

数百MeV/u高能区C⁶⁺离子激发W的L壳层 X射线

周贤明 尉静 程锐 梅策香 曾利霞 王兴 梁昌慧 赵永涛 张小安

W L-shell X-ray emission induced by C⁶⁺ ions with several hundred MeV/u

Zhou Xian-Ming Wei Jing Cheng Rui Mei Ce-Xiang Zeng Li-Xia Wang Xing Liang Chang-Hui
Zhao Yong-Tao Zhang Xiao-An

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 113201 (2022) DOI: 10.7498/aps.70.20212322

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212322>

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

近Bohr速度I²⁰⁺离子在不同靶面上的L壳层X射线辐射

I L-shell X-rays from near Bohr-velocity I²⁰⁺ ions impacting on various targets

物理学报. 2021, 70(2): 023201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201236>

不同离子激发Au靶的多电离效应

Multiple ionization effect of Au induced by different ions

物理学报. 2018, 67(24): 243201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181642>

¹²⁹Xe ^{q+}离子入射Cu靶表面激发的近红外光谱线和X射线谱

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

物理学报. 2020, 69(21): 213301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200500>

低能高电荷态离子与Al表面作用产生的X射线

X-ray emission produced by interaction of slow highly charged ions with Al surfaces

物理学报. 2021, 70(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210757>

光子碰撞Au靶产生L系特征X射线角分布

Angular distribution of L characteristic X-ray emission from Au target impacted by photons

物理学报. 2020, 69(12): 123201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191977>

温稠密物质中不同价态离子分布对X-射线弹性散射光谱计算的影响

Influence of different charge-state ion distribution on elastic X-ray scattering in warm dense matter

物理学报. 2021, 70(7): 073102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201483>

数百 MeV/u 高能区 C^{6+} 离子激发 W 的 L 壳层 X 射线^{*}

周贤明¹⁾³⁾ 尉静¹⁾ 程锐²⁾ 梅策香¹⁾ 曾利霞¹⁾
王兴³⁾ 梁昌慧¹⁾ 赵永涛²⁾³⁾ 张小安^{1)2)†}

1) (咸阳师范学院, 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)

3) (西安交通大学理学院, 西安 710049)

(2021 年 12 月 16 日收到; 2022 年 2 月 13 日收到修改稿)

在能量为 154—424 MeV/u 的高能区域, 研究了 C^{6+} 离子轰击 W 靶时激发 W 的 L 壳层 X 射线. 本文中, 由于 L X 射线发射时 M, N 等外壳层处于多空穴的状态, 观测到了相应谱线能量的蓝移, 以及分支 L_{α} , $L_{\beta_{1,3,4}}$, $L_{\beta_{2,15}}$ 与 $L_{\alpha_{1,2}}$ X 射线相对强度比的增大. 另外, 利用优化的厚靶截面公式, 并考虑多电离对 X 射线荧光产额的影响, 计算了 L X 射线的发射截面, 并与平面玻恩近似 (PWBA), 经能量损失 (E)-库仑排斥 (C)-稳态微扰 (PSS)-相对论 (R) 修正的 PWBA 理论 (ECPSSR) 和两体碰撞近似 (BEA) 理论计算结果进行了对比. 分析表明, 在本实验能区内 ECPSSR 对 PWBA 的修正作用可以忽略, 两者计算结果几乎相同且均大于实验截面; BEA 估算整体上与实验结果符合较好.

关键词: 高能重离子, 离子-原子碰撞, 多电离, X 射线

PACS: 32.80.Aa, 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20212322

1 引言

出于基础研究和实际应用的目的, 高能离子在天体物理、核物理、原子物理、高能量密度物理、放射性束物理、等离子体物理、材料物理和生物医学等领域得到了广泛的应用^[1–16]. 高能重离子束也是间接驱动惯性约束聚变的一种可选驱动器, 其基本原理是首先通过高能脉冲束与由高 Z 材料制成的空腔相互作用将驱动束能量转换成 X 射线辐射能, 然后 X 射线辐射均匀压缩燃料芯块驱动内爆, 这需要详细了解 X 射线辐射的转换效率和辐射场的

特性^[17–20]. 此外, 高电荷态离子广泛存在于温稠密物质和高能量密度物质相关的宇宙天体和稠密等离子体中, 其与周围的粒子发生相互作用产生 X 射线的发射, 这受到周围环境如等离子体的电子温度、密度等参量的影响. 反过来, X 射线辐射测量为稠密等离子体的诊断提供了一种可行的方法^[21,22]. 因此, 进一步深入研究高能重离子碰撞引起 X 射线辐射具有重要的意义.

在离子-原子碰撞过程中, 特征 X 射线辐射, 作为高电荷态离子退激, 以及碰撞产生内壳层空穴衰变的重要结果, 给出了原子中轨道电子排布和碰撞引起内壳过程的重要信息. 在中低能区, 通过

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFA0402300)、国家自然科学基金 (批准号: 11505248, 11775042, 11875096)、陕西省科技厅科研计划 (批准号: 2021JQ-812)、陕西省教育厅科学研究计划 (批准号: 20JK0975)、咸阳师范学院学术带头人 (批准号: XSYXSD202108) 和咸阳师范学院重点培育项目 (批准号: XSYK21037) 资助的课题.

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

X 射线测量, 人们对这一过程已经进行了大量的实验研究^[23–28], 并发展了相应的理论来描述该过程中的内壳层电子电离. 例如, 两体碰撞近似 (BEA)^[29]、平面玻恩近似 (PWBA) 和经能量损失 (E)-库仑排斥 (C)-稳态微扰 (PSS)-相对论 (R) 修正的 PWBA 理论 (ECPSSR), 以及在低能区由联合原子近似修正的 ECPSSR 理论 (ECUSAR) 等^[30–33]. 然而, 在 高能区, 特别是对于能量大于百 MeV/u 的高能重离子, 其碰撞产生特征 X 射线辐射的相关实验研究比较有限^[34–38]. 现有理论在如此高的能区是否适用, 目前也尚不明确. 这需要进行进一步的实验进行探究.

在离子-原子相互作用时, 一个轨道电子的电离可能伴随着同一轨道中另一个电子、或一个或多个外壳层轨道电子的电离, 这种效应被称为多电离. 这与炮弹离子的动能、核电荷数、电荷态以及靶原子的参数有关^[39,40]. 多电离可通过使用低能量分辨的半导体探测器测量 X 射线能量的频移, 或者使用高分辨的晶体谱仪分析 X 射线伴线的精细结构来确定. 通过观测 K 壳层 X 射线超伴线的精细谱, 大量实验研究已明确能量为几十 MeV/u 的重离子碰撞可产生靶原子 K 壳层的双电离^[41–44]. 通过对比分析分支 X 射线的相对强度比, 低能离子碰撞产生的多电离现象也已被证实^[45–47].

