



## $^{129}\text{Xe}^{q+}$ 离子入射Cu靶表面激发的近红外光谱线和X射线谱

张小安 梅策香 张颖 梁昌慧 周贤明 曾利霞 李耀宗 柳钰 向前兰 孟惠 王益军

## $^{129}\text{Xe}^{q+}$ induced near-infrared light and X-ray emission at Cu surface

Zhang Xiao-An Mei Ce-Xiang Zhang Ying Liang Chang-Hui Zhou Xian-Ming Zeng Li-Xia Li Yao-Zong Liu Yu Xiang Qian-Lan Meng Hui Wang Yi-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 213301 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200500

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200500>

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

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

低速 $\text{Xe}^{q+}(4q20)$ 离子与Ni表面碰撞中的光辐射

Visible light emission from surface of nickel bombarded by slow  $\text{Xe}^{q+}$  ( $4 q 20$ ) ion

物理学报. 2018, 67(8): 083201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172570>

近红外光刺激神经细胞钙离子光激活

Stimulating  $\text{Ca}^{2+}$  photoactivation of nerve cells by near-infrared light

物理学报. 2020, 69(15): 158701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200489>

铝基银纳米阵列制备及其紫外-可见-近红外光吸收特性

Fabrication and ultraviolet-visible-near infrared absorption properties of silver nano arrays based on aluminum

物理学报. 2020, 69(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191522>

纳秒脉冲激光诱导空气等离子体的近红外辐射特性

Near infrared characteristics of air plasma induced by nanosecond laser

物理学报. 2020, 69(2): 029502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190753>

基于磁激元效应的石墨烯-金属纳米结构近红外吸收研究

Near-infrared absorption of graphene-metal nanostructure based on magnetic polaritons

物理学报. 2018, 67(11): 118101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180196>

小粒径同质/异质壳层结构 $\text{NaGdF}_4:3\%\text{Nd}^{3+}$ 纳米颗粒的近红外发光特性

Near-infrared luminescence properties of small-sized homogeneous/heterogeneous core/shell structured  $\text{NaGdF}_4:\text{Nd}^{3+}$  nanoparticles

物理学报. 2017, 66(10): 107801 <https://doi.org/10.7498/aps.66.107801>

# $^{129}\text{Xe}^{q+}$ 离子入射 Cu 靶表面激发的 近红外光谱线和 X 射线谱\*

张小安<sup>1)2)†</sup> 梅策香<sup>1)</sup> 张颖<sup>1)</sup> 梁昌慧<sup>1)</sup> 周贤明<sup>1)</sup> 曾利霞<sup>1)</sup>  
李耀宗<sup>1)</sup> 柳钰<sup>1)</sup> 向前兰<sup>1)</sup> 孟惠<sup>1)</sup> 王益军<sup>1)</sup>

1) (咸阳师范学院与中国科学院近代物理研究所联合共建: 离子束与光物理实验室, 咸阳 712000)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

(2020 年 4 月 6 日收到; 2020 年 7 月 2 日收到修改稿)

利用动能一定 (1360 keV) 的高电荷态  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  ( $q = 21, 23, 25, 27$ ) 离子束和动能为 4 MeV 的  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  离子束分别入射洁净的 Cu 靶表面, 流强为 nA 量级, 离子在飞秒时间尺度内俘获靶电子完成中性化, 能量沉积在靶表面使靶原子离化和激发, 发生复杂组态之间的跃迁. 测量到了炮弹离子中性化后的 Xe 原子退激跃迁辐射的近红外光谱线和相互作用过程中激发和离化的靶原子退激辐射的近红外光谱线, 其中包括偶极禁戒跃迁 (磁偶极和电四极跃迁) 和  $\text{Cu}^{22+}$  的磁偶极退激辐射跃迁的近红外光谱线. 4 MeV 的  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  离子入射 Cu 靶表面, 测量到  $\text{Cu}^{22+}$  的软 X 射线、Cu 原子的  $L_1$  edge 和  $L_{\beta 3}$  跃迁辐射的 X 射线以及高电荷态  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  中性化后 Xe 原子退激辐射的  $L_{\eta}$  和  $L_{\beta 3}$  X 射线. 结果表明, 低速高电荷态  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  离子入射金属表面中性化过程中, 离子中性化退激和激发离化靶原子辐射红外光谱线, 近红外谱线的单离子荧光产额增加的趋势与入射离子的势能增加趋势相同. Xe 原子的特征 L X 射线是炮弹离子进入表面下形成的第二代空心原子发射的.

**关键词:** 高电荷态离子, 电偶极禁戒跃迁, 近红外光谱线

**PACS:** 33.20.Rm, 79.20.Rf, 79.60.Bm

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200500

## 1 引言

带有多个空穴和较大势能的高电荷态离子入射金属固体表面过程中, 发射大量电子, 如 Lemell 等<sup>[1]</sup>采用动能 80 keV 的  $\text{Ar}^{8+}$  离子束入射到 Au (111) 表面, 结果发现单离子电子产额高达 19 个/ion, 且电子产额随入射离子电荷态的增加而迅速增加, 这说明相互作用过程持续在飞秒时间尺度、纳米空间范围内释放炮弹离子携带的能量, 将使得靶原子离化和激发, 出现靶原子的多种离化态和不同能级的复杂组态, 这些能级退激辐射从近红外

到 X 射线光谱线, 测量分析这些光谱线是研究相互作用过程中的电荷交换、弹性和非弹性碰撞能量转移机理的重要方法之一<sup>[2-5]</sup>, 同时, 碰撞过程中靶原子被激发或离化伴随辐射的光谱线对高密度物理的光学诊断具有重要意义<sup>[6,7]</sup>. 另外, 靶表面造成纳米量级的缺陷和性质损伤在先进功能材料制作和修正、集成量子电路研发中具有重要的应用价值<sup>[8,9]</sup>, 因此, 科学工作者从 20 世纪 50 年代至今对离子与固体相互作用的机理展开了大量研究.

