

μ 粒子の磁気能率測定

0603061s 岩本 旬平

0823104s 阿比留 和孝

0863116s 来見田 吏恵

0853125s 鉢嶺 元嗣

2012 年 3 月 25 日

目次

| | | |
|-----|--|----|
| 1 | 目的と概要 | 4 |
| 2 | 実験の理論的背景 | 5 |
| 2.1 | μ 粒子の磁気能率 | 5 |
| 2.2 | ラーモア歳差運動 | 7 |
| 2.3 | μ 粒子の偏極 | 8 |
| 2.4 | μ 粒子の崩壊様式 | 10 |
| 3 | 実験装置 | 12 |
| 3.1 | 今年度の改良点について | 13 |
| 3.2 | 検出原理 | 15 |
| 3.3 | シンチレータからの信号の読み出し | 16 |
| 3.4 | trigger 条件 | 16 |
| 3.5 | データの流れ | 17 |
| 3.6 | コイル | 19 |
| 3.7 | 磁場 | 20 |
| 4 | トリガーシンチレータの情報による x 軸成分 (東西方向) の粒子の飛来位置特定 | 23 |
| 4.1 | 位置特定の必要性と特定方法 | 23 |
| 4.2 | 時間差と電荷比の測定方法 | 24 |
| 4.3 | 位置と時間差の関係 | 25 |
| 4.4 | 位置と電荷比の関係 | 26 |
| 4.5 | Fitting 関数の評価 | 29 |
| 5 | シミュレーション | 31 |
| 5.1 | Geant4 | 31 |
| 5.2 | 本実験でのシミュレーション | 33 |
| 6 | 解析 | 34 |
| 6.1 | 崩壊の様子 | 34 |
| 6.2 | 止まった位置 | 35 |
| 6.3 | μ 粒子の寿命の解析 | 37 |
| 6.4 | 上下 Asymmetry | 40 |
| 6.5 | 左右 Asymmetry | 47 |
| 7 | 結果 | 53 |
| 7.1 | 磁気能率 | 53 |
| 8 | 謝辞 | 55 |

| | | |
|------|------------------|----|
| 付録 A | PMT にかけた電圧 | 56 |
| 付録 B | 直方体コイル内部の磁束密度の計算 | 57 |

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、崩壊により偏極した方向に多くの荷電粒子を放出する。これらの性質からラーモア歳差運動の周期を測定し、 μ 粒子の磁気能率を求め、理論値と比較する。この論文では実験原理、実験装置の設計、データ解析について述べる。また、本実験は一昨年から引き続き行われているものなので、過去のデータ解析の結果も用いて実験を行っている。

μ 粒子の g 因子の理論値は、ディラック方程式から $g=2$ と予測される。本実験では μ 粒子の g 因子がこの理論値と一致することの確認を目的とする。

2 実験の理論的背景

2.1 μ 粒子の磁気能率

ここでは、 μ 粒子の磁気能率を導出する。まず、 z 軸方向に一樣な磁場 $B=(0,0,B)$ を考えると、ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は $\nabla \times \mathbf{A} = (0,0,B)$ より

$$\mathbf{A} = \left(-\frac{y}{2}, \frac{x}{2}, 0\right)B = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r} \quad (\mathbf{r} = (x, y, z)) \quad (2.1)$$

と表される。電磁場中のディラック方程式は

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi = (\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + \beta m + e\phi)\Psi \quad (2.2)$$

となる。 $\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ を式 (2.2) に代入して

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\varphi \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\chi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi \\ -\chi \end{pmatrix} m + e\phi \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} \quad \left(\Psi \equiv \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}\right) \quad (2.3)$$

波動関数 $\Psi = e^{-ipx}$ を非相対論的条件 $|\mathbf{p}| \ll m$ をとれば

$$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \varphi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} \exp(-imt) \quad (2.4)$$

とでき、式 (2.3) に代入すると最終的に

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \varphi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\varphi_0 \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\chi_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} 2m + e\phi \begin{pmatrix} \varphi_0 \\ \chi_0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

となる。ここで、非相対論的近似 $|i\frac{\partial\chi_0}{\partial t}| \ll |m\chi_0|, |e\phi\chi_0| \ll |m\chi_0|$ を用いて

$$\chi_0 \approx \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\varphi_0}{2m} \quad (2.6)$$

よって式 (2.5) は

$$i\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} - e\mathbf{A})\frac{\varphi_0}{2m} + e\phi\varphi_0 \quad (2.7)$$

となる。パウリの $\boldsymbol{\sigma}$ 行列についての関係式 $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{X})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{Y}) = \mathbf{X} \cdot \mathbf{Y} + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{X} \times \mathbf{Y})$ より、式 (2.7) は右辺第一項を整理すると

$$i\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} = (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2\varphi_0 - e\boldsymbol{\sigma} \cdot (\nabla \times \mathbf{A})\varphi_0 + e\phi\varphi_0 = (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2\varphi_0 - e\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}\varphi_0 + e\phi\varphi_0 \quad (2.8)$$

となり、パウリ方程式

$$i\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} = \left(\frac{1}{2m}(\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + e\phi - \frac{e}{2m}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}\right)\varphi_0 \quad (2.9)$$

が求まる。

式 (2,9) の右辺第 1 項目の因子を式 (2,1) の関係式を用いて展開すると

$$\begin{aligned} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 &= \mathbf{p}^2 - 2e\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + e^2 \mathbf{A}^2 \approx \mathbf{p}^2 - 2e\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} \\ &= \mathbf{p}^2 - 2e\mathbf{p} \cdot \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r} = \mathbf{p}^2 - e\mathbf{p} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{r} \\ &= \mathbf{p}^2 - e\mathbf{B} \cdot \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{p}^2 - e\mathbf{B} \cdot \mathbf{L} \end{aligned}$$

ここで、 e の 2 次以上の項を微量として無視し、 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{C} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \times \mathbf{A}$ 、 $\mathbf{L} \equiv \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ を用いた。よって方程式 (2,9) は次 式のように近似できる。

$$\begin{aligned} i\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} &= \left(\frac{1}{2m}(\mathbf{p}^2 - e\mathbf{B} \cdot \mathbf{L}) + e\phi - \frac{e}{2m}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right) \varphi_0 \\ &= \left(\frac{1}{2m}(\mathbf{p}^2) - \frac{e}{2m}\mathbf{B} \cdot \mathbf{L} + e\phi - \frac{e}{2m}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right) \varphi_0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここでスピン演算子 $\mathbf{s} \equiv \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}$ より、方程式 (2,10) は

$$i\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} = \left(\frac{1}{2m}(\mathbf{p}^2) - \frac{e}{2m}\mathbf{B} \cdot \mathbf{L} + e\phi - \frac{e}{m}\mathbf{s} \cdot \mathbf{B} \right) \varphi_0 \quad (2.11)$$

となり、右辺第 2 項に軌道角運動量、第 4 項にスピン角運動量による補正項がでてくる。

ボーア磁子 $\mu_B \equiv \frac{e}{2m}$ と定義されているので、スピン角運動量 \mathbf{s} による磁気能率は $\boldsymbol{\mu}_s \equiv \frac{e}{2m}\boldsymbol{\sigma} = \frac{e}{m}\mathbf{s} = 2\mu_B\mathbf{s}$ 、軌道角運動量 \mathbf{L} による磁気能率は $\boldsymbol{\mu}_L \equiv \frac{e}{2m}\mathbf{L} = \mu_B\mathbf{L}$ と考えられる。よって全磁気能率 $\boldsymbol{\mu}$ は

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_s = \frac{e}{2m}\mathbf{L} + \frac{e}{m}\mathbf{s} \equiv g_L\mu_B\mathbf{L} + g\mu_B\mathbf{s} \quad (2.12)$$

ここで g 因子を導入した。 $(g_L = 1, g = 2)$ と求まる。

μ 粒子は $1/2$ のスピンを持つ荷電粒子であるので、その磁気能率は式 (2,12) より

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{gQ}{2m_\mu}\mathbf{s} \quad (2.13)$$

と表される。 $|Q| = e$ であり、 μ 粒子の電荷を表す。

2.2 ラーモア歳差運動

式 (2,13) 式で求めた μ 粒子の磁気能率は磁場 B 中に置かれるとラーモア歳差運動を行い、磁場の向きを軸としてスピンの回転する。磁場中における磁気能率のハミルトニアン \mathcal{H} は

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

と書いて、その固有状態は

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

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

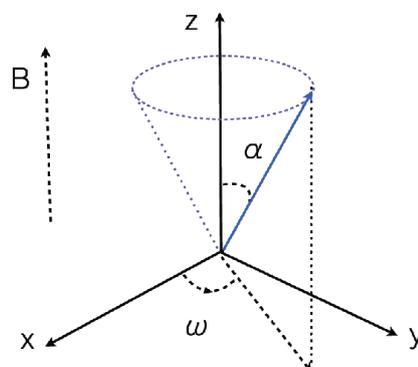


Fig.2.1 ラーモア歳差運動の略図

となる。ただし、 $B = (0, 0, B)$ とし、 $\gamma = \frac{ge}{2m_\mu}$ とおいた。これより、シュレーディンガー方程式 $i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = \mathcal{H}\chi$ の一般解は

$$\chi(t) = a\chi_+ e^{-\frac{iE_+ t}{\hbar}} + b\chi_- e^{-\frac{iE_- t}{\hbar}} = \begin{pmatrix} ae^{\frac{i\gamma B}{2} t} \\ be^{-\frac{i\gamma B}{2} t} \end{pmatrix}$$

(a, b は初期条件による定数で、 $|a|^2 + |b|^2 = 1$) ここで $a = \cos \frac{\alpha}{2}, b = \sin \frac{\alpha}{2}$ とおくと

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

これよりスピンの期待値を計算すると

$$\begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \langle \chi(t) | S_x | \chi(t) \rangle = \frac{\hbar}{2} \sin \alpha \cos(\gamma B t) \\ \langle S_y \rangle &= \langle \chi(t) | S_y | \chi(t) \rangle = \frac{\hbar}{2} \sin \alpha \sin(-\gamma B t) \\ \langle S_z \rangle &= \langle \chi(t) | S_z | \chi(t) \rangle = \frac{\hbar}{2} \cos \alpha \end{aligned}$$

となる。これは、スピンの期待値 $\langle S \rangle$ が z 方向から α 傾いて回転することを示しており、その回転の角振動数は

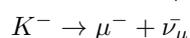
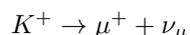
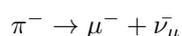
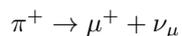
$$\omega = \frac{geB}{2m_\mu} \quad (2.14)$$

となる。

文献値より $e = 1.602 \times 10^{-19} C, m_\mu = 105.6 MeV/c^2$ とわかっており、 B の値は実験で調節できるので、 ω を測定することで g が求まる。本実験では観測された μ 粒子のスピンの角振動数から式 (2,14) を用いて g 値を観測する。また、観測された g 値と前述した理論値 $g = 2$ を比較する。

2.3 μ 粒子の偏極

宇宙空間を飛び交う放射線は一次宇宙線とよばれ、その大部分が陽子である。この一次宇宙線が地球に降り注ぎ大気中の原子核と相互作用して 中間子や K 中間子を作り出す。このうち π^\pm 粒子や K^\pm 粒子が以下のように崩壊し、 μ^\pm 粒子を生成する。



これら一次宇宙線によって生成される粒子は二次宇宙線と呼ばれ、地表付近ではほとんどが μ 粒子である。また、この二次宇宙線中での μ^+ 粒子と μ^- 粒子の比は 1.28 : 1 ということが実験からわかっている。ここで μ^+ 粒子のほうが多くなるのは生成元が陽子であることに由来する。

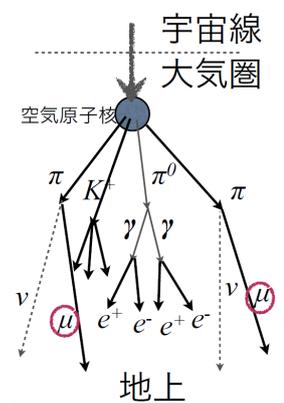


Fig.2.2 宇宙線

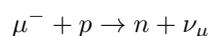
2.3.1 μ^+ 粒子と μ^- 粒子の偏極の差

- μ^+ 粒子の場合

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、形成せずにエネルギーを徐々に失っていくものがある。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、原子核が電子を捕らえる力に比べて μ^+ 粒子が電子を捕ら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こらない。よって μ^+ 粒子の減偏極は小さく、無視できる程度である。

- μ^- 粒子の場合

負電荷を持つため、物質中の原子核捕獲によりミュオニック原子をつくり偏極情報を失い、かつ寿命が短くなる。陽子との反応は以下の通りである。



したがって、本実験では μ^+ 粒子のみを実験対象とする。

2.3.2 ローレンツブーストによる偏極への影響

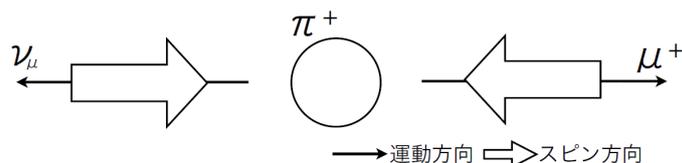


Fig.2.3 π^+ 粒子の崩壊

今、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ の崩壊を静止系で考えると、運動量と角運動量の保存から Fig.2.3 のような崩壊が要請され、 π^+ 粒子のスピンは運動方向と逆向きに 100 % 偏極していることがわかる。しかしこの崩壊は等方的なので、実験系では Fig.2.4 のように偏極が崩れる。そこで、 μ^+ 粒子がローレンツブーストされていることを考慮する。

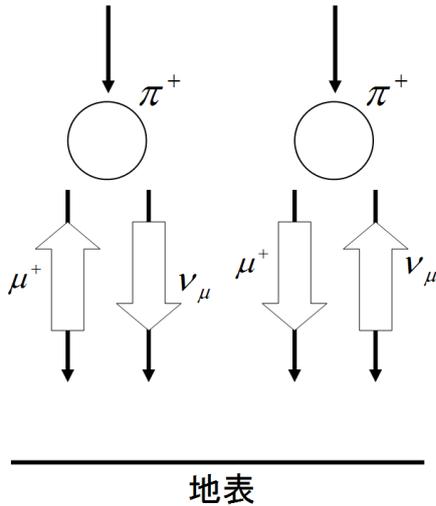


Fig.2.4 ローレンツブースト

- π^+ 粒子の静止系において崩壊は等方的なので、 μ^+ 粒子の偏極度は π^+ 粒子のエネルギースペクトルによって決定される。
- 宇宙線中の π^+ 粒子のエネルギースペクトルは

$$\pi(\gamma) = \pi_0 \gamma^{-\alpha} d\gamma \quad (\alpha : 2.6 \sim 2.7, \gamma = E_\pi/M_\pi) \quad (2.15)$$

とかける。

- 本実験で観測する μ^+ 粒子のエネルギーを 1GeV 付近とすると、その生成元の π^+ 粒子は 1GeV より高いエネルギーをもつ。その π^+ 粒子のエネルギーは上向きに偏極する場合は 1.0GeV 、下向きに偏極する場合は 1.8GeV である。
- 1GeV より高いエネルギーの π^+ 粒子の強度は、エネルギーが高くなるにつれて小さくなる。
- したがって上向きに偏極している μ^+ 粒子の生成元の π^+ 粒子の強度の方が大きいため、 μ^+ 粒子は上向きに偏極している。

2.3.3 μ^+ 粒子の偏極度

μ^+ 粒子の偏極度 P_0 は

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

と表すことができる。ただし垂直上向きを正と定義した。ここで E, P は実験室系での μ^+ 粒子のエネルギーと運動量、 E^*, P^* は π^+ 粒子の静止系での崩壊後の μ^+ 粒子のエネルギーと運動量である。 $\alpha = 2.7, \beta \approx 1, \beta^* = 0.271$ として計算すると、 $P_0 = 0.24$ となる。また、 K^+ 粒子の崩壊によって生じる μ^+ 粒子があることや、地表に到達するまでのクーロン散乱を考慮すると偏極度 P_0 の予想値は $P_0 = 0.26$ となる。この値はスピンの上向きの μ^+ 粒子とスピンの下向きの μ^+ 粒子の比がおおよそ 6 : 4 であることを示している。

2.4 μ 粒子の崩壊様式

μ^+ 粒子の寿命は 2197sec であることがわかっており、崩壊のほぼ 100 % は

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

が占めている。

この崩壊で放出される e^+ のエネルギー・角度分布は電弱相互作用により

$$R(\theta, \epsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192\pi^3} 2\epsilon^2 [3 - 2\epsilon - (1 - 2\epsilon)\cos\theta] d\epsilon \sin\theta d\theta \quad (2.16)$$

(θ は μ^+ 粒子のスピンの方向と e^+ の運動方向のなす角、 ϵ は e^+ の運動エネルギー / e^+ の運動エネルギーの最大値) と表される。

ここで θ 成分について 0 ~ π まで積分すると

$$R(\epsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192\pi^3} 2\epsilon^2 (3 - 2\epsilon) d\epsilon \quad (2.17)$$

となるので、エネルギー分布は Fig.2.5 のようになる。

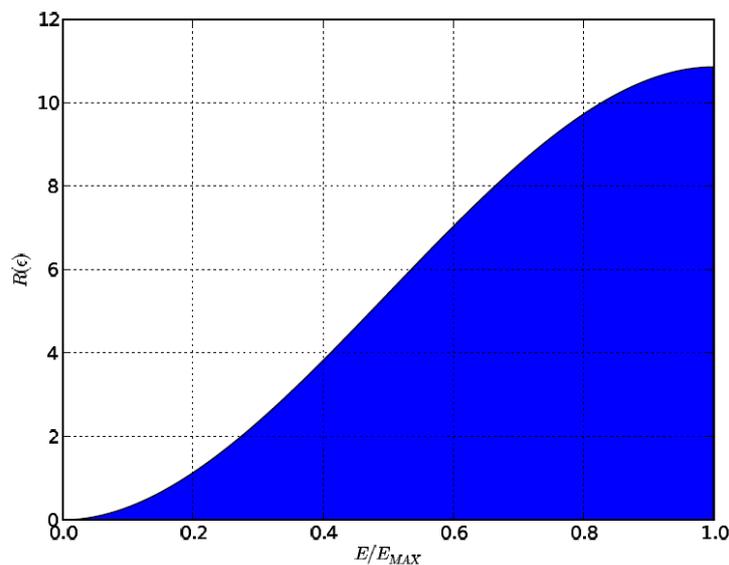


Fig.2.5 e^+ のエネルギー分布

したがって、この崩壊での e^+ の運動量は最大値である約 53MeV (μ^+ 粒子の静止質量の半分) 付近により多く分布する。

e^+ の運動量が最大値をとるとき、 μ^+ 粒子の崩壊での e^+ と μ^+ 粒子の方向はスピン保存則から Fig.2.6 のように表される。また、Fig.2.7 のような崩壊は禁止されている。