本工作利用能量为几百 MeV/u 的高能 C^{6+} 重离子轰击钨 (W) 靶, 观察不同动能下靶的 L X 射线发射. 分析分支 X 射线的能量变化, 以及相对强度比的变化, 讨论外壳层的多电离情况. 计算 L 分支 X 射线的发射截面, 并对比不同的理论计算, 分析数百 MeV/u 高能区重离子激发内壳层电子电离的适用理论模型.

2 实验测量方法

本文实验是在中国科学院近代物理研究所兰州重离子加速器深层治癌终端的实验研究平台上完成的, 我们的前期工作中已有相关介绍^[36–38]. C^{6+} 离子从深层治癌终端引出, 经限束后垂直入射到靶面上. 束流的脉宽约为 3 ns, 脉冲间隔为 15 s, 靶面上束斑大小约为 5 mm × 5 mm, 强度约为每脉冲 10^7 个. C^{6+} 离子在 CSR 中加速的初始能量分别为 165, 214, 300, 350 和 430 MeV/u. 经过铍窗以

及束流终端与靶之间空气的吸收, 最终轰击靶材的实际能量分别约为 154, 205, 293, 343 和 424 MeV/u. 入射离子的计数由固定在束流线终端出口附近的计数器与靶后的法拉第筒联合使用间接测得.

实验中的 X 射线由 Si 漂移 X 射线探测器 (SDD) 探测. 其有效探头面积为 7 mm². 主放大器的增益选择为 100, SDD 的有效能量测量范围为 0.5—14.3 keV; 能量分辨率为 136 eV. SDD 距离靶点 100 mm, 探测方向与靶面成 45° 夹角. 为保证 X 射线能量的准确测量, 利用 ^{55}Fe 和 ^{241}Am X 射线源对 SDD 能量进行了标定, 并通过测量 X 射线照射产生的 Al, V 和 Fe 的 K X 射线进行了刻度检验. SDD 的效率由铍窗的穿透率和探头晶体的灵敏度共同决定, 由生产商给定, 如图 1. 实验所用 W 靶的纯度为 99.99%, 靶面积为 15 mm × 20 mm, 厚度为 0.5 mm.

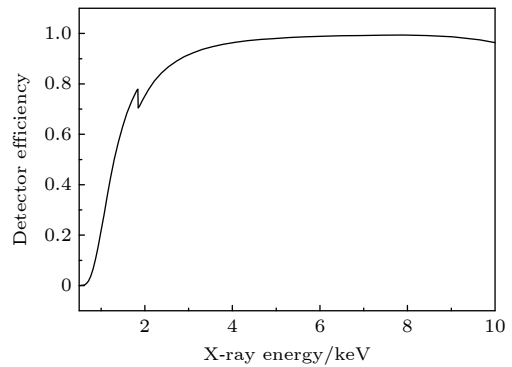


图 1 Si 漂移 X 射线探测器 (SDD) 的探测效率
Fig. 1. Efficiency of the silicon drift detector.

3 实验结果与讨论

3.1 C^{6+} 离子激发 W 的 L X 射线发射谱

图 2 给出了 154—424 MeV/u 不同能量的 C^{6+} 离子轰击 W 靶激发的特征 X 射线束流强度归一谱. 作为对比, 同时给出了 300 keV 质子入射时的特征谱, 这在中国科学院近代物理研究所 320 kV 高电荷态离子综合实验研究平台 1# 终端上由实验测得. 由于空气的吸收以及探测器在低能区的探测效率较低, 实验未记录到低能的 X 射线谱. 利用 Origin 程序对观测谱线进行非线性的 Gauss 多峰拟合分析, 经过与标准谱线的谱型和能量对比分析可知, 观测谱线为 W 的 L 壳层分支 X 射线^[48,49].

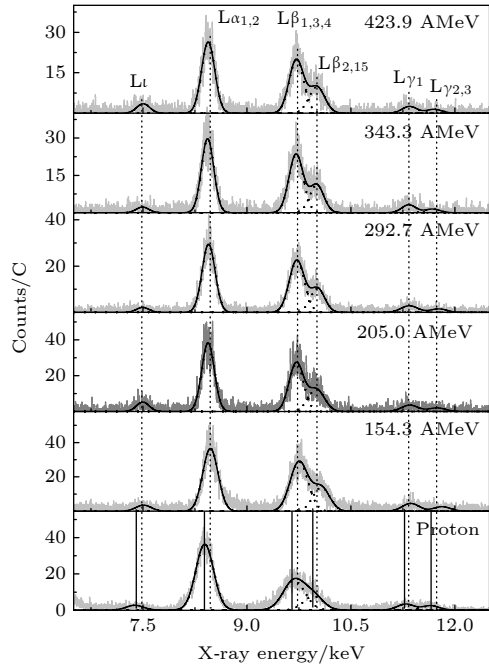


图 2 不同能量 C^{6+} 离子激发 W 的 L 壳层特征 X 射线谱, 以及质子激发谱

Fig. 2. W L-shell X-ray spectra induced by high energy C^{6+} ions with various incident energy, and compared with that induced by proton.

从图 2 可明显看出, 实验光谱由四组不同的谱线组成, 这分别标识为 W 的 L_t , $L\alpha$, $L\beta$ 和 $L\gamma$ X 射线 [48,49]. L_t X 射线来自于 M_1 壳层电子向 L_3 壳层空穴的辐射跃迁. $L\alpha$ 实际上包含两条谱线, $L\alpha_1$ 和 $L\alpha_2$ X 射线, 分别来自于 M_5-L_3 和 M_4-L_3 的辐射跃迁; 由于受到探测器能量分辨的限制, 这两条谱线未能明显的区分. $L\beta$ 由两组可分辨的谱线组成: 一组是 $L\beta_{1,3,4}$ X 射线, 由 M_4-L_2 和 M_3/M_2-L_1 三条辐射跃迁线构成; 另一组是 $L\beta_{2,15}$ X 射线, 对应的辐射跃迁为 N_5-L_3 和 N_4-L_3 . $L\gamma$ 主要包含两组可分辨的谱线, $L\gamma_1$ 和 $L\gamma_{2,3}$ X 射线, 这主要分别是 N_4-L_2 和 N_3/N_2-L_1 的辐射跃迁

结果.

由图 2 还可以发现, 不同能量高能 C^{6+} 离子激发 W 的谱线形状相似, 但与质子产生的光谱有所不同. 质子激发谱一般可看成是单电离原子的标准谱. 相比于质子激发的 X 射线谱, 高能 C^{6+} 离子产生谱线的中心位置向着高能方向发生了移动. 相比于 $L\alpha$, $L\beta$ X 射线的辐射出现了明显增强. 这可从外壳层多电离对 X 射线辐射的影响方面来理解.

