

2022年度 卒業研究

# ミューオン崩壊におけるパリティ対称性の破れの 検証

2023年3月31日

指導教員 田島 治 鈴木 淳也

京都大学  
理学部  
課題研究 P1

伊津野 勝英 吉川 史起

## 概要

宇宙線ミュオン崩壊時の方向の非対称性を検出し、弱い相互作用におけるパリティ対称性の破れを検証する。

# 目次

第1章 はじめに	2
第2章 理論	3
2.1 宇宙線ミュオン [1] [2]	3
2.2 弱い相互作用 [3] [4] [5]	4
2.2.1 ミューオンの崩壊	4
2.2.2 陽電子の角度分布	6
第3章 実験	9
3.1 実験原理	9
3.2 実験装置	9
3.2.1 回路図	9
3.2.2 配置図	10
3.3 実験セットアップ	11
第4章 結果と解析	12
4.1 事前実験	12
4.2 本実験	12
4.3 解析	12
第5章 検討・考察	16
第6章 まとめ	17
Appendix 電子の角度分布の導出 [3]	18
謝辞	20
参考文献	20

# 第1章 はじめに

1950年代まで、パリティ対称性は保たれていると考えられてきたが、T.D.LeeとC.N.Yangにより疑問が呈され、C.S.Wuによって実験的に破れていることが確かめられた。並進/回転対称性等と同様に基本的な対称性と考えられていたため、この発見は物理学において大きな意味をもつ。本実験では、宇宙線ミュオンが偏極していることを利用することで、[2]を参考に簡易な実験装置でパリティ対称性の破れを検証した。

## 第2章 理論

### 2.1 宇宙線ミュオン [1] [2]

本実験では電荷の異なる2つのミュオンのうち  $\mu^+$  が重要となってくるため、以降は  $\mu^+$  に着目して議論する。  $\mu^+$  は典型的には地上 15 km のところで弱い相互作用により  $\pi^+$  が次のように崩壊することにより生成される。



$\pi^+$  はスピン 0,  $\nu_\mu$  がスピン  $\frac{1}{2}$  の右巻きであるので、次の図 2.1 の二つの場合が考えられる。

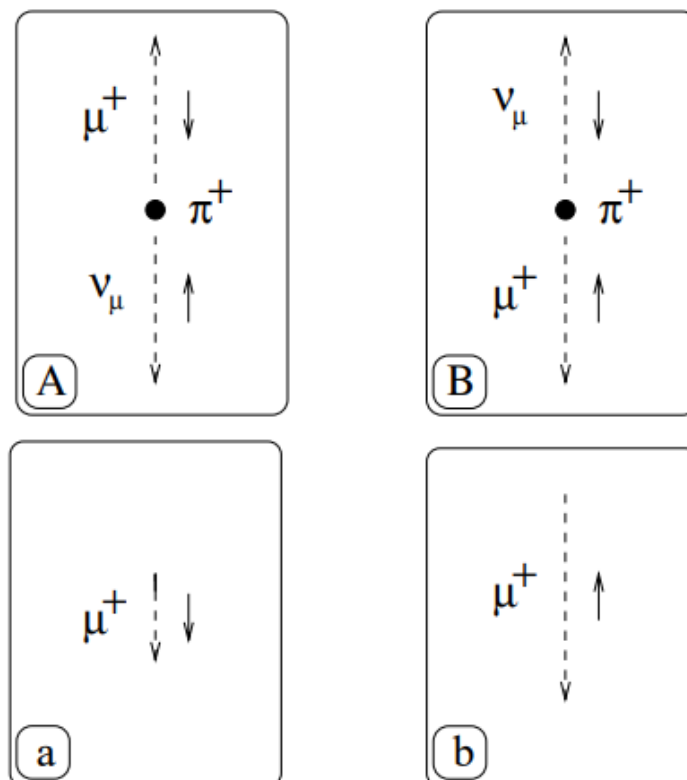


図 2.1:  $\pi^+$  の崩壊パターン [2]

A,B は  $\pi^+$  の静止系であり, a,b は実験室系である.  $\mu^+$  は寿命が  $2.2 \mu\text{s}$  であるため, 実験室に到達できるのは相対論的效果により寿命が延びる B,b の場合となる. また, ミューオンの地上での角度分布は天頂角  $\theta$  として, およそ  $3 \text{ GeV}$  のエネルギーをもつミューオンは  $\cos^2 \theta$  に比例する. 本実験で対象とするミューオンは数 cm のアルミニウムで停止する, 比較的低エネルギーの低いミューオンであり, [1] によると, 低エネルギーなミューオンほどより, 真上にピークをもつ.

従って, 本実験で検出されるミューオンは鉛直上方向から飛来し, 左巻き (スピンの鉛直上向き) のものが支配的となる. また,  $\mu^-$  は同様の議論より右巻き (スピンの鉛直下向き) となる.

## 2.2 弱い相互作用 [3] [4] [5]

### 2.2.1 ミューオンの崩壊

弱い相互作用によりミューオンは次式のように崩壊する.

$$\mu^+(k, t) \longrightarrow e^+(p, s) + \nu_e(q_1, -\frac{1}{2}) + \bar{\nu}_\mu(q_2, \frac{1}{2}) \quad (2.2)$$

この過程は次の図 2.2 の Feynman グラフで表される.

