

## 光子碰撞Au靶产生L系特征X射线角分布

柳钰 徐忠锋 王兴 胡鹏飞 张小安

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

Liu Yu Xu Zhong-Feng Wang Xing Hu Peng-Fei Zhang Xiao-An

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 123201 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191977

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191977>

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

光电离过程中Fe靶和V靶特征辐射的角相关研究

Angular distribution of characteristic X-ray emission from Fe and V following photoionization

物理学报. 2020, 69(4): 043201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191524>

光电离速率影响大气压空气正流注分支的机理研究

Influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air

物理学报. 2019, 68(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190060>

## 光子碰撞 Au 靶产生 L 系特征 X 射线角分布\*

柳钰<sup>1)2)†</sup> 徐忠锋<sup>2)</sup> 王兴<sup>2)</sup> 胡鹏飞<sup>2)</sup> 张小安<sup>1)</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) (西安交通大学理学院, 西安 710049)

(2019 年 12 月 26 日收到; 2020 年 4 月 9 日收到修改稿)

采用中心能量为 13.1 keV (最大能量小于 30 keV) 的韧致辐射光子碰撞 Au 靶, 在  $130^\circ$ — $170^\circ$  的探测角度范围内以  $10^\circ$  为间隔, 测量了碰撞产生的特征 X 射线  $L_i$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  和  $L_{\gamma_1}$  的光谱. 根据实验测得的能谱结果, 综合考虑探测器的探测效率及靶材的吸收校准后, 计算了不同探测角度下特征 X 射线  $L_\alpha$  与  $L_{\gamma_1}$  及  $L_i$  与  $L_{\gamma_1}$  的相对强度比; 而且, 还基于不同探测角度下 X 射线强度比值, 分析了特征 X 射线的角分布情况. 实验结果表明特征 X 射线  $L_\alpha$  和  $L_i$  为各向异性发射. 此外, 计算了特征 X 射线  $L_i$  的各向异性参数为 0.25, 并据此推断出  $L_3$  支壳层的定向度  $A_{20}$  为  $0.577 \pm 0.081$ ; 分析认为  $L_3$  支壳层的定向度  $A_{20}$  由该支壳层本身的物理特性决定, 但该支壳层的各向异性参数  $\beta$  会受到 Coster-Kronig 跃迁的影响而发生改变.

关键词: 光电离, 特征 X 射线, 角分布, 各向异性参数

PACS: 32.30.Rj, 32.70.Fw, 32.80.-t

DOI: 10.7498/aps.69.20191977

## 1 引言

总角动量为  $J > 1/2$  的原子内壳层空穴态, 可由光子、电子或高速离子电离原子产生. 该空穴态的定向行为, 从实验中通过荧光辐射的线性极化程度、X 射线或俄歇电子的角分布可以推断出来. 目前很多领域都迫切需要精确的原子内壳层电离截面数据, 例如材料元素分析中的 X 射线荧光光谱技术<sup>[1,2]</sup>、俄歇电子谱仪<sup>[3]</sup>、X 射线成像技术<sup>[4-6]</sup>. 然而原子内壳层电离截面的测量必须考虑特征辐射(如 X 射线)是否为各向同性. 虽然已经开展了大量的实验研究, 通过测量发射 X 射线的角分布或极化程度来研究内壳层空穴态的排列, 然而对于低能光子撞击对原子内壳层电离角分布的研究, 到目前为止还不是很清楚. Flügge 等<sup>[7]</sup>首次预测了光电离过程中产生空穴的定向分布. 随后许多科学家

在理论和实验上<sup>[8-14]</sup>支持了 Flügge 等的观点, 即电离过程中  $L_3$  支壳层空穴在其退激过程中, 所发射特征 X 射线辐射为各向异性; 然而在有的研究工作<sup>[15-21]</sup>中却得到了与 Flügge 等相反的观点, 即电离过程中  $L_3$  支壳层所产生特征 X 射线为各向同性分布. 可见, 关于空穴态定向行为的实验研究仍没有定论.

