

2015 年度 学部卒業論文  
 $^{60}\text{Co}$  線源を用いた  $^{60}\text{Ni}$  からの  $\gamma$  線角度相関の測定

奈良女子大学 理学部物理科学科  
高エネルギー物理学研究室  
伊藤由莉 平石望

平成 28 年 3 月 15 日



# 目次

第 1 章	目的	9
第 2 章	実験の原理	11
2.1	実験の概要	11
2.2	理論	12
2.2.1	軌道角運動量	12
2.2.2	昇降演算子	12
2.2.3	角度分布	13
2.2.4	角度相関	16
2.3	物理現象	18
2.3.1	原子核崩壊	18
	$\beta^-$ 崩壊	18
	$\gamma$ 崩壊	18
2.3.2	$\gamma$ 線と物質との相互作用	18
	光電効果	18
	コンプトン散乱	19
	電子対生成と対消滅	21
2.3.3	$\gamma$ 線の減弱	22
	線吸収係数 (線減弱係数)	22
	質量吸収係数と飛程	23
2.3.4	放射線源の崩壊	24
	$^{137}\text{Cs}$ 線源の崩壊	24
	$^{22}\text{Na}$ 線源の崩壊	25
2.4	実験器具	26
2.4.1	CsI(Tl) シンチレーター	26
2.4.2	PhotoMultiplier Tube (PMT)	26
2.4.3	Shaper	27
2.4.4	Discriminator	27
2.4.5	Coincidence	27
2.4.6	Gate Generator	28
2.4.7	Analog to Digital Converter (ADC or A/D)	28

第 3 章	事前実験	29
3.1	Delay カーブ測定	29
3.2	シンチレーション検出器の作成	30
3.3	シンチレーターへの入射位置による検出数のばらつきの測定	32
3.4	エネルギー較正定数	35
第 4 章	$\gamma$ 線の角度相関	39
4.1	実験の手順	39
	シングルレート補正	40
4.2	セットアップ	40
4.3	実験結果	42
	角度分布	45
4.4	考察	47
	コンプトン散乱の影響	47
4.5	結論	52
4.6	今後の課題	52
第 5 章	謝辞	55
	参考文献	57
付録 A	ADC データ収集プログラム	59
付録 B	角度相関グラフ作成プログラム	65

# 表目次

3.1	モジュールの設定 . . . . .	33
3.2	入射位置における測定時間 (10 万イベント) . . . . .	34
3.3	線源のエネルギーピーク (H6410 検出器) . . . . .	36
3.4	線源のエネルギーピーク (H7195 検出器) . . . . .	36
3.5	検出器についてのベデスタルとエネルギー較正定数 . . . . .	38
4.1	各 PMT に対するエレクトロニクスの設定 . . . . .	41
4.2	各条件でのフィット結果 . . . . .	47
4.3	Fit と integral の比較 . . . . .	47
4.4	カット後のフィット結果 . . . . .	51
4.5	カット後の Fit と integral の比較 . . . . .	51



# 図目次

2.1	$^{60}\text{Co}$ の壊変図 . . . . .	11
2.2	検出器の概念図 . . . . .	12
2.3	コンプトン散乱の概念図 . . . . .	19
2.4	入射光子のエネルギーが 1.17 MeV と 1.33 MeV の場合の光子の散乱角とエネルギーの関係 . . . . .	20
2.5	コンプトン散乱 $\gamma$ 線の角度分布 [4] . . . . .	21
2.6	コンプトン反跳電子の角度分布 [4] . . . . .	21
2.7	空気 (0 °C, 760 mmHg, $\rho = 0.001293 \text{ g/cm}^3$ ) における $\gamma$ 線の質量吸収係数 [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ] [9] . . . . .	23
2.8	鉛における $\gamma$ 線の質量吸収係数 [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ] [9] . . . . .	24
2.9	$^{137}\text{Cs}$ の壊変図 . . . . .	25
2.10	$^{22}\text{Na}$ の壊変図 . . . . .	25
2.11	CsI(Tl) シンチレーター . . . . .	26
2.12	PMT . . . . .	27
2.13	H.V. 電源 . . . . .	27
2.14	Shaper . . . . .	28
2.15	Discriminator . . . . .	28
2.16	Coincidence . . . . .	28
2.17	Gate Generator . . . . .	28
2.18	ADC . . . . .	28
3.1	Delay カーブ測定の設定アップ . . . . .	29
3.2	Delay カーブ . . . . .	30
3.3	CsI(Tl) シンチレーター . . . . .	31
3.4	入射位置を限定させた $^{60}\text{Co}$ $\gamma$ 線検出の設定アップ . . . . .	32
3.5	入射位置限定の概念図 . . . . .	33
3.6	入射位置についての ADC 分布 . . . . .	34

3.7	線源からの $\gamma$ 線検出のセットアップ	35
3.8	$^{137}\text{Cs}$ 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)	35
3.9	$^{22}\text{Na}$ 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)	35
3.10	$^{137}\text{Cs}$ 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)	36
3.11	$^{22}\text{Na}$ 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)	36
3.12	エネルギー較正定数のグラフ (H6410 検出器)	37
3.13	エネルギー較正定数のグラフ (H7195 検出器)	37
3.14	ペDESTALの ADC 分布とガウスフィット	38
4.1	条件 (1) 両方の検出器ともにコリメーターを置かない	39
4.2	条件 (2) H6410 検出器にのみコリメーターを置く	39
4.3	条件 (3) 両方の検出器ともにコリメーターを置く	39
4.4	$\gamma$ 線同時計検出のセットアップ	40
4.5	使用した鉛コリメーター	41
4.6	条件 (1) での角度ごとの一次元ヒストグラム	42
4.7	条件 (1) での角度ごとの二次元ヒストグラム	42
4.8	条件 (2) での角度ごとの一次元ヒストグラム (シングルレート補正無し)	43
4.9	条件 (2) での角度ごとの二次元ヒストグラム (シングルレート補正無し)	43
4.10	条件 (3) での角度ごとの一次元ヒストグラム (シングルレート補正無し)	44
4.11	条件 (3) での角度ごとの二次元ヒストグラム (シングルレート補正無し)	44
4.12	条件 (1) での角度分布	46
4.13	条件 (2) での角度分布	46
4.14	条件 (3) での角度分布	46
4.15	同時検出したイベントの原因が 1 本の $\gamma$ 線であるときの様子	47
4.16	条件 (1) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム	48
4.17	条件 (2) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム	49
4.18	条件 (3) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム	49
4.19	条件 (1) でのカット後の角度分布	50
4.20	条件 (2) でのカット後の角度分布	50
4.21	条件 (3) でのカット後の角度分布	50

# 第 1 章

## 目的

原子核から放出される  $\gamma$  線の観測は、原子核の構造解析において有力な方法であり、その中の 1 つに角度相関の測定がある。角度相関とは 1 つの原子核が 2 本以上の  $\gamma$  線を出すときに、それらの  $\gamma$  線の出る角度の違いであり、これは原子核のもつ角運動量に依存して決まっているため、角度相関を調べることによって原子核の構造を見ることができる。

本研究では、 $^{60}\text{Co}$  が  $\beta^-$  崩壊して  $^{60}\text{Ni}$  の励起状態に遷移した後、 $^{60}\text{Ni}$  が基底状態へ遷移するために放出される 2 本の  $\gamma$  線の角度相関を測定することにより、原子核のもつ角運動量について議論する。さらに、それらの過程を通して、高エネルギー物理学の基礎的な知識や実験技術を習得することを目的とする。



## 第 2 章

# 実験の原理

### 2.1 実験の概要

$^{60}\text{Co}$  は、 $\beta^-$  崩壊をして  $^{60}\text{Ni}$  の励起状態へ遷移する。 $^{60}\text{Ni}$  の励起状態 (2.50 MeV) は即座に  $\gamma$  線を放出し、中間準位 (1.33 MeV) を経て基底状態に遷移する。この際に 1.17 MeV と 1.33 MeV の 2 本の  $\gamma$  線が放射されるが、この 2 本の  $\gamma$  線の放射される角度には相関が見られる。1 つの原子核から放出される 2 本の  $\gamma$  線の角度相関は、その原子核の持つ角運動量に依存して決まっており、これを測定することにより原子核の構造について議論する。

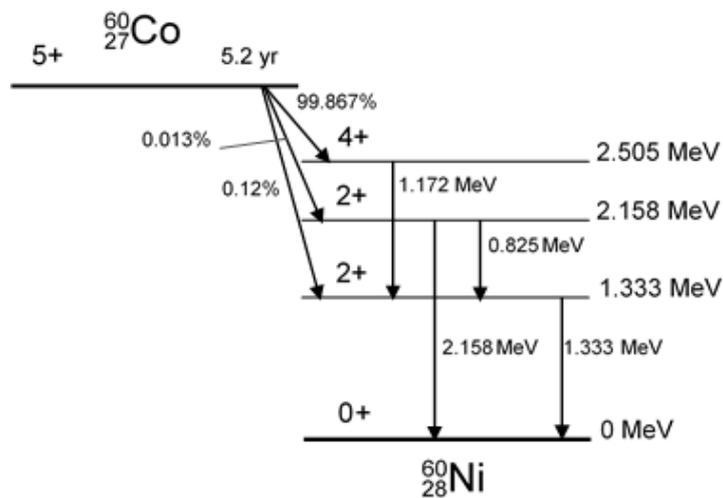


図 2.1  $^{60}\text{Co}$  の壊変図

本実験では、2 本のシンチレーション検出器を用いて  $^{60}\text{Co}$  線源からくる 2 本の  $\gamma$  線のコインシデンス頻度を測定する。2 つの検出器間の角度を変えて、各角度における  $\gamma$  線のコインシデンス頻度を測定することによって、2 本の  $\gamma$  線の角度相関分布を得る。

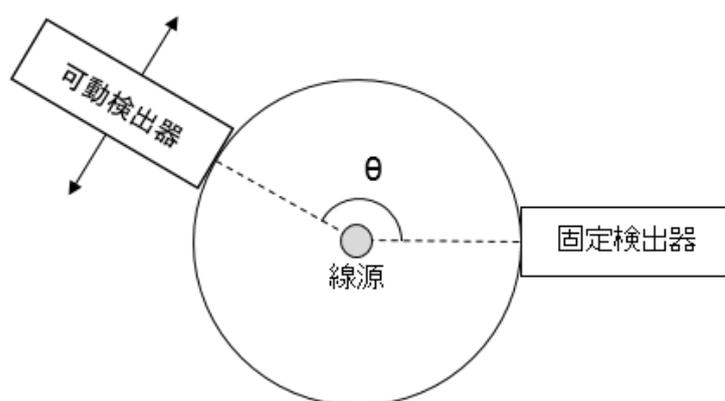


図 2.2 検出器の概念図

## 2.2 理論

### 2.2.1 軌道角運動量

量子力学において、軌道角運動量  $\mathbf{J}$  は、位置  $\mathbf{r}$  と運動量  $\mathbf{p}$  を用いて

$$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (2.1)$$

であらわされる。ここで  $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$  である。交換関係を計算すると

$$[J_x, J_y] = i\hbar J_z, \quad [J_y, J_z] = i\hbar J_x, \quad [J_z, J_x] = i\hbar J_y \quad (2.2)$$

$$[\mathbf{J}^2, J_z] = 0 \quad (2.3)$$

となり、 $\mathbf{J}^2$  と  $J_z$  は可換であるので同時対角化可能である。その固有値をそれぞれ  $a, m$ 、固有状態を  $|a, m\rangle$  すると

$$\mathbf{J}^2 = a\hbar^2 |a, m\rangle \quad (2.4)$$

$$J_z = m\hbar |a, m\rangle \quad (2.5)$$

とあらわされる。

### 2.2.2 昇降演算子

昇降演算子を

$$J_{\pm} = J_x \pm iJ_y \quad (2.6)$$

と定義する。ここで

$$J_{\pm}^{\dagger} = J_x \mp iJ_y = J_{\mp} \quad (2.7)$$

である。昇降演算子それぞれの比例定数を  $N_+, N_-$  とすると

$$J_+ |a, m\rangle = N_+ \hbar |a, m+1\rangle \quad (2.8)$$

$$J_- |a, m\rangle = N_- \hbar |a, m-1\rangle \quad (2.9)$$

とあらわされる。また、

$$J_- J_+ = \mathbf{J}^2 - J_z^2 - \hbar J_z \quad (2.10)$$

$$J_+ J_- = \mathbf{J}^2 - J_z^2 + \hbar J_z \quad (2.11)$$

がなりたつので、このの両辺を  $\langle a, m |$  と  $|a, m \rangle$  で挟むと

$$\langle a, m | J_- J_+ |a, m \rangle = \langle a, m | \mathbf{J}^2 - J_z^2 + \hbar J_z |a, m \rangle \quad (2.12)$$

$$(2.12 \text{ の右辺}) = \langle a, m | J_+^\dagger J_+ |a, m \rangle \quad (2.13)$$

$$= N_+^2 \hbar^2 \quad (2.14)$$

$$(2.12 \text{ の左辺}) = \langle a, m | a \hbar^2 - (m \hbar)^2 + \hbar m \hbar |a, m \rangle \quad (2.15)$$

$$= (a - m^2 - m) \hbar^2 \quad (2.16)$$

$$\therefore N_+ = \sqrt{a - m^2 - m} \quad (2.17)$$

同様にして、

$$N_- = \sqrt{a - m^2 + m} \quad (2.18)$$

となり、昇降演算子の比例定数が求まる。

$m$  は最大値と最小値を持ち、ある  $a$  の値に対して  $m$  の取り得る最大値を  $j$  とすると  $J_+ |a, j\rangle = 0$  でなければならぬことから、 $\sqrt{a - j^2 - j} = 0$  つまり  $a = j(j+1)$  であることがわかる。同様に、 $m$  の最小値は  $-j$  であることがわかる。ここで  $m_{max} = j$ 、 $m_{min} = -j$  とすると、 $m_{max} - m_{min} = 2j$  となり、 $m$  は 1 ずつ変化することから  $2j$  は整数である。

以上のことから、 $\mathbf{J}^2$  は  $a = j(j+1)$ 、 $J_z$  は  $-j$  から  $j$  までの  $2j+1$  個の固有値を取り得る。つまり、 $m = j+1-n$  ( $n = 1, 2, \dots, 2j+1$ ) と表すことができる。また、この時の固有状態を  $|j, m\rangle$  と書くことにする。

### 2.2.3 角度分布

原子核から放出された  $\gamma$  線が角運動量  $\lambda$  を持つとき、その  $z$  方向の成分を  $\mu$  とする。この  $z$  軸と、 $\gamma$  線の飛び出した方向 ( $z'$  軸とする) とのなす角度を  $\theta$  とすると、光子の helicity として  $\pm 1$  のみが許されることから、 $z'$  軸方向の角運動量の成分  $\mu'$  は  $\pm 1$  である。このことから、状態  $|\lambda, \mu\rangle$  を  $|\lambda, \mu'\rangle$  で展開し、 $\mu' = \pm 1$  の部分のみを取り出すことで、角度分布を求めることができる。これは、 $J_{z'} = \cos \theta J_z + \sin \theta J_x$  を対角化し、この固有ベクトルを求めることに等しいので、まず角運動量演算子  $\mathbf{J}$  の行列表示を考える。

$J_z$  は対角化されていて、固有状態が  $|\lambda, \mu\rangle$ 、固有値が  $\mu$  であるとする、

$$J_z |\lambda, \mu\rangle = \mu \hbar |\lambda, \mu\rangle \quad (2.19)$$

であり、 $\mu = \lambda + 1 - n$  ( $n = 1, 2, \dots, 2\lambda + 1$ ) と書ける。ここで

$$|n\rangle = |\lambda, \mu = \lambda + 1 - n\rangle \quad (2.20)$$

と置くと、

$$\langle n' | J_z |n\rangle = \hbar(\lambda + 1 - n) \delta_{n'n} \quad (2.21)$$

となるので

$$J_z = \begin{pmatrix} \lambda & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda - 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & -\lambda \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

である。

次に  $J_x$  と  $J_y$  を行列表示する。 $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$  より、

$$J_x = \frac{1}{2}(J_+ + J_-) \quad (2.23)$$

$$J_y = \frac{1}{2i}(J_+ - J_-) \quad (2.24)$$

であるので、 $J_x$  の行列表示は

$$\langle n|J_x|n'\rangle = \frac{\hbar}{2}\langle n|J_+|n'\rangle + \frac{\hbar}{2}\langle n|J_-|n'\rangle \quad (2.25)$$

$$= \frac{\hbar}{2}\langle \lambda, \mu = \lambda + 1 - n|J_+|\lambda, \mu = \lambda + 1 - n'\rangle \quad (2.26)$$

$$+ \frac{\hbar}{2}\langle \lambda, \mu = \lambda + 1 - n|J_-|\lambda, \mu = \lambda + 1 - n'\rangle$$

$$= \frac{\hbar}{2}\sqrt{(n'-1)(2\lambda+2-n')}\langle \lambda, \mu = \lambda + 1 - n|\lambda, \mu = \lambda + 2 - n'\rangle \quad (2.27)$$

$$+ \frac{\hbar}{2}\sqrt{n'(2\lambda+1-n')}\langle \lambda, \mu = \lambda + 1 - n|\lambda, \mu = \lambda - n'\rangle$$

$$= \frac{\hbar}{2}\sqrt{(n'-1)(2\lambda+2-n')}\delta_{nn'-1} + \frac{\hbar}{2}\sqrt{n'(2\lambda+1-n')}\delta_{nn'+1} \quad (2.28)$$

