

# 离子在近电子能损阈值能区 诱发云母表面小丘形成

靳博<sup>1</sup>, 魏龙<sup>1</sup>, 牛犇<sup>1</sup>, 张琦<sup>1</sup>, 李鹏飞<sup>1</sup>, 包良满<sup>2</sup>, 雷前涛<sup>2</sup>, 管世王<sup>3,1</sup>, 靳定坤<sup>1</sup>,  
宋光银<sup>1</sup>, 谢一鸣<sup>1</sup>, 哈帅<sup>1</sup>, 崔莹<sup>1</sup>, 马越<sup>4</sup>, 张红强<sup>1,\*</sup>, 陈熙萌<sup>1,\*</sup>

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 甘肃兰州 730000; 2. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;  
3. 揭阳人民医院放射科, 广东揭阳 522000; 4. 理化学研究所 仁科加速器研究中心, 日本和光 351-0198)

**摘要:**利用 0.65 MeV 的 He<sup>+</sup> 离子轰击白云母膜, 并在大气环境下用原子力显微镜 (AFM) 的轻敲模式分析了辐照后的膜表面。实验结果显示, 在不同温度下离子诱导的小丘高度在小于 1 nm 到几 nm 之间, 且室温条件下能诱发小丘生成的 He<sup>+</sup> 离子电子能损阈值在 0.44 keV/nm 以下。此外, 升高温度至 973 K 并在其中选取不同温度进行表面辐照来验证观测到的小丘结构。实验发现, 相比于室温, 小丘直径和高度的统计分布在更高温度下表现出了更大的歧离。分别利用分析热峰模型和双温热峰模型计算了辐照过程中的核能损与电子能损, 并选取了用能损在阈值附近的离子辐照所产生的小丘的实验数据与模拟结果相比较, 发现实验结果与双温热峰模型吻合较好。

**关键词:**小丘结构; 白云母; 热退火; 电子能损阈值

中图分类号: O562.4 文献标志码: A 文章编号: 1000-6931(2019)05-0769-07

doi: 10.7538/yzk.2018.youxian.0478

## Formation of Hillock on Muscovite Mica Surface Induced by Energetic Ion near Electronic Energy Loss Threshold

JIN Bo<sup>1</sup>, WEI Long<sup>1</sup>, NIU Ben<sup>1</sup>, ZHANG Qi<sup>1</sup>, LI Pengfei<sup>1</sup>, BAO Liangman<sup>2</sup>,  
LEI Qiantao<sup>2</sup>, GUAN Shiwang<sup>3,1</sup>, JIN Dingkun<sup>1</sup>, SONG Guangyin<sup>1</sup>, XIE Yiming<sup>1</sup>,  
HA Shuai<sup>1</sup>, CUI Ying<sup>1</sup>, MA Yue<sup>4</sup>, ZHANG Hongqiang<sup>1,\*</sup>, CHEN Ximeng<sup>1,\*</sup>

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;  
2. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;  
3. Department of Radiotherapy, Jieyang People's Hospital, Jieyang 522000, China;  
4. Nishina Center, Institute of Physical and Chemical Research, Wako 351-0198, Japan)

**Abstract:** Muscovite mica sheets were bombarded with He<sup>+</sup> ions of 0.65 MeV. The irradiated surfaces were analyzed in the air with atomic force microscopy (AFM) in the

收稿日期: 2018-07-02; 修回日期: 2018-09-21

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11475075, 11775103)

作者简介: 靳博 (1992—), 男, 天津人, 博士研究生, 粒子物理与原子核物理专业

\* 通信作者: 张红强, E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn; 陈熙萌, E-mail: chenxm@lzu.edu.cn

网络出版时间: 2019-01-04; 网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/11.2044.TL.20190102.1416.002.html>

tapping mode. It reveals the ion-induced hillocks with height from less than 1 nm to a few nm at various temperatures. The electronic energy loss threshold for the hillock formation is found to be below 0.44 keV/nm by using  $\text{He}^+$  ions at the room temperature. The surfaces were also bombarded at various elevated temperatures up to 973 K to confirm the observed hillocks. It is found that the statistical distribution of the diameter and height of the hillocks gets more divergent and spreads with larger values at higher temperatures due to the thermal annealing, compared with that at the room temperature. The mean diameter and height of the hillocks do not show any significant change. The two thermal spike model calculations were compared with the experiment near the threshold. The analytical thermal spike model and the two-temperature thermal spike model were taken into account in both the electronic and nuclear energy loss. The threshold value calculated by analytical thermal spike model is quite beyond the experimental value. It is found that the experimental threshold is little below the calculated value if only the electronic energy loss is considered. Taking into account the small nuclear energy loss, the hillocks can be formed within the framework of the two-temperature thermal spike model.

