

近玻尔速度 Ne^{2+} 离子穿过碳膜引起的电子发射*

虞洋¹⁾²⁾ 赵永涛^{1)†} 王瑜玉¹⁾ 王兴¹⁾ 程锐¹⁾ 周贤明¹⁾ 李永峰¹⁾²⁾
 刘世东¹⁾²⁾ 雷瑜¹⁾ 孙渊博¹⁾ 曾利霞¹⁾

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013 年 2 月 5 日收到; 2013 年 4 月 12 日收到修改稿)

本文测量了入射能为 2—25 keV/u 的 Ne^{2+} 离子穿过不同厚度碳膜诱导的前向、后向 (分别对应出射表面和入射表面) 电子发射产额. 实验中通过改变炮弹离子的能量, 系统地研究了势能沉积、电子能损以及反冲原子对前向、后向电子发射产额的贡献. 结果表明, 离子的势能沉积只对后向电子发射有贡献, 前向、后向电子发射产额分别与 Ne^{2+} 离子在薄膜出射、入射表面的电子能损近似成正比关系, 其中电子能损很低 (对应于离子能量很低) 的时候, 反冲原子对电子发射的贡献不能忽略.

关键词: 近玻尔速度, 电子发射, 电子能损, 反冲原子

PACS: 79.20.Rf, 34.35.+a, 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.62.157901

1 引言

离子与固体表面相互作用时, 会通过以下几种方式耗散自身携带的能量: 动能或者势能电子发射^[1,2]、离子溅射、X 射线^[3-5] 以及可见光等. 对其中电子发射的研究在固体表面分析^[6]、粒子探测器 (TOF 探测器)^[7]、离子在固体中的损伤研究以及径迹蚀刻等方面有重要意义^[7-9].

早期电子发射的研究主要集中在固体厚靶表面电子发射的研究上, 在这方面我们也做了大量的工作^[1,2,10], 其研究方法已经十分成熟. 近几十年来, 由于薄膜靶上电子发射在粒子探测器中有非常重要的应用, 离子束与薄膜相互作用诱导电子发射的研究受到了广泛的关注, 许多人开展了大量的研究工作. Clouvas 等人用原子序数 1—32 之中的 15 种离子 (能量在大约为 1 MeV/u) 穿过碳膜, 系统地研究了入射离子原子序数对电子发射的影响^[8], 他们的实验结果表明: 原子序数 $Z > 17$ 的离子入射时, 前向、后向以及总电子发射产额随着离子入射能

增加而增加; Z 在 13 到 17 的时候, 前向、后向以及总电子发射产额随离子入射能的变化会出现最大值; $1 \leq Z \leq 13$ 的离子入射时, 电子发射产额随离子入射能增加而减小; 当离子入射速度不变的时候, 电子发射产额总是随着原子序数 Z 的增加而增加^[8]. Jung 等人用 Ni^{q+} ($E_p = 74 \text{ MeV/u}$, $q = 26, 28$) 和 Cu^{q+} ($E_p = 9.6 \text{ MeV/u}$, $q = 25-28$) 穿过不同厚度碳膜^[9], 以及 Rothard 等人用 13.6 MeV/u 的 Ar 离子穿过不同厚度碳膜^[11], 研究了在相同的入射能下, 电子发射产额和薄膜厚度的关系, 他们的实验结果均表明前向、后向电子发射产额随着薄膜靶厚度的增加而增加, 并且最后到达一个饱和值, Rothard 结合 Sternglass 二次电子发射理论^[12] 对这一关系进行了相应的解释. 这些工作主要集中在能量高的区域 ($E_p \gg 25 \text{ keV/u}$), 此时入射离子与靶原子核作用时间较短, 产生的反冲原子数很少, 由反冲原子引起的电子发射可忽略不计. 本文所选的近玻尔速度 ($v_{\text{Bohr}} = 2.19 \times 10^6 \text{ m/s}$) 能区能量较低, 反冲原子的数目远大于能量较高区域时的数目, 反

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB832902) 和国家自然科学基金 (批准号: 11075192, 11105192, 11275241, 11275238, 11205225) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhaoyt@impcas.ac.cn

冲原子对电子发射的影响可能会凸显出来. 而且, 在此能区下的实验研究极少, 其中的物理规律并不清楚.

