



$^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射Ta靶表面发射的紫外光谱线和X射线谱

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

UV Spectral Lines and X-ray Spectra Induced by $^{129}\text{Xe}^{20+}$ Impacting on the Ta Surface

WANG Yijun, ZHANG Ying, ZHANG Xiaohan, ZHOU Xianming, MEI Cexiang, LIANG Changhui, ZENG Lixia, LI Yaozong, LIU Yu, XIANG Qianlan, MENG Hui, ZHANG Yanning

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.40.2023037>

引用格式:

王益军, 张颖, 张小安, 周贤明, 梅策香, 梁昌慧, 曾利霞, 李耀宗, 柳钰, 向前兰, 孟惠, 张艳宁. $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射Ta靶表面发射的紫外光谱线和X射线谱[J]. 原子核物理评论, 2023, 40(4):636–642. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023037

WANG Yijun, ZHANG Ying, ZHANG Xiaohan, ZHOU Xianming, MEI Cexiang, LIANG Changhui, ZENG Lixia, LI Yaozong, LIU Yu, XIANG Qianlan, MENG Hui, ZHANG Yanning. UV Spectral Lines and X-ray Spectra Induced by $^{129}\text{Xe}^{20+}$ Impacting on the Ta Surface[J]. Nuclear Physics Review, 2023, 40(4):636–642. doi: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023037

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于HIRFL-CSR的高速高电荷态重离子与原子碰撞X射线谱学实验设计与研究

Design Study for X-ray Spectroscopy Experiments of Fast Highly Charged Heavy Ions Collisions with Atoms at HIRFL-CSR
原子核物理评论. 2021, 38(4): 458–469 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2021026>

Am原子及其离子 $\text{Am}^{q+}(q=1\sim 6)$ 的K,L,M-X射线跃迁能和跃迁几率的理论研究(英文)

Theoretical Study on K, L, and M X-ray Transition Energies and Rates of Am and Its Ions $\text{Am}^{q+}(q=1\sim 6)$
原子核物理评论. 2019, 36(1): 111–117 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.01.111>

基于微通道板的二维位置灵敏像探测器X射线成像研究

Study on X-ray Radiography of the Image Detector Based on MCP
原子核物理评论. 2019, 36(2): 218–223 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.218>

THGEM探测器X光斑寻迹和位置分辨实验研究

Research on the X-ray Spot Tracing and the Position Resolution of THGEM Detector
原子核物理评论. 2018, 35(1): 61–65 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.01.061>

X射线辐射与模拟微重力对K562细胞红系分化的联合效应及机制研究

Researches on the Synergistic Effect of X-ray Radiation and Simulated Microgravity on Erythroid Differentiation of K562 Cells and Its Mechanism
原子核物理评论. 2021, 38(4): 444–451 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2021031>

重离子冷却储存环CSRm双电子复合实验研究类锂 $^{36,40}\text{Ar}^{15+}$ 离子同位素移动

Investigation of Isotope Shift Effect of Li-like $^{36,40}\text{Ar}^{15+}$ by Dielectronic Recombination Spectroscopy at the CSRm
原子核物理评论. 2018, 35(2): 196–203 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.02.196>

文章编号: 1007-4627(2023)04-0636-07

$^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射Ta靶表面发射的紫外光谱线和X射线谱

王益军¹, 张颖¹, 张小安^{1,2,†}, 周贤明¹, 梅策香¹, 梁昌慧¹, 曾利霞¹, 李耀宗¹,
柳钰¹, 向前兰¹, 孟惠¹, 张艳宁¹

(1. 咸阳师范学院离子束与光物理陕西省高等学校重点实验室, 陕西 咸阳 712000;

2. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘要: 利用动能100~500 keV和1.2~6.0 MeV的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 离子分别入射Ta靶表面, 测量不同速度的入射离子与Ta表面相互作用过程中, 激发原子或离子的复杂电子组态间跃迁辐射的光谱线。入射离子动能在100~500 keV范围, 测量到Xe原子的多个高里德伯态(其价电子的主量子数分别为 $n=15, 13, 11, 8$)分别向低激发态 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})6s$ 退激辐射的紫外谱线。分析结果显示, 随着入射离子动能的增加, 高里德伯态Xe原子谱线的单粒子产额减小。在此碰撞过程中, 激发的靶离子光谱线的单粒子产额随入射离子动能的增加而增加。在离子动能增加到1.2~6.0 MeV时, 激发的Ta原子 $M_{\alpha 1}, M_{\alpha 2}$ 特征X射线的单粒子产额随入射离子的动能增加而增加。当入射离子动能为6 MeV时, 测量到 Xe^{20+} 与靶原子Ta碰撞过程中Xe原子的L-X射线谱。

关键词: 高电荷态离子; 空心原子; 紫外光谱线; X射线

中图分类号: O434.11

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.40.2023037

0 引言

随着离子源技术的发展, 以及低能电子束离子源(Electron Beam Ion Source, EBIS)和离子储存环平台的建设, 为探索极端条件下的物理过程和规律成为可能^[1-4]。高电荷离子的电子组态、能级寿命在不同环境下的演化以及退激辐射的谱线位移、线型和线宽都会发生复杂的变化。尽管具有相同电子数的高电荷态离子显示出相似的光谱结构, 但随着核电荷数(Z)沿等电子序列增加, 许多原子性质的尺度发生了显著变化^[5-6]。目前高电荷态离子辐射的光谱线在等离子体诊断、天体物理、量子电动力学效应和下一代高精度光钟等研究中具有重要的参考价值^[7-8]。探索高电荷态离子本身的物理性质及其与靶原子相互作用的规律是近年来科学工作者高度关注的课题, 也是极具挑战的课题^[9-10]。

