

文章编号: 1000-6931(2001)06-0490-06

# 质子和中子引起的单粒子效应 及其等效关系理论模拟

杨海亮, 李国政, 李原春, 姜景和, 贺朝会, 唐本奇

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

**摘要:** 根据器件几何尺寸、掺杂浓度、偏压等因素确定灵敏体积和临界电荷, 从而提出单粒子效应的物理模型。考虑了质子和中子在硅中的弹性散射、非弹性散射、两体反应、多体反应以及质子的库仑散射等所有相互作用类型, 采用蒙特卡罗方法模拟跟踪入射粒子与核的相互作用以及各种次级带电粒子和反冲核的能量沉积过程。采用 Ziegler 的拟合公式精确计算质子、 $\alpha$  粒子、氦核、反冲核等带电离子的能量沉积。根据模拟结果确定了两种粒子引起的单粒子效应等效系数, 并将模拟结果与实验数据进行了对比。

**关键词:** 质子; 中子; 单粒子效应; 蒙特卡罗方法

**中图分类号:** TL84      **文献标识码:** A

宇宙射线中的高能质子入射到卫星和航天器中的半导体器件会引起单粒子效应 (Single Event Effect, 简称 SEE)。这些高能质子进入大气层后与氮和氧等原子发生核反应产生中子入射到飞机内部也会引起单粒子效应。国外从 70 年代末开始进行这方面的研究<sup>[1,2]</sup>, 国内从 80 年代开始了这方面的研究工作<sup>[3]</sup>, 但对质子和中子引起的单粒子效应是分别进行研究的。以前的研究结果<sup>[3]</sup>和初步理论分析认为, 这两种粒子引起的单粒子效应可能存在一定的等效关系。本工作采用蒙特卡罗方法模拟两种粒子引起的单粒子效应及其等效关系。

## 1 物理模型

### 1.1 基本原理

中子入射到靶物质中主要与原子核发生相互作用, 在靶物质中的射程较长。能量大于十 MeV 的入射质子主要通过和靶原子核外电子的非弹性碰撞损失能量, 发生核相互作用的概率很小, 其射程与中子相比小得多。二者与物质的相互作用机理虽相差很大, 但它们在大规模

收稿日期: 2000-07-31; 修回日期: 2001-02-05

作者简介: 杨海亮 (1968—), 男, 山东诸城人, 工程师, 在读博士研究生, 核技术及应用专业

模集成电路中引起单粒子效应的物理过程却是相同的。这是因为:质子虽然能够直接在物质中引起电离产生电子空穴对,但由于其 LET 值较小而不能导致单粒子效应,只有当它与核发生相互作用产生 α 粒子、反冲核等较重的带电粒子时才能引起单粒子效应;而中子也是靠与核相互作用所产生的较重带电粒子才引起单粒子效应的。

大规模集成电路中引起单粒子效应的单元结构基本相同。粒子入射到灵敏体积或其周围区域,与构成器件的半导体材料发生核相互作用产生 α 粒子、d 核和 Na、Mg、Al 等反冲核,它们在灵敏体积中电离出大量的电荷,经过漂移和扩散被漏极收集。当收集的电荷大于电路维持“1”(或“0”)所需的临界电荷时,该单元发生翻转,所存储的数据由“1”(或“0”)变为“0”(或“1”)。可见,这两种粒子引起单粒子效应的物理过程是相同的。

1.2 物理模型

SRAM 器件由大量完全相同的单元构成,每个单元的结构完全相同且在器件中的排列是对称的。为提高效率,在模拟过程中仅选取一个存储单元,通过对该存储单元进行处理得到入射粒子在该单元中引起的翻转数,从而计算位翻转截面,将结果乘以器件的总单元数,即可得到器件翻转截面。

每个存储单元有两个灵敏体积,它们的物理结构参数不同,必须对这两个灵敏体积分别处理。在模拟过程中,粒子入射哪个灵敏体积根据其大小用随机抽样方法确定。

模拟过程中必须考虑三部分体积(图 1):P<sup>+</sup>(或 N<sup>+</sup>)结、灵敏体积和灵敏体积外侧相关部分。外侧相关部分的宽度 L<sub>t</sub> 根据核相互作用后出射带电粒子的射程确定,即处于该部分内的粒子能够射入灵敏体积内部而引起单粒子翻转。