**Key words:** hillock; muscovite mica; thermal annealing; electronic energy loss threshold

离子在固体表面上诱发各种 nm 微结构在过去的几十年被广泛研究<sup>[1-31]</sup>。白云母由于对离子辐照非常敏感而在离子诱发表面微结构的实验中被广泛使用<sup>[2]</sup>。研究表明,快速重离子和高电荷态离子在白云母表面能诱发诸如坑状<sup>[3]</sup>、小丘、环形山<sup>[4]</sup>和水泡状<sup>[5-12]</sup>等多种 nm 结构。如在 34.5 MeV/amu 的 Kr 离子轰击白云母表面实验中观测到了坑状结构,其相应的电子能损为 5.2 keV/nm<sup>[3]</sup>。在用 78.2 MeV 的 I 离子轰击白云母实验中观测到了小丘结构,而在辐照过的样品表面发现了因其与原子力显微镜(AFM)的探针发生较强的相互作用并被抹去了小丘结构后遗留下来的火山坑状结构。在快速重离子实验中,同样发现了小丘的存在,且小丘直径与高度随能损增加<sup>[1,3-4,13]</sup>。

在高电荷态离子与云母作用后诱发小丘结构<sup>[5,8-9,11-12]</sup>的研究中,发现在 AFM 以扫描模式测量后,原有的小丘消失,变成了火山坑形状<sup>[5,11]</sup>。同时还发现小丘的体积和数量随入射离子的势能增大而线性增加<sup>[8-9,11-12]</sup>。但当离子电荷态小于 30 时表面结构消失。此外,一些实验利用能量 150~216 keV 的  $\text{Ar}^{12+,16+}$  和  $\text{Xe}^{23+,27+}$  离子,同样观测到了诱发 nm 结构的电荷态阈值的存在<sup>[5]</sup>,且还发现了之前所观测到的小丘结构是由于 AFM 使用了接触模式来

测量,当将 AFM 切换到轻敲模式测量时,则未观测到类似的结构<sup>[5]</sup>。最近的实验表明,当使用 6~150 keV 的  $\text{Xe}^{q+}$  ( $10 \leq q \leq 33$ ) 离子轰击  $\text{CaF}_2$  后,利用轻敲模式同样可在表面观测到小丘结构。实验中还对比了辐照后经刻蚀的样品表面进行了显微镜成像。结果表明,小丘形成的阈值同时取决于入射离子的动能和势能<sup>[21]</sup>。而另一项利用动能 100 keV 的  $\text{Xe}^{15+ \sim 36+}$  离子在氟化锂表面诱发出各种 nm 微结构的实验表明,诱发出坑状结构的离子电荷态较低(15+和 18+),形成火山坑结构的电荷态为 22+、25+和 30+,而形成小丘结构的离子电荷态较高,为 33+和 36+<sup>[32]</sup>。

基于之前的工作<sup>[33]</sup>,本文对离子在云母表面诱发的 nm 微结构的电子能损进行研究,主要研究利用较轻的中能区  $\text{He}^+$  离子所诱发的白云母表面的 nm 结构。采用从室温 293 K 到 973 K 的不同温度来进行离子辐照,利用 AFM 在轻敲模式下观测离子辐照所引起的 nm 小丘结构。分别采用分析热峰模型<sup>[14,34-39]</sup>与双温热峰模型<sup>[15,39-42]</sup>进行模拟计算,并与实验结果进行比较。

