

# Eu<sup>20+</sup> 入射 Au 靶发射 Eu L-X 射线产额与动能的相关性\*

李耀宗<sup>1)</sup> 张小安<sup>1)2)†</sup> 梁昌慧<sup>1)</sup> 赵永涛<sup>2)</sup> 周贤明<sup>2)</sup>

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)

(2014 年 3 月 11 日收到; 2014 年 4 月 24 日收到修改稿)

探测了动能为 3.0—6.0 MeV 的 Eu<sup>20+</sup> 离子入射 Au 靶激发 Eu 的 L-X 射线谱, 获得了射线产额与离子入射动能的实验关系. 采用有心保守力作用下的两体碰撞模型, 并考虑了离子的能损, 计算了 Eu 离子与 Au 原子碰撞过程中单离子 L 壳层空穴的产额. 根据离子 L 壳层空穴退激的荧光产额, 给出了碰撞过程 Eu 单离子 L-X 射线产额与离子入射动能的理论关系. 结果表明, 射线产额的理论值与实验数据符合得较好.

**关键词:** 离子动能, 荧光产额, 单离子 X 射线产额

**PACS:** 32.30.Rj, 32.70.Jz, 34.50.Fa

**DOI:** 10.7498/aps.63.163202

## 1 引言

离子入射固体靶发射 X 射线的研究是探索原子内壳层能级结构、了解强库仑势作用下原子内壳层空穴形成与退激的微观机理的一种重要方法, 对材料物理、天体物理、X 射线激光等学科领域有重要意义. 近年来, 利用中国原子能科学研究院串联加速器和兰州重离子加速器, 国内学者开展了很多相关的实验研究, 获得了大量实验数据和研究成果<sup>[1-7]</sup>. 离子与较重元素靶原子碰撞时, 轻离子和重离子有不同的作用机理与效果. 对于轻离子 (如 H<sup>+</sup>, He<sup>2+</sup> 等) 与靶原子碰撞过程, 离子与原子核之间的有效库仑排斥势弱, 激发原子内壳层空穴的离子动能阈值小, 原子内壳层空穴主要由离子核直接电离产生, 而且通常只发生内壳层电子的单电离情形<sup>[4]</sup>. 但对于重离子 (如 Ar<sup>q+</sup>, Xe<sup>q+</sup>, Eu<sup>q+</sup> 等) 与较重元素原子碰撞过程, 离子与原子核之间的有效库仑排斥势强, 激发原子内壳层空穴的离子动能阈

值大, 不仅可以产生靶原子内壳层空穴, 也可以使本无内壳层空穴的离子产生相应空穴, 而且会产生原子、离子与多空穴对应的多重激发态. 离子内壳层空穴的退激过程复杂, 相应的 X 射线谱出现许多复杂的伴线, 射线峰会出能移和增宽效应, 空穴的荧光产额也会发生变化, 进而导致 X 射线产额和分支比的变化<sup>[7]</sup>. 目前这方面的研究大多针对靶原子开展, 而当重离子与原子特征 X 射线的能量间隔较大时, 此作用过程可同时探测到原子和离子的内壳层 X 射线, 通过对离子内壳层 X 射线的分析, 可研究离子与靶原子碰撞过程的再激发和退激辐射的规律.

在离子入射固体靶激发 X 射线的理论研究方面, 轻离子与靶原子非对称碰撞时, 离子核直接库仑作用引起靶原子内壳层电子电离形成空穴, 其可用基于经典近似的两体碰撞模型和平面波近似的一级微扰等理论描述<sup>[4]</sup>. 但对于重离子与重金属靶作用激发 X 射线的理论研究, 至今尚无较完善的理论模型<sup>[5,6]</sup>. 特别在重离子与重金属靶作用激

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11075135) 和陕西省教育厅科研计划 (批准号: 2013JK0606) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangxiaonan2000@126.com

发离子的内壳层 X 射线方面, 还未见到相关的理论模型.