灵敏体积是指漏极反偏 PN 结的结区(即空间电荷区),根据掺杂浓度、反偏电压等参数可确定其宽度,再根据结的几何尺寸确定出灵敏体积及其表面积 S。由空间电荷区的结电容和表面积 S 确定引起单粒子翻转所需的临界电荷为:

$$Q_c = \left[ 2 s_0 q \left( \frac{N_D N_A}{N_D + N_A} \right) \left( \frac{K_B T}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} + V_R \right) \right]^{1/2} S \quad (1)$$

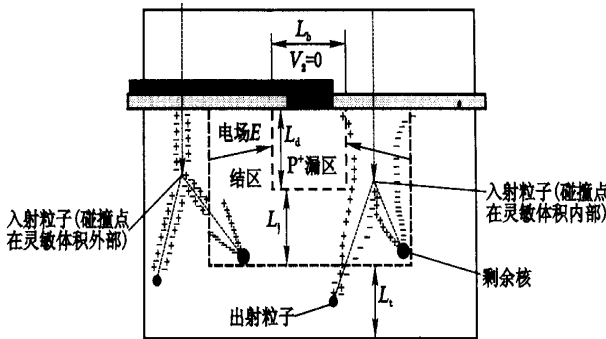


图 1 蒙特卡罗模拟过程中考虑的三部分体积、核相互作用和带电粒子能量沉积及电荷收集过程示意图

Fig. 1 The diagrammatic sketch of three zone considered in the course of Monte Carlo simulation, nuclear reaction, energy deposition of charged particle and charge collection process  
L<sub>b</sub>——P<sup>+</sup>(或 N<sup>+</sup>)结宽度; L<sub>d</sub>——P<sup>+</sup>(或 N<sup>+</sup>)结深; L<sub>j</sub>——反偏 PN 结区厚度; L<sub>t</sub>——灵敏体积外侧宽度

式(1)中:  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $\epsilon_s$  为半导体材料的相对介电常数;  $q$  为电子的电荷;  $N_A$  指受主杂质浓度;  $N_D$  指施主杂质浓度;  $V_R$  为反偏电压;  $n_i$  为本征载流子浓度;  $K_B$  为玻尔兹曼常数;  $T$  为温度。

## 2 入射粒子与核相互作用的蒙特卡罗模拟

### 2.1 碰撞点位置的选择及强迫碰撞法

粒子在  $z_0$  处与物质发生相互作用的概率密度  $g(z_0) = \sigma_t e^{-\sigma_t z_0}$ ,  $\sigma_t$  为宏观总截面。由于灵敏体积很小,约为  $\mu\text{m}$  量级,如果采用直接模拟的方法,绝大部分粒子尚未发生作用已逸出灵敏体积,模拟效率很低。因此,采用强迫碰撞法,将自由飞行距离限制在有限路程之内。

设  $u$  为所考虑体积的厚度,如图 1 所示,  $u = L_d + L_j + 2L_t$ , 则粒子碰撞点位置  $z_0$  的抽样方法为:

$$z_0 = -\frac{1}{\sigma_t} \ln[1 + (e^{-\sigma_t u} - 1)] \quad (2)$$

式中:  $r$  为  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数。

强迫碰撞法的纠偏因子  $W(z_0) = 1 - e^{-\sigma_t u}$ 。

### 2.2 库仑散射截面及质子散射角的抽样方法

各种相互作用类型根据其积分截面大小抽样确定。质子的库仑散射所产生的反冲 Si 核也可引起单粒子翻转,模拟过程中必须予以考虑。库仑散射的积分截面不收敛,无法直接将库仑散射与其它核反应过程统一考虑。小角散射产生的反冲 Si 核能量很低,因而不会引起单粒子翻转,只有在散射角大于某一角度下所产生的反冲 Si 核才能引起单粒子翻转,为此,把库仑散射截面的积分下限取大于 0 的某一角度  $\theta_{\min}$ , 则质子与靶核库仑散射截面从  $\theta_{\min}$  积分值收敛,其积分截面为:

$$= 4 \left( \frac{1}{4} \right)_0^2 \left[ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_0} \right]^2 \left[ \frac{1}{\sin^2(\theta_{\min}/2)} - 1 \right] \quad (3)$$

