

创新实验：符合法测量 ^{60}Co 的绝对活度

实验者：余钊焕 合作者：朱 可、朱强忠、时西航
(中山大学理工学院，物理学专业 2006 级，学号 06324043)

2009 年 6 月 18 日

【实验目的】

1. 学习符合测量的基本方法。
2. 学会用符合方法测定 ^{60}Co 放射源的绝对活度。

【实验内容】

1. 调整符合系统参量，选定合适的工作条件，观察各级输出信号波形及其时间关系。
2. 测量符合装置的分辨时间。
3. 用 β - γ 符合方法测量 ^{60}Co 级联衰变放射性绝对活度。

【实验原理】

符合法是研究相关事件的一种方法。符合技术利用电子学的方法在不同探测器的输出脉冲中把有时间关联的事件选择出来。选择同一时刻脉冲的符合称为瞬时符合。选择不同时的、但有一定延迟时间联系的脉冲符合称为延迟符合。

1. 符合分辨时间

探测器的输出脉冲总有一定的宽度，当两个脉冲的起始时间差别很小，以致符合装置不能区分它们的时间差别时，就会被当作同时的事件记录下来。因此，符合装置具有一定的时间分辨能力。符合装置所能区分的最小时间间隔 τ 称为符合的分辨时间，它的大小与输入脉冲的形状、持续时间、符合电路的性能有关。

分辨时间是符合装置的基本参量，它决定了符合装置研究不同事件时间关系时所能达到的精确度。对于大量的独立事件来说，若两个探测器输出信号同时发生在 τ 时间内，符合电路输出符合脉冲，但这两个事件实际上不具有时间关联，此时称这种情况的符合为偶然符合。

假定两道输入脉冲均为理想矩形脉冲，宽度均为 τ ，偶然符合的计数率和两个输入道的计数率分别由 n_{rc} 、 n_1 、 n_2 表示，则 $n_{rc} = 2\tau n_1 n_2$ ，即

$$\tau = \frac{n_{rc}}{2n_1 n_2}。 \quad (1)$$

显然，减少 τ 能够减少偶然符合发生的几率。但是，当 τ 减少到一定程度时，由于辐射进入探测器的时间与输出脉冲前沿之间存在统计性的时间离散，若同时事件的脉冲因脉冲前沿的离散而使得其时距大于 τ ，则在符合电路中不会引起符合计数，从而造成真符合的丢失。

2. 测量符合分辨时间的两种方法

(1) 偶然符合方法测量分辨时间

可通过测量偶然符合计数率 n_{rc} 和单道计数率 n_1 、 n_2 ，再根据(1)式就可以得到符合分辨时间 τ 。 n_1 和 n_2 应是两个独立的放射源或时间上无关联的粒子在两个探测器中分别引起的计数率。 n_{rc} 应纯粹是偶然符合，但实际测出的符合计数率中还包括本底符合计数率 n_b 。本底计数率是由宇宙射线贯穿两个探测器和周围物体中剩余放射性核素的级联衰变及散射等产生的符合计数而构成的。所以，实际测出的符合计数率 $n'_{rc} = n_{rc} + n_b = 2\tau n_1 n_2 + n_b$ ，则

$$\tau = \frac{n'_{rc} - n_b}{2n_1 n_2} \quad (2)$$

在一定的实验条件下可以认为本底符合计数率 n_b 是不变的，从而 n'_{rc} 与 $n_1 n_2$ 成线性关系。通过改变放射源到探测器的距离使 n_1 、 n_2 和 n'_{rc} 改变，作出几组 n'_{rc} 和 $n_1 n_2$ 的数据，用最小二乘法进行线性拟合，就可以求出直线的斜率 2τ 和截距 n_b 。

