

高能电子辐照绝缘厚样品的表面电位动态特性

李维勤 郝杰 张海波

Surface potential dynamic characteristics of the insulating sample under high-energy electron irradiation

Li Wei-Qin Hao Jie Zhang Hai-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 086801 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.086801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.086801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高能电子照射绝缘样品的泄漏电流特性

[Leakage current characteristics of the insulating sample under high-energy electron irradiation](#)

物理学报.2014, 63(22): 227303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227303>

多孔 ZnO 微米球的制备及其优异的丙酮敏感特性

[Synthesis of porous micro-sphere ZnO and its excellent sensing properties to acetone](#)

物理学报.2014, 63(17): 176803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.176803>

化学气相沉积法制备石墨烯的铜衬底预处理研究

[The pre-treatment of copper for graphene synthesis](#)

物理学报.2014, 63(17): 176801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.176801>

多台阶器件结构深层表面光刻工艺优化

[The optimization of lithography process on the deep multi-stepped surface](#)

物理学报.2012, 61(20): 206801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.206801>

高能电子辐照绝缘厚样品的表面电位动态特性*

李维勤^{1)†} 郝杰²⁾ 张海波³⁾

1)(西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

2)(西安航空学院, 西安 710077)

3)(西安交通大学电子科学与技术系, 西安 710049)

(2014年9月5日收到; 2014年11月16日收到修改稿)

采用数值计算和实验测量相结合的方法, 阐明了高能电子束照射下绝缘厚样品的表面电位和电子产额动态特性. 结果表明: 由于电子在样品内部的散射和输运, 沿着深度方向, 空间电位先缓慢下降到最小值, 然后逐渐升高并趋近于零; 随着电子束照射, 样品的表面电位逐渐下降, 可至负千伏量级, 电子总产额逐渐增大至一个接近于1的稳定值; 电子束停止照射后, 长时间放置下, 表面电位将逐渐升高, 但带电并不会消除; 表面电位随电子束能量的升高近似线性下降, 随入射角的增大而升高, 而随样品厚度的增大仅略有下降.

关键词: 绝缘样品, 表面电位, 电子产额, 数值模拟

PACS: 68.37.Hk, 73.61.Ng, 02.60.Cb

DOI: 10.7498/aps.64.086801

1 引言

高能电子照射绝缘样品会产生明显的带电现象. 在电子显微成像和检测、电子束曝光领域, 样品的带电会改变入射和出射电子的运动状态, 从而降低成像、检测和加工的精度^[1-3]; 同时, 在空间领域, 这种带电会导致绝缘材料绝缘性能的下降, 并可能引起器件的损伤^[4-8].

表面电位是衡量样品带电强弱的关键^[9-14]. 对于绝缘厚样品, 在高能电子照射下, 电子的散射过程会激发出大量的电子空穴对, 由于入射电子数目大于从样品表面出射的电子数目, 样品内部会沉积大量的电子, 电子的俘获、复合和输运会影响绝缘样品内部的空间电荷、空间电位分布以及表面电位, 样品的表面电位可低至负千伏量级^[11-13]. 电子的散射、复合、俘获和输运是影响绝缘样品表面电位的关键因素^[15-17]. 此外, 相关电子束和材料参数对表面电位的影响很大. 然而, 由于受到实验条件等多种因素的限制, 对于表面电位的动态特性的准确研究还较为缺乏.

近来, 我们建立了考虑电子散射、俘获和输运的简化数值计算模型, 采用 Monte Carlo 和有限差分相结合的方法, 模拟和分析了低能电子束照射电介质样品的带电和二次电子特性^[15-18].

本文研究高能电子束照射绝缘厚样品的表面电位及其相关特性. 首先介绍考虑电子散射、输运、俘获以及自洽场等因素的数值模型和实验装置; 然后给出电子产额、空间电位的动态特性, 阐明表面电位的时变特性; 最后分析电子束和样品相关参数对表面电位的影响.

