

电子碰撞引起的元素铱和钷的 L 壳电离

罗正明 杨代伦 勾成俊 吴章文 彭秀峰 何福庆

(辐射物理及技术教育部重点实验室, 四川大学原子核科学技术研究所, 成都 610064. 联系人, E-mail: luozm@scu.edu.cn)

摘要 无论在基础研究方面, 还是在高技术应用方面, 电子轰击原子的内壳电离截面都具有重要意义. 目前电子轰击元素 K 和 L 壳层电离截面的测量多采用薄靶或气体靶, 气体靶仅限于少数气体元素, 而薄靶又因制靶的困难使测量工作难于开展. 为了解决这些难题, 提出在厚衬底上镀薄膜的新方法来测量元素内壳电离截面. 用薄靶厚衬底技术测量了电子碰撞引起的元素铱和钷 L 壳分产生截面、总产生截面和平均电离截面, 电子能量从阈值附近到 36 keV. 同时, 采用电子输运双群模型对衬底反射电子的影响作修正, 并把实验结果与 Gryzinski 和 McGuire 的两个理论计算结果进行比较.

关键词 铱 钷 L 壳电离 电子碰撞

电子轰击原子的内壳电离截面是原子物理和辐射物理中的基本问题. 自 20 世纪 30 年代以来, 一直是大量实验和理论研究的内容, 无论在基础研究或高技术应用方面都具有重要意义^[1-6]. 从基础研究方面来说, 该项研究是电子与原子碰撞过程的主要内容, 目前有许多理论模型描述电离过程, 如 Bethe 理论, PWBA, PWBA-OCH, CBE 和 DWA 等^[7-9]. 然而它们之间有相当大的差别, 特别是在电离阈值附近, 这些理论模型的优劣需要精确的实验数据来检验. 同时, 内壳电离截面研究可为一些高新技术提供必需的关键数据, 例如电子探针、扫描电子显微镜技术和 Auger 电子谱仪等, 都迫切要求精确的电子内壳电离截面数据.

目前, 国际上电子轰击元素的 K 和 L 壳层电离截面的绝对测量一般采用三种方法, 即测量电离后原子退激过程中发射的特征 X 射线或 Auger 电子, 以及测量电子穿过靶后的能量损失谱. 这些方法都采用薄靶或气体靶, 但气体靶仅限于少数气体元素, 而薄靶技术又受到很大的限制. 因为在薄靶条件 $\Delta E \ll E$ (ΔE 是穿过薄靶后的能量损失, E 是电子能量) 下, 在电离阈值附近制靶很困难. 以 20 keV 电子穿过铜薄靶为例, 如果要求 $\Delta E/E \approx 0.01$, 则靶厚仅为 25 nm, 制备这样薄且有一定强度的自支撑靶十分困难. 因此, 到目前为止仅有极少数延展性很好的金属能够制成满足薄靶条件的自支撑薄膜(如 Ni 和 Cu). 对于大多数元素来说, 苛刻的薄靶条件使测量内壳电离截面的工作难于开展.

为了解决这些难题, 我们提出在厚衬底上镀薄膜的新方法来测量元素内壳电离截面^[10]. 该方法解

决了制备薄靶的困难, 但要考虑厚衬底对测量的影响. 因为在测量中, 来自衬底的反射电子通过薄靶时会再次电离靶的原子, 使得测量截面的结果偏高, 因而必须修正衬底反射电子的影响. 我们用电子输运双群模型对测量进行了修正^[11]. 通过这一方法, 我们测量了一些因不能制自支撑薄靶而未能测量的元素的内壳电离截面. 过去我们的实验工作基本上集中在测量 K 壳电离截面上^[10,12-14], 对 L 壳电离的研究较少. 现在, 我们将实验工作扩展到 L 壳电离的研究. Hippler^[15]和 Llovet^[16]等也曾经测量过一些元素的 L 壳截面.

我们把该方法用于测量元素铱(Ho)和钷(Os)的 L 壳 X 射线 L_{α} , L_{β} 和 L_{γ} 的分产生截面、总产生截面和平均电离截面, 将测量结果与 Gryzinski^[17]和 McGuire^[18]的理论计算结果进行比较. 结果表明, 在阈值附近测量值与 McGuire 的计算值接近, 在高能部分随能量增高修正测量值与 Gryzinski 的计算值逐渐接近, 但在阈值附近测量值比理论计算值高. 因此, 在低能电子与原子碰撞理论方面作进一步研究是十分必要的.

