

GaN 基异质结构效应晶体管功率器件*

张志国¹ 李 丽¹ 杨瑞霞¹ 杨克武²

(1 河北工业大学信息工程学院 天津 300130)

(2 中国电子科技集团公司第十三研究所 石家庄 050051)

摘 要 文章从晶体结构和微电子学理论出发,介绍了 GaN 基异质结构效应晶体管(HFET)的极化效应,二维电子气(2DEG)的源、产生、极化对 2DEG 的影响以及提高 2DEG 浓度的方法,列举了三种典型的电流崩塌效应,介绍了其成因和抑制的方法,并对各种方法进行了比较,阐述了栅极场调控电极对 GaN 基器件电参数的影响,解释了提高器件击穿电压的原理,并对场调控电极对器件功率特性的影响进行了说明,从而指出利用场调控电极的 GaN 基 HFET 将会在微波高功率方面有很大的发展前途。

关键词 GaN ,HFET ,极化效应 ,二维电子气 ,电流崩塌效应 ,场调控电极

GaN-based high power heterostructure field effect transistor

ZHANG Zhi-Guo¹ LI Li² YANG Rui-Xia² YANG Ke-Wu²

(1 School of Information Engineering of Hebei University of Technology ,Tianjin 300130 ,China)

(2 The 13th Research Institute of China Electronics Technology Group ,Shijiazhuang 050051 ,China)

Abstract The polarization effects in GaN-based HFET are analyzed on the basis of crystal structure and microelectronics theory. The characteristics ,origin and magnitude of two dimension electron gas induced by polarization are reviewed ,and methods to increase its magnitude are outlined. Three typical examples of current collapse are given ,and the cause of formation and suppression of collapse together with a comparison of the various techniques of suppression are discussed. The effects of the field modulating plate on the electrical characteristics ,including the breakdown voltage and RF power characteristics ,are examined ,from which it can be seen that GaN-based HFETs with a field modulating plate hold great promise for RF power devices.

Key words GaN ,HFET ,polarization effect ,2DEG ,current collapse effect ,field modulating plate

1 引言

宽禁带半导体材料 GaN 以其优越的电学、光学和热学性能成为继第一代和第二代半导体之后发展起来的第三代半导体材料的研究热点,以 GaN 材料为基础的发光器件已经从实验室逐步走入人们的生活。与前两代半导体材料相比,GaN 具有独特的优势:3.39eV 的禁带宽度, $2.5 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 电子饱和漂移速度, $3.1 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 尖峰速度,大于 $5 \times 10^7 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的击穿电场, $1.5 \text{W/cm} \cdot \text{K}$ 的热传导率,大于 $1000 \text{cm}^2 \cdot \text{S}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ 的电子迁移率。这些特点均表明,GaN 材料非常适合在微波功率器件中做

沟道材料。

基于 AlGaIn/GaN 异质结构的 GaN 基 HFET 一个突出特点是具有显著的极化效应。即使 AlGaIn 层为非故意掺杂,也会在 AlGaIn/GaN 接触面形成浓度为 10^{13}cm^{-2} 的二维电子气(2DEG),这超过了传统的 III-V 族 HEMT 器件中 2DEG 浓度。对于纤锌矿结构的半导体材料,Caridi^[1] 等人报道,对于沿(111)方向生长的材料,在应变存在时,压电效应对薄层电子浓度和电场的分布起到决定的作用。Chen^[2] 等人报道,对于沿(0001)方向生长的 III 族氮化物异质结构,在发生应变或赝配生长时压电极

* 2004-08-30 收到初稿,2004-11-17 修回

化也会起到同样的作用. AlGa_xN/GaN 的压电极化比 AlGaAs/GaAs 大 5 倍,在异质结交界面形成更加明显的薄层载流子浓度^[3-6]. Bernardini^[7]指出,除了压电极化以外,对于纤锌矿结构的 III 族氮化物的自发极化也非常明显,并且在其他的 III-V 族二元及多元合金中也存在着自发极化效应^[8].

GaN 基 HFET 具有高的输出功率,正因为如此,人们对半导体器件的研究重点纷纷转移到对这一器件的关注.然而当栅极接入脉冲信号后,漏极输出电流会出现明显的减少,影响器件的输出功率.同时, Mittereder^[9]报道, GaN 基 HEMT 器件在输入直流信号时也会出现漏极电流减小的现象,即产生电流崩塌(current collapse)效应,也称为 dispersion, DC/RF dispersion, current slump 或称为 current collapse, 电流崩塌现象已经成为影响 GaN 基 HFET 高输出功率的特性的一个主要问题.

