

宇宙線を用いたミュー粒子の磁気能率測定

1783106s	丸元	星弥
1713135s	小崎	大地
1793131s	東田	愛美
1713104s	吉田	隼輔

2021年 3月31日

1 目的と概要

地表に降り注ぐ宇宙線のほとんどは μ 粒子である。 μ 粒子のスピンは偏極しており、多くの場合、 μ 粒子は崩壊する際に電子をスピンの方向に放出する。また、磁場中ではスピンは歳差運動を行う。これらの性質を利用して μ 粒子の磁気能率及びg因子の値を求めることを目的とする。この論文では実験の原理、実験装置の設計と製作、得られたデータの解析を行う。

目次

1	目的と概要	2
2	理論	1
2.1	μ 粒子の磁気能率とラーモア歳差運動	1
2.2	μ 粒子の生成	2
2.3	μ^+ 粒子の偏極	3
2.4	μ^+ 粒子の偏極と e^+ の放出の向き	5
3	測定装置	6
3.1	測定装置の概要	6
3.2	μ 粒子と崩壊陽電子の検出	7
3.3	装置詳細	8
3.3.1	プラスチックシンチレータ	8
3.3.2	波長変換ファイバー	8
3.3.3	MPPC	8
3.3.4	基板	9
3.3.5	ねじ	9
3.3.6	EASIROC	9
3.4	測定時の信号の流れ	10
3.5	MPPC による μ 粒子の信号	11
3.6	MPPC による μ 粒子の検出効率	13
3.6.1	左右による判定	13
3.6.2	上下による判定	14
3.6.3	二つの判定方法の相関と検出効率の低いチャンネル	15
3.7	補強用アルミニウム板	16
3.8	コイルと磁場	17
3.8.1	使用コイルと電流	17
3.8.2	磁場の測定	19
3.8.3	シミュレーションとの比較	20
3.8.4	一様性の評価	21
4	宇宙線ミューオンと検出器のシミュレーション	23
4.1	Geant4	23
4.2	本実験での μ 粒子のシミュレーション	23
4.3	μ 粒子の事象選別	24
4.4	μ 粒子の崩壊方向の決定	24
4.5	ラーモア歳差運動の振動数の決定	26
4.6	シミュレーション結果	26
5	実験の準備	28
5.1	シンチレータの両端の MPPC の信号の時間差	28
5.1.1	予備実験 —位置分解能—	28

5.1.2	本実験 —位置分解能—	32
5.2	Bias Voltage の調整	35
5.3	信号のタイミング調整	37
6	解析	39
6.1	解析に用いたデータ	39
6.2	μ^+ 粒子の寿命の解析	45
6.3	上下 Asymmetry	47
6.3.1	崩壊方向の定義	47
6.3.2	same の分類	48
6.3.3	崩壊方向の定義	49
6.3.4	上下方向の Asymmetry	49
6.4	左右 Asymmetry	51
6.4.1	崩壊方向の定義	51
6.4.2	左右方向の Asymmetry	52
7	結果	54
8	謝辞	55

2 理論

2.1 μ 粒子の磁気能率とラーモア歳差運動

μ 粒子は $\hbar/2$ のスピンを持つ荷電粒子であり、その磁気モーメントは

$$\vec{\mu} = -\frac{ge}{2m_\mu} \vec{s}$$

で表される。ここで μ 粒子の質量は $m_\mu = 105.6[MeV/c^2]$ であり、 g の理論値は最低次の摂動で 2 となる。

この磁気モーメントが磁場 B 中に置かれると、磁場方向を軸に磁場に垂直な平面上を回る。この運動をラーモア歳差運動といい、その周波数をラーモア周波数という。

磁場中のハミルトニアン H は

$$H = -\vec{\mu} \times \mathbf{B} = -\frac{\gamma B \hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

と書け、その固有値は

$$\chi_+ = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad E_+ = -\frac{\gamma B \hbar}{2}$$

$$\chi_- = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad E_- = \frac{\gamma B \hbar}{2}$$

となる。(ただし、 $\gamma \equiv -\frac{ge}{2m_\mu}$)

よって、シュレディンガー方程式 $i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = H\chi$ の規格化された解は

$$\chi(t) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\alpha}{2} \cdot e^{-i\frac{\gamma B}{2}t} \\ \sin \frac{\alpha}{2} \cdot e^{i\frac{\gamma B}{2}t} \end{pmatrix}$$

となる。また、スピンの値は

$$\langle S_x \rangle = \chi(t) |S_x| \chi(t) = \frac{\hbar}{2} \sin \alpha \cos(\gamma B t)$$

$$\langle S_y \rangle = \chi(t) |S_y| \chi(t) = \frac{\hbar}{2} \sin \alpha \sin(\gamma B t)$$

$$\langle S_z \rangle = \chi(t) |S_z| \chi(t) = \frac{\hbar}{2} \cos \alpha$$

となる。これはスピン期待値 $\langle S_x \rangle$ が z 方向から α 傾いて回転することを示している。

また、その周波数はシュレディンガー方程式の一般解より

$$\omega = \gamma B = \frac{geB}{2m_\mu}$$

となる。

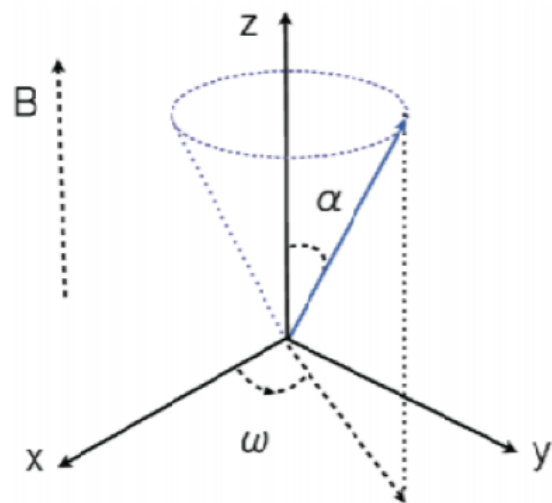


図 1: ラーモア歳差運動の略図

本実験ではこの理論による振動数と、実際に観測された μ 粒子の回転振動数を比較することにより g 値を測定することを目的としている。

2.2 μ 粒子の生成

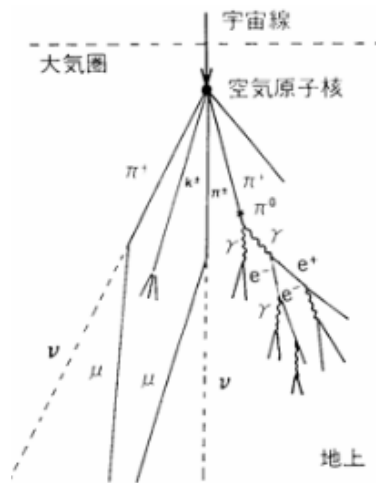


図 2: 宇宙線

地球に降り注ぐ宇宙線は一次宇宙線と呼ばれ、その大部分は陽子である。この陽子が大気中の原子核と相互作用して π 中間子、 K 中間子を作りだす。これら π^\pm や K^\pm が以下のように崩壊し μ 粒子を生成する。

$$\begin{cases} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

一次宇宙線から生成される粒子は二次宇宙線と呼ばれ、地表付近ではそのほとんどが μ 粒子である。宇宙線ミューオンには μ^+ と μ^- があり、その存在比は $\mu^+/\mu^- \simeq 1.28$ であることが知られている。 μ^+ の方が多いのは、生成が陽子であることに由来する。

2.3 μ^+ 粒子の偏極

物質中でのふるまいの違いから、 μ^+ と μ^- の偏極に差ができる。

- μ^+ の場合

物質中の電子を捕まえてミュオニウムを形成するものと、形成せずにそのまま崩壊するものがある。このうち、ミュオニウムを形成するものは、物質中の偏極を持たない電子と結合するために減偏極する場合がある。しかし、原子核が電子を捕まえる力に比べて μ^+ が電子を捕まえる力は小さいので、このミュオニウムを形成する反応はほとんど起きない。よって μ^+ の減偏極は小さく無視できる程度である。

- μ^- の場合

物質中の原子核に捕まりミュオン原子になるものと、そのまま崩壊するものがある。ミュオン原子になるものはその後、荷電粒子を放出しないので観測は非常に困難である。また、崩壊するものは、原子軌道の基底状態に落ちていく過程でスピン 1 を持つ γ を放出するので減偏極する。したがって μ^- はほとんど偏極していないとみなせる。

本実験では偏極がある μ^+ のみを実験対象とする。

地表付近で観測される μ^+ はその多くが π^+ 由来である。

この反応 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ を π^+ 静止系で考えると、 ν のヘリシティが左巻きであることと二体崩壊の back-to-back の崩壊から、以下のように運動方向とスピン方向が決定される。

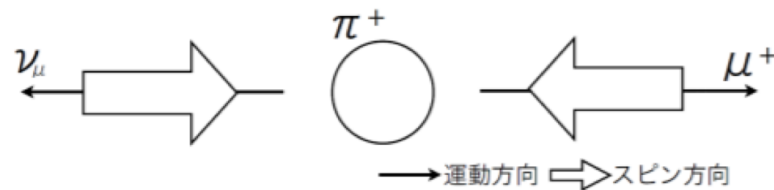


図 3: π^+ の崩壊

これより、この崩壊によって生成される μ^+ のスピンはほぼ 100 % 運動方向と反対方向に偏極していることがわかる。

実験室系でも考えると、この崩壊は右図のように2通りの様式がある。

観測された μ^+ がどちらも同じエネルギーを持っている場合、崩壊元の π^+ は右図の左の方が高いエネルギーを持っている。しかし、宇宙線 π^+ のエネルギースペクトルから高いエネルギーを持つ π^+ は低いエネルギーを持つ π^+ よりも少ない。すなわち地表付近で観測される μ^+ は上向きに偏極していることが多いことがわかる。

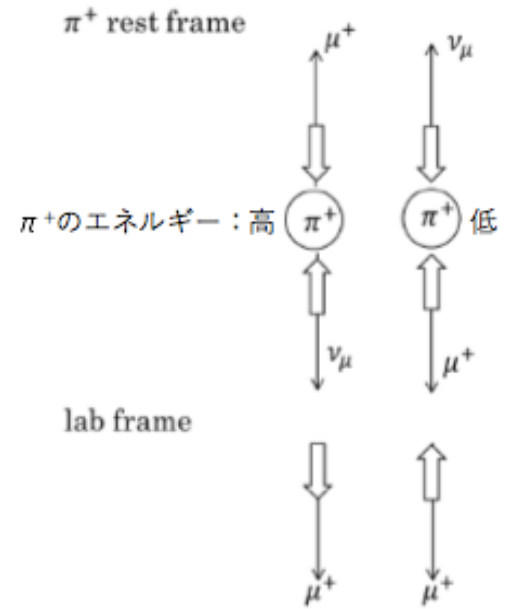


図 4: μ^+ の偏極

以上のことより μ^+ の偏極度 P_0 は

$$P_0 \approx \frac{1}{3} \alpha \beta \beta^* \left(\beta = \frac{P}{E}, \beta^* = \frac{P^*}{E^*} \right)$$

で表される。

ただし、進行方向と同じ向きにスピンの偏極したものを正と定義した。

ここで E, P (E^*, P^*) は実験室系 (π^+ の静止系) での μ^+ のエネルギーと運動量である。

$\alpha = 2.7, \beta = 1, \beta^* = 0.271$ として計算すると、 $P_0 = -0.24$ となる。

また、 K^+ によって生じる μ^+ があることや地表に到達するまでのクーロン散乱を考慮すると $P_0 = -0.26$ となる。

2.4 μ^+ 粒子の偏極と e^+ の放出の向き

μ^+ の崩壊は、寿命が $2.2\mu\text{sec}$ の崩壊

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

がそのほとんどを占めている。

この崩壊での e^+ のエネルギー・角度分布は電弱相互作用により、

$$R(\theta, \epsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^2}{192\pi^5} [2\epsilon^2(3-2\epsilon)] \times \left[1 - \left(\frac{1-2\epsilon}{3-2\epsilon}\right)\cos(\theta)\right] \times d\epsilon \cdot \sin(\theta)d(\theta)$$

と表される。ここで、 θ は μ^+ のスピン方向と e^+ の運動量方向のなす角、 ϵ は e の運動エネルギーの最大値である。

ここで、 θ 成分について積分すると、

$$\begin{aligned} & \int_0^\pi \frac{G_f^2 m_\mu^2}{384\pi^5} [2\epsilon^2(3-2\epsilon)] \times \left[1 - \left(\frac{1-2\epsilon}{3-2\epsilon}\right)\cos(\theta)\right] \times d\epsilon \cdot \sin(\theta)d(\theta) \\ &= \frac{G_f^2 m_\mu^2}{384\pi^5} [2\epsilon^2(3-2\epsilon)] \times 2 \times d\epsilon \end{aligned}$$

となるので、 e^+ のエネルギー分布は下図のようになる。

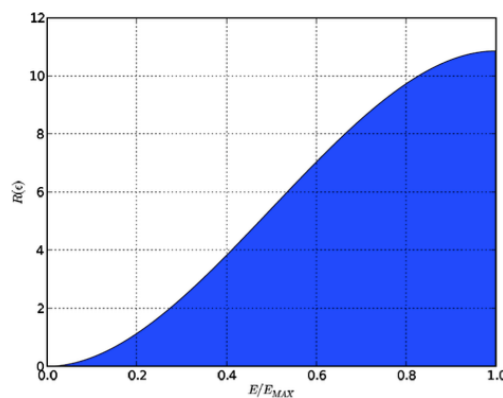


図 5: e^+ のエネルギー分布

この崩壊における e^+ の放出の向きと μ 粒子のスピン方向との関係について調べる。

まず、弱い相互作用をする粒子はカイラリティ左巻きを持ち、反粒子はカイラリティ右巻きを持つ。また、粒子が光速の時カイラリティとヘリシティは一致する。このことから、 e^+ の運動量が最大の時の崩壊は次のようになる。

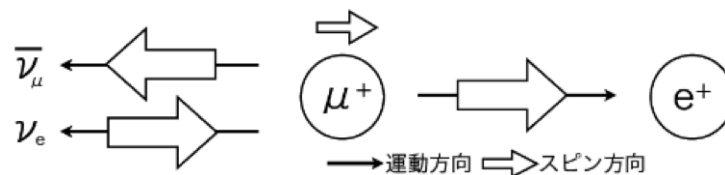


図 6: μ^+ の崩壊

下のような反応はカイラリティとヘリシティが一致しないため禁止される。

よって、 μ^+ のスピンの向きに陽電子が放出されやすいことがわかる。

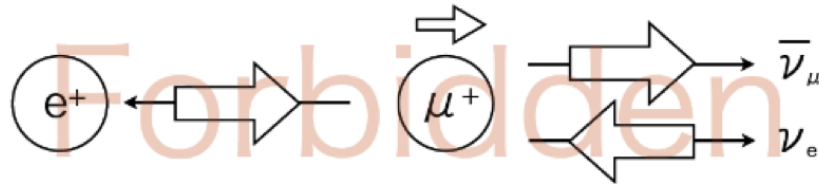


図 7: 禁止される崩壊

3 測定装置

3.1 測定装置の概要

実験装置は厚さ 20mm のアルミ板 8 層を 2cm 間隔で積み上げている。アルミ板の各層には 4 枚のプラスチックシンチレータを並べている。装置両端の基板には光検出器を取り付けている。装置上部にはトリガーシンチレータを 2 層に各 2 枚設置することで、観測する μ 粒子の入射方向を制限する。装置にはコイルを用いて 5.03mT の磁場をかけている。トリガーシンチレータの両端には光電子増倍管を取り付けている。この 8 層のアルミ板を用いて飛来する宇宙線 μ 粒子を減速、静止させ、プラスチックシンチレータを用いて検出することで崩壊後の陽電子の射出される向きを測定する。また入射時刻を基準として μ 粒子の崩壊時間の測定を行う。

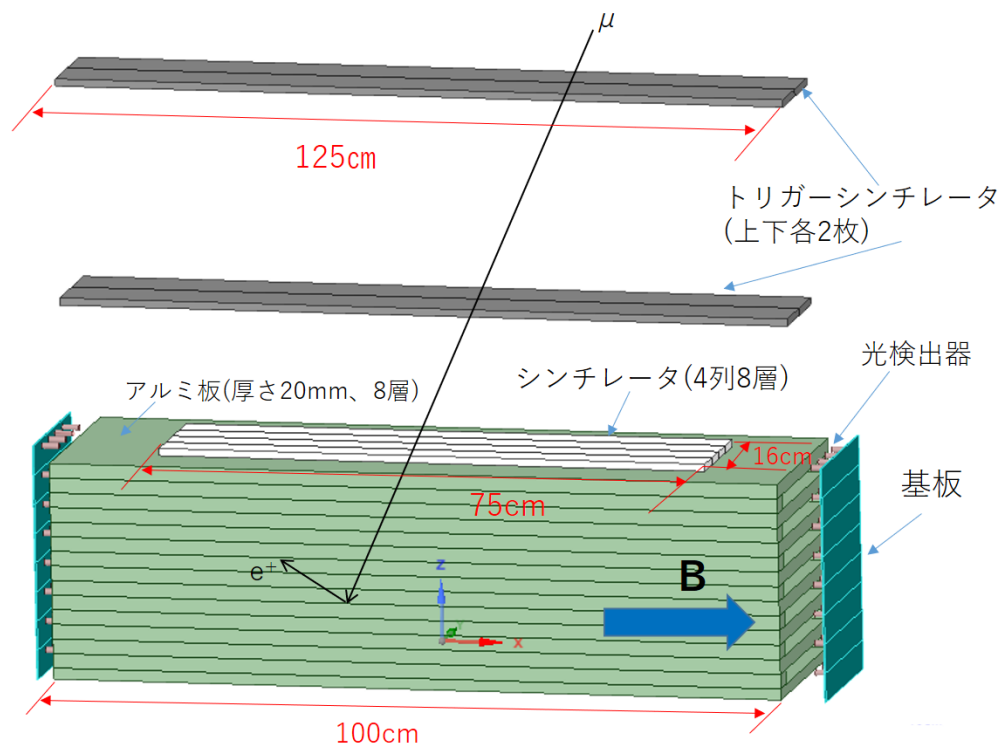


図 8: 測定装置図



図 9: 8層のアルミ板

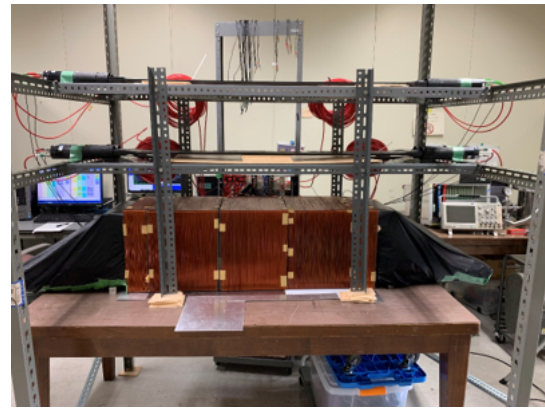


図 10: 磁場をかけた装置とトリガーシンチレータ

3.2 μ 粒子と崩壊陽電子の検出

- 青： μ 粒子が通過したシンチレータ
- 赤：陽電子が通過したシンチレータ

測定データの取得は飛来する μ 粒子が上下2つのトリガーシンチレータを通過し、かつ32個のプラスチックシンチレータを1つ以上通った時にのみ行う。飛来する μ 粒子の半数は崩壊せずに装置を通過するが、半数近くは装置内で静止し崩壊する。本実験において、二つのトリガーシンチレータを通った μ 粒子の静止した位置と、一部のアルミ板で静止した μ 粒子の崩壊により生じる陽電子の向きを装置内のプラスチックシンチレータで検出する。