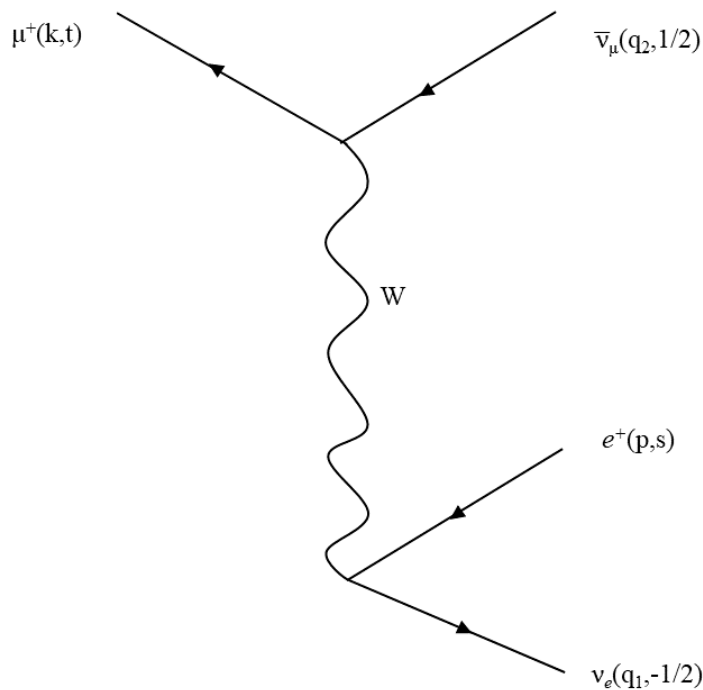


図 2.2:  $\mu^+$  の崩壊

この過程において Feynman 則に基づいて Feynman 振幅を求めると, 次のようになる.

$$\mathcal{M} = -g_W^2 [\bar{u}_{\nu_e}(q_1, -\frac{1}{2})\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)v_e(p, s)] \frac{i(-g_{\alpha\beta} + p'_\alpha p'_\beta/m_W^2)}{p'^2 - m_W^2 + i\epsilon} [\bar{v}_\mu(k, t)\gamma^\beta(1 - \gamma_5)v_{\nu_\mu}(q_2, \frac{1}{2})] \quad (2.3)$$

$m_W \rightarrow \infty$  の極限で Feynman 振幅 (2.3) は次式に簡約される.

$$\mathcal{M} = -\frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\nu_e}(q_1, -\frac{1}{2})\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)v_e(p, s)] [\bar{v}_\mu(k, t)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)v_{\nu_\mu}(q_2, \frac{1}{2})] \quad (2.4)$$

$G$ (Fermi 結合定数) は次のように定義される.

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \left(\frac{g_W}{m_W}\right)^2 \quad (2.5)$$

上式は次の形の相互作用からも得ることができる.

$$\mathcal{H}_I^{(F)} = \frac{G}{\sqrt{2}} L_\alpha^\dagger(x) L^\alpha(x) \quad (2.6)$$

ここで

$$L_\alpha(x) = \bar{\psi}_{(e)}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\psi_{(\nu_e)}(x) + \bar{\psi}_{(\mu)}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\psi_{(\nu_\mu)}(x) \quad (2.7)$$

$$L_\alpha^\dagger(x) = \bar{\psi}_{(\nu_e)}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\psi_{(e)}(x) + \bar{\psi}_{(\nu_\mu)}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)\psi_{(\mu)}(x) \quad (2.8)$$

である.

式 (2.6) は 4 つのレプトン場の点接触型相互作用を表しており, Fermi が 1934 年に提案した. 振幅 (2.4) に対応する Feynman グラフは次の図 2.5 である.

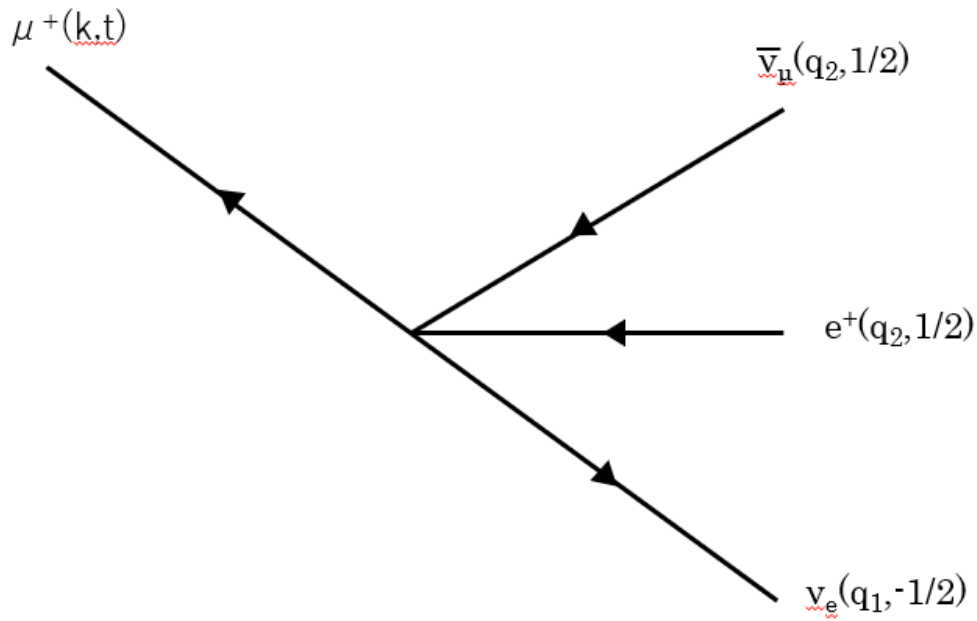


図 2.3:  $\mu^+$  の崩壊を Fermi 型相互作用で記述する Feynman グラフ

二つの振幅の違いは  $(m_\mu/m_W)^2$  程度の違いしか生まない.  $W$  の質量が 80.40 GeV, ミューオンの質量が 105.6 MeV であるので,  $10^{-6}$  程度の違いしか生まない.

