

光电倍增管高压对 γ 能谱的影响

(复旦大学 0519003 郑岩)

摘要: 研究光电倍增管所加高压与 ^{137}Cs 源谱线之间的关系。实验采用在改变仪器的两个可调参数-光电倍增管高压和放大器放大倍数情况下, 测量分析 γ 谱线全能峰的性质。结论为: 应尽可能提高光电倍增管的高压值以提高峰的能量分辨率。

Abstract: The study intends to find the relationship between the high voltage of NaI(Tl) scintillation detector and the spectra of ^{137}Cs . The method is to measure and analyze the peak of the γ -ray spectra of ^{137}Cs in different parameters of detector and amplifier. Increasing the voltage of PMT can improve the energy resolution of γ -ray spectra.

关键词: ^{137}Cs 源 γ 能谱 全能峰谱线特性 光电倍增管参数 Gauss 分布统计规律

一、引言

核辐射与某些透明物质相互作用, 会使其电离、激发而发射荧光, 闪烁探测器就是利用这一特性来工作的。 γ 光子入射进入闪烁体晶体中, 与晶体介质相互作用产生次级电子。次级电子吸收了射线的能量使介质中分子、原子电离而激发, 退激时发射大量荧光光子, 利用反射物质使荧光光子尽可能多的被收集到光阴极上。这就是闪烁体探测器。

光电倍增管是一个真空器件。闪烁体中产生的荧光打在光电倍增管光阴极上发生光电效应放出电子, 也有可能先发生康普顿效应之后再发生光电效应, 总之, 一个 γ 光子发生多次效应后产生电子, 电子在经过外加电场的加速打到打拿极上放出更多的电子, 之后又被电场加速打到下一个打拿极, 如此形成倍增的效果。经过多个打拿极的倍增效果后电子数目倍增, 它们被光电倍增管的阳极吸收而放出一个电信号脉冲, 电信号再通过放大器处理后被脉冲多道分析器记录下来, 形成一个计数。最后扫出的谱线中, 最强的峰称为全能峰, 它是一个 γ 光子经多次效应后基本没有能量损失而被多道分析器记录的结果。脉冲多道分析器产生计数的道址与放大器给出的电信号大小成正比。

设一个电子打到打拿极上平均产生 δ 个电子, 称 δ 为二次发射系数, 是打拿极的一个指标。实验中, 发现 δ 与打拿极间所加电压值有关, 但又不是简单的线性关系。 δ 直接影响到全能峰的各种参数。我们最关心的是全能峰的能量分辨率, 因为提高了能量分辨率, 谱线才能分辨得清楚。这相当于提高了仪器的精度, 有助于研究各种放射源的谱线情况。

二、理论基础

考虑光电倍增管内打拿极上的电子倍增产生机制。先简化模型, 倍增过程视为电子多次碰撞打拿极介质原子发生电离的过程, 碰撞次数取决于电子所携带的能量。入射粒子在打拿极介质中产生一对电子-离子对平均所需的能量, 称为介质的平均电离能, 记为 ω 。若设电子在介质中损失的能量为 E_0 , 则所产生的电子-离子对数平均值为 \bar{n} , 则 $\bar{n} = \frac{E_0}{\omega}$ 。

在介质中原子的电离是由于入射带电粒子与原子轨道电子发生碰撞产生, 这是一个随机过程, 设发生 N 次碰撞, 平均产生 \bar{n} 个电子, 则碰撞过程中产生电子离子对的概率为 \bar{n}/N , 不产生的概率为 $1 - \bar{n}/N$ 。在 N 次碰撞中产生 n 对电子-离子对的概率可用二项分布描述, 当 $N \gg 1$

时, $\bar{n}/N \ll 1$, 二项分布过渡到泊松分布: $P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}$

当 \bar{n} 比较大时, 泊松分布可进一步过渡到高斯分布: $P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-(n-\bar{n})^2/2\sigma^2}$

若满足 N 及 \bar{n} 较大的条件, 最终产生的电子-离子对数具有 $P(n)dn$ 的分布形式, 标准误差

$$\sigma_n = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\frac{E_0}{\omega}}$$