本文用近玻尔速度的 Ne^{2+} 离子穿过不同厚度的碳膜 (75 nm, 97 nm, 110 nm), 通过改变入射离子的能量 ($E_p = 2\text{--}25 \text{ keV/u}$), 系统的研究了前向、后向电子发射产额与对应离子能量、薄膜厚度以及薄膜出射、入射表面的电子能损的关系.

2 实验装置和测量原理

本实验是在中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合研究平台 1 号实验终端上完成的 [13,14]. 实验所需的离子束由电子回旋共振 (ECR) 离子源提供, 束流在不同的电压下引出, 利用两个 90° 和一个 60° 偏转磁铁对离子进行电荷态选择, 可以获得高纯度的离子束. 束流再经过聚焦磁铁和光栏的聚焦准直, 进入高真空 (约 10^{-7} mbar , $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$) 球形靶室, 以 90° 垂直方向与样品表面相互作用 [6]. 本实验中所用的碳薄膜靶是用蒸镀法镀在玻璃上, 再让其剥离制成的自支撑薄膜. 薄膜表面通过溅射去污, 排除表面附着的杂质对实验结果造成的影响.

实验装置如图 1 所示, 其中 (A), (B) 和 (C) 三个图分别表示在实验装置上的三种不同的连线方式. 如图 1(A) 所示, 后向电子收集罩、前向抑制电极和前向电子收集罩上都加 -50 V 的电压, 靶良好接地. 此时靶和后向、前向电子收集罩之间的电场抑制了靶上的电子发射, 通过测量靶上的电流强度 I_T^* 以及法拉第筒 g 上的电流强度 I_{0FC}^* 可以得到入射到靶上的离子流强 I_T :

$$I_T = I_T^* + I_{0FC}^*, \quad (1)$$

其中 I_T^* 为离子束在靶上中性化的离子流强, I_{0FC}^* 为离子束穿过薄膜靶后没有完全中性化的离子流强 (实验中测得几乎为 0).

如图 1(B) 所示, 靶上加 -50 V 电压, 前向、后向电子收集罩良好接地, 在前向、后向电子收集罩和靶之间静电场的作用下, 发射的低能电子将会全部飞向相对应的电子收集罩, 后向抑制极加 -60 V 电压, 一方面是为了抑制少数发射的电子从前向收集罩束流孔逃离, 另一方面是为了抑制由于束流发散在后向电子收集罩上产生的电子发射. 此时测量

后向、前向电子收集罩上的电流分别为 I_b, I_f ,

$$I_b = -\gamma_B \frac{I_T}{q} + I_{bb}, \quad (2)$$

$$I_f = -\gamma_F \frac{\alpha I_T}{q} + I_{bf}, \quad (3)$$

(2), (3) 式中的第一项表示发射电子的流强, 其中 q 为离子的初始电荷态, α 表示离子束穿过薄膜时剩余的离子数与入射离子数的比例系数, 它可以通过 SRIM-2012 计算得到 [15], γ_B, γ_F 分别为后向、前向次级电子发射产额, I_{bb}, I_{bf} 分别为束流打在后向、前向电子收集罩上收集到的电流强度, 它们主要由束流发散等不可避免的因素引起.