Hagstrum<sup>[10]</sup>最早提出了离子与金属表面相互作用时电子转移的 Auger 过程, Datz<sup>[11]</sup>将高电荷态离子与固体相互作用分为三个过程: 共振电子转

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11605147, 11075135) 和陕西省科技厅自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2020JM-624) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangxiaonan2000@126.com

移、Auger 中性化和辐射退激, 并预言: 高电荷态离子与固体表面相互作用的研究正处于发现新现象的前沿. Briand 等<sup>[12]</sup>用  $\text{Ar}^{17+}$  离子束入射 Ag 固体靶表面, 根据 X 射线的  $\text{KL}^n$  伴线首次提出了相互作用过程中炮弹离子形成多空穴高激发态的原子, 即空心原子 (hollow atom). Burgdörfer 等<sup>[13]</sup>从理论上建立了高电荷态离子与金属表面相互作用的物理图像: 低速高电荷态离子在入射靶表面过程中, 在临界距离  $R_c$  开始共振俘获靶电子中性化, 形成空心原子, 俘获电子到达的最高激发态的主量子数为  $n_c$ , 空心原子通过 Auger 过程和光辐射等过程退激、发射电子和辐射光谱, 此即经典过垒模型 (classical over-the-barrier model, COB). Köhrbrück 等<sup>[14]</sup>用  $\text{Ar}^{q+}$  ( $q = 9, 16$ ),  $\text{Ne}^{9+}$ , 和  $\text{O}^{7+}$  入射 Cu 靶表面, 分别测量 LMM 和 KLL Auger 跃迁的电子发射谱, 也证实高电荷态离子在靶上表面俘获电子形成空心原子, 支持了 COB 模型. 科学工作者利用 Auger 电子发射、X 射线发射以及可见光辐射和靶原子被溅射产额等方法研究这种相互作用过程中的能量沉积和转移的规律<sup>[15–18]</sup>. 然而, 对此相互作用过程中, 炮弹中性化的空心原子从高激发态向低激发态退激辐射的红外谱线以及被激发离化的靶原子退激辐射红外光谱线的研究较少<sup>[19]</sup>. 而且最近的研究发现<sup>[20]</sup>, 高电荷态  $\text{Xe}^{30+}$  离子在与靶原子作用时, 靶原子间存在 Coulomb 退激过程 (interatomic Coulombic decay, ICD), ICD 退激率比 Auger 过程退激率高两个量级, 这对经典过垒模型是一个较大的挑战.

另一方面, 从 X 射线到红外谱线, 光谱和光谱技术是人们认知宏观宇宙和微观物质的重要手段. 研究表明<sup>[21]</sup>, 在强激光驱动的核聚变实验研究中, 当等离子体密度大约在  $10^{24}/\text{cm}^3$  量级, 离子温度  $T > 4 \text{ keV}$  时, K, L-X 射线成为诊断等离子体参量, 如电荷分布、温度和密度的重要手段. 因此, 最有效的方法是选择中等核电荷数原子作为示踪原子掺于弹丸中, 该示踪原子形成多激发态高离化态的离子, 通过自发辐射退激, 测量其共振特征谱线与伴线的强度和线型研究聚变等离子体的时空演化特性. 当等离子体中的电子密度  $n_e$  在  $5 \times 10^{10} - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 、电子温度  $T_e$  在  $1 - 3 \text{ keV}$  范围, 例如 Z-pinch 和 Tokamak 装置的实验中<sup>[22,23]</sup>, 由于高 Z 靶离化产生 K, L 壳层空穴需花费更大的代价,

同时造成大量的辐射能损, 高 Z 靶原子的较多电子会给实验前的理论模拟造成更多的复杂性和不确定性. 在多数实验室中, 中等核电荷数原子也作为候选材料, 例如 Fe, Ni 和 Cu 等是合适的靶材料, 靶原子被激发离化形成等离子体, 等离子体的时空演化特性通过靶离子的退激辐射的特征谱线表征. 研究表明<sup>[24,25]</sup>, 除了偶极辐射的近紫外和 X 射线的特征谱线可作为标识谱线, 还发现偶极禁戒 (磁偶极和电四极跃迁) 辐射的近红外光谱线也是研究等离子体特性和天体演化规律的有效目标谱线, 它能有效地刻画高温低密度等离子体的局域密度、温度以及等离子体的运动学特征和局域空间分布特征, 然而这些近红外谱线在高温高密等离子体中出现的机制复杂, 给实验研究造成一定的困难. Kawaguchi 等<sup>[26]</sup>研究激光等离子体中 Fe, Cu, Zn 和 Al 靶原子激发后退激辐射的  $2.5 - 5 \mu\text{m}$  红外光谱线. Hinnov 等<sup>[27]</sup>在 Tokamak 等离子体研究中发现了高离化态 Cu XXI, Cu XXIV 和 Cu XXVI 的磁偶极跃迁辐射的亮线, 通过红外光谱线和磁偶极跃迁辐射线, 可以分析等离子体中局域电子温度和电子密度. 在理论上, 李家明和赵中新<sup>[28]</sup>以及 Han 等<sup>[29]</sup>研究了辐射光谱的线型在高温高密等离子体中的甄别作用以及类 Ni 等电子序列核电荷数从低 Z 到高 Z、电子组态  $2p^3$  的高电荷态离子、其总角动量通过  $L-S$  耦合和  $j-j$  耦合形成的不同原子态之间的电偶极禁戒跃迁的振子强度和谱线分裂的比例规律. Wu 等<sup>[30]</sup>以及腾国华和王永昌<sup>[31]</sup>研究了 Cu II 离子的精细分裂能态 (电子组态  $3d^9 4s, 3d^9 4p$ ) 的能级寿命以及类 B 等电子序列高电荷态离子  $\text{Ca}^{15+}$ ,  $\text{Xe}^{49+}$  和  $\text{W}^{59+}$  电子激发截面和共振辐射线的极化度. 文献<sup>[32, 33]</sup>应用组态相互作用和多体微扰论计算了类 N 等电子序列高电荷态离子的精细结构能级和跃迁率, 这些工作在等离子体诊断和天体物理研究中具有重要的理论指导意义. 理论上预言的电偶极跃迁近红外谱线和电偶极禁戒跃迁由于实验室条件和技术的限制而少有报道<sup>[34]</sup>.

本文在兰州重离子加速器国家实验室用动能为  $1360 \text{ keV}$  的  $^{129}\text{Xe}^{+q}$  ( $q = 21, 23, 25, 27$ ) 离子束和动能为  $4 \text{ MeV}$  的  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  分别入射洁净的 Cu 固体表面, 测量了相互作用过程中被激发离化的靶原子辐射的近红外光谱线和炮弹离子中性化

后退激辐射的红外光谱线以及 X 射线谱, 通过测量谱线, 探索炮弹离子中性化和碰撞过程中能量转移规律和靶原子的激发规律.

## 2 实验装置与测量方法

图 1 是实验平台示意图. 束流  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  由 18 GHz 的电子回旋共振离子源根据需要的动能引出, 经过聚束器、通过分析磁铁选出需要的电荷态的束流, 四极透镜和光阑将束斑调节到直径小于 5 mm, 进入具有磁屏蔽的金属高真空 (真空度约为  $10^{-8}$  Pa)

的靶室与样品相互作用, 样品 Cu 的化学纯度为 99.9%, 表面经过净化处理, 靶面积为  $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ , 厚度 0.1 mm. 红外光学窗口和单色仪入射狭缝与束流方向垂直, 且与靶表面成  $45^\circ$  角. 实验用美国 ARC (Action Reserch Corporation) 的红外谱仪 SP-2357, 光栅常数 600 g/mm, 闪耀波长 1.6  $\mu\text{m}$ , 选用 InGaA 探测器, 有效范围 800 — 1700 nm, 积分时间 3000 ms, 为了提高信噪比和测量精度, 使用锁相放大器 (SR830) 和斩波器 (SR540), 整个实验在暗室条件下完成, 以保证光谱测量的本底最小.

