

第 2 章 射线与物质相互作用

原子核衰变放射出来的射线在与物质相互作用时，一方面射线能量不断损耗，另一方面射线损耗的能量使物质的分子或原子产生电离或激发。这种过程对于射线探测和射线特征的研究，以及在整个放射性方法勘查中，都有十分重要的意义。

2.1 带电粒子与物质相互作用

2.1.1 带电粒子与物质相互作用的一般特征

具有一定能量的带电粒子，入射到靶物质时，将与物质原子发生相互作用。其主要作用方式有四种：①与核外电子发生非弹性碰撞，②与原子核发生非弹性碰撞，③与原子核发生弹性碰撞；④与核外电子发生弹性碰撞。

这些作用是带电粒子在原子核和核外电子的库仑场中发生的。这些作用引起电离或激发、散射和各种形式的辐射损失，结果使入射带电粒子损失动能和改变运动方向。当然，入射带电粒子也可以穿过原子核的库仑位垒，并与原子核发生核反应。有关核反应在本节将不予讨论，仅就上述几种作用方式分别加以讨论。

1. 与核外电子的非弹性碰撞

当带有正电荷或负电荷的粒子从靶物质原子近旁掠过时，入射粒子与核外电子之间的库仑力的作用，使电子受到吸引或排斥，从而使电子获得一部分能量。如果传递给电子的能量足以使电子克服原子核的束缚，并脱离原子成为自由电子，则原子就分离成一个自由电子和一个失去了一个电子的原子——正离子，这个过程称为电离。原子最外层的电子受原子核的束缚最弱，故这些电子最容易被击出。电离过程中发射出来的自由电子，称为 δ 电子。有的 δ 电子具有足够的动能，可继续与其它原子发生作用。当内层壳层电子被电离后，在该壳层留下电子空位，外层电子就向内层跃迁，同时放出特征 X 射线或俄歇电子。

如果入射带电粒子传递给电子的能量较少，不足以使电子摆脱原子核的束缚而成为自由电子，但可以使原子从低能级状态跃迁到相对高能级状态，这时原子则处于激发状态，这种过程称为激发。处于激发态的原子是不稳定的，在激发态停留很短时间以后，原子便从激发状态跃迁回到基态，这种过程称为退激。退激时，释放出来的能量以光子形式发射出来，这就是受激原子的发光现象。

带电粒子与核外电子的非弹性碰撞，导致原子的电离或激发，非弹性碰撞是带

电粒子穿过物质时损失动能的主要方式。这种方式所引起的能量损失称为电离损失。

2. 与原子核的非弹性碰撞

带电粒子靠近原子核时，它与原子核之间的库仑力作用使入射粒子受到吸引或排斥，其结果使入射粒子的速度和方向发生改变。这种运动状态的改变伴随着发射电磁辐射，并大大减弱入射粒子的能量。当入射带电粒子与原子核发生非弹性碰撞时，以辐射光子的形式损失其动能，被称为辐射损失。 α 粒子质量较大，与原子核碰撞后，运动状态改变不大。 β 粒子质量较小，与原子核碰撞后，运动状态改变很显著。因此， β 粒子与物质相互作用时，辐射损失是其重要的一种能量损失形式。

带电粒子与原子核的非弹性碰撞，除了改变粒子的运动状态和辐射光子外， α 粒子、质子和其它离子还可以使原子核诱发到激发态，这个过程称为库仑激发。但发生这种作用方式的相对几率较小，本书将不予考虑。

3. 与原子核的弹性碰撞

在弹性碰撞中，带电粒子靠近原子核时，同非弹性碰撞一样，由于库仑力作用，粒子同样受到偏转而改变其运动方向，但不辐射光子，也不激发原子核。按照入射粒子和原子核之间的能量和动量守恒原则，入射粒子损失一部分动能转移给原子核。碰撞后，绝大部分动能仍由入射粒子带走，这样，带电粒子在物质中可继续进行多次弹性碰撞。同样，由于 β 粒子比 α 粒子轻，所以，在弹性碰撞中， β 粒子的偏转比 α 粒子严重。带电粒子与原子核之间所发生的弹性碰撞，是与物质的辐射损伤相联系的，原子核获得反冲能量，可以使晶体原子位移，形成缺陷。

4. 与核外电子的弹性碰撞

入射带电粒子也会与核外电子发生弹性碰撞。核外电子的库仑力作用使入射粒子改变运动方向。根据能量守恒和动量守恒原则，入射粒子会损失掉一些动能。但这种能量转移一般很小，比原子中电子的最低激发能还要小，电子的能量状态没有变化。实际上，入射带电粒子与核外电子的弹性碰撞是入射粒子与整个原子的相互作用，因此，对这种相互作用方式，只有在极低能量($<100\text{eV}$)的 β 粒子入射到物质时方需考虑，在其它情况下，完全可以忽略。

在上述讨论中，只考虑了入射带电粒子与靶物质中单个原子的作用。实际上，带电粒子进入靶物质后，会遭到许多原子的许多次这样的碰撞作用。例如，初始能量为 1MeV 的带电粒子，进入靶物质中所经受的这样的碰撞作用可达 10 次。

通过许多次弹性和非弹性碰撞过程，快速运动的带电粒子被慢化。如果这种靶物质足够厚，最后带电粒子的动能耗尽，停留在物质中，即入射带电粒子被物质吸收了。

发生上述各种相互作用方式的几率大小，对于不同种类的带电粒子和粒子的不同能量区域，情况是十分不同的，而且，同一种相互作用几率大小，与不同的

靶物质元素也有关系，所以，在讨论带电粒子与物质相互作用的时候，有必要区分“轻”带电粒子(例如电子和正电子)和“重”带电粒子(例如 α 粒子，质子和氦核)，以分别进行讨论。

2.1.2 α 粒子与物质的相互作用

1. α 粒子与物质相互作用的主要形式

天然放射性元素进行 α 衰变时，所放出的 α 粒子是高速度的氦原子核，质量数为4，带两个正电荷，初速度约在 $(1\sim 2)\times 10^9\text{cm/s}$ ，能量为 $4\sim 8\text{MeV}$ 。

α 粒子与物质相互作用的主要形式是电离和激发。由于 α 粒子的质量大，它与物质的散射作用不明显。 α 粒子在气体中的径迹是一条直线，这种现象在威尔逊云雾室中可以观察到。 α 粒子与醋酸纤维胶片作用所留下的径迹，构成了当前 α 粒子径迹测量的依据。几乎所有的固体物质都可以不同程度地把周围介质的分子，原子或离子吸附到自己的表面上。利用1913年卢瑟福收集片收集氦子体的 α 粒子的原理，构成了当前 α 卡测量的依据， α 卡的镀铝表面有大量的自由电子，而氦的 α 辐射体带正电，由于静电引力的作用，它可以被吸附在 α 卡上面。辐射 α 粒子的氦子体属气溶胶微粒，电动现象是气溶胶本身的属性，若吸附 α 粒子的卡片上加有负电压，则可提高吸附能力。活性炭物质细孔构造发育，表面积大，由于范德华力的存在，它对能辐射 α 粒子的氦及其子体有良好的吸附能力，构成当前活性炭测量依据。

α 粒子与物质的束缚电子(原子的外壳层电子)发生静电作用，使束缚电子获得能量而成为自由电子，形成自由电子与正离子组成的离子对，这一过程称为电离作用。

如果束缚电子新获得的能量还不足以使它成为自由电子，而只能使其跃迁到更高的能级，则这一过程称为激发作用。此现象如发生在内层(K层或L层)电子壳层，则当电子由激发态跃回基态时，可以发射荧光形式释放能量。这一现象构成当前流物质 α 粒子荧光探测的依据。能量较高的电子，这个电子再次与物质中束缚电子起作用。而发生一次新的电离，形成离子对，这一过程称为次级电离。当 α 粒子通过气体时，据统计有60~80%的离子对是次级电离产生的。

2. α 粒子的射程

α 粒子在穿过物质某一距离后耗尽能量而完全停下来，这段距离，称为 α 粒子

3

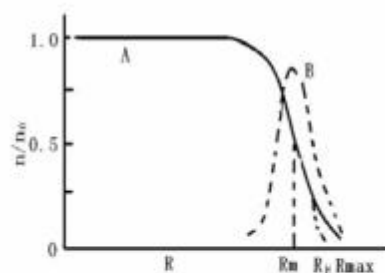


图 2-1 α 粒子射程与计数率的关系 A-单能 α 粒子射程与相对计数率关系曲线；B-曲线A的微分曲线； n/n_0 -相对计数率； R_m -平均射程； R_e -外推射程； R_{max} -最大射程；

在该物质中的射程。

如果将一个薄的 α 射线源放在记录 α 粒子的探测器前面，不断改变 α 源与探测器之间的水平距离 R ，记录相应距离上的计数率 n (单位时间内的计数)，即可得到如图 2-1 所示的曲线。 n_0 为 $R=0$ 时的计数率。从曲线 A 可以看出，在探测器离开 α 源距离不大时，测得的计数率几乎不变，当距离继续增加到某一值时， α 粒子计数率迅速下降，这表明已经到了 α 粒子在空气中射程的末端。同一能量的 α 粒子，它们在空气中的射程大致相同，但有统计涨落，大多数分布在统计平均值附近。其统计平均值 R_m 称为平均射程。 R_m 的求得，通常是对曲线 A 求微分，得到图 2-1 中的曲线 B。曲线 B 最大值所对应的 R 值即为 R_m 。从曲线 A 末端的近似直线部分延长到和横坐标轴相交，交点的横坐标值称为外推射程，用 R_E 表示，而曲线 A 与横坐标轴的交点则称为 α 粒子的最大射程。用 R_{max} 表示。

α 粒子是重粒子，因而它的射程涨落不大。对初始能量为 5MeV 的 α 粒子，射程涨落只有 1%。一般文献中列出的射程都是指平均射程。

在同一物质中， α 粒子射程与其初始能量有关，能量越大， α 粒子的射程越长。能量为 4~8MeV 的 α 粒子，在空气中的射程可以用经验公式计算，即

$$R_0 = 0.318E^{3/2} \quad (2-1)$$

式中， R_0 ： α 粒子在 101324.72Pa、15°C 的空气中的射程(cm)；

E ： α 粒子能量(MeV)。 —

α 粒子在其它介质中的射程，可通过它在空气中的射程 R_0 ，用布喇克-克利曼 (Bragg-Kleemm) 经验公式计算，即

$$R_m = 32 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{\frac{A_m}{\rho}} \cdot R_0 \quad (2-2)$$

