

基于蒙特卡洛和器件仿真的单粒子翻转计算方法

王晓晗¹⁾ 郭红霞²⁾ 雷志锋^{1)†} 郭刚³⁾ 张科营²⁾ 高丽娟³⁾ 张战刚¹⁾

1)(工业和信息化部电子第五研究所, 电子元器件可靠性物理及其应用技术重点实验室, 广州 510610)

2)(西北核技术研究所, 西安 710024)

3)(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

(2014年4月2日收到; 2014年6月3日收到修改稿)

文章提出了一种基于蒙特卡洛和器件仿真的存储器单粒子翻转截面获取方法, 可以准确计算存储器单粒子效应, 并定位单粒子翻转的灵敏区域. 基于该方法, 计算了国产静态存储器和现场可编程门阵列(FPGA)存储区的单粒子效应的截面数据, 仿真结果和重离子单粒子效应试验结果符合较好. 仿真计算揭示了器件单粒子翻转敏感程度与器件n, p截止管区域面积相关的物理机理, 并获得了不同线性能量转移(LET)值下单粒子翻转灵敏区域分布. 采用蒙特卡洛方法计算了具有相同LET、不同能量的离子径迹分布, 结果显示高能离子的电离径迹半径远大于低能离子, 而低能离子径迹中心的能量密度却要高约两到三个数量级. 随着器件特征尺寸的减小, 这种差别的影响将会越来越明显, 阈值LET和饱和截面将不能完全描述器件单粒子效应结果.

关键词: 蒙特卡罗, 单粒子翻转, 器件仿真, LET值

PACS: 61.80.Jh, 85.30.De

DOI: 10.7498/aps.63.196102

1 引言

利用重离子加速器获取器件单粒子翻转(SEU)截面技术是评估其单粒子性能的关键支撑技术, 器件单粒子翻转截面曲线一般服从威布尔分布, 通过拟合的曲线, 获得器件的饱和截面和线性能量转移(LET)阈值, 有了这两个参数就可以初步的评判器件的抗单粒子性能^[1-5]. 但是为什么存在饱和截面和LET阈值, 饱和截面和LET阈值物理上表征的意义是什么, 我们通过仿真模拟, 从辐射物理和器件物理的角度揭示其机理. 针对单粒子效应电荷收集机理从两个方面开展研究, 一方面是入射条件对电荷收集的影响, 另一方面是器件本身的参数对电荷收集量的影响. 我们建立从粒子入射与器件材料的相互作用、电子空穴对的产生和输运以及最终导致单粒子效应的物理过程进行仿真的方法. 给出了入射粒子的种类、能量、角度与不同材料作用能量沉积、沿离子入射径迹离子的时间空间分布, 模拟分析了器件的金属布线以及钝化层厚度、

几何结构、掺杂分布以及周围电路响应所导致的电场变化对电子空穴对在电场和器件掺杂分布下的输运过程.

单粒子效应的产生过程可分为三个阶段^[6], 第一阶段是粒子入射到器件中, 并与器件材料相互作用产生电离能量沉积进而转换为电荷沉积; 第二阶段是沉积的电荷被器件的电极所收集, 产生瞬态电流, 这些瞬态电流将对器件单元的电学特性及状态产生影响. 目前用于单粒子效应的仿真技术手段主要有三种: 粒子输运模拟、器件物理模拟、电路模拟. 粒子输运模拟主要针对单粒子效应产生的第一阶段, 模拟的是射线粒子与器件材料相互作用, 产生电离能量沉积的过程. 器件物理模拟主要针对单粒子效应产生的第二阶段, 模拟的是电离能量沉积转化为过剩电子空穴对, 产生过剩载流子, 并重新达到平衡的过程.

粒子输运模拟的过程主要是首先在半导体器件模拟工具中, 通过版图设计、工艺模拟、直接构造等手段建立器件的物理模型, 并进行网格划分; 其

† 通讯作者. E-mail: leizf@ceprei.com

次利用粒子输运工具从器件模型中获取器件的几何结构及材料定义等参数,并在环境中重构与器件模型完全一致的几何模型;开展粒子输运模拟计算,记录入射粒子在器件几何模型中产生的能量沉积分布,把它转化为电子空穴对的时间及空间分布.器件物理模拟过程主要是把粒子输运计算的离子的时间分布和空间分布作为输入条件,利用数值模拟的方法求解半导体方程组来模拟器件和电路的电学特性,器件的电流、电压以及电荷电场分布等.

