

多晶硅发射极高速双极晶体管质子单粒子效应*

李培¹⁾ 韩承相¹⁾ 何子杰¹⁾ 董志勇¹⁾ 何欢¹⁾ 贺朝会¹⁾ 魏佳男^{2)†}

1) (西安交通大学核科学与技术学院, 西安 710049)

2) (集成电路与微系统全国重点实验室, 重庆 400060)

(2025年3月4日收到; 2025年4月24日收到修改稿)

随着半导体工艺的发展, 具有深沟槽隔离 (DTI) 技术的双极晶体管因其优异的电气性能和隔离效果, 逐步应用于性能和集成度要求更高的先进半导体器件. 现有的双极晶体管单粒子效应研究表明, 深沟槽隔离技术会导致双极器件产生新的单粒子效应机制. 本文针对深沟槽隔离结构的多晶硅发射极双极晶体管, 开展了质子入射角度对其单粒子效应的影响研究. 实验结果表明, 质子入射角度会显著影响晶体管集电极的单粒子瞬态电压脉冲振幅. 利用 Sentaurus TCAD 软件模拟了多晶硅发射极双极晶体管的单粒子效应电荷收集过程, 根据模拟结果分析了深沟槽隔离器件的灵敏体积, 并基于 Geant4 蒙特卡罗模拟方法开展了质子不同角度入射深沟槽器件灵敏体积的模拟. 结果表明, 次级离子在灵敏体积内的积分截面会随着入射角度的增加而增大, 为深沟槽隔离双极晶体管的单粒子效应抗辐射加固提供了理论支撑.

关键词: 深沟槽隔离, 质子单粒子效应, TCAD 数值模拟, Geant4 粒子仿真

PACS: 85.30.Pq, 94.05.Dd, 61.80.-x, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.74.20250276

CSTR: 32037.14.aps.74.20250276

1 引言

多晶硅发射极双极晶体管 (polysilicon emitter bipolar junction transistor, PE BJT) 因具有高速、高增益、优良的电流驱动能力、线性度、低噪声以及良好的抗总剂量能力等特性, 广泛应用于载人航天、卫星通信以及空间探测等领域^[1-3]. 随着半导体工艺技术发展, 深槽隔离 (DTI) 技术在高速双极工艺中被广泛采用, 以获取更佳的电气隔离效果, 降低寄生并提高集成度^[4-6].

然而, 与传统 RPP (rectangular parallelepiped) 模型相比, 深沟槽隔离双极晶体管发生单粒子效应的重离子 LET (linear energy transfer) 阈值更低, 饱和出错截面更大, 因此 RPP 模型已不再适用于具有深沟槽隔离技术的双极器件^[7-12]. 空间辐

射环境主要由银河宇宙射线 (GCR)、太阳宇宙射线和地球俘获带粒子组成, 其中质子占比超过 90%^[11-13]. 质子与半导体器件相互作用时, 可能通过直接电离或核反应产生次级粒子, 进而引发单粒子效应. 实验发现, 质子入射角度对双极晶体管单粒子效应的影响呈现出多样性, 单粒子效应响应与被测器件的临界电荷、灵敏体积尺寸以及质子能量有密切联系^[14-16]. 然而, 目前关于 DTI 结构双极晶体管在质子多角度入射下的单粒子效应机制尚不明确, 缺乏相关的实验与理论分析. 基于此, 本文围绕质子入射角度对深沟槽隔离高速双极晶体管的单粒子效应影响开展研究, 通过实验获取不同质子入射角度下双极晶体管集电极和基极的瞬态电压与电荷脉冲波形, 结合 Geant4, TCAD 仿真工具计算质子以不同角度入射器件后灵敏体积内的电离能量沉积, 并对所产生次级粒子的信息进行统

* 国家自然科学基金 (批准号: 12105252) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weijianan93@163.com

计, 分析灵敏体积尺寸、结构对角度入射深沟槽双极晶体管单粒子效应的影

器件封装材料. 质子注量率为 $10^8 \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, 调整样品位置确保质子能够入射至器件有源区, 入射角为 0° 和 45° , 对集电极和基极的瞬态电压进行多次测量, 按编号记录数据.

2 质子辐照实验

2.1 实验样品与实验设置

实验以 12 V 双多晶自对准 (double polysilicon self-aligned, DPSPA) 高速纵向 NPN 双极晶体管为样品展开. 图 1 所示为该晶体管的剖面结构图, 与传统双极工艺器件相比, 该器件采用 n+ 多晶硅发射区 (n+ polysilicon emitter) 与 p+ 多晶硅外基区, 基区与发射区周围具有 LOCOS 结合深沟槽隔离 (deep trench isolation, DTI) 的新特征 [17-19], 其 DTI 结构和纵向电荷收集机制具有普适性, 可推广至同类双极器件.

该实验器件的特征频率 $f_T \geq 8 \text{ GHz}$ 、电流增益 $\beta \geq 150$ 、集电极与发射极之间的反向击穿电压 $BV_{CEO} \geq 12 \text{ V}$ 、发射极窗口面积 $0.6 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$. 器件偏置条件设置为: $V_{CE} = 12 \text{ V}$, $V_{BE} = 0 \text{ V}$. 质子辐照实验在西北核技术研究院的质子加速器中进行, 入射能量为 60 MeV, 该能量选择基于空间环境典型能谱, 能够有效产生次级粒子同时穿过

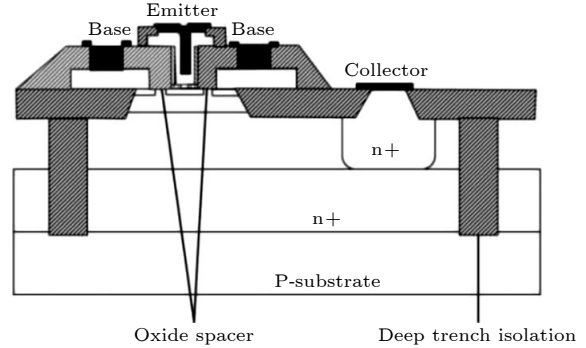


图 1 DPSPA NPN 晶体管剖面结构

Fig. 1. Cross-sectional structure of the DPSPA NPN transistor.