式中， ρ —介质密度 (g/cm^3)；

A_m —介质原子核质量数；

R_m — α 粒子在除空气外其它介质中的射程 (cm)。

如果介质为化合物或混合物，则 (2-2) 式中 $\sqrt{A_m}$ 由下式计算：

$$\sqrt{A_m} = \frac{n_1 A_1 + n_2 A_2 + \dots + n_i A_i + \dots}{n_1 \sqrt{A_1} + n_2 \sqrt{A_2} + \dots + n_i \sqrt{A_i} + \dots} \quad (2-3)$$

$i = 1, 2, \dots, m$

式中， n_i —原子量为 A_i 的第 i 种元素原子所占百分数。

从 (2-3) 式可以看出，由于固体介质密度比空气介质密度大得多，因此，粒子在固体介质中的射程是非常小的， α 粒子在固体介质中的射程常用质量厚度来表示。

质量厚度是指介质层单位面积上所具有的质量，它的数值等于介质层线性厚度 d 与其密度 ρ 的乘积，即其质量厚度 $d_m = \rho d$ ，单位为 g/cm^2 。

表 2-1 是天然放射性元素的 α 粒子在 $T=15^\circ\text{C}$ ， $P=101324.72\text{Pa}$ 情况下，在空气中的射程。表中所列天然放射性元素的 α 粒子，在空气中的射程最大为 8.62cm (^{212}Po)。

表 2-1 天然放射性元素的 α 粒子在空气中的射程
($T=15^\circ\text{C}$ ， $P=101324.72\text{Pa}$)

辐射体	能量 (MeV)	射程 (cm)	总电离量 (10^5 对)	辐射体	能量 (MeV)	射程 (cm)	总电离量 (10^5 对)
$^{238}\text{U}(\text{U I})$ 92	4.169	2.60	1.20	$^{220}\text{Rn}(\text{Tn})$ 86	6.282	4.99	1.80
$^{234}\text{U}(\text{U II})$ 92	4.756	3.24	1.37	$^{212}\text{Po}(\text{ThA})$ 83	6.774	5.62	1.94
$^{230}\text{Th}(\text{Io})$ 90	4.660	3.15	1.34	$^{216}\text{Bi}(\text{ThC})$ 84	6.051	4.71	1.74
$^{226}\text{Ra}(\text{Ra})$ 88	4.761	3.29	1.37	$^{212}\text{Po}(\text{ThC}')$ 84	8.785	8.62	2.52
$^{222}\text{Rn}(\text{Rn})$ 86	5.482	4.04	1.57	$^{235}\text{U}(\text{AcU})$ 92	4.372	2.81	1.26
$^{218}\text{Po}(\text{RaA})$ 84	6.002	4.64	1.72	$^{231}\text{Pa}(\text{Pa})$ 91	4.964	3.55	1.43
$^{214}\text{Bi}(\text{RaC})$ 83	5.508	5.48	1.58	$^{227}\text{Th}(\text{RaAc})$ 90	5.887	4.66	1.69
$^{214}\text{Po}(\text{RaC}')$ 84	7.687	6.87	2.20	$^{224}\text{Ra}(\text{AcX})$ 88	5.651	4.31	1.63
$^{210}\text{Po}(\text{RaF})$ 84	5.301	3.83	1.53	$^{219}\text{Rn}(\text{An})$ 86	6.722	5.56	1.93
$^{232}\text{Th}(\text{Th})$ 90	3.933	2.50	1.15	$^{215}\text{Po}(\text{AcA})$ 84	7.365	6.44	2.12
$^{228}\text{Th}(\text{RaTh})$ 90	5.412	3.96	1.55	$^{211}\text{Bi}(\text{AcC})$ 83	6.562	5.42	1.89
$^{234}\text{Ra}(\text{ThX})$ 88	5.677	4.26	1.63	$^{211}\text{Po}(\text{AcC}')$ 84	7.423	6.53	2.13

同一起始能量的 α 粒子，在不同物质中的射程也不同。天然放射性元素的 α 粒子，在空气中的射程虽然有几个厘米，但一张纸就可以将其挡住。表 2-2 列出了 $^{214}\text{Po}(\text{RaC}')$ 的 α 粒子在空气中的射程为 6.87cm ($T=15^\circ\text{C}$ ， $P=101324.72\text{Pa}$)，由表可见 $^{214}\text{Po}(\text{RaC}')$ 在液体、固体中射程约为空气中射程的千分之一。

表 2-2 $^{214}\text{Po}(\text{RaC}')$ 的 α 粒子 (7.687MeV) 在固体和液体中的射程

介 质	射程 (μm)	介 质	射程 (μm)	介 质	射程 (μm)
Li	129.1	Cu	18.3	Au	14.0
Mg	57.8	Zn	22.8	Te	23.3
Al	40.6	Ag	19.2	Pb	24.1
Ca	78.8	Cd	24.2	水	60.0
Fe	18.7	Sn	29.4	酒精	70.5

Ni	18.4	Pt	12.8	汽曲	79.0
----	------	----	------	----	------

α 粒子在空气中的射程和能量的关系曲线见图 2-2。

3. α 粒子与核外电子的作用

α 粒子从介质中通过时，使原子电离或激发。由原始入射粒子产生的电离称为原电离。原电离过程中发射出来的电子，具有足够大的动能，可以继续产生次级电离，经次级电离形成的电子称为 δ 电子或次级电子，而总电离是两者之和。电离过程中产生的电子和失去电子的原子—正离子组成离子对。射线在气体中每形成一个离子对所消耗的平均能量为 W ，即平均电离能。则

$$W = \frac{E}{N}$$

式中， N ——初始动能为 E 的带电粒子被气体完全阻止时形成的离子对数。

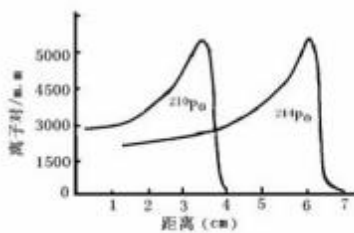


图 2-3 α 粒子在空气中个点的“电离比度”

用时短，即 α 粒子与气体分子或原子作用几率小，因此，比电离较小。随着 α 粒子能量不断损失，速度不断降低，比电离值逐渐增加，最后达到一个峰值。而当 α 粒子能量全部损失后，比电离值迅速下降为零。

带电粒子通过物质时，在所经过的单位路程上，由于电离和激发而损失的平均能量称为碰撞电离能量损失率，通常用 $(-\frac{dE}{dx})_{\text{电离}}$ 表示，负号表示能量随路程增加而

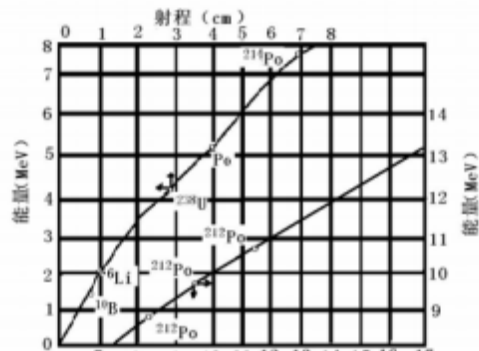


图 2-2 α 粒子在空气中 ($T=15^{\circ}\text{C}$, $P=101324.72\text{Pa}$) 为了衡量带电粒子电离本领的大小，常用“比电离”来表示。比电离也叫“电离比度”，它是指带电粒子在单位路程上所产生的离子对总数，它与介质原子序数 Z 及带电粒子速度有关。图 2-3 为 α 粒子在空气中各点的电离比度。 α 粒子在空气中的 W 值约等于 35.5eV 。

从图中可以看出。比电离值随着 α 粒子离开放射源的距离而变化。当距离比较小时，表明 α 粒子刚离开放射体，速度大，与电子作

减小。能量的损失是由于 α 粒子在介质中不断同电子产生碰撞的结果，因此， $\frac{dE}{dx}$ 也是吸收介质对射线阻止本领的量度，故 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 被称为介质对入射带电粒子的碰撞阻止本领。对于 α 射线 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 可由贝特(Bethe)公式给出：

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}} = \frac{4\pi e^4 Z z^2 N}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] = Wn \quad (2-5)$$

式中， m_0, e ——电子静止质量与电荷；

z, v —— α 粒子电荷数与速度；

$\beta = v/c$ ， c ——光速；

Z ——介质原子序数；

N ——介质单位体积内(1cm^3)的原子数目；

I ——吸收介质原子的平均电离电位；

W ——平均电离能；

n ——电离比度。

从(2—5)式可以看出两点：

① 碰撞电离能量损失率与入射带电粒子速度 v 有关，而与入射粒子的质量无关。(2—5)式中方括号内是一随 v 变化很慢的函数，方括号前面的因子与 v 的平方成反比，即入射粒子能量越小，碰撞电离能损失率 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 越大。这可以解释图 2-3 中距离的末端为什么“比电离”值大。

② 碰撞电离能量损失率与入射粒子所带电荷数的平方成正比。因此，在同一介质中，多电荷的带电粒子的能量损失率大(或介质阻止本领强)。

物质对带电粒子的碰撞阻止本领常用 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 表示。如果带电粒子穿过介质的路程以质量厚度 $\rho \cdot dx$ 表示，则质量阻止本领为 $\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 。表 2-3 列出了 α 粒子在不同

气体中的平均电离能。从表中看到，平均电离能总大于电离能。其原因是电离过程中 α 粒子的一部分能量消耗在电离上，另一部分能量使原子或分子激发，没有变成电子的动能，因而，不产生离子对。

4. α 粒子与原子核的作用

α 粒子通过介质时，还可能与介质原子核发生作用。其一是，与原子核发生库仑力作用而改变运动方向，称卢瑟福散射；其二是， α 粒子还可能进入原子核，使原来

的原子核发生根本性变化，即产生一个新核并放出一个或几个粒子，这种过程称为核反应。例如用 ^{210}Po 放出的 α 粒子打击铍-9 制成的靶，产生碳-12 和中子，这一过程可写成核反应式：



或简单写成 ${}^9_4\text{Be}(a, n){}^{12}_6\text{C}$ 。这一反应也常称为 (a, n) 过程。

表 2-3 α 粒子在不同气体中的电离能

气体	氢 (H ₂)	氦 (He)	氮 (N ₂)	氧 (O ₂)	氖 (Ne)	氩 (Ar)	氪 (Kr)
平均电离能 (eV)	33.0	27.8	35.0	32.3	27.4	25.4	22.8
电离能 (eV)	16.5	24.6	17.0	15.5	21.5	15.3	13.0

此外， α 粒子与原子核还可产生其它反应，不过几率都比较小。由此可得出， α 粒子与物质相互作用时，能量损失主要是由碰撞电离而引起的。

2.1.3 β 射线与物质相互作用

β 粒子是随 β 衰变放出的快速电子。电子的质量比 α 粒子远为微小(电子的静止质量 $m_0=9.1096 \times 10^{-28}\text{g}$ ，约为 α 粒子的 1/7360)。 β 射线与物质相互作用时，也能使原子电离和激发，除此而外， β 粒子还能被原子核及原子核外电子多次散射，使其改变方向，其径迹为一折线。 β 粒子的径迹较 α 粒子细，说明 β 粒子的“电离比度”比 α 粒子小。当 β 粒子速度较高时，与原子核作用能产生韧致辐射。 β^+ 粒子在介质中能产生“湮没”。

