

2016年度 学部卒業論文
 ^{60}Co 線源を用いた
 ^{60}Ni から放出される γ 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
石丸桜子 山本怜果

平成29年 3月20日

目次

第1章	目的	6
第2章	実験の原理	7
2.1	実験の概要	7
2.2	理論	8
2.2.1	全角運動量	8
2.2.2	原子核のスピンを整列	9
2.2.3	角度分布	9
2.2.4	角度相関関数	10
2.2.5	^{60}Ni の角度相関	11
2.3	物理現象	12
2.3.1	原子核崩壊	12
2.4	実験器具	18
第3章	事前実験	21
3.1	ADCのペDESTAL値の測定	21
3.1.1	セットアップ	21
3.1.2	実験結果	22
3.2	^{60}Co 線源から放出される γ 線の信号であるかの確認	23
3.2.1	セットアップ	23
3.2.2	実験結果	24
3.3	Delayカーブ測定	25
3.3.1	セットアップ	25
3.3.2	実験結果	26
3.4	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	27
3.4.1	セットアップ	27
3.4.2	線源の位置を固定させたときの実験結果	29
3.4.3	線源の位置を移動させたときの実験結果	31
3.5	ADCのエネルギー較正定数の測定	33
3.5.1	セットアップ	33
3.5.2	実験結果	33
3.6	シングルレート補正	37
3.6.1	実験結果	37

第4章	γ線の角度相関	38
4.1	実験の手順	38
4.2	セットアップ	38
4.3	実験結果	39
4.3.1	データの選別	42
4.3.2	角度分布	44
4.4	考察	47
4.4.1	条件を変えて計測	47
4.5	結論	50
4.6	今後の課題	50
第5章	謝辞	51
付録A		53
A.1	モジュール設定の調整	53
A.2	シンチレーション検出器の修理	55

目 次

2.1	^{60}Co の壊変図	7
2.2	検出器の概念図	8
2.3	A 原子核の崩壊図	10
2.4	コンプトン散乱の概念図	13
2.5	入射光子の散乱角とエネルギーの関係	14
2.6	コンプトン散乱 γ 線の角度分布 [4]	14
2.7	コンプトン反跳電子の角度分布 [4]	15
2.8	^{137}Cs の壊変図	17
2.9	^{22}Na の壊変図	18
2.10	モジュール	19
2.11	モジュール	20
3.1	ADC のペDESTAL 値を測定するセットアップ	21
3.2	ADC のヒストグラム	22
3.3	^{60}Co 線源からの γ 線を確認するセットアップ	23
3.4	鉛コリメーター	24
3.5	線源を置かない状態で計測した場合	24
3.6	線源を置いた状態で計測した場合	24
3.7	Delay カーブ測定の設定アップ	25
3.8	Delay カーブ	26
3.9	検出数のばらつきを測定するセットアップ	27
3.10	シンチレーターを分割した概念図	28
3.11	実験風景 (線源の位置を固定)	28
3.12	実験風景 (線源の位置を移動)	28
3.13	入射位置ごとの ADC 分布の比較 (線源の位置を固定させたとき)	29
3.14	入射位置ごとの ADC 分布の比較 (線源の位置を移動させたとき)	31
3.15	エネルギー較正定数を求めるセットアップ	33
3.16	^{137}Cs 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)	34
3.17	^{22}Na 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)	34
3.18	^{137}Cs 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)	35
3.19	^{22}Na 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)	35
3.20	エネルギー較正定数のグラフ (H7195 検出器)	36

3.21 エネルギー較正定数のグラフ (H6410 検出器)	36
3.22 H6410 検出器のみで γ 線を 10 分間測定した結果	37
4.1 実験風景	38
4.2 角度相関を測定するセットアップ	39
4.4 270 度と 315 度の一次元ヒストグラム	39
4.3 角度毎の一次元ヒストグラム	40
4.5 45 度の時の実験風景	40
4.6 角度毎の二次元ヒストグラム	41
4.7 270 度の二次元ヒストグラム	41
4.8 cut 条件	42
4.9 cut1 をかけた二次元ヒストグラム	43
4.10 cut2 をかけた二次元ヒストグラム	43
4.11 integral の説明	44
4.12 角度分布 (cut1)	46
4.13 角度分布 (cut2)	46
4.14 検出器と線源と位置関係	47
4.15 線源の位置をずらした時の 角度分布 (cut1)	47
4.16 線源の位置をずらした時の 角度分布 (cut2)	47
A.1 入射位置を中央に限定したときの ADC 分布	53
A.2 オシロスコープでみた信号	53
A.3 入射位置を中央に限定したときの ADC 分布 (変更後)	54
A.4 オシロスコープでみた信号 (変更後)	54

表 目 次

3.1	モジュールの設定	22
3.2	ADC のペDESTAL 値	22
3.3	モジュールの設定	24
3.4	モジュールの設定	25
3.5	使用した LEMO ケーブル	25
3.6	計測結果	26
3.7	変更後のモジュールの設定	27
3.8	各入射位置における 10 万イベントの測定時間 (位置固定)	30
3.9	各入射位置における 10 万イベントの測定時間 (位置移動)	32
3.10	モジュールの設定 (H7195 検出器)	33
3.11	モジュールの設定 (H6410 検出器)	33
3.12	エネルギーピーク (H7195 検出器)	34
3.13	エネルギーピーク (H6410 検出器)	35
3.14	検出器のエネルギー較正定数	36
4.1	モジュールの設定 (H7195 検出器)	39
4.2	モジュールの設定 (H6410 検出器)	39
4.3	一次元ヒストグラムの説明	39
4.4	cut 条件	42
4.5	Fit の integral の結果	45
4.6	本実験の結果	48
4.7	線源をずらしたときの結果	48
4.8	線源の中心からのずれ	48
A.1	初期のモジュールの設定	53
A.2	変更後のモジュールの設定	54

第1章 目的

原子核から放出される γ 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、原子核の始状態から放出された γ 線によって角運動量が失われ、中間準位の核スピンの一方向に整列することによって、その中間準位から放出される γ 線の方向と始状態から放出された γ 線の方向のなす角度に生じる相関関係である。これは原子核のもつ角運動量に依存しているため、角度相関を調べることによって原子核の構造を知ることができる。

本研究では、 ^{60}Co が β^- 崩壊して ^{60}Ni の励起状態に遷移した後、 ^{60}Ni が基底状態へ遷移するために放出される2本の γ 線の角度相関を測定し、原子核のスピンの遷移について議論する。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}Co は、 β^- 崩壊して ^{60}Ni の励起状態へ遷移する。 ^{60}Ni の励起状態 (2.5MeV) は即座に γ 線を放出し、中間準位 (1.33MeV) を経て基底状態に遷移する。この際に 1.17MeV と 1.33MeV の 2 本の γ 線が放出されるが、この 2 本の γ 線が放出される角度には相関が見られる。これは原子核のもつ角運動量が γ 線の放出によって持ち去られるために、始状態では向きがバラバラだった核スピンの中間準位では一方向に整列するからである。このように 1 つの原子核から放出される 2 本の γ 線の角度相関は、その原子核が持つ角運動量に依存しており、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。

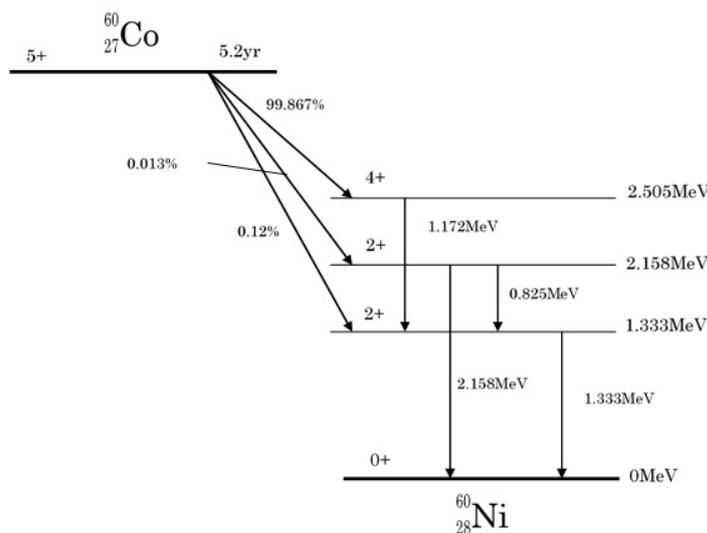


図 2.1: ^{60}Co の壊変図

本実験では、2本のシンチレーション検出器を用いて ^{60}Co 線源からくる 2本の γ 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 γ 線のコインシデンス頻度を測定することによって得られた 2本の γ 線の角度相関分布と、核スピンの遷移過程を特定した角度相関分布を比較し議論する。

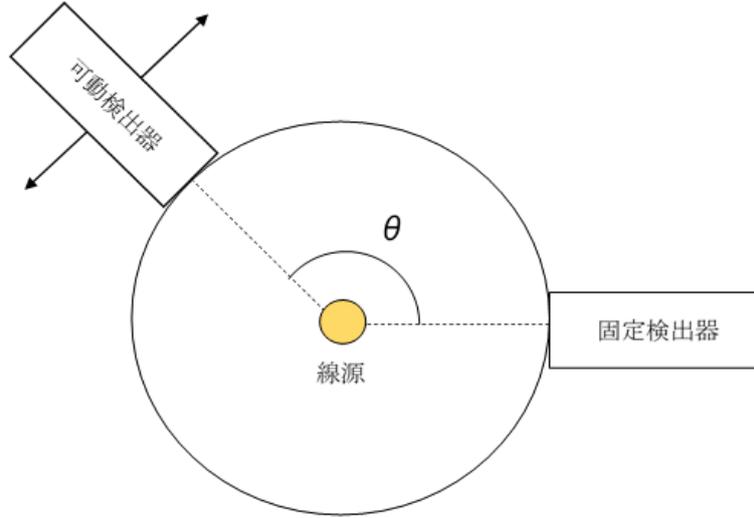


図 2.2: 検出器の概念図

2.2 理論

2.2.1 全角運動量

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

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

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

$$[L_x, L_y] = i\hbar L_z, \quad [L_y, L_z] = i\hbar L_x, \quad [L_z, L_x] = i\hbar L_y \quad (2.2)$$

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

となり、 \mathbf{L}^2 と L_z は可換であるため同時対角化可能である。その固有状態は $|lm\rangle$ で与えられ、固有値をそれぞれ $l(l+1)$, m 、とすると、

$$\mathbf{L}^2 |lm\rangle = l(l+1)\hbar^2 |lm\rangle \quad (2.4)$$

$$L_z |lm\rangle = m\hbar |lm\rangle \quad (2.5)$$

とあらわされる。

ここで、光子は軌道角運動量だけでなく、それ自身もスピン ($S = 1$) をもっているので、全角運動量を考える。全角運動量 J は、軌道角運動量 L とスピン角運動量 S の和で与えられるから、

$$J = L + S \quad (2.6)$$

である。固有値をそれぞれ、軌道角運動量 L が $l_1(l_1+1)$, m_1 、スピン角運動量 S が $l_2(l_2+1)$, m_2 、全角運動量 J が $\lambda(\lambda+1)$, μ とする。このとき、 \mathbf{J}^2 と J_z の固有状態は、今 $S = 1$ より $l_2 = 1$, $-1 \leq m_2 = m \leq 1$, $l_1 = l$, $m_1 = \mu - m$ とおけるから、

$$X_{\lambda\mu} = \sum_m \langle l_1 m_1, l_2 m_2 | \lambda \mu \rangle |l_1 m_1\rangle |l_2 m_2\rangle \quad (2.7)$$

$$= \sum_m \langle l \mu - m, 1 m | \lambda \mu \rangle |l \mu - m\rangle |1 m\rangle \quad (2.8)$$

と与えられる。ここで、 $\langle l\mu - m, 1m | \lambda\mu \rangle$ は Clebsch-Gordan 係数である。また、軌道角運動量の固有関数 $|l\mu - m\rangle$ は球面調和関数 $Y_{l\mu-m}$ 、スピン角運動量の固有関数 $|1m\rangle$ は球単位ベクトル ξ_m で表されるから、 \mathbf{J}^2 と J_z の固有状態は、

$$X_{\lambda l\mu} = \sum_m \langle l\mu - m, 1m | \lambda\mu \rangle Y_{l\mu-m} \xi_m \quad (2.9)$$

と書ける。すなわち、この関数は以下の条件を満たす。

$$\mathbf{J}^2 X_{\lambda l\mu} = \lambda(\lambda + 1)\hbar^2 X_{\lambda l\mu} \quad (2.10)$$

$$J_z X_{\lambda l\mu} = \mu\hbar X_{\lambda l\mu} \quad (2.11)$$

2.2.2 原子核のスピンを整列

原子核のスピンは、始めはランダムな方向を向いている。つまり、スピンの磁気量子数 m がランダムな値を持っている。しかし、始状態から γ 線を放出して角運動量を失うことにより、中間準位のスピンが整列する。ここで、スピンの整列について説明すると、ある磁気量子数 m をとる確率を $p(m)$ とすると原子核のスピンが整列していない状態では、 $p(0) = p(1) = p(-1) = p(2) = p(-2) = \dots$ であるが、スピンが整列している状態での磁気量子数の分布は、

$$p(1) = p(-1), p(2) = p(-2), \dots, p(i) = p(-i) \quad (2.12)$$

$$p(0) \neq p(\pm 1), p(0) \neq p(\pm 2), \dots, p(0) \neq p(\pm i) \quad (2.13)$$

と書ける。

2.2.3 角度分布

スピンが整列した中間準位から放出される γ 線は、始状態から放出された γ 線に対してある角度相関を示す。つまり、ある量子化軸を決めた時、その軸周りの γ 線の強度分布、つまり角分布が生じる。式 (2.9) を用いると、量子化軸周りの γ 線の角度分布は、

$$\begin{aligned} Z_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) &= |X_{\lambda l\mu}|^2 \\ &= \left| \sum_m \langle l\mu - m, 1m | \lambda\mu \rangle Y_{l\mu-m} \xi_m \right|^2 \\ &= \frac{(-)^{\mu-1}}{4\pi} \sum_k (\lambda 1 \lambda - 1 | k 0) (\lambda \mu \lambda - \mu | k 0) F_k(\cos \theta) \end{aligned} \quad (2.14)$$

と与えられる。ここで、 $F_k(\cos \theta)$ は Legendre 多項式である。

2.2.4 角度相関関数

上記で述べたように、原子核のスピンの整列することによって γ 線の角度相関が生じる。ここでは、 ^{60}Ni 原子核から放出される 2 本の γ 線の角相関の原理について述べる。例として、図 2.3 に A 原子核が B 原子核の励起状態と中間状態を経て、基底状態へと崩壊していく過程を挙げる。

