

放射性勘探仪器

成都地质学院三系

原子能出版社

79.867
229

放射性勘探仪器

成都地质学院三系第二教研室编

原子能出版社

内 容 简 介

本书较系统地介绍了放射性勘探仪器中常用的核辐射探测器、电子学线路、各种型号仪器的工作原理及其使用和调整原则。书中有300余张插图，并将15种放射性勘探仪器的完整电路图，散装专袋作为本书的附图集。

考虑到CMOS集成电路在放射性勘探仪器中日渐广泛采用的趋势，根据一些实践经验和国内外的新近资料，较全面地阐述了CMOS集成电路的工作原理、常用电路及其实例。

书中内容理论联系实际，语言比较通俗，概念比较清楚。保留了必要的定量计算，避免了烦琐的数学推导。

本书主要作为放射性地球物理勘探专业的教材，同时也可供有关物探人员参考。

放射性勘探仪器

成都地质学院三系第二教研室 编

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

北京印刷一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售



开本787×1092^{1/16}·印张17·字数400千字插图15(袋装)

1979年11月北京第一版·1979年11月北京第一次印刷

印数001——5800·定价：3.20元

统一书号：15175·150

前 言

近年来,我国放射性勘探仪器获得了很大的发展,品种不断增加,性能日趋完善。为了便于教学,正确掌握这些仪器的原理、特性和使用方法,我们编写了《放射性勘探仪器》一书。该书主要作为我院放射性地球物理勘探专业的教材,同时也可供有关物探人员参考。

本书力图系统地介绍放射性勘探仪器中常用的核辐射探测器,电子学线路,各种型号的仪器及其检查和调整的原则。考虑到具有生命力的CMOS集成电路在放射性勘探仪器中日渐广泛采用的趋势,根据我们几年来的实践经验和国内外的新近资料,将CMOS集成电路工作原理,常用电路及实例独立成章加以阐述。为了便于读者具体分析不同类型的仪器,将绘制的完整电路图散装专袋,作为本书的附图集。

在编写过程中,承蒙北京综合仪器厂、上海电子仪器厂、北京第三研究所及野外地质队等单位的热情支持与帮助,许多资料直接来自上述单位的工作成果。初稿完成后,又经北京第三研究所于振涛、吴宏、王武玉、严育才等同志和清华大学王晶宇、钱永庚等同志认真审阅,提出了许多宝贵意见,谨向他们表示衷心的感谢。

本书主要由贾文懿、葛静霞等同志编写,徐玉茹同志参加了全书文图整理工作。由于我们业务水平不高,情报渠道欠通,特别是,没有介绍最新仪器,书中难免有不少缺点和错误,诚恳地希望读者不吝指教。

编著者

1978年4月1日

目 录

第一章 核辐射的基本知识	(1)
§ 1.1 放射性现象	(1)
§ 1.2 射线和物质的相互作用	(4)
§ 1.3 放射性测量中的一些常用单位	(10)
第二章 核辐射探测器	(12)
§ 2.1 概述	(12)
§ 2.2 闪烁计数器	(13)
1. 闪烁体	(14)
2. 光电倍增管	(19)
3. 闪烁计数器的组成及其输出脉冲波形	(22)
4. 影响闪烁计数器稳定性的主要因素	(26)
5. 闪烁计数器的自动稳定装置	(29)
6. 闪烁计数器的“坪”曲线	(31)
§ 2.3 电离室	(36)
1. 气体的电离	(37)
2. 电离电流与外加电压的关系	(38)
3. 电离室的结构及工作原理	(39)
§ 2.4 盖革计数管	(41)
1. G-M 计数管的结构及工作原理	(41)
2. G-M 计数管的坪曲线及其影响因素	(44)
3. G-M 计数管的探测效率	(48)
§ 2.5 正比计数管	(50)
§ 2.6 半导体探测器	(52)
第三章 放射性勘探仪器常用晶体管电路	(57)
§ 3.1 概述	(57)
§ 3.2 核辐射探测器的有关连接电路	(58)
1. 闪烁计数器的连接电路	(58)
2. 半导体探测器的连接电路	(67)
3. G-M 计数管的连接电路	(70)
4. 电离室的连接电路	(72)
§ 3.3 线性脉冲放大器	(74)
§ 3.4 脉冲幅度甄别器	(79)
1. 二极管甄别器	(81)
2. 跟随触发器做成的甄别器	(83)
3. 隧道二极管甄别器	(85)
§ 3.5 单道脉冲幅度分析器	(87)
§ 3.6 脉冲形状甄别器	(96)
§ 3.7 脉冲计数器	(100)
1. 二进制计数器	(101)