2 模型与方法

2.1 电子的散射过程

高能电子照射样品后, 与样品原子或分子发生复杂的散射过程. 散射又可分为弹性散射和非弹性散射. 弹性散射仅仅改变电子的运动方向, 电子能量保持不变; 而非弹性散射则使电子的一部分能量传递给发生碰撞的原子或分子, 电子能量降低, 电子运动方向仅有较小的变化.

* 国家自然科学基金(批准号: 11175140)和陕西省自然科学基金(批准号: 2013JM8001)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wqlee@126.com

高能电子的弹性散射过程采用Rutherford弹性散射截面来描述, 其弹性散射总截面 σ_R 为^[19-21]

$$\sigma_R = 5.21 \times 10^{-21} \frac{Z^2}{E^2} \frac{4\pi}{\alpha(1+\alpha)} \times \left(\frac{E+511}{E+1024} \right)^2, \quad (1)$$

其中, $\alpha = 3.4 \times 10^{-3} Z^{0.67}/E$, E 为电子能量, Z 为样品的原子序数. 由(1)式可得到弹性散射平均自由程 λ_e 为

$$\lambda_e = \frac{1}{N_a \rho \sigma_R / A}, \quad (2)$$

其中, N_a 为Avogadro常数, ρ 为材料质量密度, A 为原子质量.

电子的非弹性散射过程会导致入射电子的能量降低, 如果入射电子的能量损失大于样品材料的禁带宽度, 则会激发出电子. 一个入射电子在整个散射过程中会激发出大量电子. 早期的非弹性散射一般采用连续慢化近似方法, 其能量损失采用Bethe阻止本领来描述, 但是忽略了样品的特征能量损失过程. 基于改进无参数光学介电函数外推得到的介电函数可以准确描述固体中复杂的非弹性散射过程^[22-24].

本文采用单极近似简化方法得到Lindhard能量损失函数^[25,26]:

$$\text{Im} \left(\frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right) = \frac{\omega_0}{\omega_q(\omega_0)} \text{Im} \left(\frac{-1}{\varepsilon(q, \omega_0)} \right), \quad (3)$$

其中, $\varepsilon(q, \omega)$ 为介电函数, 表示对外来点电荷 q 的响应; ω 表示能量损失; ω_0 为 $\omega_q(\omega_0) = \omega$ 的解, $\omega_q(\omega_0)$ 表示色散. 非弹性散射平均自由程 λ_{in} 满足

$$\lambda_{in}^{-1} = \int_0^{E-E_F} d\omega \int_{q_-}^{q_+} dq \frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{dq d\omega}, \quad (4)$$

其中, E_F 为费米能级; 积分限 $q_{\pm} = \sqrt{2m}(\sqrt{E} \pm \sqrt{E - \hbar\omega})/\hbar$, m 为电子质量, \hbar 为普朗克常数.

2.2 Monte Carlo模拟过程

采用Monte Carlo方法模拟电子的散射过程. 电子散射时, 其运动主要由步长、散射角、方位角和能量损失来确定. 一个电子在两次散射之间的步长 S 用下式来表示:

$$S = -\lambda_T \ln R_1, \quad (5)$$

其中, R_1 为随机数, λ_T 为总平均自由程, 满足 $\lambda_T^{-1} = \lambda_e^{-1} + \lambda_{in}^{-1}$.

电子散射类型由随机数 R_2 决定. 如果 $R_2 < \lambda_e^{-1}/\lambda_T^{-1}$, 则为弹性散射, 否则为非弹性散射. 弹性

散射的散射角 θ 由随机数 R_3 来确定^[21]:

$$R_3 = \frac{1}{\sigma_R} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta, \quad (6)$$

式中, Ω 为立体角, $d\sigma/d\Omega$ 为弹性散射微分截面.

电子散射的方位角 ψ 满足下式:

$$\psi = 2\pi R_4, \quad (7)$$

其中 R_4 为随机数.

