2000年度 長島研究室4年生卒業実験

宇宙線μの速度及び角度分布の測定

玉井佑治　　大場智仁　　竹下文祐

2001 年 4 月 20 日

目 次

第 1 章　イントロダクション **1**
- 1.1　背景 . . . 1
- 1.2　動機・目的 . . . 1

第 2 章　検出器 **3**
- 2.1　セットアップ . . . 3
  - 2.1.1　実験器具 . . . 3
  - 2.1.2　レイヤー . . . 3
  - 2.1.3　セットアップ . . . 4
- 2.2　ロジック . . . 6
  - 2.2.1　トリガー . . . 6
  - 2.2.2　測定量 . . . 6
  - 2.2.3　ロジック図 . . . 6
- 2.3　しきい値 . . . 9

第 3 章　較正 **10**
- 3.1　プラトー . . . 10
- 3.2　ADC . . . 10
- 3.3　ゲイン . . . 13
- 3.4　検出効率 . . . 13
- 3.5　TDC . . . 15

第 4 章　モンテカルロシミュレーション **17**
- 4.1　シミュレーションの目的 . . . 17
- 4.2　シミュレーションの方法と手順 . . . 17
- 4.3　シミュレーション . . . 17
  - 4.3.1　イベント数の予測およびアクセプタンス . . . 17
  - 4.3.2　フラックス . . . 19
  - 4.3.3　ストップライクミューオン . . . 24
  - 4.3.4　ミューオンの速度分布 . . . 25

第 5 章　データ解析 **27**
- 5.1　データ . . . 27
- 5.2　TOF の算出 . . . 27
  - 5.2.1　PMT 特性の補正 . . . 27
  - 5.2.2　粒子の通過位置についての補正 . . . 30
  - 5.2.3　スルーイング補正 . . . 34
  - 5.2.4　TOF の算出 . . . 36
  - 5.2.5　イベント選択 . . . 36

5.3 寿命の算出 38

第 6 章 結果、考察 40
6.1 粒子の速度分布 40
6.2 速度と分解能 43
6.3 寿命に関しての考察 45
6.3.1 ミューオンの寿命の予想値の求め方 45
6.3.2 ダブルパルスと鉄の上下の対称性について 46
6.4 ミューオンのフラックスの角度依存性 46
6.4.1 突き抜けミューオン 46
6.4.2 ストップミューオン 49

第 7 章 結論 50

謝辞 52

図 目 次

1.1 宇宙線の生成・消滅の様子 1
1.2 μ のフラックスを直線と $\cos^2\theta$ で近似したもの 2

2.1 検出器の摸式図 4
2.2 セットアップ図 5
2.3 トリガーロジック 7
2.4 ADC ロジック 8
2.5 FTDC ロジック 8
2.6 STDC ロジック 9

3.1 プラトー曲線 (P1) 10
3.2 ADC 較正のセットアップ 11
3.3 ADC 較正のロジック 11
3.4 P8 の ADC 分布 12
3.5 各 PMT のゲイン 14
3.6 TDC 較正のロジック 15
3.7 時間と $FTDC$ チャンネルとの対応 16
3.8 時間と $STDC$ チャンネルとの対応 16

4.1 検出器 1 18
4.2 検出器 2 18
4.3 見込みの平均表面積の計算のイメージ 19
4.4 粒子から見た検出器の見込みの表面積 20
4.5 検出器の角度分布 22
4.6 天頂角 θ 23
4.7 フラックスの角度依存性 23
4.8 イベント選択のための仮想検出器 24
4.9 シミュレーションによるミューオンの速度分布 26

5.1 粒子が同時に入射した時の P3 と P4 の $FTDC$ 分布 29
5.2 シンチレーター中を進む光 30
5.3 シンチレーター中の光速の測定 31
5.4 シンチレーター中の光速測定のロジック図 31
5.5 光の進む距離と FTDC チャンネルとの対応 32
5.6 粒子の通過位置 33
5.7 ストップタイミングのずれ 34
5.8 スルーイング補正前 35
5.9 スルーイング補正後 35
5.10 イベント選別 36

5.11 TOF_{P6} の分布 37
5.12 $\mathcal{L}(\tau)$ 39

6.1 TOF 分布 (黒：全有効イベント、赤：鉄で止まったイベント、青：μ-e 崩壊が観測されたイベント) 40
6.2 β 分布 (黒：全有効イベント、赤：鉄で止まったイベント、青：μ-e 崩壊が観測されたイベント) 41
6.3 β 分布:ノイズカット (5.2.5.(1) の 7 番目と 8 番目の条件) なし 42
6.4 TOF 分布 44
6.5 μ のフラックス：$\cos^2\theta$ で近似 47
6.6 μ のフラックス：直線で近似 47
6.7 μ のフラックス：$\cos^2\theta$ で近似 48
6.8 μ のフラックス：直線で近似 48
6.9 ストップ μ のフラックス：$\cos^2\theta$ で近似 49

表 目 次

2.1 使用した CAMAC モジュール 3

3.1 各 PMT のペデスタル 12
3.2 各 PMT の印加電圧 13
3.3 各レイヤーの検出効率 13

4.1 検出された粒子数の比較 18
4.2 μ の発生条件 19
4.3 検出器の見込みの表面積 21
4.4 検出器の立体角 21
4.5 μ のフラックスの計算結果 22
4.6 仮想検出器におけるイベント数 24

5.1 各 PMT の P8 からの時間差 28
5.2 シンチレーター中の光速度 30
5.3 各 PMT の α 35

6.1 鉄の上下で観測された μ-e 崩壊のイベント数 46
6.2 観測されたデータ 47
6.3 観測されたストップ μ のデータ 49

概 要

我々はプラスティックシンチレーターと光電子増倍管 (PMT) を用いて、宇宙線ミューオンの地上付近での速度及びフラックスの天頂角分布を測定した。
この実験は 2001 年 2 月 6 日から 3 月 7 日まで 2394396 秒間かけて行われ、我々の検出器で 18165 個のミューオンを観測した。これらのイベントデータを解析した結果として、

800MeV 以上のエネルギーを持って我々の検出器に入ったミューオン (突き抜けミューオン) の速度

$$\beta = 1.04\ ^{+0.18}_{-0.13}$$

145MeV∼168MeV のエネルギー範囲で検出器に入ったミューオン (ストップミューオン) の速度

$$\beta = 0.65\ ^{+0.22}_{-0.16}$$

を得た。
またミューオンのフラックスは天頂角 θ に依存し、特に $\cos^2\theta$ に依存するとしても矛盾しないことを確認した。

第1章　イントロダクション

1.1　背景

地球には、陽子を主とする 1 次宇宙線が 1GeV から 10^{10}GeV という広いエネルギー分布を持って降り注いでいる。それらは厚い大気層で核相互作用により核子、K、パイオン (π) などの 2 次宇宙線をつくりだす。それらのうち、主に荷電パイオンの崩壊によってミューオン (μ) とミューニュートリノ (ν_μ) が生成される。崩壊モードは以下のとおりである。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

生成されたミューオンはその透過性のため、地表付近における 2 次宇宙線の 7 割以上を占める。

またそのフラックスは、天頂角を θ としておよそ $\cos^2\theta$ に比例すると仮定されている [1]。

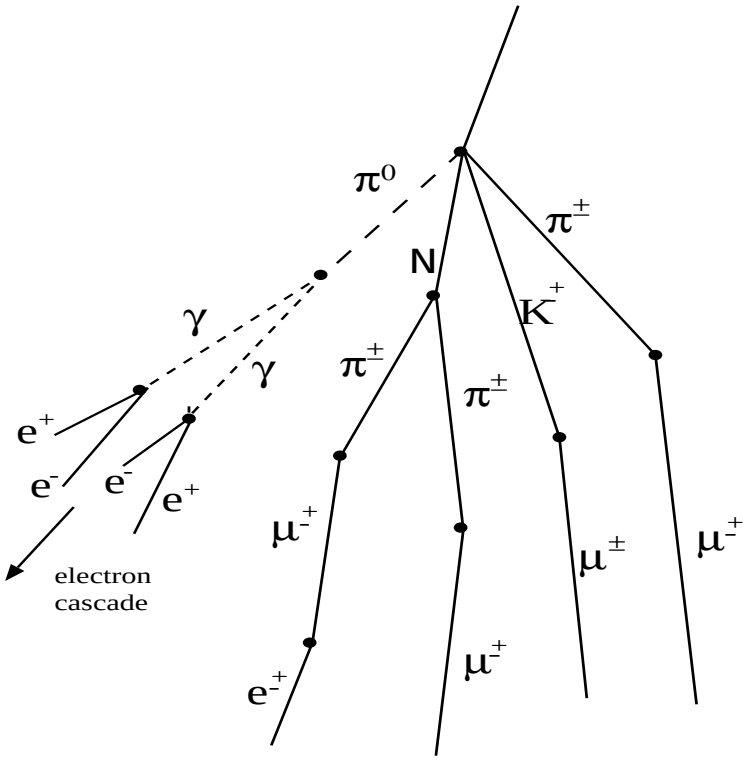

図 1.1: 宇宙線の生成・消滅の様子

1.2　動機・目的

以上のことをふまえ、具体的に以下の 3 つを測定、検証することにした。

- 検出器を突き抜けたミューオン (>800MeV) の速度の測定

- 検出器内で止まったミューオン $(145\sim168\mathrm{MeV})$ の速度の測定
- フラックスの角度依存性の検証

  98 年度長島研究室 4 年生卒業実験における検証 [3] では、図 1.2 のように $\cos^2\theta$ だけでなく直線でもよい近似になっているように見える。この図を見れば、$\cos\theta$ が 0.50 付近のフラックスがわかれば、どちらがよりよい近似なのかがわかる。そこで今回の実験では、$\cos\theta \simeq 0.46$ でのフラックスを求め、それが $\cos^2\theta$ に依存しているかどうかをより精度よく検証する。

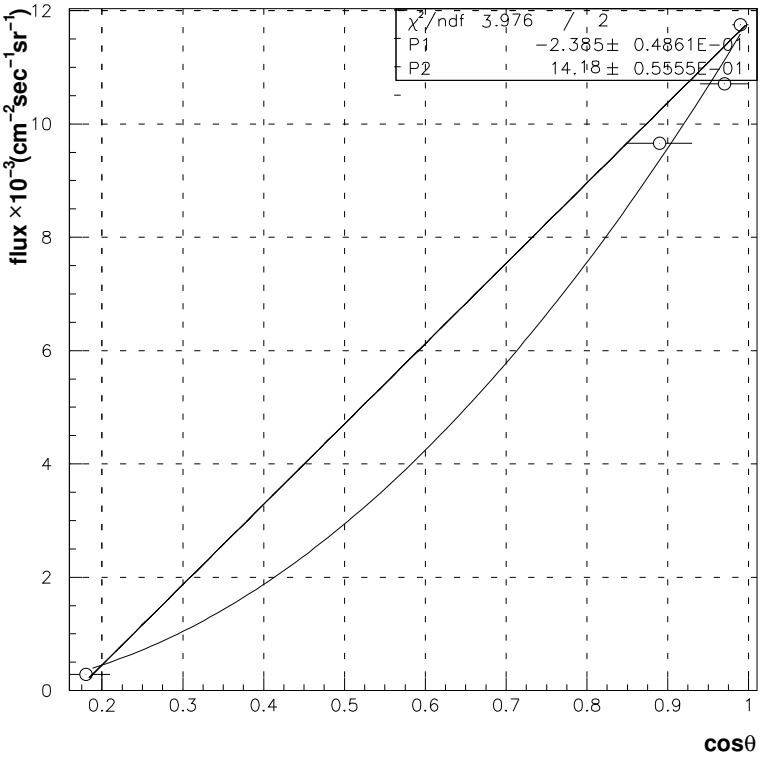

図 1.2: μ のフラックスを直線と $\cos^2\theta$ で近似したもの

第2章　検出器

この章では実験に用いた検出器のセットアップとロジック等について説明する。

2.1　セットアップ

この実験で測定したいのは粒子の速度である。そのためにどのような検出器をどのように配置したかを以下に示す。

2.1.1　実験器具

まず、使用した実験器具をあげる。

- プラスティックシンチレーター 9 枚
- ライトガイド 11 個
- 光電子増倍管 (PMT)　11 本
- ミニシンチレーター　2 個

次に、実験に用いた CAMAC モジュールについて表 2.1 にまとめる。

機種	品名	bit 数	1ch	full scale
slowTDC(STDC)	KEK TYPE-1	16bit	20.15nsec	1320μsec
fastTDC(FTDC)	Le Croy 2228A	11bit	43.36psec	88.8nsec
ADC	Le Croy 2249W	11bit	0.25pC	512pC
Interrupt Register(IR)	Model 3410	8bit	—	—

表 2.1: 使用した CAMAC モジュール

2.1.2　レイヤー

今述べたような器具を用いて検出器を作成した。検出器はプラスティックシンチレーターとライトガイドと PMT の三部分からなっている。検出器の摸式図を図 2.1 に示す。

ここで、(a) のようにプラスティックシンチレーターの両側に PMT がついているものを両覗きのレイヤー、それに対して (b) を片覗きのレイヤーと呼ぶことにする。P1,P2$\cdots$ は PMT の名前で、配置の仕方は後述する。(c) はミニシンチレーターで、較正でのみ使用した。また、両覗きのレイヤーは 2 枚、片覗きのレイヤーは 7 枚である。