了解原子物理学中的 L 壳层空穴态的定向分布, 需要了解 L 壳层 X 射线的相对强度. 对于由准直非极化光子产生的空穴衰变而产生的偶极型 X 射线, Berezhko 和 Kabachnik<sup>[22]</sup>在 1977 年, 初次给出了电离原子退激过程中, 不同出射角  $\theta$  发射特征 X 射线的微分强度理论公式:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{I_0}{4\pi}(1 + \beta P_2(\cos\theta)), \quad (1a)$$

$$\beta = \alpha\kappa A_{20}, P_2(\cos\theta) = [3\cos(2\theta) + 1]/4, \quad (1b)$$

(1) 式描述了不同出射角度与该出射角度上 X 射

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11875219, 11405123)、陕西省科技厅自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2018JM1027, 2019JQ-493)、陕西省教育厅专项科研计划 (批准号: 19JK0928) 和咸阳师范学院自然科学基金 (批准号: XSYK17008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuyuxianyang0625@126.com

线强度的关系, 文献 [22] 对 (1a) 式和 (1b) 式中各参数的物理意义已进行了详细描述, (1) 式对于获得  $4\pi$  立体角内总的 X 射线发射强度具有重要意义. 对应支壳层空穴态的定向度  $A_{20}$ , 由各磁亚态  $\mu_n$  中的集居截面决定. 例如对于 L 壳层中, 能级为  $J = 3/2$  的  $L_3$  支壳层, 定向度可以被表示为 [22]  $A_{20} = [\sigma(3/2, \pm 3/2) - \sigma(3/2, \pm 1/2)] / [\sigma(3/2, \pm 3/2) + \sigma(3/2, \pm 1/2)]$ , 其中  $\sigma(2p_{3/2}, \mu_n)$  表示磁亚态  $\mu_n$  中的集居截面.

$A_{20}$  对磁亚态电离截面的依赖使得它是一个非常重要的量, 而且这个量不能从  $L_3$  壳层总的电离截面中测量得到. 同时, 定向参数的信息对于总的截面测量是非常重要的. 从 (1) 式可知, 从不同探测角度下特征 X 射线的强度分布, 可以得出对应支壳层的各向异性参数.

$L_3$  支壳层发射的特征 X 射线  $L_\nu$  和  $L_\alpha$ , 其与空穴初态和终态总角动量相关的动力学因子  $\alpha$  值分别为 0.5 和 0.05 [22]. 也就是说特征 X 射线  $L_\nu$  的各向异性参数  $\beta$  值是特征 X 射线  $L_\alpha$  的 10 倍, 那么实验结果中特征 X 射线  $L_\nu$  的各向异性发射将更容易被观察到. 即使两种相对立的论断 [7,15], 也都认为从  $L_1$  和  $L_2$  支壳层 ( $J = 1/2$ ) 产生的 X 射线为各向同性发射. 基于上述内容, 本文认为从  $L_2$  支壳层发射的 X 射线  $L_{\beta 1}$  和  $L_{\gamma 1}$  为各向同性发射. 实验中可以采用同一探测角度下探测到的光谱中 X 射线  $L_\nu$  与  $L_{\gamma 1}$  的强度比, 来测量特征 X 射线  $L_\nu$  的各向异性参数. 对于同一光谱中 X 射线强度比, 只有谱线计数统计带来的计数误差, 会影响各向异性参数  $\beta$  的不确定度.

本文使用中心能量为 13.1 keV 的韧致辐射对纯厚 Au 靶进行轰击, 并在发射角为  $130^\circ$ — $170^\circ$  范围内以  $10^\circ$  为间隔, 测量了靶的特征 L 系 X 射线光谱; 报道了 X 射线  $L_\nu$  与  $L_{\gamma 1}$  的强度比的角依赖关系, 并由此获得特征 X 射线  $L_\nu$  的各向异性参数以及  $L_3$  支壳层的定向度, 完善了对空穴态定向行为的论断.

