

GaN 肖特基势垒二极管的电热仿真及性能调控*

闫业强 任信钢[†] 肖慧 夏兆生 黄志祥[‡]

(安徽大学, 计算智能与信号处理教育部重点实验室, 合肥 230601)

(2025 年 11 月 13 日收到; 2026 年 2 月 17 日收到修改稿)

电力器件作为电力电子系统的关键组成, 已广泛服务于航空航天、电动汽车、高压直流/柔性交流输电、交直流电机与家用电器等领域. 然而, 受硅材料带隙窄与临界电场低的物理约束, 硅基功率器件的综合性能已逼近材料极限. 氮化镓 (GaN) 凭借宽禁带、高临界电场、优异热稳定性与高载流子饱和漂移速度等材料优势, 成为新一代功率器件的重要候选. 随着自支撑 n 型 GaN 衬底的成熟, 全垂直 GaN 器件得到快速发展: 在更小芯片面积与更优热管理条件下, 可同时实现大电流与高击穿电压. 在垂直 GaN 器件族中, 垂直 GaN 肖特基势垒二极管 (Schottky barrier diode, SBD) 因低正向压降与快速开关而尤为突出. 本文构建 GaNSBD 的物理模型并求解漂移-扩散方程, 首先定量分析漂移层掺杂对器件正、反向特性的调控规律; 随后考察不同环境温度下的正向导通行为, 表征 $J-V$ 特性的温度依赖; 在此基础上引入 MPS (merged pn-Schottky) 结构, 系统地研究 p 区几何与掺杂参数对界面电场分布、正向导通与反向阻断能力的综合影响. 研究结果为高性能、高耐压垂直 GaN 功率二极管的结构优化提供了方法路径与参数化设计依据.

关键词: GaN 肖特基势垒二极管, MPS 二极管, 漂移-扩散方程, 数值仿真

DOI: 10.7498/aps.75.20251551

CSTR: 32037.14.aps.75.20251551

1 引言

功率电子正向更高功率密度、更高工作温度和更高可靠性演进. 依托宽禁带与高临界电场等材料优势, 氮化镓功率器件, 尤其是垂直结构 GaN 肖特基势垒二极管 (Schottky barrier diode, SBD), 在新能源汽车与工业电机驱动等高压、高温场景中展现出显著应用潜力. 与横向器件相比, 垂直 GaN SBD 更易兼顾快速开关的动态特性与高压阻断能力^[1]. 然而, 垂直 GaN SBD 的性能与可靠性在工程应用中受到温度效应的显著制约. 一方面, 器件的静态参数 (如漂移区掺杂) 决定了正向导通电阻与反向

阻断电压之间的内在权衡; 另一方面, 作为宽禁带器件, 其高温工作行为直接影响系统散热设计与长期稳定性. 现有研究虽普遍认可 GaN 的高温优势, 但针对垂直 GaN SBD 在全偏压范围, 尤其是大电流密度区的温度依赖性及其物理机理, 系统性分析仍存在不足^[2]. 电流传导机制随偏压与温度演变, 高场条件下的迁移率退化进一步限制电流能力, 这些因素均是评估其高温性能不可或缺的关键环节^[3].

此外, 为在保留 SBD 高速开关优势的同时解决反向泄漏与耐压不足问题, 合并 pn 结与肖特基结的 MPS (merged pn-Schottky) 结构被广泛采用. 其基本思路是在肖特基阳极下方引入 p 型区域, 使反向偏置下的 pn 结耗尽区对接触边缘的峰值电场

* 国家自然科学基金 (批准号: U25A20413, 62171001, U20A20164, U22A2017, 61871001, 61701001, 61971001, 6140209)、国家重点研发计划 (批准号: 2022YFB4200901, 2022YFB4200903)、安徽省自然科学基金 (批准号: 2408085Y031, 2023AH020001)、安徽省科技创新攻坚计划 (批准号: 202523f12050007) 和安徽省新型半导体材料专用功率器件工程技术研究中心开放基金 (批准号: 2021GCYJZX02) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xgren@ahu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn

进行屏蔽与调控,从而削弱界面场强.该机制可显著地抑制镜像力降势垒效应,进而降低泄漏电流并提升击穿电压^[4-8].需要指出的是,MPS中p区的关键参数(如掺杂浓度、深度与间距)会同时影响开启电压与导通电阻等正向特性,以及器件的反向阻断能力,二者存在耦合与权衡关系,因而有必要开展精细仿真与参数化优化研究^[9].

本文围绕垂直 GaN SBD 的性能提升开展研究.首先构建电热耦合的漂移-扩散模型,定量揭示漂移层掺杂对器件静态性能的调控作用.随后开展高温特性分析,刻画不同温度条件下的正向导通与反向阻断行为,并明确高温工作时的高温行为与热效应机理.进一步引入并优化 MPS 结构,系统评估 p 区几何与掺杂对电学特性的影响,形成面向低导通损耗与高击穿电压协同优化的参数化设计路径.

2 GaN SBD 数值仿真模型

2.1 物理模型与控制方程

在 GaN 肖特基二极管的数值仿真中,漂移-扩散模型是应用最为广泛的载流子输运框架^[10].该模型以一组耦合的偏微分方程刻画器件内部电势分布与载流子输运,方程组由泊松方程及电子/空穴连续性-电流方程构成,具有显著的强耦合特征,其形式如下所示^[11]:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q(p-n+N)}{\varepsilon}. \quad (1)$$

该方程描述了静电势 φ 与空间电荷分布之间的关系.其中, ε 为介电常数, n , p 分别代表电子与空穴浓度, N 为半导体净掺杂浓度.