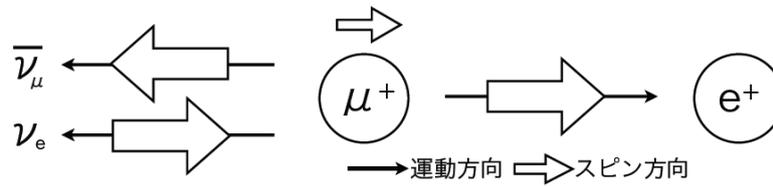


Fig.2.6 μ^+ 粒子の崩壊

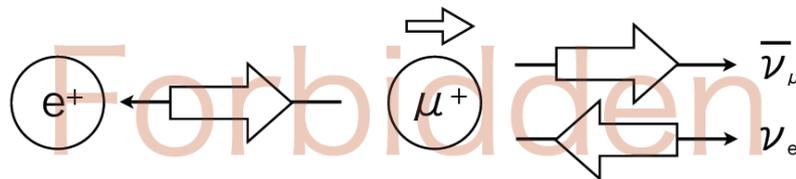


Fig.2.7 μ^+ 粒子の崩壊

弱い相互作用において粒子はカイラリティー左巻き (反粒子はカイラリティー右巻き) をもち、粒子が高速だとカイラリティーはヘリシティーに一致する。 μ^+ 粒子の崩壊の場合、 μ^+ 粒子の質量に比べて ν や e^+ の静止質量が小さいので放出される粒子はほぼ高速になる。このことから、Fig.2.7 のような e^+ のヘリシティーが左巻きになるような反応は起こらない。

以上のことから、 e^+ はほぼ μ^+ 粒子のスピンの方向に放出され、 $\epsilon = 1$ のときの e^+ の角度分布は (2.18) のようになる。

$$R(\theta, 1) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{96\pi^3} (1 + \cos\theta) \sin\theta d\theta \quad (2.18)$$

3 実験装置

本実験では磁場中の μ 粒子のラーモア歳差運動の振動数から g 値を決定する。歳差運動の振動数を求めるに当たり、前述の理論的背景から以下の性質を用いる。

- μ^+ 粒子のスピンは偏極しており、粒子の運動方向と反対向きのスピンを持ちやすい。
- μ^+ 粒子が崩壊するときに生成された陽電子は、崩壊前の μ^+ 粒子のスピンの方向に出る。
- μ 粒子は一定の磁場中においては常に同じ周期で歳差運動する。

これらの性質を考慮し、 μ 粒子とその崩壊による電子を検出するためにプラスチックシンチレーターと光電子増倍管 (PMT) を用いた。また μ 粒子を装置内で静止させるためにアルミ板を用い、Fig.3.1 の様にプラスチックシンチレーターと交互に組み上げた。これにより μ 粒子の静止位置や電子の崩壊した方向が検出可能となる。水平方向に積み上げることで特に上下の崩壊信号を検出しやすい構造にした。

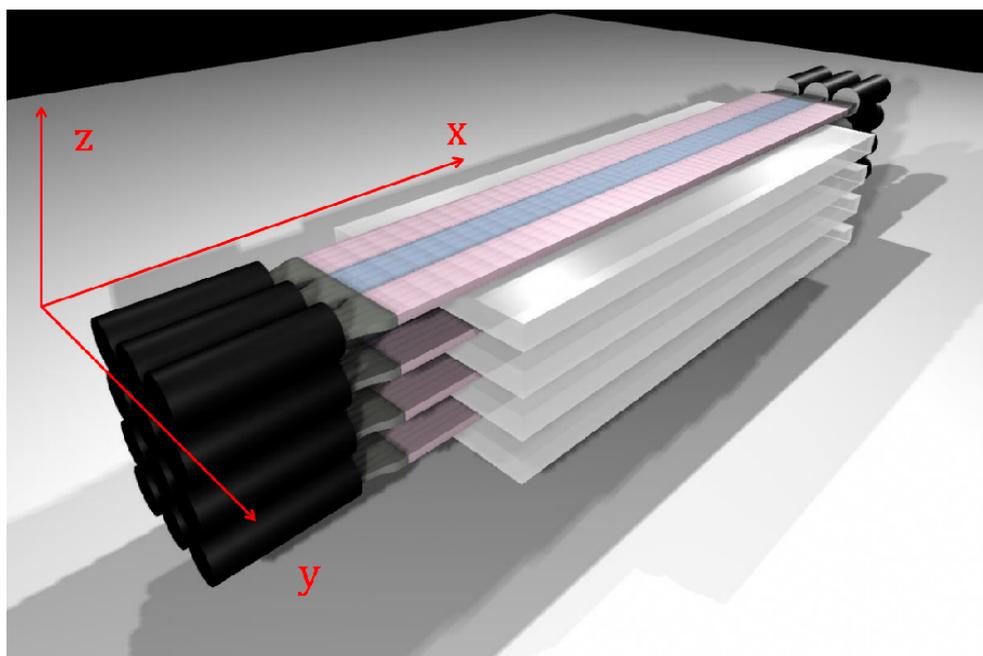


Fig.3.1 各部品の配置略図 ピンク・青はプラスチックシンチレーター、白はアルミ板、黒は光電子増倍管を表している。また、各座標軸を図のように設定した。

さらにこれら検出部の上方には、2本の trigger 用シンチレーターを設置する。これにより装置中央付近に入射する μ 粒子のみ観測することが可能となる。シンチレーターとアルミ板の位置関係を Fig.3.2 に示す。また歳差運動を観測するために、検出部には一定磁場を水平方向にかける。磁場は、検出部をコイルで覆うことにより発生させる。

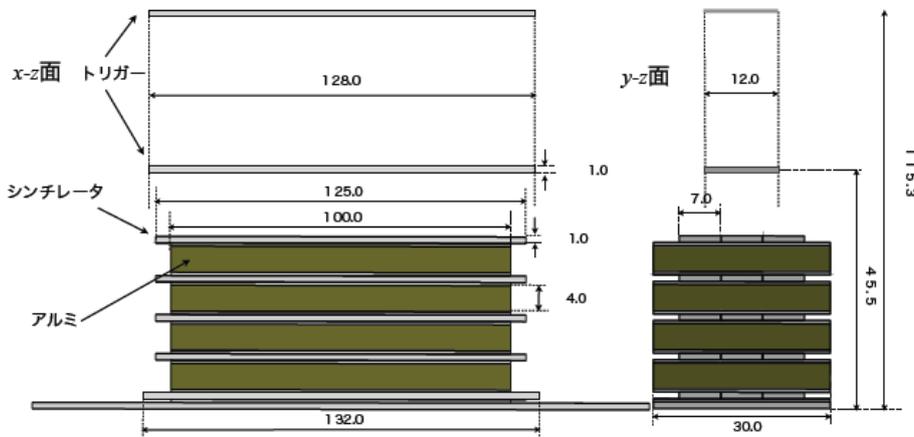


Fig.3.2 シンチレーターとアルミ板の位置関係（単位は cm。x - z 平面ではアルミ板とシンチレーターを交互に 5 層積み重ねた。y - z 平面ではシンチレーターを水平方向に 3 枚並べた。）

3.1 今年度の改良点について

本実験は昨年度から続く実験である。以下の小節で述べる点を改良することによって昨年度の実験よりも精度の良い結果を出すことを目的とする。まず昨年度の実験から得られた g 値の結果を示す。

$$g = 2.00 \pm 0.05 \pm 0.18$$

1 つめの誤差は統計誤差、2 つめの誤差は磁場による誤差である。

3.1.1 磁場の均一性

磁場の均一性を向上させることにより振動数 ω を安定させることを考える。昨年度の実験では磁場をかけるためのコイルを Fig.3.3 のように分割し、コイルの隙間に支え棒を差し込み装置を下から支えていた。これは装置の総重量が約 200kg と重いため、装置の強度を保つための策であった。結果としてコイルの隙間で磁場が不均一な部分があったため、今年度は磁場がより一様となるようにコイルの隙間をなくす工夫を施す。

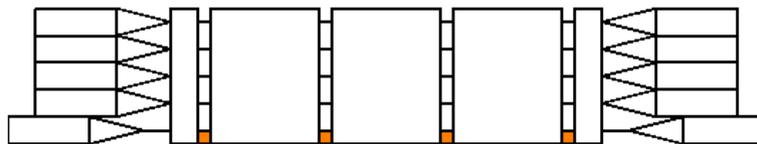


Fig.3.3 昨年度の実験装置概観（着色部分は支え棒を表している。）

具体的には Fig.3.4 のように検出部を横から別のアルミ板で支える。コイルの隙間をなくすために支え棒を外すと、装置自身の重さによってコイル中央部で約 6.1mm のたわみが測定された。たわみを 1mm 以内に

収めるにはアルミ板の厚みをいくらにすればよいか式 (3.1) を用いて求めた。

$$\delta = \frac{5QL^3}{384EI} \quad (3.1)$$

(Q : 装置の重さ L : 長さ E : 縦弾性係数 I : 慣性モーメント)

計算の結果アルミ板の厚さは 1mm あれば十分という結果を得たが、ネジで支えられるようにするため 5mm の厚さのアルミ板を設計した。補強用のアルミ板を取り付けた様子を Fig.3.5 に示す。補強の結果、コイル中央部のたわみは約 1.5mm になり、支え棒がなくても装置の強度を保つことができるようになった。

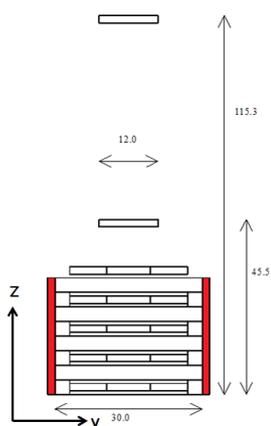


Fig.3.4 補強用アルミ板の位置 赤色で着色した部分が補強用のアルミ板 (260 × 1000 × 5 mm) である。

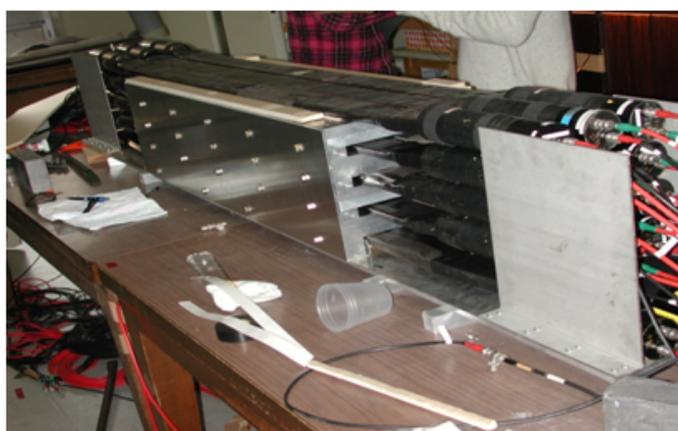


Fig.3.5 補強用アルミ板を取り付けた様子

3.1.2 粒子の飛来位置の特定

2本の trigger 用シンチレータを用いて粒子の飛来位置を特定し、不要なイベントを排除することによって解析の精度向上を目指す。具体的にはコイルの端に μ 粒子が飛来した場合、磁場が不均一であるため解析に使用しないこととする。磁場を使用するコイルの範囲と粒子の飛来位置特定方法についての詳細は後述する。

3.2 検出原理

本実験では Fig.3.7 のように 3 種類の大きさのプラスチックシンチレータ を用い、trigger 用、検出用にこれを使用した。

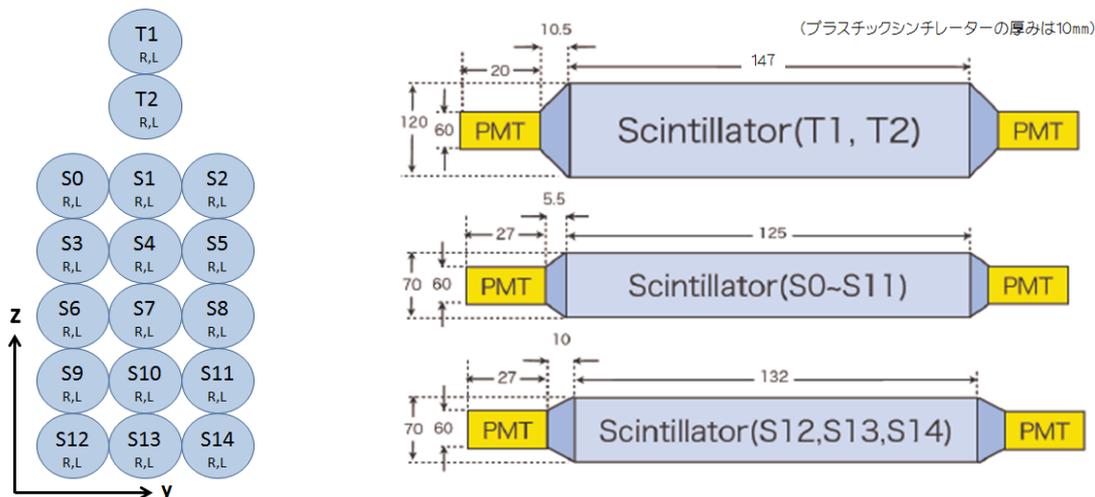


Fig.3.7 シンチレータ と P M T の寸法 PMT は R329(Hamamatsu)

Fig.3.6 シンチレータ 番号の定義 を使用。

これらのシンチレータ の表面を、光が漏れないよう黒い紙と遮光テープで覆う。

Fig.3.6 についてだが、R,L という添字はシンチレータの左右 (R と L) の読み出しという意味である。この左右の信号はコインシデンスを取られるので、コインシデンスを取った後の信号を添字を取って T1,T2,S0 ~ S14 とする。

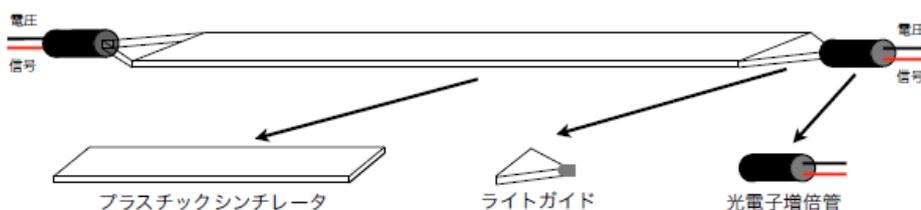


Fig.3.8 シンチレータ 、ライトガイド、P M T

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 物質中の電子と電氣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。この光がライトガイドを通して光電子増倍管に入射する。

光電子増倍管に入射した光は入射窓を通過して光電面に当たり、光電効果によって金属内部の電子をはじき出す。光電子増倍管内には高電圧をかけることにより強い電場が作られており、電子は加速されて1段目のダイオードに衝突する。ダイオードに衝突した電子は加速で得たエネルギーを使いダイオード内で次々と二次電子を生じさせる。二次電子もさらに電場によって加速され、次の段のダイオードに衝突し新たな二次電子群を

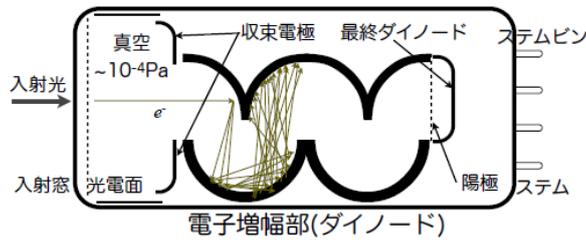


Fig.3.9 光電子増倍管 (PMT) 動作原理の概念図

発生させる。これを繰り返し、最後まで到達した電子群が電流として外部に読み出される。

光電子増倍管に与える高電圧の大きさは、以下に述べる手順で決定した。まずベータ線源 (Sr90) をシンチレーターの中央に置き、両端のパルス信号をオシロスコープで観測した。その信号がほぼ同じ波高となるように電圧を調整し、これを全てのシンチレーターで行なった。各 PMT に与えた電圧値は巻末の付録 2 に示す。

3.3 シンチレーターからの信号の読み出し

シンチレーターを通過した μ 粒子は前述のように電流として信号が読み出され、両側の PMT を通じてパルス信号として送られる。この信号はまずディスクリミネータに入り、1つのシンチレーターの両側の信号でまずコインシデンスを取られる。これを1つのシンチレーターからの信号として扱い、この信号を trigger 条件等に用いる。各機器についての説明を以下に述べる。

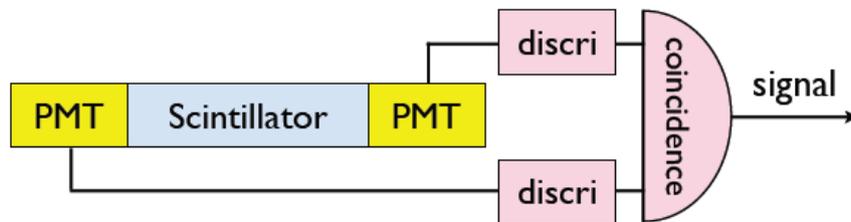


Fig.3.10 粒子の信号の概念図

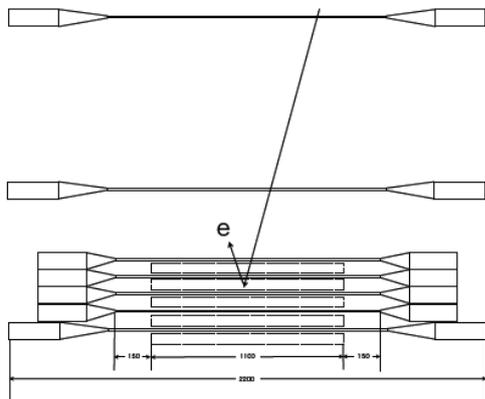
ディスクリミネータ 波高分光器。アナログ入力信号がある閾値 (threshold) 以上の場合に論理信号を出力。

コインシデンス 複数の入力論理信号が同時にある場合、ある論理信号を出力。

ゲートジェネレータ 入力論理信号について設定した遅延時間 (delay) や幅 (width) をもつ論理信号を出力。

3.4 trigger 条件

本実験では Fig.3.11 のようにアルミ板で μ 粒子を静止させ、その崩壊電子を観測する。宇宙線は絶えず降り注いでおり、アルミ板で静止せずに通過していく μ 粒子も大量に存在する。そのためアルミ板で静止した μ 粒子を効率よく観測するための trigger 条件を設ける必要がある。