1. 弹性散射

β 粒子与轨道电子或原子核在核库仑场作用下发生弹性散射，散射前后总动能不变，仅改变了 β 粒子的方向。这种情况，对速度缓慢、能量较低的 β 粒子，更为显著。

根据量子力学的理论，对单个原子核而言， β 粒子散射到 θ 角的几率 P 与原子序数平方(Z^2)成正比，与 β 粒子的动能平方成反比，换句话说，低能量的 β 粒子在重介质中产生弹性散射的几率大。

$$P_{\text{核}}(\theta) \propto Z^2$$

对于原子壳层中电子的散射与该物质的原子序数 Z 成正比，

$$P_{\text{电子}}(\theta) \propto Z$$

对于一定能量的 β 粒子，它对原子核及壳层电子的散射几率的比值为：

$$\frac{P_{核}(\theta)}{P_{电子}(\theta)} = Z \quad (2-7)$$

由上式得知，在氢介质中($Z=1$)，两种散射效应几乎有同等作用。而对于中等元素和重元素来说，散射形式主要是原子核散射。例如在铝介质中由壳层电子所引起的散射仅占 10%。

在 β 粒子的运动路程上，由于受到原子核和核外电子的散射，粒子运动方向不断改变，且散射角度 θ 可以大于 90° 。而形成反散射。因此， β 粒子的运动轨迹不是一条直线，而是一条不规则的折线。假如把它在介质中所走的路程拉成一条直线，则路程总长度约比穿过物质的厚度大 1.5~4 倍。

2. 电离与激发

β 粒子与壳层电子发生静电作用，把部分能量传递给壳层电子，使原子电离或激发，而 β 粒子本身的能量则逐渐消耗。 β 粒子的直接电离约占 20~30%，次级电离占 70~80%。和 α 粒子一样， β 粒子由于电离作用和激发作用在单位长度上损失的能量

称为电离损耗率 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ ，此值亦称为物质对射线的阻止本领。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$$

根据 Bethe 公式计算

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2 (1-\beta^2)} - \ln(2\sqrt{1-\beta^2}) - 1 + \beta^2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (2-8)$$

式中， e, N, Z, m_0, v, β 与(2-5)式含义相同；

I ——吸收介质原子的平均电离电位， I 的大小同原子序数 Z 有关；

E ——入射电子动能(MeV)。

当电子能量较小时(约在 10keV~0.5keV)，碰撞电离能量损耗率与电子速度的平方成反比；当电子能量超过 1MeV 后，电离能量损耗率经过一最小值后又逐渐增大。

电离损耗率与电离比度成正比。因为 β 粒子静止质量小(与壳层电子质量相等)，弹性散射比较明显。 β 粒子的径迹是复杂的折线，所以要象 α 粒子那样测量径迹上每点的电离比度是办不到的，因此，通常只测量电离比度和 β 粒子能量的关系。见表 2-4。

表 2-4 中列出了不同能量 β 粒子在空气中的电离比度，电离比度的峰值为 $n=7700$ 对离子。它约为 α 粒子电离比度峰值的 1/10。随着 β 粒子能量的增加，电离比度迅速减小，大约在 $E_\beta=1.5\text{MeV}$ 时达到最小值，以后略有增加。由此可见， β 粒子所经过的路程，其电离比度是变化的。在起始部分， β 粒子能量大而电离比度小，在末端， β

粒子能量已很小，电离比度具有极大的数值。

表 2-4 粒子在空气中的电离比度

能量 E_β (keV)	0.15	2.6	10.5	24.7	46.6	79.1	127.8	204.7	341	662	1127	3114
相对速度 (v/c)	0.024	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95	0.99
电离比度 (n)	7700	2100	1000	400	250	180	130	95	70	50	45	41

E_β , v — β 粒子能量和速度; c —光速。

3. 韧致辐射

当高速电子或其它带电粒子通过物质，而被原子核库仑场阻止而减速或加速时，伴生电磁辐射，此称韧致辐射。

韧致辐射所产生的电磁辐射能谱是连续的，其能量与入射带电粒子动能处于同一数量级。如入射粒子为单能电子，则产生的电磁辐射平均能量小于入射粒子的能量。如入射粒子为 β 粒子，则产生的电磁辐射平均能量小于入射粒子的平均能量。

在单位距离上， β 粒子所产生的韧致辐射，在物质中所损失的能量称为辐射损耗

率 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}}$ 。

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}} = \frac{N E Z (Z+1) e^4}{137 m_0^2 c^4} \left(4 \ln \frac{2 E}{m_0 c^2} - 3\right) \propto Z^2 E N \quad (2-9)$$

式中， E ——带电粒子总能量，它等于粒子的动能和静止能量之和。式中其它符号与(2-8)式，(2-5)式中的符号相同。

从上式可以看出：

① $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}}$ 与入射带电粒子质量平方成反比。故电子的辐射损失比 α 粒子、质子及其它重粒子要大得多，一般对重带电粒子所产生的韧致辐射引起的能量损失可以忽略不计。

② $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}}$ 与介质原子序数 Z 的平方成正比，因此高速电子打到重元素上容易产生韧致辐射，所以常用较低原子序数的介质去屏蔽 β 射线。

③ $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}}$ 与入射带电粒子能量 E 成正比，这一点与 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 不同。当带电粒子能量较低， $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 占优势，而当能最最高时， $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}}$ 逐渐增加。对于电

子来说，两者之比为：

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{辐射}}}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{电离}}} = \frac{EZ}{800} \quad (2-10)$$

如果电子的能量 $E=10\text{MeV}$ ，介质的 $Z=82(\text{Pb})$ ，据(2-10)式，此时电子的碰撞电离损耗率与辐射损耗率近似相等。

天然放射性元素的 β 衰变放出的 β 粒子，一般能量小于 3MeV ，通常，轫致辐射作用是比较小的。但当 β 粒子通过介质的原子序数较高时，轫致辐射损耗仍占一定比例。实际工作中不能忽视。例如 $^{214}\text{Bi}(\text{RaC})$ 的 β 粒子($E=3.17\text{MeV}$)，当通过铅、铝介质时，轫致辐射损耗与电离损耗比值计算如下，

对铅介质

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{辐射}}}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{电离}}} = \frac{82 \times 3.17}{800} = 33.7\%$$

对铝介质

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{辐射}}}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{电离}}} = \frac{13 \times 3.17}{800} = 5\%$$

当 β 粒子能量为 3MeV 时，它打到铅室上会产生轫致辐射射线，这就增大了本底。在 β 测量装置的铅室内壁，往往衬上一层轻物质屏(如铝屏或有机玻璃屏)以减少散射射线和轫致辐射射线。

轫致辐射射线也被用来作为低能 X 射线源，如氚是 β 辐射体，其 β 粒子最大能量为 18keV ，氚发射 β 粒子打在钛或锆的靶子上，可产生 $n - n \times 10\text{keV}$ 的 X 射线。常把这一 X 射线用作较低能量的 X 射线荧光分析的射线源。

在核反应可忽略的能量范围内，带电粒子的碰撞电离损失和轫致辐射损失是主要的能量损失形式，这时总的“线阻止本领 S ”为：

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{电离}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{辐射}} \quad (2-11)$$

总的“质量阻止本领 S/ρ ”为

$$S/\rho = \frac{1 \int |dE|}{\rho \backslash dx /_{\text{电离}}} + \frac{1 \int |dE|}{\rho \backslash dx /_{\text{辐射}}} \quad (2-12)$$

总的“质量阻止本领 S/ρ ”的单位为焦耳平方米每千克($\text{J}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$)。如果 E 用 eV 表示, 则 S/ρ 的单位为 $\text{eV}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$ 。

β^+ 粒子与物质相互作用, 基本上与 β 射线相同, 只是 β^+ 粒子在介质中损失了动能以后, 将与物质中的电子结合, 形成两个或多个光子(发射多个光子的几率很小, 例如发射三个光子的几率只有发射两个光子几率的千分之一), 这种过程叫做“电子对的湮没”。

当电子穿过介质的速度大于光在该介质中的速度时, 会发射出一种微弱的电磁辐射, 产生这种辐射的过程称为契伦科夫效应。此外, 高能电子还可能与原子核作用, 使核跃迁到激发态或跃迁到同质异能的亚稳态。但是, 放射性元素所放出的 β 射线与物质作用的主要形式是电离, 激发和散射。

2.1.4 β 射线在物质中的衰减

1. β 射线被物质吸收

同一能量的 α 粒子穿过同一物质时, α 粒子的射程基本上是一定的。 β 粒子则不然, 即使 β 粒子的能量完全一样, 穿过同一物质时, 其能量损耗仍有差别, 总是围绕某一数值涨落。这主要是因为 β 粒子与束缚电子碰撞的次数及每次碰撞中能量损耗都有统计涨落的性质所造成的。 β 粒子与物质还会产生弹性散射, 其径迹是折线, 此外, 还发生轫致辐射。由于上述原因即使 β 粒子的能量是单一的, 它同一物质中通过的距离也会有很大的差别, 况且 β 粒子能谱又是连续谱, 所以, 讨论 β 射线射程变得很复杂。对于 β 射线的射程采用新的含义: 对某一能量的 β 粒子通过介质时, 几乎被完全吸收时的介质厚度, 称为 β 粒子的射程, 以 R 表示。图 2-4 为 β 粒子经过吸收介质不同厚度时相对能注量率关系曲线。横坐标是吸收厚度, 以 g/cm^2 为单位, 纵坐标为 β 射线相对能注量率 I/I_0 。 I_0 为起始 β 射线的能注量率; I 为通过吸收厚度为 d 时的射线能注量率。曲线 1 是单一能量电子通过介质的吸收曲线, 直线部分延长与横轴的交点 R 为 β 粒子射程。曲线 1 的尾部吸收缓慢而非直线下降, 原因是由于轫致辐射和背景值引起。曲线 2 是具有连续能谱的 β 粒子束通过物质时的吸收曲线。曲线 1、2 的差别说明: β 粒子的单色谱与连续谱在物质中的衰减是不同的。连续谱中的低能 β 粒子易被物质吸收, 故经过一不太厚的吸收介质时, 连续谱射线的能注量率的衰减比单色谱射线的能注量率的衰减要快。