(2) 利用测量瞬时符合曲线的方法来测定分辨时间

实验所用的符合测量装置如图1所示。

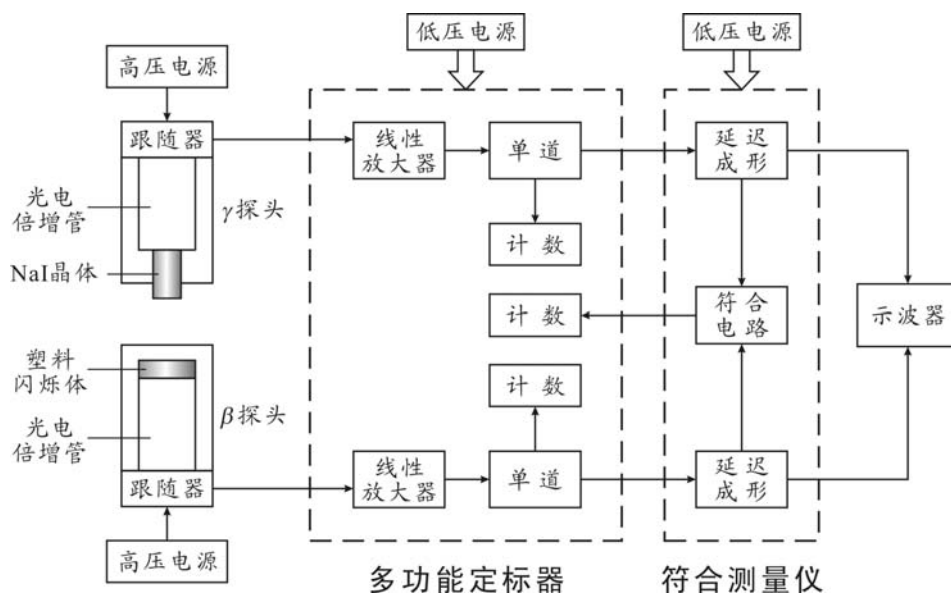


图1 β - γ 符合实验装置

若用脉冲发生器作脉冲信号源，人为地改变两输入道的相对延迟时间 t_d ，则此时符合计数率随 t_d 的分布曲线称为延迟符合曲线。对于瞬发事件（发生的时间间隔远小于符合分辨时间 τ 的事件），测得的延迟符合曲线称为瞬时符合曲线。

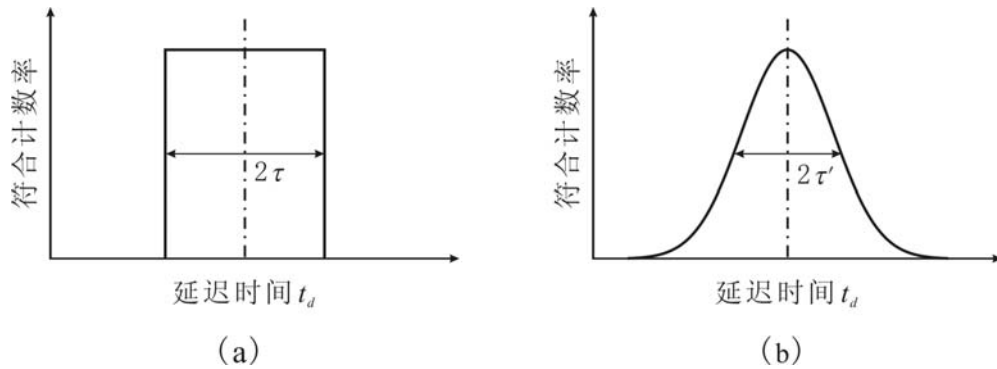


图2 瞬时符合曲线

由于标准脉冲发生器产生的脉冲基本上没有时间离散，测得的瞬时符合曲线是对称的矩形分布，如图2(a)所示。通常把瞬时符合曲线的宽度定为 2τ ， τ 称为电子学分辨时间。