具体的には、検出用シンチレータ S12,S13,S14 からの信号の反転の OR と trigger シンチレータ T1,T2 からの信号と AND を取ったものである

$$T1 \cdot T2 \cdot \overline{(S12 + S13 + S14)}$$

を trigger 信号と定義する。これを Stop 信号として TMC に送る。

Fig.3.11 trigger 条件を満たすイベントの例

3.5 データの流れ

本実験について、 μ 粒子の通過からの信号の流れを Fig.3.12 に示す。

trigger 用シンチレータ の信号を用いて μ 粒子の飛来位置を決定する。本実験では以下に示す 2 通りの情報

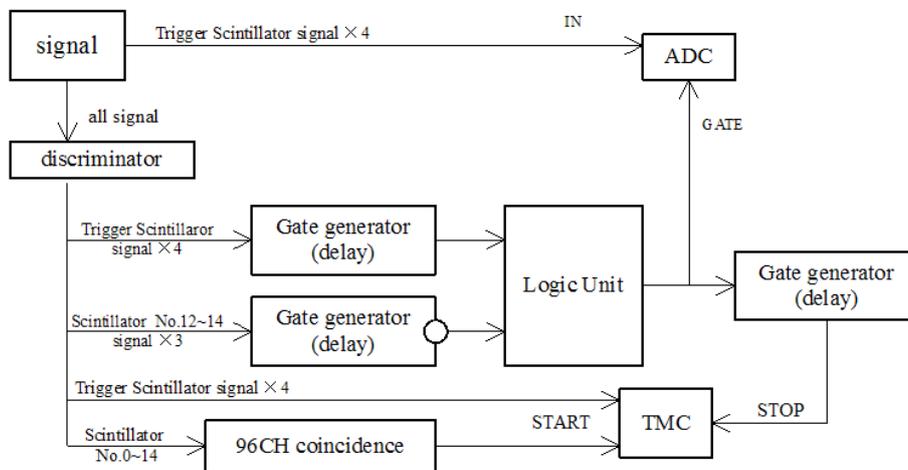


Fig.3.12 データの流れの概念図

を用いて位置決定を試みる。

- シンチレータ の両端の各時間情報
- シンチレータ の両端の各光量

まず trigger 用シンチレータについては P M T から出力されたパルス信号を 2 つに分け、一方はディスクリミネータを通しシンチレータ の両側でコインシデンスを取る。これは trigger 条件に用いるための信号である。もう一方のパルス信号は直接 A D C に繋ぎ、光量を読み出せるようにした。さらに trigger 用シンチレータの各チャンネルでの時間情報も読み出せるよう回路を増設した。これらを用いた位置決定の具体的な方法

は後述する。

コインシデンスを取った trigger 用シンチレータの信号と検出用シンチレータの最下層 (CH No.12,13,14) が trigger 信号として利用されるため Gate generator によりそれぞれ delay と論理反転を施される。この後 2 つの信号が Logic Unit で 1 つの trigger 信号として Stop 信号に利用される。

また読み出された信号は Stop 信号、Gate 信号をそれぞれ受け取り Linux PC に送られる。

3.5.1 データ収集システム

本実験ではデータ収集システムに TMC を用いた。その概念図を Fig.3.13 に示す。

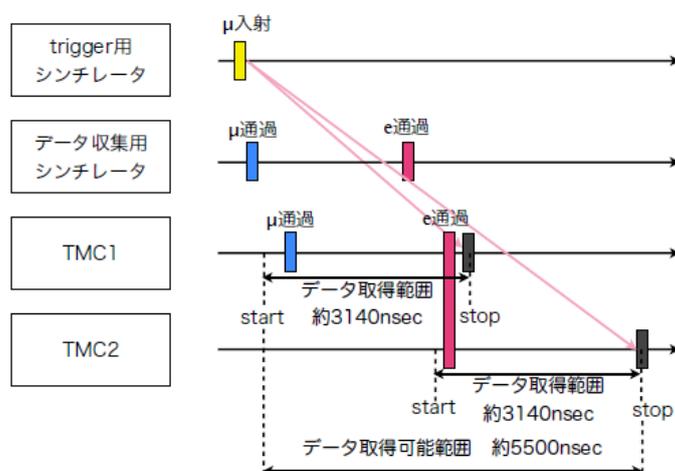


Fig.3.13 データ収集システムの概念図

まず μ 粒子が trigger 用シンチレータを通過し、その情報が trigger signal となる、これに約 3140 nsec の delay をかけたものが stop 信号となる。この stop 信号から約 3200 nsec さかのぼって TMC のメモリから時間情報を出力する。1 つの TMC モジュールでは最大でも約 3200 nsec しか崩壊信号を捕らえることができないので昨年度に引き続き 2 つの TMC を用いた。具体的には TMC1 と TMC2 の stop 信号について delay をかけ、共通部分の幅 (約 2400 ~ 2600 nsec の範囲) を持たせることで約 3200 nsec 以上の信号も捕らえることにした。これにより、最大で約 5500 nsec (μ^+ 粒子の全崩壊数の 90 %) まで崩壊信号が観測できるようになった。

3.5.2 TMC

Time Memory Cell の略で、高エネルギー物理学実験用に KEK で開発された 32ch の VME モジュールの TDC(Time to Digital Converter) のひとつである。時間分解能は約 250 psec で、最大約 3200 nsec までの時間情報をデジタル信号に変換することが可能で、また最小カウントは 0.78 nsec/bit である。

3.6 コイル

ラーモア歳差運動を観測するためにコイルを用いて水平方向に磁場をかける。実験装置とコイルの配置は Fig.3.14 の通りである。前述のように検出部をアルミ板で補強しているため、コイルを隙間なく配置することが可能となった。

コイルの材質は銅線を用いた。銅は抵抗率が低く、非磁性体であり、柔軟で扱いやすいためである。コイ

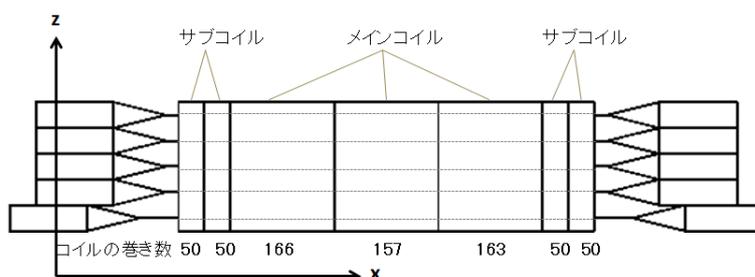


Fig.3.14 実験装置とコイルの配置図

ルは太さ 1.6mm の銅線を四角形筒状アクリルに巻いたものを使用した。コイルの巻き数に違いがあるのは、実際に手で巻いてコイルを作製したためである。

コイルの隙間を詰めて配置すると検出部の両端を覆いきれなくなったため、サブコイルを 20cm 追加した。サブコイルは磁場の均一性をはかるために設置している。追加したサブコイルの長さは、メインコイル内部での磁場が 95 % 以上の精度で均一になるようシミュレーションした結果を採用した。コイルの大きさは Fig.3.15 に示す。

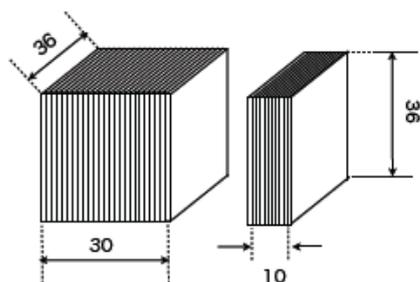


Fig.3.15 コイルの寸法 (単位は cm)

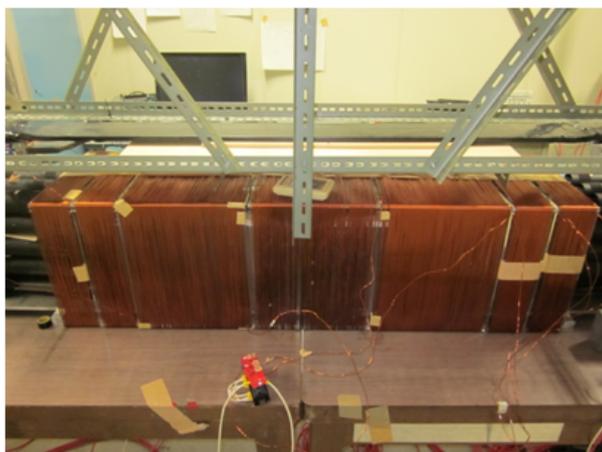


Fig.3.16 コイルで検出部を覆った様子

3.7 磁場

3.7.1 磁場計算

位置決定からデータを取捨選択する基準とするため磁場計算を行った。

まずラーモア歳差運動を起こすために必要な磁場を求める。 μ 粒子の平均寿命 2197[nsec] の間に一周期分の歳差運動が起こるように磁場の強さを定めたい。このときの歳差の振動数 ω は

$$\omega \geq \frac{2\pi}{2197 \times 10^{-9}} \simeq 4.55 \times 10^5$$

となるので、前述の式 (2.14) より必要な磁束密度 B は

$$B \geq \frac{2m_{\mu}\omega}{ge} \simeq 3.35 \times 10^{-3}$$

である。本実験でメインコイル、サブコイルに流した電流はそれぞれ 11[A], 8[A] である。

本実験と前年度の実験での磁場計算と実測値の分布図を Fig.3.17 から Fig.3.22 に示す。



Fig.3.17 今年度の xz 面での磁場の計算値の分布

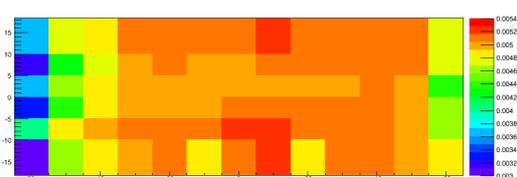


Fig.3.18 今年度の xz 面での磁場の実測値の分布

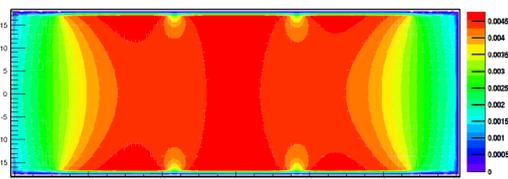


Fig.3.19 去年度の xz 面での磁場の計算値の分布

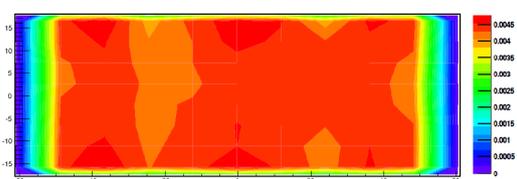


Fig.3.20 去年度の xz 面での磁場の実測値の分布

今年度の計算値に対する実測値の百分率での比較を Fig.3.23 に示す。

磁場の計算値と実測値を比較すると実測値のほうが全体的に低い。この理由としては

- コイル内にアクリルの枠があるために磁場が弱まった。
- 導線に発生するジュール熱のため
- 導線のまき方が均一でない

などの理由が考えられる。

$x-z$ 平面、 $y-z$ 平面の測定結果を個別に見ていくと、 $x-z$ 平面では x 方向（横方向）の両端での非対称性が見て取れる。これは測定機器の都合上一人がコイルの一方の端から中心に測り、もう一人がコイルの別の端から中心に測るという方法をとったために、コイルの端での測り方が微妙に違ったために生じたと思われる。

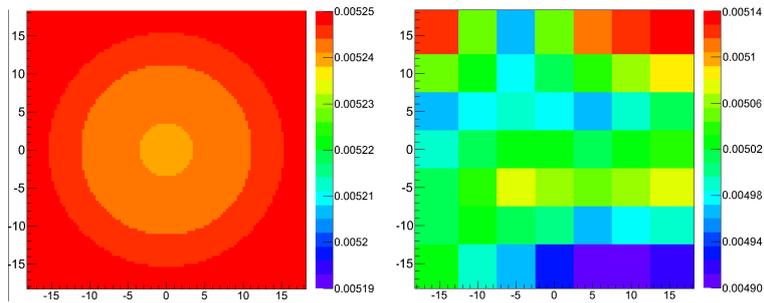


Fig.3.21 今年度の yz 面での磁場分布

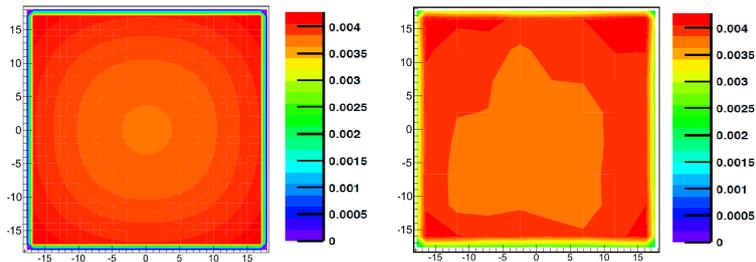


Fig.3.22 去年度の yz 面での磁場分布

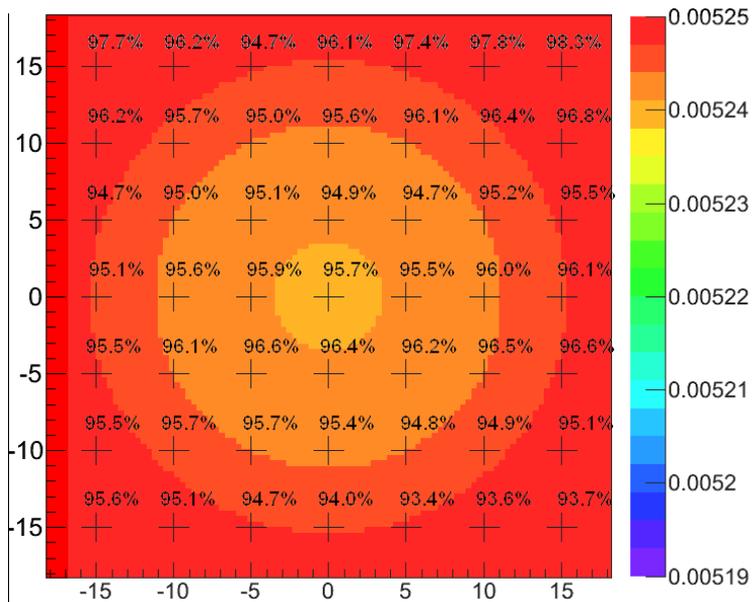


Fig.3.23 計算値に対する実測値の比

一方、 $y-z$ 平面では z 方向（縦方向）の両端での非対称性が見て取れる。これは測定機器がたわんだため上端では導線から離れて磁場が強くなり、下端では導線に近づいて磁場が弱くなったために、図のような測定結果になったと考えられる。

3.7.2 計算結果を使った利用するデータ範囲の決定

本実験では中心の磁場の95%の磁場の範囲内で崩壊したデータのみ利用すると決めた。Fig.3.24 は中心磁場に対する x 方向での磁場の割合である。

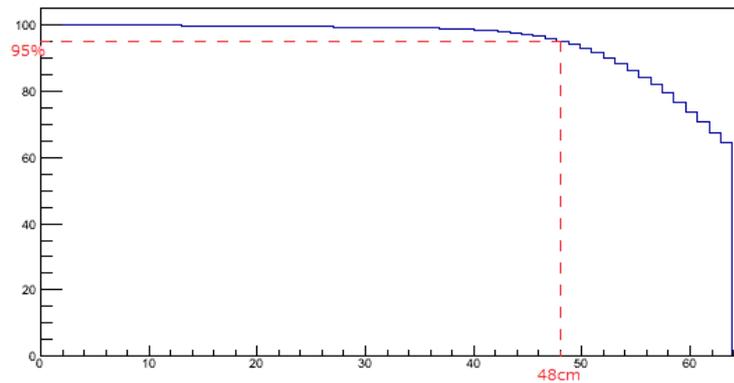


Fig.3.24 中心磁場に対する x 方向での磁場の割合

図から分かる通り、磁場計算から磁場が95%となるのは、中心から48cmの位置である。

4 トリガーシンチレータの情報による x 軸成分 (東西方向) の粒子の飛来位置特定

4.1 位置特定の必要性と特定方法

コイルが作る磁場の方向の成分 (x 軸成分) について考える。 μ 粒子の磁気能率測定はコイル内に飛んできた粒子を対象に行うが、その中でもコイルの端に飛んできた粒子によるイベントは磁場が不均一であるから、 g 因子の解析においてはこのようなイベントを使わないようにする (Fig.4.1 参照)。

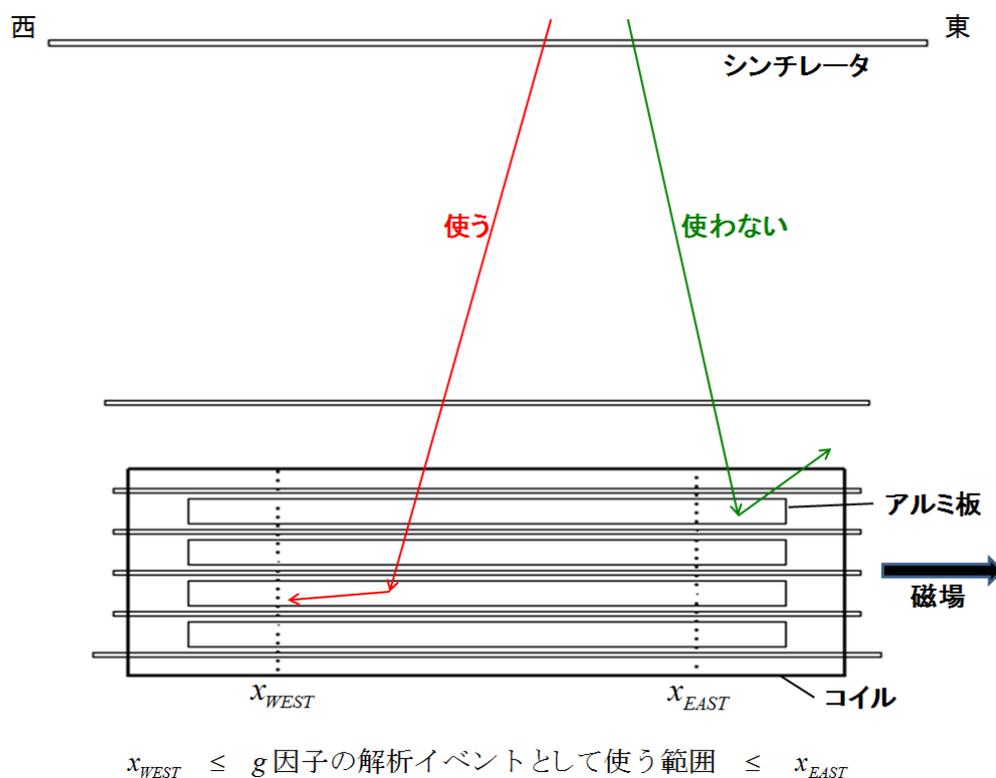


Fig.4.1 イベントとして使う範囲を表した図。図中の点線の外で観測されたものは解析するイベントとして使わない。

解析に使うイベントと使わないイベントを判断するためには、装置のどの位置に粒子が飛んできたかを知る必要がある。例えば、装置上部の2本のトリガーシンチレータにおいてそれぞれどの位置に粒子が飛んできたかを特定できれば、その粒子の入射位置と進む方向がわかり、コイル内のどこを通ったかを知ることができる。本実験では、各トリガーシンチレータにおいて粒子が飛んできた位置を次の2種類の方法から求めた。

