

# 石墨烯/ $4H$ -SiC $\alpha$ 探测器“死层”抑制机理 及原理样机表征\*

吴洋<sup>1)2)</sup> 李海<sup>3)</sup> 王天昊<sup>4)</sup> 赵修良<sup>1)2)</sup> 肖新春<sup>1)2)</sup> 贺三军<sup>1)2)†</sup>

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (先进核能技术设计与安全教育部重点实验室, 衡阳 421001)

3) (杭州湘亭科技有限公司, 杭州 311121)

4) (广东省极端条件重点实验室, 东莞 523803)

(2026年1月5日收到; 2026年2月26日收到修改稿)

针对传统  $4H$ -SiC  $\alpha$  粒子探测器金属电极“死层”较厚导致能量分辨率受限的问题, 本文采用单原子层厚石墨烯作为肖特基接触电极及入射窗, 以抑制“死层”效应. SRIM (stopping and range of ions in matter) 模拟显示, 100 nm 厚 Ni, Au 电极对  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子的垂直入射能损分别约为 38.36 keV, 43.50 keV, 且能损随入射角增大显著上升, 而石墨烯电极能损始终低于 0.04 keV. Geant4 模拟进一步显示, 当  $\alpha$  粒子在  $0-\pi/3$  圆锥半角立体角均匀入射时, Ni, Au 电极“死层”对能量分辨率的贡献分别为 0.37% 和 0.46%, 约占  $4H$ -SiC  $\alpha$  探测器典型能量分辨率 ( $\sim 1\%$ ) 的 37%, 46%, 而石墨烯电极的贡献仅占 0.03%, 证实其可显著降低“死层”引起的能损及峰展宽. 采用 PMMA 辅助湿法转移工艺将石墨烯转移至  $4H$ -SiC 表面, 构建探测器原理样机. 拉曼光谱证实石墨烯成功转移至  $4H$ -SiC 外延表面; 器件表现出优良的整流特性及较低的漏电流; 在  $^{241}\text{Am}$  辐照下获得清晰的  $\alpha$  能谱峰, 空气中能量分辨率约为 4.64%. 实验验证了石墨烯可作为  $4H$ -SiC 肖特基电极应用于  $\alpha$  粒子探测. 本工作为后续研制高能量分辨率石墨烯/ $4H$ -SiC  $\alpha$  探测器奠定了基础.

**关键词:**  $4H$ -SiC, 石墨烯,  $\alpha$  粒子探测, “死层”效应, 能量分辨率**DOI:** 10.7498/aps.75.20260008**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260008

## 1 引言

$4H$ -SiC 凭借 3.26 eV 禁带宽度、高热导率与高击穿电场等特性<sup>[1-4]</sup>, 可在更高电场下实现更低暗电流、更快电荷收集, 并具备更强抗辐照稳定性<sup>[5,6]</sup>, 因此在高温高辐射环境下的辐射监测与谱学探测应用中具有重要潜力. 由于金属接触工艺成熟, 且能形成较高的肖特基势垒 (例如, Ni/ $4H$ -SiC 的典型势垒高度为 1.1—1.3 eV)<sup>[7,8]</sup>, 目前  $4H$ -SiC 探测器多采用 Ni, Pt, Au 等金属制备肖特基接触电极<sup>[9,10]</sup>. 然而, 为获得连续致密的金属薄膜及稳定的电学特

性 (如较低片电阻与良好肖特基特性), 金属电极通常要达到数十至数百纳米厚度<sup>[11,12]</sup>, 使  $\alpha$  粒子在穿越电极层过程中产生能损, 降低进入有源区的有效能量, 从而引入入射“死层”, 因此同时用于入射窗的肖特基接触电极在  $\alpha$  等重带电粒子探测中往往成为性能瓶颈; 此外, 金属/ $4H$ -SiC 肖特基接触的界面态密度升高、表面缺陷或界面反应等因素可能引发势垒高度的空间不均匀性, 并导致漏电流异常升高<sup>[13]</sup>, 这类非均匀性可能通过增大噪声与引入电荷收集的空间不一致性等途径, 使能谱出现低能展宽或拖尾并劣化能量分辨率.

石墨烯具有原子级厚度和功函数 (费米能级)

\* 广东省极端条件重点实验室 (批准号: 2023B1212010002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hesj@usc.edu.cn

可调特性,可在降低入射窗“死层”能损的同时凭借其低电子态密度减弱与 4H-SiC 接触时的费米能级钉扎,使功函数差更有效地形成肖特基势垒,因此可作为 4H-SiC 探测器的超薄入射窗电极的理想材料. Lopez Paz 等<sup>[14,15]</sup>报道了石墨烯/SiC 器件在紫外光辐照条件下的响应特性,此外, Jia 等<sup>[16]</sup>石墨烯插层用于 SiC 接触界面可改善接触与漏电表现,并被认为有助于提升探测器性能. 但石墨烯能否作为 4H-SiC 肖特基接触电极用于  $\alpha$  粒子探测及在抑制  $\alpha$  能损与谱线展宽效应方面仍缺乏针对性的定量评估.

为此,本文采用仿真与实验相结合的方法,研究石墨烯/4H-SiC 肖特基探测器用于  $\alpha$  粒子探测的可行性及对  $\alpha$  粒子能量分辨率的影响机理. 首先,利用 SRIM 计算不同电极材料与入射角条件下  $\alpha$  粒子的能损特性,并通过 Geant4 模拟  $\alpha$  粒子能量沉积并量化不同材料电极对峰展宽的物理贡献. 随后,采用聚甲基丙烯酸甲酯 (poly (methyl methacrylate), PMMA) 辅助湿法转移工艺将石墨烯转移至 4H-SiC 表面,制备了石墨烯/4H-SiC 肖特基  $\alpha$  探测器原理样机,并结合材料表征、电学测试以及  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  源辐照实验测试验证其性能. 通过定量模拟、器件制备及  $\alpha$  能谱测试的闭环验证,本文证实石墨烯作为 4H-SiC  $\alpha$  探测器超薄入射窗肖特基电极具有可行性,并为减弱“死层”能损及其引起的谱线展宽提供了定量依据.

