

文章编号: 1007-4627(2019)02-0242-06

## 基于热峰模型的单粒子效应模拟研究

彭海波<sup>1,2</sup>, 管明<sup>1,2</sup>, 王铁山<sup>1,2</sup>, 赵江涛<sup>1,2,†</sup>, 郭红霞<sup>3</sup>

- (1. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000;
2. 兰州大学教育部特殊功能材料与结构设计重点实验室, 兰州 730000;
3. 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

**摘要:** 单粒子效应是航天电子器件失效的重要原因, 研究其物理过程对航天电子器件寿命预测、器件抗辐射加固有着重要的意义。现有的模型多从线性能量沉积的角度来解释单粒子翻转, 因此无法解释单粒子效应地面实验模拟过程中的温度效应。建立了一个新模型, 从高能带电离子与材料相互作用的物理过程出发, 通过解三维的热扩散方程, 计算出能量在材料中沉积、交换、扩散, 得到电子和晶格温度的空间分布以及时间演化过程。推断出离子辐照过程中导致的自由电子浓度和收集电荷随 *LET* 的变化关系。此模型解释了单粒子效应中随着器件温度升高, 单粒子效应截面增加的现象。

**关键词:** 热峰效应; 单粒子效应; 载流子浓度

**中图分类号:** O571.1   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.36.02.242

### 1 引言

随着微电子工业发展, 半导体器件的特征尺寸越来越小。在外太空中, 由于存在很强的辐射背景, 器件很容易发生单粒子效应: 即由单个粒子辐照造成的器件状态改变的效应<sup>[1]</sup>。为此, 单粒子效应引起人们广泛的兴趣<sup>[2-6]</sup>。一方面, 人们在地面建立装置利用重离子、中子和激光束来模拟单粒子效应, 开展实验研究<sup>[7-11]</sup>; 另一方面, 人们也建立多种模型从不同层面开展理论研究, 并开发了不同的模拟软件。Petersen 和 Pickel 提出粒子径迹长方体假设, 即高能粒子在材料激发的电子与能量沉积成正比的关系, 提出了线性能量传输(*LET*), 提出了描述单粒子效应概率的 Weibull 公式<sup>[12-13]</sup>, 并被广泛接受。尽管 Weibull 公式能够很好地描述单粒子效应的截面, 但是 Dodd 通过实验研究发现, 单粒子效应截面存在能量和离子种类的相关性<sup>[14]</sup>。基于类似长方体的假设, Warren 和 Reed 等讨论了核反应产生的次级粒子对单粒子效应的截面的影响<sup>[15-17]</sup>, Sogoyan 等<sup>[18]</sup>提出了扩散电荷收集模型来解释单粒子翻转截面。

有实验指出, 器件的温度能够显著增加单粒子效应

截面<sup>[19]</sup>。在器件发生单粒子翻转的过程中, 由入射粒子激发且能被器件电极收集从而引起器件内部电位翻转的电荷被称为收集电荷。现有的很多模型认为单粒子效应中收集电荷是由入射粒子直接或间接电离产生的, 而没有考虑到由于粒子能量沉积导致器件材料温度升高对收集电荷数目的影响。器件温度既包括电子温度也包括晶格温度, 两者分别表示电子和晶格无规则热运动的宏观统计, 且它们对单粒子效应影响是不同的。在没有离子入射时, 电子温度和晶格温度处于热平衡状态。当有离子入射时, 由于热导率的不同, 电子温度和晶格温度会存在显著差异, 应当分别讨论。以单粒子翻转为例, 当收集电荷超过临界电荷时发生单粒子翻转。在此过程中自由电子数目和收集电荷主要是受电子温度影响, 而非晶格温度。

为了研究离子入射器件过程中, 能量沉积所导致电子温度的变化, 进而电子受热激发成为自由电子被收集, 以及最终发生单粒子效应, 本文将建立新的模型讨论单粒子效应的物理过程。

### 2 物理模型

Pickel<sup>[12]</sup>和 Petersen<sup>[13]</sup>的理论认为单粒子效应中

收稿日期: 2018-09-15; 修改日期: 2019-01-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11505085); 中央高校基本科研业务费项目(lzujbky-2018-72); 甘肃省引导科技创新发展专项资金项目(2018ZX-07); 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室专项经费资助项目(SKLIPIR1708)

作者简介: 彭海波(1980-), 男, 湖南宁乡人, 副教授, 博士, 从事材料辐照效应研究; E-mail: penghb@lzu.edu.cn

† 通信作者: 赵江涛, E-mail: zhaojt@lzu.edu.cn.

