

平成 27 年度

卒業論文

# オルソポジトロニウムの寿命測定

神戸大学 理学部物理学科

都留 晴日

野崎 誠也

山元 大生

竹田 康亮

## 目次

1	オルソポジトロニウムの崩壊の理論と寿命測定実験 (担当: 都留 晴日)	1
1.1	ポジトロニウムの崩壊	1
1.2	$\gamma$ 線のエネルギー	1
1.3	パラポジトロニウムの寿命	2
1.4	オルソポジトロニウムの寿命	3
1.5	ポジトロニウムの寿命測定	4
1.6	オルソポジトロニウムの測定原理	5
1.7	オルソポジトロニウムの2 $\gamma$ 崩壊	5
1.8	$\tau_{3\gamma}$ の導出	6
2	Set Up(担当: 都留 晴日)	7
2.1	event	7
2.2	改良	8
2.3	シンチレーション	9
2.4	Circuit	10
2.5	エネルギーの測定	12
3	オルソポジトロニウム寿命測定の実験装置とモンテカルロによる評価 (担当:野崎 誠也)	14
3.1	キャリブレーション	14
3.2	geant4	15
3.3	モンテカルロによる評価	21
4	オルソポジトロニウム寿命測定のための事象選別 (担当: 山元 大生)	27
4.1	シンチ A,B,C における事象選別	27
4.2	シンチ S における事象選別	27
4.3	カットの結果・解釈	34
5	結果 (担当: 竹田 康亮)	36
5.1	NaI シンチレータの等方性の検討	36
5.2	bin 幅による誤差の検討	38
5.3	寿命の測定結果	38
5.4	比較実験	39
5.5	Fitting に用いるエネルギー範囲の検討	40
5.6	真空中における寿命との関係式	42
6	まとめと今後の課題 (担当: 竹田 康亮)	45
6.1	まとめ	45
6.2	今後の課題	45

# 1 オルソポジトロニウムの崩壊の理論と寿命測定実験 (担当: 都留 晴日)

## 1.1 ポジトロニウムの崩壊

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り、軌道主量子数  $n = 1$  においてパラポジトロニウム ( $^1S_0$ ) とオルソポジトロニウム ( $^3S_1$ ) の2つの基底状態が存在する。 $(2^s + 1)L_j$ :  $s =$  スピン、 $L =$  軌道角運動量指数、 $j =$  全角運動量)

ポジトロニウムを形成する電子と陽電子が対消滅すると  $\gamma$  線を放出する。  
パラポジトロニウムは軌道角運動量  $L = 0$ 、スピン  $s = 0$  なので始状態の C パリティは

$$C = (-1)^{L + s} = 1 \quad (1)$$

N個のフォトンの C パリティは

$$C = (-1)^N \quad (2)$$

パリティ保存より式 (1) = 式 (2) が成り立たなければならないので  $N =$  偶数になる。したがってパラポジトロニウムは偶数個の  $\gamma$  線を放出する。放出する  $\gamma$  線の数が増えると微細構造定数 ( $1/137$ ) の2乗のオーダーで崩壊率が減少するのでパラポジトロニウムは主として2  $\gamma$  崩壊をする。

同様に考えると、軌道角運動量  $L = 0$ 、スピン  $S = 1$  のオルソポジトロニウムの始状態 C パリティは

$$C = (-1)^{L + s} = -1 \quad (3)$$

パリティ保存より式 (2) = 式 (3) が成り立たなければならないので  $N =$  奇数になる。したがってパラポジトロニウムは奇数個の  $\gamma$  線を放出する。放出する  $\gamma$  線の数が増えると微細構造定数  $\alpha (=1/137)$  の2乗のオーダーで崩壊率が減少するのでパラポジトロニウムは主として3  $\gamma$  崩壊をする。

## 1.2 $\gamma$ 線のエネルギー

電子と陽電子はそれぞれ 511keV のエネルギーを持ち、運動量とエネルギーを保存しなければならない。  
パラポジトロニウムの場合、back-to-back に2  $\gamma$  崩壊し、 $\gamma$  線もそれぞれ 511keV のエネルギーを持つ。  
オルソポジトロニウムの場合、平面内に3  $\gamma$  崩壊し、 $\gamma$  線もそれぞれ 0~511keV のエネルギーを持つ。  
ここで、 $\gamma$  線のエネルギー  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  とその角度  $\phi_1, \phi_2$  を定義する。

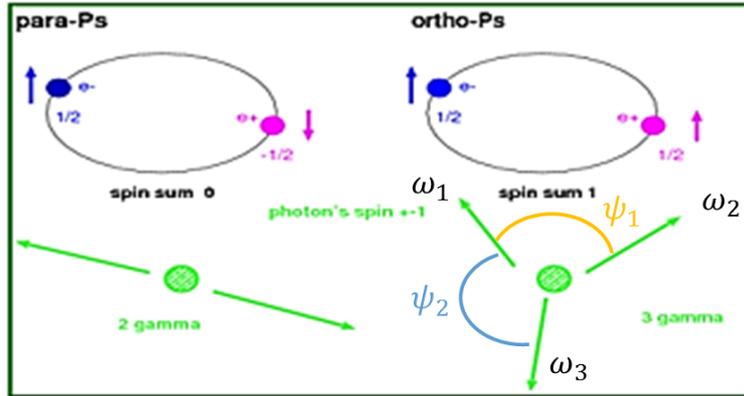


図 1: パラとオルソの崩壊

### 1.3 パラポジトロニウムの寿命

式 (4)~(9)、(13) はすべて文献 [1] からの抜粋であり、自然単位系で表されている

まず、パラポジトロニウムが対消滅して 2  $\gamma$  崩壊したときの反応断面積を求める。

反応断面積  $\sigma$  は不変振幅の 2 乗に比例し、バーテックスの個数を  $N$  とおくと不変振幅は電子の電荷  $e$  の  $N$  乗に比例するので

$$\sigma \propto (e^N)^2 \quad (4)$$

であることが分かる。

パラポジトロニウムは 2  $\gamma$  崩壊し、バーテックスを 2 つ持つファインマンダイアグラム図 (2) を描くことができるので

$$\sigma_{2\gamma} = \pi \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 \frac{1}{v} \quad (5)$$

と書ける。(  $m$  ; 電子の静止質量 511keV  $v$  ; 電子と陽電子の相対速度)

ここで、パラポジトロニウムの状態数は 1 つなのでパラポジトロニウムが 2  $\gamma$  崩壊する確率つまり平均崩壊確率  $\bar{w}_{2\gamma}$  は 2  $\gamma$  の崩壊確率  $w_0$  を用いて

$$\bar{w}_{2\gamma} = \frac{1}{4} w_0 \quad (6)$$

と表すことができる。したがってパラポジトロニウムの崩壊確率は

$$w_0 = 4 |\phi(0)|^2 (v \bar{\sigma}_{2\gamma})_{v \rightarrow 0} \quad (7)$$

と書ける。(  $\phi(r)$  : 基底状態のポジトロニウムの規格波動関数)

ここで

$$\phi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi} a^3} \exp\left(-\frac{r}{a}\right) \quad (8)$$

$$a = \frac{2\hbar^2}{me^2} \quad (9)$$

であり、微細構造定数  $\alpha$  は、

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (10)$$

から

$$|\psi(0)|^2 \propto e^6 \propto \alpha^{-3} \quad (11)$$

である。

また、

$$\sigma_{2\gamma} \propto e^4 \propto \alpha^{-2} \quad (12)$$

であることから、式 (7) を計算するとパラポジトロニウムの寿命は

$$\tau_{2\gamma} = \frac{2}{m\alpha^5} = (123ps) \quad (13)$$

と求められる。

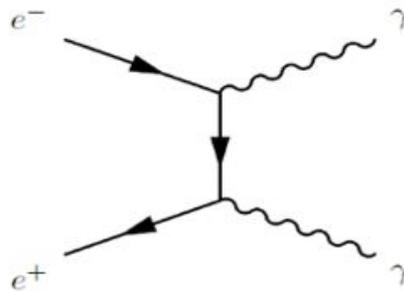


図 2: パラポジトロニウムのファインマンダイアグラム

#### 1.4 オルソポジトロニウムの寿命

パラポジトロニウムと同様に考える。(式 (26) ~ (18) はすべて文献 [1] からの抜粋であり、自然単位系で表されている)

まず、オルソポジトロニウムが対消滅して  $3\gamma$  崩壊したときの反応断面積を求める。  
 オルソポジトロニウムは  $3\gamma$  崩壊し、バーテックスを 3 つ持つファインマンダイアグラム図 (3) が描けるので

$$\sigma_{3\gamma} = \frac{4e^6}{3vm^2} 3 \int_0^m \int_{m-\omega_1}^m \frac{(\omega_1 + \omega_2 - m)^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} d\omega_1 d\omega_2 \quad (14)$$

ここで、 $\gamma$ 線のエネルギー  $\omega_1$ 、 $\omega_2$  を特定すれば、エネルギーと運動量の保存より残りの変数も特定できるので

$$\int_0^m \int_{m-\omega_1}^m \frac{(\omega_1 + \omega_2 - m)^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} d\omega_1 d\omega_2 = \frac{\pi^2 - 9}{3} \quad (15)$$

と積分することができる。

ここで、オルソポジトロニウムの状態数は3つなのでオルソポジトロニウムが3 $\gamma$ 崩壊する確率つまり平均崩壊確率  $w_{3\gamma}$  は3 $\gamma$ の崩壊確率  $w_1$  を用いて

$$w_1 = \frac{4}{3} |\phi(0)|^2 (v \bar{\sigma}_{3\gamma})_{v \rightarrow 0} \quad (16)$$

式(8)~(11)と

$$\sigma_{3\gamma} \propto e^6 \propto \alpha^{-3} \quad (17)$$

より、オルソポジトロニウムの寿命は

$$\tau_{3\gamma} = \frac{9\pi}{2(\pi^2 - 9)} \frac{1}{m\alpha^6} = (142ns) \quad (18)$$

と求められる。

このように量子電磁力学を用いて寿命を計算したが、我々はオルソポジトロニウムの寿命を測定してそれが正しいかどうか検証をする。

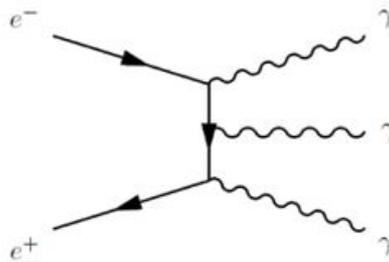


図3: オルソポジトロニウムのファインマンダイアグラム

## 1.5 ポジトロニウムの寿命測定

ポジトロニウムの寿命  $\tau$  は

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} \quad (19)$$

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (20)$$

で定義される。

今回の実験では時間  $t$  でのポジトロニウムの崩壊数  $dN$  を計測し、その時間分布を指数関数でフィッティングすることによって寿命  $\tau$  を測定する。

## 1.6 オルソポジトロニウムの測定原理

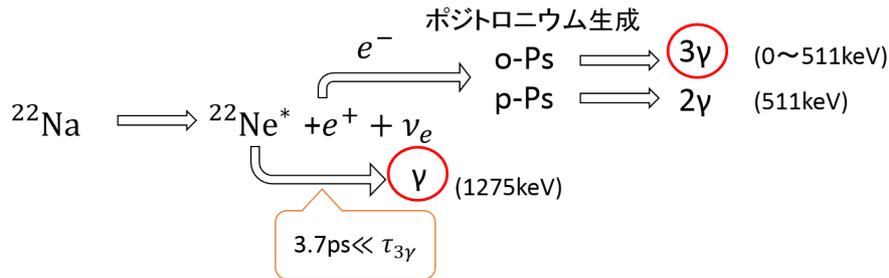


図 4: オルソの測定原理

まずポジトロニウムを生成するには  $e^+$  が必要になるので、 $\beta^+$  崩壊する  $^{22}\text{Na}$  を用いた。 $^{22}\text{Na}$  は  $\beta^+$  崩壊をして  $^{22}\text{Ne}^*$ 、 $e^+$ 、及び電子ニュートリノを放出する。 $e^+$  はまわりの物質中の  $e^-$  とくっついてパラポジトロニウムかオルソポジトロニウムを生成し、それぞれが  $2\gamma$ 、 $3\gamma$  崩壊をする。 $^{22}\text{Ne}^*$  は励起状態にあり、基底状態に戻るときに  $1275\text{keV}$  の  $\gamma$  線を放出する。 $^{22}\text{Ne}^*$  の寿命は  $3.7\text{ps}$  とオルソポジトロニウムの寿命よりとても短いのでこの時間は無視できる。そのため、本実験では  $1275\text{keV}$  の  $\gamma$  線が線源から放出された時間を原点とする。そしてオルソポジトロニウム由来の  $\gamma$  線と  $1275\text{keV}$  の  $\gamma$  線を検出することで寿命を測定する。

## 1.7 オルソポジトロニウムの $2\gamma$ 崩壊

オルソポジトロニウムが生成されても単純な  $3\gamma$  崩壊をせず、スピン交換反応、pick-off 反応など自身の電子ではなく相手の電子と反応するため  $2\gamma$  崩壊する可能性が生じる。

- スピン交換反応

生成されたオルソポジトロニウムがまわりの電子と反応してパラポジトロニウムに変化する。

- pick-off 反応

ポジトロニウムが他の原子と衝突した際、相手の電子と対消滅する。このとき  $2\gamma$  崩壊する可能性が生じる。

実験で実際に求められる寿命を  $\tau_{eff}$ 、実験でのオルソポジトロニウムの寿命を  $\tau_{3\gamma}$ 、pick-off 反応やスピン交換反応を起こしたときの寿命を  $\tau_p$  とすると、式 (19) から次の式のように表せる。

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau_{3\gamma}} + \frac{N}{\tau_p} = \frac{N}{\tau_{eff}} \quad (21)$$

そのため、 $\tau_{eff}$  が  $\tau_0$  より短くなってしまふ。 $\tau_{eff}$  を  $\tau_0$  に近づけるためにはスピン交換反応と pick-off 反応を減らせばいい。

そのためにはポジトロニウムの生成の際、まわりの物質が希薄でなければならない。しかし、そもそもポジトロニウムの生成には電子（物質）が必要になる。その対策として標的にシリカエアロジェル（密度  $0.05\text{g/cm}^2$ ）の多孔質体を用いた。

## 1.8 $\tau_{3\gamma}$ の導出

さらに、式 (21) から崩壊数  $dN$  を  $3\gamma$ 、 $2\gamma$  の崩壊数  $dN_{3\gamma}, dN_{2\gamma}$  に分けることができる。

$$-\frac{dN}{dt} = -\left(\frac{dN_{3\gamma}}{dt} + \frac{dN_{2\gamma}}{dt}\right) = \left(\frac{1}{\tau_{3\gamma}} + \frac{1}{\tau_p}\right)N \quad (22)$$

その崩壊数の比  $\frac{dN_{2\gamma}}{dN_{3\gamma}}$  は  $3\gamma$  と  $2\gamma$  崩壊の確率の比である。

$$\frac{dN_{3\gamma}}{dN_{2\gamma}} = \frac{\tau_p}{\tau_{3\gamma}} \quad (23)$$

これを式 (22) に代入すると  $\tau_{3\gamma}$  を得ることができる。

$$\tau_{3\gamma} = \tau_{eff} \left(1 + \frac{dN_{3\gamma}}{dN_{2\gamma}}\right) \quad (24)$$

