

就地 γ 谱仪测量 原理及应用

贾明雁 程建平 冯天成 等 编著

中国原子能出版社

就地 γ 谱仪测量原理及应用

贾明雁 程建平 冯天成 龙 斌 编著
曾 志 冯元举 李惠彬 吴 睿



中国原子能出版社

图书在版编目(CIP)数据

就地 γ 谱仪测量原理及应用/贾明雁等编著.

—北京:中国原子能出版社,2013.9

ISBN 978-7-5022-6027-9

I. ①就… II. ①贾… III. ①放射性测定— γ 谱仪

IV. ①TL817 ②X837

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2013)第 217930 号

就地 γ 谱仪测量原理及应用

出版发行 中国原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100048)

责任编辑 孙凤春

装帧设计 崔 彤

责任校对 冯莲凤

技术编辑 潘玉玲

印 刷 保定市中华美凯印刷有限公司

经 销 全国新华书店

开 本 787 mm $\times$ 1092 mm 1/16

印 张 14.75

字 数 368 千字

版 次 2013 年 9 月第 1 版 2013 年 9 月第 1 次印刷

书 号 ISBN 978-7-5022-6027-9

定 价 68.00 元

网址: <http://www.aep.com.cn>

发行电话: 010-68452845

E-mail: atomep123@126.com

版权所有 侵权必究

序

就地 γ 谱仪是辐射防护监测技术的一种重要手段。近年来,贾明雁研究员、程建平教授带领的团队在环境放射性测量方面应用就地 γ 谱仪建立了一些新的技术方法,并在放射性污染调查中发挥了重要作用,取得了良好的效果。

本书是这些成果的总结,对从事辐射防护、核与辐射事故应急和核与辐射设施退役等工作的人员均有重要参考价值。本书侧重环境放射性测量,但对工作场所监测等方面也有重要参考价值。

热烈祝贺本书的出版。

潘自强

2013年2月20日

前言

就地 γ 谱仪是环境放射性测量的一种重要技术手段,它通过现场测量 γ 射线能谱,鉴定和定量分析环境中各种天然和人工放射性核素。同环境样品采集-实验室测量分析方法相比,就地 γ 谱仪测量环境放射性更加便捷、高效,得到的数据更具代表性。

就地 γ 谱仪早期主要用于铀矿地质勘察。20 世纪 60 年代,美国 Beck 博士的创造性研究工作是就地 γ 谱仪技术发展的重要里程碑。前苏联切尔诺贝利核电站事故后,就地 γ 谱仪的应用日趋广泛,相关技术得到快速发展。1994 年,国际辐射单位与测量委员会(ICRU)第 53 号报告书推荐了“环境 γ 能谱学”方法。

近些年来,西北核技术研究所和清华大学在该领域开展了多项技术研究,培养了多名博士研究生和硕士研究生,建立了一些新的就地 γ 谱仪应用技术方法,拓展了其应用领域。在我国西北某地区放射性污染调查中,就地 γ 谱仪发挥了重要作用。本书反映了这些技术研究的进展及应用成果。

本书主要介绍就地 γ 谱仪的基本原理和应用方法,可供从事环境放射性调查及核安全、核应急的有关技术人员参考。全书分为 9 章,约 35 万字。第 1 章 γ 能谱探测原理由程建平教授和曾志副教授编写。第 2 章高纯锗 γ 能谱仪组成及工作原理由程建平教授和龙斌硕士编写。第 3 章就地 γ 谱仪测量地表放射性原理与方法由贾明雁研究员和冯天成博士编写。第 4 章土壤中放射性深度分布的就地测量分析由冯天成博士与程建平教授编写。第 5 章土壤中放射源就地探测由贾明雁研究员和冯元举硕士编写。第 6 章 $G(E)$ 函数法测量地表 γ 剂量率由贾明雁研究员和李惠彬博士编写。第 7 章气载放射性就地测量由冯天成博士和吴睿硕士编写。第 8 章放射性废物箱体在线检测原理由龙斌硕士和贾明雁研究员编写。第 9 章航空 γ 谱仪测量地表放射性原理与方法由贾明雁研究员编写。龙斌硕士在全书校对、编排等方面做了大量工作。由于作者水平有限,书中难免有不少缺点和不足,恳请读者不吝指教。