由 $n = \frac{E}{\omega}, dn = \frac{dE}{\omega}, \sigma^2 = \bar{n} = \frac{E_0}{\omega}$ 进行变量代换得到 $Y(E)dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_D}} e^{-(E-E_0)^2/2\sigma_D^2} dE$ 。

其中 $\sigma_D = \sqrt{E_0\omega}$, 是由电子-离子对数涨落造成的以能量单位表示的峰的宽度参数。

峰道址为分布的期望 E_0 , 半高宽经求解得 $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_D = 2.355\sigma_D = 2.355\sqrt{E_0\omega}$ 。

光电倍增管放大倍数可写为 $M = (g\delta)^n$, n 为打拿极的数目, g 为电子在打拿极间的传递效率, 为提高 g 使之近似为 1, 需要好的聚焦点压设计, 减少电子的四面八方散射。对于非聚焦的光电倍增管, g 可以随着 HV 的增高而增高, 但对于聚焦光电倍增管, $g \approx 1$, 且由于存在饱和而不会随着 HV 变化发生明显的变化。实验中我们假定电子传递效率 g 已经达到饱和 ($g=1$), 不会随 HV 的变化而变化。

光电倍增管各打拿极间电压由外加高压 HV 通过分压器分配给各个打拿极。按照仪器说明书, 对 GDB-44 型光电倍增管其分压器各打拿极间的电阻值相等, 故各个打拿极间电压相等。(详见仪器说明书)

从上面分析知, 介质中平均产生的电子-离子对数 $\bar{n} = \delta$, $M = (\bar{n})^n = \left(\frac{E}{\omega}\right)^n$ 。

对于倍增系统的统计计数, 模型为 $M = \delta_1 \delta_2 \cdots \delta_n$, 每个 δ_i 均是一个按上述三种分布之一分布的随机数, 由于倍增极中电子碰撞是一个大量电子参与时间平均的效果, 尽管 δ_i 较小 (约 3-5), 但由于碰撞电子较多, 因此呈现大计数统计规律, 满足 Gauss 分布。另外, 光阴极处设光子数也是一个满足 Gauss 分布的随机变量, 但高压对它的期望和方差没有影响。设光阴极发射的电子数期望 N , 则方差 $\delta_n = \sqrt{N}$ 。

对于倍增过程后粒子计数的期望与方差, 这是一个数理统计中二级串级型随即变数, 可推导得粒子计数期望 $NM = N\left(\frac{E}{\omega}\right)^n$, $\sigma = M\sqrt{\frac{\delta}{\delta-1}}$, $FWHM = 2.355M\sqrt{\frac{1}{N}\frac{\delta}{\delta-1}}$ 。

三、实验数据分析

对 HV=577v 时, 将两块 ^{137}Cs 源叠在一起靠近探头以增强其射线强度, 同时削弱了过程的统计涨落及本底的误差影响, 测量定时 300s 得到谱线, 再取下源, 测量相同时间下的本底, 进行数据处理。

当选择不同的寻峰范围时, 所得到的峰值与半高宽不同, 但对称的选择峰的尖锐部分时所得到的能量分辨率 η 相同。为了验证 UMS 软件可信度, 采取用 Original 拟合全能峰数据部分的 Gauss 分布。由于测量时间相同, 其他参数也相同, 因此去除本底方法可以将两个实验数据 (谱线测量和本底测量) 对应道址的计数直接相减, 即可去本底。

如图 1, 为 HV=577v 时谱线去除本底后, 截取从 618 道到 737 道谱线全能峰区域部分, 在 Original 下采用 Gauss 分布进行拟合, 发现结果符合较好。

依照拟合公式, 有 $x_c = 679.42$, $FWHM = \sqrt{2\ln 2}\omega = 1.178\omega = 57.282$ 。

与 UMS 软件对没有去本底的谱线所求结果: $E = 681.4$, $FWHM = 58.6$ 基本符合, 本底影响可以忽略, 主要的原因是源很强本底影响计数不到总量的 0.1% (取数据点定性估计)。而全能峰位与半高宽的误差应是 UMS 选取不同范围内点拟合的结果差异, 是统计涨落。在以后的实验中, 采用 UMS 软件的寻峰获知数据方法可信。

