



## 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

杨变 于得洋

### Design Study for X-ray Spectroscopy Experiments of Fast Highly Charged Heavy Ions Collisions with Atoms at HIRFL-CSR

YANG Bian, YU Deyang

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2021026>

引用格式:

杨变, 于得洋. 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[J]. 原子核物理评论, 2021, 38(4):458-469. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2021026

YANG Bian, YU Deyang. Design Study for X-ray Spectroscopy Experiments of Fast Highly Charged Heavy Ions Collisions with Atoms at HIRFL-CSR[J]. Nuclear Physics Review, 2021, 38(4):458-469. doi: 10.11804/NuclPhysRev.38.2021026

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 中低能速度能区离子与H, He原子碰撞中的经典电子俘获截面

Classical Electron Capture in Collisions of Ions with H, He Atoms at Low and Intermediate Velocities

原子核物理评论. 2021, 38(2): 210-214 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.38.2021007>

#### Am原子及其离子Am<sup>q+</sup>(q=1~6)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 Am<sup>q+</sup>(q=1~6)

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>

#### 一种应用于HIRFL-CSR上的非拦截式剩余气体电离束流剖面探测器(英文)

A Residual Gas Ionization Profile Monitor Developed for HIRFL-CSR

原子核物理评论. 2017, 34(4): 773-778 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.04.773>

#### 基于HIRFL-CSR测量丰中子重核质量的建议

A Proposal for Mass Measurements of Heavy Neutron-rich Ions at HIRFL-CSR

原子核物理评论. 2020, 37(1): 18-25 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2020009>

文章编号: 1007-4627(2021)04-0458-12

# 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

杨变<sup>1,2</sup>, 于得洋<sup>1,2,†</sup>

(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)

**摘要:** 依据非相对论偶极近似、相对论程函近似、ECPSSR 理论及平面波玻恩近似方法, 计算了 30~500 MeV/u 的 Ar<sup>18+</sup>、Kr<sup>36+</sup> 和 Xe<sup>54+</sup> 离子与 Ar、Kr 和 Xe 原子碰撞过程中辐射电子俘获、非辐射电子俘获及内壳电离截面。在此基础上, 结合光子探测器的能量分辨以及炮弹离子跃迁谱线的多普勒效应等因素, 针对 HIRFL-CSR 实验环内靶装置上的 X 射线谱学实验, 生成了各碰撞体系、能量和若干观测角度上的预期 X 射线谱。这些预期谱可以帮助我们筛选和优化碰撞体系、离子能量、观测角度、探测器类型、X 射线窗及吸收片等实验条件, 避免较弱的目标反应道被其他强反应道乃至其逃逸峰所掩盖或干扰, 保证实验精度, 提高束流利用效率。

**关键词:** X 射线谱学; 辐射电子俘获; 非辐射电子俘获; 内壳电离

**中图分类号:** O562.4

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.38.2021026

## 1 引言

离子-原子碰撞研究发轫于一百多年前的卢瑟福散射实验<sup>[1]</sup>, 其本质是电磁相互作用决定下的量子多体系统演化过程。高电荷态离子携带着目前实验室中可获得的最强库仑场, 具有极强的电离和电子俘获能力。在高速高电荷态重离子与原子碰撞过程中, 炮弹离子和靶原子的 K 壳层在碰撞过程中容易被激活; 活跃电子绕核运动及随弹核运动速度皆可与光速相比, 相对论效应明显<sup>[2]</sup>。另外, 强库仑场中高速运动电荷间的相互作用不能只用库仑相互作用表示, 还需考虑磁相互作用和时间延迟效应, 即 Breit 相互作用<sup>[2-3]</sup>。

在高速高电荷态重离子与原子碰撞中, 主要有辐射电子俘获 (Radiative Electron Capture, REC)、非辐射电子俘获 (Non-Radiative electron Capture, NRC) 及靶原子和非全裸炮弹离子电离等反应道<sup>[2]</sup>。一般来说, 这些反应道总是相伴发生的。

大型重离子冷却储存环可提供强流高品质的高速高电荷态重离子束<sup>[3-5]</sup>。在此基础上, 气体靶实验成为现实<sup>[6-7]</sup>。气体靶密度比固体靶要小几个数量级, 多次碰撞、离子能损和电荷态改变以及二次电子造成邻近原

子的电离等干扰因素<sup>[3, 8]</sup>可以忽略, 能够获得单次碰撞过程的纯净信息。目前运行的大型重离子冷却储存环有德国重离子研究中心 (Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI) 的实验储存环 (Experimental Storage Ring, ESR)<sup>[3, 9-10]</sup> 和中国科学院近代物理研究所的兰州重离子加速器冷却储存环 (Heavy Ion Research Facility at Lanzhou - Cooling Storage Ring, HIRFL-CSR)<sup>[4-5]</sup>。基于上述两台装置, 已开展了一些高速高电荷态重离子与原子碰撞的实验工作。由于大型重离子冷却储存环的束流时间非常紧张, 此领域的研究总体上还很不充分; 高效利用束流, 优化实验设计十分必要。

REC 是指处于弱束缚态的靶电子直接跃迁至炮弹离子的束缚态, 同时发出一个光子以满足能量和动量守恒, 靶核不参与能量和动量的再分配。在相对论能区的高电荷态重离子与轻原子碰撞中, REC 是主要的电子俘获机制<sup>[3, 11]</sup>。在 GSI 的 ESR 上, Stöhlker 研究组通过测量 K-REC 光子的角分布, 发现自旋翻转跃迁在高速重离子 (如 309.7 MeV/u 的 U<sup>92+</sup> 离子) 的 REC 过程中具有显著贡献<sup>[12]</sup>; 通过测量 REC 布居至  $2p_{3/2}$  态退激时发出的 Lyman- $\alpha_1$  光子的角分布, 获得了该态磁量子

收稿日期: 2021-03-15; 修改日期: 2021-07-05

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11774356, 11604345, 11611530684, 11674333); 兰州重离子研究装置资助项目 (HIR2021PY003)

作者简介: 杨变 (1986-), 女, 陕西户县人, 副研究员, 从事离子-原子碰撞研究; E-mail: yangbian@impcas.ac.cn

† 通信作者: 于得洋, E-mail: d.yu@impcas.ac.cn.

数的分布情况<sup>[13]</sup>; 并由此指出, 其退激辐射中  $E1$  与  $M2$  跃迁的干涉明显改变了 Lyman- $\alpha_1$  光子的角分布<sup>[14]</sup>。在 HIRFL-CSR 上, 我们测量了 200 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与  $\text{N}_2$  碰撞发出的  $K$ -REC、 $L$ -REC 及退激过程发出的 X 射线<sup>[15]</sup>。

NRC 是指靶电子转移至炮弹离子束缚态的同时, 能量和动量在两核间重新分配以保证能量和动量守恒的过程。一般来说, 在非相对论能区 (约 200 MeV/u 以下) 的高电荷态重离子与重靶原子的碰撞中, NRC 是比 REC 更重要的电子俘获机制。基于 GSI 的重离子同步加速器 (Heavy Ion Synchrotron, SIS), Stöhlker 研究组测量了 82~170 MeV/u 的  $\text{Bi}^{82+}$  与 Ni 薄膜靶碰撞中 NRC 至炮弹离子各激发态后的退激 X 射线谱, 得到了 NRC 过程的态分布<sup>[16]</sup>; 基于 ESR, 测量了 49~358 MeV/u 的  $\text{U}^{92+}$  离子、223 MeV/u 的  $\text{U}^{90+}$  离子与  $\text{N}_2$ 、Ar、 $\text{CH}_4$ 、Kr、Xe 碰撞电子俘获至各激发态的退激 X 射线谱, 讨论了 NRC 与 REC 的相对强弱与碰撞系统和碰撞能量的关系<sup>[17, 18]</sup>; 利用 ESR 提供的 5.5~30.9 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子, 测量了与  $\text{H}_2$  碰撞中电子俘获发出的 X 射线谱, 获得了 REC 和 NRC 的总截面<sup>[19]</sup>。我们在 HIRFL-CSR 上测量了 95 和 146 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Kr 和 Xe 碰撞中 NRC 至离子  $2p_{3/2}$  态后退激光子的角分布, 发现电子在该量子态  $m_j = \pm\frac{1}{2}$  磁子能级上的布居数明显多于在  $m_j = \pm\frac{3}{2}$  上的布居数; 布居比例与离子能量关联较强但与靶原子种类近乎无关<sup>[20]</sup>。

离子与原子碰撞还会导致靶原子和非全裸入射离子的内壳电离, 并在随后的退激过程中发出 X 射线。由于离子的电离能力近似与其电荷态的平方成正比, 因此, 高速高电荷态离子碰撞导致靶原子 (及其自身) 的内壳电离过程尤显重要。Horvat 等<sup>[21]</sup> 在美国德克萨斯农工大学的 K500 超导回旋加速器上测量了 30 MeV/u 的 H、N、Ne、Ar 离子轰击 Al、Ti、Fe、Cu、Ge、Zr、Mo、Pd、Sn 等薄膜靶发出的 X 射线谱, 获得了上述靶原子  $K$  壳单、双电离的截面比。Kravchuk 等<sup>[22]</sup> 利用荷兰格罗宁根核加速器研究所的 AGOR 超导回旋加速器提供的 20 和 80 MeV/u 的 He、C、O、Ne 离子束轰击 Ta、Pb、Th 等薄膜靶, 测量靶原子的  $K$  X 射线及其伴线, 获得了  $K$  和  $L$  壳电离截面。Verma 等<sup>[23-24]</sup> 在 GSI 的 SIS 上测量了 69 MeV/u 的  $\text{U}^{94+}$  ( $73 \leq q \leq 91$ )、 $\text{Bi}^{77+, 81+, 82+}$  离子与 Au 薄膜靶碰撞产生的靶原子和炮弹离子的 X 射线, 获得了  $K$  和  $L$  X 射线的强度比和  $L$  壳旁观空穴引起的能移。由于采用了固体靶, 上述实验均存在碰撞时离子电荷态不确定、能量损失、多次碰撞、二次电子次级碰撞等干扰因素<sup>[8]</sup>。我们在 HIRFL-CSR 上测量了