在兰州重离子加速器国家实验室 320 kV 高电荷态离子综合研究平台上, 本文使用 3.0—6.0 MeV 动能的  $\text{Eu}^{20+}$  离子入射 Au 靶, 探测到 Eu 的 L-X 射线, 给出了射线产额与入射离子动能的实验关系. 同时, 根据有心保守力作用下的两体碰撞理论, 建立了一种  $\text{Eu}^{20+}$  离子与 Au 原子碰撞过程发射 Eu L-X 射线的理论模型, 给出了单离子射线产额与入射离子动能的理论关系. 通过理论值与实验结果的比较和分析可知, 本文理论模型能较好地解释实验结果.

## 2 $\text{Eu}^{20+}$ 离子入射 Au 靶发射 Eu L-X 射线的实验探测

入射离子束由兰州重离子加速器电子回旋共振离子源提供, 利用偏转分析磁铁将离子引入 320 kV 高电荷态离子综合研究平台, 经过四极透镜和光阑的聚焦准直,  $\text{Eu}^{20+}$  离子进入内部具有电磁屏蔽功能的超高真空(真空度约为  $10^{-7}$  Pa)靶室, 垂直入射 Au 靶. 实验中, 离子动

能范围为 3.0—6.0 MeV, 束流的束斑直径控制在  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  范围内, 束流强度为 nA 量级, 靶面积为  $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ , 靶厚度为 0.1 mm. 利用美国 Amptek 公司生产的 XR-100SDD 型 Si 漂移探测器测量  $\text{Eu}^{20+}$  离子与 Au 靶作用过程产生的 X 射线谱. 探测器的探测范围为 0.3—14.55 keV, 其在 5.9 keV 能量处谱线分辨率为 136 eV, 探测器与入射束流方向成  $45^\circ$  角, 探测口对靶点的立体角为  $1.09 \times 10^{-3}$  sr. 入射离子由离子计数器计数, 每一个计数所对应的电量为  $10^{-9}$  C. 实验时利用标准放射源  $^{55}\text{Fe}$  对探测器进行了刻度.

MeV 量级动能的  $\text{Eu}^{20+}$  离子入射 Au 靶可产生较高产额的 Au 的 M-X 射线及 Eu 的 M-X 射线<sup>[5]</sup>. 当  $\text{Eu}^{20+}$  离子入射动能超过 3.0 MeV 时, 离子与 Au 靶作用过程不仅产生了较高产额的 Au 和 Eu 的 M-X 射线, 还激发出一定强度的 Eu 的 L-X 射线. 图 1(a)—(d) 分别给出了动能为 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 的  $\text{Eu}^{20+}$  离子入射 Au 靶时所发射的 5.5—8.2 keV 能量范围的 X 射线谱, 依据文献<sup>[8]</sup>可知, 该范围的射线基本涵盖了 Eu 的所有 L-X 射线. 实验中入射离子计数均为  $2.0 \times 10^4$ .