1954年Hagstrum^[11]开创了重离子束与金属表面相互作用的研究, 首次提出了入射离子俘获表面电子中性化发射俄歇电子, 称之为俄歇中性化(Auger Neutralization)的概念。Schnopper等^[12]用高电荷态 Cl^{q+} 和 Br^{q+}

离子分别入射不同的金属表面, 通过测量入射离子发射的X射线谱, 第一次观测到入射离子俘获靶电子辐射光子的实验证据, 即所谓的辐射电子俘获(radiative electron capture, REC)。Briand等^[13]利用 Ar^{17+} 入射Ag靶表面, 观测到了中性化后的Ar原子清晰的 KL^n 系列特征X射线谱并首次提出空心原子的概念。基于以上的实验工作, Burgdörfer^[14]提出了高电荷态离子与金属固体表面相互作用的经典过垒模型(The classical over-the-barrier model, COB), Hu等^[15]用高电荷态Ar离子入射Al(111)面, 研究了离子能损、电子发射和X射线, 结果表明COB模型在低能区是正确的。Song等^[16]用高电荷态 Xe^{q+} ($q=25\sim 30$)入射Al表面、测量到Xe离子中性化后形成的高里德伯态原子退激辐射的特征X射线, 结果进一步证明了COB模型是成立的。

COB模型的建立是通过求解俄歇电子发射的速率方程得到的, 支持它的工作大多都是相互作用过程的俄歇电子发射谱和X射线谱(即内壳层跃迁), 很少有高里德伯态原子退激辐射的紫外光到红外光发射的报道。Morgan等^[17]研究表明, 高电荷态离子退激辐射的偶极

收稿日期: 2023-04-12; 修改日期: 2023-05-22

基金项目: 国家自然科学基金项目(12175174, 12205247); 陕西省自然科学基金项目(2020JM-624, 2023-JC-YB-032, 2023-JC-QN-00080); 陕西省数理基础科学研究项目(22JSQ040); 陕西省教育厅科研计划项目(22JK0604); 咸阳师范学院教改项目(2021Y012, XSYK19028)

作者简介: 王益军(1973-), 女, 陕西西安人, 教授, 博士, 从事离子束与物质作用研究; E-mail: wangyj@xync.edu.cn

†通信作者: 张小安, E-mail: zhangxa@xync.edu.cn

跃迁和偶极禁戒跃迁发射的紫外和可见光谱线, 将成为高辐射水平环境中、用光纤进行远距离实时测量装置的诊断依据。另一方面, 制备先进功能材料的光刻技术和设备是国际电子产业领域的重大关键问题, 而光刻机的光源波长从 365 nm 紫外发展到目前 13.5 nm 的深紫外, 其中多电荷态离子如 O^{q+} 、 Sn^{q+} 和 Xe^{q+} , 在不同环境(激光等离子体)不同电荷态下的紫外光辐射特性和强度成为研究的热点 [18-19]。

我们在中国科学院近代物理研究所离子源和 320 kV 原子物理平台, 分别用 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 动能 (100~500 keV) 和动能 1.2~6.0 MeV 入射金属 Ta 表面, 测量入射离子与靶原子相互作用过程中, 激发的离子以及复杂原子如高激发态里德伯原子退激辐射的紫外光谱线和 X 射线, 为相关理论研究和应用研究提供实验数据。

1 实验装置和方法

紫外光谱测量实验在离子源室的高电荷态离子与固体表面相互作用研究平台上完成(受该平台引出电压限制 ≤ 50 kV), 束流经过分析磁铁、四极透镜和准直后, 束斑小于 5 mm, 进入超高真空靶室, 其真空维持在 10^{-8} Pa 范围。束流与靶表面成 45° 角入射。探测器选单色仪 (ARC, Spectrapro-500i), 光栅为 1 200 g/mm, 有效扫描范围为 185~1 200 nm, 分辨率 (10 μm , 435.8 nm) 0.05 nm, 色散 1.7 nm/mm, 实验前已经用标准汞灯对光谱仪校准。光入射窗口与束流成 90° 角, 与 Ta 表面成 45° 角, 靶材选用纯度为 99.99% 且表面经过净化处理, 面积为 19 mm \times 24 mm、厚度为 50 μm 的 Ta。X 射线测量实验在 320 kV 平台上完成, 探测器为 XR-100SDD 型

Si 漂移探测器, 在峰化时间为 9.6 μs , 增益为 100 的情况下, 探测能量范围是 0.50~14.55 keV, 其能量分辨在 5.9 keV 时为 136 eV, 实验前利用标准放射源 ^{241}Am 和 ^{55}Fe 对探测器进行了能量刻度。探测器与束流成 45° 角, 距离靶点 80 mm, 几何立体角 0.001 1Sr。靶材选用纯度为 99.99% 且表面经过净化处理, 面积为 15 mm \times 15 mm、厚度为 3 mm 的 Ta。靶室真空维持在 10^{-8} Pa 范围。实验用专门的 X 射线电子学系统, FC 为束流线上可插拔式法拉第筒, 穿透式法拉第筒与离子计数记录系统链接。详细的实验装置见文献 [20]。