## 2 实验方法及原理

本文采用的实验仪器分别为美国 AMPTEK 公司生产的 Mini-X 射线管、XR-100SDD 探测器、PX5 多道脉冲处理器、电脑终端以及与上述硬件设施配套的软件部分. 本实验在大气中进行, 实验

装置示意图如图 1 所示, Mini-X 射线管在距靶材中心位置 16 cm 处, 向厚度为 40  $\mu\text{m}$  的 Au 靶发出垂直于靶面正中心的 X 射线. 探测器位于距离入射束与靶材交点 15 cm 处, 实验过程中 Mini-X 射线管与靶材相对位置保持不变. 用 X 射线探测器在  $130^\circ$ — $170^\circ$  的范围内以  $10^\circ$  为间隔, 对 Au 靶的特征 X 射线  $L_\nu$ ,  $L_{\alpha 1}$ ,  $L_{\alpha 2}$ ,  $L_{\beta 1}$ ,  $L_{\beta 2}$  和  $L_{\gamma 1}$  进行测量. AMPTEK 公司生产的 Mini-X 射线管可快速、高效、稳定地输出不同能量和流强的光子. 通过改变管电流和管电压的方式来控制出射光子的能量和流强; 管电流的可调控范围为 5—200  $\mu\text{A}$ , 实验中设置为 90  $\mu\text{A}$ . 管电压的可调控范围为 10—50 keV, 实验中将其设置为 30 keV. Mini-X 射线管在无准直的情况下输出光束发散角为  $120^\circ$ . 实验过程中, 在 X 射线出口处加 2 mm 的准直, 出射 X 射线的发散角约为  $5^\circ$ . 在探测器 25  $\text{mm}^2$  的探测面上, 装有一个用于避光和真空封装的, 厚度为 12.5  $\mu\text{m}$  的薄铍窗以便于探测软 X 射线, 其分辨率可达到在 5.9 keV 峰处具有 125 eV 的峰值半高全宽. 所以对 Au 的特征 X 射线  $L_{\alpha 1}$  和  $L_{\alpha 2}$  ( $L_{\alpha 1}$  和  $L_{\alpha 2}$  的能量差是 85 eV) 不能分辨, 统一记做  $L_\alpha$ ; 对于 Au 的特征 X 射线  $L_{\beta 1}$  和  $L_{\beta 2}$  ( $L_{\beta 1}$  和  $L_{\beta 2}$  的能量差是 133 eV) 谱没有完全区分清楚, 也统一记作  $L_\beta$ . 探测器在此条件下对特征 X 射线  $L_\nu$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  和  $L_{\gamma 1}$  的探测效率分别为 0.989, 0.97, 0.88 和 0.75.

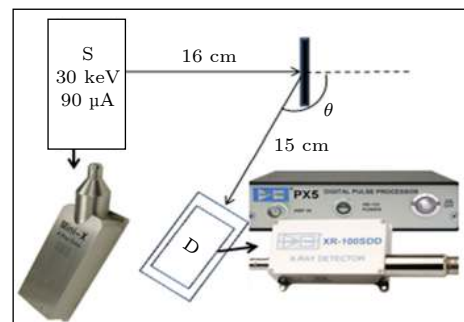


图 1 实验装置示意图  
Fig. 1. Experimental setup.

## 3 实验结果与分析

图 2 给出了当 X 射线垂直入射 Au 靶时, 在  $140^\circ$  的探测角度上所探测到的特征 X 射线能谱图. 由图 2 可知,  $L_\nu$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  和  $L_{\gamma 1}$  这 4 个特征 X 射线峰区分得非常好. 采用 origin 软件中高斯函数拟合的功能, 可以准确地求解  $L_\nu$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  和  $L_{\gamma 1}$  特征

X 射线特征的峰面积. 实验中特定发射角度下, X 射线强度比  $I(L_i)/I(L_j)$  为

$$\frac{I(L_i)}{I(L_j)} = \frac{N(L_i)\varepsilon(L_j)\lambda(L_j)}{N(L_j)\varepsilon(L_i)\lambda(L_i)}, \quad (2)$$