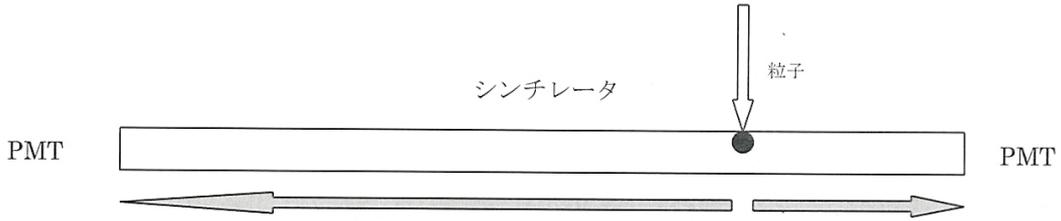


Fig.4.2 シンチレータ光が PMT で検出される過程を表した概念図

1. トリガーシンチレータの両端の各 PMT に信号が到達するまでの時間差の測定 (Fig.4.2 参照)

粒子がシンチレータに飛んできた時に発するシンチレータ光がシンチレータの両端に接続されている PMT に届いた時間を測定し、東西での時間差を求める。この時間差は粒子が飛んできた位置によって異なるはずだから、時間差を測定すれば飛来位置を特定できる。

2. トリガーシンチレータの両端の各 PMT で検出されたシンチレータ光の光量の比 [電荷比] の測定 (Fig.4.2 参照)

飛んできた粒子の位置によって東西の PMT で検出されるシンチレータ光の光量に違いが出る。飛来位置が PMT に近いほど検出される光量が大きくなり、遠いほど小さくなる。この光量の違いから位置を特定できる。光量の大きさは ADC で測定された電荷の大きさで表す。東西で電荷の大きさの比をとって飛来位置との関係を求める。

4.2 時間差と電荷比の測定方法

時間差と電荷比の位置依存性を測定する方法を Fig.4.3 を用いて説明する。

宇宙線はランダムな位置に降ってくるから、線源 (Sr) を用いてイベントが起こる位置を固定させる。線源を置いた位置の真下にシンチレータを挿入して、東西の PMT と、挿入したシンチレータに接続されている PMT の 3 つの coincidence をとることで位置情報を固定し、シンチレータ光が西側の PMT に到達した時間と東側の PMT に到達した時間の差と、ADC で測定された電荷の大きさを測る。これを図のように東西対称に 10 cm 間隔で行い、上下両方のトリガーシンチレータについて同様に測定した。上側は 15 箇所、下側は 12 箇所測定し、いずれも 10000 events のデータをとった。

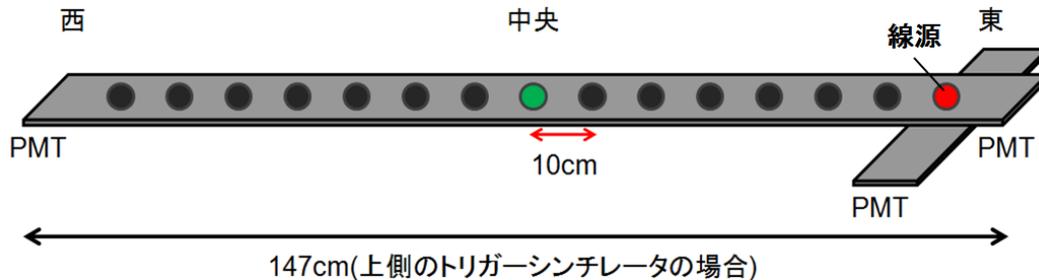


Fig.4.3 時間差と電荷比の測定方法

4.3 位置と時間差の関係

上側のトリガーシンチレータにおいて実際に測定した時間差の例を Fig.4.4 で示した。

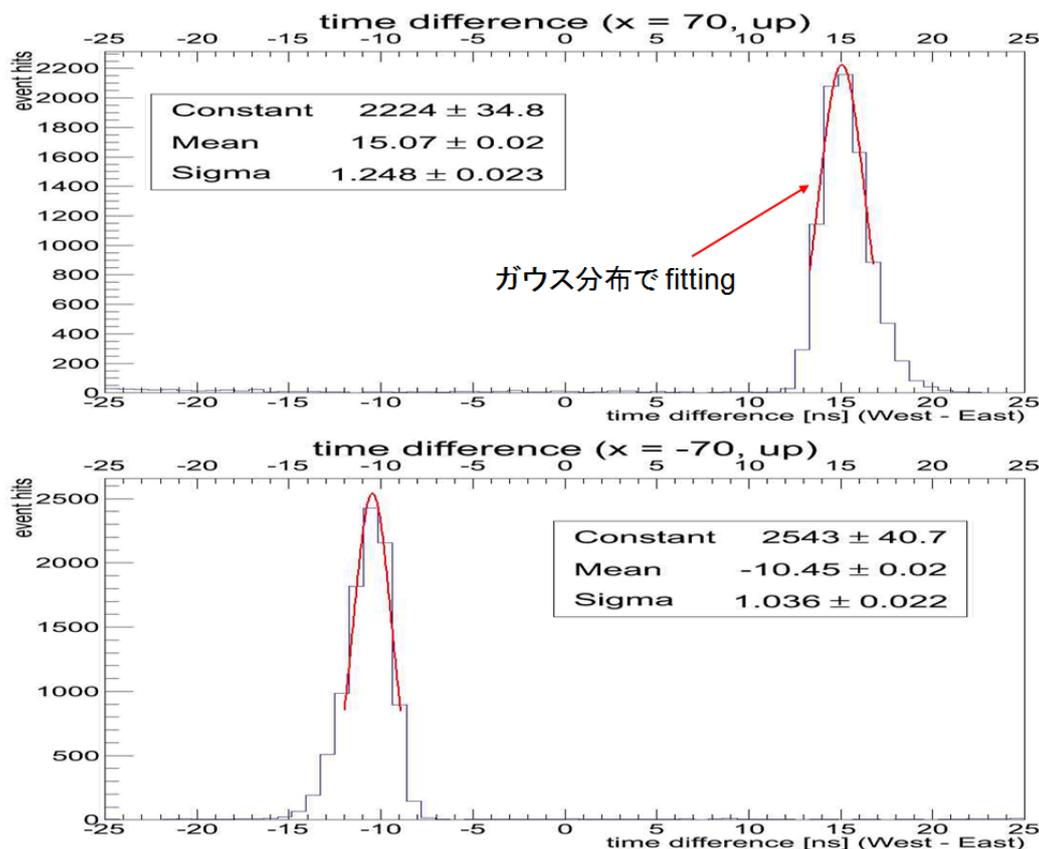


Fig.4.4 上側のトリガーシンチレータに線源を置いた時の時間差の例

図の上側のヒストグラムは中央から東に 70 cm の位置に線源を置いた時の時間差を表しており、下側のヒストグラムは中央から西に 70 cm の位置に線源を置いた時の時間差を表している。ここで、中央から東側の位置を正とし、西側の位置を負としている (以降も同様)。縦軸はイベント数、横軸は時間差である。時間差はシンチレータ光が西側の PMT に到達した時間から東側の PMT に到達した時間を差し引いたものを表している。また、上側のトリガーシンチレータの長さが 147 cm であることから、時間差は $-25 \sim 25$ [nsec] になっていることがわかる。

Fig.4.4 においてピーク付近をガウシアンで Fitting し、ガウス分布の平均値をその位置での時間差とする。これを、測定した全箇所と同様に行い、各位置でプロットをとり、位置と時間差の関係を表したものが Fig.4.5 である。

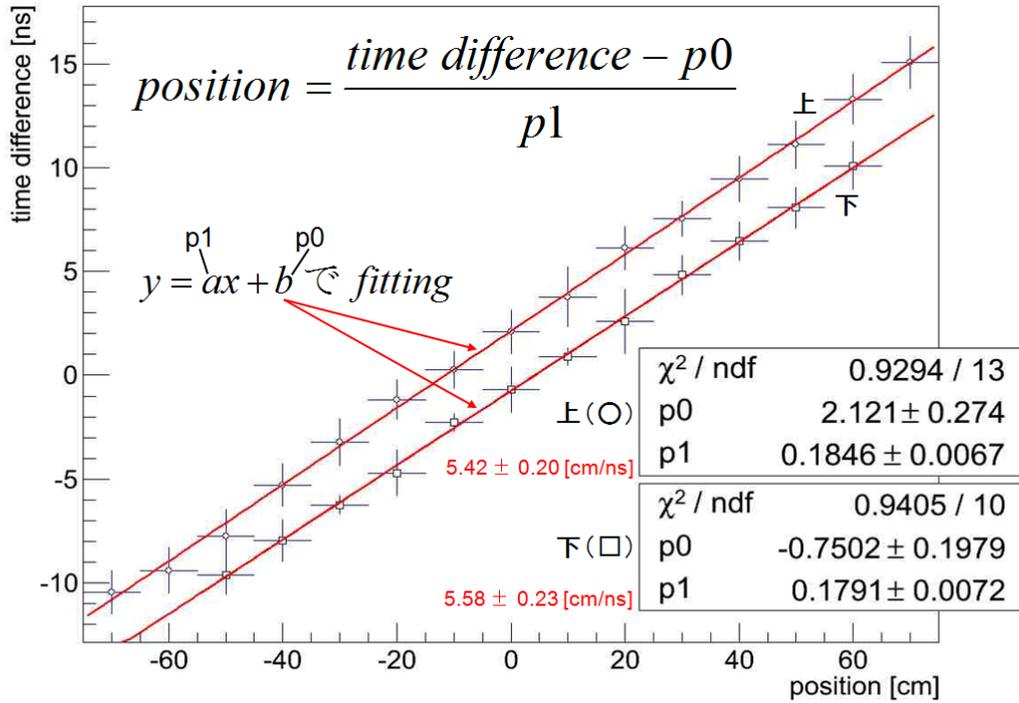


Fig.4.5 位置と時間差の関係

Fig.4.5 から、上側・下側の両方のトリガーシンチレータにおいて位置と時間差は一次関数の相関があることがわかる。その傾きは両シンチレータで差が小さく、時間差 1 ns あたりの位置変動は、上のトリガーシンチレータで 5.42 ± 0.20 [cm/ns]、下のトリガーシンチレータで 5.56 ± 0.23 [cm/ns] となっており、ほぼ一致している。よって、この測定結果を用いて位置特定を行うことに妥当性が見込まれる。

位置と時間差の関係式は、上側・下側のトリガーシンチレータでそれぞれ

$$x_{UP} \simeq \frac{T_{UP} - 2.12}{0.185} \quad [cm] \quad (4.1)$$

$$x_{DOWN} \simeq \frac{T_{DOWN} + 0.750}{0.179} \quad [cm] \quad (4.2)$$

となる。ここで、 x_{UP} , x_{DOWN} はトリガーシンチレータ上で粒子が飛んできた位置であり、 T_{UP} , T_{DOWN} は時間差である。

4.4 位置と電荷比の関係

次に位置と電荷比の関係について述べる。上側のトリガーシンチレータにおいて実際に測定した電荷比の例を Fig.4.6 で示した。

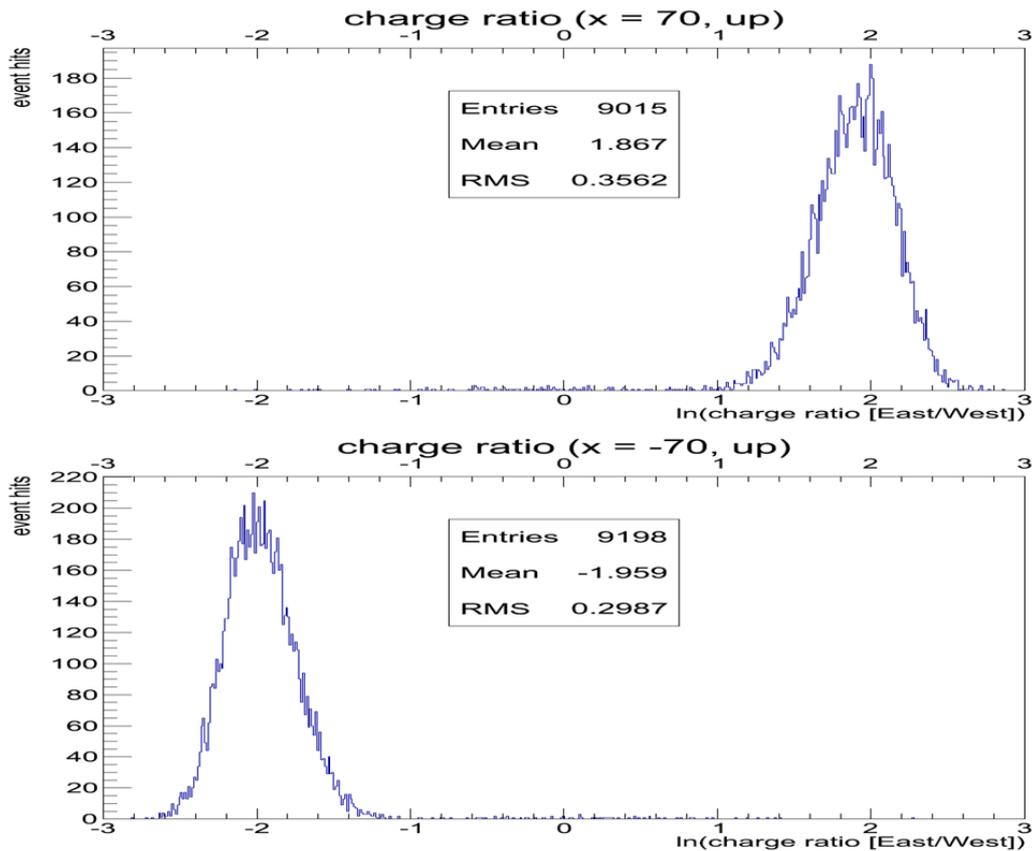


Fig.4.6 上側のトリガーシンチレータに線源を置いた時の電荷比の例

図の上側のヒストグラムは中央から東に 70 cm の位置に線源を置いた時の電荷比を表しており、下側のヒストグラムは中央から西に 70 cm の位置に線源を置いた時の電荷比を表している。縦軸はイベント数、横軸は電荷比に自然対数をとったものである。電荷比は西側で検出された電荷の大きさを分母、東側で検出された電荷の大きさを分子にとって表している。

Fig.4.6 でそれぞれのヒストグラムについて平均値をとり、その位置での電荷比とする。これを、測定した全箇所で行い、各位置でプロットをとり、位置と電荷比の関係を表したものが Fig.4.7 である。

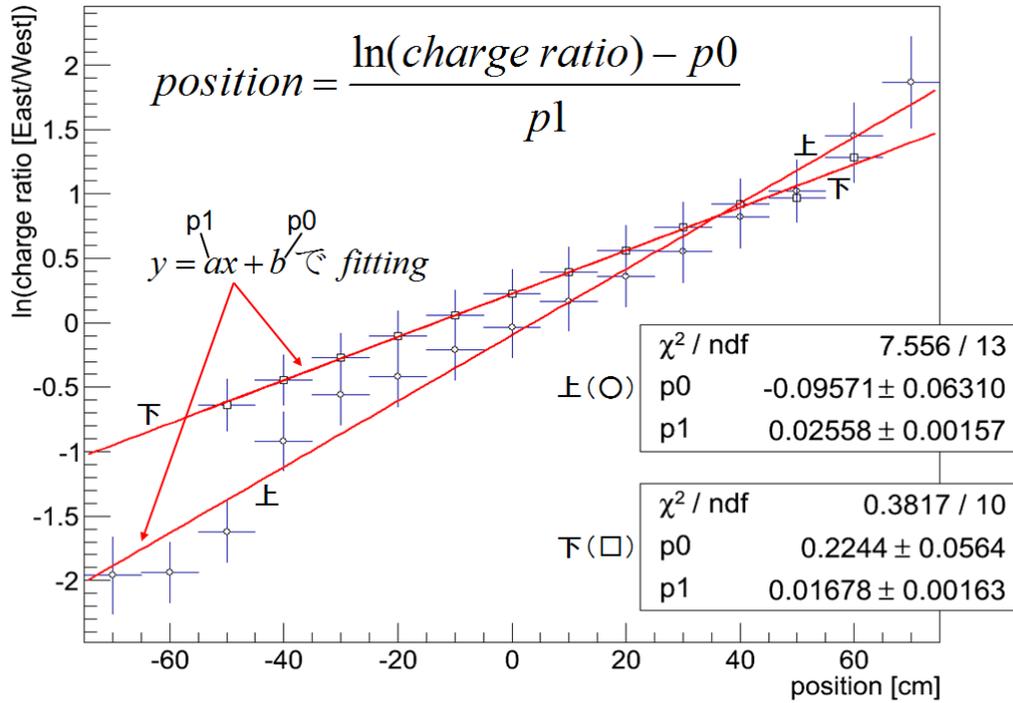


Fig.4.7 位置と電荷比の関係

Fig.4.7 から、上側・下側の両方のトリガーシンチレータにおいて位置と自然対数をとった電荷比はおおよそ一次関数の相関があることがわかる。しかし、上下のトリガーシンチレータで直線の傾きが大きく異なっており、上側のトリガーシンチレータにおいては、測定値と直線があまりフィットしていない。特に、中央から離れた位置ではその傾向が強い。よって、この測定結果を用いて位置特定を行うことに妥当性は期待できない。

位置と電荷比の関係式は、上側・下側のトリガーシンチレータでそれぞれ

$$x_{UP} \simeq \frac{\ln C_{UP} + 0.0957}{0.0256} \quad [cm] \quad (4.3)$$

$$x_{DOWN} \simeq \frac{\ln C_{DOWN} - 0.224}{0.0168} \quad [cm] \quad (4.4)$$

となる。ここで、 C_{UP} , C_{DOWN} は電荷比である。

μ 粒子の解析では、式 (4.1), (4.2) または式 (4.3), (4.4) を用いる。時間差を利用した位置特定法と、電荷比を利用した位置特定法を比較して、 g 因子を求める際にはより位置分解能が良い方を使うようにする。

4.5 Fitting 関数の評価

前述のように求めた Fitting 関数の妥当性を調べるために、実データを用いて解析を行なった。 μ 粒子の通過した位置情報を調べるために、trigger 条件を

$$T1 \cdot T2 \cdot (S12 + S13 + S14)$$

に変更し、装置を突き抜けた event について解析を行った。使用したデータは以下の通りである。

- Total time 約 36 時間 (約 1 日間)
- Total event 約 10 万 event

まず取得した時間情報と光量 (電荷) 情報から、シンチレーターの両端の時間差と電荷比を求め前述の Fitting 関数を用いて位置情報に変換した。その結果を示したのが Fig.4.8 である。座標の設定は前節と同様にコイルの中心を原点とし、東向きを x 軸の正方向としている。