2 半导体器件仿真模型的建立与校准

器件模型包含半导体器件的材料、几何尺寸、掺杂和电极等几乎所有信息.建立器件结构的方式有两种^[7],第一利用工艺仿真工具来生成器件,称为工艺仿真,这也是半导体生产厂家为了改进工艺线、掌握工艺对器件结构的影响所采用的方法.第二利用脚本文件或手动绘制器件的空间结构,并描述掺杂浓度,称为器件编辑.相对而言,器件编辑需要建模人员要人为地确定器件的空间尺寸和掺杂,尤其器件的掺杂会采用常量掺杂或者高斯解析掺杂,因此准确度要差一些.

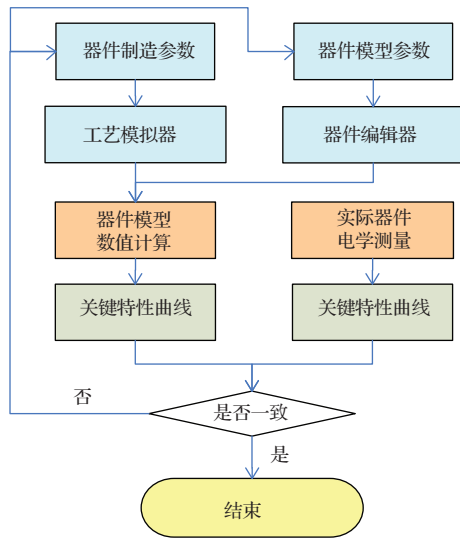


图1 单粒子效应器件模型校准的基本流程

半导体器件数值计算准确性依赖于器件模型本身、数值算法、大量的物理模型、边界条件设定等诸多因素,因此就必须要对器件模型进行校准^[8],如图1所示.利用器件解剖等反向设计技术,只能获取器件版图、钝化层材料结构、有源区分布等几何材料结构,以及部分掺杂信息.这些信息无法保

证器件模型的常规参数准确,进而会影响数值计算的可信度.常规参数校准是调整几何、网格结构与掺杂浓度等器件模型参数,以保证单粒子效应关键电特性如晶体管转移特性、电压响应瞬态特性等准确.

