

非聚焦电子束照射 SiO<sub>2</sub> 薄膜带电效应\*李维勤<sup>1)2)†</sup> 张海波<sup>2)</sup> 鲁君<sup>1)</sup>

1) (西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

2) (西安交通大学电子科学与技术系电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2011年3月25日收到; 2011年5月12日收到修改稿)

采用考虑电子散射、俘获、输运和自洽场的三维数值模型, 模拟了低能非聚焦电子束照射接地 SiO<sub>2</sub> 薄膜的带电效应. 结果表明, 由于电子的迁移和扩散, 电子会渡越散射区域产生负空间电荷分布. 空间电荷呈现在散射区域内为正, 区域外为负的交替分布特性. 对于薄膜负带电, 电子会输运至导电衬底形成泄漏电流, 其暂态过程随泄漏电流的增加趋于平衡. 而正带电暂态过程随返回二次电子的增多而趋于平衡. 在平衡态时, 负带电表面电位随薄膜厚度、陷阱密度的增大而降低, 随电子迁移率、薄膜介电常数的增大而升高; 而正带电表面电位受它们影响较小.

**关键词:** 二氧化硅薄膜, 电子束照射, 带电效应, 空间电荷

**PACS:** 73.61.Ng, 02.60.Cb, 61.80.Fe

## 1 引言

起因于电子束照射产生的电介质样品的带电效应是目前扫描电镜成像和检测、电子束曝光、空间技术以及功能电介质技术中的一个重要的研究课题<sup>[1-14]</sup>. 一方面, 电介质样品的带电效应会改变从入射和出射电子的运动状态, 从而影响成像、检测和加工的精度<sup>[15]</sup>; 同时, 样品带电产生的空间电荷还会引起介质击穿, 从而导致器件的损伤<sup>[2,9]</sup>. 另一方面, 利用电介质样品的带电效应, 可用于样品的参数测量和埋层信息观测<sup>[16-20]</sup>.

对于电介质厚样品或体样品, 其带电效应是由入射电子束电流和离开样品的电子电流之间的不平衡所致. 当电子束能量大于使二次电子产额等于1的第二临界能量的时候, 入射电子束电流会大于从样品表面出射的二次电子电流, 样品因此负带电. 否则, 样品正带电. 对于样品的负带电效应, 近年来研究结果表明, 样品内部积累的电子数量随电子束照射而增加, 表面电位因此降低; 当表面电位的大幅度下落使得二次电子产额趋近于1时, 带电过程达到平衡, 表面平衡电位可以降低至负 kV 量

级<sup>[21-23]</sup>. 然而, 由于存在泄漏电流, 接地电介质薄膜的表面平衡电位会明显上升<sup>[24]</sup>. 其带电效应受到多种因素的影响, 是一个很复杂的过程.

电子的俘获和输运对于电介质薄膜的带电效应具有很重要的作用. 在各种微电子器件中, 数十至数百纳米厚的 SiO<sub>2</sub> 薄膜得到广泛的应用. 当电子束照射薄膜时, 入射电子和产生的二次电子会沉积在薄膜近表面, 导致很高的密度梯度, 因而一些电子也会向下输运并可能被陷阱俘获<sup>[25]</sup>, 同时由于电子散射过程的不均匀性, 电子也可能向其他方向输运, 从而影响薄膜内部空间电荷和电位分布. 在薄膜负带电条件下, 一些入射电子可以穿透薄膜形成透射电子, 而沉积在薄膜内部的部分电子也会朝衬底运动形成泄漏电流<sup>[26,27]</sup>, 从而影响带电特性. 更重要的是, SiO<sub>2</sub> 薄膜的相关参数 (例如陷阱密度、电子迁移率、介电常数等) 的取值受样品制备过程等因素的影响而变化较大, 这些参数对带电效应的影响很大. 然而, 由于薄膜带电效应计算的复杂性, 准确的带电效应研究还比较缺乏.

近来, 我们建立了考虑电子散射、输运的简化数值模型, 采用 Monte Carlo 和有限差分法相结合

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60476018), 陕西省教育厅科研计划项目 (批准号: 11JK0926) 和西安理工大学博士科研启动基金 (批准号: 105-211005) 资助的课题.

† E-mail: wqlee@126.com

的办法,初步模拟了低能电子束照射绝缘薄膜的负带电过程<sup>[28]</sup>.进一步,我们改进了数值模型,分析了聚焦电子束照射绝缘薄膜的带电特性<sup>[29,30]</sup>,初步计算了非聚焦电子束照射下电介质膜的负带电表面电位和泄漏电流<sup>[31]</sup>.

本文系统的研究非聚焦电子束照射具有接地衬底的厚度为数十至数百纳米厚的 SiO<sub>2</sub> 薄膜的正、负带电效应.我们首先简要介绍考虑电子散射、俘获、复合、输运和自洽场等因素的三维数值模型,然后给出空间电荷和电位分布的模拟结果,并阐明薄膜正、负带电过程的平衡机理,在此基础上分析正、负带电效应的异同,最后分析薄膜的相关参数对正、负带电表面平衡电位的影响.