## 1 实验

实验在中国科学院上海应用物理研究所进

行,利用动能为 0.65 MeV 的  $\text{He}^+$  离子轰击  $20\ \mu\text{m}$  厚的白云母膜,用 SRIM 软件<sup>[16]</sup> 计算出的这一过程的电子能损为  $0.44\ \text{keV}/\text{nm}$ 。白云母化学式为  $\text{KAl}_2(\text{Si}_3\text{Al})\text{O}_{10}(\text{OH})_2$ <sup>[17]</sup>,密度为  $2\ 830\ \text{kg}/\text{m}^3$ ,熔点为  $975\ ^\circ\text{C}$ ,比热容为  $1\ 320\ \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ,热导率为  $4.05\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ <sup>[18]</sup>。

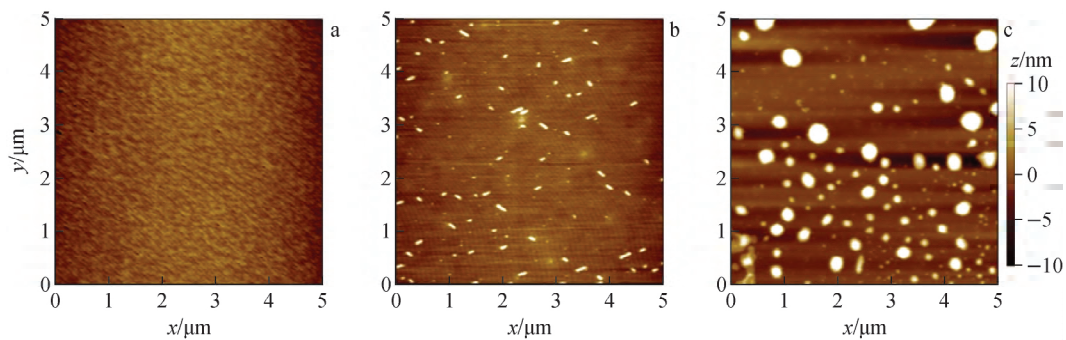
辐照时的温度控制在  $293(\text{室温})\sim 973\ \text{K}$ 。实验时靶室的真空度约  $10^{-5}\ \text{Pa}$ 。离子束斑尺寸  $1\ \text{cm}^2$ ,束流强度  $100\ \text{pA}$ ,辐照时间  $5\ \text{s}$ ,可计算出表面的辐照密度为  $5\times 10^8\ \text{cm}^{-2}$ 。将样品升高至不同恒温来进行一系列测量。辐照后,使用 AFM 的轻敲模式在大气环境下观测云母表面离子诱发  $\text{nm}$  微结构的数量和形状。

## 2 结果和讨论

图 1b、c 示出了  $0.65\ \text{MeV}$  的  $\text{He}^+$  离子在不同温度的样品上辐照的结果。相比于图 1a

的原始样品,可清楚发现离子诱发的表面结构。图 1b 中的表面结构密度为  $6\ \mu\text{m}^{-2}$ ,而图 1c 中的密度为  $6.30\ \mu\text{m}^{-2}$ ,符合实验中的离子辐照密度  $5\times 10^8\ \text{cm}^{-2}$ ,这说明基本上每个微结构均由单个离子诱发。AFM 的扫描图展示了所形成的结构是小丘,这与之前的实验相符<sup>[4-9,33]</sup>。