## 2 电极材料对 $\alpha$ 粒子能损及谱线展宽的影响

### 2.1 $\alpha$ 粒子在电极材料中的能损

$\alpha$  粒子在物质中的能损主要源于与核外电子的非弹性相互作用 (电子阻止),因此即使在数十至数百纳米量级的入射窗材料中,能损及其统计波动也可能变得不可忽视. 对于 4H-SiC 探测器,肖特基接触电极作为粒子入射窗是探测器的“死层”, $\alpha$  粒子的能损会导致谱峰峰位向低能侧偏移,同时由能损涨落以及入射路径差异 (由入射角分布导致的有效穿透厚度变化) 引入额外展宽,从而劣化能量分辨率.

为定量评估不同电极材料的“死层”能损,本文采用 SRIM-2013 进行蒙特卡罗计算. 以  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子 ( $E_\alpha = 5.486 \text{ MeV}$ ) 为入射源,电极材料选取

石墨烯 (等效厚度约 0.34 nm) 以及典型金属电极材料 100 nm 厚度的 Ni 与 Au. 每次追踪  $2 \times 10^4$  个  $\alpha$  粒子,统计其穿过电极层后的平均能损.

如图 1 所示,  $\alpha$  粒子在垂直入射时, 100 nm Ni 与 Au 电极中的平均能损分别约为 38.36 keV 和 43.50 keV,而石墨烯电极能损约为 0.017 keV,相较金属电极低约 3 个数量级. 图 2 展示了  $\alpha$  粒子入射角度的变化对平均能损的影响. 在金属电极中的能损随入射角增大而显著上升,以 100 nm Au 膜为例,当入射角增至  $60^\circ$  时,其能损接近垂直入射的 2 倍,反映出入射方向统计分布将放大有效穿透厚度,从而增大平均能损并加剧其涨落. 相比之下,在石墨烯电极中的能损虽然也随着角度增大而增大,但是相比于金属电极可以忽略.

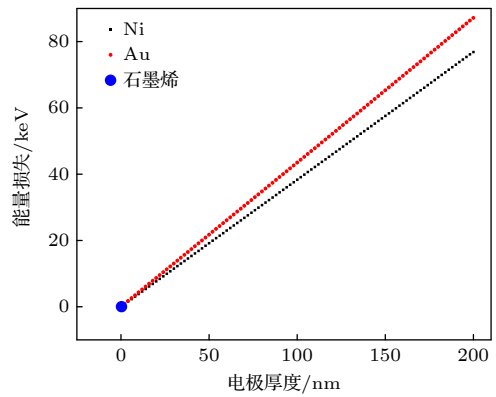


图 1 垂直入射 ( $0^\circ$ ) 条件下,不同入射窗电极 (Ni, Au 与石墨烯) 引入的  $\alpha$  粒子平均能损

Fig. 1. Average energy loss of  $\alpha$  particles induced by different entrance window electrodes (Ni, Au, and graphene) under normal incidence ( $0^\circ$ ).

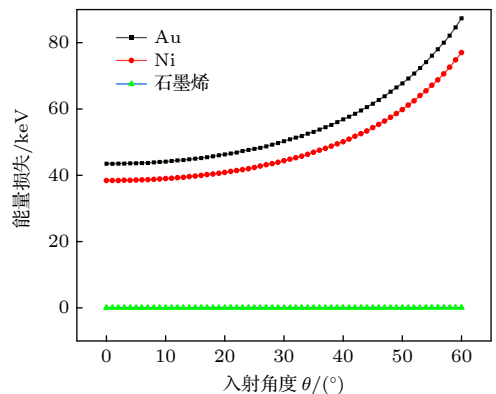


图 2 入射角 (相对法线) 变化下, 100 nm Ni, Au 与石墨烯入射窗的  $\alpha$  粒子能损对比

Fig. 2. Comparison of  $\alpha$ -particle energy loss in 100 nm thick Ni, Au and graphene entrance window electrodes as a function of incidence angle (relative to the normal).

上述差异源于入射窗层的面密度与能量耗散路径长度差异. 对于百纳米金属电极,  $\alpha$  粒子在穿越电极过程中持续发生能量耗散, 当入射角  $\theta$  (相对于表面法线,  $0^\circ$  为法向入射) 增大时, 有效穿透厚度近似按  $1/\cos\theta$  放大, 从而增大平均能损. 考虑粒子入射角度的随机性, 这种能损差异将转化为在灵敏区内能量沉积的统计涨落. 对于原子层厚度的石墨烯, 其面密度极低, 能损起始位置与  $4H\text{-SiC}$  灵敏区边界几乎重合, 可显著减弱“死层”效应. 由此可预期, 石墨烯电极不仅有利于提高有效入射能量, 还可降低由入射角分布与路径差异引起的相关谱线展宽, 为高分辨  $\alpha$  探测提供更有利的电极选择.

## 2.2 电极材料中的能损对能量分辨率的贡献

为评估电极中能损对谱线展宽以及能量分辨率的影响, 本文采用 Geant4 工具包进行全探测器蒙特卡罗模拟. 仿真几何如图 3 所示, 以  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子为入射源, 并设置为在  $0-\pi/3$  圆锥半角立体角均匀发射以近似实际辐照条件. 模型中分别引入石墨烯、100 nm Ni 及 100 nm Au 电极. 并统计约  $10^6$  个粒子在灵敏区内的能量沉积, 获得对应的能量沉积谱.

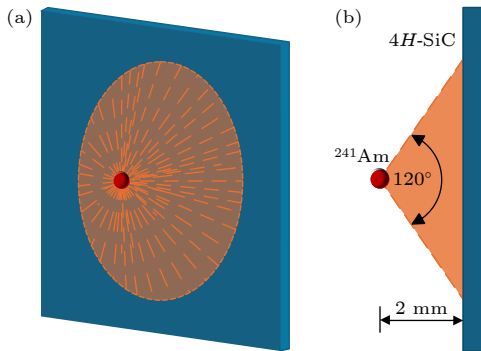


图 3 Geant4 仿真几何与入射条件示意 (a) 三维视图; (b) 侧视图 (源-器件距离 2 mm, 圆锥角分布为半锥角  $60^\circ$ )  
 Fig. 3. Schematic of Geant4 simulation geometry and incident conditions: (a) 3D view; (b) side view (source-to-detector distance 2 mm, conical distribution with half-angle  $60^\circ$ ).

仿真结果如图 4 所示. 在仅考虑入射窗结构与能量沉积物理过程、未引入电子学噪声与电荷收集理想因素的条件下, Ni 与 Au 电极引入的半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM) 分别为 20.21 keV 与 25.17 keV, 等效能量分辨率约为 0.37% 与 0.46%. 相比之下, 石墨烯电极对应的能

量沉积峰极窄, FWHM 仅为 17.60 eV, 等效能量分辨率为 0.0003%, 可近似忽略.

