

- [7] A. M. Portis, R. H. Lindquist, *Nuclear Resonance in Ferromagnetic Materials, Magnetism*, **11A** (1965), 357.
- [8] E. A. Turov and M. P. Petrov, *NMR in Ferro- and Antiferromagnets*, (1972).
- [9] Ф. И. Скрипов, Курс лекций по радио-спектроскопии.
- [10] G. Hut et al., *Solid State Communications*, **15** (1974), 1115.
- [11] G. Hut et al., 18th Ampere Congress, Nottingham, (1974), 233.
- [12] R. Blinc et al., *Proceeding of the XIth Colloque Ampere*, (1962), 199.
- [13] S. Wada, *J. Phys. Soc. Japan*, **40-5** (1976), 1263.
- [14] H. Yoshie et al., *J. Phys. Soc. Japan* **41-2** (1976), 481.
- [15] J. Durand, M. F. Lapierre, *J. Phys. F: Metal. Phys.*, **6-6** (1976), 1185.
- [16] E. R. Andrew, *Proceedings of the First Specialized Colloque Ampere, Krakow*, (1973).
- [17] M. Mehring, *High Resolution NMR Spectroscopy in Solids*, (1976).
- [18] *Progress in NMR Spectroscopy*, **8-1** (1971).
- [19] D. Schmid, *Springer Tracts in Modern Physics*, **68** (1973), 1.

电子、X 光和固体的相互作用 (III)

吴自勤

(北京大学物理系)

八、入射电子在厚试样中的散射

1. 单散射、复散射和多次散射

固体试样很薄($\sim 100 \text{ \AA}$)时,由于几十 keV 入射电子的自由程的数量级也是 100 \AA , 入射电子经过试样时一般只发生一次散射(或不发生散射), 这种散射称作单散射 (single scattering), 如果试样厚度增加到 $\sim 1000 \text{ \AA}$, 则入射电子在试样中受到散射的次数一般将大大超过一次, 随着入射电子平均散射次数的增加, 入射电子散射后的角分布将达到高斯分布. 可以将散射电子的角分布达到高斯分布以前的情形称为复散射 (plural scattering), 达到高斯分布以后的散射称为多次散射 (multiple scattering)^[22]. 对于 $10-30 \text{ keV}$ 入射电子, 复散射和多次散射的界限是平均散射次数约为 25 次. 透射电镜观察的较厚样品中的散射属于复散射, 扫描电镜观察的厚试样中的散射属于多次散射.

要计算平均散射次数, 需要知道散射次数的分布. 可以认为, 电子经过厚度为 t 的试样后, 发生 n 次散射的几率 $\omega(t, n)$ 符合泊松分布:

$$\omega(t, n) = \frac{1}{n!} \left(\frac{t}{l}\right)^n e^{-t/l}, \quad (48)$$

这里 l 是电子散射的自由程. 从 $\frac{\partial \omega(t, n)}{\partial (t/l)} = 0$ 可以得到

$$\left[n \left(\frac{t}{l}\right)^{n-1} - \left(\frac{t}{l}\right)^n \right] e^{-t/l} = 0,$$

即

$$n - \frac{t}{l} = 0.$$

这就是说当试样厚度 $t = nl$ 时, 入射电子发生 n 次散射的几率最大, 发生散射的次数离 n 次愈远, 几率愈小.

显然, 电子未受到散射 ($n = 0$) 和受到不同次数散射的几率之和应该是 1, 即

$$\sum_{n=0}^{\infty} \omega(t, n) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{t}{l}\right)^n e^{-t/l} = e^{t/l} \cdot e^{-t/l} = 1.$$

未散射的几率 $\omega(t, 0) = e^{-t/l}$ [根据(48)式], 因此入射电子束流 I_0 经过厚度为 t 的试样后, 透射束流降为 $I_0 e^{-t/l}$, 这也就是入射电子束的衰减规律.

