

μ 粒子の磁気能率測定

大塚康平

岡本裕磨

岸本 巴

小西拓也

鈴木雄太

山内隆寛

平成 22 年 3 月 19 日

目次

第1章	概要.....	3
第2章	実験の理論的背景.....	3
2.1	ミューオンの磁気モーメント.....	3
2.2	ミューオンの崩壊様式.....	5
2.3	ミューオンの偏極.....	7
第3章	実験装置.....	9
3.1	実験装置の global design	9
3.2	ミューオン崩壊数の見積もり.....	11
3.3	モンテカルロシミュレーション.....	13
3.4	磁場とソレノイド.....	15
3.5	シンチレーター.....	17
3.6	トリガー条件.....	18
3.7	データ収集システム.....	20
第4章	解析.....	23
4.1	シンチレーターの Efficiency	23
4.2	ミューオンの寿命.....	27
4.3	Asymmetry	29
第5章	結果と今後の課題.....	31
付録	32

第1章 概要

地表に降り注ぐ宇宙線は大部分がミュオンである。ミュオンのスピンは偏極しており、崩壊により偏極した方向により多くの電子を放出する。これらの性質からミュオンの磁気能率を測定す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。また、この実験は引き続き行われるもので、本論文は実験立ち上げから1年間の経過報告となる。

第2章 実験の理論的背景

2.1 ミュオンの磁気モーメント

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 $\vec{\mu}$ は

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

と表わされる。

ここで、 μ 粒子の質量は $m_\mu = 105.6[\text{Mev}/c^2]$ であり、 g はおよそ 2 であることが知られている。

この磁気モーメントが磁場 \mathbf{B} 中に置かれると、ラーモアの歳差運動を行い磁場の方向を軸としてスピンの回転する。

磁場中のハミルトニアン H は、

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

と書け、その固有状態は、

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

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

となる。(ただし B 方向を z 軸とし、 $\gamma \equiv -\frac{ge}{2m_\mu}$ とした。)

これより、シュレディンガー方程式 $i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = H\chi$ の一般解は

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

(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、

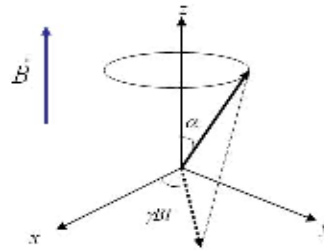
$$\chi(t) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\alpha}{2} \cdot e^{i\frac{\gamma B}{2}t} \\ \sin \frac{\alpha}{2} \cdot e^{-i\frac{\gamma B}{2}t} \end{pmatrix}$$

となる。これよりスピン期待値を計算すると、

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

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

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



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

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

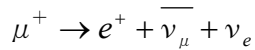
となる。

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 ミューオンの崩壊様式

宇宙線ミューオンには μ^+ と μ^- とがあるが、 μ^- は物質中での原子核捕獲により寿命が短くなる。さらに、 μ^- は μ^+ と偏極が逆なので、この実験では μ^- の効果がなくなった後の μ^+ を実験の対象としている。

μ^+ の崩壊は寿命が $2.2 \mu \text{ sec}$ の崩壊



が 99% 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

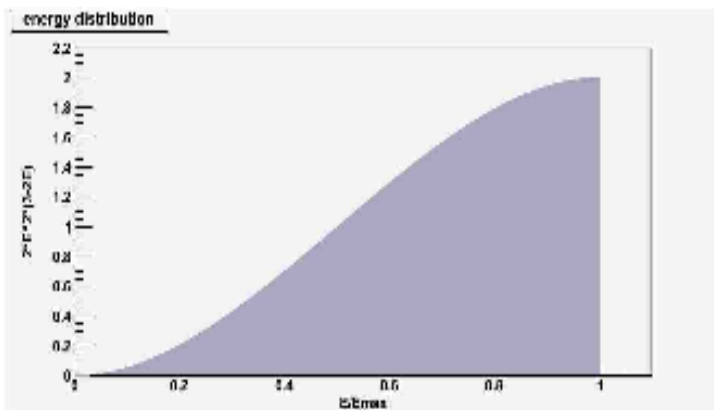
$$R(\theta, \varepsilon) = \frac{G_f^2 m_\mu^5}{192\pi^5} [2\varepsilon^2(3-2\varepsilon)] \times \left[1 - \left(\frac{1-2\varepsilon}{3-2\varepsilon} \right) \cos(\theta) \right] \times d\varepsilon \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \quad (1)$$

(θ は μ^+ のスピン方向と e^+ の運動量方向が成す角、 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 成分について積分すると。

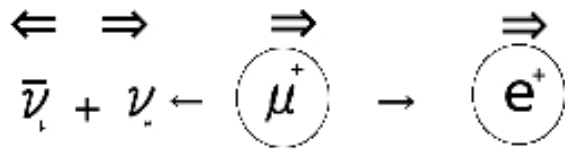
$$\begin{aligned} & \int_0^\pi \frac{G_f^2 m_\mu^5}{384\pi^3} [2\varepsilon^2(3-2\varepsilon)] \times \left[1 - \left(\frac{1-2\varepsilon}{3-2\varepsilon} \right) \cos(\theta) \right] \times d\varepsilon \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \\ &= \frac{G_f^2 m_\mu^5}{384\pi^3} [2\varepsilon^2(3-2\varepsilon)]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

であるので、エネルギーの分布は次のようになる。



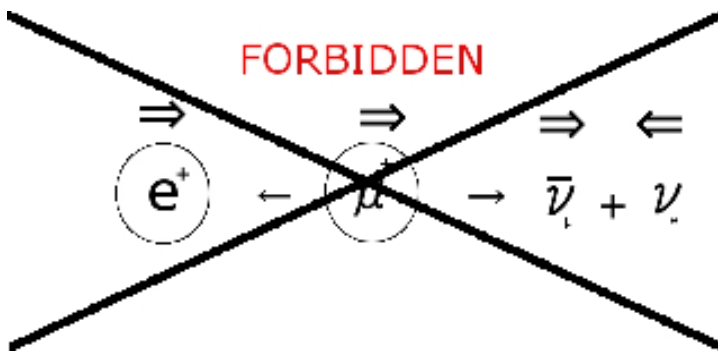
よって、この崩壊様式での e^+ の運動量は最大値の μ^+ の静止質量の半分の約 53 MeV の付近により多く分布している。

e^+ の運動量が最大の値をとるときの e^+ と μ^+ の方向はスピン保存則から次のように表される。



(ν_l は左巻き $\bar{\nu}_l$ は右巻き e^+ 、 μ^+ は右巻きである。)

この時、次の様な崩壊は禁止されている。

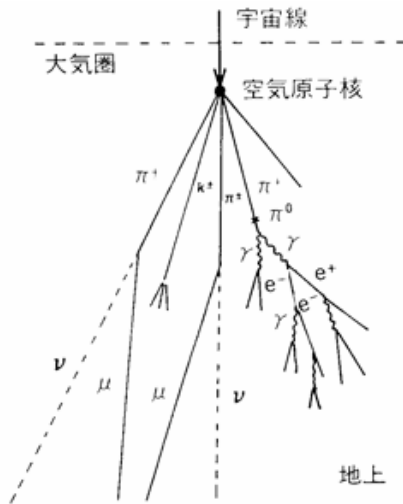


このことはレプトンが圧倒的に左巻き（反粒子は右巻き）にしかならない事と、角運動量保存則によって要請される。

よって、 e^+ はほぼ μ^+ のスピンの方に放出され、 $\epsilon = 1$ のときの角度分布は以下のようになる。

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

2.3 ミューオンの偏極

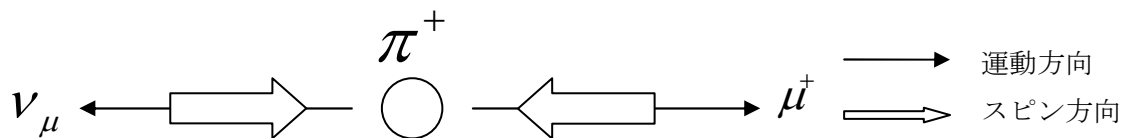


地球に降り注ぐ宇宙線は大部分が陽子である。これは、一次宇宙線と呼ばれ、この陽子が大気中の原子核と相互作用して π 中間子、 K 中間子を作り出す。このうち π^\pm, K^\pm が以下のように崩壊し μ^\pm を生成する。

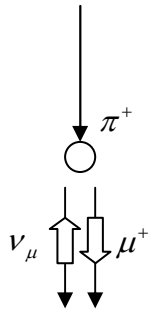
$$\left\{ \begin{array}{l} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu \\ K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \\ K^+ \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi_0 \end{array} \right.$$

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、地表に降り注ぐ μ^+ と μ^- の比は $\mu^+/\mu^- \approx 1.28$ であることが実験から分かっている。ここで μ^+ が μ^- に比べて多くなるのは、生成元が陽子であることに由来する。

今、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ の崩壊を静止系で考えると以下のような図が書け、運動量と角運動量の保存則から μ^+ は100%偏極していることがわかる。



しかし我々が観測する実験室ではこれらがローレンツブーストされる。ローレンツブーストすると μ^+ は運動方向に引っ張られ、崩壊方向によっては下図のように μ^+ のスピンドirectionが反転する。



