

近 Bohr 速度的 $^{152}\text{Eu}^{20+}$ 入射 Au 表面产生的 X 射线谱\*

梁昌慧<sup>1)</sup> 张小安<sup>1)†</sup> 李耀宗<sup>1)</sup> 赵永涛<sup>2)</sup> 梅策香<sup>1)</sup> 程锐<sup>2)</sup> 周贤明<sup>2)</sup>  
雷瑜<sup>2)</sup> 王兴<sup>2)</sup> 孙渊博<sup>2)</sup> 肖国青<sup>2)</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)

(2012 年 10 月 23 日收到; 2013 年 1 月 6 日收到修改稿)

测量了动能为 2.0—6.0 MeV 的高电荷态离子  $^{152}\text{Eu}^{20+}$  入射 Au 表面产生的特征 X 射线谱, 结果表明, 相互作用不仅激发了 Au 的  $M_{\zeta}$ ,  $M_{\alpha}$  和  $M_{\delta}$  特征 X 射线, 还激发了 Eu 的  $M_{\alpha}$  X 射线, 且 X 射线总产额随入射离子动能的增加而增加. 计算了 Au 的 M 壳层总的 X 射线产生截面, 并与理论模型的计算结果做了比较分析.

关键词: 高电荷态离子, X 射线, 产额, 截面

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

DOI: 10.7498/aps.62.063202

## 1 引言

高电荷态离子与固体表面相互作用的研究是近年来在国际上广受关注的热点研究领域<sup>[1,2]</sup>, 高电荷态离子与固体表面相互作用的 X 射线发射是研究空心原子形成和衰变过程的一个重要手段. 一些研究者先后测量了  $\text{Ar}^{17+}$  离子和金属固体表面作用的 X 射线, 通过精细 X 射线谱测量, 研究了作用过程中电子的填充和衰变机理, 并由此肯定了“空心原子”的形成和存在<sup>[3,4]</sup>. 目前, 应用较多的是经典过垒模型 (classical over-barrier model)<sup>[5]</sup>, 根据该模型, 速度小于 Bohr 速度 ( $2.19 \times 10^6$  m/s) 的高电荷态离子入射金属表面过程中, 所携带较大势能的离子在瞬间 (飞秒量级) 与靶原子相互作用, 靶原子和入射离子被激发或离化, 其复合或退激过程辐射光谱线. 而此过程所辐射的特征 X 射线在研究相互作用的动力学过程或原子和离子的甄别, 以及材料微结构分析与修正、微型 X 射线源和 X 射线激光材料等方面具有重要意义, 也可为天体演化研究和等离子体诊断提供重要依据<sup>[6,7]</sup>.

随着离子源技术和加速器技术的迅速发展, 当入射离子的动能达到 MeV 量级时, 离子速度接近或超过 Bohr 速度, 该条件下离子动能对相互作用过程的影响显著增强, 碰撞可导致离子及靶原子深层电子受激形成多个内壳层空穴, 产生入射离子及靶原子的特征 X 射线. 这个过程主要包括单电离、多重电离、单次俘获、多电子俘获及分子轨道跃迁等物理机制<sup>[8]</sup>. 靶原子内壳层电离度较高时, 会产生一些与单电离情况不同的实验现象. 迄今为止, 入射离子引起 K 壳层和 L 壳层电离的有关研究在实验和理论方面已经较为深入和全面, 而对高电荷态离子引起靶原子 M 壳层多电离的研究则相对比较少, 特别是在近 Bohr 速度入射的情况还有很多工作要做, 实验分析和理论解释的难度较大<sup>[9]</sup>.