のように書ける。簡単のために、 $\lambda = 1$  の場合を考えると、

$$\langle n|J_x|n'\rangle = \frac{\hbar}{2}\sqrt{-(n'-1)(n'-4)}\delta_{nn'-1} + \frac{\hbar}{2}\sqrt{-n'(n'-3)}\delta_{nn'+1} \quad (n, n' = 1, 2, 3) \quad (2.29)$$

であるので、

$$J_x = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

$J_y$  も同様に

$$\langle n|J_y|n'\rangle = \frac{\hbar}{2i}\sqrt{(n'-1)(2\lambda+2-n')}\delta_{nn'-1} - \frac{\hbar}{2i}\sqrt{n'(2\lambda+1-n')}\delta_{nn'+1} \quad (2.31)$$

$\lambda = 1$  の場合、

$$\langle n|J_y|n'\rangle = \frac{\hbar}{2i}\sqrt{-(n'-1)(n'-4)}\delta_{nn'-1} - \frac{\hbar}{2i}\sqrt{-n'(n'-3)}\delta_{nn'+1} \quad (n, n' = 1, 2, 3) \quad (2.32)$$

$$J_y = \frac{\hbar}{\sqrt{2}}i \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

以上から  $J_{z'} = \cos \theta J_z + \sin \theta J_x$  が計算でき、

$$J_{z'} = \cos \theta J_z + \sin \theta J_x = \begin{pmatrix} \cos \theta & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

ここで、行列  $A$  が固有値  $\mu_i$  を持つとき、行列  $A$  の固有多項式  $f(x)$  は

$$f(x) = (x - \mu_1)(x - \mu_2) \cdots (x - \mu_i) \quad (2.35)$$

$f(x)$  に  $A$  を代入することを許すと、

$$f(A) = (A - \mu_1 E)(A - \mu_2 E) \cdots (A - \mu_i E) \quad (2.36)$$

と書ける。また、ハミルトン・ケーリーの定理より

$$\prod_i (A - \mu_i E) = f(A) = 0 \quad (2.37)$$

であることを用いると、固有値  $\mu_j$  に対する固有ベクトルは、

$$\prod_{i \neq j} (A - \mu_i E) \quad (2.38)$$

の行列の 0 でない列である。

$\lambda = 1$  の時、 $J_{z'}$  の固有値は 1, 0, -1 の 3 つの値を取り得る。固有値が 1 の場合を考えると、この時の固有ベクトルは、

$$\begin{aligned} \prod_{i \neq 1} (J_{z'} - \mu_i E) &= J_{z'}(J_{z'} + E) \quad (2.39) \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta(\cos \theta + 1) + \frac{1}{2} \sin^2 \theta & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta(\cos \theta + 1) & \frac{1}{2} \sin^2 \theta \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta(\cos \theta + 1) & \sin^2 \theta & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta(1 - \cos \theta) \\ \frac{1}{2} \sin^2 \theta & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta(1 - \cos \theta) & \cos \theta(\cos \theta - 1) + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \end{pmatrix} \end{aligned}$$

この行列の各列を規格化すると、どの列も  $\frac{1}{2}(1 + \cos \theta, \sqrt{2} \sin \theta, 1 - \cos \theta)$  となっていることがわかる。これは、 $|1, \mu'\rangle$  を  $|1, \mu\rangle$  で展開したことに相当するので、逆に  $|1, \mu\rangle$  を  $|1, \mu'\rangle$  で展開するには  $\theta$  を  $-\theta$  にすればよい。ゆえに

$$|1, 1\rangle = \frac{1 + \cos \theta}{2} |1, 1'\rangle - \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} |1, 0'\rangle + \frac{1 - \cos \theta}{2} |1, -1'\rangle \quad (2.40)$$

となり、これから  $\mu' = \pm 1$  のところだけ取り出すと、 $(\lambda, \mu) = (1, 1)$  に対する角度分布が求まる。 $\lambda, \mu$  に対する角分布を  $Z_{\lambda\mu}(\theta)$  とすると、

$$Z_{11}(\theta) = \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^2 + \left( \frac{1 - \cos \theta}{2} \right)^2 \quad (2.41)$$

$$= \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta) \quad (2.42)$$

となる。これを、全立体角で積分したときに 1 になるように規格化する ( $\frac{4\pi}{3}$  で割る) と

$$Z_{11}(\theta) = \frac{3}{16\pi}(1 + \cos^2 \theta) \quad (2.43)$$

となり、また  $\mu = -1$  の時も  $\mu = 1$  と同じになる。同様に

$$Z_{10}(\theta) = \frac{3}{8\pi}(1 - \cos^2 \theta) \quad (2.44)$$

$$Z_{22}(\theta) = \frac{5}{16\pi}(1 - \cos^4 \theta) \quad (2.45)$$

$$Z_{21}(\theta) = \frac{5}{16\pi}(1 - 3\cos^2 \theta + 4\cos^4 \theta) \quad (2.46)$$

$$Z_{20}(\theta) = \frac{15}{8\pi}(\cos^2 \theta - \cos^4 \theta) \quad (2.47)$$

であることがわかる。ここで、 $\cos \theta = \pm 1$  としたとき、 $\mu = \pm 1$  以外の角度分布は 0 となる。これは、 $\gamma$  線の helicity が  $\pm 1$  であるからである。

## 2.2.4 角度相関

$^{60}\text{Ni}$  の原子核が始状態でスピン  $j_i$  を持っている時、 $\gamma$  線  $\gamma_1$  を放出してスピン  $j_m$  を持つ中間状態なり、さらに  $\gamma$  線  $\gamma_2$  を放出してスピン  $j_f$  を持つ終状態になったとする。また、 $\gamma_1$  と  $\gamma_2$  の角運動量をそれぞれ  $\lambda_1, \lambda_2$ 、その  $z$  方向の成分を  $\mu_1, \mu_2$  とする。 $\lambda_1$  は、 $|j_i - j_m| \leq \lambda_1 \leq j_i + j_m$  (ただし  $\lambda_1 \neq 0$ ) であるが、ここでは量子力学的な干渉は考慮せず、一番小さい  $\lambda_1$ 、つまり  $\lambda_1 = |j_i - j_m|$  のみを考える。

ここで、合成系の状態ベクトルを  $\langle\langle j, m |$  とすると、 $|j_1, m_1\rangle|j_2, m_2\rangle$  を  $\langle\langle j, m |$  で展開したときの係数である、Clebsch-Gordan 係数は

$$C_{m_1, m_2}^{j, m} = \langle\langle j, m | j_1, m_1\rangle|j_2, m_2\rangle \quad (2.48)$$

と書けるので、 $|j_i, m_i\rangle$  を  $|j_m, m_m\rangle$  と  $|\lambda_1, \mu_1\rangle$  の和に展開すると、

$$|j_i, m_i\rangle = \sum_{m_m + \mu_1 = m_i} C_{j_m m_m, \lambda_1 \mu_1}^{j_i m_i} |j_m, m_m\rangle |\lambda_1, \mu_1\rangle \quad (2.49)$$

になる。 $\mu_1 = \pm 1$  なので、中間状態の磁気量子数の分布  $p(m_m)$  は、Clebsch-Gordan 係数を用いると

$$p(m_m) = |C_{j_m m_m, \lambda_1 1}^{j_i m_i}|^2 + |C_{j_m m_m, \lambda_1 - 1}^{j_i m_i}|^2 \quad (2.50)$$

これを用いると、角度分布  $W(\theta)$  は

$$W(\theta) = \sum_{m_m = m_f + \mu_2} |C_{j_f m_f, \lambda_2 \mu_2}^{j_m m_m}|^2 p(m_m) Z_{\lambda_2 \mu_2}(\theta) \quad (2.51)$$

となる。

$^{60}\text{Ni}$  は  $\gamma$  線を 2 つ放射し、その時のスピンの変化の 99 % が  $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$  である。この時  $j_m = 2$  であるので、 $m_m = 0, \pm 1, \pm 2$  である。ゆえに中間状態の偏りは、

$$p(2) = |C_{22,21}^{43}|^2 + |C_{22,2(-1)}^{41}|^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{14} = \frac{4}{7} \quad (2.52)$$

$$p(1) = |C_{21,21}^{42}|^2 + |C_{21,2(-1)}^{40}|^2 = \frac{4}{7} + \frac{8}{35} = \frac{4}{5} \quad (2.53)$$

$$p(0) = |C_{20,21}^{41}|^2 + |C_{20,2(-1)}^{4(-1)}|^2 = \frac{3}{7} + \frac{3}{7} = \frac{6}{7} \quad (2.54)$$

$$p(-1) = |C_{2(-1),21}^{40}|^2 + |C_{2(-1),2(-1)}^{4(-2)}|^2 = \frac{8}{35} + \frac{4}{7} = \frac{4}{5} \quad (2.55)$$

$$p(-2) = |C_{2(-2),21}^{4(-1)}|^2 + |C_{2(-2),2(-1)}^{4(-3)}|^2 = \frac{1}{14} + \frac{1}{2} = \frac{4}{7} \quad (2.56)$$

$$(2.57)$$

ここでの Clebsch-Gordan 係数は、参考文献の [5] より読み取った値を用いている。ゆえに、

$$p(2) : p(1) : p(0) : p(-1) : p(-2) = \frac{4}{7} : \frac{4}{5} : \frac{6}{7} : \frac{4}{5} : \frac{4}{7} = 10 : 14 : 15 : 14 : 10 \quad (2.58)$$

であり、角度相関  $W(\theta)$  は

$$W(\theta) = 1 + \frac{5}{49}P_2(\cos \theta) + \frac{4}{441}P_4(\cos \theta) \quad (2.59)$$

ここで、 $P_2$  と  $P_4$  は Legendre 多項式

$$P_l(z) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dz^l} (z^2 - 1) \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.60)$$

であるので

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.61)$$

$$P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (2.62)$$

である。また、 $A_{22} = \frac{5}{49} = 0.102$ 、 $A_{44} = \frac{4}{441} = 0.00907$  を角相関係数という。本実験では、この値を理論値として用いた。

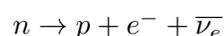
## 2.3 物理現象

本実験を理解するために必要な物理現象について説明する。

### 2.3.1 原子核崩壊

#### $\beta^-$ 崩壊

$\beta^-$  崩壊には、 $\beta^-$  崩壊と  $\beta^+$  崩壊、電子捕獲の3つの崩壊モードが存在する。本実験で議論する  $^{60}\text{Co}$  の崩壊には、 $\beta^-$  崩壊が関係している。 $\beta^-$  崩壊とは中性子過剰核において、中性子が自発的に電子、反電子ニュートリノを放出し、陽子になる現象のことである。この時放出される電子のことを  $\beta$  線と呼ぶ。原子核レベルで記述すると以下の式になる。



この現象により、 $^{60}\text{Co}$  から  $^{60}\text{Ni}$  への遷移が起こる。

#### $\gamma$ 崩壊

一般的に知られている原子の電子殻構造と同様に、原子核もまた不連続なエネルギー準位をもっている。これらの準位間の遷移は、その準位間のエネルギー差と等しいエネルギーの  $\gamma$  線の放出（または吸収）によって起こる。高いエネルギー状態から  $\gamma$  線を放出して、より低いエネルギー状態へ遷移するとき、この過程を  $\gamma$  崩壊という。これにより  $^{60}\text{Ni}$  原子核の励起状態から、 $\gamma$  崩壊をして  $^{60}\text{Ni}$  の基底状態へ遷移する。

以上から、 $^{60}\text{Co}$  が  $\beta^-$  崩壊をした後、 $\gamma$  線を放出して  $^{60}\text{Ni}$  の基底状態に遷移する過程が説明できる。

### 2.3.2 $\gamma$ 線と物質との相互作用

物質中での光子（以降  $\gamma$  線として説明する）のふるまいは、荷電粒子のふるまいとは非常に異なる。 $\gamma$  線は電荷をもたないことから、原子内電子との非弾性衝突を起こさない。物質中での  $\gamma$  線の主な相互作用は、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の3つが挙げられる。以下これらの過程について説明する。

#### 光電効果

光電効果とは原子内電子によって  $\gamma$  線のエネルギーが吸収され、それにともなってエネルギーを与えられた電子が原子の電子殻から飛び出す現象のことである。飛び出す電子のエネルギーは次のように表される。

$$E = h\nu - B.E.$$

ここで、

$E$  : 電子の運動エネルギー

$h\nu$  :  $\gamma$  線のエネルギー

$B.E.$  : 電子の結合エネルギー

である。この式は、入射した  $\gamma$  線のエネルギーが電子の結合エネルギーより大きいときのみ光電効果が起こることを意味している。

### コンプトン散乱

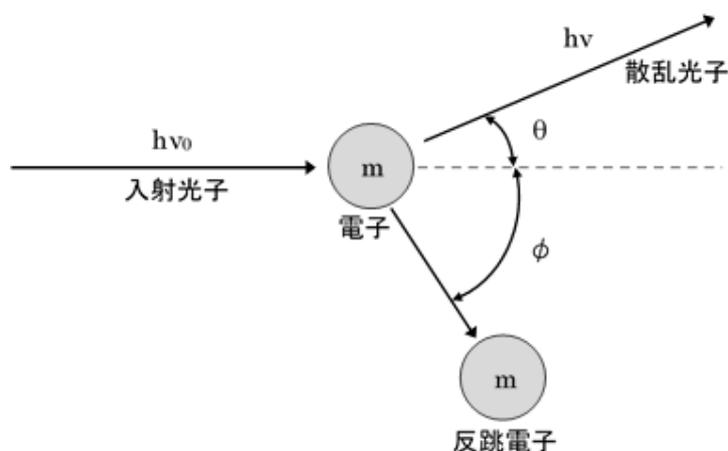


図 2.3 コンプトン散乱の概念図

原子中の電子は束縛されているが、電子の結合エネルギーに対して入射する  $\gamma$  線のエネルギーが大きいとき、結合エネルギーは無視することができて、電子は本質的に自由電子として扱うことができる。自由電子はエネルギー・運動量の保存則から  $\gamma$  線を吸収することができないため、電子によって  $\gamma$  線が散乱される。このような原子中の電子と  $\gamma$  線の弾性散乱のことをコンプトン散乱という。

図 2.3 にはこの散乱過程を示した。エネルギーと運動量の保存則を適用すると以下のような関係式が得られる。図 2.3 のように、

$h\nu_0$  : 入射  $\gamma$  線のエネルギー

$h\nu$  : 散乱  $\gamma$  線のエネルギー

$\theta$  : 入射  $\gamma$  線の方角と散乱  $\gamma$  線の方角のなす角

$\phi$  : 入射  $\gamma$  線の方角と反跳電子の運動方向のなす角

$m$  : 電子の静止質量

$p$  : 電子の得る運動量の大きさ

$c$  : 光速

とおく。衝突前後でのエネルギー保存より、

$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$$

また運動量保存から、

$\gamma$  線の入射方向と平行方向

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos\theta + p \cos\phi$$

$\gamma$  線の入射方向と垂直方向

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin\theta + p \sin\phi$$

これらの式を散乱  $\gamma$  線のエネルギー  $h\nu$  について解くと、

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

となる。

上式の関係より、入射  $\gamma$  線のエネルギーが 1.17 MeV と 1.33 MeV の場合について、縦軸に散乱光子のエネルギー [MeV]、横軸に散乱角  $\theta$ [deg] をとると図 2.4 のようになる。これより、 $^{60}\text{Co}$  線源の ADC 分布におけるコンプトン散乱の影響を考察することができる。

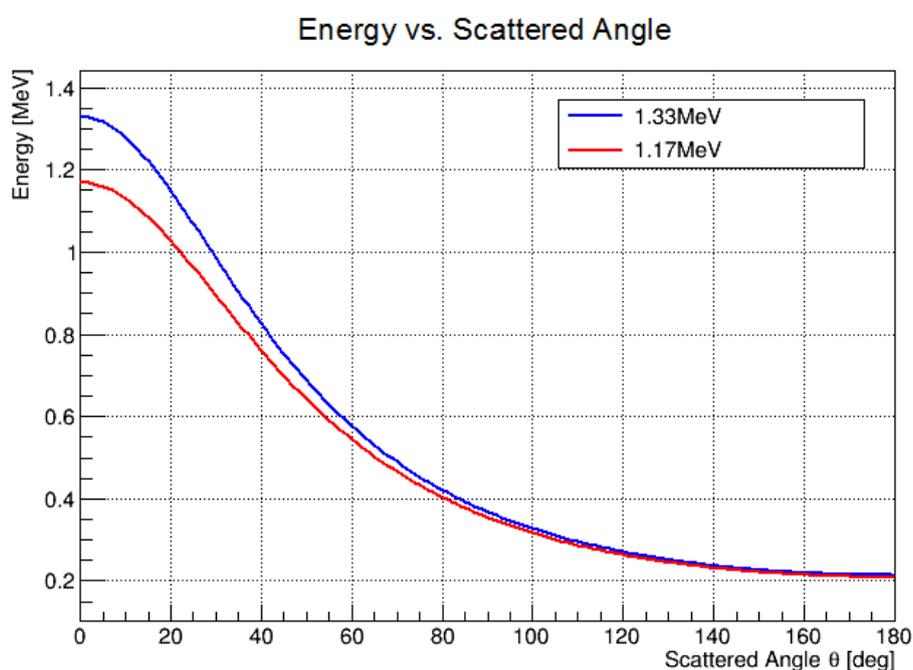


図 2.4 入射光子のエネルギーが 1.17 MeV と 1.33 MeV の場合の光子の散乱角とエネルギーの関係

またコンプトン散乱の角度分布や断面積は、クライン・仁科の公式により精密に計算されている。次に、入射  $\gamma$  線のエネルギーに対する散乱  $\gamma$  線の角度分布、反跳電子の角度分布の例を示す。(図 2.5、図 2.6 は参考文献 [4] より引用。)