改变光电倍增管的高压 HV, 用数字电压表测量高压电源的输出值, 从 447v 到 605v,

记录数据，调节放大器的增益为 10，按照放大器实验说明书，增益为 5 倍。之后定时 300s 测量两块 ^{137}Cs 源的谱线，得到一系列不同的 ^{137}Cs 源的能谱曲线，对其全能峰进行寻峰处理，得到一系列峰道址、峰值、半高宽、能量分辨率的数据。

对峰道址（设为 X）与高压 HV 取对数进行线性拟合，得到如图 2。

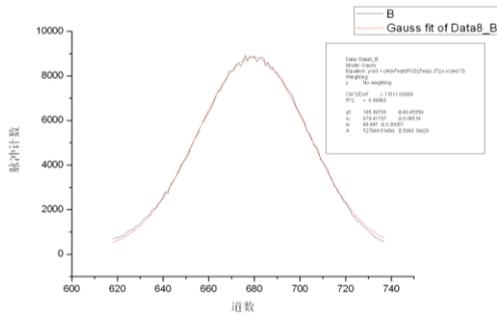


图 1. 全能峰按 Gauss 分布拟合

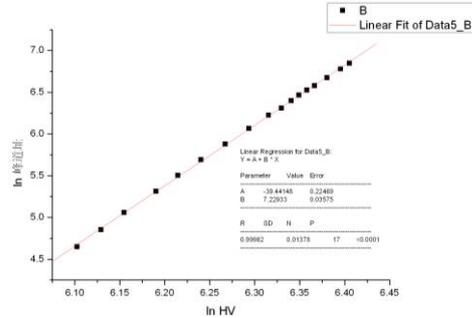


图 2. 取对数后峰道址与高压的线性拟合

发现线性相当好 ($R=0.99982$)，公式整理后为： $X=e^A (HV)^B$ ，其中， $A=-39.44 \pm 0.22$, $B=7.229 \pm 0.036$ 。

考虑 GDB-44P 型光电倍增管一共有十个打拿极，设每个打拿极的二次发射系数相同为某常熟 δ ，则放大倍数 $M=(g\delta)^{10}$ 。 $g=1$ ，对于 $X \sim \delta^{10} \sim (\frac{E}{\omega})^{10}$ ，E 为电子在单个打拿极上因碰撞而消耗的能量，显然，E 与打拿极间的电压有关。由于分压器均匀分压，则每个打拿极上的 E 也相同。设在阳极接收到 $N\delta^{10}$ 个电子后，经放大器放大以及多道脉冲分析器接收转化为道址计数，之间的转化因子设为常数 T，其中，N 为光阴极发射出的电子数的期望，则有： $X=TN\delta^{10}=TN(\frac{E}{\omega})^{10}$ 。

由以上式，得 $\frac{E}{\omega} = \sqrt[10]{\frac{X}{TN}} = k_1(HV)^{0.7229}$ ， $k_1 = \frac{e^{10}}{10\sqrt{TN}} = \frac{0.01937}{10\sqrt{TN}}$ 。

对全能峰半高宽 (FWHM，简称为 F) 取对数与高压取对数进行线性拟合，结果如图 3。线性度也很好 ($R=0.99987$)，F 与 HV 关系整理为：

$F=e^C (HV)^D$ ，其中 $C=-37.14 \pm 0.17$ ， $D=6.481 \pm 0.027$ 。

这是实验中理论最难以解释的部分，因为理论模型认为： $FWHM=2.355T(\frac{E}{\omega})^{10} \frac{1}{N} \sqrt{\frac{1}{N} \frac{E}{\omega} - 1}$ ，

带入实验结果中由此得出结论有： $\frac{1}{N^{1.5}} \sqrt{\frac{E}{\omega} - 1} = 0.4246e^{C-A} (HV)^{D-B} = 4.235(HV)^{-0.748}$ 。

