

用小电离室测量镭所放出的 γ 射线 的剂量率^{* 1)}

胡 仁 宇

提 要

本工作研究了用石墨、胶木、铝做的不同体积的小电离室的一些性能。并利用它们测出一毫克没有白金包壳的镭所放出的 γ 射线在离源一厘米处的剂量率（考虑了室壁的极化考虑以后）为

$$8.74 \pm 0.27 \text{ 伦琴/小时}$$

如用 Laurence^[12] 对于不同厚度白金包壳的校正,得到当有 0.5 毫米白金包壳时这数值为 8.15 ± 0.27 伦琴/小时这结果与前人工作在误差范围内符合得很好。

一、引 言

镭所放出的 γ 射线在距源一定距离的地方所产生的剂量率在剂量学中是一个很重要的数据。人们常用它作标准来标定其它 γ 源的剂量强度,同时也用它校正各种剂量仪表。Gray, Mayneord 等人^[1-5]都测量过这个数据。

镭和它的子代所放出的 γ 射线能量比较高,它们所产生的快速次级电子在空气中射程很大(如 1 兆电子伏的 γ 射线所产生的康普顿电子的最大射程在两米上下)。因此如还用一般用来精密测量 X 射线或软 γ 射线剂量强度的平行板自由空气电离室来测量镭的 γ 射线的剂量强度的话,为了得到较准确的数据,所用的平板电离室两电极之间的距离就要好几米,这样放射源的强度就要很强,收集极电压也要高到几万伏,除这些以外,在这样大的范围内来进行测量还有其它很多不方便的地方^[1-2]。

由于上述原因,人们想出用原子序数和空气相近的材料做成的小电离室来测量镭的剂量强度的方法^[1-5]。我们也用石墨、胶木、铝等几种材料做了不同体积的电离室,对它们的性能作了一些研究,并利用它们测量镭的 γ 射线剂量强度。

二、小电离室的一般原理和计算公式

通常使用的电离室的体积总在几十到几千立方厘米左右。 γ 射线在这种电离室里所产生的电流有一部分是 γ 射线从室壁上打出的次级电子所引起的,另一部分是 γ 射线在电离室内空气中打出的次级电子所引起的。这样,我们测量到的电离电流就不仅和电离室所在位置空气所吸收的 γ 射线能量有关,而和 γ 射线的能量,电离室室壁材料、几何形状等都

* 1962 年 5 月 23 日收到。

1) 本工作系 1954 年进行,初稿在 1954 年写成,并于 1962 年 2 月正式修改定稿。

有关系。因此很难从所测到的电离电流强度直接推算出放射性物质在该点所产生的剂量强度。

为了克服这个困难, Gray^[1] 想出了一个利用很小体积的电离室来测量的方法。在特定条件下, 从理论上可以推导出所测量到的电离电流和该处被吸收的 γ 射线能量之间的关系^{[8-9][13]}。

如果在介质 A 中有一个空气小洞 ΔV (图 1), 当在介质 A 的原子序数 z 和空气相近, 洞的大小远比 γ 射线打出的次级电子射程为小, γ 射线强度在小洞周围又是均匀的情况下, 在小洞 ΔV 里测到的电离电流和在介质 A 中单位体积所吸收 γ 射线的能量 ΔE_z 之间就有以下的关系:

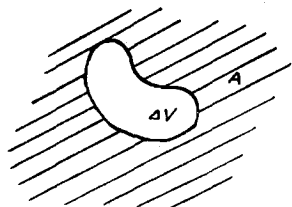


图 1

$$\Delta E_z = \rho J W, \quad (1)$$

ρ 是介质和空气的相对阻止本领 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_z / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{air}$; J 是在

ΔV 中测量到的单位体积内的离子对; W 是在空气中产生一对离子对所需的平均能量。

很容易看出, 如果公式(1)正确的話, 那末可以得到两个结论: (i) $J \propto P$ (ΔV 中气体压力); (ii) J 与小洞 ΔV 的体积无关。当然这两点只是公式(1)成立的必要条件, 而不是充分条件。Gray 和其他作者曾用实验来验证 (i)、(ii) 两点是否正确, 并定出公式(1)的应用范围^[9-11]。他们得到, 当用 $z \leq 13$ 的物质作为室壁材料, 电离室体积 $V < 10$ 厘米³ 时 (i), (ii) 两点可以满足。但也有人指出当 V 减小 (或 P 减低) 时, J 的值有减小的趋势^[10]。

当 γ 射线能量在一、两兆电子伏特左右, 室壁材料的原子序数也不很大时, γ 射线和物质相互作用主要是康普顿散射, 这时介质 A 中单位体积所吸收的 γ 射线能量 ΔE_z 可写成

$$\Delta E_z = E(1 - e^{-\bar{\sigma} n_z}) \simeq E \bar{\sigma} n_z, \quad (2)$$

E 为通过 A 单位体积的 γ 射线总能量, $\bar{\sigma}$ 为康普顿散射截面, n_z 为介质每单位体积内电子数。

在单位体积的标准情况下, 空气中所吸收的 γ 射线能量 ΔE_a 为

$$\Delta E_a = E \bar{\sigma} n_a = \Delta E_z \frac{n_a}{n_z} = \rho J W \cdot \frac{n_a}{n_z} = J W \left(\frac{S_{ez}}{S_{ea}} \right), \quad (3)$$

