９６年度特別研究
「２次宇宙線中ミューオンの偏極率の測定」

紅林圭太郎　　火口清彦　　北條高宗　　森浩二　　山田博資

大阪大学理学部物理学科長島研究室

平成９年７月４日

Abstract

プラスチックシンチレーターを用いて生成時のエネルギーが 2 GeV 程度の宇宙線μ粒子の偏極率について大阪大学理学部長島研究室で９６年１２月１５日から９７年４月２８日まで測定し (実働時間１２８日)、結果として次の値を得た。

$$P \quad = \quad 0.520 \pm 0.167$$

この P の値は $\mathrm{P}{=}0$ と $3\ \sigma$ 以上離れていて偏極があるということが言え、過去の実験と誤差の範囲で一致した。

目 次

1 はじめに **7**

2 理論 **8**

2.1 ミューオンについて 8
2.2 偏極率 10
2.3 理論値 12
2.4 さまざまな減偏極効果 12
2.4.1 大気中での減偏極 12
2.4.2 物質中での減偏極 13
2.5 実験原理 15
2.6 我々に実験について 16

3 セットアップとロジック **18**

3.1 検出器 18
3.2 セットアップ 19
3.3 ロジック 20
3.3.1 トリガー 20
3.3.2 測定した物理量 21
3.3.3 ロジック図 22

4 各種較正について **25**

4.1 プラトー 25
4.2 PMT のゲイン 25
4.3 ディスクリミネーターの閾値 27
4.4 各レイヤーの検出効率 27
4.5 各 PMT に印加する電圧の決定 27
4.6 ADC の較正 29
4.7 TDC の較正 29

5 観測粒子の飛行時間の測定 **33**

5.1 概要 33
5.2 理論予想 33
5.3 分解能 34
5.3.1 TOF の算出方法と較正 34

5.3.2 シンチレーター中の光速 . . . 36
5.3.3 分解能の決定 . . . 38
5.4 解析と結果 . . . 39
5.5 結論 . . . 41

6 シミュレーション **49**
6.1 原理 . . . 49
6.2 意義 . . . 49
6.2.1 ミューオンの運動方向 . . . 49
6.2.2 電子のエネルギーと運動方向 . . . 50
6.2.3 電子の飛程 . . . 50
6.3 パラメーター . . . 50
6.4 方法 . . . 51
6.4.1 ミューオン . . . 51
6.4.2 電子 . . . 53
6.5 結果 . . . 55

7 データ解析・結果・考察・結論 **56**
7.1 データ解析の方法 . . . 56
7.1.1 イベントセレクション . . . 56
7.1.2 ブランクランの評価 . . . 58
7.1.3 吸収体からのしみこみ . . . 59
7.1.4 鉄のランの評価 . . . 60
7.1.5 R パラメーター . . . 61
7.2 データ . . . 62
7.3 μ-e 崩壊である証拠 . . . 63
7.3.1 時間間隔の分布 . . . 63
7.3.2 μ^+の寿命 . . . 66
7.3.3 μ^+/μ^-比 . . . 69
7.4 R パラメーターと偏極率 . . . 69

8 結論 **73**

謝辞 **75**

図 目 次

2.1 ミューオンの生成 9
2.2 ミューオンのローレンツブースト 10
2.3 生成されたミューオンが、エネルギーを損失する様子 13

3.1 検出器の摸式図 18
3.2 セットアップの摸式図 19
3.3 トリガーロジック 23
3.4 STDC,ADC ロジック 23
3.5 FTDC1 ロジック 24
3.6 FTDC2 ロジック 24

4.1 プラトーの測定 25
4.2 プラトー曲線 ($P9_r$) 26
4.3 PMT のゲインの測定 27
4.4 PMT のゲインの図 28
4.5 レイヤーの検出効率の測定 29
4.6 ADC のゲイン合わせのロジック図 30
4.7 TDC の較正のロジック図 31
4.8 時間と STDC の関係 31
4.9 時間と FTDC1 の関係 32
4.10 時間と FTDC2 の関係 32

5.1 較正用のデータの TOF 35
5.2 シンチレーター中の光速を測定する装置の概略図 36
5.3 シンチレーター中の光速の測定における距離と時間の線形性を表す図 37
5.4 ブランクランにおける崩壊方向毎の TOF 40
5.5 ブランクランにおける粒子の S4 と S9 への energy deposit 42
5.6 Time of Flight (アルミニウム) 43
5.7 Time of Flight (鉄) 44
5.8 Time of Flight (ブランク) 45
5.9 β (アルミニウム) 46
5.10 β (鉄) 47
5.11 β (ブランク) 48

6.1 ミューオンの天頂角分布 51

6.2 ミューオンの生成とトリガー . . . 52
6.3 アルミニウムの端を通るミューオン . . . 52
6.4 放出角θと天頂角Θ . . . 53
6.5 電子の飛程 . . . 54
6.6 電子の天頂角分布 . . . 54
6.7 偏極率 P とパラメーター R の関係 . . . 55

7.1 データ解析のながれ . . . 56
7.2 イベントのパターン . . . 57
7.3 ブランクランの評価 . . . 58
7.4 ADC の分布 . . . 60
7.5 時間間隔の分布 (トリガー) . . . 64
7.6 時間間隔の分布 (μ-e 崩壊) . . . 65
7.7 寿命 (アルミニウム) . . . 66
7.8 寿命 (鉄) . . . 67
7.9 寿命 (ブランク) . . . 67
7.10 μ^+の寿命 (アルミニウム) . . . 68
7.11 μ^+/μ^-比 . . . 70
7.12 μ^+とμ^-それぞれのフィット関数 . . . 71
7.13 過去の実験との比較 . . . 72

表 目 次

4.1 各レイヤーの検出効率 29
4.2 各 PMT に印加する電圧 30
4.3 ADC の仕様 30
4.4 TDC の仕様 31

5.1 TOF の理論予想値 34
5.2 βの理論予想値 34
5.3 シンチレーター中の光速 38
5.4 TOF の分解能 38
5.5 TOF、βについての理論予想値と実験値との比較 41

7.1 実際のイベントレートとフィットの値との比較 (Hz) 63
7.2 μ^+の寿命 68

第 1 章

はじめに

弱い相互作用では、パリティは保存されていない。例えば、ニュートリノのヘリシティが決まっていることも、パリティ非保存のひとつの例である。我々はこのパリティ非保存を簡単な実験で検証することを試み、その対象として我々の身近にある宇宙線ミューオンを用いることにした。すなわち、パイオンなどの中間子を親とするミューオンのスピンの向きを調べることにより、ミューオンの偏極率を求めることが、今回の実験の目的である。

第 2 章

理論

2.1 ミューオンについて

我々の地球には、大体 $1\mathrm{cm}^2$当たり毎秒 1 個の割合で一次宇宙線 (陽子を始めとする原子核等) が降り注いでいる。それらと大気中の原子核との相互作用により、多くの二次宇宙線が発生し、中にはπ^+やπ^- (パイプラスやパイマイナス)、K^+や K^- (ケイプラスやケイマイナス) も含まれる。

つぎにこれらの中間子は、主に以下の崩壊、

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$
$$\mathrm{K}^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu$$
$$\mathrm{K}^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

を経て、ミューオンを発生させる。図 2.1

我々が今回実験で用いたミューオンとは、質量 $105.658389(34)\mathrm{MeV}$、スピン $1/2$、電荷± 1 の粒子で、レプトンの一種である。寿命は $2.19703(4)\mu\mathrm{sec}$ で、主な崩壊モードは、

$$\mu^+ \longrightarrow \mathrm{e}^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$
$$\mu^- \longrightarrow \mathrm{e}^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

であり [1]、これらは弱い相互作用によるものである。ここで、μ^+とμ^-はそれぞれミュープラスとミューマイナス、e^+と e^-は電子と陽電子、ν_eと$\bar{\nu}_e$は電子ニュートリノと反電子ニュートリノ、ν_μと$\bar{\nu}_\mu$はミューオンニュートリノと反ミューオンニュートリノを表す。今回は、プラスチックシンチレーターを用い、ミューオンと崩壊電子の運動量方向の分布を測定することによって、ミューオンの偏極率の測定を試みた。我々が観測したミューオンは、パイオン起源、ケイオン起源の 2 種類が考えられるが、過去の偏極率の観測の結果 (図 7.13) より、ほぼパイオン起源のミューオンを観測していると考えられる。よって、以下ではパイオン起源のミューオンということで話を進める。

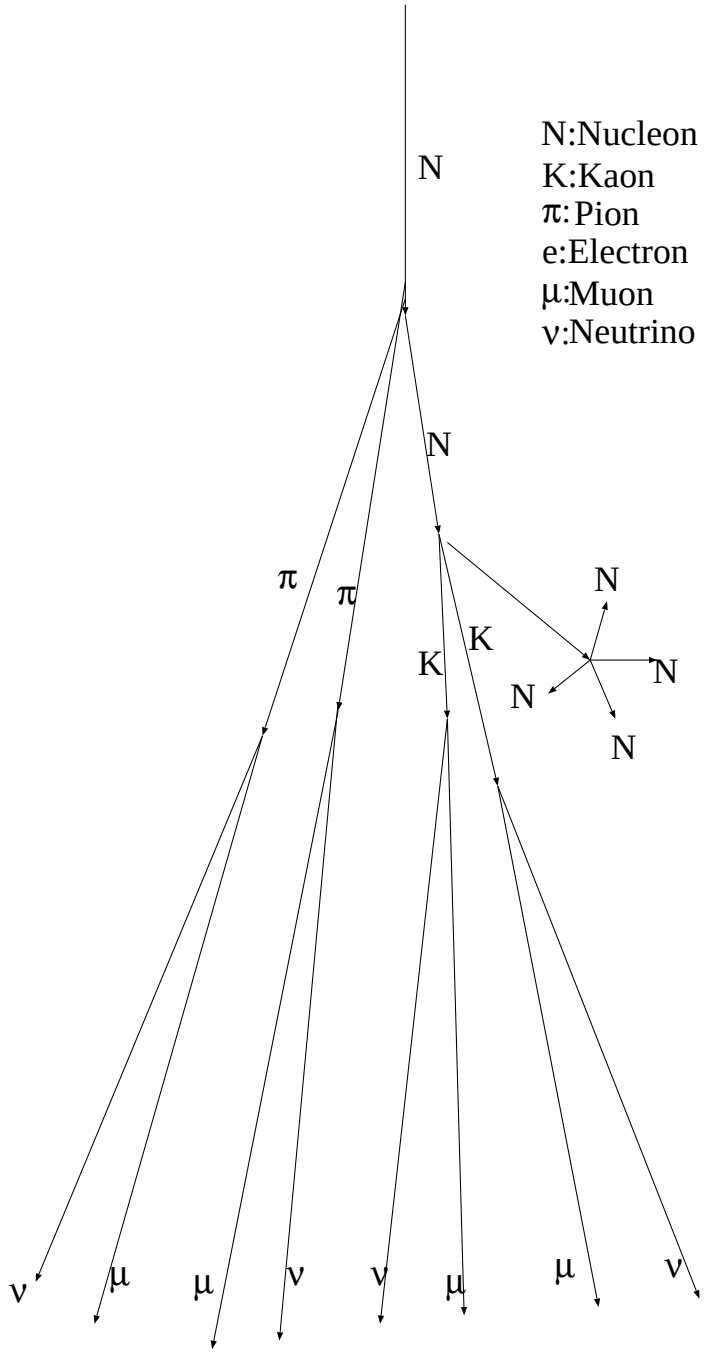

図 2.1: ミューオンの生成

2.2 偏極率

親パイオンの静止系における、パイオンの崩壊に伴うミューオンの放出と、そのスピンの関係を図示すると、次のようになる。

	ν_μ	$\longleftarrow$	π^+	$\longrightarrow$	μ^+
spin	$\Rightarrow$		0		$\Leftarrow$
	$\bar{\nu}_\mu$	$\longleftarrow$	π^-	$\longrightarrow$	μ^-
wspin	$\Leftarrow$		0		$\Rightarrow$

親パイオンの静止系で見ると、ミューオンはそれぞれの電荷において、完全偏極している。ここで、完全偏極というのは、ミューオンのスピンの向きが運動方向に対して (反) 平行にすべてそろっている状態のことである。しかし、パイオンは高速で運動していることが多く、実験室系で見るとローレンツブーストを考慮にいれなければならなくなり、完全偏極はしていない。図 (2.2) を見ると、親パイオンの運動量が大きい時には、ローレンツブーストにより、ミューオンとニュートリノが共に親パイオンの運動方向に放出されたように見える。このため、ミューオンの運動方向に対するスピンの向きが親パイオンの静止系で見たときと逆転する。(図 2.2)

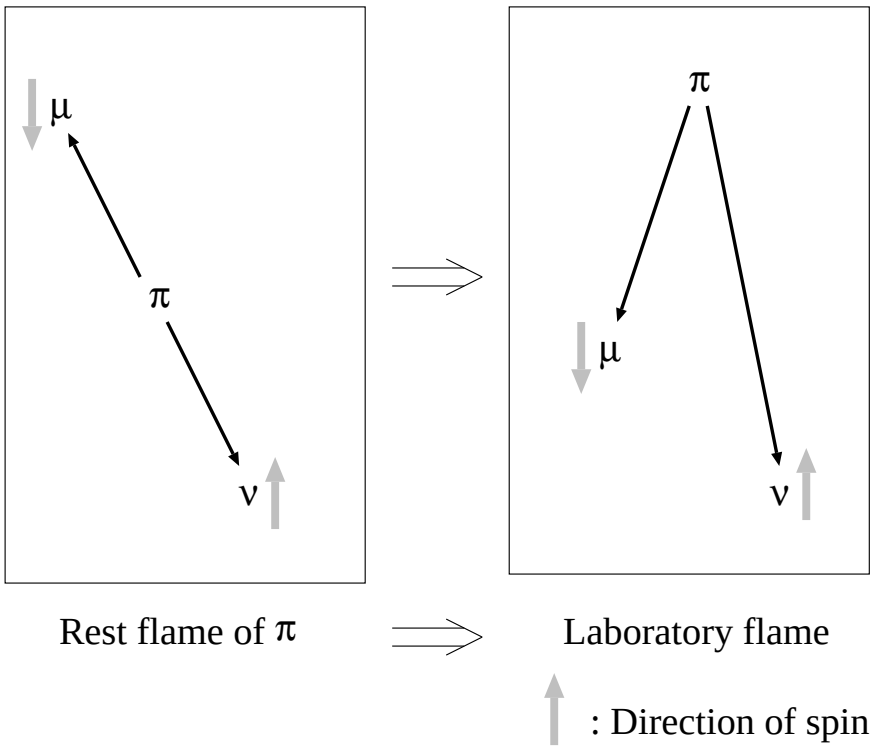

図 2.2: 親パイオンが高速で下向きに運動している時、パイオンの重心系で起こった崩壊は、図の右のように、ローレンツブーストを受ける。

静止系で考えた場合、パイオンフラックスのエネルギー分布が一定であるなら、スピンが上向きのミューオンの数と、下向きのミューオンの数が等しくなり、偏極はなくなる。しかし実際は、

エネルギーが増加するにつれて、パイオンの数は減少するので、スピンが上向きのミューオンの数の方が多くなる。この様にして、ミューオンの偏極が生じる。

偏極率は次の式で表される。

$$P(E) = \frac{E_\mu E_\mu^*}{p_\mu p_\mu^*} - \frac{E}{M}\frac{m_\mu^2}{p_\mu p_\mu^*} \tag{2.1}$$

E	:	親パイオンのエネルギー
$E_\mu(p_\mu)$	:	実験室系でのミューオンのエネルギー（運動量）
$E_\mu^*(p_\mu^*)$	:	静止系でのミューオンのエネルギー（運動量）
$M(m_\mu)$	:	パイオン（ミューオン）の静止質量

パイオンの崩壊は二体崩壊なので、E_μ^*とp_μ^*は次のように表される。

$$E_\mu^* = \frac{M^2 + m_\mu^2}{2M} \tag{2.2}$$

$$p_\mu^* = \frac{M^2 - m_\mu^2}{2M} \tag{2.3}$$

また、パイオンのエネルギー分布は以下の式に従う [2]。

$$N(E) = N_0 E^{-\alpha} \tag{2.4}$$

ここでαは崩壊ミューオンのエネルギーによる定数である。

もし、観測するミューオンのエネルギーが一定ならば、親パイオンのエネルギーの最大値と最小値は、パイオンの運動量方向と崩壊ミューオンの運動量方向との角度θを、それぞれ 180 度、0 度として見積もることができる。パイオンの速度を V として、

$$cos\theta = \frac{E_\mu - E_\mu^*\sqrt{1-V^2}}{V\sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}} \tag{2.5}$$

$$V = p_\pi / E = \sqrt{E^2 - M^2}/E \tag{2.6}$$

であるので、式（2.5）にθを代入し、式（2.2）,（2.6）を用いて E について解くと、

$$E_{max} = \left(\frac{M}{m_\mu}\right)^2 E_\mu \tag{2.7}$$

$$E_{min} = E_\mu \tag{2.8}$$

を得る。E_{max} の時、スピンは運動方向に平行、E_{min}の時は反平行である。以上を考慮してミューオンの偏極率を求めると、以下のようになる。

$$P_\mu = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \left(\frac{E_\mu E_\mu^*}{p_\mu p_\mu^*} - \frac{E}{M} \frac{m_\mu^2}{p_\mu p_\mu^*} \right) N_0 E^{-\alpha} \frac{dE}{E} \Bigg/ \int_{E_{min}}^{E_{max}} N_0 E^{-\alpha} \frac{dE}{E} \tag{2.9}$$

ここで、$1/E$は、崩壊確率を考慮した時に出てくる因子である。次の節で具体的な理論値を見積もることにする。

2.3 理論値

我々の観測したミューオンのほとんどがある高度の上空で生成されるとすると、今回の実験で用いたミューオンのエネルギーはほぼ一定と考えられる。

ミューオンは厚み $1\mathrm{g/cm^2}$当たり $1.88\mathrm{MeV}$[3] のエネルギーを損失する。ミューオンが上空 $10\mathrm{km}$ で生成されると仮定すれば、大気中を $10\mathrm{km}$、理学部の天井のコンクリートを $1\mathrm{m}$ 通過してくることになる。大気の厚みが $1000\mathrm{g/cm^2}$、コンクリートの厚みが $240\mathrm{g/cm^2}$となるので、我々は $2.3\mathrm{GeV}$ 程度のエネルギーをもつミューオンを観測していることになる。(図 2.3)

$E_\mu(p_\mu)$=2.3GeV(2.3GeV/c)、$E_\mu^*(p_\mu^*)$ =110MeV(30MeV/c)、$\alpha = 1.93$[2] として、式 (2.9) を具体的に計算すると、パイオン起源のエネルギー $2.3\mathrm{GeV}$ のミューオンの偏極率 0.24 という値が得られる。

2.4 さまざまな減偏極効果

ミューオンはローレンツブースト以外に、大気中及び物質中でも減偏極を受ける。ここではμ^+、μ^-それぞれの密な物質中での状態について考察する。

2.4.1 大気中での減偏極

大気中での減偏極の主な原因は、多重クーロン散乱である。大気の原子核との散乱により、運動方向とスピンの間の角度が変化する。多重クーロン散乱による減偏極の割合は次の式で表される。[9]

$$\delta \approx \frac{3}{2} \frac{{E_s}^2}{p_0 p_1} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{m}{p_1} \right) \frac{x}{X_0} \tag{2.10}$$

E_sは多重クーロン散乱に特有のエネルギーで $21\mathrm{MeV}$、$p_0(p_1)$ は初期 (最終) 運動量、x は物質の厚み、X_0は放射長である。式 (2.10) を用いて我々の実験の場合の減偏極の割合は$\delta \simeq 0.024$ になる。

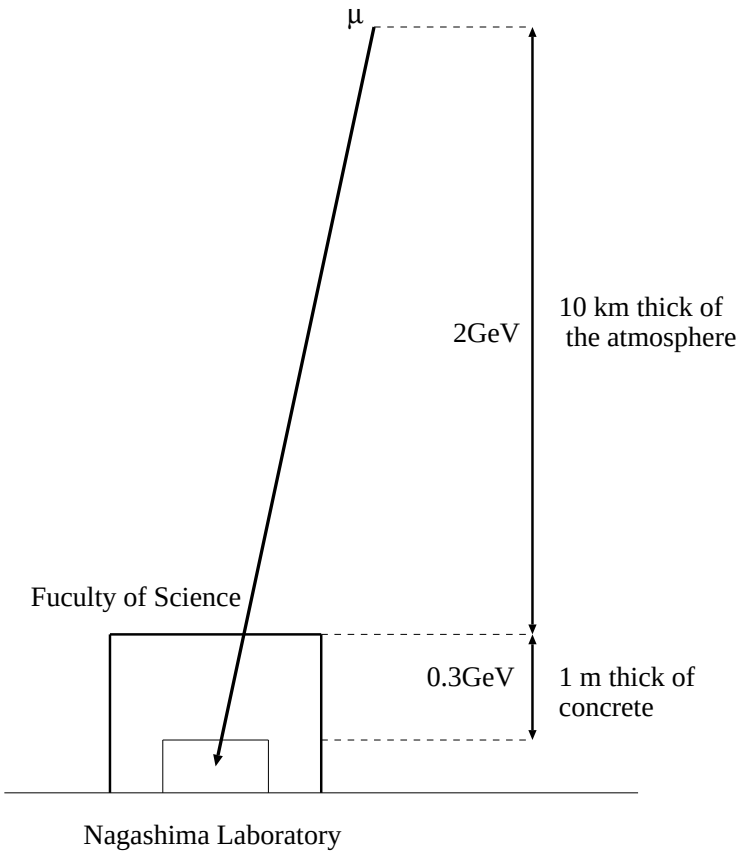

図 2.3: 生成されたミューオンが、エネルギーを損失する様子

2.4.2 物質中での減偏極

μ^+の物質中での振る舞い

密な物質中に入射したμ^+は、電子や核との衝突や散乱により、エネルギーを失い減速する。$v \gg v_{at}$(v：ミューオンの速さ、v：原子中の電子の速さ) の時は、ミューオンが速すぎて電子や核と相互作用はほとんどしないが、$v \approx v_{at}$になると、電子の捕獲や損失を繰り返すようになる。そして$v \ll v_{at}$で、以下の状態に分かれる [5]。

イ) 反磁性ミューオンの状態で存在する。

ロ) 物質中の電子と結合し、Mu(ミューオニウム) を形成する。

イ) の、反磁性ミューオンとは一般にμ^+そのもの、$\mu^+\mathrm{Ne}$ のような付加物、MuOH のように Mu と OH が置換したもののことを言う。ここでは、特にμ^+ そのもののことである。この場合、μ^+は外部磁場の影響しか受けない。よって、外部磁場がなければミューオンの偏極は完全に保持される。

ロ) において、Mu とは、電子とμ^+との束縛状態のことである。Mu が形成される時のミューオ

ンと電子のスピンを考えると、ミューオンのスピンが上向きに偏極していると仮定した場合、以下の 2 種類の状態が考えられる。

$$|\uparrow_\mu\uparrow_e> \qquad\qquad |\uparrow_\mu\downarrow_e>$$

上の括弧の中で、左の矢印はミューオンのスピン、右の矢印は電子のスピンを表し、左から、ミューオンと電子の スピンが平行、および反平行である固有状態を表す。電子のスピンは任意なので、上の二つの状態は 1 : 1 で形成される。このうち、上の右の状態は、スピンの相互作用により寿命よりずっと短い周期でスピンの向きが入れ換わる。よって、生成した Mu の $1/4$ のミューオンのスピンの向きが入れ換わることになる。

金属中では、ミューオニウムは形成されない。その理由としてはまず、原子間距離が小さく、ミューオニウムが入り込むのに十分な自由空間がない。また、伝導電子密度が大きいので、その遮蔽効果によりミューオンと電子の結合が弱められる、ということが考えられる。

以上の考察から、μ^+は物質中で、偏極を保持する。

μ^-の物質中での振る舞い

物質中に入ったμ^-は散乱を繰り返し、原子の最も外側の軌道に捕らえられる。それから、内側の軌道にある電子をクーロン反発ではね飛ばしながら、内側の軌道へと落ちていく。このとき電子は、μ^-が遷移した軌道間のエネルギー差から、結合エネルギーを差し引いただけの運動エネルギーを持っていく。この電子はオージェ電子として観測される。内側の軌道に落ち込んで、μ^-の軌道の近くに電子がなくなると、素粒子 X 線と呼ばれる電磁波を出しながらさらに低い軌道へと落ち込む。基底状態まで落ち込むと、これからの振る舞いにおいて次の 2 種類の可能性が出てくる。

a). μ^+と同じ寿命で崩壊する。$(\mu^- \longrightarrow \mathrm{e}^-\bar{\nu}_e\nu_\mu)$
b). 陽子との弱い相互作用により、吸収される。$(\mu^-\mathrm{p}^+ \longrightarrow n\nu_\mu)$

a). の場合は、原子核とのスピン軌道相互作用により、偏極のかなりを失う。この場合、原子捕獲の段階で偏極の $1/3$ を失い、1 s 軌道へのカスケードによりさらに $1/2$ の偏極を失う。ここまで落ち込むと次は超微細分裂による減偏極が生じる。ミューオンのスピンは $1/2$ なので、核子のスピンを I とすると全角運動量は次のように表される。

$$F_\pm = I \pm \frac{1}{2} \tag{2.11}$$

1 s 軌道での偏極率を P とすると $F_\pm$の時の偏極率は、次のようになる。[6]

$$P_+ = P\frac{1}{3}\frac{2I+3}{2I+1} \qquad\qquad \xi_+ = \frac{I+1}{2I+1} \tag{2.12}$$

$$P_- = P\frac{1}{3}\frac{2I-1}{2I+1} \qquad\qquad \xi_- = \frac{I}{2I+1} \tag{2.13}$$