的收集电荷来自于直接和间接电离的电子。发生单粒子效应的入射离子能量高, 直接电离产生的电子能量约为 1 keV, 间接电离的能量约为 16.7 eV, 且直接电离和间接电离电子数目很少, 很难被电场收集。以硅材料为例, 离子入射半导体产生电子空穴对并被收集的过程中, 平均产生一对电子空穴对的能量为 3.6 eV。考虑到能量沉积过程, 不但有将电子电离的过程, 还有激发过程能够被电极收集电荷中电子平均能量要低于产生电子空穴对平均电离能 3.6 eV。此值远远小于直接和间接电离电子能量。由此可见, 单粒子效应中收集电荷不是直接和间接电离的电子, 而是局部区域中由于电子间互相热量交换从而激发到导带的自由电子。这些自由电子的数目远远高于直接和间接电离电子。假设粒子垂直入射于靶材料, 粒子与器件相互作用过程描述如下: 由于粒子能量沉积导致电子温度升高; 当电子温度升高时, 由于电子状态分布随着温度改变, 产生大量自由电子-空穴对; 自由电子和空穴在电场中发生漂移被收集, 当收集电荷大于器件的临界电荷时就会发生单粒子效应。

## 2.1 载流子浓度与温度的关系

为了简化模型, 以硅本征半导体为例讨论温度对电子-空穴对的影响。硅材料中的电子吸收能量从价带跃迁到导带, 从而形成了电子-空穴对, 半导体内的自由电子浓度也随之升高。本征半导体的电子浓度与温度的关系为

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_g}{k_0 T}\right), \quad (1)$$

$$N_c = 2 \left(\frac{m_n^* k_0 T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} = 2 \frac{(2\pi m_n^* k_0 T)^{3/2}}{h^3}, \quad (2)$$

其中:  $n_0$  表示本征半导体中电子浓度;  $N_c$  为导带有效状态数;  $E_c$  为材料的导带能级;  $E_g$  为材料的费米能级;  $m_n^*$  为电子的有效质量;  $k_0$  为玻尔兹曼常数;  $\hbar$  为约化普朗克常数;  $T$  为电子绝对温度。公式 (1) 表明电子-空穴的浓度随着电子温度升高而增加, 计算靶材料的温度分布即可得到电子浓度。由于电子空穴对成对产生或成对复合, 且电子漂移速度远高于空穴, 以下仅以电子浓度来讨论器件中的载流子浓度。

## 2.2 电子晶格温度分布

当入射离子穿过材料时, 通过电子能量沉积, 在大约  $10^{-15}$ s 时间内将能量传递给器件材料中的电子, 这里相比于电子能量沉积离子在材料中的核能量沉积很小可以忽略不计。接着发生三种过程: (1) 束斑中心区域的电子将自身能量传递给径迹周围的电子; (2) 通过电-声子耦合电子将能量传递给晶格; (3) 径迹中心处的晶格在获得能量后, 也会将能量传递给其它晶格原子。

对于此过程可以用热峰模型 Therspike 来描述<sup>[20]</sup>:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla (K_e \cdot \nabla T_e) - g(T_e - T_a) + A_e, \quad (3)$$

$$C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \nabla (K_a \cdot \nabla T_a) - g(T_a - T_e) + A_a, \quad (4)$$

方程组中  $C_e$  和  $C_a$  分别表示电子和晶格的比热容;  $K_e$  和  $K_a$  分别表示电子和晶格的热导率;  $A_e$  和  $A_a$  分别表示在解热扩散方程之前计算得到的入射粒子传递给电子和晶格的能量;  $T_e$  和  $T_a$  分别表示该方程组要求的电子和晶格随时间演化的温度值;  $g$  是电子温度和晶格温度相互传导的耦合系数, 其数值由文献<sup>[21]</sup>给出。