电子电流连续性方程如下所示:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n - R_n + G_n, \quad (2)$$

$$\mathbf{J}_n = -q\mu_n n \nabla \varphi + qD_n \nabla n. \quad (3)$$

该方程反映了电子浓度 n 在时间和空间上的分布由电子电流密度 \mathbf{J}_n 的梯度及净复合率 R_n 、净产生率 G_n 决定.其中, μ_n 为电子迁移率, D_n 为电子扩散系数,且由爱因斯坦关系可得 $D_n = \mu_n \frac{k_B T}{q}$.

空穴电流连续性方程如下所示:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p - R_p + G_p, \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_p = -q\mu_p p \nabla \varphi - qD_p \nabla p, \quad (5)$$

其中 μ_p 为空穴迁移率, D_p 为空穴扩散系数,且由爱因斯坦关系可得 $D_p = \mu_p \frac{k_B T}{q}$.采用有限差分法对上述方程组进行离散^[12],并通过全耦合牛顿迭代法实现求解,便可得到电势、电子浓度、空穴浓度分布^[13].

对器件进行数值仿真过程中,选取合适的载流子迁移率模型对于仿真准确度与可靠性是至关重要的.对于半导体中载流子运动问题,由于载流子数目众多且互相之间存在作用,想要得到一个极其完美的迁移率模型是不实际的,目前半导体器件数值仿真中所使用的载流子迁移率模型基本都是由物理实验数据拟合而来.本文载流子迁移率模型选取经典 Caughey-Thomas 模型,且在计算电热耦合模型时,该模型引入了温度相关依赖.其数学表达式^[14-16]如下:

$$\mu = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 |E_{//}|}{v_{\text{sat}}}\right)^\alpha\right]^{1/\alpha}}, \quad (6)$$

$$\mu_0 = \mu_{0,\text{min}} + \frac{\mu_{0,\text{ref}} \left(\frac{T}{T_{\text{ref}}}\right)^{\beta_1}}{1 + \left(\frac{T}{T_{\text{ref}}}\right)^{\beta_2} \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}}\right)^{\beta_3}}, \quad (7)$$

其中 $E_{//}$ 为与载流子运动方向平行的电场分量, v_{sat} 是载流子饱和漂移速度,其表达式如下:

$$v_{\text{sat}} = v_{0,\text{sat}} \left(\frac{T}{T_{\text{ref}}}\right)^\gamma. \quad (8)$$

该迁移率模型中涉及的物理参数取值见表 1.

表 1 Caughey-Thomas 载流子迁移率模型参数
Table 1. Parameters of the Caughey-Thomas carrier mobility model.

参数	电子	空穴
α	1.11	1.21
β_1	-3.84	-3.84
β_2	-2.0	-2.0
β_3	0.66	0.66
γ	-0.87	-0.52
T_{ref}/K	300	300
$\mu_{0,\text{min}}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	115	12
$\mu_{0,\text{ref}}/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	1685	155
$N_{\text{ref}}/\text{cm}^{-3}$	7×10^{16}	3×10^{17}
$v_{0,\text{sat}}/(\text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$	1×10^7	8.37×10^6

在半导体数值仿真中, 载流子的产生与复合过程通常通过电子与空穴电流连续性方程中的产生-复合项进行描述. 电流连续性方程与泊松方程以及漂移-扩散电流关系共同构成耦合的半导体基本方程组. 本文中采用的产生复合模型为 SRH 产生-复合模型以及 Auger 复合模型, SRH 产生-复合模型的表达式^[17,18]如下:

$$R_{\text{SRH}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)}, \quad (9)$$

其中 n_i 为本征载流子浓度; τ_n 和 τ_p 分别为电子和空穴的寿命.

Auger 复合模型表达式^[19]如下:

$$R_{\text{Auger}} = c_n n(np - n_{ie}^2) + c_p p(np - n_{ie}^2), \quad (10)$$

其中 n_{ie} 为有效本征载流子浓度; c_n, c_p 分别为电子与空穴的复合因子. 本文中采用的复合模型对应的参数值如表 2 所示.

表 2 SRH 与 Auger 复合模型参数

Table 2. Parameters of the SRH and Auger recombination model.

参数	电子	空穴
$\tau/(10^{-9} \text{ s})$	0.7	2
$c/(10^{-30} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	1	1

为描述高场下的雪崩相关过程, 本文在漂移-扩散框架中引入 Okuto-Crowell 碰撞电离模型, 其产生项将参与载流子连续性方程, 从而在高电场区域触发反向电流的快速上升. 需要说明的是, 在高掺杂或界面局部电场较强的条件下, 反向电流也可能受到隧穿及热场致发射等泄漏机制增强的影响, 导致电流在雪崩显著发生之前已提前增大. Okuto-Crowell 碰撞电离模型表达式^[20]如下:

$$G = \frac{1}{q}(\alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p|),$$

$$\alpha = A[1 + C(T - T_{\text{ref}})] E_{//}$$

$$\times \exp \left[- \left(\frac{B(1 + D(T - T_{\text{ref}}))}{E_{//}} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

本文中采用的 Okuto-Crowell 碰撞电离模型参数值见表 3.

2.2 GaN SBD 结构及仿真参数

图 1 为本文所计算的垂直 GaN SBD 的截面示意图, 器件的详细参数及仿真相关参数如表 4 所列.