ξ_+、ξ_-はそれぞれの重みを表す。これらを計算すると最終的な偏極率は、もとの偏極率を P_0とすると、

$$P_I = \frac{P_0}{18}\left(1 + \frac{2}{(2I+1)^2}\right) \tag{2.14}$$

となる。

b). の場合は、崩壊電子が出ないので、ミューオンの崩壊としては観測されない。μ^-の崩壊の様子は次のように表される。

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau}N + \frac{1}{\tau_{cap}}N \tag{2.15}$$

第 1 項はμ^-の崩壊、第 2 項はμ^-の原子核への吸収を表す。τはミューオンの寿命である。(CPT (電荷-パリティ-時間反転) を集合的に保存するため、μ^+とμ^-の寿命は同じであることが要求される。) よってμ^-の寿命τ^-は

$$\frac{1}{\tau^-} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{cap}} \tag{2.16}$$

すなわち

$$\tau^- = \frac{\tau\tau_{cap}}{\tau + \tau_{cap}} \tag{2.17}$$

となり、τよりも短くなる。τ^-の値は物質によりことなり、一般に原子番号が大きくなる程小さくなる。

磁場中でのミューオンの振る舞い

我々は吸収体としてアルミニウムと鉄を用いた。そのうち、鉄は強磁性体で、物質内部では局所的に磁化しており、それは自発磁化と呼ばれる。

磁場中に磁気モーメントが存在すると、それぞれが相互作用をして、磁気モーメントはラーモア歳差運動と呼ばれる周期的な回転運動を行なう。よって、ミューオンのスピンは回転し、偏極率は薄まることになる。

2.5 実験原理

偏極率を直接我々の実験で求めることはできない。我々は式 (2.18) のような、上向きに出たミューオンと、下向きに出たミューオンの数の比を定義し R パラメータと名付けた。

$$R = \frac{N_u - N_d}{N_u + N_d} \tag{2.18}$$

$N_u(N_d)$ ： 吸収体中で止まったミューオンから崩壊した電子が、上向き (下向き) に出たイベント数

このR パラメータを用いて、偏極率 P_μを求めることにした。

R パラメータと偏極率の関係は、モンテカルロシミュレーションを用いて決定される。ミューオンの崩壊確率は以下のように、ミューオンの運動量方向と崩壊電子の運動量方向との間の角度θに依存する。

$$d\Gamma \propto 2\epsilon^2(3-2\epsilon)\left(1+\frac{1-2\epsilon}{3-2\epsilon}P_\mu\cos\theta\right) \tag{2.19}$$

$\epsilon = E_e/E_{max}$(E_e：電子のエネルギー)
E_{max}=$m_\mu/2$

E_{max}は、この崩壊で許される電子の最大エネルギーである。括弧の中の第一項は電子のエネルギー分布を表し、第二項の係数は、非対称係数で、a で表される。$d\Gamma$をϵが 0 から 1 までの範囲で積分すると、

$$d\Gamma \propto (1+aP\cos\theta) \tag{2.20}$$

となり、式 (2.20) を用いるとR パラメータは次のように表される。

$$R = \frac{\int_0^1(1+aP_\mu\cos\theta)d(\cos\theta) - \int_{-1}^0(1+aP_\mu\cos\theta)d(\cos\theta)}{\int_{-1}^1(1+aP_\mu\cos\theta)d(\cos\theta)} \tag{2.21}$$

これを計算すると、

$$R \propto P_\mu \tag{2.22}$$

の関係が得られる。後はシミュレーションにより、P_μを-1 から 1 まで変化させてやることで、P_μとR の間の比例定数を求めてやればよい。

以上の方法を用いて、R パラメータから偏極率 P_μを求めることにした。

2.6 我々に実験について

我々の実験では吸収体として、アルミニウムと鉄を用いた。これらの中では、前述の考察からミューオニウムは形成されないと考えられる。したがって、μ^+の場合は、すべてが小節 $1.4.1$ のイ) の反磁性状態にあると考えられる。また、μ^-の場合は仮に 100 %ミューオン原子を形成するとすると小節 $1.5.3$ の a) よりかなり減偏極を受ける。

鉄は、強磁性体であり、室温で 1707G の磁化を生ずる [8]。よって、ミューオンの寿命よりもずっと短い周期でスピンがラーモア回転運動をする。したがって偏極はかなり薄まる。

以上により、我々のアルミニウム、鉄中での減偏極率は次のようにした。

吸収体	μ^+	μ^-
アルミニウム	0.91	0.059
鉄	0	0

アルミニウム中のμ^+の減偏極率が 1 でない [7] のは常磁性体であるアルミニウム中にも、局所的に弱い磁場が存在するためであると考えられる。

我々は鉄の偏極率を 0 と仮定し、鉄が吸収体である時の R パラメータを 0 とすることで実験装置の非対称性を補正することにした。

第 3 章

セットアップとロジック

この章では実験に使った装置のセットアップと測定に用いたオンラインシステムの構成 (ロジック) を述べる。

3.1 検出器

実験で使った検出器の摸式図が図 3.1である。検出器は PMT (光電子増倍管)、ライトガイド、シンチレーターの 3 つの部分からなる。

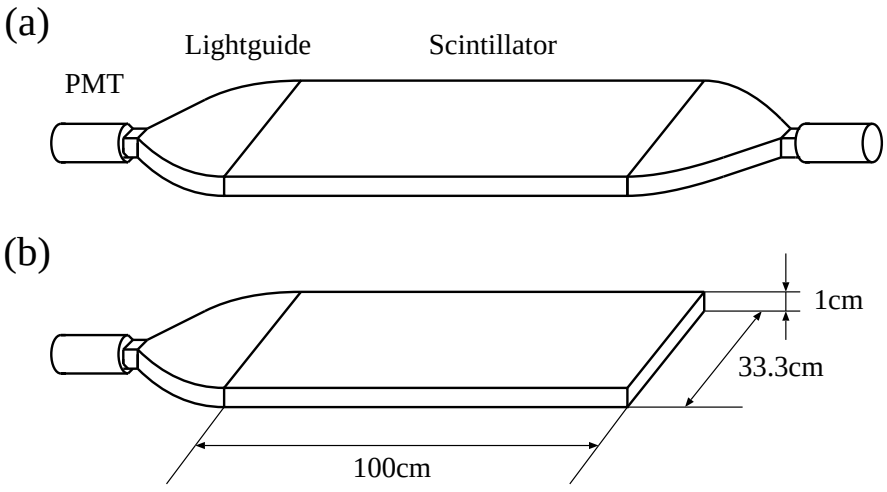

図 3.1: 検出器の摸式図

(a) のように一つのシンチレーターの両側に PMT をつけたものを両覗きのレイヤー、(b) のように片側のみに PMT をつけたものを片覗きのレイヤーとよぶことにする[†]。実験で使用した PMT は１４個、プラスチックシンチレーターは１１枚、そのうち 3 枚は両覗きレイヤーに、8 枚は片覗きのレイヤーにした。以後、個々の PMT、シンチレーター、レイヤーのことを言う時にはそれぞれ Pn、Sn、Ln と書く。ここで、n は 1 から 12 までの番号である。また、PMT については、

[†]1995 年卒業実験にならった。

実験装置を組み立てたときに正面から見てシンチレーターの左側に位置するものを l、右側に位置するものを r とし、それぞれ Pn_l、Pn_rと表す。

3.2 セットアップ

我々の実験のセットアップは図 3.2のようにした。色のついている S4、S9、S10 は両覗きのレイヤーである。降り注ぐ宇宙線 (ミューオン、電子、陽子など) の中から、濃く色のついている吸収体 (アルミニウム) で止まり、崩壊粒子が飛び出してくるようなイベントを観測する。

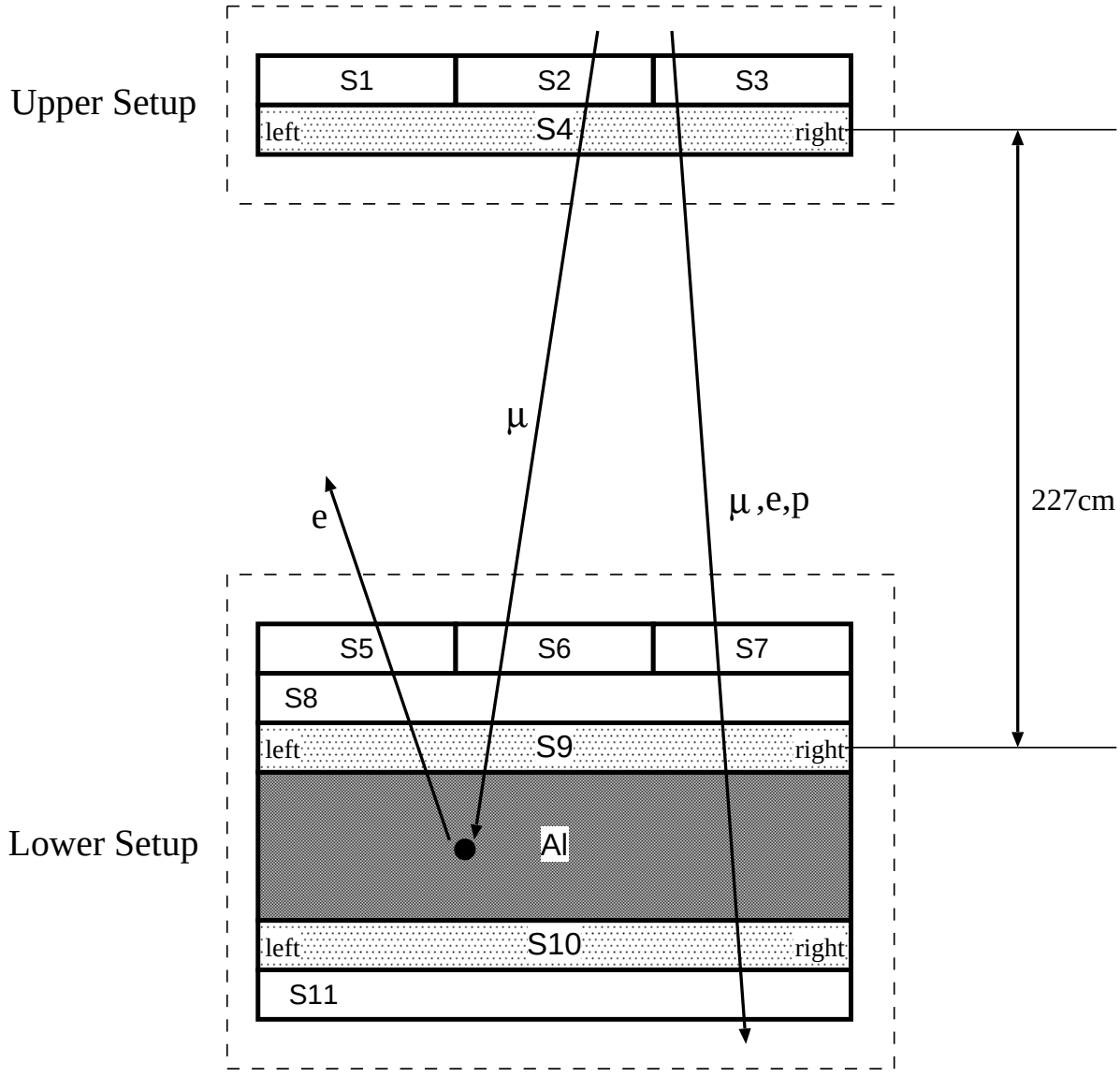

図 3.2: セットアップの摸式図

吸収体から放出される電子のうち上に出た数と下に出た数の差が我々の実験の偏極率に比例する量となる。そのためセットアップに次のことを考慮した。

- 吸収体から放出される電子の上下での非対称性を見やすくするために、上部セットアップと下部セットアップを大きく離した。
- ミューオンが吸収体にどのような角度で入射したかを知るために、地面に対して水平で、両覗きにたいして直行している 6 つの片覗き S1、S2、S3、S5、S6、S7 を配置した。
- 異なる吸収体で同じエネルギー領域のミューオンを観測するために、鉄を 1.2cm、アルミニウムを 3cm にした。[†]
- 吸収体から放出される電子を観測する検出器の性能が吸収体をはさんで上下で対称になるように、吸収体の上に両覗き S9 と片覗き S8、吸収体の下に両覗き S10 と片覗き S11 のシンチレーターをそれぞれ配置した。第 4章で述べたように、両覗きについている $P9_{l,r}$ と $P10_{l,r}$、及び片覗きについている P8 と P11 のゲインは同じになるように調整したものである。また、吸収体の上と下での検出効率も同じになるように調整したものである。
- 吸収体の厚さの違いによってセットアップの地形的な配置が実験の期間中変わらないように、S9 と S10 の間はつねに 3cm にした。つまり、アルミニウムで測定した時は吸収体とシンチレーター S9、S10 が直にくっついた状態にし、鉄で測定した時は図 3.2のように吸収体とシンチレーター S9、S10 の間に空間ができるので紙製の筒を挿入した。吸収体をはさまないで測定をするブランクランのときにも紙製の筒を挿入し間隔を 3cm に保った。

3.3 ロジック

観測したいイベントはμ-e 崩壊である。そのための最初の必要条件は吸収体に荷電粒子が止まったという条件である。その測定開始の信号がトリガーである。次の必要条件は吸収体から荷電粒子がでてくるという条件である。その信号が、止まってから崩壊するまでカウントしている時間のストップの信号である。μ-e 崩壊であることの十分条件は、測定したデータの解析からミューオンの寿命が出ることである。

3.3.1 トリガー

吸収体で止まるイベントを観測した時にトリガーがかかるためには、吸収体の上にあるシンチレーターが光って吸収体の下にあるシンチレーターが光らないことがその条件になる。具体的に我々は $P4_{l,r}$の少なくとも一つ、P1、P2、P3、P5、P6、P7 の少なくとも一つ、それに P8、$P9_{l,r}$ の両方の 3 つから出た信号がディスクリミネーターの閾値をこえ、$P10_{l,r}$の両方、P11 の 3 つから出た信号がディスクリミネーターの閾値をこえないことをトリガー条件にした。

$$(P4_l \bigcup P4_r) \bigcap (P1 \bigcup P2 \bigcup P3 \bigcup P5 \bigcup P6 \bigcup P7) \\ \bigcap P8 \bigcap P9_l \bigcap P9_r \bigcap \overline{(P10_l \bigcup P10_r \bigcup P11)}$$

鉄やアルミニウムは荷電粒子が入射することによって光らないので、実際は荷電粒子が吸収体で止まったということは言えない。一つの例としては、吸収体のすぐ上のシンチレーターで止まった場合が考えられる。そのことについての補正はブランクランによって行なう。

[†]第 5章参照

3.3.2 測定した物理量

我々が実験で測定した量は次の４つと、トリガーのかかった時刻、不感時間である。

- ADC(12)
  ADC(12) は ADC を１２チャンネル使ってとったデータである。トリガーの信号でゲートをあけてその中に入った PMT からのアナログパルスの面積にあたる量をカウントする。その値で入射粒子がどこのシンチレーターを通ったか判定する。ADC の各チャンネルには PMT からのアナログパルスを直にいれた。

$$\begin{array}{cccc} \mathrm{ADC(1)=P4}_l & \mathrm{ADC(2)=P4}_r & \mathrm{ADC(3)=P1} & \mathrm{ADC(4)=P2} \\ \mathrm{ADC(5)=P3} & \mathrm{ADC(6)=P5} & \mathrm{ADC(7)=P6} & \mathrm{ADC(8)=P7} \\ \mathrm{ADC(9)=P8} & \mathrm{ADC(10)=P9}_l & \mathrm{ADC(11)=P9}_r & \mathrm{ADC(12)=P11} \end{array}$$

- STDC(4)
  STDC(4) はスロー TDC を４チャンネル使ってとったデータである。トリガーがかかってから崩壊するまでにカウントした時間を意味する。トリガーがかかったイベントが必ずしもストップの信号を出すとは考えられないので約 20μsec 経過したらその値を読む。(その時の値を COMSTOP と呼ぶことにする。) スタートの信号はトリガーの信号で、各チャンネルには次のものをストップの信号としていれた。

$$\begin{array}{cc} \mathrm{STDC(1)=P9}_l \bigcap \mathrm{P9}_r \bigcap \mathrm{P8} & \mathrm{STDC(2)=P9}_l \bigcap \mathrm{P9}_r \\ \mathrm{STDC(3)=P10}_l \bigcap \mathrm{P10}_r \bigcap \mathrm{P11} & \mathrm{STDC(4)=P10}_l \bigcap \mathrm{P10}_r \end{array}$$

- FTDC1(4)
  FTDC1(4) はファースト TDC を４チャンネル使ってとったデータである。崩壊電子がどの PMT に信号を出させたかを判別するのに使う。トリガーのかかった状態のときに次に来た信号でスタートし、その信号自体を遅らせた信号でストップする。スタートの信号が来ない時は各チャンネルには 0 が読まれる。スタートして約 50nsec 経過したらその値を読む。(その時の値を COMSTOP と呼ぶことにする。) スタートの信号は吸収体のすぐ上の両覗き S9 についている PMT が両方とも信号をだした時か、下の両覗き S10 についている PMT が両方とも信号をだした時に出力される。

$$(\mathrm{P9}_l \bigcap \mathrm{P9}_r) \bigcup (\mathrm{P10}_l \bigcap \mathrm{P10}_r)$$

  ストップの信号は吸収体の上下の両覗き S9、S10 の各 PMT からの信号である。

$$\begin{array}{cc} \mathrm{FTDC1(1)=P9}_l & \mathrm{FTDC1(2)=P9}_r \\ \mathrm{FTDC1(3)=P10}_l & \mathrm{FTDC1(4)=P10}_r \end{array}$$

- FTDC2(4)
  FTDC2(4) は FTDC1(4) とは別のファースト TDC を４チャンネル使ってとったデータである。入射粒子の飛行時間の測定に使う。トリガーをかけた上部セットアップからの信号でスタートする。

$$(\mathrm{P4}_l \bigcup \mathrm{P4}_r) \bigcap (\mathrm{P1} \bigcup \mathrm{P2} \bigcup \mathrm{P3} \bigcup)$$

ストップの信号は上部セットアップの両覗き S4 についた PMT と下部セットアップの両覗き S9 についた PMT のそれぞれの信号である。

$$\mathrm{FTDC2(1)=P4}_l \quad \mathrm{FTDC2(2)=P4}_r$$
$$\mathrm{FTDC2(3)=P9}_l \quad \mathrm{FTDC2(4)=P9}_r$$

3.3.3 ロジック図

図 3.3、3.4、3.5、3.6 に実験の測定に用いたロジック図を示す。図中の、出力される矩形波の幅 $(width)$ で特に記述してないところは全て 60nsec である。また、ディスクリミネーターの閾値は-100mV である。ロジック図は簡潔に説明すると次のとおりである。まず、トリガーの条件を満たすようなロジックがあり、そこからのトリガーの信号は 4 つに分岐する。そして各信号がスロー TDC、ADC、ファースト TDC1、ファースト TDC2 の測定のスタートの信号となる。

図 3.3はトリガーの信号が出るまでのロジックである。コインシデンスをとるモジュールでは、入力されるそれぞれの信号が正確に重なるように部分的に遅らせてタイミングをとった。一度トリガーの信号が出ると、各カマックモジュールでの測定が終わるまでトリガーの信号を出させないためにトリガーの信号を出すモジュールにトリガーの信号自体を VETO$(triggerveto)$ にいれた。

図 3.4はスロー TDC と ADC のロジックである。スロー TDC はμ-e 崩壊の寿命をはかるためのものである。スロー TDC をスタートさせるトリガーの信号は同時にスロー TDC のチャンネル 1、2 をストップさせる信号でもある。そこでトリガーの信号自体でスロー TDC が止まってしまわないように、同時刻に PMT から出た信号にたいしてストップの信号のほうがスタートの信号より約 60nsec 先着するようにタイミングをとった。そのため、我々の実験では約 60nsec 以内にミューオンが崩壊して出てくる電子は観測できないということになる。また、スロー TDC で測定できる最小の時間が 20nsec であるため、スタートの信号が入力されてから 20nsec 経過するまではストップの信号を認識できない。

トリガーの信号は ADC のゲートをあける信号としても使い、トリガーをかけた PMT からのアナログパルスをそのゲートに入るように調節し入射粒子がシンチレーターで落としたエネルギー量を測定した。

図 3.5は放出される粒子がどの PMT をヒットしたかを確かめるためのロジックである。このデータによってスロー TDC の値では区別できないイベントの区別をする。ここで用いたファースト TDC1 は PC9801 からクリアの信号をうけて Q がたつ[†]ので、放出される粒子の信号がなく測定がスタートしなくても 0 の値を読むことができる。

図 3.6は入射粒子の上部セットアップと下部セットアップ間の飛行時間を測定するためのロジックである。飛行時間を求めることによって入射粒子の同定をおこなう。ストップの信号が来ない時のためにスタート自体を送らせた信号で COMSTOP に入力する。ここで用いたファースト TDC2 はストップの信号が入力されるまで Q がたたない。