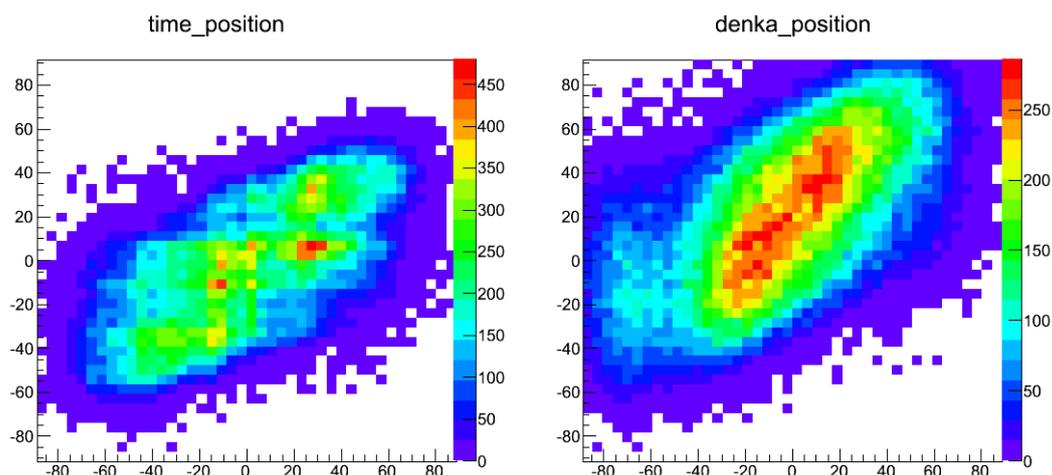


Fig.4.8 trigger 用シンチレーターにおける粒子の通過位置情報 (左の図が時間による解析結果、右の図が電荷比による解析結果を示している。縦軸は上の trigger 用シンチレータ、横軸は下の trigger 用シンチレータにおける位置を示している。

時間差、電荷比で位置の分布に同様の傾向が見られる。上の trigger 用シンチレータで通過した位置と下の trigger 用シンチレータで通過した位置は概ね同じような場所であることが分かる。これは天頂方向から真っ直ぐ降り注いでくる粒子が多いことを示しており、位置情報の測定は概ねうまくいっていると思われる。

そこで、検出部を構成する 5 層のシンチレーターのうち、1 番上の層 (これを本実験では step1 と呼んでいる) を通過する時の位置情報を予測し、実際のシンチレーターの位置内に収まっているかどうかを検証した。

その結果を Fig.4.9 と Fig.4.10 に示した。

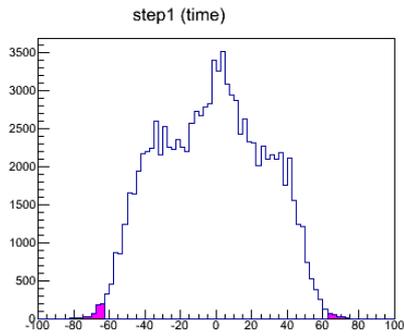


Fig.4.9 step1 での粒子の位置 (時間差による解析)

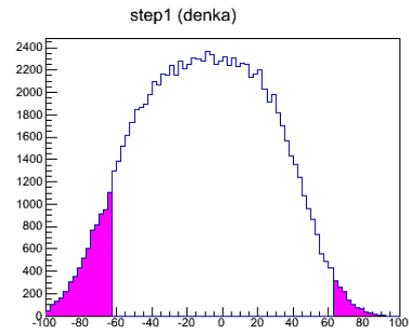


Fig.4.10 step1 での粒子の位置 (電荷比による解析)

実際のシンチレーターが存在する範囲は $-62.5 \leq x \leq 62.5$ であり、それ以外の範囲には着色を施している。時間差から予測した位置は殆ど実際のシンチレーターの位置内に収まっているが、電荷比から予測した位置は実際にはシンチレーターが存在しない範囲となっているものが多い。よって本実験の解析では、時間差による位置決定を採用し、これにより不要な event を排除することとした。

5 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、実データからは読み取れない値を決めている。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。この手法によれば解析的に解けない問題でも充分多くのシミュレーションを行うことにより、解を近似的に求めることができる。

5.1 Geant4

Geant4 は、素粒子が物質中で起こす複雑な振る舞いや反応を正確にシミュレーションするソフトウェアである。物理プロセスや検出器の構造、データ生成やその保存、視覚化等の多くのツールキットから構成されている。Geant4 のシミュレーションの構造は以下の通り。

- Primary Geant Action
粒子の種類、エネルギー分布、天頂角分布を定義する。
- Detector Construction
検出器の材質、形状などを定義する。
- Detector Parameter
検出器の位置情報を決定する。
- Physics List
シミュレーションで扱う粒子が起こす物理反応を定義する。
- Magfield
電磁場の分布を決定する。
- Sensor Hit/Sensor SD
物理反応に必要な変数を定義し、どの変数をアウトプットするかを決定する。
- Event Action/Run Action
Event/Run 内でのモンテカルロ法を行う。

次にシミュレーション内での粒子の反応にどのようにモンテカルロ法が適用されるかを説明する。

1. はじめに乱数を用いて起こるまでの距離を相互作用ごとに決定する。
2. 粒子が現在いる場所の物質を考慮して 1. で決定した距離を実際の距離に変換する。
3. 距離が最小である相互作用が起こりその距離だけ粒子が輸送される。
4. 輸送後に全ての作用から 3. の距離が引かれる。
5. 起こった相互作用に再度乱数が振られる。
6. 以降 2. ~ 5. を繰り返す。

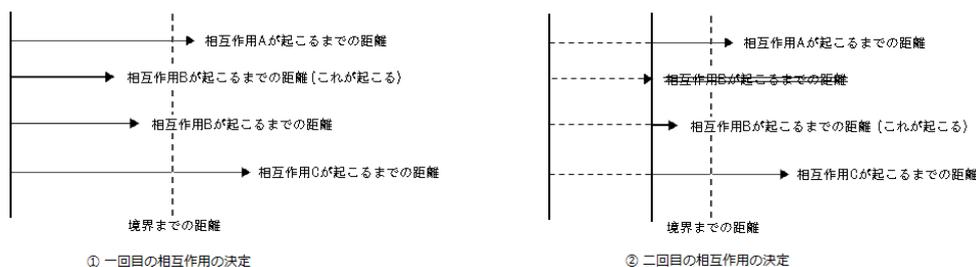


Fig.5.1 相互作用の概念図

二次粒子が生成された場合、輸送する距離が設定したしきい値よりも小さいなら輸送は行われない。輸送されない二次粒子のエネルギーは、生成された位置でのエネルギーロスとして扱われる。

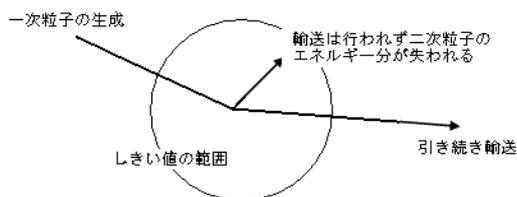


Fig.5.2 輸送の一例

以上のように粒子はエネルギーを失いながら輸送されていく。この過程は

1. 粒子の運動エネルギーが 0 になる。
2. 相互作用により粒子が消滅する。

3. 指定した空間の境界に到達する。

のいずれかの条件を満たすまで繰り返される。

5.2 本実験でのシミュレーション

シミュレーション中のパラメータを以下のように置いた。

- 宇宙線の生成比
 $\mu^+ : \mu^- = 1.28 : 1.00$
- 宇宙線の天頂角分布
 $\cos^2\theta$ に比例。
- μ^-, μ^+ 粒子の偏極度
 $P_{\mu^+} = -1, P_{\mu^-} = +1$
- 宇宙線のエネルギー分布
装置に届いた時点で、75~200[MeV] の範囲で一様分布と仮定。

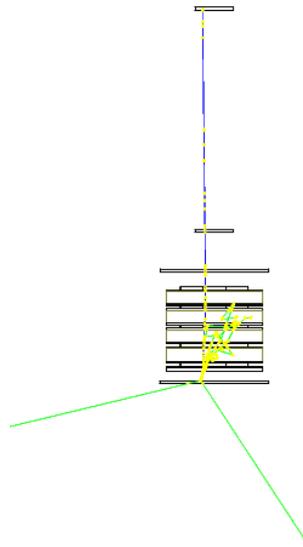


Fig.5.3 Event Display の一例

6 解析

6.1 崩壊の様子

はじめに、本実験での装置において μ^+ 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を Fig.6.1 を用いて説明する。

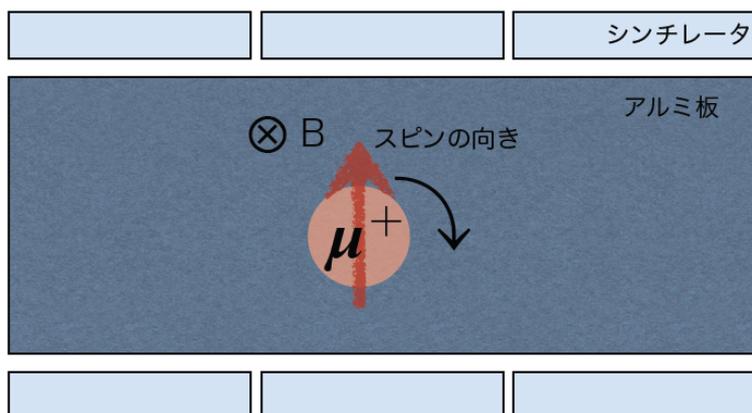


Fig.6.1 μ^+ 粒子の崩壊の様子

前述の μ^+ 粒子のスピンは上向きに偏極している。その後磁場によるラーモア歳差運動を行い、 μ^+ 粒子のスピンは Fig.6.1 の矢印の方向に回転する。そして崩壊により μ^+ 粒子のスピンの方向に e^+ が放出される。

予想される振動について述べる。まず μ 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 は時間経過で崩壊により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.6.2 の様なヒストグラムが予想される。

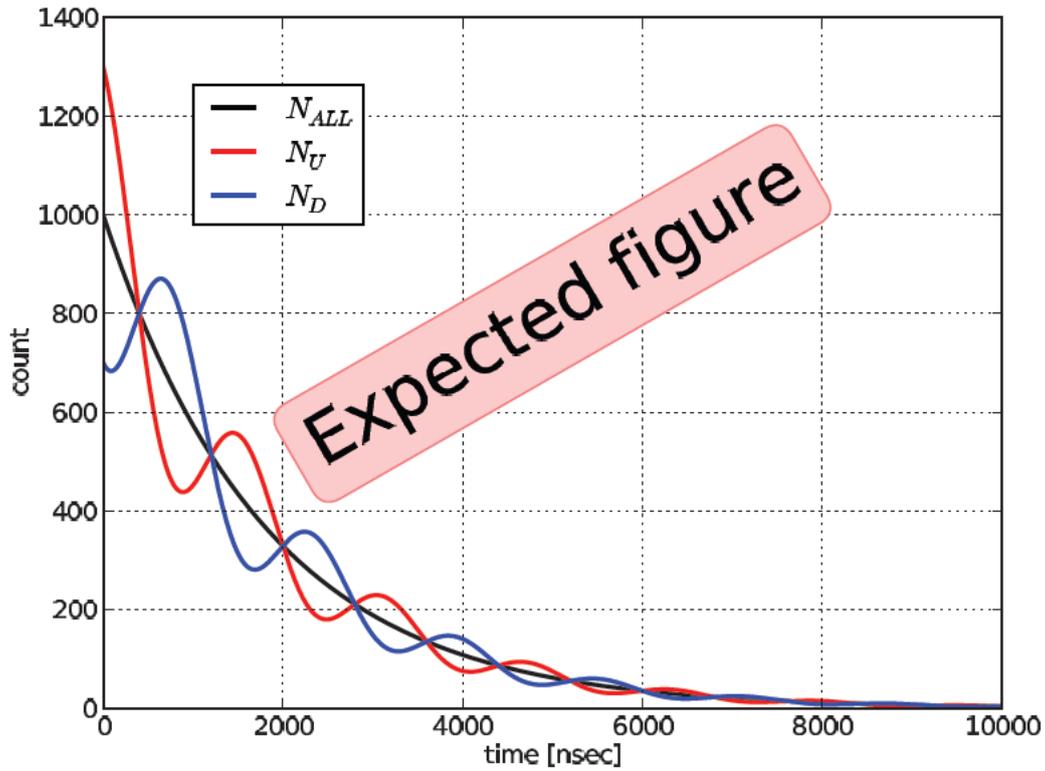


Fig.6.2 予想される N_{ALL}, N_U, N_D

Fig.6.2 の縦軸はイベント数、横軸が時間である。 N_U が time が 0 nsec 付近で多い理由は μ^+ 粒子のスピンは上向きに偏極しており、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。 N_D は逆の理由で time が 0 nsec 付近において少なくなる。

6.2 止まった位置

μ 粒子の Asymmetry を見るにはシンチレータの信号から μ 粒子がどの位置で止まり、どの方向に飛び出すかを判断する必要がある。

以下のイベントのデータを例にとり、解析方法を説明する。

| | ch | step | column | time [nsec] |
|-----|----|------|--------|-------------|
| 崩壊前 | 1 | 1 | 1 | 70.625 |
| | 4 | 2 | 1 | 69.065 |
| | 7 | 3 | 1 | 70.670 |
| 崩壊後 | 7 | 3 | 1 | 733.125 |
| | 5 | 2 | 2 | 737.75 |

Table.6.1 event の 1 例

TMC から受け取るデータには

ch, step, column, time

という項目がある。ch, step column の概略を Fig.6.3 に示す。ch はシンチレータごとの番号を 0 ~ 14 までで表している。step と column は鉛直方向と水平方向においてシンチレータをグループに分け、番号を振ったものである。time はトリガー条件を満たしてからの時間を記録している。

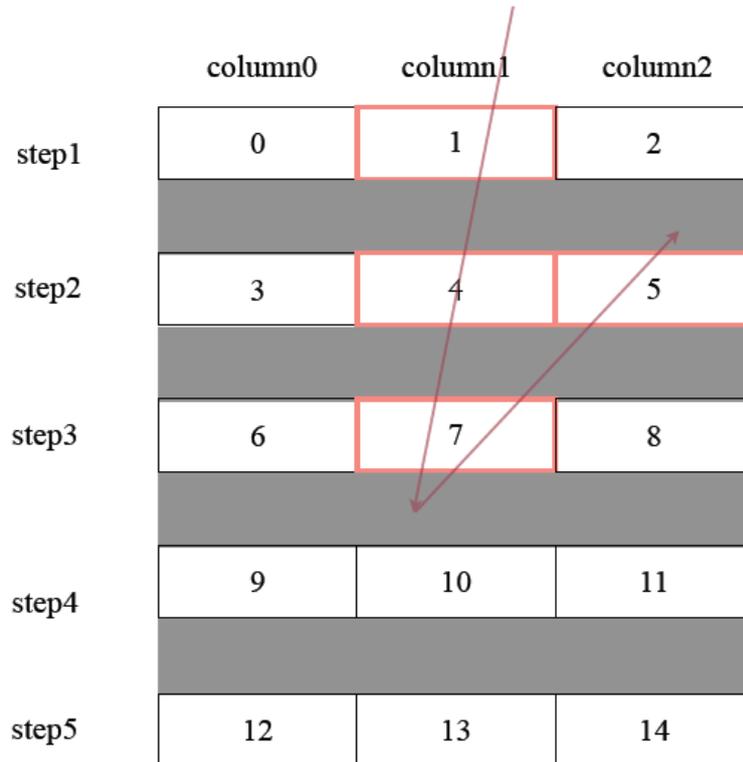


Fig.6.3 ある event の再構成の 1 例

データの解析は time がある値 (threshold time) 以前での信号を崩壊前の信号と仮定し、それ以降のものを崩壊後の信号と区別する。今回の解析では timing の評価から、350 nsec を threshold time として解析を行った。

止まった位置は、崩壊前の信号から最下層にあるシンチレータの下のアルミの層と考える。崩壊後の粒子が飛び出す方向は止まった位置と崩壊の信号を出したシンチレータの位置により決めることができる。よって粒子の軌道は Fig.6.3 のようになると考えられる。このようにして μ 粒子の寿命、上下左右の Asymmetry を測定する。

6.3 μ 粒子の寿命の解析

μ 粒子は弱い相互作用によって崩壊する。まず μ 粒子が N_0 個あったとすると、時刻 t までで崩壊した粒子の個数 $N(t)$ は N_0 が十分大きいとして

$$N(t) = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (6.1)$$

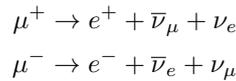
と表される。ここで、粒子の個数がはじめの値 N_0 の $\frac{1}{e}$ となる時刻、つまり上式 (6.1) の定数 τ を粒子の寿命という。式 (6.1) の両辺を時間 t で微分すると

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.2)$$

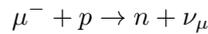
となる。式 (6.2) は、単位時間に崩壊する粒子はその時点で残っている粒子の数に比例することを表している。よって時刻 t において崩壊する粒子の個数を N_{decay} とすると、

$$N_{decay}(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.3)$$

となる。物質中の μ 粒子の崩壊反応は、



となりさらに、 μ^- 粒子は負電荷を持つため、物質中で原子核捕獲され



のような反応も起こす。このため、 μ^- 粒子の寿命は μ^+ 粒子よりも短くなる。ここで μ^+ が原子核捕獲されないのは、弱い相互作用よりも電磁相互作用の力の及ぶ範囲が広いためと考えられる。つまり、 μ^+ 粒子が原子核捕獲の起こす範囲内に入る前に原子核中の陽子と正電荷どうしで反発し合い遠ざかってしまう。

今回観測されたデータも、この寿命の違いを考慮して解析しなければならない。まずアルミ中で捕獲する μ^- 粒子を μ_{Al}^- 、シンチレータ中で捕獲する μ^- 粒子を μ_{Sci}^- と定義し、 μ^+ 粒子についてはアルミ中、シンチレータ中での寿命の違いを今回の実験で確認することは精度が足りず出来ないため、どちらも等しく μ^+ と定義し、3つの崩壊反応を区別する。Geant4 によるシミュレーションから、それぞれ崩壊の割合を求めた。

| | アルミ | シンチレータ | 合計 |
|------------|--------------------------|--------------------------|---------------------|
| μ^+ 粒子 | 60.5% | 12.2% | 72.7% = A_{μ^+} |
| μ^- 粒子 | 18.4% = $A_{\mu_{Al}^-}$ | 8.9% = $A_{\mu_{Sci}^-}$ | 27.3% |