実験の結果でもう一度説明するが、すべてのイベントをエネルギーで分けて  $\frac{dN_{2\gamma}}{dN_{3\gamma}}$  を測定できれば、 $\tau_{3\gamma}$  を得ることができる。

## 2 Set Up(担当: 都留 晴日)

Set up は図 18 の様になっている。

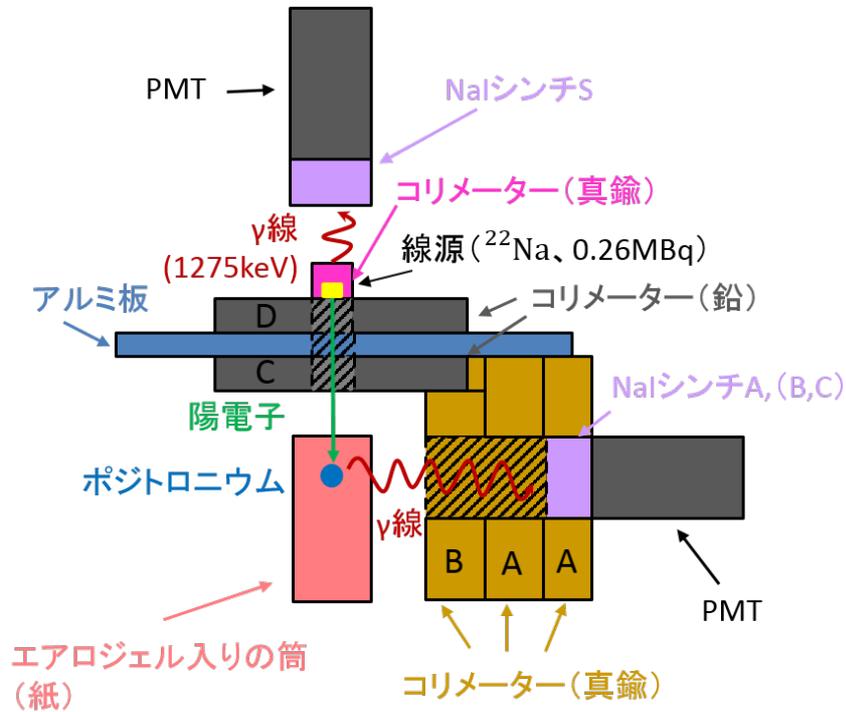


図 5: Set up

### 2.1 event

線源の  $^{22}\text{Na}$  から上方に 1275 keV の  $\gamma$  線が放出されて、下方に陽電子が出たときのイベントを 4 つの NaI(Tl) シンチレーションを使って検出する。まず、上で放出された  $\gamma$  線を検出するために NaI シンチ S を配置する。一方下に出た陽電子は標的のシリカエアロジェル中の電子と反応してポジトロニウムが生成され、その後崩壊する。その時に放出された  $\gamma$  線はシンチ A、B、C のいずれかに入る。図 6a から図 10 までに出てくる長さの単位は、全て mm である。図 6a から図 8b までは、コリメータの図である。

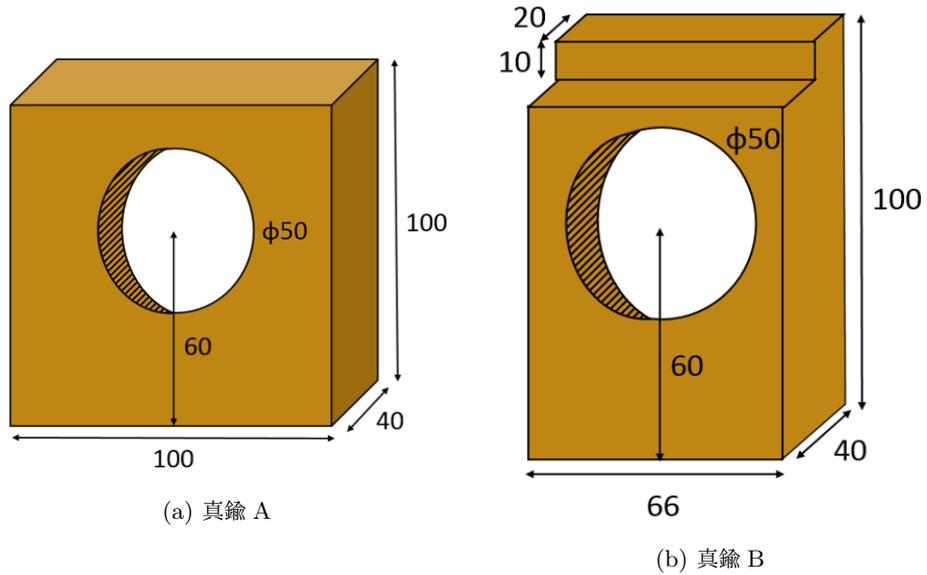


図 6: 真鍮製のコリメータ

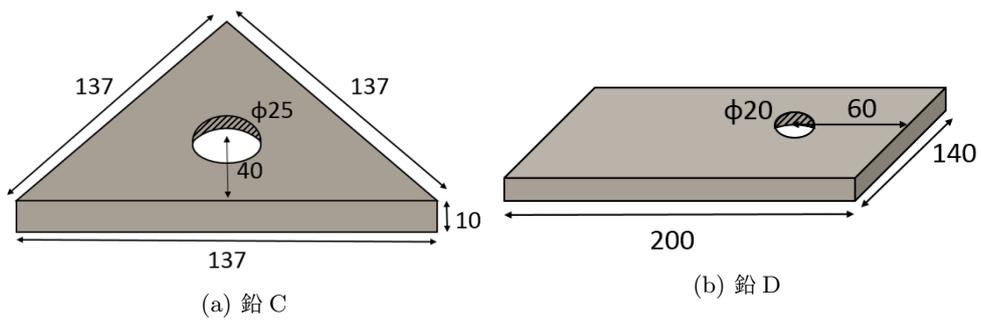


図 7: 鉛製のコリメータ

コリメータをつけている理由は、線源からシンチ A,B,C に直接向かう  $\gamma$  線を遮蔽するためである。

## 2.2 改良

今回の実験で改良したところは 3 点ある。

一つは標的をシリカゲルからシリカエアロジェルにして、水分を少なくしたことである。

二つは鉛のコリメータ D を重ねた時の厚さを 10mm から 20mm にしたことである。そうすることで線源から下のシンチに直接入ってくる  $\gamma$  線をさらに減らした。

三つは同じ理由で図 9 のように線源のところに真鍮のコリメータを追加したことである。

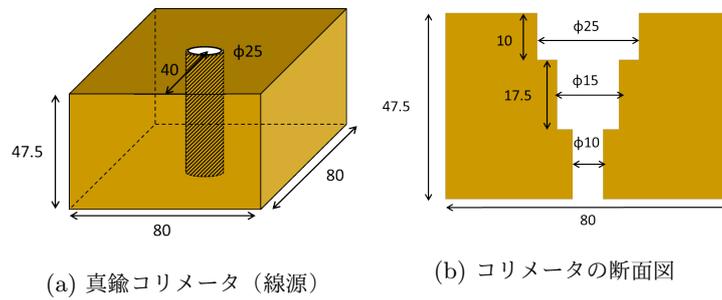


図 8: コリメータの追加

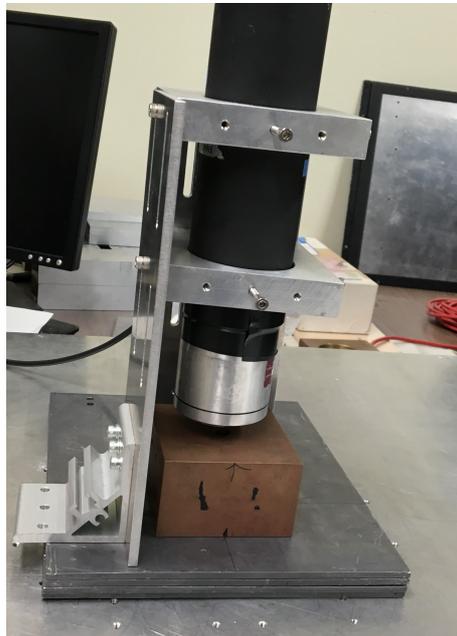


図 9: シンチ S とコリメータ

### 2.3 シンチレーション

次に、これはシンチの図である。



図 10: 4つの NaI シンチレーションと PMT

4つのシンチは、全て同じ型番のものを用いた。シンチレーションの製造会社は SCIONIX 社、型番は 51C51、形は円筒状である。PMT の製造会社は浜松ホトニクス、型番は R3290-02 である。

- シンチ A,B,C

図 18 ではシンチ B,C を省略して描いてあるが、現物は図 11 の様に 120°ずつの角度で 3つのシンチが固定されている。



図 11: シンチ ABC の俯瞰図

3つのシンチを等方的に置いた理由は、シンチ A,B,C が対等になるためそれらのシンチからのデータを単純に比較する事が出来るからである。

- シンチ S

シンチ S の S というのは start の略である。後で詳しく説明するがシンチ S の回路図はこのように生まれ、スレシヨールド値の低い low の discri に信号が入った時刻を時間の基準としている。

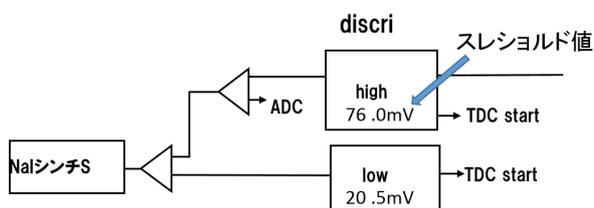


図 12: シンチ S の回路

## 2.4 Circuit

回路の全体像は、図 13 のようになっている。

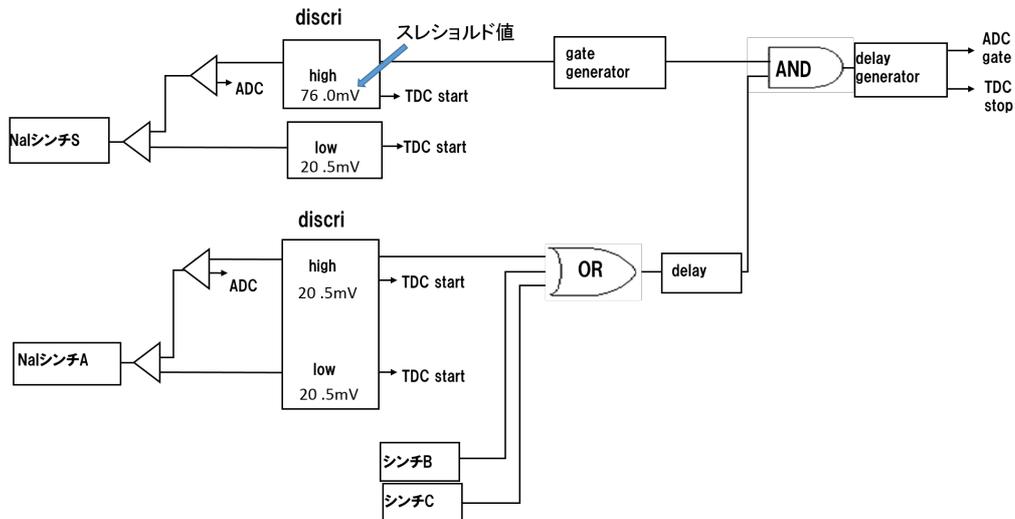


図 13: 本実験の回路図

本実験では上と下のシンチに入ってくる $\gamma$ 線のエネルギーと入ってきた時刻を求めるため回路に ADC と TDC のモジュールを置いた。そのエネルギーと時刻はのちの解析で利用される。

また、ADC の製造会社は豊伸電子であり、型番は V005 である。TDC の製造会社は REPIC、型番は TMC である。

#### 2.4.1 Threshold

図 14 には、図 13 での回路の一部が描いてある。

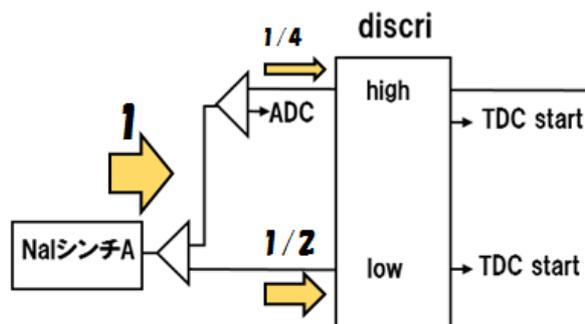


図 14: discriminator に入る信号の図解

$\gamma$ 線がシンチレーションに入ると、2つの divider でスレシヨルドの高い high と低い low に分かれる。

- シンチ S

シンチ S の場合、high は 1275keV の  $\gamma$ 線だけをとる役割がある。high のスレシヨルドの値 76.0mV は約 900keV のエネルギーに相当する。一方、2.3 の最後で上述したように low は  $\gamma$ 線の入った時刻を決める役

割があり、スレシヨツルドの値を小さくすることでその精度を高めることができる。また、high と low に入った時間差から event を解析するのにも利用される。

- シンチ A(B,C)

図 13 を見ると、シンチ A(B,C) のスレシヨツルド値がシンチ S より低いことがわかる。これはシンチ A(B,C) の high の discri で無関係なノイズを落とすためである (low の役割はシンチ S と同様である)。また、シンチ A(B,C) のスレシヨツルド値が high と low と同じなのは divider を通る回数によって図 (14) のようにもとの電圧の  $\frac{1}{2}$  倍になるので実質的に high は low の 2 倍になる。

#### 2.4.2 event

event を得る条件は、シンチ S に  $\gamma$  線が入ると discri でスレシヨツルドにかけられた後、gate generator で幅が 800ns の coincidence gate を出力する。一方で、シンチ A,B,C のどれかに  $\gamma$  線が入ったとき、OR の回路に通り、delay で遅らされる。シンチ S からの信号が AND 回路に入ってから 800ns 以内にシンチ A (B,C) の信号が鳴ったときにはじめて 1 つの event として得ることができる。

#### 2.4.3 Delay

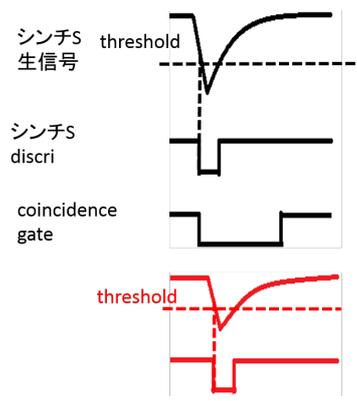
OR 回路の直後にディレイ回路がある理由は、シンチ A(B,C) の信号が AND 回路で鳴ったタイミングで ADC gate を出力するためである。シンチ S からの信号が gate generator で信号が遅れるのでシンチ A (B,C) からの信号をある程度遅らせなければ、シンチ S とシンチ A(B,C) にほぼ同時に  $\gamma$  線が入った場合に、シンチ S からの信号が後に鳴ってシンチ S を基準にしてしまう。つまりその信号が入ったタイミングで ADC gate が出力されてしまい、時刻が一定になる。