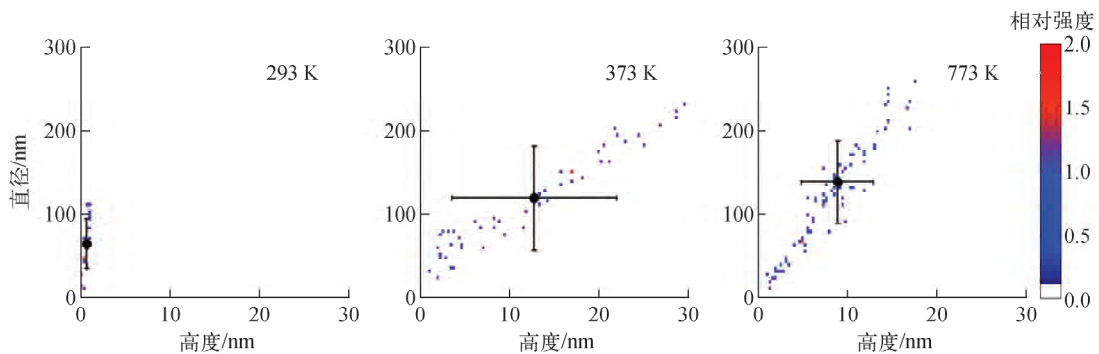
为展示辐照过程中温度对小丘形成的影响,将统计所得的不同温度下小丘高度与直径分别作为横纵坐标作图(图 2),图中给出了小球高度和直径的平均值位置和标准差。在  $373\ \text{K}$  温度下,小丘高度和直径分布变得较发散,即高度和直径增大。同时高度与直径呈线性关系,与快速重离子在  $\text{Al}_2\text{O}_3$  上辐照的结果一致<sup>[17]</sup>。当继续升高到  $773\ \text{K}$  时,小丘直径分布相比  $373\ \text{K}$  并未发生明显变化,但高度分布的发散变小。



a——未辐照样品;b——293 K 温度下  $0.65\ \text{MeV}$  的  $\text{He}^+$  离子辐照样品;  
c——773 K 温度下  $0.65\ \text{MeV}$  的  $\text{He}^+$  离子辐照样品

图 1 未辐照样品与  $\text{He}^+$  离子辐照样品的 AFM 图像

Fig. 1 AFM images of unirradiated sample and sample irradiated by  $\text{He}^+$



黑色圆点和误差棒分别为高度和直径分布的平均值和标准差

图 2 不同辐照温度下的小丘高度和直径分布

Fig. 2 Diameter versus height of hillock at various irradiating temperatures

图3为室温下不同离子诱发的小丘高度随电子能损的变化,将之前工作中 $\text{Li}^+$ 、 $\text{Cl}^{1+,2+,3+}$ 和 $\text{O}^{1+,2+,3+}$ 的结果<sup>[33]</sup>也一同示于图3中。用热峰模型计算出的 $\text{He}^+$ 阈值为 $0.25\text{ keV/nm}$ 。从图3可看出在室温下小丘高度随各种离子的电子能损变化。图中黑色方块数据点表明云母表面上形成的小丘的电子能量损失阈值低于 $0.44\text{ keV/nm}$ 。在这种情况下,小丘的平均高度为 $0.70\text{ nm}$ 。目前,能诱发小丘形成的电子能量损失阈值仍未被实验观察到,这可能是由于当前小丘尺寸已到达AFM的探测极限而无法再探测到更小的小丘结构。在目前和以往的工作中,由各种离子引起的小丘状结构略低于早期实验研究报道的能量损失<sup>[3-4,6-7,13,33]</sup>。

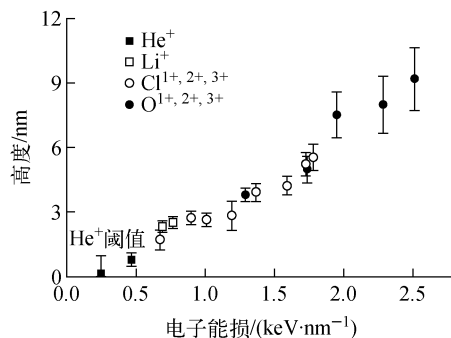


图3 室温下不同离子诱发的小丘高度随电子能损的变化

Fig. 3 Height of hillock as a function of electronic energy loss for various kinds of ions at room temperature

利用热峰模型来解释在电子能损阈值附近形成小丘的原理。在双温热峰模型中,靶材料由电子系统和晶格原子系统组成,所沉积的能量先施加于电子系统之后再被转移到晶格中。但在分析热峰模型中,电子能损被直接耦合到晶格系统,再经分析最终表现为晶格系统温度的时空分布。在分析热峰模型中,熔融区域的半径为:

$$R^2 = \begin{cases} a^2(0) \ln \frac{S_e}{S_{et}} & 1 \leq \frac{S_e}{S_{et}} \leq e \\ \frac{a^2(0)}{e} \ln \frac{S_e}{S_{et}} & \frac{S_e}{S_{et}} \geq e \end{cases} \quad (1)$$

