

# 宇宙線ミュー粒子を用いた磁気能率測定

1623101s 谷口 大悟  
1523104s 大隅 悠矢  
1673104s 野口 健太  
1683112s 池森 隆太郎

2020年 3月31日

## 目次

1	目的と概要	3
2	理論	4
2.1	$\mu$ 粒子の磁気能率とラーモア歳差運動	4
2.2	$\mu$ 粒子の生成	5
2.3	$\mu^+$ 粒子の偏極	6
2.4	$\mu^+$ 粒子の偏極と $e^+$ の放出の向き	6
3	実験装置	8
3.1	装置の概要	8
3.2	検出原理	9
3.3	コイルと磁場	10
3.4	信号の流れ	15
4	シンチレータと MPPC の検出効率	16
4.1	ADC と photon 数の相関	17
4.2	Input DAC と Bias voltage	19
4.3	シンチレータと MPPC の検出効率の評価方法	21
4.4	検出効率の評価	21
5	宇宙線ミュオンと検出器のシミュレーション	23
5.1	Geant4	23
5.2	本実験でのミュオンのシミュレーション	23
6	解析	24
6.1	崩壊の様子	24
6.2	ラーモア歳差運動の振動数の測定	25
6.3	$\mu$ 粒子の静止位置の決定	26
6.4	解析に用いたデータ	27
6.5	$\mu^+$ 粒子の寿命の解析	28
6.6	上下 Asymmetry	29
6.7	左右 Asymmetry	31
7	結果	33
8	謝辞	34

## 1 目的と概要

地表に降り注ぐ宇宙線のほとんどは $\mu$ 粒子である。 $\mu$ 粒子のスピンは偏極しており、 $\mu$ 粒子は崩壊する際に電子をスピンの方向に多く放出する。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 $\mu$ 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。

## 2 理論

### 2.1 $\mu$ 粒子の磁気能率とラーモア歳差運動

$\mu$  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  $\mu$  粒子の質量は  $m_\mu = 105.6[\text{MeV}/c^2]$  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

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

と書け、その固有値は

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

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

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  $\alpha$  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。

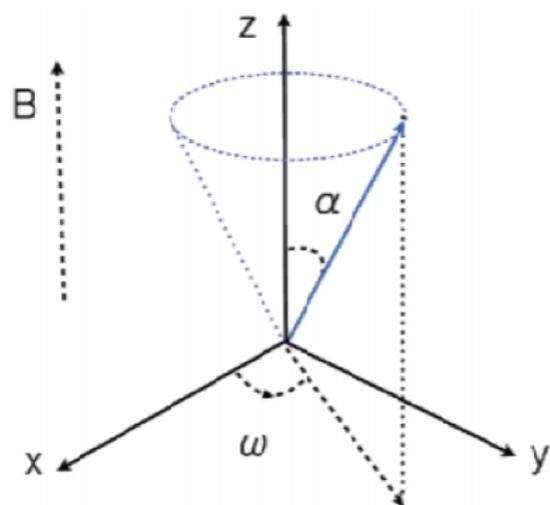


Fig.1 ラーモア歳差運動の略図

本実験ではこの理論による振動数と、実際に観測された  $\mu$  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 $\mu$ 粒子の生成

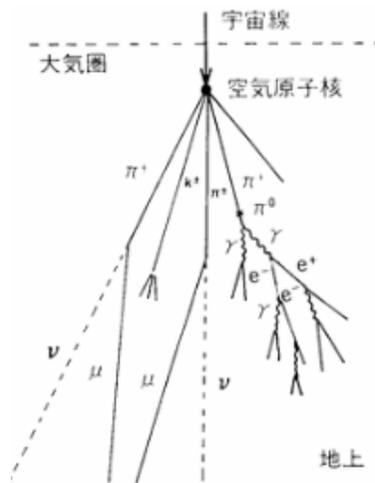


Fig.2 宇宙線

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  $\pi$  中間子、 $K$  中間子を作りだす。これら  $\pi^\pm$  や  $K^\pm$  が以下のように崩壊し  $\mu$  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  $\mu$  粒子である。宇宙線ミューオンには  $\mu^+$  と  $\mu^-$  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。 $\mu^+$  の方が多いのは、生成が陽子であることに由来する。

$\mu^-$  は物質中では原子核捕獲により寿命が短くなる。ラーモア歳差運動を観測するためには寿命が長い方が良いので、本実験では  $\mu^+$  を実験対象とする。

### 2.3 $\mu^+$ 粒子の偏極

$K^\pm$  はすぐに崩壊するため、地表付近で観測される  $\mu^+$  はその多くが  $\pi^+$  由来である。この反応  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  を  $\pi^+$  静止系で考えると、 $\nu$  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。

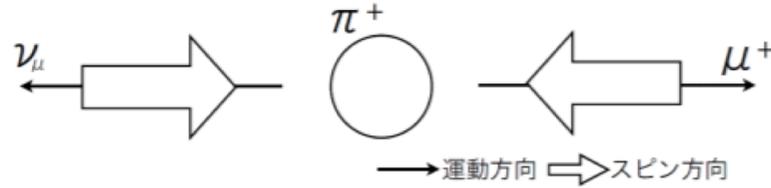


Fig.3  $\pi^+$  の崩壊

これより、この崩壊によって生成される  $\mu^+$  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  $\mu^+$  がどちらも同じエネルギーを持っている場合、崩壊元の  $\pi^+$  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  $\pi^+$  のエネルギースペクトルから高いエネルギーを持つ  $\pi^+$  は低いエネルギーを持つ  $\pi^+$  よりも少ない。すなわち地表付近で観測される  $\mu^+$  は上向きに偏極していることが多いことがわかる。

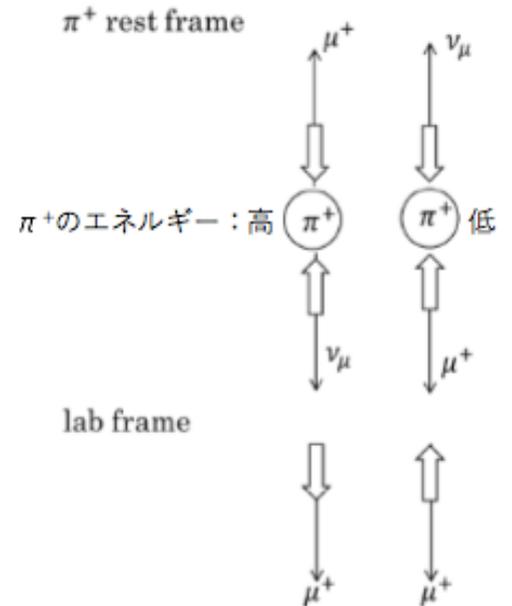
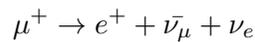


Fig.4  $\mu^+$  の偏極

### 2.4 $\mu^+$ 粒子の偏極と $e^+$ の放出の向き

$\mu^+$  の崩壊は、寿命が  $2.2\mu\text{sec}$  の崩壊



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、 $\theta$  は  $\mu^+$  のスピン方向と  $e^+$  の運動量方向のなす角、 $\epsilon$  は  $e$  の運動エネルギーの最大値である。

ここで、 $\theta$  成分について積分すると、

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

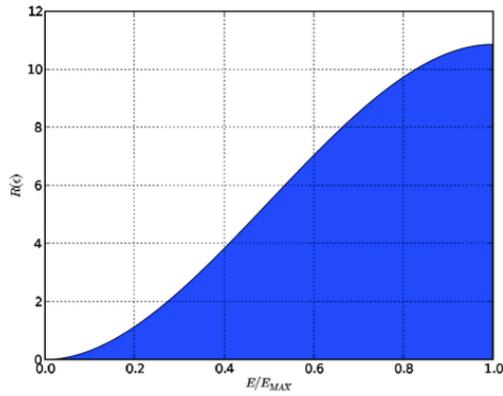


Fig.5  $e^+$  のエネルギー分布

となるので、 $e^+$  のエネルギー分布は下図のようになる。

この崩壊における  $e^+$  の放出の向きと  $\mu$  粒子のスピンの偏極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。

