



北京大学物理学院 李健通

康普顿效应验证实验

Bryan

北京大学物理学院 学号: 1500000000 *

(日期: 2018 年 3 月 1 日)

康普顿效应源于电子对高能光子的非弹性散射。光的经典波动理论难以解释这一现象，它强烈地依赖于波粒二象性。

本实验以 ^{137}Cs 为放射源，测定了 662 keV γ 射线被铝棒散射后的能量及相对微分散射截面，考察了其关于散射角的分布。实验结果表明，散射光子能量及相对微分散射截面均随散射角增大而递减，其规律与理论分析基本一致，从而验证了康普顿效应，进而证实了光的波粒二象性。

关键词：康普顿散射 能谱 散射截面

* guesswhat@email.addr;

I. 引言

20 世纪早期, 诸多实验迹象表明, 被物质散射后的 X 射线能量减小¹; 而经典电动力学的预测表明, 散射波的能量应当与入射波一致。

1923 年, 康普顿 (A. H. Compton) 采用光量子假定, 结合狭义相对论的动力学, 成功地解释了散射能量的变化^[3]。据此理论可知, 光子的能量损失源于与电子的非弹性散射; 其有效性在吴有训等人的一系列后续实验 (如 [4]) 被进一步加以证实。

康普顿散射进一步确认了光子正是传递电磁场相互作用的粒子 (force carrier)。1928 年, Oskar Klein 和 Yoshita Nishina 根据狄拉克 (Paul Dirac) 的量子电动力学 (QED) 推导出了散射的微分截面。Klein-Nishina 公式是 QED 的最早成果之一, 其在低能极限下表征经典的弹性散射 (汤姆逊散射), 而在高能情形下对应康普顿散射。

如今, 康普顿散射仍作为研究基本粒子结构的一个重要方法。本实验意在复现康普顿效应的验证过程, 通过测定 γ 射线的能谱, 分析能量及相对微分散射截面随散射角 θ 的变化, 以验证上述理论结果。这也是对吴先生的工作的一次重现。

II. 理论

参见 [3], 考虑高能极限, 即光子能量远大于电子束缚能, 此时电子近似是自由的; 由相对论性能动量守恒, 光子能量 $e = h\nu$, 可得:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1)$$

这里, $m \sim 0.511 \text{ MeV}/c^2$ 是电子的静质量, ν, ν' 是散射前后光子的频率变化, h 为普朗克常数, c 为光速。

¹ 详见 [1] 及 [2].

Klein–Nishina 公式给出关于立体角元 Ω 的微分散射截面：

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 & \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \\ & \times \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \alpha(1 - \cos\theta))} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

这里采用了 [2] 给出的形式，其中 $r_0 \sim 2.818 \text{ fm}$ 为电子的经典半径， $\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$ 。

考虑实测过程，微分散射截面可表示为：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{N(\theta)}{R(e)\eta(e)}, \quad e = e(\theta) \quad (3)$$

$N(\theta)$ 为实测光电峰值计数；由于存在显著的本底，这里约定峰的区间为峰值附近、计数 $> \frac{1}{3}$ 峰值的区域。

此外，峰总比 $R(e)$ 及探测效率 $\eta(e)$ 是探测器的属性，它们是能量 e 的函数，从而间接依赖于 θ 。比例系数不依赖于散射角 θ ；这里我们关注微分散射截面随 θ 的变化规律，即考察：

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta_0}$$

III. 实验装置

本实验使用 ^{137}Cs 作为放射源，考虑能量 661 keV 的出射光子，其经准直后打在散射样品——铝棒上，以 NaI (Tl) 探头测得不同角度的能谱信号，进一步分析得到散射光子能量与微分散射截面。

仪器系统由北京核仪器厂生产封装为 BH1307 型康普顿散射仪，其中 NaI (Tl) 探头能够以散射棒为中心而转动，这样不断改变散射角可以测得不同角度下的散射光子能谱。仪器示意图如 1 所示。