$$S_{et} = \frac{\pi \alpha a^2(0) \Delta T_m}{g_a}$$

其中: $e$ 为自然底数; $\Delta T_m$ 为达到熔融态的最低温度增量; $S_{et}$ 为电子能损阈值(以离子轨迹中心为圆心的径向距离 $r=0$ ,时间 $t=0$ 时); $S_e$ 为电子能损; $c$ 和 $\rho$ 分别为材料的比热容和密度; $a(0)$ 为热峰的半高宽,对于绝缘体,入射粒子动能范围在每核子 $0.02\sim 20\text{ MeV}$ 之间的 $a(0)$ 为 $4.50\text{ nm}$ <sup>[14,34-38]</sup>; $g_a$ 为电子能损转移到晶格系统中的比例, $g_a$ 随离子动能改变, $E \geq 8\text{ MeV/u}$ 时 $g_a = 0.17$ , $2.20\text{ MeV/u} < E < 8\text{ MeV/u}$ 时 $0.17 < g_a < 0.40$ , $E \leq 2.20\text{ MeV/u}$ 时 $g_a = 0.40$ 。

经计算,分析热峰模型给出的成峰的电子能损阈值为 $3.50\text{ keV/nm}$ ,明显高于实验中发现的电子能损阈值。

利用双温热峰模型在同时考虑电子能损和核能损的情况下计算这一过程<sup>[15,26-29]</sup>。该模型基于柱坐标下的1组耦合方程:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - g(T_e - T_a) + A(r, t) \quad (2)$$

$$C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K_a \frac{\partial T_a}{\partial r} \right) + g(T_e - T_a) + B(r, t) \quad (3)$$

其中: $C_e$ 和 $K_e$ 分别为电子系统的比热容和热导率; $C_a$ 和 $K_a$ 分别为晶格原子系统的比热容和热导率; $T_e$ 和 $T_a$ 分别为电子和原子系统的温度; $g$ 为电子-声子相互作用的耦合参数; $r$ 为电子-声子的平均自由程,云母中为 $3.80\text{ nm}$ <sup>[40]</sup>。

对于电子系统, $C_e = 10^6\text{ J/(m}^3 \cdot \text{K)}$ , $K_e = 200\text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ <sup>[14]</sup>。 $S_e$ 经由下式被耦合进电子系统:

$$A(r, t) = (0.398\tau_e)^{-1} F(r) e^{-t/\tau_e} / \tau_e \quad (4)$$

其中: $\tau_e$ 为电子能量沉积时间; $F(r)$ 为径向剂量分布,如式(5)所示。

$$F(r) = \rho_c + \rho_p(r) \quad (5)$$

$$\rho_c = \begin{cases} \frac{S_e}{2\pi r_c^2} \left[ 1 + \frac{1}{2 \ln(e^{1/2} r_p / r_c)} \right] & r \leq r_c \\ \frac{S_e}{4\pi r^2 \ln(e^{1/2} r_p / r_c)} & r_c < r \leq r_p \end{cases}$$

其中: $r_p$ 为电离电子的最大范围; $r_c$ 为初始电子电离半径, $r_c = h v_{ion} / 2 E_g$ ,其中 $h$ 为普朗克常数, $v_{ion}$ 为入射离子速度, $E_g$ 为材料价带和导带之间的能隙宽度。

核能损 $S_n$ 经由下式被直接耦合到晶格原

子体系中<sup>[15]</sup>:

$$B(r,t) = (2\pi r_n)^{-1} S_n \frac{e^{-t/\tau_n}}{\tau_n} \frac{e^{-r/r_n}}{r} \quad (6)$$

其中: $\tau_n$  为核能损沉积时间; $r_n$  为通过核能损得到的能量所沉积的圆柱形区域的半径。

动能为 0.65 MeV 的  $\text{He}^+$  离子入射时的电子能损与核能损分别为 438 eV/nm 和 0.80 eV/nm。对于电子能损,上述几项参数的值为: $\tau_e = 1$  fs, $r_c = 1.5$  nm, $r_p = 5$  nm<sup>[15,39-42]</sup>。本文考虑到实验中较小的电子能损(0.25~0.50 keV/nm), $r_p$  的取值范围(3~20 nm)由之前的研究结果所给出<sup>[39]</sup>。

