

质子入射 In 靶激发 L 系特征 X 射线的角分布研究

柳 钰^{1, 2}, 王 兴², 徐忠锋², 周贤明^{1, 2}, 程 锐³, 张小安¹, 梁昌慧¹

(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 物理学院, 西安 710049; 3. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要: 本论文实验测量并分析了发射角以 10° 为间隔, 125° – 155° 范围内, 入射能量为 250 keV 的质子束激发 In 靶产生的特征 L 系 X 射线谱, 根据实验测得能谱结果, 综合考虑探测器的探测效率后, 计算了不同探测角度下特征 X 射线的相对强度比 L_i/L_{γ_1} ; 由相对强度比 L_i/L_{γ_1} 与二阶勒让德函数 $P_2(\cos\theta)$ 之间的函数关系, 发现特征 X 射线 L_i 在被测能量下呈各向异性发射, 推得 L_i 特征 X 射线的各向异性参数 β 为 -0.179 ± 0.011 , 进而得到 In 靶 L_3 亚壳层的定向度 A_{20} 为 -0.422 ± 0.025 , 实验结果与理论预测一致. 根据 PWBA (Plane wave born approximation) 模型和 ECPSSR (Energy – loss coulomb – repulsion perturbed – stationary – state relativistic) 模型, 计算了 250 keV 质子入射下, In 靶 L 亚壳层电离截面 σ 及 Coster – Kronig 跃迁修正因子 κ , 在根据各向异性参数计算 L_3 亚壳层定向度的过程中考虑了 Coster – Kronig 跃迁的作用. 分析认为本实验碰撞速度下, 通过电子转移方式产生空穴的截面比直接电离小的多, 所以没有对 L_3 亚壳层定向度进行电子转移因素的修正.

关键词: 碰撞电离; 特征 X 射线; 角分布; 各向异性

中图分类号: O54 文献标志码: A DOI: 10.19855/j.1000-0364.2025.023001

Study on angular distribution of L characteristic X – ray emission from In target by proton impact

LIU Yu^{1, 2}, WANG Xing², XU Zhong-Feng², ZHOU Xian-Ming^{1, 2},
CHENG Rui³, ZHANG Xiao-An¹, Liang Chang-Hui¹

(1. Ion Beam and Optical Physical Laboratory, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China; 2. School of Physics, Xi'an Jiaotong University, 710049 Xi'an, China; 3. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The L X – ray characteristic spectra of In induced by proton beams with energy of 250 keV and emission angles from 125° to 155° with an interval of 10° are measured. According to the measured experimentally energy spectrum results, after comprehensively considering the detection efficiency of the detector, the relative intensity ratios L_i/L_{γ_1} of characteristic X – rays at different detection angles are calculated. The angular dependence of differential intensity ratio L_i/L_{γ_1} is studied as a function of the second – order Legendre function $P_2(\cos\theta)$. Our result demonstrates that the characteristic X – ray L_i is anisotropic emission at the measured energy, and the anisotropic parameter β of characteristic X ray L_i is derived to be -0.179 ± 0.011 , furthermore, the value of the alignment degree A_{20} for L_3 sub – shell is determined to be -0.422 ± 0.025 . The experimental results are consistent with the theoretical predictions. According to PWBA (Plane wave born approximation) model and ECPSSR (Energy – loss coulomb – repulsion perturbed – stationary – state relativistic) model, In target L sub – shell ionization cross sections σ and Coster – Kronig transition correction factor κ are calculated under the 250

收稿日期: 2023-06-07
基金项目: 国家自然科学基金(11875219); 陕西省科技厅自然科学基金基础研究计划(2023 – JC – YB – 032); 陕西省教育厅科研计划(20JK975); 咸阳师范学院“青蓝人才”培养基金项目(XSYQL202007); 咸阳师范学院重点培育项目(XSYK21037); 咸阳市离子束与光物理重点实验室(L2022 – CXNL – ZDSYS – 001)
作者简介: 柳钰(1981—), 女, 陕西澄城人, 副教授, 主要研究领域高电荷态离子与固体表面作用. E-mail: liuyuo23@126.com
通信作者: 梁昌慧. E-mail: 1758858011@qq.com

keV proton incidence. The effect of Coster – Kronig transition is considered in the calculation of L_3 sub – shell's anisotropic parameters. The analysis shows that the cross section of vacancies generated by electron transfer is much smaller than that of direct ionization at the collision velocity in this experiment, so the electron transfer factor is not modified for the orientation of L_3 sub – shell.