实际上，脉冲前沿的时间离散是探测器输出脉冲所固有的。用放射源 ^{60}Co 的 β - γ 瞬时符合信号作为瞬时符合曲线的测量，结果如图2(b)所示。以瞬时符合曲线的半宽度 FWHM 来定义符合分辨时间 τ' ， τ' 称为物理分辨时间。在慢符合 ($\tau \geq 10^{-7}\text{s}$) 的情况下， $\tau' \approx \tau$ 。

3. β - γ 符合测量放射源绝对活度的方法

当 ^{60}Co 衰变时，会同时放出 β 射线和 γ 射线，称为级联辐射，图3为其衰变图。利用图1所示的实验装置进行 β - γ 符合。两个探测器都采用闪烁计数器， β 探测器用塑料闪烁体，以测量 β 粒子，虽然它对 γ 射线也很灵敏，但探测效率较低。 γ 探测器用 NaI(Tl) 闪烁体，外加铝屏蔽罩，将发出 ^{60}Co 的 β 射线完全挡住，因而只能探测到 γ 射线。

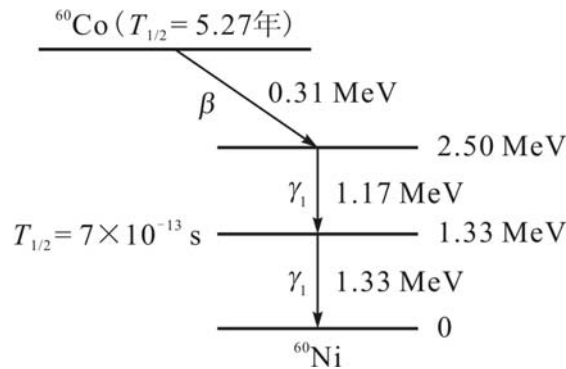


图3 ^{60}Co 衰变图

设 ^{60}Co 放射源的活度为 A_0 (衰变数/秒)，用 $n_{\beta 0}$ 、 $n_{\gamma 0}$ 和 n_{c0} 分别表示 β 粒子

在 β 探测器中引起的计数率、 γ 射线在 γ 探测器中引起的计数率以及 β - γ 真符合计数率。从而，放射源的活度

$$A_0 = \frac{n_{\beta 0} n_{\gamma 0}}{n_{c0}} \quad (3)$$

由上式可以看出，活度只与两个输入道和符合道的计数有关，与探测器的效率无关，这给测量带来了很大的方便。但是，要从实验数据准确地得到活度 A_0 ，还需要进行一系列修正。

(1) β 道、 γ 道和符合道计数的实验测定

β 道：直接测得的总计数率并 n_β 不完全是 β 粒子的贡献，还包含本底计数率 $n_{\beta b}$ 和由 ^{60}Co 源而来的 γ 射线引起的计数率 $n_{\beta\gamma}$ ，所以，真正的 β 粒子计数率

$$n_{\beta 0} = n_\beta - (n_{\beta b} + n_{\beta\gamma}) \quad (4)$$

若根据 ^{60}Co 源发出 β 射线的能量，在放射源上加一块适当厚度的铝片来挡掉 β 射线，则测得的真正的 β 道计数率为 $(n_{\beta b} + n_{\beta\gamma})$ 。

γ 道：直接测得的总计数率 n_γ 包含本底计数率 $n_{\gamma b}$ 。真正的 γ 射线计数率

$$n_{\gamma 0} = n_\gamma - n_{\gamma b} \quad (5)$$

符合道：因为 β 探测器对 γ 射线也有一定的灵敏度，所以符合测量得到的总符合计数率

$$n_c = n_{c0} + n_{rc} + n_{\gamma\gamma} + n_{cb} \quad (6)$$

其中， n_{rc} 是偶然符合计数率，一般来说真正的符合道计数率 $n_{c0} \ll n_\beta$ 或 n_γ ，可由测得的 τ 、 n_β 、 n_γ 根据（1）式计算得到

$$n_{rc} = 2\tau n_\beta n_\gamma \quad (7)$$

此外， n_{cb} 是本底计数率， $n_{\gamma\gamma}$ 是进入 β 探测器的 γ 与 γ 道记录的 γ 引起的 γ - γ 真符合计数率。在 ^{60}Co 放射源上加一块适当厚度的铝片来挡掉 β 射线，测得的两道符合计数率 n_{cb0} 为

$$n_{cb0} = n_{\gamma\gamma} + n_{cb} + 2\tau(n_{\beta b} + n_{\beta\gamma})n_\gamma,$$