AND 回路の直後にディレイ回路がある理由は、解析で説明するが ADC と TDC の相関から event をカットするためである。

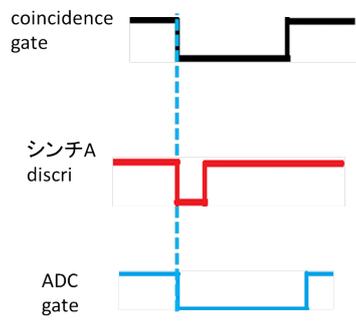
## 2.5 エネルギーの測定

具体的にエネルギーがどう測定されるか説明する。

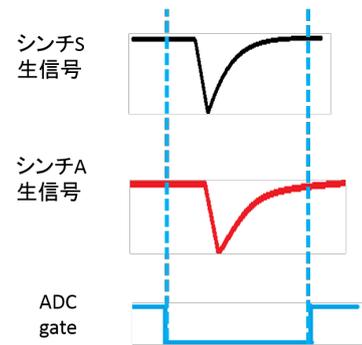
シンチ S に  $\gamma$  線が入るとスレシヨツルドにかけられて矩形波を出力し gate generator で coincidence gate を出力する。一方でシンチ A に  $\gamma$  線が入った時もスレシヨツルドにかけられて矩形波を出力する。この 2 つの信号が AND 回路で同時になったとき ADC gate が出力される。ADC gate の範囲内で生信号の波高を求めるときで、キャリブレーションで  $\gamma$  線のエネルギーを測定することができる。



(a) coincidence gate 出力



(b) ADC gate 出力



(c) 波高の測定

### 3 オルソポジトロン寿命測定の実験装置とモンテカルロによる評価

(担当:野崎 誠也)

#### 3.1 キャリブレーション

ADC で取得した波高をエネルギーに換算するためにキャリブレーションを行った。このキャリブレーションでは、ペDESTALと実験中に得られた光電ピークを用いた。ここで用いたペDESTALのデータは2015年12月1日に測定したデータである。これは、シンチ A、B、C については実験中に得られたデータからペDESTALの値を得ることができるが、シンチ S については得ることが出来ないからである。シンチ A、B、C について12月と1月のペDESTALの値を比較したところ、ほぼ変化が見られないため、12月のペDESTALのデータを用いてもよいと判断した。また、用いた光電ピークは、シンチ S に対しては $^{22}\text{Na}$ 線源からの1275keVの $\gamma$ 線を、シンチ A、B、C に対しては2 $\gamma$ 崩壊で生じた511keVの $\gamma$ 線のものである。生データを見ると、それぞれのピークは図16のようになっていることがわかる。この光電ピークをガウス分布でフィッティングすることでピークの値を得た。

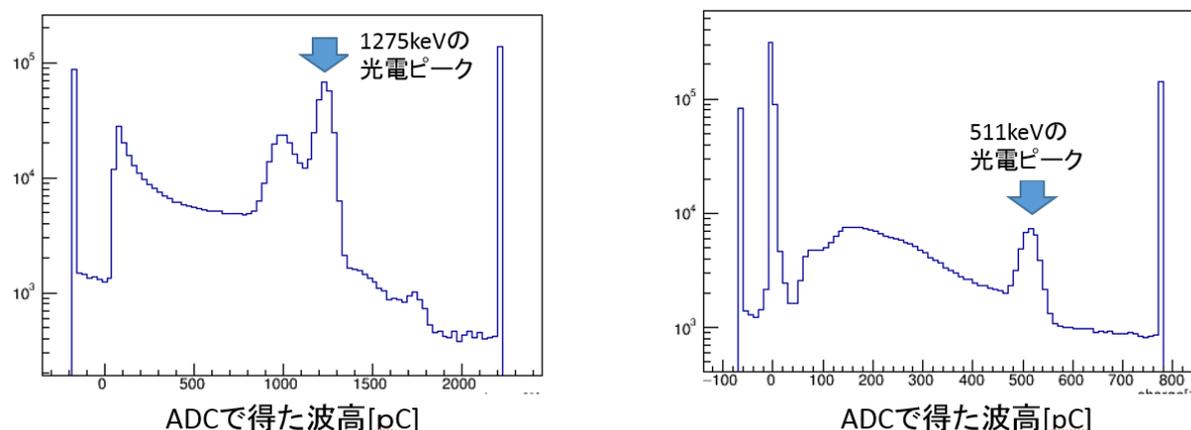
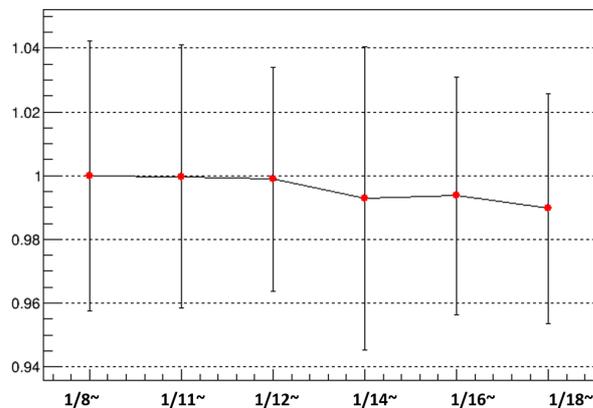


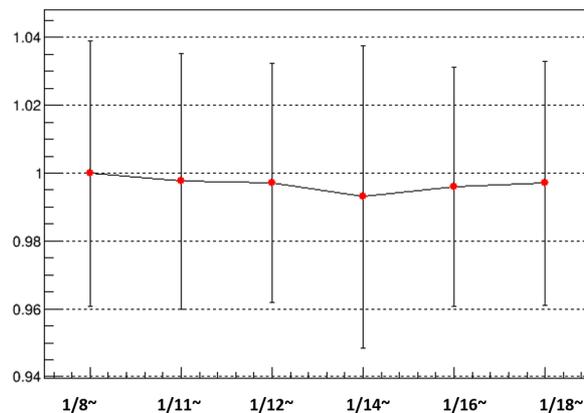
図 16: 実験データから得た 1275keV と 511keV の光電ピーク

ただし、シンチ S に対しては1点注意した点がある。図17のように、ADCで取得した光電ピークにおける波高の値は日々、変化している。ただし、先ほど説明した通り、ペDESTALは一定であると考えると、ゲインの値が変動しているということになる。シンチ S の解析がとてもしんじティブであるため、ゲインの変動が解析に影響を与えてしまう。そこで、そのような影響をなくすために、初日のデータを基準として、それ以降のデータはその基準に一致するようにスケールすることでキャリブレーションを行った。以上を踏まえて得られた波高とエネルギーの関係が以下ようになった。

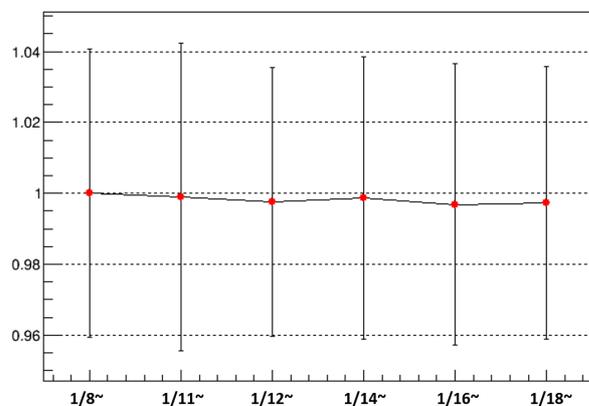
$$\begin{aligned} \text{シンチ } S & : \text{ Energy} = 2.44 \times \text{ADC} - 151.17 \\ \text{シンチ } A & : \text{ Energy} = 0.84 \times \text{ADC} - 70.12 \\ \text{シンチ } B & : \text{ Energy} = 0.83 \times \text{ADC} - 59.91 \\ \text{シンチ } C & : \text{ Energy} = 0.85 \times \text{ADC} - 58.86 \end{aligned}$$



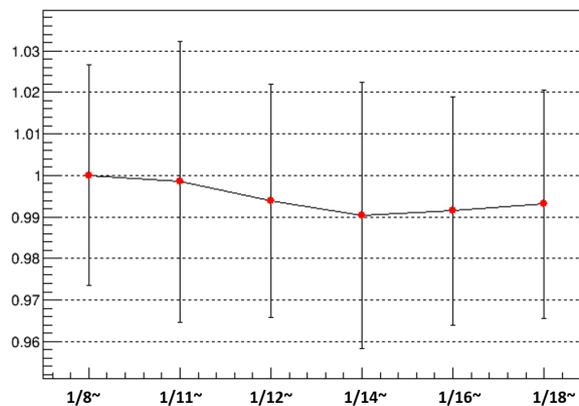
(a) シンチ A



(b) シンチ B



(c) シンチ C



(d) シンチ S

図 17: 本実験における光電ピークの変動

各光電ピークは 2016 年 1 月 8 日のデータを 1 としたときの値、エラーバーは  $1\sigma$  の誤差を各データで規格化したものである。

また、各シンチレータにおけるエネルギー分解能は 1 のようになっている。

表 1: 各シンチレータにおけるエネルギー分解能

シンチ S	シンチ A	シンチ B	シンチ C
5.9%(1275keV)	9.1%(511keV)	8.6%(511keV)	9.5%(511keV)

## 3.2 geant4

### 3.2.1 geant4 とは

geant4 とは (GEometry ANd Tracking 4) とは、粒子と物質との相互作用をシミュレーションするソフトウェアである [?]。このシミュレーションには、乱数を使って物理現象を再現するモンテカルロ法を用いてい

る。モンテカルロ法を用いることで、各位置での相互作用の断面積を考慮して現実に近い振舞いを確認し、粒子の運動学情報を得ることができる。本実験では、この geant4 を用いて、本実験における各事象のさらなる理解と background study を行なった。

geant4 を利用するためには、実験装置のセットアップ、粒子・相互作用の種類、そしてシミュレーションしたい各粒子の始点・エネルギー・運動量ベクトルを設定しなければならない。geant4 を利用するにあたって、それぞれの設定を行った。

### 3.2.2 実験装置のセットアップ

geant4 で設定した実験装置のセットアップが図 18 である。図の黄色の部分のコリメータ、青色の部分は粒子の運動学情報を得る領域であるシリカエアロジェルと NaI シンチレータを表している。

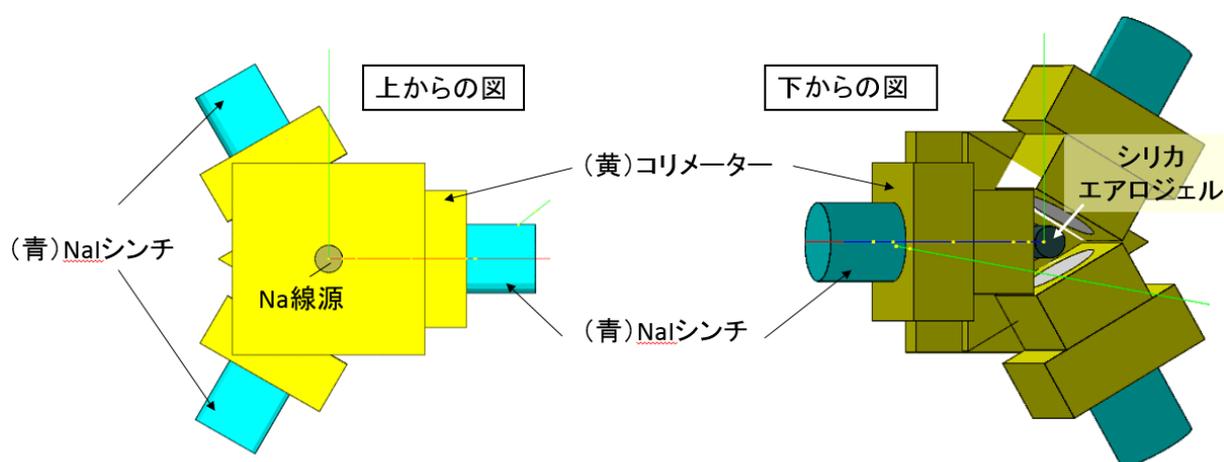


図 18: 実験装置のセットアップ

### 3.2.3 粒子の物質との相互作用

今回のシミュレーションではじめに放出する粒子は、 $\gamma$  線と陽電子である。

- $\gamma$  線と物質との相互作用  
 $\gamma$  線と物質との相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、対生成の 3 つがある。ヨウ化ナトリウムにおける、それらの断面積は図 19 のようになっている [?]。以下では各相互作用の説明をしていく。

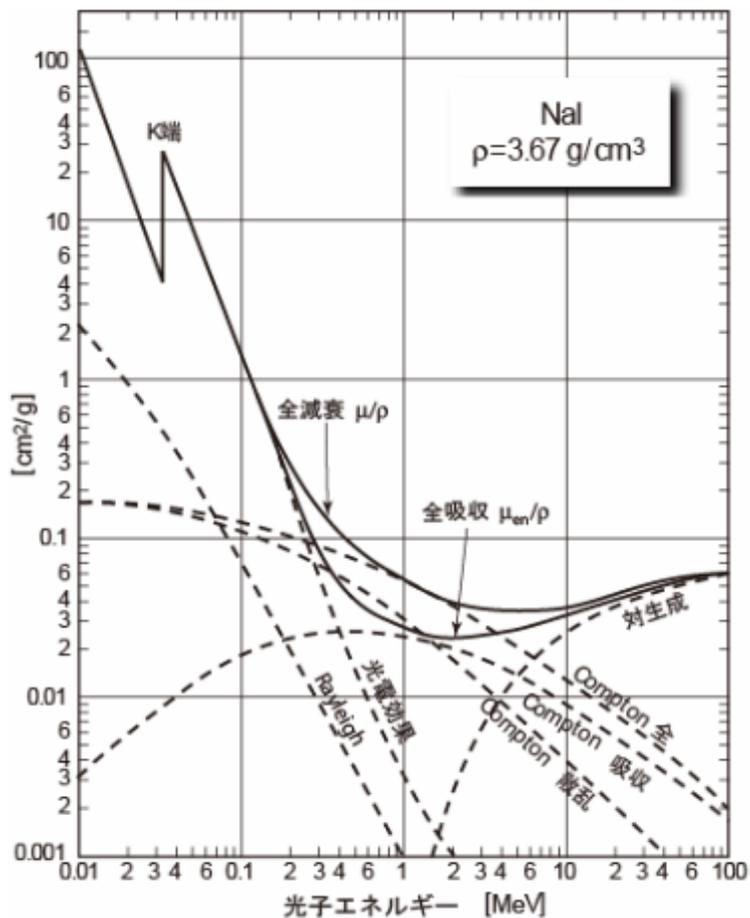


図 19: ヨウ化ナトリウムにおける  $\gamma$  線のエネルギーと散乱断面積の関係 [?]

