蓝宝石衬底与氨热法氮化镓衬底上生长的GaN肖特基二极管反向电流机制比较

B. Orfao[1,*], M. Abou Daher[1], H. Bouillaud[1], Y. Roelens[1], P. Prystawko[2], R.Kucharski[2], M. Bockowski[2] 以及 M. Zaknoune [1]

[1] IEMN，电子、微电子与纳米技术研究所，法国里尔。[2] 波兰科学院高压物理研究所，Sokolowska 29/37，华沙，01-142，波兰。电子邮箱：beatriz.orfao-e-vale-tabernero@univ-lille.fr

摘要

本研究分析了生长于蓝宝石衬底和本征氮化镓衬底上的氮化镓肖特基势垒二极管（肖特基势垒二极管）的反向电流机制。对于蓝宝石衬底样品，识别出两种导电机制：泊尔-弗伦克尔发射（泊尔-弗伦克尔发射）和陷阱辅助隧穿（陷阱辅助隧穿），对应的陷阱能级分别为 0.9 eV 和 0.3 eV。相比之下，氮化镓衬底样品中仅观察到泊尔-弗伦克尔发射，陷阱能级为 0.75 eV，这表明陷阱辅助隧穿的存在与蓝宝石衬底上生长的结构中较高的位错密度有关。通过比较实验电流-电压（I–V）特性与一个模型，提取漏电机制及相关陷阱能级；该模型纳入了不同温度（298K 至 443K）下的热发射和隧穿贡献。

关键词：GaN衬底、氮化镓肖特基、温度、陷阱

1. 引言

宽禁带（WBG）半导体具有显著提升传统技术的材料特性。其中，氮化镓（GaN）具有宽禁带、高击穿场强、高电子速度和高热导率等特点 [1]。这些特性使氮化镓成为高功率、高频和高温应用的理想候选材料。

肖特基二极管凭借其强非线性而广泛应用于倍频器和混频器；与此同时，其较高的开关速度使其能够用于快速响应应用 [2,3]。尽管砷化镓仍是肖特基二极管最广泛采用的技术，但其有限的热稳定性、相对较低的击穿电压以及一般的功率承受能力，使氮化镓成为更高要求应用的有力候选材料。氮化镓肖特基势垒二极管（SBDs）尤其适用于高功率、高温和空间电子学领域，并且还受益于氮化镓固有的抗辐射能力。

GaN肖特基势垒二极管中的反向漏电流通常高于热发射电流和隧穿电流所能预期的水平 [4]。这种过剩电流通常与缺陷的存在有关。反向电流通常归因于缺陷辅助机制，例如泊尔-弗伦克尔发射（PFE）、陷阱辅助隧穿（TAT）和变程跳跃（VRH）[5-6]。因此，器件可靠性仍是一项亟待深入研究的关键挑战，因为对于航天、医疗和安防系统等应用而言，稳定且长期运行至关重要。

由于缺乏本征氮化镓衬底，人们开始使用硅、碳化硅或蓝宝石等异质衬底。尽管生长在蓝宝石和碳化硅衬底上的氮化镓层位错密度较高，通常为 107 至 109 cm^{-2},

但由于成本低、晶圆供应充足且技术成熟，这些衬底仍得到广泛应用 [7]。然而，近年来，在本征氮化镓衬底上生长氮化镓的技术已取得显著进展；这类衬底的位错密度低得多，约为 10^4 至 10^5cm^{-2} [8]。

采用温度相关的电学表征方法（如电流-电压（I-V）和电容-电压（C-V）测量）对GaN肖特基势垒二极管中的非理想电流机制进行分析的研究已有报道 [9-11]。这些研究证实了泊尔-弗伦克尔发射、陷阱辅助隧穿和变程跳跃机制的存在。然而，据我们所知，文献中尚未报道过不同衬底之间的比较。

本研究旨在分析GaN肖特基势垒二极管中存在的非理想电流机制，并探究这些机制随衬底变化而产生的差异。本文结构如下：第2节介绍所测二极管的结构；第3节讨论结果，以辨识非理想电流机制；最后，第4节总结本研究的主要结论。

