

应用 γ 射线能谱学

[美] C. E. 克劳塞梅尔 原著
F. 亚当斯 修订
[比利时] R. 达姆斯

原子能出版社

内 容 简 介

本书系 C. E. Grouthamel 等人所著的《Applied Gamma-Ray Spectrometry》(1970 年)第二版的中译本。全书共分九章,较系统地介绍了射线与物质的相互作用机理,NaI 探测器、Ge(Li) 探测器和正比计数器的性能及制备,用于能谱测量的仪器和装置,能量分辨和时间分辨,探测器的刻度, γ 能谱的定性和定量的解释, γ 射线和 X 射线能谱测量在示踪剂研究、活化分析、裂变产物研究和 X 射线荧光分析中的应用等。书后有七个附录,收集了 NaI 探测器和 Ge(Li) 探测器测得的若干能谱图,提供了 X 射线特征吸收和辐射能量、NaI 晶体本征效率的计算值、内转换系数等,列出了 X 射线能量、 γ 射线能量和原子序数及半衰期序列等核数据表。

本书可供从事低能核物理实验工作的人员和高等院校核物理专业师生参考。

Applied Gamma-Ray Spectrometry

C. E. Grouthamel 原著
F. Adams R. Dams 修订
Pergamon Press
Oxford·New York·Toronto
Sydney·Braunschweig 1970

应用 γ 射线能谱学

高 物 伍 实 译
陈 坚 许孝蔚 校
龚玲华

☆

原子能出版社出版
张家口地区印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行·新华书店经售

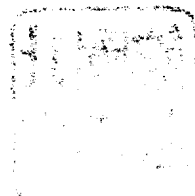
☆

开本 $787 \times 1092^{1/16}$ ·印张 $42^{3/8}$ ·字数 710 千字·插图 208 页

1977 年 11 月北京第一版·1977 年 11 月北京第一次印刷

统一书号: 15175·099

定 价: 4.30 元



目 录

引 言	1
参考文献	3
第一章 本征变量	4
第一节 不稳定核的辐射类型和衰变纲图	4
一、 γ 辐射和内转换	5
二、同质异能跃迁	6
三、级联 γ 射线的角关联	8
四、特征 X 射线激发	9
五、 β 跃迁(EC 、 β^+ 和 β^-)	11
第二节 射线与物质的相互作用过程	13
一、光电效应	17
二、康普顿散射	17
三、电子偶生成	20
四、韧致辐射	22
第三节 γ 射线探测器	25
参考文献	26
第二章 闪烁探测器	28
第一节 闪烁原理	28
一、能带模型	28
二、发光条件	29
三、发光材料	30
四、闪烁机理	30
五、闪烁体分类	31
第二节 闪烁的探测	33
一、反射体和盒	33
二、光学耦合和光导	35
三、光电倍增管	36
1. 光阴极	36
2. 打拿极和阳极	38
3. 磁屏蔽	40
4. 光电倍增管的暗噪声	41
5. 光电倍增管的增益漂移效应	42
6. 光电倍增管的装接方法	43
第三节 NaI(Tl) 晶体	43
一、物理性质	43
二、制备	48
三、表面效应	48
四、机械加工	49

五、封装技术	52
参考文献	57
第三章 半导体 γ 射线探测器	59
第一节 一般考虑	59
一、半导体性质	60
1. 本征半导体	60
2. 非本征半导体	61
二、探测器条件	63
三、结型探测器	64
四、 γ 探测器	66
第二节 锂离子漂移过程和锗-锂系统	68
一、锂离子漂移	68
二、离子成对	69
三、锂沉积	71
第三节 锂漂移探测器的制备	72
一、关于材料的考虑	72
二、锂漂移锗探测器的制备	73
1. 锂扩散	74
2. 锂离子漂移	74
3. 净化漂移	76
4. 制造过程中探测器的检查	76
三、探测器的装配和表面灵敏度	77
四、温度灵敏度和补偿精确度	79
五、探测器结构	80
1. 同轴型 Ge(Li)探测器	80
2. 其它结构	81
六、关于低温恒温器的考虑	82
第四节 Ge(Li)探测器的特性	84
一、工作温度	84
二、锗探测器中的辐射损伤	85
三、线性	85
四、探测效率	85
第五节 其它半导体 γ 探测器	87
第六节 锂漂移硅探测器	88
参考文献	88
第四章 用作低能谱仪的正比计数器	91
第一节 正比气体计数器	91
第二节 具有内放大的半导体探测器	96
参考文献	96
第五章 仪器	97
第一节 放大装置	97

一、前置放大器	98
二、脉冲成形	99
三、低噪声前置放大器的设计	102
1. 电子管前置放大器	102
2. 场效应晶体管前置放大器	103
四、其它脉冲成形网络	103
五、用于高分辨率能谱测量的线性放大器	109
六、基线恢复	110
第二节 分析装置	111
一、模拟-数字转换器	111
二、数据存储	112
三、分析器特性	114
四、死时间校正	114
五、线性	115
六、稳定性	117
七、其它放大器条件	118
八、切割放大器	120
九、高压电源	121
第三节 特殊谱仪装置	122
一、全吸收谱仪和反符合装置	122
二、康普顿谱仪	126
三、电子偶谱仪	128
四、符合能谱测量	131
第四节 探测器屏蔽的设计和探测器本底来源的分析	137
参考文献	140
第六章 能量分辨和时间分辨	144
第一节 闪烁谱仪的统计学	145
一、脉冲幅度分辨率	145
1. 统计学	145
2. 实验	147
二、时间分辨率和脉冲形状	151
1. 光脉冲	151
2. 单电子谱	152
3. 阳极脉冲对脉冲幅度分辨率的影响	152
第二节 Ge(Li)探测器的能量分辨率	153
一、探测器噪声	154
二、载流子数目的统计分散	155
三、锗探测器的脉冲形状和时间分辨率的基本限制	157
第三节 正比气体计数器的能量分辨率	161
参考文献	162
第七章 探测器的刻度	165