2. 十进制计数器	(105)
3. 可逆计数器	(113)
4. 计数电路状态的显示	(115)
§ 3.8 定时电路	(122)
§ 3.9 计数率计电路	(130)
§ 3.10 符合电路和反符合电路	(138)
§ 3.11 运算器	(141)
§ 3.12 电源电路	(147)
第四章 CMOS 集成电路在放射性勘探仪器中的应用	(155)
§ 4.1 基本的 CMOS 集成电路	(155)
1. CMOS 集成电路的特点	(155)
2. CMOS 反相器和传输门	(157)
3. CMOS “与非”门及“或非”门	(160)
4. CMOS R-S 触发器	(162)
5. CMOS D 触发器和 J-K 触发器	(164)
§ 4.2 CMOS 集成电路组成的一些常用电路	(167)
1. CMOS 电路脉冲幅度甄别器	(167)
2. CMOS 电路脉冲幅度分析器	(170)
3. CMOS 电路计数器和寄存器	(173)
4. 与 CMOS 电路配合工作的液晶显示器	(177)
5. CMOS 电路定时器及其模拟电路	(183)
6. 使用 CMOS 电路的注意事项	(187)
§ 4.3 CMOS 电路组成的数字运算器实例	(187)
第五章 地质工作中常用的放射性勘探仪器	(194)
γ 找矿辐射仪	(194)
§ 5.1 FD-71 型晶体管小型辐射仪	(194)
§ 5.2 FD-72 型铀钍轻便普查仪	(198)
§ 5.3 FD-122 型闪烁矿山辐射仪	(199)
γ 找矿能谱仪	(200)
§ 5.4 FD-31 型便携式二道 γ 能谱仪	(201)
§ 5.5 FD-123 型能谱航测仪	(204)
射气仪	(205)
§ 5.6 FD-103 型射气仪	(205)
§ 5.7 FD-118 G ₂ 型闪烁射气仪	(207)
§ 5.8 FD-125 型室内氡钍分析器	(208)
§ 5.9 FJ-13 型 α 辐射探测仪	(210)
γ 测井仪	(212)
§ 5.10 FD-61 K 型晶体管轻便测井仪	(212)
§ 5.11 FD-63 型闪烁 γ 浅孔测井仪	(214)
§ 5.12 FD-121 型能谱测井仪	(215)
辐射取样仪	(219)
§ 5.13 FD-21 型晶体管脉冲计数取样仪	(219)
§ 5.14 FD-42 型 γ 定向辐射仪	(221)

实验室用放射性测量仪器	(227)
§ 5.15 FH-408 型自动定标器	(228)
§ 5.16 GP-1 型单道 γ 能谱仪	(231)
§ 5.17 FH-421 型单道 γ 能谱仪	(236)
§ 5.18 FH-427 型 256 道幅度分析器	(237)
第六章 放射性勘探仪器的检查及调整	(239)
§ 6.1 放射性测量中的统计涨落规律	(239)
1. 放射性衰变的统计规律	(239)
2. 放射性衰变统计规律的应用	(243)
§ 6.2 根据观测数据对脉冲计数仪器进行检查	(249)
§ 6.3 计数率计电路中统计涨落的性质率计式辐射仪的灵敏阈	(251)
§ 6.4 放射性勘探仪器的调整	(253)
§ 6.5 辐射仪的维修原则	(257)
附录 1 常用干电池特性表	(260)
附录 2 常用电容器的类别及型号	(261)
附录 3 常用电阻、电位器的类别及型号	(262)
附录 4 常用光电倍增管管脚接线图	(263)
主要参考文献	(264)
放射性勘探仪器 (附图集)	

第一章 核辐射的基本知识

为了更好地掌握和使用放射性勘探仪器，了解一些核辐射的基本知识是很有必要的，以下仅就放射性勘探仪器中涉及到的一些方面做一概略的介绍。

§ 1.1 放射性现象

实践中发现，原子核可以分成两大类：一类是能够稳定地存在，它不会自发地发生变化，叫做稳定性原子核；另一类原子核不能稳定地存在，它会自发地发生变化，转变成别的原子核，叫做放射性原子核。放射性原子核能自发地发生变化，并放出射线，这个过程叫做放射性衰变或核衰变，也叫做放射性蜕变。

天然放射性元素发生核衰变的时候，会放出 α, β, γ 射线。人工制造的放射性原子核还可以放出质子或中子等。表 1.1 列出了一些射线的主要物理参数。

表 1.1 一些射线的主要物理参数

粒子名称	符号	电荷	静止质量 (amu)*	速度 (v/c)**	半衰期
α 粒子	α	+ 2	4.002777	0.047—0.07	稳定
β 粒子	β	- 1	0.000549	0.0 — 0.99	稳定
正电子	β^+, e^+	+ 1	0.000549		稳定
γ 射线	γ	0	0	1	稳定
X 射线	X	0	0	1	稳定
中子	n	0	1.008982		~12分
中微子	ν	0	~ 0		稳定

* 1amu(原子质量单位)= 1.66×10^{-24} 克。

** v 为粒子速度, c 为光速。

下面我们来看几个核衰变的实例。

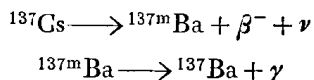
先看一下放射性勘探的主要对象——铀。铀在自然界有三个同位素： ^{238}U , ^{235}U , ^{234}U 。它们的分布比例大致是

$$^{238}\text{U}:^{235}\text{U}:^{234}\text{U}=1:\frac{1}{140}:\frac{1}{17000}$$

^{238}U 的量比其它二者多得多。现在我们只看一下 ^{238}U 的衰变情况。 ^{238}U 的半衰期是 4.51×10^9 年，它经过 α 衰变变成 ^{234}Th (又称 UX_1)。 ^{234}Th 的半衰期很短，它经过 β 衰变变成 ^{234}Pa (又称 UX_2)。再经过几次衰变变成镭的同位素 ^{226}Ra ，它的半衰期为 1602 年。又经过一系列的衰变，到稳定的同位素 ^{206}Pb 而告终。我们称起始的元素为母元素，它衰变的产物称为子元素，母元素和子元素组成一个族，叫做放射性系，图 1.1 是存在于自然界的三个放射性系：铀镭系，钍系和锕系。图中 α 衰变和 β 衰变均用不同方向箭头标明， γ 衰变通常在 β 衰变或 α 衰变之后发生，图中未专门注明。

自然界除了三个天然放射性系外,还有不少天然放射性元素,它们不成系,经过一次衰变就成为稳定元素。其中重要的一个放射性同位素是 ^{40}K 。 ^{40}K 的半衰期为 1.3×10^9 年,它通过两个途径衰变,约12%的 ^{40}K 经过 K 俘获变成 ^{40}Ar ,约88%经 β 衰变成为 ^{40}Ca ,它们都是稳定的。 ^{40}K 衰变时,大约每发生100次 β 衰变,可放出15个1.5百万电子伏特(MeV)的 γ 光子。