Key words: Impact ionization; Characteristic X – ray; Angular distribution; Anisotropy

1 引言

具有一定能量的粒子入射到固体表面发生非弹性碰撞过程时, 固体表面会产生不同粒子, 测量从物质中产生的不同粒子, 就可以推知物质的不同物理、化学性质, 在粒子原子碰撞过程中靶原子内壳层产生空穴的概率称为电离截面, 目前许多高科技应用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利用到的 X 射线荧光光谱技术、俄歇电子谱仪(AES)以及核医学、天体物理等^[1-5]. 相对于电子、光子入射引起靶原子的特征 X 射线发射, 质子与固体相互作用过程中引起的靶原子特征 X 射线发射谱则较为复杂. 质子与固体表面相互作用会使靶原子内壳层电离, 电离几率依赖于入射离子的速度和靶原子内壳层电子的速度. 光子、电子一般会引起靶原子内壳层的单电离, 只产生一个空穴, 但质子入射靶原子可能会引起靶原子内壳层的多电离^[6].

各向异性角分布主要表征参量为定向度 A_{20} 和各向异性参数 β , 除非对应该特征 X 射线的 A_{20} 值为零, 否则在特定探测角度下对发射特征 X 射线的产额和电离截面的计算需要各向异性参数来进行校正, 所以很有必要对特征 X 射线的定向分布进行研究. 为了概括碰撞系统的定向参数, 通常使用相对入射离子速度的概念来比较实验和理论结果. 定义相对入射离子速度 $v \equiv v_p/v_i$, 这里 v_p 对应入射离子速度, $v_i = (2E/M)^{1/2}$, E 是对应电子的束缚能, M 是电子质量, v_i (当前是 L_3 亚壳层的电子) 是对应电子速度. 本实验中入射能量为 250 keV 时, 相对入射离子速度为 0.19. 本文在考虑相对入射离子速度的基础上, 研究靶原子内壳层的电离、退激过程.

尽管对离子诱导的 L 系 X 射线产生或电离截面进行了广泛的测量^[7], 但迄今为止对 L 系特征 X 射线定向分布的关注相对较少. 大多数的实验是通过电子或光子入射不同的靶材产生特征 X 射线, 由产生的 L 系 X 射线来推断其 L_3 亚壳层的各向异性参数 A_{20} ^[8-10].

用于研究离子轰击下 L_3 亚壳层定向度研究的测量方法很有限. Hitachi 等人^[11] 使用 Si – Li 探测器和晶体分光计发现通过 81 MeV 离子轰击 Sn 产生的 L_α 及其伴线的各向同性发射. Pálinkás 等人^[12] 报道了能量为 2.5 MeV 的 C 和 N 离子入射 Au 靶时, 其 L_3 亚壳层定向度的测量值与直接电离理论值之间的巨大差异. Mitra 等人^[13] 测量了 3 – 9 MeV C^+ 入射 Au 和 Bi 靶产生特征 X 射线 L_i 的角分布, 其 L_3 亚壳层的定向度 A_{20} 的实验值与 ECPSSR – IS 模型、PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算的理论值进行了比较, 结果与 ECPSSR – IS 模型符合的更好. Lucio 和 Mirande^[14] 测量了 9 和 12 MeV C^+ , O^+ 和 F^+ 入射稀土元素时, 其 L_3 亚壳层的定向度 A_{20} , 比较了由 ECPSSR – IS 模型、ECPSSR – UA 模型和 PWBA 模型计算的理论与实验值, 结果显示出了实验值与理论值的一致性. Kumar 等人^[15, 16] 测量了 12 – 55 MeV C^+ 入射 Au 靶和 Bi 靶产生 L 系和 M 系特征 X 射线的角分布, 并与 ECPSSR – IS 模型、PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算的理论值进行了比较, 发现 L 系和 M 系特征 X 射线的各向同性发射. Kumar 等人^[17] 在 2012 年实验测量了 18 ~ 60 MeV F 离子入射 Au、Pb、Bi 靶产生 L 系特征 X 射线的各向异性发射, 并发现特征 X 射线定向度与入射离子能量的关系. Yang 等人^[3] 2020 年测量了 95 和 146 MeV/u Xe^{54+} 入射 Kr、Xe 靶激发特征 X 射线, 发现 $L_{\alpha 1}$ 的各向异性发射. Barros 等人^[18] 在 2019 年使用 10 – 100 keV 电子入射激发 Ta、W、Au 产生 L 系特征 X 射线, 实验发现 X 射线 L_i 和 L_α 的各向异性发射.