通过编写 Therspike 程序, 得到了三维体系中粒子入射后, 硅材料中温度的空间分布以及时间演化。首先, 建立了尺寸为边长为 200 nm 的立方体 (图 1), 该立方体的中心建立直角坐标系, 则  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  三轴的取值范围均为  $-100$  nm 到  $100$  nm, 电子与晶格之间能量传递的耦合系数设定为  $1.25 \times 10^{-8}$  W/cm<sup>3</sup>·K。离子从  $-Z$  方向入射。模拟了 260 MeV 的 Kr 离子入射条件下电子和晶格温度的分布和演化。

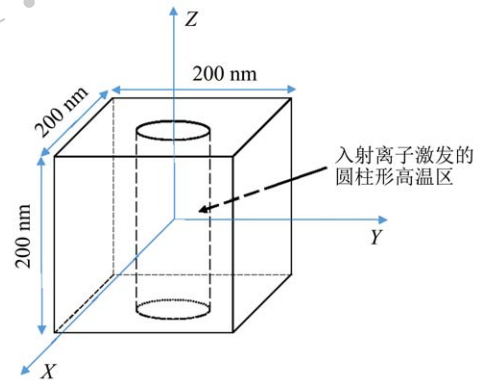


图 1 (在线彩图) 离子入射靶材料示意图

图 2 给出了电子和晶格温度在离子入射后 10 fs 时的空间分布, 单位为 K。可以看出, 在空间上电子和晶格的温度均呈柱状分布, 但电子温度远远高于晶格温度, 高温电子的体积远远大于相同温度下晶格体积。

图 3 给出了电子和晶格温度随时间演化分布, 单位为 K。可知入射离子能量沉积后, 电子温度迅速升高, 约在 2 fs 内达到极大值, 然后由于热扩散电子温度很快降低; 晶格的温度持续增加。比较两者数值, 可认为晶格温度远小于电子温度。在离子入射前, 在热平衡情况下, 电子温度与晶格温度相等; 而在离子入射后的 20 fs 中, 电子的温度远远高于晶格温度。由于器件材料中导带电子分布函数受到电子温度的影响, 由公式 (1) 可知此时将产生大量自由电子, 而晶格仍然处于低温状态。

