

电子、X光和固体的相互作用 (II)

吴自勤

(北京大学物理系)

五、X光的吸收和X光电子

1. 实验规律

X光强度的衰减率和X光经过的试样厚度 dz 成正比,即

$$-\frac{dI}{I} = \mu dz = \mu_m \rho dz. \quad (31)$$

积分后得

$$I = I_0 e^{-\mu z} = I_0 e^{-\mu_m \rho z}, \quad (32)$$

这里 μ 是X光的线衰减系数, μ_m 是X光的质量衰减系数(等于 μ/ρ , ρ 是密度), I_0 是入射到试样表面的X光强度。

X光的衰减包括X光的散射和X光的吸收(有些文献把这里的衰减称作吸收,而把这里的吸收称作真吸收),可以将衰减系数写成

$$\mu = \tau + \sigma, \quad \mu_m = \tau_m + \sigma_m. \quad (33)$$

这里 τ 和 τ_m 是线吸收系数和质量吸收系数, σ 和 σ_m 是线散射系数和质量散射系数。

对于所有元素和不同波长的X光, σ_m 均约为 $0.20 \text{ cm}^2/\text{g}$, 而 τ_m 却随原子序数和波长的增加而迅速增加,当X光波长约为 1 \AA 时, σ_m 相对 τ_m 可以忽略,如 $\lambda = 0.9 \text{ \AA}$, $Z = 24$ (铬)时, τ_m 是 σ_m 的350倍。

和电子束衰减类似,X光线吸收系数 τ 也可写成[和(5)式类似]

$$\tau = \tau_a \frac{N_0 \rho}{A}, \quad (34)$$

这里 N_0 是阿伏伽德罗数, A 是原子量, τ_a 是X光的原子吸收截面,具有面积的量纲,表示一个原子吸收X光的几率。X光光子被吸收后使电子游离,因此 τ_a 也被称为光电游离截面或光电截面。

2. 吸收边跳跃比

实验得出的吸收截面 τ_a 和 λ (或表示为线衰减系数和光子能量 $h\nu$) 的典型曲线见图15。其特点是在 $\lambda_K, \lambda_{L_1}, \lambda_{L_2}, \lambda_{L_3}$ 等处出现吸收截面的跳跃,分别被称为K, L_1, L_2, L_3 吸收边跳跃。在各吸收边之间有近似的 $Z^4 \lambda^3$ 规律,如

$$\tau_a = 2.64 \times 10^{-23} Z^{4.30} \lambda^3 (\lambda < \lambda_K),$$

$$\tau_a = 8.52 \times 10^{-24} Z^{4.30} \lambda^3 (\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_1}) \quad (35)$$

等[可以从图15(b)容易地得出 $\tau_a \propto \nu^{-3}$, 即 $\tau_a \propto \lambda^3$].

吸收边二侧的吸收截面之比称为吸收边跳跃比 $r^{(i)}$, 即

$$r_i = \tau_a(\lambda_i^-) / \tau_a(\lambda_i^+), \quad (36)$$

这里的 $\tau_a(\lambda_i^-)$ 是X光波长比吸收边波长 λ_i 小一个微量时的吸收截面, $\tau_a(\lambda_i^+)$ 则是波长比 λ_i 大一个微量时的吸收截面。显然 r_i 均大于1。

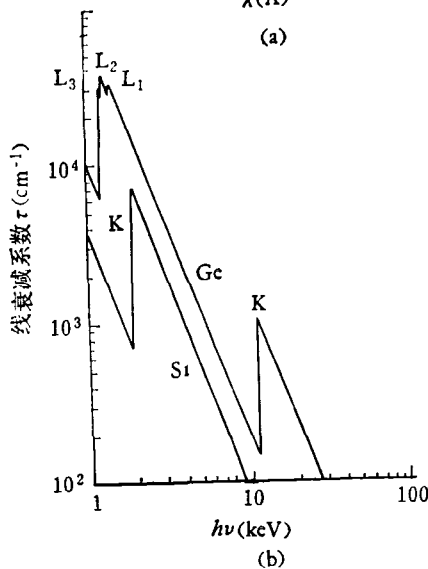
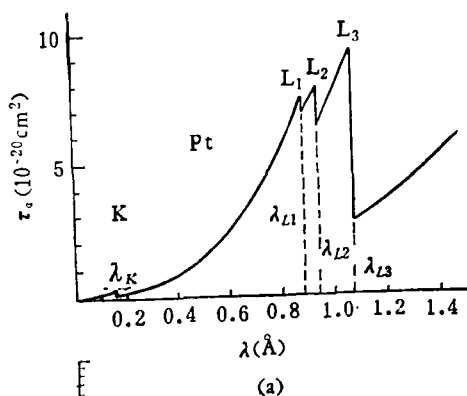


