

同位素仪表设计中的若干物理问题

朱 节 清

(中国科学院上海原子核研究所)

经过二十多年的发展,放射性同位素仪表已经成为常规的工业检测仪表之一,被广泛地应用在各种工厂和实验室里.仪表的种类有厚度计、密度计、料位计、成分分析仪、水分仪、流量计和压力计等.使用的射线有 α 射线、 β 射线、 γ 射线、X射线和中子流等.这些射线和物质的相互作用有电离、弹性散射、非弹性散射、慢化和吸收等.人们难于象对其它仪表一样,用一个包罗万象的物理模式来描述同位素仪表.

一、同位素仪表的一般特性

1. 仪表的响应

任何仪表对于被测变量都有一定的响应关系,并且往往要求这一响应具有单调函数的性质.如果仪表的读数 R 和变量 x 之间有已知的函数关系,那么校刻工作就很容易.一旦函数关系建立,只要选取少数几个标样,便可以得到某一特定仪表的校刻曲线.但是,精度要求越高,用于校刻的标样也越多.

在某些场合下,同位素仪表具有线性的响应,但是在大多数场合,仪表的响应却具有指数或其它更复杂的函数形式.

和其它仪表一样,同位素仪表的读数也不可能只是某一个变量的函数,它往往是几个变量的函数.当仪表用来测量其中某一个变量时,希望其它变量或者保持不变,或者用补偿的办法来抵消它们的影响.但是,后者使仪表的结构变得很复杂.另一种解决的办法是把其它变量作为参变量,这时仪表对被测变量的响应就不是一条曲线,而是一簇曲线.在获得仪表

读数的同时,还要对其它变量进行独立的测定.

试以穿透型板材测厚仪为例,说明仪表读数和被测变量之间的响应关系.

假定有一束平行的、强度为 R_0 的射线透过厚度为 x ,密度为 ρ 的板材.它在该板材某一薄层 dy 中的吸收几率是 $\mu\rho dy$ (μ 为该射线在这材料中的吸收系数,与射线能量和板材性质有关).如果在板材中深度为 y 处的射线强度是 R ,那么通过 dy 薄层以后,射线强度将改变

$$dR = -R\mu\rho dy. \quad (1)$$

积分得到

$$R = R_0 e^{-\mu\rho x}. \quad (2)$$

2. 仪表的误差

在其它仪表中,要评价个别误差源对仪表总误差的贡献是困难的,但是在同位素仪表中,有一个误差源来自放射性衰变的随机性,它可以单独估计.于是,同位素仪表读数的标准偏差 $\sigma(R)$ 将由两部分组成:

$$\sigma(R) = [\sigma_s(R)^2 + \sigma_i(R)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

其中下标 s 表示放射随机性所造成的统计偏差,下标 i 表示其他原因(主要是电子仪器)造成的偏差.

假定某一个同位素仪表具有以下响应函数:

$$R = f(x), \quad (4)$$

那么被测变量的偏差 $\sigma(x)$ 是

$$\sigma(x) = \sigma(R) / \left(\frac{\partial f(x)}{\partial x} \right). \quad (5)$$

用计数率表的统计相对偏差便是

$$\frac{\sigma_s(x)}{x} = \sqrt{\frac{R}{2\tau}} / \left[x \cdot \frac{\partial f(x)}{\partial x} \right]. \quad (6)$$

理论上只要无限地增加测量时间 τ 或提高

辐射强度便可以把 σ , 降低到任意小. 但是, 实际上最佳的设计方案是使 σ , 刚好小于 σ_i .

3. 仪表的灵敏度和最小检测限

和一般仪表一样, 灵敏度的定义是

$$S = \frac{\partial R}{\partial x} = \frac{\partial f(x)}{\partial x}. \quad (7)$$

实际上, S 是校刻曲线的斜率. 除非仪器具有线性的响应, 灵敏度 S 将随变量 x 而变化. 另一方面, 由于考虑到仪表的误差, 单纯地谈论灵敏度 S 是没有什么意义的. 一个有用的概念是“最小检测限” (mdc), 这个概念综合了仪器的灵敏度和误差.

假定有两个相近的被测变量 x 和 x' , 它们各自的偏差分别是 $\sigma(x)$ 和 $\sigma(x')$. 如果只考虑统计偏差, 它们之间的差值 Δx 的偏差便是

$$\sigma(\Delta x) = [\sigma^2(x) + \sigma^2(x')]^{1/2}. \quad (8)$$

当 x 的变化 Δx 等于 $\sigma(\Delta x)$ 时, 在 68% 的可信度水平上的这种变化可以被测量出来, 它便是最小检测限. 我们一般用相对变化来表示 mdc :

$$mdc = \frac{\Delta x}{x} = \frac{[\sigma^2(x) + \sigma^2(x')]^{1/2}}{x}. \quad (9)$$

由于 x 非常接近 x' , 所以

$$mdc = \frac{\sqrt{2} \sigma(x)}{x} = \sqrt{2} \sigma(R) \left/ \left[x \cdot \frac{\partial f(x)}{\partial x} \right] \right. \quad (10)$$

对于设计者来说, 根据实验或理论推导得到的响应函数 $f(x)$ 来估计 mdc 是很有价值的.