非弹性散射过程的能量损失 ΔE 满足

$$R_5 = \frac{\int_0^{\Delta E} \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right) d\omega}{\int_0^{E-E_F} \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right) d\omega}, \quad (8)$$

上述(5)–(8)式的随机数 R_1 – R_5 均服从区间 $[0, 1]$ 上的均匀分布.

2.3 电子俘获和输运

经散射过程沉积在绝缘样品内部的电子会被样品的陷阱俘获. 本研究采用考虑Poole-Frenkel效应的俘获、去俘获截面模型^[27]. 这里, 电子密度 $N(t)$ 随时间 t 变化的微分形式如下:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -Nv_d \cdot S \left(N_{\text{trap}} - \frac{Q(t)}{\varepsilon} \right) + \frac{Q(t)}{\varepsilon} f \times \exp \left(-\frac{E_T - \Delta E_{\text{PF}}}{kT} \right), \quad (9)$$

其中, $v_d \cdot S$ 表示俘获率, ε 是样品介电常数, S 是相对于电荷 $Q(t)/\varepsilon$ 的俘获截面, N_{trap} 是陷阱密度, f 是逃逸频率因子, E_T 是依赖于电场 ΔE_{PF} 的热激活能, T 是温度. 此外, 一些电子空穴对会以一定的概率复合. 为了简化计算, 本文的研究仅考虑直接复合, 在输运过程中一旦电子与空穴发生复合, 两者同时消失^[16].

未被俘获的电子在内部电场和密度梯度作用下会进行输运, 这会影响样品内部的电荷分布和表面电位. 对于一个给定的三维坐标系统, 电荷的输运满足电流连续性方程:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \nabla J_e(t)/q, \quad (10)$$

$$J_e(t) = -q\mu N(t)\nabla V(t) + qD\nabla N(t), \quad (11)$$

其中, $J_e(t)$ 是电子电流密度, μ 和 D 分别是电子迁移率和扩散系数.

空间电位 $V(t)$ 采用泊松方程求解, 即

$$\nabla^2 V(t) = -(P(t) - N(t) - Q(t))/\varepsilon, \quad (12)$$

这里 $P(t)$ 是空穴密度.

本文对微分方程组(9)–(12)采用有限差分法求解. 为了降低计算复杂度和提高计算精度, 在差分法求解上述方程时, 采用变差分网格. 电荷密度较高时选取的网格尺寸较小, 而电荷密度较低或为零时选取的网格尺寸较大.

电子产额是影响样品带电和表面电位特性的关键. 电子总产额 σ 等于二次电子产额 δ 和背散射电子产额 η 之和. 数值计算中的电子总产额 σ 可由出射电子数目 M_E 与入射电子数目 M_B 之比表示:

$$\sigma = M_E/M_B. \quad (13)$$

3 参数设置与实验

本文主要以氧化铝作为研究对象. 样品为具有均匀表面的薄板, 样品厚度为20 μm , 边长为2 mm, 氧化铝的密度为3.9 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

数值模型中电子束照射方向为 z 方向. 以下无特殊说明时, 入射电子束电流 I_B 为1.6 nA, 陷阱密度 N_T 取 10^{17} cm^{-3} , 电子迁移率取 $10^{-10} \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$.

实验测试采用JEOL公司生产的JSM-6360F型扫描电镜, 可对高能电子束照射过程中的电子产额进行测量. 该实验装置主要技术性能如下: 电子枪束流密度为1.6 nA, 电子枪束斑直径为100 nm. 图1是实验装置示意图. 电子枪位于样品台正上方, 样品放置在金属台上, 电子收集器位于样品上方.

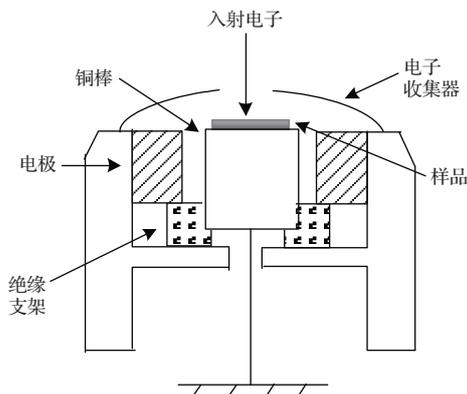


图1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental platform.