### 2.2.2 陽電子の角度分布

微分崩壊幅は次式のようになる.

$$d\Gamma = (2\pi)^{-5} \frac{1}{2k_0} \delta(k - p - q_1 - q_2) |\mathcal{M}(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)|^2 \frac{d^3 p}{(2p_0)} \frac{d^3 q_1}{(2q_{1,0})} \frac{d^3 q_2}{(2q_{2,0})} \quad (2.9)$$

上式から, 偏極したミューオンの静止系における電子の角度分布は次式のようになる.

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} \sim \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} [3 - 2x + \cos\theta(2x - 1)] x^2 \quad (2.10)$$

ここで  $x = \frac{2E}{m_\mu}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) で  $\theta$  はミューオンのスピンと陽電子の運動方向の角度である. 散乱角と確率の関係は次の図のようになる. これは  $x$  を積分して得られる.

$$r = \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \cos\theta \quad (2.11)$$



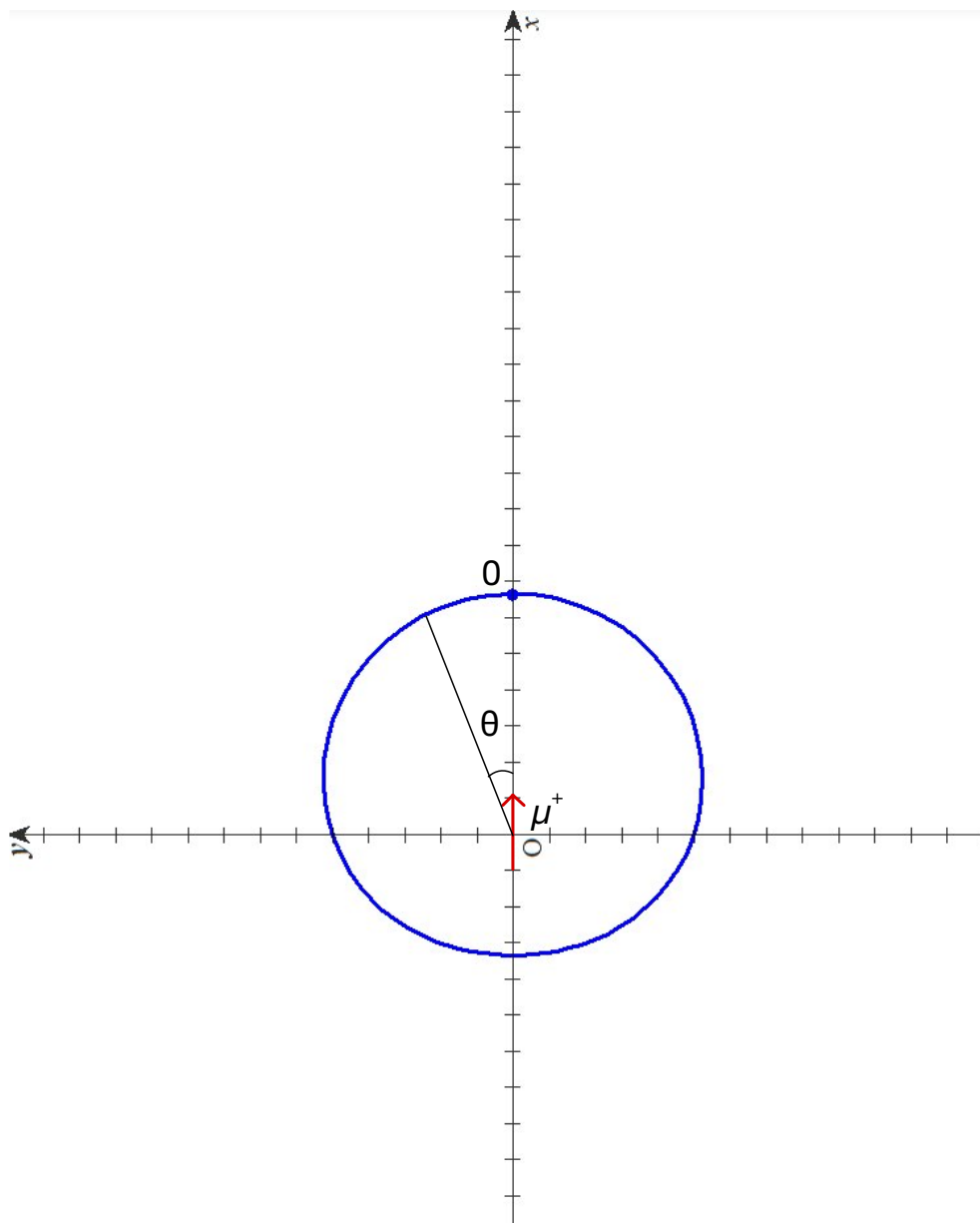


図 2.4: 散乱角と確率の関係

図からわかるように、ミューオンのスピンと同じ方向に陽電子は放出されやすくなっている。エネルギー分布は次のようになる。