- 光電効果
 

$\gamma$  線が物質に入射すると、物質中の軌道電子がすべてのエネルギーを受け取り、原子から飛び出す。この現象を光電効果という。光電効果の起こる確率は原子核との結びつきの強い電子ほど大きいので、K 殻の軌道電子と反応する。
- コンプトン散乱
 

$\gamma$  線のエネルギーが高くなると、物質に入射したときに軌道電子の束縛エネルギーを無視することができるため、 $\gamma$  線が物質中の電子と弾性散乱する。この現象をコンプトン散乱という。
- 電子対生成
 

$\gamma$  線のエネルギーが 1.02MeV より大きい場合、原子核の電場中で消滅し、その場から一対の電子-陽電子が生まれることができる。この現象を電子対生成という。
- 陽電子と物質との相互作用
 

陽電子が物質中を通る際には、周囲の原子を電離しながらエネルギーを失う。やがて、周囲の原子を電離できなくなるほどエネルギーを失うと、物質中の電子と対消滅して  $\gamma$  線を放出する。

### 3.2.4 陽電子の設定

$^{22}\text{Na}$  の  $\beta^+$  崩壊による陽電子を放出する確率は、

$$P(p)dp \propto \left( \sqrt{m^2 + p_{Max}^2} - \sqrt{m^2 + p^2} \right)^2 p^2 dp \quad (25)$$

である [2]。また、陽電子が持ちうる最大の運動エネルギーは  $T_{Max} = 545\text{keV}$  であるので、その際の運動量は、

$$p_{Max} = \sqrt{(T_{Max} + 2m)T_{Max}} = 921\text{keV}/c$$

である。式 (25) を用いて、モンテカルロ法により再現すると、図 20 のようになる。理論的な運動量分布である図 21 と比較すると、正しく再現できていることがわかる。これらから得た陽電子の運動エネルギー分布は、図 22 である。

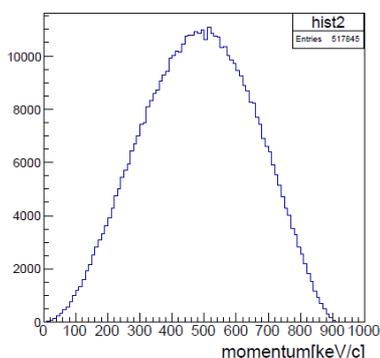


図 20: シミュレーションで得た陽電子の運動量分布 [2]

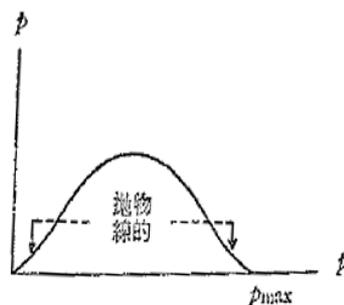


図 21: 理論から予想される陽電子の運動量分布 [2]

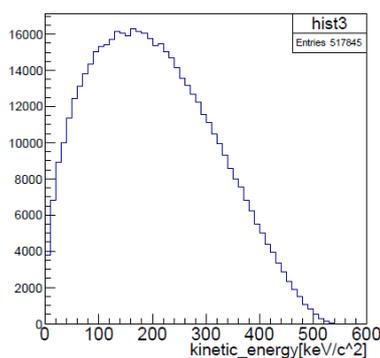


図 22: シミュレーションで得た陽電子の運動エネルギー分布

### 3.2.5 $\gamma$ 線の設定

今回、シミュレーションで用いる  $\gamma$  線は、 $1275\text{keV}$  の  $\gamma$  線、 $2\gamma$  崩壊で放出される  $\gamma$  線、 $3\gamma$  崩壊で放出される  $\gamma$  線である。 $2\gamma$  崩壊による  $\gamma$  線は、エネルギーが  $511\text{keV}$  で同一直線上逆向きに放出される。ここでは、

3 $\gamma$  崩壊で放出される  $\gamma$  線のエネルギー分布と角度分布を求める。電子と陽電子が束縛してオルソポジトロニウムを形成する反応断面積は、

$$\int_0^m \int_{m-\omega_1}^m \frac{(\omega_1 + \omega_2 - m)^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} d\omega_2 d\omega_1 \quad (26)$$

に比例する [2]。図 23 のように 3 $\gamma$  崩壊における  $\gamma$  線のエネルギーと角度を定義すると、モンテカルロ法で再現することで図 24 のようにエネルギー分布を得た。また、運動量保存則より図 25 のように角度分布を得ることができた。この分布には角度依存性が見られるが、実際のシミュレーションでは角度をランダムに決めて  $\gamma$  線を放出するため、シンチでの検出においてはこのような角度依存性はなくなる。

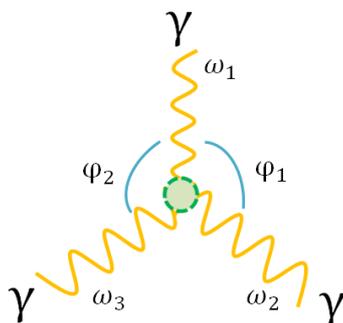
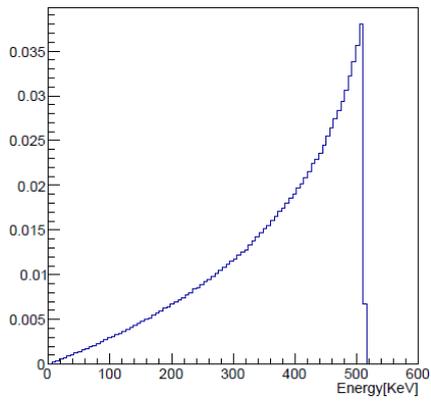
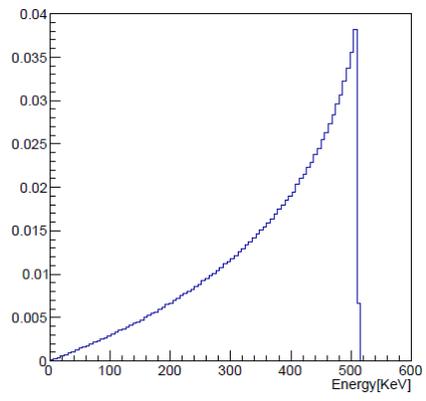


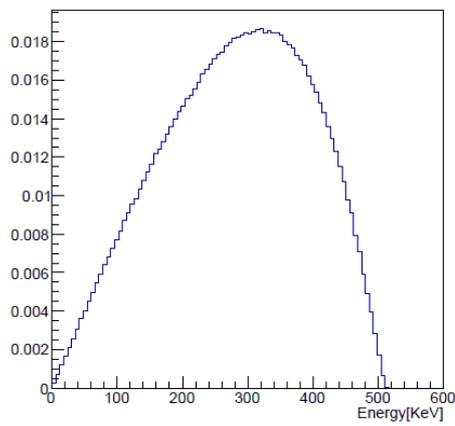
図 23: 3 $\gamma$  崩壊における  $\gamma$  線のエネルギーと角度の定義



(a)  $\omega_1$

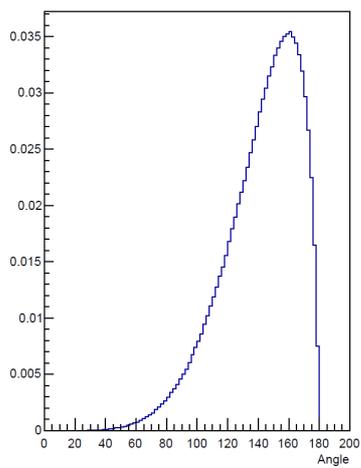


(b)  $\omega_2$

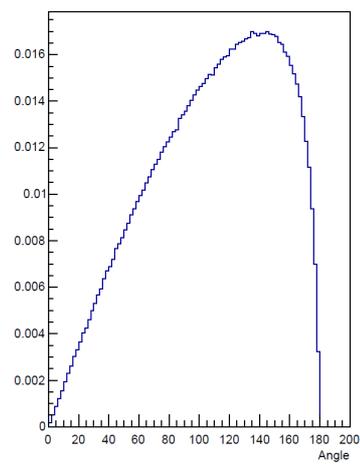


(c)  $\omega_3$

図 24: シミュレーションで得た  $3\gamma$  崩壊のエネルギー分布



(a)  $\phi_1$



(b)  $\phi_2$

図 25: シミュレーションで得た  $3\gamma$  崩壊の角度分布

### 3.2.6 エネルギー分解能の設定

実験データを再現するためには各シンチレータのエネルギー分解能も考慮に入れなくてはならない。各シンチレータのエネルギー分解能は上述の通り表 1 のようになっている。そこで、エネルギーを  $E$  とすると、エネルギー分解能は  $1/\sqrt{E}$  に比例することを用いてエネルギー分解能を設定した。

## 3.3 モンテカルロによる評価

### 3.3.1 実験装置での各事象

実験装置における各事象は以下の 6 つのステップに分けることができる。

1.  $^{22}\text{Na}$  線源で  $\beta^+$  崩壊する
2.  $\gamma$  線 (1275keV) が上のコリメータを抜ける
3.  $\gamma$  線 (1275keV) が NaI シンチ S で光電効果をおこす
4. 陽電子がシリカエアロジェルでとまる
5.  $o\text{-Ps}$  を形成して、3  $\gamma$  崩壊する
6. シリカエアロジェルで放出された  $\gamma$  線を NaI シンチ A、B、C で観測する

以上のステップをモンテカルロでシミュレーションすることで、各事象のさらなる理解をすすめ、レートの見積もりを行った。

1.  $^{22}\text{Na}$  線源で  $\beta^+$  崩壊する

今回用いた  $^{22}\text{Na}$  線源の放射能は、2011 年 8 月 11 日に  $8.47 \times 10^5 \text{Bq}$  であった。 $^{22}\text{Na}$  の半減期は 2.6 年であるので、本実験を開始した 2016 年 1 月 8 日時点での放射能は  $2.6 \times 10^5 \text{Bq}$  である。

2.  $\gamma$  線 (1275keV) が上のコリメータを抜ける

$^{22}\text{Na}$  線源で  $\beta^+$  崩壊したあとに、1275keV の  $\gamma$  線が上にある真鍮のコリメータを抜ける必要がある。図 26 より、このコリメータを抜ける割合は、

$$\frac{\text{コリメータの穴を見込む立体角}}{\text{全立体角}} = 0.35\%$$

である。

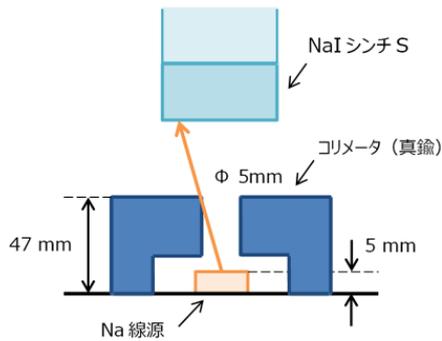


図 26:  $\gamma$  線 (1275keV) がコリメータを抜ける様子

### 3. $\gamma$ 線 (1275keV) が NaI シンチ S で光電効果をおこす

1275keV の  $\gamma$  線がシンチ S に入射したとき、そのエネルギーが高いために多くはコンプトン散乱をおこす。図 27 はシミュレーションで得た 1275keV の  $\gamma$  線のエネルギー分布であり、50keV から 1150keV の領域はコンプトン散乱、1150keV から 1400keV の領域は光電効果したものを検出したと考えられる。したがって、シンチで光電効果を起こす割合は、

$$\frac{\text{光電効果}}{\text{光電効果} + \text{コンプトン散乱}} = 24\%$$

である。

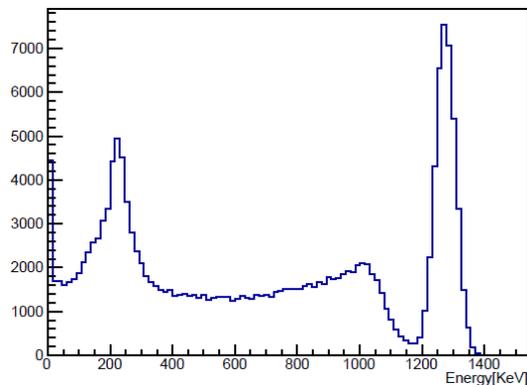


図 27: シミュレーションで得た  $\gamma$  線 (1275keV) のエネルギー分布

### 4. 陽電子がシリカエアロジェルでとまる

次に、 $\beta^+$  崩壊で生じた陽電子について見ていく。この陽電子は下のコリメータを抜けて、シリカエアロジェルに入射する。そのときに、陽電子がシリカエアロジェル内で電離してエネルギーを失ってとまる割合は、

$$\frac{\text{陽電子がシリカエアロジェルでとまる事象}}{\beta^+ \text{崩壊事象}} = 0.053\%$$

である。この割合が小さいのは、多くの陽電子はシリカエアロジェルに到達する前の物質でとまるからであり、図 28 よりエネルギーが大きい陽電子しかシリカエアロジェルに到達できない。また、図 29 よ

り、陽電子がシリカエアロジェルに到達したとしても、そのうちの 97% はシリカエアロジェルの表面から 20mm の領域でとまることがわかる。

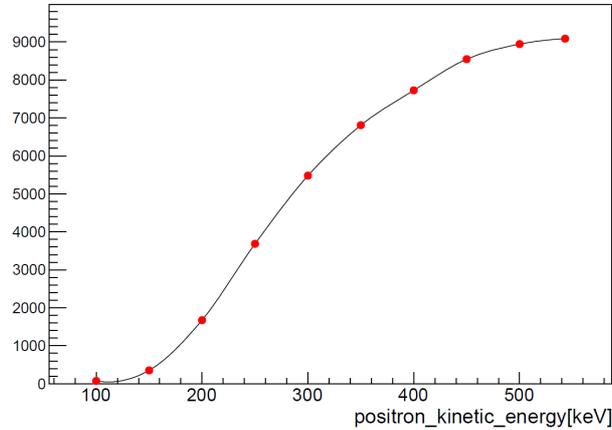


図 28: シリカエアロジェルに到達する陽電子の数と運動エネルギーの関係

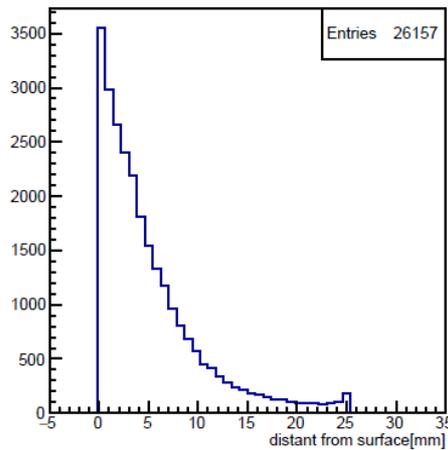


図 29: 陽電子がとまった位置とシリカエアロジェルの表面からの距離の関係

5. o-Ps を形成して、 $3\gamma$  崩壊する

シリカエアロジェルでとまった陽電子は、p-Ps、もしくは o-Ps を形成する。また、o-Ps を形成した後に、真空中では  $3\gamma$  崩壊するが、実際には一部が  $2\gamma$  崩壊する。それぞれの割合は理論で予測することが出来ないで、ここでは 10% と仮定する。

6. シリカエアロジェルで放出された  $\gamma$  線を NaI シンチ A、B、C で観測する

最後に、シリカエアロジェルで  $3\gamma$  崩壊して放出された  $\gamma$  線をシンチ A、B、もしくは C で観測する割合は、

$$\frac{\text{シンチ A、B、C で観測する事象数}}{\text{シリカエアロジェルでの } 3\gamma \text{ 崩壊事象数}} = 9.7\%$$

である。

以上を踏まえると、o-Ps 崩壊事象のレートは、 $1.1 \times 10^{-3} \text{events/sec}$  であることがわかった。一方で実際のトリガーレートは  $3.5 \text{events/sec}$  であり、多くのノイズやバックグラウンドを観測していることがわかる。

### 3.3.2 解析におけるエネルギー領域の定義付け

background study を行うにあたって、求めている事象の特徴をつかむことが必要となる。そこで、求めている事象がどのようなエネルギー分布であるかを理解し、そのエネルギー分布の特徴を考慮して、解析におけるエネルギー領域の定義付けを行った。2 $\gamma$  崩壊と 3 $\gamma$  崩壊をモンテカルロでシミュレーションして得たエネルギー分布が図 30 であり、のちに説明するカットをかけた実験データにおけるエネルギー分布が図 31 である。