本文利用兰州重离子加速器国家实验室的 320 kV 高电荷态离子综合研究平台, 用动能为 2.0—6.0 MeV 的  $^{152}\text{Eu}^{20+}$  离子轰击 Au 表面, 测量了 Au 的  $M_{\zeta}$ ,  $M_{\alpha}$  和  $M_{\delta}$  和 Eu 的  $M_{\alpha}$  特征 X 射线谱, 对 X 射线产额与入射离子动能的相关性进行了研究, 并对 Au 原子的 M 壳层总的 X 射线产生截面与经典两体碰撞近似 (binary encounter ap-

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11075135)、陕西省自然科学基金项目 (批准号: 2010JM1012)、陕西省教育厅科研计划项目 (批准号: 2010JK895) 和咸阳师范学院科研基金 (批准号: 09XSYK106) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangxiaon2000@yahoo.com.cn

proximation, BEA) 模型、平面波玻恩近似 (plane-wave-Born approximation, PWBA) 模型和 ECPSSR (the energy-loss Coulomb deflection perturbed stationary state relativistic)<sup>[10]</sup> 的计算结果做了比较分析.

## 2 实验装置和测量方法

本实验在中国科学院近代物理研究 320 kV 高电荷态离子综合研究平台上, 选择  $^{152}\text{Eu}^{20+}$  (2.0, 3.0, 4.0, 5.0 和 6.0 MeV) 作为入射离子进行研究. 离子束由兰州重离子加速器 14.5 GHz 电子回旋共振离子源 (the electron cyclotron resonance ion source, ECRIS) 提供, 束流在不同的电压下引出, 利用 90° 偏转分析磁铁将确定电荷态的离子引入 320 kV 高电荷态离子综合研究平台, 然后经过四极透镜和光阑的聚焦准直, 进入内部具有电磁屏蔽功能的超高真空球形 (约  $10^{-8}$  mPa) 靶室, 与样品表面相互作用, 实验装置在文献 [11] 中有更详细的表述. 实验中选择的 Au 靶厚度为 0.1 mm, 面积约为  $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ , 通过调节光阑, 束流的束斑直径被控制在  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  范围内, 垂直轰击在靶表面中心. 入射离子与 Au 表面相互作用所产生的 X 射线谱利用 AMPTEK 公司研制的 XR-100SDD 型 Si 漂移探测器 (探测面积  $7\text{ mm}^2$ , Si 晶体厚度  $450\text{ }\mu\text{m}$ , 探测口 Be 窗厚度  $12.5\text{ }\mu\text{m}$ , 在峰化时间为  $9.6\text{ }\mu\text{s}$ , 增益为 100 的情况下, 可以探测的能量范围是 0.7—14 keV) 进行探测, 探测器放在靶前  $32.52\text{ mm}$  处, 探头对准靶表面的中心位置, 并与入射束流方向成  $45^\circ$  夹角, 探测口的几何立体角为  $0.0066\text{ sr}$ . 实验前利用标准放射源  $^{241}\text{Am}$  和  $^{55}\text{Fe}$  对探测器进行了刻度, 在  $5.899\text{ keV}$  峰处分辨率可达  $136\text{ eV}$ .

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 特征 X 射线谱随 $\text{Eu}^{20+}$ 离子动能的变化

实验中分别选择了入射能量为 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 和 6.0 MeV 的  $\text{Eu}^{20+}$  离子作用于 Au 靶表面, 在归一化入射粒子数目之后, 给出了图 1 所示的 X 射线谱. 图 1(a)—(c) 图分别是动能为 2.0, 4.0, 6.0 MeV 的  $\text{Eu}^{20+}$  与 Au 表面相互作用产生的 X 射线谱, 经 GaussAmp 拟合 (拟合函数为:  $y = y_0 + Ae^{-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}}$ ; A

为曲线的峰计数, 顶点的坐标为  $(x_c, y_0 + A)$ ;  $w$  为曲线宽度) 后的四个峰位分别为 1.22, 1.67, 2.23 和 2.82 keV 左右. 通过和美国劳伦斯伯克利国家实验室 (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL) X 射线与现代光源中心 (Center for X-ray Optics and Advanced Light Source)<sup>[12]</sup> 提供的数据对比分析, 得到其中峰位为 1.22 keV 的为 Eu 的  $M_\alpha$  特征 X 射线, 其余三个峰位 1.66, 2.23 和 2.85 keV 依次为 Au 的  $M_\zeta$ ,  $M_\alpha$  和  $M_\delta$  特征 X 射线. 从图 1 可以明显看出, 特征 X 射线总的强度随着入射离子的动能的增加而增加.