在研究 GaN 基 HFET 的击穿特性时,场调控电极(field modulating plate)或场电极(field plate)的使用可以明显提高器件的击穿特性.随着研究的深入,发现场电极对提高器件的功率特性,以及其他一些参数都起到非常重要的作用.

2 极化诱导二维电子气

2.1 AlGa_xN/GaN 异质结中的极化效应

GaN 基 HFET 器件导电沟道中电子形成的基本原理与传统的 III-V 族器件相比不完全相同,影响电子浓度的因素除异质结面能带不连续外,自发极化和压电极化效应是更重要的因素.由于电子只能在二维空间内自由运动,所以常将沟道中的电子称为二维电子气(2DEG).压电极化和自发极化在 AlGa_xN/GaN 交界面附近产生可达到 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 以上的 2DEG 的薄层浓度,这一数值超过其他的 III-V 族器件的电子浓度. 2DEG 是压电极化和自发极化共同作用的结果.总的极化电荷为自发极化电荷和压电极化电荷的线性叠加的结果^[10].

压电效应是在 1880 年首次被 J. Curie 和 P. Curie 发现的^[11].当具有非对称点群的晶体受到机械应力时,晶体表面出现感应电荷,若一面为正电荷,另一面为负电荷,这种效应即为正压电效应.平常所说的压电效应即为正压电效应.同时还存在着逆压电效应,电场作用于晶体,晶体将发生应变.实际上,正、逆压电效应经常是混合在一起发生的.

纤锌矿结构的 III 族氮化物及其三元氮化物属

于六方晶系的 C_{6v} 点群^[10],为非中心对称点群,其晶体中含有极轴,对于在蓝宝石衬底沿 c 面生长的 GaN/AlGa_xN 结构,其极轴为沿 $[0001]$ 或 $[000-1]$ 方向.如图 1 所示^[10], P_{SP} 代表自发极化, P_{PE} 代表压电极化, E 为势垒层中的电场方向.若极化为 $[0001]$ 方向,则 (0001) 方向的顶层原子为 Ga 原子,称为 Ga 面;反之,若极化为 $[000-1]$ 方向,顶层为 N 原子,称为 N 面. GaN 结构的 Ga 面和 N 面是不等效的,分别有不同的物理和化学性质^[12].

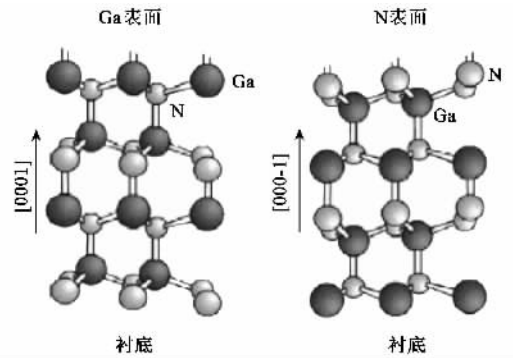


图 1 纤锌矿结构的 Ga 表面、N 表面图

AlGa_xN/GaN 异质结存在压电极化和自发极化, Ga 面时压电极化和自发极化的方向相同, N 面时方向相反, Ga 面产生的总的极化效应大于 N 面,因此在 GaN 基 HFET 总是选择 Ga 面作为表面.同时, Ga 面为表面时可以减少表面态^[11],其极化结构如图 2 所示. 匹配生长 AlGa_xN 层的压电极化的计算中经常采用下面的公式^[10]:

$$P_{PE} = e : S, \quad (1)$$

其中张量 e 为压电应力系数,共有 3 个独立变量,其中 e_{31} 和 e_{33} 是与正应力有关的系数, e_{15} 是与切应力有关的系数,对于图 2 所示的压电极化,压电极化仅与 e_{31} 和 e_{33} 有关. S 为应变张量,由于 AlN 的晶格常数比 GaN 小,因此匹配生长的 AlGa_xN 层应变张量可通过图 3 得到,即 $S = \left(\frac{a - a_0(x)}{a_0(x)}, \frac{a - a_0(x)}{a_0(x)}, \frac{c - c_0(x)}{c_0(x)}, \rho, \rho, \rho \right)$,其中 a , c 为 GaN 的晶格常数, $a_0(x)$ 和 $c_0(x)$ 为 Al_xGa_{1-x}N 的晶格常数.则在 $\{0001\}$ 方向上产生压电极化 P_{PE} 为^[11]

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0(x)}{a_0(x)} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right), \quad (2)$$