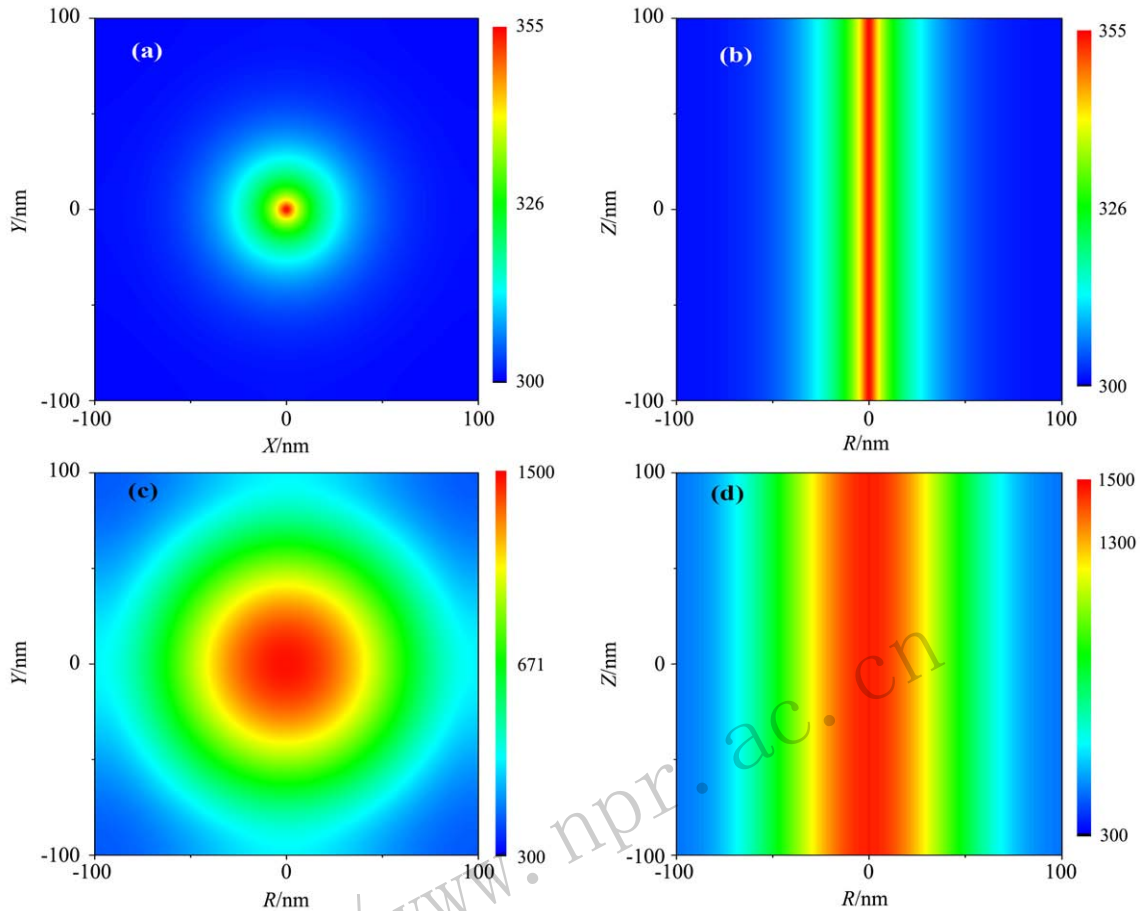


图 2 (在线彩图) 电子和晶格温度的空间分布  
(a)和(b)为晶格温度在径向和轴向分布; (c)和(d)为电子温度在径向和轴向分布。

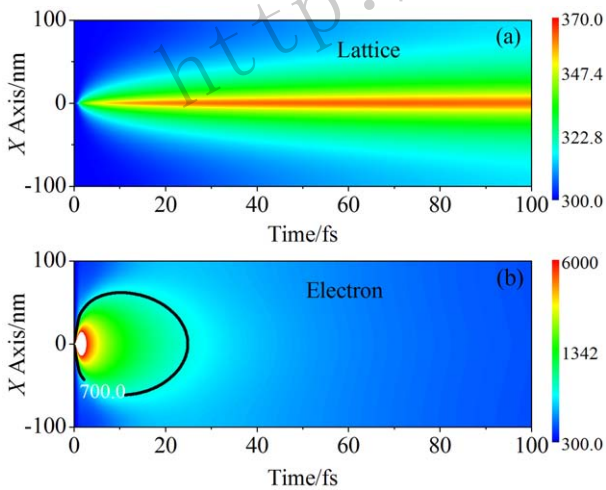


图 3 (在线彩图) X轴上的电子(b)与晶格(a)温度随时间的演化

### 2.3 单粒子效应中收集电荷

单粒子效应与收集电荷的数量有关。收集电荷的数目主要由两个基本物理量：自由电子浓度和自由电子体积来确定。由于电子温度先升高后降低且分布呈柱状，自由电子分布呈柱状，其体积可由圆柱半径唯一确定。

可认为对于某一温度在某一时刻存在一最大半径，在此半径内的圆柱为最大体积，总收集电荷  $N$  等于器件中电子浓度乘以激发概率和收集率与体积的积分：

$$N = \int_0^{R_{\max}} n(T)f(T)Cd2\pi r dr, \quad (5)$$

其中： $n(T)$  为器件中电子浓度； $f(T)$  电子激发的概率； $n(T)$  与  $f(T)$  乘积代表自由电子浓度； $C$  是电荷收集率； $R_{\max}$  自由电子大量存在圆柱体的最大半径； $d$  是圆柱体高度。假定当温度高于某一阈值时，电子由价带跃迁到导带。这里取电子温度 700 K 为阈值温度。考察电子温度随时间变化，见图 3。从中 700 K 电子的等温线中可以得到温度高于 700 K 的电子圆柱最大半径，从而得到  $R_{\max}$  对此积分式取近似可简化为