2.2 实验结果分析

经数据处理后得到如图 2(a)–(c) 与图 2(d)–(f) 所示, 分别为 60 MeV 质子以 0° 和 45° 角度入射实验样品后的集电极和基极瞬态电压脉冲波形, 可以看到集电极瞬态电压脉冲波形呈现出相同的基本特性, 即快速的上升沿和相对缓慢的下降沿,

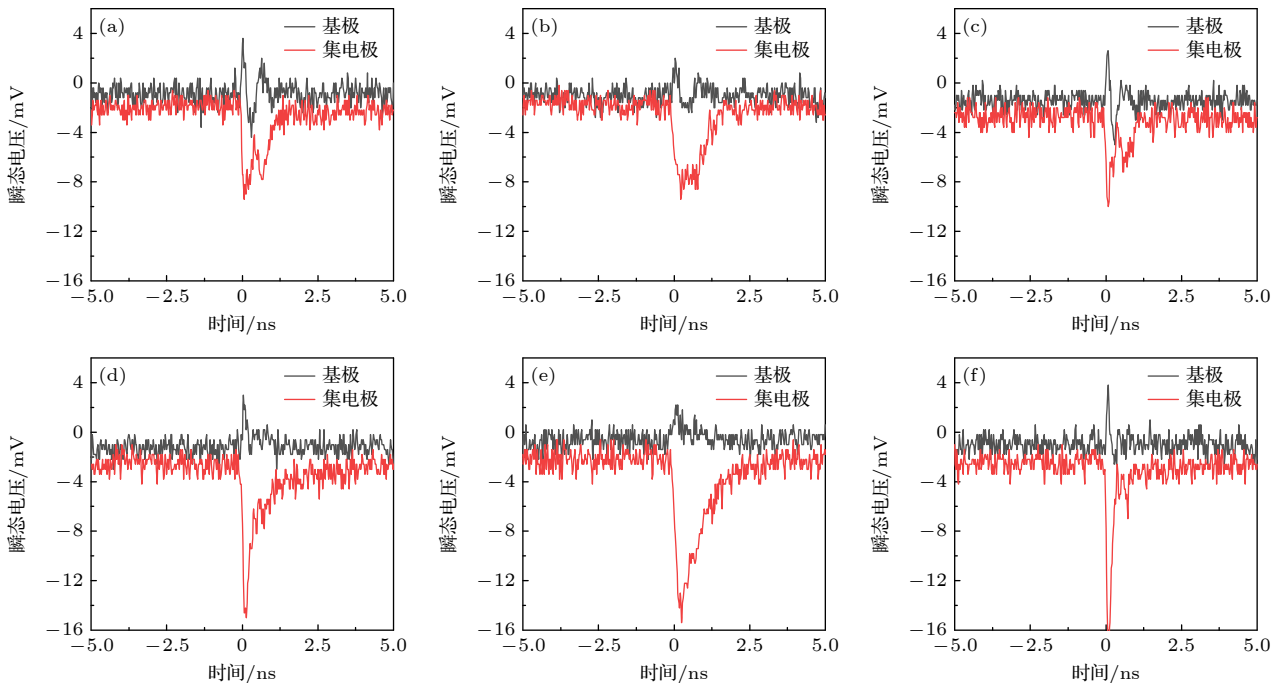


图 2 不同入射角度下质子引起的基极和集电极的瞬态电压脉冲随时间的变化 (a)–(c) 质子 0° 入射后基极与集电极的瞬态脉冲图像; (d)–(f) 质子 45° 入射后基极与集电极的瞬态脉冲图像

Fig. 2. Transient voltage pulse of base and collector vs. time, induced by protons at different incidence angles: (a)–(c) Transient pulse images of the base and collector after 0° proton incidence; (d)–(f) transient pulse images of the base and collector after 45° proton incidence.