## 2 模型与方法

图 1 给出了作为本文研究对象的 SiO<sub>2</sub> 薄膜样品的简化模型.这里,假设薄膜为具有正方形均匀表面的立方体,薄膜厚度为  $H$ ,薄膜边长  $L_0$  为  $2\ \mu\text{m}$ ,薄膜下方为接地导电衬底.假设入射电子束均匀的垂直照射在薄膜表面.电子束照射方向为  $-z$  方向.

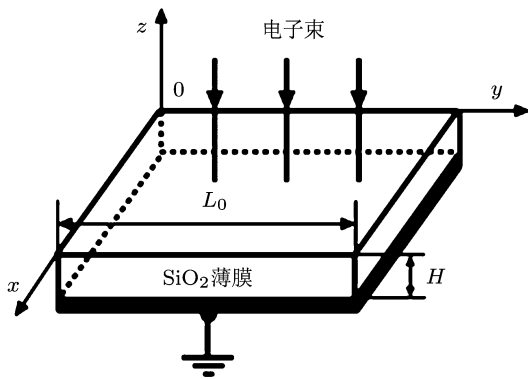


图 1 电子束照射接地 SiO<sub>2</sub> 薄膜的计算模型

### 2.1 电子散射过程和二次电子的产生

入射电子与样品原子间的散射可分为与原子核间的弹性散射和使原子激发的非弹性散射.弹性散射仅改变电子运动方向.低能电子的弹性散射过程采用 Mott 弹性散射微分截面来描述<sup>[32-34]</sup>,即

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2, \quad (1)$$

其中  $\sigma$  是散射截面,散射角  $\theta$  为电子两次散射之间运动方向的夹角, $f(\theta)$  和  $g(\theta)$  是分波散射振幅.进

一步,弹性散射总截面  $\sigma_T$  可写成

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta. \quad (2)$$

非弹性散射对角度的改变较小,但使电子损失能量.通过采用改进的 Bethe 连续能量损失经验公式,可得到能量为  $E$  的电子相对于步长  $S$  的平均能量损失率<sup>[35]</sup>

$$\frac{dE}{dS} = -\frac{7.85 \times 10^4 \rho \bar{Z}}{E \bar{A}} \times \ln[1.166(E + k\bar{J})/\bar{J}], \quad (3)$$

其中  $\rho$ ,  $\bar{A}$ ,  $\bar{J}$  和  $\bar{Z}$  分别表示样品的密度、平均原子量、平均电离能和平均原子序数, $k$  为修正系数.对 SiO<sub>2</sub> 取  $\rho = 2.26\text{g/cm}^3$ ,  $\bar{A} = 20\text{g/mole}$ ,  $\bar{J} = 0.139\text{keV}$ ,  $\bar{Z} = 10$ ,  $k = 0.85$ .

我们采用 Monte Carlo 方法模拟上述电子的散射过程.电子散射时运动方向改变和能量损失可以用随机数来表示.电子在第  $n$  次散射和第  $n+1$  次散射之间的步长  $S$ 、散射角  $\theta$  分别满足

$$S = -\frac{A}{N_a \rho \sigma_T} \ln(R),$$

$$R = \frac{1}{\sigma_T} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta, \quad (4)$$

其中  $N_a$  为阿伏伽德罗常数, $R$  为区间  $[0, 1]$  上均匀分布的随机数.电子散射方位角满足  $\psi = 2\pi R$ ,能量损失满足  $\Delta E = S dE/dS$ .这样便可以确定第  $n+1$  次电子散射后的方位坐标和能量.

在入射电子与固体原子发生非弹性散射后,会激发出二次电子.我们采用“快二次模型”模拟二次电子的产生<sup>[34]</sup>.根据快二次电子模型,如果入射电子在相邻两次散射之间损失的能量大于材料的禁带宽度,则有二次电子产生.这里, SiO<sub>2</sub> 样品的禁带宽度为  $0.9\text{eV}$ .每次非弹性散射将产生一个二次电子,并在碰撞位置留下一个空穴.当电子能量小于或等于零时,不需要再追踪这个电子.产生的二次电子的散射过程类似于入射电子.这里,每次非弹性散射过程会产生一个二次电子.一个具有一定能量的入射电子在其能量耗尽之前的全部散射过程中,会产生大量的二次电子.样品浅表层的能量较高的二次电子会从表面出射,其他二次电子因能量较低而沉积在样品内部.样品表面和上方的空间电场可以影响从样品表面出射的二次电子运动轨迹,从而影响二次电子电流和表面电荷分布<sup>[35-37]</sup>.

## 2.2 电子俘获、输运和复合

经过上述散射过程沉积在电介质样品内部的电子会被陷阱俘获. 陷阱对电子的俘获是一个复杂的过程, 既包括俘获也包括去俘获过程<sup>[38]</sup>, 会极大地影响电介质薄膜的带电过程. 为了简化计算, 我们采用目前常用的简化电荷俘获模型<sup>[25,39]</sup>. 在一个三维直角坐标系下  $(x, y, z)$ , 对于一个给定的俘获节点, 假定该节点的陷阱密度为  $N_T$ , 照射时刻  $t$  如果在俘获点被俘获的电子密度小于  $N_T$ , 那么一个电子通过散射或者输运到达该俘获点后就会被俘获, 该电子将不再散射或者输运. 否则, 我们认为该俘获点已经达到饱和, 将不再俘获电子.