2 结果与讨论

2.1 实验结果

我们选用的束流为 $^{129}\text{Xe}^{20+}$, 电子共振回旋离子源的引出流强为 15 μA , 经过聚焦和准直后, 入射到 Ta 表面的流强为 nA 量级, 选取的引出电压分别为 5, 10, 15, 20 和 25 kV。X 射线谱测量选择的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 离子动能为 1.2~6.0 MeV, 本实验测到的光谱线的标识和理论值取自文献 [21-22], 图 1~5 给出了实验测量到的部分典型光谱, 表 1 列出了利用文献 [21-22] 可归属的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射到 Ta 表面产生的谱线。紫外谱线的能量不确定度主要来源于多次测量所产生的统计误差, 详细跃迁见表 1。

2.2 讨论

图 1 和图 2 是 Xe^{20+} 分别以动能 100 和 500 keV 离子(速度 $0.18\sim 0.39 v_0$, v_0 为玻尔速度 2.19×10^6 m/s) 入射 Ta 表面, 俘获靶电子完成中性化, 形成高里德伯态 Xe

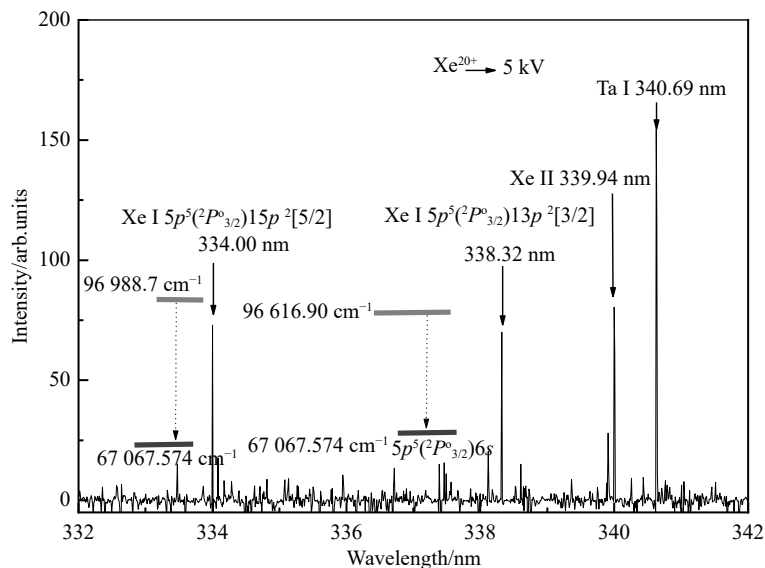


图 1 动能 100 keV(速度 $0.18v_0$) $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射 Ta 表面, 高里德伯态 Xe 原子辐射的紫外光谱线

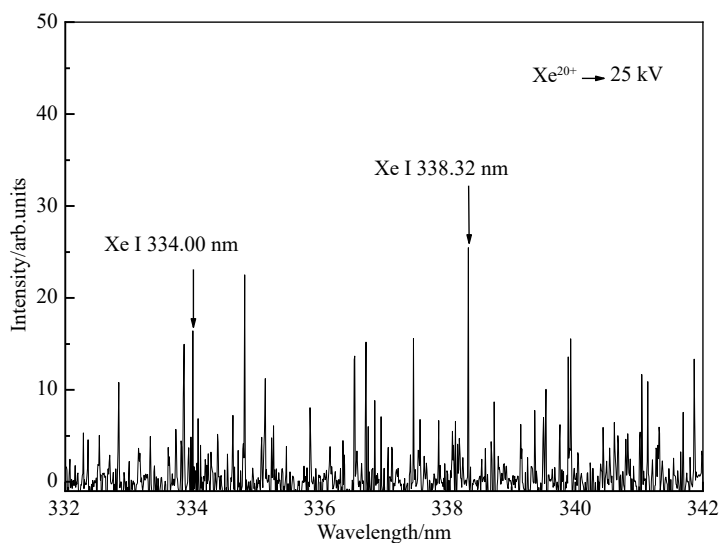


图 2 动能 500 keV(速度 $0.39v_0$) $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射 Ta 表面, 高里德伯态 Xe 原子辐射的紫外光谱线

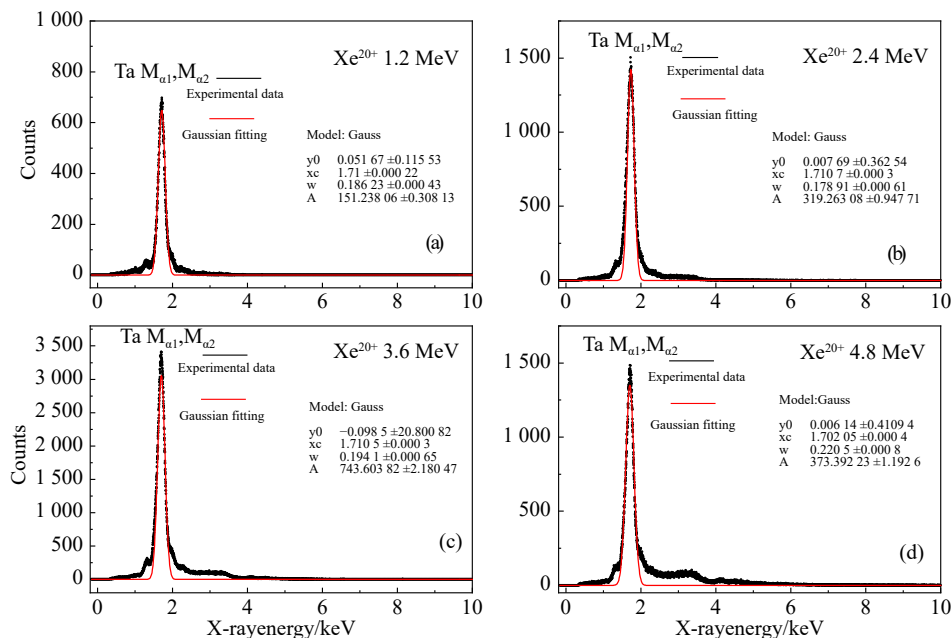


图 3 不同动能的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射 Ta 靶表面激发的 Ta 原子 $M_{\alpha 1}$, $M_{\alpha 2}$ 特征 X 射线谱(在线彩图)