表 3 Okuto-Crowell 电离率模型相关参数

Table 3. Parameters related to the Okuto-Crowell ionization model.

参数	电子	空穴
A/V^{-1}	0.426	0.243
$B/(10^7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1})$	2.27	1.31
$C/(10^{-3} \text{ K}^{-1})$	2	2
$D/(10^{-4} \text{ K}^{-1})$	5	9

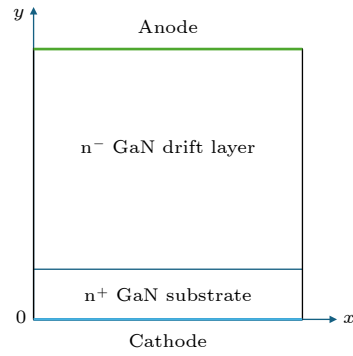


图 1 垂直 GaN SBD 截面示意图

Fig. 1. Cross-sectional Schematic of a Vertical GaN SBD.

表 4 垂直 GaN SBD 器件仿真参数

Table 4. Simulation parameters for vertical GaN SBD devices.

参数	数值
器件宽度 $W_{\text{total}}/\mu\text{m}$	2
漂移层厚度 $H_{\text{drift}}/\mu\text{m}$	5
漂移区掺杂 $N_d/(\times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$	2
金属功函数 ϕ_M/eV	5.18
带隙 E_g/V	3.39
电子亲和能 χ_s/V	4.1
导热系数 $k_{\text{th}}/(W \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1.31
密度 $\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	6.07
恒压热容 $c_p/(\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	0.49
价带有效态密度 $N_v/(10^{15} \text{ cm}^{-3})$	8.9
导带有效态密度 $N_c/(10^{14} \text{ cm}^{-3})$	4.3

3 仿真结果与分析

3.1 GaN SBD 电学仿真结果与分析

对该垂直 GaN SBD 的阳极施加 0—3 V 的正向电压, 研究其在室温下, 即 $T = 300 \text{ K}$ 时, 不同漂移区掺杂浓度下的正向特性, 如图 2 所示.

由图 2 可以看出, 正向电流密度随着掺杂浓度增加而上升. 图 3 给出了掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 电压为 3 V 时的电势分布图, 图中绿色箭头为电子

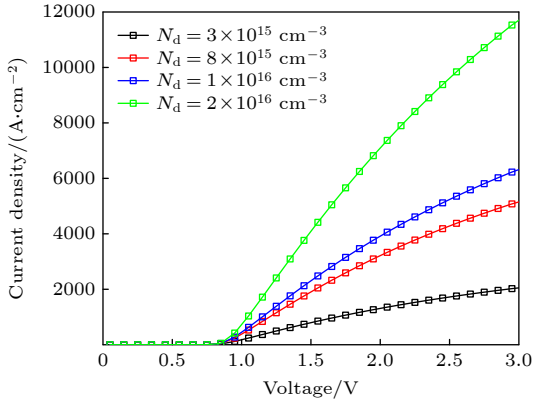


图 2 GaN SBD 正向特性曲线

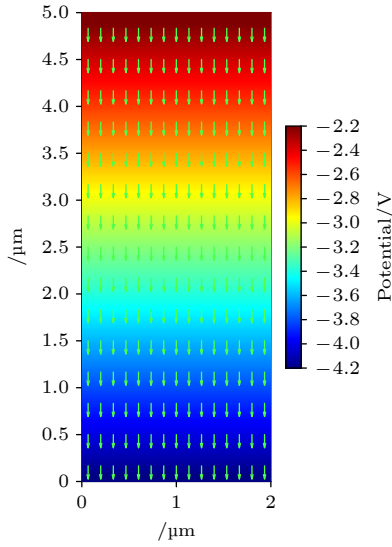
 Fig. 2. Forward I - V Characteristic of GaN SBD.


图 3 GaN SBD 在 3 V 正向电压时电势分布

Fig. 3. Potential distribution in the GaN SBD at a 3 V forward bias.

电流密度. 在正向电压作用下, 金属与半导体接触时形成的肖特基势垒降低, 电子得以从半导体流向金属, 形成正向电流, 掺杂浓度的增加使得更多电子越过肖特基势垒进入金属, 从而增加了正向电流密度.

由于击穿电压的高低反映了器件的可靠性和安全性, 本文比较了该垂直 GaN SBD 在相同范围内的漂移区掺杂浓度下的击穿电压, 将反向电流密度为 1 A/cm^2 的电压认为是击穿电压的近似值. 由图 4 可以看出, 击穿电压随掺杂浓度增加而减小, 当掺杂浓度从 $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 增加到 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 击穿电压分别为 396, 374, 366 和 342 V, 掺杂浓度升高意味着可移动的载流子浓度增加, 由电子隧穿表达式 (12) 式可知, 在施加反向电压时, 电子隧穿

的概率增大, 使得 GaN SBD 更容易发生击穿.

$$q\Delta\phi_{\text{tunneling}} = x_c \left[\frac{8q^3 N_D}{\epsilon_s} (V_{\text{bi}} + V_R) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

其中 q 为电子电荷; ϵ_s 为半导体介电常数; V_{bi} 肖特基势垒的内置电位; V_R 为外部反向偏置电压 [21]. 出于对电流传输能力及耐压值的综合考虑, 本文选取 GaN SBD 的漂移区掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