图15 X光的吸收和波长(或光子能量)的关系

出现吸收边跳跃的原因是: $\lambda > \lambda_i$ 时X光子能量只能游离 i 能级以上的电子, 而 $\lambda < \lambda_i$ 时X光子就还可以游离 i 能级电子。以K吸收边为例, 可以写出

$$\tau_a(\lambda_{\bar{K}}) = \tau_K + \tau_{L_1} + \tau_{L_2} + \tau_{L_3} + \tau_{M_1} + \dots, (37)$$

$$\tau_a(\lambda_{\bar{K}}) = \tau_{L_1} + \tau_{L_2} + \tau_{L_3} + \tau_{M_1} + \dots, (38)$$

这里 $\tau_K, \tau_{L_1}, \tau_{L_2}, \tau_{L_3}, \dots$ 表示 K, L₁, L₂, L₃, ... 能级电子的吸收截面(或光致游离截面)。因 $\lambda_{\bar{K}} \approx \lambda_{\bar{K}}^*$, 显然有

$$\tau_a(\lambda_{\bar{K}}) = \tau_a(\lambda_{\bar{K}}^*) + \tau_K(\lambda_{\bar{K}}),$$

根据定义,

$$r_K \equiv \tau_a(\lambda_{\bar{K}}) / \tau_a(\lambda_{\bar{K}}^*) = 1 + \tau_K(\lambda_{\bar{K}}) / \tau_a(\lambda_{\bar{K}}^*),$$

因此,

$$\tau_K(\lambda_{\bar{K}}) = (r_K - 1) \tau_a(\lambda_{\bar{K}}^*) = \frac{r_K - 1}{r_K} \tau_a(\lambda_{\bar{K}}),$$

即 K 电子吸收截面和原子吸收截面之比在 $\lambda = \lambda_{\bar{K}}$ 时等

于 $(r_K - 1) / r_K$. 上式可以推广到 $\lambda < \lambda_K$ 的任一波长, 即

$$\tau_K = \frac{r_K - 1}{r_K} \tau_a (\lambda < \lambda_K). (39)$$

实验得出一般 r_K 在 5—13 之间, 因此 K 电子吸收截面占原子吸收截面的 80—92%, 这就是说 $\lambda < \lambda_K$ 的光子绝大部分被 K 电子吸收, 只有一小部分被其他电子吸收。

在其他吸收边之间的区域也有同样的公式, 如

$$\tau_{L_1} = \frac{r_{L_1} - 1}{r_{L_1}} \tau_a (\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_1})$$

等。一些元素的吸收边跳跃比见表 5。

从表查出 Pt 的 $r_K, r_{L_1}, r_{L_2}, r_{L_3}$ 分别为 6.0,

表 5 一些元素的吸收边跳跃比

元素	13Al	26Fe	29Cu	42Mo	47Ag	56Ba	74W	78Pt	82Pb	92U
r_K	12.6	8.8	8.3	7.5	7.0	5.2	5.65	6.0	5.40	2.9
r_{L_1}					1.23	1.12	1.15	1.18	1.12	1.11
r_{L_2}					1.47	1.33	1.36	1.58	1.40	1.31
r_{L_3}					3.35	3.06	2.48	2.65	2.38	2.22

1.18, 1.58, 2.65, 即可得出 $\tau_K / \tau_a = 0.83 (\lambda < \lambda_K)$, $\tau_{L_1} / \tau_a = 0.15 (\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_1})$, $\tau_{L_2} / \tau_a = 0.37 (\lambda_{L_1} < \lambda < \lambda_{L_2})$, $\tau_{L_3} / \tau_a = 0.62 (\lambda_{L_2} < \lambda < \lambda_{L_3})$, 说明在上述各波长范围内, 可能游离的最低能级电子的吸收截面分别占原子的吸收截面的 83%, 15%, 37% 和 62%。由后面的三个数还可以估计出 $\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_1}$ 范围内 τ_{L_1} / τ_a , τ_{L_2} / τ_a , τ_{L_3} / τ_a 分别为 15%, 32% (由 $\frac{100-15}{100} \times \frac{37}{100}$ 得出) 和 33% (由 $\frac{100-15-32}{100} \times \frac{62}{100}$ 得出)。

