

# $\alpha$ 粒子的能谱和射程的测量

Xuanyi, 复旦大学核科学与技术系

**摘要:** 本实验使用金硅面垒型半导体  $\alpha$  谱仪, 测量  $\alpha$  粒子的能谱和射程。实验中, 首先了解了半导体  $\alpha$  谱仪的工作原理和特性, 然后掌握了测量  $\alpha$  粒子能谱的方法。通过对  $\alpha$  粒子在不同物质中的能量损失和射程的测量, 进一步理解了其与物质相互作用的规律。实验结果表明, 通过优化探测器的偏压, 可以有效提高能量分辨率, 并准确测量  $\alpha$  粒子的射程。

## 一、引言

放射性测量是核物理和放射化学研究中的重要手段。 $\alpha$  粒子作为放射性衰变过程中常见的粒子之一, 其能量谱和射程的测量对于理解放射性衰变过程、评估放射性物质的危害以及开发相关防护措施具有重要意义。本实验通过实际操作半导体  $\alpha$  谱仪, 深入理解  $\alpha$  粒子与物质相互作用的物理机制, 并掌握测量技术。

## 二、实验目的

1. 了解并掌握半导体  $\alpha$  谱仪的工作原理及其特性;
2. 掌握应用半导体  $\alpha$  谱仪测量  $\alpha$  粒子能谱的方法;
3. 了解  $\alpha$  粒子通过物质时的能量损失及其规律;
4. 掌握一种测量  $\alpha$  粒子射程的方法。

## 三、实验原理

### 3.1 金硅面垒型半导体 $\alpha$ 谱仪

金硅面垒型半导体  $\alpha$  谱仪具有能量分辨率高、能量线性范围宽、脉冲上升时间快、体积小和价格便宜等优点, 在  $\alpha$  粒子及其它重带电粒子能谱测量中有着广泛的应用。

金硅面垒探测器采用一片 N 型硅, 蒸上一层金 ( $100 \sim 200 \text{ \AA}$ ), 接近金属的那一层硅具有 P 型硅的特性, 这种方式形成的 PN 结靠近表面层, 结区即为探测粒子的灵敏区。探测器工作时加反向偏压。 $\alpha$  粒子在灵敏区内损失全部能量并转变为与其能量成正比的电脉冲信号, 经放大、成形并由多道分析器测出脉冲幅度的分布, 从而得到  $\alpha$  粒子的能谱。为了提高谱仪的能量分辨率, 探测器要放在真空室中, 减小到达探测器前空气层对

