

# 高电荷态离子与 Si(110)晶面碰撞的沟道效应研究\*

彭海波<sup>1)</sup> 王铁山<sup>1)†</sup> 韩运成<sup>1)</sup> 丁大杰<sup>1)</sup> 徐鹤<sup>1)</sup> 程锐<sup>1)</sup> 赵永涛<sup>2)</sup> 王瑜玉<sup>2)</sup>

1) 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

2) 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

(2007 年 7 月 12 日收到, 2007 年 10 月 19 日收到修改稿)

不同电荷态低速离子 ( $Ar^{q+}$ ,  $Pb^{q+}$ ) 轰击 Si(110) 晶面, 测量不同入射角情况下的次级粒子的产额. 通过比较溅射产额与入射角的关系, 证实沟道效应的存在. 高电荷态离子与 Si 相互作用产生的沟道效应说明溅射产额主要是由动能碰撞引起的. 在小角入射条件下, 高电荷态离子能够增大溅射产额. 当高电荷态离子以  $40^\circ$ — $50^\circ$  入射时, 存在势能越高溅射产额越大的势能效应.

关键词: 高电荷态离子, 溅射, 沟道效应

PACC: 3470

## 1. 引 言

近些年, 由于电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, 简记为 ECR) 离子源、电子束离子阱 (electron beam ion trap) 的使用<sup>[1-4]</sup>, 人们容易获得高电荷态离子束, 因此高电荷态离子与固体表面相互作用成为国际上的一个研究热点<sup>[5-8]</sup>. 通过对高电荷态离子的研究使人们对原子精细结构有了更深刻的认识. 另外, 高电荷态离子具有较高的势能, 例如  $U^{92+}$  所具有的势能高达 760 keV. 材料受到很高势能的高电荷态离子的轰击, 其表面形貌发生改变, 形成表面纳米结构, 这在未来的微处理工艺和纳米半导体制造领域有非常广阔的应用前景.

低速高电荷态离子接近固体表面时, 会将固体中的电子迅速地俘获到它的高激发态上形成空心原子 (hollow atom). 空心原子进入固体表面后, 一部分外层电子会与固体中的电子发生碰撞而被剥离. 在此过程中, 处在高激发态的电子并不稳定, 它们会继续向基态跃迁, 跃迁过程伴随着俄歇电子的发射, 此时的空心原子塌缩成更小的紧束缚空心原子. 在整个电荷平衡过程中, 高电荷态离子能够从固体中俘获的电子数远高于其自身电荷态. 实验测得高电荷态离子的电荷平衡时间非常短 (小于 30 fs)<sup>[5]</sup>, 所

以当高电荷态离子轰击到半导体或绝缘体时, 后者由于失去大量电子并来不及补充而形成局部的正电区. 该区域的原子结合能降低, 很容易由于碰撞而脱离其表面. Hattass 等<sup>[9]</sup>研究了高电荷态离子与固体表面相互作用的平衡时间以及 X 射线能谱. Ndeidhart 和 Hayferer 等<sup>[10, 11]</sup>研究了高电荷态在氟化锂上的二次电子发射和势能溅射现象, 并用自陷激子模型给出较好的解释. 文献 [12, 13] 测量了  $Xe^{q+}$  与 Ti 靶碰撞的激发光谱.

本工作用高电荷态离子轰击 Si(110) 晶面, 测量溅射产额的角分布, 研究高电荷态离子与固体的相互作用机理.

## 2. 实验装置

实验是在中国科学院近代物理研究所的 14.5 GHz ECR 源实验平台上进行的. 如图 1 所示, 具有一定能量不同  $q$  值的高电荷态离子从 ECR 源中引出, 经过分析磁体的  $90^\circ$  偏转后, 特定电荷态离子被挑选出来穿过狭缝, 经过聚焦后通过限束光阑, 最后轰击到靶上. 通过调节限束光阑改变束流大小, 束斑的面积小于  $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ , 离子束流是均匀的. 靶安装在金属靶架上, 靶架可以旋转  $360^\circ$ , 并可沿着旋转轴升降. 靶架上连接束流积分仪, 用来监

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10475035) 资助的课题.

† E-mail: tswang@lzu.edu.cn

控束流大小和注入剂量. 微通道板(MCP)探测器安装在与束流垂直的方向距离靶 40 cm 处,用来监测溅射粒子的产额. 在 MCP 前有 20 mm × 0.2 mm 的狭缝,接收的立体角为  $2.5 \times 10^{-5}$  sr. MCP 前加有 -2300 V 的高压,绝大多数负电性离子无法穿透势垒而不能被记录,因此信号是由中性粒子和正电性的离子产生. 信号经过前置放大器和模数转换器,最后到达计数器. 靶室真空度在  $10^{-7}$  Pa 量级.