可见,利用放射性现象找寻铀矿时,虽然十分方便,但自然界中也存在许多不是铀矿产生的放射性射线,它们将成为干扰,这是放射性勘探中需要始终注意的一个问题。铯-137(^{137}Cs)是一个人工放射性同位素,半衰期为32年,它经常被用作 γ 辐射源。当 ^{137}Cs 发生 β 衰变后,变成处于激发态的 ^{137}Ba (常表示为 $^{137\text{m}}\text{Ba}$),然后由 $^{137\text{m}}\text{Ba}$ 放出能量为0.662 MeV的 γ 光子,变成 ^{137}Ba 基态。即



钴-60(^{60}Co)也是一个人工放射性同位素,它常被用做 γ 辐射源,每当发生一次衰变时,将放出一个 β 粒子,两个 γ 光子(γ 光子的能量分别为1.17 MeV和1.33 MeV)。

既然放射性元素是不稳定的,它会自发地发生衰变,但是否会在某一时刻突然一下子全部发生变化呢?实验证明,放射性原子核发生转变并不是一下子全部转变掉的,而是逐步变化的,并且服从指数规律。设若某时刻 t 时的放射性原子核数目为 $N(t)$,则其与初始($t=0$)时具有的放射性原子核数目 N_0 之间有下列的关系

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.1)$$

λ 称为衰变常数,和原子核的性质有关,不同原子核有不同的 λ 。衰变常数的物理意义是单位时间内一个原子核发生衰变的几率。它反映的是衰变的速度, λ 愈大,则衰变率愈大,衰变速度愈快。通常我们用半衰期 T 来表示衰变的速度或元素的寿命。半衰期就是放射性元素原有的原子衰变一半所需要的时间。例如 ^{238}U 的半衰期 $T=4.51 \times 10^9$ 年,若原有1000万个原子,则经过 4.51×10^9 年后将剩下一半,约为500万个。再经过 4.51×10^9 年又剩下一半,约为250万个。而不是经过一个半衰期剩下了一半,再经过一个半衰期的时间另一半就衰变掉了。实际上,历时10个半衰期,原有的原子还剩下千分之一左右。半衰期和衰变常数有下列的简单关系

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

各种放射性元素的半衰期差别是很大的,图1.1中列出了天然放射性元素的半衰期。例如氡的三个放射性同位素: ^{222}Rn (氡), ^{220}Rn (钍射气)和 ^{219}Rn (锕射气),虽然同为惰性气体,但半衰期差别很大,分别为3.825天,55.6秒和3.92秒,利用半衰期的差别就可以把它们区别开来。

虽然不同放射性元素的半衰期或衰变常数为一定数值,基本上不随其化学或物理状态而改变。但是在进行放射性测量时我们将会发现,测量条件虽未变化,但所得结果并不一样,即放射源在单位时间内衰变掉的原子核数目是不相同的,时多时少,有起有伏。例如第一次读数为每分钟100次衰变,条件完全相同,第二次读数为每分钟97次衰变,第三次读数却为108次/分,……前后读数相差不少,这是我们过去进行许多测量(如长度、重量等等)所未见到过的,这种现象称为放射性衰变的统计涨落。出现这种现象的原因在于

铀 U 92	镭 Pa 91	钍 Th 90	锕 Ac 89	镭 Ra 88	锕 Fr 87	氡 Rn 86	砷 At 85	钋 Po 84	铋 Bi 83	铅 Pb 82	铊 Tl 81
铀 - 镭系											
^{238}U 4.51×10 ⁹ 年		$^{234}\text{UX}_1$ 24.1 天							α 衰变 β 衰变		
^{234}U 2.44×10 ⁵ 年	$^{234}\text{UX}_2$ 1.17 分 ^{234}UZ 6.75 时	^{230}Th 7.7×10 ⁴ 年	^{226}Ra 1602 年	^{222}Rn 3.82 天	^{218}RaA 3.0 分	^{214}RaB 26.8 分	^{210}RaC 19.7 分	$^{210}\text{RaC}'$ 1.32 分	^{214}RaC 1.64×10 ⁻⁴ 秒	^{210}RaD 22.3 年	^{210}RaE 5 天
									^{210}RaF 138.4 天	^{206}RaG 稳定	
钍 系											
		^{232}Th 1.4×10 ¹⁰ 年	$^{228}\text{MsTh}_1$ 5.75 年								
		$^{228}\text{MsTh}_2$ 6.13 时									
		$^{228}\text{RdTh}$ 1.913 年	^{224}ThX 3.64 天	^{220}Tn 55.6 秒	^{216}ThA 0.15 秒	^{212}ThB 10.64 时	^{208}ThC 33.7% 60.6 分	$^{208}\text{ThC}'$ 3.1 分	$^{212}\text{ThC}'$ 3.05×10 ⁻⁷ 秒	^{208}ThD 稳定	
锕 - 铀系											
^{235}AcU 7.1×10 ⁸ 年		^{231}UY 25.52 时									
	^{231}Pa 3.25×10 ⁴ 年	^{227}Ac 21.8 年	^{223}AcK 1.25% 22 分	^{219}An 3.96 秒	^{215}AcA 1.8×10 ⁻³ 秒	^{211}AcB 36.1 分	^{207}AcC 2.14 分	$^{207}\text{AcC}'$ 4.79 分	$^{211}\text{AcC}'$ 0.56 秒	^{207}AcD 稳定	

图 1.1 在自然界存在的三个放射性系

放射性原子核的衰变是自动发生的,那一个原子核发生衰变是带有偶然性的,谁先衰变,谁后衰变是无法确定的。因此,在某一时刻会有较多的原子核衰变,而另一时刻则有较少的原子核衰变,这样便使观测结果出入较大,有了起伏涨落。