第一节 碘化钠探测器的计算效率	166
第二节 碘化钠探测器实验效率的刻度	170
一、用克莱因-仁科的康普顿散射微分截面测量全能峰效率	170
二、全能峰效率的实验测定	171
三、从绝对蜕变率测得的实验全能峰效率	172
四、测量全能峰效率中的特殊效应	174
1. 碘逃逸峰	174
2. 复杂衰变纲图对全能峰刻度的影响	175
第三节 锗探测器的刻度	177
参考文献	180
第八章 放射性核素的种类、纯度及其数量的 γ 能谱测定	182
第一节 源的制备	182
第二节 种类的测定和能量刻度	182
第三节 纯度检查和使 γ 射线谱复杂化的效应	186
第四节 峰面积的确定	188
第五节 定性探测和定量测定的极限	189
第六节 数据处理	191
一、闪烁能谱的分解	191
二、Ge(Li)能谱的分析	197
参考文献	199
第九章 具体应用	201
第一节 示踪剂应用	202
一、方法研究	203
二、同位素稀释分析	204
三、放射性试剂法	207
第二节 活化分析	209
一、一般考虑	209
二、中子源和截面	210
1. 同位素中子源	210
2. 核反应堆	211
3. 中子发生器	216
三、光子活化	218
四、带电粒子活化	218
五、放射性核素的生成	219
六、活化分析概要	224
1. 绝对法	224
2. 比较法	225
3. 单一比较法	225
七、非破坏性活化分析	226
八、放射化学分离	227
九、灵敏度	232

十、精确度和准确度	234
十一、应用	238
第三节 裂变产物研究	242
第四节 全身计数器、扫描器和闪烁照像机	246
第五节 非色散 X 射线能谱测量法	249
参考文献	252
附录 I X 射线的特征吸收能量及特征发射能量 (以千电子伏为单位)	257
附录 II γ 射线能谱图汇编(碘化钠探测器)	262
附录 III γ 射线能谱图汇编(锗探测器)	405
附录 IV 正圆柱形碘化钠晶体的本征效率	581
附录 V 内转换系数	602
附录 VI 核素的光子能量、原子序数和半衰期序列表	604
附录 VII 由中子轰击所产生的同位素的精确 γ 射线能量汇编	653

引 言

闪烁计数是最原始的辐射探测方法之一，它已经历了几个发展阶段。克鲁克斯首次用肉眼观察到高能 α 粒子在硫化锌晶体薄屏中被吸收时所发生的闪烁现象。1903年埃尔斯特和盖脱尔也独立地注意到这种现象。1908年克鲁克斯和雷格纳尔研制了一种早期的仪器，即闪烁镜及与其有关的计数技术。闪烁镜的组成为：一个有大孔径目镜的放大约30倍的显微镜，硫化锌（铜激活）屏， α 粒子源以及一个不漏气的箱子。该箱子可抽真空并可把散射体和吸收体装在其中。在此发展以后的二十五年中，闪烁镜对核研究领域作出了许多宝贵的贡献。正是由于应用闪烁镜才有可能详细研究由薄屏引起的 α 粒子散射，因而第一次指出了原子核的存在，然后又指出其大小和电荷。同样，1919年卢瑟福也是用该仪器获得了稳定同位素的人工蜕变的第一个证据。凡是熟悉现代仪器的人们都了解由这种早期仪器所收集到的数据的准确性。关于应用闪烁镜的大批开创性实验的报道和分析已由卢瑟福等人^[1]给出了。

用肉眼观察的闪烁计数器在二十世纪三十年代便成为过时的东西了。在这以后的二十年，电子计数技术得到迅速推广和发展。充气电离室曾被用来作为基本的探测器，在其中入射带电粒子产生离子对。这些充气系统有三种特定的工作方式：电离探测器，正比计数器和盖革-弥勒计数器。

在第一种方式中，电离室由放在气体介质中的两个电极所组成，当电离室处于辐射场中时，气体就被电离。若把一稳定电压加在电极上，则离子对在电场影响下便彼此分开，电流将流入与电离室相连的外电路中。随着电离室电压的增加，该电流迅速达到一极限值，该极限值与离子对的生成率成正比。然而，为了测量这个饱和电流，必须用极灵敏的电流测量装置。用于电离室电流测量的最可靠、最灵敏的装置，大概是振簧式静电计。

充气系统的第二种工作方式是正比计数器。它采用一个圆柱形室或球形室，该室具有一个产生于细金属丝电极上的正电场，信号的放大作用发生在金属丝的附近，该处的电场强度很大，足以使进入的初级电子产生小规模电子雪崩。气体放大作用是有限的，因而最终产生的脉冲与沿着入射电离粒子径迹所产生的初级电子数目成正比。正比计数器需要有精心设计的放大器和很稳定的、无噪声的高压电源和其他电源。这种计数器现在通常用来作 α 和 β 计数，成为实验室中最有效的和用得最广的计数系统之一。稳定性、低的死时间、对各种窗的适应性、几何条件以及充气装置这几方面都确保正比计数器优于盖革-弥勒计数管。正比计数器作为一种低能X射线谱仪是特别有意义的，并且是对闪烁谱仪在特征X射线能区（即1.0—100千电子伏）中的一种重要的补充。