(a) 离子动能 1.2 MeV; (b) 离子动能 2.4 MeV; (c) 离子动能 3.6 MeV; (d) 离子动能 4.8 MeV。

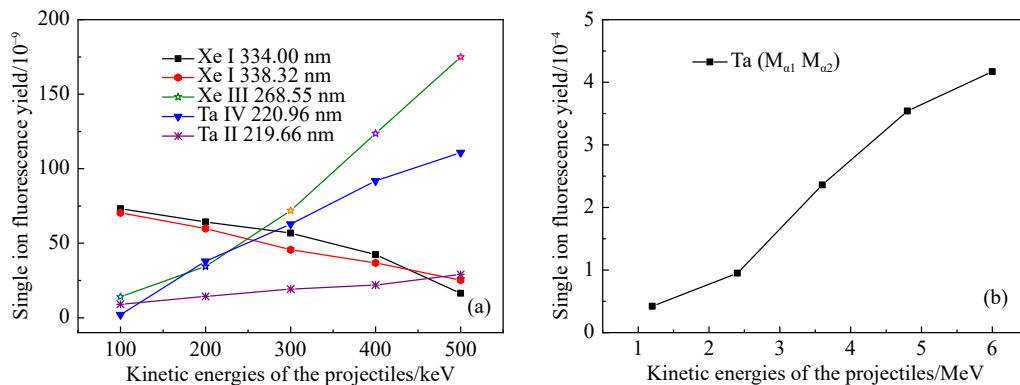


图 4 紫外光谱线的单粒子产额随入射离子动能的变化曲线(a)及靶原子 $M_{\alpha 1}$, $M_{\alpha 2}$ 特征 X 射线的单粒子产额随入射离子动能的变化(b)(在线彩图)

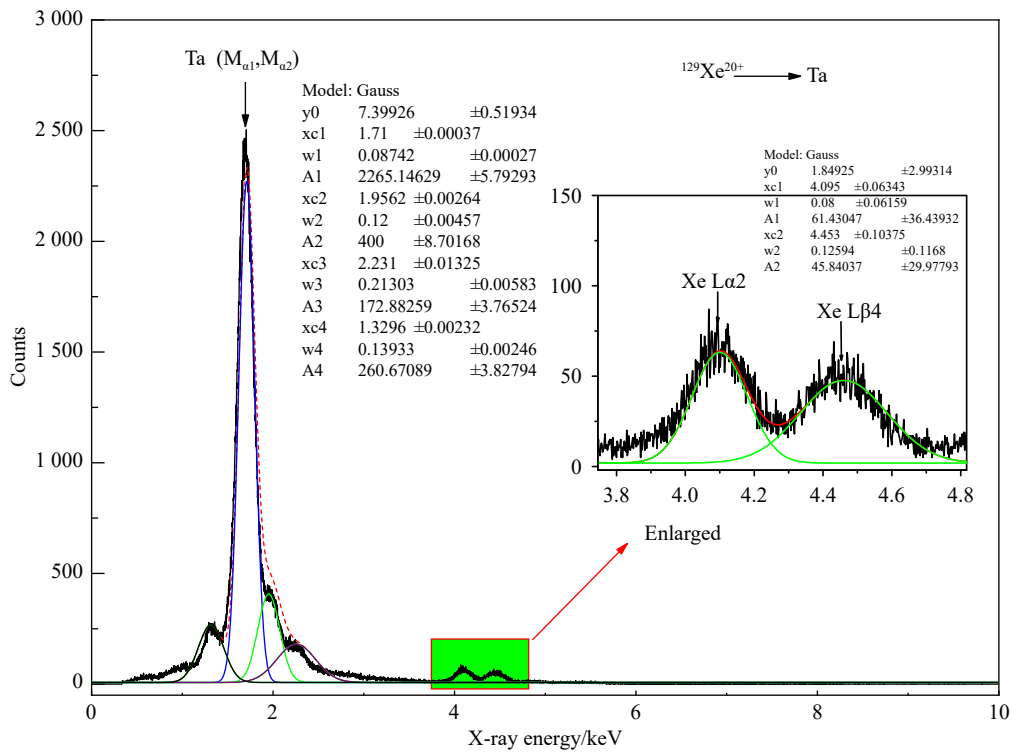


图 5 动能为 6 MeV 的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 入射 Ta 靶表面激发的 Ta 原子特征 X 射线谱和 Xe 原子的 L-X 射线谱 (在线彩图)