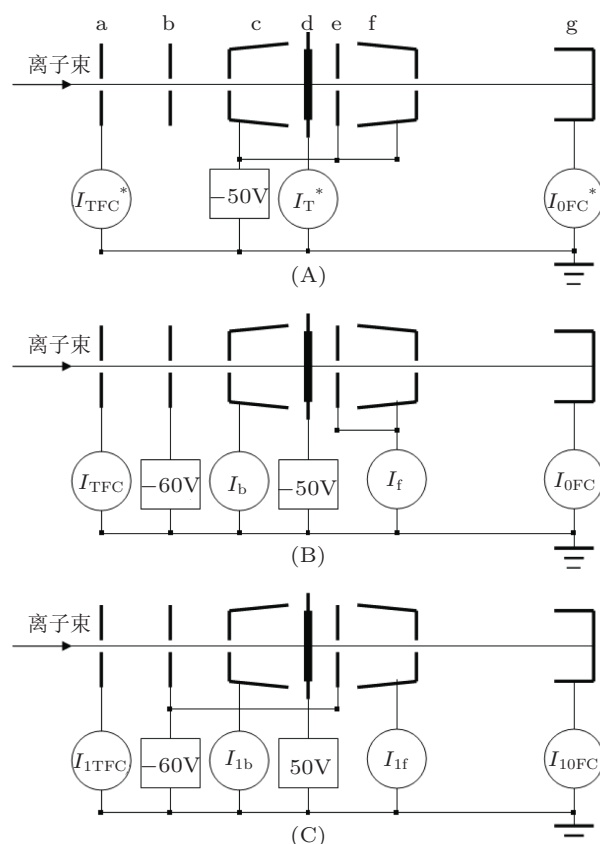


图 1 实验装置及测量方法示意图 (a) 穿透式法拉第筒; (b) 后向抑制电极; (c) 后向电子收集罩; (d) 靶; (e) 前向抑制电极; (f) 前向电子收集罩; (g) 法拉第筒

如图 1(C) 所示, 靶上加 50 V 电压, 前向、后向电子收集罩良好接地, 这样使得靶和前向、后向电子收集罩上的电场抑制了靶上的电子发射. 前向、后向抑制极上加 -60 V 是为了抑制由于束流打在电子发射罩上引起的电子发射. 如果离子束流绝对准直而且不发散, 前向、后向电子收集罩上测量的流强为零. 但是达到上述条件十分困难, 因此测量后向、前向电子收集罩上的电流分别为 I_{lb}, I_{lf} . 由

于用图 1(B) 连接方式测量和图 1(C) 连接方式测量的时间间隔很短, 并且在此期间束流比较稳定, 因此 $I_{lb} = I_{bb}$, $I_{lb} = I_{bf}$. 结合 (2), (3) 式可以消除束流未绝对准直和发散引起的影响并得到

$$\gamma_B = q(I_{lb} - I_b)/I_T, \quad (4)$$

$$\gamma_F = q(I_{lf} - I_f)/\alpha I_T. \quad (5)$$

图 1(B), (C) 中法拉第筒 g 上电流表测量的电流值 I_{0TFC} , I_{10TFC} 用于监测离子束的中性化程度和薄膜是否破损. 实验中的误差主要来源于束流不稳定而造成的系统误差 (通过监测穿透式法拉第筒的值 I_{TFC}^* , I_{TFC} 和 I_{1TFC} 得到, 大约为 10%) 和 α 的误差 (由 SRIM-2012 程序 [15] 计算得到).

3 实验结果与讨论

图 2 给出了 Ne^{2+} 离子穿过不同厚度碳膜 (75 nm, 97 nm, 110 nm) 引起的前向电子发射产额与离子穿出薄膜时能量 (以后简称出射能量) 的关系, 图 3 给出了后向电子发射产额与离子入射能量之间的关系. 由于引起前向电子发射产额所对应的能量是离子在薄膜中运动到离出射表面之前几个电子自由程的距离时所对应的离子能量, 这个能量在实验中无法测量, 所以近似的用离子穿出薄膜时的剩余能量来替代, 它由 SRIM-2012 程序计算得到 [15]. 从图 2、图 3 可以看出前向、后向电子发射产额在 $3 e^-/ion$ — $10 e^-/ion$ 之间, 在相同的出射能量下前向电子发射产额几乎与薄膜厚度无关, 在相同的入射能量下后向电子发射产额几乎与薄膜厚度无关. 这是因为入射离子能量很低时, 产生的次级电子能量也较低, 其电子平均自由程 (大约几纳米到十几纳米) 远小于薄膜厚度, 所以只有在离表面几个自由程的范围内产生的电子才能发射出来. 因此, 只要薄膜的厚度远大于次级电子的平均自由程, 电子发射产额就与薄膜的厚度无关.

从图 2、图 3 还可以看出前向、后向电子发射产额随着对应的离子能量 (对于后向电子发射为离子入射能量, 而对于前向电子发射为离子出射能量) 增加而增加. 为了从引起电子发射的本质原因去讨论, 分别把图 2、图 3 的横坐标分别换成对应能量下 Ne^{2+} 离子在碳膜出射表面、入射表面的电子能损 (如图 4、图 5 所示), 其对应能损由 SRIM-2012 计算得到 [15].