式中:  $E_0$  为入射质子动能;  $Z_1$  和  $Z_2$  分别为质子和靶核的电荷数;  $e$  为电子电荷量。

如果抽样确定某一入射质子与核相互作用为库仑散射,则出射质子散射角必须根据库仑散射角分布来抽样确定。由库仑散射公式和蒙特卡罗抽样方法可导出散射角余弦值抽样方法以下式表示:

$$\cos \theta = 1 - \frac{\left( \frac{K}{2} + \sqrt{1 + \frac{K^2}{4}} \right)^{2/3} + \left( \frac{K}{2} - \sqrt{1 + \frac{K^2}{4}} \right)^{2/3} - 1}{2} \quad (4)$$

式中:  $K = (1 - \cos \theta_{\min}) \text{ctg} \left[ \frac{\theta_{\min}}{2} \right] \left[ 3 + \text{ctg}^2 \left[ \frac{\theta_{\min}}{2} \right] \right]$ 。

### 2.3 两体和多体核反应过程模拟

按照蒙特卡罗模拟程序(图 2),首先计算质子库仑散射截面,利用强迫碰撞法抽样确定核相互作用位置并计算纠偏因子,计算入射质子初级电离。根据各相互作用截面抽样确定发生作用类型,根据各出射粒子角分布抽样确定粒子出射角  $\theta_1$ ,再根据能量守恒和动量守恒确定实验室系出射粒子的动能  $E_1$ 、剩余核反冲角  $\theta_{R1}$  和剩余核的动能  $E_{R1}$ 。

对三体核反应过程的模拟,用与两体核反应模拟过程相同的方法首先确定出射第 1 个粒

子的出射角  $\theta_1$ 、方位角  $\phi_1$  和动能  $E_1$  及方向余弦  $u_1, v_1, w_1$ , 剩余核反冲角  $\theta_{R1}$  和动能  $E_{R1}$  以及方向余弦  $u_{R1}, v_{R1}, w_{R1}$ 。然后, 根据发射第 2 个粒子的角分布抽样确定实验室系下处于激发态的剩余核发射粒子的出射角  $\theta_2$  和方位角  $\phi_2$ , 再根据能量守恒和动量守恒, 计算第 2 次发射粒子的动能, 以及剩余核的反冲角和反冲动能。

至此, 完成了三体核反应过程模拟。对于四体反应或更多体的反应, 重复上述步骤, 直至最后的剩余核处于基态。

中子核反应模拟过程与质子的基本相同, 只是不需考虑库仑散射和质子的初级电离。

### 3 入射质子、出射粒子和剩余核能量沉积计算

对入射粒子与核相互作用产生带电粒子的电离过程以及质子的直接电离过程, 首先根据它们的径迹判断其能否入射至灵敏体积内部(因为只有入射至灵敏体积内部的带电粒子电离产生的电子空穴对才能在电场作用下被分离并漂移、扩散而被收集), 然后, 求出一个入射粒子及其产生的所有带电粒子在灵敏体积内电离产生的电子空穴对被灵敏节点所收集的总电荷。若其总电荷大于单粒子翻转所需的临界电荷, 则认为入射粒子引起了翻转。带电粒子的能量沉积采用 Ziegler 公式计算, 该公式根据大量实验数据精确拟合得到。对于 He 和剩余核等离子, 公式中考虑了电荷交换效应。图 3 示出计算的核反应中出射的 He 离子和由库仑散射(或弹性、非弹性散射等)过程中产生的反冲 Si 离子在 Si 材料中的有效电荷态、电子阻止本领、核阻止本领和总阻止本领曲线。