放射性衰变的统计涨落并不排斥前述规律的正确性。这只是说关系式(1.1)中反映的数值关系是服从统计规律的,即当大量地观测数据时,结果将能很好符合。

实验及理论均可证明,放射性测量的数据虽有涨落,但仍是具有规律的,它比较集中地在某一范围内波动。例如进行了1000次观测,平均值 $\bar{N}=400$,数据出现在 $\bar{N} \pm \sqrt{\bar{N}}$ 范围内的数占68.3%,即约有683次数据出现在 $400 \pm \sqrt{400}$ 范围内(380—420之间),而超过 $\bar{N} - \sqrt{\bar{N}}$ 到 $\bar{N} + \sqrt{\bar{N}}$ 这个范围的数据占31.7%,即约有317次的结果不在380—420这个范围内。至于超过 $\sqrt{\bar{N}}$ 二倍或三倍的几率就更小了。数据出现在 $\bar{N} - \sqrt{\bar{N}}$ — $\bar{N} + \sqrt{\bar{N}}$ 这个范围内的几率是68.3%;出现在 $\bar{N} - 2\sqrt{\bar{N}}$ — $\bar{N} + 2\sqrt{\bar{N}}$ 这个范围内的几率是95.5%;出现在 $\bar{N} - 3\sqrt{\bar{N}}$ — $\bar{N} + 3\sqrt{\bar{N}}$ 这个范围内的几率是99.7%。

§ 1.2 射线和物质的相互作用

为了便于掌握放射性测量仪器中的探测器的工作原理,下面按照不同类型的射线介绍射线和物质相互作用的有关知识。

1. α 射线及其与物质相互作用

α 射线是由 α 粒子组成的。 α 粒子就是快速运动的氦核,它是一个稳定的原子核。 α 粒子是在不稳定原子核发生 α 衰变时放射出来的。天然放射性元素衰变时,放射出的 α 粒子的动能约在4—10百万电子伏(MeV)之间。因为 α 粒子质量较大,所以它的速度比光速低很多,能量为10 MeV的 α 粒子,其运动速度约为光速的1/10。

由一定的放射性元素辐射出的 α 粒子能量是一定的,如: $^{214}\text{Po}(\text{RaC}')$ 辐射出的 α 粒子能量为7.68 MeV, $^{212}\text{Po}(\text{ThC}')$ 放出的 α 粒子能量为10.54 MeV。在同时辐射出 γ 射线的 α 衰变时,一般放出不止一种能量的 α 粒子, ^{226}Ra 衰变时伴有 γ 射线辐射出来,它的 α 粒子有两种能量,一是4.78 MeV(占94.3%),另一种是4.59 MeV。 α 粒子在能量(或称能谱)方面的这种差异可以用来区分不同的放射性同位素。

α 粒子通过物质时主要是与介质中原子的轨道(束缚)电子相互作用。带电的 α 粒子与束缚电子作弹性碰撞,由于两者之间的静电作用,使束缚电子得到加速而离开轨道变成自由电子,引起电离。如果束缚电子获得的能量还不够大,未能变成自由电子,而只是激发到更高能级上去,这便是激发作用。 α 粒子通过物质时,能量主要消耗在使物质电离和激发上。我们正是根据 α 粒子电离或激发介质的原子,从而探测到 α 粒子有关情况的。

因为 α 粒子能量很大,而在每一次碰撞中损失的能量相对是很小的,所以原子对 α 粒子的散射作用很小, α 粒子在空气中的径迹是直线,仅在其末端,因 α 粒子速度变小,运动轨迹才稍有弯曲。

α 粒子能量不断消耗于电离和激发上,最终耗尽动能,粒子就停下来,在捕获了两个电子后,则变成通常的氦原子。 α 粒子在物质中穿透的距离称为射程,它随 α 粒子能量及

介质不同而异。 α 粒子在空气中的射程 R_{α} 可用下式求出(α 粒子能量在4—7 MeV 范围内时)

$$R_{\alpha} = 0.309 E^{3/2} \quad (1.2)$$

式中 R_{α} —— α 粒子在空气中的射程, 单位: 厘米(cm);

E —— α 粒子的能量, 单位: 百万电子伏(MeV)。

由关系式(1.2)可见, α 粒子的射程是很短的, 而且与 α 粒子能量有关, 在空气中一般约为几个厘米。天然放射性元素辐射出的能量最大的 α 粒子($E_{\alpha}=10.54$ MeV)在空气中的射程也不过 11.5 厘米。 α 粒子通过其它介质时射程就更短了, 用一张纸就足以挡住 α 粒子, 在水中 α 粒子的射程不过几十微米。

2. β 射线及其与物质相互作用

β 射线是由 β 粒子束组成的。 β 粒子为带一个负电荷(或正电荷)的高速运动的电子, 可以接近光速。带正电荷的 β^+ 寿命很短, 其他性质均与带负电荷的 β 粒子相同, 仅所带电荷符号相反而已。

放射性元素 β 衰变时放出的 β 粒子能量一般低于 15 MeV, 并且 β 粒子的能量都是连续的。可以在极大范围内变化, 这是和 α 粒子很不相同的一点。

β 粒子质量轻, 体积小, 所以它和物质相互作用的特点与 α 粒子有所不同。 β 粒子通过物质时除有电离、激发作用外, 还有弹性散射和韧致辐射等现象。

带电荷粒子通过物质时, 因受原子核库仑电场的相互作用而改变运动的方向称为散射。由于 β 粒子很轻, 散射作用很明显, 而且会受到多次散射。 β 粒子受散射后运动方向发生改变, 甚至可能发生与原来前进方向相反的运动, 称为反散射。因此, β 粒子的实际行走路程比它能穿透的射程一般要大 1—4 倍。