1 实验

实验设备由一台电子加速器的电子枪改装而成. 该电子枪输出能量从 1 到 36 keV 的电子束, 由一个 60 kV 直流电源给电子枪供电, 用于加速电子. 在靶上束斑的直径约 3 mm, 一个硅锂 Si(Li) 探测器水平放置在靶室内, 离靶中心 10 cm, 与靶平面方向成 45° 角. 探测器的能量分辨率在 5.9 keV Mn α 线时为 180 eV, 用 ²⁴¹Am, ¹³⁷Cs 和 ⁵⁴Mn 标准源刻度探测器系统的效率曲线. 薄靶通过重离子反应溅射法技术制成, 由

中国原子能科学研究院提供. 用 10^{-6} g高精度天平直接称量已知面积的靶的重量, 确定出靶厚. 在实验期间, 气压保持在低于 3×10^{-3} Pa.

2 数据处理

L_α X射线产生截面 σ_α 可以通过 L_α X射线光子计数推导出来, 其表达式为

$$\sigma_\alpha = \frac{4\pi AN_\alpha}{N_A N_e \rho \varepsilon \Omega (d/\cos\theta)}, \quad (1)$$

式中 A 是靶的原子数, N_α 是 L_α X射线光子数, N_A 是阿伏加德罗常数, N_e 是撞击在靶上的电子数, ρ 是靶的密度 (g/cm^3), ε 是探测器的效率, Ω 是探测器有效面积对电子束斑点所张开的立体角, d 是靶的几何厚度 (cm), θ 是入射电子束和靶表面法线的夹角.

L_β 和 L_γ X射线产生截面 σ_β 和 σ_γ 与 L_α X射线产生截面 σ_α 的推导表达式(1)类似.

L壳的总产生截面 σ_L 和平均电离截面 $\bar{\sigma}_L$ 可表达为

$$\begin{aligned} \sigma_L &= \sigma_\alpha + \sigma_\beta + \sigma_\gamma, \\ \bar{\sigma}_L &= \sigma_L / \bar{\omega}_L, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\bar{\omega}_L$ 是L壳的平均荧光产额, 表达式为^[19]

$$\bar{\omega}_L = \frac{\omega_1^{\text{ef}}/I_1 + \omega_2^{\text{ef}}/I_2 + 2\omega_3^{\text{ef}}/I_3}{1/I_1 + 1/I_2 + 2/I_3}, \quad (3)$$

$$\omega_1^{\text{ef}} = \omega_1 + f_{12}\omega_2 + (f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3, \quad (4)$$

$$\omega_2^{\text{ef}} = \omega_2 + f_{23}\omega_3, \quad (5)$$

$$\omega_3^{\text{ef}} = \omega_3, \quad (6)$$

其中 ω_i 和 I_i 分别是第 i 子壳的荧光产额和电子结合能, f_{ij} 是第 i 和第 j 子壳的Coster-Kronig转换率, 数据列于表1和2.

对于靶内衬底反射电子散射对测量结果的影响, 采用电子输运双群模型作修正处理, 修正公式为

$$\sigma_i(E) = \frac{4\pi AN_i \cos\theta}{N_A N_e \rho \varepsilon \Omega d} - \cos\theta \int_0^E \Phi_{\text{ref}}(E') \sigma_i(E') dE', \quad (7)$$

其中 $\sigma_i(E)$ 和 N_i 分别是产生截面和第 i 组X射线的计数, 下标 i 代表 α, β, γ , $\Phi_{\text{ref}}(E')$ 是从衬底表面反射的电子能谱. 请参阅文献[11].

3 结果与讨论

为了同实验值比较, 我们应用 Gryzinski 和 McGuire 两种理论作了相关截面的计算. 用 Gryzinski 提出的二体碰撞近似 (BEA) 理论计算L壳电离截面, 其表达式为

$$\sigma_i = b_i (\sigma_0 / I_i^2) g_i(x), \quad (8)$$

$$g_i(x) = \frac{1}{x} \left(\frac{x-1}{x+1} \right)^{3/2} \left[1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2x} \right) \ln \left[2.7 + (x-1)^{1/2} \right] \right],$$

其中 b_i 是在子壳 L_i ($i=1, 2, 3$) 里的电子数, $x=E/I_i$, E 是入射电子能量, I_i 是第 i 子壳的电离能量, $\sigma_0=6.56 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$.

