

## 第一章 引言

## 1.1 光电探测简述

光电探测技术的研究与探索在当今是一项十分重要的工程，它逐渐成为衡量一个国家现代科技之信息化的手段之一。图 1.1 给出了光电探测的简单过程<sup>[2]</sup>，在探测器及电子电路具有增益的情况下，探测系统得到的信号可表示为：

$$S_2 = ((S_0 + N_{SO} + N_{BO}) \cdot \eta_1 \cdot M_1 + N_1) \cdot \eta_2 \cdot M_2 + N_2 \quad (1.1)$$

因此，整个探测系统的信噪比可以用下面的公式表示：

$$SNR = \frac{S_0}{N_{SO} + N_{BO} + \frac{N_1}{\eta_1 M_1} + \frac{N_2}{\eta_1 M_1 \eta_2 M_2}} \quad (1.2)$$

其中， $S_0$  是需要探测的原始信号， $N_{SO}$  是信号的起伏变化量， $N_{BO}$  是背景辐射噪声， $N_1$  和  $N_2$  分别是探测器和读出电子线路的噪声， $\eta_1$  和  $\eta_2$  是量子效率， $M_1$  和  $M_2$  分别为探测器增益和读出电子线路的增益。可通过以下几种方法增大信噪比：一是增大信号强度；二是降低噪声，尤其是背景辐射的噪声；三是利用探测器的增益使信号放大；四是尽可能地减小探测器的倍增噪声；五是增大电子线路的增益或降低其噪声。但是，无法避免前两个方面的影响，只有尽可能地增加探测器或电子线路的增益，降低它们的噪声来提高 SNR 才最具有实际意义。总之，探测器是整个探测系统的“眼睛”，能帮助人类获得许多信息，但是它的性能决定了探测系统的信噪比以及可探测信号的强弱。

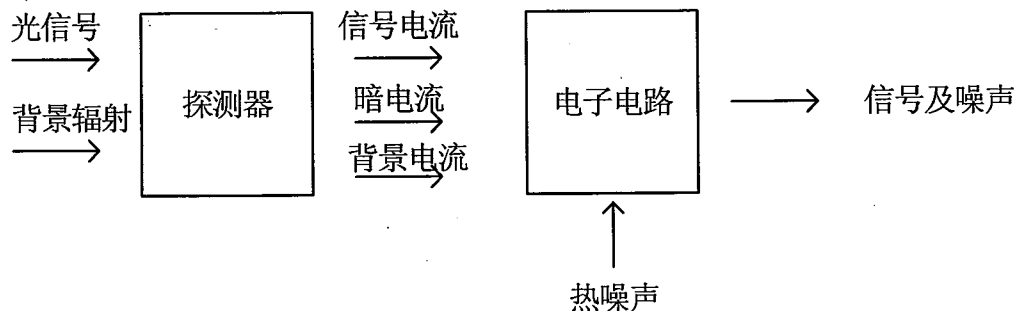


图 1.1 光电探测过程

Fig 1.1 The procedure of detection of photo signal

## 1.2 探测器简述<sup>[1, 2]</sup>

简单来说, 探测器是一类把光信号转换成电信号的器件, 强调的是其在信号探测方面(信号的存在及大小)的用途。自 1800 年天文学家赫谢耳(W.Herschel)第一次利用水银温度计发现“红外辐射”至今, 其二百多年的发展历程中已出现了多种多样的探测器, 其中常用的光电探测器主要有半导体探测器, 固态成像器件(如 CCD)以及真空管、光电倍增管、像增强器等。“直接”光电效应是这类器件的工作基础, 如光电导效应、光生伏特效应、光电子发射效应、光磁电效应等等。光电探测器的工作原理可知, 真空光电倍增管、像增强器以及半导体光电探测器等具有自身增益, 它们的特点如表 1.1 所述:

表 1.1 几种具有增益的探测器比较

Table 1.1 Comparison of several detectors with internal gain

器件 \ 特点	优点	缺点
真空光电倍增管	增益大(一般 $>10^4$ ), 根据需要增加倍增系统的级数, 从而获得所需增益; 性能稳定; 暗计数小	体积相对较大; 结构复杂; 响应波长由易碎的窗口玻璃材料决定; 工作电压高(一般阳极和阴极间电压大于 1000 V); 噪声受倍增级制备材料的热电子发射系数的影响而较大
像增强器	增益大(一般 $>10^4$ ); 性能稳定; 典型器件: 光学纤维面板, 微通道板等; 满足微光夜视的要求; 响应速度快	体积相对较大; 结构复杂; 工作电压相对较大(最大增益受电压的限制大)
半导体光电探测器	体积小; 一定电压下, 可以获得增益; 系统简单; 根据波长需求可选择合适禁带宽度的半导体材料; 动态范围大; 响应速度快;	暗电流大, 噪声大; 性能稳定性较差

由表 1.1 可知, 与真空光电管以及像增强器等相比, 半导体光电探测器在实用性方面表现出了最佳的特点——结构简单、方便携带、成本低、可以根据探测波段需求而灵活选择等。这类光电探测器的工作原理为: 能量大于半导体材料禁带宽度的光子入射到半导体材料上而产生电子-空穴对, 电子与空穴在电场的作用下分开向不同的方向运动而形成光电流, 进而或者是引起材料电导率(光电导效应)的变化, 或者是在两部分材料之间产生电势差(光生伏特效

应)。相应，半导体光电探测器可分为两大类：一是光电导探测器，二是光伏探测器。其中光电导探测器的结构简单(在半导体上制备两个电极，在电极两端施加电压后器件就能工作)，但是器件的尺寸阻碍了它向规模器件的方向发展，而光伏探测器是近来应用最为成功的一种半导体光电探测器，工作状态简单可调：无外加偏压时，器件功耗低，特别适用于大规模器件的制备；加反偏直流电压时，能使器件工作于任何工作点。

雪崩倍增效应是半导体材料最重要的击穿机制，是三种最基本的击穿机制之一，在半导体光伏探测器两电极间施加反偏电压，增加空间耗尽区内的电场(电场强度随着外加反偏电压可调)，电场使得载流子加速与晶格原子发生碰撞，电子从价带跃迁到导带而形成电子-空穴对。图 1.2 为最简单的光伏探测器(pn 结构器件)的空间电荷区内载流子碰撞而产生雪崩倍增效应的过程。半导体雪崩光电探测器(APDs)是利用雪崩倍增效应而获得内增益的一类探测器，它的工作电压不高(由半导体材料的性质决定，几十伏的反偏电压就可以获得较高的倍增增益<sup>[3]</sup>)，并且增益可根据反偏电压的增减而控制，这类半导体光伏器件可以满足 1.1 节中对提高光电探测系统信噪比的要求，在使用方面，具有比真空光电倍增管和像增强器等更大优势，是一类最具有发展潜力和应用前景的探测器。

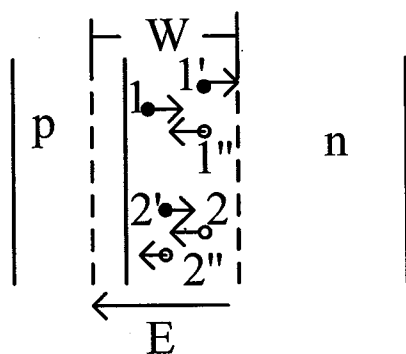


图 1.2 p-n 结内建电场中发生雪崩效应的过程

Fig 1.2 A process of avalanche effect in pn built-in electric field

### 1.3 GaN 基紫外探测器

近年来，随着对天文、高能物理、空间技术等领域的研究和探索不断深入，以及微电子技术和信息技术的迅速发展，人们开发和利用的波段不再局限于可见与红外光波段而是向紫外波段延伸。紫外线是 1801 年由 J.W.Ritter 首先发现的，在电磁波谱中占据 400 nm-10 nm 波段，按照一种常用的方法可以分为：真空紫外(200 nm-10 nm)，深紫外(350 nm-190 nm)，UVA(400 nm-320 nm)，UVB(320 nm-280 nm)，UVC(280 nm-200 nm)。对紫外线的研究开始于

19 世纪下半叶, 但是很快人们发现地球大气层限制了在大气层内对紫外进行研究, 如臭氧使波长为 200 nm-300 nm 的紫外线无法到达地面, 而氧分子主要对波段为 200 nm-100 nm 的紫外线有强烈的吸收, 对波长小于 100 nm 紫外的吸收主要是原子和气体分子<sup>[4]</sup>, 所以波长为 200 nm-10 nm 的紫外线需要较高的真空环境才能传播。自然界中, 太阳是最重要的天然紫外源, 其发射的紫外光占其光辐射总功率的 9%<sup>[5]</sup>。图 1.3 是到达地球大气层的太阳光辐射谱和经大气层到达地球表面的太阳光辐射谱<sup>[6]</sup>。即, 太阳光谱中只有波长为 300 nm-400 nm 的紫外线到达地面, 而这一谱区被称之为“大气的紫外窗口”。由此可见, 对辐射波长小于 300 nm(远紫外谱区)的目标进行探测时, 几乎不会受到背景辐射噪声的影响, 这一谱区被称为地球大气“日盲”区。

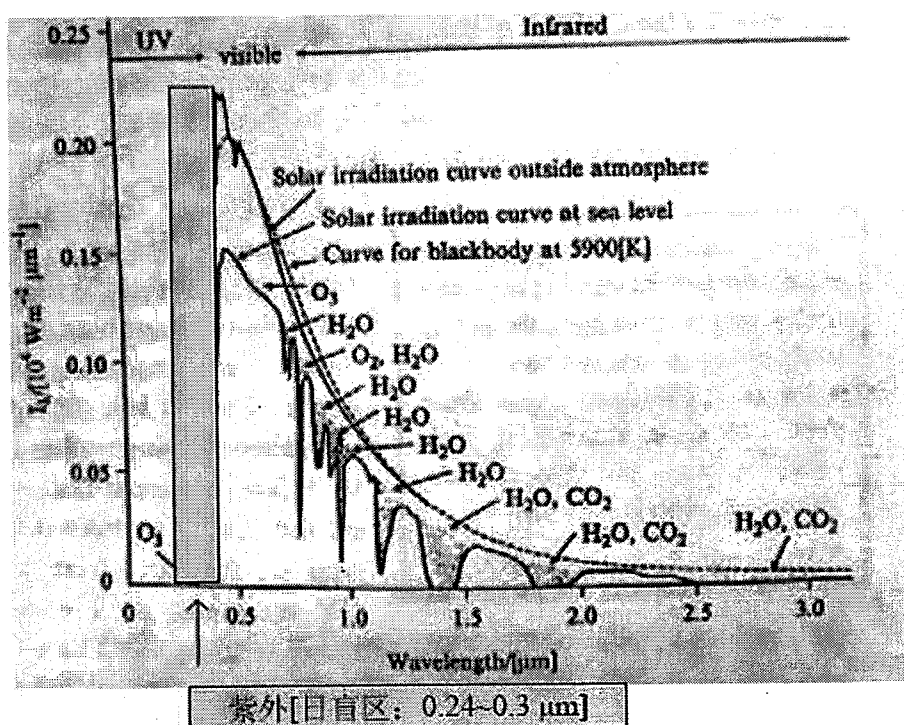


图 1.3 地球大气层外和到达地球表面的太阳辐射谱  
Fig.1.3 The extraterrestrial and terrestrial solar radiation spectra

自然界中, 除太阳这一重要的紫外辐射源外, 燃烧的产物, 火箭及喷气式飞机的发动机尾焰、碳氢化合物的燃烧等都能产生较强的紫外辐射, 正是基于地球表面的“日盲”特性以及飞行目标的尾焰或羽烟的光谱特征, 就可以在弱辐射背景下探测出辐射信号相对较弱的飞行目标, 这是利用其他波段探测——红外、可见等难以实现的<sup>[7]</sup>。紫外探测技术的发展也不仅仅是为特殊应用领域来服务, 近年来, 研究发现 UVA 和 UVB 对地球的生物圈和人类的健康有着非常大的影响<sup>[8]</sup>, 但是较短波长的紫外则是有害的。由于臭氧层的破坏, 科技界对过度

的太阳紫外辐射带来的威胁越来越警惕，为检测环境的变化，地球表面紫外线的探测成为科学家们的研究手段之一。美国 APA-optics 公司和科罗拉多 (Colorado) 州卫生保健制品公司 1999 年分别推出了民用的单元 GaN 基紫外探测器。空间领域，紫外探测还可以帮助我们获得地球以外空间信息，进行外太空探测等，如我国自行开发并于 2009 年升空的“嫦娥”一号，它的一大特点就是装备有紫外 CCD 传感器，该传感器的功能是在航天器本体坐标系中测出当地垂线的方位，从而得到俯仰和滚动姿态信息，对绕月飞行任务的实现起到至关重要的作用<sup>[9]</sup>，图 1.4 是这套紫外 CCD 传感器的整体结构。另外，紫外探测技术还可用于紫外天文学、聚合材料树脂固化、燃烧工程、水净化处理、火焰探测、生物效应、导弹尾焰探测、天际通信及环境污染监视等领域。由此可见，紫外探测技术的研究在特殊应用领域和民用市场的开发中都具有很高的实用价值和广阔的应用前景，目前已成为世界各国开发研究的重点<sup>[10,11]</sup>。因此，紫外探测器也就相应的成为了人们研究的焦点，其中真空管、光电倍增管、固体以及半导体紫外探测器(增强 Si 紫外探测器、ZnO、SiC 以及 GaN 基器件)是常用的几类器件<sup>[12]</sup>。比较各种器件的特点，GaN 基材料与器件在紫外探测方面表现出了很大的优势。

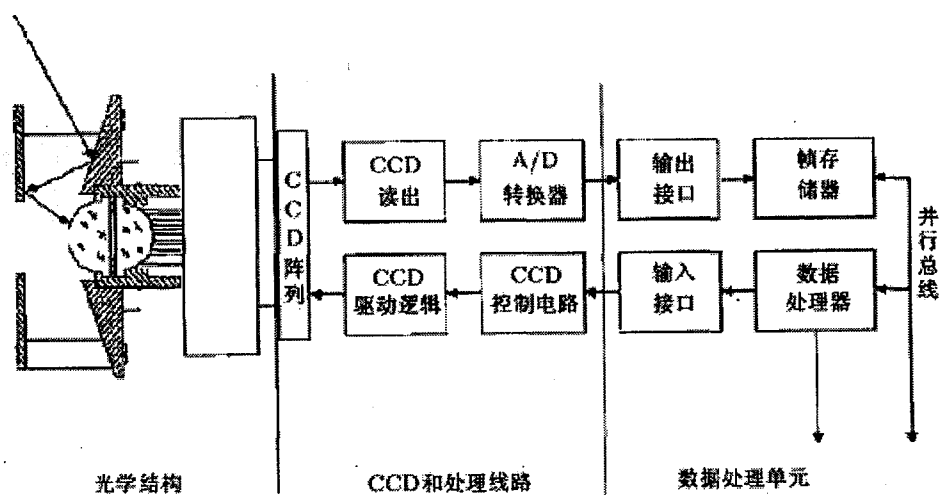


图 1.4 紫外 CCD 传感器的整体结构

Fig 1.4 Whole configuration of UV CCD sensor

GaN 基材料，或称 GaN 及其相关氮化物材料，由元素周期表中 III 族元素铝镓和 V 族元素氮形成的化合物 GaN、AlN 以及由它们组成的多元合金材料( $Al_xGa_{1-x}N$ )。而且在  $Al_xGa_{1-x}N$  材料中随着 x 值有 0~1 的变化，其带隙在 3.4~6.2 eV 之间连续变化，不同 x 值  $E_g$  可由 1.3 式计算得到。

$$E_g(x) = E_g(GaN)(1-x) + E_g(AlN)x - bx(1-x) \quad (1.3)$$

其中,  $b$  为弯曲系数, 选取参数  $b=1^{[48]}$ ,  $E_g(\text{GaN})=3.4 \text{ eV}$ ,  $E_g(\text{AlN})=6.2 \text{ eV}$  计算得到的 Al 组分与响应波长之间的对应关系, 如表 1.2 所示。从表中可以看出, 材料带隙变化所对应的波长范围为  $200 \text{ nm} \sim 365 \text{ nm}$ , 恰好覆盖了上面所提及的地球表面“日盲”区及大部分的“可见盲”区。另外它们还具有优异的电学、光学和热学特性。

表 1.2  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  材料的禁带宽度、响应波长和响应率的理论值随  $x$  值变化Table 1.2 The calculated values of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  bandgap, peak wavelength and theoretical responsivity

Al 组分 $x$ 的值	AlGa <sub>x</sub> N 的禁带宽度 ( $E_g$ : eV)	对应的响应波长 (nm)	探测器的最大响应率 (A/W 量子效率为 100%)
0	3.43	360	0.2896
0.15	3.69	336	0.27
0.33	4.10	303	0.244
0.45	4.41	282	0.2267
0.63	4.93	252	0.2028
0.65	4.99	249	0.2
0.71	5.18	240	0.19
1	6.2	200	0.16

目前, 无论是光导器件还是光伏器件, 单元器件都已经不能满足应用的要求。由于 GaN 材料缺陷密度大, 持续光电导效应限制了光导器件的发展, 因而大规模光伏器件的元数才能代表一个国家在这领域的技术发展水平。1969 年, 美国贝尔实验室 W.S.Boyle 和 G.E.Smith 第一次提出了 CCD 设想, 1973 年, 美国罗门空军发展中心首先提出用于红外热成像的硅化物肖特基势垒探测器, 从此, 焦平面探测器得到了迅速的发展。目前它正在向第三代焦平面探测器方向发展, 目标是高集成度、高密度、小像元、高性能、多色、低成本和非制冷红外焦平面阵列。而 GaN 基紫外探测器也具有相似的发展历程。但是直到上个世纪九十年代初, 随着 p 型掺杂技术突破、材料生长技术的提高, 生长出了高质量的单晶薄膜, 才使得制备光电子器件, 研究提高器件性能成为可能, 而 GaN 基紫外焦平面器件的研究工作开展时间就更短一些。国际上, 1999 年, Honeywell 公司与北卡罗来纳州立大学和美国军方夜视实验室合作成功研制了第一个 GaN 紫外焦平面<sup>[13]</sup>, 采用 GaN 作吸收层, 背照射  $32 \times 32$  结构, 工作波段  $320 \sim 365 \text{ nm}$ , 光敏元峰值响应率为  $0.2 \text{ A/W}$  ( $358 \text{ nm}$ ), 内部量子效率达到 82%。随后美国西北大学等单位均开展了关于紫外焦平面的研究, 焦平面器件等相继问世, 并与读出电路相连而实现紫外成像<sup>[14]</sup>。

国内, 目前 GaN 基紫外探测器的研究工作主要集中在上海技术物理研究所、中国空空导弹研究院、中科院半导体所、华中科大武汉光电国家重点实验室、南京大学、北京大学等, 从理论研究、材料生长和器件制备、成像到应用, 并在各方面均取得了一定的进展。而上海

技物所在单元器件以及焦平面的研制、应用等走在了前列，2003 年制备了国内第一只  $64 \times 1$  GaN 基焦平面——正照式 GaN 基可见盲紫外线阵列探测器，并实现与 Si 读出电路互连。器件规模逐渐变大，2007 年，已经实现日盲  $128 \times 128$  焦平面器件成像<sup>[15]</sup>；2008 年，制备出了世界范围内第一只 AlGaIn/PZT 双波段探测器，实现了对紫外与红外波段的信息进行同时同位置探测<sup>[16]</sup>。几年的发展，器件规模越来越大，实际应用工作开展顺利，如已经实现了可见盲成像(图 1.5(上))，以及用  $512 \times 1$  线列推扫成像技术完成对海洋溢油的空间紫外探测(图 1.5(下))<sup>[17]</sup>。

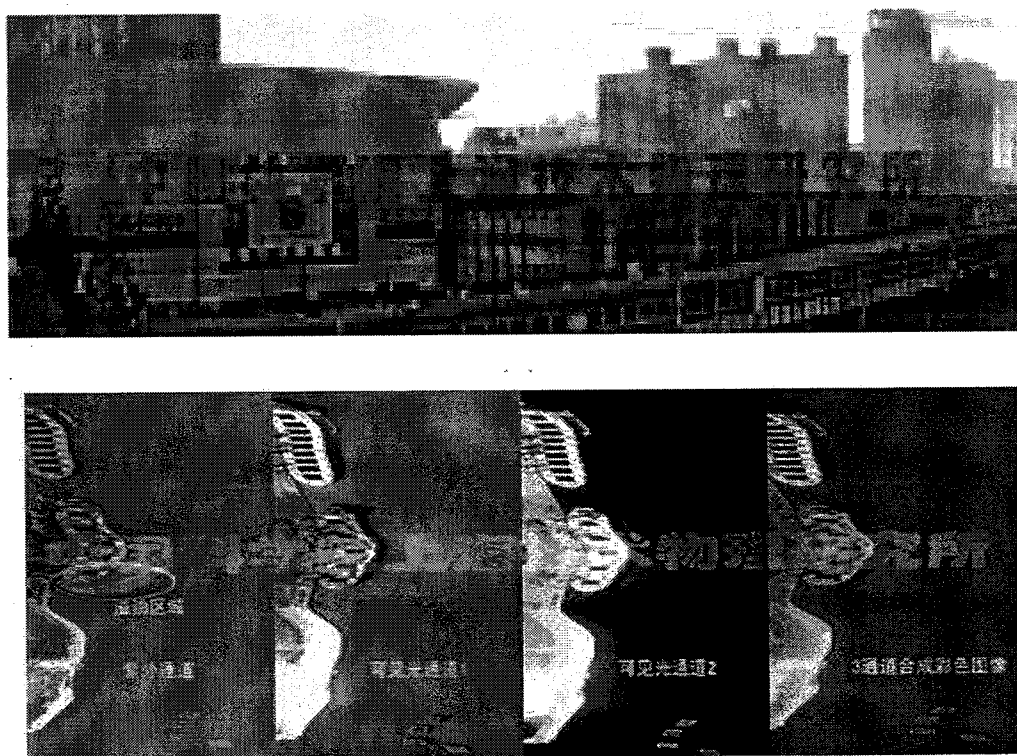


图 1.5 可见盲 GaN 线列器件的成像图 (上)和  $512 \times 1$  可见盲线列推扫技术海洋溢油紫外探测图(上海技术物理研究所)

Fig 1.5 Photo detected by visible-blind GaN-based FPA(up) and detection images of oil spill by  $512 \times 1$  FPA in Shanghai Institute of Technical Physics(bottom)

但是，众所周知，紫外辐射信号一般较弱，信噪比较低(由式 1.2 可知)，甚至信号有可能被探测器噪声和电子线路的噪声所掩盖，而无法正确得知目标的信息，因此，普通探测器（主要指无增益的探测器）性能限制了它们在弱紫外探测甚至单光子探测领域的应用，这就为一类具有增益的紫外探测器提供了广阔用途和无限发展前景。迄今为止，常用并已经商业化有