定义平均散射次数

$$\bar{n} \equiv \sum_{n=1}^{\infty} n \omega(t, n),$$

$$\bar{n} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{n!} \left(\frac{t}{l}\right)^n e^{-t/l} = \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} \left(\frac{t}{l}\right)^{n-1} \right] \cdot \frac{t}{l} e^{-t/l} = e^{t/l} \cdot \frac{t}{l} \cdot e^{-t/l} = \frac{t}{l}.$$

由此可见, 平均散射次数 \bar{n} 等于试样厚度和电子散射自由程之比.

2. 具体的多次散射过程

如上所述, 入射电子在试样中的散射次数有一个统计分布. 不仅如此, 每一个入射电子的多次散射又是一种随机过程, 其中的每次散射的散射角多大, 能量

损失多少应该由各种散射截面来决定,而二次散射之间的实际自由程也在散射自由程附近涨落。由此可见,每一入射电子各有其十分复杂的散射过程,都经历了自己的曲折的路径。其中一部分电子可能折回表面,逸出试样成为背散射电子,其他电子则最终损失其全部能量留在试样之中成为吸收电子,其示意图见图 25。

为了使这种复杂的散射过程简化,在比较了各种散射截面的数据以后,可以认为,在多次散射过程中使入射电子显著改变运动方向的主要是弹性散射,而各种非弹性散射的作用是可以忽略的。同时认为,使入射电子显著损失能量的主要是单电子激发,因为它的散射截面较大,并且平均游离能约为 13Z(eV),而其他非弹性散射的作用是可以忽略的。

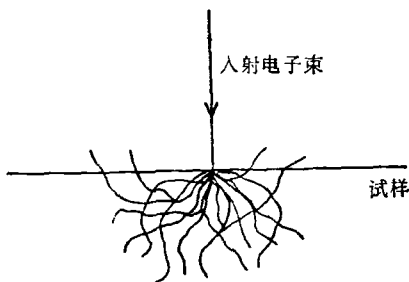


图 25 入射电子在厚试样中的散射

于是,入射电子的曲折路程可以简化为每经过一段弹性散射自由程 l_e , 电子运动方向发生一次转折,具体的转折由弹性散射截面给出,入射电子的能量损失由单位路程(不管它如何曲折)上单电子激发引起的能量损失 $-\frac{dE}{dx}$ 决定。积分后得到能量随路程 x 的单值函数 $E(x)$ 。这样入射电子发生弹性散射处的能量也可由 $E(x)$ 决定,从而也可以确定作为能量的函数的 l_e 的数值和弹性散射截面的数值。

3. 入射电子的能量损失方程

计算能量损失率 $-\frac{dE}{dx}$ 要用量子力学方法,先求得单电子激发的微分散射截面,乘上由此引起的能量损失,再把所有可能的单电子激发的贡献积分起来,得到的公式是^[4]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi e^4 \frac{N_0 \rho}{A} \frac{Z}{E} \ln \frac{2E}{J},$$

或写成

$$S \equiv -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2\pi e^4 \frac{N_0}{A} \frac{Z}{E} \ln \frac{2E}{J}, \quad (49)$$

这里 N_0 是阿伏伽德罗数, ρ , A , Z 是试样的密度、原子量和原子序数。 S 被称作试样的阻止本领,表示入射电子在试样单位质量路程(ρx)上的能量损失。

也可以用经典的二体碰撞理论来推导阻止本领公式。利用质心坐标系计算后得出^[13], 能量为 E 的入射电子与某一原子中的 i 电子碰撞后损失的能量 E' 是

$$E' = E / \left(1 + \frac{E^2 b^2}{e^4} \right), \quad (50)$$

这里的 b 是碰撞参量。当 $Eb \gg e^2$ 时, (50) 式给出的 $E' \sim e^4 / Eb^2$, 与(13)式一致。

入射电子与碰撞参量处于 b 和 $b + db$ 间的 i 电子碰撞的几率等于 $2\pi b \cdot db$, 入射电子与 i 电子碰撞后平均能量损失 \bar{E}'_i 是

$$\begin{aligned} \bar{E}'_i &= \int E' \cdot 2\pi b \cdot db = \int E' \cdot \pi d(b^2) \\ &= \int E' \pi \frac{d(b^2)}{dE'} dE'. \end{aligned}$$