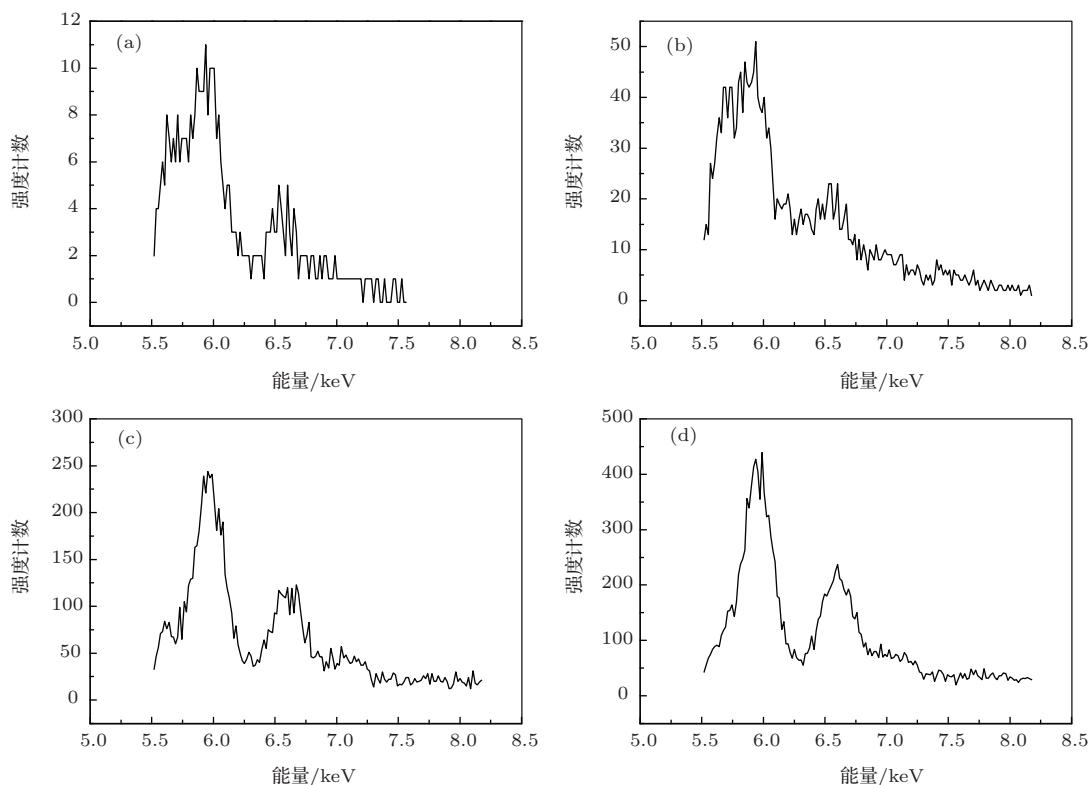


图 1 动能为 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 的  $\text{Eu}^{20+}$  入射 Au 靶产生的 Eu L-X 射线强度 (a) 动能为 3.0 MeV; (b) 动能为 4.0 MeV; (c) 动能为 5.0 MeV; (d) 动能为 6.0 MeV

### 3 $\text{Eu}^{20+}$ 离子入射 Au 靶激发 Eu L-X 射线的理论模型

$\text{Eu}^{20+}$  离子不存在 L 壳层空穴, 该空穴是离子与靶原子碰撞产生的. 离子对靶有穿透能力, 可入射靶物质达一定深度, 同时, 离子在靶中运动存在能损. 欲使入射离子与靶原子在碰撞过程激发出离子 L 壳层空穴, 要求离子与靶原子能够达到足够近的距离, 考虑到靶原子的晶格结构, 离子与靶原子间的有效碰撞只能发生在单离子与单原子之间, 属于典型的有心保守力作用下的两体运动问题. 以质心为参照系, 由于碰撞过程中质心做匀速运动, 此参照系为惯性系. 设  $m_1$  ( $m_2$ ),  $r_1$  ( $r_2$ ),  $\theta_1$  ( $\theta_2$ ) 和  $Z'_1$  ( $Z'_2$ ) 分别为入射离子 (靶原子) 的质量、径向坐标、极角和考虑内层电子屏蔽后离子 (靶原子) 的有效核电荷数,  $r$  和  $E_C$  分别为离子与原子的核间距和质心系中的总机械能,  $e$  和  $\epsilon_0$  分别为基本电荷电量和真空介电常数, 根据能量守恒, 有

$$\frac{1}{2}m_1 \left[ \left( \frac{dr_1}{dt} \right)^2 + r_1^2 \left( \frac{d\theta_1}{dt} \right)^2 \right] + \frac{1}{2}m_2 \left[ \left( \frac{dr_2}{dt} \right)^2 + r_2^2 \left( \frac{d\theta_2}{dt} \right)^2 \right] + \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 r} = E_C. \quad (1)$$

根据离子对质心的角动量守恒, 有

$$r_1^2 \frac{d\theta_1}{dt} = h_1. \quad (2)$$

由于质心的位置在极坐标系的极点, 则  $m_1 r_1 = m_2 r_2$ ,  $\theta_2 = \theta_1 + \pi$ ,  $r = r_1 + r_2$ , 于是 (1) 式可变为

$$\frac{m_1(m_1 + m_2)}{2m_2} \left[ \left( \frac{dr_1}{dt} \right)^2 + \frac{h_1^2}{r_1^2} \right] = E_C - \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3)$$