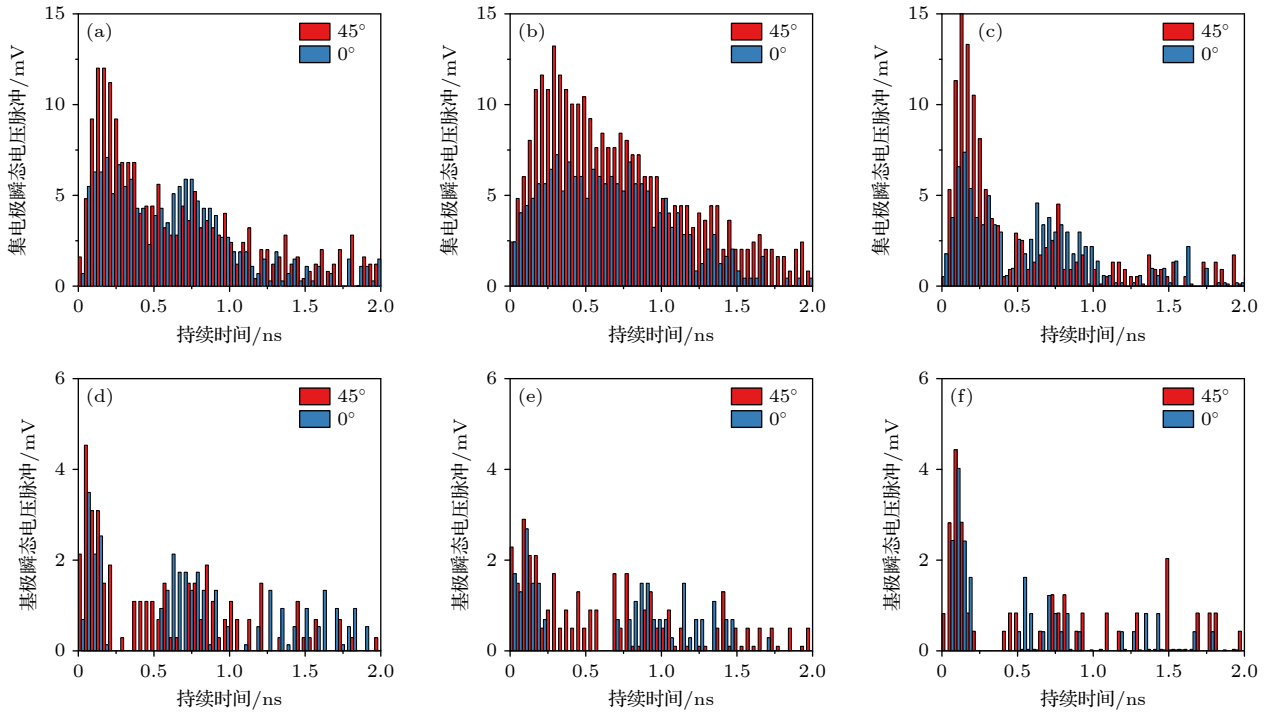


图3 不同入射角度质子引起的集电极与基极瞬态电压脉冲幅度随时间的变化 (a)–(c) 质子以不同角度入射后集电极电压随时间的变化图像; (d)–(f) 质子以不同角度入射后基极电压随时间的变化图像

Fig. 3. Changes of collector and base transient voltage pulse amplitude with time caused by protons at different incident angles: (a)–(c) Collector voltage variation over time under proton irradiation at different angles; (d)–(f) base voltage variation over time under proton irradiation at different angles.

可是随着入射角度的增大, 集电极瞬态电压由 0°入射时的双脉冲峰变为 45°入射时的单脉冲峰, 这是由于质子进入深沟槽双极晶体管, 会沿径迹入射方向电离产生大量电子-空穴对, 因此, 在耗尽层中由漂移作用形成的集电极瞬态电流在较短持续时间内出现了第 1 个峰值. 随着载流子径向扩散的作用下电离径迹不断延伸, 等势线顺着离子径迹向衬底延伸形成漏斗势, 导致电荷收集区域明显增大, 在漏斗电场作用下大量的过剩载流子被收集形成了第 2 个瞬态电流峰^[20,21]. 随时间推移, 漏斗电势作用范围内的载流子浓度将通过扩散作用逐渐降低, 耗尽区电势塌陷也逐渐恢复. 而质子在 45°入射时产生的漏斗电势比 0°入射时要浅, 电离出的电子-空穴对大多数通过漂移作用被收集, 因此双峰现象不明显. 而基极瞬态电压脉冲峰值的大小要显著低于集电极脉冲峰值, 这是因为基区较薄, 绝大部分过剩载流子沉积在集电区和衬底内, 在漂移作用下电子被扫向集电区, 空穴被扫向衬底, 最终导致集电极和衬底的瞬态电流脉冲幅值和持续时间远大于基极^[15,22].

如图 3(a)–(c) 与图 3(d)–(f) 分别是质子以

不同角度入射前后集电极与基极的电压脉冲幅度随时间的变化, 观察发现随着入射角度的增大, 集电极瞬态电压脉冲幅度显著增大, 基极电压脉冲幅度也表现出增大的趋势. 这是由于随着入射角度的增大, 质子发生核反应产生的次级粒子在灵敏体积中的电离能量沉积增大所导致.

3 TCAD 模拟

3.1 器件建模与校准

为了探究隔离结构和灵敏体积对质子单粒子效应电荷收集的影响, 基于实验样品器件工艺和布局信息建立了 TCAD 物理模型. 图 4(a) 所示为基于 TCAD 软件 Sentaurus 建立的 PE BJT 器件模型, 展示了器件的内部结构和杂质分布二维截面图. 在物理模型方面, 采用漂移-扩散模型作为载流子输运模型. 漂移-扩散模型适用于等温仿真, 通过对泊松方程、载流子连续性方程以及电子空穴电流密度方程的求解, 可得到器件内部电势和电流的变化情况. 迁移率模型选取了 Philips 统一迁移率模型, 该模型统一了多子和少子迁移率的描述形式,

除考虑晶格散射和施主、受主杂质散射对多子和少子迁移率的影响外,还考虑了电子-空穴散射、杂质团簇以及载流子对电离杂质的屏蔽作用的影响. 双极器件仿真中另一个重要模型是产生-复合模型, 本文采用的是 Auger 和 SRH 复合模型. 此外仿真中还采用了速率饱和模型和 Slotboom 禁带宽度变窄模型.

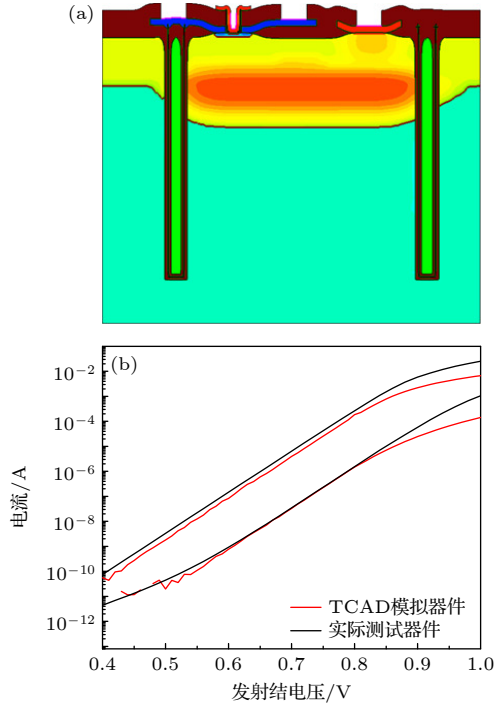


图 4 PE BJT 器件模型与电学特性曲线 (a) PE BJT 模型仿真截面; (b) 仿真器件与实验器件的 Gummel 特性曲线
Fig. 4. PE BJT device model and electrical characteristics: (a) Cross-sectional view of the PE BJT simulation model; (b) Gummel characteristics comparison between simulated and experimental devices.