其中  $N(L_i)/N(L_j)$  表示谱线中不同特征 X 射线经高斯拟合所得面积的比值,  $\varepsilon(L_j)/\varepsilon(L_i)$  是探测器对不同特征 X 射线的探测效率之比,  $\lambda(L_j)/\lambda(L_i)$  表示靶材对特征 X 射线的吸收校准因子之比, 其中  $i = \alpha$  或  $\iota$ ,  $j = \gamma_1$ . 特征 X 射线  $L_j$  和  $L_i$  的自吸收校正因子  $\lambda^\theta(L_j)$  和  $\lambda^\theta(L_i)$ <sup>[23]</sup> 具有相同的表述形式, 可表示为

$$\lambda^\theta(L_a) = \frac{1 - \exp[-(\mu_{\text{inc}}/\cos\theta_1 + \mu_{\text{emt}}/\cos\theta_2)t]}{(\mu_{\text{inc}}/\cos\theta_1 + \mu_{\text{emt}}/\cos\theta_2)t} \quad (a = i, j), \quad (3)$$

其中  $\mu_{\text{inc}}$  表示入射光子 (入射中心能量为 13.1 keV 的韧致辐射光子) 的质量吸收系数,  $\mu_{\text{emt}}$  表示出射光子 (出射特征 X 射线  $L_i$ ,  $L_j$ ) 的质量吸收系数, 其数值由 Storm 和 Israel<sup>[24]</sup> 报道的靶材对不同能量光子的吸收系数得到. 入射束和出射束与靶平面法向的夹角由  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别表示, Au 靶的质量厚度  $t$  为  $77.2 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

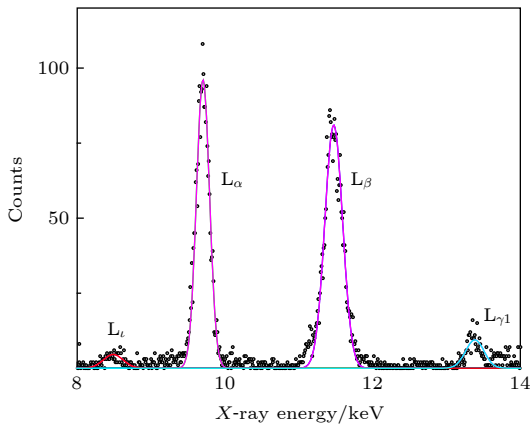


图 2 探测角度为  $140^\circ$  时、中心能量为 13.1 keV 韧致辐射入射 Au 靶产生 L 系特征 X 射线能谱图  
Fig. 2. Fitted L X-ray spectrum of Au induced by impact with bremsstrahlung with central energy of 13.1 keV and measured at the emission angle of  $140^\circ$ .

经过 (2) 式和 (3) 式的计算, 在图 3 中完整展示了 Au 的 L 壳层 X 射线  $L_\iota$  与  $L_{\gamma_1}$  及  $L_\alpha$  与  $L_{\gamma_1}$  的强度比和  $P_2(\cos\theta)$  之间的关系. 采用最小二乘法对不同探测角度下得到的强度比  $I(L_\iota)/I(L_{\gamma_1})$  进行拟合, 拟合曲线的斜率, 即为特征 X 射线  $L_\iota$  的各向异性参数. 本文数据统计过程中, X 射线

强度比的误差主要来自于 5% 的高斯拟合误差、3% 的统计误差、6% 的背景误差和 6% 的探测器立体角误差, 系统总体误差大约为 14%.

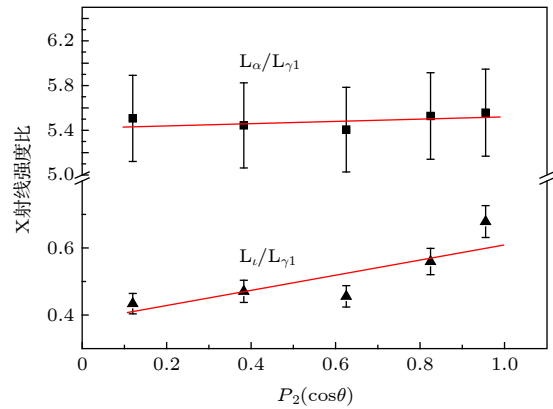


图 3 Au 靶特征 X 射线强度比  $I(L_\alpha)/I(L_{\gamma_1})$  和  $I(L_\iota)/I(L_{\gamma_1})$  与  $P_2(\cos\theta)$  的关系  
Fig. 3. Intensity ratios of  $I(L_\alpha)/I(L_{\gamma_1})$  and  $I(L_\iota)/I(L_{\gamma_1})$  as a function of  $P_2(\cos\theta)$  for Au.

