

# NaI(Tl) 闪烁谱仪系列实验 实验报告

张楚珩 (121120173)

2015年6月6日

## 1 引言

闪烁探测器是利用某些物质在射线作用下受激发光的特性来探测射线的仪器。它的主要优点是：既能探测各种带电粒子，又能探测中性粒子；既能测量粒子强度，又能测量粒子能量；且探测效率高，分辨时间短。它在核物理研究和放射性同位素测量中得到广泛的应用。本实验的目的是了解 NaI(Tl) 闪烁谱仪的原理、特性与结构，掌握 NaI(Tl) 闪烁谱仪的使用方法和 $\gamma$ 射线能谱的刻度，学会 NaI(Tl) 闪烁谱仪的应用。

## 2 实验目的

1. 了解NaI(Tl) 闪烁谱仪的组成，基本特性以及使用方法。
2. 掌握测量 $\gamma$ 射线的能量和强度的基本方法。
3. 验证快速电子的动量和动能之间的相对论关系。
4. 掌握用 $\beta$ 磁谱仪获得单一动量电子的方法和同时测量相应动能的方法。
5. 学会测量 $\beta$ 射线能谱。

## 3 实验原理

### 3.1 $\gamma$ 射线与物质的相互作用

$\gamma$ 射线与物质的相互作用主要是光电效应、康普顿散射和正、负电子对产生以下三种过程。

1. 光电效应：入射 $\gamma$ 粒子把能量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。由于束缚电子的电离能 $E_1$ 一般远小于入射 $\gamma$ 射线能量 $E_\gamma$ 所以光电子的动能近似等于入射 $\gamma$ 射线的能量。

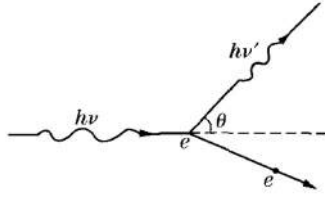


图 1: 康普顿散射示意图

2. 康普顿散射: 核外电子与入射 $\gamma$ 射线发生康普顿散射的示意图如图1所示。设入射 $\gamma$ 光子能量为 $h\nu$ , 散射光子能量为 $h\nu'$ , 则反冲康普顿电子的动能 $E_e$ ,

$$E_e = h\nu - h\nu' \quad (1)$$

康普顿散射后散射光子能量与散射角 $\theta$ 的关系为

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

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (3)$$

$\alpha$ 为人射 $\gamma$ 射线能量与电子静止质量之比。由上式易知, 当 $\theta = 0$ 时,  $h\nu = h\nu'$ , 这时 $E_e = 0$ , 即不发生散射; 当 $\theta = 180^\circ$ 时, 散射光子能量最小, 它等于 $h\nu/(1+2\alpha)$ , 这时康普顿电子的能量最大, 为

$$E_{e(max)} = h\nu \cdot \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \quad (4)$$

所以康普顿电子能量在0至 $E_{e(max)}$ 之间变化。

3. 正、负电子对产生: 当 $\gamma$ 射线能量超过 $2m_e c^2$  (1.022MeV) 时,  $\gamma$ 光子受原子核或电子的库仑场的作用可能转化成正、负电子对。入射 $\gamma$ 射线的能量越大, 产生正、负电子对的几率也越大。在物质中正电子的寿命是很短的, 当它在物质中消耗尽自己的动能, 便同物质原子中的轨道电子发生湮没反应而变成一对能量各为 0.511 MeV 的 $\gamma$ 光子。

### 3.2 核衰变的统计规律

在重复的放射性测量中，即使保持完全相同的实验条件（例如放射源的半衰期足够长，在实验时间内可以认为其活度基本上没有变化；源与探测器的相对位置始终保持不变；每次测量时间不变；测量仪器足够精确，不会产生其他的附加误差等），每次的测量结果并不完全相同，而是围绕其平均值上下涨落，有时甚至有较大的差别。这种现象就叫做放射性计数的统计性。放射性计数的这种统计性反映了放射性原子核衰变本身固有的特性，与使用的测量仪器及技术无关。

放射性原子核衰变的统计分布可以根据数理统计分布的理论来推导。放射性原子核衰变的过程是一个相互独立彼此无关的过程，即每一个原子核的衰变是完全独立的，和别的原子核是否衰变没有关系，而且哪一个原子核先衰变，哪一个原子核后衰变也是纯属偶然的，并无一定的次序，因此放射性原子核的衰变可以看成是一种伯努里试验问题。设在  $t = 0$  时，放射性原子核的总数是  $N_0$  在  $t$  时间内将有一部分核发生了衰变。已知任何一个核在  $t$  时间内衰变的概率为  $p = (1 - e^{-\lambda t})$ ，不衰变的概率为  $q = 1 - p = e^{-\lambda t}$ ， $\lambda$  是该放射性原子核的衰变常数。利用二项式分布可以得到在  $t$  时间内有  $n$  个核发生衰变的概率  $p(n)$  为

$$p(n) = \frac{N!}{(N_0 - n)!n!} (1 - e^{-\lambda t})^n (e^{-\lambda t})^{N_0 - n} \quad (5)$$

在  $t$  时间内，衰变掉的粒子平均数为

$$m = N_0 p = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (6)$$

其相应的均方根差为

$$\sigma = \sqrt{N_0 p q} = \sqrt{m(1 - p)} = (m e^{-\lambda t})^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

假如  $\lambda t \ll 1$ ，即时间  $t$  远比半衰期小，这时  $\sigma$  可简化为

$$\sigma = \sqrt{m} \quad (8)$$

$N_0$  总是一个很大的数目，而且如果满足  $\lambda t \ll 1$ ，则二项式分布可以简化为泊松分布，因为在二项式分布中， $N_0$  不小于 100，而且  $p$  不大于 0.01 的情况下，泊松分布能很好的近似于二项式分布，此时

$$p(n) = \frac{m^n}{n!} e^{-m} \quad (9)$$

在泊松分布中,  $n$  的取值范围为所有的正整数  $(0, 1, 2, 3, \dots)$ , 而且在  $n = m$  附近,  $p(n)$  有一极大值; 当  $m$  较小时, 分布是不对称的;  $m$  较大时, 分布逐渐趋近于对称。当  $m \geq 20$  时, 泊松分布一般就可以用正态 (高斯) 分布来代替:

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}} \quad (10)$$

式子中  $\sigma^2 = M$ 。

由以上式子可以看出, 正态分布决定于平均值  $M$  以及均方根  $\sigma$  这两个参数, 它对称于  $N = M$ , 如图2。对于  $M = 0, \sigma = 1$ , 这种分布对称为标准正态分布。一般的概率统计数上给出的正态分布数值表都是对应于标准正态分布的。

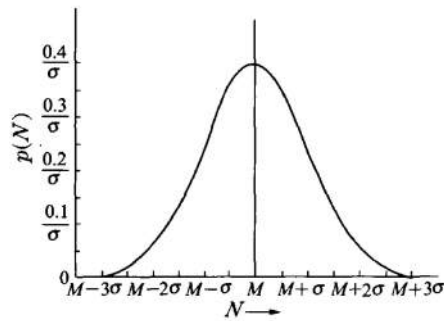


图 2: 正态分布图

计数值处于  $N \sim (N + dN)$  内的概率为

$$p(N)dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(n-m)^2}{2\sigma^2}} dN \quad (11)$$