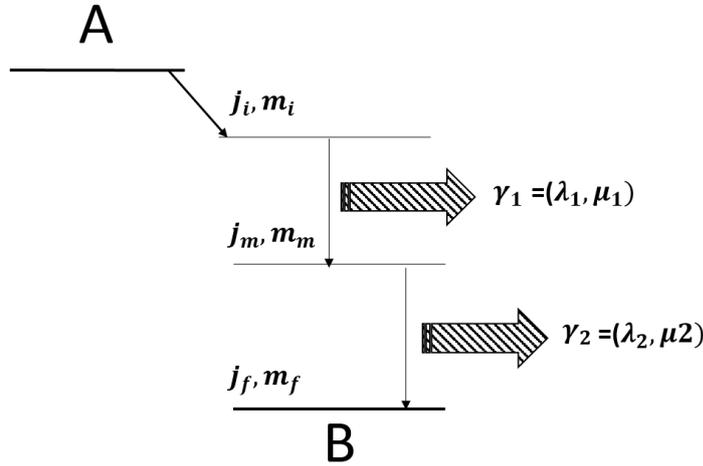


図 2.3: A 原子核の崩壊図

まず、A 原子核が B 原子核の励起状態へと崩壊した後に、 γ_1 を放出して中間準位へと崩壊する。この γ_1 が持ち去る角運動量のため中間準位における j_m の量子状態が一様でなくなる。つまり、中間準位の核スピンの分布がある程度整列した状態になっている。その中間準位から放出される γ_2 の方向は、この中間準位の核スピンの整列した方向に対して、ある角相関を示す。この角相関は、崩壊過程で放出される γ_1 と γ_2 を同時計測することで測定可能である。

始状態が磁気量子数 m_i に関して偏りがなく一様に分布しているとき、ある磁気量子数 m_i をもつ確率は、 $-j_i \leq m_i \leq j_i$ より、

$$p_i(m_i) = \frac{1}{2j_i + 1} \quad (2.15)$$

と書ける。 γ_1 の方向に z 軸を取ると、光子の helicity として ± 1 のみが許されることから、 $\mu_1 = \pm 1$ である。ゆえに、始状態から崩壊してある中間状態 m_m になる確率は、

$$\begin{aligned} p_m(m_m) &= \sum_{\mu_1 = \pm 1} \sum_{m_i = -j_i}^{j_i} p_i(m_i) |\langle j_i m_i, \lambda_1 \mu_1 | j_m m_m \rangle|^2 \\ &= |\langle j_i m_m + 1, \lambda_1 1 | j_m m_m \rangle|^2 + |\langle j_i m_m - 1, \lambda_1 - 1 | j_m m_m \rangle|^2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる。一方、 $p_i(m_i)$ の確率で始状態から放射される γ 線の角度相関関数 $W(\theta)$ は、

$$W(\theta) = \sum_{m_i, \mu} |\langle j_i m_i, \lambda \mu | j_f m_f \rangle|^2 p_i(m_i) Z_{\lambda \mu}(\theta) \quad (2.17)$$

と表される。よって、図 2.3 のような崩壊時の角相関を表す関数は、

$$W(\theta) = \sum_{m_m, \mu_2} |\langle j_m m_m, \lambda_2 \mu_2 | j_f m_f \rangle|^2 Z_{\lambda_2 \mu_2}(\theta) \times \{ |\langle j_i m_m + 1, \lambda_1 1 | j_m m_m \rangle|^2 + |\langle j_i m_m - 1, \lambda_1 - 1 | j_m m_m \rangle|^2 \} \quad (2.18)$$

$$= \sum_{m_m = m_f + \mu_2} |C_{j_f m_f, \lambda_2 \mu_2}^{j_m, m_m}|^2 p(m_m) Z_{\lambda_2 \mu_2}(\theta) \quad (p_m(m_m) = p(m_m)) \quad (2.19)$$

である。ここで、 $C_{j_f m_f, \lambda_2 \mu_2}^{j_m, m_m}$ は、Clebsch-Gordan 係数である。

2.2.5 ^{60}Ni の角度相関

^{60}Co が図 2.3 の A 原子核のように ^{60}Ni へと崩壊したとする。 λ_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 $\lambda_1 = |j_i - j_m|$ のみを考える。

^{60}Ni は γ 線を 2 本放出し、その時のスピン変化の 99% が $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ である。このとき $j_m = 2$ であるので、 $m_m = 0, \pm 1, \pm 2$ である。ゆえに、中間状態での磁気量子数の分布は、式 (2.16) より、

$$p(2) = |C_{22,21}^{43}|^2 + |C_{22,2(-1)}^{41}|^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{14} = \frac{4}{7} \quad (2.20)$$

$$p(1) = |C_{21,21}^{42}|^2 + |C_{21,2(-1)}^{40}|^2 = \frac{4}{7} + \frac{8}{35} = \frac{4}{5} \quad (2.21)$$

$$p(0) = |C_{20,21}^{41}|^2 + |C_{20,2(-1)}^{4(-1)}|^2 = \frac{3}{7} + \frac{3}{7} = \frac{6}{7} \quad (2.22)$$

$$p(-1) = |C_{2(-1),21}^{40}|^2 + |C_{2(-1),2(-1)}^{4(-2)}|^2 = \frac{8}{35} + \frac{4}{7} = \frac{4}{5} \quad (2.23)$$

$$p(-2) = |C_{2(-2),21}^{4(-1)}|^2 + |C_{2(-2),2(-1)}^{4(-3)}|^2 = \frac{1}{14} + \frac{1}{2} = \frac{4}{7} \quad (2.24)$$

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

$$p(2) : p(1) : p(0) : p(-1) : p(-2) = \frac{4}{7} : \frac{4}{5} : \frac{6}{7} : \frac{4}{5} : \frac{4}{7} = 10 : 14 : 15 : 14 : 10 \quad (2.25)$$

となり、スピン $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ 遷移における角度相関関数 $W(\theta)$ は、

$$W(\theta) = 1 + \frac{5}{49} F_2(\cos \theta) + \frac{4}{441} F_4(\cos \theta) \quad (2.26)$$

$$= 0.9524 + 0.1190 \cos^2 \theta + 0.0397 \cos^4 \theta \quad (2.27)$$

となる。なお、 F_2 と F_4 は Legendre 多項式であり、

$$F_l(z) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dz^l} (z^2 - 1) \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.28)$$

だから、

$$F_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.29)$$

$$F_4(\cos \theta) = \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (2.30)$$

であり、 $A_{22} = \frac{5}{49} = 0.102$ 、 $A_{44} = \frac{4}{441} = 0.00907$ を角相関係数という。

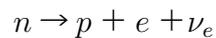
2.3 物理現象

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

β -崩壊

β 崩壊には β -崩壊と β^+ 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}Co の崩壊には、 β 崩壊が関係している。 β 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 β 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}Co から ^{60}Ni への遷移が起こる。

γ 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持っている。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 γ 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 γ 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 γ 崩壊という。これにより ^{60}Ni 原子核の励起状態から、 γ 崩壊をして ^{60}Ni の基底状態へ遷移する。

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

γ 線と物質との相互作用

物質中での光子（以降 γ 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。 γ 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 γ 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 γ 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

$h\nu$: γ 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 γ 線のエネルギーが電子の結合エネルギーより大きい時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

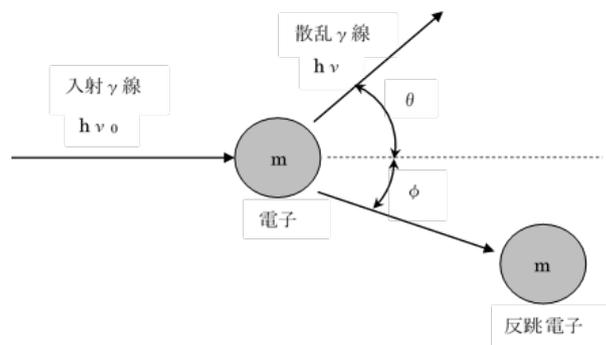


図 2.4: コンプトン散乱の概念図

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 γ 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 γ 線を吸収することができないため、電子によって γ 線が散乱される。このような原子中の電子と γ 線の弾性散乱のことをコンプトン散乱という。図 2.4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 2.4のように、

$h\nu_0$:入射 γ 線のエネルギー

$h\nu$: 散乱 γ 線のエネルギー

θ : 入射 γ 線の方角と散乱 γ 線の方角のなす角

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、

γ 線の入射方向と平行方向

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

γ 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 γ 線のエネルギー $h\nu$ について解くと、

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

となる。

上式の関係より、入射 γ 線のエネルギーが 1.17MeV と 1.33MeV 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 θ [deg] をとると図 2.4 のようになる。これより、 ^{60}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。

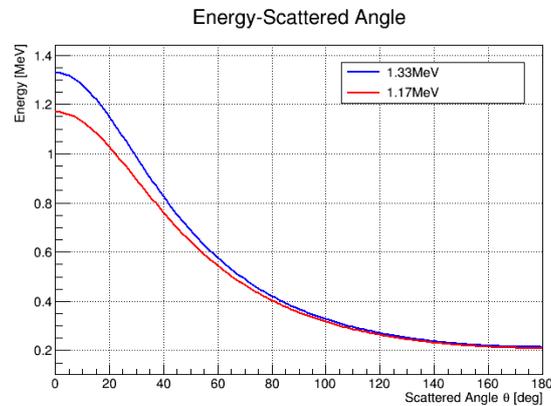


図 2.5: 入射光子の散乱角とエネルギーの関係

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 γ 線のエネルギーに対する散乱 γ 線の角度分布、反跳電子の角度分布の例を示す。(図 2.6、図 2.7 は参考文献 [4] より引用。)

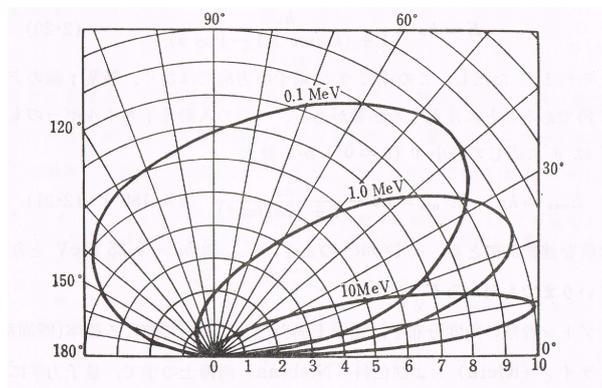


図 2.6: コンプトン散乱 γ 線の角度分布 [4]

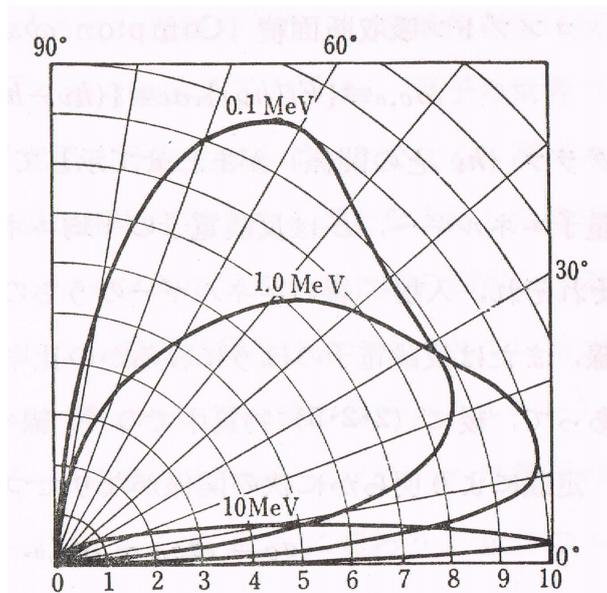


図 2.7: コンプトン反跳電子の角度分布 [4]

電子対生成と対消滅

電子対生成とは γ 線が原子核の近傍においてクーロン場を受けたとき、 γ 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、即ちそれらの静止エネルギー (1.022MeV) が必要であり、電子対生成が起こるには入射 γ 線のエネルギーが 1.022MeV 以上でなければならない。入射 γ 線のエネルギーのうち、1.022MeV 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こ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 γ 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 γ 線はお互いに反対方向に放出される。このとき γ 線のエネルギーは、電子の静止質量 (0.511MeV) に等しい。

γ 線の減弱

γ 線が物質に入射すると、いくつかの γ 線はある確率で上記の 3 つの相互作用を起こす。このようにして、一定量の γ 線のビームをある厚さの物質に入射したとき、いくつかの γ 線を吸収できるか、 γ 線を遮蔽できるかということを知るには、この γ 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)

γ 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 γ 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 γ 線の γ 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個あたり)〕 \times 〔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 (毎秒あたり) 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

δ_{ph} :光電効果の全断面積 (原子1個あたり)

δ_C :コンプトン散乱の全断面積 (原子1個あたり)

δ_{pair} :電子対生成の全断面積 (原子1個あたり)

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

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

コンプトン散乱に対して

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

電子対生成に対して

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

よって強度の減弱は全体で、

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

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

$$dI = -\mu I dx$$

ここで、

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

であり、この μ 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。 μ は γ 線の強度や物質の厚さに関係なく、物質の種類と γ 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

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

とすると、 μ はそれらを加え合わせたものと考え、以下のようなになる。

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

放射線源の崩壊

本実験にて必要となるエネルギー較正定数を求めるために、放出する γ 線のADC分布が鋭いピークを持つ線源を用いる。今回は ^{137}Cs 線源と ^{22}Na 線源を用いたため、その崩壊について説明する。

^{137}Cs 線源の崩壊

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

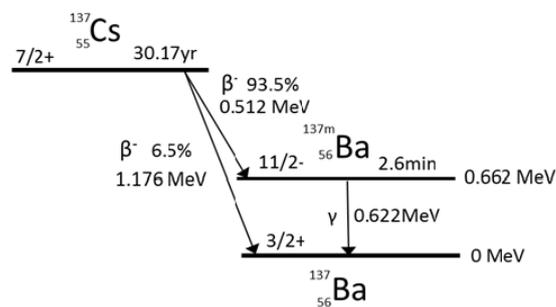


図 2.8: ^{137}Cs の壊変図

^{22}Na 線源の崩壊

放射線源である ^{22}Na は、 β^+ 崩壊して ^{22}Ne の励起状態に遷移した後、1.275 MeVの γ 線を放出して基底状態へと遷移する。それとほぼ同時に、 β^+ 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 γ 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 γ 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0.511MeVである。この現象は180度に鋭いピークを持った角度相関を示す。以下に ^{22}Na の壊変図を示す。

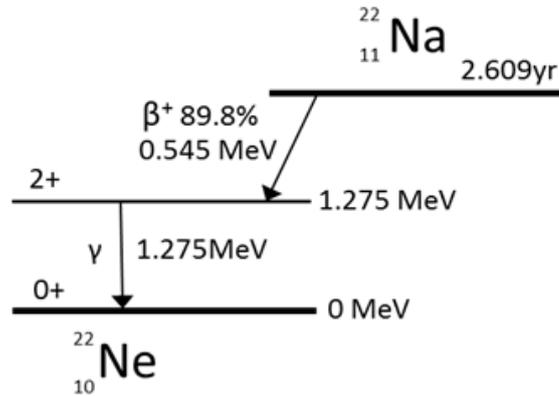


図 2.9: ^{22}Na の壊変図

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。

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 PhotoMultiplierTube (PMT) で検出させることで、放射線検出を行なう。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、 γ 線との散乱断面積が大きく γ 線検出率が高いこと、またタリウムドーブにより光量が大きいため、 γ 線検出によく用いられる。CsI シンチレーターでは γ 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。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。

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 2inch の円柱状の PMT である。これらの PMT の最大定格電圧は-2700V 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。

