

ポジトロニウムの超微細構造の測定^{*1}

水越慧太¹, 井口条蒔¹, 磯部裕太¹, 宮辺裕樹¹

¹ 神戸大学粒子物理学研究室

2017年3月27日

^{*1} 平成 28 年度 神戸大学 卒業研究報告

目次

第 1 章	概要	3
第 2 章	実験理論 (担当:宮辺)	4
2.1	ポジトロニウムの状態	4
2.2	ポジトロニウムの崩壊	5
2.3	磁場中のポジトロニウム	6
2.4	物質中でのポジトロニウム	9
第 3 章	再現実験における事象選別と結果 (担当:磯部)	10
3.1	再現実験の実験装置	10
3.2	エネルギーの較正	15
3.3	測定	17
3.4	寿命測定結果	21
3.5	再現実験の考察	25
第 4 章	実験原理	26
4.1	寿命測定	26
4.2	実験装置	27
第 5 章	モンテカルロシミュレーションを用いた実験評価 (担当:水越)	31
5.1	モンテカルロシミュレーションの意義	31
5.2	プラスチックシンチレータの通過	31
5.3	線源からのバックグラウンド評価	35
5.4	予想されるエネルギースペクトル	38
5.5	その他の物理量の概算	39
5.6	実験評価のまとめ	39
第 6 章	装置の評価	41
6.1	SCtrig の評価 (担当:宮辺)	41
6.2	磁場中での PMT の動作 (担当:井口)	44
第 7 章	今後の課題 (担当:水越)	60
7.1	磁場強度計算	60
7.2	3γ 事象の積極的選別	60

7.3	まとめ	60
	参考文献	62

第 1 章

概要

ポジトロニウムとは、電子と陽電子が電磁相互作用によって束縛されている系である。ポジトロニウムには系の全スピンによりふたつの状態、パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムがある。このふたつの状態のエネルギー差を超微細構造といい、量子電磁力学により約 203 GHz (=0.84 meV) と計算されている。

本研究室での昨年度の卒業研究では、大気中でのオルソポジトロニウムの寿命の測定を行った。本研究では昨年度の実験から発展し、ポジトロニウムに磁場をかけ超微細構造を測定するために、実験装置の作製、装置の評価、実験のシミュレーションを行った。

第 2 章

実験理論 (担当:宮辺)

ポジトロニウムは陽電子と電子が電磁相互作用により束縛された系である。陽電子は電子の反粒子で、電子と質量が等しく、電荷は逆で同じ大きさである。後に詳しく述べるがポジトロニウムには、パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムのふたつの状態があり、量子電磁力学により寿命はそれぞれ 125ps,142ns と計算されている。

2.1 ポジトロニウムの状態

電子のスピン演算子を $\hat{S}^- = (\hat{S}_x^-, \hat{S}_y^-, \hat{S}_z^-)$ とする。電子はスピン 1/2 なので、 \hat{S}^{-2} と \hat{S}_z^- の同時固有状態

$$\begin{aligned}\hat{S}^{-2} |\uparrow\rangle &= \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, \hat{S}_z^- |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2} |\uparrow\rangle \\ \hat{S}^{-2} |\downarrow\rangle &= \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, \hat{S}_z^- |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

を基底にもつ。電子の反粒子である陽電子についても同様に

$$\begin{aligned}\hat{S}^{+2} |\uparrow\rangle &= \frac{3}{4} |\uparrow\rangle, \hat{S}_z^+ |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2} |\uparrow\rangle \\ \hat{S}^{+2} |\downarrow\rangle &= \frac{3}{4} |\downarrow\rangle, \hat{S}_z^+ |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2} |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{2.1.2}$$

を基底にもつ。ここでは電子の基底を $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$, 陽電子の基底を $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ と表記する。以上のことからポジトロニウムの基底には

$$|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle, |\uparrow\rangle |\downarrow\rangle, |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle$$

がとれる。また系の全スピン $S = 0$ の 1 重項

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle)\tag{2.1.3}$$

をパラポジトロニウム、全スピン $S = 1$ の 3 重項

$$\begin{aligned}|1, 1\rangle &= |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle \\ |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ |1, -1\rangle &= |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle\end{aligned}\tag{2.1.4}$$

をオルソポジトロニウムと呼ぶ。(図 2.1.1)

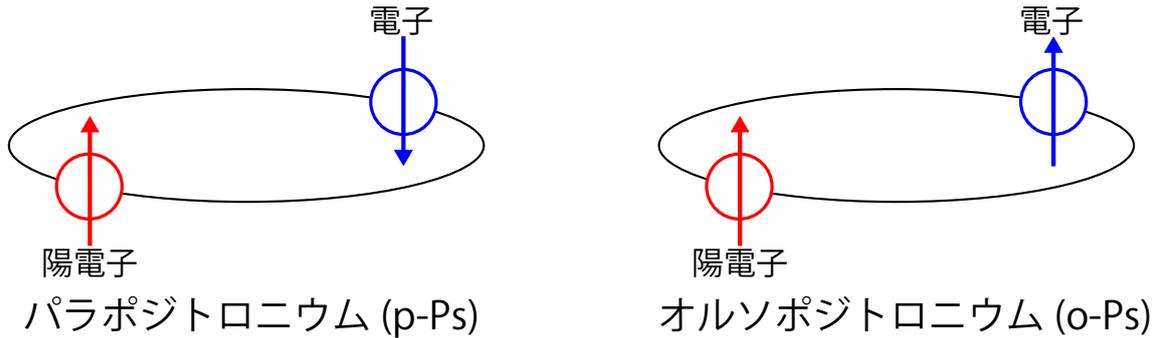


図 2.1.1: ポジトロニウムのふたつの状態

2.2 ポジトロニウムの崩壊

ポジトロニウムは電子陽電子の対消滅によりいくつかの光子に崩壊する。パラポジトロニウムの全スピンは $S = 0$ であるので、基底状態の C パリティは

$$C = (-1)^S = 1$$

となり、オルソポジトロニウムの全スピンは $S = 1$ であるので、基底状態の C パリティは

$$C = (-1)^S = -1$$

となる。ここで n 個の光子の C パリティは

$$C = (-1)^n$$

であるので、C パリティの保存より、パラポジトロニウムは偶数、オルソポジトロニウムは奇数の光子へのみ崩壊する。ポジトロニウムの崩壊率は、放出される光子の数が 1 つ増えるごとに微細構造定数 $\alpha \sim 1/137$ の因子がかかり小さくなるので、運動量保存を考えると、パラポジトロニウムは 2 光子崩壊、オルソポジトロニウムは 3 光子崩壊が支配的であることがわかる。エネルギー保存より、ガンマ線のエネルギーはパラポジトロニウムが 511 keV、オルソポジトロニウムが 0 ~ 511 keV の連続スペクトルとなる。

また量子電磁力学により寿命はパラポジトロニウムが

$$\tau_p = \frac{m\alpha^5}{2} \simeq 125 \text{ ps}$$

オルソポジトロニウムが

$$\tau_o = \frac{2m\alpha^6(\pi^2 - 9)}{9\pi} \simeq 142 \text{ ns}$$

と計算されている。

2.2.1 ポジトロニウムの超微細構造

パラポジトロニウムとオルソポジトロニウムは、それぞれのスピン同士の相互作用によりエネルギー準位がずれている。このずれを超微細構造と呼び、その値は

$$\Delta_{\text{HFS}} \simeq 0.84 \text{ meV}$$

と計算されている。

2.3 磁場中のポジトロニウム

ポジトロニウムに磁場を印加すると、ポジトロニウムの基底状態が混合する。混合してきた新たなエネルギー固有状態を $|+\rangle, |-\rangle$ とする。まず磁場を z 方向にとり、大きさを B とすると、磁場によるハミルトニアンは

$$\hat{H}_B = g\mu_B B(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+)$$

となる。 g は Lande の g 因子, μ_B はボーア磁子である。(2.1.1)(2.1.2)(2.1.3)(2.1.4) より

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |0, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) - (-|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) = |1, 0\rangle \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle |\uparrow\rangle - |\uparrow\rangle |\uparrow\rangle) = 0 \quad (2.3.2)$$

$$\begin{aligned} (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, 0\rangle &= (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) - (-|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) = |0, 0\rangle \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

$$(\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |1, -1\rangle = (\hat{S}_z^- - \hat{S}_z^+) |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle = \frac{1}{2} (-|\downarrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\downarrow\rangle) = 0 \quad (2.3.4)$$

となり, $|0, 0\rangle$ と $|1, 0\rangle$ の状態が磁場によって混合し, $|+\rangle, |-\rangle$ がつくられることがわかる。ここで以下で用いるパラメータ

$$x = \frac{2g\mu_B B}{\Delta_{\text{HFS}}}$$

を導入する。 $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は

$$\frac{\frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2}$$

となる。(図 2.3.1) また $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は

$$\frac{1}{1 + \frac{x^2}{4} \left(1 - \frac{x^2}{4}\right)^2}$$

となる。(図 2.3.2)

図 2.3.1, 図 2.3.2 より, 磁束密度が大きくなると, $|+\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は大きくなり, $|-\rangle$ に占める $|0, 0\rangle$ の割合は小さくなるが見て取れる。

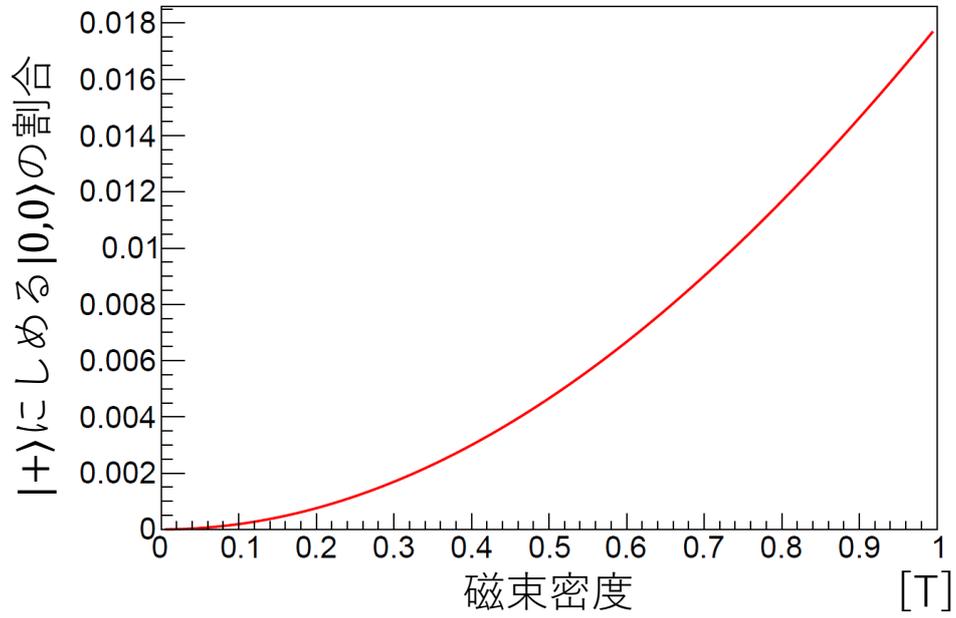


図 2.3.1: $|+\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合の磁場依存

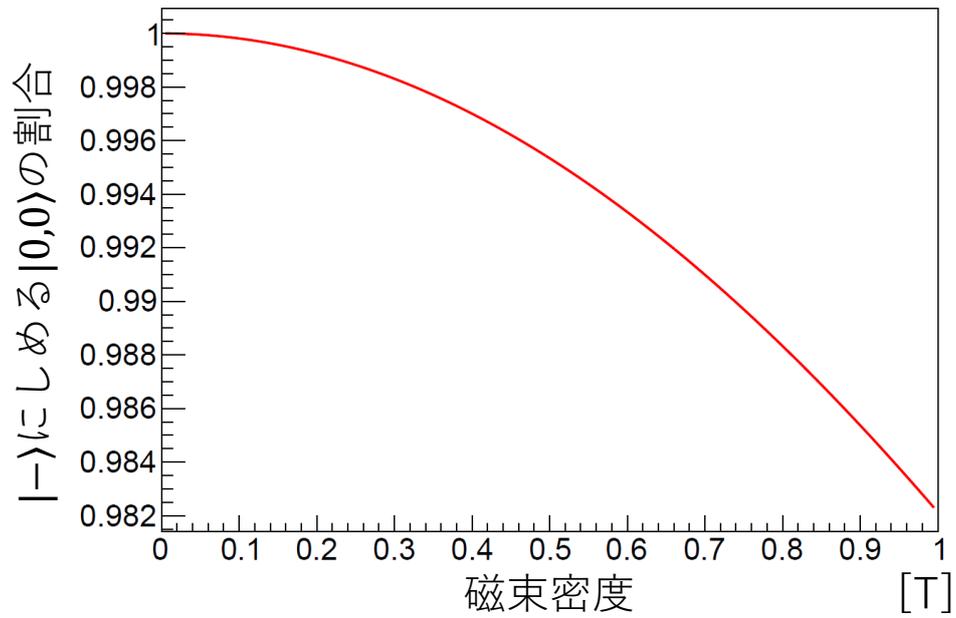


図 2.3.2: $|-\rangle$ に占める $|0,0\rangle$ の割合磁場依存

また $|+\rangle$ の寿命 τ_+ は

$$\frac{4}{\frac{1}{\tau_p}x^2 + \frac{1}{\tau_o(4-x^2)}}$$

となり, (図 2.3.3) $|-\rangle$ の寿命 τ_- は

$$\frac{4}{\frac{1}{\tau_p(4-x^2)} + \frac{1}{\tau_o}x^2}$$

となる. (図 2.3.4)

図 2.3.3, 図 2.3.4 より, 磁束密度が大きくなると, $|+\rangle$ の寿命 τ_+ は短くなり, $|-\rangle$ の寿命 τ_- は長くなる. 本研究で用いる電磁石による磁場は 0.1 T であり, このときそれぞれの寿命は $\tau_+ = 116.9\text{ns}$, $\tau_- = 125.0\text{ps}$ となり, τ_+ は短くなるが, τ_- はほとんど変化しない. 本実験では磁場中での τ_+ を測定することによって超微細構造の研究を行う.

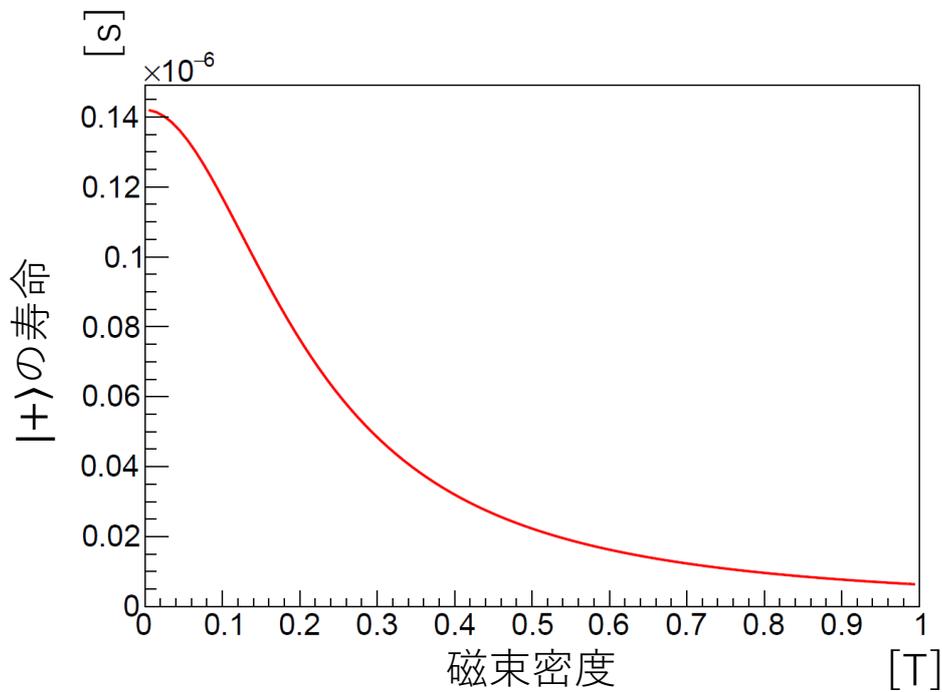


図 2.3.3: $|+\rangle$ の寿命磁場依存

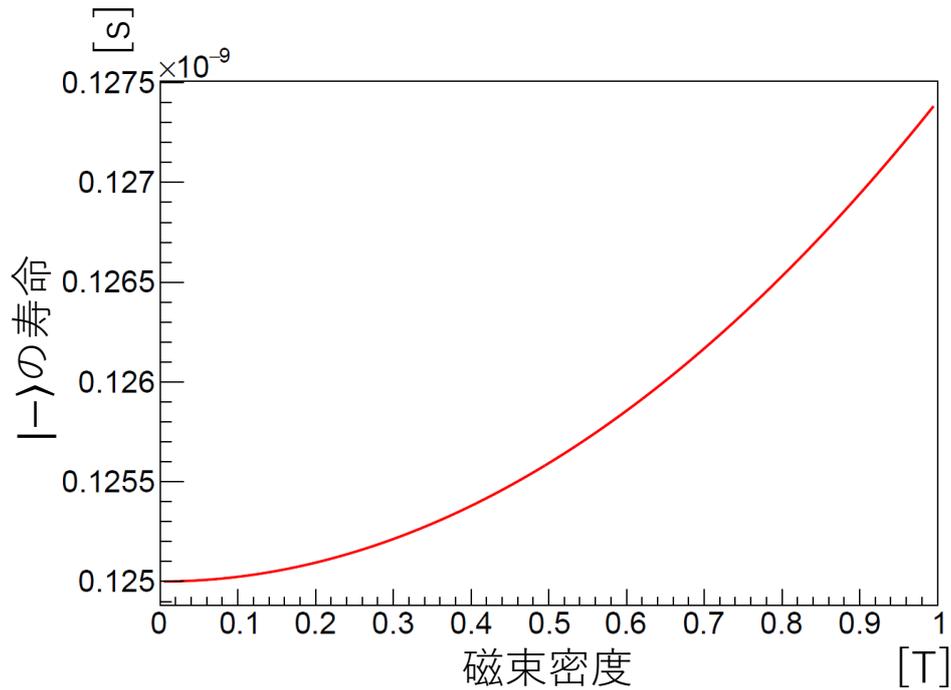


図 2.3.4: $|-\rangle$ の寿命磁場依存

2.4 物質中でのポジトロニウム

物質中ではポジトロニウム中の電子と陽電子の対消滅以外の要因で崩壊し、通常よりも寿命が短くなる。この要因としては次の3つがある。

- ・ Pick off: ポジトロニウム中の陽電子が、物質中の電子と対消滅する。
- ・ Spin flip: オルソポジトロニウム中の電子が、物質中の不対電子とスピンを交換しパラポジトロニウムとなる。
- ・ 化学反応: 酸化反応によりポジトロニウムから電子が奪われ、自由になった陽電子が物質中の電子と対消滅する。

これらは密度の低いシリカエアロゲルを用い、また空気中の水分子の影響を小さくするためにシリカエアロゲルを加熱処理することで抑えられる。

第 3 章

再現実験における事象選別と結果 (担当: 磯部)

超微細構造の測定にはポジトロニウムの寿命を求める必要がある。そのため、超微細構造の測定に先立ち昨年度の再現実験を行い真空中でのオルソポジトロニウムの寿命測定を行った。

本再現実験の原理については 4.1 節で述べる。事象のトリガーとして図 4.1.1 に示す励起状態の ^{22}Ne が基底状態の ^{22}Ne になるときに放出される 1275keV の γ 線を用いた。トリガーの信号とポジトロニウムの崩壊の際に放出される γ 線の検出された時刻の差を測定し、崩壊時間の分布のヒストグラムを作成する。そのヒストグラムに対し式 4.1.2 でフィッティングすることで寿命が得られる。装置については 4.2 節で説明する SCIONIX 製の NaI(Tl) シンチレータ [1](図 4.2.1) と浜松ホトニクス製の光電子増倍管アッセンブリ H6410 [2](図 4.2.4) を用いた。

3.1 再現実験の実験装置

昨年度の測定 [3] を参考にし、同様のセットアップで行った。図 3.1.1 と図 3.1.2 にそれぞれ装置の全体図とシンチレータ A,B,C の配置の写真を、図 3.1.3 に装置の概要図を示す。