表 1 $^{129}\text{Xe}^{q+}$ 入射 Ta 靶激发的光谱线

| 离子 | 观测波长/nm | 参考波长/nm | 高能级 | | | 低能级 | | | 跃迁类型 |
|--------|-------------|---------------------------|--------------------------------|-----------------|-----|-------------------------------|-------------------|-----|----------------|
| | | | 组态 | 态项 | J | 组态 | 态项 | J | |
| Xe III | 294.41±0.02 | 294.46 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 6d$ | ${}^3D^\circ$ | 3 | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 6p$ | 3D | 3 | E ₁ |
| Xe III | 205.22±0.01 | 205.2166 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 4f$ | 3G | 4 | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 5d$ | ${}^3F^\circ$ | 4 | E ₁ |
| Xe III | 241.67±0.01 | 241.67 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 6p$ | 3F | 3 | $5s^2 5p^3 ({}^4S^\circ) 5d$ | ${}^3D^\circ$ | 3 | E ₁ |
| Xe III | 268.56±0.02 | 268.55 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 6p$ | 3D | 1 | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 5d$ | ${}^3P^\circ$ | 2 | E ₁ |
| Xe III | 299.48±0.02 | 299.49 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 6p$ | 3D | 1 | $5s^2 5p^3 ({}^4S^\circ) 6s$ | ${}^3S^\circ$ | 1 | E ₁ |
| Xe III | 304.22±0.01 | 304.20 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 6d$ | ${}^3D^\circ$ | 1 | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 6p$ | 3D | 2 | E ₁ |
| Xe III | 331.49±0.01 | 331.49 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 6p$ | 3D | 2 | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 5d$ | ${}^3S^\circ$ | 1 | E ₁ |
| Xe III | 346.65±0.02 | 346.72 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 6p$ | 1D | 2 | $5s^2 5p^3 ({}^2D^\circ) 5d$ | ${}^3D^\circ$ | 3 | E ₁ |
| Xe III | 354.43±0.01 | 354.48 ^[21] | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 6p$ | 3D | 3 | $5s^2 5p^3 ({}^2P^\circ) 5d$ | ${}^3D^\circ$ | 3 | E ₁ |
| Xe II | 290.72±0.01 | 290.72 ^[21] | $5s^2 5p^4 ({}^3P_2) 4f$ | ${}^2[1]^\circ$ | 3/2 | $5s^2 5p^4 ({}^3P_2) 5d$ | ${}^2[0]$ | 1/2 | E ₁ |
| Xe II | 339.94±0.01 | 339.94 ^[21] | $5s^2 5p^4 ({}^1D^2) 6p$ | ${}^2[2]^\circ$ | 5/2 | $5s^2 5p^4 ({}^3P_1) 6s$ | ${}^2[1]$ | 3/2 | E ₁ |
| Xe II | 376.51±0.01 | 376.57 ^[21] | $5p^4 ({}^1D_2) 7s$ | ${}^2[2]$ | 3/2 | $5p^4 ({}^3P_1) 6p$ | ${}^2[2]^\circ$ | 3/2 | E ₁ |
| Xe I | 334.00±0.01 | 334.00 ^[21] | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 15p$ | ${}^2[5/2]$ | 3 | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 6s$ | ${}^2[3/2]^\circ$ | 2 | E ₁ |
| Xe I | 334.85±0.01 | 334.86 ^[21] | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 11f$ | ${}^2[5/2]$ | 3 | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 6s$ | ${}^2[3/2]^\circ$ | 2 | E ₁ |
| Xe I | 338.32±0.01 | 338.32 ^[21] | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 13p$ | ${}^2[3/2]$ | 2 | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 6s$ | ${}^2[3/2]^\circ$ | 2 | E ₁ |
| Xe I | 396.74±0.01 | 396.74 ^[21] | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 8p$ | ${}^2[5/2]$ | 2 | $5p^5 ({}^2P^\circ_{3/2}) 6s$ | ${}^2[3/2]^\circ$ | 2 | E ₁ |
| Ta IV | 220.74±0.05 | 220.76 ^[21-22] | - | - | - | - | - | - | - |
| Ta II | 214.66±0.03 | 214.69 ^[21-22] | - | 475° | 1 | $5d^3 ({}^4F) 6s$ | a^5F | 2 | E ₁ |
| Ta II | 219.66±0.02 | 219.60 ^[21-22] | - | 499° | 4 | $5d^3 ({}^4F) 6s$ | a^5F | 4 | E ₁ |
| Ta I | 255.94±0.01 | 255.94 ^[21-22] | - | 390° | 5/2 | $5d^3 6s^2$ | a^4F | 3/2 | Ta基态 |
| Ta I | 340.69±0.01 | 340.69 ^[21-22] | - | 293° | 5/2 | $5d^3 6s^2$ | a^4F | 3/2 | E ₁ |

原子 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})15p$ 、 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})13p$ 分别向低激发态 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})6s$ 退激辐射的光谱线 334.00 和 338.32 nm。

根据经典过垒模型, 高电荷离子入射金属靶 Ta 表面时, 当到达表面临界距离^[14]

$$R_c = \frac{\sqrt{8q+2}}{2W}, \quad (1)$$

其中: R_c 采用原子单位 a.u.; q 为入射离子的电荷态; W 为金属靶的功函数。Ta 的功函数 $W=4.25$ eV, 开始俘获的靶电子进入炮弹离子壳层的最大主量子数为

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

根据式(1)和(2), 当电荷态为 $q=20$ 时, 计算出临界距离 $R_c \approx 41$ (a.u.), 形成瞬态空心原子 (Hollow atom) 的主量子数为 $n_c \approx 22$ 。