增益的紫外探测器主要有光电倍增管及紫外增强 Si APDs 器件, 但是它们自身固有的缺点阻碍了它们在弱紫外探测方面的应用前景, 如光电倍增管需要在高电压下工作, 而且体积笨重、结构复杂、效率低等缺点; 而硅基器件具有可见光响应的特点, 在单纯的紫外波段应用中, 需要增加额外的滤光装置, 以避免可见光引起的假信号干扰, 这些都给应用带来了较多的麻烦。紫外探测技术的应用前景激励着研究者找到一种具有增益、灵敏度高、使用方便、价格便宜的半导体探测器。

#### 1.4 GaN 基 APDs 器件

迄今为止, 有报道的具有增益的半导体紫外探测器主要有四种, 紫外增强 Si APDs 器件、GaP APDs 器件、SiC APDs 器件和 GaN APDs 器件。其中, Si 基紫外 APDs 器件的缺点如 1.3 节所述。Beck et al<sup>[18]</sup>制备了 GaP APDs 器件, 这些器件具有较低的暗电流和高达  $10^3$  的增益, 并且 GaP APDs 器件制备成本比 SiC APD 器件低, 但是 GaP 材料的缺点很明显: 它是一种间接带隙半导体材料, 其禁带宽度为  $2.26\text{eV}(\lambda=550\text{ nm})$ , 并不具有“日盲”特性; 二是电子和空穴的碰撞电离系数相等, 有效离化系数为 1, 不利于降低 APDs 器件的过剩噪声因子。SiC 和 GaN 基材料是第三代宽禁带半导体材料的代表, 这代材料的一大特点就是禁带宽度大、热导系数大、饱和速率大和较高的击穿电场, 它非常适于制作抗辐射、高频、大功率和高密度集成的电子器件; 而利用其特有的禁带宽度, 还可以制作蓝、绿光和探测器等。鉴于这两种材料的特点, 在紫外雪崩器件领域, SiC 和 GaN 基 APDs 器件也就成为了人们的研究焦点。

到目前为止, 有报道的 SiC 同型异构体有 170 多种, 在自然界中能够稳定存在的仅仅是少数, 其中常用的有 4H-SiC( $E_g=3.26\text{eV}$ )、6H-SiC( $E_g=3.0\text{ eV}$ )和 3C-SiC( $E_g=2.4\text{eV}$ )。在过去的几十年里, SiC 材料质量得到了很大提高, 显著地降低了材料的缺陷密度, 如同质外延生长时, 整个圆片上的厚度非均匀性为 1%而浓度非均匀性为 6%~10%; 器件制备工艺的提高, 如利用热氧化技术在 SiC 材料表面得到了高质量的  $\text{SiO}_2$  钝化层, 显著地降低了界面态密度: 使得 SiC/ $\text{SiO}_2$  界面电荷密度仅比 Si/ $\text{SiO}_2$  的界面态密度高一个量级<sup>[19]</sup>。依赖高质量的材料和成熟的制备工艺, 人们制备了增益相对较高(相比 GaN 基 APDs 器件)、性能稳定、倍增噪声相对较低的 SiC APDs 器件。至今, 维吉尼亚大学 Campbell 研究小组的成果在全世界范围内处于领先地位, 他们在 2007 年就制备了线性模式 APDs 器件, 其增益达  $10^5$ (接近 PMT 的增益  $10^6$ )以及响应波长为 265 nm 盖革模式 APDs 器件<sup>[20, 21]</sup>。另一方面, 有文献报道称 SiC 材料中空穴的碰撞电离系数较低(其空穴/电子离化系数为 0.02), 有利于降低器件噪声<sup>[22]</sup>。但是, SiC 材料为间接带隙半导体材料, 光电探测器的响应率相对较低( $93\text{ mA/W @ -20V}$ ); 并且带

边的截止特性较差(从响应峰值一直延伸至 380 nm), 需加滤光片才能对“日盲”信号进行探测 [23]。

### 1.4.1 国内外发展状况

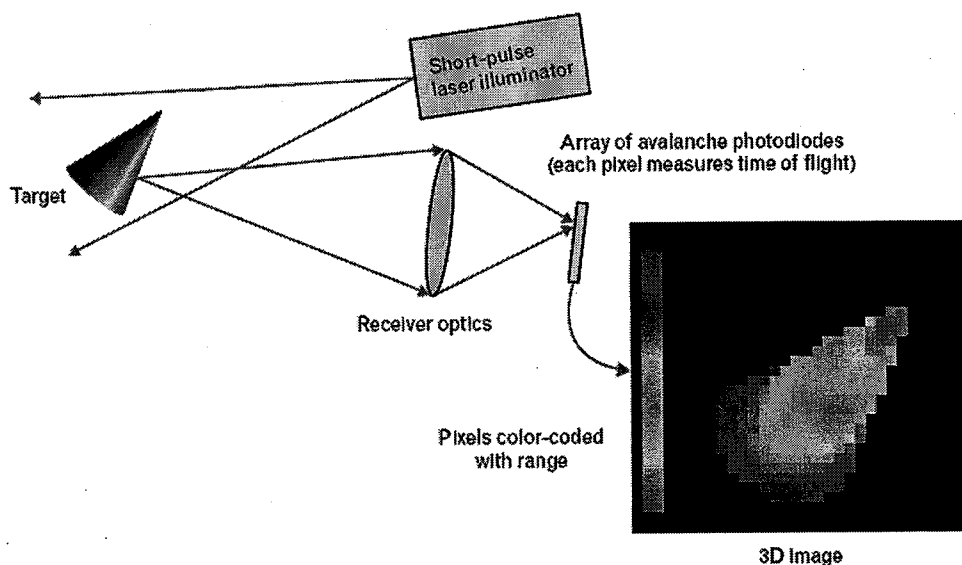


图 1.6 利用 APD 阵列器件所获得的目标的 3-D 图像

Fig 1.6 Concept for three-dimensional (3D) laser radar (ladar) that creates a 3D (angle-angle-range) image from a single laser pulse (ref.24)

目前, 红外及可见光波段(相对较成熟的材料体系 Si、InGaAs 及 HgCdTe 等)的 APDs 器件在光纤通讯和雷达探测方面都有了广泛而成功的应用, 其发展不再局限于单元器件的研制, 而是大规模单色/双色 APDs 焦平面器件。雷达接收器方面, 2002 年, 美国林肯实验室研制了用雪崩阵列器件作为接收器而开发了 3-D 成像激光雷达, 这套系统最大特点是: 分辨率高, 帧频高, 能够在—个激光脉冲下捕捉到目标的 3-D 信息, 图 1.6 是他们利用这一套系统获得目标 3-D 图像的原理示意图<sup>[24]</sup>; 2009 年, 在法国, 研究者制备了第一个 320×240 碲镉汞中波 APDs 焦平面器件, 有效像元率很高, 且噪声因子接近 1<sup>[25]</sup>; RVS 系统和位于 ChinaLake 的研究部门制备了三维雷达传感器所用的集成 APDs 焦平面器件, 获得了短距离和长距离目标的高分辨率图像<sup>[26]</sup>。光纤通信方面, 系统中光电探测器的中心功能是对微弱光信号的检测, 而最小可检测信号的大小则由系统的噪声所决定, 而没有内增益的光电探测器本身具有与光电流及器件的暗电流相联系的散粒噪声。研究发现: 应用 p-i-n 器件, 当调制码率为 1Gbit/s 时, 用 1dB/km 允许的传输距离约为 8km; 而应用雪崩管时, 该距离可能加倍, 达 16km 左右<sup>[27]</sup>。近年来, 随着材料生长技术的提高和制备工艺的日趋成熟, 结构复杂、多元雪崩器件的研制及开发应用系统成为了研究焦点。

GaN 基 APDs 器件既具备了 GaN 基材料的优点,也具有内增益,因而从它的问世之日起,人们就发现了巨大的应用潜力,相应成为替代 PMT 和 UV-Si 器件最有潜力的“候选人”。近年来,随着材料生长工艺的改善,人们利用两步生长法而得到了质量较高的 GaN 基单晶薄膜,使材料特性研究及器件的制备成为可能,也就使得半导体紫外探测器的研究工作成为可能。与工作在红外与可见波段 APDs 相比,虽然 GaN 基 APDs 器件的研究工作开展时间较短,但是经过研究者十几年的努力,在这一领域取得了明显的进步,表 1.3 给出了从 1995 到 2008 年所发表的有关 III-V 族 APDs 器件的部分文献及他们在实验室中取得的研究成果。

表 1.3 世界范围内,1995 年到 2009 年 GaN 基 APDs 器件的发展状况  
Table 1.3 The development of GaN-based APDs from 1995 to 2008 in the world

研究小组	年份	材料/衬底	器件结构	器件面积 ( $\mu\text{m}^2$ )	$I_d$ ( $\text{A}/\text{cm}^2$ )	响应率 ( $\text{mA}/\text{W}$ )	M因子
<sup>[28]</sup> Cree Research Inc.	1995	GaN /sapphire	PN	--	--	--	--
<sup>[29]</sup> USMA	1999	GaN /sapphire	PIN	$625\pi$	$\sim 1\mu@-40\text{V}$	--	>25
<sup>[30]</sup> NCU	2005	$\text{Al}_{0.5}\text{InGa}_{0.5}\text{N}$ /sapphire	PIN	625	--	--	700
<sup>[31]</sup> Gatech	2006	GaN /GaN	PIN	707	$7\text{nA}@5\text{V}$	--	1000
<sup>[32]</sup> Gatech	2007	GaN /GaN	PIN	4536	$15\text{nA}@-20\text{V}$	--	10000
<sup>[33, 34]</sup> NW	2007	GaN /sapphire	Back -PIN	Various 225-14063	--	$82@0\text{V}, 361\text{nm}$	5700
<sup>[35]</sup> Gatech	2007	$\text{Al}_{0.05}\text{GaN}/\text{GaN}$	PIN	707	$141\text{n}@-20\text{V}$	--	50
<sup>[36]</sup> NWU	2008	GaN /sapphire	Back -SAM	625	$3.84\mu@-40\text{V}$	$94@-70\text{V}, 360\text{nm}$	51000
<sup>[19]</sup> Gatech	2008	GaN /GaN	PIN	4536	$100\text{n}@-45\text{V}$	--	30000
<sup>[37]</sup> Bilkent	2008	GaN /sapphire	PIN	31416	$64\text{n}@-5\text{V}$	$0.23@356\text{nm}$	--
<sup>[38]</sup> NWU	2008	GaN /sapphire	Back -PIN	Various 225-2025	--	$163@-20\text{V}, 352\text{nm}$	5000
<sup>[39]</sup> NWU	2008	GaN /sapphire	Back -SAM	225	$8.89\mu@-40\text{V}$	$102@-40\text{V}, 364\text{nm}$	41200
<sup>[40]</sup> Gatech	2008	GaN /GaN	PIN	7845	$5\text{n}@-10\text{V}$	$140@0\text{V}, 360\text{nm}$	$10^5$
<sup>[41, 42]</sup> NCKU	2008	GaN /sapphire	MSM	--	--	$17@-0.5\text{V}$	--

[43]LU	2008	GaN /sapphire	MIS	17671	0.33n@ -5V	18@-3V, 350nm	--
[44]Bilkent	2007	Al <sub>0.4</sub> GaN /sapphire	肖特基	1257	1μ@ -20V	130@-20V,27 2nm	1560
[45]KSU	2007	AlN /n-SiC	肖特基	7850	--	--	1200
[46]CAS	2007	AlN /sapphire	PIN	1256	3.24 m@ -50V	--	2-3
[47]CAS	2009	GaN /sapphire	PIN	31416	159n@ -20V	--	57

从表可知,近年来,研究者们制备了性能较高的 GaN 基 APDs 器件,器件结构包括 pn、schottky、pin、MSM 及 SAM 结构。其中,MSM、MIS、肖特基、pn 结构较简单,易于制备。MSM、schottky 器件是借助肖特基势垒而减小器件的暗电流,因此就会具有高的响应速度<sup>[48]</sup>、制备工艺简单并能够与传统的 FET 工艺等集成,但是由于器件工作机理的限制而使得暗电流比 pn 结器件要高两到三个量级。为了降低器件的暗电流和增加击穿电压,人们针对金半界面展开了一些研究,如:采用原位 Mg 掺杂高阻 GaN 层<sup>[42, 43]</sup>和介质/GaN 双层<sup>[49]</sup>,这样显著地降低器件暗电流,但同时器件的响应率也降低了近 10 倍。pn 结构器件仅仅是利用自身 p/n 结内建电场工作,不利于降低器件的暗电流、增加响应率、提高击穿电压等。到目前为止,GaN 基 APDs 器件主要为 p-i-n 结构,它在 pn 结构中加入本征层 i 而形成,分析可知,i 层具有如下的作用:

- 1) 本征层具有高阻,外加反偏电压的大部分或几乎全部降落在本征区,使耗尽区加宽,增大了光电转换的有效工作区域,提高了器件的灵敏度;
- 2) 由于采用本征层,避免基体材料对击穿电压的限制,在这种结构中采用低电阻率的基体材料,就可取得高反向击穿电压(本征层内存在一个能对少子起加速作用的强电场区),适当增加 i 层厚度时,器件的串联电阻和时间常数也可大大减小;
- 3) 通常,PIN 光电二极管工作在较高的反向偏压下,它的耗尽区宽度比普通扩散型 p-n 结光电二极管大得多,从而使结电容较小,提高器件的响应速度;
- 4) 随着本征层的增加,耗尽区内产生光生载流子漂移电流也将增大。然而,本征层不能太宽,否则渡越时间效应要限制频率响应。最佳方案是选择耗尽层宽度(本征层厚度)使渡越时间相应于调制频率的一半。

因此,在设计 p-i-n 结构紫外 GaN 基 APDs 器件时,应注意如下几个方面:

- 1) 增加 p 和 n 层材料的掺杂浓度,尽量减小电场的扩展效应,而增加本征区内电场强度,减小“死区”长度,降低器件噪声;

- 2) 较小结深, 使对正向入射光线的吸收尽量靠近材料的光照面, 以减小光生载流子向势垒区扩散过程中的复合;
  - 3) 减小表面态密度, 以降低表面复合速度;
  - 4) 采取措施释放衬底与 p-i-n 结构材料之间的应力, 减少材料缺陷, 尽可能地减小器件的暗电流。
  - 5) 本征区厚度的合理选择;
- 分析可知, 具有这种结构的器件最大优势就在于: 暗电流较低<sup>[31]</sup>、响应率大<sup>[37]</sup>、探测率高<sup>[49, 50]</sup>、较高的内增益<sup>[19, 36, 39]</sup>、击穿电压简单可调<sup>[50]</sup>等。

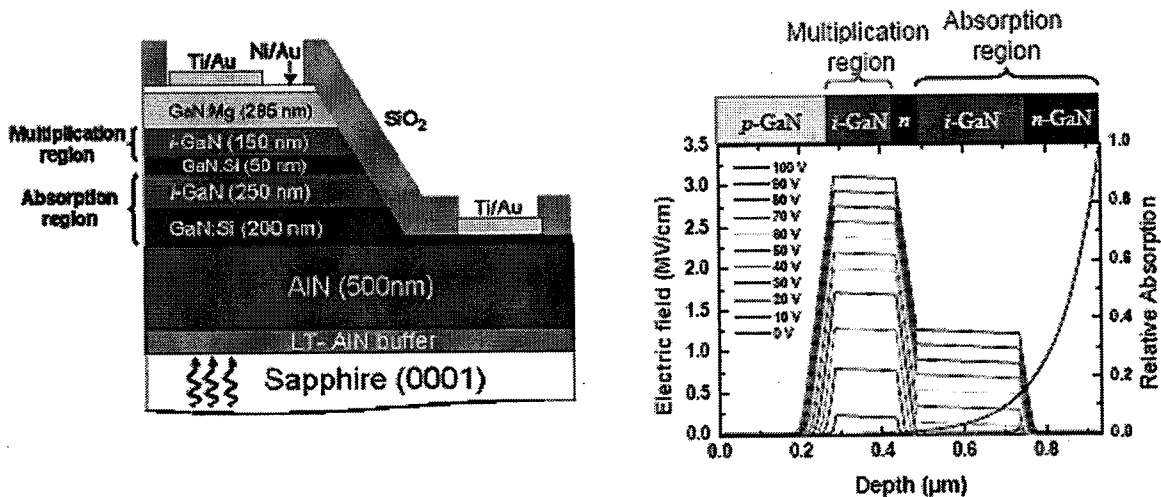


图 1.7 SAM APDs 器件结构及电场强度分布(ref.51)

Fig 1.7 The structure of SAM APDs and electric field profile calculated as a function of reverse bias(ref.51)

就器件性能而言, 吸收区-倍增区分离 (SAM) 结构 APDs 器件具有很大的优势, 采用这种结构就可以克服 p-i-n 结构器件中存在的最大缺点之一——光吸收和载流子的加速倍增基本上都是在本征区(i)中完成, 不利于降低器件暗电流、噪声等。2008年, 西北大学 M.Razeghi<sup>[52]</sup> 研究小组制备了背照式 SAM 结构 APDs 器件, 图 1.7 给出了它的结构及电场分布, 这种器件性能远高于普通 p-i-n 结构的器件, 其对比结果如下表 1.4 所示。从表中看出, 采用 SAM 结构使得器件的暗电流减低近 3 倍, 最大倍增因子增加 7 倍, 而器件的噪声等效功率下降最明显。

表 1.4 p-i-n 结构和 SAM 结构的 APDs 器件的性能:

Table 1.4 The characteristics of p-i-n and SAM GaN-based APDs devices

器件结构	p-i-n(p-285 nm/i-200 nm/n-200 nm)	SAM(p-285nm/i-150nm/n+-50nm/i-250 nm/n-200 nm)GaN
器件性能	GaN	GaN
暗电流	~30nA @ -77V	~10nA @95V
最大倍增因子	5700 @ ~-80V	41200 @~-108V
SPD(A <sup>2</sup> /Hz)	3.9×10 <sup>-18</sup> @ -102V, 10Hz	1.05×10 <sup>-19</sup> @ -102V, 10Hz

### 1.4.2 技术问题

从 1.3.1 节中看到, 与 Si、InGaAs、Ge 及 HgCdTe 基 APDs 器件相比, 虽然 GaN 基 APDs 器件的研究工作开展时间比较短, 研究者们却做了大量的研究工作, 如选用了不同的衬底材料、设计了不同的结构等, 在实验室中制备出了暗电流较低, 倍增增益达到 10<sup>5</sup> 量级的器件。但是与红外、可见 APDs 器件性能相比, 要得到能满足应用要求的 GaN 基 APDs 器件, 还有很长的路要走。针对 GaN 基材料特点和制备工艺的要求, 有很多关键技术和需要攻克的技术难题。

#### 1.4.2.1 关键技术

##### 1. 高质量 p 型材料的制备

p/n 结的内建电场是雪崩器件的工作基础, 而电场区宽度、电场大小与各层材料的掺杂浓度密不可分, 以单边突变结为例说明, 空间耗尽区某一点的电场强度用式 1.2(a)和(b)来表示:

$$E(x) = -\frac{qN_A(x+x_p)}{\epsilon_s} \quad \text{当 } -x_p \leq x < 0 \quad (1.2a)$$

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x_n}{\epsilon_s} = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x-x_n) \quad \text{当 } 0 < x \leq x_n \quad (1.2b)$$

其中,  $x_n$  和  $x_p$  分别为空间耗尽区在 n、p 区的宽度(以 n/p 区界面处为坐标原点),  $E_m$  为坐标原点处的最大电场强度, 其值为  $\frac{qN_D x_n}{\epsilon_s}$  或  $\frac{qN_A x_p}{\epsilon_s}$ 。对于 p-i-n 结构的器件来讲, p/i 之间近似单

边突变结, 为了减小空间耗尽区在 p 区的扩展, 由上式可知必须要增加 p 区的施主杂质浓度; 强电场的存在是半导体材料中载流子发生碰撞离化效应的前提, 而雪崩器件是靠一定的反偏电压来增加内建电场的强度, 其中必须要尽可能的降低因半导体材料阻抗带来的反偏电压损失, 要求 p, n 区材料的掺杂浓度要尽可能的高。但是, 由于受主杂质的激活能高 (170meV)、

本征 GaN 基材料显弱 n 型, Mg 易于与 H 形成络合物 Mg-H 等, 使得利用 MOCVD 技术原位掺杂生长的 p 型 GaN 基材料的阻抗很高。为了增加空穴浓度, 原位退火是常用的方法, 但是远远不能满足器件对材料性能的要求。为此, 在 GaAs 和 InGaP 材料方面应用较成熟的一项掺杂技术——delta 掺杂技术应用到 p 型 GaN 材料的掺杂, 显著地降低了一定反偏电压下 p 区内的电场强度, M.Razeghi 研究小组<sup>[51]</sup>利用这种技术制备了 SAM 结构的器件, 电场强度分布如图 1.8 所示。

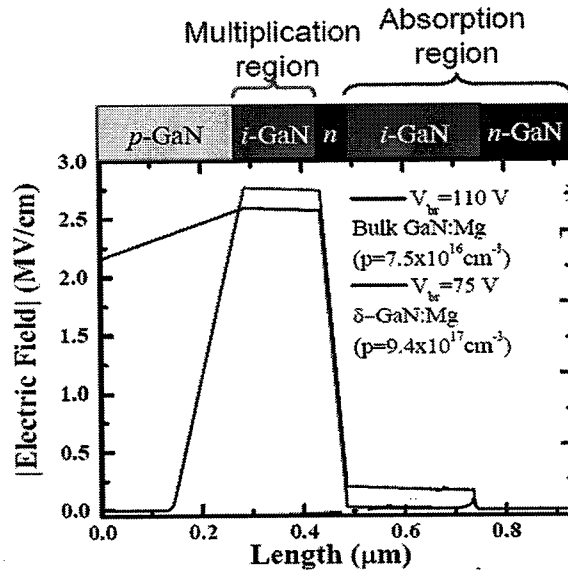


图 1.8 采用两种技术制备的 SAM-APDs 器件的雪崩击穿电压下的电场强度(ref.51)

Fig 1.8 Simulated 1D electric field profiles of the  $\delta$ -doped and conventional bulk-doped SAM-APDs devices both at their breakdown voltages(ref.51)

## 2. 器件结构及结构参数设计

为了提高器件性能, 设计合适的器件结构和优化结构参数为研究者提出了一项重要的任务。目前, p-i-n 结构为制备 GaN 基 APDs 器件常用结构, 并且根据不同的入射方式(正照、背照式)就可以实现电子、空穴引起倍增。背照式器件(如 p-GaN/i-GaN/n-GaN/AlN), 主要是靠减小 n 层材料以降低光线的吸收而实现空穴倍增, 但是 n 层材料的部分吸收仍会降低器件的量子效率。为了解决这个问题, 科学家设计了具有异质结结构的器件(如 p-GaN/i-GaN/n-AlGaIn /AlN), 2008, C.Bayram<sup>[36]</sup>制备并分析了具有两种结构的器件: A (p-GaN/i-GaN/n-GaN(100 nm)/n-AlGaIn(100 nm)) 及 B (p-GaN/i-GaN/n-AlGaIn(200 nm)), 测试结果表明: 在具有 A 结构的器件上获得了较大的倍增因子, 但是却在具有 B 结构的器件上得到了较大的量子效率, 其中存在一个到目前还没有得到解决的矛盾。GaN 基材料中存在较强的自发极化, GaN/AlGaIn 异质结的存在又引入了压电极化, 在界面处会有大量的极化电荷,