为了计算方便, 需要作如下的变量置换 (称标准化)。  
令

$$z = \frac{N - M}{\sigma} = \frac{\Delta}{\sigma} \quad (12)$$

则

$$p(N)dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}} d\Delta \quad (13)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz \quad (14)$$

而  $\int_0^z \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz$  称为正态分布概率积分，此积分的数值表在许多相关的数学用表上面都可以查得到。

如果我们对某一放射源进行多次重复测量，得到一组数据，其平均值为  $\bar{N}$ ，那么计数值落在  $\bar{N} \pm \sigma$ （即  $\bar{N} \pm \sqrt{\bar{N}}$ ）范围内的概率为

$$\int_{N-\sigma}^{N+\sigma} p(N) dN = \int_{\bar{N}-\sqrt{\bar{N}}}^{\bar{N}+\sqrt{\bar{N}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\sigma^2}} dN \quad (15)$$

用变量  $z = \frac{N-\bar{N}}{\sigma}$  来置换之，并查表，上式即为

$$\int_{-1}^{+1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz = 0.683 \quad (16)$$

这就是说，在某次实验条件下进行单次测量，如果计数值为  $N_1$ （ $N_1$  来自一个正态分布总体），那么我们可以说  $N_1$  落在  $\bar{N} \pm \sqrt{\bar{N}}$ ，即  $(\bar{N} \pm \sigma)$  范围内的概率为 68.3%；或者反过来说，在  $N \pm \sqrt{N}$  范围内包含真值的概率是 68.3%。实质上，从正态分布的特点来看，由于出现概率较大的计数值与平均值  $\bar{N}$  的偏差较小，可以用  $\sqrt{N_1}$  来代替  $\sqrt{\bar{N}}$ 。对于单次测量值  $N_1$ ，可以近似地说，在  $N_1 \pm \sqrt{N_1}$  范围内包含真值的概率是 68.3%，这样用单次测量值就大体上确定了真值所在的范围，这种由于放射性衰变的统计性而引起的误差。放射性统计涨落服从正态分布，所以用均方根差（也称标准偏差） $\sigma = \sqrt{N}$  来表示。当采用标准偏差表示放射性的单次测量值  $N_1$  时，则可以表示为  $N_1 \pm \sigma = N_1 \pm \sqrt{N} \approx N_1 \pm \sqrt{N_1}$ 。用数理统计的术语来说，将 68.3% 称为“置信概率”（或者叫做“置信度”），相应的“置信区间”即  $\bar{N} \pm \sigma$ ，当置信区间为  $\bar{N} \pm 2\sigma$ ， $\bar{N} \pm 3\sigma$  时，相应的置信概率则为 95.5% 和 99.7%。

### 3.3 闪烁谱仪结构与工作原理

NaI(Tl) 闪烁谱仪结构如图 3 所示。整个仪器由探头（包括闪烁体、光电倍增管、射极跟随器），高压电源，线性放大器、多道脉冲幅度分析器几部分组成。射线通过闪烁体时，闪烁体的发光强度与射线在闪烁体内损失的能量成正比。带电粒子（如  $\alpha$ ， $\beta$  粒子）通过闪烁体时，将引起大量的分子或原子的激发和电离，这些受激的分子或原子由激发态回到基态时就放出光子；不带电的  $\gamma$  射线先在闪烁体内产生光电子、康普顿电子及正、负电子对（当  $E_\gamma > 1.02\text{MeV}$  时），然后这些电子使闪烁体内的分子或原子激发和电离而发光。闪烁体发出的光子被闪烁体外的光反射层反射，会聚到光电倍增管的光电阴极上，打出光电子。光阴极上打出的光电子在光电倍增管中倍增出大量电子，最后为阳极吸收形成电压脉冲。每产生一个电压脉冲就表示有一个粒子进入探测器。由于电压脉冲幅度与粒子在闪烁体内消耗的能量（产生的光强）成正比，所以根据脉冲幅度的大小可以确定入射粒子的能量。利用脉冲幅度分析器可以测定入射射线的能谱。

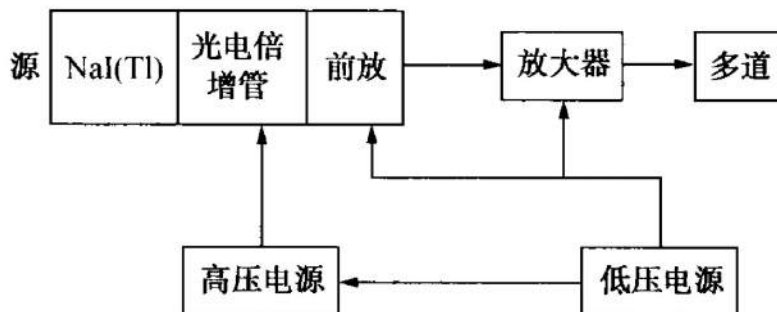


图 3: 闪烁谱仪框图

### 3.4 谱仪组件性能一般介绍

#### 3.4.1 闪烁体

闪烁体是用来把射线能量转变为光能的。闪烁体分无机闪烁体和有机闪烁体两大类。实际运用中依据不同的探测对象和要求选择不同的闪烁体。本实验中采用含铊 (Tl) 的 NaI 晶体作  $\gamma$  射线的探测器。

#### 3.4.2 光电倍增管

光电倍增管的结构如图4所示。它由光阴极K、收集电子的阳极A与在阳极与光阴极之间十个左右能发射二次电子的次阴极（又称倍增极、打拿极或联极）构成，相邻的两个电极之间的电位差一般在100V左右。当闪烁体发出的光子打到光阴极时，它打出的光电子被加速聚焦到第一倍增极 $D_1$ 上，平均每个光电子在 $D_1$ 上打出3~6个次级电子，增殖的电子又为 $D_1$ 和 $D_2$ 之间的电场加速，打到第二个倍增极 $D_2$ 上，平均每个电子又打出3~6个次级电子，……这样经过n级倍增后，在阳极上就收集到大量的电子，在负载上形成一个电压脉冲。

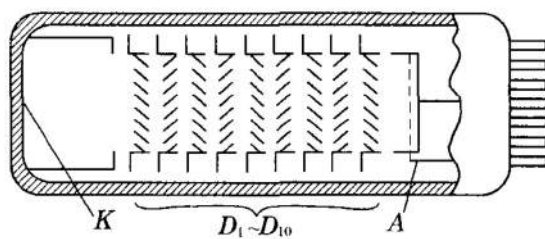


图 4: 百叶窗式非聚集型光电倍增管

### 3.4.3 能量分辨率

由于形成样机电流脉冲之前的各种过程的统计性质，对应于某一定能量的例子，光电倍增管的输出脉冲的幅度的大小仍有起伏（如图5所示）。通常把脉冲计数率随脉冲幅度分布的半宽度 $\Delta U_{\frac{1}{2}}$ 与计数率最大值对应的脉冲幅度 $U_0$ 之比定义为能量分辨率 $\varepsilon$ 。

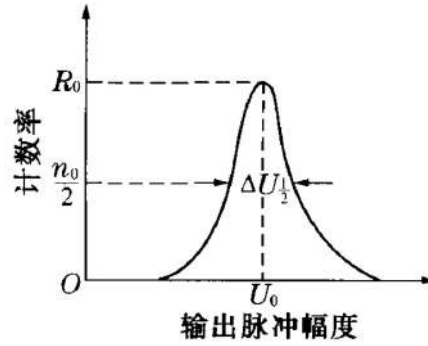


图 5: 输出脉冲幅度涨落所带来的对能量分辨本领的限制

由于粒子能量与脉冲幅度成正比，所以能量分辨率

$$\varepsilon = \frac{\Delta U_{\frac{1}{2}}}{U_0} = \frac{\Delta E}{E} \quad (17)$$