从过去的离子入射测量实验中可以看出, 入射离子能量多集中于 MeV 量级, 所测 L_3 亚壳层的定向度在部分实验中为零, 甚至可以在低速区间 $V \leq 0.2$ 时为正, 而 PWBA 模型与 ECPSSR 模型的计算在低速区域显示了高的负值取向.

为了进一步揭示入射离子能量与被激发靶材产生特征 X 射线定向分布的关系, 探究低速区间 $V \leq 0.2$ 时 L_3 亚壳层发射特征 X 射线定向分布的特征, 本文对相对入射离子速度为 0.19 的质子入射

In 靶产生 L 系特征 X 射线定向分布问题进行研究, 根据 Berezhko 给出的在不同发射角度 θ 下, 特征 X 射线的微分强度理论公式^[19]:

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

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

公式(1a)和(1b)式中各项参数的含义已在文献 [20] 中详细论述. 如等式(1a)所述, 在各向异性发射的情况下, X 射线强度 $I(\theta)$ 与二阶勒让德函数 $P_2(\cos\theta)$ 呈线性关系, 本工作中使用 L_i ($3s_{1/2} - 2p_{3/2}$)特征 X 射线进行 L_3 亚壳层空穴态的定向行为研究, 因为该特征 X 射线是一条单线, 探测器可以很好地对其进行分辨, 且特征 X 射线 L_i 在所有 L_3 亚壳层的特征 X 射线中预测(动力学因子 $\alpha = 0.5$ ^[19])将有一个最大程度的各向异性分布, 而特征 X 射线 L_α 由 $L_{\alpha 1}$ 和 $L_{\alpha 2}$ 组成, In 靶的特征 X 射线 $L_{\alpha 1}$ 和 $L_{\alpha 2}$ 的中心能量分别为 3.286 keV 和 3.279 keV, 能量差为 7 eV, 本实验所用到的 X 射线探测器的分辨率在 5.9 keV 时为 136 eV, 故不能对其进行区分. 特征 X 射线 $L_{\alpha 1}$ ($3d_{5/2} - 2p_{3/2}$, $\alpha = 0.1$) 和 $L_{\alpha 2}$ ($3d_{3/2} - 2p_{3/2}$, $\alpha = -0.4$) 具有相反的动力学因子^[19], 其强度比例为 100:11, 所以复合 L_α X 射线的加权 α 值为 0.05, 预期特征 X 射线 L_α 的各向异性程度仅为 L_i 的 10%. 特征 X 射线 $L_{\gamma 1}$ ($4d_{3/2} - 2p_{1/2}$) 起源于 L_2 亚壳层, 对于 L_2 亚壳层, $j = 1/2$, $\alpha = 0$, 按预期显示各向同性发射^[13]. 因此, 可以用 $L_{\gamma 1}$ X 射线角分布来作为实验中的标准, 通过同一光谱中的 L_i X 射线与 $L_{\gamma 1}$ X 射线的相对强度比 $L_i/L_{\gamma 1}$ 来研究 L_3 亚壳层的定向分布问题, 可推得(2)式所示关系.

$$\frac{I_i(\theta)}{I_{\gamma 1}(\theta)} = 1 + \beta P_2(\cos\theta) \tag{2}$$

式(2)中 I_i 、 $I_{\gamma 1}$ 是对应发射角度下 4π 立体角内 L_i 和 $L_{\gamma 1}$ 特征 X 射线的总强度, β 是特征 X 射线 L_i 的各向异性参数. 由相对强度比 $L_i/L_{\gamma 1}$ 与二阶勒让德函数 $P_2(\cos\theta)$ 之间的关系, 根据线性最小二乘法拟合出其斜率, 便可推得 L_i X 射线的各向异性参数 β , 进而得到 L_3 亚壳层的定向度 A_{20} 的值, 由于 L_i 和 $L_{\gamma 1}$ X 射线来自同一光谱, 所以只有计数统计不确定度会影响各向异性参数 β 的取值误差.