[†]データの読み出しが可能な状態になること

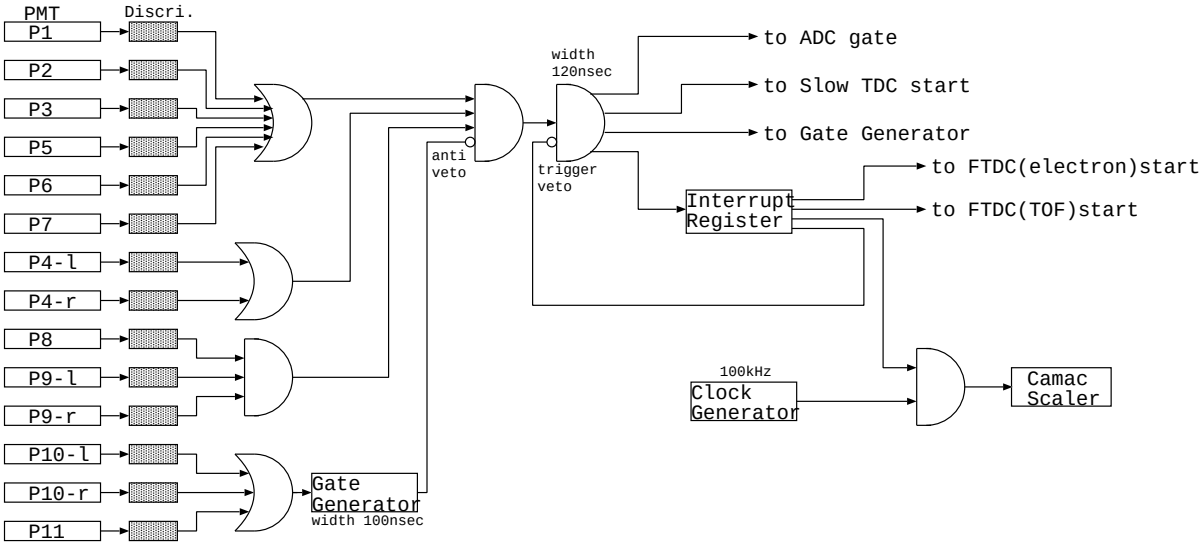

図 3.3: トリガーロジック

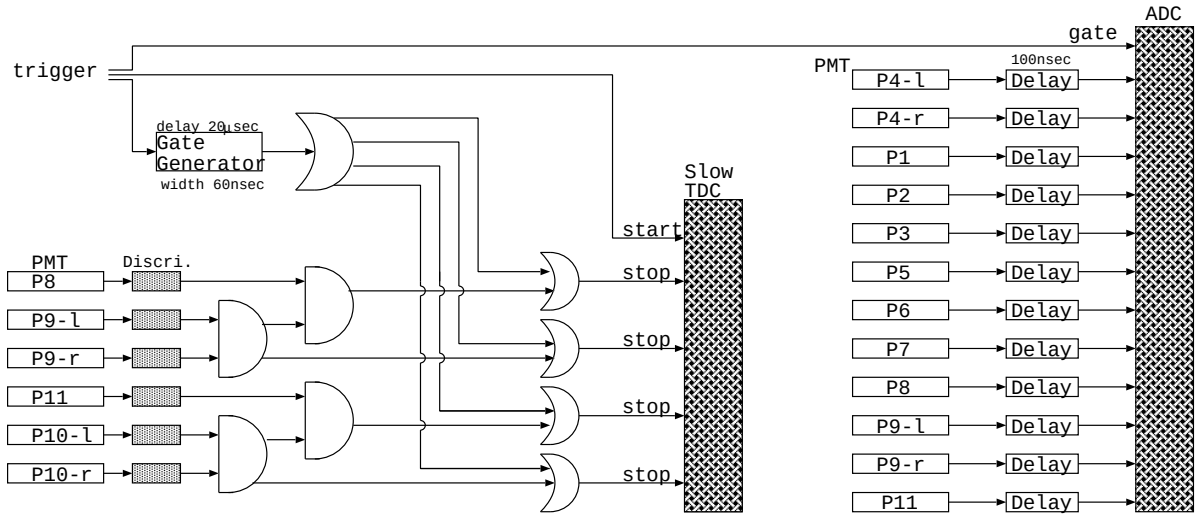

図 3.4: STDC,ADC ロジック

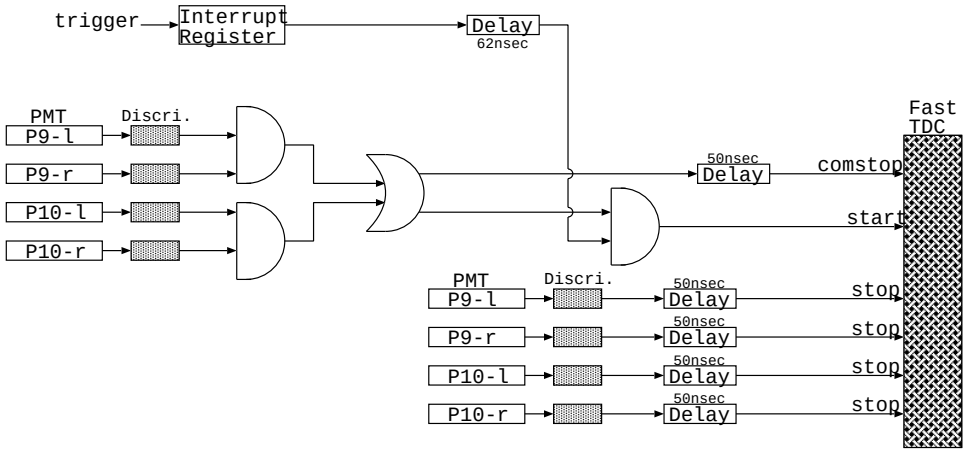

図 3.5: FTDC1 ロジック

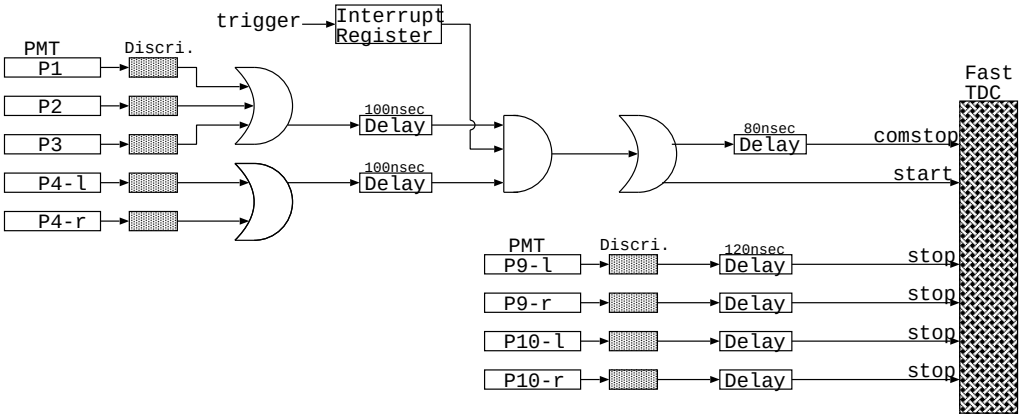

図 3.6: FTDC2 ロジック

第 4 章

各種較正について

この章では、前章のセットアップに実際に用いた各装置の較正について述べる。

4.1 プラトー

PMT は光電面と出力との間に電圧が印加されている。電圧を上げるに従って PMT の計数率は上がっていくが、ある電圧範囲では計数率がほぼ一定になる。その範囲をプラトーと呼ぶ。

各 PMT にはプラトー領域の電圧を印加してやらないといけない。そこで図 4.1 のようにして、各 PMT のプラトー領域の電圧を求めた。典型的なプラトーが出ている図を図 4.2に示す。

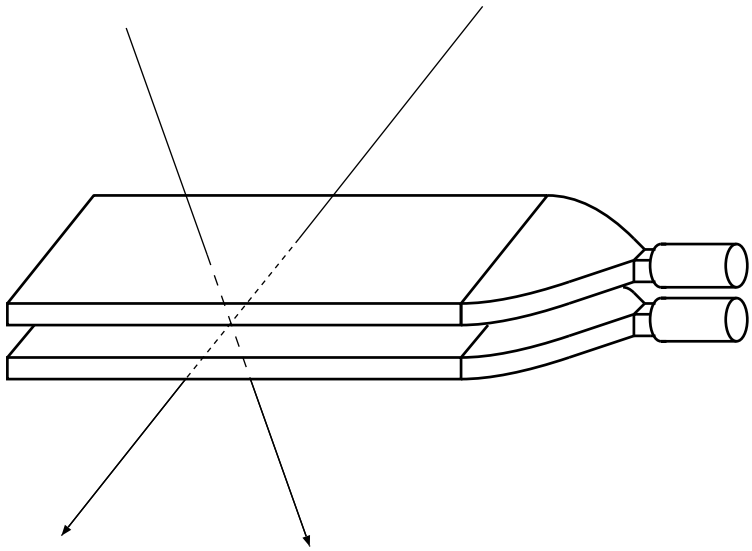

図 4.1: プラトーの測定

4.2 PMT のゲイン

PMT のゲインは PMT に印加する電圧によって変わる。各 PMT がほぼ同じゲインになるように ADC を使って電圧を調整した。

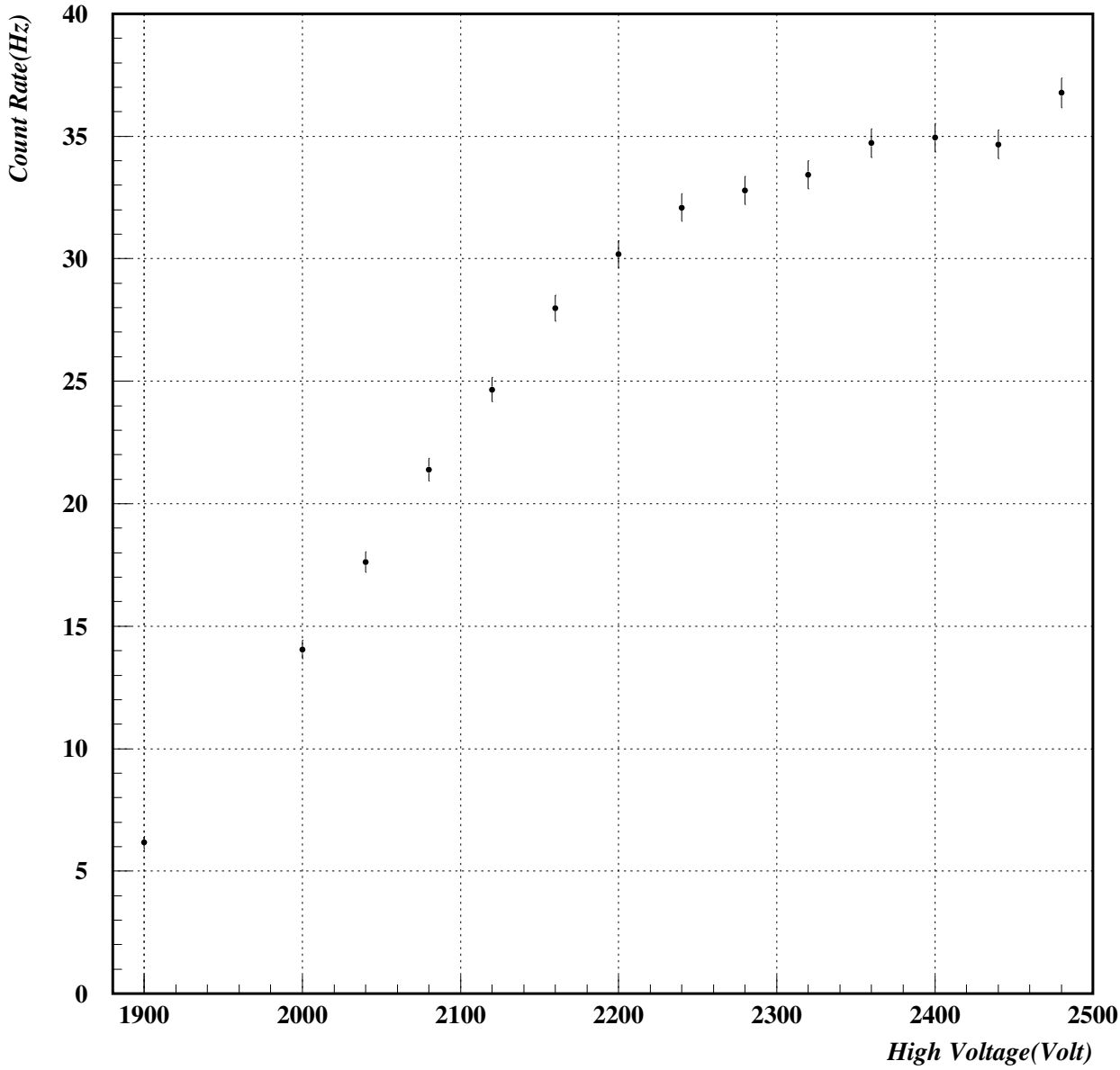

図 4.2: プラトー曲線 ($P9_r$)

宇宙線ミューオンを使ってゲインを調べるが、シンチレーター中の光は PMT に達するまでに減衰するので、ミューオンの入射位置を特定しなければならない。そのため、図 4.3 のように上下にミニシンチレーターを挟み、その両方を通った粒子のみをゲイン測定に使った。プラトー範

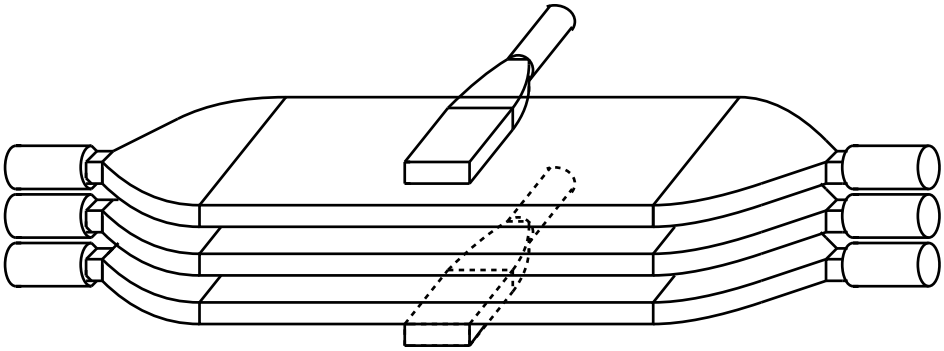

図 4.3: PMT のゲインの測定

囲内で電圧を調整し、最終的に図 4.4のように、ADC のピークのチャンネルがほぼ同じに、つまりゲインがほぼ等しくなった。

4.3 ディスクリミネーターの閾値

前章でディスクリミネーターの閾値を-100mV と書いた。この節では閾値の決定の手順を記す。

我々はまずシンチレーターに降り注ぐミューオンの波形をオシロスコープで見て、-100mV と決定した。この値は過去の卒業実験での値に比べ高めであるがが、この実験の予備として測定したミューオンの寿命が正しく出ていたので問題はないと判断した。

(-100mV $\simeq$ 0.36 MeV)

4.4 各レイヤーの検出効率

各レイヤーの検出効率を測定した。図 4.5のように、測定するレイヤーを真中にし、３枚の両覗きのレイヤーを重ねた。検出効率は

$$\text{検出効率}\,(\%) = \frac{\text{３枚のレイヤーの全ての}\,PMT\text{のコインシデンス}}{\text{真中のレイヤーを除く全ての}\,PMT\text{のコインシデンス}} \times 100 \qquad (4.1)$$

$$= \frac{P9_l \cap P9_r \cap P4_l \cap P4_r \cap P10_l \cap P10_r}{P9_l \cap P9_r \cap P10_l \cap P10_r} \times 100 \quad (\text{図 4.5の場合})$$

で表される。結果を表 4.1にまとめた。我々の実験でもっとも重要なレイヤーは崩壊電子を検出する L9、L10 の両覗きなので、最も検出効率の良いレイヤーをそこに配置した。

4.5 各 PMT に印加する電圧の決定

前項までの条件を考慮した結果、我々は各 PMT に印加する電圧を表 4.2のように決定した。

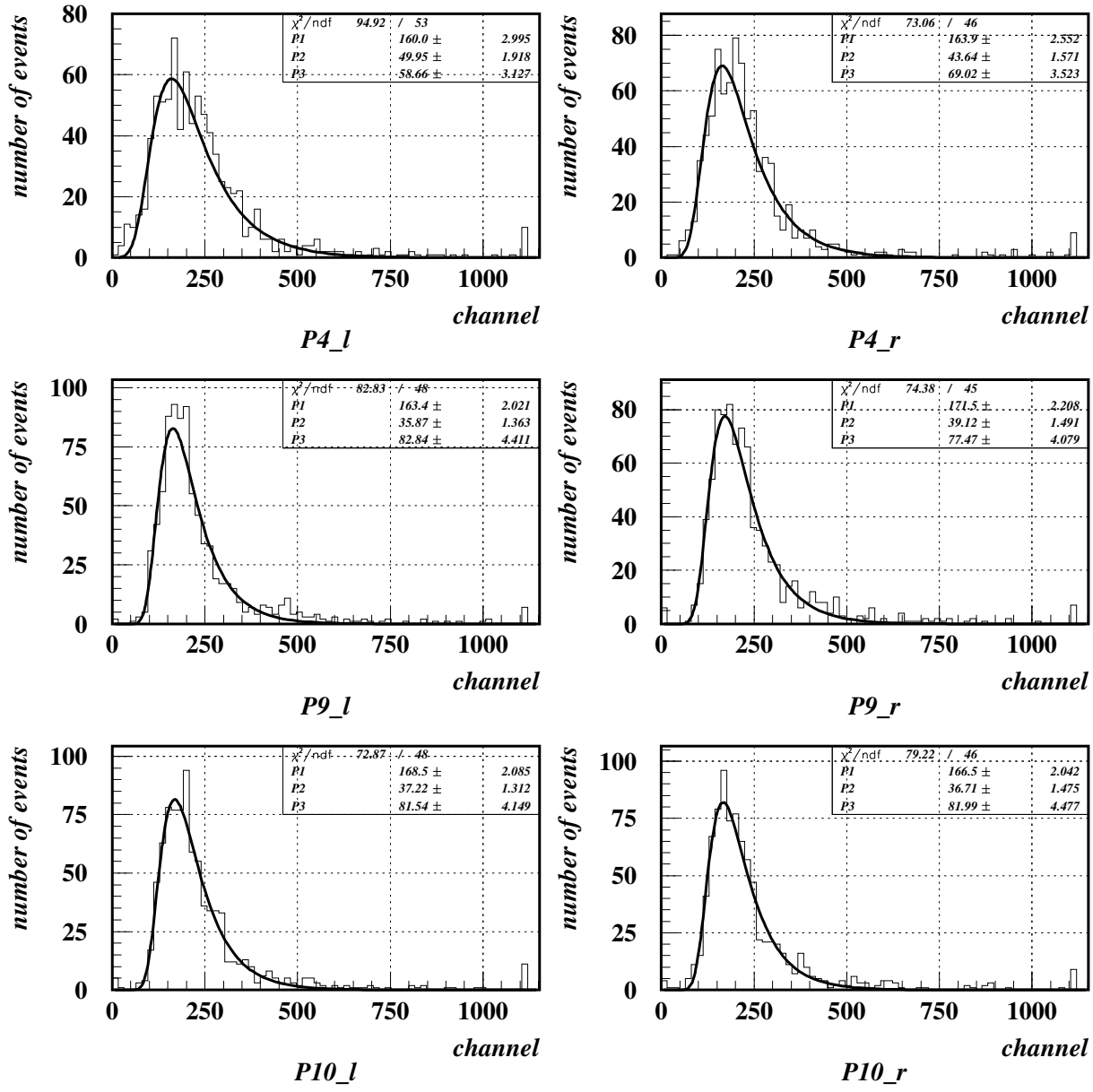

図 4.4: PMT のゲイン (両覗きのレイヤーについている PMT)

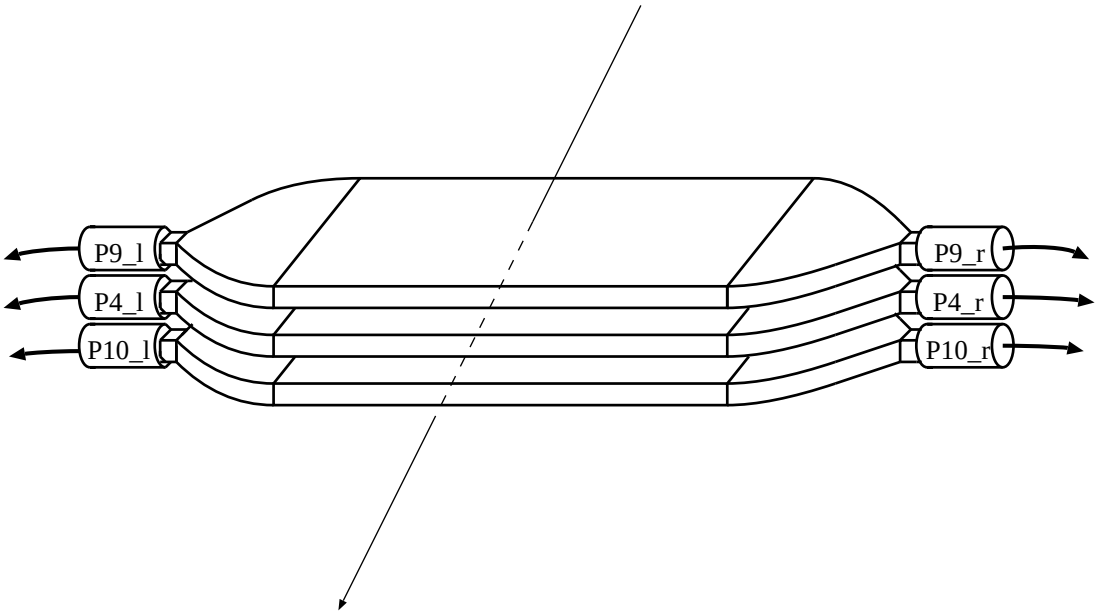

図 4.5: レイヤーの検出効率の測定 (L4 の場合)

レイヤー	L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8	L9	L10	L11
検出効率 (%)	85	91	88	92	76	93	92	98	98	98	97

表 4.1: 各レイヤーの検出効率

4.6 ADC の較正

我々が使用した ADC は LeCroy 社の 2249A である。その仕様は表 4.3の通りである。今回の実験では ADC は本質的な部分には関与していないので、各レイヤー、特に両覗きのレイヤーについてのゲインが殆ど同じになるように調整するにとどめた。図 4.6がそのロジック図である。

4.7 TDC の較正

この実験で使用する TDC は表 4.4にある 3 種類。それぞれについてチャンネルを時間に変換するための較正を行なった。

具体的にはクロックジェネレーターから信号を 2 本出し、TDC のスタートに入る信号とストップに入る信号の経路差 (数種類) をとり、その時の TDC のチャンネルとの関係を調べた。図 4.7がそのロジック図である。ADC のゲートに信号を入れるのは TDC を読み込む信号を出すためである。結果の一例を図 4.8、4.9、4.10に載せる。

PMT	電圧 (V)
P1	2360
P2	2280
P3	2480
$P4_l$	2600
$P4_r$	2140
P5	2320
P6	2400
P7	2300
P8	2260
$P9_l$	2300
$P9_r$	2400
$P10_l$	2380
$P10_r$	2580
P11	2440

表 4.2: 各 PMT に印加する電圧

種類	品名	Bit 数	FullScale	用途
ADC	LeCroy(2249A)	10	256pC	ミューオンの入射位置同定

表 4.3: ADC の仕様

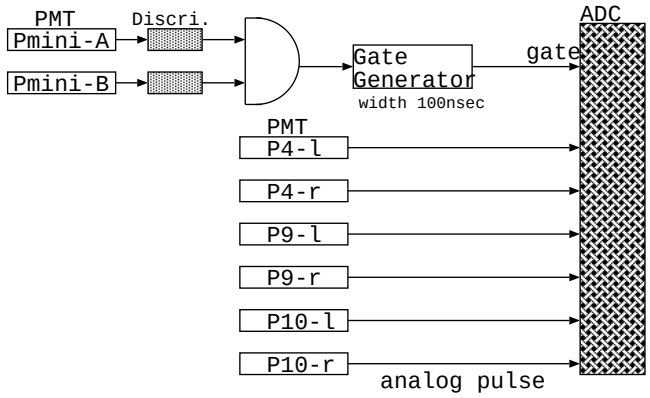

図 4.6: ADC のゲイン合わせのロジック図

種類	品名	Bit 数	sec/count	FullScale	用途
STDC	KEK Type1	16	20 nsec	1310 μsec	ミューオンの寿命測定
FTDC1	海津製作所	12	25 psec	100 nsec	崩壊電子に関する情報
FTDC2	LeCroy(2228A)	11	50 psec	100 nsec	TOF 測定

表 4.4: TDC の仕様

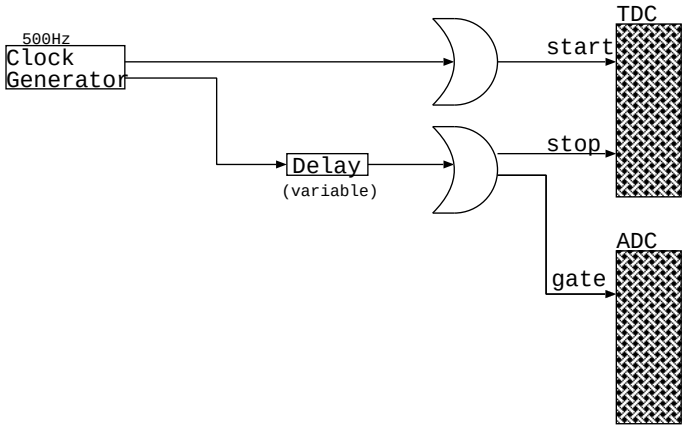

図 4.7: TDC の較正のロジック図

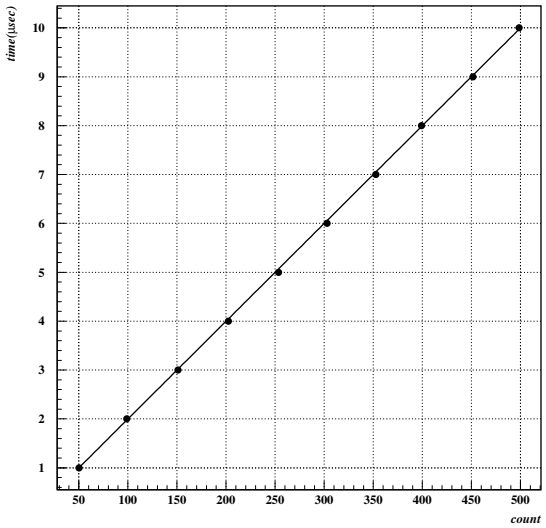

図 4.8: 時間と STDC の関係

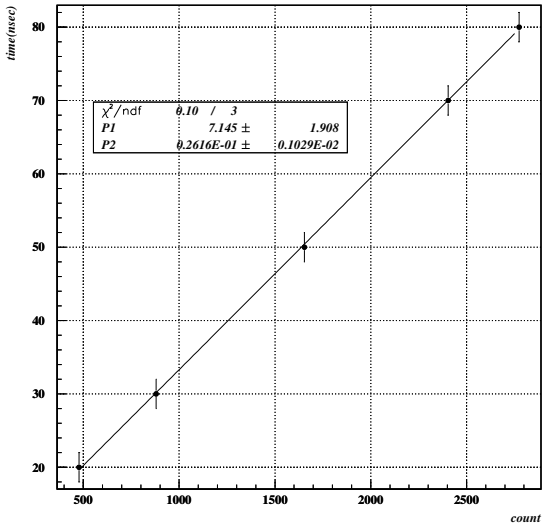

図 4.9: 時間と FTDC1 の関係

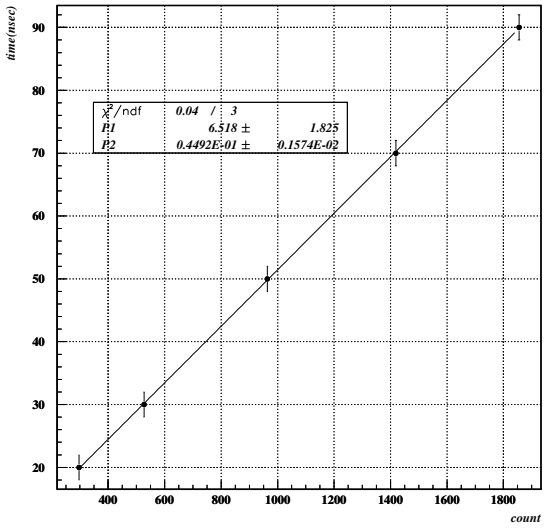

図 4.10: 時間と FTDC2 の関係

第 5 章

観測粒子の飛行時間の測定

5.1 概要

崩壊が観測された[†]という理由だけで、それがμ-e 崩壊であるとは断言できない。そこで、我々の観測したイベントが本当にμ-e 崩壊であるのかを確かめるために、観測粒子の飛行時間[††]を測定した。実験の結果得られた値が理論予想値とよい一致をみせれば、それは我々の観測した粒子がミューオンであるという強い証拠になる。さらに、崩壊の観測されたイベントについて寿命を調べることとあわせて二重の検証になる。