有关研究极化电荷对雪崩器件的影响甚少。

### 3. 台面刻蚀技术

刻蚀工艺是台面结构 GaN 基器件的关键工艺。由于 III-V 氮化物有高的化学稳定性，室温下酸碱对 GaN 基材料的刻蚀速率很慢，因而干法刻蚀及湿法化学表面处理是目前常用的方法。GaN 基材料主要采用反应耦合离子刻蚀技术，但是刻蚀条件的选取对刻蚀速率以及刻蚀后表面状况的影响很大，其中 AlGaIn 用 Ar、Cl<sub>2</sub> 和 BCl<sub>3</sub> 可实现各项异性刻蚀，但是干法刻蚀的损伤、残留物对电学性能的影响及随后的处理等对器件性能的影响的研究很少。

### 4. n/p 电极

GaN 的功函数很高(n-GaN:4.2 eV, p-GaN:7.5 eV)，很难找到具有合适功函数的金属，尤其制备日盲器件时需要在 Al 组分为 0.4-0.7 左右的 p/n-AlGaIn 的外延材料上形成欧姆接触，减小接触电阻，因此其中最大的一个问题就是降低功耗和大电流时两个电极间分压。高 Al 组分 AlGaIn 的功函数更高，因此要想形成欧姆接触的难度就更大。目前大部分的研究都集中在如何改善 GaN 和低 Al 组分欧姆接触的热稳定性，进一步降低 n 型材料欧姆接触的比接触电阻，但是对于透彻理解高 Al 组分 AlGaIn 欧姆接触的形成机理，以及器件制备工艺对电极欧姆接触的影响，还需要深入研究。

### 5. 钝化层的制备和处理

紫外器件一般采用台面结构，并且表面 p-GaN 基材料的复合系数较大，钝化工艺已经在普通的 GaN 基紫外探测器上得到了应用，能显著地降低表面漏电和刻蚀后耗尽区侧面漏电，有效地提高了器件的电学性能，并在一定程度上提高器件的量子效率和信噪比。目前，GaN 基紫外探测器一般采用 SiO<sub>2</sub>，Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 介质膜做为钝化层，由于 SiO<sub>2</sub>，Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 介质膜已经大量在 HEMT 等电子器件上做为栅极使用，但是在进行快速热退火时，有关介质膜/AlGaIn 界面特性还需要深入了解。

### 6. 理论研究

对于 GaN 基 APDs 器件来讲，相关的理论研究工作一般集中在以下三个方面：

- 1) 半导体雪崩倍增效应发生在高电场下，需要详细研究电子/空穴在高电场下的输运性能。半导体材料详细能带结构，载流子-声子之间的相互作用、声子散射，高电场下带间隧穿，以及载流子的碰撞电离率，分析这些因素对载流子碰撞电离系数的影响。但是 GaN 材料(尤其是 AlGaIn 材料)参数的试验数据很少，Ensemble Monte Carlo (EMC) 是常用的研究方法，利用拟合参数代替试验数据而计算碰撞电离率，研究载流子的高电场输运性能(计算电场相对较小，一般  $\leq 1\text{MV/cm}$ )，而且也没有考虑器件结构。直到 2009 年，Francesco Bertazzi<sup>[53]</sup> 等利用 EMC 法计算了纤锌矿结构 GaN 材料中载流子的高场输运性质以及碰撞电离系数，其

中考虑载流子-声子散射时放弃了需要拟合调整的参数值,并用这方法计算了p-i-n结构 APDs器件的倍增因子,结果发现理论与试验结果在某种程度上相吻合;

- 2) 在不同的反偏电压下,何种电流机制引起了APDs器件的暗电流,使得GaN基APDs的稳定性比倍增管差,还不能满足应用需求;
- 3) GaN/AlGaN 异质结的存在,对载流子的高电场输运性能以及碰撞电离系数的影响,有关这方面的报道甚少。

#### 1.4.2.2 技术难题

由此可见,目前,制备高性能 GaN 基 APDs 器件还需要解决的关键问题概述如下:(1) 合适的衬底;(2)材料生长技术;(3) 缺少完整的理论模型;(4) 器件的尺寸;(5) 高质量的 n/p 型欧姆接触;(6) p 型材料的掺杂技术。

### 1.5 研究内容及论文安排

围绕 GaN 基 APDs 器件的发展状况以及存在的问题,本论文(结构安排如图 1.9 所示)主要开展了以下几个方面的工作。第一章介绍了半导体雪崩探测器,特别是 GaN 基紫外 APD 器件的研究意义、国内外的研究进展,并据此阐述了器件制备和理论研究过程中存在的关键技术和技术难题;第二章从 GaN 基材料的能带结构、性质等出发,结合雪崩倍增效应基本理论,研究 GaN 基材料中载流子在高电场下的输运及碰撞电离,计算电子和空穴碰撞电离系数以及影响因素;第三章介绍了正照式 GaN p-i-n APD 器件的制备和性能分析,主要包括器件的制备工艺、基本参数测试(如倍增因子、击穿电压的温度系数等),为了提高器件的性能,对雪崩在近雪崩击穿时的暗电流进行测试和理论计算——带间隧穿电流为主,研究不同的本征层厚度对器件性能的影响,另一方面,为了减小表面电场强度对器件暗电流的影响,设计并制备了具有双台面的器件;第四章主要围绕背照式 GaN 基 APD 器件的制备和性能研究,开展了 GaN/AlGaN 异质结理论研究,计算极化电荷对内建电场的影响,主要是对 GaN 基材料中电子和空穴的碰撞电离系数的影响,并初步探索了日盲器件的暗电流特性;第五章从材料的欧姆接触、N 等离子体和钝化层的制备和热处理等来优化器件的制备工艺,解决一些器件制备过程中的技术难题和关键技术。

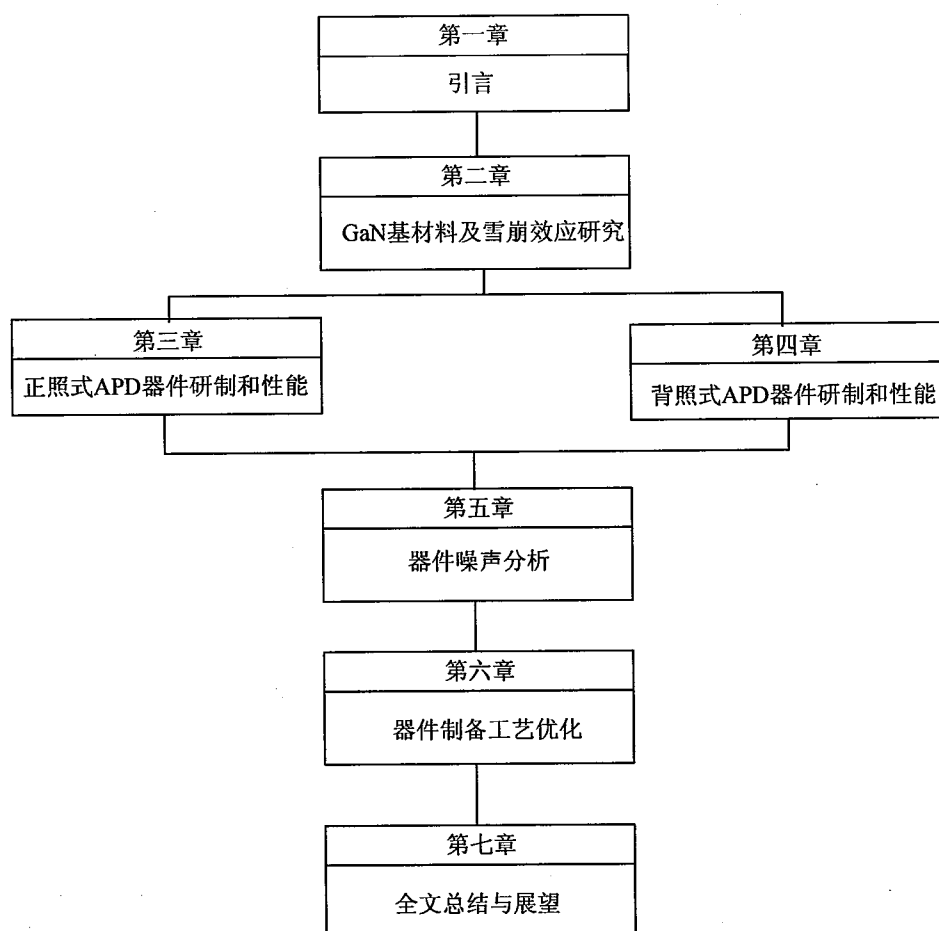


图 1.9 论文的结构概述  
Fig 1.9 Illustration of the dissertation organization

### 参考文献

[1] 汤定元, 糜正瑜等, 光电器件概论, 1989.

[2] 施敏著, 黄振岗译, 魏策军校, 半导体器件物理, 1981.

[3] Xiaogang Bai, D.McIntosh., Han-Din Liu, and Joe C. Campbell, High Single Photon Detection Efficiency 4H-SiC Avalanche Photodiodes. Proc. of SPIE Vol. 7320, 73200I,2009.

[4] A.Rogalski, M.Rogalski.,Semiconductors ultraviolet detectors. J.Appl.Phys.,79(10):7433-7473. 1996

[5] Franck Omnes and Eva Monroy, GaN-based UV Photodetectors in Nitride Semiconductors.

[6] [http:// image.baidu.com](http://image.baidu.com)

[7] Hadis Morkoc, Aldo Di Carlo., Roberto Cingolani, GaN-based modulation doped FETs and UV detectors. Solid-state Electronics,2002(46):157-202.

[8] E.Munoz, E.Monroy, F.Calle,etc, AlGaN-based photodetectors for solar UV applications. Proc.SPIE. 1999,3629:200-210.

[9] 龚德铸, 贾锦忠., 刘洋, 紫外敏感器头部电路系统的研究. 空间科学学报, 26(2),pp.132-141, 2006.

[10] 程开富, 新型紫外摄像器件及应用, 器件在线 (www.5678.com) .

- [11] 青岩,“空间中段监视”实验卫星概貌. 国际太空, 2003, No.7.
- [12] 李紫蕊, 新型紫外探测器及其应用. 光电子技术, 2000(V21(1)):45-51.
- [13] J. D. Brown, Z. Yu, J. Matthews, S. Harney, J. Boney, J. F. Schetzina, J. D. Benson, K. W. Dang, C. Terrill, T. Nohava, W. Yang, and S. Krishnankutty, MRS Internet J. Visible-Blind UV Digital Camera Based On a 32 x 32 Array of GaN/AlGaIn p-i-n Photodiodes, Nitride Semicond. Res. 4, 9 (1999).
- [14] Ryan M<sup>c</sup>-Clintock, UV Photodetectors, Focal Plane Arrays, and Avalanche Photodiodes, 美国西北大学博士论文, 2007
- [15] Y.Y.Yuan, Y.Zhang, D.F.Liu, K.H.Chu, L.Wang, X.Y.Li, Performance of a 128×128 solar-blind AlGaIn ultraviolet focal plane arrays, Proc.of SPIE, Vol.7381:73810I, 2009
- [16] 张燕, 王妮丽, 孙璟兰, 韩莉, 刘向阳, 李向阳, 孟祥建, 新型的 AlGaIn/PZT 材料紫外/红外双波段探测器. 红外与激光工程, 38 (2), 2009.
- [17] [http://www.sitp.cas.cn/xwzx/ttxw/200911/t20091103\\_2647235.html](http://www.sitp.cas.cn/xwzx/ttxw/200911/t20091103_2647235.html).
- [18] A.Y.Goldbery, Handbook Series on Semiconductor Parameters, London, U.K.:World Scientific, 1996, Vol.1, pp.104-124.
- [19] Y.Zhang, D.Yoo, J.-B.Lim, J.-H.Ryou, R.D.Dupuis and S.-C.Shen, GaN ultraviolet avalanche photodiodes fabricated on free-standing bulk GaN substrates. Physica status solidi(c), vol.5, pp.2290-2292, 2008.
- [20] B.Xiaogang, D.McIntosh, L.Handin, and J.C.Campbell, Ultraviolet single photon detection with Geiger-mode 4H-SiC avalanche photodiodes. IEEE Photonics Technology letters, vol.19, pp.1822-1824, 2007.
- [21] B.Xiaogang, G.Xiangyi, D.C.McIntosh, L.Han-Din, and J.C.Campbell, High detection sensitivity of ultraviolet 4H-SiC avalanche photodiodes. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.43, pp.1159-62, 2007.
- [22] A.O.Konstantinov, Q.Wahab, N.Nordell and U.Lindefelt, Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide. Appl.Phys.Lett. Vol.71, No.1, pp.90-92, 1997.
- [23] G.Xiangyi, L.B.Rowland, G.T.Dunne, J.A.Fronheiser, P.M.Sandvik, A.L.Beck, and J.C.Campbell, Demonstration of ultraviolet separate absorption and multiplication 4H-SiC avalanche photodiodes. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.18, pp.136-138, 2006.
- [24] Marius A.Albota, Brian F.Aull, Daniel G.Fouche, Richard M.Heinrichs, David G.Kocher et al., Three-Dimensional Imaging Laser Radars with Geiger-Mode Avalanche Photodiode Arrays. Lincoln Laboratory Journal, Vol.13, No.2, 2002, pp.351-370.
- [25] Philippe BENSUSSAN, P.T., Gérard DESTEFANIS and Michel SIRIEIX, 50 YEARS OF SUCCESSFUL MCT RESEARCH AND PRODUCTION IN FRANCE. Proc. of SPIE Vol. 7298 72982N-1, (2009).
- [26] P. R. Bratt, S.M.Johnson., D. R. Rhiger, T. Tung, M. H. Kalisher, W. A. Radford, G. A. Garwood, and C. A. Cockrum, Historical perspectives on HgCdTe material and device development at Raytheon Vision Systems. Proc. of SPIE Vol. 7298, 72982U, 2009.
- [27] W.T.Tsang 主编, 杜宝勋等译, 江剑平校, 半导体光检测器.
- [28] V.A.Dmitriev, K.G.Irvine, C.H.Carter, N.I.Kuznetsov and E.V.Kalinina, Electric breakdown in GaN p-n junctions. appl.Phys.Lett.68(2), 1996.
- [29] J.C.Carrano, D.J.H.Lambert, C.J.Eiting, C.J.Collins, T.Li, S.Wang, B.Yang, A.L.Beck, R.D.Dupuis and J.C.Campbell, GaN avalanche photodiodes. appl.Phys.Lett.76(7), 2000, pp.924-926.
- [30] R. McClintock, A. Yasan, K. Minder, P. Kung, and M. Razeghi, Avalanche multiplication in AlGaIn based solar-blind photodetectors. Appl.Phys.Lett.87, 241123 (2005).

- [31] J. B. Limb, D. Yoo, J. H. Ryou, W. Lee, S. C. Shen, R. D. Dupuis, M. L. Reed, C. J. Collins, M. Wraback, D. Hanser, E. Preble, N. M. Williams, and K. Evans, GaN ultraviolet avalanche photodiodes with optical gain greater than 1000 grown on GaN substrates by metal-organic chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* 89, 011112 (2006).
- [32] S.-C. Shen, Yun Z., D. Yoo, J.-B. Limb, J.-H. Ryou, P. D. Yoder, and R. D. Dupuis, Performance of deep ultraviolet GaN avalanche photodiodes grown by MOCVD. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, pp. 1744-746, 2007.
- [33] J. L. Pau, R. McClintock, K. Minder, C. Bayram, P. Kung, M. Razeghi, M. Ntilde, E. Oz, and Silversmith, Geiger-mode operation of back-illuminated GaN avalanche photodiodes. *appl. Phys. Lett.* 91, 041104, 2007.
- [34] K. Minder, J. L. Pau, R. McClintock, P. Kung, C. Bayram, M. Razeghi, and D. Silversmith, Scaling in back-illuminated GaN avalanche photodiodes. *appl. Phys. Lett.* 91, 073513, 2007.
- [35] D. Yoo, J. Limb, J.-H. Ryou, Y. Zhang, S.-C. Shen, R. D. Dupuis, D. Hanser, E. Preble, and K. Evans,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ultraviolet avalanche photodiodes grown on GaN substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, pp. 1313-1315, 2007.
- [36] C. Bayram, J. L. Pau, R. McClintock, M. Razeghi, M. P. Ulmer and D. Silversmith, High quantum efficiency back-illuminated GaN avalanche photodiodes. *Appl. Phys. Lett.* 93, 211107, 2008.
- [37] B. Butun, T. Tut, E. Ulker, T. Yelboga and E. Ozbay, High-performance visible-blind GaN-based p-i-n photodiodes. *Appl. Phys. Lett.* 92, 033507, 2008.
- [38] C. Bayram, J. L. Pau, R. McClintock and M. Razeghi, Performance enhancement of GaN ultraviolet avalanche photodiodes with p-type  $\delta$ -doping. *appl. Phys. Lett.* 92, 241103, 2008.
- [39] J. L. Pau, C. Bayram, R. McClintock, M. Razeghi and D. Silversmith, Back-illuminated separated absorption and multiplication GaN avalanche photodiodes. *Appl. Phys. Lett.* 92, 101120, 2008.
- [40] R. D. Dupuis, R. Jae-Hyum, S. Shyh-Chiang, P. D. Yoder, Z. Yun, K. Hee Jin, C. Suk, and Z. Lochner, Growth and fabrication of high-performance GaN-based ultraviolet avalanche photodiodes. *Journal of Crystal Growth*, vol. 310, pp. 5217-5222, 2008.
- [41] C. L. Yu, C. H. Chen, S. J. Chang, and P. C. Chang, GaN metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors with Ir/Pt contact electrodes. *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 154, pp. 71-72, 2007.
- [42] K. H. Lee, P. C. Chang, S. J. Chang, C. L. Yu, Y. C. Wang and S. L. Wu, GaN MSM photodetectors with an unactivated Mg-doped GaN cap layer and sputtered ITO electrodes. *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 155, pp. 165-167, 2008.
- [43] K. T. Lam, P. C. Chang, S. J. Chang, C. L. Yu, Y. C. Lin, Y. X. Sun, and C. H. Chen, Nitride-based photodetectors with unactivated Mg-doped GaN cap layer. *Sensors & Actuators: A. Physical*, Vol. 143, pp. 191-195, 2008.
- [44] T. Tut, M. Gokkavas, A. Unal, and E. Ozbay,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -based avalanche photodiodes with high reproducible avalanche gain. *Appl. Phys. Lett.* 90, 163506, 2007.
- [45] R. Dahal, T. M. Al Tahtamouni, J. Y. Lin and H. X. Jiang, AlN avalanche photodetectors. *appl. Phys. Lett.* 91, 243503, 2007.
- [46] 许金通, 中国科学院上海技术物理研究所博士论文, 2007.
- [47] W. B. Liu, D. G. Zhao, X. Sun, S. Zhang, D. S. Jiang, H. Wang, S. M. Zhang, Z. S. Liu, J. J. Zhu, Y. T. Wang, L. H. Duan, and H. Yang, Stable multiplication gain in GaN p-i-n avalanche photodiodes with large device area. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42, 015108, 2009.
- [48] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, third ed. New York: Wiley, 2007.
- [49] N. Biyikli, I. Kimukin, O. Aytur and E. Ozbay, Solar-blind AlGaIn-based p-i-n photodiodes with

- low dark current and high detectivity IEEE Photonics Technology Letters, Vol.16,pp.1718-1720,2004.
- [50] C.J.Collins, T.Li, D.J.H.Lambert,M.M.Wong,R.D.Dupuis and J.C.Campbell, Selective regrowth of  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  p-i-n photodiodes. *appl.Phys.Lett.*vol.77,pp.2810-2812,2000.
- [51]L.Wang, Xichang Bao, Wenjing Zhang, C.Li, Yonggang Yuan, Jintong Xu, Y.Zhang and XiangYang Li, Effects of the intrinsic layer width on the band-to-band tunneling current in p-i-n GaN-based avalanche photodiodes. *Semicond.Sci.Technol.* 095006 (24),2009.
- [52]Rayan M<sup>c</sup>-Clintock, J.L.Pau, Can Bayram, Bruno Fain, Paul Geidraitis, Manijeh Razeghi and Melville P.Ulmer, III-Nitride avalanche photodiodes. *Proc. of SPIE* 73661F(p12),2009.
- [53]Francesco Bertazzi, Michele Moresco and Enrico Bellotti, Theory of high field carrier transport and impact ionization in wurtzite GaN. Part I: A full band Monte Carlo model. *J. Appl. Phys.* 106, 063718,2009.