S_{ez} , S_{ea} 各为原子序数为 z 的材料和空气的每个电子平均阻止本领, 而某处的 γ 射线剂量率 I 就等于

$$\begin{aligned} I &= \left(\frac{\Delta E_a}{W t} \right) \times 4.8 \times 10^{-10} \text{ 伦琴/单位时间} \\ &= \frac{J}{t} \cdot \left(\frac{S_{ez}}{S_{ea}} \right) \cdot 4.8 \times 10^{-10} \text{ 伦琴/单位时间}, \end{aligned} \quad (4)$$

这里 t 为照射时间。

从(4)式很容易看出, 只要实验上测得电离电流 (J/t) 的值, 而 (S_{ez}/S_{ea}) 又能知道的话, 那末就很容易算出该点的剂量率。

关于 S_{ez}/S_{ea} 的值, 最早 Laurence^[12] 假设了射线在室壁上产生的主要是康普顿电子,

采用了 Bloch 的电子能量电离损耗的公式,作过详细的计算.以后 Whyte^[16] 又考虑了带电粒子穿过物质时介质的极化效应,重新计算出 S_{ex}/S_{ea} 的值(见表 1)

表 1 各种材料对 Ra 放出 γ 射线的 $\left(\frac{S_{ex}}{S_{ea}}\right)$ 的值

室壁材料 (S_{ex}/S_{ea})	石 墨	聚苯乙烯	有机玻璃	胶木	铝
	0.999	0.971	0.979	0.985	1.086

以后, Spencer 和 Attix^[14] 又考虑了初级电子还在介质和空气中打出较高能量的 δ 射线.这样,从空洞里有一部分 δ 射线就穿出室外,而由介质进入空洞的电子的能谱分布也要变软一些,他们也求得了各种室壁材料 S_{ex}/S_{ea} 的值.当室壁材料的原子序数不高 ($z \leq 13$) 电离室体积不大时,他们计算出来的结果和 Whyte 计算的结果相差只不过 1—2% 左右.而对于石墨,只差 0.2%.

三、实验装置、测量仪器和测量方法

(一) 小电离室的结构和体积的测量

我们所用的一组小电离室结构如图 2. 它是一个圆柱体,直径最小的约一厘米,最大约 3.2 厘米,深度都在 1.5 厘米左右.电离室壁厚度为 2 毫米左右.前面可以套上一个套子来加大壁厚,最厚可以加到 20 毫米左右(用来外推 γ 射线被壁吸收的效应).中间的收集极是直径约 1.5 毫米,长约 11 毫米的小铝棒.在电离室壁和收集极之间用一层薄铝纸作保护圈,这层保护圈暴露在电离室内的面积很小,因此跑到它上面的离子可以忽略不计.电离室收集极用铜丝连通到测量仪器上,铜丝外面用铝管屏蔽起来,整根引出管长度约 1.5 米.加在电离室两极之间的电压为 270 伏,在这电压下,测量到的电离电流已经饱和,用实验得出由于复合或扩散而损失的离子少于千分之一.

小电离室体积用直接测量几何尺寸计算和用液体(水银或水)注入的两种方法测得.用液体注入的方法测量体积时,所用的是比重经过测定的液体.用后面一种方法测得的体积比前者测得的为大,但相差最多不超过千分之五.

(二) 测量微电流的真空管静电计和测量方法

外电离室的微电流是用以“954”作为静电计管的负回输直流放大器来测量的,线路^[15]如图 3 所示.整个回路放大倍数为六百,每小时零点漂移不超过 5 毫伏.我们所测量的最小电流为 3×10^{-13} 安培,所用的电容约为 30 微微法,因此每分钟内电压就可以改变 0.5 伏,每小时 5 毫伏的零点漂移完全可以略去不计.

静电计管的栅流随天气变化而异,在 3×10^{-15} 安培到 1×10^{-14} 安培范围内起伏,一般

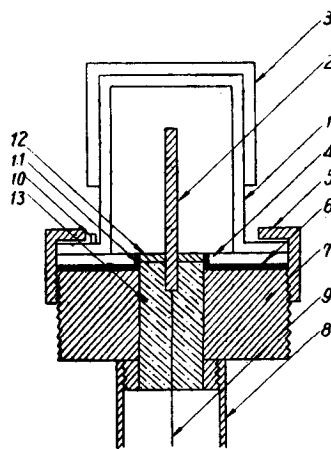


图 2 小电离室结构图

1. 电离室外壳:
材料:(1)石墨;(2)胶木;(内涂胶状石墨)(3)铝;(4)铝。
2. 收集电极(铝); 3. 电离室套子(与外壳同材料); 4. 底板(与外壳同材料); 5. 固定用螺丝(铝); 6. 胶木绝缘板; 7. 铝制底座; 8. 铝管; 9. 铜引出线(通至静电计); 10. 接线柱; 11. 保护圈(铝纸); 12. 地脚(Ceresin); 13. 聚乙烯绝缘子。