由实验得到，在天然放射性元素放出的β射线的能量范围内，β射线在物质中近似按指数规律衰减。

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (2-13)$$

式中， I_0 ——入射β射线的能注量率；

I ——通过介质厚度 d 的β射线能注量

率；

d ——吸收介质厚度，单位 cm(或

g/cm^2)；

μ ——该介质的吸收系数，单位 cm^{-1}

的一半时，即 $I = \frac{I_0}{2}$ 时 $D_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu}$

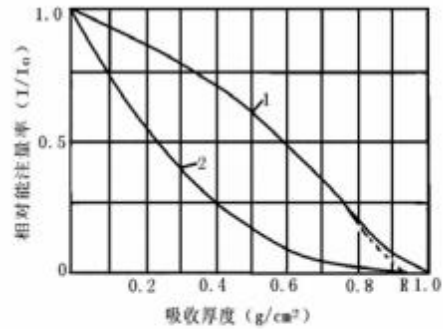


图 2-4 β射线的吸收曲线

曲线 1-单能电子，能量为 1.9MeV

曲线 2 射线连续谱，最大能量为 1.9MeV

$D_{\frac{1}{2}}$ 称为半吸收厚度。当吸收层厚度为 $\frac{1}{2}$

只有起始能注量率的千分之一，即

当 $d = 10D_{\frac{1}{2}}$ 时， $I = I_0/1000$ ，这时可以认

吸收厚度来表示β射线的射程。

射程可以用物质厚度(cm)为单位，

也可以用面密度(g/cm^2)为单位。以面密

度为单位表示射程时，与吸收介质的密

度几乎无关，因此，使用是很方便的。

实际工作中，具有复杂能谱的β射线

束在吸收介质中的射程是由实验确定

的。表 2-5 列出了天然放射性系列中实

际测定的β射线射程。

β粒子在物质中的射程 R (单位：

g/cm^2)和β粒子最大能量 E_0 (单位 MeV)的

关系曲线见图 2-5。

从图 2-5 中可以看出，β粒子的射程

随能量增大而增大，在 $E_0 > 0.8MeV$ 以后，

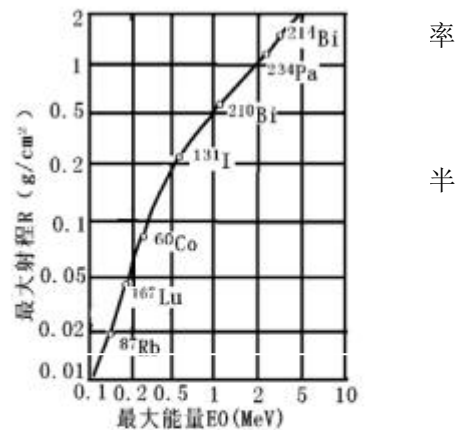


图2-5 β粒子射程和能量关系曲线

曲线呈线性增加。

β 粒子射程可按下列经验公式计算：

表 2-5 实验测定岩石、矿物中β辐射体的射程

β辐射体	β射线最大能量 (MeV)	最大射程 (g/cm ²)
²³⁴ Pb(UX ₁)	0.112(20%) 0.205(80%)	0.018
²³⁴ Po(UX ₂)	1.52(5%) 2.32(95%)	1.11
²¹⁴ Pb(RaB)	0.65	0.216
²¹⁴ Bi(RaC)	3.17	1.54
²¹⁰ Tl(RaC ^m)	1.95	9.90
²¹⁰ Pb(RaD)	0.0256	—
²¹⁰ Bi(RaE)	1.17	0.506
²²⁶ Pb(MsTh ₁)	0.053	—
²²³ Po(MsTh ₂)	1.55	0.95
²¹² Pb(ThB)	0.355(88%) 0.589(12%)	—
²¹² Bi(ThC)	2.25	1.02
²⁰⁸ Tl(ThC ^m)	1.795 1.792	0.84
⁴⁰ K	1.35	0.545

$$R = 0.407E_0^{1.30}$$

式中， 0.15MeV<E₀<0.8MeV。

$$R = 0.542E_0 - 0.133$$

式中， E₀>0.8MeV。

射程 R (单位： g/cm²) 又叫质量厚度；能量 E₀ (单位： MeV) 为β粒子最大能量。

卡茨 (Katz) 和彭福尔德 (Penfold) 对上述公式作了进一步修正，以适应较宽的能量范围：

$$R = 0.412E_0^{1.625-0.0954/(nE_0)}$$

式中， 0.01<E₀<2.5MeV；

$$R = 0.530E_0 - 0.106；$$

式中， E₀>2.5MeV。

当 0.1<E₀<4MeV 时，质量衰减系数 $\mu_m = \frac{1.7}{E_0^{1.14}}$ 。

2. 放射层中β射线的自吸收

当β射线放射层具有一定厚度时，层中某一点的β射线穿过放射层时，同样会产生吸收作用，这就是放射层的自吸收。由于这种自吸收作用，射线的能注量率不会随放射层厚度的增加而线性增长。下面来讨论β粒子能注量率与放射层厚度的关系。

设单位厚度的放射层，在没有自吸收时放出的β射线能注量率为 I_0 ，在放射层中取一个薄层 dx （见图 2-6a）， dx 层的β射线能注量率为 $I_0 \cdot dx$ ，它经过距离 x 到达放射层表面，这时的β射线能注量率为

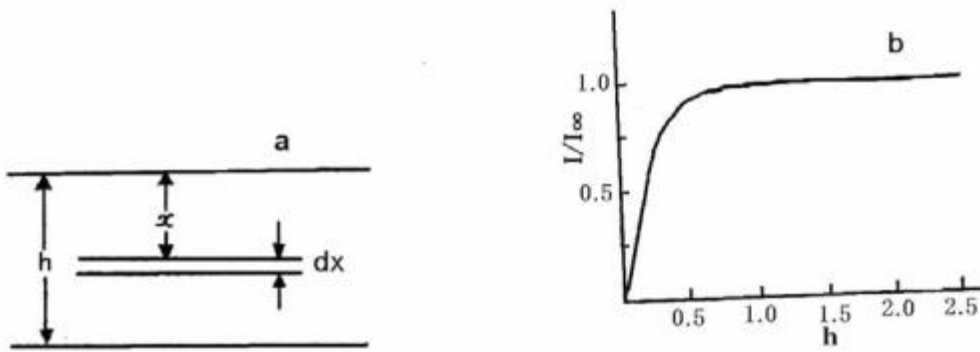


图 2-6 a—β放射层自吸收公式推导图

b—U-Ra 系β射线饱和曲线（厚度 h 的单位为 g/cm^2 ）

$$dI = I_0 dx e^{-\mu x}$$

对上式积分，即得

$$I = \int_0^h dI = \int_0^h I_0 \cdot dx e^{-\mu x} = -\frac{I_0}{\mu} e^{-\mu x} \Big|_0^h = \frac{I_0}{\mu} (1 - e^{-\mu h}) \quad (2-14)$$

当 $h \rightarrow \infty$ ，即β放射层很厚时，射线能注量率达极大值 I_{∞} ，则：

$$I = \frac{I_0}{\mu} = I_{\infty}$$

I_{∞} 称为β射线饱和层的β射线能注量率。达到饱和层后，即使放射层厚度再增加，

能注量率也不再增加。（2-14）式可写成一般式：

$$I = I_{\infty} (1 - e^{-\mu h}) \quad (2-15)$$

式中, h ——放射层厚度;

μ ——放射层的自吸收系数。

图 2-6b 是 β 放射层厚度与射线能注量率的关系曲线。当放射层较薄时，射线能注量率随厚度增加而线性增大。当放射层有一定厚度时，射线能注量率增加较缓慢。

放射层增加到某一厚度时射线能注量率不再随厚度增加而增加，这个厚度称为 β 射线的饱和层厚度。从天然放射性矿石的实验结果来看， β 射线饱和层是不太大的，在数值上等于被测量对象中能量最大的射线射程。

从表 2-5 中查出，铀系中 β 射线最大能量为 3.17MeV。射程为 1.54g/cm²。当矿石粉末密度为 1.54g/cm² 时， β 射线饱和层厚度为 1cm。对钍矿石来说，钍系中 β 射线最大能量为 2.25 MeV，射程为 1.02g/cm²，矿石粉末密度为 1.54g/cm³ 时， β 射线饱和层厚度为 0.66cm。

一个放射层的 β 射线能注量率，不仅与矿石中放射性元素的含量有关，还与放射层厚度有关。由于受多种因素控制，因此通过测量射线能注量率来确定矿石中放射性元素的含量显得很复杂。若用 β 射线饱和层，那么 β 射线能注量率仅仅与矿石中放射性元素的含量具有单一关系，所以，实际工作中，用对比测量法求取矿石中铀、钍等放射性元素含量时，常常采用 β 射线的饱和层。

2.2 γ 射线与物质相互作用

在天然放射性元素中， γ 射线是伴随 α 衰变和 β 衰变而放出来的一种波长极短的电磁辐射。 γ 射线具有波、粒二象性，因而也把 γ 射线称为光子。

γ 射线的波长单位常用 10⁻¹¹cm 来表示。

γ 射线常用的能量单位为电子伏特(eV)，千电子伏特(keV)，兆电子伏特(MeV)这

两种单位之间有如下相互关系。

$$E = h \cdot \nu = \frac{hc}{\lambda}$$

或

$$\lambda = \frac{hc}{E}$$

式中， h ——普朗克常数 ($h=6.62 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$)；

E ——能量 (1MeV=1.6 $\times 10^{-13}$ J)；

c ——光速 ($c=3 \times 10^{10}$ cm/s)；

ν ——频率 (Hz)；

λ ——波长 (10⁻¹¹cm)。

$$\text{故 } \lambda = \frac{6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{10}}{1.6 \times 10^{-13} E(\text{MeV})} = \frac{12.42}{E(\text{MeV})} \times 10^{-11} \text{cm}, \text{ 换言之, 当 } \gamma \text{ 射线能量为 1MeV}$$

时，相应的波长为 12.42 $\times 10^{-11}$ cm。

天然放射性元素的 γ 射线能量范围，一般为 $n \cdot 10 \cdot \text{keV}$ 到 $n \cdot \text{MeV}$ 。

γ 射线通过物质时，产生一系列物理现象。当能量较小时，主要有光电效应。康普顿—吴有训效应；当其能量大于 1.02 MeV 时，可形成电子对效应。当 γ 射线能量低于 100keV 时，弹性散射或相干散射占有重要地位。

γ 射线与带电粒子完全不同；带电粒子与物质相互作用时，在一连串的电离或激发事件中，逐渐损失其能量，而 γ 射线与物质相互作用时，则在一次事件中便能导致完全的吸收或散射。另外， γ 射线与原子或电子作用时，也存在一定的几率，可能穿过很薄的物质而被吸收。下面分别讨论 γ 射线与物质作用的各种形式。