## 第二章 GaN 基材料及雪崩效应研究

本章首先叙述利用 MOCVD 技术生长 GaN 基材料的原理、步骤,分析不同的生长条件对材料质量的影响,有助于分析与提高 APDs 器件性能;其次简单叙述检测外延材料质量的 X 射线衍射(XRD)、透射谱、扫描电子显微镜(SEM)等,找到最有利于制备高性能 GaN 基 APDs 的材料,为理论研究提供依据;最后,简述表征 APDs 器件的参数,分析得出信号、噪声和暗电流之间的相互关系,且以 Monte Carlo 法得到的载流子碰撞电离系数与电场间关系为基础,计算器件(具有不同倍增区宽度)的倍增因子,为设计器件结构提供理论基础和指导。

### 2.1 引言

GaN 基 APDs 器件既具有宽禁带 GaN 基材料的优点,又能利用半导体材料的雪崩效应来获得内增益,在紫外探测技术领域,被认为是最有发展和研究前景的探测器之一。为了保持器件处于某种工作状态,APDs 器件需要一定的反向偏置工作电压。到目前为止,材料的缺陷密度大仍然是阻碍器件性能提高的最大障碍之一,缺陷的存在不仅会增加暗电流还会在雪崩器件的倍增区引起微等离子体区,严重时会使器件在未雪崩击穿之前就发生“软”击穿<sup>[1,2]</sup>,这是制备 GaN/AlGaIn APDs 器件时存在的关键问题<sup>[3,4]</sup>。为了提高器件性能、成品率和稳定性,有必要分析生长方法、生长条件对材料质量的影响。

雪崩倍增效应是半导体材料最重要的击穿机制——高电下载流子与晶格原子间的相互作用,其中研究散射(声子、极性及带间散射等)、半导体材料的能带结构、电学性质(如迁移率)、掺杂浓度等在高电场下对载流子碰撞电离系数的影响。由于缺少足够的实验数据,研究者仅是利用 Monte Carlo 法和第一性原理等,在赝势能带论的基础上研究电子、空穴在高电场强度下的输运状况,研究碰撞电离过程,并因此而计算得到电子或空穴与电场强度之间的关系。然而,对于存在异质结 GaN/AlGaIn 器件内电场分布,以及载流子碰撞电离系数与电场强度之间的关系,相关的文献报道甚少。

### 2.2 GaN 基材料的生长和评价方法

#### 2.2.1 MOCVD 材料制备技术<sup>[5]</sup>

MOCVD 也称 MOVPE,采用金属有机化合物(MO)和氢化物等作为晶体生长的源材料,它们发生热解反应而在衬底上进行汽相外延。氢气作为三元元素(三甲基镓(TMGa))和(三甲基铝(TMAI))的载源气体, NH<sub>3</sub> 来提供 V 族元素, p 型掺杂剂为 Cp<sub>2</sub>Mg 而 n 型掺杂剂为 SiH<sub>4</sub>(或

三甲基镓(TMIn))。生长压强有常压和低压两种, 加热方式有高频感应加热和辐射加热两种, 常见的生长室结构如桶式、立式、旋转盘式、扁平式和水平式, 它是目前生长 III-V 族材料多层结构最主流的方法, 也是目前唯一能制备出高亮度氮化物发光二极管并用于规模化生产的生长技术。MOCVD 设备可分为六个主要部分: 源供给系统、气体运输系统、反应室和加热系统、尾气处理系统、控制系统和安全保护及报警系统。图 2.1 为外延材料生长原理示意图。

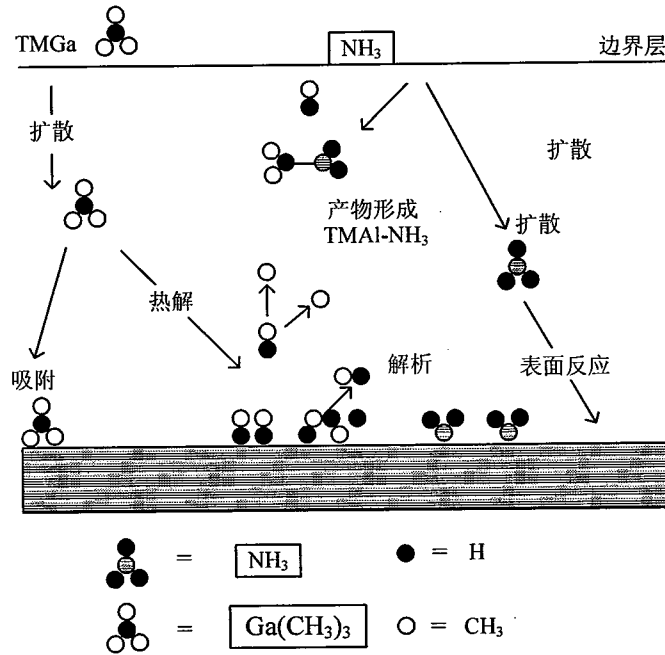


图 2.1 MOCVD 外延生长 GaN 材料的原理示意图  
Fig 2.1 The principle of growing GaN using MOCVD technology

利用 MOCVD 技术生长 GaN 基材料, 研究者们已经做了大量的工作, 在此从衬底到材料进行简要归纳分析:

- 衬底和材料之间生长缓冲层, GaN 和 AlN 是有报道的两种最常用的缓冲层材料。简单来说, 选择依据为: 一是外延材料的结构; 二是实际应用需求(如背照式器件, 只能选用 AlN); 三是缓冲层材料的表面粗糙度, GaN 和 AlN 具有不同的物理和化学性质, 因而引起表面粗糙度的原因也不同。但是不论采用 GaN 还是低温 AlN 作为缓冲层都大大提高了外延材料的质量<sup>[6, 7]</sup>, 如 1) 电子迁移率, Hall 效应测试结果表明用低温 AlN 时, 室温电子迁移率增加近 10 倍(从 10-30 增加到 350-400  $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ )<sup>[8]</sup>; GaN 缓冲时, 所得到的室温电子迁移率最大值为 900  $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ <sup>[9]</sup>; 2) X 射线衍射法测试使用不同缓冲而制备的 GaN 材料的单晶摇摆曲线半峰宽(FWHM)分别为: 460arcsec(AlN buffer layer)和 250 arcsec(GaN buffer layer); 等等。近年来, 随着所需探测波长变短, 要增加外延材料中 Al 组分的含量, 以及

背照式器件结构的要求，设计了许多新的缓冲层结构，如超晶格、AlN 插入层或渐变缓冲层等来提高材料质量<sup>[10]</sup>。

- 优化材料生长条件，在蓝宝石衬底上外延生长 GaN 材料的典型工艺，包括清洗衬底和生长缓冲层前的高温处理(气体氛围： $N_2$  或  $NH_3$ )、制备缓冲层以及淀积外延生长材料等。晶体结构、缺陷密度以及材料表面状况是光电子器件制备人员所关心的三个核心问题，不同的生长条件对这些参数有重大影响。以材料内普遍存在的线缺陷为例，它起源于缓冲层材料与衬底界面而向外延材料材料延伸，甚至材料表面，合适的缓冲层生长条件以及对衬底的高温处理都都可以有效地降低线缺陷密度<sup>[11, 12]</sup>。

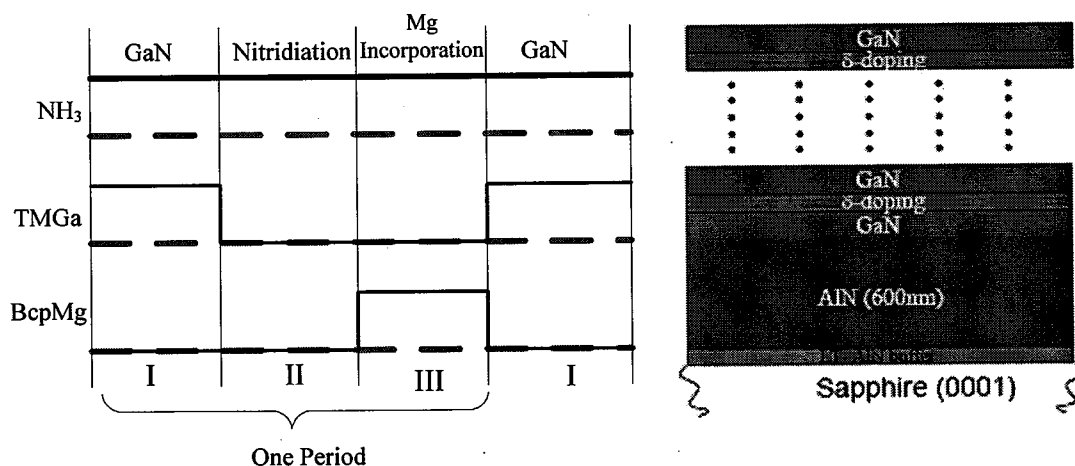


图 2.2  $\delta$  掺杂技术制备外延材料(三步工艺) (左图); 优化  $\delta$  技术生长条件而制备的 p-GaN(ref.13) (右图)

Fig 2.2 (left)  $\delta$ -doping precursor profile showing the three step delta doping sequence.(right) cross-sectional diagram of the  $\delta$ -doped p-GaN test structures used to calibrate the  $\delta$ -doping. <sup>[13]</sup>

- p 层材料掺杂技术，电子穿过势垒的量子隧穿是金属-半导体间形成欧姆接触的重要机制，尤其对于功函数较大的 p-GaN 更加重要，增加接触界面处电子浓度是一个有效的途径。近年来，材料表面处理以及金属组合的选择、热处理时间的优化等是人们研究的焦点，但是改进原位掺杂以提高材料的电学性能的方法的报道很少，热处理技术——原位生长的材料进行热退火处理以激活掺入的 Mg 元素是常用的方法。 $\delta$  掺杂技术是在 Si、GaAs 等材料体系上应用相对较成熟的一项技术<sup>[14, 15]</sup>，研究者们借鉴这项技术来生长 n 型 GaN 材料，试验结果表明材料的导电性增加<sup>[44]</sup>，缺陷密度减小及光学性质变好<sup>[16, 17]</sup>，增大了 LED 的出光效率<sup>[18]</sup>。2009 年，西北大学 M.Razeghi 研究小组把  $\delta$  掺杂用在了制备 GaN 基 APDs 器件的工艺上，有效地抑制了 p 型材料内电场扩展，降低了器件的暗电流、使倍增因子增加近两个量级<sup>[19, 20]</sup>。图 2.2 说明了  $\delta$  掺杂技术制备 p-GaN 材料的步骤以及为优化工艺条件而制备的样品。

- 外延材料的表面状况, 首先, 对 p-i-n 器件来说, 正电极是直接在外延 p 型材料上生长多层金属并进行退火, 而其中存在的一项关键技术难题——制备低接触电阻率和稳定性好的 p 电极; 其次, 材料表面的粗糙度影响正照式器件的量子效率, 如引起入射光线的漫反射、增加光生载流子的表面复合以及增加器件的表面漏电流等; 最后, 根据生长条件不同而得到 Ga 面或 N 面, 这样就会影响材料的极化方式和性质 (Ga 面化学稳定性较好), 如 Ga 面极化方向为  $\langle 0001 \rangle$ , N 面为  $\langle 000-1 \rangle$ , 极化对异质结结构器件具有十分重要的影响, 表面形貌、生长模式、生长速率以及表面重构都会改变表面的极化情况。

### 2.2.2 材料性能评价手段

研究材料的性质、提高制备器件的性能等都需要对外延材料有一个正确的评价。选择合适的测试手段, 最重要的是在外延生长过程中能够非破坏性的进行原位检测。下面简单介绍一下在实验中使用的测试方法。

#### (1) 透射谱测试

它是一种方便的、对材料没有损伤性的材料评价手段, 由测试数据可以知道的材料信息: 吸收波长、透射率、宽带隙衬底上的外延材料的合金的组分、以及材料的消光系数等, 目前我们主要是利用响应截止边的陡峭性来判断材料的质量以及表面或界面的状况, 粗略的有透射率最大处的振幅和周期来定性的了解材料中散射中心<sup>[21]</sup>。

#### (2) X 射线衍射 (XRD)

它是一种非破坏性的、广泛使用且便捷的材料结构分析手段, 正确的运用 XRD 技术及仪器, 可方便得到与材料结构相关的信息, 如晶格参数、应力与应变以及位错密度的确定。其中, 材料内的缺陷不仅会破坏晶格完整性, 还影响半导体材料的载流子浓度和迁移率, 电学特性及光学性质, 故评价缺陷位错密度, 选择缺陷密度尽可能小的外延材料是制备高性能 APDs 器件的一项重要工作。

#### (3) 扫描电子显微镜 (SEM)

它是利用电子束产生样品的放大图像, 具体来说一束聚焦电子对样品进行扫描并检测样品发射的二次电子或被散射电子, 从而形成的高分辨率的 SEM 图像, 系统是由电子枪、透镜系统、扫描线圈、电子收集系统及阴极射线显像管组成。

## 2.3 GaN 材料的载流子高电场输运性能

研究半导体材料中载流子的输运性能对于了解器件的工作状态具有十分重要的意义, 其理论基础是非平衡状态下 (如存在外加电场) 载流子的分布函数, 通常用玻尔兹曼 (BTE)

输运方程(2.1)对其准确表述, 其中第三项是与散射相关的项。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\vec{v}, \vec{r}, t)}{\partial t} = & -\vec{v} \cdot \nabla f(\vec{v}, \vec{r}, t) - \frac{1}{m} \vec{F}_0 \cdot \nabla_v f(\vec{v}, \vec{r}, t) \\ & + \sum_{\vec{v}'} \{f(\vec{v}', \vec{r}, t)S(\vec{v}, \vec{v}') - f(\vec{v}, \vec{r}, t)S(\vec{v}, \vec{v}')\} \end{aligned} \quad (2.1)$$

对此, 研究者们想出了很多方法求解 BTE 方程, 如漂移-扩散模型<sup>[22]</sup> (drift-diffusion model), 流体-能量传输模型<sup>[23]</sup> (hydrodynamic-energy transport model), 蒙特卡罗 (Monte Carlo model) 法<sup>[24]</sup>等。但是, 前两种方法有较严格的使用条件——全面而准确的试验数据, 而蒙特卡罗法不存在这种条件限制, 并且它又能采用统计性的思想对 BTE 方程提供更精确解, 早在 1966 年, 就利用这种方法来解决半导体材料的输运问题, 至今已经经历了 50 多年的发展历程。与 Si、GaAs 等相比, GaN 基半导体材料几乎为一种新的半导体材料 (尤其高铝组分 AlGaIn 材料), 还没有大量而全面的试验数据来支持理论研究, 对材料性能进行理论研究时, 蒙特卡罗方法就显示出了其优越性。

### 2.3.1 雪崩理论基础

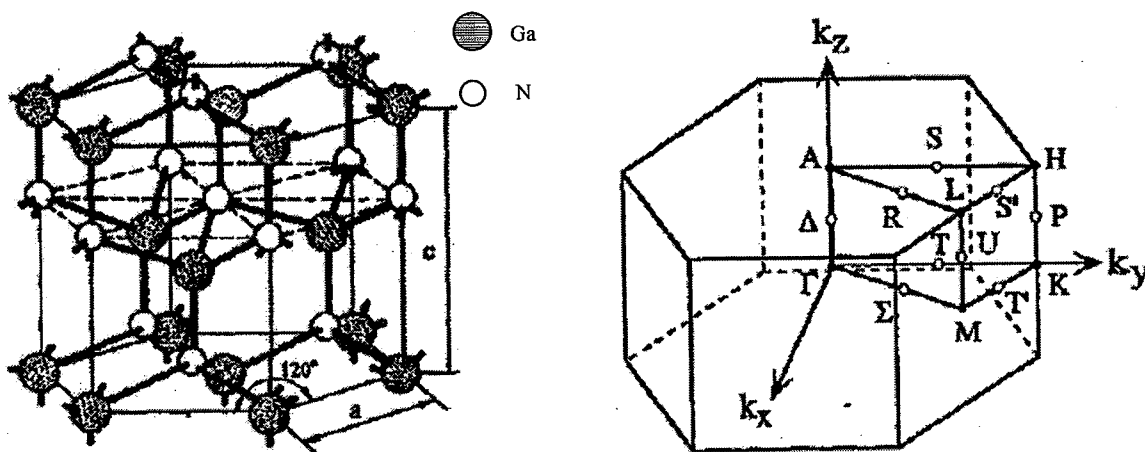


图 2.3 纤锌矿结构的 GaN 材料晶体结构(左图)和第一布里渊区(右图)(ref. 25)

Fig 2.3 Crystal structure (left) and the first Brillouin zone of the wurtzite structure (right)(ref.25)

载流子在电场中获得足够能量后, 与晶格原子碰撞使价带电子激发到导带而形成新的电子-空穴对, 即碰撞电离过程, 其中所需要的最低能量为离化阈值能量 (通常用  $E_i$  来表示),  $E_i$  主要取决于半导体材料的能带结构。换句话说, 碰撞电离所需的最低能量与半导体材料的禁带宽度有关。直接带隙 GaN 基半导体材料具有两种晶体结构: 立方对称的闪锌矿结构和六方对称的纤锌矿结构, 虽然目前具有第一种结构的材料在立方衬底(GaAs、3C-SiC、MgO,

Si)上外延也能够利用可以控制的工艺(这种工艺还处于初级阶段)得到,但是晶体质量远不如与纤锌矿结构材料的质量,所以对具有纤锌矿结构 III 族氮化物材料研究较为广泛,图 2.3 给出了它的晶体结构以及倒格空间中第一布里渊区(包括对称点,布里渊区的中心  $\Gamma$  点具有最高的对称性(波矢  $k$  为 0))<sup>[25]</sup>。

半导体材料的能带结构是研究碰撞电离过程的基础。考虑晶格对称性,曾经出现的计算 III-V 族半导体材料能带的方法: *ab initio* 法、*k*-*p* 法、紧束缚近似法以及赝势带论法。但是对于纤锌矿 GaN 材料,赝势带论是一种比较合适的用于计算其能带结构的方法,仅仅考虑了第一价带中的六个(其余的价带能量较高),计算得到的纤锌矿 GaN 的能带结构如图 2.4 所示<sup>[26]</sup>,并且给出了电子的状态,值得注意的是除这些电子态外,禁带中的缺陷能级也是造成电子状态改变、引起半导体材料电学性能变化的原因。

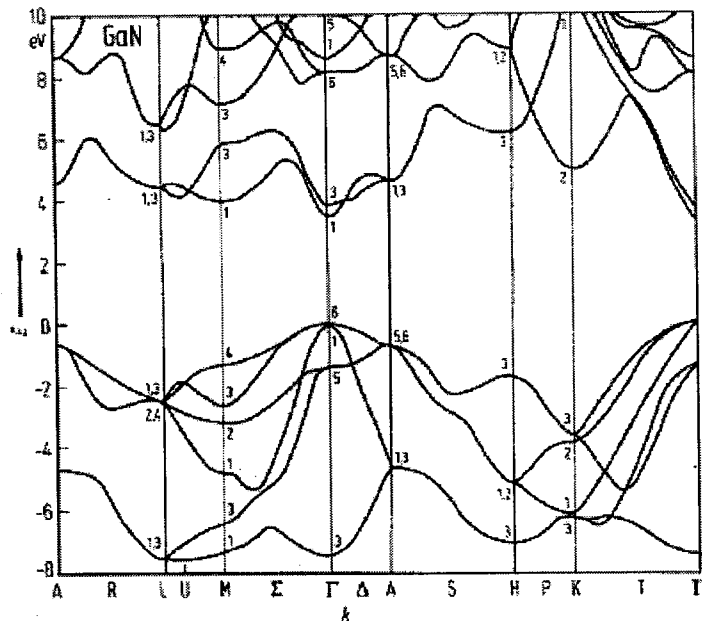


图 2.4 经验赝势论计算得到的纤锌矿结构的 GaN 材料的能带结构(ref.26)

Fig.2.4 Band structure of wurtzite GaN by calculating using an empirical pseudopotential method (ref. 26)

近年来,随着GaN基APDs器件制备工艺的发展,虽然试验数据并不充分,但是研究者们还是以上述能带结构为基础,借助于模拟软件(Monte carlo, TCAD或第一性原理等)开始了相应的研究工作。Ja'n Kolni'k et al.<sup>[28]</sup>利用非抛物性能带模型和多粒子蒙特卡罗(EMC)法计算了闪锌矿和纤锌矿GaN材料的电子碰撞电离率,他们把碰撞电离视为除电离离子和声子散射外的另一种散射机制,得到了电子的碰撞电离系数随电场强度变化关系,并初步研究了离化阈值能量的本质。但是,空穴引起碰撞电离的情况要复杂一些,İsmail Hakki Oğuzman

[29]在他的博士论文中指出在计算半导体材料中空穴高场输运时存在着几个必须要考虑的细节问题：如高电场下能带的各向异性、弯曲和重叠等，仍是把碰撞电离过程视为一种散射机制，得到了空穴的碰撞电离系数与电场之间的关系，由计算结果可知，空穴引起碰撞电离事件大都发生在电场强度为3-4MV/cm(如图2.5所示)。采用相同的处理方法，Shiyu Chen et al.[30]也研究了高电场下纤锌矿结构GaN体材料中载流子的输运性能，用Keldysh 公式(2.2)来表示载流子碰撞几率，理论计算结果及少量试验数据的基础上，得到了GaN材料的参数，电子： $E_{th}=4\text{ eV}$ ， $P_0=0.03$ ， $\gamma=3$ ，而空穴： $E_{th}=5.2\text{ eV}$ ， $P_0=0.13$ ， $\gamma=2$ 。

$$P(E) = P_0 \lambda(E_{th})(E / E_{th} - 1)^\gamma \quad (2.2)$$

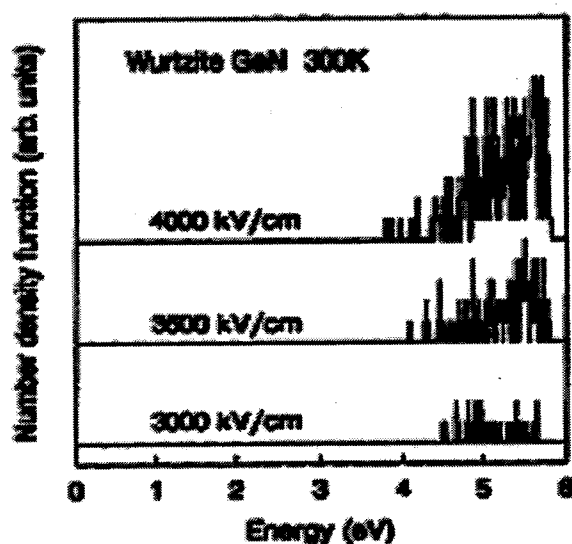


图 2.5 纤锌矿结构 GaN 材料中空穴引起碰撞电离事件的数目与空穴能量及所加电场强度之间的关系(ref. 29)

Fig 2.5 Number of impact ionization events, as a function of the initiating hole's energy, with the applied field as a parameter, in the wurtzite phase of GaN (ref. 29)

### 2.3.2 APDs器件的几个参数

雪崩增益，亦称倍增因子(M)，是表征 APDs 器件性能的重要参数，从理论上讲，载流子的碰撞电离系数与注入条件，以及电场区的长度有关，三者共同决定了雪崩增益因子的大小。电子的低频雪崩增益用式 2.3 来表示：

$$M_n = \{1 - \int_0^w \alpha_n \exp[-\int_0^x (\alpha_n - \beta_p) dx'] dx\}^{-1} \quad (2.3)$$

而空穴为：

$$M_p = \left\{ 1 - \int_0^w \beta_p \exp\left[-\int_0^x (\beta_p - \alpha_n) dx'\right] dx \right\}^{-1} \quad (2.4)$$

但是, 试验上, 往往根据 I-V 特性曲线来计算倍增因子随反偏电压的变化关系。对此, 为方便计算, 倍增因子常被定义为倍增的光电流与未被倍增的光电流的比值, 表示为式 2.5:

$$M = \frac{[I_{illuminated} - I_{dark}]_{multiplied}}{[I_{dark}]_{unmultiplied}} \quad (2.5)$$

由公式 2.3 和 2.4 可知, 电子或空穴碰撞电离系数是影响 M 因子的重要参数, 它被定义为当电子或空穴沿着电场方向加速运动时, 因碰撞离化而产生新的电子-空穴对所需经过的平均距离的倒数, 与离化阈值能量有关系。假设电场变化与位置无关, 可以根据电子或空穴倍增因子而计算得到具体结构的器件中电子或空穴碰撞电离系数随电场强度的变化(式 2.6 和式 2.7)。

$$\beta_p(E) = \frac{1}{W} \left( \frac{M_p(V) - 1}{M_p(V) - M_n(V)} \right) \ln \left( \frac{M_p(V)}{M_n(V)} \right) \quad (2.6)$$

$$\alpha_n(E) = \frac{1}{W} \left( \frac{M_n(V) - 1}{M_n(V) - M_p(V)} \right) \ln \left( \frac{M_n(V)}{M_p(V)} \right) \quad (2.7)$$