4. 仪表设计最佳化

前面已经讲过, 同位素仪表的响应并不单单是被测变量 x 的函数, 而往往是几个变量的函数, 例如

$$R = f(x, \mu, G, W_i, W_j, W_k, \dots), \quad (11)$$

它们可能是吸收系数 μ 、几何因子 G 或样品中的元素成分 W_i 等. 设计者可以根据响应函数适当选择放射源、几何条件和其它元素成分等, 使 x 的测量误差最小.

假定仪表的响应函数具有 (2) 式所示的指数型, 用计数率表来记录.

第一种情况, 假定主要是统计误差. 由 (2) 式和 (6) 式得到,

$$\sigma(x) = \frac{1}{\mu \sqrt{2R_0\tau}} \cdot e^{\mu\rho x/2}. \quad (12)$$

对 μ 求一阶导数, 并令它等于零, 得到 $\mu\rho x = 2$ 时统计偏差具有最小值.

第二种情况, 假定主要是仪器误差, 那么 $\sigma(R)$ 将是与 μ 值无关的常数. 由 (2) 式得到

$$\sigma(x) = \sigma(R) \frac{1}{\mu\rho R_0} \cdot e^{\mu\rho x}. \quad (13)$$

对 μ 求一阶导数, 并令它等于零, 得到 $\mu\rho x = 1$ 时仪器偏差具有最小值.

为了获得最小的误差, 要选择能量适当的放射源, 使吸收系数 μ 在 $1/\rho x$ 和 $2/\rho x$ 之间.

5. 仪表的暂态特性

以上介绍的是仪表的静态特性, 而许多同位素仪表是工作在连续状态, 即被测变量是连续不断地变化的状态, 这时仪表的偏差还需考虑计数率表的暂态响应. 这里讨论的不确定性仍局限在统计偏差方面.

对于连续型仪表, 被测变量的变化范围往往比较小, 所以总可以用线性函数来表征仪表的响应:

$$R = \alpha x + \beta. \quad (14)$$

假定实际的响应是 R_i , 而计数率表的读数是 R_m , 它们都随时间 t 而变化. 计数率表时间常数 τ 的平均效应, R_i 和 R_m 之间满足下列关系:

$$\frac{dR_m}{dt} = \frac{1}{\tau} (R_i - R_m). \quad (15)$$

当 R_i 发生瞬变时,

$$R_i = R_1 \quad (\text{当 } t < 0);$$

$$R_i = R_2 \quad (\text{当 } t \geq 0).$$

解方程 (15), 得

$$R_m = (R_1 - R_2)e^{-t/\tau} + R_2. \quad (16)$$

这个暂态响应表示在图 1. 可以很明显地看出, 仪表的偏差值不再符合 (6) 式规定. 只有经过一段“平衡时间” t_c 以后, 偏差值才会以 (6) 式所示的为主. t_c 是指仪表读数离开实际值仅一倍标准偏差所需要的时间. 于是,

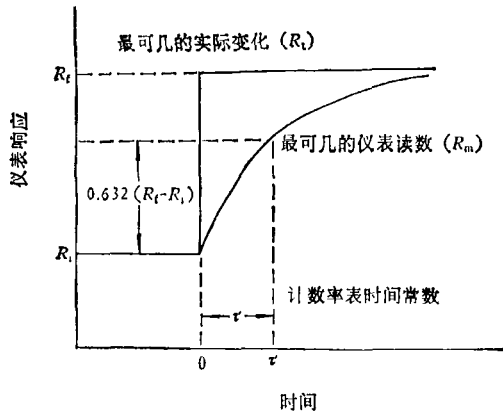


图1 当变量突变后的仪表响应

$$R_f - R_m(t_c) = \sqrt{\frac{R_f}{2\tau}} = (R_f - R_i)e^{-t_c/\tau}. \quad (17)$$

解得

$$t_c = \frac{\tau}{2} \ln \frac{2\tau(R_f - R_i)^2}{R_f}. \quad (18)$$

由于

$$R_f = \partial x_f + \beta \text{ 和 } R_i = \partial x_i + \beta,$$

则

$$t_c = \frac{\tau}{2} \ln \frac{2\tau\alpha^2(x_f - x_i)^2}{\alpha x_f + \beta}. \quad (19)$$