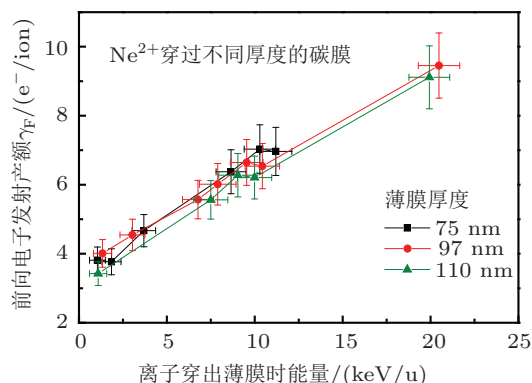


图 2 Ne^{2+} 穿过不同厚度碳膜引起的前向电子发射产额与离子穿过薄膜时的能量的关系

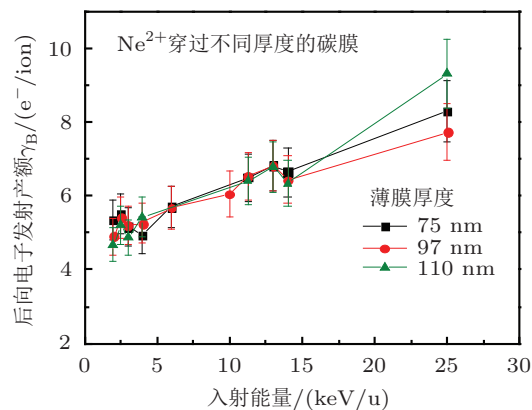


图 3 Ne^{2+} 穿过不同厚度的碳膜引起的后向电子发射产额与入射离子能量的关系

离子束穿过薄膜时引起的总电子发射包括势能电子发射 [1,2,6] 和动能电子发射. 离子在固体表面中性化时释放势能引起的电子发射为势能电子发射, 主要发生在薄膜的入射表面 [16], 因此对于出射表面忽略势能电子发射. 动能电子发射是离子与固体相互作用时通过核能损和电子能损把其携带的动能能量沉积在固体中, 从而引起的次级电子发射. 很多的实验和理论研究 [7-9,11,12] 表明动能电子发射产额与电子能损成正比关系. 从图 4、图 5 中均可以看出, 除能损很低时 (此时对应于离子能量较低) 的几个数据点外, 前向、后向电子发射产额与相应的电子能损成线性比例关系. 对这部分数据用电子发射产额与电子能损成线性比例的关系拟合可得

$$\gamma_F = 0.1 + 11.2 \times S_e(E), \quad (6)$$

$$\gamma_B = 2.3 + 6.8 \times S_e(E), \quad (7)$$

其中, (6) 式中的 $S_e(E)$ 为在穿出薄膜前一个电子平均自由程距离时能量为 E 的 Ne^{2+} 离子在碳膜

出射表面的电子阻止能损, (7) 式中的 $S_e(E)$ 为入射能量为 E 的 Ne^{2+} 离子在碳膜入射表面的电子阻止能损, 单位均为 keV/nm . 拟合关系 (7) 式中的截距 $2.3 \text{ e}^-/\text{ion}$ 近似的表明了 Ne^{2+} 离子势能引起的电子发射产额的大小, 而 (6) 式中的截距 $0.1 \text{ e}^-/\text{ion}$ 很好地表明了出射表面忽略势能电子发射是合理的. (6), (7) 式中第二项是动能电子发射产额, 与对应电子能损的比例系数分别为 $11.2(\text{nm/keV})(\text{e}^-/\text{ion})$, $6.8(\text{nm/keV})(\text{e}^-/\text{ion})$. 从这两个系数可以看出前向电子发射产额拟合公式中比例系数比后向的大, 说明同样的离子能量下 (对应于同样的电子能损), 引起的动能电子发射产额在前向较大, 这主要是由于离子的动量分布主要在前向, 因此产生的次级电子的动量分布在前向的也较为多.