当离子与原子达到最近距离  $d$  时, 两者到质心的距离也均达到最近距离  $d_1$ ,  $d_2$ , 此时,  $\frac{dr_1}{dt} = 0$ , 于是可得

$$\frac{m_1(m_1 + m_2)}{2m_2} \frac{h_1^2}{d_1^2} = E_C - \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 d}. \quad (4)$$

设离子与原子碰撞前, 离子在实验室坐标系中的动能为  $E$ , 离子对原子核的瞄准距离为  $b$ , 根据质心坐标系与实验室坐标系的关系, (4) 式可转换为

$$b^2 = d^2 - \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 E} \frac{m_1 + m_2}{m_2} d. \quad (5)$$

(5) 式描述了实验室坐标系中离子对原子核的瞄准距离与离子动能、碰撞时离子与原子的最近距离之间的关系.

下面分析  $\text{Eu}^{20+}$  离子与 Au 原子碰撞过程中离子 L 壳层空穴的形成机理.  $\text{Eu}^{20+}$  离子的 K, L, M 壳层电子均处于饱和状态, 其 L 壳层空穴是离子与 Au 原子碰撞产生的. 离子与原子碰撞过程中, 两者的核间距不断接近, 彼此电子云发生交叠. 由于离子和原子的电子处于饱和状态的内壳层, 无法再容纳电子, 轨道交叠的电子产生排斥作用, 原子或离子束缚能较小的电子被对方束缚能较大的电子排斥掉, 在轨道交叠的区域形成共用电子状态. 离子与原子达到最近距离后, 在彼此核电荷强排斥作用下, 两者相互分离, 分离后的离子将出现相应壳层空穴. 当  $\text{Eu}^{20+}$  离子动能足够强, 离子对 Au 原子的瞄准距离足够小, 碰撞过程中离子与原子间最近距离足够近时, Au 的 L 壳层电子由于有更大的束缚能将排斥掉 Eu 离子 L 壳层电子, 进而使 Eu 离子产生 L 壳层空穴. 若以  $d_0$  表示碰撞过程产生 Eu L 壳层空穴的离子与原子间的临界距离, 该临界距离可由屏蔽氢离子模型计算出的 Au, Eu 的 K, L 壳层平均半径给出, 于是由 (5) 式可得出动能为  $E$  的  $\text{Eu}^{20+}$  离子产生 L 壳层空穴所要求的最大瞄准距离  $b_0$ , 进而得到产生空穴的碰撞截面为

$$\sigma = \pi b_0^2 = \pi \left( d_0^2 - \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 E} \frac{m_1 + m_2}{m_2} d_0 \right).$$

令  $\sigma = 0$ , 可得离子与原子正碰撞情况下产生离子 L 壳层空穴时入射离子的最低动能, 即动能阈值  $E_{th}$ ,

$$E_{th} = \frac{e^2 Z'_1 Z'_2}{4\pi\epsilon_0 d_0} \frac{m_1 + m_2}{m_2}. \quad (6)$$

动能阈值可由临界距离  $d_0$  算出, 也可由实验测定. 将 (6) 式代入上面碰撞截面  $\sigma$  的表达式可得

$$\sigma = \pi d_0^2 \left( 1 - \frac{E_{th}}{E} \right). \quad (7)$$

由此可见, 由临界距离和离子碰撞前动能便可计算出该次碰撞产生 Eu L 壳层空穴的截面.