此外, 一些电子空穴对会以一定的概率复合. 电介质薄膜中电子和空穴的复合机理比较复杂, 一般认为复合包括直接复合和间接复合两种类型. 直接复合是由电子在导带和价带之间的直接跃迁形成的. 为了简化计算, 本论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.

未被俘获的电子在内部电场和电子密度梯度的作用下会进行包括迁移和扩散在内的电荷输运. 薄膜内电子密度  $n(x, y, z)$ 、电流密度  $\mathbf{J}(x, y, z)$ 、俘获电子密度  $Q(x, y, z)$ 、空穴密度  $h(x, y, z)$  以及空间电位分布  $V(x, y, z)$  满足由电流连续性方程、电子输运方程和泊松方程组成的联立方程

$$\frac{\partial n(x, y, z)}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{J}(x, y, z) - Rn(x, y, z)h(x, y, z), \quad (5)$$

$$\frac{\partial h(x, y, z)}{\partial t} = -Rn(x, y, z)h(x, y, z), \quad (6)$$

$$\mathbf{J}(x, y, z) = -e\mu n(x, y, z)\nabla V(x, y, z) + eD\nabla n(x, y, z), \quad (7)$$

$$\nabla^2 V(x, y, z) = -[h(x, y, z) - n(x, y, z) - Q(x, y, z)]e/\epsilon_0\epsilon_r, \quad (8)$$

这里,  $e$  代表电子电量的绝对值  $1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ ,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $\epsilon_r$  是样品相对介电常数, 对于  $\text{SiO}_2$  取 3.9.  $R$  代表电子空穴复合率, 取  $10^{-14}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ <sup>[40]</sup>.  $\mu$  和  $D$  分别表示电子的迁移率和扩散系数, 并服从 Nernst-Einstein 方程  $D = \mu k_B T/e$ , 其中,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  代表温度, 在本文中取常温 300K. 由于空穴迁移率远小于电子迁移率, 所以本研究中空穴的输运过程被忽略.

本文对微分方程组 (5)–(8) 采用有限差分法求

解. 采用有限差分法求解上述方程时, 首先需要离散化定义域, 一般采用规格化网格. 对于本文结构比较规则的  $\text{SiO}_2$  薄膜, 我们采用矩形网格对样品进行剖分. 初始条件设空间电位  $V(x, y, z)$ 、电子密度  $n(x, y, z)$ 、俘获电子密度  $Q(x, y, z)$  和空穴密度  $h(x, y, z)$  均等于零, 边界条件取接地衬底的电位为零. 实际上,  $\text{SiO}_2$  薄膜样品上方无限远处电位为零, 而对于数值计算, 我们取距离表面尽可能远处的真空的电位为 0. 并且, 在电子束照射之前, 整个样品的空间电位均为 0. 需要注意的是, 在求解薄膜表面电位分布时要考虑镜像电荷, 以满足薄膜与真空界面的边界条件.

## 2.3 出射二次电子轨迹

样品表面的局部电场会影响从表面出射二次电子的轨迹. 通过计算空间电场下出射二次电子的轨迹, 就可以得到二次电子电流和产额. 计算电子的运动轨迹时, 需要用到场域内的电场强度. 在通过泊松方程得到空间电位的基础上, 可以得到空间电场强度为

$$\mathbf{E} = -\nabla V. \quad (9)$$

这里, 对于一个给定的三维坐标系  $(x, y, z)$ , 从薄膜表面出射的二次电子在空间电场  $E_x$ ,  $E_y$  和  $E_z$  分量的作用下, 其运动方程为

$$m\ddot{x} = -eE_x, \quad m\ddot{y} = -eE_y, \quad m\ddot{z} = -eE_z. \quad (10)$$

对于 (10) 式表示的出射二次电子的运动方程, 我们采用四阶龙格-库塔法 (Runge-Kutta) 来求解. 龙格-库塔法是一种计算精度较高的, 间接使用泰勒展开式求解常微分方程的方法. 该方法用  $n$  个点上的函数值的线性组合来代替函数的求导, 既可以避免计算导数, 又保证了一定精度.

## 2.4 模拟过程

综上所述, 带电效应的模拟过程如下. 首先, 初始化初始时刻的空间电荷和空间电位赋为零. 然后, 采用蒙特卡洛方法模拟一个入射电子在薄膜内部的散射过程, 并考虑内部电场对散射轨迹的影响, 同时计算在局部电场作用下二次电子的运动轨迹, 并计算样品内部的电子和空穴密度. 然后, 采用有限差分法计算该段时间内样品内部电荷的俘获、输运和复合过程, 从而得到下一时刻的空间电荷密度、空间电位和电场. 最后, 直至所有的入射电子

模拟完毕.