2. 外延生长与制备工艺

所分析的二极管采用两种相似的外延结构制备。第一种结构由蓝宝石衬底上的一层厚度为 600 nm 的外延层（掺杂浓度为 5×10^{16} cm^{-3}）、一层厚度为 500 nm 的高 Si 掺杂氮化镓（10^{19} cm^{-3}）以及一层厚度为 1.2 μm 的半绝缘氮化镓缓冲层构成。第二种结构从上到下依次为：一层掺杂浓度为 8×10^{16} cm^{-3}、厚度为 620 nm 的漂移层，接着是一层厚度为 425 nm 的氮化镓层（掺杂浓度为 10^{19} cm^{-3}），以及位于氨热法氮化镓衬底上的一层厚度为 426 nm 的绝缘氮化镓缓冲层。

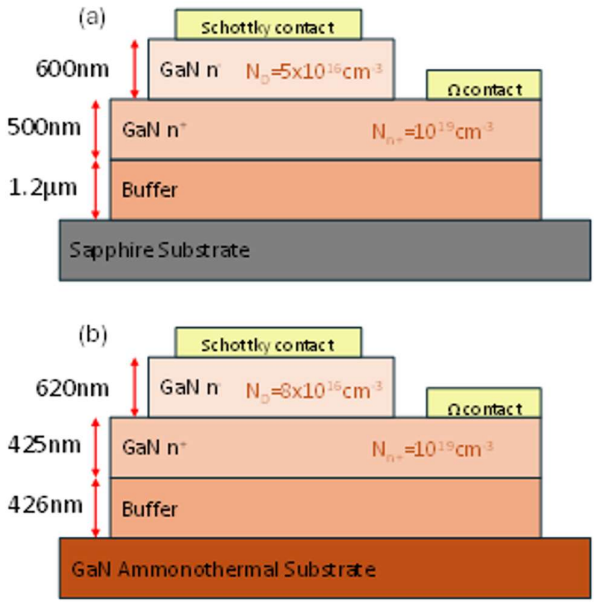

图 1。 在 (a) 蓝宝石和 (b) GaN氨热法衬底上制备的 GaN肖特基势垒二极管示意图。

肖特基接触位于外延层顶部，所用金属叠层为铂/金；由钛/铝/镍/金构成的欧姆接触则位于高掺杂氮化镓层上。采用二氧化硅硬掩模定义台面，随后使用氯气/氩气电感耦合等离子体（ICP）刻蚀漂移层。对于蓝宝石衬底样品，欧姆接触和肖特基接触均在氮气气氛中于550 °C同时退火15 min。对于氨热法衬底样品，欧姆接触在氮气气氛中于850 °C退火30 s，肖特基接触则于400 °C退火20 min。图2展示了制备完成的二极管的扫描电子显微镜图像。

本研究中的测量是在直径为 140 μm 的圆形二极管上进行的。

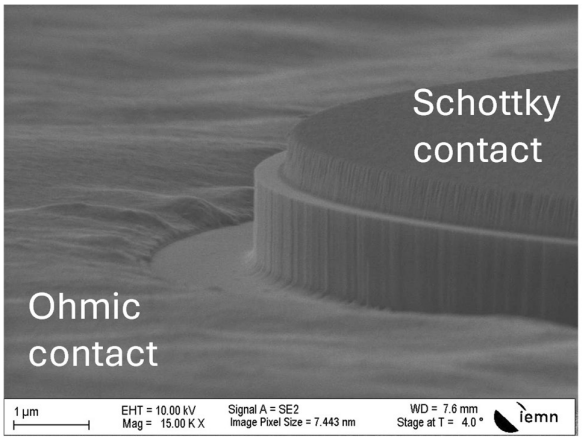

图 2。 制备的 GaN肖特基二极管的扫描电子显微镜图像。

3. 结果

在室温下进行了 C-V 测量，并使用以下公式提取漂移层的掺杂浓度（N_D）：

$$(C)^{-2} = \frac{2(V_B - V)}{S^2 q N_D \varepsilon_{sc}},$$

其中，S为e,Schottky contact surface，ε_{sc}为半导体介电常数，V_B 为内建电压。我们分别获得了蓝宝石衬底样品和GaN衬底样品的N_D 值，分别为1.9×10^{16} cm^{-3} 和1.1×10^{17} cm^{-3} 。