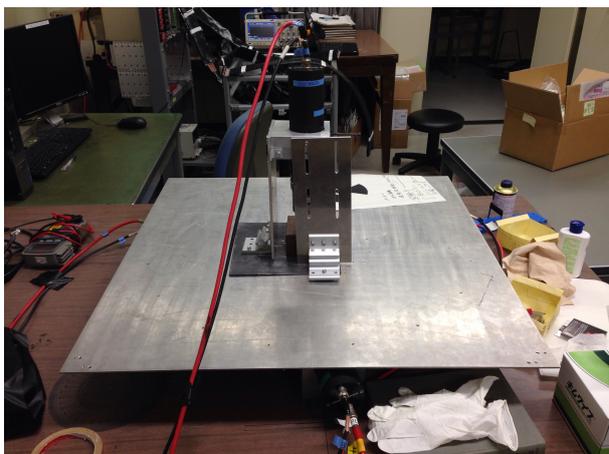


図 3.1.1: 装置の全体写真

シンチレータ S 及び線源を取り囲む真鍮製のコリメータのみが見えており、他の構成要素はアルミニウム板の下に配されている。



図 3.1.2: シンチレータ A,B,C の配置

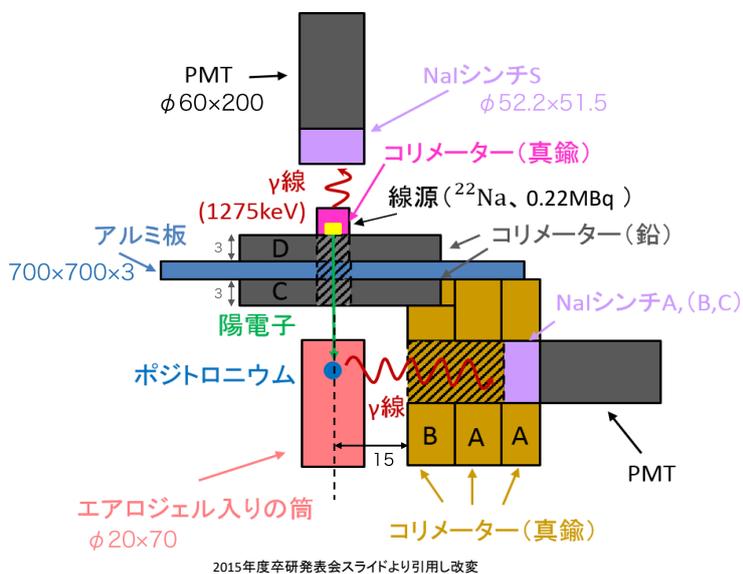
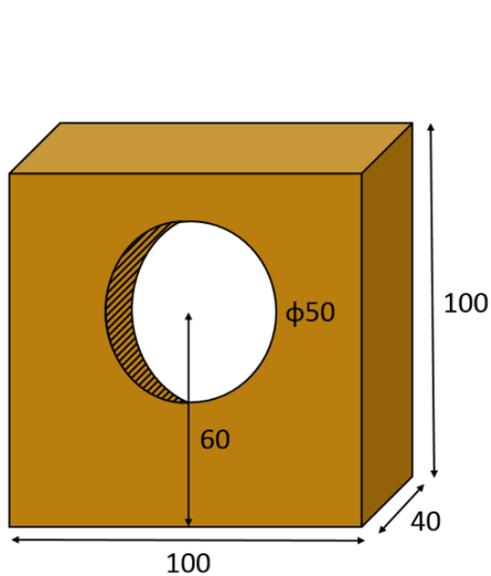


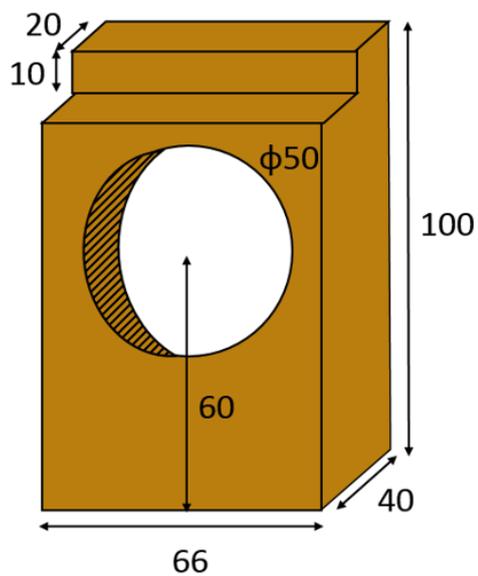
図 3.1.3: 装置の概要図

線源である ^{22}Na から陽電子が下方に放出された場合に、シリカエアロゲル中の電子と反応して形成されるポジトロニウムの崩壊を観測する。ポジトロニウムの崩壊によって生じる γ 線をシリカエアロゲルを囲むように配置してある 3 つの NaI(Tl) シンチレータを用いて検出する。ここで、コリメータをつけているのは線源からの γ 線が直接シンチレータ A,B,C に入射することを防ぐためである。図 3.1.4 にコリメータの図を昨年度

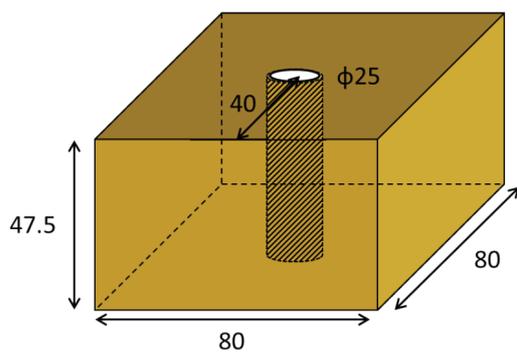
の資料 [4] から引用し示す. また, ポジトロニウムの生成された時刻を求めるためには, ^{22}Na の崩壊によって生じる 1275keV の γ 線を用いる. 上方に設置してシンチレータ S でこの γ 線が検出された場合にポジトロニウムの生成時刻を知ることができる.



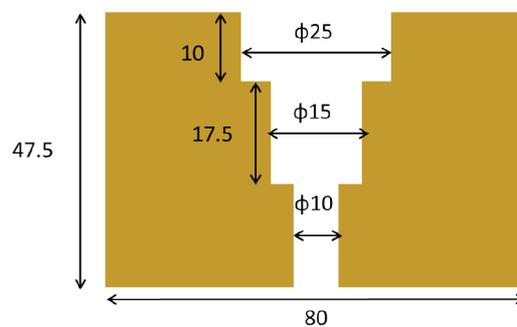
(a) 真鍮製コリメータ A



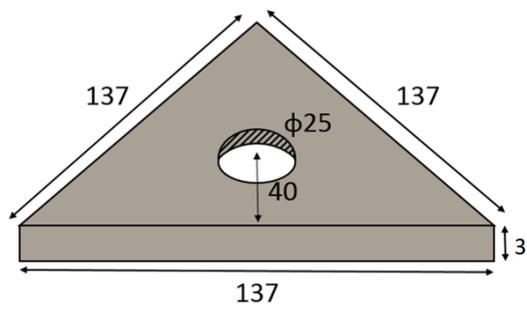
(b) 真鍮製コリメータ B



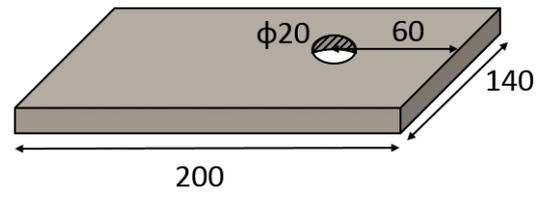
(c) 線源用真鍮製コリメータ



(d) 線源用真鍮製コリメータ内部構造



(e) 鉛製コリメータ C



(f) 鉛製コリメータ D

図 3.1.4: 各コリメータの概要図

3.1.1 データ取得系

図 3.1.5 にデータ取得系の全体図を示す. 各事象は以下のようにして取得される.

- ・ シンチレータ S からの信号が 2 つの divider を経て discriminator に入り幅 800ns の gate を出力する
- ・ シンチレータ A,B,C からの信号が S と同様にして divider と discriminator を通り OR 回路に入る
- ・ OR 回路を通った後 21ns の遅延をかけられ,AND 回路に入る.
- ・ S からの gate と同時の信号がやってきた場合にだけ信号が出力されて再度遅延された後 ADC gate と TDC stop に入力される.

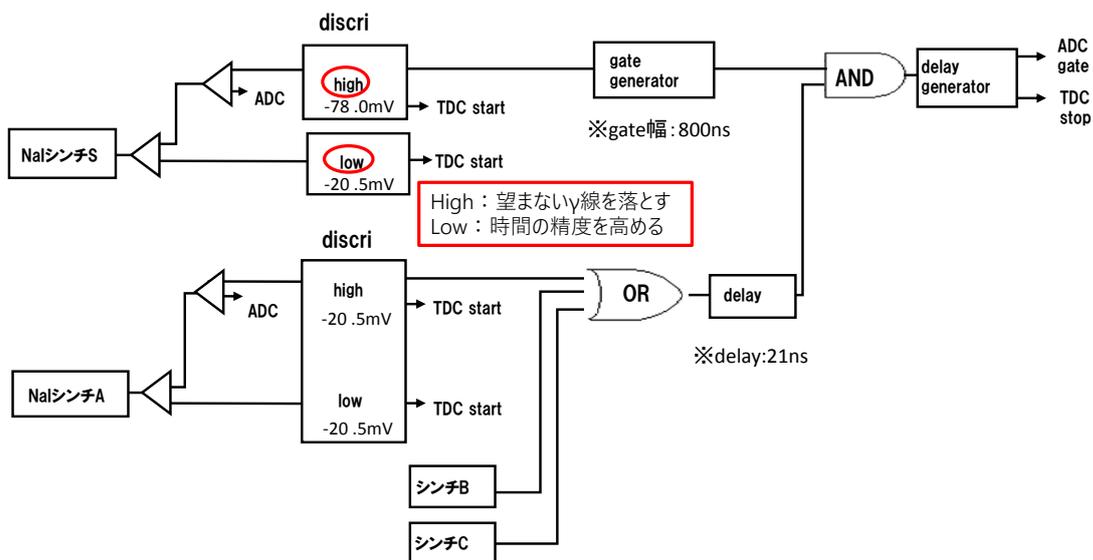


図 3.1.5: 再現実験のデータ取得系全体図 [4]

本実験では各シンチレータに入射する γ 線のエネルギーと時刻を測定するため ADC,TDC モジュールを用いた. 表 3.1 にこれらのモジュールの仕様を示す.

モジュール	型番	シリアルナンバー	フルスケール	分解能	製造会社
ADC	V005	36211	1000 [pC]	0.061 [pC]	豊伸電子
TDC	TMC	KEK 024	3 [μ s]	0.75 [ns]	REPIC

表 3.1: 使用したモジュールの仕様

discriminator の閾値

図 3.1.5 に示すようにシンチレータ S とシンチレータ A,B,C ではそれぞれの回路中にある discriminator で設定されている閾値が異なる. その理由は以下に述べるとおりである.

シンチレータ S

シンチレータ S の閾値 high は 1275keV の γ 線のみを検出するために用いられる. high の閾値 78.0mV は約 900keV のエネルギーに相当する. 一方で閾値 low は γ 線の入射時刻を決める役割を持ち, この閾値を下げることで精度を向上させることができる. さらに high,low の信号の時間差は事象選別にも利用される.

シンチレータ A,B,C

シンチレータ A,B,C は S よりも低い閾値が設定されている. これは閾値 high の役割が無関係なノイズを落とすためであり,divider を通る回数により high は low の 2 倍の閾値となる. low の役割は S と同様 γ 線の入射時刻を決めるものである.

3.2 エネルギーの較正

再現実験に先立ち,4 つのシンチレータのエネルギー較正を行った. エネルギー較正では ^{22}Na のスペクトルを ADC を用いて取得し,2 つのピークをそれぞれ既知の 511keV と 1275keV に対応するものとしてガウス関数でフィットすることによって行った. 図 3.2.1 に 4 つのシンチレータで得られたエネルギースペクトルをそれぞれ示す.

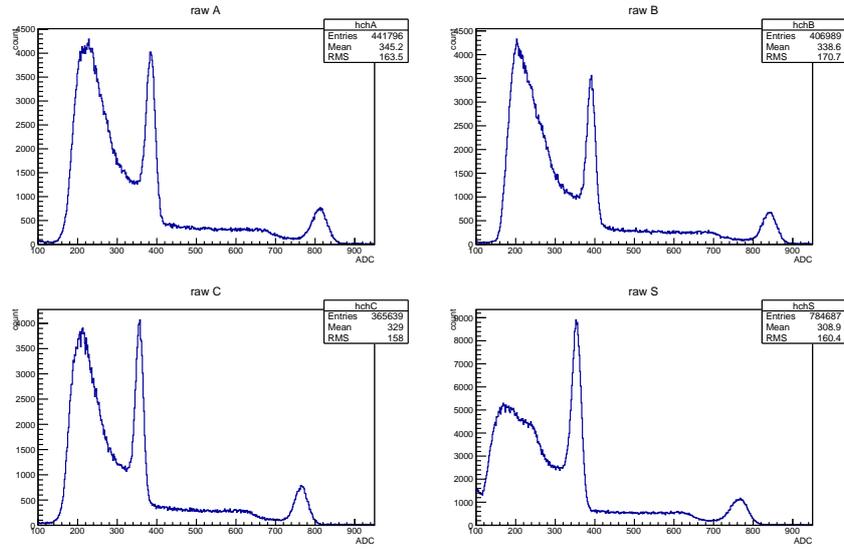


図 3.2.1: エネルギー較正のために測定した ^{22}Na のエネルギースペクトル

左上:シンチレータ A 右上:シンチレータ B 左下:シンチレータ C 右下:シンチレータ S

これらのデータに対し図 3.2.2 のようにガウス関数でフィットし, 図 3.2.3 のような較正直線を得た. 4 つのシンチレータに対する較正直線は以下のとおりである.

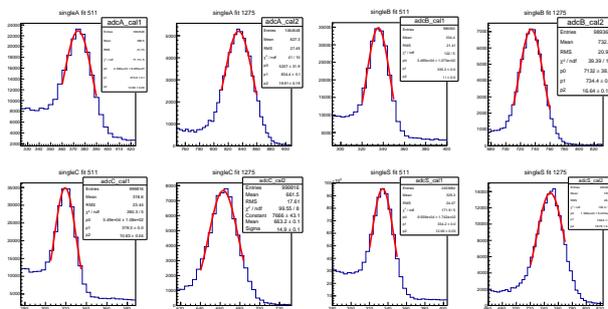


図 3.2.2: ガウス関数によるフィッティング

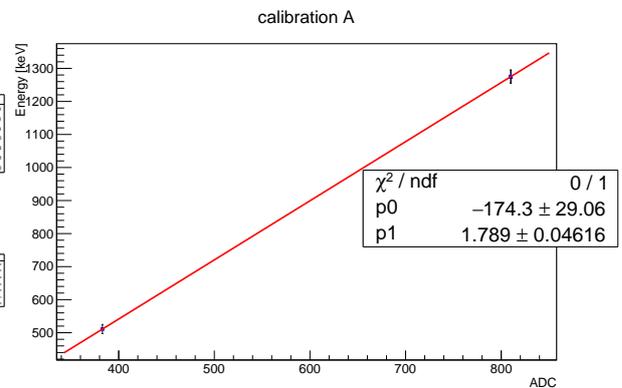


図 3.2.3: A に対して得られた較正直線

$$E_A[\text{keV}] = 1.79 \times \text{ADC} - 174$$

$$E_B[\text{keV}] = 1.69 \times \text{ADC} - 148$$

$$E_C[\text{keV}] = 1.86 \times \text{ADC} - 150$$

$$E_S[\text{keV}] = 1.86 \times \text{ADC} - 145$$

以後, 再現実験ではこの較正直線を元に ADC 値とエネルギーの変換を行う.

3.3 測定

3.3.1 得られたデータ

再現実験は 2016 年 12 月 5 日に行い、 5×10^5 事象を 27928 秒の測定時間で取得した。1 事象を取得するために設定した測定条件は図 3.1.5 に示した通り $S \wedge (A \vee B \vee C)$ である。この再現実験で得られたデータを図 3.3.1, 図 3.3.2 に示す。

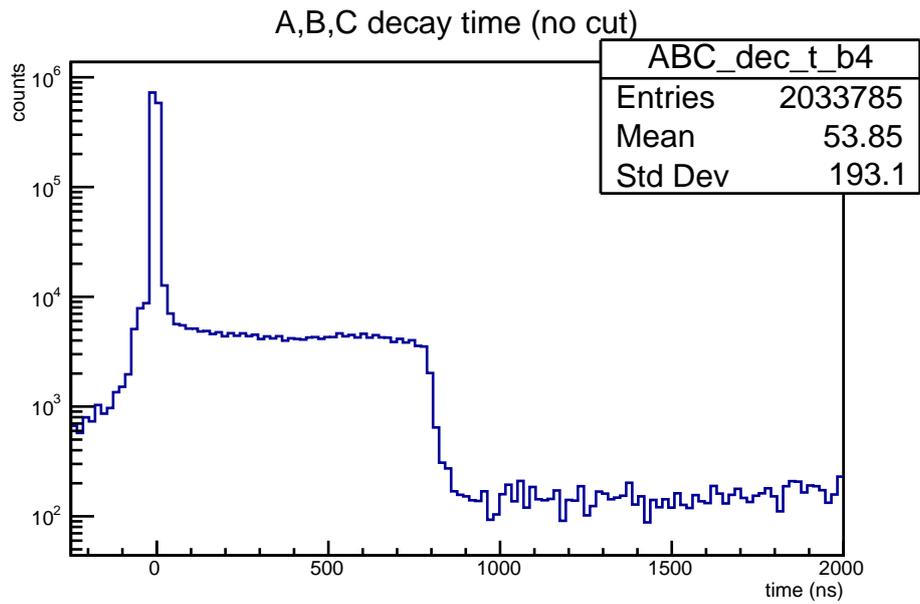


図 3.3.1: シンチレータ A,B,C での崩壊時間の分布

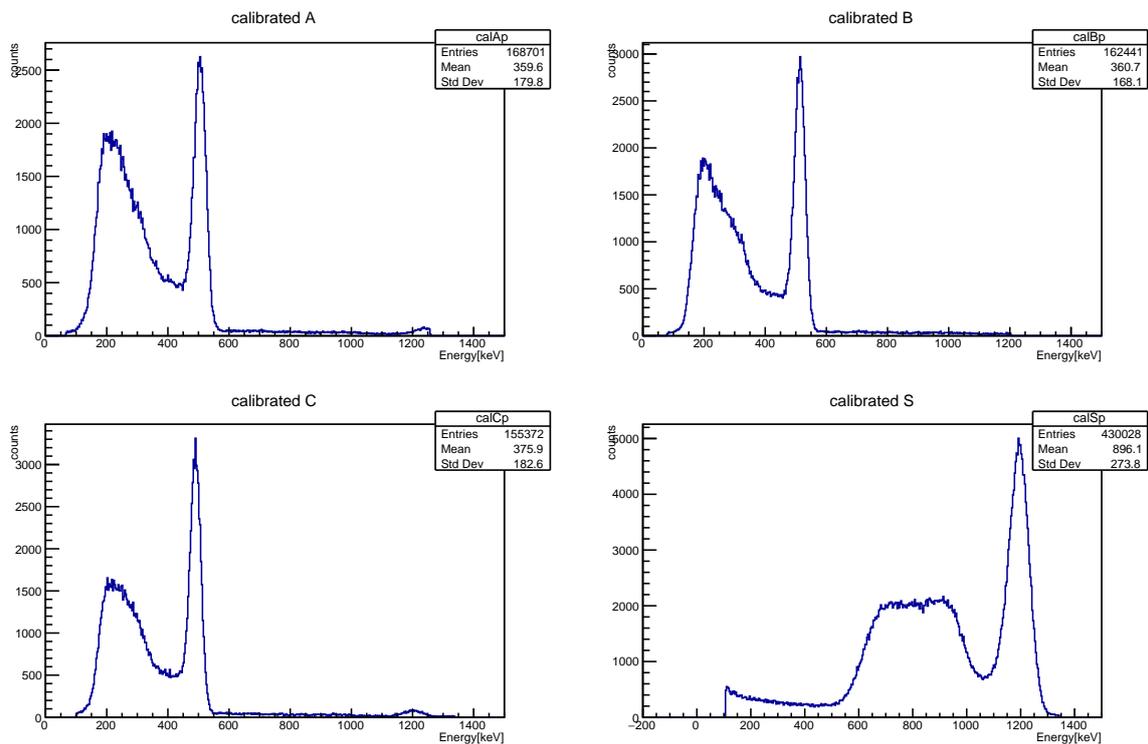


図 3.3.2: 4つのシンチレータで得られたエネルギースペクトル
左上から時計回りにシンチレータ A,B,S,C

図 3.3.1 はシンチレータ A,B,C での各崩壊時間の分布を区別せず表示したものである。ここでの崩壊時間はシンチレータ S の閾値 low を超えた時刻とシンチレータ A,B,C での閾値 low を超えた時刻の差である。t=0 付近に見られる鋭いピークは1つのポジトロニウムの崩壊事象由来のものではないアクシデンタルな事象である。また,t=800ns 付近でイベントが大幅に減少しているのは、シンチレータ S の閾値 high を超えたときに出力される coincidence gate の幅を 800ns としたためである。

図 3.3.2 は4つのシンチレータで観測したスペクトルである。これらのエネルギースペクトルは3.2節で述べたエネルギー較正直線を用いて ADC 値からエネルギーに変換している。シンチレータ A,B,C では500keV 近くにピークが確認できる。これはパラポジトロニウムの崩壊に伴う 511keV のエネルギーを持つ γ 線を観測したものと考えられる。150keV から 350keV にかけてもピークが確認できるがこれはオルソポジトロニウムの崩壊による連続分布のエネルギーである。シンチレータ S では1250keV 近くにピークが確認できる。これは図 4.1.1 に示す励起状態の ^{22}Ne が基底状態になるときに放出する 1275keV のエネルギーを持つ γ 線によるものである。

3.3.2 得られた結果に対する事象選別

この結果に対し、以下に示す2種類のカットをかけてバックグラウンド事象を除去し、オルソポジトロニウムの崩壊由来の事象を選別する。

- ・ low-high カット…光電効果由来 1275keV の prompt- γ 線による事象を選別
- ・ エネルギーカット…オルソポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を選別

シンチレータ S に対する事象選別 (low-high カット)

シンチレータ S で観測されるパルスは主に図 3.3.3 に示すような光電効果によるものとコンプトン散乱によるものの 2 種類あり, それぞれの特徴としては

- ・ 光電効果…波高が大きい
- ・ コンプトン散乱…波高が小さい

であるがどちらも赤点線で示す立ち上がり時間は一定となる.