上式在设计连续型仪表时很有用,它给出了被测变量发生瞬变时的仪表响应的滞后时间。

当 R_t 发生斜坡形的变化时,

$$R_t = R_i + Kt,$$

其中 K 是变化速率。

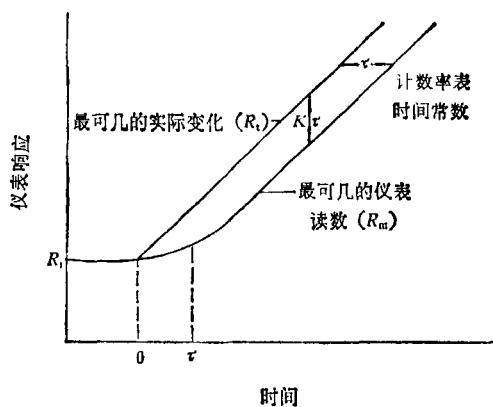


图2 当变量梯形变化时的仪表响应

解(15)式得

$$R_m = R_t - K\tau(1 - e^{-t/\tau}). \quad (20)$$

这个暂态响应表示在图2.可见,只要 R_t 的变化继续下去,仪表读数将一直偏离实际值.经过 4—5 倍 τ 的时间以后,这个偏离值为 $K\tau$.在设计这类仪表时,希望统计涨落引起的偏差恰好等于或小于由于暂态响应所造成的偏差.于是,

$$K\tau \geq \sqrt{\frac{R_t}{2\tau}} = \sqrt{\frac{\alpha x + \beta}{2\tau}},$$

$$\tau \geq \left(\frac{\alpha x + \beta}{2K^2}\right)^{1/3}. \quad (21)$$

在设计计数率表时,这个关系式可以用作选择时间常数 τ 的依据。

下面按射线的性质分别介绍各类仪表设计中遇到的物理问题。

二、带电粒子的同位素仪表

1. α 仪表

利用 α 粒子强烈的电离本领构成不带灯丝的真空气电离规,可用来测量真空度.反过来,当气压一定时,可以测量气体中掺杂物的浓度,例如烟火报警器;利用 α 粒子通过样品后能量的损失来测量超薄膜的厚度;利用能量连续的 α 源的射程原理,测量气体的组分等。

例 等效空气法 α 测厚^[1]

将 α 粒子在薄膜中的能量损失与它在一般空气中的损失等效,根据这段等效空气层的厚度 d ,可以计算出该薄膜的厚度 x

$$x = d \cdot \frac{\rho_a}{\xi \cdot \rho_x}, \quad (22)$$

其中 ρ_a 和 ρ_x 分别表示空气和薄膜的密度, ξ 是薄膜与空气对 α 粒子的阻止本领之比值,称为薄膜的相对阻止本领.根据离子在介质中损失能量的自由电子气模型,可以得到 ξ 的经验公式:

$$\xi = \frac{5.48 (\sqrt{Z} - 0.39 \sqrt{E})}{A (1 - 0.144 \sqrt{E})} \left(1 - \frac{0.28}{Z}\right), \quad (23)$$

其中 A, Z 为薄膜的原子量和原子序数, E 为通过介质时的 α 粒子能量. 化合物的阻止本领 ξ_M 是可以按照布喇格叠加原理来得到

$$\xi_M = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^n N_i A_i \xi_i, \quad (24)$$

其中 M 为化合物的分子量; N_i, A_i 和 ξ_i 分别为第 i 元素的原子数, 原子量和阻止本领.

空气的密度 ρ_a 决定于绝对温度 T 、气压 P 和湿度 D :

$$\rho_a = 1.29(273/T)(P - 0.38D)/760 \quad (\text{mg/cm}^3). \quad (25)$$

2. β 仪表

它的用途很广. 穿透型 β 仪表用于连续测量纸、塑料和金属膜等的厚度, 还可以测定卷烟填充度、液体密度和碳氢物的氢含量等. 这类仪表适用的质量厚度范围是 $0-500\text{mg/cm}^2$. 散射型 β 仪表用于测量镀层厚度和合金膜的含量比等.

β 粒子与物质的作用主要有三种: (1) 与电子的非弹性碰撞, 通过电离作用而损失能量; (2) 与核的非弹性碰撞, 产生韧致辐射(对于轻元素来说, 这部分可以忽略); (3) 与核的弹性碰撞, 引起 β 粒子的弹性散射.

电离作用的大小, 用单位长度的能量损失来衡量:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = 6.02 \times 10^{23} \frac{K\rho Z}{A} = K\chi_e, \quad (26)$$

其中 χ_e 是单位体积的电子数(称电子密度). 因此, 与其说穿透型 β 仪表对样品的密度敏感, 还不如说它对电子密度敏感. 电子密度与元素的 Z/A 成正比. 实际上, 除了氢元素的 Z/A 等于 1 以外, 其它元素几乎都接近于 $1/2$. 因而这类仪表可以用来测量氢元素的含量. 对于化合物的电子密度,

$$\chi_e = 6.02 \times 10^{23} \rho \sum_{i=1}^n W_i \frac{Z_i}{A_i}. \quad (27)$$

弹性散射的大小, 用微分截面来衡量, 它的角分布是

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta}\right) = kN_i Z^2 \frac{(1-\beta^2)}{\beta^4} \frac{d\theta}{\sin^4\theta}, \quad (28)$$

其中 k 是常数, N_a 是样品的原子密度(它等于 $6.02 \times 10^{23}\rho/A$), β 是电子的相对论速度, θ 是散射角. 对于一定的源和几何条件, (28) 式可以改写成

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = k\rho Z^2/A. \quad (29)$$

如果只考虑一次散射, 仪表的响应将与 Z^2/A 成正比. 这便是散射型 β 仪表的工作基础.