即

$$n_{\gamma\gamma} + n_{cb} = n_{cb0} - 2\tau(n_{\beta b} + n_{\beta\gamma})n_\gamma \quad (8)$$

其中 $2\tau(n_{\beta b} + n_{\beta\gamma})n_\gamma$ 是 γ - γ 偶然符合计数率。

由（6）、（7）、（8）和（4）式可得

$$n_{c0} = n_c - 2\tau n_{\beta 0} n_{\gamma 0} - n_{cb0} \quad (9)$$

由 (3)、(4)、(5) 和 (9) 式可得

$$A_0 = \frac{n_{\beta 0} n_{\gamma 0}}{n_c - 2\tau n_{\beta 0} n_{\gamma} - n_{cb0}} = \frac{(n_{\beta} - n_{\beta b} - n_{\beta \gamma})(n_{\gamma} - n_{\gamma b})}{n_c - 2\tau(n_{\beta} - n_{\beta b} - n_{\beta \gamma})n_{\gamma} - n_{cb0}}。 \quad (10)$$

(2) 符合法测量放射源绝对活度的误差

由 (10) 式, 根据误差传递公式, 放射源活度 A_0 的标准误差的平方为

$$\sigma_A^2 = \left(\bar{A}K_{n_{\gamma}}\sigma_{n_{\gamma}}\right)^2 + \left(\bar{A}K_{n_{\beta}}\sigma_{n_{\beta}}\right)^2 + \left(\bar{A}K_{n_c}\sigma_{n_c}\right)^2 + \left(\bar{A}K_{n_{\beta b}+n_{\beta \gamma}}\sigma_{n_{\beta b}+n_{\beta \gamma}}\right)^2 + \left(\bar{A}K_{n_{cb0}}\sigma_{n_{cb0}}\right)^2 + \left(\bar{A}K_{n_{\gamma b}}\sigma_{n_{\gamma b}}\right)^2, \quad (11)$$

其中 σ_x 表示 x 的标准误差, 各系数 K_x (来自误差传递公式中的各项偏微分) 为

$$\begin{cases} K_{n_{\gamma}} = \frac{1}{\bar{n}_{\gamma} - \bar{n}_{\gamma b}} + \frac{2\tau[\bar{n}_{\beta} - (\bar{n}_{\beta b} + \bar{n}_{\beta \gamma})]}{\bar{n}_{c0}} \\ K_{n_{\beta}} = K_{n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}} = \frac{1}{\bar{n}_{\beta} - (\bar{n}_{\beta b} + \bar{n}_{\beta \gamma})} + \frac{2\tau\bar{n}_{\gamma}}{\bar{n}_{c0}}, \\ K_{n_c} = K_{n_{cb0}} = \frac{1}{\bar{n}_{c0}} \\ K_{n_{\gamma b}} = \frac{1}{\bar{n}_{\gamma} - \bar{n}_{\gamma b}} \end{cases} \quad (12)$$

而 $\bar{n}_{c0} = \bar{n}_c - 2\tau\bar{n}_{\beta 0}n_{\gamma} - \bar{n}_{cb0} = \bar{n}_c - 2\tau[\bar{n}_{\beta} - (\bar{n}_{\beta b} + \bar{n}_{\beta \gamma})]n_{\gamma} - \bar{n}_{cb0}。$