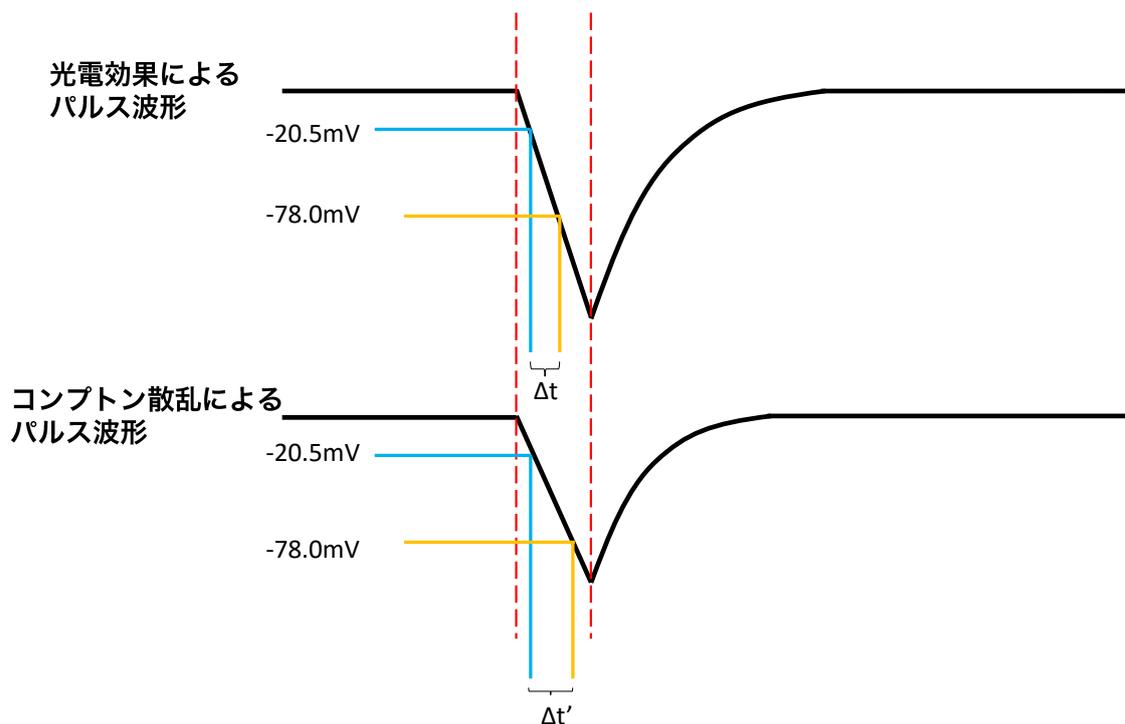


図 3.3.3: パルスの違い

このことを利用してシンチレータにエネルギーを落としきらなかったコンプトン散乱事象を排除し, 光電効果由来の事象のみを選別する.

図 3.3.4 にシンチレータ S に設定された 2 つの閾値を超えた時間の差,

$$t_{HL} = t_{\text{high}} - t_{\text{low}}$$

の分布を示す.

$t_{HL}=10\text{ns}$ 付近に光電効果由来のパルスによるピークが立ち, その後にはコンプトン散乱由来のパルスにより, かなりのイベント数の減少が確認できる. 図 3.3.5 は図 3.3.4 において, $t_{HL}=0$ から 30ns 付近を拡大したものである. これより事象選別に利用する t_{HL} の条件として

$$8 \leq t_{HL} \leq 12$$

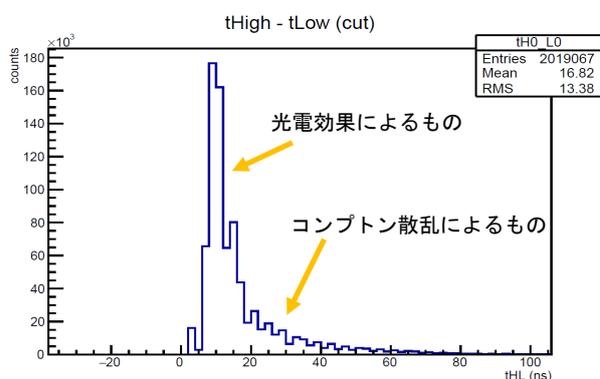


図 3.3.4: t_{HL} の分布

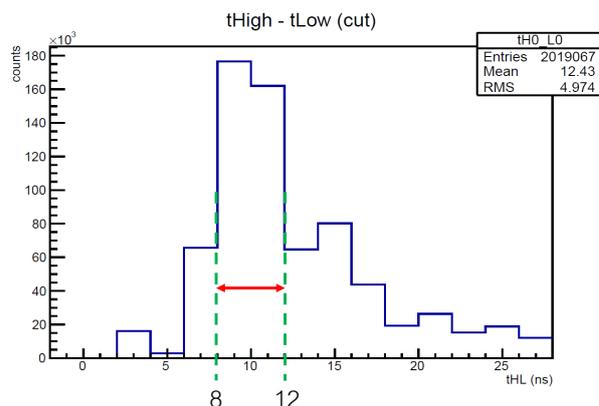


図 3.3.5: $t=30$ ns までの t_{HL} 分布

を採用した.

シンチレータ S に対する事象選別結果

図 3.3.6 に low-high カット前後での崩壊時間分布を示す.

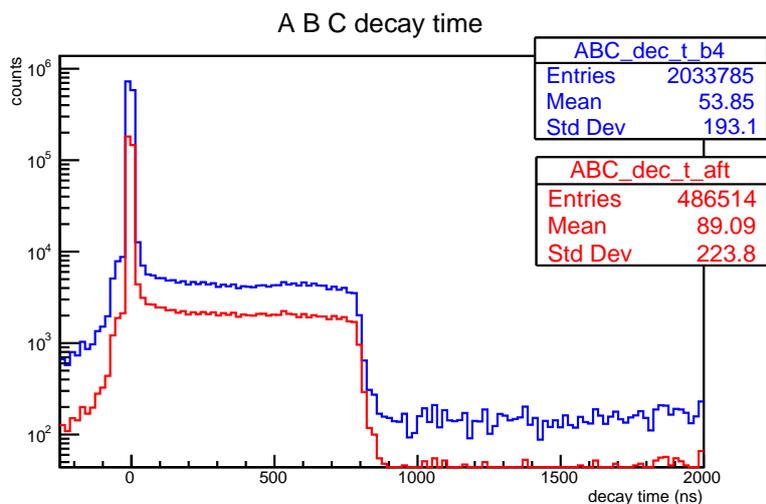


図 3.3.6: low-high カット前後の崩壊時間分布

青:カット前 赤:カット後

low-high カットによりコンプトン散乱由来の事象を含む約 76% のイベントがカットされた.

図 3.3.7 には横軸に信号がシンチレータ S の閾値 high を超えた時間, 縦軸にシンチレータ S で観測されたエネルギーを示す. ここでの時間とはある offset から崩壊時間を引いた値を示している. まず, t_{high} が大きくなるに従いエネルギーも大きくなっている特徴的な相関が確認できる. このピークの濃い部分は光電効果由来の事象であり, ピークの下に存在する部分はコンプトン散乱由来の事象である. また, $t_{high} = 500 \sim 700$ ns 付近にもピークが確認できる. low-high カットを施したあとの分布を図 3.3.8 に示す. これより約 86% のイベントがカットされ, 500 ~ 700ns 付近に存在していたピークを排除することができた. しかし, 比較的エネルギー

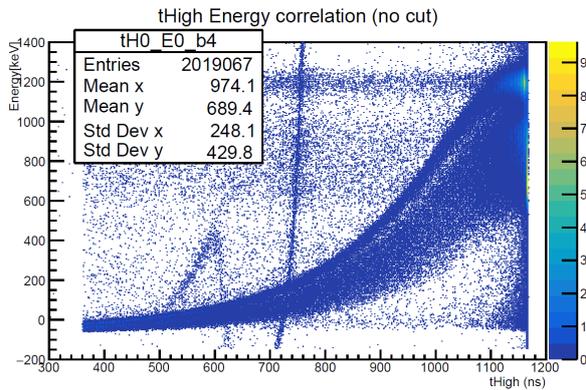


図 3.3.7: low-high カット前の閾値 high を超えた時間とエネルギーの関係

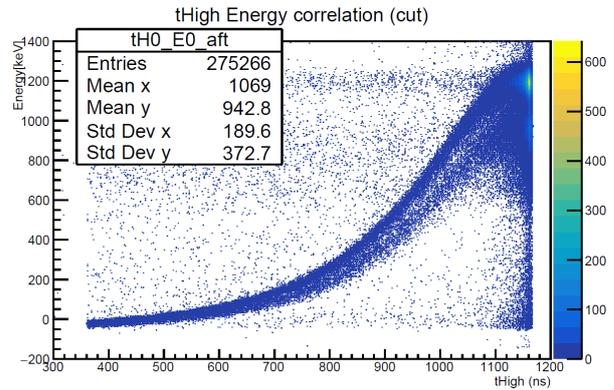


図 3.3.8: low-high カット後の high を超えた時間とエネルギーの関係

を大きく落としたコンプトン散乱による事象は完全に排除できず、残っていることがわかる。

シンチレータ A,B,C に対する事象選別 (エネルギーカット)

シンチレータ A,B,C で観測される γ 線のエネルギーは主にポジトロニウムの崩壊由来のもので

- ・ 2γ 崩壊由来…511keV
- ・ 3γ 崩壊由来…0~511keV の連続スペクトル

となる。その他にも線源からの 1275keV の prompt- γ 線が直接シンチレータ A,B,C に入ってしまった事象がある。このカットではポジトロニウムの崩壊由来の γ 線を観測した事象のみを選別する。

前述のようにポジトロニウムの崩壊由来の γ 線は 511keV または 0~511keV の連続スペクトルとなる。ここでは装置の分解能を考慮に入れて $2\gamma, 3\gamma$ 崩壊のエネルギー領域を以下のように定義し、その領域のエネルギーを観測した事象のみを選んだ。

表 3.2: カットに用いたエネルギー領域

	2γ 崩壊領域	3γ 崩壊領域
エネルギー	450~600 keV	100~450 keV

図 3.3.9 に 2γ 領域の、図 3.3.10 に 3γ 領域のカットをかける前 (青線) とかけた後 (赤線) での崩壊時間の分布を示す。カット前後で 2γ 領域では 80% が、 3γ 領域では 34% の事象が取り除かれたことがわかる。

3.4 寿命測定結果

3.4.1 空気中での寿命

本再現実験ではオルソポジトロニウムの真空中の寿命を直接測定することはできない。従って、まず空気中での寿命を求めた後、昨年度の実験のシミュレーションによって求められた各領域での崩壊比を用いて真空中での寿命を求めることにする。

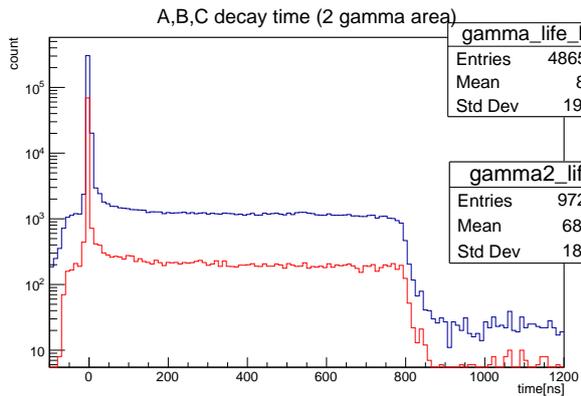


図 3.3.9: 2 γ 領域での崩壊時間の分布
青線:カット前, 赤線:カット後

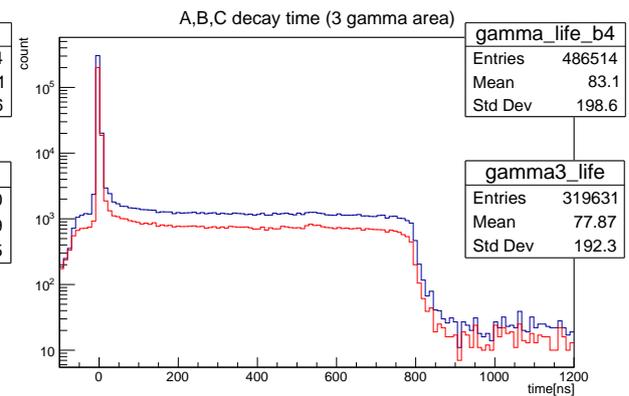


図 3.3.10: 3 γ 領域での崩壊時間の分布
青線:カット前, 赤線:カット後

空気中でのオルソポジトロニウムの寿命は, カットによりバックグラウンドを削減したしたシンチレータ A,B,C の崩壊時間分布のヒストグラムを次の指数関数でフィッティングすることで得られる.

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{air}}}\right) + N_{\text{BG}}$$

N_{BG} はバックグラウンド事象を考慮したパラメータである. このフィッティングの結果を図 3.4.1 に示す.

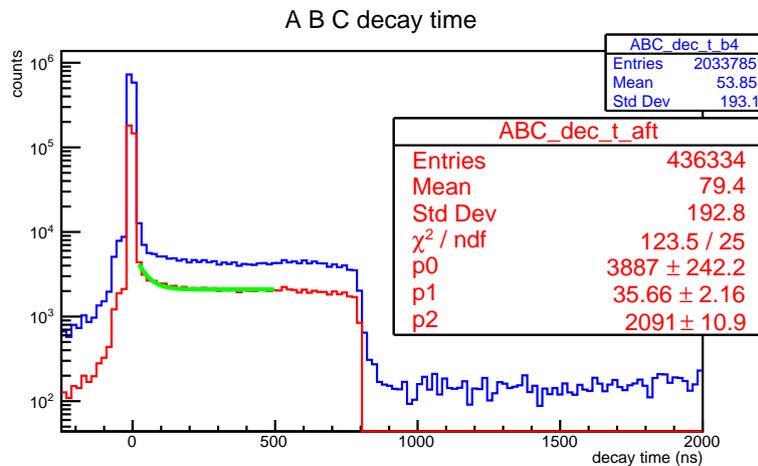


図 3.4.1: 事象選別後のヒストグラム (赤線) に対するフィッティング結果

フィッティングの範囲は (20, 500) であり, 800ns を超えたイベントはカットしてある. このフィットから空気中での寿命 τ_{air} は

$$\tau_{\text{air}} = 35.7 \pm 2.2 \text{ (ns)}$$

と測定できた. この値を用いて真空中でのオルソポジトロニウムの寿命を求めることとした.

3.4.2 真空中での寿命

空気中の寿命 $\tau_{\text{air}} = 35.7(\text{ns})$ はスピン交換反応, pick-off 反応により真空中での寿命よりも短い寿命が観測される. 今測定したいものは真空中で 3γ 崩壊を起こすときのオルソポジトロニウムの寿命である. これを $\tau_{3\gamma\text{vac}}$ とすれば, 時刻 t でまだ崩壊を起こしていないオルソポジトロニウムの個数を $N(t)$ とし, 2γ 崩壊を起こすオルソポジトロニウムの時定数を $\tau_{2\gamma}$ として次の関係式が成り立つ.

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \left(\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vac}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} \right) N(t) \quad (3.4.1)$$

今回観測した空気中での寿命 τ_{air} とは

$$\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vac}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} = \frac{1}{\tau_{\text{air}}}$$

という関係式が成り立っている. 式 3.4.1 を変形すると

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \left(\frac{dN_{3\gamma}}{dt} + \frac{dN_{2\gamma}}{dt} \right) N(t) = \left(\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vac}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} \right) N(t)$$

となり, ここで

$$\frac{dN_{3\gamma}}{dN_{2\gamma}} = \frac{\tau_{2\gamma}}{\tau_{3\gamma}}$$

よりこれを代入すると

$$\tau_{3\gamma\text{vac}} = \tau_{\text{air}} \left(1 + \frac{dN_{2\gamma}}{dN_{3\gamma}} \right) \quad (3.4.2)$$

となり $\frac{dN_{2\gamma}}{dN_{3\gamma}}$ を測定すれば真空中での寿命 $\tau_{3\gamma\text{vac}}$ が求められる.

式 3.4.2 より崩壊したポジトロニウムのうち, $2\gamma, 3\gamma$ それぞれで崩壊する事象数 $N_{2\gamma}, N_{3\gamma}$ を求めれば真空中での寿命を測定できるが実際には直接的にそれらを求めることはできない. そのため昨年度の実験 [3] で行ったシミュレーション結果を用いることでこの事象数を決定することとした. 以下にその結果を引用して示す.

	2 γ 崩壊領域	3 γ 崩壊領域
2 γ 崩壊	$R_1 = 19.83\%$	$R_2 = 10.15\%$
3 γ 崩壊	$R_3 = 29.65\%$	$R_4 = 0.850\%$

表 3.3: 崩壊の割合 (各事象/観測した事象)

$2\gamma, 3\gamma$ 崩壊領域で観測される崩壊数を N_1, N_2 とすると各領域で観測される崩壊数について以下の関係式が成り立つ.

$$N_1 = R_1 N_{2\gamma} + R_3 N_{3\gamma} \quad (3.4.3)$$

$$N_2 = R_2 N_{2\gamma} + R_4 N_{3\gamma} \quad (3.4.4)$$

式 3.4.4 より

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = \frac{N_1 R_4 - N_2 R_3}{N_2 R_1 - N_1 R_2} \quad (3.4.5)$$

という関係式が得られる. よって式 3.4.2 と式 3.4.5 から実験で得られた空気中での寿命を真空中での寿命へ換算できる.

各エネルギー領域での崩壊数

実験で観測された崩壊数は $2\gamma, 3\gamma$ 崩壊領域の崩壊時間分布のヒストグラムに対し空気中での寿命 τ_{air} を代入した形の式 3.4.6 でフィットすることにより得られる.

$$\begin{aligned} & N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{air}}}\right) + N_{\text{BG}} \\ & = N_0 \exp\left(-\frac{t}{35.7}\right) + N_{\text{BG}} \end{aligned} \quad (3.4.6)$$

フィッティングした結果を図 3.4.2 に示す. フィットの範囲は (20, 500) である.

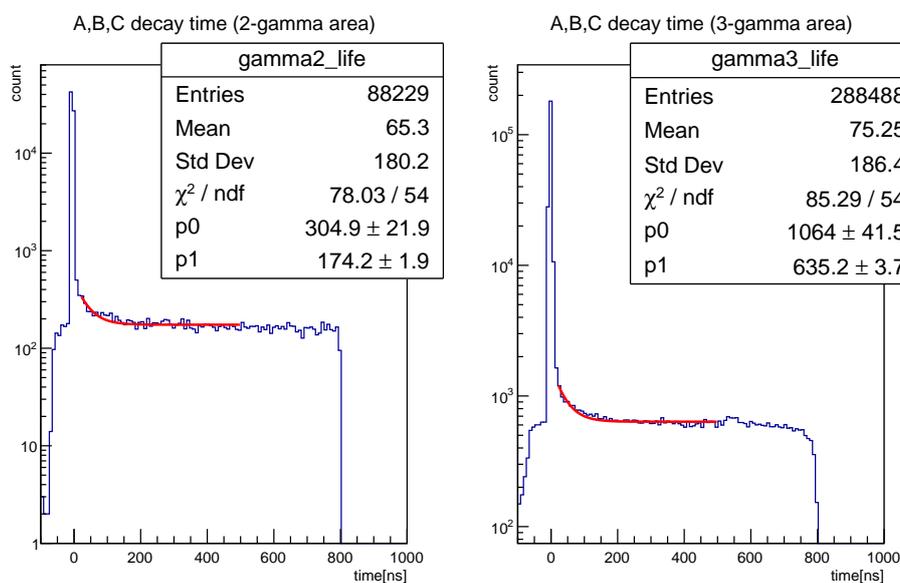


図 3.4.2: 2γ 領域 (左) と 3γ 領域 (右) に対するフィッティング結果

表によりまとめると

fit parameter	value
N_0	3050 ± 20
N_{BG}	174 ± 2

表 3.4: 2γ 領域でのフィット結果

fit parameter	value
N_0	1060 ± 420
N_{BG}	635 ± 40

表 3.5: 3γ 領域でのフィット結果

この結果を用いて式 3.4.5 より $2\gamma, 3\gamma$ 崩壊比は

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = 1.71 \pm 0.26$$

となる.