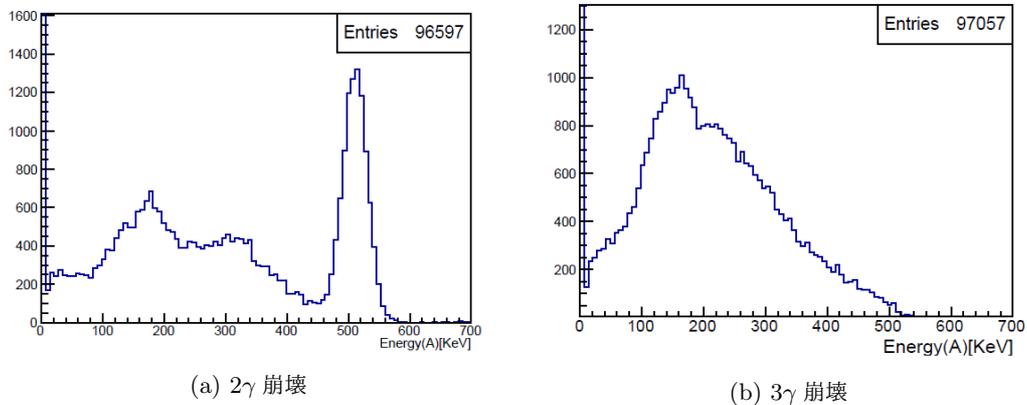


図 30: 各崩壊のシミュレーションで得たエネルギー分布

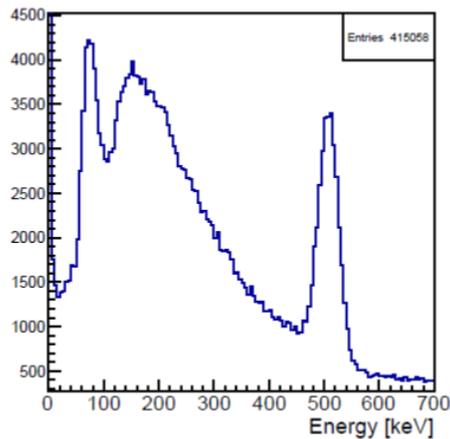


図 31: 実験データのエネルギー分布 (カット後)

まず、図 31 を見ると、100keV 以下の領域でピークがたっている。しかし、シミュレーションで得た図 30 にはそのようなピークはたっておらず、この領域においてはモンテカルロで正しくシミュレーション出来て

いないことがわかる。図 31 の 100keV 以下の領域は環境放射線や PMT の熱雑音、電気ノイズが含まれているため、この領域をノイズ領域と定義する。また、 $2\gamma$  崩壊においては 450-600keV におけるピークが特徴的である一方、 $3\gamma$  崩壊ではそのようなピークは見られない。そこで、450-600keV の領域を  $2\gamma$  崩壊領域とし、100-450keV の領域を  $3\gamma$  崩壊領域と定義した。そして、各崩壊のシミュレーションにおいて、定義した各エネルギー領域にどれだけの割合でイベントが含まれているのかを表しているのが表 2 である。この値はのちの寿命の算出において用いる。これからは、 $3\gamma$  崩壊領域における background study を行っていく。

表 2: 各崩壊の各エネルギー領域における割合

	ノイズ領域 [0-100keV]	$3\gamma$ 崩壊領域 [100-450keV]	$2\gamma$ 崩壊領域 [450-600keV]
$2\gamma$ 崩壊	68.67%	19.83%	10.15%
$3\gamma$ 崩壊	69.48%	29.65%	0.85%

### 3.3.3 background study(1)

$^{22}\text{Na}$  線源の位置から放出される 1275keV、511keV の  $\gamma$  線を下のシンチ A、B、C で直接検出してしまうと、バックグラウンドとなりうる。そこで、 $^{22}\text{Na}$  線源とシンチ A、B、C の間にあるコリメータ D (鉛) の厚さを変えることでバックグラウンドがどれだけ減少するのかをシミュレーションした。それぞれのエネルギーの  $\gamma$  線を  $^{22}\text{Na}$  線源から 100 万回放出するシミュレーションを行ったときのバックグラウンドの変化を表 3 に示した。これより、コリメータの厚さを 2 倍に変えるだけで、バックグラウンドを半減できることがわかった。

表 3: コリメータ D の厚さを変えたときのバックグラウンドの変化

コリメータ D の厚さ [mm]	10	20
$\gamma$ 線 (1275keV)	2929	1664
$\gamma$ 線 (511keV)	1830	653

### 3.3.4 background study(2)

シリカエアロジェルで対消滅して放出された  $\gamma$  線がシンチ A、B、C に入射したときを考える。この  $\gamma$  線がシンチの光電面の中心に入射すると、光電効果をおこすだけでなく、コンプトン散乱をする  $\gamma$  線も存在する。ただし、コンプトン散乱した後に散乱  $\gamma$  線がシンチにおいて光電効果を起こすことで入射  $\gamma$  線のエネルギーを正しく測定することが出来る。しかし、 $\gamma$  線がシンチの端に入射してコンプトン散乱したときに、シンチの外に散乱  $\gamma$  線がより逃げてしまうようになる。その結果、入射  $\gamma$  線のエネルギーの一部を散乱  $\gamma$  線が持ち去ってしまうので、エネルギーを低く検出してしまうことになる。それによって、本来は  $2\gamma$  崩壊領域で捉えるはずだった事象を  $3\gamma$  崩壊領域で捉えてしまう可能性がある。そこで、コリメータ B の穴の大きさを小さくすることを考える。そうすれば、シンチの端に入射する  $\gamma$  線を除去することができ、正しくエネルギーを検出することができるはずである。そのようなシミュレーションをしたときのエネルギー分布が図 32 である。

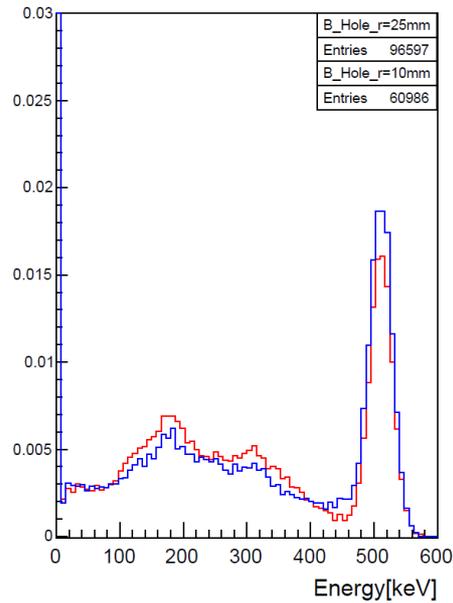


図 32: コリメータ B の穴の大きさを変えたときのエネルギー分布の比較  
 赤のヒストグラムは半径 25mm、青のヒストグラムは半径 10mm のときのエネルギー分布である。それぞれ検出した事象数で規格化している。

たしかに、コリメータ B の穴の大きさを小さくしたときのほうが 511keV の光電ピークにおける割合が増大しており、光電ピークを正しく観測していることがわかる。しかし、光電ピークとコンプトン散乱の間の谷を見てみると、穴の大きさを小さくしたときのほうが浅くなっている。これは、コリメータ B の穴の大きさが小さくなることで、コリメータに入射する  $\gamma$  線が増加してしまい、それがコンプトン散乱してシンチで捉えてしまうことによるものと考えられる。また、コリメータの穴の大きさを 25mm から 10mm に変えたとき、検出する事象数が 37% も減少してしまう。したがって、コリメータ B の穴の大きさを変化させても有意な効果を得ることが出来なかった。

## 4 オルソポジトロニウム寿命測定のための事象選別 (担当：山元 大生)

本実験で得られたデータは図 33、図 34 の通りである (測定日：2016 年 1 月 8 日～16 日,18 日,19 日 測定時間：695632 sec)。

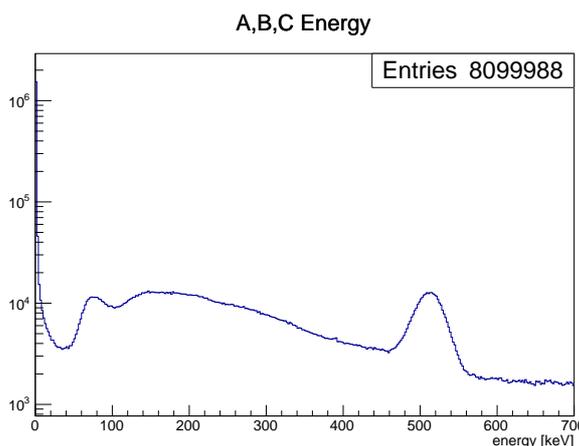


図 33: no cut のエネルギー分布

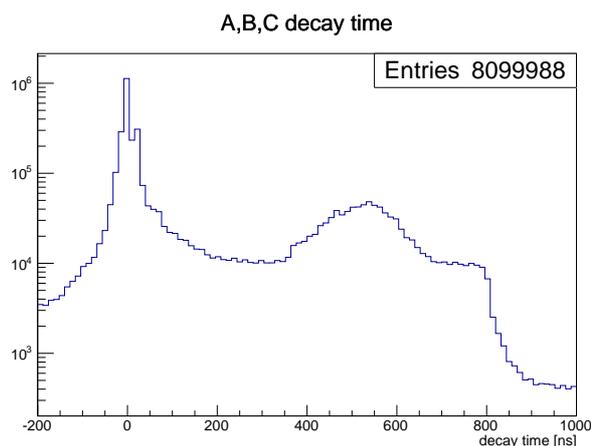


図 34: no cut の崩壊時間分布

図 33 は NaI シンチ A,B,C で観測したそれぞれのエネルギー分布を足したものであり、 $2\gamma$  崩壊由来の 511 keV 付近にピークが確認できる。図 34 は NaI シンチ A,B,C で観測したそれぞれの崩壊時間の分布を足したものである。崩壊時間とは、シンチ S の Low 信号が出てからシンチ A,B,C の Low 信号が出るまでの時間である。本実験では、シンチ S の High 信号によって開かれるコインシデンスゲートの幅を 800 ns としたので、800 ns で大幅にイベント数が減っている。また、550 ns 付近にピークがみられるが、これはオルソポジトロニウムの崩壊ではない電氣的なノイズだと思われる。

この結果から、背景事象を除去し、オルソポジトロニウムの崩壊と思われる事象を選別する。

### 4.1 シンチ A,B,C における事象選別

シンチ A,B,C で観測される  $\gamma$  線のエネルギーは、 $2\gamma$  崩壊由来ならば 511 keV であり、 $3\gamma$  崩壊由来ならば 0~511 keV である。しかし、シンチレーターの分解能を含めると、シンチ A,B,C で観測される  $\gamma$  線のエネルギーは 0~600 keV に分布する。本実験では、解析に用いるエネルギーの上限値を 600 keV とした。また、実測値とシミュレーションの相違から、100 keV 未満はノイズ領域と考え、解析には用いないものとした。

### 4.2 シンチ S における事象選別

シンチ S で観測される  $\gamma$  線のエネルギーは、 $^{22}\text{Na}$  の  $\beta$  崩壊由来の 1275 keV である。この  $\gamma$  線を検出した事象に絞ることで選別を行う。

#### 4.2.1 Low High カット

シンチ S において 1275 keV の  $\gamma$  線を観測する場合、光電効果により全てのエネルギーを NaI に与え、決まった高さのパルスが得られる。一方、コンプトン散乱によりシンチレーター外に  $\gamma$  線が逃げると、光電効果に比べて低いパルスが得られる (図 35)。

パルスの立ち上がり時間は一定であるので、低い閾値 (Low) を超える時間と高い閾値 (High) を超える時間の差 ( $t_{HL}$ ) は、光電効果によるパルスのほうが小さくなる。

この相関はエネルギーと時間の相関として捉えることができる。シンチ S のパルスが立ち上がりから全て ADC gate 内に収まっている場合、パルスの高さはエネルギーに相当するので、エネルギーが小さいほど  $t_{HL}$  は大きくなるといえる。実測のデータにおいて、この相関が確認できた (図 36)。図 36 を x 方向に射影したヒストグラムが図 37 である。図 37 におけるピークが 1275 keV の  $\gamma$  線を光電効果で捉えた事象に対応する。

コンプトン散乱をし、 $\gamma$  線のエネルギーを NaI に与えきらなかったイベントは解析上排除したいので (詳しくは後述)、 $t_{HL}$  が 20~23 ns となるイベントを選んだ。

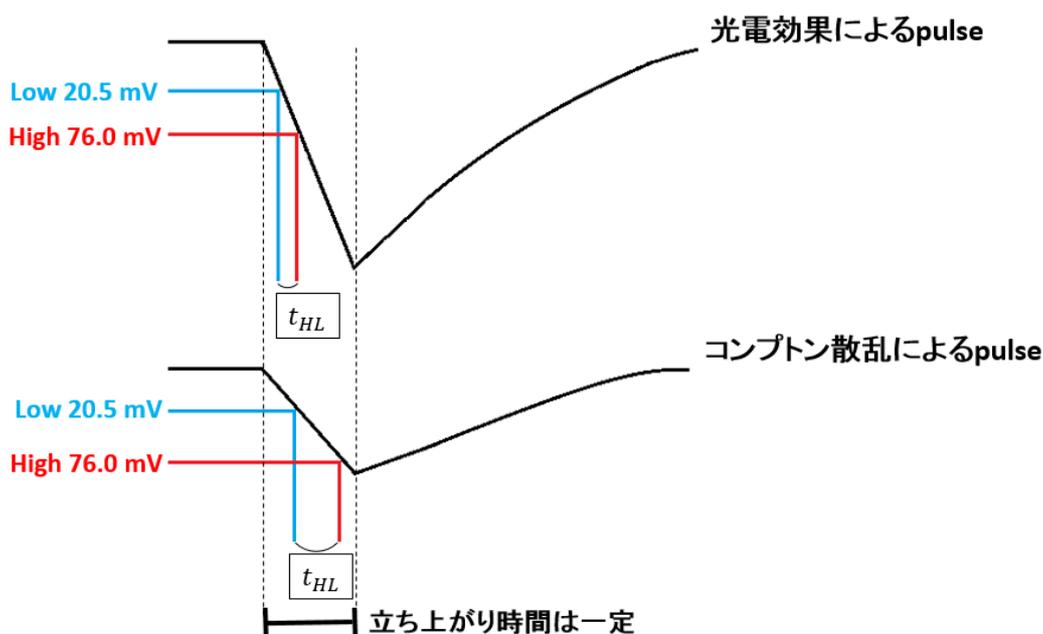


図 35: 光電効果によるパルスとコンプトン散乱によるパルス

図 38・図 39 は、横軸にシンチ S の High のディスクリを越えた時間 ( $t_{H0}$ )、縦軸にシンチ S のエネルギーを示している。横軸は、あるオフセット値から崩壊時間を引いた値を意味している。

図 38 はカットする前、図 39 は Low High カットをした後のヒストグラムである。-300 ns 付近にみられる縦の筋や、-500~-400 ns にかけてみられる斜めの筋がカットされていることが分かる。