表 1 列出了图 1(a) 中 X 射线谱的峰位与 LBNL 提供的射线能量对比及误差. X 射线都产生了移位, 其中 Eu 离子的 X 射线的误差较大. 参照文献 [13] 中对 Ar 离子的  $K_\alpha$  及  $K_\beta$  的射线移位分析结论可以认为, Eu 离子的 X 射线移位主要是由于离化度、内壳层洞态和高  $n$  旁观电子的影响<sup>[13]</sup>, 而靶的 X 射线移位的主要原因是多电离效应. X 射线总计数误差主要来自 X 射线的计数统计误差、X 射线谱中实验背景所引起的误差、拟合靶特征 X 射线谱时由于伴线位置的不确定度所引起的误差以及立体角误差.

表 1 X 射线能量测量值与文献值的比较及误差

谱线类别	测量值	文献值	跃迁电子态	误差
Eu $M_\alpha$	1.22	1.13	$N_I \rightarrow M_{III}$	7.96%
Au $M_\zeta$	1.67	1.66	$N_{III} \rightarrow M_V$	0.60%
Au $M_\alpha$	2.23	2.15	$N_{VII} \rightarrow M_V$	3.72%
Au $M_\delta$	2.82	2.79	$N_{IV} \rightarrow M_{II}$	1.08%

### 3.2 X 射线产额随 $\text{Eu}^{20+}$ 离子动能的变化

根据本次实验条件和测量条件, 假设 X 射线发射是各向同性的, 考虑到探测器定标后的道宽为  $0.00175\text{ keV}$ , 可以给出  $\text{Eu}^{20+}$  作用于 Au 表面的单离子 X 射线相对产额

$$Y = \frac{C}{N} = \frac{\Gamma A / 0.00175}{Q / qe} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\eta}, \quad (1)$$

其中,  $C$  为 X 射线总计数,  $N$  为总离子数,  $Q$  为离子计数器计得的电量值 (单位:  $10^{-9}\text{ As}$ ),  $q$  为入射离子的电荷态,  $e$  为电子电量,  $A$  是峰计数,  $\Gamma = 2\sqrt{\ln 4w}$  为 GaussAmp 转换系数, 是半高宽 (单位: keV),  $\Omega$  为探测器的立体角 (本次实验为  $0.0066\text{ sr}$ ),  $\eta$  为探