$\alpha$  粒子能量损失。另外金硅面垒探测器一般具有光敏的特性，在使用过程中，应有光屏蔽措施。金硅面垒型半导体  $\alpha$  谱仪见图1。

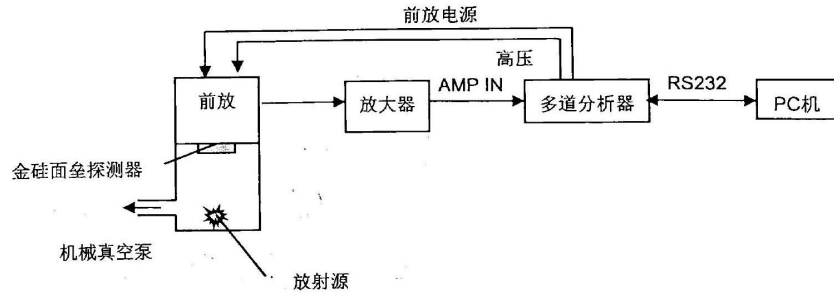


图 1 金硅面垒型半导体  $\alpha$  谱仪

$\alpha$  粒子进入探测器灵敏区，损失能量产生电子空穴对。形成一对电子空穴所需的能量  $\omega$ ，与半导体材料有关，与入射粒子的类型和能量无关。对于硅，在 300 K 时， $\omega$  为 3.62eV，77 K 时为 3.76eV。对于锗，在 77 K 时  $\omega$  为 2.96eV。若探测器灵敏区的厚度大于  $\alpha$  粒子在硅中的射程，则  $\alpha$  粒子的能量  $E$  全部损失在其中，产生的总电荷量  $Q$  等于  $(E/\omega)e$ 。其中  $(E/\omega)$  为产生的电子空穴对数， $e$  为电子电量。由于外加反向偏压，灵敏区的电场强度很大，产生的电子空穴对全部被收集，最后在两极形成电脉冲。设探测器的结电容为  $C_d$ ，则如果  $\alpha$  粒子在探测器中产生的电荷量为  $Q$ ，那么探测器输出脉冲幅度是  $Q/C_d$ 。探测器结电容是探测器偏压的函数，因此由于探测器偏压的微小变化所造成的  $C_d$  变化将影响输出脉冲的幅度。事实上，电源电压的变化就可以产生偏压的这种微小变化。此外，根据被测粒子的射程调节探测器的灵敏区厚度时，也往往需要改变探测器的偏压。要减少这些变化对输出脉冲幅度的影响，前置放大器对半导体探测器系统的性能起着至关重要的作用，因此在半导体能谱仪中通常使用电荷灵敏前置放大器。图2 表示典型的探测器等效电路和前置放大器的第一级。其中  $K$  是放大器的开环增益， $C_f$  是反馈电容， $C_i$  是放大器的总输入电容，它等于： $C_d + C'$ ， $C'$  表示放大器接插件电缆等的分布电容。前置放大器的反馈电容  $C_f$ ，它的等效输入电容近似等于  $KC_f$ ，只要  $KC_f \gg C_i$ ，那么前置放大器的输出电压为

$$V_0 = -\frac{KQ}{C_i + (1 + K)C_f} = -\frac{Q}{C_f}$$

这样一来，由于选择了电荷灵敏放大器作为前置放大器，它的输出信号与输入电荷  $Q$  成正比，而与探测器的结电容  $C_d$  无关。

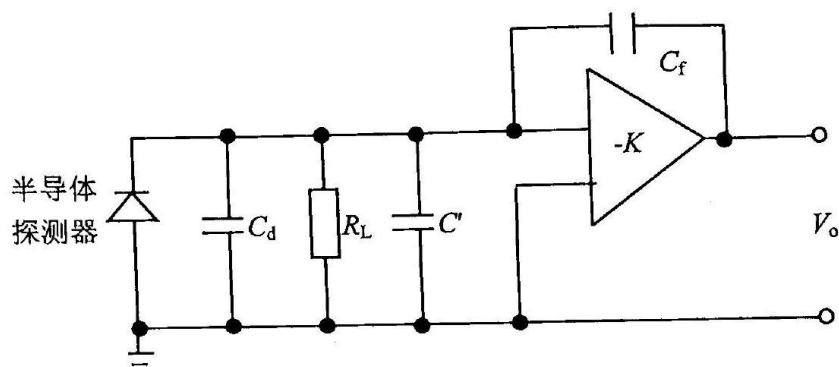


图2 探测器等效电路和前置放大器

### 3.1.1 确定半导体探测器的偏压

对N型硅，探测器灵敏区的厚度  $d_n$  和结电容  $C_d$  与探测器偏压  $V$  的关系如下：

$$d_n \approx 0.5 (\rho_n V)^{1/2} (\mu\text{m})$$

$$C_d = 2.1 \times 10^4 (\rho_n V)^{-1/2} (\text{pF/cm}^2)$$

其中  $\rho_n$  为材料电阻率 ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )。因灵敏区的厚度和结电容的大小决定于外加偏压，所以偏压的选择首先要使入射粒子的能量全部损耗在灵敏区中和由它所产生的电荷完全被收集，电子空穴复合和陷落的影响可以忽略。其次还需考虑到探测器的结电容对前置放大器来说还起着噪声源的作用。电荷灵敏放大器的噪声水平随外接电容的增加而增加，探测器的结电容就相当于它的外接电容。因此提高偏压降低结电容可以相应地减少噪声，增加信号幅度，提高信噪比，从而改善探测器的能量分辨率。从上述两点来看，要求偏压加得高一点，但是偏压过高，探测器的漏电流也增大而使分辨率变坏。因此为了得到最佳能量分辨率，探测器的偏压应选择在最佳范围。实验上最佳能量分辨率可通过测量不同偏压下的  $\alpha$  谱线求得，如图3所示。由此实验数据，分别作出一组峰位和能量分辨率对应不同偏压的曲线，如图13、图12。分析以上结果，可以确定出探测器最佳偏压值。

