

在 γ 能谱测量中验证康普顿效应*

郑碧华¹, 熊正烨²

(1. 湛江海洋大学物理学系, 广东 湛江 524025;

2. 中山大学物理学系, 广东 广州 510275)

摘要: 讨论了有关康普顿平台的基本理论, 对康普顿平台的理论分布作了弥散修正; 以康普顿平台修正后的理论分布为依据, 与 γ 能谱测量得到的康普顿平台线形比较, 得出康普顿反冲电子的能量最大值, 将之与理论值相比较, 验证康普顿效应。该过程可以作为物理专业的一个中级物理实验, 可以使學生得到很多锻炼。

关键词: 康普顿效应; 能谱测量; 教学实验

中图分类号: O4-34 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2003) S1-0154-03

1 实验设计概述

能量较高的射线入射到物质上时, 在散射光中除有与入射光波长相同的成分外, 还出现波长大于入射光波长的成分, 变线和不变线之间的波长差随散射角的增大而增大; 在同一散射角处, 随着散射物原子序数的增大其不变线的强度增大, 变线的强度减弱。这种现象首先被康普顿 (Compton) 等在 1922-1923 年发现并作了系统的研究, 故被称为康普顿效应。康普顿效应从能量和动量两方面证实了光的粒子性, 在量子理论的发展中起到了重要的作用^[1]。康普顿也因此于 1927 年获得诺贝尔物理学奖。

虽然康普顿散射实验在量子物理中占有很重要的地位, 但在绝大多数物理学专业的实验课程设置中都没有它应有的位置^[2-4]。因为一般康普顿实验所需要的放射源较强 ($\sim 10^8$ Bq) (一般实验室所用放射源活度约为 10^5 Bq), 而且相应的测量技术复杂。这在“谈核色变”的和平年代, 物理学专业的学生花如此代价完成这个实验有点得不偿失。因此, 康普顿散射实验只是在有些院校的核物理专业才能成为学生实验^[5]。

γ 射线能谱测量是核辐射探测的一个重要手段。它广泛应用于核物理的研究 (如测量原子核激发态能级、研究核的衰变纲图、测定短的核寿命等)、放射性分析 (如进行放射性矿石分析、测定反应堆燃料元件的燃耗、实现某些裂变产物的流线分析以及分析放射污染物的成分等) 和其它与放射性同位素相关的工业、农业、医疗等各种核技术应

用^[6]。正因为 γ 能谱测量具有如此重要的地位, 因此它也成为了近代物理实验教学中典型实验之一^[2-4,7]。

在 γ 能谱测量实验中, 当 γ 射线入射至闪烁体时, 发生三种基本相互作用过程, ①光电效应; ②康普顿散射; ③电子对效应。前两种过程中产生电子, 后一过程中出现正、负电子对。这些次级电子获得动能将消耗在闪烁体中, 使闪烁体中原子电离、激发而后产生荧光。光电倍增管的光阴极将收集到的这些光子转换成光电子, 光电子再在光电倍增管中倍增, 最后在管子阳极上收集并通过阳极负载电阻形成电压脉冲信号。 γ 射线与物质的三种作用所产生的次级电子能量各不相同, 因此对于一条单能量的射线闪烁探测器输出的次级电子脉冲幅度仍有一个很宽的分布。分布形状决定于三种相互作用的贡献。因此, 分析 γ 能谱能得到康普顿效应的相关信息。本文提出可在 γ 能谱测量实验中验证康普顿效应, 一方面可以帮助学生理解康普顿效应, 另一方面有助于学生深入理解能谱的形状规律。

2 康普顿散射基础理论

当波长为 λ 的光子与原子中质量为 m_0 的近自由电子碰撞, 碰撞后, 在与入射方向成 θ 角的方向测到波长为 λ' 的散射波; 电子在碰撞中受到反冲, 它以能量 E 在与入射波成 φ 角的方向上射出。如图 1 (a)。按体系的能量和动量守恒 (参考图 1 (b)), 即有:

* 收稿日期: 2003-05-09

作者简介: 郑碧华 (1951 年生), 女, 实验师; E-mail: 11989hk@163.com

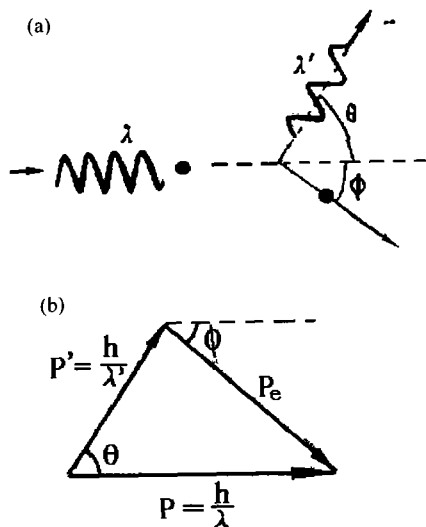


图1 (a) 康普顿散射原理图;