影响能量分辨率的主要因素有：

1. 同一能量的粒子在闪烁体中产生的光子数目不同。这是由于：
  - a. 闪烁体发光过程的统计涨落；
  - b. 闪烁体的非均性使不同点的发光效率不同；
  - c. 入射粒子穿过晶体的角度、位置不同所带来的在晶体内损失能量的不同。
2. 粒子的入射位置不同，闪烁体所发出的光能到达光阴极的收集效率也不同。
3. 光阴极表面的不均匀性，阴极的不同位置发射光电子的效率不同。
4. 光阴极发射光电子数和光电倍增管的倍增系数的统计涨落。
5. 光电倍增管的底脉冲噪声将叠加在入射粒子的脉冲信号上发射涨落。

NaI(Tl) 晶体对 $^{137}\text{Cs}$ 的0.662MeV的 $\gamma$ 射线能量分辨率为5% ~ 8%。

### 3.5 闪烁谱仪对 $^{137}\text{Cs}$ 单能 $\gamma$ 射线的响应

$^{137}\text{Cs}$ 只放出单一能量的 $\gamma$ 射线 ( $E_\gamma = 0.662\text{MeV}$ )，此 $\gamma$ 射线能量小于正、负电子对的产生阈 $1.02\text{MeV}$ ，所以Cs的 $\gamma$ 射线与NaI(Tl)晶体的相互作用只有光电效应和康普顿散射两个过程。图6给出了用NaI(Tl)晶体 $\gamma$ 谱仪所测得的 $^{137}\text{Cs}$ 的 $\gamma$ 能谱，其中1号峰相应于光电峰，1号峰左面的平台相应于康普顿电子的贡献。如果康普顿散射产生的散射光子 $h\nu'$ 未逸出晶体，仍然为NaI(Tl)晶体所吸收，也即通过光电效应把散射光子能量 $h\nu'$ 转换成光电子能量，而这个光电子也将对输出脉冲做贡献。由于上述整个过程是在很短时间内完成的，这个时间比探测器形成一个脉冲所需时间短得多，所以先产生的康普顿电子和后产生的光电子，二者对输出脉冲的贡献叠加在一起形成一个脉冲。这个脉冲幅度所对应的能量，是这两个电子的能量之和，即 $E_e + h\nu' = h\nu$ ，即等于入射 $\gamma$ 射线的能量。所以这一过程所形成的脉冲将叠加在光电峰1之上使之增高。为了确切起见，1号峰又称为全能峰。

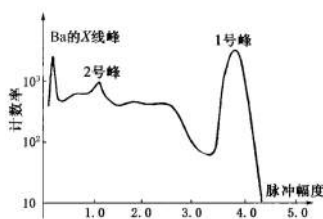


图 6:  $^{137}\text{Cs}$ 的 $\gamma$ 能谱

图6的康普顿电子平台上还出现一个2号峰，它是由于入射 $\gamma$ 射线穿过NaI晶体，打到光电倍增管上发生 $180^\circ$ 的康普顿散射，反散射的光子返回晶体，与晶体发生光电效应所形成的。返回散射光电子能量 $h\nu' = E_\gamma - E_{c(max)} = 0.184\text{MeV}$ ，所以2号峰为反散射峰。当然 $\gamma$ 射线在源衬底、源容器材料上的反散射也会对反散射峰有贡献。

图6中能量最小的那个峰是因为 $^{137}\text{Cs}$ 的 $\beta$ 衰变子体 $^{137}\text{Ba}$ 在退激时，可能不发生 $\gamma$ 射线，而是通过内转过程，把Ba的K电子打出。这一过程将导致发生Ba的K系X射线，所以这个峰对应于Ba的K系射线的能量（ $32\text{KeV}$ 左右）。

$^{137}\text{Cs}$ 的 $\gamma$ 谱是比较典型的，常用 $^{137}\text{Cs}$ 作为标准源，一方面用来检验 $\gamma$ 谱仪的能量分辨率，另一方面作为 $\gamma$ 射线能量测量的相对标准。

### 3.6 闪烁谱仪的能量线性关系

利用闪烁谱仪做 $\gamma$ 射线能量测定时，最基本的要求是在入射 $\gamma$ 射线的能量和它产生的脉冲幅度（指全能峰的位置）之间有确定的关系；对于理想的闪烁谱仪，脉冲幅度与能量之间应呈线性关系；对于实际NaI(Tl)闪烁谱仪在较宽的能量范围内（ $100\text{KeV}$ 到 $1300\text{KeV}$ ）是近似线性的。这是利用该谱仪进行射线能量分析与判断位置放射性核素的重要依据。通常，在实验上利用 $\gamma$ 标准源，测量相应全能峰处的脉冲幅度，建立 $\gamma$ 射线能量及其对应峰位的关系曲线，这条曲线即能量刻度曲线。典型的能量刻度曲线为不通过原点的一条直线，即



$$E(x_p) = Gx_p + E_0 \quad (18)$$

式中 $x_p$ 为全能峰峰位（峰道址）； $E_0$ 为直线截距； $G$ 为增益（即单位脉冲幅度对应的能量）。能量刻度曲线可以用标准源 $^{137}\text{Cs}$ （0.662MeV）和 $^{60}\text{Co}$ （1.17MeV, 1.33MeV）来做。如图7所示。实验中欲得到较理想的线性，还要注意放大器和多道分析器甄别阈的线性，进行必要的检验与调整。此外，实验条件变化时应重新进行刻度。