2 实验方法及原理

本实验利用中国科学院近代物理研究所 320

keV 高电荷态离子综合研究平台 1#实验终端完成. 250 keV 的质子由电子回旋共振 (ECR) 离子源提供, 束流由不同的引出电压引出后进入 90° 的分析磁铁进行电荷态选择. 然后将选定的具有确定电荷态的离子束经过四极磁铁的聚焦和多次准直, 最终送入带有电磁屏蔽的超高真空靶室, 到达靶室中心的发散角约为 0.7°, 束斑直径为 3 mm. 实验选用的 In 靶纯度为 99.99%, 厚度为 1 mm, 表面积约为 $15 \times 15 \text{ mm}^2$. 通过调整光阑, 束流垂直入射到靶表面. 实验选用 AMPTEK 公司开发的 XR100SDD 型硅漂移探测器 (SDD) 对产生的 X 射线进行探测, 探测器的有效探测面积为 7 mm^2 , 铍窗厚度为 $12.5 \text{ }\mu\text{m}$, 探头对准靶表面的中心. 束流和探测器位于靶表面的同一侧, 制作不同角度的支架, 将支架的一端固定在靶室法兰上, 另一端用来固定探测器, 在超高真空靶室中, SDD 距离目标约 30 mm, 通过更换不同探测器支架的方法, 实现探测器与束流之间的夹角分别为 125°、135°、145°和 155°. 本工作中探测器的几何立体角约为 0.0078 sr. 为了实现被测目标特征 X 射线峰值计数达到 20000 以上, 我们将 H^+ 入射的 X 射线光谱检测时间取为 100 s 或以上. 真空靶室内部装置示意图如图 1 所示.

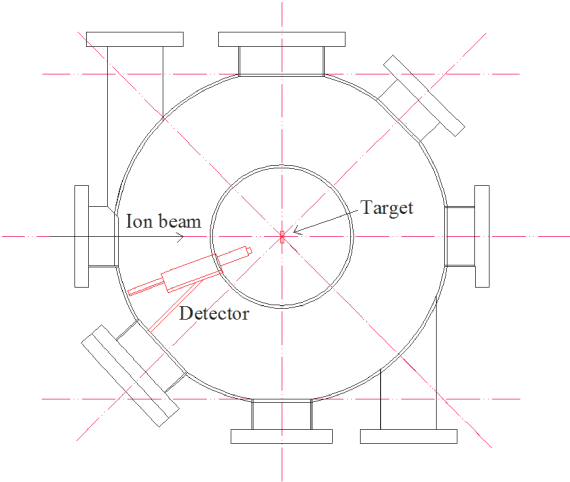


图 1 实验装置示意图
Fig. 1 Experimental setup.

3 实验结果与分析

本工作中, 探测器首次在发射角度为 125°、135°、145°和 155°位置上对 250 keV 质子入射 In 靶产生特征 X 射线 L_i 、 L_α 、 $L_{\beta 1}$ 、 $L_{\beta 2}$ 和 $L_{\gamma 1}$ 进行测量, 并对 L 系特征 X 射线进行角分布研究, 由强度比值 $L_i/L_{\gamma 1}$ 得出 L 亚壳层各向异性参数 β 的值.

数据(X射线谱图)采用 OriginPro 软件进行 Gauss 多峰拟合,拟合后可以得到有关特征峰描述的各类参数.图2是探测器在135°时入射能量为250 keV 质子束脉冲轰击 In 靶表面激发的 X 射线特征谱,谱图为多峰结构,实验数据处理过程中特征 X 射线中心能量的不确定度为 ± 0.003 keV,半高宽不确定度为 ± 0.002 keV.对比 In 靶特征 X 射线的不同探测角度实验测量值以及文献发现,靶原子峰值能量位置并未随探测角度的变化而明显改变.

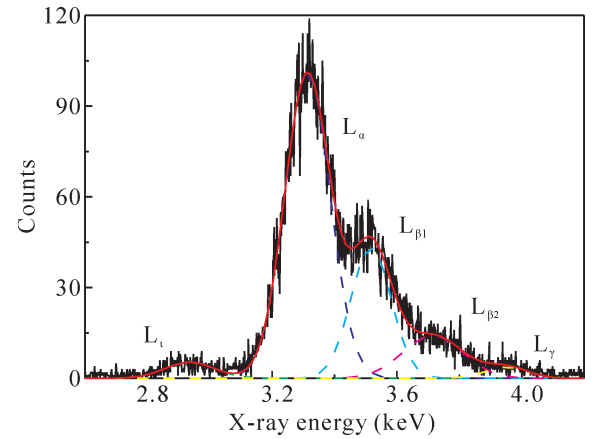


图2 135°探测角度下250 keV 质子轰击 In 靶测得 L 系 X 射线谱

Fig. 2 Fitted L X-ray spectrum of In induced by impact with 250 keV protons and measured at the emission angle of 135°.