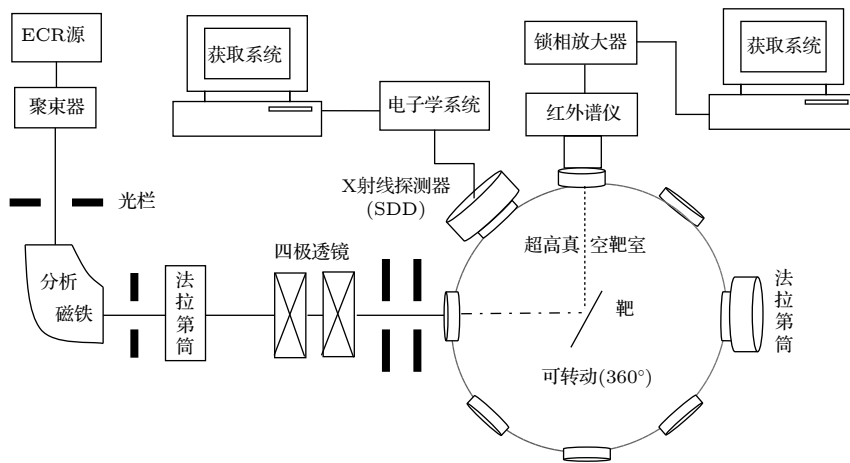


图 1 兰州重离子加速器国家实验室 ECR 离子源原子物理实验平台

Fig. 1. Schematic experimental setup for atomic physics platform on ECRIS in HIRFL.

X 射线探测器选用 AMPTEK 公司生产的 XR-100 SDD 型 Si 漂移探测器, 探测器的效率如

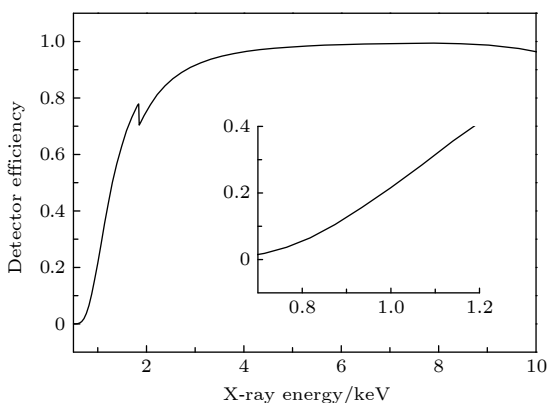


图 2 Si 漂移探测器探测效率随 X 射线能量变化的关系图 (在能量 0.6—1.8 keV 之间用 5 次多项式拟合, 能量 1.8—4.0 keV 用 4 次多项式拟合, 4.0—10 keV 用 3 次多项式拟合)

Fig. 2. Efficiency values of the Silicon Drift Detector. The curve is a fifth polynomial in the 0.6–1.8 keV energy interval, a fourth polynomial in the 1.8–4.0 keV energy interval and a third polynomial in the 4.0–10 keV energy interval.

图 2, 在峰化时间为 9.6  $\mu\text{s}$ , 增益为 100 的情况下, 探测能量范围是 0.5—14.55 keV, 其能量分辨在 5.9 keV 时为 136 eV, 探测器与束流成  $45^\circ$  角, 距离靶点 80 mm, 几何立体角 0.0011 sr, 实验前用标准放射源  $^{241}\text{Am}$  和  $^{55}\text{Fe}$  对探测器进行了能量刻度.

## 3 结果与讨论

### 3.1 动能一定、不同电荷态离子束激发靶表面的近红外光谱线

动能 1360 keV、电荷态分别取  $q = 21, 23, 25$  和 27 的  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  离子束入射 Cu 靶, 测量相互作用过程发射的近红外光谱线. 图 3(a) 给出  $\text{Xe}^{21+}$  入射 Cu 表面激发的标识的近红外光谱线, 图 3(b) 给出  $\text{Xe}^{27+}$  入射 Cu 表面激发的标识的近红外光谱线, 其中有部分谱线未认定. Cu II 829.78 nm (829.8461) 是靶原子被离化激发到  $151757.601\text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $3d^9(^2D_{5/2})7d$ , 态项为  $^2[5/2]$ , 角动

量为 2), 退激到  $139710.491 \text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $3d^8(^3F)4s4p(^1P^o)$ , 态项为  $^3F^o$ , 角动量为 2) 辐射的近红外光谱线. Cu I 1665 nm 是靶原子被激发到  $55387.667 \text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $3d^{10}5d$ , 态项为  $^2D$ , 角动量为  $3/2$ ), 退激到  $49383.264 \text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $3d^{10}5p$ , 态项为  $^2P^o_{1/2}$ , 角动量  $1/2$ ) 辐射的近红外光谱线. Xe I 1435.46 nm 是炮弹离子  $\text{Xe}^{21+}$  俘获靶表面电子中性化后处于激发态  $92153.279 \text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $5p^5(^2P^o_{3/2})8p$ , 态项为  $^2[1/2]$ , 角动量为 1), 退激到  $85188.777 \text{ cm}^{-1}$  能级 (电子组态  $5p^5(^2P^o_{3/2})7s$ , 态项为  $^2[3/2]^o$ , 角动量为 1) 辐射的红外光谱线. 红外谱线的能量不确定度主要来源于多次测量结果的统计误差, 详细的跃迁见表 1.

### 3.2 动能为 4 MeV 的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射靶激发的 X 射线谱

图 4 给出了离子束与靶原子相互作用辐射的 X 射线谱. 用 Gauss 函数拟合, 其中拟合的均方差  $w$  与 X 射线谱的半高全宽存在  $2\sqrt{\ln 4} w$  的转换关系.

Cu 离子和 Cu 原子被激发辐射的线谱, 其中峰值中心在 0.859 keV, 半高全宽为 0.239 keV, 为 Cu XXIII ( $\text{Cu}^{22+}$ ) 的磁偶极退激辐射跃迁  $2s^22p^2(^3P)3s(^4P_{1/2}) \rightarrow 2p^5(^2P_{1/2})$ , 峰面积 3613, 峰值中心对应波长 1.444 nm, 理论值为 1.442 nm<sup>[32]</sup>. 谱右侧有一个包络, 由于所使用的探测器分辨有限, 我们推测, 由于相互作用过程能量大, 存在使