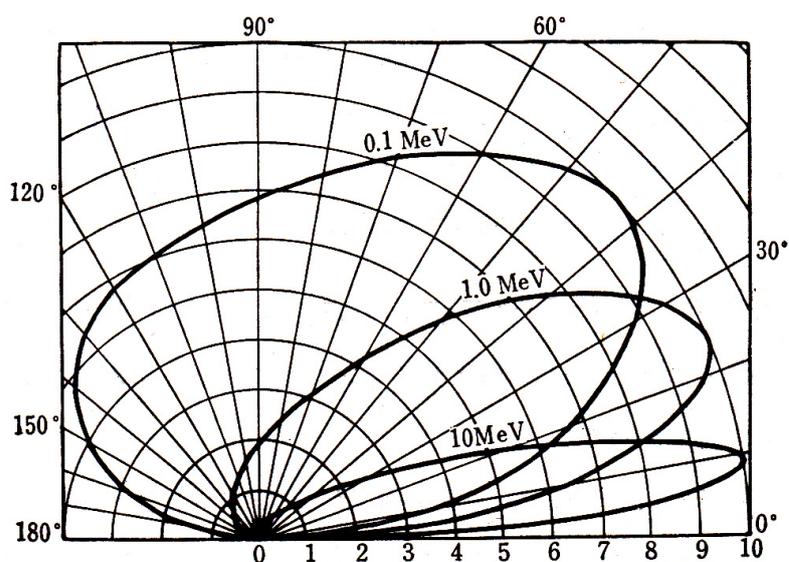


図 2.5 コンプトン散乱  $\gamma$  線の角度分布 [4]

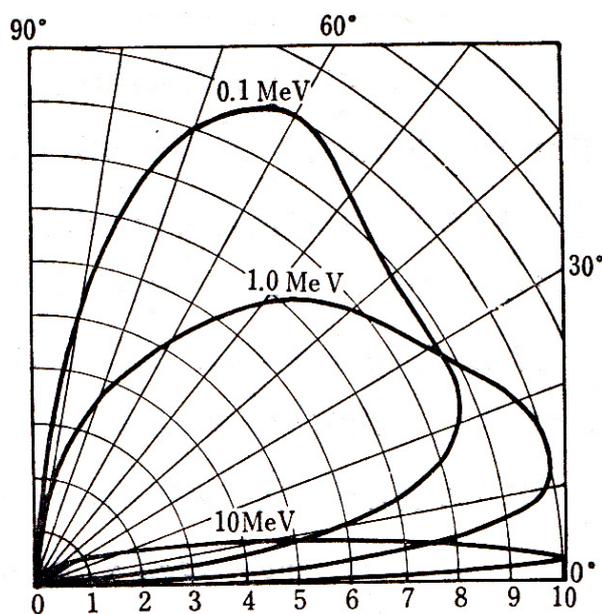


図 2.6 コンプトン反跳電子の角度分布 [4]

これらより入射  $\gamma$  線のエネルギーが増えるにつれて、前方散乱および前方反跳が目だってくるのが認められる。

#### 電子対生成と対消滅

電子対生成とは  $\gamma$  線が原子核の近傍においてクーロン場を受けたとき、 $\gamma$  線が消滅して 1 組の電子と陽電子の対が発生する現象のことである。対を作るためには少なくとも電子と陽電子が存在するためのエネルギー、すなわちそれらの静止エネルギー (1.022 MeV) が必要であり、電子対生成が起こるには入射  $\gamma$  線のエネルギーが 1.022 MeV 以上でなければならない。入射  $\gamma$  線のエネルギーのうち、1.022 MeV は対

生成に使われ、残りは電子と陽電子それぞれの運動エネルギーに変換される。

さらに、生成された陽電子が物質中を動く際にそのエネルギーを失うと、周囲の電子と対消滅を起こし、2本の $\gamma$ 線を放出する。ほとんどの場合陽電子が静止してから起こるため、運動量保存より2本の $\gamma$ 線は互いに反対方向に放出される。このとき $\gamma$ 線のエネルギーは、電子の静止質量 (0.511 MeV) に等しい。

### 2.3.3 $\gamma$ 線の減弱

$\gamma$ 線が物質に入射すると、いくらかの $\gamma$ 線は物質を素通りし、またいくらかの $\gamma$ 線はある確率で上で述べた3つの相互作用を起こす。このようにして、一定量の $\gamma$ 線のビームをある厚さの物質に入射したとき、いくらかの $\gamma$ 線が物質に吸収され、透過してくる $\gamma$ 線の量が減少することを $\gamma$ 線の減弱という。

今回の実験では厚さ50mmの鉛を用いてコリメートしたが、物質の種類によってどの程度の厚さでどれくらいの $\gamma$ 線を吸収できるか、 $\gamma$ 線を遮蔽できるかということを知るには、この $\gamma$ 線の減弱について考える必要がある。

#### 線吸収係数（線減弱係数）

$\gamma$ 線が物質に入射すると物質中で吸収または散乱され、その強度が減弱する。入射する $\gamma$ 線の強度を $I$ とすると、物質との相互作用の結果、 $I$ はある量 $-dI$ だけ減少する。物質の微小な厚さ $dx$ 中で、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の3つの相互作用を引き起こす $\gamma$ 線の $\gamma$ 線ビーム全体に対する割合は、それぞれ

[その過程の断面積（原子1個当たり）] × [単位面積当たりの $dx$ に含まれる原子の数]

で与えられる。ここで断面積とは、1個の原子当たりのその過程が起こる確率（毎秒当たり）のことをいう。

$\rho(g/cm^3)$  : 物質の密度

$A$  : 原子量

$N_A$  : アボガドロ数

$\sigma_{ph}$  : 光電効果の全断面積（原子1個当たり）

$\sigma_C$  : コンプトン散乱の全断面積（原子1個当たり）

$\sigma_{pair}$  : 電子対生成の全断面積（原子1個当たり）

とおくと、それぞれの過程による強度 $I$ の減弱は以下のように表せる。

光電効果に対して

$$-dI_{ph} = \sigma_{ph} \cdot (\rho N_A / A) I dx$$

コンプトン散乱に対して

$$-dI_C = \sigma_C \cdot (\rho N_A / A) I dx$$

電子対生成に対して

$$-dI_{pair} = \sigma_{pair} \cdot (\rho N_A / A) I dx$$

よって強度の減弱は全体で、

$$-dI = (-dI_{ph}) + (-dI_C) + (-dI_{pair})$$

$$-dI = (\rho N_A/A) \cdot (\sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{pair}) I dx$$

$$dI = -\mu I dx$$

ここで、

$$\mu = (\rho N_A/A) \cdot (\sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{pair})$$

であり、この  $\mu$  のことをその物質の線吸収係数、または線減弱係数という。 $\mu$  は  $\gamma$  線の強度や物質の厚さに関係なく、物質の種類と  $\gamma$  線の量子エネルギーのみで決まる量である。また、3つの過程の吸収係数をそれぞれ

$$\tau = (\rho N_A/A)\sigma_{ph}, \quad \sigma = (\rho N_A/A)\sigma_C, \quad \kappa = (\rho N_A/A)\sigma_{pair}$$

とすると、 $\mu$  はそれらを加え合わせたものと考え、以下のようになる。

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

### 質量吸収係数と飛程

線吸収係数  $\mu$  は物質の密度  $\rho$  に比例しているが、 $\mu$  を  $\rho$  で割った量、

$$\mu_m \equiv \mu/\rho = (N_A/A) \cdot (\sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{pair})$$

すなわち  $\rho$  に無関係な量を使うと便利ことが多い。この  $\mu_m$  のことを質量吸収係数という。以下に空気、鉛についての質量吸収係数のグラフを示す。グラフ中では質量吸収係数を全減衰  $\mu_0/\rho$  として表している。(図 2.7、図 2.8 は参考文献 [9] より引用。)

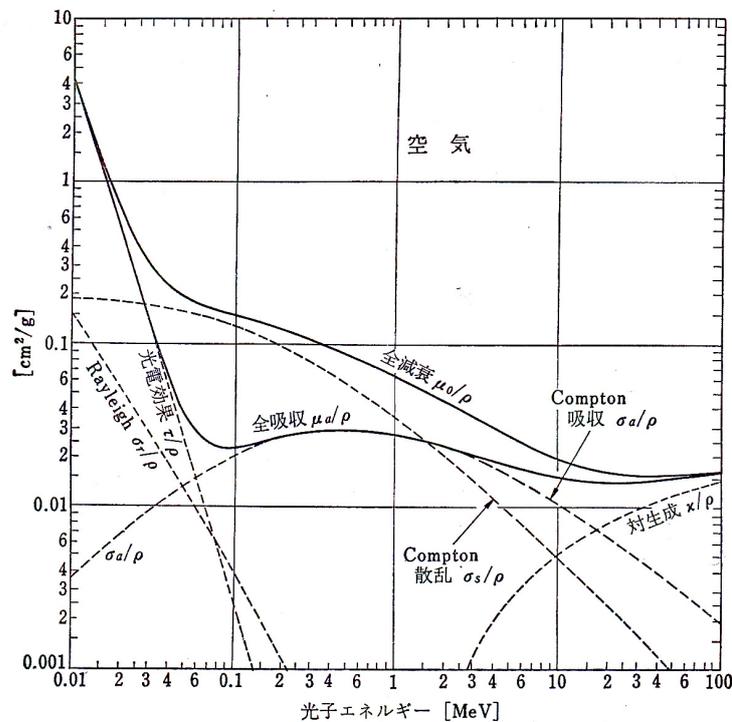


図 2.7 空気 (0 °C, 760 mmHg,  $\rho = 0.001293 \text{ g/cm}^3$ ) における  $\gamma$  線の質量吸収係数 [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ] [9]

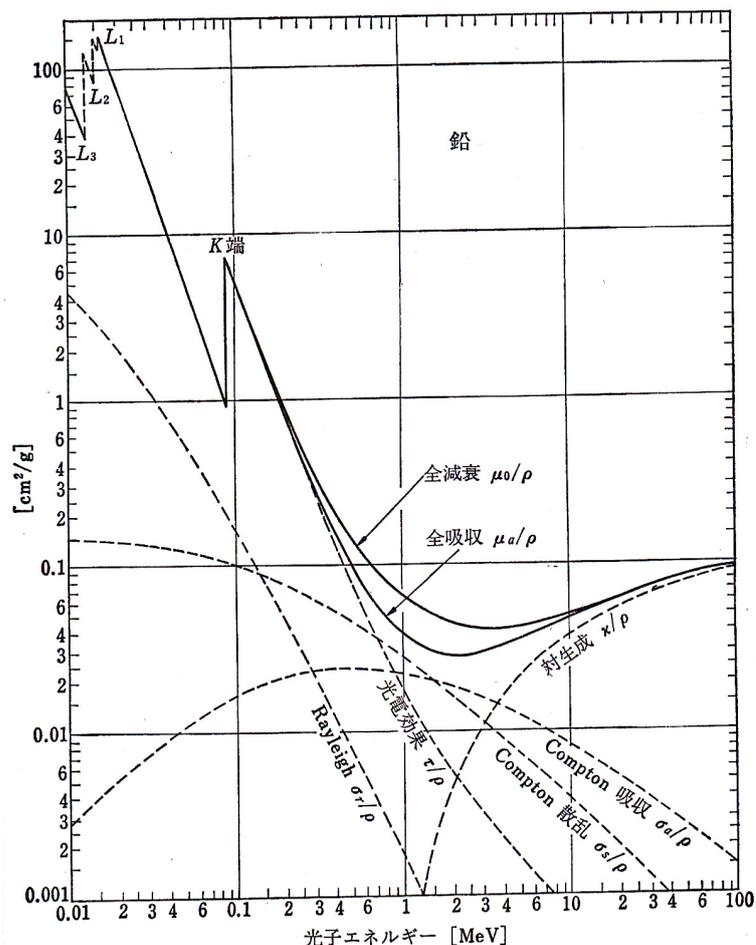


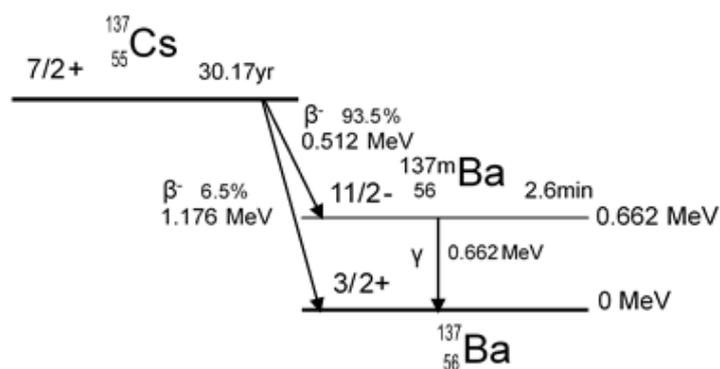
図 2.8 鉛における  $\gamma$  線の質量吸収係数 [ $\text{cm}^2/\text{g}$ ] [9]

このグラフより、 $\gamma$  線が各吸収体に入射した時の  $\gamma$  線の進む距離、つまり  $\gamma$  線の飛程を計算できる。ここではこの計算によって、本研究でコリメートするのに用いる鉛がどのくらいの厚みであれば良いかを考える。 $^{60}\text{Co}$  から放出される 2 本の  $\gamma$  線のエネルギー、1.17 MeV と 1.33 MeV についての鉛中での質量吸収係数（図中の全減衰）を図 2.8 から読み取ると、それぞれ  $0.06 \text{ cm}^2/\text{g}$ ,  $0.05 \text{ cm}^2/\text{g}$  となる。また鉛の密度は  $11.35 \text{ g/cm}^3$  であるので、これらを用いて計算すると、 $\gamma$  線の飛程はそれぞれ 1.47 cm, 1.76 cm となる。この結果より、鉛の厚みが 2 cm 以上あれば遮蔽に適しているといえる。

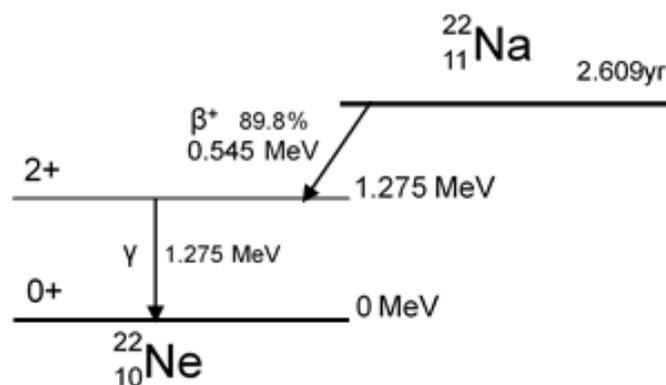
### 2.3.4 放射線源の崩壊

#### $^{137}\text{Cs}$ 線源の崩壊

放射線源である  $^{137}\text{Cs}$  は、 $\beta^-$  崩壊して  $^{137}\text{Ba}$  になるが、94.4 %は  $^{137}\text{Ba}$  の準安定同位体、すなわち  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  を経由する。 $^{137\text{m}}\text{Ba}$  の半減期は約 2.6 分であり、0.662 MeV のエネルギーをもった  $\gamma$  線を放出して  $^{137}\text{Ba}$  の基底状態へと遷移する。以下に  $^{137}\text{Cs}$  の壊変図を示す。

図 2.9  $^{137}\text{Cs}$  の壊変図 $^{22}\text{Na}$  線源の崩壊

放射線源である  $^{22}\text{Na}$  は、 $\beta^+$  崩壊して  $^{22}\text{Ne}$  の励起状態に遷移した後、1.275 MeV の  $\gamma$  線を放出して基底状態と遷移する。それとほぼ同時に、 $\beta^+$  崩壊により生じた陽電子が電子と対消滅をするため、2本の  $\gamma$  線が放出される。対消滅は陽電子がほとんど静止した時に起こる確率が高いため、2本の  $\gamma$  線は互いに正反対の方向に放射され、またそのエネルギーは 0.511 MeV である。この現象は  $180^\circ$  に鋭いピークをもった角度相関を示す。以下に  $^{22}\text{Na}$  の壊変図を示す。

図 2.10  $^{22}\text{Na}$  の壊変図

## 2.4 実験器具

本実験で使用した実験器具やモジュール等について説明する。

### 2.4.1 CsI(Tl) シンチレーター

放射線を吸収して発光する物質はシンチレーターと呼ばれ、シンチレーターからのシンチレーション光を PhotoMultiplier Tube (PMT) で検出させることで、放射線検出を行なう。 $\gamma$  線がシンチレーターに入射すると、電離作用が起き、それによって生じた電子・正孔の励起子が活性物質である Tl と再結合し、青色の蛍光を発する。シンチレーションカウンターは、この CsI(Tl) シンチレーターと PMT を結合させることで、シンチレーター内で発生した蛍光を PMT の光電面に入射させる。

今回使用したのは無機結晶シンチレーターのひとつである、タリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI(Tl)) シンチレーターである。原子番号が大きいため、 $\gamma$  線との散乱断面積が大きく  $\gamma$  線検出率が高いこと、またタリウムドープにより光量が大きいことから、 $\gamma$  線検出によく用いられる。