从(50)式得出 $\frac{d(b^2)}{dE'} = -\frac{e^4}{EE'^2}$ 代入后得到

$$\bar{E}'_i = \frac{\pi e^4}{E} \int_{E'_{\min}}^{E'_{\max}} \frac{dE'}{E'} = \frac{\pi e^4}{E} \ln \frac{E'_{\max}}{E'_{\min}},$$

这里的 E'_{\min} 应该是 i 电子的游离能 J_i , E'_{\max} 则应是 E , 即入射电子损失了全部能量。因此,

$$\bar{E}'_i = \frac{\pi e^4}{E} \ln \frac{E}{J_i}. \quad (51)$$

一个原子中有 Z 个电子, 入射电子与 Z 个电子碰撞损失的能量是 $\sum_{i=1}^Z \bar{E}'_i$ 。单位面积内入射的电子在 dx 路径上遇到的原子数为 $\frac{N_0 \rho}{A} dx$, 因此入射电子在 dx 路径上损失的能量 $-dE$ 就是

$$\begin{aligned} -dE &= \frac{\pi e^4}{E} \frac{N_0 \rho}{A} \sum_{i=1}^Z \ln \frac{E}{J_i} dx \\ &= \frac{\pi e^4}{E} \frac{N_0 \rho}{A} \left(Z \ln E - \sum_{i=1}^Z \ln J_i \right) dx. \quad (52) \end{aligned}$$

定义 $\sum_{i=1}^Z \ln J_i \equiv Z \ln J$, 这里 J 是平均游离能, 即可得到

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\pi e^4 N_0 \rho Z}{A} \frac{1}{E} \ln \frac{E}{J}, \quad (53)$$

和(49)式定性上完全一致。

将阻止本领公式和实验结果对照后发现, 更合适的式子是

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2\pi e^4 \frac{ZN_0}{A} \frac{1}{E} \ln \frac{1.166E}{J}, \quad (54)$$

并且只适用于 $E > 6.338 J$ 。在 $E < 6.338 J$ 时应用下式^[24]

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 62360 \frac{Z}{A} \frac{1}{E^{1/2} J^{1/2}}. \quad (55)$$

以上二式的 $J = 13.5Z(\text{eV})$ 。

在以下介绍的各种电子散射模型中，一般都用(54)和(55)式或类似的公式处理入射电子能量随路程的变化，但在处理入射电子的具体路程上有着很大的差别。

九、处理入射电子散射的 Monte Carlo 方法

如图 26 所示^[27]，能量为 E_0 的入射电子进入试样后即发生弹性散射，它的散射角是 $2\theta_0$ ，方位角是 ϕ_0 。经过一段弹性散射自由程 l_0 ，入射电子能量减小到 E_1 ，此时发生第二次弹性散射，散射角和方位角是 $2\theta_1$ 和 ϕ_1 。这样的过程一直继续到入射电子的能量全部损失

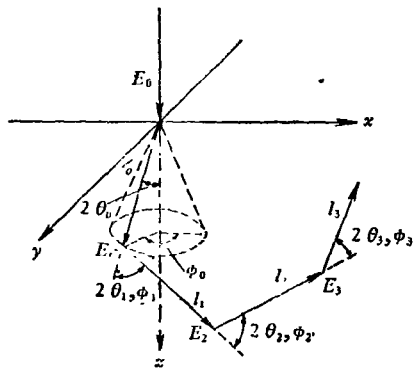


图 26 电子散射的 Monte Carlo 方法

或背散射逸出表面为止。Monte Carlo 方法将上述过程处理成随机过程，并对大量（数以千计）入射电子进行统计后与实验结果进行比较。

有些作者对弹性散射自由程处理得比较严格，采用的公式符合自由程随入射电子能量减小而减小的规律，但也有人加以简化，即将电子在试样中的全路程 [例如可以通过对(54)和(55)式积分后得出] 等分成若干分（一般要分成 100 分）作为弹性散射自由程。