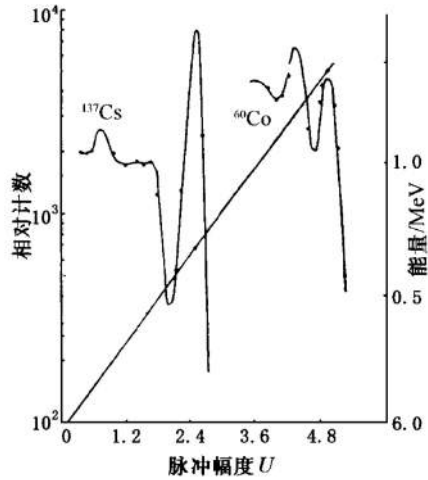


图 7: 利用 $^{60}\text{Co}$ 和 $^{137}\text{Cs}$ 测定谱仪的能量刻度曲线

### 3.7 探测效率

设 $\gamma$ 源的放射强度为 $S$ ， $\gamma$ 谱仪的探测效率 $\eta$ 可以用下式表示：

$$\eta = \frac{n}{S} \quad (19)$$

上式中的 $S$ 为 $\gamma$ 射线发射强度， $n$ 为全能峰的总计数率，用这种方法定义的探测效率称作源峰探测效率。 $n$ 可以用下式求得

$$n = \frac{N}{t} \quad (20)$$

式中 $N$ 为全能峰的净计数， $t$ 为计数时间。

全能峰的净计数 $N$ 可采用全能峰面积法来计算（TPA法），具体步骤如下：

1. 选定所求的全能峰，在全能峰上选定左右两个边界道址 $l$ ， $r$ 一般选在峰两侧的峰谷处，如图8所示。
2. 求得峰内各道计数的总和

$$T = \sum_{i=l}^r I_i$$

3. 计算本地计数

$$B = \frac{1}{2}(I_l + I_r) \cdot (r - l + 1)$$

4. 计算净计数 $N = T - B$ 及统计误差

$$\sigma_N^2 = T + \frac{1}{2}(r - l - 3) \cdot B$$

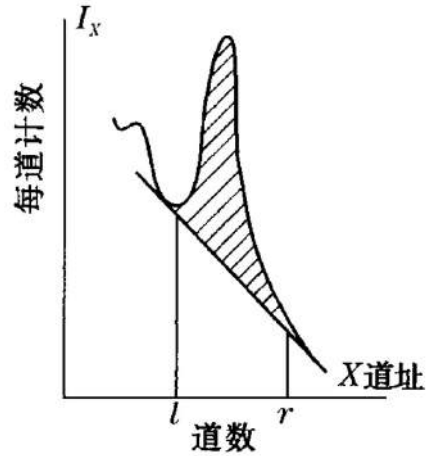


图 8: TAP法

### 3.8 $\gamma$ 辐射强度测量

在相同条件下，分别测得标准源的全能峰面积为 $N_0$ 和待测样的全能峰面积 $N_X$ ，设标准源的强度为 $S_0$ ，待测样的强度为 $S_X$ ，则有

$$S_X = \frac{N_X}{N_0} \cdot S_0 \quad (21)$$

### 3.9 电子的动量-能量关系

狭义相对论的动量-能量关系为

$$E^2 - c^2 p^2 = E_0^2 \quad (22)$$

式中  $E_0 = m_0 c^2$  为静止能量,  $E = mc^2$  为相对论定义的能量,  $p$  为相对论定义的动量

$$p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} v = mv \quad (23)$$

式中  $\beta = v/c$ ,  $c$  为光速。  
而动能与动量的关系为

$$E_k = m_0 c^2 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} + \dots\right) - m_0 c^2 \approx \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{p^2}{2m_0} \quad (24)$$

即经典力学中的动量-能量关系, 对于电子有  $E_k = p^2 c^2 / (2 \times 0.511) \text{MeV}$ 。

本实验就是验证狭义相对论的动量与能量关系。图9显示了经典力学中的狭义相对论中的  $E_k - P_c$  关系曲线。

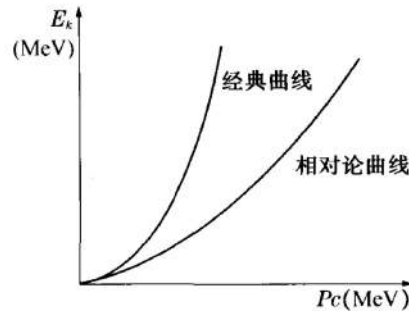


图 9:  $E_k - P_c$  关系曲线

### 3.10 半圆聚焦 $\beta$ 磁谱仪的基本原理

为了获得单一动量的电子, 可以选用半圆聚焦  $\beta$  磁谱仪。如图10所示。

放射源出射的  $\beta^-$  粒子经准直后垂直射入一均匀磁场中,  $\beta^-$  粒子将受到洛伦兹力作用而做圆周运动, 该电子具有恒定动量值而仅仅是方向不断变化。电子的圆周运动方程为

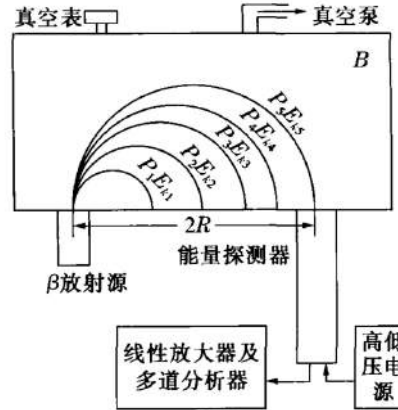


图 10: 实验基本原理图

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (25)$$

式中 $e$ 为电子电荷， $\mathbf{v}$ 为电子速度， $\mathbf{B}$ 为磁场强度。由相对论动量定义可知 $p = mv$ ，对某一确定的动量值 $p$ ，其运动速率为一常数，所以质量 $m$ 是不变的，所以有

$$\frac{dp}{dt} = m \frac{dv}{dt} \quad (26)$$

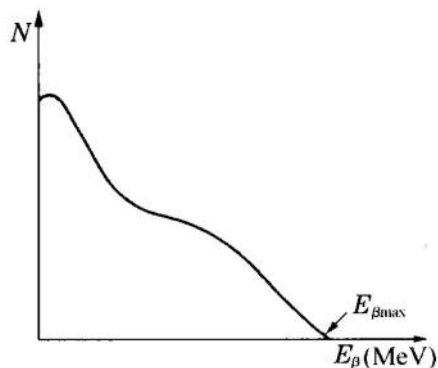
得到

$$p = eBR \quad (27)$$

式中 $R$ 为电子的运动轨道半径，为源与探测器间距的一半。从图10可以看出能量探测器放在不同 $R$ 值处就可以获得不同动量的单一动量电子，该动量电子的动能可用系列实验二中的NaI(Tl)闪烁谱仪经 $^{137}\text{Cs}$ 和 $^{60}\text{Co}$ 放射源标定过的能量刻度曲线获得，对应能量的电子束强度通过峰面积也能测定。

用放射源的 $\beta^-$ 衰变获得快速电子进行测量是十分理想的，因为

1.  $\beta^-$ 衰变在发射 $\beta^-$ 粒子的同时还发射出一个反中微子，中微子是一个静止质量近似为0的中性粒子，衰变中释放出的衰变能 $Q$ 被 $\beta^-$ 粒子、反中微子和反冲核三者分配，随着发射角的不同， $\beta^-$ 粒子动能可以在零至 $Q$ 之间变化，形成一个连续谱，如图11所示。因此，我们可以获得不同动量的快速电子在不同 $R$ 值处射出真空盒。
2. 从表12中可知，当能量为1MeV时，其速度是光速的94.11%，能量是2MeV，其速度已经是光速的97.91%。显然，这样的 $\beta^-$ 粒子已经是接近光速的快速电子了。

图 11:  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$   $\beta$ 能谱

能量 (MeV)	0.050	0.100	0.200	0.500	1.000	2.000
$v/c$	0.142 8	0.548 3	0.695 4	0.862 9	0.941 1	0.979 1

图 12:  $\beta^-$ 粒子能量与速度对应表

## 4 实验内容

### 4.1 $\gamma$ 辐射的能量和强度测量

1. 熟悉NaI(Tl)谱仪各个组件正确的使用方法。按照各部件操作规程，启动各部件（注意，最后启动高压电源），检查各部件工作是否正常。调整NaI(Tl)谱仪进入多道分析工作模式。
2. 选择合适的高压和放大倍数，使得Co-60标准源的两个全能峰道址在合适的位置（即，使它的两个全能峰尽可能均匀地分布于图中）。
3. 测定闪烁谱仪对于Cs-137能谱的能量分辨率，并且计算闪烁谱仪的探测效率。（已知，标准源的发射强度 $S_0 = 75.3 \times 10^3/\text{秒}$ ）
4. 在三个不同的测量时间下，获得Cs-137的峰面积。
5. 在三个高压下，用Cs-137和Co-60进行能量刻度。