Table.6.2 崩壊点での μ 粒子の比

μ_{Al}^- 、 μ_{Sci}^- 、 μ^+ の寿命をそれぞれ τ_{Al} 、 τ_{Sci} 、 τ_+ 、それぞれの崩壊の割合を $A_{\mu_{Al}^-}$ 、 $A_{\mu_{Sci}^-}$ 、 A_{μ^+} として原子核捕獲も含めた3つの崩壊過程を持つ μ 粒子について考える。 μ^- 粒子についてはアルミ中とシンチレータ

中で崩壊するものに分けることができるので、 μ^- 粒子の崩壊数でそれぞれ $\frac{\tau_{Al}}{\tau_-}$ 、 $\frac{\tau_{Sci}}{\tau_-}$ をかけて、式 (6.3) は

$$\begin{aligned} N_{decay}(t) &= N_0 \left[\frac{A_{\mu^+}}{\tau_+} e^{-\frac{t}{\tau_+}} + \frac{A_{\mu_{Al}}}{\tau_{Al}} \frac{\tau_{Al}}{\tau_-} e^{-\frac{t}{\tau_{Al}}} + \frac{A_{\mu_{Sci}}}{\tau_{Sci}} \frac{\tau_{Sci}}{\tau_-} e^{-\frac{t}{\tau_{Sci}}} \right] \\ &= N_0 \left[\frac{A_{\mu^+}}{\tau_+} e^{-\frac{t}{\tau_+}} + \frac{A_{\mu_{Al}}}{\tau_-} e^{-\frac{t}{\tau_{Al}}} + \frac{A_{\mu_{Sci}}}{\tau_-} e^{-\frac{t}{\tau_{Sci}}} \right] \\ &\simeq \frac{N_0}{\tau_+} \left[A_{\mu^+} e^{-\frac{t}{\tau_+}} + A_{\mu_{Al}} e^{-\frac{t}{\tau_{Al}}} + A_{\mu_{Sci}} e^{-\frac{t}{\tau_{Sci}}} \right] \end{aligned} \quad (6.4)$$

となる。ここで、最右辺では真空中での μ^+ 、 μ^- 粒子の寿命はほぼ 2197 nsec に等しいことから近似している。

この式 (6.4) を用いて横軸に実験で観測された μ 粒子の崩壊までの時間、縦軸にイベント数としたグラフに Fitting すれば、寿命 τ を求めることができる。しかし寿命 τ を求めるにあたって、一度の Fitting で3つの寿命 τ_+ 、 τ_{Al} 、 τ_{Sci} を求めることは難しいので Fitting を工夫する。

- まず $t > 2197$ nsec の範囲では μ^- 粒子の影響は少ないと考えて τ_+ から求める。 $t > 2197$ nsec の範囲で

$$N_{decay}(t) = \frac{N_0}{\tau_+} e^{-\frac{t}{\tau_+}}$$

の式で Fitting すると N_0 、 τ_+ が決定される。

- 次に求めた N_0 、 τ_+ を式 (6.4) に代入すると τ_{Al} と τ_{Sci} だけが変数として残り、全範囲において2回目の Fitting を式 (6.4) を用いて行うことにより τ_{Al} と τ_{Sci} が決定される。

今回、寿命の解析に用いたデータは

- Total time 約 840 時間 (約 35 日間)
- Total event 約 155 万 event
[崩壊観測数 44132 event (0.015 Hz)]

である。Fig.6.4 に崩壊信号 (e^\pm) の出た時間から threshold time を引いたもののヒストグラムを示す。

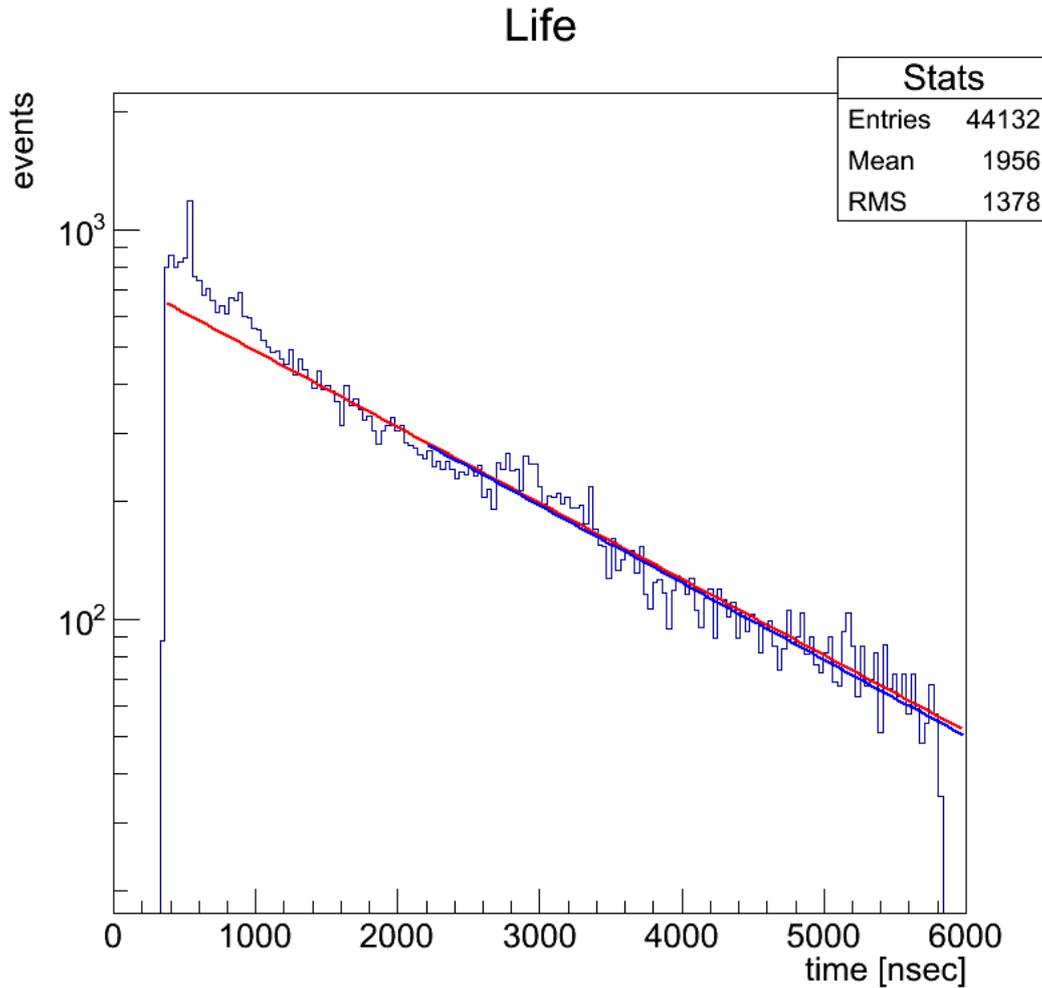


Fig.6.4 寿命のヒストグラムの Fitting

縦軸が崩壊イベント数 (log スケール)、横軸時間 t [nsec] である。ここで、0~350 ns の範囲は μ_{Al}^- の影響が他のイベントと比べて非常に大きいと考えられるため、寿命の解析では取り扱っていない。青い線での Fitting が始めの Fitting で、赤い線が 2 回目の Fitting を表す。

| | 観測値 | 文献値 |
|--------------|---------------------|-----------|
| τ_+ | 2197 ± 40 nsec | 2197 nsec |
| τ_{Al} | 2294 ± 106 nsec | 880 nsec |
| τ_{Sci} | 2294 ± 210 nsec | 2030 nsec |

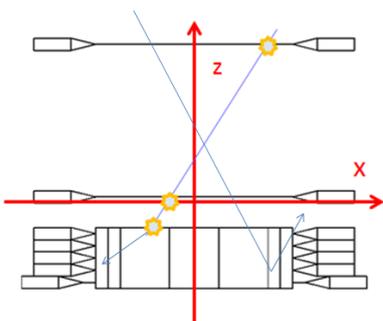
Table.6.3 μ 粒子の寿命

結果は Table.6.3 の様になった。ここで、 τ_{Al} の値が大きく異なっているのは、 μ_{Al}^- が 350 ns よりも前に崩壊している場合が多く、それ以降の崩壊信号が少ないためだと考えられる。しかし、 τ_+ と τ_{Sci} の値は良く一致しており本実験は正しい μ 粒子の崩壊を観測できていると確認できた。

6.4 上下 Asymmetry

6.4.1 解析に使用する event について

歳差運動を観測するために、磁場が均一な部分で静止した event のみを解析の対象とする。

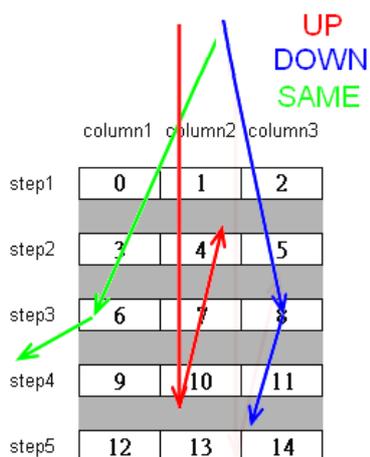


具体的には、まず trigger 用シンチレーターの時間情報から両端の時間差を求め、前述の Fitting 関数を用いて trigger 用シンチレーターでの粒子通過位置を割り出す。また、検出部のシンチレーターの読み出し信号から、入射粒子のうち最下層の段数を見つけ、これを μ 粒子が静止した層と定義する。さらに trigger 用シンチレーターの座標から、Fig.6.5 のように飛跡を $x-z$ 平面での 1 次関数として求め、 μ 粒子が静止した層での x 座標を計算する。この x 座標が磁場の均一な範囲 ($-48 \leq x \leq 48[\text{cm}]$) である event のみを解析に用いる。

Fig.6.5 解析に使用する event と使用しない event の例

6.4.2 崩壊方向の定義

μ 粒子の g 因子を求めるため上方向と下方向に崩壊したイベントに対して解析を行った。解析を行うには、まず崩壊イベントをその方向で判別する必要がある。今回は Fig.6.6 のように、TMC などの情報から UP、SAME、DOWN の三種類に分別した。



崩壊イベント内の入射信号 (prompt) と崩壊信号 (decay) は時間情報から区別できる。prompt のうち最下層の信号の段数を $STEP_{BEFORE}$ とし、decay のうち最も $STEP_{BEFORE}$ との段数の差の絶対値が大きい信号の段数を $STEP_{AFTER}$ とする。この情報を用いて UP、SAME、DOWN を

$$STEP_{AFTER} - STEP_{BEFORE} \begin{cases} > 0 & \text{のとき DOWN} \\ = 0 & \text{のとき SAME} \\ < 0 & \text{のとき UP} \end{cases}$$

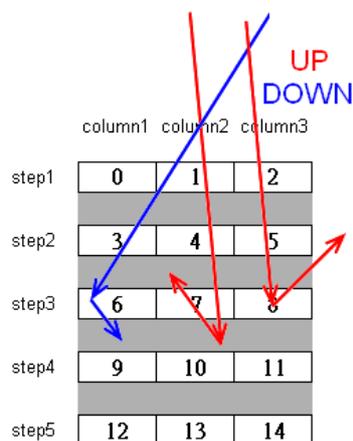
と定義する。

例えば赤線のイベントなら $STEP_{BEFORE} = \text{Step4}$ 、 $STEP_{AFTER} = \text{Step2}$ であるので、 $4 - 2 > 0$ から UP と判定できる。青線のイベントも同様に DOWN と判定できるが、緑線の SAME のイベントについてはさらに考える必要がある。

Fig.6.6 崩壊方向の解析の概念図

6.4.3 SAME の分類

以上の判別法を使うと、Fig.6.7 に示したイベントはどれも SAME に分類される。



図のイベントについて説明すると、真ん中の赤線は入射粒子がアルミ板で静止し、その崩壊陽電子が $STEP_{BEFORE}$ と同じシンチレータで信号を出した後すぐ上のアルミ板で静止するというイベントである。両端の赤線と青線は入射粒子がシンチレータで静止するイベントである。このときの崩壊陽電子は必ず入射粒子が静止したシンチレータで信号を出す。このような崩壊陽電子がアルミ板を突き抜けず上下のシンチレータで信号を出さないとき、このようなイベントは SAME と判別される。

この実験では以上のようなイベントの実際の崩壊方向を知ることは原理的にできない。しかし、SAME を加えた全ての崩壊について Asymmetry をとらないと、解析の結果は意味を成さない。よって、SAME のイベントを UP、DOWN に分別するため Geant4 シミュレーションの結果を用いた。つまり、図の三つの SAME でそれぞれ比率を求め、その比率をかけて UP、DOWN に加えた。具体的には SAME のうち、83.1% が UP、16.1% が DOWN のイベントとなった。

Fig.6.7 SAME の解析の概念図

6.4.4 実データについて

今回、解析に用いたデータは以下の通りである。

- Total time 約 840 時間 (約 35 日間)
 - Total event 約 155 万 event
- UP の崩壊観測数 (補正後) $N_U = 14971$ event
 DOWN の崩壊観測数 (補正後) $N_D = 15671$ event

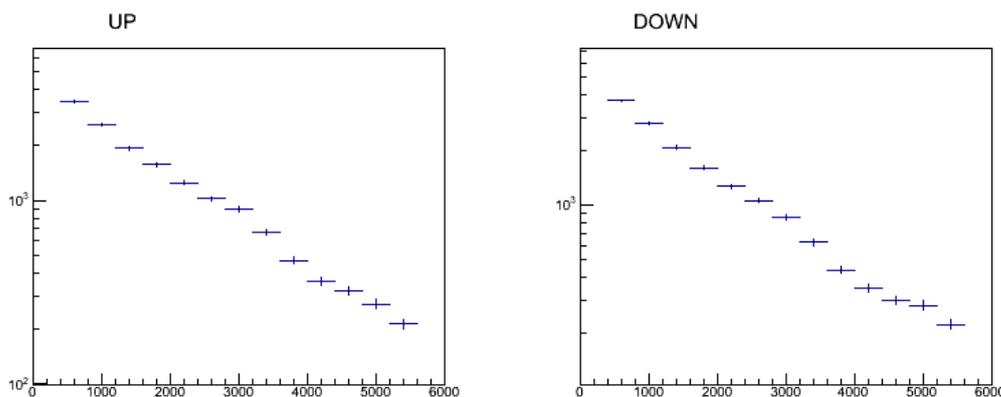


Fig.6.8 N_U, N_D のヒストグラム

N_U と N_D ではほぼ同じ形をしており、それぞれで同じ解析が出来ているものと思われる。また、これらは崩壊信号で歳差運動しているはずなので、それを確認するために N_U+N_D 、 N_U-N_D を見ることにした。そのヒストグラムが Fig.6.9 と Fig.6.10 である。

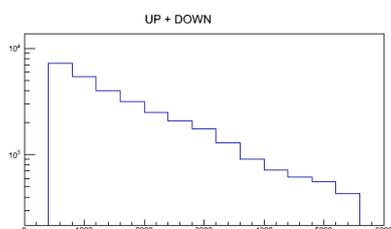


Fig.6.9 N_U+N_D のヒストグラム

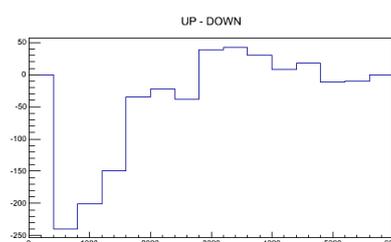


Fig.6.10 N_U-N_D のヒストグラム

Fig.6.9 は、UP もしくは DOWN と判断できたもの (SAME の event をシミュレーションによって分類したのも含む) の崩壊後に出た信号の時間をヒストグラムにしたものである。縦軸は log スケールにしており、十分線形性が見えている。よってこれは μ^+ 粒子の崩壊からの陽電子であると判断できる。

次に Fig.6.10 だが、大まかに見ると振動している様子が見て取れる。理論的には μ^+ 粒子のスピンの上方向に偏極していることから N_U は始めは多く、次第に振動するはずである。逆に N_D は始めは少なく、次第に多くなるように振動するはずである。

したがって、Asymmetry は $\cos\omega t$ で Fitting すれば良いと推測される。次に、Asymmetry を見ていく。

6.4.5 Asymmetry

振動数 ω の値を決定するために N_U と N_D の Asymmetry をとる。具体的には Asymmetry を

$$Asymmetry = \frac{N_U - N_D}{N_U + N_D} \quad (6.5)$$

と定義する。

実際に Asymmetry をとったヒストグラムは Fig.6.11 である。

また、Fitting 関数には式 (6.6) を用いた。

$$Fit(t) = Amp \cdot \cos(\omega t + x) + offset \quad (6.6)$$

(Amp : 振幅 ω : 振動数)

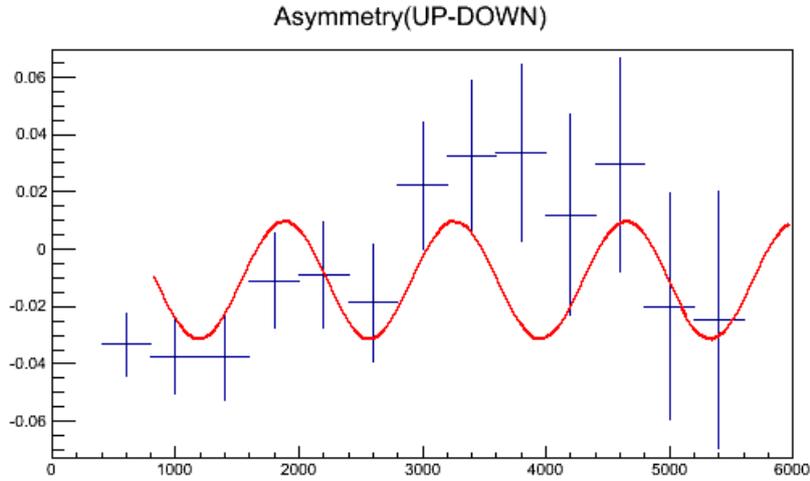


Fig.6.11 上下方向の Asymmetry(実データ)