ゆえに真空中でのオルソポジトロニウムの寿命は

$$\tau_{3\gamma \text{vac}} = 96.7 \pm 11.0 \text{ (ns)}$$

と求めた. これは理論値 $\tau_{\text{theory}} = 142 \text{ (ns)}$ と比較すると 4.12σ の開きがある.

3.5 再現実験の考察

今回の再現実験でオルソポジトロニウムの寿命が $\tau_{3\gamma\text{vac}} = 96.7 \pm 11.0$ (ns) と求められた。ここで昨年度の結果は $\tau_{3\gamma\text{vac}} = 128 \pm 10$ (ns) でありこちらは理論値と 1.4σ で一致する。これは将来的にトリガーに用いるシンチレータを第 6 章で試験を行うプラスチックシンチレータへと置き換えることを考慮し、昨年度行った別の事象選別を行っておらず、バックグラウンドを同程度まで減らすことができなかつたためだと考える。

例としてシンチレータ S からの信号に対してシンチレータ A の信号が $\Delta t (> 0)$ だけ遅れた場合を考える。このときシンチレータ S からの信号に対し電荷量を積分するための ADC gate は同じく Δt だけ遅れ、信号は正しく積分されずに見かけ上 1275keV よりも小さい電荷量となる。また、閾値 high を超えるまでの時間も Δt だけ小さくなる。これは図 3.3.7 と図 3.3.8 ではっきりと確認できていることがわかる。

昨年度はこれを検証するため故意に ADC gate を 20ns ずつずらし相関を調べ、閾値 high を超えた時間を 10ns 毎に分ける作業を low-high カット後に行っていた。その後でエネルギー分布からピークと標準偏差を求め $\pm 1\sigma$ に含まれるイベントのみを抽出するというカットを行った。[3]

第 6 章で議論するように、プラスチックシンチレータを用いることで ^{22}Na の崩壊で放出される陽電子を直接トリガーとして利用できる。この場合、現在の 1275keV の γ 線に対し設けている 2 種の閾値を設定する必要がなくなり、トリガー用シンチレータ内で落としたエネルギー、即ち電荷量を精密に測定しなくても問題は無い。それに加え、確実に陽電子がシンチレータ A,B,C の方向へ突き抜けたという情報が与えられるためバックグラウンドの低減にも繋がるのが期待される。

第 4 章

実験原理

この章では本研究で用いた実験装置, 及び新しい装置の製作と, 新たに導入したトリガー用のプラスチックシンチレータ (以下 SCtrig) の評価, 磁場中における PMT の動作確認について述べる.

4.1 寿命測定

ポジトロニウムを形成するために使用する線源は ^{22}Na である. ^{22}Na は, 半減期が 2.602 年であり, β^+ 崩壊 (式 4.1.1), 電子捕獲により, ^{22}Ne になる. この Q 値は 2842 keV である.[5] また β^+ 崩壊をしてできた励起状態の ^{22}Ne は, 1275 keV の γ 線を放出し, 基底状態の ^{22}Ne となる. (図 4.1.1)

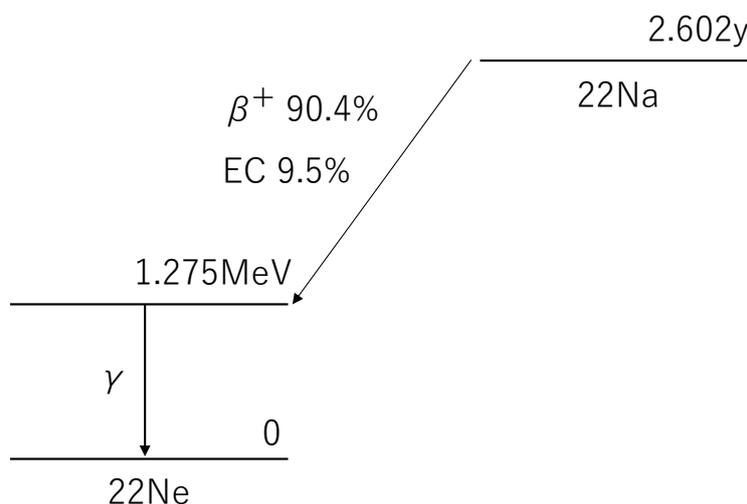


図 4.1.1: ^{22}Na の崩壊 [6]

昨年度までの研究では, トリガーとして 1275 keV の γ 線を使用していたが, 本研究では, 陽電子が SCtrig を通過した信号をトリガーとして用いるための装置を製作した. トリガー信号と, ポジトロニウムが崩壊し放

出される γ 線が検出された時間差を測定することで、寿命を計算する。ポジトロニウムの寿命 τ は

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.1.2)$$

で定義される。実験で得られた崩壊時間分布のヒストグラムを式 (4.1.2) でフィッティングし、寿命を得る。

4.2 実験装置

4.2.1 セットアップ (担当:宮辺)

本実験ではトリガーの 1.275 MeV と、ポジトロニウムの崩壊による γ 線を検出するために、SCIONIX 製の NaI(Tl) シンチレータ (図 4.2.1) と、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アッセンブリ H6410 (図 4.2.4) を使用する。NaI(Tl) シンチレータは、直径 57 mm, 長さ 58 mm の円筒形であり、PMT H6410 の管径は直径 60 mm, 長さが 200 mm, ダイノード構造はラインフォーカス型である。



図 4.2.1: NaI(Tl) シンチレータ

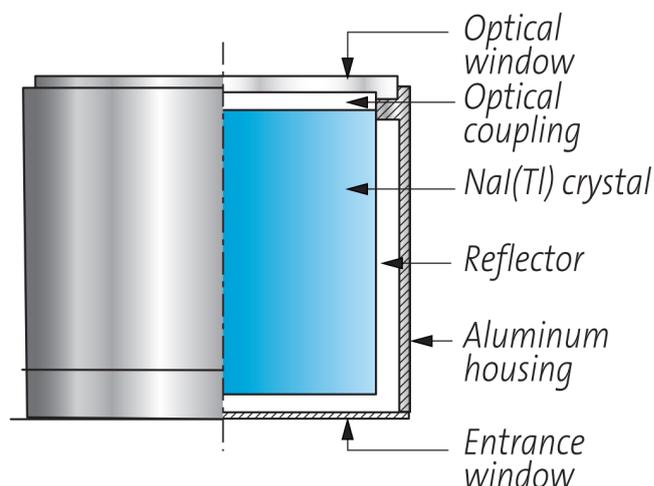


図 4.2.2: NaI(Tl) シンチレータの概要図 [1]

また製作した実験装置では、トリガーに用いる SCtrig から出た光を検出するために、浜松ホトニクス製の光電子増倍管アッセンブリ R2248 (図 4.2.3) を使用する。PMT R2248 の管径は 9.8mm × 9.8mm の角型で、ソケットを含めた長さは 100 mm, ダイノード構造はラインフォーカス型である。PMT は完全な暗中にはあるときでも微小な電流を出力している。これを暗電流といい、測定する前に PMT を暗中に放置することで減少させることができる。トリガーに陽電子を用いることで、陽電子がシリカエアロゲルに到達し、ポジトロニウムを形成していることを確かめ、また SCtrig に取り付けられた 2 本の PMT による同時計測により、暗電流のレートを減らすことが、SCtrig を導入する目的である。

またポジトロニウムに磁場をかけるために図 4.2.5, 図 4.2.6 のような電磁石を使用する。コイルの直径は 370 mm, コイル間の距離は 185 mm, 磁極の直径は 100 mm, 磁極間の距離は 150 mm である。

定格 6.0 A の電流で、約 0.1 T の磁場がかかる。ここで図 4.2.6 のように、 z, θ 方向を定義し、 $z = 0$ を磁極間中心に、 $\theta = 0$ を水平方向にとる。

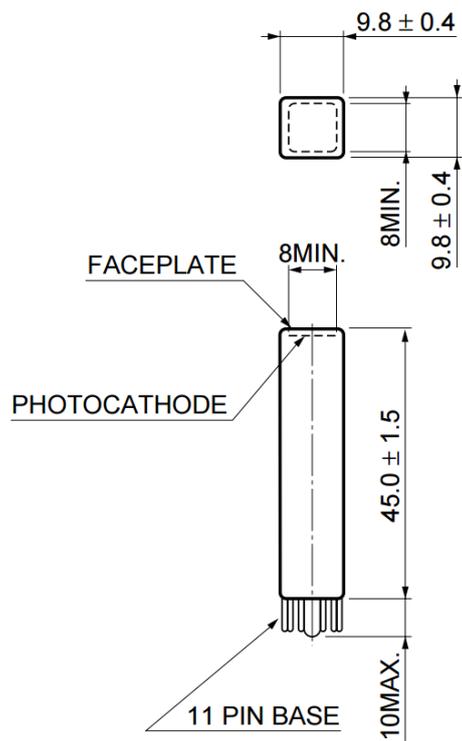


図 4.2.3: PMT R2248 の外形寸法図 [2]

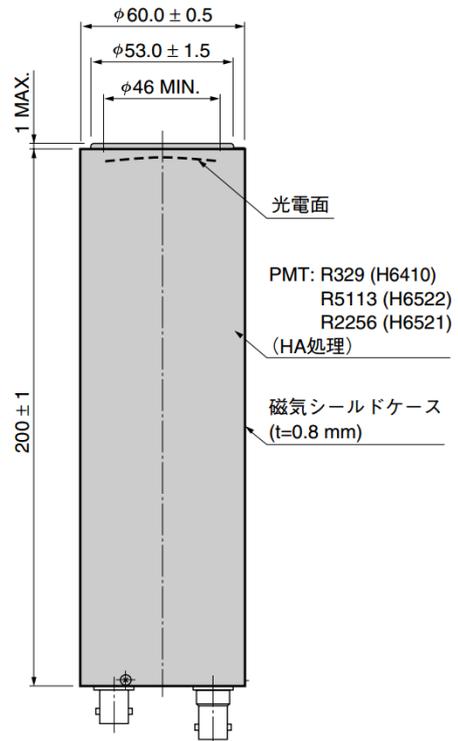


図 4.2.4: PMT H6410 の外形寸法図 [2]



図 4.2.5: 電磁石

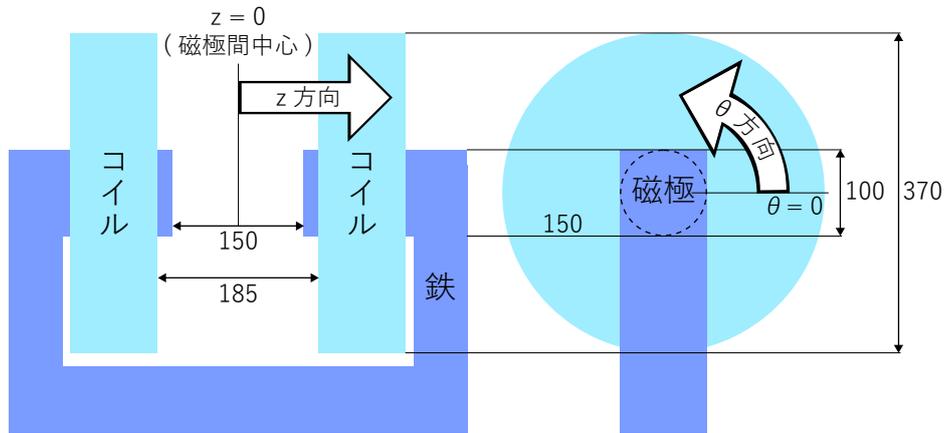


図 4.2.6: 電磁石の概要図

本実験で使用した装置は図 4.2.7, 図 4.2.8 のようなものである, ^{22}Na 線源から出る 1275 keV の γ 線を, 上部に置いた NaI(Tl) シンチレータと PMT H6410 で検出しトリガーとする. 陽電子は鉛シールドを通り, プラスチック容器中のシリカエアロゲルでポジトロニウムを形成する. ポジトロニウムが崩壊し放出された γ 線は, 120° の角度に置かれた 3 つの NaI(Tl) シンチレータと PMT H6410 で検出される.

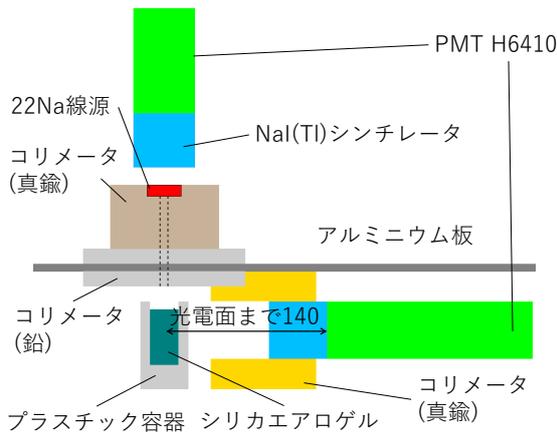


図 4.2.7: 横から見た実験装置の概要図

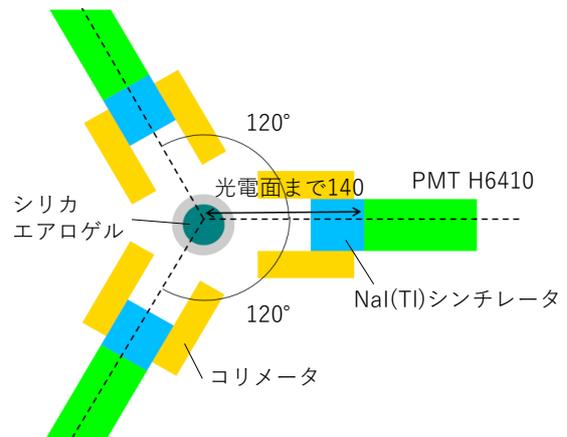


図 4.2.8: 上から見た実験装置の概要図

製作した実験装置は図 4.2.9, 図 4.2.10, トリガー部分の拡大図は図 4.2.11 のようになる. ^{22}Na 線源からの陽電子がコリメータを通り, SCtrig を通過し, 真空容器中のシリカエアロゲルでポジトロニウムを形成する. SCtrig で発生する光子はアクリルライトガイドを通り, アクリルライトガイドに取り付けた 2 本の PMT R2248 で同時計測し, ポジトロニウムが崩壊し放出された γ 線は,

$\theta = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ に 4 つ置かれた NaI(Tl) シンチレータと PMT H6410 で検出される. 後に詳しく述べるが, すべての PMT は磁場を遮蔽するための鉄管の中に入っている.

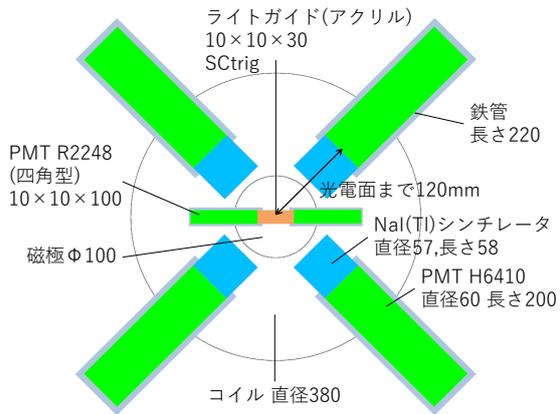


図 4.2.9: z 方向から見た実験装置の概要図

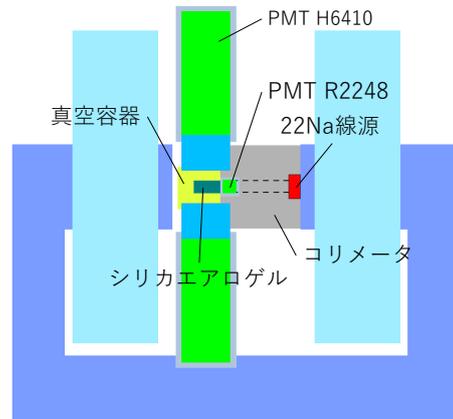


図 4.2.10: 実験装置の磁極間の概要図

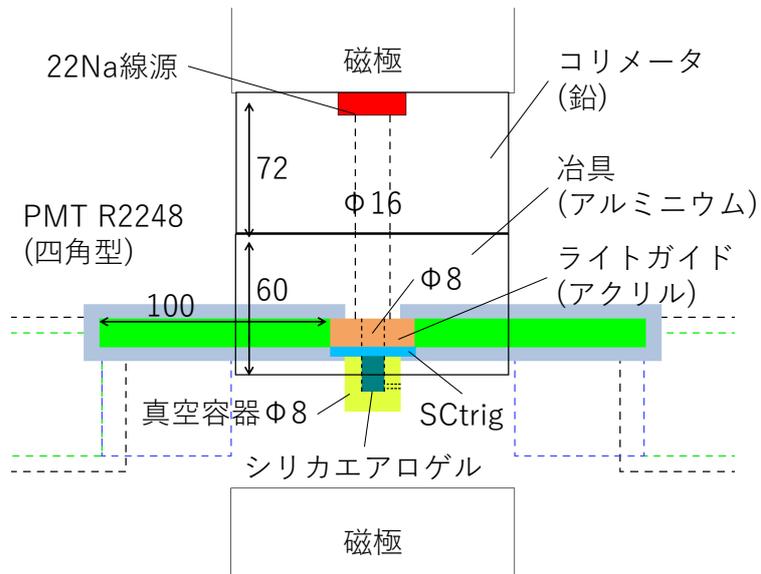


図 4.2.11: トリガー部分の拡大図

第 5 章

モンテカルロシミュレーションを用いた実験評価 (担当:水越)

この章では, 実験が適切に構築されていることをモンテカルロシミュレーションを用いて評価する. また, 期待されるエネルギースペクトルを推定する.

5.1 モンテカルロシミュレーションの意義

本研究では, モンテカルロシミュレーションとして Geant4[7] を用いて, 線源で発生した陽電子が, トリガール用プラスチックシンチレータ SPtrig の中で停止せずにターゲットに到達し, ターゲットで発生した γ 線が NaI(Tl) シンチレータで検出される実験事象について検討する. また, 実験でのバックグラウンド計数率を推定する.

今回用いた線源は 200 kBq の ^{22}Na 標準 γ 線源である. この線源の強度と我々の実験期間が約 1 週間であることを考慮して, 1 Hz の実験計数率と S/N 比 100 を目標に実験のデザインを検証した.

本章ではオルソポジトロニウムの寿命を測定する過程の評価を, 3 つに分割してシミュレーションを実行する. ^{22}Na 線源が β^+ 崩壊した陽電子がトリガールとなるプラスチックシンチレータを通過してシリカエアロゲルに到達する過程の計数率評価を第 5.2 節, 線源から直接 NaI(Tl) シンチレータに入るバックグラウンドとしての γ 線の評価を第 5.3 節, 形成されたポジトロニウムが崩壊し, 放出された γ 線が NaI(Tl) シンチレータで検出されるエネルギーの評価を第 5.4 節で示す. また, モンテカルロシミュレーションで評価することが難しい問題については第 5.5 節で議論する. これらをまとめた議論を第 5.6 節に示す.

本シミュレーションでの物理モデルとして, Geant4 の開発者によって保守されている Reference physics lists, LBE を用いた. プログラムの実装の都合上, シミュレーション結果の取得物理量に関係の無い線源 ^{22}Na の寿命のみ, すぐに崩壊するよう付属のライブラリを書き換えた.

5.2 プラスチックシンチレータの通過

5.2.1 概要

線源から放出される陽電子が, 厚み 0.15 mm のシンチレータ内で停止するとシリカエアロゲルに到達せずポジトロニウムを形成することができない. ポジトロニウムを形成するためには, 陽電子が標準線源容器の厚

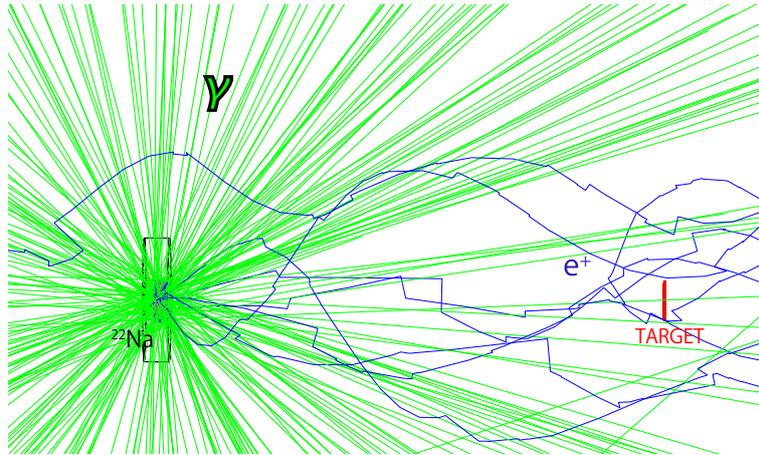


図 5.2.1: 構築したジオメトリ

黒線で ^{22}Na 線源, 赤線でプラスチックシンチレータと粒子検出器, 緑線で γ 線の軌跡, 青線で陽電子の軌跡を示す. 粒子の軌跡は 0.1 T の磁場をかけたときの 100 事象の例である.