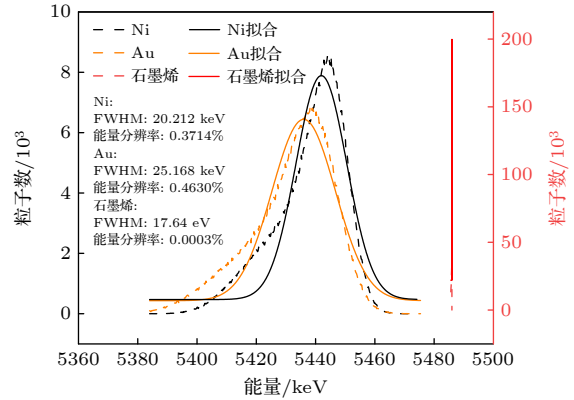


图 4 基于 Geant4 模拟的 Ni, Au 与石墨烯电极下  $\alpha$  粒子能谱对比. 左纵轴对应 Ni, Au 电极谱线, 右纵轴对应石墨烯电极谱线

Fig. 4. Geant4-simulated comparison of  $\alpha$ -particle energy spectra for Ni, Au, and graphene electrodes. The left  $y$ -axis corresponds to the Ni/Au electrode spectra, while the right  $y$ -axis corresponds to the graphene electrode spectrum.

若以文献 [17-20] 中典型  $4H\text{-SiC}$  探测器能量分辨率 1% 为参考水平, Ni 与 Au 电极引入的等效能量分辨率约占总能量分辨率的 37% 和 46%; 相比之下, 石墨烯电极引入的等效能量分辨率仅占总能量分辨率的 0.03%. 这表明在其他噪声与展宽项得到有效抑制时, 金属入射窗电极引入的物理展宽将成为限制进一步提升分辨率的不可忽略因素.

综上, Geant4 模拟表明, 与百纳米金属电极相比, 石墨烯电极可显著减弱入射窗“死层”对能谱性能约束, 为提升  $4H\text{-SiC}$   $\alpha$  探测器能量分辨率提供了定量依据.

## 3 探测器制备、表征与测试

### 3.1 探测器制备

采用江阴晶沐光电新材料有限公司生产的  $n$  型  $4H\text{-SiC}$  外延片制备平面型肖特基  $\alpha$  探测器原理样机.  $4H\text{-SiC}$  外延片面积  $10\text{ mm}\times 10\text{ mm}$ , 由  $350\text{ }\mu\text{m}$  厚低阻衬底和  $10\text{ }\mu\text{m}$  厚同质外延层构成, 外延层中 N 元素净掺杂浓度约为  $8\times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ . 器件背面制备欧姆接触, 正面转移石墨烯作为超薄入射窗肖特基电极, 本研究主要为验证石墨烯是否可作为  $4H\text{-SiC}$  肖特基电极用于  $\alpha$  粒子探测, 对  $4H\text{-SiC}$  外延片性能没有严格挑选.

首先将 4H-SiC 外延片依次置于丙酮与无水乙醇中超声清洗各 5 min, 经去离子水冲洗后, 将其正面 (Si-face) 置于稀氢氟酸溶液中短时浸泡以去除本征氧化层, 再次冲洗并用高纯氮气吹干, 相关操作在洁净环境中进行, 以降低表面污染与残留. 其次在外延片背面 (C-face) 利用电子束蒸发沉积 100 nm 厚的 Ni 膜, 并在氮气气氛中经快速热退火 (1000 °C, 120 s) 形成欧姆接触电极 [21]. 最后采用 PMMA 辅助湿法将化学气相沉积生长的石墨烯从铜箔转移至已清洗的 4H-SiC 正面 [22], 主要步骤包括: 采用 FeCl<sub>3</sub> 溶液刻蚀去除铜基底; 以 PMMA 作为支撑层并通过去离子水与稀盐酸完成清洗; 将石墨烯/PMMA 叠层与 SiC 衬底对准贴合; 随后溶解去除 PMMA 支撑层, 获得石墨烯/4H-SiC 肖特基结构. 为稳定界面并改善电学特性, 器件制备后进行低温退火处理. 经过上述核心工艺步骤后, 器件已具备基本的电学与探测功能. 探测器的结构如图 5 所示.

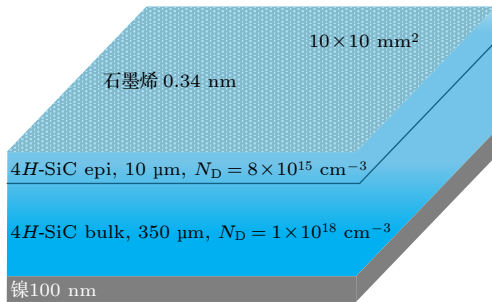


图 5 石墨烯/4H-SiC 探测器器件结构

Fig. 5. Schematic of the graphene/4H-SiC detector structure.

### 3.2 表征与测试方法

#### 3.2.1 石墨烯电极材料表征方法

石墨烯的缺陷特征、层数相关信息及应变迹象采用显微共焦拉曼光谱进行表征. 测试使用 532 nm 激发激光, 激光功率通过滤光片控制在 1 mW 以下以降低光致加热与潜在损伤影响; 采用 50×物镜聚焦, 光栅线密度为 1200 lines/mm, 单点积分时间为 5 s. 为降低 4H-SiC 基底拉曼背景对石墨烯特征峰识别的干扰, 同批次裸 4H-SiC 外延衬底作为参考样品, 在相同条件下采集光谱并在数据处理中进行背景扣除. 拉曼结果报告 D 峰 (反映缺陷或无序程度)、G 峰 (源于 sp<sup>2</sup> 碳原子的面内振动)、2D 峰 (源于双声子二阶共振, 对层数高度敏感) 峰

位与半高宽, 以及强度比值  $I_D/I_G$ ,  $I_{2D}/I_G$ , 并结合 2D 峰形作为层数与缺陷程度的辅助判据.

