平成 19 年度　卒業論文

オルソポジトロニウム 3γ 崩壊の寿命測定

京都教育大学教育学部総合科学課程自然科学コース物質科学専攻
素粒子基礎物理学研究室

有田　義宣

2008.2.13.Wed 提出

概 要

電子と陽電子の束縛系であるポジトロニウムは二つの状態をもち, そのうちの一状態であるオルソポジトロニウムの寿命は理論では 142.08[nsec] とされている. 現在では 200ppm の精度で理論値と一致した測定値が得られているが, その検証は非常に重要視されており, 現在でも数々の大学・研究機関で測定されている. 今回は, オルソポジトロニウムの寿命測定に加えて, 実験中で時間測定モジュールのトリガーとなるプラスチックシンチレータについて, その陽電子通過率を求めることで, トリガーシンチレータの厚さについてのひとつの定量的な指針を示すことも目的とする.

結果として, オルソポジトロニウムの寿命は $\tau = 120.963 \pm 8.282[nsec]$ が得られ, 陽電子のプラスチックシンチレータ通過率を見積もることができた. 寿命測定に関しては, まだ取り除ききれていない寿命への寄与もみられるため, 新たな課題も明らかとなった.

目 次

第 1 章 Introduction **5**

1.1 Theory 5

1.1.1 positronium 5

1.1.2 positronium の寿命と崩壊について 6

1.2 ortho-Ps の寿命測定の背景 8

1.3 目的 8

第 2 章 Estimation **9**

2.1 方法 9

2.1.1 GEANT4 10

2.1.2 β 線スペクトル 13

2.1.3 プログラム 17

2.2 結果・考察 18

2.2.1 陽電子の scintillator 通過率 18

2.2.2 陽電子の空気の通過率 23

2.2.3 γ 線の通過率 29

2.2.4 エネルギー間隔と確率の関係 29

2.3 まとめ 30

第 3 章 Module **31**

3.1 NaI(Tl) 検出器 31

3.2 plastic scintillator 35

3.3 NIM module 37

3.3.1 DISCRIMINATOR 37

3.3.2 COINCIDENCE 37

3.3.3 PULSE AMPLIFIER 38

3.3.4 GATE GENERATOR 38

3.3.5 DELAY MODULE 38

3.3.6 DIVIDER MODULE 38

3.3.7 HIGH VOLTAGE 38

3.3.8 AMP 39

3.3.9 VISUAL SCALER 39

3.3.10 CLOCK GENERATOR 39

3.3.11 LEVEL ADAPTER 39

3.4 CAMAC module 40
3.4.1 CAMAC 制御について 40
3.4.2 PHADC 42
3.4.3 TDC 42
3.4.4 INTERRUPT REGISTER 43
3.4.5 SCALER 44

第 4 章 Calibration **45**
4.1 PHADC calibration 45
4.1.1 方法と回路 45
4.1.2 結果・考察 47
4.2 TDC calibration 52
4.2.1 方法と回路 52
4.2.2 結果・考察 55
4.3 まとめ 56

第 5 章 Experiment(ortho-Ps の寿命測定) **57**
5.1 方法 57
5.1.1 計算方法 57
5.1.2 実験方法 57
5.1.3 Ps の生成過程 58
5.2 Setup 59
5.3 回路 59
5.4 プログラム 64
5.5 結果 66
5.5.1 para-Ps の測定 66
5.5.2 ortho-Ps の測定 66
5.6 考察 72
5.6.1 エネルギー-時間分布 72
5.6.2 バックグラウンド 72
5.6.3 ortho-Ps の寿命 74

第 6 章 まとめと今後の課題 **76**

付 録 A Programs **77**

図 目 次

1.1 Positronium 6
1.2 Ps decay 7

2.1 GEANT4 exampleN03 のジオメトリ 10
2.2 通過させる物質と 10[cm] の空気の層 12
2.3 positron が物質に入射し対消滅する 12
2.4 betaspectrum 16
2.5 GEANT4 を用いた物質通過率のシミュレーション 17
2.6 positron 0.115[mm]scintillator の通過率 19
2.7 0.115[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後 19
2.8 positron 0.2[mm]scintillator の通過率 20
2.9 0.2[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後 20
2.10 positron 1[mm]scintillator の通過率 21
2.11 1[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後 21
2.12 scintillator の厚さと通過率の関係 22
2.13 positron 1[cm]Air の通過率 24
2.14 1[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後 24
2.15 positron 5[cm]Air の通過率 25
2.16 5[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後 25
2.17 positron 10[cm]Air の通過率 26
2.18 10[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後 26
2.19 positron 15[cm]Air の通過率 27
2.20 15[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後 27
2.21 positron 空気の厚さと通過率の関係 28
2.22 gamma-ray 空気との相互作用 28

3.1 γ 線のエネルギーによる NaI 出力波高の模式図. 左から, ~ 0.5[MeV], ~ 2[MeV], ~ 5[MeV] の範囲 32
3.2 光電子増倍管回路 33
3.3 光電子増倍管と NaI 結晶の接着 35
3.4 光電子増倍管とプラスチックシンチレータの接着 36

4.1 ADCcalibration Logic 46
4.2 ^{22}Na エネルギースペクトル 48

4.3 ^{60}Co エネルギースペクトル 48
4.4 ^{137}Cs エネルギースペクトル 49
4.5 エネルギースペクトル較正 49
4.6 ^{22}Na エネルギー較正後のスペクトル 50
4.7 ^{60}Co エネルギー較正後のスペクトル 50
4.8 ^{137}Cs エネルギー較正後のスペクトル 51
4.9 水晶発振子を用いた発振器 52
4.10 TDC calibration Logic 53
4.11 time chart of calibrration logic 54
4.12 TDC calibration 55

5.1 Setup 59
5.2 Logic 60
5.3 timechart 62
5.4 ortho-Ps DAQ algorithm 65
5.5 ADC-TDC channel 分布 67
5.6 ADC-TDC channel count 67
5.7 エネルギー-時間分布 68
5.8 エネルギー-時間　count 68
5.9 511[keV] 領域カット 69
5.10 para-Ps のエネルギー領域のカット 70
5.11 ortho-Ps の寿命 fitting 71
5.12 エネルギー-時間分布の傾向 73
5.13 パルスの大きさと時間のずれ 74

第1章　Introduction

素粒子のひとつである陽電子 (positron) の存在が 1928 年に Dirac の有名な仮説によって知られるようになり, それが実際に 1932 年 Anderson の実験によって発見されると, 陽電子と陽子のその性質の対応から 1934 年に Mohorovičićによって陽電子-電子の束縛状態が類推された. この"原子"ポジトロニウム (以下 Ps) はその状態に依って特有の寿命をもち, それ自身非常に単純できれいな系であるので, その寿命の精密測定は量子電磁力学の重要な検証になるといわれている.

本章では, その Ps の状態と寿命の関係や, 崩壊についての理論的な部分を確認し, 本研究の目的となる ortho-Ps の寿命測定とその背景について述べる.

1.1　Theory

Ps の波動関数と崩壊パターン, また寿命について理論的な部分を確認する.

1.1.1　positronium

重心系で,Ps 内の電子および陽電子の運動量は $\mathrm{p}_- = -\mathrm{p}_+ \equiv \mathrm{p}$ で,Ps の全ハミルトニアンは

$$
\begin{aligned}
H &= \frac{\mathrm{p}^2}{m} - \frac{e^2}{r} + V_1 + V_2 + V_3, \\
V_1 &= -\frac{\mathrm{p}^4}{4m^3c^2} + 4\pi\mu_0^2\delta(\mathrm{r}) - \frac{e^2}{2m^2c^2r}\left\{\mathrm{p}^2 + \frac{\mathrm{r(rp)p}}{r^2}\right\}, \\
V_2 &= 6\mu_0^2\frac{1}{r^3}1\mathrm{S}, \\
V_3 &= 6\mu_0^2\frac{1}{r^3}\left\{\frac{\mathrm{(Sr)(Sr)}}{r^2} - \frac{1}{3}\mathrm{S}^2\right\} + 4\pi\mu_0^2\left(\frac{7}{3}\mathrm{S}^2 - 2\right)\delta(\mathrm{r}).
\end{aligned}
\tag{1.1}
$$

ここで,$\mu_0 = e\hbar/2mc$ はボーア磁子,$\hbar = [\mathrm{rp}]$ は軌道角運動量の演算子である. $\mathrm{S} = (\delta_+ + \delta_-)/2$ は系の全スピンの演算子である. V_1 のなかには軌道性の補正項がすべて含まれ,V_2 にはスピン軌道相互作用,V_3 には<消滅型>相互作用のスピンのスピン相互作用が含まれる. <非摂動>ハミルトニアン

$$
H = \frac{\mathrm{p}^2}{m} - \frac{e^2}{r} \tag{1.2}
$$

は水素のハミルトニアンと, 電子の質量をその換算質量 m/2 に置き換えることが違うので,Ps のエネルギー準位はその絶対値で, 水素原子の半分の

$$E = -\frac{me^4}{4\hbar^2 n^2} \tag{1.3}$$

となる.(n は主量子数)

Ps のエネルギー準位は,S=0 および S=1 の値をとる全スピンによって分類され, スピン 0 の準位はパラ・ポジトロニウム (para-Ps), またスピン 1 の準位はオルソ・ポジトロニウム (ortho-Ps) と呼ばれる.

。

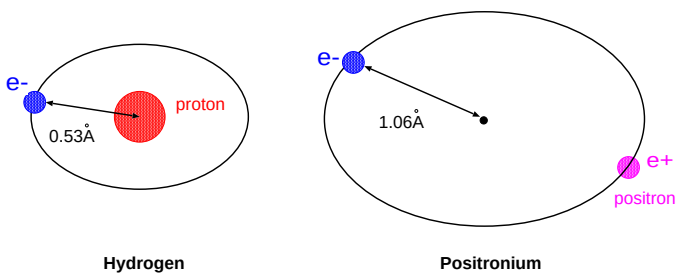


Fig. 1.1: Positronium

1.1.2 positronium の寿命と崩壊について

運動量保存のために,Ps 中の電子と陽電子の消滅は, 少なくとも 2 光子の放出を伴う必要がある.Ps が独立な状態で一光子消滅が起こり得ないことは, 高校数学を用いて次のように証明できる.

まず, 一光子消滅を仮定する. その場合, エネルギー保存の法則は,

$$h\nu = 2mc^2 + \frac{1}{2}mv^2$$

運動量保存則は,

$$mv = \frac{h\nu}{c}$$

である. ここで, 下式を上式に代入すると,

$$h\nu = 2mc^2 + \frac{1}{2}m\left(\frac{h\nu}{mc}\right)^2$$

となり, これを変形すると,

$$h^2\nu^2 - 2mc^2 h\nu + 4m^2c^4 = 0$$

が得られる. この式について $h\nu$ についての判別式を求めると,

$$D = (mc^2)^2 - 4m^2c^4 = -3m^2c^4 < 0$$

となり, 解 $h\nu$ が存在しないことが示される. 光子はエネルギーを持たなければならないので, これは仮定に矛盾し, 背理法で一光子消滅は否定される. [1]

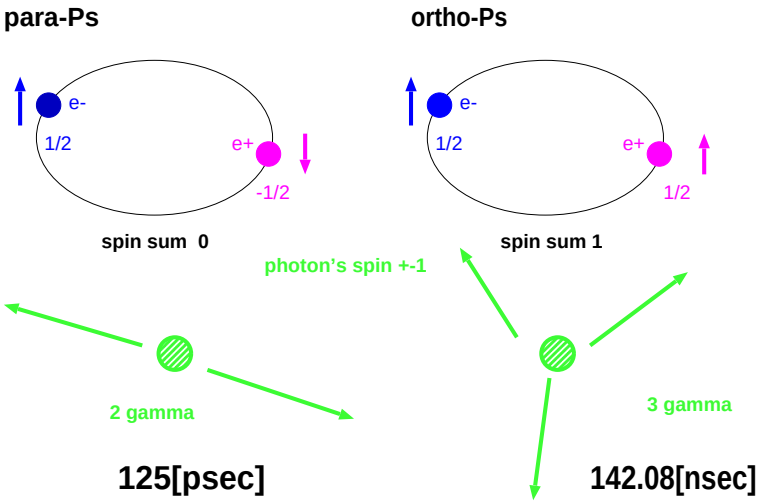


Fig. 1.2: Ps decay

また,2 光子系の全角運動量は 1 に等しくなりえないので,$^3S_1$ 状態にある Ps は 2 光子に崩壊できない. さらに $^3S_1$ 状態で Ps は荷電奇の系であるので, 任意の偶数個の光子への崩壊は一般に不可能である. 反対に $^1S_0$ 状態で Ps は荷電偶である. したがって,Ps の寿命を決定する基本的な過程は,para-Ps のときは 2 光子消滅であり,ortho-Ps のときは 3 光子消滅である. この事実から,Ps の崩壊時に放出するγ 線のエネルギーがある程度推測することができる. 電子 (陽電子) の静止エネルギーは 511[keV] なので, 運動エネルギーを考慮しない場合の対消滅の総エネルギーは 1022[keV] である. たとえば para-Ps の崩壊の場合, γ 線は back-to-back に同じエネルギーを持って放出されるので, それらのγ 線は 511[keV] のエネルギーをもつ. 同様に ortho-Ps の場合について考えると,ortho-Ps は 3 γ に崩壊するため, そのγ 線のエネルギーは連続分布をもつことが推論できる. そのエネルギーは, 少なくとも 3 つのうち 2 つのγ 線に関しては,511[keV] より小さいエネルギーをもつことが分かる.

実際の実験では, このエネルギーの分布の違いを利用して,ortho-Ps の特定 (para-Ps の除外) を行うことが可能となる.

崩壊率は自由な対の消滅の断面積と関係付けることができ, 計算すると para-Ps の寿命 τ_0 は,

$$\tau_0 = \frac{2\hbar}{mc^2\alpha^5} = 1.25 \times 10^{-10}[sec] \tag{1.4}$$

で与えられ,ortho-Ps の寿命 τ_1 は,

$$\tau_1 = \frac{9\pi}{2(\pi^2-9)}\frac{\hbar}{mc^2\alpha^6} = 1.4 \times 10^{-7}[sec] \tag{1.5}$$

である.

[1] 電子が原子核に強く結合している場合, 運動量保存を原子核が受け持つ形でまれに一光子消滅を起こす場合もある

1.2 ortho-Psの寿命測定の背景

ortho-Ps の寿命の精密測定は,1978 年の W.D.Gidley の MgO による実験から'82,'87 の Isobutane の Gas method によるものなど, 量子電磁力学 (QED) の検証として過去 20 ~ 30 年にわたって行われてきた. その寿命測定の実験には避けられないような数々の問題が存在し, それらが ortho-Ps の寿命に対して有意といわざるをえないような誤差を与えていたことから, この問題は「ortho-Ps の寿命問題」として過去さまざまな形で検証にかけられてきた.

この「寿命が小さく測定される」大きな要因のひとつとしては,Ps を生成するのに用いた媒質や実験槽の壁, また空気分子などに Ps が衝突して, その陽電子が対消滅してしまう現象 (pick-off 消滅) が起きてしまうことが挙げられる. これに対する補正のために, 実験環境を真空にし, 生成媒質として用いた物質 (気体, 固体) の密度や実験槽の面積を変化させて測定し, それらが 0 になる極限に外挿し, 寿命を推定するという方法がとられてきた.

しかし, このように物質の密度を小さくしてしまうと,Ps と物質との衝突の頻度が減少し, 結果 Ps が熱化しないままに消滅してしまうことで外挿自体が寿命の短い方にずれてしまう可能性があることが Chang らによって指摘された. これを改善するために浅井ら[2]は 2γ 消滅のγ 線は単色 (511keV),3γ 消滅のγ 線は連続スペクトルであることからその区別が容易であることに注目し, γ 線のエネルギースペクトルから pick-off 消滅と 3γ 消滅の消滅率の比を求め, また Monte Calro シミュレーションで 2γ 3γ 消滅の検出効率比を推定することで, 寿命を精度よく求めた. その値は誤差の範囲内で理論値を支持している.

現在もさらに各所でこの精密測定が行われている.

1.3 目的

本研究の目的は ortho-Ps の寿命測定である.

また,GEANT4 を用いたシミュレーションによって, 陽電子のシンチレータ通過率の値を定量的に見積もった.

[2]東京大学

第2章　Estimation

今回の寿命測定の中でも, 時間計測のためのスタートの信号を送るトリガーの役割は, 非常に重要である. γ 線が Ps の崩壊を知らせるものならば, トリガーは陽電子が放出されたこと, またそれによって Ps が生成する可能性があることを知らせるものである.

今回のように陽電子の線源として ^{22}Na のβ 崩壊を利用する場合は, トリガーの方法は二種類考えられる. ひとつは,^{22}Na 原子核の励起状態が ^{22}Ne の基底状態に落ち込む際に放出される 1274[keV] のγ 線を検出してトリガーとするもので, もうひとつは,^{22}Na のβ 崩壊時に放出され, 電子を捕獲して Ps を生成する陽電子そのものを検出し, トリガーとする方法である.

後者の場合, 陽電子自身が物質との相互作用によって対消滅し, 減少することで o-Ps の生成効率に影響があるのではないかと考えられる. また, 前者の場合でもγ 線検出効率自体はそれほど高くないことや, 陽電子自身の対消滅時にもγ 線が放出されるため, それを検出することによる影響が少なからずあるのではないかと推測される.

そこで本章では, 特にプラスチックシンチレータでトリガをかける場合を考え, β 崩壊で放出された陽電子がシンチレータをどの程度通過することができるのかということをシミュレーションによって見積りを行いたいと思う.

2.1　方法

シミュレーションには GEANT4 という C++で書かれたソフトウェアを用いる. このソフトウェアによって, ある粒子があるエネルギーで物質中に入射したときに, どの程度の確率で物質を通過するのかということを計算する.

また, β 崩壊時に放出される陽電子のように確率的なエネルギー分布をもつ粒子の場合は, 特定のエネルギーで粒子が飛び出す確率とその特定のエネルギーの粒子が物質を通過できる確率とを掛け合わせて, 重みをつけなければならない.

よって, シミュレーションの方法としては, まず粒子と物質の種類とそのジオメトリ, エネルギー範囲を決定し,GEANT4 でその粒子の通過率を求める. そして, その確率分布に規格化された粒子 (ここでは陽電子) のエネルギースペクトルで重み付けをし, エネルギー範囲で積分することによって, その粒子の物質の通過率を求める.

道具としては, いくつかのプログラムを作成し,GEANT4 のカスタマイズを行った.

2.1.1 GEANT4

GEANT4 は素粒子の振る舞いを正確にシミュレーションする, 大規模ソフトウェアである. もともとは高エネルギー粒子検出器をシミュレートするプログラムとして開発され, 今日では世界各国で多くの研究者に利用されている. その存在は, 高エネルギー物理学や宇宙線物理学, 核物理学などの他分野において, もはや不可欠なものとなっている. GEANT4 以前は FORTRAN で書かれた GEANT3 が用いられていたが, 実験装置の大規模化・大規模化やその応用分野の拡大に対応するためにより機能的なプログラムを書く必要があり, そのために物理実験に参加する主要国の研究者を中心にしたプロジェクトが,C++による近代オブジェクト指向を基盤にした GEANT4 を開発した.

今回は, ある物質に陽電子やγ 線が入射し, 物質のどの部分で粒子によるエネルギー損失があったかをシミュレーションする. GEANT4 はソースを書くことで検出器 (物質) の配置などを任意に編集することができるが, 今回は GEANT4 の example ソースから, 目的に合いそうな exampleN03 というソースを利用した. この exampleN03 は図 2.1 のようなジオメトリである.

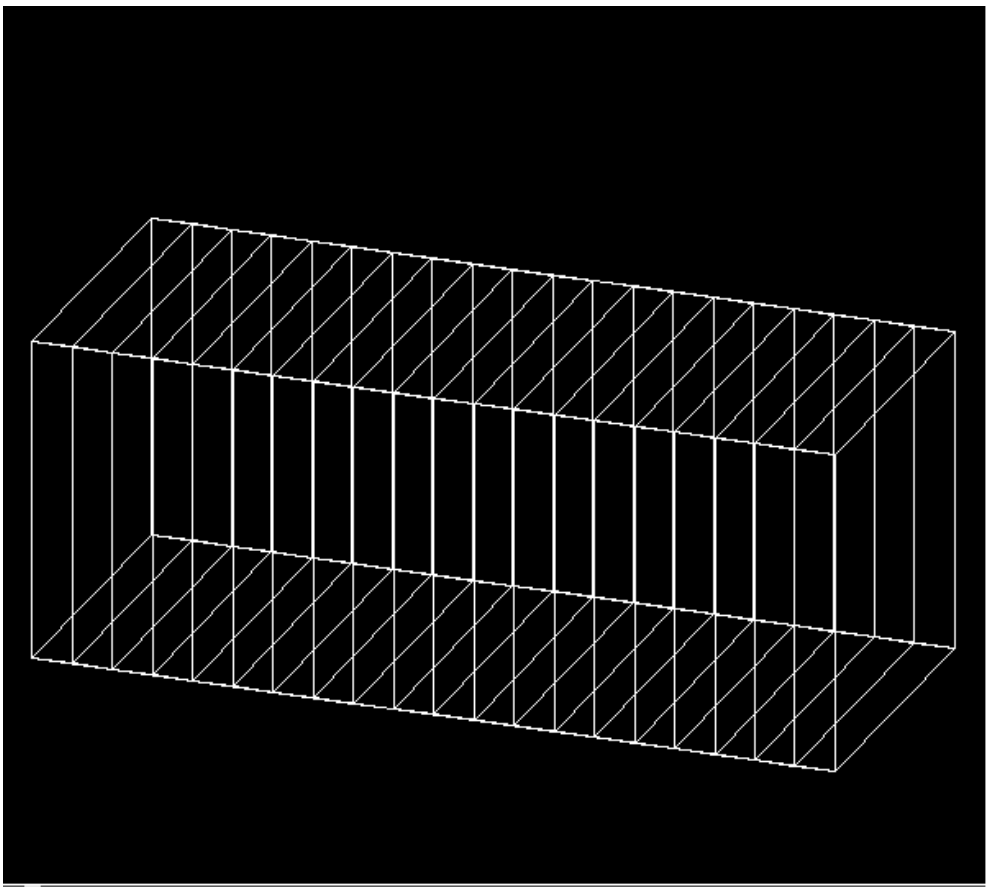


Fig. 2.1: GEANT4 exampleN03 のジオメトリ

これはもともと加速器のカロリメータに粒子が入射するイベントのシミュレーションをするためのものである.exampleN03 のジオメトリの特徴は二種類の物質の層を連続的に配置することができるという点で, この層の物質や厚さ, 枚数, 長さなどは,ExN03DetectorConstruction.cc というコード書き換え再定義することで編集することができる. 今回使った物質は主に「scintillator」,「Air」,「Lead」でこれらの密度や構成原子の情報などは, はじめから定義されているものを使用した.

一度 exampleN03 を実行すると, ジオメトリや物質などの情報の初期化が行われたあとで, 対話モードに入る. 使用者はそこで命令コマンドを入力し, 物質に入射する粒子の種類やエネルギーを変えたり実際にシミュレーションを走らせるよう命令することができる. また, この命令コマンドはマクロ記述し,exampleN03 に食わせることで自動化することもできる.

また, この exampleN03 を実行すると, 実行状況やエネルギー損失, 飛程距離などの沢山の結果や情報を出力するので, 今回必要な情報のみを書き出すために,ExN03EventAction.cc というコードを書き換えて, 欲しい情報のみを書き出すようにした.

今回,GEANT4 のシミュレーションを用いて知ろうとしていることは, 陽電子があるエネルギーで物質に入射したときにどのくらいの確率でその物質を通過するのかということである. それを知るために, 今回のシミュレーションでは, 一層目に通過させる物質, 二層目に 10[cm] の厚さの空気 (Air) を設置し,10[cm] の空気中での粒子のエネルギー損失を出力する.(図 2.2)

陽電子が物質を「通過しない」場合は, 陽電子が物質内で対消滅を起こしてγ 線になる場合[1] や空気の的 (まと) から外れた場合がある. また,10[cm] の空気の層があれば, 陽電子は 100%に近い確率で相互作用 (主に Coulomb 散乱[2]) を起こす. 2.2.3 節で詳述するがγ線は空気とほとんど相互作用を起こさず, また物質の厚さに対して空気の的を十分長くすれば散乱の結果として (空気に向かって進む粒子は) 的を外すようことはないと考えられるので, 空気第二層での粒子のエネルギー損失があったとすれば, つまりそれは陽電子が通過したということである, と結論することが出来る.

したがって,GEANT4 に, 物質にある任意の運動エネルギーで陽電子を繰り返し入射させ, 第二層でのエネルギー損失の頻度を計算することで, その運動エネルギーをもつ陽電子の物質を通過する確率を求めることが出来る. さらにそのシミュレーションを陽電子が持ちうる運動エネルギーの範囲で行えば, 運動エネルギーごとの物質通過確率の分布を求めることができるだろう.

ただし, β 崩壊によって放出される陽電子は, 確率的な運動エネルギーの分布を持つ. そのため, 線源が特定しているβ 崩壊で放出される陽電子の実際的な物質通過率を求めるならば, GEANT4 で求めた物質通過確率と, その陽電子の運動エネルギーに対応した放出確率を掛け合わせて重み付けしなければならない.

次節では, そのエネルギー分布確率 (β 線スペクトル) について述べる.

[1] Coulomb 力によって物質中で止まる場合も, 止まったあと対消滅を起こす

[2] 0.5[MeV] の運動エネルギーを持つ陽電子の, 対消滅のみを考えたときの空気中での最大飛程距離は, 約 74.22[m][7]

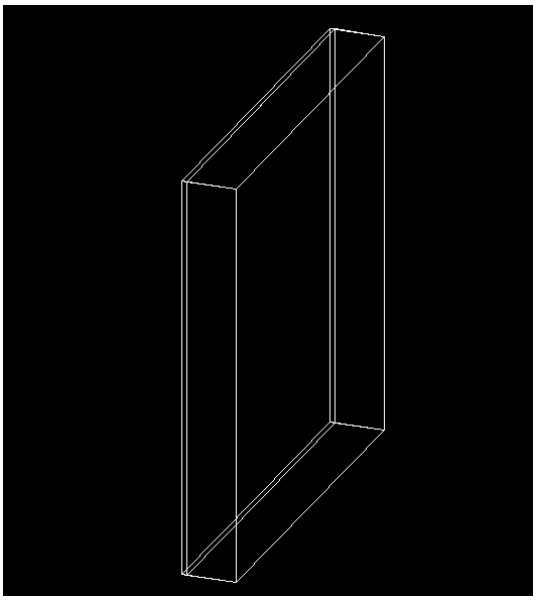


Fig. 2.2: 通過させる物質と 10[cm] の空気の層

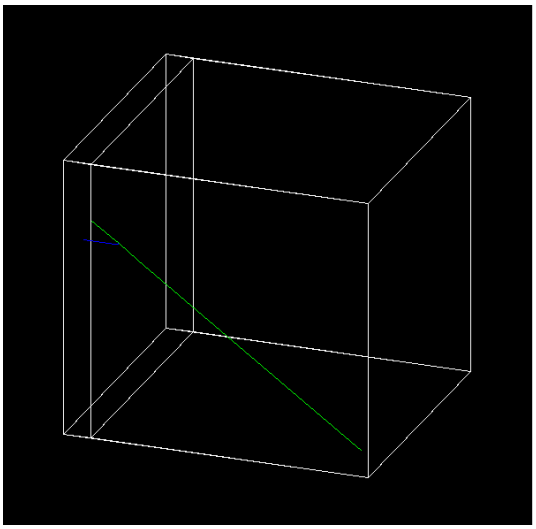


Fig. 2.3: positron が物質に入射し対消滅する

2.1.2 β 線スペクトル

β 崩壊の研究は Becqerel によるウランの放射能の発見 (1896 年) から始まったといわれている. 天然放射能にはα , β , γ 線があり, それぞれが He の原子核の流れ, 電子の流れ, 波長の短い電磁波の流れであることが分かっているが, これら 3 種類の放射線のうち, α 線とγ 線はそのエネルギー分布が線状スペクトルであるのに対し, β 線は個々の原子核遷移に特有な上限をもった連続スペクトルよりなりたっている. このことに気づいたのは,Chadwick(1914 年) である.

この「原子核の固有状態は量子化されているため離散的なエネルギー準位になっているはずであるが, β 線の振舞いはそれでは説明がつかない」という問題は, Meitner による仮説[3] と Aston によるその否定[4] , Ellis と Wooster による実験[5] などによって, 少なくとも電子が核のところから発生した瞬間から連続エネルギー分布をもっていることが分かった.

その後 Chadwick が中性子を発見し (1932 年), 引き継いで Heisenberg が原子核は陽子と中性子からなりたっているという理論を発表した. その時点でのβ 崩壊は

$$n \longrightarrow p + e^- \tag{2.1}$$

という核内核子の変換と考えられたが, これでは 3 個の粒子とも Fermi 粒子なので, 左辺の角運動量は半奇数, 右辺では整数となってしまい, 反応前後における角運動量の保存が成り立たず, 統計も一致しなかった.

そのような背景のもと,Pauli は 1931 年頃よりβ 崩壊におけるエネルギーの保存, 角運動量の保存に関する問題と取り組んだ. 彼はβ 崩壊の際に, 電子とともに電気的に中性な, ほとんど質量のない Fermi 粒子が放出されると仮定した. この粒子をニュートリノという. すなわち,

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_0 \qquad p \longrightarrow n + e^+ + \nu_0 \tag{2.2}$$

こう考えれば, 見かけ上保存されないと思われていたエネルギーはニュートリノがもっていくのでエネルギー保存が成り立ち, 角運動量や統計の問題も解決される. Fermi は 1931 年の夏にアメリカの物理学会で Pauli のニュートリノの提案を聞き, 有名なβ 崩壊に関する Fermi 理論を作り上げ,1934 年に発表したとされている.

このようなβ 崩壊形式に従って,Fermi は電磁相互作用を手本にした「弱い相互作用」を考えた. 具体的には電磁ポテンシャルをレプトン (電子とニュートリノ) の波動関数でつくるベクトル量で置き換え, さらに結合定数を $-C_v$ と置き換えた.

その結果として,Fermi は

$$H_\beta = C_v(\bar{\psi}_p \gamma_\nu \psi_n)(\bar{\psi}_e \gamma_\nu \psi_{\nu_e}) \tag{2.3}$$

が相互作用となり, β 崩壊をおこす原因であると考えた. このような相互作用を原子核のβ 崩壊に拡張するために, アイソスピン演算子 τ_+ を導入すると, 式 (2.3) の核子に関する部分は

$$H_\beta = C_v(\bar{\psi}_p \gamma_\nu \tau_+ \psi_n)(\bar{\psi}_e \gamma_\nu \psi_{\nu_e}) \tag{2.4}$$

[3] 1922 年, 放射線元素の試料内部での, 軌道電子との衝突によってβ 線は連続エネルギーをとるという説
[4] 衝突によって生じる軟γ 線の測定
[5] 原子核一個がβ 崩壊する際の電子のエネルギーの測定

となる.