### 4.2 快速电子动量-能量相对论关系的验证

1. 确定高压，使得从 $\beta$ 磁谱仪中射出的速度最大的快速电子的全能峰分布在全能区间但不超过NaI(Tl)闪烁谱仪的测量上界。即，在 $\beta$ 磁谱仪能量最大的出射窗上探测 $\beta$ 射线的能谱，使得 $\beta$ 射线的峰分布在能谱图的较右端。

2. 利用Cs-137和Co-60在此工作电压下进行能量刻度。
3. 测量快速电子的能量与峰面积。根据探测器与 $\beta^-$ 源的距离得到对应的快速电子的动量P，从而得到动量-能量对应关系，并与理论值比较。（注意，在数据处理中需要考虑到 $\beta^-$ 粒子动能的两项修正：在铝膜中的能量损失；在有机塑料薄膜中的能量修正）

## 5 实验结果

### 5.1 Cs-137的 $\gamma$ 能谱

选定高压600V，统计时间设定为500s，可以得到如图13所示的能谱图。其中a标示的是Ba的X线峰；b标示的是Cs-137的反散射峰，即二号峰；c标示的是Cs-137的全能峰，即一号峰。

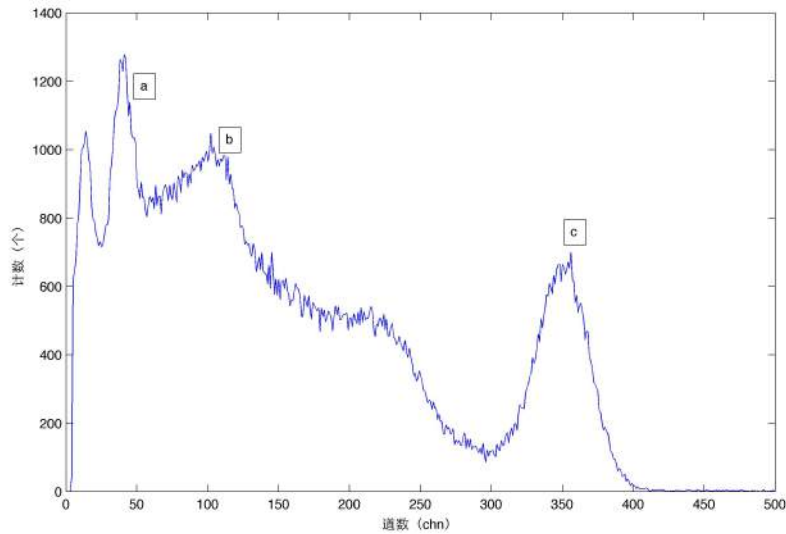


图 13: Cs-137的 $\gamma$ 射线能谱图

### 5.2 Cs-137全能峰能量分辨率以及闪烁谱仪探测效率的测定

调整电压至580V，统计时间为500s，测定Cs-137的能谱，对于Cs-137全能峰进行测量，可以得到表1数据。

从中我们可以看出Cs-137的能量分辨率为

$$\varepsilon = \frac{\Delta U_{1/2}}{U_0} = 12.15\% \quad (28)$$

峰位置	半高宽	净面积	分辨率
270.99chn	32.92chn	22467	12.15%

表 1: 580V, 500s下对于Cs-137能谱的测量  
其中道数根据实验软件给出的精度, 保留到小数点后两位小数

其中 $U_{1/2}$ 表示全能峰的半高宽,  $U_0$ 表示全能峰的峰位置。

根据书中给出的标准源的发射强度 $S_0 = 75.3 \times 10^3/s$ 可以算出闪烁谱仪的探测效率

$$\eta = \frac{n}{S} = \frac{22467}{500s \times 75.3 \times 10^3/s} \times 100\% = 0.0597\% \quad (29)$$

### 5.3 不同测量时间对于谱线的峰面积的影响

调整电压至580V, 分别在500s, 1000s, 1500s下测定Cs-137的能谱曲线, 得到表2中数据。借此可以得出测量时间与全能峰面积之间的关系如图14所示。大致可以判断, 测量时间与峰面积呈线性关系。这一点容易理解: 单位时间入射到探测器上的粒子数相同(不考虑放射源衰减或者认为放射源半衰期远大于试验时间)。

测量时间	峰位置	半高宽	净面积	分辨率
500s	270.99chn	32.92chn	22467	12.15%
1000s	269.92chn	31.47chn	43973	11.66%
1500s	269.05chn	31.28chn	67887	11.53%

表 2: 580V, 不同测量时间下对于Cs-137能谱的测量  
其中道数根据实验软件给出的精度, 保留到小数点后两位小数

### 5.4 不同高压值下能量刻度曲线的测定

分别在590V, 600V和610V下测定了Cs-137的全能峰位置以及Co-60的两个峰各自的位置, 数据如表3所示。

对以上三组数据进行线性拟合, 可以得到三个不同测量电压下道地址与能量的关系图(图15)。

由此可以得到不同高压下的能量刻度曲线的拟合结果

$$590V下: E(x_p)[MeV] = 0.0026x_p[chn] + 0.154 \quad (30)$$

$$600V下: E(x_p)[MeV] = 0.0024x_p[chn] + 0.008 \quad (31)$$

$$610V下: E(x_p)[MeV] = 0.0022x_p[chn] + 0.000 \quad (32)$$

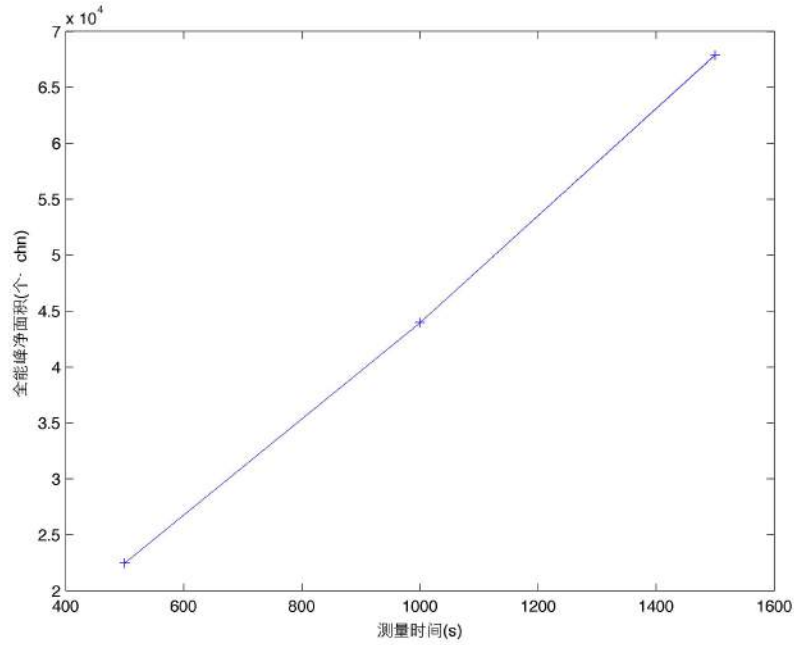


图 14: Cs-137的不同测量时间与 $\gamma$ 射线能谱图全能峰面积的关系

电压	Co-60双峰道地址		Cs-137全能峰道地址
590V	624.63chn	541.44chn	307.02 chn
600V	707.00chn*	614.00chn*	351.97chn
610V	793.78chn	703.07chn	398.44chn
能量标准值	1.17MeV	1.33MeV	0.662MeV