50~200 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Kr 原子在单次碰撞中靶原子  $K$  X 射线及其伴线和超伴线等, 得到了  $K$  壳单、双电离的截面比<sup>[25]</sup>。

X 射线谱学是研究离子-原子碰撞过程的有力手段。通过各 X 射线峰的位置 (包括能移)、强度、形状 (如伴线结构)、角分布等信息, 可以定量给出相应反应道的强弱、相关量子态的布居, 并籍此推断相对论效应和 Breit 相互作用对碰撞动力学过程的影响。然而, 高速高电荷态重离子与原子碰撞过程中开放的反应道很多, 发出的 X 射线能谱结构复杂; 炮弹离子发出的 X 射线还存在多普勒效应; 半导体探测器存在逃逸峰现象。若目标反应道较弱, 则容易被强反应道乃至其逃逸峰所掩盖或干扰, 导致实验结果不可靠。细致的实验设计可以避免不必要的误差, 对于弱反应道的研究至关重要。

本工作通过非相对论偶极近似<sup>[3, 11]</sup>、相对论程函近似<sup>[26-28]</sup>、ECPSSR 理论<sup>[29]</sup> 及平面波玻恩近似 (Plane Wave Born Approximation, PWBA)<sup>[30]</sup> 等方法, 计算高速高电荷态重离子与原子碰撞过程中 REC、NRC 及内壳电离截面。基于 HIRFL-CSR 实验环内靶装置, 考虑炮弹离子 X 射线的多普勒效应, 给出若干碰撞体系、能量下不同观测角上的预期 X 射线谱。对照预期谱, 通过碰撞体系、入射离子能量、观测角度的优选, 并确定合适的 X 射线探测器种类 (如不同型号的高纯锗 (High-purity Germanium, HPGe)、硅 (锂) (silicon-drifted lithium, Si(Li))、硅漂移 (Silicon Drift Detector, SDD)、晶体谱仪、微量热器等)、X 射线窗和吸收片的材质及厚度, 以获得感兴趣反应道高质量的 X 射线谱。

本工作有助于获得原子内壳多重电离出射特征 X 射线及伴线超伴线、REC 光子、REC 和 NRC 至离子激发态后退激 X 射线的能谱和角分布方面精确、系统的实验数据; 提取原子  $K$  壳双电离、电子俘获至离子磁子能级布局随碰撞能量、离子种类、靶种类的变化规律, 发展相关 NRC 理论至磁子能级截面与实验结果相对比, 推断 NRC 机制中多极辐射相干效应和强库仑场中的相对论效应; 研究 REC 与 NRC 相竞争的单电子俘获过程和 REC 与 NRC 相结合的双电子俘获过程。

## 2 离子 REC、NRC 和靶原子 $K$ 壳电离截面

在离子坐标系中, REC 过程是电子从连续态到束缚态的跃迁; 对于弱束缚的靶电子, 该过程可以近似看作是自由电子与离子之间的辐射复合过程。在光子与原子或离子相互作用过程中, 当辐射场不强时, 可用多极

展开中秩为一的项来表示辐射场，即为偶极近似，该方法可较好地估算光电离总截面。Stobbe<sup>[3]</sup>于1930年基于非相对论偶极近似框架提出描述电子被俘获至任意末态的辐射复合截面公式。对于500 MeV/u以下的炮弹离子，其REC截面可由基于非相对论偶极近似的Stobbe公式<sup>[3, 11]</sup>计算。与之不同，NRC过程不发光，核自由度参与能量和动量的再分配。由于高电荷态离子强库仑场对原子波函数的扭曲影响到全部靶电子，尚没有严格的理论处理方法；目前可用相对论程函近似<sup>[26-28]</sup>来估算其截面和态分布。相对论程函近似是非对称的，当炮弹离子核电荷数 $Z_p$ 小于靶原子核电荷数 $Z_T$ 时，活跃电子与炮弹离子相互作用采用一阶微扰处理，活跃电子与靶原子相互作用由高阶微扰论来表征；当 $Z_p$ 大于

$Z_T$ 时，交换炮弹离子与靶原子<sup>[28]</sup>。对于高速高电荷态离子碰撞引起的靶原子内壳电离过程，可采用基于量子微扰方法的PWBA近似，及在此基础上用微扰静态模型对离子能量损失、库仑偏转、束缚和极化效应以及相对论效应修正的ECPSSR理论<sup>[29-30]</sup>估算 $K$ 壳空穴产生截面。

图1是能量为30~500 MeV/u的 $Ar^{18+}$ 离子与Ar原子碰撞的REC、NRC及靶原子 $K$ 壳电离截面计算结果。图中可见，该能区的REC、NRC和靶原子 $K$ 壳电离截面均随离子能量升高而降低；其中 $K$ 壳电离截面下降趋势较缓，且一直大于REC和NRC截面；NRC截面随离子能量下降最为迅速；在约300 MeV/u以下，NRC截面大于REC截面；在更高能区则REC截面较大。

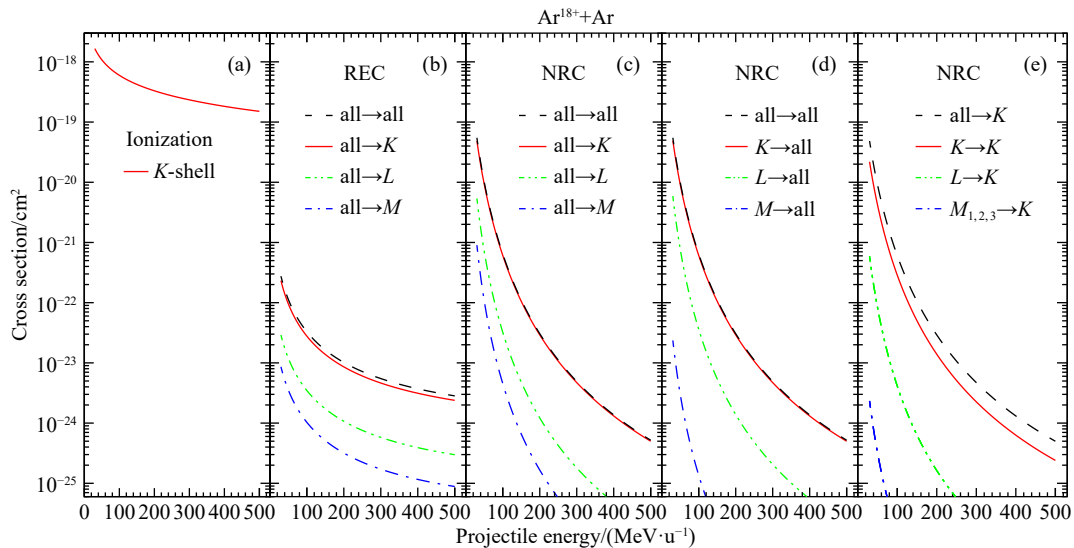


图 1 (在线彩图) 能量为30~500 MeV/u的 $Ar^{18+}$ 离子碰撞Ar原子的REC、NRC及靶原子 $K$ 壳电离截面

(a) 靶原子 $K$ 壳电离截面；(b) REC至离子 $K$ 、 $L$ 、 $M$ 壳的截面；(c) NRC至离子 $K$ 、 $L$ 、 $M$ 壳的截面；(d) 从靶电子的 $K$ 、 $L$ 、 $M$ 壳NRC至离子各壳层的截面；(e) 从靶电子的 $K$ 、 $L$ 、 $M$ 壳NRC至离子 $K$ 壳的截面。

图2和图3分别是30~500 MeV/u的 $Ar^{18+}$ 离子与Kr和Xe原子碰撞的计算结果。靶原子越重，内壳电子的结合能越大，其电离过程需要更多的能量传递。Kr原子比Ar原子的 $K$ 壳电离截面小约一个数量级，随能量变化趋势相近。对于更重的Xe靶，其 $K$ 壳电离截面更小，但在60 MeV/u附近有极大值；此时离子速度与靶原子 $K$ 壳电子的经典速度相若。在经典图景下，当离子更慢时，碰撞过程离子传递给 $K$ 壳电子的能量不足以使之逃逸；若离子速度过快，则只有碰撞参数很小时被撞电子才能获得足够的能量；在离子速度和束缚电子经典速度相近时电离截面出现峰值。

对照图1~3，在低能区，若靶原子越重，则NRC总截面越大、靶原子 $K$ 壳电离截面越小。例如在30 MeV/u附近， $Ar^{18+}$ -Ar碰撞的NRC截面远小于靶