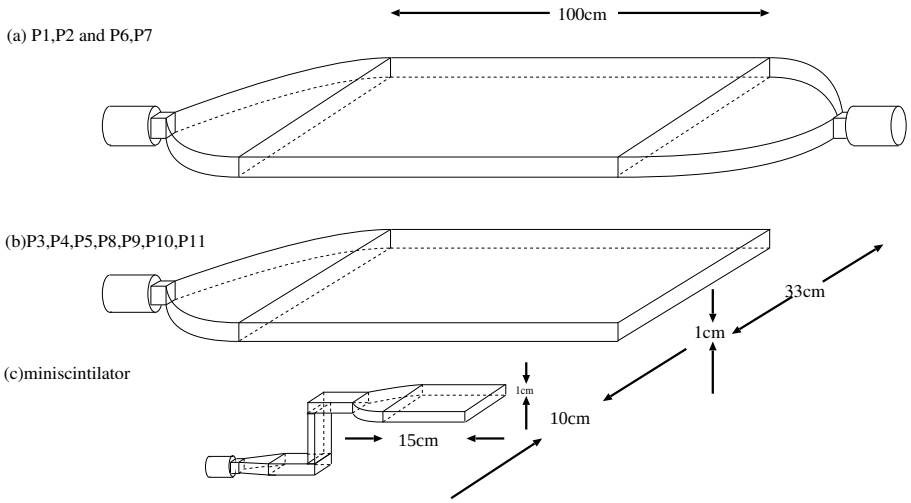

図 2.1: 検出器の摸式図

2.1.3 セットアップ

この検出器を図 2.2 のようにセットアップした。

検出器は図のように上部、中部、下部の 3 つの部分から構成されている。上部を構成するのは P1,P2 からなる 1 つの両覗きのレイヤーである。中部を構成するのはそれぞれ P3,P4,P5 からなる 3 つの片覗きのレイヤーである。下部を構成するのは P6,P7 からなる 1 つの両覗きレイヤーとそれぞれ P8,P9,P10,P11 からなる 4 つの片覗きレイヤーである。

さて、我々が観測したいイベントは上部、中部、下部の順番に、図 2.2 のような軌跡を通る粒子である。そしてその粒子を図 2.2 の鉄で止まったものと止まらなかったものとに大きく二つに分けたい。すなわち、鉄で止まった粒子 (145MeV∼168MeV) と、止まらなかった粒子 (800MeV 以上) という 2 つのエネルギー範囲の粒子の速度分布を求めたい。(なお、鉄で止まった粒子のグループはオフライン解析で μ-e 崩壊が観測されたものとされなかったものに分類するがそれに関しては後述する。)

そこで、測定開始の信号の条件 (トリガー条件) は P9,P10,P11 以外全ての PMT のコインシデンスにした (ただし P4 はヴィトー)。そしてトリガーイベントのうち P9,P10,P11 がなっていないものは鉄で止まったイベント、なっているものは鉄を通り抜けたイベントというようにオフラインで分類した。

以上のことをふまえて以下のことに留意してセットアップをした。

- 検出器を上部、中部、下部の 3 つの部分に分けた。 $\Longrightarrow$ 偶然同時計数が減らせる。
- できるだけ上部、中部、下部間の距離を離した。 $\Longrightarrow$ 速度を正確に求めることができる。
- 中部において、P3 からなる片覗きのレイヤーを垂直にたてた。 $\Longrightarrow$ 上空から来る電子のシャワーをイベントから除ける。
- 中部において、P4 からなる片覗きのレイヤーを図のように軌道上にのらないよう配置した。そしてトリガー条件にはヴィトーでいれた。 $\Longrightarrow$ 電子のシャワーをイベントから除ける。
- 下部において、P8 からなる片覗きのレイヤーと P9 からなる片覗きのレイヤーの間に吸収体として鉄をはさんだ。 $\longrightarrow$ 鉄で止まったミューオンが崩壊してできた電子を P6,P7,P8,P9,P10 で検出できる。 $\Longrightarrow$ ミューオンを同定できる。また、ストップするエネルギー範囲のミューオンを多く観測できる。

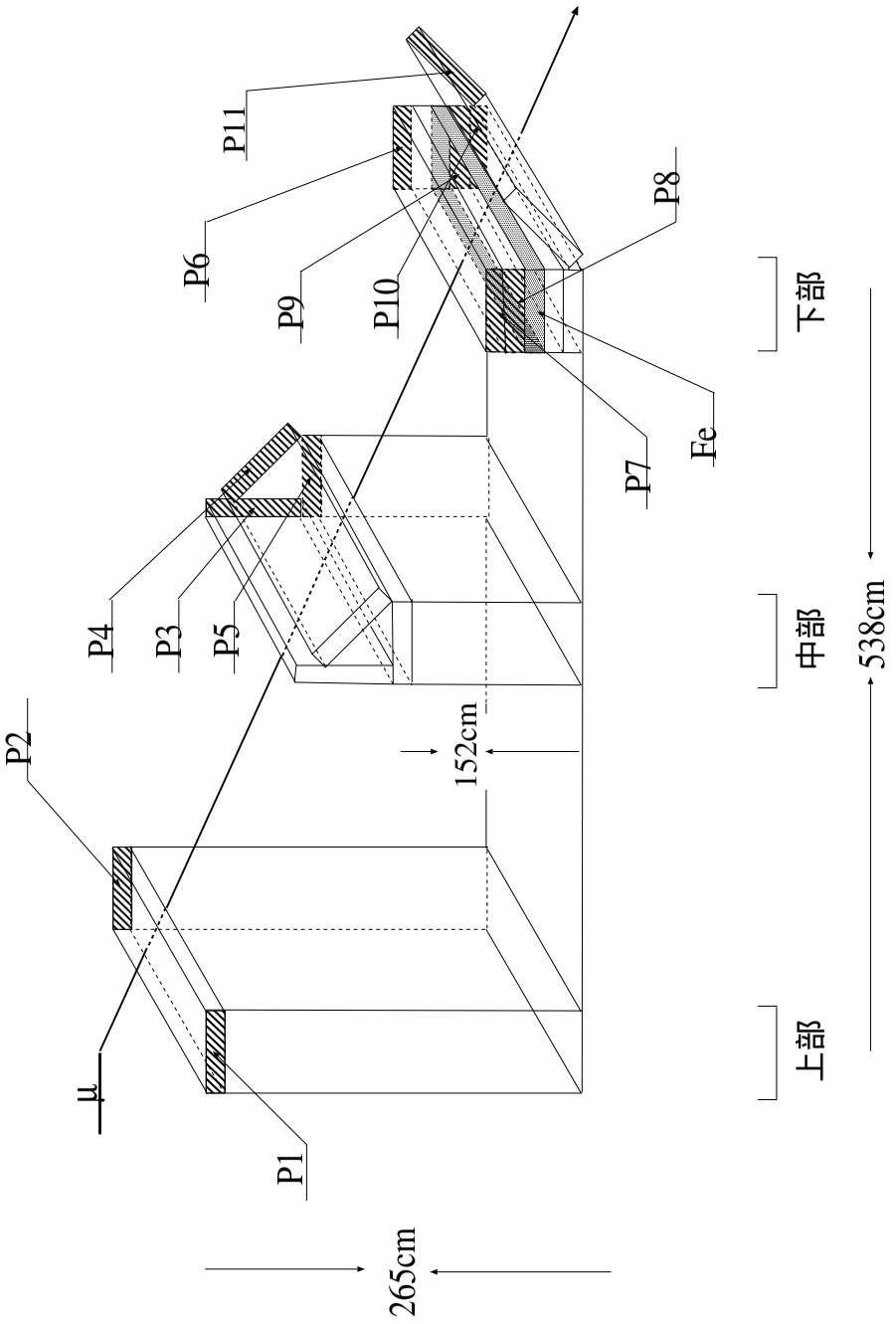

図 2.2: セットアップ図

- 下部において、P11 からなる片除きレイヤーを図のように配置した。 $\longrightarrow$ P9,P10 に加え P11 がなっていなければ、鉄で止まったイベントだと判断できる。 $\Longrightarrow$ オフライン解析でストップミューオンを判別するのに利用した。
- 上部と下部にそれぞれ一つずつ両覗きのレイヤーを配置した。 $\longrightarrow$ 粒子がプラスティックシンチレーター中のどこを通ったかわかる。 $\Longrightarrow$ 粒子の経路による誤差を小さくできる。

2.2 ロジック

このようにセットアップした検出器のロジックを説明する。

2.2.1 トリガー

観測したいイベントは上部、中部、下部の順番に通る粒子である。そのためトリガー条件は以下のようにした。

$$\mathrm{P1} \cap \mathrm{P2} \cap \mathrm{P3} \cap \overline{\mathrm{P4}} \cap \mathrm{P5} \cap \mathrm{P6} \cap \mathrm{P7} \cap \mathrm{P8}$$

P4 がヴィトーな理由は前述の通りである。

2.2.2 測定量

上記のようなトリガーで我々がこの実験で測定した物理量は以下の 3 つと、測定時間、CAMAC のデッドタイムの 5 つである。

- ADC(P1∼P11)$\cdots$CAMAC モジュールの ADC を 11 チャンネル用いてとったデータ。トリガーの信号でゲートを開け、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したもの。粒子が検出器を通過したときに落したエネルギーに比例する量である。オフライン解析の時に、イベントの選別に用いた。なお、イタリック体 (ADC) はデータを、ローマン体 (ADC) は CAMAC モジュールを表すことにする。
- $FTDC$(P1∼P8)$\cdots$CAMAC モジュールの FTDC を 8 チャンネル用いてとったデータ。スタートからストップまでの時間をカウントしたもの。スタート信号はトリガーパルスである。ストップ信号は P1 から P8 までの PMT からの計 8 つのパルスである。これから粒子の TOF すなわち速度が求まる。
- $STDC$(P6∼P10,P7∩P8,P9∩P10)$\cdots$CAMAC モジュールの STDC を 7 チャンネル用いてとったデータ。スタートからストップまでの時間をカウントしたもの。スタート信号はトリガーパルスである。ストップ信号は、P6 から P10 までの 5 つのパルス、P7 と P8 のコインシデンスパルス、そして P9 と P10 のコインシデンスパルスの計 7 つのパルスである。スタート信号はミューオンが鉄で止まったタイミングとほぼ等しい。そしてストップ信号は μ-e 崩壊でできた電子が検出器を通過した時に出す信号である。つまり、この量はミューオンの崩壊時間に相当する。

2.2.3 ロジック図

以上の 3 つの量 (ADC,$FTDC$,$STDC$) をどのようなロジックで測定したかを説明する。図 2.3、図 2.4、図 2.5、図 2.6 にロジック図を示す。まず、2.2.1 で述べたトリガー条件を満たすロジックがあり、そこからのトリガーの信号は 3 つに分岐する。そしてそれぞれが ADC のゲート、FTDC のスタート、STDC のスタート、の信号になる。

- 図 2.3 はトリガーの信号がで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 CAMAC モジュールでの測定が終るまで次のトリガーの信号を出させない必要がある。そのために IR(CAMAC モジュールが測定中信号を出し続けるように制御した) からの信号を、トリガーの信号を出すモジュールにヴィトーで入れた。
  また、IR が信号を出している時間が CAMAC のデッドタイムである。それを測定するために IR からの信号と、ゲートジェネレーターの出力 (1MHz) のコインシデンスをとったものをスケーラーで測った。
  P8 を遅らせている理由は FTDC 測定のためで、くわしくは後述する。なお、図 2.3 の Discri(ディスクリミネーター) のところにそれぞれの PMT についてパルス幅としきい値を記したが、以降のロジックでは Discri のパルス幅としきい値はすべてこれと同じである。しきい値の決定についてはこの章の最後に述べる。

- 図 2.4 は ADC のロジックである。トリガーをかけた PMT からのアナログパルスがすべてゲートに入るようにケーブルで遅らせて調節した。

- 図 2.5 は FTDC のロジックである。スタート信号より早くストップ信号がこないようにストップ信号をケーブルで遅らせた。
  なお、トリガーロジックで P8 だけ遅らせていたのは、スタート信号を必ず P8 のタイミングで出させるためである。

- 図 2.6 は STDC のロジックである。ストップ信号が来ない時のために、スタート自体を 20μsec 遅らせた信号とストップ信号との or をとって STDC のストップに入れた。