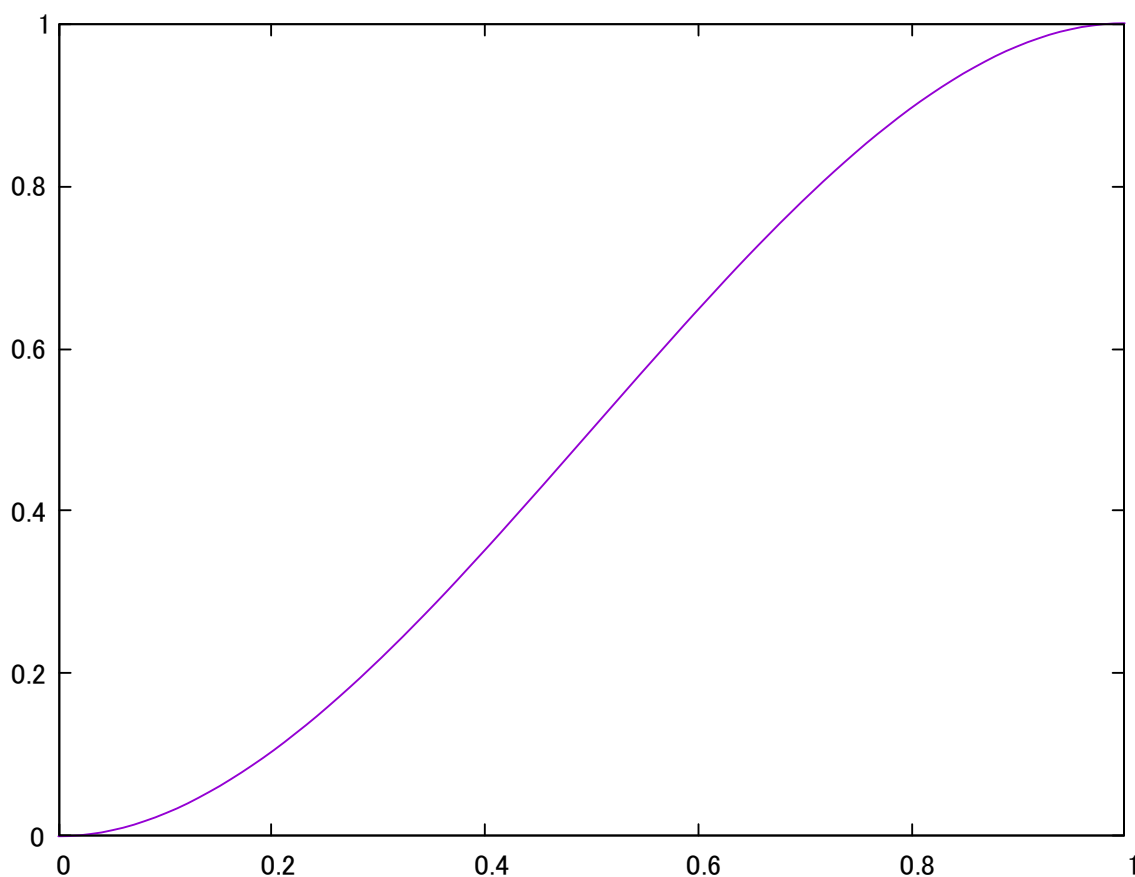


図 2.5: 電子・陽電子のエネルギー分布

$x$  が小さいときには  $x$  について 2 次で,  $x=1$  で最大値をもつ.  
また,  $x=1$  のとき角度分布は,

$$\frac{d\Gamma}{d\cos\theta} \sim 1 + \cos\theta \quad (2.12)$$

であり, このときミュー粒子のスピンの反平行に陽電子が放出される確率は 0 となる. 本実験は以上のような, 陽電子の放出方向の異方性を用いる.

ここまでの議論は  $\mu^-$  にも適用でき,  $\mu^-$  の場合は  $\mu^+$  と逆向きに放出されやすくなる.

# 第3章 実験

## 3.1 実験原理

今回の実験では、宇宙船ミュオン崩壊の向きを上下に二枚ずつ設置したそれぞれのシンチレータのコインシデンスを取ることで判定し、それぞれの方向に崩壊したミュオンの数を測定した。また、その際に入ったノイズの個数を測定し実験値から引くことで、実験の精度をあげた。

## 3.2 実験装置

### 3.2.1 回路図

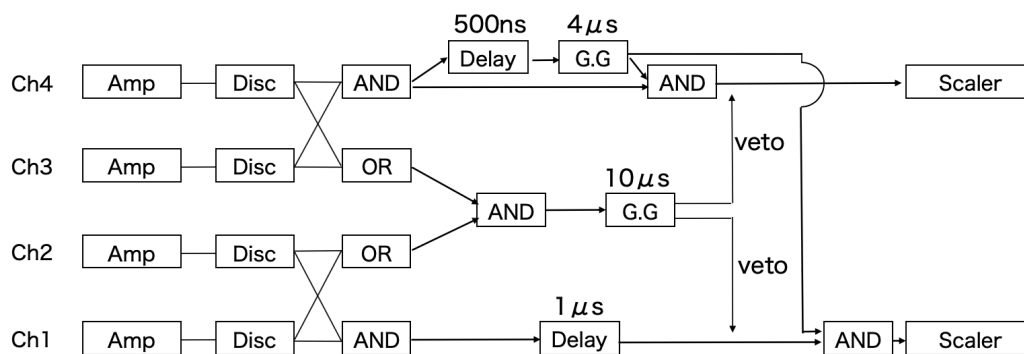


図 3.1: 実験器具の配置図

図中の言葉が示す機器の説明は以下である。

Amp:Amplitude-入ってきた信号を増幅させる。今回は 10 倍に設定した。

Disc:Discriminator-入ってきた信号を矩形に変換した。今回は以下のように Threshold と Offset を設定した。

表 3.1: Discriminator の Threshold と Offset

PMT	Threshold	Offset
PMT1	300mV	68mV
PMT2	280mV	-182mV
PMT3	160mV	28mV
PMT4	440mV	-272mV