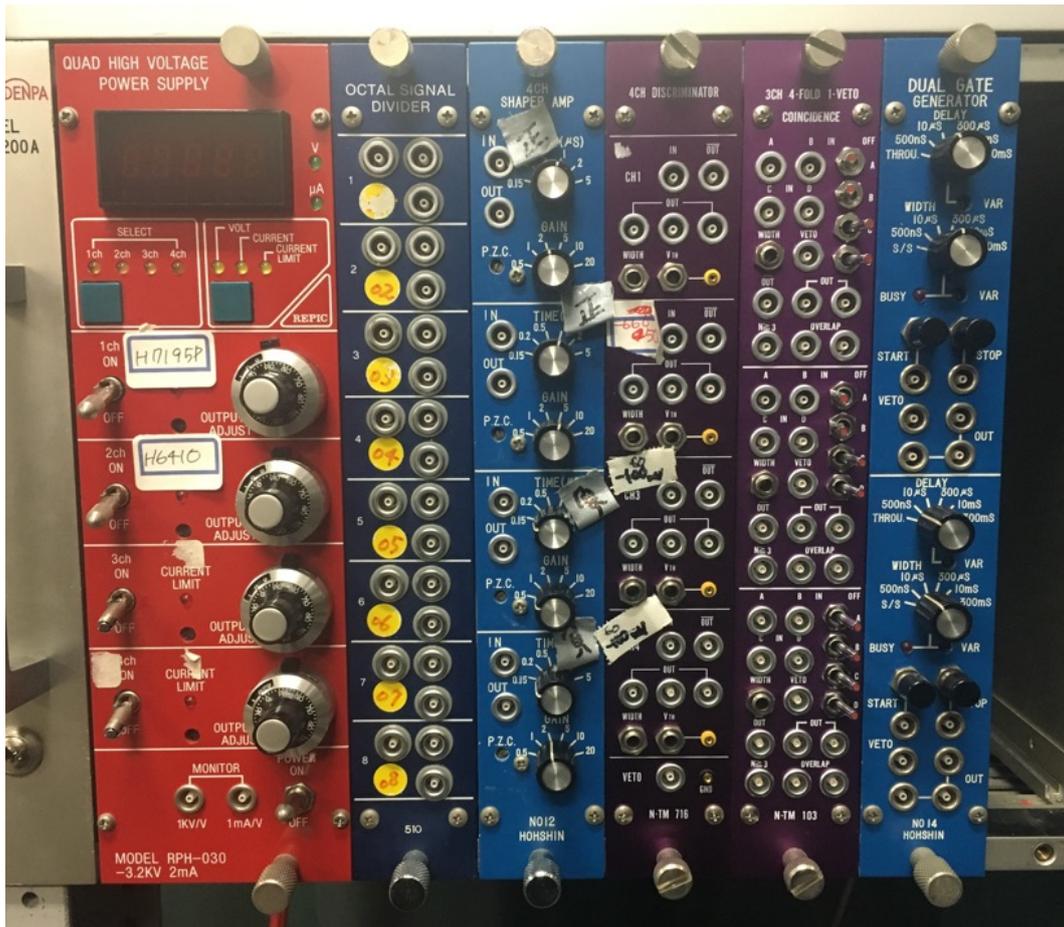


図 2.10: モジュール

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⁶⁰Co線源から放出される2本の γ 線のPMTの出力をdividerに通した後、Coincidenceをとり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。図2.10の左から3つめのモジュールである。

Discriminator

Threshold電圧を超える信号が入力されたとき、その電圧を越えた時刻を起点としてあるパルス幅を持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、-10mV~1Vまで設定でき、出力パルス幅は、約3ns~70nsまでフロントパネルのポテンションメーターで調節することができる。図2.10の左から4つめのモジュールである。

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され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 X-TM 103 3CH 4-FOLD 1-VETO Coincidence である。この Coincidence モジュールの Coincidence 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。図 2.10 の左から5つめのモジュールである。

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~350ms まで調節できる。図 2.10 の一番左のモジュールである。

Analog to Digital Converter

入力されたアナログ信号を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 2.11 に示す。



図 2.11: モジュール

第3章 事前実験

本実験である ^{60}Co から放出される 2 本の γ 線の角度相関を測定する前に、以下の実験を行った。

3.1 ADC のペDESTAL 値の測定

実験に用いる ADC の 2ch、3ch について、それぞれのチャンネルのペDESTAL 値を測定する。

3.1.1 セットアップ

図 3.1 と表 3.1 のようなセットアップで 10 万イベントを計測した。ここで、使用した ADC はマイナスの信号を読み取るように設定し、PMT に H7195 を用いた検出器（以下 H7195 検出器）と、PMT に H6410 を用いた検出器（以下 H6410 検出器）からの信号を入力した。

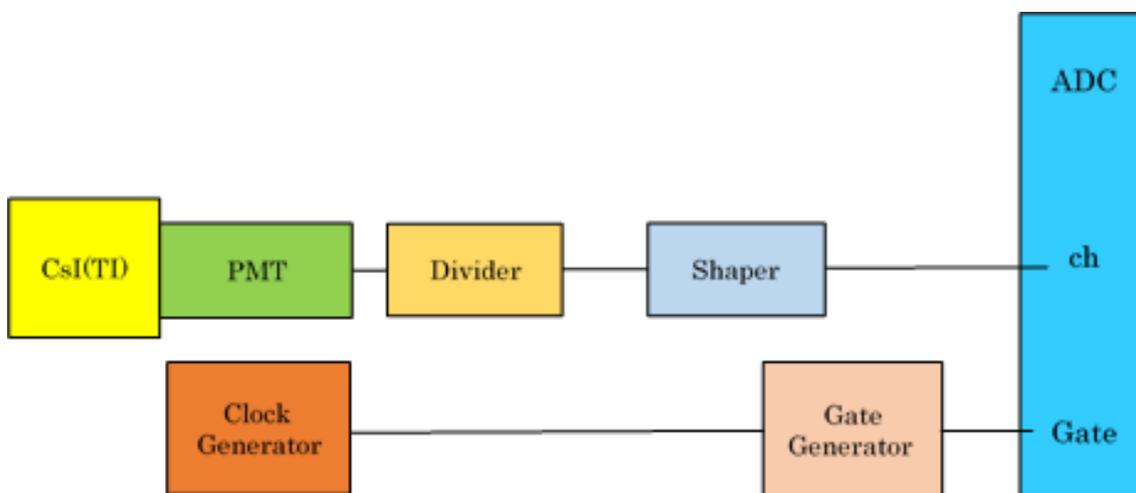


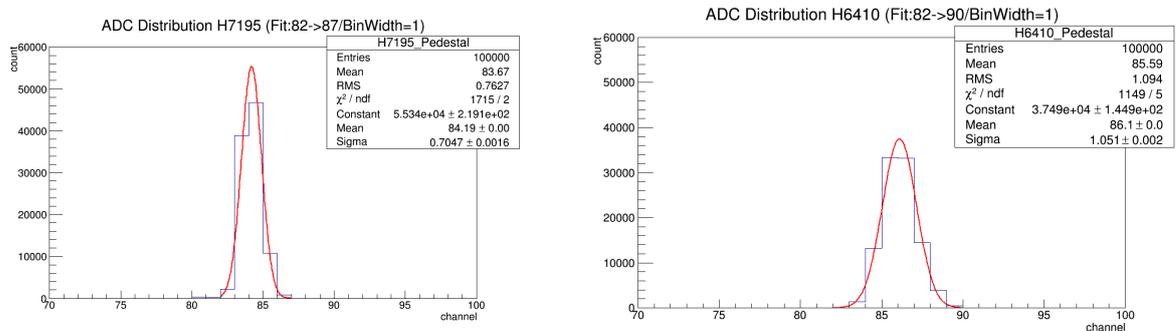
図 3.1: ADC のペDESTAL 値を測定するセットアップ

表 3.1: モジュールの設定

Shaper	Shape-time	0.5 μ s
	GAIN	5
Gate Generator	Width	4 μ s
	VETO	500ns
Clock Generator	REP.RATE	10Hz
H.V. supply	H7195 検出器	0V
	H6410 検出器	0V
ADC channel	H7195 検出器	2ch
	H6410 検出器	3ch

3.1.2 実験結果

ADC の 2ch、3ch のヒストグラムは、それぞれ以下のようにになった。



[1]2ch のヒストグラム

[2]3ch のヒストグラム

図 3.2: ADC のヒストグラム

図 3.2 より、ADC の 2ch と 3ch のペデスタル値は表 3.2 のようになる。

表 3.2: ADC のペデスタル値

ADC[ch]	Mean[channel]	Error
2	84.190	0.002
3	86.096	0.004

3.2 ^{60}Co 線源から放出される γ 線の信号であるかの確認

地上には、常に宇宙から高エネルギーをもつ宇宙線が降り注いでいる。我々が見たい信号は ^{60}Co から放出される γ 線の信号だけであるが、宇宙線を実験室で完全に遮蔽することは不可能である。そのため、我々のセットアップで見ている信号が、確かに ^{60}Co から放出される γ 線の信号であるかを確かめておく必要がある。

そこで、1つの検出器を用いて、 ^{60}Co 線源を置いた状態と置かない状態、かつコリメートした（穴が開いた鉛ブロックを検出器と線源の間に置いた）状態とコリメートしない状態とで4回計測し、ヒストグラムを比較する。今回使用した鉛ブロックは、寸法 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 5\text{cm}$ 、穴の直径 0.35cm である。なお、鉛の質量吸収係数は γ 線のエネルギーが 1.17MeV のとき $0.06\text{cm}^2/\text{g}$ 、 1.33MeV のとき $0.05\text{cm}^2/\text{g}$ 、また鉛の密度は $11.35\text{g}/\text{cm}^3$ であるので、これらを用いて計算すると、 γ 線の鉛中での飛程はそれぞれ 1.47cm 、 1.76cm となる。この結果より、鉛の厚さは 2cm 以上あれば遮蔽に適しているといえる。

3.2.1 セットアップ

図3.3と表3.3のようなセットアップで、4つの条件下についてそれぞれ10万イベントを検出する。なお、ここで用いたShaper、Discriminator、ADCは、マイナスの信号を読み取るように設定している。

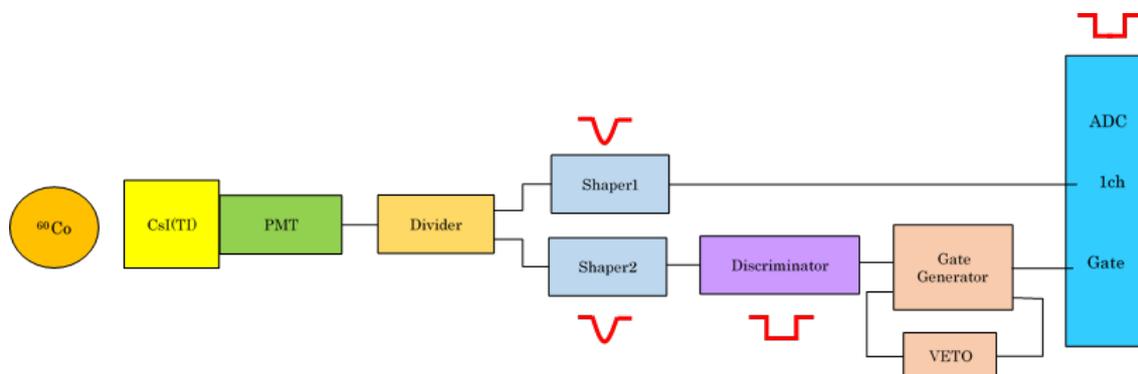


図 3.3: ^{60}Co 線源からの γ 線を確認するセットアップ

表 3.3: モジュールの設定

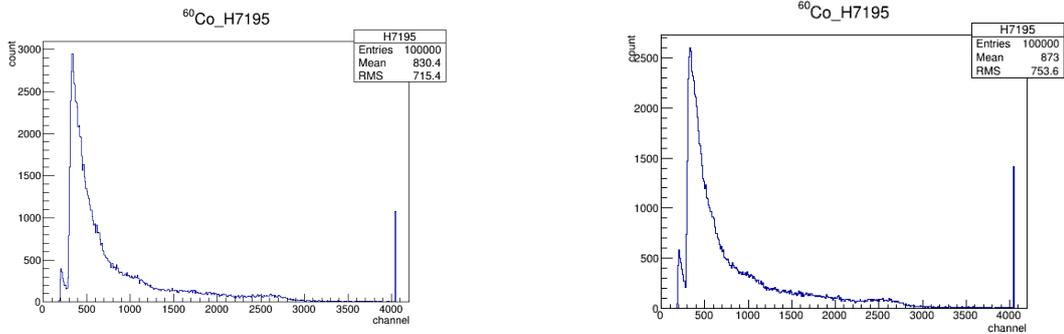
Shaper1	Shape-time	0.5 μ s
	GAIN	5
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	1
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	4 μ s
	VETO	500ns
H.V. supply	H7195 検出器	-2300V



図 3.4: 鉛コリメーター

3.2.2 実験結果

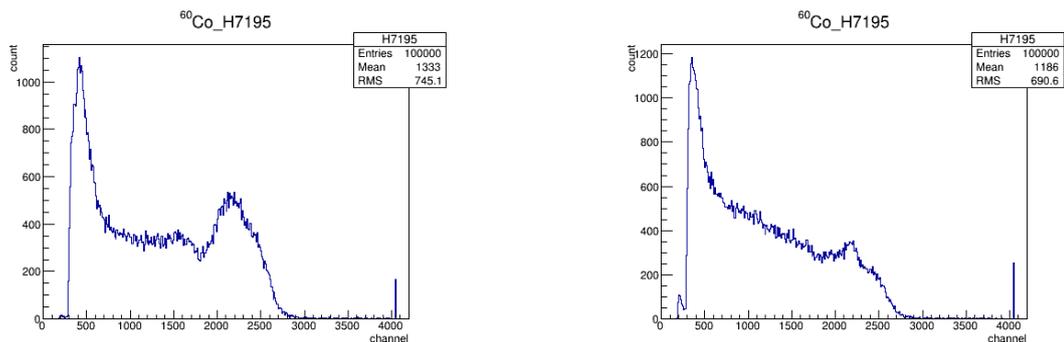
4つの条件下でのヒストグラムは、以下のようになった。



[1] コリメートなし

[2] コリメートあり

図 3.5: 線源を置かない状態で計測した場合



[1] コリメートなし

[2] コリメートあり

図 3.6: 線源を置いた状態で計測した場合

図 3.5[2] と図 3.6[2] を比べると、明らかにヒストグラムの形が異なっている。このことから、線源を置いた状態で計測したとき、確かに ^{60}Co 線源からの γ 線を検出していることが確認できた。

また、図 3.6[1],[2] を比べると、コリメートなしの状態では 1800ch から 2700ch の間に 2 つのピークが見えており、これは角度相関を測りたい 2 本の γ 線である。しかし、本来ならばコリメートすることでこのピークがより顕著に見えるようになるはずなのだが、コリメートすることでピークが消えてしまっている。このことから、使用した鉛のコリメーターの再検討が必要である。

3.3 Delay カーブ測定

本実験では、2 つの検出器で同時に検出された γ 線について角度相関を測る。そのためには、ADC でデータをとるための Gate を 2 つの信号が重なった時にだけ発生させればよい。そこで、2 つの信号がどのくらい重なっていれば Coincidence モジュールが信号を出してくれるのか、つまり、Coincidence する場合の入力信号の最小幅を測定し確認する。