按照经典过垒模型, 高电荷 Xe^{20+} 离子中性化后, 首先经过自离化、Auger 电子发射退激, 最后经过辐射光子退激^[23], 因此, 在紫外光波段, 没有测量到价电子处于 $n>15$ 以上的高里德伯态 Xe 原子退激辐射光谱线, 仅测到 4 种芯电子组态为 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})15p$ 、 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})11f$ 、 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})13p$ 、 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})8p$, 其价电子分别为 $15p$ 、 $11f$ 、 $13p$ 和 $8p$ 的高里德伯态^[24], 对应能级分别是 $96\ 998.7\text{ cm}^{-1}$ 、 $96\ 921.51\text{ cm}^{-1}$ 、 $96\ 616.90\text{ cm}^{-1}$ 和 $92\ 264.95\text{ cm}^{-1}$ 的高里德伯态, 均向低激发态 $5p^5(^2P^{\circ}_{3/2})6s$ (其能级为 $67\ 067.547\text{ cm}^{-1}$) 退激辐射的光谱线, 这个结果与文献[25–26]用激光激发下获得的惰性气体原子里德伯态退激辐射的结果符合得较好。就我们所知, 这也是高电荷态离子在金属表面中性化过程中, 形成的高里德伯态原子退激辐射首次报道紫外光波段的实验证据。

为了分析获取谱线的相对强度与入射离子动能之间的关系, 引入单粒子激发的谱线产额^[27]:

$$Y \approx \frac{R}{N}, \quad N = \frac{I}{q \cdot e} \cdot \Delta t. \quad (3)$$

其中: R 表示谱线的相对强度; N 是入射离子总数, I 为流强; Δt 为积分时间; q 为入射离子的电荷态; e 为元电荷。

利用式(3)计算较强谱线的单粒子产额, 结果见图4(a)紫外光谱线单粒子产额随入射离子动能的变化曲线。从图4(a)可以看出紫外光谱线单粒子产额随入射离子动能的变化趋势, 随着入射离子动能的增加, 高里德伯态 Xe 原子谱线 (Xe I 334.00 nm; Xe I 338.32 nm) 的

粒子产额随入射离子动能增加而减小。而 Xe^{2+} 、靶离子 Ta^{3+} 和 Ta^{1+} 的光谱线单粒子产额随入射离子动能增加而增加。

随入射离子动能的增加, 完全中性化的高激发态的空心原子在上表面经历的时间越小, 导致处于表面上的高里德伯态原子退激到较低能态的数目越少, 因此, 图4(a)中 Xe I 334.00 和 338.32 nm 的单粒子荧光产额随入射离子的速度增加而变小, 未在上表面完成中性化的离子数增多, 导致沉积在靶表面的能量增加, 引起激发和离化的靶原子数增加, 所以, Xe^{2+} 、 Ta^{3+} 和 Ta^{1+} 的单粒子荧光产额随离子入射动能的增加而增加。

图3是动能为 1.2~4.8 MeV 的 Xe^{20+} 离子 (离子速度 0.40~1.22 v_0), 入射到 Ta 靶表面发射的 X 射线谱, Ta 原子 M 壳层电子的束缚能在 1.74~2.71 keV 之间, 入射离子的动能和势能 (5.19 keV, Xe^{20+} 离化能的总和) 瞬时沉积在靶表面, 使 Ta 离化激发, 在 M 壳层的支壳层 ($M_5\ 3d_{5/2}$) 上产生空穴, N 壳层的支壳层 $N_7(4f_{7/2})$ 和 $N_6(4f_{5/2})$ 电子退激填充 M 壳层空穴辐射, 产生靶原子 Ta $M_{\alpha 1}$ 、 $M_{\alpha 2}$ 的特征 X 射线, $M_{\alpha 1}$ 和 $M_{\alpha 2}$ 两条线的能量相差 1.9 eV。我们的探测器 (分辨 5.9 keV, 136.0 eV) 不能分辨其 $M_{\alpha 1}$ 和 $M_{\alpha 2}$ 两条线, 因此标记为 Ta $M_{\alpha 1}$ 、 $M_{\alpha 2}$ ^[28]。X 射线的单离子产额可以表示为

$$Y = \frac{N_x}{N_p \eta (\Omega/4\pi)} = \frac{A/0.00175}{\frac{Q}{q e} \eta (\Omega/4\pi)}. \quad (4)$$

其中: Y 是 X 射线的单离子产额; N_x 是探测器立体角内 X 射线计数; N_p 是入射离子计数; Ω 为探测器的立体角 (本次实验为 0.001 1 sr); η 是探测器对应 X 射线能量的探测效率 (当 X 射线能量分别为 0.858 keV 时, $\eta=0.31$; 4.112 keV 时, $\eta=0.97$; 4.473 keV, $\eta=0.98$)。探测器定标后的道宽为 0.001 75 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。分别对测到的 X 射线谱图3(a)~(d)和图4(a)进行拟合, 利用式(4)计算其产额, 结果显示在图4(b)中, 可以看出单离子 X 射线产额随入射离子速度增加而增加。实验测量误差主要来源于束流离子数统计误差 (10%)、X 射线计数统计误差 (5%)、靶自吸收与空气的吸收误差 (10%)、探测立体角误差 (6%) 等, 经过误差传递处理以后, X 射线产额误差小于 15%。

图5是 6 MeV 的 Xe^{20+} (离子速度 1.37 v_0) 入射到 Ta 靶表面发射的 X 射线谱。图5可见, 较大动能的入射离子将能量沉积靶表面, 不仅使靶原子的在 M 壳层的支壳层 ($M_5\ 3d_{5/2}$) 上产生空穴, 而且在 ($M_4, 3d_{3/2}$)、($M_3, 3p_{3/2}$) 和 ($M_2, 3p_{1/2}$) 支壳层产生空穴。高壳层 N 电子退激填充