また、TOF を観ることで誤認してしまったイベントを取り除くこともできる。少なくともロジック上は、何かしらの粒子がトリガーにかかった後、スロー TDC の COMSTOP 以前に次の粒子が入射すれば、そのイベントはμ-e 崩壊の電子が上向きに出たイベントとして扱われることになる。もしもこのようなイベントが全体の比率として相当数にのぼるのならば、これらのイベントを除去しなくてはならない。

TOF は粒子の速度の逆数で、速度はエネルギーと質量に依る。フラックスから考えて我々のトリガーにかかると期待される粒子がミューオン・電子・陽子の 3 種類であるとすると、理論的な言及は次節に譲るとして、TOF の値はそれらの粒子毎に異なることが予想される。つまり TOF の値を観ることで、我々の得たイベントが真にμ-e 崩壊であるかの是非を問うことができるのである。

5.2 理論予想

我々が測定するのは上部セットアップから下部セットアップに至るまでの TOF である。飛行距離が分かっているので、後は粒子が下部セットアップに落とすエネルギーを計算すれば大凡の TOF の値を予想できる。

ミューオン・陽子の 2 種類の粒子の TOF を、吸収体 (アルミ・鉄) を挿入している場合とブランクの 2 つの場合で理論的に概算した。計算には文献 [11] より抜粋した以下の Bethe-Bloch の式を用い、数値計算により値を導いた。

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2\right] \tag{5.1}$$

[†]ここではスロー TDC に値が得られたという意味

[††]以下 TOF(= time of flight) と略す

$$W_{max} = \frac{2m_e\eta^2}{1 + 2s\sqrt{1+\eta^2} + s^2} \tag{5.2}$$
$$s = m_e/M \qquad \eta = \beta\gamma$$

r_e : 古典電子半径 = 2.817×10^{-13}cm　　ρ : 吸収体の密度
m_e : 電子質量 = 0.51MeV　　z : 入射粒子の電荷/素電荷
N_a : アボガド ロ数 = $6.022 \times 10^{23}\mathrm{mol}^{-1}$　　β : 入射粒子の速度/光速 = v/c
$\gamma : 1/\sqrt{1-\beta^2}$　　I : 平均励起ポテンシャル
Z : 吸収体の原子番号　　A : 吸収体の原子量
M : 入射粒子の質量

これにより得られた値を表 5.1、 5.2に示す。

	アルミニウム	鉄	ブランク
ミューオン	10.6 ~ 15.1	10.5 ~ 15.1	13.3 ~ 15.1
陽子	16.9 ~ 25.5	16.8 ~ 25.5	22.3 ~ 25.5

表 5.1: TOF の理論予想値 (nsec)

	アルミニウム	鉄	ブランク
ミューオン	0.501 ~ 0.825	0.501 ~ 0.813	0.501 ~ 0.569
陽子	0.297 ~ 0.565	0.297 ~ 0.553	0.297 ~ 0.339

表 5.2: βの理論予想値

上記の値は予想し得る最大値、最小値を与えているものである。また、電子についてはいずれの場合もほぼ光速に近い値が得られると予想される。これは電子の質量がミューオンや陽子に比べて大変小さく、低エネルギー (数 MeV) 領域でも光速で飛行するためであると考えられる。

5.3 分解能

5.3.1 TOF の算出方法と較正

原理的にはファースト TDC から得た情報は以下の式を経て TOF の値に換算される。

$$\mathrm{TOF} = \frac{(\mathrm{FTDC2(3)} + \mathrm{FTDC2(4)} - \mathrm{FTDC2(1)} - \mathrm{FTDC2(2)} - \text{Constant Value}^{\dagger})}{2} \times 0.045 \tag{5.3}$$

但しこのままでは、相対的な差は知ることができても絶対値としての値は得られない。絶対値を得るためには ConstValue の値を決定し、TOF を較正せねばならない。そこで antiveto††を外

†以下 ConstValue と略す。
††第 3章、第 2 節、第 3 小節参照

したデータを用いて較正を行なった。この場合トリガーにかかるのはそのほとんどが吸収体を突き抜ける高エネルギー (吸収体で停止する粒子と比べて) の粒子であり、その飛行速度はほぼ光速に等しい。つまり、これらのデータを上式で処理した時にそのピークが飛行距離を光速で割った値 $2.27\mathrm{m}^{\dagger} \div 0.300\mathrm{m/nsec} \simeq 7.57\mathrm{nsec}$ になるように ConstValue を決めれば、絶対値としての TOF の値が得られる。

実際、較正用のデータの全ての粒子が垂直に入射している訳ではないのでこの時点で TOF の値に誤差が生じるが、それは理論予想値の幅に比べ非常に小さい。TOF を測定することの第一義が我々の観測するイベントと μ-e 崩壊を同定することであることから考えれば、この誤差は無視できる。

このようにして ConstValue の値を計算した結果、268 という値を得た。図 5.1に ConstValue=268 を代入して得られた、較正用のデータの TOF を示す。以後、この値を用いて TOF を算出する。TOF の分解能を決定するには (5.3) 式の形をふまえなくてはならない。

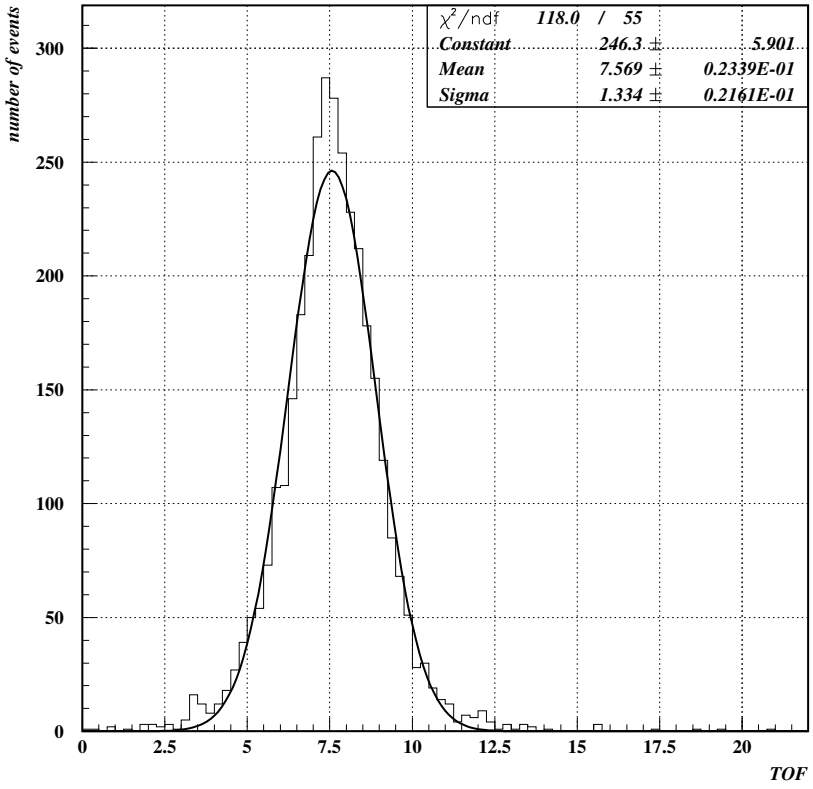

図 5.1: 較正用のデータの TOF

[†]図 3.2参照

5.3.2　シンチレーター中の光速

シンチレーター中の光速を測定することが、TOF の分解能を考察する上で必要であった。そのことは次節でふれる。そこで両覗きのシンチレーター３枚について測定を行なった。図 5.2にこの実験装置の概略図を示す。

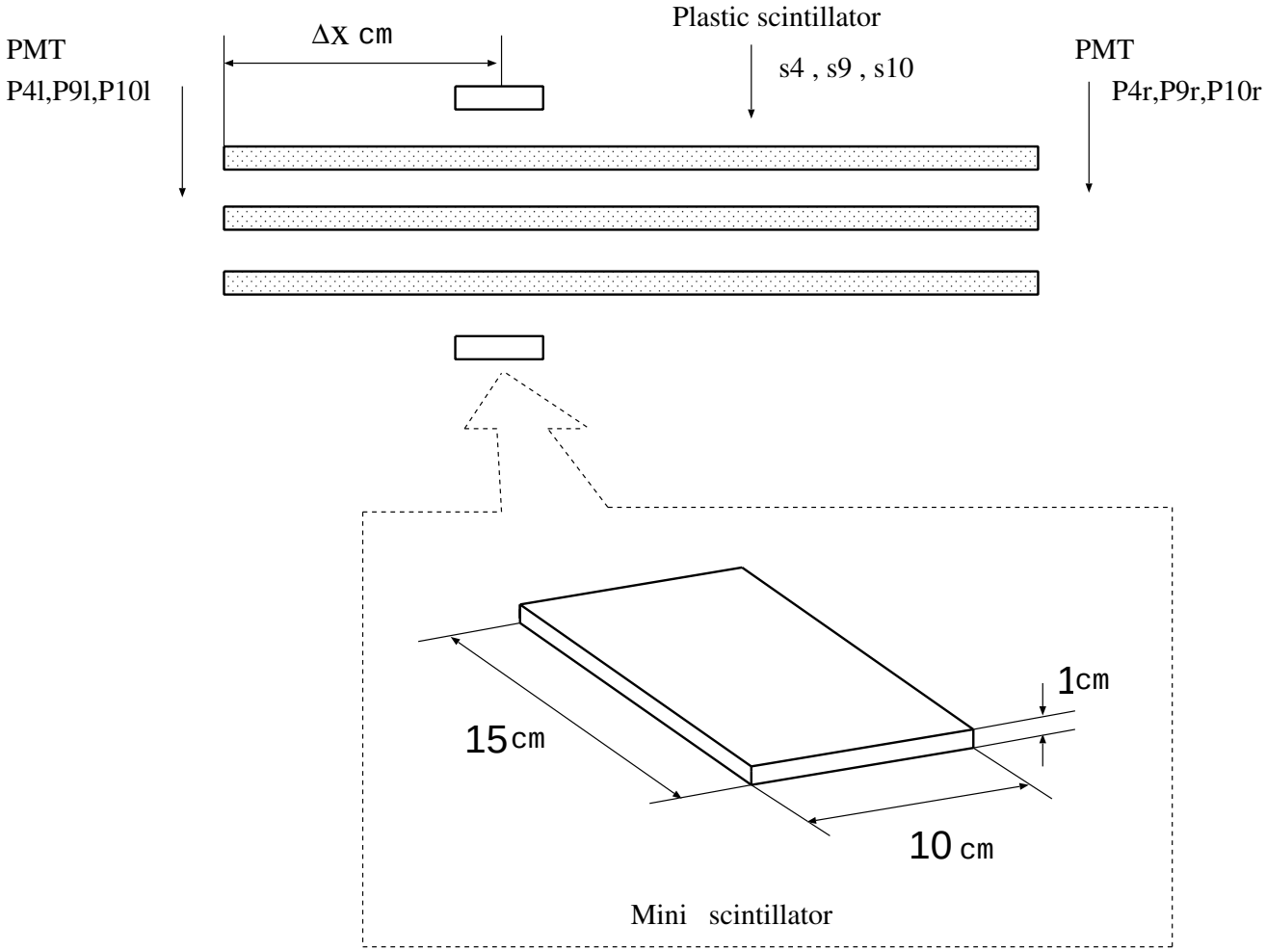

図 5.2: シンチレーター中の光速を測定する装置の概略図

シンチレーターの左端から 10cm,36cm,63cm,90cm (図ではΔXcm) の４点を測定点に採用した。但し、ミニシンチレーターの中央をミニシンチレーターの位置として距離を測った。データは上下のミニシンチレーターのコインシデンスをスタートに採り、６つの PMT からの信号をそれぞれストップとしてファースト TDC で測定したものである。

これらのデータに次のような操作を施すことでシンチレーター中の光速が得られる。

入射粒子がシンチレーターを通過した時刻をゼロとすると、左右の PMT から得られる時間情報は以下のとおりである。

$$\text{left}: \quad T_1 = \Delta t_1 + a_1 - (\Delta t_0 + a_0) \tag{5.4}$$

$$\text{right}: \quad T_2 = \Delta t_2 + a_2 - (\Delta t_0 + a_0) \tag{5.5}$$

ここでΔt はパルスが入射位置から PMT までシンチレーターを伝播してくる時間、a はシステム上の Time offset で、添字の 0,1,2 はそれぞれミニシンチレーターとそれを挟んだ左右のシステムについての値を表している。シンチレーターの横幅を L、シンチレーター中の光速を c' とすると T_1, T_2, ΔX と c' との間には以下のような関係がある。

$$\begin{aligned} T_1 - T_2 &= \Delta t_1 - \Delta t_2 + c_1 - c_2 \\ &= \frac{\Delta X}{c'} - \frac{L - \Delta x}{c'} + c_1 - c_2 \\ &= \frac{2}{c'}\Delta X + constant \end{aligned} \tag{5.6}$$

例としてシンチレーター S4 について $T_1 - T_2$を縦軸、ΔXを横軸にとったグラフを図 5.3に示す。

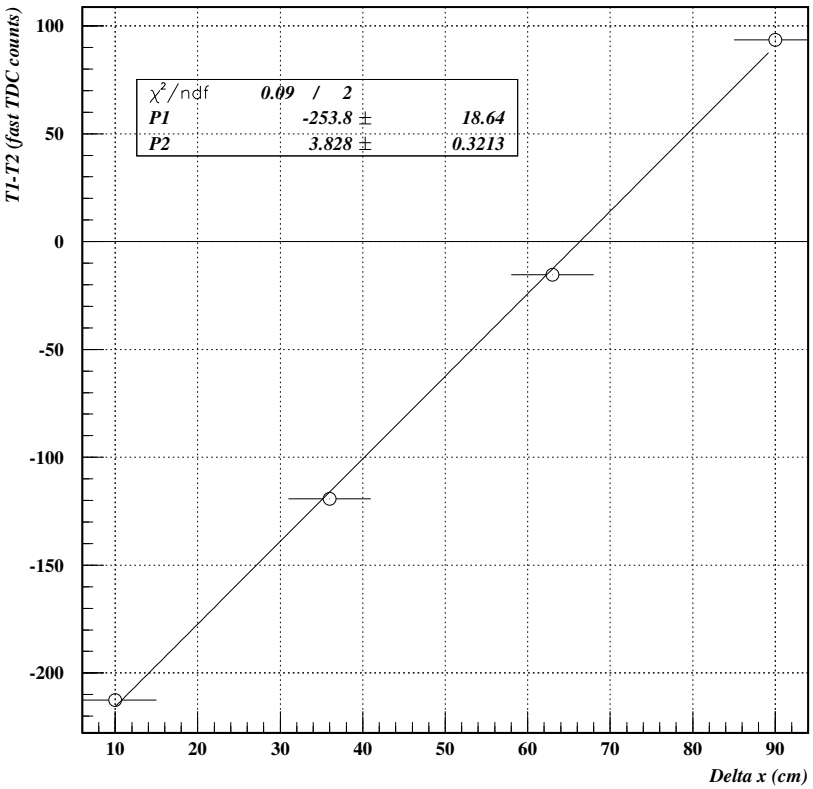

図 5.3: シンチレーター中の光速の測定における距離と時間の線形性を表す図

横軸の誤差の大きさはミニシンチレーターの幅による位置の不定性を表している。

以上の方法により得られた結果を表 5.3に示す。

これよりシンチレーター中で、パルスは 1 m 進むのに約 7.7nsec かかることになる。我々の使用しているシンチレーター NE110 の屈折率 1.58 から、期待されるシンチレーター中の光速は

	c' ($\times 10^8$m/sec)
scinti4	1.16 ± 0.11
scinti9	1.32 ± 0.12
scinti10	1.30 ± 0.12

表 5.3: シンチレーター中の光速

1.90×10^8m/sec である。しかし、この場合にその値は適当でない。則ち、パルスは発生してからダイレクトに PMT に到達するのではなく、シンチレーター中での反射、物質中の分子による吸収・放出等を受けながら進んでいると考えられるからである。

5.3.3 分解能の決定

分解能を調べるのに最適なのは、実際に測定するシステムでなにか値の固定されているものを測定することである。その分布の幅こそが分解能ということになる。シンチレーター中の光速を測定した際のデータはその情況に極めて近い。図 5.2では見やすいようにシンチ同士の間隔を広げてあるが、実際には重ねて測定した。また、観測した粒子はほぼ光速であると考えられ、ミニシンチにより入射方向も限定されている。つまり、ここで観ているのは光速の粒子の 1cm 程度の TOF ということになり、その誤差はファースト TDC のカウントで 1 未満である。

以上よりシンチレーター中の光速を測定した時のデータについて、前述の TOF の計算式を用いて分解能を計算した。表 5.4に各 4 点についての分解能を示す。

	left	center-left	center-right	right
分解能 σ	1.1	0.95	0.97	1.0

表 5.4: TOF の分解能 (nsec)

これから分解能が、ミューオンを他の粒子と識別するために理論予想値から要求される値を満足していることが分かる。因に TOF の測定限界は 60nsec 程度であるが、この点においても理論予想値からの要求を満たしている。

ファースト TDC 自体は約 50psec (nsec の 1000 分の 1) の精度があるにもかかわらず、TOF の分解能はそれより 2 桁増しの nsec のオーダーになっている。これには大きく以下の 2 つの理由が考えられる。まず我々は TOF を計算する際に、左右の PMT に関してΔt[†]の和を一定であると仮定している。これはシンチレーターの縦の長さを無視しているということからくるものであるが、この寄与を概算してみる。パルスが両 PMT に辿り着くまでに通過する距離の和の最小はもちろん 100cm であるが、最大はシンチの横から見て中心、縦から見て端に位置する所に粒子が入射した場合で約 105cm である。シンチレーター中の光速を 0.13m/nsec とすると、この 5cm は時間に換算すると約 0.4nsec に相当する。次に ADC 値と TOF の関係について述べる。アナログパルスはディスクリミネーターを経て NIM パルスに変換されるが、それはパルスがスレッショルドを超えた時点で行なわれる。全てのパルスにおいて立上り時間は一定と考えると、同じタイミン

[†]37ページ参照

グでもパルスの高さ、つまり ADC 値により NIM パルスに変換されるタイミングが異なることになる。より具体的に言えば ADC 値に反比例して TDC 値が小さくなることになる。これによる寄与[†]はここでは 0.3nsec 程度である。また、PMT での通過時間の揺らぎもその一因であると考えられる。

5.4 解析と結果

FTDC2 の４つのチャンネルが全て正常な値 (COMSTOP、もしくはゼロでない) を取っているデータのみ解析に用いた。用いたデータの実働時間は以下のとおりで、ほぼ一致するようにした。

アルミニウム	:	1263932sec	=	14day15hour5min32sec
鉄	:	1267832sec	=	14day15hour46min6sec
ブランク	:	1282157sec	=	14day20hour9min17sec

またイベントの内分けは以下の表の示すとおりで、順に
' 全イベント数 $\longrightarrow$ 解析に用いたイベント数 (さらにその中で崩壊の観測されたイベント数)'
を表している。

アルミニウム	:	198856	$\longrightarrow$	52108 (2173)
鉄	:	210167	$\longrightarrow$	58522 (1573)
ブランク	:	93905	$\longrightarrow$	28923 (395)

TOF とβの値をヒストグラムにとった図を 43ページ以降に示す。破線で描かれているものが崩壊が観測されたイベントの TOF、βである。図を見ると崩壊の観測されたイベントが、有為にあるひとつのピークと一致していることが分かる。またブランクランにおいて崩壊の観測されたイベントのピークがふたつあるが、これは崩壊が上向きに観測されたイベントと下向きに観測されたイベントのピークである。これは次に挙げる原因によるものと思われる。

まず崩壊が観測された方向について TOF をまとめたものを図 5.4に示す。

ブランクランにおいて下向きに崩壊がでたと認められるのは、以下の二つの場合が考えられる。

1. 親粒子が S9[††]で止まり崩壊粒子は下向きにでたが、崩壊粒子の S9 に対する energy deposit が小さく $P9_r$、$P9_l$ をならさなかった場合

2. 親粒子は S10 に止まったが S10 に対する energy deposit が小さく $P10_r$、$P10_l$をならさずに、崩壊粒子が下向きにでた場合

１も２も上向きにもありうるが、１の場合条件が変わってくる。１について考えると、この条件を満たすためには親粒子はシンチレーターの下部で止まらなければならない。つまり崩壊が下向きに観測された場合の親粒子は、全体 (崩壊が観測されたイベントの) に比べてエネルギーが高く TOF の値が小さくなると考えられる。

[†]詳しくは文献 [10] 参照
[††]図 3.2参照

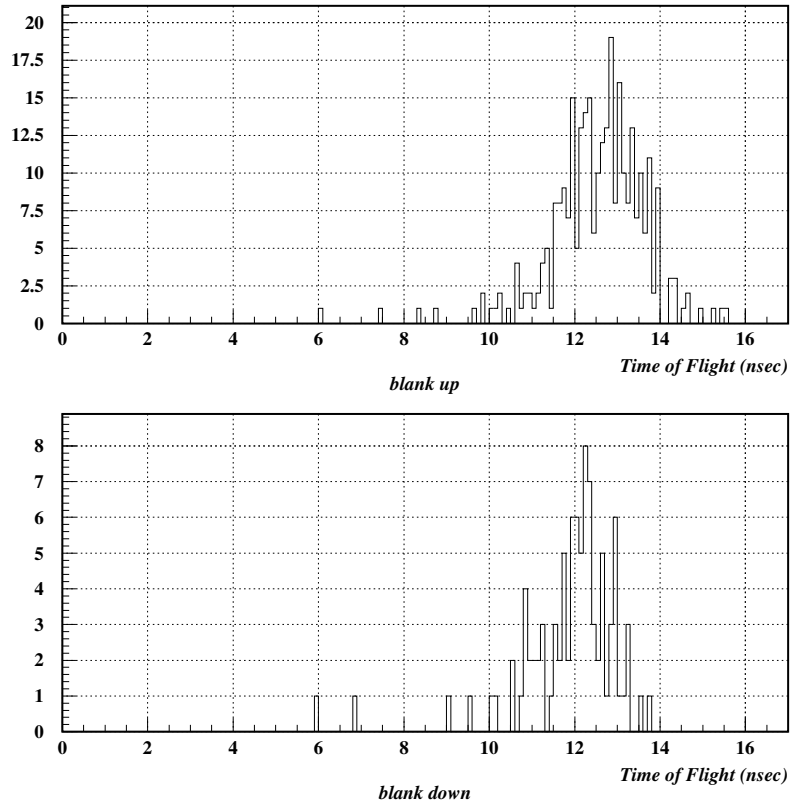

図 5.4: ブランクランにおける崩壊方向毎の TOF (上図が上向き、下図が下向きに崩壊が観測されたイベント)

吸収体にアルミニウム・鉄を挿入している場合も、これとは別の理由で崩壊方向により TOF のピークが異なるが、分布の幅が広いので鈍ってひとつのピークのように見えている。これは吸収体に厚みがあるので、親粒子が吸収体上部に止まった場合たとえ崩壊粒子が下向きにでても途中で吸収されてしまうことがあるからで、その逆も言える。

次にミューオンと陽子について理論値とその候補に挙げられる実験値のピークとの比較を表 5.5 に示す。

この表を見ると吸収体がアルミニウム・鉄の場合には実験値が理論予想値の範囲内にあるのに対し、ブランクランの場合は実験値が理論から予想される最小値よりも小さいことがわかる。この原因は、粒子が S4 と S9 に落とすエネルギーに差があるためであると推測される。落とすエネルギーの違いはそのままパルスの大きさに反映される。分解能を考察する際にも述べたが、パルスの大きさにより実際のタイミングと測定値にズレが生じる。FTDC でみている 4 つのパルスの大きさがほぼ同じならば、誤差は生じても中心値の値はずれない。しかしブランクランの場合には S9 で止まる (と思われる) 粒子を見ているため、S4 からのパルスと S9 からのパルスでは大きさが著しく異なる。例としてブランクランにおいて崩壊の観測されたイベントに関して ADC 値をヒストグラムにとったものを図 5.5に示す。