この相互作用は弱いので一次の摂動論を式 (2.4) について用いると, 単位時間にエネルギー E_e をもったβ 粒子が放出される確率は, 一般に

$$P(E_e)dE_e = \frac{2\pi}{\hbar}|H_{fi}|^2\frac{dn}{dE_0} \tag{2.5}$$

と表される. ここに,E_0 は終状態でのレプトン系の全エネルギーであり,$\frac{dn}{dE_0}$ はそのような状態についての状態密度である. 遷移の行列要素 H_{fi} は,

$$H_{fi} = C_v \int (\psi_p^\dagger \tau_+ \psi_n)(\psi_e^\dagger \psi_\nu) d\mathbf{r} \tag{2.6}$$

となる.

原子核のβ 崩壊では, 式 (2.6) において波動関数を初状態および終状態の核の波動関数で置き換えて, 核内でのレプトンの波動関数の変化について近似をおこなうと,H_{fi} は,

$$H_{fi} = \frac{C_v}{V}\int 1 \tag{2.7}$$

と得られる.

$\int 1$ を Fermi 核行列要素といい, 次のような積分の省略記号である.

$$\int 1 \equiv \int \psi_f^\dagger \sum_{k=1}^{A} \tau_+^{(k)} \psi_i d\mathbf{r_1} d\mathbf{r_2} \ldots d\mathbf{r_A} \tag{2.8}$$

ここで体積 V の中に 1 個の決まったスピン方向をもつ粒子が存在し, かつ運動量が p と p+dp との間をとる場合の状態数 dn_1 を考える. これは, 位相空間の体積を h^3 で割ることにより, 次のように得られる.

$$dn_1 = \frac{4\pi p^2 dpV}{h^3} \tag{2.9}$$

したがって, レプトンのもつ合計のエネルギーが E_0と $E_0 + dE_0$ の間にあるときの状態数 dn に対しては,

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{dn_e dn\bar{\nu}}{dE_0} = \frac{16\pi^2 V^2}{h^6}\frac{p_e^2 dp_e q^2 dq}{dE_0}$$

となる. ここで,q は放出される反ニュートリノの運動量である. 次に, 電子の運動量をそのエネルギー変数 E_e に変換すると,

$$p_e^2 dp_e = \frac{1}{c} p_e E_e dE_e$$

となる. さらにニュートリノの運動量 q は, エネルギー E_ν を媒介して,E_0 と次のように関係づけられる.

$$E_0 = E_e + E_\nu, \qquad E_\nu = cq$$

そこで $dE_e dq$ を $dE_e dE_0$ に変数変換すると, 変換のヤコビアンが $\frac{1}{c}$ であることから,

$$dE_e dq = \frac{1}{c} dE_e dE_0$$

となる.

したがって,

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{V^2}{4\pi^4\hbar^6c^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e \tag{2.10}$$

となり, また電子が E_e のエネルギーで放出される確率は, 式 (2.5),(2.7),(2.10) を用いると,

$$P(E_e)dE_e = \frac{C_v^2}{2\pi^3c^5\hbar^7} \left| \int 1 \right|^2 p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e \tag{2.11}$$

のように得られる. これをβ 線スペクトルという. 結合定数 C_v は多くの場合

$$C_v = G\frac{\hbar^3}{m^2c}$$

を用いる.

実際には電子もしくは陽電子は原子核の Coulomb 場の影響を受けているので, その効果まで含めて書くと

$$P(E_e)dE_e = \frac{G^2}{2\pi^3} \left| \int 1 \right| F(\pm Z, E) pE(E_0 - E)^2 dE \tag{2.12}$$

が得られる.

$pE(E_0 - E)^2$ を統計的なスペクトルといい,Fig.2.4 の左上と右下図の真中のものがそれである. これは,Z=0 で F=1 として計算できる. β 粒子に対する核の Coulomb 場の影響は,Fermi 関数 F の中に取り入れられている.

$$F(\pm Z, E) = 2(1+\gamma)(2pR)^{2\gamma-2} exp(\pm\pi\nu) \frac{\left|\Gamma(\gamma \pm i\nu)\right|^2}{\left[\Gamma(2\gamma+1)\right]^2} \tag{2.13}$$

ここに,

$$\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{\frac{1}{2}}, \qquad \nu = \alpha Z \frac{E}{p} \tag{2.14}$$

である. また Γ はガンマ関数,R は原子核の半径[6],α は微細構造定数 ($\approx \frac{1}{137}$),Z は崩壊後の核の電荷で,, 上の符号が陰電子崩壊, 下の符号が陽電子崩壊に対応する. R は A を核子の数として,

$$R = 1.25 \times 10^{-15} \times A^{\frac{1}{3}} [m] \tag{2.15}$$

で計算する.

これを計算した結果が図 2.4 である. 左上は ^{22}Na の陽電子崩壊の場合で, $Z = -10, E_0 = 0.545[MeV]$ として計算する. また, 右上のグラフは陰電子崩壊の例として Z=10 の場合をプロットした. 右下の図は $Z = 0, \pm 10$ のプロットを重ねたものである.

図 2.4 の右下の図を見れば分かるように, 電子と原子核間の Coulomb 相互作用によって, 陰電子は核に引き付けられる傾向があり低エネルギー側にスペクトルがずれる. 陽電子は逆に反発されるので, 高エネルギー側にずれる. 陰電子は Coulomb ポテンシャルが引力な

[6] 単位は F(フェルミ) で 1[F]=10^{-15}[m]

ので, 核から出るときに位相空間が大きく感じられ, 確率は大きくなるし, 反対に陽電子は斥力のために出にくく感じ, 確率は減る.

今回はさらに, このスペクトルを確率的な重みとして物質の通過率に掛け合わせなければならないので, このスペクトルの積分値が 1 になるように規格化しなければならない.

それも含め, 陽電子を物質に入射させ通過した確率のデータにβ 線スペクトルを計算して重み付けをしてエネルギーに対する積分値, つまり最終的に求めたい陽電子の物質通過率を算出するプログラムを,C 言語などで作成した.

次節では, そのプログラムについて, 概略を述べる.

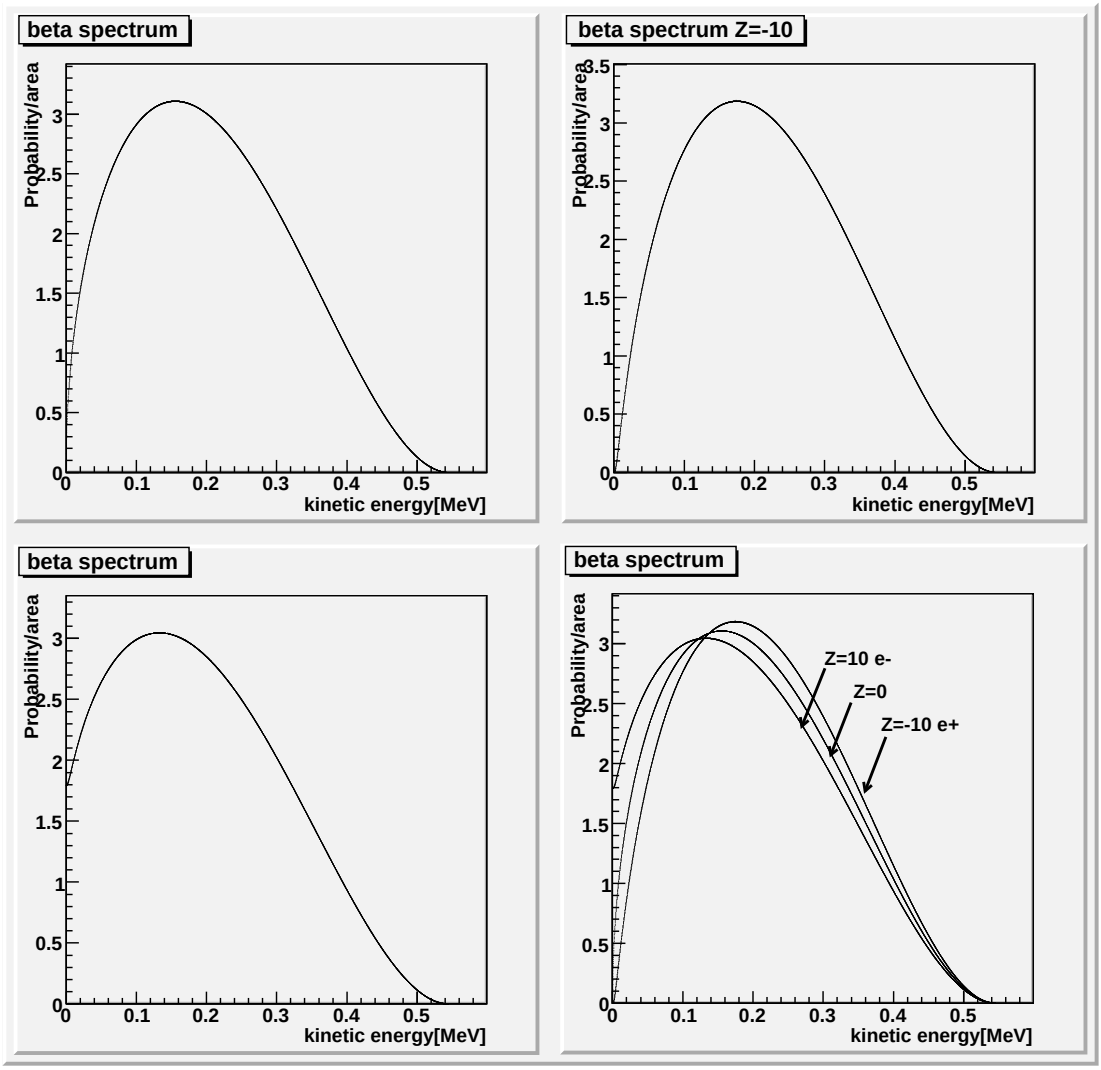


Fig. 2.4: betaspectrum

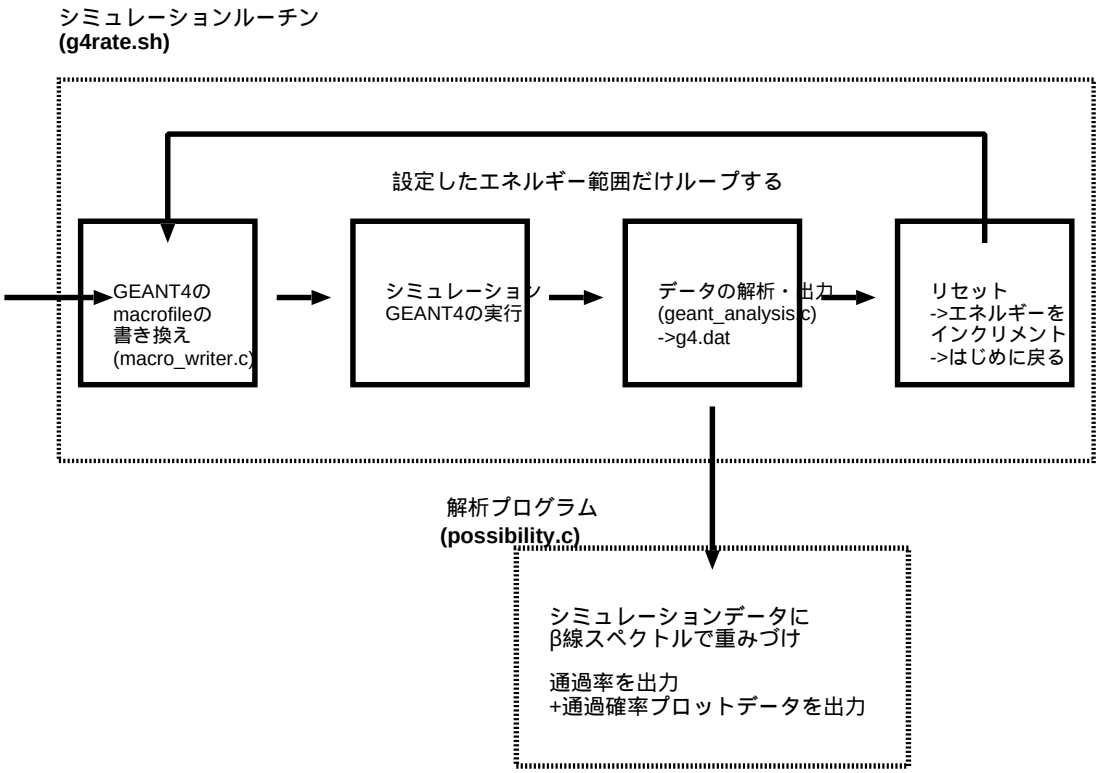


Fig. 2.5: GEANT4 を用いた物質通過率のシミュレーション

2.1.3 プログラム

今回のシミュレーションのアルゴリズムを図 2.5 に示した.

シミュレーションの手順としては, 大きく二つの部分に分けられる. ひとつは GEANT4 を用いたシミュレーション実行の部分で, もうひとつはそのシミュレーションによって得られたデータを解析する部分である.

シミュレーション実行の部分は,shell スクリプトで全体を動かしている. まず粒子の入射エネルギーと粒子を打ち込む回数を引数とする macro_writer.c というプログラムを用いて,GEANT4 にある入射エネルギーをもつ粒子 (今回は主に陽電子) を複数回打ち込むマクロファイルを出力する. ここで, 打ち込む回数は多ければ多いほど精度が上がるが, かかる時間との兼ね合いから, 今回は一回につき 5000[回] 入射させた.

そうして作ったマクロファイルを GEANT4 に食わせると, シミュレーションが行われる. そのシミュレーションの結果, 先述したとおり二つ目の層での粒子のエネルギー損失が出力ファイルである g4.dat に書き出されていく.(5000[回] 粒子を打ち込めば,5000[個] の数字が書き出される.)

次にそのファイルを引数として解析プログラムである geant_analysis.c を実行し, 物質を粒子が通過する確率を求める. その結果は, 任意の名前で作られたファイルに「入射エネルギー, 通過確率」として追加出力されていく.

それらが終わると,g4.dat やマクロファイルなどを一度クリアしてエネルギーを指定し

た幅だけインクリメントし, また最初の作業に戻る. それを与えたエネルギーの範囲分だけループして繰り返す. 最終的に, 残されるのは「入射エネルギー, 通過確率」が網羅されたファイルのみである.

こうして得られたのはエネルギーごとの粒子の物質通過率なので, それに陽電子のβ 線スペクトルで重み付けをすれば目的の通過確率になる. 今回はβ 線源として ^{2}Na を使ったので, 陽電子のエネルギーの上限である E_0 は 0.545[MeV] であり, 崩壊後の原子核の原子番号 Z は 10, 式 (2.15) より原子核の半径は R=3.502549163[F] として式 (2.12) を計算し, それを規格化して最終的なβ 線の物質通過率を計算するのが,possibility.c というプログラムである. この解析プログラムは, 物質通過確率と同時に, プロットして比較するための「入射エネルギー, 通過確率」のデータを出力する.

2.2 結果・考察

シミュレーションは,

- 粒子 positron　　入射させる物質 scintillator 0.115[mm],0.2[mm],1[mm],2[mm]
- 粒子 gamma　　入射させる物質 Air 0[cm],10[cm]
- 粒子 positron　　入射させる物質 Air 1[cm],5[cm],10[cm]15[cm]
- その他・検証シミュレーション

を行った.

ひとつのシミュレーションにつき, 所要時間は大体 22 ~ 23 時間程度である.[7] 一つ目のプラスチックシンチレータ (Polystylen scintillator)[8] に陽電子を入射させるシミュレーションは「陽電子でトリガとする場合」の陽電子の通過率を見積もることが目的であり, 二つ目の大気中にγ 線を入射させるシミュレーションは「1.2[MeV] γ 線でトリガとする場合」のγ 線の通過率を見積もることが目的である. 二つ目の物質 0[cm] のシミュレーションは, γ 線と空気の相互作用する確率分布を求めることが目的で, このシミュレーションの前提としている「γ 線は空気と相互作用しない」ということの検証のために行った.

また三つ目の大気中に陽電子を入射させるシミュレーションは, どのくらいの割合で陽電子が対象の物質に到達しうるのかということを定量的に見積もることが目的である.[9]

2.2.1 陽電子の scintillator 通過率

第二層の空気を幅 10[cm] にしてシンチレータの厚さを 0.115[mm],0.2[mm], 1[mm],2[mm] と変化させて設定し, 陽電子を入射させてシミュレーションを行った. その結果は,Fig.(2.6) ~ Fig.(2.11) のようになった. 上のグラフがエネルギー・通過率のプロットで, 下のグラフが重みをつけたあとの ^{22}Na のβ 線の通過率である. (比較のために,^{22}Na のβ 崩壊時の陽電子のスペクトルもつけている)

[7] 途中でマシンが停止していることが何度かあった
[8] 密度 : $1.032[g/cm\ 2], Z/A : 0.53768$
[9] 対象の物質とは, 本実験でのエアロジェルを想定している

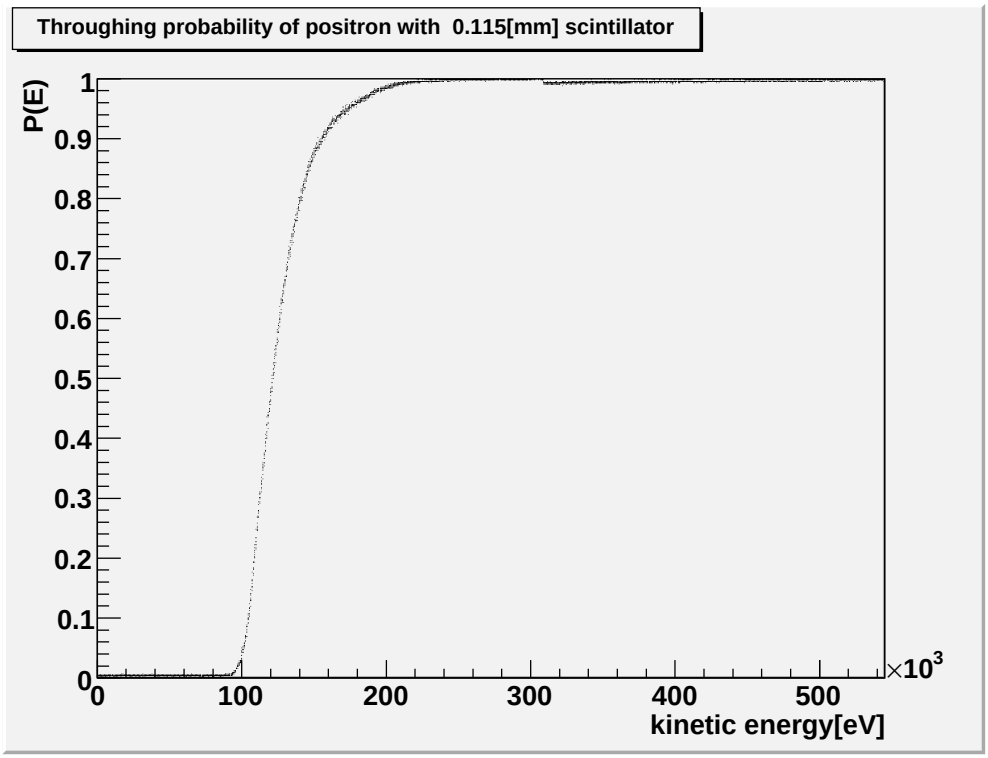


Fig. 2.6: positron 0.115[mm]scintillator の通過率

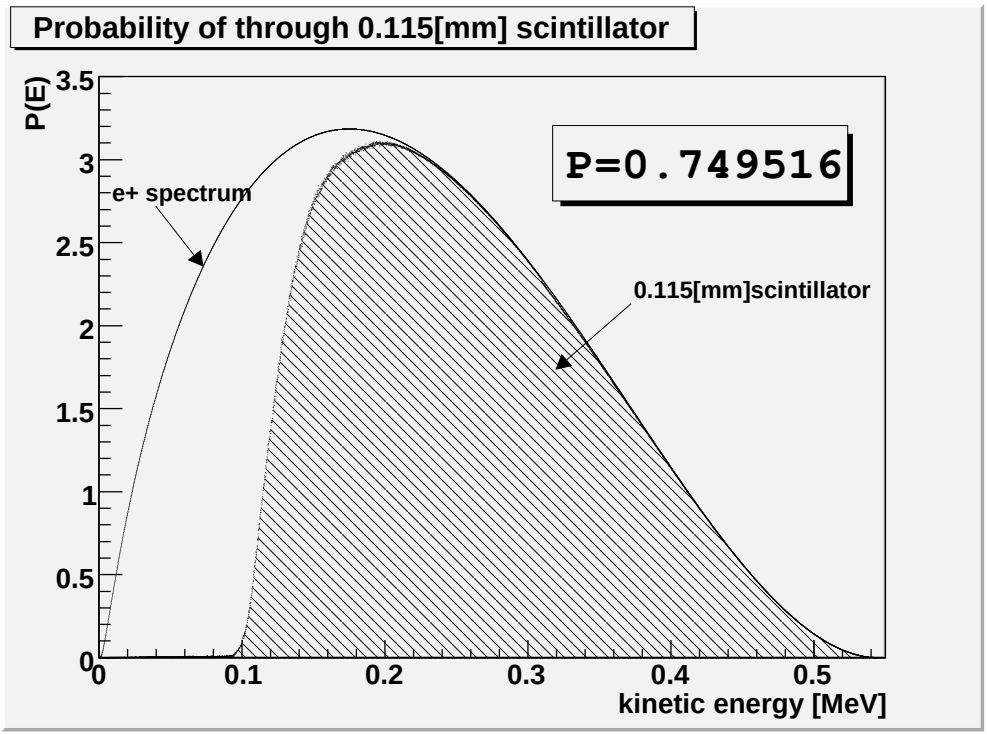


Fig. 2.7: 0.115[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後

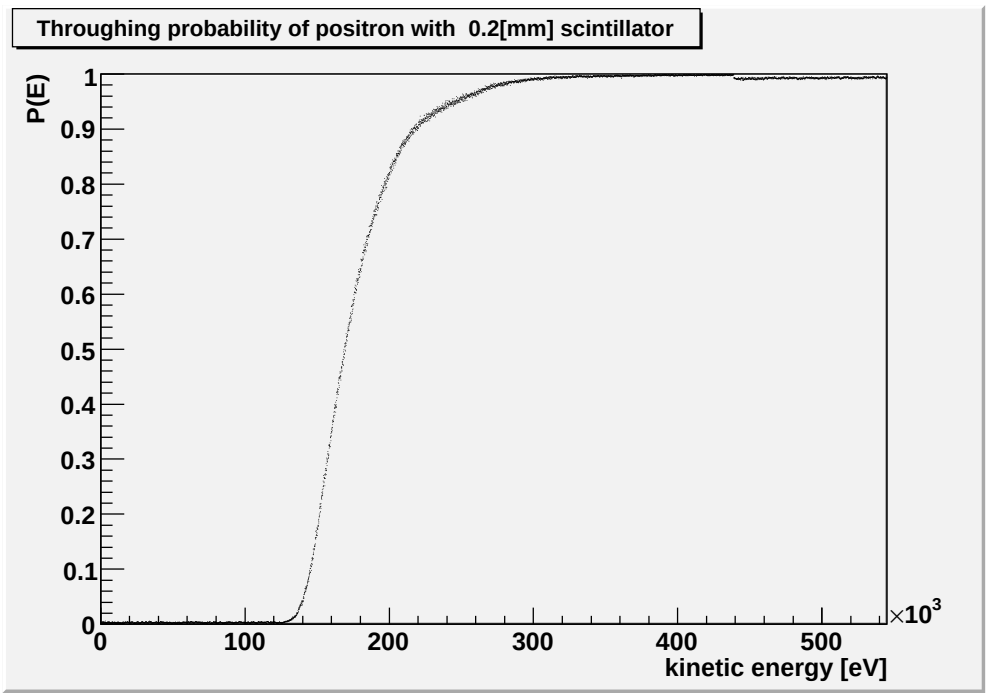


Fig. 2.8: positron 0.2[mm]scintillator の通過率

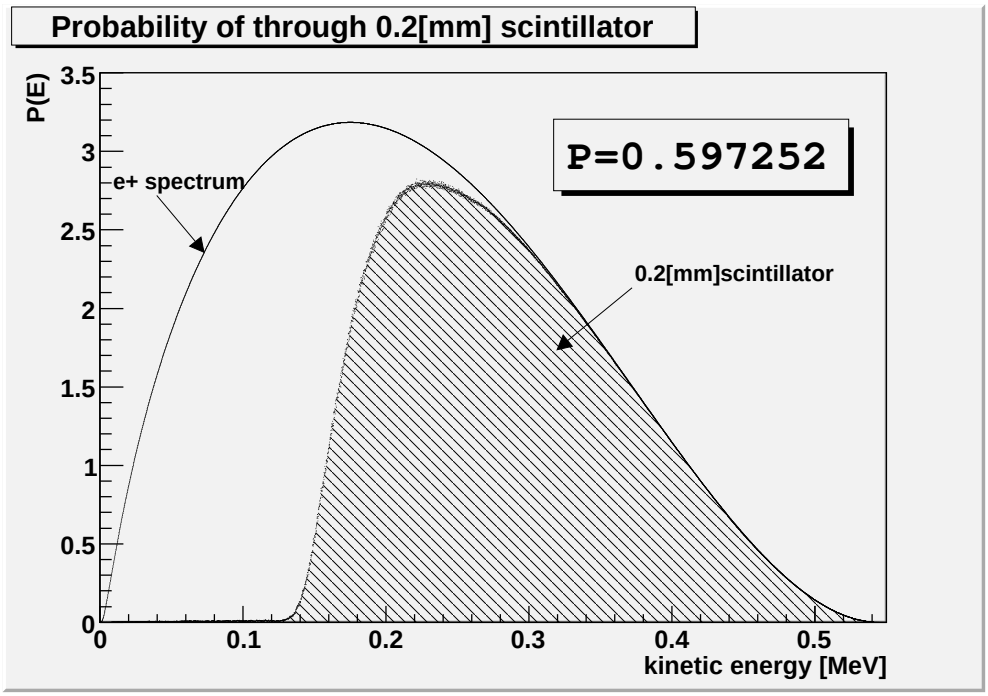


Fig. 2.9: 0.2[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後

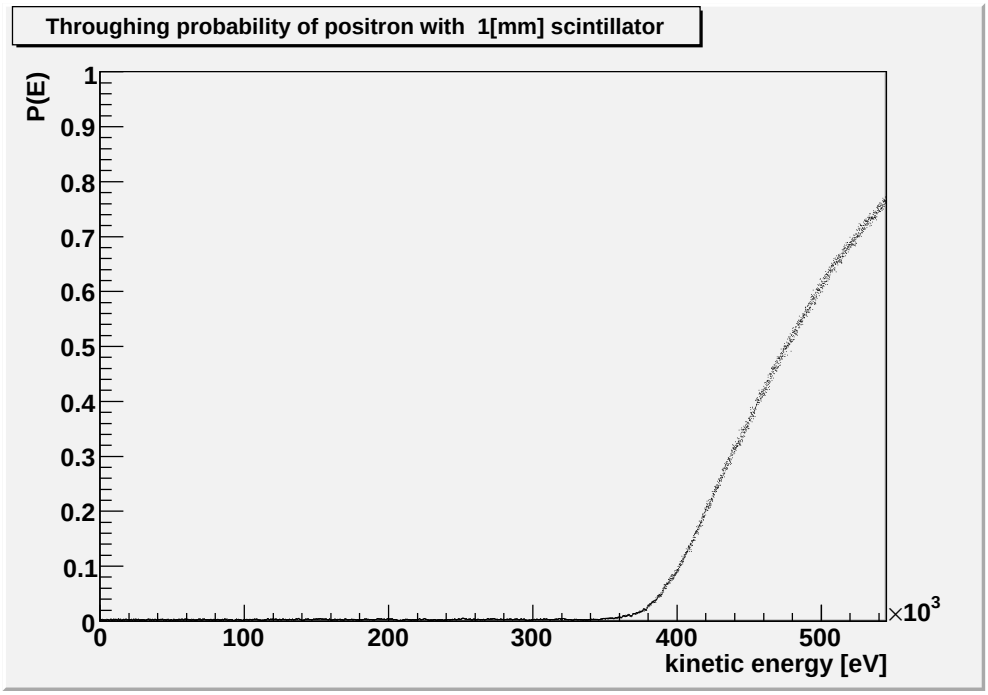


Fig. 2.10: positron 1[mm]scintillator の通過率

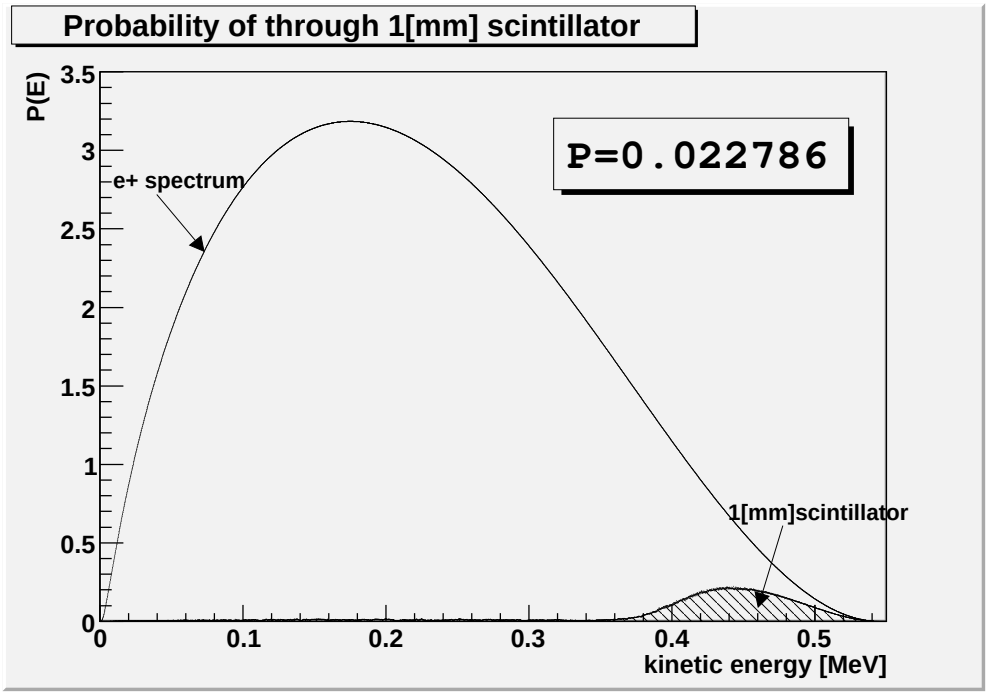


Fig. 2.11: 1[mm]scintillator ^{22}Na β 線での重み付け後

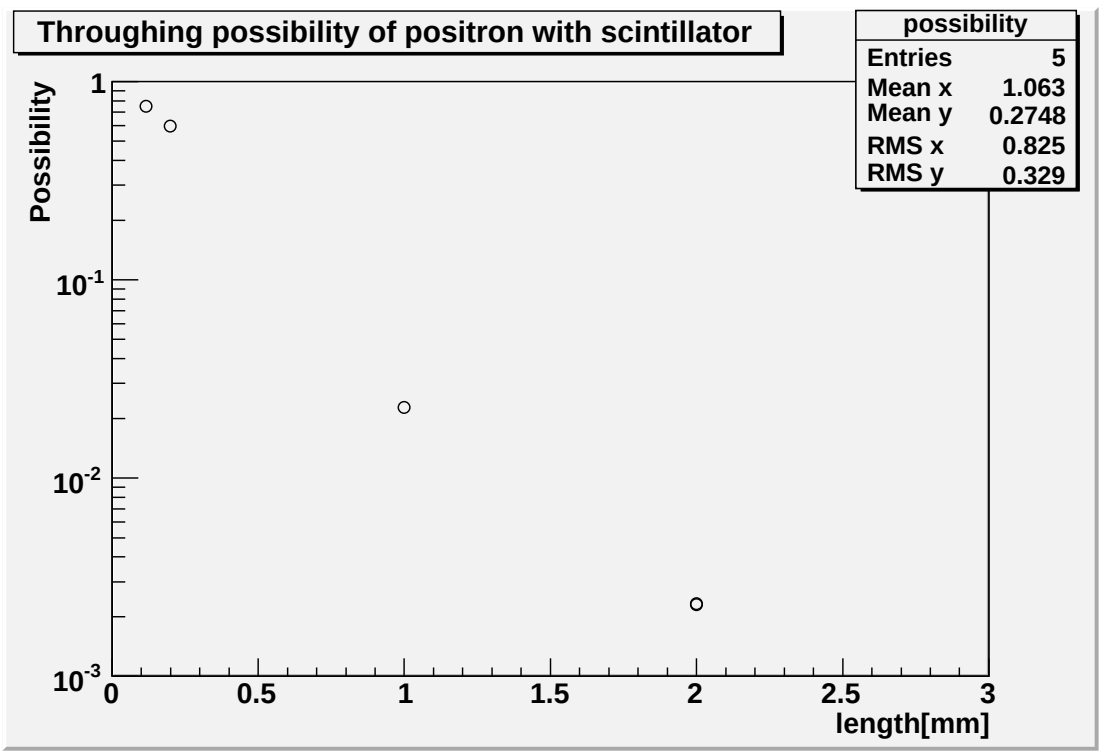


Fig. 2.12: scintillator の厚さと通過率の関係

Fig.(2.6) ~ Fig.(2.11) のグラフをみると, 陽電子の運動エネルギーが増えるとある程度の大きさを超えた時点で陽電子が通過し始め, そのまま増加曲線を描いてほぼ 100%の陽電子が物質を通過するようになることが分かる. また, その確率の増加曲線の幅 (エネルギーの範囲) は, 通過する物質の厚さが増せば長くなっている. 物質の厚さが増せば急激にその通過率は減少することが分かる. それは,Fig.(2.12) のプラスチックシンチレータの厚さとβ 線の通過確率のプロットからも明らかである.