通过计算可知, 碰撞产生 Eu L 壳层空穴的临界距离远小于 Au 原子的半径, 所以, 产生 Eu L 壳层空穴的截面很小, 离子入射靶金属会穿入一定深度, 且其动能随入射距离的增大会逐渐减小. 入射离子与靶金属作用过程中, 离子动能的释放有以下

两种方式: 一种方式是离子与靶原子核碰撞引起的核库仑阻止, 碰撞过程离子与靶原子核间的强库仑作用导致离子动能向靶原子转移, 同时导致离子和原子的内壳层电子受激产生空穴; 另一种方式是离子与自由电子、原子束缚电子碰撞引起的电子阻止, 电子阻止存在于离子在靶金属中运动的全过程. 以  $S$  表示离子在靶金属中入射单位距离的能损, 即离子能损率, 其由离子的动能、电荷态及靶原子的原子序数决定.

下面分析  $\text{Eu}^{20+}$  单离子入射 Au 靶时 Eu L 壳层空穴的产额. 假设一次碰撞最多只能产生一个 L 壳层空穴, 以  $x$  表示离子入射靶金属的深度,  $A$  表示靶的有效面积,  $n_0$  表示靶金属的原子数密度, 由 (7) 式可得单离子在  $x \rightarrow x + dx$  厚度层产生 L 壳层空穴的平均数为

$$dY_H = \frac{\pi b_0^2}{A} = \pi n_0 d_0^2 \left(1 - \frac{E_{th}}{E}\right) dx. \quad (8)$$

根据离子能损率的定义,  $dE = -Sdx$ , 将其代入 (8) 式, 变量  $x$  换成  $E$ , 并对  $E$  进行从离子入射初始动能  $E_0$  到动能阈值  $E_{th}$  积分, 可得  $\text{Eu}^{20+}$  单离子入射 Au 靶产生 Eu L 壳层空穴的产额

$$Y_H = \pi n_0 d_0^2 \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{E - E_{th}}{SE} dE. \quad (9)$$

离子内壳层空穴的退激方式一般有以下两种: 一种是外壳层的电子跃迁到内壳层空穴, 直接发射 X 射线; 另一种是跃迁发射的光子激发内壳层以外的电子发射俄歇电子, 多激发态离子比单激发态离子发射 X 射线的概率大. 若以  $\bar{\omega}_L$  表示离子 L 壳层空穴的平均荧光产额, 则  $\text{Eu}^{20+}$  单离子入射 Au 靶发射 Eu L-X 射线的单离子产额为

$$Y = Y_H \bar{\omega}_L. \quad (10)$$

由此可见, 单离子 X 射线产额随离子入射动能的增大而增加, 随离子能损率的增大而减小, 且当离子入射动能大于动能阈值时, 才产生相应的 X 射线.

## 4 单离子 X 射线产额的计算及讨论

### 4.1 实验值的计算

设入射到 Au 靶的  $\text{Eu}^{20+}$  离子与 Au 原子碰撞后发射的 X 射线是各向同性的, 则单离子 X 射线产

额可表示为

$$Y = \frac{4\pi N_X}{\Omega \varepsilon \eta N}.$$

式中,  $\Omega$  为探测器窗口对靶点的立体角,  $\Omega = 0.00109$  sr;  $N_X$  为 X 射线计数, 由各能道射线计数和给出;  $N$  为离子数, 由通过离子计数器得到的电量  $Q$  与离子电荷态  $q$  之比给出, 实验中得到的离子计数值均为  $2.0 \times 10^4$  ( $Q = 2.0 \times 10^{-5}$  C);  $\eta$  为探测器的探测效率, 根据探测器的参数, 射线能量在 5.5—8.2 keV 范围时,  $\eta = 0.00041$ ;  $\varepsilon$  为靶物质对 X 射线的衰减系数,  $\varepsilon = e^{-\mu x / \cos \varphi}$ , 其中,  $\mu$  为 Au 的 X 射线吸收系数,  $\mu = 0.695 \mu\text{m}^{-1}$ [9],  $x$  为离子发射 X 射线时进入靶中的深度,  $\varphi$  为探测器探测方向与靶表面法线的夹角,  $\varphi = 45^\circ$ . 于是 Eu L-X 射线单离子产额的实验值可表示为

$$Y = \frac{4\pi q N_X}{\Omega Q \eta e^{-\mu x / \cos \varphi}}. \quad (11)$$

根据 Au 靶对 Eu 离子的能阻数据[10], 可计算出动能为 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 的离子入射深度分别为 0.38, 0.51, 0.66, 0.81  $\mu\text{m}$ , 考虑到离子径迹的偏转等因素, 离子发射 X 射线时不一定在最大深度处, 计算时取其入射距离的 2/3. 由于离子入射深度较小, 该项近似对计算结果的影响有限.