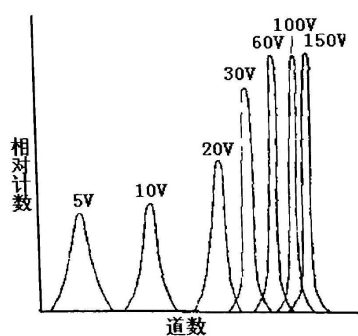


图3 不同偏压的能谱曲线

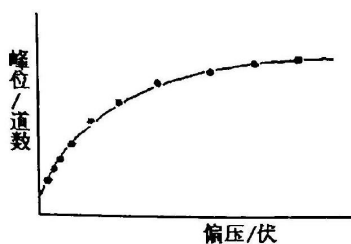


图4 峰位-偏压曲线

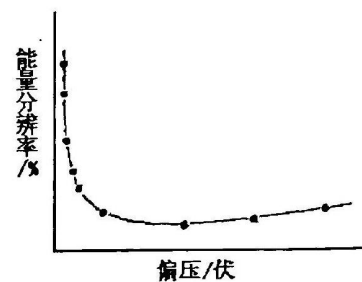


图5 能量分辨率-偏压曲线

### 3.1.2 $\alpha$ 谱仪的能量分辨率

$\alpha$  谱仪的能量分辨率用谱线的半高全宽 FWHM 表示。FWHM 是谱线峰最大计数一半处的宽度，以 keV 表示。在实用中，谱仪的能量分辨率还用能量展宽的相对百分比表示。例如本实验采用金硅面垒探测器，灵敏体积为  $\Phi 20\text{ mm} \times 200 \sim 300\text{ }\mu\text{m}$ ，测得  $^{239}\text{Pu}$  源的  $5.155\text{ MeV}$  的  $\alpha$  粒子谱线宽度为  $50\text{ keV}$  ( $\sim 1\%$ ，使用 1024 道 ADC)。

半导体探测器的突出优点是它的能量分辨率高，影响能量分辨率的主要因素有：产生电子空穴对数和能量损失的统计涨落 ( $\Delta E_n$ )；探测器噪声 ( $\Delta E_D$ )；电子学噪声，主要是前置放大器的噪声 ( $\Delta E_e$ )；探测器的窗厚和放射源的厚度引起能量不均匀性所造成的能量展宽 ( $\Delta E_s$ )。实验测出谱线的展宽 ( $\Delta E$ ) 是由以上因素所造成影响的总和，表示为

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_n^2 + \Delta E_D^2 + \Delta E_e^2 + \Delta E_s^2}$$

## 3.2 $\alpha$ 粒子通过物质时的能量损失及在物质中的射程

### 3.2.1 $\alpha$ 粒子通过物质时的能量损失

$\alpha$  粒子是重带电粒子。天然放射性物质放出的  $\alpha$  粒子，能区是  $3 \sim 8\text{ MeV}$ 。在这个能区， $\alpha$  粒子的核反应截面很小，因此可以忽略。 $\alpha$  粒子与原子核之间虽然有可能产生卢瑟福散射，但几率很小。它与物质的相互作用主要是与靶原子的核外电子的相互作用。 $\alpha$  粒子与电子碰撞，将使靶原子电离、激发而损失其能量。在一次碰撞中， $\alpha$  粒子 (质量为  $m$ 、能量为  $E$ ) 转移给电子 (质量为  $m_0$ ) 的最大能量约为  $4Em_0/m$ 。 $\alpha$  粒子的质量比电子大得多，所以每碰撞一次，只有总能量的一小部分转移给电子。当它通过吸收体时，经过多次碰撞后才损失较多能量，每一次碰撞后， $\alpha$  粒子的运动方向基本上不发生偏转，因此它的径迹近似是直线。

带电粒子在吸收体内单位长度上的能量损失，称为线性阻止本领  $S$ ：

$$S = -\frac{dE}{dX}$$

它的常用单位是  $\text{keV}/\mu\text{m}$  或  $\text{eV } \mu\text{g}^{-1}\text{cm}^{-1}$ 。把  $S$  除以吸收体单位体积内的原子数  $N$ ，称为阻止截面，用  $\Sigma_e$  表示，并常取  $\text{eV}/(10^{15}\text{ atom} \cdot \text{cm}^2)$  为单位。

$$\Sigma_e = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dX}$$

对非相对论性  $\alpha$  粒子 ( $v \ll c$ )，线性阻止本领用下面式子表示：

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (1)$$

式中  $z$  为入射粒子的电荷数， $Z$  为吸收体的原子序数， $e$  为电子的电荷， $m_0$  为电子静止质量， $v$  为入射粒子的速度， $N$  为单位体积内的原子数， $I$  是吸收体中原子的平均激发能。(1) 式中对数项随能量的变化是缓慢的，因此(1) 式可近似表示为：

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{C}{E}$$

式中  $C$  为常数。

当能量为  $E_1$  的带电粒子，穿过厚度为  $\Delta X$  的薄吸收体后，其能量变为  $E_2$ ，这一能量的变化可以用下式表示：

$$\Delta E = E_1 - E_2 = -\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\bar{E}} \cdot \Delta X$$