#### 3.2.2 电学特性测试方法

器件  $I-V$  特性在室温 (25 °C) 下使用 Keithley 4200 A-SCS 测量. 受测量单元耐压限制,  $I-V$  扫描范围设为 0 — -40 V (步进 0.01 V), 用于评估整流行为与低场反向漏电; 各偏压点进行 3 次采样并取平均, 以提高信噪比. 电流按器件有源面积 (约 0.5 cm<sup>2</sup>) 换算为电流密度, 得到  $J-V$  曲线. 器件在  $\alpha$  能谱测试中的 -800 V 反向偏压由高压电源 CAEN N1470 施加, 并启用限流与电流监测; 在谱学测试期间同步记录高压电源监测电流  $I_{HV}(V)$ , 作为其上 限指标, 用于与能谱展宽进行相关分析.

#### 3.2.3 $\alpha$ 粒子能谱测试方法

$\alpha$  粒子辐照测试使用 <sup>241</sup>Am  $\alpha$  源, 测试在大气环境下进行, 为减少空气对  $\alpha$  粒子的能量衰减, 实验采用近贴辐照几何, 将  $\alpha$  源活性面与探测器入射窗贴紧放置, 并保持该几何固定以确保结果可复现. 探测器在反向偏置条件下工作, 石墨烯/4H-SiC 肖特基探测器  $\alpha$  粒子能谱测试系统示意图如图 6 所示. 系统主要由高压偏置电源、前端电荷读出、波形数字化与上位机处理单元组成. 探测器反向偏置由高压电源 CAEN N1470 提供 (-800 V), 高压通过高压同轴电缆与高压接头加至探测器偏置电极, 并启用限流与电流监测功能 (限流阈值 100 nA), 以抑制异常放电并实时监测工作状态. 探测器输出信号通过屏蔽同轴电缆并经 SHV-BNC 转接后引入电荷灵敏前置放大器 ORTEC 142 AH; 前放输出脉冲再经 BNC 接口送入波形数字化仪 CAEN DT5751 进行脉冲波形采集与存储, 并由计算机完成数据传输与离线处理.

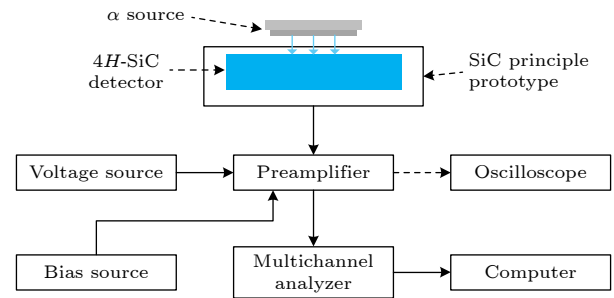


图 6 4H-SiC  $\alpha$  粒子能谱测试系统示意图

Fig. 6. Schematic of the 4H-SiC  $\alpha$ -particle energy spectrum measurement system.

为合理确定能谱测试所采用的工作偏压, 全耗尽电压  $V_{\text{dep}}$  基于一维突变结耗尽模型进行估算. 对于反向偏压  $V_R$  下的肖特基结, 其耗尽厚度  $W$  可表示为

$$W_{(V_R)} = \sqrt{2\varepsilon_s(V_{\text{bi}} + V_R)/(qN_D)}, \quad (1)$$

其中,  $\varepsilon_s$  为 4H-SiC 的介电常数,  $q$  为元电荷,  $V_{\text{bi}}$  为内建电势. 考虑到本实验偏压处于百伏量级以上,  $V_{\text{bi}}$  相较于  $V_R$  较小, 可近似忽略. 令  $W = t$  时得到完全耗尽电压:

$$V_{\text{dep}} \approx qN_D t^2 / (2\varepsilon_s). \quad (2)$$

代入外延层厚度  $t = 10 \mu\text{m}$  与净掺杂浓度  $N_D = 8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ , 估算得到全耗尽电压  $V_{\text{dep}} \approx 745 \text{V}$ , 因此本文选取  $-800 \text{V}$  作为能谱测试工作偏压, 以保证探测器处于完全耗尽状态并获得稳定的谱学响应.

在数据采集与处理方面, DT5751 对前放输出波形进行触发采样并存储. 对批量波形开展离线处理, 包括预触发区间基线估计与扣除、脉冲幅度提取; 将幅度统计为直方图得到等效  $\alpha$  能谱 (横轴为 ADC channel). 对能谱峰采用高斯函数叠加线性本底进行拟合, 提取峰位与 FWHM. 相对能量分辨率定义为

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_{\text{peak}}} \times 100\%. \quad (3)$$

当能谱横轴为 ADC channel 时,  $E_{\text{peak}}$  对应峰位通道值, 用于表征系统的相对谱学分辨能力.

## 4 实验结果与讨论

### 4.1 石墨烯电极材料表征结果

拉曼光谱结果如图 7 所示. 在  $532 \text{nm}$  激光激发下, 单层石墨烯的特征拉曼峰一般位于  $1350 \text{cm}^{-1}$  (D 峰)、 $1580 \text{cm}^{-1}$  (G 峰) 和  $2690 \text{cm}^{-1}$  (2D 峰) 附近 [23]. 本研究制备的石墨烯/4H-SiC 原理样机在所测区域内可识别出位于  $1350 \text{cm}^{-1}$ ,  $1576 \text{cm}^{-1}$  与  $2681 \text{cm}^{-1}$  的 D, G 与 2D 特征峰, 结合湿法转移过程可通过拉曼信号验证转移状态的相关报道 [24], 证明石墨烯已成功转移至 4H-SiC 外延表面.

与近似本征 (低应变) 石墨烯的参考峰位相比, 样品 G 与 2D 峰分别红移约  $4 \text{cm}^{-1}$  与  $9 \text{cm}^{-1}$ , 且  $\Delta\omega_{2D}/\Delta\omega_G \approx 2.25$ . G 与 2D 峰的同步红移及其相关斜率接近应变主导情形表明: 该峰位偏移更可能

主要来源于拉伸应变引起的声子软化; 残余应变可能与转移诱导的褶皱或贴合差, 以及热处理过程中石墨烯与衬底热膨胀系数差异引入的残余应力有关 [25,26]. 此外, 转移残留 (如 PMMA) 与界面吸附物可能引发电荷转移并改变谱形参数 (例如 G 峰半高宽、 $I_{2D}/I_G$  等), 与应变共同导致谱线位置与线形的综合变化 [27,28].