将探测器获得的 5.5—8.2 keV 能量范围内的射线的总计数和上述分析给出的结果代入 (11) 式, 可算出动能为 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 的离子入射 Au 靶时 Eu L-X 射线单离子产额的实验值, 结果列于表 1. 表 1 还列出了射线产额实验值的不确定度, 其主要由射线计数的不确定度 (5%)、离子计数的不确定度 (5%)、探测效率的不确定度 (5%) 和探测立体角的不确定度 (2%) 构成.

表 1 Eu L-X 射线的单离子产额

离子动能/MeV	实验值	理论值
3.0	$0.00212 \pm 0.00019$	0.00202
4.0	$0.01371 \pm 0.00123$	0.01920
5.0	$0.06338 \pm 0.00571$	0.04771
6.0	$0.10816 \pm 0.01071$	0.08515

### 4.2 理论值的计算

由 (9), (10) 式可计算出射线产额的理论值, 下面分析两式中相关量的取值. 首先确定 Eu 离子与

Au 原子碰撞过程产生 Eu L 壳层空穴要求的离子与原子间的临界距离  $d_0$ . 该距离处离子和原子的 L 壳层应发生交叠, 由于 Au L 壳层的电子束缚能较大,  $d_0$  可取为 Eu L 壳层平均半径与 Au K 壳层平均半径之和. 根据屏蔽氢离子模型, 原子壳层半径可由  $r_n = a_1 n^2 / Z'$  计算, 其中,  $n$  为壳层主量子数,  $Z'$  为核有效电荷数,  $a_1$  为玻尔半径. 根据文献 [11] 的屏蔽系数值, 临界距离情形下 Eu 和 Au 的核有效电荷数分别为 75.8 和 58.8, 从而计算出临界距离  $d_0 = 0.0427 \times 10^{-10}$  m. 再由 (6) 式可算出动能阈值  $E_{th} = 2.67$  MeV, 离子能损率  $S$  由文献 [10] 给出, Au 的原子数密度  $n_0 = 0.590 \times 10^{29}$  m<sup>-3</sup>, Eu L 壳层空穴的荧光产额  $\omega_L = 0.153$  [12]. 将上述分析结果及文献数据代入 (9), (10) 式进行数值积分, 可得到 Eu L-X 射线单离子产额的理论值, 结果列于表 1.

### 4.3 分析及讨论

由表 1 可知, Eu L-X 射线单离子产额的实验值和理论值均随入射离子动能的增大单调递增. 图 2 给出了不同动能的 Eu<sup>20+</sup> 离子入射 Au 靶时, Eu L-X 射线单离子产额的实验值与理论值的偏离及实验值的相对误差线, 图中的产额已用理论值进行了归一化. 从图 2 可以看出, 实验值与理论值基本相符, 但也存在一定的偏离, 最大偏差达到 40%. 这主要由以下两方面原因造成: 一是离子进入靶中后由于碰撞会改变离子径迹, 且内壳层空穴有一定的寿命, 导致对入射离子发射 X 射线时进入靶中深度的估算不准; 二是理论计算中, Eu L 壳层空穴的平均荧光产额  $\omega_L$  采用的文献值是质子入射 Eu 靶产生的原子仅存在 L 壳层空穴的结果, 而实验中 Eu 离子本身存在大量外壳层空穴, 其与 Au 原子碰撞过程亦会产生一定数目的 M, N 壳层空穴, L 壳层以外的空穴的存在使得 L 壳层空穴退激发射俄歇电子的概率减小, 荧光产额变大 [13], 从而导致入射离子动能较大时射线产额的实验值大于理论值.