$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\bar{E}}$  是平均能量  $\left(\frac{E_1+E_2}{2}\right)$  的线性阻止本领。假设测定了  $\alpha$  粒子在通过薄吸收体后的能量变化  $\Delta E$ ，则利用 (3.2.1) 式，可以求出薄吸收体的厚度，即：

$$\Delta X = \frac{\Delta E}{-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\bar{E}}} \quad (2)$$

当  $\alpha$  能损比较小时，(2) 式中的阻止本领可用入射能量  $E_1$  时之值。

当吸收体比较厚时， $\alpha$  粒子的能量在透过吸收体后有很大变化，这时必须考虑阻止本领随能量的变化，那么 (2) 式应表示为：

$$\Delta X = \sum_{E_1}^{E_2} \frac{\delta E}{-\left(\frac{dE}{dX}\right)_E}$$

式中  $\delta E$  可取 10KeV，在这范围内，将  $S$  看作常量。

对于化合物，它的阻止本领可由布拉格相加规则，将化合物的各组成成分的阻止本领  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_i$  相加得到，则：

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_C = \frac{1}{A_C} \sum_i Y_i A_i \left(\frac{dE}{dX}\right)_i \quad \text{keV } \mu\text{g}^{-1}\text{cm}^{-1}$$

其中  $Y_i$ 、 $A_i$  分别为化合物分子中的第  $i$  种原子的数目、原子量， $A_C$ （等于  $\sum Y_i A_i$ ）是化合物的分子量。

### 3.2.2 $\alpha$ 粒子在空气中的射程

带电粒子在物质中运动时，不断损失能量，待能量耗尽，就停留在物质中。它沿原来入射方向所穿过的最大距离，称为入射粒子在该物质中的射程，以  $R$  表示。“射程”和“路程”是两个不同的概念。射程指入射粒子在吸收物质中，沿入射方向从入射点到它的终止点（速度等于零）之间的直线距离，亦即沿入射方向穿透的深度。而路程则是入射粒子在吸收体中所经过的实际轨迹的长度。一般路程大于射程，路程在入射方向上的投影就是射程。

$\alpha$  粒子是重带电粒子，质量大，它与核外电子非弹性碰撞和它与原子核的弹性碰撞作用，不会导致入射粒子的运动方向有很大的改变，它的轨迹几乎是直线，因此可以认

为射程近似地等于路程长度。如果在整个能量范围内的  $dE/dX$  已知,  $\alpha$  粒子的路程长度 (即射程) 可由能量损失率从初始能量  $E_0$  到末端能量 (等于零) 积分而得到:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(-dE/dX)}$$

$\alpha$  粒子在空气中的射程  $R$  与能量  $E_0$  的关系见图6。

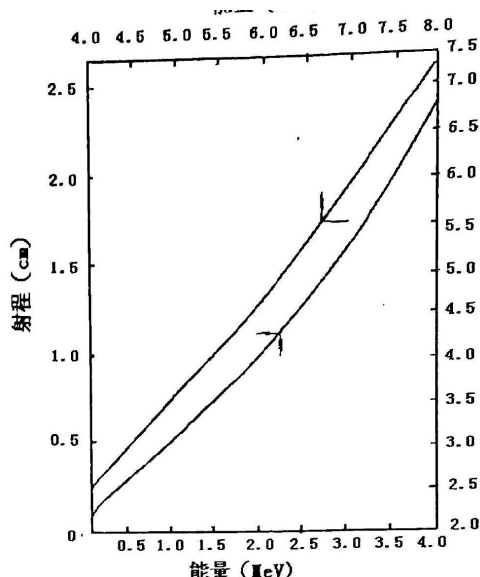


图 6  $\alpha$  粒子在标准温度和压强下的空气中的射程—能量关系

图7 是测量  $\alpha$  粒子在空气中射程的实验装置图。 $\alpha$  放射源放在探测器腔室内, 探测器的输出信号经过电荷灵敏前放、放大器放大、成形, 再经过单道分析器的幅度甄别后送入定标器中。实验中保持探测器到放射源之间的距离不变 (4.2 cm), 改变探测器腔室内的气压, 测量不同气压下到达探测器的  $\alpha$  粒子的数目。把不同气压下  $P$  的固定距离  $x_0$  转化为一个大气压下  $P_0$  的距离  $x$ ,  $x = \frac{P}{P_0} x_0$ , 画出一个大气压下到达探测器的  $\alpha$  粒子计数随距离的变化曲线, 从而可以确定  $\alpha$  粒子在一个大气压下空气中的射程。