对散射角 2θ 的处理，可以简单地采用卢瑟福散射公式，只考虑核电势对入射电子的散射，这样的公式在散射角很大时才和更精确的公式 [(9) 式] 得出的结果一致，于是有人进一步采用核电势受到核外电子云屏蔽的屏蔽卢瑟福散射公式。然而，较多的作者认为，Monte Carlo 方法虽然是处理电子散射的最适当方法，但计算工作量很大，同时与实验结果比较也有相当误差，因此只需对简单的卢瑟福散射公式中的参数适当选择，就既可简化计算又可获得和实验一致的结果^[28]，这样，散射角 2θ 和入射电子能量 E 、碰撞参量 b 的关系可表示为

$$\cot \theta = bE/0.0072Z, \quad (56)$$

这里 E 的单位是 keV， b 的单位是 \AA 。Monte Carlo 方法将 b 处理为下列随机值：

物理

$$b = b_0(YFL)^{1/2}, \quad (57)$$

这里 YFL 是 0—1 之间的伪随机数 (pseudo random number)，由计算机程序^[27]给出。 YFL 的平方根反映碰撞参量接近 b_0 的几率比接近零的几率大。 b_0 的值可以调整，最后由背散射电子的计算结果和实验结果 (这方面实验最充分可靠) 的一致来决定。

考虑到弹性散射的轴对称性质，将方位角 ϕ 处理成

$$\phi = 2\pi(Y1L), \quad (58)$$

即 ϕ 在 0— 2π 内取值的几率相同。

这样，由 100 组 b, ϕ 随机值可决定一条入射电子的曲折路径，计算出 1000 条电子路径后，就可统计出离试样表面不同深度处入射电子的数目和能量分布以及背散射电子的数目和能量分布。经过上述简化后可以在小型计算机上完成计算工作。

另一种比较严格处理电子散射的方法是利用玻耳兹曼输运方程^[29]，在采用适当的能量损失公式和散射自由程的公式之后，可以用计算机算出入射电子按路程、离表面深度和运动方向的分布。这种方法计算量较 Monte Carlo 方法小。但从 1969 年以来，高速电子计算机得到广泛应用，能够更好模拟电子散射的 Monte Carlo 方法也被普遍采用，占了很大的优势。

十、简化的电子散射模型

为了实用，对电子散射提出了不少简化的模型。

1. “完全扩散”模型^[29]

Archard 提出的这个模型认为：入射电子在开始一段路程 x_d 上保持原有运动方向，路程达到 x_d 之后入射电子的运动方向一下子变成各向同性，即所谓扩散运动，因此 x_d 被称为扩散距离。这种模型只需要用(54)和(55)式那样的能量损失方程，就可以计算出各条电子路径上的能量，并统计出不同深度处入射电子的数目和能量分布以及背散射电子的数目和能量分布。

2. Philibert 模型^[30]

这个模型作了较多的简化，例如它只考虑入射电子散射后的数目和运动方向而不考虑它们的能量，并且还引进一些经验性规律，但是它在电子探针定量分析的吸收修正中得到了广泛应用，因此需要作较详细的介绍。