使用自制实验装置，在25摄氏度至170摄氏度的不同温度下进行了I-V测量。该实验装置包括一个电源，用于向安装在金属卡盘下方的陶瓷加热器施加电压，金属卡盘则作为加热样品架。通过连接到直接放置在金属卡盘上的温度传感器的Agilent 34461A数字万用表，监测样品架的温度。使用钨探针尖端进行电学探测，这是因为其在高温条件下具有良好的热稳定性和机械稳定性。

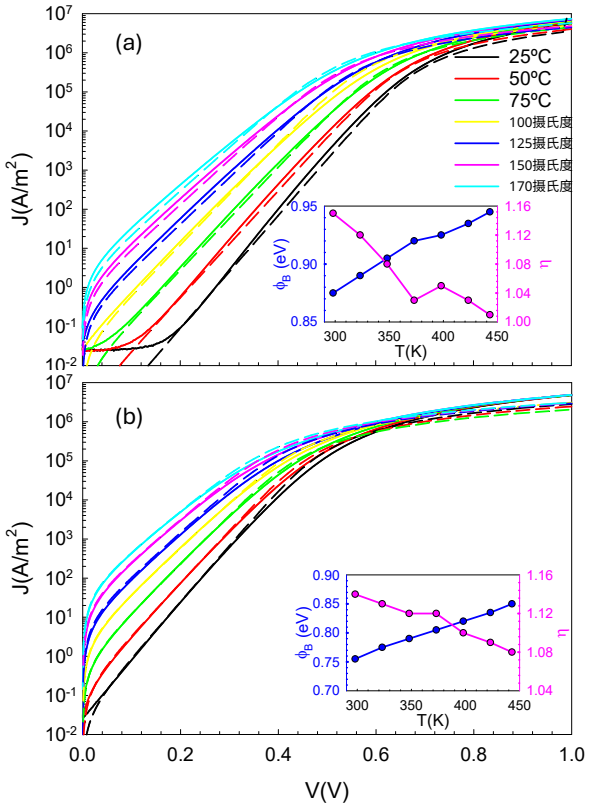

图3.（a）蓝宝石衬底和（b）GaN衬底的测量结果（实线）与模型（虚线）的正向I-V特性。插图包含根据实验曲线和模型拟合提取的ϕ_B 和η 。

图3展示了（a）蓝宝石衬底样品和（b）GaN衬底样品的正向I-V特性，并同时给出了文献 [12]中建立的模型结果。该模型在正向偏压下仅考虑热发射，而在反向偏压下则考虑热发射和隧穿电流。用于计算这些电流的表达式的推导详见文献[12]。

通过拟合实验曲线和模型得到的理想电流，提取了ϕ_B 和 η 的数值。从图3的插图中可以看出，对于这两种样品，随着温度升高，理想因子降低，而势垒高度升高。这种行为通常归因于肖特基势垒不均匀性[13,14]。