3. 跃迁几率

量子力学给出单位时间内原子吸收光子后电子从初态 ψ_i 跃迁到终态 ψ_f 的几率 w_{if} 为^[1]

$$w_{if} = \frac{4\pi^2 e^2}{3\hbar^2} I(\nu_{if}) |\langle \mathbf{r} \rangle_{if}|^2. (40)$$

这里 $I(\nu_{if})$ 是频率为 ν_{if} 的入射光能量密度, $\hbar\nu_{if}$ 等于终态能量和初态能量之差, 而

$$\begin{aligned} |\langle \mathbf{r} \rangle_{if}|^2 &= |x_{if}|^2 + |y_{if}|^2 + |z_{if}|^2 \\ &= \left| \int \psi_f^* x \psi_i d\tau \right|^2 + \left| \int \psi_f^* y \psi_i d\tau \right|^2 \\ &\quad + \left| \int \psi_f^* z \psi_i d\tau \right|^2 \end{aligned} (41)$$

是电子位矢 \mathbf{r} 的三个分量 x, y, z 的矩阵元平方之和。讨论某一支壳层电子吸收光子时, ψ_i 可取为这个电子的基态波函数, ψ_f 取为这个电子游离后的波函数。由于 ψ_f 只需满足

$$E_f = E_i + \hbar\nu_{if}, (42)$$

因此, ψ_f 的动量可以不同(即光电子具有一定的角分布), 将所有不同动量的终态的跃迁几率积分起来就得出某一支壳层的总跃迁几率, 进而得出支壳层的吸收截面或光电截面。

4. 光电子能谱

电子吸收光子后游离成光电子, 其动能 E_{kin} 、结合能 E_b 和光子能量 $\hbar\nu$ 的关系为

$$E_{kin} = \hbar\nu - E_b. (43)$$

(如以真空能级为能量的零值, $E_f = E_{kin}$, $E_i = -E_b$, 如以费米能级为能量的零值, 则 $E_i = -E_b - \phi$, ϕ 是功函数)。

给定了光子能量 $\hbar\nu$, 测得了光电子动能 E_{kin} , 就可以知道支壳层电子的结合能(如能进一步测定光电子动量, 还可以知道支壳层电子的动量)。这种方法被称作能级分析用光电子能谱^[16]。常用的单色 X 光有: Al K α (1486.6eV), Mg K α (1253.6eV), CK α (277eV), NbM ζ (171.4eV), ZrM ζ (151.4eV), Y ζ (132.3eV)。常用的单色紫外光有 HeII (40.8eV), HeI (21.22eV)。

另一种方法是用不同波长的 X 光照射已知结合能的样品(或称作转换器)如 He, Ne, Ar 气体, 测出光电子动能后, 就可以用来研究 X 光源的 X 光发射谱。这种方法称作 X 光分析用光电子能谱^[16]。图 16 就是由此得到的 Mg 的 K 系发射谱的一部分(其中 KL, KL², KL³ 处的峰是复游离, 即除 K 电子外, 还游离了 1—3 个 L 电子后发生的 K β 谱线), 其分辨率已经可以和晶体

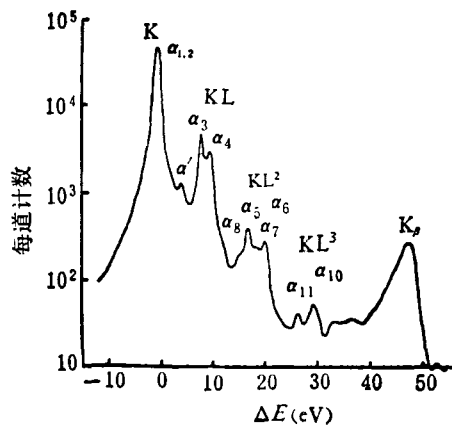


图 16 镁的K系发射谱

X 光谱仪相比, $E_{k10} \leq 1 \text{ keV}$ 时, 分辨率已达 0.1 eV , 它的优点是在宽的能量范围内更准确地测定 X 光发射谱的强度。

六、内层电子游离后的弛豫过程

价电子被激发后, 原子或固体处于能量较高的状态。它将自发地跃迁到能量较低的状态, 这种过程称作弛豫过程, 如阴极荧光等。内层电子被游离时, 原子处于高度激发状态, 随后的弛豫过程可以是非辐射跃迁, 如俄歇电子发射, Coster-Kronig 跃迁 (以下简称 CK 跃迁), 或辐射跃迁, 即标志 X 光发射, 这些过程都具有特征能量。