例 散射型仪表测量镀层的厚度^[2]

β 射线穿过厚度 d 的吸收响应可以用经验公式来表达:

$$R = R_0 e^{-\mu d^m}, \quad (30)$$

其中 m 是 1 附近的修正系数. 由此式可以推导出散射型 β 仪表对镀层厚度 x 的响应(假定基底是饱和厚度):

$$R = (R_c - R_b)[1 - e^{-(\mu_0 + \mu_1)x^m}] + R_b, \quad (31)$$

其中 R_c 和 R_b 分别是镀层和基底的饱和响应. μ_0 和 μ_1 分别是初级入射的和散射的 β 射线在镀层中的吸收系数. 习惯上用归一化读数 R_n 来表示仪表的读数:

$$R_n = \frac{(R - R_b)}{(R_c - R_b)}. \quad (32)$$

于是, 响应函数由(31)式化成

$$x = A[-\ln(1 - R_n)]^B, \quad (33)$$

其中常数 $A = 1/(\mu_0 + \mu_1)$, $B = 1/m$. 将 $\ln x$ 与 R_n 作图(图 3). 可以看出, 在 $0.3 < R_n < 0.8$ 范围内, $\ln x$ 和 R_n 保持很好的线性关系. 直线的斜率是 $e \cdot B$ ($e = 2.718$). 当 $R_n = 1 - 1/e$ 时, $x = A$. 这种线性关系给仪表的校刻带来很大方便. 校刻时, 只需要在线

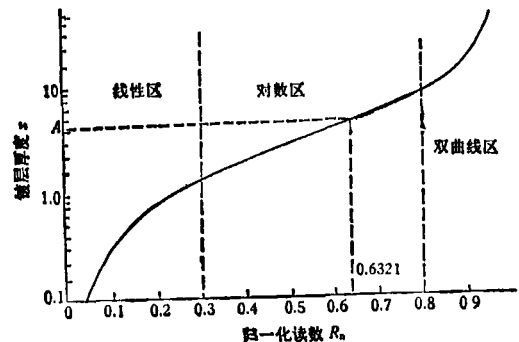


图 3 β 反散射镀层测厚仪校刻曲线

性范围内提供两个标准样品, 就能准确地把常数 A 和 B 确定下来。

三、电磁辐射的同位素仪表

它的应用范围极广。被利用的效应有电磁辐射的穿透和散射, 以及低能辐射的共振吸收和特征 X 射线荧光的发射等。

1. 电磁辐射的穿透

用于测量金属板材厚度、密封容器内的液体密度、物料高度、传送带上物料的重量和双相系统的分析等。

例 厚度和密度测量

原理上它和穿透型 β 仪表非常相似, 也具有(2)式的指数形式的响应。遵循指数规律时, 仪表具有最灵敏的响应。但是, 要遵循这个关系式, 被利用的射线必须是单能射线, 还必须排除散射线进入探测器。为此, 需要设计辐射准直系统, 或者使用能谱分析仪, 最好两者都用。但是, 这样会使系统变得复杂而且不稳定, 并且牺牲了大部分辐射计数, 使统计偏差增加。

如果被测量的辐射不是单能的, 而是多种能量共存, 那么要对(2)式的响应函数进行修改:

$$R = R_0 \sum_{i=1}^n f_i e^{-\mu_i x}, \quad (34)$$

其中 f_i 是第 i 种能量的辐射所占的比重。例如 ^{60}Co 放射源具有强度相等的两个能量, 对于铁板, 它的响应函数是

$$R = 0.5 R_0 (e^{-0.053x} + e^{-0.056x}). \quad (35)$$

例 穿透型 X 射线测量非均匀薄膜的厚度^[3]

被测膜的厚度不均匀常引起测量误差。假定薄膜的横截面有如下列(a), (b)和(c)三种形状, 它们的平均厚度都是 \bar{x} , 非均匀度为 A , 则预期的响应应该是

$$R(\bar{x}) = R_0 e^{-\mu \bar{x}}. \quad (36)$$

但是, 由于厚度不均匀, 这三种情况的实际响应 R 有不同的特点。

(a) 楔形截面

$$x = (\bar{x} - A) + 2Ay, \quad (37)$$

$$R = R_0 \int_0^1 e^{-\mu[(\bar{x}-A)+2Ay]} dy \\ = \frac{R_0 e^{-\mu \bar{x}}}{2\mu A} (e^{\mu A} - e^{-\mu A}). \quad (38)$$

它和预期值的比值是

$$\frac{R}{R(\bar{x})} = \frac{1}{2\mu A} (e^{\mu A} - e^{-\mu A}) \\ = \frac{\sinh(\mu A)}{\mu A}, \quad (39)$$

