

康普顿散射

(实验日期: 2025 年 10 月 29 日)

康普顿效应是指入射光子与物质原子中的核外电子产生非弹性碰撞而被散射的过程. 本实验用 NaI (Tl) 闪烁谱仪, 首先利用 ^{137}Cs 和 ^{60}Co 的光电峰峰位标定了能量刻度, 再测量各散射角的散射 γ 光子能谱, 由光电峰峰位和光电峰面积得出散射 γ 光子能量 $h\nu'$, 并计算出微分散射截面的相对值 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(\theta_0)}{d\Omega}$. 将理论值与实验值进行对比, 验证了实验的正确性.

关键词: 康普顿效应, 散射截面

I. 引言

康普顿的 X 射线散射实验证实了光子是具有能量 $E = h\omega$ 和动量 $p = \hbar k$ 的粒子. 因此, 在光子和电子等微观粒子相互作用的过程中, 能量守恒和动量守恒依然成立.

我国物理学家吴有训先生在康普顿先生的指导下对康普顿效应在理论和实验上均进行了验证, 这大大加快了大家对康普顿效应的认识.

本实验通过使用康普顿散射仪, 对能量刻度进行了标定, 并验证了康普顿散射的 γ 光子能量和微分散射截面以及散射角的关系.

II. 理论

康普顿效应是指入射光子与物质原子中的核外电子产生非弹性碰撞而被散射的过程. 碰撞时, 入射光子把部分能量转移给电子, 使他脱离原子成为反冲电子. 同时, 散射光

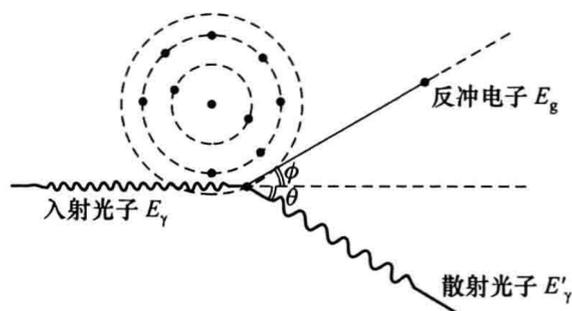


图 1. 康普顿散射实验示意图

子的能量和运动方向发生变化. 如图 1 所示, 经过一系列的推导可以得出:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

康普顿散射的微分界面满足克莱因-仁科公式:

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

本实验所测得的微分散射截面的相对值 $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(\theta_0)}{d\Omega}$ 满足:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(\theta_0)}{d\Omega} = \frac{N_p(\theta)}{R(\theta)\eta(\theta)} / \frac{N_p(\theta_0)}{R(\theta_0)\eta(\theta_0)}$$

其中, $N_p(\theta)$ 可以由实验测量得到, 而 $R(\theta)$ 和 $\eta(\theta)$ 可以由教材 [1] 中给出的表格中的数值再经过三次样条插值得到, 分别如图 2 所示.

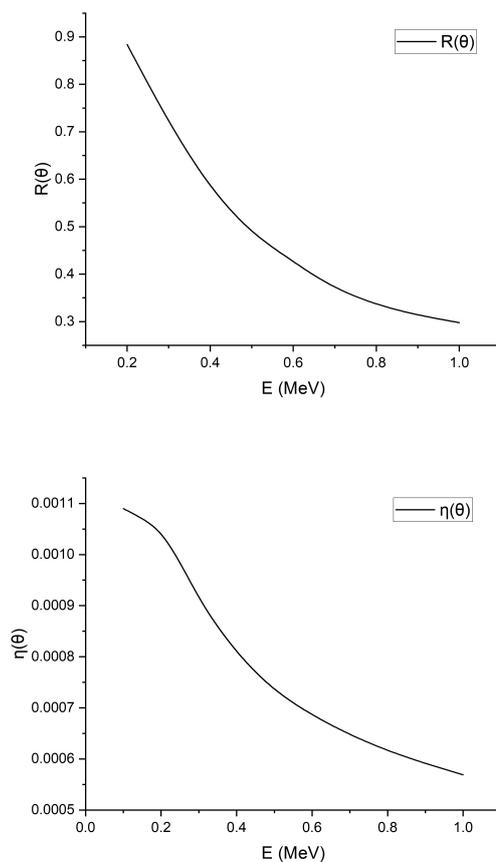


图 2. $R(\theta)$ 和 $\eta(\theta)$

III. 实验

A. 实验装置示意

实验装置如图 3 所示.