図 2.11  
CsI(Tl) シンチレーター

### 2.4.2 PhotoMultiplier Tube (PMT)

光電子増倍管といい、最もよく使用されている光検出器の1つである。光電子増倍管の光電面に光が入射すると、光電効果によって光電子が発生する。この光電子が強い電場によって加速され一段目のダイノードに衝突すると、加速で得たエネルギーにより二次電子を発生させ、電子の増幅が起こる。さらにこの二次電子が電場によって加速され、次の段のダイノードに衝突し、新たな二次電子を発生させる。このような電子増幅の過程を繰り返すことによって、最終的に入射光量に比例した電荷量が電流として読み出される。今回使用したのは、浜松ホトニクス株式会社の PMT H6410, H7195 の2種類で、両方とも直径 2 inch の円柱状の PMT である。これらの PMT の最大定格電圧は-2700 V である。また今回用いた高電圧電源は、林栄精器株式会社の REPIC RPH-030 H.V. supply である。



図 2.12 PMT



図 2.13 H.V. 電源

### 2.4.3 Shaper

幅や高さが連続的に変化する信号が入力されたとき、これらの信号を幅の固定された基本水準のロジック信号に変換する装置である。本実験では PMT の出力を divider に通した後、コインシデンスさせるために ADC の Gate に入力するために使う速い信号と、ADC の各チャンネルに入力する遅い信号とに変換するために用いた。今回使用したのは、株式会社豊伸電子の N102 4ch Shaper amp である。この Shaper の時定数 (Shape-time) や出力 GAIN はフロントパネルで切り替えが可能である。写真を図 2.14 に示す。

### 2.4.4 Discriminator

Threshold 電圧を超える信号が入力されたとき、信号の立ち下がりを検出し、あるパルス幅をもったロジック信号を出力する装置である。今回使用したのは、株式会社テクノランドコーポレーションの N-TM 716 4CH Discriminator (Non-Updating) である。この Discriminator の Threshold 電圧は、 $-10\text{ mV}$ ~ $-1\text{ V}$  まで設定でき、出力パルス幅は、約  $3\text{ ns}$ ~ $70\text{ ns}$  までフロントパネルのポテンシオメーターで調節することができる。写真を図 2.15 に示す。

### 2.4.5 Coincidence

2 つ以上のロジック信号がほぼ同時に入力されたとき、ある一定の幅のロジック信号を出力する装置である。いわゆる AND の回路であり、入力されるロジック信号どうしが重なったときロジック信号が出力されるので、入力される信号の幅は目的によって決定することが重要である。今回使用したのは、株式会社テクノランドコーポレーションの N-TM 103 3CH 4-FOLD 1-VETO Coincidence である。この

Coincidence のコインシデンス幅は最小 3 ns であり、出力パルスの幅は 5~80 ns まで設定できる。写真を図 2.16 に示す。

## 2.4.6 Gate Generator

ロジック信号が入力されたとき、任意の幅をもった信号を、任意の時間遅らせて出力する装置である。VETO 信号の生成にも用いる。今回使用したのは、株式会社豊伸電子の N014 2ch Gate Generator である。delay は 200 ns~350 ms、パルス幅は 50 ns~350 ms まで調節できる。写真を図 2.17 に示す。

## 2.4.7 Analog to Digital Converter (ADC or A/D)

入力されたアナログ信号に含まれる情報を等価のデジタル信号に変換する装置である。本実験で用いた 12bit のピーク検出型 ADC は、Gate 信号の幅の中に入っているアナログ信号の最大電圧を検出し、0~4095 のデジタル値 (channel) に対応させ出力する。今回使用したのは、株式会社豊伸電子の C011 4ch PHADC である。この ADC は変換時間が 100  $\mu$ s 以下であり、また 4 チャンネル同時測定が可能である。写真を図 2.18 に示す。



図 2.14  
Shaper



図 2.15  
Discriminator



図 2.16  
Coincidence



図 2.17  
Gate Generator



図 2.18  
ADC

## 第 3 章

# 事前実験

### 3.1 Delay カーブ測定

Delay カーブ測定とは、2つ以上の信号についてそれらがどのくらい重なっていればコインシデンスをとることができるかを測定するものである。本実験では2つのシンチレーション検出器からの信号を同時計測したいので、この測定を通してコインシデンスする場合の入力信号の最小幅を把握しておく。

図 3.1 のようなセットアップで測定を行った。図中の Delay の部分は、LEMO ケーブルを用いて delay の長さを変えているが、それぞれの delay 長さに対して 3 分間に何回コインシデンスしたかを Scaler で計数する。今回は Clock Generator で作った 100 Hz の信号を用いているため、3 分間で全ての信号がコインシデンスした場合、スケーラーには 18000 という値が表示されるはずである。Coincidence のチャンネル A に入力される信号に delay をかけたときを”-”の delay、チャンネル B に入力される信号に delay をかけたときを”+”の delay とした。

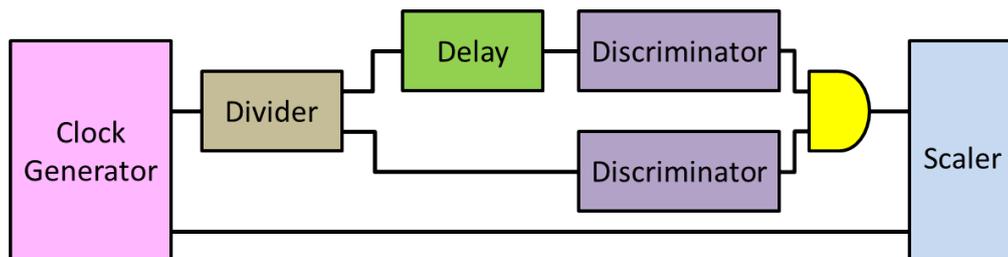


図 3.1 Delay カーブ測定のセットアップ

使用した LEMO ケーブルの種類

- ・ 緑色 (988 mm) : 5 ns delay
- ・ 茶色 (198 mm) : 1 ns delay

Discriminator の設定

- ・ Width = 40 ns
- ・ V-threshold = -100 mV

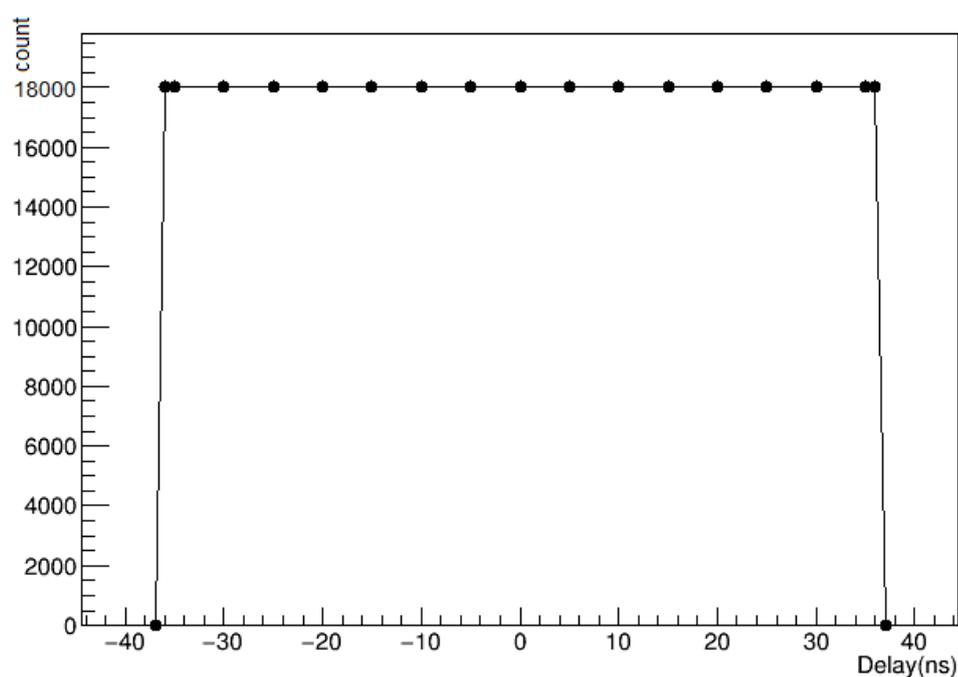


図 3.2 Delay カーブ

図 3.2 より、それぞれ 40 ns の幅をもつ 2 つの信号が  $\pm 36$  ns までの delay であればコインシデンスし、 $\pm 37$  ns 以上の delay であればコインシデンスしないことが分かる。また delay が  $\pm 36$  ns $\sim$ 37 ns の間は信頼性がない。この結果より、2 つの信号が互いに 4 ns 以上の重なりがあったときにコインシデンスすると分かった。

## 3.2 シンチレーション検出器の作成

本研究で  $\gamma$  線検出に使用するためのシンチレーション検出器を作成する。シンチレーション検出器の作成にあたり使用したものを以下に示す。

- CsI(Tl) シンチレーター (55 mm  $\times$  60 mm  $\times$  22 mm)
- PMT (H6410, H7195)
- オプティカルグリース (OKEN BC-630)
- アルミシート
- 遮光テープ (Scotch 33+)



図 3.3 CsI(Tl) シンチレーター

### 作成の手順

1. PMT の入射ガラス窓にオプティカルグリースを適量塗布し、CsI(Tl) シンチレーターを結合させる。この時ガラスの表面とシンチレーターの表面が真空状態になるように、全面にしっかりとグリースをいきわたらせることが重要である。
2. シンチレーター全体を包むようにアルミシートを一枚かぶせ、テープで固定する。



3. その上から遮光テープを巻きつける。このときシンチレーターと PMT が動かないよう固定されているか、シンチレーターに光が入らないように全体的に遮光されているかを確認する。



### 3.3 シンチレーターへの入射位置による検出数のばらつき測定

本実験では上でも述べているように、管径 51 mm の PMT に面積  $55 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ 、厚さ 22 mm の CsI(Tl) シンチレーターを結合させ、シンチレーション検出器を作成した。そのため PMT の光電面の面積よりもシンチレーターの面積の方が大きく、シンチレーターの端の部分がはみ出した状態で結合されていることになる。これにより、シンチレーターの中心に近い部分と端に近い部分とでは、同じ強度の  $\gamma$  線が入射しても、光電面への入射量が変わり、検出量に差が出る可能性があると考えられる。このシンチレーション検出器が入射位置によって、検出量にどのくらいのばらつきを持っているかを把握するためにこの測定を行う。

図 3.4 のようなセットアップで測定を行った。直径 5 mm の穴が開いている、厚さ 8 mm の鉛のコリメーターを用いて、 $\gamma$  線の入射位置を限定する。シンチレーターの面積を  $3 \times 3$  の 9 等分し、その部分にのみ  $\gamma$  線が入射するようにコリメートして  $^{60}\text{Co}$  線源からの  $\gamma$  線検出を行なう。10 万イベントを検出するのにかかる時間を各位置で測定し、どのくらいのレートで検出できるかを比較する。今回はシンチレーターの対称となる位置同士は、互いに同じ検出数をもつと考え図 3.5 に示してあるような 5 点について測定した。

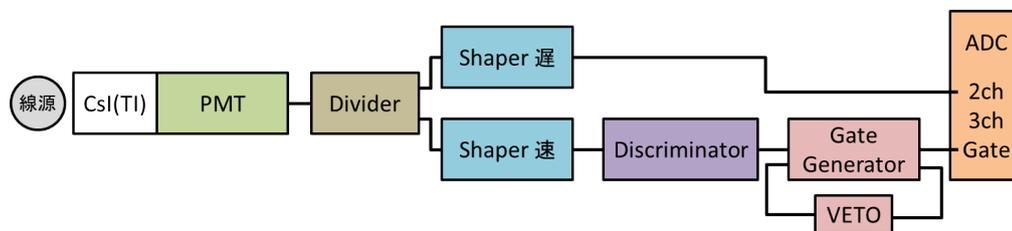


図 3.4 入射位置を限定させた  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$  線検出のセットアップ

表 3.1 モジュールの設定

Saper 遅	Shape-time	1 $\mu$ s
	GAIN	20
Shaper 速	Shape-time	0.15 $\mu$ s
	GAIN	1
Discriminator	Width	40 ns
	V-threshold	-50 mV

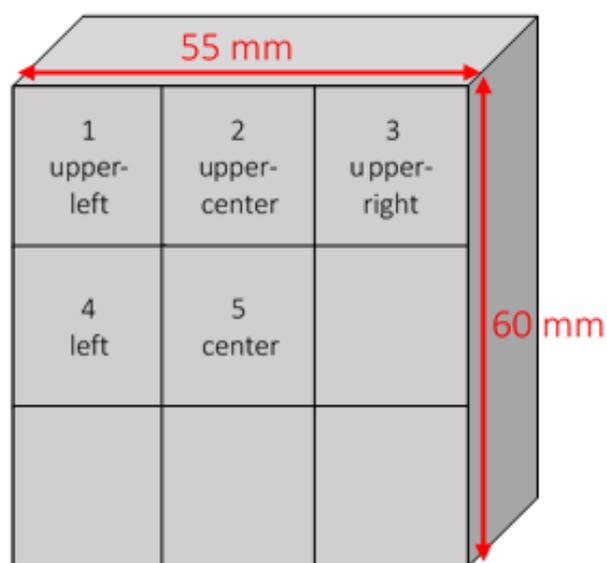


図 3.5 入射位置限定の概念図

以下に各入射位置についての ADC 分布を示す。シンチレータの中心に入射した場合と比較して ADC の分布に違いがあるかを見るために、図 3.5 中の 1 ~ 4 のそれぞれと 5 についての結果を共に載せている。

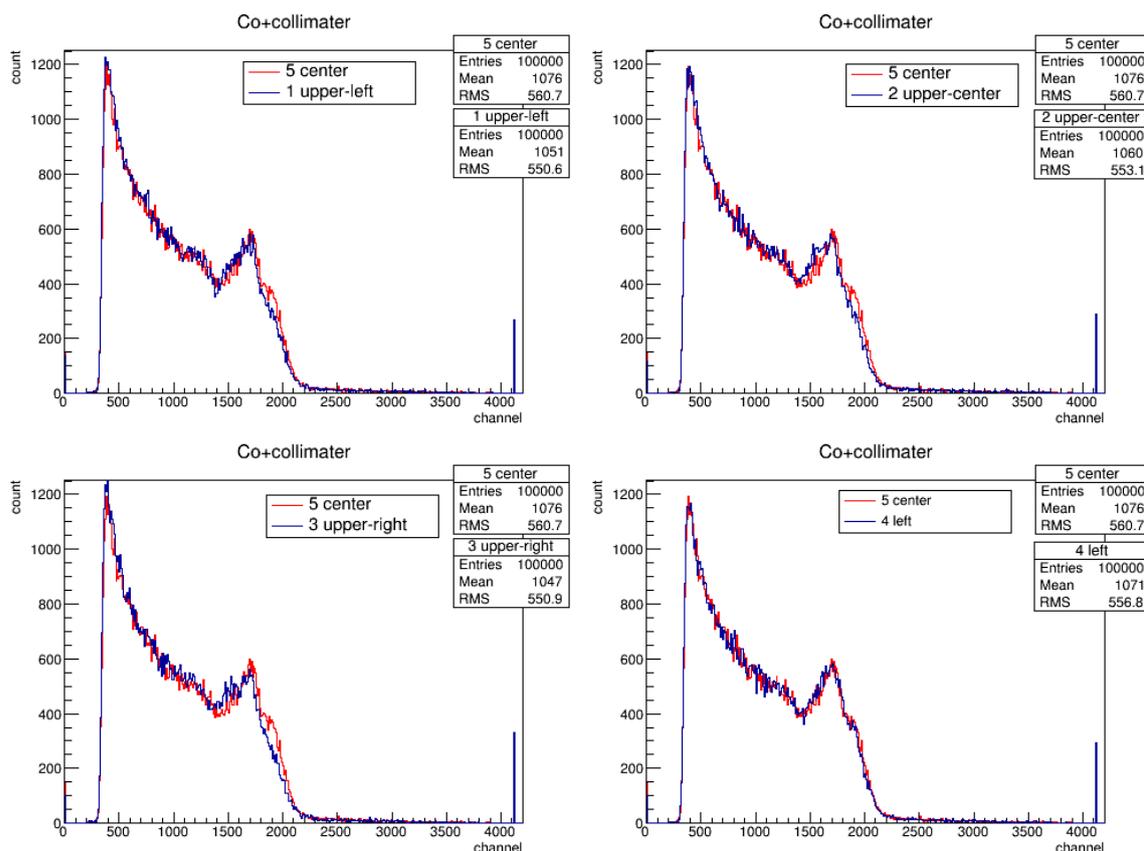


図 3.6 入射位置についての ADC 分布

図 3.6 より、シンチレータへの入射位置が違ってても ADC 分布においてピークの位置の違いやその検出量の差などは見られないことが分かる。

次に、入射位置の違いによって検出のレートにどのくらいの差があるかを確認する。以下に、各入射位置における 10 万イベントを測定するのにかった時間をまとめた。

表 3.2 入射位置における測定時間 (10 万イベント)

入射位置	測定時間 [sec]
1 upper-left	746
2 upper-center	723
3 upper-right	785
4 left	683
5 center	639

これよりシンチレータの中心により近い方が、検出のレートが大きいことが分かる。そのため例えばコリメート無しで測定を行なう場合は入射位置を限定できないため、同じ条件で測定できるように常に線源に対する検出器の位置が同じになるように注意する必要がある。

### 3.4 エネルギー較正定数

本実験では、2本の検出器からの信号をADCで変換し、収集したデータを用いてADC分布を作成する。このADC分布は信号の電圧の大きさに比例して4098 channelに振り分けられたデータのヒストグラムを表す。そもそもPMTの出力信号の電圧の大きさは、シンチレーターの蛍光量に比例しており、すなわち $\gamma$ 線のエネルギーに比例している。

