photoconductive detectors. Semiconductor science and technology 1999; 14(8): 685.
- 143. Polyakov A, Smirnov N, Govorkov A, et al. Properties of Si donors and persistent

photoconductivity in AlGaN. Solid-State Electronics 1998; 42(4): 627-35.

- 144. Butun S, Gokkavas M, Yu H, Ozbay E. Low dark current metal-semiconductor-metal photodiodes based on semi-insulating GaN. *Applied physics letters* 2006; **89**(7): 073503--3.
- 145. Chang S-J, Lee M, Sheu J-K, et al. GaN metal-semiconductor-metal photodetectors with low-temperature-GaN cap layers and ITO metal contacts. *Electron Device Letters, IEEE* 2003; 24(4): 212-4.
- 146. Hsieh LZ, Chang JY. Current Characteristics of AlGaN/AlN Ultraviolet Photodetector with Metal-Semiconductor-Metal Structure. *Applied Mechanics and Materials* 2013; **300**: 1285-8.
- 147. Mikulics M, Marso M, Javorka P, et al. Ultrafast metal-semiconductor-metal photodetectors on low-temperature-grown GaN. *Applied physics letters* 2005; **86**(21): 211110--3.
- 148. Palacios T, Monroy E, Calle F, Omnes F. High-responsivity submicron metal-semiconductor-metal ultraviolet detectors. *Applied physics letters* 2002; 81(10): 1902-4.
- 149. Sun X, Li D, Jiang H, et al. Improved performance of GaN metal-semiconductor-metal ultraviolet detectors by depositing< equation>< font face='verdana'> SiO< sub> 2</sub></equation> nanoparticles on a GaN surface. *Applied Physics Letters* 2011; **98**(12): 121117--3.
- 150. Smith L, King S, Nemanich R, Davis R. Cleaning of GaN surfaces. J Electron Mater 1996;
 25(5): 805-10.
- 151. Miller E, Schaadt D, Yu E, Waltereit P, Poblenz C, Speck J. Reverse-bias leakage current reduction in GaN Schottky diodes by electrochemical surface treatment. *Applied physics letters* 2003; 82(8): 1293-5.
- 152. Diale M, Auret F, Van Der Berg N, Odendaal R, Roos W. Analysis of GaN cleaning procedures. Appl Surf Sci 2005; 246(1): 279-89.
- 153. Mohammad SN. Contact mechanisms and design principles for alloyed ohmic contacts to n-GaN. Journal of applied physics 2004; 95(12): 7940-53.
- 154. Mohammad SN. Contact mechanisms and design principles for Schottky contacts to

group-III nitrides. Journal of applied physics 2005; 97(6): 063703--19.

- 155. Ho J-K, Jong C-S, Chiu CC, et al. Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN achieved by the oxidation of Ni/Au films. *Journal of applied physics* 1999; **86**(8): 4491-7.
- 156. Ruvimov S, Liliental Weber Z, Washburn J, et al. Microstructure of Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts for n GaN. *Applied physics letters* 1996; **69**(11): 1556-8.
- 157. Kim H, Schuette M, Jung HC, et al. Passivation effects in Ni/AlGaN/GaN Schottky diodes by annealing. *Applied Physics Letters* 2006; **89**(5): -.
- 158. Kubota N, Ao JP, Kikuta D, Ohno Y. Schottky barrier height determination by capacitance-voltage measurement on n-GaN with exponential doping profile. Jpn J Appl Phys 1 2004; 43(7A): 4159-60.
- 159. Liu F, Wang T, Shen B, et al. Thermal annealing behaviour of Al/Ni/Au multilayer on n-GaN Schottky contacts. *Chinese Phys B* 2009; **18**(4): 1618-21.
- 160. Spradlin J, Dogan S, Mikkelson M, et al. Improvement of n-GaN Schottky diode rectifying characteristics using KOH etching. *Applied Physics Letters* 2003; **82**(20): 3556-8.
- 161. Sun YP, Shen XM, Wang J, et al. Thermal annealing behaviour of Ni/Au on n-GaN Schottky contacts. J Phys D Appl Phys 2002; 35(20): 2648-51.
- 162. Zhang BJ, Egawa T, Zhao GY, Ishikawa H, Umeno M, Jimbo T. Schottky diodes of Ni/Au on n-GaN grown on sapphire and SiC substrates. *Applied Physics Letters* 2001; **79**(16): 2567-9.
- 163. Fan Z, Mohammad SN, Kim W, Aktas O, Botchkarev AE, Morko ç H. Very low resistance multilayer Ohmic contact to n - GaN. *Applied Physics Letters* 1996; 68(12): 1672-4.
- 164. Hou W, Detchprohm T, Wetzel C. Effects of oxygen thermal annealing treatment on formation of ohmic contacts to n-GaN. *Applied Physics Letters* 2012; **101**(24): 242105--4.
- 165. Jeon J-W, Lee SY, Song JO, Seong T-Y. Low-resistance Cr/Al Ohmic contacts to N-polar n-type GaN for high-performance vertical light-emitting diodes. *Curr Appl Phys* 2012; **12**(1): 225-7.
- 166. Luther B, Mohney S, Jackson T, Asif Khan M, Chen Q, Yang J. Investigation of the mechanism for Ohmic contact formation in Al and Ti/Al contacts to n-type GaN. *Applied*

physics letters 1997; 70(1): 57-9.