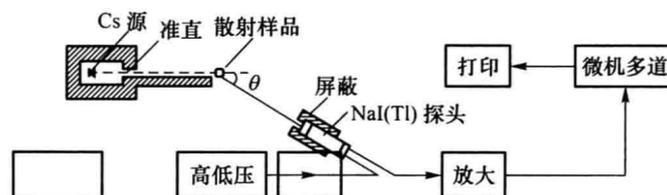


图 3. 康普顿散射实验装置示意图

B. 实验步骤

1. 标定能量刻度

1. 打开 ^{137}Cs 源, 将开关打在半开状态, 取下散射棒. 调节探头高压 $\text{HV}=520\text{V}$, 预热 10 分钟. 调节放大 $\text{GAIN ADJ} = 3.8$, 使得 0.662MeV 光电峰落在 480 道左右. 测量其全能谱, 通过寻峰定出全能峰对应的准确道数.
2. 关闭 ^{137}Cs 源, 放上 ^{60}Co , 测量其全能谱, 定出 1.17MeV 和 1.33MeV 两峰对应的准确道数.
3. 根据测得的三个峰的道址, 利用最小二乘法做能量刻度.

2. 康普顿散射峰值和微分截面测量

1. 安装散射棒, 完全打开 ^{137}Cs 源, 测量微分散射截面和散射峰能量随散射角的变化. 散射角分别取 $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 100^\circ, 120^\circ$, 对于每个散射角, 利用操作“寻峰”和“重点区计算”, 找出并记录下光电峰的峰位、左右光标道址、重点区总面积.
2. 取下散射棒, 记录和有散射棒时相同道数区间的面积总计数, 从而计算出净峰面积.
3. 计算散射 γ 光子能量和微分散射截面与散射角 θ 的关系, 画出相应关系曲线图, 并计算实验值和理论值的偏差. 在计算过程中, 探测器的 $R(E), \eta(E)$ 由 Origin 三次样条插值得到.

IV. 结果及讨论

A. 实验结果

测量 ^{137}Cs 的全谱, 通过寻峰定出全能峰对应的道数为 468 . 接着测量 ^{60}Co 的全谱, 定出 1.17MeV 和 1.33MeV 的对应的道数为 848 和 955. 对能量 E 和道数 d 进行最小二乘法拟合 $E = a \cdot x + b$, 利用最小二乘法可得:

$$E(\text{MeV}) = 2.261 \times 10^{-2} + 1.36 \times 10^{-3}x \quad r = 0.9978 \quad (1)$$

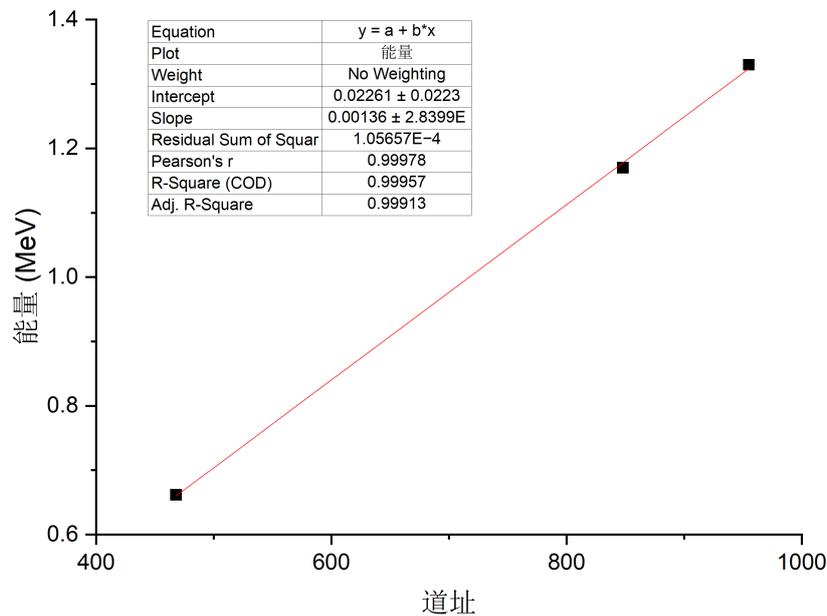


图 4. 能量-道址线性刻度

B. 康普顿散射峰值和微分截面测量

改变散射角分别对散射信号和本底信号进行测量, 得到的测量结果如图 5 所示, 它是散射信号减去本地信号的画图结果.