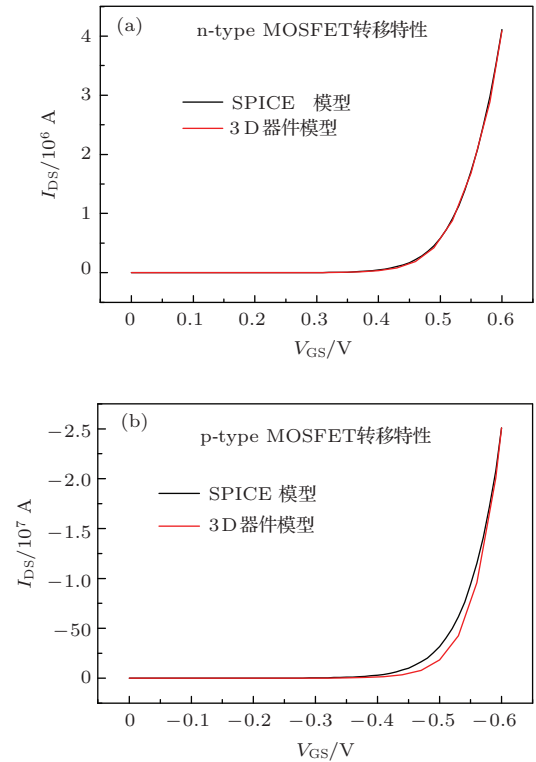


图2 (网刊彩色) 晶体管转移特性曲线校准 (a)和(b)分别表示NMOS和PMOS的校准曲线

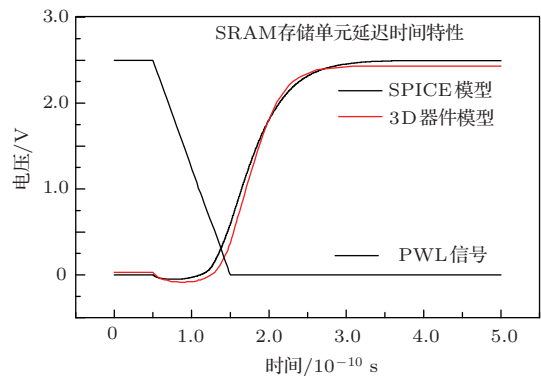


图3 (网刊彩色) 六管SRAM单元瞬时响应特性

针对全三维单粒子效应提出了两步走的校准方法,首先建立单个n型或p型金属氧化物半导体场效应晶体管(MOSFET)的器件模型,通过调整单粒子效应中关键的晶体管转移特性,如图2,校准晶体管模型参数.第二步建立全三维器件模型后,通过调整单粒子效应中关键的静态随机读取存储器(SRAM)存储单元瞬时响应特性,如图3,校

准六管全三维器件模型参数. 图 4 是构建的三维存储单元模型.

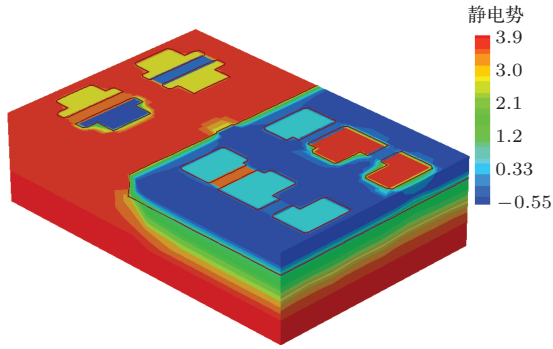


图 4 (网刊彩色) 六管 SRAM 单元三维模型

3 相同 LET 不同种类和能量离子径迹结构的异同性蒙特卡罗计研究

当前宇航器件向高集成度、高频、高速、低功耗等方向发展, 随着器件工艺尺寸减小、互连多层金属布线层增加、通孔引入高 Z 材料的使用等, 使单粒子效应物理机理变得越来越复杂 [9-11], 随着器件特征尺寸的减小, 单粒子效应的收集机理更加复杂, 离子径迹的横向分布和器件的特征尺寸大小可以相比拟, 多层金属布线中引入了高 Z (如钨) 材料, 使得我们的地面实验数据分析需要考虑更多的不确定性问题. 同一种离子, 能量不同, 即使 LET