依据文献 [8], 图 1 (d) 中动能为 6.0 MeV 的 Eu<sup>20+</sup> 入射 Au 靶发射的 Eu L-X 射线谱的两个主要射线峰分别是 Eu 的 L  $\alpha_1, \alpha_2$  和 L  $\beta_1, \beta_3, \beta_4$  射线, 其峰能量分别为 5.87 和 6.51 keV, 而文献 [12] 给出的由 2.0 MeV 质子入射 Eu 靶产生的 L 壳层单激

发态退激发射的相应射线峰的能量分别为 5.85 和 6.46 keV. 依据文献 [14], Eu L 壳层每多一个空穴, 退激发射的 L  $\alpha_1, \alpha_2$  射线能量至少增大 0.1 keV, 而相应的实验值仅比文献值大 0.02 keV, 这说明本文在理论分析时假定一次碰撞过程中 Eu L 壳层只产生一个空穴是合理的. 而且由于离子质量与原子质量差异较小, 一次有效碰撞导致离子能量损失较大, 多次碰撞使得 Eu 离子产生 L 壳层多个空穴的概率也极低. 至于射线的峰能量分别出现了 0.02 keV 和 0.05 keV 的增大是由于碰撞过程同时产生 Eu M 壳层空穴引起的.

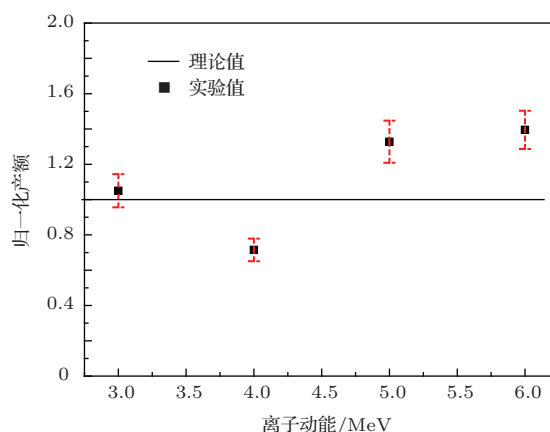


图 2 Eu L-X 射线单离子产额实验值与理论值的偏离

## 5 结 论

动能为 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 的 Eu<sup>20+</sup> 离子入射 Au 靶时, 产生的 Eu L-X 射线的单离子产额的实验值随离子入射动能的增大单调递增. 本文建立的 Eu<sup>20+</sup> 离子入射 Au 靶发射 Eu L-X 射线的理论模型能较好地解释该能量范围内的实验结果. 由该模型计算得到的 Eu L 壳层空穴的离子动能阈值为 2.67 MeV, 实验中入射离子动能为 2.0 MeV 时, 探测到的射线谱中无 Eu L-X 射线, 这在一定程度上证实了该结果. 由于 Eu 离子与 Au 原子的碰撞过程在产生 Eu L 壳层空穴的同时还产生了一定数目的 Eu M, N 壳层空穴, 共存的外层空穴不仅使 Eu L 壳层空穴平均荧光产额变大, 还会导致 Eu L-X 射线峰出现右移现象.

衷心感谢兰州重离子加速器国家实验室 320 kV 高电荷态离子综合研究平台全体工作人员为本文工作提供相关的实验条件.