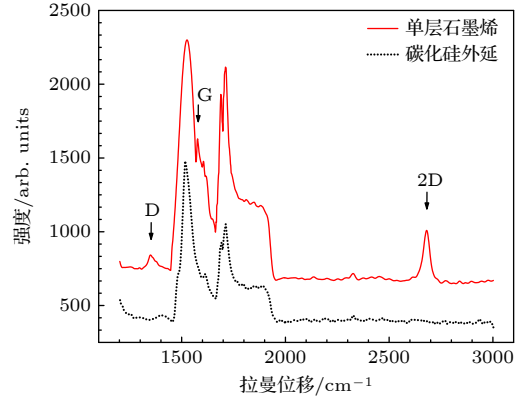


图 7 石墨烯/SiC 样品 (上) 与裸 4H-SiC 衬底 (下) 的拉曼光谱对比, 石墨烯的特征峰用箭头标出

Fig. 7. Comparison of Raman spectra between the graphene/SiC sample (top) and bare 4H-SiC substrate (bottom), characteristic peaks of graphene are indicated by arrows.

缺陷相关信息由 D 峰强度表征. 样品  $I_D/I_G \approx 0.52$  (峰高比), 表明转移后石墨烯存在一定程度的缺陷, 这可能与褶皱、局部破损及聚合物残留等工艺因素相关. 层数与均匀性方面, 2D 峰仍呈近似单峰, 且  $I_G/I_{2D} < 2$ , 更偏向于单层拉曼响应占主导; 但 2D 峰 FWHM 约  $45 \text{cm}^{-1}$  的明显展宽, 说明样品存在应变的空间不均匀性. 总体特征与 SiC 基底上石墨烯相关拉曼特征报道相符 [14].

综上, 拉曼结果证实石墨烯成功转移至 4H-SiC 外延表面; 转移引入的缺陷与界面效应导致的轻微应变与不均匀性, 是 D 峰增强及 G, 2D 峰位偏移的主要来源. 上述非理想因素可能引起界面局域电势起伏与电荷非均匀性, 进而在器件层面表现为势垒非均匀性增加、漏电与噪声上升, 并可能对能量分辨率产生不利影响.

### 4.2 器件电学特性结果与分析

器件  $J$ - $V$  特性如图 8 所示. 结果表明, 制备的石墨烯/4H-SiC 原理样机具有良好的整流特性与较低反向漏电流密度. 在  $0 - -40 \text{V}$  的测试电压范围内, 漏电流密度随反向偏压总体上升, 在  $-30 \text{V}$

附近斜率增大,但全程保持在  $10 \text{ nA/cm}^2$  量级,未观察到明显的提前击穿或电流突增现象.在  $-40 \text{ V}$  偏压下,器件漏电流密度为  $3.1 \text{ nA/cm}^2$ .

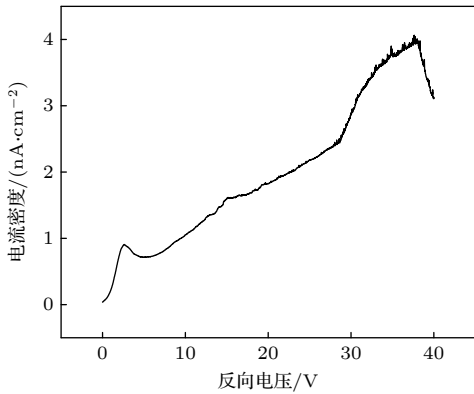


图 8 石墨烯/ $4H$ -SiC 肖特基器件的反向电流密度-电压 ( $J$ - $V$ ) 特性曲线  
Fig. 8. Reverse current density-voltage ( $J$ - $V$ ) characteristics of the graphene/ $4H$ -SiC Schottky device.

受参数分析仪耐压限制,  $J$ - $V$  测试仪仅覆盖低场区间,主要用于评估本征漏电水平与肖特基接触质量.  $\alpha$  能谱测试所需的  $-800 \text{ V}$  工作偏压由独立高压电源提供,并启用限流与电流监测,其高压工作稳定性与监测结果在 4.3 节中结合谱学测试过程给出.

低反向漏电流对探测器谱学性能至关重要,可有效抑制散粒噪声贡献,减小全能峰展宽并提升能量分辨率.本器件在低场区间的  $10 \text{ nA/cm}^2$  量级漏电水平为后续  $\alpha$  能谱测量提供了可靠电学基础.

与文献报道相比,本器件低场漏电流密度与典型 Au/Ni/ $4H$ -SiC 肖特基探测器相当 (Ye 等 [29] 报道  $-50 \text{ V}$  下  $1.83$ — $2.56 \text{ nA/cm}^2$ ,并获得  $2.60\%$  能量分辨率). Ruddy 等 [30] 在较高偏压下漏电升至数 nA 至数十 nA 量级 (对应  $10^{-8}$ — $10^{-7} \text{ cm}^{-2}$ ), Zat'ko 等 [31] 指出高偏压下漏电流上升会劣化能量分辨率.本器件漏电水平处于现有  $4H$ -SiC 肖特基  $\alpha$  探测器研究的合理范围.

较低漏电流密度可能得益于石墨烯/ $4H$ -SiC 界面特性:原子层厚度石墨烯作为肖特基电极,有助于减弱传统金属沉积引起的界面损伤与缺陷态,从而抑制反向漏电并改善接触质量.

### 4.3 $\alpha$ 粒子能谱测试结果与分析

在原理样机施加  $-800 \text{ V}$  反偏条件下,高压通道限流阈值设为  $100 \text{ nA}$ ;采集过程中未触发限流

保护,且未观察到电流突增或异常波动,未出现击穿迹象.  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  辐照测试结果如图 9 所示,石墨烯/SiC 器件获得了清晰可辨的  $\alpha$  粒子能谱峰.基于 DT5751 批量采集的脉冲波形,进行离线基线校正与峰值幅度提取,统计得到等效  $\alpha$  能谱直方图 (ADC channel),对能谱峰采用高斯函数叠加线性本底进行拟合,提取峰位与 FWHM.结果表明,能谱峰的 FWHM 约为  $89.351 \text{ channel}$ ,对应  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子的相对能量分辨率约为  $4.64\%$ .