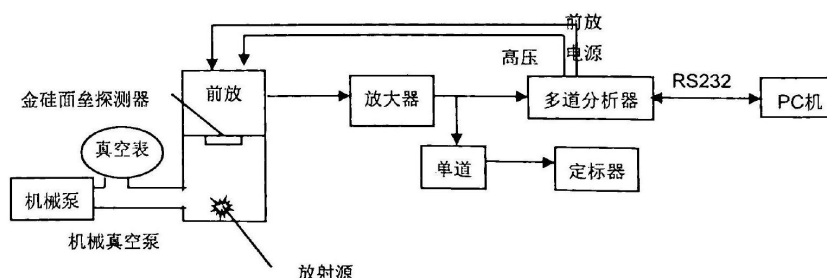


图 7 测量  $\alpha$  粒子在空气中射程的实验装置

## 四、实验装置

表 1 实验设备清单

名称	型号	数量
$^{239}\text{Pu}$ 放射源		一个
金硅面垒探测器及真空腔室		一套
机械泵		一台
电荷灵敏放大器	FH1047A	一个
放大器	BH1218	一个
一体化多道分析器	BH1324	一台
PC 机		一台
单道脉冲幅度分析器	FH1007B	一个
定标器	BH1220N	一台
插件箱	FH0001	一个
低电压电源	BH1231B	一个
双踪示波器	TDS1001B-SC	一台

## 五、实验内容概要和预习思考题

### 5.1 实验内容

1. 调整半导体  $\alpha$  谱仪参数，测最不同偏压下的  $\alpha$  粒子能谱，并确定探测器的工作偏压
2. 利用  $^{239}\text{Pu}$   $\alpha$  源测定半导体  $\alpha$  谱仪的能量分辨率:
3. 通过改变气压的方法测量  $\alpha$  粒子在空气中的射程。

### 5.2 预习思考题

**预习思考题 1.** 前放和主放输出脉冲的波形是怎样的？主放的极零相消的影响是怎样的？

答. 前放的输出波形是负极性的指数衰减脉冲，持续时间为百纳秒量级；主放的输出波形是正极性的准高斯脉冲。主放的极零不好会使得的是信号存在正负极性的下冲，导致信号堆积产生畸变。

**预习思考题 2.** 单道的作用是什么？该如何选择其工作方式和设置单道的阈值？

答. 单道的作用是将主放大器的准高斯脉冲转化为逻辑脉冲

**预习思考题 3.** 能量分辨率的定义是怎样的？如何给出  $\alpha$  能谱的能量分辨率？

答. 能量分辨率通过谱线的半高全宽 FWHM 定义。确定了 FWHM，就确定了能量分辨率。

**预习思考题 4.**  $^{237}\text{Pu}$  的  $\alpha$  能谱是什么样子的？应该有几个峰？每个峰是否对称？为什么？

**答.** 根据 Live Chart of Nuclides 的数据<sup>1</sup>可知， $\alpha$  衰变模式如下

表 2  $\alpha$  衰变模式，相对强度以自身半衰期为参考值， $^{237}\text{Pu}$  的半衰期为 45.64 天

序号	衰变能 (keV)	相对强度%( $10^{-3}$ )
0	5089	0.0210
1	5147	0.2310
2	5253	0.0294
3	5297	0.5124
4	5330	1.8774
5	5352	0.7308
6	5496	0.0315
7	5559	0.1176
8	5610	0.2688
9	5651	0.2772

即，如果不考虑仪器的分辨能力，实际上可以观测到 10 个峰。

**预习思考题 5.** 改变真空室内气压时，放大器输出脉冲幅度为什么随气压的增加而减小？

**答.** 真空室内气压越大， $\alpha$  粒子的能量损失越大，所以到达探测器时携带的能量越低，从而脉冲幅度越小。

**预习思考题 6.** 计数随气压如何变化？该如何改变气压，等间距还是有疏有密？

**答.** 真空室内气压越大， $\alpha$  粒子的能量损失越大，从而射程越低，导致计数率也会降低。 $\alpha$  粒子的能量损失遵从布拉格吸收规律，其表现为在特定的厚度迅速下降为 0。所以计数随气压变化是不等间距的，改变气压时，需要在变化迅速的等效厚度对应的压强处变化缓慢一些。

<sup>1</sup><https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>



## 六、实验过程

试验台号：2；放射源编号：1

1. 按照图1连接电路，将  $\alpha$  粒子加入真空室中并抽真空。根据示波器调整实验参数，使得前置放大器和放大器的输出符合预期（如图8）；
2. 对  $\alpha$  能谱设置合适的参数，分别测量偏压为 5 V, 10 V, 20 V, 30 V, 60 V, 80 V, 100 V, 120 V 的  $\alpha$  谱线，测量时间为1 min。分析峰位以及分辨率和偏压的关系，确定最佳偏压；
3. 按照图7连接电路，在最佳偏压下，逐步增加气压，利用示波器确定单道分析器的合适的阈值；
4. 改变真空腔室气压，测量时间为1 min，分析峰位、分辨率和计数的变化，分析  $\alpha$  粒子的射程。