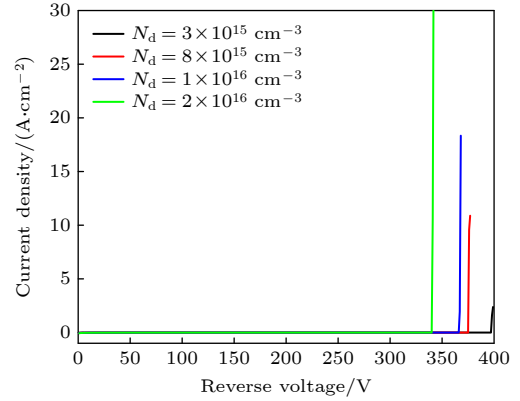

 图 4 GaN SBD 反向特性曲线, 漂移区掺杂浓度范围为 $3 \times 10^{15} \text{—} 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

 Fig. 4. Reverse I - V Characteristics of the GaN SBD with a drift region doping concentration ranging from 3×10^{15} to $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

对于掺杂水平相对较低的 SBD, 其正向电流主要输运过程是热电子发射, 对应电流密度可表示为

$$J = A^* T^2 e^{-\Phi_B/(k_B T)} (e^{qV_A/(k_B T)} - 1), \quad (13)$$

其中 A^* 为有效 Richardson 常数; Φ_B 是金属中电子到达半导体一侧需要克服的势垒高度; V_A 为外加正向偏置电压 [22-24].

3.2 GaN SBD 电热仿真结果与分析

为了进一步探究高温下 GaN SBD 正向特性, 本文通过求解与温度相关的半导体方程, 得到了其在不同温度下的正向电流密度, 结果如图 5 所示. 从图 5 中可以发现与温度相关的正向 J - V 特性在不同电压范围内表现不同, 在低、中电压水平 ($V < 0.9 \text{ V}$), 主要的电流传导机制是热电子发射, 随着温度的升高, 曲线呈现先左后上的移动趋势. 这主要是由于本征载流子浓度和载流子寿命的温度依赖性以及电子热能的增加. 当正向偏置电压接近 0.9 V 时, 对应的电流密度约为 400 A/cm^2 , 所有曲线在同一点相交. $V > 0.9 \text{ V}$ 时观察到电流的负

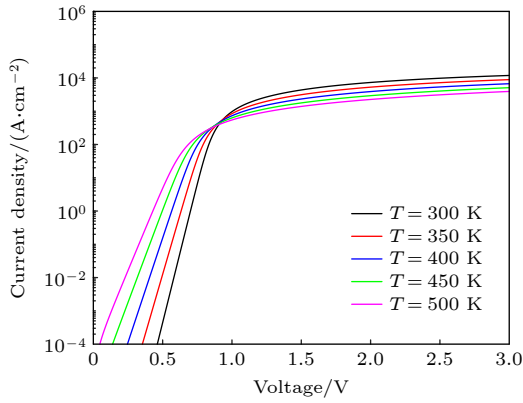


图 5 不同温度下 GaN SBD 的正向 J - V 特性, 温度范围为 300—500 K

Fig. 5. Forward J - V characteristics of the GaN SBD with temperatures from 300 to 500 K.

温度系数, 注意到 $T = 500$ K 时, 电流密度为 3930 A/cm², 而 $T = 300$ K 时, 该 GaN SBD 正向电流密度为 11879 A/cm², 相较于室温 300 K, 在高温 $T = 500$ K 时, 该 GaN SBD 正向导通能力下降了 67%, 考虑到电子迁移率随温度而降低, 从而严重限制了器件的电流能力.

相同温度范围内的反向泄漏电流密度如图 6 所示. 在 $T = 300$ K、反向电压为 300 V 的条件下, 计算得到 1.89×10^{-12} A/cm² 的低电流密度. 然而, 该值随着温度的升高显著增加, 这是由于在最大反向偏置处的镜像力导致肖特基势垒高度降低, 使得热场致发射机制更为明显, 镜像力可表示为

$$q\Delta\phi_{\text{mirrorforce}} = \left[\frac{q^7 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} (V_{\text{bi}} + V_R) \right]. \quad (14)$$

由 (14) 式可知, 镜像力引起的势垒降低会随着反向偏置电压 V_R 增大而愈加显著.

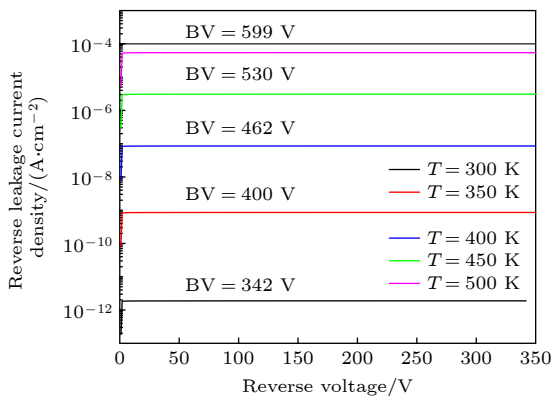


图 6 GaN SBD 在 300—500 K 温度范围内的反向泄漏电流密度

Fig. 6. Reverse leakage current density of the GaN SBD across a temperature range of 300 to 500 K.

3.3 性能提升分析

由前面分析可知, 垂直 GaN SBD 具有正向低导通电压, 开关速度快等优势. 但还是存在镜像力对势垒降低的影响, 使得 GaN SBD 的泄漏电流不可忽视. 特别是当器件在较大的反向偏置时, 强泄漏电流可导致击穿电压降低 [25–30]. 为了进一步提升 GaN SBD 耐压值, 本节分析了 GaN SBD 引入的 pn 结和肖特基复合结构 (merged pn-Schottky, MPS), 探讨了该复合结构参数对其正向和反向特性的影响.