贾明雁 程建平 冯天成

2013 年 2 月

目 录

第 1 章 γ 能谱探测原理	(1)
1.1 γ 射线与物质的相互作用	(1)
1.1.1 光电效应	(1)
1.1.2 康普顿散射	(3)
1.1.3 电子对效应	(3)
1.1.4 相互作用小结	(4)
1.1.5 质量衰减系数	(5)
1.2 NaI(Tl) γ 能谱测量基础	(6)
1.2.1 NaI(Tl)探测器基本特性	(6)
1.2.2 NaI(Tl) γ 谱仪基本组成	(8)
1.2.3 NaI(Tl)探测 γ 能谱的性能特征	(9)
1.2.4 NaI(Tl)谱仪能谱响应	(13)
1.2.5 NaI(Tl)探测器产品简介	(15)
1.3 高纯锗 γ 能谱测量基础	(20)
1.3.1 HPGe 探测器基本特性	(20)
1.3.2 HPGe 探测器结构与类型	(22)
1.3.3 HPGe γ 能谱响应及特点	(27)
参考文献	(32)
第 2 章 高纯锗 γ 能谱仪组成及工作原理	(33)
2.1 HPGe γ 能谱仪的系统组成	(33)
2.2 γ 能谱探测核电子学	(34)
2.2.1 前置放大器	(34)
2.2.2 主放大器	(36)
2.2.3 滤波成形电路	(37)
2.2.4 极-零相消电路	(38)
2.2.5 基线恢复器	(39)
2.2.6 堆积判弃电路	(40)
2.3 多道脉冲幅度分析器	(41)
2.3.1 模数变换器	(41)
2.3.2 存储器	(43)
2.3.3 数字化多道	(43)
2.4 γ 能谱数据处理方法与软件	(46)
2.4.1 γ 能谱数据光滑处理	(46)

2.4.2	γ 能谱寻峰方法	(51)
2.4.3	γ 能谱本底扣除	(55)
2.4.4	能峰净面积计算	(57)
2.4.5	复杂 γ 能谱的解析	(60)
2.4.6	γ 能谱测量分析软件	(62)
2.5	γ 能谱仪能量刻度与效率刻度	(65)
2.5.1	γ 能谱仪能量刻度	(65)
2.5.2	γ 能谱仪效率刻度	(67)
2.5.3	无源效率刻度方法	(69)
	参考文献	(72)
第3章	就地 γ 谱仪测量地表放射性原理与方法	(73)
3.1	就地 γ 谱仪系统组成	(73)
3.2	BECK 公式原理	(74)
3.3	就地 γ 谱仪刻度方法	(76)
3.3.1	探测器有效前面积刻度	(76)
3.3.2	探测器角响应刻度	(78)
3.3.3	转换因子面源刻度	(81)
3.4	土壤 μ_s 与空气 μ_a 定值	(83)
3.4.1	土壤 μ_s 值测量	(83)
3.4.2	空气 μ_a 值确定	(84)
3.5	均匀分布面源就地测量	(85)
3.5.1	测量原理	(85)
3.5.2	^{239}Pu 污染就地替代测量	(86)
3.6	均匀分布体源就地测量	(88)
3.6.1	测量原理	(88)
3.6.2	天然放射性就地测量	(89)
3.7	指数分布体源就地测量	(94)
3.7.1	测量原理	(94)
3.7.2	裂变产物 ^{137}Cs 和 ^{155}Eu 就地测量	(95)
3.8	洛伦兹分布体源就地测量	(96)
3.8.1	测量原理	(96)
3.8.2	活化产物 ^{60}Co 、 ^{152}Eu 和 ^{154}Eu 就地测量	(97)
3.9	非平坦地形就地测量模型	(99)
3.9.1	台阶式地形就地测量模型	(99)
3.9.2	冲沟地形就地测量模型	(100)
3.9.3	山包地形就地测量模型	(101)
3.10	就地测量数据代表性	(102)
	参考文献	(104)