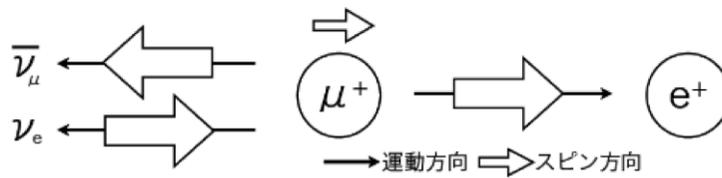


Fig.6  $\mu^+$  の崩壊

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。

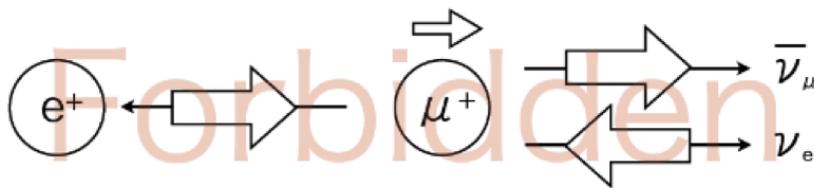


Fig.7 禁止される崩壊

よって、 $\mu^+$  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。

### 3 実験装置

#### 3.1 装置の概要

磁場中での  $\mu$  粒子のスピンの歳差運動の周波数を求めるために次の性質を利用する。

- 宇宙線  $\mu$  粒子の運動方向は鉛直下向きに偏っている。
- $\mu^+$  のスピンは運動方向と逆向きに偏極していることが多い。
- $\mu^+$  の崩壊時に生成される陽電子は  $\mu^+$  のスピンの方向に射出されやすい。
- $\mu^+$  のスピンは一定の磁場中では常に同じ周期で歳差運動をする。

宇宙線由来の  $\mu$  粒子を装置内で静止させ、崩壊後に陽電子が射出される向きを計測し、同時に  $\mu$  粒子の入射時刻を基準とした崩壊時刻  $t$  を計測する。

検出器としてプラスチックシンチレータ及び波長変換ファイバー、光検出器として MPPC を用いる。また粒子を装置内で静止させるためにアルミニウムを用いる。また、信号読み出し装置には EASIROC を用いた。

射出された陽電子の方向を測定するため、以下のような装置を作成した。

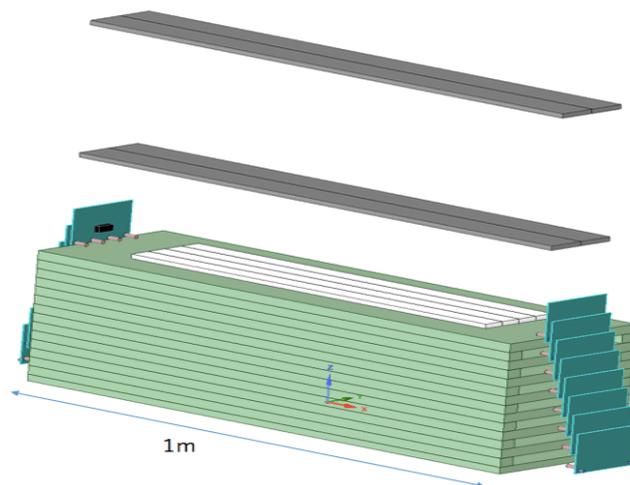


Fig.8 装置の概略図

黒色はトリガー用シンチレータ、白色は検出用シンチレータ、若草色はアルミニウム、緑色は MPPC 付基板を表している。さらに、これら検出器部分に一定の磁場を水平方向にかけるため、コイルを検出器にかぶせるように設置する。コイルの詳細については後述する。

### 3.2 検出原理

右図は装置の断面図である。プラスチックシンチレータは上下方向に8層、左右方向に4枚配置されていて、それぞれの層の間にアルミ板が設置されている。また、上部にはトリガーシンチレータが2枚設置されている。

トリガーシンチレータ2枚を通った $\mu$ 粒子を装置内で静止させ、その崩壊時に射出される陽電子をシンチレータで検出する。右図はイベントの一例であり、青い部分は $\mu$ 粒子が、赤い部分は陽電子がそれぞれ鳴らしたシンチレータである。プラスチックシンチレータに荷電粒子が通過すると、シンチレータ物質中の電子と電気的に相互作用して一時的に電子を励起させる。この励起された電子が基底状態に戻る時にシンチレーション光を発する。この光がMPPCに入射する。

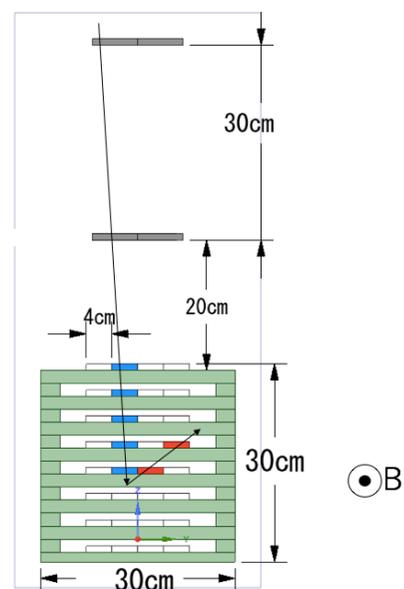


Fig.9 装置の断面図

MPPCとは、Multi Pixel Photon Counterの略であり、複数のガイガーモードAPD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る。各APDは降伏電圧以上で光電子をアバランシェ増幅し、光電子数によらず一定のパルスを出す。複数のピクセルで発生したパルスは重ね合わされて出力される。このパルスを観測することで検出したフォトン数を見積もることができる。



Fig.10 MPPC

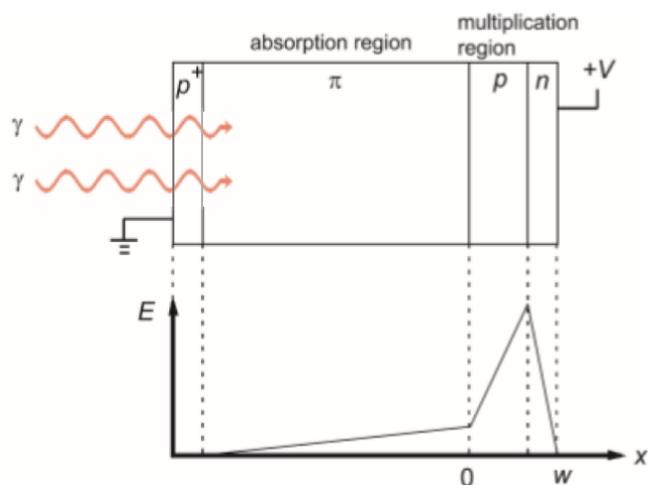


Fig.11 アバランシェ増幅の原理

その後、64チャンネルのMPPCを同時駆動できるEASIROCを用いて信号読み出しを行う。EASIROCにはamp、shaper、discriminatorが内蔵されており、ADCで光電子数情報、TDCで時間情報を取得できる。データ収集システムの詳細については後述する。

### 3.3 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、三つのコイル(写真左から A, B, C 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。

#### 3.3.1 使用コイルと電流

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

- コイル A 巻き数 161 抵抗値 2.1 Ω
- コイル B 巻き数 153 抵抗値 2.2 Ω
- コイル C 巻き数 167 抵抗値 2.4 Ω

装置を支えるアルミ棒を入れるため、コイル間には 3cm の間隔がある。また、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た。

直流電流源は次のものを使用した。

- KIKUSUI PAG30-50 1.5kW タイプ
- 電圧 25.19 V
- 電流 およそ 30.30 A

電流は三十分ほどで 1~2% の範囲で安定した。



Fig.12 使用したコイル

ミューオンの平均寿命 ( $2.197 \mu s$ ) の間に最低一周分 of 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

$$\omega \geq \frac{2\pi}{2.197 \times 10^{-6}} \simeq 4.55 \times 10^6 Hz \quad (1)$$

この振動数のために必要な磁場

$$B \geq \frac{2m\omega}{ge} \simeq 3.35 \times 10^{-3} T \quad (2)$$

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

$$I = \frac{B}{\mu n} = \frac{3.35 \times 10^{-3}}{1.26 \times 10^{-6} \times 540} \simeq 4.92 A \quad (3)$$

(コイルの総巻き数 486 単位長さ当たりの巻き数 540)