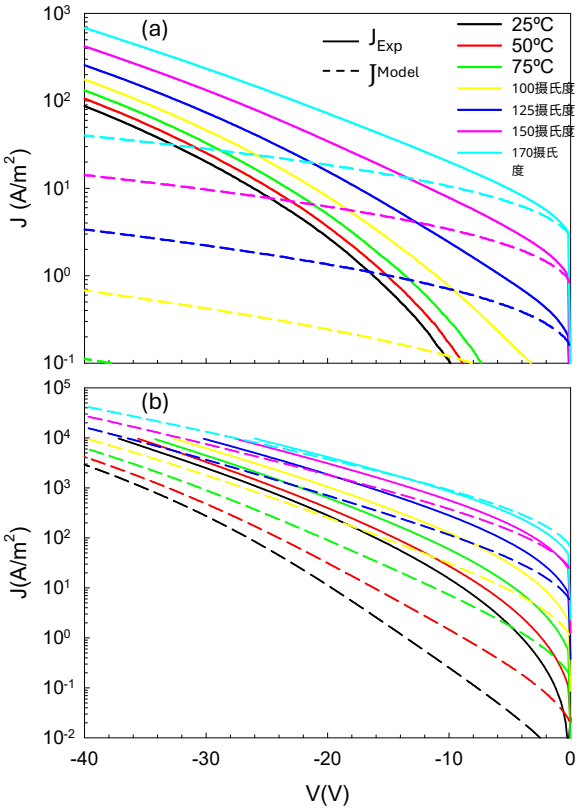

图4.（a）蓝宝石衬底和（b）GaN衬底的测量结果（实线）与模型（虚线）的反向电流-电压特性。

图4展示了通过实验测量和模型获得的反向I–V特性。对于在蓝宝石衬底上制备的二极管，在整个温度范围内，测量电流与理想电流之间均存在显著差异。相比之下，对于GaN衬底样品，实验曲线在最高温度下接近理想电流。

如前所述，反向理想电流是根据热发射和隧穿贡献估算的。与理想电流的偏离表明存在非理想电流机制。蓝宝石衬底样品的这种偏离更为明显，而测量电流与理想电流之间的差值则决定了与非理想机制相关的过剩电流。

利用过量电流来识别每种结构中存在的其他机制。将

Ln(J/E) 表示为 √E 的函数时，两个样品均呈现线性关系，表明存在泊尔-弗伦克尔发射（PFE）。与泊尔-弗伦克尔发射相关的电流密度可表示为 [6]:

$$J_{PFE} \propto E exp\left(\frac{-q\left(\phi_t - \sqrt{qE/\pi\varepsilon_{sc}}\right)}{k_B T}\right),$$

其中 E 为 the electric field，k_B 为常数，T 为温度，ϕ_t 为陷阱能级，ε_{sc} 为高频介电常数（氮化镓为 5.35ε_0 ） [15,16]。因此，图5中观察到的线性关系证实了泊尔-弗伦克尔发射的贡献。线性拟合的斜率预计等于 $q\sqrt{q/\pi\varepsilon_{sc}}/k_B T$。蓝宝石衬底样品所得斜率高于预期值，表明存在其他导电机制的贡献；而 GaN衬底样品的斜率则接近理论值。因此，对于 GaN衬底样品，泊尔-弗伦克尔发射是主导导电机制，提取的陷阱能级约为 0.75 eV。