(b) 康普顿散射中的动量关系

Fig.1 (a) Sketch map of Compton effect;

(b) Momentums relation of Compton effect

$$h\nu + E_0 = h\nu' + E \quad (1)$$

$$P_\lambda^2 + P_{\lambda'}^2 - 2P_\lambda P_{\lambda'} \cos \theta = P_e^2$$

式中, E 和 P 分别是反冲电子的能量和动量, $E_0 = m_0 c^2$ 是电子的静止能量, $P_\lambda = \frac{h}{\lambda}$ 及 $P_{\lambda'} = \frac{h}{\lambda'}$ 分别是光子碰撞前后的动量。反冲电子速率很大, 故必须利用相对论的关系式:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2)$$

$$E = mc^2$$

$$E^2 - P^2 c^2 = E_0^2$$

整理后即可得到^[8]:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (3)$$

散射光子的能量可写为:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + a(1 - \cos \theta)} \quad (4)$$

式中, $a = \frac{h\nu}{m_e c^2}$, 即入射光子的能量与电子静止能量之比。同样, 反冲电子的动能可写为:

$$E_k = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{a(1 - \cos \theta)}{1 + a(1 - \cos \theta)} \quad (5)$$

显然, 当 $\theta = 180^\circ$ 时, 散射光子能量最小, 康普顿电子能量最大, 为:

$$E_{k, \max} = h\nu \frac{2a}{1 + 2a} \quad (6)$$

所以康普顿电子的能量在 0 至 $h\nu \frac{2a}{1 + 2a}$ 之间变化。当单能 γ 射线入射至闪烁体时, 因康普顿效应在闪

烁体中产生的次级电子形成的能谱将是一个从 0 至 $h\nu \frac{2a}{1 + 2a}$ 的连续分布。根据克莱茵——仁科散射微分截面可导出康普顿反冲电子的数目对能量的谱为^[9]:

$$\frac{d(\sigma)}{dE} = \frac{\pi r_0^2}{\alpha^2 m_0 c^2} \cdot$$

$$\left\{ 2 + \left(\frac{E}{h\nu_0 - E} \right)^2 \left[\frac{1}{\alpha^2} + \frac{h\nu_0 - E}{h\nu_0} - \frac{2(h\nu_0 - E)}{E} \right] \right\} \quad (7)$$

若入射光子能量 $h\nu_0 = 0.662 \text{ MeV}$ (Cs 辐射源) 时, 由 (7) 式易做出康普顿电子的理想分布, 如图 2 中实线所示, 电子能量最大处正好出现分布最大值。由于辐射测量固有的统计涨落, 使康普顿边有所加宽。如果以能量分辨率 8% 的弥散计算可得出修正后的 Cs 的康普顿平台, 如图 2 中虚线所示。从图中可以看出, 康普顿反冲电子能量最大值对应康普顿平台下降沿 (也称康普顿边) 约最大值的一半处。同样, 可以由 (7) 式分别作出其他的放射源康普顿平台理论分布, 而后根据不同的能量分辨率加以修正。这样可以得到相应的修正康普顿平台理论曲线。

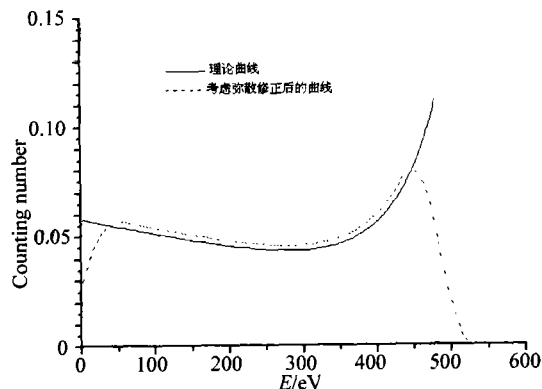


图2 康普顿平台的理论分布曲线

Fig.2 Theoretic curve of reactive electron's energy

3 实验过程描述

和 γ 能谱测量完全相同的方法, 测出不同 γ 放射源的实验曲线。图 3 中已作出了不同放射源的能谱曲线。由前面的分析知, 康普顿反冲电子的能量最大值出现在康普顿边分布最大值的约一半处。从图 3 可以测出康普顿散射电子的最大能量, 如表 1 ($E_{c, \max, Ex}$) 所示。