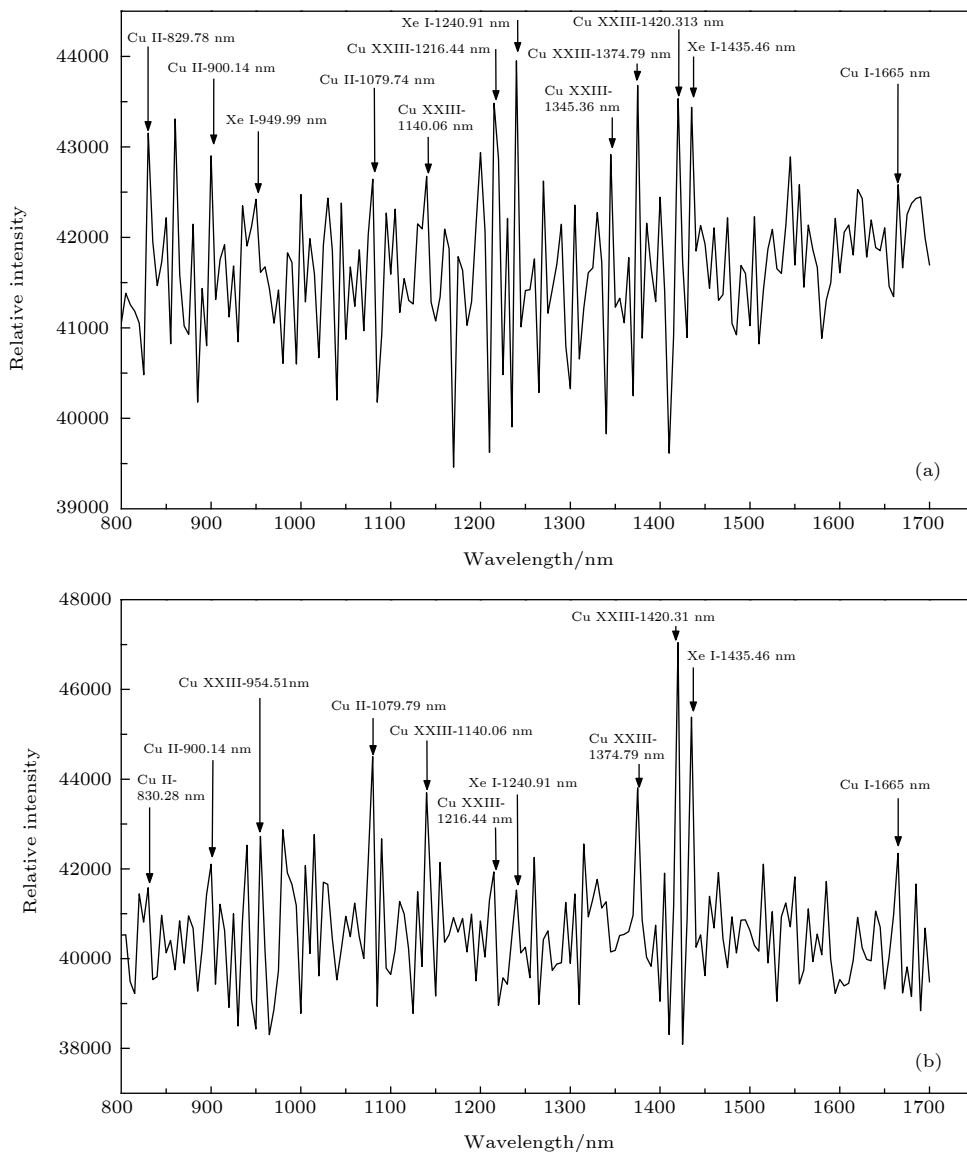


图 3 动能一定 (1360 keV) 的  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  离子入射 Cu 靶表面激发的近红外光谱线 (a)  $^{129}\text{Xe}^{21+}$ ; (b)  $^{129}\text{Xe}^{27+}$

Fig. 3. Measured near-infrared spectral lines induced by  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  ions with 1360 keV kinetic energy impacting on Cu surface: (a)  $^{129}\text{Xe}^{21+}$ ; (b)  $^{129}\text{Xe}^{27+}$ .

表 1  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  入射 Cu 靶激发的红外光谱线  
Table 1. Measured near-infrared spectral lines induced by  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  ions on Cu surface.

| Ion      | Observed wavelength/nm | Reference wavelength/nm | Upper level                |                  |       | Lower level                |                  |       | Transition type |
|----------|------------------------|-------------------------|----------------------------|------------------|-------|----------------------------|------------------|-------|-----------------|
|          |                        |                         | Configuration              | Term             | $J$   | Configuration              | Term             | $J$   |                 |
| Xe I     | $949.99 \pm 0.05$      | 949.71 <sup>[35]</sup>  | $5p^5(2P_{3/2}^{\circ})4f$ | $2[3/2]$         | 2     | $5p^5(2P_{3/2}^{\circ})5d$ | $2[3/2]^{\circ}$ | 2     | $E_1$           |
| Xe I     | $1240.91 \pm 0.01$     | 1240.91 <sup>[35]</sup> | $5p^5(2P_{1/2}^{\circ})6p$ | $2[3/2]$         | 1     | $5p^5(2P_{3/2}^{\circ})5d$ | $2[3/2]^{\circ}$ | 2     | $E_1$           |
| Xe I     | $1435.46 \pm 0.01$     | 1435.46 <sup>[35]</sup> | $5p^5(2P_{3/2}^{\circ})8p$ | $2[1/2]$         | 1     | $5p^5(2P_{3/2}^{\circ})7s$ | $2[3/2]^{\circ}$ | 2     | $E_1$           |
| Cu I     | $1665.00 \pm 0.02$     | 1664.99 <sup>[35]</sup> | $3d^{10}5d$                | $2D$             | $3/2$ | $3d^{10}5p$                | $2P^{\circ}$     | $1/2$ | $E_1$           |
| Cu II    | $829.78 \pm 0.03$      | 829.85 <sup>[35]</sup>  | $3d^9(2D_{5/2})7d$         | $2[2/5]$         | 2     | $3d^8(3F)4s4p(1P^{\circ})$ | $3F^{\circ}$     | 2     | $E_1$           |
| Cu II    | $900.14 \pm 0.02$      | 900.14 <sup>[35]</sup>  | $3d^9(2D_{3/2})8s$         | $2[3/2]$         | 2     | $3d^9(2D_{3/2})6p$         | $2[3/2]^{\circ}$ | 1     | $E_1$           |
| Cu II    | $1079.74 \pm 0.05$     | 1079.79 <sup>[35]</sup> | $3d^9(2D_{5/2})5f$         | $2[7/2]^{\circ}$ | 4     | $3d^9(2D_{5/2})5d$         | $2[9/2]$         | 4     | $E_1$           |
| Cu XXIII | $1140.06 \pm 0.01$     | 1140.0 <sup>[36]</sup>  | $2s^22p^2(3P)4p$           | $2P^{\circ}$     | $3/2$ | $2s^22p^2(3P)4p$           | $4S^{\circ}$     | $3/2$ | $M_1, E_2$      |
| Cu XXIII | $1216.44 \pm 0.04$     | 1216.5 <sup>[36]</sup>  | $2p^4(3P)3d$               | $4D$             | $5/2$ | $2p^4(1D)3p$               | $2F^{\circ}$     | $5/2$ | $E_1$           |
| Cu XXIII | $1345.36 \pm 0.06$     | 1345.5 <sup>[36]</sup>  | $2s^22p^2(3P)4f$           | $2F^{\circ}$     | $5/2$ | $2s^22p^2(1D)4p$           | $2F^{\circ}$     | $5/2$ | $M_1, E_2$      |
| Cu XXIII | $1374.79 \pm 0.07$     | 1374.0 <sup>[36]</sup>  | $2s2p^3(1P)3d$             | $2D^{\circ}$     | $5/2$ | $2p^4(3P)3s$               | $4P$             | $5/2$ | $E_1$           |
| Cu XXIII | $1420.31 \pm 0.06$     | 1420.1 <sup>[36]</sup>  | $2s^22p^2(3P)4f$           | $4D^{\circ}$     | $1/2$ | $2s^22p^2(1D)4p$           | $2D^{\circ}$     | $1/2$ | $M_1, E_2$      |