また同様の解析を Geant4 シミュレーションで得られたものにも行った。その結果が Fig.6.12 である。

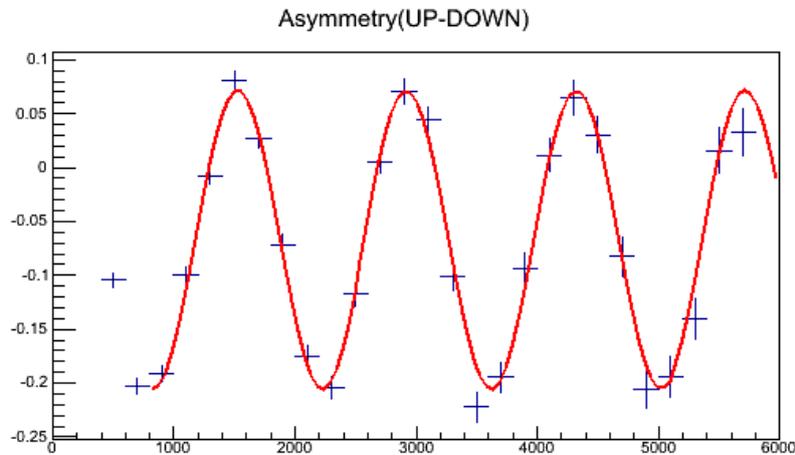


Fig.6.12 上下方向の Asymmetry(シミュレーション)

実データから得られた Asymmetry は \cos 関数でうまく Fitting できていない様である。そこで、 μ 粒子が静止した step ごとの Asymmetry や、静止した column ごとの Asymmetry を調べてみた。ある step で静止した μ 粒子の Asymmetry だけ他と異なっていれば、PMT やシンチレーターの不具合が考えられる。しかし結果はどれも似たようなものとなった。前述した μ 粒子の寿命がうまく見えていることも考慮すると、観測システムの不具合ではないと考えられる。

次に磁場が何らかの原因で不均一になった場合を考え、 μ 粒子が静止した位置 (x 座標) で分類して Asymmetry を見てみることにした。具体的には x 軸の正の領域で静止したと判断した event の Asymmetry と、 x 軸の負の領域で静止したと判断した event の Asymmetry を見てみた。その結果を次に示す。

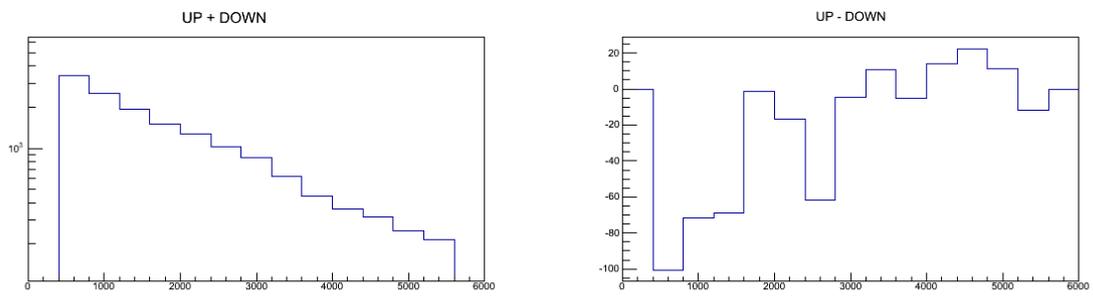


Fig.6.13 N_U+N_D と N_U-N_D のヒストグラム (x 軸の正の領域で静止したと判断した event)

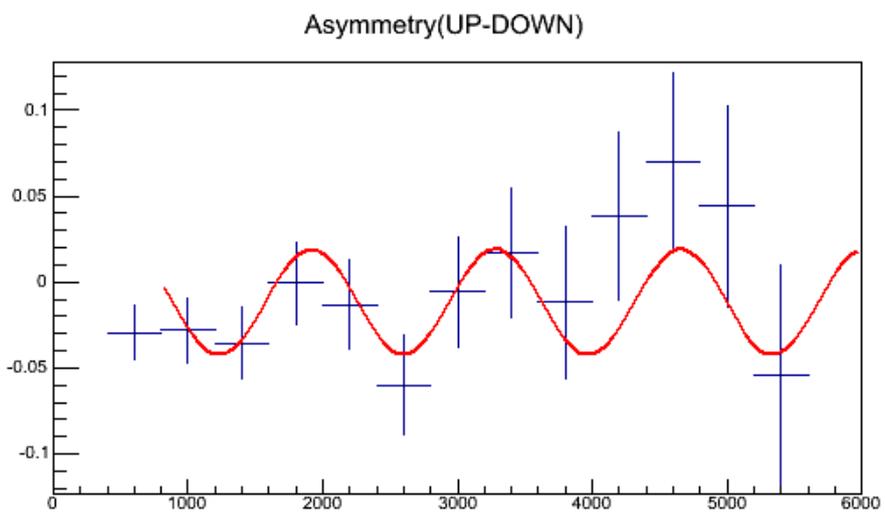


Fig.6.14 上下方向の Asymmetry(実データ、 x 軸の正の領域で静止したと判断した event)

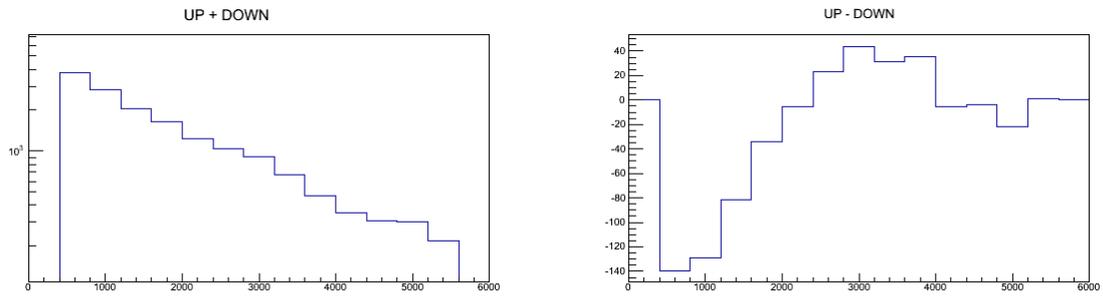


Fig.6.15 N_U+N_D と N_U-N_D のヒストグラム (x 軸の負の領域で静止したと判断した event)

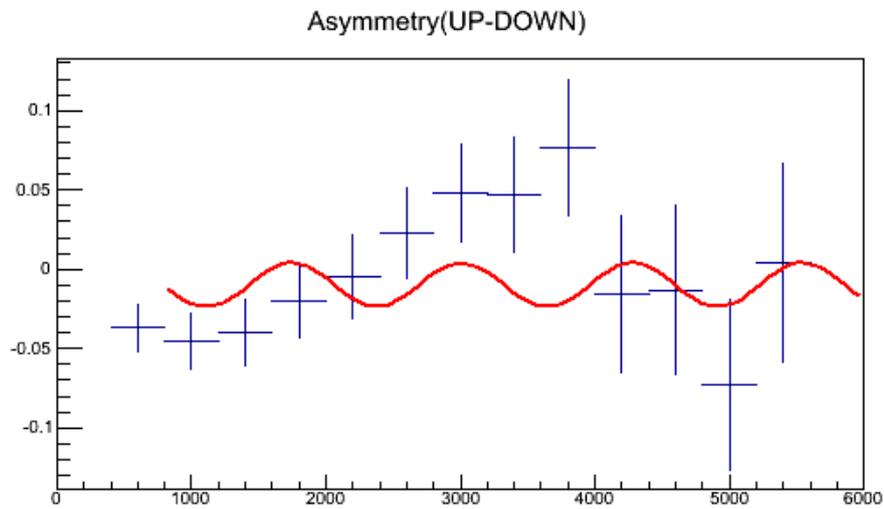


Fig.6.16 上下方向の Asymmetry(実データ、 x 軸の負の領域で静止したと判断した event)

これらより、明らかに x 軸の負の領域で静止したと判断した event から求めた Asymmetry はうまくいっていない。そこでこの場所のコイルによる磁場が不均一になっている可能性が持ち上がったが、検出部とコイルの隙間から磁束密度を測定したところ、概ね 5.1~5.4mT 程度で均一性が保たれていることが分かった。

以上の実データと Geant4 での Fitting の結果を以下に示す。

| | ω [MHz] | Amplitude | offset |
|----------|-----------------|------------------|--------------------|
| 実データ (全) | 4.54 ± 0.37 | 0.02 ± 0.01 | -0.011 ± 0.006 |
| シミュレーション | 4.48 ± 0.02 | 0.12 ± 0.003 | -0.067 ± 0.002 |
| 実データ (正) | 4.58 ± 0.30 | 0.03 ± 0.01 | -0.011 ± 0.009 |
| 実データ (負) | 4.96 ± 0.72 | -0.01 ± 0.01 | -0.010 ± 0.008 |

Table.6.4 上下 Asymmetry の解析結果

粒子の静止位置が x 軸の正方向か負方向かで明らかに結果が異なっており、実験はうまくいっているとは言えない。静止位置予測による event の選別段階で間違いがないか確かめるために、 $-48 \leq x \leq 48[\text{cm}]$ のカットをかける前のデータで同様の解析を行なってみたが、同様の結果を得たため event の選別ミスではないことが分かった。

解析プログラムの間違いという可能性も検証するため、昨年度の実験データを用いて解析を行なったところ、昨年度の結果を再現することができ、はっきりと歳差運動を見て取ることが出来た。よって解析手法のミスではなくセットアップ、とりわけ磁場に何らかの不具合が生じている可能性が高い。

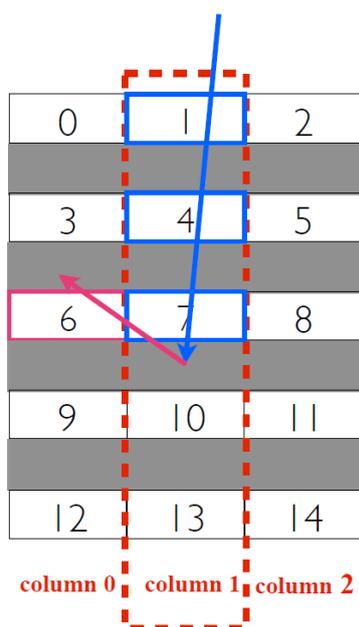
6.5 左右 Asymmetry

上下方向の崩壊の Asymmetry だけでなく、左右方向の崩壊についても Asymmetry を確認した。

6.5.1 左右 Asymmetry の概要

前年度の結果から、column 0 や column 2 で崩壊したイベントを加えて解析するとうまく解析できないことが分かっているので、前年度に倣い column 1 で崩壊したイベントのみを解析した。

column 0 や column 2 で崩壊したイベントを加えるとうまく解析できない理由は、実験装置が設置場所の環境により column 0 と column 2 で μ 粒子の入射数に差があるためと考えられる。



左右方向の崩壊イベントのカウント条件を次のように定義した。

- 入射してきた崩壊前の μ 粒子の最後の信号が column 1 で検出される。
- 左向き崩壊の decay 信号の中には column 0 と column 1 のものしかなく、右向き崩壊の中には column 1 と column 2 のものしかない。(崩壊陽電子が蛇行しないと仮定)

この条件を満たすイベントのうち、崩壊時間と考えられる時間後が一番早い信号を崩壊した時間として採用した。また左右の崩壊イベントの数をそれぞれ N_L 、 N_R とした。

今回の解析では

- Total time 約 840 時間 約 35 日間)
- Total event 約 155 万 event
 - RIGHT の崩壊観測数 (補正後) $N_L = 3166$ event
 - LEFT の崩壊観測数 (補正後) $N_R = 3153$ event

Fig.6.17 左右のカウント条件

というデータを用いた。

6.5.2 実データの解析

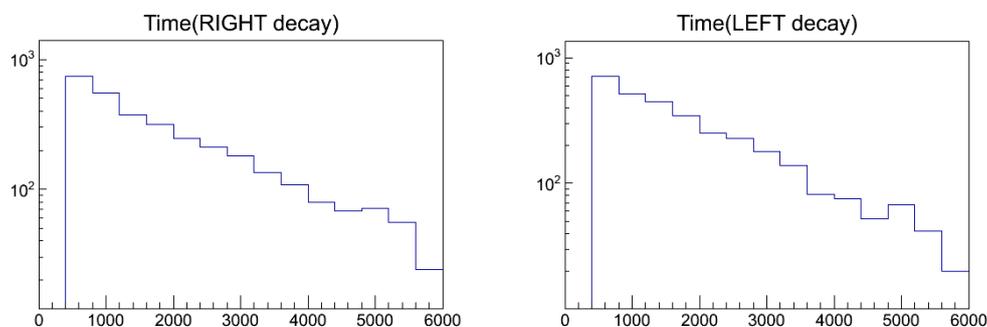


Fig.6.18 N_R, N_L のヒストグラム

Fig.6.18 は左右それぞれの崩壊イベント N_R 、 N_L のヒストグラムである。(縦軸：イベント数、横軸：時間 [nsec])

イベント数が少ないので誤差はあるが、どちらも exp で崩壊数が減少していることがわかる。

N_R と N_L で同様の形をしているので、それぞれ同様の解析ができていると考えられる。また、これらは崩壊信号で歳差運動をしているはずなので、それを確認するために $N_R + N_L$ 、 $N_R - N_L$ を見ることにした。そのヒストグラムが Fig.6.19 と Fig.6.20 である。

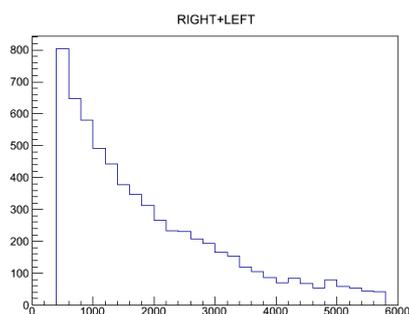


Fig.6.19 $N_R + N_L$ のヒストグラム

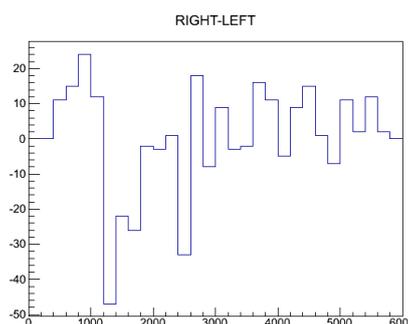


Fig.6.20 $N_R - N_L$ のヒストグラム

Fig.6.20 から、Asymmetry は $\cos \omega t$ で Fitting すれば良いと推測できる。次に、Asymmetry を見ていく。

6.5.3 Asymmetry

前述の二つのヒストグラムを用いて左右の Asymmetry を計算する。具体的には Asymmetry を

$$Asymmetry \equiv \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (6.7)$$

と定義する。

また、Fitting 関数には上下 Asymmetry と同様に式 (6.6) を用いた。実際に Asymmetry をとったヒストグラムは Fig.6.21 である。

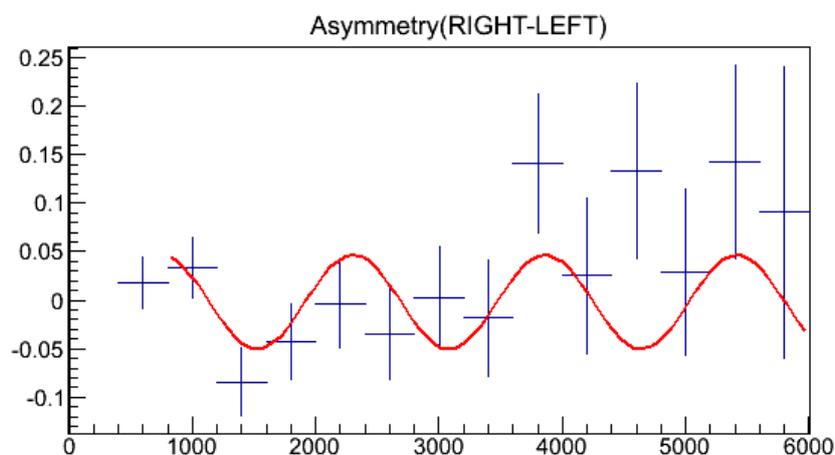


Fig.6.21 左右方向の Asymmetry(実データ)

$$\omega = 4.038 \pm 0.32 \quad [MHz]$$

また、同様の解析を Geant4 シミュレーションで得られたものでも行った。その結果が Fig.6.22 である。

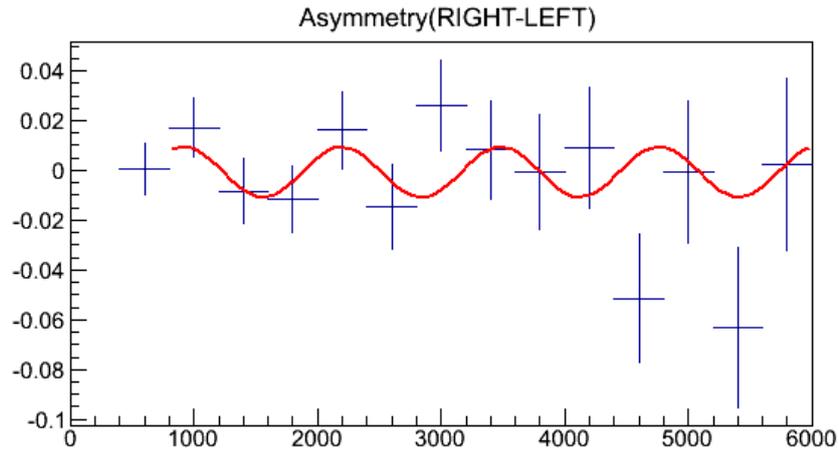


Fig.6.22 左右方向の Asymmetry(シミュレーション)

$$\omega = 4.897 \pm 0.53 \quad [MHz]$$

また、6.4.4 で述べたように磁場が不均一の可能性が考えられるので、上下 Asymmetry の場合と同様に μ 粒子が静止した位置 (x 座標) で分類して Asymmetry を見てみることにした。 x 軸が正の領域で静止したと判断した event の Asymmetry と、負の領域に静止したと判断した event の Asymmetry を以下に示す。

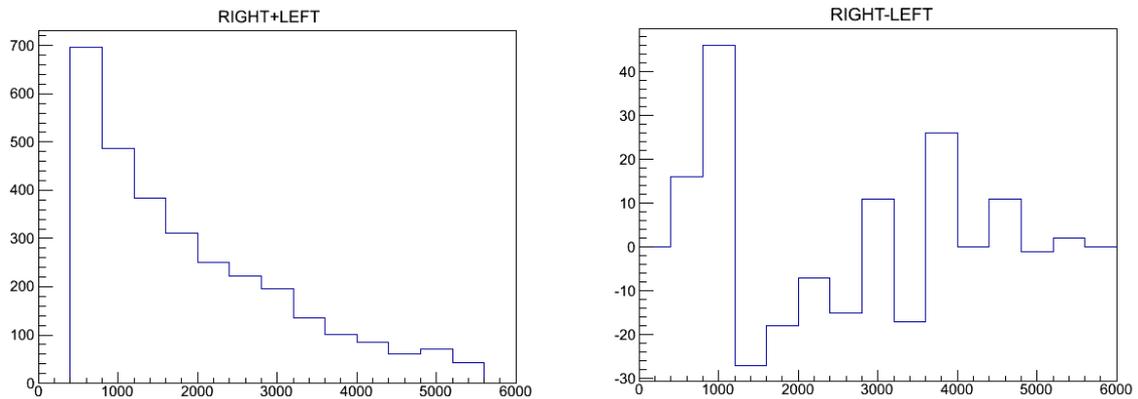


Fig.6.23 $N_R \cdot N_L$ のヒストグラム (x 軸の正の領域で静止したと判断した event)