从图 3 可以看出, 强度比  $I(L_\iota)/I(L_{\gamma_1})$  与探测角度有明显的相关性. 通过确定  $L_3$  支壳层的空穴态产生过程, 可以更好地研究  $L_3$  支壳层的定向性行为. 原子受激并在  $L_3$  支壳层产生空穴的过程中, 原子处于不稳定状态, 更高壳层的一个电子就会通过辐射或无辐射的方式向 L 壳层跃迁. 当采用辐射方式跃迁时, 可以通过辐射 X 射线的形式释放多余的能量; 也可以通过发射俄歇电子或 Coster-Kronig (CK) 跃迁、超级 CK 跃迁的方式实现无辐射跃迁过程.

碰撞过程中,  $L_3$  支壳层的空穴不单可以由直接电离的方式在  $L_3$  支壳层中产生, 也可从 K 壳层、 $L_2$  或  $L_1$  支壳层转移而来.  $L_3$  支壳层电离截面  $\sigma_3$  计算公式为<sup>[25]</sup>

$$\sigma_3 = (\sigma_{L_1} + \sigma_K \eta_{KL_1})(f_{13} + f_{12}f_{23}) + (\sigma_{L_2} + \sigma_K \eta_{KL_2})f_{23} + (\sigma_{L_3} + \sigma_K \eta_{KL_3}). \quad (4)$$

Au 的 L 壳层 X 射线电离截面依赖于荧光产额和 CK 跃迁系数. K 壳层和 L 支壳层光电离截面由 (4) 式中  $\sigma_K$ ,  $\sigma_{L_1}$ ,  $\sigma_{L_2}$  和  $\sigma_{L_3}$  来表示.  $f_{ij}$  是从  $L_i$  支壳层到  $L_j$  支壳层的 CK 跃迁概率, 是发生在同一主壳层的跃迁.  $\eta_{KL_i}$  是从 K 壳层到  $L_i$  支壳层通过辐射跃迁转移和无辐射跃迁转移的空穴数. 在本次测量中入射光子的能量最大为 30 keV, 而 Au 靶的 K 吸收限是 80 keV, 所以当入射能量低于 K 吸收限时, K 壳层电子不能被激发出来, 也就是

说  $L_3$  支壳层的空穴转移只能由直接电离和  $L_1$  和  $L_2$  支壳层转移获得. 在这种情况下, (4) 式中包含  $\eta_{KL_i}$  的项均可被消掉,  $L_3$  支壳层的电离截面可以写成:

$$\sigma_3 = \sigma_{L_1}(f_{13} + f_{12}f_{23}) + \sigma_{L_2}f_{23} + \sigma_{L_3}. \quad (5)$$

Au 的 CK 跃迁概率  $f_{ij}$  可以由文献 [25] 获得, 如表 1 所列. 从图 2 和表 1 可以推断出  $L_3$  支壳层的电离截面  $\sigma_3$ , 显著地由  $L_1$  和  $L_2$  支壳层的空穴态影响. 空穴从 L 壳层中较低的支壳层向较高的支壳层转移, 这一行为很可能改变角动量量子数  $J > 1/2$  时空穴态的定向行为. CK 跃迁修正因子  $\kappa$  可以表示为

$$\kappa = \left[ \frac{\sigma_{L_3}}{\sigma_{L_3}^{\text{total}}} \right] = \left[ \frac{\sigma_{L_3}}{\{\sigma_{L_1}(f_{12}f_{23} + f_{13}) + \sigma_{L_2}f_{23} + \sigma_{L_3}\}} \right]. \quad (6)$$

表 1 Au 元素的 L 支壳层 CK 跃迁概率  $f_{ij}$  数据 [25]  
Table 1. L-subshell CK yields  $f_{ij}$  for Au [25].