Philibert 假定试样中 z 处从上往下运动 (不管它的运动方向和入射方向的夹角多大) 的电子数为

$$n(z) = n_0 \exp(-\sigma \rho z),$$

这里 σ 是 Lenard 系数， n_0 是入射到试样表面的电子数。考虑背散射引起自下而上运动的电子后， z 处的

电子数为 $r(z)n(z)$, $2 > r(z) > 1$. 设 i 电子运动方向和试样表面法线的夹角为 ϕ_i , 则 i 电子在 dz 试样中的路程 $dx_i = dz / \cos \phi_i$. 这样经过 dz 试样的所有电子的路程总和就是

$$\sum_{i=1}^{n(z)r(z)} \frac{dz}{\cos \phi_i} = n(z)R(z)dz = n(z) \overline{r(z) \cos \phi_i^{-1}} dz,$$

这里 $R(z)dz$ 是一个电子在 dz 试样中来回经过的平均路程. 当 z 达到完全扩散深度时, 上、下运动的电子数相等, $r(z) = 2$, 同时 $\overline{\cos \phi_i^{-1}}$ 也被认为等于 2, 因此 $R = R_\infty = 4$, 表面处 ($z = 0$), $R = R_0$ (比 1 略大). 假定 $R(z)$ 的关系为

$$R(z) = R_\infty - (R_\infty - R_0) \exp(-k\rho z),$$

根据实验规律和适当的判断 $k = 0.58 \times 10^{-6} \frac{Z^2}{A} \frac{1}{V^2}$,

这里 V 是加速电压. 这样经过 $d(\rho z)$ 试样的全部电子的路程总和是

$$n(z)R(z)d(\rho z) = n_0 \exp(-\sigma\rho z) [R_\infty - (R_\infty - R_0) \cdot \exp(-k\rho z)] d(\rho z). \quad (59)$$

Philibert 假定, 对一种给定的原子 A , 入射电子使 A 原子内层电子游离的几率是常数 ϕ_A (和入射电子能量无关), 于是内层电子游离数随 ρz 的分布 $\phi_A(\rho z)$ 是

$$\phi_A(\rho z) = \frac{C_A N_0}{A} \phi_A \cdot R_\infty \cdot n_0 \exp(-\sigma\rho z) \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{R_0}{R_\infty} \right) \exp(-k\rho z) \right], \quad (60)$$

乘上 X 光产率就得到 X 光随试样深度的分布. 这里 C_A 是 A 元素的重量百分比, A 是它的原子量. 利用 $\sigma \propto \frac{1}{V^2}$ 的实验规律 ($V > 30 \text{ kV}$) 并推广至能量较低的范围, 得到

$$h \equiv \sigma/k \approx 1.2A/Z^2. \quad (61)$$

对 Z 稍大一些的元素, σ 远远小于 k . 由此可见, $R(z)$ 随 ρz 的增加比 $n(z)$ 随 ρz 的减小要快得多 (图 27), 这样, $\phi_A(\rho z)$ 就在试样不深的地方出现峰值.

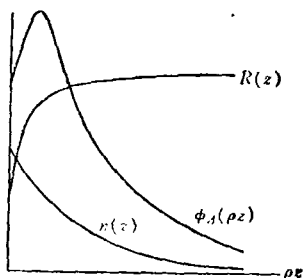


图 27 入射电子数 $n(z)$, 电子平均路程 $R(z)$ 和内层电子游离数 $\phi_A(\rho z)$ 的分布

3. 直线运动模型

这是最简单的电子散射模型, 它忽略电子运动方向的改变, 只考虑电子能量随路程的减小. 这种模型按理仅适合于入射电子在薄层试样中的散射, 但是在厚试样中有些过程, 如二次电子发射、俄歇电子发射仅限于表层, 而且, 背散射电子相对入射电子束来说, 分布在试样表面很宽的范围, 因而可以忽略它的作用, 这时这一简单模型就可以使用.