本实验在真空靶室中进行,所以只需要对探测到的光谱对应特征 X 射线计数进行探测器探测效率的修正即可,也就说对应特征 X 射线的强度比在数值上等于对应特征 X 射线的产额比,按照不同探测角度求得产额比 $Y(L_i)/Y(L_{\gamma_1})$,即求得特定探测角度下的强度比值 L_i/L_{γ_1} .

质子在金属靶中的最大穿透深度为 μm 量级,远小于实验中靶材的厚度,实验中将目标靶材视为厚靶.根据实验测得的 X 射线谱,可按厚靶 X 射线单粒子产额公式(3)^[20, 21]计算出对应特征 X 射线的产额.使用 origin 软件对 X 射线光谱测量结果进行多峰高斯拟合,获得特征峰 L_i 、 L_{α} 、 L_{β_1} 、 L_{β_2} 、 L_{γ_1} 的面积,即获得了探测立体角内对应特征 X 射线的计数.X 射线探测器在能量为 2.81 keV (L_i), 3.28 keV (L_{α}), 3.48 keV (L_{β_1}), 3.71 keV (L_{β_2})和 3.92 keV (L_{γ_1})处的探测效率分别为 0.9, 0.903, 0.92, 0.936 和 0.94.实验误差主要来自 X 射线计数统计量(5%)、入射离子计数(3%)、探测立体角(2%)、能量损失计算

(10%),因此产额的最大不确定度为 6%.根据公式(3)计算出不同探测角度下特征 X 射线 L_i 和 L_{γ_1} 的产额,便可根据(2)式计算出特征 X 射线 L_i 的各向异性参数 β .

$$Y = \frac{N_x}{N_p \eta (\Omega/4\pi)}$$

(3)

在当前的碰撞系统中,除了 L_3 亚壳层外, L_1 和 L_2 亚壳层也会产生空穴,而 L_3 亚壳层可以通过非辐射 CK(Coster – Kronig)跃迁由 L_1 和 L_2 亚壳层提供更多的空穴,从而增加 L_3 亚壳层空穴的数量.而 $L_1(j=1/2)$ 和 $L_2(j=1/2)$ 亚壳层的定向度是零,所以 CK 跃迁过程将导致 L_3 亚壳层空穴定向分布的改变.

由于 $\beta = \alpha \kappa A_{20}$,由文献 [19] 可得各个特征 X 射线的 α 值,根据强度比值与 $P_2(\cos \theta)$ 的函数关系得到的各向异性参数 β 的值还需要 CK 跃迁矫正因子 κ 的进一步调整,才能获得对应亚壳层的定向度 A_{20} 的值. κ 可以使用公式(4)计算^[22]:

$$\kappa = \left[\frac{\sigma_{L3}}{\sigma_{L3}^{total}} \right] = \left[\sigma_{L3} / \{ \sigma_{L1}(f_{12}f_{23} + f_{13}) + \sigma_{L2}f_{23} + \sigma_{L3} \} \right]$$

(4)

其中, f_{ij} 是 CK 转移概率, In 靶的 CK 跃迁概率列于表 1, $\sigma_{Li}(i=1, 2, 3)$ 是 L_i 亚壳层的电离截面.需要指出的是,理论原子参数,也就是荧光产额,CK 跃迁概率和发射率,需要从大量的实验测量 L 壳层 X 射线产生截面中才能获得 L 壳层电离数据.因此, κ 值的准确性取决于原子参数数据库的真实性.

表 1 In 元素的 L 亚壳层 CK 跃迁概率 f_{ij} 数据^[23]

Table 1 L – subshell CK yields f_{ij} for In^[23].

f_{12}	f_{13}	f_{23}
0.074	0.728	0.161

表 2 列出了根据 PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算出的 CK 跃迁因子 κ 的值,从表 2 中可以看出,使用不同模型计算的 κ 值,在最终结果上变化只有 2%,根据使用 PWBA 模型和 ECPSSR 模型得到的电离截面 σ_{Li} 的值计算出 In 靶的 κ 值分别为 0.858 和 0.844.也就是说 PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算的相同入射能量下的电离截面 σ_{Li} 的值虽然有较大差异,但是对 CK 跃迁矫正因子 κ 的影响却非常小,不同模型计算的 κ 值趋于一致,即由 PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算的 κ 值都是可靠的.