となった。

本実験ではコイル内に十分な磁場を得るために、コイル A 11.9 A, コイル B 11.45 A, コイル C 10.45 A の電流を流した。

### 3.3.2 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。

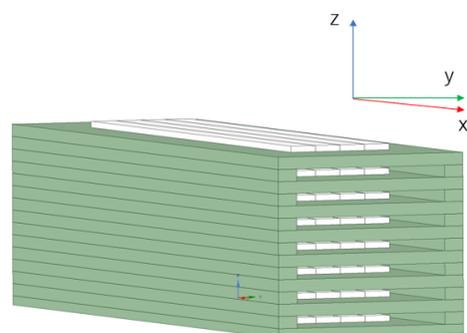


Fig.13 装置図 赤矢印：x 軸 緑矢印：y 軸 青矢印：z 軸

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)

グリッドは Fig.13 の座標軸において

- x 軸→ 6cm
- y,z 軸→ 5cm に分割した。

### 3.3.3 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にまとめた。(Fig.14, 15) 薄い赤色の部分はシンチレータのある範囲を示している。y-z 平面のグラフでは z 軸を横に取っている。装置はアルミ棒で支えられ少し浮いているため、Fig.15 では薄赤色の範囲が上側に寄っている。

- x-z 平面 (Fig.14) 中心での磁場 (~5.7 mT) に対して、シンチレータの端での磁場は 85% 程であった。シミュレーションに対して測定値との差が一番大きい点での差は 2% 程であり、シンチレータのある範囲ではシミュレーションに対してよく再現されていると言える。
- y-z 平面 (Fig.15) 中心での磁場 (~5.7 mT) に対して、シンチレータ最上層の位置での磁場は 104% 程であった。シミュレーションに対して測定値との差が一番大きい点での差は 3% 程であり、x-z 平面同様、シミュレーションに対して高い精度で再現されていると言える。

x-z, y-z 平面共にコイルの中心から離れるほどシミュレーションとの差が大きくなる傾向が見られる。しかし、その差は高々 3% 程度以内なので許容範囲であるとする。

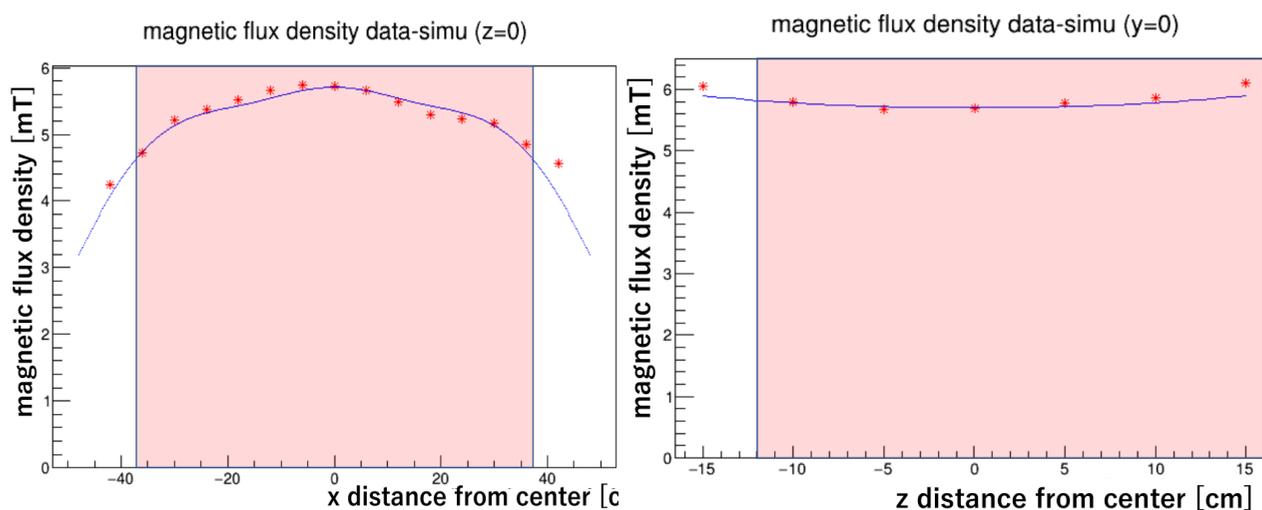


Fig.14 x-z シミュレーションと測定値の比較

Fig.15 y-z シミュレーションと測定値の比較

### 3.3.4 一様性の評価

コイル内の一様性の評価において、磁場とグリッド数について考えた。 Fig.16 は磁場の測定結果とシンチレータの位置を示している。赤い部分がシンチレータを表している。

Fig.16 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。

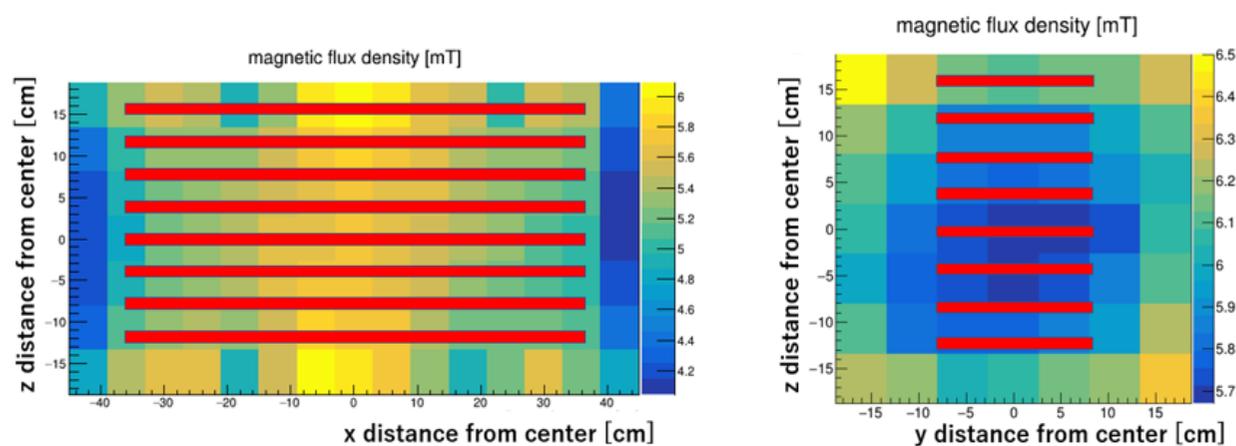


Fig.16 x-z 平面、y-z 平面

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.17)

$$\sigma = \frac{(StdDev)}{Mean} \simeq 0.066$$

グラフと上の計算から、コイル内のグリッドについては、6.6% 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 6.6% 程の誤差が生じる。 また、 Fig.17 より解析において磁場の値は 5.39 mT を用いた。

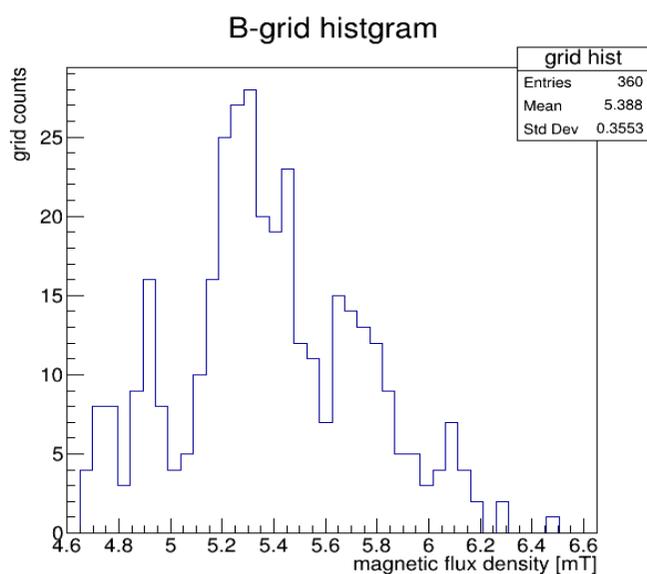


Fig.17 grid ヒストグラム

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。

使用したコイルは手巻きで製作されており、巻き数が統一されていない。そのため場所によっては銅線間に隙間があり、この影響がコイルの中心から離れたグリッドほど大きくなると考えられる。また、コイルの両端では開口端補正をいていないことによる影響があると考えられる。さらにアルミ棒を入れるためのコイル間の隙間も影響している。

これらをふまえた来年度以降の現実的な改善策として、次のことが挙げられる。

開口端補正 コイルの両端にサブコイルを置き、メインコイルより多く電流を流す。これにより、コイル両端から出る磁場はより強い磁場が作られたサブコイルに誘導される。ただしこれにはサブコイルを置くためのスペース確保と MPPC 基盤のサイズの再設計、製作が必要。