$f_{12}$	$f_{13}$	$f_{23}$
0.083	0.644	0.132

表 2 列出了基于相对论 Hatrie-Fock-Slater 模型得到的  $L_1, L_2, L_3$  支壳层电离截面值 [26]. 从表中可以看出, 当入射光子能量分别大于 12, 13.8, 14.4 keV 时, 可以使得  $L_3, L_2, L_1$  支壳层发生电离; 当入射光子能量小于 13.76 keV 时,  $L_1$  和  $L_2$  支壳层都没有发生电离,  $\kappa$  值为 1; 当入射光子能量增加到 13.8 keV 时,  $L_3$  和  $L_2$  支壳层都发生电离,  $\kappa$  值为 0.92. 在入射光子能量增大至 30 keV 的过程中, CK 跃迁过程逐渐增强,  $\kappa$  值逐渐减小. 由于  $L_1, L_2$  支壳层产生的特征 X 射线为各向同性发射, 那么 CK 跃迁的发生, 将会改变  $L_3$  支壳层产生 X 射线的定向度  $A_{20}$ . 本实验选用的光源中心能量为 13.1 keV, 最大能量为 30 keV. 当中心能量为 13.1 keV 的光子入射时, 不会在目标靶材中产生 CK 跃迁过程. 当能量为 13.8—30 keV 之间的光子入射时, 将会在目标靶材中产生越来越强的 CK 跃迁过程. 但是 X 射线管发射的 13.8—30 keV 之间的韧致辐射谱强度, 随着出射能量的增大而减小. 13.8—14.4 keV 之间的光子数约占有效入射光子数的 5%, 14.4—20 keV 之间的光子数约占有效入射光子数的 45%, 20—30 keV 之间的 X 射线强度

几乎为零, 所以总的来说本实验中 CK 跃迁过程较弱.

表 2 不同入射能量下 L 支壳层电离截面 [26] 及 CK 跃迁修正因子  $\kappa$  值

Table 2. Ionization cross-sections (in barn) for L subshells [26] and CK correction factor  $\kappa$  at different energies.

$E/\text{keV}$	$\sigma_{L_1}$	$\sigma_{L_2}$	$\sigma_{L_3}$	$\kappa$
1.9	0	0	0	0
12	0	0	$3.5629 \times 10^4$	1
13.76	0	0	$2.4493 \times 10^4$	1
13.8	0	$1.5567 \times 10^4$	$2.3987 \times 10^4$	0.92
14.3	0	$1.4574 \times 10^4$	$2.2035 \times 10^4$	0.91
14.4	$7.8361 \times 10^3$	$1.4237 \times 10^3$	$2.1575 \times 10^4$	0.80
15	$7.4098 \times 10^3$	$1.2777 \times 10^3$	$1.9496 \times 10^4$	0.75
20	$4.4219 \times 10^3$	$6.1227 \times 10^3$	$8.5173 \times 10^3$	0.7
30	$1.993 \times 10^3$	$1.9923 \times 10^3$	$2.5531 \times 10^3$	0.62

特征 X 射线  $L_i$  的定向度  $\beta$ , 由图 3 中  $L_i/L_{\gamma_1}$  曲线的斜率可知为 0.25. 考虑到特征 X 射线  $L_i$  的动力学因子  $\alpha$  值为 0.5, 由  $\beta = \alpha\kappa A_{20}$  可得  $L_3$  支壳层的定向度  $A_{20}$  的值为  $0.577 \pm 0.08$ .