C_{13} 和 C_{33} 为弹性常数.由压电常量和弹性常量的数值^[12]计算,得到 $e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} < 0$,因此对于张应变,

压电极化为负,对于压应变,压电极化为正.对于Ⅲ族氮化物,还存在数值很大的自发极化 P_{SP} (与 ZnO 比较),大小如图 4 所示.总的极化可以表示为

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{PE} + \mathbf{P}_{SP} \quad (3)$$

而极化诱导表面电荷密度为^[13]

$$\begin{aligned} \sigma(P_{SP} + P_{PE}) &= P(\text{bottom}) - P(\text{top}) \\ &= \{P_{SP}(\text{bottom}) + P_{PE}(\text{bottom})\} - \\ &\quad \{P_{SP}(\text{top}) + P_{PE}(\text{top})\} \\ &= \{P_{PE}(\text{bottom}) - P_{PE}(\text{top})\} + \\ &\quad \{P_{SP}(\text{bottom}) - P_{SP}(\text{top})\} \\ &= \sigma(P_{PE}) + \sigma(P_{SP}) \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式同样表明,总的极化电荷是压电极化和自发极化电荷之和.

2.2 2DEG 的形成

由于极化效应,在 AlGaN 的上、下两面分别出现负电荷和正电荷,正负电荷形成偶极子,形成由下表面指向上表面的电场.由于电场由极化电荷形成,故在 AlGaN 层内为一常数^[14,15],如图 2 所示.上、下两面的极化电荷并非 2DEG 的电荷,2DEG 的形成还需要其他的条件.分别从不同的两种情况讨论(1)理想表面.表面不存在表面态,即为理想表面.随着 AlGaN 层的生长,表面电势能逐渐增加,由于费米能级位于 GaN 导带下面,并没有形成 2DEG.

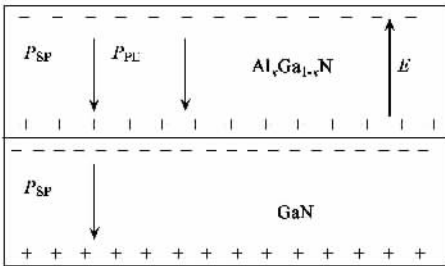


图2 Ga 面异质结极化示意图

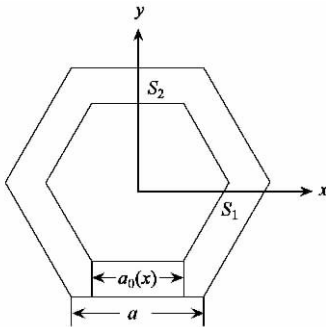


图3 AlGaIn 晶体应变示意图(其中内部六角晶格为未发生应变的 AlGaIn 晶格,外部为 GaN 晶格,在两个轴的应变分别为 S_1 和 S_2)

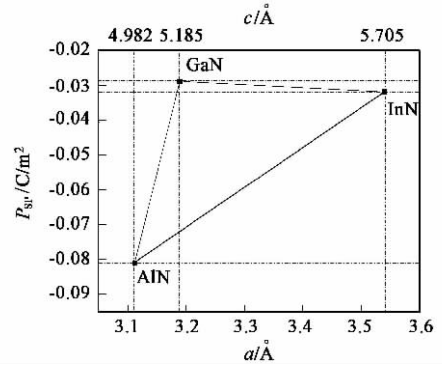


图4 自发极化与晶格常数的关系,图中数据来自文献[17]

当厚度达到一定的数值——临界厚度时,费米能级与 AlGaIn 的价带底齐平,此时在 AlGaIn 的上表面出现空穴的积累形成二维空穴气(2DHG),在异质结的交界面出现 2DEG. 2DEG 和 2DHG 是同时出现,同时存在的.由于 2DHG 的存在,当 AlGaIn 的厚度再增加时,由于这层正的表面电荷的存在,将阻止表面电势的进一步增加,但 2DEG 的浓度在一定范围内随厚度的增加而增加.(2)存在表面态.这一情况下 2DEG 的形成与理想表面相似,随着 AlGaIn 层的生长,达到临界厚度后,费米能级上升到表面态深能级的位置,表面态开始电离,在异质结交界面出现 2DEG. AlGaIn 层厚度再增加,由于表面态的作用,费米能级被钳制在表面态能级的位置,表面态进一步电离,2DEG 的浓度增加.对于非理想表面,表面态形成类施主,出现正电荷.此电离的类施主是与 2DEG 同时出现,同时存在的.据文献[14]和[15]报道,1.42eV 和 1.65eV 的施主表面态为 2DEG 的来源.