地表

これによって 100%偏極が崩れる。

π^+ の静止系において崩壊は等方的なので、これら μ^+ を生成する π^+ のエネルギースペクトルが偏極度を決定する。 π のエネルギースペクトルは $\pi(\gamma) = \pi_0 \gamma^{-\alpha} d\gamma$ ($\alpha: 2.6 \sim 2.7, \gamma = E_\pi / M_\pi$) [1] で書け、低エネルギー π の方が多いことが分かる。今、地表で観測する μ^+ のエネルギーを 1GeV 付近と固定すると、1GeV より高いエネルギーの π^+ によって生成された μ^+ と、低いエネルギーの π^+ によって生成された μ^+ に分けることができる。1GeV より高いエネルギーの π^+ によって生成された μ^+ はスピン方向が反転していると考えられるので、低エネルギーの π^+ の方が多く存在することより、 μ^+ は地表に対し上向きに偏極していることが分かる。 μ^- は下向きに偏極している。この場合偏極度 P_0 は $P_0 \approx \frac{1}{3} \alpha \beta \beta^*$ [1] でいい近似を得る。ここで $\beta = \frac{P}{E}, \beta^* = \frac{P^*}{E^*}$ で (E, P): 実験室系の μ 、(E^*, P^*): π 静止系の μ 、である。 $\beta^* = 0.271, \beta \approx 1, \alpha = 2.7$ として計算すると、 $P_0 = 0.24$ となる。また K の崩壊によって生じる μ が 1Gev 付近において 6% 含まれることや、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。

第3章 実験装置

3.1 実験装置の global design

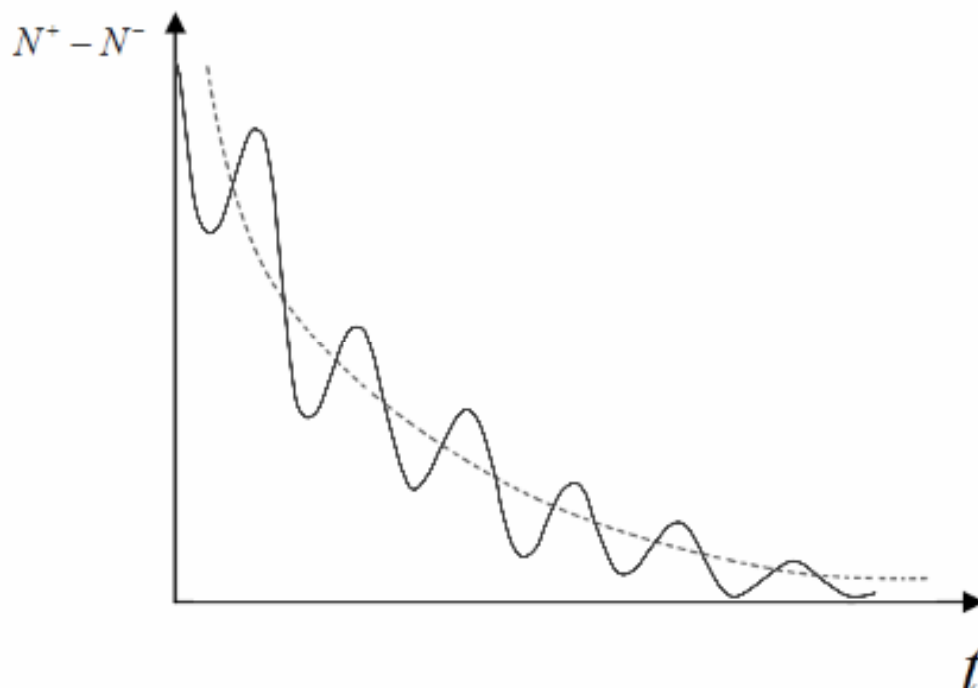
磁場中での μ 粒子の歳差運動の振動数から **g-factor** を決定したい。

歳差運動の振動数を求めるために、以下の4つの現象を利用する。

- 宇宙線 μ 粒子の運動方向は鉛直下向きに偏っている。
- 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とりやすい。
- μ^+ が崩壊するときに生成された電子は、崩壊前の μ^+ のスピン方向に出やすい。
- μ 粒子に一定の磁場をかけると常に同じ周期で歳差運動をする。

これらの性質から予想される μ 粒子の崩壊時刻と電子の射出方向の相関関係を、以下のよう

に計測する。
宇宙線由来の μ 粒子を実験装置内で静止させ、崩壊後に電子が射出される向きを鉛直上向き側と下向き側の2つに分けて集計し、同時に μ 粒子の入射時刻を基準とした崩壊時刻 t を計測する。 μ 粒子の崩壊時刻が $t \sim t + \Delta t$ であるような事象が $N(t)$ 回観測されたとき、 $N(t)$ 回の事象のうち電子が上方または下方に射出された事象の数をそれぞれ $N^+(t)$ 、 $N^-(t)$ とすると、 $N^+(t) - N^-(t)$ の期待値は下図のように時間に対して振動すると考えられる。この振動数が磁場中での μ の歳差運動の振動数となる。

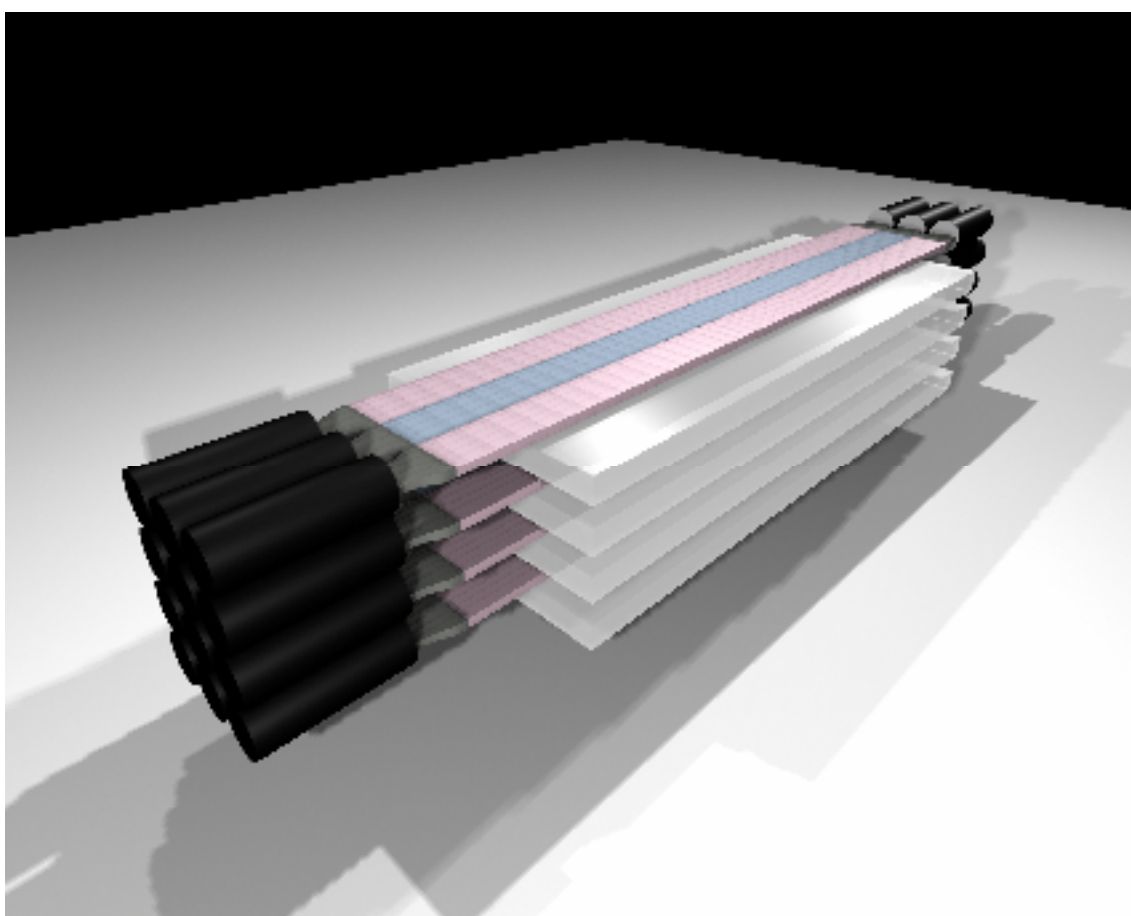


μ 粒子や電子を検出するために、プラスチックシンチレーターと光電子増倍管を用いる。また、粒子を装置内で静止させるためにアルミ板を用いる。

μ 粒子の静止位置や電子の射出方向（上方か下方か）を把握できるように、これらを以下の図のように配置した。これが、実験装置の検出器部分である。

ここで、黒い筒状の部分が光電子増倍管であり、薄く細長い板がプラスチックシンチレーター（1cm 厚）、そして幅広の板がアルミ板（4cm 厚）である。

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。



まず、アルミ内に μ 粒子を静止させ、その崩壊時に射出される電子を上下に配置されたシンチレーターで検出する。次に、光電子増倍管から出力される信号をタイムコンバーターに送って検出タイミングを記録する。

データ収集システムの詳細については後述する。

3.2 ミューオン崩壊数の見積もり

物質中を通過する荷電粒子は、エネルギーを失う。そのエネルギーロスは、Bethe Blochの公式

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{n}{m_e v^2} \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right)$$

から求めることができる。

この公式には、物質に依存するパラメータ

- ・ 電子数密度(原子番号 Z 、質量数 A 、質量密度 ρ)

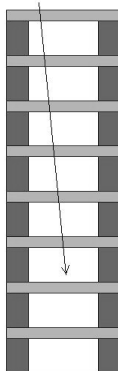
$$n[\text{cm}^{-3}] = \frac{Z}{A[\text{g/mol}]} \rho[\text{g/cm}^3] N_A[\text{mol}^{-1}]$$