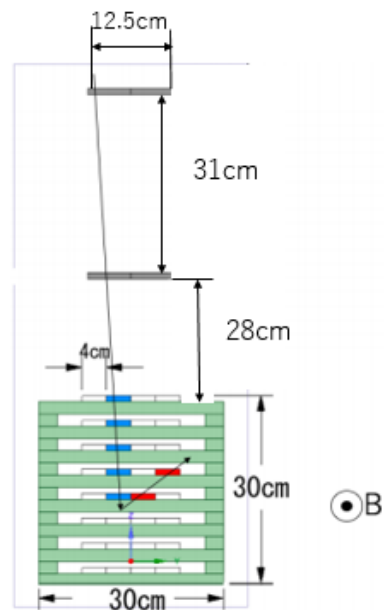


図 11: 装置断面図と検出例

3.3 装置詳細

3.3.1 プラスチックシンチレータ

μ 粒子と陽電子の検出には厚さ 1cm、長さ 75cm、幅 4cm のプラスチックシンチレータを用いた。プラスチックシンチレータは荷電粒子が通過すると電子が励起し、基底状態に戻るときにシンチレーション光を発する荷電粒子検出器である。このプラスチックシンチレータを 8 層に各 4 列の計 32 枚設置している。

3.3.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーはプラスチックシンチレータからのシンチレーション光を吸収し光検出器の感度がいい波長 (400~500nm) に変換する。直径 1.2mm のものを使用し装置両端の基盤に取り付けた光検出器に光を導く。



図 12: プラスチックシンチレータと波長変換ファイバー

3.3.3 MPPC

光検出器には MPPC (Multi Pixel Photo Counter) を用いた。MPPC は受光面が複数のピクセルからなるフォトンカウンティングデバイスであり、高い増幅率を持つ半導体光検出器である。また磁場の影響を受けない。各ピクセルにおいて降伏電圧以上で光電子をアバランシェ増幅し、ピクセル内に発生した光電子数によらず同じ波高を出力する。さらに複数のピクセルで発生した波高は重ね合わせて出力される。この波高から検出した光電子数を見積もることができる。この MPPC 64 個を基板に取り付け、ゴミコネクタを用いてプラスチックシンチレータの両端から出ている波長変換ファイバーと接続した。



図 13: MPPC

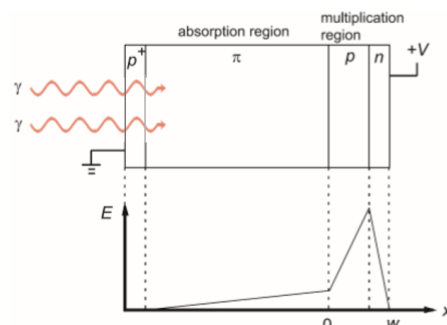


図 14: アバランシェ増幅

3.3.4 基板

μ 粒子の検出時に光量を十分に得るため、MPPC と波長変換ファイバーの接続が重要である。接続をしやすくするために 1 枚で 32 個の MPPC を取り付けることができる基板を作成した。MPPC の設置間隔は装置のシンチレータの位置に準拠したものであり、波長変換ファイバーのたわみを最小限に抑えることができる。

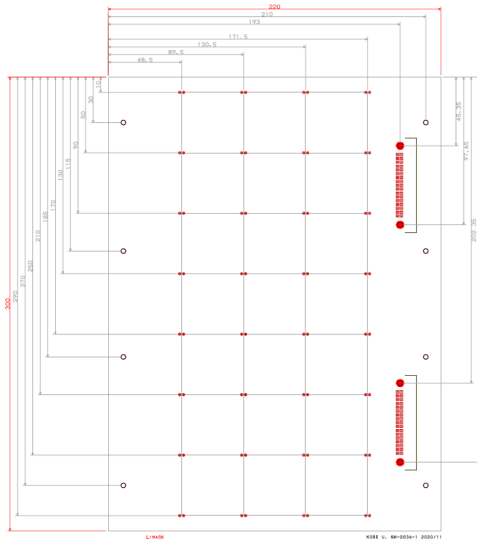


図 15: 基板図



図 16: 基板

3.3.5 ねじ

8 層のアルミ板を固定するねじはアルミ板のねじ穴の位置の関係上、六角穴付きボルト全ねじの M8 × 60 と M8 × 20 を用いた。ねじ締めをすることでアルミ層の間の隙間をなくし、後述する補強用アルミ板を取り付ける。

3.3.6 EASIROC

EASIROC は 64 チャンネルの MPPC を同時駆動する信号読み出し装置である。amp、shaper、discriminator が内蔵されており、光電子数の情報を ADC(Analog to Digital Converter) で、時間情報を TDC(Time to Digital Converter) で取得できる。

MPPC にかける電圧は EASIROC による全チャンネル一律の値の HV と、Input DAC という値を入力することでコントロールした。Input DAC によりコントロールする電圧 (V_i) は、中村勇さん『EASIROC ASIC とモジュール』EASIROC module 講習会スライド [7] から

$$V_i = -0.0195(InputDAC) + 9.4479 \quad (1)$$

となる。この Input DAC を調整することで各 MPPC の Bias Voltage を調整した。

3.4 測定時の信号の流れ

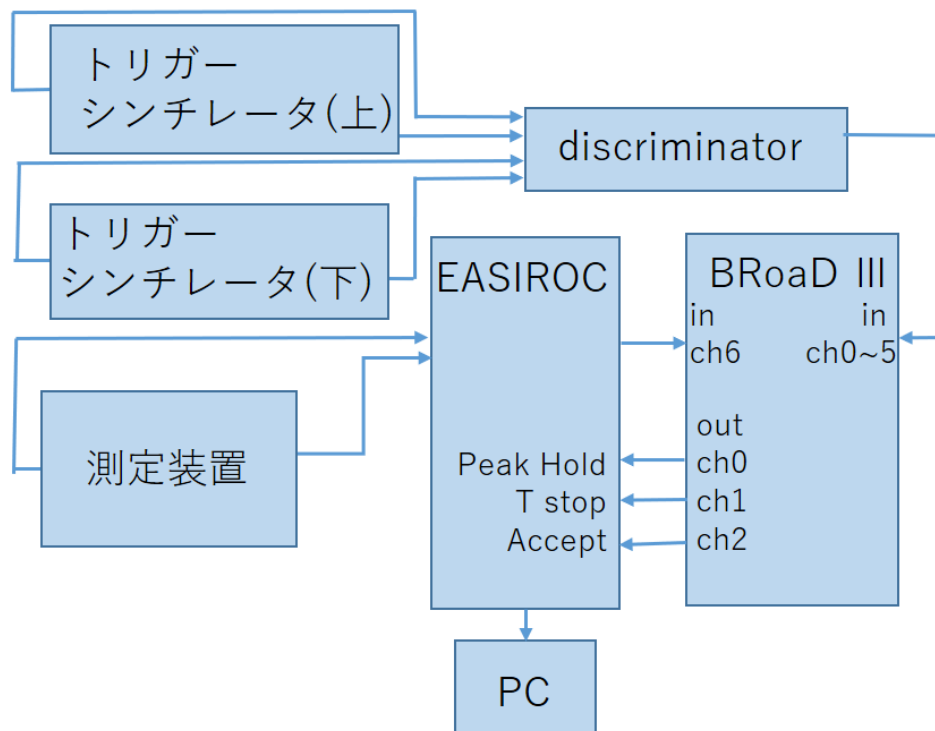


図 17: 装置配線図

今回の実験では上下のトリガーシンチレータに μ 粒子が通り、かつ装置のプラスチックシンチレータの内 1 つでも μ 粒子が通った時を測定のトリガーとしている。トリガーのタイミング信号は BRoaDIII に送られ、TDC の取得に必要な Peak Hold, T stop, Accept 信号が μ 粒子の崩壊を検出できるように適切な時間遅延させて EASIROC へと送られている。タイミング調整の詳細は 5.3 節にて述べる。

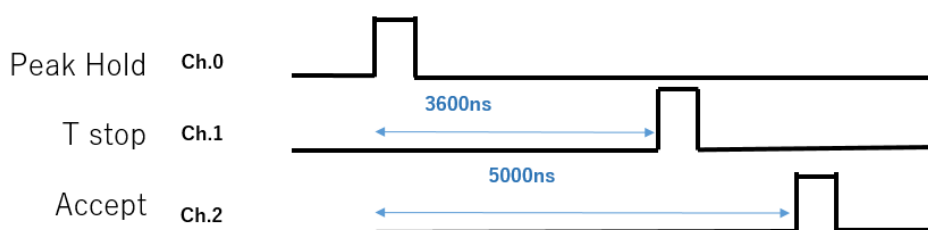


図 18: 信号のタイミング

TDC は下の段のトリガーシンチレータに μ 粒子が通るタイミングを測定開始の基準として、各シンチレータに μ 粒子が通る時間を測定している。測定可能な時間の幅は 0~4095ns であり、Peak Hold に信号が入ると測定を始め、T stop に信号が入ると測定が止まり、Accept に信号が入るまでが次の測定を行わないインターバルの時間となっている。この TDC から μ 粒子の通過する時間を求める。

3.5 MPPC による μ 粒子の信号

μ 粒子が通過した際の MPPC の信号の波高分布において、波高 (ADC 値) は MPPC の受け取る光電子数に対応するため分布のピークから光電子数を読み取ることができる。ADC 値が 850 付近のピークはペDESTアルである。

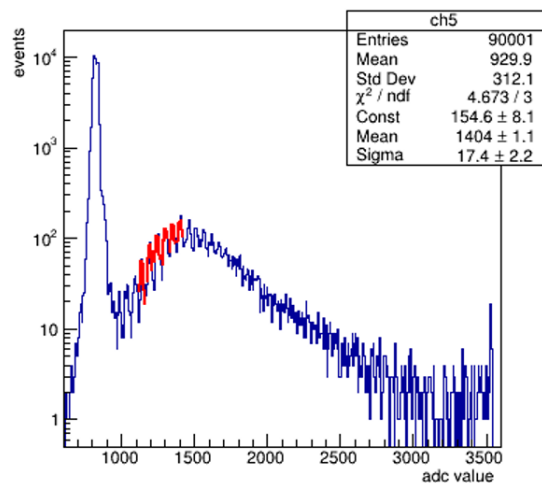


図 19: MPPC の信号の波高分布

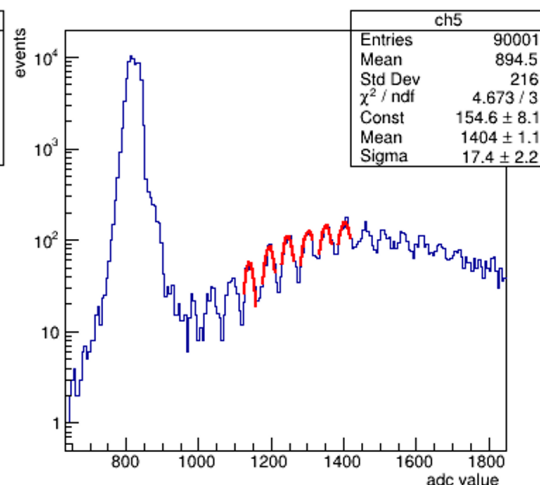


図 20: 図 19 の拡大

波高分布の各ピークでのガウスフィットの mean 値から ADC と光電子数のキャリブレーションを行うことで MPPC が受け取る光電子数の分布がわかる。

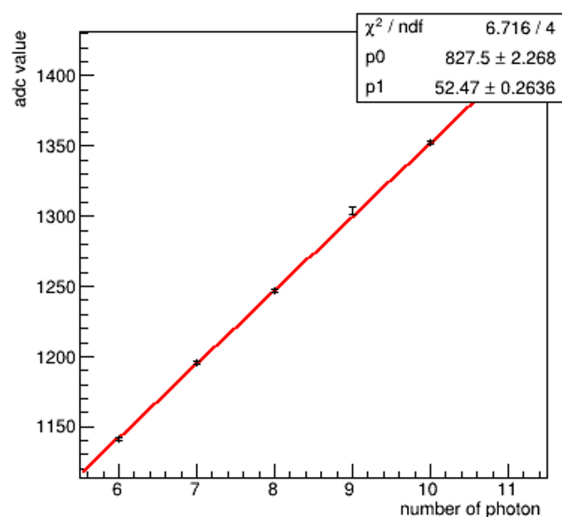


図 21: ADC-光電子数のキャリブレーション

図 21 から ch5 における ADC と光電子数のキャリブレーションの式は

$$(ADC) = 52.47 \times (\text{photon}) + 827.5$$

と書くことができる。この式の傾きは波高分布のピーク間隔であり、Bias Voltage と降伏電圧の差に比例するものである。

この式から光電子数の分布を示したものが図 22 である。この図から ch5 の光電子数は 13 個付近で最も多くあり、閾値を超えているため十分光量が得られていると確認できる。

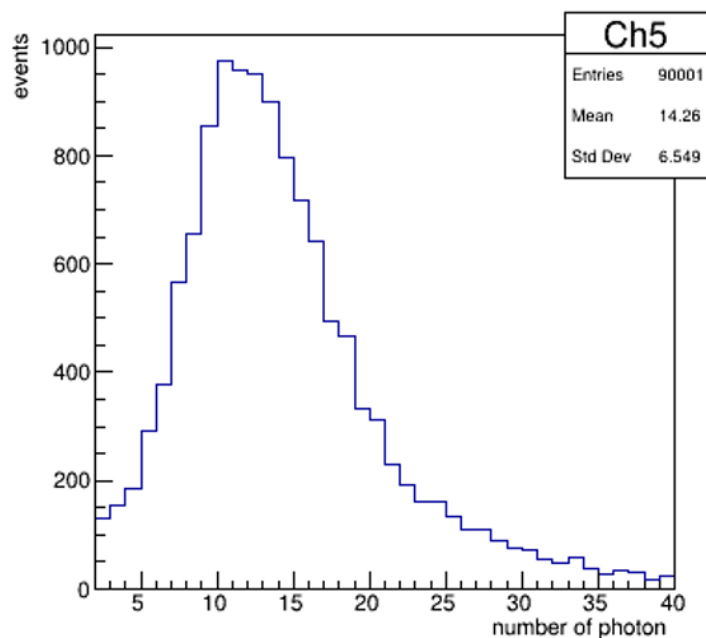


図 22: 光電子数の分布

十分な光量を得るためには以下のことに気を付ける必要がある。

- 波長変換ファイバーの断面の傷や凹凸をなくす
- 波長変換ファイバーの長さが短い、またはゴミコネクタの接続が不十分で、波長変換ファイバーの先端が MPPC の受光面まで届いていない状態をなくす
- MPPC に加える電圧を降伏電圧以上にする

ファイバーの断面の傷は超精密研磨用やすりを用いて水研ぎすることで防いだ。またゴミコネクタの穴をファイバーの直径に広げることでファイバーと MPPC の接続を十分にした。MPPC に加える電圧については 5.2 節にて詳しく述べる。

3.6 MPPC による μ 粒子の検出効率

本実験の解析は取得したデータの内 TDC のデータが取得できたもののみを用いて行っている。また MPPC にはノイズが存在するためしきい値 (3 フォトン以上) を設定している。解析を行うにあたり μ 粒子が装置を通過する際に MPPC が検出をできているかを確認する。今回の実験では 2 通りの方法で確認を行った。

3.6.1 左右による判定

同じシンチレータの両端にある MPPC の検出効率 (efficiency) について、片方の MPPC が光を検出した際にもう片側が検出したかどうかで確かめた。



図 23: 検出効率の評価方法 (左右)

シンチレータの両端の MPPC のチャンネル : chA、chB

chA の efficiency : P_A

chA が検出する event : n_A

chB が検出する event : n_B

$$P_A = \frac{n_A \cap n_B}{n_B} \quad [\%] \quad (2)$$

解析で用いた全事象について式 2 を用いて求めた検出効率を図 24 に示した。

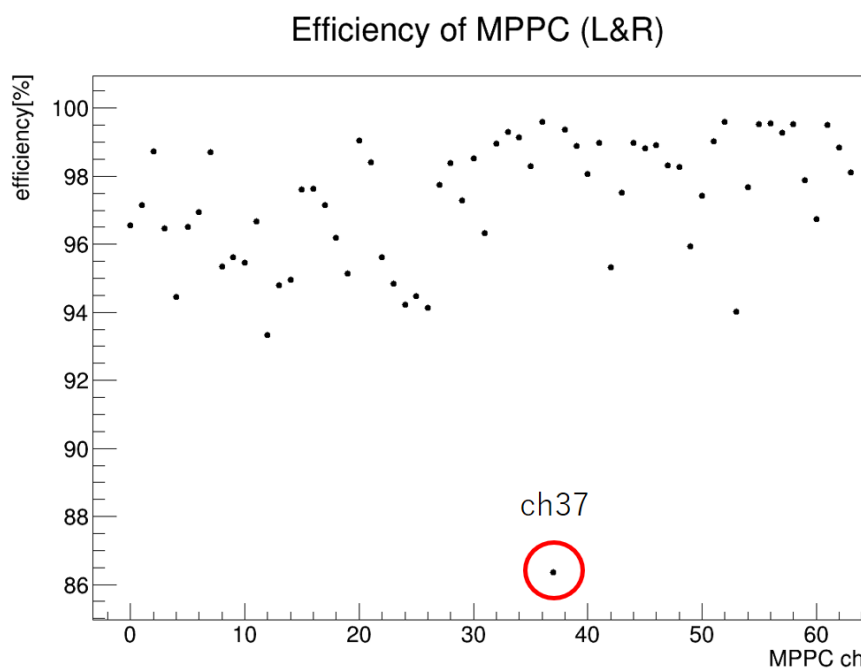


図 24: MPPC のチャンネルごとの検出効率 (左右)

ch37 を除くすべての MPPC で efficiency が 93[%] を超えた。

3.6.2 上下による判定

あるシンチレータの上下のシンチレータの両端の MPPC がなった際に、間にあるシンチレータの MPPC がなったかどうかで確かめた。ただし 1 層目と 8 層目は上下にシンチレータがないため、1 層目は下 7 層のシンチレータの両端で検出したとき、8 層目は上 7 層が検出した時で調べた。

chA の efficiency : P_A

chA が検出する event : n_A

上のシンチレータの両端で検出する event : $n_{B \cap C}$

下のシンチレータの両端で検出する event : $n_{D \cap E}$

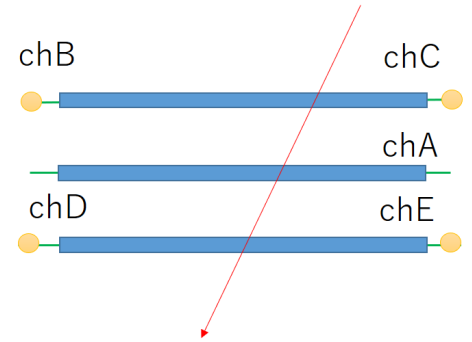


図 25: 検出効率の評価方法 (上下)

$$P_A = \frac{n_A \cap n_{B \cap C} \cap n_{D \cap E}}{n_{B \cap C} \cap n_{D \cap E}} \quad [\%] \quad (3)$$