### 4 等效性模拟结果

质子引起单粒子效应的翻转截面定义为:

$$\sigma_p = N_p / \phi_p \quad (5)$$

式中:  $N_p$  为质子引起的单粒子翻转数;  $\phi_p$  为入射质子注量 ( $\text{cm}^{-2}$ )。

同样, 定义中子引起的单粒子翻转截面为  $\sigma_n$ , 则质子和中子在半导体器件中引起的单粒子翻转截面等效系数为:

$$C = \sigma_p / \sigma_n \quad (6)$$

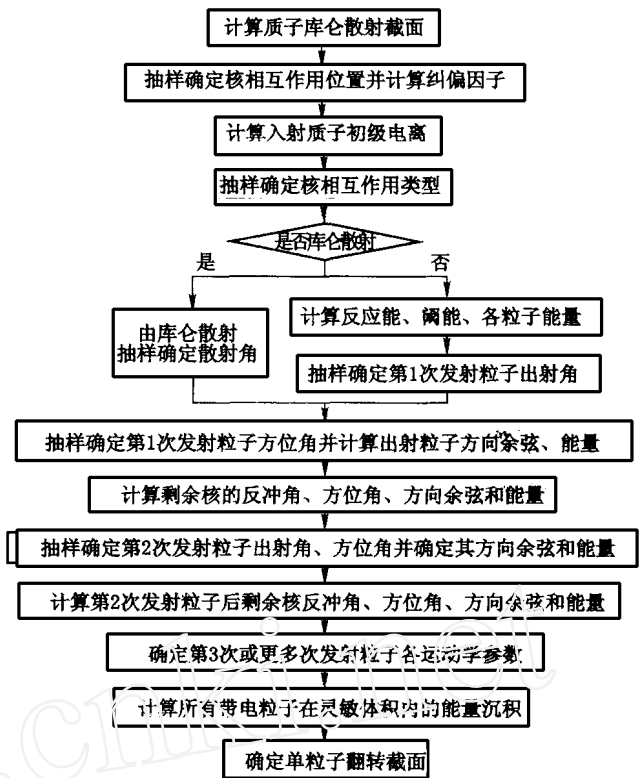


图 2 蒙特卡罗模拟程序框图

Fig. 2 Scheme of Monte-Carlo simulation program

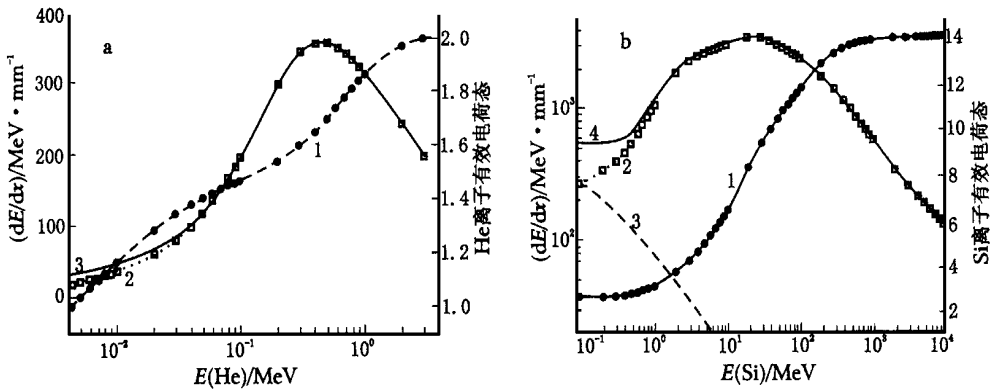


图3 He离子和Si离子在Si材料中的有效电荷和阻止本领

Fig. 3 The effective charge and stopping power of He and Si ion in Si material

a: 1——He离子有效电荷态, 2——He离子在Si中的电子阻止本领, 3——He离子在Si中的总阻止本领;  
 b: 1——Si离子有效电荷态, 2——Si离子在Si中的电子阻止本领, 3——Si离子在Si中的核阻止本领, 4——Si离子在Si中的总阻止本领