## 4 结 论

本文用 X 射线探测器在  $130^\circ$ — $170^\circ$  范围内以  $10^\circ$  为间隔, 测量了中心能量为 13.1 keV 的韧致辐射入射 Au 靶时, 所产生特征 X 射线  $L_i, L_\alpha, L_\beta$  和  $L_{\gamma_1}$  的光谱. 基于特征 X 射线  $L_i$  与  $L_{\gamma_1}$  的强度比的角分布结果, 分析了  $L_3$  支壳层空穴态的定向性行为. 实验结果表明:  $L_3$  支壳层发射的特征 X 射线  $L_i, L_\alpha$  表现出明显的各向异性发射. 同时, 空穴从较低的 L 支壳层向较高的支壳层转移, 这一 CK 跃迁过程对角动量量子数  $J > 1/2$  时的空穴态的定向行为发生改变. 并由实验结果计算出  $L_3$  支壳层的定向度  $A_{20}$  的值为  $0.557 \pm 0.081$ .

本实验结果与文献 [8—14] 的实验或理论结果一致, 然而却与文献 [15—20] 的结果不同, 他们认为电离过程中 L 系谱线均为各向同性发射. 所以在将来, 很有必要在原有的实验基础上, 开展更多的电子、光子、离子入射靶材的实验, 进一步研究 L 壳层产生空穴态的定向分布问题.

## 参考文献

- [1] Yang M S, Yi T M, Zheng F C, Tang Y J, Zhang L, Du K, Li N, Zhao L P, Ke B, Xing P F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 027301 (in Chinese) [杨蒙生, 易泰民, 郑凤成, 唐永建, 张林, 杜凯, 李宁, 赵利平, 柯博, 邢丕峰 2018 *物理学报* **67** 027301]
- [2] Zeng X H, Zhao G J, Xu J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1935 (in Chinese) [曾雄辉, 赵广军, 徐军 2004 *物理学报* **53** 1935]
- [3] Nishimura F, Kim J, Yonezawa S, Takashima M 2014 *J. Flu. Chem.* **160** 52
- [4] Qi J C, Liu B, Chen R C, Xia Z D, Xiao T Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 024202 (in Chinese) [戚俊成, 刘宾, 陈荣昌, 夏正德, 肖体乔 2019 *物理学报* **68** 024202]
- [5] Wang C, An H H, Fang Z H, Xiong J, Wang W, Sun J R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 015203 (in Chinese) [王琛, 安红海, 方智恒, 熊俊, 王伟, 孙今人 2018 *物理学报* **67** 015203]
- [6] Zhang T K, Yu M H, Dong K G, Wu Y C, Yang J, Chen J, Lu F, Li G, Zhu B, Tan F, Wang S Y, Yan Y H, Gu Y Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 245201 (in Chinese) [张天奎, 于明海, 董克攻, 吴玉迟, 杨靖, 陈佳, 卢峰, 李纲, 朱斌, 谭放, 王少义, 闫永宏, 谷渝秋 2017 *物理学报* **66** 245201]
- [7] Flügge S, Mehlhorn M, Schmidt V 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 7
- [8] Berezko E G, Kabachnik N M, Rostovsky V S 1978 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **11** 1749
- [9] Raza H S, Kim H J, Ha J M, Cho S O 2013 *Appl. Radiat. Isot.* **80** 67
- [10] Bansal H, Kaur G, Tiwari M K, Mittal R 2016 *Eur. Phys. J. D* **70** 84
- [11] Salem S, Stöhlker T, Brauning-Demian A, Hagmann S, Kozhuharov C, Liesen D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012701
- [12] Özdemir Y, Durak R, Kacal M R, Kurudirek M 2011 *Appl. Radiat. Isot.* **69** 991
- [13] Han I, Demir L 2011 *J. X-Ray Sci. Technol.* **19** 13
- [14] Demir L, Şahin M, Söğüt Ö, Şahin Y 2000 *Radiat. Phys. Chem.* **59** 355
- [15] Cooper J, Zare N 1969 *Atomic Collision Processes* (New York: Gordon & Breach) pp317–337
- [16] Kumar A, Agnihotri A N, Chatterjee S, Kasthurirangan S, Misra D, Choudhury R K, Sarkadi L, Tribedi L C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 062709
- [17] Alrakabi M, Kumar S, Sharma V, Singh G, Mehta D 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 99
- [18] Tartari A, Baraldi C, Casnati E, Da Re A, Jorge E F, Taioli S 2003 *J. Phys. B* **36** 843
- [19] Kumar A, Puri S, Mehta D, Garg M L, Singh N 1999 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32** 3701
- [20] Kumar A, Puri S, Shahi J S, Garg M L, Mehta D, Singh N 2001 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **34** 613
- [21] Gonzales D, Requena S, Williams S 2012 *Appl. Radiat. Isot.* **70** 301
- [22] Berezko E G, Kabachnik N M 1977 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **10** 2467
- [23] Yalçın P, Porikli S, Kurucu Y, Şahin Y 2008 *Phys. Lett. B* **663** 186
- [24] Storm L, Israel H I 1970 *At. Data Nucl. Data Tables* **7** 565
- [25] Bambynek W, Crasemann B, Fink R W, Freund H U, Mark H, Swift C D, Price R E, Rao P V 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 716
- [26] Scofield J H 1973 *Theoretical Photoionization Cross-sections from 1 to 1500 keV* (Livermore, CA: Lawrence Livermore Laboratory) Report No. UCRL-51326