呈双曲正弦函数。

(b) 正弦形截面

$$x = \bar{x} - A \cos \theta, \quad (40)$$

$$R = \frac{R_0}{\pi} \int_0^\pi e^{-[\mu(\bar{x}-A \cos \theta)]} d\theta \\ = \frac{R_0 e^{-\mu \bar{x}}}{\pi} \int_0^\pi e^{\mu A \cos \theta} d\theta. \quad (41)$$

它和预期值的比值是

$$\frac{R}{R(\bar{x})} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{\mu A \cos \theta} d\theta, \quad (42)$$

呈零阶变异贝塞尔函数。

(c) 方波形截面

$$x = \bar{x} \pm A, \quad (43)$$

$$R = \frac{R_0}{2} [e^{-\mu(\bar{x}+A)} + e^{-\mu(\bar{x}-A)}], \quad (44)$$

它和预期值的比值为

$$\frac{R}{R(\bar{x})} = \frac{1}{2} (e^{\mu A} + e^{-\mu A}) = \cosh(\mu A), \quad (45)$$

呈双曲余弦函数。

由此可见, 由于膜厚非均匀性引起的读数误差与膜的平均厚度 \bar{x} 无关, 仅仅与单边的最大厚度涨落 A 有关。

2. 电磁辐射的散射

此效应用于测量土壤密度、岩芯分析、金属板厚度和二元物质的分析等。它的数学模型不象穿透型的那么容易分析, 一般只用经验公式来设计。经过大角度散射以后的 γ 射线的能量变得很低。按散射能量公式

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + [(1 - \cos \theta)h\nu/0.511]}, \quad (46)$$

对于入射能量 $h\nu$ 为 1.33MeV 和 1.17MeV 的 ^{60}Co γ 射线, 经过 $\theta = 180^\circ$ 的散射以后, 它的能量 $h\nu'$ 变成 0.214MeV 和 0.210MeV. 因此, 探测器很容易把散射 γ 射线从直射背景中甄别出来.

例 散射-吸收 γ 射线土壤密度计^[4]

对于能量低于 1.5 MeV 的 γ 辐射与物质的主要作用是康普顿散射和光电吸收. 因此, 该仪表的响应将包含散射和吸收这两个因子. 让我们来考虑图 4 所示的同轴散射-吸收系统的物理模型.

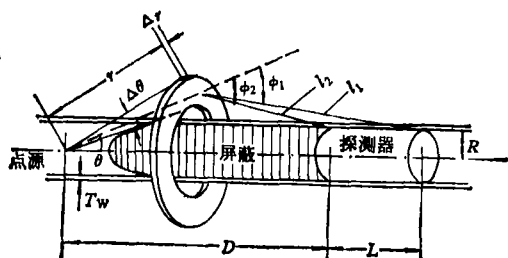


图 4 散射-吸收 γ 射线密度计物理模型

假定点源和圆柱型探测器分别置于屏蔽块两边, 在探头的圆筒形外壳的周围充满了无限的均匀的介质. 让我们来考虑在以放射源为圆心的坐标内, 角度为 $\theta(\Delta\theta)$ 和距离 $r(\Delta r)$ 的小环. 探测器接收到来自这小环的散射的总几率包括三部分: (1) 入射线到达这小环的几率 P_1 ; (2) 在这小环内被散射到角度 ϕ_1 和 ϕ_2 之间的几率 P_2 ; (3) 这散射线到达探测器的几率 P_3 .

假定探头外壳的壁厚是 T_w , 密度是 ρ_w , 对于入射和散射射线的吸收系数分别是 μ_{w0} 和 μ_{w1} . 土壤密度是 ρ_s , 吸收系数分别是 μ_{s0} 和 μ_{s1} , 散射截面的角分布是 $d\sigma/d\phi$. 那么, 从图 4 的物理模型能得到上述各项几率:

$$P_1 = \left(\frac{\sin\theta d\theta}{2} \right) \exp\left(-\frac{\mu_{w0}\rho_w T_w}{\sin\theta}\right) \cdot \exp\left[-\mu_{s0}\rho_s \left(r - \frac{R}{\sin\theta}\right)\right]; \quad (47)$$

$$P_2 = \rho_s N_0 \sum_{i=1}^n \frac{W_i Z_i}{A_i} dr \int_{\phi_1}^{\phi_2} \left(\frac{d\sigma}{d\phi} \right) d\phi; \quad (48)$$

$$P_3 = \left(\frac{R}{\pi l \sin\theta} \right) \exp(-\mu_{s1}\rho_s l)$$

$$\cdot \exp\left[-\mu_{w1}\rho_w T_w / \cos\left(\frac{\pi}{2} + \theta - \phi\right)\right], \quad (49)$$

其中 $l = (l_1 + l_2)/2$; $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$;

$$N_0 = 6.02 \times 10^{23}.$$

总几率

$$P(\theta, r) dr d\theta = P_1 P_2 P_3, \quad (50)$$

因而仪表的总响应是

$$R = 2R_0 \int_{\theta_0}^{\pi} \int_0^{\infty} P(\theta, r) dr d\theta. \quad (51)$$

能够通过简单的几何关系, 将以上方程中的 ϕ 和 l 用 r 和 θ 表示出来. 整个方程可以写成计算机程序进行数值积分, 从而求出仪表的响应函数. 很明显, 这响应除了土壤密度外, 还将是土壤成分、入射线能量、源和探测器距离、探测器尺寸和最小散射角等参量的函数. 采用逐个改变参量的方法, 选择最佳值, 使仪表对土壤密度最灵敏, 而对土壤成分最不灵敏.