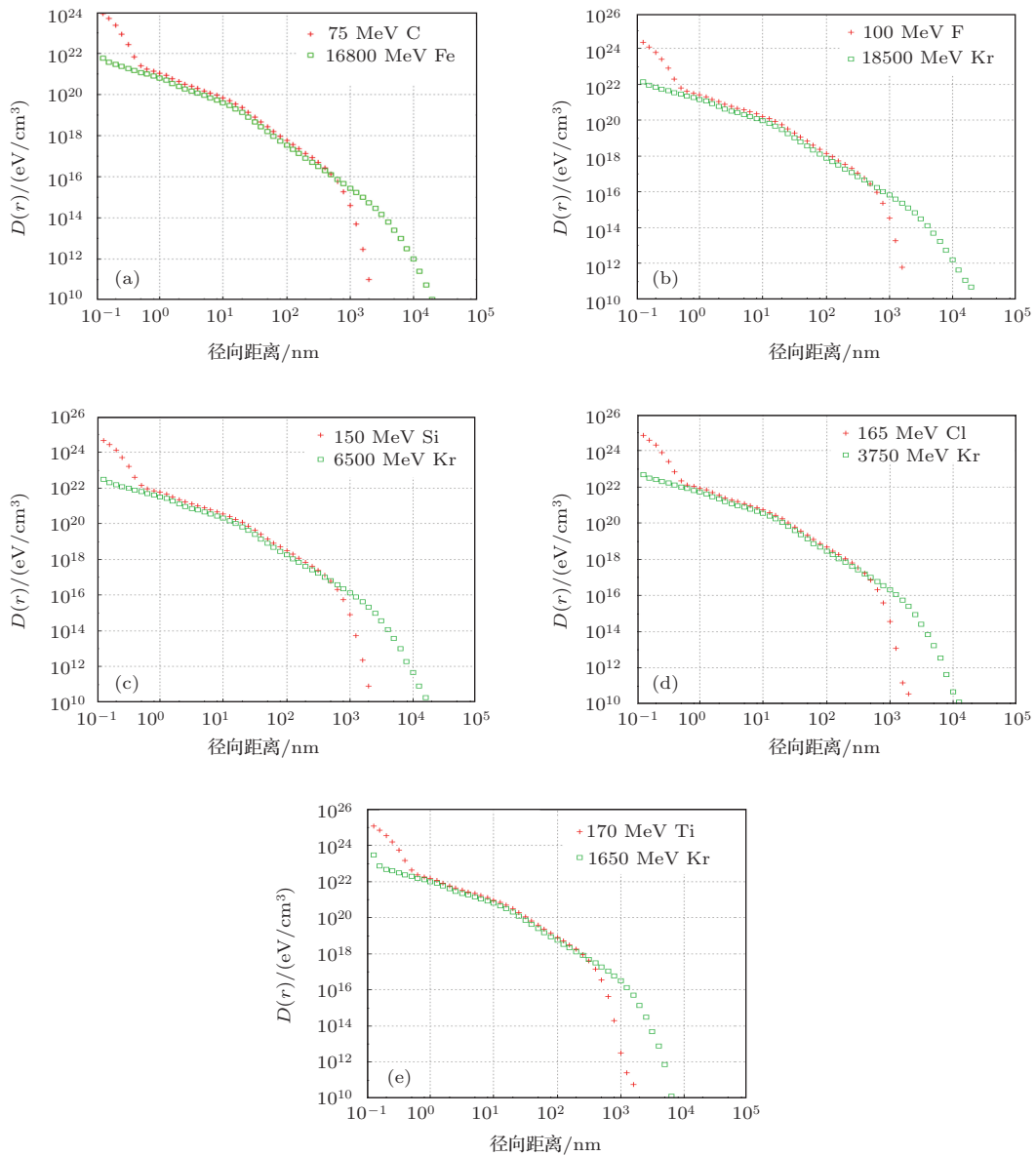


图 5 相同 LET 不同能量种类的离子电离径迹 (a) 表示 75 MeV 的 C 和 16800 MeV 的 Fe 离子; (b) 表示 100 MeV 的 F 和 18500 MeV 的 Kr 离子; (c) 表示 150 MeV 的 Si 和 6500 MeV 的 Kr 的离子; (d) 表示 165 MeV 的 Cl 和 3750 MeV 的 Kr 离子; (e) 表示 170 MeV 的 Ti 和 1650 MeV 的 Kr 离子

相同, 由于器件的结构、工艺不同, 会导致器件响应有很大不同. 离子种类不同, 能量不同, LET 值相同, 在某些范围内, 实验数据相差 2 个数量级.

计算了五组相同 LET, 不同种类和能量的离子电离径迹, 这些离子是地面单粒子效应中常用的离子. LET 值由小到大分别为 75 MeV 的 C 离子和 16800 MeV 的 Fe 离子、100 MeV 的 F 离子和 18500 MeV 的 Kr 离子、150 MeV 的 Si 离子和 6500 MeV 的 Kr 离子、165 MeV 的 Cl 离子和 3750 MeV 的 Kr 离子以及 170 MeV 的 Ti 离子和 1650 MeV 的 Kr 离子.

图 5 为计算结果, 其中横轴为径向距离, 纵轴

为电子浓度. 从中可以看到每组离子虽然有相同的 LET, 但是它们的径迹结构却不相同, 他们表现出以下共同的特点:

- 1) 相同 LET 不同种类和能量的条件下, 能量较低的离子半径均远小于能量较高的离子, 前者沉积能量的最远距离为 2 μm , 而后者则是前者的 5—10 倍;
- 2) 相同 LET 不同种类和能量的条件下, 低能离子径迹中心的密度高于高能离子中心的密度, 在 $r = 0.1 \text{ nm}$ 处最大差别近 3 个数量级.