解析で用いた全事象について式 3 を用いて求めた検出効率を図 26 に示した。

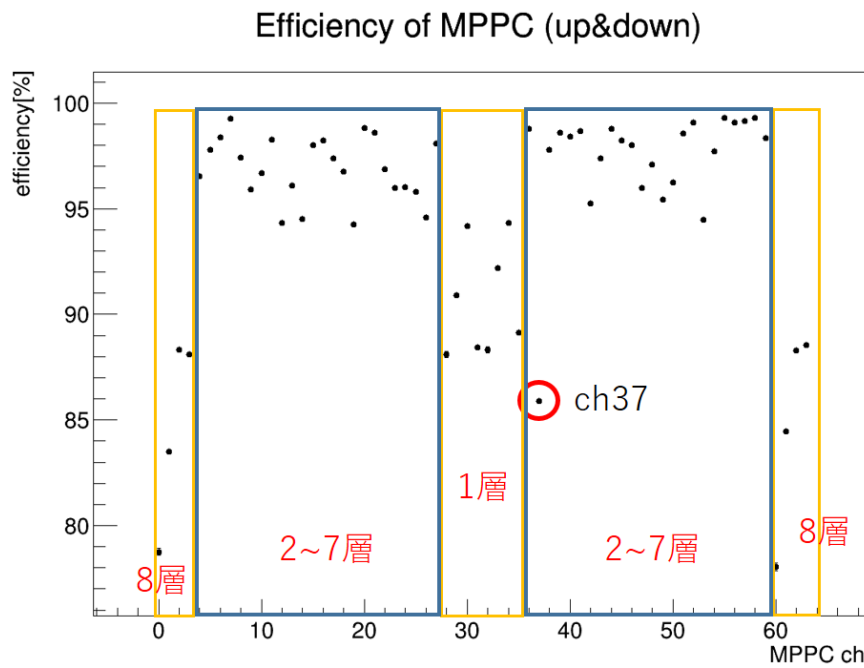


図 26: MPPC のチャンネルごとの検出効率 (上下)

2~7 層目のシンチレータで ch37 を除くすべての MPPC で efficiency は 94[%] を超えた。

1 層目と 8 層目は図 27 のような場合が許されているため 2 7 層目の検出効率より低くなっている。



図 27: 1,8 層目で検出されない場合の例

3.6.3 二つの判定方法の相関と検出効率の低いチャンネル

1層目と8層目のMPPCを除く上下と左右の検出効率の測定結果の相関を図28に示した。2つの測定方法で求めた検出効率は相関があることを確認できた。

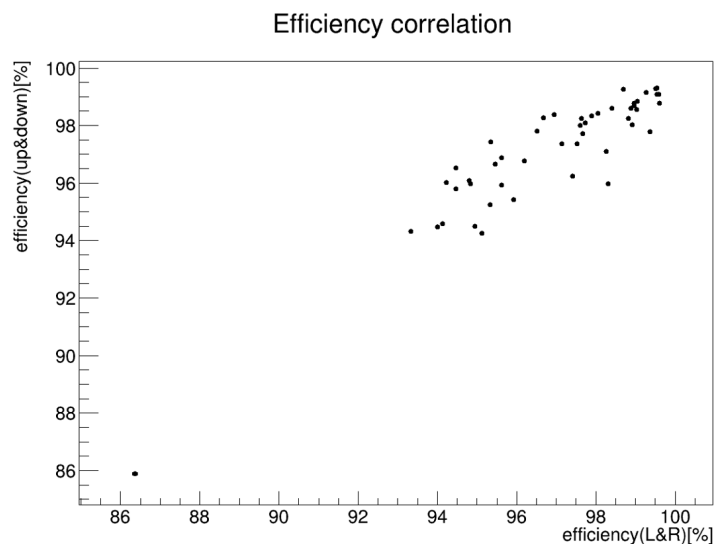


図 28: 二つ検出効率の相関

ch37について、本実験で行った測定(23時間)ごとの検出効率を図29に示した。またch37のあるシンチレータは図30の25番のところである。

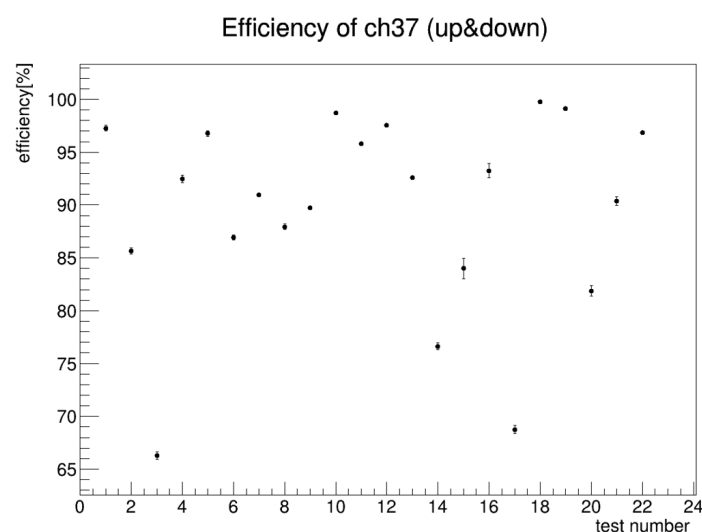


図 29: 測定ごとの ch37 の検出効率

層				
1	28	29	30	31
2	24	25	26	27
3	20	21	22	23
4	16	17	18	19
5	13	14	15	16
6	9	10	11	12
7	5	6	7	8
8	0	1	2	3
列	0	1	2	3

図 30: ch37 の MPPC のあるシンチレータ

図29からわかるように測定ごとに検出効率は大きく変動している。ch37のMPPCと基板の電氣的な接続に問題がある可能性が考えられる。

この結果からch37のMPPCとつながるシンチレータに関して事象選別の際考慮して解析を行う。解析時のeventの選別については6.1節に記述する。

3.7 補強用アルミニウム板

下図のように、装置の両側面とアルミ板をネジで固定し、装置が変形しないよう補強する。

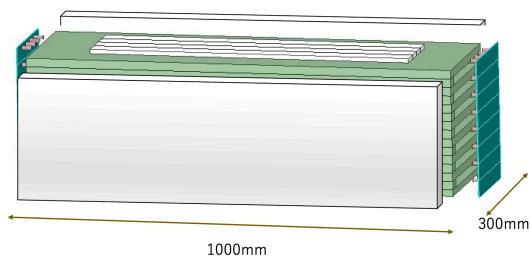


図 31: 装置図

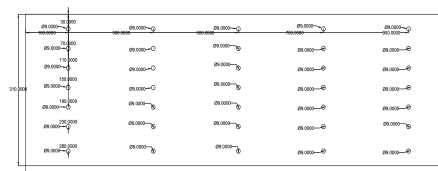


図 32: 補強用アルミ板

<設定>

装置およびサイドのアルミ板を純度 100 % のアルミニウムとする。装置は 100cm × 30cm × 2cm の板 7 枚、100cm × 3cm × 2cm の棒 12 本、100cm × 4cm × 2cm の棒 2 本、100cm × 30cm × 1cm の板 1 枚 + シンチレーターで構成される。アルミニウムの密度は 2.7g/m³、シンチレーターの重さを 2kg と仮定する。

<計算>

装置全体の重さは、約 148kg。また、アルミ板は装置両端と接着してあり、装置の重力は等分布である仮定すると、両端固定梁と見て計算できる。

たわみの角度を θ_1, θ_2 、たわみの大きさを σ_1, σ_2 、1m あたりの荷重による力を p 、アルミニウムのヤング係数を E 、断面二次モーメントを I 、不静定力を M 、アルミ板の長さ・厚さ・高さをそれぞれ $l = 1000\text{mm}$ ・ $b = 5\text{mm}$ ・ $h = 310\text{mm}$ とする。

$\theta_1 = pl^3/24EI, \theta_2 = -Ml/2EI, \sigma_1 = 5pl^4/384EI, \sigma_2 = Ml^2/8EI$ 変形の適合条件より、 $\theta_1 = \theta_2$ 、つまり $M = -pl^2/12$ が得られる。

たわみを合成すると、 $\sigma_1 + \sigma_2 = (pl^4)/384EI$ となる。 $I = bh^2/12 = 5(310)^3/12[\text{mm}^4]E = 68.3 \times 10^9[\text{N/m}^2]p = 74 \times 9.8725[\text{N/m}]$ であるから、たわみの大きさは、 $2.2 \times 10^{(-3)}[\text{mm}]$ と求められる。

補強アルミ板のたわみは十分に小さいため、一体となっている装置のたわみも十分に小さい。よって厚さ 5mm のアルミ板は十分な強度をもつ。

3.8 コイルと磁場

本実験ではミューオンを歳差運動させるために、5つのコイル(写真左から A, B, C, D, E と呼ぶことにする)を用いて装置内に磁場を作った。

使用したコイル、コイル内の空間での磁場の一様性について評価した。

3.8.1 使用コイルと電流

コイルは断面 37.5cm × 37.5cm 長さ 30cm(内側), 10cm(両端) の正方形アクリルに巻かれている。

- コイル A 巻き数 50 低抗値 0.72 Ω
- コイル B 巻き数 153 抵抗値 2.1 Ω
- コイル C 巻き数 167 抵抗値 2.4 Ω
- コイル D 巻き数 161 抵抗値 2.2 Ω
- コイル E 巻き数 49 抵抗値 0.70 Ω

内側の3つのコイルはそれぞれ並列に接続し、定電流電源から電流を流し、両端の2つのコイルはそれぞれ別の定電圧電源から電流を流した。

直流電流源は次のものを使用した。

- KIKUSUI PAG30-50 1.5kW タイプ (内側)
- 電圧 およそ 20 V(内側), 8V(両端)
- 電流 25.32 A(内側) 11A(両端)



図 33: 使用したコイル

ミューオンの平均寿命 ($2.197 \mu\text{s}$) の間に最低一周分分の歳差運動をさせたい。そのために最低どれだけの磁場、電流が必要か見積もる。

振動数

$$\omega \geq \frac{2\pi}{2.197 \times 10^{-6}} \simeq 2.86 \times 10^6 \text{ Hz} \quad (4)$$

この振動数のために必要な磁場

$$B \geq \frac{2m\omega}{ge} \simeq 3.36 \times 10^{-3} \text{ T} \quad (5)$$

簡単のため、円形ソレノイドの内部に (2) の磁場を作る電流値の目安を計算すると

$$I = \frac{B}{\mu n} = \frac{3.35 \times 10^{-3}}{1.26 \times 10^{-6} \times 540} \simeq 5.06 \text{ A} \quad (6)$$

(コイルの総巻き数 594 単位長さ当たりの巻き数 540)
となった。

シミュレーションを用いて内側と両端に流す電流を決めた。
電源電圧の都合上、両端のコイルにかけられる電流は 11A が最大であったので、それを
固定にして内側のコイルに流す電流値を変えていったところ、8.4A のとき測定範囲で誤
差 6% に収まり最も平らになった。

下図はシミュレーションでの比較図で

- 赤線 (電流をすべてのコイルで 8.4A)
- 青線 (電流を内側のコイル (8.4A), 両端のコイル (11A))

Z 方向のグラフでは真ん中に対して両端での磁束密度は赤線 88%, 青線 94%

Y 方向のグラフでは真ん中に対して両端での磁束密度は赤線 96%, 青線 98%

したがって、電流を内側のコイル (8.4A), 両端のコイル (11A) にしたものがより一様な磁
場を作ると考えられた。

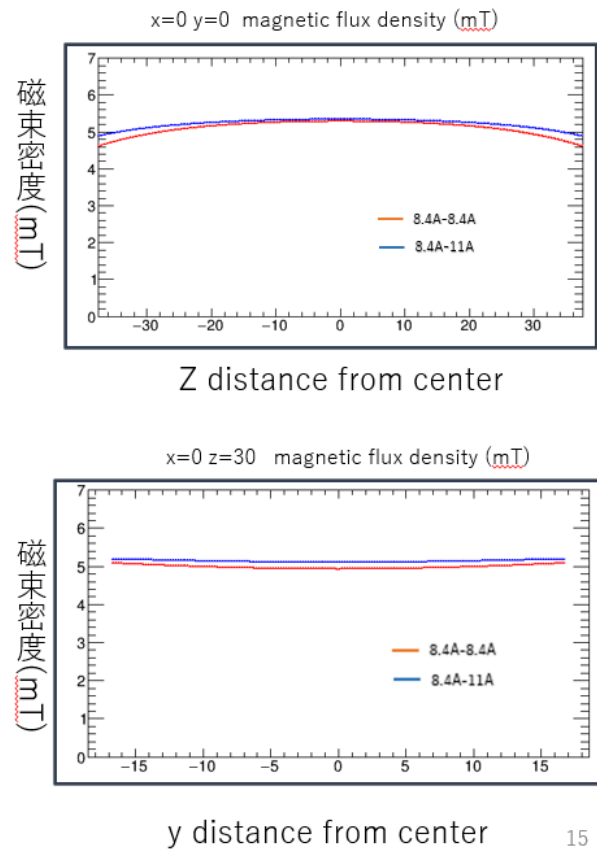


図 34: シミュレーション比較

3.8.2 磁場の測定

コイル内部をグリッドに分割し、テスターを用いて測定した。

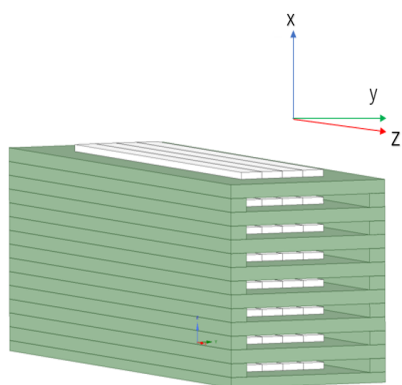


図 35: 装置図 赤矢印 : z 軸 緑矢印 : y 軸 青矢印 : x 軸

磁場テスターは次のものを使用した。

- 東陽テクニカ F.W.Bell model 4048 (分解能 0.01 mT)



図 36: 磁場テスター

グリッドは Fig.35 の座標軸において

- z 軸 → 10cm
- x,y 軸 → 8cm に分割した。

3.8.3 シミュレーションとの比較

青線をシミュレーション値、赤のアスタリスクを測定値としてグラフ (Fig.37,38) にまとめた。

- z 方向 ($x=0, y=0$) (Fig.37) 中心での磁場 (~ 5.3 mT) に対して、シンチレータの端での磁場は 89% 程であった。シミュレーションに対して測定値の値はばらつきがある。これはプローブを棒につけて測定し、z 方向に平行にならなかったためにシミュレーションより小さくばらつきのある値が出たと考える。
- y 方向 ($x=0, z=30$) (Fig.38) 中心での磁場 (~ 5.0 mT) に対して、シンチレータ最上層の位置での磁場は 102% 程であった。シミュレーションに対して測定値が一樣に低くなっているがこれはコイル周囲にある磁性体の影響と考えられる。