当 AlGaIn 的厚度大于临界厚度时,对器件求解 Poisson 方程,得到 2DEG 满足如下方程^[14]:

$$\begin{aligned} qn_s &= \sigma_{pol} \left(1 - \frac{d_{cr}}{d} \right) - \frac{\varepsilon E_F}{d} \\ d_{cr} &= \varepsilon (E_D - \Delta E_c) / \sigma_{pol} \end{aligned} \quad (5)$$

其中 n_s 为 2DEG 面密度, σ_{pol} 为极化电荷面密度, d_{cr} 为临界厚度, E_F 为费米能级与导带底的能量差, E_D 为 AlGaIn 层表面施主的能量, ΔE_c 为异质结两种材料的导带不连续量.

2.3 提高 2DEG 浓度的方案

通过(5)式,可以看到提高极化电荷面密度,增加 AlGaIn 层的厚度可以增加 2DEG 的浓度.提高极化电荷的面密度可以通过改变压电极化强度得到实现,大量的文献报道,通过提高 AlGaIn 层 Al 的摩尔

百分含量可以增加压电极化,进而增加 2DEG 浓度。但是,随着 Al 含量的增加,AlGa_N 的表面粗糙度增加,表面态增加,影响导电沟道中 2DEG 的迁移率。同时 Ambacher^[11]报道,Al 成分的大小,影响 AlGa_N 层的应变,进而影响 2DEG 的浓度。Ambacher 利用弛豫度(degree of relaxation) $r(x)$ 反映 Al 含量对极化电荷的影响,对于特定厚度的 AlGa_N 层 x 小于某一值 $r(x)$ 为 0,不松弛; x 在一定范围内, $r(x)$ 为 x 的变量,开始松弛; x 大于某一值 $r(x)$ 为 1,完全松弛。将前面求得的极化电荷面密度与 $(r(x) - 1)$ 相乘为考虑松弛后的 2DEG 浓度的结果,可见一味地增加 Al 的含量并不是一个理想的方法。由图 4 我们可以看到,InN 的自发极化与 GaN 接近,而晶格常数比 GaN 大,这样,可以通过在 GaN 层中掺 In 来实现 AlGa_N 的压电极化的增强,一方面可以提高 2DEG 浓度,另一方面也可以减少表面态浓度。Wang^[16]等报道,在 AlGa_N/InGa_N/GaN 双异质结中,InGa_N 作为导电沟道,当 Al 含量相同时(Al 含量 20%, In 含量 10%) 2DEG 的浓度提高 50%,迁移率与 2DEG 浓度的乘积提高 25%。通过特殊的工艺提高 GaN 的晶格常数,也是在相同 Al 含量时提高 2DEG 的一种手段。陆敏^[17]等报道利用多低温缓冲层法生长 GaN,晶格常数 c 为 5.67\AA ,比传统的 $c = 5.185\text{\AA}$ 大 9.4%,并且可以提高外延 GaN 层的晶体质量。这提示我们,可以通过优化 GaN 和 AlGa_N 层的生长条件,人为地调控其晶格常数,达到既增加极化电荷密度又减少表面态密度的目的。

Asbeck^[18]给出了 GaN 基 HFET 的 2DEG 浓度的表达式:

$$n_s = \frac{\sigma(x)}{e} - \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon(x)}{d_{\text{AlGa}_N} e^2} \right) [e\phi_b(x) + E_f - \Delta E_c(x)] \quad (6)$$

可以看出,增加两种材料的导带不连续量 $\Delta E_c(x)$,减小栅极金属的势垒 $e\phi_b(x)$,也可以增加 2DEG 的浓度。

3 电流崩塌效应

3.1 电流崩塌现象

目前关于 GaN 基 HFET 的高频特性的研究已经取得了很多的进展,但仍有许多问题尚未解决,其中电流崩塌就是一个非常重要的问题,因为电流崩塌影响器件的微波输出功率。对于一般功率器件的输出功率可用下式表示^[19]:

$$P = \frac{1}{8} \times I_{\text{DS,MAX}} \times (V_{\text{BREAKDOWN}} - V_{\text{KNEE}}), \quad (7)$$

对于未钝化的 GaN 基 HFET,即使在考虑测试误差的前提下,测量结果往往与计算结果也有很大的偏差^[20],说明这一偏差不是由于测试造成的,而是器件的某些效应——电流崩塌效应直接影响器件的功率。Wu^[21]等第一次提到电流崩塌效应引起微波输出功率减少,并将此现象称为“漂移”(dispersion)。