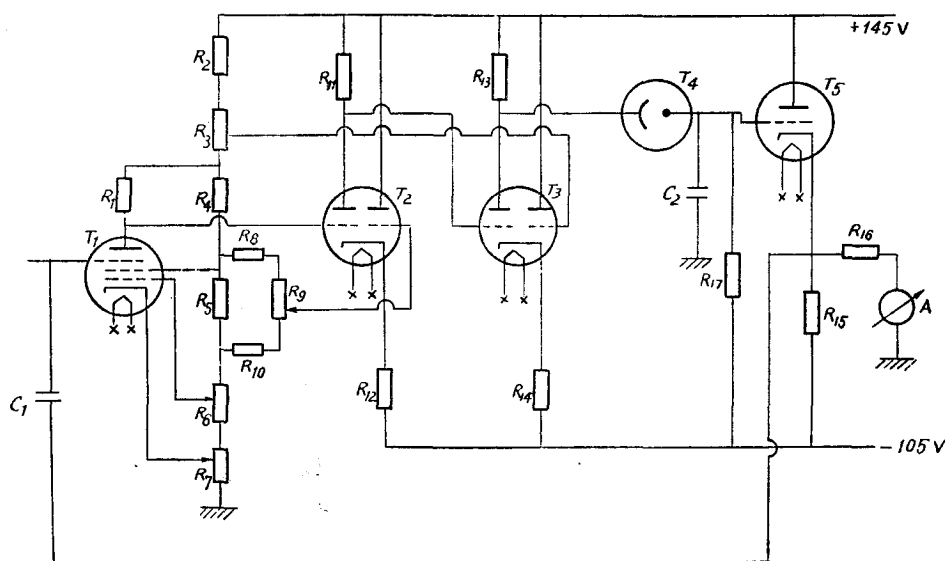


图3 测量微电流用的静电计线路图

T_1 : 954; T_2, T_3 : 12SC7; T_4 : VR105; T_5 : 12J5; R_1 : 50K; R_2 : 20K; R_3 : 10K; R_4 : 1K;
 R_5 : 2K; R_6, R_7 : 2K; R_8 : 600 Ω ; R_9 : 10K; R_{10} : 20K; R_{11} : 1Meg; R_{12} : 300K; R_{13} : 250K;
 R_{14} : 200K; R_{15} : 30K; R_{16} : 50K; R_{17} : 2.0Meg; C_1 : 测量用电容; C_2 : 0.01 μ f; A : 电流计。

(所有真空管灯丝用直流稳压电源串联供给)。

在 7×10^{-15} 安培左右, 而我们所测的电流最小为 3×10^{-13} 安培, 最大到 1.5×10^{-12} 安培, 一般在 8×10^{-13} 安培左右。因此栅流只占电离电流的 1% 左右。在测量过程中, 即使栅流有 $\pm 20\%$ 的起伏, 它所引起的误差也不过千分之二。

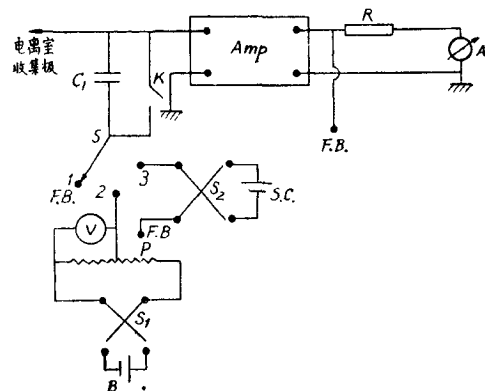


图4 测量线路图

C_1 : 测量用电容; K : 短路开关; F. B. 回输线; A : 电流计; R : 50K Ω ; Amp. 直流放大器; S_1, S_2 : 倒向开关; V : 伏特计; P : 电位计; B : 干电池; S. C.: 作为“标准”电池用的干电池; S : 波段开关。

电离电流是用 Townsend 平衡法^[7,13] 来测量的。测量线路如图 4。

测量时, 打开短路开关 K , 电离室的电离电流就向电容器 C_1 充电, 使直流放大器输入栅极的电位不断提高, 电流计 A 就会偏转。这时我们将波段开关 S 开到“2”的位置上¹⁾, 转动电位计 P 的接触点来改变电容器 C_1 另一极电位, 这样来维持直流放大器输入栅极的电位(对地来说)不改变, 这时电流计的读数也维持在零附近。电容器上由于电离电流充电而提高的电位数值, 可以由伏特计 V 读出, 等到 V 的指示接近我们所用的“标准电池”的电动势²⁾(E)时, 我们把开关 S 转到“3”的位

1) 事实上, 短路开关和波段开关 S 从 1 $\rightarrow$ 2 的开关是联动的。

2) 我们用一个新的 1.5 伏甲电池作为“标准电池”, 只取电压而从不取电流。它的电动势, 我们在两个月当中, 在不同温度的条件下测量过多次, 证明在使用的一段期间内, 它的电动势 E 的改变小于千分之一 (只要温度在 12~18 $^{\circ}$ C 之间)。

置上,用停表记下将电容器充到 E 的电位(指针经过电流计的零点)所需要的时间 t ,这样电离电流为 $I = Q/t = CE/t$.

用这种方法的好处是可以减少由于收集极和地之间有一电位差存在时而产生的漏电,又能提高充电电位 E 读数的准确度.

(三) 测量用的电容 C_1 的结构及其电容量的测定

我们测量用的电容 C_1 是一个自己工厂制造的圆柱形电容,结构如图5. 外面是一个内径为16.11毫米的铝管,中间是直径为7.07毫米的铝棍. 整个电容由三段组成,总长为46.16厘米,它与保护电极之间距离为0.5厘米. 从这些几何尺寸算得的电容为31.31微微法. 再加上回输引线和栅极引线在短路开关 K 附近有很小的杂散电容(这电容用电桥测定为0.45微微法),因此,用这种方法求得的电容总值为31.76微微法.