3.3.1 MPS GaN SBD 结构及相关参数

MPS 二极管结构截面示意图如图 7 所示, 相对垂直 GaN SBD 结构, 引入一个 p 型掺杂区域, 并在其上方设置为欧姆接触, 将引入的 p 型掺杂宽度记为 W_p , 高度记为 T_p .

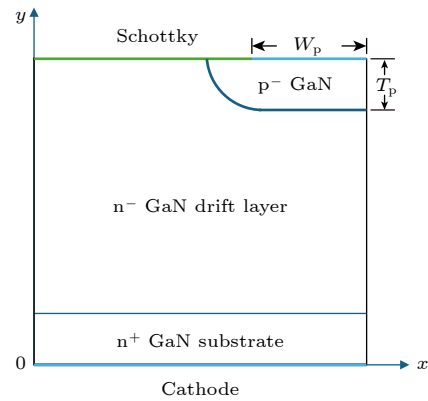


图 7 MPS GaN SBD 截面示意图

Fig. 7. Cross-sectional schematic diagram of the MPS GaN SBD.

本文将 p 型 GaN 区域设置为高斯掺杂, 表达式如下:

$$N_{\text{aGauss}}(x, y) = N_a \quad x_1 = 0.95 \mu\text{m}, x_2 = 2 \mu\text{m}, \\ y_1 = 4.6 \mu\text{m}, y_2 = 5 \mu\text{m}$$

x 方向结深 $d_{jx} = 0.1 \mu\text{m}$, y 方向结深 $d_{jy} = 0.2 \mu\text{m}$, 受主掺杂浓度 $N_a = 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 该 MPS 二极管的净掺杂分布如图 8 所示.

3.3.2 MPS GaN SBD 结构参数对其性能影响

为了探究 MPS GaN SBD 结构及掺杂等参数对其性能的影响, 首先讨论了在 $W_p = 1 \mu\text{m}$, $T_p = 0.4 \mu\text{m}$ 时, 不同 p 型掺杂浓度对 MPS 二极管正向特性的影响, 如图 9 所示.

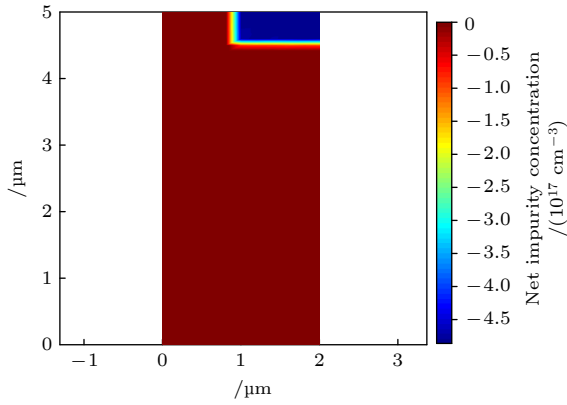


图 8 MPS GaN SBD 净掺杂分布图

Fig. 8. Net doping concentration profile of the MPS GaN SBD.

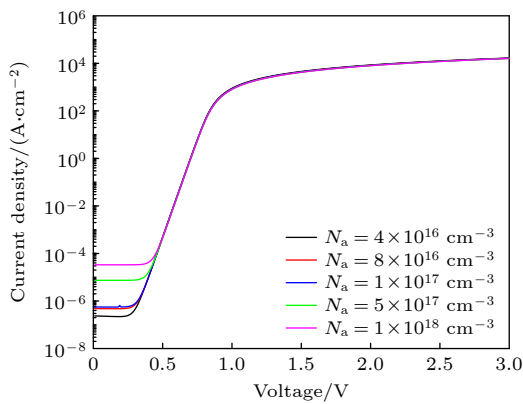


图 9 MPS GaN SBD 正向特性曲线

Fig. 9. Forward characteristic curves of MPS GaN SBD.

由图 9 可以看出, 当以电流密度 $J = 1 \text{ A/cm}^2$ 为参考得到器件偏置电压时, 随着 p 区掺杂浓度的

上升, MPS GaN SBD 对应的偏置电压呈上升趋势. 这表明在该电流密度范围内, 器件正向特性主要受等效导电电阻与电流扩展效应影响, 而不仅仅由势垒调制决定. 随着 p 区掺杂浓度增加, p 区附近的耗尽与电场分布发生变化, 使得有效导电通道与电流扩展路径受到更强约束, 导致等效串联电阻增大, 从而需要更高的正向偏压才能达到相同的电流密度. 另一方面, p 区掺杂浓度的增加也会影响关断态的载流子分布与势垒特性, 使得反向泄漏电流可能增大.

对该 MPS GaN SBD 施加正向电压 $V_a = 3 \text{ V}$, 给出了 MPS GaN SBD 的焦耳热分布及复合热分布如图 10 所示, 分析在正向导通时的热分布有助于理解其内部物理机制. 其中, 图 10(a) 中白色箭头是总电流密度, 图 10(b) 中绿色箭头是电子电流密度, 红色箭头是空穴电流密度. 从图 10(a) 可以看出, 焦耳热主要集中在肖特基势垒附近的阳极结, 并在肖特基势垒处达到了最大值. 而热最严重的部分也是二极管非线性效应最显著的区域, 这与半导体理论是一致的. 当电流通过肖特基并流向 p 型掺杂区域时, 电子与空穴在 p 区域下方相遇并结合, 释放出热能, 即复合热, 因此复合热在 p 型区域下方最严重.