- 167. Guo W, Kai F, Changsheng Y, et al. GaN-based PIN alpha particle detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 2012; 663(1): 10-3.
- 168. Huang Z, Mott D, Shu P, Zhang R, Chen J, Wickenden D. Optical quenching of photoconductivity in GaN photoconductors. *Journal of applied physics* 1997; **82**(5): 2707-9.
- 169. Hager T, Bruderl G, Lermer T, et al. Current dependence of electro-optical parameters in green and blue (AlIn) GaN laser diodes. *Applied Physics Letters* 2012; **101**(17): 171109--4.
- 170. Lin Y-D, Hardy MT, Hsu PS, et al. Blue-Green InGaN/GaN Laser Diodes on Miscut m-Plane GaN Substrate. *Applied physics express* 2009; 2(8): 2102.
- 171. Schmidt MC, Kim K-C, Farrell RM, et al. Demonstration of nonpolar m-plane InGaN/GaN laser diodes. *Japanese journal of applied physics* 2007; **46**: L190-L1.
- 172. Byrum L, Ariyawansa G, Jayasinghe R, et al. Negative capacitance in GaN / AlGaN heterojunction dual-band detectors. *Journal of Applied Physics* 2009; **106**: 053701.
- 173. Ranga C. Jayasinghe GA, Nikolaus Dietz, A. G. Unil Perera, Steven G. Matsik. Simultaneous detection of ultraviolet and infrared radiation in a single GaN/GaAlN heterojunction. *OPTICS LETTERS* 2008; **33**(21).
- 174. A. G. Unil Perera GA, M. B. M. Rinzan. Homo and Heterojunction Dual-Band Detectors, 2006.
- 175. Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. *Springer tracts in modern physics* 1988; **111**.
- 176. Benabbas A, Halté V, Bigot J. Analytical model of the optical response of periodically structured metallic films. *Opt Express* 2005; **13**(22): 8730-45.
- 177. Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F, Lezec H, et al. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Physical review letters* 2001; **86**(6): 1114-7.
- 178. Dong L, FU Y-Q, YANG L-C, et al. Influence of Passivation Layers for Metal Grating-Based Quantum Well Infrared Photodetectors. *Chinese Phys Lett* 2012; **29**(6): 060701.

- 179. Andreani LC, Tassone F, Bassani F. Radiative lifetime of free excitons in quantum wells. *Solid state communications* 1991; **77**(9): 641-5.
- 180. Sun CK, Keller S, Wang G, Minsky M, Bowers J, DenBaars S. Radiative recombination lifetime measurements of InGaN single quantum well. *Applied physics letters* 1996; 69(13): 1936-8.
- 181. Chen C, Chang S-J, Su Y-K, et al. GaN metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors with transparent indium-tin-oxide Schottky contacts. *Photonics Technology Letters, IEEE* 2001; **13**(8): 848-50.
致 谢

在本论文完成之际,首先感谢我的导师张宝顺研究员和陆敏副研究员以及给 予我同样重要指导的蔡勇研究员。张老师在科研工作中的坚韧与拼搏精神、严谨 的思维方式、处事的冷静与魄力都深深感染了我,激励并指导着我攻克研究工作 和人生中的一个个难点;陆老师的儒雅谦和、认真负责、真诚待人的态度以及对 我细致的教导和严格的要求都将使我受益终身;蔡老师严谨而开阔的思维方式、 敏锐的直觉以及一直对我"要做就做到最好"的鼓励都将使我一生受用。谨向三 位老师表达我由衷的感谢和崇高的敬意!

感谢苏州纳米所纳米加工平台的王荣新研究员、朱建军研究员和曾中明研究员等所有老师和平台工作人员给予我的在工艺制备和材料生长方面的悉心指导和热心帮助!

感谢大师兄李海军博士、王逸群师兄和熊敏博士给予我的在人生、科研和生活中的指导和帮助,感谢你们像哥哥一样对我的照顾!

感谢在测试方面给予我指导和热心帮助的各位老师同学,包括苏州纳米所测 试分析平台的周桃飞副研究员、邱永鑫高级工程师、田飞飞师姐、李彬师兄、郑 树楠师姐、吴东昌博士、牛牧童博士等;苏州纳米所纳米器件及相关材料研究部 的秦华老师及其所有学生;上海技术物理研究所的李宁研究员和刘希辉同学。谢 谢你们!

感谢半导体所的赵德刚研究员、华中科技大学的陈长清教授和田武同学以及 北京大学的王新强教授和陈广同学给予我的在材料生长方面的大力支持和帮助!