表 2 250 keV 质子入射下 PWBA 模型和 ECPSSR 模型计算出 In 靶的 L 亚壳层电离截面 σ (单位: barn) 及 CK 跃迁矫正因子 κ

Table 2 Calculated ionization cross - sections (in barn) for L subshells and CK correction factor κ according to PWBA model and ECPSSR model, under 250 keV proton incidence.

模型	σ_{L1}	σ_{L2}	σ_{L3}	κ
PWBA	1.5478E+01	3.7856E+01	1.0594E+02	8.58E-01
ECPSSR	8.4495E+00	1.7132E+01	4.8712E+01	8.44E-01

ECPSSR 模型是 PWBA 模型的进一步扩展, 它考虑了弹核的能量损失、库仑偏转、靶核场中弹核的迟滞效应和由于弹核的存在而引起的靶原子内壳层状态改变的静态扰动和电子相对论效应. 在 ECPSSR 模型中, 上述各种修正对截面的具体计算结果影响较大, 但它们对截面比值的影响要小得多. 同时, 具有相同束缚能的靶内部的态对于前面所提到的修正几乎是相同的, 且相同磁亚态具有相同的结合能. 因此, 在 ECPSSR 程序中对 $|\mu_n| = 1/2$ 和 $|\mu_n| = 3/2$ 的 PWBA 模型截面进行了程度大致相同的修正, 其不同磁亚态截面的比例几乎没有变化.

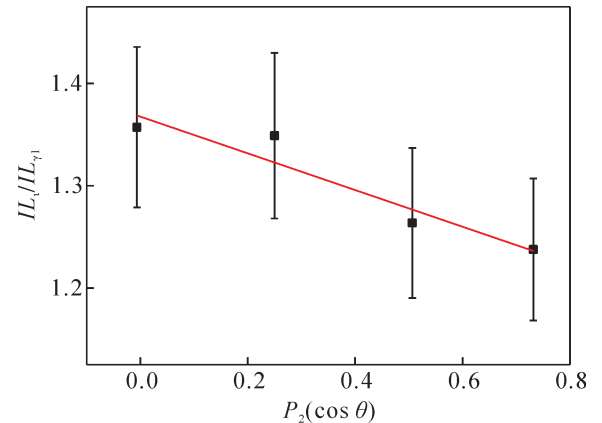


图 3 In 靶特征 X 射线强度比 $L_i/L_{\gamma 1}$ 与 $P_2(\cos\theta)$ 的关系

Fig. 3 Intensity ratio of $L_i/L_{\gamma 1}$ is plotted as a function of $P_2(\cos \theta)$ for In.

对于特征 X 射线 L_i 的与空穴初态和末态角动量子数相关的 α 值是 0.5, 由 $\beta = \alpha\kappa A_{20}$ 可知, 经 α 和 κ 值修正过的 β 值可以计算出 A_{20} 的值. A_{20} 的不确定性来自强度比率的统计波动和拟合过程提取的 β 值. 由图 3 可知, 入射能量为 250 keV 质子入射 In 靶 L_3 亚壳层产生空穴的各向异性参数 β 为 -0.179 ± 0.011 , 计算出其定向度 A_{20} 为 -0.422 ± 0.025 . 半经典理论预测入射能量为 250

keV 质子入射 In 靶时, 其 L_3 亚壳层产生空穴的定向度 A_{20} 为 -0.403 ± 0.024 , 理论预测与实验结果基本一致^[24].

在离子-原子碰撞过程中, 靶原子内壳层空穴, 可由直接库仑电离产生, 也可由靶到入射离子的电子转移产生, 它取决于碰撞系统的电离机制, 在某些情况下, 由靶到入射离子的电子转移而产生空穴的过程会与直接库仑电离机制产生竞争. Berezhko 等人^[25] 研究表明, 电荷转移可以产生空穴定向分布的性质. 因此, 决定 X 射线角分布的定向度(A_{20})可以由表示为直接电离(AD_{20})和电子转移(AC_{20})的加权平均值. 当 250 keV 质子入射时, 基于 PWBA 模型分析可得, In 元素 L_3 亚壳层的直接电离截面为 $1.102E+02$, 而 L_3 亚壳层的电子转移截面为 $5.390E-02$, 两者相差 4 个数量级, 电子转移在 A_{20} 中的贡献远小于直接电离对空穴分布定向态的影响. 因此, 没有对 L_3 亚壳层定向度进行电子转移因素的修正.