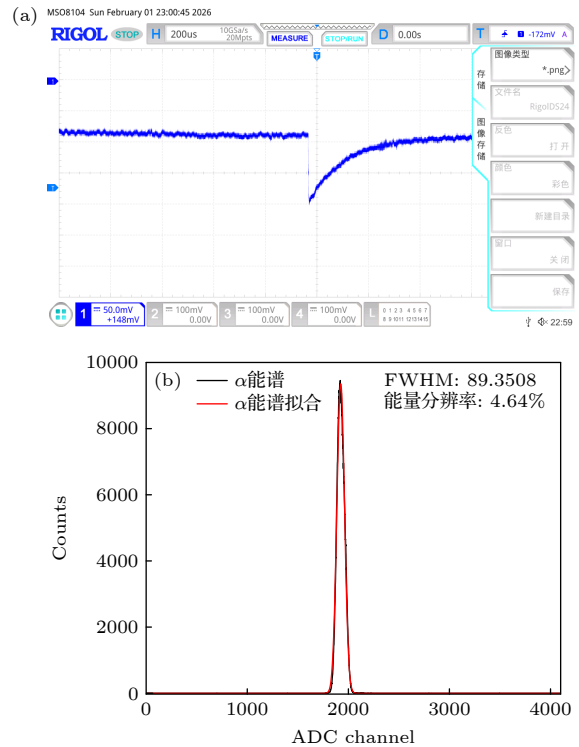


图 9 (a) 电荷灵敏前置放大器输出的单事例脉冲; (b) 由数字化仪峰值统计得到的等效  $\alpha$  能谱直方图  
Fig. 9. (a) Single-event pulse output from the charge-sensitive preamplifier; (b) equivalent  $\alpha$ -particle energy spectrum histogram obtained from peak-value statistics of the digitizer.

将本实验结果与文献 [17-20] 报道的  $4H$ -SiC  $\alpha$  粒子探测器优异能量分辨率 ( $0.5\%$ — $1.0\%$ ) 对比,当前器件能量分辨率仍存在较大提升空间.这一差异主要源于器件结构与测试条件的限制,而非石墨烯电极本身.结合本工作的测试条件与器件表征结果,导致能量分辨率受限的核心因素包括 4 方面:其一为外延片未针对  $\alpha$  粒子探测设计,采用的通用功率器件外延层厚度仅  $10 \mu\text{m}$ 、掺杂浓度适配性不足,而  $10 \mu\text{m}$  的外延层厚度远小于  $5.486 \text{ MeV}$   $\alpha$  粒子在  $4H$ -SiC 中的投影射程 ( $\sim 18 \mu\text{m}$ ),造成  $\alpha$  粒子在探测器灵敏区内能量沉积不完全,且入射

角的随机分布进一步加剧了能量沉积的统计涨落;其二为大气测试环境下的空气隙引入了额外的能量损失、能量涨落及入射角散射效应;其三为石墨烯转移工艺过程中可能引入界面残留,导致电极与衬底的接触均匀性下降,影响电荷收集的空间一致性;其四为读出电子学噪声与器件高压漏电流噪声带来的本底展宽。

为定量评估上述因素对能量分辨率的影响,采用 Geant4 模拟了与实验完全一致的几何条件下 ( $^{241}\text{Am}$  源活性区直径为 20 mm、空气隙约为 2 mm 近贴测试)  $\alpha$  粒子在 10  $\mu\text{m}$  灵敏层内的能量沉积谱 (图 10)。模拟谱呈现明显的全能峰与低能尾结构,对能谱峰进行高斯拟合得到  $\text{FWHM} \approx 219.58 \text{ keV}$  (相对宽度约 4.22%), 该数值主要反映了薄外延层 (仅 10  $\mu\text{m}$ , 远小于 5.486 MeV  $\alpha$  粒子在 4H-SiC 中的投影射程 $\sim 18 \mu\text{m}$ )、空气隙及入射角随机分布引起的能量沉积统计涨落。实验测得相对能量分辨率 4.64%(对应绝对  $\text{FWHM} \approx 254 \text{ keV}$ ) 仅略高于该模拟值。这表明当前能量分辨率的主要贡献来源于外延层厚度不足及非真空条件导致的能量沉积统计涨落,而器件和电子学其他本征因素(如界面均匀性、漏电流噪声、电子学噪声及外部能损涨落等)带来的附加展宽相对有限。本工作实验部分的核心目标为石墨烯/4H-SiC  $\alpha$  粒子探测器原理样机的可行性验证,而非与传统金属电极器件进行直接性能对标,因此在现有器件结构与测试条件下,不宜将本原型器件的能量分辨率与文献中采用厚外延层优化设计的器件性能(能量分辨率 $\sim 1\%$ )直接对比。本次模拟结果表明 4.64% 的能量分辨率是在本实验条件下的合理预期,同时为后续优化提供了明确的定量依据。

结合第 2.2 节的理论估算,石墨烯电极引起的能损及峰展宽贡献远低于传统金属电极的固有展宽及 4H-SiC 的本征能量分辨率,这进一步证实,本实验虽受外延层厚度等非本征因素限制,但已从机制上验证了石墨烯作为 4H-SiC  $\alpha$  粒子探测器肖特基电极的可行性,石墨烯电极有望消除传统金属电极带来的固有展宽瓶颈,为探测器性能向 4H-SiC 本征能量分辨率逼近奠定基础。此外,已有研究显示,石墨烯在改善 SiC 探测器界面特性方面具有积极作用,例如将其作为插入层可优化欧姆接触并提升器件性能<sup>[16]</sup>,进一步支持其在辐射探测领域的潜力。

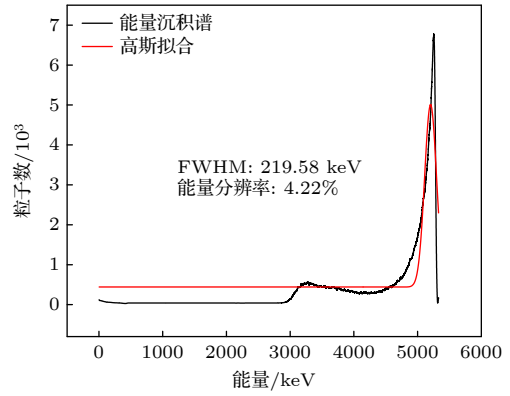


图 10 Geant4 模拟的  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子在 10  $\mu\text{m}$  灵敏层中的能量沉积谱

Fig. 10. Energy deposition spectrum of  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  particles in the 10  $\mu\text{m}$  sensitive layer simulated by Geant4.