散射峰的能量可以直接利用峰值道址代入此前得到的能量-道址拟合式中得到. 利用三次样条插值可以得到不同散射能对应的探测器的 $R(E), \eta(E)$ 的大小, 于是可以得到 $\frac{N_p(\theta)}{R(E)\eta(E)}$ 的值, 取 20° 时的微分散射截面为基准, 可以得到不同角度处的相对微分散射截面. 将数据处理, 得到散射峰能量和相对微分散射截面的大小, 并与理论值对比, 分别如表 I 和表 II 所示.

将能量的理论值和实验值、相对截面的理论值和实验值分别画在一张图里, 并且分别作三次内插, 得到图像如图 6 所示.

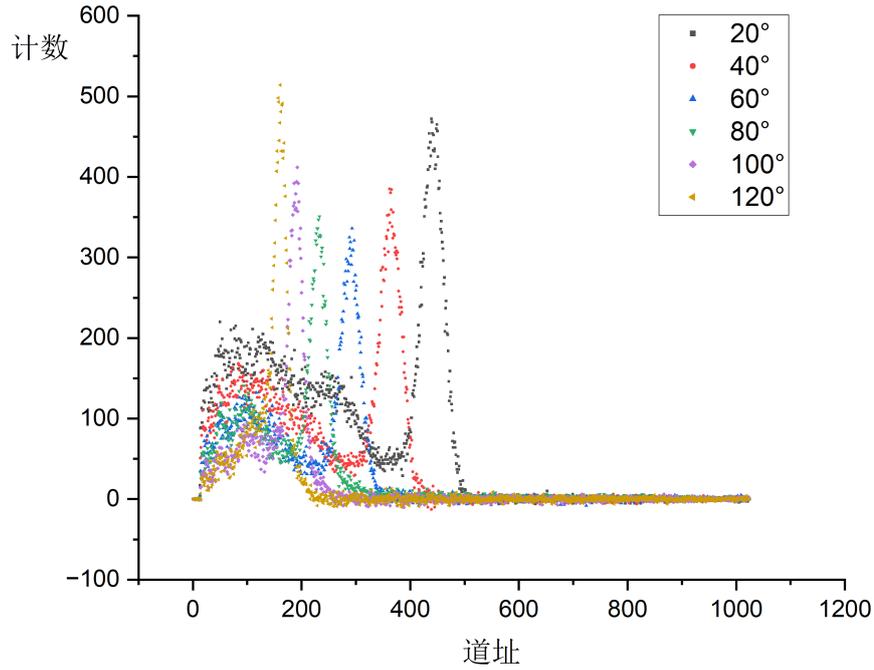


图 5. 不同角度处的散射能谱

表 I. 散射 γ 光子能谱峰值能量测量与理论对比

θ ($^\circ$)	道址	能量/MeV	能量理论值/MeV	能量的偏差/%
20	447	0.63053	0.613735	2.66
40	361	0.51357	0.507823	1.12
60	292	0.41973	0.401635	4.31
80	232	0.33813	0.319645	5.47
100	191	0.28237	0.262597	7.00
120	160	0.24021	0.224898	6.37

表 II. 相对微分散射截面测量与理论对比

θ ($^\circ$)	散射峰面积	本底峰面积	净峰面积	$R(\theta)$	$\eta(\theta)$	相对散射截面	理论值	相对散射量的偏差 (%)
20	22055	1491	20564	0.409	0.000674	1.000	1.00000	0.00
40	16902	652	16250	0.481	0.000729	0.621	0.59876	3.62
60	13324	601	12723	0.565	0.000794	0.380	0.33950	10.70
80	11783	201	11582	0.669	0.000872	0.266	0.22669	14.83
100	11875	674	11201	0.751	0.00094	0.213	0.18801	11.61
120	14283	1072	13211	0.818	0.000996	0.217	0.17936	17.48