本文列举了三种典型的电流崩塌现象,如图 5 所示,当发生电流崩塌时,膝电压增加,漏电流减小,从而输出功率减少,造成测试结果与理论计算结果出现偏差。图 5(a)由 Mittereder^[9]等人报道,源漏之间加大的直流电压经过 16 小时处理,再进行直流测量时,会出现漏电流崩塌;图 5(b)由 Verzelles^[22]等人报道,源漏之间加射频频信号时,漏电流出现崩塌;图 5(c)由 Takashi^[23]等人报道,当源漏之间加大电压时,漏电流也会出现崩塌。

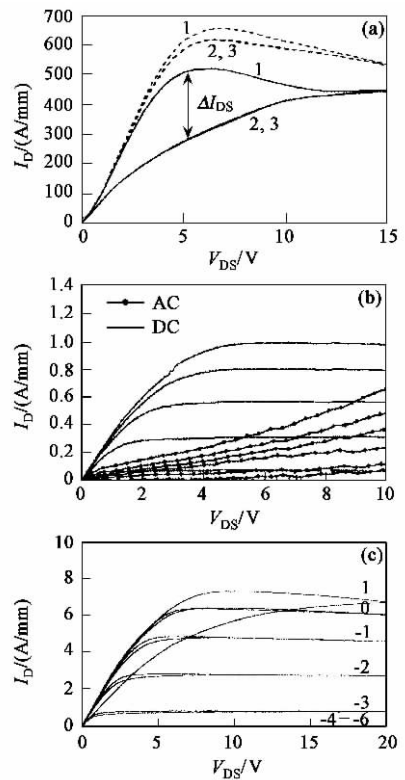


图 5 有关文献报道的典型的电流崩塌图

3.2 电流崩塌效应的机理

Ramakrishna^[19]等给出了交流电流崩塌的发生机制。当栅极加交流信号时,在前面提到的 1.42eV 和 1.65eV 的类施主表面态俘获从栅发射的电子,在栅与漏之间形成负的虚栅(virtual gate)。由于在栅与漏之间存在额外的负的表面电荷,表面电势进

一步减小,使得栅极的耗尽区范围进一步扩张,导电沟道中的电子进一步耗尽.虚栅的影响可用图6表示.

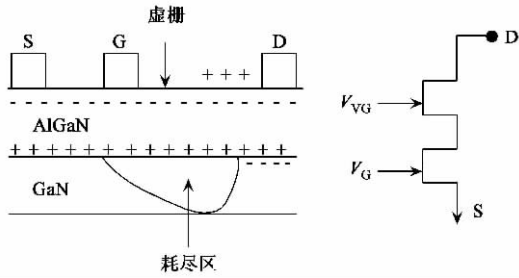


图6 虚栅模型

为了说明电流崩塌形成的机制,假定在栅极加大的脉冲信号,随着信号的变化必然引起表面态对电子的俘获与释放,俘获和释放时间分别为 T_T 和 T_D ,交流信号的周期为 T . 电子的释放时间 T_D 决定栅极电流的大小. 当 $T_D \leq T/4$ 时,交流信号不会引起电流崩塌; $T_D > T/4$ 时,将会引起电流崩塌. 文献[19]给出俘获时间的数量级为秒,如图7所示,虚线为加微波信号时漏电流的最大值,当输入信号为0.1Hz时,电子的释放过程才能跟上脉冲信号的变化,即漏电流的变化跟上栅电压的变化. 电子的俘获时间满足

$$I = I_0 + I_1 e^{-(t/\tau)^\beta} \quad (8)$$

其中 $(I_0 + I_1)$ 为无虚栅存在时的最大漏电流 I_{DS_MAX} , I_0 为稳态电流, I_1 为电流崩塌的幅度, τ 为与俘获过程相关的时间常数, β 为展宽参数(the stretching parameter)其值在0与1之间. 图8为归一化的俘获瞬态图,满足e指数的变化形式.

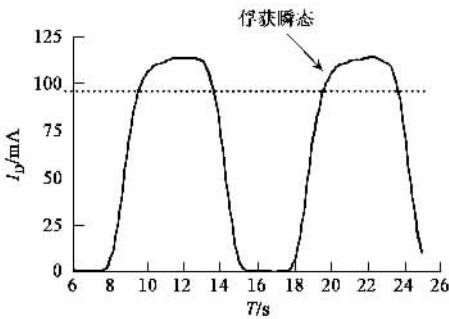


图7 输入信号为0.1Hz的电子释放瞬态图

与 Ramakrishna 的解释近似,Verzellesi^[21] 等认为,由于负极化电荷,在无栅的区域,能带向上弯,表面态通过与价带交换空穴,即通过俘获和释放空穴的瞬态形成电流崩塌效应.