コイル間の隙間をなくす 装置を支える方法の再検討。両端からどのように支えるかの工夫が必要。

### 3.4 信号の流れ

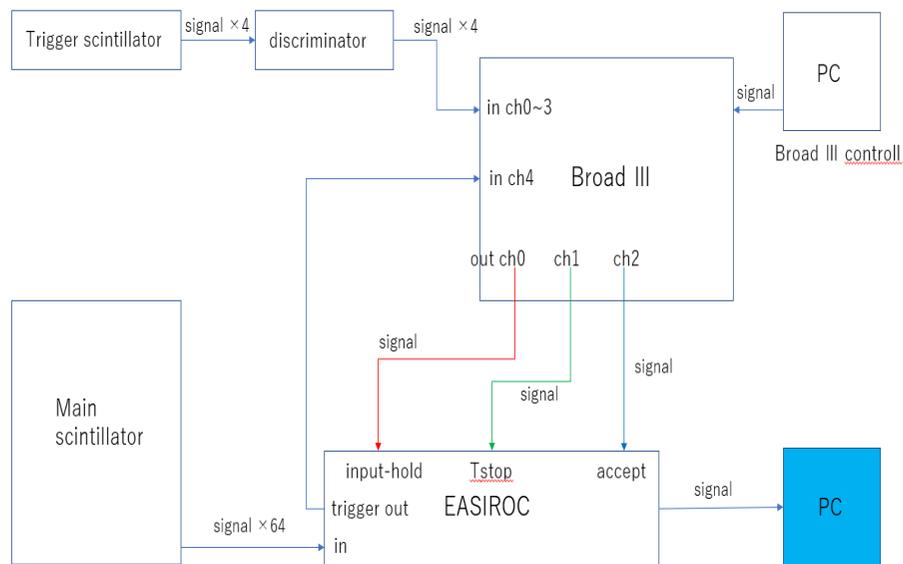


Fig.18 信号の流れ

今回の実験でのシグナルブロック図を Fig.18 に示す。  
 青ブロックの PC でデータ取得した。トリガーシンチレータは Fig.19 において上にある二枚×二層のもの。トリガーシンチレータには PMT を使用した。  
 今回の実験のトリガーロジックは、トリガーシンチレータ上下二層が鳴り、かつ装置のシンチレータのうち一つでも鳴った、という条件である。  
 各種ロジック信号の生成・合成・分配には BRoaDII I(bee beans Technologies 社 BBT-020) を使用した。  
 BRoaDIII では TDC データ取得に必要な peakhold, TStop, accept 信号を、ミューオンの崩壊を検出できるように適切な時間遅延させて送っている。

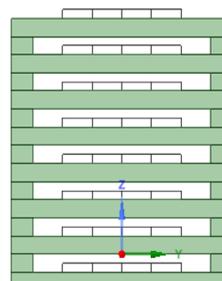


Fig.19 正面から見た装置図

## 4 シンチレータと MPPC の検出効率

本実験では、プラスチックシンチレータの中に波長変換ファイバーを通し、その両端の MPPC から光を読み出すことで荷電粒子を検出している。(Fig.20)

シンチレータ内で荷電粒子により生じたシンチレーション光が波長変換ファイバーに入り、その断面から出る光は MPPC の受光面 (Fig.21) へと伝わる。波長変換ファイバーと MPPC は GOMI コネクタで接続されている。(Fig.22)

波長変換ファイバーから MPPC への光伝達において、主に次のような要因で光量が低下する。

1. 波長変換ファイバー断面に傷や凹凸がある
2. 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

MPPC に伝わる光量減少し、その結果検出信号が弱くなると、今回見たいミューオンの信号が threshold 以下になり、切られてしまう。

ノイズを減らして本信号が見えるようにするため、予備測定をして微調整をした。予備測定のセットアップは本測定と同じで、本測定より少ない event 数で測定した。具体的には本測定の 20~30 万 event に対して予備測定は多くて 5 万 events 程である。

予備測定をした結果、上の 1,2 による影響が大きい事が分かった。そのため、全ての波長変換ファイバーの断面をやすりでよく磨き、長さ、接続の微調整を繰り返した。

今回の実験では 64 個の MPPC を使用しており、ch0~ ch63 と番号付けしている。

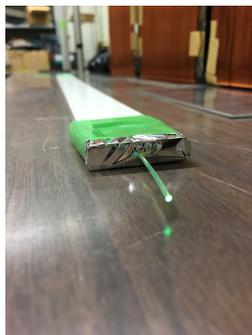


Fig.20 シンチレータと波長変換ファイバー



Fig.21 MPPC の受光面

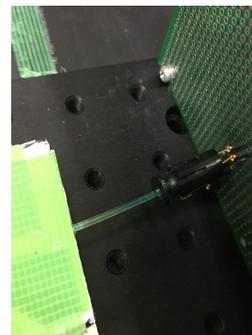


Fig.22 GOMI コネクタによる光ファイバーと MPPC の接続

## 4.1 ADC と photon 数の相関

MPPC の受光面には多数の APD が並んでいる。一つ一つの APD は受け取った光電子数によらず一定のパルスを出力する。全体では光電子を受け取った各 APD のパルスを重ね合わせたものが信号として出力される。つまり出力信号は出力電荷量、photon を受け取った APD 数に対応している。出力信号は AD 変換され、下図 (Fig.23, 24) のようなグラフが得られる。

これより出力電荷量、鳴った APD 数から photon 数を見積もることができる。

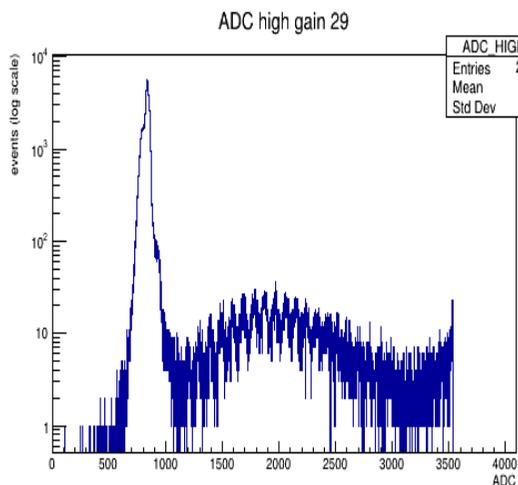


Fig.23 ADC-high-gain

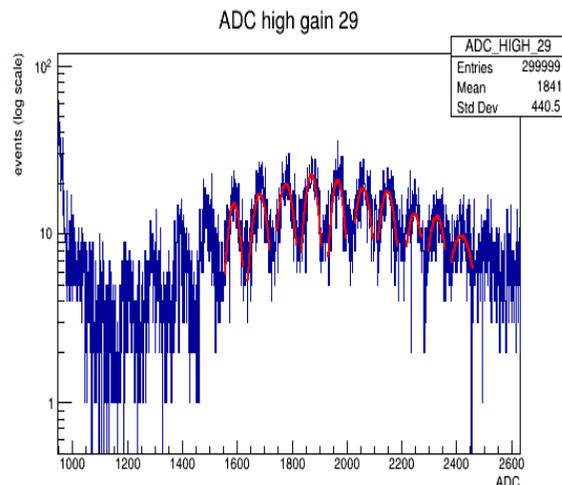


Fig.24 Fig.23 を拡大したもの

900 付近での大きなピークはペDESTAL、つまり底上げ分の信号である。

Fig.24 の gauss fit においての mean と対応する ADC の値を一次関数で fit したものを Fig.25 に示す。また、キャリブレーションから各 photon での event 数のグラフを Fig.26 に示す。