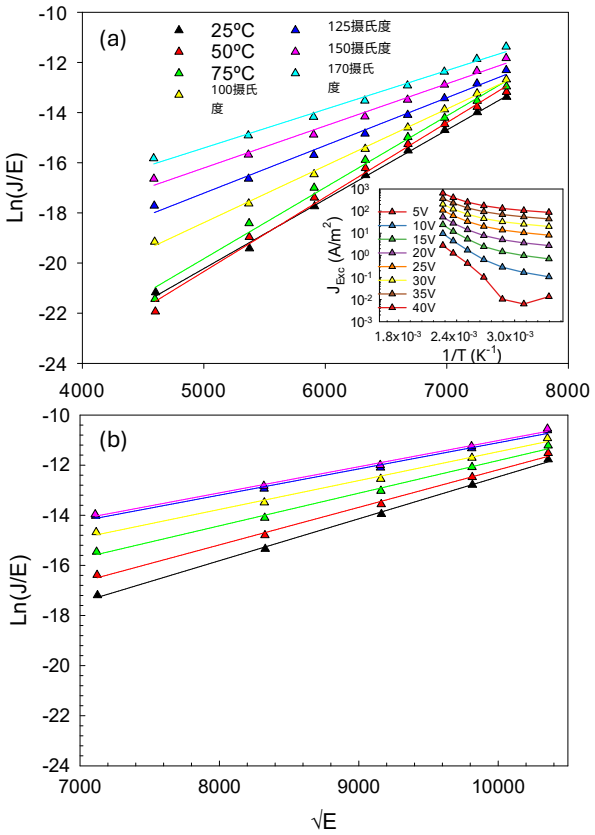

图5。Ln(J/E) 随 √E 的变化关系，这是泊尔-弗伦克尔发射机制的典型依赖关系，包括 (a) 蓝宝石衬底二极管和 (b) GaN衬底二极管的拟合结果。插图显示了蓝宝石衬底上制备的二极管的过剩电流随温度倒数的变化。

接下来，我们着重识别并分析导致蓝宝石衬底样品中观察到过剩电流的导电机制。图5插图显示了蓝宝石衬底样品中过剩电流随温度倒数的变化关系。从图中可以看出，较高温度下呈线性关系，而在较低温度下，电流趋于一个与温度无关的恒定值。这表明，较低温度下陷阱辅助隧穿可能占主导，而较高温度下泊尔-弗伦克尔发射与陷阱辅助隧穿可能共同作用，从而导致图5(a)中观察到较大的斜率。

与陷阱辅助隧穿相关的电流密度由以下表达式给出 [6]:

$$J_{TAT} \propto exp\left(\frac{-4\sqrt{2qm^*}(\phi_t)^{3/2}}{3\hbar E}\right),$$

其中，m* is the effective mass of the electrons（对于氮化镓为 0.23m$_e$）[17]，ħ 为普朗克常数。

在较低温度和较低电场下，电流变得几乎不受温度影响，此时可通过将 Ln(J) 表示为 1/E 的函数来确定导致陷阱辅助隧穿的陷阱能级，见图6。得到的陷阱能级为 0.29 eV。通过确定陷阱辅助隧穿电流，我们可以估算该机制对总过剩电流的贡献，进而利用 $J_{PFE} = J_{Exc} - J_{TAT}$ 得到泊尔-弗伦克尔发射的相关贡献。因此，在高温和高电场下将 Ln(J_{PFE}/E) 对 √E 作图（见图6），可以观察到斜率趋近于预期的理论值，相应的陷阱能级可计算得约为 0.9 eV。

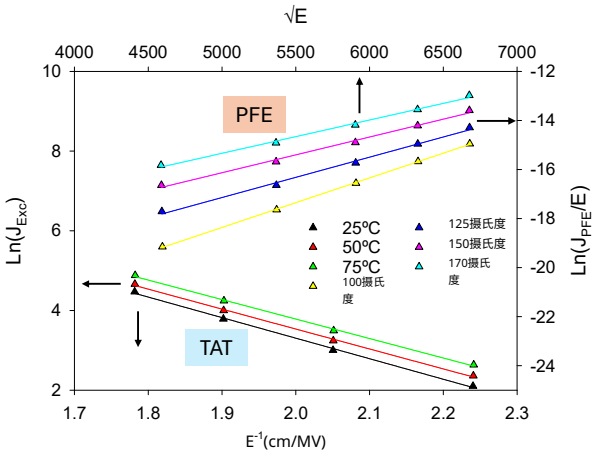

图6。 蓝宝石衬底样品中过剩电流中泊尔-弗伦克尔发射（PFE）和陷阱辅助隧穿（TAT）的贡献示意图。

GaN衬底样品中只观察到泊尔-弗伦克尔发射（PFE），这可能归因于其较低的位错密度，通常为 10^4 to 10^5 cm^{-2}。相比之下，对于蓝宝石

衬底，其位错密度要高得多（10^7 to $10^9$$cm^{-2}$），这解释了泊尔-弗伦克尔发射（PFE）和陷阱辅助隧穿（TAT）同时存在的原因。关于泊尔-弗伦克尔发射机制，在高温和高电场下观察到该现象是合理的，因为其中涉及的陷阱较深（能级为 0.75 eV 和 0.9 eV），电子需要足够的热能才能从这些陷阱中逸出。这些深能级陷阱通常与氮空位有关 [18,19]。