当 β 粒子被物质所阻止突然降低速度时, 则有一部分动能转变为连续能量的电磁辐射, 称为韧致辐射。这种损耗随电子能量增大而增加。例如动能为 10 MeV 的 β 粒子, 在铅 ($Z=82$) 中, 电离损耗与韧致辐射损耗基本相等。能量再大, 韧致辐射的损耗就大大增加。

因为 β 粒子的质量与轨道电子质量相等, 所以 β 粒子在电离碰撞过程中每次传递给轨道电子的能量涨落很大, 再加上韧致辐射损耗, 所以即使 β 粒子的能量是单一的, 它在同一物质中行走的路程差别也是很大的。又因散射现象, β 粒子的路程就更弯弯曲曲而不会相等, 射程的涨落一般达到 10—15%。就 ^{214}Bi (RaC) 放出的 β 射线而言, 它的 β 粒子最大能量为 3.17 MeV, 在空气中的最大射程约为 1.2 米, 在铝中的射程约为 0.6 厘米。天然铀矿石辐射出的 β 射线, 只要厚 0.8 厘米左右的岩层(假设该岩层密度为 2) 就可以把它们全部吸收。和 α 粒子相比, β 粒子的穿透能力还是强得多的, 因此, 在探测 β 射线时和探测 α 射线有许多不同的地方应予注意。

3. γ 射线及其与物质的相互作用

γ 射线和 X 射线都是一种电磁波, 是一种光子, 它们的差别仅在于产生的方式不同。 γ 射线通常是伴随 α 射线或 β 射线一起产生的, γ 射线是原子核从激发态跃迁至基态时放出的电磁辐射。X 射线是原子内层轨道电子退激过程或高能电子的韧致辐射所发出的电磁辐射。因为它们是电磁波, 所以和光线有相同的传播速度, 不过 γ 射线和 X 射线波长较短,

频率较高。就光子而言,它没有静止质量,因而也没有相应的静止质量能。光子的能量 $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$, 全部是动能 (h 是普朗克常数, λ 为波长, ν 为频率, c 为光速)。 γ 光子的能量较可见光的光子能量大得多, 波长比可见光的短得多, 天然放射性元素发生 γ 衰变时辐射出的 γ 射线的能量约在几万电子伏到几百万电子伏之间。

一定的元素放出的 γ 射线能量是一定的。如 ^{137}Cs 放出的 γ 射线能量为 0.66 MeV, ^{60}Co 放出的 γ 射线能量为 1.17 和 1.33 MeV。以后我们要讨论的 γ 能谱测量正是根据 γ 射线能量的差异来区分不同放射性元素的。

γ 射线是不带电的粒子, 它通过介质时能量的损失方式不同于前述 α 粒子或 β 粒子。后二者是与原子的轨道电子的库仑场作用, 使原子电离或激发, 逐渐损耗其能量的。 γ 射线是与原子或电子作用, 打出电子来, 并将能量交给这些电子, 称为次级电子, 再由次级电子引起物质的电离或激发, 这样, γ 射线可以通过间接又间接的关系被我们加以探测。

γ 射线通过物质时, 主要有三种作用:

(1) 光电效应 光子与原子相碰撞时, 把全部能量交给一个轨道电子, 使它脱离原子而运动, 光子本身整个被吸收, 因这种作用放出的电子称为光电子, 这一效应称为光电效应。图 1.2 示意地表示了光电效应的过程。 γ 射线本身虽不能引起介质的电离或激发, 但产生的光电子将引起物质的电离和激发, 使我们加以探测。

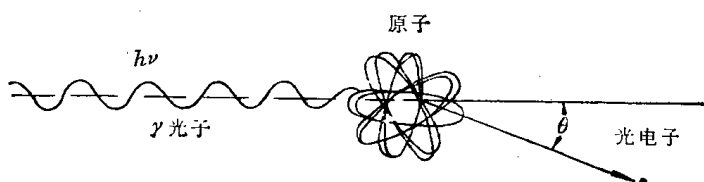


图 1.2 光电效应的示意图

能量为 $h\nu$ 的 γ 光子通过介质发生光电效应的几率 τ 可用下面经验公式表示 (当 $E_b > h\nu > mc^2$, E_b 为轨道电子的结合能, $mc^2 = 0.51 \text{ MeV}$)

$$\tau \propto N Z^5 (h\nu)^{-3.5} \quad (1.3)$$

式中 N 是单位体积中的原子数, Z 是原子序数。从公式 (1.3) 中可以看出光电效应和原子序数有密切的关系, 原子序数愈大则光电效应愈明显, 探测 γ 射线用的闪烁计数器等选用原子序数大的材料做闪烁体, 就是充分利用了这一特性。从关系式 (1.3) 还可以看出, 当能量增高时, 光电效应将显著降低。例如, 能量为 0.5 MeV 的 γ 射线通过铅时, 光电效应十分明显, 而当能量增至 2 MeV 时, 光电效应就不十分明显。

(2) 康普顿效应 也叫康普顿-吴有训效应。当 γ 光子能量增加后, 光电效应逐渐减弱, 康普顿散射成为 γ 光子能量损失的主要方式。在这一过程中, 光子和原子中的一个电子很象发生弹性碰撞。碰撞之后光子将一部分能量传给电子, 电子即从原子空间中以一定方向射出, 称为康普顿电子; 光子能量减少后, 并以一定方向散射出去。若碰撞前光子能量为 $h\nu$, 碰撞后光子能量为 $h\nu'$, 则 $h\nu > h\nu'$ 。图 1.3 示意地绘出了这一过程。康普顿电子又称反冲电子, 它将引起物质电离或激发, 为我们所探测。