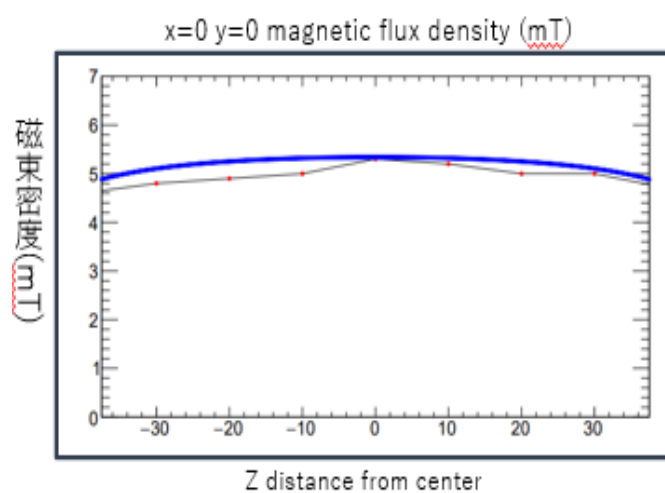


図 37: z 方向 シミュレーションと測定値の比較

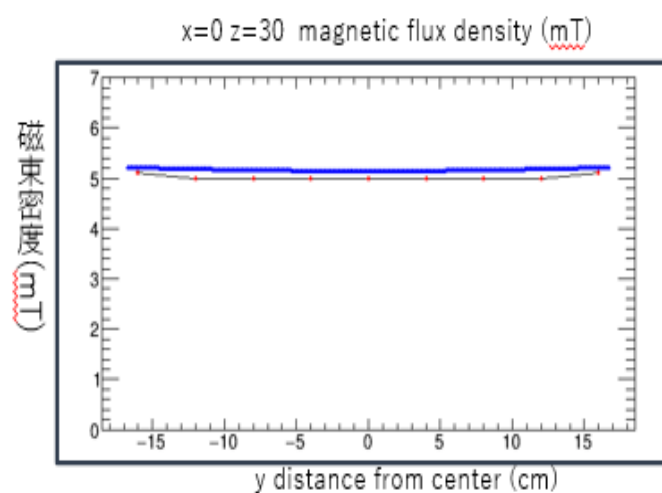


図 38: y 方向 シミュレーションと測定値の比較

3.8.4 一様性の評価

コイル内の一様性の評価を行った。 Fig.39 は磁場の測定結果とシンチレータの位置を示している。オレンジの領域がシンチレータを表している。

Fig.39 から、シンチレータのないグリッドと突き抜けミュオンを選別する最下層のシンチレータがあるグリッドは評価の際除いた。

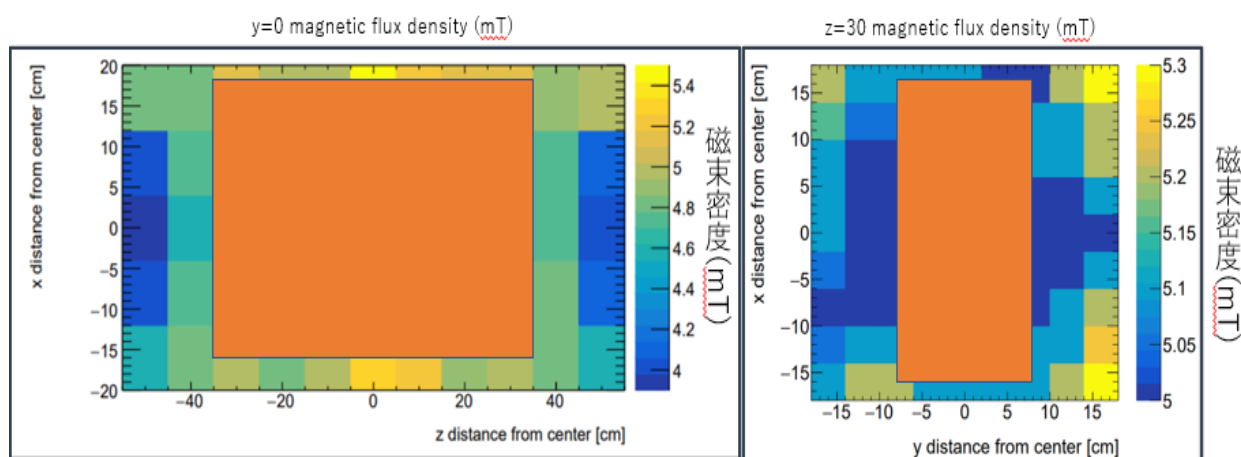


図 39: x-z 平面、y-z 平面

横軸に磁場、縦軸にグリッド数としてヒストグラムを作成 (Fig.40)

$$\sigma = \frac{(StdDev)}{Mean} \simeq 0.037$$

グラフと上の計算から、コイル内のグリッドについては、3.7% 程のばらつきがあることが分かった。これにより、今回の実験で使用したコイルでは磁気能率の値は磁場の非一様性により 3.7% 程の誤差が生じる。 また、 Fig.40 より解析において磁場の値は 5.03 mT を用いた。

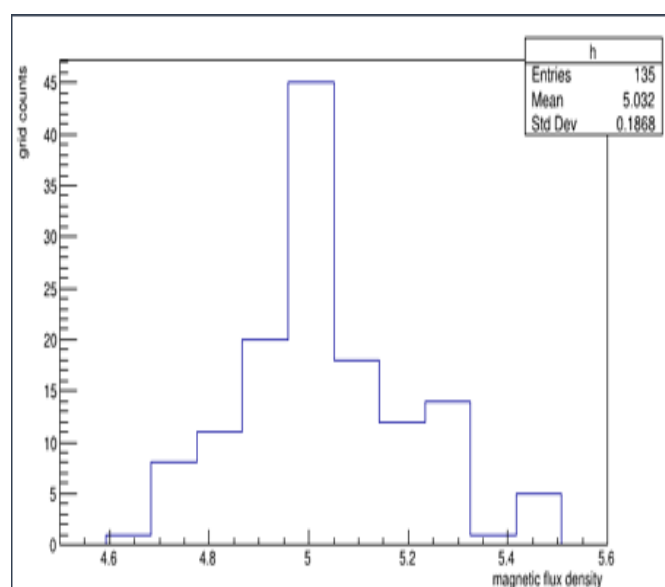


図 40: grid ヒストグラム

コイル内の磁場の非一様性の原因として、次のことが考えられる。

- コイルが5つに分かれており、コイル間に隙間があること
- コイルの周囲にある磁性体の影響

このばらつきでは歳差運動を観測することができるが、より一様にする方法としては、コイルの巻き方を均一になるように調整し、周囲の磁性体の影響を最小限におさえ、コイルをより長くすることがあげられる。

4 宇宙線ミュオンと検出器のシミュレーション

4.1 Geant4

Geant4 とは物質中を通過する粒子の物理相互作用をモンテカルロ法に基づいてシミュレートすることのできるパッケージである。物理プロセスや検出器の構造、検出器の応答、応答データ等の作成、保存などの多くのツールキットから構成されている。

4.2 本実験での μ 粒子のシミュレーション

今回のシミュレーションでは、入射粒子のパラメータを

- μ^+ の偏極度 $P_0 = -1$
- 宇宙線のエネルギー分布: 実験装置に届いた時点で、 $30\sim 220[\text{MeV}]$ の範囲で一様分布
- シンチレータが鳴りイベントとして残るために必要なエネルギー閾値 $500[\text{keV}]$

また、装置のパラメータを

- シンチレータ: $750\text{mm} \times 40\text{mm} \times 10\text{mm}$ を 8 層
- アルミニウム層: $1000\text{mm} \times 300\text{mm} \times 20\text{mm}$ を 7 層
- 磁場: 5.03mT

とし、10 万イベントの μ 粒子を発生させた。

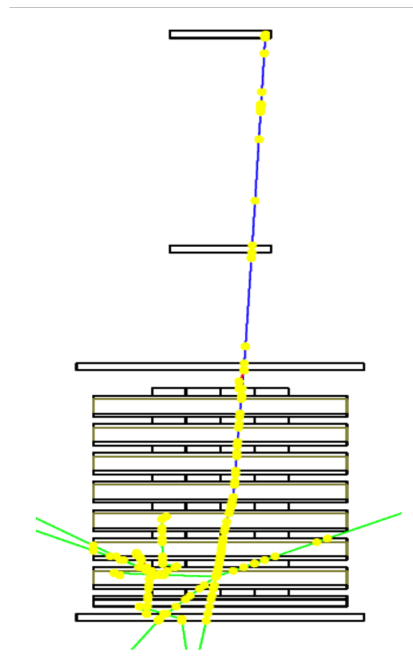


図 41: シミュレーションによる event display の例

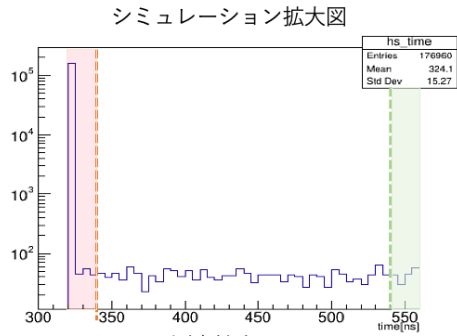


図 42: μ 粒子の時間分布

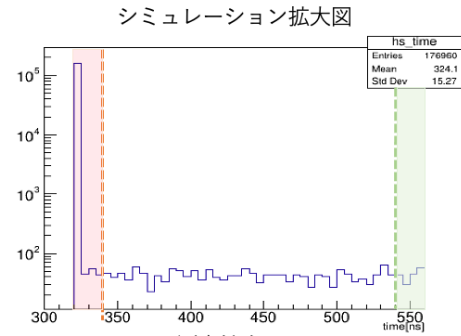


図 43: 時間分布拡大図

4.3 μ 粒子の事象選別

崩壊前の μ 粒子は、数 ns で装置のアルミ・シンチ層を通過するため、時間分布のピーク付近は崩壊前の μ 粒子であると考えられる。したがって、シミュレーションでは、320 – 340 ns を崩壊前の μ 粒子とする。また、信号の間隔が 200ns 以上あいており、直前の信号が時間分布のピークにあるものを崩壊から出た粒子による信号と考えた。その中で、

- ・崩壊直前までの信号が、全て同じ列にある
- ・上から順番にシンチレータ層を鳴らしている
- ・崩壊直前の信号が、2～7層目にある

ものを解析の対象とした。

4.4 μ 粒子の崩壊方向の決定

今回は入射信号が最後に鳴らしたシンチレータに対して、崩壊信号が最後に鳴らすシンチレータが上下どちらにあるかによって、up、down、same の3つに分類した。

入射信号が最後に鳴らすシンチレータを A 層目、崩壊信号が最後に鳴らす信号を B 層目として

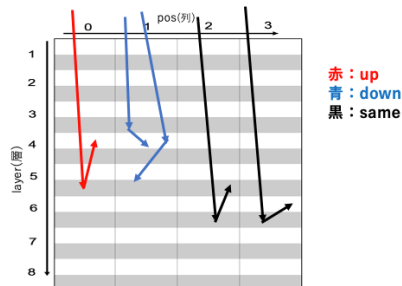


図 44: 崩壊の例

$$B - A \begin{cases} < 0 : \text{up}(\Rightarrow N_U) \\ > 0 : \text{down}(\Rightarrow N_D) \\ = 0 : \text{same}(N_U \text{ or } N_D) \end{cases}$$

と定義する。

今回の装置で方向を判別するには、崩壊粒子は

$$\begin{cases} UP : 2 \text{ 層以上} \\ DOWN : 1 \text{ 層以上} \end{cases}$$

のシンチレータを鳴らす必要がある。(左下図)

また、崩壊粒子が鳴らすシンチレータの枚数は、平均 1.6 層分であることから、UP は判別しにくいことがわかる。(右下図) このことから、SAMEevent の中でも上下に偏りがあるのではないかと考えた。

それらについて、

1. シンチレータ内で崩壊し、陽電子を上方向に射出して、同じ層のシンチレータだけを

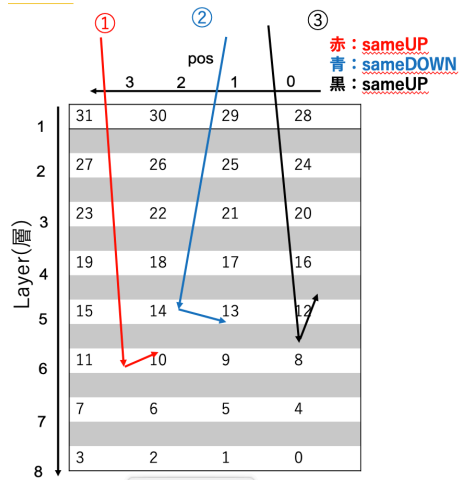


図 45: SAMEvent の例

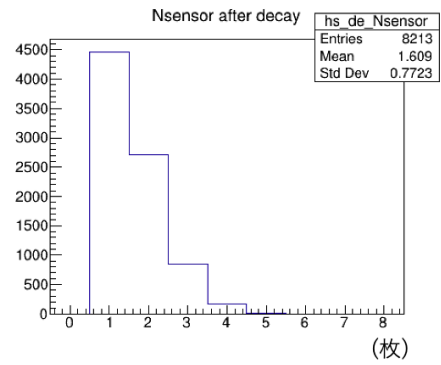


図 46: 崩壊粒子が鳴らすシンチレータの枚数

鳴らして静止したもの→ UP

2. シンチレータ内で崩壊し、陽電子を下方方向に射出して、同じ層のシンチレータだけを鳴らして静止したもの→ DOWN

3. AI で崩壊し、直前に鳴らしたチャンネルと同じ層のシンチレータを 1 枚だけ通過して静止したもの→ UP

とした。

これらはいずれも今回の実験では方向を判別することができない。

今回のシミュレーションでは Geant4 で、それぞれの信号を鳴らす粒子が向く方向を出力した。崩壊直後の信号にあたる粒子の進行方向が z 軸正の場合 UP、負の場合 DOWN とし、same を UP と DOWN のイベントに分別することで、 N_U と N_D にそれぞれ分類した。

その結果、same のうち、79.6% が UP、20.4% が DOWN の event となった。

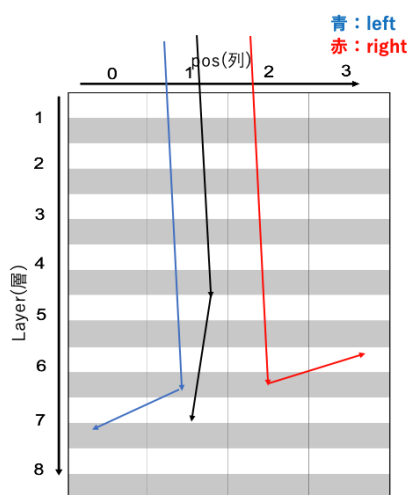


図 47: 左右方向崩壊の例

また、左右方向についても同様に、入射信号が最後に鳴らすシンチレータを A 列目、崩壊信号が最後に鳴らす信号を B 列目として

$$B - A \begin{cases} < 0 : \text{right} (\Rightarrow N_R) \\ > 0 : \text{left} (\Rightarrow N_L) \\ = 0 : \text{straight} \end{cases}$$

と定義した。

4.5 ラーモア歳差運動の振動数の決定

装置の対称性から、ラーモア歳差運動は上下方向・左右方向両方について求まる。

$$\text{上下 Asymmetry} = \frac{N_U - N_D}{N_U + N_D} \quad \text{左右 Asymmetry} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (7)$$

と定義し、これを余弦関数

$$Fit(t) = Amp \cdot \cos(\omega t + x) + offset$$

でフィットすることで、ラーモア歳差運動の振動数を求めた。

4.6 シミュレーション結果

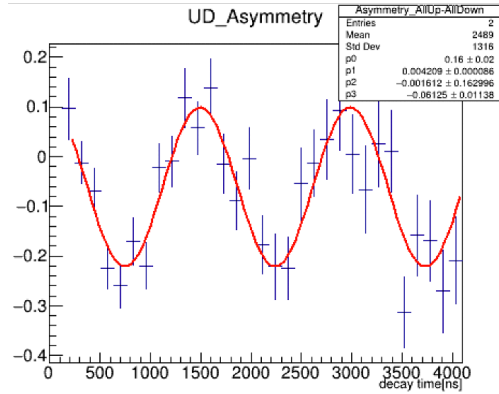


図 48: 上下 Asymmetry

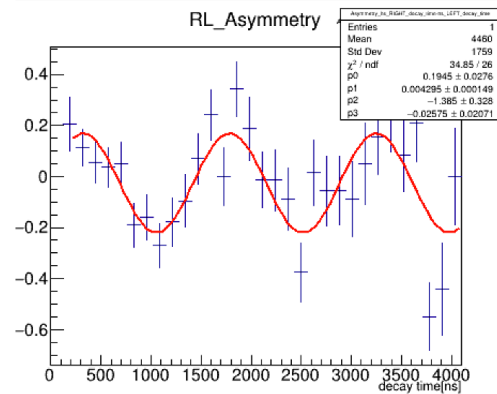


図 49: 左右 Asymmetry

$$\text{上下方向} \begin{cases} \omega_{UD} = 4.21 \pm 0.09 [MHz] \\ Amp = 0.16 \pm 0.02 \end{cases}$$

$$\text{左右方向} \begin{cases} \omega_{RD} = 4.29 \pm 0.15 [MHz] \\ Amp = 0.19 \pm 0.03 \end{cases}$$

$$\begin{cases} UP \text{ の粒子数} = 1141 (18.3 \%) \\ DOWN \text{ の粒子数} = 2917 (47.0 \%) \\ SAME \text{ の粒子数} = 2153 (34.7 \%) \\ RIGHT \text{ の粒子数} = 1501 (24.2 \%) \\ N_{LEFT} = 1543 (24.8 \%) \\ N_{STRAIGHT} = 3167 (51.0 \%) \end{cases}$$

であった。

$\omega = g e B / 2m$ $g=2$ 、 $B=5mT$ としたとき、振動数の理論値は、 $\omega = 4.29 [MHz]$ である。

以上から、

- 振動数は上下・左右ともに誤差内に収まっている。
- 振幅は左右 asymmetry の方が大きいですが、誤差の範囲内である。
- 粒子数は同じ 10 万イベントを発生させても、振動数と振幅の決定に関わるる上下・左右のイベントは、上下の方が多い。

ということがわかる。

したがって、解析は上下・左右どちらも有効であると考えられる。

5 実験の準備

この章ではまず、本実験の測定を行う前に行ったシンチレータの両端での信号の到達する時間差を測定し、MPPC に印加する電圧を調整した。また、本実験において測定装置がクラッシュしないようにトリガーシンチレータと本装置からの信号を BRoaDIII でタイミングの調整を行った。これらの内容について述べる。

5.1 シンチレータの両端の MPPC の信号の時間差

5.1.1 予備実験 —位置分解能—

本実験の前の予備実験として図 50 のような装置を設定してプラスチックシンチレータの μ 粒子の東西方向の到来位置における両端の MPPC の信号読み出しの時間差を求める予備実験を行った。この実験の位置分解能から本実験における μ 粒子の入射位置、入射角度の計算から、コイルによる磁場の不均一な部分での事象を選別する等の解析に利用することを検討した。

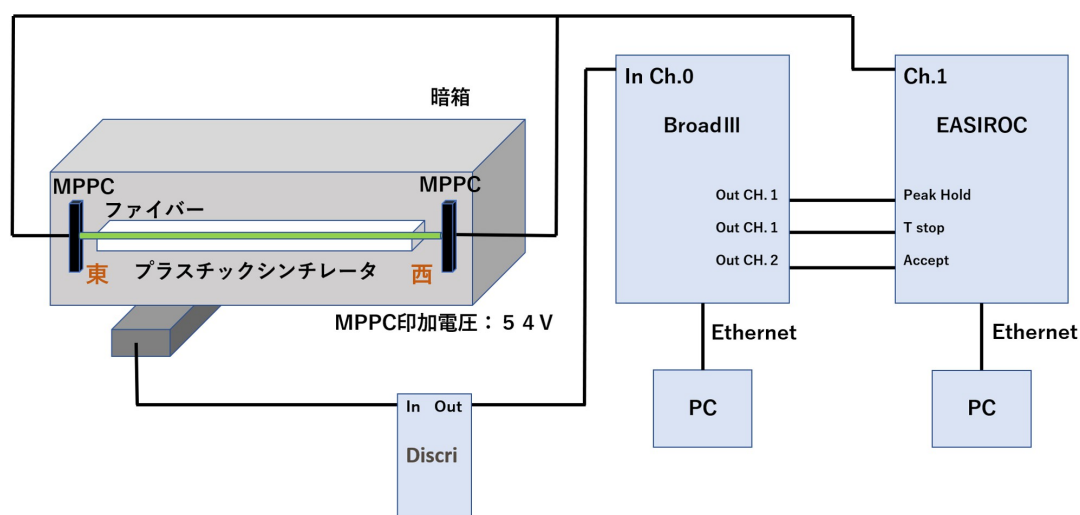


図 50: 予備実験の装置図

2 列 3 段に並べた 6 本の 750mm × 40mm のプラスチックシンチレータ (一つのシンチレータは片側の MPPC から光量が出ていなかったの解析には使用していない) の東側から 75,225,375,525,675mm のところに測定ごとにトリガーシンチレータ (140mm × 200mm) を移動させ、測定を行う。トリガシンチレータが信号を感知したときにデータを取得を行いをそれぞれの位置で 30000events 測定した。東西の MPPC の信号の時間差を TDC のデータを用いて求め、その時間差のトリガーシンチレータの位置依存性をみることによって、光ファイバー内をプラスチックシンチレータからの光が進む速さを求め、この装置における位置分解能を導いた。