		ミューオン		陽子	
		理論予想値	実験値	理論予想値	実験値
アルミニウム	TOF	10.6 ~ 15.1	$11.5 \pm 8.92 \times 10^{-4}$	16.9 ~ 25.5	$18.0 \pm 3.43 \times 10^{-1}$
	β	0.501 ~ 0.825	$0.658 \pm 5.10 \times 10^{-5}$	0.297 ~ 0.565	$0.420 \pm 8.01 \times 10^{-3}$
鉄	TOF	10.5 ~ 15.1	$11.5 \pm 7.67 \times 10^{-4}$	16.8 ~ 25.5	$17.4 \pm 4.85 \times 10^{-1}$
	β	0.501 ~ 0.813	$0.664 \pm 9.16 \times 10^{-5}$	0.297 ~ 0.553	$0.414 \pm 6.26 \times 10^{-3}$
ブランク	TOF	13.3 ~ 15.1	$12.4 \pm 3.02 \times 10^{-3}$	22.3 ~ 25.5	$22.2 \pm 2.07 \times 10^{-1}$
	β	0.501 ~ 0.569	$0.610 \pm 1.49 \times 10^{-4}$	0.297 ~ 0.339	$0.341 \pm 3.18 \times 10^{-3}$

表 5.5: TOF、βについての理論予想値と実験値との比較

ここで横軸に ADC 値の相乗平均をとったのは位置による誤差をなくすためである。この差により TOF の値が見かけ上早まることが予想される。この効果はイベント毎に程度が異なり、はっきりとした数値では表せないが、計算の結果[†]平均として 2nsec 程度であった。このことを考慮にいれると、ブランクランの実験結果においても実験値のピークが理論値の範囲内にあるといえる。

以上のことは解析の段階で補正すべき問題であるが、PMT にかける電圧が高いため全てのイベントで正常な値 (オーバーフローでない) が得られている訳ではない。そのためにこの補正を解析の中に取り込むことはできなかった。

また図 5.6、図 5.7、図 5.8 を見比べると共通して 7 ~ 8nsec 付近に一番大きなピークが立っている。さらに 3 つの図でその分布の幅はほぼ等しい。つまり最も多く飛来する粒子は吸収体によらずフラックスがほぼ等しく、光速でシステムを通過する。以上のことからこのピークは電子であると考えられる。

5.5 結論

我々の観測したデータの TOF と理論から予想されるミューオンの TOF によい一致が見られることから、我々が観ているのはμ-e 崩壊であるといえる。また崩壊の観測されたイベントの総数に対し、理論から大きく外れた値をもつイベントは無視できる程度であるので、それらのイベントを除去する必要はないといえる。

[†]文献 [10] 参照

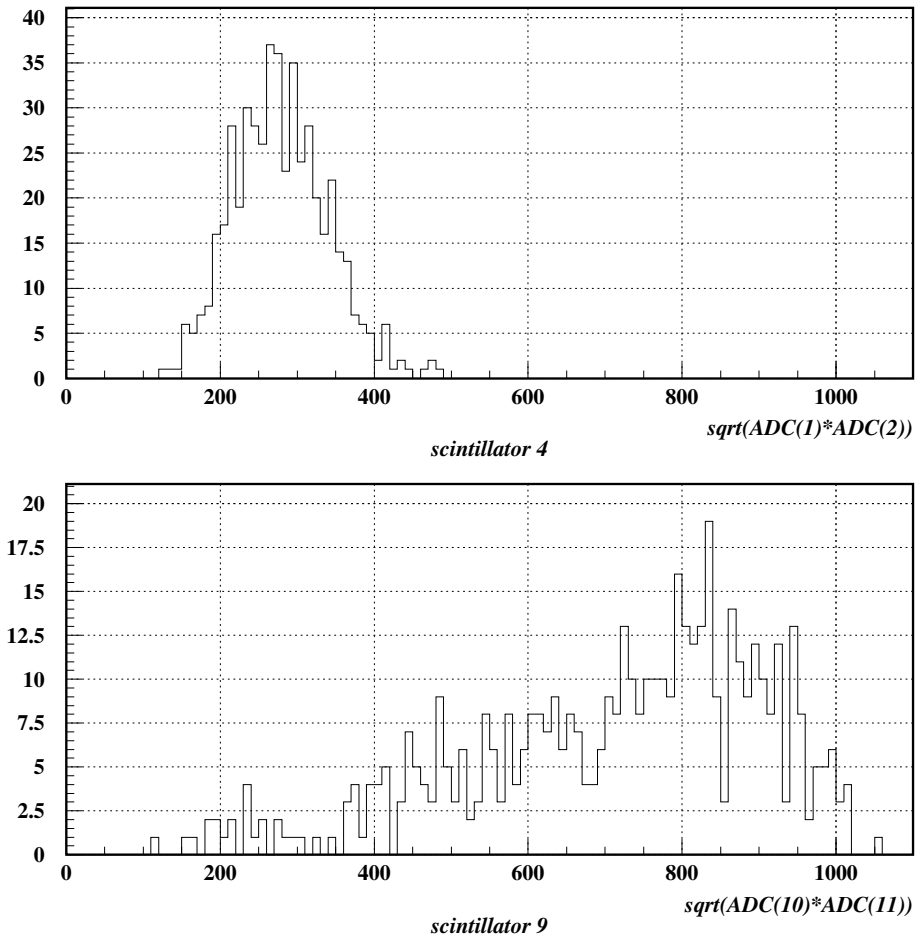

図 5.5: ブランクランにおける粒子の S4 と S9 への energy deposit

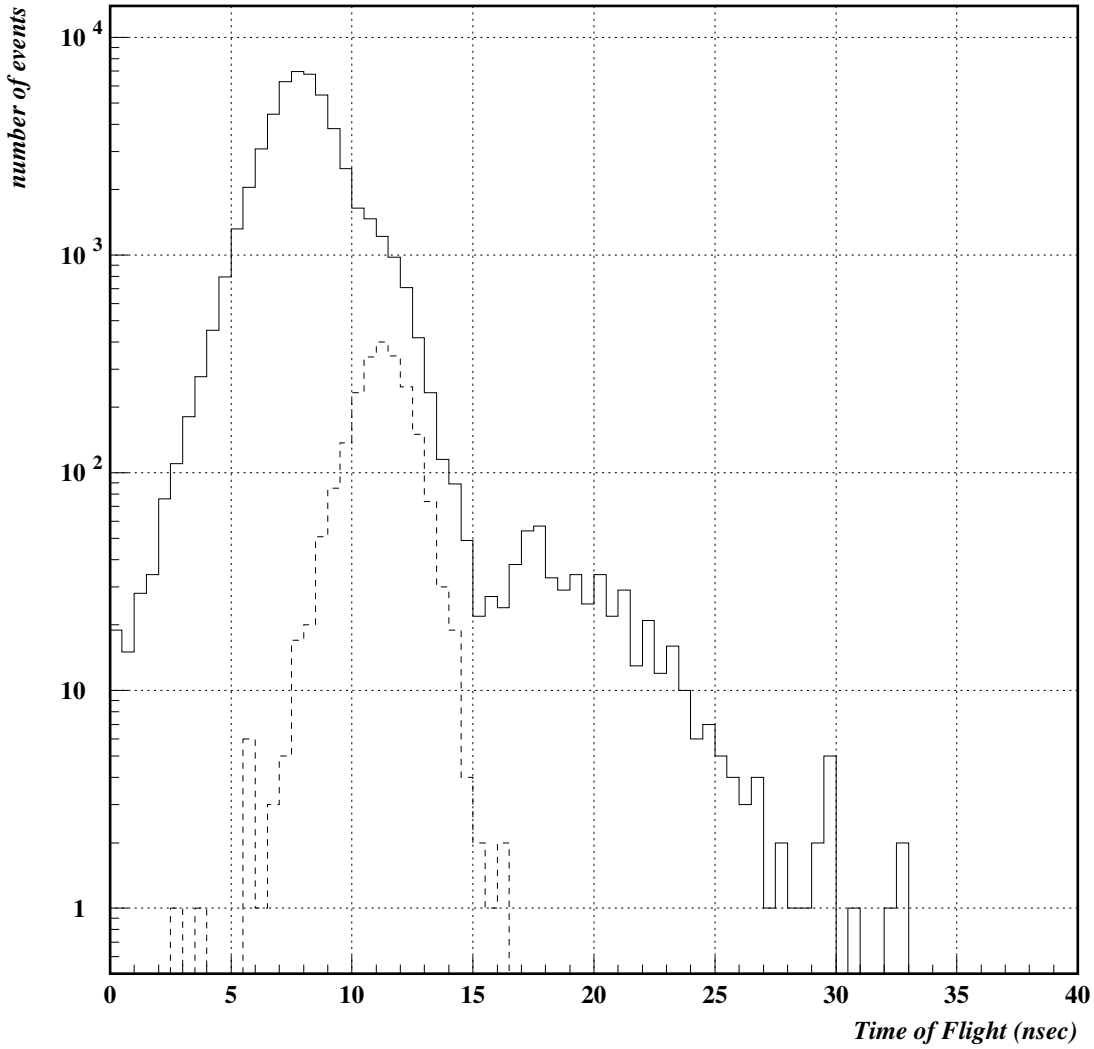

図 5.6: Time of Flight (アルミニウム)

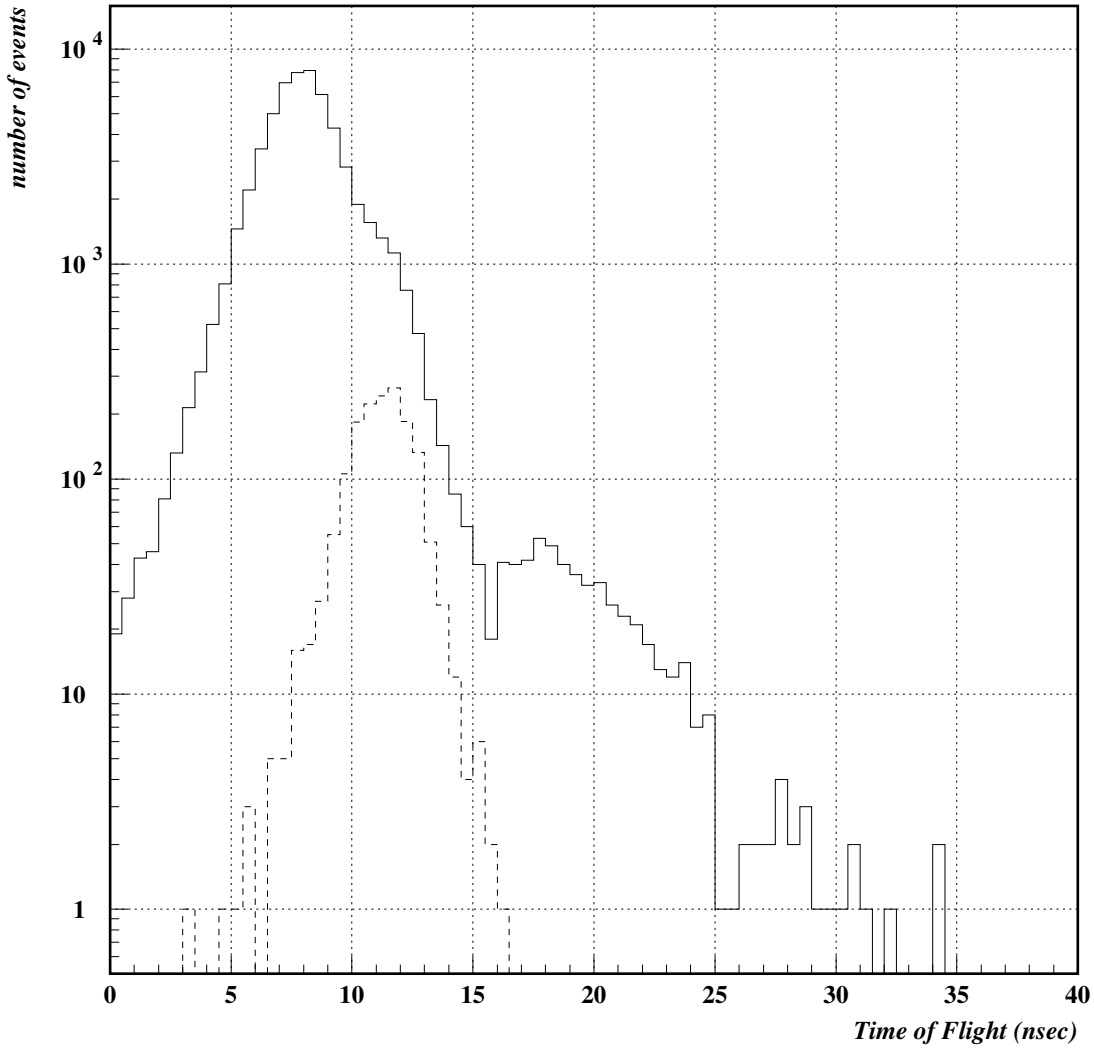

図 5.7: Time of Flight (鉄)

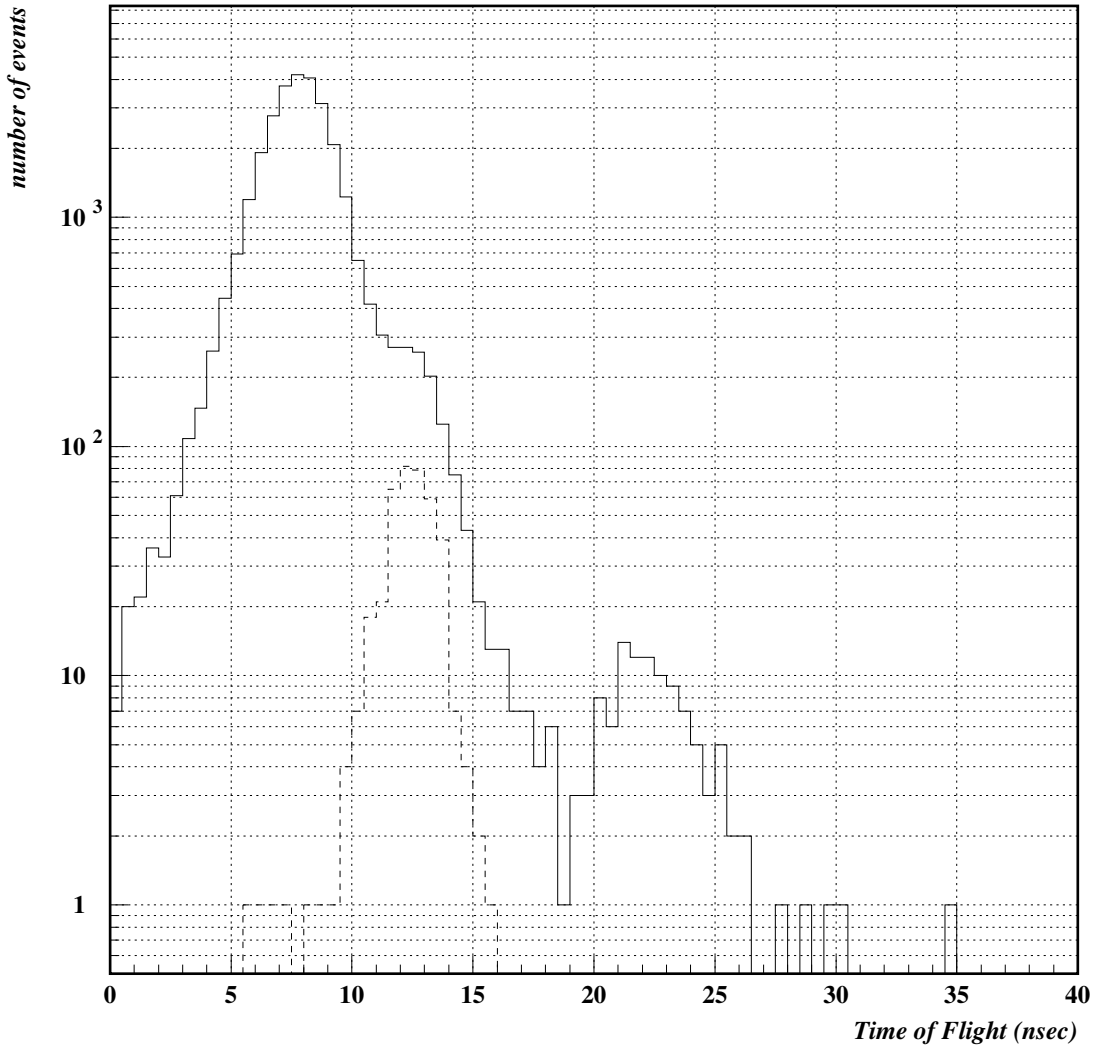

図 5.8: Time of Flight (ブランク)

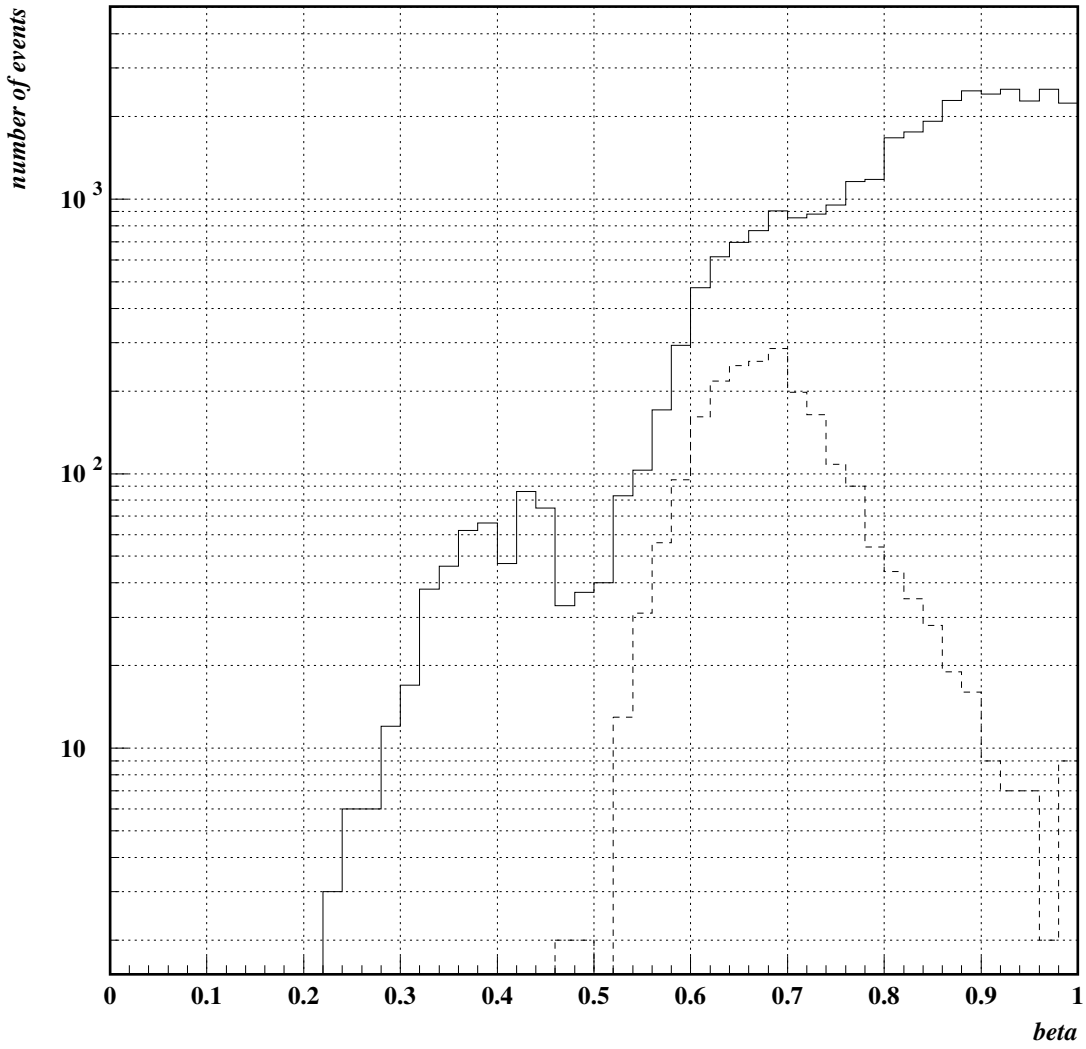

図 5.9: β (アルミニウム)

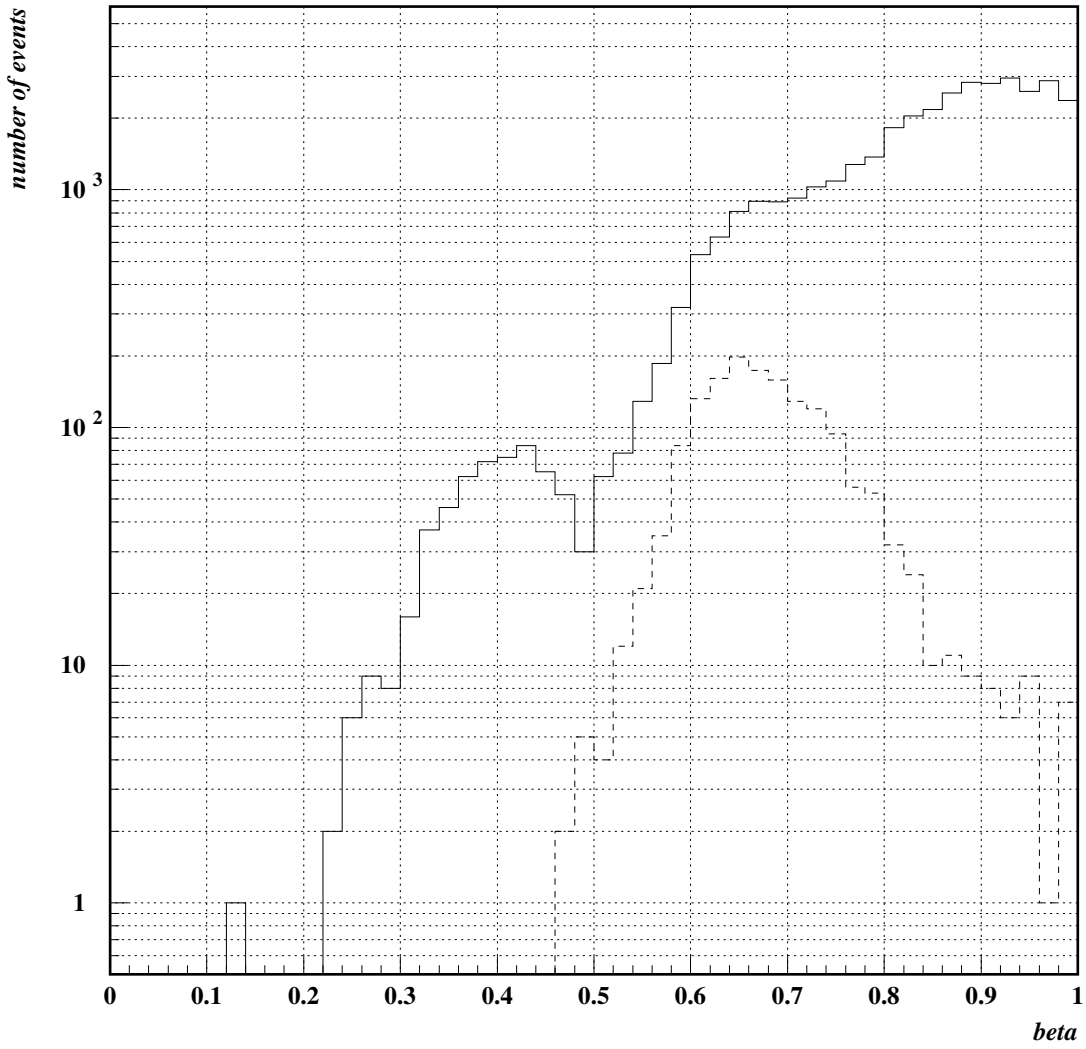

図 5.10: β (鉄)