$$N = n(T)f(T)C\pi R_{\max}^2 d = \beta(T)\pi R_{\max}^2 d. \quad (6)$$

考察粒子入射可以发现，自由电子浓度和电荷收集率都是未知量，它们的乘积决定了能被收集的电子浓度，且均与温度相关，这里引入参数  $\beta(T)$  定义：

$$\beta(T) = n(T)f(T) \cdot C, \quad (7)$$



其物理含义是能够被电极收集的自由电子浓度，该浓度是电子温度的函数。为了确定  $\beta$  值，我们模拟了能量为 1 MeV  $\alpha$  粒子入射硅材料的温度分布。为简化模型计算，本文仅讨论温度高于 700 K 的高温圆柱区域，且以 700 K 表示该圆柱体的温度。通过 Therspike 程序计算，得到 1 MeV  $\alpha$  粒子入射时 700 K 对应的最大半径  $R_{\max}$  值为 9.5 nm。若激发一个电子需要 3.6 eV 的能量，则  $\alpha$  粒子在此路径上激发出的电子数目为

$$N = \frac{\frac{dE}{dx} \cdot d}{3.6} \quad (8)$$

假定粒子在靶材料中激发的电荷全部被收集，即  $C=1$ ，收集电荷数目等于产生电荷数目。由式(6 - 8)可得对于硅材料阈值为 700 K 的  $\beta$  值，如式(9)所示：

$$\begin{aligned} \beta(700 \text{ K}) &= \frac{\frac{dE}{dx} \cdot d}{3.6 \cdot \pi \cdot R_{\max}^2(LET)} \\ &= n(700 \text{ K}) \cdot f(700 \text{ K}) \cdot C \\ &= \frac{0.94}{\pi} (\text{nm}^{-3}) \end{aligned} \quad (9)$$

1 MeV  $\alpha$  粒子所激发出的自由电子数目可由公式(7)得出，当其他离子入射时，通过比较该离子所激发出的高于 700 K 的体积与 1 MeV  $\alpha$  粒子所激发出的高于 700 K 的体积，即可得出该离子所激发出的自由电子数目。假定将器件灵敏区域厚度  $d=4 \mu\text{m}$ ，则不同  $LET$  的入射离子在靶材料中激发出且被收集的自由电子数目为

$$N = 3790 \cdot R_{\max}^2(LET) \frac{1}{\text{nm}^2} \quad (10)$$

### 3 结果与讨论

#### 3.1 LET与收集电荷关系

目前的器件都是以硅材料为基底材料，本模型认为离子入射器件激发出的自由电子即是入射硅材料激发出的自由电子。使用 Therspike 程序模拟不同能量的不同离子入射电子和晶格的初始温度为 300 K 的硅材料，离子的种类及能量值见表 1<sup>[14]</sup>，得到  $R_{\max}^2$  与  $LET$  如图 4 所示。由图 4 可见， $R_{\max}^2$  与  $LET$  呈现线性关系且与离子种类和能量无关，公式(9)表明收集电子数目  $N$  与  $R_{\max}^2$  成正比，由此可以认为，离子入射后器件收集电子数目  $N$  仅与  $LET$  有关，与入射离子的能量和种类无关。这与 Pickel 等的假设符合较好。经过线性拟合，结合公式(9)得到电子和晶格的初始温度为 300 K 时入射离子的  $LET$  与该离子激发出的电荷的关系：

$$Q = 0.055 \cdot LET(\text{pC}) \quad (11)$$

其中  $LET$  的单位为  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$ ，收集电荷的单位为 pC。

表 1 Therspike程序模拟入射硅材料的不同LET值离子

Ion	Energy/MeV	LET/(MeV·cm <sup>2</sup> /mg)	Energy/(MeV/u)
Xe	2900	40.6	25
Kr	262	40.0	3.1
Kr	961	28.7	15
Kr	1900	20.6	25
Cu	785	19.6	15
Kr	3000	14.7	40
Ar	509	8.6	15
Ar	944	5.6	25
Ar	1600	3.9	40
Ne	531	1.8	25
Ne	788	1.2	40