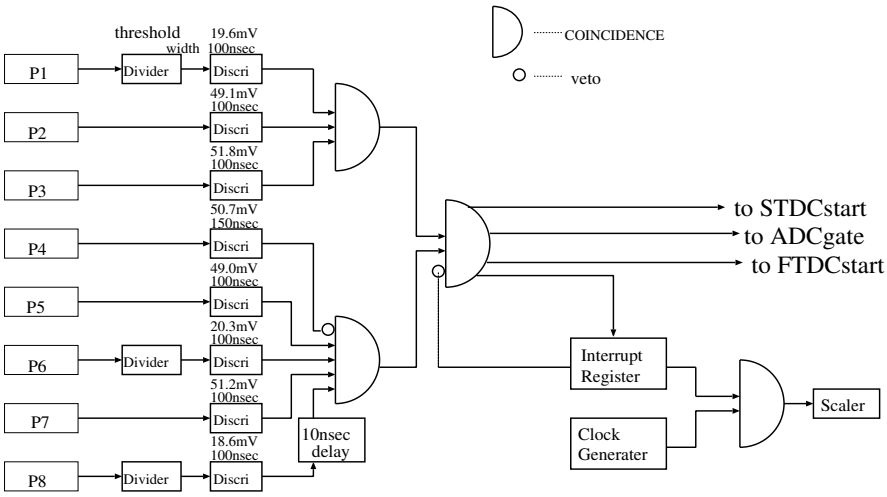

図 2.3: トリガーロジック

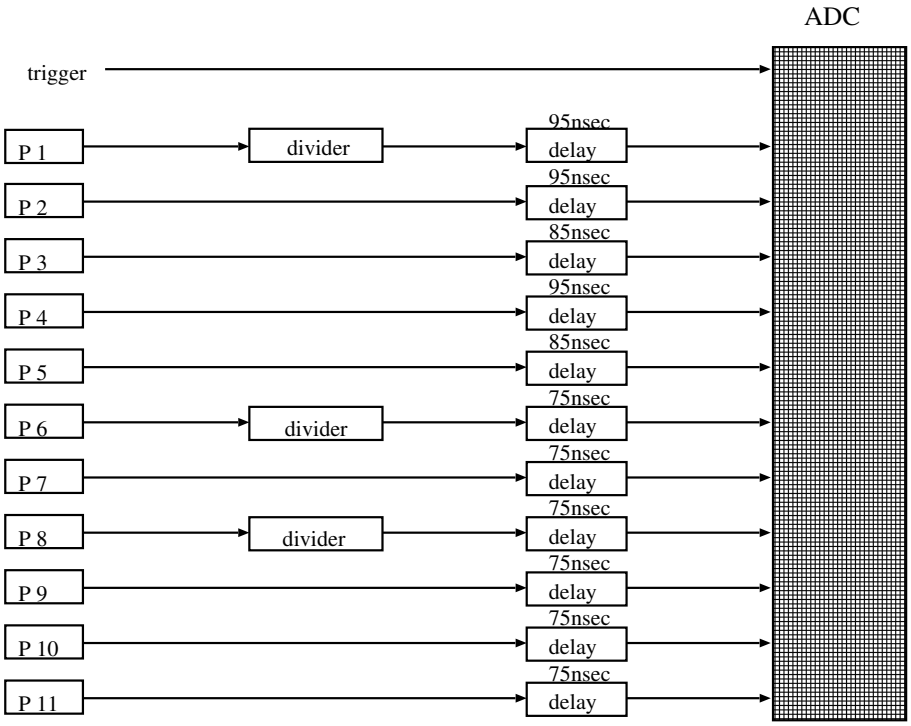

図 2.4: ADC ロジック

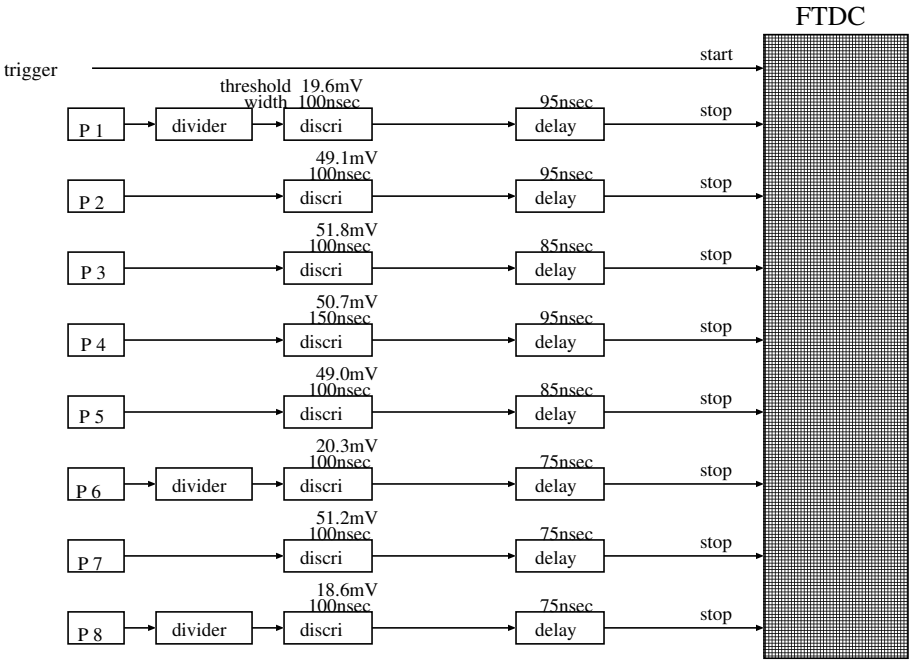

図 2.5: FTDC ロジック

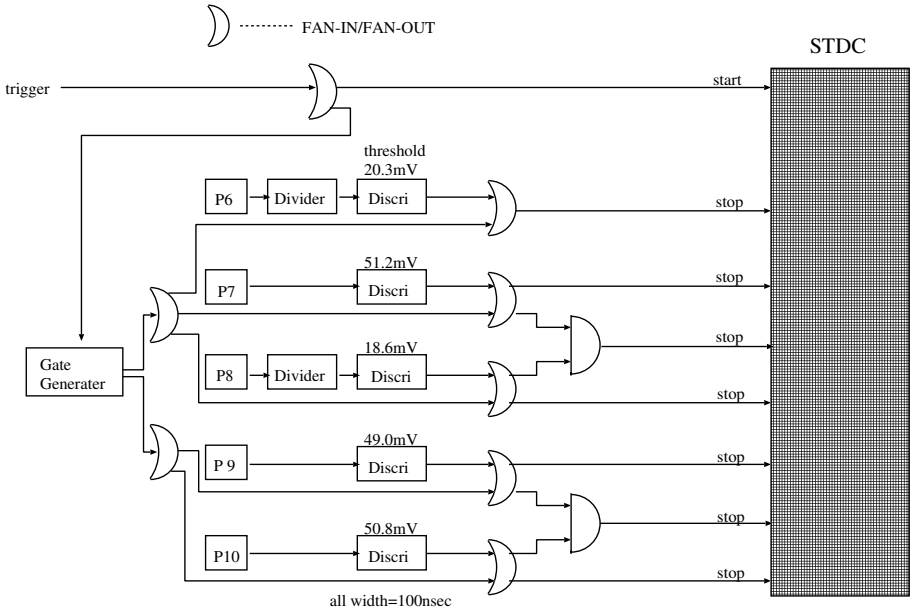

図 2.6: STDC ロジック

2.3 しきい値

このようなロジックのディスクリミネーターのしきい値の決定方法について述べておく。ミューオン起源のパルスを十分に拾い、なおかつアフターパルスを拾わないしきい値をオシロスコープで観察して決定した。実験で用いた PMT には出力端子が 1 つのものと 2 つのものがあり、端子が 1 つのものは約-20mV、2 つのものは約-50mV にしきい値を設定した。値の違いは、前者がディヴァイダーを必要とし、ディスクリミネーターを通るパルスが小さくなることに起因する。

第3章　較正

3.1　プラトー

ミューオンの検出を過不足なく行なうため、PMT に印加する電圧は計数率の安定した領域 (プラトー領域) にとる必要がある。またそれは PMT ごとに異なるので、各 PMT についてプラトー領域を測定した。

測定方法について述べる。まず 4 枚のレイヤーを重ね、外側 3 つの PMT にかける電圧をプラトー領域で固定し、それらに挟まれたレイヤーの PMT に印加する電圧を徐々に上げていった。そしてそのときの計数率を以下のようにして求めた。

$$ratio = \frac{\text{4 枚のコインシデンス}}{\text{測定するレイヤー以外のコインシデンス}}$$

一例を図 3.1 に示す。この例では、2400V 以上をプラトー領域を定めた。

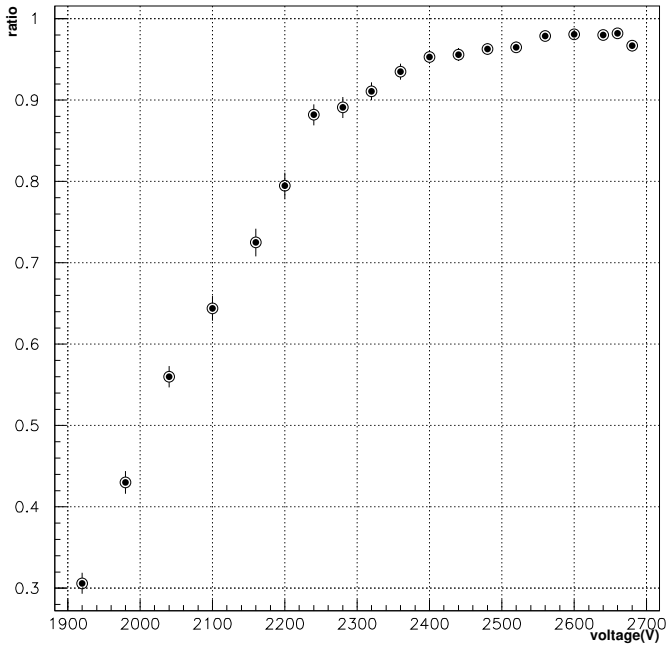

図 3.1: プラトー曲線 (P1)

3.2　ADC

ミューオンが 1cm のシンチレーターを突き抜ける際に落とすエネルギーは 1.83MeV[2] である。これを利用して、シンチレーターに垂直に入射するミューオンを ADC で測定し、得られるヒストグラムのピークチャンネルを 1.83MeV に対応させることにした。

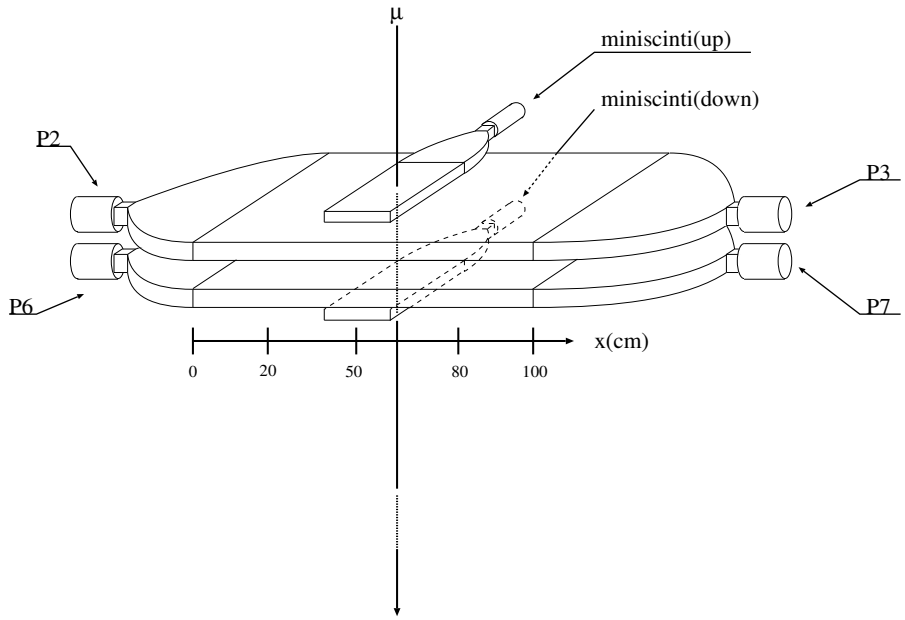

図 3.2: ADC 較正のセットアップ

はじめに、ミニシンチレーター (Pmini) を用いてほぼ垂直入射するイヴェントの測定を行った。そのときのロジックを図 3.3 に示す。つぎに、得られたヒストグラムをランダウ分布でフィットし、ピークチャンネルを決定した (図 3.4)。またペデスタルを、クロックジェネレーターからの信号をトリガーにして ADC で測定し、偶然に粒子を観測したと思われるイヴェントを除いて、決定した。ピークチャンネルからペデスタルを引いたものが 1.83MeV に相当する。