在对核能损的计算中,式(6)中的参数 $\tau_n =$

30 fs, $r_n = 0.50$  nm。计算得到 0.65 MeV 的  $\text{He}^+$  离子入射云母时其核能损为 0.80~3.50 eV/nm,而之前的研究中 0.30~15 MeV 的 Au 轰击  $\text{SiO}_2$  时的核能损为 0.92~3.20 keV/nm,较本文计算的结果低了 3 个量级<sup>[15]</sup>。因此相对之前的结果,本文选择的  $r_n$  和  $\tau_n$  较小<sup>[15]</sup>。

用热峰模型计算的仅考虑电子能损的晶格时空温度分布如图 4a 所示,如果仅考虑电子能损,入射过程中将不会出现相变(熔融)。可看到,晶格温度在最初的 0.05 ps 上升之后下降,其最高温度并未超过熔融温度。图 4b 示出了增加核能损后的温度分布。在 0.05 ps 时温度达到了熔融温度。计算出的熔融半径约为 0.40 nm。

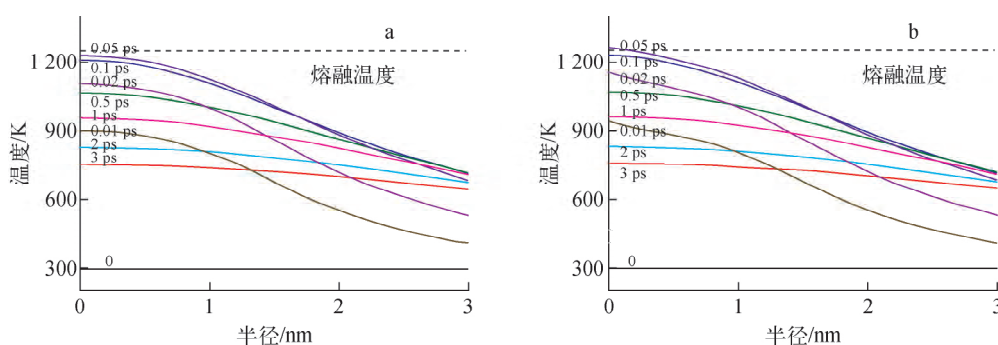


图 4 用热峰模型计算的晶格时空温度分布

Fig. 4 Temporal-spatial lattice temperature distribution of muscovite mica by thermal spike model calculation

在入射动能为 105 keV (对应核能损为 3.30 eV/nm) 的情况下,用双温热峰模型计算出的  $\text{He}^+$  离子诱发小丘的电子能损阈值为 0.25 keV/nm。说明只有将较小的核能损考虑进整个过程时熔融才会发生。该结果表明如果电子能损与核能损处于同一量级,核能损将会主导这一作用<sup>[15]</sup>。

本次的实验观测验证了当前阐述离子在表面诱发微结构和在内部形成径迹过程的理论<sup>[14]</sup>。小丘的形成是由于局部晶格能量沉积被加热而发生的相变(熔融)所致。根据热峰模型的理论,入射离子通过电离和激发靶原子的轨道电子损失能量,之后通过电子-声子耦合使晶格原子获得能量从而被加热<sup>[19]</sup>。为利用热峰模型计算小丘高度来与实验结果对比,提出一套方法来描述被加热晶格原子的移位。目前在寻找能诱发小丘形成的更低的电子能损阈值上的研

究已展开。同时对 AFM 探针探测直径对 nm 峰测量的影响的修正研究也在进行中。

### 3 小结

本文研究了温度在室温 293 K 至 973 K 范围内  $\text{He}^+$  离子在白云母表面辐照诱发的小丘,并通过 AFM 观测了辐照样品上诱发出的小丘。当暴露于较高温度的热退火时,离子诱导的小丘倾向于变平。研究发现云母表面上小丘形成的电子能量损失阈值低于 0.44 keV/nm。当同时考虑了电子能损和核能损的贡献时,双温热峰模型计算出的阈值为 0.25 keV/nm,与实验值一致。而分析热峰模型计算出的阈值为 3.50 keV/nm,远高于实验值。