由 (11) 式可得 A_0 的相对标准误差

$$\begin{aligned} \nu_A &\equiv \frac{\sigma_A}{A} \\ &= \sqrt{K_{n_{\gamma}}^2 \sigma_{n_{\gamma}}^2 + K_{n_{\beta}}^2 \sigma_{n_{\beta}}^2 + K_{n_c}^2 \sigma_{n_c}^2 + K_{n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}}^2 \sigma_{n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}}^2 + K_{n_{cb0}}^2 \sigma_{n_{cb0}}^2 + K_{n_{\gamma b}}^2 \sigma_{n_{\gamma b}}^2}, \quad (13) \end{aligned}$$

在本底($n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}$)和 $n_{\gamma b}$ 较小的条件下, A_0 的相对标准误差可近似为

$$\nu_A = \sqrt{\left(1 + \frac{n_{rc}}{n_c}\right)^2 (\nu_{\beta}^2 + \nu_{\gamma}^2 + \nu_c^2) + \left(\frac{n_{rc}}{n_c}\right)^2 \nu_{\tau}^2 + \left(\frac{n_{cb0}}{n_c}\right)^2 \nu_{cb0}^2}。 \quad (14)$$

在实际工作中, 可根据误差要求和具体条件对上式进行化简。例如, 在 $n_{\gamma c}/n_c \ll 1$ 和 $n_{cb0}/n_c \ll 1$, 且 n_{γ} 和 n_{β} 的相对误差 ν_{γ} 和 ν_{β} 都比较小时, (11) 式可简化为

$$\nu_A = \sqrt{\nu_{\beta}^2 + \nu_{\gamma}^2 + \nu_c^2} \approx \nu_c。 \quad (15)$$

(3) 用符合 β - γ 符合测量活度的限制

真符合计数率与偶然符合计数率的比值 (简称真偶符合比) 是符合实验的一个重要指标。为保证真符合的计数率大于偶然符合计数率, 要求真偶符合比 n_{c0}

$n_{\gamma c} \geq 1$, 因 $n_{c0}/n_{\gamma c} = 1/2 \tau A_0$, 故 $A_0 \leq 1/2 \tau$ 。这说明所测的活度不能很强, 受到电路符合分辨时间的限制。采用分辨时间小的符合电路, 允许测量较强的放射源。

【实验装置】

β 和 γ 闪烁探头、DBQ-4A 型多功能定标器 (包含线性放大器、单道分析器、和计数器等)、FH-07A 型符合测量仪、高压电源两个、TDS-1001B 型双迹脉冲示波器、 ^{60}Co 放射源和 ^{137}Cs 放射源, 铅片和厚铝片若干。

【实验步骤】

1. 按实验框图连接仪器。
2. 放入放射源 ^{60}Co , 将单道的范围固定在 208~223 道, 调节高压电源和放大器放大倍数, 进行计数, 寻找合适的工作条件 (能找出 ^{60}Co 的全能峰)。
3. 选定工作条件后, 分 16 个单道测量 ^{60}Co 的 γ 能谱。
4. 根据测得的 γ 能谱调整符合系统参量, 选定合适的工作条件。
5. 调节延时使得符合电路中的两道脉冲之间无延时, 测出此时的 γ 计数率 n_{γ} 、 β 计数率 n_{β} 和符合计数率 n_c 。
6. 加上适当厚度的铝片, 挡住从 ^{60}Co 发出的 β 射线, 使其不能进入 β 闪烁探头, 测量此时的 β 计数率 ($n_{\beta\beta} + n_{\beta\gamma}$) 和符合计数率 n_{cb0} 。
7. 撤去 ^{60}Co 源, 测出本底的 γ 计数率 $n_{\gamma b}$ 。
8. 计算 ^{60}Co 的绝对活度 A_0 及其相对误差 ν_A 。