今回, 通過させる物質に対して物質第二層の空気の幅は十分に大きいので, このシミュレーションでの陽電子が物質を通らない理由は陽電子のシンチレータの軌道電子との相互作用による対消滅と Coulomb 場による粒子の減速が原因であると考えられる. したがって, この影響は陽電子トリガーとしてプラスチックシンチレータを使おうとする限り避けられないものである.

この結果から, 薄いシンチレータでなければ ^{22}Na から放出された陽電子はシンチレータをほとんど通過しないことが分かる. 陽電子をシンチレータに通過させてトリガーとするタイプの実験は, 過去ミシガン大 (1986)[3] や京都大学 (1988)[5] 岡山大学 (2001,2004)[8][9] などで行われているが, それらの実験では 0.115[mm],0.2[mm],0.1[mm] のプラスチックシンチレータが使われており, 陽電子の通過率という観点からはその厚さが適当であることが分かる.

しかし, 問題が「シンチレータの厚さとβ 線の検出効率の関係」となると複雑さが増す. シンチレータの厚さについて薄ければ薄いほど陽電子の通過率が高いことがこのシミュ

レーションでは分かったが, 薄いシンチレータではその分シンチレーション光も少なくなるのではないかと考えられる. シンチレータをトリガーとするには, 陽電子がシンチレータの内部でシンチレーション光を十分に起こし, それを光電子増倍管で増幅させてパルスを得る必要があるが, これは, 蛍光物質から発せられた光をどのくらいの効率で光電子増倍管にガイドできるかということや, 十分な大きさの信号が得られるだけの光量を得られるのか, またそれを増幅しいかにうまくノイズを除去できるのか, ということなどが関係してくると考えられる.

よって, シンチレータをトリガにしようする場合, 少なくともある程度まで薄い必要はあるが,「薄ければ薄いほどより良い」とは一概には結論できない. それの良し悪しを議論するには, 上に挙げたような視点などについてさらなる検証をするか, 実際に効率を測定してみて比較し決定するという作業が必要である.

2.2.2 陽電子の空気の通過率

第二層の空気を幅 10[cm] にして通過させる空気の厚さを 5[cm],10[cm], 15[cm] と変化させて設定し, 陽電子を入射させてシミュレーションを行った. その結果は,Fig.(2.13 ~ 2.20) のようになった. それぞれ左のグラフがエネルギー・通過率のプロットで, 右のグラフが重みをつけたあとの ^{22}Na のβ 線の通過率である. (こちらも比較のために ^{22}Na のβ 崩壊時の陽電子のスペクトルをつけている) また, 空気の厚さと通過率の関係についてプロットしたものは Fig.(2.21) である.

結果から, 通過する空気の層の厚さが増せば増すほど通過率が下がっていくことが分かる. 前節のシンチレータに較べると厚さに対する通過率は大きく, これは二つの物質の密度の違いや構成する元素の比率などの違いに依ると考えられる. また, 重みをつける前のエネルギー・通過率のプロットは, シンチレータのときのそれと較べると緩やかな曲線を描いている. 特に高エネルギー側でシンチレータのプロットに較べて通過率の低いところもあるが, これは幾何学的な問題であると考えられる. 今回は空気の厚さを x[cm] として, 第一層の空気は x[cm] × 10[cm] × 10[cm] の層であり, 第二層の空気の面も 10[cm] × 10[cm] の面であるので, 陽電子は空気分子との散乱を繰り返してこの第二層の空気の的を外れることも少なからずあり, プロット全体にその影響が現れている.

そういった要因から, このシミュレーションは単純な陽電子の空気通過率としては, あまり精度のよいものではない可能性がある. しかし, 対象の 10[cm] × 10[cm] 面の的への到達率と考えたときのデータとしてはむしろ十分である. 物質の大きさが変わっても, 入射させる面中央の部分からの立体角との比を使えば大体の通過率は見積もることができるだろう.

したがって, この結果は本実験での線源-トリガー間やトリガー-エアロジェル間の距離とその到達率を見積もるのには, 十分役に立つと考えられる.

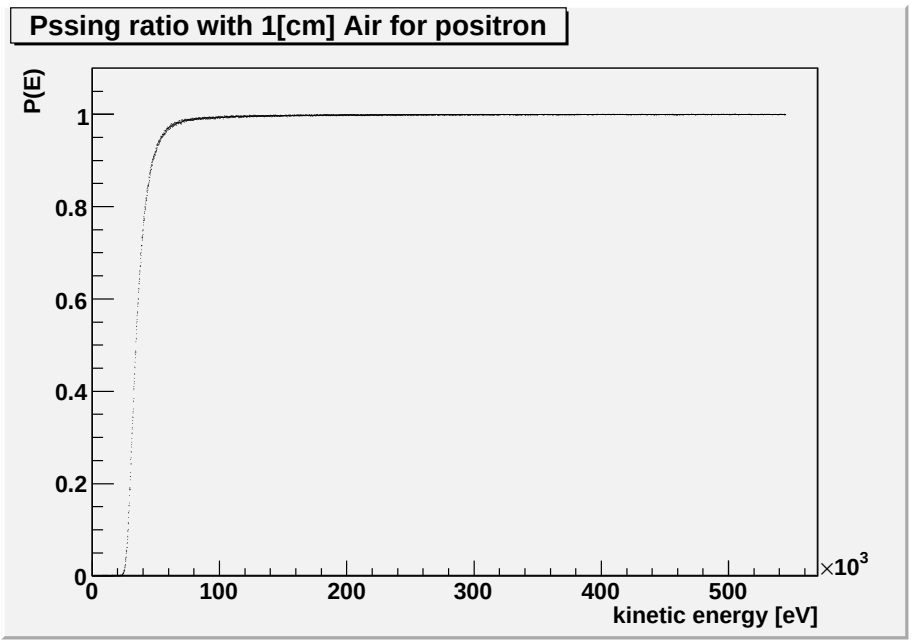


Fig. 2.13: positron 1[cm]Air の通過率

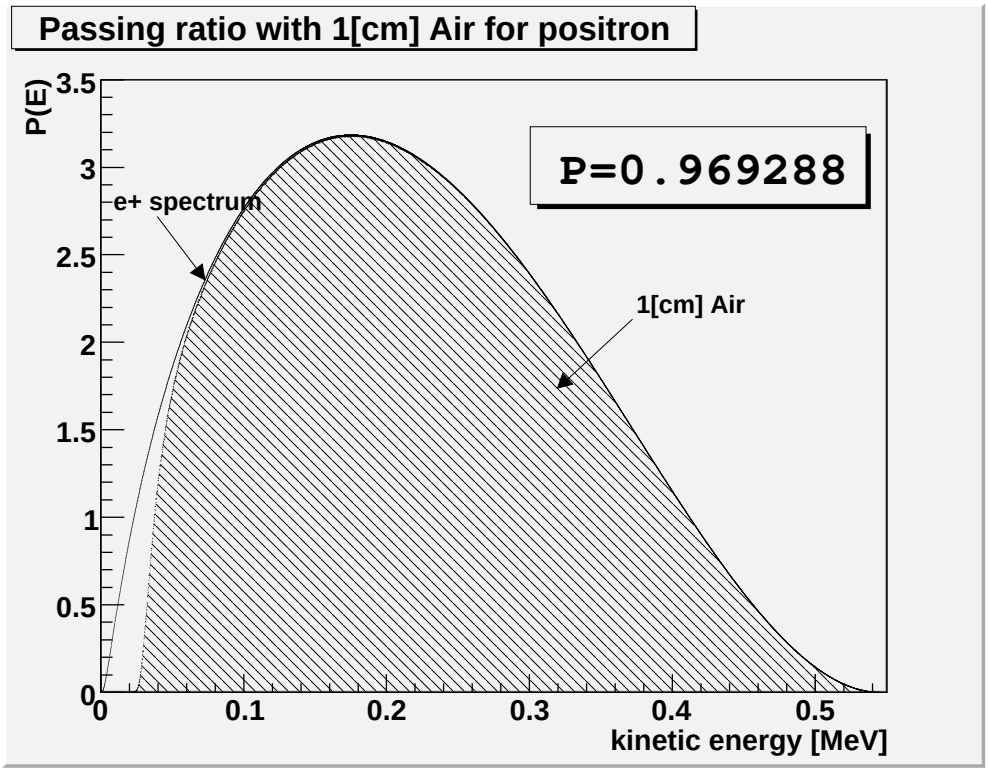


Fig. 2.14: 1[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後

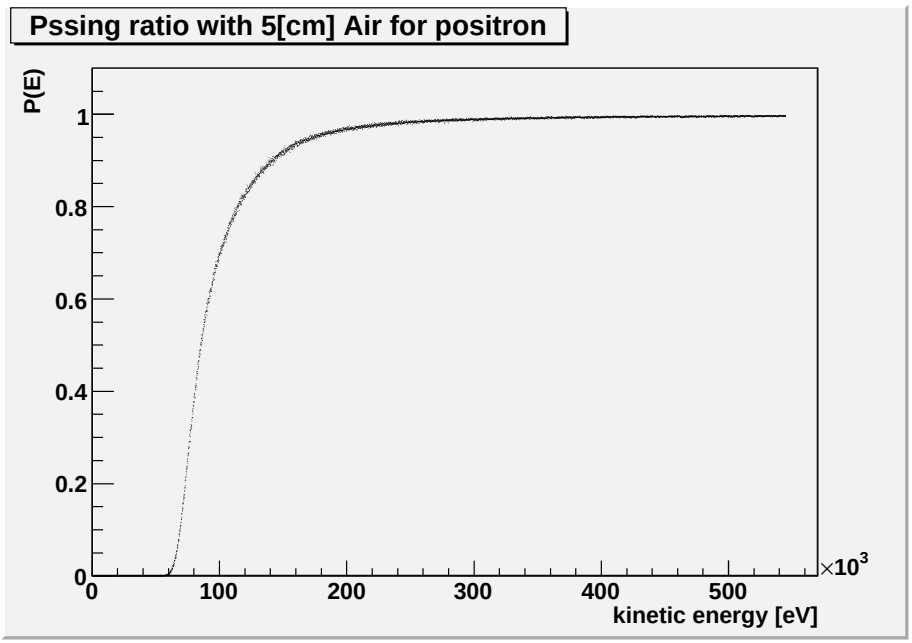


Fig. 2.15: positron 5[cm]Air の通過率

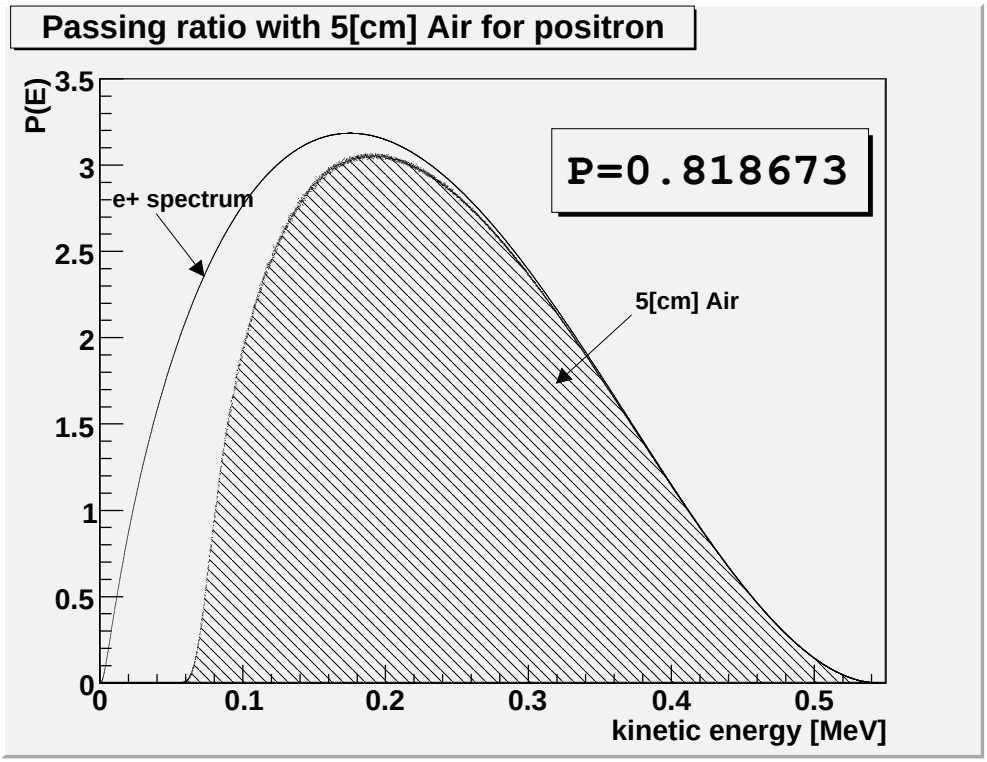


Fig. 2.16: 5[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後

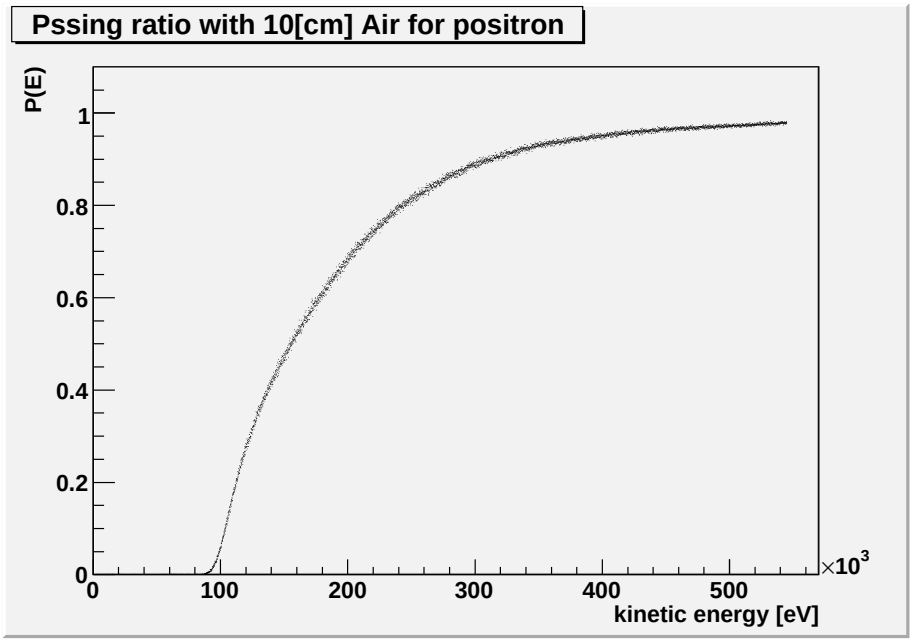


Fig. 2.17: positron 10[cm]Air の通過率

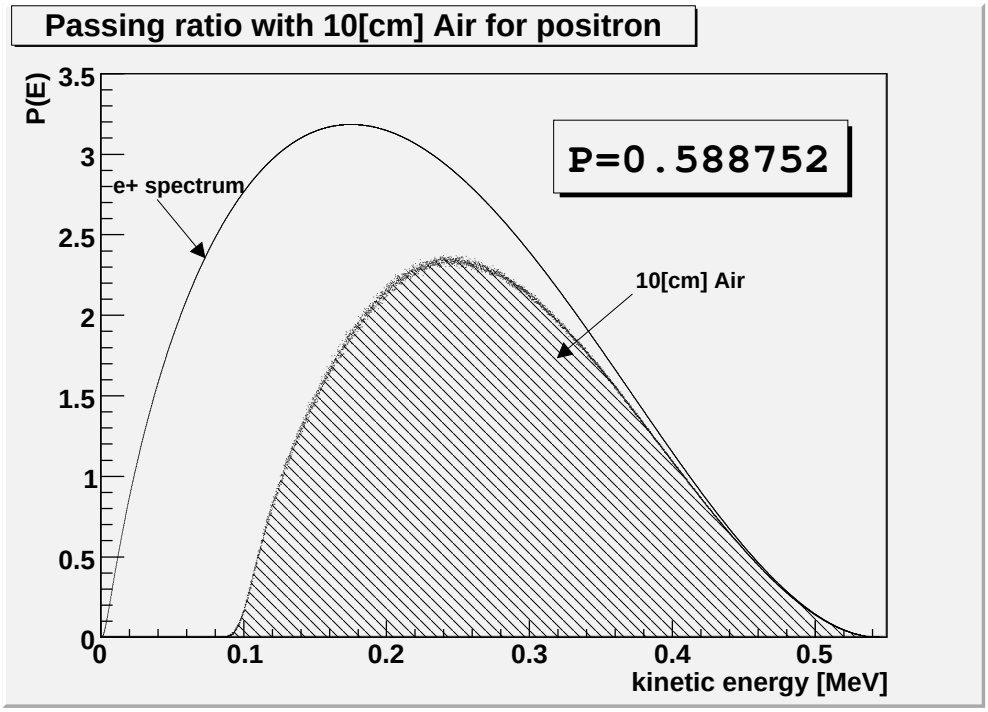


Fig. 2.18: 10[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後

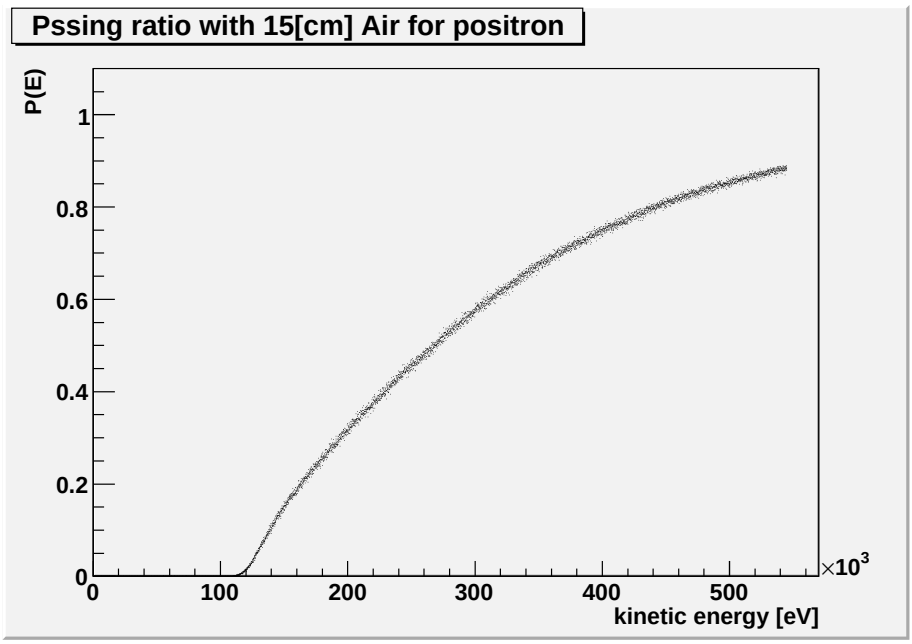


Fig. 2.19: positron 15[cm]Air の通過率

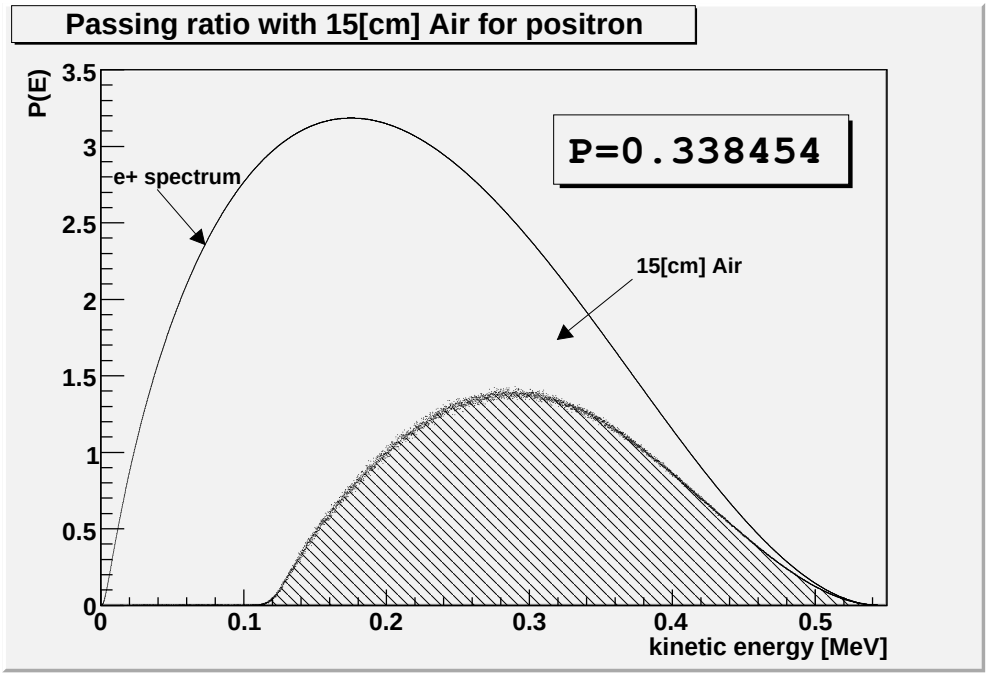


Fig. 2.20: 15[cm]Air ^{22}Na β 線での重み付け後

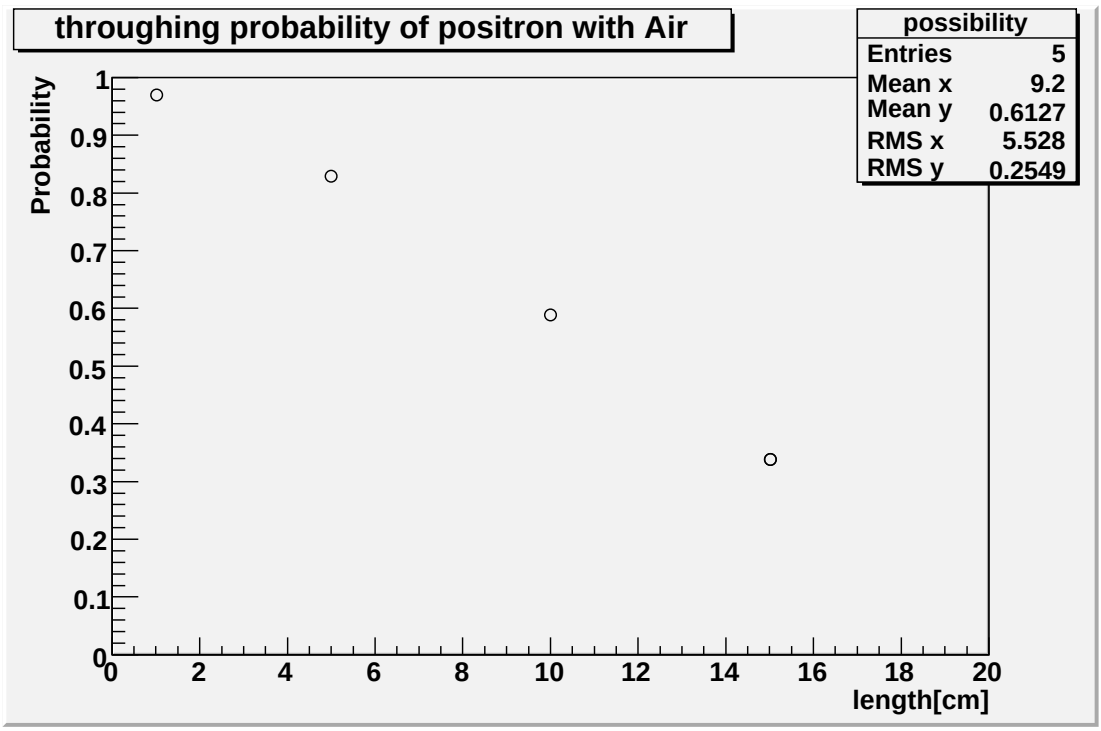


Fig. 2.21: positron 空気の厚さと通過率の関係

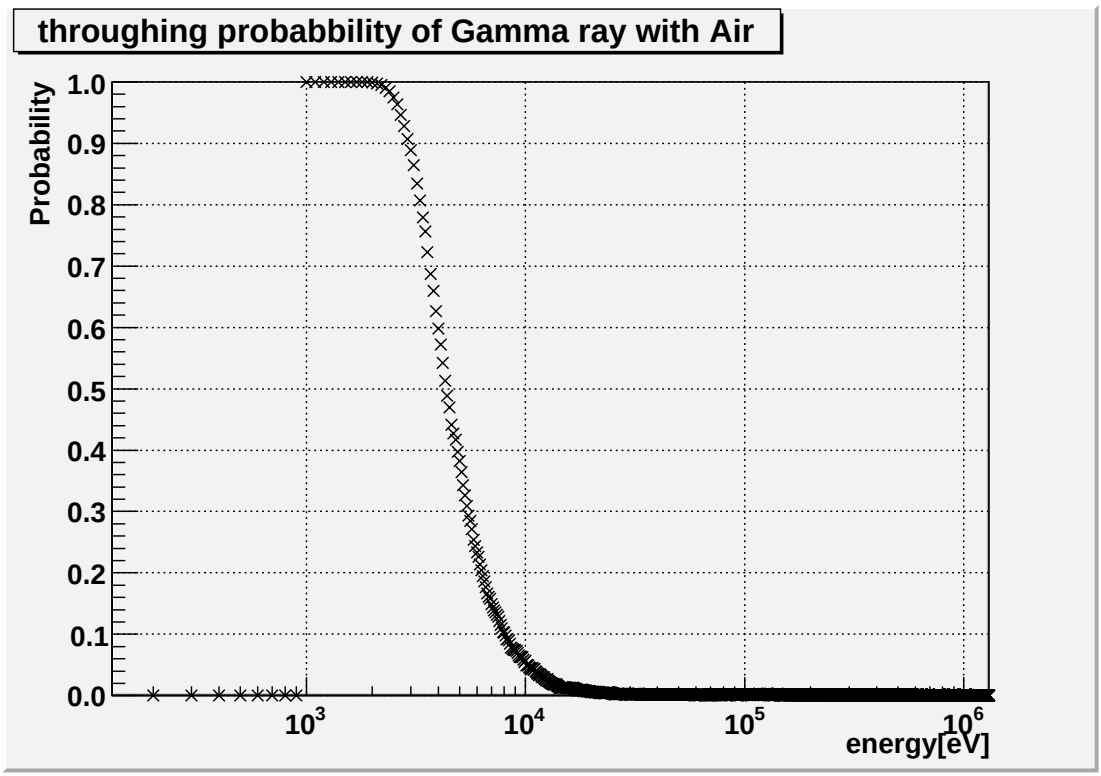


Fig. 2.22: gamma-ray 空気との相互作用

2.2.3 γ 線の通過率

このシミュレーションでは, γ 線が空気中をどのくらい通るのかということを見積もるために行った. それは, トリガーをγ 線で行うときのγ 線検出器への到達の程度を調べることと, γ 線と空気の相互作用によるこのシミュレーション自体の系統誤差を確かめることが目的である.

まず, 第一層を Air で 10[cm], 第二層は 100[cm]Pb を設置し, 第二層にどれだけ辿り着くかを調べる. 第二層の物質を鉛にしたのは, γ 線を確実に物質で止めるためである. γ 線のエネルギーは,^{22}Na のβ 崩壊の後に放出されるγ 線を想定し 1274.5[keV] とした. その結果, γ 線の通過率は 0.999941 でほぼ 100%のγ 線が 10[cm] の空気中では通過することが分かった.

次に, 物質を Air だけにしてγ 線を入射させた. 入射させるγ 線のエネルギー範囲は 0 ~ 1300[keV] で, これは陽電子が電子にぶつかり対消滅した際に放出されるγ 線などを想定して行ったシミュレーションである.

結果は,Fig.(2.22) のようになった. この結果から, エネルギーが約 10[keV] 以下のγ 線は高い確率で空気と相互作用を起こすことが分かる. その原因は現段階でまだよく分かっていない. しかし, 今回のシミュレーションにおいてバックグラウンドとなりうるγ 線は, 対消滅を起源とするもののみである. 電子-陽電子の対消滅時に放出されるγ 線は GEANT4 では 2γ のみなので,1.1 節で述べたとおりγ 線は少なくとも 511[keV] 以上のエネルギーをもつ. したがって, 今回のシミュレーションでは, この約 10[keV] 以下のγ 線の影響は考える必要はない. Fig.(2.22) の結果を利用して,511[keV] から 1056[keV](511[keV]+545[keV]) までのγ 線の空気との平均衝突確率を求めると,0.000494 となる. これが, 今回のシミュレーションでの誤差のひとつとなりうる値である.