3.2 多电离引起 L X 射线能量的蓝移

多电离可由高能离子、低能轻离子与原子的碰撞产生, 并且在重离子轰击时效果明显增强 [50–54]. 这一效应的主要结果是, 在内壳层电子电离的同时, 在外壳层也出现了多个空穴. 这些空穴在内壳层空穴退激之前可能没有被填充, 即当内壳层 X 射线发射时, 外壳层仍处于多重电离的状态. 这导致原子核屏蔽效应的降低, 使得剩余轨道电子的结合能增大, 最终引起实验测量 X 射线辐射的能量向着高能方向发生蓝移.

表 1 给出了不同入射能量 C^{6+} 离子碰撞产生 W 的 L 壳层分支 X 射线能量的实验结果. 作为对比, 同时给出了 300 keV 质子激发数据, 以及单电离的标准原子数据. 原子数据引用自“X-ray data book”标准数据库. 所列误差为质子和高能 C 离子激发 X 射线能量的实验误差, 这主要来源于实验谱线的多峰拟合. 对比可知, 质子的结果与单电离的原子数据几乎相同, 可以看作是原子数据. 高能 C^{6+} 离子的数据均大于原子数据. 除能量为 154 MeV/u 时的结果略大于其他能量时的结果外, 随着入射能量的增加, 实验值没有明显的规律性变化, 在误差范围内基本不变. 例如, 入射能为 154 MeV/u 时, L_t , $L\alpha_{1,2}$, $L\beta_{1,3,4}$, $L\beta_{2,15}$, $L\gamma_1$ 和 $L\gamma_{2,3}$ X 射线能量的蓝移量分别为 121, 80, 77, 86, 78 和 147 eV;

表 1 不同能量 C^{6+} 离子轰击产生 W 的 L 壳层分支 X 射线能量, 以及 300 keV 质子激发数据和单电离的原子数据 [48,49]

Table 1. W L-subshell X-ray energies induced by high energy C^{6+} ions and 300 keV H^+ , and the atomic data [48,49].

	L_t /eV	$L\alpha_{1,2}$ /eV	$L\beta_{1,3,4}$ /eV	$L\beta_{2,15}$ /eV	$L\gamma_1$ /eV	$L\gamma_{2,3}$ /eV
Atomic	7387	8392	9673	9955	11285	11647
Proton	7383 ± 3	8390 ± 3	9677 ± 4	9959 ± 5	11289 ± 4	11649 ± 5
154 MeV/u	7508 ± 5	8472 ± 3	9750 ± 3	10041 ± 5	11363 ± 6	11794 ± 9
205 MeV/u	7497 ± 7	8438 ± 5	9711 ± 5	9999 ± 7	11349 ± 9	11743 ± 10
293 MeV/u	7495 ± 6	8446 ± 3	9718 ± 4	10017 ± 5	11343 ± 7	11767 ± 8
343 MeV/u	7493 ± 5	8432 ± 5	9708 ± 4	10005 ± 4	11336 ± 8	11746 ± 11
424 MeV/u	7503 ± 7	8440 ± 4	9712 ± 5	10007 ± 6	11346 ± 7	11749 ± 10

而能量为 205, 293, 343, 424 MeV/u 时, 相应分支 X 射线的平均偏移量分别为 110, 47, 39, 45, 59 和 104 eV. 这表明, 伴随着 L 壳层的电离, 高能 C^{6+} 离子碰撞也引起了 W 原子 M, N 等外壳层电子的多电离. 该多电离的电离度在本实验能区范围内随入射离子能量的增加是不变的. 这也可以由下一小节中分支 X 射线相对强度比的实验结果来证实.

根据独立粒子近似模型, 若不考虑电子的关联效应和无辐射跃迁的级联激发结果, 多电离可以当作是多个轨道电子同时的独立单电离过程来处理 [3,39,40,55]. 考虑到同一壳层中每个电子电离几率相同, 多电离的几率可以表示为单电离乘积的形式, 多电离度与单电离截面是成正比的关系 [40,55]. 高能重离子-原子的碰撞可以近似看成是简单的两体碰撞过程, 其中内壳层电子的电离主要是由入射离子与原子中壳层电子之间的库仑相互作用所决定, 单电离的截面可用 BEA 模型来估算 [19].

根据 BEA 模型的估算, 本实验中 W 的 M 和 N 壳层的电离截面分别为 10^5 b 和 10^6 b 量级, 分别比 L 壳层的电离截面大 2 和 3 个数量级, 且随着入射能量的增加而减小. 由此可知, 随着入射离子能量的增加, 外壳层的多电离度应该会降低. 但是, 实际的实验结果并没有观察到明显变化. 虽然单电离的截面随着入射能的增加而减小, 但是, 只在同一数量级内变化, 减小幅度小于 60%. 例如, C^{6+} 离子能量从 154 MeV/u 增加到 424 MeV/u, 激发 M 壳层的电离截面的减小幅度为 60%. 能量从 154 MeV/u 依次增加到 205, 293, 343 和 424 MeV/u, 相应截面的减小幅度分别为 35%, 15%, 12% 和 17%. 因此, 在实验上, 单电离截面的这种缓慢变化不会引起多电离度的显著变化, 这与表 1 给出的实验结果是一致的. 但是, 有一点值得注意, 正如 3.4 节给出的结果, 入射能量从 154 MeV/u 增加到 205 MeV/u 时, 激发截面的减小率要大于能量从 205 MeV/u 增加到 424 MeV/u 时的截面减小率. 当入射能量为 154 MeV/u 时, 单电离的截面最大, 此时外壳层的多电离度也应为最大, 引起分支 X 射线能量的蓝移量也最大, 如表 1 所列.

3.3 多电离引起分支 X 射线相对强度比的增大

除了 X 射线能量的蓝移, 多电离也可引起 X

射线荧光产额、Auger 跃迁几率等原子参数的变化. 当外壳层处于多空穴状态时, 由于外壳层部分电子的空缺, 内壳层空穴退激的非辐射跃迁过程, 如 Auger 跃迁、Coster-Kronig(CK) 跃迁等, 就会受到抑制. 相应地, 辐射跃迁的概率就会增大, 引起相应 X 射线的辐射增强. 这种变化与单电离的 X 射线荧光产额有关, 最终的结果是导致分支 X 射线相对强度比的变化. 图 3—图 5 给出了 L 壳层分支 X 射线 $L\beta$, $L\gamma$ 与 $L\alpha$ 相对强度比随 C^{6+} 离子入射能量的变化. 可以明显看出, 实验数据大于单电离原子的理论计算结果, 且在实验误差范围内随入射能的增加没有明显变化. 该结果进一步说明了数百 MeV/u 高能区 C^{6+} 离子碰撞引起了 W 的 M, N 等外壳层的多电离, 且该多电离度在本实验能区范围内不随能量的改变而改变. 下面, 将从多电离引起原子参数的变化方面对实验结果进行分析.