AND:Coincidence-同時に信号が入ってきた時に信号を出す。

OR:FUN IN/OUT-どちらか一方に信号が入ってきた時に信号を出す。

Delay:Delay-信号を遅延させる。今回はCh4には500ns、Ch1には1 $\mu$ sとした。

G.G:GateGenerator-信号が入った時に、一定の長さの信号を出す。今回は上を4 $\mu$ s、中を10 $\mu$ sとした。

Scaler:Scaler-信号が入った数を数える。

今回は入ってくる信号を以下の3つのパターンに分けて判定した。

1. 上から侵入して1から2 $\mu$ s後に下向きに放出
2. 上から侵入して1から2 $\mu$ s後に上向きに放出
3. 文章上から侵入してそのまま貫通

3の貫通イベントは、上下に同時にFUN IN/OUT信号が来たか否かで判定

そうでない場合のうち、上部のGateGeneratorの4 $\mu$ s以内に信号が来れば1の場合(上向き崩壊)、3 $\mu$ s以内に下部のANDが取れば2の場合(下向き崩壊)と判定した。

### 3.2.2 配置図

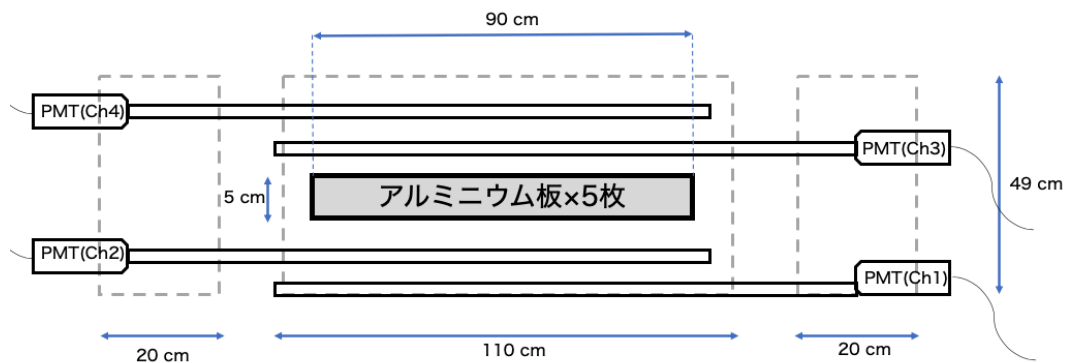


図 3.2: 実験器具の回路図

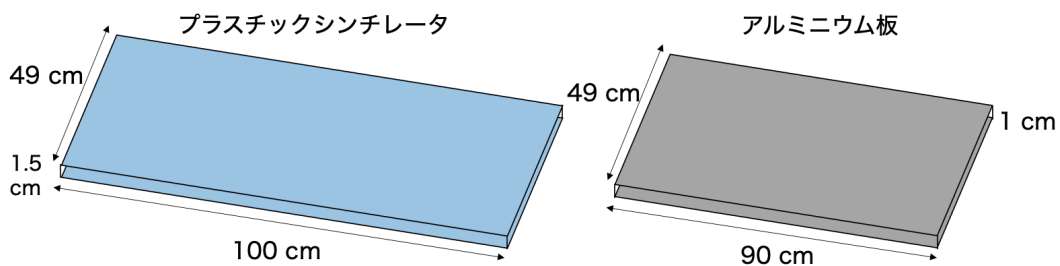


図 3.3: シンチレータとアルミ板のサイズ

実験は上の図の装置で行った。アルミニウム板によって、ミューオンの動きを止めて崩壊させたのち、そこから放出される電子と陽電子を 4 つの PMT で計測した。

### 3.3 実験セットアップ

実験を行うにあたり、それぞれの PMT の感度を等しくするために、上下それぞれの貫通イベント数が等しくなるように電圧を調節した。

測定は 100 秒間 3 回行い、最終的に以下のような結果となったものを採用した。

表 3.2: それぞれの PMT にかけた電圧と 100 秒間の貫通イベント数

PMT	電圧	1 回目	2 回目	3 回目
PMT1	1735mV	5536	5609	5448
PMT2	1700mV			
PMT3	1690mV	5706	5643	5612
PMT4	1675mV			

## 第4章 結果と解析

### 4.1 事前実験

本実験におけるノイズの量を勘定するために、アルミニウムを除いた場合のデータをとる。ノイズがない場合は理想的には上下ともにカウント数は0となるはずである。しかし、PMT 自体がもつノイズのために、0にはならない。この解決策として、Discriminator の閾値を適切に設定することで、ミューオンや電子の信号とノイズを区別する方法があるが、この実験機器ではノイズが大きく、うまく区別することはできなかった。

次の表 4.1 にアルミニウムを除いた場合の実験結果をまとめた。

表 4.1: アルミニウムを除いた場合の上下のカウント数

電子の方向	カウント数
上	2723
下	1409

測定期間は 2/24 の 13:27 から 2/27 の 13:23 の 71 時間 56 分である。ここで上下のカウント数に差があるのは上がトリガーとなっているためだと考えられる。実験のセットアップとしては実験の章で述べたように、上側の 2 つのコインシデンスと下側の 2 つのコインシデンスは揃えてある。

### 4.2 本実験

次の表 4.2 アルミニウムを入れた場合の実験結果をまとめた。

表 4.2: アルミニウムを入れた場合の上下のカウント数

電子の方向	カウント数
上	35316
下	27315

測定期間は 2/10 の 15:30 から 2/24 の 13:22 の 331 時間 52 分である。

### 4.3 解析

事前実験の結果を用いてノイズを差し引いたカウント数を有効カウント数とする。有効カウント数を次の表 4.3 にまとめた。

表 4.3: 上下の有効カウント数

	有効カウント数
上	22649
下	20726

この時点では  $\mu^+$  と  $\mu^-$  は区別できていないが，上下比を求めてみると  $1.09 \pm 0.01$  である．この段階でパリティ対称性の破れは見えているが，詳細に検討するためにパリティの破れに影響がない  $\mu^-$  は除いた上下比を求める．

$\mu^+$  のみを取り出すには宇宙線に含まれる  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の比がわかればよい．