4. 结论

对于蓝宝石衬底样品，观察到泊尔-弗伦克尔发射（PFE）和陷阱辅助隧穿（TAT）两种机制。在高温和高电场下，PFE占主导地位，陷阱能级为0.9 eV；而在较低温度和较低电场下，TAT是主导机制，陷阱能级为0.29 eV。相比之下，对于GaN衬底样品，仅观察到PFE，陷阱能级约为0.75 eV。样品之间的这一差异可能归因于GaN衬底中位错密度显著较低、缺陷浓度较小，这抑制了隧穿辅助机制的贡献，并使单一的PFE过程占据主导地位。

致谢

本研究由CPER Wavetech和Imitech资助。纳米制造工作由法国RENATECH网络和Equipex+ Nanofutur项目支持。本研究中与衬底和外延生长相关的部分也得到宽禁带（WBG）试验线的支持。该试验线由芯片联合事业通过欧盟的数字欧洲计划和地平线欧洲计划，以及参与国意大利、瑞典、波兰、芬兰、奥地利、法国和德国共同资助，资助协议编号为101183211。

参考文献

[1] Sun Y 等，2019 年 电子学 **8** 5.[2] Zhang B、Ji D、Fang D、Liang S、Fan Y 和 Chen X，2019 年 *IEEE* 电子器件快报 **40** 780–783.[3] Liang S、Song X、Zhang L、Lv Y、Wang Y、Wei B、Guo Y、Gu G、Wang B、Cai S 和 Feng Z，2020 年 *IEEE* 电子器件快报**41** 669–672.[4] Hashizume T、Kotani J 和 Hasegawa H，2004 年 应用物理快报**84** 4884.[5] Miller E J、Yu E T、Waltereit P 和 Speck J S，2004 年 应用物理快报 **84** 535.[6] Fu K、Fu H、Huang X、Yang T H、Cheng C Y、Peri P R、Chen H、Montes J、Yang C、Zhou J、Deng X、Qi X、Smith D J、Goodnick S M 和 Zhao Y，2020 年 *IEEE* 电子器件学会期刊**8** 74–83.[7] Sakai S、Wang T、Morishima Y 和 Naoi Y，2000 年 晶体生长杂志 **221** 334-337.[8] Yoshida T 和 Shibata M，2020 年 日本应用物理学杂志 **59** 071007.[9] Pipinys P 和 Lapeika V，2006 年 应用物理学杂志 **99** 093709.[10] Chen J、Liu Z、Wang H、Song X、Bian Z、Duan X、Zhao S、Ning J、Zhang J 和 Hao Y，2021 年 应用物理快报 **14**104002.[11] Orfao B、Abou Daher M、Peña R A、Vasallo B G、Pérez S、Íñiguez-De-La-Torre I、Paz-Martinez G、Mateos J、Roelens Y、Zaknoune M 和 González T，2024 年 应用物理学杂志**135** 1.[12] Orfao B、Di Gioia G、Vasallo B G、Pérez S、Mateos J、Roelens Y、Frayssinet E、Cordier Y、Zaknoune M 和 González T，2022 年 应用物理学杂志 **132** 4.[13] Ejderha K、Duman S、Nuhoglu C、Urhan F 和 Turut A，2014 年 应用物理学杂志 **116** 234503.[14] Gülnahar M，2014 年 超晶格与微结构 **76** 394–412.[15] Simmons J G，1967 年 物理评论 **155** 657.[16] Madelung O，2004 年 半导体：数据手册施普林格，柏林.[17] García S、Pérez S、Íñiguez-De-La-Torre I、Mateos J 和 González T，2014 年 应用物理学杂志 **115** 044510.[18] Maurya V、Buckley J、Alquier D、Irekti M R、Haas H、Charles M、Jaud M A 和 Sousa V，2023 年 能源 **16** 5447.[19] Peta K R、Park B G、Lee S T、Kim M D、Oh J E、Kim T G、Reddy V R，2013 年 薄固体薄膜 **534** 603-608.