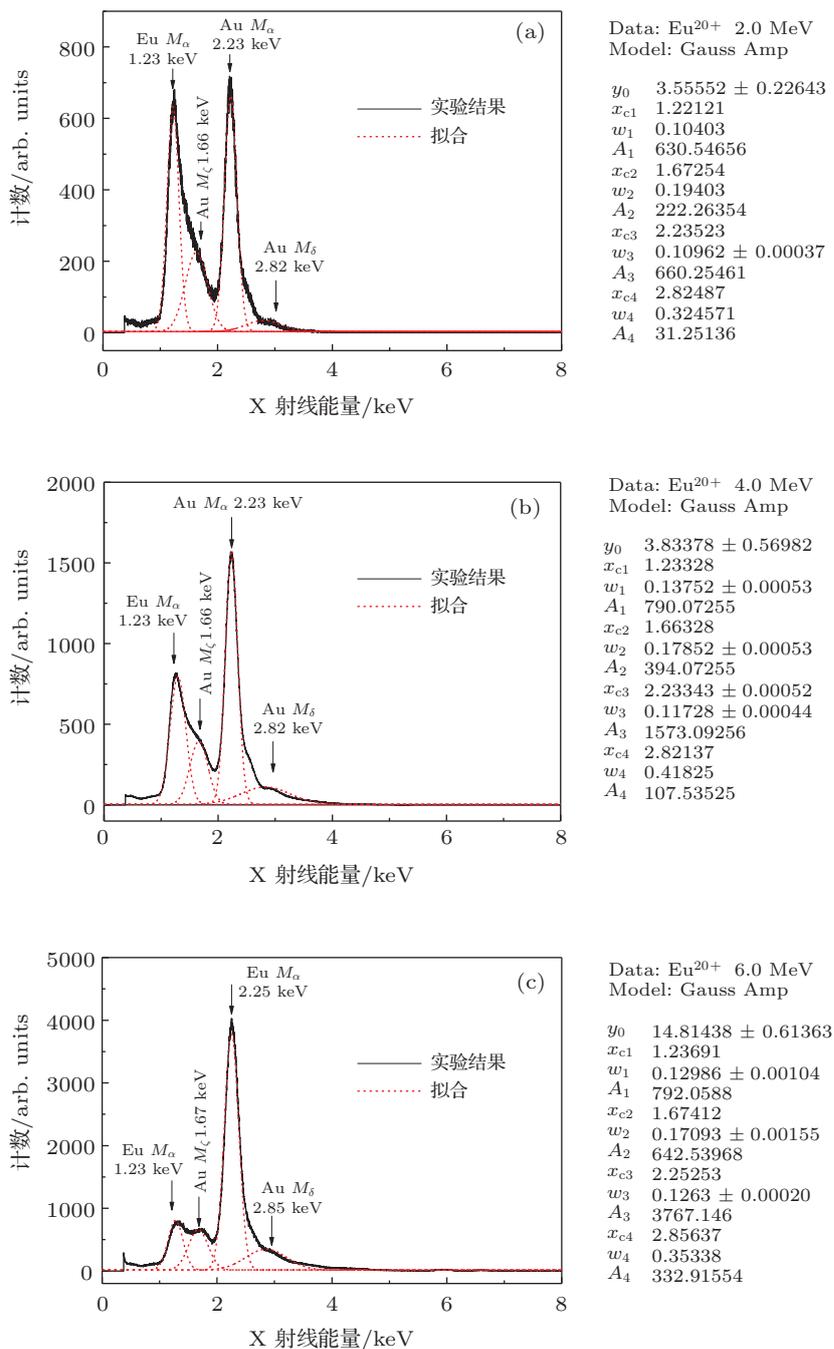


图1 动能为 (a) 2.0 MeV (b) 4.0 MeV 和 (c) 6.0 MeV 的  $^{152}\text{Eu}^{20+}$  入射 Au 表面激发的 X 射线谱

测器的探测效率 (当 X 射线能量分别为 1.22, 1.67, 2.23 和 2.82 keV 时, 探测效率依次为 0.214, 0.530, 0.725, 0.850)。利用 (1) 式, 计算了入射离子动能分别为 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 时 Eu 的  $M_\alpha$ , Au 的  $M_\zeta$ ,  $M_\alpha$  和  $M_\delta$  的单离子 X 射线相对产额。图 2 给出了产额随着入射离子动能的变化关系, 产额的误差主要来源于 X 射线的计数统计误差 (大约 5%) 和入射离子数量的测量误差 (大约 10%), 根据这

两个误差的平方和的开方即可得出产额的误差大约为 11%。

从图 2 可以看出, Au 的  $M_\zeta$ ,  $M_\alpha$  和  $M_\delta$  的产额随入射离子动能的增加而增加, 而 Eu 的  $M_\alpha$  的产额在动能为 5.0 MeV 时出现了拐点, 但我们把靶原子的产额和离子的产额相加, 发现总的产额随入射离子动能的增加而增加, 这说明在动能大于 5.0 MeV 时, 靶原子特征 X 射线发射与离子特征 X 射线发

射发生了竞争.

在本次实验中, 入射离子的最小动能为2 MeV, 速度  $v = 1.59 \times 10^6$  m/s (与 Bohr 速度同一量级), 当垂直入射时, 离子上表面过程经历时间约为  $1.13 \times 10^{-15}$  s, ( $q = 20$ ,  $W = 5.1$  eV, 计算得出,  $R_c = 1.8 \times 10^{-9}$  m,  $t = \frac{R_c}{v} = 1.13 \times 10^{-15}$  s), 远小于高 Rydberg 态原子的退激时间 ( $10^{-12}$  量级)<sup>[14]</sup>. 所以, 入射离子上表面过程俘获的高  $n$  电子没有足够的时间退激, 而入射离子下表面过程的势能沉积是由其高  $n$  电子退激实现的, 可见实验探测到的 X 射线是入射离子大量动能在下表面过程沉积的结果.