本实验中用空穴初态和末态角动量子数相关的 α 值来推导 L_3 亚壳层中的单电离原子的空穴 A_{20} 的值. 通常, 离子与靶原子碰撞的过程中会在靶原子中产生多个空穴. 在这种碰撞过程中, 随着 L 壳层空穴的产生, 还可能在外壳层中产生一个或多个空穴^[6]. 在存在多空穴的情况下, 实验测量的内壳层定向度和直接碰撞引起的定向度不同, 需要多电离的原子参数对 A_{20} 的值进行校正. 本工作中, 计算的 A_{20} 值没有采用此因子修正, 因为此修正需要知道空穴的分布及其在本碰撞系统中处于不同子壳层的位置.

4 小 结

在本工作中, 首次使用探测器在 125° 、 135° 、 145° 和 155° 分别对 250 keV 质子入射 In 靶产生特征 X 射线 L_i 、 L_α 、 $L_{\beta 1}$ 、 $L_{\beta 2}$ 和 $L_{\gamma 1}$ 进行了测量, 并对 L 系特征 X 射线进行角分布研究. 发现特征 X 射线 L_i 在被测能量下呈各向异性发射, 同一图谱中的强度比值 $L_i/L_{\gamma 1}$ 与 $P_2(\cos \theta)$ 呈函数关系, 由不同探测角度下特征 X 射线强度比 $L_i/L_{\gamma 1}$ 与 $P_2(\cos \theta)$ 的关系推断出特征 X 射线 L_i 的各向异性参数 β , 进而得到 L_3 亚壳层定向度 A_{20} 的值, 在当前入射能量下定向度 A_{20} 的值为负值, 与理论预测一致, 分析时考虑了碰撞过程中 CK 跃迁对 L_3 亚壳层定向度 A_{20} 的修正, 同时分析认为碰撞过程中电子转移对空穴分布定向态的影响很小.

鉴于以上分析, 还需要完成更多的离子入射靶材激发特征 X 射线的定向度分析实验, 去检测不同的理论模型. 由于高分辨率的 X 射线探测器能探测到更为丰富的伴线特征, 未来可以使用更高分辨率的 X 射线探测器得到更为精细的 X 射线能谱图, 依据多重电离理论, 可以更清楚的阐述定向度的意义.

参考文献:

- [1] Lv M, Xu B, Cai L, *et al.* Auger electron spectroscopy analysis for growth interface of cubic boron nitride single crystals synthesized under high pressure and high temperature[J]. *Appl. Surf. Sci.*, 2018, 439: 780.
- [2] Shin H, Song I, An Y, *et al.* Automatic impurity spectral line identification algorithm with noise reduction for fusion plasmas[J]. *Fus Eng. Des.*, 2020, 153: 111459.
- [3] Yang B, Yu D, Shao C, *et al.* Alignment of the projectile $2p_{3/2}$ state created by nonradiative electron capture in 95 – and 146 – MeV/u Xe54+ with Kr and Xe collisions[J]. *Phys. Rev. A*, 2020, 102: 042803.
- [4] Mei C, Zhang X, Zhou X, *et al.* X ray emission from 154 MeV /u C^{6+} ion beams of CSR impacting on Ti, V, Fe, Ni and Zn targets [J]. *J. At. Mol. Phys.*, 2022, 39: 033001 (in Chinese) [梅策香, 张小安, 周贤明, 等. CSR 上 154 MeV/u C^{6+} 离子束分别入射 Ti、V、Fe、Ni 和 Zn 靶的 X 射线辐射[J]. 原子与分子物理学报, 2022, 39: 033001]
- [5] Zhao Y, Zhang Z, Chen R, *et al.* High – energy – density physics based on HIAF[J]. *Sci. Sin. : Phys. Mech. Astron.*, 2020, 50 112004 (in chinese) [赵永涛, 张子民, 程锐, 等. 基于 HIAF 装置的高能量密度物理研究[J]. 中国科学: 物理学, 力学, 天文学, 2020, 50: 112004]
- [6] Zhou X, Cheng R, Wang Y, *et al.* L x – ray production in ionization of 60Nd by 100 – 250 keV protons [J]. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2017, 408: 140.
- [7] Singh Y, Mitra D, Tribedi L C, *et al.* L – subshell ionization of Bi, Au, and Yb induced by F ions at intermediate velocities [J]. *Phys. Rev. A*, 2001, 63: 012713.
- [8] Sestric G, Ferguson S, Wright I, *et al.* Angular distributions of X – rays emitted following L3 ionization of Au atoms by electron impact[J]. *Rad. Phys. Chem.*, 2014, 102: 40.
- [9] Liu Y, Xu Z, Wang X, *et al.* Angular dependence of Ag L – X – rays emission induced by 20 – 40 keV electron – impact[J]. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2019, 446: 1.
- [10] Wang X, Xu Z, Zhang Y, *et al.* Angular dependence of L X – rays emission for Ag by 10 keV electron – impact[J]. *Rad. Phys. Chem.*, 2016, 125: 102.
- [11] Hitachi A, Awaya Y, Kambara T, *et al.* Angular distribution of Ti K X – rays and Sn L X – rays induced by 6 MeV nucleon N – ion impact[J]. *J. Phys. B*, 1991, 24: 3009.
- [12] Pálkás J, Schlenk B, Valek A, *et al.* The Coulomb deflection effect on the L3 – subshell alignment in low – velocity proton impact ionisation [J]. *J. Phys. B*, 1981, 14: 1157.
- [13] Mitra D, Sarkar M, Bhattacharya D, *et al.* L₃ – subshell alignment in gold and bismuth induced by low – velocity carbon ions [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, 53: 2309.
- [14] De Lucio O, Miranda J. L – shell alignment of rare earths atoms induced by 12C, 16O and 19F ion impact[J]. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2006, 248: 47.
- [15] Kumar A, Agnihotri A, Chatterjee S, *et al.* L 3 – subshell alignment of Au and Bi in collisions with 12 – 55 – MeV carbon ions [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, 81: 062709.
- [16] Kumar A, Misra D, Kadhane U, *et al.* Angular distribution of Au – L _{α} and – M _{$\alpha\beta$} X – rays induced by 40MeV C^{4+} [J]. *Radiat. Phys. Chem.*, 2006, 75: 1490.
- [17] Kumar A, Agnihotri A N, Misra D, *et al.* Angular dependence of Lx – ray emission in high – Z atoms bombarded by 18 – 60 MeV fluorine ions [J]. *J. Phys. B*, 2012, 45: 215205.
- [18] Barros S F, Vanin V R, Mangiarotti A, *et al.* Atomic alignment of 73Ta, 74W, and 79Au after L₃ subshell ionization by 10 – 100 – keV electron impact [J]. *Phys. Rev. A*, 2019, 100: 062705.
- [19] Berezhko E, Kabachnik N. Theoretical study of inner – shell alignment of atoms in electron impact ionisation: angular distribution and polarisation of X – rays and Auger electrons [J]. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 1977, 10: 2467.
- [20] Garcia J, Fortner R, Kavanagh T. Inner – shell vacancy production in ion – atom collisions [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1973, 45: 111.
- [21] Ouziane S, Amokrane A, Zilabdi M. Experimental measurements of X – ray production cross – sections by protons of energies between 1 and 2.3 MeV and com-

- parison with theoretical predictions of PWBA and ECPSSR models [J]. *Nucl. Instr. Meth. B*, 2000, 161: 141.
- [22] Bambynek W, Crasemann B, Fink R, *et al.* X-ray fluorescence yields, Auger, and Coster-Kronig transition probabilities [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1972, 44: 716.
- [23] Lapicki G, Miranda J. Updated database for L x-ray production by protons and extraction of L-subshell ionization cross sections from only L_γ and $L_\alpha + L_\beta$ cross sections [J]. *X-Ray Spe.*, 2011, 40: 122.
- [24] Rsel F, Trautmann D, Baur G. Semiclassical treatment of light-ion induced alignment of the L_α -subshell in heavy atoms [J]. *Z. Phys. A*, 1982, 304, 75.
- [25] Berezhko E, Sizov V, Kabachnik N, *et al.* Inner-shell alignment of atoms in ion-atom collisions. II. Electron capture [J]. *J. Phys. B; At. Mol. Phys.*, 1999, 14: 2635.