- ・ 物質中原子核のイオン化エネルギー

$$I \cong 10Z[\text{eV}]$$

が、含まれており、我々の実験室に到達する宇宙線 μ の捕獲数見積もりにあたり、 μ が通過する物質のパラメータが必要になる。

今回我々の実験室は、自然科学棟 3号館（8階立て）の3階に位置する。 μ は、以下のようにコンクリート6層を通過し、実験室に到達すると仮定した。



また、我々の実験装置のディテクター部分には、アルミニウム、シンチレータを用いている。よって μ は、

- ・ コンクリート
- ・ アルミニウム
- ・ シンチレータ

の3種類の物質中を通過する。各々のパラメータは、以下を仮定した。

- ・ コンクリート

厚さ 180[cm](一層 30[cm] × 6層)を仮定

$Z=11.3$ 、 $A=23.2$ 、 $\rho=2.3$

- ・ アルミニウム

厚さ 1枚当り 4[cm] × 4枚

Z=13、A=27、 $\rho=2.7$

・ シンチレータ

(主成分 ; カーボン)

厚さ 1[cm]×5 枚+トリガー2 枚

Z=6、A=12、 $\rho=1.03$

以上の数値を用い、

1.コンクリート6層+トリガーシンチレータ2枚を通過できる最小の運動量

2.コンクリート6層+装置全体(トリガーシンチレータ2枚+シンチレータ5層+アルミニウム4層)を通過できる最小の運動量

を、0.01[cm]刻みで Bethe Bloch の公式を用いて計算すると、今回の実験装置ではおよそ 829~951[MeV/c]の運動量をもつ μ が捕獲でき、

アルミニウム中で、87%

シンチレータ中で、13% (2)

が静止することがわかった。

また、0.8~2.0[GeV/c]の運動量の μ は、

$$(2.57 \pm 0.29) \times 10^{-3} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} (\text{GeV}/c)^{-1}]$$

(0.8~2.0[GeV/c]の範囲で、エネルギースペクトルがフラットであると仮定)

の頻度で降り注いでいるため、今回の我々の実験装置(天頂角 : 0.29[sr]、上面 : 12[cm]×148[cm])には、捕獲可能な μ は

$$9.6 \pm 1.1 [\text{min}^{-1}] \quad \text{およそ } 0.16 [\text{Hz}]$$

(一日当りおよそ14000個)

の頻度で降り注いでいることがわかった。

3.3 モンテカルロシミュレーション

実際の実験では宇宙線に含まれる μ^+ をアルミでトラップさせて、止まった μ^+ が崩壊する時に放出する e^+ をシンチレーターで検出することによって μ^+ を検出する。

ここで、この様子のシミュレーションを行い、100%上向き（天頂向き）と仮定したときに重要な因子である非対称度

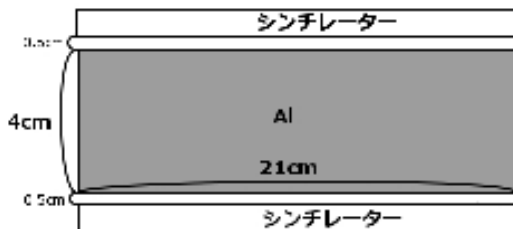
$$\Delta N = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad \begin{array}{l} N_{\uparrow} : \text{上方向に電子を放出した崩壊の数} \\ N_{\downarrow} : \text{下方向に電子を放出した崩壊の数} \end{array}$$

を求めた。

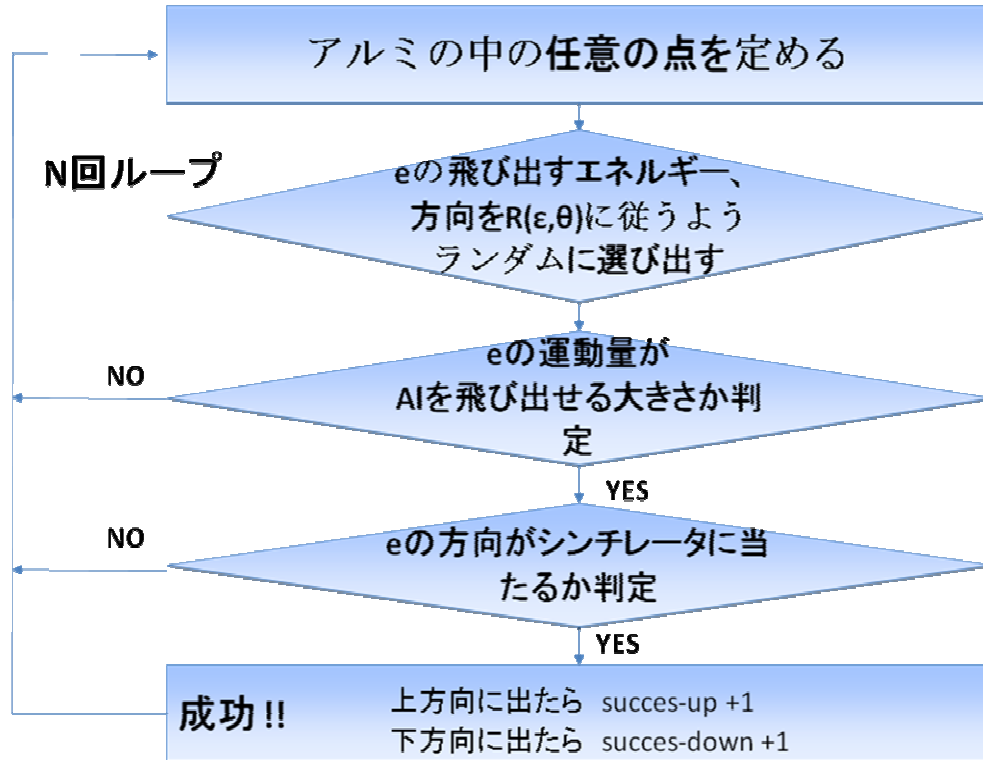
シミュレーションの条件

- μ^+ すべて鉛直方向に入射し、Al に一様に停止するものとする。
- e^+ の運動エネルギーと運動方向は崩壊様式に依存するものとし(P 5 (1)参照)、多重クーロン散乱による方向の変化は無視する。
- アルミ中を通る e^+ のエネルギー損失は Bethe-Bloch の式に従うものとする。
- e^+ の運動エネルギーがなくなった時点で e^+ は停止するものとする。
- Al、及びシンチレーターは図の様に配置されているものとする。
ただし、z 軸方向は無限遠とする。

図



モンテカルロ法による計算方法



試行を 10^6 回行ったところ

$N_{\uparrow} : N_{\downarrow} = 36\% : 22\%$ (残り 42%はシンチレータで検出されなかった崩壊数)

であった。

よって、非対称度 ΔN は

$$\Delta N = \frac{36 - 22}{36 + 22} = 0.27$$

となった。

3.4 磁場とソレノイド

Larmor 歳差運動から本実験に必要な磁場を求める。

例えば、 μ 粒子の平均寿命 $\tau = 2.2 \times 10^{-6} [s]$ で一周期分の振動を見るためには振動数 Ω を

$$\Omega = \frac{1}{2.2 \times 10^{-6}} \cong 4.55 \times 10^5 [Hz]$$

とすればよい。前出の理論式

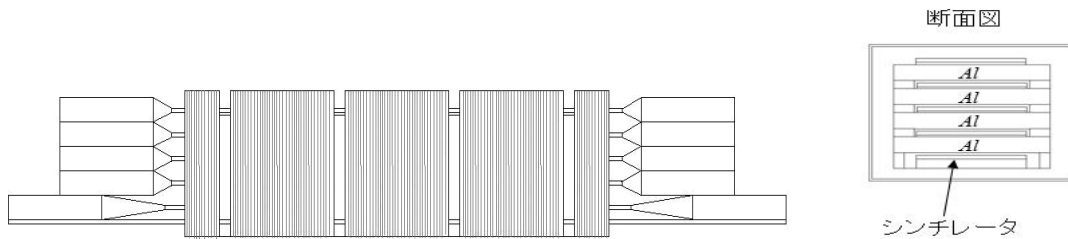
$$\Omega = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{geB}{2m_\mu} \cdot \frac{1}{2\pi}$$

より、 B について求めると

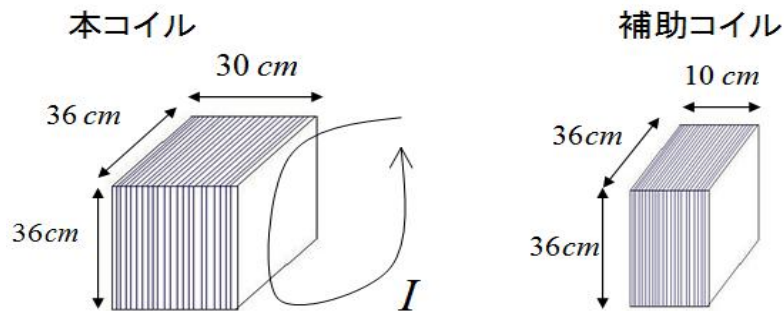
$$B = \frac{2m_\mu}{ge} \cdot 2\pi \cdot \Omega \cong 3.35 \times 10^{-3} [T]$$