# Angular distribution of L characteristic X-ray emission from Au target impacted by photons<sup>\*</sup>

Liu Yu<sup>1)2)†</sup> Xu Zhong-Feng<sup>2)</sup> Wang Xing<sup>2)</sup>  
Hu Peng-Fei<sup>2)</sup> Zhang Xiao-An<sup>1)</sup>

1) (*Ion Beam and Optical Physical Laboratory of Xianyang Normal University and Institute of*

*Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Xianyang 712000, China)*

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

( Received 26 December 2019; revised manuscript received 9 April 2020 )

## Abstract

The vacancy can be produced through impact ionization of target atom by energetic particles. It is of significant importance to study the vacancy state by the measurement of angular distribution of typical X-rays. At present, accurate ionization cross-section data of the atomic inner shell are urgently required in many areas. However, the precise measurement of ionization cross-section of the atomic inner shell is largely dependent on the fact that whether the characteristic radiation (e.g., X-ray) is isotropic.

In this experiment, the characteristic  $L_i$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  and  $L_{\gamma_1}$  X-rays for Au target are measured by a silicon drift detector in an emission angle range from  $130^\circ$  to  $170^\circ$  in steps of  $10^\circ$ . A mini-X ray source is utilized to produce bremsstrahlung with the center energy of 13.1 keV.

Considering detection efficiency of the detector and the absorption of the target, relative intensity ratios,  $I(L_\alpha)/I(L_{\gamma_1})$  and  $I(L_i)/I(L_{\gamma_1})$ , are obtained at different detection angles based on the experimental energy spectrum results. Moreover, the angular dependence of X-ray intensity ratio is investigated and it is found that the X-rays  $L_i$  and  $L_\alpha$  exhibit anisotropic emission.

According to the X-ray intensity ratio  $I(L_i)/I(L_{\gamma_1})$  and the  $P_2(\cos\theta)$ , and using the least square method, the anisotropic parameter  $\beta$  of characteristic X-ray  $L_i$  is derived to be 0.25. Due to the relation  $\beta = \alpha\kappa A_{20}$ , the value of the alignment degree  $A_{20}$  for  $L_3$  sub-shell is determined to be  $0.577 \pm 0.08$ . Alignment degree  $A_{20}$  for  $L_3$  sub-shell is dependent on its intrinsic physical properties, while the anisotropy parameter  $\beta$  of typical X-rays can be affected by Coster-Kronig transition process.

The behavior of the alignment for inner-shell vacancy states calls for more research results both in theory and in experiment. Therefore, it is quite relevant and meaningful to perform more experiments to further study the angular distribution of vacancy states by electrons, photons and ions impacting a target.

**Keywords:** photoionization, characteristic X-rays, angular distribution, anisotropy parameter

**PACS:** 32.30.Rj, 32.70.Fw, 32.80.-t

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191977

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875219, 11405123), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant Nos. 2018JM1027, 2019JQ-493), the Special Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department, China (Grant No. 19JK0928), and the Natural Science Foundation of Xianyang Normal University, China (Grant No. XSYK17008).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: liuyuxianyang0625@126.com