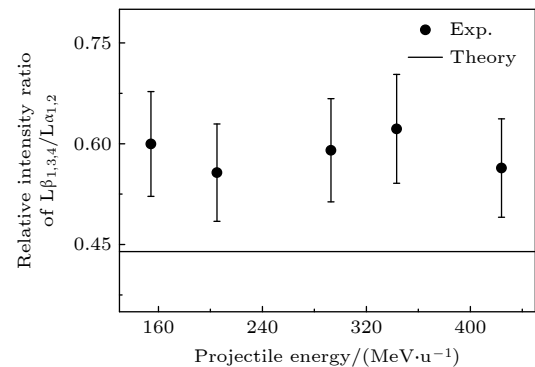


图 3 不同能量 C^{6+} 激发 W 的 $L\beta_{1,3,4}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比

Fig. 3. Relative intensity ratios of W $L\beta_{1,3,4}$ to $L\alpha_{1,2}$ X-ray induced by C^{6+} ions with various incident energy.

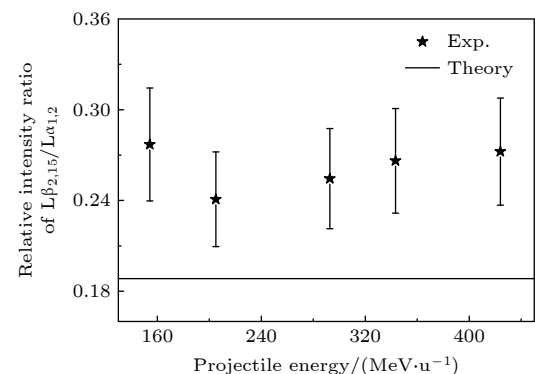


图 4 不同能量 C^{6+} 激发 W 的 $L\beta_{2,15}$ 与 $L\alpha_{1,2}$ X 射线相对强度比

Fig. 4. Relative intensity ratios of W $L\beta_{2,15}$ and $L\alpha_{1,2}$ X-ray induced by C^{6+} ions with various incident energy.

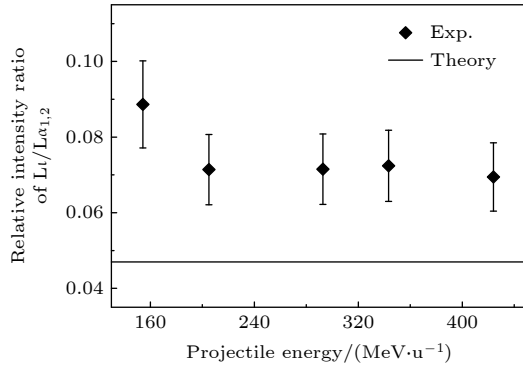


图5 不同能量C⁶⁺激发W的L₁与L_{α_{1,2}}X射线相对强度比
Fig. 5. Relative intensity ratios of W L₁ and L_{α_{1,2}} X-ray induced by C⁶⁺ ions with various incident energy.

L_{β_{1,3,4}} X射线可以分为退激到L₂, L₁支壳层的两组谱线, L_{β₁}和L_{β_{3,4}} X射线, 分别对应辐射跃迁M₄—L₂与M_{3,2}—L₁. L_{β₁}和L_{α_{1,2}}主要是M_{4,5}电子填充L₂和L₃壳层空穴时的辐射跃迁结果. 对于W, 相应的荧光产额 $\omega_{L\beta 1}$ 和 $\omega_{L\alpha 1,2}$ 分别为0.07和0.11. L₂, L₃空穴Auger退激的概率 a_2 和 a_3 分别为0.597和0.745, 在同一数量级内^[56,57]. 当M, N等外壳层发生多电离时, a_2 和 a_3 将会以相同的幅度减小, 这引起 $\omega_{L\beta 1}$ 和 $\omega_{L\alpha 1,2}$ 的增加也是同幅度的. 该效应不会引起实验上L_{β_{1,3,4}}与L_{α_{1,2}}相对强度比的显著变化.

但是, 除了X射线发射和Auger跃迁, L₂空穴的退激比L₃多了一个无辐射跃迁过程, 即L₂—L₃ X的CK跃迁. 由于多电离导致外壳层电子的空缺, 这里的CK跃迁减弱, 使得荧光产额 $\omega_{L\beta 1}$ 增大, 实验上L_{β₁} X射线的辐射增强. 此外, L_{β_{3,4}} X射线所对应L₁空穴的退激主要存在三个通道, X射线辐射、Auger跃迁和CK跃迁. 当外壳层被多电离时, 无辐射的跃迁将减弱, 相应辐射跃迁的荧光产额 $\omega_{L\beta 3,4}$ 增大, 结果使得实验上L_{β_{3,4}} X射线辐射相对增强. 综合以上因素, 高能C⁶⁺离子产生W的外壳层多电离引起了L_{β_{1,3,4}}与L_{α_{1,2}} X射线的相对强度比的增大. 随着入射能的增大, 这里的多电离度不变, L_{β_{1,3,4}}与L_{α_{1,2}}的相对强度比也基本不变, 如图3所示.

L_{β_{2,15}}和L_{α_{1,2}} X射线分别是N_{4,5}和M_{4,5}壳层电子填充相同下能级L₃空穴时的辐射跃迁. 当M, N等外壳层由于多电离而处于多空穴时, 填充L₃空穴的Auger跃迁将减弱, 相应的辐射跃迁增强. W的Auger产额 a_3 比L₃壳层上X射线的荧光产额 ω_3 大1—2个量级^[56,57]. 当 a_3 减小时, ω_3

将明显增大, 引起相应X射线发射显著增强. L_{α_{1,2}} X射线的单电离荧光产额 $\omega_{L\alpha 1,2}$ 比L_{β_{2,15}}荧光产额 $\omega_{L\beta 2,15}$ 大5倍^[56,57], 因此, $\omega_{L\beta 2,15}$ 的变化对多电离的响应更为敏感, 由多电离引起 $\omega_{L\beta 2,15}$ 的增加幅度大于 $\omega_{L\alpha 1,2}$ 增加幅度, 这使得实验上L_{β_{2,15}} X射线发射相对于L_{α_{1,2}} X射线辐射出现增强. 如图4所示, L_{β_{2,15}}与L_{α_{1,2}}的相对强度比高于单电离的理论结果. 由于这里W外壳层的多电离度不随C⁶⁺离子的能量而改变, L_{β_{2,15}}与L_{α_{1,2}}的相对强度比的实验值随入射离子能量的增加也基本不变.