器件电学特性模拟条件为 $V_{CE}=1.5\text{ V}$, $V_{BE\max}=1.1\text{ V}$, 得到器件集电极电流 I_C 和基极电流 I_B 随发射结电压 V_{BE} 的变化曲线 (即 Gummel 特性曲线), 将 TCAD 模拟和半导体测试仪测到的 Gummel 特性曲线进行对比, 二者关系如图 4(c) 所示, 曲线符合较好, 证明所建立模型的合理性.

3.2 重离子模拟条件设置

Sentaurus TCAD 提供了可以用于单粒子效应仿真的过剩载流子产生模型, 以重离子入射半导体材料为例, 其引起的电子空穴对产生率表示为

$$G(l, w, t) = G_{LET}(l) R(w, l) T(t), \quad (1)$$

$G_{LET}(l)$ 为 LET 产生密度, 在 Sentaurus Device

中通过关键词 LET_f 来定义. $R(w, l)$ 为产生率的空间分布函数, $T(t)$ 为载流子产生率的时间分布函数. 该载流子产生模型可在 Sentaurus Device 的 Physics 部分使用 HeavyIon 语句激活. 因此可利用 Sentaurus TCAD 软件来模拟室温下重离子沿不同位置垂直于器件表面入射, 规定入射时间为 10 ps, 特征半径 0.1 μm , 入射深度 40 μm . 重离子模拟中将 LET_f 设置为 0.37 pC/ μm (LET = 35.8 MeV $\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$) 与 275 MeV Ge 离子类似 (对应 LET 值 35.85 MeV $\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$, 硅中射程约 40 μm), 此设置既可覆盖质子核反应可能产生的次级粒子 (如 Si, P 离子) 的电荷收集效应, 又能在器件中具有较大射程, 可较好模拟 60 MeV 辐照实验中质子的入射径迹. 设置偏置条件 $V_B = V_E = 0\text{ V}$, $V_C = 12\text{ V}$, 入射位置如图 5 所示, 从左往右依次为 $x = -5, -3, -1, 1, 2, 2.75, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 13, 15$.

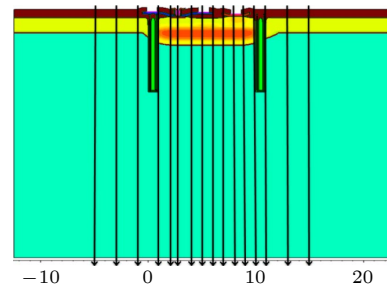


图 5 TCAD 模拟重离子入射位置分布示意图
Fig. 5. Distribution of heavy ion incidence in TCAD simulation.

3.3 仿真结果

如图 6(a) 所示, 重离子单粒子效应模拟结果表明, 重离子在 $x = 2$ 和 $x = 2.75$ 处入射后所产生的集电极电流明显高于其他位置入射时的集电极电流, 这是因为离子在该两处入射的位置位于器件发射极附近, 射入器件后依次穿过器件的发射区、基区、集电区和衬底, 相应的穿过 BC 结和 CS 结, 在载流子的漂移作用下会产生较大的电流脉冲^[23,24]. 对于图 6(b), 离子从该两处入射时集电极收集的电荷量远多于其他位置入射时基极收集的电荷量, 说明在 DTI 内的本征基区是该器件集电极收集电荷最敏感的区域. 在本征基区以外, 离子从 $x = 1$ 和 $x = 5$ 之间入射时的电荷收集效率相对较高, 说明在基极电极之间的区域也为集电极电荷收集的灵敏体积. 当离子在 DTI 区域外入射时, 集电极的

电荷收集量明显低于离子在 DTI 区域内入射时的电荷收集量, 说明深沟槽隔离技术能够阻挡或衰减部分入射的高能粒子, 减少粒子直接入射到灵敏体积的机会, 降低单粒子效应的发生频率.

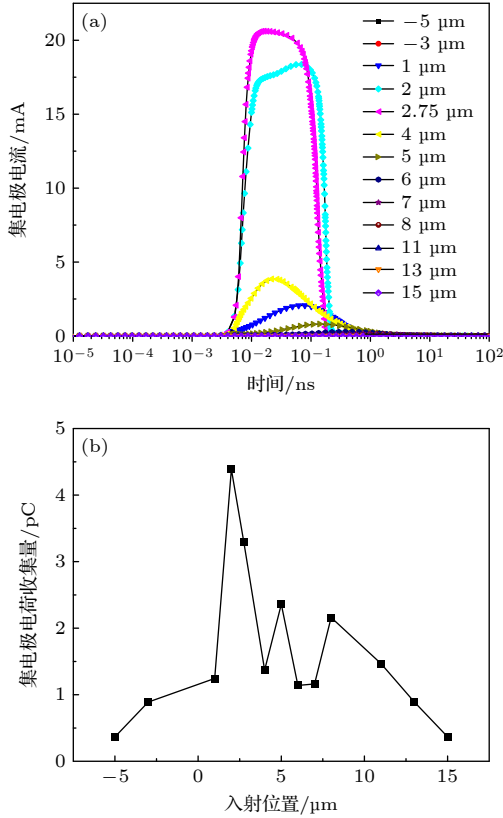


图 6 TCAD 模拟重离子入射不同位置后集电极电流与电荷收集的变化 (a) 离子不同位置入射时集电极瞬态电流随时间的变化关系; (b) 集电极电荷收集量随离子入射位置的变化关系
Fig. 6. TCAD Simulation of collector current and charge collection under heavy-ion strikes at different positions: (a) Transient collector current vs. time for ion strikes at different locations; (b) collected charge as a function of ion strike position.