### 3 数值模拟结果及其分析

薄膜的带电效应与薄膜的厚度、材料陷阱密度、电子迁移率、介电常数等参数有关. 以下无特殊说明时, 我们选取入射电子束电流  $I_B$  为 1.6 nA, 薄膜厚度为 500 nm, 陷阱密度  $N_T$  为  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 电子迁移率为  $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . 这里, 材料的陷阱密度、电子迁移率、介电常数与样品的制备过程、温度等有很大关系. 例如, 陷阱密度随材料的组织结构会有较大变化, 某些晶体的陷阱密度可以低至  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , 对于某些无定形样品则可高至  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [41]. 因此, 本文还将着重分析薄膜相关参数对带电的影响.

#### 3.1 二次电子产额

电子束照射电介质样品的二次电子总产额是影响带电状态的一个重要因素. 图 2 是利用上述电子散射模型, 经 Monte Carlo 模拟得到的二次电子产额与入射电子束能量的关系, 这与文献 [39] 中的实验结果和 Monte Carlo 模拟结果基本相符. 从图 2 还可看到, 使二次电子等于 1 的第二临界能量约为 1.6 keV, 与实验结果基本一致. 因此,  $\text{SiO}_2$  体样品在电子束能量大于 1.6 keV 时, 二次电子总产额小于 1, 样品会负带电. 反之, 样品正带电. 应该注意到, 二次电子产额及其第二临界能量往往与样品的特性和表面的状态有很大关系, 它们的数值会因条件不同而有所变化.

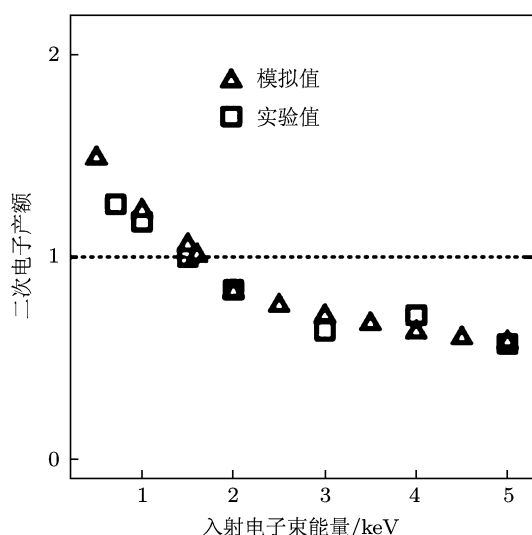


图 2 二次电子产额与入射电子束能量关系的实验结果 [39]

#### 3.2 空间电荷分布

图 3 是电子束照射时间  $100 \mu\text{s}$  时空间电荷密度沿深度方向分布的模拟结果. 在本文中, 空间电荷密度等于空穴电荷密度与电子电荷密度之差. 如果薄膜内部某一区域空间电荷密度为正, 则该区域为正空间电荷区域. 否则为负空间电荷区域. 从上面二次电子产额的模拟结果可看出, 当入射电子束能量  $E_B$  为 1 keV 和 3 keV 时, 薄膜会正、负带电, 其对应的电子散射范围分别约为  $|z| < 30 \text{ nm}$  和  $|z| < 210 \text{ nm}$ [34]. 从图中可以看出, 对于薄膜正带电 ( $E_B = 1 \text{ keV}$ ) 和负带电情况 ( $E_B = 3 \text{ keV}$ ), 空间电荷均呈现正负交替的分布. 即空间电荷在散射区域内为正, 而在区域外为负. 这里, 在浓度梯度的作用下, 一些电子沿着深度方向向下扩散. 与此同时, 在内部电场作用下, 一些电子向上运动. 由于散射区域内电子浓度非常高, 因而, 总体上散射区域内电子会往下输运. 由于多余的空穴会留在散射区域内部. 因而散射区域内空间电荷密度为正, 形成正空间电荷分布. 由于从散射区域离开的部分电子在区域外被捕获, 因而散射区域外空间电荷密度为负, 形成负空间电荷分布.

值得注意的是, 虽然这种空间电荷密度的分布形态与以往一维模型的分析结果基本一致 [38], 但是本文散射区域内正空间电荷密度极大值的模拟结果更高. 这是因为本文的模拟考虑了电子的扩散. 最后, 对于薄膜负带电情况, 从图中可以发现电子可以输运到  $z = -500 \text{ nm}$  的薄膜底部, 并形成泄漏电流.

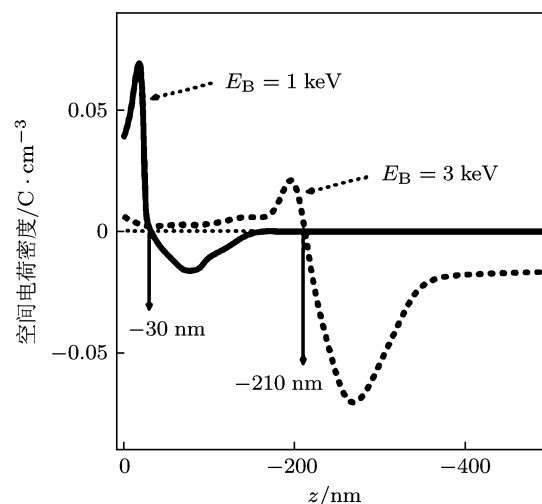


图 3 空间电荷密度沿深度方向分布

需要指出的是, 非聚焦和聚焦照射所引起的带

电会有一些的差异 [1,29,30,36]. 对于相同的照射面电荷密度, 聚焦电子束照射下的电子会沿着与电子束照射垂直的方向向外输运, 因而空间电荷分布将会更加集中, 散射区域内正空间电荷密度的最大值会更大.