【测量数据和数据分析】

为了寻找合适的工作条件, 设置单道范围为 208~223, 放大倍数为 $\times 1$, 测量时间为 20 s, 从低到高调节 γ 探头的高压, 测量在不同高压下 ^{60}Co 的 γ 计数, 列于表 1。

表 1 208~223 道处不同高压下 ^{60}Co 的 γ 计数

高压 / V	681	700	718	737	746	750	753	756	762	767
计数	7	7	14	341	320	472	493	422	265	262
高压 / V	776	793	812	829	846	863	883	897	913	930
计数	376	268	208	202	179	195	152	170	216	239

从上表可以看出, 同一道域处 ^{60}Co 的 γ 计数会随着高压大小的变化而变化。当高压增大时, 以能量为横轴、计数为纵轴的 ^{60}Co 的 γ 能谱会在横轴上被整体“拉伸”, 因此可以将道域 208~223 视为一个“窗口”来寻找 ^{60}Co 的全能峰。在适当的高压处, 208 ~ 223 道的计数会达到最大, 此时 ^{60}Co 的一个全能峰应处于此道

域。用表 1 的数据绘出图 4。

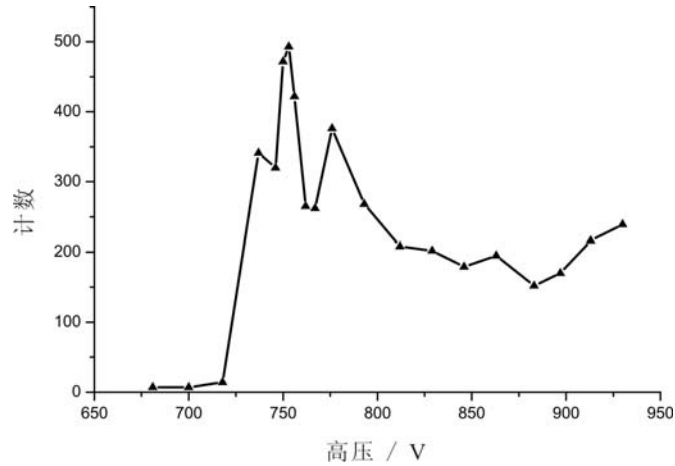


图 4 208 ~ 223 道处 ^{60}Co 的 γ 计数曲线

上图中，在 746~762 V 高压处有一个较大的峰，我们在其附近寻找合适的高压，以绘制的 ^{60}Co 的 γ 能谱。经过多次尝试，最后设置高压为 735 V，放大倍数为 55×1 ，测量时间为 20 s，然后将 0~255 道分成 16 份，测量 ^{60}Co 的 γ 能谱，列于表 2。

表 2 735 高压 V 下 ^{60}Co 的 γ 能谱

道	0	1	2	3	4	5	6	7
道 域	0~15	16~31	32~47	48~63	64~79	80~95	96~111	112~127
计 数		889	1058	621	453	388	358	459
道		8	9	10	11	12	13	15
道 域	128~143	144~159	160~175	176~191	192~207	208~223	224~239	240~255
计 数	416	425	316	565	303	242	7	11