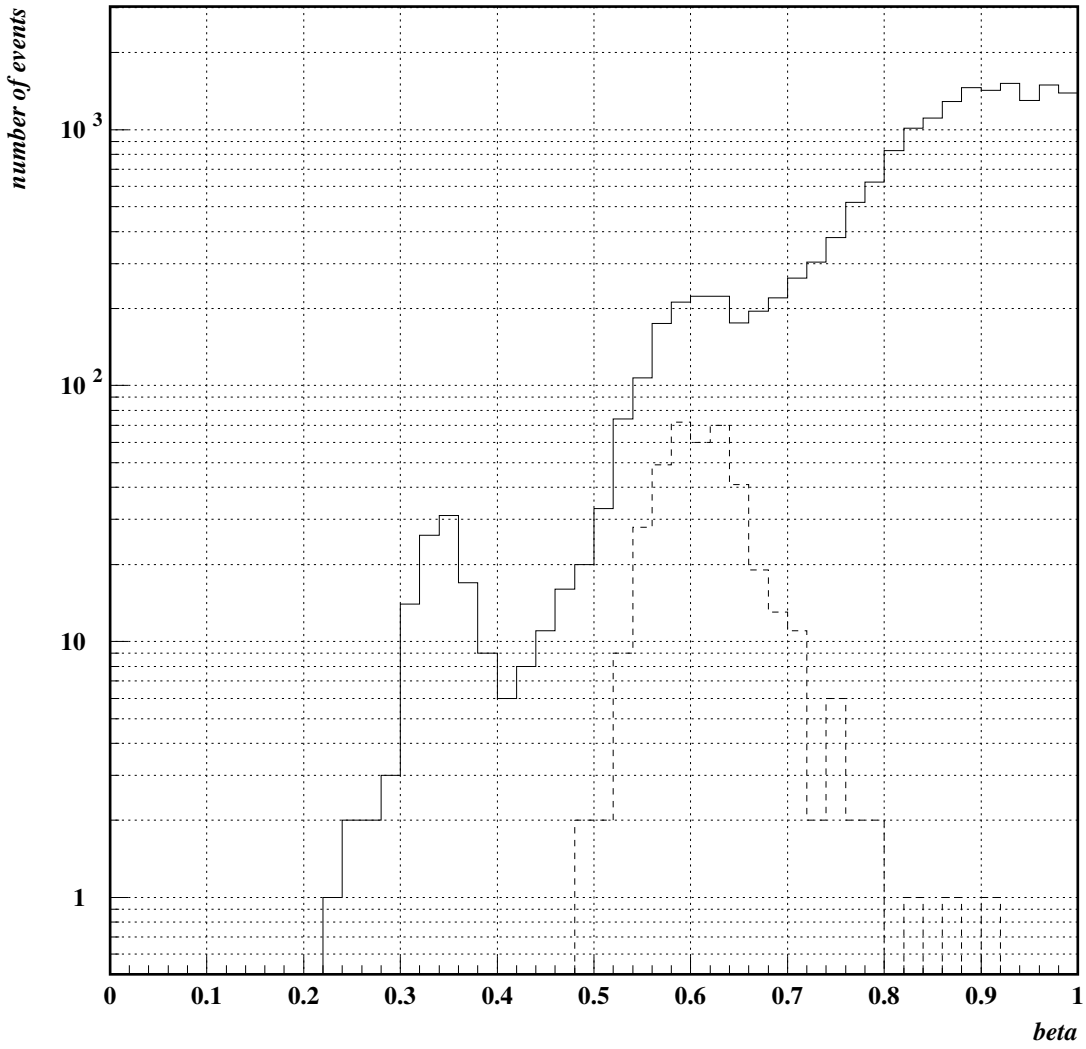

図 5.11: β (ブランク)

第 6 章

シミュレーション

我々の実験装置で測定できる物理量は上下非対称性のパラメーター R であるが、この実験の目的である物理量は偏極率 P である。この章では実験で得た R パラメーターから偏極率 P を求めるために行ったモンテカルロシミュレーションについて述べておく。

6.1 原理

最初に、今回行なったシミュレーションの原理を述べておく。シミュレーションの基本的な考え方はミューオンにある偏極率 P を持たせた時、我々の検出器で得られる R を求めるこである。つまり、ミューオンの偏極率 P を決め、以下に述べるようなシミュレーションを繰り返し、実験で得られるであろう R を算出し、得られた P と R のプロットから P と R の間の比例定数を求める。

1. ミューオンの始点 $\vec{x_m}$ と運動方向$\vec{e_m}$を決める
2. ミューオンのアルミニウム中での停止を調べ、停止するならその位置 $\vec{x_e}$ を決める。
3. 電子のエネルギー E_eと崩壊方向$\vec{e_e}$を決める。
4. 電子のエネルギー E_eの時のアルミニウム中での飛程 r を求め、電子がアルミニウム内を通過する距離 L との比較から電子がアルミニウムを出るかを調べる。
5. 電子がアルミニウムの上下のシンチレーターのどちらで検出されるかを調べる。

6.2 意義

ここで、前節で述べたそれぞれの物理量に対するシミュレーションの物理的意義を定義も含めて詳しく述べておく。

6.2.1 ミューオンの運動方向

我々の検出器は鉛直上向きから来るミューオンのみを見るために、上部セットアップと下部セットアップを出来る限り離して設置している。とはいえ、完全に斜め方向から入射してくるミューオンの影響を無視することはできないと思われる。そこでトリガーをかけたミューオンの運動方

向を知る必要がある。

一般に宇宙線の天頂角Θに対する強度は鉛直強度を 1 とすると次のように近似される。

$$\cos^n \Theta \tag{6.1}$$

n の値は粒子の種類や高度によっても異なるが、地上でミューオンの場合は $n \approx 2$ である [11]。

6.2.2 電子のエネルギーと運動方向

上下非対称性を見る上で、崩壊電子の運動方向を知ることは最も重要なことである。2.5節で述べたように$\mu - e$ 崩壊において放出される電子のエネルギーとミューオンの運動方向と崩壊電子の運動方向との間の角度の間には (2.19) の関係がある。

6.2.3 電子の飛程

μ-e 崩壊では電子の放出された角度によってそのエネルギー分布が異なるため、電子のアルミニウム中での停止が上下非対称性を考える上で重要である。そこで、シミュレーションでは電子がアルミニウム中で停止せずに外まで通り抜けるかどうかの判定に電子の飛程を使用した。

電子の飛程 r は物質中のエネルギー損失$\frac{dE}{dx}$ *を用いて次のように表される。

$$r = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} \tag{6.2}$$

E_0：電子の崩壊直後のエネルギー

6.3 パラメーター

次に、今回シミュレーションする際に使用したパラメーターについて述べておく。

1. 偏極率
   2.4で述べたようにミューオンは物質中で減偏極を受ける。シミュレーションではアルミニウム中での偏極保持率として次の値を使用した。

$$\begin{aligned} \mu^+ &: 91\% \\ \mu^- &: 5.9\% \end{aligned} \tag{6.3}$$

2. μ^+/μ^-比
   宇宙線中の$\mu^+\mu^-$比は 1.25 であるが、解析ではμ^-の低い偏極保持率の影響を取り除くために寿命がμ^-の 2 寿命 ($864\times2 = 1728$nsec) 以下のイベントは使用しない。そこで、シミュレーションの際にもこれが成り立つように、μ^+/μ^-比は

$$Ratio = 1.25\frac{\exp\left(-\frac{1728}{2197}\right)}{\exp(-2)} = 4.2 \tag{6.4}$$

   を使用した。

また、簡単のためミューオンのシンチレーター、吸収体中でのエネルギー損失、散乱などは考慮せず、アルミニウム中を通過するミューオンはその中で必ず停止し、停止したミューオンは必ず電子を放出するとした。

*詳細は文献 [11] を参照

6.4 方法

次に、今まで述べてき物理量それぞれの具体的なシミュレーション方法とその結果を述べておく。

6.4.1 ミューオン

最初に、トリガーに関係するレイヤー S1 から S9 までがすっぽり入る球を考え、天頂角は $\cos^2\Theta$、方位角Φは一様な分布になるように球上の 2 点 P、Q を選ぶ。その 2 点の内高い位置にある方を始点$\vec{x_m}$ とし、そこからもう一方へのベクトルを運動方向$\vec{e_m}$とする。この 2 つのベクトルで決まる直線をミューオンの飛跡とする。この飛跡が $228\mathrm{cm}$ 離れた $100 \times 33.3cm$ の 2 枚の平面に交差する時、トリガーがかかるとする (図 6.2)。なお、アルミニウムの端を通るミューオン (図 6.3 の T_1) に対しては停止位置の鉛直方向の分布が一様になるよう、トリガーはかからないとした。

トリガーをかけたミューオンと生成した全ミューオンの天頂角分布を図 6.1に示す。この図から我々の見ているミューオンはほとんど鉛直上向きから来ていることがわかる。

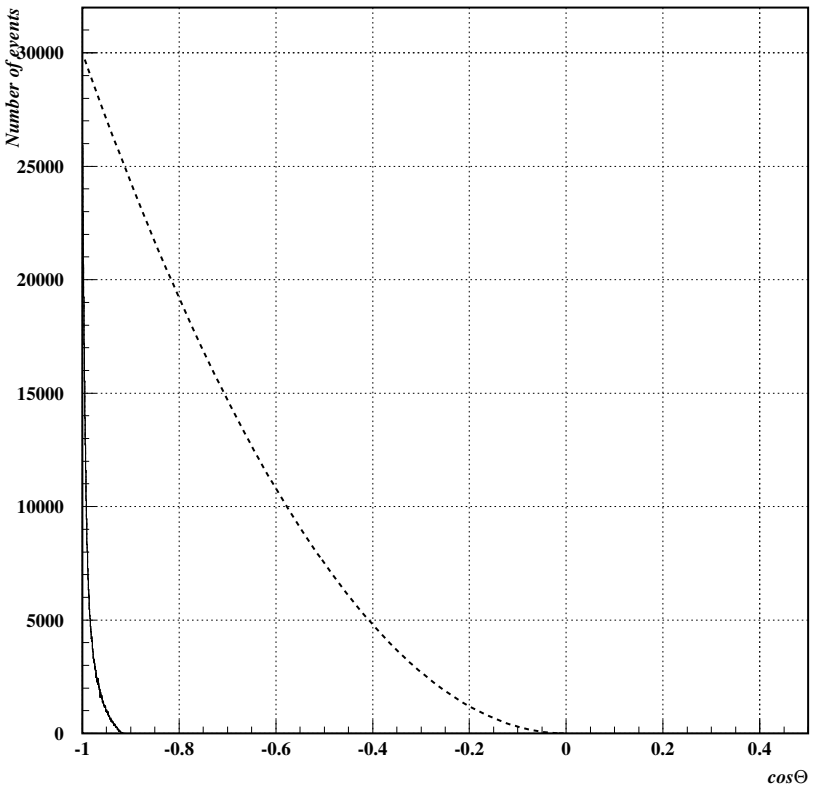

図 6.1: ミューオンの天頂角分布：実線はシミュレーションでトリガーのかかったイベントの天頂角分布、点線は生成した全ミューオンの天頂角分布。

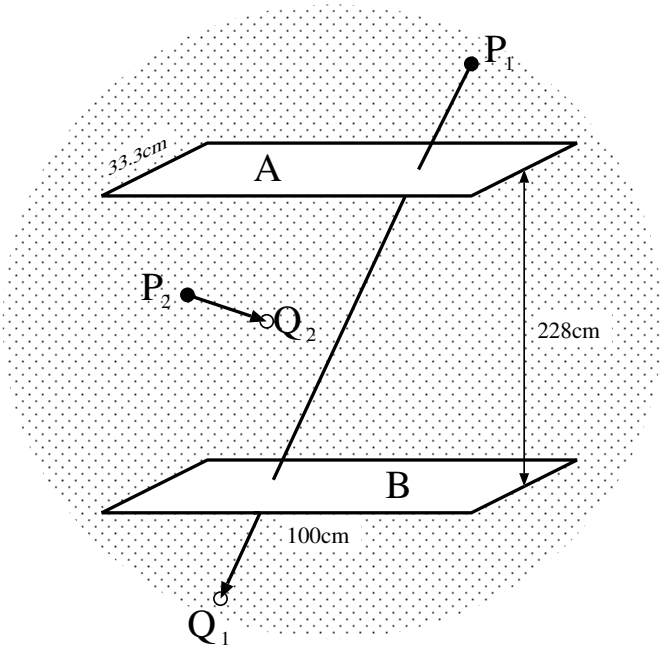

図 6.2: ミューオンの生成とトリガー：P_1Q_1の場合はトリガーをかけるが、P_2Q_2の場合はかけない。

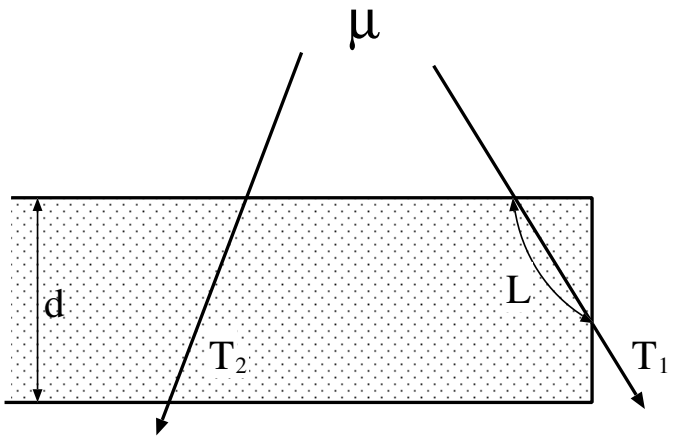

図 6.3: アルミニウムの端を通るミューオン：T_2は停止するが、T_1は停止しない。

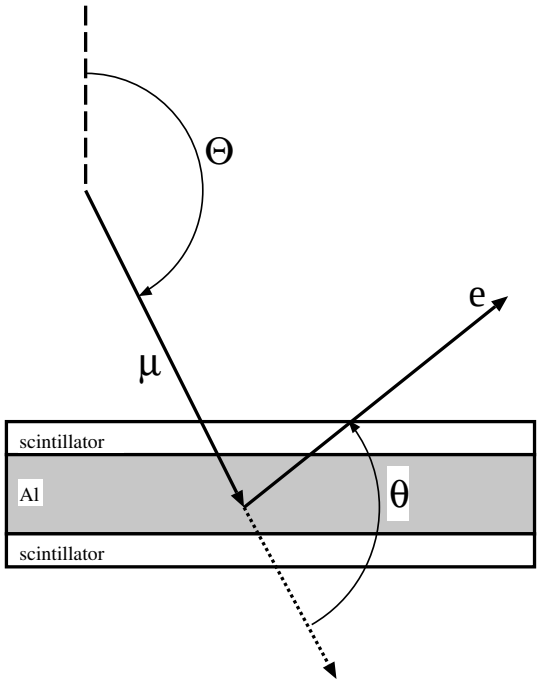

図 6.4: 放出角θと天頂角Θ

6.4.2 電子

トリガーがかかった時、ミューオンは必ずアルミニウム中で停止し、崩壊する。ミューオンの停止位置の上下非対称性は直接 R の増大に結び付くため、鉛直向の分布が一様になるように停止位置$\vec{x_e}$を決める。電子のエネルギー E_e、ミューオンの運動方向と崩壊電子の運動方向との間の角度θは式 2.19の分布になるようにとる。(図 6.4) また、ミューオンの運動方向を軸とする方位角は等方的になるようにとった。

ここまでの過程で入射ミューオンの運動方向の天頂角Θ、方位角Φ及びΘ、Φで決まる座標系での電子の運動方向の天頂角θ、方位角ϕを得られる。これらの値を次の式に代入することで、元の座標系での電子の運動方向$\vec{e_e}$ を得ることができる。

$$\vec{e_e} = \begin{pmatrix} \cos\Theta & -\sin\Theta & 0 \\ \sin\Theta & \cos\Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\Phi & 0 & \sin\Phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\Phi & 0 & \cos\Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\phi\sin\theta \\ \sin\phi\sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \tag{6.5}$$

この$\vec{e_e}$ とミューオンの停止位置 $\vec{x_e}$ から電子の飛跡が得られる。

ここで前述の電子の飛程 r とアルミニウムとの交差距離 L を求め、$\mathrm{r} < \mathrm{L}$ の場合には電子はアルミニウム中で停止するとした (図 6.5)。

電子がアルミニウム中で停止しない場合に飛跡$\vec{e_e}$が上向きなら S8、S9 と、下向きなら S10、S11 との交差の有無で電子の検出を判定した。P=0.5 の時の電子の天頂角分布を図 6.6に示す。

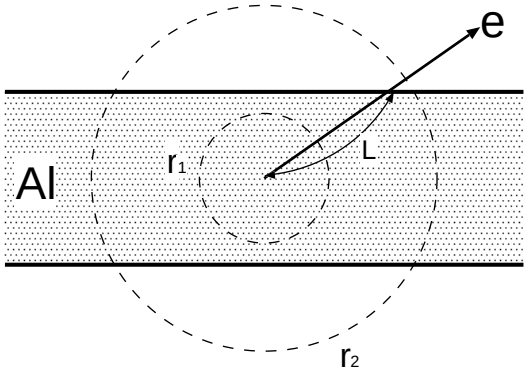

図 6.5: 電子の飛程 r と電子のアルミニウムとの交差距離 L。飛程 $r = r_1$の場合は電子は停止する。

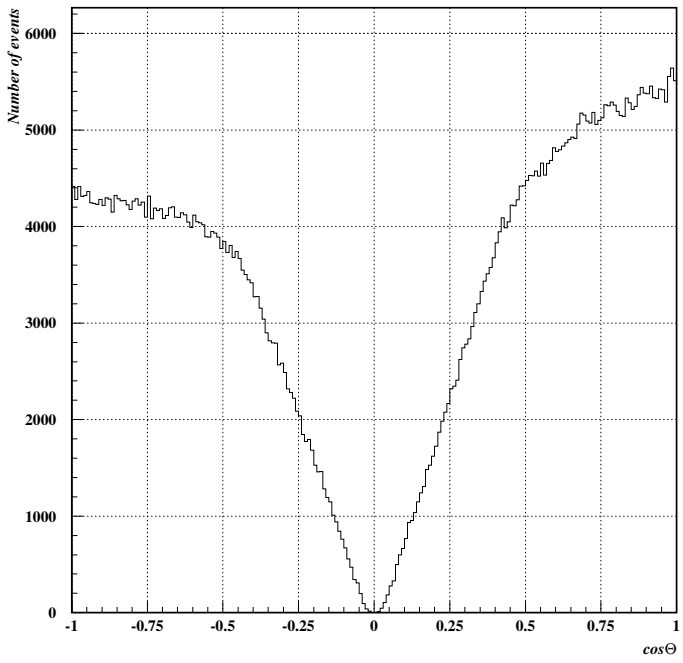

図 6.6: P=0.5 の場合のシミュレーションにおける観測にかかった電子の天頂角分布。

6.5 結果

P について $-1 \leq \mathrm{P} \leq 1$ の範囲で 0.1 ずつ２１点、１点につき 2×10^6回計算し R を求めた。得られた P、R をプロットし、直線でフィットして、P と R の関係式を求めた。

$$R = (1.64 \times 10^{-1} \pm 3.61 \times 10^{-4}) \cdot P \tag{6.6}$$

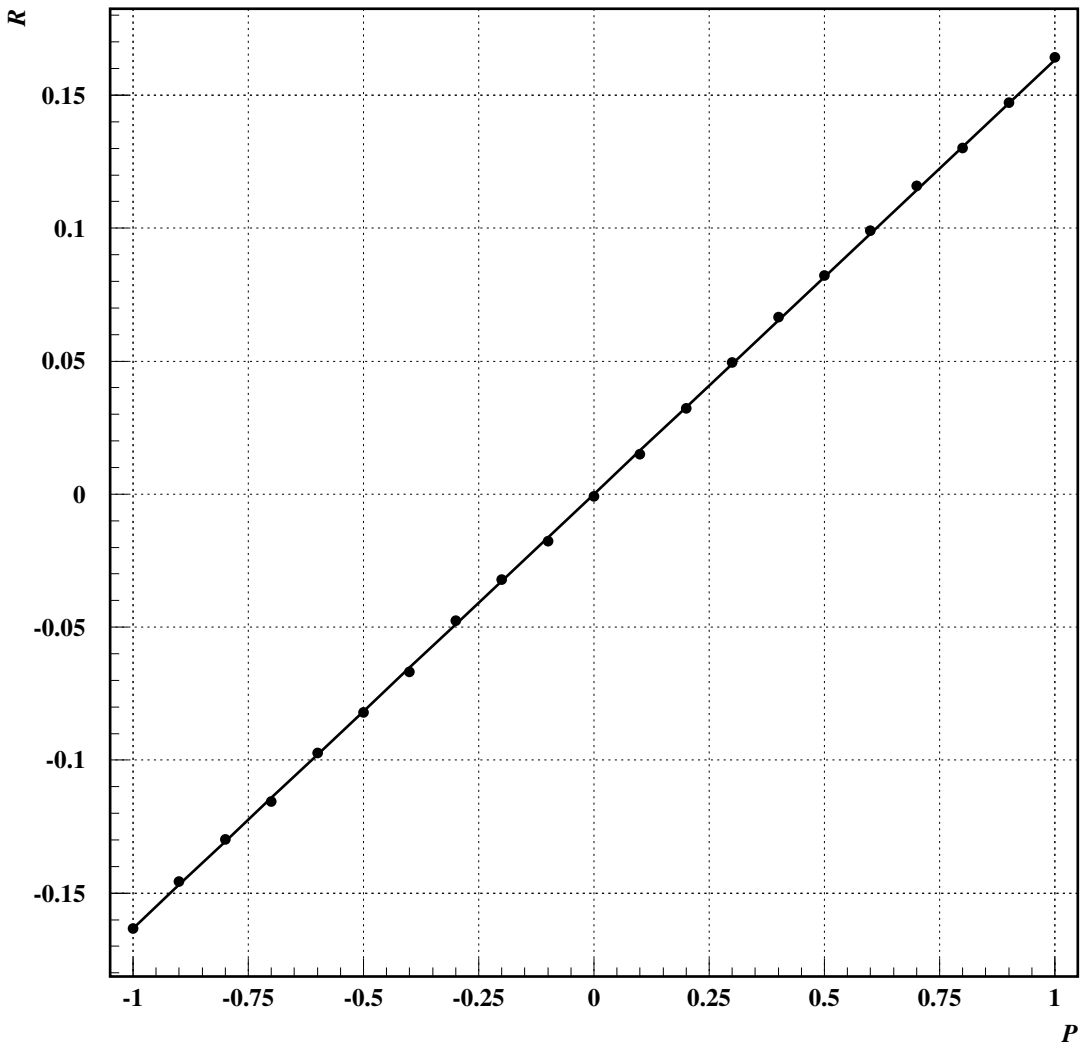

図 6.7: 偏極率 P とパラメーター R の関係

第 7 章

データ解析・結果・考察・結論

この章では、得られたデータがμ-e 崩壊のイベントであることを確かめ、次にシミュレーションから求めた R パラメーターと偏極率 P の関係を用いて偏極率を求めた。

7.1 データ解析の方法

オフラインの作業で、得られたデータから求められる量は R パラメーターである。最終的に R をだすためには 3 つのステップを踏む。まず「イベントセレクション」でそれぞれのランについてトリガーのかかったイベントからμ-e 崩壊と考られるイベントを選びだす。それらは後の節でμ-e 崩壊であることを確かめる。次に「ブランクランの評価」でアルミニウムと鉄のランにブランクランの補正をする。最後に「鉄のランの評価」で、吸収体が鉄のときにでる上下非対称性を系統誤差として R を 0 にするようにアルミニウムのランを補正する。以上の解析の方法をこの節では述べる。

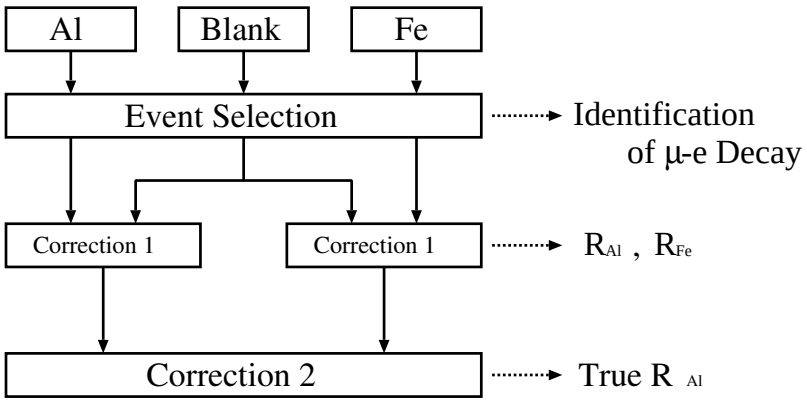

図 7.1: データ解析のながれ

7.1.1 イベントセレクション

図 7.2の (a) と (b) が、最終的に我々が欲しいイベントである。まず、アルミニウム、鉄、ブランクのそれぞれのランに以下のような条件を共通に課した。この条件で選んだイベントはμ-e 崩

壊の検証に使う。

- 直進性の条件
  上部セットアップの PMT(P1,P2,P3) の一つが ADC のペデスタルの値より大きくあとの 2 つはペデスタルの値以下で、かつ、下部セットアップの PMT(P5,P6,P7) の一つが ADC のペデスタルの値より大きくあとの 2 つはペデスタルの値以下である。

- 電子が上に出たという条件

  1. STDC(1) と STDC(2) に COMSTOP でない値が、STDC(3) と STDC(4) に COMSTOP が入っていて、かつ、STDC(1) と STDC(2) が 3 以上はなれていない。
  2. FTDC1(3) と FTDC1(4) に COMSTOP の値が入っている。

- 電子が下に出たという条件

  1. STDC(1) と STDC(2) に COMSTOP が、STDC(3) と STDC(4) に COMSTOP ではない値が入っていて、かつ、STDC(3) と STDC(4) が 3 以上はなれていない。
  2. FTDC1(1) と FTDC1(2) に COMSTOP の値が入っている。

STDC は両覗きのコインシデンスをとったものがストップの信号になっているため、STDC の条件ではのぞけないが、FTDC1 の条件を使えば除けるイベントが (c) と (d) である。