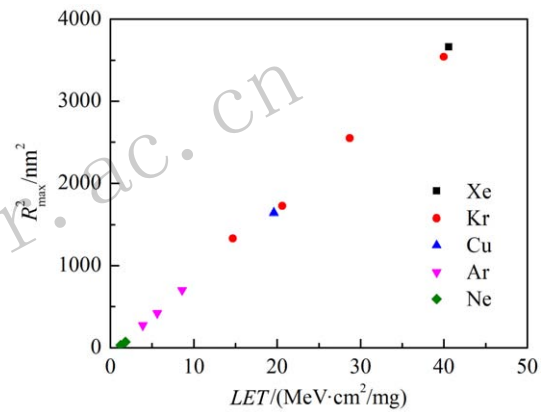


图 4 (在线彩图) 不同能量、种类离子入射  $R_{\max}^2$  随着  $LET$  变化关系图

#### 3.2 单粒子效应截面与温度关系

通过 Therspike 程序可建立  $LET$  与收集电荷的关系。单粒子效应的截面与  $LET$  的关系可用 Weibull 公式来描述，将此处计算得到  $LET$  和收集电荷关系代入 Weibull 公式，可得到单粒子效应截面与收集电荷的关系

$$\sigma(Q) = \begin{cases} \sigma_{\text{sat}} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{Q - Q_{\text{th}}}{w'} \right)^s \right] \right\}, & Q > Q_{\text{th}} \\ 0, & Q < Q_{\text{th}} \end{cases} \quad (12)$$

其中： $\sigma_{\text{sat}}$ 为单粒子效应的饱和截面； $w'=1.1$  pC对应于 Weibull 公式中  $w$ ； $Q_{\text{th}}=0.87$  pC； $S$ 是器件几何因子；此处为无量纲数。对应 300 K 温度条件下  $LET_{\text{th}}$  值为  $15.9 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$ ，这里临界  $LET_{\text{th}}$  源于对 Dodd 等实验值的拟合<sup>[14]</sup>。

此模型与其它模型的区别在于：其它模型认为收集的电荷是入射离子直接或间接电离产生的；而此模型认

为由于粒子热量沉积改变了器件中电子的分布函数, 导致大量电子由价带跃迁到导带, 导致自由电子浓度增加, 进而导致收集电荷的增加。Guo 和 Truyen 的实验和模拟结果表明, 电子温度升高后会有收集电流峰值减小, 收集电流下降时间增大, 脉冲宽度增加等现象, 并指出这些现象是由于载流子寿命导致的, 而这些物理过程不影响电荷收集的总数量<sup>[22-23]</sup>。在此模型中, 没有讨论载流子寿命改变对电荷收集物理过程的影响。

为了得到温度对截面的影响, 在 Therspike 程序中设定器件的电子和晶格的初始温度分别为 250, 300, 350, 400 K, 模拟不同粒子入射时收集电荷与 LET 的关系, 结果如图 5 所示。可以看出收集电荷随 LET 增加而增加, 且器件的温度越高收集电荷越多。收集电荷随着入射离子在硅材料中 LET 增加而线性增加, 且电子和晶格的初始温度越高斜率越大。

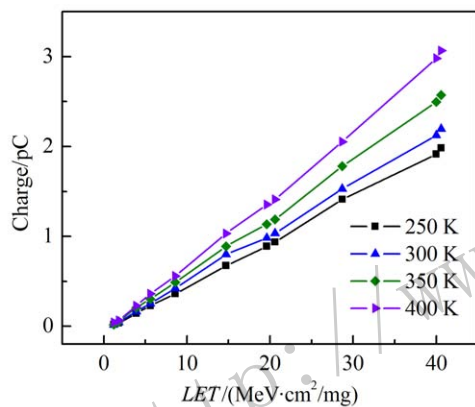


图 5 (在线彩图) 粒子入射不同温度的器件时, 总收集电荷随 LET 变化曲线

将图 5 中不同温度条件下, 器件收集电荷与 LET 关系代入式(12), 取  $w'=1.1$  pC,  $S=2$ , 可以得到温度对于不同 LET 值所导致的单粒子效应截面的影响, 见图 6(a)。图中入射离子的 LET 值分别为 19.6, 20.6, 28.7, 40.0, 40.6 MeV·cm<sup>2</sup>/mg, 器件的临界电荷为 0.87 pC 对应于 LET 阈值 15.9 MeV·cm<sup>2</sup>/mg, 单粒子效应截面是相对值。需要指出的是, 图 6(a) 中入射粒子 LET 值应当高于产生单粒子效应的 LET 阈值 (15.9 MeV·cm<sup>2</sup>/mg)。蔡莉等<sup>[24]</sup>通过实验测量 157 MeV 的 Cl 离子辐照不同温度器件单粒子效应截面见图 6(b)。可以看出, 随着温度增加, 单粒子效应截面也在增加, 与我们模型得到的趋势符合得很好。造成截面增加的物理原因是: 由于电子初始温度越高, 在相同 LET 入射条件下, 有更多的电子由价带激发到导带, 因此有更多的电荷被收集; 而公式(11)给出, 当收集电荷大于临界电荷时, 收集电荷越多, 截面越大。