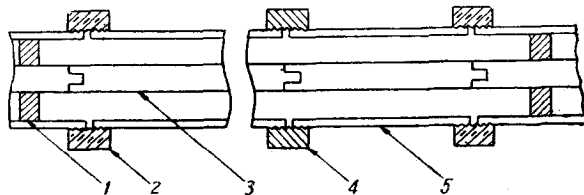


图5 测量用电容的结构图

- 1. 聚乙烯绝缘子
- 2. 胶木连接螺丝
- 3. 电容中间电极(铝)
- 4. 铜连接螺丝
- 5. 电容外电极(铝)

另外,我们又用电容电桥测量过,测得这电容总值为 32.0 ± 0.2 微微法. 两种方法所测得的结果相差约为1%. 我们无法判断那一种方法比较准确¹⁾. 因此,估计电容测量的误差估计在 $\pm 1\%$ 上下,而这是总误差的最主要来源.

(四) 放射源的安放和它与电离室间距离的测定

我们所用的鐳源是装在长2.94厘米、外径2.3毫米的白金管子里的,为了减少源附近物质对 γ 射线的散射,我们把鐳源支在一个很轻的铝支架上,这个支架用长约1.5米的铝管固定在测量距离用的精密刻度机的移动平板上. 源的轴线和电离室的顶部平行. 源和电离室间的距离是移动平板,使放源的铝支架前面的小尖端和电离室壁接触的电讯号来指示,然后在刻度机上读出的,精密度可以到0.01厘米.

(五) 整套实验装置在实验室中的安排和 γ 射线散射影响的估计

为了减少 γ 射线的散射,把源和小电离室都放在实验室的中央. 源和电离室的最大距离为20cm,它们和放在地上的铁制刻度机的距离为1.5米,与天花板间距离约两米,和四周墙壁的平均距离为1.8米,和测量仪器距离1.5米整个仪器的安排如图6图7所示.

在这样的布置条件下, γ 射线经周围物质散射而进入电离室的部分和直接射入部分的比例可以按下面公式来估计^[2,5]:

$$\frac{E_s}{E_{in}} = K \frac{a^2}{\gamma^2}, \quad (5)$$

E_s 为散射到电离室内 γ 射线强度; E_{in} 为直接入射的 γ 射线强度; a 为源到电离室的距离; γ 为源到周围物质的平均距离.

1) 这是因为这两种方法的可靠性都有些问题. 电容电桥因为我们手头没有标准电容,没有经过校准. 而用几何尺寸计算的也有问题,由于中心铝棍不圆(直径相差 $\sim \pm 1\%$),而聚乙烯绝缘子离电容只有2厘米左右,可能引起两端电场的畸变.

Gray 指出^[3] $K \sim 0.05$ 到 0.1 之間,在我們的具体情况下,两者之比为

$$E_s/E_{in} < 0.1 \frac{20^2}{150^2} \approx \frac{1}{500}.$$

为了加大源和电离室与测量仪器間的距离,我們用了一根長約 1.5 米的鉛引出管。γ 射綫在这引出管内也会引起电离,虽然我們测量微电流的方法

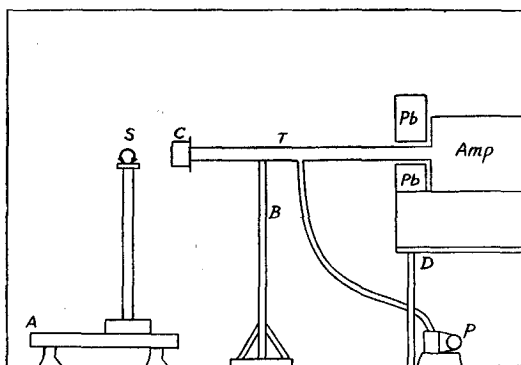


图 6 实验室布置示意图

A: 刻度机; S: 放射源; C: 电离室; T: 連通管;
B: 木支架; Pb: 十厘米厚厚鉛屏蔽; Amp. 直流放
大器; D: 桌子; P: 真空抽气机。

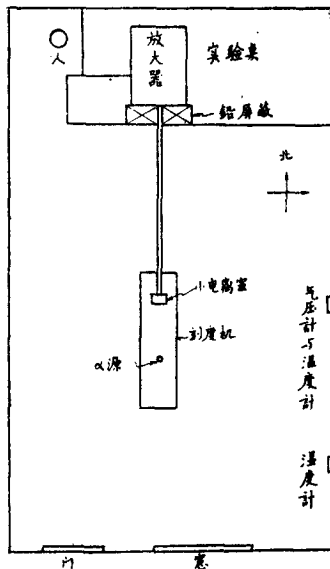


图 7 实验室平面布置示意图

是平衡法在中間銅引出綫和鉛管之間所加的电压几近乎零,但实验指出,在它們之間存在着約为 0.3 伏的接触电位差,因此仍有相当大一部分离子会被收集。为了解决这問題,我們將整根鉛引出管密封起来,用机械泵将其中空气抽去,使引出管内气压低于 0.1 毫米 Hg,这时 γ 射綫在引出管内产生的离子已可略去不計。

此外,在直流放大器安放第一級靜电計管的金属盒与輸入端相連接的地方,也用了十厘米厚的鉛砖屏蔽起来。这样,金属盒內由于受到 γ 綫的照射而产生的电离可以略去不計。

在实验过程中,每隔 $1 \sim 2$ 小时,我們都記錄气压、温度和湿度的数据,以便对电离室內气体的相对阻止本领进行校正。估計由这些仪器所可能引起的誤差对最后絕对值的影响小于千分之五。