在此沉痛悼念因突发疾病逝世的本文共同作者包良满博士。

## 参考文献:

- [1] ACKERMANN J, ANGERT N, NEUMANN R, et al. Ion track diameters in mica studied with scanning force microscopy[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1996, 107: 181-184.
- [2] FACSKO S, HELLER R, EL-SAID A S, et al. Surface nanostructures by single highly charged ions[J]. J Phys Condens Mat, 2009, 21: 224012.
- [3] THIBAUDAU F, COUSTY J, BALZENZAT E, et al. Atomic-force-microscopy observations of tracks induced by swift Kr ions in mica[J]. Phys Rev Lett, 1991, 67: 1 582-1 585.
- [4] BARLO-DAYA D D N, HALLEN A, HAKANSON P, et al. Scanning force microscopy study of surface tracks induced in mica by 78 2 MeV <sup>127</sup>I ions[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1995, 103: 454-465.
- [5] RITTER R, KOWARIK G, MEISSL W, et al. Nanostructure formation due to impact of highly charged ions on mica[J]. Vacuum, 2010, 84: 1 062-1 065.
- [6] BARLO-DAYA D D N, HALLEN A, ERIKSSON J, et al. Radiation damage features on mica and L-valine probed by scanning force microscopy [J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1995, 106: 38-42.
- [7] BARLO-DAYA D D N, REIMANN C T, HALLEN A, et al. Latent (sub-surface) tracks in mica studied by tapping mode scanning force microscopy[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1996, 111: 87-90.
- [8] PARKS D C, STOCKLI M P, BELL E W, et al. Non-kinetic damage on insulating materials by highly charged ion bombardment[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1998, 134: 46-52.
- [9] PARKS D C, BASTASZ R, SCHMIEDER R W, et al. Nanometer-size surface features produced by single, low energy, highly charged ions [J]. J Vac Sci Technol B, 1995, 13: 941.
- [10] WANG Y, ZHAO Y, SUN J, et al. Creation of nanodots on mica surfaces induced by highly charged xenon ions[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 2012, 286: 299-302.
- [11] SCHNEIDER D, BRIERE M A, CLARK M W, et al. Atomic displacement due to the electrostatic potential energy of very highly charged ions at solid surfaces[J]. Surf Sci, 1993, 294: 403-408.
- [12] RUEHLICKE C, BRIERE M A, SCHNEIDER D. AFM studies of a new type of radiation defect on mica surfaces caused by highly charged ion impact[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1995, 99: 528-531.
- [13] MEUMANN R. Scanning probe microscopy of ion-irradiated materials[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 1999, 151: 42-55.
- [14] KARLUSIC M, JAKSIC M. Thermal spike analysis of highly charged ion tracks[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 2012, 280: 103-110.
- [15] TOULEMONDE M, BENYAGOUB A, TRAUTMANN C, et al. Dense and nanometric electronic excitations induced by swift heavy ions in an ionic CaF<sub>2</sub> crystal: Evidence for two thresholds of damage creation [J]. Phys Rev B, 2012, 85: 054112.
- [16] BERNAOLA O A, SAINT-MARTIN G. Different shapes of tracks in muscovite mica[J]. Radiat Meas, 2005, 40: 55-59.
- [17] FACSKO S, HELLER R, EL-SAID A S, et al. Surface nanostructures by single highly charged ions[J]. J Phys Condens Mat, 2009, 21: 224012.
- [18] KHALFAOUI N, STOQUERT J P, HAAS F, et al. Damage creation threshold of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> under swift heavy ion irradiation[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res B, 2012, 286: 247-253.
- [19] AUMAYR F, FACSKO S, EL-SAID A S, et al. Single ion induced surface nanostructures: A comparison between slow highly charged and swift heavy ions[J]. J Phys Condens Mat, 2011, 23: 393001.
- [20] EL-SAID A S, HELLER R, MEISSL W, et al. Creation of nanohillocks on CaF<sub>2</sub> surfaces by single slow highly charged ions[J]. Phys Rev Lett, 2008, 100: 237601.
- [21] EL-SAID A S, WILHELM R A, HELLER R, et al. Phase diagram for nanostructuring CaF<sub>2</sub> surfaces by slow highly charged ions [J]. Phys Rev Lett, 2012, 109: 117602.
- [22] SCHWEN D, BRINGA E, KRAUSER J, et al. Nano-hillock formation in diamond-like carbon induced by swift heavy projectiles in the electronic stopping regime: Experiments and atomistic