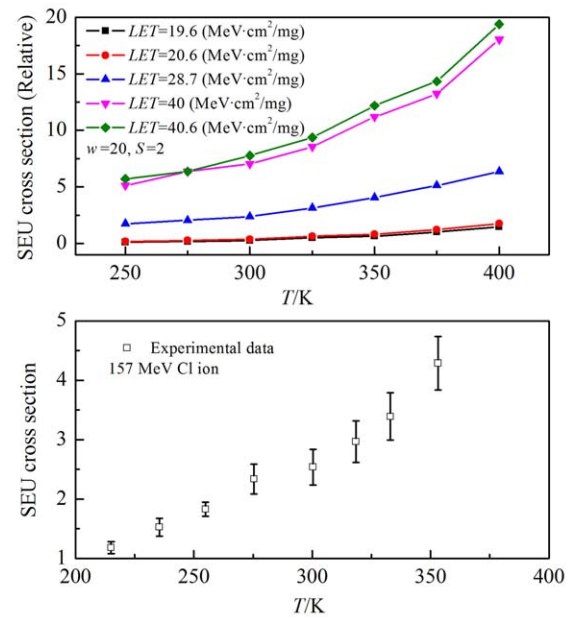


图 6 (在线彩图) 单粒子翻转截面随温度变化趋势模拟结果和实验结果<sup>[24]</sup>对比

## 4 结论

本工作建立了单粒子效应物理过程的模型, 假设发生单粒子效应过程中的收集电荷不是来自于粒子直接或间接电离电荷, 而是由于器件热量沉积导致的电子从价带跃迁到导带成为自由电子。提出了单粒子效应中电子温度和晶格温度对单粒子效应的不同影响机制。通过解三维热扩散方程, 得到电子和晶格温度的空间分布以及时间演化。通过模拟 1 MeV  $\alpha$  粒子确定了电荷收集系数。给出离子的入射不同器件温度条件下, 总收集电荷与 LET 的关系。将模拟得到的关系代入 Weibull 公式, 得到了单粒子效应截面与收集电荷函数关系, 推出了单粒子效应截面随着温度增加而增加的趋势。此趋势与蔡莉等<sup>[24]</sup>实验结果符合得较好。但该模型只能模拟尺寸为 200 nm 硅本征材料的能量沉积过程, 无法实现考虑 PN 结效应, 温度对载流子的影响, 无法实现对真实尺寸器件仿真, 是为此模型的不足之处。

## 参考文献:

- [1] HEINRICH W, ROESLER S, SCHRAUBE H. *Radiat Prot Dosimetry*, 1999, **86**(4): 253.
- [2] GUO H X, LUO Y H, YAO Z B, *et al.* *Atomic Energy Science and Technology*, 2010, **44**(12): 1498. (in Chinese) (郭红霞, 罗尹虹, 姚志斌, 等. *原子能科学技术*, 2010, **44**(12): 1498.)
- [3] XIA J G, LI W X, QUAN X, *et al.* *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, **28**(8), 132. (in Chinese) (夏加高, 李文新, 权昕, 等. *强激光与粒子束*, 2016, **28**(8): 126.)