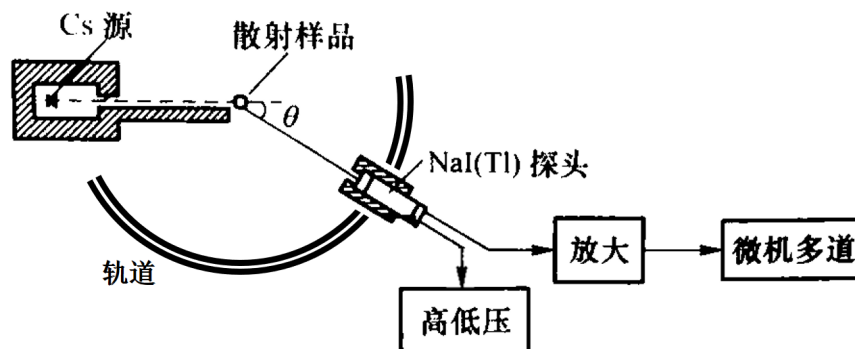


图 1: 康普顿散射仪示意图, 参见 [2].

如图所示, 实验用 ^{137}Cs 源置于铅盒内, 可通过一手柄开关、控制出射通量大小; 本实验中的散射样品为铝棒, 可从基座上取下; “高低压”指探头的高压调节电路, 本实验设定高压 675 V, 增益 (1.2). 实验中, 观察到高压示数存在 $\pm 1\text{ V}$ 左右的起伏, 实际高压示数为 674 V ~ 675 V.

首先, 固定 $\theta = 0^\circ$, 标定探测系统; 利用内置 ^{137}Cs 源 662 keV 峰及外置 ^{60}Co 源的 1.17 MeV, 1.33 MeV 峰实现这一过程. 定标过程中, 为防止辐射流过大导致系统计数卡死, 将 ^{137}Cs 源半开. 结果给出道址 x 与能量 e 之间的近似线性关系:

$$\frac{e}{\text{MeV}} = 1.69 + 1.39x$$

相关性系数 $R^2 > 0.9999$ 足够好; 在此基础上进行后续实验。

IV. 结果与分析

依次测定 $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$ 时的散射能谱和背景能谱; 背景能谱在取下铝散射棒后测得. 所得能谱与峰值如下所示. 将测定峰值与康普顿的理论预计比较, 可见两者吻合得不错, 这便初步验证了理论的有效性。

进一步, 利用前述公式计算相应的微分散射截面, 以 $\theta = 20^\circ$ 情形为准, 考察相对截面随 θ 的变化规律, 可见同样与 Klein-Nishina 公式给出的理论预测一致。