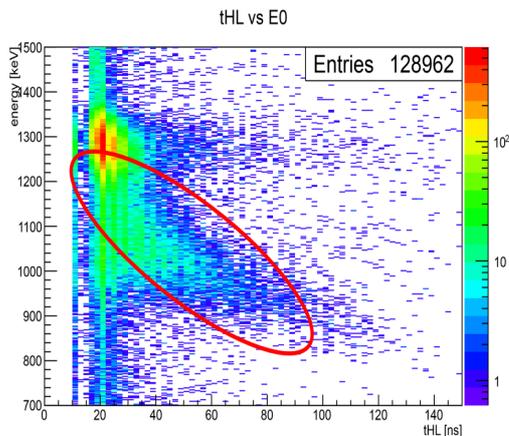


図 36: シンチ S におけるエネルギーと  $t_{HL}$  の相関

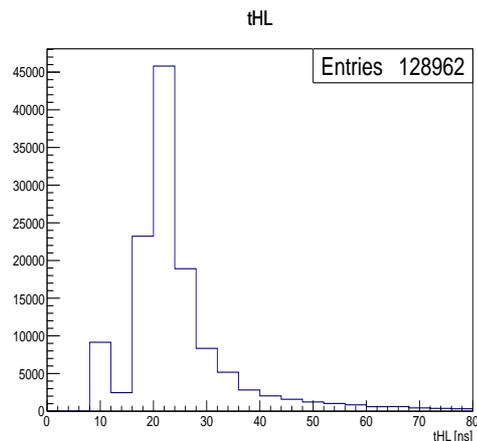


図 37:  $t_{HL}$  の分布

※シンチ S のパルスが立ち上がりから全て ADC gate 内に収まっている事象のみを選んだ。

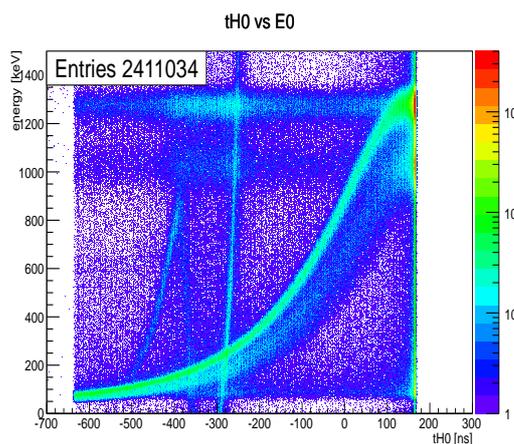


図 38:  $t_{H0}$  とエネルギーの相関 no cut

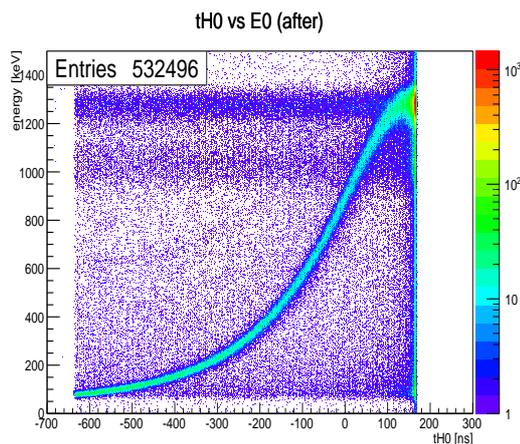


図 39:  $t_{H0}$  とエネルギーの相関 Low High カット後

このカットの前後の崩壊時間の分布を図 40 に示す。550 ns 付近にあったピークを排除することに成功した。

#### 4.2.2 Slope カット

本実験は、シンチ S とシンチ A (または B,C) の AND の信号がトリガーである (前章参照)。シンチ S からのパルスにより coincidence gate が開き、その gate 内にシンチ A (または B,C) からのパルスがあれば、そのタイミングで ADC gate を開く。ここで、coincidence gate と ADC gate の開く時間の差を  $\Delta t$  とする (ディスクリの High と Low を区別しなければ、 $\Delta t$  は崩壊時間と同じ意味である)。

また、本実験では stop より前の  $2 \mu\text{s}$  を読み出す TDC を用いているので、 $t_{H0} = \text{const.} - \Delta t$  となっている。

A,B,C decay time

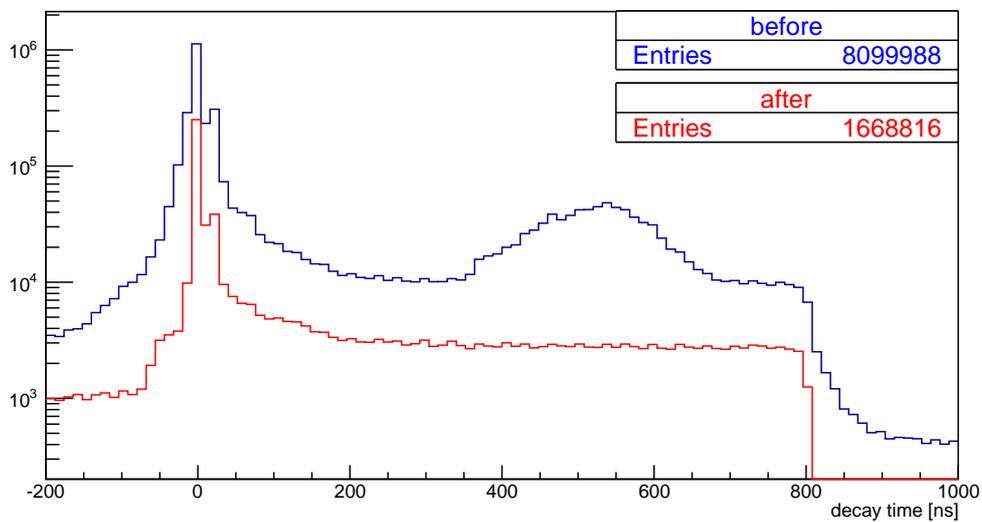


図 40: Low High カット後の崩壊時間分布

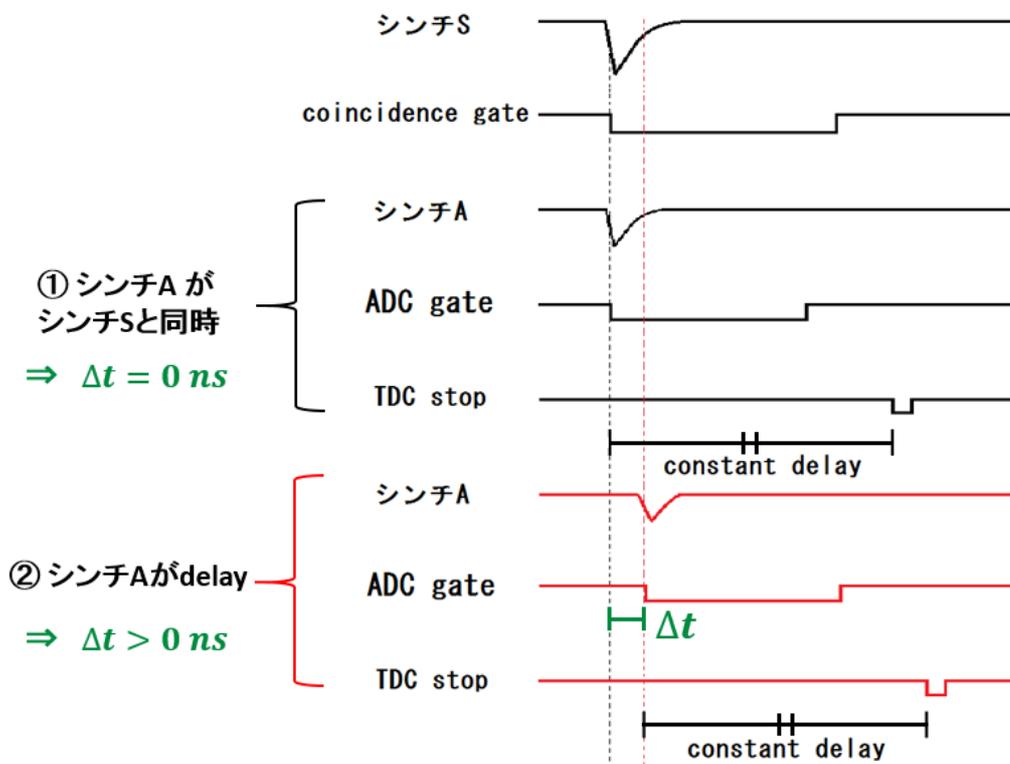


図 41: Slope カットの動機

以下のような2つの場合を考える (図 41 参照のこと)。

①  $\Delta t = 0$  ns のとき、すなわちシンチ S とシンチ A (または B,C) からのパルスが同時に得られるとき、シンチ S からのパルスは ADC gate 内に全て取まる。従って、正しくパルスが積分され、1275 keV に相当するチャージを得る。また、 $t_{H0} = const$  となる。

②  $\Delta t > 0$  ns のとき、シンチ S からのパルスに対して ADC gate は  $\Delta t$  だけ遅れる。そのため、パルスは全て積分されず、見かけ上 1275 keV よりも小さいエネルギーに対応するチャージを得る。また、 $t_{H0}$  は  $\Delta t$  だけ小さくなる。

このことを検証するため、故意に ADC gate を 20 ns ずつ遅らして、得られたチャージをエネルギーに変換し、そのピークと  $1\sigma$  をプロットした (図 42)。 $t_{H0}$  は  $\Delta t$  の分だけ小さくなるので、図 42 を y 軸に対して反転した相関が得られる (図 43)。図 39 のカーブ上の事象が 1275 keV の  $\gamma$  線に対応することが分かる。

$t_{H0}$  とエネルギーに相関がある事象を選ぶために、 $t_{H0}$  を 10 ns 毎に分けてエネルギー分布をガウシアンフィットしピークと  $\sigma$  を求めた (図 44, 表 4)。ただし、コンプトン散乱によるイベントを含めてしまうと非対称な分布になり正しくカットができないので、Low High カットを実行後に求めた。得られたピークから  $\pm\sigma$  に含まれるイベントを選び、そのほかのイベントは排除した。

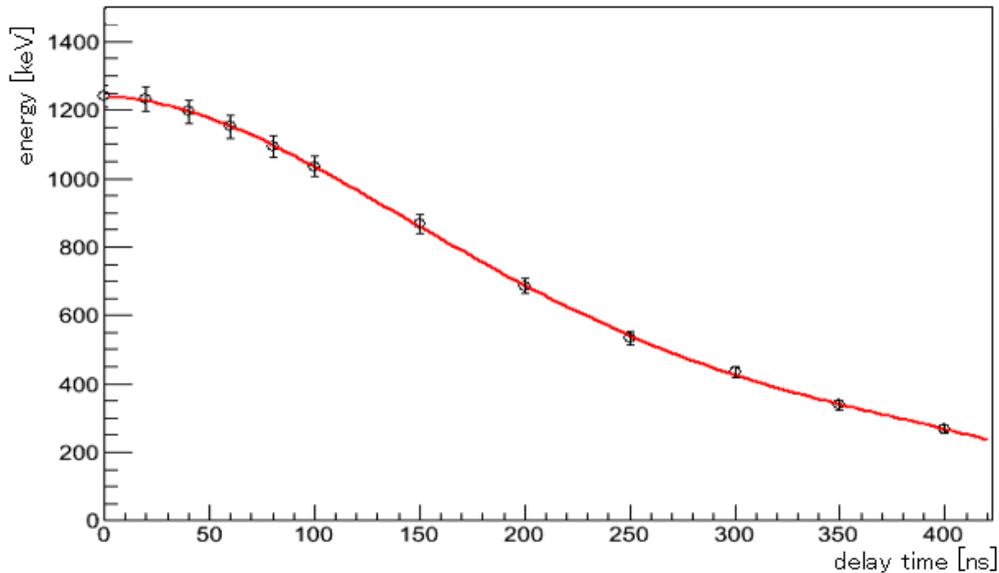


図 42: エネルギーの変遷

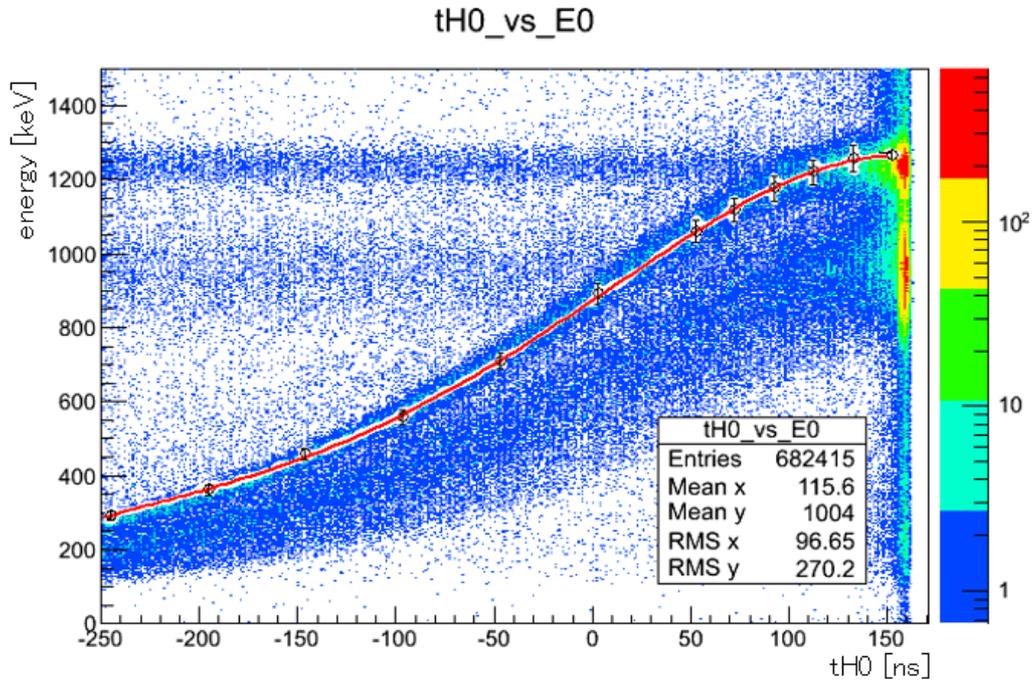


図 43: tH0 とエネルギーの相関

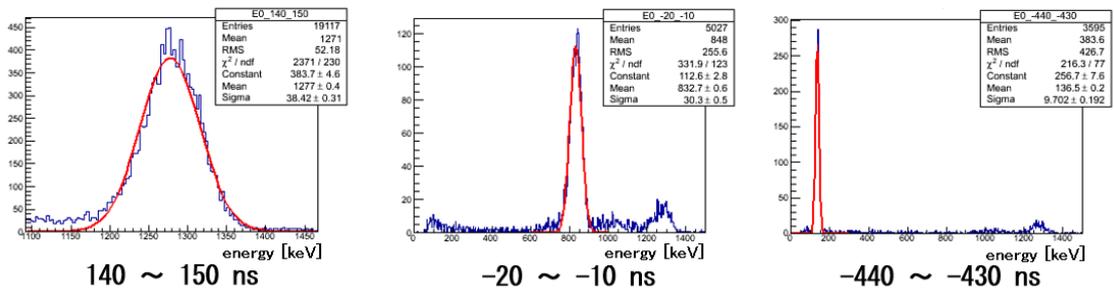


図 44: 10 ns ずつ分けたエネルギー分布の例

表 4: 各時間でのガウシアンのパークと  $\sigma$

tH0 [ns]	peak [keV]	$\sigma$ [keV]	tH0 [ns]	peak [keV]	$\sigma$ [keV]	tH0 [ns]	peak [keV]	$\sigma$ [keV]
160~150	1279	37	-110~-120	533	23	-380~-390	164	10
150~140	1278	37	-120~-130	508	20	-390~-400	158	10
140~130	1277	36	-130~-140	485	21	-400~-410	152	9
130~120	1267	38	-140~-150	463	19	-410~-420	147	10
120~110	1252	37	-150~-160	441	19	-420~-430	142	9
110~100	1236	39	-160~-170	420	18	-430~-440	137	9
100~90	1215	44	-170~-180	401	18	-440~-450	132	9
90~80	1187	47	-180~-190	384	16	-450~-460	128	9
80~70	1157	43	-190~-200	366	16	-460~-470	124	8
70~60	1125	39	-200~-210	350	15	-470~-480	120	9
60~50	1089	38	-210~-220	333	16	-480~-490	117	8
50~40	1056	37	-220~-230	318	15	-490~-500	113	8
40~30	1019	36	-230~-240	305	14	-500~-510	109	8
30~20	984	35	-240~-250	290	15	-510~-520	106	8
20~10	950	34	-250~-260	279	15	-520~-530	104	7
10~0	912	34	-260~-270	266	13	-530~-540	104	7
0~-10	873	32	-270~-280	253	13	-540~-550	100	8
-10~-20	836	29	-280~-290	244	13	-550~-560	97	7
-20~-30	801	28	-290~-300	233	12	-560~-570	95	8
-30~-40	769	28	-300~-310	224	12	-570~-580	93	7
-40~-50	734	28	-310~-320	215	12	-580~-590	91	7
-50~-60	701	25	-320~-330	207	11	-590~-600	88	7
-60~-70	669	26	-330~-340	198	12	-600~-610	86	7
-70~-80	639	24	-340~-350	191	11	-610~-620	84	7
-80~-90	612	24	-350~-360	183	11	-620~-630	82	6
-90~-100	583	23	-360~-370	176	10	-630~-640	80	7
-100~-110	558	22	-370~-380	170	10	-640~-650	79	6