4 实验结果与分析

4.1 电子产额

高能电子照射下绝缘样品的电子总产额是衡量带电强弱的重要指标. 图2给出了氧化铝样品电

子总产额 σ 的模拟和实验结果, 实线是模拟结果, 矩形符号代表测量结果. 从图2可看出, 电子总产额随入射电子束能量 E_B 的增大呈现逐渐下降的变化特性.

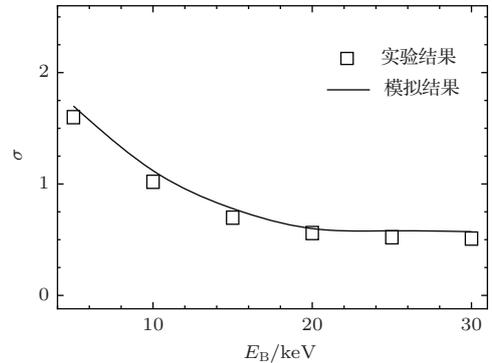


图2 电子总产额 σ 的模拟和实验结果

Fig. 2. Simulation and experimental results of the total electron yield σ .

4.2 电荷分布

电荷分布特性直接影响空间电位的分布特性, 空间电荷的分布主要取决于电子的散射特性. 入射电子通过散射能达到的最大深度主要由电子束能量和样品密度决定. 入射能量为 E_B 的电子束其入射深度 λ_S 可以近似表示为^[21]

$$\lambda_S = 700E_B^{1.66}/\rho. \quad (14)$$

图3是模拟得到的样品内部激发的电子密度深度分布, 该结果是仅考虑电子散射过程产生的电子密度分布. 根据(14)式, 当入射电子束能量分别为15和20 keV时, 电子的入射深度分别为1.61和2.59 μm , 模拟结果与理论结果基本一致. 此外, 在表面附近, 激发产生的电子数量较少, 然后随着深度的增加上升到最大值, 最后缓慢下降到零. 这是因为高能电子入射到样品后, 经过非弹性散射会产生大量的电子空穴对, 而近表面部分电子出射, 导致近表面电子数目较少. 随着深度增加, 较高的电子能量导致发生多次碰撞, 产生大量的电子空穴对. 然而, 随着深度进一步增加, 电子能量进一步降低, 激发的电子数目会减少. 此外, 从图3还可看出, 电子束入射能量越大, 入射电子的散射范围越大, 其内部激发电子的范围会越大.

空间电荷的分布特性决定空间电位分布特性. 图4是入射电子束能量为20 keV时, 不同照射时间下空间电荷密度沿深度方向分布的模拟结果. 其中, 空间电荷密度等于空穴电荷密度与电子电荷密

度之差. 事实上, 在电子束照射下, 通过散射过程在表面和近表面产生的部分电子从表面出射, 导致该区域呈现正带电; 但是, 在内部电场的作用下, 样品深处通过散射产生的电子会向表面输运, 反过来会减弱表面及近表面的正带电强度, 因此该区域呈现微弱的正带电. 而在样品内部约 $2 \mu\text{m}$ 的下方, 样品呈现明显的负带电, 空间电荷密度的最低值可低至 $-0.65 \text{ C}\cdot\text{cm}^{-3}$. 其带电强度远远大于表面的正带电强度.

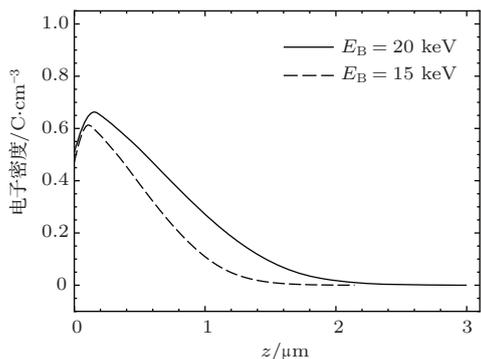


图3 样品内部电子密度沿深度方向分布的模拟结果
Fig. 3. Simulation results of the electron density along the depth direction inside the sample.