第 4 章 土壤中放射性深度分布的就地测量分析	(105)
4.1 峰谷比法	(105)
4.1.1 理论原理	(106)
4.1.2 “谷区”剥谱方法	(111)
4.1.3 应用实例	(112)
4.2 多能峰法	(113)
4.2.1 理论原理	(113)
4.2.2 应用实例	(115)
4.3 分层法	(117)
4.3.1 理论原理	(117)
4.3.2 方程组求解方法	(118)
4.3.3 应用实例	(119)
4.4 准直器法	(121)
4.5 方法灵敏度及适用性	(123)
4.5.1 方法灵敏度	(123)
4.5.2 方法适用性	(128)
参考文献	(129)
第 5 章 土壤中放射源就地探测	(131)
5.1 土壤中放射性点源就地探测	(131)
5.1.1 就地探测原理	(131)
5.1.2 确定土壤质量厚度	(132)
5.2 土壤中放射性面源就地探测	(133)
5.2.1 Beck 公式应用	(133)
5.2.2 就地探测方法	(135)
5.2.3 方程组求解	(136)
5.2.4 测量参数影响评估	(137)
5.2.5 探测工况优化	(139)
参考文献	(142)
第 6 章 $G(E)$ 函数法测量地表 γ 剂量率	(143)
6.1 就地 γ 谱仪测量 γ 剂量率简介	(143)
6.2 $G(E)$ 函数法基本原理	(144)
6.3 $G(E)$ 函数的求解	(145)
6.3.1 求解方法	(145)
6.3.2 点源刻度方法	(147)
6.3.3 最小二乘法求解 $G(E)$ 函数	(150)
6.4 $G(E)$ 函数法测量总 γ 剂量率	(153)
6.5 $G(E)$ 函数法测量附加 γ 剂量率	(154)
6.5.1 天然核素标准能谱	(154)
6.5.2 天然本底能谱剥离	(157)

6.5.3 附加 γ 剂量率测量	(157)
参考文献	(159)
第7章 气载放射性就地测量	(160)
7.1 γ 谱仪 4π 角响应刻度	(160)
7.1.1 刻度原理	(160)
7.1.2 刻度装置	(161)
7.1.3 刻度实验与数据处理	(162)
7.2 气载放射性测量	(165)
7.2.1 测量原理	(165)
7.2.2 探测限估算	(167)
7.3 坑道氡子体测量	(168)
7.3.1 测量模型	(168)
7.3.2 氡子体测量原理	(170)
7.3.3 测量实例	(171)
参考文献	(173)
第8章 放射性废物箱体在线检测原理	(174)
8.1 TGS 检测技术简介	(174)
8.2 放射性废物箱体在线测量模型	(176)
8.3 箱体在线测量转换因子计算	(180)
8.3.1 蒙特卡罗法计算积分原理	(180)
8.3.2 箱体在线测量转换因子算法	(181)
8.4 核素分布不均匀对测量的影响评估	(183)
参考文献	(186)
第9章 航空 γ 谱仪测量地表放射性原理与方法	(188)
9.1 航空 γ 谱仪测量原理	(188)
9.1.1 航空 γ 谱仪系统组成	(188)
9.1.2 航空 γ 谱仪测量地表放射性原理	(189)
9.1.3 航测数据处理	(195)
9.2 航测 γ 能谱剥离系数刻度	(197)
9.2.1 空中 γ 能谱分析	(199)
9.2.2 木板模拟空气散射可行性分析	(200)
9.2.3 航模模拟大地 γ 辐射可行性分析	(204)
9.2.4 能谱剥离系数刻度实验	(205)
9.3 航测 ¹³⁷ Cs 转换因子刻度	(208)
9.4 ¹³⁷ Cs 等效面源和体源转换原理	(209)
9.5 航测系统 ¹³⁷ Cs 探测限	(213)
9.5.1 ¹³⁷ Cs 等效面源探测限	(213)
9.5.2 ¹³⁷ Cs 有限面源探测限	(213)
9.5.3 ¹³⁷ Cs 点源探测限	(215)

9.5.4 航测 ¹³⁷ Cs 结果地面验证	(216)
9.6 航测结果不确定度	(217)
9.6.1 不确定度来源	(217)
9.6.2 不确定度评定	(218)
9.7 航测质量保证	(220)
9.7.1 测量系统性能检查测试	(220)
9.7.2 能谱测量系统校正	(221)
9.7.3 野外测量飞行质量控制	(222)
参考文献	(222)

第 1 章 γ 能谱探测原理

原子核衰变或者核反应放出来的 γ 射线、正电子湮没辐射、带电粒子的韧致辐射和原子受到激发而发出的特征 X 射线,虽然来源不同,但本质上都是相同的,都是具有一定能量的电磁辐射——光子。一个频率为 ν 的光子,其能量为 $\epsilon=h\nu$ 。掌握 γ 射线与物质相互作用的原理,是开展 γ 射线能谱探测的重要物理基础。了解这些现象及其原理,对人们设计和制造 γ 辐射探测器,掌握各种 γ 射线探测器的响应特性和各种材料对 γ 射线的阻止作用,对涉及 γ 射线的能量测量、强度测量和各种介质中的放射性测量方案,以及校正测量结果都是非常有用的。本章主要介绍 γ 射线与物质的相互作用,并介绍在 γ 能谱探测中常用到的 NaI(Tl)闪烁体探测器和高纯锗(HPGe)探测器的主要特点。