用上表数据绘制 ^{60}Co 的 γ 能谱，如图 5 所示。

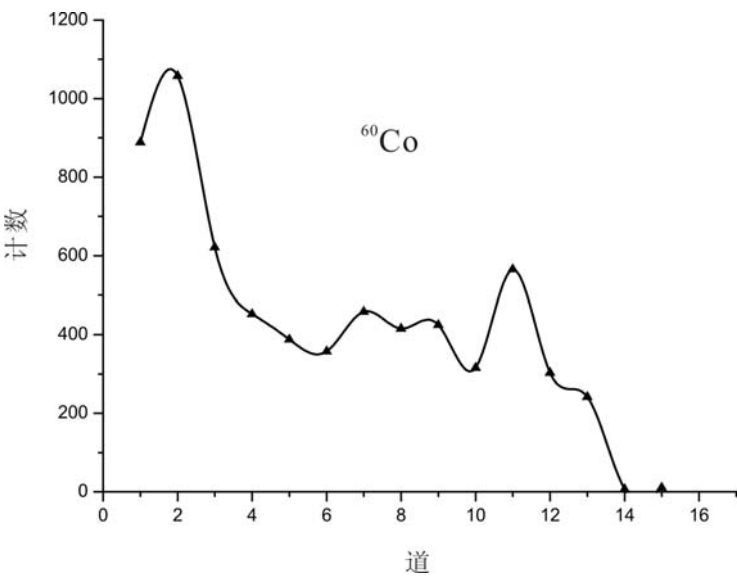


图 5 735 V 高压下 ^{60}Co 的 γ 能谱曲线

实验中所用放射源的活度比较弱，并且只分了 16 个道，测量时间比较短，导致测得的 ^{60}Co 的 γ 能谱曲线非常粗糙，但仍可以看出，在道域 176~191 处有一个明显的谱峰，应是 ^{60}Co 两个全能峰中的一个。因此，在下面做符合计数时，将 γ 信号的单道限制在 96~239 处，从而至少能够将 ^{60}Co 的一个全能峰包含在内。

下面进行符合计数。设置 γ 信号的高压为 735 V，单道范围为 96~239；设置 β 信号的高压为 1025 V，单道范围为 60~255； γ 信号和 β 信号的放大倍数均设置为 -55×1 ，测量时间均为 600 s，两脉冲信号的宽度均为 $0.4 \mu\text{s}$ （由于该实验装置性能良好，此时可将符合分辨时间视为 $\tau = 0.4 \mu\text{s}$ ），并调节两个信号的延时均为零。在此条件下，测量 γ 计数率 n_γ 、 β 计数率 n_β 和符合计数率 n_c 。再加适当厚度的铝片和铅片，测量此时的 β 计数率（ $n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}$ ）和符合计数率 n_{cb0} 。最后撤去 ^{60}Co 源，测出本底的 γ 计数率 $n_{\gamma b}$ 。数据均列于表 3。

表 3 各种计数、计数率及其标准误差

计 数		实 测 计 数					计数 平均值	标准误 差 σ	相对标准误 差 ν
		1	2	3	4	5			
不 加 铝 片	N_γ	103635	102462	102647	102734	102392	102774.0	223.9	0.22 %
	N_β	18531	19480	19847	19506	19508	19374.4	221.5	1.14 %
	N_c	158	156	154	138	150	151.2	3.6	2.35 %
加 铝 片	$N_{\beta b} + N_{\beta \gamma}$	14788	14830	14954	14984	14759	14863.0	45.0	0.30 %
	N_{cb0}	84	83	98	127	78	94.0	8.9	9.46 %
本 底	$N_{\gamma b}$	2139	2101	4380	2137	2111	2573.6	451.7	17.55 %

计 数 率		计数率平均值（次 / s）	标准误差 σ （次 / s）	相对标准误差 ν
不 加 铝 片	n_γ	171.290	0.373	0.22 %
	n_β	32.291	0.369	1.14 %
	n_c	0.252	0.006	2.35 %
加 铝 片	$n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}$	24.772	0.075	0.30 %
	n_{cb0}	0.157	0.015	9.46 %
本 底	$n_{\gamma b}$	4.289	0.753	17.55 %

将上表各计数率平均值代入（10）式，计算 ^{60}Co 活度 A_0 的平均值，得

$$\bar{A}_0 = 13315.4 \text{ Bq}。$$

由于测得的 $(n_{\beta b} + n_{\beta \gamma})$ 较大，这里不能采用进行过近似的 (14) 式。于是，利用 (12) 和 (13) 式计算 A_0 的相对标准误差，得

$$\nu_A = 17.68 \%。$$

因此，测得的 ^{60}Co 绝对活度为

$$A_0 = 13.32(1 \pm 17.68 \%) \text{ kBq} = (13.32 \pm 2.36) \text{ kBq}。$$

误差分析： ^{60}Co 绝对活度 A_0 最终测量结果的标准误差是比较大的，误差主要来自于某些测量值的误差传递。由 (13) 式可以看出，各个测量值的误差在传递过程中对 A_0 的相对标准误差 ν_A 的贡献是不相同的，可以用 $K_x \sigma_x$ 的大小来衡量各测量值的误差对于 ν_A 的贡献。为此，计算各测量值的 $K_x \sigma_x$ 并列于表 4。