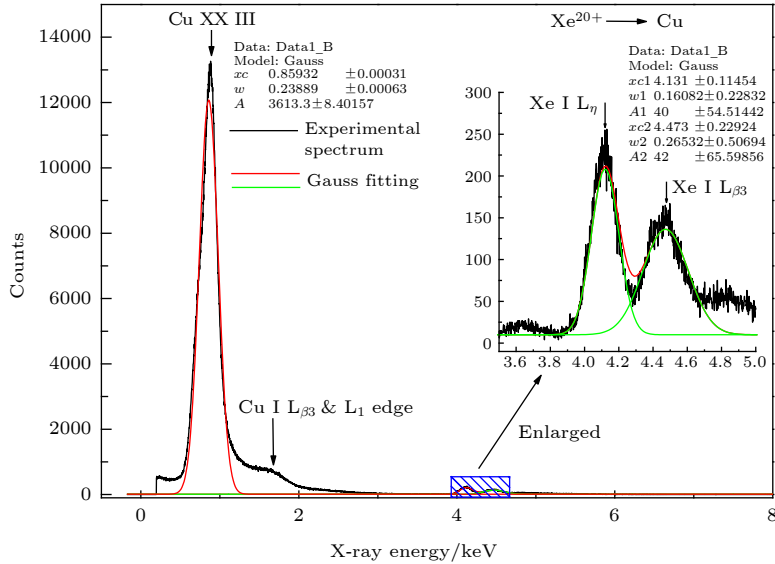


图 4 动能为 4 MeV 的  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  离子入射 Cu 靶表面辐射的 X 射线谱

Fig. 4. X-ray spectra induced by  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  ions with 4 MeV kinetic energy impacting on Cu surface.

Cu 原子 L 壳层产生两个 2s 空穴的可能性, 因此有 Cu I 的  $M_3L_1$  ( $3P_{3/2} \rightarrow 2S_{1/2}$ ,  $L_{\beta 3}$  线) 的跃迁 (文献值 1.023 keV) 和 Cu I 的  $L_1$  edge 跃迁辐射 (理论值 1.103 keV)<sup>[37]</sup>.

入射离子  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  碰撞产生 L 壳层空穴退激时形成的 Xe I 的峰值中心在 4.131 keV, 半高全宽为 0.161 keV, 是 Xe I 的  $M_1L_2$  ( $3S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ ,  $L_{\eta}$  线) 的跃迁, 峰面积 40, 理论值为 3.958 keV. 峰值中心在 4.473 keV、半高全宽为 0.265 keV, 是 Xe I 的  $M_4L_2$  ( $3D_{3/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ ,  $L_{\beta 3}$  线) 的跃迁, 峰面积 42, 理论值为 4.418 keV. 就我们所知, 这是首次获得

的实验数据, 理论数据见参考文献 [33, 37].

### 3.3 讨论

当动能为 1360 keV 的  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  离子炮弹入射固体表面, 速度约为  $1.42 \times 10^6$  m/s, 小于玻尔速度 ( $V_{\text{Bohr}} = 2.19 \times 10^6$  m/s),  $W_{\text{Cu}} = 4.65$  eV (铜的功函数), 到达临界距离<sup>[13]</sup>

$$R_c = \frac{\sqrt{8q}}{2W} \approx 38 \text{ a.u.} \quad (1)$$

(其中 a.u. 为原子单位) 开始俘获靶表面电子中性化, 俘获电子进入炮弹离子轨道主量子为

$$n_c = \frac{q}{\sqrt{2W}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{q-0.5}{\sqrt{8q}}}} \approx 22 \quad (q = 21). \quad (2)$$

利用 (1) 式和 (2) 式得到, 当入射离子电荷态  $q = 21$  时,  $R_c \approx 38$  a.u.,  $n_c \approx 22$ ;  $q = 23$ ,  $R_c \approx 40$  a.u.,  $n_c \approx 24$ ;  $q = 25$ ,  $R_c \approx 41$  a.u.,  $n_c \approx 26$ ;  $q = 27$ ,  $R_c \approx 43$  a.u.,  $n_c \approx 28$ . 入射离子在靶表面开始俘获电子释放势能经历的时间 (如电荷态  $q = 21$ )

$$t = \frac{R_c}{v} = \frac{38 \times 0.53 \times 10^{-10} \text{ m}}{1.43 \times 10^6 \text{ m/s}} = 1.41 \times 10^{-15} \text{ s}.$$

炮弹  $^{120}\text{Xe}^{21+}$  (电子组态  $[\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^3$ ) 在飞秒时间尺度, 俘获靶带电子中性化, 将携带的能量 (动能 1360 keV, 势能 5.83 keV) 转移给靶原子. Cu I 的电子组态  $[\text{Ar}] 3d^{10}4s$ , 除了 4s 电子被激发外, d 电子也容易被激发形成许多如  $3d^94s5s$ ,  $3d^94s5p$ ,  $3d^94s4d$  等原子态, 它们的激发能均超过电离能 [38], Cu 原子电离成  $\text{Cu}^{22+}$  离子需要势能 12.819 keV. 所以在以数百 nA 量级的流强 (约  $10^{10}/\text{s}$  离子) 和靶原子相互作用时, 发射大量电子, 使靶原子很容易离化和激发, 出现高电荷态  $\text{Cu}^{22+}$  (即 Cu XXIII) 离子, 其电子组态  $1s^22s^22p^3$ , 基态为  $^4S_{3/2}^0$ , 在此相互作用过程中被激发到  $2s^22p^2(^3P)4p$ ,  $2p^4(^3P)3d$ ,  $2s2p^3(^1P)3d$  以及  $2s^22p^2(^3P)4f$ , 分别向低能态跃迁, 发射近红外光谱线, 在这些跃迁中, 有电偶极辐射跃迁和电偶极禁戒跃迁 (磁偶极跃迁和电四极跃迁), 用激光等一般的激发方式很难实现, 这是首次从实验上获得了近红外的谱线, 和理论预言 [32,33,36] 符合较好. 同时测到了 Cu II 的高角动量如 5d, 5f 态的电偶极跃迁辐射的红外光谱线 1079.54 nm, 理论计算值为 1079.79 nm, 跃迁速率为  $7 \times 10^6/\text{s}$  [32,36]; 以及炮弹离子  $\text{Xe}^{21+}$  中性化后形成激发态的 Xe 原子退激辐射的红外光谱线.  $\text{Cu}^{22+}$  的 1140.06 nm 谱线是  $2s^22p^2(^3P)4p(^2P_{3/2}^0) \rightarrow 2s^22p^2(^3P)4p(^4S_{3/2}^0)$ , 磁偶极跃迁: 跃迁速率为 2.813/s, 振子强度为  $5.481 \times 10^{-8}$ ; 电四极跃迁: 跃迁速率为 5.065/s, 振子强度为  $9.869 \times 10^{-13}$ . 1345.36 nm 谱线是  $2s^22p^2(^3P)4f \rightarrow 2s^22p^2(^1D)4p$ , 磁偶极跃迁: 跃迁速率为 1.285/s, 振子强度为  $3.487 \times 10^{-9}$ ; 电四极跃迁: 跃迁速率为 1.149 /s, 振子强度为  $3.117 \times 10^{-14}$ . 1420.31 nm 谱线是  $2s^22p^2(^3P)4f \rightarrow 2s^22p^2(^1D)4p$ , 磁偶极跃迁: 跃迁速率为 1.412/s, 振子强度为  $2.135 \times 10^{-9}$ ; 电四极跃迁: 跃