充气系统的第三种工作方式是盖革-弥勒计数器。它的一般物理设计与正比计数器相同，但其用途要少得多。当加在中心金属丝电极上的电压增加到超过正比区时，脉冲高度就变得与原始电离事件无关。一个良好的盖革-弥勒计数管在计数率对外加电压的关系图上应有不小于100伏的工作坪。死时间和输出脉冲与计数管的实际尺寸关系不大。一个典型的计数管的死时间为几百微秒，输出脉冲为几伏。

随着灵敏的光电倍增管的发展, 闪烁计数器重新获得了它原先在核物理研究中的突出地位。闪烁计数器现在已广泛地用于化学研究、地质学、医学、常规分析以及许多工业应用中。柯伦和贝克^[2]在 1944 年首次用带有硫化锌屏的光电倍增管所产生的电流来测量 α 辐射源的强度。布劳和德赖弗斯^[3]在 1945 年作了类似的应用。科尔特曼和马歇尔^[4]以及卡尔曼^[5]在 1947 年首先计数了单个的光脉冲。卡尔曼还指出砷对它自身的光辐射是透明的, 并且厚晶体可用来完全吸收和计数 β 粒子。这项工作标志着闪烁探测器迅速发展成为现代闪烁谱仪的开端。多伊奇^[6]证实并扩大了卡尔曼对砷的观察。贝尔^[7]还指出, 砷给出的脉冲比砷大。霍夫斯塔特^[8]在 1948 年曾用碘化钠 (铊激活), $\text{NaI}(\text{Tl})$ 晶体来探测 γ 射线。这种晶体材料作为 γ 射线闪烁能谱测量中的最重要的探测器介质已保持有近二十年之久。

现在, 闪烁谱仪并不是一种高分辨率的装置。在过去的十五年中, 它的分辨率几乎无多大改善, 所取得的一些主要进展是电子动能在晶体中转化为光的效率以及光在光阴极上反过来转化为电子的效率等方面。其它一些效率高的闪烁体, 如碘化铯 (铊激活) 和碘化铯 (钠激活) 晶体已得到发展。利用改进的多碱阴极已使光阴极达到了较高的效率。另外, 对光阴极的均匀性也作了改进。

在同一时期, 晶体导电计数器也有了令人感兴趣的类似的发展, 它是闪烁计数器的第二种形式。晶体导电计数器起始于范希尔登^[9]的工作。这种计数器根据入射的射线与晶体的相互作用而在晶体边界处直接读出电脉冲, 因此就可免除在闪烁计数器中必须进行的能量转移——电子动能转化为光, 在光阴极处收集光并把它反转为电子。尽管如此, 在使用中却从未达到过晶体导电计数器所固有的较好的能量分辨率。难以克服的实验上的困难妨碍了这种计数器的普遍使用。关于这方面的内容已由霍夫施塔特^[10, 11]评述过。

目前, 在锗和硅固体探测器方面的工作, 已在实验中达到了预期的优良分辨率。最初, 只有相互作用粒子能量淀积在靠近扩散结或面垒的很小区域中时才可能有高的分辨率, 这就使这些器件的用途只限于重粒子。硅器件对 α 能谱的分辨率已远远超过弗里希栅格气体谱仪可能具有的分辨率。固体探测器中每单位 α 粒子能量所产生的晶格空穴-电子对的数目约为氩气正比计数器中所产生的离子对数目的十倍, 这相当于在固体探测器中产生每对空穴-电子约需 3 电子伏能量, 而在气体中约需 30 电子伏能量。

就可应用于 γ 辐射计数的固体器件来说, 不能用在半导体中引进结的方法, 而必须采用其他方法。先是对硅后来对锗进行了深入的研究, 结果得到了适用于 γ 和 x 射线能谱测量的探测器, 它的分辨率在光子能量低时, 介于正比计数器和晶体色散技术之间。光子能量高时, 锗探测器的分辨率空前的好。锗和硅探测器可通过在半导体中补偿杂质的办法来实现。这种补偿或者是使用迁移性杂质 (如锂) 的补偿; 或者是对半导体材料的核补偿。目前的发展方向集中于把锗纯化到这样的程度, 即扩散结所提供的耗尽层足够厚, 以使对 γ 探测有令人满意的效率。其它的半导体, 例如碲化镉, 也被用作探测器材料。除硅和锗之外的其它材料或者能提供更好的能量分辨率, 或者能消除目前 γ 探测器所存在的一些技术困难, 即低温工作和对温度灵敏问题。

在过去五年中, 锗探测器的灵敏体积从零点几立方厘米^[12-14]增加到近 100 立方厘米^[15]。其中最大的探测器在 γ 射线能谱测量中所具有的探测效率可与小的碘化钠闪烁探测器的效率相当。在这段时间内, 通过消除放大及探测器的噪声, 大大地提高了半导体 γ 探测器的分辨率。

最近的一些进展是在电子学方面, 这方面的情形正在迅速改观。现在多道分析器已是实验室中相当普通的仪器。在市场上就可以选购各式各样的多道脉冲高度分析器。应用晶体管 and 印刷电路技术, 缩小了这类仪器的尺寸, 并降低了这类仪器的功率要求。

半导体 γ 和 X 射线能谱测量将完全改变活化分析和各种示踪剂应用这些领域里的工作情况。高分辨率 X 射线计数可使非色散荧光分析成为可能。人们目前正深入研究这种方法, 并且充分认识到了它作为一种新颖的分析方法所具有的重要性。