ここでは次の 2 つのデータを用いることにする．一つ目として，B.Vulpescu による先行研究 The Cosmic Ray Muon Charge Ration [6] のデータを用いた場合を考える．次の図 4.1 の値を用いる．

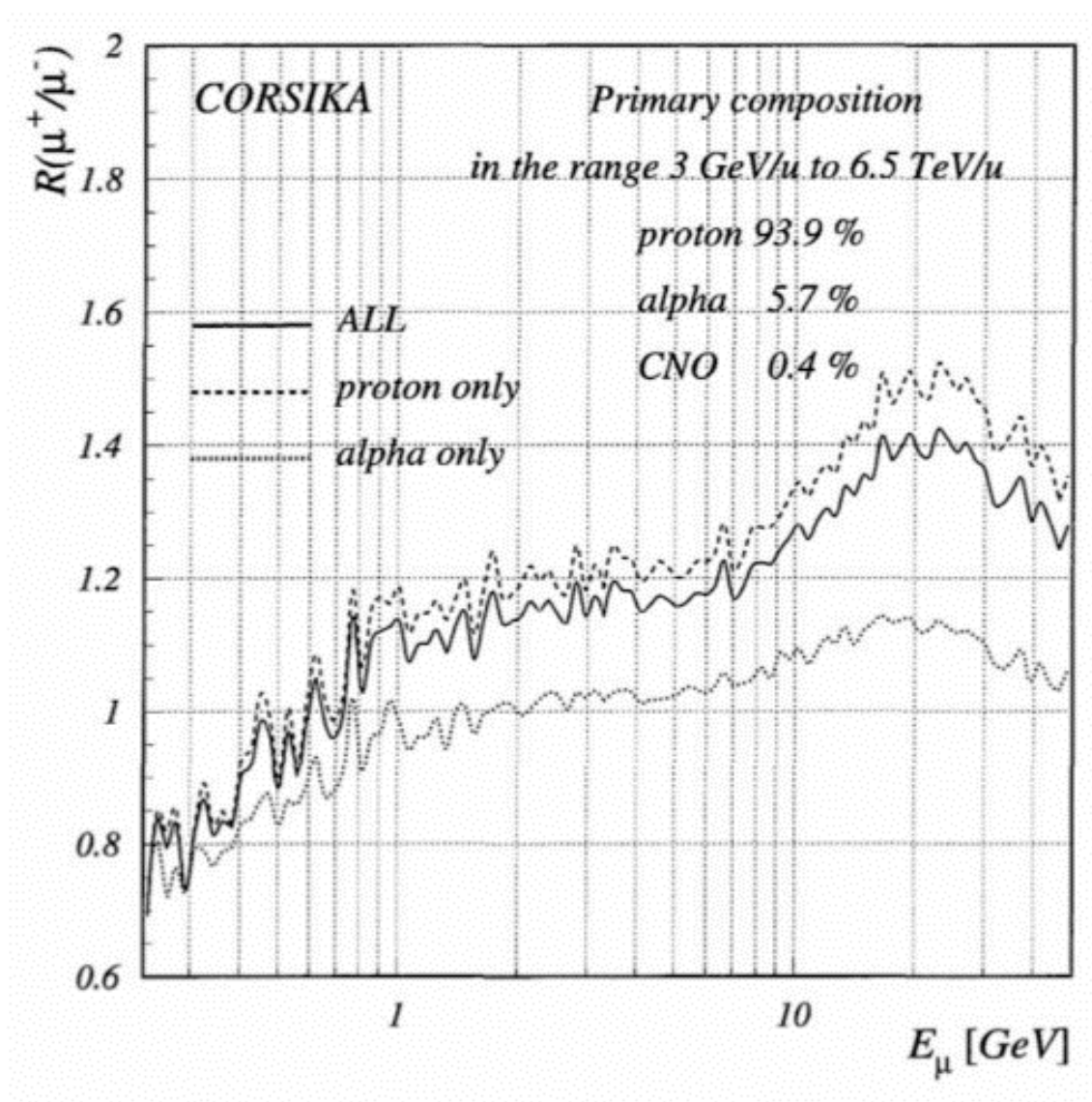


図 4.1: Simulation results from CORSIKA(GHEISHA + VENUS) with pure proton primary flux, pure alpha and of the 5 most abundant nuclei [6]

本実験で対照とするミュオンはアルミニウム 5 cm でとまるおよそ 20 MeV 程度のものである  
ので、この図には含まれていないが、ミュオン電荷比はおよそ 0.6 から 0.8 と考えられる。これ  
をもとに  $\mu^+$  の上下比を算出すると次の表 4.4 のようになる。

表 4.4:  $\mu^+$  の上下比

muon charge ratio	0.6	0.7	0.8
上下比	$1.27 \pm 0.3$	$1.24 \pm 0.03$	$1.22 \pm 0.02$

次に PARMA モデルによる電荷比の予測を用いる。条件設定として今年の 2 月 15 日の京都に  
おける地表面を入力し、予測される大気宇宙線を次の図 4.2 に示した。