3. 电磁辐射的共振吸收

当能量低于 150 keV 的电磁辐射穿透物质时, 主要的作用是光电效应. 这时, 它的吸收系数不再是常数, 一般是随原子序数减小而减小. 利用这一点可以分析物质中的元素成分. 例如用 ^{59}Fe 放射源 (5.9keV) 分析汽油中的硫含量, 因为硫对射线的吸收系数比汽油大 10 倍以上, 所以仪表的响应主要由硫含量所决定.

4. 特征 X 射线荧光 (XRF) 的发射

它主要用于元素分析, 测量对象包括地质样品、矿物样品、冶金样品、生物样品、大气和水质样品, 以及历史文物、食品等. 仪器常常按照使用的要求做成不同的类型, 例如有适合地质、矿山野外就地测量的携带式仪表、适合矿山钻孔测量的测井仪表、适合生产流程控制的在线分析仪和适合冶炼厂炉前使用的台式分析仪. 有时还根据待测元素的种类, 制成专用仪器, 例如钙量计 (分析水泥), 硫量计 (分析石油) 等. XRF 仪表的另一应用是测量镀 (涂) 层厚度, 它几乎可以测量任何基底上的任何镀层, 还可以测量合金膜和复合镀层的各层厚度.

当电磁辐射 (X 射线、低能 γ 射线和韧致辐射) 照射样品时, 只要射线能量超过样品中某元

素的吸收限,就能使该元素受到激发.当它弛豫时,放射出该元素的特征X射线荧光(以后简称荧光),它们的能量随着该元素的原子序数增加而增加.通过对样品发射出的荧光进行能谱分析,能定性分析样品中的元素成分.荧光强度将随样品中该元素的含量增加而增加,所以测量它们的强度便能进行定量分析.

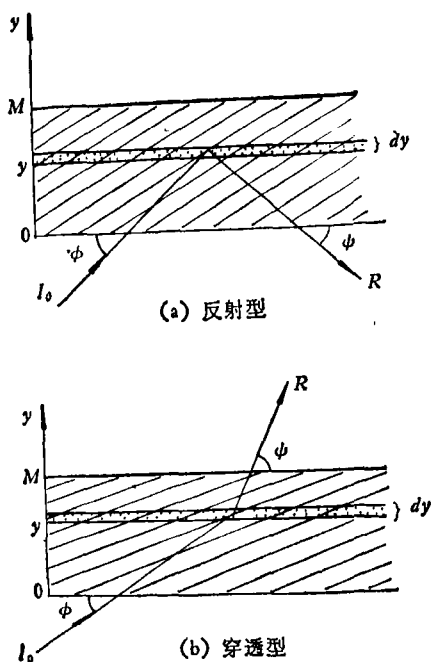


图5 特征X射线荧光发射的物理模型

放射源-探测器-样品之间的几何安排有两种可能(如图5).一种是反射型,另一种是穿透型.假定在一个样品中被测元素的含量是 W_i , 样品的质量厚度是 M , 它对初级入射线的吸收系数是 μ_0 , 对荧光的吸收系数是 μ_i (为了书写方便,下面吸收系数是指包含了对几何因子的考虑,即用 μ_0 表示 $\mu_0 / \sin \phi$; 用 μ_i 表示 $\mu_i / \sin \phi$). 初级入射线的强度是 I_0 . 假定常数 K 包含了几何效率、荧光激发效率和探测器效率等因素,那么样品中某一薄层 dy 对仪表响应的贡献将是 dR .

(a) 反射型^[5]

$$dR = KI_0 W_i e^{-\mu_0 y} e^{-\mu_i y} dy$$

物理

$$R = \int_0^M dR = \frac{KI_0 W_i}{(\mu_0 + \mu_i)} [1 - e^{-(\mu_0 + \mu_i)M}]. \quad (52)$$

(b) 穿透型

$$dR = KI_0 W_i e^{-\mu_0 y} e^{-\mu_i(M-y)} dy, \\ R = \int_0^M dR = \frac{KI_0 W_i}{\mu_0 + \mu_i} (e^{-\mu_i M} - e^{-\mu_0 M}). \quad (53)$$

当样品很薄,例如 $(\mu_0 + \mu_i)M < 0.1$ 时,(52)式和(53)式经过级数展开并略去高次项后,都能简化成

$$R = KI_0 W_i M. \quad (54)$$

这时,仪表的响应不仅与样品中的元素含量 W_i 成正比,而且与样品厚度 M 也成正比.它与样品的吸收系数无关,即薄样品的响应不受基体的影响.如果固定厚度,那么这仪表是成分分析仪;如果固定成分,那么这仪表就变成厚度仪.

当样品厚度达到饱和时,例如 $\mu_0 M > 5$ 和 $\mu_i M > 5$ 时,反射型仪表的响应能简化成

$$R = \frac{KI_0 W_i}{\mu_0 + \mu_i}. \quad (55)$$

这时,仪表的响应不再受样品厚度的影响,仅仅是元素成分的函数.

对于厚样品,穿透型仪表的响应已趋于零,所以这类仪表不能用于厚样品.

由于XRF技术应用广泛,这里仅举一例.

例 用XRF分析合金或其它多元系统^[6]

根据XRF的基本公式(52)式,可以看出,仪表对 i 元素的响应不仅与 i 元素的含量 W_i 有关,而且还与样品的总吸收效应有关,它被称为基体效应,即

$$R_i = \frac{K_i W_i}{W_i \mu_i + W_j \mu_j + W_k \mu_k + \dots}, \quad (56)$$

其中 K_i 是标志 i 元素的 K 常数, μ_i 是 i 元素对入射线和 i 元素荧光的吸收系数之和

$$(\mu_i = \mu_{i0} + \mu_{ii}),$$

它们也都考虑了几何因子.因为

$$W_i + W_j + W_k + \dots = 1,$$

并假定纯 i 元素样品 ($W_i = 1$) 的响应为

$$R_{0i} = K_i / \mu_i,$$

(56)式可重写成

$$R_i = \frac{R_{0i}W_i}{1 + W_j \left(\frac{\mu_j - \mu_i}{\mu_i} \right) + W_k \left(\frac{\mu_k - \mu_i}{\mu_i} \right) + \dots} \quad (57)$$

令

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mu_j - \mu_i}{\mu_i} \right) &= \alpha_{ij}; \\ \left(\frac{\mu_k - \mu_i}{\mu_i} \right) &= \alpha_{ik}, \dots \end{aligned} \quad (58)$$

它们代表 j, k, \dots 等元素对 i 元素的影响大小, 称为 α 系数. 把(57)式重新写成计算 i 元素含量的表达式:

$$W_i = \frac{R_i}{R_{0i}} (1 + W_j \alpha_{ij} + W_k \alpha_{ik} + \dots). \quad (59)$$

虽然以上只考虑基体元素的吸收效应, 但是(59)式同样适用于增强效应, 只是 α 系数的符号不同. 从(58)式来看, 似乎 α 系数可以理论计算, 但是它提供的只是估计值, 精确的 α 系数必须通过标准样品来测定. 为了求 α_{ij} , 只需要有一个包含 i 和 j 元素的二元标样就够了.

$$\alpha_{ij} = \left[W_j \frac{R_{0i}}{R_j} - 1 \right] / W_i. \quad (60)$$

四、用中子的同位素仪表

中子与物质的作用主要是快中子的慢化和热中子的吸收. 将快中子源(例如 Am-Be 源)和热中子探测器(例如 BF₃ 正比计数管)放在一起, 快中子被周围介质慢化, 随后被 BF₃ 管接收. 如果介质中其它慢化剂(例如氙、碳、铍)相当少或者保持不变, 那么仪表的响应主要随介质中的氢含量(水分)的增加而增加. 这响应也随介质中具有高的热中子俘获截面的元素(例如镉、硼、氯、铁和稀土元素)的增加而减小.

仪表的响应正比于 BF₃ 管周围的热中子流. 但是, 要精确地预言中子流和能量是困难的. 一种比较近似的处理方法是所谓的二组扩散理论. 把介质中的中子流按能量分成二组: 热中子流 ϕ_2 和高于热中子的超热中子流 ϕ_1 .

从一个点源流出来的超热中子在无限介质中的扩散方程是^[7]

$$D_1 \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_1}{\partial r} \right) = S_1 \phi_1, \quad (61)$$

其中 D_1 是超热中子在介质中的扩散系数, S_1 是它的慢化本领, r 是离开点源的距离. 令

$$L_1 = \sqrt{D_1/S_1}$$

为扩散长度, 源强度为 I_0 , 则超热中子流的空间分布是

$$\phi_1 = \frac{I_0}{4\pi r S_1 L_1^2} e^{-r/L_1}. \quad (62)$$

假定热中子的唯一来源是超热中子的慢化, 于是热中子的扩散方程是

$$D_2 \left(\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \right) = S_2 \phi_2 - S_1 \phi_1, \quad (63)$$

其中符号的含义和(61)式相同, 只是下标 2 代表热中子. 由此解得热中子流的空间分布为

$$\phi_2 = \frac{I_0 (e^{-r/L_1} - e^{-r/L_2})}{4\pi r S_2 (L_1^2 - L_2^2)}. \quad (64)$$

更实际的结构是在点源之外有一个半径为 R_1 的球形空腔, 腔外充满介质. 这时, (64) 式变成

$$\begin{aligned} \phi_2 = \frac{I_0}{4\pi r S_2 (L_1^2 - L_2^2)} \left[\frac{e^{(R_0-r)/L_1}}{(1 + R_0/L_1)} \right. \\ \left. - \frac{e^{(R_0-r)/L_2}}{(1 + R_0/L_2)} \right], \end{aligned} \quad (65)$$

其中扩散系数、慢化本领和扩散长度等参数是与介质密度、介质中元素的成分以及它们对热中子的微观吸收截面、传输截面和快中子慢化本领等有关. 详细的讨论牵涉到更复杂的理论, 这里不再赘述. 以下仅举一个例子.