同样地, L₁和L_{α_{1,2}} X射线分别来自于不同M支壳层电子向L₃空穴的辐射退激. 这两条X射线荧光产额的增大主要受到俄歇产额 a_3 变化的影响. L₁ X射线的荧光产额 ω_{L1} 远小于 $\omega_{L\alpha 1,2}$, 仅为其4%^[56,57]. 在多电离的影响下, 相比于 $\omega_{L\alpha 1,2}$, ω_{L1} 具有更大的增幅. 因此, 实验上观测到L₁辐射强度增加大于L_{α_{1,2}}. 如图5所示, L₁与L_{α_{1,2}} X射线相对强度比出现了增大现象.

3.4 C⁶⁺离子激发W的L X射线发射截面

实验中, C⁶⁺离子在W靶中经过W的L X射线自吸收衰减长度范围内的能量损失最大为0.081 MeV/u, 这为初始入射能量的0.05%, 可以忽略不计. 因此, 所观察到的来自于不同原子层的X射线, 可以认为是由具有相同能量的C⁶⁺离子轰击产生的. 根据已知的薄靶截面公式^[37,58], 并考虑靶的自吸收和靶与探测器之间空气的吸收, 本实验测量X射线的产生截面可由下面厚靶公式得到:

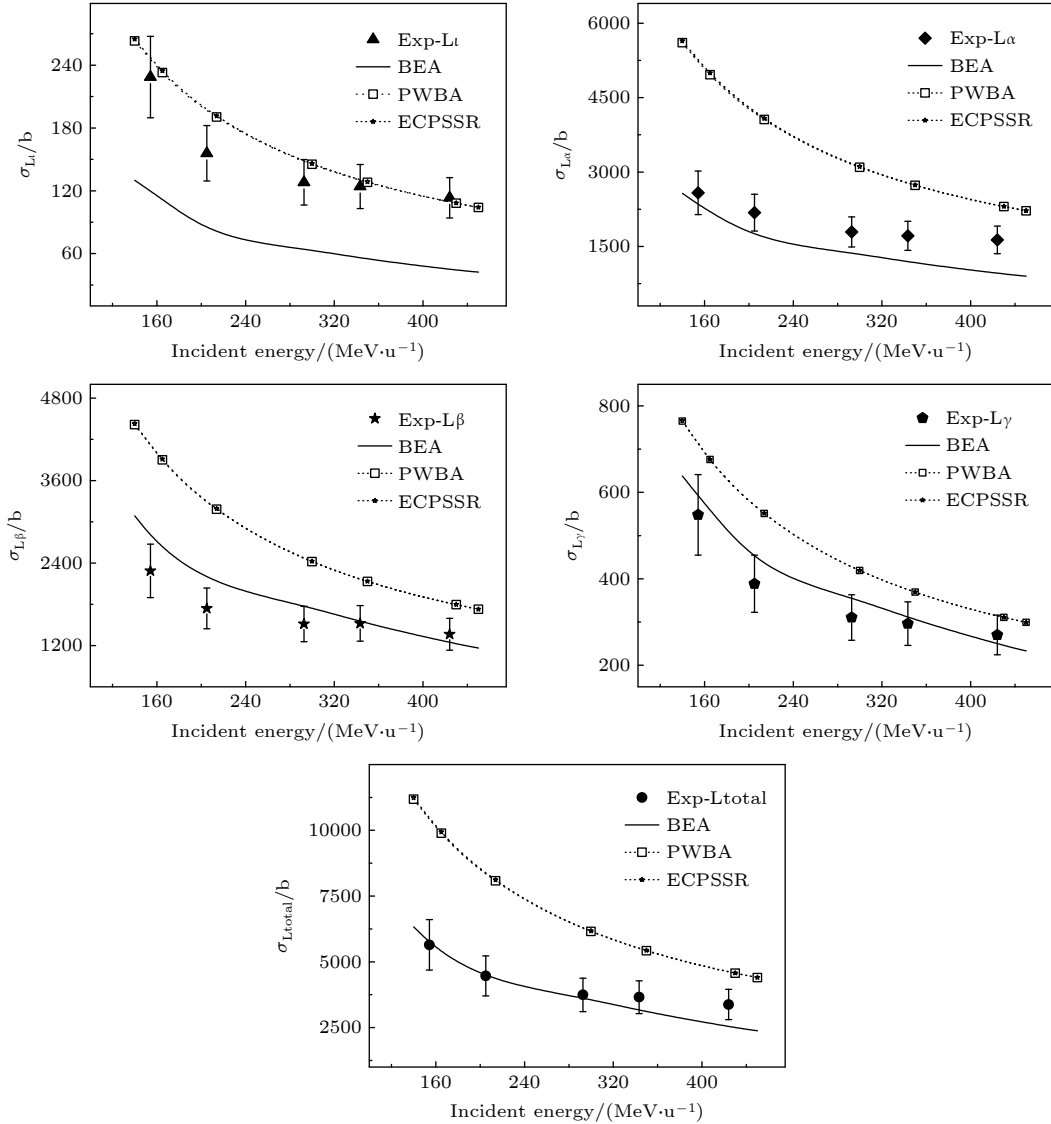
$$\sigma_x = \frac{\sqrt{2}\mu N_X}{\rho N_p \varepsilon_d f_t [\Omega/(4\pi)]} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\sqrt{2}\mu L}}, \quad (1)$$

其中 μ 是特征X射线的自吸收系数; N_X 是X射线计数; ρ 是靶原子数体密度; N_p 是炮弹离子个数; ε_d 是SDD的探测效率; f_t 是X射线穿过靶与探测器之间空气时的透过率; Ω 是SDD的探测立体角; L 是靶材厚度. 实验误差主要来自于靶自吸收与空气的吸收误差10%, X射线的计数统计误差最大5%, 入射离子计数统计误差10%, 以及探测器的效率误差5%, 探测立体角误差6%, 经误差传递处理后, 总截面的最大误差为17%.

表2列出了不同能量C⁶⁺离子轰击W靶激发其L壳层各分支以及总的L X射线的发射截面, 并且由图6给出了其随入射能的变化关系. 分析

表 2 高能 C^{6+} 离子激发 W 的 L X 射线发射截面Table 2. Experimental results of W L-shell X-ray production cross section induced by high energy C^{6+} ions.