通过综合考虑 MPS GaN SBD 的正向导通水平和反向耐压能力, 可以设计出更加可靠、高效的器件结构. 图 11 给出了在不同 p 区掺杂浓度下, MPS GaN SBD 的击穿特性曲线. 由图 11 可知, p

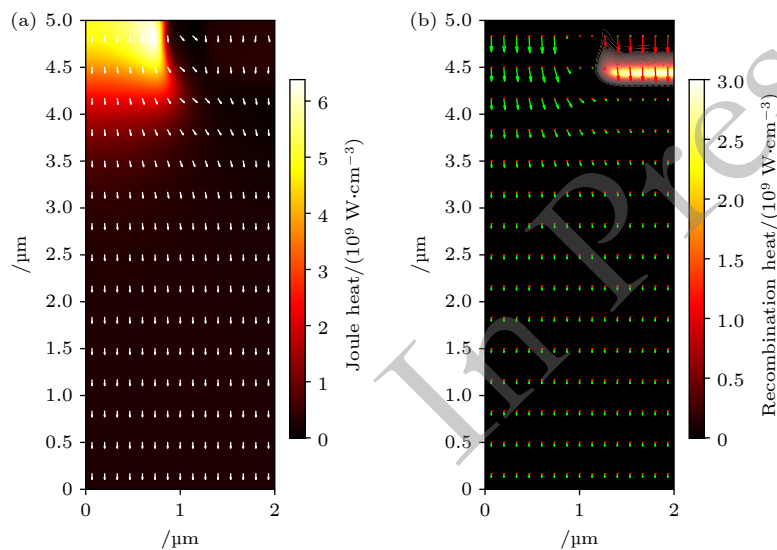


图 10 (a) MPS GaN SBD 焦耳热分布; (b) MPS GaN SBD 复合热分布

Fig. 10. (a) Joule heat distribution in the MPS GaN SBD; (b) recombination heat distribution in the MPS GaN SBD.

区掺杂浓度的增加使得 MPS GaN SBD 的耐压能力得到增强, 且增强的能力随掺杂浓度上升趋于平缓, 当 p 区掺杂浓度 $N_a = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时, 其击穿电压达到 1394 V, 相比垂直 GaN SBD, 耐压性能提升了 32%. 但同时注意到, 当 $N_a = 4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, 其击穿电压仅为 326 V, 相比垂直 GaN SBD 其耐压性能反而下降.

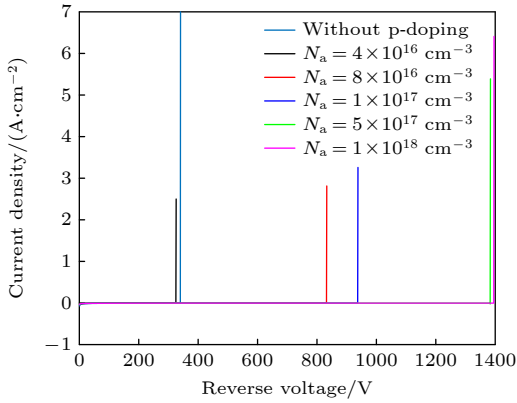


图 11 不同 p 区掺杂浓度下 MPS GaN SBD 的反向特性曲线
Fig. 11. Reverse I - V characteristics of the MPS GaN SBD with different p-region doping concentrations.

图 12 给出了垂直肖特基接触线 (如图 7 中, $x = 0 \mu\text{m}$, $y = 0-5 \mu\text{m}$) 上的电场分布. 从图中可以看出, 当 p 区掺杂浓度 $N_a = 4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时, 肖特基接触表面的电场强度高于器件内部, 表明此时 p 区电场屏蔽效果不足, 导致器件过早击穿. 在其他几种掺杂浓度下, p-GaN 与 n-GaN 结的耗尽效应将峰值电场从肖特基界面移动到器件主体中,

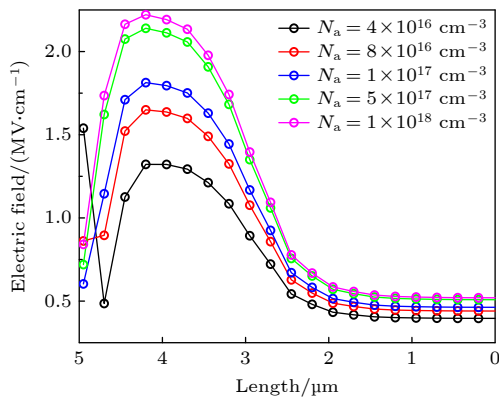


图 12 MPS GaN SBD 肖特基接触中垂线 ($x = 0 \mu\text{m}$, $y = 0-5 \mu\text{m}$) 上电场分布
Fig. 12. Electric field distribution along the vertical line through the Schottky contact of the MPS GaN SBD ($x = 0 \mu\text{m}$, $y = 0$ to $5 \mu\text{m}$).

有效地减少肖特基界面处的电场, 使得击穿电压上升.