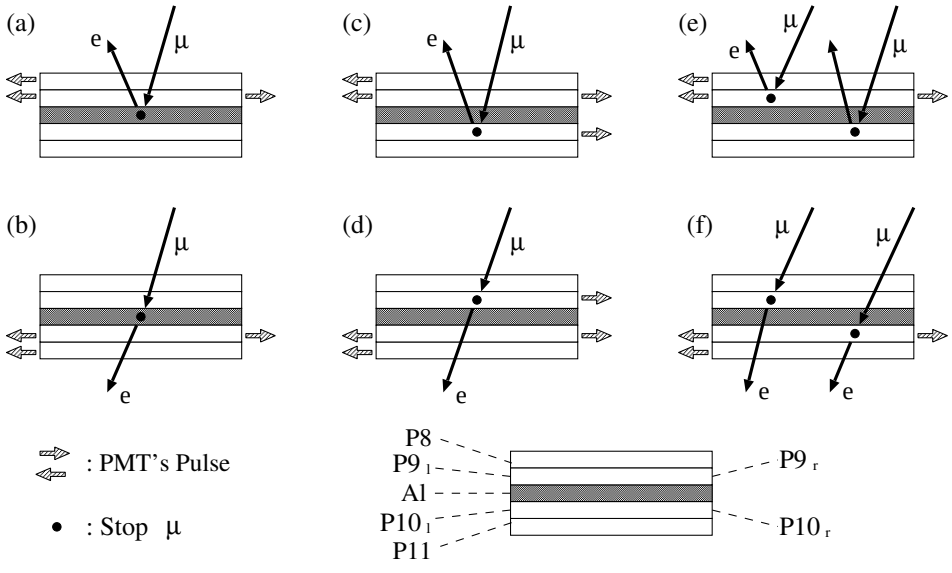

図 7.2: イベントのパターン

7.1.2 ブランクランの評価

次にブランクランのデータを使ってアルミニウムと鉄の上下にでたイベント数を補正した。ブランクランのイベント数は、イベントセレクションでは除けていない (e) と (f) のタイプのイベント数であると考えられる。補正に際しては、ブランクランの実働時間をアルミニウムと鉄のランのそれぞれの実働時間に規格化して見積もられる数をつかった。

アルミニウムや鉄のランにおいて、図 7.2の (e) や (f) のようなイベントはもはや (a) や (b) のような我々の欲しいイベントと区別ができない。そこで、(e) や (f) のようなイベントがどのくらいの数で含まれているかを見積もる必要があるので、次のようなモデルで考えることにする。図 7.4は、アルミニウムのランとブランクランをある一定の時間測定したときにトリガーをかけたミューオンがそれぞれどこの部分で止まったかの数を表している。簡単のため検出効率は 100% とし、止まったミューオンは全て検出できる方向に崩壊すると考える。

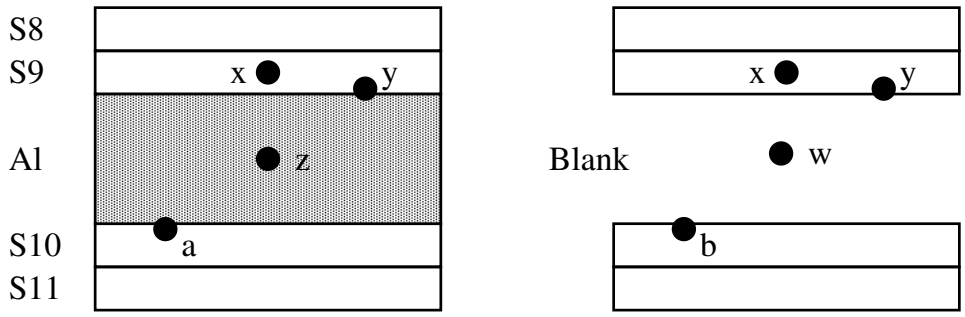

図 7.3: ブランクランの評価

X : S9 に止まるミューオンで上下どちらに出た電子でも $\mathrm{P9}_{l,r}$をヒットする数
Y : S9 に止まるミューオンで上に出た電子しか $\mathrm{P9}_{l,r}$をヒットしない数
Z : アルミニウムに止まったミューオンの数
w : 空気か紙製の筒に止まったミューオンの数
a : アルミニウムのランで、S10 に止まるミューオンで、
下に出た電子しか $\mathrm{P10}_{l,r}$をヒットしない数
b : ブランクランで、S10 に止まるミューオンで、
下に出た電子しか $\mathrm{P10}_{l,r}$をヒットしない数

wは、空気と紙製の筒の物質量から見積もって X、Y、Zに比べて十分 0 とみなすことができる。a、b は、上の吸収体からのしみこみによってもたらされると考えられるがそれはほとんどないと考られるので X、Y、Zに比べて十分 0 と見なせるとする†。したがって、それぞれ上に出た数と下に出た数を $\mathrm{X}_{\uparrow}$、$\mathrm{X}_{\downarrow}$のように表すことにすると、吸収体の上の 2 枚のレイヤーが信号を出すのは、

$$\text{アルミニウム} : \quad A_{\uparrow} \equiv X_{\uparrow} + Y_{\uparrow} + Z_{\uparrow} \tag{7.1}$$

$$\text{ブランク} : \quad B_{\uparrow} \equiv X_{\uparrow} + Y_{\uparrow} \tag{7.2}$$

†厳密な考察は次の節に述べる。

である。吸収体の下のレイヤー 2 枚が信号を出すのは、

$$\text{アルミニウム} \quad : \quad A_{\downarrow} \equiv \alpha Y_{\downarrow} + Z_{\downarrow} \tag{7.3}$$

$$\text{ブランク} \quad : \quad B_{\downarrow} \equiv \acute{\alpha} Y_{\downarrow} \tag{7.4}$$

である。ここでαと$\acute{\alpha}$は、

α : 吸収体をつきぬけ 2 枚のレイヤーから信号が出る確率
$\acute{\alpha}$: 吸収体なしで 2 枚のレイヤーから信号が出る確率

のことである。吸収体のすぐ上のレイヤー 1 枚と吸収体の下のレイヤー 2 枚が信号を出すのは、

$$\text{アルミニウム} \quad : \quad A_{low3} \equiv \beta X_{\downarrow} \tag{7.5}$$

$$\text{ブランク} \quad : \quad B_{low3} \equiv \acute{\beta} X_{\downarrow} \tag{7.6}$$

である。ここでβと$\acute{\beta}$は、

β : 吸収体がある時、止まったレイヤーと下の 2 枚のレイヤーから信号が出る確率
$\acute{\beta}$: 吸収体のない時、止まったレイヤーと下の 2 枚のレイヤーから信号が出る確率

のことである。実験で知ることのできる数は、$A_{\uparrow}$、$B_{\uparrow}$、$A_{\downarrow}$、$B_{\downarrow}$、A_{low3}、B_{low3}である。$\alpha \simeq \beta$、$\acute{\alpha} \simeq \acute{\beta}$ とすると、真の値 $Z_{\uparrow}$、$Z_{\downarrow}$は、

$$Z_{\uparrow} = A_{\uparrow} - B_{\uparrow} \tag{7.7}$$

$$Z_{\downarrow} = A_{\downarrow} - \frac{A_{low3}}{B_{low3}} B_{\downarrow} \tag{7.8}$$

となる。

7.1.3 吸収体からのしみこみ

解析方法の説明の途中ではあるが、ここで、前節で仮定した吸収体からのしみこみについて考察する。吸収体のすぐ下のシンチレーターに荷電粒子が止まることはないとみなしたが、それは実際にないか確かめる必要がある。というのは、荷電粒子がシンチレーター内でエネルギーを落とし光がでていてもそれがディスクリミネーターの閾値に達していない可能性があるためである。前の章で述べたように ADC は 1 2チャンネルを使っていたが、吸収体のすぐ下の両覗きの値はとっていなかった。そこで途中からその $\mathrm{P10}_l$、$\mathrm{P10}_r$の ADC 値をとりはじめた。

$$\begin{aligned} \mathrm{ADC(9)=P8} &\longrightarrow \mathrm{ADC(9)=P10}_r \\ \mathrm{ADC(12)=P11} &\longrightarrow \mathrm{ADC(12)=P10}_l \end{aligned}$$

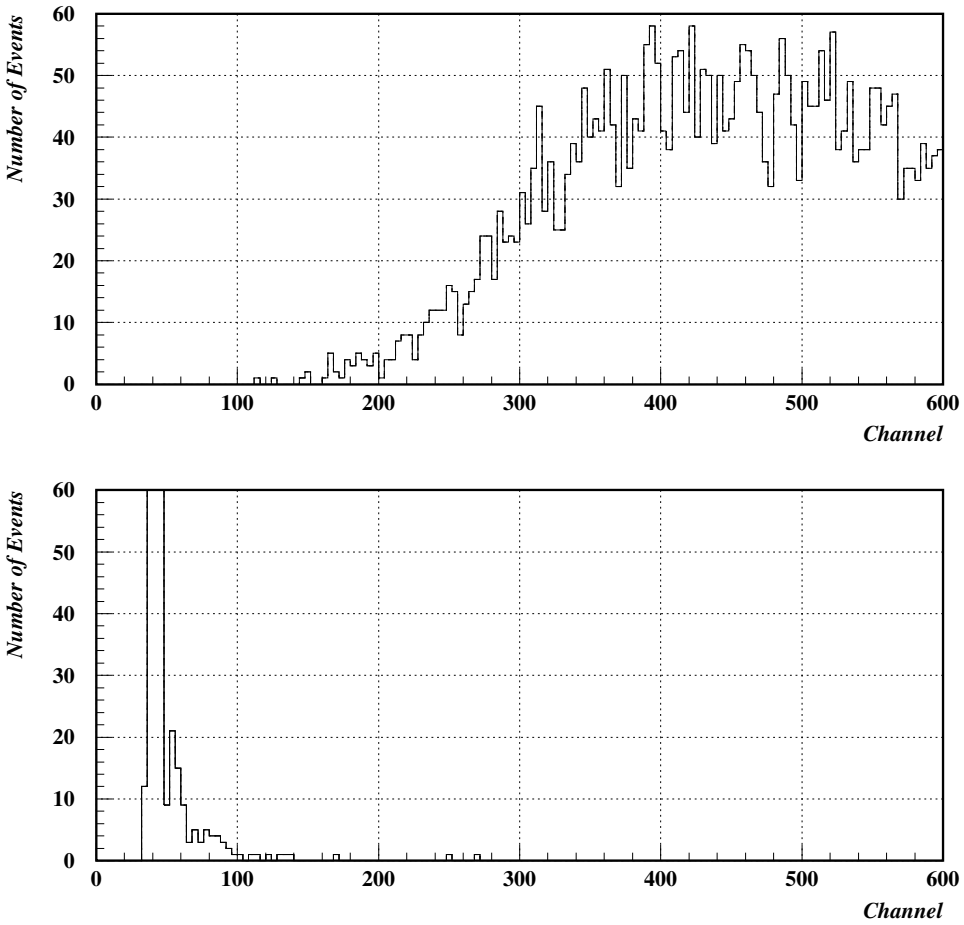

図 7.4: ADC の分布

図 7.4に示す二つの図は、上の図が $\mathrm{ADC}(9)$=P8 の ADC 分布、下の図が $\mathrm{ADC}(9)$=P10_r の ADC 分布である。上の図は PMT からの信号がディスクリミネーターのスレッショルドを超えた時にとった ADC 値で、下の図は PMT からの信号がディスクリミネーターの閾値を超えなかった時にとった ADC 値である。PMT は較正して同じゲインにしてあるので、上の図は使っている PMT の典型的な形を示している。この上の図からディスクリミネーターの閾値は ADC の値で 100 くらいと考られ、ほとんどそれより下の値はみられない。また下の図も 100 くらいから上の値はほとんどなく、もししみこみがあるのなら 100 くらいがもっとも高くなることを考ると、しみこみはないと考られる。

7.1.4 鉄のランの評価

解析の方法にもどる。理論ですでに述べられたように鉄のランはブランクランを評価しても取り除けない検出器の系統誤差を補正するために行なわれた。ブランクランの補正をしたあとのア

ルミニウムと鉄の上下にでた数をそれぞれ、$Z_{\uparrow}^{Al}$、$Z_{\downarrow}^{Al}$、$Z_{\uparrow}^{Fe}$、$Z_{\downarrow}^{Fe}$ とすると、アルミニウムと鉄の R パラメーターは、

$$R_{Al} = \frac{Z_{\uparrow}^{Al} - Z_{\downarrow}^{Al}}{Z_{\uparrow}^{Al} + Z_{\downarrow}^{Al}} \tag{7.9}$$

$$R_{Fe} = \frac{Z_{\uparrow}^{Fe} - Z_{\downarrow}^{Fe}}{Z_{\uparrow}^{Fe} + Z_{\downarrow}^{Fe}} \tag{7.10}$$

のようになる。ここで、鉄の R すなわち R_{Fe}を 0 にするような補正を考える。つまり、補正パラメーターとしてγを導入する。

$$\gamma = \frac{Z_{\uparrow}^{Fe}}{Z_{\downarrow}^{Fe}} \tag{7.11}$$

このγをブランクランで補正したあとのアルミニウム、鉄の下にでたイベント数にかけることで鉄の上下非対称性を補正する。

$$R_{Al} = \frac{Z_{\uparrow}^{Al} - \gamma Z_{\downarrow}^{Al}}{Z_{\uparrow}^{Al} + \gamma Z_{\downarrow}^{Al}} = \frac{Z_{\uparrow}^{Al} - \dfrac{Z_{\uparrow}^{Fe}}{Z_{\downarrow}^{Fe}} Z_{\downarrow}^{Al}}{Z_{\uparrow}^{Al} + \dfrac{Z_{\uparrow}^{Fe}}{Z_{\downarrow}^{Fe}} Z_{\downarrow}^{Al}} \tag{7.12}$$

$$R_{Fe} = \frac{Z_{\uparrow}^{Fe} - \gamma Z_{\downarrow}^{Fe}}{Z_{\uparrow}^{Fe} + \gamma Z_{\downarrow}^{Fe}} = \frac{Z_{\uparrow}^{Fe} - \dfrac{Z_{\uparrow}^{Fe}}{Z_{\downarrow}^{Fe}} Z_{\downarrow}^{Fe}}{Z_{\uparrow}^{Fe} + \dfrac{Z_{\uparrow}^{Fe}}{Z_{\downarrow}^{Fe}} Z_{\downarrow}^{Fe}} = 0 \tag{7.13}$$

もしアルミニウム、鉄、ブランクのそれぞれのランで測定器の検出効率は変わらないなら、このような補正を考えると、(7.12)、(7.13) 式を見るとわかるように、吸収体の上にある検出器と下にある検出器の検出効率による補正がキャンセルされるため R が検出効率によらないことがわかる。

7.1.5 R パラメーター

今までの解析で真のアルミニウムの R パラメーターを求めることができる。あとは、アルミニウムの中でのμ^+、μ^-の減偏極率の影響を考慮したモンテカルロシミュレーションによって偏極率 P を求める。このときに、ほとんど偏極の情報をなくしてしまうμ^-の影響はなるべく少なくしたい。そこで、アルミニウム中でのμ^-の寿命で 2 寿命分 (1728nsec) のカットをしたイベントを使い、ブランクランも同じように 1728nsec でカットしたイベントを使ってその補正をする。最初のμ^+/μ^-比を 1.25/1 と仮定するとこのカットによってμ^+/μ^-比は約 4.2/1 になる。鉄のランにおい

て、アルミニウムのμ^+/μ^-比と同じにするには、約 276nsec でカットをすればよい。鉄のランを補正するブランクランのイベントにも同じカットをした。したがってこれまでの解析をまとめると、(7.7)、(7.8)、(7.12)、(7.13) 式から、我々の欲しいアルミニウムの R パラメーターというのは観測量を使って次のように書ける。

$$R_{Al} = \frac{(A_\uparrow - \varepsilon_{Al} BA_\uparrow) - \dfrac{F_\uparrow - \varepsilon_{Fe} BF_\uparrow}{F_\downarrow - \dfrac{F_{low3}}{BF_{low3}} BF_\downarrow} \left(A_\downarrow - \dfrac{A_{low3}}{BA_{low3}} BA_\downarrow \right)}{(A_\uparrow - \varepsilon_{Al} BA_\uparrow) + \dfrac{F_\uparrow - \varepsilon_{Fe} BF_\uparrow}{F_\downarrow - \dfrac{F_{low3}}{BF_{low3}} BF_\downarrow} \left(A_\downarrow - \dfrac{A_{low3}}{BA_{low3}} BA_\downarrow \right)} \tag{7.14}$$

A : アルミニウムのランで 1728nsec 以降のイベント数
F : 鉄のランで 276nsec 以降のイベント数
BA : ブランクランで 1728nsec 以降のイベント数
BF : ブランクランで 276nsec 以降のイベント数
ε_{Al} : ブランクランの実働時間に対するアルミニウムのランの実働時間の比
ε_{Fe} : ブランクランの実働時間に対する鉄のランの実働時間の比

7.2 データ

我々の実験は次のように行なった。

	アルミニウム	鉄	ブランク
測定時間 (sec)	6122731	3342320	1609433
不感時間 (sec)	8080	4696	872
実働時間 (sec)	6114651	3337624	1608561
トリガーの数	975373	550012	118127
イベントの数	14566	5912	611
トリガーレート (Hz)	1.60×10^{-1}	1.64×10^{-1}	7.34×10^{-2}
イベントレート (Hz)	2.38×10^{-3}	1.77×10^{-3}	3.80×10^{-4}

ここで、トリガーレートとはトリガーのかかったイベント数を実働時間で割ったもの、イベントレートとはμ-e 崩壊のイベント数を実働時間で割ったものである。これで、得られたデータは、

$$\varepsilon_{Al} = 3.80$$
$$\varepsilon_{Fe} = 2.07$$

	A($\geq$1728nsec)	F($\geq$276nsec)	BA($\geq$1728nsec)	BF($\geq$276nsec)
$\uparrow$	3349	2880	198	397
$\downarrow$	2388	2209	77	141
$low3$	143	97	105	214

である。

7.3 μ-e 崩壊である証拠

この節では、実験装置が我々の期待したとおりに働いているかを確かめるために、様々な角度からデータの検証を行なった。

7.3.1 時間間隔の分布

あるレートλでランダムに起こるイベントでは、あるイベントが観測されてから時間 T が経過しても次のイベントが来ない確率 P(T) は

$$P(T) = exp(-\lambda T) \times const. \tag{7.15}$$

で表される。そこで、横軸をイベント間の時間差にとった分布を

$$-\frac{dP}{dt} = exp(-\lambda T) \times const'. \tag{7.16}$$

でフィットした。イベントとして

- トリガーにかかる時刻
- μ-e 崩壊の起こる時刻

をとった。一例を図 7.5、図 7.6に示す。
結果を表 7.1に示す。

イベント	吸収体	イベントレート	フィットの結果 (χ^2/ndf)
トリガー	アルミニウム	0.160	0.160 ± 0.0001 $(117.6/77)$
	鉄	0.169	0.170 ± 0.0002 $(101.4/69)$
	ブランク	0.0734	0.0738 ± 0.0023 $(121.1/128)$
μ-e 崩壊	アルミニウム	2.38×10^{-3}	$(2.40 \pm 0.02) \times 10^{-3}$ $(52.37/45)$
	鉄	1.82×10^{-3}	$(1.87 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ $(48.86/47)$
	ブランク	3.80×10^{-4}	$(3.81 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ $(20.13/22)$

表 7.1: 実際のイベントレートとフィットの値との比較 (Hz)

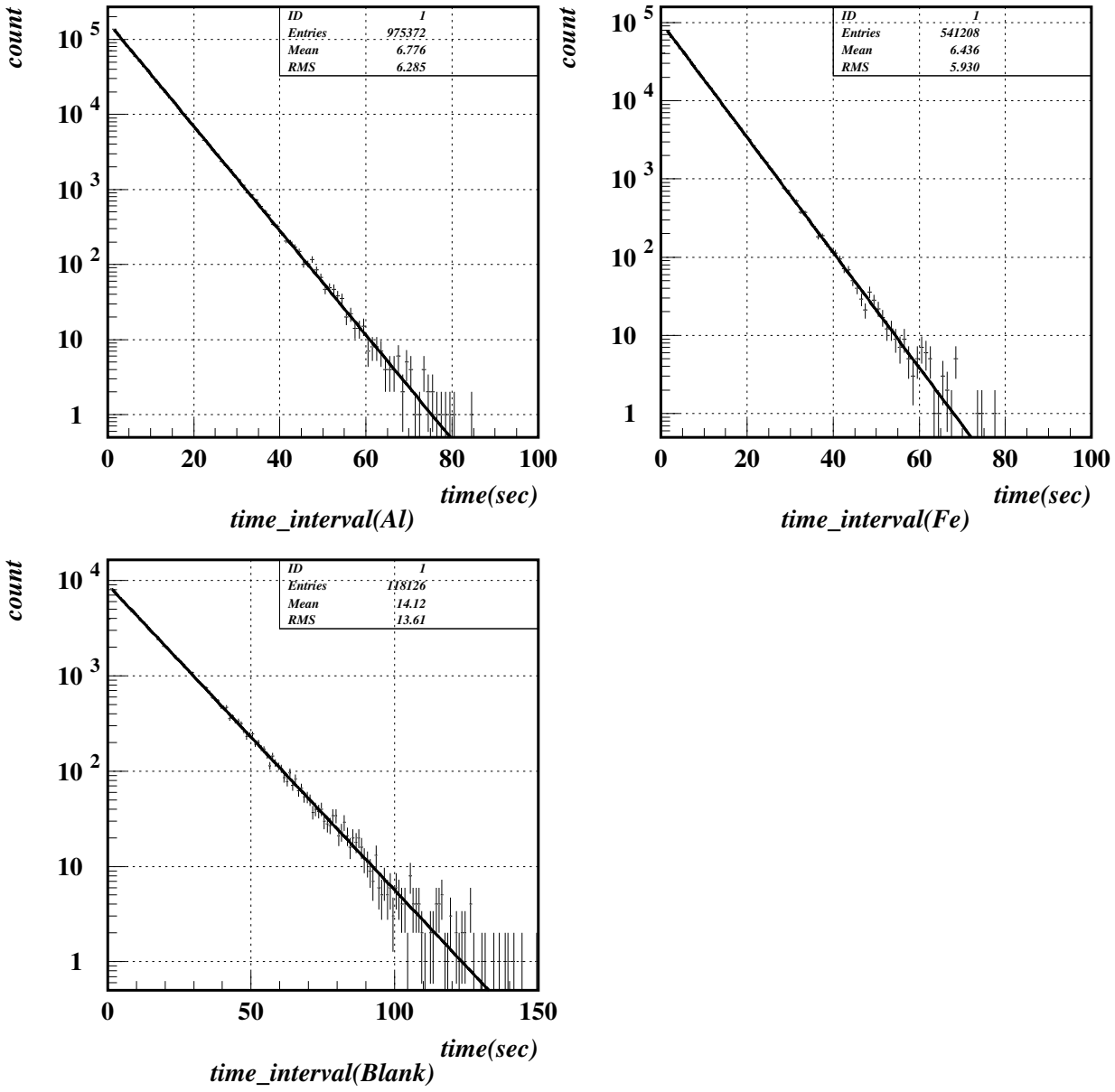

図 7.5: 時間間隔の分布 (トリガー)

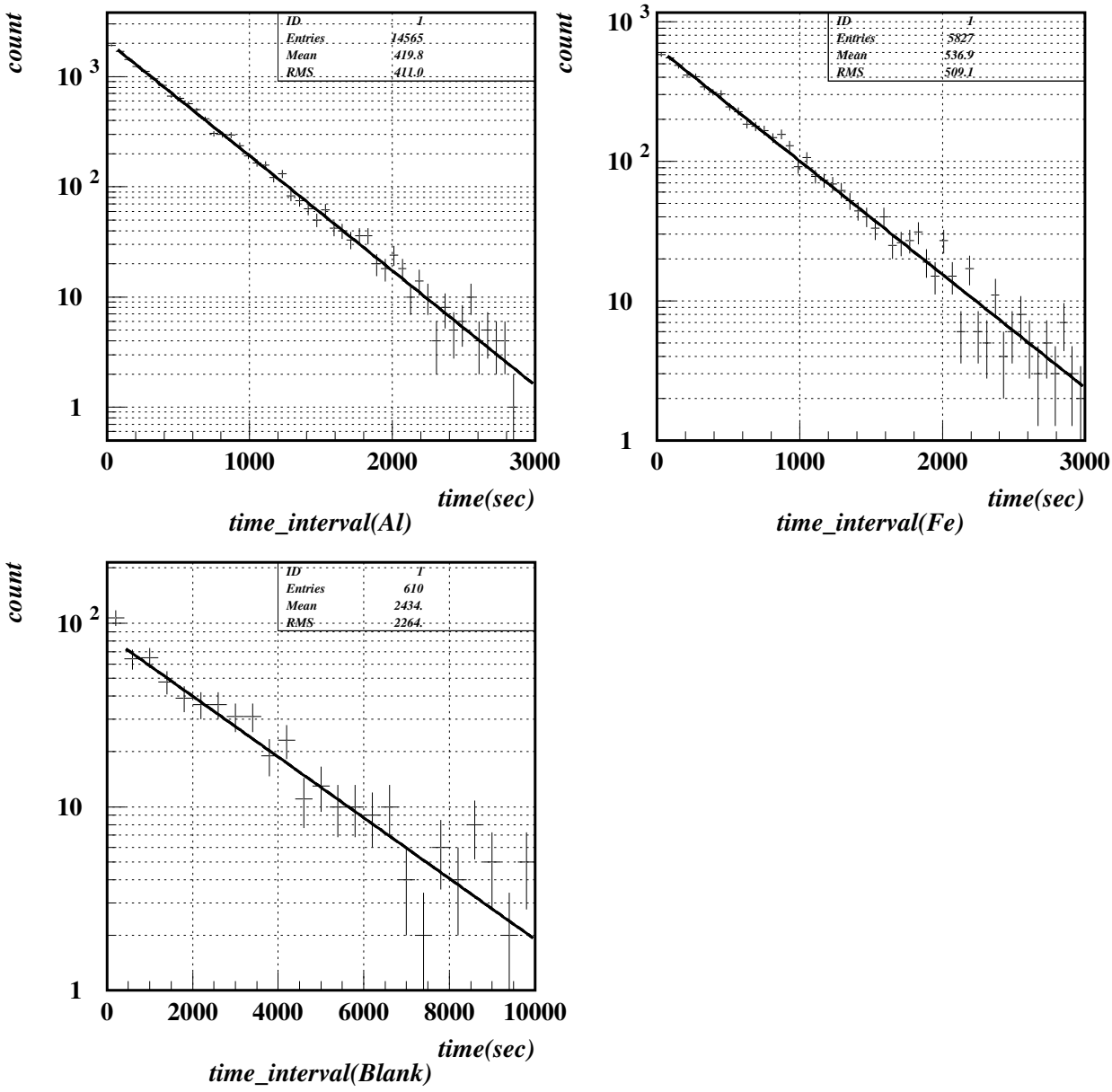

図 7.6: 時間間隔の分布 (μ-e 崩壊)