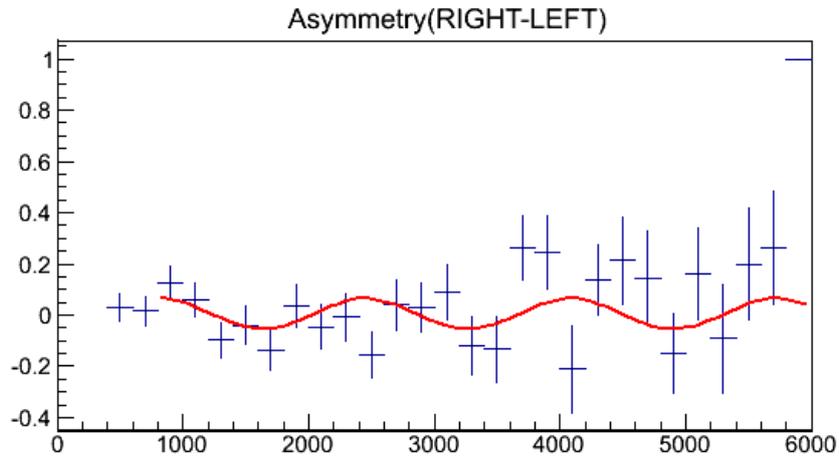


Fig.6.24 左右方向の Asymmetry(実データ、 x 軸の正の領域で静止したと判断した event)

$$\omega = 3.874 \pm 0.31 \quad [MHz]$$

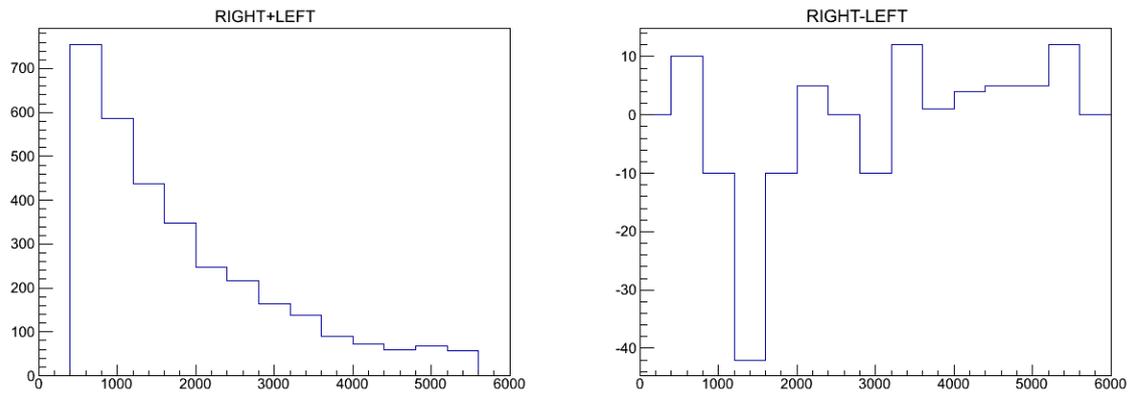


Fig.6.25 $N_R \cdot N_L$ のヒストグラム (x 軸の負の領域で静止したと判断した event)

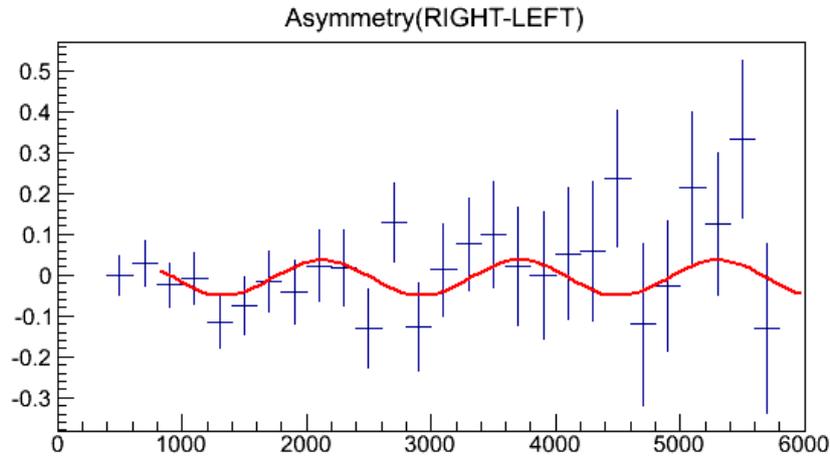


Fig.6.26 左右方向の Asymmetry(実データ、 x 軸の負の領域で静止したと判断した event)

$$\omega = 5.426 \pm 0.67 \quad [MHz]$$

以上の結果を Table にまとめる。

| | ω [MHz] | Amplitude | offset |
|----------|------------------|-------------------|----------------------|
| 実データ | 4.038 ± 0.32 | 0.05 ± 0.021 | -0.0018 ± 0.0151 |
| シミュレーション | 4.897 ± 0.53 | -0.01 ± 0.007 | -0.0006 ± 0.0051 |
| 実データ (正) | 3.874 ± 0.31 | 0.06 ± 0.028 | 0.0053 ± 0.0214 |
| 実データ (負) | 5.426 ± 0.67 | 0.03 ± 0.027 | -0.0150 ± 0.0209 |

Table.6.5 左右 Asymmetry の解析結果

左右 Asymmetry と上下 Asymmetry の結果を比べると、同様の傾向を 2 つ挙げることができる。

- ・実データ (負) の周期のエラーは、実データ (正) の結果の 2 倍より大きい。
- ・実データ (負) の周期は、実データ (正) のよりも大きな値を示す。

この 2 点より、左右 Asymmetry のデータと上下 Asymmetry のデータは同様のデータであると判断できる。また、左右 Asymmetry の周期が理論値に近い値を示していることから、本実験の対象粒子が磁場方向を軸として歳差運動をしていることがわかる。従って、本実験では μ 粒子を対象としていることが確定できる。

g 因子の理論値を 2、磁場を $B = 5.242$ [mT] と仮定したときの周期 の理論値は

$$\omega = 4.461 \quad [MHz]$$

である。

実データを用いた場合と実データ (正) を用いた場合の周期において、理論値が誤差の範囲内に収まっていなかった。これは左右 Asymmetry の解析で用いたイベント数が少ないことが原因だと考えられる。ただし、

エラーの大きさを比べると、実データと実データ (正) の解析結果は実データ (負) の結果よりも良いと評価できる。

x 軸の負の領域においてエラーが大きくなることから、何らかの系統誤差が負の領域で発生している可能性がある。PMT やシンチレータについては、6.4.4 で述べたように不具合はないと考えられる。測定した周期は正の領域では理論値より小さく、負の領域では理論値より大きい。もしこの結果が磁場の影響によるものならば、 x 軸の正の領域では磁場が小さく、負の領域では磁場が大きい傾向が見えるはずだが、磁場の実測値にそのような傾向は見えていない。

また、Fig.6.22 を見ると、シミュレーションにもかかわらず左右 Asymmetry が上下の Asymmetry と比べてうまく Fitting できていない様である。このことから左右 Asymmetry の解析プログラムに不具合があることが考えられるので、去年のモンテカルロのデータを用いた Fitting のグラフを以下に示す。

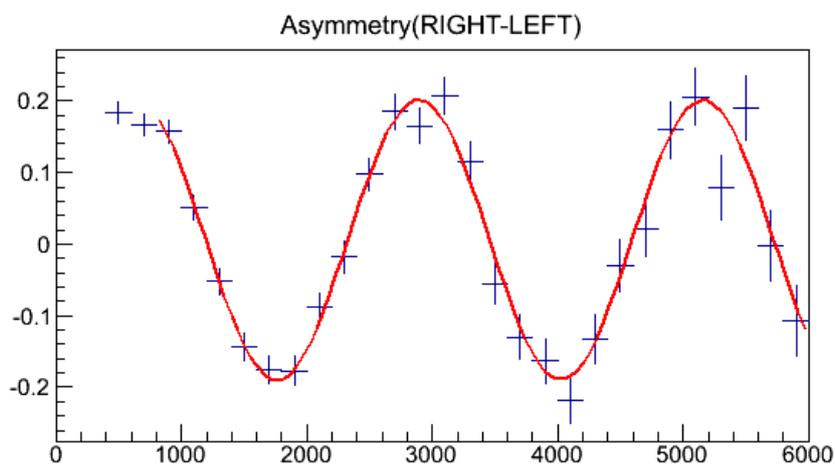


Fig.6.27 左右方向の Asymmetry(去年の MC データ)

Fig.6.27 では去年のモンテカルロのデータで Fitting がうまくできているので、今年のシミュレーションデータに何らかの不具合があると考えられる。

7 結果

7.1 磁気能率

今回得た磁気能率の結果を以下に示す。

上下の結果のみ以下に示す。

$$g_{全} = 2.03 \pm 0.16 \pm 0.13$$

$$g_{正} = 2.05 \pm 0.13 \pm 0.13$$

$$g_{負} = 2.22 \pm 0.32 \pm 0.13$$

1 つめの誤差は統計誤差、2 つめの誤差は磁場による誤差である。上下については誤差の範囲で理論値 $g = 2$ と一致するが、昨年度の結果を上回る精度での測定は達成できなかった。原因としては、前述のように磁場が何らかの理由で不均一になったことが考えられるが、セットアップを一から確認し検証してみる必要がある。

参考文献

- [1] 大塚康平・岡本裕磨・小西拓也・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 2009
- [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 2010

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御礼申し上げます。

まず、指導教官の藏重教授、山崎准教授にはこのような実験の機会を与えて頂き、理論的な背景から実験のセットアップ、解析の手法まで本当に多くの指導を賜りました。要領の悪い私たちを根気強く指導して下さいのおかげで、なんとか形にすることができました。そして竹内教授、原准教授、身内准教授、越智助教授、鈴木助教授には、貴重な時間を割いて私たちの研究報告を聞いて頂き、的確なアドバイスを頂きました。

博士後期過程の早川さん、博士前期過程 M 2 の大塚さん、岸本さん、鈴木さん、M1 の細川さんには、解析の方法など多くの助言を頂きました。夜遅くまで相談に乗って下さり、実験の大変さ、面白さを教えて頂きました。同期の大西君、稲丸君にはプログラムやコンピュータ等で多くの助けをもらいました。鈴木くん、杉浦君には理論等で多くの助けをもらいました。特に M1 の江戸さん、渡邊さん、山口さんには実験の引き継ぎ等で大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

付録 A PMT にかけた電圧

| シンチレータ | 電圧 [V] | シンチレータ | 電圧 [V] |
|---------|--------|---------|--------|
| $T1_R$ | 2000 | $T1_L$ | 1870 |
| $T2_R$ | 1800 | $T2_L$ | 1800 |
| $S0_R$ | 1750 | $S0_L$ | 1800 |
| $S1_R$ | 1675 | $S1_L$ | 1630 |
| $S2_R$ | 2000 | $S2_L$ | 2000 |
| $S3_R$ | 1850 | $S3_L$ | 1850 |
| $S4_R$ | 1900 | $S4_L$ | 1900 |
| $S5_R$ | 1850 | $S5_L$ | 1800 |
| $S6_R$ | 1800 | $S6_L$ | 1650 |
| $S7_R$ | 1700 | $S7_L$ | 1700 |
| $S8_R$ | 1650 | $S8_L$ | 1700 |
| $S9_R$ | 1800 | $S9_L$ | 1800 |
| $S10_R$ | 1750 | $S10_L$ | 1650 |
| $S11_R$ | 1750 | $S11_L$ | 1750 |
| $S12_R$ | 1750 | $S12_L$ | 1750 |
| $S13_R$ | 1850 | $S13_L$ | 1850 |
| $S14_R$ | 1850 | $S14_L$ | 1700 |

Table. 付録 A.6 シンチレータの電圧対応表

付録 B 直方体コイル内部の磁束密度の計算

Biot-Savart の法則

$$B = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i(r') \times R}{R^3} d^3r'$$

を用いて図のようなコイル内の点 $r(x, y, z)$ における磁束密度 $B(r)$ を求める。

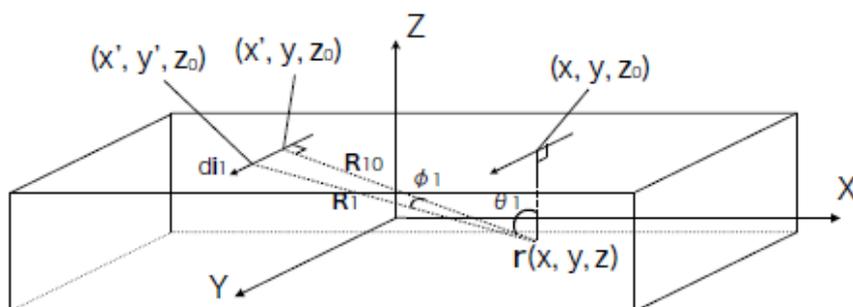


Fig. 付録 B.1 コイルと座標系

Fig. 付録 B.28 コイルと座標系

コイルの巻き数を n 、コイルに流す電流を I とすると、点 (x', y_0, z) のまわりの微小領域に流れる微小電流 di_1 は

$$di_1 = \frac{n}{2x_0} \frac{y_0 - y}{\cos^2\theta_1} d\theta_1 \frac{R_{10}}{\cos^2\phi_1} d\phi_1(0, 0, I)$$

となる。ここで、 $R_1 = (x - x', y - y_0, z - z')$, $R_{10} = (x - x', y - y_0, 0)$ より

$$R_1^2 = R_{10}^2 + (R_{10}^2 \tan^2\phi_1) = \frac{R_{10}^2}{\cos^2\phi_1}$$

$$\begin{aligned} R_{10}^2 &= (x - x')^2 + (y - y_0)^2 \\ &= (y_0 - y)^2 (1 + \tan^2\theta_1) = \left(\frac{y_0 - y}{\cos\theta_1} \right)^2 \end{aligned}$$

が導かれ、微小電流 di_1 による点 $r(x, y, z)$ 上の磁束密度は

$$\begin{aligned} dB_1 &= \frac{\mu}{4\pi} \frac{di_1 \times R_1}{R_1^3} \\ &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \cos\phi_1 d\theta_1 d\phi_1 (1, -\tan\theta_1, 0) \end{aligned} \quad (\text{付録 B.1})$$

したがって、 $y = y_0$ の $x - z$ 平面を流れる電流による点 $r(x, y, z)$ 上の磁束密度は

$$\begin{aligned}
B_1 &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \int_{\arctan B_{10}}^{\arctan B_{11}} d\theta_1 \int_{\arctan A_{10}}^{\arctan A_{11}} d\phi_1 \cos\phi_1 (1, -\tan\theta_1, 0) \\
&= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \int_{\arctan B_{10}}^{\arctan B_{11}} d\theta_1 \left(\sum_{i=0,1} (-1)^{i+1} \frac{A_{1i} \cos\theta_1}{\sqrt{1 + (A_{1i} \cos\theta_1)^2}} \right) (1, -\tan\theta_1, 0) \\
&= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \left(\sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \arctan \frac{A_{1i} B_{1j}}{\sqrt{1 + A_{1i}^2 + B_{1j}^2}}, \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \operatorname{arcsinh} \frac{A_{1i}}{\sqrt{1 + B_{1j}^2}}, 0 \right) \\
&\quad \left(A_{10} = -\frac{z_0 + z}{y_0 - y}, A_{11} = \frac{z_0 - z}{y_0 - y}, B_{10} = -\frac{x_0 + x}{y_0 - y}, B_{11} = \frac{x_0 - x}{y_0 - y} \right)
\end{aligned}$$

と求めることができる。他の三つの平面も同様にして計算すると

$$\begin{aligned}
B_2 &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \left(\sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \arctan \frac{A_{2i} B_{2j}}{\sqrt{1 + A_{2i}^2 + B_{2j}^2}}, 0, \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \operatorname{arcsinh} \frac{A_{2i}}{\sqrt{1 + B_{2j}^2}} \right) \\
B_3 &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \left(\sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \arctan \frac{A_{3i} B_{3j}}{\sqrt{1 + A_{3i}^2 + B_{3j}^2}}, -\sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \operatorname{arcsinh} \frac{A_{3i}}{\sqrt{1 + B_{3j}^2}}, 0 \right) \\
B_4 &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \left(\sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \arctan \frac{A_{4i} B_{4j}}{\sqrt{1 + A_{4i}^2 + B_{4j}^2}}, 0, \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+1} \operatorname{arcsinh} \frac{A_{4i}}{\sqrt{1 + B_{4j}^2}} \right)
\end{aligned}$$

以上をまとめると

$$\begin{aligned}
B_x &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{k=1}^4 \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \arctan \frac{A_{ki} B_{kj}}{\sqrt{1 + A_{ki}^2 + B_{kj}^2}} \\
B_y &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\operatorname{arcsinh} \frac{A_{1i}}{\sqrt{1 + B_{1j}^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{A_{3i}}{\sqrt{1 + B_{3j}^2}} \right) \\
B_z &= \frac{\mu n I}{8\pi x_0} \sum_{i,j=0,1} (-1)^{i+j} \left(\operatorname{arcsinh} \frac{A_{2i}}{\sqrt{1 + B_{2j}^2}} - \operatorname{arcsinh} \frac{A_{4i}}{\sqrt{1 + B_{4j}^2}} \right) \\
A_{10} &= -\frac{z_0 + z}{y_0 - y}, A_{11} = \frac{z_0 - z}{y_0 - y}, B_{10} = -\frac{x_0 + x}{y_0 - y}, B_{11} = \frac{x_0 - x}{y_0 - y} \\
A_{20} &= -\frac{y_0 + y}{z_0 - z}, A_{21} = \frac{y_0 - y}{z_0 - z}, B_{20} = -\frac{x_0 + x}{z_0 - z}, B_{21} = \frac{x_0 - x}{z_0 - z} \\
A_{30} &= -\frac{z_0 + z}{y_0 + y}, A_{31} = \frac{z_0 - z}{y_0 + y}, B_{30} = -\frac{x_0 + x}{y_0 + y}, B_{31} = \frac{x_0 - x}{y_0 + y} \\
A_{40} &= -\frac{y_0 + y}{z_0 + z}, A_{41} = \frac{y_0 - y}{z_0 + z}, B_{40} = -\frac{x_0 + x}{z_0 + z}, B_{41} = \frac{x_0 - x}{z_0 + z}
\end{aligned}$$

と導出される。この式を用いて本実験の磁場計算を行った。