迁速率为 7.739/s, 振子强度为  $1.170 \times 10^{-15}$ . 以上所述的跃迁速率和振子强度值取自文献 [32, 36]. 在组态相互作用表象中, 磁偶极辐射的约化跃迁矩阵是对角的, 电四辐射的约化跃迁矩阵算符是偶宇称算符, 按照角动量和宇称的选择定则 [39], 如果

$$|L_a - L_b| = 0, 1, \pi_a\pi_b = + \quad (3)$$

成立, 则为  $M_1$  或  $E_2$  跃迁. 其中  $(L_a, \pi_a)$  是初态的角动量和宇称,  $(L_b, \pi_b)$  是末态的角动量和宇称. 因此, 磁偶极和电四极辐射跃迁初态和末态宇称不变. 磁偶极跃迁概率随离子的有效电荷数  $Z_e$  的增加而有较快增大. 与同一波段的电偶极辐射跃迁概率相比较, 磁偶极辐射概率比其小 5 个量级, 电四极辐射跃迁概率比其小 8 个量级, 对于高电荷态离子, 磁偶极辐射概率幅  $A \propto Z_e^{12}$ , 电四极辐射概率幅  $A \propto Z_e$ , 综上, 根据测量的谱线相对强度, 可以判定 3 个跃迁为磁偶极跃迁辐射的谱线. 红外谱线的单粒子产额  $Y_{\text{IF}}$  近似用

$$Y_{\text{IF}} \approx \frac{R}{N}, \quad N = \frac{I}{q \cdot e} \cdot \Delta t \quad (4)$$

表示, 其中  $R$  表示谱线的相对强度,  $N$  是入射离子总数,  $I$  为流强,  $\Delta t$  为积分时间,  $q$  为入射离子的电荷态,  $e$  为元电荷. 利用 (4) 式进行计算, 3 条红外谱线的单粒子产额显示于图 5. 从图 5 可以看出, 随着入射离子  $^{120}\text{Xe}^{q+}$  的电荷态增加, 其势能即为电离  $q$  个电子的电离能的总和, 因此随着离子的电荷态增加, 势能将会更快地增加 (电荷态  $q = 21, 23, 25, 27$  时, 总势能分别为  $E_p = 5.83, 7.27, 8.95, 12.01$  keV), 释放给靶原子的势能增加, 同时激发的靶原子和离子数目增加, 辐射的谱线强度随之增强. 同样, 一定流强的炮弹离子, 随着携带的势能增加, 释放势能中性化后处于激发态的 Xe 原子数增加, 因此, 离化和激发的靶原子以及炮弹中性化的原子辐射光谱线的相对强度也在增加, 增加的趋势同炮弹的势能增加趋势相同 [5].

为了消除红外光谱测量时背景辐射对实验的影响, 在实验中采用暗室技术, 对实验数据处理时用谱仪自带的程序作了简单扣除, 高电荷态离子与金属靶作用过程中瞬间电场 (强 Coulomb 场) 使靶原子 p 电子态与 d 电子态杂化, 发生取向的变化, 使低角动量的电子能级下移, 而较高角动量的电子能级上移, 这样就引起原子能级展宽 [40], 引起谱线测量误差, 我们的结果误差小于 0.07 nm. 另一方面, 在实验误差范围内, 测量的靶原子  $\text{Cu}^{22+}$

的谱线中,与文献理论计算值最大相差 0.79 nm,就我们所知,目前没有实验值比较.

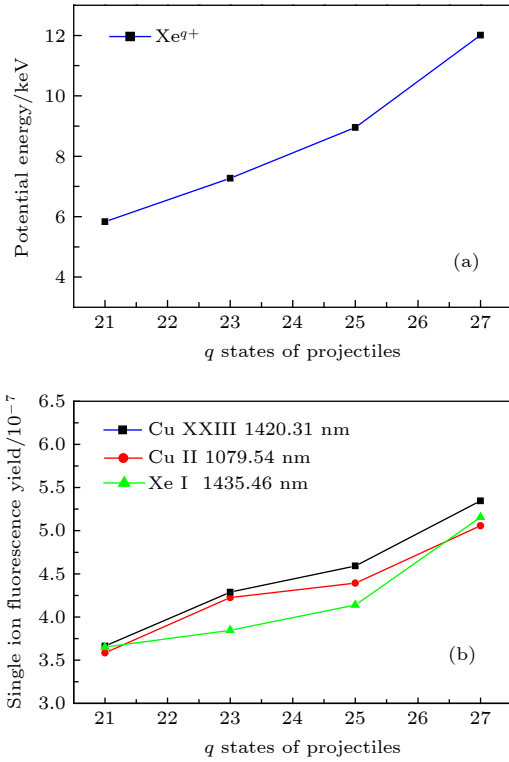


图 5 (a)  $^{129}\text{Xe}^{9+}$  离子携带势能随电荷态  $q$  增加的趋势; (b) 近红外光谱线的单粒子产额随电荷态  $q$  增加的趋势

Fig. 5. (a) Potential energy of the  $^{129}\text{Xe}^{9+}$  ion vs. the charge  $q$ ; (b) single ion fluorescence yield of the near-infrared spectral lines as a function of the projectile charge  $q$  where the near-infrared spectral lines are induced by 1360 keV  $^{129}\text{Xe}^{9+}$  ( $q = 21-27$ ) ion impacting on a Cu surface.

动能为 4 MeV (势能为 5.19 keV、电子组态为  $[\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^4$ 、基态  $^3P_2$ ) 的  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  离子速度为  $2.43 \times 10^6$  m/s, 根据 (1) 式可以计算出炮弹离子在靶的上表面 (从俘获第一个电子开始) 经历的时间  $t = 8.09 \times 10^{-16}$  s. 根据经典过垒模型 [13], 俘获了表面电子 (电子进入激发态的主量数  $n_c \approx 21$ ) 的炮弹离子, 没有足够的时间产生 L 壳层空穴就进入靶下表面, 在进入表面过程中, 炮弹离子将把已经俘获的高壳层电子重新“剥离”以及与靶原子碰撞, 使得炮弹离子和靶原子 L 壳层电子激发或电离形成空穴, 形成所谓多激发态的“第二代空心原子” [41], 退激辐射特征 L X 射线.