图5(c)是大的直流信号引起电流崩塌效应的

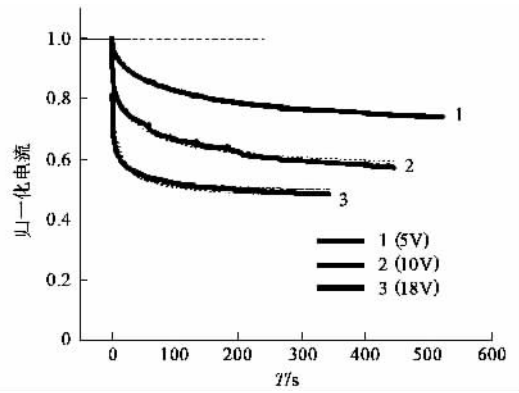


图8 未钝化器件的俘获瞬态图

一种典型形式,由于栅极和漏极之间有大的电场,表面态俘获从栅极泄漏的电子,形成虚栅,引起电流减小.图5(a)也是一种典型的电流崩塌.当在源漏之间加大电压进行处理后,GaN层中的陷阱被激活,一种陷阱与材料的位错有关,称为陷阱1,另一种与杂质有关,称为陷阱2,Klein证实陷阱2是与C杂质有关的陷阱^[24].这两种被激活的陷阱在进行DC测量时,俘获电子,引起崩塌.

3.3 电流崩塌效应的抑制

电流崩塌效应的抑制一直是人们研究的重点问题之一,因为电流崩塌的消除或减小可以增加漏极电流,减小膝电压,更加突现GaN基HFET器件的高功率特性.为了抑制电流崩塌,首先需要明确电子陷阱的位置.表面态陷阱是引起崩塌的一种,被人们广泛接受的为导带下1.42eV和1.65eV两种能级,而Takashi^[23]在2003年报道此能级为0到1eV.GaN中的两种陷阱得到人们的认可,但具体这两种陷阱由什么杂质引起,如何产生仍有很大的分歧.

大量的文献报道,表面钝化可以抑制电流崩塌效应,钝化物一般采用Si和N的化合物——SiN或Si₃N₄.一般认为这样的钝化可以减少表面态陷阱浓度,同时由于N在表面起施主作用,可以提高2DEG的浓度.对于图5(a)情况,提高GaN层的生长质量可以减小崩塌的发生,文献[21]报道,将器件源漏进行短时间应力处理,然后进行SiN钝化可以减小崩塌,而在未进行应力处理前钝化,效果不明显.原因是应力处理后,GaN层中的陷阱被激活,钝化时产生的H扩散到GaN层与缺陷结合成H-缺陷络合物,这样产生电流崩塌的陷阱浓度减少,电流崩塌得到抑制.由于Si和N的化合物的阴离子与AlGaIn层的阴离子相同,结合力将会增强.同时文献[22-25]报道, Si和N的化合物钝化可以提高击穿电压,使

得输出功率密度以及最大功率附加效率(PAE)均有明显提高. 采用这样的钝化也存在着不足, 由于钝化层存在 300—2000MPa 的应力, 这样大的应力会增加阈值电压的变化范围. Mark^[26]报道, 钝化层采用聚酰亚胺, 钝化层应力可以小于 70MPa, 可以明显地减小阈值电压. 更为重要的是, 经过聚酰亚胺钝化的器件, 电流崩塌效应也可以得到明显的抑制.

另一种抑制电流崩塌的方法为采用新的外延层结构. Kikkawa^[27]报道, 在 AlGaIn 层上生长一层 n 型 GaN 帽层, 可以抑制跨导的离散以及电流崩塌, 开态和关态击穿电压得到明显提高, 连续波工作电压可以达到 35V. 与未掺杂 GaN 帽层比较, 由于 n 型 GaN 帽层的存在, 可以形成良好的欧姆接触. 这一结构的不足在于, 与传统的结构相比, 由于 n 型 GaN 层对压电极化和自发极化的控制, 最大漏电流密度会减小. 同时 Kikkawa 指出, 薄的 n 型 GaN 帽层和 SiN 钝化的结合对于功率器件而言将会是非常有前途的. Hu^[28]等采用 MISHFET 的结构, 即在 AlGaIn/GaN 异质结上生长 Si₃N₄ 层, 将金属栅长在绝缘的 Si₃N₄ 层上, 这种结构不但可以抑制电流崩塌, 同时栅极的漏电流可以减小 4—6 个数量级, Si₃N₄ 层同时起到钝化层和绝缘层的作用. Wang^[16]等报道采用 AlGaIn/InGaIn/GaN 双异质结的结构可以明显地提高 2DEG 的浓度以及迁移率和 2DEG 浓度的乘积, 同时, 随温度升高, 2DEG 浓度几乎不变, 在室温 300K 以上, 迁移率可以与同样 Al 含量的 AlGaIn/GaN 单异质结比较, 这些结果均表明, 采用双异质结也是抑制电流崩塌的一种有效的手段.