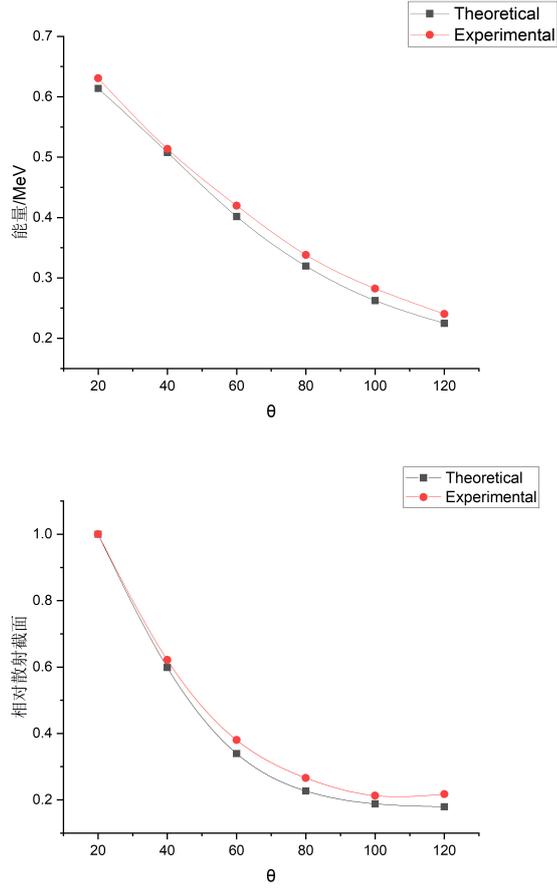


图 6. 散射峰能量和相对微分散射截面测量结果与理论比较

根据图线和数据可知, 实测能量相比于理论值普遍偏高, 但是偏差较小; 而相对截面相比于理论值普遍偏大, 偏差较大.

C. 分析探测器有限立体角对实验的最终影响

理论上, 在特定角度 θ , 探测器探测得到的能量和散射截面分别满足公式:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

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

由于探测器口具有一定的面积, 因此探测器中测量得到的实际上是一定立体角内粒子的平均值. 能量和散射截面分别满足公式:

$$\int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_{\phi} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi$$

$$\frac{\int \int E(\theta) \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi}{\int \int \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi}$$

使用 Python 分别计算理论和实际探测得到能量和散射截面, 列表表 III. 这里得到的理论值和教材 [1] 中给出的理论值有少许差别, 可能是因为教材有考虑了别的影响.

表 III. 仅考虑有限立体角影响, 实验值和理论值的区别

角度/ $^{\circ}$	能量 $_{exp}/\text{keV}$	能量 $_{theo}/\text{keV}$	能量偏差/%	相对散射截面 $_{exp}$	相对散射截面 $_{theo}$	相对散射截面偏差/%
20	613.0618	614.0271	-0.15	1.0000	1.0000	0
40	508.2682	508.0233	0.05	0.6023	0.6007	0.27
60	402.2777	401.7598	0.12	0.3423	0.3411	0.35
80	320.0687	319.7233	0.11	0.2280	0.2273	0.31
100	262.8583	262.6501	0.08	0.1890	0.1887	0.16
120	225.0835	224.9212	0.07	0.1802	0.1800	0.11

考虑有限立体角后, 大部分角度实验值均会大于理论值, 这和我们的实验结果相符合. 可以发现, 有限立体角对最终结果的影响均很有限, 远小于实验实际做出来的实际与理论的偏差. 说明是其他因素主导了实验值与理论值的偏差.

D. 除有限立体角之外, 误差的可能来源以及改进措施

1. 标定能量时, 仅用了三个点, 数据点太少, 可能造成能量刻度的不准确. 后续实验可采用更多的能量值进行标定.
2. 由于装置靠近墙面, 除铝棒外, 仪器周围的物质 (如墙壁等) 中的电子也可能参与康普顿散射, γ 光子被墙壁散射后会进入探测器. 并且移去铝棒前后, γ 光子的路径会发生变化, 导致本底噪声不能完全消除. 铝棒的存在会原本较为集中的光子流变得分散, 从而有更多的散射光子进入探测器, 造成探测到的散射截面变大. 这是实验值比理论值偏高的原因之一. 后续可以选取更加空旷的试验场地.
3. ^{137}Cs 的能谱峰具有一定的展宽, 会对散射截面造成一定影响.
4. 探测器的接线处可能会出现接触不良的情况, 从而对实验结果产生一定的影响. 可以改进探测器的接线牢固程度, 使得它不要轻易脱落.
5. 探测器对不同能量的粒子的探测效率会有差别, 导致不同角度处探测效率不同, 对结果有影响.

V. 结论

在本实验测量和计算了不同散射角度下的 γ 光子能量和相对微分散射截面, 由此验证了康普顿散射效应及其理论公式的准确性. 实验结果显示, 散射光子的能量和微分散射截面随散射角度的变化趋势与理论预测基本一致, 但存在一定的系统性偏差. 这可能是由于探测器的有限立体角、仪器精度有限等一系列原因. 本实验加深了对康普顿散射

效应的理解, 未来的研究可以进一步改进实验装置, 探索更精确的散射测量方法, 并将康普顿散射应用于更多的科学和工程领域.

致谢

感谢楼建玲老师的指导和帮助.

[1] 吴思诚 and 苟坤, 近代物理实验, 第 4 版 ed. (高等教育出版社, 北京, 2015).