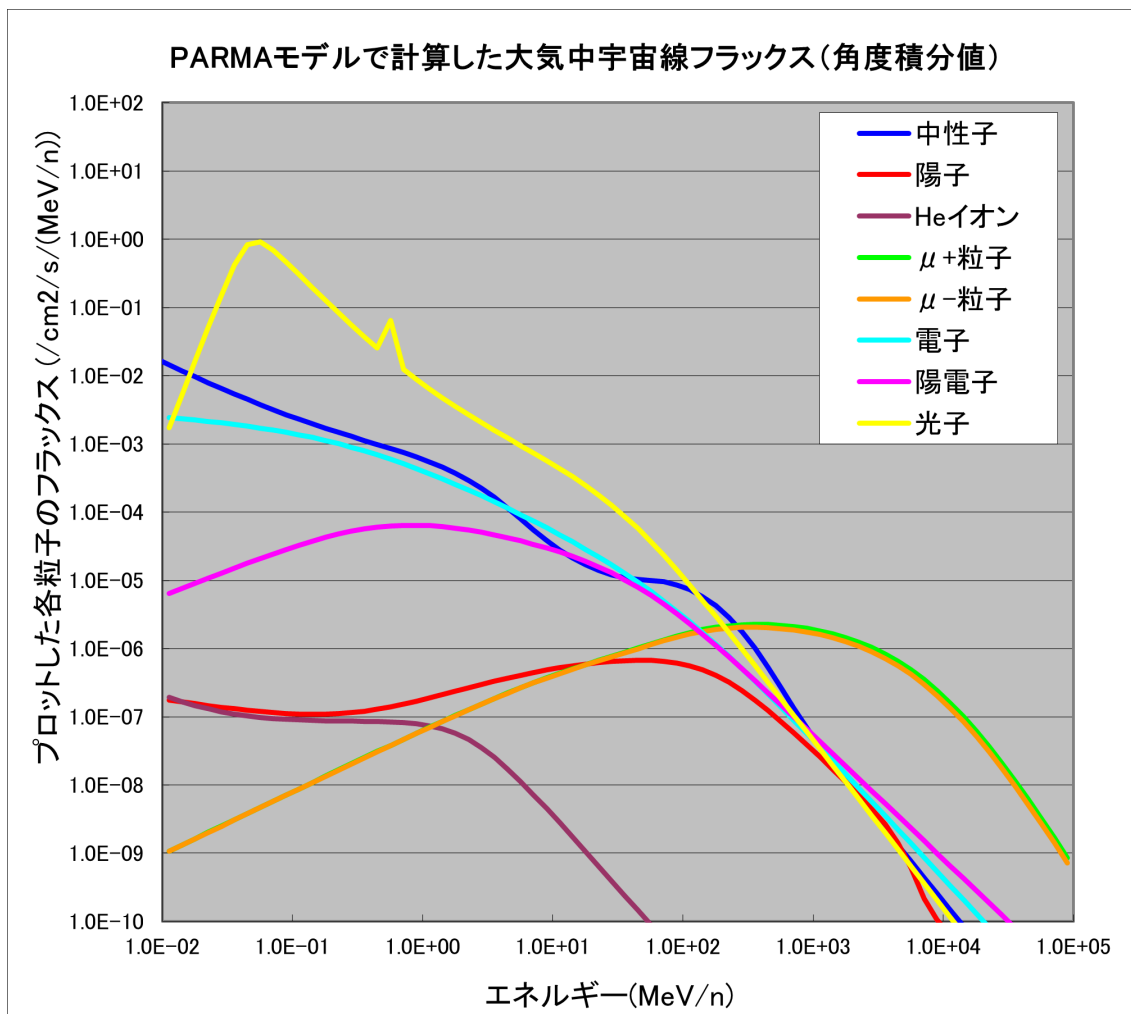


図 4.2: PARMA モデルで計算した大気宇宙線フラックス (角度積分値)

これから、電荷比は 1.01 となり  $\mu^+$  の上下比は  $1.19 \pm 0.02$  となる。

## 第5章 検討・考察

次の表 5.1 に実験器具の形状を考慮した理論値を求めた。ただし、簡単のためにアルミニウムの中心で崩壊したものを考える。

表 5.1: 実験器具の形状を考慮した理論値

偏極率	0.23	0.30	0.35	0.40	0.50	1.0
上下比	1.12	1.15	1.119	1.22	1.29	1.67

ここで偏極率は他の文献を参考にした。0.23 [7] としているものと、0.30 [8] としているものがあり、他の値は参考としてかいた。低エネルギーにおいてどのパラメータを採用するかによって、実験値と理論値が一致しているとも、いないともいえる。これは宇宙線ミュオンの典型的なエネルギーが数 GeV なのに対して、本実験の対照とするエネルギーが低すぎるため十分なデータが得られていないためである。

解決方法としては、実験の測定において上下のカウント数だけでなく、カウントした時刻を同時にとることが考えられる。 $\mu^+$  と  $\mu^-$  ではアルミニウム内における寿命が異なるため、 $\mu^+$  と  $\mu^-$  を区別してカウントできる。

また、理論値の計算において簡単のために仮定を増やしたことも問題として、考えられる。これは解析的な計算が難しいため、アルミニウムを格子に分けてシミュレーション計算する等を行うと計算できるかもしれない。他にも、シンチレータ間の距離を変えたデータと比較することで、斜めから入射するミュオンの影響を評価することができる。

## 第6章 まとめ

パリティ対称性の破れは見ることはできたが、情報不足のために理論値との比較はできなかった。

## Appendix ミューオン崩壊の詳細 [3] [9]

ミューオンが崩壊したときに放出される電子の角度分布を求める計算過程を示す。詳細は [3] に記述されている。Feynman 振幅は次式となる。

$$\mathcal{M} = -\frac{iG}{\sqrt{2}}[\bar{u}_e(p, s)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)v_{\nu_e}(q_1, \frac{1}{2})][\bar{u}_{\nu_\mu}(q_2, -\frac{1}{2})\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)u_\mu(k, t)] \quad (\text{A.1})$$

微分崩壊確率は次式である。

$$d\Gamma = (2\pi)^{-5} \frac{1}{2k_0} \delta(k - p - q_1 - q_2) |\mathcal{M}(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)|^2 \frac{d^3p}{(2p_0)} \frac{d^3q_1}{(2q_{1,0})} \frac{d^3q_2}{(2q_{2,0})} \quad (\text{A.2})$$