1. 俄歇电子发射

外层电子跃迁到内层空穴的同时, 将多余能量传给另一外层电子, 使它游离成俄歇电子。图 17(a) 表示 L_1 电子填充 K 空穴的同时, 使另一个 L_1 电子成为 KL_1L_1 俄歇电子。图 17(b) 表示原子能级从单空穴的 K 激发态跃迁到较低的双空穴 L_1L_1 激发态, 发射 KL_1L_1 俄歇电子。如果 K 激发态跃迁到其他较低的双空穴态, 将发射 KL_1L_2 , KL_2L_2 , ... 俄歇电子。其他单空穴态如 L_2 激发态跃迁时, 则有另一系列的俄歇电子, 如 $L_3M_1M_3$, $L_3M_2M_3$, ...。

俄歇电子具有特征能量, 可以用 E_{wxy} 表示, 指明 w 空穴被 X 电子填充使 Y 电子游离后俄歇电子的能量。用量子力学计算原子的 K 激发态和 XY 激发态的能量, 相减之后就得到 E_{wxy} , 这种计算需要大型计算机^[17]。俄

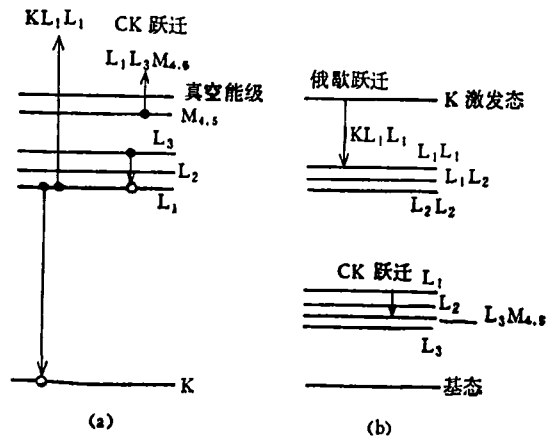


图 17 俄歇电子发射的示意图

歇电子能量的经验公式为

$$E_{wxy}(Z) = E_w(Z) - E_x(Z) - E_y(Z + \Delta)$$

$$\Delta \approx \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\right), \quad (44)$$

这里 $E_w(Z) - E_x(Z)$ 是 X 电子填充 W 空穴时转移给 Y 电子的能量, 即 w 电子游离能和 X 电子游离能之差。 $E_y(Z + \Delta)$ 是 Y 电子游离时损失的能量, 这部分能量不等于 Z 元素中 Y 电子的游离能, 而应大于它, 因为现在 Y 电子是在存在一个 X 空穴的情形下游离的, Z 原子(少了一个屏蔽核电势的 X 电子)对 Y 电子的吸引作用接近于没有空穴的 $(Z + 1)$ 原子对 Y 电子的吸引作用。实验得出 Δ 处于 $1/2 - 1/3$ 之间。这样, 根据 Z 和 $(Z + 1)$ 原子的 Y 电子游离能, 就能估计出 $E_y(Z + \Delta)$, 再用 (44) 式估算出 E_{wxy} 。要得到更精确的值, 可以查阅实验测定的俄歇电子能量表。更多的实验值还在积累之中。图 18 就是典型的俄歇电子能谱, 共有 9 种 KLL 电子。

俄歇电子发射的跃迁率 σ_{if} 是^[18]

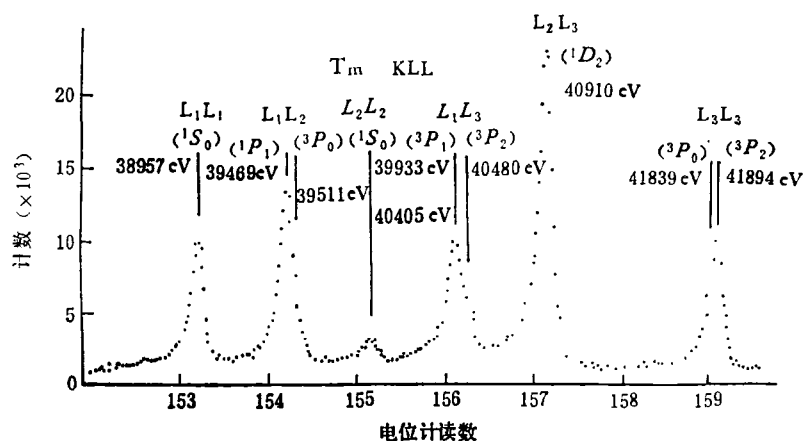


图 18 典型的 KLL 俄歇电子能谱

$$\sigma_{if} = (2\pi/\hbar) \left| \langle f | \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} | i \rangle \right|^2, \quad (45)$$

这里 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 分别是 X, Y 电子的位矢, $e^2/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ 是这两个电子的库伦排斥势, i 代表初态 (一个 W 空穴) 原子波函数, f 代表终态 (X, Y 空穴和游离的俄歇电子) 原子波函数. 这个式子的物理涵义是 X, Y 电子的相互排斥作用导致一个电子填充 W 空穴, 而另一个电子游离成俄歇电子.