5つのシンチレータのそれぞれにおいて東西のMPPCの信号の時間差を求めた。
 (それぞれに対応するMPPCのch[東, 西]: [0, 16] [3, 19] [6, 22] [11, 26] [13, 29])

図51はch0のMPPCの信号のTDCのデータである。TDCの値は1が1[ns]に対応している

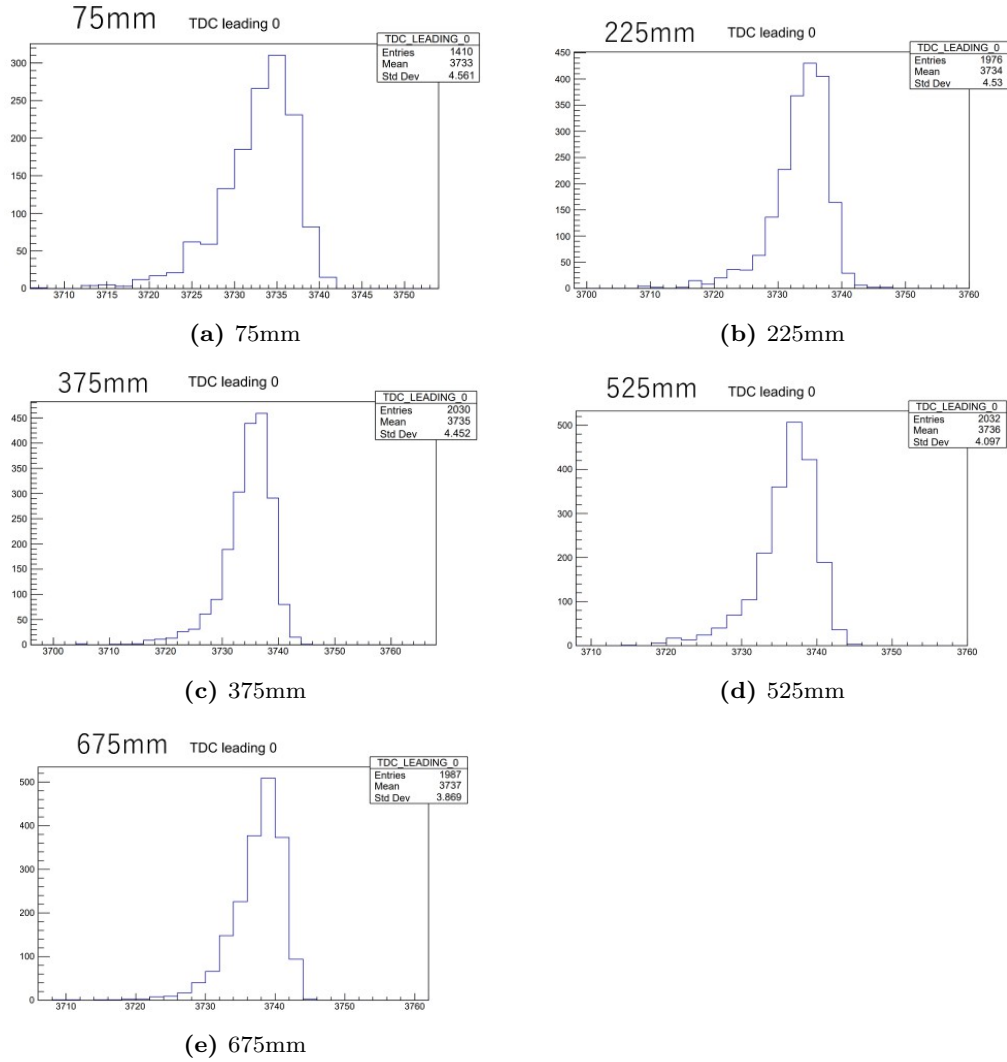


図 51: ch0 の TDC データ

TDC の数値はコンスタントで取得しているため TDC 値が大きい信号のほうがトリガーの信号に対してより早い時間に信号を出したことになる。

両側の MPPC から信号が来たときのみ

(信号の時間差) = (東側のMPPC) - (西側のMPPC) として計算を行った。

図 52 は ch0 と ch16 の MPPC を両端に持つシンチレータの両端の信号の時間差を表している。

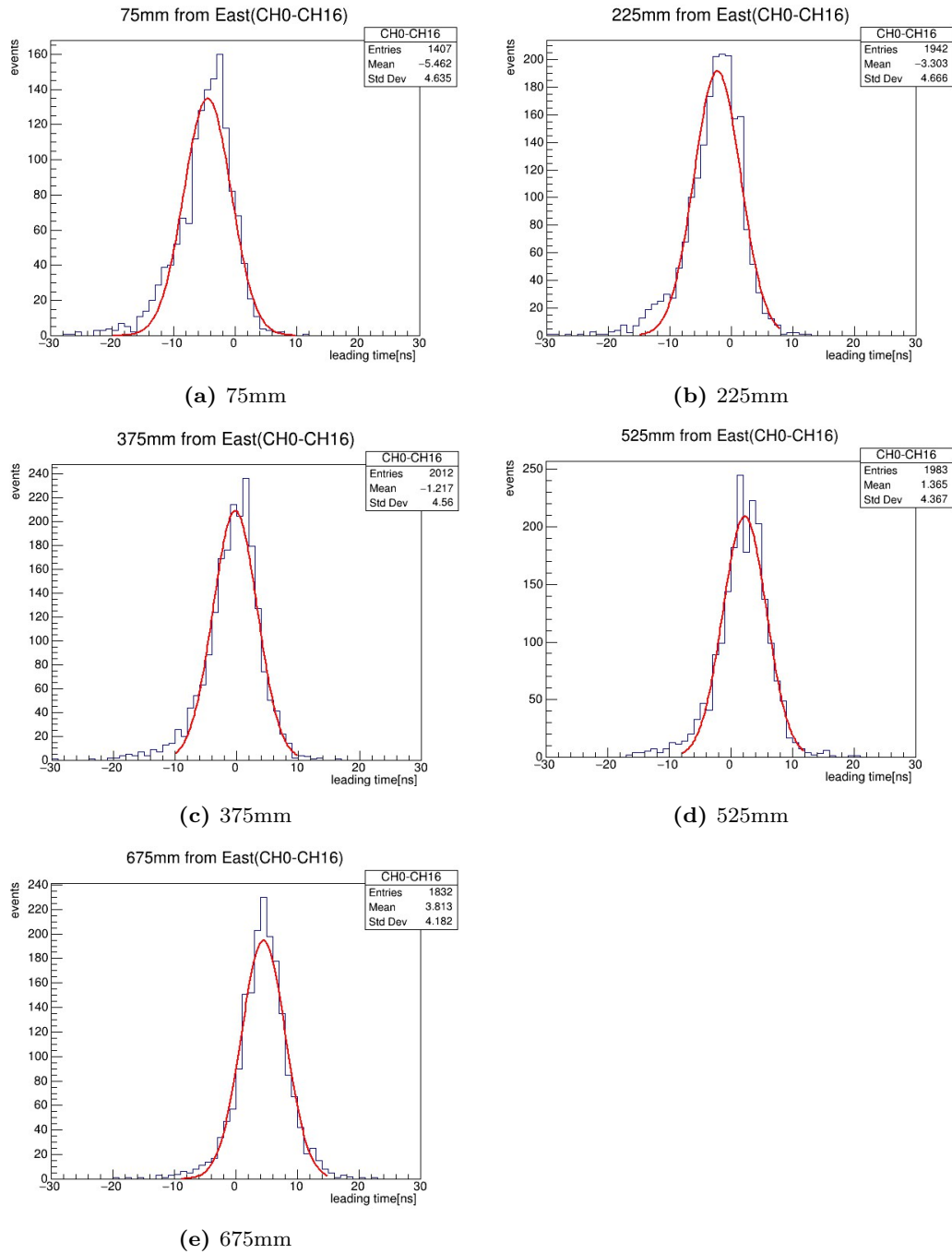


図 52: あるシンチレータの両端の MPPC (ch0、ch16) の信号の時間差

時間差のヒストグラムにそれぞれ gauss fit を行った。フィッティングにおける σ の平均は以下ようになった。

チャンネル	ch0-ch16	ch3-ch19	ch6-ch22	ch11-ch26	ch13-ch29
σ (平均)	3.66	3.70	3.21	2.14	3.74

TDC の分解能はおよそ 3.5[ns] であることが読み取れる。

図 53 は 5 つのシンチレータについて、トリガーシンチレータの位置での両端の MPPC の時間差の平均の変化を表している。

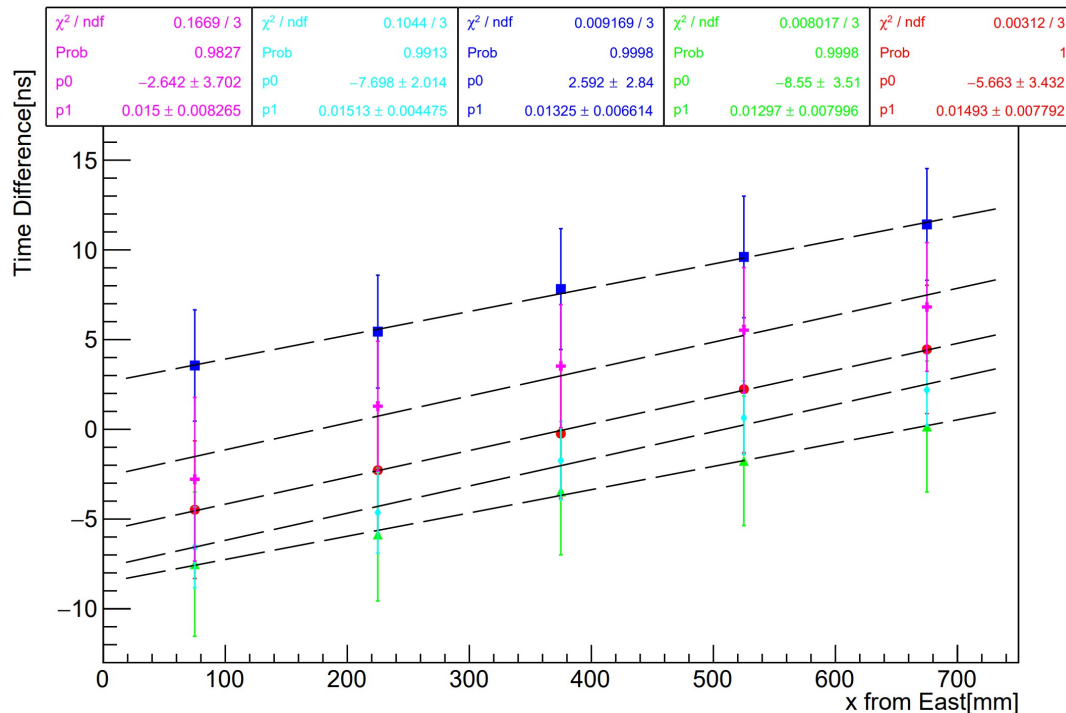


図 53: トリガーシンチレータの位置に依るシンチレータの両端の MPPC の時間差

グラフの傾きは

チャンネル	ch0-ch16	ch3-ch19	ch6-ch22	ch11-ch26	ch13-ch29
傾き (p1)	0.0149	0.0130	0.0133	0.0151	0.0150

光ファイバーの光の伝搬速度はグラフの傾き (平均 0.0143) から計算すると

$$v = \frac{2}{p1} = 140.2 \text{ [mm/ns]}$$

TDC の分解能はおよそ 3.5 [ns] であることより、位置分解能はおよそ

$$3.5 \times 140 = 490 \text{ [mm]}$$

であり、シンチレータの長さ 750[mm] から考えると精度は高いとは言えない。

精度を低くする原因としては、トリガーシンチレータの幅の分解精度が落ちること、今回トリガーシンチレータは装置の下部にのみ設置したので斜めに入射する μ 粒子が多く実際にトリガーシンチレータのある位置とはずれた位置で装置内部のシンチレータを通過した事象が多くなったということが考えられる。また、図 52 のような時間差のヒストグラムのフィッティングにおいて、両端の MPPC が ch11, ch26 のシンチレータの σ の値が他のシンチレータの値よりも小さくなっていたのは ch11, ch26 の MPPC は他の MPPC よりも光量が出ており、それが原因であると考えられる。予備実験では行っていなかったが、5.2 節で述べる各 MPPC への印加電圧の調整により、本実験では予備実験より各 MPPC で光量が出るようになるので、本実験では位置分解能についても向上すると考えられる。

5.1.2 本実験 —位置分解能—

本実験で用いる装置でも予備実験と同程度の分解能かを確かめる。それぞれのシンチレータの位置分解能を測定するため、位置分解能を求めたいシンチレータ (テストシンチレータ) の上下のシンチレータの両端の MPPC からの信号の時間差から μ 粒子の飛跡を求め、その飛跡から予想される位置とテストシンチレータでの測定位置との残差 Δz を分解能とする。この際、上下のシンチレータから求めた飛跡の位置測定に不定性があるため、残差 Δz の標準偏差は求めたい測定器の位置分解能より大きくなる。これを以下に述べる残差法と呼ばれる方法で補正する。残差法による求め方の概念図を図 54 に示す。テストシンチレータと上下 2 層のシンチレータにおける μ 粒子の入射位置を z_1, z_0, z_2 としてテストシンチレータと上下のシンチレータとの間隔をそれぞれ a とすれば、上下のシンチレータから予想されるテストシンチレータの入射位置 ($z_{expected}$) は

$$z_{expected} = \frac{z_2 + z_0}{2} \quad (8)$$

と表される。テストシンチレータでの入射位置 (z_1) との残差は

$$\Delta z = z_{expected} - z_1 = \frac{z_2 + z_0}{2} - z_1 \quad (9)$$

となる。残差の標準偏差を σ とすると、3 つのシンチレータの誤差が同じと仮定すれば誤差の伝搬係数 a は、 $a = \sqrt{3/2}$ となり、求める位置分解能は σ/a である。残差の標準偏差 σ は残差のヒストグラムをガウス分布でフィットして求めた。

また装置の 1 層目と 8 層目にあるシンチレータについては、図 54b にあるように 1 層目ならば下 2 層、8 層目ならば、上 2 層のシンチレータから、予想されるテスト用シンチレータの入射位置を求めた。このとき、誤差の伝搬係数 a は、 $a = \sqrt{6}$ となる。

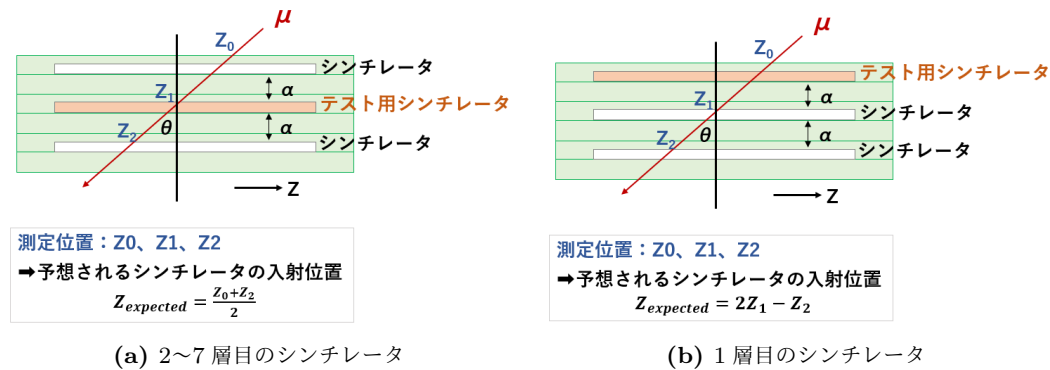
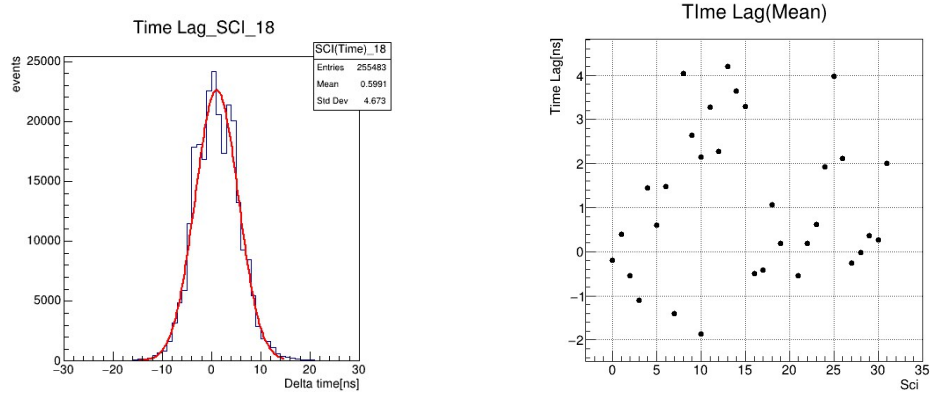
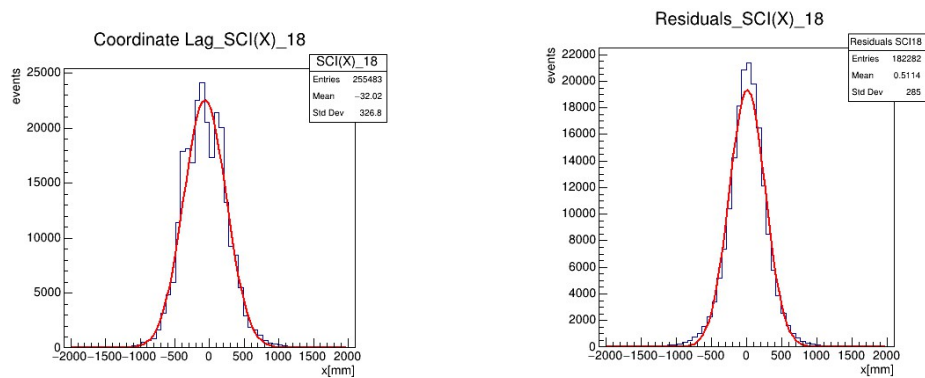