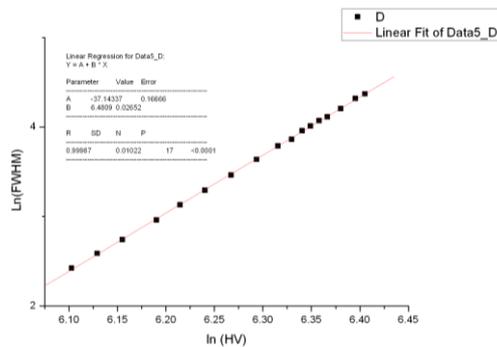


图 3. Ln(FWHM) 与 Ln(HV) 的线性拟合

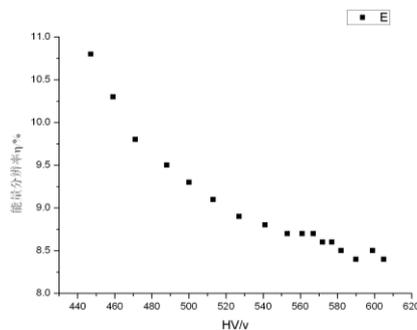


图 4. 能量分辨率与 HV 的输出据点图

如图 4，为光电倍增管高压与能量分辨率的数据点，很明显，能量分辨率随高压的增加而减小。

能量分辨率有 $\eta = \frac{\text{FWHM}}{E} = e^{C-A} (\text{HV})^{D-B} = 9.974(\text{HV})^{-0.748}$, 上述实验图结果主要源于 B, D

的差异而导致 η 随 HV 的变化而变化。因此, 想办法在提升 HV 的大小的情况下仍然可以从脉冲分析器中测的谱线有助于提高谱线的能量分辨率。可行的办法是降低 T 的大小。T 与放大器倍数、仪器等有关, 由于实验时, 可调参数只有放大器的倍数且已经达到最低点, 故在现有条件下无法再提高能量的分辨率。能量分辨率最好约为 8.4%, 8.3% 左右。

之后, 又测量了在放大器增益分别为 20、50 时的 ^{137}Cs 曲线随 HV 的变化, 调节光电倍增管高压 HV, 在可看到全能峰的范围, 以相同方法研究全能峰参数。结果发现能量分辨率随着放大器倍数增加而增大, 放大器增益为 10 时得到的谱线最漂亮且能量分辨率最低, 验证了必须降低 T 以提高能量分辨率的思想。

实验中发现在不拆开光电倍增管的情况下无法改变倍增极间的电压值, 故无法研究光阴极与第一倍增极间电压对能量分辨率的影响, 详见仪器说明书中的电路图。

四、结果与讨论

实验结果为根据全能峰道址得出倍增系数关系式: $\frac{E}{\omega} = \frac{10}{\sqrt{\text{TN}}} = k_1 (\text{HV})^{0.7229}$, $k_1 = \frac{0.01937}{10\sqrt{\text{TN}}}$,

根据峰半高宽得出关系式: $\frac{1}{N^{1.5}} \sqrt{\frac{E}{\omega} - 1} = 4.235 (\text{HV})^{-0.748}$,

两个方程有三个未知参数: N, T, ω 。故难以确定电子在打拿极介质中所消耗的能量与加在打拿极间的电压 HV 的定量关系, 由于光电倍增管分压器各阻值相同, 故 $E \sim (V)^{0.7229}$, V 为打拿极间的电压, $V \approx \text{HV}/10$ 。(详见光电倍增管仪器说明书电路图) 如果我们近似认为电子所携带能量 $\sim eV$, 可以认为, 但它并没有完全被介质吸收, 只是呈现 $(V)^{0.7229}$ 的特性。且随着电压的升高, 未被吸收的电子的能量越多, 推测这是由于电子能量过高导致穿透打拿极而导致能量没有全被打拿极介质吸收, 从而没有放出更多的电子, 因此导致倍增的效果减弱, 从而导致 V 幂次系数的差异。

半高宽得出的关系式理论上 $\frac{E}{\omega} = \frac{1}{1 - N^{-3} 0.05576 (\text{HV})^{1.496}}$, 这说明或许 N 也会受到所加电压的影响, 因为光阴极发出的电子射向四面八方, 受高压分压影响而飞向第一倍增极, E/ ω 的值在 N 的调节下与峰道址得出的结果一致。