4 场电极在功率特性中的作用

在理论计算中, FET 的功率(或功率密度)的计算经常采用 (7) 式的形式, 可见功率密度的提高可以采取的途径有: 直流最大漏电流 $I_{DS, MAX}$ 的增加; 击穿电压 $V_{BREAKDOWN}$ 的增加; 膝电压 V_{KNEE} 的减小.

(1) $I_{DS, MAX}$ 的增加

当 AlGaIn/GaN 异质结中的电子在导电沟道中以饱和速度运动时, 由公式

$$J = n_s q v_{sat} \quad (9)$$

可知, 对电流密度大小起决定作用的因素仅为 2DEG 的浓度 n_s , 即 2DEG 的浓度对 $I_{DS, MAX}$ 的大小起决定作用, 而提高 2DEG 浓度的方法在前面已经提到. 对于提高漏电流的大小, 可以采取的措施有: 增加栅的总宽度, 减小源漏的欧姆接触电阻, 提高

2DEG 的浓度或 2DEG 浓度与迁移率的乘积, 减小源漏的串联电阻等.

(2) $V_{BREAKDOWN}$ 的增加和 V_{KNEE} 的减小

决定 GaN 基 HFET 器件击穿电压大小的因素很多, 如栅与漏之间的距离, 但当栅漏的距离大于一定的数值后, 击穿电压便不再随距离的增加而增加, 同时, 由于源漏距离的增加, 漏极串联电阻增加, 不利于漏电流的增加, 可见一味地增加栅与漏之间的距离不是一个提高击穿电压的好办法. 同时, 由于表面态的作用, 表面态电荷随栅漏距离的增加而增加, 当栅极加射频信号时, 表面态电荷的变化跟不上栅信号的变化, 造成异质结导电沟道变窄, 电流密度减少, 出现前面提到的电流崩塌效应, 造成功率密度减小.

场电极(field plate)的采用可以完美地解决这一矛盾. 场电极是解决半导体器件高击穿电压问题的理想的方法, 在 Si 器件^[29]及 GaAs^[30]器件的击穿问题中已经得到大量的应用, 用于提高 GaAs FET 功率的报道则相对较少. 而 GaN 材料击穿电压相对较高(5×10^6 V/cm), 击穿电压可以达到几十伏, 采用场电极后, 击穿电压可以进一步提高. 2000 年, Zhang^[31]等报道利用重叠栅(overlapping gate)源漏距离为 13 μ m 时, 栅漏击穿电压为 570V. 2003 年, Satio^[32]等报道, 采用源场电极栅源距离 1.5 μ m 栅漏距离 10 μ m 时, 栅漏击穿电压为 600V. 2004 年, Xing^[33]等报道, 栅极采用两层场电极栅漏击穿电压为 900V. 可见场电极应用到 GaN 基器件可以使击穿电压有更加明显的提高. 同时, 场电极也用来提高 GaN HFET 的功率.

4.1 场电极提高击穿电压的原理

图 9 为栅极上叠加一层场电极和未使用时栅漏间导电沟道中电场的分布图, 从图中可以看到使用场电极后, 电场尖峰由一个变为二个, 同时最大尖峰电场减小, 而栅漏间的击穿电压为电场与距离的积分, 可见由于尖峰的出现, 可使积分的结果增大, 即击穿电压增加. Karmalkar^[34]报道, 若场电极的层数为 n , 则栅漏间电场尖峰的数量为 $(n + 1)$, 这样击穿电压可以得到进一步的提高. 同时, 他也指出, 击穿电压的大小受源漏间距, 每层场电极的高度, 场电极的长短和介质的材料有关. 图 10 为两层场电极的效果图.