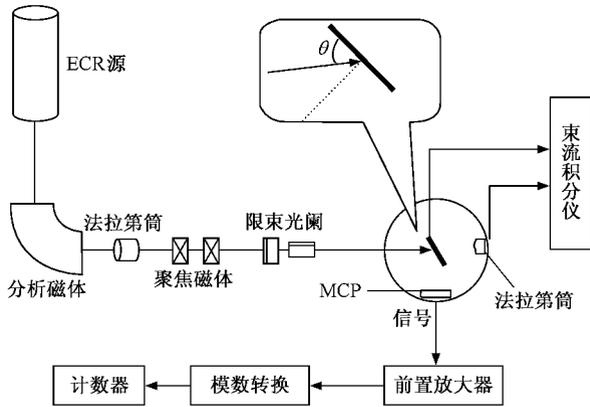


图1 ECR 实验平台装置示意图

### 3. 实验结果及分析

#### 3.1. Ar<sup>q+</sup> 入射

20 keV 的 Ar<sup>+</sup> 和 160 keV 的 Ar<sup>8+</sup> 轰击 Si(110)晶面,溅射出的二次粒子产额角分布如图 2 所示. 从图 2 可以看出,在 Ar<sup>+</sup> 和 Ar<sup>8+</sup> 轰击 Si 表面情况下,溅射产额都随着入射角增大逐渐减小. Ar<sup>+</sup> 入射时,溅射产额在入射角为 35°处有一突变点(图 2(a)). Ar<sup>8+</sup> 入射时,产额随着入射角变化的曲线有两个突变点,分别位于入射角为 35°和 55°处(图 2(b)). 在入射角大于 35°的条件下,Ar<sup>+</sup> 和 Ar<sup>8+</sup> 的溅射产额相差不多,随着入射角的减小,它们之间的差异逐渐变大. 当入射角为 15°时,Ar<sup>8+</sup> 的溅射产额比 Ar<sup>+</sup> 多 50%.

#### 3.2. Pb<sup>q+</sup> 入射

80 keV 的 Pb<sup>4+</sup> 和 400 keV 的 Pb<sup>24+</sup>, Pb<sup>36+</sup> 轰击 Si(110)晶面时,溅射产额的角分布如图 3 所示. 从图 3 可以看出,随着入射角的增大,溅射产额减少. 入射离子的电荷态越高,溅射产额越大. 从图 3 还可以看出,曲线有两个突变点,分别位于入射角为 35°和

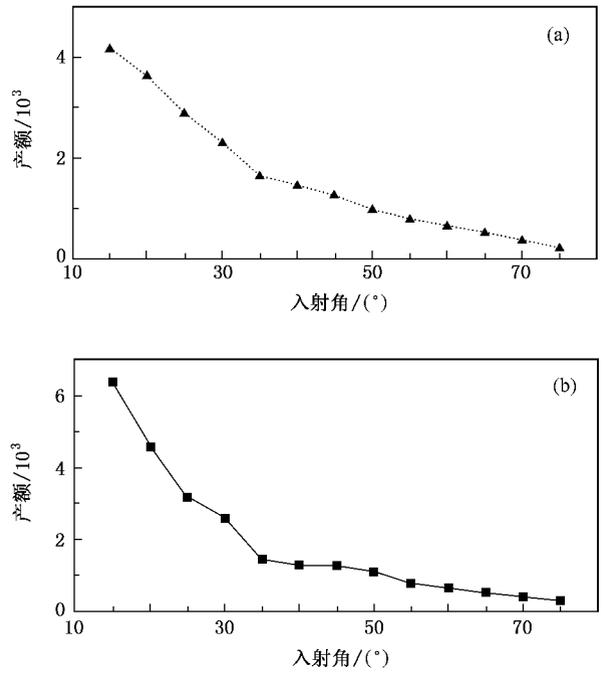


图2 Ar<sup>q+</sup> 入射 Si(110)晶面,溅射产额的角分布 (a)Ar<sup>+</sup> 入射,能量为 20 keV (b)Ar<sup>8+</sup> 入射,能量为 160 keV

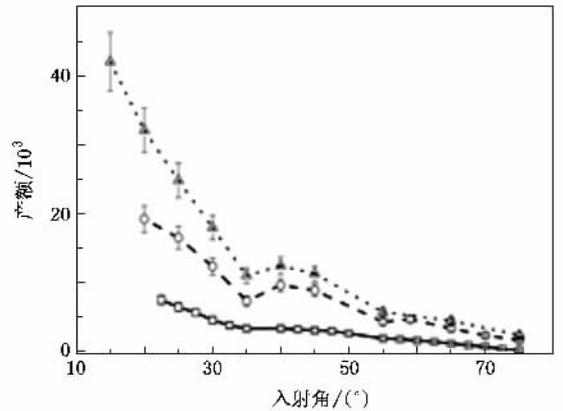


图3 Pb<sup>q+</sup> 入射 Si(110)晶面,次级粒子溅射产额的角分布 实线为 Pb<sup>4+</sup>, 能量为 80 keV; 短划线为 Pb<sup>24+</sup>, 能量为 400 keV; 点线为 Pb<sup>36+</sup>, 能量为 400 keV

55°处.

