

β 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: 本实验测量了 ^{137}Cs 源发出的 β 粒子的能谱和射程。利用离子注入型 Si 探测器测得 β 粒子的能谱, 并通过库里厄图法确定了 $^{137}\text{Cs}\beta$ 衰变的反应能 $Q = 0.5070 \text{ MeV}$, 相对误差为 0.90%。

一、引言

β 衰变是放射性衰变的一种, 是指原子核发生 β 粒子衰变, 从而转变为另一种原子核的过程。 β 粒子可以分为正电子和反电子, 它们都带电荷量为 $+e$ 或 $-e$, 但质量却远小于质子或中子。 β 粒子的能谱是描述 β 粒子能量分布的曲线, 而 β 粒子的射程则是 β 粒子在物质中所能穿过的最大距离。

本实验的目的在于测量 ^{137}Cs 源发出的 β 粒子的能谱和射程。利用离子注入型 Si 探测器测得 β 粒子的能谱, 并通过库里厄图法确定了 β 粒子的最大能量, 从而得到该反应的反应能。

二、实验目的

1. 了解 β 能谱的特点, 掌握一种 β 能谱的测量方法;
2. 学会一种能量刻度方法;
3. 通过对 β 能谱的分析, 了解半导体探测器在 β 能谱测量中的利弊;
4. 通过实验过程 and 数据分析, 给出 β 能谱测量中值得注意的事项。

三、实验原理

β 衰变是指原子核自发地发射出 β 粒子或俘获一个轨道电子而发生的转变。这一过程在核素表的所有核素范围内几乎都能发生, 因此对 β 衰变的研究, 特别是 β 能谱测量及分析在核衰变与核结构研究以及同位素应用中均具有重要的意义。

3.1 β 能谱与库里厄图^[1]

在 β 衰变过程中, 发射 β 粒子的同时还发射出中微子 (或反中微子), 因此 β 衰变能量在反冲核、 β 粒子及中微子三者间分配。 β 粒子的能量没有一个确定值, 而是连续分

布, 其最大能量 $E_{\beta \max}$ 为衰变能。一般能谱的谱形如图 1 所示, β 粒子的强度在某能量处具有最大值。

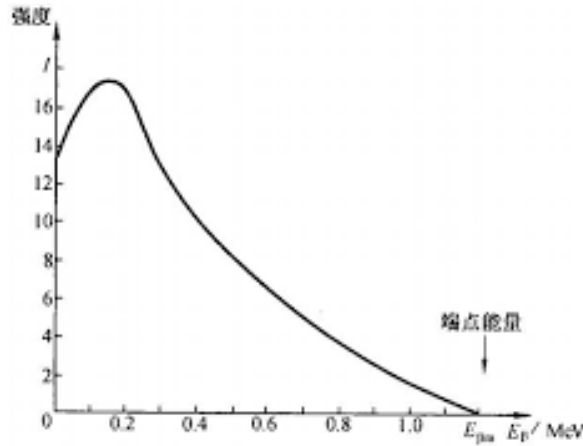


图 39.1 ^{210}Bi 的 β 能谱

图 1 β 能谱示意图

根据经典的 β 衰变费米理论, 可以导出 β 粒子的动量

$$\begin{aligned} N(p)dp &= \frac{g^2 M^2}{2\pi^3 c^3 h^7} F(Z, p) (E_{\beta \max} - E_{\beta})^2 p^2 dp \\ &= K F(Z, p) (E_{\beta \max} - E_{\beta})^2 p^2 dp \end{aligned} \quad (1)$$

如果使用讲义附录 1 中的修正的费米函数 $G(Z, p) = F(Z, p) \frac{p}{\omega_{\beta}}$ 代替(1)式中的 $F(Z, p)$, 则得到:

$$\frac{1}{\omega_{\beta}} \left[\frac{N(\omega_{\beta})}{G(Z, p)} \right]^{1/2} = K' (\omega_{\beta \max} - \omega_{\beta}) \quad (2)$$