さ 0.1 mm のアルミニウム窓を通過, 空気中を伝播し, プラスチックシンチレータでエネルギーを落としきることなく通過する必要がある. 実際の線源を忠実に再現したジオメトリを作成し, シンチレータと線源の距離を変えながら通過してくる粒子の割合とそのエネルギー分布を調べた.

5.2.2 ジオメトリ

図 5.2.1 はプラスチックシンチレータの試験として作成したジオメトリで, 標準線源とその表面から距離 d mm 離れたターゲットである, 直径 8 mm, 厚み 0.15 mm のプラスチックシンチレータ (赤), その直後に置かれた理想的な粒子検出器で構成されている. 標準線源はアイソトープ協会のデータシートにしたがって作成し, アクリルのケースと 0.1 mm 厚のアルミニウム製の窓を実装した. 線源から向かってプラスチックシンチレータの裏側に実装した理想的な粒子検出器は, 入射した粒子の種類とエネルギーが分解能の影響を受けることなく検出可能な仮想的な検出器である.

ポジトロニウムにミキシングを起こすための磁場の方向を, 線源の中心とプラスチックシンチレータの中心を結んだ方向, すなわち陽電子をプラスチックシンチレータまで誘導する方向に設定する. 磁場の有無で実験計数率を比較し, この効果を評価する.

図 5.2.1 では事象例として ^{22}Na が 100 個崩壊した軌跡を表示している. 非常に多くの緑の線で示されているのが γ 線, 青の線で示されているのが陽電子の軌跡である.

5.2.3 陽電子到達数と立体角

プラスチックシンチレータと線源間の距離の増加にしたがって, 通過してくる陽電子数は減少すると考えられる. この減少には, 空気中を伝播する際に陽電子が相互作用することも影響すると考えられるが, 大部分の影響は立体角の減少に由来すると予想される. 立体角 Ω_{sr} は解析的に計算すると,

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \left(\arctan \frac{8.0/2}{d + 2.5} \right) \right)$$

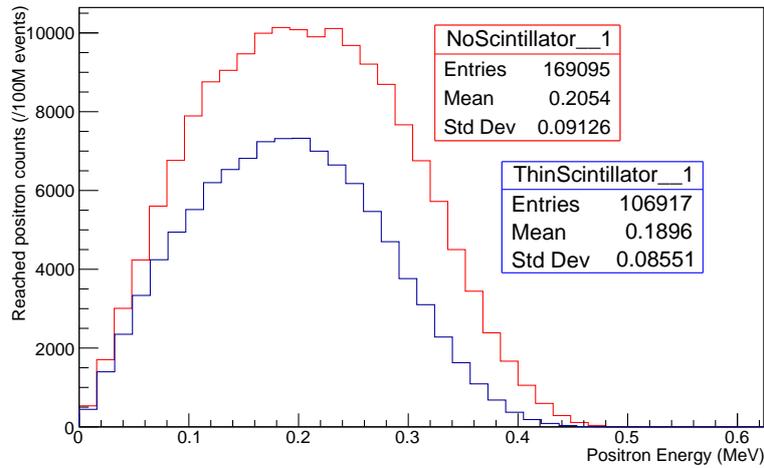


図 5.2.2: シンチレータを透過した陽電子のエネルギー
赤線でシンチレータ非実装, 青線で実装したときのエネルギースペクトルを示す.

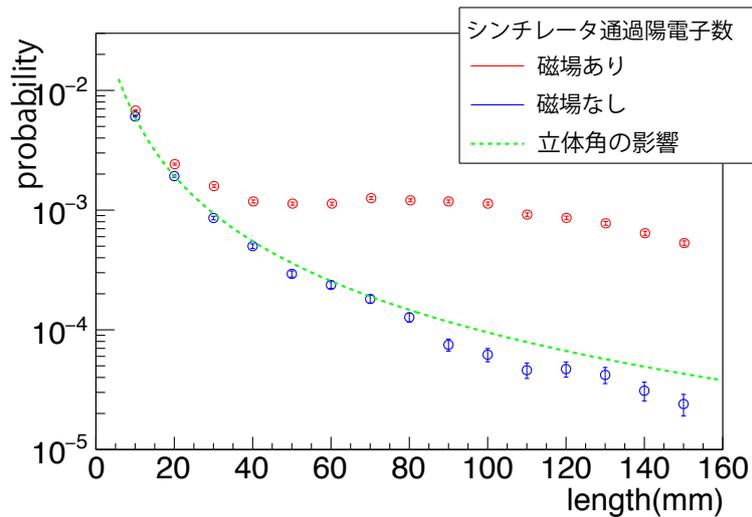


図 5.2.3: プラスチックシンチレータ通過粒子割合
赤で磁場あり, 青で磁場なしの場合の通過割合を示す. 緑破線は磁場なし, $d = 10$ cm の点で緑規格化された立体角を示す.

で与えられる. 今回は d を線源の表面からシンチレータを通過するまでの距離と定義しているため, 立体角の計算では標準線源中心から線源表面までの距離補正 2.5 mm を加えている.

5.2.4 結果と考察

図 5.2.2 は $d = 100$ mm で, 10^8 事象生成した際のシンチレータを透過した陽電子のエネルギースペクトル (青) である. シンチレータを外したとき (赤) と比較した. プラスチックシンチレータでおよそ 40% 程度陽電子を損失するが, β^+ 崩壊に対し約 1/1000 の陽電子が到達し実験に十分な陽電子が通過していると判断する.

また, 図 5.2.3 にシンチレータを陽電子が通過する割合の距離 d 依存性を示す. 磁場をかけたとき (赤) とか

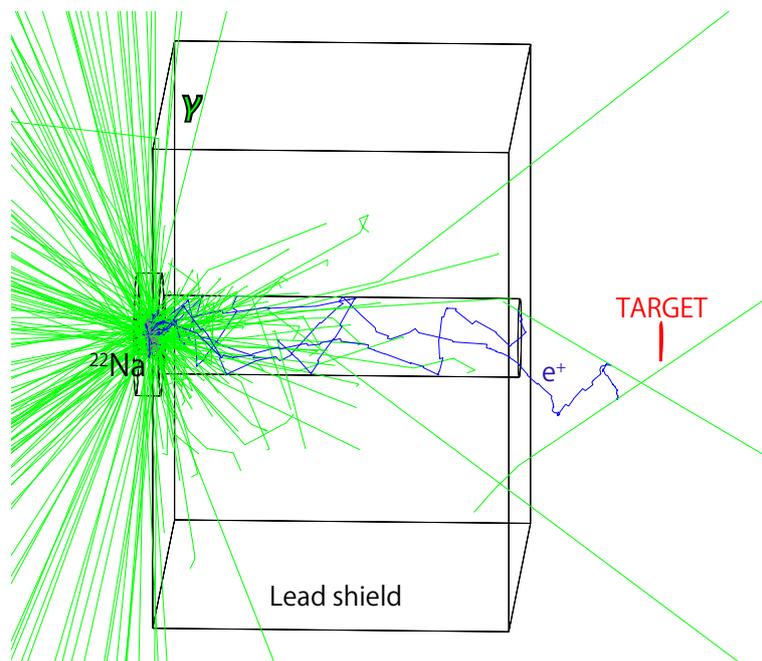


図 5.2.4: 実装した鉛シールド
 前述のジオメトリに, 鉛シールドを実装した.(黒線)

けていないとき (青) をプロットし, $d = 10 \text{ mm}$ の点と重なるように規格化した立体角を重ね書きした (緑破線). 磁場の無いときは陽電子数は距離が伸びるにつれてほぼ立体角に従い減り続けていくが, 磁場のある際には $40\text{--}110 \text{ mm}$ 程度まで陽電子数に大きな変化がない. これは陽電子が磁場に巻き付く効果によって収集されているためである. 磁場なしの結果で d が大きいとき立体角の影響よりやや陽電子数が少なくなることは空気中でのエネルギー損失によるものと考えられる. この結果より実際の設計ではターゲットであるシリカエアロゲルまで 100 mm 程度線源から離すこととした.

5.2.5 鉛シールドの実装

この節のまとめとして, 実際の実験に近いジオメトリで, 陽電子がシンチレータを通過する確率を評価する. 図 5.2.4 より, γ 線バックグラウンドが非常に多くなる事が予想される. 線源から出る γ 線が直接 NaI(Tl) シンチレータで検出されることを防ぐため, 鉛のシールドを実装する.

図 5.2.4 は鉛のシールドを実装した様子である. 先の考察から線源までの距離を 100 mm とし, そこに鉛のシールドをおいた NaI(Tl) シンチレータをできる限りターゲットに近づけて立体角を大きくすることを考えるため, 鉛のシールドは 72 mm の幅, 高さとお行きを 100 mm で設計した. また, 直径 16 mm の穴をターゲットに向けてあけた. NaI(Tl) シンチレータの配置されるターゲット側に到達する γ 線の数はいくぶん減少することがわかる.

図 5.2.5 は鉛のシールドをおいたとき (赤) と置かないとき (青) の到達する陽電子数の比較である. バックグラウンド事象の減少と同時に, 事象数も鉛シールドの壁面に陽電子が衝突することで減少すると考えられる. この事象数の減少に対するバックグラウンド事象数の減少割合は, 第 5.3 節で評価する.

本モンテカルロシミュレーションでは, 線源の β^+ 崩壊 10^7 事象中, $13,550$ 事象がプラスチックシンチレータ

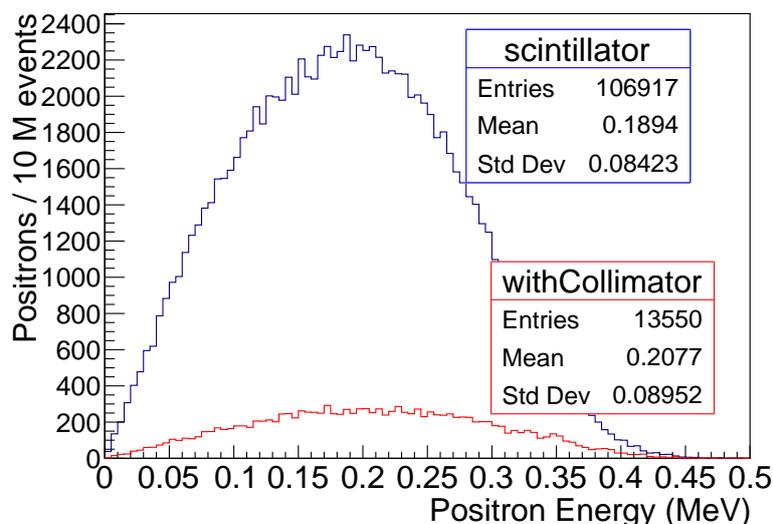


図 5.2.5: シンチレータを通過した陽電子のエネルギースペクトル
 青でシールド非実装, 赤がシールドを実装した際のエネルギースペクトルを示す.

を通過してシリカエアロゲルに到達した.

5.3 線源からのバックグラウンド評価

5.3.1 概要

第 5.2 節のプラスチックシンチレータの評価で, ターゲットのシリカエアロゲルに到達する陽電子数を定量的に見積った. 本節ではポジトロニウム生成事象に対して, バックグラウンドとなる線源から放出される γ 線が, NaI(Tl) シンチレータで検出されるバックグラウンド事象の量を定量的に推定する. また, 第 5.2 節で保留した, 鉛シールドの効果を評価する.

5.3.2 ジオメトリ

NaI(Tl) シンチレータやシリカエアロゲルなど, ほぼ全ての物体を導入し, シミュレーションを行った. 図 5.3.1 が構築したジオメトリである. 赤で示されているものが今回の実験のターゲットであるシリカエアロゲルであり, 線源側の窓には 5.2 節のシミュレーションで用いたものと同じプラスチックシンチレータが実装されている. 線源は鉛のシールドで覆われ, 青で陽電子の軌跡が表示されている. シリカエアロゲルは NaI(Tl) シンチレータで囲まれている. 線源が β^+ 崩壊し, NaI(Tl) シンチレータで γ 線がエネルギーを落とす事象を記録する. 陽電子がシリカエアロゲル中でエネルギーを失い, 対消滅によって発生した γ 線が NaI(Tl) シンチレータでとらえられる信号事象に対して, 線源からの γ 線が直接 NaI(Tl) シンチレータで検出される事象をバックグラウンド事象と定義してエネルギースペクトルを求めた.

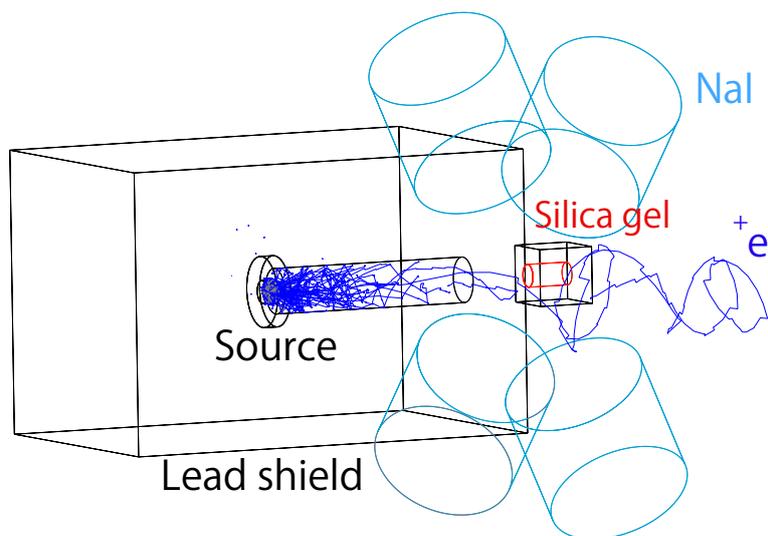


図 5.3.1: 構築したジオメトリ

赤でターゲットであるシリカエアロゲル, 薄青で NaI(Tl) シンチレータ, 黒で線源と鉛シールドを示す. 青で陽電子の軌跡を事象例として表示している.

表 5.1: 鉛シールドの有無による信号事象数

	信号事象	バックグラウンド
鉛シールドなし	26,189	10,077,620
鉛シールドあり	3,677	150,001

5.3.3 結果と考察

図 5.3.2, 図 5.3.3 が β^+ 崩壊での信号事象とバックグラウンド事象の, NaI(Tl) シンチレータで検出される γ 線由来のエネルギースペクトルである. それぞれ鉛シールドなし (青), あり (赤) の際, ターゲットであるシリカエアロゲルで陽電子のエネルギー損失がある事象と, シリカエアロゲルで陽電子のエネルギー損失のないバックグラウンド事象を示す. このシミュレーションではポジトロニウムの生成は実装されておらず, 常に陽電子は電子と対消滅して γ 線を放出するため, 理想的には信号事象のスペクトルは 0.511 MeV の γ 線の光電ピークとコンプトン散乱で説明可能である. 図 5.3.2 の鉛シールド非実装の青線で示したスペクトルは 0.511 MeV 以上の領域にもエネルギー損失のある事象がある. これは鉛シールド非実装のために, 高確率で観測される偶発事象だと考えられる. このように, 鉛シールドを置かない場合, ^{22}Na の崩壊による 1.27 MeV の γ 線由来の NaI(Tl) シンチレータの発光が, 主要な背景事象となりえる問題がある.

表 5.1 に, 鉛シールドの有無による, NaI(Tl) シンチレータで検出される信号事象とバックグラウンドの事象数を示す. シールドを置くことで信号事象数は 14 % 程度になってしまうが, 一方でバックグラウンド事象を 1 % 近くまで低減可能である.

以上の議論より, 本実験において鉛シールドが有用であるということが示された. 鉛シールドを実装し, 線源の β^+ 崩壊 10^8 事象に対して, バックグラウンド事象が 150,001 事象 NaI(Tl) シンチレータで検出されたこの

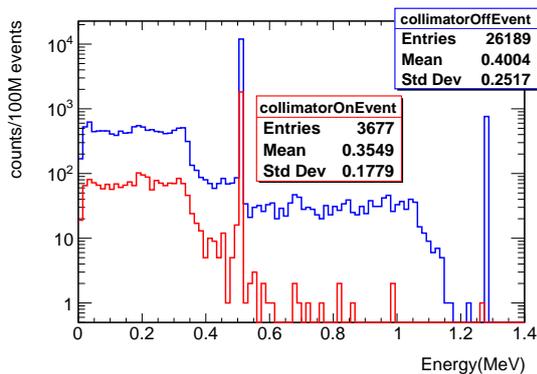


図 5.3.2: 信号事象のエネルギースペクトル
青でシールドなし、赤でシールドありの時のエネルギースペクトルを示す。

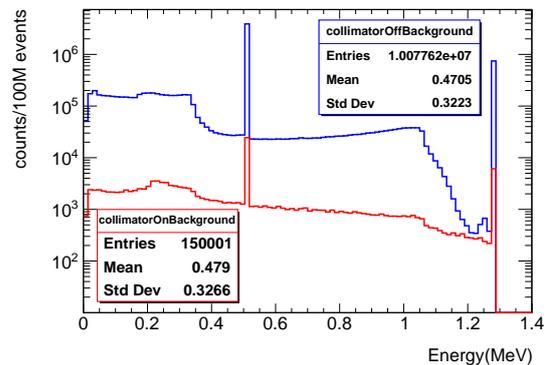


図 5.3.3: バックグラウンド事象のエネルギー
スペクトル
図 5.3.2 と同様に青でシールドなし、
赤でシールドありの時のエネルギー
スペクトルを示す。

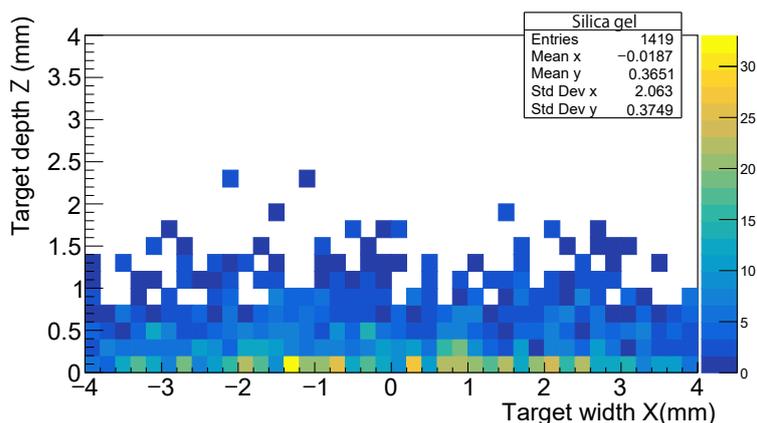


図 5.3.4: 陽電子停止位置深さ方向

結果を、第 5.6 節で用いる。

また、図 5.3.4, 図 5.3.5 に陽電子がエネルギーを失い停止したシリカエアロゲル中での位置を示す。図 5.3.4 の横軸はシリカエアロゲルの表面を示し、縦軸方向で停止位置の深さを示している。この深さ方向を Z 軸方向とし、図 5.3.5 では直径 8 mm のシンチレータの奥のシリカエアロゲル中での停止 X-Y 位置を示している。

図 5.3.4 から陽電子はシリカエアロゲル中で、平均して 0.3 mm の深さで停止し、2 mm 以下でほぼ全ての陽電子が停止する。シリカエアロゲルケースは 15 mm の深さで設計されており、陽電子の貫通に対して十分に深いと考えられる。図 5.3.5 ではシンチレータの大きさに対してほぼ均等に陽電子が到達していることがわかる。設計の直径 8 mm は薄いシンチレータの強度で制限される最大の値であること、シンチレータの端まで事象が確認されたことでシンチレータの大きさは最適化されているといえる。

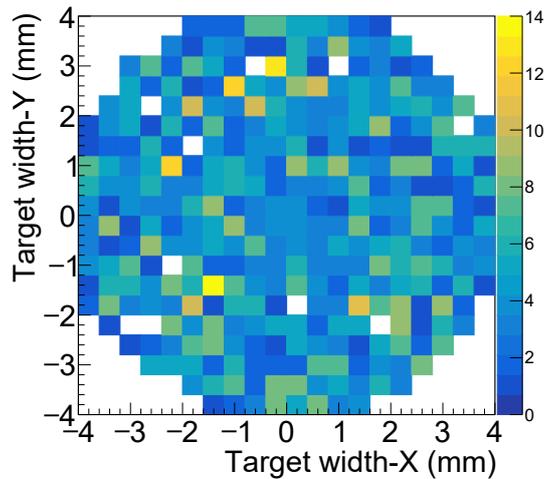


図 5.3.5: 陽電子停止位置 X-Y 方向

5.4 予想されるエネルギースペクトル

5.4.1 ポジトロニウムの崩壊

先述の 2 つのシミュレーションにより, 本実験での事象頻度が概算された. 最後に, この実験によって実際にどのような物理量が得られるか検討する. 公式にリリースされている Geant4 にはポジトロニウムの様なエキゾチック系の挙動は含まれておらず, 前項でのシミュレーションでは陽電子はシリカエアロゲル中で 2γ 崩壊していた. 本項ではパラポジトロニウムとオルソポジトロニウムの崩壊を実装し, NaI(Tl) シンチレータで検出する確率とエネルギースペクトルを推定する.