- [4] CHEN W, GUO X Q, YAO Z B, *et al.* *Modern Applied Physics* 2017, **8**(1), 0201013. (in Chinese)  
(陈伟, 郭晓强, 姚志斌, 等. *现代应用物理*, 2017, **8**(1): 020101.)
- [5] LUO J, LIU J, SUN Y, *et al.* *Nucl Instr and Meth B*, 2017, **406**: 431.
- [6] CHEN W, YANG H, GUO X, *et al.* *Chinese Science Bulletin*, 2016, **62**(9): 978.
- [7] SHEN D J, FAN H, GUO G, *et al.* *Atomic Energy Science and Technology*, 2017, **51**(2): 555. (in Chinese)  
(沈东军, 范辉, 郭刚, 等. *原子能科学技术*, 2017, **51**(2): 555.)
- [8] GUO J, DU G, BI J, *et al.* *Nucl Instr and Meth B*, 2017, **404**: 250.
- [9] HAN J W, SHANGGUAN S P, MA Y Q, *et al.* *Journal of Deep Space Exploration*, 2017, **4**(5): 577. (in Chinese)  
(韩建伟, 上官士鹏, 马英起, 等. *深空探测学报*, 1997. **4**(5): 577.)
- [10] HUANG J G, HAN J W. *Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2004, **34**: 601. (in Chinese)  
(黄建国, 韩建伟. *中国科学G辑: 物理学, 力学, 天文学*, 2004, **34**(5): 601.)
- [11] GUO X Q, GUO H X, WANG G Z, *et al.* *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, **21**(10): 1547. (in Chinese)  
(郭晓强, 郭红霞, 王桂珍, 等. *强激光与粒子束*, 2009, **21**(10): 1547.)
- [12] PICKEL J C. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1996, **43**(2): 483.
- [13] PETERSEN E L, PICKEL J C, ADAMS J H, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1992, **39**(5): 1577.
- [14] DODD P E, SCHWANK J R, SHANEYFELT M R, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2007, **54**(5): 2303.
- [15] REED R A, WELLER R A, MENDENHALL M H, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2007, **54**(5): 2312.
- [16] WARREN K M, WELLER R A, MENDENHALL M H, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2005, **52**(5): 2125.
- [17] REED R A, WELLER R A, SCHRIMPF R D, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006, **53**(5): 3356.
- [18] SOGOYAN A V, CHUMAKOV A I, SMOLIN A A, *et al.* *Nucl Instr and Meth B*, 2017, **400**: 31.
- [19] SEXTON F W, FU J S, KOHLER R A, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1989, **36**(5): 2311.
- [20] AWAZU K, WANG X, FUJIMAKI M, *et al.* *Physical Review B*, 2008, **78**(4): 054102.
- [21] DARASZEWICZ S L, DUFFY D M. *Nucl Instr and Meth B*, 2011, **269**(14): 1646.
- [22] TRUYEN D, J BOCH, SAGNES B, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2008, **55**(3): 2001.
- [23] GANG G, T HIRAO, LAIRD J S, *et al.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2004, **51**(4): 2834.
- [24] CAI L, LIU J C, FAN H, *et al.* *Atomic Energy Science and Technology*, 2015, **49**: 2261. (in Chinese)  
(蔡莉, 刘建成, 范辉, 等. *原子能科学技术*, 2015, **49**: 2261.)

## Simulation of Single Event Effect by a Thermal Spike Model

PENG Haibo<sup>1,2</sup>, GUAN Ming<sup>1,2</sup>, WANG Tieshan<sup>1,2</sup>, ZHAO Jiangtao<sup>1,2,†</sup>, GUO Hongxia<sup>3</sup>

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. Key Laboratory of Special Function Materials and Structure Design Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

3. State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect (SKLIPRSE), Xi'an 710024, China)

**Abstract:** Single event effect (SEE) is an important reason that induces failures in space electronic components. Explanations of physical process are important to life evaluation of electronic devices and radiation hardening. Many models, in which cross section of SEE was related to the linear energy transfer (*LET*), were presented. However, according those models, temperature effects could not be explained. A new model, which is based on interactions of high-energy ion with material, is proposed. This model is employed to calculate the energy deposition, exchange and diffusion in material. The temperatures electron and lattice are obtained from thermal diffusion equations. Evolutions of electron and lattice with space and time are presented. The model suggested the concentration of free electrons and total collected charge induced by irradiation of ions were function of *LET*. The model explained an experimental effect that the cross sections of SEE increased with the temperature of device.

**Key words:** thermal spike effect; single event effect; carrier density

**Received date:** 15 Sep. 2018; **Revised date:** 8 Jan. 2019

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (11505085); Fundamental Research Funds for the Central Universities (lzujbky-2018-72); DSTI Foundation of Gansu (2018ZX-07); State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect Special Funds Subsidized Projects (SKLIPR1708)

† **Corresponding author:** ZHAO Jiangtao, E-mail: zhaojt@lzu.edu.cn.