基于以上分析,后续优化路径为:1) 优先采用更厚 ( $\geq 20 \mu\text{m}$ ) 及更合适的掺杂浓度外延层,确保  $\alpha$  粒子在外延区完全沉积并接近 100% 电荷收集效率;2) 在真空环境测试,消除空气隙引入的外部展宽;3) 优化石墨烯转移与界面工程,降低缺陷密度、提升势垒均匀性并抑制漏电噪声;4) 在相同外延片与工艺条件下制备传统金属电极 (Ni/Au) 对照器件,并采用多个低能  $\alpha$  源扫描,直接定量对比石墨烯与金属电极在不同  $\alpha$  粒子能量下的能量损失、本底差异及谱性能,从而验证其在抑制“死层”效应与提升能量分辨率方面的优势;5) 系统评估电荷收集效率、时间响应、辐照稳定性等综合性能,推动器件实用化。

## 5 结论

本文通过理论仿真与实验验证,系统研究了石墨烯作为超薄肖特基电极对 4H-SiC  $\alpha$  探测器能量分辨率的影响机理及用于  $\alpha$  粒子探测的可行性。SRIM 与 Geant4 模拟表明,石墨烯电极对  $\alpha$  粒子的能损及固有的能量分辨率展宽贡献均可忽略不计,从原理上消除了百纳米级金属电极无法避免的“死层”效应,为 4H-SiC  $\alpha$  探测器能量分辨率提升扫除了一个本征物理障碍。实验上,采用 PMMA 辅助湿法转移工艺将石墨烯转移至 4H-SiC 表面,制备了石墨烯/4H-SiC 肖特基  $\alpha$  探测器原理样机。器件表现出良好的整流特性与较低反向漏电流,在大气环境下对  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  粒子源实现了清晰的能谱峰探测,证实了石墨烯作为肖特基入射窗电极的功能可行性。尽管当前原型器件的能量分辨率为

4.64%, 但该值主要受外延层厚度与掺杂浓度适配性不足、空气隙散射及界面工艺等非电极因素限制。结合理论模拟结果, 本工作表明石墨烯超薄电极方案在抑制 4H-SiC  $\alpha$  探测器“死层”效应、逼近本征能量分辨率极限方面具有显著潜力。后续将通过优化外延片厚度与掺杂浓度等设计参数、石墨烯转移与界面工艺, 开展同条件金属电极与石墨烯电极器件对照实验以直接量化性能优势。

综上所述, 本文从理论与实验层面验证了石墨烯作为 4H-SiC 探测器超薄电极的可行性, 为突破传统金属电极“死层”瓶颈、研制高能量分辨率 4H-SiC  $\alpha$  粒子探测器提供了新的技术路径。

## 参考文献

- [1] Kushoro M H, Rebai M, La Via F, Meli A, Meda L, Parisi M, Cippo E P, Putignano O, Trotta A, Tardocchi M 2023 *J. Instrum.* **18** C03007
- [2] Torrisi L, Havranek V, Mackova A, Torrisi A, Cutroneo M 2024 *J. Instrum.* **19** P07005
- [3] Pérez M, Zamorano F, Fleta C, Muñoz Montplet C, Jurado Bruggeman D, Jiménez M, Guardia P, Grabulosa Morera G, Morales Pérez R, Rius G, Godignon P, Pellegrini G, Guardiola C 2025 *Sci. Rep.* **15** 30543
- [4] Capan I, Bernat R, Makino T, Knežević T 2022 *Electronics* **11** 532
- [5] De Napoli M 2022 *Front. Phys.* **10** 898833
- [6] Meli A, Muoio A, Trotta A, Meda L, Parisi M, La Via F 2021 *Materials* **14** 976
- [7] Vivona M, Giannazzo F, Roccaforte F 2021 *Materials* **15** 298
- [8] Lioliou G, Mazzillo M C, Sciuto A, Barnett A M 2015 *Opt. Express* **23** 21657
- [9] Shilpa A, Singh S, Narasimha Murty N V L 2022 *J. Instrum.* **17** P11014
- [10] Chen K H, Cao F, Yang Z Y, Li X J, Yang J Q, Shi D K, Wang Y 2021 *Solid-State Electron.* **185** 108152
- [11] Dong Q, Li H L, Zhu Z M, Kong D P, Zhong S L, Dang Z M 2025 *RSC Adv.* **15** 6700
- [12] Patel A, Mazumdar H 2023 *J. Radiat. Nucl. Appl.* **8** 93
- [13] Brezeanu G, Pristavu G, Draghici F, Badila M, Pascu R 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 084501
- [14] Lopez Paz I, Godignon P, Moffat N, Pellegrini G, Raff J M, Rius G 2024 *Sci. Rep.* **14** 10376
- [15] Ala K J, Fidan M, Ünverdi Ö, Çelebi C 2023 *Sens. Actuators A Phys.* **355** 114309
- [16] Jia Y P, Sun X J, Shi Z M, Jiang K, Wu T, Liang H W, Cui X Z, Lü W, Li D B 2021 *Diam. Relat. Mater.* **115** 108355
- [17] Capan I 2024 *Materials* **17** 1147
- [18] Ren L, Han Y C, Meng X D, He H J, Wang X Y, Zhan T Z, Yu J 2025 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1070** 170073
- [19] Mandal K C, Kleppinger J W, Chaudhuri K S 2020 *Micromachines* **11** 254
- [20] Kushoro M H, Angelone M, Bozzi D, Gorini G, La Via F, Perelli Cippo E, Pillon M, Tardocchi M, Rebai M 2024 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1058** 168918
- [21] Zhou Z W, He W W, Zhang Z Z, Sun J, Schöner A, Zheng Z D 2021 *Nanotechnol. Precis. Eng.* **4** 013006
- [22] Yin W H, Liu C, Li J M 2025 *Energy Environ. Mater.* **8** e70009
- [23] Milani A, Tommasini M, Russo V, Li Bassi A, Lucotti A, Cataldo F, Casari C S 2015 *Beilstein J. Nanotechnol.* **6** 480
- [24] Wu Z H, Zhang X W, Das A, Liu J L, Zou Z X, Zhang Z L, Xia Y, Zhao P, Wang H T 2019 *RSC Adv.* **9** 41447
- [25] Larsen M B B S, Mackenzie D M A, Caridad J M, Bøggild P, Booth T J 2014 *Microelectron. Eng.* **121** 113
- [26] Lee J E, Ahn G, Shim J, Lee Y S, Ryu S 2012 *Nat. Commun.* **3** 1024
- [27] Choi W, Shehzad M A, Park S, Seo Y 2017 *RSC Adv.* **7** 6943
- [28] Pirkle A, Chan J, Venugopal A, Hinojos D, Magnuson C W, McDonnell S, Colombo L, Vogel E M, Ruoff R S, Wallace R M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 122108
- [29] Ye X, Xia X C, Liang H W, Li Z, Zhang H Q, Du G T, Cui X Z, Liang X H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 087304
- [30] Ruddy F H, Seidel J G, Chen H, Dulloo A R, Ryu S H 2006 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** 1713
- [31] Zařko B, Dubecký F, Ryc L, Šagátová A, Sedlačková K, Kováčová E, Nečas V 2018 *AIP Conf. Proc.* **1996** 020051