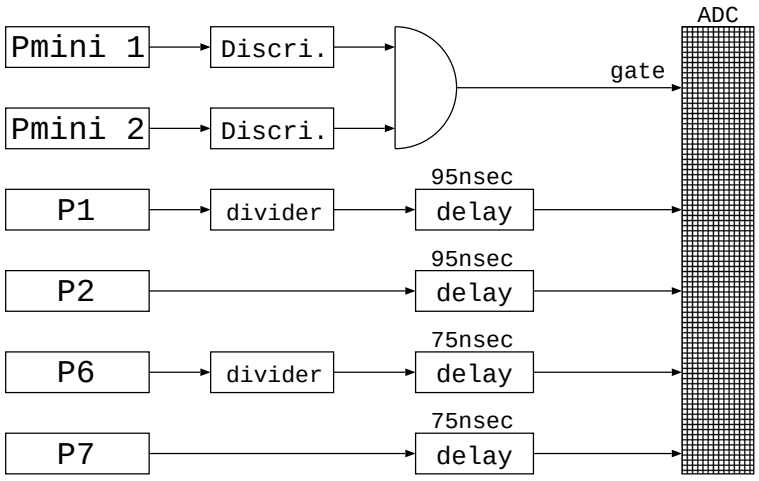

図 3.3: ADC 較正のロジック

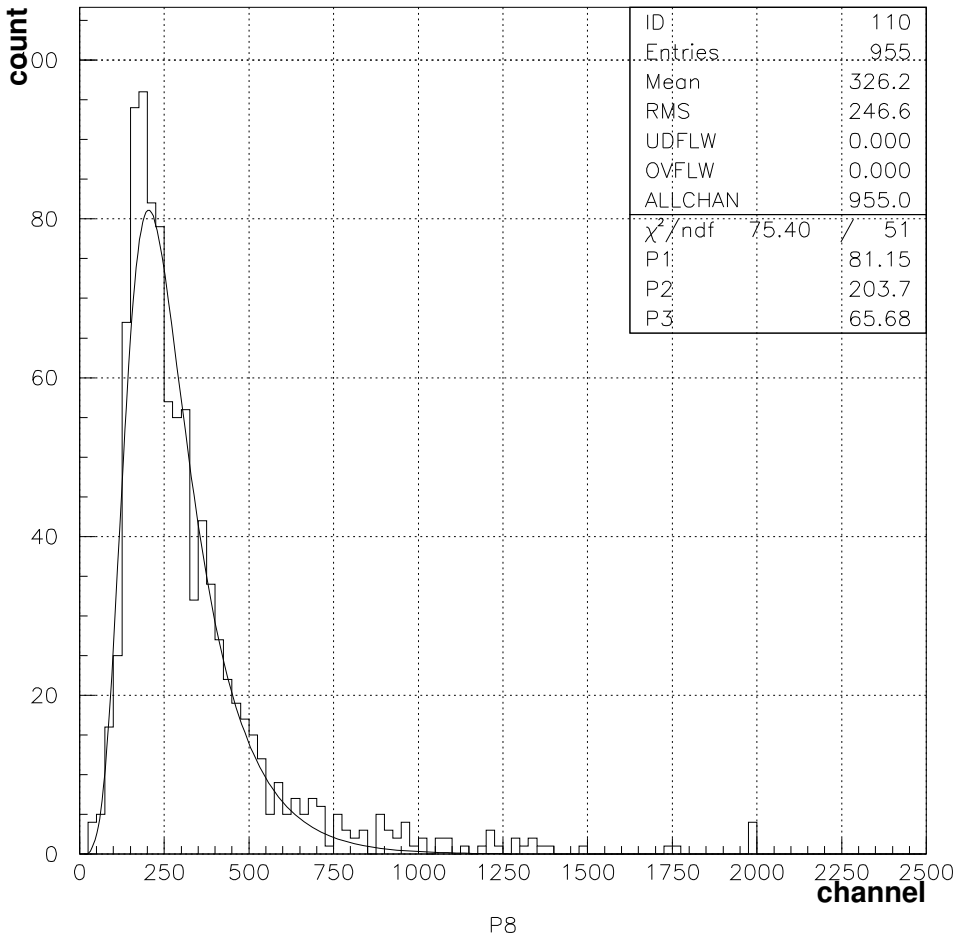

図 3.4: P8 の *ADC* 分布

PMT	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	P9	P10	P11
ペデスタル (ch.)	31	28	35	36	39	35	31	38	32	35	33

表 3.1: 各 PMT のペデスタル

3.3 ゲイン

各 PMT について、ADC の較正と同様の測定をプラトー領域内の電圧 3 点で行ない、それぞれのピークチャンネルを決定した。電圧とピークチャンネルにはおよそ次の式

$$ch. = aV^b$$

$ch.$:ピークチャンネル − ペデスタル
V:電圧

の関係があるので、3 点をフィッティングして定数 a,b を求め、それらから逆に各 PMT の電圧を、シンチレーターの真中でのゲインを揃えるように決定した。最終的に決定した各 PMT に印加する電圧の値を表 3.2 に、ゲインの揃っている様子を図 3.5 に示す。

PMT	電圧 (V)
P1	2680
P2	2360
P3	2660
P4	2600
P5	2440
P6	2680
P7	2500
P8	2440
P9	2380
P10	2460

表 3.2: 各 PMT の印加電圧

3.4 検出効率

8 枚のレイヤーを重ね、測定するレイヤーは間に挟んだ。各 PMT には上で決定した電圧をかけ、以下のように検出効率を求めた。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{全てのレイヤーのコインシデンス}}{\text{測定するレイヤー以外のコインシデンス}} \times 100$$

結果は次のとおりである。

レイヤー	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8	P9	P10
検出効率 (%)	99.7	97.3	99.3	98.3	96.3	92.3	98.1	96.5	94.8	95.3

表 3.3: 各レイヤーの検出効率

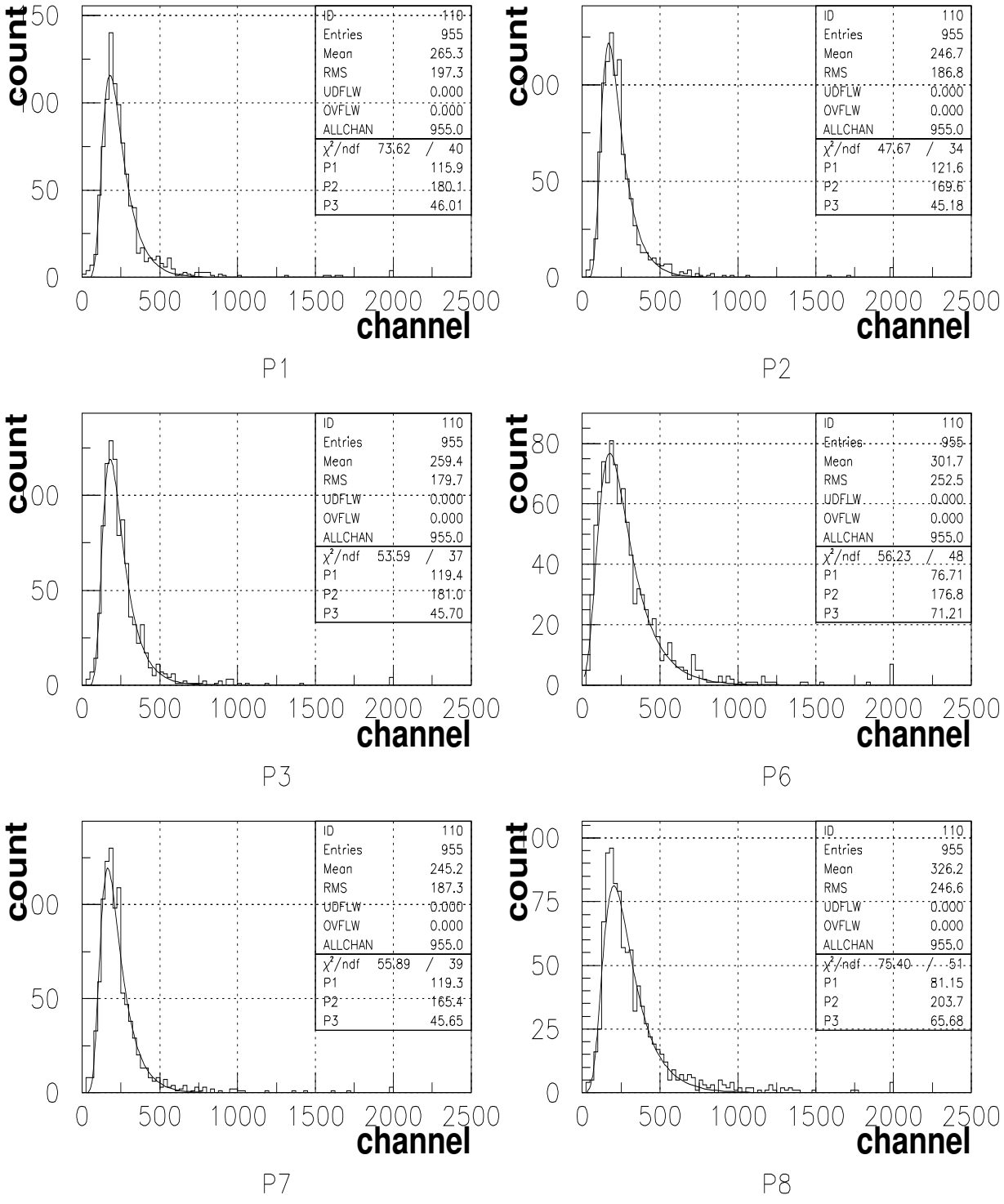

図 3.5: 各 PMT のゲイン

3.5 TDC

今回使用した FTDC と STDC それぞれについてチャンネルと時間との対応を調べた。

クロックジェネレーターからの信号の一方をスタートに入れ、もう一方はケーブルやゲートジェネレーターを用いて数種類のディレイをかけ、ストップに入れた。ロジックを図 3.6 に示す。時間と $FTDC$ との関係 (図 3.7) および時間と $STDC$ との関係 (図 3.8) より

$$\text{FTDC:}43.36\pm0.16(\text{psec/ch.})$$
$$\text{STDC:}20.12\pm0.08(\text{nsec/ch.})$$