由于传统 RPP 模型没有从空间上考虑不同的电荷收集机制, 并假定入射粒子在灵敏体积内沉积的电荷全部被收集, 导致单一的 RPP 模型无法准确描述实际器件中灵敏体积的分布, 从而无法准确给出敏感节点的实际电荷收集量. 因此, 根据 TCAD 重离子入射模拟结果, 及器件几何模型^[25], 可将该深沟槽器件单一灵敏体积划分为 SV1—SV3 三个区域, 即如图 7 所示的嵌套式灵敏体积模型, SV1 的宽度为本征基区的横向延伸长度, 深度与集电区深度和 CS 结耗尽区宽度之和相当; SV2 的宽度约为两基极电极间的距离, 深度则需根据具体离

子的参数来进行分析; SV3 的宽度 a 约为 DTI 两侧隔离氧化物之间的距离, 深度 d 则为深沟槽隔离氧化物的纵向长度. 其中 SV1 是集电极电荷收集最敏感的区域.

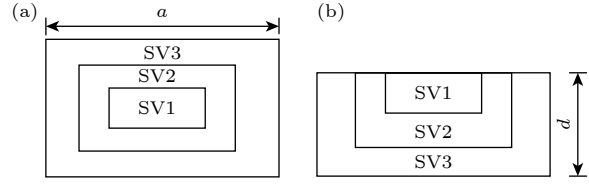


图 7 仿真所得 PE BJT 器件单粒子效应灵敏体积分布 (a) 俯视图; (b) 侧视图
Fig. 7. Simulated sensitive volume distribution of the PE BJT device under single-event effects: (a) Top view; (b) side view.

由上述分析, 可在 DTI 内部与外部采用不同权重因子 α_i , 根据各区域电荷收集量计算 (2) 式^[25]:

$$Q_{\text{coll}} = \sum_i \alpha_i Q_{Li}. \quad (2)$$

计算各灵敏区域的电荷收集量, 进而得到不同位置的电荷收集效率. 由于重离子在入射深沟槽器件后所产生的电荷会被深沟槽隔离结构所阻挡, 电荷的扩散范围受到限制, 从而降低单粒子效应对电路功能的干扰, 减小单粒子效应的发生概率. 因此, 权重因子 α_i 在 DTI 内部与外部分别设为 0.8 与 0.2^[25], 经过计算得到的不同灵敏区域电荷收集效率如表 1 所列.

表 1 不同灵敏区域电荷收集效率

Table 1. Charge collection efficiency in different sensitivity regions.

灵敏区域	电荷收集效率/%
SV1	31.84
SV2	14.14
SV3	7.99

可见不同灵敏区域电荷收集效率表现出来的情况与上述分析基本吻合, 证明了所划分灵敏体积的合理性.

4 Geant4 模拟仿真

4.1 不同角度质子入射产生次级粒子模拟

根据图 3 中的实验现象, 样品的质子单粒子电流脉冲幅度与质子入射角度密切相关, 为进一步解释入射角度与深沟槽双极晶体管质子单粒子效应

的关系, 采用 Geant4 仿真工具来模拟不同角度质子入射深沟槽双极晶体管的粒子输运过程. Geant4 基于蒙特卡罗方法对粒子在物质中的输运过程进行模拟, 其提供的物理过程涵盖了电磁、强子以及光学过程, 并覆盖了从 eV 到 TeV 的能量范围, 可较好地模拟空间环境中高能粒子与材料的相互作用. 根据工艺参数建立样品器件的灵敏体积模型, 对质子入射灵敏体积进行模拟, 以获取不同入射角度质子与深沟槽器件材料发生核反应所产生的次级粒子种类、能量、LET 以及射程等参数.

由于本文所研究的深沟槽双极晶体管的灵敏体积具有较大的宽高比, 所以按照实验器件比例将仿真模型灵敏体积设为 $19.2\ \mu\text{m} \times 9.2\ \mu\text{m} \times 7.5\ \mu\text{m}$; 其次在模型上方引入面发射源使其刚好覆盖整个器件, 设置质子注量为 $10^8/\text{cm}^2$ 并修改入射角度, 使质子以 0° , 30° , 45° , 60° 射入器件, 以便更好地模拟在加速器中的质子辐照实验. 通过多次模拟, 对比不同角度下产生的次级粒子种类, 排除误差粒子的统计, 然后将各角度质子发生核反应产生的多种次级粒子最高能量分别保存到指定文件; 结合 SRIM 软件统计各次级粒子的 LET 与射程. 图 8(a)–(d) 为利用 Geant4 软件模拟质子分别以 0° , 30° , 45° , 60° 入射器件灵敏体积的示意图.

如表 2 所示为 Geant4 模拟质子从各角度入射深沟槽双极晶体管的灵敏体积产生的多种次级粒子信息. 模拟表明, 随着入射角度改变, 质子通过核反应产生的次级粒子种类基本相同, 只有 30° 入射时会额外产生少量的 F 离子. 这些次级粒子虽然具有较高的 LET 值, 如 0° 入射时产生的 Si 离子的最大 LET 值可以达到 $12.4\ \text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$, 但是相较于实验和仿真中所用的质子, 其能量要低很多, 最高只有 $11.9\ \text{MeV}$, 而且只有在 0° 入射时产

生的 O 离子最大射程能够达到 $7.8\ \mu\text{m}$, 大于设定厚度 $7.5\ \mu\text{m}$, 其余次级粒子无法穿透灵敏体积. 由于中高能质子通过核反应产生的次级粒子发射方向具有较大的随机性, 不能只通过入射角度来确定次级粒子的发射方向, 从而无法确定过剩电荷的沉积路径. 因此器件的灵敏体积尺寸可对质子的单粒子角度效应产生重要影响.