2.2.4 エネルギー間隔と確率の関係

これまで, シミュレーションは GEANT4 にエネルギーを 100[eV] ずつずらした粒子を入射させていた. 陽電子の通過率を求めるために行う積分はこのエネルギー間隔での単純な区分求積であるので, この間隔の大きさが最終的な確率の精度に関係している. この間隔を大きくすれば精度は上がるが, シミュレーションに時間がかかり, 逆にこの間隔を小さくすれば短時間で多くのデータを取ることが出来るが, 精度は下がるのではないかと考えた.

そこで, 今回の 100[eV] という間隔がどの程度結果に関与するのかということを調べるために, データを一度 25[eV] 間隔で取り,100[eV] 間隔のときと比較した. 行ったシミュレーションは,2.2.1 節で行ったシンチレータに陽電子を入射させるもので, 入射させるシンチレータの厚さは 0.2[mm] である.

結果の表 (2.1) より, エネルギーの間隔を 25 ~ 200[eV] 変えたときでもその値はほとんど変化はしない. 全体的に間隔が増えると値が大きくずれていくという傾向を見ることができるが, それは完全に客観的な考察だとは言いがたい. したがって, 当初の考えよりもこの議論は簡単でないことが分かった.

他に面積を求める方法としては, 微分方程式を解く方法がある.

Table. 2.1: エネルギー間隔とシミュレーションした結果の比較

エネルギー間隔 [eV]	通過確率	誤差 (100[eV] 基準)
25	0.597255	5.0×10^{-6}
50	0.597282	5.0×10^{-5}
100	0.597252	0
200	0.597229	3.9×10^{-5}
400	0.597239	2.2×10^{-5}
800	0.597168	5.9×10^{-4}
1000	0.597032	5.9×10^{-4}
1500	0.597279	4.0×10^{-5}
2000	0.597025	3.8×10^{-4}

また, この結果から間隔は粗くてもまったく違う値が得られているわけではないので, シミュレーションの時間短縮が可能となる. これによって, たとえば, 通過させる物質の厚さを小さく変化させたときの通過率プロットを作ることができる.

2.3 まとめ

これらの結果から, 陽電子のシンチレータ通過率を求めることができた. シミュレーションの結果から,0.2[mm] のシンチレータでは約 6 割の陽電子の通過を期待することができる.

トリガとして陽電子とγ 線のどちらを用いる方が効率が良いのか, という点については定量的な議論はしていないが, シンチレータ内での放出する光子数 (ひいては結晶内での電離損失のエネルギーに還元される) を考えたときに, γ 線はまず相互作用を起こしにくいという点から, プラスチックシンチレータの方が効率がよいのではないかと推測することができる.

また, 実験のセットアップについても, 空気中の陽電子の通過率などを考えて設計することができる.

第3章　Module

本章では実験に使った特に重要な装置を紹介する.

そのひとつは, 光電子増倍管[1] を利用した放射線検出器である. これは結晶を放射線が通過すると微弱な光の発光を起こすことを利用したもので, 放射線検出の際に非常によく使われる手法である. 今回は無機・有機シンチレータともに作製した.

また, 今回の ortho-Ps の寿命測定には NIM や CAMAC といった高速パルスを扱うための機器を使用した. これらの機器を使うことで数 nsec レベルのシグナルを扱うことが可能になり, 回路をうまく組み合わせることで論理的に欲しいイベントの信号を選択することが可能となる.

3.1　NaI(Tl) 検出器

NaI(Tl) 検出器とは NaI 結晶を光電子増倍管 (PMT) 接着したものである.

放射線が結晶を光らせることは 1903 年に J.Elster,H.Geitel,WilliamCrookes がどれぞれ独立に発見した.[2] また, イオン結晶の NaI や CsI も荷電粒子により蛍光を発することが分かっており, これらのイオン結晶が現在では放射線検出に頻繁に使われている. 特に NaI は結晶生成時にモルパーセントで 10^{-3} 程度のタリウム (Tl) を混入すると発光効率が上がる. この NaI(Tl) は蛍光発光強度が大きいので特によく使われる.

この NaI(Tl) シンチレータは無機シンチレータの一種であり, この無機シンチレータは一般にイオン結晶にカラーセンター (colour sentre) となる活性剤を調合されたものである. 電離能力をもつ (荷電) 粒子は自由電子, 自由正孔, および電子-正孔対 (exciton) を生成する. これらの電子や正孔やエキシトンは結晶格子の中を動き回り, 活性化センターに到達し, これを励起状態にする. 続いてその活性化センターは直ちに可視光を放出して準位を安定に戻す. シンチレーション光の減衰時間は活性化センターの励起状態の寿命によって与えられ, 同時にこれはシンチレータの温度 T に依存していて,$exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$ にしたがった減衰を示す.(E_1 は励起エネルギー)

無機シンチレータは, しばしばγ 線や X 線のエネルギー測定に利用されるが, これは電離エネルギー当りの発光量が有機シンチレータの場合に比べて非常に高く, そのため発光時の光子数の統計的ゆらぎが非常に小さくよい分解能が得られるからである. これら無機 (イオン結晶) シンチレータの特性は表 3.1 に示した.

NaI(Tl) の場合, 荷電粒子が結晶中で失ったエネルギーの約 10%が蛍光に変換される. 今回はγ 線の検出を NaI 検出器で行うが, γ 線の場合エネルギー損失の過程はエネルギーに

[1] PhotoMaltiplier. 通称 PM,PMT, フォトマル, フォトチューブ.

[2] このときの物質は ZnS

Table. 3.1: イオン結晶シンチレータの特性

	NaI(Tl)	CsI(Tl)	ZnS(Ag)
密度 $[g/cm^3]$	3.67	4.51	4.10
蛍光減衰時間 [usec]	0.25	0.55	~ 10
蛍光量最大の波長 [nm]	410	–	450
蛍光効率	1	0.28	~ 1
融点 [℃]	651	621	1850
特徴	潮解性	非潮解性	多結晶性粉末

応じて,K 殻吸収, 光電効果,Conpton 散乱, 電子陽電子対がある. エネルギーが ~ 0.5[MeV], ~ 2[MeV], ~ 5[MeV] のγ 線が結晶に入ったときの, フォトチューブの出力波高分布の模式図は図 3.1 である.

図 3.1 から分かるように, γ 線スペクトルの測定では Compton 散乱するγ 線のピークも現れるので注意が必要である. また, 波高分布を計測する際には ADC や Malti Channel Pulse Height Analiser などの波高分析器を用いるが, この装置には (大規模実験の特別なものでなければ) それぞれ機器の限界の周波数があるので, 崩壊強度が強い線源を扱う場合には注意が必要である.

こうしたエネルギー損失過程によってγ 線は結晶内に電子を走らせる. その電子は結晶内で分子の励起を起こし, 表に示したような波長の可視光を発光する. それは光電子増倍管に送られる.

光電子増倍管はその飛び込んできた光子を光電子に変換し, それを増幅することでパルスを得る装置である. 光電子増倍管の窓に入射した光子は, そのガラスによって選別される. フォトチューブのガラスにはいくつかの種類が使われていて, それぞれ光の透過率が違い, 一般に短波長の光は通過しない. 実際の実験には光電面の特性とシンチレータなどの発光波長領域に適したガラスが使われているフォトチューブを選ぶことになる. これらは, 市販のフォトチューブを購入した場合はその仕様書に記述されている場合が多い.

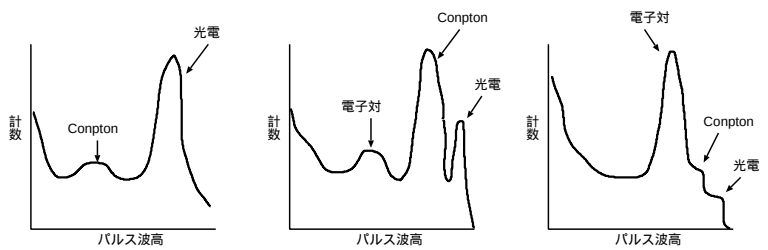


Fig. 3.1: γ 線のエネルギーによる NaI 出力波高の模式図. 左から, ~ 0.5[MeV], ~ 2[MeV], ~ 5[MeV] の範囲

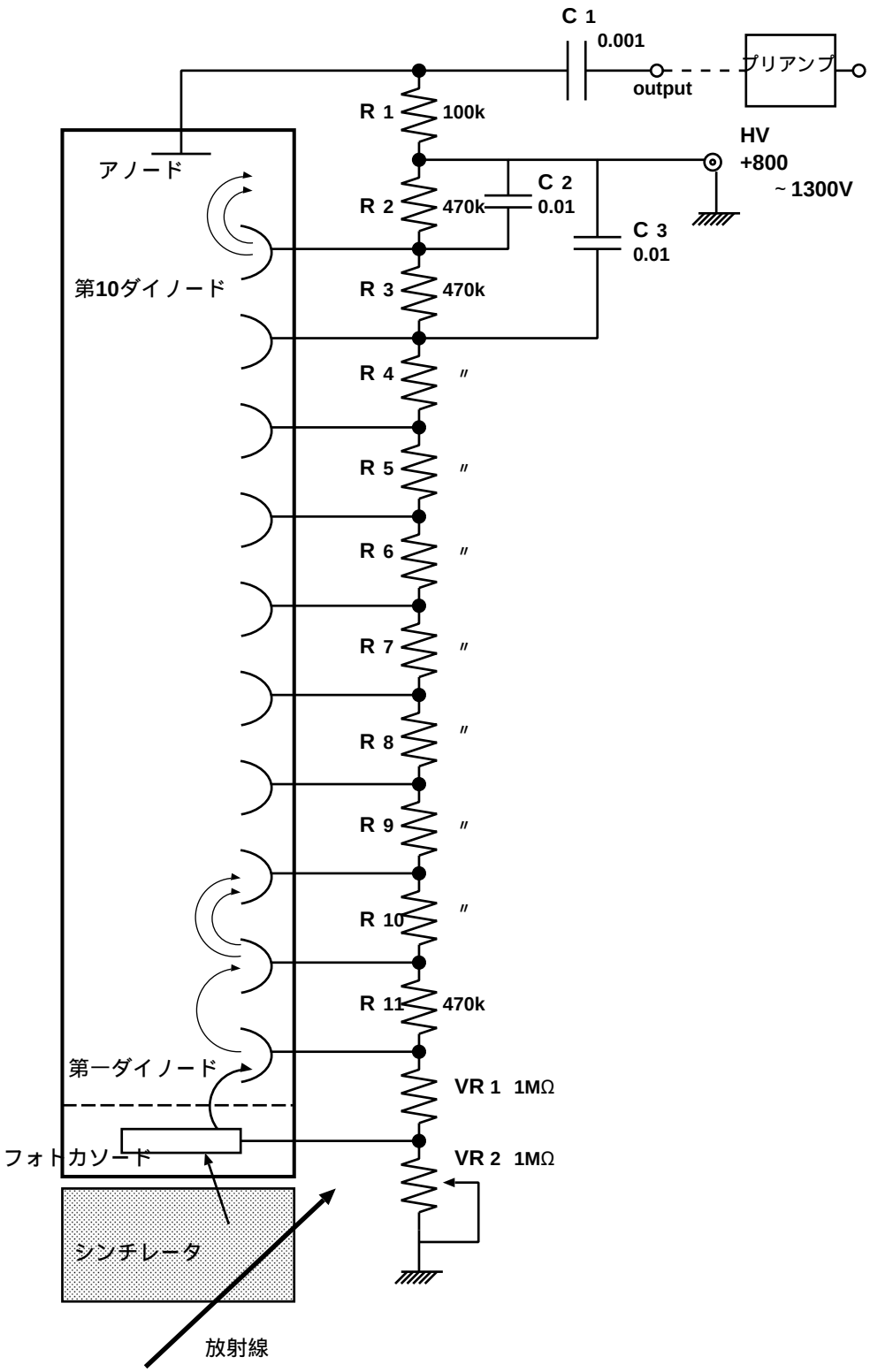


Fig. 3.2: 光電子増倍管回路

今回用いた光電子増倍管は浜松ホトニクス製の R878 ヘッドオン型電子増倍管で, 窓ガラスは硼珪酸ガラスである. このガラスは電極への封入線であるコバール合金がこの硼珪酸ガラスの熱膨張係数に近い値をもっているので, コバールガラスとも呼ばれる. 光の通過率は波長 300[nm] 以下で悪くなる. このフォトチューブの特性は表 3.2 の通りである.

Table. 3.2: 光電子増倍管 R878 の特性

R878	
特徴	10 段ダイノード
波長範囲 [nm]	300 ~ 650
最高感度波長 [nm]	420
光電面種類	バイアルカリ
窓材質	硼珪酸ガラス
最大定格 [V]	1500
最終段間電圧 [V]	250

続いて, ガラスを通過した光子は光電面に到達する. ここで光子はその金属物質をたたき, 光電子を発生させる. 光電面の物質はアルカリ金属やアルカリ土金属などを含む合金で, 光電子放出の仕事関数が低い半導体である. 今回用いたものはバイアルカリと呼ばれる物質が塗布されており, これは Sb,Rb,Cs の物質を混合させたものである. 二種類のアルカリ金属を使っていることから, バイアルカリと呼ばれている. これは特に NaI シンチレータの発光波長分布に近い波長領域で分光感度がよいので, 放射線計測に適している.

こうして光電面から飛び出した光電子は,10 段階のダイノードで増幅され, 約 10^6 培の Gain を得ることが出来る. その回路は図 3.2 のようになっており, 第 1 ~ 10 段まで同じだけの電圧がかけられたダイノード間を, 電子がねずみ算式に増幅していく. 後段になればなるほどダイノードに入射する電子数が増えるために, 電圧のゆらぎが起こるので, キャパシタなどをかませることで対処している. また, 出力のキャパシタはノイズカットをするためのテクニックである. 増幅器のノイズフィルタはおおまかに受動フィルタ, ダブルディレイライン型, アクティブフィルタがあり, 場合によってより効果的なものを選別し使い分ける必要がある. また, 出力から出力パルスの増幅のためのプリアンプまでの距離が特に長い場合, ノイズが乗ってしまう場合があるので, 短い距離で増幅をかけるほうがより良い.

光電面を光子がたたいたときに, どのくらいの頻度で光電子が放出されるかという目安は量子効率 η で表される. これは入射光子数に対する放出光電子数の割合であるが, これは厳密には光電面の物質の種類によって波長に対するそれぞれの量子効率が違う[3] ため (シンチレータから発せられる光も平均を中心とした分布があるため), それぞれの量子効率を考えなければならない. たとえば,NaI の蛍光量最大の波長は 410[nm] であり, この波長に対するバイアルカリ光電面の量子効率はおよそ $\eta = 0.3$(約 30%) である.

また, 入射光量を毎秒当たりの放射エネルギー [W] で, 光電子数を電流 [A] で表し, この電流を放射エネルギーで割った値を放射感度 S で表す. 毎秒 N 個の光子が光電面に入射しているとき, 光子の仕事率は光子の波長を λとして Nhc/λ である. このとき毎秒 n 個の光電子が放出されていたとすると, 光電子電流は nq[A] である. よって, 放射感度 S と量子効率 η の関係は,

$$\eta = \left(\frac{S \times 1240}{\lambda} \times 100\%\right) \tag{3.1}$$

である.

[3] 分光感度, ルーメン (lumen) 感度などを指標とする.

もうひとつフォトチューブの性能として気にすべき点はユニフォミティ(uniformity) の問題である. これは光電面の感度の問題で, これは場所によって違う上, 必ずしも中心に対して一様でもない. したがって, 入射光子の絶対数や微弱光子の計測をする場合, あらかじめ多数のフォトチューブについてユニフォミティを検査して良好なものを選んでおく必要がある. また, 光子が光電面のどの場所に来るかという推定をしておかなければならない.

また, 入射光子一個に対する光電面から飛び出す光電子の数は,Poisson 分布にしたがう. つまり, 光電面から飛び出す平均光電子数が η のとき,r 個の光電子が放出される確率 P(r) は,

$$P(r) = \frac{e^{-\eta}\eta^{r}}{r!} \tag{3.2}$$

と表され,r=0 つまりひとつも光電子が放出されない場合の確率は,

$$P(0) = e^{-\eta} \tag{3.3}$$

となる. この値をカウンターの不感率という. 実験を行う場合は, この不感率をできるだけ小さくする必要がある.

さらに, 一個の光電子がダイノードで増幅された結果, 最終的に得られる電子の数は Gauss 分布にしたがった広がりをもつ. したがって, 仮に同じひとつの光子が光電面をたたいたとしても, 同じようなパルスが得られるとは限らない.

今回は実験装置の準備として, 光電子増倍管と NaI 結晶の接着も行った.(図 3.3) 接着面は光が損なわれることなく 100%通過することが望ましいので, そのための光学グリスを用いた. その後固定のためにまわりをシリコンで固め, 乾燥させたあと, ブラックシートで巻いた.

また, 電源ケーブルの SHV,MHV 規格のものなどが入り混じっていたので, 使いやすいようにコネクタなどを合わせる作業も行った.

Fig. 3.3: 光電子増倍管と NaI 結晶の接着

3.2 plastic scintillator

プラスチックシンチレータ (plastic scintillator) は主に荷電粒子を検出する際に使われるシンチレータである. 無色透明な合成樹脂のひとつであるスチレン (styrene,C_8H_5) に励起発光をする有機化合物, たとえば POPOP($P_1, D_i - (5 - phenyl - 2 - oxazole) - benzene$) や TPB(1,1,4,4-tetraphenyl-1,3-butadiene) を加えさせて重合させたポリスチレン (polystyrene,$[CH(C_6H_5)CH_2]_n$) が主であるプラスチックシンチレータは, 重合の前に不純物がわずかに混入しても発光効率が低くなるという物質である. プラスチックシンチレータの特徴のひとつは, その励起分子の励起している寿命が ~ 10^{-9} という非常に短いものであるということである. これは, 無機シンチレータの 0.2[usec] 以上という減衰時間と比べると, 非常に短い.

有機シンチレータでのシンチレーション発光機構はいわゆる"格子効果"(lattice effect)ではなく, その結晶の主成分蛍光物質の分子エネルギー準位の励起を通じて起こり, その励起状態からの脱励起に際して紫外線領域の光を出す. この紫外光は透明な有機物にすぐさま吸収されるが, それを可視光に変換する蛍光物質"ウェイブレングスシフター"(波長変位剤,wave length sifter) を用いることで, 光電子増倍管によって増倍される光となる. このウェイブレングスシフターは, 最初の蛍光のエネルギースペクトルによく対応し, それから放出される光のエネルギースペクトルがフォトマルの光電面の量子効率の波長依存性によく適合するものが選ばれる.

このプラスチックシンチレータでは, シンチレータ内で荷電粒子が失うエネルギー約 100[eV] が一個の光子を放射するのに転換されると推定してよい. たとえば, 厚さ 1[cm] のシンチレータを極小電離損失をする荷電粒子が通過すると, 約 1.2[MeV] のエネルギーを失うため, 約 12,000 個の光子が放射される, と概算できる.

今回の実験では, このプラスチックシンチレータは 0.2[mm] のものを用いた. シンチレータは, 浜松製の光電子増倍菅 R2076 に接着した. フォトマルの性能は表 3.3 の通りである.

Table. 3.3: 光電子増倍管 R2076 の特性

R2076	
特徴	8 段ダイノード
サイズ [mm]	19
波長範囲 [nm]	160 ~ 650
最高感度波長 [nm]	420
光電面種類	バイアルカリ
窓材質	石英ガラス
最大定格 [V]	1700

プラスチックシンチレータはの接着にはオプティカルセメントを用い, 樹脂と硬化剤を 42:100 で混合させたものを使った. 接着の際にはアクリル製の台を用いてシンチレータを支え, フォトマルのガラス面に対して垂直になるように固定した. セメントはあまりシンチレータの側面に付かないように気をつけた.(図 3.4)

実際に実験を行う際には, 光効率を上げるために線源の部分だけ穴を空けたアルミで巻いた.

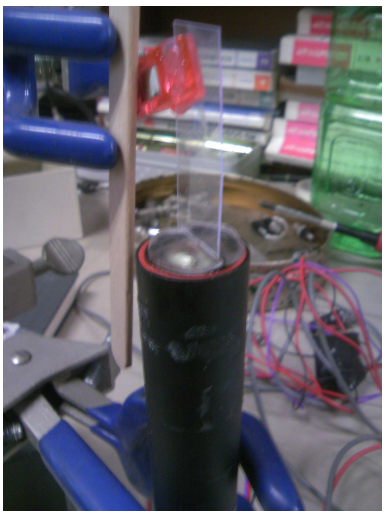


Fig. 3.4: 光電子増倍管とプラスチックシンチレータの接着

3.3 NIM module

NIM 規格は, モジュール (交換可能要素) と呼ばれるユニット型の電子装置で特に放射線装置に用いられるものを統一的に扱うために定められた規格である. これは, 大量生産とダウンタイムの減少、また簡便性などの理由から発展したもので, この NIM 規格のモジュールを組み合わせることで多様な放射線実験の設計が可能となる.

NIM 規格では信号も規格化されており (以降 NIM 信号と呼ぶ),V_{IH}=600[mV] の立ち上がりの早い信号である. ベースラインは 0[V] で, モジュールから出力される信号は NIM 信号である. また, この規格のモジュールは高速のパルスを扱うため, 出力・入力に関してインピーダンスマッチングを行わなければならない.[4] これは delay ケーブルなどのケーブルにも当てはまる. 今回は通常接続は 50[Ω] の LEMO 型コネクタのケーブルを使用した.

本節では, キャリブレーションや本実験で用いた NIM 規格のモジュールについて, その機能と使い方とそれらの回路の制限を述べる.

3.3.1 DISCRIMINATOR

今回用いた discriminator は海津製の QUAD DISCRIMINATOR MODULE(モデル 240) である. discriminator は入力された信号がある一定の閾値 (以降 threshold と呼ぶ) を超えるときに, その超えたタイミングに従って NIM 信号を出力する. この threshold は 40 ~ 750[mV] の範囲で調整することができ, 出力される NIM 信号のパルス幅も 10[nsec] ~ 100[nsec] の範囲で調整することができる.threshold の調整は,threshold の調整ねじの横の穴との電位差を測ることで, 簡単に行うことができる. また, 入力に対して出力信号は約 15[nsec] 遅れて出力され, その立ち上がりは 1.2[nsec] 立下りは 0.8[nsec] である. 繰り返し周波数は, 6[nsec] の出力幅のときに 55[MHz] まで動作する. 入力信号に対しては Updating 回路になっており, 幅の広いパルスを入れてもマルチパルスの出力はない.

背面の veto に NIM レベルの信号を入力することで, 信号が入っている間モジュール全部の discriminator を機能させなくすることができる.

3.3.2 COINCIDENCE

今回用いた coincidence は海津製 TRIPLE 4-FOLD 1-VETO COINCIDENCE MODULE(モデル 470) である. coincidence は設定した入力端子に同時に信号が入っているときに,NIM 信号を出力する. このモジュールには 3 つの独立した coincidence 回路があり, それぞれ 4 つの入力端子,4 つの出力端子がある. またそれぞれの回路に 1 つの veto 入力端子がついており, ここに NIM 信号を入力すると,coincidence 回路はその間だけ働かなくなる. 入力に対して出力信号は約 15[nsec] 遅れて出力され, その立ち上がりは 1[nsec], 立下りは 0.8[nsec] である. オーバーラップ出力が 2 つついており, パルス幅は 12 ~ 200[nsec] の幅で可変である.

[4] 行わなければ大きな発振の原因となる. 今回の場合, 具体的には 50[Ω] ターミネーションを行う.

3.3.3 PULSE AMPLIFIER

今回用いた pulse amplifier は海津製 OCTAL PM 用 AMPLIFIER MODULE である. これは 8 チャンネルの PM(フォトマル) 用アンプで, 入力および出力インピーダンスが 50[Ω] の, 特に高速パルスに対応したアンプである. 入力は DC 結合, 出力は AC 結合で, 電圧増幅度は 8 倍である. 出力信号の立ち上がりは立下りと同じで 4.5[nsec] である. 入力信号と出力信号の遅延時間は,8.5[nsec] である.

3.3.4 GATE GENERATOR

今回用いた gate generator は海津製 DUAL GATE GENERATOR(モデル 290) である. gate generator は入力信号が入ったときに出力信号をその出力幅や出力タイミング (delay) を変えて出力することができるモジュールである. 今回のモジュールは 1 つのモジュールに二つの gate genarator がついているもので, 高速信号に対応し, 最小 40[nsec] 最大 4.0[sec] までの NIM 信号出力を行う. また delay も 110[nsec] ~ 4.0[sec] の間で調節することができ,delay を THROU にした場合は 45[nsec] の遅延時間で NIM 信号が出力される. START 入力信号は DC 結合になっており, 最小幅 8.0[nsec] までの信号で動作する. また,MAUAL START SW を押すことで START することができる. ひとつの回路につきひとつの veto 入力をもち, ここに入力することで動作を禁止することができる.

使用目的としては, 今回は PHADC の GATE や coincidence の GATE として主に用いる.

3.3.5 DELAY MODULE

今回用いた delay module は, 海津製の DUAL VARIABLE DELAY である. これは入力信号と出力信号の間に 5 ~ 31[nsec] の間の delay をかけることができるモジュールである. 中のさびなどでパルスが減衰することもあるので, 気をつける必要がある.

また,delay をかける方法としてはケーブルによる delay もある. 今回用いたケーブル delay は 16[nsec] のものがある.

3.3.6 DIVIDER MODULE

今回用いた divider module は海津製の OCTAL 3 端子信号 DIVIDER である. この 3 端子 divider は 8 チャンネルあり, それぞれが入力端子に入った信号を 2 つの出力端子に分岐する. この端子は 50[Ω] 負荷で整合し, 入力電力は 0.5[W] まで耐えることができる. 入力容量を小さくとるように作られており, 立ち上がり立下りが 1[nsec] の信号でも使用できる. 電源は使用しない.

3.3.7 HIGH VOLTAGE

今回用いた HV は CANBERRA 製 model3002D である. これは 0 ~ 3000[V] の電圧を PM に供給することができる.

3.3.8 AMP

今回用いた AMPLIFIER は ORTEC 製 571 である. これはスペクトロスコーピー用の汎用アンプで,COARSE GAIN と GAIN を変えることで増幅されるその大きさを変更でき, またつまみを回転させることでシェーピングタイムを変えることが出来る. また delay で約 2.5[usec] パルスに delay をかけることができる.

3.3.9 VISUAL SCALER

今回用いた scaler は, 海津製 80MHZscaler module(モデル 120) である. これは, 入力信号が NIM 規格であれば 80[Mhz] までの信号を計数できるモジュールである.

3.3.10 CLOCK GENERATOR

今回用いた clock generator は海津製の 10MHzCLOCK GENERATOR MODULE(モデル 270) である. これは NIM 規格の出力信号を 10[MHz] ~ 1[Hz] まで 12 段階にわたって選択することができ, 出力幅も 6 ~ 100[nsec] まで調整することができ, その立ち上がり時間は 1.2[nsec], 立下りは 1[nsec] となっている. また,NIM 信号以外に TTL 信号も 10[MHz] から 1[Hz] まで出力することができる.

3.3.11 LEVEL ADAPTER

今回用いた LEVEL ADAPTER は DUAL LOGIC LEVEL ADAPTER MODULE(モデル 200) である. このモジュールは NIM 信号と TTL 信号の間の変換を行うモジュールである. 最高繰り返し周波数は 40[MHz] で, 出力の立ち上がりは 6[nsec] 以下, 立下りは 5[nsec] 以下である.

3.4 CAMAC module

CAMAC は NIM のようにモジュール化された回路装置の総称であるが, その大きな特徴はコンピュータとのやり取りができるという点である. クレートコントローラと呼ばれるコンピュータとモジュールの仲立ちをする装置と, コンピュータとの接続によって, モジュールがコンバージョンした情報をコンピュータに取り寄せることや, 逆にコンピュータからの命令をモジュールに送り込むことが可能であり, その結果信号の処理を柔軟かつ多様に行うことが可能となる.

本節では,CAMAC の制御についての主に方法的な部分を紹介し, 今回の実験で用いたモジュールの特徴と仕様を述べていく.

3.4.1 CAMAC 制御について

今回用いた CAMAC のクレーとコントローラは HOSHIN 製 CRATE CONTROLLER CCP-F である.

CAMAC のクレート内におけるデータウェイでのディジタル信号は TTL 信号を介して動作する. モジュール・クレートコントローラ・コンピュータ間の通信は, 3 種類の配線によってなされ,「電源」「供給信号線」「ポイント」である. ポイントは各々のクレートから独立してコントローラステーションに接続されている配線で, クレートアドレス (N) と Look-At-Me(L) の 2 つである. 供給信号線はデータ転送, アドレッシング, コマンド, 特殊な制御コマンドなどの線を含む. この特殊なファンクションは表 3.4 に要約した.

この中で, 今回の実験とそれにおけるプログラム作製に重要であったのは,Q レスポンス, データ信号, アドレス信号, コマンド信号, である. Q レスポンスはデータが存在しているかどうかの指標として, たとえばファンクション F(8) と併用して用いた. 具体的には, ファンクション F(8) で LAM のテストを行ったときに,q=1 が返れば LAM が立っているので, そのデータを取りにいくという動作を行った.

コマンド信号の基本的な形は NAF のセットであり, これらは N がモジュールのサブアドレス,A がモジュールの指定したいチャンネル,F がモジュールに働きかけたいファンクションナンバーである. たとえば,ADC モジュールがクレート番号 10 にあり, そのチャンネルが 8 チャンネルであった場合,N=10 で A は A(0) ~ A(7) をとる. コマンドファンクション F の種類はモジュールに依存するが,F(9) がモジュールクリアなど, ある程度の規則はある. これは後にモジュールごとに詳述する.

ソフトウェアについて, もっとも基本的な部分ではソフトウェアドライバーには CAMAC インターフェースへの入出力オペレーションの制御が必要である. これはソフトウェアに依存した高性能な機器が必要であり, 普通はアセンブリ言語で書かれているため,CAMAC インターフェースと同様にコンピュータの OS との構造的相性を考慮に入れなければならない. これらの問題がドライバによって解消され,CAMAC 制御プログラムが高等言語で書くことが可能になればユーザー間でのやりとりがより簡便になると考えられたため, 現在ではさまざまなドライバが開発されて, 協会の発行した CAMAC サブルーチンが重要視されている.