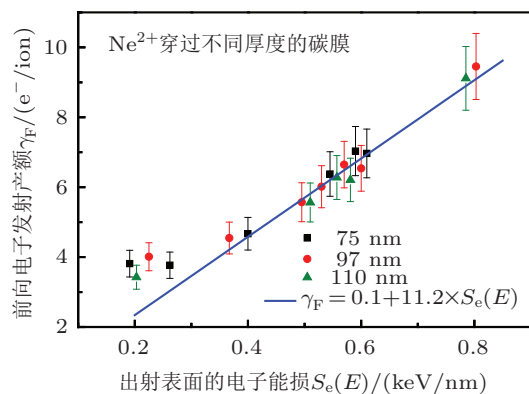


图4 前向电子发射产额和 Ne^{2+} 离子在碳膜出射表面的电子能损的关系

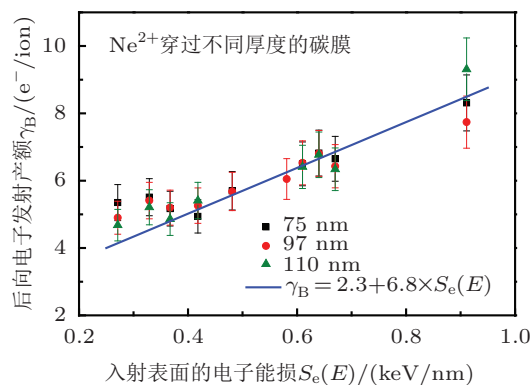


图5 后向电子发射产额和 Ne^{2+} 离子在碳膜入射表面的电子能损的关系

图4、图5中的直线分别为拟合得到的 (6), (7)

式的拟合曲线, 可以看出, 在电子能损较高的时, 动能电子发射产额和电子能损正比关系成立, 而在电子能损极低的时候不满足上述的拟合公式. 利用 SRIM-2012 程序^[15] 计算本次实验能量范围内各个能量下离子穿过薄膜引起的反冲原子数目可知, 随着离子能量的增加, 在薄膜中产生的反冲原子的数目大幅度的下降 (例如能量为 1 keV/u , 2 keV/u , 10 keV/u 以及 25 keV/u 的 Ne 粒子入射碳膜, 在表面一个电子自由程的范围内, 平均一个粒子产生的反冲原子数分别为 1.2 atoms/ion , 0.8 atoms/ion , 0.2 atoms/ion 以及 0.1 atoms/ion , 这些反冲原子的能量分布大体相同, 其平均能量约为 1 keV). 因此, 可以推断图4和图5中对应于电子能损较低的几个点落在拟合直线上方的原因是离子能量较低时反冲原子对动能电子发射有了不可忽略的贡献, 此时的产额不仅仅有电子能损引起的那部分产额, 还有反冲原子对动能电子发射的贡献. 电子能损较高时, 对应的离子能量较高, 反冲原子的数目大幅度的减小, 反冲原子引起的电子发射产额与电子能损引起的电子发射产额相比可以忽略不计, 此时动能电子发射产额与电子能损成线性比例关系.

4 结论

实验研究发现, 在相同的 Ne^{2+} 离子出射能量下, 前向电子发射产额与碳膜厚度无关, 在相同的 Ne^{2+} 离子入射能量下, 后向电子发射产额与碳膜厚度无关. 在本实验的能量范围内, 除去能量很低的情况, 前向、后向电子发射产额分别随离子在出射表面、入射表面的电子能损的增加而线性增加, 其比例系数分别为 $11.2(\text{nm/keV})(\text{e}^-/\text{ion})$, $6.8(\text{nm/keV})(\text{e}^-/\text{ion})$, 而在能量很低的情况下必须考虑反冲原子对电子发射的贡献. 此外, 由于势能只沉积在薄膜入射表面, 因此势能沉积只对后向电子发射产额有贡献, 其势能电子发射产额约为 $2.3 \text{ e}^-/\text{ion}$.

本实验是在中科院近代物理研究所等离子体小组成员以及 320 kV-ECR 离子源的全体工作人员的大力协助下完成的, 特此向他们表示衷心感谢.