$K$ 壳电离截面， $Ar^{18+}$ -Kr碰撞两截面相当，而 $Ar^{18+}$ -Xe碰撞前者远大于后者。另外，由于靶原子壳层结合能的差异，低能区 $Ar^{18+}$ -Ar的NRC过程主要是靶原子 $K$ 壳到离子 $K$ 壳的电子俘获(以 $K \rightarrow K$ 表示)，在 $Ar^{18+}$ -Kr的NRC过程中 $L \rightarrow K$ 和 $K \rightarrow K$ 的贡献相当，而 $Ar^{18+}$ -Xe的NRC过程则以 $L \rightarrow K$ 和 $M \rightarrow K$ 的贡献为主。整体来看，REC截面和NRC截面都随靶原子序数 $Z_T$ 增加而变大，但后者尤其显著。

图4~6和图7~9分别是30~500 MeV/u的 $Kr^{36+}$ 、 $Xe^{54+}$ 离子与Ar、Kr和Xe原子碰撞的计算结果。与 $Ar^{18+}$ 离子相比，REC、NRC以及靶原子 $K$ 壳电离截面都更大，但随能量和靶原子的变化趋势相近。需要指出，当入射离子为 $Ar^{18+}$ 时，不管是REC还是NRC，被俘获的电子主要布居于离子基态；但对于更重的