となり、この程度の磁場を作ればよいことがわかる。本番もこの程度の磁場を想定し、ソレノイドの設計を行った。

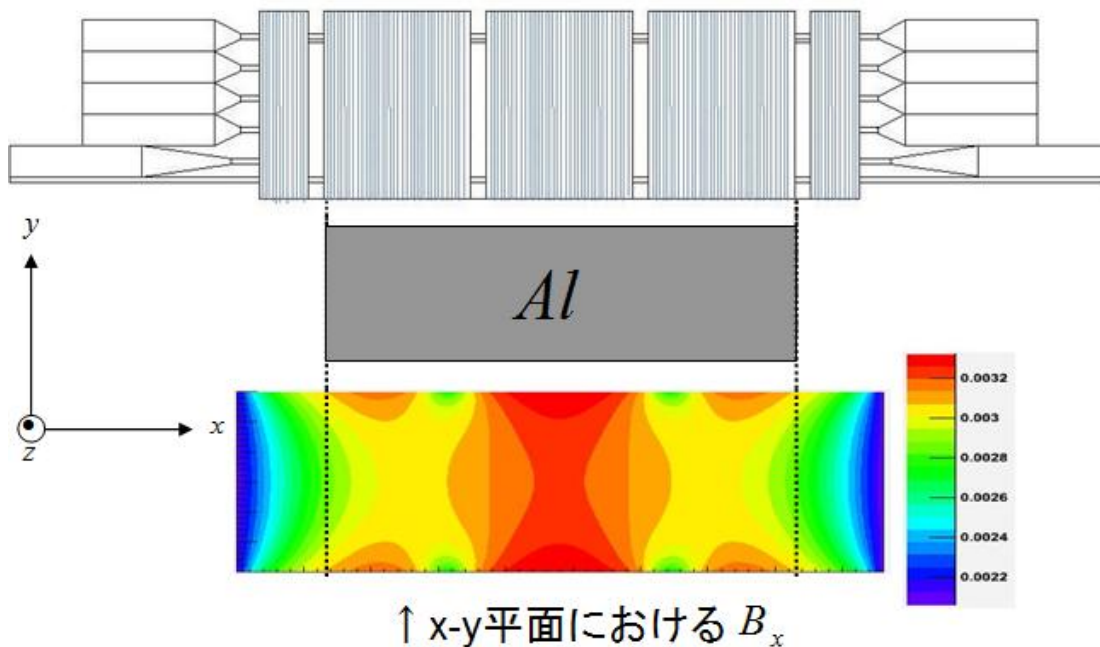
ソレノイドは、装置の組み立てやすさを考慮して本コイルを3つに分割し、さらに磁場の均一性を図るため左右に一つずつ補助コイルを設けた。



コイルの大きさは下図のようになっている。



また、本コイルの電流 8.0[A]、巻数 $n=500$ [turn/m]、補助コイルの電流 10.0[A]、巻数 500[turn/m]として、コンピュータによる磁場のシミュレーションを行った。



アルミが挿入されている範囲では、磁場はほぼ均一になっていることがわかる。また、コイルに必要な電力量を計算すると、それぞれ

- ・ 本コイル $W_{main} \cong 115.2[W]$
- ・ 補助コイル $W_{assist} \cong 60.0[W]$

となった。

ただし上記の値は、銅線 1.6[mm]を使用した時のコイル一つあたりのものである。

3.5 シンチレーター

今回の実験では図1のように3種類の大きさのプラスチックシンチレーターを用いた。

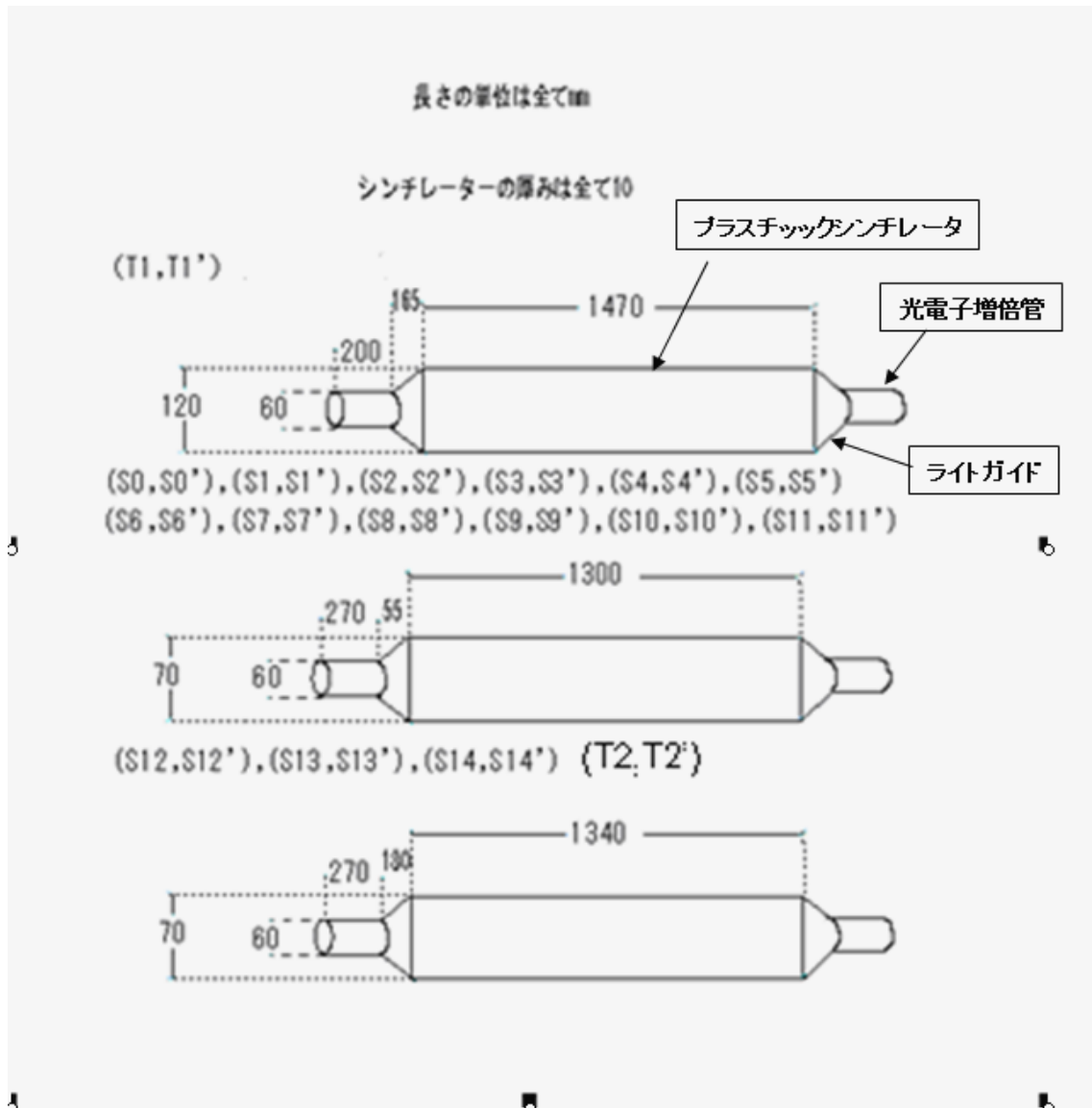


図1

プラスチックシンチレーターを荷電粒子が通過すると、シンチレーター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。そしてこの電子が基底状態に戻る時、シンチレーション光と呼ばれる光を発する。この光がこのライトガイドを通じ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まず入射窓を通過する。この入射窓は近紫外を通す物質でできている。その後光電面と呼ばれる金属面に光が当たる。

光電面に光が入ってくると光電効果と呼ばれる現象によって、金属内部の電子が飛び出し、飛び出した電子は強い電場によって加速されて一段目のダイノードに衝突する。ダイノード

ドに衝突した電子は加速で得たエネルギーを使ってダイノード内の電子を次々と飛び出させる。この飛び出した電子を二次電子という。

二次電子はまた電場によって加速され、次の段のダイノードに衝突し、新たな二次電子群を発生させる。これを繰り返し、最後まで到達した電子が、電流として外部に読みだされる。(※図2参照)

シンチレーターの構造

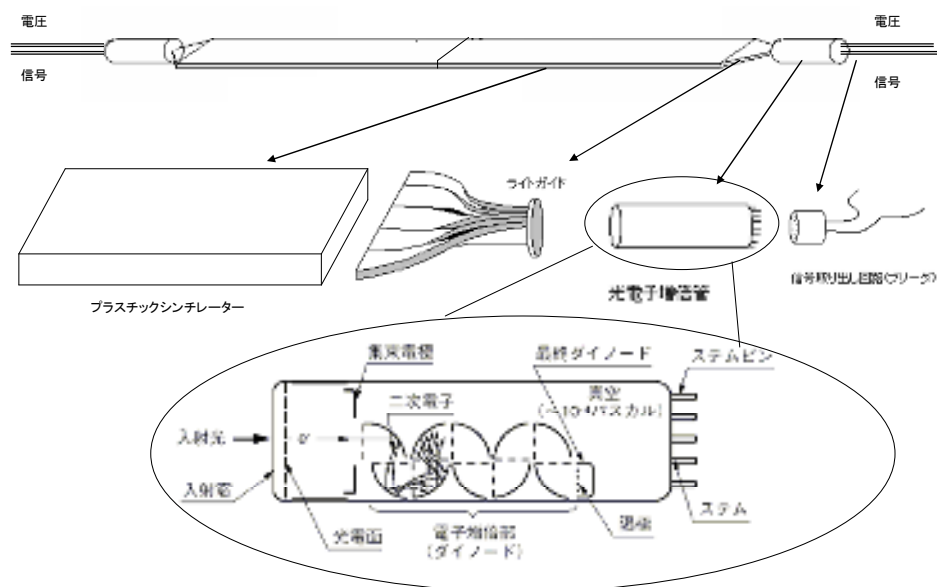


図2

3.6 トリガー条件

本実験ではトリガーに使うためさらに2本のシンチレーターを図3のように設置する。この2本のシンチレーターの位置関係は図3.1のように μ 粒子が飛来してきてT1 T2を通過したら必ず一番下の段のシンチレーターを通過するか若しくは途中のアルミ中で止まるように決めた。