3.3.1 セットアップ

図 3.7 と表 3.4 のセットアップで行った。図中の Delay 部分は、LEMO ケーブルの長さを変えて、信号の遅れ具合を調節している。今回は、表 3.5 に示した LEMO ケーブルを用いて信号の遅らせ具合を少しずつ変えながら、2 分間に何回 Coincidence したかを Scaler で計測する。

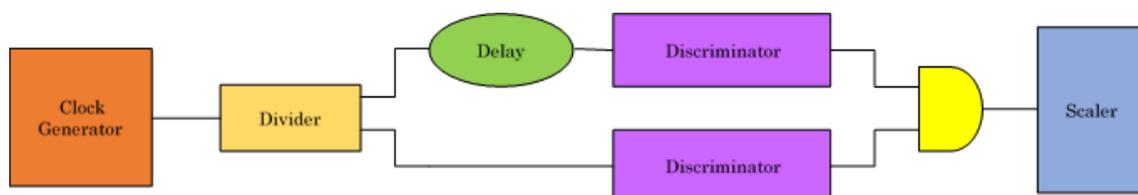


図 3.7: Delay カーブ測定のセットアップ

表 3.4: モジュールの設定

Clock Generator	REP.RATE	100Hz
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-0.96V

表 3.5: 使用した LEMO ケーブル

色	長さ [mm]	delay[ns]
黒	2015	10
緑	988	5
茶	198	1

3.3.2 実験結果

Coincidence モジュールに入力する 2 つの信号のうち、一方の信号に delay をかけたときを”-”の delay、もう一方の信号に delay をかけたときを”+”の delay とした。

表 3.6: 計測結果

Delay[ns]	Scaler
-37	0
-36	11807
-35	12014
-30	11992
-20	11999
-10	12006
0	11992
+10	11986
+20	11993
+30	11985
+35	11968
+36	0
+40	0

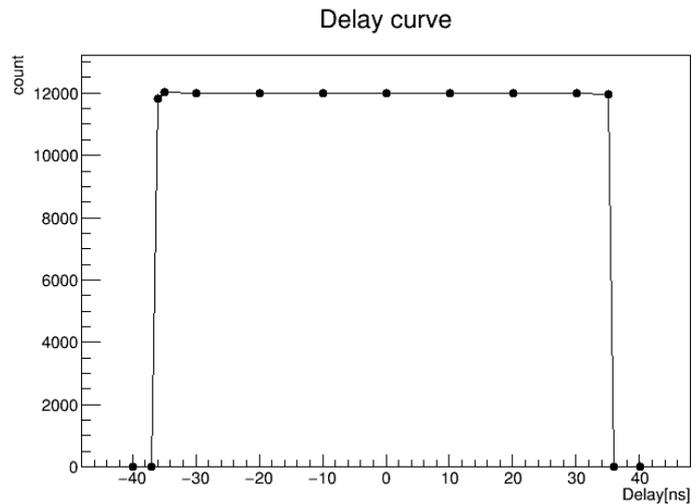


図 3.8: Delay カーブ

図 3.8 と、delay \pm 36ns について、用いる LEMO ケーブルの組み合わせによっては、Coincidence がとれたりとれなかったりしたことから、それぞれ 40ns の幅をもつ 2 つの信号が \pm 35ns までの delay であれば Coincidence がとれ、 \pm 36ns の delay であると Coincidence が確実にとれる信頼性がない。この結果より、2 つの信号が互いに 5ns 以上の重なりがあったときに Coincidence がとれることが分かる。

3.4 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

本実験で用いるシンチレーション検出器は、管径51mmのPMTに面積55mm×60mm、厚さ22mmのCsI(Tl)シンチレーターを結合させたものであり、シンチレーターの端がPMTの光電面からはみ出している。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、光電面への入射量が変わり、検出効率に差が出る可能性がある。そこで、このシンチレーション検出器が、⁶⁰Co線源からのγ線の入射位置によって検出量にどのくらいのばらつきを持つのかを測定する。

3.4.1 セットアップ

図3.9と表A.2のセットアップで行った。なお、γ線の入射位置を限定するために、寸法10cm×10cm×5cm、直径0.35cmの穴の開いた鉛ブロックを用いる。

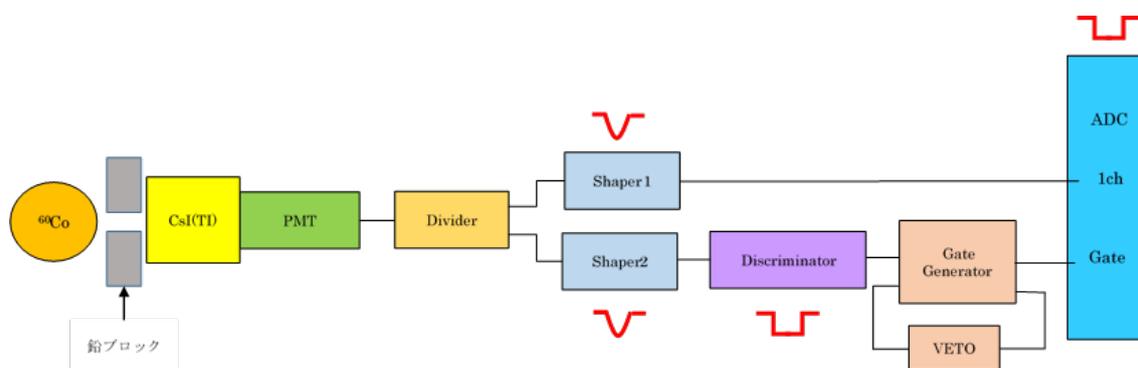


図 3.9: 検出数のばらつきを測定するセットアップ

表 3.7: 変更後のモジュールの設定

Shaper1	Shape-time	0.5 μ s
	GAIN	5
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	1
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	4 μ s
	VETO	500ns
H.V. supply	H7195	-2300V

また、図3.10のように、シンチレーターの表面を3×3の9等分し、そのうちの一部分にのみγ線が入射するようにコリメートして⁶⁰Co線源からのγ線検出を行い、シンチレー

ターの中心に入射した場合とその他の部分に入射した場合の ADC 分布を比較することにする。

今回の実験では、図 3.11 のように ^{60}Co 線源を円形の実験装置の中心において、シンチレーターへの入射位置を変えても線源の位置は動かさずに行った場合と、図 3.12 のようにシンチレーターへの入射位置を変えるごとに、 ^{60}Co 線源とシンチレーション検出器の間の距離を一定に保ったまま、線源をコリメーターの穴の前へ移動させた場合の 2 つの条件について行った。

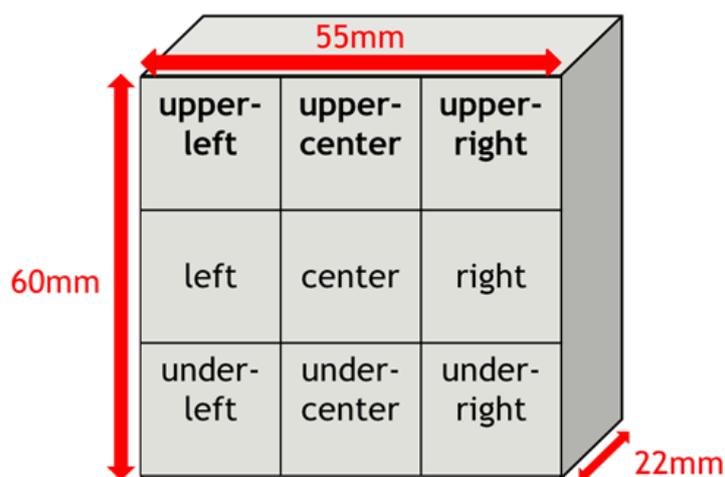


図 3.10: シンチレーターを分割した概念図

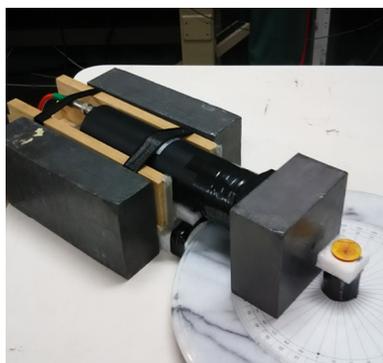


図 3.11: 実験風景 (線源の位置を固定)



図 3.12: 実験風景 (線源の位置を移動)

3.4.2 線源の位置を固定させたときの実験結果

シンチレーターの中心へ入射したときの ADC 分布と、その他の部分へ入射したときの ADC 分布の比較を図 3.13 に示す。

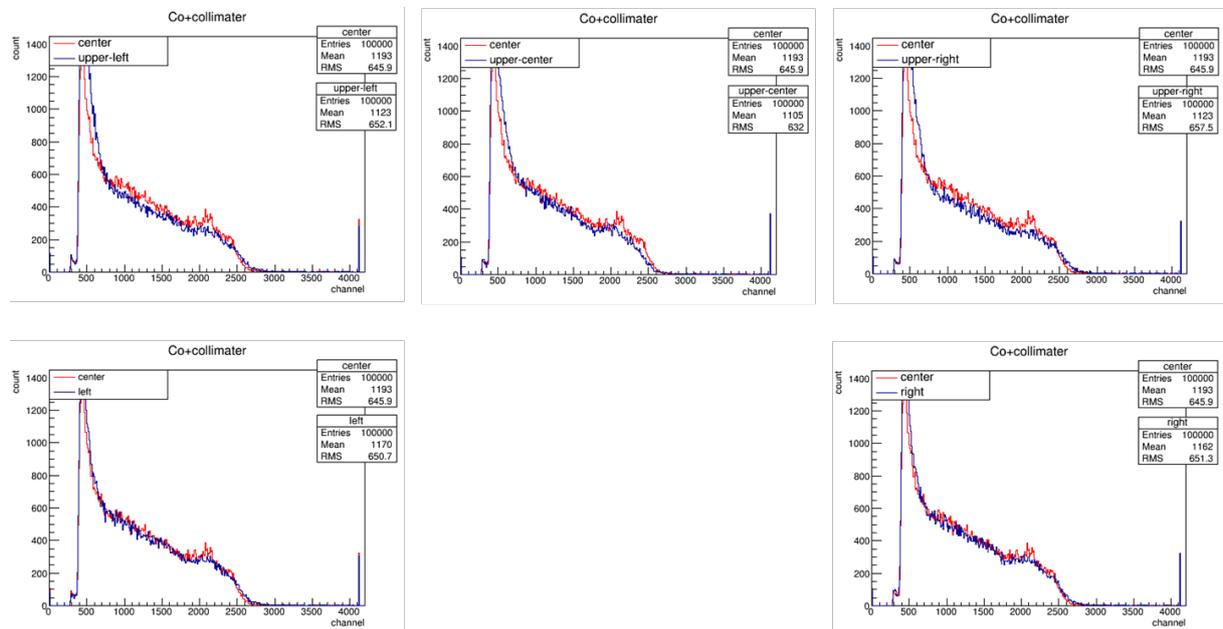


図 3.13: 入射位置ごとの ADC 分布の比較 (線源の位置を固定させたとき)

図 3.13 より、シンチレーターへの入射位置が変わっても ADC 分布においてピークの位置の違いや検出量の差などは見られないことが分かる。また、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は表 3.8 のようになった。

表 3.8: 各入射位置における 10 万イベントの測定時間 (位置固定)

入射位置	測定時間 [sec]
upper-left	461
upper-center	459
upper-right	462
left	492
center	441
right	501

表 3.8 から、検出効率の分散を調べてみる。upper-left の測定時間を x_1 というように、各測定時間を $x_i (i=1,2,\dots,6)$ とおくと、測定時間の平均値 μ は、

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 x_i \\ &= 469.33 \dots \\ &\doteq 469[\text{sec}]\end{aligned}$$

となる。よって、標準偏差 σ は、

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 (x_i - \mu)^2} \\ &= 20.61 \dots \\ &\doteq 21[\text{sec}]\end{aligned}$$

となる。ゆえに、測定時間のばらつきは 448~490sec であり、left と right、center はこの範囲外である。

以上から、シンチレータへの入射位置が変わっても ADC 分布のピークの位置はずれないが、検出効率に違いが出る。このことから本実験では、角度を変えた際に生じる、線源に対する検出器の位置の変化を補正する必要があり、今回はシングルレート補正 (以下に説明) を行った。

3.4.3 線源の位置を移動させたときの実験結果

シンチレーターの中心へ入射したときの ADC 分布と、その他の部分へ入射したときの ADC 分布の比較を図 3.14 に示す。

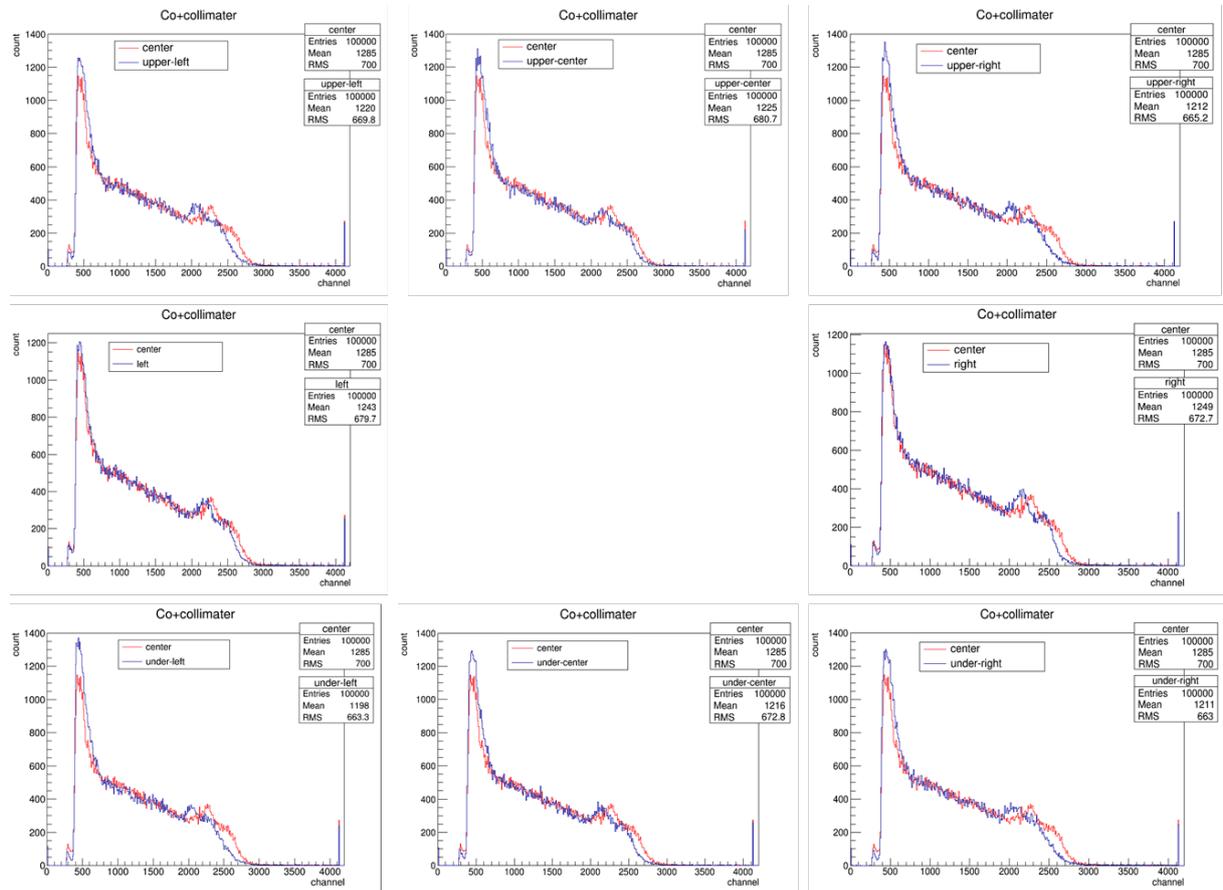


図 3.14: 入射位置ごとの ADC 分布の比較 (線源の位置を移動させたとき)