实验和理论都得出: 较强的俄歇电子峰一般是: X, Y 的主量子数相等, 同时 X, Y 主量子数比 W 的主量子数大于 1, 如 $KL_1L_1, KL_1L_2, \dots, L_3M_{2,3}M_{2,3}$ ($M_{2,3}$ 表示 M_2, M_3 能级分不清), $L_2M_1M_1, \dots$. X, Y 和 W 主量子数相等的跃迁率也较大, 但这种跃迁已经是下面的 CK 跃迁了, 如 $M_1M_4M_4, \dots$.

原子结合成固体后, 价电子能带上产生的俄歇电子以 WVW 标记, 表示两个价电子相互排斥导致一个价电子填充 W 空穴, 另一价电子游离成俄歇电子. 这时俄歇电子不再具有单一的特征能量. 孤立的锂原子不可能产生俄歇电子, 因为锂原子只有一个 L_1 电子, 但金属锂可以有 KVV 俄歇电子, 因为价带中有许多价电子.

2. Coster-Kronig 跃迁 (主壳层内部的俄歇跃迁)

主量子数大于 1 的壳层分裂成几个支壳层, 如果能量低的支壳层空穴被同一主壳层内能量高的支壳层电子填充, 这种跃迁叫做 Coster-Kronig 跃迁 (简称 CK 跃迁). 它一般是非辐射跃迁 (辐射跃迁几率很小), 也就是一种特殊的俄歇电子发射, 如 $L_1L_2Y, L_1L_3Y, L_2L_3Y$ 跃迁等. 实验测得的 CK 跃迁产生的电子一般限于重元素, 如铀的 $L_1L_3M_4, L_1L_3M_3, L_1L_3N_4, \dots, L_1L_3N_1, L_2L_3N_2, L_2L_3N_3, \dots$ 电子, 谱峰甚多. 对这种跃迁的能量计算, 跃迁率计算和俄歇电子发射相同.

CK 跃迁几率相当大, 有时可以超过不同主壳层之间的跃迁. 这时 L 壳层空穴被 M 壳层以上电子填充之前, 常常先发生内部的 CK 跃迁, CK 跃迁的结果 L_1 空穴减少, L_2 空穴增多, 这样就影响到不同主壳层间跃迁引起的各种俄歇电子和标志 X 光的强度分布.

3. 标志 X 光发射

标志 X 光谱的主要谱线均服从下述偶极辐射跃迁选择定则: $\Delta n \approx 0$; $\Delta l = \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$. 图 19 给出的一些 K 系、L 系标志 X 光均服从这个选择定则. 这是因为量子力学得出的偶极跃迁几率也和电子位矢 \mathbf{r} 的矩阵元的平方 $|\langle \mathbf{r} \rangle_{if}|^2$ 成正比. 这里的 $|\langle \mathbf{r} \rangle_{if}|^2$ 由 (41) 式给出. 将始态 i 和终态 f (如 L 电子和 K 电子) 波函数代入计算后, 得出只有满足上述定则时跃迁几率才不等于零.

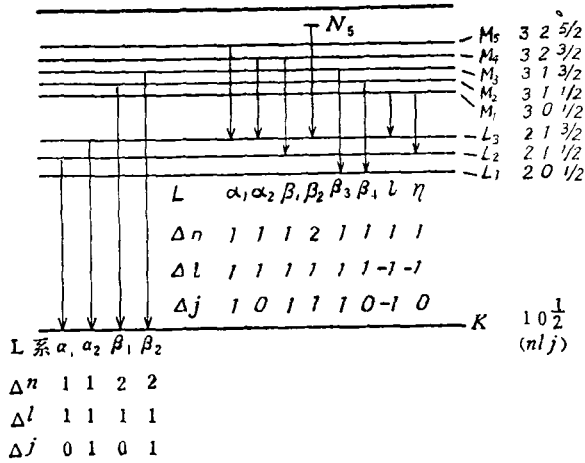


图 19 K 系, L 系标志 X 光

进一步的计算得出: 除偶极跃迁外, 还有四极矩跃迁, 这种跃迁几率一般比偶极跃迁几率小得多, 其选择定则是: $|\Delta l| = 0, 2$; $|\Delta j| = 0, 1, 2$. 比较强的四极矩跃迁有 $K_{\beta 4}, K_{\beta 3}$ 标志 X 光, 它们分别是 $N_4, N_3 \rightarrow K$ 和 $M_4, M_3 \rightarrow K$ 的跃迁 (均有 $\Delta l = 2$; $\Delta j = 1, 2$). 它们的强度比最强的偶极跃迁 K_{α_1} X 光小 2—3 个数量级.