1.1 γ 射线与物质的相互作用

γ 射线与中子一样,不带电,不存在与核外电子的库仑作用。对于 γ 射线而言,其穿过一定厚度物质时只有两种可能:要么发生作用消失或者转变为另一能量与运动方向,要么毫无阻碍地穿过物质。 γ 射线与物质相互作用可以有许多方式,相互作用方式主要取决于 γ 射线的能量及介质原子序数。在就地 γ 能谱测量中, γ 射线能量一般不大于 3 MeV,在这个能量范围内, γ 射线与物质最主要的相互作用有瑞利散射、光电效应、康普顿散射和电子对效应。瑞利散射一般发生在极低能量区,在就地 γ 能谱测量中一般不考虑。通常用截面 σ 来表示各种作用概率的大小,即 σ_{ph} 为光电效应截面, σ_{c} 为康普顿散射截面, σ_{p} 为电子对效应截面。 γ 射线与物质相互作用的总截面是这些截面之和,即

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{p}}$$

截面大小与 γ 射线能量和靶物质性质有关。下面分别讨论 γ 射线与物质的三种主要相互作用方式。

1.1.1 光电效应

光电效应(如图 1-1 所示)。在这个过程中,入射光子被原子吸收,同时原子发射出一个动能为 T 的电子,称之为光电子。光电子的动能为:

$$E_{\text{e}} = h\nu - B_i$$

式中: $h\nu$ 为入射光子能量, E_{e} 为光电子获得的动能, B_i 为原子第 i (i 对应各壳层 K、L、M、 $\dots$) 层电子的结合能。

光电子最可能来自原子中结合得最紧的 K 壳层。以常用的碘化钠晶体为例,碘的 $B_{\text{K}} = 33 \text{ keV}$,它比一般放射性发出的 γ 射线的能量(通常为几百 keV 至几 MeV)要小得多,可以近似地认为光电子的动能等于 γ 射线的能量($E_{\text{e}} \approx h\nu$)。这是碘化钠晶体探测器测量 γ 光子

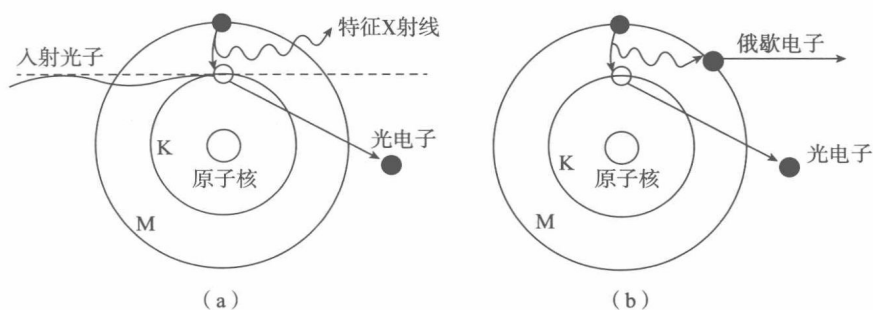


图 1-1 光电效应示意图

能量的物理基础。

光电效应的截面与能量和物质的原子序数有关系。量子力学给出非相对论情况下, 即 $h\nu_0 \ll m_0 c^2$ 时, K 壳层的光电效应截面 ${}_a\tau_K$ 为:

$${}_a\tau_K = \frac{8}{3} \pi r_0 Z^5 \alpha^4 c^5 / 2 \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu_0} \right)^{7/2}$$

式中: $r_0 = e^2 / m_0 c^2$, $\alpha = 2\pi e^2 / hc = 1/137$ 为精细常数, $m_0 c^2$ 为电子的静止质量, 而 $h\nu_0$ 为入射光子的能量。

在相对论情况下, 也就是 $h\nu_0 \gg m_0 c^2$, 截面公式变为:

$${}_a\tau_K = 4\pi r_0 Z^5 \alpha^4 \frac{m_0 c^2}{h\nu_0}$$

可以看到, 无论在相对论还是非相对论的情况下, ${}_a\tau_K$ 均与 Z^5 成正比, 而且随着光子能量的增加而减少。

由于光子在 L、M 层也可以发生光电效应, 但是相对于 K 层而言, L、M 层的截面要小得多。当入射光子能量大于 K 壳层的结合能 B_K 时, 光电效应发生在 K 壳层的概率约为 80%。如果用 σ_{ph} 来表示光电效应的总截面, 则有:

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} {}_a\tau_K$$

也可以用一个粗略的表达式描述光电截面与原子序数和 γ 射线能量的关系:

$$\sigma_{ph} \approx \frac{Z^n}{(h\nu)^3}, \quad n = 4 \sim 5$$

当发生光电效应的时候, 从 K (或者 L、M) 壳层打出一个光电子, 将会在这个壳层留下一个空位, 并使得原子处于激发态。这种激发态是不稳定的。它的退激过程有两种: 第一种是发射特征 X 射线, 也就是外层的电子跃迁回内层, 两个壳层之间的结合能之差就等于跃迁时释放出来的能量, 这种能量是以特征 X 射线的方式发射出去的; 第二种是把跃迁的能量直接传递给外层电子, 使它从原子中发射出去, 这种电子就被叫做俄歇电子 [如图 1-1(b) 所示]。原子的这种退激方式的相对可能性是用荧光产额来表示的, 例如对于 K 壳层空洞, 有:

$$\omega_K = \frac{P_{KX}}{P_{KX} + P_{KA}}$$

式中: P_{KX} 为特征 X 射线的发射概率, P_{KA} 为发射俄歇电子的概率。

1.1.2 康普顿散射

康普顿散射是由于光子与原子的外层电子发生了碰撞,一部分能量传递给了电子,使得电子脱离原子射出而成为“反冲电子”,同时光子损失能量并改变了方向而成为“散射光子”(如图 1-2 所示)。由于光子的能量发生了改变,则相应的光子的波长也发生了改变。



图 1-2 康普顿散射示意图

忽略掉电子的结合能,根据动量和能量守恒,散射光子能量 E'_γ 和出射康普顿电子动能 E_e 随散射光子出射角 θ 的变化关系如式(1-1)~式(1-3)所示。

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1-1)$$

$$E_e = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos\theta)}{m_0 c^2 + E_\gamma (1 - \cos\theta)} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1-2)$$

$$\cot\varphi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}\right) \tan \frac{\theta}{2} \quad (1-3)$$

用 $d\sigma/d\Omega$ 表示散射光子的角度分布的微分截面,则散射光子 $d\sigma/d\Omega$ 可以用 Klein-Nishina 公式表示:

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

式中: $\alpha = h\nu/mc^2$, $r_0 = e^2/m_0 c^2$ 。

利用量子力学可以推导出整个原子的康普顿散射截面公式如下:

当入射光子的能量比较低时 ($h\nu_0 \ll m_0 c^2$),

$$\sigma_c \xrightarrow{h\nu \rightarrow 0} \sigma_{th} = \frac{8}{3} \pi r_0^2 Z$$

当入射光子的能量比较高时 ($h\nu_0 \ll m_0 c^2$),

$$\sigma_c = Z \pi r_0^2 \frac{m_0 c^2}{h\nu} \left(\ln \frac{2h\nu}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right)$$

因此,当入射 γ 光子能量很低时,康普顿散射截面与光子能量无关,仅与 Z 成正比;当入射 γ 光子能量较高时,康普顿散射截面与 Z 成正比,也近似地与光子能量成反比。

1.1.3 电子对效应

当光子的能量足够高时,光子可能会转换为一个正电子和一个负电子,这个过程称之为电子对效应(如图 1-3 所示)。根据能量守恒,只有当入射光子的能量大于正负电子静止质量的时候,也就是 $h\nu > 1.02 \text{ MeV}$ 的时候,才有可能发生电子对效应。入射光子的能量除了转变为正负电子的静止质量之外,剩余的就成为正负电子的动能,其动能分配是随机的,从

最小值 0 到最大值 $h\nu - 2m_0c^2$ 都有可能。

正电子在吸收物质中很快被慢化,它与物质中的一个电子相互作用而转换为两个光子,这种正负电子复合消失并转化为一对光子的现象称作“电子对湮没”。湮没时发出的辐射为湮没辐射。由于湮没的时候正电子已经静止,负电子的动能也可以忽略。根据动量守恒和能量守恒,很容易推断出湮没光子的方向相反,能量均为 0.511 MeV。

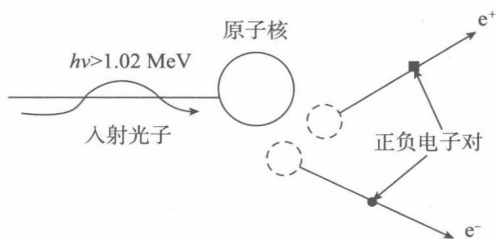


图 1-3 电子对效应示意图

各种原子的电子对效应截面可以通过理论计算得到,它是入射光子能量和吸收物质原子序数的函数。理论上有:

当 $h\nu > 2m_0c^2$ 时,

$$\sigma_p \propto Z^2 E_\gamma$$

当 $h\nu \gg 2m_0c^2$ 时,

$$\sigma_p \propto Z^2 \ln E_\gamma$$

除了在原子核库仑场中发生电子对效应外,在电子的库仑场中也能产生正负电子对,但入射光子的能量至少需要 $4m_0c^2 = 2.044$ MeV,而且在电子库仑场中发生电子对效应的概率比在原子核库仑场中发生电子对效应的概率要小。在就地 γ 能谱测量中,通常不考虑电子库仑场中的电子对效应。

1.1.4 相互作用小结

综上所述, γ 射线与物质相互作用的光电效应、康普顿散射和电子对效应,对于吸收物质的原子序数 Z 和入射 γ 光子能量 E_γ 都有一定的关系,因而对于不同的吸收物质和能量区域,这三种效应的相对重要性是不同的。图 1-4 表示各种效应占优势的区域,图中的两条曲线分别表示 $\sigma_{ph} = \sigma_c$ 和 $\sigma_c = \sigma_p$ 时的 Z 与 E_γ 的关系。

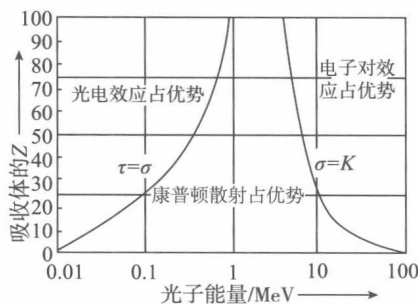


图 1-4 按光子能量和原子序数来表示的三种相互作用占优势的区域

由图 1-4 可以看到:

- (1) 对于低能 γ 射线和原子序数高的吸收物质,光电效应占优势。
- (2) 对于中能 γ 射线和原子序数低的吸收物质,康普顿散射占优势。

(3) 对于高能 γ 射线和原子序数高的吸收物质,电子对效应占优势。

对于放射性典型的 γ 射线能量范围(0.8~4 MeV),无论物质材料的原子序数 Z 是多少,康普顿散射都占主导地位。对于中等 Z 的物质,光子能量很小时,光电效应占优势;在高能区,电子对效应占优势。

1.1.5 质量衰减系数

衰减系数(attenuation coefficient,也称减弱系数)通常是用来描述非带电粒子(中子或光子)在物质中,经各种相互作用发生了能量或方向的改变而减弱的物理量,包括线性衰减系数(linear attenuation coefficient, μ)和质量衰减系数(mass attenuation coefficient, μ/ρ)。

图 1-5 给出了一个单能窄束光子束垂直入射到平板上,初始光子数为 N_0 ,光子在平板中被吸收或散射。设 $N(x)$ 为吸收体中某一深度 x 处未发生相互作用而保留在原射束中的光子数,则在下一个 dx 层中发生相互作用的光子数正比于 N 和 dx ,即:

$$dN = -\mu N dx$$

比例系数 μ 就是线性衰减系数,单位是 m^{-1} 。

从上式有:

$$\mu dx = -\frac{dN}{N}$$

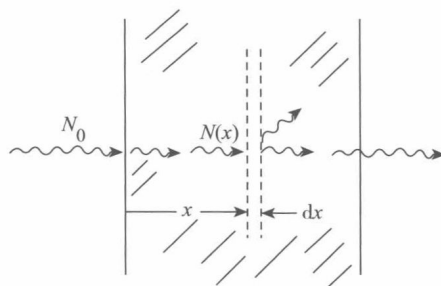


图 1-5 γ 射线通过物质时的吸收示意图

因此,垂直入射的粒子在厚度为 dx 的材料中发生相互作用的概率是 μdx 。若考虑光子发生相互作用的平均距离,则有:

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} e^{-\mu x} \cdot x \cdot \mu dx = \frac{1}{\mu} \quad (1-4)$$

通常把 $1/\mu$ 称为非带电粒子的平均自由程(mean free path),有时用 λ 或 L 表示,SI 单位:m,物理含义就是非带电粒子在两次相互作用之间平均自由运动的距离。