図 3.14 は、図の位置がシンチレーターを分割した位置に対応している。図 3.14 より、シンチレーターへの入射位置が変わると ADC 分布のピーク位置がチャンネルの低いほうへずれる。また、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は表 3.9 のようになった。

表 3.9: 各入射位置における 10 万イベントの測定時間 (位置移動)

入射位置	測定時間 [sec]
upper-left	428
upper-center	439
upper-right	441
left	471
center	439
right	441
under-left	437
under-center	453
under-right	440

表 3.9 から、検出効率の分散を調べてみる。upper-left の測定時間を x_1 というように、各測定時間を $x_i (i=1,2,\dots,9)$ とおくと、測定時間の平均値 μ は

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{1}{9} \sum_{i=1}^9 x_i \\ &= 443.22 \dots \\ &\doteq 443[\text{sec}]\end{aligned}$$

となる。よって、標準偏差 σ は、

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\frac{1}{9} \sum_{i=1}^9 (x_i - \mu)^2} \\ &= 11.53 \dots \\ &\doteq 12[\text{sec}]\end{aligned}$$

となる。ゆえに、測定時間のばらつきは 431~455sec であり、upper-left と left がこの範囲外である。

以上から、シンチレータへの入射位置が変わると ADC 分布がずれ、検出効率にもばらつきが出る。特に upper-left と left の検出レートが他の部分よりもばらつきが大きい。このことから、3.4.3 と同様に、本実験ではシングルレート補正を行う必要があることが分かる。また、ADC 分布に生じたずれは、おそらく鉛コリメーターが原因だと思われるが、以後検討が必要である。

3.5 ADCのエネルギー較正定数の測定

本実験では、2本の検出器からのアナログ信号がADCで0~4095channelのデジタル値に変換されている。PMTへ入射する γ 線のエネルギーが大きいほどシンチレーターの蛍光量が多く、それに応じてPMTの出力パルス波高が大きくなる。実験に使用するADCは信号の最大値を読み取るから、パルス波高が大きくなるほどchannel数も大きくなり、 γ 線のエネルギーとADCのchannel数は比例関係にある。

そこで、ADC分布に鋭いエネルギーピークをもつ ^{137}Cs 線源と ^{22}Na 線源を用いて、channel数を γ 線のエネルギーに変換する較正定数を求める。

3.5.1 セットアップ

図3.15と表3.10、表3.11のようなセットアップで行った。

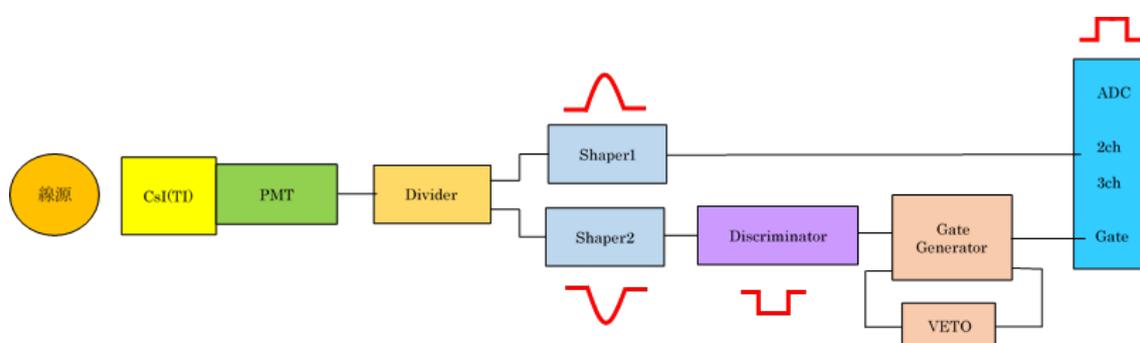


図 3.15: エネルギー較正定数を求めるセットアップ

表 3.10: モジュールの設定 (H7195 検出器)

Shaper1	Shape-time	$1\mu\text{s}$
	GAIN	2
Shaper2	Shape-time	$0.15\mu\text{s}$
	GAIN	0.5
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	$4\mu\text{s}$
	VETO	$10\mu\text{s}$
H.V. supply		-2550V

表 3.11: モジュールの設定 (H6410 検出器)

Shaper1	Shape-time	$1\mu\text{s}$
	GAIN	5
Shaper2	Shape-time	$0.15\mu\text{s}$
	GAIN	2
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	$4\mu\text{s}$
	VETO	$10\mu\text{s}$
H.V. supply		-2500V

3.5.2 実験結果

H7195 検出器と H6410 検出器のそれぞれで測定した、各線源における ADC 分布を以下に示す。なお、フィット関数には ROOT のデフォルトの組み込み関数である「gaus」を用

いて「gaus+直線」の関数でフィットしており、図中の赤線はその関数全体、緑線は直線成分、青線は赤線から緑線以下のカウント数を引いた gaus である。つまり、青線は直線的なバックグラウンドを除いたガウス分布に相当する。グラフに出力されている係数は、それぞれ以下の通りである。

p0:青線の Constant p1:青線の Mean p2:青線の Sigma
 p3:緑線の傾き p4:緑線の切片

また、ADC 分布におけるエネルギーピークの、バックグラウンドを除いてガウスフィットをかけた結果を表 3.12 と表 3.13 にまとめた。ここで、Energy は各ピークの文献値、Peak は p1 の値、Error は p1 の値のフィッティングの誤差である。

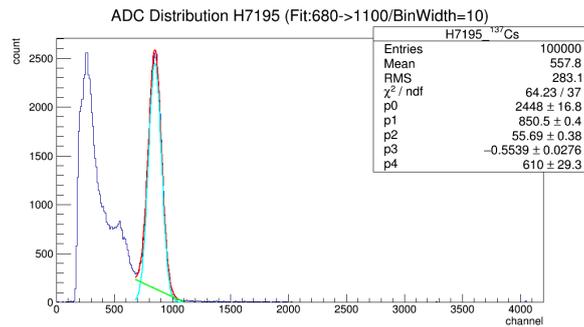


図 3.16: ^{137}Cs 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)

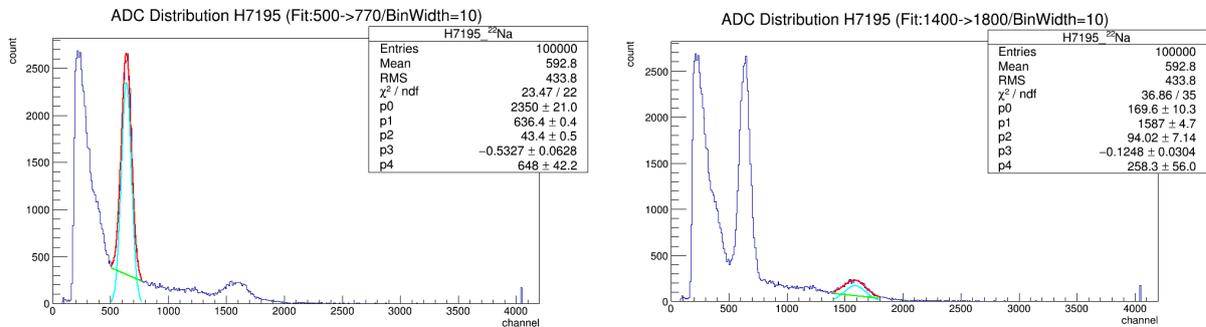


図 3.17: ^{22}Na 線源の ADC 分布 (H7195 検出器)

表 3.12: エネルギーピーク (H7195 検出器)

線源	Energy[keV]	Peak[channel]	Error
^{137}Cs	662	850.5	0.4
^{22}Na	511	636.4	0.4
	1275	1587.0	4.7

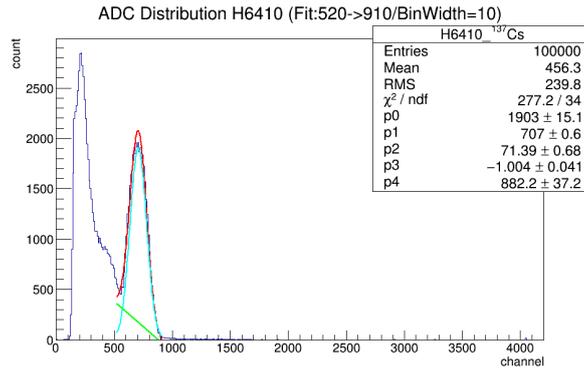


図 3.18: ¹³⁷Cs 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)

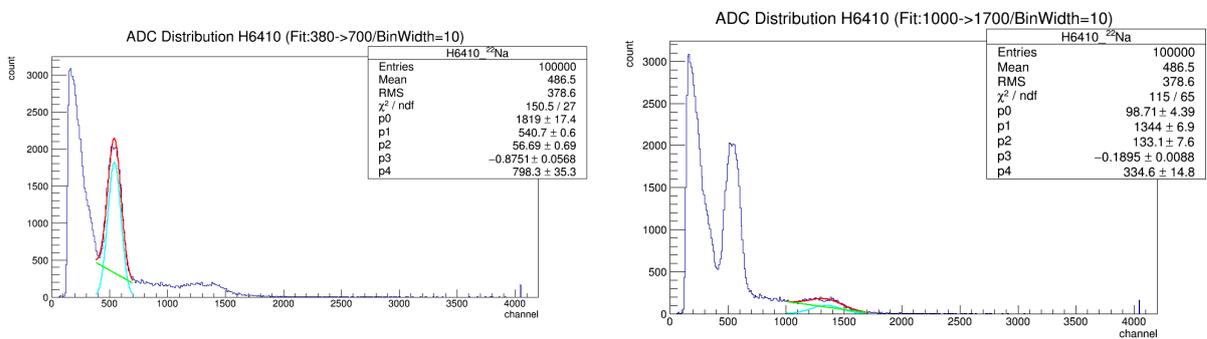


図 3.19: ²²Na 線源の ADC 分布 (H6410 検出器)

表 3.13: エネルギーピーク (H6410 検出器)

線源	Energy[keV]	Peak[channel]	Error
¹³⁷ Cs	662	707.0	0.6
²² Na	511	540.7	0.6
	1275	1344.0	6.9

表 3.12 と表 3.13 の値と、3.1 で求めた ADC の 2ch、3ch のペDESTAL 値である表 3.2 の値をプロットし、 $y=ax+b$ の直線でフィットすることでエネルギー較正定数を求める。なお、実験では ADC の 2ch に H7195 検出器、3ch に H6410 検出器を使用している。

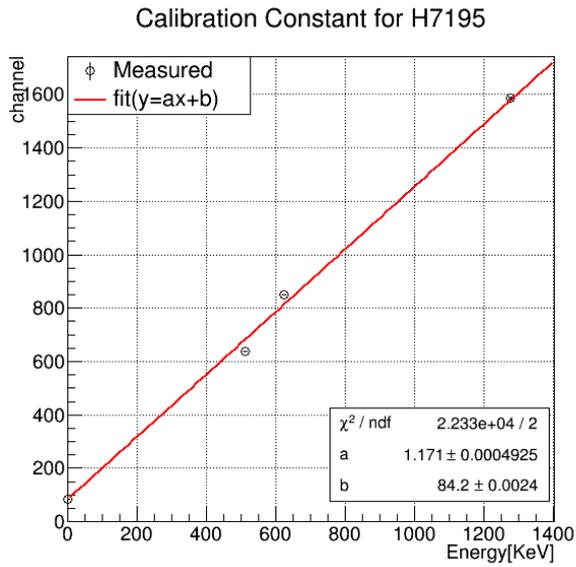


図 3.20: エネルギー較正定数のグラフ (H7195 検出器)

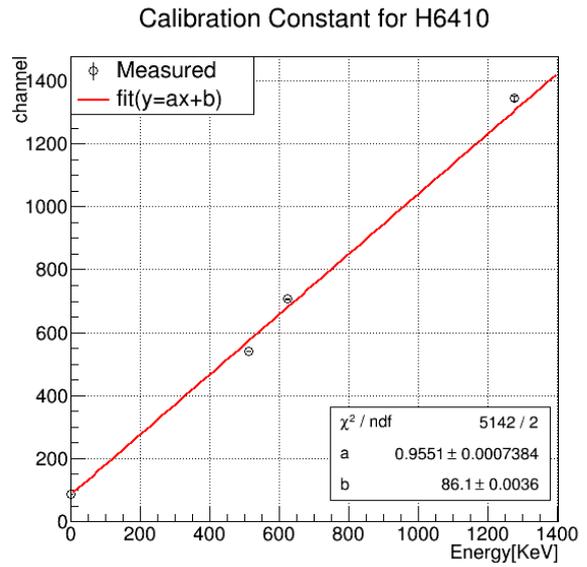


図 3.21: エネルギー較正定数のグラフ (H6410 検出器)

エネルギー較正定数のグラフのフィット結果をまとめると以下のようなになる。本実験では、これらの定数で ADC のチャンネルの値をエネルギーに変換している。

表 3.14: 検出器のエネルギー較正定数

検出器	傾き a[channel/KeV]	切片 b[channel]
H7195 検出器	1.1711 ± 0.0005	84.200 ± 0.002
H6410 検出器	0.9551 ± 0.0007	86.100 ± 0.004

3.6 シングルレート補正

シングルレート補正というのは、線源と検出器の間の距離の補正である。この補正を行う理由としては、今回使用した実験装置では、角度を変えるときに手動で H6410 検出器を動かしているため、線源と検出器の間の距離が変化する可能性があるからである。

具体的な方法は、 γ 線収量の距離依存性を利用して、角度毎に収量を測定することで距離の相対的なズレを測定する。今回は、動かす方の H6410 検出器のみで ^{60}Co からの γ 線を 10 分間測定した。

3.6.1 実験結果

H6410 検出器のみで ^{60}Co からの γ 線を 10 分間測定した結果を図 3.22 に示す。

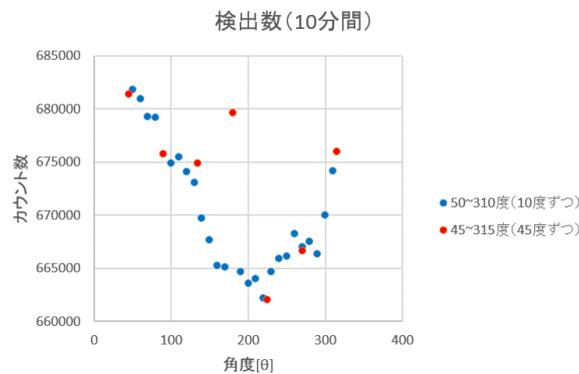


図 3.22: H6410 検出器のみで γ 線を 10 分間測定した結果

γ 線は等方的に、かつ一様に放出されるため、線源と検出器の間の距離を一定に保ったまま角度を変化させていけば、図 3.22 の点は横軸に平行な直線上に並ぶはずだが、そのようにはなっておらず角度による違いが見られる。このことから、シングルレート補正が必要であることが分かる。