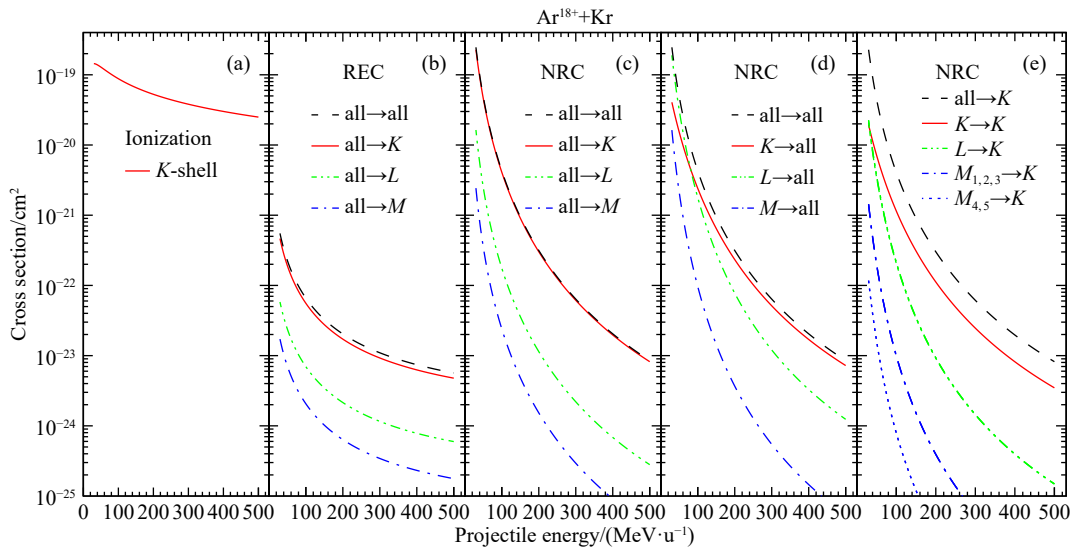


图 2 (在线彩图)与图1相同, 靶为 Kr 原子

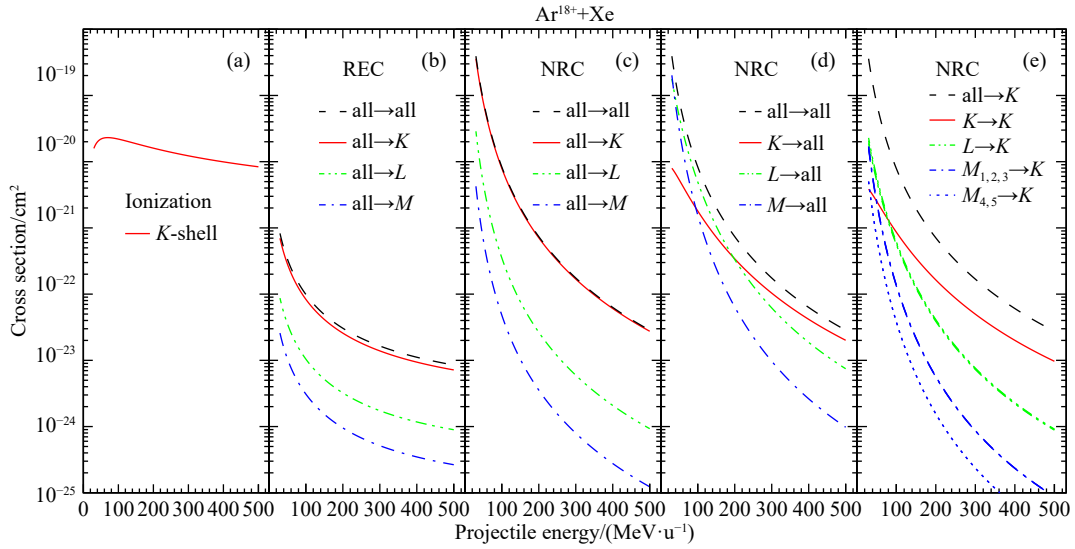


图 3 (在线彩图)与图1相同, 靶为 Xe 原子

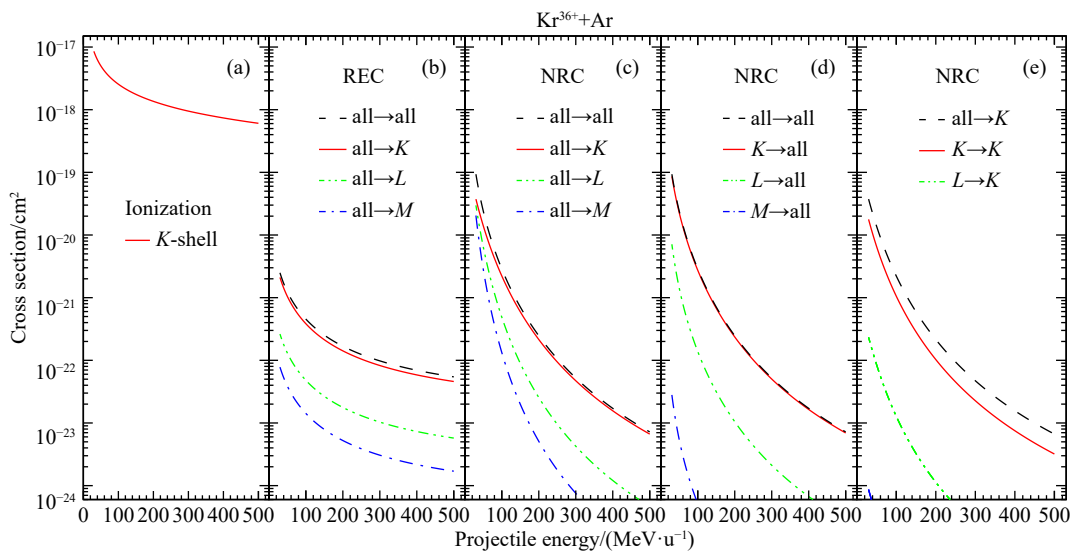


图 4 (在线彩图)与图1相同, 炮弹为 Kr<sup>36+</sup> 离子, 靶为 Ar 原子

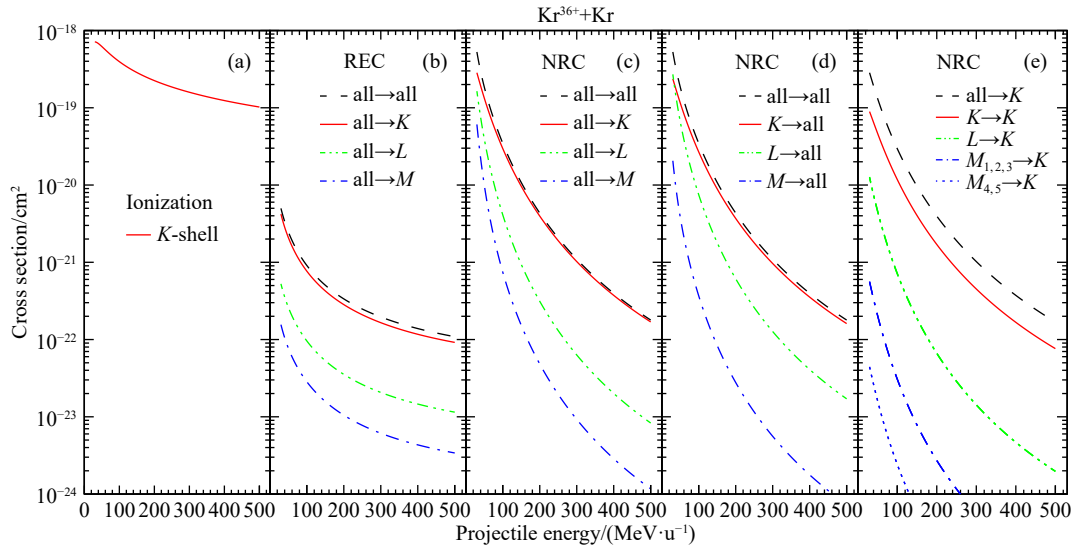


图 5 (在线彩图) 与图 1 相同, 炮弹为  $\text{Kr}^{36+}$  离子, 靶为 Kr 原子

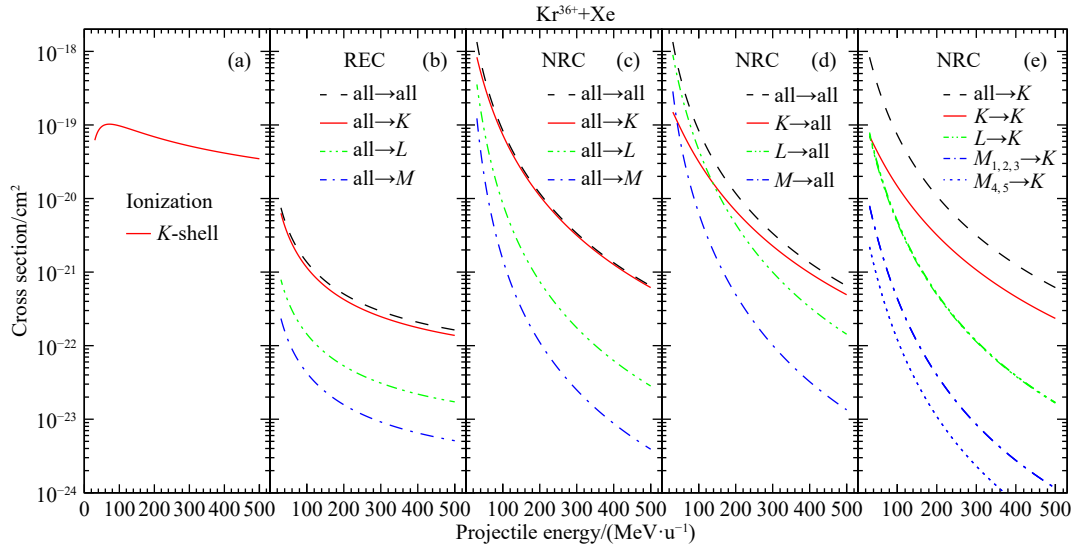


图 6 (在线彩图) 与图 1 相同, 炮弹为  $\text{Kr}^{36+}$  离子, 靶为 Xe 原子

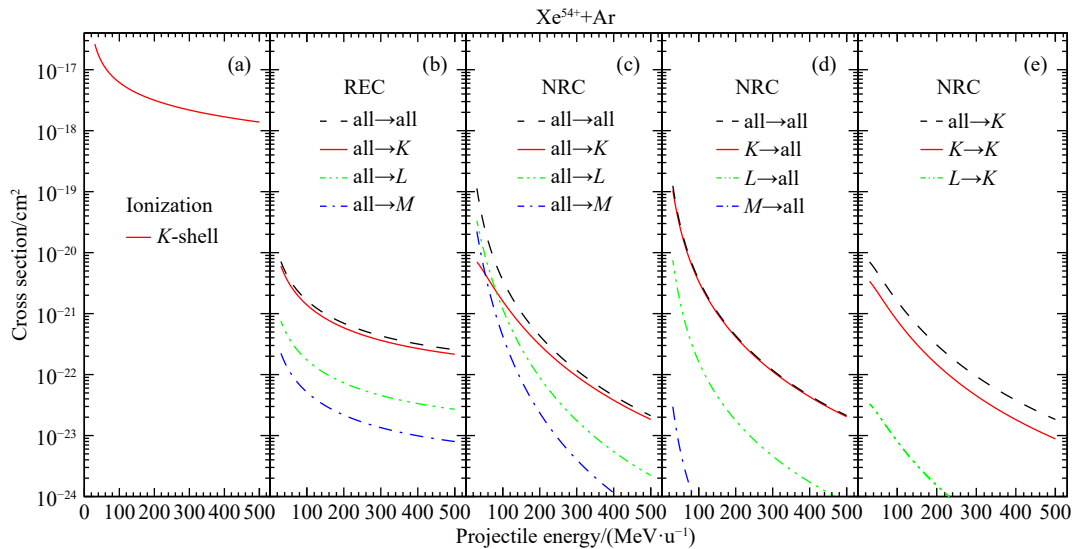


图 7 (在线彩图) 与图 1 相同, 炮弹为  $\text{Xe}^{54+}$  离子, 靶为 Ar 原子

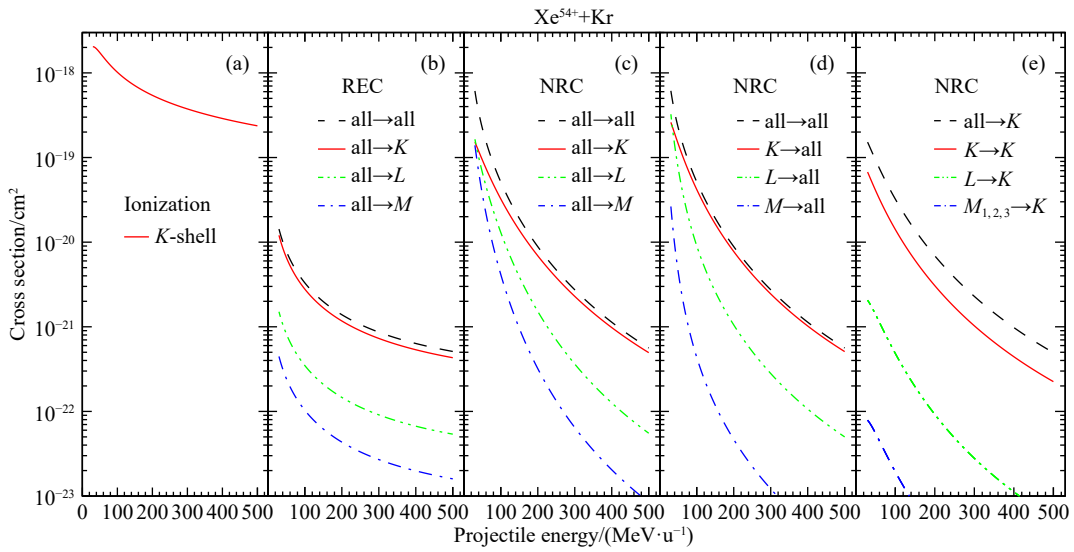


图 8 (在线彩图)与图1相同, 炮弹为Xe<sup>54+</sup>离子, 靶为Kr原子

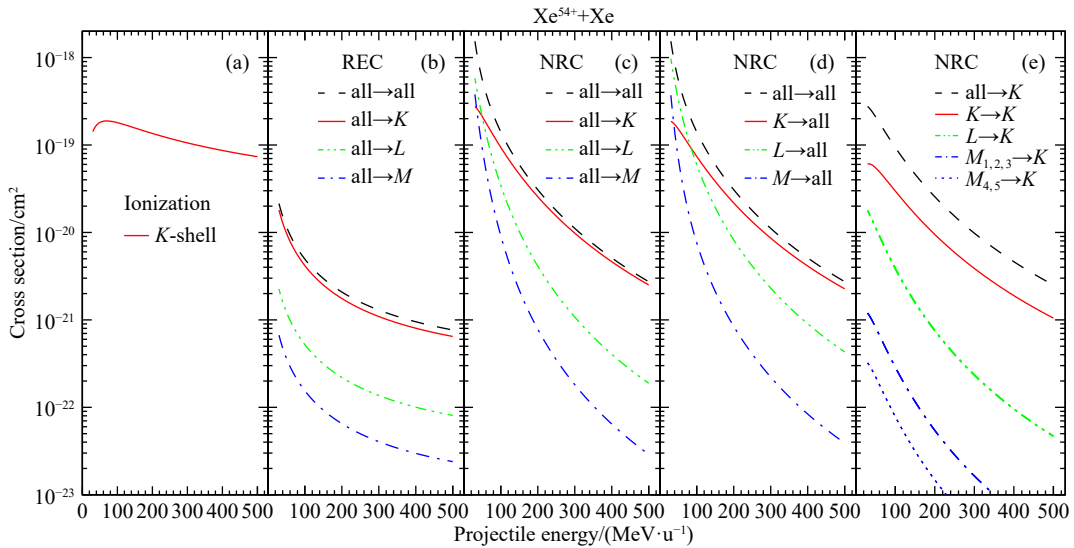


图 9 (在线彩图)与图1相同, 炮弹为Xe<sup>54+</sup>离子, 靶为Xe原子

Xe<sup>54+</sup>离子, 在低能区 NRC 俘获至离子激发态的截面会大于俘获至基态的截面。

上述计算可为高速高电荷态离子与原子碰撞 X 射线谱学实验设计提供参考。例如, 通过比较 REC 和 NRC 的相对强弱, 可知能量在 200 MeV/u 以下的 Xe<sup>54+</sup>离子与 Ar 的碰撞中, 电子俘获到其 L 壳层的主要机制是 NRC; 通过从多个角度上测量 L<sub>3</sub>亚壳(即 2p<sub>3/2</sub>态)退激光子的角分布, 就可以推断 NRC 机制下该态角动量的取向分布<sup>[20]</sup>; 若在高能区开展类似的测量, 则获得 REC 机制下的磁量子数分布<sup>[3, 13]</sup>。

### 3 基于 HIRFL-CSR 的实验设计

HIRFL-CSR<sup>[4-5]</sup>由超导电子回旋共振离子源(Superconducting Electron Cyclotron Resonance ion

source with Advanced design in Lanzhou II, SECRALII)、扇聚焦回旋加速器(pre-accelerator Sector-Focusing Cyclotron, SFC)、分离扇回旋加速器(SSC)、冷却储存环主环(CSR<sub>m</sub>)和冷却储存环实验环(CSR<sub>e</sub>)等部分组成。其中 CSR<sub>m</sub>既是一个储存环又是一个同步加速器; CSR<sub>e</sub>则是配备了空心电子束冷却器的实验环, 其空心电子束可以大大降低电子-离子复合造成的束流损失。由 SECRALII 产生低能重离子经 SFC 及 SSC 预加速, 持续注入 CSR<sub>m</sub>以累积离子数量, 累积过程伴电子冷却; 累积完毕, CSR<sub>m</sub>加速离子; 加速完毕, 离子穿越剥离膜, 选择所需电荷态, 注入到 CSR<sub>e</sub>; 在 CSR<sub>e</sub>中经电子冷却后循环打靶。与此同时, CSR<sub>m</sub>又在为 CSR<sub>e</sub>准备下一次注入。由于离子在 CSR<sub>e</sub>中以 10<sup>6</sup>圈/s 循环打靶, 束流强度大大提高, 可