### 4.3 カットの結果・解釈

全てのカットを行った後の崩壊時間分布が図 45 である。200~800 ns に観測されたイベントのほとんどは、時間に依存せず常に一定の割合で存在しており、2つの異なるベータ崩壊による $\gamma$ 線を観測したアクシデンタルイベントである。

一方 50~200 ns に観測されたイベントの中には、オルソポジトロニウムの崩壊に由来する $\gamma$ 線を観測したものがある。そのため、時間に対して指数関数的に変化していることが分かる。

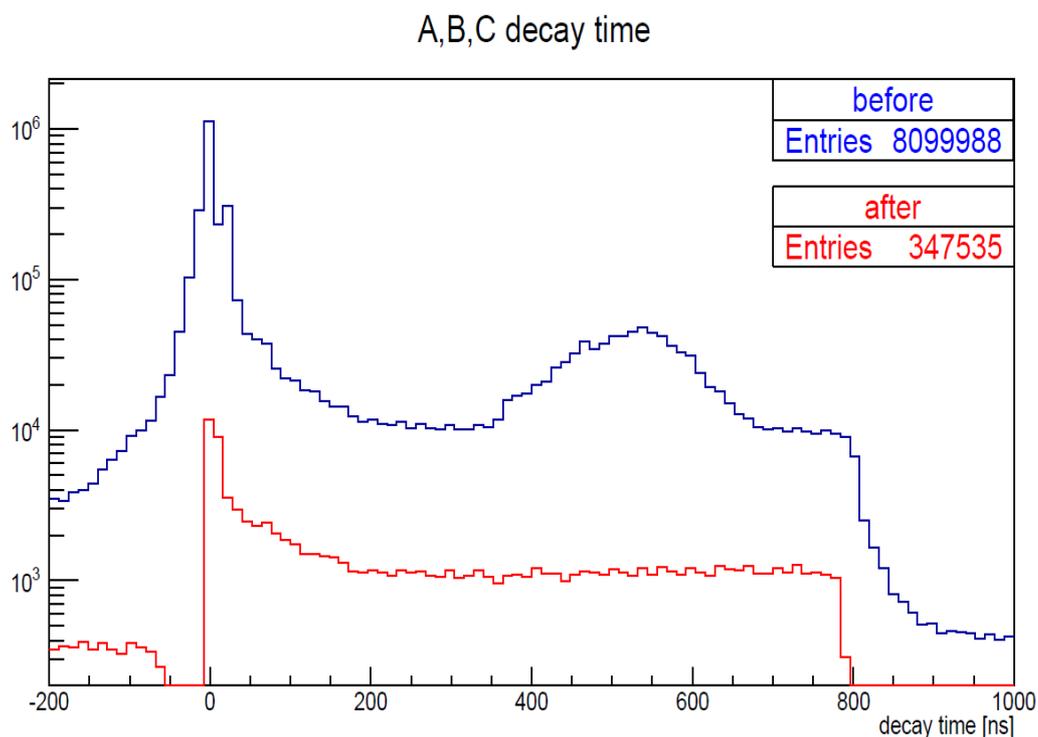


図 45: 全カット後の崩壊時間分布

この解釈が妥当かを確かめるために、シリカエアロゲルを置かずにその他は全く同じ条件でデータを取った。測定時間が異なるため、比較は1s当たりのカウント数で行った(図 46)。青色はシリカエアロゲル有りのデータであり、赤色は無しデータのデータである。

アクシデンタルイベントの領域では、誤差の範囲で一致している個所も多く存在するが、オルソポジトロニウムの崩壊に由来するイベントを含むと思われる領域では大きな差が見える。

### A,B,C decay time

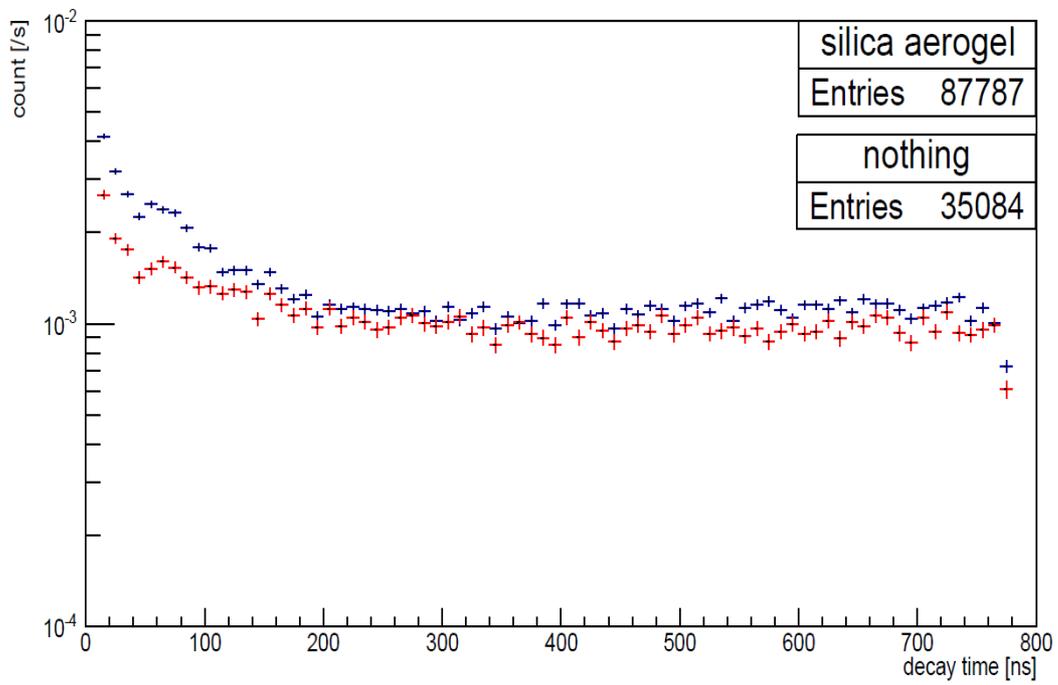


図 46: 崩壊時間分布の比較

## 5 結果 (担当: 竹田 康亮)

オルソポジトロニウムの寿命を求めるためには、background を削減したイベントサンプルから得た NaI シンチレータ A,B,C の時間分布のヒストグラムに次の形の指数関数を fitting すればよい。

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) + N_{BG} \quad (27)$$

$N_{BG}$  は時間に依存しない背景事象を考慮して導入したパラメーターである。

本実験では事象数を増やし、より正確な解析を行うために NaI シンチレータ A,B,C で求めた時間分布のヒストグラムをそれぞれ足し合わせたデータを用いたいと考えた。NaI シンチレータ A,B,C が等方的であればヒストグラム同士を足し合わせても結果に矛盾は生じない。ゆえに初めに、より正確な解析を行うために NaI シンチレータ A,B,C の等方性を確認した。さらに bin 幅を変えることによる誤差の検討をし、最後にエアロシリカゲルの有り無しの場合を検討し本実験の正確性を議論した。

### 5.1 NaI シンチレータの等方性の検討

NaI シンチレータ A,B,C の等方性を確認するために、NaI シンチレータ A,B,C から得られた時間分布のヒストグラムを指数関数による fitting を行った。fit 範囲は  $50 \leq t \leq 750$  である。fit 範囲の下限は  $t = 0[\text{ns}]$  には、崩壊と関係のない事象のピークも現れているので  $50[\text{ns}]$  とし、fit 範囲の上限は fit 関数が正確にデータを扱える限界である  $750[\text{ns}]$  とした。そして、各時間分布から求めたオルソポジトロニウムの寿命同士を比較して、統計誤差の範囲内で一致すればこれらのシンチレータは等方的であると言える。fitting で求めたパラメータは次のようになる。また、ヒストグラムへの fitting 結果を次ページの図 47~49 に示す。

表 5: 各シンチレータへの Fit 結果 (bin 幅 = 24[ns])

シンチレータ	$\tau_{eff}[\text{ns}]$	$N_0$	$\chi^2/ndf$
A	$44.7 \pm 2.9$	$3448 \pm 436$	62.97/28
B	$43.3 \pm 3.2$	$3308 \pm 474$	61.85/28
C	$47.0 \pm 3.2$	$2605 \pm 332$	38.31/28

NaI シンチレータ A,B,C から得られた  $N_0$  のパラメータは各々おおよそ一致している。また、NaI シンチレータ A の時間分布から求めた寿命を  $\tau_{eff_A}$  のように表すと、

- $\tau_{eff_A}$  と  $\tau_{eff_B}$  は  $0.32\sigma$  の範囲で一致する
- $\tau_{eff_A}$  と  $\tau_{eff_C}$  は  $0.81\sigma$  の範囲で一致する
- $\tau_{eff_B}$  と  $\tau_{eff_C}$  は  $0.53\sigma$  の範囲で一致する

この結果より各シンチレータで求めた寿命はそれぞれ統計誤差の範囲で一致すると言えるので、NaI シンチレータの等方性は確認できた。よって各シンチレータの時間分布のヒストグラムを足し合わせたヒストグラムで解析を進めてることに問題は生じないと確かめられた。

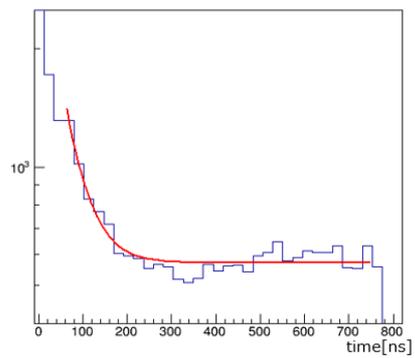


図 47: NaI シンチレータ A

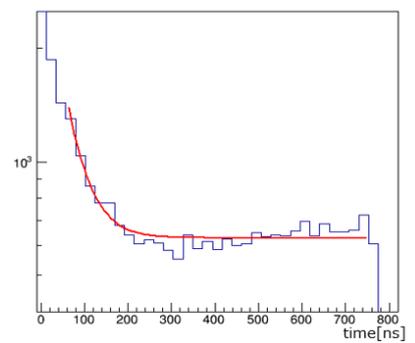


図 48: NaI シンチレータ B

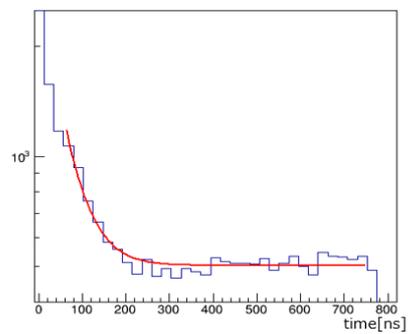


図 49: NaI シンチレータ C

## 5.2 bin 幅による誤差の検討

前節で、足し合わせたヒストグラムでの解析に問題は生じないことが確かめられたが、さらにこの足し合わせたヒストグラムの bin 幅を変えることにより誤差は生じるのかどうかを検討する。bin 幅を変更したヒストグラムを指数関数で fitting を行い、それらの寿命が一致するかどうかを調べる。統計誤差の範囲内で一致すれば、bin 幅の変更による誤差は無視できると結論付ける。fitting 結果を以下に示す。

表 6: bin 幅ごとの fit 結果

bin 幅 [ns]	$\tau_{eff}[ns]$	$\chi^2/ndf$
12	43.5±2.0	234/54
24	42.7±1.8	139.4/25
36	40.7±1.9	96.8/16

bin 幅が 12[ns] の時の寿命を  $\tau_{bin=12}$  の様に表すと、

- $\tau_{bin=12}$  と  $\tau_{bin=24}$  は  $0.29\sigma$  の範囲で一致する
- $\tau_{bin=12}$  と  $\tau_{bin=24}$  は  $1.01\sigma$  の範囲で一致する
- $\tau_{bin=24}$  と  $\tau_{bin=36}$  は  $0.76\sigma$  の範囲で一致する

よって bin 幅を変えて求めた寿命は互いに統計誤差の範囲内で一致すると言える。よってこれ以降の解析では、 $\chi^2/ndf$  が最も 1 に近い bin 幅 = 24[ns] の場合を用いる。

## 5.3 寿命の測定結果

本実験で求める寿命は NaI シンチレータ A,B,C の時間分布のヒストグラムを足し合わせたヒストグラムを指数関数で fitting すれば良いことはこれまでの節で確認してきた。足し合わせたヒストグラムの fitting 結果を以下に示す。また、ヒストグラムへの fitting 結果を図 50 で示す。

表 7: fit 結果

fit-parameter	value
$\tau_{eff}[ns]$	44.9±1.8
$\chi^2/ndf$	139.4/25
$N_0$	$(11.9\pm 1.1)\times 10^3$
$N_{BG}$	$(184.8\pm 0.9)\times 10$

fitting 範囲は  $50 \leq t \leq 750[ns]$  の範囲である。ゆえに空気中でのオルソポジトロニウムの寿命の測定結果は

$$\tau_{eff} = 44.9 \pm 1.8[ns] \quad (28)$$

と求まった。

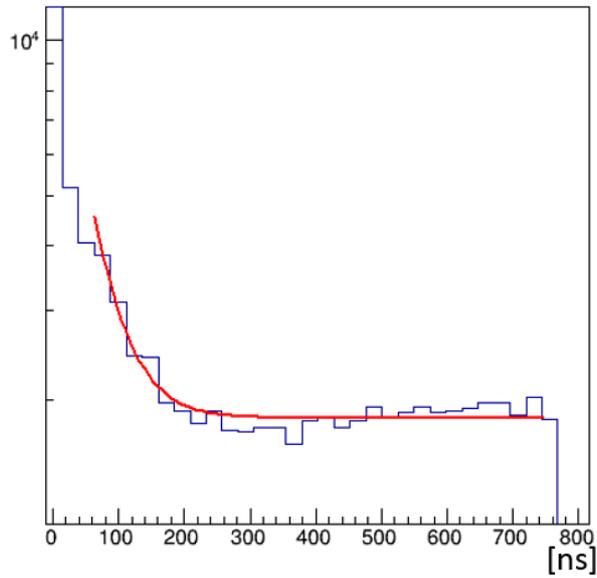


図 50: bin 幅 = 24[ns] の場合の時間分布

#### 5.4 比較実験

シリカエアロゲルの入った紙の筒を取り除いて行った実験の時間分布から  $N_{BG}$  の値を求める。その結果を以下に示す。

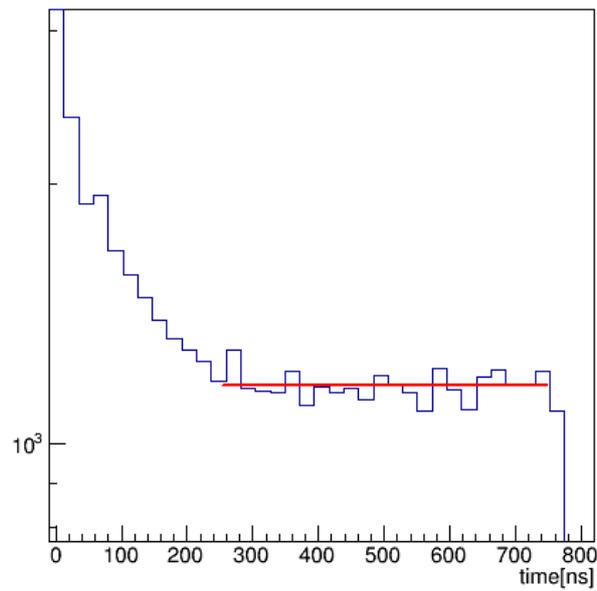


図 51: エアロシリカゲルなしのデータに対する fitting

表 8: fit 結果

bin 幅 [ns]	$N_{BG}$
12	$(62.2 \pm 0.39) \times 10$
24	$(12.65 \pm 0.008) \times 10^2$
36	$(18.76 \pm 0.12) \times 10^2$