其中 E_{β} 为 β 粒子的动能, 单位为 MeV; $\omega_{\beta} = \frac{E_{\beta}}{m_0 c^2} + 1$ 为 β 粒子以 $m_0 c^2$ 为单位的总能量, 其中 $m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$; $\omega_{\beta \max} = \frac{E_{\beta \max}}{m_0 c^2} + 1$ 为 β 粒子以 $m_0 c^2$ 为单位的最大能量; $p = (\omega_{\beta}^2 - 1)^{1/2}$ 为 β 粒子的动量; $F(Z, p)$ 为费米函数; K, K' 对于允许跃迁是常数。

将实验测得的 β 能谱, $\frac{1}{\omega_{\beta}} \left[\frac{N(\omega_{\beta})}{G(Z, p)} \right]^{1/2}$ 对 ω_{β} 作图, 使用这种方法来表示实验结果的图称为库里厄图。对于允许跃迁的库里厄图为一一直线, 因此该直线外推到与 ω_{β} 轴之交点, 即可比较精确地确定 $E_{\beta \max}$ 。

对于禁戒跃迁, 库里厄图往往不是一条直线, 但是选择合适的形状因子 $S_n(E)$ 修正后, 如果得到直线的库里厄图, 那么可以肯定该跃迁是唯一型禁戒跃迁, 其禁戒级次由 $S_n(E)$ 的级次 n 决定。

修正后的库里厄图公式为

$$\frac{1}{\omega_{\beta}} \left[\frac{N(\omega_{\beta})}{G(Z, p)S_n(E)} \right]^{1/2} = K'(\omega_{\beta \max} - \omega_{\beta}) \quad (3)$$

对唯一型一级和二级禁戒跃迁有:

$$S_1(E) = (\omega_{\beta}^2 - 1) + (\omega_{\beta \max} - \omega_{\beta})^2 \quad (4)$$

$$S_2(E) = (\omega_{\beta}^2 - 1) + (\omega_{\beta \max} - \omega_{\beta})^4 + \frac{10}{3} (\omega_{\beta}^2 - 1) \cdot (\omega_{\beta \max} - \omega_{\beta})^2 \quad (5)$$

通常更简便的方法是采用比较半衰期 $fT_{1/2}$ 值来判断跃迁级次。本实验附录 2 中给出了各级跃迁的 $\lg(fT_{1/2})$ 值的范围。 $T_{1/2}$ 为母核的半衰期(秒), f 为 E_{pmax} 和子核原子序数 Z 的函数。当实验上确定 β 能谱的 E_{pmax} 后, 根据已知 $T_{1/2} \sim Z$ 等可由图 2 中求得 $\lg(fT_{1/2})$ 值。

$$\log [f(Z, E_{\beta \max})]$$

对于复杂 β 谱需要用库里厄图进行分解, 求出各组 β 粒子的最大能量, 再由 β 谱的形状因子及 $\lg(fT_{1/2})$ 值来判断跃迁类型或级次, 并可由 β 谱所包围的面积计算出各组 β 粒子的相对强度。

3.2 内转换线

在许多原子核的连续 β 能谱背景上出现明显的单能电子峰, 图 3 是用 β 磁谱仪测得的带有内转换线的典型 β 谱。这是由于原子核从激发态跃迁到较低态或基态时, 除发射 γ 光子外, 还可以把激发能直接交给原子的壳层电子而发射出电子。这种现象称为内转换, 它与 β 衰变过程完全不同。内转换过程中放出的电子称为内转换电子, 其能量为:

$$E_i = E_{\gamma} - B_i \quad (6)$$

其中 E_{γ} 是 γ 跃迁的能量, i 表示原子的不同壳层如 K 层、L 层、M 层 ..., B_i 是 i 壳层电子的结合能。这些内转换电子具有单一的确定的能量, 因此可用来对 β 谱仪进行能量刻度。

3.3 能量刻度

谱仪的能量刻度就是确定 β 粒子能量与脉冲幅度之间对应关系。脉冲幅度大小以谱线峰位在多道分析器中的道址表示。通常能谱仪系统的能量刻度有两种方法:

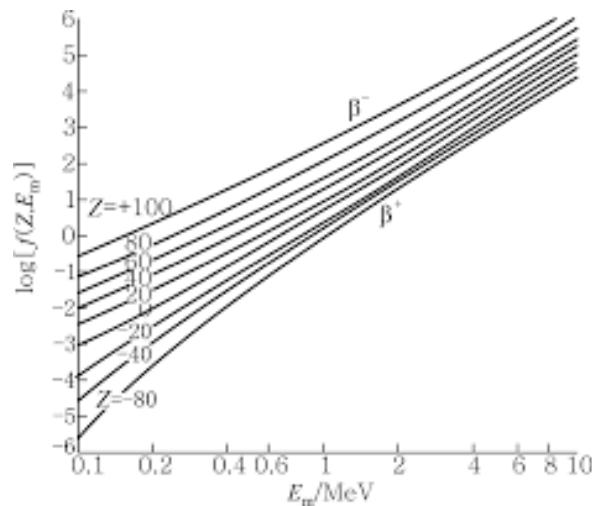


图 2 函数 $f(Z, E_{\beta \max})$ M 层 \dots , B_i 是 i 壳层电子的结合能。这些内转换电子具有单一的确定的能量, 因此可用来对 β 谱仪进行能量刻度。

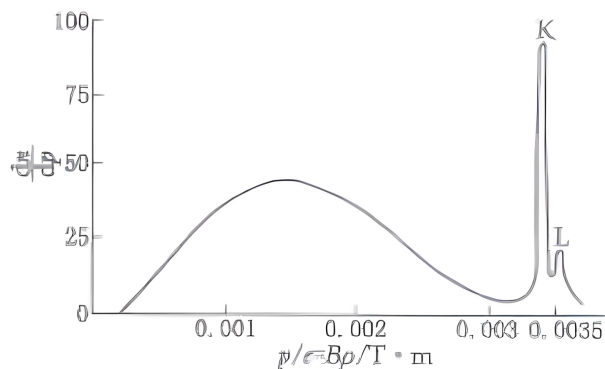


图 3 能量刻度曲线示例

方法一：使用刻度源

用一个含有几种已知能量的刻度源, 测出各能量在多道分析器上所对应的道址, 作能量对应道址的刻度曲线, 并表示为:

$$E = Gd + E_0 \quad (7)$$

E 为 α 粒子能量 (keV) d 为对应 E 谱峰所在道址 (道) G 是直线斜率 (keV/ 每道), 称为刻度常数。 E_0 是直线截距 (keV)。

方法二：使用精密脉冲发生器

用一个已知能量的源 (如上述 2 中的内转换线), 配合线性良好的精密脉冲发生器来作能量刻度。这种方法是在源种类较少的实验条件下常用的方法。在实验中调节精密脉冲发生器的幅度, 使放大器的输出幅度在已知能量的源的峰位附近, 记下脉冲发生器的幅度和多道分析器上峰位的道数, 再逐渐减小幅度作若干个点, 得到发生器幅度一道数

校刻曲线,从而得到脉冲幅度为零时对应的道数(即能量为零时对应的道数,注意采用该方法时应保证探测器入射窗足够薄,粒子穿过入射窗时没有能量损失)。这样由能量为零对应的道数和已知能量、道数来得到能量一道数曲线。

3.4 固体探测器测量 β 能谱时谱形的畸变

电子与物质的相互作用中电子的散射问题不容忽视,这是与重带电粒子(如 α 粒子)与物质的相互作用的最大不同之处。对 β 能谱的测量来说,电子在固体探测物质中的散射问题可以导致 β 谱形的畸变。由于电子的大角度散射(背散射)概率很大,而且概率随物质的原子序数的增大而迅速增加。即使采用了低原子序数的探测介质,测得的 β 能谱中低能电子仍然是偏多的,使所测的 β 谱形发生明显的畸变。如图 4 是采用劈裂葱晶体闪冻 β 谱仪测得的 ^{32}P 的 β 射线的库里厄图。可以看到与采用扁平晶体的谱仪相比,600keV 以下的谱形畸变变小,线性一直延伸到 100keV 左右。在用半导体探测器测量 β 能谱时存在着与闪烁谱仪同样的困难,为了避免电子在半导体探测器上有大的散射概率,需要采用 4π 的几何安排。在我们的实验中,只简单地采用了平面半导体探测器进行 β 能谱的测量,因此 $^{137}\text{Cs}\beta$ 能谱的谱形将发生一定的畸变。