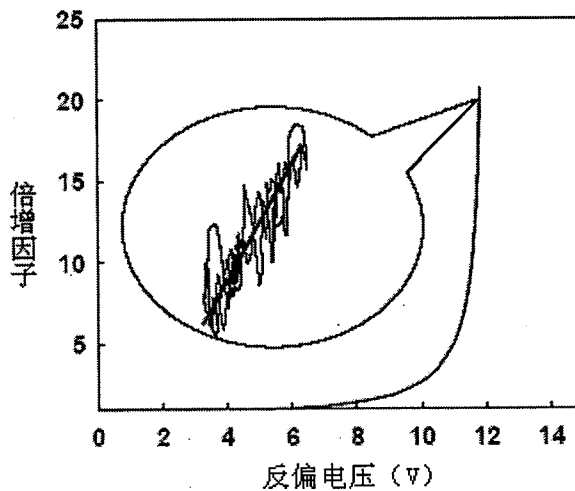


图 2.6 平滑的倍增因子随反偏电压的变化曲线, 但是高分辨率(时间为参考)的倍增因子具有随机变化特性(ref.30)

Fig.2.6 The apparently smooth gain curve, when measured at high resolution in time, contains many fluctuations (ref.30)

但是, 雪崩过程实际上具有统计性, 每个载流子通常具有不同的雪崩增益, 用式 2.5 计

算得到雪崩增益仅仅是其平均值。统计性的过程使得增益的均方值大于其平均值的平方，会给雪崩效应带来了附加噪声，这个噪声被称为过剩噪声，用过剩噪声因子来表示，又称 F 因子。图 2.6 解释说明雪崩过剩噪声的起源，而有关雪崩过剩噪声的细节在第五章中有详细的表述。

暗电流是表征 APDs 器件性能的另外一个十分重要的参数，不仅会增加器件的噪声，更重要的是增加器件的功耗，影响器件的倍增因子，严重时使得光电器件未发生雪崩击穿之前就因热效应而损害。图 2.7 给出了一个雪崩器件中信号、噪声以及暗电流等之间相互作用关系。而对 p-i-n 结构器件来说，暗电流产生机制主要有扩散电流、表面复合电流、产生-复合、缺陷辅助隧穿以及带间隧穿等。GaN 基材料，因其特殊的材料特点，扩散电流和产生-复合电流往往忽略不计。并且 APDs 器件工作在较高反偏电压下，只有极少的电流机制起主要作用，如表面、台面侧面的复合电流以及隧穿电流等。

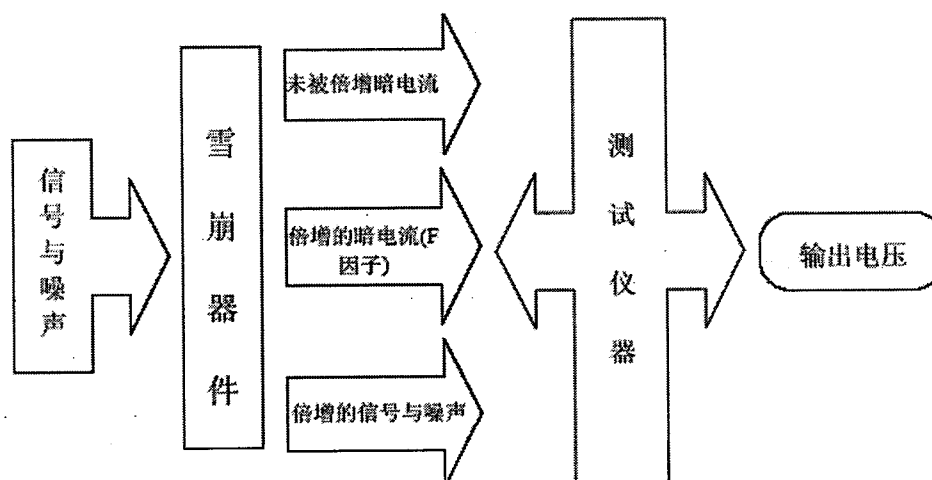


图 2.7 APD 器件中的信号、暗电流以及噪声等相互之间的关系

Fig2.7 Signal, noise and dark current contributes to the output of APDs

## 2.4 GaN APDs 器件倍增因子理论计算

碰撞电离系数是雪崩倍增效应的基本参数，首先，雪崩过剩噪声与离化系数之比（又称为离化率，用  $k$  表示）有关系，经典理论说明半导体材料的离化率越大，APDs 器件的过剩噪声因子越小；反之，不利于降低 APDs 器件的过剩噪声因子；其次，它决定着倍增因子的大小；并且，也是研究高电场下半导体材料中载流子输运性质的最基本参数之一。Schockley、Wolff 和 Baraff 理论等都是早期出现的研究碰撞离化理论的方法，但是这些理论均以抛物带、各向同性的光学波声子散射等基本假设为基础，而 Monte Carlo 法在计算过程中试图引入材料

的实际能带结构, 在研究 GaN 材料时这种方法更具有实际应用价值<sup>[32]</sup>。Shiyu Chen et al.<sup>[33]</sup> 用 EMC 法计算了纤锌矿结构 GaN 材料中碰撞电离过程, 给出了随电场变化关系, 并找到了一种能够简便表述载流子碰撞电离系数和电场之间关系的方程(2.8), 其计算结果与 I.H.Oguzman et al.的计算结果相吻合, 并拟合而得到了电子和空穴碰撞电离系数分别为:  $A_e=1.97e7cm^{-1}$ ,  $B_e=2.473e7V/cm$  和  $A_h=1.925e6 cm^{-1}$ ,  $B_h=1.608e7V/cm$ 。根据公式(2.8a)和(2.8b) 计算得到的载流子碰撞电离系数 如图 2.7 所示。

$$\alpha(E) = A_e \exp\left(-\frac{B_e}{E}\right) \quad (2.8a)$$

$$\beta(E) = A_h \exp\left(-\frac{B_h}{E}\right) \quad (2.8b)$$

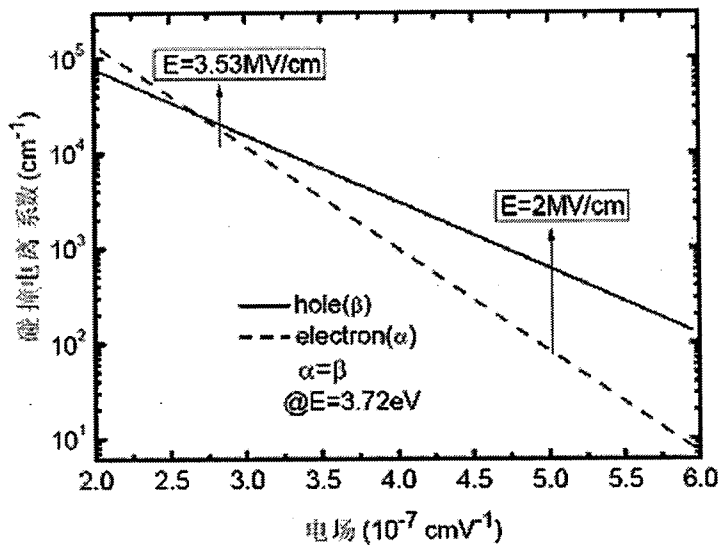


图 2.8 计算得到的电子、空穴的碰撞电离系数

Fig.2.8 Electron/hole impact ionization coefficients calculated by Shiyu Chen et al

从图中可以看到, 电场 3.72MV/cm 时, 电子和空穴的碰撞电离系数相等。为简便起见, 器件结构用单边突变结近似, 计算而得到的 p-i-n 结构 GaN 基 APDs 器件内发生雪崩倍增时耗尽区电场一般小于 3.5MV/cm<sup>[34-36]</sup>。而理论计算表明, 纤锌矿结构 GaN 材料中, 电场强度大于 2MV/cm 才能出现明显的雪崩碰撞电离现象(材料内部的散射)。即通常情况下, GaN 基 APDs 器件的工作电场范围为 2-3.5MV/cm, 在此范围内, 电子碰撞电离系数小于空穴电离系数, 设计合适的器件结构而由空穴引起雪崩倍增, 就可以降低雪崩过剩噪声以及提高倍增性能。

雪崩区宽度(w)是一个很重要的器件参数,它对器件性能有大的影响,本小节从理论方面来计算 M 与 w 之间的关系。其中,为计算简便,假设电场强度随位置不变,即电子和空穴碰撞电离系数仅是电场强度的函数。把式 2.8a 和 2.8b 代入式 2.3 和 2.4 后得到了式 2.9a 和 2.9b,并计算得到了电子或空穴碰撞电离系数随电场变化关系(图 2.8 所示)以及不同倍增区宽度时,空穴与电子倍增因子随反偏电压变化状况(图 2.9 所示)。

$$M_n = \left\{ 1 + \frac{\alpha_n}{\alpha_n - \beta_p} \exp[(\beta_p - \alpha_n)W] - \frac{\alpha_n}{\alpha_n - \beta_p} \right\}^{-1} \quad (2.9a)$$

$$M_p = \left\{ 1 - \frac{\beta_p}{\alpha_n - \beta_p} \exp[(\alpha_n - \beta_p)W] + \frac{\beta_p}{\alpha_n - \beta_p} \right\}^{-1} \quad (2.9a)$$

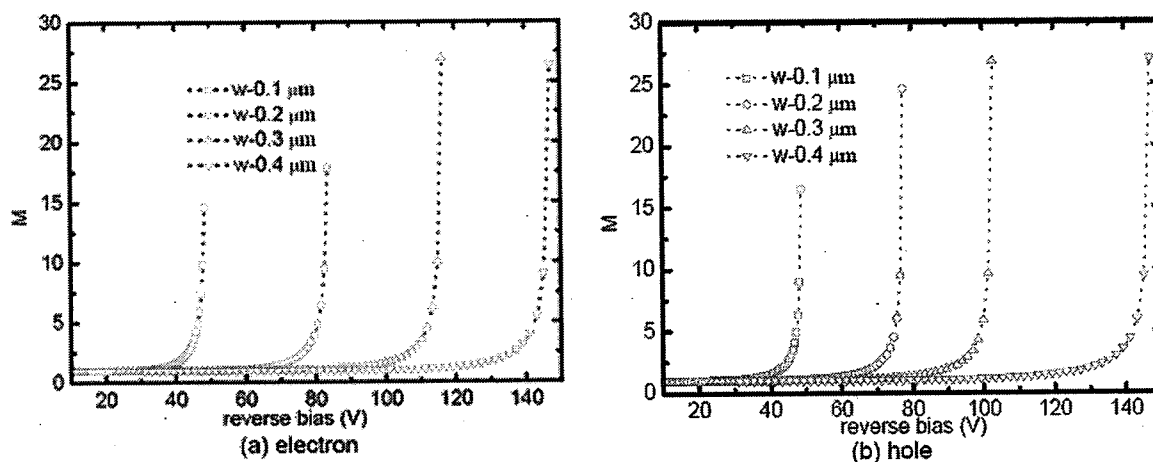


图 2.9 不同的倍增区宽度, GaN 材料中的空穴(a)和电子(b)的倍增因子随反偏电压的变化图像

Fig.2.9 Electron and hole multiplication gain v.s reverse bias at different width of avalanche region.

由图 2.9 可知,电子和空穴雪崩倍增因子 M 都是不大于 30(在此八种情况下),因为在此仅仅是以理论公式为依据而计算得到的 M 值,没有考虑具体的器件结构、外加光照等对它的影响,但是这对我们设计器件结构具有一定的指导意义,而它并不能代表实际制备的器件及测试结果。随着 w 增加,APDs 器件的雪崩击穿电压增加,近 3 倍(w=0.1 μm 变化到 w=0.4 μm)。

为了从细节上把握倍增区宽度对电子和空穴倍增因子的影响,在此把 w=0.1 μm 和 w=0.2 μm 时电子和空穴倍增因子表述在同一图像中(如图 2.10(a)和图 2.10(b))。从图中可以看出, w=0.1 μm 时,反偏电压从 0 增加到 36.3V,此电压范围内最大电场强度( $E_{max}$ )为 3.63MV/cm,空穴倍增因子大于电子倍增因子;反偏电压从 36.8 V 增加到 48.8V 时,此电压范围内最小电

场强度( $E_{min}$ )为  $3.68\text{MV/cm}$ , 电子倍增因子大于空穴倍增因子, 这一情况恰好与图 2.8 所示的电子和空穴碰撞电离系数的变化趋势相同。但是,  $w=0.2\mu\text{m}$  时, 在我们计算的反偏电压范围内并没有观察到这一现象, 这一计算结果与 R.McMintock et al.<sup>[36]</sup>在 2007 年研制出的背照式 GaN 基 APDs 器件的测试结果相似(图 2.10(b)插图[35]所示),  $w=0.2\mu\text{m}$  时, APDs 器件的最大倍增因子都小于 20(电子和空穴), 此电压范围内, 空穴倍增因子大于电子倍增因子。

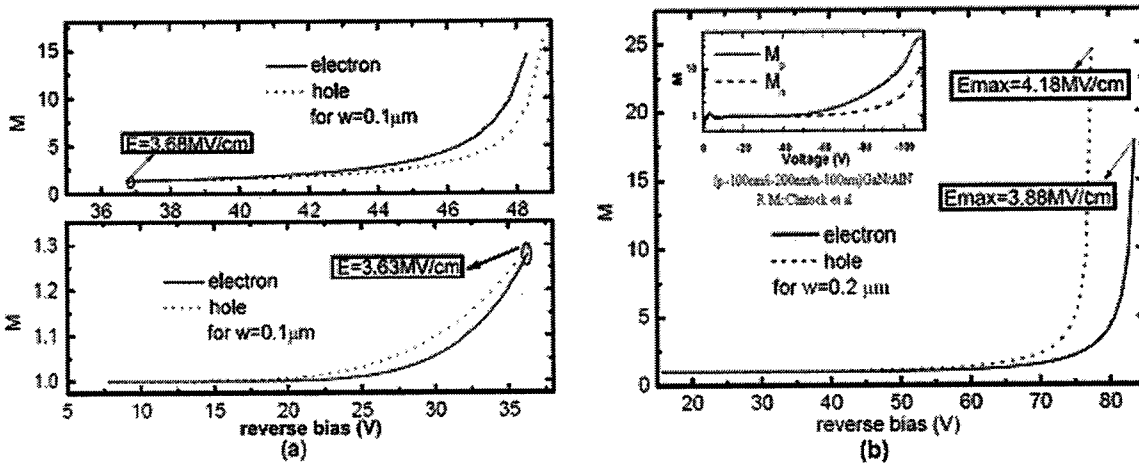


图 2.10(a) 和(b)分别为不同  $w$  时电子和空穴倍增因子((b)插图(ref.35))

Fig 2.10 Electron/hole multiplication factors (a)  $w=0.1\mu\text{m}$ , (b)  $w=0.2\mu\text{m}$  ((b)insert(ref.35))

## 2.5 小结

本章首先简单叙述 MOCVD 技术生长 GaN 基材料的设备、生长原理及步骤。因此而分析生长条件, 并与目前较先进的方法相比较, 找到最优化的材料生长条件, 以尽可能的降低材料的缺陷浓度, 提高材料生长质量, 进而提高器件的性能; 其次从材料性质和能带结构出发研究了 GaN 基材料中载流子高电场输运性能, 借助 Monte Carlo 法等理论上探讨碰撞电离过程; 然后, 为了能对器件性能进行明确的分析和把握, 给出了表征器件性能的一些常用的参数, 分析总结给出了信号、暗电流和噪声等相互间关系; 最后则是以 Monte Carlo 法计算得到的电子和空穴的碰撞电离系数为基础, 参考倍增因子的定义式, 通过计算给出了倍增区宽度与电子或空穴倍增因子之间的关系, 为我们设计制备 GaN 基 APDs 器件提供理论依据。

## 参考文献

- [1] John C.Carrano, T.Li, Chuck Collins,Ariane L.Beck, et al, High-performance GaN/AlGaIn-Based Ultraviolet Photodetectors Proceedings of SPIE Vol.3948,pp.250-264,2000.
- [2] Simon Verghese, K.A.McIntosh, Richard J.Molnar,et al, GaN Avalanche Photodiodes Operating in Linear-Gain Mode and Geiger Mode. IEEE Trans. Electron Devices, Vol.48, No.3 pp.502-511,2001.

- [3] A. Osinsky, M.S.Shur, R. Gaska, and, Q. Chen, Avalanche breakdown and breakdown luminescence in p-p-n GaN diodes, *Electron. Lett.* 34, 691,1998.
- [4] B. Yang, T.Li, K. Heng, C. Collins, S. Wang, J. C. Carrano, R. D. Dupuis, J. C. Campbell, M. J. Schurman, and I. T. Ferguson, Low dark current GaN avalanche photodiodes, *IEEE J. Quantum Electron.* 36, 1389 (2000).
- [5] 叶志镇, 吕建国, 吕斌, 张银珠, 半导体薄膜技术与物理, pp.106-127(2008).
- [6] Lorenz K., Gonsalves M., Wook Kim, Narayanan V., Mahajan S., comparative study of GaN and AlN nucleation layers and their role in growth of GaN on sapphire by metalorganic chemical vapor deposition, *Appl.Phys.Lett.* 77,3391-3393(2000).
- [7] Akasaki I., Amano H., Koise Y., Hiramatsu K., Sawaki N., *Journal of Crystal Growth*, 98, 209, 1989. vol.98, pp.209.
- [8] H. Amano, N. Sawaki, and I. Akasaki, Metalorganic vapor phase epitaxy growth of a high quality GaN films using an AlN buffer layer, *Appl. Phys. Lett.* 48, 353 (1986).
- [9] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, In situ monitoring and Hall measurements of GaN grown with GaN buffer layers, *J. Appl. Phys.* 71, 5543 (1992).
- [10] 游达, GaN/AlGaIn 异质结构紫外探测器的制备与性能研究 中国科学院上海技术物理研究所博士论文, 2006.
- [11] S.Fuke, H.Teshigawara, K.Kuwahara, Y.Takano, T.Ito, M.Yanagihara, K.Ohtsuka, Influences of initial nitridation and buffer layer deposition on the morphology of a (0001) GaN layer grown on sapphire substrates, *J. Appl. Phys.* 83, pp.764-767, 1998.
- [12] B.Heying, X.H.Wu, S.Keller, Y.Li, D.Kapolnek, B.P.Keller, S.P.Denbaars and J.S.Speck, Role of threading dislocation structure on the x-ray diffraction peak widths in epitaxy GaN films, *Appl. Phys. Lett.* 68, pp. 643-645, 1996.
- [13] C. Bayram, J.L.Pau, R. McClintock and M. Razeghi, Delta-doping optimization for high quality p-type GaN. *J. Appl. Phys.* 104(8), 083512, 2008.
- [14] Zrenner A., Koch F., Williams R.L., Stradling R.A., Ploog K. and Weimann G., Saturation of the free-electron concentration in delta-doped GaAs: the DX centre in two dimensions, *Semicond. Sci. Technol.*, 1203(3), 1988.
- [15] M.L.Cohen and T.K.Bergstresser, Band structures and pseudopotential form factors for fourteen semiconductors of the diamond and zinc-blende structures, *Phys.Rev.* 141(2), 1996
- [16] G. Y. Zhao, M. Adachi, H. Ishikawa, T. Egawa, and M. Umeno, Growth of Si delta-doped GaN by metalorganic chemical-vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.* 77(14), pp.2195-2197, (2000).
- [17] O. Contreras, F.A.Ponce, J. Christen, A. Dadgar and A. Krost, Dislocation annihilation by silicon delta-doping in GaN epitaxy on Si. *Appl. Phys. Lett.* 81(25), pp.4712-4714 (2002).
- [18] L. S. Wang, K.Y.Zang, S. Tripathy, and S. J. Chua, Effects of periodic delta-doping on the properties of GaN:Si films grown on Si (111) substrates. *Appl. Phys. Lett.* 85(24), pp.5881-5883(2004).
- [19] K. H. Kim, J.Li, S. X. Jin, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, III-nitride ultraviolet light-emitting diodes with delta doping. *Appl. Phys. Lett.* 83(3), pp.566-568 (2003).
- [20] Ryan McClintock, Jose L.Pau, Can Bayram, Bruno Fain, Paul Giedraitis, Manijeh Razeghi, and Melville P. Ulmer, III-Nitride avalanche photodiodes. *Proc.of SPIE*, 72220u(p12), 2009.
- [21] M. Razeghi and C. Bayram, Material and design engineering of (Al)GaN for high-performance avalanche photodiodes and intersubband applications. *Proc. of SPIE*, 73661F(p13), 2009.
- [22] Li Chao, L.Xiangyang, Xu Jintong, Zhang Yan, Li Xiangyang, Analysis of the transmission spectra and the parameters extraction of the GaN-based films. *Proc. of SPIE*, 71350F(p9), 2008.

- [23] H.K.Gummel, A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations. IEEE Trans. Electron Devices, Vol.ED-11, pp.455-465,1964.
- [24] P.T.Landsberg and S.A.Hope, Two formulations of semiconductor transport equations. Solid State Electron. vol.20, pp.421-429, 1977.
- [25] Jayantha Senawiratne, Structure and optical characterization of group III-Nitride compound semiconductors, Georgia State University doctor's dissertation, 2006
- [26] M.L.Cohen and T.K.Bergstresser, Band structures and pseudopotential form factors for fourteen semiconductors of the diamond and zinc-blend structures. Phys.Rev.B,Vol.141, pp.789-796,1966.
- [27] M.Suzuki, T.Uenoyama, and A.Yanase, Phys,Rev.B 52,8132(1995)
- [28] Ja'n Koln'k, I 'smail H. Og'uzman, Kevin F. Brennan,Rongping Wang and P. Paul Ruden, Monte Carlo calculation of electron initiated impact ionization in bulk zinc-blende and wurtzite GaN. J. Appl. Phys. 81 (2), pp.726-733,(1997).
- [29] İsmail Hakki Oğuzman, Monte Carlo Study of Hole Transport in Bulk Silicon, Gallium Arsenide, Gallium Nitride and Related Device Structures. 乔治亚理工大学博士论文, 1996.
- [30] Shiyu Chen and Gang Wang, High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN:A Monte Carlo perspective. J. Appl. Phys. 103, 023703 (2008).
- [31] Monte Carlo Simulation of Gain, Noise, and Speed of Low-Noise And High-Speed Avalanche Photodiodes, Feng Ma, Doctor Dissertation of the University of Texas
- [32] W.T.TSANG[美] 主编, 杜宝勋等译, 江剑平较 半导体光检测器, pp.3-109.
- [33] Shiyu Chen and Gang Wang ,High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN:A Monte Carlo perspective. J. Appl. Phys. 103, 023703 (2008).
- [34] J.L.Pau, C.Bayram, R.McClintock,M.Razeghi, and D.Silversemith, Back-illuminated separate absorption and multiplication GaN avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. 92, 101120 (2008).
- [35] R.McClintock,J.L.Pau,K.Minder,C.Bayram,P.Kung,andM.Razeghi,Hole-initiated multiplication in back-illuminated GaN avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. 90, 141112 (2007).
- [36] K.Minder, J.L.Pau, R.McClintock, P.Kung,C.Bayram and M.Razeghi, Scaling in back-illuminated GaN avalanche photodiodes. Appl. Phys. Lett. 91, 073513 (2007).