达 10~100mA。电子冷却可将束流发射度降低至约  $1 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ ，纵向动量分散  $\Delta p/p \sim 10^{-5}$ ，在内靶段束流包络直径约 2~4mm。此外，束流诊断系统可以实时监测束流在真空管道中的位置。

HIRFL-CSR 实验环内靶装置 [6-7] 可在约  $10^{-8} \text{ Pa}$  的背景真空中产生靶厚约  $10^{12} \text{ atom/cm}^2$  的氢气靶，以及靶厚约  $10^{13} \text{ atom/cm}^2$  的氮、氖、氩、氪、氙等气体靶；靶厚可根据实验需要调节。离子在 CSR 中的储存寿命主要取决于离子在碰撞反应中的电荷态改变总截面以及内靶的厚度；在实际工作中，为了配合 HIRFL-CSR 的工作模式，一般调节靶厚使得离子在 CSR 中的存储寿命为 1~3 min；这意味着离子约需  $10^8$  次穿越靶区才会改变其电荷态，因此在内靶实验中单次碰撞条件是严格满足的。

为了更精确地测量 X 射线的角分布，我们设计了新的碰撞靶室，在出射光子与束流方向夹角为  $15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 43^\circ, 50^\circ, 58^\circ, 90^\circ, 115^\circ, 130^\circ, 135^\circ, 145^\circ, 150^\circ, 155^\circ$  和  $160^\circ$  的方向上设置了 X 射线窗口。实验装置示意图如图 10 所示，依据目标反应道，在离子束与气体原子束相互作用区的周围选择布局多个 X 射线探测器，靶室下侧有 6 个观测窗可用。

常用的半导体 X 射线探测器有 HPGe、Si(Li)、SDD 探测器等。HPGe 探测器适合于测量能量较高(约 10~300keV)的 X 射线，具有探测效率高、灵敏面积大的优点；能量分辨大约在 200~600eV 之间。需要注意的是，锗晶体在吸收光子后，有一定概率发出特征 X 射线(其  $K\alpha_1$ 、 $K\alpha_2$ 、 $K\beta_1$  特征线的能量分别为 9.886, 9.855, 10.982 keV)，若该特征线逃逸出锗晶体，将导致待测光子的实测能量较其真实能量偏小。在实际测量中，

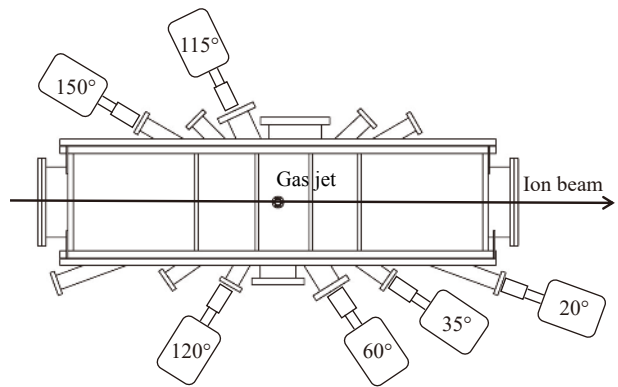


图 10 实验装置示意图

依据目标反应道，选择多个 X 射线探测器置于离子束与气体原子束相互作用区的周围。靶室下侧有 6 个观测窗可用。

表现为一条强 X 射线谱线总会在其低能方向(移动 10keV 左右)伴随产生若干条较弱的虚假谱线，如图 11 所示。若实验的目标谱线较弱且刚好落在此区间，则易受干扰。Si(Li) 探测器适合于较低能区(3~30keV) X 射线的测量；在该能区同样具有探测效率高、灵敏面积大的优点，能量分辨大约在 160~300eV 之间。虽然 Si(Li) 探测器也存在逃逸峰问题，但由于 Si 的特征线能量很低(约 1.8keV)，在晶体内部产生的特征光子很难逃逸而是会被再次吸收，因此相对于 HPGe 探测器来说其逃逸峰问题可以忽略。由于硅晶体较薄，SDD 探测器适合于更低能区(1~15keV) X 射线的测量，其优点是体积小、可在真空中使用、无需液氮冷却、能量分辨好(约 120~200eV)；其灵敏面积小于 HPGe 和 Si(Li) 探测器。在基础研究实验中，经常需要测量很弱的反应道且一般伴随强干扰反应道。此时还应注意，若探测器的计数率较高(事件主要来自于干扰道)会发生光子堆积事件，

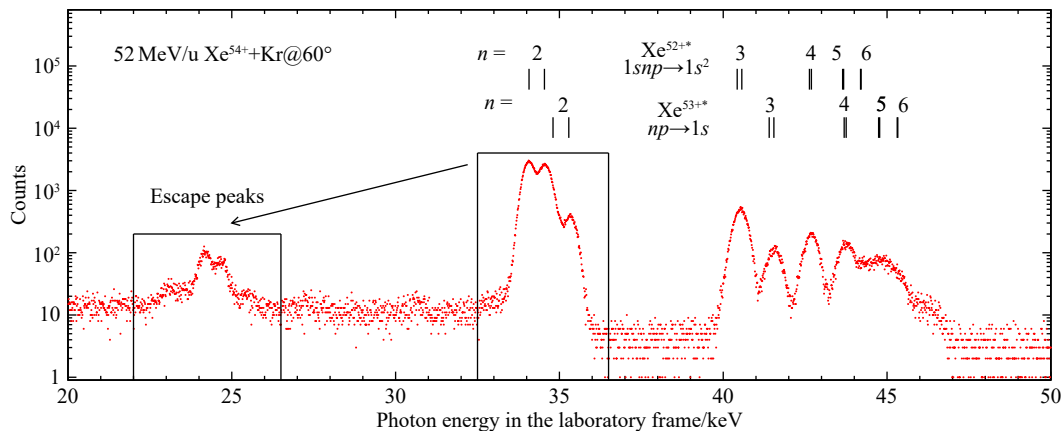


图 11 (在线彩图)在 HIRFL-CSR 实验环内靶装置上，用能量为 52MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Kr 原子碰撞，在  $60^\circ$  观测角上用 HPGe 探测器测量的一段 X 射线谱

该谱段反映入射离子俘获一个或两个电子后，形成激发态离子  $\text{Xe}^{53+*}$  和  $\text{Xe}^{52+*}$  的退激过程；谱中显示了清晰的逃逸峰，表明高强度谱线对应的逃逸峰不可忽视。



即两个时间间隔足够近(约  $5\ \mu\text{s}$  以内)的光子被误记作一个光子(其能量为两光子能量之和),有可能干扰弱目标反应道的测量。此时可采用特定的 X 射线吸收片,尽可能抑制干扰谱线,并配合适当孔径的 X 射线窗口以控制计数率。若待测反应道截面大,也可用晶体谱仪<sup>[31]</sup>或微量热器<sup>[32]</sup>测量;这些探测器具有很好的能量分辨,但灵敏面积远小于上述半导体探测器。例如,考虑待测反应道截面约  $10^{-18}\ \text{cm}^2$ ,靶厚约  $10^{13}\ \text{atom/cm}^2$ ,离子束流约  $10^7$ ,回旋频率约每秒  $10^6$  圈;晶体谱仪灵敏面积约  $2\ \text{mm}^2$ ,其距碰撞点约  $300\ \text{mm}$ ,则相对立体角(即  $\Omega/4\pi$ )约  $10^{-6}$ ,探测器测量的 X 射线约  $10^2$  个/s。

在高速高电荷态重离子碰撞反应中,炮弹离子发出的 X 射线具有显著的多普勒效应。在炮弹坐标系中能量为  $E_{\text{proj}}$  的光子,在实验室坐标系、观测角为  $\theta_{\text{lab}}$  时的能量为

$$E_{\text{lab}}(\theta_{\text{lab}}) = \frac{E_{\text{proj}}}{\gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{\text{lab}})}, \quad (1)$$

其中:  $\beta = v_{\text{proj}}/c$  是离子相对于光速的折合速度;  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  是洛伦兹因子。与之相反,靶离子发出的 X 射线没有多普勒效应,能量不随观测角改变。首先,若待测光子来自于炮弹离子,则可通过选择观测角避免其与靶离子特征 X 射线(及其逃逸峰等)的重叠。其次,可以利用多普勒能移在小观测角度上更有效地分辨离子发出的两条靠近的谱线。如  $\text{Xe}^{53+*}$  离子的 Lyman- $\alpha_1$  ( $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ )、Lyman- $\alpha_2$  ( $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ) 和  $M1$  ( $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ) 的跃迁能分别是  $31\ 283.75$ 、 $30\ 856.34$  和  $30\ 863.49\ \text{eV}$ ;若离子能量为  $197\ \text{MeV/u}$ ,在  $35^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $120^\circ$  观测角上 Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2$  的能量间隔分别为  $657$ 、 $354$ 、 $275\ \text{eV}$ 。如图 12 所示,位于  $35^\circ$  观测角上的 HPGe 探测器更好地区分了上述两组谱线(Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2 + M1$ ),更精准地给出了两组跃迁的强度