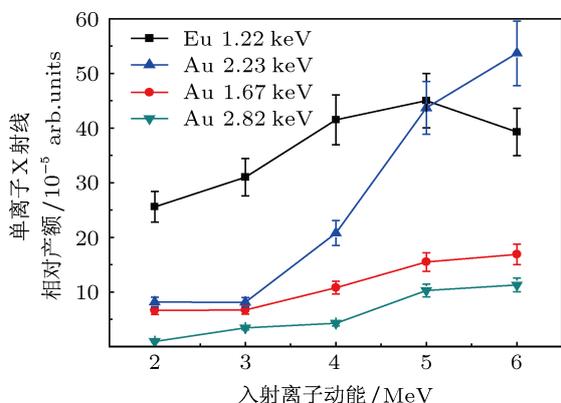


图2 单离子 X 射线相对产额与入射离子动能的关系

### 3.3 Au 的 M-X 射线产生截面

当  $\text{Eu}^{20+}$  动能分别为 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0 MeV 时,  $\text{Eu}^{20+}$  作用在 Au 靶的入射距离分别为 0.17, 0.27, 0.37, 0.47, 0.58  $\mu\text{m}$ , 这些距离远远小于靶的厚度 0.10 mm, 所以可以把靶看作厚靶, Au 的 M-X 射线产生截面可以通过产额利用厚靶公式<sup>[15]</sup>

$$\sigma_x(E) = \frac{1}{N} \left[ \frac{dY(E)}{dE} \cdot \frac{dE}{dR} + \frac{\cos \theta}{\cos \varphi} \mu Y(E) \right], \quad (2)$$

其中  $N$  是靶原子密度 (atoms/g),  $\mu$  是靶的特征 X 射线对应的质量吸收系数<sup>[16]</sup>,  $\theta$  是入射离子与靶法线的夹角,  $\varphi$  是探测器与靶法线的夹角,  $Y(E)$  是不同入射离子能量对应的单离子 X 射线相对产额,  $dY/dE$  由单离子 X 射线相对产额关于入射能量的函数拟合得到,  $dE/dR$  是由 SRIM [http://www.srim.org/] 得到的阻止能, 阻止能在低能范围有很大的相对误差, 这里我们取阻止能的误差 (不确定度) 为 15%, 考虑到  $dY/dE$  拟合时的最大的误差 (不确定度) 为 5%,  $Y(E_i)$  的为 11%, 所以总的截面的不确定度大约为 22%.

对于 Au 的 M 壳层 X 射线的产生截面理论上可由下面公式得到:

$$\sigma_M^X = \sum_{i=1}^5 \sigma_{M_i}^X, \quad (3)$$

其中  $\sigma_{M_i}^X$  为  $M_i$  支壳层空穴通过辐射跃迁产生 X 射线的截面, 而  $\sigma_{M_i}^X$  可以利用以下公式计算:

$$\begin{aligned} \sigma_{M_5}^X / \omega_5 = & \sigma_{M5} + f_{45} \sigma_{M4} + (s_{35} + s_{34} f_{45}) \sigma_{M3} \\ & + (s_{25} + s_{23} s_{35} + s_{24} f_{45} + s_{23} s_{34} f_{45}) \sigma_{M2} \\ & + (s_{15} + s_{12} s_{25} + s_{13} s_{35} + s_{14} f_{45} \\ & + s_{12} s_{23} s_{35} + s_{12} s_{24} f_{45} + s_{13} s_{34} f_{45} \\ & + s_{12} s_{23} s_{34} f_{45}) \sigma_{M1}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{M_4}^X / \omega_4 = & \sigma_{M4} + s_{34} \sigma_{M3} + (s_{24} + s_{23} s_{34}) \sigma_{M2} \\ & + (s_{14} + s_{12} s_{24} + s_{13} s_{34} \\ & + s_{12} s_{23} s_{34}) \sigma_{M1}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\sigma_{M_3}^X / \omega_3 = \sigma_{M3} + s_{23} \sigma_{M2} + (s_{13} + s_{12} s_{23}) \sigma_{M1}, \quad (6)$$