ここで

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G^2}{2} M_{\alpha\beta} E^{\alpha\beta} \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} M_{\alpha\beta} &\equiv [\bar{u}_{\nu_\mu}(q_2, -\frac{1}{2})\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)u_\mu(k, t)][\bar{u}_{\nu_\mu}(q_2, -\frac{1}{2})\gamma_\beta(1 - \gamma_5)u_\mu(k, t)]^* \\ &= 4\{[\beta q_2 \alpha(k - m_\mu t)] + i(\beta q_2 \alpha(k - m_\mu t))\} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} E^{\alpha\beta} &\equiv [\bar{u}_e(p, s)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)v_{\nu_e}(q_1, \frac{1}{2})][\bar{u}_e(p, s)\gamma^\beta(1 - \gamma_5)v_{\nu_e}(q_1, \frac{1}{2})]^* \\ &= 4\{[\alpha q_1 \beta(p - m_e s)] + i(\alpha q_1 \beta(p - m_e s))\} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

である。ただし、

$$[\beta B \alpha A] \equiv B_\beta A_\alpha + B_\alpha A_\beta - g_{\alpha\beta} A \cdot B \quad (\text{A.6})$$

$$(\beta B \alpha A) \equiv \epsilon_{\beta\gamma\alpha\delta} B^\gamma A^\delta \quad (\text{A.7})$$

これらを用いると,

$$|\mathcal{M}|^2 = 32G^2[q_1 \cdot (k - m_\mu t)][q_2 \cdot (p - m_e s)] \quad (\text{A.8})$$

となる.

ニュートリノの質量を 0 とし, 積分を実行すると次式のようになる.

$$d\Gamma = (2\pi)^{-4} \frac{G^2}{6} (k_0 p_0)^{-1} q^2 (k - m_\mu t) \cdot (p - m_e s) + 2q \cdot (k - m_\mu t) q \cdot (p - m_e s) d^3 p \quad (\text{A.9})$$

実験系でこの式を評価する. 設定は次式のように書ける.

$$k = (m_\mu, 0), t = (0, \mathbf{t}) \quad (\text{A.10})$$

$$p = (E, \mathbf{p}), s = \left( \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}}{m_e}, \mathbf{n} + \frac{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})\mathbf{p}}{m_e(E + m_e)} \right) \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned} d\Gamma = & (2\pi)^{-4} \frac{G^2}{3} m_\mu \{ 3W - 2E - m_e^2 m_\mu^{-1} + (\mathbf{p} \cdot \mathbf{t}) E^{-1} (W - 2E + m_e^2 m_\mu^{-1}) \\ & - \mathbf{p} \cdot \mathbf{n} E^{-1} (3W - 2E - m_e^2 m_\mu^{-1}) - m_e (\mathbf{n} \cdot \mathbf{t}) E^{-1} (W - E) \\ & (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})(\mathbf{p} \cdot \mathbf{t}) E^{-1} (E + m_e)^{-1} (W - 2E - m_e) \} d^3 p \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

$$W \equiv \frac{1}{2} m_\mu^{-1} (m_\mu^2 + m_e^2) \quad (\text{A.13})$$

ここで,

$$x = \frac{2E}{m_\mu}$$

と変数変換し, 支配的な項のみを残すと次式のように書ける.

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} [3 - 2x - \cos\theta(2x - 1)] \cdot x^2 \quad (\text{A.14})$$

$\mu^+$  の場合は  $\cos\theta$  の前の符号が + となる. また, ミューオンが完全に偏極していない場合は偏極率を  $\cos\theta$  の前にかけることで求められる. [9] 結果は次式にまとめられる.

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta} = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} [3 - 2x \pm P_\mu \cos\theta(2x - 1)] \cdot x^2 \quad (\text{A.15})$$

また, (A.14) 式でエネルギーと角度について全範囲で積分することでミューオンの寿命  $t$  とフェルミ定数の関係を得ることができる. 全崩壊頻度は

$$\Gamma = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (\text{A.16})$$

ミュー粒子の寿命は

$$\tau_\mu = \frac{1}{\Gamma} = \frac{192\pi^3}{G^2 m_\mu^5} \quad (\text{A.17})$$

実験値として,  $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$  と  $\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$  を用いると,  $G = 1.16 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  が得られる.

輻射補正や分岐比も考慮した数値は,  $G = (1.16637 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  である.

## 謝辞

本研究の遂行にあたり, 指導教官として終始多大なご指導を賜った, 田島先生, 鈴木先生に深謝致します. TA の中田さん恩田さんには, 本研究の遂行にあたり多大なご助言, ご協力頂きました. ここに感謝の意を表します.

## 参考文献

- [1] J.J. Beatty et al. 29. cosmic rays, 2019. PDG.
- [2] Ulrik Egede et al. Parity violation in muon decays and the muon lifetime, 2000.
- [3] David Bailin. Weak Interactions. Adam Hilger LTD, 2 edition, 1982.
- [4] Franz Mandl and Graham Shaw. Quatum Field Theory. 丸善出版, 3 edition, 2018. 樺沢宇紀訳.
- [5] Michael E. Peskin. ペスキン素粒子物理学 Concepts of Elemenary Particle Physics. 森北出版, 2022. 丸 信人訳.
- [6] B.Vulpescu. The cosmic ray muon charge ratio. September 1999.
- [7] J.M.Fowler et al. The polarization of cosmic ray muons. 1958.
- [8] C.Scorr Johnson et al. Polarization of cosmic-ray muons at sea level. PHYSICAL REVIEW, 122, June 1961.
- [9] W.Fetscher et al. 58. muon decay parameters, 2019. PDG.