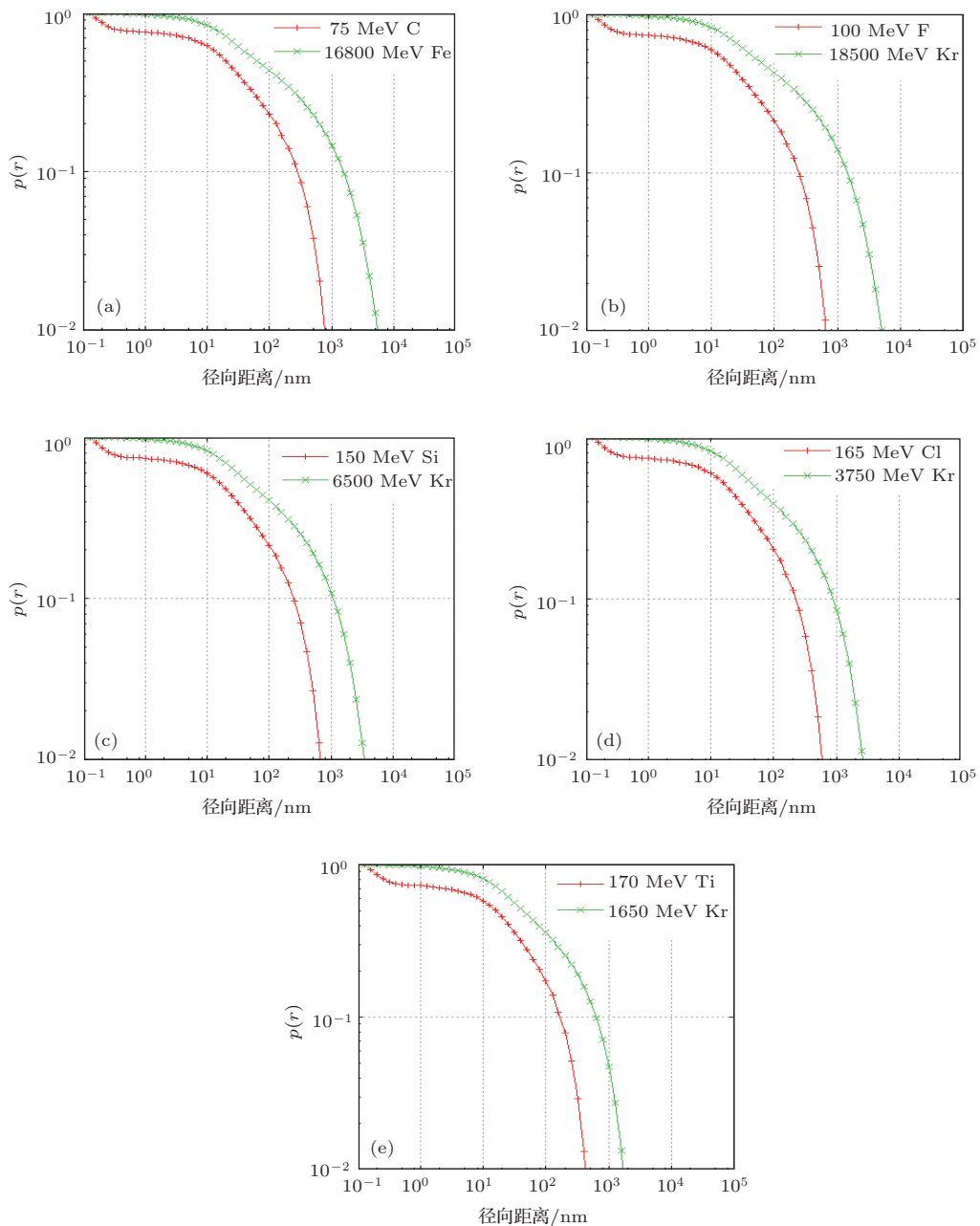


图 6 电离径迹不同横向位置处能量沉积与总能量比值的横向分布 (a) 表示 75 MeV 的 C 和 16800 MeV 的 Fe 离子; (b) 表示 100 MeV 的 F 和 18500 MeV 的 Kr 离子; (c) 表示 150 MeV 的 Si 和 6500 MeV 的 Kr 的离子; (d) 表示 165 MeV 的 Cl 和 3750 MeV 的 Kr 离子; (e) 表示 170 MeV 的 Ti 和 1650 MeV 的 Kr 离子

对于相同种类的离子, 其径迹半径会随着能量的增加而增大, 径迹中心的密度则随着能量的增加而减小, 该特点与其他文献计算的离子径迹分布特点相同.