比。第三,由于碰撞区和探测器灵敏面积具有一定的大小,任一探测器的观测角都具有不确定度  $\Delta\theta_{\text{lab}}$ ;这就导致了炮弹离子 X 射线谱具有多普勒展宽

$$\Delta E_{\text{lab}} = \frac{E_{\text{lab}} \cdot \beta \cdot \sin \theta_{\text{lab}}}{1 - \beta \cdot \cos \theta_{\text{lab}}} \Delta \theta_{\text{lab}}. \quad (2)$$

显然,在  $\theta_{\text{lab}}$  接近  $0^\circ$  或  $180^\circ$  时,多普勒展宽不重要。这一点在实验设计时也应予以考虑。

对于特定的碰撞体系、离子能量和目标反应道,并非在所有观察角度上都能得到精确的实验数据。例如,考虑测量  $200\ \text{MeV/u}$  的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Xe 原子的碰撞中炮弹离子 Lyman- $\alpha_1$ 、Lyman- $\alpha_2$  及 Lyman- $\beta$  的强度比。Xe 原子 K 壳电离的 X 射线有  $K\alpha_1$  和  $K\alpha_2$  约  $29\ 779$  和  $29\ 458\ \text{eV}$ ,  $K\beta$  约  $33\ 624\ \text{eV}$ 。依据图 9 中各截面数据,靶原子 K 壳电离退激谱线强度最大,其角分布可以认为是各向同性的<sup>[25]</sup>;由于 K、L、M 壳会有数目不定的旁观空穴,实测谱总在更高能量处有复杂的伴线结构。NRC 和 REC 俘获至炮弹离子 L 和 M 壳层的截面分别比靶原子 K 壳电离截面小 2~4 个数量级,其测量易受干扰。图 13 是观测角度分别为  $15^\circ$ 、 $60^\circ$  和  $120^\circ$  时的预期 X 射线谱。离子俘获一个靶电子至  $\text{Xe}^{53+*}$  的 Lyman- $\alpha$  和 Lyman- $\beta$  跃迁以及 K-、L( $2p_{1/2}$ )-和 L( $2p_{3/2}$ )-REC 光子在炮弹离子坐标系下和实验室坐标系(上述多普勒能移)下的能量见表 1。由于 REC 截面比 NRC 截面小 1~2 个数量级,可忽略 REC 过程。 $\text{Xe}^{53+*}$  的 Lyman 跃迁来源于 NRC 过程。在  $15^\circ$  和  $60^\circ$  观测角上适合放置 HPGe 探测器,  $120^\circ$  上则用 Si(Li) 探测器。预期谱不能预估碰撞出射光子的角分布特征,因此假设炮弹发出的 X 射线各向同性。由图 13 可见,当观测角为  $15^\circ$  时,可以获得干净的炮弹离子 Lyman- $\alpha_1$ 、Lyman- $\alpha_2$  及 Lyman- $\beta$  谱线;当观测角为  $60^\circ$  时, Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2$  谱线会与靶原子 K 壳电离退激谱线混合;当观测角为  $120^\circ$  时,

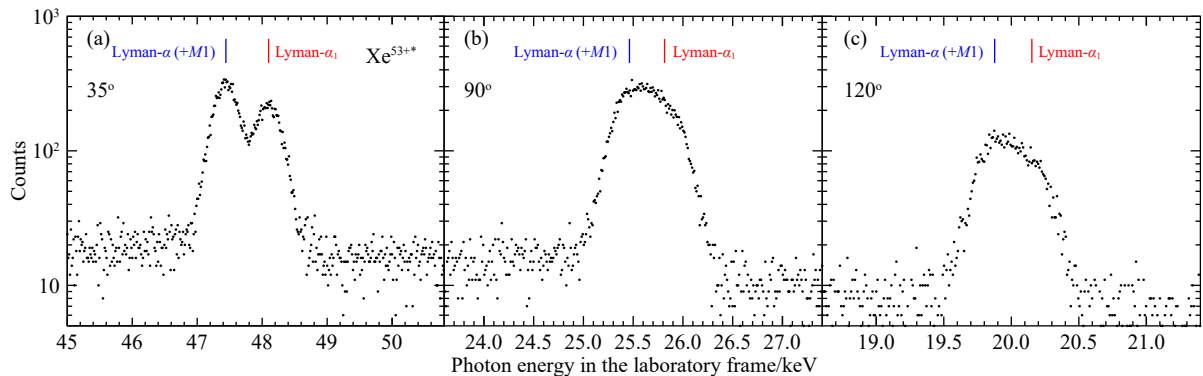


图 12 (在线彩图) 在 HIRFL-CSR 实验环内靶装置上,用能量为  $197\ \text{MeV/u}$  的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Kr 原子碰撞,实验测量炮弹离子 NRC 至  $\text{Xe}^{53+*}$  ( $n=2$ ) 的退激 X 射线谱

观测角度和 HPGe 探测器分别为 (a)  $35^\circ$  的 GLP762、(b)  $90^\circ$  的 GLP756 和 (c)  $120^\circ$  的 GLP749。

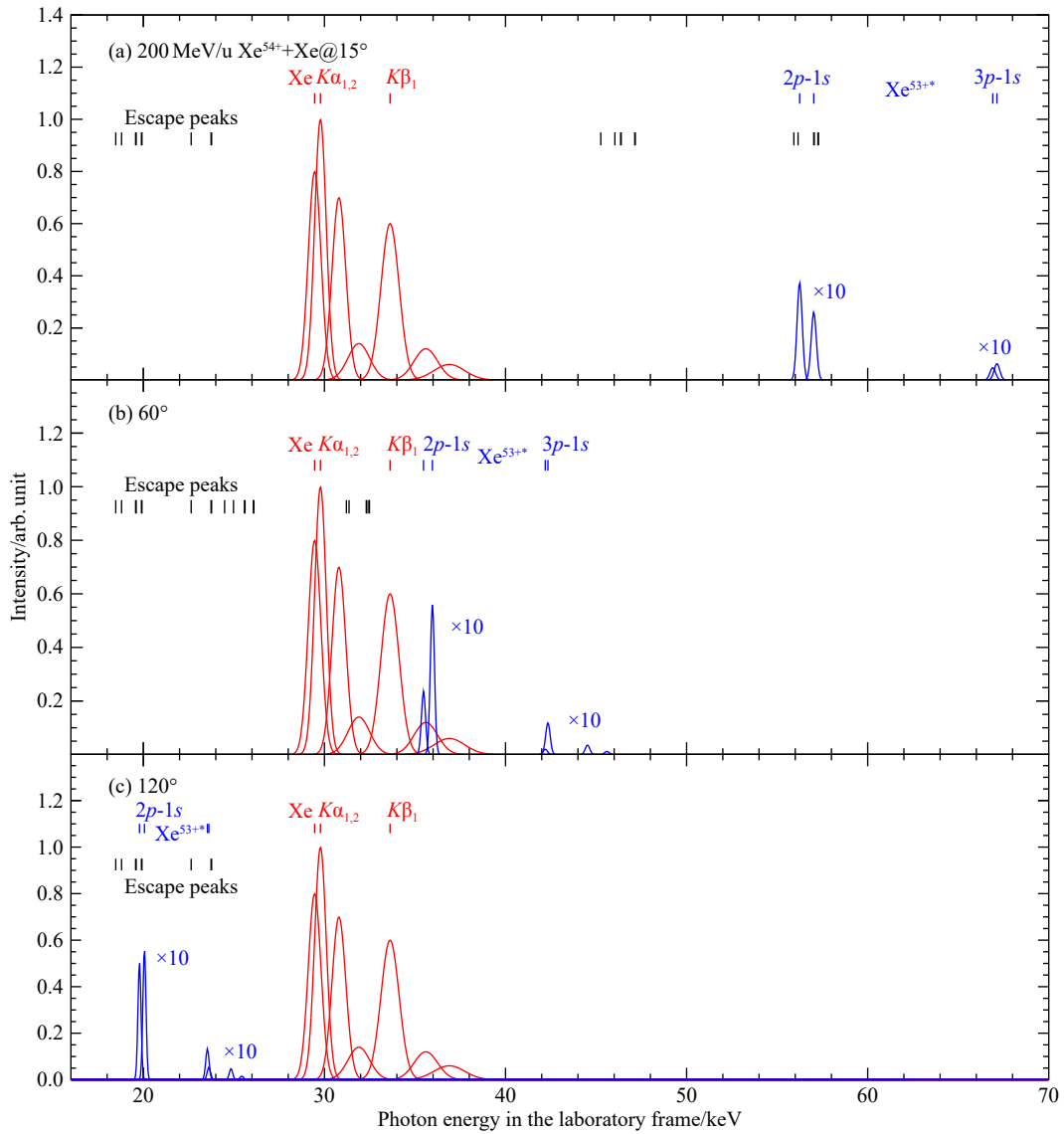


图 13 (在线彩图) 拟测量能量为 200 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  离子与 Xe 原子碰撞中炮弹离子 Lyman- $\alpha_1$ 、Lyman- $\alpha_2$  及 Lyman- $\beta$  的强度比, 观测角度分别为 (a)  $15^\circ$ 、(b)  $60^\circ$  和 (c)  $120^\circ$  的预期 X 射线谱