#### 3.3. 实验分析

根据经典溅射理论,溅射粒子大多来自固体表层下的几个原子层. 由于固体内部被碰撞出的离位原子很难脱离固体表面,则有

$$Y \propto \Delta EP f(\theta), \quad (1)$$

式中  $\Delta E$  为离子在固体表面沉积的能量,  $\Delta E$  与  $\sin\theta$  成反比;  $P$  为固体表层离位原子逃离固体的概率,

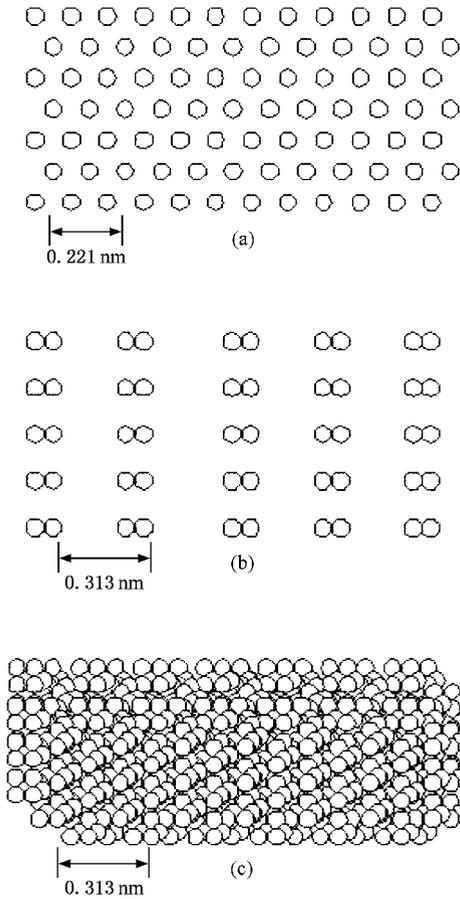


图4 离子沿不同角度入射时 Si 的原子排布 (a)入射角为  $35^\circ$ , (b)入射角为  $55^\circ$  (c)其他角度入射

$P$  与  $\cos\theta$  成正比,  $f(\theta)$  为溅射粒子的角分布,  $f(\theta)$  随  $\theta$  的增加而减小. 由此可知, 入射角  $\theta$  越大, 溅射产额越小.

比较  $\text{Ar}^{q+}$  和  $\text{Pb}^{q+}$  轰击 Si 表面所产生的二次粒子的角分布, 可以发现在  $35^\circ$  和  $55^\circ$  入射时溅射产额存在突变. 单晶 Si 的晶格结构为体心立方, 图 4 给出了离子在不同入射角下 Si 的晶格排列情况. 离子以  $55^\circ$  角入射时, 此时离子入射方向恰好与 Si 的 (111) 晶轴重合, 对应 Si 的晶格排布为六角蜂窝状 (图 4(a)). 入射角为  $35^\circ$  时, 对应 Si 的晶格排布如

图 4(b) 所示, 此时的 Si 单晶为层状结构. 其他角度入射时, Si 晶体呈现无规则分布状态, 如图 4(c) 所示. 当离子沿特定角度入射时, 由于出现靶原子前后遮蔽, 入射离子很容易穿过固体表层. 因此, 入射离子在固体表面的碰撞概率小, 沉积能量少, 溅射产额低. 从图 4 可以看出, 图 4(b) 中单位面积中的 Si 原子数少于图 4(a), 对应的离子在  $35^\circ$  入射时溅射产额的突变要大于  $55^\circ$  入射的情形. 高电荷态离子在 Si 表面溅射产额的沟道效应证实, 表面原子碰撞是影响溅射产额的重要因素, 溅射主要是由高电荷态离子与表面原子的动能碰撞产生的.

离子以  $40^\circ$ — $50^\circ$  角入射 Si 表面时, 从溅射产额的分布曲线可以看出:  $\text{Ar}^{q+}$  入射时, 入射角增加, 溅射产额减少;  $\text{Ar}^{8+}$  和  $\text{Pb}^{4+}$  入射时, 产额分布曲线在该区域为坪区;  $\text{Pb}^{24+}$  和  $\text{Pb}^{36+}$  入射时, 产额分布曲线有凸起, 显然在此区域溅射产额受到了离子势能的影响.