実際にはスピン交換反応や, ピックオフ反応が起こり, 実際に入射した陽電子がオルソポジトロニウムを形成し, 3γ に崩壊する確率の理論的な予測は不可能であるため, 2γ に崩壊する事象と 3γ に崩壊する事象を同数生成しシミュレーションを行う.

5.4.2 結果と考察

図 5.4.1 はパラポジトロニウムに典型的な 2γ 崩壊, 図 5.4.2 はオルソポジトロニウムに典型的な 3γ 崩壊の γ 線が NaI(Tl) シンチレータで検出されるエネルギースペクトルのシミュレーション結果である. ここでは装置の分解能は考慮していない.

図 5.4.1 で示される 2γ 崩壊では電子と陽電子の質量に等しい 511 keV の γ 線が発生し, 光電ピークとして現れている. 一方, 図 5.4.2 で示される 3γ 崩壊では連続スペクトルが観測される. 本モンテカルロシミュレーションでは, シリカエアロゲルに到達した陽電子による, 10^7 事象の 3γ 崩壊に対して, 2,418,889 個の γ 線が NaI(Tl) シンチレータで検出された.

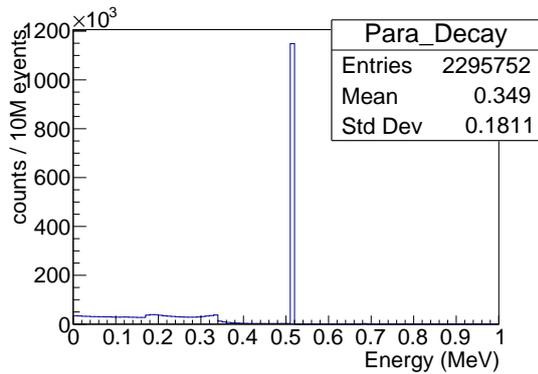


図 5.4.1: 2 γ 崩壊のスペクトル

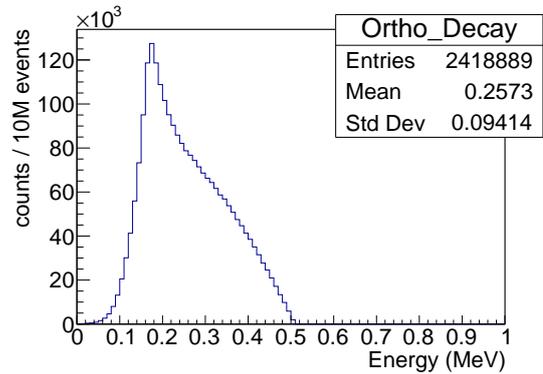


図 5.4.2: 3 γ 崩壊のスペクトル

5.5 その他の物理量の概算

5.5.1 3 γ 崩壊事象と 2 γ 崩壊事象との比の推定

前述の様に 2 γ 事象と 3 γ 事象の比は理論で予測することはできない。オルソポジトロニウムとパラポジトロニウムの生成比は 3:1 であるが、オルソポジトロニウムはスピン交換反応をおこしパラポジトロニウムに変わってしまう。また、ポジトロニウム中の陽電子が周囲の原子や分子中の電子と対消滅するピックオフ消滅も起こる。ピックオフ消滅を減らすため、シリカエアロゲルを真空状態に保つ工夫をしているが、それでも完全に無視することはできない。したがって定量的な予測を行うことは難しいため、昨年度の本研究室の卒業研究の結果 [3] などから 2 γ 事象と 3 γ 事象数が 1:1 であると仮定する。

5.5.2 プラスチックシンチレータのトリガー効率

陽電子、あるいは γ 線がシンチレータでエネルギーを落とすことはモンテカルロシミュレーションで確かめることができる。一方で、シンチレータの発光による光子の検出効率は未測定である。この検出効率を 10% と仮定して、以下の議論をすすめる。

5.6 実験評価のまとめ

5.6.1 実験計数率とバックグラウンドの推定

実験結果を統合し、実験計数率を推定する。推定される実験計数率は図 5.2.2 から予測されるシリカエアロゲルへの陽電子の到達確率、プラスチックシンチレータの発光の検出効率 10%、3 γ 事象の比 1/2、図 5.4.2 で予測される γ 線が NaI(Tl) シンチレータで検出される確率と、線源強度 200 kBq の積として求められる。

$$\frac{13,550}{10^7} \times \frac{10}{100} \times \frac{1}{2} \times \frac{2,418,889}{10^7} \times 200 \text{ kBq} \sim 3.3 \text{ Hz}$$

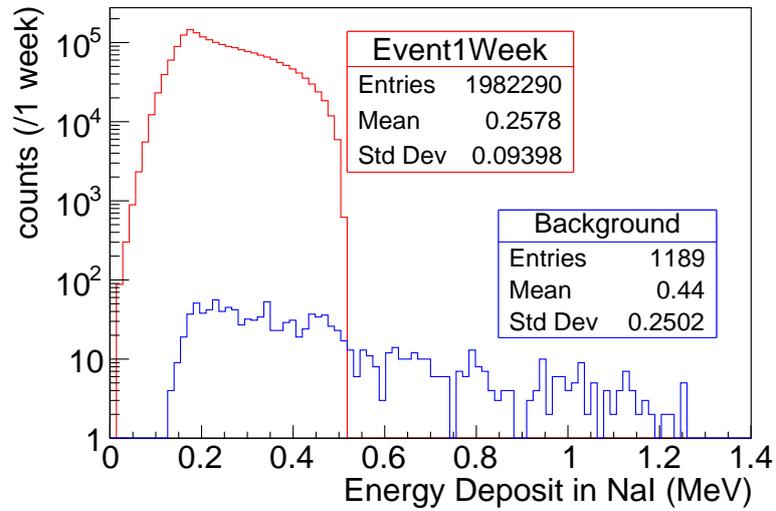


図 5.6.1: 1 週間の測定で期待されるスペクトル

赤でポジトロニウム事象, 青でバックグラウンド事象のスペクトルを示す.

ゆえに実験計数率は 3.3 Hz と見積もられる. 図 5.3.3 からトリガーをかける前のバックグラウンド事象の計数率を求めると,

$$\frac{150,001}{10^8} \times 200\text{kBq} \sim 300\text{Hz}$$

ゆえに, トリガーをかけても落とすきれないアクシデンタル事象の計数率は, トリガーでゲートを 1 μ s 開くとすると,

$$(1\mu\text{s} + 1\mu\text{s}) \times 300\text{Hz} \times 3.3\text{Hz} \sim 2.0 \times 10^{-3}\text{Hz}$$

であり, 目標としていた計数率 1 Hz, S/N 比 100 のデザインをみたしていると言える. 図 5.6.1 はこの計数率で 1 週間の測定を行った際に期待されるスペクトルである.

第 6 章

装置の評価

この章ではトリガーテスト, つまり新たに導入したトリガー用のプラスチックシンチレータ (以下 SCtrig) の評価, 及び磁場中で PMT を使用するための工夫について述べる.

6.1 SCtrig の評価 (担当:宮辺)

昨年度はトリガーに 1.275 MeV の γ 線を使用した, 本研究では測定精度の向上のために, トリガーに陽電子を検出する SCtrig を使用する. SCtrig はサンゴバン社製の BC490 で, ポリニトロトルエンでできており, 屈折率は 1.58, 厚さは 150 μm , 発光量は 9000 photons/MeV である. (図 6.1.1)



図 6.1.1: 本研究で使用した SCtrig

ここからは行ったトリガーテストについて述べる. SCtrig の設置は図 6.1.2, 図 6.1.3 のように, フィルム状のミラーで SCtrig を挟み, 2 本の PMT をオプティカルグリスで接着する. これは 2 本の PMT で同時計測することにより, 1 ~ 数個の光電子の暗電流 (図 6.1.4) のレートを低減することが目的である. また SCtrig の後方に 20mm \times 20mm \times 90mm の直方体のプラスチックシンチレータが取り付けられた PMT H6410 を置く. これは陽電子が SCtrig を通過していることを確かめることが目的である. この結果はオシロスコープで図 6.1.5, 図 6.1.6 のようになった.

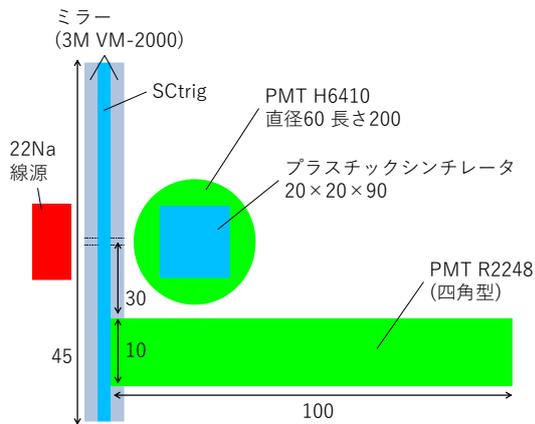


図 6.1.2: トリガーテスト装置（横から見た図）

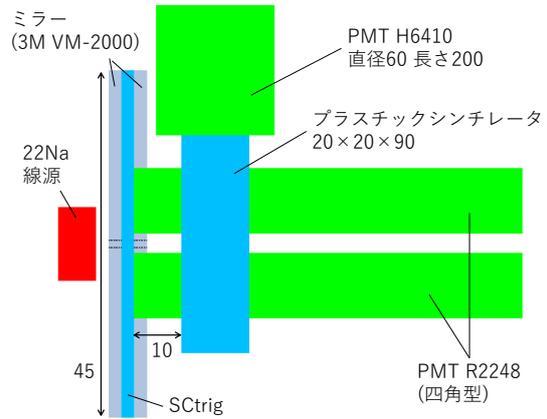


図 6.1.3: トリガーテスト装置（上から見た図）

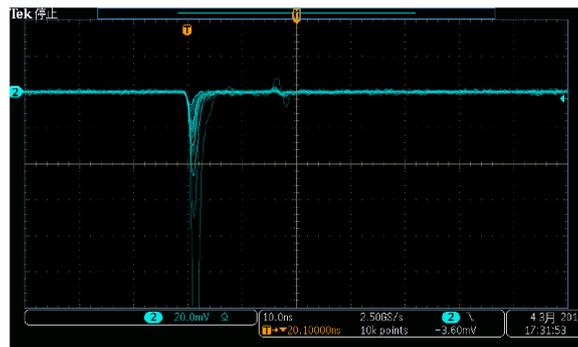


図 6.1.4: 暗電流

図 6.1.5 より陽電子が SCtrig を突き抜けていることが確かめられた. また図 6.1.6 の波形を積分し式 (6.1.1) で電荷に直した. いくつかの自稱について電荷を求めたヒストグラムは図 6.1.7 のようになった.

$$Q = \frac{\int V dt}{R} \quad (6.1.1)$$

ここで Q [C] は電荷, V [V] はオシロスコープの波形の電圧, R [Ω] は終端抵抗で本測定では 50 Ω であった. 図 6.1.4 より暗電流の信号の波形の高さは数十 mV であり, 図 6.1.6 より陽電子による信号の波形の高さも同様の数十 mV であることがわかる.

図 6.1.4 の典型的な信号の波形は 20 mV 程度であり, これを 1 個の光電子による信号とみなす. また ^{22}Na から出る陽電子が, SCtrig を通過するときのエネルギー損失は約 40 keV であり, そのエネルギーによって約 360 個の光子が放出される. SCtrig の屈折率から

$$\arcsin\left(\frac{1}{1.58}\right) \simeq 39^\circ \quad (6.1.2)$$

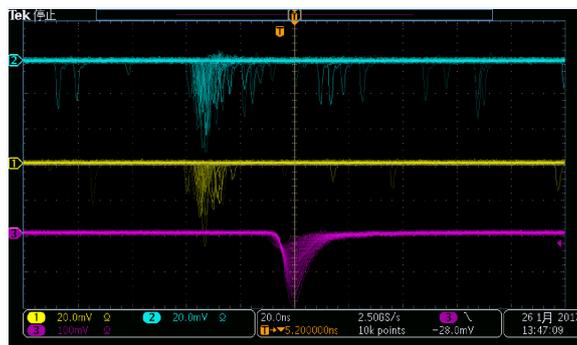


図 6.1.5: 同時計測した 2 本の PMT と後方に置いた PMT の信号
 上 2 本は SCtrig に取り付けられた PMT の信号, 下は後方に置いた PMT の信号

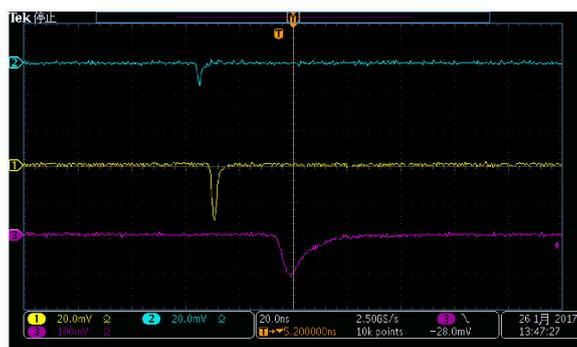


図 6.1.6: 図 6.1.5 のシングルショット

より, SCtrig で発生した光子が, 39° より大きい角度で空気との境界に入射すれば全反射する. つまり, SCtrig で発生する光子の進む方向がランダムとして, 効率は

$$\frac{90 - 39}{90} \simeq 0.57 \quad (6.1.3)$$

より 57 % となる. また線源の位置と PMT R2248 の光電面までの距離 (=30 mm) を考えると,

$$\frac{10}{30 \times 2 \times \pi} \simeq 0.053 \quad (6.1.4)$$

より効率 5.3 % と概算できる. 以上を合わせて, 図 6.1.2, 図 6.1.3 の治具の効率は,

$$0.57 \times 0.053 \simeq 0.030 \quad (6.1.5)$$

より, 約 3 % と見積もれる. また PMT の量子効率は 25 % である. 以上の値を代入した式,

$$360 \times 0.03 \times 0.25 \simeq 3 \quad (6.1.6)$$

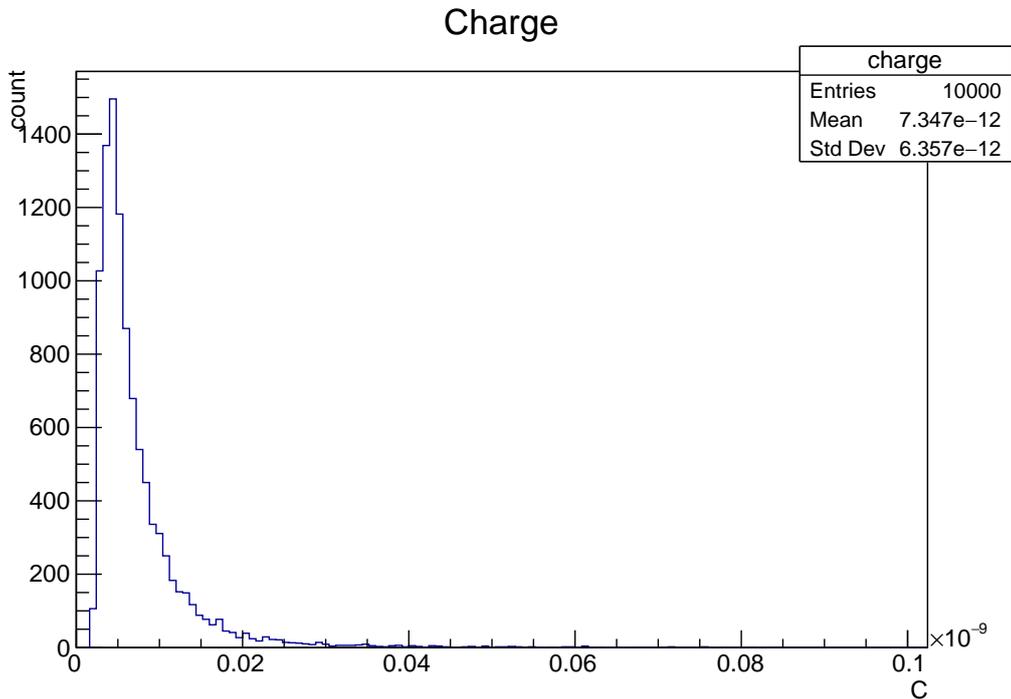


図 6.1.7: ヒストグラム

より, 平均して約 3 個の光電子が光電面から放出されていることがわかる. よって信号の電荷は

$$Q = \frac{\frac{1}{2} \times 20[\text{mV}] \times 10[\text{ns}]}{50\Omega} \times 3 = 6[\text{pC}] \quad (6.1.7)$$

と計算することができる. この計算は図 6.1.7 と矛盾していない.

図 6.1.7 を見ると, 信号の電荷は 10 pC 以下がほとんどである. 陽電子の信号は暗電流と同程度かそれ以下の電圧であるので, ディスクリミネータの閾値による事象選別は不可能である. 以上のことから, トリガーには陽電子の信号と暗電流を選別するためのディスクリミネータによる閾値を設定せずに, 2 本の PMT の同時計測信号を使用することとした.

6.2 磁場中での PMT の動作 (担当:井口)

6.2.1 動機

磁場中のポジトロニウムの寿命測定実験 (本実験) では, 2 インチ PMT H6410 [8] と, SCtrig 用に 3/8 インチ PMT H3164-10[9] を磁場中で使用する. この章で述べる実験 (本測定) では, PMT を磁場中で使用した場合のゲインの変化を, 標準 γ 線源のエネルギースペクトルを測定することで評価した. また鉄管で PMT を覆い同様の測定をおこなうことで磁場の遮蔽を試みた場合のゲインの変化を評価した.