四、測量結果和討論

(一) 电离电流和源到电离室中心距离間的平方反比关系

如果所用的放射源为点源,电离室的尺寸和它与源之間的距离比較可以略去的話,那末电离电流的強度和源到电离室中心距离之間的关系,應該严格遵守平方反比定律。但在我們的实际条件下,小电离室的几何尺寸($1 \sim 2$ 厘米)和它与源之間的距离($3 \sim 20$ 厘米)相比,并不能略去不計,而源又有一定大小($\phi 2.30$ 毫米 $\times$ 長 29.4 毫米)。从下面两个因素的影响中,我們就可以看出并不能把源到电离室几何中心的距离算成是等效平均距离。

(i) 由于源和电离室都是有限大小,从源的某一点(A)放出的 γ 射綫到电离室某一个

小体积元(ΔV)时(如图 8),它的强度确应遵守平方反比定律。但是当我们要求出整个源放出的 γ 射线在整个电离室范围内的平均强度时,这值并不等于把 γ 射线看成都是从源的中心点(S)放出,而在电离室几何中心 G 点上的 γ 射线强度。如果源的强度分布和电离室形状为已知,那末对于每一个

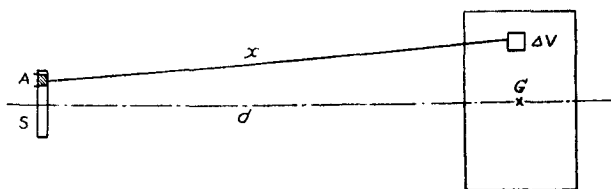


图 8

个特定的位置,可以用积分严格求出有效平均距离,不过这时电离室的有效中心的位置随着源和电离室的距离改变而改变。Mayneord^[2]曾计算了电离室为有限大小的情况,当源和电离室间距离减小时,电离室的深度越大,使有效中心移近,而半径越大时使有效中心移远。当源是有限大小时,其效果总是使电离室有效中心移远。

(ii) 由于康普顿散射所产生的次级电子角分布并不是各向同性的,向前的比向后的要多¹⁾,因此对于在电离室内产生电离电流的贡献来说,离 γ 源近的一面比离源远的一面要大一些。而且康普顿电子的角分布又随着 γ 线的能量、不同的物质而改变,所以不能得到一个普适的计算公式。一般说来,它的效应是使源与电离室间有效中心的距离比几何中心移近一些。

如果想用理论计算来校正这影响,往往是不可能的((i)的影响原则上可以用严格的积分求出),所以都设法通过实验校正,前人一般是把源移远,使得电离室尺寸和它与源之间距离相比可以略去不计^[2,5,6]。

在我们的具体情况下,由于源强和电流测量本底的限制,不能把源拉得更远一些(一般来说,我们所用的源到电离室几何中心的距离和电离室深度之比在五到十之间)。同时,我们在实验中准确测得的数据是相对距离(即两次测量中源所移动的距离),而不是源到电离室几何中心的实际距离。为了避免由于电离室几何中心测量不准而带入的系统误差,我们采用了下面的办法²⁾。对每一个小电离室我们不只是把源放在一点上,测一次电离电流,而是把源放在不同位置上(这些位置的相对距离可以测得很准,误差可在 0.01 厘米左右),求得一组电离电流 I_i 的数据。如果我们每次测得源和几何中心距离为 r_i ,而几何中心测量可能带入的系统误差(Δr_1)以及有效中心和几何中心固定相差的部分(Δr_2)的总和为 Δr ($\Delta r = \Delta r_1 + \Delta r_2$),那末 $I_i(r_i + \Delta r)^2$ 应等于常数,也就是说,

$$t_i/(r_i + \Delta r)^2 = c \text{ (常数)}, \quad (6)$$

t_i 为将测量电容(31.75 微微法)充电到“标准电池”的电动势(1.556 伏)所需的时间。再用最小二乘法来处理这组数据,求得外推到 $r \rightarrow \infty$ 时 t/r^2 的值。展开(6)式:

$$t_i/r_i^2 \left[1 - \left(\frac{\Delta r}{r_i} \right) + \dots \right] = c,$$

1) 康普顿电子散射角度都小于 90° , 不可能散射到后半圆。这里是包括了康普顿电子经过物质层时的多次散射的效应。

2) 用这办法只能消除由于几何中心测量不准而带入系统误差 Δr_1 以及康普顿散射所造成有效中心前移当中不随测量距离改变的一部分 Δr_2 并不能消除有限大小的影响。不过根据我们实验的结果,就不用这种方法处理在测量所用的最小距离上,数据和平方反比定律的偏差也不超过 $\pm 1\%$ 。

略去 $\left(\frac{\Delta r}{r_i}\right)^2$ 以上的高次项, 并取对数, 即得

$$\log_{10} t_i / r_i^2 - \frac{0.8685 \Delta r}{r_i} = \log_{10} c + \text{误差 } e_i, \quad (7)$$

令 $\log_{10} \frac{t_i}{r_i^2} = y, \quad \frac{1}{r_i} = x, \quad \log_{10} c = b, \quad 0.8685 \Delta r = m$

(7) 式即可写成

$$mx_i - y_i + b_i = e_i, \quad (8)$$

使 $\sum e_i^2 = \text{极小}$, 就可以得到

$$b = \log c = \frac{\sum x_i^2 \sum y_i - \sum x_i y_i \sum x_i}{\sum x_i^2 \sum 1 - (\sum x_i)^2}. \quad (9)$$

由(9)式求得 c 的值, 就是从这组测量中求得的较好的数值. 现举一个具体的例子如下:

表2 用 $V=2.113$ 厘米³ 的铝电离室, 壁厚 1.082 厘米

r_i (厘米)	t_i (秒) (已经过气压温度校正)	x_i	y_i	$x_i y_i$
15.99	149.6	0.062539	-0.23265	0.014550
14.99	131.4	0.066711	-0.23298	0.015542
12.99	98.5	0.076982	-0.23360	0.017983
10.99	70.5	0.090992	-0.23406	0.021297
8.99	47.1	0.111235	-0.23450	0.026085
7.99	37.3	0.125156	-0.23399	0.029283
6.99	28.5	0.143061	-0.23351	0.033406

$$\sum x_i = 0.67668, \quad \sum y_i = -1.63527, \quad \sum x_i y_i = 0.15815,$$

$$\therefore c = \frac{t_0}{r^2} = 0.585,$$

现将各种电离室所测得的数据 (用上述方法处理并已加室壁吸收 γ 线效应之校正), 列于表 3、表 4、表 5.

表3 石墨电离室测量数据

号 碼	体积(厘米 ³)	t/r^2 (秒/厘米 ²)	$V \cdot t/r^2$	测量日期
1	1.211	1.032 ± 0.003	1.250 ± 0.003	54.4.17
2	2.053	0.643 ± 0.003	1.256 ± 0.006	54.4.23
2	2.053	0.642 ± 0.002	1.252 ± 0.005	54.4.26
3	3.136	0.399 ± 0.002	1.250 ± 0.005	54.4.23
4	4.784	0.262 ± 0.001	1.254 ± 0.003	54.4.16
5*	10.527	0.118	1.245	54.4.22

Vt/r^2 之平均值为 1.253 ± 0.002 (*未平均入内)

表 4 鋁电离室的测量数据

号	碼	体积(厘米 ³)	t/r^2 (秒/厘米 ²)	Vt/r^2	測量日期
1		2.113	0.532 ± 0.004	1.124 ± 0.008	54.4.20
1		2.113	0.529 ± 0.003	1.118 ± 0.007	54.4.15
2		4.778	0.234 ± 0.001	1.118 ± 0.005	54.4.15
2		4.778	0.235 ± 0.002	1.124 ± 0.007	54.4.20
3*		10.524	0.108	1.131	54.4.20
平均 值				1.121 ± 0.003 (*未平均入內)	

表 5 胶木电离室的测量数据

体 积 (厘米 ³)	t/r^2 (秒/厘米 ²)	Vt/r^2	測量日期
4.663	0.273 ± 0.003	1.271 ± 0.014	54.4.27

从以上数据看来,当电离室体积 <10 厘米³时,单位体积的电离电流与体积无关,我們取小于 10 立方厘米的电离室所测量到的电离电流,求出这三种材料做的小电离室单位体积內离子对的平均值($J \propto Vt/r^2$)如下:

对石墨: $\frac{Vt}{r^2} = 1.253 \pm 0.002,$

鋁: $1.121 \pm 0.003,$
如加上由光电效应产生电子之校正这值应为

$$1.127 \pm 0.003,$$

胶木: $1.271 \pm 0.014,$

(二) 不同物質的相对阻止本领

从上面得到的数据可以求出这几种材料間对鐳所放出的 γ 射线打出的次级电子的每个电子平均相对阻止本领:

$$S_1 = \frac{S_{Al}}{S_c} = 1.111 \pm 0.004,$$

$$S_2 = S_{胶木}/S_c = 0.986 \pm 0.01.$$

因为我們不論用那一种电离室时,中間收集极都是鋁做的。在石墨电离室的情况下,

表 6

	Laurence 計算得到的数据 ^[12]	Whyte 計算得到的数据 ^[13]	Gray 的實驗数据 ^[6]	我們的實驗数据
S_1	1.106	1.087	$1.090^{1)}$	1.117 ± 0.004
S_2	0.981	0.986		0.981 ± 0.011

1) Gray 的實驗中所用各种电离室的底板都是硬橡皮(Ebonite)做的,而收集极都是鋁做的,对这影响他在处理数据时没有考虑,估計在他的实验条件下,这部分的面积約占了 25%,如考虑了这个影响,他的数值应为 1.120.

从铝上打出的次级电子所产生的电离电流估计(按面积估计)平均约占 5%。在胶木电离室的情况下,这部分估计约占 3%,此外,在用胶木作电离室壁时,底板还是用石墨板,在其它部分的内壁也涂了一层胶状石墨作导体,因此在这情况下,估计有 20% 的电离电流是石墨中打出的次级电子所引起的。如加上这些修正, S_1 应为 1.117 ± 0.004 , 而 S_2 为 0.981 ± 0.01 。现将我们的结果和由 Laurence 理论计算得到的以及 Gray 实验得到的结果的比较,列入表 6。

(三) 室壁对 γ 射线吸收效应的校正

因为散射后光子的角分布和能量改变的情况相当复杂,很难从理论上计算出室壁对 γ 射线的吸收效应,我们用实验来定出这个校正项。在其它所有条件都固定的情况下,只改变电离室壁厚(只要改变 γ 射线入射的一面即可)测量其电离电流,作电离电流和壁厚的关系曲线,将曲线外推到壁厚等于零的情况,就得到没有吸收时的电离电流,同时这直线的斜率就是在这具体安排下的有效吸收系数(图 9)。我们得到