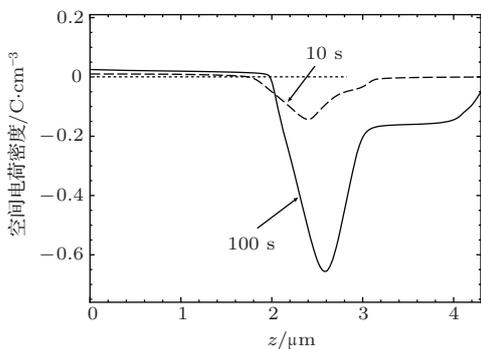


图4 空间电荷沿深度方向分布的模拟结果
Fig. 4. Simulation results of the space charge density along the depth direction.

4.3 表面电位动态特性

图5是入射电子束能量为20 keV时, 不同照射时间下空间电位沿深度方向分布的模拟结果. 从图5不难发现, 在样品内部, 沿着深度方向空间电位缓慢下降(见图5内插图), 降低到负最大值后逐渐升高. 这种分布特性源于图4所示的空间电荷分布, 由于样品深处呈现明显的负带电特性, 其负电荷密度远远大于表面的正电荷密度, 从而明显降低了表面电位, 因此表面电位可低至负千伏量级; 而在 $3 \mu\text{m}$ 的下方, 空间电荷分布逐渐减小, 因而电位

逐渐上升. 从图5还可发现, 随着电子束照射, 空间电位整体下降, 这主要是随着照射, 样品内部沉积更多的负电荷所致.

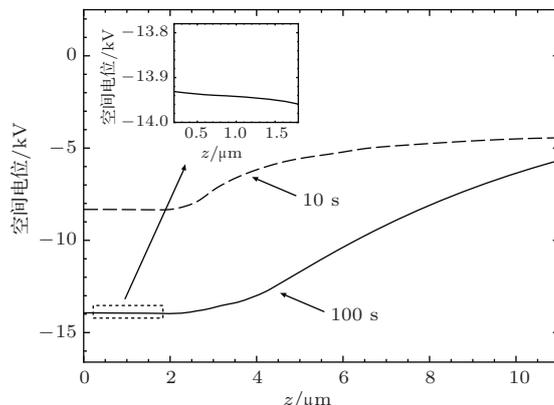


图5 空间电位沿深度方向分布的模拟结果
Fig. 5. Simulation results of the space potential along the depth direction.

在高能电子束照射下绝缘厚样品的表面电位会趋于稳定值^[28]. 图6给出了表面电位 V_S 和电子总产额 σ 时变特性的模拟和实验结果. 这里, 由于电子总产额小于1, 样品内空间电荷总体为负, 随着电子束照射, 样品内部沉积的电子数量逐渐增大, 表面电位逐渐降低. 另一方面, 大幅下降的表面电位会阻碍电子入射, 进而引起电子的实际入射能量的降低, 而出射电子电流和电子总产额逐渐增大, 表面电位和电子总产额将趋于稳定^[12]. 在稳定态, 流入流出样品的电流应该相等, 即

$$I_B = I_{EBIC} + I_\sigma - I_S, \quad (15)$$

这里, I_σ , I_S 和 I_{EBIC} 分别表示出射电子电流、返回样品表面电子电流和电子束感生电流. 虽然存在 I_{EBIC} , 但由于其值较小, 因而电子总产额接近但略小于1.