$$\sigma_{M_2}^X / \omega_2 = \sigma_{M2} + s_{12} \sigma_{M1}, \quad (7)$$

$$\sigma_{M_1}^X / \omega_1 = \sigma_{M1}, \quad (8)$$

其中  $\omega_i$  为  $M_i$  支壳层的理论荧光产额,  $f_{ij}$  和  $s_{ij}$  分别表示  $M_j$  支壳层的电子填充  $M_i$  支壳层空穴产生 CK (Coster-Kronig) 跃迁和超级 CK 跃迁的概率,  $\sigma_{M_i}$  为对应  $M_i$  支壳层的电离截面,  $\sigma_{M_i}$  可以根据 BEA 模型, 用下面公式计算<sup>[17,18]</sup>:

$$\sigma_{M_i}^{\text{BEA}} = \left( \frac{NZ^2 \sigma_0}{U^2} \right) G(V), \quad (9)$$

其中  $N$  为  $i$  壳层的电子数,  $Z$  为入射离子的有效电荷数,  $\sigma_0 = \pi e^4 = 6.56 \times 10^{-14}$   $\text{cm}^2 \text{eV}^2$ ,  $U$  为电子的结合能,  $G(V)$  为折合速度的函数  $V = v_p/v_i$  ( $v_p$  为入射离子的速度,  $v_i$  为  $i$  壳层电子的平均速度), 目前的研究工作中, 当  $V < 0.206$ , 近似认为  $G(V) = 4V^4/15$ .

根据 PWBA 和 ECPSSR 理论, 我们利用 ADDS.v4.0 版本的 ISICS 程序<sup>[19]</sup>, 计算出了 Au 的 M-X 射线产生截面. 表 2 列出了 Au 的 M 壳层总的 X 射线产生截面的三种理论计算结果和实验结果. 但 ECPSSR 的计算结果最少要差 11 个数量级, 说明 ECPSSR 不适合, 因为 ECPSSR 理论虽然考虑了库仑偏转效应 (C), 能损效应 (E) 及相对论效应 (R), 但它主要计算的是直接电离, 比较适合入射离子的原子序数  $Z_1$  远小于靶原子的原子序数  $Z_2$ , 显然, 本实验不符合这一要求.

表2 Au的M壳层总的X射线产生截面/Barn

入射离子能量/MeV	ECPSSR	PWBA	BEA	实验
2.0	$816 \times 10^{-49}$	26.78	21.97	245.55
3.0	$187 \times 10^{-28}$	139.36	49.42	280.77
4.0	$1.34 \times 10^{-19}$	429.80	87.86	409.08
5.0	$9.29 \times 10^{-15}$	998.64	137.28	608.50
6.0	$1.00 \times 10^{-11}$	1946.90	202.04	737.20