Table. 3.4: CAMAC データウェイ信号

信号	記号	Function
初期化	Z	モジュールを初期化する
拒絶	I	信号の最中の入力を無効化する
クリア	C	レジスターのクリア
ステータス信号 Look-At-Me(LAM)	L	モジュールから送信される, 何かしらの応答が必要であることを示す信号 LAM のテストは F(8) で行う.
応答	Q	クレートコントローラからのあるコマンドの応答としてモジュールから 1bit の応答信号として送信される.
コマンドアクセプト	X	コマンドによる動作が可能かどうかを返す.
BUSY	B	データウェイのオペレーションが動作中であることを示す.
タイミング信号 ストロボ 1	S1	データウェイオペレーションのファーストフェイズを制御するのに用いる.S1 が発生したとき信号は各々の配線に送られる.
ストロボ 2	S2	データウェイオペレーションのフェイズ 2 を制御する.S2 が発生したときデータウェイ信号が変更される.
データ信号読み込み	R1-R24	モジュールからのデータ運搬用の信号.24 本の平行配線で 24bit の表現が可能である.
データ書き込み	W1-W24	モジュールに信号を転送するときに使用される.24bit.
アドレス信号 ステーションナンバー	N	クレート内でモジュールを選択する.
サブアドレス	A0-A15	モジュールの特定の部分を指定する. モジュールの構造に依存するが,4 本の配線が用意されているので,16 個のサブアドレスを指定することができる.
コマンド信号 ファンクション	F0-F31	モジュールで実行されるファンクションを定義する.F の値は特別なファンクションであり, ある程度の規則はあるが, その種類はモジュールに依存する.

今回マシンの OS は RedHatLinux7.3 で, ドライバは ccpdrv[5] を使用させていただいた.

プログラム中では, いくつかの関数を用いて簡単に CAMAC を制御することが可能となっている. 特に重要なのが CAMAC 関数であり, この関数に NAF の値やデータを受け取る引数を渡すことで, データのやり取りが可能となる. 今回用いた言語は C 言語である.DAQ プログラムに関しては, 最後に付録しておいた.

3.4.2 PHADC

今回用いた PHADC(Peak Hold Analog Digital Convertor) は HOSHIN の 4chPHADC(ウィルキンソンピーク検出型 4ch 同期 PHA) C011 である. これはその名の通り, パルスのピーク波高をディジタル化して数として返す装置である.GATE に信号を入れ, その信号が入っている間に入力されたもっとも大きなパルスの波高に比例した値を, チャンネルという 12bit のデータに変換 (コンバージョン) する. データは 12bit なので, 全部で 4096 チャンネルである. ADC は 100MHz ウィルキンソン ADC で, アナログの SUM 出力や NIM 出力の機能を持っている. またリセット端子に信号を入力 (最小幅 50[nsec]) することで,800[nsec] の間入力を受け付けない. コンバージョンの時間は 100[usec] 以下であり, コンバージョンが終わってから LAM が発生する.

主なファンクションは以下の通りである.

- F(0)-A(0 ~ 3):データリード 0ch ~ 3ch
- F(2)-A(0 ~ 3):ピークホールドリセット
- F(8):テスト LAM
- F(9):ピークホールドリセット,LAM クリア
- F(10):LAM クリア

3.4.3 TDC

今回用いた TDC(Time to Digital Convertor) は, テクノランド製 8ch HighSpeedConversion TDC C-TS (モデル 102) である. このモジュールはスタートストップ間の時間差を測定するモジュールで, フルスケール約 400[nsec] まで測ることができる. 時間を変換しデータとして送るチャンネルは 12bit なので 4096ch あり, チャンネルと時間の対応は 4 章のキャリブレーションで計測するが, 約 0.1[nsec/ch] である. 入力信号は NIM 信号で, 直線性は 10[nsec] からフルスケールまで保証されている. また, コンバージョンのために必要な時間は 24[usec] 以下であり,PHADC の変換時間と比べて 1/4 ほど短いことが分かる. コンバージョン終了後に LAM が発生する.

主なファンクションは以下の通りである.

- F(0)-A(0 ~ 7):データリード 0ch ~ 7ch

[5] http://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/member/nanjo/html2/ccpdrv.html

- F(8):テスト LAM
- F(9):モジュールクリア
- F(10):LAM クリア
- F(24):disable LAM
- F(25):モジュールテスト
- F(26):enable LAM

3.4.4 INTERRUPT REGISTER

今回用いた INTERRUPT REGISTER は海津製 8-BIT INTERRUPT REGISTER MODULE(モデル 3410) である. このモジュールは割り込み信号などの情報を扱うために使用されるモジュールである. これを用いて, ある部分に信号が入ったことを知ることができる. また,NIM 入力があると NIM 出力の端子から NIM 信号が出力される. これは REGISTER をクリアするまで出力され続ける.

主なファンクションは以下の通りである.

- F(0)A(0):データリード,disable LAM
- F(0)A(1):データリード LAM Register
- F(1)A(0):Read LAM MASK Register
- F(8):テスト LAM
- F(9):クリア LAM Register
- F(11)A(1):クリア LAM MASK Register
- F(17)A(0):Write LAM MASK Register
- F(21)A(0):クリア LAM Register,enable LAM
- F(24)A(0):disable LAM
- F(24)A(1):disable LAM output
- F(26)A(0):enable LAM
- F(26)A(1):enable LAM output

3.4.5 SCALER

今回用いた SCALER は海津製 12-CH 100MHz SCALER MODULE(モデル 3122) である. このモジュールは 24bit の高速カウンターによって最高 100[MHz] の信号を計数することができる. また, インヒビット端子から信号を入力することで, 禁止も行える.

主なファンクションは以下の通りである.

- F(0)-A(0 ~ 11):データリード 0ch ~ 11ch
- F(1):LAM Bit Read
- F(2):データリード, クリア
- F(9):モジュールクリア
- F(25):カウンタインクリメント

第4章　Calibration

今回使う CAMAC モジュールの中で, 特に PHADC(ウィルキンソン型波高分析器) と TDC(Time to Digital Convertor) は重要なモジュールである. これらのモジュールは入力されたパルスの波の高さや,strat-end の channel に入る信号の間の時間差をディジタル化して値を返し, それは結果的に, 検出したγ 線のエネルギーを判別することや ortho-Ps の寿命を計測することに対応する.

したがって, 寿命測定の本実験に先立って, 別にこの PHADC と TDC のキャリブレーションを行い, 本実験で得られるデータの扱いを正確に行なえるようにする.

4.1　PHADC calibration

NaI(Tl) 検出器から得られる信号と PHADC のキャリブレーションを行うために NIM・CAMAC を用いて回路を作り, 複数の放射線源を使ってエネルギー分布を計測した. PHADC のチャンネルとエネルギーの直線性を確認することと, その直線の較正式を求めることが目的である.

4.1.1　方法と回路

本実験において,PHADC はγ 線のエネルギーを得るために使う. 検出器は NaI(Tl) 検出器を使う. PHADC の機能は ADC に入ったパルスの波高に比例した数字をチャンネルとして返すことであるが, このパルス波高とチャンネル数の対応は, その元のパルスの大きさを決める検出器の状態などの要素に依存する.

その要素を具体的に考えると, それらはおおまかに三つである. ひとつは, 検出器にかける電圧 (印加電圧) である. これを大きくすると検出器から出力されるパルスは大きくなるため, それに対応するチャンネルの値は大きくなる. 結果的な分布としては, エネルギーに対応するチャンネル上限が低くなっていき, 全体的に引き伸ばされる形になるのではないかと考えられる. 同様の理由で, 増幅器 (AMPLIFIER) の倍率も関係してくる. また, もうひとつの要素は discriminator にかける threshold の値である.PHADC に入るパルスには波高の低い熱雑音などのノイズも含まれるので, ある程度以上の波高のパルスのみを選別して PHADC に入れる必要がある. このために使う NIM モジュールが discriminator で, そのパルスの閾値が threshold である. この値によって PHADC のチャンネルの下限が決まる.

PHADC のチャンネルの数は限られているので[1] , できるだけそのチャンネルの中に納まる形で, しかし十分に広くエネルギー分布が取れるようにしたい. そこで, 上記の要素を

[1] 12bit なので,4096 チャンネル

変えながら簡単にデータをとってパルスの大きさを調節した. 今回使う NaI 検出器[2] は印加電圧 1150[V][3] , 増幅器の増幅率 30 倍,threshold は PULSEAMPLIFIER を経由した状態で 400[mV] が丁度よいことが分かった. 今回はこの状態でエネルギーとチャンネルの関係を調べる.

実験方法としては, エネルギーのよく分かっているγ 線の線源を用いてそのピークを調べ, そのチャンネルの関係をプロットして較正することになる. 線源は ^{22}Na, ^{60}Co, ^{137}Cs を用いた. これらはそれぞれ,1275[keV],1173[keV],1332[keV],662[keV] のγ 線を放出する. また,^{22}Na の場合は対消滅による 511[keV] のγ 線ピークも得られる.[4]

実験のために次のような回路を設計し, 作製した.

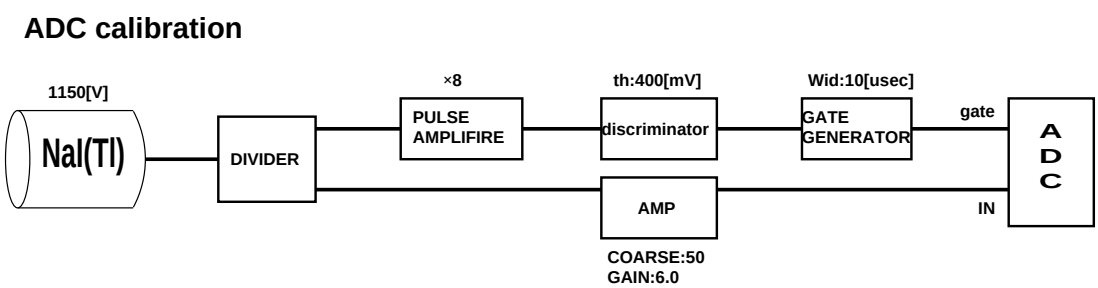


Fig. 4.1: ADCcalibration Logic

PHADC から得られるカウント数のピークは, ある部分を中心として左右に広がりをもつ分布をとる. これは, γ 線のエネルギー損失に広がりがあることが原因である. それは, アルミニウム容器や周囲の物質などで Compton 散乱をして結晶に入ったγ 線によるピークと, 直接入ったγ 線のピークが重なるからである. このピークからγ 線のエネルギーに対応するチャンネルを決めなければならないが, それは, そのピークの分布の中でもっとも大きい値をそのエネルギーの値と仮定する. そのピーク分布のピーク幅をピークの高さの 1/2 のところでの全幅チャンネル数 (Full Width at Half Maximum,FWHM) とすると, そのチャンネル数とピーク中央ののチャンネルとの比でピークの鋭さが表せる. ピークの幅が狭いほどエネルギー推定の精度が良く, 標準偏差 σ とは,

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{\ln 2} \simeq 2.35\sigma \tag{4.1}$$

の関係がある. この関係を用いてピーク値,FWHM, 標準偏差, 標準誤差を求めるプログラムを独自に作成し, チャンネル-エネルギー対応の誤差も求めた.

[2]NO.2 の検出器

[3]フォトチューブが古く高電圧での動作が若干不安だったため, 最大定格よりも低電圧気味に抑えた. フォトマルは R878 で, 最大定格は 1500[V]

[4]陽電子は NaI 結晶を覆うブラックシートとアルミニウムを通過できない.^{137}Cs の 0.5[MeV] 電子もアルミニウムで停止する

Table. 4.1: コンプトンエッジ

線源	γ 線エネルギー [keV]	コンプトンエッジ [keV]
^{22}Na	511	170.3
	1275	212.84
^{60}Co	1173	209.8
	1332	214.3
^{137}Cs	662	184.3

4.1.2 結果・考察

それぞれの線源でのエネルギースペクトルは Fig.(4.2) ~ Fig.(4.4) である. そうして求めた, それぞれのエネルギーとチャンネルの関係をプロットしたものが Fig.(4.5) である. その形から, 直線性を持っていることが分かる.

この分布に一次の直線をフィットすると,

$$Energy[keV] = 0.410297 \pm 0.007273 \times channel[ch] - 190.399 \pm 21.77 \tag{4.2}$$

が得られる. これが, 実際に利用する較正式である. オフセットは 464[ch] で, これより下のチャンネルはエネルギーに変換できないので, このチャンネルを threshold のひとつの基準にすればよい.

式 (4.6) を利用して ^{22}Na のエネルギースペクトルを変換すると,Fig.(4.6) ~ Fig.(4.8) のようになる. ここで, どのスペクトルも 150 ~ 250[keV] あたりに小さなピークのようなもの (緩やかな丘のような分布) を持っているが, これはコンプトンエッジと呼ばれるピークであると考えられる. このコンプトンエッジは Compton 散乱において,180 ° 散乱されたγ 線 (たとえば光電子増倍管のガラスなどで散乱したγ) が作るピークである. コンプトン効果の式より散乱光子のエネルギーは,

$$h\nu = h\nu_0 \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - cos\theta) h\nu_0} \tag{4.3}$$

で与えられるので, コンプトンエッジの場合光子のエネルギーは

$$h\nu = h\nu_0 \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + 2h\nu_0} \tag{4.4}$$

で求めることができる. この式より, それぞれの線源のそれぞれのピークについてコンプトンエッジのエネルギーを計算すると表 (4.1) のようになる. これと見比べると, エネルギースペクトルの小さなピークと一致する.

ちなみに, この散乱での反跳電子のエネルギーはエネルギーがそれほど高くないため, フォトチューブのガラスの中に止まって光電面まで達することはない. また, γ 線のエネルギーによって物質中でのエネルギー損失の過程の割合が変わるため, 現れるエネルギーのピークには, γ 線のエネルギーに対応した特徴がある.(図 3.1)

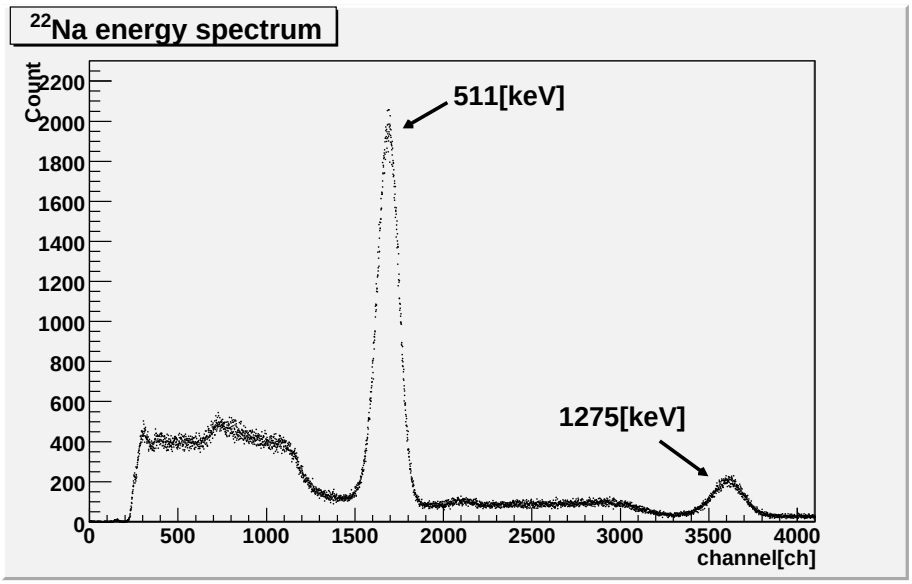


Fig. 4.2: ^{22}Na エネルギースペクトル

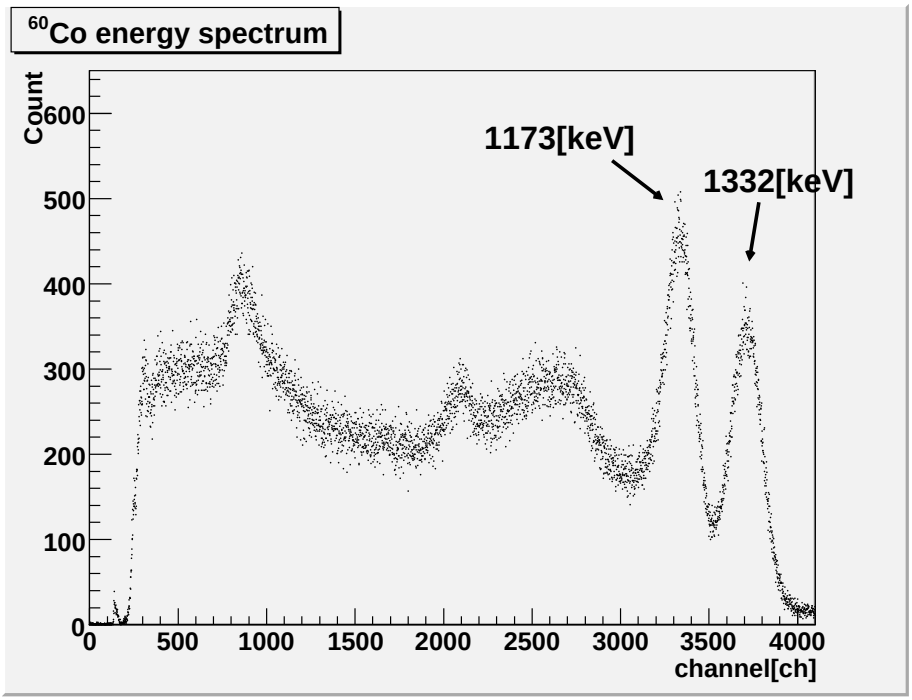


Fig. 4.3: ^{60}Co エネルギースペクトル

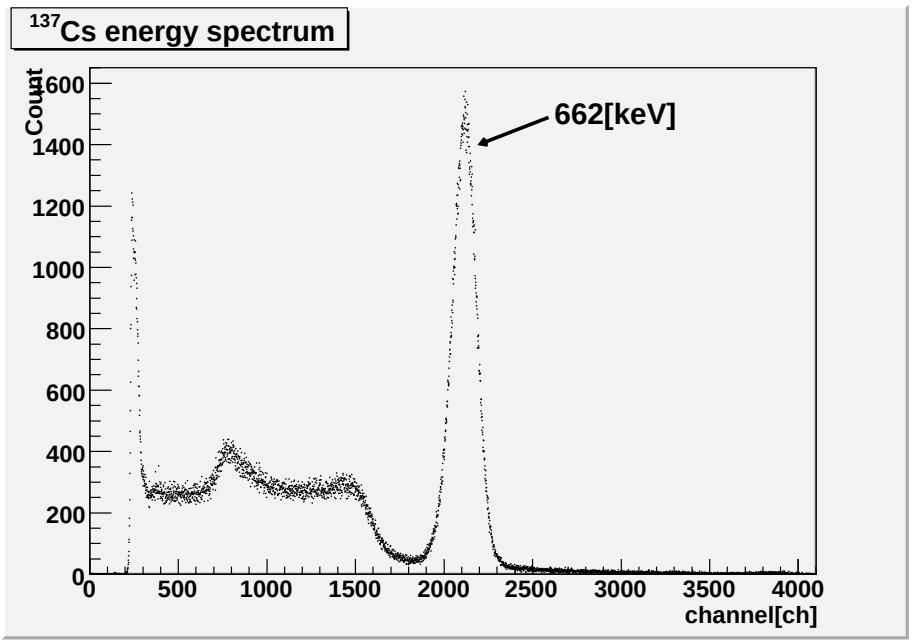


Fig. 4.4: ^{137}Cs エネルギースペクトル

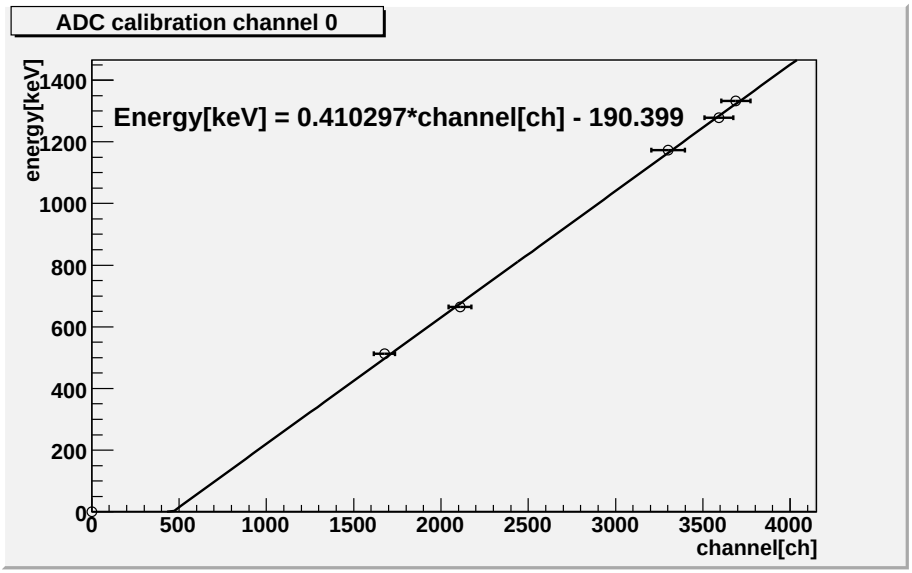


Fig. 4.5: エネルギースペクトル較正

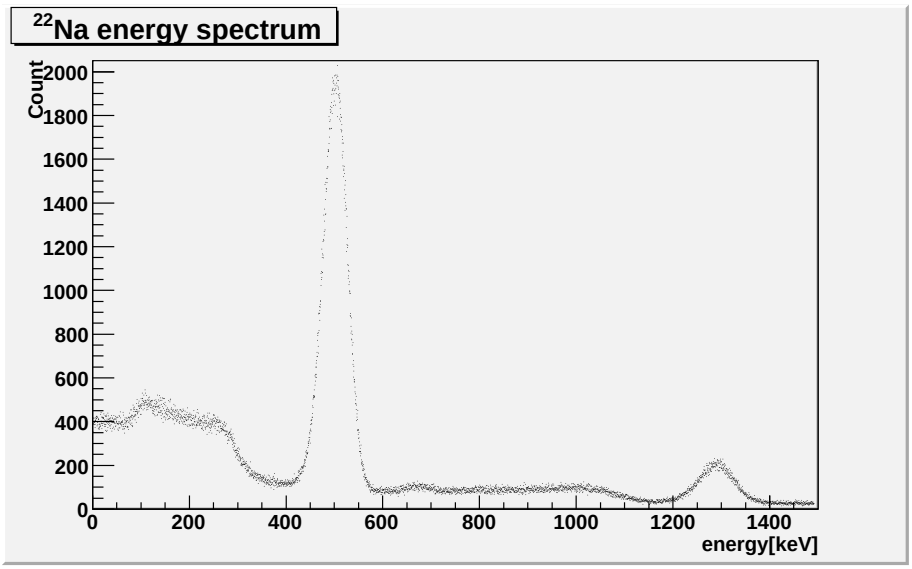


Fig. 4.6: ^{22}Na エネルギー較正後のスペクトル

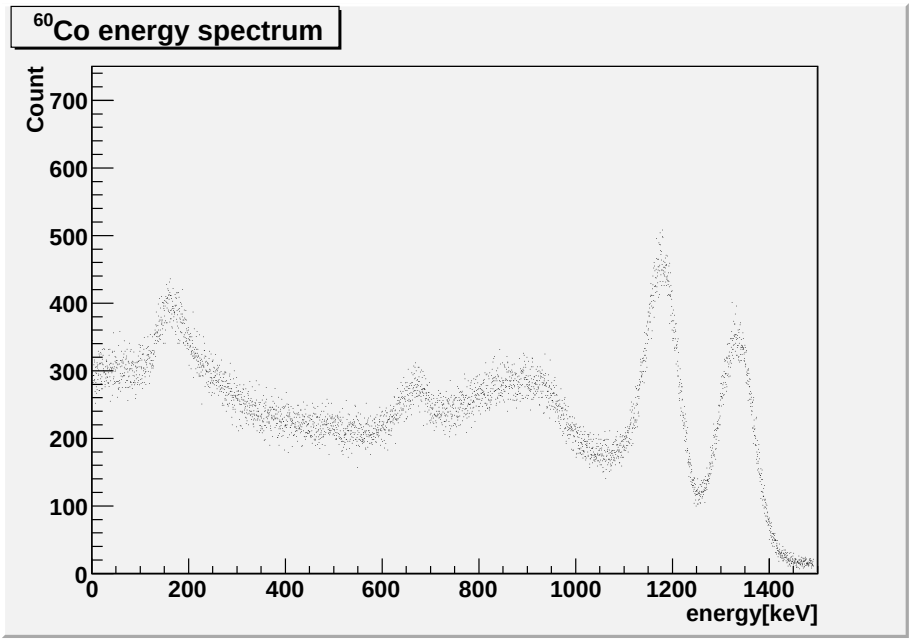


Fig. 4.7: ^{60}Co エネルギー較正後のスペクトル

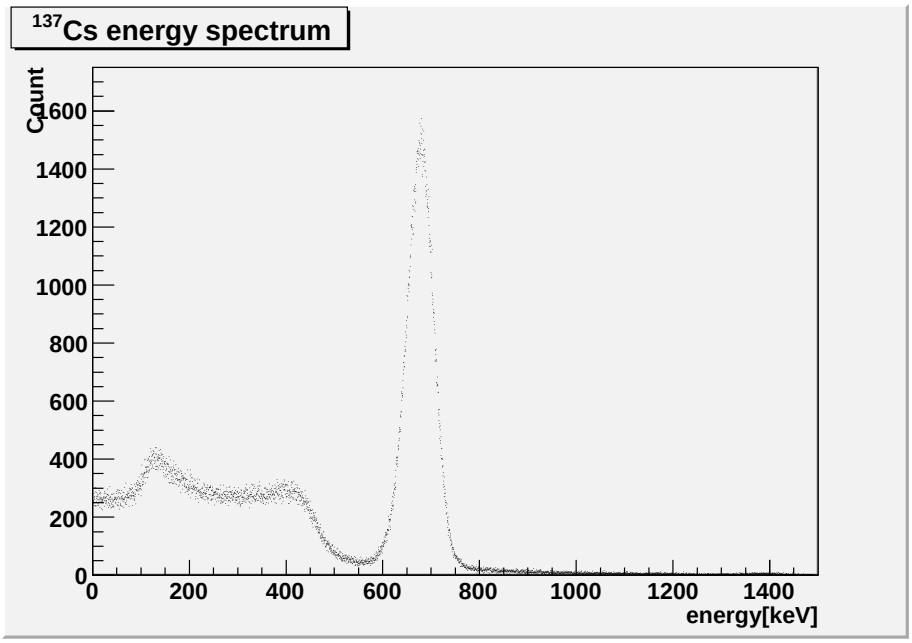


Fig. 4.8: ^{137}Cs エネルギー較正後のスペクトル

4.2 TDC calibration

TDC のキャリブレーションは, 従来は専用のタイムキャリブレータで行われることが多い. しかし, 今回は手近にキャリブレータがなかったので自分で独自の回路を組んでキャリブレーションを行った. 最終的に,TDC の時間とチャンネル数の直線性を確認することと, その直線の較正式を求めることが目的である.

4.2.1 方法と回路

今回の実験で TDC は CAMAC 規格の TDC[5] を用いる. TDC は入力されたスタート信号とストップ信号との間の時間をチャンネルとして返す[6] モジュールである. そのキャリブレーションのためには, スタート信号とストップ信号の間隔が確実に分かっているものを使わなければならない. その信号を得るために, 今回は水晶発振子を使った回路を用いた.(図 4.9) この回路に使われている発振器は 40.000[MHz] で,10^{-3}[MHz] までは確実な精度で動作するので, 発振器は 25[nsec] 間隔のパルスを出力し 10^{-3}[nsec] までは確実なパルスを発信する. 電源は NIM のクレートから取り出すようにしている. この発振器では出力の大きさの調整ができないので, その大きさを調節するために別の発振器でトリガー発信をさせて,NIM 規格に合った大きさのパルスを取り出した.

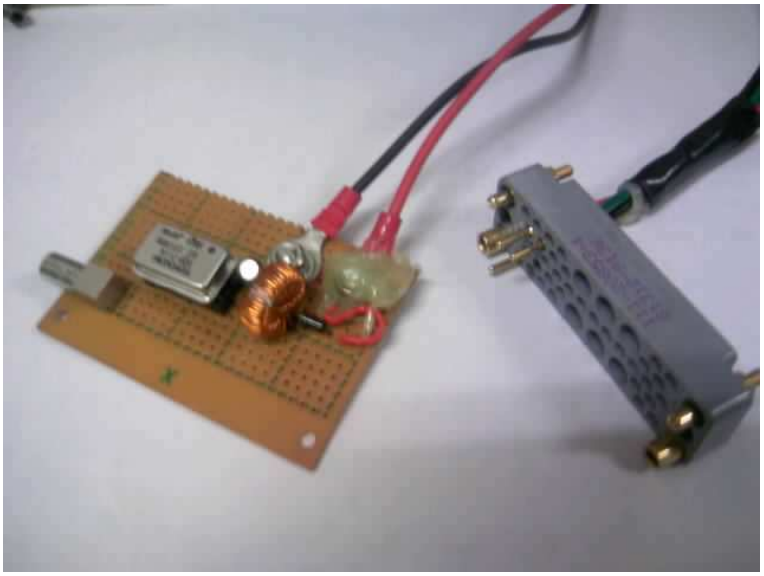


Fig. 4.9: 水晶発振子を用いた発振器

この発振器からは 25[nsec] 間隔でパルスが出力される.TDC のキャリブレーションのためには, この信号を二つに分けてそれぞれを時間差をつけて TDC に入力する必要がある. また, その信号が入った後は,TDC が時間を数字に変換して[7] PC に送るまでの間信号が入

[5] C-TS102, テクノランド社製
[6] 12bit なのでフルスケール 4096 チャンネル
[7] コンバージョンの時間は約 24[usec]

らないようにしなければならない. そのために,NIM モジュールを用いて回路を作った. それが Fig.4.10 である.

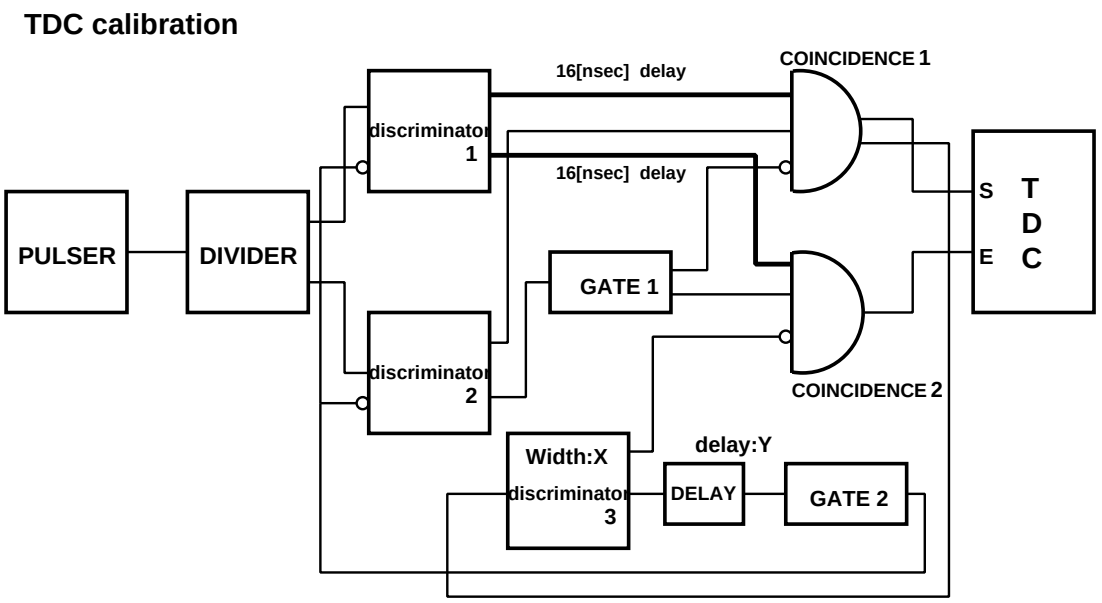


Fig. 4.10: TDC calibration Logic

これは図の discriminator3 の WIDTH X[nsec] と GATE の DELAY Y[nsec] を調節することで, 発振器からくるパルスの切り取り方を調節することができる. これによって,TDC に 25[nsec] 間隔,50[nsec] ~ 250[nsec][8] までの時間差のパルスを, start-stop 信号ともにひとつずつ入力することができる. タイムチャートは図 4.11 のようになる.