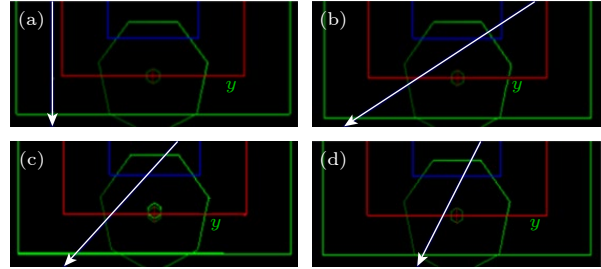


图 8 质子多角度入射 PE BJT 灵敏体积 Geant4 仿真示意图 (a) 0° 入射; (b) 30° 入射; (c) 45° 入射; (d) 60° 入射

Fig. 8. Geant4 simulation schematic of the sensitive volume in a PE BJT under proton irradiation at different angles: (a) 0° incidence; (b) 30° incidence; (c) 45° incidence; (d) 60° incidence.

4.2 次级离子在灵敏体积内积分截面模拟

分析表 2 发现, 质子射入深沟槽器件灵敏体积后产生的次级粒子绝大多数会继续停留在灵敏体积中并通过电离作用沉积能量. 通过 Geant4 仿真工具模拟 $60\ \text{MeV}$ 质子以不同角度随机入射深沟槽双极晶体管, 并计算各角度下质子在灵敏体积中的电离能量沉积情况. 得到如图 9 所示的积分截面随灵敏体积中电离能量沉积的变化情况. 积分截面为质子入射产生的次级粒子在灵敏体积中沉积能量大于所取值的概率. 模拟结果表明, 在大于 $12\ \text{MeV}$ 的高能量区间内, 积分截面值随质子入射角度增大而增大, 而 $12\ \text{MeV}$ 以上的电离能量沉积

表 2 $60\ \text{MeV}$ 质子多角度入射后产生的次级粒子信息

Table 2. Information on secondary particles generated by $60\ \text{MeV}$ proton incidence at multiple angles.

次级粒子种类($0^\circ/30^\circ/45^\circ/60^\circ$)	最高能量/MeV($0^\circ/30^\circ/45^\circ/60^\circ$)	LET/($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$)($0^\circ/30^\circ/45^\circ/60^\circ$)	射程/ μm ($0^\circ/30^\circ/45^\circ/60^\circ$)
Si	8.1/5.9/6.5/6.6	12.4/11.6/11.9/11.9	4.2/3.4/3.6/3.7
P	6.1/3.2/3.3/3.2	11.3/9.2/9.3/9.2	3.5/2.3/2.4/2.3
O	11.1/8.3/2.2/6.7	6.8/7.0/6.5/7.1	7.8/6.1/2.4/5.1
Ne	11.3/7.0/9.9/10.2	8.9/8.6/8.8/8.9	6.9/4.8/6.2/6.4
Na	11.9/9.5/8.9/7.6	10.3/10.2/10.8/10.0	6.7/5.7/5.5/4.9
Mg	11.5/9.3/8.5/9.0	11.4/11.2/11.0/11.1	6.2/5.4/5.1/5.3
Al	8.2/8.3/7.1/7.3	11.3/11.4/11.0/11.1	4.8/4.9/4.4/4.5
F(仅 30° 入射)	1.2	5.2	1.6

主要来自于质子与器件材料发生核反应产生的次级粒子, 该能段积分截面随质子入射角度增大, 表明部分高能次级粒子在质子倾角入射的情况下可比垂直入射时通过电离作用沉积更多的能量. 因此, 对于具有较高阈值或临界电荷的深沟槽器件而言, 其单粒子效应截面将随质子入射角度增大而增大, 这与图 3 所产生的实验现象是一致的. 因此对于深沟槽器件, 高入射角度所对应的高脉冲幅度是由于质子产生的高能次级粒子能够在灵敏体积内具有更大的积分截面从而沉积更多的能量所导致.

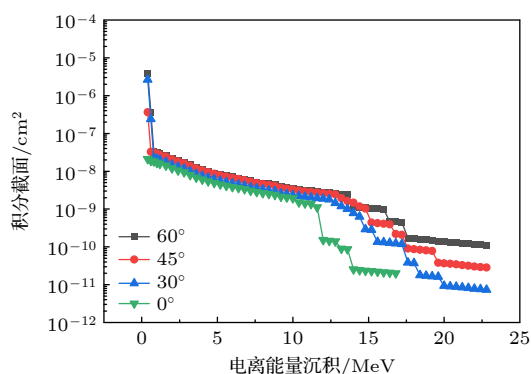


图 9 不同入射角度下质子入射时积分截面随灵敏体积中电离能量沉积的变化

Fig. 9. Integrated cross sections of proton induced at different angles vs ionizing energy deposition in the sensitive volume.