例 测量土壤中的水分

将土壤看成是土和水的二元系统, 根据地壳元素的平均成分, 求出土对两组中子流的扩散系数、慢化本领和扩散长度等参数, 再与一定比重 W_w 的水分组合, 得到土壤的这些常数的表达式:

$$S_2 = 0.0158\rho(W_w + 0.244); \quad (66)$$

$$L_1^2 = \frac{81.8}{\rho^2(W_w + 0.0358)(W_w + 0.833)}$$

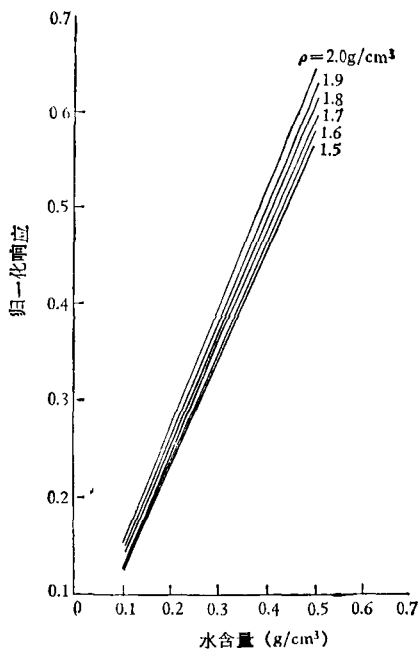


图6 中子-土壤水分仪校刻曲线

$$+ \frac{7.88}{\rho^2(W_w + 0.00802)(W_w + 0.204)}; \quad (67)$$

$$L_2^2 = \frac{9.42}{\rho^2(W_w + 0.0432)(W_w + 0.244)}. \quad (68)$$

将它们代入(65)式便得到中子土壤水分仪的响应。以 $W_w = 1\text{g/cm}^3$ (纯水) 为标准进行归一化处理,并将这响应曲线画在图6中,其中土壤的密度 ρ 作为参变量。计算得到的曲线与实验点符合得很好。由于氢是快中子有效的慢化剂,所以仪表响应随水分的增加而增加。

(上接第414页)

- [11] D. J. Elliott et al., *Phil. Mag*, **23** (1971), 249.
- [12] C. Springer et al., *Prakt. Metallogr.*, **11** (1974), 311.
- [13] H. Borchers et al., *Prakt. Metallogr.*, **13** (1976), 606.
- [14] F. W. Morris, *Prakt. Metallogr.*, **16** (1979), 222.
- [15] 程鹏燕, *物理*, **11**(1982), 167.

从以上举的例子中可以看出一些规律:不论同位素仪表所选用的物理模式是简单的还是复杂的,总可以在仪表的响应和被测变量之间建立一个函数关系。为了推导这个函数关系,往往要从射线与物质相互作用的基本公式出发,必要时进行适当的近似处理。有时候响应函数是个简单的数学解析式;有时候响应函数必须采用实验数据由最小二乘法拟合来确定;有时候甚至只能建立一个虚拟的函数形式,先由一部分实验数据拟合出函数的实际形式,再由其它实验数据拟合函数公式中的常数值。响应函数一旦建立,它就可以发挥两个作用:一个作用是为仪表的设计参数的最佳化提供依据;另一个作用是为仪表提供校刻曲线。掌握这种方法,对一个同位素仪表设计者来说是很重要的。

参 考 文 献

- [1] 朱节清,乐安全,核技术,4(1981),20.
- [2] J. M. Neve, S. S. Hecox, M. L. Mathews, R. L. Meek, *Metal Finishing*, Nov., (1978), 17.
- [3] T. A. Boster, *J. App. Phys.*, **44-8** (1973), 3778.
- [4] L. F. Ballard, R. P. Gardner, *NCHRP Report*, **14**, (1965).
- [5] 张家骅,徐君权,朱节清,放射性同位素X射线荧光分析,原子能出版社(1981), p. 14.
- [6] R. J. Traill, G. R. Lachance, *Geological Survey of Canada, Paper 64-57*, (1965).
- [7] R. A. Semmler, *USAEC Report*, **COO-712-13**, (1963).

- [16] M. Paulus, *Microstructural Science*, **3**, Part A, New York, Elsevier, (1975), 453.
- [17] R. C. Sanwald et al., *Metallography*, **7** (1974), 73.
- [18] M. Paulus, *Brevet francais*, **72 38212**.
- [19] K. Hojou et al., *Micron*, **8** (1977), 151.
- [20] 陈希成,杨大字, *物理*, **8**(1979), 232.