図 54: 残差法による求め方

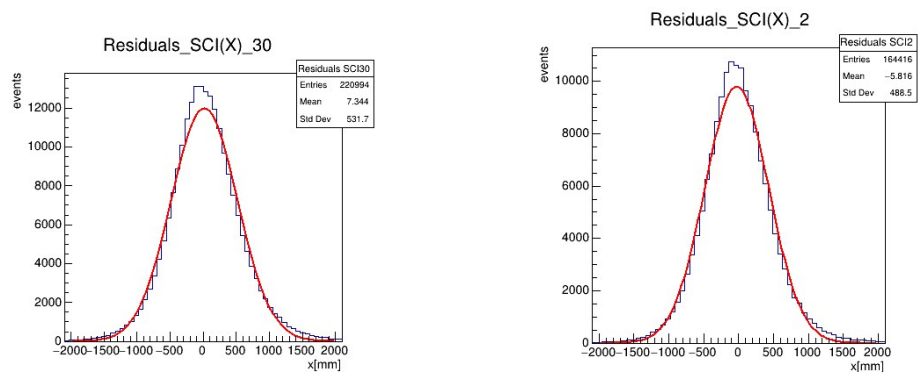
図 55a は両端の MPPC が ch18 と ch46 であるシンチレータ 18 の両端の MPPC の信号の時間差を示している。理想的にはシンチレータで時間差の平均値 0 になるが、図 55b に示すようにそれぞれのシンチレータごとに平均値が異なるのでその平均値を補正し、予備実験において求めた光ファイバー内での伝搬速度 (140.2 [mm/ns]) から、シンチレータを μ 粒子が通過した位置を求めた (図 55c)。そして求めた通過した位置から残差を求め (図 55d、図 55e、図 55f)、位置分解能を導いた。それぞれのシンチレータの位置分解能を示したのが図 56 である。



(a) シンチレータ 18 における両端の信号の時間差 (b) すべてのシンチレータにおける時間差の平均値



(c) シンチレータ 18 における μ 粒子の通過位置 (d) シンチレータ 18 における残差



(e) 1 層目のあるシンチレータにおける残差 (f) 8 層目のあるシンチレータにおける残差

図 55: 位置分解能を求めるために用いたデータ

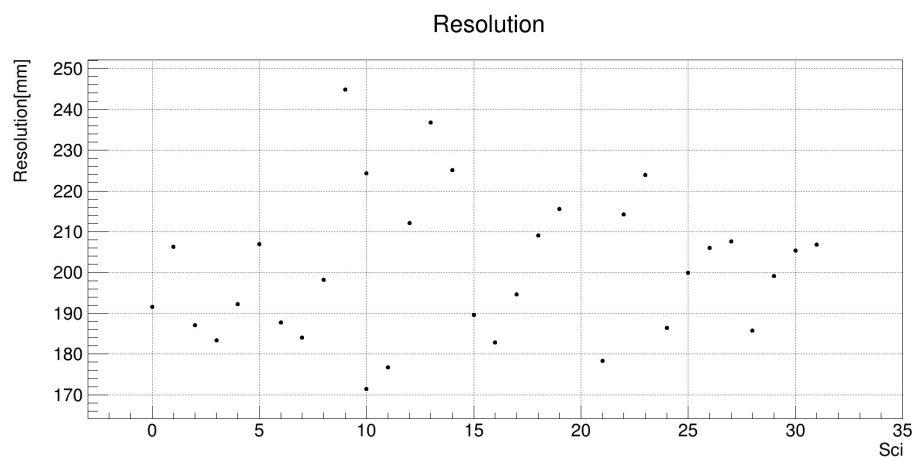


図 56: 残差法により求めたシンチレータの位置分解能

求まった位置分解能の平均値は 201[mm] となり、予備実験の時よりも位置分解能が向上した。これは 5.2 節で述べる MPPC にかかる印加電圧の調整により光量が出ることによるものだと考えた (図 59 参照)。

5.2 Bias Voltage の調整

MPPC にかかる電圧は 3.3.6 節でも述べたように全チャンネルで一律の値の HV と、Input DAC という値を入力することでコントロールしており、EASIROC でコントロールする電圧 (V_s) と Input DAC によりコントロールする電圧 (V_i)、MPPC にかかる電圧 (Bias Voltage) の関係は、本多良太郎さんの『EASIROC テストボード仕様書』[6] から図 57 のようになる。

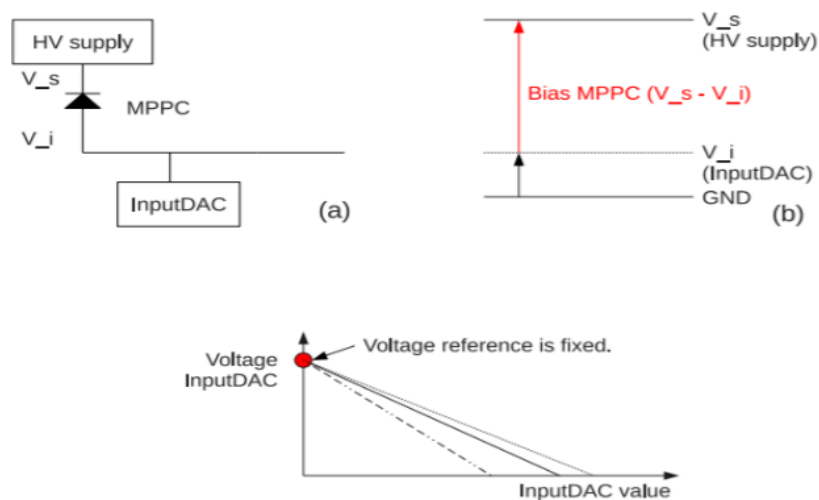


図 57: Input DAC と Bias Voltage の関係

本実験では HV を 53V に設定して測定を行った。光電子数の分布を見てピークが大きすぎたりサチュレーションしている MPPC は Input DAC を下げることで V_i を大きくして Bias Voltage を下げた。逆に光電指数分布のピークが小さいものは Input DAC を上げることで V_i を小さくして Bias Voltage を上げた。

本実験において装置の各 MPPC にかけた Bias Voltage を図 58 示した。

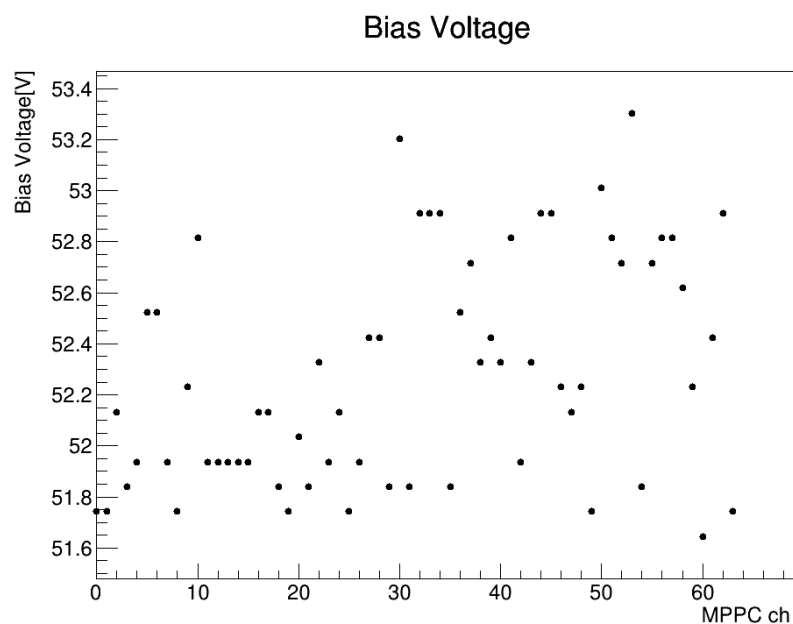


図 58: 各 MPPC の Bias Voltage

また装置の MPPC の各チャンネルで得られた光電子数の平均値をを図 59 示した。

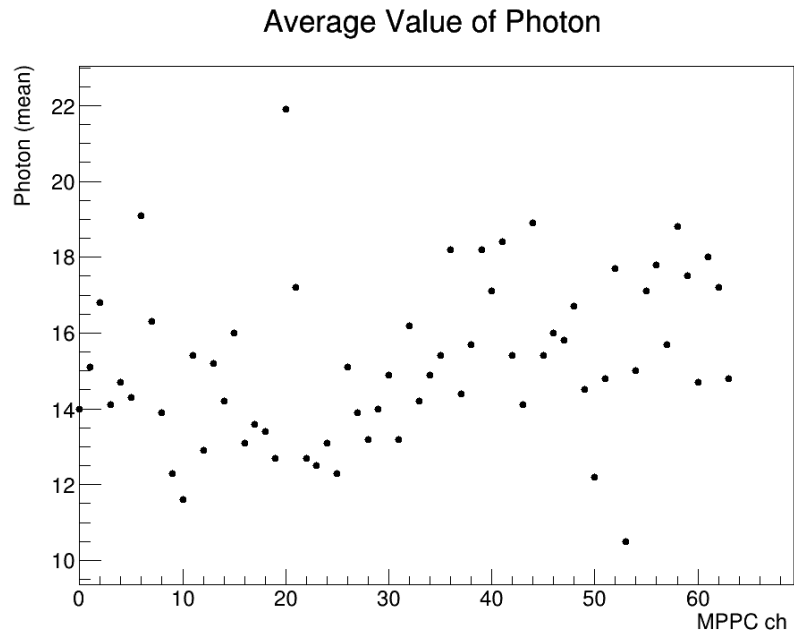
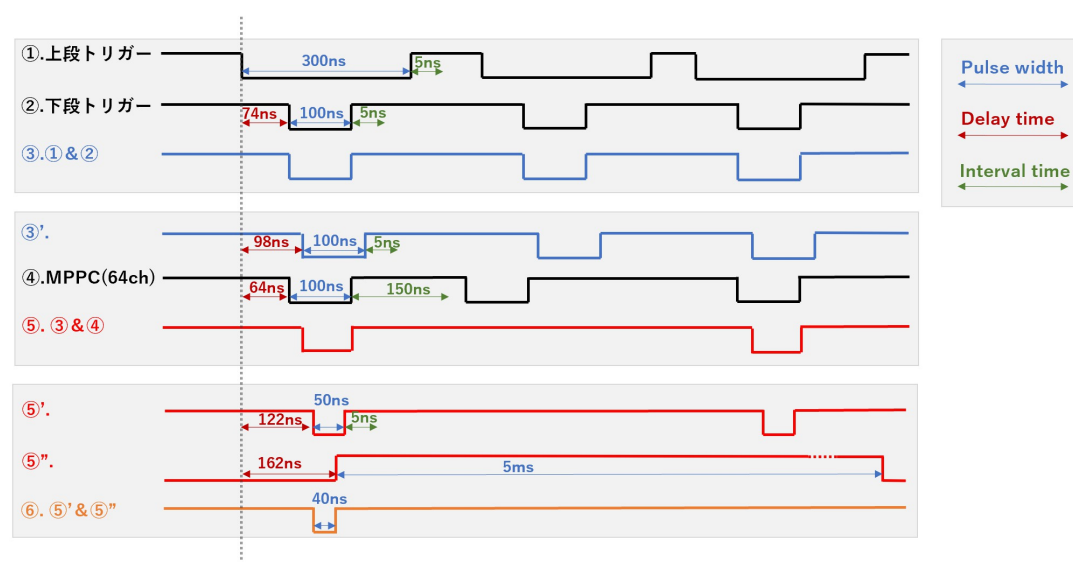


図 59: 各 MPPC で得られた平均光電子数

5.3 信号のタイミング調整

本実験の測定は上下のトリガーシンチレータに μ 粒子が通り、かつ装置のプラスチックシンチレータの内 1 つでも μ 粒子が通ったときに行っている。BRoaD III を用いて、トリガーシンチレータからの信号と装置のプラスチックシンチレータの両端の MPPC からの信号のタイミングを調整して、Easiroc ヘデータの取得に必要な Peak Hold, T stop, Accept 信号を送っている。図 60 は、BRoaD III で行った信号のタイミング調整を示している。(Pulse width : パルス幅、Delay time : 信号の遅延時間、Interval time : ある信号を受け取り 1 つのパルス信号を出した後に、次に信号を受け取っても無視する時間)



-
- ① 上段の 2 枚のトリガーシンチレータの両端、計 4 か所からの OR 信号
 - ② 下段の 2 枚のトリガーシンチレータの両端、計 4 か所からの OR 信号
 - ③ ①と②の AND 信号
 - ④ プラスチックシンチレータの両端の MPPC、計 64 か所からの OR 信号
 - ⑤ ③' と④の AND 信号
 - ⑥ ⑤' と⑤''の AND 信号
-

図 60: 信号のタイミング調整

実際は上下のトリガーシンチレータや装置本体のシンチレータを μ 粒子が通過し両端で信号を感知するには数 ns かかるが、今回 BRoaD III で行った信号の調整ではこの影響による信号のタイミングの変化が起きないように受け取った信号から作るパルス信号のパルス幅を調整しているので、図 60 では理想的にすべて同じタイミングで信号を感知した場合に調整した時間を示している。

下段のトリガーシンチレータを μ 粒子が通過したときを測定開始の基準とするために①と②の信号の Pulse Width と Delay time を設定している。同様の理由から③' と④の信号では、③' より④の信号のほうが早くなるように Delay time を設定している。⑥で⑤' と⑤''の信号の AND をとっているのは、トリガーシンチレータに μ 粒子が通り、かつ装置のプラスチックシンチレータの内 1 つでも μ 粒子が通ったという条件を満たし Easiroc の Peak Hold に信号が送られ、測定が始まった後、T stop に信号が入る前に再び測定開始の条件を満たす事象が発生し、Easiroc に信号が送られた場合に測定がク

ラッシュしてしまうためである。また図 61 のような場合が起こると⑤の信号が短時間に2つのパルス波を出すことになり、結果として Easiroc の Peak Hold に連続して信号が送られ測定がクラッシュしてしまう。そのため④の信号の Interval time (150 ns) は③の Pulth Width (100 ns) よりも長い値に設定している。

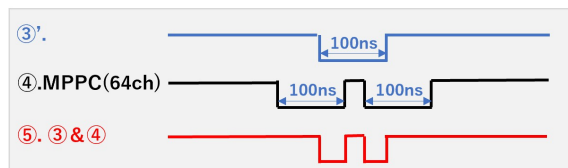


図 61: 測定がクラッシュする信号の例

6 解析

ラーモア歳差運動の振動数 ω の測定にはシンチレータの信号から μ^+ 粒子がどの位置で静止し、どの方向に e^+ を射出するかを再構成する必要があるため、この章ではまず、その手法についてシミュレーションデータを用いて説明する。またそこでの定義は実験データにおいても同じになるので、シミュレーションデータ、実験データにその定義を適用し、Asymmetry の時間発展を述べ、それらから得られる磁気能率とその精度についても説明する。

6.1 解析に用いたデータ

TDC で測定した全 MPPC における信号と、トリガーシンチレータの信号との時間差を図 62 に示す。(全事象数：1,440,992、総測定時間：337 時間)

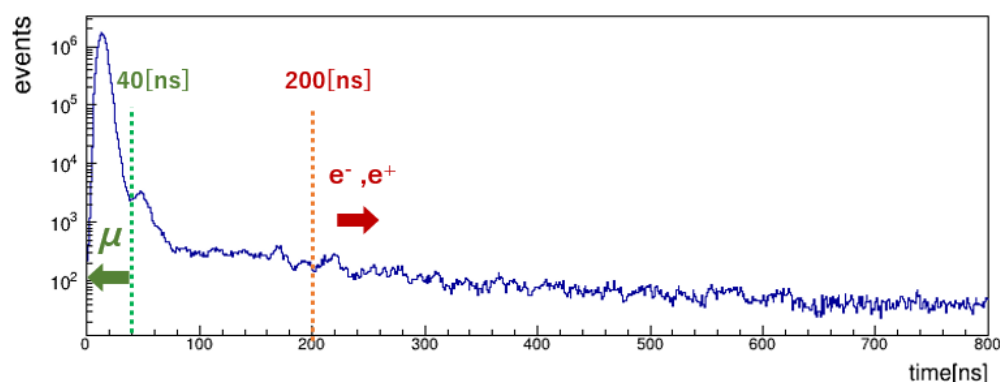


図 62: 全 MPPC におけるトリガーとの時間差 (40ns 以下： μ 粒子、200ns 以上：崩壊粒子)

40 [ns] 以前の信号を μ 粒子候補、200 [ns] 以降の信号を陽電子候補として解析を行った。崩壊事象を選別するために飛来してくる μ 粒子に、以下の条件を用いた。

- A. 本装置上部の 2 段のトリガーシンチレータをどちらも通過し、本装置に飛来
- B. 1 層目、2 層目で感知 (上下崩壊事象の判定のため)
- C. 8 層目で感知していない
- D. 同一の列のシンチレータを通過
- E. シンチレータの両側の MPPC で感知したときのみ、 μ 粒子が通過したとする (片側の MPPC の検出効率の低いシンチレータ 25 は除く)
- F. 静止するまでに通過した全ての層で感知 (一層飛ばしは許す)

- 条件 E：シンチレータ 25 は片側の MPPC の検出効率が低い (87 %) ため、両側のいずれかの MPPC で感知したときにシンチレータを通過したと判断している。
- 条件 F：MPPC の検出効率によってシンチレータを通過したことを感知せず、飛ばしてしまった事象も選別の対象とするために一層飛ばしを許している。また一層飛ばし

層				
1	28	29	30	31
2	24	25	26	27
3	20	21	22	23
4	16	17	18	19
5	13	14	15	16
6	9	10	11	12
7	5	6	7	8
8	0	1	2	3
	列 0	1	2	3

図 63: 片側の MPPC の検出効率が低いシンチレータ

を許す対象は3～7層目で崩壊する事象で、
飛ばす回数は1回までとしている。

また、条件 F についてより詳しく考える。条件 F の適用対象とする飛ばす回数が一回の事象がどれくらいあるのかを調べる。例として、六層目で感知した場合について考える(すべて同じ列を通過した事象のみ扱う)。図 64d は、6 層目で感知したときに、上の 5 層で何層感知しているかを示している。この場合は、一層飛ばす事象が全体の 4 %程度で、1 層以上飛ばす事象は全体の 2 %未満となっている。