ところで $^{137}\text{Cs}$ と $^{22}\text{Na}$ は先に説明したような理由から、ADC分布が鋭いエネルギーピークをもつ。これらを用いてchannel数をエネルギーに変換するための較正定数を求める。エネルギー較正することによって、ピークをもたない、あるいは判別しづらいようなADC分布の場合でも、光電ピークがどのエネルギーに相当するかを知ることができる。

図3.7のようなセットアップで測定を行った。グラフのフィットはROOTを用いて行なった。フィット関数はROOTのデフォルトの組み込み関数である「gaus」を用いた。

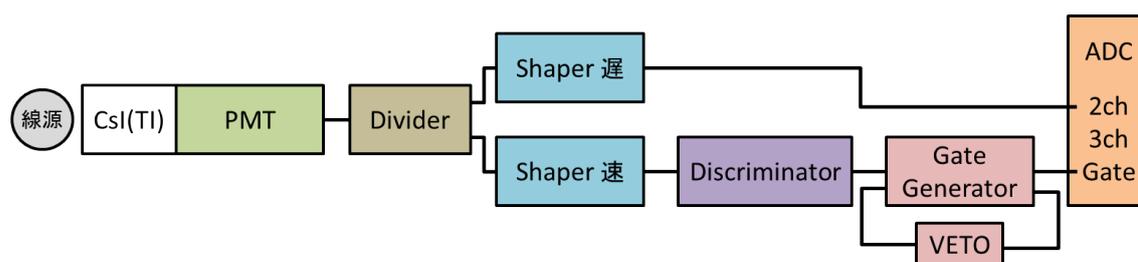


図 3.7 線源からの $\gamma$ 線検出のセットアップ

以下、H6410 検出器と H7195 検出器のそれぞれで測定した各線源における ADC 分布を示す。図中の赤線はガウスフィットの結果を示している。フィットの範囲とビン幅は各グラフのタイトルに記載した。

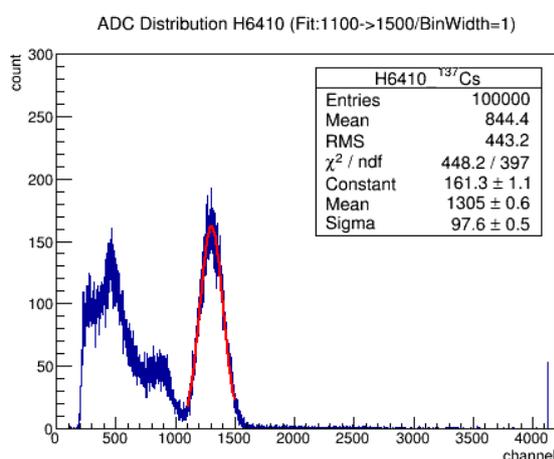


図 3.8  $^{137}\text{Cs}$  線源の ADC 分布 (H6410 検出器)

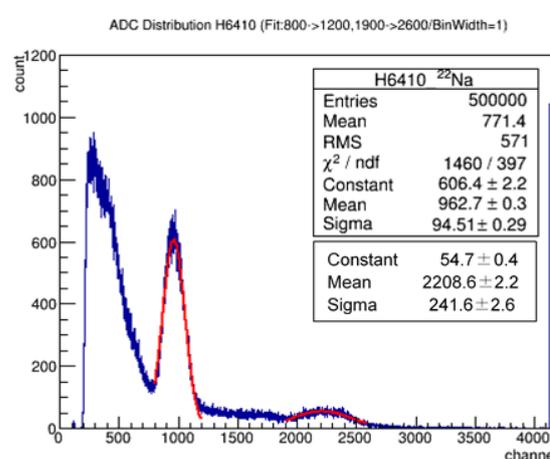
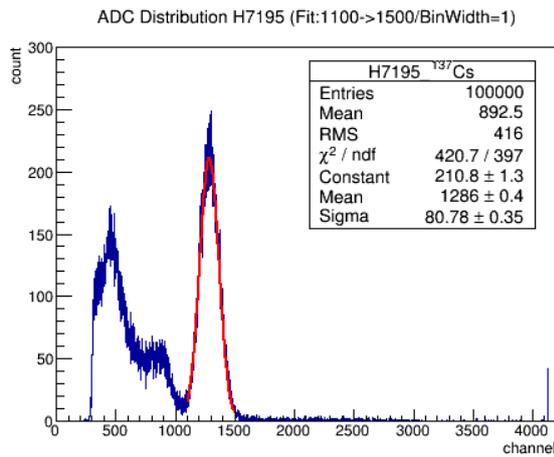
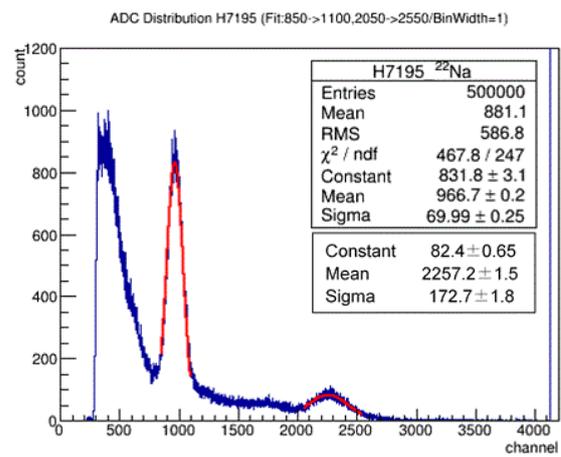


図 3.9  $^{22}\text{Na}$  線源の ADC 分布 (H6410 検出器)

図 3.10 <sup>137</sup>Cs 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)図 3.11 <sup>22</sup>Na 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)

上で示した ADC 分布におけるエネルギーピークのフィッティング結果を下の表にまとめた。ここで Energy は各ピークの文献値、Peak はフィットの Mean の値、Error はフィットの Mean の誤差である。この表の値を用いてプロットし、 $y=ax+b$  の直線でフィットすることによってエネルギー較正定数を求める。

表 3.3 線源のエネルギーピーク (H6410 検出器)

線源	Energy[keV]	Peak[channel]	Error
<sup>137</sup> Cs	622	1305	0.6
<sup>22</sup> Na	511	962.7	0.3
	1275	2208.6	2

表 3.4 線源のエネルギーピーク (H7195 検出器)

線源	Energy[keV]	Peak[channel]	Error
<sup>137</sup> Cs	622	1286	0.4
<sup>22</sup> Na	511	966.7	0.2
	1275	2257.2	2

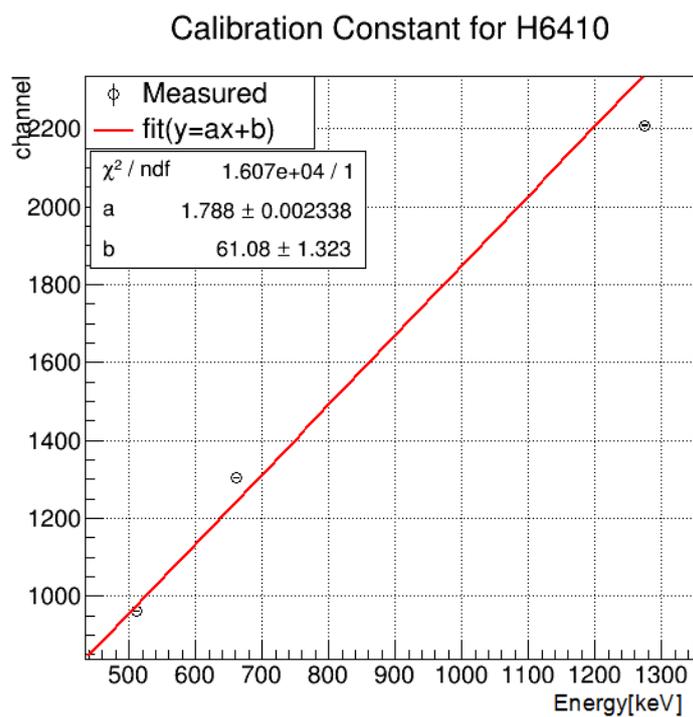


図 3.12 エネルギー較正定数のグラフ (H6410 検出器)

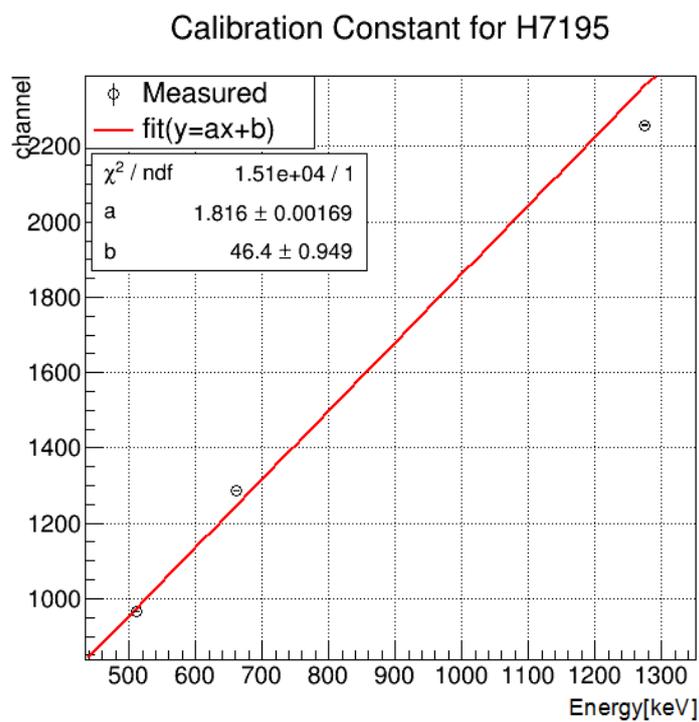


図 3.13 エネルギー較正定数のグラフ (H7195 検出器)

エネルギー較正定数のグラフのフィットの結果を表にまとめる。

表 3.5 検出器についてのペダスタルとエネルギー較正定数

検出器	傾き [channel/keV]	切片 [channel]
H6410 検出器	1.788	$61.08 \pm 0.002$
H7195 検出器	1.816	$46.4 \pm 0.002$

また ADC の 2ch (H6410 検出器) と 3ch (H7195 検出器) のそれぞれについて、ペダスタルの ADC 分布は以下のようなになった。

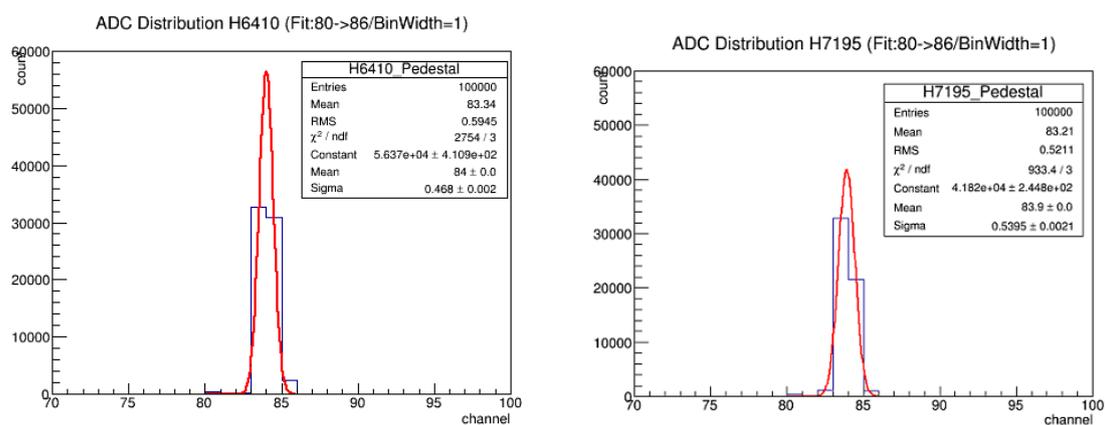


図 3.14 ペダスタルの ADC 分布とガウスフィット

図より、ガウスフィットの mean の値はそれぞれ、

- ・ H6410 検出器 : 84 channel
- ・ H7195 検出器 : 83.9 channel

である。これより、ペダスタルの値はエネルギー較正定数のグラフにおける切片の値と異なり、ペダスタルの値が零点ではないということが分かる。

## 第4章

# $\gamma$ 線の角度相関

### 4.1 実験の手順

本実験では、線源と検出器の間の距離を 75 mm とした。検出器 H6410 の位置を固定し、H7195 検出器を移動させることで、両検出器の角度を  $90^\circ$  から  $180^\circ$  まで  $15^\circ$  ずつ変化させて測定した。バックグラウンドの影響を考え、下記の図 4.1、図 4.2、図 4.3 のように条件を変えて測定を行った。ただし、コリメーターの有無以外はすべて同じ条件とした。ADC データ収集プログラムについては、付録 A に示す。

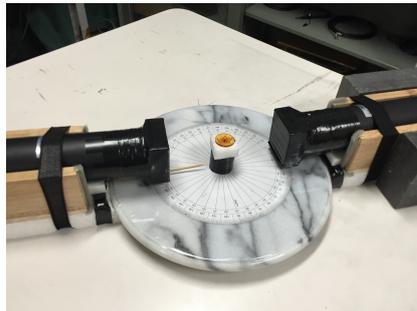


図 4.1 条件 (1) 両方の検出器ともにコリメーターを置かない

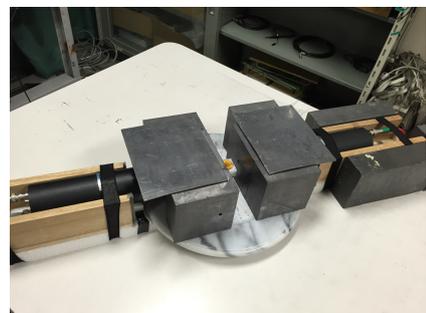


図 4.2 条件 (2) H6410 検出器にのみコリメーターを置く 図 4.3 条件 (3) 両方の検出器ともにコリメーターを置く

### シングルレート補正

本実験では角度相関を得るために、各角度においてコインシデンス頻度を測定する。ところで線源からの $\gamma$ 線の検出量は、線源と検出器との間の距離の二乗に比例することが分かっている。そのため、検出量を比較したい場合は常にその距離を正確に等しくしておくことが重要である。しかし今回は手作業で検出器の角度を変えていくため、全角度において線源と検出器との間の距離を正確に等しくすることは難しい。そこで距離が各角度で異なっているということを認めたくえて、シングルレートでの補正を行うことにする。

具体的な方法は、移動させる方の検出器である H7195 検出器のみ、毎回同時計測を行なう直前に位置を変えないままで、10 分間シングルレートの測定を行なう。それにより得られた検出数を全角度で比較し、最も少なかった検出数に対する割合を算出しておく。ここで求めた割合でコインシデンス数を補正することにより本質的な角度相関をみることが出来る。(角度分布の作成時のみシングルレート補正済みのコインシデンス数を用いた。)

今回はこのシングルレート補正を、条件 (2) と条件 (3) の場合に対して行った。

## 4.2 セットアップ

本実験でのエレクトロニクスのセットアップを図 4.4 に、設定を表 4.1 に示す。信号を Divider を用いて半分にし、一方を測定用、もう一方を Gate 生成用とした。それぞれに Shaper Amp をつないでいるが、Gate 生成用よりも測定用の Shape-time を遅くすることで、Gate を早く開かせ、Gate 内により確実に信号が入るようにした。

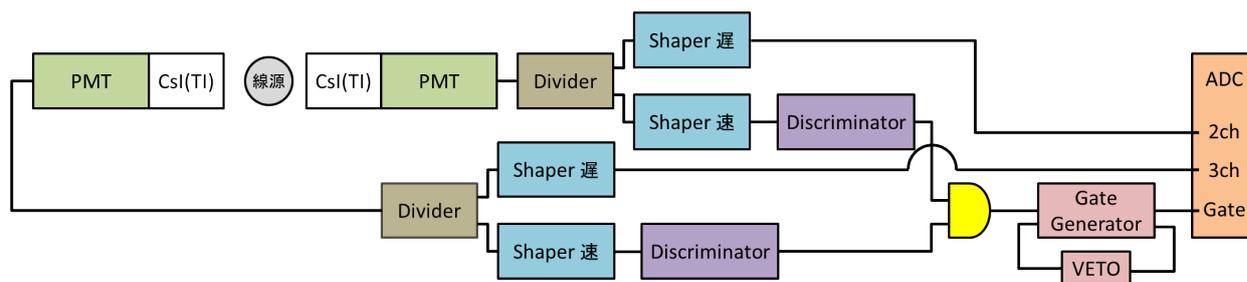


図 4.4  $\gamma$ 線同時計検出のセットアップ

表 4.1 各 PMT に対するエレクトロニクスの設定

Module		H6410	H7195
Shaper 速	Shape-time	0.15 $\mu$ s	0.15 $\mu$ s
	GAIN	5	2
Shaper 遅	Shape-time	0.5 $\mu$ s	0.5 $\mu$ s
	GAIN	5	2
Discriminator	Width	60ns	60ns
	V-threshold	-60mV	-60mV
H.V supply		-2500V	-2550V
ADC channel		2ch	3ch

今回使用した ADC の変換時間は 100  $\mu$ s 以下であるため、変換中に ADC Gate を開かないよう、Gate Generator によって 100  $\mu$ s の VETO 信号を生成し、入力した。Gate 幅は 4  $\mu$ s、コインシデンスの出力パルスの幅は 60 ns である。

