

# 如何减弱 $^{137}\text{Cs}$ 能谱中的反散射峰

李 履 平

(沈阳师范学院物理系 沈阳 110031)

**摘 要** 文中分析了 $^{137}\text{Cs}$  能谱中产生反散射峰的原因,并提出了减弱该峰的实验手段.

**关键词**  $\gamma$  能谱;康普顿散射

**分类号** O562

## 0 引言

在近代物理实验的核物理部分,“ $\gamma$  射线的能谱测量”是一个很重要的实验题目. 该实

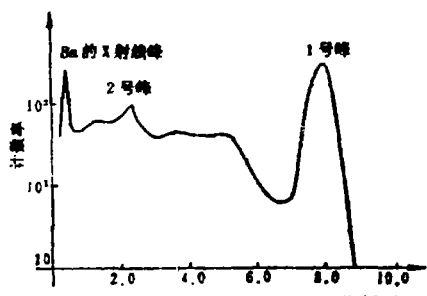


图 1  $^{137}\text{Cs}$  的  $\gamma$  能谱

验使学生了解了 NaI 闪烁谱仪的原理、特性、结构及使用方法,通过对  $\gamma$  射线能谱的测量,加深了对  $\gamma$  射线与物质相互作用规律的理解. 实验中常用的  $\gamma$  射线源是 $^{137}\text{Cs}$ ,它的能谱如图 1 所示. 图中除了 0.662MeV 的光电峰(图中的 1 号峰)和能量较小的 Ba 的 x 射线峰之外,最明显的峰位要数 0.184MeV 的反散射峰了(图中的 2 号峰). 对于该峰的形成

原因尽管很多教材中都简略提及,但因为不是由放射源衰变直接产生,所以学生对此往往表现出一些困惑,难以理解. 为此我们利用现有仪器设备增加了一些实验内容,使学生加深了对问题的理解,效果良好,现作以简单介绍.

## 1 原理及分析

$\gamma$  射线与物质的相互作用主要是光电效应、康普顿散射和正负电子对产生这三种过

收稿日期:1998-05-26

作者:男,50 岁,高级实验师

程. 对于 $^{137}\text{Cs}$ 源来说, 由于它在衰变过程中只放出单一能量的 $\gamma$ 射线(见图2), 且其能量小于正负电子对的产生阈 $1.02\text{MeV}$ , 所以 $^{137}\text{Cs}$ 的 $\gamma$ 射线与 $\text{NaI}$ 晶体的相互作用只有光电效应和康普顿散射两种情况. 光电效应指入射 $\gamma$ 粒子把能量几乎全部转移给原子中的束缚电子而把束缚电子打出来形成光电子, 所以光电子的动能近似等于入射 $\gamma$ 射线的能量, 即 $0.662\text{MeV}$ . 入射 $\gamma$ 射线与核外自由电子作用则产生康普顿散射(见图3).

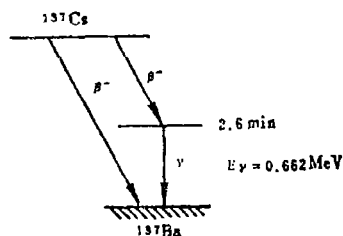
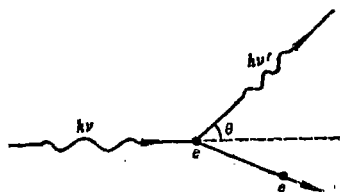
图2  $^{137}\text{Cs}$ 衰变图

图3 康普顿散射示意图

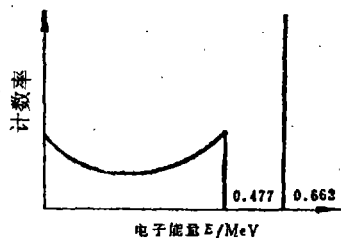


图4 康普顿峰和单能光电峰

散射后散射光子的能量与散射角 $\theta$ 的关系为

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + a(1 - \cos\theta)}$$

式中 $h\nu$ 为入射 $\gamma$ 光子能量,  $h\nu'$ 为散射光子能量,  $\theta$ 为散射角,  $a = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ 即入射 $\gamma$ 射线能量与电子静止质量 $m_e$ 所对应的能量之比. 由上式可知当 $\theta = 180^\circ$ 时散射光子能量最小, 这时康普顿电子能量最大为 $E_{\text{cmax}} = h\nu \cdot \frac{2a}{1 + 2a}$ , 所以康普顿电子的能量在 $0 \sim h\nu$

$\frac{2a}{1 + 2a}$ 之间变化, 其能量分布如图4所示的平台, 其最大能量对应着康普顿边. 由于统计涨落和累计效应的影响实际测得的 $^{137}\text{Cs}$ 能谱如图1所示, 各个峰都有一定的宽度, 康普顿边也不尖锐. 在康普顿平台的左侧有一个明显的小峰(2号峰)这就是反散射峰. 该峰从能量上看在 $0.184\text{MeV}$ 附近, 显然不是放射源直接辐射的 $\gamma$ 射线所造成的. 而它与光电峰

( $0.662\text{MeV}$ )的能量之差恰好是康普顿边的能量( $0.477\text{MeV}$ ), 这就很自然地使人们联想到它们之间的某种必然联系. 通过分析我们认识到该峰是由于入射 $\gamma$ 射线穿过 $\text{NaI}$ 晶体后打到光电倍增管上或晶体周围的物质上产生了一些大角度的康普顿散射( $\theta > 150^\circ$ ), 把大部分的能量(接近于电子能量的最大值, 即康普顿边的能量)都传递给了电子, 又返回到晶体中, 这时由于 $\gamma$ 射线能量较低, 产生光电效应的几率较高, 因此这部分 $\gamma$ 射线产生的光电效应打出的光电子的能量为 $0.662 - 0.477 = 0.184\text{MeV}$ . 这就是我们在能谱图中看到的反散射峰.