不同标志 X 光的强度比很有规律, 如 $K_{\alpha_2}, K_{\alpha_1}$ 强度比随 Z 的增加从 0.5 逐渐增加到 0.65 (图 20). 用相对论量子力学计算的结果^[19]也用实线画出, 和实验结果符合得相当好.

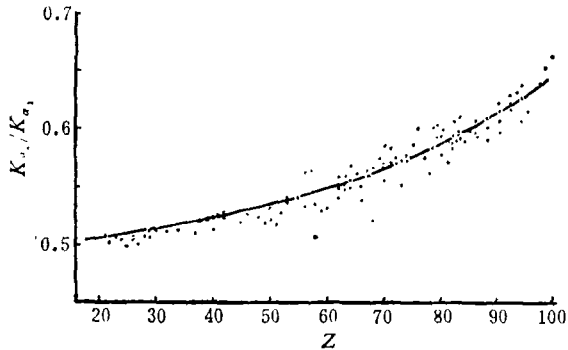


图 20 $K_{\alpha_2}/K_{\alpha_1}$ 随原子序数 Z 的变化

4. 不同元素的跃迁几率

定义 nl 壳层空穴被 $n' > n$ 壳层电子填充的辐射跃迁百分率为 X 光子产率 ω_x . 定义 nl 壳层空穴被 $n > n$ 壳层电子填充的非辐射跃迁百分率为俄歇电子产率 ω_a . 定义 nl 壳层空穴被同一主壳层电子填充的非辐射跃迁百分率为 CK 产率 ω_c . 在忽略复弛豫过程 (如双俄歇电子发射等, 产率很小) 后得到^[20]

$$\omega_x + \omega_a + \omega_c = 1, \quad (46)$$

对K层空穴, 由于 $\omega_c = 0$, $\omega_x + \omega_a = 1$, 而K系X光产率可写成 $\omega_x(K) = \omega_x(K_{a_1}) + \omega_x(K_{a_2}) + \omega_x(K_{\beta_1}) + \dots$, 即X光产率等于K系各标志X光子产率之和; 同样 $\omega_a(K) = \omega_a(KL_1L_1) + \omega_a(KL_1L_2) + \omega_a(KL_2L_2) + \dots$.

实验得出的K系X光产率 $\omega_x(K)$ 和原子序数 Z 的关系见图21, 一开始 $\omega_x(K)$ 随 Z 增加得相当快, 在重元素中, $\omega_x(K)$ 显著超过 ω_a . 用相对论量子力学计算得出的 $Z < 50$ 的 $\omega_x(K)$ 值和实验结果非常符合, 在 $Z > 50$ 时偏差也不大.

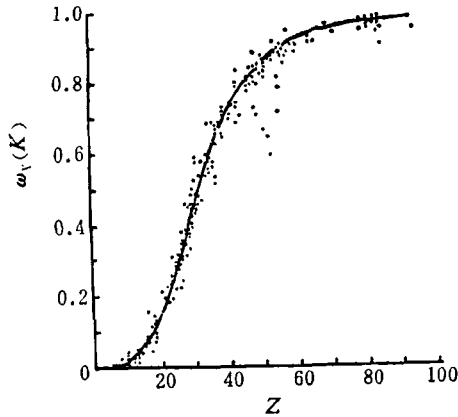


图21 K系X光产率和原子序数的关系

对L层空穴, 情况比较复杂, 实验上一般对 K_{a_1} X光或L系X光或对 K_{a_2} X光和L系X光进行符合测量. 从 K_{a_1} 光子数除以 $\omega_x(K_{a_1})$, 得出 L_3 空穴数, 从 K_{a_2} X光子数除以 $\omega_x(K_{a_2})$, 得出 L_2 空穴数, 然后根据L系光子数得出 $\omega_x(L_2)$ 和 $\omega_x(L_3)$. 图22就是 $\omega_x(L_2)$, $\omega_x(L_3)$ 和原子序数 Z 的曲线, 这些曲线可以用经验公式表示为 $[\omega/(1-\omega)]^{1/4} = A + BZ +$