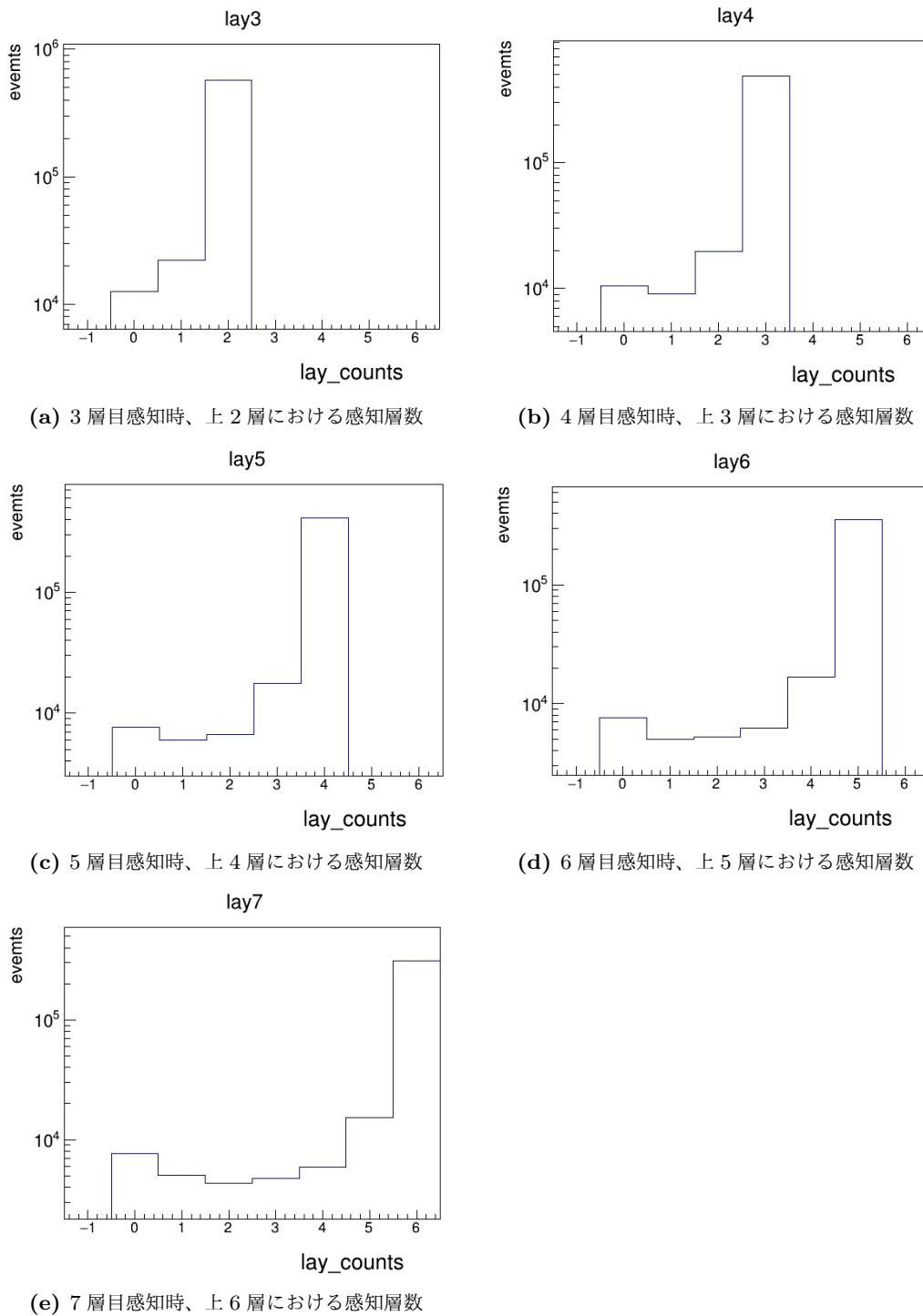


図 64: 感知層数

このように一つの層を飛ばした事象を選ぶ条件で選別した事象が μ 粒子の崩壊事象であるかを調べるために図 65 に示すように一層飛ばして崩壊した事象のみの崩壊時間を求めた。崩壊時間に対して指数関数的に崩壊数が減少しているので μ 粒子でない事象は少ないと考えられるため、条件 F の適用は妥当だと考えて条件を適用した。

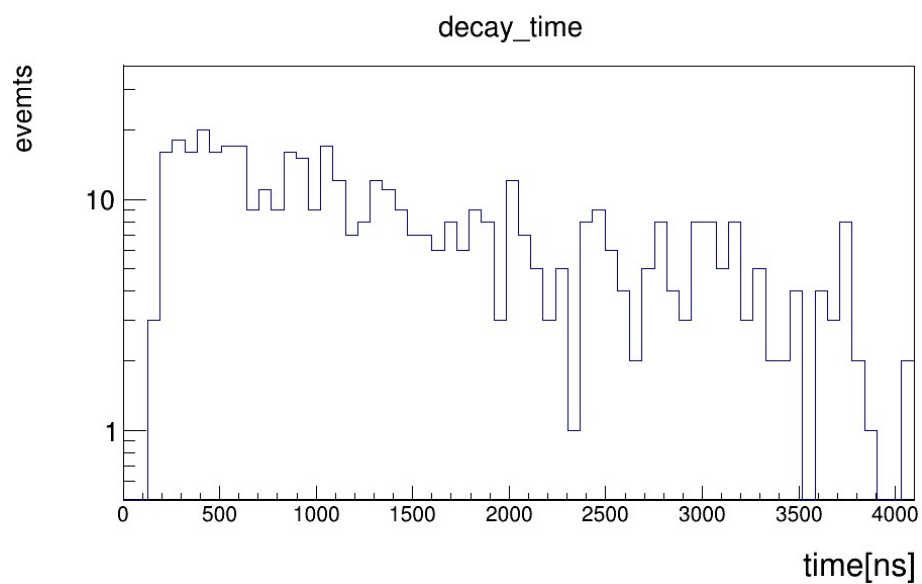


図 65: 一層飛ばした崩壊事象の崩壊時間

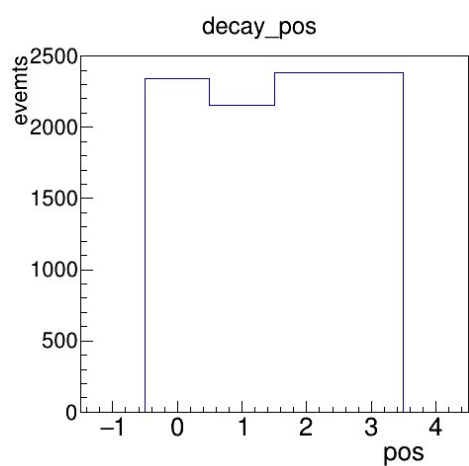
以上の条件を満たすミュオン粒子が静止した位置のシンチレータと

$\left\{ \begin{array}{l} \text{同じ層もしくはその上下の層で崩壊粒子を感知した事象} : \text{上下崩壊事象} \\ \text{左右の列で崩壊粒子を感知した事象} : \text{左右崩壊事象} \end{array} \right.$

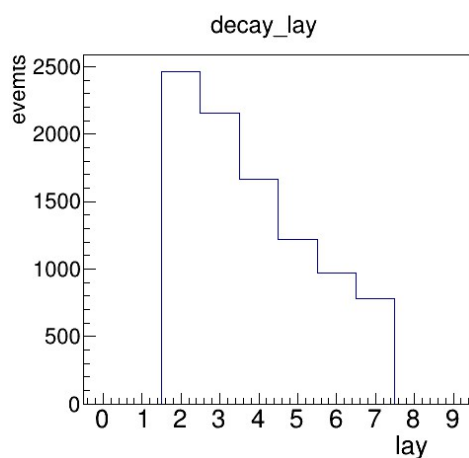
として本解析で使用した。実際に解析に使用した事象数は以下の通りである。

- Total event 1,440,992 events
- Decay event(上下) 9,260 events
- Decay event(左右) 5,126 events

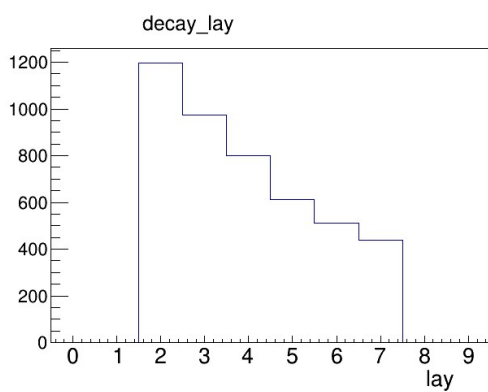
図 66 は条件を満たし崩壊したと判定された事象 (上下崩壊事象) における崩壊した列、崩壊した層、また 1, 2 列目で崩壊した事象の崩壊層、0, 3 列目で崩壊した事象の崩壊層ある。



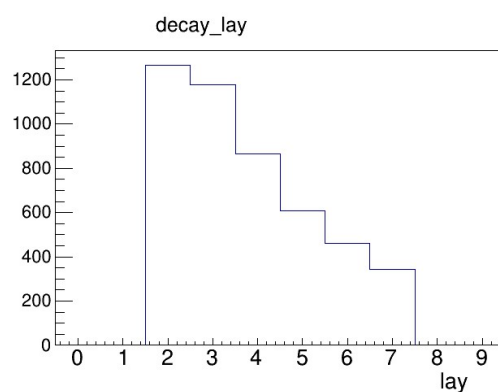
(a) 崩壊列



(b) 崩壊層



(c) 崩壊層 (崩壊列: 1, 2)



(d) 崩壊層 (崩壊列: 0, 3)

図 66: 上下崩壊事象

また比較として条件 F で一層飛ばしを許さないとした時の上下崩壊事象の崩壊列、崩壊層に加えて、6.3 節以降で述べる上下、左右 Asymmetry を図 67 に示す。

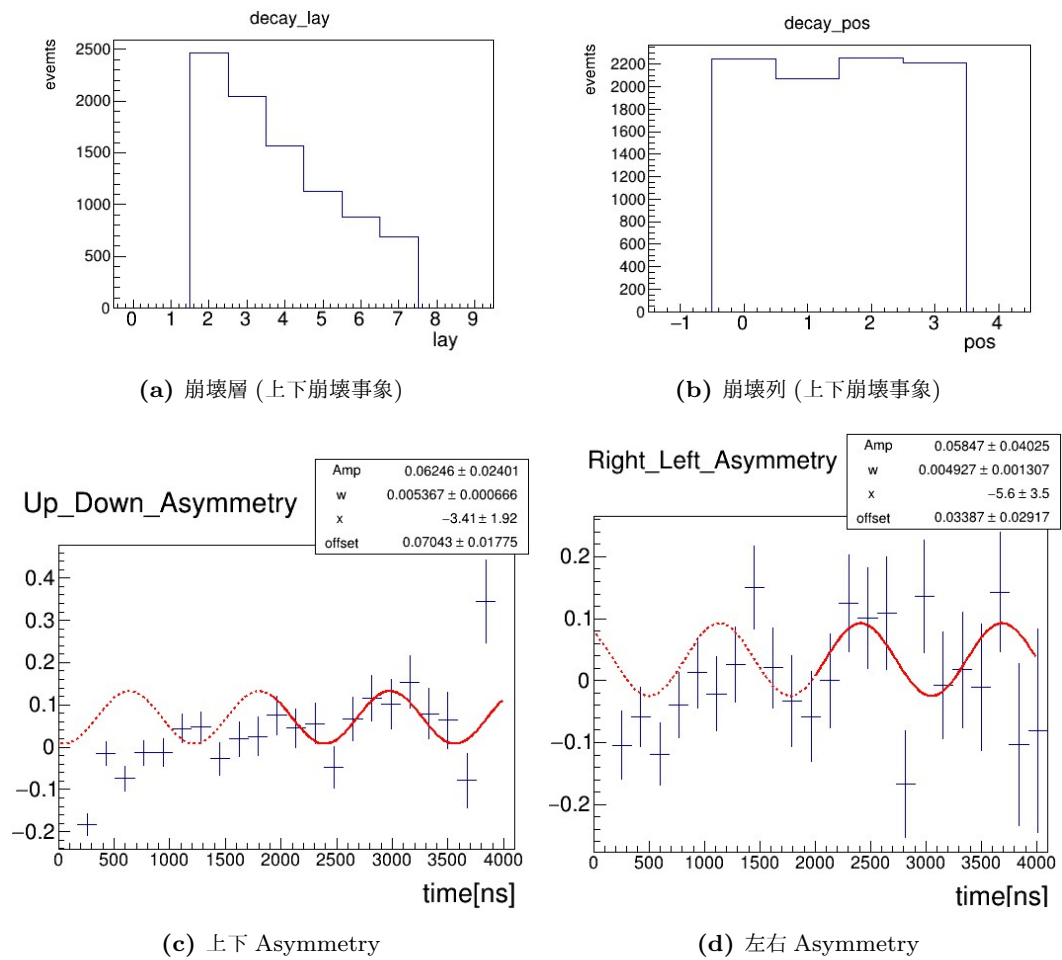


図 67: 一層飛ばしを許さない条件を用いた結果

6.2 μ^+ 粒子の寿命の解析

本実験で観測している事象が μ 粒子の崩壊であることを確かめるために、崩壊時間 (TDC で測定した、 μ 粒子が入射したときの信号と、崩壊後シンチレーター内で放出された粒子の信号の時間差) をから、崩壊粒子の寿命を求めます。

μ 粒子は弱い相互作用によって崩壊する。時刻 $t = 0$ での粒子の個数を N_0 とすると、時刻 t までに崩壊した粒子の個数 $N(t)$ は

$$N(t) = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (10)$$

と表される。このとき、粒子の個数が $t = 0$ のときの $\frac{1}{e}$ となる時刻、つまり式 (10) における定数 τ を粒子の寿命という。式 (10) の両辺を t で微分すると

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (11)$$

となる。式 (11) は、単位時間に崩壊する粒子の個数は、その時点で残っている粒子の個数に比例することを表している。よって、時刻 t で崩壊する粒子の個数 N_{decay} は

$$N_{decay} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (12)$$

で与えられる。

崩壊時間は以下の計算により求めた。

$$(\text{崩壊時間}) = (\text{崩壊後に鳴らしたすべてのシンチレータの両側のMPPCの時間の平均}) \\ - (\text{静止したシンチレータの両側のMPPCの時間の平均})$$

崩壊時間のヒストグラムを図 68 に示す。

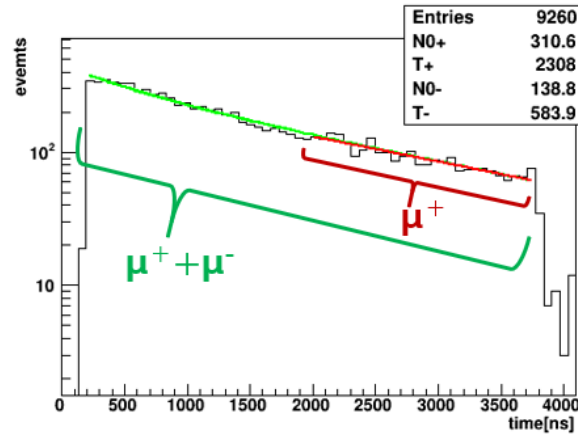


図 68: 崩壊時間 (2000ns 以上: μ^+ 、全体: μ^-, μ^-)

物質中の原子核捕獲の影響により、 μ^- 粒子の寿命は μ^+ 粒子のものよりも短くなる。原子核捕獲を考慮した μ^- 粒子の寿命を 864 [ns] であり、2000[ns] では μ^- のデータの数は $\frac{1}{e^{2.3}} \sim \frac{1}{10}$ に減少している。

まず μ^+ の寿命の解析を行うために、2000[ns] 以降のデータに対してヒストグラムのフィッティングを

$$N_+(t) = N_{0+} \exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right) \quad (13)$$

(N_{0+} : フィッティングのパラメータ τ_+ : μ^+ の寿命)

という関数を用いて行った。

また 2000[ns] よりも早い時間からフィッティングを行えば、 μ^- の効果を取り入れることができるはずである。フィッティング関数として μ^- の項を含めたものには、

$$N_{\pm}(t) = N_{0+} \exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right) + N_{0-} \exp\left(-\frac{t}{\tau_-}\right) \quad (14)$$

を用いた。 N_{0+} と τ_+ を式 (13) で求めた値に固定している。100 [ns] から 3700 [ns] の範囲でフィッティングを行った。

$t = 2000$ [ns] 以降で fit をかけた結果、 μ^+ の寿命は 2308 ± 212 [ns] と求めた。これは、 μ^+ 粒子の寿命の文献値 (2197 [ns]) と誤差の範囲で一致している。また全体で fit をかけた結果、 μ^- の寿命は 584 ± 65 [ns] と求めた。これは、 μ^- 粒子の寿命の文献値 (864 [ns]) よりも小さい値になっている。

また比較として、図 68 をを見ると 500[ns] 以下における崩壊数は横ばいになっていると思われるため、図 69 に μ^-, μ^- を含むフィッティング範囲を 500[ns] 以上としたものと、その結果を示す。

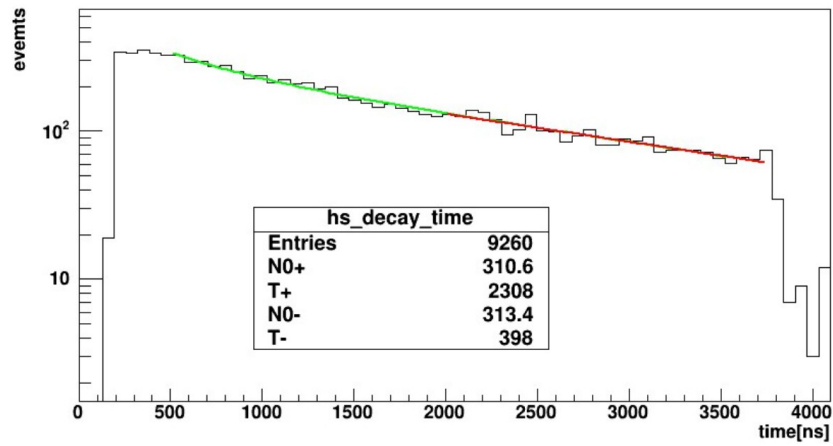


図 69: 崩壊時間 (2000ns 以上: μ^+ 、500ns 以上: μ^- , μ^-)

6.3 上下 Asymmetry

6.3.1 崩壊方向の定義

ラーモア歳差運動の振動数を求めるために崩壊粒子が上または下方向に射出された事象に対して解析を行った。解析を行うにあたり、崩壊粒子の方向によって事象を分類する。今回は μ 粒子が静止したシンチレータに対して、崩壊粒子の信号が上、下、同じ層にあるかによって、up、down、same の 3 つに分類した。

μ 粒子が静止したシンチレータ
に対して、崩壊粒子が

$\left\{ \begin{array}{l} \text{上の層を鳴らした: up}(N_U) \\ \text{下の層を鳴らした: down}(N_D) \\ \text{同じ層のみを鳴らした: same} \end{array} \right.$