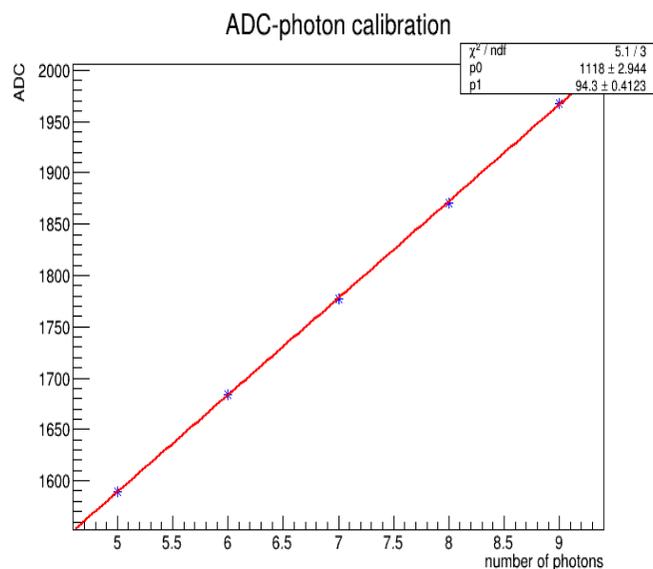


Fig.25 ADC-photons のキャリブレーション

Fig.25 より、今回 ch29 の MPPC にかけた電圧における ADC-photon のキャリブレーションの式は

$$(ADC) = 94.3 \times (photon) + 1118$$

と求められた。上式の傾きは photon の間隔を表している。MPPC の GAIN は MPPC の 1 APD が出す電荷量を素電荷で割ったもので定義され、ADC photon のピーク間隔、後述する Bias Voltage と降伏電圧の差に比例している。つまり、上式の傾きは ch29 の Gain に比例した値である。

Fig.26 からこの ch では 8 photon にピークがあることが分かる。

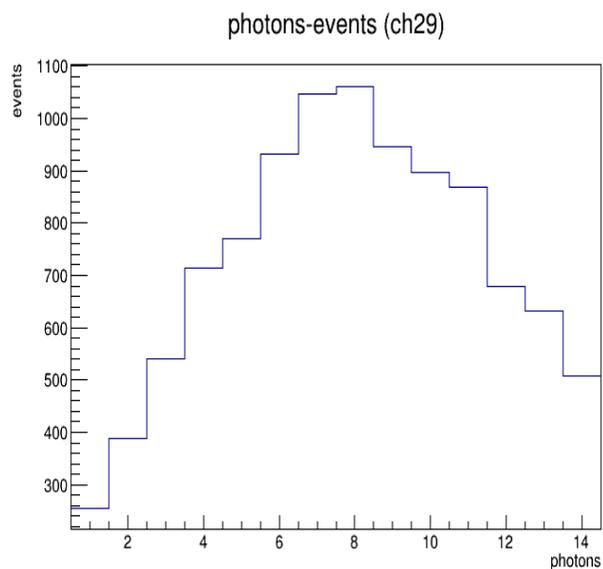


Fig.26 各 photon 数での event

## 4.2 Input DAC と Bias voltage

今回の実験で使用した MPPC 64ch に供給する電圧は EASIROC による、全 ch 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。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) の関係について Fig. 27(本多良太郎さん『EASIROC テストボード仕様書』から引用 [6]) に示した また、Fig.28(中村勇さん『EASIROC ASIC とモジュール』EASIROC module 講習会スライドから引用 [7]) から、

$$V_i = -0.0195(\text{InputDAC}) + 9.4479 \quad (4)$$

この式 4 を用いて  $V_i$  を決めた。

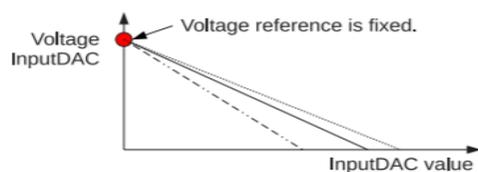
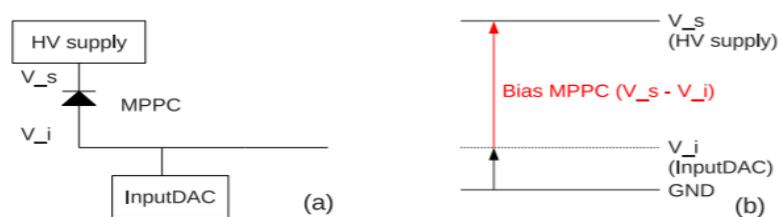


Fig.27 InputDAC と Bias Voltage

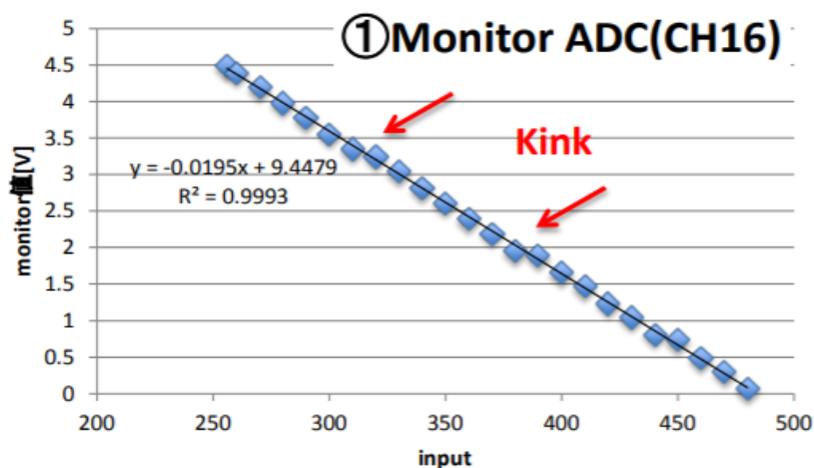


Fig.28 InputDAC とその出力電圧  $V_i$  の関係

今回の実験で MPPC にかけた Bias Voltage をまとめたものが Fig.29 である。

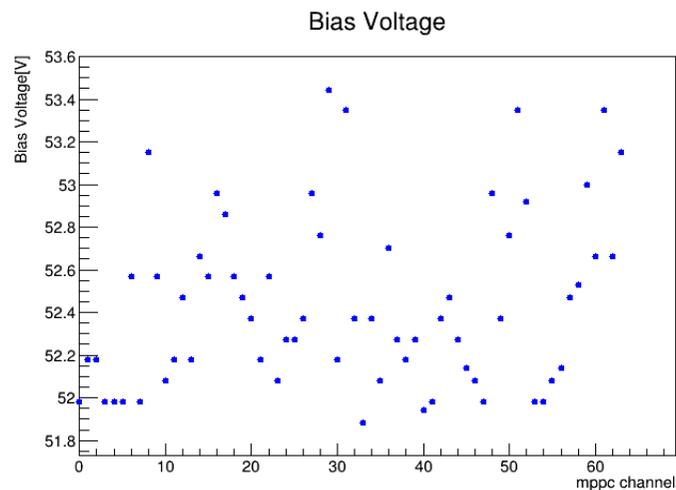


Fig.29 今回の実験でかけた全 64ch の Bias Voltage

MPPC の Gain は Bias Voltage と降伏電圧の差に比例する。しかし昨年の「宇宙線ミューオンを用いた物質の透過実験」の卒業論文(参考 [8])より、降伏電圧は 50.4~51.4V 程の個体差がある。今回は MPPC の降伏電圧を求めるためのデータを取っていなかったため、Gain についての議論は出来なかった。来年度以降に期待する。

次に Bias Voltage と ADC Peak の位置の相関を調べるために、横軸に MPPC ch それぞれの ADC peak 値、縦軸に Bias Voltage としてグラフにまとめた。(Fig.30) Fig.30 を見ると ADC の値が大きいほど Bias Voltage が大きくなっている。ADC peak の位置は Bias Voltage と比例関係にあるように見える。このことから ADC peak が大きい ch は Bias Voltage を下げ、逆に ADC peak が小さい ch は Bias Voltage を上げるべきだったことが分かる。

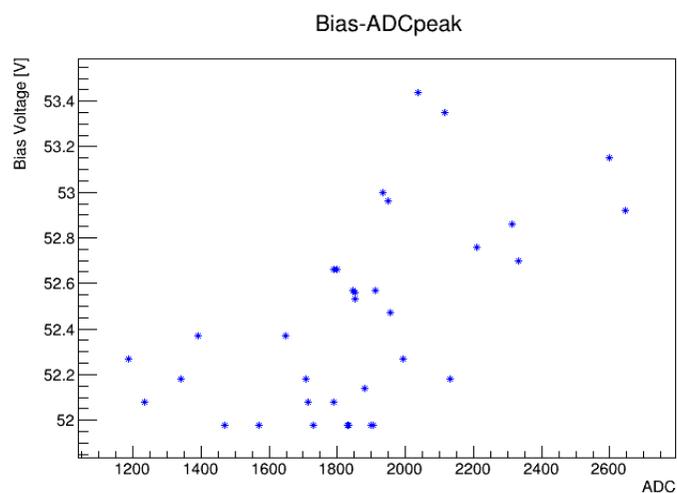


Fig.30 Bias Voltage と ADC-Peak peak の相関

### 4.3 シンチレータと MPPC の検出効率の評価方法

今回の実験では、装置上部のトリガーシンチレータを鳴らし、かつコイル内のシンチレータの MPPC 合計 64ch のうちどれか一つでも鳴ったら測定している。それら 64ch の MPPC は全て独立である。