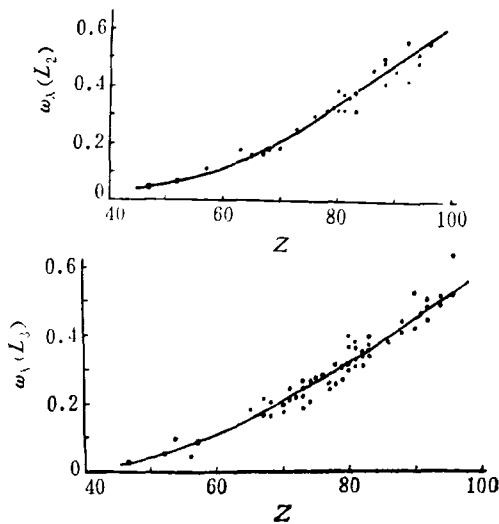


图22 L_2, L_3 系X光产率和原子序数的关系

$CZ^2 + DZ^3$.

$\omega_x(L_1)$ 的数据较少, 当 Z 从 47 增加到 90 以上, $\omega_x(L_1)$ 从 0.05 增至 0.2, 比 $\omega_x(L_2)$ 和 $\omega_x(L_3)$ 小. CK 产率 $\omega_c(L_1L_2Y)$, $\omega_c(L_1L_3Y)$, $\omega_c(L_1L_3Y)$ 等数据也少, 在重元素中分别为 0.1—0.2, 0.1—0.2 和 0.2—0.6. 俄歇电子产率可以根据 (46) 式得出.

可以测量全部L空穴(包括 L_1, L_2 和 L_3 空穴)通过辐射跃迁得到的X光子产率 $\omega_x(L)$, 许多早期工作测得的实际上都是这个值, 已有的实验结果表示在图23中.

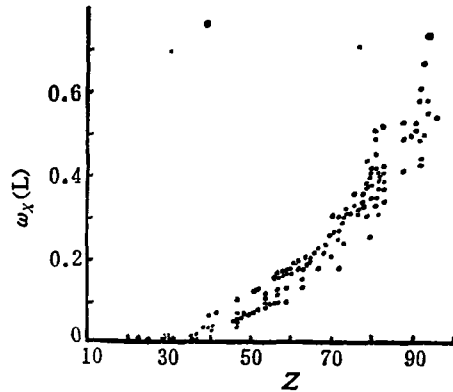


图23 L系X光产率和原子序数的关系

由 ω_x 和 Z 的关系中很容易看出, 轻元素的X光产率很低, 而俄歇电子产率很高, 因此用俄歇电子来进行轻元素成分分析更为有利. 但是俄歇电子受表面层的状态影响很大, 同时在定量分析方法上还很成熟.

七、复过程

随着实验技术的不断改进, 除了前述各种单游离和单弛豫过程之外, 还发现并测定了一系列复游离和复弛豫过程, 前者指被游离的不止一个电子, 后者指弛豫后的产物不止一个粒子.

1. 复游离及随后的弛豫过程

电子、光子以至离子都可能同时使一个原子中两个以上电子游离(或激发). 这种过程发生的几率一般比单游离小得多, 但有时也不过小一个数量级, 不可忽略.

例如在吸收光子时, 除了一个内层电子被游离之外, 另一个外层电子同时被激发或游离出去, 前者称为震松 (Shake-up) 效应, 后者称为震离 (Shake-off) 效应. 这样复游离产生的光电子能量就比单游离产生的光电子能量小(一般小 $\sim 10\text{eV}$), 于是在光电子能谱原有主峰附近出现弱的伴峰.

又例如电子可以使两个以上的电子同时游离出

来, 图16就说明镁被入射电子轰击后, 产生了双空穴态(KL₂)、三空穴态(KL₂²)和四空穴态(KL₂³), 说明除一个K电子之外, 还有1-3个L电子被游离。

多空穴态弛豫中产生的标志X光和俄歇电子能量显然和单空穴态不同。如图16所示, 由KL态弛豫到LL态发射的K_{α1}, K_{α2}, 标志X光子能量比K→L过程发生的K_{α1}, K_{α2}X光子能量约大10eV, 强度比后者小一个数量级。多空穴态弛豫中产生的俄歇电子能量则有较大下降(和X光相反), 弛豫后原子中的空穴数又增加了一个。