これらは統計誤差の範囲で一致する。よってこの  $N_{BG}$  の値と、初めに求めた  $\tau_{eff}$  の値を用いてシリカエアロゲルなしのデータの時間分布に次の形の指数関数を用いて fitting を行った。

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{44.9}\right) + 1265 \quad (29)$$

求めたパラメータ  $N_0$  と、シリカエアロゲルありの場合に求めたパラメータ  $N_0$  を比較する。

表 9: fit 結果

あり	なし
$(11.9 \pm 1.1) \times 10^3$	$(50.5 \pm 2.1) \times 10^2$

シリカエアロゲルがある場合のほうがシリカエアロゲルのない場合に比べて  $N_0$  が約 2 倍であり、このことから、確かにシリカエアロゲルがある場合にはオルソポジトロニウムの崩壊を見ていると言える。

## 5.5 Fitting に用いるエネルギー範囲の検討

本実験では 100~600keV の範囲でのデータを集めて、時間分布のヒストグラムを作成した。このヒストグラムがオルソポジトロニウムの崩壊を捉えているかの確認をする。その為にオルソポジトロニウムが  $3\gamma$  で崩壊するエネルギー領域 (100~450keV)、オルソポジトロニウムが  $2\gamma$  で崩壊するエネルギー領域 (450~600keV) の時間分布のヒストグラムを作成し、それらを指数関数での fitting を行った (2.3.2 節参照)。求めた寿命が一致するかどうかを確認する。fitting の結果を以下に示す。また、各エネルギー領域でのヒストグラムを図 52,53 に示す。

表 10:  $3\gamma$  崩壊領域 (100~450keV)

fit-parameter	value
$\tau_{eff}$ [ns]	$44.2 \pm 2.0$
$\chi^2/ndf$	106/28
$N_0$	$(74.1 \pm 6.5) \times 10^2$
$N_{BG}$	$(14.18 \pm 0.08) \times 10^2$

表 11:  $2\gamma$  崩壊領域 (450~600keV)

fit-parameter	value
$\tau_{eff}$ [ns]	$48.5 \pm 4.0$
$\chi^2/ndf$	41.7/28
$N_0$	$(18.6 \pm 2.8) \times 10^2$
$N_{BG}$	$(28.4 \pm 0.4) \times 10$

この結果より、オルソポジトロニウムの  $3\gamma$  崩壊のエネルギー領域で求めた寿命と、 $2\gamma$  崩壊のエネルギー領域で求めた寿命は  $0.96\sigma$  の範囲で一致する。よってどちらのエネルギー領域もオルソポジトロニウムの崩壊を観測していると言える。

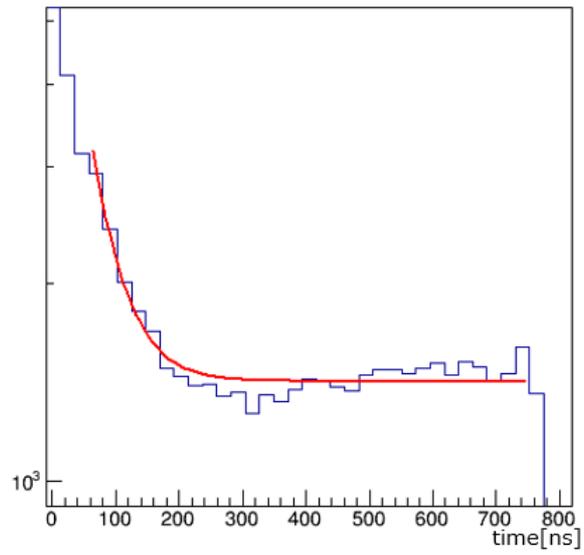


図 52: 100~450keV のエネルギー領域での fitting

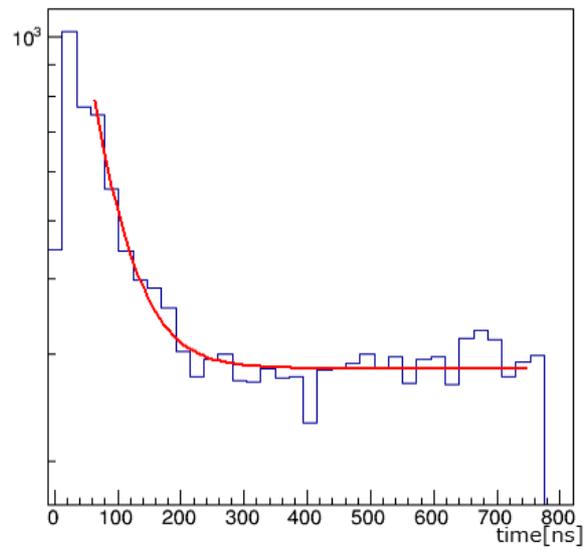


図 53: 450~600keV のエネルギー領域での fitting

## 5.6 真空中における寿命との関係式

求めた寿命  $\tau_{eff} = 44.9[\text{ns}]$  は空气中で観測した場合のオルソポジトロニウムの寿命である。空气中ではオルソポジトロニウムは pick-off 反応・スピン交換反応によって  $2\gamma$  崩壊を起こし、真空中での寿命よりも実験で観測する寿命は小さくなる。求めたいのは、オルソポジトロニウムが真空中で  $3\gamma$  崩壊のみを起こすときの崩壊寿命であり、この時の寿命を  $\tau_{3\gamma\text{vacuum}}$  とする。ある時刻  $t$  での未崩壊のオルソポジトロニウムの個数を  $N(t)$  とし、 $2\gamma$  崩壊するオルソポジトロニウムの時定数を  $\tau_{2\gamma}$  とすれば、次の関係式が成り立つ。

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \left( \frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} \right) N(t) \quad (30)$$

ここで、実験で観測する寿命  $\tau_{eff}$  との間には、

$$\frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} = \frac{1}{\tau_{eff}} \quad (31)$$

の関係式が成り立っている。式 (30) を変形すると、

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \left( \frac{dN_{3\gamma}}{dt} + \frac{dN_{2\gamma}}{dt} \right) = \left( \frac{1}{\tau_{3\gamma\text{vacuum}}} + \frac{1}{\tau_{2\gamma}} \right) N(t) \quad (32)$$

ここで、

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

より、これを代入して

$$\tau_{3\gamma\text{vacuum}} = \tau_{eff} \left( 1 + \frac{dN_{2\gamma}}{dN_{3\gamma}} \right) \quad (33)$$

$dN_{2\gamma}/dN_{3\gamma}$  を観測すれば  $\tau_{3\gamma\text{vacuum}}$  が求まる (1.8 節参照)。よってオルソポジトロニウムの崩壊モード別の事象数を考える必要がある。

### 5.6.1 オルソポジトロニウムの崩壊の事象数

ここで全オルソポジトロニウムの崩壊数のうち、 $2\gamma$  で崩壊する事象数、 $3\gamma$  で崩壊する事象数をそれぞれ  $N_{2\gamma}$ 、 $N_{3\gamma}$  とする。これらを求めることで式 (33) から  $\tau_{3\gamma\text{vacuum}}$  が求まる。しかし、実際には直接それらの事象数は求めることが出来ない。2.3.2 節で議論したように、100~450keV 領域で観測される割合を  $R_1$ 、450~600keV 領域で観測される割合を  $R_2$ 、観測した  $3\gamma$  崩壊の事象のうち、100~450keV 領域で観測される割合を  $R_3$ 、450~600keV 領域で観測される割合を  $R_4$  とすると、これらは次表にまとめられる。

表 12: 崩壊の割合 (各事象/観測した事象)

	100~450keV	450~600keV
$2\gamma$ 崩壊	$R_1 = 19.83\%$	$R_2 = 10.15\%$
$3\gamma$ 崩壊	$R_3 = 29.65\%$	$R_4 = 0.850\%$

100~450keV、450~600keV 領域で観測するオルソポジトロニウムの崩壊数を  $N_1$ 、 $N_2$  とすれば、例えば 100

～450keV 領域で観測される崩壊数は、全崩壊数のうち 100～450keV 領域で  $2\gamma$  崩壊する事象数と  $3\gamma$  崩壊する事象数の和である。ゆえに次の関係式が成り立つ。

$$N_1 = R_1 N_{2\gamma} + R_3 N_{3\gamma} \quad (34)$$

$$N_2 = R_2 N_{2\gamma} + R_4 N_{3\gamma} \quad (35)$$

式 (34)(35) より、

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = \frac{N_1 R_{3\gamma_2} - N_2 R_{3\gamma_1}}{N_2 R_{2\gamma_1} - N_1 R_{2\gamma_2}} \quad (36)$$

という関係式が成り立つ。ゆえに、この式 (33)(36) これを用いることによって実験結果を真空での測定結果に相当する寿命に変換することが出来る。

### 5.6.2 各エネルギー領域での崩壊数

式 (33)(36) から真空でのオルソポジトロニウムの寿命が求まることが示されたので、次に実験で観測する崩壊数を求める。その為には、各エネルギー領域 100～450keV、450～600keV のヒストグラムに対して、寿命は式 (30) で求めた値を代入した形の指数関数で時間分布のヒストグラムを fitting すればよい。

$$N_0 \exp\left(-\frac{t}{44.9}\right) + N_{BG} \quad (37)$$

fitting 結果を以下に示す。

表 13: fit 結果 (100～450keV)

fit-parameter	value
$\chi^2/ndf$	106.1/29
$N_0$	$(7.9 \pm 0.2) \times 10^3$
$N_{BG}$	$(14.2 \pm 0.07) \times 10^2$

表 14: fit 結果 (450～600keV)

fit-parameter	value
$\chi^2/ndf$	44.26/29
$N_0$	$(2.3 \pm 0.1) \times 10^3$
$N_{BG}$	$(2.86 \pm 0.03) \times 10^2$

ある時間までに観測する崩壊数は定数  $C_1$ 、 $C_2$  を用いて

$$C_1 \times (o - Ps \text{ の崩壊数 : } N_0) + C_2 \times (\text{背景事象数 : } N_{BG})$$

と表されるので、ゆえに実験で観測できるオルソポジトロニウムの崩壊数に相当するのは  $C_1 \times N_0$  の項である。以上の結果から

$$\frac{N_{2\gamma}}{N_{3\gamma}} = 1.86 \pm 0.19 \quad (38)$$

ゆえに、真空で観測した場合のオルソポジトロニウムの寿命は

$$\tau_{3\text{gamma}_{measured}} = 128 \pm 10[\text{ns}] \quad (39)$$

と求められる。これは理論値  $142[\text{ns}]$  と  $1.4\sigma$  の範囲で一致する。

## 6 まとめと今後の課題 (担当：竹田 康亮)

### 6.1 まとめ

本実験では  $^{22}\text{Na}$  線源を用いて  $e^+$  を発生させ、シリカエアロゲルを用いてオルソポジトロニウムを生成した。 $^{22}\text{Na}$  線源からの  $\gamma$  線とポジトロニウムからの  $\gamma$  線を NaI シンチレータを用いてとらえることによって、オルソポジトロニウムの寿命を求めた。さらに、モンテカルロ法を用いて事象数を予測することで、解析の最適化を行い、また効率よく背景事象を削減し寿命測定の精度を高めた。また、シリカエアロゲルでのオルソポジトロニウムの寿命を真空中でのオルソポジトロニウムの寿命に変換する関係式を用いて、これにより求めたオルソポジトロニウムの寿命は  $128 \pm 10[\text{ns}]$  である。これは理論値  $142[\text{ns}]$  と  $1.4\sigma$  の範囲で一致する。

### 6.2 今後の課題

本実験では gate integrating 型 ADC モジュールを用いた。トリガーは NaI シンチレータ S と、NaI シンチレータ A,B,C の AND であるので (2.4.2 節参照)、ADC ゲートは同一となる。このことを利用して Slope カットを行ったが以下に挙げるような問題が生じた。

一定のエネルギー領域 (1275keV 付近、1000keV 付近、100keV 付近) に時間に依存しない分布がある (図 39 参照)。そのため Slope カットにより選別した事象にはこの分布を含む部分と、含まない部分が生じた。これにより図 50 に見られるように、図 39 の 100keV 付近の時間に依存しない分布を含む部分に対応する崩壊時間の事象が増えている。この問題を解決するには、NaI シンチレータ S と A,B,C の ADC 値をそれぞれ個別に取得すればよい。ゆえに一つの解決策は、波形デジタイザを用いることである。これにより、シンチレータごとに、ADC 値を取得することが出来るようになる。

この場合には、NaI シンチレータ S が正しく 1275keV に相当する波高のデータを取得した時間と、NaI シンチレータ A,B,C で 100~600keV に相当する波高のデータを取得した時間の差を取ればオルソポジトロニウムの寿命を得ることが出来る。これらにより、上記のような問題は回避することが可能になると考えられる。

## 参考文献

- [1] ヴェ・ペステッキー、イエ・リフシツ著、「相対論的量子力学」、東京図書株式会社、1969年
- [2] フェルミ著、「FERMI 原子核物理学」、吉岡書店、1954年

## 謝辞

本研究にあたり、指導教員の藏重教授には装置設計、プログラミングによる解析等ご丁寧に指導して頂きましたので、この場を借りてお礼申し上げます。

また、身内准教授、山崎教授、越智助教には、経過報告の度に的確な御指導を頂きまして、深く感謝しております。竹内教授、鈴木助教にも、研究室ミーティングでの発表練習の際に的確な御指導を頂きました。

PDの岸本さん、博士後期課程の細川さん、岡さん、陳さん、長谷川さん、矢ヶ部さん、山根さん、博士前期課程の木戸さん、橋本さん、藤田さん、山内さん、帝釋さん、長坂さん、長谷川さん、池田さん、斎藤さん、谷岡さんには、気さくに接して頂き、研究室での過ごし方やrootの使い方等を丁寧に教えて頂きました。たくさんの方のご協力のおかげで、本研究が進められたことを深く感謝いたします。