$E/(\text{MeV}\cdot\text{u}^{-1})$	$L_t/(10^2 \text{ b})$	$L_\alpha/(10^3 \text{ b})$	$L\beta_{1,3,4}/(10^3 \text{ b})$	$L\beta_{2,15}/(10^2 \text{ b})$	$L\beta/(10^3 \text{ b})$	$L\gamma/(10^2 \text{ b})$	$L_{\text{total}}/(10^3 \text{ b})$
154	2.29 ± 0.39	2.58 ± 0.44	1.55 ± 0.26	7.41 ± 1.25	2.29 ± 0.39	5.48 ± 0.93	5.64 ± 0.96
205	1.56 ± 0.26	2.18 ± 0.37	1.22 ± 0.21	5.25 ± 0.89	1.74 ± 0.30	3.89 ± 0.66	4.47 ± 0.76
293	1.28 ± 0.22	1.79 ± 0.30	1.06 ± 0.18	4.56 ± 0.77	1.51 ± 0.26	3.10 ± 0.53	3.74 ± 0.64
343	1.24 ± 0.21	1.71 ± 0.29	1.07 ± 0.18	4.56 ± 0.77	1.52 ± 0.26	2.96 ± 0.50	3.68 ± 0.62
424	1.13 ± 0.19	1.63 ± 0.28	0.92 ± 0.16	4.44 ± 0.75	1.36 ± 0.23	2.70 ± 0.46	3.40 ± 0.57

图 6 C^{6+} 离子产生 W 的 L X 射线发射截面实验值, 以及不同的理论计算值Fig. 6. L X-ray production cross section of W produced by high energy C^{6+} ions, and compared with various theoretical calculations.

发现, 随着高能 C^{6+} 离子能量的增加, W 的 L 壳层 X 射线的发射截面是逐渐减小的. 但是, 在本实验能区范围内, 减小幅度不超过 50%, 仅在同一数量级内变化; 并且, 能量从 154 MeV/u 增大到 205 MeV/u 时的截面减小率大于 205—424 MeV/u 能量范围内的下降率. 例如, 对于 L_t 和 $L\gamma$ X 射线, 其发射

截面为 10^2 b 量级, 两者呈现出相似的减小趋势; 在总的能量范围内的截面减小量约为 50%; 能量从 154 MeV/u 增大到 205 MeV/u 时, 截面减小了 30%; 而能量从 205 MeV/u 增大到 424 MeV/u 时, 仅减小了 20%. 对于 L_α X 射线, 发射截面为 10^3 b 量级; 随入射能的增加, 发射截面的相应减小幅度

分别为 37%, 16% 和 21%. 对于 $L\beta$, 相应的数据为 10^3 b; 40%, 23% 和 17%. 对于总的 L X 射线, 则为 10^3 b; 40%, 20% 和 20%.

理论上 L 分支 X 射线的发射截面可由 L_i ($i = 1, 2, 3$) 支壳层的电离截面计算得到, 相应的转换公式为^[59,60]

$$\sigma_{L1} = [\sigma_{L1}(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3}]\omega_3F_{31}, \quad (2)$$

$$\sigma_{L\alpha} = [\sigma_{L1}(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_{L1}f_{23} + \sigma_{L1}]\omega_3F_{3\alpha}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{L\beta} = & \sigma_{L1}\omega_1F_{1\beta} + (f_{12}\sigma_{L1} + \sigma_{L2})\omega_2F_{2\beta} \\ & + [\sigma_{L1}(f_{13} + f_{12}f_{23}) \\ & + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3}]\omega_3F_{3\beta}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\sigma_{L\gamma} = \sigma_{L1}\omega_1F_{1\gamma} + (f_{12}\sigma_{L1} + \sigma_{L2})\omega_2F_{2\gamma}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{L\text{Tot}} = & [\omega_1 + \omega_2f_{12} + \omega_3(f_{13} + f_{12}f_{23} + f'_{13})]\sigma_{L1} \\ & + (\omega_2 + f_{23}\omega_3)\sigma_{L2} + \omega_3\sigma_{L3}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 σ_{Li} 是 L_i 支壳层电子的电离截面; f_{ij} 是 L_j 支壳层电子通过 CK 跃迁填充到 L_i 支壳层空穴的 CK 跃迁概率; ω_i 是 L_i 支壳层 X 射线的荧光产额; F_{ix} 是 L_i 支壳层上第 x 条 X 射线的辐射概率占总的 L_i 支壳层上 X 射线辐射概率的比例.

由 3.2 和 3.3 节的讨论可知, 高能 C^{6+} 离子轰击引起了 W 原子外壳层的多电离, 改变了相应 X 射线的荧光产额和无辐射跃迁概率. 根据 Lapicki 等^[61,62] 的研究, 我们对多电离下的 X 射线荧光产额和 CK 跃迁概率进行了修正计算, 并用其来计算相应 X 射线的发射截面. 在理论计算中, 单电离的荧光产额 ω_i 和 CK 跃迁概率 f_{ij} 取自 Campbell^[56,57] 的数据; 辐射宽度 F_{ix} 取自 Scofield^[63,64] 的数据.

图 6 展示了 C^{6+} 离子激发 W 的 L X 射线发射截面的 BEA 和 PWBA, ECPSSR 理论值. 分析发现, 不同的理论值在同一数量级内, 且随着入射能的增加而减小. BEA 估算小于 PWBA 和 ECPSSR 的估算. PWBA 和 ECPSSR 的计算结果在本实验能区内几乎相同, 最大的差别不超过 7%. ECPSSR 是以 PWBA 为基础的改进模型, 相应的修正在低能碰撞区比较显著且非常重要^[22], 然而, 在本实验的高能区域, 修正作用非常微弱, 可以忽略.

实验和理论之间的对比可由图 6 给出. 总体而言, 尽管有一些小的差异, BEA 计算结果与实验数据符合较好. 对于 $L\alpha$ X 射线, PWBA 和 ECPSSR 估算与实验结果更为符合; BEA 计算略低于实验值. 这可能主要是由于实验上 $L\alpha$ X 射线的荧光产

额出现了较大幅度的增加, 而理论计算时低估了该项增加所产生的. 由 3.2 节和图 5 分析可知, 高能 C 离子碰撞引起了 W 原子的多电离, 这导致了 $L\alpha$ X 射线荧光产额的大幅度增加. 虽然发射截面理论计算考虑了多电离对原子参数的影响, 但我们认为目前的多电离荧光产额理论修正仍然低于实验上荧光产额的增加, 所以出现了 BEA 理论对 $L\alpha$ X 射线发射截面的估算与实验结果存在相对较大的偏差.