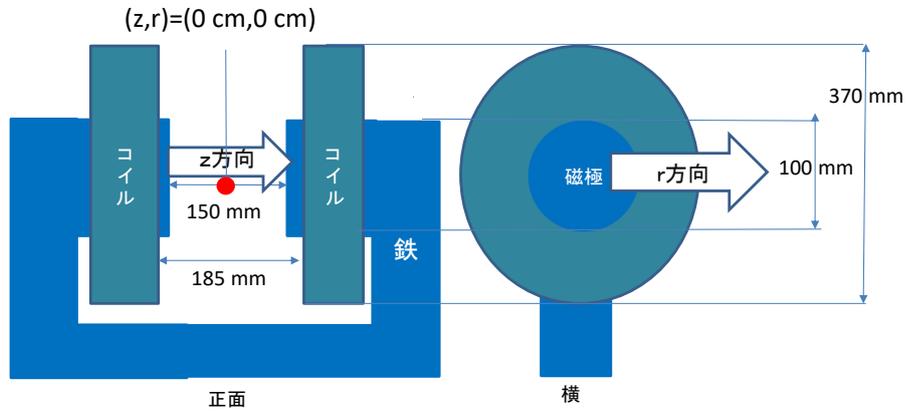


図 6.2.1: 電磁石図

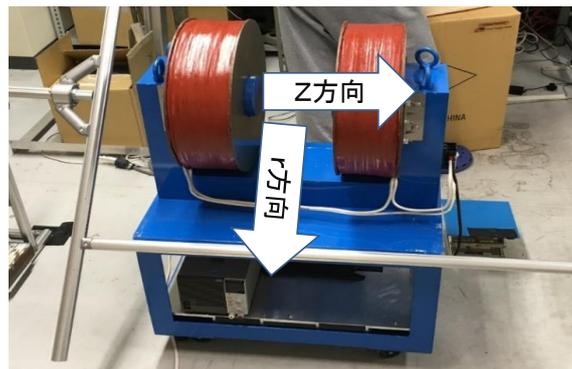


図 6.2.2: 電磁石の写真

6.2.2 電磁石

図 6.2.1 のように、本実験に用いる電磁石の磁極の直径は 100 mm、磁極間の距離は 150 mm である。以降では図 6.2.2 で示すように、電磁石の N 極から S 極へ向かう方向を z 方向とし磁極間の中点を $z = 0$ cm と定義する。さらに、磁極の半径方向を r 方向とし磁極の中心を $r = 0$ cm と定義する。

z方向磁場

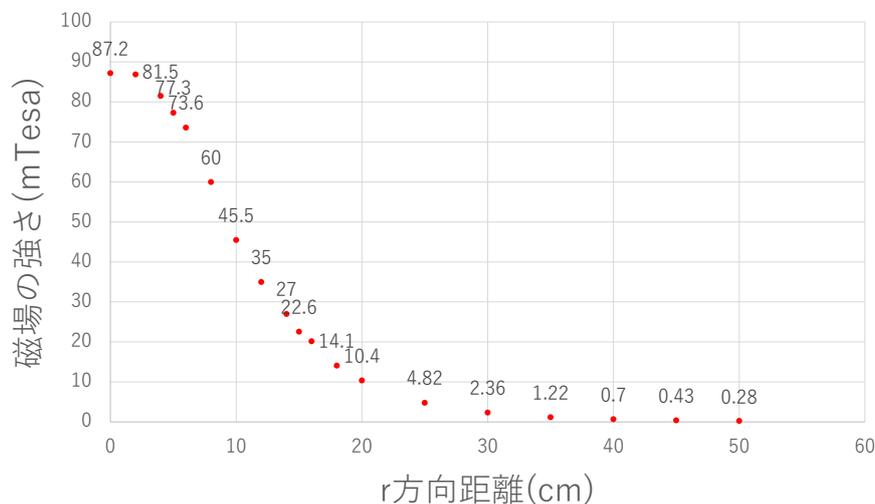


図 6.2.3: z 方向磁場の r 依存

型名	管径	外径	長さ	最大電圧	印加電圧	ゲイン	ダイノード構造
H6410	2 インチ	60 mm	200 mm	-2000 V	-1850 V	3.0×10^6	ラインフォーカス型/10 段

表 6.1: 2 インチ PMT データ表

電磁石に定格 6.0 A の電流を流し、ガウスメータを用いて、 $z = 0$ cm での z 方向の磁場の強さと r 方向の関係を測定した。図 6.2.3 は測定結果をプロットしたものである。電磁石のコイルの半径は 185 mm であるため、磁場の強い $r = 20$ cm 以下は 2 cm 毎、磁場の大きさの変化が少ない $r = 20$ cm 以上からは 5 cm 毎に測定した。磁極の中心の磁場の大きさは約 90 mT であった。

6.2.3 2 インチ PMT の測定

本測定では図 6.2.4 の浜松ホトニクス社製の光電子増倍管アセンブリ H6410[8] を使用する。2 インチ PMT の規格は表 6.1 に示すとおりである。

PMT を磁場中で使用すると、図 6.2.5 の黄色い矢印が示すように光電子が PMT 内部を進む間にローレンツ力を受けて軌道が曲がり、ダイノードに届かなくなることでゲインが著しく低下する。

2 インチ PMT の先端に図 6.2.6 に示す NaI(Tl) シンチレータ (直径:57 mm, 長さ:58 mm) を取り付け、 ^{60}Co と PMT 先端との距離を 70 mm に固定し、磁場なしの場合と電磁石に定格 6.0 A の電流を流した磁場ありの場合でゲインを測定した。以下では、磁場ありとは電磁石に定格 6.0 A の電流を流して磁場をかけることを示す。また図 6.2.7 に示すように磁極の中心から 2 インチ PMT の先端までの距離を r 方向の距離とする。

以下の測定では豊伸電子社製 ADC V005 を用いた。図 6.2.8 が磁場なしの場合で取得した ^{60}Co のエネルギースペクトルである。図 6.2.9 は磁場あり、 $r = 50$ cm (0.28 mT) で取得したエネルギースペクトルであ

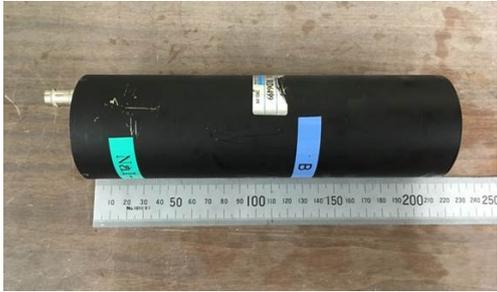


図 6.2.4: 2 インチ PMT H6410

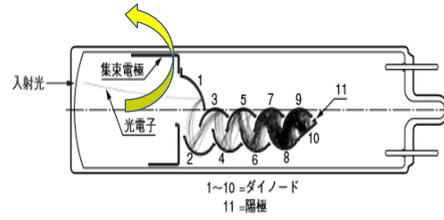


図 6.2.5: ラインフォーカス型の内部構造



図 6.2.6: NaI(Tl) シンチレータ

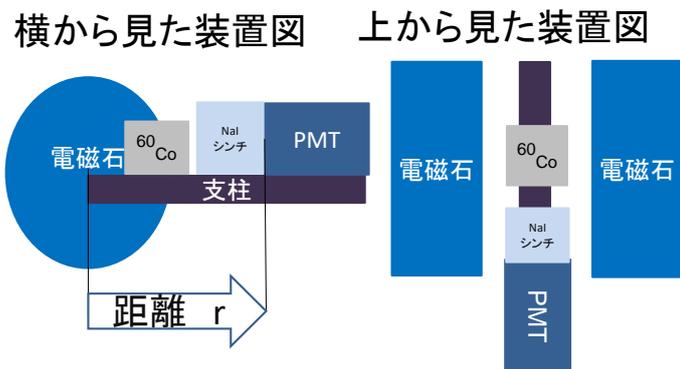


図 6.2.7: 磁場をかけた 2 インチ PMT の測定装置

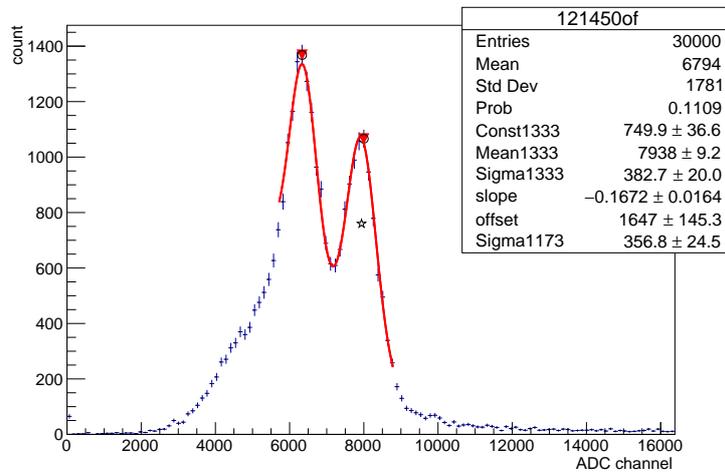


図 6.2.8: 磁場なしのエネルギースペクトル

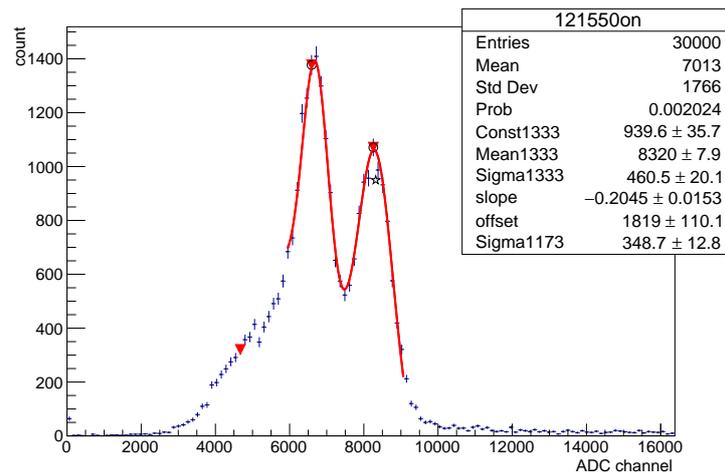


図 6.2.9: $r = 50$ cm のエネルギースペクトル

る. 磁場なしの場合と同じように ^{60}Co の 1.17 MeV, 1.33 MeV の 2 つのピークが見える. 図 6.2.10 は磁場あり, $r = 35$ cm (1.22 mT) で取得したエネルギースペクトルである. $r = 35$ cm ではゲインが大幅に低下し, 1.17 MeV のピークが見えにくくなっている. これは PMT の暗電流のノイズを落とすためディスクリミネータのしきい値を高くした結果, 1.17 MeV のピークがしきい値によって切られたためである. $r = 25$ cm (4.82 mT) では信号が完全に消失した. 図 6.2.11 は縦軸に 2 インチ PMT の磁場中のゲインを, 横軸に r 方向の距離をとってプロットしたグラフである. ゲインはエネルギースペクトルの 2 つのピークをそれぞれガウシアンでフィットすることで求め, 磁場なしの場合のゲインで規格化した. $r = 35$ cm 以下では, ピークがフィット出来なかったためプロットしていない.

2 インチ PMT は $r = 35$ cm, z 方向磁場の強さが 1.22 mT で使用出来なくなると結論付ける.

2 インチ PMT を磁場中で使用した場合, $r = 35$ cm でエネルギースペクトルを取得できなくなる. 本実験で

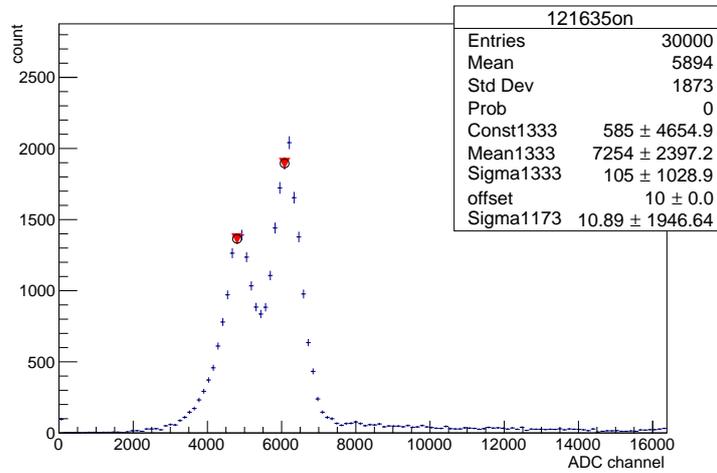


図 6.2.10: $r = 35$ cm のエネルギースペクトル

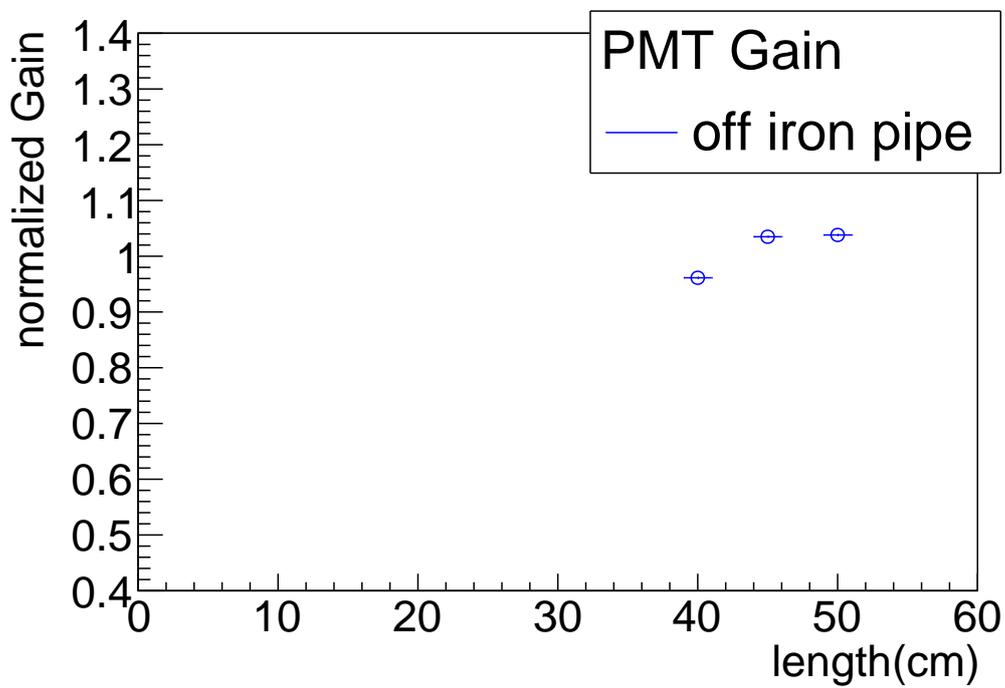


図 6.2.11: 2 インチ PMT の磁場中でのゲイン変化



図 6.2.12: 鉄管

素材	外径	内径	長さ
軟鉄	76.3 mm	62.3 mm	270 mm

表 6.2: 鉄管データ表

は 2 インチ PMT を磁場中で $r = 12$ cm に設置するので、磁場を遮蔽することで 2 インチ PMT を使用できるか評価するため、表 6.2 で規格を示す図 6.2.12 の鉄管に 2 インチ PMT を挿入して、図 6.2.13 で示すセットアップで先述と同様の測定をおこなった。

磁力線が鉄管端から内部に入り込む可能性を考慮して、鉄管内部を示す図 6.2.14 のように鉄管端と 2 インチ PMT の先端との距離が 70 mm になるように取り付けた。鉄は強磁性体であり、磁力線は強磁性体に吸収されるため、図 6.2.15 のように鉄管内部は磁力線が通らなくなり磁場が遮蔽される。

鉄管なしの場合と同様に ADC を用いて ^{60}Co のエネルギースペクトルを取得した。鉄管に入れて磁場を遮蔽した場合、 $r = 50$ cm では図 6.2.16 で示すようなエネルギースペクトルが得られた。また図 6.2.17 は $r = 7$ cm で取得したエネルギースペクトルであり、 $r = 50$ cm のときと同じように ^{60}Co の 1.17 MeV, 1.33 MeV の二つのピークが見える。図 6.2.18 は、第 6.2.3 節と同様の手法でピークをフィットして得たゲインを磁場なしのゲインで規格化してプロットしたものである。 $r = 20$ cm までゲインがほとんど低下せず、 $r = 20$ cm 以下でもゲインの低下は一割程度である。2 インチ PMT は $r = 12$ cm に設置するため、鉄管に挿入し磁場を遮蔽することで、本実験でも使用可能であることが示された。

6.2.4 3/8 インチ PMT の測定

図 6.2.19 で示す 3/8 インチ PMT H3164-10[9] は、本実験で Sctrig 用に使用するため、第 4 章の図 4.2.9 のように 2 インチ PMT より磁極に近い位置に、光電面が $r = 1.5$ cm となるように設置する。表 6.4 と表 6.3 で示すように、第 4 章で Sctrig の評価のために使用した PMT R2248[11] と本実験で使用する 3/8 インチ PMT[9] は同じダイノード構造を持つ。

鉄管も含め、2 インチ PMT を用いた測定と同様の装置を使用し、図 6.2.20 で示すように線源と 3/8 インチ

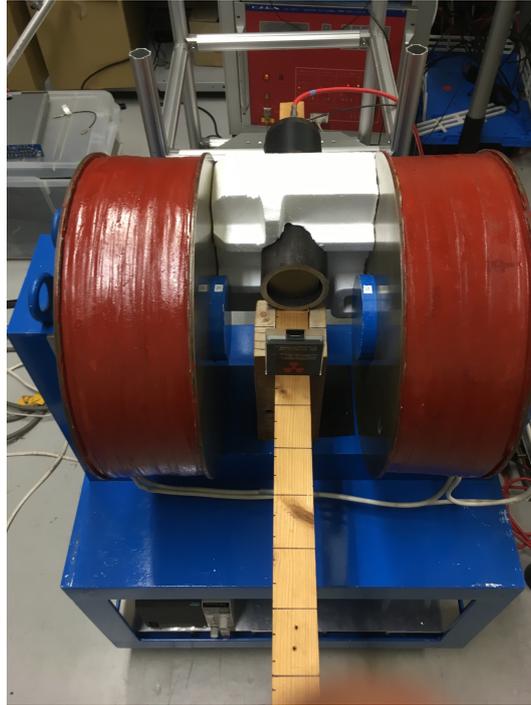


図 6.2.13: 2 インチ PMT を磁場遮蔽した測定装置

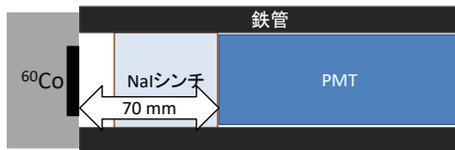
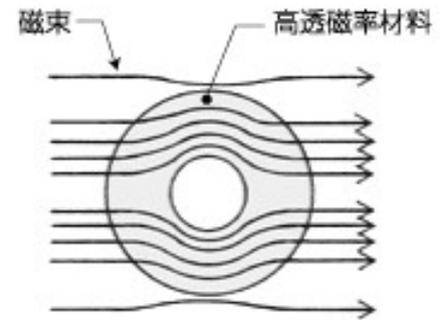


図 6.2.14: 鉄管内部図



軟鉄やフェライトのような高透磁率材料は、磁束をよく吸収するため、内部空間の磁界はゼロに近くなる

図 6.2.15: 強磁性体によって吸収される磁場 [10]

型名	管径	外径	長さ	最大電圧	印加電圧	ゲイン	ダイノード構造
R2248	8 mm(四角型)	9.8 mm(四角型)	45 mm	-1500 V	-	1.1×10^6	ラインフォーカス型/8 段

表 6.3: 四角型 PMT R2248 データ表

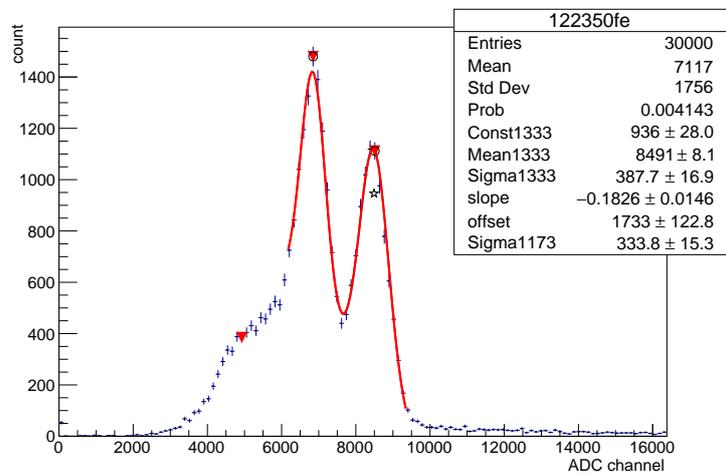


図 6.2.16: 2 インチ PMT を磁場遮蔽した $r = 50$ cm のエネルギースペクトル

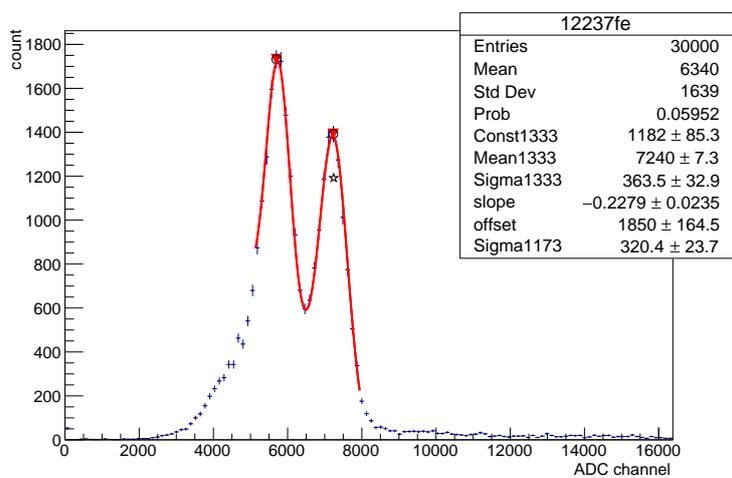


図 6.2.17: 2 インチ PMT を磁場遮蔽した $r = 7$ cm のエネルギースペクトル

型名	管径	外径	長さ	最大電圧	印加電圧	ゲイン	ダイノード構造
H3164 - 10	3/8 インチ	10.5 mm	45 mm	-1500 V	-1400 V	1.0×10^6	ラインフォーカス型/8 段

表 6.4: 3/8 インチ PMT データ表

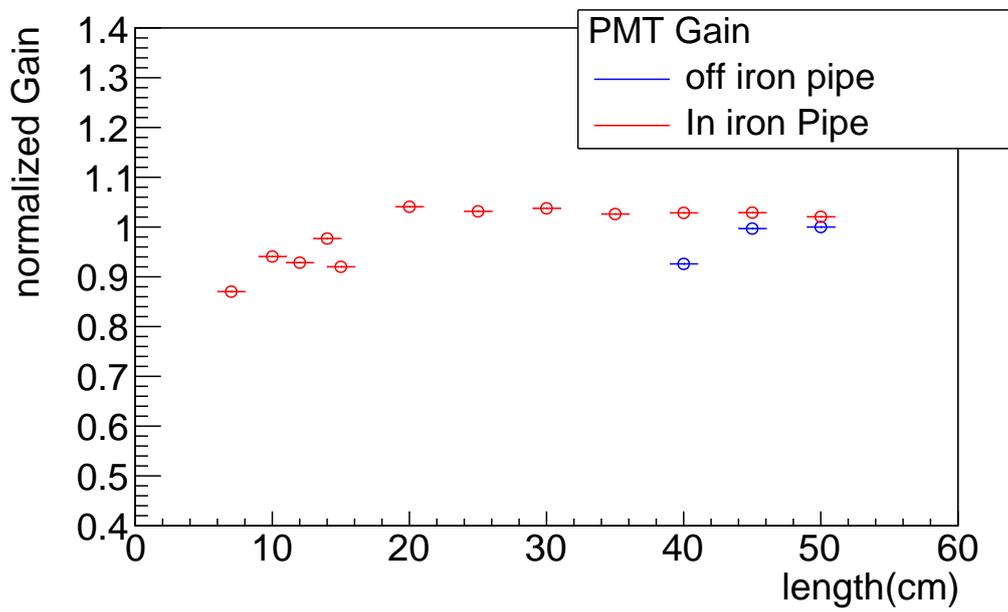


図 6.2.18: 2 インチ PMT を磁場遮蔽したときのゲイン変化

青色は鉄管なしの場合のゲイン, 赤色は鉄管で磁場遮蔽した場合のゲインを示す.