### 3.3 空间电位分布

根据薄膜内空间电荷分布, 通过求解泊松方程可以得到空间电位分布. 图 4 是照射时间 100  $\mu\text{s}$  时薄膜内部空间电位沿深度方向的分布. 首先, 从图中可看出, 对于薄膜正、负带电情况, 空间电位均呈现类似的分布特性. 空间电位在照射中心点呈现极大值, 然后沿着深度方向下降到极小值, 最后上升到零. 这种分布特性源于图 3 所示的空间电荷的交替分布特性. 此外, 对于薄膜负带电情况, 表面电位整体为负值, 这是因为薄膜内部空间电荷密度为负. 最后, 薄膜正带电条件下的空间电位极小值仅约为 -1.4 V, 这使得电子向接地衬底运动的电场强度较小. 因此, 电子较难到达衬底形成泄漏电流.

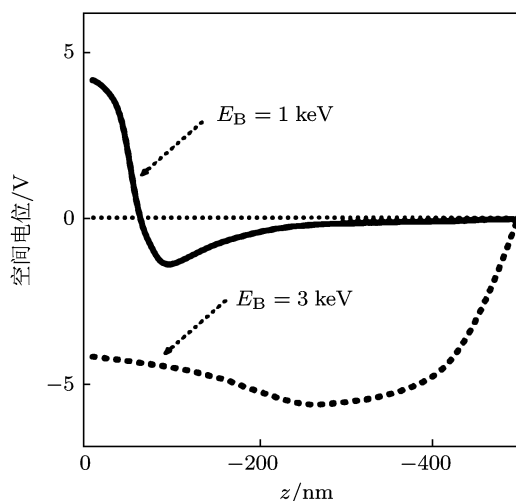


图 4 空间电位沿深度方向分布

### 3.4 带电过程及其平衡机理

从流入和流出薄膜电流的宏观平衡角度看, 暂态带电过程随着照射将趋于平衡. 对于薄膜正带电情况, 由于出射二次电子总产额  $\delta$  大于 1, 薄膜内空间电荷总体为正. 随着电子束的照射, 薄膜内部空间电荷密度逐渐增大. 因此如图 5 所示, 表面电位将逐渐增大. 这会使得更多的二次电子返回表面, 二次电子返回率  $\alpha$  增大. 而更多的二次电子返回表面反过来又会降低表面电位. 最终, 正带电暂态过程和表面电位将趋于平衡.

根据电荷守恒定律, 流入流出薄膜的电流应该相等. 这里, 由于泄漏电流基本为零, 所以入射电子电流  $I_B$  等于出射二次电子电流  $I_{SE}$  减去返回表面二次电子电流  $I_{RE}$ , 即  $I_B = I_{SE} - I_{RE}$ . 因此, 有效二次电子产额 (实验中可测的二次电子产额)  $\delta_{\text{eff}}$  应该是  $\delta(1 - \alpha)$ . 在带电平衡条件下, 有  $\delta_{\text{eff}} = \delta(1 - \alpha)\delta = 1$ . 此外, 当入射电子束能量为 500 eV 时, 表面电位的模拟结果约为 7.2 V, 这接近于相同照射条件下的 8 V 的计算结果 [42].

而对于负带电情况, 薄膜暂态带电过程的平衡机理较为复杂. 由于二次电子产额小于 1, 薄膜内空间电荷总体为负, 随着电子束照射, 薄膜内部沉积的电子数量逐渐增大. 因而, 如图 5 所示, 表面电位将逐渐降低. 随着电子束进一步照射, 薄膜内部使得电子向下输运的电场逐渐增强, 更多的电子向接地衬底运动, 经过一定照射时间到达衬底形成泄漏电流. 随着泄漏电流的继续增大, 流入薄膜的净电子电流开始逐渐减小. 当泄漏电流达到饱和值时, 此时充电过程结束, 表面电位也将达到平衡. 应该注意的是, 电介质体样品的负带电暂态过程的平衡机制会不同. 由于样品的泄漏电流几乎为零, 它的带电平衡机理主要是由于样品表面电位大幅下降引起入射电子束着地能量的降低, 导致二次电子产额逐步增大至 1 [23,39].