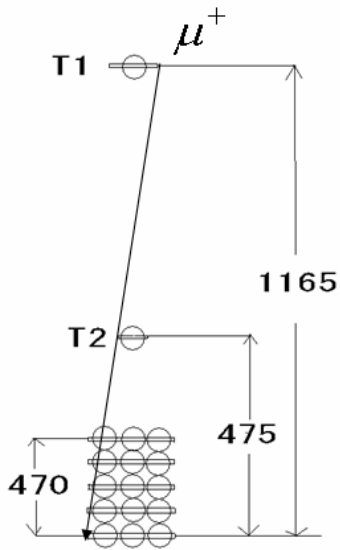


図 3.1

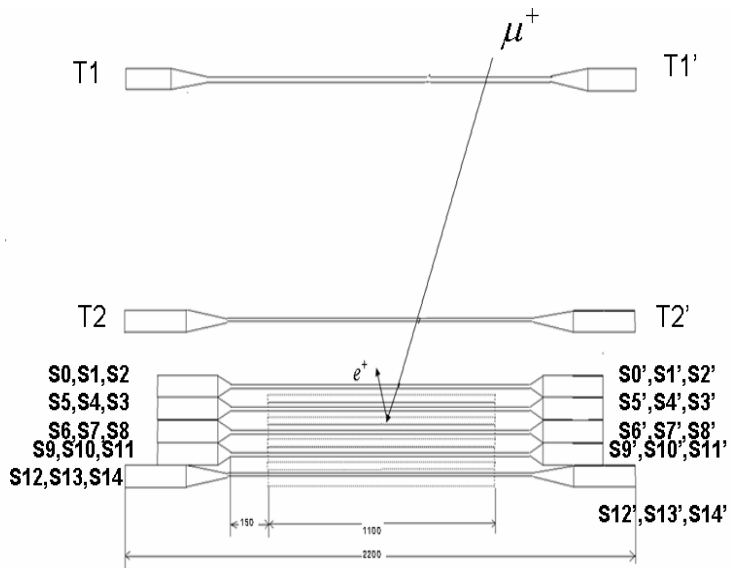


図 3.2

そのためのトリガー条件は T 1, T 2 にヒットがあり、かつ一番下の段の S12,S13,S14 にヒットが無いという条件である。図 4 はトリガー条件のオシロスコープ画面上でのコインシデンスの時間情報である。

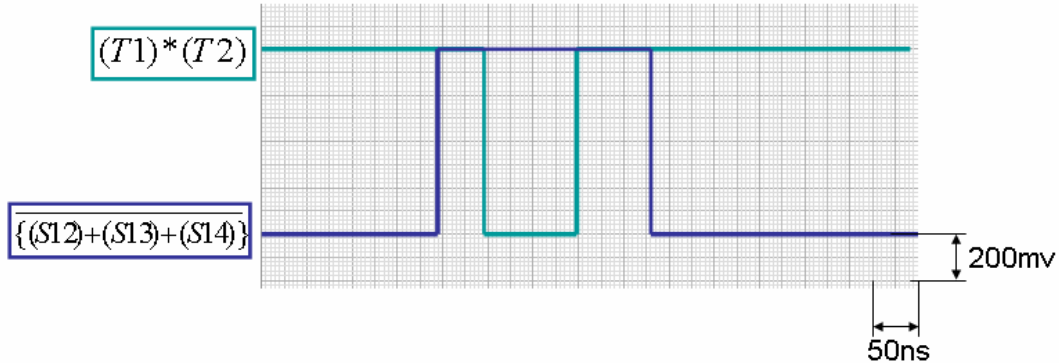


図 4

ちなみに S12,S13,S14 は Stop 条件にも用いる。よってこの装置 start 条件と stop 条件は下のようになる。

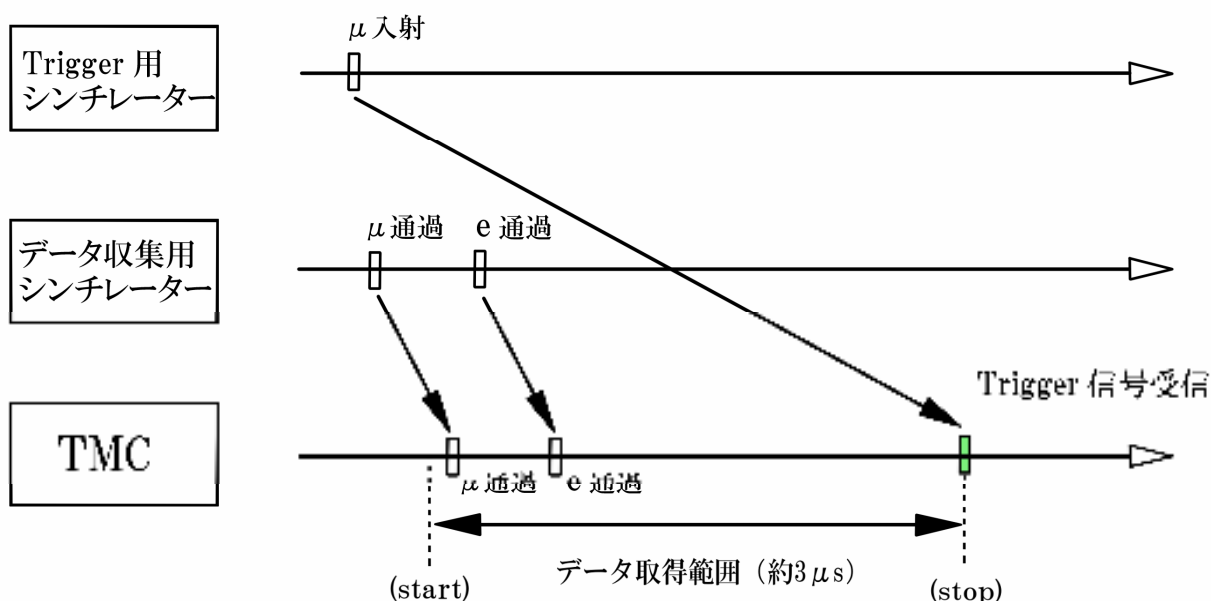
$(Ti * Ti')$ を (Ti) とすると

$$\text{Start} : (T1) * (T2) * \overline{\{(S12) + (S13) + (S14)\}}$$

$$\text{Stop} : \sum_{i=0}^{14} Si$$

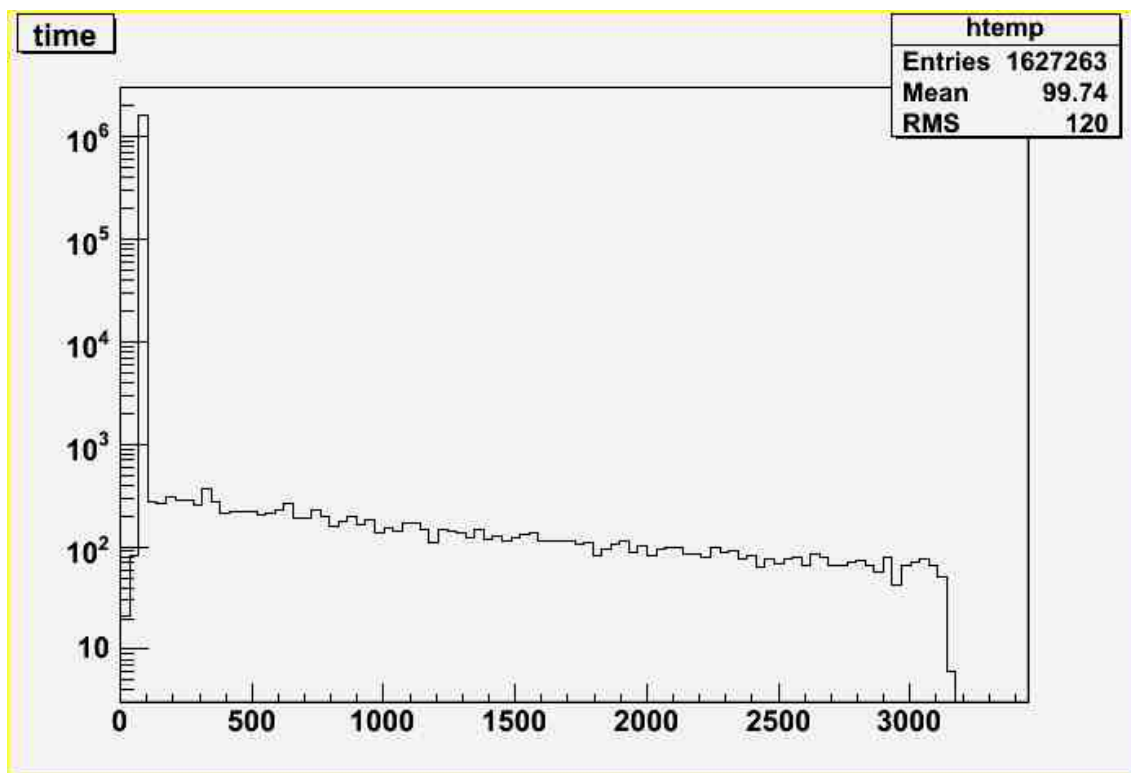
3.7 データ収集システム

各シンチレータが荷電粒子の通過を検出する時刻を、 μ 粒子の入射時刻を基準として記録したい。そのために、タイムコンバーター (TMC) を用いて、PC でデータ収集を行う。回路や回路間のケーブルによって信号が遅延するので、その影響を考慮してセッティングした。信号のやり取りを、タイムラインを用いて以下に図示する。ここで、小さな縦長のボックスは検出した事象を、それらを繋ぐ矢印はその事象を通知する信号のやり取りを表している。



ここで、Trigger 信号とは μ 粒子が実験装置内に入射した時刻を得るためのものである。TMC は、この Trigger 信号が入力された時刻を基準として、データ収集用シンチレータからの信号 (data 信号) の入力時刻を記録している。また、Trigger 信号の受信をデータ取得の stop 条件にしたのは、Trigger 信号以外の信号の delay を全て調整するより Trigger 信号 1 つのみの delay を調整する方が簡便だったからである。