また、条件 (2) と条件 (3) で用いた鉛コリメーターの寸法は、100 mm $\times$ 100 mm $\times$ 50 mm、穴の直径は 6 mm である。図 4.5 に実際に使用したコリメーターを示す。

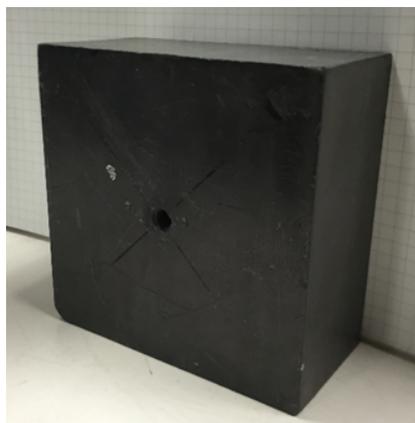


図 4.5 使用した鉛コリメーター

### 4.3 実験結果

各条件での実験結果を一次元ヒストグラムと二次元ヒストグラムで表した。それらを次に示す。

- ・条件(1) 両方の検出器ともにコリメーターを置かない場合  
90°、135°、180°の3点を19時間、その他の4点を2時間測定した。

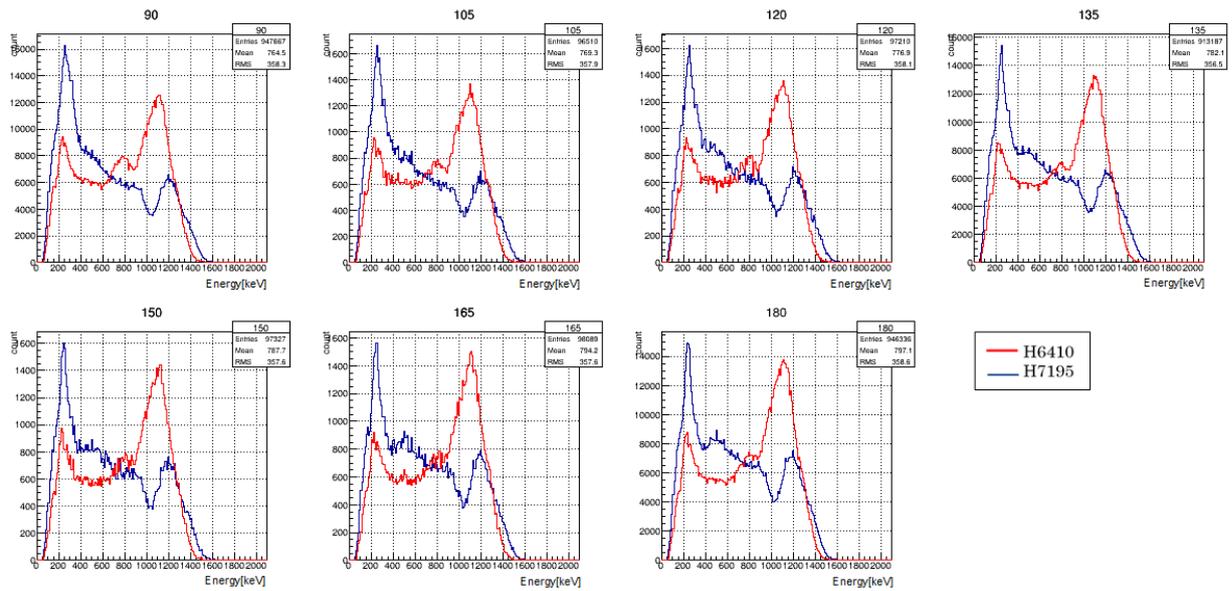


図 4.6 条件(1)での角度ごとの一次元ヒストグラム

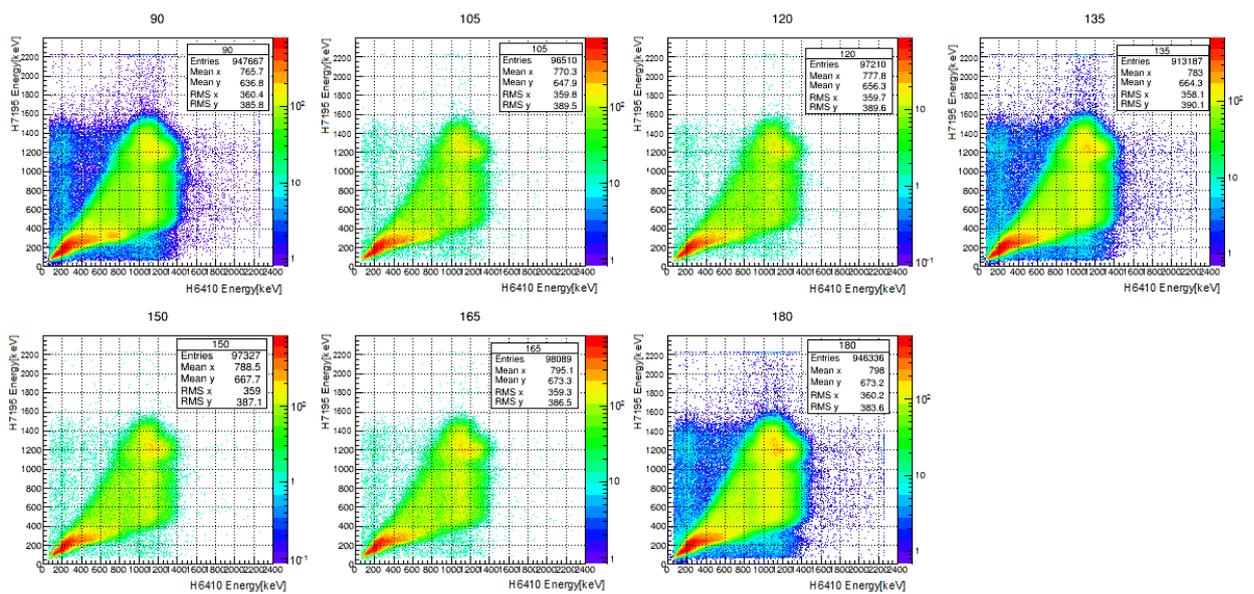


図 4.7 条件(1)での角度ごとの二次元ヒストグラム

・条件 (2) H6410 検出器にのみコリメーターを置く場合  
 測定点 1 点に対して、20 時間測定した。

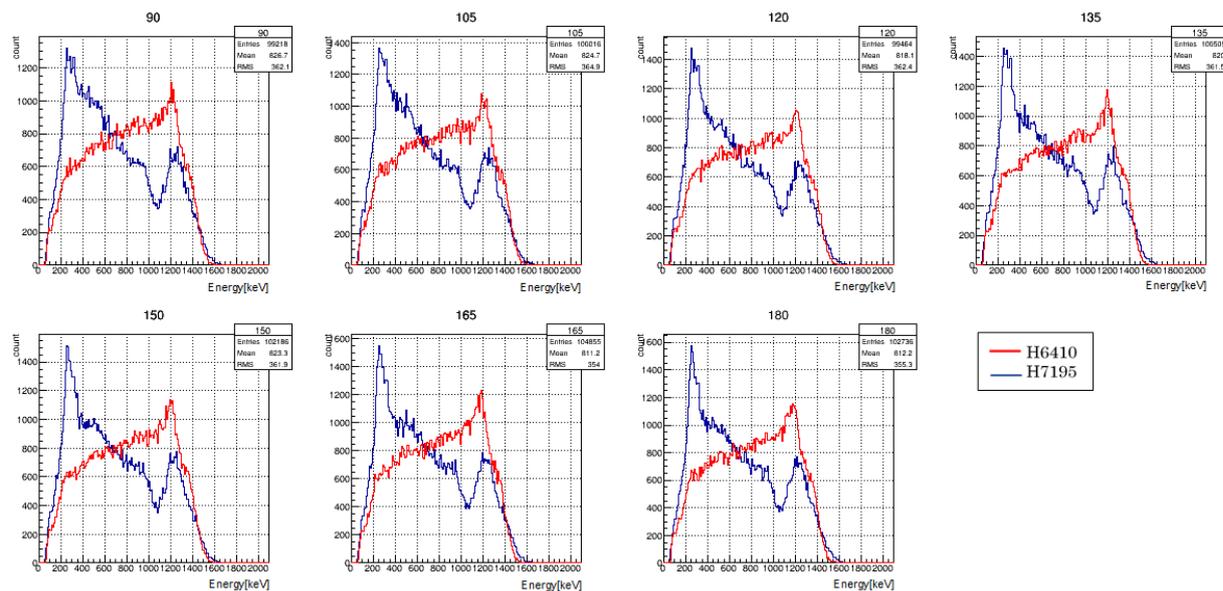


図 4.8 条件 (2) での角度ごとの一次元ヒストグラム (シングルレット補正無し)

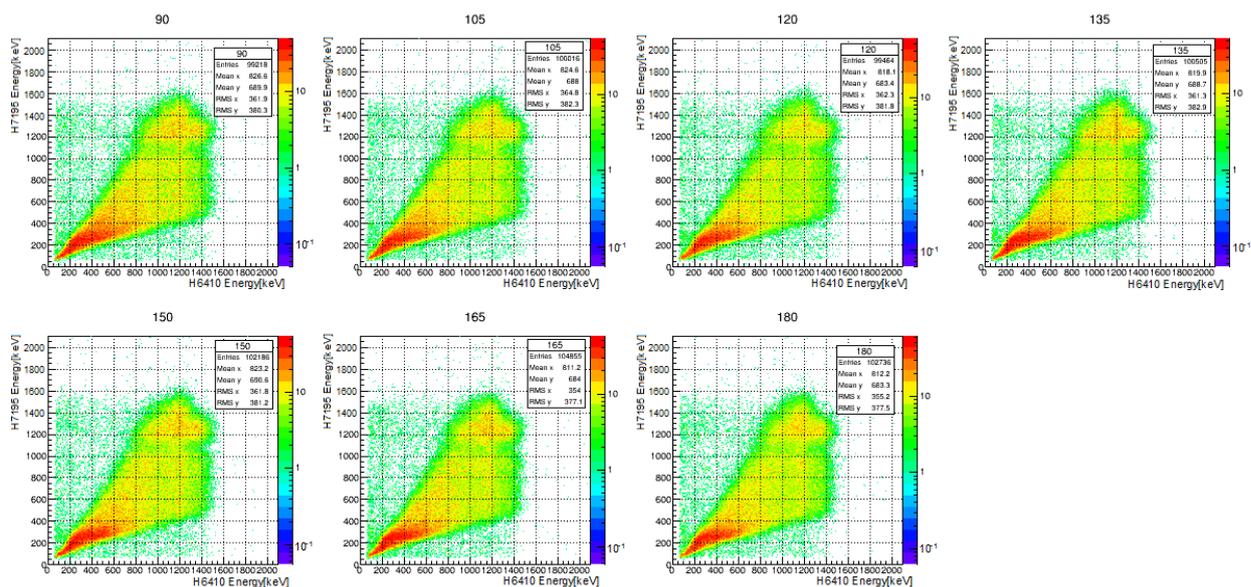


図 4.9 条件 (2) での角度ごとの二次元ヒストグラム (シングルレット補正無し)

・条件(3) 両方の検出器ともにコリメーターを置く場合  
 90°、135°、180°の3点に対して、20時間測定を行った。

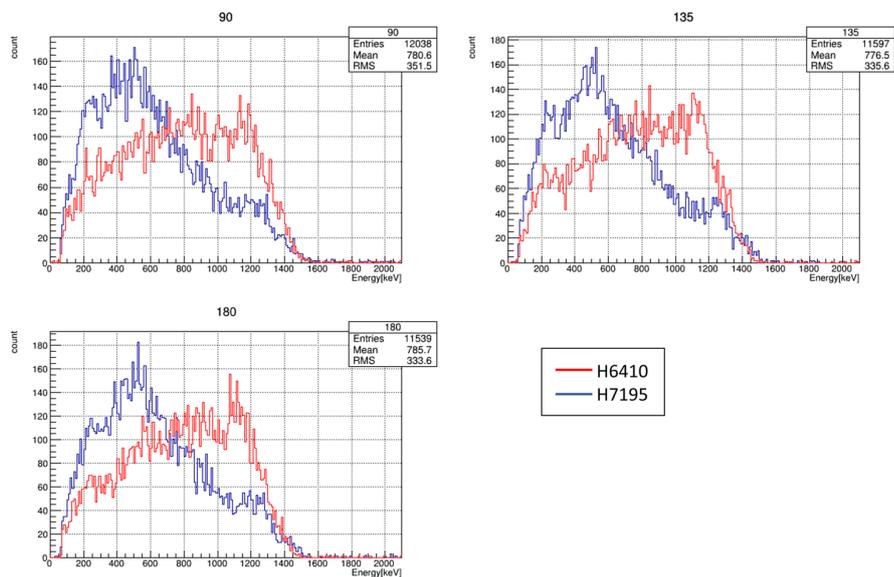


図 4.10 条件(3)での角度ごとの一次元ヒストグラム(シングルレート補正無し)

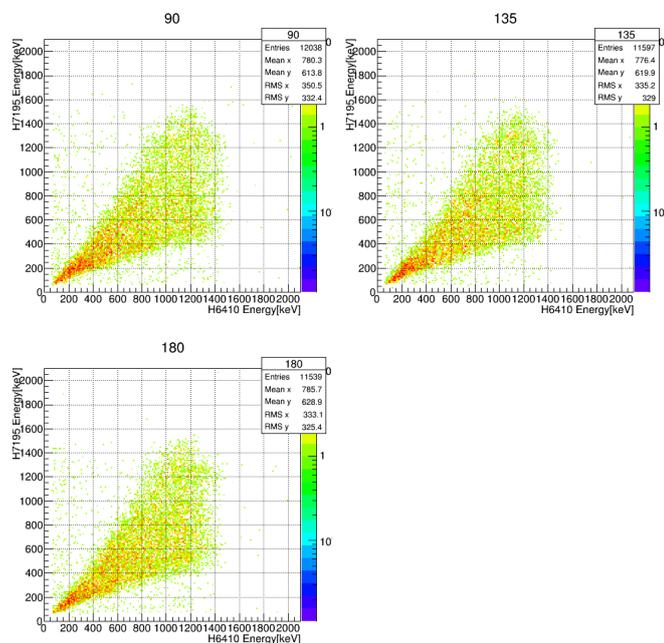


図 4.11 条件(3)での角度ごとの二次元ヒストグラム(シングルレート補正無し)

### 角度分布

次に、横軸を角度、縦軸をコインシデンス数（ヒストグラムの Entries の値）として測定結果をプロットすることで、角度分布を求めた。

セクション 2.2 で導出した、関数  $W(\theta) = p_0(1 + p_1P_2(\cos \theta) + p_2P_4(\cos \theta))$  によってフィットし、角相関係数  $p_1$ 、 $p_2$  を求めた。フィット範囲は、 $90^\circ$  から  $180^\circ$  とした。図中の表示は下記の内容に対応している。

Data : 各測定点でのコインシデンス数（縦軸のエラーバーは統計誤差）

Fit :  $W(\theta) = p_0(1 + p_1P_2(\cos \theta) + p_2P_4(\cos \theta))$  ( $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  はフィットパラメーター)

Theory Curve :  $W(\theta) = (90^\circ \text{でのイベント数}/0.9524)(1 + 0.102P_2(\cos \theta) + 0.00907P_4(\cos \theta))$

$p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix} : W(\theta) = p_0(1 + 0.102P_2(\cos \theta) + 0.00907P_4(\cos \theta))$

( $p_0$  はフィットパラメーター)

#### ・ integral について

理論値はそもそもある角度一点に対して測定を行った場合の検出数を表している。一方今回の測定では、使用したシンチレーターの水平方向の幅は 55 mm であるのに対し、線源と検出器との間の距離は 75 mm と比較的短いため、線源からの  $\gamma$  線のある程度の幅をもって検出することになる。このように理論値の本来の意味と実験の条件が異なるため、今回の実験に合わせて理論値を補正する必要がある。

例えば条件 (2) では、コリメートしている方の検出器はコリメーターの穴が比較的小さいことから、ある一点を測定できていると仮定する。一方、コリメートしていない方の検出器は、シンチレーターの幅と線源からの距離を考慮すると、各角度が  $\pm 20^\circ$  の幅をもつと考えられる。そのため理論値のカーブに対して計  $40^\circ$  分の検出数を積分して平均をとる（40 で割る）ことによって補正を行う。この補正した値を integral と定義し、実際に測定した値との比較に用いる。

条件 (1) は同様にして、 $\pm 20^\circ \times \sqrt{2}$  の幅をもつとし計算を行なう。条件 (3) については両方の検出器共に、ある一点を測定できるとして理論値の補正は行わない。

各測定結果を用いて角度分布を求めた結果を、以下の図 4.12、図 4.13、図 4.14 に示す。また、フィットの結果を表 4.2、Fit と integral を比較した結果を表 4.3 にまとめる。