## 第三章 正照式 GaN APDs 器件的制备与性能研究

本章主要叙述 p-GaN/i-GaN/n-GaN 结构 APDs 器件的制备及性能分析。首先介绍了材料结构设计, 材料透射光谱和制备工艺; 其次是测试了器件的正、反向电流-电压特性以及不同温度下的电流-电压特性曲线等; 设计了加光照时测试器件电流-电压特性曲线的方法, 由此试验数据计算得到了器件的倍增因子; 为了分析研究器件的暗电流, 而做了两方面的工作: 一是分析近表面的电场强度对器件性能的影响, 本文利用模拟软件计算了单台面和双台面器件中电场强度的分布, 找到了一种可以有效地减小台面侧面电场的方法, 并应用到器件结构设计方面, 通过优化制备工艺, 测试器件结果表明这种方法可以有效地降低暗电流。二是为了研究 i 层厚度不同时器件暗电流和倍增因子的变化, 制备了 i 层厚度不同的器件, 并结合带间隧穿电流机制讨论了器件性能变化的原因; 缺陷隧穿电流模型分析光敏面面积较大器件的暗电流。

### 3.1 引言

APDs 器件的工作基础是足够大反偏电压——为倍增区内载流子提供足够的能量产生雪崩碰撞电离。与真空倍增管相比, GaN 基 APDs 器件最大的问题就是暗电流较大, 而雪崩倍增因子较小, 它也是目前这种器件不能替代光电倍增管、紫外 CCD 及紫外增强 Si 器件而在弱紫外信号探测领域得到广泛应用的最主要原因。

为了降低器件暗电流、减小雪崩过剩噪声因子, 增大倍增因子, 科学家们已做了一些工作: 器件结构方面, 研制了具有 Schottky<sup>[1]</sup>、pn<sup>[2]</sup>、p-i-n<sup>[3]</sup>以及 SAM<sup>[4]</sup>结构的器件, 其中 p-i-n 结构器件居多, RMcClintock et al.<sup>[5]</sup>设计了具有不同 i 层和 n 层厚度的器件, 结果表明 i 层厚度影响器件的击穿电压和暗电流, 而 n 层材料厚度不同的 APDs 器件串联电阻和  $\log(I)$ -V 曲线斜率有明显的不同。材料方面, 为了降低晶格失配对材料质量的影响而引入了缓冲层技术; 为提高 p 型材料导电性能和降低材料缺陷密度, 而把  $\delta$  技术掺杂作为一项生长 GaN 基材料的新技术加以研究引用, 试验结果表明这项技术的应用可以显著地提高器件性能<sup>[6-9]</sup>; 制备工艺方面, 如台面结构器件, 对于 III-V 材料的化学性能稳定性较高, 室温下酸碱对它的刻蚀速率很慢, 仍以干法刻蚀为主 (ICP、RIE 及 A<sup>+</sup>刻蚀技术), 如何降低干法刻蚀损伤对器件性能 (暗电流、响应率等) 的影响是很重要的, 为此研究者们研究了表面处理方法<sup>[10]</sup>。

### 3.2 器件简述

#### 3.2.1 材料和器件结构

图 3.1 为制备器件所用的材料结构(由中国科学院北京半导体所提供), 利用 MOCVD 技术在两英寸(0001)晶向单抛蓝宝石衬底上外延生长。为了制备 APDs 器件, 设计了每一层材料的厚度及掺杂浓度, 设计依据:

- 为了减小材料缺陷密度而采用 GaN 缓冲层(2.2.1 节);
- 增加 n 层材料厚度, 一是为了降低 i、p 层材料的缺陷密度, 二是可以降低器件的串联电阻 [5];
- 本征区宽度为 0.2  $\mu\text{m}$ , 究其原因: 理论计算结果(2.4 节); GaN 基器件的本征耗尽层区宽度 (C-V 测试结果, 零偏压下, 耗尽层宽度大于 0.2 $\mu\text{m}$ ); 器件的反偏工作电压;
- p 层材料的厚度为 0.1  $\mu\text{m}$ ;

图 3.2 所示为上述结构外延材料的透射谱。从图中可知, 单抛宝石衬底的作用而使得材料透过率较低(~20%-35%), 吸收边 365 nm, 而随着波长而稍微不同, 透过率从 35%迅速下降至 20%左右。但是长波方向, 材料的干涉现象并不明显, 而且振幅和周期也存在着变化, 外延 GaN 材料的厚度大而使得干涉震荡周期大。

p-GaN ~0.1 $\mu\text{m}$ $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
i-GaN ~0.2 $\mu\text{m}$ $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$
n-GaN ~3 $\mu\text{m}$ $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
GaN buffer layer
sapphire

图 3.1 材料结构

Fig 3.1 The structure of GaN material

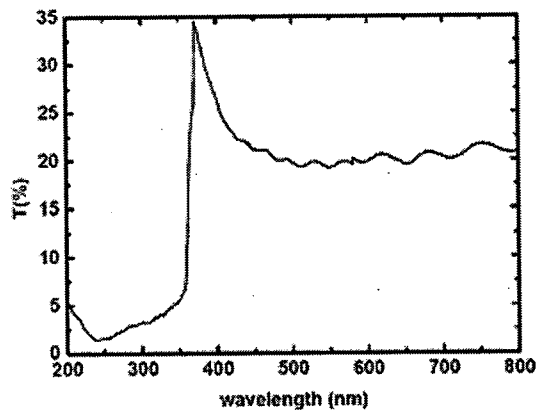


图 3.2 GaN 材料的透射谱

Fig 3.2 The transmission of p-i-n GaN

### 3.2.2 制备工艺

图 3.3 所示为器件制备工艺, 生长 p 电极前的材料清洗和表面处理(2), 干法刻蚀后的表面处理(9), 钝化层的制备(10)以及腐蚀钝化层开 p 电极孔(15)是制备器件的关键步骤, 决定着器件暗电流的大小。在操作过程中要特别注意: (1) 钝化层腐蚀的选择比, 在同一块掩膜版上设计了两种光敏面不同的器件, 直径分别为 30  $\mu\text{m}$  和 40  $\mu\text{m}$ , 圆形 p 电极的直径分别为 20  $\mu\text{m}$  和 26  $\mu\text{m}$ , 而 p 电极接触孔的直径分别为 14  $\mu\text{m}$  和 20  $\mu\text{m}$ , 因此, 必须要严格控制钝化层的侧向钻蚀现象。(2) 刻蚀形成台面后的表面处理工艺, 去除刻蚀产物以及刻蚀过程中因物理作用而对材料表面造成的损伤, 这些因素都会在台面的侧面形成电流路径, 而使得器件的侧

面漏电现象十分严重,影响器件的性能<sup>[11]</sup>。器件结构及形貌(掩膜版图形)如图 3.4 和 3.5 所示。

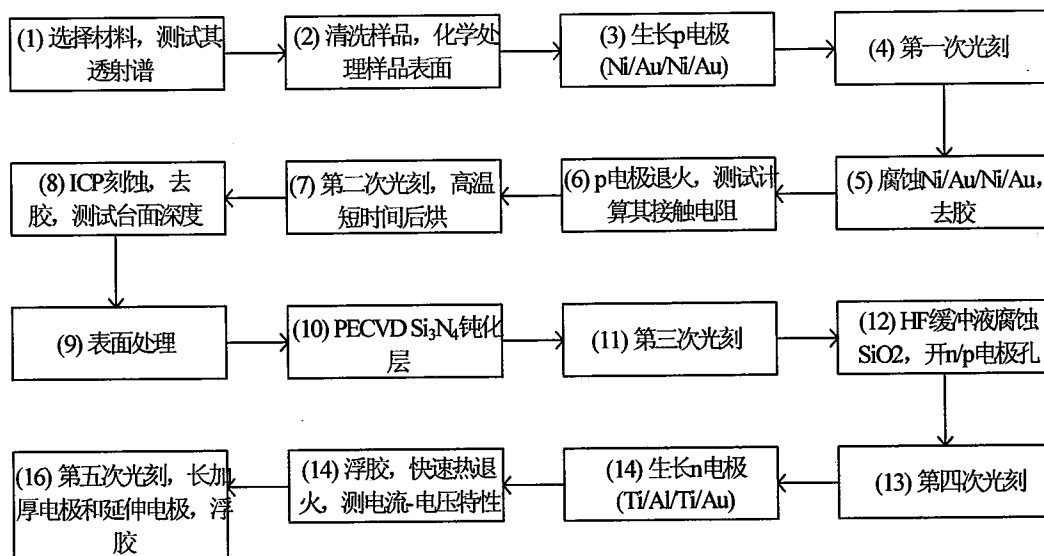


图 3.3 器件制备工艺

Fig.3.3 Procedure of fabricating GaN avalanche photodiodes

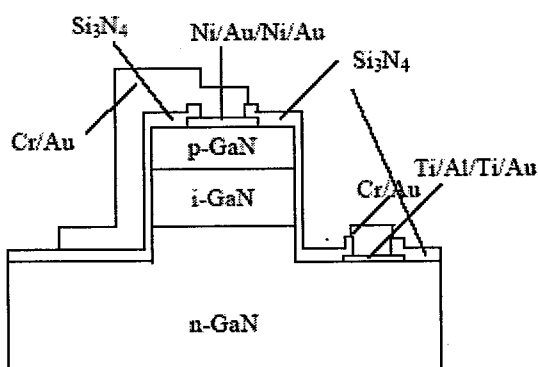


图 3.4 器件结构截面图

Fig.3.4 Cross-section of a GaN avalanche photodiode

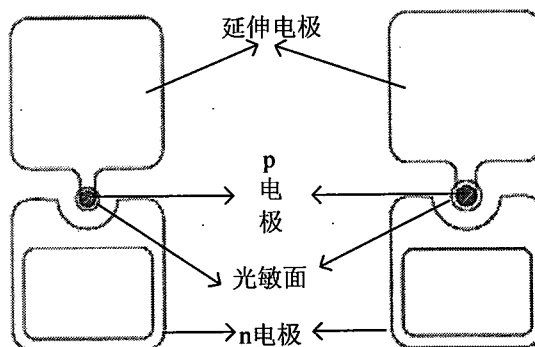


图 3.5 器件的俯视图

Fig.3.5 Micrograph of devices

### 3.3 测试方法与结果

#### 3.3.1 测试方法

雪崩倍增因子往往是利用加光照与不加光照时器件的电流-电压特性曲线,由式(2.5)计算得到。这就需要准确测试加光照时器件的电流,没有加光照时器件的电流以及正确选取参考电流值。图 3.6 所示为倍增因子测试系统框图,光源为紫外氙灯(功率 350W),通过透镜以及精确对准仪器而耦合进入紫外光纤,然后为 APDs 器件提供光照,利用 Keithley 236 为器件

提供反偏电压并测试电流，由计算机读取数据，把 APDs 器件放置在二维可调的测试平台上。图 3.7 为测试系统的部分实物图，为了确保计算结果的准确性，每个器件均测试多次，以选取测试结果较均匀的器件的测试数据来计算器件倍增因子。

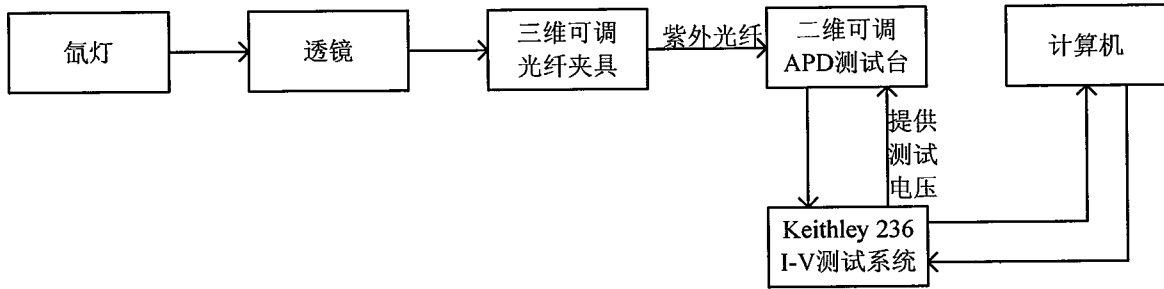


图 3.6 倍增因子测试系统框图

Fig 3.6 Testing block diagram for multiplication

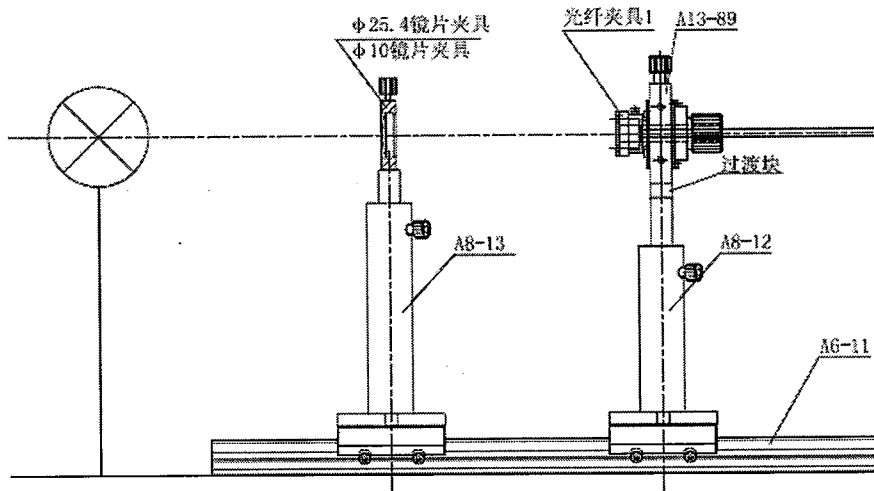


图 3.7 倍增因子测试系统的部分实物图

Fig 3.7 Partly practical photograph of testing system for multiplication

### 3.3.2 电流-电压特性

图 3.8(a) 和(b) 给出了半径不同两器件的电流-电压特性曲线，插图为各个器件的电流密度随电压变化状况，并根据正向电流-电压曲线计算了两个器件的串联电阻。为了方便比较两个器件的电流特性，在此列出了主要的参数(如表 3.1 所示)。串联电阻分别为  $R_1=42\Omega$ (1#: 半径为 15  $\mu\text{m}$ )和  $R_2=24\Omega$ (2#: 半径为 20  $\mu\text{m}$ )。由此可见，两个器件的串联电阻值都很小，而使得器件开启后电流增加很快。究其原因可能有两个方面：一是电极的接触电阻较小，二是 n

型材料的厚度大。 $\pm 5V$  时, 1#器件的电流密度大于 2#器件的电流密度, 两个器件的周长面积比分别为  $0.13/\mu\text{m}$  和  $0.1/\mu\text{m}$ , 而半径较小的器件台面表面漏电流对暗电流的贡献则是较大一些。这一现象也可以从两个器件的暗电流随反偏电压变化关系图中可以看出(图 3.9 所示),  $-40V$  时, 电流分别为  $60\text{ nA}$  和  $65\text{ nA}$ 。从半对数坐标中可以看出, 在未发生雪崩击穿前, 2#器件的  $\log(I)$ - $V$  近线性, 且斜率较小; 1#器件的  $\log(I)$ - $V$  就没有这种关系, 而是在曲线上出现了“异”现象, Xiangyi Guo 在 SiC APD 器件的  $\text{Log}(I)$ - $V$  曲线中也发现了这一现象, 他通过比较不同的工艺条件而发现这一现象是由不同的干法刻蚀条件、表面处理方法和钝化方式引起的<sup>[11]</sup>。

表 3.1 两个器件的串联电阻和电流密度值  
Table 3.1 Series resistance and current density of these two devices

	串联电阻 ( $\Omega$ )	电流密度 ( $-5V, \text{A}/\text{cm}^2$ )	电流密度 ( $+5V, \text{A}/\text{cm}^2$ )
1# ( $15\ \mu\text{m}$ )	42	$4.30 \times 10^{-5}$	5.53
2# ( $20\ \mu\text{m}$ )	24	$2.63 \times 10^{-5}$	3.79

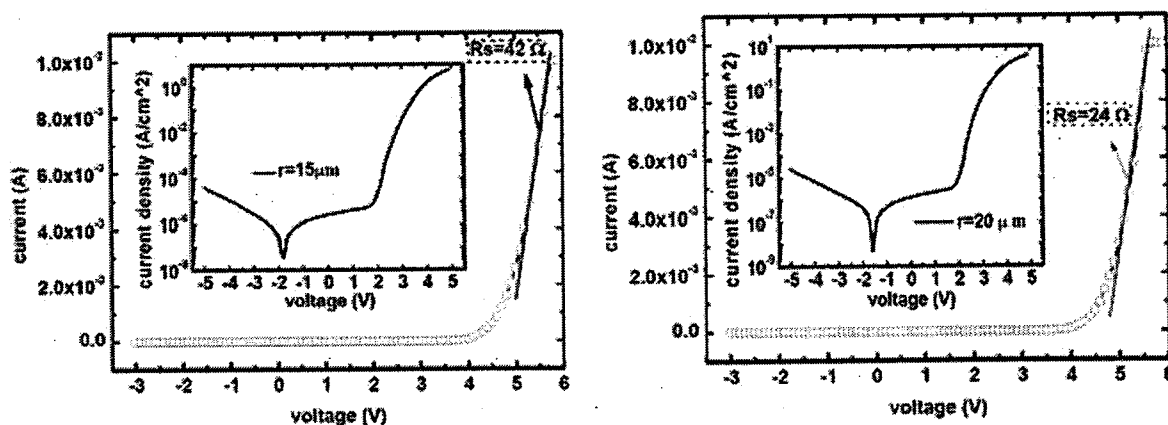


图 3.8 (a)和(b)半径为  $15\ \mu\text{m}$  和  $20\ \mu\text{m}$  的器件的电流-电压特性(插图为其电流密度随电压变化曲线)  
Fig.3.8 (a) and (b) Current-voltage (I-V) characteristics of these two devices, the inserts plot forward I-V characteristics

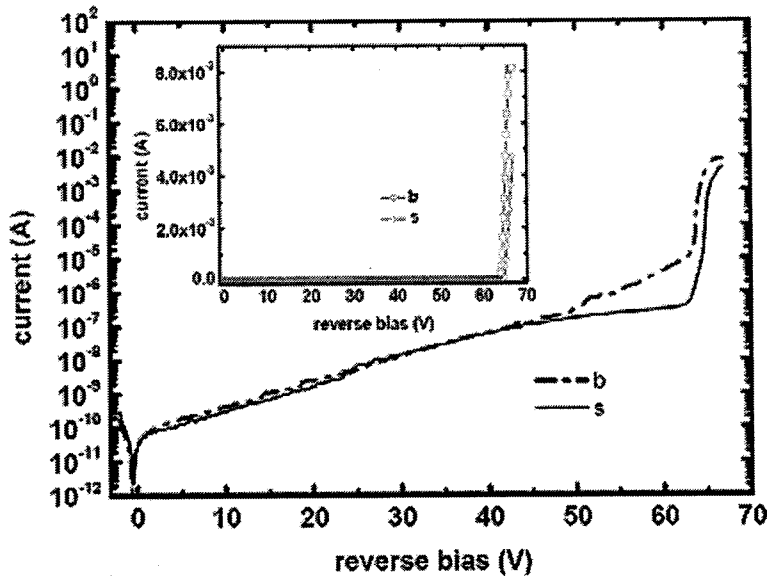


图 3.9 器件(半径为 15  $\mu\text{m}$  和 20  $\mu\text{m}$ )的暗电流-电压特性  
Fig 3.9 Dark current of two devices( $r=15 \mu\text{m}$  and  $r=20 \mu\text{m}$ )

### 3.3.3 倍增特性

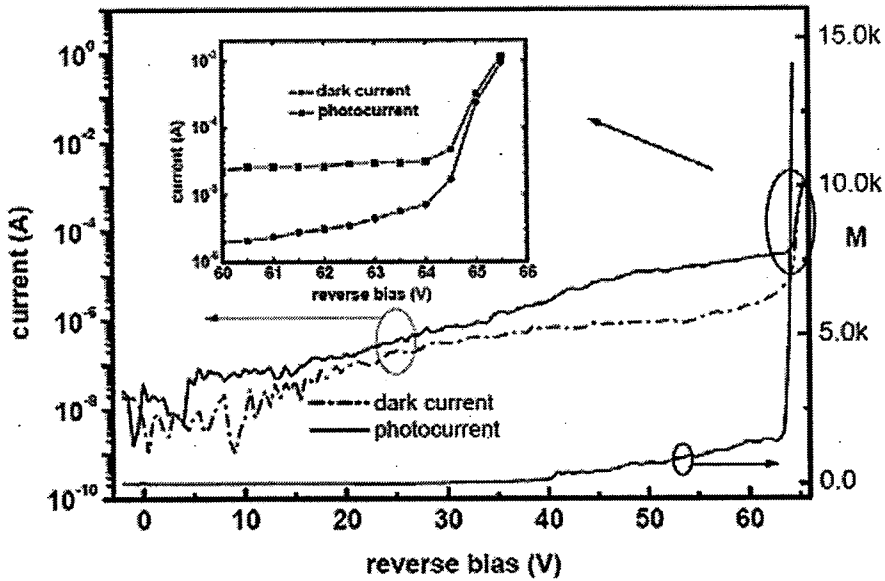


图 3.10 器件的暗电流特性与雪崩倍增因子  
Fig 3.10 Dark current and photocurrent measured in  $r=15 \mu\text{m}$  devices (left axis); calculated gain (right axis)

图 3.10 所示为器件(半径为 15  $\mu\text{m}$ )的暗电流特性与计算得到的雪崩倍增因子随反偏电压变化曲线, 其中计算参考值为反偏电压 20V 时未被倍增的光电流。反偏电压为 65.5V 时, 最大倍增因子为  $1.42 \times 10^4$ , 但是它与文献报导的 GaN 雪崩器件的倍增因子相差还很大<sup>[12, 13]</sup>。器件的倍增因子不仅受到材料质量、工艺条件等影响, 还与器件结构有关系, 如根据第二章理

论计算可知, 倍增区厚度不同对器件的倍增因子有很大的影响, 对此, 在图 3.11 给出了 p-GaN/i-GaN/n-GaN 结构 APDs 器件的倍增因子, 其中 i 层厚度分别为 0.2  $\mu\text{m}$  和 0.4  $\mu\text{m}$ 。