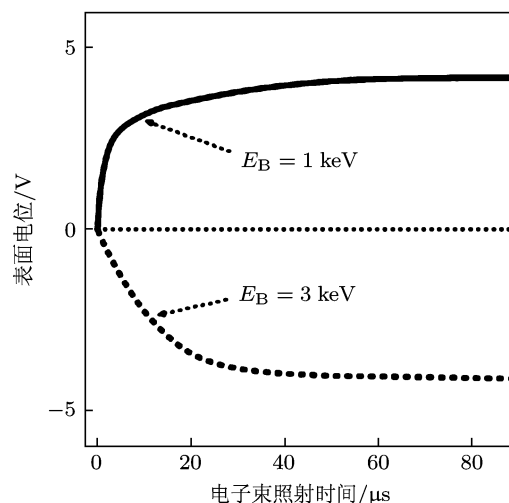


图 5 表面电位随电子束照射的时变特性

### 3.5 薄膜参数对带电的影响

薄膜的相关参数可以明显的影响带电效应. 下面以表面平衡电位为例来说明和分析薄膜参数对带电的影响.

由于薄膜厚度与入射电子的散射深度可比拟,

因而薄膜厚度可以明显的影响空间电荷和相应的表面电位. 如图 6 所示, 对于入射电子束能量  $E_B$  为 1 keV 的薄膜正带电情况, 表面平衡电位随着膜厚的增加而降低, 并趋于一个稳定值. 这里, 当膜厚为 50 nm 时, 电子射程约为 30 nm<sup>[33]</sup>, 电子很容易输运到衬底形成泄漏电流, 因而表面电位较高. 而随着膜厚的增加, 电子将很难到达衬底, 因而表面正电位将趋于稳定值.

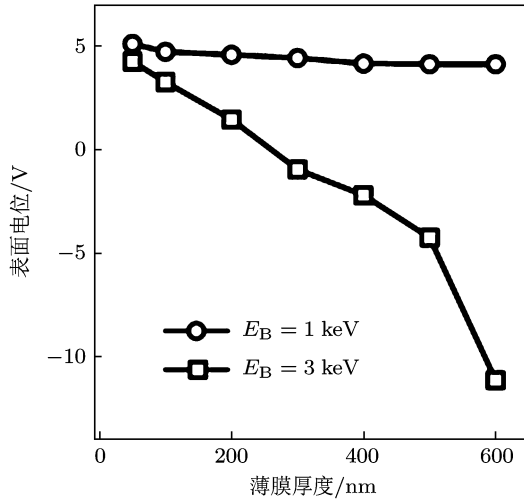


图 6 不同薄膜厚度时的表面电位

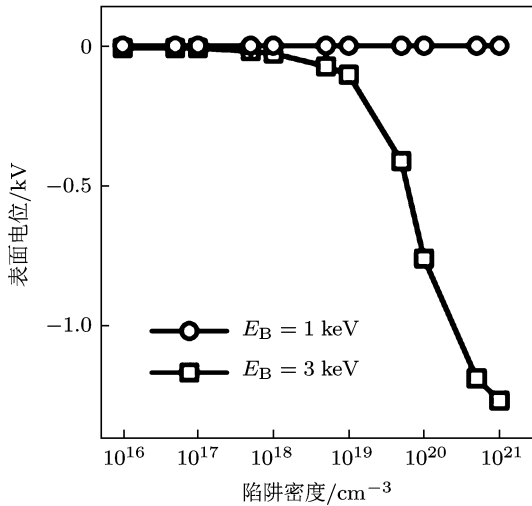


图 7 不同陷阱密度时的表面电位

相反, 对于入射电子束能量为 3 keV 的薄膜负带电情况, 从图 6 可看出, 表面电位随膜厚的增大而明显降低. 这是因为, 薄膜厚度增加会使得负带电暂态过程变长, 薄膜内沉积的电子增多, 因而表面电位会降低. 实际上, 以往的实验研究中也发现, 接地电介质薄膜的表面电位会随膜厚的增大而明显降低<sup>[43]</sup>. 这验证了我们计算结果的正确性. 需要指出的是, 对于电介质厚样品或者体样品, 由于

泄漏电流基本为零, 表面电位可以低至 -kV 量级<sup>[39]</sup>.