实验结果和利用 BEA 模型、PWBA 模型计算的结果比较如图 3 所示, X 射线产生截面都随着入射离子能量的增大而增大, 这和产额随能量的变化规律一致. 当入射离子动能为 4 MeV (入射离子速度  $v_p \approx 1.025v_{\text{Bohr}}$ ) 时, 实验结果和 PWBA 模型有一交点, 当  $v_p < 1.025v_{\text{Bohr}}$  时 PWBA 模型比实验结果小, 当  $v_p > 1.025v_{\text{Bohr}}$  时 PWBA 模型比实验结果大, PWBA 模型比实验结果和 BEA 模型都增加的快. 虽然实验结果比 BEA 模型大一些, 但两者随入射离子能量增加的趋势相似, 所以 BEA 模型比较适合, 分析实验结果比 BEA 模型大的原因主要有两个方面: 一是重离子入射到固体表面会与靶原子中的多个电子同时作用引起靶原子内壳层多电离的发生, 所以在  $\text{Eu}^{20+}$  离子与 Au 相互作用的过程中, 当 Au 原子  $N$  壳层发生多电离时,  $N$  壳层的电子数目会减少, 使通过无辐射跃迁发射出电子的几率减小, 而通过辐射跃迁产生 X 射线的几率就会增加, 最终使得产生的 X 射线的截面也随之增加<sup>[20]</sup>; 二是经典的 BEA 模型是基于经典的处理碰撞过程的非微扰近似理论, 起源于质子或其他全裸核作用在原子核上发生电离时产生的电离截面. 所以在不对称碰撞中, 必须考虑入射离子的轨道电子的屏蔽效

应和库仑排斥效应等因素, 这有待于以后的分析计算中用库仑排斥效应和有效电荷校正 BEA 模型.

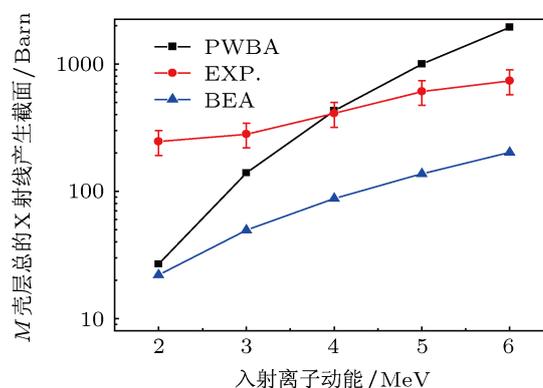


图3 Au的M-X射线产生截面的三种结果比较

## 4 结论

本文观测和分析了动能为 2.0—6.0 MeV 的  $\text{Eu}^{20+}$  与 Au 表面作用产生的 X 射线发射, 实验结果表明, 相互作用不仅激发出了 Au 的  $M_\zeta$ ,  $M_\alpha$  和  $M_\delta$  特征 X 射线, 还激发出了 Eu 的  $M_\alpha$  X 射线, 单离子 X 射线相对产额可达  $10^{-5}$  量级, 且 X 射线总产额随入射离子动能的增加而增加. 计算了 Au 原子的 M 壳层总的 X 射线产生截面, 并和 BEA 模型、PWBA 模型及 ECPSSR 模型的计算结果做了比较分析, 认为 BEA 模型比较适合, 但还有待于以后的分析计算中用库仑排斥效应和有效电荷校正 BEA 模型.

作者对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的辛勤工作表示衷心感谢.

[1] Chen X M, Jiang L J, Zhou P, Zhou C L, Gao Z M, Qiu X Y, Cui Y, Wang X A, Lou F J, Lü X Y, Jia J J, Chen L, Shao J, Lü Y, Wang F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 013402  
 [2] Dong C Z, Fu Y B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0107 (in Chinese) [董晨钟, 符彦飙 2006 物理学报 **55** 0107]  
 [3] Yang Z H, Du S B, Zeng X T, Chang H W, Zhang B L, Wang W, Yu D Y, Cai X H 2009 *Astr. J.* **137** 4020  
 [4] Ma X W, Zhang R T, Zhang S F, Zhu X L, Feng W T, Guo D L, Li B, Liu H P, Li C Y, Wang J G, Yan S C, Zhang P J, Wang Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052707  
 [5] Burgdörfer J, Lerner P, Meyer F W 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5674  
 [6] Luo X W, Hu B T, Zhang C J, Wang J J, Chen C H 2010 *Phys. Rev. A* **81** 052902

