

論元素互致 X 射綫熒光輻射強度*

陳 麓 李華林 丁家言

提 要

在本文中求出了元素互致熒光輻射強度的公式,并用 Ni-Fe 二元系合金作了驗証。

一、引 言

由于一些明显的优点, X 射綫熒光分析近年来得到日益广泛的应用,但定量的分析发展得还很不够。在定量法中一般使用和标准样品相比较的方法,然而,配制已知的成分精确的标准样品(除了純元素以外)往往遇到不易解决的困难,尤其是成分复杂的合金。如問題涉及到微区域——約 $1\mu^3$ ——的元素分析,則标准样品几乎是不可能的。因此,通过計算熒光輻射的強度,发展不用标准样品的方法,具有很大的实际意义。这个問題近年来在文献上也經常提到,例如 Birks^[1], Seemann^[2] 等。Birks 的工作针对微区域熒光分析, Seemann 的工作則针对通常的宏观区域的熒光分析。

直接由来自 X 射綫管的白色射綫所激发的某元素(i)的熒光輻射強度公式已为众所周知(參看文献[4]),公式的正确性已为不少研究者所証明^[2,3],但这对于定量的熒光分析还不够,因为,往往在合金中的另一原子序数較高的元素(j)的標識射綫,也能够激发(i)元素的標識射綫,我們称此为互致熒光輻射。当然,互致熒光輻射不是在所有的合金里对所有的元素都有,只有当元素(j)的標識射綫(可以是 K_α 或 K_β)的波长短于(i)元素的某系(一般是 K 系)吸收边时,(j)元素才能对(i)元素引起互致熒光輻射。这个效应构成文献中常提到的干扰效应的主体。当(j)元素的標識射綫的波长略比(i)元素的吸收边为短时,互致熒光效应最为強烈。实践和理論計算結果都証明:互致熒光輻射的強度有时是很可观的。互致熒光輻射強度的計算公式在文献上似乎沒有看到。Seemann 曾提到他的結果与計算所得一致,但沒有說明計算的方法。由于互致熒光輻射在定量分析中的重要性,故本文的目的就是計算互致熒光輻射的強度,并以 Ni-Fe 二元合金来驗証我們所求得的公式。

二、互致熒光輻射強度的計算

我們研究一个成分均匀的厚样品,所謂厚样品是指厚度足以全部吸收来自 X 射綫管的白色射綫的样品。对于由中等原子序数的元素所組成的合金來說,往往几分之一的毫米的厚度就足够了,在合金的分析中,絕大部分的样品属于这一类(如图 1)。来自 X 射綫管的白色射綫沿与样品表面成 ϕ 角的方向射到样品上,熒光輻射沿与样品表面成 ψ 角的方向射到分析晶体,經分析晶体出来的射綫为計数管所記錄。被記錄的射綫主要由下列几个部分构成:

* 1962 年 11 月 5 日收到。

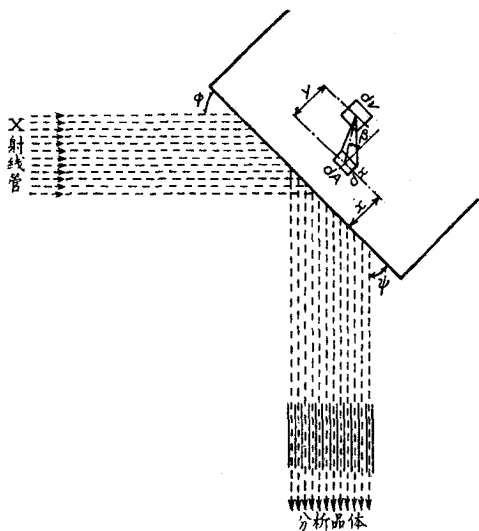


图1 X射线荧光辐射示意图

- (1) 直接激发的荧光辐射;
- (2) 元素的互致荧光辐射 (在条件适合时);

(3) 由白色射线中相应波长所引起的经典弹性散射及康普顿-吴有训散射;

(4) 构成本底的一部分, 通常计算强度都扣去了本底, 所以可以不计算。很清楚, 散射后的射线也可以再引起荧光辐射, 互致荧光辐射也可以再引起再次荧光辐射等等, 但这些强度都更小得多, 可以略去不计算。严格的理论包括所有散射和荧光的相互作用的总和, 和宽束 γ 射线在物质内减弱的情况类似, 强度计算需要解 Fano 型积分微分方程, 在实用上较困难, 而上面所述的三个部分是最主要的部分, 是严格方程的很好的近似解。

我们令

B = 白色射线束的断面积;

A = 样品被照射面积 = $B \csc \phi$;

$i(\lambda) d\lambda$ = 白色射线谱强度按波长的分布;

$\frac{1}{hc} \lambda i(\lambda) d\lambda$ = 量子数按波长的分布;

W_i = (i) 元素在合金中的重量百分含量;

$\tau_i(\lambda)$ = 纯(i)元素对波长为 λ 的射线的质量吸收系数;

$\mu_i(\lambda)$ = 纯(i)元素对波长为 λ 的射线的质量减弱系数 ($\mu = \tau + \sigma$);

$$\gamma_{iq}^{\alpha} = \left(1 - \frac{1}{S_{iq}^{\alpha}}\right) \omega_{iq}^{\alpha} p_{iq}^{\alpha},$$

式中 S_{iq}^{α} = (i) 元素 q 系的吸收陡变 (absorption jump);

ω_{iq}^{α} = (i) 元素原子 q 系的荧光产额 (fluorescence yield);

P_{iq}^{α} = (i) 元素 q 系中 α 线的相对强度;

λ_{iq}^{α} = (i) 元素 q 系 α 线的波长;

$\lambda_q^{(i)}$ = (i) 元素 q 系吸收边波长;

$T(\lambda)$ = X 射线管窗口的透过率;

A_{λ} = 波长 λ 的射线由样品到计数管为止在介质中的透过率 (如高真空, 则 $A_{\lambda} = 1$);

R_{λ} = 晶体对波长 λ 的辐射的衍射能力;

η_{λ} = 计数管对波长为 λ 的量子记录效率;

ρ = 合金密度。

容易证明, 在单位立体角内, (i) 元素的直接激发荧光辐射量子流为 (参看文献[4,5],

为簡洁起見,以下略去足标 α 及上标 α)

$$I_1 = \frac{B}{hc} W_i \gamma_i A_i R_i \eta_i \int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(i)}} \frac{T(\lambda) \lambda i(\lambda) \tau_i(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} d\lambda, \quad (1)$$

式中 $\xi = \frac{\sin \phi}{\sin \psi}$. 在一般文献中往往沒有明确提出 A_i , R_i , η_i 这三个因子, 忽略了这三个因子与 λ 的关系就难以选择正确的工作方法, 甚至在計算上发生錯誤. 譬如說, 在同一个样品上比較不同元素的輻射强度, 就必须考虑到它們随波长而变的事实.

在开始推导互致荧光輻射的强度公式以前, 順便提一下常被引証的 Beattie 及 Brisse^[6] 的方法, 容易看出, 他們的方法忽略了 $\frac{\tau_i(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)}$ 随 λ 而变的重要事实, 所以所推荐的方程式不能作为定量的基础.

現在我們来計算互致荧光輻射的强度. 为叙述明确起見, 設 (j) 元素的 K_α 綫能激发 (i) 元素的 K 系, 充分而必要的条件是

$$\lambda_{jk}^\alpha < \lambda_k^{(i)}.$$

考虑一个平行于样品表面的片状体积元 $dAdX$ (如图 1), 問題归结于求任何个体积元 dV 中的 (j) 元素的直接激发荧光輻射对于激发 $dAdX$ 单元中 (i) 元素的互致荧光輻射的作用.

强度为 I , 波长为 λ 的 X 射綫束在 dV 体积元內所激发的 (i) 元素的荧光輻射强度是

$$I \rho W_i \tau_i(\lambda) \gamma_i dV,$$

因此在 dV 体积元中所直接激发的 (j) 元素荧光輻射在单位立体角內的量子流是

$$\frac{1}{hc} \lambda i(\lambda) d\lambda T(\lambda) e^{-\rho \mu(\lambda)(X+Y) \csc \phi} \rho W_j \tau_j(\lambda) \gamma_j dV,$$

因此在 $dAdX$ 处的量子流强度是

$$\frac{1}{hc} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{PQ^2} e^{-\mu(\lambda_j) |PQ|} \lambda i(\lambda) d\lambda \cdot e^{-\rho \mu(\lambda)(X+Y) \csc \phi} \rho W_j \tau_j(\lambda) \gamma_j T(\lambda) dV,$$

它在 $dAdX$ 內所激发的 (i) 元素荧光輻射是

$$\begin{aligned} & \frac{1}{hc} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{PQ^2} e^{-\mu(\lambda_j) |PQ|} \lambda i(\lambda) d\lambda \cdot e^{-\rho \mu(\lambda)(X+Y) \csc \phi} \times \\ & \times \rho W_j \tau_j(\lambda) \gamma_j T(\lambda) dAdV \cos \beta \cdot \gamma_i W_i \rho \tau_i(\lambda_j) dX \sec \beta \cdot e^{-\rho \mu(\lambda_j) \csc \psi} \\ & = \frac{1}{hc} \cdot \frac{\rho^2}{4\pi} \cdot \lambda i(\lambda) T(\lambda) W_i W_j \gamma_i \gamma_j \tau_i(\lambda_j) \tau_j(\lambda) d\lambda dA \times \\ & \times e^{-\rho \mu(\lambda)(X+Y) \csc \phi - \rho \mu(\lambda_j) \csc \psi} dX \frac{dV}{|PQ^2|} e^{-\rho \mu(\lambda_j) |PQ|}, \end{aligned}$$

但 $dV = 2\pi \zeta d\zeta dY$, $t^2 = Y^2 + \zeta^2 = |PQ|^2$.

对于一定的 Y , ζ 的积分限是 $(0, \infty)$, 因此 t 从 $|Y|$ 到 ∞ . 由于实际上产生荧光輻射的体积是个薄层, 这样做只忽略了极小的边缘效应.

因此

$$I_2 = \frac{B \csc \phi}{hc 4\pi} W_i W_j \gamma_i \gamma_j \tau_i(\lambda_j) A_i R_i \eta_i \rho^2 2\pi \int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(i)}} \lambda i(\lambda) \times$$

$$\begin{aligned} & \times T(\lambda) d\lambda \cdot \tau_j(\lambda) \int_0^\infty e^{-\rho\mu(\lambda)X \csc\phi - \rho\mu(\lambda_j)X \csc\Psi} dX \times \\ & \times \int_{-X}^\infty e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY \int_{|Y|}^\infty \frac{dt}{t} e^{-\rho\mu(\lambda_j)t}; \end{aligned} \quad (2)$$

令

$$G(y) = \int_{|Y|}^\infty \frac{dt}{t} e^{-\rho\mu(\lambda_j)t}, \quad (3)$$

则(2)式右端与 X, Y, t 有关的积分成为:

$$\int_0^\infty e^{-\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]X} dX \int_{-X}^\infty G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY.$$

变换积分次序,有:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY \int_0^\infty e^{-\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]X} dX + \\ & + \int_{-\infty}^0 G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY \int_{-y}^{+\infty} e^{-\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]X} dX = \\ & = \frac{1}{\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]} \left\{ \int_0^\infty G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY + \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^0 G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} e^{Y\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]} dY \right\} = \\ & = \frac{1}{\rho[\mu(\lambda)\csc\phi + \mu(\lambda_j)\csc\Psi]} \int_0^\infty G(Y) [e^{-\rho\mu(\lambda)\csc\phi \cdot Y} + e^{-\rho\mu(\lambda_j)Y \csc\Psi}] dY. \end{aligned}$$

因为

$$G(Y) = G(-Y),$$

再在 (t, y) 平面上变换积分次序则得

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty G(Y) e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY = \int_0^\infty \frac{dt}{t} e^{-\rho\mu(\lambda_j)t} \int_0^t e^{-\rho\mu(\lambda)Y \csc\phi} dY = \\ & = \frac{1}{\rho\mu(\lambda)\csc\phi} \int_0^\infty \frac{dt}{t} e^{-\rho\mu(\lambda_j)t} [1 - e^{-\rho\mu(\lambda)t \csc\phi}]. \end{aligned}$$

利用 $\int_0^\infty \frac{dt}{t} (e^{-at} - e^{-bt}) = \ln \frac{b}{a}$ 的结果,则上述积分为

$$\frac{1}{\rho\mu(\lambda)\csc\phi} \ln \left[\frac{\mu(\lambda_j) + \mu(\lambda)\csc\phi}{\mu(\lambda_j)} \right].$$

第二个积分也可以同样算出. 因此最后有

$$I_2 = \frac{B}{2hc} W_i \gamma_i W_j \gamma_j \tau_i(\lambda_j) A_{\lambda R} \eta_{\lambda} \int_{\lambda_0}^{\lambda_j^{(j)}} \frac{\lambda_i(\lambda) T(\lambda) \tau_j(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} f(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

式中

$$f(\lambda) = \frac{\sin\phi}{\mu(\lambda)} \ln \left[1 + \frac{\mu(\lambda)\csc\phi}{\mu(\lambda_j)} \right] + \frac{\sin\Psi}{\mu(\lambda_i)} \ln \left[1 + \frac{\mu(\lambda_i)\csc\Psi}{\mu(\lambda_j)} \right].$$

这就是我们所要的结果. 正如我们所预期的, (j)元素对(i)元素所引起的互致荧光辐射与 W_j, γ_j 及 $\tau_j(\lambda_j)$ 成正比, 这在物理意义上是十分明显的, 不需要多余的解释.

在实际情况中, 我们往往需要先大致估计互致荧光辐射的大小, 以便确定它是否值得考虑. 从(4), (1)两式取 $I_2:I_1$, 并利用不等式 $\ln(1+X)/X < 1$, 有:

$$\frac{I_2}{I_1} < \frac{1}{2} W_j \gamma_j \tau_i(\lambda_j) \left[\frac{1}{\mu(\lambda_j)} + \frac{\sin \Psi}{\mu(\lambda_i)} \ln \left(1 + \frac{\mu(\lambda_i) \csc \Psi}{\mu(\lambda_j)} \right) \right] \times \\ \times \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(j)}} \frac{\lambda_i(\lambda) \tau_j(\lambda) T(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(i)}} \frac{\lambda_i(\lambda) \tau_i(\lambda) T(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} d\lambda}, \quad (5)$$

或更粗略一些:

$$\frac{I_2}{I_1} < \frac{W_j \gamma_j \tau_i(\lambda_j) \int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(j)}} \frac{\lambda_i(\lambda) \tau_j(\lambda) T(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} d\lambda}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_k^{(i)}} \frac{\lambda_i(\lambda) \tau_i(\lambda) T(\lambda)}{\mu(\lambda) + \xi \mu(\lambda_i)} d\lambda}. \quad (6)$$

(6)式中分子中的积分上限小于分母中的积分上限,但 $\tau_j(\lambda) > \tau_i(\lambda)$ (在 $\lambda < \lambda_k^{(j)}$ 时), 所以当(j)元素与(i)元素在周期表上不是相距很远的时候(互致熒光效应显著时 $\Delta Z \cong 2, 3, 4$), 两个积分值之比在 1 左右, 所以我們得到如下的简单而有用的估算式:

$$\frac{I_2}{I_1} \approx \frac{W_j \gamma_j \tau_i(\lambda_j)}{\mu(\lambda_j)}. \quad (7)$$

值得指出, 如果 $\frac{1}{\mu(\lambda)} \ln \left\{ 1 + \frac{\mu(\lambda) \csc \phi}{\mu(\lambda_j)} \right\}$ 在 $(\lambda_0, \lambda_k^{(j)})$ 之間变化不大, 則可以用它的

平均值来估算, (4)式的积分就简单多了.

三、公式的验证

为了验证(4)式, 我們选了 Ni-Fe 二元合金, 因为 Ni-Fe 合金是工业上一系列合金的基础, 并且 Ni 对 Fe 的互致熒光效应又十分显著 ($\lambda_{Ni_{K\alpha}} = 1.659 \text{ \AA}$; $\lambda_{Fe}^{(Fe)} = 1.743 \text{ \AA}$).

无论(1)式中或(4)式中都有 A_i, R_i, η_i ; 所以我們总是取合金的 $Ni_{K\alpha}$ 和 $Fe_{K\alpha}$ 的强度 I_{Ni}, I_{Fe} 和相应的純金属的强度 I_{Ni}^0, I_{Fe}^0 的比值(其他实验条件完全不变!), 这样就消去 $B, W_i \gamma_i$, 及 $A_i R_i \eta_i$.

根据 Kirkpatrick 及 Kulenkampf^[7,8] 的研究, 在 $0.4 \sim 2.8 \text{ \AA}$ 范围内, $i(\lambda)$ 可以相当满意地用 Kramers 公式(至少对 W 靶管是这样)

$$i(\lambda) = \frac{KZ}{\lambda^2} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right). \quad (8)$$

$$\lambda_0 = \frac{12.397}{V} \text{ \AA}. \quad (9)$$

来表达. 在长波的范围 $8 \text{ \AA} \sim 14 \text{ \AA}$, 則根据 Stephenson^[9] 的研究, $i(\lambda)$ 更近于

$$i(\lambda) = \frac{KZ}{\lambda^5} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right). \quad (10)$$

在我們所工作的范围, Kramers 公式完全适用. 近代的 X 射綫设备, 其高压几乎可以看成是常压, 仅有微小的波动, 所以 λ_0 就是个常数. 但为了比較, 我們也在全波整流条件下做了計算, 屆时对整个周期取平均, 就有 ($V = V_p \sin 2\pi f t$)

$$\begin{aligned} \bar{i}(\lambda) &= K \frac{2Z}{\lambda^3} (\tan \beta - \beta), \\ \beta &= \frac{\pi}{2} \arcsin \left(\frac{\lambda^*}{\lambda} \right), \\ \lambda^* &= 12.397/V_p. \end{aligned} \quad (11)$$

对 Ni, Fe 这类元素可取 $\tau(\lambda) = \mu(\lambda)$, 至于 $\mu(\lambda)$ 之值我們采用 Liebhafsky^[10] 及 Миркин^[11] 的数据作了比較. 我們不象某些作者 (例如 Лосев^[3] 及 Блохин^[4]) 設 $\mu(\lambda) \propto \lambda^3$, 因为 $\mu(\lambda)$ 的实測值, 包括 Birks 近来对若干元素的測定值^[12], 都說明 $\mu(\lambda) \propto \lambda^{2.75 \sim 2.90}$, 所以采用 λ^3 关系, 不必要地引入了誤差.

X 射綫管窗口 (Be) 的透过率我們采用厂家所給的数值.

不計算互致荧光輻射时 γ_i 的数值沒有必要, 因为在取 I_1 和純 (i) 元素的 I 的比值时它被消去, 但 γ 之值对于互致荧光輻射強度的計算是不可少的. P_k^a 之值以及 ω_k 之值我們取自 Wapstra 等人的专著^[13]. 近年来利用 Auger 效应所測得的 ω_k 值其精确度远高于用古老的 X 射綫法所得的結果, Burhop 的关系已得到了实验值的証实. S_k 之值則取自 $\mu(\lambda)$ 曲綫, 并参考了 Compton 及 Allison 的数据^[14]. 以 Ni 为例:

$$\begin{aligned} P_k^a &= 0.90, & \omega_k &= 0.359, & S_k &= 8.2, & \gamma_a &= 0.283, \\ P_k^b &= 0.10, & & & & & \gamma_b &= 0.031. \end{aligned}$$

由于 $Ni_{k\beta}$ 所激发的 $Fe_{k\alpha}$ 要比 $Ni_{k\alpha}$ 所激发的小十倍左右, 所以在我們計算所达到的精确度內可用 (7) 式来估算.

在計数时,

$$\left(\frac{\delta N}{N} \right) < 10^{-2}, \quad \left(\frac{\delta t}{t} \right) < 10^{-3},$$

故

$$\left(\frac{\delta I}{I} \right) < 10^{-2}.$$

由于考虑到 W_L 系射綫对 $Ni_{k\alpha}$ 的激发作用, 我們也用 Cr 靶管作了試驗, 計算結果和实验数据的对比見图 2, 图 3 及表 1、表 2、表 3. 从这些結果我們可以得出如下的結論:

(1) 用 Миркин 吸收数据所計算的理論曲綫和实验的結果符合得比用 Liebhafsky 吸收数据所計算的理論曲綫好, 而 $Fe_{k\alpha}$ 輻射強度符合得比較滿意, $Ni_{k\alpha}$ 之所以偏高估計和 W_L 系对 $Ni_{k\alpha}$ 的激发效应有关.

(2) Cr 靶管所求得的结果和 W 靶管所求得的结果不同, 估計原因在于 $i(\lambda)$ 的变化和 W 靶的不同, 看来长波部分強度要大一些.

(3) 常压制度和全波整流制度下的結果差別一般在 3% 以內.

(4) Be 窗口的吸收对 I_{Ni}/I_{Ni}^0 比值的影响在 2% 以內.

我們也曾把 (4) 式应用到 Nb-Mo-Zr 三元系合金去. 值得指出的是; 在高 Nb 含量的合金里 $Nb_{k\beta}$ 对 Zr 的荧光效应頗不小 ($\lambda_{Nb_{k\beta}} = 0.666 \text{ \AA}$, $\lambda_k^{(Zr)} = 0.688 \text{ \AA}$), 可达 20% 左右加上这部分互致荧光效应以后, Zr 的含量的測定就获得較为滿意的結果^[15].

我們深信, 在更精确可靠的 $\mu(\lambda)$ 和 $i(\lambda)$ 数据的基础上, 加以相应的計算設備, 无标准

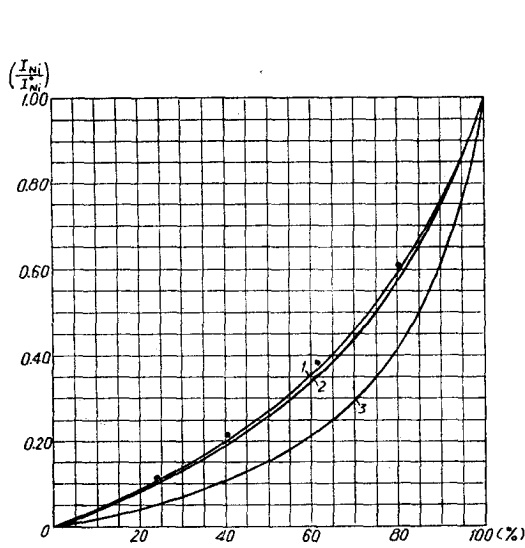


图2 I_{Ni}/I_{Ni}^0 -Ni 含量关系的理論計算曲綫

曲綫 1: 40KV, $\xi = 1$, Миркин 吸收数据, 直接荧光辐射
 曲綫 2: 40KV, $\xi = 1$, Liebafsky 吸收数据, 直接荧光辐射
 曲綫 3: 40KV, $\xi = 10$, Миркин 吸收数据, 直接荧光辐射

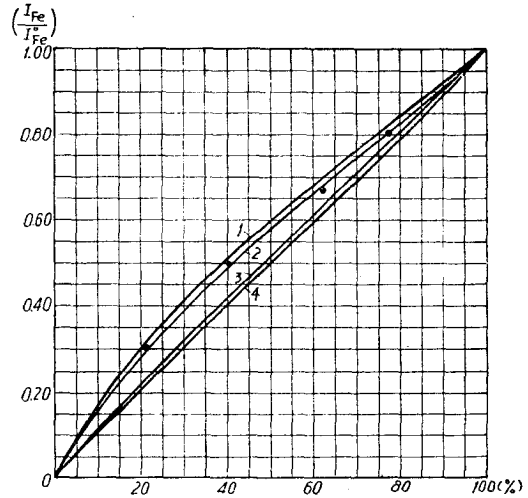


图3 I_{Fe}/I_{Fe}^0 -Fe 含量关系的理論計算曲綫

曲綫 1: 40KV, $\xi = 1$, Liebafsky 吸收数据, 互致荧光辐射考虑在內
 曲綫 2: 40KV, $\xi = 1$, Миркин 吸收数据, 互致荧光辐射考虑在內
 曲綫 3: 40KV, $\xi = 1$, Liebafsky 吸收数据, 直接荧光辐射
 曲綫 4: 40KV, $\xi = 1$, Миркин 吸收数据, 直接荧光辐射

表 1 化学分析結果与荧光分析結果的对比

合金号	化 学 分 析		荧 光 分 析		荧 光 分 析	
	Ni %	Fe %	W 靶管 40KV		Cr 靶管 40KV	
			I_{Ni}/I_{Ni}^0	I_{Fe}/I_{Fe}^0	I_{Ni}/I_{Ni}^0	I_{Fe}/I_{Fe}^0
1	23.5±0.6	77.2±0.0	0.116	0.805	0.096	0.818
2	40.2±1.3	61.8±0.2	0.215	0.670	0.179	0.702
3	60.9±0.4	40.7±0.3	0.384	0.498	0.338	0.540
4	80.3±0.5	21.1±0.2	0.608	0.302	0.557	0.332

表 2 I_{Ni}/I_{Ni}^0 在不同情况下的理論計算值

合金成分		40KV 常 压		40KV 全波整流	50KV 常 压	
Ni(%)	Fe(%)	加 Be 窗口吸收	未加 Be 窗口吸收	未加 Be 窗口吸收	加 Be 窗口吸收	未加 Be 窗口吸收
10	90	0.042	0.045	0.044		
20	80	0.089 (0.081)	0.092 (0.082)	0.094	(0.077)	(0.078)
40	60	0.205 (0.190)	0.210 (0.191)	0.215	(0.182)	(0.187)
60	40	0.363 (0.340)	0.371 (0.344)	0.373	(0.327)	(0.336)
80	20	0.597 (0.573)	0.605 (0.574)	0.610	(0.546)	(0.564)
90	10	0.758 (0.747)	0.771 (0.746)	0.776	(0.730)	(0.736)

注: 1. () 中系用 Liebafsky 吸收数据的計算結果。

2. 用 Миркин 吸收数据的計算結果其合金成分是原子百分比。

表 3 I_{Fe}/I_{Fe}^0 在不同情况下的理論計算值

合 金 成 分		40KV 常 压		50KV 常 压	
Ni(%)	Fe(%)	加 Be 窗口吸收	未加 Be 窗口吸收	加 Be 窗口吸收	未加 Be 窗口吸收
10	90	0.909	0.921		
20	80	0.821 (0.844)	0.823 (0.844)	(0.845)	(0.853)
40	60	0.650 (0.683)	0.664 (0.695)	(0.686)	(0.702)
60	40	0.475 (0.509)	0.490 (0.526)	(0.516)	(0.534)
80	20	0.278 (0.304)	0.289 (0.318)	(0.309)	(0.324)
90	10	0.157 (0.167)	0.163 (0.181)		

注: 1. () 中系用 Liebhafsky 吸收数据的計算結果。
2. 用 Миркин 吸收数据的計算結果其合金成分是原子百分比。

样品的定量分析方法可以获得坚实的基础。

作者对化学分析室同志的协助和汪昌崙同志的协助致以衷心的謝意。

参 考 文 献

- [1] Birks, L. S.: J. Appl. Physics. **31** (1960) 1297; J. Appl. Physics. **32** (1961) 387.
- [2] Seemann, Schmidt, Stavenow: Zt für Naturforschung **16a** (1961) 25.
- [3] Лосев: Изв. АН СССР, Сер. Физ. **24** (1960) 476.
- [4] Блохин: Физика рентгеновских лучей.
- [5] Campbell, W. J.: Advances in X Ray Analysis Vol 3. 109.
- [6] Beattie, Brissey: Analytical Chem. **26** (1954) 980.
- [7] Kirkpatrick: Phys. Rev. **22** (1923) 37.
- [8] Kulenkampf: Ann. Physik. **43** (1943) 494; Fuchs, Kulenkampf: Zt. Physik **137** (1954) 583.
- [9] Stephenson, Mason: Phys. Rev. **75** (1949) 1711.
- [10] Liebhafsky: X Ray Absorption and Emission in Analytical Chemistry.
- [11] Миркин, Л. И.: Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов.
- [12] Sweeney, Seal, Birks: Acta Spectrochemica **17** (1961) 364.
- [13] Wapstra, Nijgh, Van Lieshont: Nuclear Spectroscopy Tables (1959).
- [14] Compton and Allison: X Ray in Theory and Experiment.
- [15] 李华林、丁家言: X-射綫荧光定量分析研究报告 (1962.7).

ON THE INTENSITY OF MUTUALLY-INDUCED X-RAY FLUORESCENCE BETWEEN ELEMENTS

CHEN CHI LI HUA-LIN DIN JIA-YEN

ABSTRACT

A formula is derived for the intensity of mutually-induced X-ray fluorescence between elements, and is found to be in agreement with experiment.