预期谱不能预估碰撞出射光子的角分布特征, 因此假设炮弹发出的 X 射线各向同性。在  $15^\circ$  和  $60^\circ$  观测角上适合放置 HPGe 探测器,  $120^\circ$  上则用 Si(Li) 探测器。当观测角为  $15^\circ$  时, 可以分辨炮弹离子的上述 Lyman 谱线; 当观测角为  $60^\circ$  时, Lyman- $\alpha_{1,2}$  谱线会与靶原子 K 壳电离退激谱线混合; 当观测角为  $120^\circ$  时, 上述谱线会和靶原子谱线的逃逸峰重叠。

表 1 200 MeV/u 的  $\text{Xe}^{54+}$  与 Xe 原子碰撞电子俘获相关跃迁在炮弹离子坐标系和实验室坐标系下的能量

跃迁	$E_{\text{proj}}/\text{keV}$	$E_{\text{lab}}/\text{keV}$		
		$15^\circ$	$60^\circ$	$120^\circ$
Lyman- $\alpha_1$	31.284	57.022	35.962	20.060
Lyman- $\alpha_2$	30.856	56.243	35.470	19.786
Lyman- $\beta_1$	36.833	67.138	42.341	23.619
Lyman- $\beta_2$	36.707	66.906	42.195	23.537
K-REC	151.016	275.361	173.597	96.836
$L(2p_{1/2})$ -REC	120.159	219.018	138.127	77.050
$L(2p_{3/2})$ -REC	119.732	218.239	137.636	76.776

上述谱线会和靶原子谱线的逃逸峰重叠, 尤其容易导致错误的测量结果。

再如, 考虑测量 50 MeV/u 的  $\text{Kr}^{36+}$  离子与 Xe 原子碰撞中 K-REC 与 L-REC 的截面比。依据图 6, 该碰撞反应 NRC 截面最大, 靶原子 K 壳电离截面约为其 1/5, K-REC 和 L-REC 截面则分别为其 1%、1% 左右。炮弹离子电子俘获相关跃迁在实验室坐标系下的能量如表 2 所示。在  $25^\circ$ ,  $90^\circ$  和  $155^\circ$  观测角上适合放置 HPGe 探测器。如预期 X 射线谱图 14 所示, 假设炮弹发出的 X 射线各向同性, 当观测角为  $25^\circ$  (或更小) 时, 可以得到可靠的 K-REC 和 L-REC 谱线; 而在其他角度 (如  $90^\circ$  或

表 2 50 MeV/u 的  $\text{Kr}^{36+}$  与 Xe 原子碰撞电子俘获相关跃迁在炮弹离子坐标系和实验室坐标系下的能量

跃迁	$E_{\text{proj}} / \text{keV}$	$E_{\text{lab}} / \text{keV}$		
		25°	90°	155°
Lyman- $\alpha_1$	13.509	17.946	12.821	9.973
Lyman- $\alpha_2$	13.429	17.840	12.745	9.914
Lyman- $\beta_1$	15.966	21.209	15.152	11.786
Lyman- $\beta_2$	15.942	21.178	15.130	11.769
K-REC	45.361	60.259	43.050	33.487
$L(2p_{1/2})$ -REC	31.932	42.419	30.305	23.573
$L(2p_{3/2})$ -REC	31.852	42.313	30.230	23.514

155°), 上述谱线会与 Xe 靶原子 K 壳电离退激谱线混合。

需要指出, 现有理论估算截面与实验结果有差别, 也不能可靠地计算各亚壳层的电子俘获截面以及电离截面。因此, 目前所得预期谱只是示意性的, 主要目的是为了辅助实验设计。在很多情况下, 实验结果有助于检验理论计算, 探测器可分辨至亚壳层跃迁谱线, 获得比“预期谱”更为精细的 X 射线实验数据。如图 15 所示, 该实验主要研究 NRC 过程, 实验谱能分辨 NRC 至类氢氙离子的 Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2$  (+M1) 跃迁。对实验数据做多峰拟合后, 可得靶 K 壳电离 X 射线、REC 光子和电子俘获至离子激发态退激辐射谱的强度和角分布信息。

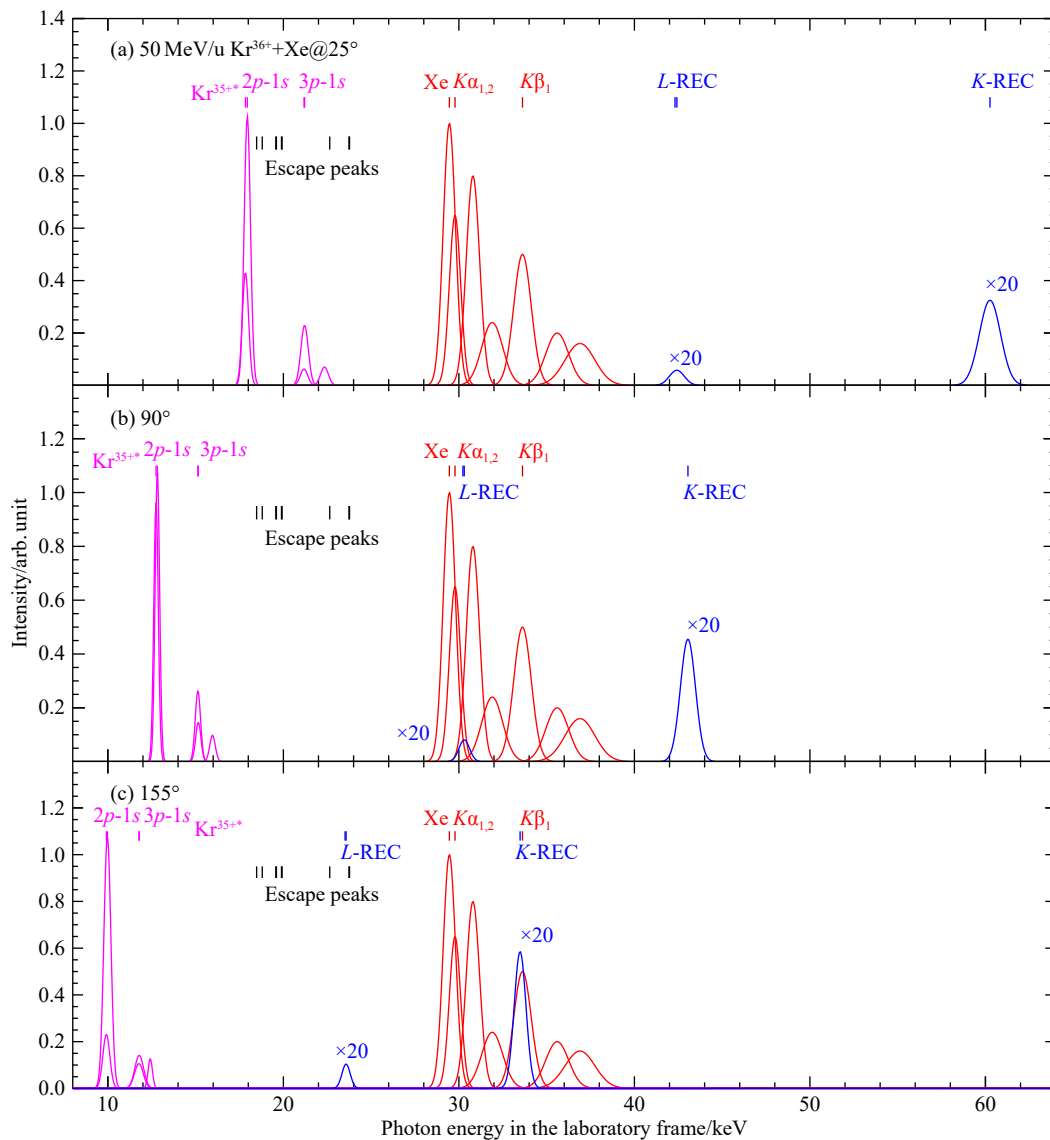


图 14 (在线彩图) 拟测量能量为 50 MeV/u 的  $\text{Kr}^{36+}$  离子与 Xe 原子碰撞中 K-REC 与 L-REC 的截面比, 观测角度分别为 (a)25°、(b)90°和(c)155°的预期 X 射线谱

预期谱假设炮弹发出的 X 射线各向同性。在 25°、90°和 155°观测角上适合放置 HPGe 探测器。当观测角为 25°时, 可获得可靠的 K-REC 和 L-REC 谱线; 当观测角度为 90°或 155°时, 目标谱线会与靶原子 K 壳电离退激谱线混合。