データはひとつの時間差につき 1000[回] 取り解析を行って[9] , チャンネル-時間のプロットを行う. TDC のストップ信号を入れるチャンネルは合計 8 チャンネルあるので, そのすべてについて同実験を行ったが, 今回は本実験で使うチャンネル 0 の結果のみを記載する.

[8] discriminator の WIDTH 幅の限界による
[9] 簡単な計算なので解析プログラムは手作り

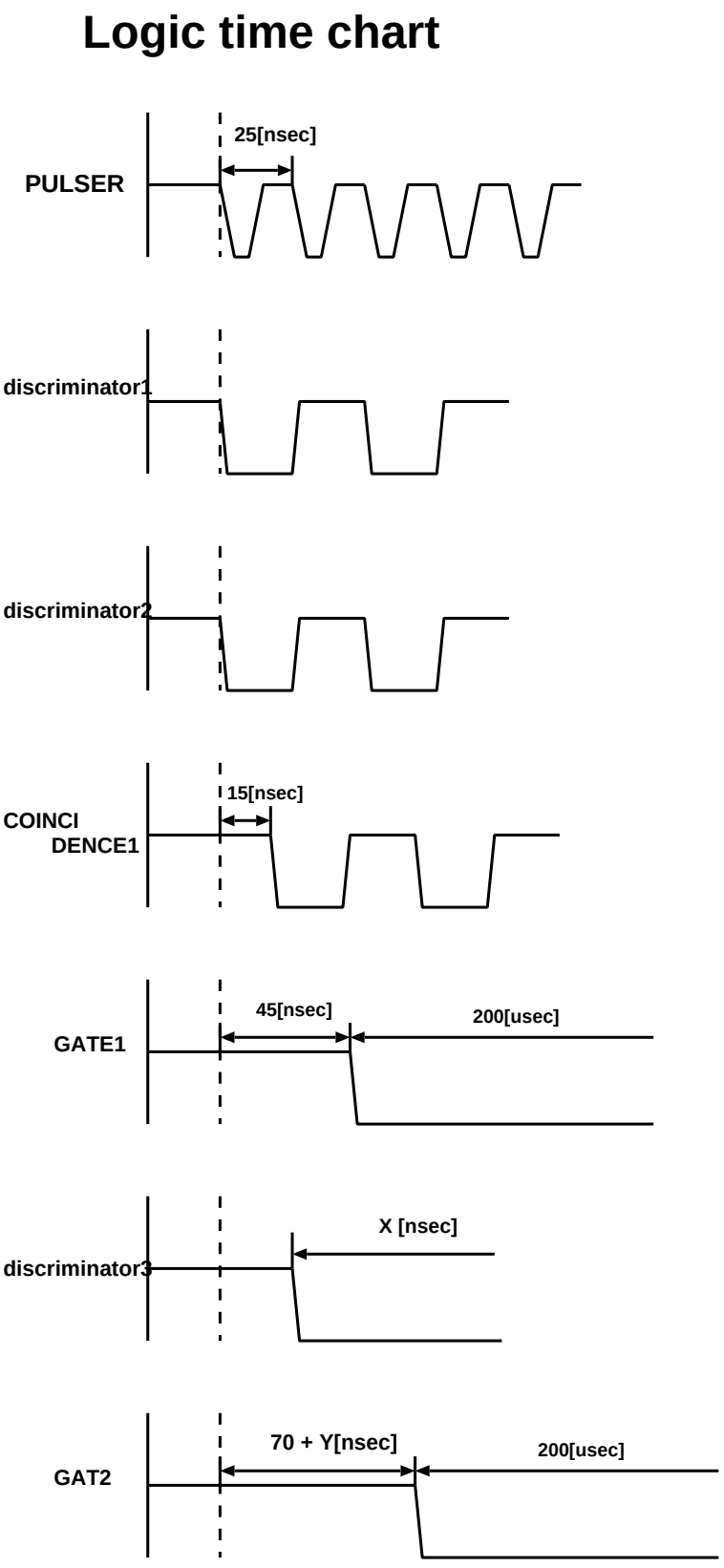


Fig. 4.11: time chart of calibrration logic

4.2.2 結果・考察

実験の結果は図 4.12 のようになった. この関係に一次の直線をフィットすると,

$$Time[nsec] = 0.1056563 \pm 0.0005456071 \times channel[ch] - 32.09316 \pm 0.9976591 \qquad (4.5)$$

が得られる. これがチャンネルを時間に変換する較正式である. 誤差は 10^{-4} オーダーなので, 信頼できる値である.

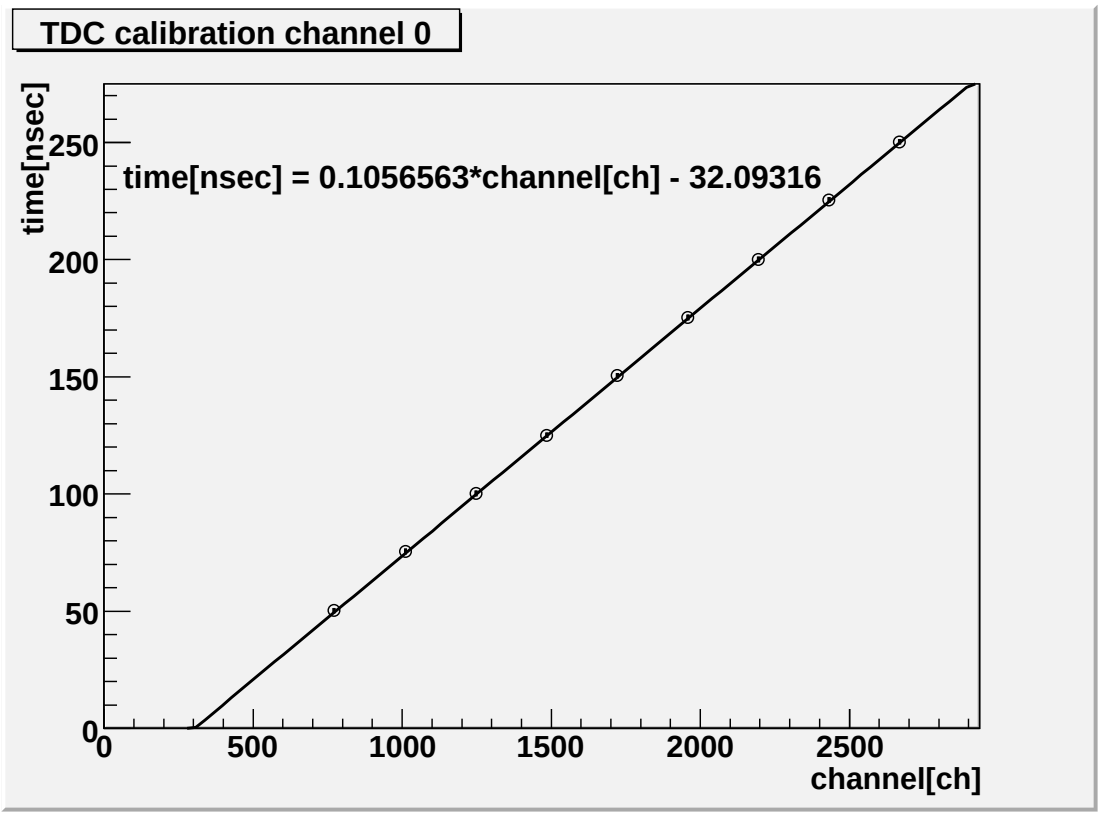


Fig. 4.12: TDC calibration

4.3 まとめ

キャリブレーションの結果,PHADC の ch0 と TDC の ch0 入力に関して, 次の較正式を得た.

PHADC チャンネル-エネルギー間の関係

$$Energy[keV] = 0.410297 \pm 0.007273 \times channel[ch] - 190.399 \pm 21.77 \tag{4.6}$$

TDC チャンネル-時間の関係

$$Time[nsec] = 0.1056563 \pm 0.0005456071 \times channel[ch] - 32.09316 \pm 0.9976591 \tag{4.7}$$

第5章　Experiment(ortho-Psの寿命測定)

2章で行ったエスティメーションの結果や,4章で行ったキャリブレーションを踏まえてその測定可能性を論じ,ortho-Psの寿命測定を行う.

5.1　方法

理論的にどのようにすればortho-Psの寿命を測定することができるのかを明らかにし,それを求めるための実験を提案する. また, その手法を用いた場合のPsの生成過程を, 陽電子の放出の段階から順番に追っていく.

5.1.1　計算方法

ortho-Psの寿命は,ortho-Psの生成からの時間と崩壊数の関係から求めることができる. 不安定粒子が崩壊する場合, その崩壊率dN/dtは不安定粒子の個数Nに比例するので,τを寿命とすると

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau} \cdot N \tag{5.1}$$

となる. ここから, 時間をtとして方程式を解くと,

$$N(t) = N_0 exp(-\frac{t}{\tau}) \tag{5.2}$$

が得られる. したがって,ortho-Psの崩壊時間-崩壊数の関係を測定で知ることが出来れば, この関係式にフィッティングすることでその寿命τを求めることができる. 実際には式5.2の対数をとった

$$\log N(t) = -\frac{t}{\tau} + C \tag{5.3}$$

の式にフィッティングし, 直線の傾き (の逆数) を求めることで寿命τを求める.

ここでの寿命τは,ortho-PsがN個あったときにそれが確率的に自己崩壊し$\frac{1}{e} \times N$個になるまでにかかる平均時間である.

5.1.2　実験方法

前節から,ortho-Psの寿命を測定するにはその崩壊する時間と崩壊数を計測すればよいことがわかる. それを計測するために, 今回はCAMAC規格のTDCというモジュールを用いる. これは第3章で紹介したようにスタート・ストップ信号間の時間を計測するもの

である. この TDC を目的に合うように使うためには, スタート信号を ortho-Ps が生成されたときに送り, ストップ信号を ortho-Ps が崩壊したときに送るようにすればよい. ここで,ortho-Ps の生成は陽電子を,ortho-Ps の崩壊は崩壊時に放出する 3γ を合図とし, 陽電子はプラスチックシンチレータで, γ 線は NaI 検出器で検出する. つまり, 陽電子をスタート信号として TDC にいれ, γ 線でストップ信号をかけることでその間の時間, つまり崩壊時間を得る.

また, 放出されたばかりの陽電子はエネルギーが高く電子と束縛状態を作ることができないので[1] , ortho-Ps の生成のためには, 陽電子は減速させるための減速材が必要である. 今回は, その減速材としてエアロジェルを用いた.

今回の実験でのバックグラウンドになり得るものとして, もっとも大きな寄与になると推測できるのは para-Ps や対消滅のγ 線である. para-Ps は ortho-Ps よりも千分の一ほどの非常に早いタイミングで 2γ 崩壊するので, 見かけ上 1000 倍程度の頻度で検出される. また, 電子-陽電子の対消滅や pick-off,ortho-Ps の spin-flip を経ての 2γ 崩壊など, すべてのタイミングで起こり得るバックグラウンドも考えられ, これらは ortho-Ps の寿命測定に大きな影響を与えることが予測される. したがって, これらの影響を少なくするために NaI 検出器で検出するγ 線のエネルギーを CAMAC 規格 PHADC によって同時計測し, それを指標として上記のバックグラウンドをカットする.

また, 実験の材料については第 3 章で紹介したものを使う.

5.1.3 Ps の生成過程

^{22}Na から放出された陽電子は, プラスチックシンチレータでいくらかの電離損失を起こしながら通過した後, シリカエアロジェルに到達する. 陽電子がこのエアロジェルに侵入する深さは ^{22}Na の陽電子の場合は約 2[mm] と計算されており [1],Ps もこの領域で生成される. シリカエアロジェル内に入射した陽電子は, 多くの微粒子を通り抜けながら急激に減速し, ある微粒子の中で Ps を形成し, 高い確率で微粒子表面に達して表面から微粒子間の空隙に飛び出す. また, 微粒子表面で生成する Ps もある. 入射した全陽電子のうち,45%が空隙中の Ps となる.[2] 空隙に飛び出した Ps は微粒子中に戻ることなく, 微粒子の表面の第一層の原子とのみ相互作用しながら空隙中に滞在すること[3] が, これまでの研究で分かっている.

こうして生成した Ps は, 途中での他の物質との相互作用で消滅しなければ,para-Ps ならば平均寿命 125[psec],ortho-Ps ならば平均寿命 142[nsec] で崩壊する.

[1] およそ 10[eV](ボーア速度) 以下まで減速する必要がある.
[2] Y.Nagashima,et al.:Phys.Rev.B35 1987.
[3] シリカに対するポジトロニウムの仕事関数が負であるため.[1]

5.2 Setup

実験のセットアップは図 5.1 のような, 非常に簡単なつくりである.

今回は一本の 0.2[mm] のプラスチックシンチレーション検出器と NaI(Tl) 検出器を放射線の計測器として使う. 外部からの放射線を防ぐために鉛の壁で囲み, シンチレーション検出器のフォトマルがほぼ裸なため, 暗箱になっている.

^{22}Na からの 1.2[MeV] γ 線を影響を除くために NaI(Tl) 検出器と線源の間に鉛を挟むことも考えたが, そのγ 線は結局回路部分でハードウェア的にカットすることにした. この 1.2[MeV] のγ が原因となるデッドタイムが生じる可能性はもちろんあるが, たとえば, γ 線の鉛での遮蔽に 10[cm] 以上の厚さが必要と考えて鉛で遮蔽し, 線源から 10[cm] の位置に 10[cm] 四方のエアロジェル[4] を置くと仮定すると, その場合シミュレーションの結果から 4 割ほど到達する陽電子が減ってしまうと考えられるので, 結果的にその方がイベント収集効率の妨げになるのではないかと推論できる. これはもちろん, 線源の崩壊強度が十分であり十分な収集効率を望めるならば鉛で遮蔽するに越したことはない.

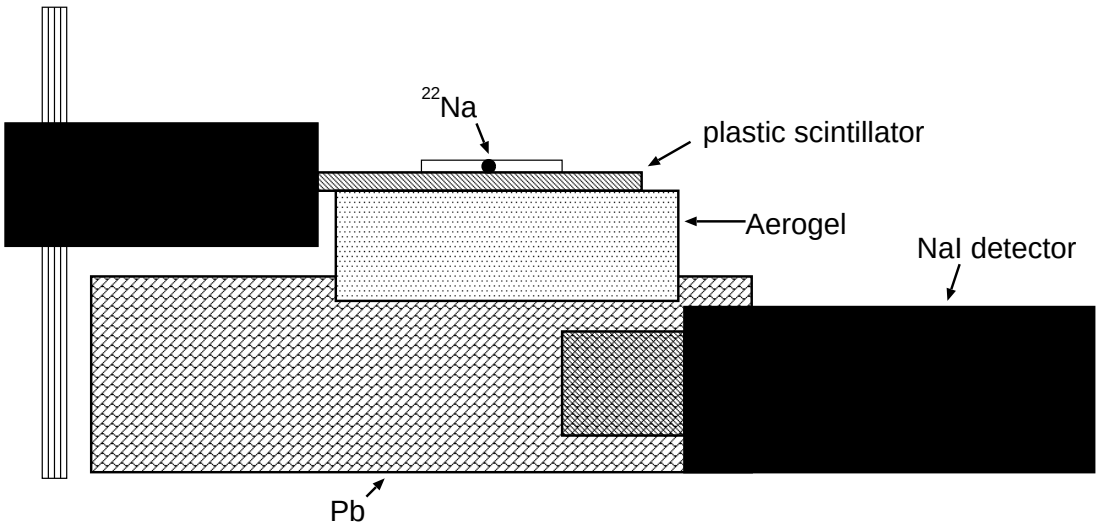


Fig. 5.1: Setup

5.3 回路

今回計測回路として設計し, 用いたのは図 5.2 である. また, この回路について時間を測りながら, 細かい調整をした. そのタイムチャートが図 5.3 である. タイムチャートは, プラスチックシンチレーション検出器と NaI(Tl) 検出器に同時にパルスが来た場合を想定して作製した.

[4] もっと大きいものがあれば事情は変わるが, 今回はこの大きさのものしかなかった.

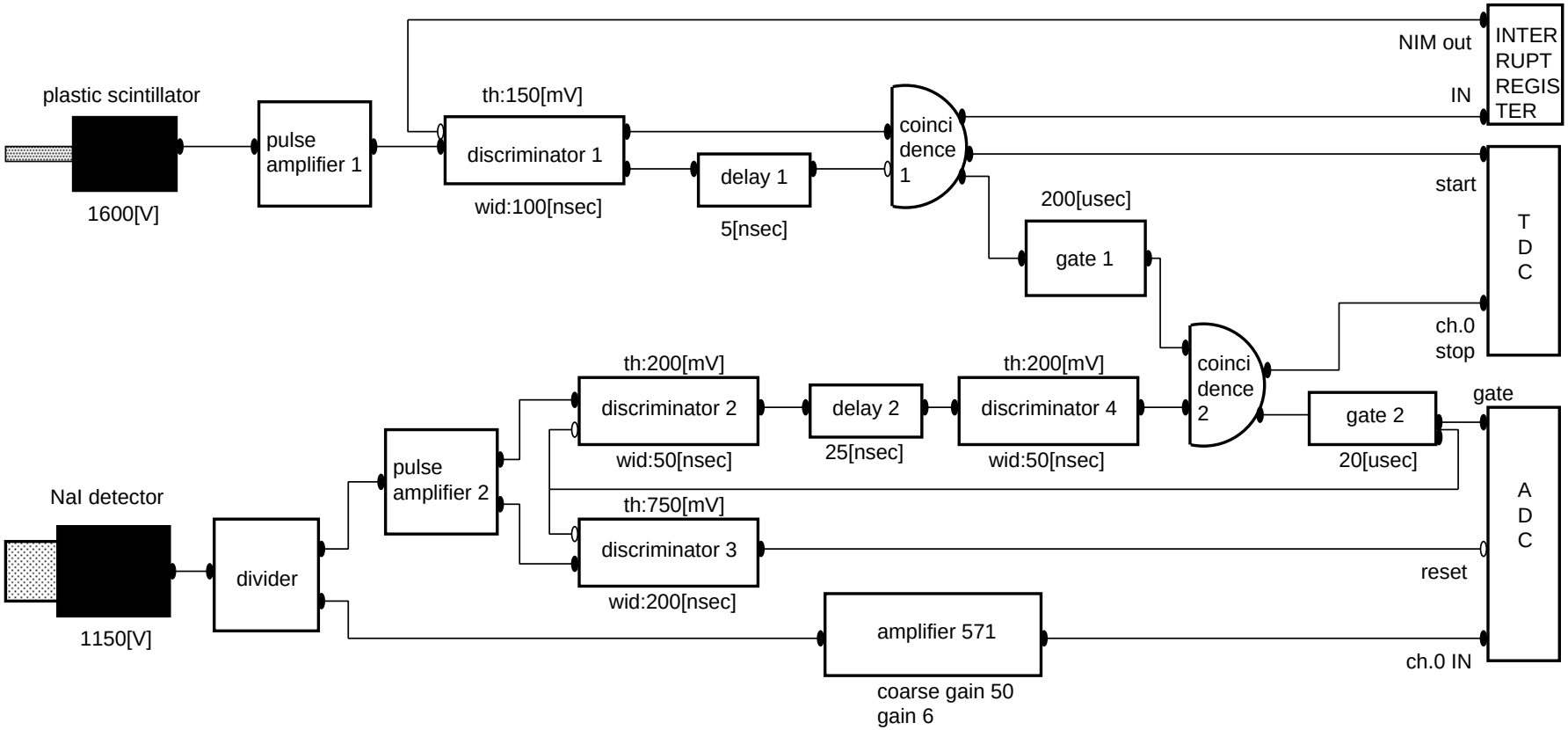
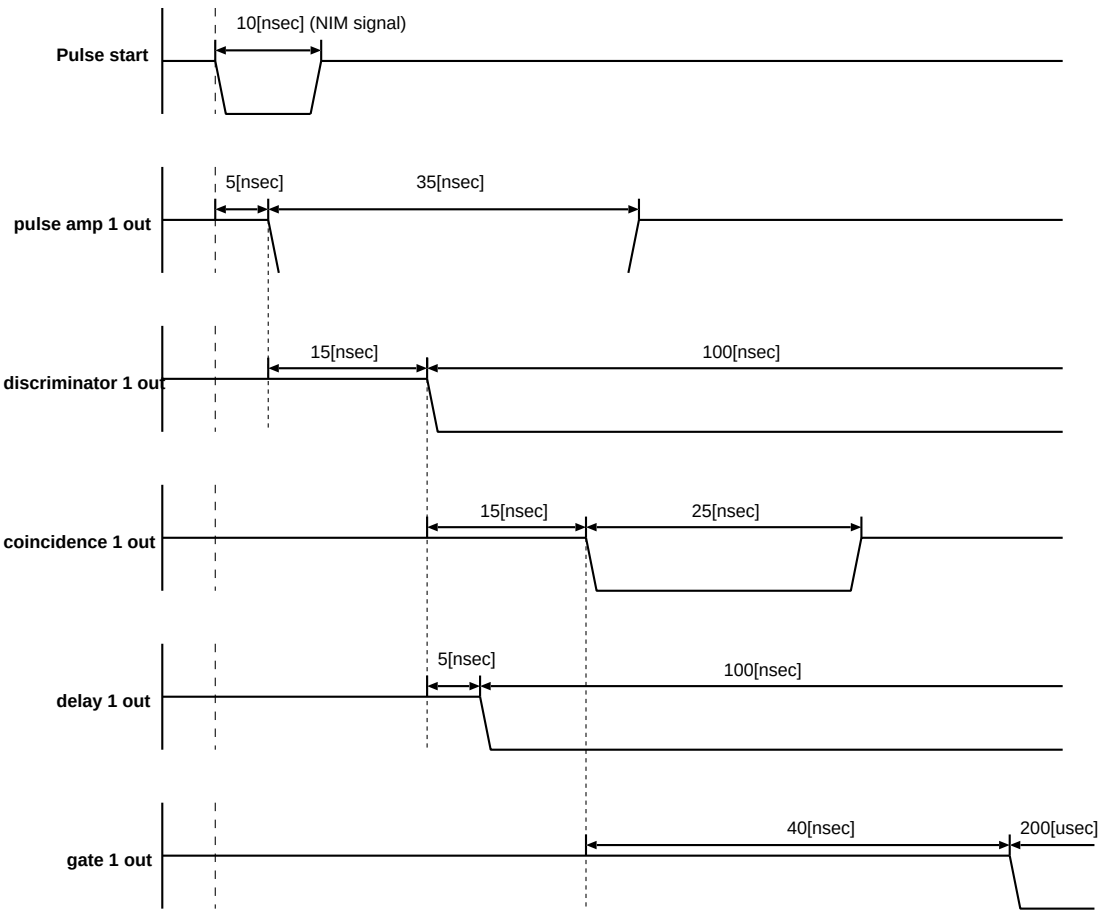

plastic scintillator
1600[V]
pulse amplifier 1
th:150[mV]
discriminator 1
wid:100[nsec]
delay 1
5[nsec]
coinci dence 1
NIM out
IN
INTER RUPT REGIS TER
start
T D C
200[usec]
gate 1
coinci dence 2
ch.0 stop
th:200[mV]
discriminator 2
wid:50[nsec]
delay 2
25[nsec]
th:200[mV]
discriminator 4
wid:50[nsec]
gate 2
20[usec]
gate
NaI detector
1150[V]
divider
pulse amplifier 2
th:750[mV]
discriminator 3
wid:200[nsec]
reset
A D C
amplifier 571
coarse gain 50
gain 6
ch.0 IN

Fig. 5.2: Logic

Logic time chart



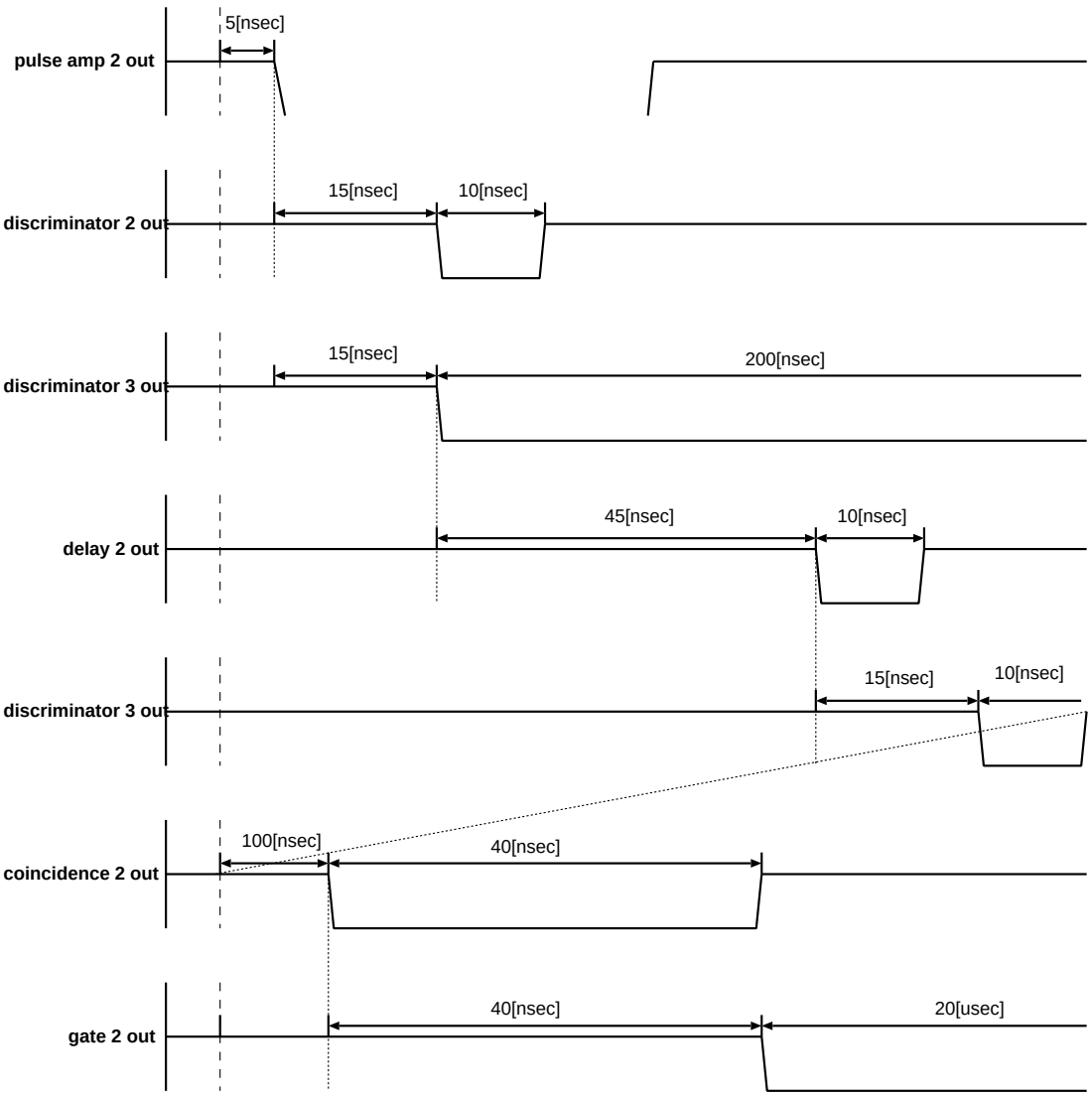


Fig. 5.3: timechart

回路は大きくプラスチックシンチレーション検出器の部分と,NaI(Tl) 検出器の部分とに分けられる. プラスチックシンチレーション検出器からきたパルスは, ある程度の大きさ以上のパルスだけ discriminator1 で選別され,TDC の start 信号として入るとともに, ADC の GATE を作る coincidence2(and 回路) に 200[usec] の間信号を入力する. この時間の間にもし NaI(Tl) 検出器にパルスが来れば,coincidence2 から TDC への stop 信号と ADC への GATE を作るようになっている.

coincidence1 は, プラスチックシンチレーション検出器に二つの近いパルスがきた場合の後の信号への veto のために使っている. この veto 時間は discriminator1 の時間幅の 100[nsec] だけだが,coincidence1 から入った INTERRUPTREGISTER(以下 IR) がすぐさま出力する NIMout の信号に veto の役割は引き継がれる. この信号は,PC から IR クリアの命令が出されるまで, 出力される.

NaI(Tl) 検出器からパルスがきた場合も同様に,discriminator2 によってある程度以上のパルスのみを選別するようになっている. discriminator4 は,delay モジュールによって減衰してしまった[5] シグナルを NIM レベルにするためにつけている. また,discriminator3 は 1.2[MeV] のγ 線を除くためにあり, ある程度以上の大きなパルスがきた場合だけ ADC のリセットに信号を入力し,GATE を作らせないようにするためにある. これによって事前の調整では,650[keV] 以上のγ 線のカットを実現している.

もし NaI(Tl) 検出器からのパルスがきたときにプラスチックシンチレーション検出器によるトリガーがかかっていれば,coincidence2 から GATE2 に信号が送られ, GATE2 は PHADC の GATE と discriminator2 ~ 4 の veto をかける. これは, 新しい NaI(Tl) 検出器から連続的にパルスがきて TDC のコンバージョン終了前に stop がかかってしまったときに, 正しい崩壊時間が捨てられてしまうからである.

タイムチャートから, 同時にプラスチックシンチレーション検出器と NaI(Tl) 検出器にパルスが入った場合,TDC の時間差は 25[nsec] となるはずである. この値は,TDC の規格の 10[nsec] 以上のリニアリティの保証を目安にした.

また, この回路は CAMAC を制御するプログラムのやりとりとも密接に関係している. 次節では, そのプログラムについて述べる.

[5] この delay モジュールは少し古く, 若干信頼性に欠ける

5.4 プログラム

この測定のプログラムのアルゴリズムを簡単に図 5.4 に示した.