γ 射线通过介质发生康普顿散射的几率 σ 也与光子能量 $h\nu$ 及介质原子序数 Z 有关, 当 $h\nu > mc^2$ 时, 则

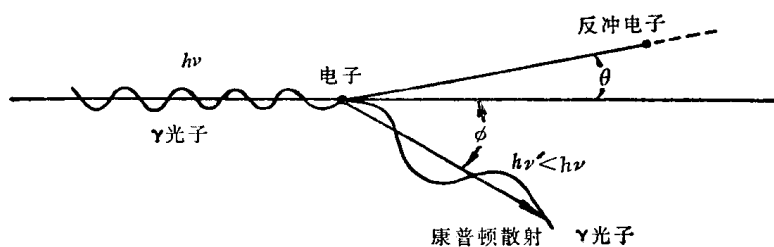


图 1.3 康普顿散射示意图

$$\sigma \propto \frac{NZ}{h\nu} \left(\ln \frac{2h\nu}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (1.4)$$

可见， γ 光子能量减弱时，康普顿散射效应上升；介质原子序数及密度大时，康普顿散射效应增加。

(3) 形成电子对效应 当 γ 光子能量大于 1.02 MeV 时，它和物质作用有另一新的现象。光子在原子核旁转化成一个电子和一个正电子，即形成一个正负电子对，而原来的 γ 光子整个不见了。图 1.4 示意地表示这一过程的情形。

γ 光子通过介质发生形成电子对效应的几率 χ 有下面的关系（ γ 光子能量为 1 MeV 左右时）

$$\chi \propto NZ^2(h\nu - 2mc^2) \quad (1.5)$$

可见，发生形成电子对的几率也与入射线能量及介质原子序数有关。 $h\nu$ 大， Z 大则产生形成电子对的几率增加。

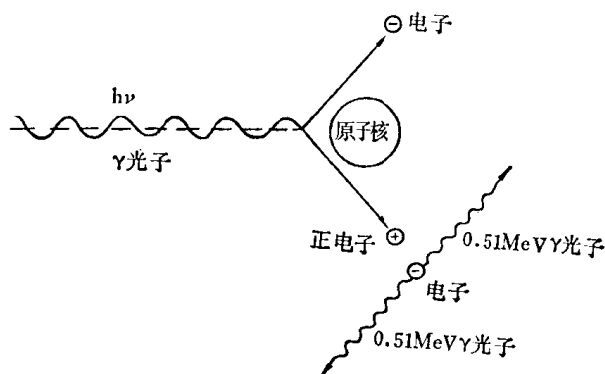


图 1.4 形成电子对效应的示意图

正电子和 β 粒子性质相似，会引起物质的电离和激发，因其带有正电荷，当它损失能量之后将和电子相结合转化成光子，发生电子对的“湮没”，称为光化辐射，它的特征能量是 0.511 MeV。图 1.4 的下方表示了电子对湮没的示意图。因此当能量大于 1.022 MeV 的 γ 射线穿过原子序数高的介质时，可以容易地测到这个能量的次级射线。