对铝: $\sigma_{\text{eff}} = (9.88 \pm 0.6) \% \text{ 厘米}^{-1}$
 石墨: $\sigma_{\text{eff}} = (5.70 \pm 0.34) \% \text{ 厘米}^{-1}$
 胶木: $\sigma_{\text{eff}} = (3.99 \pm 1.40) \% \text{ 厘米}^{-1}$

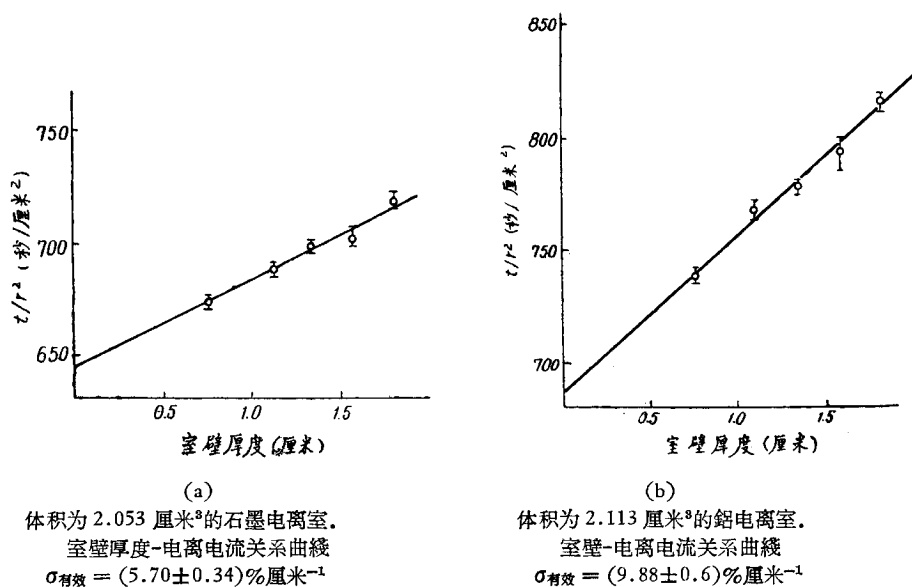


图 9

这数值不能直接用理论来验证,因为经过康普顿散射后的 γ 射线,仍有可能再打出次级电子,由于能量较以前低,打出次级电子的可能性反而大。除此而外,散射光子的角分布等更加使吸收情况变得复杂。Gray^[7] 指出这样的有效吸收截面大概等于 σ_a 。我们认为这数值应比 $\mu = \sigma_s + \sigma_a$ 小一些但不一定近于 σ_a 。

铝对于镭所放出的 γ 射线的吸收系数^[16]:

$$\sigma_a = 0.071 \text{ 厘米}^{-1},$$

散射系数:

$$\sigma_s = 0.103 \text{ 厘米}^{-1},$$

$$\mu = \sigma_a + \sigma_s = 0.174 \text{ 厘米}^{-1}.$$

我們得到的 $\sigma_{\text{eff}} = 0.99 \text{ 厘米}^{-1} \pm 0.06$ 是在 σ_a 与 μ 之間.

我們用另一种方法来核对自己得到的数据的符合程度. 在相似的几何条件下, 不同物質的吸收系数应和单位体积內所含电子成正比(因为主要是康普頓散射), 而单位体积的电子数正比于 $z\rho/A$. z/A 在輕核等于常数, 所以吸收系数应和密度成正比. 因此如果以我們求得的石墨对鐳放出的 γ 射綫的有效吸收系数 0.057 厘米^{-1} 为准, 用密度的比例求得鋁应为 0.095 厘米^{-1} , 胶木为 0.050 在誤差范围内, 与实验数据相符.

求得吸收系数后, 就不必每次再重复用外推法. 只要所用电离室壁厚大于康普頓电子最大射程, 用上面求得的吸收系数加以校正就行. 前面表 2 到表 5 中所列的数据都是用这方法校正的.

(四) 鐳所放射的 γ 射綫的剂量强度

先将我們所用的鐳和北京医院一个由居里实验室測定过的鐳 (10.06 ± 0.10 毫克) 比較, 比較的方法是将两个鐳源先后放在同一位置上, 用石墨和鋁的小电离室測得它們所产生电流的大小. 比較結果是我們所用的鐳源相当于沒有白金外壳包的 48.95 ± 0.50 毫克鐳.

每一毫克鐳在一厘米远处的 γ 射綫的剂量率:

$$R = CVr^2 \cdot 3600 \cdot 3 \times 10^9 / 6\nu M\tau, \quad (11)$$

式中 C : 测量电容的大小(法拉); V : “标准电池”的端电压(伏特);

r : 距离(厘米); M : 鐳含量(毫克);

t : 将测量电容充到 V 所需的时间(秒);

S : 所用物質与空气每电子平均相对阻止本领(即 S_{ex}/S_{ea});

ν : 电离室体积.

將我們实验所測得的数据代入:

$$C = 31.75 \times 10^{-12} \text{ 法拉}; \quad V = 1.556 \text{ 伏}; \quad M = 48.95 \pm 0.50 \text{ 毫克};$$

而在石墨的电离室时 $\nu t/r^2$ 之平均值为 1.253; 根据 Laurence 的数值 $S = 0.977^{[12]}$, 代入(11)式, 得到 $R = 8.93$ 伦琴/小时.

C 可能有 $\pm 1\%$ 誤差, M 的誤差也为 $\pm 1\%$ 左右, 而 $\nu t/r^2$ 也几乎有 1% 的誤差, 因此 R 的誤差最大可能有 $\pm 3\%$, 所以 $R = 8.93 \pm 0.27$ 伦琴/小时. 如按 Whyte^[16] 的 S 值重新計算($S = 0.999$), 得到 $R = 8.74 \pm 0.27$ 伦琴/小时.