## 4. 结 论

本文利用中国科学院近代物理研究所的 ECR 实验平台所产生的高电荷态离子 ( $\text{Pb}^{q+}$ ,  $\text{Ar}^{q+}$ ) 轰击 Si(110) 晶面, 测量了不同入射角下溅射的粒子产额. 研究发现, 随着入射角减小, 溅射产额有增大的趋势, 对此给出了定性的解释. 高电荷态离子以  $35^\circ$  和  $55^\circ$  角入射到 Si 表面时存在沟道效应, 溅射产额有显著的变化. 溅射产额的角分布存在沟道效应说明溅射主要是由动能碰撞引起的. 在小角入射时, 高电荷态离子对溅射有明显的增强作用. 在高电荷态离子以  $40^\circ$ — $50^\circ$  入射时, 存在着明显的势能越高溅射产额越大的势能效应.

对中国科学院近代物理研究所 ECR 实验小组在实验期间提供的技术支持以及向阳、吕会议、羊佳、凌龙、杨秀玉等在实验和分析过程中给予的帮助, 在此一并表示感谢.

- [1] Knapp D A, Marrs R E, Elliott S R, Magee E W, Zasadzinski R 1993 *Nucl. Instrum. Meth. A* **334** 305  
 [2] Marrs R E, Levine M A, Knapp D A, Henderson J R 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1715  
 [3] Ovsyannikov V P, Zschornack G 1999 *Rev. Sci. Instr.* **70** 2646

- [4] Cai X H, Yu D Y, Cao Z R, Lu R C, Yang W, Shao C J, Chen X M 2004 *Chin. Phys.* **13** 1679  
 [5] Sporn M, Libiseller G, Ndeidhart T, Schmid M, Aumayr F, Winter H P, Varga P 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 945  
 [6] Briere M A, Schneider D, McDonald J, Reaves M, Ruchlicke C,

- Weinberg G, Knapp D 1994 *Nucl. Instrum. Meth. B* **90** 231
- [ 7 ] Schenkel T, Bames A V, Niedermayr T R, Hattass M, Newman M W, Machicoane G A, McDonald J W, Hamza A V, Schneider D H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4273
- [ 8 ] Kuroki K, Okabayashi N, Torii H, Komaki K, Yamazaki Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3561
- [ 9 ] Hattass M, Schenkel T, Hamza A V, Bames A V, Newman M W, McDonald J W, Niedermayr T R, Machicoane G A, Schneider D H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4795
- [ 10 ] Ndeidhart T, Picher F, Aumayr F, Winter H P, Schmid M, Varga P 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5280
- [ 11 ] Hayferer G, Schmid M, Varga P, Winter H P, Aumayr F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3948
- [ 12 ] Zhao Y T, Zhang X A, Li F L, Xiao G Q, Zhan W L, Yang Z H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2768 ( in Chinese ) [ 赵永涛、张小安、李福利、肖国青、詹文龙、杨治虎 2003 物理学报 **52** 2768 ]
- [ 13 ] Wang Y Y, Zhao Y T, Xiao G Q, Fang Y, Zhang X A, Wang T S, Wang S W, Peng H B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 673 ( in Chinese ) [ 王瑜玉、赵永涛、肖国青、房燕、张小安、王铁山、王释伟、彭海波 2006 物理学报 **55** 673 ]

## Study of channeling effect by impact of highly charged ions on crystal surface of Si(110)\*

Peng Hai-Bo<sup>1)</sup> Wang Tie-Shan<sup>1)†</sup> Han Yun-Cheng<sup>1)</sup> Ding Da-Jie<sup>1)</sup>  
 Xu He<sup>1)</sup> Cheng Rui<sup>1)</sup> Zhao Yong-Tao<sup>2)</sup> Wang Yu-Yu<sup>2)</sup>

1) *Institute of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

2) *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*

( Received 12 July 2007 ; revised manuscript received 19 October 2007 )

### Abstract

The (110) crystal surface of Si was bombarded by slow highly charged ions ( $Pb^{q+}$ ,  $Ar^{q+}$ ) and the secondary particle emission was measured for different incident angles. Comparing the relationship between the sputtering yield and the incident angle, channeling effect was suggested. The channeling effect in interaction of highly charged ions with Si causes the sputtering yield to depend strongly on kinetic energy. Highly charged ions can enhance sputtering yield at smaller incident angles. At incident angles from  $40^\circ$  to  $50^\circ$ , the higher the potential energy of highly charged ion, the greater the sputtering yield.

**Keywords :** highly charged ions, sputtering, channeling effect

**PACC :** 3470

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10475035 ).

† E-mail: tswang@lzu.edu.cn