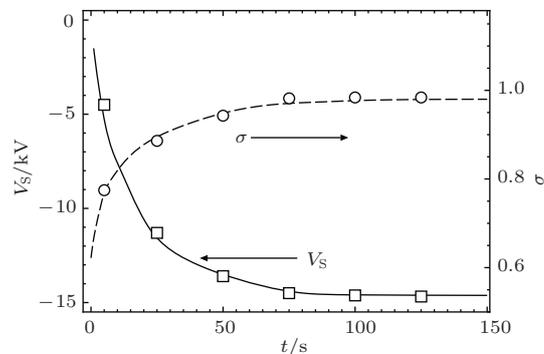


图6 表面电位 V_S 和电子总产额 σ 的时变特性
Fig. 6. Surface potential V_S and total electron yield σ as a function of the irradiation time.

从图 6 还可发现, 在电子束连续照射下, 对于给定的照射时刻, 实验得到的电子总产额和表面电位之间呈现一一对应的关系. 在实际测量中, 表面电位很难准确测量, 一般依据这种对应的关系, 可间接获得表面电位 [29].

下面分析放电条件下的表面电位特性. 首先让 20 keV 高能电子束照射 100 s, 然后停止照射. 图 7 是电子束停止照射后表面电位的时变特性, 可以看出, 长时间放置下, 表面电位逐渐升高, 样品的带电强度将逐渐减弱, 但是并不会消除, 表面电位依然可以达到约 -0.4 kV. 因此, 一般需要在样品表面照射使电子总产额大于 1 的低能电子束, 这种情况下样品会正带电, 达到消除样品负带电的目的 [30].

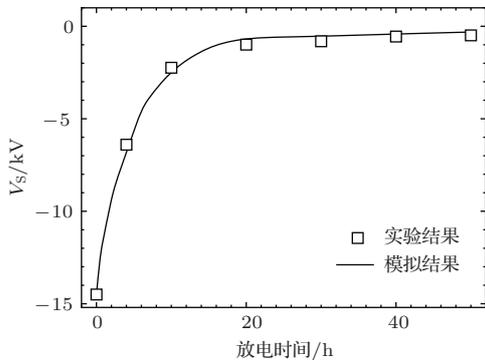


图 7 放电条件下表面电位 V_S 的时变特性
Fig. 7. Surface potential V_S as a function of the discharge time.

4.4 参数对表面电位的影响

电子束和样品相关参数可以明显影响表面电位特性. 图 8 是高能电子束长时间照射下, 入射电子束能量不同时表面电位的模拟和实验结果. 可以看出, 表面电位随电子束能量的增大而近似线性下降. 这里, 电子束长时间照射下, 表面电位 V_S 满足:

$$|V_S| = (E_B - E_S)/q. \quad (16)$$

由于第二临界能量 E_S 随入射电子束能量的变化并不大, 因而表面电位近似线性下降.

下面分析电子束入射角度对表面电位的影响. 图 9 给出了不同入射角度下表面电位的模拟和测量结果, 这里入射角度表示入射方向与样品表面法线的夹角. 从图 9 可看出, 随着入射角度的增大, 表面电位明显下降. 这里, 入射角度越大, 其在表面法线方向的入射分量越小, 电子的入射深度越小, 电子总产额越大, 因而平衡态表面电位越高. 例如, 当入射角度为 80° 时, 其表面电位可以高至约 -3.9 kV.

图 10 是不同样品厚度下表面电位的模拟和实验结果, 其中实线是模拟结果, 矩形和圆形符号代表实验结果. 从图 10 可以看出, 对于不同的入射能量, 表面电位随样品厚度的增大仅略有下降. 这是因为, 对于本文研究的绝缘厚样品, 电子束感生电流比较微弱, 其对样品空间电荷和电位的影响较小. 而对于绝缘薄样品, 其表面电位随样品厚度的降低而明显升高 [17].

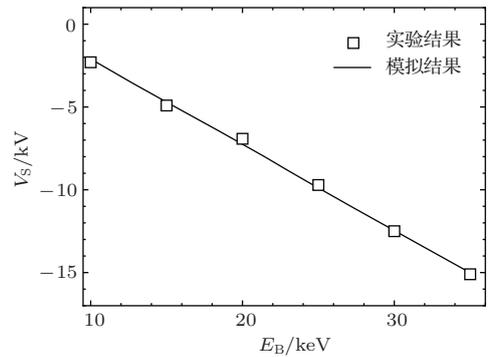


图 8 不同入射电子束能量 E_B 下的表面电位 V_S
Fig. 8. Surface potential V_S under different electron beam energies.