除 p 区掺杂浓度外, p 型区域的结构尺寸也与该 MPS GaN SBD 的击穿性能密切相关, 如图 13 以及图 14 所示, 在所有 p 区掺杂浓度下, MPS GaN SBD 的击穿电压与 p 区宽度 W_p 以及高度 T_p 呈正相关, 说明更大的 p 区结构尺寸能有效地分散电场, 减少局部场强过高的风险, 从而提高击穿电压.

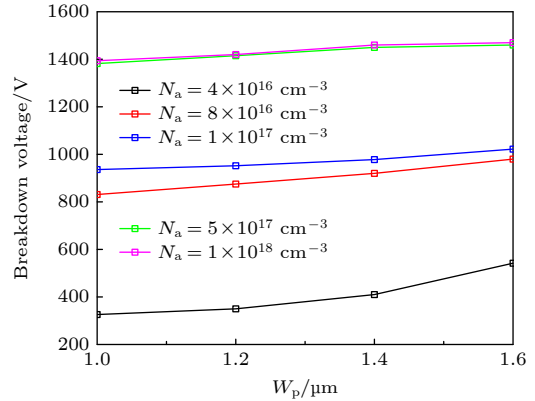


图 13 MPS 二极管击穿电压与 p 区宽度 W_p 的关系, $T_p = 0.4 \mu\text{m}$
Fig. 13. Breakdown voltage vs. width of the p-region (W_p) for the MPS Diode, with $T_p = 0.4 \mu\text{m}$.

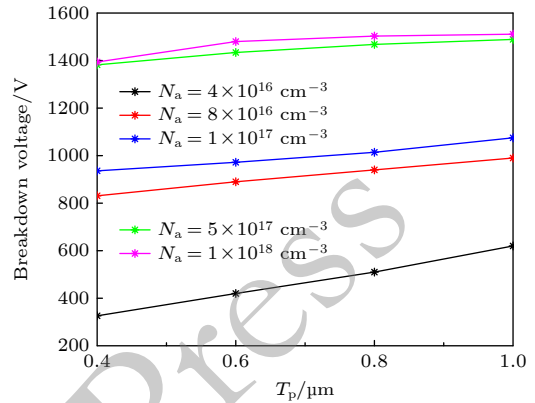


图 14 MPS 二极管击穿电压与 p 区高度 T_p 的关系, $W_p = 1.0 \mu\text{m}$
Fig. 14. Breakdown voltage versus p-region height (T_p) for the MPS Diode, with $W_p = 1.0 \mu\text{m}$.

4 结 论

本文基于电热耦合漂移-扩散模型, 对垂直 GaN SBD 及其 MPS 结构开展参数化数值仿真, 系统地分析漂移层掺杂、温度变化与 MPS p 区参

数对器件正向导通、反向泄漏与击穿特性的影响机理, 主要结论如下.

1) 本文建立了垂直 GaN SBD/MPS 的电热耦合漂移-扩散数值模型, 并在统一框架下对正向导通、反向泄漏与击穿行为进行参数化分析, 同时给出了正向工况下焦耳热与复合热的空间分布特征, 为结构优化与热可靠性评估提供数值计算基础.

2) 结果表明, 漂移层掺杂浓度升高可增强正向导通能力, 但会降低反向阻断能力, 反映出导通损耗与耐压之间的折中关系; 随着温度升高时, 偏压与温度共同改变主导输运并诱发迁移率退化, 使高电流密度区导通能力下降且反向泄漏增加, 说明器件性能对温度改变较为敏感.

3) 引入并优化 MPS 结构可通过 p 区耗尽效应重分布肖特基界面电场, 从而显著提升耐压; 提高 p 区掺杂或增大 p 区尺寸有利于电场重分布并提升击穿电压, 但会使在相同电流密度下所需正向偏置电压升高.

基于上述仿真结果, 本文以 p 区掺杂与几何参数为核心调控量, 结合漂移层掺杂与温度效应对导通、泄漏与击穿的影响, 给出垂直 GaN SBD/MPS 的参数化选择依据. 同时为器件热源分布与热可靠性评估提供统一的电热耦合建模方法.