## 2 抑制反散射峰的措施

由上面的分析可知反散射峰主要由打到光电倍增管上或晶体周围物质上后反散射回

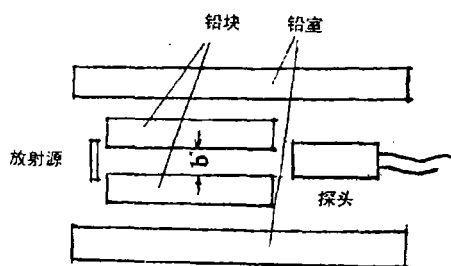


图 5 准直装置示意图

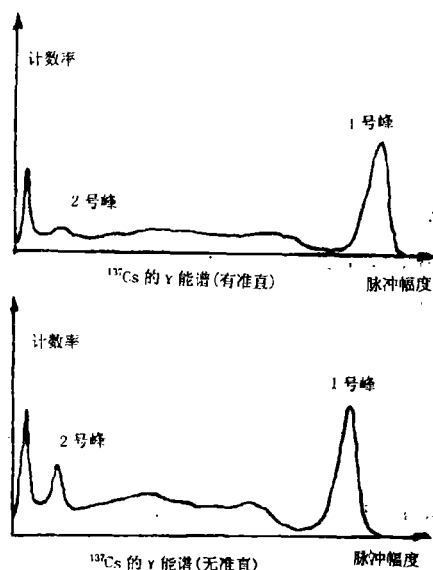


图 6

到晶体中的 $\gamma$ 射线产生。有些文献上认为 $\gamma$ 射线在源衬底材料上的反散射也会对反散射峰有贡献。如果我们能想办法使这种反散射减少,就应该使能谱上的该峰减弱,从而验证这种分析的正确性。放射源辐射 $\gamma$ 射线的方向具有一定的随机性,它在源衬底材料上的反散射我们无法加以控制。对于射向光电倍增管的射线我们也不能加以限制,因为最终对能谱的测量和观察全靠光电倍增管将晶体中产生的光脉冲转换成电脉冲。因此我们只能限制射向晶体周围物质的射线。基于以上情况我们考虑了两种实验方案来检验这种设想。一种是通过加大探头和放射源之间的距离以加大射线对晶体周围物质的入射角并观察反散射峰和光电峰计数率的变化。结果距离改变较小时计数率的变化不明显,而距离拉得太远又影响探头的探测效果。方案之二是在放射源和探头之间加一个准直装置,如图5所示。在放射源和探头之间距离不变的情况下通过改变两屏蔽铅砖间的距离 $b$ ,测出不同的 $\gamma$ 能谱图,记录这两个峰的不同的计数率得到了如下表所示的数据。可见随着准直度的提高(即 $b$ 由大 $\rightarrow$ 小)反散射峰和光电峰计数率的比值 $N_f/N_g$ 从0.57逐渐减小至0.22,其减弱效果是十分明显的。图6是无准直和有准直( $b=2\text{cm}$ )两种情况时测得的 $^{137}\text{Cs}$ 能谱图。从图中可以看到,准直后的反散射峰计数率已经基本上和康普顿平台的计数率差不太多了。

$b(\text{cm})$	反 散 射 峰		光 电 峰		$N_f/N_g$
	计数率 $N_f$	道址	计数率 $N_g$	道址	
4	56	118	146	885	0.38
3	40	110	148	886	0.27
2	29	112	128	885	0.22
无准直	79	102	138	868	0.57

### 3 结论

经过这样的实验、观察和分析,我们对反散射峰的成因有了更深刻的感性和理性认识,并且很容易得出清晰的结论:反散射峰主要是由射向晶体周围物质的大角度散射 $\gamma$ 射线所产生,射向光电倍增管和源衬底的射线所造成的反散射只占其中很小的一部分。因此采用准直的办法对减弱反散射峰的形成是十分有效的。

### 参考文献

- 1 吴恩诚,王祖铨.近代物理实验.北京:北京大学出版社,1986
- 2 周维兴,周辉.近代物理实验.长春:东北师范大学出版社,1982

## How to Weaken Back—Scattering Peak in $^{137}\text{Cs}$ energy Spectrum

Li luping

(Department of Physics, Shenyang Teachers College, Shenyang 110031)

**Abstract** In this paper the cause of formation of the back—scattering peak in  $^{137}\text{Cs}$  energy spectrum is analysed. A method to weaken the peak has been also discussed.

**Key words** energy spectrum of  $\gamma$ -ray; compton—scattering