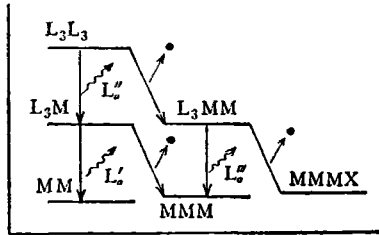


图24 铅的一系列弛豫过程

通过普通的俄歇电子发射产生多空穴态的几率比复游离大得多, 随后也发生多空穴态弛豫过程。如铅通过KL₂L₃俄歇跃迁产生L₃L₃双空穴态, 随后又发生一系列弛豫过程^[20], 如图24所示。由L₃L₃→L₃M产生L_α' X光, 由L₃L₃→L₃MM产生俄歇电子, 随后L₃M→MM或L₃MM→MMM产生X光, 而L₃M→MMM或L₃MM→MMM产生俄歇电子。这些弛豫过程在谱图上产生一系列伴峰, 例如L₃L₃态弛豫中产生的L_α, L_α', L_βX光的伴峰分别相对主峰位移120, 90, 140eV。

2. 复弛豫过程

一个内层电子游离后可能发生的复弛豫过程有^[21]: (1)双光子发射;(2)辐射俄歇过程;(3)双俄歇电子发射。其中双光子发射还未经实验证实, 理论计算说明是可能的, 但几率很小。

辐射俄歇过程是指标志X光子发射的同时, 另一个电子(一般是较外层电子)被激发或游离, 即所谓震松或震离。被震离的电子也是一种俄歇电子, 和标志X光子同时发射出来。辐射俄歇过程可以简略地看成

双电子过程: 一个外层电子*f*跃迁到内层, 空穴的同时, 另一个外层电子*f'*被激发或游离到*e*状态, 此时X光子能量为

$$h\nu = E_i - E_{ff'} - \epsilon, \quad (47)$$

这里*E_i*是*i*空穴态能量, *E_{ff'}*是*ff'*双空穴态的能量, *ε*是俄歇电子获得的能量(等于结合能加动能)。显然辐射俄歇过程产生的光子能量比普通辐射跃迁产生的光子能量低。已经发现的辐射跃迁过程有K→LL, K→MM等, 分别表示一个L电子(或M电子)填充K空穴的同时, 另一个L(或M)电子被游离, 结果同时发生一个光子和一个俄歇电子。早期这种过程在重元素中发现过, 近来在轻元素S, Si, Al, Mg以至Be, Li中均已发现。

双俄歇电子发射是指一个外层电子*f*填充内层, 空穴时, 另二个外层电子*f', f''*被游离(或激发), 结果出现*ff''*三空穴态。在惰性气体中观察到K→LLL(Ne), L_{2,3}→MMM(Ar), M_{4,5}→NNN(Kr)和N_{4,5}→OOO(Xe)等双俄歇电子发射, 并测得了这些气体的三价离子。在这些气体中, 双俄歇过程在全部非辐射跃迁中占8-30%。

如果两个俄歇电子获得的能量分别为*ε, ε'*, 显然有*ε + ε' = E_i - E_{ff''}*, *E_i, E_{ff''}*分别是*i*空穴态和*ff''*三空穴态的能量, 这样两个俄歇电子一般没有特征能量。如果*f'*电子被震松到确定的高束缚态, *ε'*为确定值, 则游离出去的*f''*电子具有特征能量, 在俄歇电子能谱上出现伴峰。

参 考 文 献

- [16] M. O. Krause, Atomic Inner-Shell Processes, II (1975), 34.
- [17] C. C. Chung, Characterization of Solid Surface, (1974), 509
- [18] E. J. McGuire, Atomic Inner-Shell Processes, I (1975), 295.
- [19] J. H. Scofield, Atomic Inner-Shell Processes, I(1975), 265.
- [20] P. V. Rao, Atomic Inner-Shell Processes, II (1975), 1.
- [21] T. Abeig, Atomic Inner-Shell Processes, I (1975), 353.

高速行波型 A/D 和电流开关型 D/A 研制成功

一种不需要采样保持电路和编码器电路, 结构简单的行波型模数转换器在中国科学院物理所首次研制成功。它全部采用现有国产 TTL 逻辑器件, 可供视频图象信号的模拟数字转换用。在1979年2月研制成功的原理性样机基础上于1979年9月又研制成功一

台改进型的13.3MHz, 七位满刻度0-2V的A/D, 同时研制成功一台电流开关型30MHz, 七位的数模转换器D/A, 填补了国内快速A/D和D/A方面的空白。目前这一成果已推广到北京市半导体器件研究所试投产。(吕俊锡)