参考文献

- [1] Liu C, Li M, Wen Z, Gu Z Y, Yang M C, Liu W H, Han C Y, Zhang Y, Geng L, Hao Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 057301 (in Chinese) [刘成, 李明, 文章, 顾钊源, 杨明超, 刘卫华, 韩传余, 张勇, 耿莉, 郝跃 2022 物理学报 **71** 057301]
- [2] Sun Y, Kang X, Zheng Y, Lu J, Tian X, Wei K, Wu H, Wang W, Liu X, Zhang G 2019 *Electronics* **8** 575
- [3] Yu S, Zhang F, He Y L, Liu P, Sheng B S, Lu X L, Wang Z, Wang X C, Li Y, Zheng X F 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 9
- [4] Zhang X, Zou X B, Lu X, Tang C W, Lau K M 2017 *IEEE Trans. Electron Devices* **64** 809
- [5] Yan Z H, Yuan S, Jiang X, Deng C F, Pang Z J, Bu X S 2023 *IEEE Trans. Electron Devices* **70** 5087
- [6] Zhang Y L, Lu X, Zou X B 2019 *Electronics* **8** 1550
- [7] Bouzid F, Pezzimenti F, Dehimi L 2017 *Jpn. J. Appl. Phys.* **56** 094301
- [8] Lu B W, Xu S R, Huang Y, Su H K, Tao H C, Xie L, Ding X L, Rong X R, Liu S K, Jia J Y, Zhang J C, Hao Y 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 194202 (in Chinese) [路博文, 许晟瑞, 黄永, 苏华科, 陶鸿昌, 谢磊, 丁小龙, 荣晓燃, 刘劭珂, 贾敬宇, 张进成, 郝跃 2025 物理学报 **74** 194202]
- [9] Wang S, Ge C, Xu Z Y, Cheng A Q, Chen D J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 177101 (in Chinese) [王帅, 葛晨, 徐祖银, 成爱强, 陈敦军 2024 物理学报 **73** 177101]
- [10] Kantner M 2020 *J. Comput. Phys.* **402** 109091
- [11] Glitzky A, Liero M, Nika G 2022 *J. Math. Anal. Appl.* **507** 125815
- [12] Schulze H J, Niedernostheide F J, Pfirsch F 2012 *IEEE Trans. Electron Devices* **60** 551
- [13] Zhang T C, Chen D N, Li C Y, Zhang L M, Xu Z Y, Cheng A Q, Bao H G, Ding D Z 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 147101 (in Chinese) [张天成, 陈迪娜, 李春雨, 张利民, 徐祖银, 成爱强, 包华广, 丁大志 2023 物理学报 **72** 147101]
- [14] Caughey D M, Thomas R E 1967 *Proc. IEEE* **55** 2192
- [15] Canali C, Majni G, Minder R, Ottaviani G 1975 *IEEE Trans. Electron Devices* **22** 1045
- [16] Ottaviani G 1976 *IEEE Trans. Electron Devices* **23** 1113
- [17] Shockley W, Read W T 1952 *Phys. Rev.* **87** 835
- [18] Hall R N 1952 *Phys. Rev.* **87** 387
- [19] Dziewior J, Schmid W 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 346
- [20] Okuto Y, Crowell C R 1975 *Solid-State Electron.* **18** 161
- [21] Fischer A, Koprucki T, Gärtner K 2014 *Adv. Funct. Mater.* **24** 3367
- [22] Fischer A, Pfalz M, Vandewal K 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 014023
- [23] Gummel H K 1964 *IEEE Trans. Electron Devices* **11** 455
- [24] Scharfetter D L, Gummel H K 1969 *IEEE Trans. Electron Devices* **16** 64
- [25] Gaur S P, Navon D 1976 *IEEE Trans. Electron Devices* **23** 50
- [26] Gdawiec K, Kotarski W, Lisowska A 2021 *Numer. Algorithms* **86** 953
- [27] Li G Z, Ren Y, Wang L, Wang Q L, He L, Li L A 2023 *Vacuum* **211** 111954
- [28] Maeda T, Narita T, Yamada S 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 185702
- [29] Zhou Y H, Wu Q S, Zhang Q, Li C Z, Zhang J W, Liu Z X, Zhang K, Liu Y 2022 *AIP Adv.* **12** 065117
- [30] Wang H, Chen S, Chen H, Liu C 2022 *IEEE J. Electron Devices Soc.* **10** 504

Investigation of electro-thermal simulation and performance control in GaN Schottky barrier diodes*

YAN Yeqiang REN Xingang[†] XIAO Hui
XIA Zhaosheng HUANG Zhixiang[‡]

(Key Laboratory of Intelligent Computing & Signal Processing, Ministry of Education, Anhui University, Hefei 230601, China)

(Received 13 November 2025; revised manuscript received 17 February 2026)

Abstract

Power devices are key components in power electronic systems and are widely used in aerospace, electric vehicles, high-voltage direct current (HVDC)/flexible alternating current transmission systems (FACTS), AC/DC motor drives, and household appliances. As silicon is limited by its narrow bandgap and low critical electric field, the performance of silicon-based power devices is approaching the theoretical material limit. Owing to its wide bandgap, high critical electric field, excellent thermal stability, and high carrier saturation velocity, gallium nitride (GaN) has emerged as a leading candidate material for next-generation power devices. Enabled by advances in free-standing n-type GaN substrates, fully vertical GaN devices have achieved rapid progress, featuring high current capability, high breakdown voltage, a compact chip footprint, and superior thermal management. Among them, vertical GaN Schottky barrier diodes (SBDs) have attracted considerable attention because of their low forward voltage drop and fast switching characteristics. In this work, an electrothermal physical model based on the drift-diffusion equations is developed for a vertical GaN SBD. The effects of the drift-layer doping concentration on the forward and reverse characteristics are quantitatively analyzed, and the forward conduction behavior at various ambient temperatures is investigated to elucidate the temperature-dependence behavior of the J - V characteristics. Furthermore, a merged pn-Schottky (MPS) structure is proposed, and the influences of p-region geometry and doping parameters on the electric-field distribution, forward conduction, and reverse blocking performance are systematically studied. The results provide theoretical insights and practical design guidelines for optimizing high-performance vertical GaN power diodes.

Keywords: GaN Schottky barrier diode (SBD), merged pn-Schottky (MPS) diode, drift-diffusion equations, numerical simulation

DOI: [10.7498/aps.75.20251551](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251551)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251551](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251551)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U25A20413, 62171001, U20A20164, U22A2017, 61871001, 61701001, 61971001, 6140209), the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2022YFB4200901, 2022YFB4200903), the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant Nos. 2408085Y031, 2023AH020001), the Anhui Provincial Science and Technology Innovation Research Program, China (Grant No. 202523f12050007), and the Open Fund of the Anhui Engineering Technology Research Center for Special Power Devices of New Semiconductor Materials, China (Grant No. 2021GCYJZX02).

[†] Corresponding author. E-mail: xgren@ahu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn