

有轻元素存在的薄靶中重元素 表面质量的测定*

江 栋 兴

(北京大学)

本文建议的方法能够测定靶中重元素($Z \geq 28$)成分的表面质量。即使有其他元素成分存在,但只要它们足够地轻($Z \leq 17$)则仍然可用。该方法利用放射性核素 ^{212}Po (^{226}Rn 的活性沉积物 ^{212}Pb 的子体)的 α 粒子在靶上发生的弹性散射。装置的刻度是借助于一个已知厚度的任何重元素标准靶来完成的。表面质量的测量精度可达 $\pm 1\%$ 左右。

在所有实验,特别是在核物理实验中,靶的表面质量是一个很重要的数据,因为它给出单位面积内所含靶核数目,而这数目是为得到绝对截面所不可缺少的。

当靶的化学成分已知,而靶的厚度又足够均匀时,可用熟知的称重法得到整个靶面积的平均表面质量。通过测量 α 粒子束穿过靶层的能量损失来确定靶厚度的方法则不要求待测靶的均匀性,相反,使用足够准直的 α 窄束可以得到靶面积内的厚度分布。当然,为了得到待测靶的绝对厚度,必须要用到靶物质对 α 粒子的阻止本领数据^[1,2]。

当靶的化学成分并不清楚时,用上述两种方法只能给出相对于各种靶元素成分的平均表面质量,而在实验中感兴趣的数据即单位面积内某种元素的原子数目并不知道。特别是用涂刷办法制作稀土元素靶时,若没有将其保存于惰性气体中,我们一般是不知道靶元素的氧化和含水程度的,因而也就无从知道它的确切化学成分。对于这种靶的表面质量的测量,当然可以直接测量该靶在加速器束流照射下,入射粒子被弹性散射到某一角度的粒子数目,由于卢瑟福散射微分截面是很好地知道的,从而可以得到靶元素(例如某种稀土元素)在单位面积内的原子数目。但是,并不是到处都有合适的粒子加速器可使用的。

本文建议的方法和Turkevich^[3]用来测定月球土壤成分的方法相类似。它基于对放射性核素 ^{212}Po 的 α 粒子被靶元素弹性散射的测量。由于使用了一个在 90° 附近具有大立体角的探测装置,从而补偿了入射 α 粒子通量相当弱的缺点。通过散射粒子能量的测定来区分被重元素($Z \geq 28$)和轻元素($Z \leq 17$)弹性散射的 α 粒子。

一、实 验 装 置

实验测量装置的中心部分如图1所示。它被固定在一个配有抽真空设备的测量室内。探测器输出的信号经过电荷灵敏前置放大器、主放大器,模拟-数字转换器,最后输进“在线”多道计算机系统。

使用的 α 源是从活性氡(^{220}Rn)产生的 ^{212}Pb ,经过序列 β 衰变给出 ^{212}Bi 和 ^{212}Po ,它

* 本工作是作者在法国ORSAY核物理研究所进修期间完成的,有关工作小结曾以该所内部报告的方式散发。合作者有:R. Bimbot, D. Gardès, L. de Reilhac 和 M. F. Rivet。

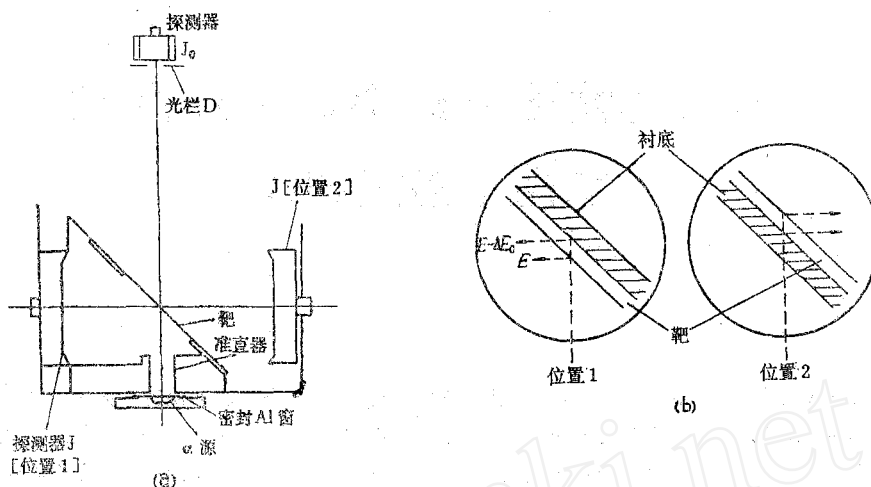
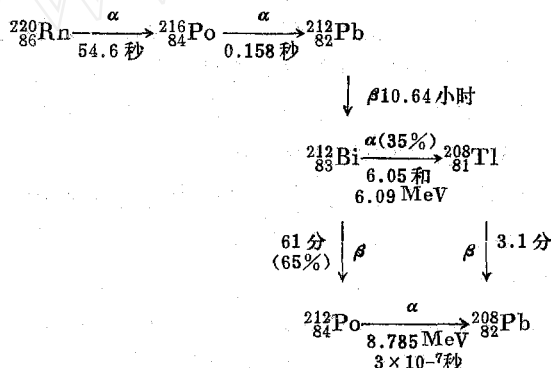


图 1 实验装置图

们进行 α 衰变分别放出 6.05 和 6.09 MeV 以及 8.785 MeV α 粒子，其衰变序列图如下：



活性约 0.1 mCi、沉积斑点为 ϕ 5 mm 的 ${}^{212}\text{Pb}$ 源放置在一个用 1.5 mg/cm^2 Al 箔密封的底盘内。8.785 MeV α 粒子穿过这 Al 箔后，能量损失为 0.63 MeV。为防止由于 ${}^{212}\text{Bi}$ 的扩散沾污测量室和探测器，使用前必须检查源在底盘内的密闭情况。为了保证测量的可靠性， α 源必须放置在源底盘的中心。

一个刚性支撑块用来固定待测靶，使之与准直器的轴线成 45° 角，同时也固定一个 Si (Au) 面垒型探测器 J (其灵敏面积为 450 mm^2)。从而能够保证在严格不变的几何条件下探测散射的 α 粒子。当待测靶具有厚的衬底时，探测器 J 固定在位置(1)上；如果测量薄衬底靶或自持靶时，探测器 J 则固定在位置(2)上。在这两种情形，为了得到最佳的能量分辨率，待测靶面都朝向探测器[见图 1(b)]。靶中心至探测器中心的距离为 1.7 cm。另外，在 α 源的上方，沿准直器的轴方向，装有另一个 Si (Au) 探测器 J_0 ，在其前面放置一个 ϕ 3 mm 的光栏 D。 J_0 的作用是在取下待测靶时，定期地监测 α 放射源的活性。实际上，由于从 ${}^{212}\text{Pb}$ 衰变生成 ${}^{212}\text{Bi}$ 的累积， ${}^{212}\text{Pb}$ 的衰变在最初几小时内并不遵从简单的指数关系，因而为了确定穿过靶的 α 粒子通量，必须用 J_0 进行测量。

准直器限制 α 粒子束的张角。它的直径选择是根据待测靶的面积来进行计算或是通过实验来确定的。实验确定的方法是：用一块对 α 粒子灵敏的硝酸纤维薄膜代替待测的靶，

由于这种薄膜仅对低于 3 MeV 能量的 α 粒子灵敏,所以在 α 源和薄膜间插入一块厚 21 μm 的 Al 减能片,使 8.785 MeV α 粒子能量减到 3 MeV 以下。在这种能量的 α 粒子轰击下,硝酸纤维薄膜上将留下 α 粒子产生的径迹,在经过 10% 的苏打溶液处理(在 65°C 时,25 分钟)后,在显微镜下就可以观察到这些径迹,从而得到 α 源经过各种直径的准直器后,在待测靶位置得到的斑点大小。实验测得结果表明,在上面描述的几何条件下,利用 ϕ 5 mm 和 ϕ 3 mm 的准直器,在待测靶位置分别得到的 α 粒子束流斑点限制在 ϕ 20 mm 和 ϕ 12 mm 的圆圈内。可见,本装置可以用于直径大于这些尺寸的靶的测量。

二、测量原理

质量为 m 、能量为 E 的入射粒子被质量 M 、原子序数 Z 的靶核弹性散射,在 90° 散射角,弹性散射粒子的能量 E' 为:

$$E' = E \cdot \frac{M - m}{M + m}$$

入射粒子散射前后的能量比值决定于它的质量和靶核质量之比值 m/M 。图 2 表示 α 粒子被不同靶核弹性散射后的 E'/E 值。对于 $M=209$ 的 Bi 核, $E' = 0.96 E$, 而对于 $M=27$ 的 Al 核, $E' = 0.74 E$ 。所以,这种测量靶厚度的方法能适用于以 Al 作衬底的重元素靶,因为衬底 Al 的存在并不干扰对靶厚度的测量。实际上,8.155 MeV α 粒子(8.785 MeV α 粒子穿过 Al 密闭窗损失能量 0.63 MeV)被 Al 和 Bi 弹性散射后,其能量差 1.8 MeV。另外,图中还画出了在 90° 散射角, α 粒子弹性散射截面随靶核原子序数 Z 的变化关系。可以看到,对于低 Z 值元素,截面变得很小,从而进一步大大地减小了由于衬底 Al 产生的本底。

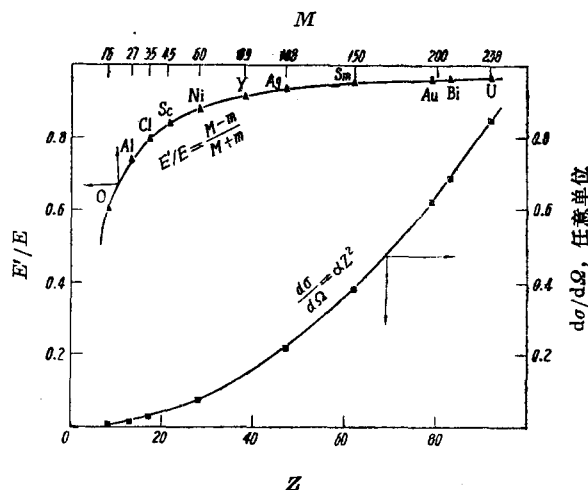


图 2 $\frac{E'}{E} = \frac{M - m}{M + m}$ 和 $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha Z^2$ 随靶核质量 M 和原子序数 Z 的变化关系

1. 弹性散射峰的宽度 十分明显,除探测器本身的能量分辨率的影响外,所得弹性散射峰的宽度还与测量中的几何条件有关。

(1) 当探测器 J 在位置 1 时,峰的宽度基本上由靶的厚度来决定。如果 ΔE 代表穿过 45° 的靶后 α 粒子的能量损失,由于 α 粒子在靶中经过不同路径的最大能量差为 $\Delta E_c = 2\Delta E$ (参见图 1)。造成峰展宽的其他原因还有: α 粒子穿过源底盘的密闭 Al 窗后的能量展宽 $\delta(\Delta E_s) \approx 100 \text{ keV}$,在靶中能损的涨落 $\delta(\Delta E_c)$ 和探测器 J 对 α 粒子束的大的张角。 $\delta(\Delta E_c)$ 的一部分可以归结于能损过程本身的涨落(散离效应),另一部分可归结于靶厚度的不均匀性。关于张角问题,在本装置的几何条件下,散射角的极限值为 45° 和 135° 。但是,在这两个极限角度下,散射粒子的数目是非常小的,而绝大多数散射粒子的散射角处于 67.5°

和 112.5° 之间，我们用这部分散射 α 粒子来估计大的张角所引起的能量展宽。散射角 θ 的变化具有双重效应：一方面它产生散射 α 粒子的能量变化 ΔE_d ，另一方面造成 α 粒子在靶物质中的路径变化，由此引起的能量展宽为 $\delta(\Delta E)_\theta$ 。当探测器 J 在位置 1 时，这两种效应部分地相抵消，于是对于散射角范围，最大能量展宽为 $\Delta E_d - \delta(\Delta E)_\theta = \Delta E_\theta$ 。

在表 1 中，列出了对于 Bi 靶分别为 1.33 mg/cm^2 和 0.5 mg/cm^2 厚时，上述贡献于散射峰展宽的各种因素的粗略估计值。

表 1 各种因素对散射峰宽度的贡献

	位置 1		位置 2		
	1.33	0.5	1	1	0.5
Bi 靶厚, mg/cm^2					
Al 衬底厚, mg/cm^2	衬底相同		—	1	1
$\delta(\Delta E_d)$, keV	100	100	100	100	100
ΔE_c , keV	650	250	—	—	—
$\delta(\Delta E_c)$, keV	60	25	45	45	20
ΔE_θ , keV	130	200	300	300	250
$\delta(\Delta E_s)$, keV	—	—	—	100	100
总宽度, keV	~670	340	320	330	290
观察到宽度, keV	690		260		

我们看到，对于靶厚 1.33 mg/cm^2 时 $\Delta E_c = 650 \text{ keV}$ 是最主要的贡献因素；而当靶厚为 0.5 mg/cm^2 时， ΔE_θ 变得与 ΔE_c 差不多大小。

(2) 当探测器 J 在位置 2 时，在一级近似下，对于在不同靶深度发生弹性散射的 α 粒子，其路程差别为零，从而 ΔE_c 不再出现。但是，此时 ΔE_d 和 $\delta(\Delta E)_\theta$ 不再相互抵消，相反 $\Delta E_\theta = \Delta E_d + \delta(\Delta E)_\theta$ 显著增加。尽管如此，对于自持靶，我们发现弹性散射峰的宽度要比探测器在位置 1 时为窄(见表 1)。对于具有衬底的靶，还必须加上由于 α 粒子在衬底中能损的涨落 $\delta(\Delta E_s)$ 。对于具有 1 mg/cm^2 Al 衬底的 Bi 靶，当其厚度分别为 1 mg/cm^2 和 0.5 mg/cm^2 时，各因素对峰的展宽的贡献也列于表 1 内。我们看到，这时 ΔE_θ 成了峰展宽的主要因素。总之，从表 1 的结果知道：只有对于厚度小于 0.5 mg/cm^2 的薄靶或具有衬底比 1 mg/cm^2 厚的靶，探测器 J 固定在位置 1 才比位置 2 具有更好的能量分辨率。但需指出：我们在作上述分析时，完全忽略了靶和衬底本身的厚度不均匀性的影响。所以，当它们非常不均匀时，上述结论有可能变得不再正确。

在表 1 中最后一行列出了实验观察到的弹性散射峰宽度(参看图 3 和图 4)它与上面的估计值大体相符。

最后，还需指出：所用 α 源发射的 6.05 和 6.09 MeV α 粒子，并不成为一个缺陷，因为上面讨论的峰宽度都显著地小于 8.785 MeV 和 $6.05 + 6.09 \text{ MeV}$ 两组 α 粒子弹性散射峰的分开距离。相反，正可以利用 $6.05 + 6.09 \text{ MeV}$ α 粒子的散射峰，对用 8.785 MeV α 粒子的测量结果进行核对。

2. 表面质量和散射粒子计数率的关系 在实验室系里， 90° 散射角的弹性散射截面为：

$$d\sigma/d\Omega = \left(\frac{1.44 z_\alpha Z}{4E} \right)^2 \cdot 4 \left(1 - \frac{m^2}{M^2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Z 和 z_α 分别为靶核和入射 α 粒子的原子序数。当靶核从 Bi 到 Ni 时, $(1-m^2/M^2)^{1/2}$ 的值从 0.999 变至 0.997, 即使对于氧, 其值亦为 0.968。于是, 我们可将(1)式近似写为:

$$d\sigma/d\Omega \simeq \left(\frac{1.44 z_\alpha}{2} \right)^2 \frac{Z^2}{E^2} = 2.07 \frac{Z^2}{E^2}. \quad (2)$$

对于给定的人射能量 E , 弹性散射的微分截面正比于 Z^2 , 即 $d\sigma/d\Omega = \alpha Z^2$ 。从图 2 的曲线看到: 微分截面值在 Bi 和 Ni 之间下降了近 10 倍, 而在 Ni 和 O 之间又下降了近 10 倍。可见 $d\sigma/d\Omega$ 随 Z 的变化关系提供了一个十分有利于重元素的严格的甄别。当然, 若 Ni(或 Sc)是待测的重元素则是不利的。但是如果此时所含的轻元素是 O(或 Al)时, 仍然不成什么问题。

考虑到表达式(2), 在立体角 $\Delta\Omega$ 内, 单位时间探测到的弹性散射粒子数为:

$$n_\alpha = 2.07 \frac{Z^2}{E^2} \cdot N_0 I \frac{e}{M} \Delta\Omega, \quad (3)$$

这里 N_0 为阿伏伽德罗常数; I 为单位时间内入射到靶上的 α 粒子数; e 为所考虑靶核的表面质量(mg/cm^2)。

实际上, 我们并不直接测量穿过靶的 α 粒子数目, 而是测定通过光栏 D 的单位时间内的 α 粒子数目 i 。但在固定的几何条件下, I 是正比于 i 的, 即 $I = ai$ 。于是,

$$e/M = \frac{1}{2.07} \frac{E^2}{Z^2} \frac{n_\alpha}{aiN_0\Delta\Omega}. \quad (4)$$

在固定的几何条件下, $\frac{1}{2.07 aiN_0\Delta\Omega}$ 为一常数, 它与所选择的靶核无关。表达式(4)变为:

$$e/M = C \frac{n_\alpha}{i} \frac{E^2}{Z^2}. \quad (5)$$

三、装置的刻度

装置刻度的目的就是去决定相应于给定准直器直径的常数 C 值。而且检验 C 值的确与靶核的 Z 无关, 这一点很重要, 因为这样就可以选用任何一种元素的靶来完成对装置的刻度, 如选择容易制备成均匀薄层的元素 Au, 它的厚度可以用称重法或 α 粒子透射法来精确测定。

事实上, 关系式(5)是在 90° 散射角、并不考虑入射粒子在靶中的能损的条件下得到的。在我们的实验条件下, 散射角具有从 45° 到 135° 的较宽范围, 而且入射粒子在靶中的能量损失并不能完全忽略。为了检验在这种条件下 C 是否真的不随 Z 值而变化, 我们测量了几种元素的已知厚度靶对 α 粒子的弹性散射, 考虑到入射 α 粒子在靶中的平均能量随靶厚度而变化, 用 $(E - \Delta E)^2$ 代替公式(5)中的 E^2 。于是, 常数 C 值为:

$$C = \frac{i}{n_\alpha} \frac{Z^2}{(E - \Delta E)^2} \frac{e}{M}. \quad (6)$$

这里 α 粒子在靶中的能量损失 $2 \Delta E$ 是从参考文献 [1,2] 中的列表数据计算的。由于用作刻度装置的靶一般具有较厚的衬底，所以刻度时，探测器 J 位于位置 1。

作为两个例子，图 3(a) 给出具有 Al 衬底的 1.33 mg/cm^2 Bi 靶产生的散射 α 粒子能谱。图 3(b) 则是不确知其成分的氧化 Tb 靶所产生的散射 α 粒子能谱。图上出现的两个散射峰是 8.785 MeV 和 $6.05 + 6.09 \text{ MeV}$ 两组 α 粒子产生的。为了比较不同的探测器位置对能量分辨率的影响，在图 4 中给出探测器 J 在位置 2 时，用自持的 1 mg/cm^2 Au 靶测得的 α 粒子弹性散射能谱。

在这些测量中，测量时间为 5—15 小时，对于 8.785 MeV α 粒子的弹性散射峰，平均计数率约为 300 计数/小时。

刻度的结果证实：常数 C 值的确不随靶元素变化而变化。例如对于 $\phi 20 \text{ mm}$ 的靶和各种准直器直径，所得 C 值列于表 2。可以看到： C 值在实验误差范围内，对于不同的靶元素保持常数值。

表 2 对于不同靶元素的 C 值*

	Bi	Au ₁	Au ₂	Ni
准直器直径 $\phi 5 \text{ mm}$ 时的 C	196 ± 16	197 ± 16	188 ± 13	187 ± 26
准直器直径 $\phi 3 \text{ mm}$ 时的 C	793 ± 67	694 ± 44	842 ± 109	78 ± 218

* 这里 C 值表示为任意单位。

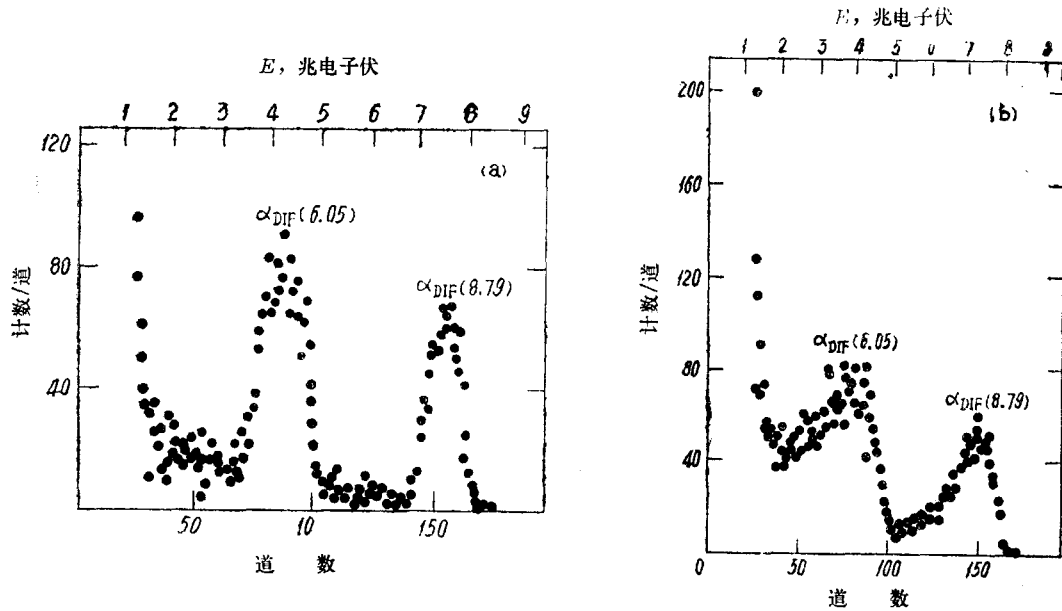


图 3 探测器 J 在位置 1 测得的 α 弹性散射能谱
 (a) 1.33 mg/cm^2 ^{209}Bi 靶，具有 1 mg/cm^2 的衬底 Al；(b) 1.39 mg/cm^2 含水的氧化 Tb 靶，具有 1.52 mg/cm^2 的衬底 Al。

所得平均结果为：

准直器 $\phi 5 \text{ mm}$ ， $C = 192 \pm 20$ ，

准直器 $\phi 3 \text{ mm}$ ， $C = 768 \pm 80$ 。

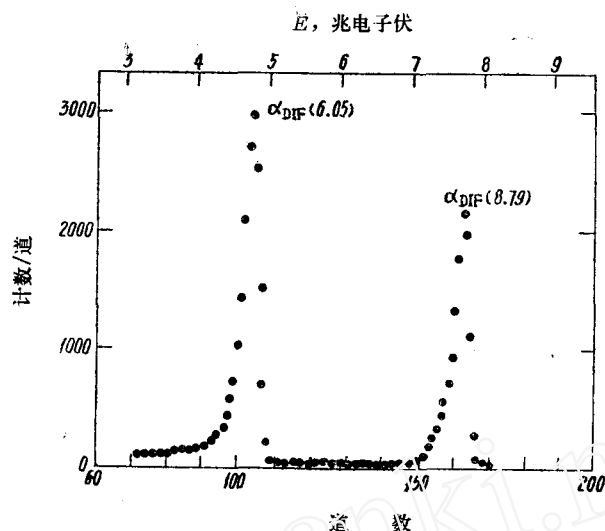


图 4 探测器 J 在位置 2 时从 1 mg/cm^2 厚的无衬底 Au 靶得到的 α 弹性散射谱

C 值的精度包括了统计误差(除个别测量中计数太低外,一般为 $\pm(3\sim 6)\%$),靶厚度的误差($\pm 3\%$)、能量损失 ΔE 的误差(其贡献约 $\pm 1\%$)和 i 值的测量统计误差($\pm 2\%$)。

四、和其他方法所得靶厚度的比较

对 ^{159}Tb , ^{152}Sm 和 ^{147}Sm 三个靶的靶元素含量,用不同方法测量的结果列于表 3。

表 3 不同测量方法所得结果的比较

靶	$e, \text{ mg/cm}^2$ 用本文方法	$e, \text{ mg/cm}^2$ 用中子活化分析	$e, \text{ mg/cm}^2$ 测天然 α 活性
^{159}Tb	$0.91 \pm 11\%$	$0.96 \pm 5\%$	—
^{152}Sm	$0.68 \pm 11\%$	$0.76 \pm 10\%$	—
^{147}Sm	$0.53 \pm 13\%$	—	$0.50 \pm 6\%$

上面三个靶元素的化学状态为介于硝酸盐和氧化物之间的中间化合物,含水量也不清楚。总之,它们的精确化学成分并不知道。对前两个靶即 ^{159}Tb 和 ^{152}Sm 进行了中子活化分析,因为它们通过 (n, γ) 反应的产物是容易测量的放射性同位素。 ^{147}Sm 是 α 放射性的,通过测量靶的 α 活性可以测得 ^{147}Sm 的含量。从上表看到:在测量误差范围内,不同方法测得的结果是相符合的。