对于 X 射线单离子产额可以表示为

$$Y = \frac{N_x}{N_p \eta (\Omega/4\pi)} = \frac{A/0.00175}{\frac{Q}{qe} \eta (\Omega/4\pi)}, \quad (5)$$

其中  $Y$  是 X 射线的单粒子产额,  $N_x$  是探测器立体角内 X 射线计数,  $N_p$  是入射离子计数,  $\Omega$  为探测器的立体角 (本次实验为 0.0011 sr),  $\eta$  是探测器对应 X 射线能量的探测效率 (当 X 射线能量为 0.858 keV 时,  $\eta = 0.31$ ; X 射线能量为 4.112 keV 时,  $\eta = 0.97$ ; X 射线能量为 4.473 keV 时,  $\eta = 0.98$ ). 探测器定标后的道宽为 0.00175 keV,  $A$  为峰面积,  $Q$  为电量值,  $q$  为入射离子的电荷态,  $e$  为元电荷. 利用 (5) 式计算得到本次实验测得的 Cu XXIII 磁偶极退激辐射跃迁单粒子产额为  $Y = 1.26 \times 10^{-5}$ , Xe I 的 X 射线产额  $Y_{L_{\eta}}$  和  $Y_{L_{\beta 3}}$  分别为  $4.46 \times 10^{-8}$  和  $4.63 \times 10^{-8}$ . 实验测量误差主要产生于束流离子数统计 (5%)、原始谱线高斯拟合 (9%) 和探测立体角探测距离测量误差 (3%), 经过误差传递处理以后, X 射线产额误差小于 10%, 另外, 以前的研究表明 [42-44], 在高电荷态离子与金属固体靶作用过程中, 由于多重离化会造成谱线蓝移而引起误差.

## 4 结 论

低速高电荷态离子入射金属靶表面过程中, 在接近靶面附近开始俘获靶导带电子释放势能, 使靶原子离化和激发, 辐射可见到近红外光谱线和 X 射线以及发射电子, 在此相互作用过程中, 靶原子出现高离化态  $\text{Cu}^{22+}$ , 发生复杂组态之间的跃迁, 辐射红外光谱线, 谱线的相对强度 (单粒子产额) 随入射离子的电荷态增加而增加, 据我们所知, 这是首次得到高电荷态离子  $\text{Cu}^{22+}$  的红外光谱线的实验数据, 特别是  $\text{Cu}^{22+}$  的磁偶极退激辐射跃迁的软 X 射线、 $L_1$  edge 跃迁辐射的 X 射线. 高电荷态  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  中性化后进入表面下几个原子层, 经历重新剥离和二次中性化形成多激发态的具有 L 壳层空穴的第二代空心 Xe 原子, 退激辐射  $L_{\eta}$  和  $L_{\beta 3}$  X 射线, 这些实验数据与理论计算结果符合得较好. 本工作从近红外光谱线到 X 射线的测量和分析, 说明经典过垒模型在近 Bohr 速度范围是成立的. 首次从实验上获得了之前理论上预言的红外光谱线和 X 射线, 说明这种强 Coulomb 场 (约  $10^{16}$  V/cm) 瞬时 (飞秒量级) 作用下, 可以有效地激发原子复杂跃迁. 然而, 炮弹离子与靶构成复杂的多电子系统, 在表面和表面下的相互作用的微观机理尚有争议, 比如 Auger 过程和 ICD 过程的速

率问题等, 要探索其规律从理论到实验上还需要做更大的努力.