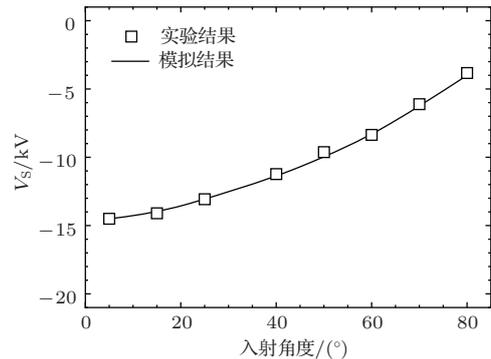


图 9 表面电位 V_S 随入射角度的变化
Fig. 9. Surface potential V_S as a function of the incident angle.

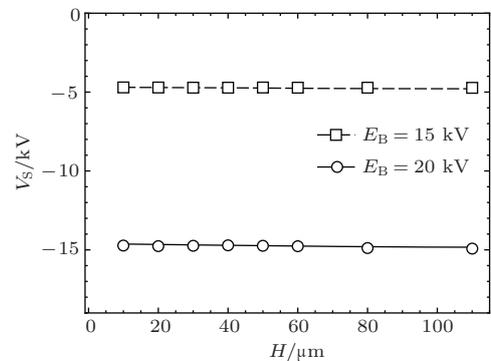


图 10 不同样品厚度 H 下的表面电位 V_S
Fig. 10. Surface potential V_S under different sample thicknesses.

此外, 绝缘样品厚度越大, 虽然其表面电位变化不大, 但其电场强度会略有降低. 事实上, 在空间领域, 为了提高电子器件的抗辐照性能, 通过提高器件的外涂层(绝缘层)厚度, 一定程度上会提高样品的抗辐照性能.

5 结 论

本文通过采用数值模拟和实验测量相结合的方法阐明了高能电子照射绝缘厚样品的表面电位及相关特性, 得到以下主要结果.

1) 在高能电子束的照射下, 样品内部会沉积过多的负电荷, 样品内部空间电位整体为负. 空间电位沿着深度方向缓慢下降到负最大值, 最后逐渐升高并趋于零.

2) 随着高能电子束的持续照射, 样品表面电位逐渐下降并趋于一个稳定值, 电子总产额逐渐增大至一个略小于1的稳定值. 电子束停止照射后, 表面电位会逐渐升高, 但仍会保持负电位, 带电不会完全消除.

3) 表面电位随电子束能量的升高近似线性下降, 随电子束入射角度的增大而明显升高; 而表面电位随样品厚度的增大仅略有下降.

本文研究了高能电子照射单层绝缘厚样品的表面电位特性, 实际中的绝缘样品可能会包含有内部结构, 这种情况下的表面电位特性会更加复杂, 其对于目前空间领域器件的抗辐照性能研究具有重要的意义, 因而有必要进一步开展相关的研究工作.

参考文献

- [1] Reimer L 1993 *Image Formation in Low Voltage Scanning Electron Microscopy* (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press) p71
- [2] Baer D R, Lea A S, Geller J D, Hammond J S, Kover L, Powell C J, Seah M P, Suzuki M, Watts J F, Wolstenholme J 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **176** 80
- [3] Belhaj M, Paulmier T, Hanna R, Arnaout M, Balcon N, Payan D, Puech J 2014 *Nucl. Instrum. Meth. B* **320** 46
- [4] Paulmier T, Dirassen B, Payan D, Eesbeek M V 2009 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **16** 682