参 考 文 献

- [1] Rutherford, Sir E., Chadwick, J., and Ellis, C. D., *Radiations from Radioactive Substances*, Cambridge University Press, 1951. Reissue of 1930 edition with corrections.
- [2] Curran, S. C., and Baker, W. R., *Rev. Sci. Instr.* 19, 116 (1948). (From a Manhattan Project Report, Radiation Lab., Univ. of California, Nov. 1944.)
- [3] Blau, M., and Dreyfus, B., *Rev. Sci. Instr.* 16, 245 (1945).
- [4] Coltman, J. W., and Marshall, F. W., *Phys. Rev.*, 72, 528A (1947).
- [5] Kallmann, H., *Natur Technik*, July 1947.
- [6] Deutsch, M., Massachusetts Institute of Technology Technical Report № 3, Dec. 1947.
- [7] Bell, P. R., *Phys. Rev.* 73, 1405L (1948).
- [8] Hofstadter, R., *Phys. Rev.* 74, 100 (1948); 75, 796 (1949); 79, 389 (1950).
- [9] Van Heerden, P. J., *The Crystal Counter*, Utrecht doctoral dissertation, 1945.
- [10] Hofstadter, R., *Nucleonics* 4 (4), 2 (1949).
- [11] Hofstadter, R. *Ibid.* (5), 29 (1949).
- [12] Freck, D. V. and Wakefield, J., *Nature* 193, 669 (1962).
- [13] Webb, P. P., and Williams, R. L., *Nucl. Instr.* 22, 361 (1963).
- [14] Tavendale, A. J., and Ewan, G. T., *Nucl. Instr.* 25, 185 (1963).
- [15] Henck, R., Siffert, P., and Coche, A., *Nucl. Instr.* 60, 343 (1963).

第一章 本 征 变 量

要把影响谱仪中电脉冲形成的所有变量完全合理地分开是困难的。即使对探测器系统的基本研究来说，独立地观察许多这样的变量实际上也是不可能的。与辐射吸收相关的过程将随着灵敏计数介质[NaI(Tl)晶体、半导体探测器或正比气体计数器]以及待测放射源而变化。

探测系统的响应将随各种衰变纲图之变量，例如辐射类型（即 α 、 β 或 γ 辐射）和粒子或光子的能量不同而变化。在这些辐射的吸收过程中包含有各种因素，为方便起见将分别地考虑这些因素。

因此，就本征变量对 γ 射线能谱及其解释的影响，我们把它们分为以下两类：

1. 不稳定核的辐射类型和衰变纲图；
2. 射线与物质的作用过程。

第一节 不稳定核的辐射类型和衰变纲图

欲解释 γ 射线能谱，必须先要对各种衰变过程有所了解。对于放射性核素的简单鉴定以及定量分析来说，这是至为紧要的。

表 1.1 概括了处于激发态的核回到基态的各种可能途径，并附有一般采用的符号。

表 1.1 核的衰变过程

转 化 方 式	符 号	子 体 的 原 子 序 数 (母体为 Z)
自裂变	SF	各种裂变产物
放射中子	n	Z
放射 α	α	$Z-2$
放射 β^+	β^+	$Z-1$
电子俘获	EC	$Z-1$
放射 β^-	β^-	$Z+1$
放射 γ	γ	Z
同质异能跃迁	IT	Z
内转换	IC, e^-	Z

每种放射性核素退激发的可能途径已概括在其衰变纲图中。一个完整的衰变纲图包括核素的所有衰变方式、它们的分支比、辐射能量、放出射线的次序以及任何一个中间态的可测的半衰期。

如有可能的话，还包括各能级的自旋和宇称。目前已有几种有用的核素衰变纲图集^[1-4]。

必须强调的是，在衰变纲图和表 1.1 中所提到的各种核跃迁仅表示出其原初过程，而

核跃迁的能量完全损失通常还包括一系列的次级事件,其中一些众所周知的事件有韧致辐射、特征X射线、俄歇电子、电子偶生成和湮灭光子。这些次级事件也将发生在属于环境物质的外部原子,所谓环境物质既可以是探测器系统部分,也可以不是。

一、 γ 辐射和内转换

γ 辐射是激发核损失能量的最显著的方式, γ 跃迁可定义为一个核由激发态到较低的激发态、而 Z 和 A 均保持不变的退激发过程。激发态看来是由下述原因造成:(1) α 或 β 衰变过程;(2)核反应;(3)从基态的直接激发;(4)来自较高激发态的 γ 跃迁。 γ 辐射是电磁效应的结果,电磁效应可以认为是核内电荷分布和电流分布的变化。因为电荷分布产生电矩,而电流分布则产生磁矩,所以 γ 射线跃迁被分为电跃迁(E)和磁跃迁(M)。按照 γ 射线带走的角动量(单位为 $\frac{h}{2\pi}$)还可以进一步来表征 γ 跃迁。随着角动量变化的增加,跃迁几

率就迅速下降。按照公认的命名法,把带走 $l=1,2,3,4,5(\frac{h}{2\pi})$ 的辐射称为偶极子辐射、四极子辐射,等等。在一个振动电荷系统周围的辐射场,总可用 $1,2,3,\dots$ 阶球谐函数的展开式来表示。而且,在多极子展开式中,相继的各项对应于具有 $1,2,3$ 等角动量单位的光子。电(或磁)的 2^l 极子辐射的简化符号为 E_l (或 M_l);这样 E_1 表示电偶极子, M_2 表示磁四极子;依此类推。在自旋为 I_i 的某一态和自旋为 I_f 的终态之间的 γ 跃迁有许多选择定则,这些定则只允许某些特定的跃迁发生。

γ 辐射可伴随有另一个过程,或者甚至可被另一个过程所代替,如内转换电子发射。内转换是由核和核外电子之间的纯电磁作用引起的。根据辐射量子理论,可把这种过程看作是原子的束缚电子与核多极场的直接耦合,由此而放出了一个电子,它的动能等于所涉及的核跃迁的能量与该原子内电子的结合能之差。用电子摄谱仪研究内转换电子就给出一个线谱,这些谱线的能量对应于 γ 跃迁的能量减去发生内转换的 $K, L, M, \dots$ 壳层的结合能。内转换率与 γ 辐射率之比(或内转换电子数与放出的 γ 光子数之比)称为内转换系数 α ,该值可在 0 与 ∞ 之间。亦可测定 K, L, M 等壳层的各自的转换系数 $\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M$ 等。