综上所述， γ 射线通过物质时，将发生三种不同的效应，这些效应除与射线能量有关外，还与介质的原子序数 Z 有关，其中

$$\tau \text{ (光电效应)} \propto Z^5$$

$$\sigma \text{ (康普顿效应)} \propto Z$$

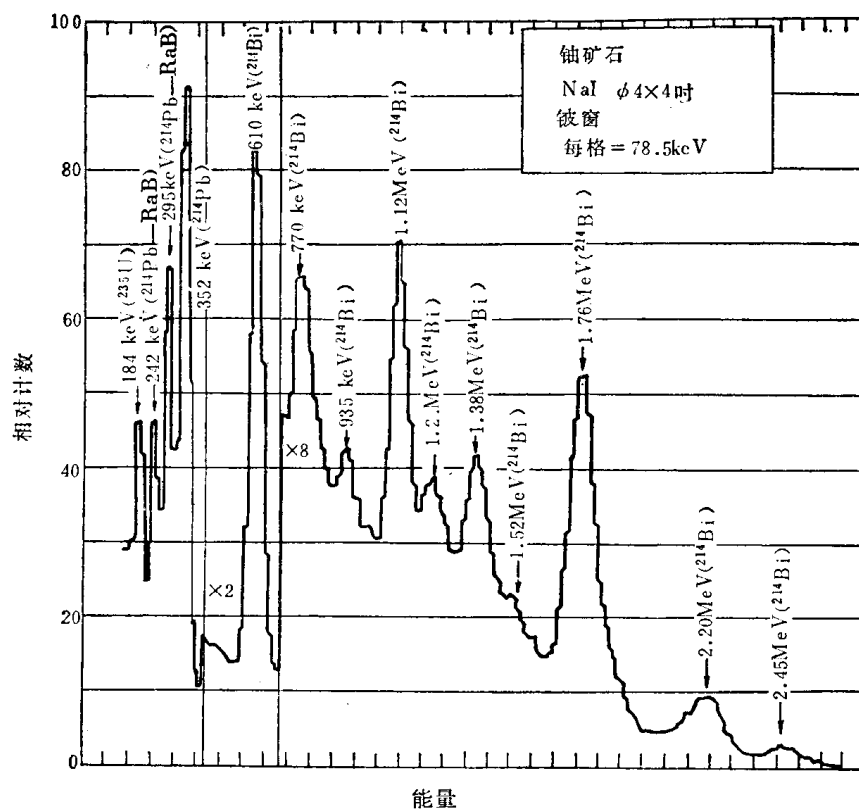
$$\chi \text{ (形成电子对效应)} \propto Z^2$$

为了更好地让 γ 光子被介质吸收掉，使其转化为我们能方便探测到的带电粒子，所以用作探测 γ 射线的探测器常常选用原子序数高的材料做成。

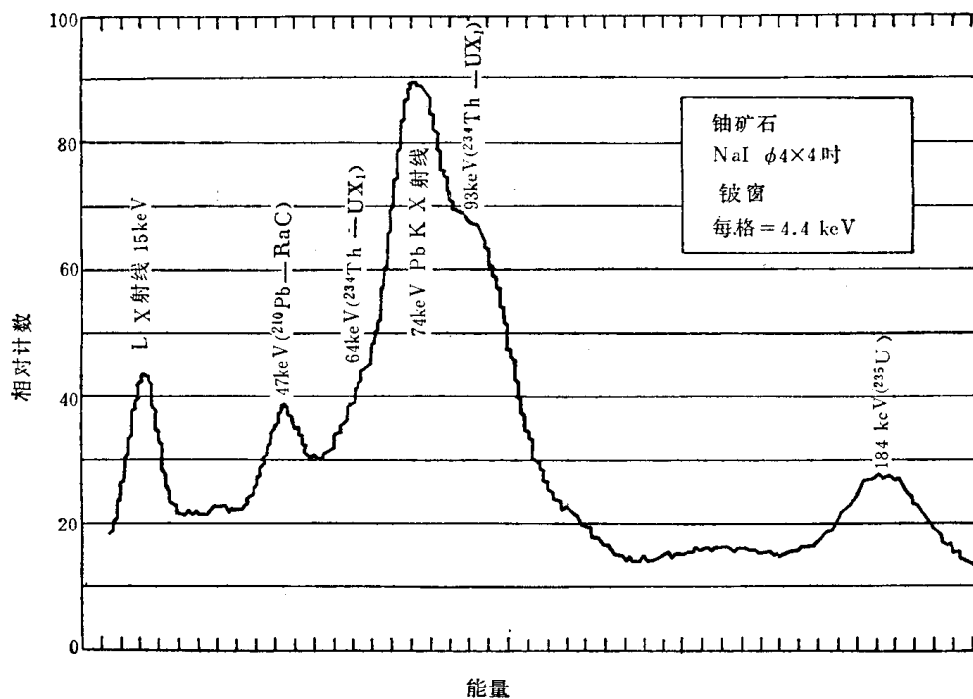
γ 射线穿过物质的本领比 α, β 射线要大得多，它在空气中可以穿透数百公尺的距离，在岩石中也有一公尺以上的射程。因此，为了找寻放射性矿产，探测它们辐射出的 γ 射线是比探测 α, β 射线有利得多的。

但是，许多放射性元素都能辐射出 γ 射线，例如铀系和钍系中都有不少 γ 辐射体，它

们将成为测定铀或钍含量时的干扰。为此，在测定 γ 射线强度时，同时测定其能量，根据其能谱之差异，则可确定铀或钍的含量，消除干扰影响。图 1.5 为铀系及钍系辐射出的 γ 射线能谱曲线。从曲线上可以看出，铀矿石和钍矿石虽然都放出 γ 射线，但有不少特点，例如：



(a)



(b)

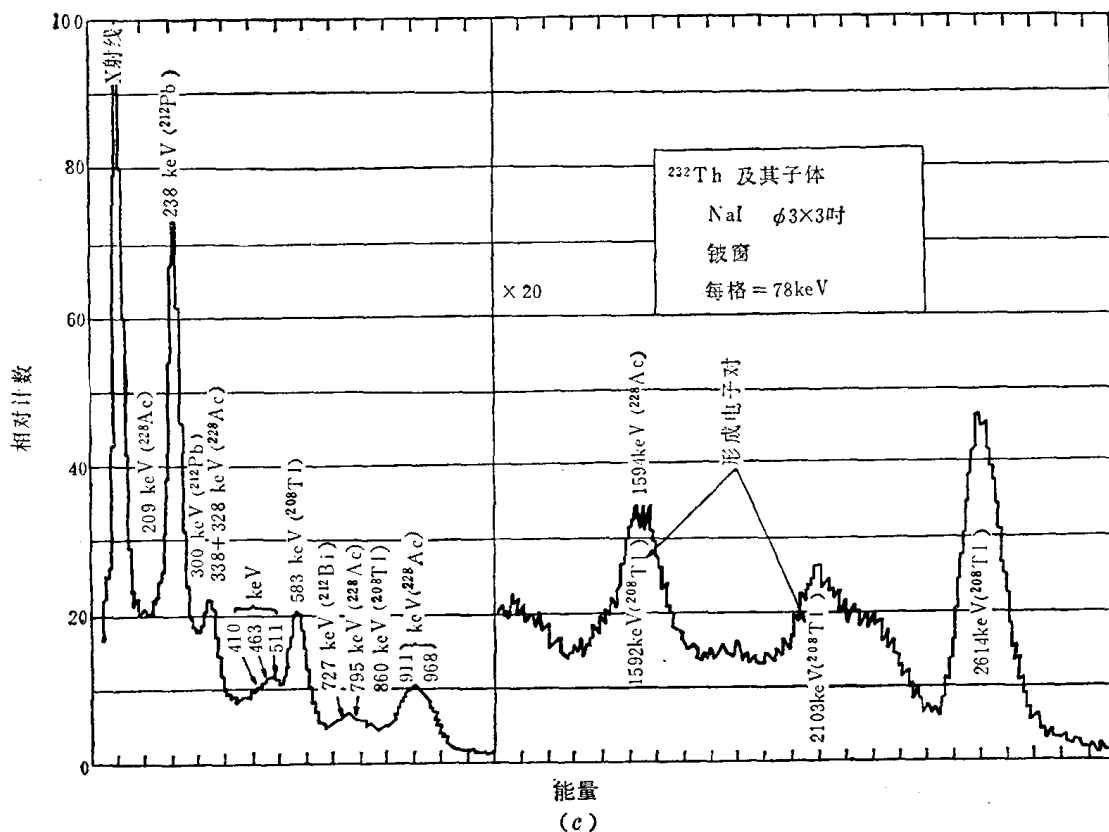


图 1.5 一些放射性元素的 γ 能谱曲线
(a) 铀系放射性元素的 γ 能谱曲线; (b) 铀系放射性元素的部分 γ 能谱曲线; (c) 钍系放射性元素的 γ 能谱曲线。