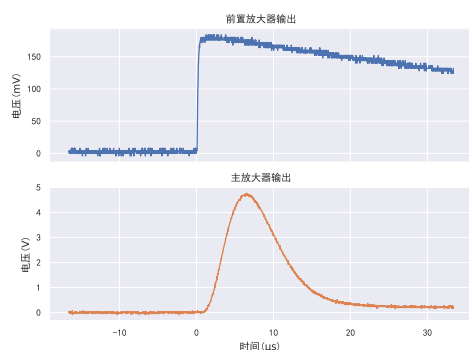


图 8 前置放大器和主放大器的信号

表 3 仪器参数表

仪器名称	参数名称	参数值
主放大器	微分时间	2 $\mu$ s
	积分时间	2 $\mu$ s
	粗调增益	20
	细调增益	8.44
MCA	上域（刻度）	最大值
	下域（刻度）	1.0
单道	模式	积分
	阈值	300 mV
定标器	阈值	300 mV

## 七、实验结果和分析

### 7.1 确定最佳偏压

在实验中，我们采用了 `scipy.find_peak` 方法结合高斯 (Gaussian) 和洛伦兹 (Lorentzian) 峰拟合技术来确定  $\alpha$  粒子能谱的峰位和能量分辨率。得到的结果如图9、图10、图11所示。