五、讨 论

本文建议的方法具有如下限制:由于 α 粒子束斑点具有不可忽略的大小,它只能得到所考虑重元素表面质量的平均值;它只适用于比 $100 \mu\text{g/cm}^2$ 更厚的靶,因为靶再薄,测量时间将变得非常的长;当有两种或几种重元素($Z \geq 28$)同时存在时,由于不能分开它们而不再适用。

但是, 本方法具有明显的优点: 只需要使用在核物理实验室中通常使用的仪器, 并且仅用几小时或十来小时的测量就可达到 $\pm 12\%$ 左右的精度, 而且, 通过使用更精确知道厚度的刻度靶和增加计数时间, 还可以进一步提高测量精度; 它适用于 $Z=28\sim 92$ 范围很宽的元素, 而无论其化学状态: 氧化物或硝酸盐、含水量多还是少等, 只要其他成分足够轻; 对具有 C 和 Al 衬底的靶, 本方法也可应用。

“重”元素和“轻”元素之间的区分是有些任意性的, 但是用图 2 中的曲线允许我们根据散射 α 粒子的能量来估计两种元素被分开的可能性, 也可以估计弹性散射微分截面变得非常小的 Z 值。从曲线看到, 我们大体可以认为轻重元素的分界, 在 $Z \simeq 20$ 附近。的确, 我们用本方法完成了对 $Z=22$ 的 Ti 靶的测量。

最后, 我们使用 ^{212}Pb α 放射源是很方便的。一方面它放出的 α 粒子具有较高的能量, 另一方面半衰期($T_{1/2}=10.6$ 小时)又相当短, 从而减轻了可能沾污测量室和探测器所产生的后果。它的制备是通过母源 ^{228}Th 来得到的, 而这种母源并不是所有实验室都有的。但是我们可以使用具有更长半衰期的 α 放射源(例如 ^{210}Po 或 ^{241}Am), 这时, 可靠的源密封, 而且密封窗要足够薄(因为 α 粒子能量更低)是很重要的。同时考虑到测量室和探测器沾污后难于消除, 放射源的强度要更弱。但应该看到: 更低的入射 α 粒子能量增加了弹性散射的微分截面(正比于 $1/E^2$), 以及放射源具有更长半衰期, i 的测量无须那么频繁, 因而可以进行更长时间的测量。所有这些都意味着使用更弱的放射源是可能的, 或者意味着可以提高表面质量的测量精度。

作者对 P. Trocellier 给予的帮助、Mme. L. Brillard 和 Y. Legoux 帮助制备 α 放射源、H. Jaffrezic (Saclay, Pierre-Sue 实验室) 帮助进行中子活化分析, 以及 Mme. H. Langevin-Joliot 的有益建议, 一并表示感谢。

虞福春教授对本文仔细阅读并提出了修改意见, 作者对此表示谢意。

参 考 文 献

- [1] D. Ward et al., AECL Report n° 4914(1975).
- [2] J. F. Ziegler, *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, Vol. 4, Pergamon Press, 1977.
- [3] A. Turkevich, *Science*, **134**, 672(1961).

(上接第 560 页)

- (Eds. M. Baranger & E. Vogt), Vol. 1, Plenum Press, 1968, p. 183.
- [4] B. M. Bouten, *Theory of Nuclear Structure (Trieste Lectures 1969)*, Vienna, IAEA, 1970, p. 361.
- [5] J. P. Svenne, *Theory of Nuclear Structure (Trieste Lectures 1969)*, Vienna, IAEA, 1970, p. 413.
- [6] A. M. Green, *Nucl. Phys.*, **33**, 218 (1962).
- [7] K. T. R. Davis et al., *Nucl. Phys.*, **84**, 545 (1966).
- [8] W. H. Bassichis et al., *Phys. Rev.*, **160**, 743 (1967).
- [9] H. Uberall, *Electron Scattering from Complex Nuclei*, Part A, Academic Press, 1971.
- [10] R. E. Peierls et al., *Proc. Phys. Rev.*, **A70**, 381 (1957).
- [11] H. A. Lamme et al., *Nucl. Phys.*, **A111**, 492 (1968).
- [12] D. Brink *Proceeding of the International School of Physics "Enrico Fermi" XXXVI*, 1966, p. 247.