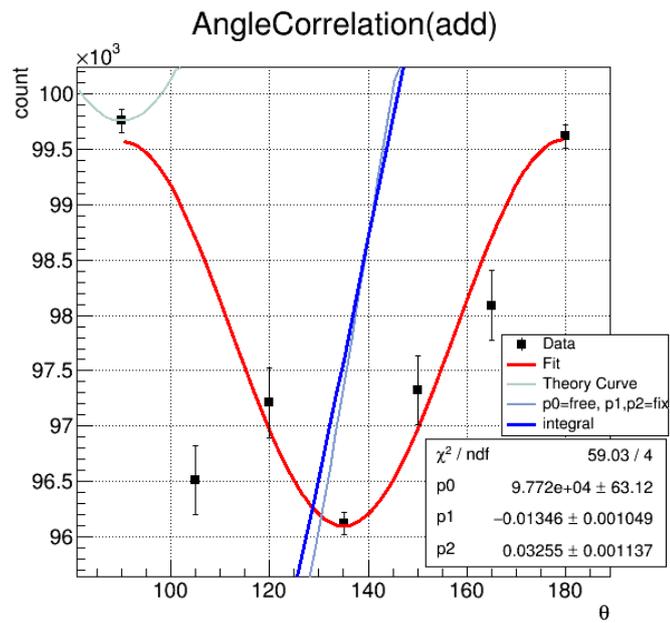


図 4.12 条件 (1) での角度分布

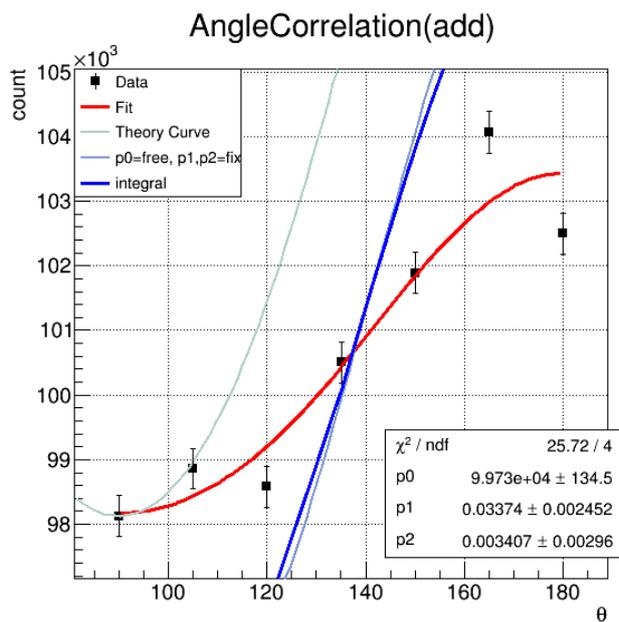


図 4.13 条件 (2) での角度分布

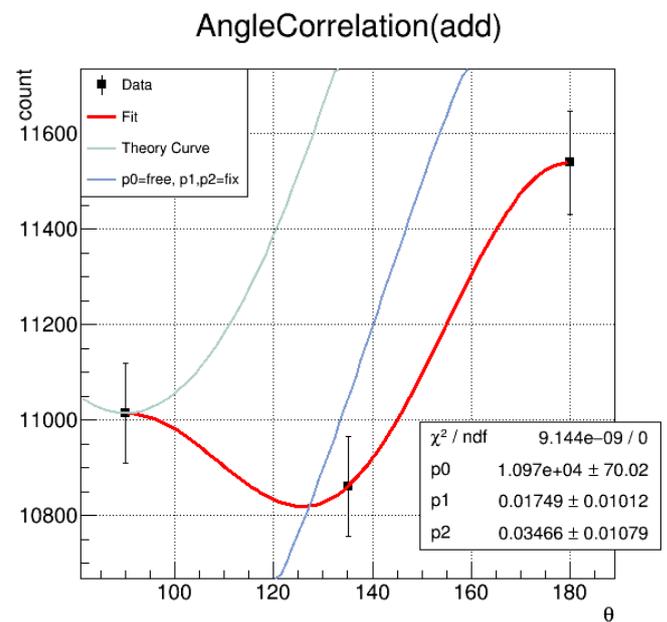


図 4.14 条件 (3) での角度分布

表 4.2 各条件でのフィット結果

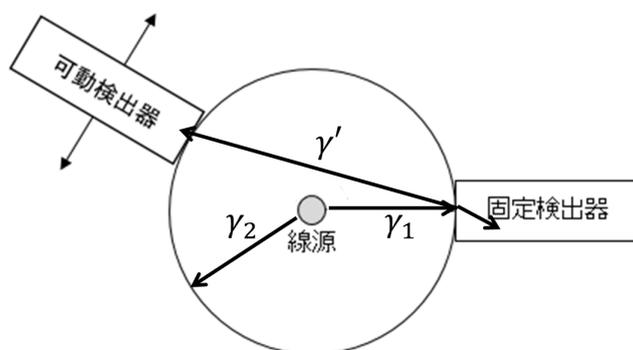
		$p_0$	$p_1$	$p_2$
条件 (1)	Fit	$9.8 \times 10^4 \pm 63$	$-0.013 \pm 0.0010$	$0.033 \pm 0.0011$
	integral	$9.6 \times 10^4 \pm 4.5 \times 10^{-5}$	$0.088 \pm 8.6 \times 10^{-10}$	$0.0043 \pm 1.0 \times 10^{-9}$
条件 (2)	Fit	$1.0 \times 10^5 \pm 130$	$0.034 \pm 0.0025$	$0.0034 \pm 0.0030$
	integral	$9.8 \times 10^4 \pm 2.0 \times 10^{-6}$	$0.088 \pm 3.7 \times 10^{-11}$	$0.0043 \pm 4.4 \times 10^{-11}$
条件 (3)	Fit	$1.1 \times 10^4 \pm 70$	$0.017 \pm 0.010$	$0.035 \pm 0.011$
	$p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$	$1.1 \times 10^4 \pm 59$	0.10	0.0091

表 4.3 Fit と integral の比較

		$p_0$	$p_1$	$p_2$
条件 (1)	Fit と integral の差	$0.2 \times 10^4$	0.101	0.0287
	相対誤差 [%]	2.1	120	670
	Fit の integral からのずれ	$32\sigma$	$100\sigma$	$26\sigma$
条件 (2)	Fit と integral の差	$0.2 \times 10^4$	0.054	0.0009
	相対誤差 [%]	2.0	61	21
	Fit の integral からのずれ	$15\sigma$	$22\sigma$	$0.30\sigma$
条件 (3)	Fit と $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ の差	0	0.083	0.0259
	相対誤差 [%]	0	8.3	285
	Fit の $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ からのずれ	$0\sigma$	$8.3\sigma$	$2.4\sigma$

## 4.4 考察

### コンプトン散乱の影響

図 4.15 同時検出したイベントの原因が1本の $\gamma$ 線であるときの様子

本実験では、 $^{60}\text{Ni}$  からの  $\gamma$  線の角度相関を求めることが目的であるため、この崩壊  $\gamma$  線以外で異方的なイベントが検出される場合は、それを取り除いてから、角度相関を求める必要がある。

前述したように、シンチレーター内でコンプトン散乱が起こった際には、角度依存のある散乱  $\gamma$  線が放出されるため、 $180^\circ$  から  $90^\circ$  に向かうにつれて、散乱  $\gamma$  線の検出頻度が増加する。ゆえに、図 4.15 のような、1本の  $\gamma$  線が片方の検出器にコンプトン散乱して入った時、もう片方の検出器が散乱  $\gamma$  線をとらえ同時計測する現象も検出に含まれる可能性がある。

このイベントの原因となるのは  $^{60}\text{Ni}$  からの 1.17 MeV または 1.33 MeV の  $\gamma$  線である。ゆえにこのイベントは、両検出器で測定したエネルギーを足し合わせたとき、1.33 MeV 以下に現れる。このことから、上記のイベントを取り除くためには、同時検出されたイベントのエネルギーを足し合わせて、1.33 MeV 以下のものをカットすればよいと考えられる。

次に同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせて角度ごとにヒストグラムを作成した。このヒストグラムを図 4.16、図 4.17、図 4.18 に示す。

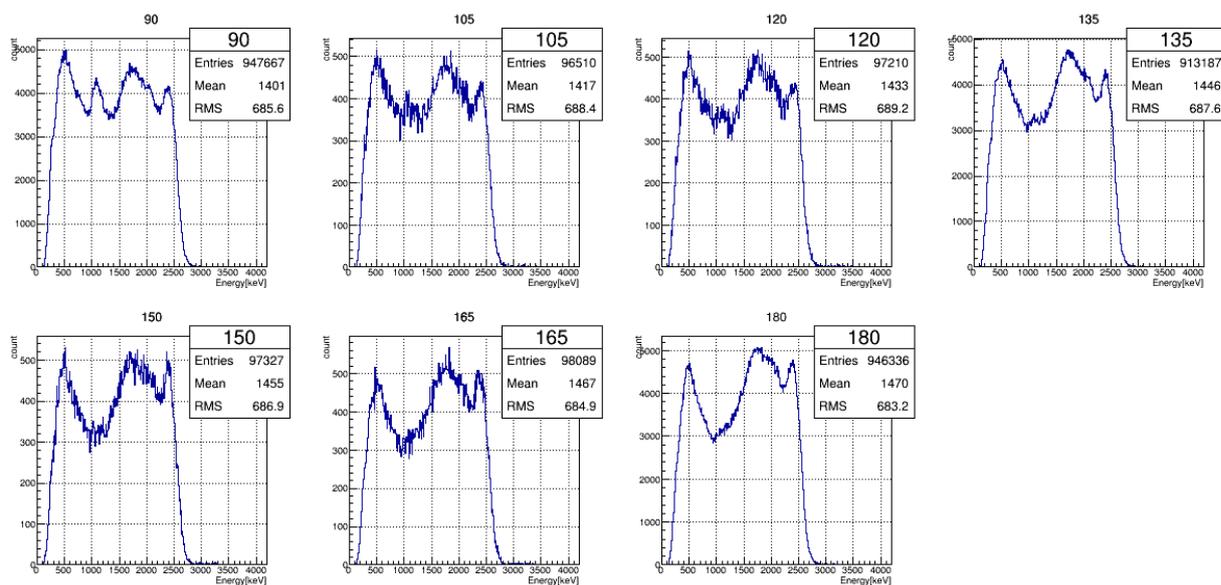


図 4.16 条件 (1) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム

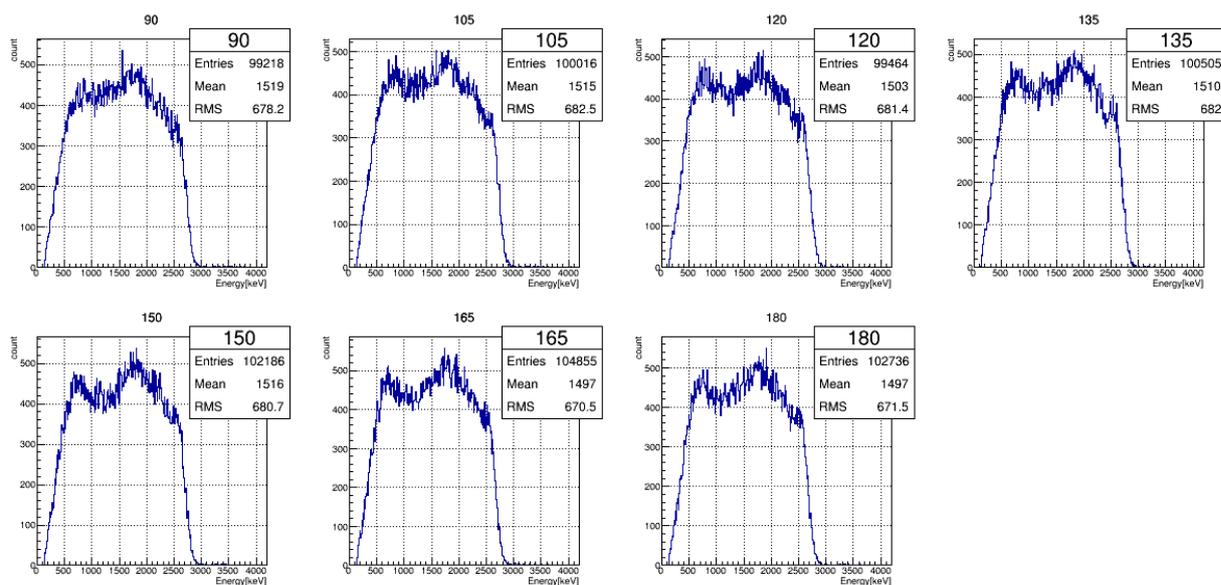


図 4.17 条件 (2) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム

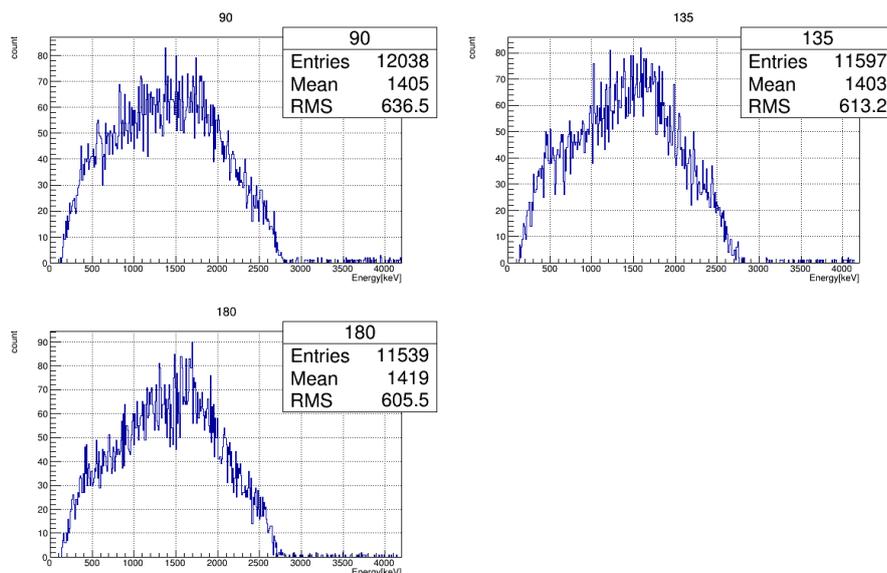


図 4.18 条件 (3) での同時検出したイベントのエネルギーを足し合わせたヒストグラム

この結果から、条件 (1) では、 $90^\circ$  には  $1.17 \text{ MeV}$  と  $1.33 \text{ MeV}$  付近にピークがみられるが、 $180^\circ$  に向かうにつれてそのピークが徐々に低くなっていることがわかる。このピークが前述したイベントのピークであると思われる。ゆえに、このピークのテールを考慮して、カットの際には  $1.33 \text{ MeV}$  ではなく  $1.5 \text{ MeV}$  でカットを行った。一方で条件 (2) や条件 (3) では、角度によるヒストグラムの形の変化も、 $1.17 \text{ MeV}$  と  $1.33 \text{ MeV}$  付近のピークも見られなかった。しかし、コリメーターを置いても前述したイベントが完全にはカットしきることができないと考えられるので、条件 (2) と条件 (3) にも、条件 (1) と同様のカットを行った。

このカット後のイベントを用いて角度相関を求めた結果を図 4.19、図 4.20、図 4.21、フィットの結果を表 4.4、カット後の Fit と integral を比較した結果を表 4.5 に示す。

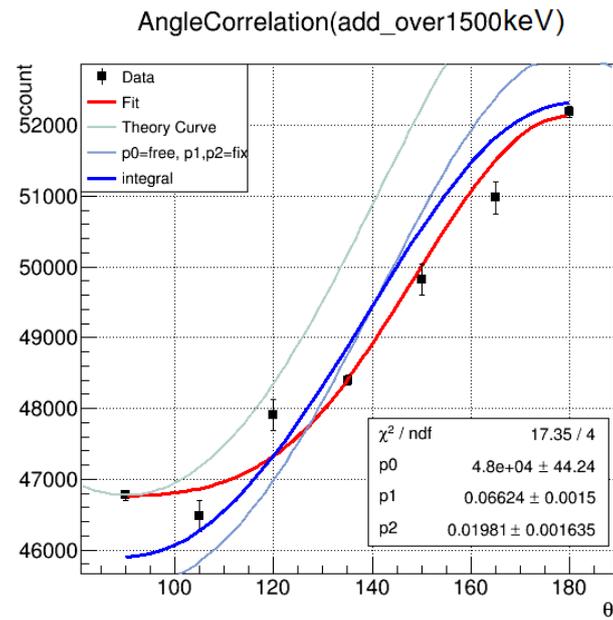


図 4.19 条件 (1) でのカット後の角度分布

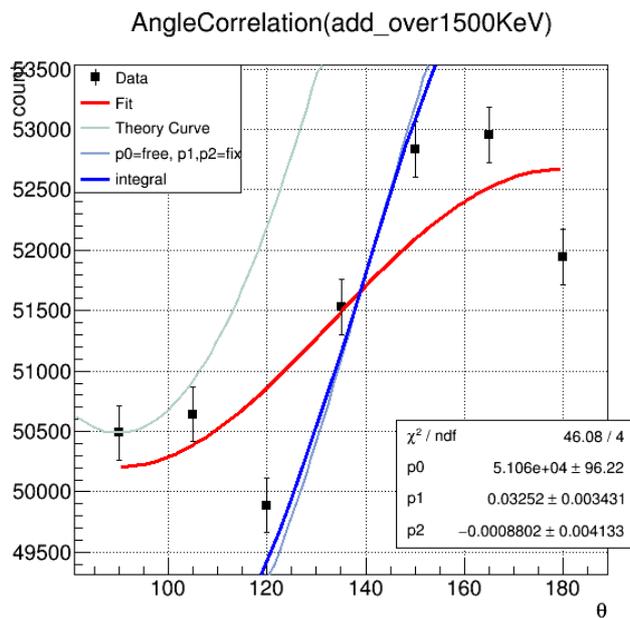


図 4.20 条件 (2) でのカット後の角度分布

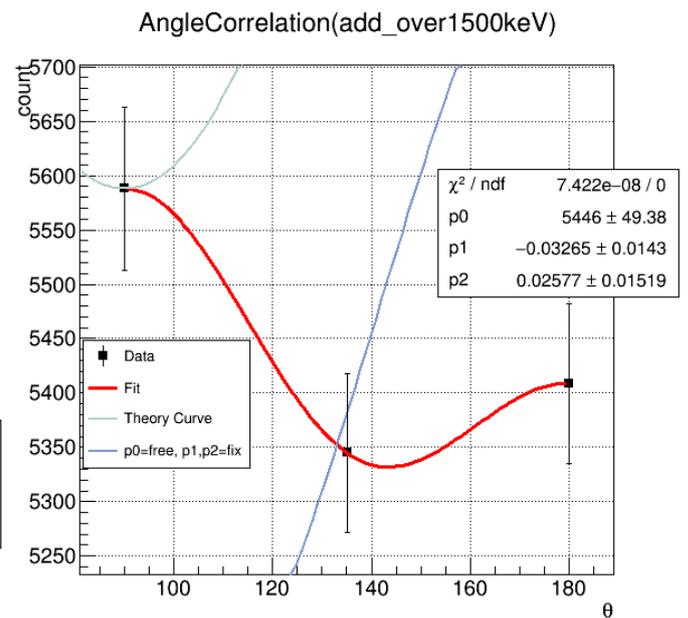


図 4.21 条件 (3) でのカット後の角度分布

表 4.4 カット後のフィット結果

		$p_0$	$p_1$	$p_2$
条件 (1)	Fit	$4.8 \times 10^4 \pm 44$	$0.066 \pm 0.0015$	$0.020 \pm 0.0016$
	integral	$4.8 \times 10^4 \pm 8.4 \times 10^{-6}$	$0.088 \pm 3.2 \times 10^{-10}$	$0.0042 \pm 3.8 \times 10^{-10}$
条件 (2)	Fit	$5.1 \times 10^4 \pm 96$	$0.033 \pm 0.0034$	$-0.00088 \pm 0.0041$
	integral	$5.0 \times 10^4 \pm 2.5 \times 10^{-6}$	$0.095 \pm 9.2 \times 10^{-11}$	$0.0064 \pm 1.1 \times 10^{-10}$
条件 (3)	Fit	$5.4 \times 10^3 \pm 49$	$-0.033 \pm 0.014$	$0.026 \pm 0.0015$
	$p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$	$5.3 \times 10^3 \pm 41$	0.10	0.0091