空穴, 并发射 X 射线, 即: N 支壳层电子 ($N_4, 4d_{3/2}$) 退激填充 M 支壳层空穴 ($M_3, 3p_{3/2}$) 辐射 1.956 keV 的 X 射线; N 支壳层电子 ($N_4, 4d_{3/2}$) 退激填充 M 支壳层空穴 ($M_2, 3p_{1/2}$) 辐射 2.23 keV 的 X 射线; N 支壳层电子 ($N_2, 4p_{1/2}$) 退激填充 M 支壳层空穴 ($M_4, 3d_{3/2}$) 辐射 1.329 keV 的 X 射线。

值得注意的是, 图 5 中 Xe 原子的 L-X 特征谱线 $L_{\alpha 2}$ 和 $L_{\beta 4}$, 其来源于入射离子在与靶碰撞过程中, 入射离子的 L 壳层的支壳层 ($L_1, 2s$) 和支壳层 ($L_3, 2p_{3/2}$) 的电子激发或离化产生空穴, M 壳层的电子填充空穴发射 X 射线, 即 M 支壳层电子 ($M_5, 3d_{5/2}$) 退激填充 L 支壳层空穴 ($L_3, 2p_{3/2}$) 发射 Xe 的 $L_{\alpha 2}$ X 射线, 能量为 4.09 keV; M 支壳层电子 ($M_2, 3p_{1/2}$) 退激填充 L 支壳层空穴 ($L_1, 2s$) 发射 Xe 的 $L_{\beta 4}$ X 射线, 能量为 4.46 keV。利用式 (4) 计算 XeI 的单离子 L-X 射线产额分别为 $Y_{L_{\alpha 2}} = 8.18 \times 10^{-12}$ 和 $Y_{L_{\beta 4}} = 6.17 \times 10^{-12}$ 。

对 Xe 原子的 L-X 射线的来源可以用 Barat 等^[29-30]提出的非对称碰撞中扩展的电子提升 (extension of the electron-promotion model) 模型说明。具有动能为 6 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 (L 壳层没有空穴), 以速度为 2.99×10^6 m/s 入射到 Ta 靶表面过程中, 由于 Xe 的 L 壳层的电子的束缚能约为 4.79~5.45 keV, 在与靶原子碰撞过程中, 即 Xe^{20+} 与 Ta 原子发生碰撞时, Xe 和 Ta 构成联合原子 (两个间距 $R=0$ 时) 和 Xe 与 Ta 原子间分别形成瞬态分子轨道, Xe 的 L 壳层电子通过分子轨道提升, 即使其激发, L 壳层产生空穴, M 壳层电子退激填充发射 Xe L-X 射线。

3 结论

用动能 100~500 keV 和 1.2~6.0 MeV 的 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 离子分别入射 Ta 靶表面, 通过测量辐射的光谱线, 研究高电荷态离子在金属靶表面碰撞过程中光辐射的机理。就我们所知, 以前工作都是利用俄歇电子谱或 X 射线谱验证这种相互作用过程中形成的高里德伯态原子的退激过程, 少有实验测到这种相互作用过程中产生的高里德伯原子态。本实验用离子速度 0.18~0.39 v_0 范围, 测量到中性化形成的 Xe 原子高里德伯态 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})15p$ 、 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})11f$ 、 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})13p$ 、 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})8p$ (即主量子数为 $n=15, 13, 11, 8$) 分别向低激发态 $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})6s$ 退激辐射的紫外谱线, 高里德伯态 Xe 原子谱线的单粒子产额随速度的增加而减小。入射离子与靶原子碰撞形成的激发态 Ta^{1+} 、 Ta^{3+} 和 Xe^{2+} 退激辐射谱线的单粒子产额随入

射离子动能的增加而增加, 碰撞过程激发的靶原子和靶离子的紫外谱线和 X 射线的单粒子产额随入射离子动能的增加而增加。当 $^{129}\text{Xe}^{20+}$ 以能量 6 MeV 入射到靶表面, 测量到 Xe 原子的 L-X 射线, 在此碰撞过程中, 入射离子与靶原子通过分子轨道使入射离子的 L 壳层电子激发形成空穴, M 壳层电子填充空穴辐射 L-X 射线。另一方面, 近年来, Xe 原子和多电态荷态 Xe 离子辐射的紫外光谱线在等离子体诊断和半导体光刻蚀方面成为研究的热点, 希望本工作能为相关研究提供基础数据。

致谢 衷心感谢离子源和 320 kV 原子物理研究平台的老师勤奋工作, 为本实验提供了高品质束流。

参考文献:

- [1] ZHAO H W, SUN L T, GUO J W, et al. *Phys Rev Accel Beams*, 2017, 20: 094801.
- [2] MA Xinwen, ZHANG Shaofeng, WEN Weiqiang, et al. *Chin Phys B*, 2022, 31: 093401.
- [3] SHAO Caojie, YU Deyang, CAI Xiaohong, et al. *Phys Rev A*, 2017, 96: 012708.
- [4] ZENG Lixia, ZHOU Xianming, MEI Cexiang, et al. *Nuclear Physics Review*, 2022, 39: 232. (in Chinese) (曾利霞, 周贤明, 梅策香, 等. *原子核物理评论*, 2022, 39: 232.)
- [5] WANG Xiangli, DONG Chenzhong, SU Maogen. *Nucl Instr and Meth B*, 2012, 208: 93.
- [6] HAN Xiaoying, GAO Xiang, ZENG Delin, et al. *Phys Rev A*, 2014, 89: 042514.
- [7] KOZLOV M G, SAFRONOVA M S, CRESPO L J R, et al. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 045005.
- [8] ZHANG Xueyang, SHEN Xiaozhi, YUAN Ping, et al. *Phys Rev A*, 2020, 102: 042824.
- [9] BILOUS P V, BEKKER H, BERENGUT J C, et al. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 192502.
- [10] WU Z W, LI Y, TIAN Z Q, et al. *Phys Rev A*, 2022, 105: 032809.
- [11] HAGSTRUM H D. *Phys Rev*, 1954, 96: 336.
- [12] SCHNOPPER H W, BETZ H D, DELVAILLE J P, et al. *Phys Rev Lett*, 1972, 29: 898.
- [13] BRIAND J P, DE BILLY L, CHARLES P, et al. *Phys Rev Lett*, 1990, 65: 159.
- [14] BURGDORFER J, LEMER P, MEYER F W. *Phys Rev A*, 44: 5674.
- [15] WANG Jijin, ZHANG Jian, GU Jianguang, et al. *Phys Rev A*, 2009, 80: 062902.
- [16] SONG Z Y, YANG Z H, ZHANG H Q, et al. *Phys Rev A*, 2015, 91: 042707.
- [17] MORGAN C A, SERPA F G, TAKACS E, et al. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 1716.
- [18] MERCADIER L, BENEDIKTOVITCH A, WENINGER C, et al. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 023201.
- [19] SCHUPP R, BEHNKE L, SHEIL J, et al. *PhysRevResearch*, 2021, 3: 013294.
- [20] ZHOU Xianming, WEI Jing, CHENG Rui, et al. *Acta Physica Sinica*, 2023, 72: 013402. (in Chinese)

- (周贤明, 尉静, 程锐, 等. 物理学报, 2023, 72: 013402.)
- [21] NIST 数据库 [EB/OL]. [2023-04-08]. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [22] 中国科学院原子与分子数据库 [EB/OL]. [2023-04-08]. <http://www.camdb.ac.cn/nsdc/>.
- [23] DAS J, MORGENSTERN R. *Phys Rev A*, 1993, 47: R755.
- [24] XU Kezun. *Advanced Atomic Molecular Physics*[M]. Beijing: Science Press, 2000: 8. (in Chinese)
(徐克尊. 高等原子分子物理[M]. 北京: 科学出版社, 2000: 8.)
- [25] STEBBINGS R F, LATIMER C J, WEST W P, et al. *Phys Rev A*, 1975, 12: 1453.
- [26] KOMAR D, KAZAK L, ALMASSARANI M, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 133207.
- [27] LEUNG S Y, TOLK N H, HEILAND W, *Phys Rev A*, 1978, 18: 447.
- [28] AGARWAL B K. *X-Ray Spectroscopy*[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1989: 74.
- [29] BARAT M, LICHTEN W. *Phys Rev A*, 1972, 6: 211.
- [30] LUTZ H O, STEIN J, DATZ S, et al. *Phys Rev Lett*, 1972, 28: 8.

UV Spectral Lines and X-ray Spectra Induced by $^{129}\text{Xe}^{20+}$ Impacting on the Ta Surface

WANG Yijun¹, ZHANG Ying¹, ZHANG Xiaolan^{1,2,†}, ZHOU Xianming¹, MEI Cexiang¹, LIANG Changhui¹, ZENG Lixia¹,
LI Yaozong¹, LIU Yu¹, XIANG Qianlan¹, MENG Hui¹, ZHANG Yanning¹

(1. Key Laboratory of Ion Beam and Optical Physical at Xianyang Normal University in Shaanxi Provinc,
Xianyang 712000, Shaanxi, China;

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

Abstract: Using $^{129}\text{Xe}^{20+}$ ions with kinetic energy of 100~500 keV and 1.2~6.0 MeV respectively incident on the Ta target, the spectral lines of transition radiation are measured between complex electronic configurations of excited atoms or ions during the interaction of incident ions at different velocities with the Ta surface. The ultraviolet spectral lines of the deexcitation radiation from multiple high Rydberg states to low energy state $5p^5(2P^{\circ}_{3/2})6s$ of Xe atoms are measured as the kinetic energy of Xe^{20+} ranges from 100 to 500 keV, the principal quantum number of valence electrons of Rydberg states is $n = 15, 13, 11,$ and 8, respectively. The results show that as the incident ion velocity increases, the single particle fluorescence yield of the the high Rydberg states spectral line of Xe atoms decreases. During this collision process, the single particle fluorescence yield increases of the spectral lines of the excited target atoms and ions with the increase of the incident ion velocity. When the ion kinetic energy increases to 1.2~6.0 MeV, the single particle yield of the Ta characteristic X-rays ($M_{\alpha 1}, M_{\alpha 2}$) increases with the velocity of the incident ions. When the kinetic energy of the incident ion is 6 MeV, the L X-ray spectra are measured of the Xe atom during the collision between Xe^{20+} and the target atom.

Key words: highly charged ion; hollow atom; UV spectral lines; X-ray

Received date: 12 Apr. 2023; Revised date: 22 May 2023

Foundation item: Natural Science Foundation of China (12175174, 12205247); Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (2020JM-624, 2023-JC-YB-032, 2023-JC-QN-00080); Shaanxi Fundamental Science Research Project for Mathematics and Physics(22JSQ040); Scientific Research Program of Education Department of Shaanxi Province, China(22JK0604); Teaching Reform Project of Xianyang Normal University, Xianyang, China(2021Y012, XSYK19028)

† Corresponding author: ZHANG Xiaolan, E-mail: zhangxa@xync.edu.cn