设靶材料密度为 ρ ,摩尔质量为 M , σ 为总截面, N_A 为阿伏加德罗常数, μ 则表示为:

$$\mu = \rho \frac{N_A}{M} \sigma$$

可见 μ 和材料密度相关。为了消除吸收材料密度 ρ 对线性衰减系数 μ 的影响,便于对不同材料间进行比较分析,定义了质量衰减系数 μ/ρ :

非带电粒子的质量衰减系数 μ/ρ 是 dN/N 和 ρdl 之商,单位是 $m^2 \cdot kg^{-1}$ 。其中 dN/N 是在密度 ρ 物质中穿行 dl 距离发生了相互作用的粒子的分数,即:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dN}{dl N}$$

这样,对于一定能量的 γ 射线, μ/ρ 将不随吸收物质的物理状态而变化。例如对于水,无论是液态还是气态状态,其质量衰减系数都是一样的。这就给实际应用带来了很大方便。

通常把化合物当作是由独立的原子所构成的,故其质量衰减系数可以表示为:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho} \sum_L (n_L) \sigma_L = \frac{1}{\rho} \sum_L (n_L)_L \sum_J \sigma_{L,J} \quad (1-5)$$

式中: $(n_i)_L$ 是第 L 种靶粒子的单位体积数, σ_L 是第 L 种靶材料的总截面, $\sigma_{L,J}$ 是第 L 种靶材料发生第 J 种反应的截面。需要注意的是, 它忽略了原子所处的分子、化学或晶体形态, 在大多数情况下是合理的, 但偶尔会导致错误。例如在低能光子与分子的相互作用中, 这是分子中原子间的化学结合能不能忽略的。

用质量减弱系数表示的窄束 γ 射线强度衰减规律为:

$$I = I_0 e^{-\mu_m t} = I_0 e^{-\mu_m t_m} \quad (1-6)$$

式中: $t_m = \rho t$, 称为质量厚度(单位: g/cm^2), 它是决定吸收体衰减程度的重要参数。辐射测量中使用的吸收体厚度常用质量厚度量度, 而不用物理厚度, 因为质量厚度是更基本的物理量。

在实际条件下, γ 辐射穿过大块物质将在不同程度上偏离理论上的指数衰减规律。窄束实验条件是对放射源和探测器都要用准直器, 屏蔽其他方向的射线, 只允许准直方向的射线穿过物质后被探测器接收。在“宽束”条件的测量结果大于“窄束”条件下的结果, 这是因为探测器接收到的光子不仅有未受到相互作用影响的光子, 也有散射及次级辐射光子。

1.2 NaI(Tl) γ 能谱测量基础

γ 射线的探测主要依赖于使 γ 射线光子与物质进行一次相互作用, 将全部或部分光子能量传递给吸收物质中的一个电子。这些次级电子的最大能量等于入射 γ 光子的能量, 并使吸收材料内的原子电离和激发等消耗其能量, 从而在探测器内将 γ 光子转变为一个电信号, 信号的幅度与 γ 光子能量成正比。闪烁探测器就是利用某些物质在 γ 射线的作用下能够发光的特性来探测 γ 射线的。它把射线首先转换成闪烁光, 进而转换成电信号输出。通常, 闪烁探测器由闪烁体(scintillation)和光电倍增管(photomultiplier tube)组成。

早期就地 γ 能谱仪主要使用 NaI(Tl) 闪烁体探测器。该类探测器可制作成大体积, 具有探测效率高、价格便宜和容易维护等优点, 但它的能量分辨率较差, 探测器性能随环境温度的变化而改变。本节主要介绍 NaI(Tl) γ 能谱仪测量基础。

1.2.1 NaI(Tl)探测器基本特性

闪烁体按其化学性质可分为无机晶体闪烁体和有机闪烁体。无机晶体闪烁体可以分为无机盐晶体[如 NaI(Tl) 和 ZnS(Ag)]、玻璃体 [$\text{LiO}_2 \cdot 2\text{SiO}_2$ (Ce)] 和纯晶体(如 BGO 和 BaF_2) 等, 具有导带和价带, 其发光过程可以用电子能带跃迁来解释。闪烁体的导带和价带之间存在能带间隙, 在能带间隙中存在着发光中心。发光中心通常有两个能级, 这两个能级之差等于发射出来的荧光光子能量。电子从发光中心的高能级跃迁到低能级, 就会发射出一个荧光光子; 但这个能量也可能被声子(phonons)所带走, 如果这样, 则发生了猝熄(quenching), 这样入射粒子的信息就会丢失掉。