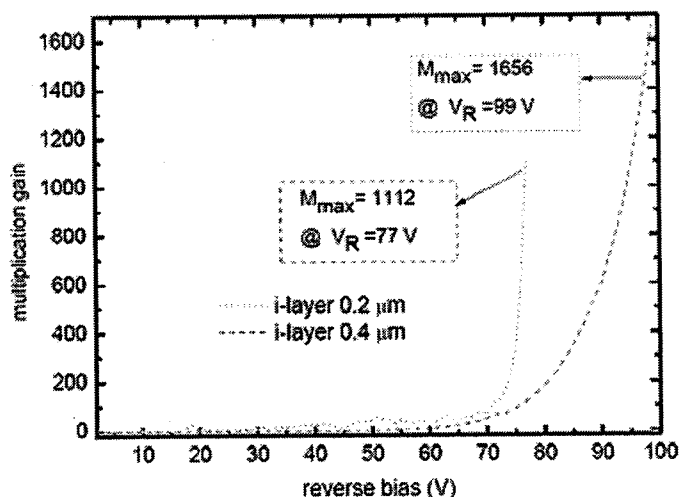


图 3.11 器件(倍增区厚度不同)的倍增因子

Fig 3.11 Multiplication factor versus reverse bias of i-layer 0.2  $\mu\text{m}$  and 0.4  $\mu\text{m}$  devices

### 3.3.4 击穿电压温度系数

足够大的电场强度才能为电子或空穴引起碰撞电离提供所需能量, 但是对于不同结构的器件, 必须对器件施加反偏电压来增加结区内建电场值。至今, 在试验上还没有同一的雪崩击穿电压定义, 只是理论上定义了雪崩倍增因子无穷大时对应的反偏电压。但是, 试验中, 不可能测试到其无限大的倍增因子, 否则对器件带来很大的伤害。正如Moresco et al.的研究结果, 他们利用Full-Band Monte Carlo法计算了一些在文献中出现的器件的雪崩击穿电压, 然后与试验数据对比发现, 二者之间总会存在有某些偏离<sup>[14]</sup>。另外击穿电压还会受到下面一些因素的影响:

- 材料掺杂浓度;
- 具体的器件结构;
- 本征区厚度(载流子加速区和有效倍增区宽度, 考虑“死”区效应);
- 器件光敏面面积, 主要是材料缺陷而引起微等离子体现象, 而使器件出现“软”击穿;
- 电极接触电阻;
- p 层 GaN 材料的状况(受主杂质的局域效应对电场的空间分布影响很大<sup>[15]</sup>);

2.3.1节可知, 载流子发生碰撞电离所需的最低能量为 $E_i$ , 外加电压一方面为载流子加速而使其能量达到 $E_i$ , 另一方面还要克服强电场下材料中散射(尤其是声子散射)与载流子之间的相互作用。随着温度的升高, 载流子-散射机制相互作用增强, 雪崩击穿电压温度系数为正,

它也是判断是否为雪崩击穿最主要的依据。不同温度时, 击穿电压附近的暗电流特性曲线如图3.12所示, 击穿电压随着温度升高而明显地增加。插图为击穿电压与温度间的关系——近直线, 并得到  $dV_B/dT=0.0283$  V/K。

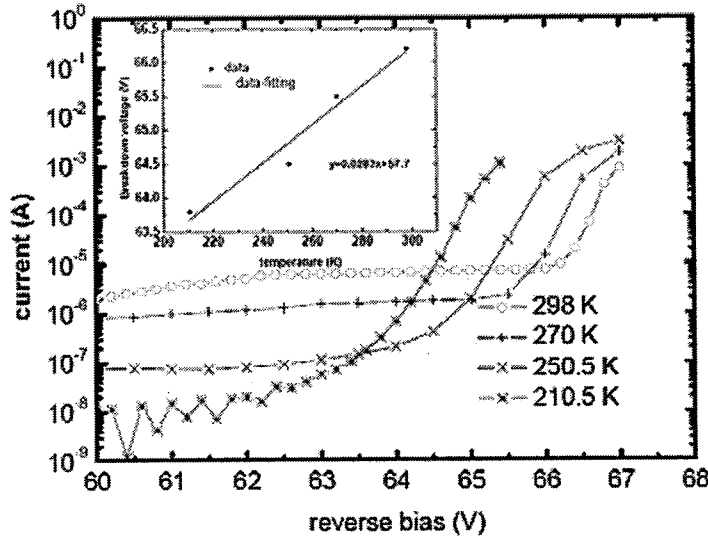


图 3.12 温度  $T$  为 210.5K, 250.5K, 270K, 298K 时器件( $r$  为  $15\mu\text{m}$ )的电流-电压特性曲线  
 Fig 3.12 Temperature-dependent evolution of the breakdown at 210.5K, 250.5K, 270K, 298K for a  $15\mu\text{m}$  device. The inset plots temperature v.s.breakdown voltage.

为了对击穿电压温度系数有一个直观的了解, 有助于得到GaN材料的某些信息, 在此借用R.L. Aggarwal<sup>[16]</sup>等在研究p-i-n+ 结构GaN APDs器件的反偏击穿电压温度系数时所采用的声子散射模型, 其中击穿电压的表达式:

$$V_B = [E_g W / e\lambda_0](2N + 1) \quad (3.1)$$

声子散射平均自由程:  $\lambda = \lambda_0(2N + 1)^{-1} \quad (3.2)$

$N$ 为声子数, 用式3.3来表示:  $N = [\exp(h\nu_q / k_B T) - 1]^{-1} \quad (3.3)$

把式3.2和3.3代入3.1式并对温度进行求导可以得到击穿电压的温度系数( $dV_B/dT$ ):

$$\frac{dV_B}{dT} = \frac{W}{e\lambda_0} \cdot \left[ \frac{2}{\exp(h\nu_q / k_B T) - 1} + 1 \right] \cdot \frac{dE_g}{dT} + \frac{2WE_g}{e\lambda_0} \cdot \frac{1}{(\exp(h\nu_q / k_B T) - 1)^2} \cdot \exp\left(\frac{h\nu_q}{k_B T}\right) \cdot \left(\frac{h\nu_q}{k_B T^2}\right) \quad (3.4)$$

公式3.4中的参数值选取为 $E_g(300\text{K})=3.4\text{eV}$ ,  $W=0.2\mu\text{m}$ ,  $\lambda_0=13\text{nm}$ (半导体材料的典型值),  $h\nu_q=42.3\text{meV}$ ,  $dE_g/dT=-0.67\text{meV/K}$ , 仅仅考虑声子散射作用时而拟合得到的击穿电压温度系数为 $0.2\text{V/K}(T>200\text{K})$ 。

通过分析可知, 试验上得到的 APDs器件击穿电压温度系数比利用声子散射模型计算值

小, 则说明器件中除了声子-载流子间的相互作用, 还在材料中存在其他的因素而影响雪崩倍增效应, 尤其是晶格缺陷、电离杂质以及杂质中心等。

### 3.4 暗电流分析

#### 3.4.1 简述

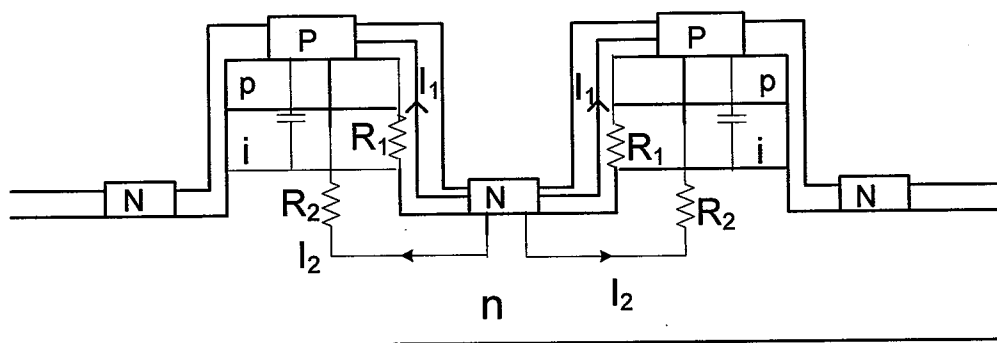


图 3.13 台面结构 p-i-n 器件的暗电流模型

Fig 3.13 Dark current model in mesa structural p-i-n devices

台面器件的暗电流主要有两部分构成, 一是表面漏电流, 二是体内漏电流。图 3.13 所示为 p-i-n 结构器件表面漏电流和体内漏电流的模型图, 台面侧面的绝缘性用  $R_1$  表示,  $R_2$  为器件体内电阻,  $I_1$  和  $I_2$  分别为表面和体内的电流。由图可知, 对于同一器件,  $R_1$  和  $R_2$  相并联。理想情况下,  $R_1 \gg R_2$ 。其中前者主要来源于表面产生-复合、表面耗尽层内漂移-扩散及雪崩效应等, 它受刻蚀、表面处理和钝化方式等因素的影响; 后者主要来源于复合-产生、缺陷辅助和带间隧穿机制等, 主要与材料质量、材料结构及器件结构等有关。Karve G.<sup>[17]</sup>和 Reklaitis A.<sup>[18]</sup>等从试验或理论方面分析指出带间隧穿电流是引起状态处于击穿电压附近 APDs 器件暗电流最主要的机制, 并且体内漏电随温度变化不敏感。理论上, 直接带隙半导体材料的带间隧穿电流<sup>[19]</sup>可以表示为式 3.5:

$$I_{btb} = \frac{(2m^*)^{1/2} q^3 E V A}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{0.5}} \exp\left(-\frac{\theta m_0^{0.5} E_g^{1.5}}{q\hbar E}\right) \quad (3.5)$$

其中  $m^*$  为隧穿载流子的有效质量;  $m_0$  自由电子质量;  $E$  电场强度;  $A$  结面积;  $E_g$  禁带宽度;

$\theta = \alpha(m^*/m_0)^{0.5}$ ,  $\alpha$  隧穿系数 (与隧穿势垒的形状有关)。假设势垒为抛物线型,  $\alpha = \pi/(2\sqrt{2})$ 。

众所周知, APDs 器件的性能受材料质量限制, 其中主要是材料内缺陷的影响, 缺陷辅

助隧穿电流计算公式(3.6), 式中  $C_1$ ,  $C_2$  为隧穿系数, 可变参数;  $E_m = 2(V + V_{bi}) / (W_i + W_{depl})$ 。

$$I'_t = C_2 \cdot E_m \cdot V \cdot \exp\left(-C_1 \cdot \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{m_e^{1/2} E_t^{3/2}}{q\eta E_m}\right) \quad (3.6)$$

### 3.4.2 双台面器件

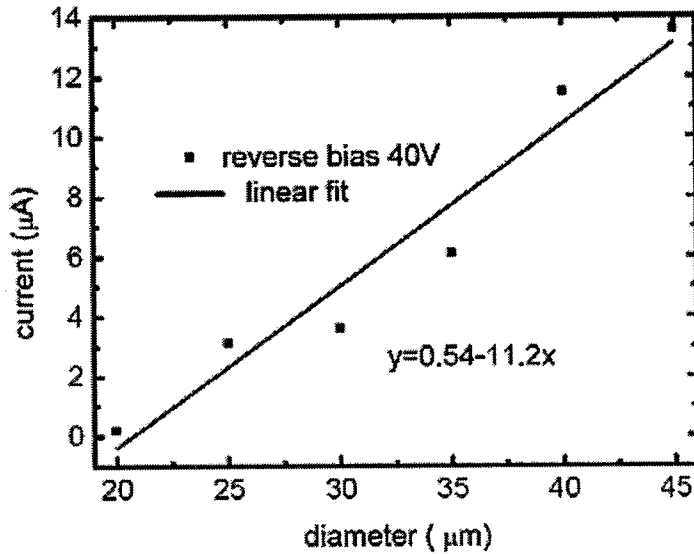


图 3.14 p-i(0.2 μm)-n 结构的器件的暗电流与台面半径的关系(反偏电压为 40V)

Fig 3.14 Dark current in p-i-n GaN APDs with i-0.2 μm as a function of mesa radius at a reverse bias of 40 V

为了分析不同反偏电压下暗电流的来源, 制备了光敏面直径为 40μm, 50μm, 60μm, 70μm, 80μm 和 90μm 的器件, 其中 i 层厚度为 0.2μm。在黑暗条件下, 利用 Keythley 236 测试器件的电流-电压特性。图 3.14 所示为-40V 时暗电流与半径之间的关系, 为近似直线特性, 即在此情况下, 表面漏电是造成器件漏电的主要因素。它主要来源于表面产生电流、表面耗尽层内的产生电流、近表面的诱导隧穿电流及表面电荷或表面耗尽层区内的雪崩倍增效应。优化干法刻蚀条件、表面处理条件及制备合适的钝化层都是来减小表面态密度、钝化层中的固定电荷等, 降低台面侧面对暗电流的影响。这些传统方法的实施过程中会存在某些问题: 1) 干法刻蚀速率和刻蚀时间的选择; 2) 湿法表面处理过程中溶液浓度的选择, 浓度较小不利于刻蚀产物和损伤的去除, 而浓度大是不利于控制腐蚀的选择方向(与材料缺陷有关)及对电极造成的损伤; 3) 工艺步骤之间相互影响, 如生长钝化层和制备 n 电极; 等。分析可知, 高反偏电压下, 近表面层内电场引起的大电流是一项不容忽视的因素, 用传统的方法很难消除它的影响。于是采用了一种在提高场效应管性能时常采用的新器件结构——利用表面耗尽层降低近表面电场强度<sup>[20, 21]</sup>。概括起来就是利用表面薄 p 型材料在台面侧面形成高阻区, 如图 3.15(a)

所示。

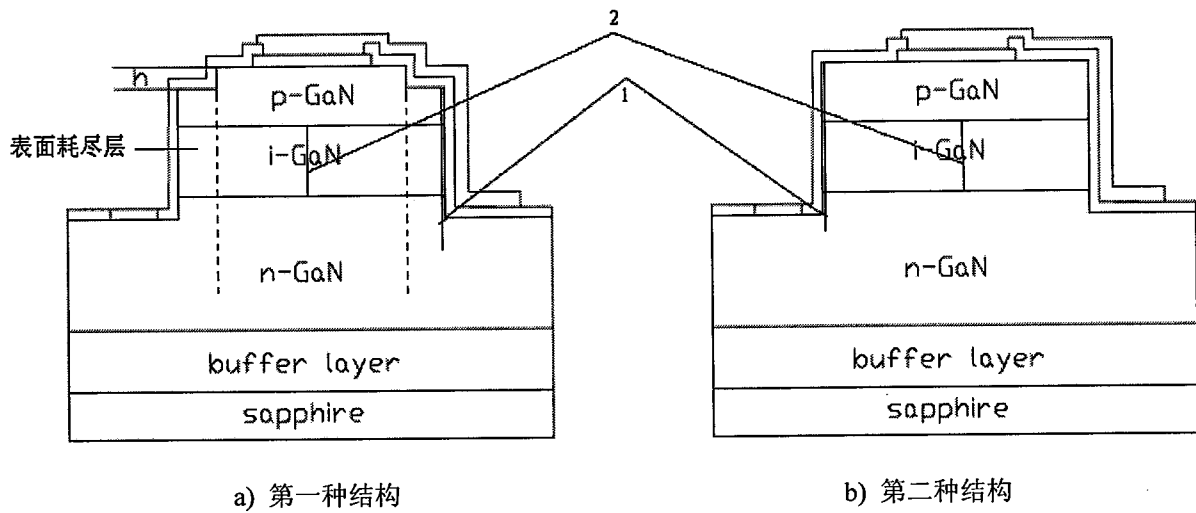


图 3.15 器件的截面图(1) 双台面结构; (2)普通 p-i-n 结构

Fig 3.15 Single cross section of devices (1) double mesa; (2) typical p-i-n structure

### 3.4.2.1 器件仿真结果

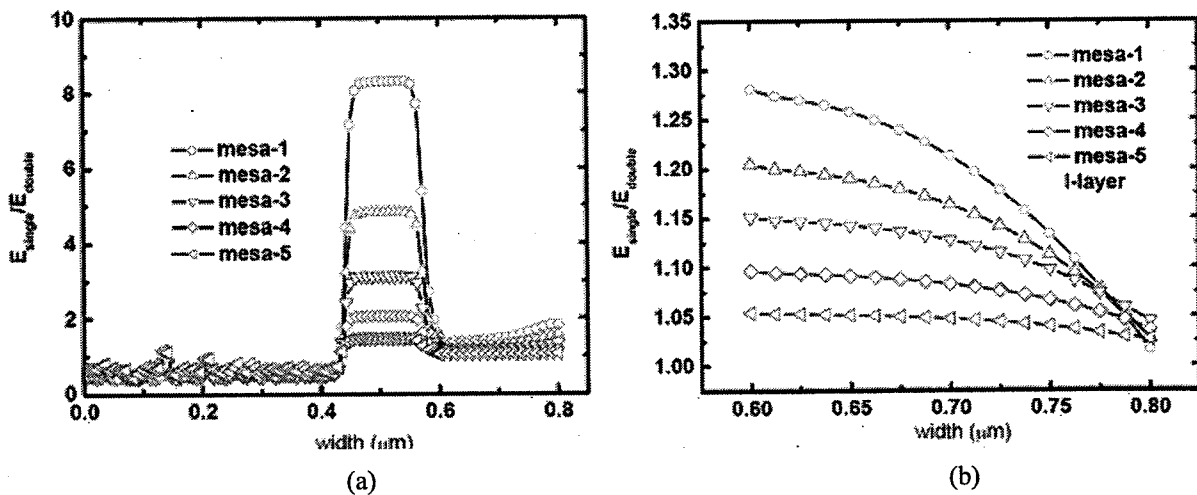


图 3.16 电场强度分布及位置 1 处和位置 2 处电场强度减小倍数 (其中:  $h_{\text{mesa-1}}=0.125 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-2}}=0.1 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-3}}=0.075 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-4}}=0.05 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-5}}=0.025 \mu\text{m}$ )

Fig 3.16 Electric field profiles and ratio of electric field at points 1 and 2 for single/double mesa devices (where  $h_{\text{mesa-1}}=0.125 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-2}}=0.1 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-3}}=0.075 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-4}}=0.05 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{mesa-5}}=0.025 \mu\text{m}$ )

为了研究器件内电场分布及变化, 设计了 p-0.15  $\mu\text{m}$ /i-0.2  $\mu\text{m}$  /n-0.6  $\mu\text{m}$  结构 Si 器件, 小台面高度 h 分别为 0.025  $\mu\text{m}$ , 0.05  $\mu\text{m}$ , 0.075  $\mu\text{m}$ , 0.1  $\mu\text{m}$ , 0.125  $\mu\text{m}$ 。利用 TCAD 模拟软件得到了器件的电场分布, 并计算出了位置 1 处(近台面侧面)和位置 2 处(本征区中点)因采用双

台面结构而电场强度减小的倍数。由图 3.16 可以看出,随着  $h$  的增加,器件中相应点处的电场强度都在减小,但是在台面不同位置处减小的倍数不同。位置 1 处电场强度变化最大值为 9 倍,但是在本征区内靠近台面侧面处电场变化不是很明显,最大值仅为~1.8 倍,从上面的分析可知,这一结构可以有效地降低台面侧面处电场强度,形成一层侧面耗尽层而有效地降低表面漏电路径。图 3.20(b)所示为本征区纵向中点处电场强度减小的倍数,所有  $h$  取值,则往电极趋近时变化越不明显, $h$  为最大值时,电场强度减小倍数最大只有~1/1.28,电场强度的非明显变化保证了在相同的反偏电压下双台面器件也能发生雪崩倍增。

### 3.4.2.2 试验结果分析

双台面结构器件可以有效地减小台面表面电场强度,根据仿真结果而进行了一些试验。制备器件的工艺流程如图 3.3 所示,主要区别是在(8)和(9)之间再进行 ICP 刻蚀,即在这种结构的器件制备过程中要进行两次干法刻蚀。众所周知,干法刻蚀会给材料表面造成很大的损伤而增加表面态密度,因此试验分两步进行:一是优化  $h$  值;二是制备 GaN 基 APDs 器件,并对其进行测试。

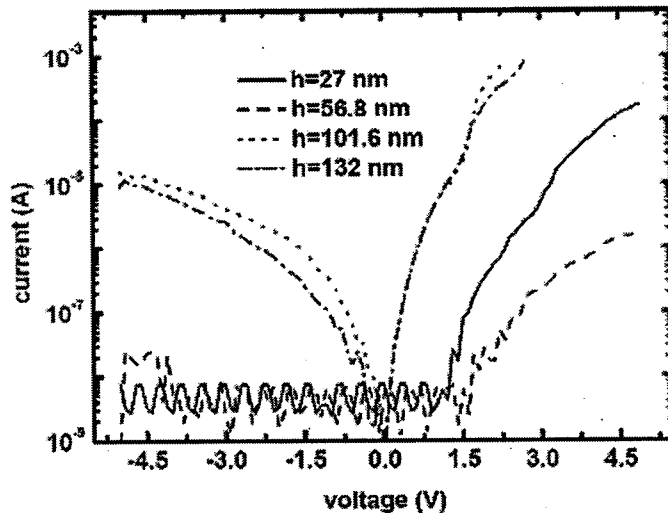


图 3.17 双台面器件的电流-电压特性曲线

Fig 3.17 The current-voltage characteristics of double mesa devices with different  $h$

第一步:制备  $h$  为 27 nm、56.8 nm、101.6 nm 和 132 nm 四种器件,为了观察  $h$  值不同时刻蚀损伤对器件的影响,刻蚀工艺完成后并没有进行表面处理,利用 keythley 236 在暗条件下测试得到了四种器件的电流-电压特性曲线,如图 3.17 所示。可以看到其中两种器件( $h$  为 27 nm 和 56.8 nm)具有较好的电流特性,但是另外两个器件的电流-电压特性曲线就很差,开启电压小,暗电流较大(-5V 时,  $10^{-6}$  A 量级)。存在这种现象的原因为:1)  $h$  越大,台面表面

的损伤严重，表面态密度大，降低了  $R_1$  的值；2)  $h$  越大，刻蚀时间增加，表面残留物越多，没有进行表面处理。通过这个试验可知，必须在刻蚀工艺和降低台面侧面电场强度之间进行折衷选择。