为了折合到相当于 0.5 毫米厚白金包壳的情况, 可利用 Laurence^[12] 的实验公式:

$$R_t = R_0 - 1.17t, \quad (12)$$

R_0 为沒有白金包壳时的剂量率; t 为包壳的厚度(毫米). 用我們得到的数据代入(12)式, 就得到有 0.5 毫米厚白金包壳的鐳源, 每一毫克在 1cm 远处的剂量率为 8.35 ± 0.27 伦琴/小时(按 Laurence 的 S 值計算), 和 8.15 ± 0.27 伦琴/小时(按 Whyte 的 S 值計算).

前人的結果都是校正到鐳源包有 0.5 毫米白金壳时的剂量率, 現將他們的結果^[5] 和我們的数据的比較, 列入表 7¹⁾.

1) 校正值系采用 Laurence 的 S 值計算, 并加了室壁吸收改正的数值.

表7 本实验结果与前人结果比较

作 者	原 发 表 值	校正值(0.5 毫米白金壳) ¹⁾
G. C. Laurence ^[12]	8.35	8.35
G. W. C. Kaye & W. Binks ^[1]	8.0	8.3
W. V. Mayneord ^[2]	8.3	8.4
L. H. Gray ^[3]	8.4	8.5
T. N. White 等	8.47	8.47
E. Darder 等	8.38	8.38
A. Ghosh 等 ^[5]	8.44	8.44
我们的结果	8.35	8.35±0.27

从表7中看出,我们测量的结果和前人在误差范围内符合得很好。

这工作是在戴传曾、李德平两先生指导下进行的。他们不但在工作过程中给予具体的指导和帮助,在最后写这篇文章时,也提出不少宝贵的意见,作者乘此机会,向他们表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Kaye G. W. C. & Binks W.: "The Ionization Measurement of γ -Radiation", *Proc. Roy. Soc. London*, A **161** (1937), 564.
- [2] Mayneord & Roberts: "An Attempt at Precision Measurements of γ -rays", *Brit. Jour. of Radiol.* **10** (1937), 365.
- [3] Gray L. H.: "Radiation Dosimetry", *Brit. Jour. of Radiol.* **10** (1937), Part I, 600; Part II, 721.
- [4] Grimmett, L. G. & Read. J.: "The Measurement in Rontgens of the Distribution in Water of Intensity of Radiation from a 3 gm & a 4.9 gm Radium Unit". *Brit. Jour. of Radiol.* **8** (1935), 702.
- [5] Ghosh A., Kastner J., Whyte G. N.: "Gamma-ray Output of Ra", *Nucleonics*, **11** (1953. 6), 70.
- [6] Gray L. H.: "The Experimental Determination by Conization Methods of the Rate of Emission of β & γ Ray Energy by Radioactive Substance", The Isotopes Na²⁴, P³², Co⁶⁰ & I¹³¹. *Brit. Jour. Radiol.*, **22**, (1949), 677.
- [7] Gray L. H.: "The Rate of Emission of γ -Ray Energy by Radium B & Radium C & by Thorium B & Thorium C", *Proc. Roy. Soc. London* A. **159** (1937), 263.
- [8] Gray L. H.: "The Absorption of Penetrating Radiation" *Proc. Roy. Soc., London* A. **122** (1928), 648.
- [9] Gray L. H.: "An Ionization Method for the Absolute Measurement of γ -Ray Energy", *Proc. Roy. Soc., London* A **156** (1936), 578.
- [10] Wang T. J.: "Cavity Ionization Chamber for Measurement of Absorbed X-radiation Anergy", *Nucleonics*, **7** (2) (1950), 55.
- [11] Ibrahim A. K. & Wilson C. W.: "The Ionization Produced by High Voltage Radiation in an Extrapolation Chamber with Walls of Various Atomic Numbers and its Relation to That to be Expected Theoretically", *Brit. Jour. Radiol.*, **25** (1952), 57.
- [12] Laurence G. C.: "The Measurement of Extra-hard X-rays & γ -rays in Roentgens", *Canadian J. of Research*, **15** A (1937), 67.
- [13] Аглинцев: "Дозиметрия ионизирующих излучений", глава V; VIII.
- [14] Hine G. J. & Bronwnell G. L.: "Radiation Dosimetry" Academic Press, Chapter I. INC. (1956).
- [15] Graham R. L. 等: "An a. c. Operated Mass Spectrometer for Isotope Abundance Measurements", "*J. S. I.*" **24** (1947), 126.
- [16] Whyte G. N.: "Density Effect in γ -Ray Measurements", *Nucleonics*, **12** (2) (1954), 18.

THE CAVITY CHAMBER MEASUREMENT OF DOSE RATE OF RADIUM γ -RAYS

HU REN YU

ABSTRACT

In this paper the characteristics of cavity chambers of different wall material (graphite, bakelite, Al) and different volume are studied. Using this method, the dose rate of γ -rays of Ra is obtained. The experimental result is (corrected for density effect of wall material) 8.74 ± 0.27 γ /mg/hr, at 1 cm off the source (without Pt packing). Using the correction factor of the different thicknesses of Pt packing of Laurence^[12], this value becomes 8.15 ± 0.27 γ /mg/hr (Source in 0.5 mm Pt).

This result is in good agreement with previous works within the experimental errors.