表 3: 不同电压下Cs-137与Co-60能谱峰道地址的测定

\*此组数据软件未能自动找出峰值位置，上述道地址数值为手动确定的数值，保留的整数位。



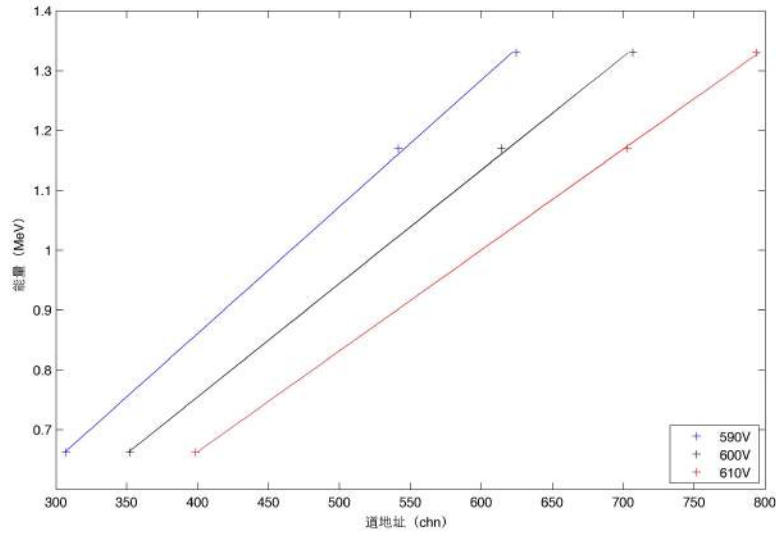


图 15: 不同高压下的能量刻度曲线  
十字叉表示测得的数据点, 直线为拟合结果

### 5.5 快速电子动量与能量关系的测量

在实验中我们选定实验电压为600V, 利用Cs-137与Co-60定标, 可以测得如表4所示的数据。

电压	Co-60双峰道地址		Cs-137全能峰道地址
600V	611.76chn	708.57chn	346.69chn
能量标准值	1.17MeV	1.33MeV	0.662MeV

表 4: 不同电压下Cs-137与Co-60能谱峰道地址的测定

由此可以得到相应的能量刻度曲线

$$E(x_p)[MeV] = 0.0025x_p[chn] + 0.020 \quad (33)$$

通过电子动量的计算公式, 考虑到实验环境下磁场  $B = 642.8Gs = 642.8 \times 10^{-4}T$

$$Pc[MeV] = eBR = 0.1928 \times R[cm] \quad (34)$$

经典力学给出的动量能量关系为

$$E_k[MeV] = \frac{(Pc[MeV])^2}{2 \times 0.511(7)} \quad (35)$$

相对论给出的动量能量关系为

$$E'_k[\text{MeV}] = \sqrt{(Pc)^2 + (m_e c^2)^2} - m_e c^2 = \sqrt{(Pc[\text{MeV}])^2 + 0.511(7)^2} - 0.511(7) \quad (36)$$

实验测得的和计算所得的数据如表5所示。其中， $Pc$ 代表动量与光速的乘积， $E_k$ 代表经典理论下算出的动能大小， $E'_k$ 代表相对论理论下算出的动能大小， $(E_k)_{exp}$ 代表实验中根据能量刻度曲线算出的 $\beta$ 射线能量的大小，以上物理量的单位都是MeV。最后给出了实验结果与相对论理论的能量计算结果的相对误差。相对误差按照以下公式算出。

$$\sigma = \frac{|E'_k - (E_k)_{exp}|}{E'_k} \quad (37)$$

d=2R(cm)	Pc (MeV)	$E_k$ (MeV)	$E'_k$ (MeV)	峰道址 (chn)	$(E_k)_{exp}$ (MeV)	相对误差 (%)
10.10	0.97	0.93	0.70	230.00*	0.60	14.57
13.20	1.27	1.58	0.95	332.75	0.85	10.15
15.60	1.50	2.21	1.15	434.82	1.11	4.04
18.10	1.74	2.97	1.37	542.23	1.38	0.11
20.60	1.99	3.85	1.60	643.56	1.63	1.87
22.80	2.20	4.72	1.80	731.96	1.85	2.79
25.20	2.43	5.77	2.02	809.11	2.04	1.09

表 5:  $\beta$ 射线动量-能量对应关系

\*此组数据winmca软件未能找出峰值，由手动找出

按照实验和计算所得的数据，可以得出 $\beta$ 射线动量-能量曲线图。可见，实验结论和相对论理论得出的结果更为符合。

实验的同时还测得了不同 $\beta$ 射线动量下对应的 $\beta$ 射线全能峰面积，如表5所示。

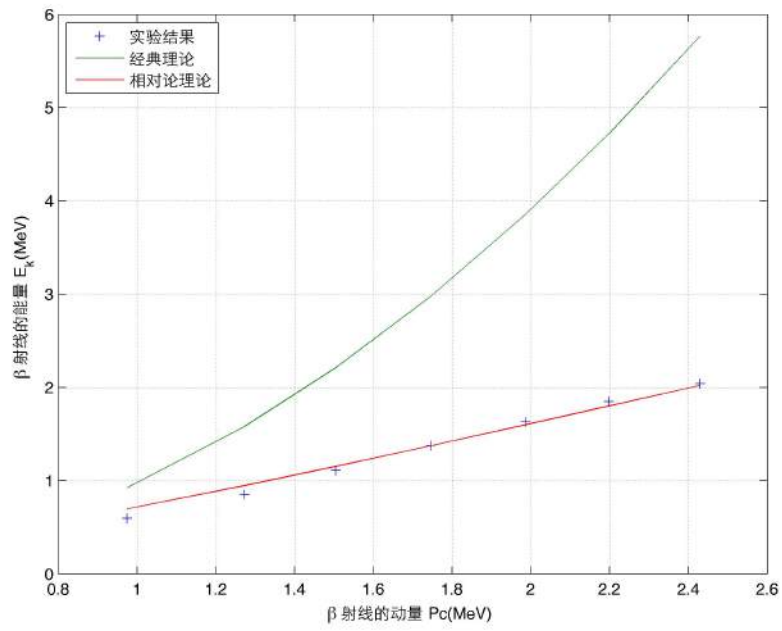
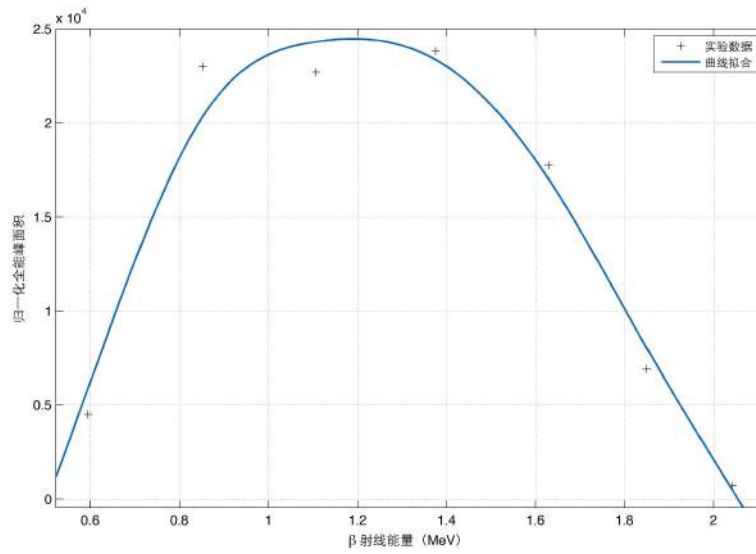
d=2R(cm)	$(E_k)_{exp}$ (MeV)	全能峰净面积	测量时间	归一化全能峰净面积**
10.10	0.60	*58295	1298.28	4490
13.20	0.85	107039	465.40	22999
15.60	1.11	52645	232.01	22691
18.10	1.38	27244	114.25	23846
20.60	1.63	23021	129.81	17734
22.80	1.85	22492	325.11	6918
25.20	2.04	5821	831.31	700