となった。

また、FTDC ではおよそ 10nsec 以下の領域で線形性がずれていることを考慮して、20nsec 以上の領域を使うようにした。

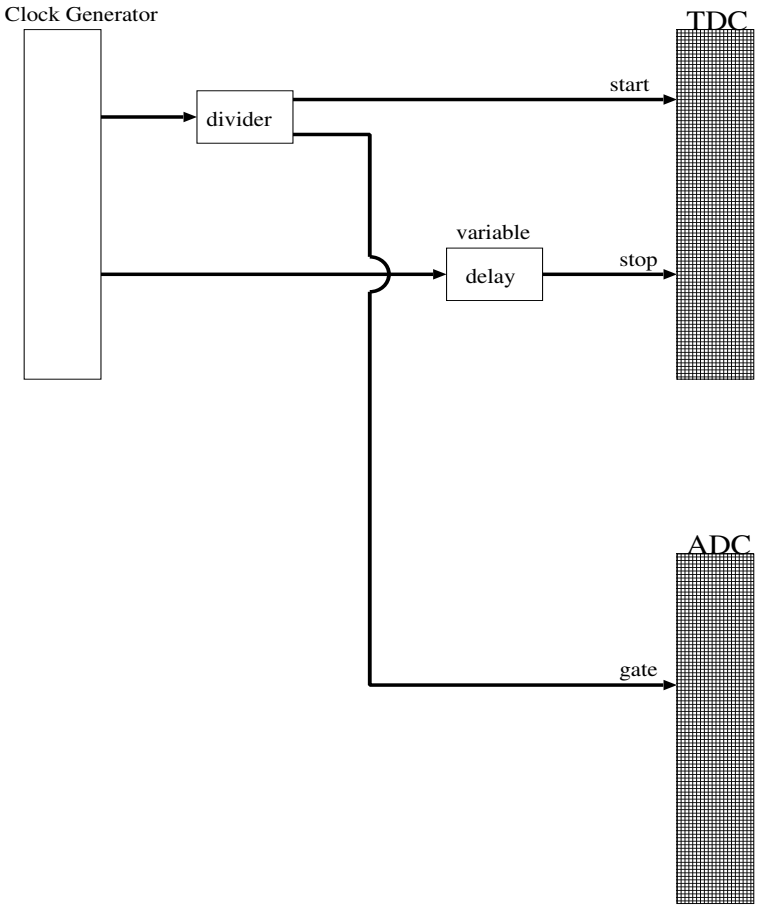

図 3.6: TDC 較正のロジック

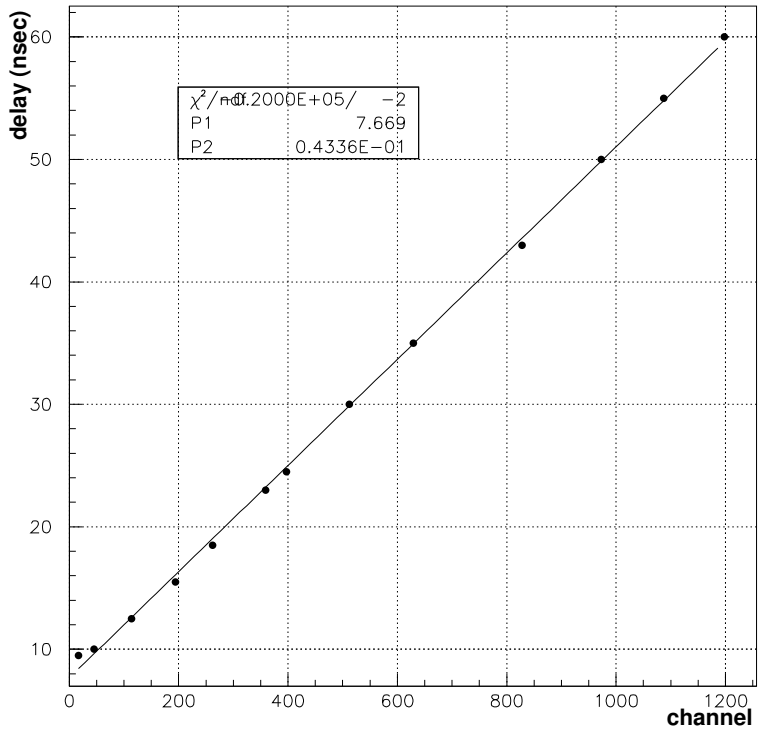

図 3.7: 時間と $FTDC$ チャンネルとの対応

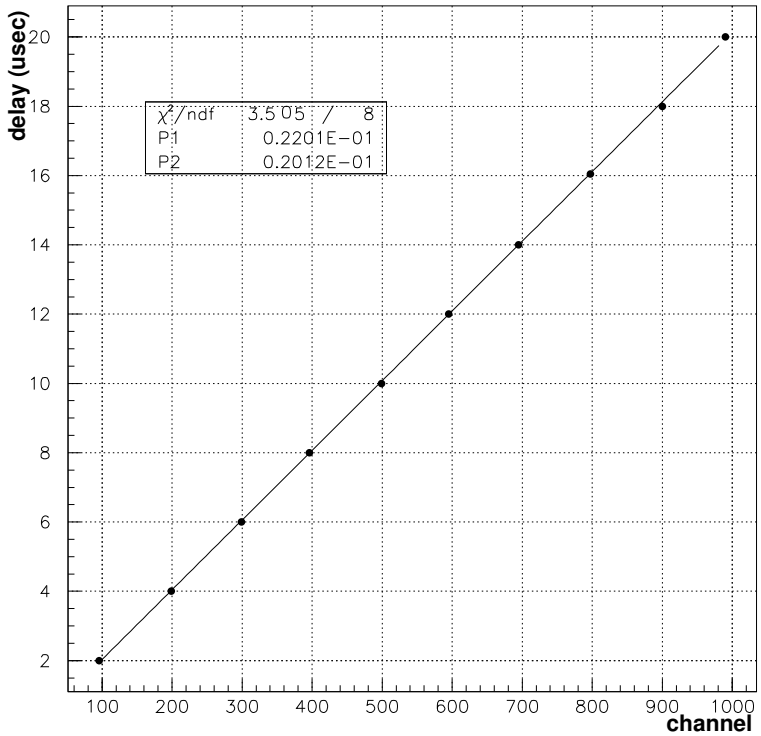

図 3.8: 時間と $STDC$ チャンネルとの対応

第4章　モンテカルロシミュレーション

4.1　シミュレーションの目的

我々の実験ではどのくらいのミューオンが検出できるのか、またミューオンのフラックスはどれほどなのか？ここでは、モンテカルロシミュレーションを用いて観測されるミューオンの数を予測し、さらに我々の検出器からは知ることのできないいくつかの情報を得る。

4.2　シミュレーションの方法と手順

まず、我々の実験でトリガーに関係するレイヤーがすべて入るような球を考える。その球の表面上に 2 点を選び、その 2 点を結んだ線をミューオンの飛跡とする。それが $100\text{cm} \times 33\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスティックシンチレーターを表す空間の内部を通ったときミューオンが検出されたと考える。そこで実際の実験と同じように 7 枚のシンチレーターと 1 枚の鉄の板を表す空間をつくりそれらを通過したミューオンをシミュレーション上での 1 イベントと数える。

このシミュレーションを次のような手順で行なった。

1. 観測されるミューオンの数の予測
   我々の組み立てた検出器でどの程度のミューオンが観測できるのか、シミュレーションによって見当をつける。
2. ミューオンのフラックス
   検出器の見込みの表面積及び立体角をシミュレーションの結果から計算し、検出されたミューオンのフラックスを求める。
3. ストップライクミューオン
   鉄でとまったように見える (鉄の下の検出器を通らない) ミューオンのうち、実際に鉄でとまっていないものがどの程度存在するのかシミュレーションを行なう。
4. ミューオンの速度分布
   Bethe-Bloch の式を用いて全てのミューオンとストップミューオンの β の分布をとる。

4.3　シミュレーション

4.3.1　イベント数の予測およびアクセプタンス

ミューオンは 1 秒あたり $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ の面に 1 個の割合で降っていると考えられている。そこでまず、半径 350cm の球の表面からミューオンをふらせ、それが球の中心に置いてあるシンチレーターに入る率を考える。その際、ミューオンの角度分布に関してはその方位角分布は一様に、そしてミューオンの運動量ベクトルと球の極を結ぶ線分との角度を θ としたときの天頂角分布は $\cos^2\theta$ となるようにする。その後で同じ半径の球の中に今度は実際の検出器と同じようにシンチレーターを配置し、その検出器を通過するミューオンの数を考える。前者を検出器 1、後者を検出器 2 としてまとめると次のようになる。

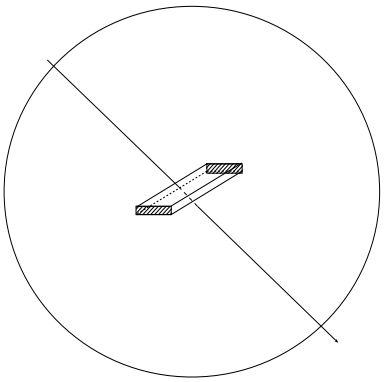

図 4.1: 検出器 1

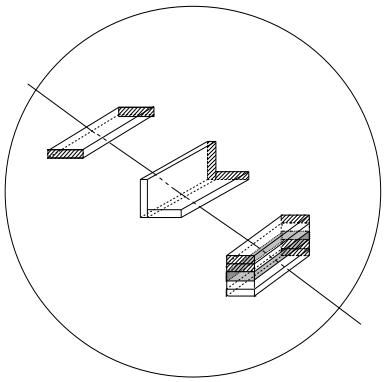

図 4.2: 検出器 2

検出器	発生させた粒子数	検出器に入った粒子数
検出器 1	2×10^7	21116 ± 145
検出器 2	2×10^9	384 ± 20

表 4.1: 検出された粒子数の比較

ここでは、我々が検出できるミューオンのおよその率を確認するだけにとどめる。
毎秒 $100\mathrm{cm}^2$ に 1 個の割合なのだから、プラスティックシンチレーター 1 枚が約 $3000\mathrm{cm}^2$ であるため毎秒 30 個のミューオンが 1 枚のシンチレーターに入っていることになる。すると 1 時間では 10 万個のミューオンが検出されるはずである。さて、ここでシミュレーションの結果と比較して考えると、検出器 1 の条件で約 2 万個の粒子が検出されているため 1×10^8 個の粒子を発生させれば約 10 万個の粒子が検出されることになる。すなわち粒子を 1 億個発生させることが実際の実験 で 1 時間観測を行なうことに等しいと考えることができる。このように考えれば、検出器 2 で検出された粒子を $1 \times 10^8 / 2 \times 10^9 = 1/20$ した約 20 個という数が我々がこの実験で 1 時間観測を行なった場合に得られるミューオンの数であると推測できる。
次にアクセプタンスを考える。アクセプタンスを次のように定義する。

$$\mathrm{Acceptance} = \frac{\text{検出された粒子数}}{\text{発生させた粒子数}}$$

ミューオンの発生条件は上で述べた通りである。このシミュレーションでは 1×10^{10} 個のミューオンを発生させたうち、1869 個が我々の求めるイベントとして検出された。したがって、我々の検出器のアクセプタンスは、

$$\mathrm{Acceptance} = 1.87 \times 10^{-7} \pm 0.04 \times 10^{-7}$$

となる。

4.3.2 フラックス

ここではフラックスを単位時間、単位面積、単位立体角あたりの粒子数と定義する。すなわち、

$$f = \frac{n}{S \cdot \Omega \cdot t}$$

である。ただし、f : フラックス、n : 検出されたイベント数、S : 検出器の見込みの表面積、Ω : 検出器の立体角、t : 測定時間。

検出器の見込みの平均表面積

粒子がやってくる方向がわかれば、それぞれの粒子について粒子から見た検出器の表面積をもとめることができる。ところが我々の検出器ではそれが不可能であるため平均表面積の算出が必要となる。1個のミューオンが検出器に入ったとき、そのミューオンから見た検出器の見込みの表面積を計算する。そのためにはミューオンの軌道に垂直な平面上で粒子の発生点を移動させ、その移動により生じるもとの軌道に平行な新たな軌道が検出器を通るかどうかを調べる。その点の移動範囲が検出器を十分おおう程度までくりかえしたときミューオンの軌道が検出器を通った領域を、もとのミューオンからみた検出器の見込みの表面積とする。それを検出器を通った全ての粒子について求め、その値から見込みの平均表面積を求めることにする。ここでの粒子の発生条件とシミュレーション結果を示す。

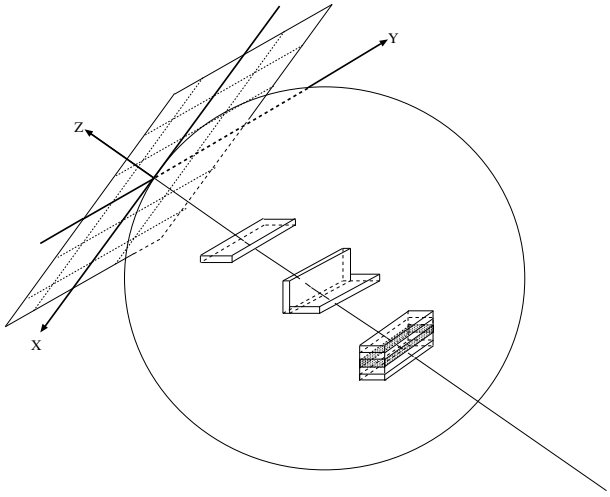

図 4.3: 見込みの平均表面積の計算のイメージ

運動量分布	考慮しない
方位角分布	一様
天頂角分布	$\cos^2\theta$
密度	単位面積あたり一様

表 4.2: μ の発生条件

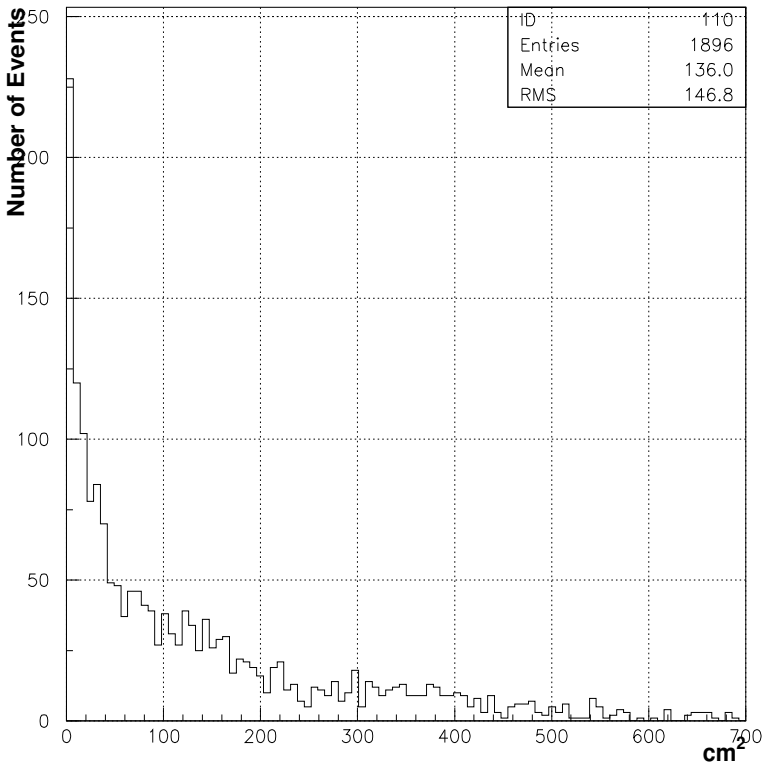

図 4.4: 粒子から見た検出器の見込みの表面積

検出器の立体角

さて、ここで我々の実験における検出器の見込みの表面積、立体角をそれぞれ $\Omega_{\rm exp}$、$S_{\rm exp}$ とし、またミューオンを発生させた球を検出器とみなした時の見込みの表面積および立体角を、$\Omega_{\rm sphere}$、$S_{\rm sphere}$ とする。そして我々の検出器で観測できたイベント数を $N_{\rm exp}$、球の表面から発生させた粒子数を $N_{\rm sphere}$ とすると、次のような関係が成り立つ。

$$\frac{N_{\rm exp}}{N_{\rm sphere}} = \frac{\Omega_{\rm exp}\cdot S_{\rm exp}}{\Omega_{\rm sphere}\cdot S_{\rm sphere}}$$

この式を用いて検出器の立体角を計算できる。ただし、ここでの粒子発生の条件は検出器の見込みの表面積を求めるときとは違い、天頂角分布は一様である。
ここで、我々の検出器の見込みの平均表面積と立体角についてシミュレーションの結果をまとめる。

発生させた粒子数	検出されたイベント数	見込みの平均表面積 (cm^2)
1.0×10^{10}	1869 ± 43	142.6

表 4.3: 検出器の見込みの表面積

発生させた粒子数	検出されたイベント数	立体角 (sr)
1.0×10^{10}	9215 ± 96	3.13×10^{-2}

表 4.4: 検出器の立体角

ミューオンのフラックス

以上のようにして、検出器の見込みの平均表面積および立体角を計算できるが、図 4.3 で示したように検出器の見込みの表面積は誤差の評価が難しいため、これらの値を用いてフラックスを計算するよりも、式変形により検出されたイベント数だけからフラックスを計算する。まず、

$$\Omega_{\rm exp}\cdot S_{\rm exp} = (\Omega_{\rm sphere}\cdot S_{\rm sphere})\cdot\frac{N_{\rm exp}}{N_{\rm sphere}}$$