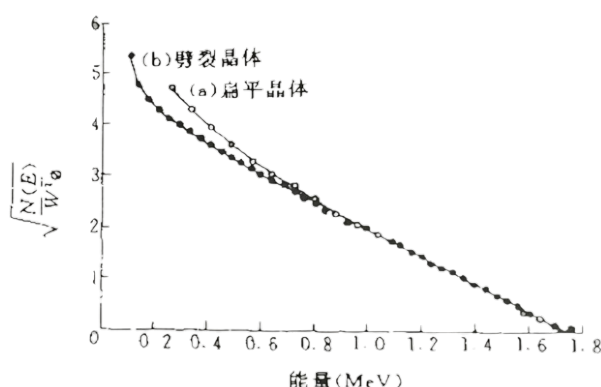


图 4 ^{32}P 的 β 射线的库里厄图

β 射线穿透力较强,例如 1MeV 的电子在硅中射程约为 1 mm。因此,供 β 谱仪使用的半导体探测器必须具有足够厚的耗尽层。本实验选用离子注入型 Si 探测器配以低噪声电荷灵敏放大器,在室温、非真空条件下,用多道分析器进行能谱测量。注意探测器需在避光的条件下使用,因此在实验过程中一定要注意不要在加着高压的情况下打开探测器腔室。

四、实验装置

实验装置列表和实验装置连接图如下所示

表 1 实验装置列表

名称	型号
^{137}Cs 放射源	-
离子注入型 Si 探测器	10 mm × 10 mm × 1 mm
探测器腔室	-
电荷灵敏放大器	FH1047A
线性放大器	BH1218
插件机箱及低压电源	FH 0001
	BH1231B
一体化多道分析器	BH1324
PC 机	-
精密脉冲发生器	FH1013B
双踪示波器	TDS1001B-SC

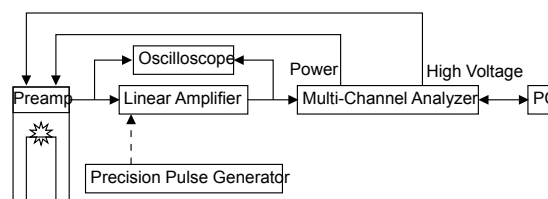


图 5 实验装置方框图

五、实验内容

1. 用离子注入 Si 探测器测量 ^{137}Cs 的 β 能谱；
2. 作库仑-维格纳图 (Coulomb-Wigner Plot)，确定 ^{137}Cs β 粒子的最大能量；
3. 对测得的 β 能谱进行分析，给出能谱畸变的可能原因，并以此给出 β 能谱测量中值得注意的事项。

六、实验过程

1. 按照图5连接电路，其中虚线部分（精密脉冲发生器）暂时不接入。借助示波器调整电路参数，测量 ^{137}Cs 的 β 能谱。参数设置如表2所示。在此参数下，主放大器的输入波形和输出波形如图6所示。
2. 将精密脉冲发生器替代探测器接入电路中，产生特定幅度的衰减脉冲，测量得到的能谱，结合上一步的结果，进行定标。其中精密脉冲发生器的参数设置如表2所示。

表 2 仪器参数设置表

仪器名称	参数名称	参数
MCA	高压	170 V
	上域	10.0 V(最大)
	下域	1.0 V
	总道数	1024
主放大器	微分时间	2 μ s
	积分时间	2 μ s
	粗调放大倍数	200
	细调放大倍数	$0.5 + 4.28/10 = 0.928$
精密脉冲发生器	衰减倍数	$5 \times 10 \times 10 = 500$
	衰减时间	100 μ s
	延时	1 μ s