每个壳层的内转换系数随着能量减弱、质量数 A 增加以及初态和终态自旋之差的增加而增加,知道这一点是方便的。现已有了列成表格的各壳层的内转换系数的准确计算值^[5,6]。

附录V中列出了一小部分 α_K 值。虽然该表只给出某些特征能量的精确值,但却可用它来获得其它 E 和 Z 值的近似结果。在 α 对 $\log E$ 图上可内插其它的能量。跃迁能量以 mc^2 ($=511$ 千电子伏)来计量。

内转换过程给原子在它的一个壳层中留下了一个空位,该空位通常被一个来自邻近的比它高一壳层的电子所填充。原子重排过程会引起发射特征X射线,并导致由 L 或 M 壳层放出另一种核外电子的内光电过程,这种俄歇电子的动能等于特征X射线能量减掉它本身的结合能。若有效能量大于 1.022 兆电子伏,则可能发生第三种电磁过程,这时核的退激以电子-正电子偶的形式进行。所放出的电子和正电子的动能为总的激发能减去 1.022 兆电子伏。然而,这是一种比较稀少的事件。对辐射跃迁来说,电子偶的生成率为 γ 辐射率的 10^{-4} 倍数量级。上述的所有过程都称为 γ 跃迁,虽然只有第一种过程才由核放出 γ 射

线。

二、同质异能跃迁

同质异能跃迁这个术语(见表 1.1)被用于通过 γ 射线辐射、内转换或两者兼有的过程所引起的核退激作用。同质异能态的不同之处仅在于它是一个独立存在的激发态。通常核同质异能素的定义是：一个核的两个或几个能级，它们的半衰期不致于短到无法测量的程度。对这种定义也许要稍加注意。直接可测的半衰期现已扩展到 10^{-11} 秒范围，在此边缘的测量技术——基于飞行中衰变和多普勒线加宽——正在使上述定义变为含糊不清或者是意义不大的，因为更短的半衰期目前已可测量。

现在，有些作者正在用长寿命同质异能素 ($t_{1/2} > 1$ 秒) 和短寿命同质异能素 ($t_{1/2} < 1$ 秒) 这类术语。对于只关心某些化学实验的化学工作者来说，事实上只有长寿命同质异能素才有重要意义。

例：

图 1.1 是 Cs^{137} 和 $\text{Ba}^{137\text{m}}$ 的极简单的衰变纲图。用碘化钠(铯激活)晶体得到的 γ 谱(图 1.2 a) 显示出其缓发 γ 跃迁的全能峰(662 千电子伏)，这是 $\text{Ba}^{137\text{m}}$ 同质异能态退激的一种方式。此外还显示出由其内转换过程所产生的钡的 K 层特征 X 射线，这是同质异能态退激的另一种方式。图 1.2 b 为用锂漂移锗半导体探测器测得的 γ 谱，它的分辨率比图 1.2 a 的好得多。在测这些谱时， β 射线被外吸收体吸收掉了。对 β 射线能谱测量来说，碘化钠不太有用。确实，设计一种碘化钠晶体谱仪来测量 β 射线谱是一项困难的任务。这种困难在于 β 粒子作下述穿透时不得不损失可观的能量：(1)穿过样品时；(2)穿过晶体容器和光学反射体时；(3)在发生反散射的每个边界处。