と立体角を計算するために用いた式を書き直す。
最初のフラックスの定義では観測時間によって規格化していたが、シミュレーションでは発生させた粒子の数で規格化する。すなわち、フラックスを、

$$f = \frac{n}{S\cdot\Omega\cdot N_{\rm sphere}}$$

とおく。この 2 式から、

$$f = \frac{n}{(\Omega_{\rm sphere}\cdot S_{\rm sphere})\cdot N_{\rm exp}}$$

となる。球を半径 r の検出器と見なしたときの見込みの表面積 $S_{\rm sphere}$ は πr^2、立体角 $\Omega_{\rm sphere}$ は $4\pi r$ だから、結局、

$$f = \frac{n}{4\pi^2 r^2\cdot N_{\rm exp}}$$

と書ける。
1998 年度の卒業実験でミューオンのフラックスの角度依存性を調べているため、その結果とともに我々の実験での角度分布とフラックスを示す。なお、98 年度のシミュレーションのデータと我々が行なったシミュレーションのデータは発生させた粒子数及び粒子を発生させる球の半径が異なるが、フラックス

の値は発生させた粒子 1.0×10^8 個で規格化し、比較できるようにした。(表 4.6 中の*は 1.0×10^{10} 個の粒子を発生させたときのデータである)

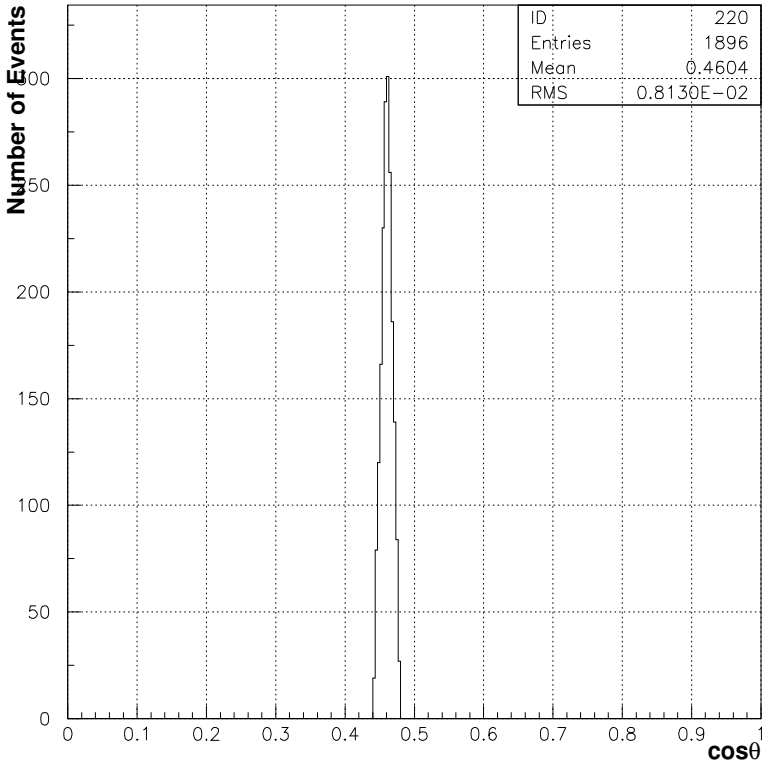

図 4.5: 検出器の角度分布

$\cos\theta$	n	$N_{\rm exp}$	$flux$
$0.99^{+0.01}_{-0.00}$	21428 ± 146	21956 ± 148	20.19 ± 0.00
$0.97^{+0.03}_{-0.02}$	17737 ± 133	19161 ± 138	19.15 ± 0.00
0.89 ± 0.04	9931 ± 100	12745 ± 113	16.13 ± 0.02
0.46 ± 0.02	$1869 \pm 43^*$	$9215 \pm 96^*$	4.20 ± 0.05
0.18 ± 0.03	-	-	0.60 ± 0.00

表 4.5: μ のフラックスの計算結果

これを $C_1 \cos^2\theta + C_2$ でフィットさせたものが図 4.6 である。この結果は我々のシミュレーションが正しく行なわれており、得られた値が実際のミューオンのフラックスを計算する際に適用できることを示している。またここで天頂角 θ は図 4.6 で示したとおりである。

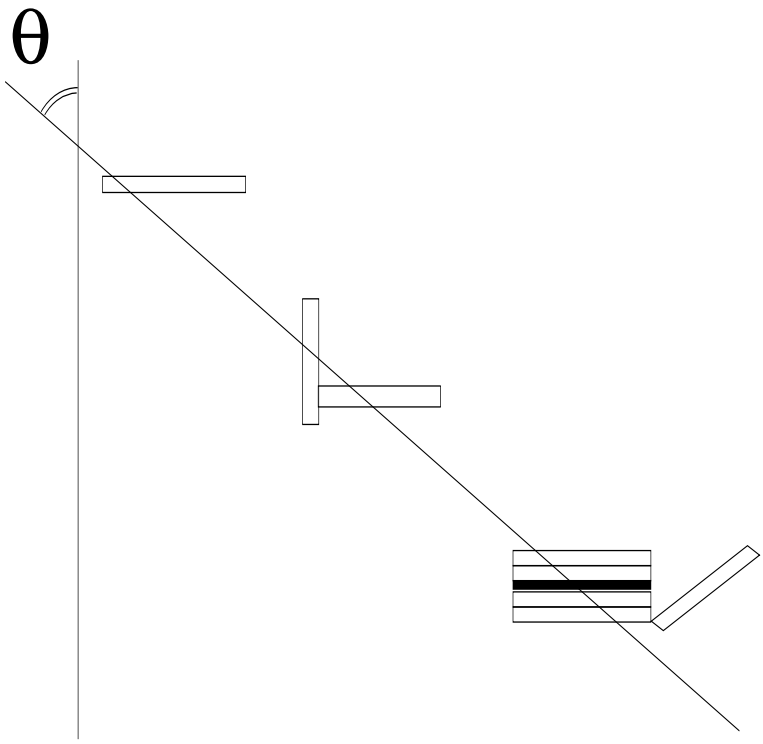

図 4.6: 天頂角 θ

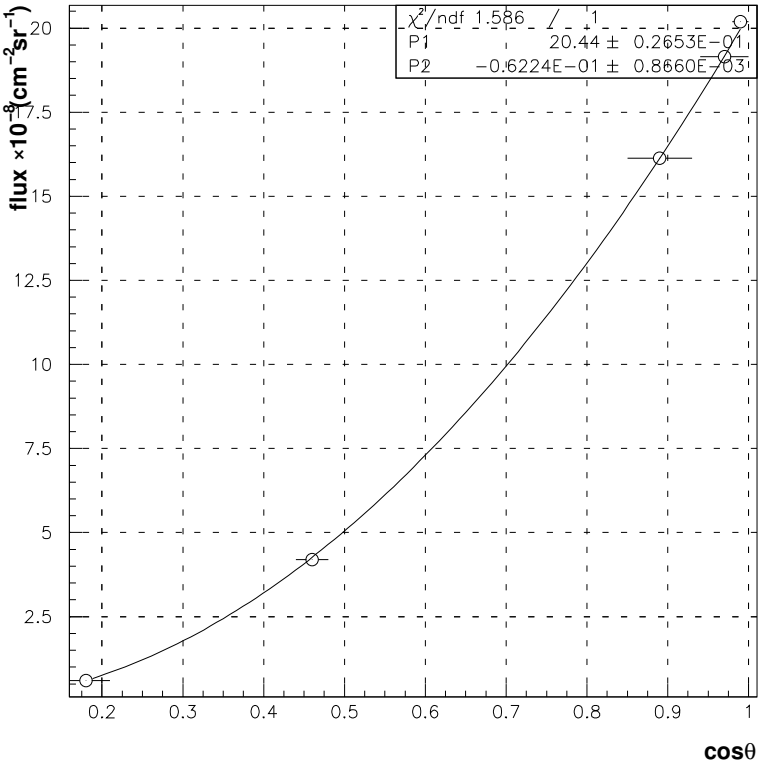

図 4.7: フラックスの角度依存性

4.3.3 ストップライクミューオン

この実験では鉄でとまるミューオンも観測しているが、その際鉄で止まっているかどうかの判断はADC のカウントによっている (5.2.5 (2) 参照)。すなわち鉄の下のシンチレーターの ADC のカウントがペデスタルに等しければ、そのイベントは鉄で止まったミューオンあると考えている。ところが我々の作った検出器では、鉄の上、もしくは鉄までは通るが鉄の下のシンチレーターは通過しない突き抜けのミューオンもストップミューオンであるかのように観測される。これでは正しくミューオンの速度を計算することができないためこうしたイベントを取り除かなければならない。そこで、このようなイベントが何%くらいあるのかシミュレーションを行ない、結果によっては検出器の形を見直す必要がある。

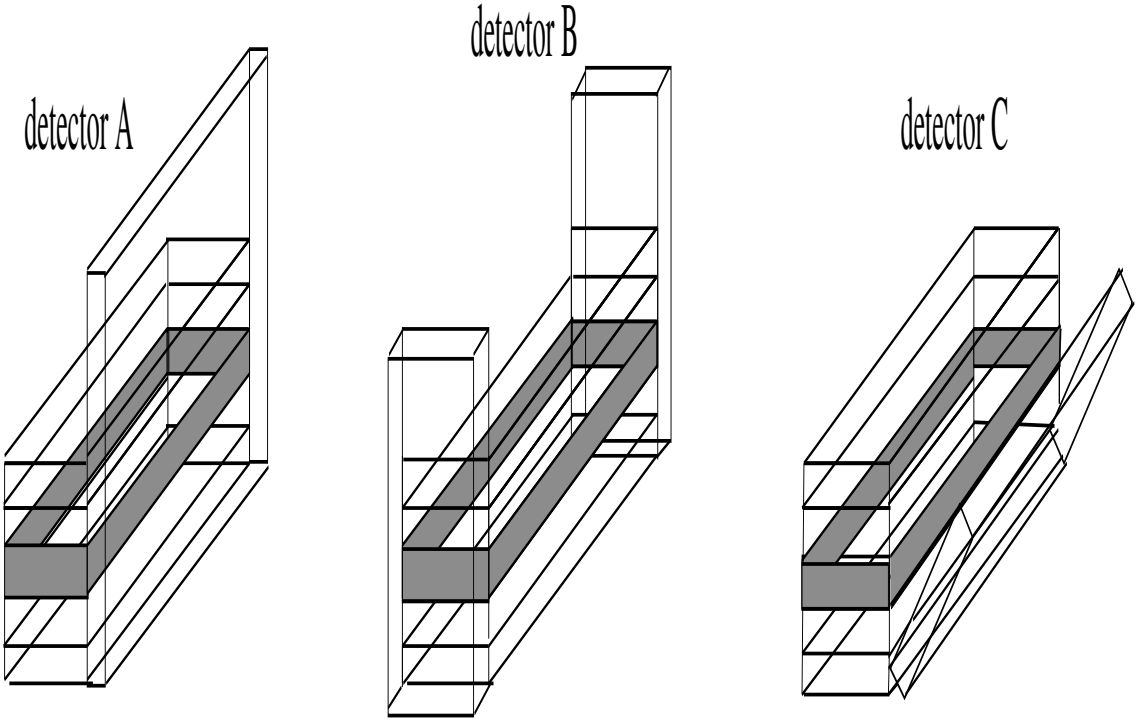

図 4.8: イベント選択のための仮想検出器

図 4.8 の detectorA は下部の検出器の粒子の抜けていく面にもう 1 つ検出器をくっつけて置いたもの、と detectorB は同じく下部の検出器のサイドの面にそれぞれ検出器をくっつけて置いたものである。この 2 つの検出器で鉄の下の検出器を通らないミューオンを検出することができる。detectorC は実際のセットアップと同様にしたもので、これについては detectorA、B とは異なり鉄の下の検出器を通ったイベントも検出している。

全イベント	突き抜けイベント	detectorA	detectorB
2906	2615 (90%)	273 (9.4%)	18 (0.62%)

表 4.6: 仮想検出器におけるイベント数

この結果から鉄の下のシンチレーターを通過せず、ストップミューオンのように見えるイベントは detectorA と detectorB で検出されたイベントを足し合わせたものになる。すなわち実際の観測で得られたデータのうち約 10%は測定データ (ADC) ではストップミューオンの条件をみたすが、実際にはそうではないとわかる。

detectorC はこのシミュレーションを行なった後にそうしたイベントをカットするため実際に配置したシンチレーターをシミュレーション上に作ったものである。シミュレーションではこの detectorC で検出できたイベント数は 1361 で、これは全イベントのうち約 47%にあたる。実際の観測ではこのシンチレーターの検出したイベントは検出効率を考慮して全イベントの約 50%であった。このことから、シミュレーションの結果を実際の観測データに適用しても矛盾はしないことが予想されるため、実際の観測データにおいて前に述べた detectorA、detectorB で検出されるイベントの割合に相当するイベントが突き抜けミューオンであるにもかかわらず、ストップミューオンとして観測されていることになる。

4.3.4 ミューオンの速度分布

次に突き抜けのミューオンとストップミューオンの速度の分布をシミュレーションする。
突き抜けミューオンに関しては検出器に入る前の β を全て 1 とし、ストップミューオンはこれまで同様運動量の分布を 60MeV ~ 150MeV として、β を求めた。実際には検出器の時間分解能および位置分解能が悪いため、ここではその原因を TOF がガウス分布することにおいた。

$$P_G(x;\mu,\sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

あらかじめ決まった β から TOF を計算し、その TOF を上の式の μ とし、σ は実験から得られた値を使った。こうして得られた分布が図 4.9 である。ここで大きな分布は突き抜けミューオンとストップミューオンを合わせた速度分布、斜線部分がストップミューオンの速度分布である。突き抜けミューオンとストップミューオンの数の比はミューオンのインテンシティーが、