- [1] Zhao Y T, Xiao G Q, Xu Z F, Abdul Q, Wang Y Y, Zhang X A, Li F L, Zhan W L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5734 (in Chinese) [赵永涛, 肖国青, 徐忠锋, Abdul Qayyum, 王瑜玉, 张小安, 李福利, 詹文龙 2007 物理学报 **56** 5734]
- [2] Wang Y Y, Zhao Y T, Abdul Q, Xiao G Q 2007 *Nucl. Instr. and Meth. B* **265** 474
- [3] Wang X, Zhao Y T, Cheng R, Zhou X M, Xu G, Sun Y B, Lei Y, Wang Y Y, Ren J R, Yu Y, Li Y F, Zhang X A, Li Z Y, Liang C H, Xiao G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 193201 (in Chinese) [王兴, 赵永涛, 程锐, 周贤明, 徐戈, 孙渊博, 雷瑜, 王瑜玉, 任洁茹, 虞洋, 李永峰, 张小安, 李耀宗, 梁昌慧, 肖国青 2012 物理学报 **61** 193201]
- [4] Zhang X A, Yang Z H, Wang D C, Mei C X, Niu C Y, Wang W, Dai B, Xiao G Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6920 (in Chinese) [张小安, 杨治虎, 王党朝, 梅策香, 牛超英, 王伟, 戴斌, 肖国青 2009 物理学报 **58** 6920]
- [5] Xu J Z, Du J, Chen X M, Shao J X, Yang Z H, Cui Y, Gao Z M, Liu Y W 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1649
- [6] Li D H, Zhao Y T, Wang Y Y, Zhao D, Xiao G Q, Abdul Q 2008 *J. Atom. Mole. Phys.* **25** 777 (in Chinese) [李德慧, 赵永涛, 王瑜玉, 赵迪, 肖国青, Abdul Qayyum 2008 原子与分子物理学报 **25** 777]
- [7] Ritzau S M, Baragiola R A 1998 *Phys. Rev. B* **58** 2529
- [8] Clouvas A, Potiriadis C, Rothard H, Hofmann D, Wünsch R, Groeneveld K O, Katsanos A, Xenoulis A C 1997 *Phys. Rev. B* **55** 12086
- [9] Jung M, Rothard H, Gervais B, Grandin J P, Clouvas A, Wünsch R 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4153
- [10] Wang Y Y, Zhao Y T, Sun J R, Li D H, Li D H, Qayyum A, Li J Y, Wang P Z, Xiao G Q 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 053402
- [11] Rothard H, Caraby C, Cassimi A, Gervais B, Grandin J P, Jardin P, Jung M, Billebaud A, Chevallier M, Groeneveld K O, Maier R 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3066
- [12] Sternglass E J 1957 *Phys. Rev.* **108** 1
- [13] Zhao Y T, Xiao G Q, Zhang X A, Yang Z H, Chen X M, Zhang Y P 2006 *J. Atom. Mole. Phys.* **23** 23 (in Chinese) [赵永涛, 肖国青, 张小安, 杨治虎, 陈熙萌, 张艳萍 2006 原子与分子物理学报 **23** 23]
- [14] Xiao G Q, Zhao Y T, Zhang X A, Wang Y Y, Fang Y, Ma X W, Yang Z H, Li F L, Chen X M, Wang T S, Zhan W L 2006 *J. Atom. Mole. Phys. (supplement)* 176 (in Chinese) [肖国青, 赵永涛, 张小安, 王瑜玉, 房燕, 马新文, 杨治虎, 李福利, 陈熙萌, 王铁山, 詹文龙 2006 原子与分子物理学报 (增刊) 176]
- [15] Ziegler J F, Ziegler M D, Biersack J P <http://www.srim.org> [2012-8-1]
- [16] Schou J 1980 *Phys. Rev. B* **22** 2141

Secondary electron emission from carbon Foils by Ne^{2+} near Bohr velocity*

Yu Yang¹⁾²⁾ Zhao Yong-Tao^{1)†} Wang Yu-Yu¹⁾ Wang Xing¹⁾ Cheng Rui¹⁾
Zhou Xian-Ming¹⁾ Li Yong-Feng¹⁾²⁾ Liu Shi-Dong¹⁾²⁾ Lei Yu¹⁾
Sun Yuan-Bo¹⁾ Zeng Li-Xia¹⁾

1) (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 5 February 2013; revised manuscript received 12 April 2013)

Abstract

We have measured secondary electron emission yields in forward and backward directions from the carbon foils with different thicknesses, which are penetrated by Ne^{2+} ion of an energy from 2 to 25 keV/u. In the experiment, the contributions of projectile potential energy deposition, electronic energy loss and recoil atom to the forward and backward electron emission yields have been studied systematically by changing the projectile ions energy. Results show that the ions' potential energy deposition only have the impact on the backward electron emission yield, while the forward and backward electron emission yields increase approximately linearly with the increase of the electron energy loss at the exit and entrance surfaces of the thin film respectively. When the electron energy loss is low, the impact of recoil atoms on the electron emission cannot be neglected.

Keywords: near Bohr velocity, electron emission, electronic energy loss, recoil atom

PACS: 79.20.Rf, 34.35.+a, 34.50.Bw

DOI: 10.7498/aps.62.157901

* Project supported by the Major State Basic Research Development Program of China (Grant No. 2010CB832902), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11075192, 11105192, 11275241, 11275238, 11205225).

† Corresponding author. E-mail: zhaoyt@impcas.ac.cn