この条件の下、シンチレータの片側の MPPC が鳴った時、もう一方の MPPC が鳴ったかどうかを考えた。

MPPC の検出効率 (efficiency) を、以下例で説明する確率を用いて評価した。

(例) シンチレータ両端の MPPC ch  $\Rightarrow$  chA, chB

chA の efficiency 評価  $P_A$

- **A**: chA が鳴った event 数
- **B**: chB が鳴った event 数

$$P_A = \frac{A \cap B}{B} \quad [\%] \quad (5)$$

### 4.4 検出効率の評価

64ch 全てについて 式 5 の結果をグラフにまとめた。(Fig.31)

ほとんどの ch が 98% 付近であったが、そのうち、90% を下回っている ch が 4 個あった。

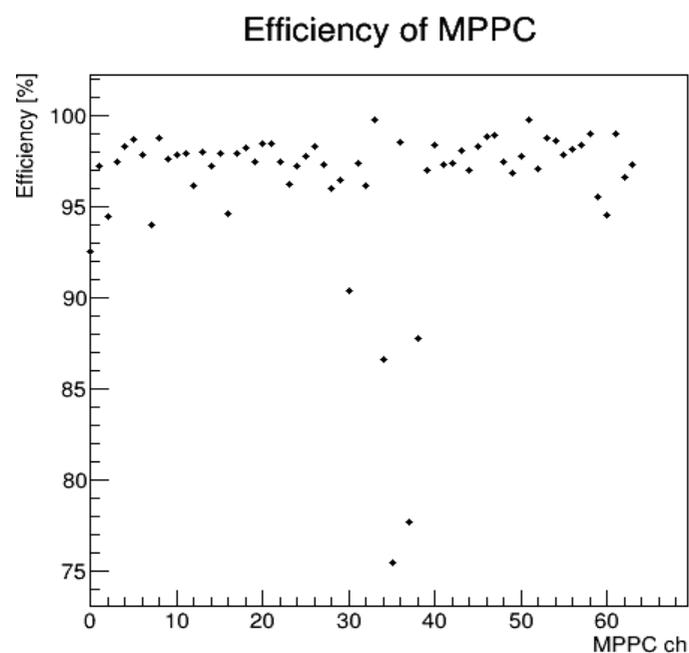


Fig.31 P の計算結果

全 MPPC のうち、efficiency が低い ch の例を示す。

- ch35 ~75.5%
- ch0 (ch35 の反対側) ~92.6%

efficiency は光量に依ると考え、ch35 とその反対側の ch0 の photon 数をグラフにした。(Fig.32,33)

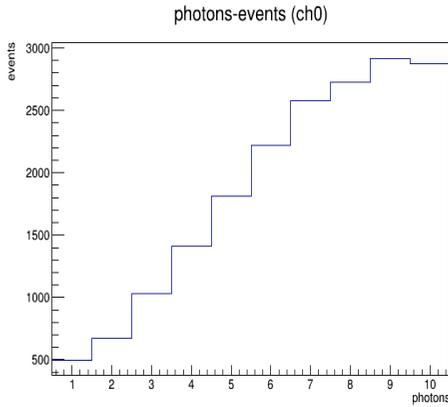


Fig.32 ch0

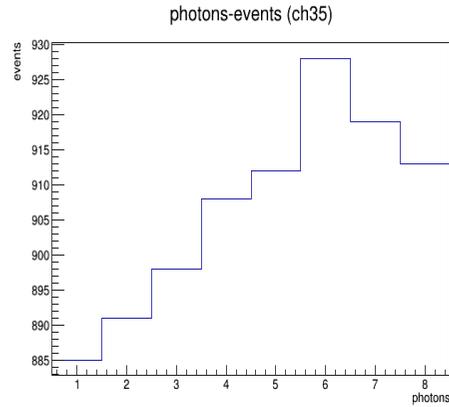


Fig.33 ch35

ch0 は 9 photon、ch35 は 6 photon と、ch35 の photon 数の方が少なかった。しかし他に 7,8 photon の ch もあったため、ch35 の photon 数が際立って少ないとは言えない。

ch35 のあるシンチレータは Fig.34 において赤色の部分に位置する。今回の解析ではトリガーシンチレータ二層を通り、かつシンチレータのうち一つでも TDC が鳴った、という条件でセレクションしたデータを使っている。その中でシンチレータをかすっていくミュオンにより efficiency が低下する可能性が考えられる。かするミュオンはセレクションの条件を満たすがシンチレータ内で落とすエネルギーは低いので、その分光量が少ない。ch35 は装置の最上層外側なので、かするミュオンの数が他のシンチレータより多いと考えられる。このかするミュオン event は、一番上の層のシンチレータに対してすぐ下のシンチレータも鳴る、というセレクションを追加すれば減らせる。この解析については来年度以降に期待する。

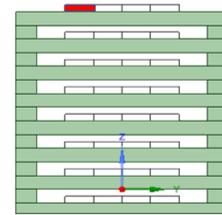


Fig.34 ch35 のシンチレータの位置

## 5 宇宙線ミュオンと検出器のシミュレーション

本実験ではモンテカルロシミュレーションの結果から、実データより求められない数値を決めている。モンテカルロとは乱数を用いたシミュレーションを何度も行う計算手法である。今回は Geant4 というソフトウェアを用いてシミュレーションを行った。

### 5.1 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。

### 5.2 本実験でのミュオンのシミュレーション

今回のシミュレーションでは以下のようにパラメータを設定した。

- 宇宙線の天頂角分布  $\cos^2$  に比例
- $\mu^+$  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、30~220[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[keV]

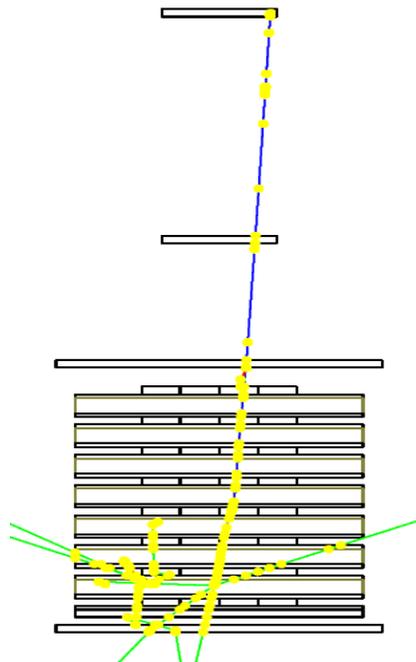


Fig.35 シミュレーションによる event display の例

## 6 解析

ラーモア歳差運動の振動数  $\omega$  の測定にはシンチレータの信号から  $\mu^+$  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 崩壊の様子

はじめに、この実験で用いた装置内で  $\mu^+$  粒子がラーモア歳差運動と崩壊によってどのように振舞うかについて説明する。

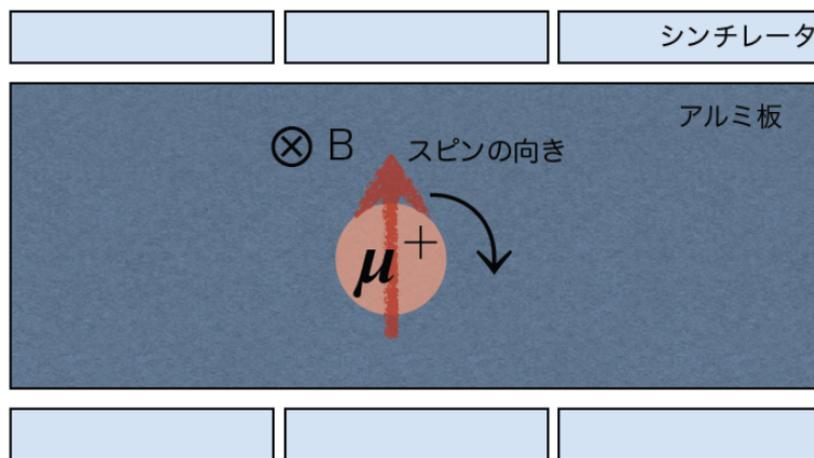


Fig.36  $\mu^+$  粒子の崩壊の様子

実験装置内で静止した直後の  $\mu^+$  粒子のスピンは上向きに偏極している。その後、磁場によりラーモア歳差運動を行い、 $\mu^+$  のスピンは Fig.36 の矢印の方向に回転する。さらに崩壊により  $\mu^+$  粒子のスピンの方向に  $e^+$  が放出される。