十一、各种信息的产生过程

1. 背散射电子和吸收电子

背散射电子是原来的入射电子经过多次弹性和非弹性散射形成, 绝大多数背散射电子的能量和入射电子同数量级. 用 Monte Carlo 方法或“完全扩散”模型, 不仅可以在背散射电子的总数上, 而且在它们的能量分布上, 得到和实验一致的结果. 入射电子的其余留在试样内的电子成为吸收电子.

由于入射电子引起大量二次电子 (只比入射电子小一个数量级), 因此, 仪器上测得的吸收电流 (或样品电流) 等于入射电流减背散射电子流和二次电子流.

背散射电子流随原子序数增大而增加, 这是因为大角度的弹性散射随原子序数增大而增加. 吸收电子流和原子序数没有明确的关系, 主要是由于二次电子流和原子序数没有明确关系, 从而造成很大的干扰.

2. 二次电子

仪器上测得的二次电子流包括试样内二次电子的产生和二次电子逸出表面这两个过程. 由于二次电子能量很低, 一般小于 50 eV , 它的自由程 l_s 只有 $10 - 100 \text{ \AA}$, 因此较深处产生的二次电子不能逸出表面.

对于 E_0 为几十 keV 的入射电子所引起的二次电子, 可以用直线运动模型, 并可用

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{C}{E} \quad (62)$$

表示能量损失率, 这里的 C 是常数, 和 (53) 式的区别是这里不出现 $\ln E/J$ 项. 积分后得到惠丁顿公式:

$$E^2 = E_0^2 - 2Cx,$$

单位路程上产生的二次电子数 $n(x)$ 是

$$n(x) = -\frac{1}{\sigma_s} \frac{dE}{dx} = \frac{C}{\sigma_s} \cdot \frac{1}{E}, \quad (63)$$

这里 σ_s 是产生一个二次电子所需要的平均能量. 二次电子逸出表面的几率 $f(x)$ 是

$$f(x) = f_0 e^{-x/l_s}, \quad (64)$$

这里 f_0 是在表面 ($x = 0$) 产生的二次电子逸出的几率. 因此二次电子产额 δ 是

$$\delta = \int n(x)l(x)dx = \frac{Cl_0}{\sigma_s} \int \frac{1}{E} e^{-x/l_s} dx. \quad (65)$$

由于入射电子能量很高, 在实际上二次电子能逸出的范围内能量损失不大, 积分式中的 E 可以用 E_0 代替。于是

$$\delta = \frac{Cl_0 l_s}{\sigma_s E_0}, \quad (66)$$

即二次电子产额和入射电子能量 E_0 成反比, 和二次电子逸出自由程成正比。绝缘体的 l_s 比导体、半导体大很多, 因此二次电子产额也大许多。

E_0 约为 100 eV 的入射电子只能在试样表层损失全部能量产生二次电子。可以认为 $n(0) = E_0/\sigma_s$, 它们逸出的几率是 l_0 , 因此二次电子产额为

$$\delta = \frac{l_0}{\sigma_s} \cdot E_0, \quad (67)$$

即二次电子产额和 E_0 成正比。显然入射电子能量不大小时将得到 δ 的峰值。这些结果和实验曲线 (图 28) 一致。

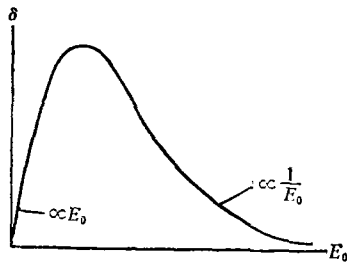


图 28 入射电子能量 E_0 和二次电子产额 δ 的关系

3. 俄歇电子谱

测得的俄歇电子强度也包括俄歇电子的产生和逸出两个过程, 前者已经在理论上做了不少工作, 后者则更为复杂, 实验数据也比较分散, 再加上产额很小和表面状态的影响很大, 因此利用俄歇电子进行表面成分的定量分析还有不少困难, 需要做不少工作加以克服。