感谢于国浩师兄、王玮、姚昌胜、王果、杨乐臣、刘冬、刘帆、李绍娟、林 书勋、孟迪、顾国栋、李文翔、袁愿林、王越、张辉、邓旭光、汪加兴、喻斌、 张帆、廉瑞凯、陆增天等等众师兄弟妹们及董志华博士和汪涛博士等对我的学习 和生活所给予的关心和帮助!

感谢本论文中所有参考文献的作者们所给予我的启发和帮助!

感谢所有亲戚朋友对我的的学习和生活所给予的关心和帮助!

感谢父母对我的养育之恩和无私的关爱!是你们给了我人生的画册,你们的 支持、鼓励、期望和朴实的教导给了我战胜困难的勇气和力量。谁言寸草心,报 得三春晖。我唯有用更加自强勤奋与更加热爱生活来回报你们!

再次感谢所有关心和帮助我的人!尽管没有在这里一一列出你们的名字,谢谢你们!

129

已发表的论文和专利

论文

1. **Kai Fu**, Guohao Yao, Changsheng Yu, Guo Wang, Min Lu, Guoguang Z. X - ray detectors based on Fe doped GaN photoconductors. physica status solidi (RRL)-Rapid Research Letters 2011; 5(5 - 6): 187-9.

2. 付凯,于国浩,陆敏. GaN 肖特基核辐射探测器对 X 射线的响应时间特性研究. 原子能科学技术 2010; 1.

3. 付凯,于国浩,陆敏. GaN 基 PIN 结构 X 射线探测器. 发光学报 2011; 32(7):720.

4. 于国浩, **付凯**, 陆敏, 苑进社. 两种不同结构 n 型 GaN 基肖特基二极管电 学特性. 半导体光电 2010; 31(2): 213-6.

5. 姚昌胜, 付凯, 王果, 陆敏. GaN 基光导型 X 射线探测器的光淬灭研究. 核 电子学与探测技术 2011; 31(5): 562-4.

6. 王果, 付凯, 姚昌胜, 王金延, 陆敏. 自支撑 GaN 基核辐射探测器的 IV 特性研究. 固体电子学研究与进展 2011; 31(6): 559-62.

7. Changsheng Yao, Kai Fu, Guo Wang, Guohao Yu, Min Lu. GaN - based p-i-n X
- ray detection. physica status solidi (a) 2012; 209(1): 204-6.

8. Guo Wang, Kai Fu, Changsheng Yao, et al. GaN-based PIN alpha particle detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 2012; 663(1): 10-3.
 9. Lu Min, Zhang Guoguang, Fu Kai, Yu Guohao. Gallium Nitride Room Temperature α Particle Detectors. Chinese Phys Lett 2010; 27(5): 052901.

10. Min Lu, Guo-guang Zhang, **Kai Fu**, Guo-hao Yu, Dan Su, Ji-feng H. Gallium Nitride Schottky betavoltaic nuclear batteries. Energy Conversion and Management 2011; 52(4): 1955-8.

11. C. YL, L. ZX, J. LH, **K. F**, S. ZB. Ultra-Wideband Multi-Frequency Terahertz Square Microstrip Patch Antenna on Hybrid Photonic Crystal Substrate. J Comput Theor Nanos 2013; 10(4): 968-73.

授权专利

付凯,李海军,杨乐臣,刘冬,刘帆,熊敏,张宝顺.一种高灵敏度紫外探测器的制备方法. 中国,发明专利,2011.9,专利号:ZL 201110279092.8。

131

作者简历

姓名:付凯 Email:kfu2009@sinano.ac.cn 政治面貌:中共党员 籍贯:山东 通信地址:苏州独墅湖高教区若水路 398 号
工作经历
2004.9—2008.6 中国海洋大学 学士学位 专业:物理学
2008.9—2013.6 中科院苏州纳米技术与纳米仿生研究所 博士学位 专业: 微电子学与固体电子学
参与的科研项目
1)国家自然科学基金面上资项目: GaN 室温核辐射半导体探测器的研究
起始时间: 2009.01-2011.12
2) 国家自然科学基金重大资项目: 紫外-红外双色探测材料和器件新原理研究
起始时间: 2010.01-2013.12
荣誉与奖项
2009-2010 中科院苏州纳米所一等学习奖学金;
2010-2011 中国科学院研究生院"三好学生";
2010年全国核技术与射线工业应用研讨会优秀青年科技论文奖;
2010年中科院苏州纳米所第二届五四青年交流会三等奖;
2010年度中科院苏州纳米所加工平台特别贡献奖;
2011 年苏州工业园区独墅湖奖学金;
2012年中科院苏州纳米所"优秀学生干部"奖章。
英语 Cet-4: 511 分; Cet-6: 498 分
自我评价
1. 爱好广泛,求知欲和学习能力强
2. 能吃苦有韧性,喜欢迎难而上
3. 热心,容易相处,良好的团队协作能力
4. 具有独立从事半导体微加工研发的能力