[7] Zhang X A, Zhao Y T, Hoffmann D, Yang Z H, Chen X M, Xu Z F, Li F L, Xiao G Q 2011 *Laser and Particle Beams* **29** 265  
 [8] Song Z Y, Yang Z H, Xiao G Q, Xu Q M, Chen J, Yang B, Yang Z R 2011 *Eur. Phys. J. D* **64** 197  
 [9] Wang X, Zhao Y T, Cheng R, Zhou X M, Xu G, Sun Y B, Lei Y, Wang Y Y, Ren J R, Yu Y, Li Y F, Zhang X A, Li Y Z, Liang C H, Xiao G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 193201 (in Chinese) [王兴, 赵永涛, 程锐, 周贤明, 徐戈, 孙渊博, 雷瑜, 王瑜玉, 任洁茹, 虞洋, 李永峰, 张小安, 李耀宗, 梁昌慧, 肖国青 2012 物理学报 **61** 193201]  
 [10] 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]

- [11] Zhao Y T, Xiao G Q, Zhang X A, Yang Z H, Chen X M, Zhang Y P 2006 *J. Atom. Mole. Phys.* **23** 23 (in Chinese) [赵永涛, 肖国青, 张小安, 杨治虎, 陈熙萌, 张艳萍 2006 原子与分子物理学报 **23** 23]
- [12] X-RAY DATA BOOKLET Center for X-ray Optics and Advanced Light Source Lawrence Berkeley National Laboratory <http://xdb.lbl.gov/2012.10.23>
- [13] Gu J, Dong C Z, Ding X B, Xie L Y 2006 *J. Atom. Mol. Phys.* **23** 16 (in Chinese) [顾娟, 董晨钟, 丁晓彬, 颀录有 2006 原子与分子物理学报 **23** 16]
- [14] 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]
- [15] Garcia J D, Fortner R J, Kavanagh T M 1973 *Rev. Mod. Phys.* **45** 111
- [16] [<http://www.csrii.iit.edu/mucal.html>] <2012.10.23
- [17] Gryziński M 1965 *Phys. Rev. A* **138** 336
- [18] Zhang H, Chen X, Yang Z, Xu J, Cui Y, Shao J, Zhang X, Zhao Y, Zhang Y, Xiao G 2010 *Nucl. Instr. Meth. B* **268** 1564
- [19] Liu Z Q, Cipolla S J 1996 *Comput. Phys. Commun.* **97** 315
- [20] Singh Y, Tribedi L C 2002 *Phys. Rev. A* **66** 062709

## X-ray spectrum emitted by the impact of $^{152}\text{Eu}^{20+}$ of near Bohn velocity on Au surface\*

Liang Chang-Hui<sup>1)</sup> Zhang Xiao-An<sup>1)†</sup> Li Yao-Zong<sup>1)</sup> Zhao Yong-Tao<sup>2)</sup>  
 Mei Ce-Xiang<sup>1)</sup> Cheng Rui<sup>2)</sup> Zhou Xian-Ming<sup>2)</sup> Lei Yu<sup>2)</sup> Wang Xing<sup>2)</sup>  
 Sun Yuan-Bo<sup>2)</sup> Xiao Guo-Qing<sup>2)</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 23 October 2012; revised manuscript received 6 January 2013)

### Abstract

The characteristic X-ray spectra produced by the impact of highly charged ions of  $^{152}\text{Eu}^{20+}$  with energies from 2.0 to 6.0 MeV on Au surface are measured. It is found that highly charged ions could excite both the characteristic X-ray spectra of  $M_{\zeta}$ ,  $M_{\alpha}$  and  $M_{\delta}$  of Au and the characteristic X-ray spectra of  $M_{\alpha}$  of Eu. The total X-ray yield increases with the ion kinetic energy increasing. The total production cross section of Au induced by  $\text{Eu}^{20+}$  is measured and compared with those obtained from the binary encounter approximation, plane-wave-Born approximation, and the energy-loss Coulomb deflection perturbed stationary state relativistic theoretical models.

**Keywords:** highly charged ions, X-ray, yield, cross section

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

**DOI:** 10.7498/aps.62.063202

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11075135), the Natural Science foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2010JM1012), the Education Commission Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2010JK895) and Scientific Research Foundation of Xianyang Normal University, China (Grant No. 09XSYK106).

† Corresponding author. E-mail: zhangxiaonan2000@yahoo.com.cn