由于高能离子可以在较远的地方沉积能量, 但是其中心密度却不大, 为了更加直观的呈现这种差别带来的影响, 计算了离子能量沉积的比例 $p(r)$, 该比例代表在离子半径 r 外沉积的能量与总能量的比值. 图 6 即为比例 $p(r)$ 随半径 r 的变化, 从图中我们可以看到相对于低能离子高能离子在 1 nm 之外沉积的能量所占的比例大于低能离子, 随着半径的增大, 这种差别将越来越大. 从图中我们也可以看到, 高能离子在 500 nm 之外沉积的能量占总能量的 20% 左右. 对于比较敏感的器件, 这部分能量可能会给单粒子效应带来影响.

4 存储单元单粒子效应翻转

通过我们的仿真研究表明, 相同 LET 值的不同能量粒子的径迹分布不同, 高能粒子产生的径迹半径大、电荷密度低, 低能粒子产生的径迹半径小、电荷密度高. 电荷密度的高低会影响电子空穴对的复合率. 将粒子运输模拟的结果嵌入到半导体工艺模拟以及器件模拟工具 TCAD 单粒子效应翻转模拟模型中, 开展三维存储单元单粒子效应数值计算.

SEU 灵敏区域器件是遭受重离子撞击后易发生单粒子翻转的敏感区域. 结合电荷收集物理图像与 SEU 物理图像, 可以深入分析对单粒子效应灵敏的区域以及其损伤机理. 研究单粒子翻转的灵敏区域可以得出器件的布线、尺寸、材料和工艺等参数与重离子产生单粒子翻转的定量关系, 从而为制备抗单粒子辐射能力强的集成电路提供重要的逐点信息.

翻转截面曲线是指器件的单粒子翻转截面 σ 随 LET 变化的曲线, 它用来表征器件抗单粒子翻转能力^[12]. 采用三维仿真可以模拟重离子入射引起的存储器单粒子效应, 改变入射位置重复进行仿真, 就可以统计得到该粒子引起存储器单元单粒子效应的灵敏区域, 即获得器件单粒子翻转的截面. 图 7 显示的是不同 LET 值的粒子注入下的单粒子翻转区域. 对于 LET 值为 5 MeV·cm²/mg, n 型 MOS 反向偏置的漏极的中心是存储器单元内单粒子翻转的灵敏区域. 随着 LET 值的增加, 单粒子翻转灵敏区域的面积逐渐增大. 在 LET 值达到 10

MeV·cm²/mg 时, p 型 MOS 的反向偏置的漏极也成为单粒子翻转的灵敏区域.

截止管的漏区存在反偏 pn 结, 空间电荷区的强电场使得等离子体的电子空穴对迅速分离, 在漏极产生了脉冲电流, 改变了器件逻辑状态, 因此截止 n 型 MOS 和 p 型 MOS 的漏区是 SEU 的灵敏区域; 在 LET 阈值附近, 单粒子翻转敏感区域仅为 NMOS 管截止漏区的中心位置, 电子的迁移率要远大于空穴, n 型 MOS 漏极的负向脉冲电流要大于 p 型 MOS 漏极的正向脉冲电流, 因此 n 型 MOS 和 p 型 MOS 的反偏漏区对单粒子翻转的敏感程度不同, 截止 n 型 MOS 漏区是单粒子翻转最敏感的区域; 随着 LET 值的增加, NMOS 管截止漏区的灵敏区域超过了漏区本身的面积, 电荷的扩散是引起截止漏区以外的区域对 SEU 敏感的原因. 随着 LET 值的增加, PMOS 的截止漏区也成为单粒子翻转的敏感区域, 当 LET 值增加到一定时, 入射到敏感结周围的粒子产生的电荷也会被反向偏置的漏极所收集, n 型 MOS 单粒子翻转敏感区的面积比漏区本身要大. NMOS 管截止漏区敏感区域和 PMOS 的截止漏区敏感区域构成了饱和截面的区域, 随着载流子漂移扩散的结束, 敏感区域不再变化.