得られるデータの例として、Trigger hit 数が 100 万回の run のグラフを以下に示す。
ただし、このグラフでは各シンチレーターのデータの総和をとっている。

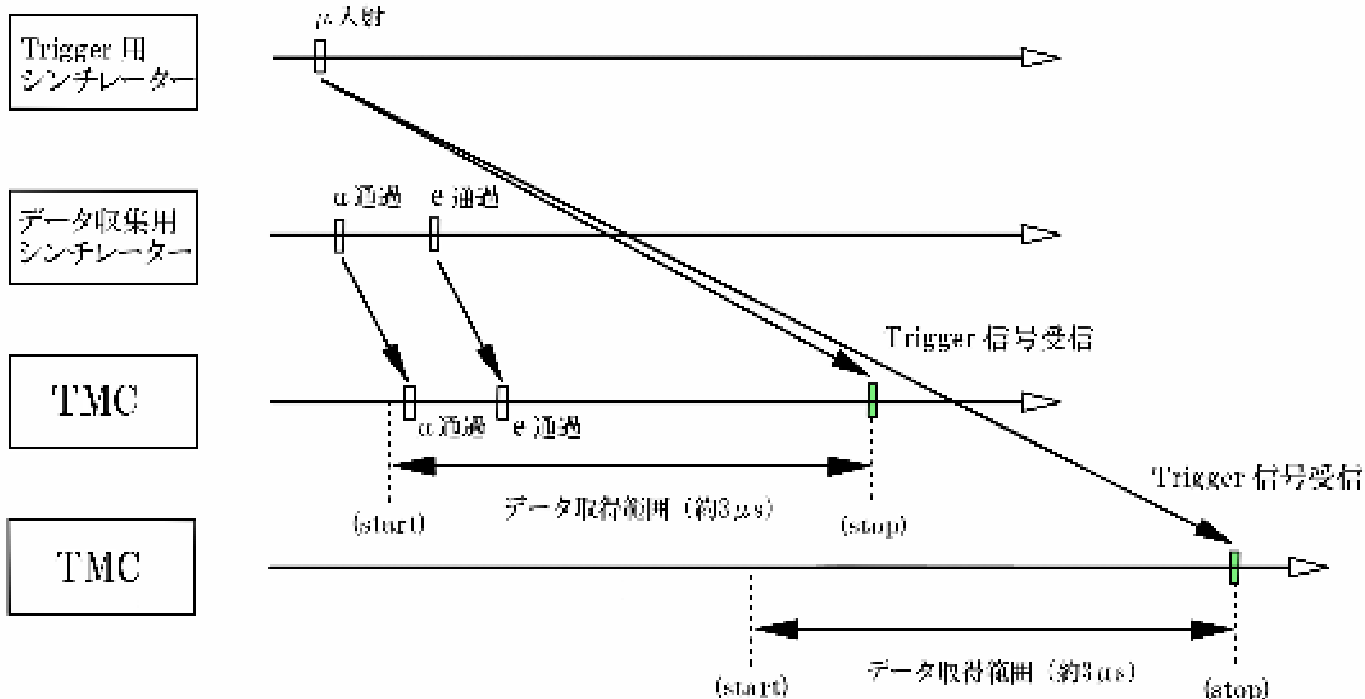


横軸：崩壊時刻 [ns] 縦軸：イベント数 [回]

・データ収集システムの改良予定について

TMC は 3140ns 分のデータしか記録できないので、 μ 崩壊後の電子の約 75%しか観測できていない。そこで、TMC を 2 つ用いることでより長い時間分のデータを収集することで、実験効率および測定精度の向上を図る。これによって約 90%の電子が観測できると考えられる。

改良後の、装置間の信号のやり取りを、タイムラインを用いて以下に図示する。



2つのTMCはそれぞれ独立して機能するため、1つの μ 粒子のイベントにつき非同期な2つのデータがPCに記録される。よって、取得後のデータを同期させるために2つのTMCが記録する時刻のずれを割り出す必要がある。

そのためには、2つのTMCのデータ取得範囲に重なりを持たせておき、共通部分に電子の通過が記録されたイベントを収集すればよい。これらの作業は今後行う予定である。

第4章 解析

4.1 シンチレーターの Efficiency

実験に入る前にまず各シンチレーターの Efficiency を測定し、特に Efficiency が低いシンチレーターがあった場合にその Efficiency をできるだけあげる必要がある。

まず始めの作業として図5のように別のシンチレーターA,A'を用意し、連結した各シンチレーターを挟み、A,A'のコインシデンスをとる。この信号をオシロスコープのチャンネル1につなぐ。次に S1,S2 からの信号をそれぞれチャンネル2,チャンネル3につなぐ。そしてチャンネル1にトリガーを合わせる。

その状態でチャンネル2、チャンネル3のオシロスコープ上での波形が同じ高さになるようにそれぞれにかける電圧の大小関係を決めた。

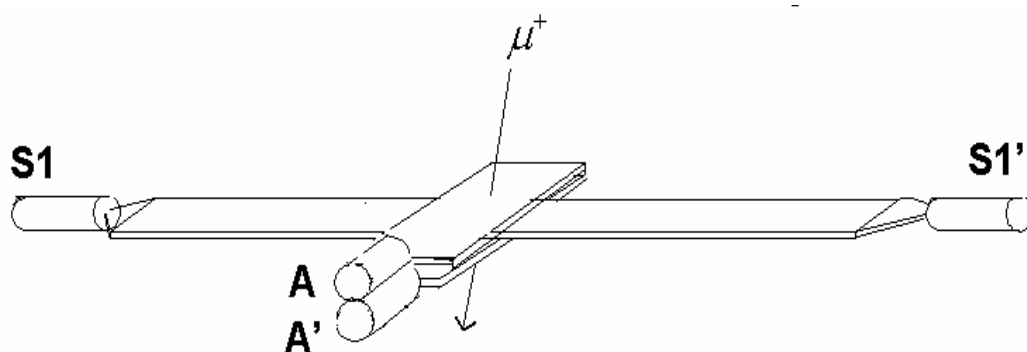


図5

次に実際装置を図6のように組んでみて、データを取り解析により各シンチレーターの Efficiency を求めた。

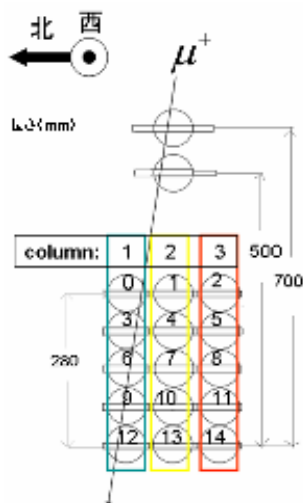


図6

その方法は以下の通りである。まずトリガー条件は通り抜けにする。

$$\text{Start} : (T1) * (T2) * \{(S12) + (S13) + (S14)\}$$

解析の仕組みとしてはある列のうちのシンチレーターの4つ以上にヒットがあったらその列を μ 粒子が通過したと判断する。ここで、基となるデータにはトリガー条件を満たしてから各イベント毎に約 $3\mu\text{s}$ 内にヒットした全てのシンチレーターの記録が含まれているので、他の μ 粒子からの decay positron によるヒットも若干含まれている。よって Efficiency を求める時にこの decay positron によるヒットを除く必要がある。

μ 粒子の通過により、シンチレーターはトリガー条件を満たしてからだいたい 160~170ns 後にヒットがある。このことからデータから Efficiency を計算する時、トリガー条件を満たしてから 200ns 以内のヒットだけを用いた。

そして実際 10 万イベントとったデータをヒストグラムにしたものが図 7 である。縦軸はヒット数、横軸は各シンチレーターの番号を表す。

具体的には、もし、トリガー条件を満たすイベントの中で一列目のシンチレーター0,3,6,9,12番のうち 4 つ以上のシンチレーターのヒットがあったイベントがあればそのイベントを “column1” のイベントとする。そしてそのイベントにおいてヒットがあったシンチレーターをそれぞれカウントしていく。(図 7.1) 一方、各シンチレーターの Efficiency は

$$Efficiency = \frac{\text{各シンチレーターのヒット数}}{\text{column1イベント数}}$$

として求めた。

“column2” (図 7.2) , “column3” (図 7.3) も同様に Fill して計算した。

ちなみに 横軸が-1の値はイベント毎にならなかったシンチレーターが有った場合に Fill したものである。

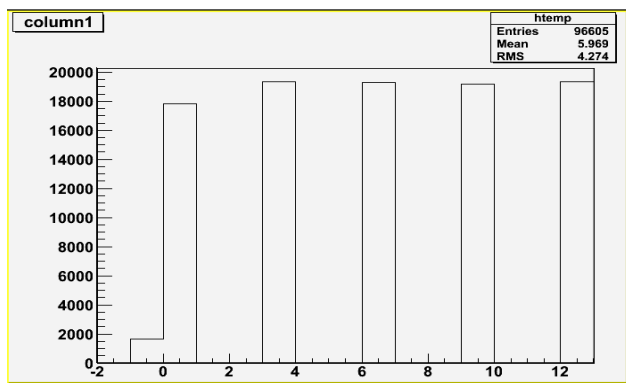


図 7.1

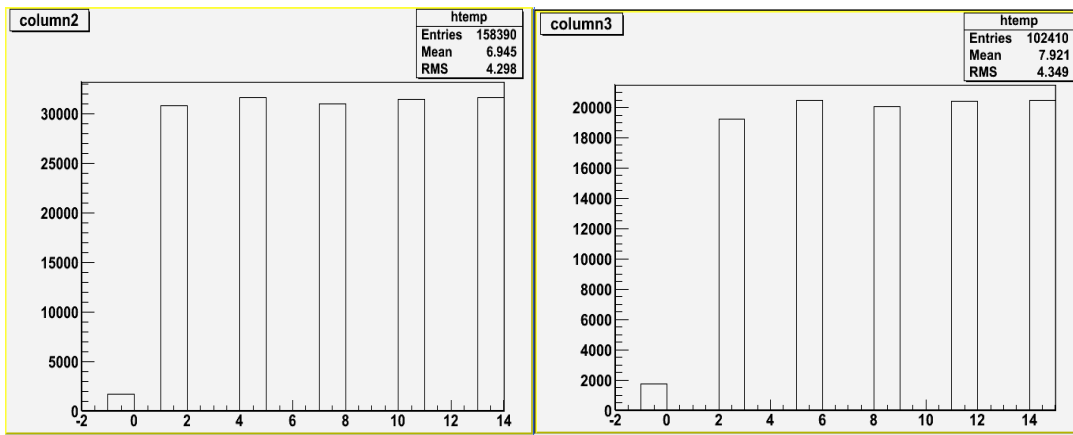


図 7.2

図 7.3

ただし、一番下の段のシンチレータにヒットがあるイベントは現在のトリガー条件では取得していない。このため、上記の方法では下の段の3つのシンチレータの Efficiency が測れない。そこで4、5段目のシンチレータを入れ替え、トリガー条件も図 8 のように変更した。