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0.14E^{-2.7}}{\mathrm{cm}^2\ \mathrm{s\ sr\ GeV}} \left\{ \frac{1}{1+\frac{1.1E_\mu\cos\theta}{115\mathrm{GeV}}} + \frac{0.054}{1+\frac{1.1E_\mu\cos\theta}{850\mathrm{GeV}}} \right\}$$

で近似される [7] ことを考慮に入れて、

$$\text{突き抜け}\mu\ :\ \text{ストップ}\mu\ \approx\ 100\ :\ 1$$

と算出した。

このシミュレーションの結果から、ミューオンの速度が全て 1 であるとしたとき、実際に得られる分布は 1 を越えるようにシフトすることがわかった。我々の実験データから得られるミューオンの速度分布とシミュレーションによる速度分布とを比較しそれらがよく似たものであれば、 実際のミューオンの速度を TOF の分布から決定することができると考えられる。

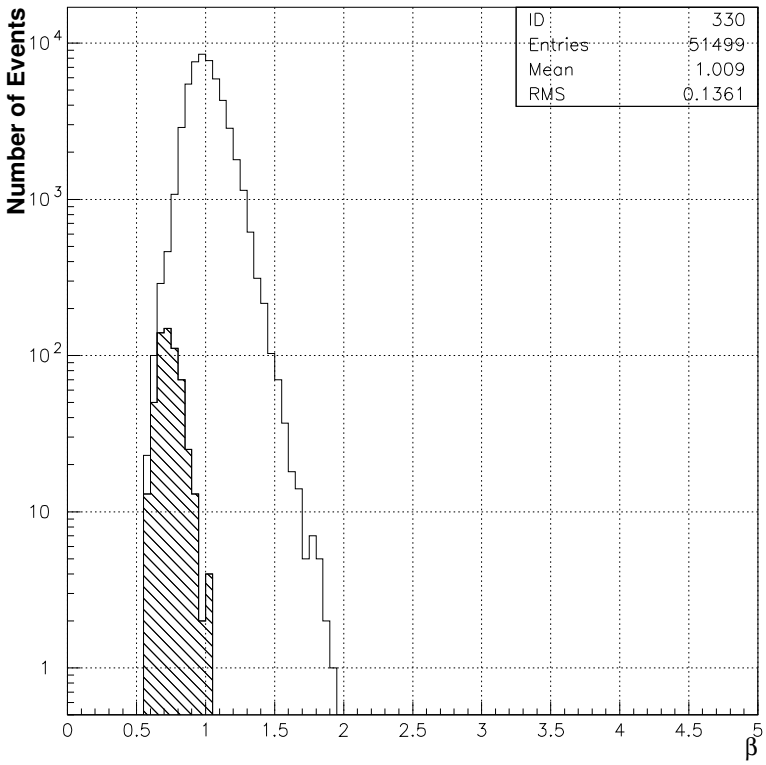

図 4.9: シミュレーションによるミューオンの速度分布

第5章　データ解析

この章ではデータ数、データから TOF を算出する方法、オフラインでのイベント選択、ミューオンの寿命の算出について述べる。

5.1　データ

今回の実験のデータは 2001 年 2 月 6 日から 3 月 7 日までの 2394396 秒 (665 時間 6 分 36 秒) で測定した。そのうち CAMAC のデッドタイムは 9571489μsec であった。また総イベントは 25764 イベントでそのうち有効イベントは 18165 イベントあった。

5.2　TOF の算出

得られた $FTDC$ をそのまま用いたのでは正確な TOF を求めることはできない。以下のような補正が必要である。

- それぞれの PMT の特性の補正
- 粒子がシンチレーターを通った位置についての補正
- スルーイング補正

5.2.1　PMT 特性の補正

各検出器に同時にミューオンが入射しても、PMT の特性やケーブルの長さの差のために異なった時間として測定されるので、これを補正しなければいけない。
まず全てのレイヤーをすきまなく重ね、ミニシンチレーターを用いてレイヤー中央にミューオンが入射したときの $FTDC$ の分布をとった。この時、信号は同時に検出器を通ったと考える。つまり、このときの分布のピーク位置の差が補正すべき値である。この時の分布の例 (P3 と P4) を図 5.1 に示す。また P8 を基準としたピーク位置の差を表 5.1 に示す。

PMT	Δt(ch.)
P1	-212.0
P2	-99.7
P3	170.9
P4	-63.7
P5	380.6
P6	262.7
P7	371.2
P8	-

表 5.1: 各 PMT の P8 からの時間差

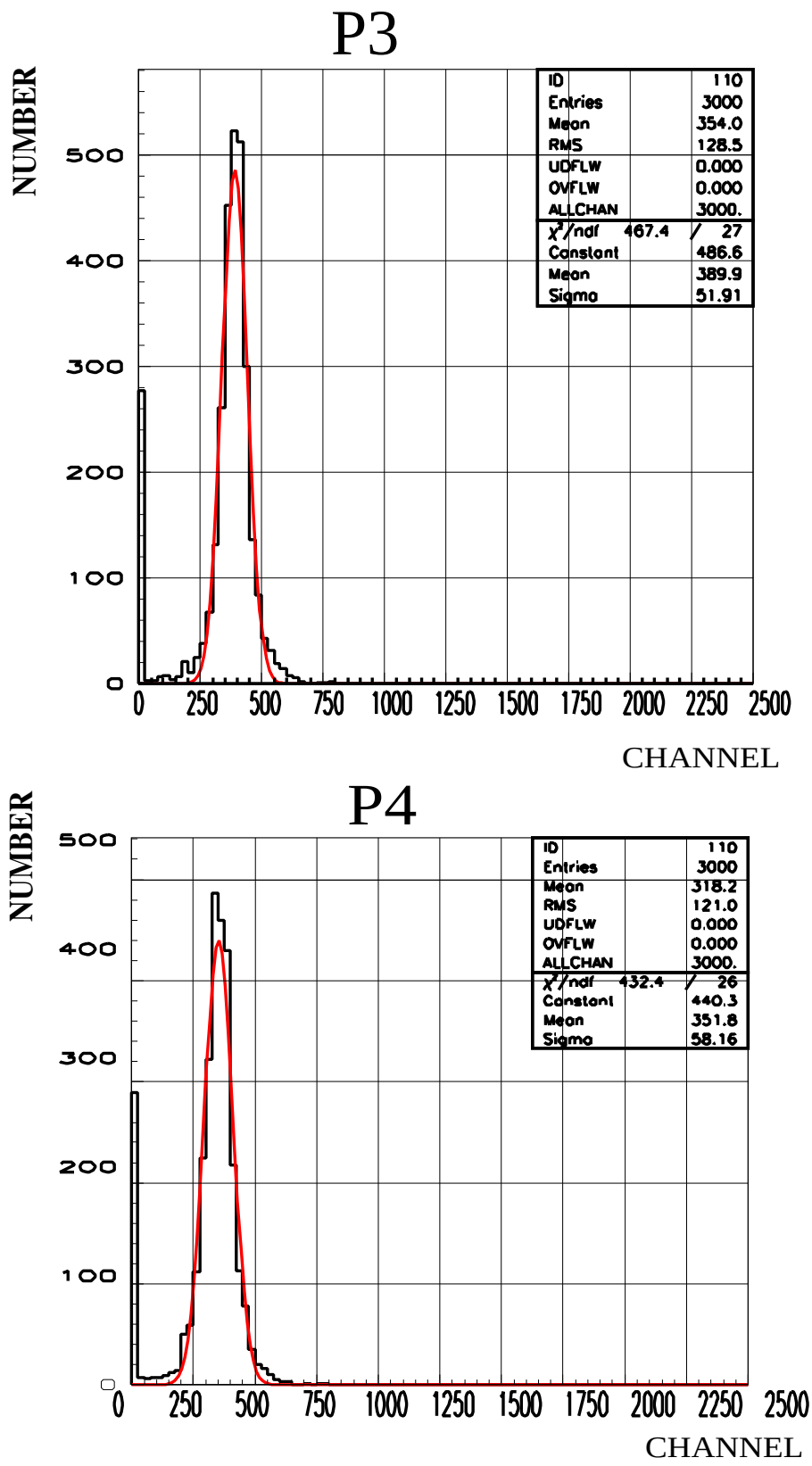

図 5.1: 粒子が同時に入射した時の P3 と P4 の $FTDC$ 分布

5.2.2 粒子の通過位置についての補正

粒子が検出器を通過すると同時にPMTが信号を出すとは限らない。図5.2のように、粒子が通った位置からPMTまでシンチレーター中の光速でかかる時間だけ$FTDC$は大きくなる。
このずれをなくすために、粒子がシンチレーターのどこを通ったかを知る必要がある。そこで両覗きのレイヤーを利用して、両側のPMTのなった差とシンチレーター中の光速とから粒子の通った位置がわかる。後は得られた$FTDC$を、真の通過のタイミングに補正してやれば良い。まずシンチレーター中の光速の測定について述べる。

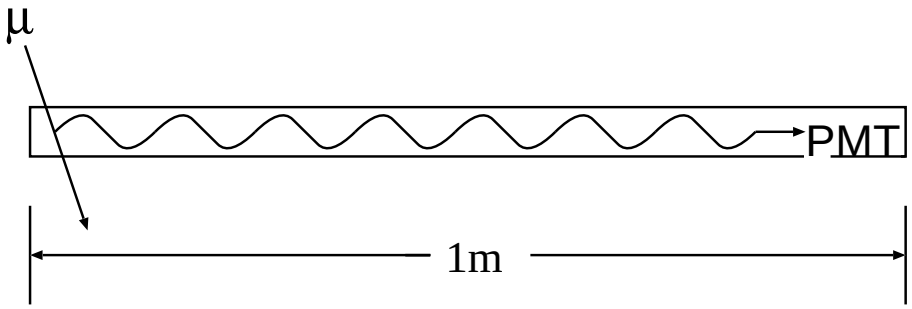

図 5.2: シンチレーター中を進む光

シンチレーター中の光速

測定方法を述べる。両覗きのレイヤーのシンチレーターの端から20cm,50cm,80cmの所を順番にミニシンチレーターで挟み、$FTDC$を測定した(図5.3)。トリガーロジックは図5.4に示す。トリガー条件はP1,P2,P6,P7,P8と2つのミニシンチレーターのコインシデンスである。つまり、図5.3のようにミニシンチレーターではさんだ部分を通るイベントを見る。P8もトリガー条件に入っているのは、P8のタイミングでスタートをかけるためである。
例えば20cmの所ではさんだ場合のP1とP2からなるレイヤーを考える。この時、P2の$FTDC$とP1の$FTDC$の差は、光がシンチレーター中を60cm進むのにかかる時間を表す。このように、y軸を光が進む距離、x軸を(P2の$FTDC$)−(P1の$FTDC$)ととって3点プロットする。これを直線でフィットするとその傾きがP1とP2からなるレイヤー中の光速度を表す。そのグラフを図5.5に示す。P6とP7からなるレイヤーについても同様である。得られた光速度を表5.2に示す。 これでシンチレーター中の