4.2 场电极对器件功率的影响

场电极除了可以增加器件的击穿电压, 当选取适合的栅漏距离时器件的功率密度同样可以得到提

[7] Bernrdini F , Fiorentini V , Vanderbilt D. Phys. Rev. B , 1997 56 :10024

[8] Zunger A , Mahajan S. Handbook on Semiconductors. Moss S , Elsevier , Amsterdam , 1994 , 1399

[9] Mittereder J A , Binari S C , Klein P B *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 83 :1650

[10] 陈纲 廖理凡. 晶体物理学基础. 北京 : 科学出版社 , 1992. 169 [Chen G , Liao L J. The Basic of Crystal Physics. Beijing : Science Press , 1992. 169 (in Chinese)]

[11] Ambacher O , Foutz B , Smart J *et al.* J. Appl. Phys. , 2000 , 87 :334

[12] Romyantsev S L , Shur M S. Int. J. High Speed Electron. and Sys. , 2004 , 14 :1

[13] Ambacher O , Smart J , Shealy R *et al.* J. Appl. Phys. , 1999 , 85 :250

[14] Vetry R , Smorchkova I P , Elsass C R *et al.* Mat. Res. Soc. Symp. 2000 622 :T2. 5. 1

[15] Ibbetson J P , Fini P T , Ness K D *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2000 77 :250

[16] Wang C X , Tsubaki K , Kobayashi N *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2004 84 :2313

[17] 陆敏 方慧智 黎子兰等. 半导体学报 2004 25 526 [Lu M , Fang H Z , Li Z L *et al.* Chinese Journal of Semiconductors , 2004 25 526 (in Chinese)]

[18] Asbeck P M , Yu E T , Lau S *et al.* Electron. Lett. , 1997 33 : 1230

[19] Vetry R , Zhang Q , Kelle S *et al.* IEEE Trans. Eleelectron Device , 2001 48 :560

[20] Green B M , Chu K K , Chumbes E M *et al.* IEEE Electron Devices Lett. 2000 21 :268

[21] Wu Y-F , Keller B P , Keller S *et al.* IEEE Trans. Elececon. , 1999 48 :2 - C :1895

[22] Verzelles G , Pierobon R , Rampazzo F *et al.* IEDM Tech. Dig. 2002 , 689

[23] Mizutani T , Ohno Y , Akita M *et al.* IEEE Trans. Electron De- vices 2003 , 50 :2015

[24] Klein P B , Binard S C , Lkossiet K *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 79 :3527

[25] Ohno Y , Nakao T , Kishimoto S *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2004 84 :2184

[26] Hampson M D , Shen S-C , Schwindt R S *et al.* IEEE Electron Devices Lett. 2004 25 :238

[27] Kikkawa T , Ngahara M , Okamoto N *et al.* IEDM Tech. Dig. , 2001 585

[28] Hu X , Koudymov A , Simin G *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 79 :2832

[29] Grove A S , Leistiko O , Hooper W W. IEEE Trans. Electron Device , 1967 , ED - 14 :157

[30] Asano K , Miyoshi Y , Ishikura K *et al.* IEDM Tech. Dig. , 1998 59

[31] Zhang N-Q , Keller S , Parish G *et al.* IEEE Electron Device Lett. , 2000 21 :373

[32] Satio W , Takada Y , Kuraguchi M. IEDM Tech. Dig. 2003 , 587

[33] Xing H L , Dora Y , Chini A *et al.* IEEE Electron Device Lett. 2004 25 :161

[34] Karmalkar S , Mishra U K. Solid - State Electronics , 2001 , 45 :1645

[35] Chini A , Buttari D , Coffie R *et al.* Electron. Lett. , 2004 40 : 73

[36] Wu Y-F , Saxler A , Moore M *et al.* IEEE Electron Device Lett.

[37] Okamoto Y , Ando Y , Nakayama K *et al.* IEEE MTT - S Dig. , 2004 1351

· 招生招聘 ·



Rensselaer

美国伦斯勒理工学院招生信息

Troy , New York , U. S. A.

June , 2005

JOIN OUR GRADUATE SCHOOL IN PHYSICS

Ph. D. in Department of Physics , Applied Physics , and Astronomy

Areas of research : Terahertz Imaging and spectroscopy , Terascale Electronics and photonics , Nano-Particles Physics , Bio-physics , Origins of Life , Astronomy , Elementary Particles Physics. Teaching , research assistantships , and fellow- ships are available.

Application : <http://www.rpi.edu/dept/grad-services/>

Information : <http://www.rpi.edu/dept/phys/>

Email : gradphysics@rpi.edu