随着扫描俄歇电子谱仪的出现, 人们更关心俄歇电子在试样表面的分布, 如果俄歇电子集中在入射电子束照射的区域, 就有可能显著提高俄歇电子的空间分辨率。最近有人^[31]用 Monte Carlo 方法计算了入射电子和背散射电子引起的俄歇电子在表面的分布, 认为背散射电子引起的俄歇电子可以忽略。

4. 标志 X 光谱

标志 X 光谱也包括 X 光的发生和逸出两个过程。标志 X 光的自由程 (等于线吸收系数的倒数) 很大, 因此试样内部产生的标志 X 光都有相当大的几率到达探

测器。标志 X 光随试样深度的分布决定于内层电子游离数随深度的分布。

Monte Carlo 方法得出了试样不同深度处入射电子的数目和能量分布, 乘上游离截面就得到内层电子游离数随深度的分布 $\phi(\rho z)$, 引用文献[26]的公式:

$$E_k^2 \phi_k = \text{常数} \cdot U / \ln U,$$

这里 E_k , ϕ_k 是内层电子游离能和游离截面, $U = E/E_k$ 。

Philibert 的 $\phi(\rho z)$ 见 (60) 式。如果用直线运动模型, 并认为内层电子游离截面 ϕ_k 是常数, 得到的 $\phi(\rho z)$ 就是常数, 与 ρz 无关, 文献上称为矩形分布。以上三种分布见图 29^[32]。

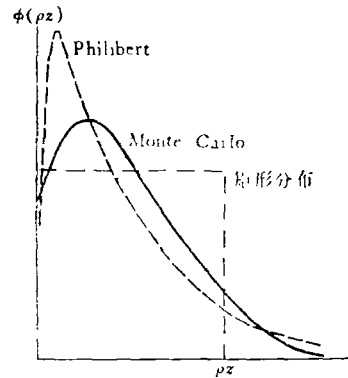


图 29 Monte Carlo 方法, Philibert 模型和直线运动模型得出的 $\phi(\rho z)$

定义吸收修正函数为测得的经过试样吸收的 X 光强度和未吸收的 X 光强度之比, 即

$$\frac{F(\chi)}{F(0)} = \frac{\int_0^{\infty} \phi(\rho z) \exp(-\chi \rho z) d(\rho z)}{\int_0^{\infty} \phi(\rho z) d(\rho z)}, \quad (68)$$

这里 $\chi = \mu \cos \psi$, μ 是 X 光的质量吸收系数, ψ 是 X 光取出角。Monte Carlo 方法得不出 $F(\chi)$ 的解析式。Philibert 将 (60) 式代入 (68) 式, 经过拉普拉斯变换, 得到解析式

$$F(\chi) = \frac{1}{1 + b \left(1 + \frac{\chi}{\sigma}\right)} \cdot \left[\left(1 + \frac{\chi}{\sigma}\right)^{-1} + b \frac{R_0}{R_{\infty}} \right],$$

简化为

$$F(\chi) = \left\{ \left[1 + b \left(1 + \frac{\chi}{\sigma}\right) \right] \cdot \left(1 + \frac{\chi}{\sigma}\right) \right\}^{-1}. \quad (69)$$

它已成为电子探针 X 光定量分析进行吸收修正的常规公式^[33]。由矩形分布得出 $F(\chi)$ 十分简便, 误差不超过 20%。

5. 连续 X 光谱

关于连续谱的 Kramers 公式[即(28)式]是在电子散射的直线运动简化模型基础上建立的。这个模型不仅给出了厚靶中产生的连续 X 光谱的总强度,也给出了不同能量 X 光在厚靶中的分布。总的来说,高能 X 光子分布在靶的表层, X 光子能量愈低,分布的范围愈深。厚靶对 X 光有吸收作用,特别是对低能量 X 光子吸收更为严重,因此实际测得的频率为 ν 的 X 光强度 I_ν 与 ν 的关系只在 ν 较大、吸收效应忽略时才符合 Kramers 公式的线性关系,在低 ν 范围, I_ν 愈来愈偏离直线关系,其示意图见图 30。Reed 等^[34]已经采用上述观点来解决电子探针 X 光光谱定量分析中的背景扣除问题。除了样品的吸收,他还考虑了锂漂移硅探测器的吸收,得到良好的结果。