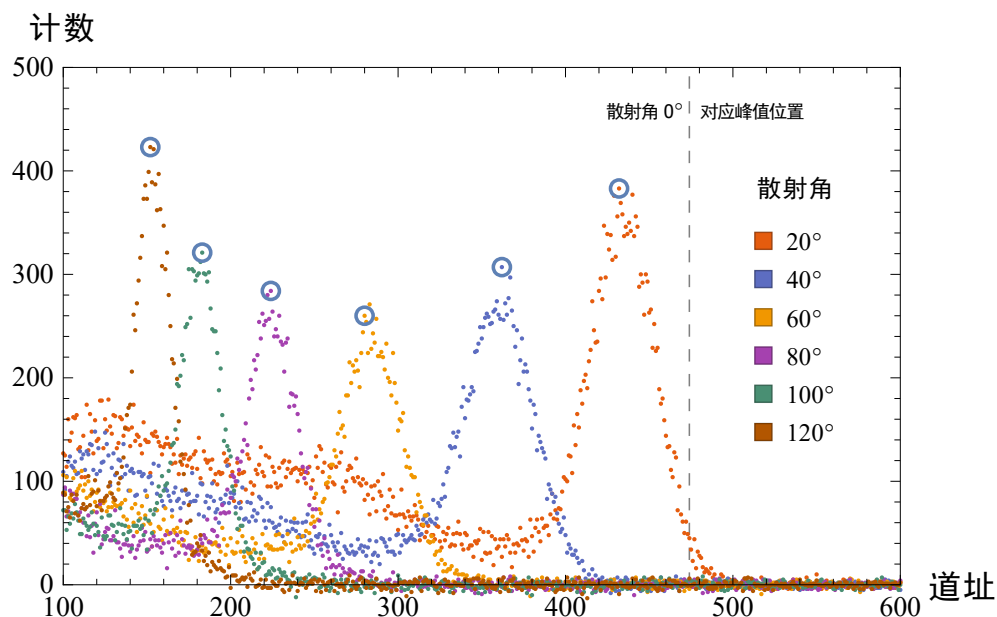


图 2: ^{137}Cs 源光子被铝棒散射后的能谱，截取峰值附近示意如图。

本能谱已经除去了背景分布，即图中计数值为一定角度下的 (散射谱 - 背景谱). 0° 时的能谱是在 ^{137}Cs 源半开情况下测得的，其与 $\theta > 0^\circ$ 的能谱之间没有可比性，故在此图中未画出，仅以虚线标记其对应的峰值位置。

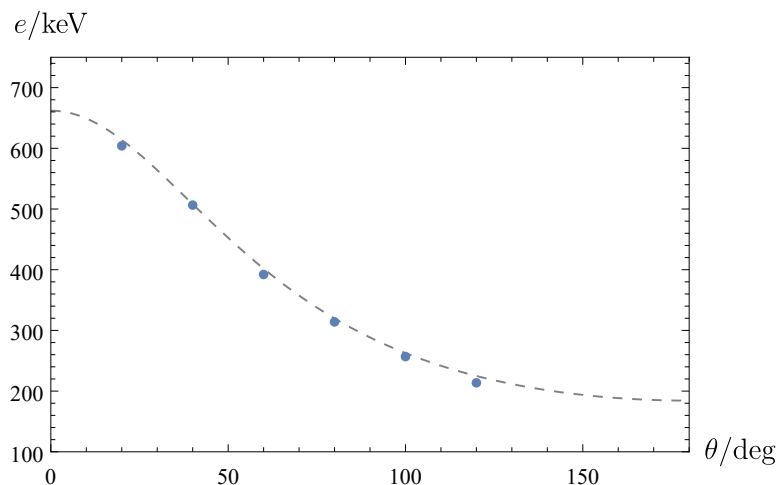


图 3: ^{137}Cs 源光子被铝棒散射后的能量峰值角分布

图中以虚线表示理论预测值，以散点表示实测值；可见两者基本吻合。此外，上述实测能量由 662 keV 值定标给出，因此 $\theta = 0^\circ$ 对应的 662 keV 不算作实测数据。