当 γ 射线进入到闪烁体中并与闪烁体发生相互作用(光电效应、康普顿散射和电子对效应)产生次级电子, 次级电子沿着径迹授予闪烁体能量, 如果授予能大于闪烁体的能带间隙, 价带中的电子就会跃迁到导带上, 并在价带中留下一个空穴。电子和空穴可以在导带和价带中自由移动。导带中的电子都会跳回比导带低的能级, 而如果这个能级是发光中心的高

能级,则电子会继续跳入到发光中心的低能级,于是要么发射出一个光子,要么能量被转化为热运动。之后,电子又会跳回到价带并和空穴结合。这个过程构成了闪烁体闪烁光的快成分。另外,导带中的电子也可能会掉入所谓的电子捕获陷阱(electron trap)。这些陷阱处于亚稳态,是由晶体中的杂质或者缺陷造成的,电子在陷阱里能保持相当长一段时间(1小时或者几纳秒)。当电子从陷阱中重新返回到导带时,它会跳入到发光中心,于是又产生荧光,这些光子称为延迟光子或磷光。因此,闪烁体闪烁光通常由快成分和慢成分组成。

无机晶体闪烁体常用 NaI(Tl)、CsI(Tl)、ZnS(Ag)等,应用最多的是 NaI(Tl)闪烁体,它具有以下特点:

(1) NaI(Tl)晶体密度较大($\rho=3.67\text{ g/cm}^3$),而且高原子序数的碘($Z=53$)占重量的85%,它对 γ 射线有较大的吸收系数,所以对 γ 射线探测效率高,发光效率10%~13%。

(2) NaI(Tl)晶体的光产额是已知闪烁材料中最高的,发射光谱最强波长为415 nm左右,晶体本身对此波长的荧光透明,能与光电倍增管的光谱响应较好匹配。NaI(Tl)晶体对10 keV至十几 MeV 的 γ 射线,发光效率为一个常数。也就是说,在此能量范围内,NaI(Tl)晶体发出光脉冲的幅度是和 γ 射线能量成正比,即能量响应近于线性,因此,它很适于 γ 射线的能谱测量。

但是 NaI(Tl)闪烁体也具有如下缺点:

(1) NaI(Tl)晶体容易潮解,吸收空气中水分而变质失效,所以一般使用时都是装在密封的金属盒中。

(2) NaI(Tl)闪烁探测器的发光效率、分辨率和时间特性随温度变化而改变。例如在25℃时 NaI(Tl)晶体的发光效率最大,从-40~25℃,其输出光脉冲幅度约有50%的变化;在25~100℃时,光脉冲幅度变化小于 $\pm 10\%$ 。闪烁体的温度效应是实际测量应用中必须注意的问题。

(3) 在室温下,NaI(Tl)晶体受到强 γ 源辐射后,荧光衰减时间较长,不能立即使用。应避免晶体长时间受强 γ 源的辐射。

通常由 NaI(Tl)闪烁体、光电倍增管和相应电子仪器构成 NaI(Tl)闪烁探测器,用于 γ 能谱测量。图1-6中最左边的是含有少量杂质(0.1%~0.5%铯激活剂)的 NaI 无机盐晶体,它是对射线灵敏并能产生闪烁光的闪烁体。当 γ 射线进入闪烁体时,由于与 NaI(Tl)物质的相互作用,发生光电效应、康普顿散射和电子对效应, γ 光子的能量部分或全部转交给上述三种效应所产生的次级电子,这些次级电子消耗其全部能量,使闪烁体分子电离和激发。由于 NaI(Tl)晶体为磷光体是发光材料,因此受激和电离的分子退激时发出荧光光子。这些荧光光子发射方向是任意的,为了提高荧光的收集效率,除了晶体本身要求透明度好外,在不与光电倍增管接触的其他表面还要加上氧化镁反射层。通常闪烁体透光一面由玻璃封装,如果它与光电倍增管窗之间存在空气层就会使闪烁光子经受全反射,不易到达光阴极,故其间充以折射系数与玻璃差不多的硅油或硅脂,使闪烁体与光电倍增管的光阴极保持良好的光学接触,大大减少光子损失。

光电倍增管是一个电真空器件,它由光阴极、若干个打拿极和一个阳极组成。光阴极前有一个玻璃或者石英制成的窗,整个器件外壳为玻璃,各电极由针脚引出。通过高压电源和分压电阻,使阳极、各个打拿极、阴极间建立从高到低的电位分布。闪烁光子入射到光阴极上时,由于光电效应会产生光电子,这些光电子受极间电场加速和聚焦,打在第一个打拿极