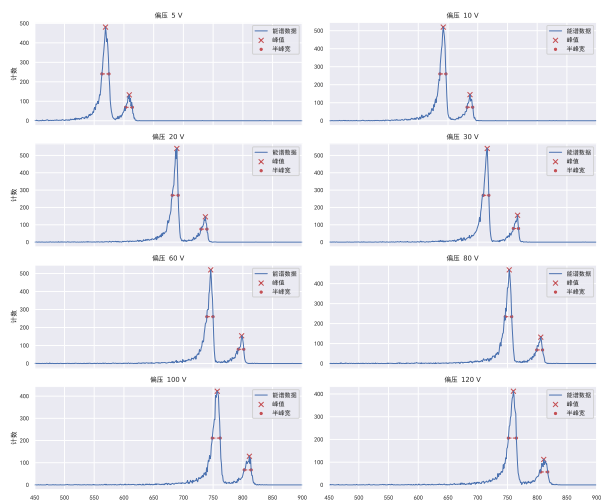


图 9 不同偏压下的峰形

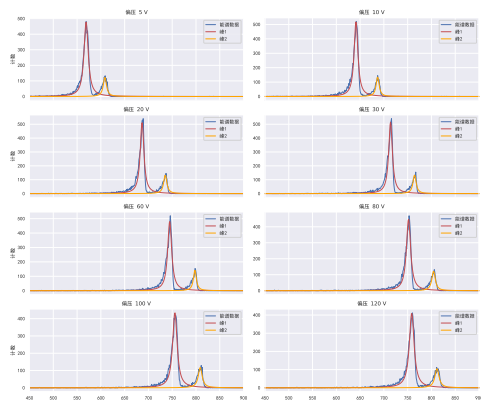


图 10 60V 偏压下的洛伦兹峰拟合

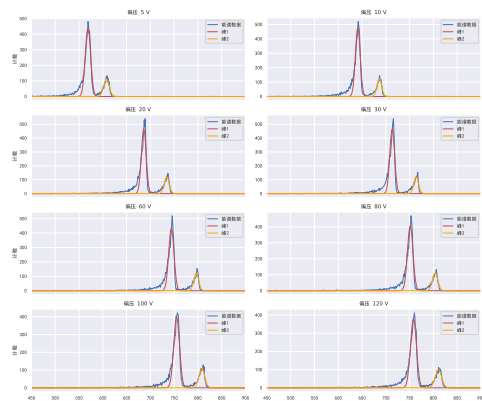


图 11 60V 偏压下的高斯峰拟合

将上图分析结果整理，得到分析分辨率（见图12）和峰位（见图13）数据

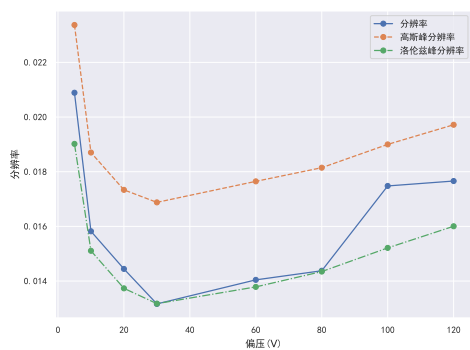


图 12 不同偏压下的能量分辨率

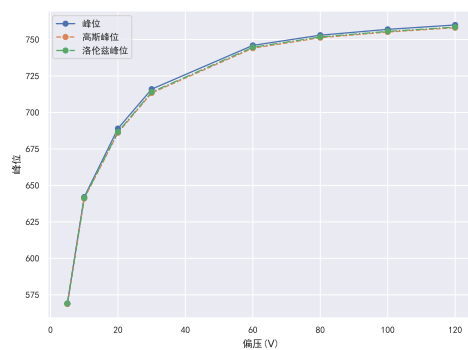


图 13 不同偏压下的峰位

我们发现随着偏压的增加，在30V 之前，分辨率逐渐提高，而峰位也随之增加，这表明适当的偏压有助于提高能量分辨率和峰位的准确性。但是在30V 之前，分辨率开始下降，但是峰位也逐渐饱和，这表明随着电压增加，半导体的反向电流增强， $\alpha$  粒子的能量完全沉积。

综合考虑分辨率和能量沉积，我们选择 60V 作为最佳偏压。在 60V 偏压下，我们得到了较高的能量分辨率和较好的峰位稳定性。

在 60V 偏压下，高斯和洛伦兹拟合得到的峰形均显示出良好的对称性和分离度（见图10和图11），这进一步验证了 60V 作为最佳偏压的合理性。

## 7.2 能谱随射程（气压）的变化

在本实验中，我们在最佳偏压 60V 的条件下，对不同气压下的  $\alpha$  粒子能谱进行了详细的分析。分析内容包括高斯和洛伦兹峰拟合，以及峰位和分辨率随气压变化的规律。

### 7.2.1 高斯和洛伦兹峰拟合

首先，我们对不同气压下的  $\alpha$  粒子能谱进行了高斯和洛伦兹函数拟合。拟合结果（见图15和图16）揭示了  $\alpha$  粒子能量分布随气压变化的特征。

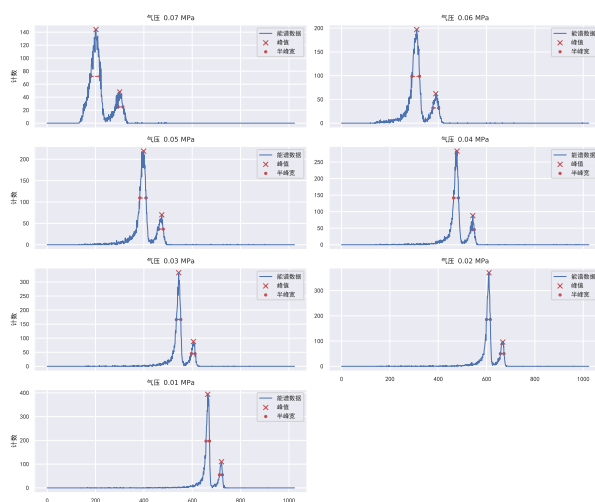


图 14 不同气压下的峰值直接寻峰

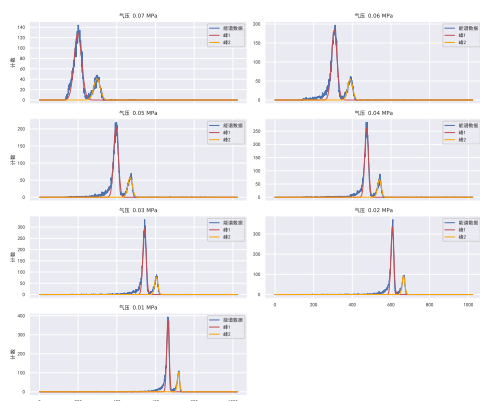


图 15 不同气压下的高斯峰拟合

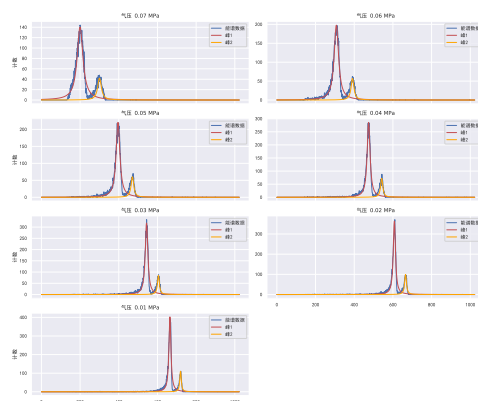


图 16 不同气压下的洛伦兹峰拟合

## 7.2.2 峰位和分辨率随气压的变化

进一步地，我们分析了峰位和分辨率随气压变化的规律。峰位的变化（图17）反映了 $\alpha$ 粒子的出射距离和能量损失的关系，而分辨率的变化（图18）则反映了不同 $\alpha$ 粒子出射距离的散射效果。