用 McGuire 提出的非经典定标理论计算 L 壳电离截面, 其表达式为

$$\sigma_i(I_i)^\alpha = f(E/I_i), \quad (9)$$

其中 $\alpha \neq 2$, 这不同于K壳电离, 在K壳电离情况下应用了一个简单的定标规则 $\sigma_{1s}(I_{1s})^2 = f(E/I_{1s})$, 这种非经典定标规则预示 $f(E/I_{1s})$ 的相同特征.

图 1(a)~(d) 为钽元素L壳的 $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma$ X射线分产生截面、总产生截面、平均电离截面的测量和修正测量数值与入射电子束能量的关系, 并同 Gryzinski 和 McGuire 两个理论计算结果作比较. 图 2(a)~(d) 为铋元素L壳的 $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma$ X射线分产生截面、总产生截面、平均电离截面的测量和修正测量数值与入射电子束能量的关系, 并同 Gryzinski 和 McGuire 两个理论计算结果作比较.

图 1 和 2 的结果表明, 在阈值附近实验值与

表1 Ho 和 Os 靶的有关参数

	原子数	原子重量	靶的厚度 $d/\mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	Al衬底厚度 $/\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$
Ho	67	164.9	32.8	4.17
Os	76	190.2	15.3	4.31

表2 Ho和Os靶的荧光产额(ω_i)^[20], Coster-Kronig转换率(f_{ij})^[20]和电子结合能(I_i)^[21]

	ω_1	ω_2	ω_3	f_{12}	f_{13}	f_{23}	I_1/keV	I_2/keV	I_3/keV
Ho	0.094	0.189	0.182	0.19	0.30	0.142	9.395	8.918	8.071
Os	0.130	0.295	0.281	0.16	0.39	0.128	12.968	12.385	10.871

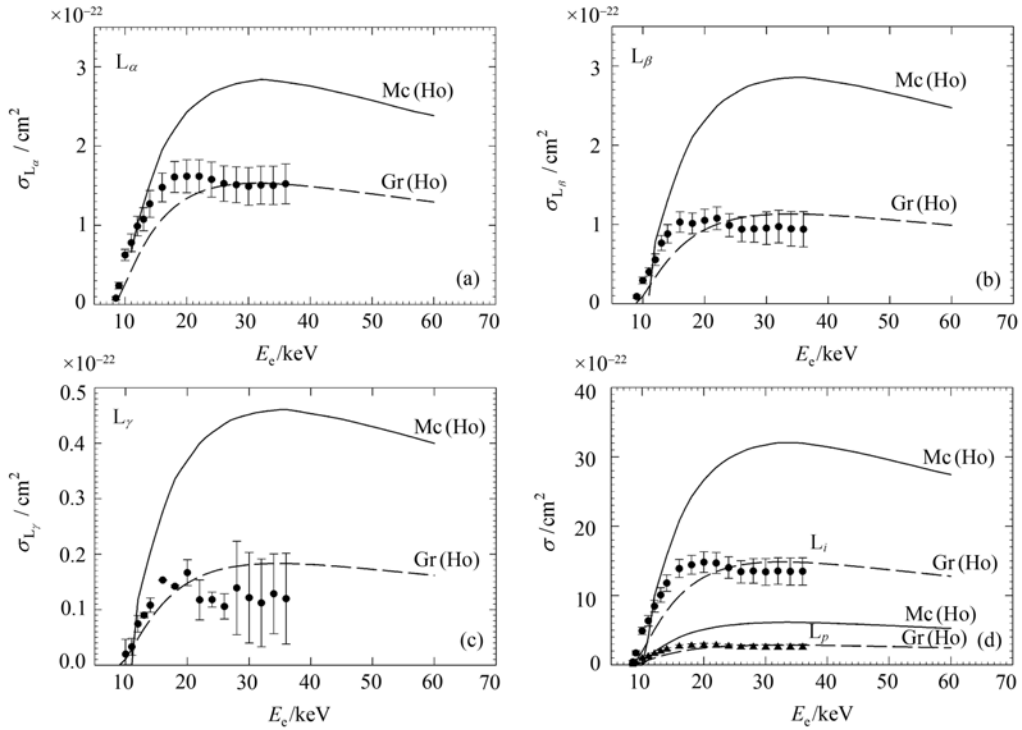


图 1 Ho元素L壳X射线产生截面(a), L_{β} X射线产生截面(b)和 L_{γ} X射线产生截面(c)与电子能量的依赖关系, 及Ho元素L壳X射线总产生截面(L_p)和平均电离截面(L_i)与电子能量的依赖关系(d) 实心圆(或三角形)为作了衬底反散射电子影响修正后的测量数值, 实线和虚线分别代表 McGuire 和 Gryzinski 的理论计算值