2.2.1 光电效应

当 γ 射线与原子壳层轨道上的内层电子碰撞时，将所有能量 $h \cdot \nu$ ，交给壳层的一个内层电子，电子克服了电离能，脱离原子而运动，产生了光电子，而 γ 射线被完全吸收，这种作用称为光电效应。为使光电效应保持动量守恒，必须有第三者，即核反冲。由于自由电子不能吸收 γ 射线而形成光电子，因此光电效应产生的几率将随着电子结合能的增加而增加，靠近 K 层、L 层产生光电效应的几率最大。若电子从原子的某一内层发射出来而形成空位，则原子处于激发状态，在 10^{-14} 秒内，外层电子充填内层电子空位并伴随放出多余的能量——辐射特征 X 射线、俄歇电子或其它辐射而使原子回到基态。由于每一种元素产生的 X 射线能量是特定的，即一定能量的 X 射线标志特定的元素，因而称之为特征(或称标识)X 射线。当光电效应发生在 K 层，则发射的特征 X 射线称为 K—X 射线。若它发生在 L 层，则发射的特征 X 射线称为 L—X 射线。不同谱系的特征 X 射线照射量率比例约为 K: L: M=100: 10: 1。

当入射 γ 射线能量大于原子的电离能，才能产生该物质的光电效应。光电子的动能是入射 γ 射线能量与电离能之差：

$$E_c = h\nu - \epsilon_j \quad (j = K, L \dots) \quad (2-16)$$

式中， E_c ——光电子动能；

$h\nu$ ——入射射线能量；

ϵ_j —— j 壳层电子的电离能。

光电子的飞行方向，一般与 γ 射线的方向和能量 $h\nu$ 有关。光电子的分布与不同能量的一次 γ 射线束方向的关系示于图 2-7。从图上可以看出，光电子主要与小能量的射线束方

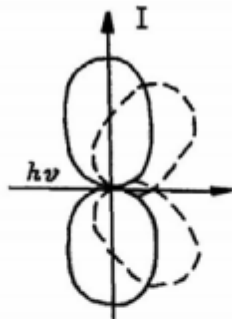


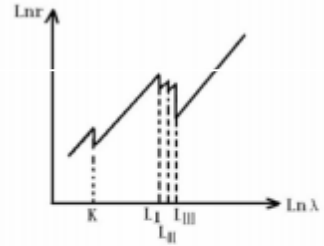
图2-7 光电子速度小于光速c
图 2-7 光电子速度小于光速 c (实线) 和 $v=1/3c$ (虚线)与光电子能注量率分布图

增加，光电子主要向前飞行。

当 γ 射线的能量相当于 K 层、L 层…的电离能时，光电效应吸收几率特别强烈，这个吸收几率变化特别大的地方称为“吸收限”。在 K 层称为 K-吸收限，在 L 层称为 L-吸收限，见图 2-8。

光电吸收特别强烈的同时，放出特征 X 射线，在 K 层产生 K-X 射线，在 L 层产生 L-X 射线。特征 X 射线的能量 E_x 等于激发态原子中电子跃迁前后两能级的能量差值：

$$E_x = Rhc(Z - a_n)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (2-17)$$



式中， h ——普朗克常数；

c ——光速；

Z ——原子序数；

n_1, n_2 ——分别为壳层电子跃迁前后所处壳层的主

量子数。对于 K 系： $n_1 = 1, n_2 = 2, a_n = 1$ ；对于 L 系：

$n_1 = 2, n_2 = 3, a_n = 3.5$ 。

R ——里德伯常数 (109677.6cm^{-1})。

上式表明，特征 X 射线能量 E_n 与原子序数 Z^2 成正比，或者说每个谱系特征 X 射线能量 E_x 的平方根或波长倒数的平方根 $\left(\frac{1}{\lambda} \right)$ 和原子序数 Z 成线性关系，上式这

种关系称莫塞莱定律，每个元素所发射的特征 X 射线能量是特定的；反之，根据 K 系、L 系的特征 X 射线能量，可用来探测某个元素的存在。特征 X 射线照射量率的高或低，表明某介质中存在该元素含量的高低，这就是当代流行的 X 射线荧光分析的理论依据。

射线与一个原子发生光电效应的几率（即原子光电效应吸收截面）为

$$\tau = \frac{\tau_0}{a} \sum_k \quad (2-18)$$

式中， τ_0 ：原子光电效应吸收截面；

τ^k ： γ 射线在 K 层产生光电效应时的光电效应几率。

当 $\epsilon_k \ll h\nu \ll m_0c^2$ 时，

$$\tau^k = \frac{8\pi}{3} \cdot r_0^2 \cdot \frac{Z^5}{(137)^4} \cdot 4\sqrt{2} \cdot \left(\left| \frac{m_0 c^2}{h\nu} \right| \right)^{7/2}$$

或：
$$\tau^k = C_1 Z^5 (h\nu)^{-3.5} \quad (2-19)$$

式中， r_0 ——经典电子半径，即为 $2.82 \times 10^{-13} \text{cm}$ ；

Z ——原子序数，若为复杂物质，则 Z 为有效原子序数，用 $Z_{\text{有效}}$ 来表示，它由下式确定：

$$Z_{\text{有效}} = \left[\sum_{i=1}^m C_i \cdot Z_i^n \right]^{1/n}$$

式中， C_i 为复杂物质中 i 组分的重量百分数， Z_i 为 i 组分的原子序数， n 值应根据 Z 的不同区间（高、中、低）在 2.2~4 之间选择，放射性方法勘查中常用 2.3；

$$m_0 c^2 = 0.51 \text{ MeV};$$

C_1 ——比例常数；

当 $h\nu \gg m_0 c^2$ 时，

$$\tau^k = C_2 Z^5 (h\nu)^{-1} \quad (2-20)$$

式中， C_2 ——为比例常数。

对于天然放射性元素放出的 γ 射线能量范围 ($n \times 10 \cdot \text{keV}$ 到 $n \cdot \text{MeV}$) 内，光电效应的吸收系数可用李氏 (D. E. Lea) 经验公式近似计算：

$$\tau = 0.0089 \frac{\rho \cdot Z^{4.1}}{A} \cdot \lambda^n \quad (2-21)$$

式中， τ ——光电吸收系数， cm^{-1} ；

ρ ——密度；

Z ——吸收介质原子序数；

A ——原子量；

λ ——入射光子波长；

n —— Z 的函数（当 $Z=5\sim 6$ 时， $n=3.05$ ； $Z=11\sim 26$ 时， $n=2.85$ ）。

图 2-9 表示原子光电效应吸收截面 τ_a 与入射 X 射线能量及原子序数的关系。由图 2-9 及 2-18 至 2-21 式看出：发生光电效应的吸收系数 $\tau \propto Z^{4.1}$ ，即随着物质原子序数的增加， τ 迅速增大；随着入射 γ 射线能量 $h\nu$ 的增加， τ 减小。

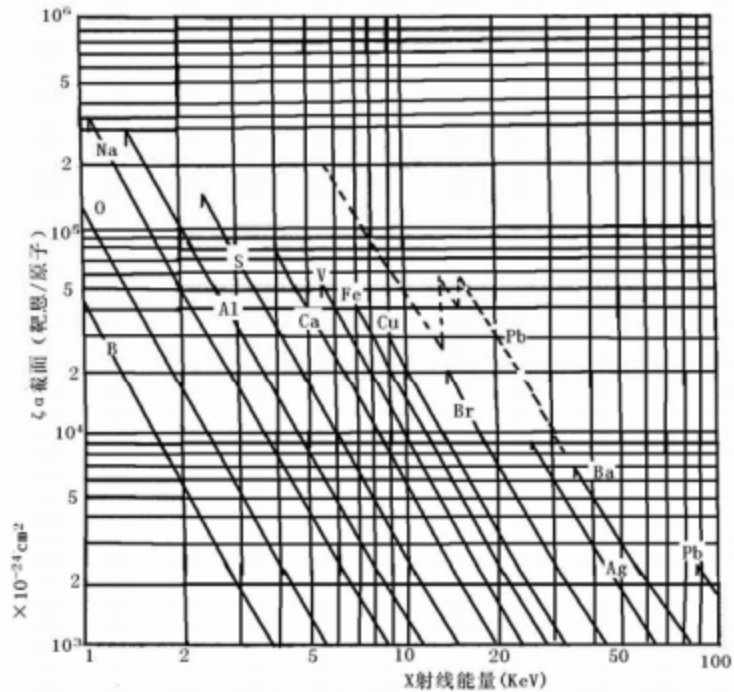


图2-9 光电效应原子吸收截面(ζ_e)与入射 γ 射线能量($h\nu$)及原子序数(Z)的关系

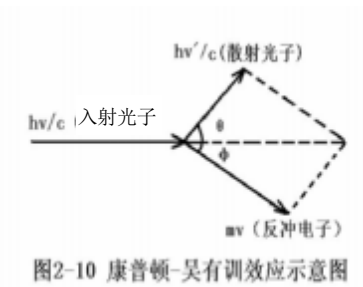
从密度为 ρ_i ，原子量为 A_i ，原子序数为 Z_i 的某一元素已知的光电效应的吸收系数 τ_i ，换算出具有另一些 ρ ， A ， Z 值的另一种物质的光电效应的吸收系数 τ ，可以按下式进行：

$$\tau = \tau_i (\rho / \rho_i) (A_i / A) (Z / Z_i)^{4.1} \quad (2-22)$$

2.2.2 康普顿-吴有训效应

当入射 γ 射线与原子的电子壳层中一个电子发生一次碰撞（此电子既可以是束缚电子，也可以是自由电子）时， γ 射线将部分能量传给电子，使它与 γ 射线的初始运动方向呈 ϕ 角射出，而 γ 射线则与初始运动方向呈 θ 角散射。这种现象称康普顿-吴有训效应，见图 2-10，以下简称康普顿效应。该效应中所打出的电子叫反冲电子或叫康普顿电子，改变方向的 γ 射线称散射 γ 射线或叫康普顿散射射线。

根据能量和动量守恒定律，有



$$\left. \begin{aligned} hv &= hv' + E_0 \\ \frac{hv}{c} &= \frac{hv'}{c} \cos \theta + mv \cos \phi \\ \frac{hv'}{c} \sin \theta &= mv \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (2-23)$$

式中， E_0 ——反冲电子的动能。

hv, hv' ——入射 γ 射线和散射 γ 射线的能量。

$$\frac{hv}{c}, \frac{hv'}{c}, mv \text{ ——入射}\gamma\text{射线，散射}\gamma\text{射线和反冲电子的动量。}$$

解(2-23)方程式可以得到散射 γ 射线能量 hv' ，反冲电子动能 E_0 ，与 θ 和 ϕ 之间的关系式：

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} = \frac{0.51}{1 + \frac{0.51}{hv} - \cos\theta} \quad (2-24)$$

$$E_0 = hv - hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2-25)$$

$$\text{ctg}\phi = \left(1 + \frac{hv}{m_0c^2}\right) \text{tg}\frac{\theta}{2} \quad (2-26)$$