45 度刻みで測定した場合と 10 度刻みで測定した場合、それぞれ最も検出数が少ない角度のカウントに対する割合を算出し、その割合を cut 後のカウント数にかける。

第4章 γ 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2つの検出器ともに7.4cmとし、その距離を一定に保ったまま H6410 検出器の位置は固定させて、H7195 検出器のみを動かすことで角度を少しずつ変化させ、それぞれの角度で単位時間あたりに γ 線が同時にきた回数を測定する。今回は、45~315度までの45度刻みの角度をそれぞれ20時間、50~310度までの10度刻みの角度をそれぞれ1時間測定し、単位時間当たりの γ 線同時計測をグラフにプロットして角度分布を作成した。



図 4.1: 実験風景

4.2 セットアップ

図4.2と表4.1、表4.2のようなセットアップで行った。検出器からの信号を Divider を通して2つに分け、一方で ADC の Gate を生成し、もう一方をそのまま ADC に入れる信号とするようにセットした。また、Shaper の Shape-time を調整することで、そのまま ADC へ入れる信号を遅らせ、確実に用意した Gate 内に入るようにした。なお、Gate Generator の Width は $4\mu\text{s}$ 、使用した ADC の変換時間は $100\mu\text{s}$ 以下より VETO は $10\mu\text{s}$ と設定した。

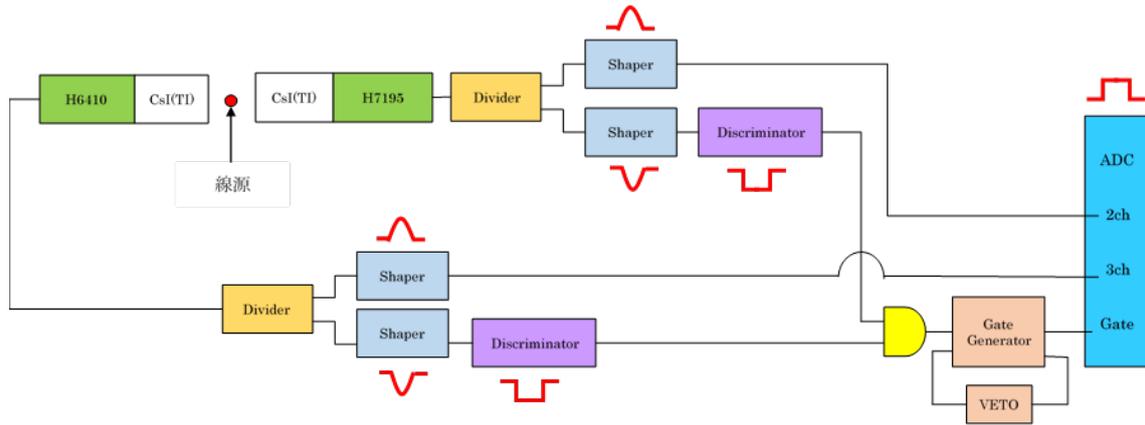


図 4.2: 角度相関を測定するセットアップ

表 4.1: モジュールの設定 (H7195 検出器)

Shaper1	Shape-time	1 μ s
	GAIN	2
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	0.5
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
H.V. supply		-2550V
ADC channel		2ch

表 4.2: モジュールの設定 (H6410 検出器)

Shaper1	Shape-time	1 μ s
	GAIN	5
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	2
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
H.V. supply		-2500V
ADC channel		3ch

4.3 実験結果

45~315度まで45度ずつ変化させて ^{60}Co から放出される γ 線を20時間測定した結果を一次元ヒストグラムとして図4.3に、そのうち270度と315度をピックアップしたものを図4.4、その説明を表4.3に示した。

表 4.3: 一次元ヒストグラムの説明

①	後方散乱
②	光電吸収
③	コンプトン散乱
④	コンプトン散乱

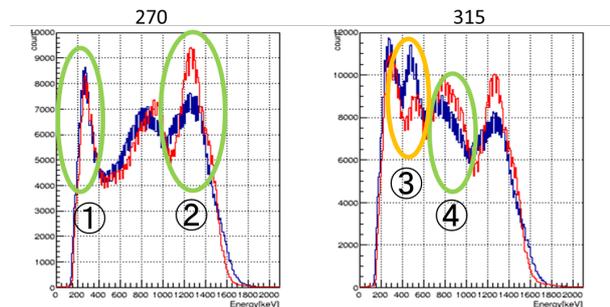


図 4.4: 270度と315度の一次元ヒストグラム

図4.3から、角度によって光電ピークが見えるチャンネル位置に違いが見られないことが確認できる。また図4.4、表4.3より、今回の実験では光電ピークが②に2つ見えるはずだが、検出器の分解能があまり良くないために1つに見えている。さらに、45~315度の一次元ヒストグラムには、図4.5のように検出器同士の距離が近すぎるために、一方の

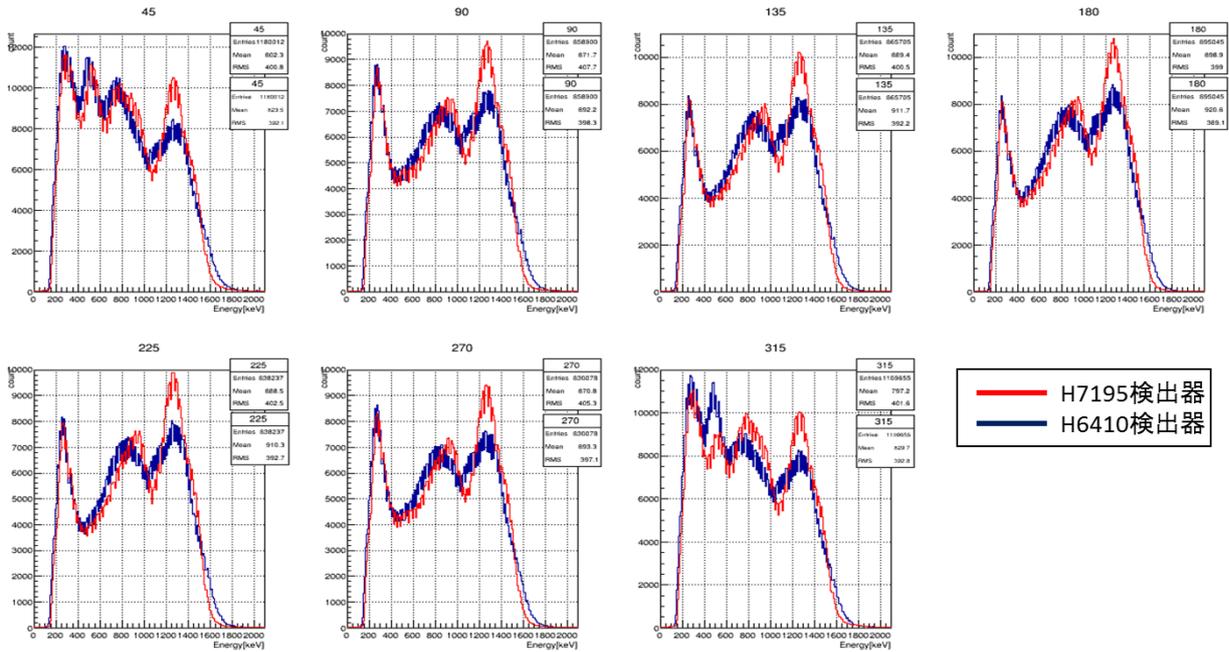


図 4.3: 角度毎の一次元ヒストグラム

検出器のシンチレータ内でコンプトン散乱した γ 線がもう一方の検出器によって検出されて③に見えている。

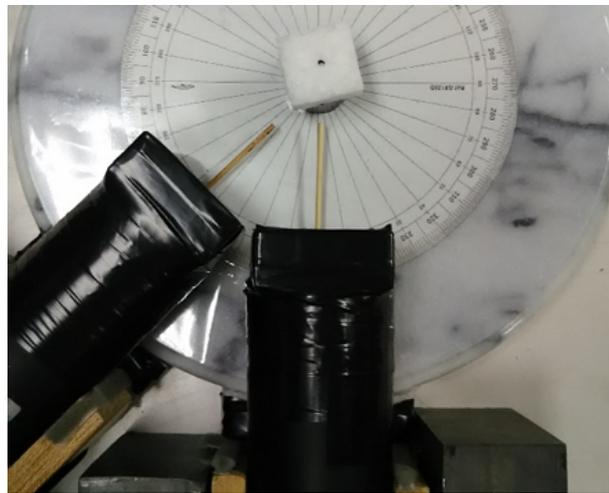


図 4.5: 45度の時の実験風景

また、図 4.3 と同様のデータを H7195 検出器 vs H6410 検出器の検出されたエネルギーの二次元ヒストグラムとして図 4.6 に、そのうち 270 度をピックアップしたものを図 4.7 に示した。なお、今回の実験で相関が見えたエリアをピンク色の楕円で、 ^{60}Co から出る γ 線のエネルギー相関が現れるエリアを赤色の楕円で囲んでいる。なお、ヒストグラムのタイトルはそれぞれの角度を示している。

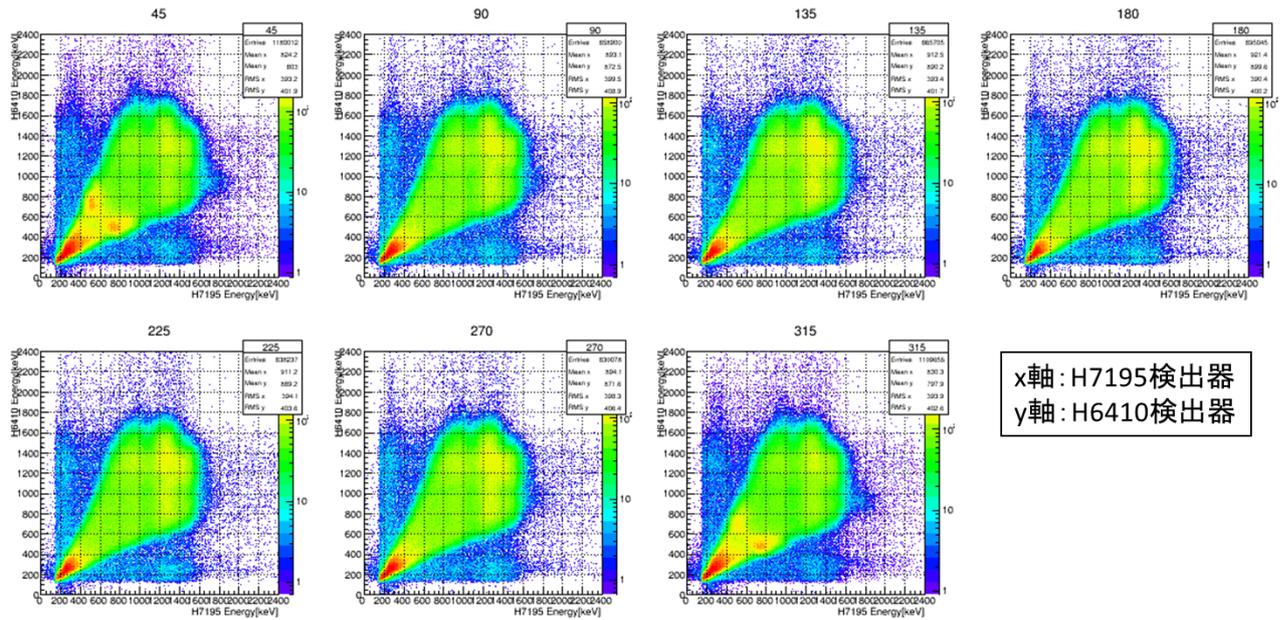


図 4.6: 角度毎の二次元ヒストグラム

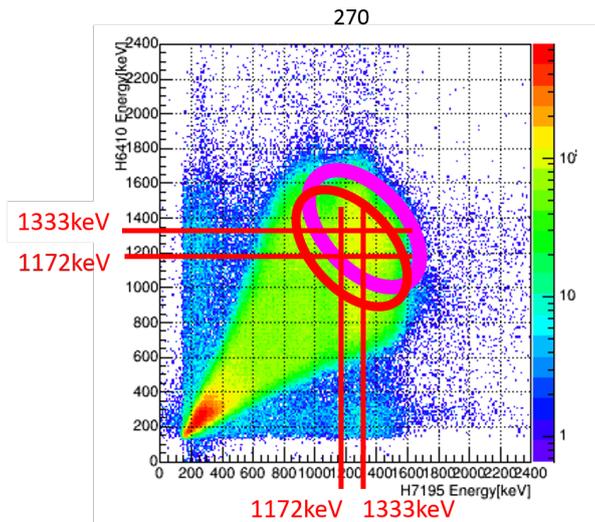


図 4.7: 270度の二次元ヒストグラム

図 4.6 から、どの角度でも 2 本の γ 線の相関が見えており、角度によって相関が見えているエネルギーピークの位置に違いが見られないことが確認できる。また、図 4.7 より、ピンクで囲んだエリアは、赤で囲んだエリアよりも高いエネルギーエリアにある。これは、今回事前実験で求めたエネルギー較正定数が真の値より小さい可能性があることを示している。しかし、 γ 線同時測定のための目的は、あくまでも各角度にて γ 線が同時に検出される回数を測定することであるから、エリアがずれてはいるものの 2 本の γ 線の相関は見えていることから、実験目的には影響しないとみなし解析を進めた。

4.3.1 データの選別

図4.4から分かるように、今回実験に用いた検出器では後方散乱等の γ 線のように、この実験で検出したい γ 線以外も観測される。そのため、 ^{60}Co から同時に放出された1.17MeVと1.33MeVの γ 線の角度分布を作成するために、表4.4のようなデータの選別を行った。

1つ目は、一次元ヒストグラムのうち光電ピークのイベントのみを選ぶcut（以下cut1）、2つ目は、一次元ヒストグラムのうちコンプトン端から光電ピークまでのイベントを選ぶcut（以下cut2）である。なお、図4.3から、45度と315度には一方の検出器内でのコンプトン散乱した γ 線をもう一方の検出器内で検出しているイベントを含んでいるため、この2つの角度におけるコインシデンス数はcut2を行った角度分布には使用しない。これらの選別条件を一次元ヒストグラム上に表すと、図4.8のようになる。

表 4.4: cut 条件

cut 名	PMT の型	選別範囲 [keV]
cut1	H7195	1100~1800
	H6410	1000~1800
cut2	H7195	800~1800
	H6410	715~1800