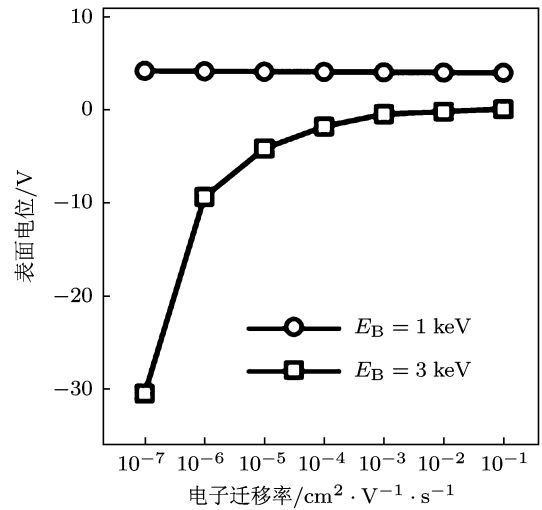


图 8 不同电子迁移率时的表面电位

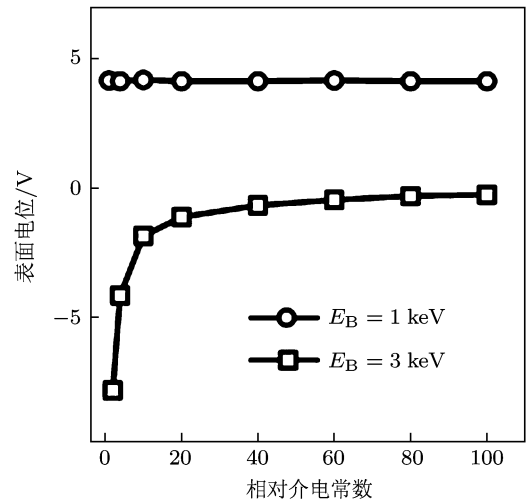


图 9 不同介电常数时的表面电位

图 7 给出了表面平衡电位随陷阱密度的变化. 从图中可看发现, 薄膜正带电时的表面电位几乎不受陷阱密度的影响, 这与以往计算结果相类似<sup>[25]</sup>. 这里, 由于泄漏电流为零, 因而薄膜内空间电荷数量和表面电位基本保持不变. 而对于薄膜负带电, 表面电位受陷阱密度的影响较大. 当陷阱密度较低时, 随着陷阱密度的降低, 表面电位的升高并不明显. 这是因为, 对于较低的陷阱密度, 薄膜内部被捕获的电子数量较小, 其对表面电位的贡献较小. 当陷阱密度较高时, 随着陷阱密度数量级的增大, 表面电位急剧下降. 这里, 随着陷阱密度的大幅度增加, 更多的电子被陷阱俘获, 从而导致表面电位下降.

类似的, 电子迁移率也可以影响表面平衡电位. 如图 8 所示, 对于薄膜负带电情况, 随着电子迁移率的降低表面电位会降低. 这是由于电子迁移率越低, 电子的平均漂移速度就越小, 泄漏电流从产生到平衡的暂态时间也就越长, 因而薄膜内沉积的电子数量随电子迁移率的减小而增大. 而对于薄膜正带电, 电子迁移率仅影响正带电暂态过程, 薄膜内总的正空间电荷总量保持不变, 因而表面平衡电位基本不变.

模拟结果还表明, 薄膜的介电常数也可以明显地影响表面平衡电位. 如图 9 所示, 对于薄膜负带电情况, 薄膜的相对介电常数越大, 表面平衡电位越高. 这是因为, 薄膜介电常数越大, 相对于零电位的接地衬底, 薄膜内部相同数量的电子产生的电场强度越大, 因而负表面电位的绝对值会降低. 而对于薄膜正带电, 表面平衡电位主要取决于二次电子产额, 受其他因素影响较小, 因而表面平衡电位随介电常数基本保持不变.

## 4 结论

我们采用数值模拟方法揭示了低能非聚焦电

子束照射接地  $\text{SiO}_2$  薄膜的带电效应, 得到以下主要结果.

1. 在电子的迁移和扩散作用下, 散射区域内部分入射电子和二次电子会渡越散射区域向下运动, 因而薄膜内部空间电荷在散射区域内外呈现正负交替的分布特性.

2. 对于薄膜负带电情况, 电子可以输运到接地衬底形成泄漏电流, 当泄漏电流达到平衡值时, 负带电暂态过程将达到平衡. 对于薄膜正带电情况, 其泄漏电流接近于零, 当返回二次电子数量的增大使得有效二次电子产额降低为 1 时, 其暂态过程达到平衡.

3. 薄膜负带电时的表面平衡电位随薄膜厚度、陷阱密度的增大而降低, 而随电子迁移率、介电常数的增大而升高. 由于泄漏电流几乎为零, 薄膜正带电时的表面平衡电位受薄膜参数的影响较小.

最后, 低能非聚焦电子束照射电介质薄膜的带电效应, 是目前扫描电子显微镜、空间技术以及功能电介质材料技术中的重要研究内容, 研究结果对于预测、降低和利用电介质带电效应具有重要意义.