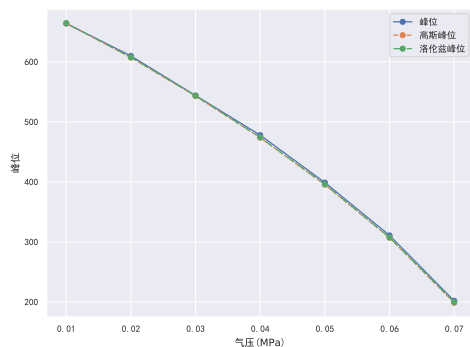


图 17 不同气压下的峰位变化

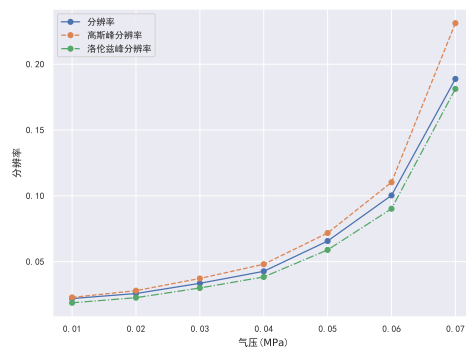


图 18 不同气压下的分辨率变化

实验结果表明，气压不仅影响 $\alpha$ 粒子的射程，还显著影响了能谱测量中的峰位和分辨率。这些发现对于优化探测器设计和实验条件具有重要的指导意义。

## 7.3 $\alpha$ 粒子的射程

在最佳偏压 60V 的条件下，我们进一步测量了不同气压下的计数值，以探究 $\alpha$ 粒子在不同气压条件下的射程。通过改变气压，我们能够将不同气压下的测量结果转换为等效的单程距离，转化规律如式(3)所示，其中 $P_0$ 是一个大气压，而 $x_0$ 是腔室的尺度(4.2 cm)。得到的结果如图19所示。

$$x = \frac{P}{P_0} x_0 \quad (3)$$

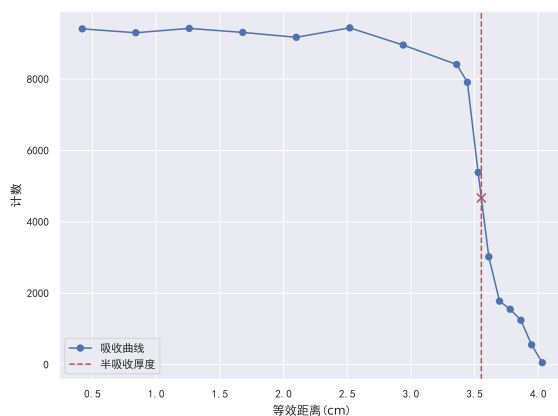


图 19 不同等效路程下的计数值变化

---

我们观察到随着路程的增加，计数在3.5 cm 处循序下降。这一现象符合  $\alpha$  粒子射程的物理规律。

为了确定半吸收处的厚度，我们采用了前 5 个数据的平均值作为平顶值 (plateau value)。通过分析计数随等效路程的变化，我们可以估计在哪个路程值计数降至平顶值的一半，从而确定半吸收厚度。半吸收厚度是指粒子强度减少到初始强度一半所需的介质厚度。

根据图19所示的数据，我们可以得出半吸收厚度的估计值，我们使用线性插值后，求出平顶处一半的等效路程为

$$R = 3.553 \text{ cm} \quad (4)$$

## 八、实验结论

1. 通过使用金硅面垒型半导体  $\alpha$  谱仪，成功测量了在不同偏压条件下的  $\alpha$  粒子能谱，并确定了 60V 为探测器的最佳工作偏压；
2. 在最佳偏压下，分析了不同气压条件下  $\alpha$  粒子的峰位和分辨率变化，发现峰位随气压的增加而移动，而分辨率则随之降低，这与  $\alpha$  粒子在介质中的能量损失和散射效果有关；
3. 利用单道分析器测量了不同等效路程下的  $\alpha$  粒子计数，得到  $\alpha$  的射程 3.553 cm；

本实验通过系统地测量和分析，深入理解了  $\alpha$  粒子与物质相互作用的物理机制，并通过实验数据验证了相关物理量的变化规律，为后续相关领域的研究和应用奠定了实验基础。