表1列出了不同能量质子和中子在4种型号器件中引起的单粒子翻转截面蒙特卡罗模拟结果。从表中数据可看出:虽然同一能量的入射粒子在不同型号器件中引起的单粒子翻转截面差别很大,但两种粒子引起的单粒子翻转截面却存在着等效关系。例如,30 MeV质子和14 MeV中子在4种型号器件中引起的单粒子翻转截面的比值分别为1.097、1.053、1.052和1.035,平均值为1.06 ± 0.03。表2列出了模拟计算和实验确定的等效系数,其中的实验数据是3个生产厂家、4种集成度的不同型号SRAM器件在中国科学院高能物理研究所35 MeV质子加速器和兰州大学14 MeV中子发生器上的实验结果。

表1 不同能量(MeV)的质子和中子引起的单粒子翻转截面  $\sigma_p$  和  $\sigma_n$

Table 1 The cross section of single event upset induced by protons and neutrons

型号编号	$10^{14} p/cm^2 \cdot bit^{-1}$				$10^{14} n/cm^2 \cdot bit^{-1}$		
	15.49	21.02	25.63	30.00	14.00	14.75	15.00
1	1.07	2.23	3.42	3.61	3.29	3.50	3.98
2	3.21	5.60	7.86	9.02	8.57	9.19	9.42
3	1.30	2.38	3.45	3.87	3.68	3.76	3.94
4	1.65	2.62	4.16	4.72	4.56	4.62	4.86

由表2可以看出,模拟计算和实验结果符合较好。由此可以认为:由于质子和中子在SRAM器件中引起单粒子效应的物理过程相同,因此,它们的翻转截面存在确定的等效关系,即一定能量的质子与一定能量的中子在各种SRAM器件中引起的单粒子翻转截面的比值为一个固定值。

基于质子和中子引起的单粒子效应的等效性,把它们引起的单粒子效应进行统一考虑,建立起它们之间的关系,这不仅加深了对它们所引起的单粒子效应物理机制的理解,而且也提供

了一种确定单粒子翻转截面的简洁方法,即只要确定了一种粒子引起的单粒子翻转截面,则可根据等效关系确定另一种粒子引起的单粒子翻转截面,从而为卫星、航天器和飞机等的单粒子效应预估提供了理论依据。

表 2 质子和中子引起的单粒子翻转截面等效系数

Table 2 The equivalent coefficient of cross section of single event upset induced by protons and neutrons

$E_p / \text{MeV}$	不同能量(MeV)中子下的等效系数			
	14.00	14.75		15.00
	模拟计算结果	模拟计算结果	实验结果	模拟计算结果
15.49	0.35 $\pm$ 0.03	0.34 $\pm$ 0.03	0.44 $\pm$ 0.09	0.32 $\pm$ 0.04
21.02	0.64 $\pm$ 0.06	0.61 $\pm$ 0.04	0.70 $\pm$ 0.18	0.57 $\pm$ 0.04
25.63	0.95 $\pm$ 0.08	0.91 $\pm$ 0.06	0.88 $\pm$ 0.16	0.86 $\pm$ 0.02
30.00	1.06 $\pm$ 0.03	1.02 $\pm$ 0.03		0.96 $\pm$ 0.04

## 参考文献:

- [1] Pickel J C, Blandford J T. CMOS RAM Cosmic Ray Induced Error Rate Analysis[J]. IEEE Trans Nucl Sci, 1981, 28(6): 3 962 ~ 3 967.
- [2] Petersen E L. Approaches to Proton Single-event Rate Calculations[J]. IEEE Trans Nucl Sci, 1996, 43(2): 496 ~ 504.
- [3] 李国政,王普,梁春湖,等.单粒子效应模拟实验研究[J].原子能科学技术,1997,31(3):258 ~ 263.

## A Monte-Carlo Simulation of Equivalence of Single Event Upset Induced by Neutrons and Protons

YANG Hai-liang, LI Guo-zheng, LI Yuan-chun, JIANG Jing-he, HE Chao-hui, TANG Ben-qi

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

**Abstract:** The sensitive volume and the critical charge are determined on the basis of the device parameters. The nuclear reaction processes are followed using Monte-Carlo simulation. Ziegler empirical formula is adopted to calculate the energy deposition of the charged particles. The equivalent coefficient of cross section of single event upset induced by protons and neutrons is established and the result is compared with the experimental data.

**Key words:** protons; neutrons; single event effect; Monte-Carlo method