参考文献

- [1] Zou X R, Shao J X, Chen X M, Cui Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6064 (in Chinese) [邹贤容, 邵剑雄, 陈熙萌, 崔莹 2010 物理学报 **59** 6064]
- [2] Lü N, Chang H W, Zhang Y P, Xu J Z, Du S B 2011 *At. Energy Sci. Technol.* **45** 258 (in Chinese) [吕牛, 常宏伟, 张艳萍, 徐进章, 杜树斌 2011 原子能科学与技术 **45** 258]
- [3] Zhang X A, Xiao G Q, Zhao Y T, Yang Z H, Chen X M, Li F L 2012 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **42** 42 (in Chinese) [张小安, 肖国青, 赵永涛, 杨治虎, 陈熙萌, 李福利 2012 中国科学: 物理学 力学 天文学 **42** 42]
- [4] Zhou X M, Zhao Y T, Cheng R, Wang X, Lei Y, Sun Y B, Wang Y Y, Xu G, Ren J R, Zhang X A, Liang C H, Li Y Z, Mei C X, Xiao G Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 083201 (in Chinese) [周贤明, 赵永涛, 程锐, 王兴, 雷瑜, 孙渊博, 王瑜玉, 徐戈, 任洁茹, 张小安, 梁昌慧, 李耀宗, 梅策香, 肖国青 2013 物理学报 **62** 083201]
- [5] Liang C H, Zhang X A, Li Y Z, Zhao Y T, Mei C X, Cheng R, Zhou X M, Lei Y, Wang X, Sun Y B, Xiao G Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 063202 (in Chinese) [梁昌慧, 张小安, 李耀宗, 赵永涛, 梅策香, 程锐, 周贤明, 雷瑜, 王兴, 孙渊博, 肖国青 2013 物理学报 **62** 063202]
- [6] Xu Q M, Yang Z H, Du S B, Chang H W, Zhang Y P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093202 (in Chinese) [徐秋梅, 杨治虎, 杜树斌, 常宏伟, 张艳萍 2011 物理学报 **60** 093202]
- [7] Song Z Y, Yang Z H, Shao J X, Cui Y, Zhang H Q, Ruan F F, Du J, Gao Z M, Yu D Y, Chen X M, Cai X H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1443
- [8] Thompson A C, Attwood D T, Gullikson E M, Howells M R, Kortright J B, Robinson A L, Underwood J H 2001 *X-ray Data Booklet* (Berkeley: Lawrence Berkeley National Laboratory) p17
- [9] Hubbell J H 1969 *Lawrence Livermore National Laboratory Report* (Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory) UCRL-50174
- [10] James F Z 2013 *SRIM Textbook* (Annapolis: United States Naval Academy)
- [11] Hu Q S, Yang Y C 2002 *J. Yichun Univ.* **24** 15 (in Chinese) [胡乔生, 杨衍超 2002 宜春学院学报 **24** 15]
- [12] Singh S, Mehta D, Garg R R, Kumar S, Garg M L, Singh N, Mangal P C, Hubbell J H, Trehan P N 1990 *Nucl. Instrum. Meth. B* **51** 5
- [13] Wu Y, Wang G Y, Mu Q, Zhao Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 013401
- [14] Clark M W, Schneider D, Dewitt D, McDonald J W 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3983

# Correlation of Eu L X-ray yield with kinetic energy based on the impact of $\text{Eu}^{20+}$ on solid Au target\*

Li Yao-Zong<sup>1)</sup> Zhang Xiao-An<sup>1)2)†</sup> Liang Chang-Hui<sup>1)</sup>  
Zhao Yong-Tao<sup>2)</sup> Zhou Xian-Ming<sup>2)</sup>

1) (*Ion Beam and Optical Physical Laboratory, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China*)

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

( Received 11 March 2014; revised manuscript received 24 April 2014 )

## Abstract

The Eu L X-ray emission from the impact of  $\text{Eu}^{20+}$  ions of 3.0–6.0 MeV kinetic energies on Au target is detected. We obtain the experimental relationship of single ion X-ray yield with kinetic energy of ions. Considering the ion stopping in the target, the yield of the single ion L shell holes produced by the collision of  $\text{Eu}^{20+}$  ion with Au atom is calculated. According to the fluorescence yield of Eu L shell holes, we deduce the theoretical relationship of X-ray yields with kinetic energy of ion. The results show that the theoretical curve is well consistent with the experimental data.

**Keywords:** kinetic energy of ion, fluorescence yield, single ion X-ray yield

**PACS:** 32.30.Rj, 32.70.Jz, 34.50.Fa

**DOI:** [10.7498/aps.63.163202](https://doi.org/10.7498/aps.63.163202)

---

\* Projected supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11075135) and the Scientific Research Program of the Education Bureau of Shaanxi Province, China (Grant No. 2013JK0606).

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