## 6.2 ラーモア歳差運動の振動数の測定

$\mu^+$  粒子の崩壊によって電子が上向きに放出されたイベントを  $N_U$ 、下向きに放出されたイベントを  $N_D$  とする。 $N_U$  と  $N_D$  は崩壊により時間経過で指数関数的に減少する。また歳差運動により増加と減少を繰り返すので Fig.37(引用 [3]) のようなヒストグラムが予想される。

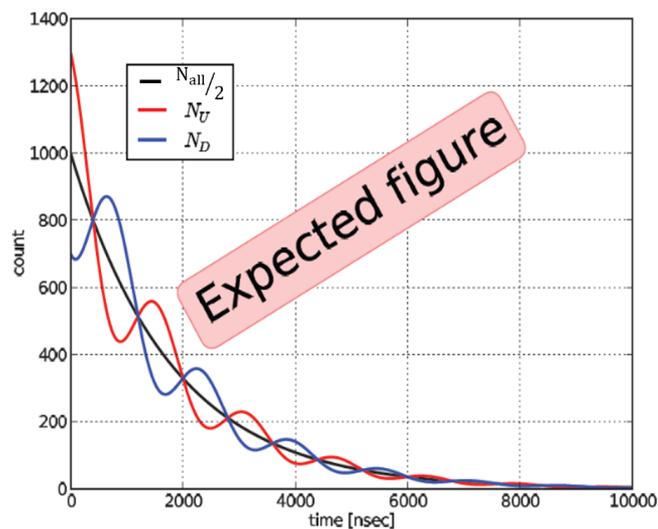


Fig.37 予想される  $N_{ALL}/2, N_U, N_D$

Fig.37 の縦軸はイベント数、横軸が時間である。 $N_U$  が time= 0 [nsec] 付近でイベント数が多い理由は、スピンの上向きに  $\mu^+$  粒子が静止後まもなく崩壊したものは磁場による歳差運動を受けずに陽電子を放出するからである。また、同様の理由から  $N_D$  は time= 0 [nsec] 付近においてイベント数が少ない。

### 6.3 $\mu$ 粒子の静止位置の決定

前述の通り、今回の実験では1枚のシンチレータを粒子が通過したときに発されるシンチレーション光を両側に設置した2つのMPPCで読み出している。これは実験開始当初、x軸における粒子の飛来位置の特定を行う予定であったためである。今年度は位置の特定は行ってないため、両側のMPPCのどちらか片方の信号があればそのシンチレータを粒子が通過したとみなしている。

	ch	層	列	time[ns]
崩壊前	2	1	2	0
	6	2	2	0
	10	3	2	0
	14	4	2	0
崩壊後	14	4	2	1489
	9	3	1	1489
	5	2	1	1489

Fig.38 event の1例

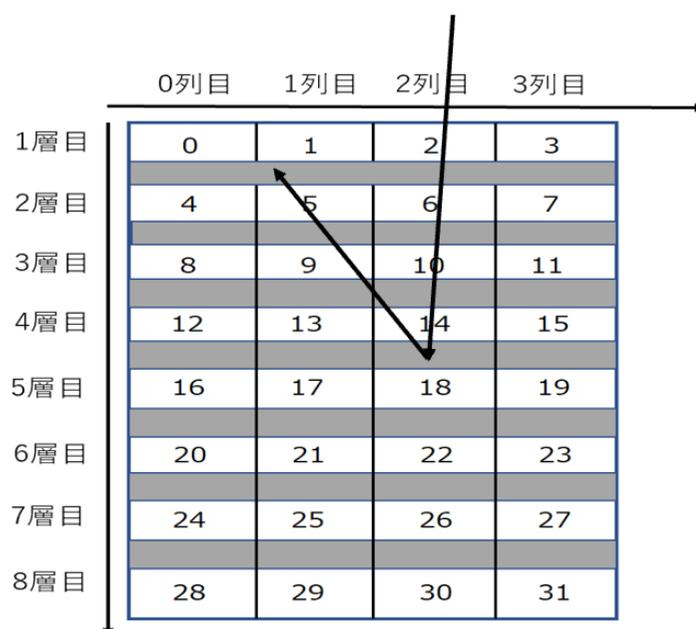


Fig.39 ある event の再構成の様子

Fig.39 に示すようにシンチレータごとに番号 (ch)、層、列を割り当てる。 $\mu$  粒子の静止位置の決定には崩壊前の $\mu$  粒子の信号 (入射信号) と $\mu$  粒子の崩壊により射出された陽電子の信号 (崩壊信号) を区別する必要がある。解析では入射信号より、200ns 以上遅れた信号を崩壊信号として $\mu$  粒子の静止位置を決定する。

## 6.4 解析に用いたデータ

あるチャンネルでの時間情報の読み出し結果を Fig.40 に示す。(Total event 300,000 events の測定における読み出し)

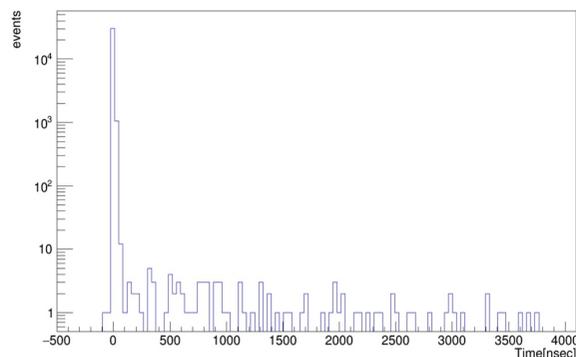


Fig.40 あるチャンネルにおける時間情報

50 [ns] 以前の信号をミュー粒子、200 [ns] 以降の信号を陽電子として解析を行った。飛来してくるミュー粒子には、以下のような条件をかけ、選別を行った。

- 本装置上部の2段のトリガー用シンチレータをどちらも通過し、本装置に飛来
- 2層以上のシンチレータで感知
- 静止するまでに通過した全ての層で感知
- 同一の列を通過
- 8層目で感知していない

以上の条件を満たすミュー粒子が静止してから 3800 [ns] 以内に、ミュー粒子を最後に感知した層もしくはその上下で再び感知した事象を Decay event 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      1,336,646 events
- Decay event      4,067 events

## 6.5 $\mu^+$ 粒子の寿命の解析

本実験で観測している現象が $\mu$ 粒子の崩壊であることを確かめるために、崩壊粒子の寿命を測定する。 $\mu$ 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

$$N(t) = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (6)$$

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(6)における定数 $\tau$ を粒子の寿命という。式(6)の両辺を $t$ で微分すると

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (7)$$

となる。式(7)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

$$N_{decay} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (8)$$

で与えられる。陽電子のヒットの時間情報のヒストグラムを Fig.41 に示す。

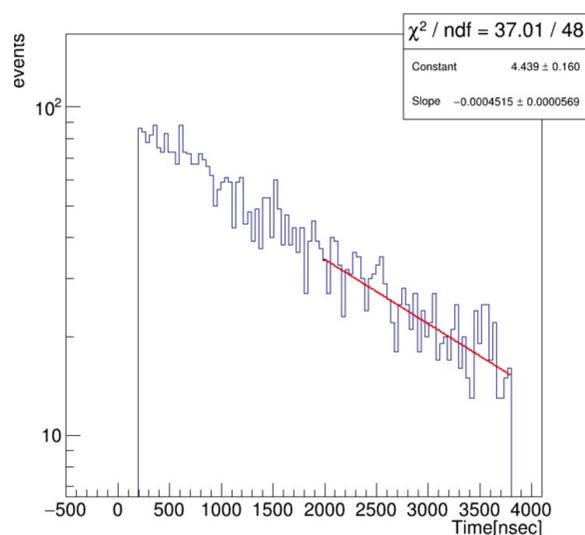


Fig.41 陽電子ヒットの時間情報

物質中の原子核捕獲の影響により、 $\mu^-$ 粒子の寿命は $\mu^+$ 粒子のものよりも短くなる。原子核捕獲を考慮した $\mu^-$ 粒子の寿命を864 [ns]とし、 $\mu^-$ 粒子による寄与が充分無視できると考えられる $t = 2000$  [ns]以降でfitをかけた結果、崩壊の寿命は $2215 \pm 279$  [ns]と求まった。これは、 $\mu^+$ 粒子の寿命の文献値と誤差の範囲で一致しており、本実験では確かに $\mu^+$ 粒子の崩壊を観測できていると考えられる。