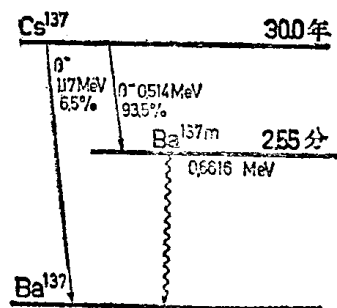


图 1.1 Cs^{137} - $\text{Ba}^{137\text{m}}$ 衰变纲图

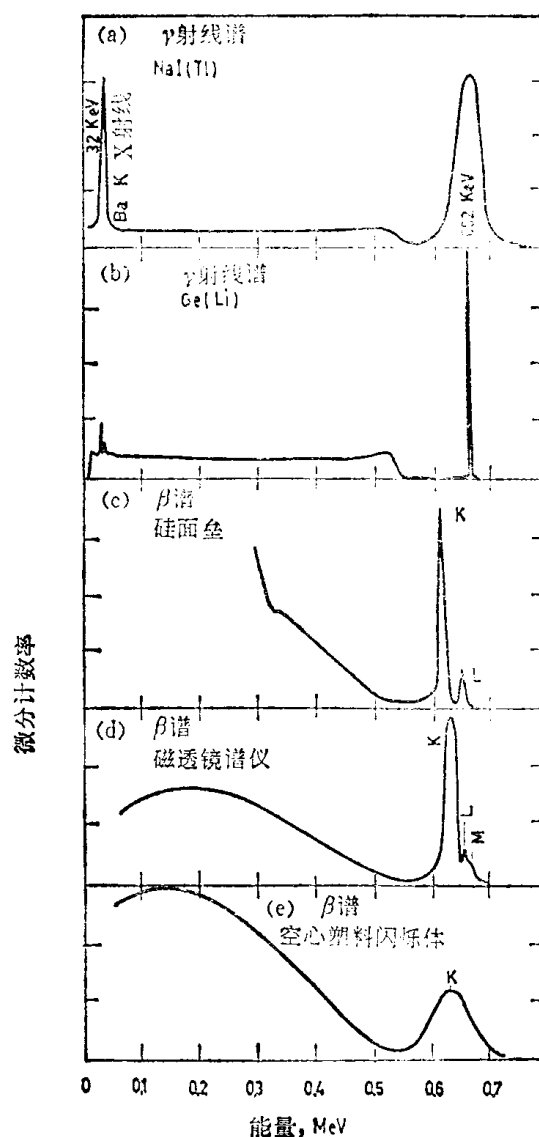


图 1.2 Cs^{137} - $\text{Ba}^{137\text{m}}$ 的 γ 谱和 β 谱

约 90% 的入射 β 粒子从碘化钠里被反散射掉，而对蒺晶体约为 10%。因此，可用很

薄的源和空心晶体^[7],或将样品直接溶解在液体闪烁体中^[8,9]来测量 β 射线谱。图 1.2 d 给出了与内转换过程有关的转换电子谱(628 千电子伏附近),这是用磁透镜谱仪测得的。三个峰的能量对应于初始 γ 跃迁能量减去 K, L 和 M 壳层的结合能。最强的 β 分支连续谱($E_{\text{最大}}=0.514$ 兆电子伏)完全落在 β 射线线谱以下,高能低强度的 β 分支连续谱($E_{\text{最大}}=1.17$ 兆电子伏)在较高能区则看不见,除非将座标扩展才行。图 1.2 e 的 β 谱是用空心的塑料闪烁晶体测得的。显而易见,闪烁计数器的分辨率与中等分辨率的磁透镜谱仪和硅面垒探测器(图 1.2 c)相比是较差的。

闪烁计数器或正比计数器的响应可能与激发态的半衰期有关。如果跃迁不是缓发的话,则在探测器中将有可能观测到级联事件的加和,加和几率也是计数器探测时间的函数。探测时间将随闪烁剂、光收集时间和光电倍增管中的电子渡越时间而变。正比计数器的探测时间是将初级电子收集至产生放大作用的中心金属丝附近所需的时间。金属丝的直径、金属丝的电压、计数器体积和气体成分为主要变量。大多数正比计数器和闪烁计数器的脉冲宽度为 0.1 至 0.2 微秒量级。附录 II 中说明了符合加和效应,通常还对 γ 射线谱中的加和峰作出注释。加和效应也许会成为引起混乱的一个原因,特别对于计数比较弱的放射源而在几何条件好时更为严重。 Co^{60} 和 Na^{24} 就是这类核素的例子,在它们的 γ 级联中可测量的缓发时间太短了,以致无法防止晶体中的加和效应。这两个级联(图 1.3)只要有微秒级的缓发就足以消除附录 II 谱中出现的 2.50 兆电子伏和 4.12 兆电子伏的全部加和峰。此外,如果衰变纲图中两个 γ 跃迁不是级联的,那当然就不可能有加和。 Fe^{59} 和 Co^{60} 的能谱就是例子,在其衰变纲图中(图 1.3)的这种差别可以用来迅速辨别高能区中两个不那么相似的