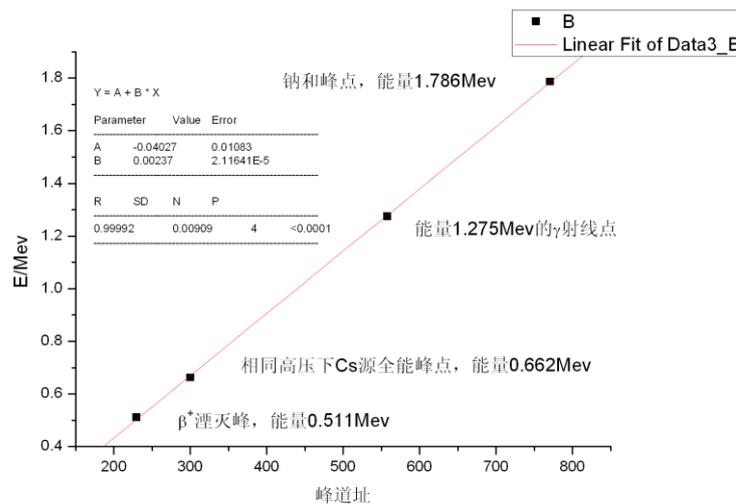


图 5. ^{22}Na 和峰拟合图

能量分辨率 $\eta = 9.974(\text{HV})^{-0.748}$ 。其误差主要来自于过程的随机统计涨落, 从而导致在

寻峰时选择的拟合点不同，其峰道址，FWHM 等参数也不同。但对能量分辨率的影响很小， $\leq 0.1\%$ 。另外，放大器的积分非线性： $\leq 0.2\%$ ，会影响峰道址小数点后的数字精度。为了确认多道脉冲分析及放大器在道数较大时的非线性对数据精度的影响，尝试测量 ^{22}Na 和峰。采用实验室仅有的三块 ^{22}Na 源叠在一起紧贴闪烁体探测器，高压约为 525v，（当时只记下了高压电源旋钮的刻度，未用电压表测量，不精确）然后对 ^{22}Na 的三个峰进行寻峰，分别记录峰道址，与书上给出的射线粒子能量进行拟合，以判定放大器及多道分析器系统在道数较大时是否保持线性。结果如图 5.，线性都很好。Na 的和峰即使如此仍然很弱，需在 Y 放大之后再行寻峰。

拟合线性相当好，认为多道分析器引起的误差很小，忽略不计。

综上所述，认为实验结果基本可信，误差结果即为拟合所得到的误差，可以多次测量减小误差。

五、结论

实验验证了多道脉冲计数遵从 Gauss 分布规律。

得到结果： $\frac{E}{\omega} = \frac{10}{\sqrt{TN}} = k_1(\text{HV})^{0.7229}$ ， $k_1 = \frac{0.01937}{\sqrt{TN}}$ ，N 的意义为光电倍增管光阴极发射电子数的随机性。则在脉冲多道分析器中第 T 道记一个数，T 的意义为在阳极上接收到一个电子，E 为电子在每个打拿极上损失的能量， ω 为打拿极原子中电子的平均电离能。书上认为： δ 与 HV 成线性关系，实验结果丝毫没有显示出这种特性。

能量分辨率 $\eta = 9.974(\text{HV})^{-0.748}$ ，为了提高能量分辨率，必须提高 HV 但又不能让全能峰超出范围，故降低 T 即放大器放大倍数或增加脉冲多道分析器道数可以提高分辨率。

原始公式及误差如下：（X 为全能峰峰道址，F 为全能峰半高宽）

$$X = e^A (\text{HV})^B, \text{ 其中 } A = -39.44 \pm 0.22, B = 7.229 \pm 0.036.$$

$$F = e^C (\text{HV})^D, \text{ 其中 } C = -37.14 \pm 0.17, D = 6.481 \pm 0.027.$$

致谢：

感谢王煜老师的指点

感谢陈栋、罗胤同学的参与讨论

参考文献：

《原子核物理实验方法》原子能出版社

FJ-374 型 γ 能谱探头说明书