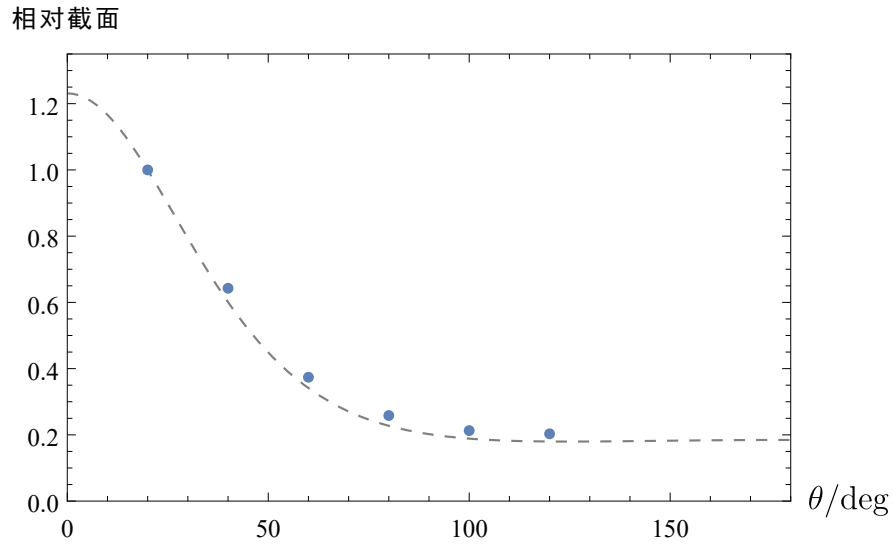


图 4: ^{137}Cs 源光子被铝棒散射后的相对微分散射截面角分布

同样，图中以虚线表示理论预测值，以散点表示实测值；可见两者基本吻合，实测值较理论值有所偏高。此外，相对截面以 $\theta = 20^\circ$ 为标准，即定义该点的截面等于 1，这一数值也体现在了上图当中。

具体计算实测数据与理论值的相对偏差，结果如下所示。

表 I: 实测 ^{137}Cs 源光子被铝棒散射后的能量及相对截面，理论参考值源自 [2].

θ/deg	散射光子能量 e/keV	与理论值的偏差	相对截面	与理论值的偏差
20	604.1	-1.6%	1	N/A
40	506.5	-0.3%	0.643	7.3%
60	392.1	-2.4%	0.374	10.2%
80	314.0	-1.8%	0.258	14.0%
100	256.9	-2.2%	0.213	13.2%
120	213.6	-5.0%	0.203	13.3%

计算过程中，引用了 [2] 给出的 $R(e), \eta(e)$ 数据表；表中给出的数据点是离散的，具体的 $R(e), \eta(e)$ 函数由散点数据经三次样条插值给出。

据图线和数据可知，实测能量较理论值普遍偏低，但偏差不甚显著；而相对截面的偏差则比较显著，且是较实测值偏高。简要分析可知，上述偏差应当主要源于实验环境的非理想性；事实上，本实验中有诸多误差来源未能充分控制：

a. 首先，**能量刻度可能不够精准**；本实验中仅取 3 点标定了系统的能量刻度，相应的线性拟合结果虽具有充分大的相关性系数，但其误差显著，不可忽略；后续可采用更丰富的峰值数据进行定标，以提升能量刻度的准确性。

b. 此外，**仪器附近物质中的电子均可参与散射过程**，而本实验所在的室内环境不甚空旷，势必对散射能谱造成影响。这一影响并不能通过去除本底而完全消除；事实上，加上铝棒后，散射导致光子的角分布比未加铝棒时显著增大，从而四壁对光子的散射效应增强、角分布更广，导致了额外的散射截面。

V. 结论

本实验以 ^{137}Cs 为放射源，考察了 662 keV 光子散射后的能量角分布及相对微分散射截面角分布，结果与康普顿等人的理论预计基本一致，可以说是验证了康普顿效应。

实验简要分析了可能的误差来源，强调了周围墙体散射可能带来的显著影响；建议更为精确的测定应当在尽可能减小二次散射的空旷环境中进行。

VI. 致谢

亲手接触放射源，还是有一些紧张的；感谢楼建玲老师细致而耐心的指导，这给我们带来了巨大的帮助。

-
-
- [1] TAYLOR J R, DUBSON M A, ZAFIRATOS C D. Modern physics for scientists and engineers[M]. [S.l.]: Prentice-Hall, 2004.
- [2] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验[M]. 第 4 版. 北京: 高等教育出版社, 2015.
- [3] COMPTON A H. A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements[J]. Physical review, 1923, 21(5): 483.
- [4] WOO Y. The distribution of energy between the modified and the unmodified rays in the compton effect[J]. physical Review, 1926, 27(2): 119.