表 6:  $\beta$ 射线全能峰面积

\*此组数据winmca软件未能求出全能峰净面积，由原始数据从利用MATLAB求出

\*\*归一化全能峰净面积按照测量时间为100s时全能峰净面积计算

由此可以得出 $\beta$ 射线强度相对于射线能量的分布曲线，如图17所示。

图 16:  $\beta$ 射线动量-能量对应曲线图 17:  $\beta$ 射线强度-能量的分布曲线

## 6 实验误差分析

### 6.1 快速电子动量能量曲线测定中铝膜的影响

NaI(Tl)晶体中使用了200nm的铝膜密封层与20nm的铝膜反射层<sup>[1]</sup>，因此电子要入射到晶体中，需要穿过220nm的铝膜。穿过铝膜时的计算方法如下。

设 $\beta^-$ 粒子在铝膜中穿过 $dx$ 时损失的动能为 $dE$ ，则有

$$\Delta E = \frac{dE}{dx\rho}\rho\Delta x = K(E)\Delta x \quad (38)$$

其中 $\frac{dE}{dx\rho} < 0$ 为铝的吸收系数。

于是有穿越前后 $\beta^-$ 粒子动能损失为

$$\Delta E = \int_x^{x+d} K(E)\Delta x \quad (39)$$

这样可以计算出射动能与入射动能的对应关系<sup>[1]</sup>，如图18所示。

$E_1(\text{MeV})$	$E_2(\text{MeV})$	$E_1(\text{MeV})$	$E_2(\text{MeV})$	$E_1(\text{MeV})$	$E_2(\text{MeV})$
0.317	0.200	0.887	0.800	1.489	1.400
0.360	0.250	0.937	0.850	1.536	1.450
0.404	0.300	0.988	0.900	1.583	1.500
0.451	0.350	1.039	0.950	1.638	1.550
0.497	0.400	1.090	1.000	1.685	1.600
0.545	0.450	1.137	1.050	1.740	1.650
0.595	0.500	1.184	1.100	1.787	1.700
0.640	0.550	1.239	1.150	1.834	1.750
0.690	0.600	1.286	1.200	1.889	1.800
0.740	0.650	1.333	1.250	1.936	1.850
0.790	0.700	1.388	1.300	1.991	1.900
0.840	0.750	1.435	1.350	2.038	1.950

图 18:  $\beta^-$ 粒子入射220nm铝膜前后的动能关系

### 6.2 快速电子动量能量曲线测定中塑料膜的影响

封装真空室的有机塑料薄膜对 $\beta^-$ 粒子存在一定的能量吸收，尤其对小于 $0.4\text{MeV}$ 的 $\beta^-$ 粒子吸收近 $0.02\text{MeV}$ 。由于塑料薄膜的厚度及物质组分难以测量，可采用实验的方法进行修正。实验可测量不同能量下入射动能和出射动能（单位均为 $\text{MeV}$ ）的关系（如图19所示），采用分段插值的方法进行计算。

$E_k$ /MeV	0.382	0.581	0.777	0.973	1.173	1.367	1.567	1.752
$E_0$ /MeV	0.365	0.571	0.770	0.966	1.166	1.360	1.557	1.747

图 19:  $\beta^-$  粒子入射塑料膜前后的动能关系

### 6.3 快速电子动量能量曲线测定中空气的影响

电子与空气分子之间的非弹性碰撞使得电子的动能减小并且电子束的准直性降低。这会导致能谱上电子全能峰计数减少（在测量时间不变的情况下）以及全能峰谱线向能量较小方向的移动。在实验条件允许的情况下，在真空环境中测量快速电子的能谱可以减少空气对于快速电子能谱测量结果的影响。

对于快速电子动量能量的测量实验来说，需要利用外加磁场偏转电子。动量(动能)较大的电子在空气中走过的路程更长，发生散射的强度更大，可能导致在大动量(动能)时，电子全能峰被湮没在本底噪声中，造成较大的误差。

### 6.4 闪烁谱仪误差对结果的影响

闪烁谱仪主要由闪烁晶体、光电倍增管、高压电源、低压电源、放大器和多道分析器构成。

闪烁晶体自身会发生统计涨落，这样的统计涨落会带来随机的统计误差，表现为能谱中的噪声。同时闪烁晶体的非均匀性会使得不同点的发光效率不同，这同样会引入随机误差，表现为能谱中的噪声。

光电倍增管自身的暗电流会导致能谱中大量的本底计数。在阳极没有电子入射时，由于光电倍增管自身的漏电、热电子发射、场致电子发射会产生本底计数，在能谱曲线上形成本底峰。当待测峰位与本底峰重合的时候，将导致待测峰位被湮没，从而无法测出正确的峰值位置。在实验后处理上，可以不加放射源，测量一个本底能谱，之后的数据扣除本底能谱之后再行统计。

### 6.5 磁场非均匀性对于实验结果产生的影响

在快速电子动量能量曲线的测定中，需要利用磁场对快速电子进行偏转。磁场具有边缘效应从而不是一个理想的均匀磁场。而我们进行计算的时候，利用提供的预先测定的磁场大小，把磁场看做均匀磁场进行测量，因此将会带来一定的误差。为了提高实验精度，可以减小上下两个磁场之间的距离，从而获得更好的均匀磁场近似。

### 6.6 偶然误差

在本次实验中偶然误差主要来源于以下两个方面。

1. 实验中需要手动将放射源出射口与探测器的入射口准直，认为准直将带来一定的误差，影响探测器的计数率与探测效率，但这个对于能谱曲线的形状没有影响。
2. 实验中需要对于探测器的位置进行读数，读数利用刻度尺进行人为读书。探测器指针与刻度尺的刻度之间距离较远，这样形成的读数误差较大。为了减小读书误差，系统上应该将探测器指针放得离刻度尺更近一些，人为上应该保证读数时正对刻度尺和指针，不能斜视。

## 7 思考题

### 7.1 Cs-137 $\gamma$ 射线能量是0.661MeV，在它的 $\gamma$ 能谱中，能否见到电子偶峰？

电子偶峰产生的阈值为1.02MeV，只有 $\gamma$ 射线能量大于这个阈值时才能激发产生正负电子对，并且入射 $\gamma$ 射线的能量越大，产生正负电子对的几率也越大。而Cs-137的 $\gamma$ 射线能量小于这个阈值，因此在它的 $\gamma$ 射线能谱中，不能见到电子偶峰。

### 7.2 反散射峰是怎样形成的？如何从实验中减少反散射峰的计数？

反散射峰是由入射 $\gamma$ 射线穿过NaI晶体，打到光电倍增管上发生 $180^\circ$ 的康普顿散射，反散射的光子返回晶体，与晶体发生光电效应所形成的。与此同时， $\gamma$ 射线在源衬底、源容器材料上的反散射也会对反散射峰有贡献。对于Cs-137来说，反散射峰的能量恰好为光电峰的能量与康普顿最大能量的差 $0.662\text{MeV} - 0.477\text{MeV} = 0.184\text{MeV}$ 。