## 6.6 上下 Asymmetry

### 6.6.1 崩壊方向の定義

ラーモア歳差運動の振動数の測定のために  $e^+$  が上方向と下方向に射出された event に対して解析を行った。解析を行うには、崩壊信号の方向によって event を分類する必要がある。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

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

と定義する。

例えば赤線の event の場合、 $A = 5$ 、 $B = 3$  であるので、 $B - A = 3 - 5 < 0$  となり up に分類される。同様にして青線については down と分類できる。黒線の same については崩壊陽電子が上下どちらに射出したか判別できない。

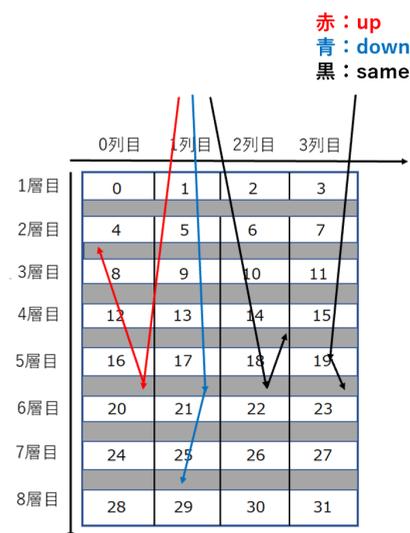


Fig.42 崩壊の例

### 6.6.2 same の分類

same になり得る event を Fig.43 に示した。



Fig.43 same になり得る event

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

これらはど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。具体的には same のうち、58.1% が UP、41.8% が DOWN の event 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  $N_U = 1333$ 、 $N_D = 2351$ 、実データでは  $N_U = 1414$ 、 $N_D = 2651$  となった。

### 6.6.3 上下方向の Asymmetry

振動数  $\omega$  の値を求めるために  $N_U$  と  $N_D$  の Asymmetry をとる。具体的には Asymmetry を

$$Asymmetry = \frac{N_U - N_D}{N_U + N_D} \quad (9)$$

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。Fig.44 がシミュレーション、Fig.45 が実データの結果である。

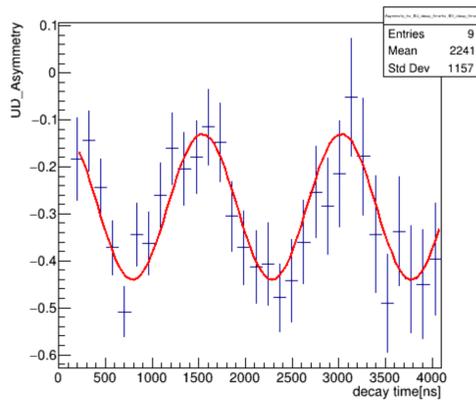


Fig.44 上下方向の Asymmetry(シミュレーション)

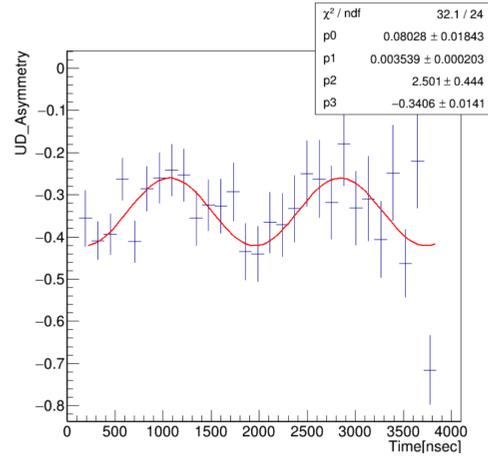


Fig.45 上下方向の Asymmetry(実データ)

Fitting 関数には次の式を用いた。

$$Fit(t) = Amp \cdot \cos(\omega t + x) + offset \quad (10)$$

(Amp : 振幅  $\omega$  : 振動数)

以上の Fitting の結果を以下に示す。

	$\omega$ [MHz]	Amp	offset
実データ	$3.54 \pm 0.20$	$0.08 \pm 0.02$	$-0.34 \pm 0.01$
シミュレーション	$4.21 \pm 0.13$	$0.15 \pm 0.02$	$-0.29 \pm 0.02$

## 6.7 左右 Asymmetry

同様に、左右方向についても Asymmetry を確認した。

### 6.7.1 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 を分類する必要がある。左右 Asymmetry の場合も、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左右どちらにあるかによって、left、right の 2 つに分類した。



Fig.46 崩壊の例

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

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

と定義する。

例えば青線の event の場合、 $A = 2$ 、 $B = 0$  であるので、 $B - A = 0 - 2 < 0$  となり left に分類される。同様に赤線については right と分類できる。また same に分類されたイベントの中には実際に右向き、左向きに射出されるイベントは 1 : 1 で含まれていると考えられる。今回の解析では same のイベントは用いずに行った。

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  $N_L = 873$ 、 $N_R = 952$ 、実データでは  $N_L = 1047$ 、 $N_R = 754$  となった。

### 6.7.2 左右方向の Asymmetry

振動数  $\omega$  の値を求めるために  $N_R$  と  $N_L$  の Asymmetry をとる。具体的には Asymmetry を

$$Asymmetry = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (11)$$

と定義する。

また Fitting 関数には上下 Asymmetry と同様に式 (10) を用いた。

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

実際に Asymmetry をとったヒストグラムをグラフに示す。Fig 47 がシミュレーション、Fig 48 が実データの結果である。

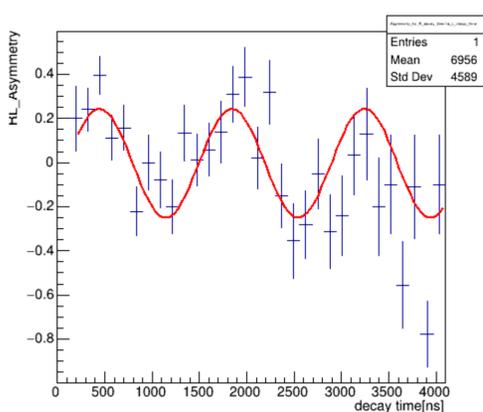


Fig.47 左右方向の Asymmetry(シミュレーション)

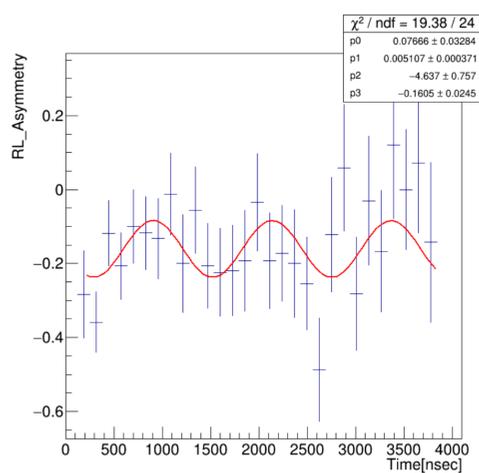


Fig.48 左右方向の Asymmetry(実データ)

以上の Fitting の結果を以下に示す。

	$\omega$ [MHz]	Amp	offset
実データ	$5.11 \pm 0.37$	$0.08 \pm 0.03$	$-0.16 \pm 0.02$
シミュレーション	$4.49 \pm 0.13$	$0.25 \pm 0.03$	$-0.003 \pm 0.025$

## 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。

$$g_{UD} = 1.54 \pm 0.09 \pm 0.10$$

$$g_{RL} = 2.22 \pm 0.16 \pm 0.15$$

1つ目の誤差は角振動数 $\omega$ 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、ミュー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、以下の4つが挙げられる。

- 磁場の一様性の強化
- 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

## 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、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、適切な助言を頂くなど大変お世話になりました。特に前田順平講師には、EASIROC への firmware 書き込みを一から教えていただきました。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。同研究室 B4 の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 『 $\mu$ 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 『 $\mu$ 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 『 $\mu$ 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 『 $\mu$ 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