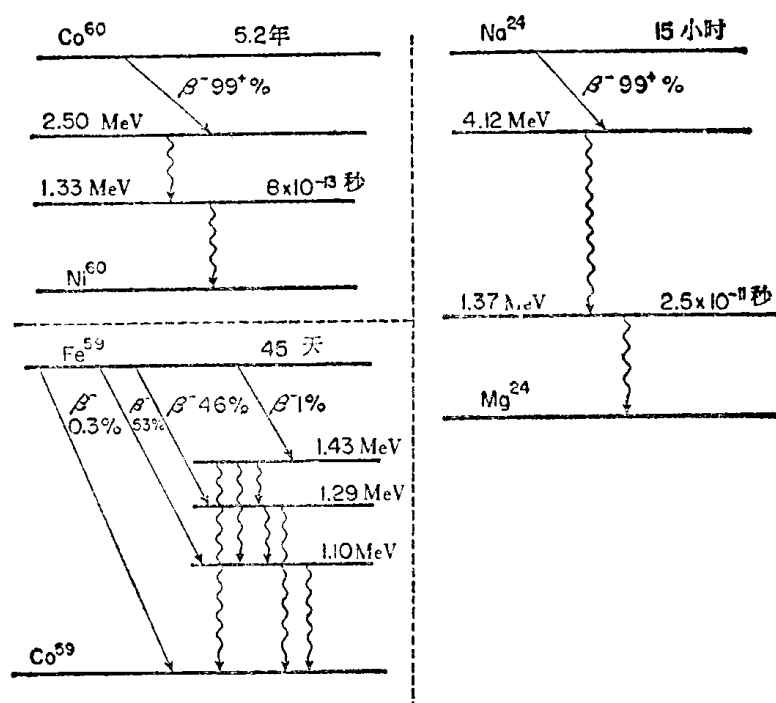


图 1.3 衰变纲图中的 γ 跃迁级联和独立分支

能谱。从 Fe^{59} 的能谱看,它的两个最强的 γ 跃迁(1.29 兆电子伏和 1.10 兆电子伏)没有显示出加和的迹象。

衰变纲图中长寿命同质异能素的存在,消除了与其它跃迁产生符合加和峰的可能性,从

而使闪烁谱仪的响应曲线得到简化。如果内转换和 γ 射线辐射这两种退激方式的几率大致相等,则 γ 射线谱就可能相当复杂了。在此情况下,特征X射线和 γ 辐射这两者将与其它比较强的符合辐射产生强的加和峰。一个有代表性的例子是附录II所示的 Hf^{181} 能谱。几何效率为1%时,两个符合的级联光子全进入晶体的几率是小的;然而几何效率为48%时,两个符合的光子全进入晶体并产生加和峰的几率就大得多。 Te^{132} (图1.4)的 γ 跃迁是一个双重加和的很显著的例子,双重加和是由一个 γ 射线与该核的第二级联的 γ 射线加和,或与伴随第二个 γ 射线的KX射线加和所产生的。经过化学纯化的裂变产物 Te^{132} 清楚地显示出一个与52千电子伏跃迁符合的233千电子伏的跃迁。存在着强的28千电子伏碘的KX射线和233千电子伏 γ 射线的双重加和峰表明:52千电子伏的跃迁大部分是由内转换所产生的。为了观察不存在 I^{132} 子体放射性的 Te^{132} 谱,需在分离之后立即用闪烁谱仪先以“好”几何条件、然后以“坏”几何条件快速计数样品(附录II)。如果233千电子伏跃迁中的内转换显著,则80千电子伏(52+28千电子伏)和56千电子伏(28+28千电子伏碘的KX射线)这两个加和峰将会在以约50%几何条件所测得的 Te^{132} 能谱中观察到。

三、级联 γ 射线的角关联

不同的多极场(γ 跃迁)使得放出的射线相对于辐射核自旋轴产生不同的角分布。然而,由含有大量任意取向的原子的特定样品所放出的 γ 射线将是各向同性的。如果有可能把放出 γ 射线的样品中的核自旋沿一个方向排列,那么放出的 γ 射线强度的角分布就以一种确定的、在理论上可预计的方式与初始的核自旋及辐射的多极特性相关。在把样品冷却至极低温度($<1^\circ\text{K}$)的同时,再加上强磁场或强电场,便可明显地使核定向。

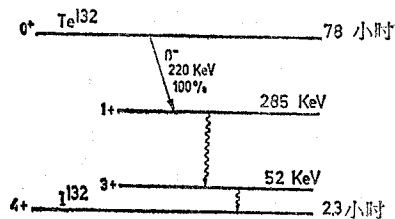


图 1.4 Te^{132} 衰变图

两个级联的且实际上符合的光子从同一个核中放出,使得其角关联成为在普通实验条件下决定加和峰强度的一个有效因素。沿某一方向放出每个光子的几率是该方向与核自旋轴之夹角的函数。通过第一个光子的探测,我们将更有把握来挑选具有核自旋轴特定取向的核,这样,在相对于原初光子方向的一个特定的立体角(图1.5中之 θ 角)增量中,

探测第二个实际上符合的光子大致也会是可能的。

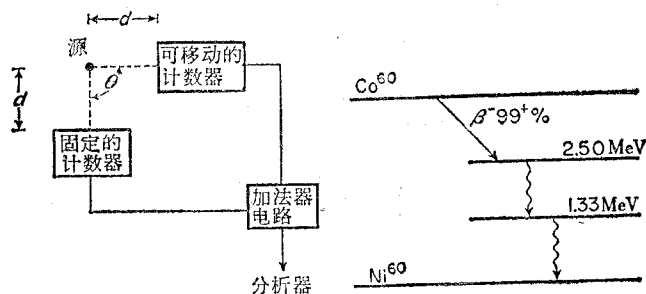


图 1.5 符合加和峰和角关联

在理论上已计算出了各种各样情况下的关联函数 $W(\theta)d\Omega$ [10]。

当 θ 为两个发射方向之夹角时,则 $W(\theta)d\Omega$ 系指第二个射线进入立体角 $d\Omega$ 的相对

几率。通常关联函数是归一化的, 因此 $\int W(\theta) d\Omega = 1$ 。于是, 可把关联函数写成:

$$W(\theta) = 1 + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta + \dots,$$

式中只出现 $\cos \theta$ 的偶次方。实际事例中, $\cos^4 \theta$ 这一项是需考虑的最高次项了。常常用各向异性参数来表示实验结果, 它表述偏离随机分布的偏差:

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

试研究图 1.5 中用一个 Co^{60} 点源做的实验, 这里 β 射线被吸收, 仅允许两个级联光子到达两个圆柱形的碘化钠闪烁探测器。当改变 θ 角时, 2.50 兆电子伏符合加和峰的计数率将只是 θ 角的函数。 Co^{60} 的加和事件之最大强度将在 $\theta = 180^\circ$ 处获得, 而最小强度将在 $\theta = 90^\circ$ 处获得。单个探测器的符合加和峰强度也并非晶体对源所张立体角及级联光子之全能峰效率的简单函数。通过把两个 γ 射线的角分布函数围绕 0° 对晶体表面对源所张之立体角积分, 便得到另一个角关联因数。符合加和峰强度之刻度将在第七章中更为详细地讨论。

四、特征 X 射线激发

原子电离的发生主要通过四种初级过程。两种是核衰变过程, 即内转换和轨道电子俘获。另两种是由原子的电子与外来辐射相互作用而致, 即光电效应引起的 γ 射线吸收以及 β 射线的吸收。这四种特征 X 射线激发方法的每一种在应用 γ 射线能谱测量学中可能都是重要的。

作为衰变方式的内转换以及电子俘获是比较经常发生的, 这就形成了大量的特征 X 射线的强源。因此致力于设计一种可使其有用范围扩展到低达 5.0 千电子伏的谱仪一般来说是相当值得的。与此有关的具体问题将在第二、三、四章内考虑。在特征 X 射线能区内, 半导体探测器和正比气体计数器由于它们具有优良的分辨率, 所以特别有用。

对某一个原子来说, 上述四种过程所致 K, L 等壳层的初级激发几率会是各不相同的。如果来自外界放射源的入射辐射的能量, 或者引起内激发的核跃迁能量超过 K 层的结合能, 则每种过程的 L 层与 K 层的激发之比(L/K)可以扼要地归纳如下:

- (1) 对电子俘获, L 电子俘获与 K 电子俘获之比约为 0.1, 并且随 Z 增加而缓慢增加。在 $Z=80$ 时, 此比值约为 0.15^[57]。
- (2) 内转换的 L/K 值不可能简单地加以概括。它们按照复杂的方式随着 γ 跃迁能量、跃迁的多极序以及原子序数而变化^[67]。
- (3) L 及 K 壳层的光电作用之比相对来说是一常数(0.25), 其条件是入射光子能量大于 K 壳层的结合能。
- (4) 由 β 射线吸收所产生的特征 X 射线, 虽然容易用闪烁能谱测量法来探测, 但在理论上迄今还未给予适当的叙述。在 X 射线能谱测量中, 该效应可引起严重的误差^[11]。

发生激发之后, 由于受激原子重排而放出特征 X 射线。某一特定样品的原子壳层中激发态可能以错综复杂的方式被占据。这要看原子激发的方法以及每种方法中的有效变量而定。由于受激原子有两种重排方式, 所以使测得的 X 射线强度更复杂了。当从邻近的原子外壳层来的电子填充空着的内壳层时, 多余的能量或者以特征 X 射线形式放出, 或者转移给另一个外层电子, 使其从原子中放出。这后一种电子称为俄歇电子。因此 L 壳层和其它的

外壳层将继续此一过程直至全部能量耗尽为止。单位时间内放出的 K X 射线数目与产生的初始 K 壳层空位数目之比称为 K 荧光产额 W_K 。由俄歇过程填充的空位的分数称为俄歇产额。每有一个 K 壳层的内转换电子，将有一个 X 射线或者一个俄歇电子放出。

$$N_a = N_x + N_A. \quad (1)$$

荧光产额定义为：

$$W_K = \frac{N_x}{N_x + N_A}. \quad (2)$$

如果 N_γ 指 γ 射线的数目，则内转换系数 α_K 为：

$$\alpha_K = \frac{N_a}{N_\gamma} = \frac{N_x}{W_K N_\gamma}. \quad (3)$$

荧光产额表^[12,16]现已出版。图 1.6 表示荧光产额的变化与原子序数的函数关系。显而易见，K 荧光产额，因此还有其特征 X 射线强度，对原子序数低的元素将显著下降^[13,14]。

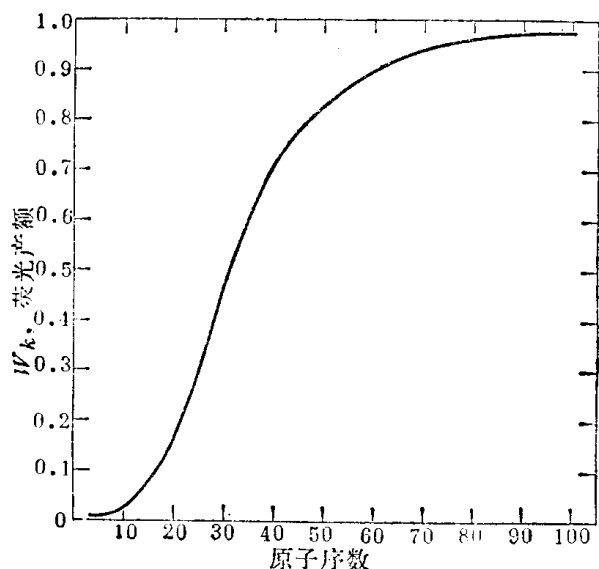


图 1.6 荧光产额随原子序数的变化^[15,16]

实验中，必须了解这四种 X 射线激发方式的相对重要性。同样，还必须完全了解使 X 射线衰减的外界变量，因为它们与这里所讨论的本征变量在实验上是不可分割的。这些外界变量将放在下一节讨论。

强调并说明特征 X 射线对谱的某些影响最直接的方法，大概就是研究附录 II 中的若干响应曲线。

最简单的衰变纲图是像 Co^{60m} ， Cs^{134m} ， Tc^{99m} ， In^{113m} 以及 Ba^{137m} 这些同质异能态的衰变纲图，它们看来是处于将衰变为长寿命或稳定子体的单一激发能级，其入射在探测器上的射线将是单色 γ 射线和由另一种衰变方式（内转换）所激发的特征 X 射线。

入射射线在探测器介质中的光电吸收作用也可激发出其它的特征 X 射线。在刚提到过的例子中，碘化钠闪烁晶体中的光电吸收作用大部分发生于碘的 K 壳层。为了从碘原子中放出 K 光电子，入射射线至少有 33.2 千电子伏的能量（见附录 I，碘的 K_{ab} ）。K 壳层受激的碘原子有 85% 的空位放出特征 X 射线（图 1.6），它的能量为 28 千电子伏，对应于 K 壳层能级和 L 壳层能级之差。如果这种 X 射线发射于探测器的界面附近，那么它的逃逸几率就相当可观，这使能谱中产生另一个比全能峰小 28 千电子伏的峰，即为逃逸峰。此逃逸峰的能量也许低到在能谱中看不出；或者能量较高时，不能与全能峰完全分辨开。在上面

实验上测定其它壳层（如 L 层）的荧光产额有很大困难。荧光产额随 Z 的变化情况是相似的，但对一定的 Z 值，其它壳层的荧光产额比 K 壳层的荧光产额要小几倍。对于一定的电子结合能，其它壳层的荧光产额和 K 壳层的荧光产额将大致相同^[13,17]。

从这种简要的讨论应当明白，特征 X 射线的绝对计数一般来说不是简单的任务。幸而，在许多应用中无需作绝对计数。当在低能区计数时，特殊的问题就是如何消除能谱的实验变量，维持这些变量恒定或者对其进行校正。在一个特定的实验