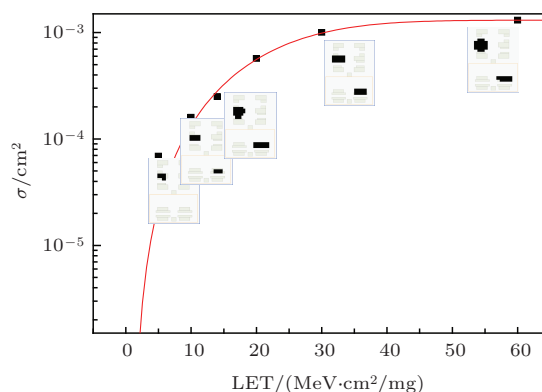


图 7 不同 LET 值粒子注入下的单粒子翻转灵敏区域

利用基于仿真的单粒子翻转截面获取技术, 分别针对 2 k 静态随机存储器、30 万门 0.25 μm FP-GA 配置存储器开展了计算, 获取了单粒子翻转截面曲线, 并且将仿真结果与重离子地面实验数据进行了对比分析, 如图 8 所示, 仿真和重离子实验数据结果符合较好, 也说明了该方法的有效性.

通过研究提出了一种基于仿真的存储器单粒子效应截面获取方法, 该方法可以准确评估存储器单粒子效应, 定位单粒子翻效应的灵敏区域, 相比于现行的基于地面模拟试验的单粒子效应模拟方法, 具有节省时间、经费, 不受重离子加速器束流

时间限制, 便于加固设计改进的特点.

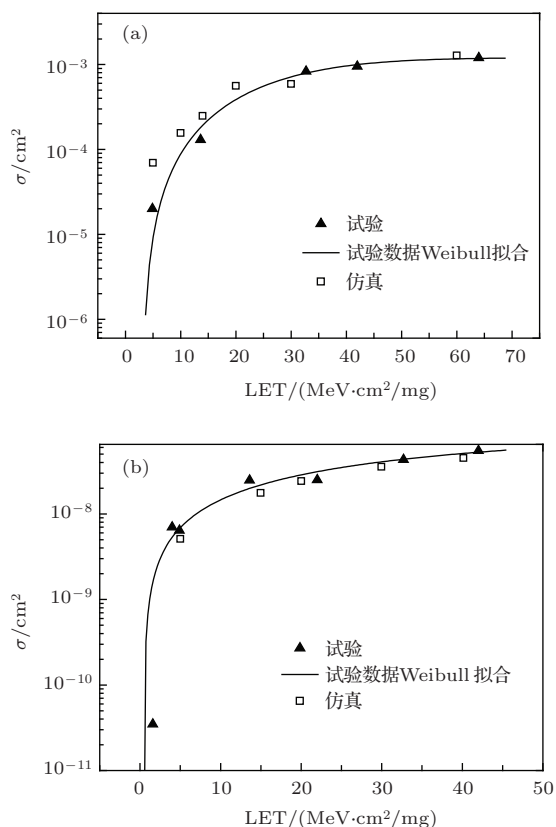


图8 SRAM(a), FPGA(b) 计算结果与实验数据对比

5 结 论

通过单粒子翻转效应与LET值相关性的仿真研究表明, 单粒子翻转效应是电路逻辑状态的改变, 而针对具体的存储单元电路, 不是组成存储单元的每一个n管、p管的源区、漏区域都敏感, 单粒子翻转敏感区域的确定能深刻理解单粒子翻转的机理, 针对薄弱环节有针对性的进行加固.

揭示了器件单粒子翻转敏感程度与器件n, p截止管区域面积相关的物理机理, 获得了不同LET值下单粒子翻转灵敏区域分布不同的重要结论, 从物理上解释了单粒子翻转截面曲线服从威布尔分布, 为器件加固和敏感参数表征实验提供了重要物理依据. 研究表明, 相同LET下, 高能离子的径迹半径远大于低能离子的径迹半径, 而低能离子径迹

中心的能量密度却大于高能离子径迹中心密度约两到三个数量级. 随着器件特征尺寸的减小, 这种差别必然会对器件的单粒子效应截面造成影响.

建立了单粒子效应电荷复杂收集模型, 揭示了存储单元单粒子翻转敏感程度与器件截止n管、p管漏区的面积相关的物理机理, 获得了单粒子翻转敏感区域分布与LET值的关系, 为器件加固和敏感参数表征提供了重要的物理依据.