如图 6 所示 整体上 BEA 的估算不仅在数值上与实验结果一致, 而且在随能量变化趋势上的预测也与实验相符. 例如, 能量从 154 MeV/u 增大到 205 MeV/u 时的 BEA 理论截面的减小率大于从 205 到 424 MeV/u 能量增加时的下降率. 对比结果表明, 数百 MeV/u 的高能重离子碰撞激发靶原子的电离可以用 BEA 模型来估算, 但是, 在计算 X 射线发射截面时, 需要考虑多电离对荧光产额等原子参数的影响.

4 结 论

实验测量了能量为 154—424 MeV/u 的 C^{6+} 离子轰击 W 产生的 L 壳层 X 射线, 分析了分支 X 射线的能量移动以及相对强度比随入射能的变化; 利用修正的厚靶公式计算了 L 壳层 X 射线的产生截面, 并与 PWBA, ECPSSR 和 BEA 理论计算进行了比较. 结果表明, 当数百 MeV/u 高能区 C^{6+} 离子以高于靶原子中被电离电子轨道速度的速度入射时, 主要通过库仑相互作用的方式激发 W 靶原子的电离. 内壳层电离可以看成是炮弹离子和被电离壳层电子之间的两体碰撞过程. 随着 L 壳层的电离, M, N 等外壳层也被多电离, 该多电离度在实验能区内不随能量变化而改变, 这导致了观测 X 射线的能量蓝移, $L\alpha$, $L\beta$ 与 $L\gamma$ X 射线的相对强度比的增大. L 壳层 X 射线的发射截面可由使用多电离修正原子参数的 BEA 模型来估算.

感谢兰州重离子加速器国家实验室加速器技术中心加速器总体室以及医学物理室工作人员对实验的技术支持和帮助.

参考文献

- [1] Xu G, Barriga-Carrasco M D, Blazevec A, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 207801

- [2] Breuer L, Meinerzhagen F, Herder M, Bender M, Severin D, Lerach J O, Wucher A 2016 *J. Vac. Sci. Technol. B* **34** 03H130
- [3] Czarnota M, Banaś D, Braziewicz J, Semaniak J, Pajek M, Jaskóła M, Korman A, Kretschmer W, Lapicki G, Mukoyama T 2009 *Phys. Rev. A* **79** 032710
- [4] Schmelter O, Dollinger G, Datzmann G, Hauptner A, Körner H J, Maier-Komor P, Reichart P 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **179** 469
- [5] Tapper U, Räisänen J 1992 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **71** 214
- [6] Greenberg J S, Davis C K, Vincent P 1974 *Phys. Rev. Lett.* **30** 473
- [7] Zhou X H, Zhang Z Y, Gan Z G, Xu F R, Zhou S G 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112002 (in Chinese) [周小红, 张志远, 甘再国, 许甫荣, 周善贵 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112002]
- [8] Ye Y L, Yang Y F, Liu Y, Han J X 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112003 (in Chinese) [叶沿林, 杨晓非, 刘洋, 韩家兴 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112003]
- [9] Zhao Y T, Zhang Z M, Chen R, et al. 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112004 (in Chinese) [赵永涛, 张子民, 程锐, 等 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112004]
- [10] Cao X, Chen X R, Gong C, et al. 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112005 (in Chinese) [曹须, 陈旭荣, 龚畅, 等 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112005]
- [11] Zhao H W, Xu H S, Xiao G Q, et al. 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112006 (in Chinese) [赵红卫, 徐珊珊, 肖国青, 等 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112006]
- [12] Guo B, Liu W P, Tang X D, Li Z H, He J J 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112007 (in Chinese) [郭冰, 柳卫平, 唐晓东, 李志宏, 何建军 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112007]
- [13] Ma X W, Zhang S F, Wen W Q, Yang J, Zhu X L, Qian D B, Yan S C, Zhang P M, Guo D L, Wang H B, Huang Z K 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112008 (in Chinese) [马新文, 张少锋, 汶伟强, 杨杰, 朱小龙, 钱东斌, 闫顺成, 张鹏鸣, 郭大龙, 汪寒冰, 黄忠魁 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112008]
- [14] Ma Y G, Xu N, Liu F 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112009 (in Chinese) [马余刚, 许怒, 刘峰 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112009]
- [15] Sun Z Y, Chen L W, Cai H J, Li L, You Z Y, Yuan Y, Wang Y, Xie J J, Feng Z Q, Wang S T 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112010 (in Chinese) [孙志宇, 陈良文, 蔡汉杰, 李亮, 尤郑昀, 袁野, 王莹, 谢聚军, 冯兆庆, 王世陶 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112010]
- [16] Chen R, Zhang S, Sheng G D, et al. 2020 *Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron.* **50** 112011 (in Chinese) [程锐, 张晟, 申国栋, 等 2020 中国科学: 物理学 力学 天文学 **50** 112011]
- [17] Kawata S 2021 *Adv. Phys. X* **6** 1873860
- [18] Kawata S, Karino T, Ogoyski A I 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 89
- [19] Hofmann I 2015 *Rev. Accel. Sci. Technol.* **08** 37
- [20] Back B B, Esbensen H, Jiang C L, Rehm K E 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 317
- [21] Ciricosta O, Vinko S M, Chung H K, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 065002
- [22] Marshall F J, McKenty P W, Delettrez J A, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185004
- [23] Reyes-Herrera J, Miranda J 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **267** 1767
- [24] Kahoul A, Nekkab M, Deghfel B 2008 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **266** 4969
- [25] Gorlachev I, Gluchshenko N, Ivanov I, Kireyev A, Krasnoplyorova M, Kurakhmedov A, Platov A, Sambayev Y, Zdorovets M 2019 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **448** 19
- [26] Lapicki G 2020 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **467** 123
- [27] Singh Y, Tribedi L C 2002 *Phys. Rev. A* **66** 062709
- [28] Cohen D D, Stelcer E, Crawford J, Atanacio A, Doherty G, Lapicki G 2014 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **318** 11
- [29] Gryzinski M 1965 *Phys. Rev. A* **138** A336
- [30] Johnson D E, Basbas G, McDaniel F D 1979 *At. Data Nucl. Data tables* **24** 1
- [31] Brandt W, Lapicki G 1981 *Phys. Rev. A* **23** 1717
- [32] Lapicki G 2002 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **189** 8
- [33] Vigilante M, Cuzzocrea P, De Cesare N, Murolo F, Perillo E, Spadaccini G 1990 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **51** 232
- [34] Kondo C, Takabayashi Y, Muranaka T, Masugi S, Azuma T, Komaki K, Hatakeyama A, Yamazaki Y, Takada E, Murakami T 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **230** 85
- [35] Fritzsche S, Kabachnik N M, Surzhykov A 2008 *Phys. Rev. A* **78** 032703
- [36] Mei C X, Zhang X A, Zhou X M, Zhao Y T, Ren J R, Wang X, Lei Y, Sun Y B, Cheng R, Xu G, Zeng L X 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 143401 (in Chinese) [梅策香, 张小安, 周贤明, 赵永涛, 任洁茹, 王兴, 雷瑜, 孙渊博, 程锐, 曾利霞 2017 物理学报 **66** 143401]
- [37] Zhou X M, Cheng R, Lei Y, Sun Y B, Wang Y Y, Wang X, Xu G, Mei C X, Zhang X A, Chen X M, Xiao G Q, Zhao Y T 2016 *Chin. Phys. B* **25** 023402
- [38] Zhang X A, Mei C X, Zhao Y T, Cheng R, Wang X, Zhou X M, Lei Y, Sun Y B, Xu G, Ren J R 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 173401 (in Chinese) [张小安, 梅策香, 赵永涛, 程锐, 王兴, 周贤明, 雷瑜, 孙渊博, 徐戈, 任洁茹 2013 物理学报 **62** 173401]
- [39] Awaya Y, Kambara T, Kanai Y 1999 *Int. J. Mass Spectrom.* **192** 49
- [40] Hopkins F, Elliott D O, Bhalla C P, Richard P 1973 *Phys. Rev. A* **8** 2952
- [41] Hoszowska J, Kheifets A K, Dousse J Cl, Berset M, Bray I, Cao W, Fennane K, Kayser Y, Kavčič M, Szlachetko J, Szlachetko M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 073006
- [42] Horvat V, Watson R L, Peng Y 2009 *Phys. Rev. A* **79** 012708
- [43] Kavčič M, Kobal M, Budnar M, Dousse J Cl, Tökési K 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **233** 235
- [44] Kobal M 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **229** 165
- [45] Cipolla S J 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **261** 153
- [46] Cipolla S j, Hill B P 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **241** 129
- [47] Miranda J, Lucio O G, Téllez E B, Martínez J N 2004 *Radiat. Phys. Chem.* **69** 257
- [48] Bearden J A 1967 *Rev. Mod. Phys.* **39** 78
- [49] Thompson A C, Attwood D T, Gullikson E M, et al. (Edited by Thompson A C, Vaughan D) 2001 *X-ray Data Book*
- [50] Czarnota M, Pajek M, Banaś D, et al. 2006 *Braz. J. Phys.* **36** 546
- [51] Semaniak J, Braziewicz J, Pajek M, Czyżewski T, Głowacka L, Jaskóła M, Hailer M, Karschnick R, Kretschmer W,