- [5] Sessler G M 1998 *Electrets* (New York: Springer-Verlag) p22
- [6] Sarrailh P, Mateo-Velez J C, Roussel J F, Dirassen B, Forest J, Thiebault B, Rodgers D, Hilgers A 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 368
- [7] Cao M, Wang F, Liu J, Zhang H B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 127901
- [8] Quan R H, Han J W, Zhang Z L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 245205 (in Chinese) [全荣辉, 韩建伟, 张振龙 2013 物理学报 **62** 245205]
- [9] Qin X G, He D Y, Wang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 684 (in Chinese) [秦晓刚, 贺德衍, 王骥 2009 物理学报 **58** 684]
- [10] Cazaux J 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **176** 58
- [11] Cornet N, Goeuriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Touzin M, Fitting H J 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064110
- [12] Askri B, Raouadi K, Renoud R, Yangui B 2009 *J. Electrostat.* **67** 695
- [13] Rau E I, Fakhfakh S, Andrianov M V, Evstafeva E N, Jbara O, Rondot S, Mouze Z 2008 *Nucl. Instrum. Meth. B* **266** 719
- [14] Balcon N, Payan D, Belhaj M, Tondu T, Inguibert V 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 282
- [15] Li W Q, Zhang H B 2010 *Appl. Surf. Sci.* **256** 3482
- [16] Li W Q, Zhang H B 2010 *Micron* **41** 416
- [17] Li W Q, Mu K, Xia R H 2011 *Micron* **42** 443
- [18] Li W Q, Zhang H B, Lu J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 027302 (in Chinese) [李维勤, 张海波, 鲁君 2012 物理学报 **61** 027302]
- [19] Czyżewski Z, MacCallum D O, Romig A, Joy D C 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 3066
- [20] Shimizu R, Ding Z J 1992 *Rep. Prog. Phys.* **55** 487
- [21] Joy D C 1995 *Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis* (New York: Oxford University Press) p27
- [22] Li Y G, Mao S F, Li H M, Xiao S M, Ding Z J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 064901
- [23] Mao S F, Ding Z J 2010 *Surf. Interf. Anal.* **42** 1096
- [24] Da B, Mao S F, Zhang G H, Ding Z J 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 034310
- [25] Desalvot A, Rosa R 1987 *J. Phys. D* **20** 790
- [26] Penn D R 1987 *Phys. Rev. B* **35** 482
- [27] Touzin M, Goeuriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Fitting H J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 114110
- [28] Rau E I 2008 *Appl. Surf. Sci.* **254** 2110
- [29] Mizuhara Y, Kato J, Nagatomi T, Takai Y, Inoue M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6128
- [30] Li J J, Zhang H B, Feng R J 2007 *J. Phys. D* **40** 826

Surface potential dynamic characteristics of the insulating sample under high-energy electron irradiation*

Li Wei-Qin^{1)†} Hao Jie²⁾ Zhang Hai-Bo³⁾

1) (School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

2) (Xi'an Aeronautical University, Xi'an 710077, China)

3) (Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 5 September 2014; revised manuscript received 16 November 2014)

Abstract

The surface potential and electron yield dynamic characteristics of an insulating thick sample under high-energy electron beam irradiation are obtained by combining the numerical simulation and experimental measurement. The numerical model takes into account the electron scattering, charge trapping, and charge transport. The results show that due to the electron scattering and transport, the space charge is weakly positive in the near surface and strongly negative inside sample; along the depth direction, the space potential decreases to a minimum value slowly, and then increases gradually and finally tends to zero; with the electron beam irradiation, the surface potential decreases to the negative kV magnitude gradually, and the total electron yield gradually increases to a stable value that is slightly less than unity. After stopping irradiation, the surface potential increases gradually, but charges are not eliminated completely. The surface potential decreases linearly with the increase of the beam energy, and increases with the increase of the incident angle, however it decreases slightly with the increase of the sample thickness.

Keywords: insulating sample, surface potential, electron yield, numerical simulation

PACS: 68.37.Hk, 73.61.Ng, 02.60.Cb

DOI: [10.7498/aps.64.086801](https://doi.org/10.7498/aps.64.086801)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175140) and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2013JM8001).

† Corresponding author. E-mail: wqlee@126.com