参考文献

- [1] Guo H X, Wang W, Luo Y H, Zhao W, Guo X Q, Zhang K Y 2010 *Nuclear Technology* **33** 538 (in Chinese) [郭红霞, 王伟, 罗尹虹, 赵雯, 郭晓强, 张科营 2010 核技术 **33** 538]
- [2] Zhang K Y, Guo H X, Luo Y H, He B P, Yao Z B, Zhang F Q, Wang Y M 2010 *Atomic Energy Science and Technology* **44** 215 (in Chinese) [张科营, 郭红霞, 罗尹虹, 何宝平, 姚志斌, 张凤祁, 王园明 2010 原子能科学技术 **44** 215]
- [3] Guo H X, Chen Y S, Zhou H, Zhang Y M, Gong R X, Lv H L 2003 *Chinese Journal of Computational Physics* **20** 372 (in Chinese) [郭红霞, 陈雨生, 周辉, 张义门, 龚仁喜, 吕红亮 2003 计算物理 **20** 372]
- [4] Guo H X, Chen Y S, Zhou H, He C H, Li Y H 2003 *Atomic Energy Science and Technology* **37** 508 (in Chinese) [郭红霞, 陈雨生, 周辉, 贺朝会, 李永宏 2003 原子能科学技术 **37** 508]
- [5] Roche P H, Palau J M, Belhaddad K 1998 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** 2534
- [6] Zhang K Y, Guo H X, Luo Y H, He B P, Yao Z B, Zhang F Q, Wang Y M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8651 (in Chinese) [张科营, 郭红霞, 罗尹虹, 何宝平, 姚志斌, 张凤祁, 王园明 2009 物理学报 **58** 8651]
- [7] Toure G, Hubert G, Castellani-Coulie K 2011 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **58** 862
- [8] Shaneyfelt M R, Schwank J R, Dodd P E 2008 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55** 1926
- [9] Zhang K Y, Zhang F Q, Luo Y H, Guo H X 2013 *Chin. Phys. B* **22** 8501
- [10] Shaneyfelt M R, Schwank J R, Dodd P E 2008 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55** 1926
- [11] Ecoffet R 2013 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **60** 1791
- [12] Zhang Q X, Hou M D, Liu J, Jin Y F, Zhu Z Y, Sun Y M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 566 (in Chinese) [张庆祥, 侯明东, 刘杰, 金运范, 朱智勇, 孙友梅 2004 物理学报 **53** 566]

Calculation of single event upset based on Monte Carlo and device simulations

Wang Xiao-Han¹⁾ Guo Hong-Xia²⁾ Lei Zhi-Feng^{1)†} Guo Gang³⁾ Zhang Ke-Ying²⁾
Gao Li-Juan³⁾ Zhang Zhan-Gang¹⁾

1) (*The 5th Electronics Research Institute of the Ministry of Industry and Information Technology, Science and Technology on Reliability Physics and Application of Electronic Component Laboratory, Guangzhou 510610, China*)

2) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

3) (*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

(Received 2 April 2014; revised manuscript received 3 June 2014)

Abstract

An extraction method for single event upset cross section based on Monte Carlo code and device simulation is proposed, which can be used to calculate single event effects and sensitive regions in memories accurately. Single event upset cross sections of domestic static random access memory (SRAM) and field programmable gate array (FPGA) devices are calculated, and results agree well with these from heavy ion test. Simulation results reveal the physical mechanism of the relationship between single event upset sensitivity and surface area of off-state NMOSFET and PMOSFET. Sensitive regions of single event upset under different linear energy transfer (LET) values are obtained. The radial ionization profiles of heavy ions with different energy, but the same LET, are also calculated using the Monte Carlo method. The track radius of high-energy ion is significantly larger than that of low-energy ion, while the charge density at the track center of low-energy ion is higher by two or three orders of magnitude. With decreasing technology scaling, the impact of these differences on single event effects will be more pronounced, and the threshold LET and saturated cross-section will not be capable of describing the single event response completely.

Keywords: Monte Carlo, single event upset, device simulation, LET value

PACS: 61.80.Jh, 85.30.De

DOI: [10.7498/aps.63.196102](https://doi.org/10.7498/aps.63.196102)

† Corresponding author. E-mail: leizf@ceprei.com