- Halabuka Z, Trautmann D 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1125
- [52] Sarkadi L, Mukoyama T 1980 *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **13** 2255
- [53] Watson R L, Blackadar J M, Horvat V 1999 *Phys. Rev. A* **60** 2959
- [54] Banaś D, Pajek M, Semaniak J, et al. 2002 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **195** 233
- [55] Kavčič M, Šmit Ž, Budnar M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4675
- [56] Campbell J L 2003 *At. Data Nucl. Data tables* **85** 291
- [57] Campbell J L 2009 *At. Data Nucl. Data tables* **95** 115
- [58] Ouziane S, Amokrane A, Zilabdi M 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **161-163** 141
- [59] Kennedy V J, Augusthy A, Varier K M, Magudapathy P, Nair K G M, Dhal B B, Padhi H C 1998 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **134** 165
- [60] Zhou X M, Cheng R, Wang Y Y, Lei Y, Chen Y H, Chen X M, Zhao Y T, Xiao G Q 2017 *Nucl. Instrum. Methods Res., Sect. B* **408** 140
- [61] Lapicki G, Murty G A V R, Raju G J N, Reddy B S, Reddy S B, Vijayan V 2004 *Phys. Rev. A* **70** 062718
- [62] Lapicki G, Mehta R, Duggan J I, Kocur P M, Price J L, McDaniel F D 1986 *Phys. Rev. A* **34** 3813
- [63] Scofield J H 1974 *At. Data Nucl. Data tables* **14** 121
- [64] Scofield J H 1974 *Phys. Rev. A* **10** 1507

W L-shell X-ray emission induced by C^{6+} ions with several hundred MeV/u^{*}

Zhou Xian-Ming¹⁾³⁾ Wei Jing¹⁾ Cheng Rui²⁾ Mei Ce-Xiang¹⁾ Zeng Li-Xia¹⁾
Wang Xing³⁾ Liang Chang-Hui¹⁾ Zhao Yong-Tao²⁾³⁾ Zhang Xiao-An^{1)2)†}

¹⁾ (Ion beam and Optical Physics Laboratory, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China)

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

³⁾ (School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 16 December 2021; revised manuscript received 13 February 2022)

Abstract

The L-shell X-ray emission of tungsten is investigated under the bombardment of C^{6+} ions in a high energy range of 154—424 MeV/u. Compared with the atomic data, the energy of the X-ray is enlarged, and the relative intensity ratio of $L\iota$, $L\beta_{1,3,4}$ and $L\beta_{2,15}$ to $L\alpha_{1,2}$ X-rays are enhanced. The L-subshell and the total X-ray production cross section are calculated from a well corrected thick target formula and compared with the theoretical estimation of binary encounter approximation (BEA), plane-wave Born approximation (PWBA) and ECPSSR (PWBA theory modified with Energy-loss, Coulomb-repulsion, Perturbed-Stationary-State and Relativistic corrections). On the whole, the experimental cross sections are all smaller than the prediction of PWBA and ECPSSR, but in rough agreement with that of BEA. It is indicated that the inner-shell ionization of W can be considered as a binary process between the high energy C^{6+} ions acting as a point charge and the independent target electrons. With the L-shell ionization, the outer-shells are multiply ionized. The multi-ionization degree is approximately regard as a constant in the present work. This leads the X-ray energy to be blueshifted and the relative intensity ratios of $L\iota$ and $L\beta$ to $L\alpha$ X-ray to be enhanced. Using the atomic parameters corrected by multi-ionization, the X-ray production cross section can be estimated by the BEA model.

Keywords: high energy heavy ions, ion-atom collision, multiple ionization, X-ray

PACS: 32.80.Aa, 32.30.Rj, 34.80.Dp, 79.20.Rf

DOI: 10.7498/aps.70.20212322

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2017YFA0402300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11505248, 11775042, 11875096), the Scientific Research Program of Science and Technology Department of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JQ-812), the Scientific Research Program Foundation of the Education Department of Shaanxi Province, China (Grant No. 20JK0975), the Academic Leader of Xianyang Normal University, China (Grant No. XSYXSD202108), and the Key Cultivation Project of Xianyang Normal University, China (Grant No. XSYK21037).

† Corresponding author. E-mail: zhangxiaoan2000@126.com