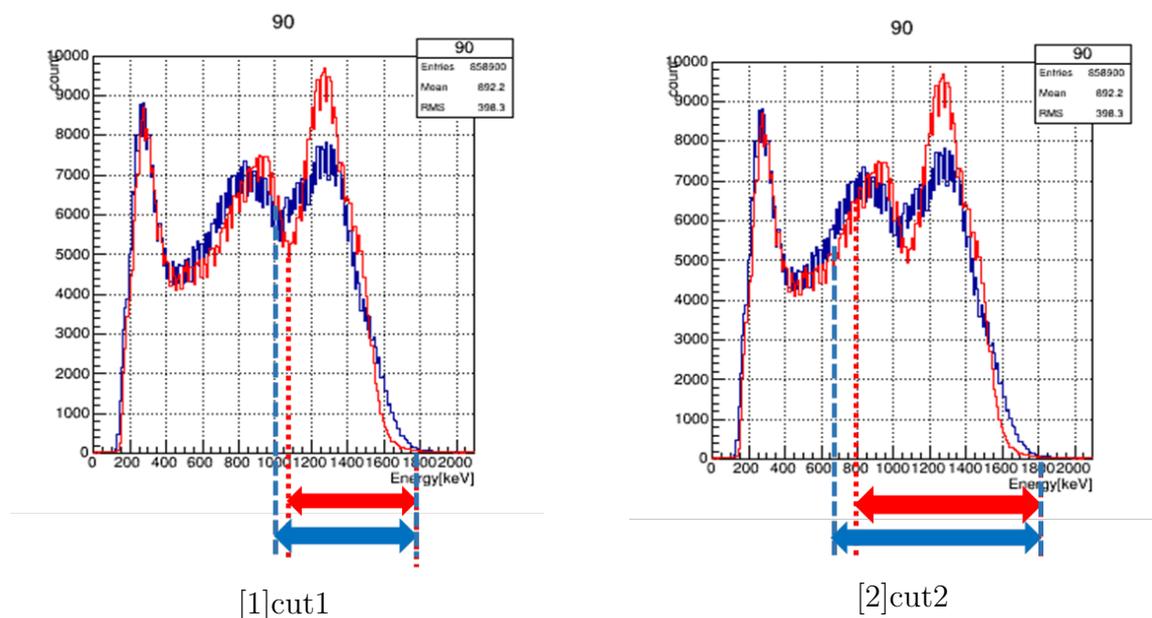


図 4.8: cut 条件

これらデータの選別を図 4.6 に行った結果を以下に示す。

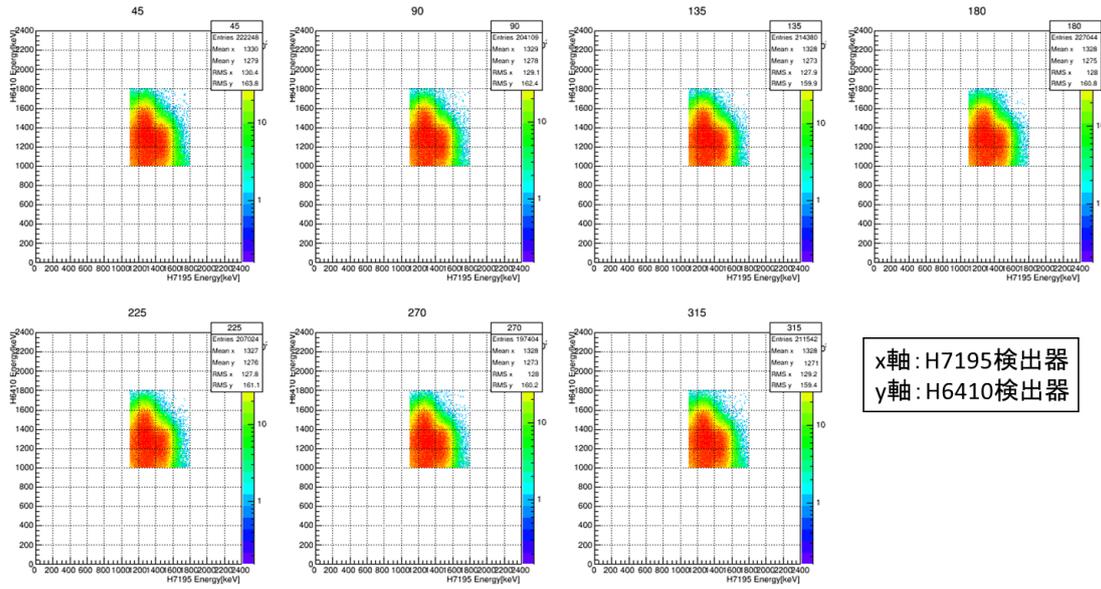


図 4.9: cut1 をかけた二次元ヒストグラム

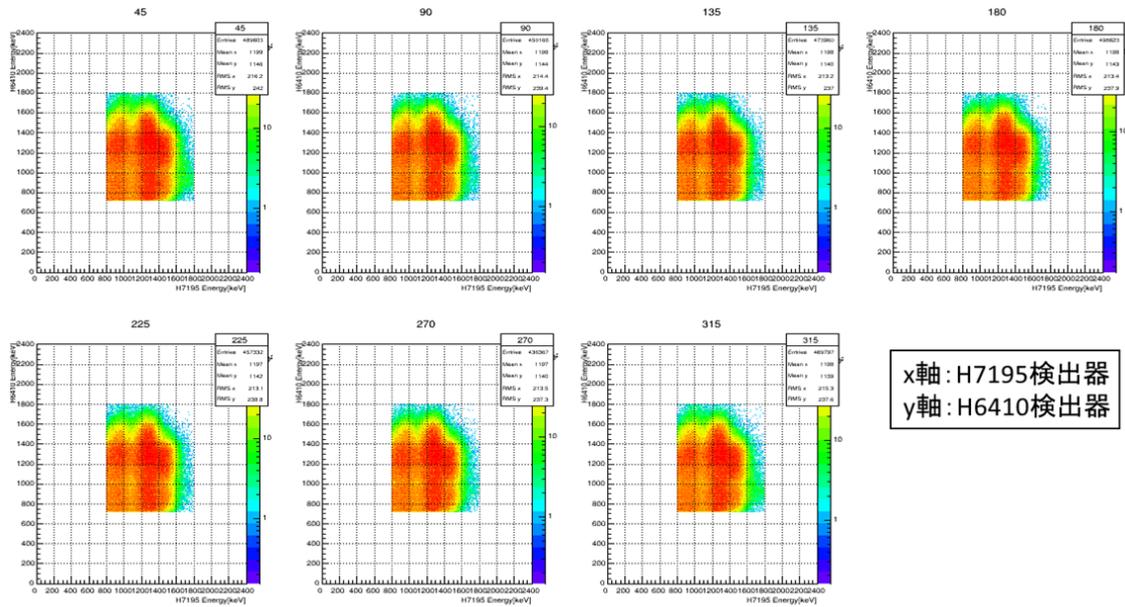


図 4.10: cut2 をかけた二次元ヒストグラム

4.3.2 角度分布

21 時間測定したデータはカウント数を 21 で割ってグラフにプロットすることで、単位時間当たりの角度分布を作成した。データ点から角度分布の式を得るために、セクション 2.2.4 にて求めた角度分布の理論式 (2.26) でフィットをかける。ただし、実際の実験では検出効率等の違いがあるため、理論の角度相関関数は以下のように修正する必要がある。今回は、以下のようにフィットパラメーターの条件を変えて 3 種類の関数を作成した。

$$\text{理論式: } W(\theta) = p_0(1 + p_1F_2(\cos \theta) + p_2F_4(\cos \theta))$$

[フィットパラメーター: $p_0 = (\text{90 度でのイベント数})/0.9524, p_1 = 0.102, p_2 = 0.00907$]

<作成した関数>

- ・ Fit : p_0, p_1, p_2 フリーパラメーター
- ・ $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$: p_0 フリーパラメーター, p_1, p_2 固定
- ・ integral : " $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ " を見込み角で積分し、その各角度幅で割った値を Fit と同様の関数でフィットしたもの。

integral については、以下に詳しく説明する。

< integral >

今回作成した integral という関数は、フィットをかける理論式に角度の補正を加えた関数である。角度の補正を行った理由は、今回使用した装置では、線源と検出器の間の距離 7.4cm に対して、シンチレーターの幅が 5.5cm と大きいためである。補正方法は、各角度が ± 20 度の幅をもつと考え、" $p_0 = \text{free}, p_1, p_2 = \text{fix}$ " に対して ± 20 度、合計 40 度分の検出数を積分して平均をとる。これらの概念図は図 4.11 に示す。今回は大まかに関数を得るために、 $45 \sim 315$ 度までの 45 度刻みの角度のデータ点について計算してフィットし求めた。

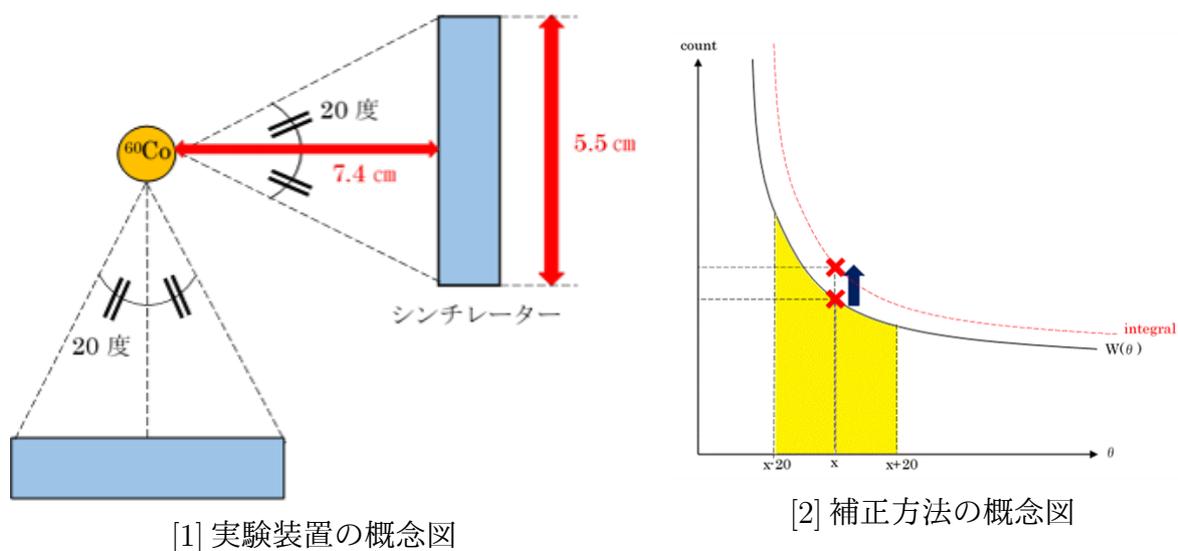


図 4.11: integral の説明

以上の3種類の関数で、角度分布を求めた結果を図4.12、図4.13に示す。ここで、縦軸のエラーバーは統計誤差である。また、Fitとintegralのフィットパラメーターの比較を表4.5にまとめる。

2つ角度分布を見てみると、cut2の方がcut1に比べてデータ点のばらつきが少なく、180度に対して左右対称に近いグラフになっている。また、どちらのcutの角度分布でも180度以上の角度でのCoincidence数が対称となる角度のCoincidence数に比べて少なく、全体的に右肩下がりの角度分布となった。

表 4.5: Fit の integral の結果

		p_0	p_1	p_2
cut1	Fit の相対誤差 [%]	0.19	5.6	75
	Fit と integral の差	20	-0.024	0
	Fit の integral からのズレ (Fit の σ を使用)	1.1σ	6.0σ	0σ
cut2	Fit の相対誤差 [%]	0.12	4	75
	Fit と integral の差	20	-0.02	-0.002
	Fit の integral からのズレ (Fit の σ を使用)	0.71σ	6.7σ	0.67σ

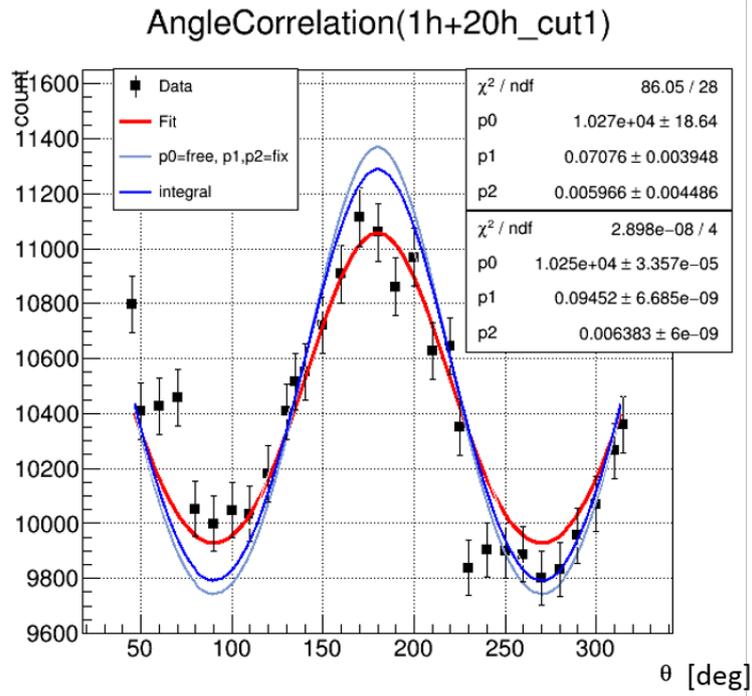


图 4.12: 角度分布 (cut1)

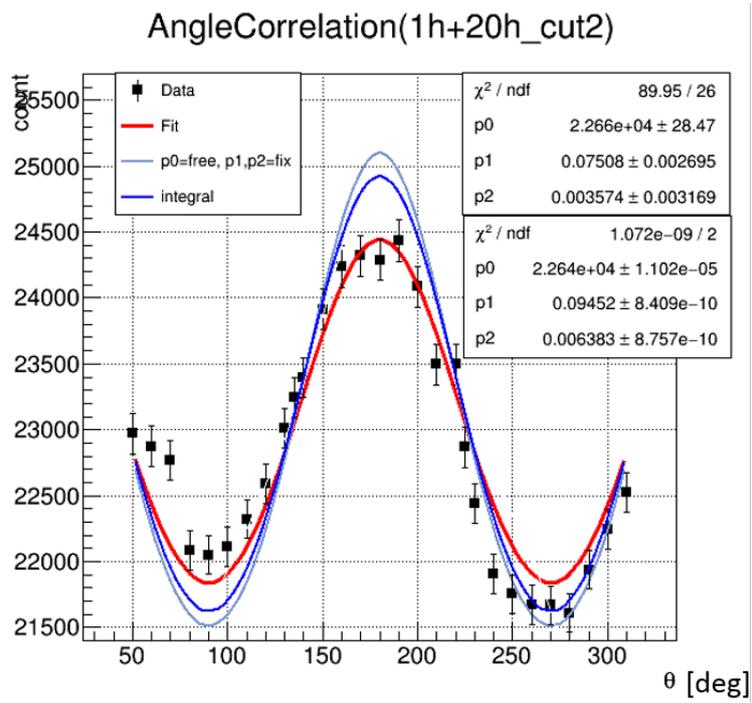


图 4.13: 角度分布 (cut2)

4.4 考察

4.4.1 条件を変えて計測

実験結果より得られた角度分布は、理論で考えられていた形と異なり、左右対称ではなく右肩下がりになった。この結果は、線源を装置の中心に置いていなかったために起こった可能性があると考えられる。そこで、線源の位置を意図的に二つの検出器の中心からずらし、測定結果にどのような違いが見られるかを調べた。

図 4.14 のように、固定している検出器 (H7195) から見て時計回りに 90 度方向に 0.5cm 線源をずらして置き、本実験と同様に計測を行う。



図 4.14: 検出器と線源と位置関係

その結果得られた角度分布が図 4.15 と図 4.16 である。本実験に比べカウントの差がどのように変化したかを、 $(\text{カウント差}) \div (\text{カウント平均}) \times 100[\%]$ で傾き具合を計算し、比較した。