由(2-24)式可知散射 γ 射线能量与入射 γ 射线能量及散射角的关系。当入射 γ 射线能量一定时，则散射 γ 射线能量随散射角 θ 增大而减小。在一定的散射角度上，散射 γ 射线能量随入射射线能量增加而增加。在垂直方向上($\theta=90^\circ$)散射 γ 射线能量不会超过0.51MeV。在反方向($\theta=180^\circ$)上散射 γ 射线(或称反散射 γ 射线)的能量不会超过0.25MeV。

由(2-25)和(2-26)式可知，反冲电子的动能随散射角 θ 的减小而减小。当散射角从0变到180°时，反冲角则从90°变到0°，说明没有反方向的反冲电子。

图2-11a和图2-11b是散射光子能量及反冲电子的动能与角度关系的向量图(即 hv' 和 E_0 的角分布图)。从图中可以形象地看出 hv' 、 E_0 和 θ 、 ϕ 之间的关系。

在不同散射角 θ 方向上，散射光子数可按下式计算：

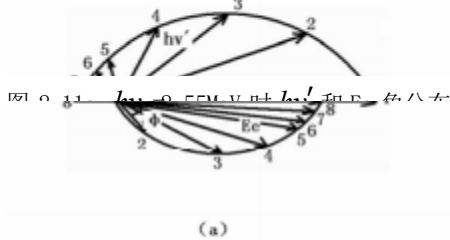


图2-11a $h\nu=2.55\text{MeV}$ 时 $h\nu'$ 和 E_e 的角分布

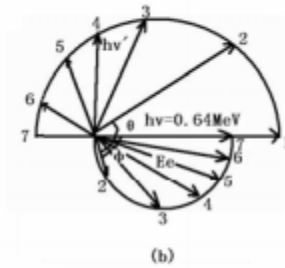


图2-11b $h\nu=0.64\text{MeV}$ 时 $h\nu'$ 和 E_e 角分布

$$n = \frac{1}{r} n_0 \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2-27)$$

式中， n ——在 θ 方向上，离作用电子 r 处（坐标原点放在作用电子上），单位时间通过单位面积的散射光子数；

n_0 ——单位时间通过单位面积的入射光子数（设入射光子是一束平行的单色光子）；

$d\sigma$ ——微分截面（更确切地说是光子散射到 θ 方向上，立体角 $d\Omega$ 内康普顿微分截面）；

$d\Omega$ ——散射角从 θ 到 $\theta+d\theta$ 范围内对原点所张的立体角（ $d\Omega=2\pi\sin\theta d\theta$ ）；

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ——单位立体角的微分截面。它的物理意义是一个光子与一个电子发生作用时散射到 θ 方向上单位立体角内的几率。

单位立体角的微分截面（因为它能直接反映散射光子的空间分布，有时就把它定义为微分截面）可按下式计算：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos\theta}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \omega_0(1 - \cos\theta)]^2} + \frac{\omega_0^2 (1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos\theta)^2 [1 + \omega_0(1 - \cos\theta)]^2} \right\} \quad (2-28)$$

式中， r_0 ——电子的经典半径， $r_0 = e^2 / m_0 c^2 = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ；

ω_0 ——入射光子能量（以静止电子能量为单位）， $\omega_0 = h\nu / m_0 c^2$ 。

对不同能量的入射光子，在不同散射角方向上，单位立体角的微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 的计算结果见图（2-12）。

从图 2-12 中可以看出, 当 $\omega_0 = 0$ 时, 即在入射光子能量很小时, 光子向前和向

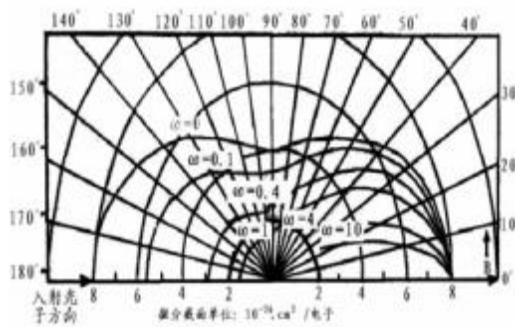


图 2-12 单位立体角的康普顿微分截面

后 散 射 的 几 率 相 等
 $\left(\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \right) \approx 8 \times 10^{-26} \text{cm}^2/\text{电子}$, 在

$\theta = 90^\circ$ 方 向 上, 散 射 几 率 最 小
 $\left(\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \right) \approx 4 \times 10^{-26} \text{cm}^2/\text{电子}$, 因为

$\omega_0 \rightarrow 0$, 则 $h\nu' = h\nu$, 即光子不损失
 能量, 只改变方向, 这种散射我为汤

姆逊散射, 它的微分截面为

$$\left(\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \right) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)$$

随着入射光子能量的增加, 反散射的几率减小
 言, 在不同方向上散射几率也是不同的, 随着散射
 就是散射光子数的角分布情况。

下面讨论一下散射光子能量分布情况, 也就
 是产生散射光子能量为 $h\nu'$ 到 $h\nu' + dh\nu'$ 范围
 内的几率问题。

应用 (2-28) 式, 依据 $h\nu'$, $h\nu$, θ 和 ϕ 之
 间的关系, 可以求出 $\frac{d\sigma}{dh\nu'} = f(h\nu, h\nu')$ 之间的
 关系式, 计算结果见图 2-13。

图 2-13 给出了入射光子能量分别为 3MeV、
 1.5MeV、1.0MeV 和 0.5MeV 时, $\frac{d\sigma}{dh\nu'} = f(h\nu')$ 曲
 线。 $d\sigma$ 表示一个能量为 $h\nu$ 的入射光子和一个电
 子发生康普顿散射时, 产生散射光子能量在 $h\nu'$

到 $h\nu' + dh\nu'$ 范围内的几率。必须指出, 在不同方向上的单位立体角内散射光子能量
 变化率是不同的, 所以同一个能量间隔 ($dh\nu'$) 内就包含了不同立体角范围。

发生康普顿散射时, 一个电子的截面 σ^e , 根据 (2-28) 式对角度坐标进行积分,

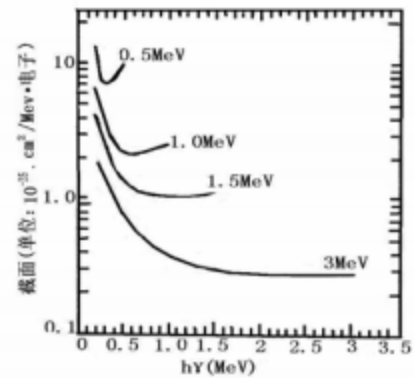


图 2-13 $\frac{d\sigma}{dh\nu'} = f(h\nu, h\nu')$ 曲线

得到克莱因-仁科方程，即

$$\sigma^e = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \left[\frac{1 + \omega_0}{\omega_0^2} \left[\frac{2(1 + \omega_0)}{1 + 2\omega_0} - \frac{1}{\omega_0} \ln(1 + 2\omega_0) \right] + \frac{1}{2\omega_0} \ln(1 + 2\omega_0) - \frac{1 + 3\omega_0}{(1 + 2\omega_0)^2} \right] \right\} \quad (2-30)$$

式中, σ_0 ——经典散射或汤姆逊散射的吸收系数, 等于 $\frac{8}{3} \pi r_0^2$, r_0 为电子的经典半径。

(2-30) 式可表示为

$$\sigma^e = 2\pi r_0^2 \left\{ \left[\frac{1 + \omega_0}{\omega_0^2} \left[\frac{2(1 + \omega_0)}{1 + 2\omega_0} - \frac{1}{\omega_0} \ln(1 + 2\omega_0) \right] + \frac{1}{2\omega_0} \ln(1 + 2\omega_0) - \frac{1 + 3\omega_0}{(1 + 2\omega_0)^2} \right] \right\} \quad (2-31)$$

当 $h\nu \gg m_0c^2$ 时, 即 $\omega_0 \gg 1$, 则

$$\sigma^e = \pi \cdot r_0^2 \cdot \frac{1}{\omega_0} \ln(1 + 2\omega_0) = \frac{2}{\pi} \frac{m_0c^2}{h\nu} \ln\left(1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}\right) \quad (2-32)$$

从 (2-32) 式可以看出, 随着入射光子能量 $h\nu$ 的增加, σ^e 逐渐减小。因为

$\ln(1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2})$ 的变化率远低于 $h\nu$ 的变化率, 所以, σ^e 与 $h\nu$ 近似成反比。

康-吴散射时, 入射光子能量分成两部分, 一部分传给反冲电子, 一部分由散射光子带走, 故一个电子的散射截面也可以分为两部分:

$$\sigma^e = \sigma_a^e + \sigma_s^e \quad \text{康普顿效应的“线衰减系数”为电子衰减系数乘单位体积中的电子数, 即} \quad (2-33)$$

) 式中, σ_a^e ——康普顿效应“真吸收系数”, 表示能量传给反冲电子而引起的;

σ_s^e ——康普顿效应“真散射系数”, 表示由散射光子带走能量引起的。

$$\sigma_s^e = \sigma_s^e \frac{\rho \cdot L \cdot Z}{A}$$

$$\sigma_a^e = \sigma_a^e \frac{\rho \cdot L \cdot Z}{A}$$

σ_a^e 、 σ_s^e 和 σ^e 随着

入射光子能量不同而变化。变化曲线见图 2-14。

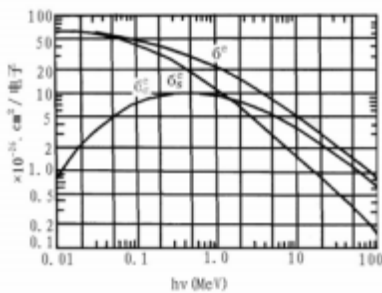


图 2-14 σ^e 、 σ_a^e 、 σ_s^e 随着入射光子能量 $h\nu$ 的变化曲线

从图 2-14 中可以看出，当入射光子能量很小时， σ_s^e 比 σ_a^e 大得多。这是因为在能量很小时，入射光子能量只有一小部分传给反冲电子，大部分由散射光子带走。随着入射光子能量的增加，传给反冲电子的能量也逐渐增加。当入射光子能量 $h\nu \approx 1.5\text{MeV}$ 时，传给反冲电子的能量和散射光子带走的能量相等，此时， $\sigma_a^e = \sigma_s^e$ 。当能量继续增加时，大部分能量传给反冲电子，所以，当 $h\nu > 1.5\text{MeV}$ 时， $\sigma_a^e > \sigma_s^e$ 。