- [1] Cazaux J 2005 *J. Microsc.* **217** 16
- [2] Reimer L 1993 *Image Formation in Low Voltage Scanning Electron Microscopy* (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press) p71
- [3] Abe H, Babin S, Borisov S, Hamaguchi A, Kadowaki M, Miyano Y, Yamazaki Y 2009 *J. Vac. Sci. Technol. B* **27** 1039
- [4] Zhao S L, Bertrand P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 037901
- [5] Joo J, Chow B Y, Jacobson J M 2006 *Nano Lett* **6** 2021
- [6] Sun X, You S F, Xiao P, Ding Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 148 (in Chinese) [孙霞, 尤四方, 肖沛, 丁泽军 2006 物理学报 **55** 148]
- [7] Song H Y, Zhang Y L, Wei Q, Kong X D 2005 *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **29** 1219 (in Chinese) [宋会英, 张玉林, 魏强, 孔祥东 2005 高能物理与核物理 **29** 1219]
- [8] Ren L M, Chen B Q, Tan Z Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 512 (in Chinese) [任黎明, 陈宝钦, 谭震宇 2002 物理学报 **51** 512]
- [9] Paulmier T, Dirassen B, Payan D, Eesbeck M V 2009 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **16** 682
- [10] Quan R H, Zhang Z L, Han J W, Huang J G, Yan X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1205 (in Chinese) [全荣辉, 张振龙, 韩建伟, 黄建国, 闫小娟 2009 物理学报 **58** 1205]
- [11] Huang J G, Han J W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2907 (in Chinese) [黄建国, 韩建伟 2010 物理学报 **59** 2907]
- [12] 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]
- [13] Sessler G M 1998 *Electrets* (New York: Springer-Verlag)
- [14] Zhang X Q, Sessler G M, Xia Z F, Zhang Y W 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 293 (in Chinese) [张晓青, Sessler G M, 夏钟福, 张治文 2001 物理学报 **50** 293]
- [15] Cazaux J 2010 *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **176** 58
- [16] Ura K 1998 *J. Electron Microsc.* **47** 143
- [17] Nakasugi T, Ando A, Sugihara K, Miyoshi M, Okumura K 2001 *Proc. SPIE* **4343** 334
- [18] Koike T, Ikeda T, Miyoshi M, Okumura K, Ura K 2002 *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** 915
- [19] Zhang H B, Feng R J, Ura K 2004 *Sci. Prog.* **87** 249
- [20] Zhu S Q, Rau E I, Yang F H 2003 *Semicond. Sci. Technol.* **18** 361
- [21] Cornet N, Goeriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Touzin M, Fitting H J 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064110
- [22] Askri B, Raouadi K, Renoud R, Yangui B 2009 *J. Electrostatics* **67** 695
- [23] Rau E I, Fakhfakh S, Andrianov M V, Evstafeva E N, Jbara O, Rondot S, Mouze D 2008 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **266** 719
- [24] Mizuhara Y, Kato J, Nagatomi T, Takai Y, Inoue M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6128
- [25] Ohya K, Inai K, Kuwada H, Hayashi T, Saito M 2008 *Surf. Coat. Technol.* **202** 5310
- [26] Bai M, Pease R F W 2004 *J. Vac. Sci. Technol. B* **22** 2907
- [27] Taylor D M, Mehdi Q H 1979 *J. Phys. D* **12** 2253

- [28] Li W Q, Zhang H B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3219 (in Chinese)  
[李维勤, 张海波 2008 物理学报 **57** 3219]
- [29] Li W Q, Zhang H B 2010 *Appl. Surf. Sci.* **256** 3482
- [30] Li W Q, Zhang H B 2010 *Micron* **41** 416
- [31] Li W Q, Mu K, Xia R H 2011 *Micron* **42** 443
- [32] Czyżewski Z, MacCallum D O, Romig A, Joy D C 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 306
- [33] Shimizu R, Ding Z J 1992 *Rep. Prog. Phys.* **55** 487
- [34] Joy D C 1995 *Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis* (New York: Oxford University Press) p27
- [35] Ying M H, Thong J T L 1994 *Meas. Sci. Technol.* **5** 1089
- [36] Cazaux J 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 731
- [37] Zhang H B, Feng R J, Ura K 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 2011
- [38] Touzin M, Goeuriot D, Guerret-Piécourt C, Juvé D, Tréheux D, Fitting H J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 114110
- [39] Renoud R, Mady F, Attard C, Bigarré J, Ganachaud J P 2004 *Phys. Status Solidi A* **201** 2119
- [40] Ning T H 1976 *J. Appl. Phys.* **47** 3203
- [41] Cazaux J 1996 *X-Ray Spectrom.* **25** 265
- [42] Renoud R, Attard C, Ganachaud J-P, Bartholome S, Dubus A 1998 *J. Phys.: Condens. Matter* **10** 5821.
- [43] Bai M Pease R F W Meisburger W D 2003 *J. Vac. Sci. Technol. B* **21** 106

## Charging effects of SiO<sub>2</sub> thin films under defocused electron beam irradiation\*

Li Wei-Qin<sup>1)2)†</sup> Zhang Hai-Bo<sup>2)</sup> Lu Jun<sup>1)</sup>

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

2) (Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 25 March 2011; revised manuscript received 12 May 2011)

### Abstract

Based on a three-dimensional self-consistent numerical model with consideration of electron scattering, trapping and transport, the charging effects due to low-energy defocused electron beam irradiation are simulated for a SiO<sub>2</sub> thin film with a grounded conductive substrate. The results show that because of electron drift and diffusion, electrons can transit the electron scattering region, forming negative space charges. The space charge is, therefore, positive and negative within and outside the scattering region, respectively. Some electrons can flow to the conductive substrate, forming the leakage current, and the transient negative charging process tends to equilibrium as the leakage current increases. In comparison, the transient positive charging process approaches equilibrium with the number of returned electrons increasing due to the positive surface potential. In the equilibrium state, the surface potential of the film negatively charged decreases with film thickness and trap density increasing; it increases with electron mobility and dielectric constant. However, the equilibrium surface potential of the film positively charged varies slightly with film parameter.

**Keywords:** SiO<sub>2</sub> thin films, electron beam irradiation, charging effects, space charges

**PACS:** 73.61.Ng, 02.60.Cb, 61.80.Fe

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60476018), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department (Program No. 11JK0926), and the Doctor Research Start Fund of Xi'an University of Technology (Grant No. 105-211005).

† E-mail: wqlee@126.com