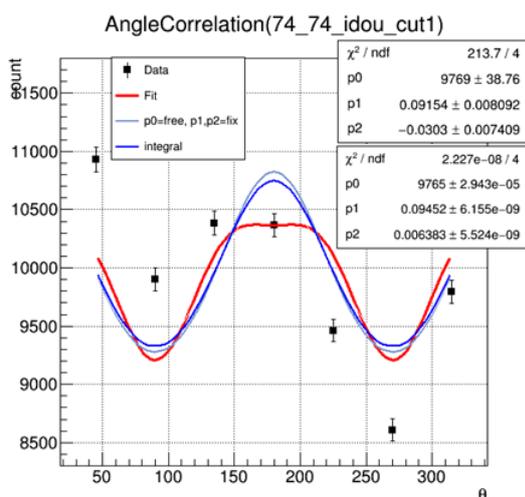


図 4.15: 線源の位置をずらした時の角度分布 (cut1)

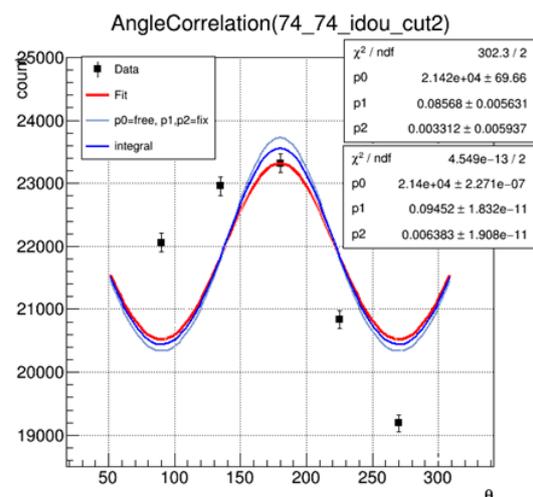


図 4.16: 線源の位置をずらした時の角度分布 (cut2)

表 4.6: 本実験の結果

	角度 [deg]	カウント数	カウント差	カウント平均	傾き [%]
cut1	90	10000	200	9900	2.0
	270	9800			
cut2	90	22050	350	21875	1.6
	270	21700			

表 4.7: 線源をずらしたときの結果

	角度 [deg]	カウント数	カウント差	カウント平均	傾き [%]
cut1	90	9900	1300	9250	14
	270	8600			
cut2	90	22100	2900	20650	14
	270	19200			

計算の結果を表 4.6 と表 4.7 に表した。線源の位置をずらした場合、本実験に比べ、cut1 は 7 倍、cut2 は 8.8 倍傾きが大きくなることが分かった。これにより、線源の位置が装置の中心からずれると左右の非対称性が上がることから、本実験で得られた角度分布が右肩下がりになった理由は線源が中心からずれていたためだと考えられる。また、シングルレート補正をしたにも関わらず傾きが大きくなったということは、シングルレートでは補正しきれない要因があることも分かった。

次に 90 度と 270 度のシングルレートの値を用いて、線源の中心からのずれを計算した。

表 4.8: 線源の中心からのずれ

	角度 [deg]	カウント数 (600ms)	カウント平均	カウント差	$\frac{(\text{カウント差})}{\text{カウント平均}}$
本実験	90	675731	671169	9125	0.014
	270	666606			
線源をずらしたとき	90	706557	668414	76287	0.11
	270	630270			

カウント数は距離の二乗に反比例するため、

N : カウント数

α : 定数

l : 線源と検出器間の距離

Δl : 線源の中心からのずれ

とおくと、

$$N = \frac{\alpha}{l^2} \quad N_1 = \frac{\alpha}{(l + \Delta l)^2} \quad N_2 = \frac{\alpha}{(l - \Delta l)^2}$$

$$\begin{aligned}
 (\text{カウントの平均}) &= \frac{N_1 + N_2}{2} = \frac{4l\Delta l}{(l + \delta l)^2(l - \Delta l)^2} \\
 (\text{カウントの差}) &= N_1 - N_2 = \frac{l^2 + (\Delta l)^2}{(l + \Delta l)^2(l - \Delta l)^2} \alpha \\
 \frac{(\text{差})}{(\text{平均})} &= \frac{N_1 - N_2}{\frac{N_1 + N_2}{2}} = \frac{4\Delta l}{l}
 \end{aligned}$$

より、以下の計算式が導かれ、この式を用いることで線源の中心からのずれを求めることができる。

$$\Delta l = l \times \frac{1}{4} \frac{N_1 - N_2}{\frac{N_1 + N_2}{2}}$$

計算結果より線源の中心からずれは、本実験では $7.4 \times \frac{0.014}{4} \simeq 0.03[\text{cm}]$ 、線源を 0.5cm ずらした実験では $7.4 \times \frac{0.11}{4} \simeq 0.2[\text{cm}]$ という値を得た。

4.5 結論

^{60}Co 線源から放出される 2 本の γ 線の同時計測を行い、その角度分布より角相関を得ることができた。同時計測した γ 線のうち、光電ピークのみを選ぶカットをかけた角度分布のフィット結果は、それぞれ $p1=0.071 \pm 0.004$ 、 $p2=0.006 \pm 0.004$ 、コンプトン端から光電ピークまでを選ぶカットをかけた角度分布のフィット結果はそれぞれ $p1=0.075 \pm 0.003$ 、 $p2=0.004 \pm 0.003$ となった。理論値として用いた Integral のパラメータの値は $p1=0.102$ 、 $p2=0.00907$ である。本実験より得られたパラメータはどちらのカットの結果も $p1$ の理論値とのずれは 3σ をこえた。

また、線源の中心からのずれは計算より 0.03cm であると求められ、この値が理論値とのずれ 3σ をこえる程度パラメーターに影響したと考えられる。

4.6 今後の課題

今後の課題としては、エネルギー較正定数をより正確に求めるために低エネルギーの γ 線を放出する線源を用いてプロットを増やすこと、線源と検出器間の距離を一定に保ったまま測定できる装置の開発をすること、シングルレート補正以外の補正方法を検討すること、角度の補正について考え直すこと、Geant によるシミュレーションを行うことなどが挙げられる。

距離を一定に保ったまま検出器を移動させる装置の開発は理想だが、困難だと思われるので、線源を固定し、より線源との距離のばらつきを軽減させるべきである。

シングルレート補正は現時点では直接的な距離の絶対値しか補正できていないので、他の補正方法を検討する必要がある。また、距離以外の環境によるカウントの変化の補正をするために、固定しているほうの検出器でも同様にシングルレートを測るべきであると考えた。

今回の実験では、角度の補正は左右それぞれ 20 度しか考えていなかったが、上下 20 度についても角度の補正を行う、もしくはコリメーターを用いて角度を絞って測定を行うことで角度分布の精度があがるかを確かめることも今後の課題である。

第5章 謝辞

この度は数多くの皆様に支えられ、こうして卒業論文を書くことができました。指導教官である下村真弥助教には、お忙しい中未熟な私たちのためにお時間を割いていただき、実験方法及び解析に関するアドバイスやご指導をいただきました。林井久樹教授や宮林謙吉教授にはミーティングでの的確なご指摘をいただき、より研究が充実したものになりました。先輩方は困ったときには精力的に助けて下さり、いつも暖かく見守ってくださりました。また、同回生とは熱い議論を交わし、切磋琢磨しながら研究を進めることができました。一年間本当にありがとうございました。

<参考文献>

- [1] 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 (2015) 「2015年度 学部卒業論文 「 ^{60}Co 線源を用いた ^{60}Ni からの γ 線角度相関の測定」
- [2] 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}Co 線源を用いた ^{60}Ni γ 線角度相関の測定」
- [3] 核ビーム物性学研究室—京都大学原子炉実験所「摂動角相関」
<http://www.rri.kyoto-u.ac.jp/NBMP/study/kaku_pac.html>
- [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>
- [6] 京都大学 分子構造化学研究室「スピンってどんなもの？」
<http://kuchem.kyoto-u.ac.jp/bun/tutorial/FAQ/Whats_spin.html>
- [7] 東京工業大学 理学部 物理学科 柴田研究室 森田琢也 (2007) 「学部卒業研究 ^{60}Ni 原子核からの γ 線角相関の測定」
- [8] 山崎文男 (1977) 「実験物理学講座26 放射線」 共立出版株式会社
- [9] ソウル大学 谷田望・東北大学 小池武志・山本剛史・米本慶央・御茶ノ水女子大学 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～」

付録A

A.1 モジュール設定の調整

表 A.1: 初期のモジュールの設定

Shaper1	Shape-time	1 μ s
	GAIN	20
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	1
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	4 μ s
	VETO	500ns
H.V. supply	H7195 検出器	-2500V

始めに表 A.1 の設定で、 γ 線の入射位置をシンチレーターの中心に限定させて 10 万イベント測定したところ、以下のような結果が得られた。

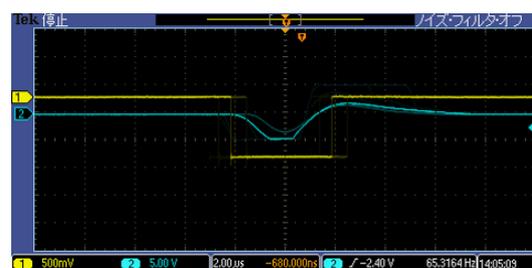
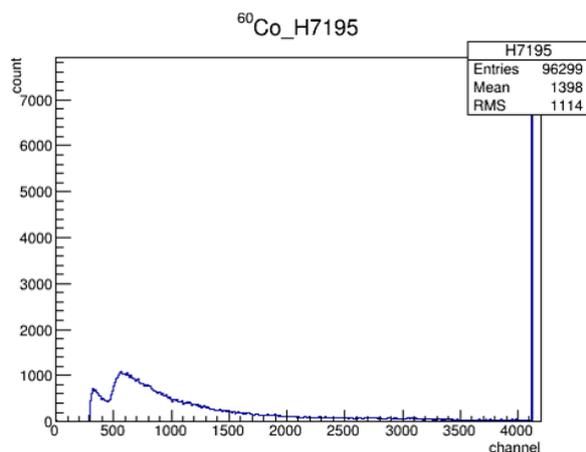


図 A.2: オシロスコープでみた信号

図 A.1: 入射位置を中央に限定したときの ADC 分布

図 A.1 より、4000ch 以上に大きなピークが立っている。これは、信号が大きすぎてサチュレーション (= 頭打ち) しているためだと思われる。オシロスコープで信号を見てたところ、図 A.2 のようになっており、確かに信号がサチュレーションしていた。このことから、モジュールの設定を変更する必要があることが分かった。

表 A.2: 変更後のモジュールの設定

Shaper1	Shape-time	0.5 μ s
	GAIN	5
Shaper2	Shape-time	0.15 μ s
	GAIN	1
Discriminator	Width	40ns
	V-threshold	-50mV
Gate Generator	Width	4 μ s
	VETO	500ns
H.V. supply	H7195	-2300V

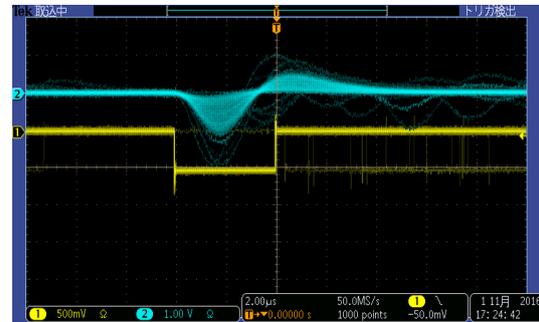
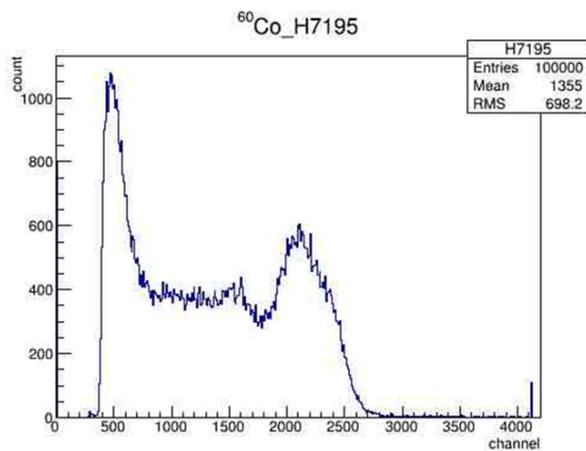


図 A.4: オシロスコープでみた信号 (変更後)

図 A.3: 入射位置を中央に限定したときの ADC 分布 (変更後)

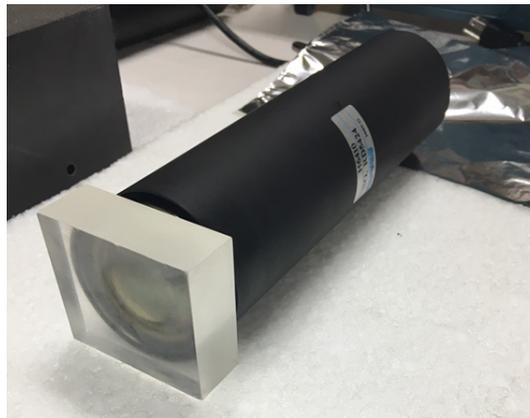
そこで、モジュールの設定を表 A.2 に変更した。すると、ADC 分布とオシロスコープで見た信号は図 A.3、A.4 のようになり、信号がサチュレーションしなくなった。よって今回は、表 A.2 のモジュールの設定で、シンチレーターの中心に入射した場合とその他の部分に入射した場合の ADC 分布を比較することにした。

A.2 シンチレーション検出器の修理

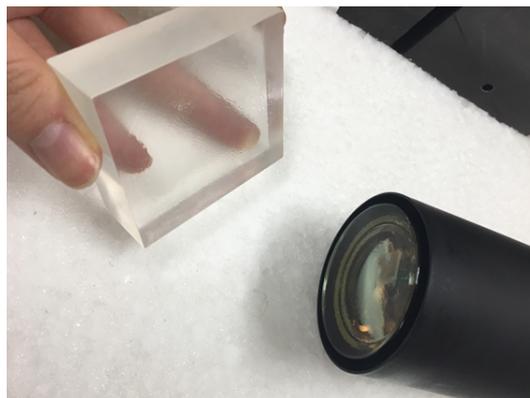
本実験で用いる2つの検出器のうち、PMT H6410とCsI(Tl)シンチレーターを結合させたシンチレーション検出器が、 ^{60}Co 線源からの γ 線を計測した際にオシロスコープでみた信号がとても不安定で、消えたり現れたりを繰り返していた。これはPMTとシンチレーターの接着が弱まっているためである。そこで、このシンチレーション検出器を一度解体し、PMTとシンチレーターを接着し直した。

<修理の手順>

1. 検出器に巻かれている遮光テープとアルミシートをはがす。



2. PMTの入射ガラス窓には、オプティカルグリースが塗布されている。このグリースを利用して、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、PMTとシンチレーターを結合させる。



3. シンチレーター全体を包むようにアルミシートをかぶせ、その上から遮光テープを巻いて固定する。
4. PMTの入射ガラス窓に直接光が入っていないか、完成した検出器にH.Vをかけて、暗

幕をかけた時とかけない時とで信号が変化するかオシロスコープで確かめる。もし直接光が入っていれば、信号は変化しないはずである。