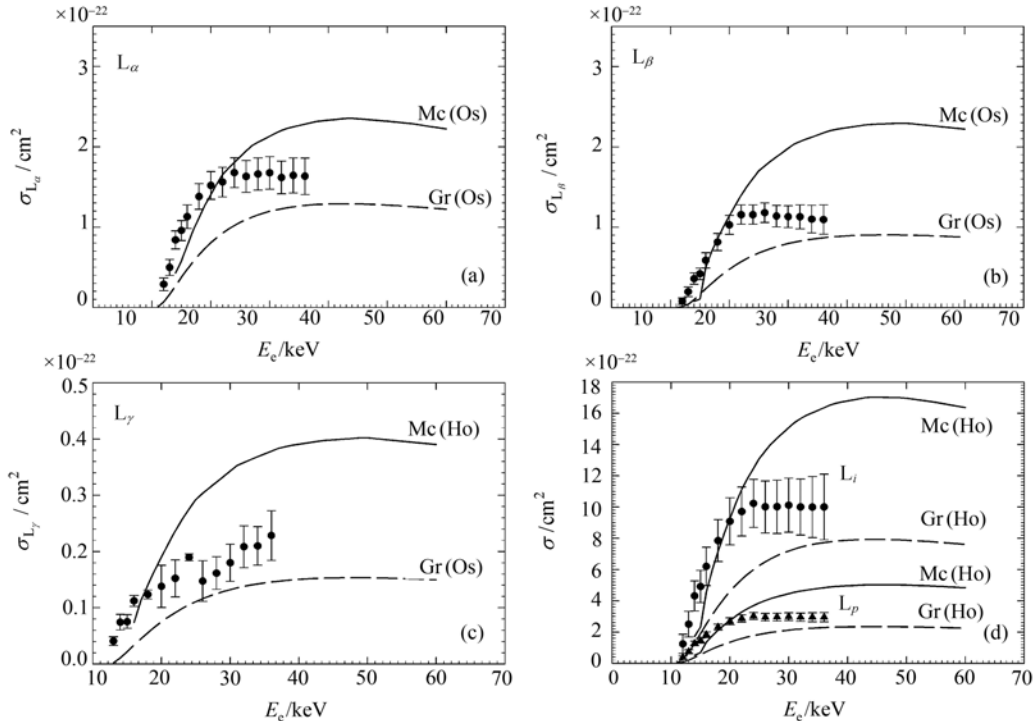


图 2 Os元素L壳 L_{α} X射线产生截面(a), L_{β} X射线产生截面(b)和 L_{γ} X射线产生截面(c)与电子能量的依赖关系, 及Os元素L壳X射线总产生截面(L_p)和平均电离截面(L_i)与电子能量的依赖关系(d) 实心圆(或三角形)为作了衬底反散射电子影响修正后的测量数值, 实线和虚线分别代表 McGuire 和 Gryzinski 的理论计算值

McGuire 理论的计算值接近, 在 高能部分随能量增高实验值与 Gryzinski 理论的计算值逐渐接近. 在测量时, 当来自衬底的反射电子通过薄靶时将再次电离靶的原子, 增加观察到的 X 射线计数, 使得测量截面的结果偏高, 因而对衬底反射电子的影响必须作修正. 我们采用电子输运双群模型对衬底反射电子进行修正. 由于反射电子对电离的贡献在总电离中大约占 20%, 而计算的能谱的误差不会超过 20%. 所以, 反射电子修正的相对误差约为 4%. 在本实验中, 误差的主要来源为靶厚和不均匀性(<5%)、探测器效率(<4%), 电子束流测量误差(<3%)、X 射线的计数误差(2%~10%)及反射电子修正误差(4%), 产生截面总的不确定性小于 14%.

4 结论

本文介绍了用薄靶厚衬底技术测量电子碰撞引起的元素钨和钨 L 壳 X 射线 L_{α} , L_{β} 和 L_{γ} 的分产生截面、总产生截面和平均电离截面, 电子能量从阈能附近到 36 keV. 同时, 对测量结果采用电子输运双群模型对衬底反射电子的影响作了修正, 并把实验结果与 McGuire 和 Gryzinski 两个理论计算进行了比较. 结果表明, 在阈能附近实验值与 McGuire 理论的计算值比较接近, 在 高能部分实验值与 Gryzinski 理论的计算值随能量增高逐渐接近, 但在阈能附近测量值比 Gryzinski 理论计算值高. 所以, 由上述两个理论描述 L 壳电子碰撞电离过程只能达到定性符合. 应当指出, 由于两个理论较老, 与实验值比较其精度相差还是很明显的. 因此, 研究和 发展更精确的电子非弹性碰撞理论是十分必要的.