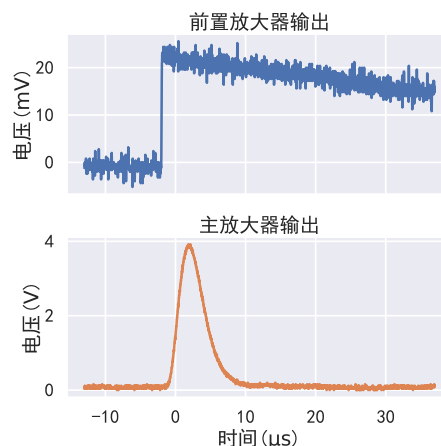


图 6 主放大器的输入和输出波形

七、预习思考题

预习思考题 1. 前置放大器和主放大器输出脉冲的波形有何特点？主放的极零相消对波形有何影响？

答. 前置放大器输出的脉冲波形通常是快速上升和缓慢下降的指数衰减波形，而主放大器输出的脉冲波形则经过进一步的成形处理，以优化信号的信噪比。主放的极零相消是一种信号处理技术，用于消除信号中的极点和零点，从而减少波形的振铃现象，使脉冲波形更加平滑，提高信号的稳定性。

预习思考题 2. 仅有一个已知能量点时，如何进行系统的能量刻度？

答. 能量刻度需要探究能量 E 和道址 H 的关系，这个关系一般是线性关系

$$H = AE + B$$

为了确定参数 A, B 至少需要两个数据点，而如果只有一个数据点，是不能直接得到能量刻度的结果的。

可以考虑使用一个精密脉冲发生器，产生指定幅度的衰减脉冲。脉冲幅度 V 和能量的关系是成比例的，即

$$E = kV$$

于是道址和幅度的关系为

$$H = AkV + B$$

使用精密脉冲发生器产生指定幅度的衰减脉冲 V_1, \dots, V_N ，得到道址 H_1, \dots, H_N 。可以通过线性拟合得到 Ak, B 的值，而后者是我们需要的。

如果只有一个能量点 E_* ，那么对应的道址是 H_* ，我们有

$$H_* = AE_* + B$$

因为 B 是已知的，所以我们可以计算出参数 A 的值，于是完成了能量刻度。

预习思考题 3. 在使用精密脉冲发生器进行线性刻度时，应如何选择脉冲幅度范围？

答. 选择精密脉冲发生器的脉冲幅度范围时，应确保其覆盖系统的工作范围，并且包含至少几个不同的幅度点，以便于建立线性刻度曲线。另一方面，这一步的目的是得到参数 B ，也就是能量为 0 的射线对应的道址，为了更精确的确定 B ，可以使用较低的幅度。

预习思考题 4. 探测器的输出脉冲是什么样的？为了模拟该信号，应如何设置精密脉冲发生器的参数？

答. 探测器的输出脉冲通常是一个快速上升的尖峰信号，随后跟随一个较慢的指数衰减尾部。为了模拟这种信号，精密脉冲发生器的参数应设置为衰减输出，而且下降时间应与探测器输出脉冲的下降时间相匹配，从而产生一个与实际探测器输出相似的尾部衰减。