表 4.5 カット後の Fit と integral の比較

		$p_0$	$p_1$	$p_2$
条件 (1)	Fit と integral の差	0	0.022	0.0158
	相対誤差 [%]	0	25	380
	Fit の integral からのずれ	$0\sigma$	$15\sigma$	$9.9\sigma$
条件 (2)	Fit と integral の差	$1.0 \times 10^3$	0.062	0.00728
	相対誤差 [%]	2	65	110
	Fit の integral からのずれ	$10\sigma$	$18\sigma$	$1.8\sigma$
条件 (3)	Fit と $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ の差	100	0.133	0.0169
	相対誤差 [%]	1.9	130	65
	Fit の $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ からのずれ	$2\sigma$	$9.5\sigma$	$11\sigma$

図 4.19 から、予想された異方的なイベントを角度分布から取り除くのに、1.5 MeV でカットをかけることは十分であったと考えられる。

条件 (1) について、カット後の Fit と integral の値は表に示したとおりである。また、カット後の Fit と integral の差はそれぞれ  $p_0:0$ ,  $p_1:0.022$ ,  $p_2:0.0158$  であった。Fit と integral の相対誤差は  $p_0:0\%$ ,  $p_1:25\%$ ,  $p_2:380\%$  となった。さらに Fit の integral からのずれは、 $p_0:0\sigma$ ,  $p_1:15\sigma$ ,  $p_2:9.9\sigma$  と算出された。

条件 (2) と条件 (3) では、図 4.17、図 4.18 のように、角度によるヒストグラムの形の変化も、1.17 MeV と 1.33 MeV 付近のピークも見られなかったが、この理由について次に考察する。

条件 (2) と条件 (3) では、100 mm×100 mm×50 mm の鉛のコリメーターを用いた。この鉛に入射した  $\gamma$  線が、シンチレーター内と同様なコンプトン散乱を起こし、この散乱  $\gamma$  線を検出したという事象が起り得る。また、 $\gamma$  線がコリメーターの穴に入っても 50 mm 進む間に、穴の内壁にぶつかってエネルギーを落としているということも考えられる。このようにコリメーターによる散乱によって、条件 (2) と条件 (3) では図 4.17、図 4.18 のような結果になったと推測される。

以上のことから、 $^{60}\text{Ni}$ からの $\gamma$ 線の角度相関を求めるためには、線源と検出器との距離が75 mm であつ鉛コリメーターがない場合では、コンプトン散乱の影響を含むイベントを十分にカットする必要があるという結論に至った。また、研究の結果において、コリメーターの有無で角度相関に差が見られることから、コリメーターを置いたことで起こる事象を議論し、これを考慮して解析に反映させる必要があるとわかつた。

## 4.5 結論

コリメート無しの場合について、同時計測した $\gamma$ 線のエネルギーの合計が1500keV 以下をカットした角度分布のフィットの結果は、それぞれ  $p_0=4.8\times 10^4\pm 44$ ,  $p_1=0.066\pm 0.0015$ ,  $p_2=0.020\pm 0.0016$  となった。また、このカット後のFit と integral の差はそれぞれ  $p_0:0$ ,  $p_1:0.022$ ,  $p_2:0.0158$  であり、Fit の integral からのずれは、 $p_0:0\sigma$ ,  $p_1:15\sigma$ ,  $p_2:9.9\sigma$  となった。

## 4.6 今後の課題

今後の課題としては、線源と検出器間の距離が常に一定になるような装置を設計をすること、今回の実験よりも線源と検出器間の距離を離すこと、コリメート方法を改善すること、エネルギー較正定数の求め方を改善すること、Geant によるシミュレーションをすることが挙げられる。

自作した装置は、検出器間の角度を変える際に、線源と検出器間の距離が変わってしまう可能性があつた。この距離の変化が検出量に大きな影響を与えるため、距離が変化しないような設計にし直す必要がある。

また、今回の実験では、検出器に入射する $\gamma$ 線の角度や位置を限定するために鉛のコリメーターを用いたが、他の方法として、線源と検出器間の距離を離すことや、コリメーターの厚みを変えて行うことが考えられ、今後検討する必要がある。

また、今回作成したエネルギー較正定数のグラフは、エラーを含めてフィットしたにも関わらず、 $\chi^2$  が大きくなつた。考えられる原因の1つは、 $^{22}\text{Na}$ のエネルギーの低い方のピークがバックグラウンドを含むためにガウスフィットがうまくできていないことである。そのためバックグラウンドを含むことを考慮してガウスフィットを行なう必要がある。また今回は既知の3つのエネルギーピークを用いて較正定数のグラフを作成したが、もう何点かプロットできるように他の既知のエネルギーピークをもつ線源を用いての測定も検討したい。

本研究では Geant シミュレーションは行っていないが、角度相関を測定する際に必要でないイベントに対してより正確にカットをかけるために、シンチレーターへの $\gamma$ 線入射のシミュレーションを行うことも今後の課題である。

### 補足

本論文において、単語が動作を表す場合はカタカナ表記を採用し、データ名やモジュール名など、名

詞を表す場合は英語表記を採用した。なお例外として、「チャンネル」は ADC モジュールのチャンネルのことを指し、「channel」は ADC の出力デジタル数を意味しているものとする。



## 第5章

# 謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々に大変お世話になりました。指導教官である下村真弥助教授には、海外出張中にもメールやスカイプで熱心にご指導いただきました。多忙な中で未熟な私たちのために時間を割いていただき、本当に感謝しております。林井久樹教授、宮林謙吉准教授には、ミーティング等で丁寧かつ的確な助言を多く頂きました。また、研究室の先輩方には、いつも温かく見守ってくださったことを心より感謝しております。同回生のみなさんとは、助言を出し合い、切磋琢磨しながらここまで来れたことを本当に嬉しく思います。このメンバーで共に1年を過ごせたことは、私たちにとってとても幸せでした。協力いただきました皆様のおかげで、今に至ることができました。深く感謝いたします。本当にありがとうございました。



## 参考文献

- [1] 信州大学 理学部 物理科学科 高エネルギー物理学研究室 今井宗幸 (2010) 「2010 年度 学部卒業研究 :  $^{60}\text{Co}$  線源を用いた  $^{60}\text{Ni}\gamma$  線角度相関の測定」
- [2] 猪木慶治・川合光 (2013) 「基礎量子力学」 講談社
- [3] 金沢大学 准教授 倉澤治樹 (2015) 「量子力学」  
[http://homepage2.nifty.com/kurasawa/qm\\_a.pdf](http://homepage2.nifty.com/kurasawa/qm_a.pdf)
- [4] 小川岩雄 (1983) 「基礎原子力講座 2 放射線 (改訂版)」 コロナ社
- [5] Particle Data Group 「43. CLEBSCH-GORDAN COEFFICIENTS, SPHERICAL HARMONICS, AND d FUNCTIONS」  
[http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/contents\\_sports.html](http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/contents_sports.html)
- [6] ソウル大学 谷田聖・東北大学 小池武志・山本剛史・米本慶央・お茶の水女子大学 松尾光 (2009) 「KEK サマーチャレンジ 演習課題 5 : ガンマ線角度相関 ~ 原子核からの光 ~」
- [7] 奈良女子大学 教授 寺尾治彦 「量子力学 2 講義ノート」
- [8] William R. Leo (1994) 「Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments」 Springer-Verlag
- [9] 山崎文男 (1977) 「実験物理学講座 26 放射線」 共立出版株式会社



## 付録 A

# ADC データ収集プログラム

```
/*
*****
Original version was written by S.Ono 2002/Jan./27th
*****
#include <fcntl.h>
#include <sys/time.h>
#include <unistd.h>
#include <sys/types.h>
#include <stdio.h>
#include <string.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
#include <sys/errno.h>
#include "camlib.h"
#include <time.h>
#include <netinet/in.h>

FILE *fp; /* The file to save the taken data.*/

int main(){

time_t tloc;
struct tm *lt;
int y1, m1, d1, h1, min1, s1;
int y2, m2, d2, h2, min2, s2;
int t1, t2,t,tn;

int i_ev;
int q,x,data1,data2,adc;
int ch1,ch2;
```

```
char fname[36];

/*=====
 * Ask the user to answer the slot number and channel number
 * of the ADC/TDC module to set those integer numbers.
 *=====*/
printf("Slot number of ADC/TDC?\n");
scanf("%d",&adc);
    ch1=2;
    ch2=3;

/*=====
 * Ask the file name to save the taken data.
 * Also open the data file.
 *=====*/
    printf("File name to save data?\n");
    scanf("%s",fname);
    fp=fopen(fname, "w");

/*=====
 * How many events do you take?
 *=====*/
printf("How long?\n");
scanf("%d",&ttn);

/*=====
 * Open CCP interface device file.
 * If it fails, exit.
 *=====*/
if(COPEN()){
    printf("ccp open error\n");
    exit(-1);
}

/*=====
 * Take beginning-time(t1).
 *=====*/
tloc = time(NULL);
lt = localtime(&tloc);
```

```
y1 = lt->tm_year+1900;
m1 = lt->tm_mon+1;
d1 = lt->tm_mday;
h1 = lt->tm_hour;
min1 = lt->tm_min;
s1 = lt->tm_sec;

t1 = time(NULL);
t=t1;

/*=====
 * Initialize CAMAC.
 *=====*/
CSETCR(0);
CGENZ();
CGENC();
CREMI();

/*=====
 * Enable LAM and Clear it.
 *=====*/
CAMAC(NAF(adc,ch1,26),&data1,&q,&x); /* F=26 is enable. */
CAMAC(NAF(adc,ch1, 9),&data1,&q,&x); /* F=9 is clear. */

/*=====
 * Again send enable command to prepare the first event.
 *=====*/
CAMAC(NAF(adc,ch1,26),&data1,&q,&x);

/*=====
 * Send message to the user.
 *=====*/
printf("CAMAC initilize done.\n");

/*=====
 * Event loop.
 *=====*/
i_ev = 0;
while( t-t1 < tn )
{
```

```

/*-----
 * Test LAM.
 *-----*/
CAMAC(NAF(adc,ch1,8),&data1,&q,&x); /* F=8 is test LAM.*/
/*-----
 * If no event comes yet, q is set to be 0,
 * otherwise, the digitized event is there!
 *-----*/
if( q!=0 )
{
/*-----
 * Read the digitized data from the register.
 *-----*/
CAMAC(NAF(adc,ch1,0),&data1,&q,&x);
      CAMAC(NAF(adc,ch2,0),&data2,&q,&x);

/*-----
 * Take reading-time(t), and write data
 * and reading-time on the console.
 *-----*/
      t = time(NULL);
      printf("i_ev, data1, data2 = %d %d %d %d\n", i_ev, data1, data2,t);

/*-----
 * The read data is written into the file.
 *-----*/
      fprintf(fp,"%d %d\n", data1, data2);

/*-----
 * Update the event counter(i_ev).
 *-----*/
      i_ev++;

      /*-----
       * Clear LAM to wait for the next event.
       *-----*/
      CAMAC(NAF(adc,ch1,9),&data1,&q,&x);

} //LAM
}

```

```
/*=====
 * Take finished-time(t2).
 *=====*/
tloc = time(NULL);
lt = localtime(&tloc);

y2 = lt->tm_year+1900;
m2 = lt->tm_mon+1;
d2 = lt->tm_mday;
h2 = lt->tm_hour;
min2 = lt->tm_min;
s2 = lt->tm_sec;

t2 = time(NULL);

/*=====
 * Write beginning-time and finished-time on the console.
 *=====*/
printf("開始時刻: %d.%d.%d %d時 %d分 %d秒 t1=%d\n", y1,m1,d1,h1,min1,s1,t1);
printf("終了時刻: %d.%d.%d %d時 %d分 %d秒 t2=%d\n", y2,m2,d2,h2,min2,s2,t2);
printf("t2-t1=%d\n", t2 - t1 );

/*=====
 * Instructions for termination.
 *=====*/
CAMAC(NAF(adc,ch1,24),&data1,&q,&x); /* F=24 is desable.*/
CCLOSE(); /* CAMAC close. */
fclose(fp); /* Close data file.*/
return 0;
}
```



## 付録 B

# 角度相関グラフ作成プログラム

```
{
  TGraphErrors *g= new TGraphErrors("/home/2015-b4/2_February/20160222/
cut_number_re.txt", "%lf %lf %lf %lf", "");
  g->SetMarkerStyle(21);
  g->SetMarkerSize(1);

  TCanvas* c=new TCanvas("ACFit", "ACFit", 600, 600);

  TH1* frame=gPad->DrawFrame(0,0,2000,500);
  frame->Draw();

  g->SetTitle("AngleCorrelation(add_over1500keV)");
  g->GetXaxis()->SetTitle("#theta");
  g->GetYaxis()->SetTitle("count");
  g->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.0);
  g->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.5);
  g->Draw("AP");

  /*== Fit ==*/
  TF1 *f1= new TF1("f1", "[0]*(1+[1]/2*(3*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)-1)
+ [2]/8*(35*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)
-30*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)+3))");

  f1->SetParameter(0, 59195/0.9524);
  f1->SetParameter(1, 0.102);
  f1->SetParameter(2, 0.00907);
  f1->SetLineWidth(3);

  g->Fit(f1, "+", "", 90, 180);
}
```

```

/*== Theory Curve ==*/
TF1 *f2= new TF1("f2", "[0]*(1+[1]/2*(3*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)-1)
+[2]/8*(35*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)
-30*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)+3))");

f2->FixParameter(0,59195/0.9524);
f2->FixParameter(1,0.102);
f2->FixParameter(2,0.00907);
f2->SetLineColor(29);
f2->SetLineWidth(2);

g->Fit(f2,"+", "", 50,220);

/*== p0=free, p1&p2=fix ==*/
TF1 *f3= new TF1("f3", "[0]*(1+[1]/2*(3*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)-1)
+[2]/8*(35*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)
-30*cos(x*0.017453)*cos(x*0.017453)+3))");

f3->SetParameter(0,59195/0.9524);
f3->FixParameter(1,0.102);
f3->FixParameter(2,0.00907);
f3->SetLineColor(38);
f3->SetLineWidth(2);

g->Fit(f3,"+", "", 50,220);

/*== integral ==*/
for(int i=90; i<=180; i+=15){
sum[i] = f3->Integral(i-28,i+28);
val[i] = sum[i]/56;
}

double y[7] = {val[90],val[105],val[120],val[135],val[150],val[165],val[180]};
double x[7] = {90,105,120,135,150,165,180};

TGraph *g1 = new TGraph( 7, x, y );
g1->SetMarkerStyle( 20 );
g1->SetMarkerSize( 1.0 );
g1->SetMarkerColor(4);

```

---

```
g1->SetLineColor(4);
g1->SetLineWidth(3);
g1->Draw("l");

gPad->SetGrid();
gStyle->SetOptFit();

leg = new TLegend(0.1,0.8,0.4,0.9);
leg->AddEntry(g, "Data", "pe");
leg->AddEntry(f1, "Fit", "l");
leg->AddEntry(f2, "Theory Curve", "l");
leg->AddEntry(f3, "p0=free, p1,p2=fix", "l");
leg->AddEntry(g1, "integral", "l");
leg->Draw();

}
```