## 参考文献

- [1] Lemell C, Stöck J, Burgdörfer J, Betz G, Winter H P, Aumayr F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1965
- [2] Woolsey N C, Hammel B A, Keane C J, Back C A, Moreno J C, Nash J K, Calisti A, Mosse C, R. Stamm, Talin B, Asfaw A, Klein L S, Lee R W 1998 *Phys. Rev. E* **57** 4650
- [3] Kim K Y, Taylor A J, Glowina J H, Rodriguez G 2008 *Nat. Photonics* **2** 605
- [4] Krasheninnikov A V, Nordlund K 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 071301
- [5] Lake R E, Pomeroy J M, Grube H, Sosolik C E 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 063202
- [6] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Sci. China G* **39** 43 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 *中国科学 G* **39** 43]
- [7] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Sci. China G* **39** 241 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 *中国科学 G* **39** 241]
- [8] Gruber E, Wilhelm R A, Pétuya R, Smejkal V, Kozubek R, Hierzenberger A, Bayer B C, Aldazabal I, Kazansky A K, Libisch F, Krasheninnikov A V, Schleberger M, Facsko S, Borisov A G, Arnau A, Aumayr F 2016 *Nat. Commun.* **7** 13948
- [9] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nat. Mater.* **1** 26
- [10] Hagstrum H D 1954 *Phys. Rev.* **96** 336
- [11] Datz S 1983 *Phys. Scr.* **T 3** 79
- [12] Briand J P, de Billy L, Charles P, Essabaa S, Briand P, Desclaux J P, Geller R, Bliman S, Ristori C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1259
- [13] Burgdörfer J, Lerner P, Meyer F W 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5674
- [14] Köhrbrück R, Sommer K, Biersack J P, Neuhaus B J, Schippers S, Roncin P, Lecler D, Fremont F, Stolterfoht N 1992 *Phys. Rev. A* **45** 4653
- [15] Beiersdorfer P, Olson R E, Brown G V, Chen H, Harris C L, Neill P A, Schweikhard L, Utter S B, Widmann K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5090
- [16] Morishita Y, Hutton R, Torii H A, Komaki K, Brage T, Ando K, Ishii K, Kanai Y, Masuda H, Sekiguchi M, Rosmej F B, Yamazaki Y 2004 *Phys. Rev. A* **70** 012902
- [17] Zhao Y T, Zhang X A, Li F L, Xiao G Q, Zhan WL, 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]
- [18] Sporn M, Libiseller G, Neidhart T, Schmid M, Aumayr F, Winter H P, Varga P, 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 945
- [19] 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]
- [20] Wilhelm R A, Gruber E, Schwestka J, Kozubek Roland, Madeira T I, Marques J P, Kobus J, Krasheninnikov AV, Schleberger M, Aumayr F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 103401
- [21] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Döppner T, Hinkel D E, Berzak Hopkins L F, Kline J L, Le Pape S, Ma 1T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 *Nature* **506** 343
- [22] Hollmann E M, Parks P B, Shiraki D, Alexander N, Eidietis N W, Lasnier C J, Moyer R A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 065001
- [23] Dasgupta A, Clark R W, Ouart N D, Giuliani J L 2014 *Phys. Scr.* **89** 14008
- [24] Träbert E, Grieser M, Hoffmann J, Krantz C, Repnow R, Wolf A 2012 *Phys. Rev. A* **85** 042508
- [25] Dasgupta A, Clark R W, Ouart N D, Giuliani J L, Thornhill W, Davis J, Jones B, Ampleford D J, Hansen S B, Coverdale CA 2012 *High Energy Density Phys.* **8** 284
- [26] Kawaguchi K, Sanechika N, Nishimura Y, Fujimori R, Oka T N, Hirahara Y, Jaman A I, Civiš S 2008 *Chem. Phys. Lett.* **463** 38
- [27] Hinnov E, Suckewer S, Cohen S, Sato K 1982 *Phys. Rev. A* **25** 2293
- [28] Li J M, Zhao Z X 1981 *Acta Phys. Sin.* **30** 105 (in Chinese) [李家明, 赵中新 1981 *物理学报* **30** 105]
- [29] Han X Y, Gao X, Zeng D L, Jin R, Yan J, Li J M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 042514
- [30] Wu Z W, Dong C Z, Jiang J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022712
- [31] Teng H G, Wang Y C 1988 *J. Northwest Nor. Univ.* **4** 45 (in Chinese) [腾华国, 王永昌 1988 *西北师范大学学报* **4** 45]
- [32] Wang K, Guo X L, Liu H T, Li D F, Long F Y, Han X Y, Duan B, Li J G, Huang M, Wang Y S 2015 *Astrophys. J. Suppl.* **218** 16
- [33] Wang W J 1993 *Nucl. Instrum. Methods B* **73** 159
- [34] Bastiaansen J, Philipsen V, Vervaecke F, Vandeweert E, Lievens P, Silverans R E 2003 *Phys. Rev. B* **68** 073409
- [35] Kramida A, Ralchenko Yu, Reader J, NIST ASD Team <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> [2019-02-19]
- [36] Atomic and Molecular Database <http://www.camdb.ac.cn/nsdc/> [2019-03-19]
- [37] Deslattes R D, Kessler Jr E G, Indelicato P, de Billy L, Lindroth E, Anton J 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 35
- [38] Xu K Z 2000 *Advanced Atomic Molecular Physics* (Beijing: Science Press) pp117–119 (in Chinese) [徐克尊 2000 *高等原子分子物理* (北京: 科学出版社) 第117—119页]
- [39] Zeng J Y 2000 *Quantum Mechanics* (Vol. II 3th Ed) (Beijing: Science Press) pp660–661 (in Chinese) [曾谨言 2000 *量子力学* (卷II) 第三版 (北京: 科学出版社) 第660—661页]
- [40] Nordlander P, Tully J C 1990 *Phys. Rev. B* **42** 5564
- [41] Briand J P, Giardino G, Borsoni G, Froment M, Eddrief M, Sébenne C, Bardin S, Schneider D, Jin J, Khemliche H, Xie Z, Prior M 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4136
- [42] Clark M W, Schneider D, Dewitt D, McDonald J W, Bruch R, Safronova U I, Tolstikhina I Y, Schuch R 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3983
- [43] Zhou X M, Zhao Y T, Xiao G Q, Cheng R, Wang Y Y, Wang X, Sun Y B 2013 *Nucl. Instrum. Methods B* **299** 61
- [44] Ren J R, Zhao Y T, Zhou X M, Wang X, Lei Y, Xu G, Cheng R, Wang Y Y, Liu S D, Sun Y B, Xiao G Q 2015 *Phys. Rev. A* **92** 062710

# $^{129}\text{Xe}^{q+}$ induced near-infrared light and X-ray emission at Cu surface\*

Zhang Xiao-An<sup>1)2)†</sup> Mei Ce-Xiang<sup>1)</sup> Zhang Ying<sup>1)</sup> Liang Chang-Hui<sup>1)</sup>  
 Zhou Xian-Ming<sup>1)</sup> Zeng Li-Xia<sup>1)</sup> Li Yao-Zong<sup>1)</sup> Liu Yu<sup>1)</sup>  
 Xiang Qian-Lan<sup>1)</sup> Meng Hui<sup>1)</sup> Wang Yi-Jun<sup>1)</sup>

1) (*Ion Beam and Optical Physical Joint Laboratory of Xianyang Normal University and Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Xianyang 712000, China*)

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

( Received 6 April 2020; revised manuscript received 2 July 2020 )

## Abstract

During the interaction of highly charged ions with solid target in the energy region near the Bohr velocity, the potential energy of the projectiles will be deposited on a nanometer-scale target surface within the time on the order of femtoseconds. That will lead the target atoms to be ionized into ions and the ions to be excited, resulting in the multiple ionization states and the complex configuration of energy levels. The de-excitation radiations of these levels cover the radiations from near-infrared spectral line to X-ray. Investigation of these spectral lines is significant for investigating the mechanism of such an interaction, diagnosing plasma and studying astrophysics. The experimental results show that the near-infrared spectral lines and X-ray spectra are produced by the  $^{129}\text{Xe}^{q+}$  ( $q = 21, 23, 25, 27$ ) with kinetic energy of 1360 keV and  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  with kinetic energy of 4 MeV impacting on the Cu surface, separately. The experiment is carried out in the National Laboratory of Heavy Ion Research Facility in Lanzhou, HIRFL. The beam intensity is on the order of nA. The highly charged ions capture the electrons of the Cu target and thus being neutralized in a femtosecond time. The energy of the highly charged ions is deposited on the target surface, and the target atoms are excited or ionized, resulting in the transition between complex configurations, such as the dipole forbidden transition (magnetic dipole and quadrupole transition) and magnetic dipole transition of the  $\text{Cu}^{22+}$ . The infrared spectral lines of the atoms and ions from deexcitation radiation are measured. With the 4 MeV  $^{129}\text{Xe}^{20+}$  ions impacting on solid Cu surface, the X-rays are measured, such as, the magnetic dipole deexcitation radiation transition of  $\text{Cu}^{22+}$ , the X-rays of the  $L_1$  edge transition and  $L_{\beta 3}$  of the Cu I,  $L_{\eta}$  and  $L_{\beta 3}$  X-rays of the Xe ions. The results show that during the neutralization of highly charged Xe ions with lower energy above the Cu surface, the infrared lines are mainly from the deexcitation of the incident ions and the ionized or excited target atoms. The increasing trend of the single ion fluorescence yield of the infrared spectral line is the same as that of the potential energy of the projectile. The characteristic L X-rays of the Xe atom are emitted by the second generation of hollow atoms formed below the surface.

**Keywords:** highly charged ion, forbidden transition, near-infrared spectral lines

**PACS:** 33.20.Rm, 79.20.Rf, 79.60.Bm

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200500

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11605147, 11075135) and the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province, China (Grant No. 2020JM-624).

† Corresponding author. E-mail: [zhangxiaoan2000@126.com](mailto:zhangxiaoan2000@126.com)