このプログラムの引数は, 第一引数がデータの取得数, 第二引数がファイル名である. データの取得の順序を簡単に辿ると, まずプログラムは IR の LAM が立つのを待ちそれが LAM が立ったときにメインループに入る. これは回路ではトリガーがかかったときを示し, そのときに IR は NIMout 端子から NIM 信号を発してトリガーの veto をかける. ここからプログラムは ADC の LAM が立つのを待つ.

このとき,IR に信号が入ってから, つまり TDC に start がかかってから指定した時間だけ経過したときに, メインループを break させる. この対策によって,TDC の「start がかかっているが信号が来ない状態」でのオーバーフローと, それによる回路のデッドタイムの割合を減少させることが出来ると考えられる. その break 時間は, 今回は回路の veto と同じ 200[usec] に設定した. その時間計数精度は, 少なくとも二桁の精度で確かであることを確認している. 時間計測に使用している関数は gettimeofday である.

PHADC に信号が入り, コンバージョンされて LAM が立つと TDC,ADC の順にデータを取得し, 出力する. この出力形式は, オンラインモニタリングを可能にするために逐次ファイルに書き込む形式をとった. また, 簡単にデータを試し取りしプロットできる形式の二つを選択できるようにした. また, データ収集の進み具合を簡単に確認できるように, 指定した間隔でデータの数のパーセンテージを出力するようにしている.

出力されるデータは「ADCchannel TDCchannel」の形で出力されるため, 解析としてはそれを第 4 章のキャリブレーションで行った較正式によってエネルギーや時間に変換して, 目的に沿ってカットをかけていくという作業になる. その解析は ROOT という解析ソフトを使った. 今回は C++で解析コードを書く形で,ROOT はライブラリとして用いた.

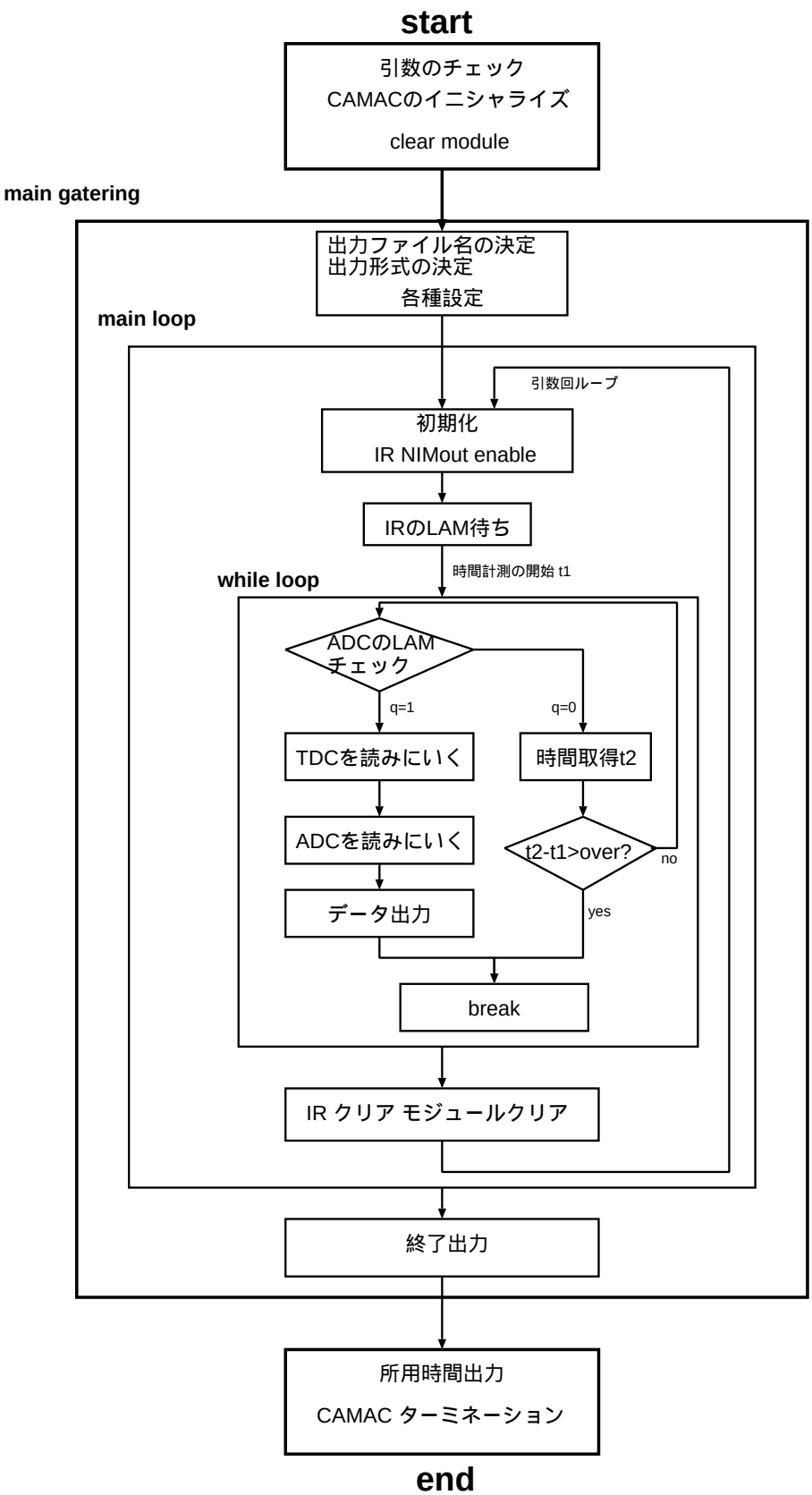


Fig. 5.4: ortho-Ps DAQ algorithm

5.5 結果

寿命測定の結果得られたADC-TDCchannelの分布は図5.5のようになった. これをADC,TDCのカウント数でプロットしたのが図 5.6 である.

これらを第 4 章のキャリブレーションで得られた較正式で較正すると, エネルギーと時間の関係が得られる. 今回の場合, エネルギー全体の分布が左へシフトしていたので, 511[keV] のピークを目安にして, 見やすいように手を加えた. それが図 5.7,5.8 である.

これらの結果を解析し,para-Ps のイベントと ortho-Ps のイベントについての結果を得た.

5.5.1 para-Ps の測定

para-Ps は短い寿命で崩壊し,511[keV] の 2γ となるため, 図5.8の450[keV] から 580[keV] の領域のイベントをカットして切り出した. それが図 5.9 である. この結果から, 時間分布の早い 70[nsec] のあたりに 511[keV] 付近のγ 線が集中していることが分かる. カットによって現れた数ともとのピークの数を比較すると, その割合は約 90%である.

したがって,511[keV] 付近と 70[nsec] 付近に集中するイベントが多いことが分かり, それは para-Ps であると結論できる.

5.5.2 ortho-Ps の測定

前節から, エネルギーが 511[keV] の付近に para-Ps があることが分かったので, その部分 (450[keV] 以上のイベント) をカットする. すると, 図 5.10 のようになり, 大幅に 70[nsec] のピークの数が減ったことが分かる. この結果でログスケールをとり,175[nsec] から直線をフィッティングすると (図 5.11), 崩壊率

$$\lambda = 0.008267 \pm 0.000566[nsec^{-1}] \tag{5.4}$$

が得られる. これの逆数をとると, 寿命 τ が得られる. 今回の測定では,

$$\tau = 120.963 \pm 8.282[nsec] \tag{5.5}$$

が得られた.

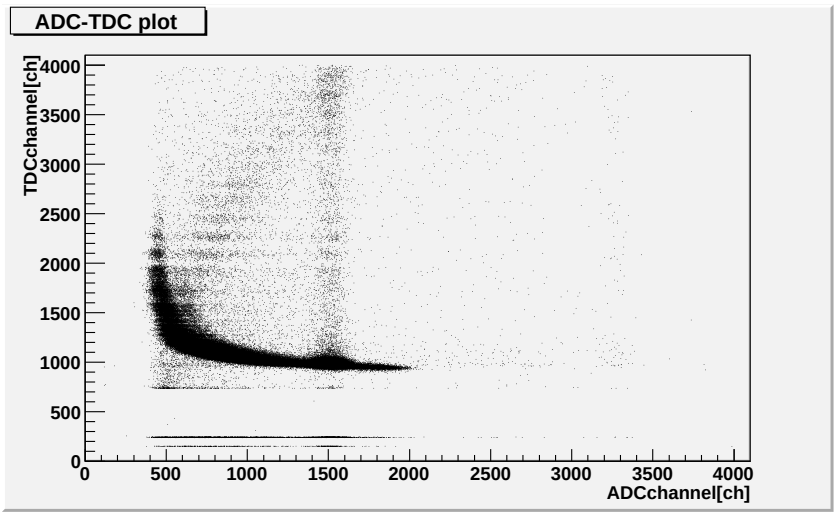


Fig. 5.5: ADC-TDC channel 分布

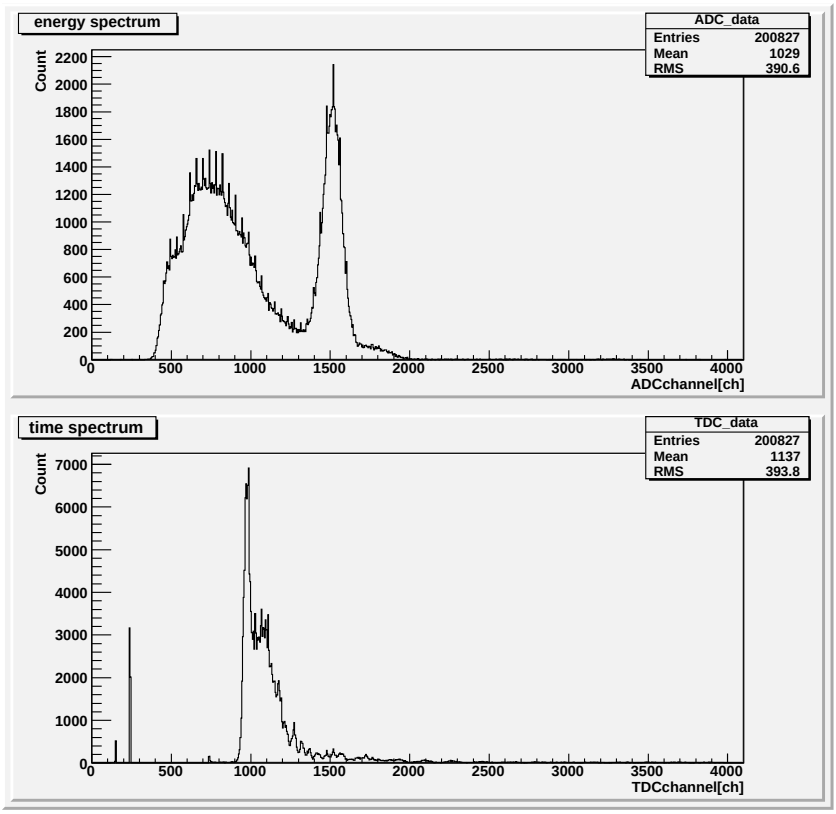


Fig. 5.6: ADC-TDC channel count

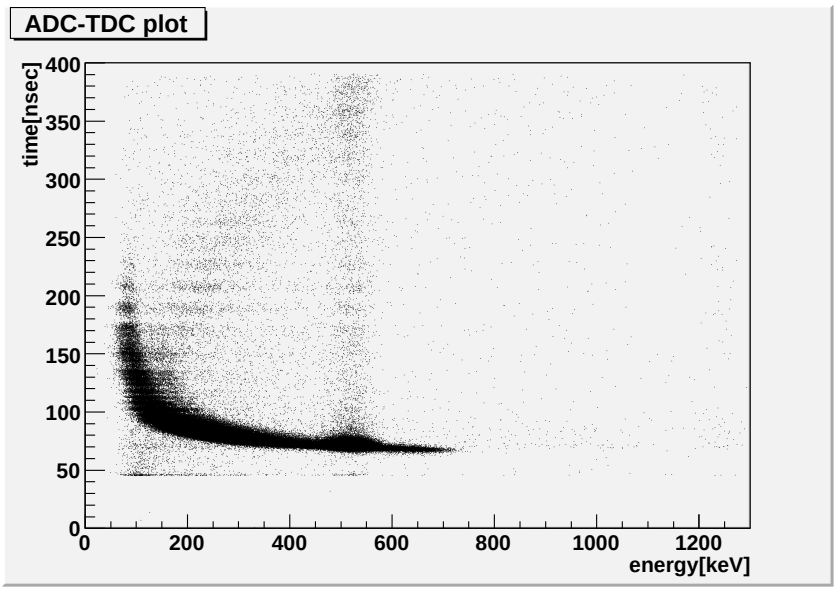


Fig. 5.7: エネルギー-時間分布

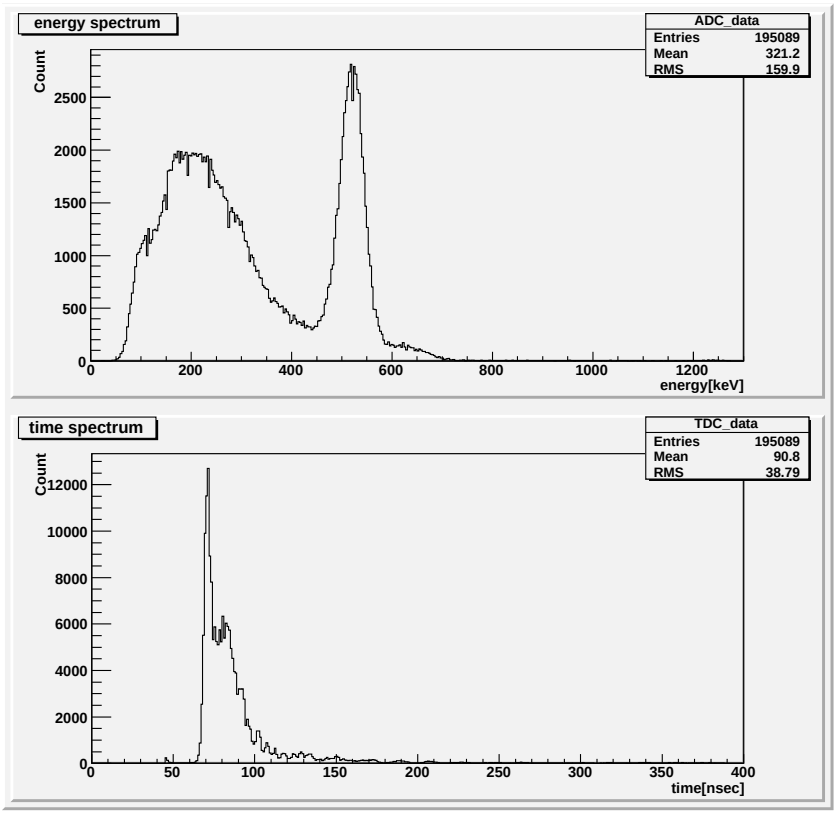


Fig. 5.8: エネルギー-時間　count

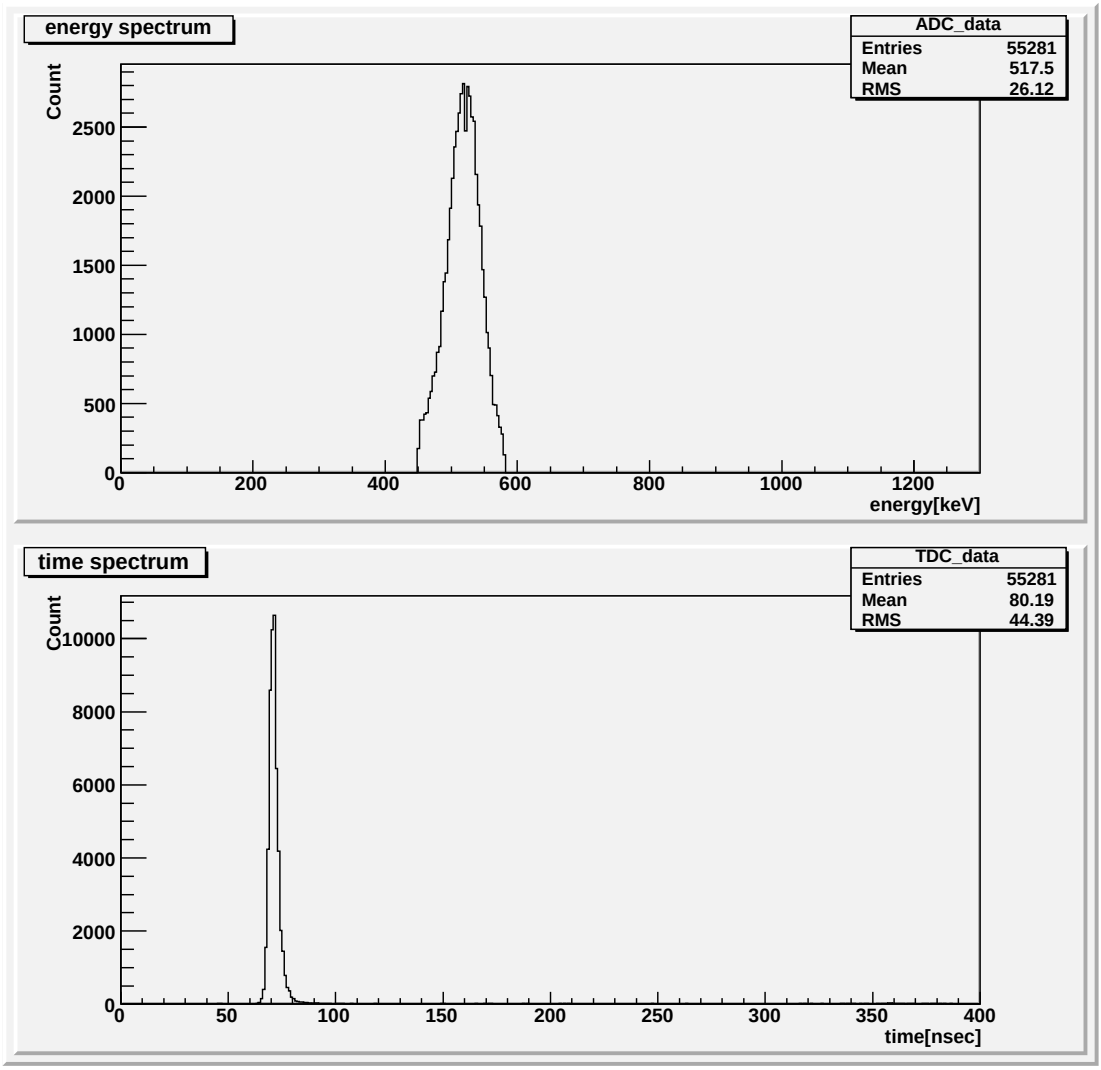


Fig. 5.9: 511[keV] 領域カット

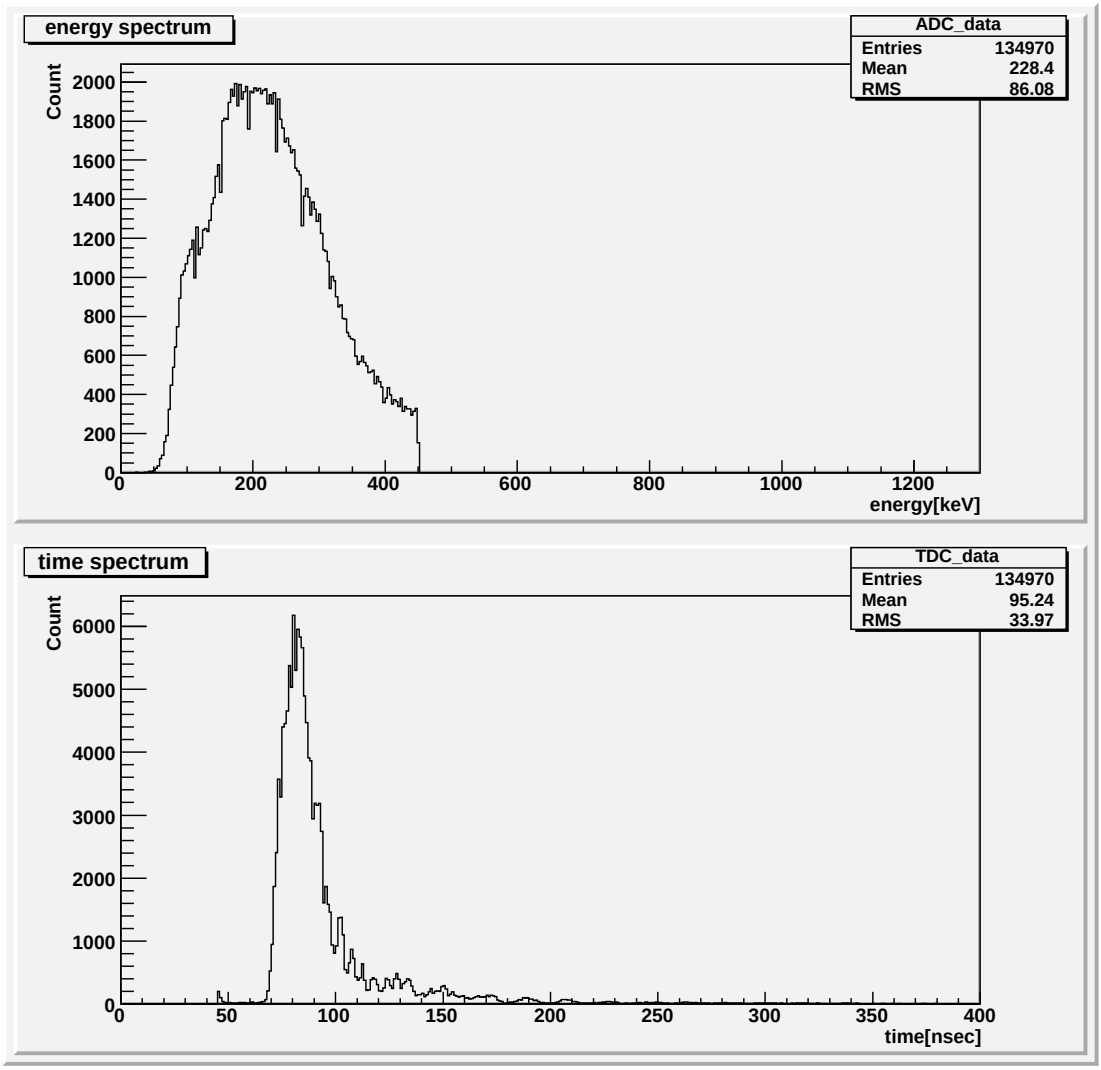


Fig. 5.10: para-Ps のエネルギー領域のカット

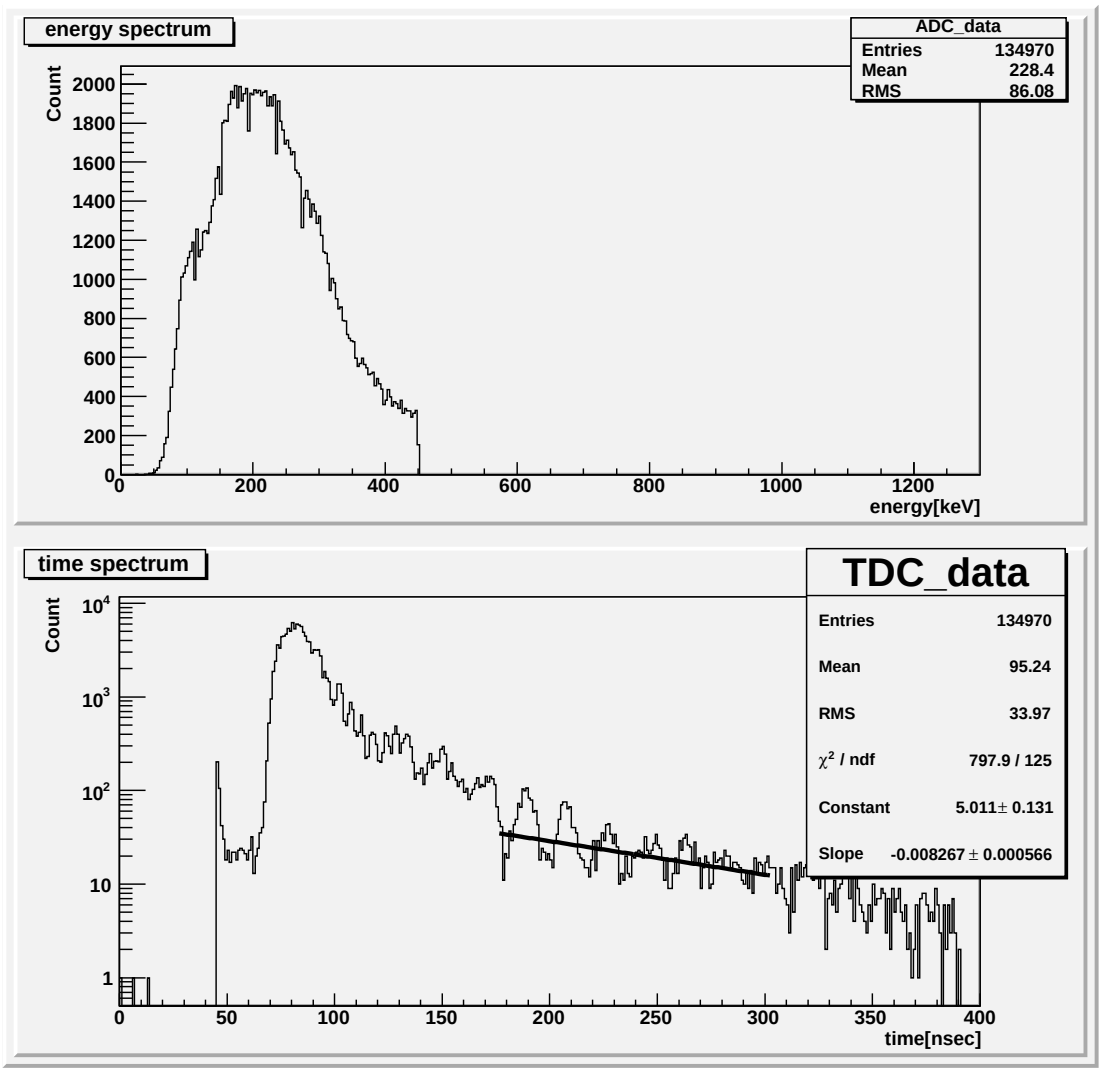


Fig. 5.11: ortho-Ps の寿命 fitting

5.6 考察

エネルギー-時間分布を見ることで得られたイベントの傾向を考察し,ortho-Ps の寿命測定でバックグラウンドとなりうる可能性について議論する. そのあと, 寿命測定の結果とその確かさ, 雑音について論じていく.

5.6.1 エネルギー-時間分布

結果の図 5.7 から, イベントのいろいろな情報が分かる. それらについてチェックをつけたのが図 5.12 である.

まず図の 1 の部分だが, これはエネルギー 500[keV] 付近の比較的イベントの集まっている部分を指している. これはそのエネルギーの値から陽電子の対消滅のエネルギーであると考えられる. その時間分布から, すべてのタイミングで対消滅が起こっていることがわかる. 特に 2 の部分で対消滅が多いが, これは para-Ps の崩壊であると考えられる. その崩壊は早いタイミングで検出されているγ 線だということで推論できる.

また, この para-Ps の集中している部分から時間軸に沿って左右に濃い部分が広がっているが, これは para-Ps の崩壊時のγ 線のコンプトン散乱によるγ 線などであると考えられる. これらの分布は, エネルギーが低くなるほどとりうる時間の幅が広くなっており, 特に 200[keV] 以降の時間のカウントに広く大きな影響を与えている. この問題についての原因・対策については 5.6.2 節で丁寧に論じる.

また,4 の部分のように真横に入った直線の筋も気になる要素である. これは他の場所にもいくらか見つけることができるが, いまのところ原因がはっきりしていないバックグラウンドである. これについても,5.6.2 節で丁寧に論じる.

これらのことも鑑みて,ortho-Ps は 5 の部分にもっとも密度の高い状態で存在していると考えられる.

5.6.2 バックグラウンド

今回の ortho-Ps の寿命測定において, システム的なものも含めて, バックグラウンドとなりうるのは次の要素である.

- 陽電子と電子の対消滅
- para-Ps の 2γ 崩壊
- ortho-Ps をつくったあとに物質との衝突で陽電子のみが対消滅する現象 (pick-off)
- スピン交換反応による para-Ps への変換と消滅
- 化学反応
- γ 線のパルスの大きさと threshold のかかるタイミングに関係する時間のずれ
- TDC の取得データに現れる原因不明の周期的な谷の部分

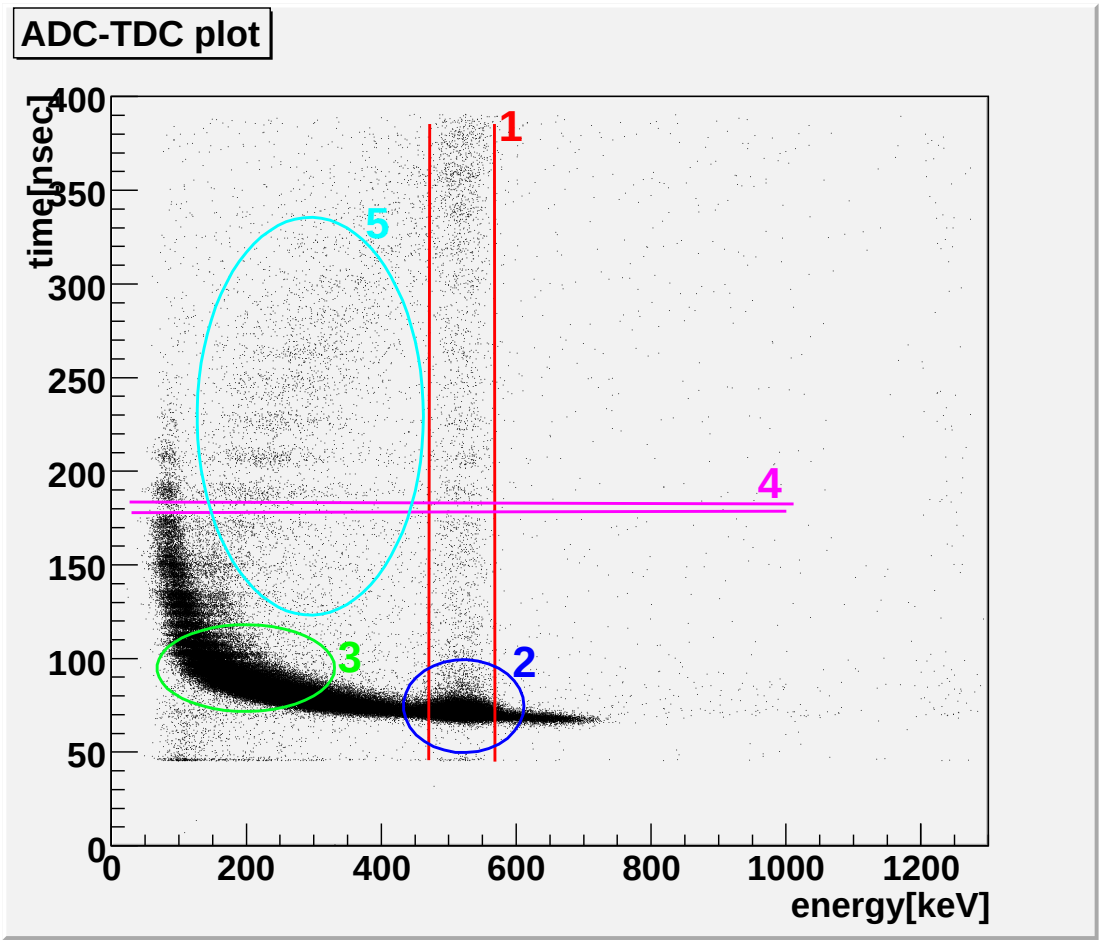


Fig. 5.12: エネルギー-時間分布の傾向

このうち, 電子-陽電子の対消滅と pick-off, スピン交換反応による para-Ps の生成・崩壊, また化学反応はどのタイミングで起きるか分からない (どのタイミングでも起きうる), という類のものである. 化学反応はまた数々の反応に分けられるが, その他の反応では総じて 2γ に崩壊するため, エネルギーでのカットをかけることである程度までの除去が可能である.