- simulations[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 113115.
- [23] LAKE R E, POMEROY J M, GRUBE H, et al. Charge state dependent energy deposition by ion impact[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 063202.
- [24] LEMELL C, EL-SAID A S, MEISSL W, et al. On the nano-hillock formation induced by slow highly charged ions on insulator surfaces[J]. *Solid State Electron*, 2007, 51: 1 398-1 404.
- [25] AUMAYR F, WINTER H P. Inelastic interactions of slow ions and atoms with surfaces[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, 2005, 233: 111-124.
- [26] WANG T, DING J, CHENG R, et al. Diamond-like carbon produced by highly charged ions impact on highly oriented pyrolytic graphite[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, 2012, 272: 15-17.
- [27] SZENES G. Formation of amorphous latent tracks in mica[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, 1996, 107: 146-149.
- [28] SNOWDEN-IFFT D, PRICE P B, NAGAHARA L A, et al. Atomic-force-microscopic observations of dissolution of mica at sites penetrated by keV/nucleon ions[J]. *Phys Rev Lett*, 1993, 70: 2 348-2 351.
- [29] DARTYGE E, SIGMUND P. Tracks of heavy ions in muscovite mica: Analysis of the rate of production of radiation defects[J]. *Phys Rev B*, 1985, 32: 5 429-5 431.
- [30] LANG M, GLASMACHER U A, MOINE B, et al. Etch-pit morphology of tracks caused by swift heavy ions in natural dark mica[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, 2004, 218: 466.
- [31] BOUFFARD S, LEROY C, DELLA-NEGRA S, et al. Damage production yield by electron excitation in mica for ion and cluster irradiations[J]. *Philos Mag A*, 2001, 81: 2 841-2 854.
- [32] EL-SAID A S, WILHELM R A, HELLER R, et al. Tuning the fabrication of nanostructures by low-energy highly charged ions[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 126101.
- [33] ZHOU P, ZHANG H, ZHANG Q, et al. The nanostructure formation on muscovite mica surface induced by intermediate-energy ions[J]. *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, 2013, 307: 221-224.
- [34] SZENES G. Comparison of two thermal spike models for ion-solid interaction[J]. *Phys Rev B*, 2011, 269: 174-179.
- [35] SZENES G. General features of latent track formation in magnetic insulators irradiated with swift heavy ions[J]. *Phys Rev B*, 1995, 51: 8026.
- [36] SZENES G. Amorphous tracks in insulators induced by monoatomic and cluster ions[J]. *Phys Rev B*, 1999, 60: 3140.
- [37] SZENES G. Analysis of tracks induced by cluster ions in CaF<sub>2</sub>[J]. *Phys Rev B*, 2000, 61: 14267.
- [38] SZENES G, HORVATH Z. E., PECZ B, et al. Tracks induced by swift heavy ions in semiconductors[J]. *Phys Rev B*, 2002, 65: 045206.
- [39] KAMAROU A, WESCH W, WENDLER E, et al. Swift heavy ion irradiation of InP: Thermal spike modeling of track formation[J]. *Phys Rev B*, 2006, 73: 184107.
- [40] TOULEMONDE M, ASSMANN W, DUFOUR C, et al. Experimental phenomena and thermal spike description of ion tracks in amorphisable inorganic insulators[J]. *Mat Fys Medd*, 2006, 52: 263.
- [41] WANG Z, DOUFOUR C, PAUMIER E, et al. The Se sensitivity of metals under swift-heavy-ion irradiation: A transient thermal process[J]. *J Phys Condens Matt*, 1994, 6: 6 733-6 750.
- [42] KLAUMUNZER S. Thermal-spike models for ion track physics: A critical examination[J]. *Mat Fys Medd Dan Vid Selsk*, 2006, 52: 293.