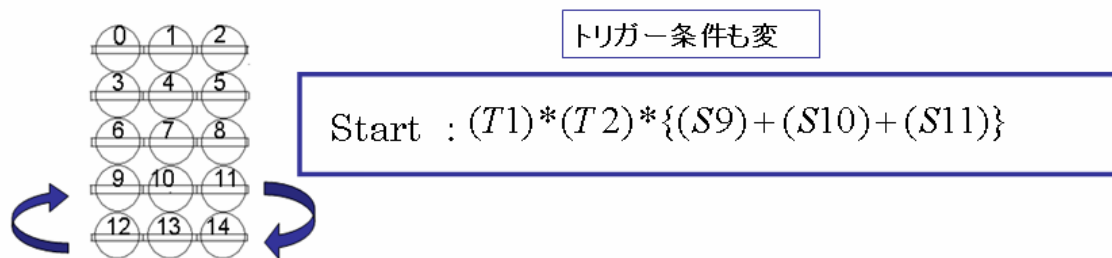
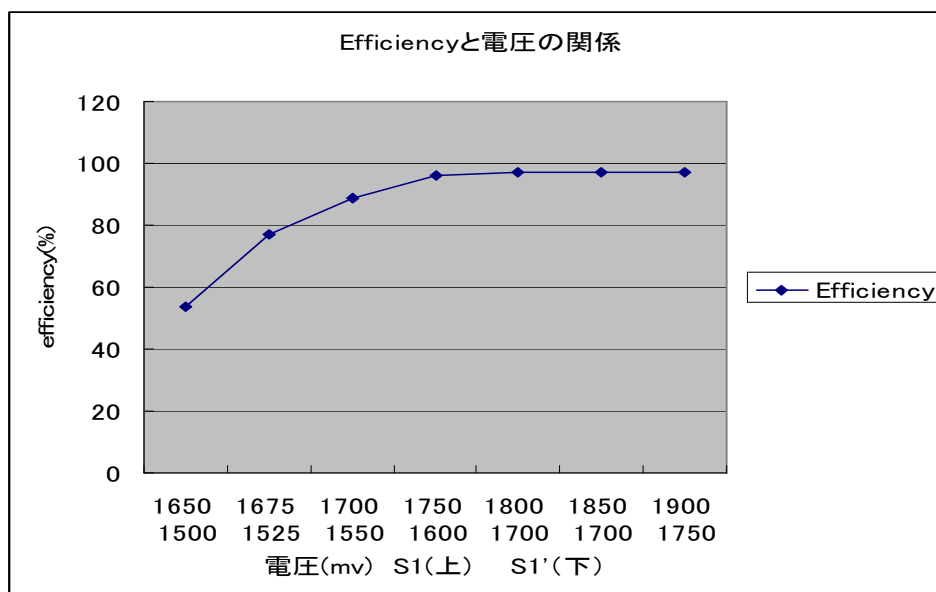


図 8

一方シンチレータの Efficiency と電圧には一般的に下図のような関係がある。



この関係を用いて特に Efficiency が低かった 0, 1 番のシンチレーターを電圧を調整して Efficiency をできるだけ高めた。

0 番の電圧は両端の光電子増倍管にかける電圧を

(S0,S'0) : (1725mv, 1725mv) → (1900mv,1900mv)

1 番の電圧は両端の光電子増倍管にかける電圧を

(S1,S'1) : (1650mv,1500mv) → (1900mv,1750mv)と変化させた。

最終的にでた Efficiency とその時の電圧は下図のようになった。

シンチレーター	電圧(mV)	Efficiency
(S0,S0')	(1900, 1900)	93.79%
(S1,S1')	(1900,1750)	97.28%
(S2,S2')	(2000,2000)	93.82%
(S3,S3')	(1850,1850)	99.97%
(S4,S4')	(1900,1900)	99.93%
(S5,S5')	(1750,1850)	99.96%
(S6,S6')	(1800,1650)	99.87%
(S7,S7')	(1700,1700)	97.93%
(S8,S8')	(1650,1800)	98.00%
(S9,S9')	(1800,1800)	99.36%
(S10,S10')	(1750,1650)	99.53%
(S11,S11')	(1750,1850)	99.78%
(S12,S12')	(1750,1750)	99.30%

<考察>

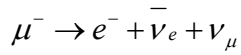
ここで Efficiency が 100%にならない理由としてまず考えられるのは、装置を組んだときに完全に真っ直ぐシンチレーターが積まれておらず、ミューオンがシンチレーターの端を通過したイベントが解析したデータの中に含まれているためだと考えられる。

また特に S0, S1 の Efficiency が低い理由としては、一番上の段でシンチレーターS1 と S0,S2 の間に隙間があり、そこを μ 粒子が通過したためだと考えられる。またトリガーに用いた T1,T2 のシンチレーターが一段目に積まれているシンチレーターよりも長いいため実際には一段目を通過しなかったイベントも含まれていると考えられる。

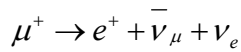
4.2 ミューオンの寿命

物質中の μ の崩壊反応は、

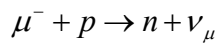
$$\cdot \mu^-$$



$$\cdot \mu^+$$



であるが、 μ^- は、物質中で原子核に捕獲される。



このため、 μ^- の物質中での寿命は、 μ^+ より短くみえる。

今回得られたデータも、この寿命の違いを考慮して解析する。

宇宙線中の μ の電荷比は、

$$\mu^+ / \mu^- \cong 1.28 \quad (3)$$

であることが知られている。

(2)、(3) より、

$$\cdot \text{Al 中で捕獲する } \mu^- ; \mu_{Al}^-$$

$$\cdot \text{シンチレータ中で捕獲する } \mu^- ; \mu_{sci}^-$$

$$\cdot \text{装置全体で捕獲する } \mu^+ ; \mu^+$$

とした時、それぞれの割合は、

$$\mu_{Al}^- : \mu_{sci}^- : \mu^+ = 1 : 0.146 : 1.467 \quad (4)$$

であることがわかる。

真空中での μ の寿命は、

$$\tau^+ = 2.19703 \pm 0.00004 [\mu\text{s}] \quad (5)$$

であることが知られており、さらに、[2]より、以下の値を用いる。

$$\cdot \text{アルミニウム中での } \mu^- \text{ の寿命 ; } \tau_{Al}^-$$

$$\tau_{AL}^- = 0.88 \pm 0.0010 [\mu\text{s}] \quad (6)$$

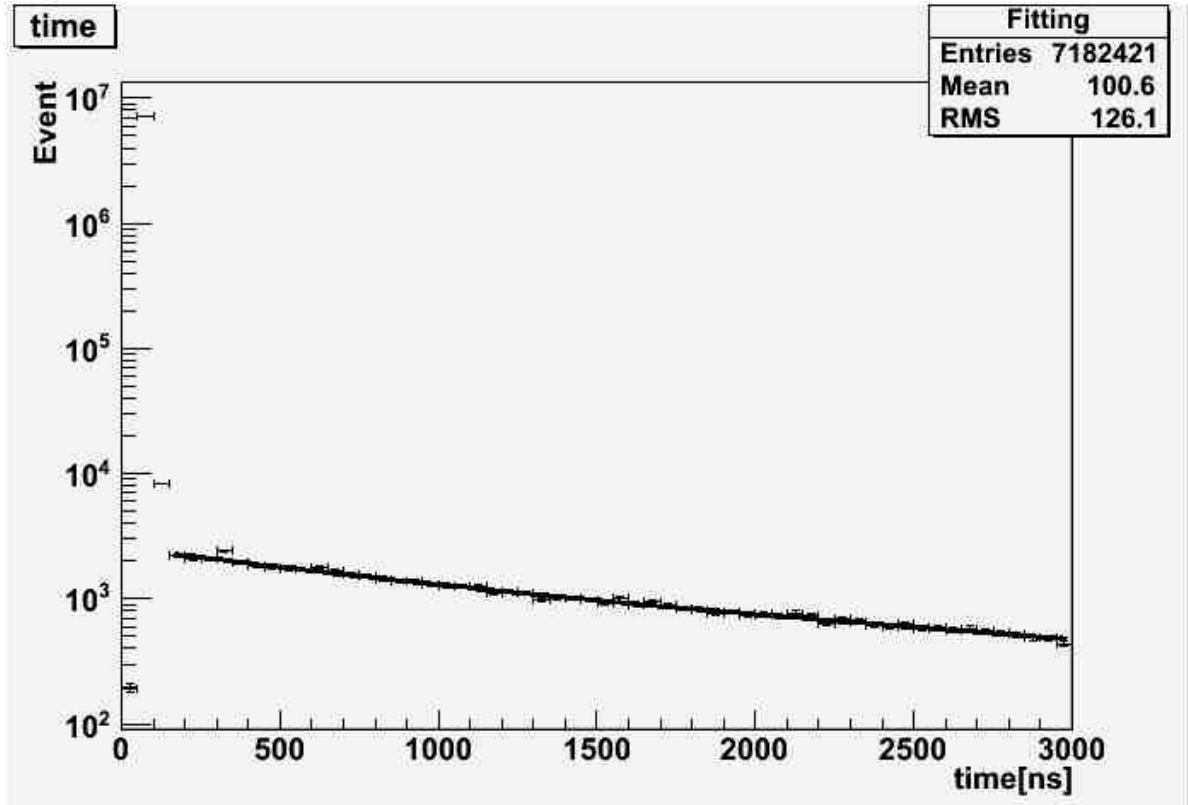
$$\cdot \text{カーボン中 (シンチレータ中) での } \mu^- \text{ の寿命 ; } \tau_{sci}^-$$