① 钍矿石中的 γ 辐射体 ^{208}Tl 放出的 γ 射线能量最大, $E_r=2.61\text{ MeV}$; 而铀矿石放出的 γ 射线在 $E_r=1.76\text{ MeV}$ 附近为一峰值。两者辐射出的 γ 射线不仅最大能量不同, 而且其他能谱段也颇多差异。

② 能量低于 50 keV 之 γ 射线, 所占比例很小。粗略地说, 铀系及钍系辐射出的 γ 射线能量均大于 50 keV 。

这些特点很重要, 在调整仪器时, 我们必须加以利用。

4. 中子及其与物质的相互作用

中子不带电荷, 质量数为 1。用荷电粒子 (如 α 粒子) 或 γ 光子轰击原子核, 当其发生核反应时, 可以产生中子。自由的中子其半衰期约为 12 分钟。

根据中子的能量不同, 可以粗略地分成热中子, 慢中子, 快中子等等。快中子能量最大, 一般大于几十 keV 。慢中子的能量一般小于几十 keV 。热中子能量很小, 通常与介质的分子或原子的动能为同一个数量级, 在 15°C 时, 热中子的平均能量约为 0.025 eV 。

中子不带电, 通过物质时不受原子核电场的作用, 所以即使在热中子那样低的能量时仍可穿过原子核, 与其发生反应, 这便决定了中子与物质相互作用的许多特殊之处。概括地说中子通过物质时将发生散射和俘获两种反应过程。

中子的散射可分为弹性散射和非弹性散射。当发生弹性散射时, 中子的一部分能量交给原子核, 形成所谓反冲核, 根据动量守恒原理, 原子核的质量愈接近中子质量, 中子交

出的能量愈多,反冲核的动量将愈大。这个具有一定动量并带有电荷的反冲核,在性质上与 α 粒子颇相似,能引起原子或分子的激发和电离,从而可以间接地显示中子的一些情况。发生非弹性碰撞时,中子将损失很大一部分能量(例如快中子通常可因此损耗全部能量的90%左右),使原子核处于激发状态,它将在很短的时间内回复到基态,并放出中子和 γ 光子。散射现象是快中子与原子核作用的最主要形式,快中子通过散射作用,能量逐渐减弱,中子速度减低逐渐慢化而成为慢中子。

中子发生被俘获的现象,是中子与原子核相互作用的另一种形式。原子核俘获中子后可形成受激复核,受激复核可以通过辐射粒子、光子或发生裂变而回到基态。这些不同的核反应便是通常称做的 (n,p) 、 (n,α) 、 (n,γ) 或 (n,f) 反应。俘获是慢中子与介质的原子核相互作用的主要形式,快中子被原子核俘获的几率是较小的。

中子虽然不能直接引起物质的电离和激发,但借助上述各种反应产生的一些带电产物等次级作用,中子通过物质时仍能间接地引起原子或分子的电离和激发,从而易于为我们所探测。

中子通过物质后,它的减弱规律可用下述关系式表示

$$N = N_0 e^{-n\sigma d} \quad (1.6)$$

式中 N 为透过吸收介质后的中子数目, N_0 为入射中子的数目, n 为吸收介质单位体积内原子核的数目, d 为介质的厚度, σ 为介质的有效截面。

有效截面 σ 表示中子被介质散射和俘获的几率。我们可以把它想象为一个以原子核为中心的圆形靶子,其面积为 σ ,因此每当中子进入靶区时,就会发生给定的相互作用,靶愈大,则发生反应的几率就愈大。有效截面 σ 的单位是“靶”,1靶=10⁻²⁴厘米²。

如上所述,不同速度的中子与物质相互作用的特点是不同的,所以探测慢中子与快中子的方法是有差异的。

§ 1.3 放射性测量中的一些常用单位

放射性测量工作中应用的单位很多,由于若干原因,单位的严格定义还在不时修订补充。以下仅就放射性勘探工作中常用单位做一简要介绍。

1. 居里 这是说明放射性衰变速度的单位,常用做 β 射线或 α 射线的放射性强度单位,一居里是指一个放射性样品在1秒钟内有 3.7×10^{10} 次衰变的量。居里的简写符号是Ci。因居里的单位相当大,通常还用毫居里(mCi)或微居里(μ Ci)等较小的单位。

$$1 \text{ 居里(Ci)} = 3.7 \times 10^{10} \text{ 衰变/秒}$$

$$1 \text{ 毫居里(mCi)} = 3.7 \times 10^7 \text{ 衰变/秒}$$

$$1 \text{ 微居里}(\mu\text{Ci}) = 3.7 \times 10^4 \text{ 衰变/秒}$$

应该说明的是,居里只是表示衰变速度,居里数相同的两个放射源只是表示它们在单位时间内衰变的次数是相同的,但并不能说明它们放出的辐射粒子数目和能量相同。例如⁶⁰Co发生衰变时除放射出一个 β 粒子外还放射出两个 γ 光子,而³²P衰变时只放出 β 粒子并无 γ 光子,从能量上看,各辐射粒子也是不相同的。

2. 爱曼 常用做表示放射性气体浓度的单位。

$$1 \text{ 爱曼} = 10^{-10} \text{ 居里/升}$$