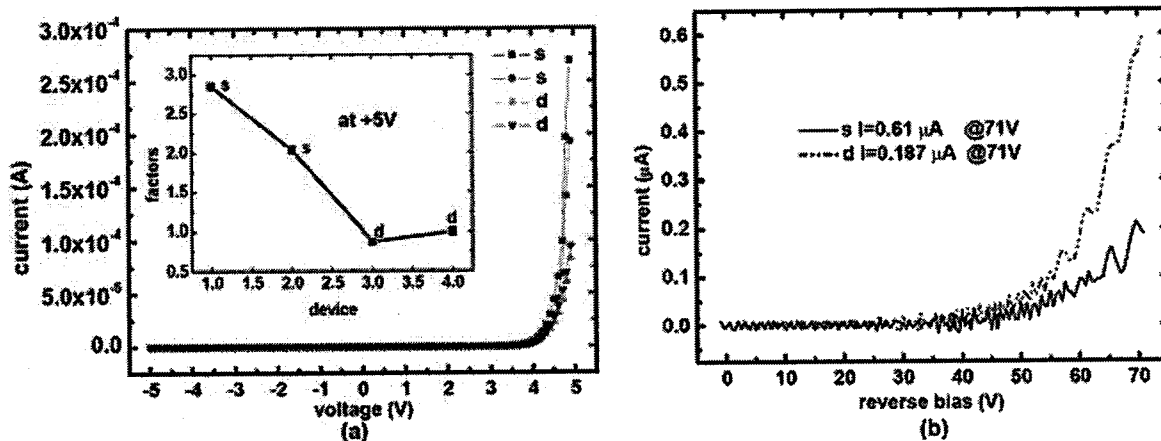


图 3.18 半径为 15 微米器件的电流-电压特性曲线(图中 s 为单台面, d 为双台面)  
 Fig 3.18 Forward current-voltage and dark current of devices( $r=15 \mu\text{m}$ ) (where s denotes single, d denotes double)

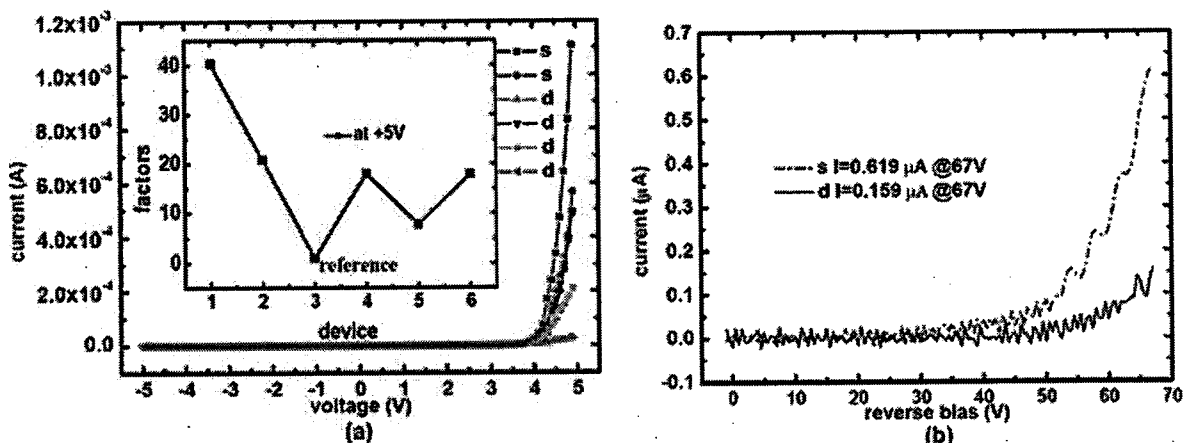


图 3.19 半径为 20 微米器件的电流-电压特性曲线(图中 s 为单台面, d 为双台面)  
 Fig 3.19 Forward current-voltage and dark current of devices( $r=20 \mu\text{m}$ ) (where s denotes single, d denotes double)

第二步：图 3.3 所示工艺流程(8)和(9)步骤之间增加了一次光刻和 ICP 刻蚀，其余步骤均相同。半径为  $15 \mu\text{m}$  和  $20 \mu\text{m}$  两个器件， $h$  为  $56.8 \text{ nm}$ 。为了确保试验结果具有可比性，在同一片材料上制备两种不同结构的器件。图 3.18 所示半径为  $15 \mu\text{m}$  器件的正向和反向电流-电压特性，电压  $+5\text{V}$  时，由于采用双台面结构而使得正向导通电流减小近 3 倍；电压为  $-71\text{V}$  时，暗电流从  $0.61 \mu\text{A}$  降为  $0.187 \mu\text{A}$ ，减小了  $\sim 3.2$  倍。图 3.19 所示半径为  $20 \mu\text{m}$  器件的正向和反向电流-电压特性，电压  $+5\text{V}$  时，由于采用双台面结构而使得正向导通电流最大降幅近 40 倍；

电压为-67 V 时, 暗电流从  $0.619 \mu\text{A}$  降为  $0.159 \mu\text{A}$ , 减小了~3.8 倍。

采用双台面结构可以显著地降低器件的暗电流, 相应地也就增加了器件雪崩倍增因子, 并且也可以降低与暗电流有关的器件噪声。引入双台面就相当于在台面的侧表面形成一层表面高阻层, 减小表面漏电途径。但是在实施的过程中需要两次进行 ICP 刻蚀, 不可避免的会增加台面侧表面的表面态密度。如何在两者之中选取一个最佳条件, 则需要详尽的试验数据对其进行综合考虑, 最大可能的降低器件暗电流, 降低噪声, 增加倍增因子。

### 3.4.3 本征区厚度不同的器件

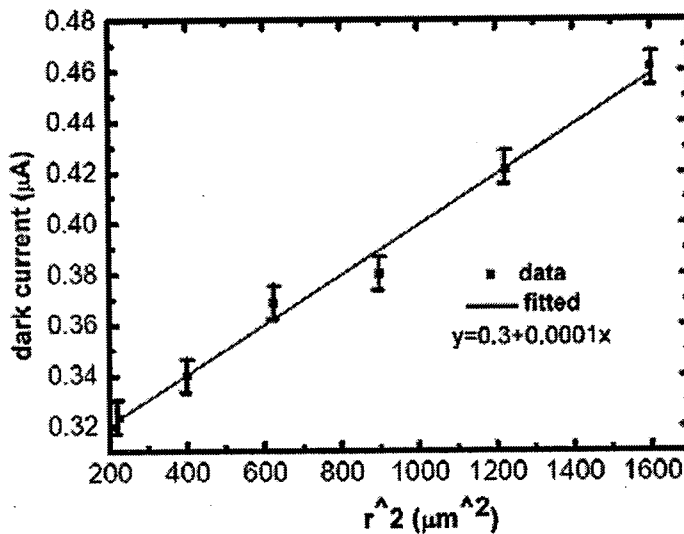


图 3.20 -39V 时, p-i-n GaN APDs( $i=0.1 \mu\text{m}$ )器件的暗电流与半径平方之间的关系

Fig 3.20 Dark current in p-i-n GaN APDs with  $i=0.1 \mu\text{m}$  as a function of mesa area at a reverse bias of 39 V

图3.20所示为-39V时, 器件的暗电流随其半径平方变化关系——近似直线特性。器件的直径仍从 $40\mu\text{m}$ 增加到  $90\mu\text{m}$ , 以 $10\mu\text{m}$ 变化步长。与上面所使用的器件不同之处在于 $i$ 为 $0.1\mu\text{m}$ 。由2.4节的计算结果可知,  $i=0.1\mu\text{m}$ 时,  $40\text{V}$ 的反偏电压接近其雪崩击穿电压。近似直线的特性说明了在这种情况下( $I_2 \gg I_1$ ), 体内漏电机制为主。对于宽禁带的GaN材料来说, 其体内产生-复合电流可以忽略不计, 在稍高的反偏电压下, 引起器件暗电流机制以缺陷辅助隧穿和带间辅助隧穿为主。图3.11变温电流-电压特性曲线所示, 在击穿电压附近, 电流随温度变化的趋势并不明显。

#### 3.4.3.1 理论计算

外加反偏电压接近  $V_B$  时, 空间电荷区电场强度足够大, 使得载流子发生带间隧穿而引起大的隧穿电流( $I_{bb}$ ), 这种电流是 APDs 器件暗电流最主要的来源。为了研究隧穿电流对器件

的影响，电场强度是必须要考虑的因素。对于 p-i-n 结构的器件，在此为计算简便，而忽略本征区内电场强度随位置的变化，表述为经验公式 3.7:

$$E = V / 0.5 (W_i + W_{depl}) \quad (3.7)$$

其中  $V = V_{bias} + V_{bi}$ ， $W_{depl} = \left( W_i^2 + 2\epsilon_r \epsilon_0 V / qN_{eff} \right)$ 。由 C-V 测试结果选取  $V_{bi} = 2.8V$ ， $N_{eff} = 10^{19} / cm^3$ ，然后根据式 3.7 计算了 器件(i 层厚度不同)的电场强度(图 3.21)。三种情况下，耗尽层内电场强度都随反偏电压的增加而增加，但是增加的速率不同(i-0.1  $\mu m$  变化到 i-0.4  $\mu m$ ，速率减小近四倍)。

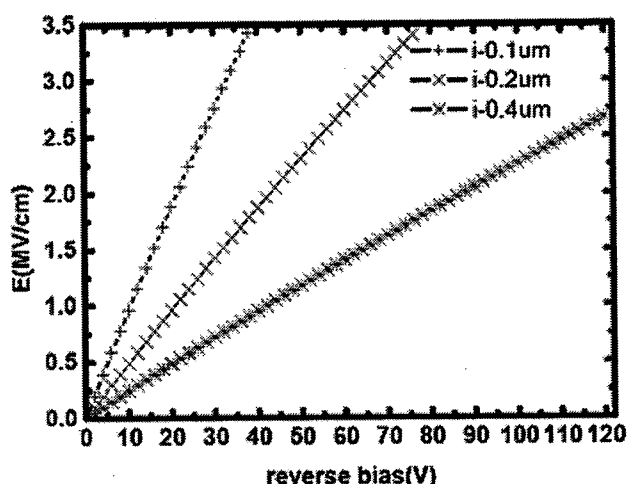


图 3.21 i 层厚度不同的 p-i-n 结构的器件的电场强度  
Fig 3.21 The electric field vs. reverse bias for i-0.1  $\mu m$ , 0.2  $\mu m$ , 0.4  $\mu m$ .

表 3.2 计算带间隧穿电流所用参数  
Table 3.2 Parameters for GaN material used for calculation

$m_0/Kg$	$9.31 \times 10^{-31}$	$q/C$	$1.6 \times 10^{-19}$
$E_g (RT)$	3.43 eV	$m^*$	0.26 $m_0$
$d/\mu m$	30	$\hbar /J \cdot s$	$1.05 \times 10^{-34}$
$\theta$	0.5564	$N_{eff} /cm^3$	$\sim 10^{19}$

把表 3.2 的数据代入式 3.6 而计算出了 p-i-n 结构 GaN APDs 器件(i 层厚度不同)带间隧穿电流，如图 3.22 所示。由图可知，电压为 -40V 时，i 层厚度从 0.1  $\mu m$  增加到 0.2  $\mu m$ ， $I_{btb}$  减小了近  $10^{-15} A$ ，而 0.2  $\mu m$  增至 0.4  $\mu m$  时， $I_{btb}$  变化更大(为  $10^{-29} A$ )。换句话说，增加 i 层厚度可以大大减小 APDs 器件雪崩发生时的暗电流。然而，-76 V 时， $I_{btb}$  (i-0.2  $\mu m$ ) 为 4.1pA， $I_{btb}$  (i-0.4  $\mu m$ ) 为  $5.56 \times 10^{-28} A$ ；-120 V 时， $I_{btb}$  (i-0.4  $\mu m$ ) 为  $10^{-15} A$ ，到目前为止， $10^{-15} A$  也已经超出了普

通的电流-电压分析仪精度。-70 V 时,  $E(i-0.2 \mu\text{m})$  仅为 3.1 MV/cm, 对应的  $I_{btb}$  为  $\sim 0.178 \text{ pA}$ ;  $i-0.4 \mu\text{m}$  时, 电场强度变化更慢, 其  $I_{btb}$  仅为 0.145 fA。

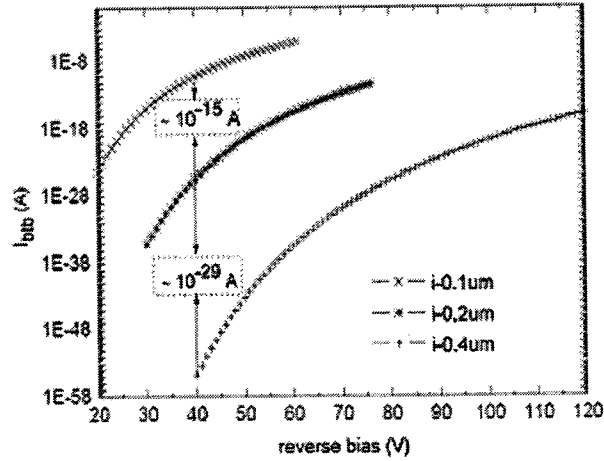


图 3.22 带间隧穿电流计算值( $i$  层厚度为 0.1  $\mu\text{m}$ , 0.2  $\mu\text{m}$  和 0.4  $\mu\text{m}$ )

Fig 3.12 The simulated band-to-band tunneling current vs. reverse bias for  $i-0.1 \mu\text{m}$ , 0.2  $\mu\text{m}$ , 0.4  $\mu\text{m}$ .

另一方面, 由式 3.5 可知, 本征区厚度的大小表示 APDs 器件内电场强度随电压变化的快慢,  $W(W_i+W_{\text{depl}})$  越小, 则  $E$  增加越快。为了研究这一变化趋势对带间隧穿电流的影响, 把式 3.6 变换为  $W$  的函数, 然后  $I_{btb}$  对  $W$  求导可得式 3.7, 可以看出, 随着  $W$  的增加(表示电场增加速率), 而带间隧穿电流随反偏电压的增加而变化速率减小。

$$\frac{dI_{btb}}{dW} = \frac{(2m^*)^{1/2} q^3 V^2 A}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{0.5} W^2} \cdot \exp\left(-\frac{\theta m_0^{0.5} E_g^{1.5} W}{q\hbar V}\right) \cdot \frac{\theta m_0^{0.5} E_g^{1.5}}{q\hbar V} \quad (3.8)$$

### 3.4.3.2 试验结果分析

如图3.23所示为各器件的电流-电压特性曲线,  $i-0.2 \mu\text{m}$  的器件具有相对较低的暗电流, 前者表现出了明显的突变倍增现象(-74V时, 9.79 $\mu\text{A}$ 而-75V时, 2mA), 有利于制备“盖革模式”器件;  $i-0.4 \mu\text{m}$  器件的暗电流在测试电压范围内一直都很低, 没有明显的倍增现象, 器件一直都工作在线性状态, 但是也获得了相对较大的倍增因子(图3.11所示), 对于提高线性模式APDs的性能是有利的。另一方面,  $i$ 层厚度对器件的雪崩击穿电压有很大的影响, 由2.4节可知, -43 V足以使得 $i-0.1 \mu\text{m}$ 器件发生雪崩击穿, 而 $i-0.4 \mu\text{m}$ 的器件则需要反偏电压高达120V, 这种现象与McClintock et al<sup>[5]</sup>的试验结果一致, 因为GaN基材料中由于载流子-声子相互作用以及能态数目而使得碰撞电离发生在高于2MV/cm的电场中<sup>[22]</sup>。由此可见, 增加器件 $i$ 层厚度来抑制带间隧穿电流和其工作电压之间是需要折中, 为器件结构设计和制备提出了一个需要解决的问题。

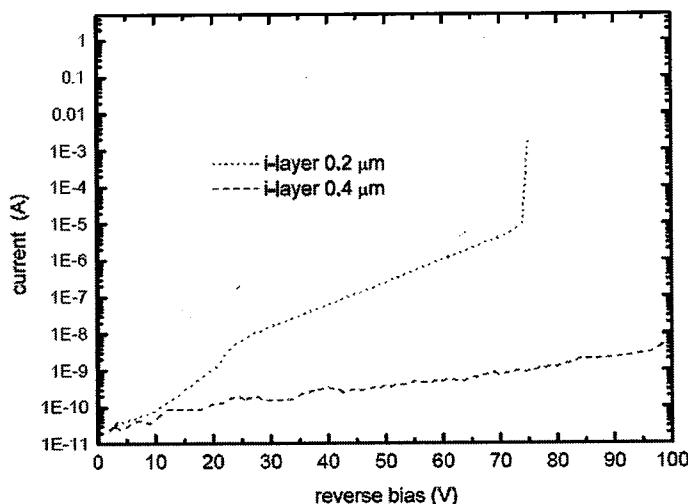


图 3.23 APDs 的电流-电压特性 (i-0.1  $\mu\text{m}$ , i-0.2  $\mu\text{m}$  和 i-0.4  $\mu\text{m}$ ),  
Fig3.23 Dark current of i-layer 0.1  $\mu\text{m}$ , 0.2  $\mu\text{m}$  and 0.4  $\mu\text{m}$  devices.

#### 3.4.4 光敏面直径较大的器件

在对光敏面半径较小( $r \leq 45 \mu\text{m}$ )的器件进行结构设计、优化制备工艺、测试及性能分析的基础上,制备了半径为  $100 \mu\text{m}$  的 p-i-n 结构 GaN APDs 器件,图 3.24 所示为器件的暗电流密度随反偏电压的变化状况。由图可知,反偏电压从 0V 增加到 20V,  $\log(I)$ -V 特性曲线为指数特性,而不是线性变化。从第二章分析可知, GaN 基 APDs 器件性能受到材料内缺陷密度的限制,暗电流小、倍增因子大的器件的光敏面半径差不多都小于  $50 \mu\text{m}$ (表 1.2 所示)。与缺陷相关的漏电模型——缺陷辅助隧穿电流机制。利用这一模型对器件暗电流进行了拟合,结果如图 3.25 所示。反偏电压 1.4V-20V 范围内,计算结果与试验数据相吻合。计算过程中参数取值:  $m_e = 0.2m_0$  [23]。拟合参数分别为  $C_2 = 4.07 \times 10^{-11} \text{ A/V}^2 \text{ cm}$ ,  $C_1 = 4.042$ ,  $E_t = 2.77 \text{ eV}$ ,  $\eta = 0.05318$ 。可知,在禁带内存在缺陷能级,距价带顶为 2.77 eV,而距导带底为  $(E_c - 0.63) \text{ eV}$ 。在 n-GaN 材料中存在一种典型的深能级缺陷(常被称为  $E_2$ , 或 B),其位置距导带底约为  $0.6 \text{ eV}$  [11, 24, 25]。这种深能级缺陷的来源,不同的研究小组都有自己的看法 [26-28],但是可以说明 [29]: 1) 不是一种简单的点缺陷或本征缺陷; 2) 与外来杂质有关系。2007 年, L. Polenta 等 [30] 得到了 i-GaN 材料的深能级能谱(DLTS),结果发现,其中存在  $E_c - 0.25 \text{ eV}$ ,  $E_c - 0.52 \text{ eV}$ ,  $E_c - 0.63 \text{ eV}$  和  $E_c - 1.04 \text{ eV}$  三种缺陷能级,其中缺陷密度随着材料厚度的增加而减小,并且结合 PL 谱,他们归纳为这两种深缺陷( $E_c - 0.52 \text{ eV}$  和  $E_c - 0.63$ )引起了发光谱上的蓝光( $2.85 \text{ eV}$ ),它们的形成与位错引起的悬挂键及  $V_{\text{Ga}}$  有关。

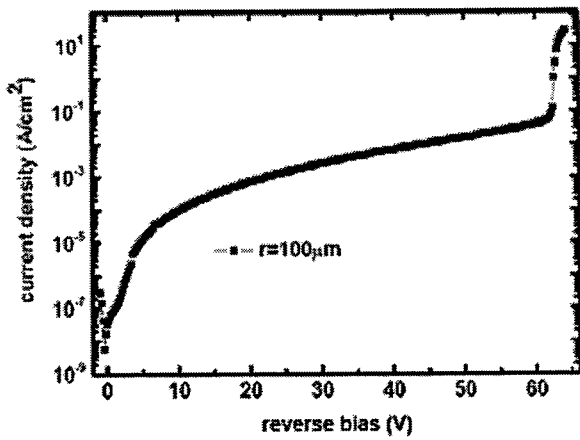


图 3.24 半径为 100  $\mu\text{m}$  的器件的电流-电压特性  
Fig 3.24 The current-reverse bias characteristics of devices ( $r=100 \mu\text{m}$ )

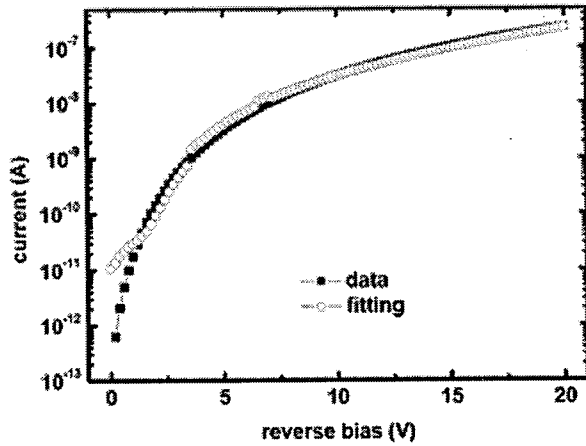


图 3.25 暗电流特性试验结果及其与缺陷辅助隧穿电流模拟结果比较(反偏电压范围: -20-0V)  
Fig 3.25 Measured and calculated dark current of devices at reverse bias 0 V to -20 V

但是,从满足需求方面来讲,需要增加单元器件的光敏面面积或器件规模(线列或焦平面器件),提高材料质量(降低深能级缺陷)以及增加材料均匀性是两个必须要解决的问题。到目前为止,对 GaN 基 APDs 器件来讲,2008 年,北京半导体所制备了光敏面直径为 200  $\mu\text{m}$  的 p-i-n GaN APDs 器件,并测试得到了稳定的雪崩倍增因子。反偏电压为 39V 时,最大倍增因子为 57,据说是报道的光敏面半径最大的 GaN APDs 器件<sup>[31]</sup>。

### 3.5 小结

本章中,首先在第二章理论分析基础及 GaN 基材料零偏压下的耗尽层宽度的基础上设计了材料结构 p-GaN(0.1  $\mu\text{m}$ )/i-GaN( $\mu\text{m}$ )/n-GaN(3 $\mu\text{m}$ )/GaN buffer/sapphire,利用 MOCVD 技术外延生长材料后并测试其透射谱特性。设计版图和制备工艺流程完成了器件的研制。室温下,反偏电压为  $0.9V_b$  时,半径为 15 $\mu\text{m}$  器件的暗电流为 0.27  $\mu\text{A}$ ,并测试了光照下器件的电流-电压特性曲线,由此计算得到了最大倍增因子为  $1.42 \times 10^4$  (-65.5V)。根据不同温度时的电流-电压特性曲线而得到了击穿电压温度系数为 0.013V/K,正的击穿电压温度系数是器件发生雪崩击穿最主要的标志。

正向电流-电压特性曲线计算得到了半径为 15 $\mu\text{m}$  和 20  $\mu\text{m}$  器件串联电阻,分别为 42 $\Omega$  和 24 $\Omega$ ,而电压为 -5V 时,器件的电流密度分别为  $4.30 \times 10^{-5}$  A 和  $2.63 \times 10^{-5}$  A,可能是由于表面漏电流引起。反偏电压下,半径为 20  $\mu\text{m}$  器件的  $\log(I)$ -V 近似直线特性,但是在半径为 15  $\mu\text{m}$  器件的  $\log(I)$ -V 曲线上却出现了“奇异”现象,分析可知也是有表面漏电引起的这现象,而与