表 4 各测量值对 ν_A 的贡献 $K_x \sigma_x$

$K_{n_\gamma} \sigma_{n_\gamma}$	$K_{n_\beta} \sigma_{n_\beta}$	$K_{n_c} \sigma_{n_c}$	$K_{n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}} \sigma_{n_{\beta b} + n_{\beta \gamma}}$	$K_{n_{cb0}} \sigma_{n_{cb0}}$	$K_{n_{yb}} \sigma_{n_{yb}}$
0.23 %	4.96 %	6.28 %	1.01 %	15.72 %	0.45 %

由上表可以看到，对相对标准误差 ν_A 的贡献最大的是加铝片的符合计数率 n_{cb0} 的测量误差，其次是 β 计数率 n_β 和符合计数率 n_c 的测量误差。

在实验发现，加铝片挡住从 ^{60}Co 发出的 β 射线后，测得的 $(n_{\beta b} + n_{\beta \gamma})$ 还是很大，推测这是由 β 探头探测 ^{60}Co 发出的 γ 射线得到较大的 $n_{\beta \gamma}$ 所引起的。为验证这一点，放上一个几乎只发射 γ 射线的放射源，发现 β 探头对它的探测引起的计数率很大。因此，可以得出结论，实验所用的 β 探头对 γ 射线非常敏感，实验时加铝片后测得的 $(n_{\beta b} + n_{\beta \gamma})$ 主要来自于 ^{60}Co 发出的 γ 射线。这可能会影响本实验测得的 ^{60}Co 绝对活度的准确性。

【补充说明】

实验一开始想用 ^{137}Cs 来做瞬时符合测量，但实际测量时发现符合计数的结果是不正确的。实际上， ^{137}Cs 不能用于瞬时符合测量，下面论证这一点。

^{137}Cs 经 β 衰变放出一个 β 粒子后变为 ^{137}Ba ，半衰期为 30.08 年。具体衰变过程如图 6 所示。 ^{137}Cs 衰变时，有 8% 的概率放出能量为 1.173 MeV 的 β 粒子后，变为基态的 ^{137}Ba ；另外 92% 先放出一个能量为

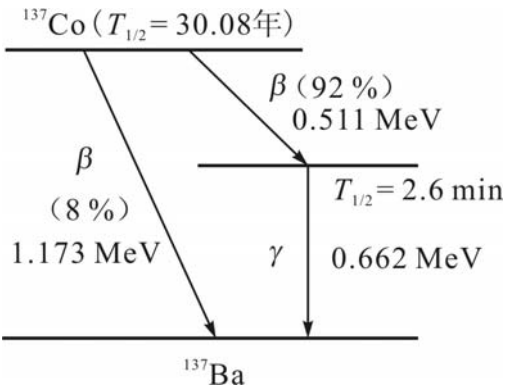


图 6 ^{137}Cs 衰变图

0.511 MeV 的 β 粒子, 变为激发态的 ^{137}Ba , 再由激发态的 ^{137}Ba 退激回到基态 (半衰期为 2.6 分钟), 放出能量为 0.662 MeV 的 γ 射线。虽然第二个过程会放出 β 射线和 γ 射线, 但两者不能视为是同时发出的 (从激发态的 ^{137}Ba 退激回到基态的半衰期为 2.6 分钟!), 根本就不能进行瞬时符合测量。