致谢 本工作作为国家自然科学基金(批准号: 10275044)和国际原子能机构 IAEA 研究合同(编号: 12354/R1)资助项目.

参 考 文 献

- 1 Powell C J. Cross sections for ionization of inner-shell electrons by electrons. *Rev Mod Phys*, 1976, 48: 33—47
- 2 Pockman L T, Webster D L, Kirkpatrick P, et al. The probability of K ionization of nickel by electrons as a function of their energy. *Phys Rev*, 1947, 71: 330—338
- 3 Jessenberger J, Hink W. Absolute electron impact K-ionization cross sections of titanium and nickel. *Phys A*, 1975, 275: 331—337
- 4 Shima K, Nakagawa T, Umetani K, et al. Threshold behavior of

- Cu-, Ge-, Ag-K-, and Au-L₃-shell ionization cross sections by electron impact. *Phys Rev A*, 1981, 24: 72—78[DOI]
- 5 Casnati E, Tartari A, Baraldi C. An empirical approach to K-shell ionization cross section by electrons. *J Phys B: At Mol Phys*, 1982, 15: 155—167 [DOI]
- 6 Llovet X, Merlet C, Salvat F. Measurements of K-shell ionization cross sections of Cr, Ni and Cu by impact of 6.5—40 keV electrons. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2000, 33: 3761—3772[DOI]
- 7 Bethe H. Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter. *Ann Phys(Leipzig)*, 1930, 5: 325—400
- 8 Fano U. Ionizing collisions of very fast particles and the dipole strength of optical transitions. *Phys Rev*, 1954, 95: 1198—1200
- 9 Segui S, Dingfelder M, Salvat F. Distorted-wave calculation of cross sections for inner-shell ionization by electron and positron impact. *Phys Rev A*, 2003, 67: 62710—62722[DOI]
- 10 Luo Z M, An Z, He F Q, et al. Correction of the influence of the substrate upon the measurement of K-shell ionization cross sections. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 1996, 29: 4001—4005[DOI]
- 11 Luo Z M. Improved bipartition model of electron transport. I. A general formulation. *Phys Rev B*, 1985, 32: 812—823; Improved bipartition model of electron transport. II. Applications to inhomogeneous media. *Phys Rev B*, 1985, 32: 824—836[DOI]
- 12 An Z, Li T H, Wang L M, et al. Correction of substrate effect in the measurement of 8—25-keV electron-impact K-shell ionization cross sections of Cu and Co elements. *Phys Rev A*, 1996, 54: 3067—3069[DOI]
- 13 Peng X F, He F Q, Long X G, et al. Cross sections for K-shell ionization of niobium by electron impact. *Phys Rev A*, 1998, 58: 2034—2036[DOI]
- 14 Luo Z M, Tang C H, An Z, et al. Selenium and Yttrium K-shell ionization cross section by electron impact. *Phys Rev A*, 2001, 63: 34702—34705[DOI]
- 15 Hippler R, McGregor I, Aydinol M, et al. Ionization of xenon L subshells by low-energy electron impact. *Phys Rev A*, 1981, 23: 1730—1736[DOI]
- 16 Llovet X, Merlet C, Salvat F. Measurements of absolute cross sections for K-shell ionization of Fe and Mn by electron impact. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2002, 35: 973—982[DOI]
- 17 Gryzinski M. Two-particle collisions. I. General relations for collisions in the laboratory system. *Phys Rev*, 1965, 138: A305—321
- 18 McGuire E J. Scaled electron ionization cross sections in the Born approximation. *Phys Rev A*, 1977, 16: 73—79
- 19 Ishii K, Kamiya M, Sera K, et al. Inner-shell ionization by ultrarelativistic electrons. *Phys Rev A*, 1977, 15: 906—913
- 20 Krause M O. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells. *J Phys Chem Ref Data*, 1979, 8: 307—327
- 21 刘运祚, 王长儒, 霍俊德, 等. 常用放射性核素衰变纲图. 北京: 原子能出版社, 1982. 400

(2005-09-29 收稿, 2006-01-25 接受)