$$\tau_{sci}^- = 2.03 \pm 0.0016 [\mu\text{s}] \quad (7)$$

今回測定に用いたデータは、

- ・ イベント数 ; 5.0×10^6
- ・ 測定時間 ; $1.3 \times 10^6 [s]$ 約 15 日間

以下のグラフは、データのヒストグラム（縦軸；カウント数、横軸；時間[ns]）である。



150 [ns]以降の信号を崩壊信号と考える。

(4)、(5)、(6)、(7)を考慮し、以下の式で fitting した。

$$y = a \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_{Al}^-}\right) + \frac{2.03}{2.20} \times 0.146 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sci}^-}\right) + \frac{0.88}{2.20} \times 1.467 \exp\left(-\frac{t}{\tau^+}\right) \right)$$

結果、以下のようになった。

$$\tau^+ = 3.16 \pm 0.8 [\mu s]$$

$$\tau_{Al}^- = 0.94 \pm 0.04 [\mu s]$$

$$\tau_{sci}^- = 3.16 \pm 3.52 [\mu s]$$

$$a = (1.50 \pm 0.02) \times 10^3$$

今回の実験では、シンチレータ中での μ の寿命 τ_{sci}^- は求めることができなかったが、アルミ中での μ の寿命 τ_{Al}^- および μ^+ の寿命 τ^+ は理論値と、誤差の範囲内におさまった。

また、

1. μ のキャプチャーレート

0.16[Hz]

2. モンテカルロシミュレーションによる、崩壊電子の観測確立

58%

3. TMC で取得しているデータが、150[ns]~3000[ns]の範囲であることから、

$$\frac{\int_{150}^{3000} e^{-\frac{t}{2200}} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{2200}} dt} \cong 68\%$$

以上の3つの数値より、今回の実験装置の捕獲レートの予測値は、

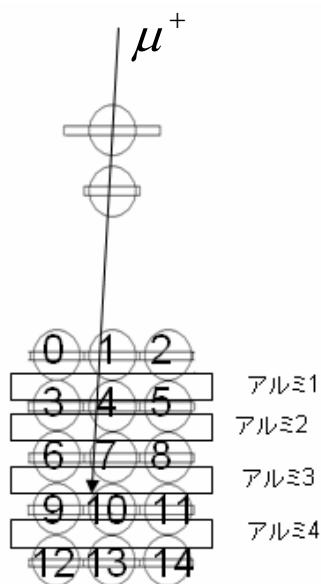
およそ 0.06[Hz]である。

今回のデータは、

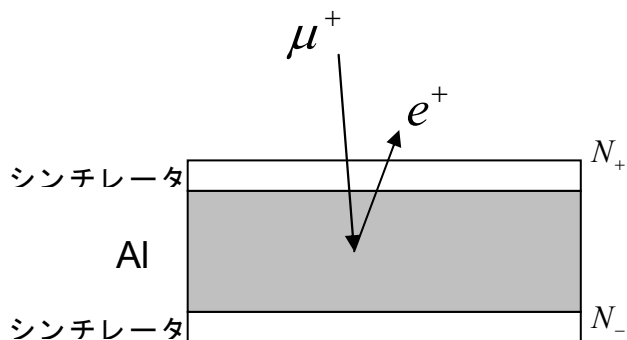
- ・ イベント数 ; 5.0×10^6
- ・ 測定時間 ; 1.3×10^6 [s] 約 15 日間

およそ 0.05[Hz]であり、予測値に近い値であった。

4.3 Asymmetry



今回の実験では、アルミを4層用いている。90ns以前の信号を μ の通過による信号とした上で、上図のようなアルミ3で止まったイベントはアルミ3に対し上部の各シンチレータ層でヒットがあり、他のシンチレータは反応していない、と定義する。この方法でどのアルミ層で μ がストップしたかを判断する。



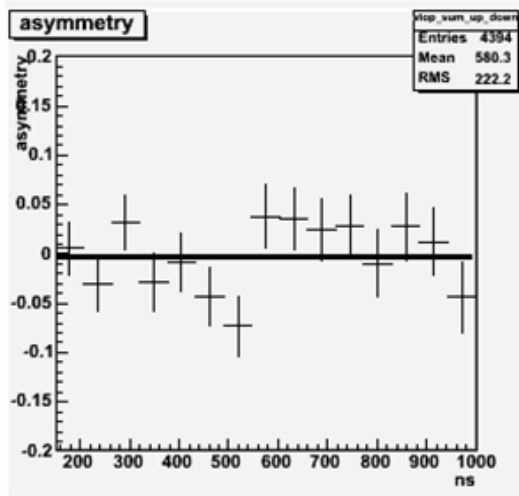
さらに、上図のように、 μ の崩壊によりアルミ上部のシンチレーターにヒットしたイベントを N_+ 、下部のシンチレーターにヒットしたイベントを N_- とすれば、asymmetry ΔN は $\Delta N = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$ と定義される。

実験データを解析する上で、今回の装置ではシンチレーター中で崩壊するイベントと N_+ が、どちらの場合もアルミ上部のシンチレーターを2回ヒットするので区別できない。アルミでストップした μ が58%の確率でシンチレーターにヒットすることから、崩壊を観測したイベントからアルミでストップしたと思えるイベントを再構築し、アルミとアルミ上部のシンチレーターでストップする μ の比21.7:2.5を用いて、 N_+ を定義しなす。アルミ上部のシンチレーターでストップするイベント数を X とすると

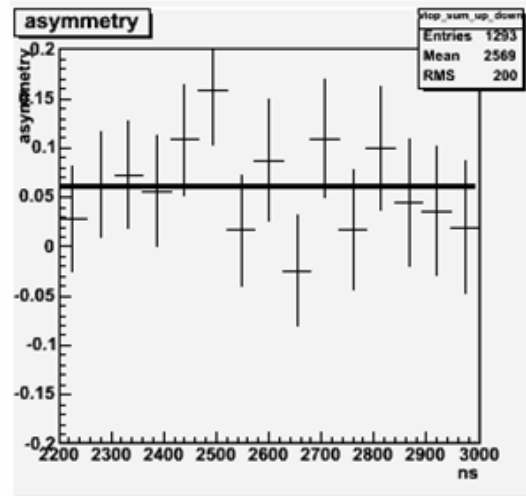
$$21.7 : 2.5 = (\text{崩壊観測イベント} - X) \times \frac{100}{58} : X \quad \text{となり } X \text{ が求まる。}$$

今回の実験で得たデータからは $N_+' = 0.75N_+$ となった。

以上の方法で0~1000ns, 2200~3000nsにおける ΔN をそれぞれ求めると下図のようになった。



$$\Delta N = -2.61 \times 10^{-3} \pm 7.9 \times 10^{-3}$$



$$\Delta N = 6.06 \times 10^{-2} \pm 1.5 \times 10^{-2}$$

0~1000ns においては偏極が逆の μ^- が存在することから、asymmetry があまり見えていないことが分かる。 μ^- がアルミ原子核にキャプチャーされて効果のなくなる 2200ns 以降のデータを用いて、 $\Delta N = 6.06 \times 10^{-2} \pm 1.5 \times 10^{-2}$ となる。

また、スピン上方向の正ミューオン数を N_{\uparrow} 、スピン下方向の正ミューオン数を N_{\downarrow} とす

ると偏極度 P_0 は、 $P_0 = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$ である。 $\begin{cases} N_+ = aN_{\uparrow} + bN_{\downarrow} \\ N_- = bN_{\uparrow} + aN_{\downarrow} \end{cases}$ (a, b はシミュレーションよ

り $a=0.362, b=0.219$) の関係があるので $\Delta N = \frac{a-b}{a+b} \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{a-b}{a+b} P_0$ より P_0 を決定する

と、 $P_0 = 0.25 \pm 0.061$ となった。

第4章 結果と今後の課題

以下が今回得た結果である。

崩壊観測数	0.05[Hz]
μ^+ の寿命	3.16 ± 0.81 [Hz]
偏極度	0.25 ± 0.061

これらは予想値といい一致を示しており、またシンチレーターの efficiency も概ね 99%以上であった。よって信頼できる実験装置が作れたと言え、磁場をかけた測定に移ることができる。磁場をかけた測定において精度よく g 値を決定するために、TMC の測定時間を増やす、磁場の効果を補正する、といった工夫が必要である。

参考文献

- [1] Polarization of Cosmic-Ray μ Mesons :Theory ,Saito Hayakawa ,1957
- [2] Total nuclear capture rates for negative muons ,T.Suzuki and D.F.Measday ,1986

付録

アルミ架台設計図

コイル設計図