5 结论

本文通过开展深沟槽隔离双极晶体管的质子辐照实验、TCAD 器件模拟以及 Geant4 粒子输运模拟, 分析了质子入射角度对单粒子效应的影响. 实验表明, 随质子入射角度的增大, 深沟槽隔离双极晶体管的瞬态电压幅度显著增大, 基极电压脉冲幅度也表现出增大的趋势. Sentaurus TCAD 模拟表明, 深沟槽隔离技术能够有效增强双极器件的抗单粒子效应能力, DTI 内的本征基区是该器件电荷收集率最高的区域. Geant4 蒙特卡罗模拟结果则表明, 质子入射器件灵敏体积后会通过核反应产生多种次级粒子, 相较于质子垂直入射, 次级粒子在其倾角入射的情况下可通过电离作用沉积更多的能量, 这是引起集电极和基极电压脉冲幅度增大的主要原因. 根据本文研究发现的灵敏体积与质子角度入射机制, 在结构设计时可对这些区域进行重点防护以削减质子入射对器件带来的影响. 辐射加固

设计可权衡工艺成本、寄生参数及辐射粒子耐受性, 优化 DTI 结构与工艺参数, 并结合电路设计加固策略以实现最佳性价比^[26].

参考文献

- [1] Pease R L 2003 *IEEE Tran. Nucl. Sci.* **50** 539
- [2] Li P, Guo H X, Guo Q, Wen L, Cui J W, Wang X, Zhang J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 118502 (in Chinese) [李培, 郭红霞, 郭旗, 文林, 崔江维, 王信, 张晋新 2015 *物理学报* **64** 118502]
- [3] Peng C, Lei Z F, Zhang H, Zhang Z G, He Y J 2022 *Atom. Energy Sci. Tech.* **56** 2187 (in Chinese) [彭超, 雷志锋, 张鸿, 张战刚, 何玉娟 2022 *原子能科学技术* **56** 2187]
- [4] Rung R D, Momose H, Nagakubo Y 1982 1982 *International Electron Devices Meeting* San Francisco, USA, December 13–15, 1982 p237
- [5] Luo Z W 2022 *M. S. Thesis* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [罗志伟 2022 硕士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [6] Li Z S, Yang G H, Yu G J, Yang X G, Yang F B 2016 *Semicond. Tech.* **41** 933 (in Chinese) [李志栓, 汤光洪, 於广军, 杨新刚, 杨富宝 2016 *半导体技术* **41** 933]
- [7] Reed R A, Marshall P W, Ainspan H, Marshall C J, Kim H S, Cressler J D, Niu G, LaBel K A 2001 2001 *IEEE Radiation Effects Data Workshop. NSREC 2001. Workshop Record. Held in Conjunction with IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (Cat. No. 01TH8588)* p172
- [8] Duzellier S, Falguere D, Mouliere L, Ecoffet R, Buisson J 1995 *IEEE Tran. Nucl. Sci.* **42** 1797
- [9] Dodd P E, Schwank J R, Shanefelt M R, Felix J A, Paillet P, Ferlet-Cavrois V, Baggio J, Reed R A, Warren K M, Weller R A, Schrimpf R D, Hash G L, Dalton S M, Hirose K, Saito H 2007 *IEEE Tran. Nucl. Sci.* **54** 2303
- [10] Huang J G, Han J W, Lin Y L, Huang Z, Lu X Q, Zhang X, Fu C B, Guo J Y, Zhao K 2002 *Chin. J. Space Sci.* **22** 268 (in Chinese) [黄建国, 韩建伟, 林云龙, 黄治, 路秀琴, 张新, 符长波, 郭继宇, 赵葵 2002 *空间科学学报* **22** 268]
- [11] Enrique J M, Robert A R, Jonathan A P, Michael L A, Ronald D S, Robert A W, Muthubalan V, Niu G F, Akil K S, Ryan D, Gustavo E, Ramkumar K, Jonathan P C, John D C, Paul W M, Gyorgy V 2008 *IEEE Tran. Nucl. Sci.* **55** 1581
- [12] Stanley D P, Akil K S, Aravind A, Marco B, John D C, Alex G, Gyorgy V, Paul D, Mike M, Robert R, Paul M 2009 *IEEE International Reliability Physics Symposium* p157–164
- [13] Lai Z W 1998 *Radiation Effects and Hardening Techniques* (Beijing: National Defense Industry Press) pp16–18 (in Chinese) [赖祖武, 1998 *抗辐射电子学: 辐射效应及加固原理* (北京: 国防工业出版社) 第 16—18 页]
- [14] Gregory B L, Gwyn C W 1974 *Proc. IEEE* **62** 1264
- [15] Han Z S 2011 *Introduction to Radiation Hardened Integrated Circuit* (Beijing: Tsinghua University Press) p8 (in Chinese) [韩郑生 2011 *抗辐射集成电路概论* (北京: 清华大学出版社) 第 8 页]
- [16] Li P, He C H, Guo H X, Zhang J X, Wei J N, Liu M H 2022 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **20** 523 (in Chinese) [李培, 贺朝会, 郭红霞, 张晋新, 魏佳男, 刘默寒 2022 *太赫兹科学与电子信息学报* **20** 523]
- [17] Wei J N, Zhang X L, Feng Z H, Zhang J P, Fu Q, Fu X J 2023 *Microelectronics* **53** 945 (in Chinese) [魏佳男, 张小磊, 冯治华, 张培健, 傅婧, 付晓君 2023 *微电子学* **53** 945]
- [18] Sutton Akil K, Moen K, Cressler J D, Carls M A, Marshall P W, Pellish J A, Ramachandran V, Reed R A, Alles M L, Niu