# Mechanism of dead layer suppression in graphene/4H-SiC $\alpha$ -particle detector and characterization of prototype device\*

WU Yang<sup>1)2)</sup> LI Hai<sup>3)</sup> WANG Tianhao<sup>4)</sup> ZHAO Xiuliang<sup>1)2)</sup>  
XIAO Xinchun<sup>1)2)</sup> HE Sanjun<sup>1)2)</sup>†

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

2) (*Key Laboratory of Advanced Nuclear Energy Technology Design and Safety, Ministry of Education, Hengyang 421001, China*)

3) (*Hangzhou Xiangting Technology Co. Ltd., Hangzhou 311121, China*)

4) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Extreme Conditions, Dongguan 523803, China*)

( Received 5 January 2026; revised manuscript received 26 February 2026 )

## Abstract

To address the “dead layer” effect in conventional 4H-SiC  $\alpha$ -particle detectors, where thick metal Schottky electrodes (typically tens to hundreds of nanometers) cause substantial energy loss of incident  $\alpha$  particles and significantly degrade energy resolution, this study proposes an innovative design that employs atomically thick graphene as both the Schottky contact electrode and the entrance window. This approach aims to effectively suppress dead-layer energy loss and enhance detector energy resolution. The investigation begins with SRIM simulations to evaluate the energy-loss characteristics of various electrode materials for 5.486 MeV  $\alpha$  particles from a  $^{241}\text{Am}$  source. For 100 nm-thick Ni and Au electrodes, the energy losses at normal incidence are 38.36 keV and 43.50 keV, respectively, and increase sharply with incident angle. In contrast, graphene electrodes exhibit energy losses consistently below 0.04 keV. Subsequently, Geant4 simulations of  $\alpha$ -particle energy deposition spectra under uniform incidence within a conical solid angle (half-angle  $0-\pi/3$ ) indicate that the dead-layer contributions from Ni and Au electrodes to energy resolution are 0.37% and 0.46%, respectively (accounting for 37% and 46% of the typical  $\sim 1\%$  energy resolution for 4H-SiC  $\alpha$  detectors), whereas graphene’s contribution is only 0.03%, quantitatively confirming its capacity to substantially reduce spectral peak broadening caused by energy loss. Experimentally, monolayer graphene grown by chemical vapor deposition (CVD) is transferred onto the surface of a 4H-SiC epitaxial layer using a PMMA-assisted wet transfer process, resulting in a graphene/4H-SiC Schottky  $\alpha$ -detector prototype. Raman spectroscopy confirms successful high-quality graphene transfer, as evidenced by prominent G and 2D peaks, and electrical measurements demonstrate excellent rectifying characteristics and low noise levels. Irradiation experiments with a  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  source conducted in air produce a clear  $\alpha$  energy spectrum peak near 5.4 MeV (after accounting for air-gap energy loss), achieving an energy resolution of 4.64% (closely matching the Geant4-simulated value of 4.22%) and validating the composite spectral structure in which some  $\alpha$  particles achieve near-full energy deposition. The core innovation of this work lies in the integrated validation through SRIM/Geant4 simulations, device fabrication, and  $\alpha$ -spectrum testing, which quantitatively elucidates the mechanism by which graphene electrodes suppress dead-layer energy loss and demonstrates their feasibility as ultrathin entrance-window Schottky electrodes for 4H-SiC  $\alpha$  detectors. This research establishes a robust theoretical and experimental foundation for the future development of high-energy-resolution graphene/4H-SiC  $\alpha$  detectors suitable for high-temperature and high-radiation environments, while offering new pathways for electrode optimization in wide-bandgap semiconductor radiation detectors.

**Keywords:** 4H-SiC, graphene,  $\alpha$ -particle detection, dead layer effect, energy resolution

**DOI:** [10.7498/aps.75.20260008](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260008)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260008](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260008)

\* Project supported by the Key Laboratory of Extreme Conditions of Guangdong Province, China (Grant No. 2023B1212010002).

† Corresponding author. E-mail: [hesj@usc.edu.cn](mailto:hesj@usc.edu.cn)



石墨烯/4H-SiC  $\alpha$  探测器“死层”抑制机理及原理样机表征

吴洋 李海 王天昊 赵修良 肖新春 贺三军

**Mechanism of dead layer suppression in graphene/4H-SiC  $\alpha$ -particle detector and characterization of prototype device**

WU Yang LI Hai WANG Tianhao ZHAO Xiuliang XIAO Xinchun HE Sanjun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 110804 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260008

CSTR: 32037.14.aps.75.20260008

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260008>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

石墨烯过渡层对金属/SiC接触肖特基势垒调控的第一性原理研究

First principle study on modulating of Schottky barrier at metal/4H-SiC interface by graphene intercalation

物理学报. 2022, 71(5): 058102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211796>

用于  $\gamma$  全吸收装置的大体积BaF<sub>2</sub>探测单元的  $\alpha/\gamma$  鉴别方法

$\alpha/\gamma$  discrimination method for bulky BaF<sub>2</sub> detector used in  $\gamma$  total absorption facility

物理学报. 2025, 74(10): 102801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250017>

基于纳米金属阵列天线的石墨烯/硅近红外探测器

Quaternary nanoparticle array antenna for graphene/silicon near-infrared detector

物理学报. 2024, 73(6): 064202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231657>

石墨烯的形貌特征对其场发射性能的影响

Influence of morphological characteristics of graphene on its field emission properties

物理学报. 2024, 73(8): 086101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231784>

一种能够改善鲁棒性的新型4H-SiC ESD防护器件

A novel 4H-SiC ESD protection device with improved robustness

物理学报. 2022, 71(19): 198501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220879>

硬质合金表面镍过渡层对碳原子沉积与石墨烯生长影响的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of effect of nickel transition layer on deposition of carbon atoms and graphene growth on cemented carbide surfaces

物理学报. 2024, 73(23): 238701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241170>