八、实验结果和分析

8.1 β 能谱定标

利用第六节第二步中的数据，对精密脉冲发生器产生的固定幅度的能谱使用 Viogt 峰拟合，结果如图9所示

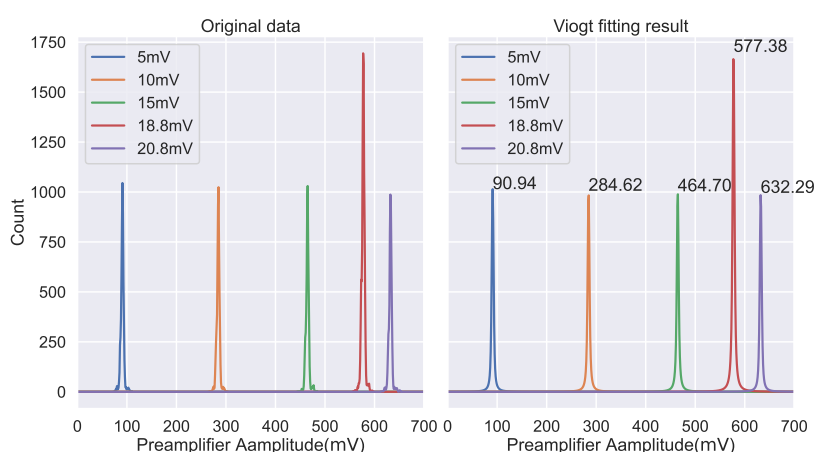


图 7 不同精密脉冲发生器产生的能谱的 Viogt 峰的拟合结果

将峰中心和衰减脉冲幅度进行线性拟合，得到的结果如图8和表3所示

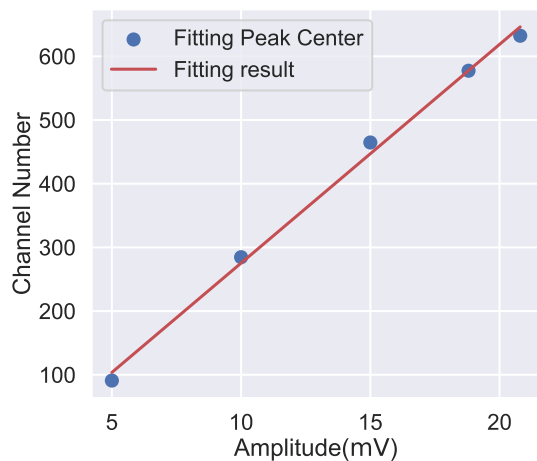


表 3 单能源能量刻度的线性拟合结果

拟合参数	拟合结果
斜率 k	34.3 ± 1.2
截距 b	-67 ± 18
决定系数 R^2	0.996

图 8 峰中心关于衰减脉冲幅度的线性拟合

使用 Vioigt 峰拟合 β 能谱中的内转换峰，得到的结果如图所示。具体的拟合细节是使用 8 个节点的三次样条插值曲线加上双 Vioigt 峰拟合。拟合得到的靠左的内转换峰的中心位置为 789.07 ± 0.04 ，半高全宽为 12.40 ± 0.12 。

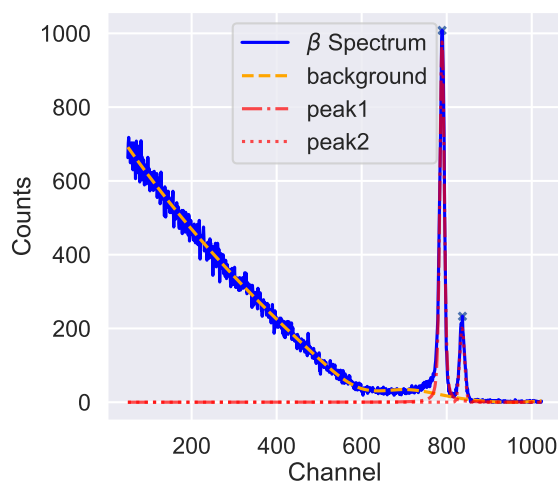


图 9 不同精密脉冲发生器产生的能谱的 Vioigt 峰的拟合结果

于是根据思考题2的结果，可知道数 H 和能量 $E(\text{keV})$ 的关系为（较强的内转换峰的能量是 625 keV）

$$H = A_* E + B_*$$

$$B_* = -67, A_* = \frac{789.07 - (-67)}{625} = 1.207$$

8.2 库里厄图直接测量衰变能

根据附录中的给出的数据，进行插值得到修正费米函数如图10所示。利用能量刻度的结果，将 β -粒子道址谱转化为能量谱，再用 $\omega_\beta = E/m_e + 1$ 转化为 $N-\omega_\beta$ 谱，最后绘制出库里厄图，如图11所示。

考虑到低能部分的能谱存在畸变，使用 $\omega_\beta > 1.4$ 的部分的数据，进行线性拟合，得到 $\omega_{\beta, \max} = 2.07$ ，即 $E_{\max} = 0.5447 \text{ MeV}$ ，和参考值 $E_{\max} = 0.5116 \text{ MeV}$ 的相对误差为 6.4%。