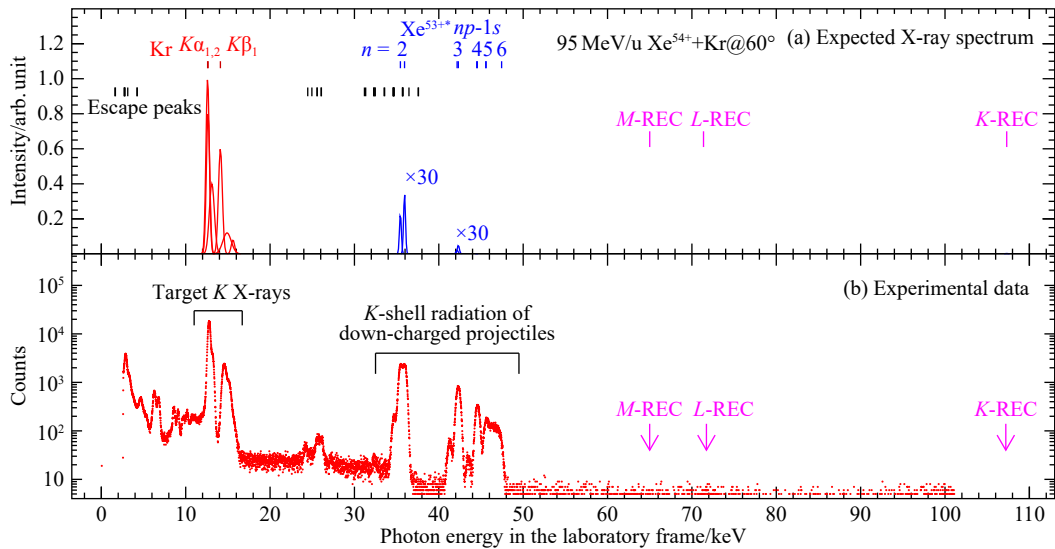


图 15 (在线彩图) 能量为 95 MeV/u 的  $Xe^{54+}$  离子与 Kr 原子碰撞, 观测角度为  $60^\circ$  的 (a) 预期 X 射线谱和 (b) 实验观测谱。实验谱是用距碰撞点约 300 mm 的 HPGe 探测器测量的。该实验主要研究 NRC 过程, 实验谱可分辨 NRC 至类氢氙离子的 Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2$  (+M1) 跃迁。

实验测量的 X 射线谱不仅反映电子跃迁时刻的结果, 还包含级联跃迁的贡献。GRASP 程序可以计算高能级至低能级的跃迁分支比 [33-34], 但还需结合理论计算的亚壳层截面, 才能定量推出级联跃迁的比重。K-REC 和 L-REC 光子的角分布信息揭示 REC 过程中的磁相互作用和时间延迟效应的影响。Lyman- $\alpha_1$  和 Lyman- $\alpha_2$  强度比有助于提取电子俘获至类氢离子  $2p_{3/2}$  各磁子能级上的比例, 从而获知 Lyman- $\alpha_1$  的极化特性。高速高电荷态离子与原子碰撞过程是强库仑场中相对论量子多体演化过程的一个实例; 上述各谱线强度、角分布的系统实验结果有助于理解其演化规律。

#### 4 结论与展望

本文探讨了高速高电荷态离子与原子碰撞的 X 射线谱学实验设计, 并以 HIRFL-CSR 实验环内靶装置上的实验为例进行了深入分析。首先, 估算了碰撞过程中靶原子 K 壳电离截面、REC 或 NRC 的总截面和态分布截面, 讨论了原子内壳电离、REC 和 NRC 过程随碰撞体系和能量的变化规律。其次, 讨论了探测器能量分辨以及炮弹离子谱线的多普勒能移和展宽效应。在此基础上, 在实验之前就可以预期 X 射线谱的关键特征, 为相关实验提供优化依据, 在保证实验精度的前提下提高束流利用效率。

高速高电荷态离子与原子碰撞过程的靶原子内壳多重电离和电子俘获机制上精确、系统的实验数据, 对量子多体碰撞动力学系统的研究, 特别是强库仑场中的相对论效应和磁相互作用、时间延迟效应等研究不可或缺。

例如, NRC 至离子激发态后的退激 X 射线各向异性角分布, 有助于提取 NRC 至离子特定激发态磁子能级布局, 即角动量取向偏离统计分布, 推断多极相干辐射效应, 为 NRC 相关理论发展提供精确的实验参考, 推动 NRC 理论方法拓展至磁子能级截面计算, 以在全能区上与 REC 的 Alignment 结果相比较; 再如, REC 与 NRC 的竞争与合作机制 (包含双电子俘获过程), 低能区 NRC 至离子激发态截面高于基态, 有助于理解电子在强库仑场中转移时电子自由度与核自由度的耦合方法。另外, 在重离子储存环内靶装置上, 可利用靶原子 K 壳双电离过程大量制备 K 壳空心原子, 研究其奇异衰变过程。

#### 参考文献:

- [1] RUTHERFORD E. *Philos Mag*, 1911, 21: 669.
- [2] EICHLER J, MEYERHOF W E. *Relativistic Atomic Collisions*[M]. San Diego: Academic Press, 1995.
- [3] EICHLER J, STÖHLKER T. *Phys Rep*, 2007, 439: 1.
- [4] XIA J W, ZHAN W L, WEI B W, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2002, 488: 11.
- [5] ZHAN W L, XU H S, XIAO G Q, et al. *Nucl Phys A*, 2010, 834: 694c.
- [6] CAI X, LU R, SHAO C, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2005, 555: 15.
- [7] SHAO C, LU R, CAI X, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2013, 317, Part B: 617.
- [8] ANHOLT R, MEYERHOF W E, STOLLER C, et al. *Phys Rev A*, 1984, 30: 2234.
- [9] STECK M, BELLER P, BECKERT K, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2004, 532: 357.

- [10] FRANZKE B. *Nucl Instr and Meth B*, 1987, 24-25: 18.
- [11] STÖHLKER T, KOZHUHAROV C, MOKLER P H, et al. *Phys Rev A*, 1995, 51: 2098.
- [12] STÖHLKER T, LUDZIEJEWSKI T, BOSCH F, et al. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 3232.
- [13] STÖHLKER T, BOSCH F, GALLUS A, et al. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 3270.
- [14] SURZHYKOV A, FRITZSCHE S, GUMBERIDZE A, et al. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 153001.
- [15] YU D, XUE Y, SHAO C, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2011, 269: 692.
- [16] RYMUZA P, STÖHLKER T, GEISSEL H, et al. *Acta Phys Pol B*, 1996, 27: 573.
- [17] MA X, STÖHLKER T, BOSCH F, et al. *Phys Rev A*, 2001, 64: 012704.
- [18] STÖHLKER T, LUDZIEJEWSKI T, REICH H, et al. *Phys Rev A*, 1998, 58: 2043.
- [19] KRÖGER F M, WEBER G, HERDRICH M O, et al. *Phys Rev A*, 2020, 102: 042825.
- [20] YANG B, YU D, SHAO C, et al. *Phys Rev A*, 2020, 102: 042803.
- [21] HORVAT V, SAMPOLL G, WOHRER K, et al. *Phys Rev A*, 1992, 46: 2572.
- [22] KRAVCHUK V L, VAN DEN BERG A M, FLEUROT F, et al. *Phys Rev A*, 2001, 64: 062710.
- [23] VERMA P. X-ray Emission from Heavy Atomic Collisions: Couplings of Inner Shells in Superheavy Quasimolecules[D]. Hesse-Darmstadt: Justus Liebig University Giessen, 2010.
- [24] VERMA P, MOKLER P H, BRAUNING-DEMIAN A, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2005, 235: 309.
- [25] SHAO C, YU D, CAI X, et al. *Phys Rev A*, 2017, 96: 012708.
- [26] ANHOLT R, EICHLER J. *Phys Rev A*, 1985, 31: 3505.
- [27] EICHLER J. *Phys Rev A*, 1985, 32: 112.
- [28] MEYERHOF W E, ANHOLT R, EICHLER J, et al. *Phys Rev A*, 1985, 32: 3291.
- [29] BRANDT W, LAPICKI G. *Phys Rev A*, 1981, 23: 1717.
- [30] BATIĆ M, PIA M G, CIPOLLA S J. *Comput Phys Comm*, 2012, 183: 398.
- [31] HOSZOWSKA J, DOUSSE J C, KERN J, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 1996, 376: 129.
- [32] WADSO I. *Q Rev Biophys*, 1970, 3: 383.
- [33] JönSSON P, HE X, FROESE FISCHER C, et al. *Comput Phys Comm*, 2007, 177: 597.
- [34] DYALL K G, GRANT I P, JOHNSON C T, et al. *Comput Phys Comm*, 1989, 55: 425.

## Design Study for X-ray Spectroscopy Experiments of Fast Highly Charged Heavy Ions Collisions with Atoms at HIRFL-CSR

YANG Bian<sup>1,2</sup>, YU Deyang<sup>1,2,†</sup>

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

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

**Abstract:** Cross sections of radiative electron capture, non-radiative electron capture and target  $K$ -shell ionization by  $300\sim 500$  MeV/u  $\text{Ar}^{18+}$ ,  $\text{Kr}^{36+}$  and  $\text{Xe}^{54+}$  ions in collisions with Ar, Kr and Xe atoms, were calculated by non-relativistic dipole approximation, relativistic eikonal approximation, ECPSSR theory and the plane wave Born approximation, respectively. Combined with energy resolution of X-ray detectors and Doppler effect of transition spectra of the projectile ions, expected X-ray spectra of various collision systems, beam energies and different observation angles are produced for X-ray spectroscopy experiment on internal target of the Heavy Ion Research Facility at Lanzhou-Cooling Storage Ring(HIRFL-CSR). These expected spectra can help us to select and optimize experimental conditions such as collision system, beam energy, observation angle, type of detector, window and absorbing sheet of X-ray. In addition, these expected spectra can prevent weak reaction channels from overlap or disturbing with strong reaction channels and corresponding escape peaks. Therefore, accuracy of experimental data can be ensured, and utilization efficiency of beam is improved.

**Key words:** X-ray spectroscopy; radiative electron capture; non-radiative electron capture; inner-shell ionization

Received date: 15 Mar. 2021; Revised date: 05 Jul. 2021

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11774356, 11604345, 11611530684, 11674333); HIRFL Research Program(HIR2021PY003)

† Corresponding author: YU Deyang, E-mail: d.yu@impcas.ac.cn.