- G 2008 *Solid-State Electronics* **52** 1652
- [19] Liu M H, Lu W, Jia J C, Shi W L, Wang X, Li X L, Sun J, Guo Q, Wu X, Zhang P J 2018 *Nucl. Techn.* **41** 48 (in Chinese) [刘默寒, 陆妩, 贾金成, 施炜雷, 王信, 李小龙, 孙静, 郭旗, 吴雪, 张培健 2018 *核技术* **41** 48]
- [20] Jia J C, Lu W, Wu X, Zhang P J, Sun J, Wang X, Li X L, Liu M H, Guo Q, Liu Y 2018 *Microelectronics* **48** 120 (in Chinese) [贾金成, 陆妩, 吴雪, 张培健, 孙静, 王信, 李小龙, 刘默寒, 郭旗, 刘元 2018 *微电子学* **48** 120]
- [21] Shi Y F 2021 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xi'an University of Technology) (in Chinese) [史一凡 2021 硕士学位论文 (西安: 西安理工大学)]
- [22] Feng Y H 2024 *M. S. Thesis* (Xiangtan: Xiangtan University) (in Chinese) [冯亚辉 2024 硕士学位论文 (湘潭: 湘潭大学)]
- [23] Zhang J X, Guo H X, Wen Lin, Guo Q, Cui J W, Fan X, Xiao Y, Xi S B, Wang X Deng W 2013 *High Power Laser Part. Beams* **25** 2433 (in Chinese) [张晋新, 郭红霞, 文林, 郭旗, 崔江维, 范雪, 肖尧, 席善斌, 王信, 邓伟 2013 *强激光与粒子束* **25** 2433]
- [24] Zhang J X, Guo H X, Lu L, Wang X, Pan X Y 2022 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **20** 869 (in Chinese) [张晋新, 郭红霞, 吕玲, 王信, 潘霄宇 2022 *太赫兹科学与电子信息学报* **20** 869]
- [25] Jonathan A P, Robert A R, Akil K S, Paul W M, Cheryl J M, Ramkumar K, John D C, Marcus H M, Ronald D S, Kevin M W, Brian D S, Niu G F 2007 *IEEE Tran. Nucl. Sci.* **54** 2322
- [26] Zeng C, Xu X G, Zhong L 2023 *J. Terahertz Sci. Electron. Inf. Technol.* **21** 452 (in Chinese) [曾超, 许献国, 钟乐 2023 *太赫兹科学与电子信息学报* **21** 452]

Proton single-event effects in high-speed polysilicon-emitter bipolar transistors*

LI Pei¹⁾ HAN Chengxiang¹⁾ HE Zijie¹⁾ DONG Zhiyong¹⁾
HE Huan¹⁾ HE Chaohui¹⁾ WEI Jianan^{2)†}

1) (Department of Nuclear Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (National Key Laboratory of Analog Intergrated Circuits, Chongqing 400060, China)

(Received 4 March 2025; revised manuscript received 24 April 2025)

Abstract

Deep-trench isolation (DTI) bipolar transistors have been increasingly adopted in high-performance, highly integrated advanced semiconductor devices due to their superior electrical characteristics and isolation capabilities. However, existing research has shown that DTI bipolar transistors exhibit a lower linear energy transfer (LET) threshold for single-event effects (SEEs) and a larger saturated cross-section than traditional structures, making the traditional rectangular parallelepiped (RPP) model unsuitable for such devices.

In this study, we investigate the influence of proton incidence angle on single-event effects in high-speed DTI bipolar transistors. Proton multi-angle irradiation experiments reveal that the incidence angle significantly changes the amplitude characteristics of single-event transient voltage pulses at the collector. By introducing a nested sensitive volume in TCAD numerical simulations, the sensitive region of the DTI device is accurately defined. Geant4 simulations further demonstrate that with the increase of proton incidence angle, the integral cross-section of secondary ions in the sensitive volume significantly increases, which is determined to be the primary reason for the voltage amplitudes at the collector and base increasing with augment of tilt angle. This work provides theoretical support for radiation hardening of DTI bipolar transistors against single-event effects.

Keywords: deep trench isolation, proton single event effects, TCAD numerical simulation, Geant4 particle simulation

PACS: 85.30.Pq, 94.05.Dd, 61.80.-x, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.74.20250276

CSTR: 32037.14.aps.74.20250276

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12105252).

† Corresponding author. E-mail: weijianan93@163.com

多晶硅发射极高速双极晶体管质子单粒子效应

李培 韩承相 何子杰 董志勇 何欢 贺朝会 魏佳男

Proton single-event effects in high-speed polysilicon-emitter bipolar transistors

LI Pei HAN Chengxiang HE Zijie DONG Zhiyong HE Huan HE Chaohui WEI Jianan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 148501 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250276

CSTR: 32037.14.aps.74.20250276

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250276>

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

碲镉汞红外焦平面阵列图像传感器空间质子位移损伤及电离总剂量效应Geant4仿真

Geant4 simulation of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ infrared focal plane array image sensor space proton displacement damage and total ionizing dose effects

物理学报. 2024, 73(23): 232402 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241246>

基于锗硅异质结双极晶体管的低噪声放大器及其反模结构的单粒子瞬态数值仿真研究

Numerical simulation of single-particle transients in low-noise amplifiers based on silicon-germanium heterojunction bipolar transistors and inverse-mode structures

物理学报. 2024, 73(12): 126103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240307>

InP中子位移损伤效应的Geant4模拟

Geant4 simulation of neutron displacement damage effect in InP

物理学报. 2022, 71(8): 082401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211722>

全耗尽绝缘体上硅氧化铪基铁电场效应晶体管存储单元单粒子效应计算机模拟研究

Numerical simulation of single-event effects in fully-depleted silicon-on-insulator HfO_2 -based ferroelectric field-effect transistor memory cell

物理学报. 2022, 71(6): 068501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211655>

双沟槽SiC 金属-氧化物-半导体型场效应管重离子单粒子效应

Heavy ion single event effect in double-trench SiC metal-oxide-semiconductor field-effect transistors

物理学报. 2024, 73(2): 026103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231440>

质子辐照下正照式和背照式图像传感器的单粒子瞬态效应

Single event transient effect of frontside and backside illumination image sensors under proton irradiation

物理学报. 2022, 71(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211838>