在入射光子能量一定时， σ^e ， σ_a^e 和 σ_s^e 都有确定的数值，也作用物质几乎无关。

康普顿效应的“质量衰减系数”为

$$\frac{\sigma}{\rho} = \sigma^e \cdot L \cdot \frac{Z}{A} \quad (2-34)$$

可见 σ/ρ 和 Z/A 成正比。对一般造岩元素而言， $Z/A \approx \frac{1}{2}$ ，则 $\frac{\sigma}{\rho} \approx \frac{1}{2} \sigma^e L = \text{常数}$ 。

因此对一定能量的 γ 射线而言，各种岩石的康普顿效应的“质量吸收系数”都近似相等。

2.2.3 形成电子对效应

随着入射光子能量的增高，光电效应的吸收作用很快减弱，康普顿效应也逐渐减弱。当光子能量大于 1.02MeV 时，就存在形成电子对效应的几率，即光子完全被吸收而产生一正、负电子对。

电子对的动能为：

$$E = h\nu - 2m_0c^2 = h\nu - 1.02 \text{ (MeV)} \quad (2-35)$$

式中， $h\nu$ ——入射光子能量；

m_0 ——正、负电子的静止质量。

c ——光速。

正电子与负电子不同。它很不稳定，其寿命大约为 $10^{-10} \sim 10^{-7}\text{s}$ 。正电子在物质中由于电离而损失能量后，将和电子相结合，通常转化为两个能量为 0.51MeV 且方向相反的光子。这种现象即正电子湮没。当能量大于 1.02MeV 的光子通过原子序数较大的物质时，将容易测到这种射线。

形成电子对效应的原子截面为

$$k_a = c_1 Z^2 (h\nu - 1.02) \quad (2-36)$$

式中， c_1 ——比例常数；

Z ——吸收物质的原子序数。

从(2-36)式可以看出，当 Z 一定时， κ_a 随着能量 $h\nu$ 呈线性增加。当 $h\nu \gg m_0c^2$ ，

即超过 4MeV 时, κ_a 随着能量 $h\nu$ 的增加将逐渐减慢, 这时:

$$\kappa_a \doteq c_2 Z^2 \ln(h\nu) \quad (2-37)$$

因此, 不论在能量 $h\nu$ 多大情况下, 形成电子对效应的几率与物质原子序数平方成正比。

由于 $\kappa/\rho \propto Z^2/A$, 所以当入射光子能量相同时, 经过两种不同元素的吸收介质, 形成电子对效应的“线衰减系数”的比值存在如下关系:

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = \frac{\rho_1 A_2 Z_1^2}{\rho_2 A_1 Z_2^2} \quad (2-38)$$

上式告诉我们, 当已知一种物质的 κ “线衰减系数”, 就可以求出另一物质的 κ “线衰减系数”。

在天然放射性元素放出的 γ 射线能量范围内, 形成电子对效应的几率是很小的。

在形

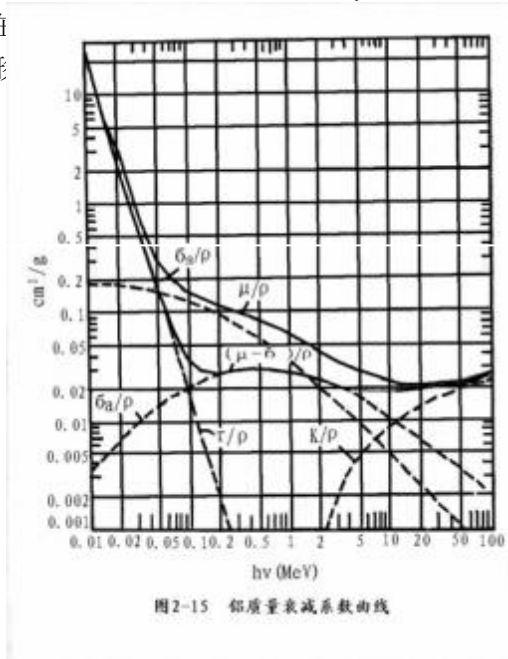


图2-15 铅质量衰减系数曲线

子对效应的 κ 衰减系数接近于零。在铅中,

的三种主要形式: 光电效应、康普顿效应和形成电子对效应。

由于上述三种效应的结果, γ 射线通过物质时发生衰减 (吸收), 其总衰减系数应为三者之和:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa = \tau + \sigma_a + \sigma_s + \kappa \quad (2-39)$$

式中, μ ——总衰减系数;

τ ——光电效应的衰减系数;

σ ——康普顿效应的衰减系数;

κ ——形成电子对效应的衰减系数;

σ_a 、 σ_s ——分别为康普顿效应的真吸收系数和真散射系数。

铝、铅和空气的质量衰减系数 μ/ρ 、 τ/ρ 、 σ_a/ρ 、 σ_s/ρ 、 κ/ρ 和 $(\mu - \sigma_s)/\rho$, 随着入射光子能量 $h\nu$ 的变化曲线见图 2-15, 图 2-16, 图 2-17。

从图 2-15, 图 2-16, 图 2-17 中可以看出: 随着入射 γ 射线能量的变化, 三种效应

所占的比例是不同的。一般来说，低能量的光子与物质作用的主要形式是光电效应；中等能量的光子与物质作用的主要形式是康-吴效应；高能量的光子与物质相互作用

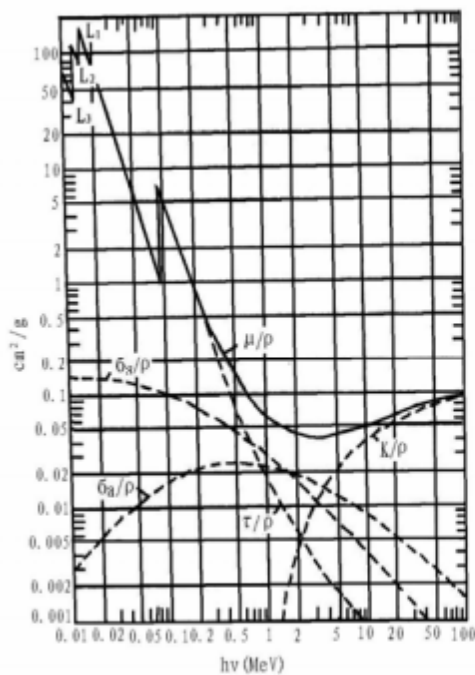


图 2-16 铅质量衰减系数曲线

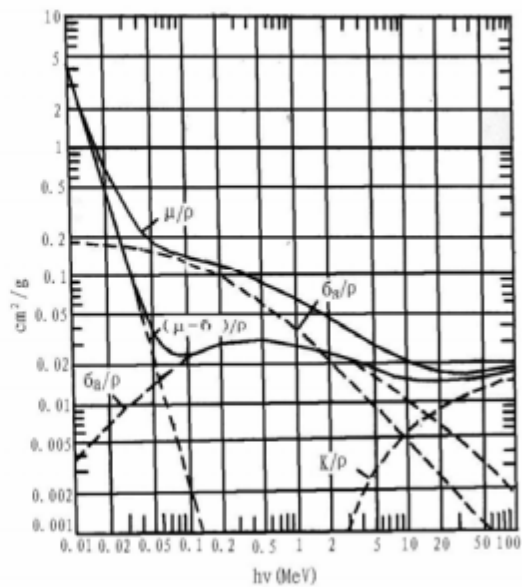


图 2-17 空气质量衰减系数曲线

的主要形式是形成电子对效应。对原子序数较小的铝，当光子在（0.3~3.0）MeV 范围内，其作用的主要形式是康-吴效应。由于岩石的有效原子序数与铝接近，所以，天然放射性元素产生的 γ 射线在岩石中衰减主要产生康-吴效应。

表 2-6 不同介质中各种效应相对为主的 γ 射线能量范围

元素	主要作用区 (MeV)			起始作用区 (MeV)		
	光电	康-吴	电子对	光电	康-吴	电子对
铝	<0.05	0.05~15	>15	<0.15	—	>3.0
铜	<0.15	0.15~10	>10	<0.4	—	>2.0
铅	<0.5	0.5—5	>5	<5.0	—	>2.0

*表中主要作用区是指该作用占总效应的 50%以上；起始作用区是指该作用占总效应的 5%以上；表中数据单位

为 MeV。

表 2-6 中列出了铝、铜、铅三种介质中各种效应相对为主体的 γ 射线能量范围。表中指出，对中等能量的 γ 射线而言，不论是原子序数较小的物质，还是原子序数较大的物质，康-吴效应都是主要作用形式；对低能量 γ 射线和重物质而言，光电效应是

主要作用形式：对高能 γ 射线和重物质而言，形成电子对效应才是主要的作用形式。

2.3 γ 射线在物质中的衰减

γ 射线通过物质时，由于产生光电效应、康-吴效应和形成电子对效应，使 γ 射线照射量率减弱。下面分别讨论不同测量条件下， γ 射线照射量率的衰减规律。

2.3.1 单色窄射线束通过物质

当一束平行的 γ 射线束垂直通过吸收屏（吸收物质）时， γ 射线与物质发生相互作用，有的光子全部被吸收，有的光子失去一部分能量而改变了原来的运动方向；有的光子则与物质发生弹性散射。总的来说，构成了衰减。实验证明，它的衰减服从指数规律：

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2-40)$$

式中， I_0 ——起始 γ 射线照射量率；

I ——通过吸收物质厚度为 x （cm）后的 γ 射线照射量率；

μ ——线衰减系数， cm^{-1} 。

μ 的物理意义从（2-40）式可得：

$$dI = -\mu I dx$$

$$\mu = -\frac{dI}{I dx} \quad (2-41)$$

故 μ 的物理意义是，当射线穿过厚度为 dx 的介质后，损失的 γ 射线照射量率（ dI ）与入射 γ 射线照射量率（ I ）之比。

μ 的大小与 γ 射线的能量及吸收介质密度 ρ 等因素有关。密度愈大，单位体积中原子、电子数越多， γ 射线照射量率衰减得就愈快， γ 射线衰减系数 μ 就愈大。为了方便

起见，常用质量衰减系数 $\mu_m \left(\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \right)$ 来描写 γ 射线在物质中的衰减程度。这时（2-40）

式可写成如下形式：

$$I = I_0 e^{-\mu \rho x} = I_0 e^{-\mu_m \cdot x_m} \quad (2-42)$$

式中, $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ 为质量衰减系数, cm^2/g ;

$x_m = \rho x$ 为质量厚度, g/cm^2 。

若已知每一混合物组分的重量百分比为 c_1, c_2, c_3, \dots ; 质量衰减系数相应为 $\mu_{m_1}, \mu_{m_2}, \mu_{m_3}, \dots$; 计算混合物的质量衰减系数的公式为:

为了描写 γ 射线与物质的原子、电子作用的几率, 往往采用原子截面、电子截面

$$\mu = c_1 \mu_{m_1} + c_2 \mu_{m_2} + c_3 \mu_{m_3} + \dots = \sum_{i=1}^n c_i \mu_{m_i}$$

面来表达 γ 射线的衰减规律, 这时 (2-40) 式可改写为

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{N}\right) N L} = I_0 e^{-\mu_a n_a} \quad (2-43)$$

式中, $N = \frac{\rho \cdot L}{A}$ 为 1cm^3 体积中的原子数, L 为阿佛加德罗常数, ρ, A 分别为介质的密度和原子量

$n_a = N_x$ 为 1cm^2 面积内, 厚度为 $x(\text{cm})$, 这样一个体积中的原子数;

$\mu_c = \frac{\mu}{N}$ 为原子截面, 又称原子衰减系数, 单位为 cm^2 。

μ_a 的物理意义可以从 (2-43) 式的微分式得到:

$$\mu_a = -\frac{dI}{I} \frac{1}{dn_a} \quad (2-44)$$

γ 射线的照射量率, 表示单位时间内入射到单位面积上的 γ 射线总能量, 即

$$I = n_\gamma \cdot E_r / t$$

式中, n_γ —— 入射到单位面积上的光子数;

E_r —— 每一个光子的能量;

t —— 时间。

所以, (2-44) 式可以写成:

$$\mu_a = -\frac{dn_\gamma}{n_\gamma} \frac{1}{dn} \quad (2-45)$$

式中, $-dn_\gamma$ 表示损失的光子数, 在光子数 n_γ 一定时, $-dn_\gamma$ 愈大, 表示光子与原子作用的几率越大。 $-dn_\gamma / n_\gamma$ 表示单个光子和原子发生作用的几率。

$dn_a = N \cdot dx$ 表示面积为 1cm^2 ，厚度为 dx 这样一个体积中的原子数目。若取 dx 很小 ($dx \rightarrow 0$)，可把体积视为平面，则 dn_a 表示单位面积中的原子数目。

这样从(2-45)式可以清楚看出, μ_a 的物理意义为单个光子垂直入射到单位面积上与其中一个原子发生作用的几率。

由于 μ_a 的单位是 cm^2 , 与面积的单位相同, 所以 μ_a 称为原子的有效截面, 简称原子截面。原子截面并非原子的几何截面, 是原子对光子作用的几率。

同样, 让我们来讨论一个电子截面(电子衰减系数)。这时(2-40)式可以改写成:

$$I = I_0 e^{-\mu_e \cdot n_e} \quad (2-46)$$

式中, $n_e = NZx$ 是面积为 1cm^2 , 厚度为 x 的体积中的电子数目;

$$\mu_e = \frac{\mu}{e \cdot NZ}$$

为电子截面(或称电子衰减系数)。

μ_e 的物理意义是一个光子垂直入射到单位面积上与其中一个电子发生作用的几率。

图 2-18 是测量窄射线束通过物质衰减的实验装置。射线源经过准直装置, 放射出一束窄而平行的射线。探测器周围用屏蔽物质遮挡, 以免周围散射射线被记录, 而且吸收屏比较薄。上述装置常称为“好几何条件”实验装置。所谓“好几何条件”指康-吴散射射线不被记录。这时, 总衰减系数为各部分之和:

$$\mu = \tau + \sigma_a + \sigma_s + K$$

窄射线束通过吸收介质, γ 射线照射量率的减弱按指数规律变化:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (2-47)$$

规律衰减。在没有吸收屏时测得的 γ 射线照射量率;

中, 衰减曲线是厚薄有线的吸收屏时, 测得的 γ 照射量率。

其斜率就是衰减系数 μ 。根据图 2-19 是在“好几何条件”下, 各种能量射线在铅中的衰减。纵坐标为相对照射量率 I/I_0 , 横坐标为铅的厚度 (cm)。从图中可以看出 γ 射线照射量率准确地按指数 $^{24}\text{Na}(2.754\text{MeV})$ 的衰减系数

为 0.46cm^{-1} , 铅对 $^{65}\text{Zn}(1.116\text{MeV})$ 的衰减系数为 0.71cm^{-1} , 铅对 $^{54}\text{Mn}(0.835\text{MeV})$ 的衰减系数为 0.92cm^{-1} 。在窄射线束情况下, 衰减系数 μ 与入射光子能量及介质原子序数有关, 不

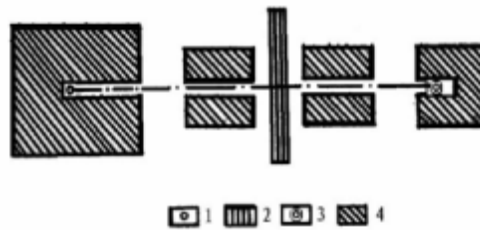


图2-18 窄射线束在物质中衰减的实验装置

1——放射源; 2——吸收介质; 3——探测器; 4——准直装置(铅);

图 2-18 窄射线束在物质中衰减的实验装置
1—放射源; 2—吸收介质; 3—探测器; 4—准直装置(铅);

随介质厚度增加而变化。

2.3.2 宽射线束的衰减

1. 单色宽射线束在物质中的衰

减

宽射线束在物质中的衰减比窄射线束要复杂。射线经过物质，可产生光电效应和形成电子对产应两种作用，它们代表了射线的实际吸收，无论是在窄束，还是在宽束射线的测量条件下，这两个衰减系数是一样的。另外，由于康-吴效应的存在，使讨论宽射线束的衰减情况变得复杂化了。在窄射线条件下，散射射线是没有被记录的，而在宽射线束条件下，有一部分散射射线

就会被记录，如图 2-20 所示，所以宽射线束通过介质后的照射量率，总比按 $I=I_0e^{-\mu d}$ 式算出的照射量率大。这时，宽射线束的衰减系数比窄射线束的衰减系数小。

$$\mu = \tau + \sigma_a + q\sigma_s + K$$

式中， q 为修正系数。 q 系数变化在 0~1 范围内，它与测量几何条件有关。在良好的窄射线束条件下， $q=1$ 。宽射线束经过比较厚的介质时， q 接近于零，此时：

$$\mu = \tau + \sigma_a + K$$

在一般情况下，衰减系数介于 q 为 0 或 1 这两种极端情况之间，即

$$\tau + \sigma_a + K \leq \tau + \sigma_a + \sigma_s + K$$

图 2-21 是宽射线束在平面钢板中的衰减曲线。图中曲线 1 是宽射线束在钢板中相对照射量率的变化，它不象窄射线不在物质中的衰减那样为一条直线，而是一条斜率不断改变的曲线。开始斜率小，表示衰减系数上，随着吸收介质厚度增加，斜率增大，表示衰减系数增大。当钢板厚度达到 4cm 后，斜率几乎不变，这时，衰减系数也不变，而数值上比相应窄射线束明显要小。

2. 点源在无限均匀介质中的衰减

点状放射源产生的 γ 射线，在无限均匀介质中传播时，其衰减规律和宽束射线通

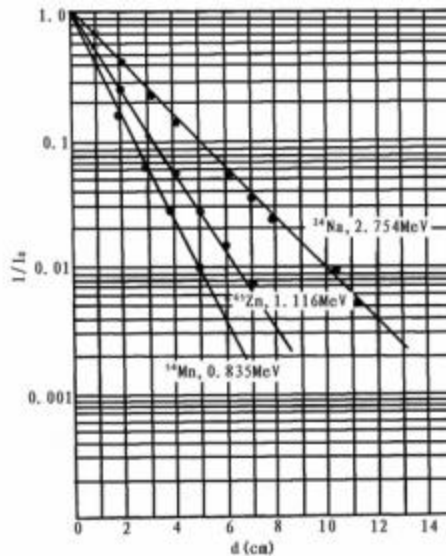


图2-19 窄射线束在铝中的衰减

过介质时的衰减规律相似。不过当探测器放在介质中测量时，还可以记录到从探测器后面介质散射回来的反散射射线，射线照射量率衰减较慢，实测曲线如图 2-22 所示。图中曲线 1 是 ^{60}Co 点源（其 γ 射线的平均能量为 1.25MeV ）在硅中的衰减曲线。

曲线 1 的衰减不服从指数衰减规律，比不记录散射射线时的衰减曲线 2（图 2-22 中直线）衰减得慢。

随着测量条件的不同，射线的衰减情况会发生变化。而理论计算则很难考虑各

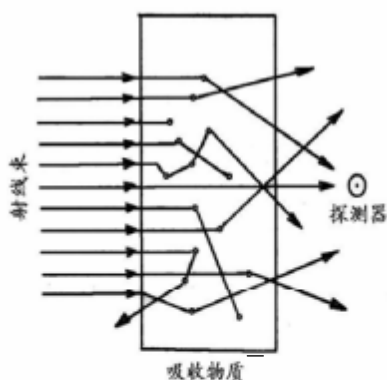


图 2-20 宽射线束通过物质后记录到散射射线的示意图

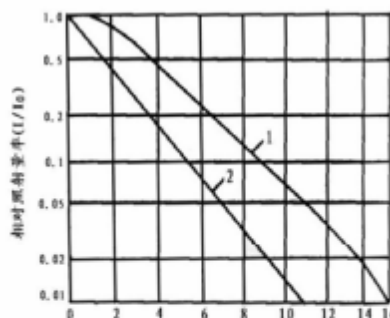


图 2-21 宽射线束通过平面钢板时的衰减曲线

曲线 1—平面 Co 源通过平面钢板实测曲线；

曲线 2—窄射线束吸收的理论曲线。

种具体测量条件，所以在放射性方法勘查工作中，有时用有效衰减系数来作简单计算。

所谓有效衰减系数 μ ，是指用实测 γ 射线照射量率按公式 $\mu = \frac{-\ln(I/I_0)}{d}$ 求出的衰

减系数。例如根据图 2-21 中曲线 1，可知在 $d_m = \rho \cdot d = 50\text{g}/\text{cm}^2$ 处， $I/I_0 = 0.175$ ，

则该点处有效质量衰减系数为 $\frac{\mu}{\rho} = \frac{-\ln(I/I_0)}{\rho \cdot d} = \frac{-\ln 0.175}{50} = 0.035\text{cm}^2/\text{g}$ 。

在一定条件下， γ 射线照射量率可根据有效衰减系数按下式计算：

$$I = I_0^{-\mu d} \text{ 或 } I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho d} \quad (2-48)$$

图 2-22 中虚线 3 就是当 $\frac{\mu}{\rho} = 0.035\text{cm}^2/\text{g}$ 时，按 (2-48) 式计算得到的衰减曲线。

可以看出，它与实测曲线 1 比较接近，在 $\rho d = 50\text{g/cm}^2$ 处完全重合，以后随着吸收厚

Er=1.25MeV)
线

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：<https://d.book118.com/468030100015006060>