我们可以看到，反散射峰产生的来源主要有两个，一个是 $\gamma$ 射线打到源衬底和光电倍增管上面发生大角度康普顿散射产生的反散射峰，一个是 $\gamma$ 射线打到周围物质上面发生康普顿散射产生的反散射峰。 $\gamma$ 射线打到源衬底与光电倍增管上是不可避免的，因此我们只能想办法消除打到周围物质上的 $\gamma$ 射线，从而减少反散射峰。

我们可以通过加上如图20的准直装置来减少射到周围物质上面的 $\gamma$ 射线。准直装置主要由铅块和铅室构成，打到铅块或者铅室上面的 $\gamma$ 射线将被材料强烈地吸收，因此可以减少因为 $\gamma$ 射线反射回来产生的反散射峰。<sup>[2]</sup>

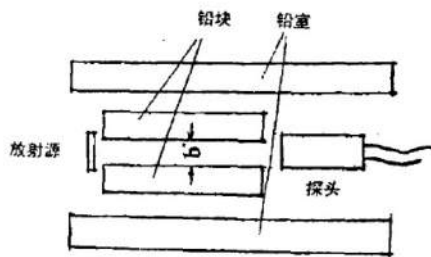


图 20: 探测器与放射源之间准直装置示意图

### 7.3 $\gamma$ 射线与物质有哪三种主要的作用，各自有什么特点？

$\gamma$ 射线与物质主要有以下三种作用：

1. 光电效应：入射 $\gamma$ 粒子把能量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。由于束缚电子的电离能 $E_1$ 一般远小于入射 $\gamma$ 射线能量 $E_\gamma$ 所以光电子的动能近似等于入射 $\gamma$ 射线的能量。
2. 康普顿散射：核外电子与入射 $\gamma$ 射线发生康普顿散射的示意图如图1所示。设入射 $\gamma$ 光子能量为 $h\nu$ ，散射光子能量为 $h\nu'$ ，则反冲康普顿电子的动能 $E_e$ 在0至 $E_{e(max)} = h\nu \cdot \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$ 之间变化。其中 $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ 。
3. 正、负电子对产生：当 $\gamma$ 射线能量超过 $2m_e c^2$  (1.022MeV) 时， $\gamma$ 光子受原子核或电子的库仑场的作用可能转化成正、负电子对。入射 $\gamma$ 射线的能量越大，产生正、负电子对的几率也越大。在物质中正电子的寿命是很短的，当它在物质中消耗尽自己的动能，便同物质原子中的轨道电子发生湮没反应而变成一对能量各为0.511MeV的 $\gamma$ 光子。

总结如下：光电效应产生的光电子能量近似等于入射 $\gamma$ 射线能量，在能谱上面形成一个反应放射源特性的峰；康普顿散射产生的反冲康普顿电子的动能分布于0到某一个值之间，在能谱上形成一个平台；正负电子对产生的 $\gamma$ 光子能量为0.511MeV，在能谱上形成一个固定的峰值（在入射 $\gamma$ 射线能量过小时无法形成正负电子对产生的峰）。

### 7.4 当改变源 $\gamma$ 与探头之间的距离时，探测效率 $\eta$ 有无变化？为什么？

改变源 $\gamma$ 与探头之间的距离时，探测效率 $\eta$ 有变化。

放射源 $\gamma$ 射线出射的粒子是按照球面波发散的，因此，探测器能够探测到的粒子数量与距离的平方大致成反比。假定到达探头的粒子都能够被探测到，有 $N = \frac{\Delta A}{\Omega r^2} S t$ 。其中 $S$ 为 $\gamma$ 源的放射强度， $\Delta A$ 是探测器能够接收到射线的有效面积， $\Omega$ 是放射源出射的立体角。

于是 $\gamma$ 谱仪的探测效率 $\eta$ 可以用下式表示：

$$\eta = \frac{n}{S} = \frac{N}{S t} = \frac{\Delta A}{\Omega r^2} \quad (40)$$

其中， $n$ 为全能峰的总计数率， $N$ 为全能峰的净计数， $t$ 为计数时间。

当然，影响粒子探测器探测效率的还有其它因素，不过通过上述分析易知放射源与探头之间的距离 $r$ 是一个主要的影响因素。

### 7.5 在对 $\gamma$ 辐射进行能量测量时，样品的位置改变对测量结果有无影响？为什么？

样品的位置改变对测量结果基本无影响。

样品位置的改变将会改变探测器的计数率，因为样品的不同摆放的位置和角度将影响到探测器区域内单位时间入射粒子或者射线的强度，从而影响计数率。但是，对于能谱的测定来讲，我们关心的实验测量结果主要是粒子或者射线的能量分布。放射线能量分布对于位置和方向而言是均匀分布的，因此，样品位置的改变基本不会对实验结果产生影响。

但是，由于当样品位置改变时，射线相对于周围物质的方位发生改变，可能引起与改变前不同的反散射峰。同时，也会因为射线经过空气介质的路程发生变化导致射线与空气介质的漫散射导致能谱发生变化。但考虑到这样的变化的影响比较微弱，因此我们认为样品位置对于实验结果基本没有影响。

#### 7.6 如果高压值和放大倍数值与能量刻度不一样时，那么在数据处理时还能利用该能量刻度曲线来确定不同 $\Delta x$ 处测得的电子动能么？

如果高压值和放大倍数值与能量刻度不一样时，那么在数据处理时就不能利用该能量刻度曲线来确定不同 $\Delta x$ 处测得的电子动能了。

通过前述实验结论（5.4 不同高压值下刻度曲线的测定）可以看出，在不同电压值（590V, 600V, 610V）下测得的能量刻度曲线是不一样的。要是当高压值和放大倍数发生变化是，还利用之前的能量刻度曲线来计算电子动能，将会产生很大的误差。

#### 7.7 $\beta$ 磁谱仪在真空与非真空条件下测到的电子能谱曲线有哪些差别？为什么？

由于电子质量较大，与 $\gamma$ 射线相比，更容易受到空气介质散射的影响。其差别主要体现在以下几个方面：

1. 电子与空气发生散射的次数与每次散射损失的动能是不确定的，这将导致入射到探测器中电子的动能的涨落较大，反映在能谱中就是电子全能峰的半高宽变大，并且能谱曲线的峰能量向较小的方向移动。
2. 原本准直好的电子束，由于与空气的散射，导致部分电子由于发生了角度较大的散射，从未无法在入射进入探测器，这样会导致探测器的计数率变低。反映在能谱上就是电子全能峰的计数值减小（在测量时间一定的情况下）。
3. 对于本次实验中利用外加磁场偏转电子的情况下，动量（动能）较大的电子在空气中走过的路程更长，发生散射的强度更大，可能导致在大动量（动能）时，电子全能峰被湮没在本底噪声中，造成较大的误差。

## 参考文献

- [1] 江苏大学近代物理实验网络资源 <http://phy1ab.ujs.edu.cn/bc/jy/xdl/>
- [2] 于桂英. Cs能谱中反散射峰的成因及抑制该峰的措施[J]. 辽宁教育行政学院学报, 1998, (5):49-50.