表 1 中列出了几个辐射源的全能峰能量及康普顿散射电子能量最大值的理论值 ($E_{c, \max}$), 并算出了测量值与理论值之间的相对误差。由表 1 可以看出, Co (1173)、Na (1274)、Cs (662) 对应的相

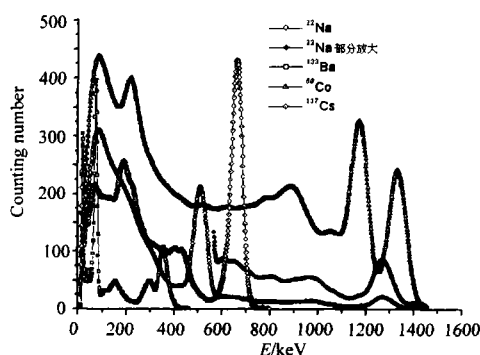


图3 实验测量的不同放射源的能谱曲线

Fig.3 The measured spectrum of some radiant points

对误差都在2%以内,这是一个相当漂亮的测量结果。Na(511)、Ba(356)对应的相对误差较大,它们分别有各自特别的原因:Na(511)的全能峰是由正电子湮灭产生的,正电子在湮灭之前的动能损失转变成了韧致辐射,这种辐射对Na(511)的康普顿边的形状影响很大,造成测量上的误差。而Ba(356)的康普顿边受276 keV的全能峰影响较大,它提高了康普顿平台应该减掉的本底,而使得测量值偏小。

表1 康普顿平台能量最大值的
理论值与实验值的比较

Tab.1 The compare of $E_{c,max}$ and $E_{c,max,Ex}$

放射源	Co	Na	Cs	Ba
E/keV	1332 1173	1274 511	662 356	303
$E_{c,max}/\text{keV}$	1118 963	1061 341	477 207	164
$E_{c,max,Ex}/\text{keV}$	-	953 1040	359 475	185 -
相对误差/%	-	1.0 2.0	5.2 0.4	10.6 -

4 实验效果讨论

显然,完成这个实验能使学生更加深入理解康

普顿效应。学生在计算康普顿平台的理论曲线时,必须较全面的理解康普顿效应。同时,康普顿效应的深入理解又能促进学生对能谱形状的理解。给出的4个放射源的几个康普顿边中,实验结果基本与理论值相符合;但只有3个符合得很好,另外还有两个存在相对较大的偏差:一个偏小,一个偏大。这能促使学生更深入地分析误差产生的原因,这对培养学生独立思考甚至查阅资料文献都很有好处。

其次,该实验还能提高学生驾驭计算机进行模拟计算的水平。在理解康普顿效应的基础上由(7)式得出个放射源康普顿平台的理论曲线不会很麻烦,但要得到考虑弥散后的康普顿平台修正后的理论曲线却并不是一件很容易的事。对于计算机基础一般的同学,可以只要求他们以定值展宽模拟;对于基础较好的同学可以要求他们以不同的能量分辨率弥散模拟,因材施教,收到较好的教学效果。

参考文献:

- [1] 胡镜寰,王忠烈,刘玉华.原子物理学[M].北京:北京师范大学出版社,1989.
- [2] 吴思诚,王祖铨.近代物理实验[M].北京:北京大学出版社,1995.
- [3] 郑裕芳,李仲荣.近代物理实验[M].广州:中山大学出版社,1989.
- [4] 南京大学近代物理实验室.近代物理实验[M].南京:南京大学出版社,1997.
- [5] 北京大学,复旦大学.核物理实验[M].北京:原子能出版社,1984.
- [6] 吴治华,赵国庆,陆福全,等.原子核物理实验方法[M].北京:原子能出版社,1997.
- [7] 李潮锐,吴深尚.新世纪《近代物理实验》课程建设[J].中山大学学报(自然科学版),2000,39(增刊2).
- [8] 杨福家.原子物理学[M].北京:高等教育出版社,1985.
- [9] Johns H E, Cornack D V, Whitmore G F. Initial distribution of copton electrons[J]. Can J Phys, 1952, 30: 556 - 564.

Corroborating Compton Effect in Spectrum Measurement

ZHENG Bi-hua¹, XIONG Zheng-ye²

(1. Department of Physics, Zhanjiang Ocean University, Zhanjiang 524025, China;

2. Department of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: The basic theory of Compton scattering is discussed, and the theory about the scattering energy distributing is improved; the measured spectrum is compared with calculational spectrum, and the max energy of compton electron can be gotten, and it can be compared with the calculational value to corroborate compton effect. This can be set as a didactical physics experiment for the physics students, they may get much from the experiment.

Key words: compton effect; spectrum; didactical experiment