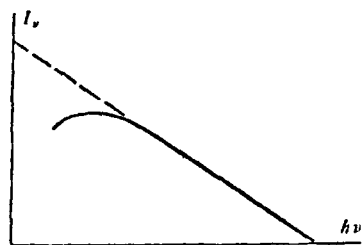


图 30 由吸收引起的连续谱强度对 Kramers 公式的偏离

6. X 光电子能谱

由于总的来说, X 光能量愈低,吸收系数愈大,产生 X 光电子愈多,因此在 X 光电子能谱仪中一般采用低能量标志 X 光。由此产生的 X 光电子能量处于 10—1000 eV 范围,属于低能电子范围,自由程的数量级为 10 Å,因此表面状态影响很大,金属表面稍有氧化就有严重影响^[35],它和俄歇电子一样可以用来分析表层成分,但在定量分析上还有困难,首先是低能 X 光引起的电子游离截面数据还不够,更重要的是 X 光电子的逸出过程还不能很好地进行定量处理。

7. X 光在锂漂移硅探测器^[36]中引起的物理过程

由于 X 光穿透能力强,锂漂移硅探测器的厚度需

达 3—5mm 厚,才能保证吸收全部探测到的 X 光。X 光进入硅晶体后的主要过程是游离 K 层电子和游离其他内层电子,康普顿散射等等所占比重很小。内层电子游离后的弛豫产物主要是俄歇电子(占 90%)和标志 X 光子。游离的内层电子(X 光电子)和俄歇电子直接激发大量价电子进入导带,产生大量电子-空穴对,标志 X 光(主要是 SiK_α 线)通过光电效应和最初游离的内层电子一起产生大量电子-空穴对。这两种情形给出的电子-空穴对数目相等,输出同样高度的脉冲信号,并与入射 X 光能量成比例。如果某些 SiK_α 光子逃逸出锂漂移硅探测器,也就是它不再在探测器内产生电子-空穴对,这时入射 X 光产生的电子-空穴对数目要比上两种情形显著减少,相应地使输出的脉冲高度降低,产生所谓逃逸峰,它的位置比入射 X 光的主峰低 1.74 keV (因为 SiK_α 的能量为 1.74 keV)。

参 考 文 献

- [22] V. E. Cosslett and R. N. Thomas, *Brit. JAP*, 15(1964), 235.
- [23] R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics*, (1959), 485.
- [24] T. S. Rao-Sahib and D. B. Wittry, *JAP*, 45 (1974), 5060.
- [25] K. Murata, *JAP*, 45 (1974), 4110.
- [26] G. Love et al., *J. Phys. D*, 10(1977), 7.
- [27] J. Moshman, *Mathematical Methods for Digital Computers*, Vol. II (1967), 249.
- [28] L. S. Birks, *Electron Probe Microanalysis*, (1971), 125.
- [29] 刘永康等, *电子探针 X 射线显微分析*, (1973), 105.
- [30] J. Philibert, *X-Ray Optics and X-Ray Microanalysis*, (1963), 379.
- [31] M. M. El Gomati and M. Prutton, *Surf. Sci.*, 72 (1978), 485.
- [32] H. E. Bishop, *J. Phys. D*, 7 (1974), 2009.
- [33] 崔乃俊, *物理*, 7(1978), 149.
- [34] S. J. B. Reed and N. G. Ware, *X-Ray Spectrom.*, 2 (1973), 69.
- [35] 潘承璜, *物理*, 7(1978), 357.
- [36] 王天泽, *物理*, 7(1978), 210.