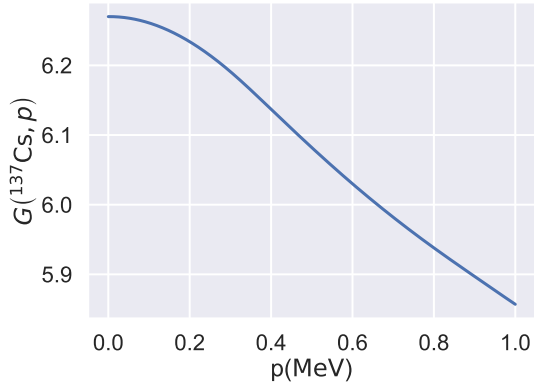


图 10 ^{137}Cs 的修正费米函数 $G(p)$

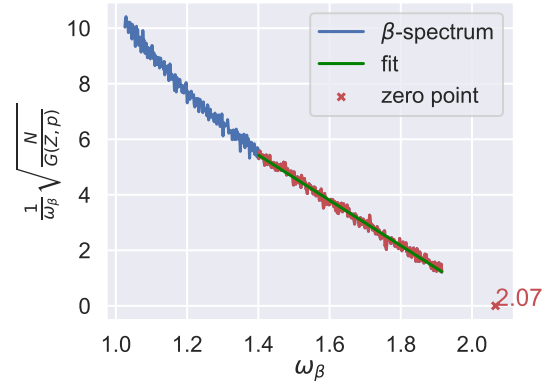


图 11 库里厄图

8.3 修正库里厄图测量衰变能

根据图2不难发现， $\lg f \approx 0.4$ ，根据Live Chart of Nuclides的数据，可知 ^{137}Cs 衰变的半衰期为 $T_{1/2} = 30.08 \text{ year}$ ，转化为以秒为单位的结果后，计算得到

$$\lg f T_{1/2} \approx 9.3 \quad (8)$$

根据附录可知，选择 S_1 形状因子修正。

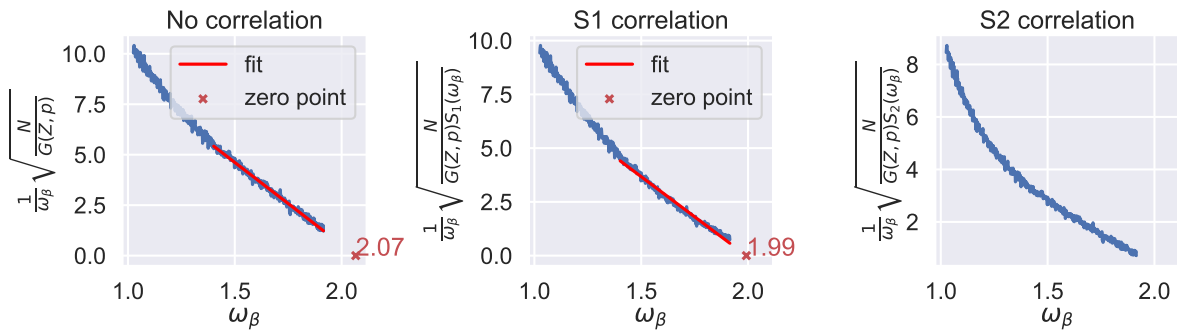


图 12 修正后的库里厄图

修正的结果如图12。可发现，经过 S_1 能量因子修正后， $\omega_{\max} = 1.99$ ，对应 $E_{\max} = 0.5070 \text{ MeV}$ ，和标准值的相对误差为 0.90%。可以看到，经过修正后结果的误差得到了极大的改善。

S_2 能量因子修正的结果也放在了图12中，可以明显的看出经过 S_2 修正后，库里厄图不再是直线，说明这种修正不适用。

九、实验结论

1. 通过精密脉冲发生器和 ^{137}Cs 的内转换峰，对 β 能谱进行了能量刻度；
2. 通过刻度后的能谱，测量了 ^{137}Cs 衰变的库里厄图，在未修正的情况下通过 E_{\max} 测得衰变反应的 $Q = 0.5447 \text{ MeV}$ ，和标准值 0.5116 MeV 的相对误差为 6.4%；经过 S_1 修正后，测得 $Q = 0.5070 \text{ MeV}$ ，相对误差为 0.90%。