7.3.2 μ^+の寿命

ミューオンの寿命を以下の式

$$-\frac{dN}{dt} = C_1 + \frac{C_2}{\tau} \times exp(-\frac{t}{\tau}) \tag{7.17}$$

で求めた。ここで、τは寿命、C_1、C_2は定数である。結果を図 7.7、図 7.8、図 7.9、表 7.2 に示す。図 refjumal1 を見ると分かるように、1 ビンめのデータはフィットの対象から外している。この理由は、TDC の特性による。寿命測定に使った TDC は 4 未満の値をとらないので、80 nsec までの値はない。よってその分が少なくなる 1 ビンめのデータは使えない。

鉄については、μ^-の寿命が 206.0 ± 1.0(nsec)[12] と短く、1 ビンめのカットにより殆どμ^-の影響はなくなるのでこのフィットでμ^+の寿命が出るが、アルミニウムの場合はμ^-の寿命が 864.0 ± 1.0 nsec [12] なので影響が無視できなく、そのためにフィットの結果はμ^+の寿命 2.197 μsec より短くなる。そこで、μ^-の影響が殆どなくなるところ ($\geq 4000\mu$sec) で寿命を求めると図 7.10のようになり、μ^+の寿命が出ることが分かる。

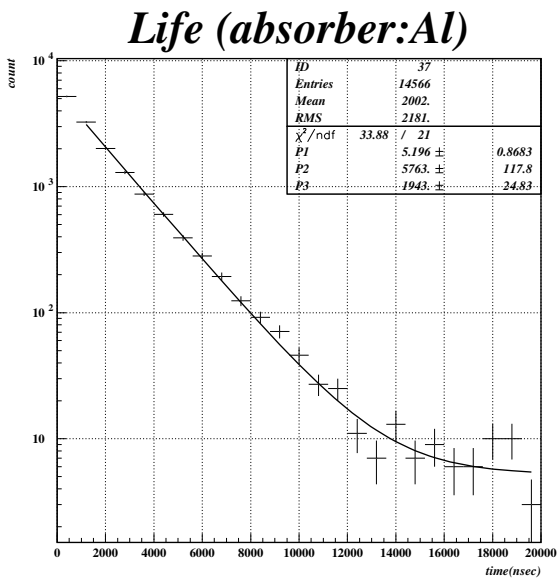

図 7.7: 寿命 (アルミニウム)

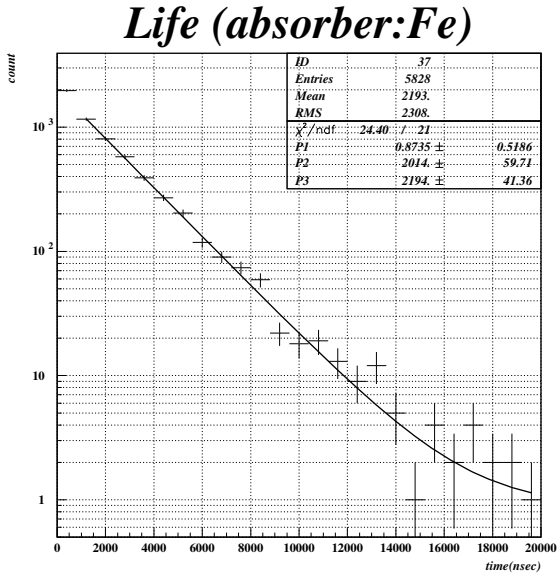

図 7.8: 寿命 (鉄)

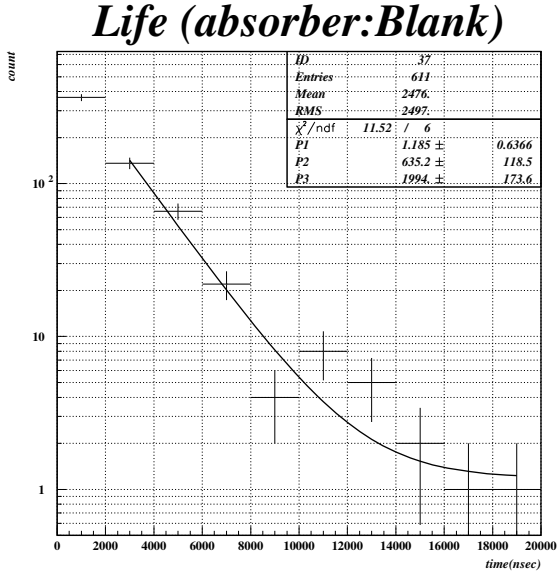

図 7.9: 寿命 (ブランク)

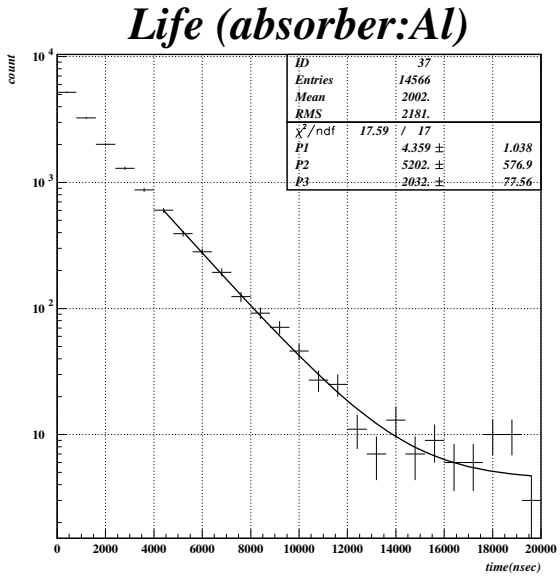

図 7.10: μ^+の寿命 (アルミニウム)

吸収体	寿命 (μ sec)
アルミニウム ($\geq$ 800nsec)	1.943 ± 0.025
アルミニウム ($\geq$ 4000nsec)	2.032 ± 0.078
鉄	2.194 ± 0.041
ブランク	1.994 ± 0.174

表 7.2: μ^+の寿命

7.3.3 μ^+/μ^-比

地上に降り注ぐミューオンのμ^+とμ^-の数の比はだいたい 1.25:1 [3] になる。そこで、吸収体 Al のイベントについて寿命のヒストグラムより以下の式を用いて比を求めた。ここでは、寿命τ_+、τ_-は固定してある。

$$-\frac{dN}{dt} = const. + \frac{N_+}{\tau_+}exp(-\frac{t}{\tau_+}) + \frac{N_-}{\tau_-}exp(-\frac{t}{\tau_-}) \tag{7.18}$$

但し、この解析では 1 ビンの幅 Δt のヒストグラムをフィットしているので、実際には

$$\begin{aligned} count(t \sim t+\Delta t) &= \int_t^{t+\Delta t}(-\frac{dN}{dt})dt \\ &= const'. + N_+[1-exp(-\frac{\Delta t}{\tau_+})]exp(-\frac{t}{\tau_+}) + N_-[1-exp(-\frac{\Delta t}{\tau_-})]exp(-\frac{t}{\tau_-}) \end{aligned} \tag{7.19}$$

の式を使った。N_+、 N_-はそれぞれμ^+、μ^-の数である。但し、μ^-は物質中の原子核である確率で捕獲される (アルミニウム中では $P_{al} = 0.393$ [12]) ので、それを考慮するとμ^+/μ^-比は

$$Ratio(\mu^+/\mu^-) = \frac{N_+}{N_-/(1-P_{al})} \tag{7.20}$$

となる。

結果を図 7.11に示す。それによると、

$$\begin{aligned} Ratio(\mu^+/\mu^-) &= \frac{1.36\times10^4}{5.72\times10^3/(1-0.393)} \\ &= 1.44 \pm 0.14 \end{aligned} \tag{7.21}$$

となった。図 7.11ではμ^+とμ^-の 2 成分が分かりづらいが、図 7.12の、μ^+とμ^-それぞれのフィット関数 (破線) をヒストグラムに合成した図を見れば、 2 成分あることがはっきりする。

7.4 R パラメーターと偏極率

イベントセレクション (7.1.1) で求めた R パラメーターを第 6章で求めた関係式を用いて偏極率 P を求めた。以下がその関係式である。

$$P = (6.10 \pm 0.01)R \tag{7.22}$$

R パラメーターの値

$$R = (8.52 \pm 2.73)\times10^{-2} \tag{7.23}$$

を上記の式に代入して、

$$P = 0.520 \pm 0.167 \tag{7.24}$$

を得た。

過去の実験との比較を図 7.13に示す。図に見られるように、我々が得た値は過去の実験と誤差の範囲で一致している。

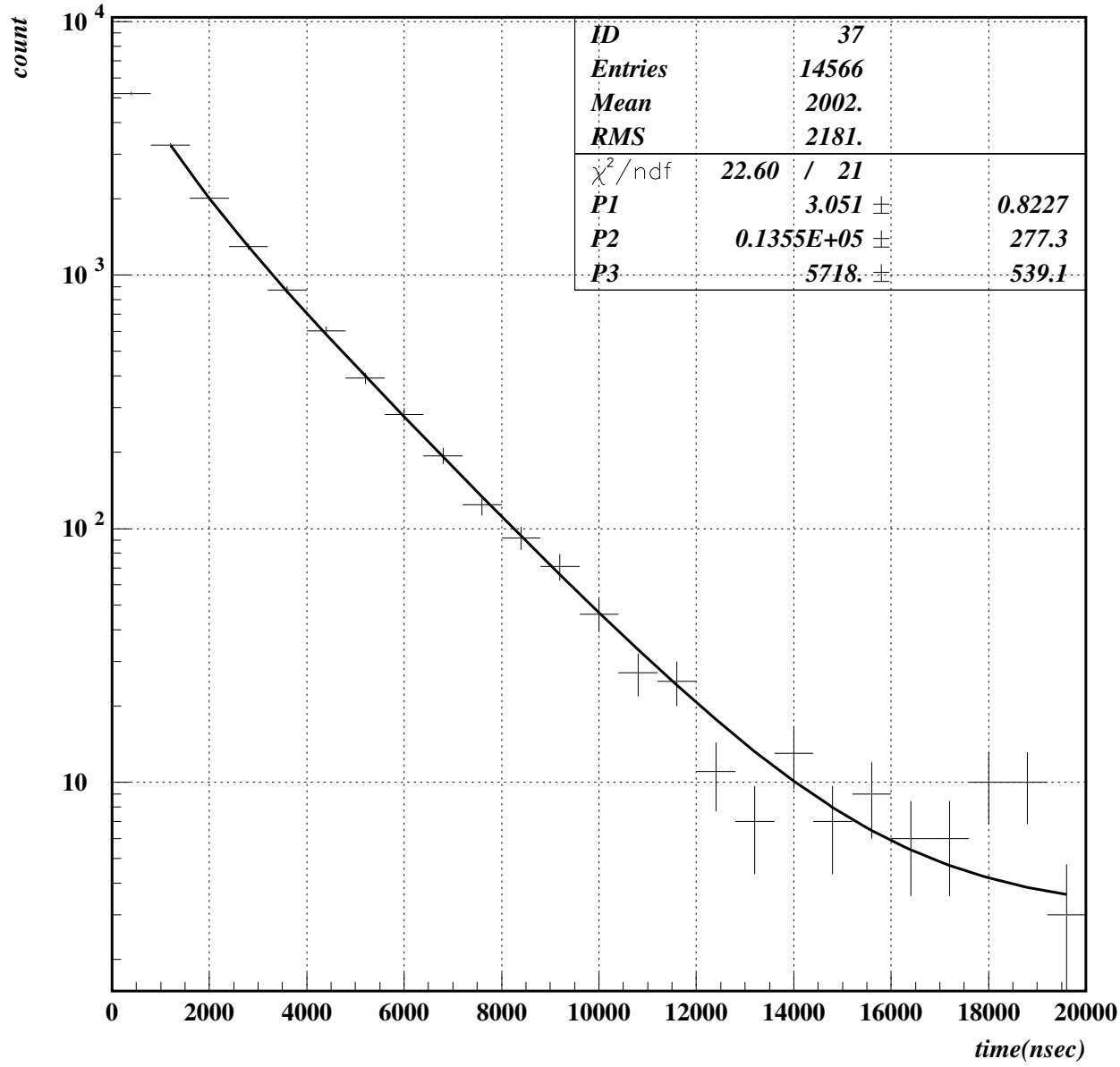
count
time(nsec)
ID 37
Entries 14566
Mean 2002.
RMS 2181.
χ²/ndf 22.60 / 21
P1 3.051 ± 0.8227
P2 0.1355E+05 ± 277.3
P3 5718. ± 539.1

図 7.11: μ^+/μ^-比

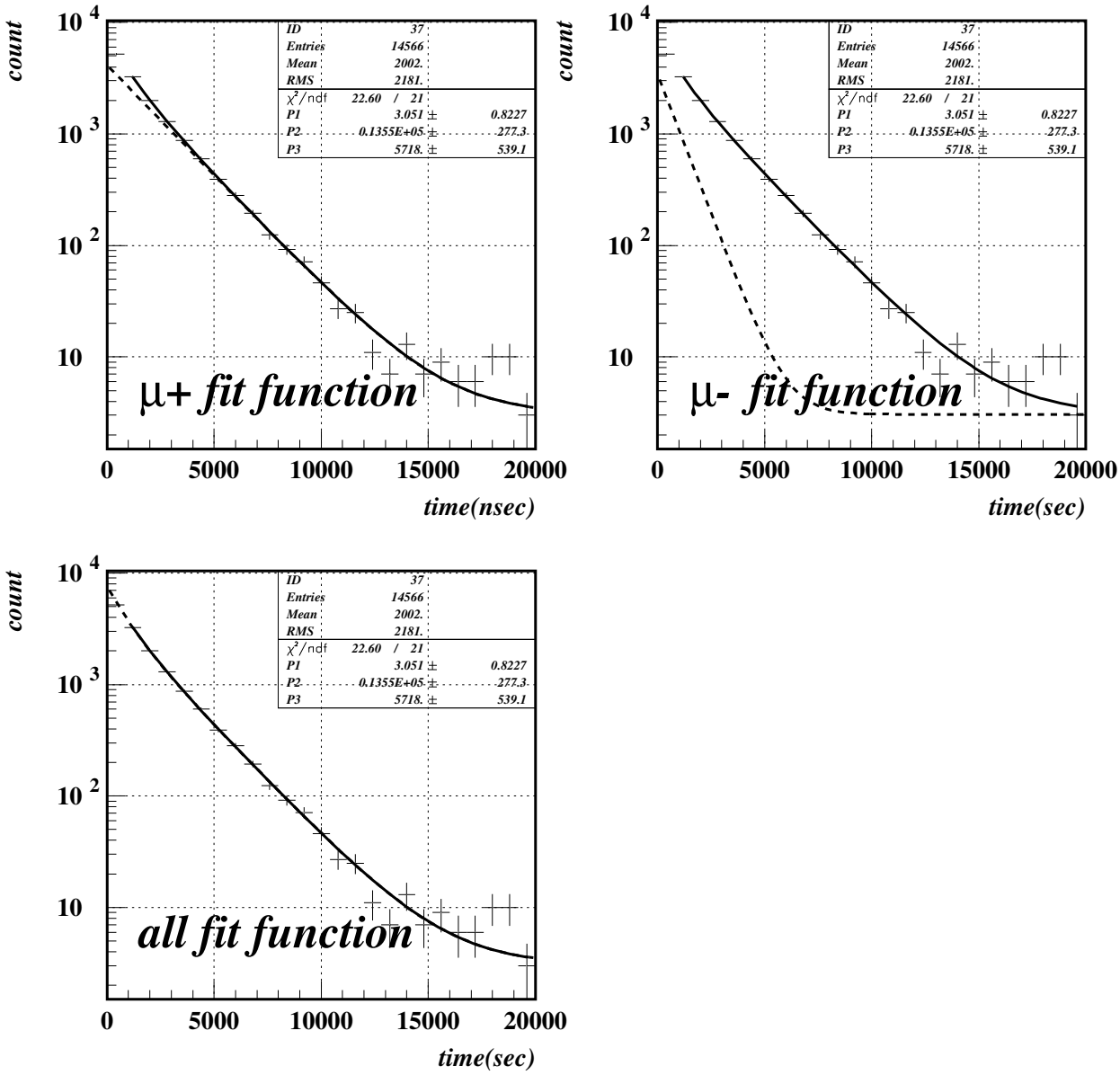

図 7.12: μ^+とμ^-それぞれのフィット関数

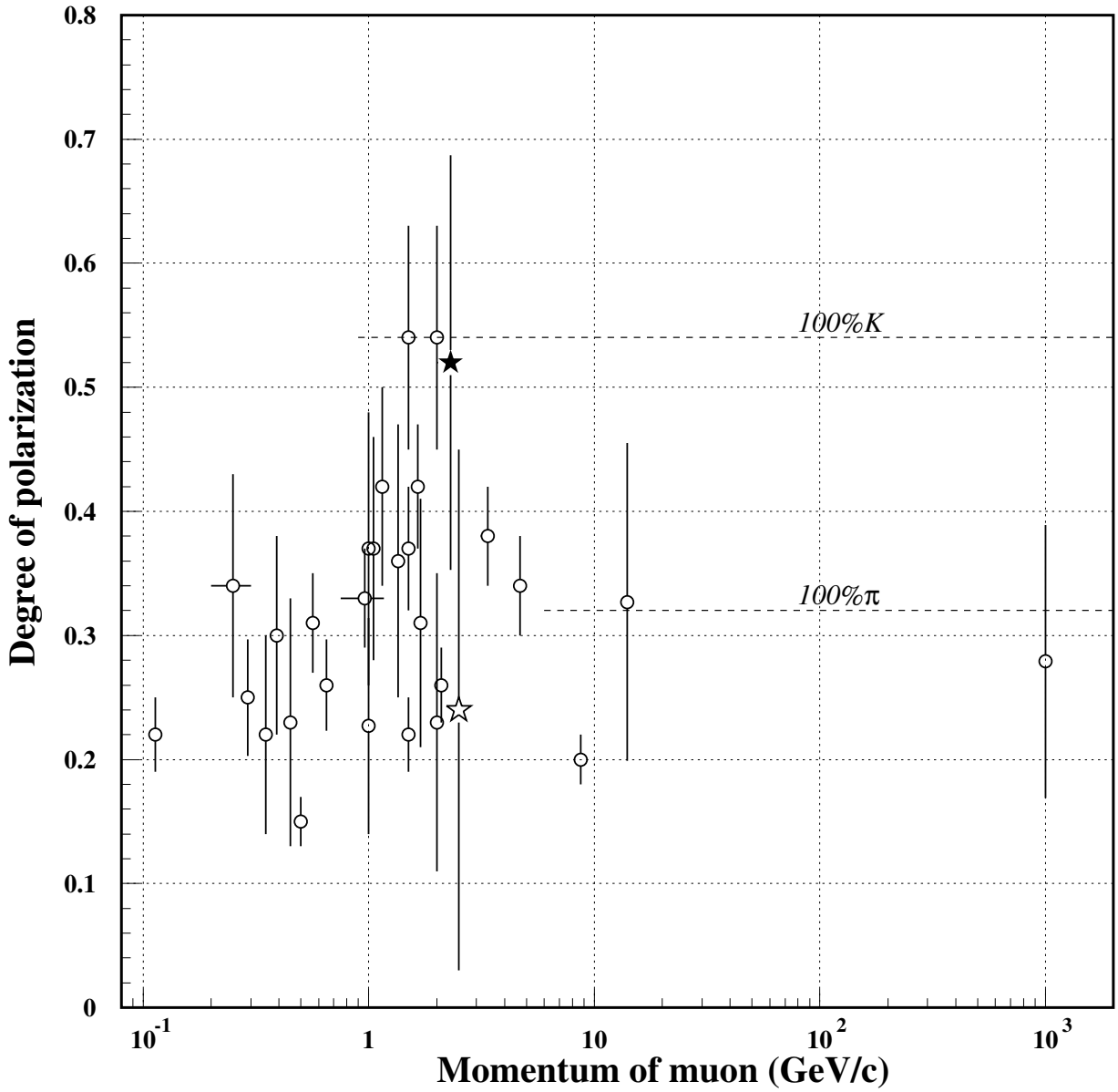

図 7.13: 過去の実験との比較、⋆が我々の実験での結果

第 8 章

結論

我々はプラスチックシンチレーターを用いて生成時のエネルギーが 2 GeV 程度の宇宙線μ粒子の偏極率を測定し、結果として次の値を得た。

$$P = 0.520 \pm 0.167 \tag{8.1}$$

この P の値は $\mathrm{P}{=}0$ と $3\ \sigma$ 以上離れていて偏極があるということが言え、過去の実験との比較では誤差の範囲で一致してはいるが、予想値よりはかなり大きくなった。原因として、崩壊電子を検出するシンチレーターで上のシステム $(\mathrm{L8\ \&\ L9})$ と下のシステム $(\mathrm{L10\ \&\ L11})$ の検出効率が異なっていること、などと思われる。

改善点として、崩壊電子検出の上下システムを交換して各吸収体について同じ時間だけ測定し、検出器の上下非対称性をなくすこと、各レイヤーの検出効率を上げること、μの入射角を絞ること、崩壊電子のエネルギーを測ること、などが挙げられる。

参考文献

[1] Particle Data Book

[2] M.Gardener et al., Proc.Phys.soc.,80,697(1962)

[3] 小田稔「物理学選書５ 宇宙線 改訂版」裳華房

[4] C.Scott Johnson, Phys.Rev.,122,1883(1961)

[5] 伊藤泰男, 鍛冶東海, 田畑米穂, 吉原賢二「素粒子の化学」学会出版センター

[6] V.S.Evseev(1975),Depolarization of negative muons and interaction of mesonic atoms with the medium,In Muon Phys.,vol.3

[7] Robert A.Swanson, Phys.Rev.,122,580(1958)

[8] 固体物理学入門, Kittel

[9] Satio Hayakawa, Phys.Rev.,108,1533(1957)

[10] 平成６年度長島研究室４年生卒業実験

[11] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

[12] T.suzuki and F.Measday, Phys.Rev.,C35.6,2212(1987)

謝辞

まず最初に、無知で勉強不足の我々に物理全般にわたって興味深い知識や、今回の実験を行なう機会を与えてくださった長島順清先生に厚くお礼申し上げます。

原隆宣先生には、今回の実験において、多忙にもかかわらず我々に実験の基礎から様々な点まで御指導していただき、本当にありがとうございました。

瀧田正人先生には、夜遅くまで様々な観点からアドバイスや教育的指導をいただき、大変勉強になりました。ありがとうございました。

山中卓先生と羽澄昌史先生には、多忙の中我々の稚拙な実験に対して様々な御指摘をいただきました。ありがとうございました。

秘書の続木佐知子さんには、事務関係で大変お世話いただきお忙しい中、時には話し相手にもなっていただき、研究生活を楽しくしていただきました。ありがとうございました。

長島研究室の博士課程に在学中の、辰巳さん、川崎さん、花垣さん、山口さん、貞本さん、千代さん、修士課程に在学中の草野さん、住澤さん、十河さん、竹貝さん、日高さん、香山さん、持田さん、吉田さん、柳幸さんには、あらゆる面にわたって我々のよき相談相手、話相手となっていただきました。特に、香山さんには、実験に関することからコンピューターのことまでいろいろ教えていただき本当にお世話になりました。往々にして、先輩方の仕事の手を止めてしまったり、夜遅くまで我々につきあわせてしまうこともありましたが、どんな時でも快く教えて頂きました。本当にありがとうございました。