(same : 上下が区別できない事象)
と定義する。

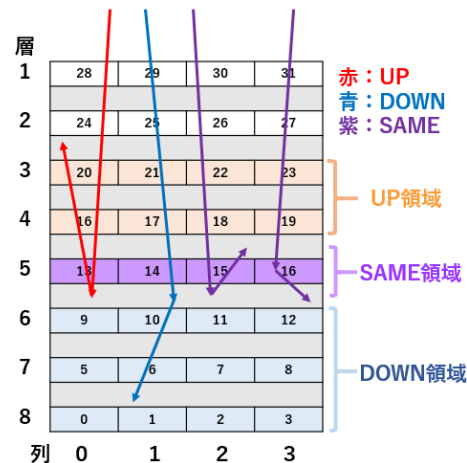


図 70: 5 層目で崩壊する上下崩壊事象の例

図 70 のように 5 層目で静止したと判定した場合、5 層目と 6 層目のシンチレータの間のアルミ層で崩壊することが多い。また崩壊後粒子が鳴らすシンチレータの数はシミュレーションから平均 1.6 個であるので、図のように崩壊層に対して UP 領域 (上 2 層)、SAME 領域 (同じ層)、DOWN 領域 (下 3 層) を定義して、定義したシンチレータでの信号のみを判定に用いた。

6.3.2 same の分類

same になり得る事象を図 71 に示した。

- A. アルミ層で崩壊し、直前に通過したのと同じ層のシンチレータを 1 枚だけ鳴らして静止した事象
→ *UP*
- B. シンチレータ層で崩壊し、崩壊粒子を上方向に射出して、同じ層のシンチレータだけを鳴らして静止した事象
→ *UP*
- C. シンチレータ層で崩壊し、崩壊粒子を下方向に射出して、同じ層のシンチレータだけを鳴らして静止した事象
→ *DOWN*

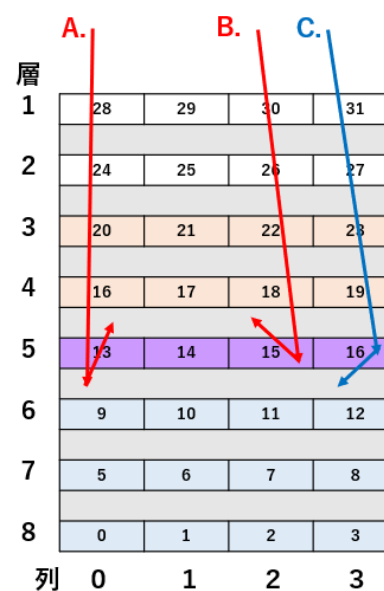


図 71: same に分類される事象の選別

A,B,C いずれも本実験では方向を判別することができない。今回の解析では Geant4 でのシミュレーションの結果を用いて same を UP と DOWN のイベントに分別し、 N_U と N_D にそれぞれ分類した。結果としては same のうち、79.6% が UP、20.4% が DOWN の崩壊事象となった。

以上の方法で振り分けた結果、シミュレーションデータでは $N_U = 2855$ 、 $N_D = 3356$ 、実データでは $N_U = 4533$ 、 $N_D = 4542$ となり、シミュレーションと実験における比率は以下のようなった。

	N_U	N_D
シミュレーション	45.9 %	54.1 %
実データ	49.9 %	50.1 %

6.3.3 崩壊方向の定義

6.3.4 上下方向の Asymmetry

振動数 ω の値を求めるために N_U と N_D の Asymmetry を考える。

$$UD_{Asymmetry} = \frac{N_U - N_D}{N_U + N_D} \quad (15)$$

と定義する。

実際に Asymmetry をとったヒストグラムをグラフに示す。図 72 がシミュレーション、図 73 が実データの結果である。

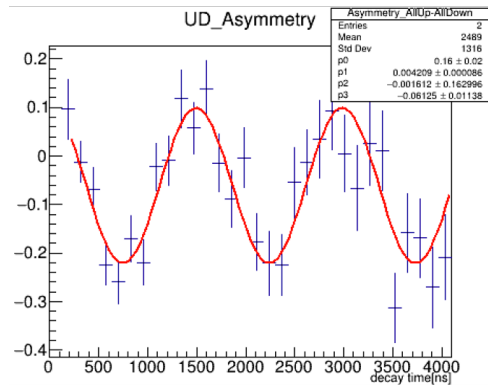


図 72: 上下方向の Asymmetry(シミュレーション)

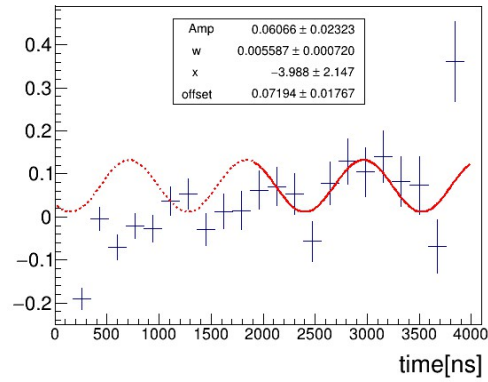


図 73: 上下方向の Asymmetry(実データ)

Fitting 関数には次の式を用いた。

$$Fit(t) = Amp \cdot \cos(\omega t + x) + offset \quad (16)$$

(Amp : 振幅 ω : 振動数)

実データは μ^- の影響を考慮して 2000 [ns] 以降でフィッティングを行った。

Fitting の結果を以下に示す。

	ω [MHz]	Amp	offset
シミュレーション	4.21 ± 0.09	0.16 ± 0.02	-0.061 ± 0.011
実データ	5.59 ± 0.72	0.06 ± 0.02	-0.071 ± 0.018

シミュレーションと実データの振幅から、 μ^+ の偏極度は、

$$P = 0.38 \pm 0.13$$

であり理論値 (0.26) と誤差の範囲では一致した。

上下の Asymmetry 振動数から得られた磁気能率の値は

$$g_{UD} = \frac{2m_{\mu} \omega}{eB} = 2.61 \pm 0.34 \pm 0.08$$

(1つ目の誤差: 角振動数 ω に対する統計誤差、2つ目の誤差: 磁場による誤差) であり、理論値よりも大きくなった。

本実験において、理想的にスピン上向きのみが飛来した場合、 $x = 0$ となる。比較として、 $x = 0$ に固定してフィッティングを行ったものを図 74 に示す。

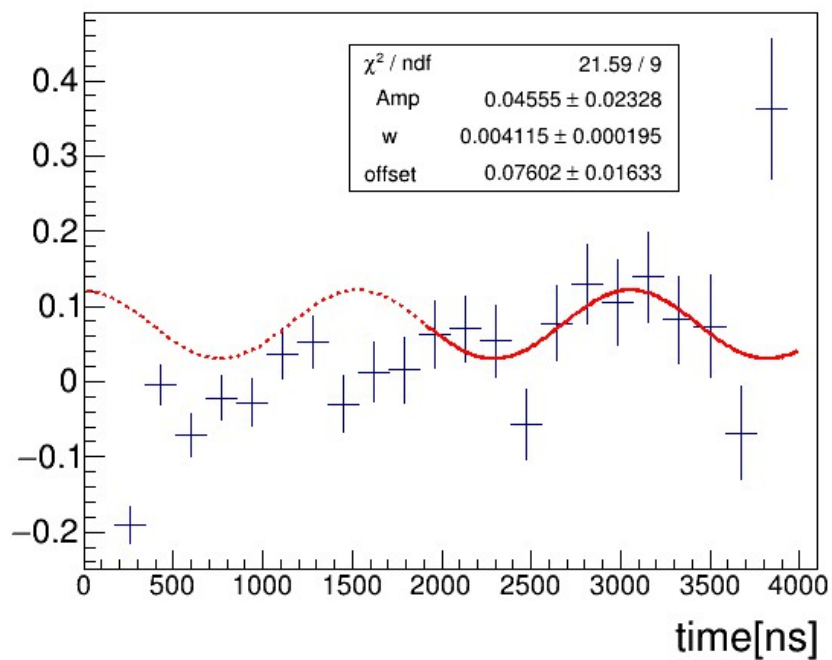


図 74: 上下方向の Asymmetry(実データ、 $x = 0$ で固定)

6.4 左右 Asymmetry

同様に、左右方向についても Asymmetry を確認した。

6.4.1 崩壊方向の定義

上下方向の場合と同様に、崩壊信号の方向によって event を分類する。左右 Asymmetry の場合も、 μ 粒子が静止したシンチレータに対して、崩壊粒子の信号が右、左、同じ列にあるかによって、right、left、straight のつに分類した。

μ 粒子が静止したシンチレータ
に対して、崩壊粒子が

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{右の層を鳴らした: right}(N_R) \\ \text{左の層を鳴らした: left}(N_L) \\ \text{同じ列のみを鳴らした: straight}(N_S) \end{array} \right.$$

(straight : 左右が区別できない事象)
と定義する。

straight に分類された事象には、右向き、左
向きの事象が 1 : 1 で含まれていると考えら
れる。今回の解析では straight のイベント
は用いずに行った。

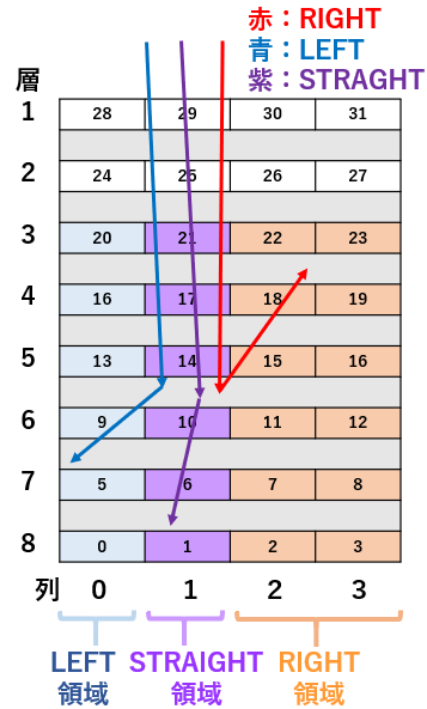


図 75: 1 列目で崩壊する左右崩壊事象の例

図 70 のように 1 列目で静止したと判定した場合、上下崩壊事象と同様に上 2 層から下 3 層の範囲で、崩壊列に対して RIGHT 領域 (右 2 列)、STRAIGHT 領域 (同じ列)、LEFT 領域 (左 1 列) を定義して、定義したシンチレータでの信号のみを判定に用いた。

以上の方法で振り分けた結果、シミュレーションデータでは $N_L = 1501$ 、 $N_R = 1543$ 、 $N_S = 3167$ 、実データでは $N_L = 2513$ 、 $N_R = 2613$ 、 $N_S = 4691$ となり、シミュレーションと実験における比率は以下のようなった。

	N_U	N_D	N_S
シミュレーション	24.1 %	24.8 %	50.1 %
実データ	25.6 %	26.6 %	47.8 %

6.4.2 左右方向の Asymmetry

振動数 ω の値を求めるために N_R と N_L の Asymmetry を考える。

$$RL_{Asymmetry} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (17)$$

と定義する。

実際に Asymmetry をとったヒストグラムをグラフに示す。図 76 がシミュレーション、図 77 が実データの結果である。

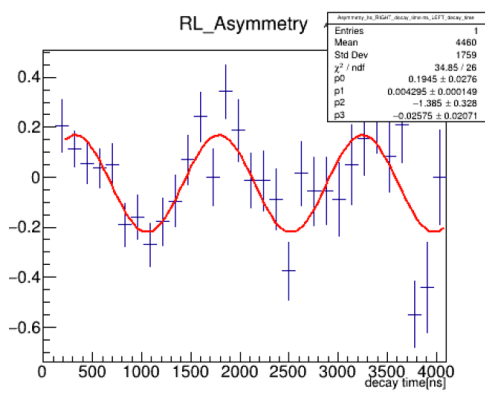


図 76: 左右方向の Asymmetry(シミュレーション)

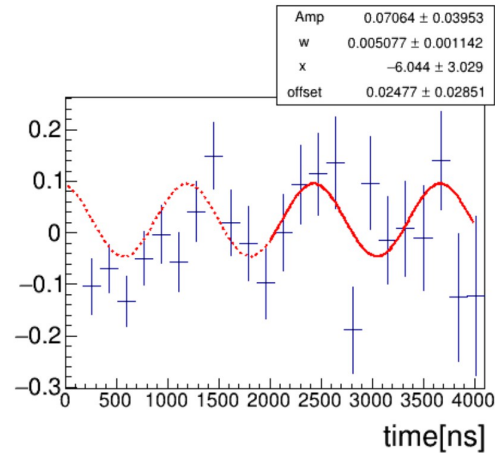


図 77: 左右方向の Asymmetry(実データ)

Fitting 関数には上下方向の Asymmetry と同様に式 (16) を用いた。

$$Fit(t) = Amp \cdot \cos(\omega t + x) + offset$$

上下 Asymmetry 同様に、実データは μ^- の影響を考慮して 2000 [ns] 以降でフィッティングを行った。

Fitting の結果を以下に示す。

	ω [MHz]	Amp	offset
シミュレーション	4.29 ± 0.15	0.19 ± 0.03	-0.025 ± 0.020
実データ	5.08 ± 0.11	0.07 ± 0.04	0.025 ± 0.029

シミュレーションと実データの振幅から、 μ^+ の偏極度は、

$$P = 0.37 \pm 0.21$$

であり理論値 (0.26) と誤差の範囲では一致した。

左右の Asymmetry 振動数から得られた磁気能率の値は

$$g_{RL} = \frac{2m_{\mu} \omega}{eB} = 2.37 \pm 0.05 \pm 0.07$$

(1つ目の誤差：角振動数 ω に対する統計誤差、2つ目の誤差：磁場による誤差)

であり、理論値よりも大きくなった。

本実験において、理想的にスピン上向きの μ^+ のみが飛来した場合、 $x = -\pi/2$ となる。比較として、 $x = -\pi/2$ に固定してフィッティングを行ったものを図 78 に示す。

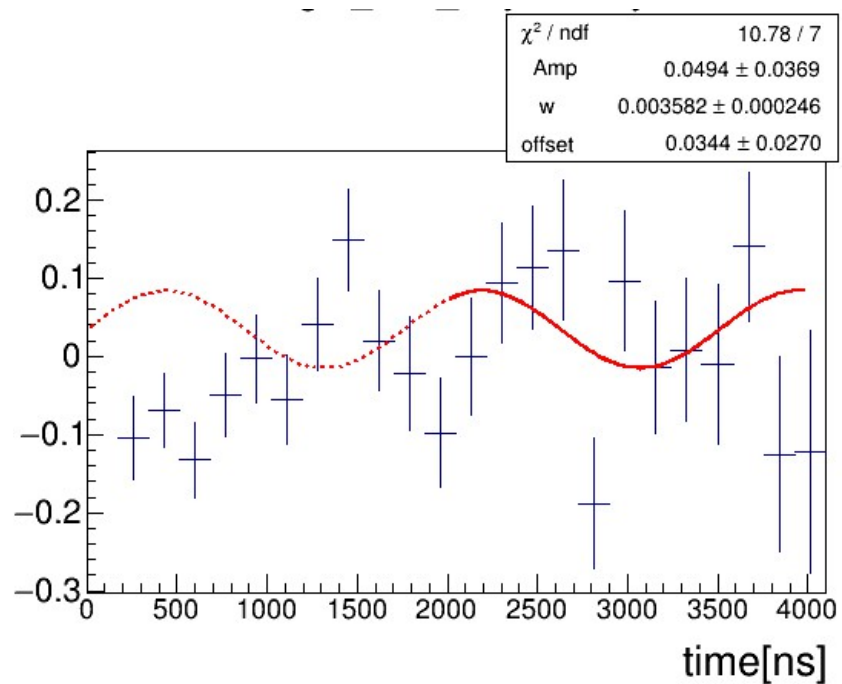


図 78: 上下方向の Asymmetry(実データ、 $x = -\pi/2$ で固定)

7 結果

上下・左右の Asymmetry から得られた磁気能率の値を以下に示す。

$$g_{UD} = 2.61 \pm 0.34 \pm 0.08$$

$$g_{RL} = 2.37 \pm 0.51 \pm 0.07$$

1つ目の誤差は角振動数 ω に対する統計誤差、2つ目は磁場による誤差である。有意的な値を得ることはできなかったものの、 μ 粒子の歳差運動を観測することはできたと思われる。より精度を高めるための課題として、以下が挙げられる。

- 両側読み出しを用いたヒット位置特定
- 各 MPPC の efficiency の向上
- 測定時間及び事象数の増加
- 選別方法による系統誤差の見積もり

8 謝辞

本実験を行うにあたりまして、多くの方の多大なる助力を頂きましたのでこの場にて心よりお礼申し上げます。

神戸大学粒子物理研究室の山崎祐司教授には指導教員として、本研究実施の機会だけでなく、理論的背景から実験装置の組立、解析の手法など最後までご指導をいただきました。また、中間発表において藏重久弥教授をはじめ、同研究室の教員の方々には、貴重な時間を割いて研究報告を聞いていただき、貴重なご指導とご助言を頂くなど大変お世話になりました。同研究室博士後期課程の水越慧太さんには主に解析の方法など多くの助言を頂きました。また、昨年先行研究をしていた博士課程前期の野口健太さん、池森隆太郎さん、谷口大悟さんには装置の取り扱い方から、解析方法まで丁寧に助言をしていただきました。同研究室 B4 の方々には日頃から有益な討論・助言を頂きました。本実験において関わっていただいたすべての方々への感謝の気持ちをもって謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] 大塚康平・岡本祐磨・小西拓也・岸本巴・鈴木雄太・山内隆寛 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2010
- [2] 江戸勇樹・宮岡直広・森永真央・山口貴弘・渡邊一平 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2011
- [3] 阿比留和孝・岩本旬平・来見田史恵・鉢嶺元嗣 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2012
- [4] 伊地知翔真・荻野桃子・中浦正太 『 μ 粒子の磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2013
- [5] B Vulpescu · J Wentz · I M Brancus 『The charge ratio of atmospheric muons below 1.0 GeV c^{-1} by measuring the lifetime of muonic atoms in aluminium』2000
- [6] 東北大学 本多良太郎 『EASIROC テストボード仕様書』
- [7] 中村勇 『EASIROC ASIC とモジュール』 EASIROC module 講習会
- [8] 吉田 佳織・角 源一郎・谷口 浩平 『宇宙線ミューオンを用いた物質の透過実験』神戸大学卒業論文 2019
- [9] 谷口 大悟・大隅 悠矢・野口 健太・池森 隆太郎 『宇宙線ミュー粒子を用いた磁気能率測定』神戸大学卒業論文 2020