図 6.2.19: 3/8 インチ PMT H3164-10

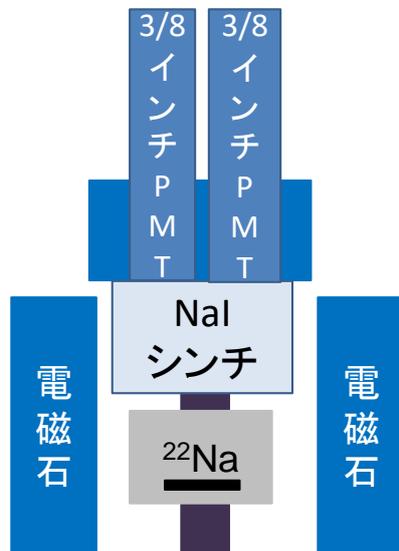


図 6.2.20: 3/8 インチ PMT の装置図



図 6.2.21: 3/8 インチ PMT の同時計測用具

PMT の先端との距離を 100 mm で固定し、鉄管に入れた場合と入れない場合でゲインを測定した。線源はエネルギースペクトルのピークの位置が区別しやすい標準線源として ^{22}Na を使用した。3/8 インチ PMT は暗電流由来のノイズが多く線源のエネルギースペクトルが見えにくかったため、図 6.2.21 で示す治具を製作して一つの NaI(Tl) シンチレータに二つの 3/8 インチ PMT を取り付け、それらの信号を同時計測することでノイズとシンチレータの発光の信号を区別した。

2 インチ PMT の測定と同様に ADC を用いて ^{22}Na のエネルギースペクトルを取得した。図 6.2.22 が磁場なしで取得した ^{22}Na のエネルギースペクトルである。図 6.2.26 のグラフは 1.275 MeV のピークをガウシアンと二次関数でフィットしてゲインを求め、2 インチ PMT の測定と同様に磁場なしの場合のゲインで規格化してプロットしたものである。磁場遮蔽しない場合、 $r = 30 \text{ cm}$ (2.36 mT) まではゲインが低下しないが、 $r = 25 \text{ cm}$ (4.82 mT) 付近からゲインが低下し、図 6.2.23 のように $r = 22 \text{ cm}$ (約 10 mT) でゲインが低下しピークが見えなくなった。鉄管に入れた場合、 $r = 50 \text{ cm}$ では図 6.2.24 で示すエネルギースペクトルが得られる。 $r = 6 \text{ cm}$ でも図 6.2.25 のエネルギースペクトルのようにピークがはっきりと見え、ゲインもほとんど低下しない。測定結果から 3/8 インチ PMT は信号を同時計測し、鉄管に入れて磁場を遮蔽することで $r = 6 \text{ cm}$ まで使用できることがわかった。

6.2.5 磁場シミュレーション

本実験では図 6.2.27 で示すように、3/8 インチ PMT を外径 21.7 mm、内径 16.1 mm の鉄管に挿入し、3/8 インチ PMT の先端を $r = 1.5 \text{ cm}$ に設置する。また鉄管端は $r = 1 \text{ cm}$ に設置する。

本実験までに管外径 21.7 mm の鉄管を用意できず、また NaI(Tl) シンチレータと先述まで測定で使用した

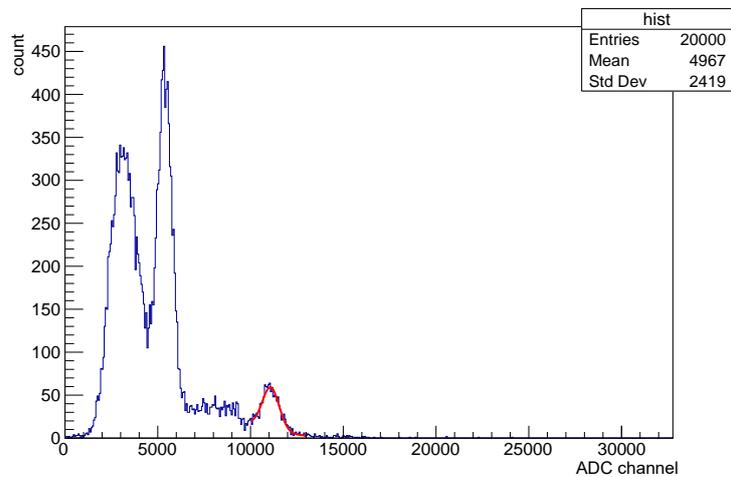


図 6.2.22: 磁場なしの場合の 3/8 インチ PMT のエネルギースペクトル

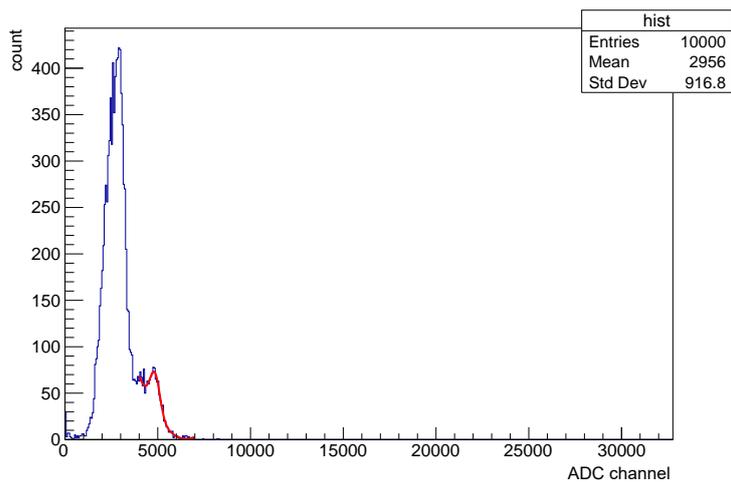


図 6.2.23: 3/8 インチ PMT を磁場中の $r = 22$ cm で使用したエネルギースペクトル

管外径 76.3 mm の鉄管では 3/8 インチ PMT の先端を $r = 1.5$ cm に設置できなかったため、3/8 インチ PMT を使用出来るかを確認するために、ムラタソフトウェア社製の有限要素法解析システムである Femtet を使用して電磁石の磁場を再現し、管外径 21.7 mm の鉄管も同様に再現して、鉄管内部の磁場をシミュレーションした。

図 6.2.28 のグラフは、横軸に r 方向の距離をとり、縦軸に Femtet で再現した磁場と実際に測定した z 方向磁場をプロットし、比較したものである。Femtet で再現した z 方向磁場と実際の測定結果を比較すると、ほぼ一致していることから Femtet の磁場シミュレーションは妥当であることがわかる。

図 6.2.29 のグラフは横軸に r 方向距離をとり、縦軸に鉄管内部の z 方向磁場のシミュレーション結果をプロットしたものである。シミュレーションの結果から、本実験で 3/8 インチ PMT が設置される $r = 1.5$ cm での磁場の強さは約 1.5 mT である。3/8 インチ PMT が使用可能であった $r = 30$ cm での磁場の強さは 2.36

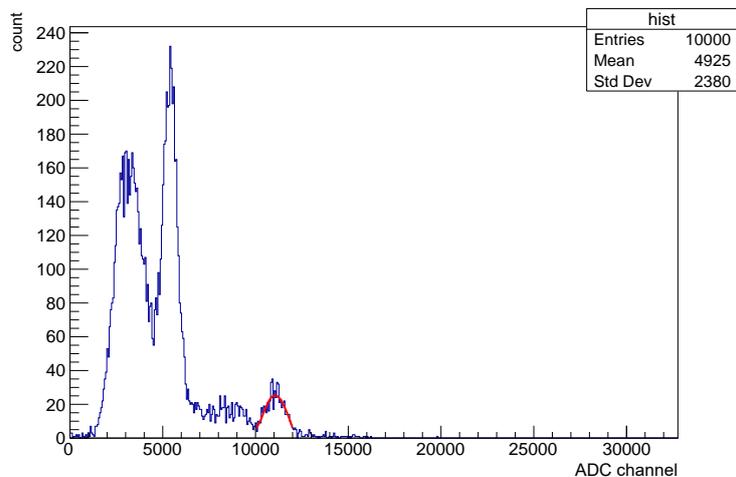


図 6.2.24: 3/8 インチ PMT を磁場遮蔽した $r = 50$ cm のエネルギースペクトル

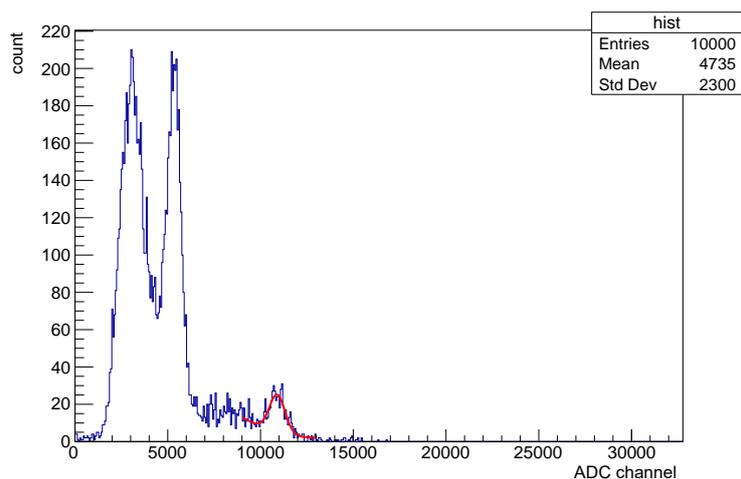


図 6.2.25: 3/8 インチ PMT を磁場遮蔽した $r = 6$ cm のエネルギースペクトル

mT, また 3/8 インチ PMT が使用不可能になった磁場の強さは約 10 mT である. これらの結果を比較すると, シミュレーションで再現した鉄管内部の磁場の方が弱く, 鉄管で磁場を十分に遮蔽できると考えられるため, 3/8 インチ PMT は管外径 21.7 mm の鉄管に挿入することで磁場中でも使用可能であると示された.

6.2.6 まとめ

2 インチ PMT は鉄管に挿入し磁場を遮蔽することで $r = 7$ cm まで使用可能であったため, 本実験で設置する予定である $r = 12$ cm でも鉄管で磁場遮蔽することで使用可能であると結論付ける. また 3/8 インチ PMT は 2 つの PMT の信号を同時計測し鉄管に挿入することで $r = 6$ cm まで使用可能であった. 本実験で SCtrig 用の 3/8 インチ PMT を挿入する鉄管の内部磁場を磁場シミュレーションで再現したものと, 実際の測定結果

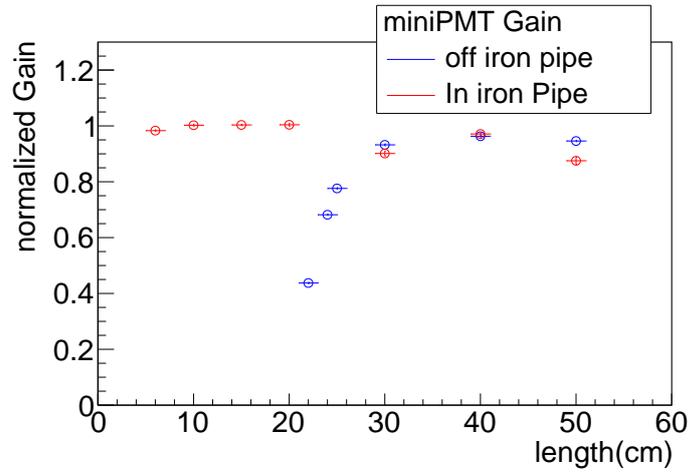


図 6.2.26: 3/8 インチ PMT の磁場中でのゲイン変化
 青色は鉄管なしの場合のゲイン, 赤色は鉄管で磁場遮蔽した場合のゲインを示す.



図 6.2.27: 本実験でのセットアップ

を比較することで,3/8 インチ PMT は本実験で設置する $r = 1.5$ cm でも鉄管で磁場遮蔽することで使用可能であると結論付ける.

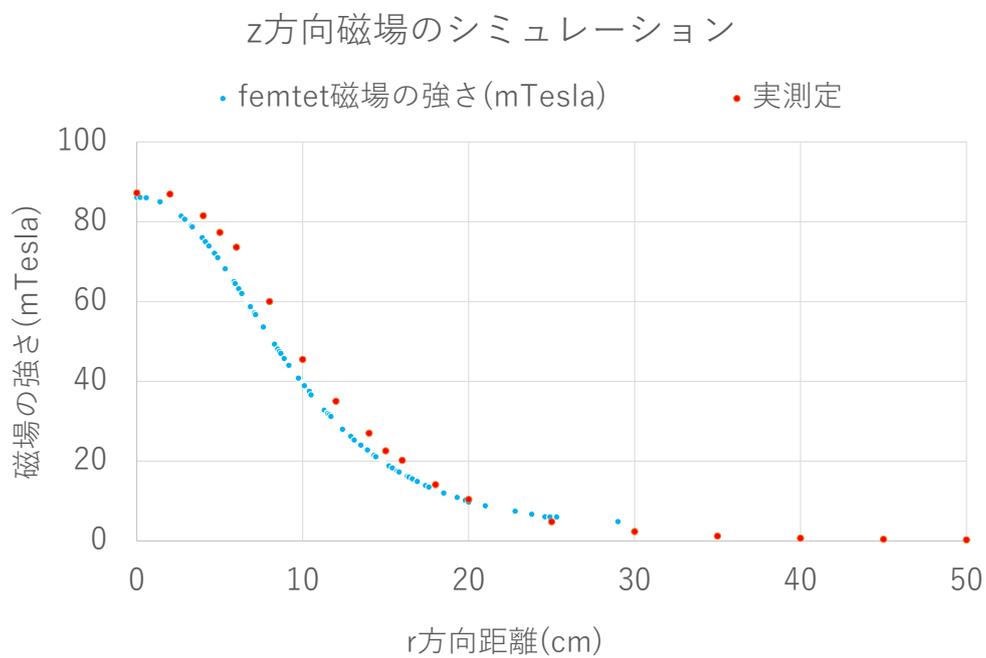


図 6.2.28: Femtet で再現した磁場と実測定した磁場

赤色が実際に測定した磁場の強さ, 水色が Femtet で再現した磁場の強さを表す.

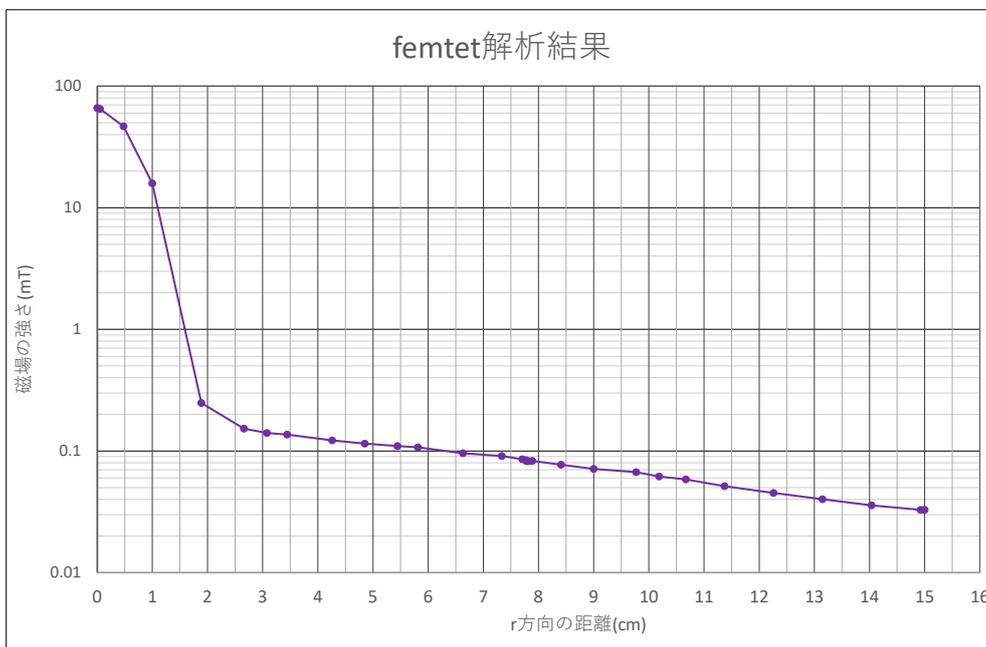


図 6.2.29: Femtet で鉄管を含めて再現した磁場

第7章

今後の課題 (担当:水越)

本章では,今後の課題として,本研究の未達事項と実験を行った際に起こりうる問題の解決方法を議論する.

7.1 磁場強度計算

本実験に用いた磁石については,第??章で議論した.有限要素法のシミュレーションによって,磁場強度についてはかなり詳細な理解がなされた.一方で,内部に治具を全て導入した状態でのシミュレーションは行われていない.支柱の大部分を占めるアルミニウムについては大きな影響がないと予想されるが,PMTを磁場から遮蔽するための鉄管や,治具固定の鉄ネジ等の影響は明らかではない.これらについてもシミュレーションを行えば,より良い精度で磁場強度を求められる.

7.2 3γ 事象の積極的選別

NaIシンチレータで取得される γ 線のエネルギーを用いて 2γ 事象と 3γ 事象のさらなる選別が可能である.511 keVの γ 線を除くことで,効率よく 3γ 事象を選ぶことができる.一方で, 2γ 事象であっても,NaI(Tl)シンチレータでコンプトン散乱したイベントはエネルギーを用いて落とすことができない.パラポジトロニウムが生成されたイベントは崩壊の時定数で区別出来るので,実質的なバックグラウンドとなり得るのはオルソポジトロニウムが生成され,スピン交換反応を起こしパラポジトロニウムの寿命より長い寿命で崩壊し,かつシンチレータでコンプトン散乱したイベントである.このイベントはシリカゲルを焼いて水分を飛ばしたり,真空度を高めたりすることでより減らすことができると期待される.

また,本研究より 2γ 崩壊と 3γ 崩壊のスペクトルが得られている.PMTの分解能を実測して導入すると,実験スペクトルとの比較が可能であり, 2γ 事象と 3γ 事象の比を求めることができる.

7.3 まとめ

本研究は時間的な制約により物理測定まで到達することができなかった.しかしながら,実験装置はほぼ完成しており,数点既製の部品を購入することですぐに物理結果を得ることができるだろう.本研究を礎として来年度以降の測定と物理結果を期待する.

謝辞

本論文は、筆者が神戸大学理学部物理学科粒子物理学研究室在籍中の卒業研究の成果をまとめたものである。指導教員として同大学物理学専攻身内賢太郎准教授には本研究実施の機会を与えて戴き、終始ご指導を戴いた。ここに深謝の意を表す。同専攻藏重久弥教授には日夜研究全般にわたり適切な助言を戴いた。深く感謝する。大阪大学大学院理学研究科物理学専攻吉田齐准教授には、実験に用いるプラスチックシンチレータを快く提供して戴いた。感謝する。神戸大学粒子物理学研究室各位には日頃より有益な討論助言を戴いた。ここに謝意を表す。

参考文献

- [1] Saint-gobain crystals web site. <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [2] 浜松ホトニクス株式会社 web site. <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html>.
- [3] 都留, 野崎, 山元, 竹田. オルソポジトロニウムの寿命測定. 2015.
- [4] 都留, 野崎, 山元, 竹田. オルソポジトロニウムの寿命測定発表資料, 2015.
- [5] Www table of radioactive isotopes web site. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=110022>.
- [6] Raymond E. Doebler Edgardo Browne, Janis M. Dairiki. *Table of Isotopes 7th Edition*. Wiley, 1978.
- [7] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [8] 光電子増倍管アッセンブリカタログ. http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_76-83_ja.pdf.
- [9] Photomultiplier tube h3164-10 data sheet. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_TPMZ0002J.pdf.
- [10] Tdk techno magazine. <http://www.tdk.co.jp/techmag/ninja/daa00741.htm>.
- [11] Photomultiplier tube r2248 data sheet. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R2248_TPMH1228E.pdf.