また, γ 線のパルスの大きさと threshold のかかるタイミングに関係する時間のずれは, 図 5.12 の 3 付近に広がる密度の濃い部分に関係している. この部分の分布からは, 低いエネルギーをもつγ 線ほど大きく広い時間分布をもつように見ることが分かるが, これはエネルギーの低いγ 線の信号ほど立ち上がり時間は遅くなり, 全体的に広がりがあることが原因であると考えられる. 信号の立ち上がり時間に広がりがあると, 比較的早い立ち上がりの信号と比較的遅い立ち上がりの信号とでは, discriminator の threshold を越えるタイミングが違うため,TDC の stop をかけるタイミングにずれが生じる.(5.13)

この影響は 200[keV] 以下の領域においてかなり顕著になっている. この影響は,threshold の値や NaI(Tl) の分解能に関係していると考えられ,ortho-Ps の寿命測定においても, この para-Ps の信号の遅れによる信号の影響は少なからずあると考えられる. この影響は,NaI(Tl)

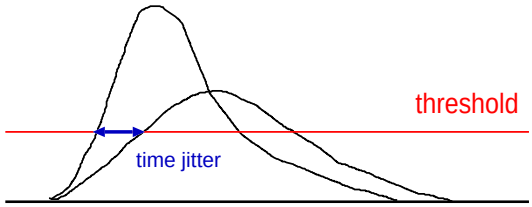


Fig. 5.13: パルスの大きさと時間のずれ

の分解能をあげることや, 他の立ち上がりの早い結晶を用いること, また,threshold の値を高めに設定することや, 波形の大きさと時間の遅れの関係を得てそれで補正をかけることなどによって, ある程度まで改善することができると考えられる. 今回の場合, 明らかに 150[nsec] 以下の時間で大きくこの影響が出ているので, 時間のフィッティングはその時間以降で行うべきだろう.

また, 前節でも少し触れたが, 図 5.12 の 4 の部分のように, ところどころ真横に線が入ったようになっている部分がある. その特徴は, その時間のカウント数が他の部分と比べて少なく, しかもそれがエネルギー分布に依存することなく時間にのみ依存した線であることが挙げられる. 図 5.11 をみると, まるでいくつかの「山」がありピークを作っているようにも見えるが, エネルギー-時間の分布から推測すると, これはおそらく「谷」だと推測できる. この原因はまだ明らかになってはいないが, ひとつ考えられるのは TDC モジュールの劣化による bit 落ちなどの不良によるものである. この場合は,TDC モジュールにランダムな start 信号と stop 信号を入力してどのチャンネルも同じように動いているかどうかを確かめる, 等の検証を行えばよい. この現象の解明と改善は, 重要な今後の課題となる.

加えて, 左下の部分 (100[keV]-50[nsec]) のあたりから右上 (500[keV]-350[nsec]) にかけて分布しているように見えるバンド構造についての問題もある. これは ortho-Ps を含んでいるとも考えられるが, それのみであると考えると,ortho-Ps の崩壊した際のγ 線のエネルギーの分布と崩壊する時間には相関があることになるが, 式から考えてもそのような関係はない. したがって, 現在この分布の原因は不明である. この問題の検証方法としては, エアロジェルを取り除いての分布と比較することが挙げられる.

5.6.3 ortho-Ps の寿命

今回の実験では ortho-Ps の生成はプラスチックシンチレータを通過したときと考え, そこから ortho-Ps が崩壊時に放出する 3γ を検出するまでの時間を ortho-Ps の崩壊時間としていたが, これは陽電子がシンチレータを通ってから電子を捕まえ,ortho-Ps を生成するまでの時間を含んでいる. ortho-Ps の生成する場所による時間差も考えられるが, その間の時間は多くとも数 [psec] であると考えられるので [27], どのイベントにもほぼ一様にかかっている誤差であると考えられる. したがって, 今回の方法ではこの時間差の影響はないと考えた.

今回は実験結果として寿命 $\tau = 120.963 \pm 8.282[nsec]$ を得られたが, この値は理論値である $\tau = 142.08[nsec]$ を誤差の範囲内でも支持しない. これは, 理論値が間違っているか

(というよりも, 理論が間違っているか), もしくは今回得られた寿命が何らかの影響によって小さくなってしまっているということを表している. 今回の場合, 先述したようにバックグラウンドとなり得る現象に対して十分に対策できているとはいえず, また明らかなノイズが紛れ込んでいる事実から, この実験結果を十分信頼できるとは言いがたい.

今回の実験で寿命が短くなった原因としては, ひとつは pick-off の効果が挙げられる. これは空気分子との相互作用によるものが多いと考えられるので, 改善策としては ortho-Ps の存在する領域での大気圧を下げていき, 比較することが挙げられる. また 5.6.2 節でも述べたが, 今回はエネルギーの低いパルスの時間のずれによる寄与が大きかったと考えられるので, これを改善することで, 寿命の値が変わってくると推測できる.

第6章　まとめと今後の課題

本研究によって, 次のような結果を得られた.

- ortho-Ps の寿命 $\tau = 120.963 \pm 8.282[nsec]$
- シミュレーションによって, 陽電子の物質 (特にシンチレータ) の通過率を見積もることができた.

今後の課題としては, 次の事柄が挙げられる.

- TDC モジュールの全チャンネルの動作確認
- さまざまな雑音の除去
- プラスチックシンチレータの検出効率の向上
- 波形の大きさに関する時間のずれの補正
- エアロジェルなしでの測定
- エアロジェルの密度を変えたときの寿命測定
- イベント数の増加
- γ 線検出器の分解能の向上
- γ 線検出器の数を増やしての論理的なバックグラウンドの除去
- 1.2[MeV] γ 線の遮蔽とより効率的なセットアップの考案
- 真空状態での寿命の測定と外挿
- 3 γ のエネルギー範囲の見積もり

付 録A　Programs

ここでは, 今回の実験のために作製したプログラムのうち二つを記載する.

ひとつは本実験で使った CAMAC の DAQ プログラムで, もうひとつは estimation で使ったβ 線スペクトルでの重み付けのプログラムである. どちらも整形もしていないし行き当たりばったりなので非常に美しくない仕上がりであるが, 自分で参考が欲しくて探したときに見つからなかったものなので, もしかしたら同じような誰かの役に立つかもしれない, ということで載せておく. 特にβ 線スペクトルの beta_spectrum 関数以降の計算ルーチンは, ちょっとは役に立つかもしれない. ベータ線スペクトルでのΓ 関数の計算は, 京都大学の弱い相互作用の実験のページ[1] を参考にさせていただいた. 以下に簡単な使い方を書き記しておく.

DAQprogram(Psdaq5.c)

引数はとりたいイベント数と, 書き込むためのファイル名である. 入るとすぐにモードを聞いてくるので答える. チャンネル出力は, 簡単にプロットを見れるような出力の仕方にしてあるが, オンラインモニタリングは不可能. 値としては, 単純に ADCch と TDCch を並べて出力する.

アルゴリズムは, まず INTERRUPT REGISTER の入力でスタートし時間計測を行なう. この場合は 500[us] で TDC のオーバーフローを避けるために break する. また,ADC の channel でノイズが多いので, あんまり故意的でよくないかもしれないが,ADC channel の threshold をかけることができるようにした. 1.2[MeV] のγ を veto するために ADC の RST への線を作ったが, それが ADC LAM が立ったときのわずかな隙間に入ったときに program 的に無限ループに近い情況となってしまうことがあり, それを回避するために, 時間的な break ポイントをつけている.

beta-spectrum(Possibility_ana.c)

引数は GEANT4 のシミュレーションから得られた,

energy　確率

のデータと,Z を入れる. それぞれのエネルギーに規格化したβ 線スペクトルで重み付けをして, エネルギーごとの通過率を,

energy　通過率

を stdout で出力する.(いつもリダイレクションでデータを作っていた.) その解析の最後に stderr で最終的なβ 線の通過確率 (積分値) を出力する. 線源を変えるときは,E_0 や R(引数の Z も) を, また, データ形式に応じていろいろ変えなければいけないので, あまり汎用性はない.

[1] http://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/ shoji/TA2005/Weak2.htm

C.1 DAQprogram

```
/*Psdaq5.c "InterruptRegister - > triggerADCLAM -> TDC -> ADC" data AcQuisition*/
/*ADC channels is one and TDC channel is one*/

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <time.h>
#include <unistd.h>
#include <math.h>
#include <string.h>
#include <sys/types.h>
#include <sys/time.h>
#include <sys/errno.h>
#include "camlib.h"


#define ADC_MOD 15     /* station number of ADC Module */
#define ADC_CH 0  /* ADC channel */
#define ADC_threshold 100 /*cutting lower channel than threshold */

//#define TriggerADC 0    /* ADC's trigger subadress*/

#define TDC_MOD 10
#define TDC_CH 0

#define IR_MOD 1 /* station number of INTERRUPT REGISTER */
#define IR_CH 1

#define CRATEID 0  /* CAMAC Crate ID */



#define term 1000 /* ouput interval number for count */

/* prototypes */
int SysInit();
int UserInit();
void UserStart();
int main_gathering(int event_num,char *filename);
```

```
int UserTrigger(int n,int a);
int ReadADC(int subaddress);
int ReadTDC(int subaddress);
void print_time(long starttime,long endtime);
double gettimeofday_sec();
void ClearModule();
void UserTerm();
void SysTerm();
void UserEnd();


/*** main recorder process ***/
int main(int argc ,char *argv[]){

  int event_num;

  long starttime,endtime;


  /* usage information */
  if(argc < 2){
      fprintf(stderr," usage : ./daqtest [number of events] [outputfile's name]\n");
      exit (1);
  }


  /* Initialize CAMAC */
  if(!SysInit()){
    printf(" error : cannot initialize CAMAC.\n");
    return 1;
  }


  UserInit();

  UserStart();

  event_num = atoi(argv[1]);

  /*starting count time*/
```

```
  time(&starttime);


  /*gather and output data*/
  main_gathering(event_num,argv[2]);


  /*print time job*/
  time(&endtime);

  print_time(starttime,endtime);


  /* terminate process */
  UserEnd();
  UserTerm();
  SysTerm();

  return 0;

}


/*gathering data*/
int main_gathering(int event_num,char *filename){
int i,jevt,logic,check=0,q,data,x,IR,ADC_data=0,TDC_data=0,ADC_ch[4100],TDC_ch[4100];
double time1,time2;
char mode[1],str[100];
FILE *outputfile;


fprintf(stderr,">what is code of mode?(0==ADC-TDCch,1==channel-ADC/TDC count)\n>");
scanf("%s",mode);

if(filename == NULL){
fprintf(stderr,">Do you want to output on datafile?(y/n)\n>");
scanf("%s",str);

if(strcmp(str,"y") == 0){
fprintf(stderr,">please input file's name.\n>");
```

```
scanf("%s",str);
}else{
strcpy(str,"\0");
}
}else{
strcpy(str,filename);
}


if(atoi(mode) == 1){
for(i = 0;i < 4100;i++){
ADC_ch[i]=0;
TDC_ch[i]=0;
}
}

IR = NAF(IR_MOD,IR_CH,0);

CAMAC(NAF(IR_MOD,1,21),&data,&q,&x);    /*Clear IR LAM output */

for(jevt = 0;jevt < event_num;jevt++){

if((jevt % term) == 0){
if(check == 0){
fprintf(stderr," %d*%d(%1.lf%%)",(event_num - jevt) / term,term,(double)jevt *
                                        100 / event_num);    /*count down*/
check++;
}else{
//fprintf(stderr,".");
}
}

CAMAC(NAF(IR_MOD,1,26),&data,&q,&x);    /*enable IR LAM output */
CAMAC(NAF(IR_MOD,0,21),&data,&q,&x);    /*Clear IR LAM and enable*/

q = 0;


while(!q){
                CAMAC(IR,&data,&q,&x); /*waiting INTERRUPT REGISTER LAM*/
```

```
        }


logic = 1;

time1 = gettimeofday_sec();

while(logic){

if(UserTrigger(ADC_MOD,ADC_CH)){ /* looking at ADC Trigger*/

TDC_data = ReadTDC(TDC_CH);     /* Read TDC data*/

if(TDC_data < 50 || TDC_data > 4000){
jevt--;
logic = 0;
}else{
ADC_data = ReadADC(ADC_CH);     /* Read ADC data*/

if(ADC_data < ADC_threshold){
jevt--;
logic = 0;
}
}

if(logic == 1){
if(atoi(mode) == 1){
ADC_ch[ADC_data]++;
TDC_ch[TDC_data]++;
}else{
if(strcmp(str,"\0") == 0){
fprintf(stdout,"%d %d\n",ADC_data,TDC_data); /*output data*/
}else{
outputfile = fopen(str, "a");

fprintf(outputfile,"%d %d\n",ADC_data,TDC_data); /*output data*/

fclose(outputfile);
}
}
```

```
logic = 0;

check = 0;
}


}else{                  /* chek the time out*/
time2 = gettimeofday_sec();

if(time2 - time1 > 0.0005){ /*deadtime is 500[usec]*/
jevt--;
logic = 0;
}
}
}

ClearModule();  /* clear ADC and TDC and IR ,disable IR output*/
}

if(atoi(mode) == 1){
if(strcmp(str,"\0") == 0){
for(i = 0;i < 4100;i++){
fprintf(stdout,"%d %d %d\n",i,ADC_ch[i],TDC_ch[i]); /*output gnudata*/
}
}else{
outputfile = fopen(str, "a");

for(i = 0;i < 4100;i++){
fprintf(outputfile,"%d %d %d\n",i,ADC_ch[i],TDC_ch[i]); /*output gnudata*/
}

fclose(outputfile);
}
}

fprintf(stderr,"\n Finished data gathering!");

return 0;
}
```

```
/*** CAMAC Initialiize ***/
int SysInit(){
  if(COPEN()){
    return 0;
  }

  CSETCR(CRATEID);
  CGENZ();
  CGENC();
  CREMI();

  return 1;
}


/*** initialize by user ***/
int UserInit(){
  return 1;
}


/*** user start ***/
void UserStart(){

  int data,q,x;

  CAMAC(NAF(ADC_MOD,0,9),&data,&q,&x);     /* Clear ADC */
  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,9),&data,&q,&x);     /*Clear TDC */
  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,26),&data,&q,&x);    /*enable TDC LAM*/
  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,10),&data,&q,&x);    /*Clear TDC LAM*/
  CAMAC(NAF(IR_MOD,0,26),&data,&q,&x);    /*enable IR LAM */
  CAMAC(NAF(IR_MOD,0,9),&data,&q,&x);    /*Clear IR LAM*/
  CAMAC(NAF(IR_MOD,1,24),&data,&q,&x);    /*disable IR LAM output */
}


/*** user trigger ***/
int UserTrigger(int n,int a){
```

```
  int data,q,x;
  CAMAC(NAF(n,a,8),&data,&q,&x);   /* look at me */
  return q;


}


/*** ADC read ***/
int ReadADC(int subaddress){

  int data,q,x;
  int read_adc;
  int j = 1;
  double time1,time2;

  read_adc = NAF(ADC_MOD,subaddress,0);

  time1 = gettimeofday_sec();
  while(j){
  if(UserTrigger(ADC_MOD,subaddress) == 1)j = 0;
  time2 = gettimeofday_sec();
  if((time2 - time1) > 0.5) return -1;
  }

  CAMAC(read_adc,&data,&q,&x);

  return data;

}


/*** clear ADC and TDC and IR***/
void ClearModule(){

  int data,q,x;

  CAMAC(NAF(ADC_MOD,0,9),&data,&q,&x);
  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,9),&data,&q,&x);
  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,10),&data,&q,&x);
```

```
  CAMAC(NAF(IR_MOD,0,9),&data,&q,&x);
  CAMAC(NAF(IR_MOD,0,21),&data,&q,&x);
  CAMAC(NAF(IR_MOD,1,24),&data,&q,&x);
}


/*** TDC read***/
int ReadTDC(int subaddress){

  int q,x;
  int data;
  int read_TDC;
  int j = 1;
  double time1,time2;

  read_TDC = NAF(TDC_MOD,subaddress,0);

  time1 = gettimeofday_sec();
  while(j){
  if(UserTrigger(TDC_MOD,subaddress)==1)j = 0;
  time2 = gettimeofday_sec();
  if((time2 - time1) > 0.5) return -1;
  }

  CAMAC(read_TDC,&data,&q,&x);

  return data;
}


/*print gathering time*/
void print_time(long starttime,long endtime){
long t;

t = endtime - starttime;

fprintf(stderr,"\n gathering time is %ld h %ld m %ld s \n",t/3600,(t % 3600) / 60,
              t % 60);

}
```

```
/*get time of day*/
double gettimeofday_sec(){
struct timeval tv;
gettimeofday(&tv, NULL);
return tv.tv_sec + (double)tv.tv_usec*1e-6;
}


/*** user end process ***/
void UserEnd(){

  int data,q,x;

  CAMAC(NAF(TDC_MOD,0,24),&data,&q,&x);    /*disable TDC LAM*/
  CAMAC(NAF(IR_MOD,0,24),&data,&q,&x);    /*disable IR LAM*/
  CAMAC(NAF(IR_MOD,1,24),&data,&q,&x);    /*disable IR LAM output*/

}


/*** user terminate process ***/
void UserTerm(){

}


/*** system terminate process ***/
void SysTerm(){

  CCLOSE();    /* close CAMAC */

}
```

C.2　β 線スペクトル解析プログラム

```
/* this program is analysis possibility throughing material of beta-ray */
/* arguments is geant4outputfile and Z number*/
/* energy range is 100[eV] to 0.545[MeV]*/

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <math.h>
#include <complex.h>

#ifndef __GAMMAFUNC_H__
#define __GAMMAFUNC_H__

double cdgamma(double gam, double nu);

#endif

#ifndef DCOMPLEX
struct dcomplex_ {
double re;
double im;
};
#define DCOMPLEX struct dcomplex_
#define DREAL(x) (x).re
#define DIMAG(x) (x).im
#define DCMPLX(x,y,z) (z).re = x, (z).im = y
#endif


#define E0 0.545 //MeV
#define width 0.004 //MeV
#define m0 0.511 //MeV
#define R 3.502549163 //Fermi

//width of geant4 data
#define width_th 0.004 //MeV

double fermi(double x,int Z);
```

```
double GAMMA(double y);
double getSN(int Z);
double beta_spectram(double kinetic_energy,double SN,int Z);

int main(int argc,char *argv[]){
FILE *fp;
double SN,p,pp,P=0.0;
int Z,c,i,k=0,kinetic_energy;
char num[100];

if((fp = fopen(argv[1],"r")) == NULL){
fprintf(stderr,"file open error!\n");
exit(EXIT_FAILURE);
}

        if(argv[2] != NULL){
Z = atoi(argv[2]);
}else{
Z = -10;
}

SN = getSN(Z);

//get file -> spectram
while((c = getc(fp)) != EOF){
if(c == '\n'){
p = atof(num);

pp = p * beta_spectram((kinetic_energy * 0.000001),SN,Z);
P += pp;
fprintf(stdout,"%lf %lf\n",kinetic_energy * 0.000001,pp);

for(i=0;i < 100;i++){
num[i] = '\0';
}
k=0;
}else{
if(c == ' '){
kinetic_energy = atoi(num);
```

```
for(i=0;i < 100;i++){
num[i] = '\0';
}
k=0;
}else{
num[k] = c;
k++;
}
}

}

fprintf(stderr,"possibility is %lf\n",P * width_th);

return 0;
}


//get standardization number
double getSN(int Z){
        double x,P,kinetic_energy,sum=0;

        for(kinetic_energy = 0.000001;kinetic_energy < E0;kinetic_energy += width){
                x = m0 + kinetic_energy;

                P = fermi(x,Z) * sqrt((x * x) - m0 * m0) * x * (E0 + m0 - x)
                  *(E0 + m0 - x);

                sum += P * width;
        }

        return sum;

}


//SN is standardization number
//Z is charge of nucler
double beta_spectram(double kinetic_energy,double SN,int Z){
double x,P;
```

```
        x = m0 + kinetic_energy;

P = fermi(x,Z) * sqrt((x * x) - m0 * m0) * x * (E0 + m0 - x)*(E0 + m0 - x);

return (P / SN);

}

double fermi(double x,int Z){
double gamma,p,nuu,F,z,alpha;

alpha = 1.000 / 137;

if(Z == 0){
z=1;
}else{
z = Z;
}

gamma = sqrt(1 - alpha * alpha * Z * Z);

p = sqrt((x * x) - m0 * m0);

nuu = alpha * fabs(Z) * x / p;

F = 2 * (1 + gamma) * pow((2 * p * R),(2 * gamma - 2))
          * exp(z / fabs(z) * M_PI * nuu)
          * cdgamma(gamma,z / fabs(z) * nuu) / pow(GAMMA(2 * gamma + 1),2);
//fprintf(stdout,"x %lf gamma %lf\n",x,nuu);
return F;

}

double GAMMA(double x){
int i;
double w, w1;
static double a[8] = {1.0,-0.577191652,  0.988205891,
                        -0.897056937,0.918206857, -0.756704078,0.482199394,
                         -0.193527818};
```

```
if(x <= 0.){
fprintf(stderr, "Error : x <= 0  in gammaf()\n");
return 0.;
}
if(x >= 34.){
fprintf(stderr, "Error : x >= 34  (Overflow) in gammaf()\n");
return 0.;
}
w1 = 1.;
if(x > 1.)
{
do{
 x -= 1.;
 w1 *= x;
} while(x > 1.);
}
 w = 0.035868343;
 for(i = 7; i >= 0; i--) w = w * x + a[i];
 return w1 * w / x;
}

double cdgamma(double gam, double nu){
DCOMPLEX x,y;
double xr, xi, wr, wi, ur, ui, vr, vi, yr, yi, t;

x.re = gam;
x.im = nu;

xr = DREAL(x);
xi = DIMAG(x);
if (xr < 0) {
wr = 1 - xr;
wi = -xi;
} else {
wr = xr;
wi = xi;
}
ur = wr + 6.00009857740312429;
vr = ur * (wr + 4.99999857982434025) - wi * wi;
```

```
vi = wi * (wr + 4.99999857982434025) + ur * wi;
yr = ur * 13.2280130755055088 + vr * 66.2756400966213521 +
        0.293729529320536228;
yi = wi * 13.2280130755055088 + vi * 66.2756400966213521;
ur = vr * (wr + 4.00000003016801681) - vi * wi;
ui = vi * (wr + 4.00000003016801681) + vr * wi;
vr = ur * (wr + 2.99999999944915534) - ui * wi;
vi = ui * (wr + 2.99999999944915534) + ur * wi;
yr += ur * 91.1395751189899762 + vr * 47.3821439163096063;
yi += ui * 91.1395751189899762 + vi * 47.3821439163096063;
ur = vr * (wr + 2.00000000000603851) - vi * wi;
ui = vi * (wr + 2.00000000000603851) + vr * wi;
vr = ur * (wr + 0.999999999999975753) - ui * wi;
vi = ui * (wr + 0.999999999999975753) + ur * wi;
yr += ur * 10.5400280458730808 + vr;
yi += ui * 10.5400280458730808 + vi;
ur = vr * wr - vi * wi;
ui = vi * wr + vr * wi;
t = ur * ur + ui * ui;
vr = yr * ur + yi * ui + t * 0.0327673720261526849;
vi = yi * ur - yr * ui;
yr = wr + 7.31790632447016203;
ur = log(yr * yr + wi * wi) * 0.5 - 1;
ui = atan2(wi, yr);
yr = exp(ur * (wr - 0.5) - ui * wi - 3.48064577727581257) / t;
yi = ui * (wr - 0.5) + ur * wi;
ur = yr * cos(yi);
ui = yr * sin(yi);
yr = ur * vr - ui * vi;
yi = ui * vr + ur * vi;
if (xr < 0) {
wr = xr * 3.14159265358979324;
wi = exp(xi * 3.14159265358979324);
vi = 1 / wi;
ur = (vi + wi) * sin(wr);
ui = (vi - wi) * cos(wr);
vr = ur * yr + ui * yi;
vi = ui * yr - ur * yi;
ur = 6.2831853071795862 / (vr * vr + vi * vi);
yr = ur * vr;
```

```
yi = ur * vi;
}


DCMPLX(yr, yi, y);

return (y.re*y.re+y.im*y.im);
}
```

謝辞

本研究を行うにあたって, 日ごろより熱心に指導していただいた本学助教高嶋先生に心より感謝いたします. 先生にご助言を幾度となくいただきましたが, そのたびに自分の考えの浅さ思い知ると同時に, 物理学の奥深さを学びました. その立ち居振る舞いなどからも, 本当にたくさんのことを学ばせていただき, 感じさせていただきました.

岡山大学の素粒子物理学実験研究室からは, 急な申し込みにも関わらずプラスチックシンチレータを提供していただきました. おかげで本研究が暗礁に乗り上げることなく, 結論を導き出すことができました. 本当に心より感謝いたします.

また, 本研究を行うに当たって, 実験の構想や回路などにおいて, 岡山大を始め京大・和歌山大の先行研究[2] には, スタートの部分として非常に参考にさせていただきました. 本当に感謝いたします. こういった蓄積が現代科学を作ったのだとしみじみ思いつつ, 僭越ながら, 自分もそういった科学の置石として少しでも役に立てればと思いながら研究をいたしました.

また, 夏に KEK で出会った方々にも, たくさんのことを教えていただきました. 全国の物理屋の卵たちに出会い寝食を共にするなかで, また, 最高級の講師陣による講義や最先端の実験を体験させていただく過程で, 本当に多くのことを学ばせていただきました. ありがとうございました.

大学生活を共に送りいろいろな面でお世話になった, 同研究室の武田くんと橋本くんにも感謝いたします. ふたりのおかげで, 研究室で楽しく過ごせました. これからも, がんばりましょう.

最後に, 日ごろからお世話になっているすべての人々に, 感謝いたします. ありがとうございました.

[2] 参考文献 [5] ~ [9]

参考文献

[1] 浅井祥仁, 折戸周治,「オルソポジトロニウムの寿命問題」, 日本物理学会誌,Vol.49,No3,1994,pp.217-220.

[2] 兵頭俊夫, 長嶋泰之,「ポジトロニウムと原子物理」, 日本物理学会誌,Vol.52,No4,1997,pp.248-255.

[3] C.I.Westbrook,D.W.Gidley,R.S.Conti,A.Rich,*"New Precision Measurement of the Orthopositronium Decay Rate"*,Phys.Rev.Lett,Vol.58,No13,pp1328-1331,1987.

[4] S.Asai,O.Jinnouchi,T.Kobayashi,*"Solution of Orthopositronium lifetime Puzzle"*,ICEPP,2003.

[5] K.Fujita,F.Hiei,R.Ishida,N.Saito,N.Sasakura,*"MESUREMENT OF ORTHO-Ps DECAY RATE BY GAS METHOD(FREON12)"*, 京都大学 P1,1988.

[6] 木村和哉, 棚橋典大, 三木貴博,「オルソポジトロニウムの寿命の測定」, 京都大学 P1,2004.

[7] 中村美和子,「オルソポジトロニウムの生成と崩壊過程の研究」, 信州大学修士論文,2002.

[8] 大戸彰三, 栗田峰生, 天願涼子, 中川陽一郎, 松尾太祐,「オルソポジトロニウムの寿命測定」, 岡山大学卒業論文,2001.

[9] 高橋諒平, 内藤大輔, 奈島泰邦, 横山拓郎,「オルソポジトロニウムの寿命測定」, 岡山大学卒業論文,2004.

[10] 角田周一,「GEANT4 による素粒子崩壊シミュレーション」, 東京理科大学卒業論文,2007.

[11] 石月恵,「電子陽電子消滅の理論と Positron Emission Tomography の原理」, 埼玉大学論文,2005.

[12] 村山芳幸,「KOPIO(BWL-E926) のためのα 線源を用いた Nitrogen Scintillation の研究」, 京都教育大学卒業論文,2003.

[13] 河内知己,「KOPIO 実験の荷電粒子 veto カウンターの開発研究」, 京都教育大学卒業論文,2001.

[14] particle data group,*Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics Vol.33*,Institute of Physics,2006.

[15] SCIENCE DIRECT,*PHYSICS LETTERS B -REVIEW OF PARTICLE PHYSICS-*,ELSEVIER,2004.

[16] R.B.Firestone,V.S.Shirley,*"Table of Isotopes"*,8th ed.,John Wile and Sons,1996.

[17] K. クラインクネヒト,「粒子線検出器-放射線計測の基礎と応用-」, 培風館,1987.

[18] 岡村道夫,「放射線測定回路とシステム」, 日刊工業新聞社,1974.

[19] 福井崇時,「粒子物理計測学入門」, 共立出版,1992.

[20] 早野龍五, 高橋忠幸,「計算物理」, 共立出版.

[21] W.R.Leo,*"Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"*,Springer-Verlag,1987.

[22] 真木晶弘,「高エネルギー物理学実験」, 丸善.

[23] 吉田卯三郎, 武居文助, 橘芳貴寛, 武居文雄,「物理学実験」, 三省堂,2001.

[24] 山田勝美, 森田正八, 藤井昭彦,「ベータ崩壊と弱い相互作用」, 培風館,1974.

[25] 西村純責任編集,「宇宙放射線:実験物理学講座 25」, 共立出版,1986.

[26] JOHN.R.TAYLOR,「計測における誤差解析学入門」, 東京化学同人,2000.

[27] 大槻義彦,「陽電子の世界」, 丸善,1985.

[28] ヴェ・ベレステツキー, イェ・リフシッツ, エリ・ピタエフスキー, 井上健男訳,「相対論的量子力学 1」, 東京図書株式会社,1969.

[29] 田中礼三郎, 作田誠, 内藤大輔, 岡本敦志,「電子と陽電子の"原子"オルソポジトロニウムの寿命測定 ~ 朝永の電磁力学にチャレンジ！ ~ 」,KEK サマーチャレンジテキスト,2007.

[30] 政池明,「検出器」,KEK サマーチャレンジテキスト,2007.

[31] GEANT4 講習会 2003,KEK,http://geant4.kek.jp/g4users/tutorial03/