	$c'(\times 10^{10}\mathrm{cm/sec})$
P1-P2	1.248±0.073
P6-P7	1.207±0.071

表 5.2: シンチレーター中の光速度

光速度は求まった。これから具体的な補正方法について述べる。

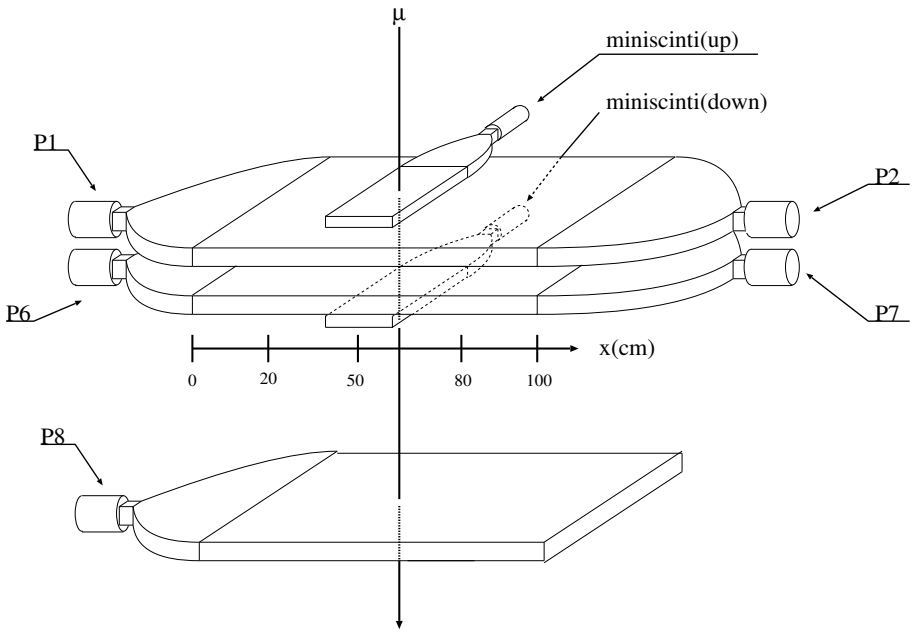

図 5.3: シンチレーター中の光速の測定

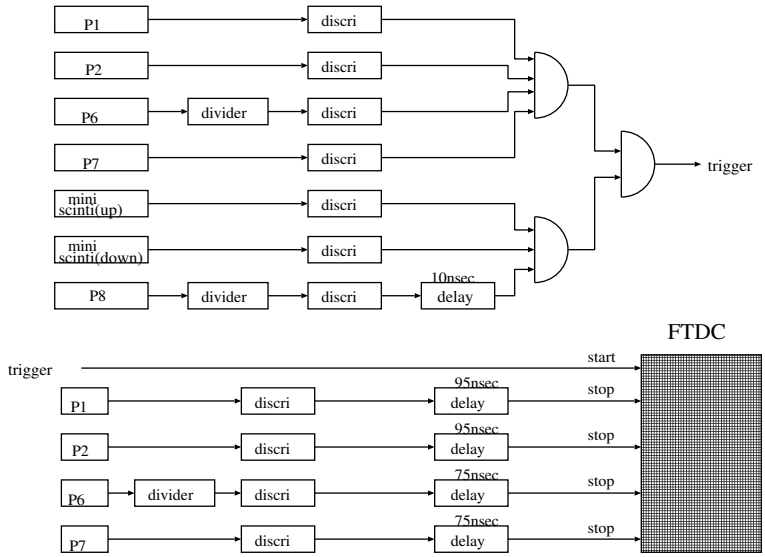

図 5.4: シンチレーター中の光速測定のロジック図

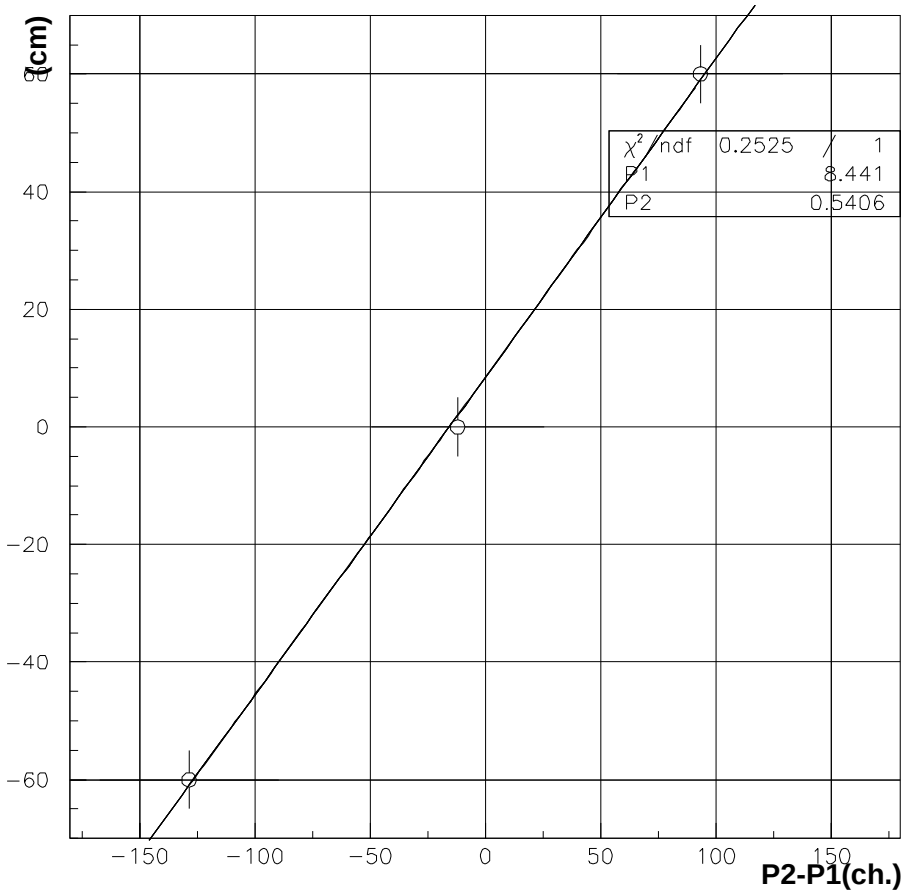

図 5.5: 光の進む距離と FTDC チャンネルとの対応

粒子の通過位置についての補正

まず、得られた $FTDC$ から粒子の通過位置を求める。
P1 と P2 からなるレイヤーについて考える。P1 の $FTDC$ の値を $FTDC_{P1}$、P2 の $FTDC$ の値を $FTDC_{P2}$、シンチレーター中の光速を $c'(\mathrm{cm/sec})$ とする。また、粒子が通過した位置 $x(\mathrm{cm})$ を図 5.6 のように定義する。この時以下の式が成り立つ。

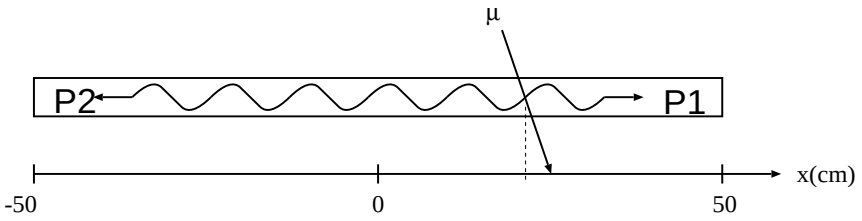

図 5.6: 粒子の通過位置

$$x = c' \times (FTDC_{P2} - FTDC_{P1}) \times 43.36 \times 10^{-12} \times 1/2$$

ここで、$43.36(\mathrm{psec})$ は FTDC1 カウントあたりの時間である (3.5 参照)。この x を用いて得られた $FTDC$ を修正する。真の通過タイミングを表すデータは、得られたデータから光がシンチレーターの中を通ってくる時間分を引けばよい。補正後の $FTDC$ を $FTDC'_{P1}$、$FTDC'_{P2}$ とすると、以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} FTDC'_{P1} &= FTDC_{P1} - (50 + x) \times \frac{1}{c'} \times \frac{1}{43.36 \times 10^{-12}} \\ FTDC'_{P2} &= FTDC_{P2} - (50 - x) \times \frac{1}{c'} \times \frac{1}{43.36 \times 10^{-12}} \end{aligned}$$

以上は P6 と P7 についても全く同様にできる。これで $FTDC$ を、粒子の通過位置に関して補正することができた。

5.2.3 スルーイング補正

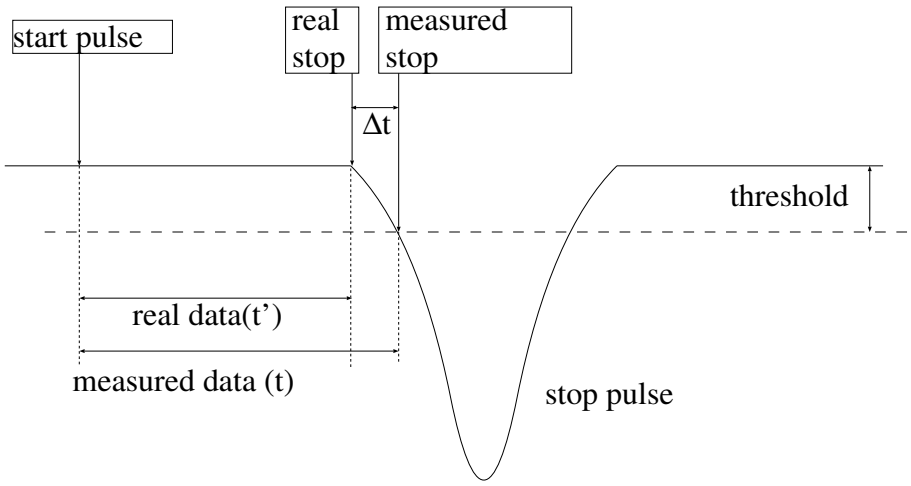

図 5.7: ストップタイミングのずれ

FTDC のストップ信号は PMT からのアナログパルスをディスクリミネーターでロジックパルスに変換したものである。この変換の時に生じるストップのタイミングのずれについて考えねばならない。ディスクリミネーターが変換したロジックパルスのタイミングは、アナログパルスがしきい値を超えたタイミングである。つまり、図 5.7 のように真のストップのタイミングより Δt だけずれてしまう。このためパルスの大きさによって $FTDC$ の値が変わってくる。これをスルーイングという。スルーイングによって時間分解能が悪くなる。
図 5.7 で真の $FTDC$ の値は t' で、実験で得られた $FTDC$ の値は t である。図 5.7 のパルスを底辺一定の三角形で近似すると、Δt は三角形の面積すなわち ADC の値に反比例し、以下の式が成り立つ。

$$\Delta t \simeq \frac{\alpha}{ADC}$$

ここで α は比例定数である。一方、

$$t = t' + \Delta t$$

だから、

$$t = \frac{\alpha}{ADC} + t'$$

となり、得られた $FTDC$ と $1/ADC$ を直線でフィットして傾き α を求めれば、ずれ Δt がわかる。
以上のことはストップパルスに限定して考えてきたが、スタートパルスのスルーイングについても同様にできる。スタートパルスは P8 のパルスのタイミングで出るようにしてあるので、スタートパルスのスルーイング補正には P8 の α を用いた。
結局、スタートパルスとストップパルスを考慮した、n 番目の PMT(Pn) のスルーイング補正の式は以下のようになる。

$$FTDC'_{Pn} = FTDC_{Pn} - \frac{\alpha_{P8}}{ADC_{P8}} - \frac{\alpha_{Pn}}{ADC_{Pn}}$$

ここで、$FTDC_{Pn}$ は得られた Pn の $FTDC$ を、$FTDC'_{Pn}$ は真の Pn の $FTDC$ を、α_{Pn} は Pn の α を表す。
第 2 項がスタートパルスの、第 3 項がストップパルスのスルーイング補正項である。
図 5.8、図 5.9 に一例として P6 のスルーイング補正前後の $FTDC$ と $1/ADC$ の関係について示しておく。また全ての PMT の α は表 5.3 に示す。

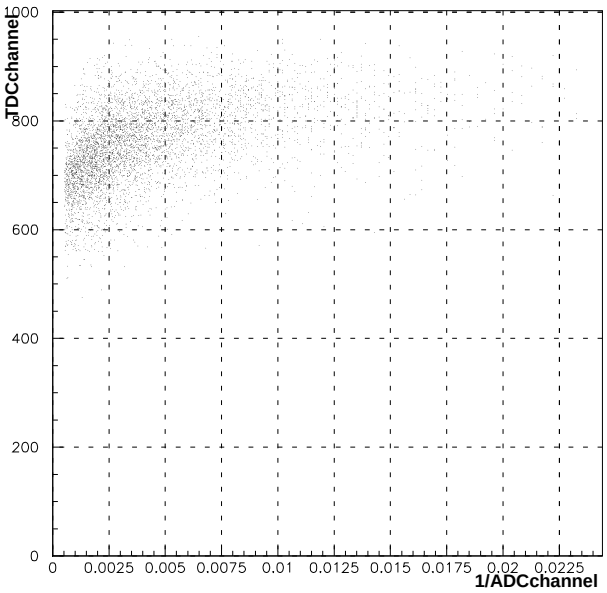

図 5.8: スルーイング補正前

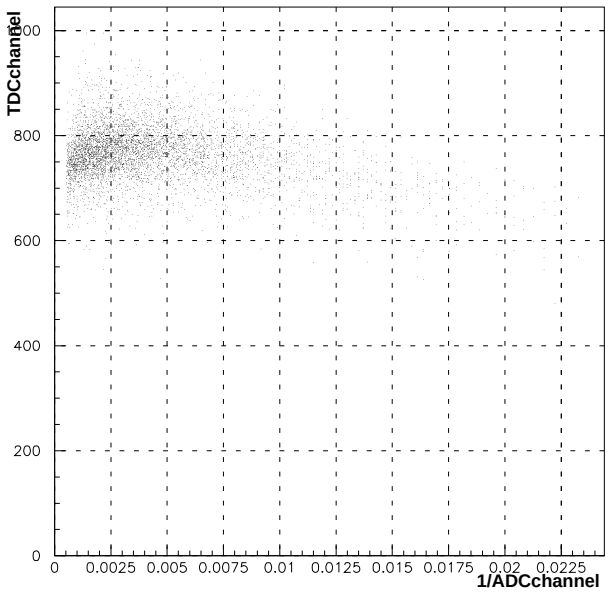

図 5.9: スルーイング補正後

PMT	Δt(ch.)
α_{P1}	22455
α_{P2}	20013
α_{P3}	19612
α_{P4}	26440
α_{P5}	17541
α_{P6}	21327
α_{P7}	727
α_{P8}	-31066

表 5.3: 各 PMT の α

5.2.4 TOF の算出

以上の 3 つの補正をした $FTDC$ から TOF を求める。TOF とは P8 と各 PMT との $FTDC$ の差である (図 2.2 参照) から、Pn の TOF は以下のようになる。

$$TOF_{Pn} = FTDC_{P8} - FTDC_{Pn}$$

さらに TOF_{P1} から β を求めることもできて、

$$\beta = \frac{6.0}{TOF_{P1} \times 43.36 \times 10^{-12}} \times \frac{1}{2.99 \times 10^{8}}$$

となる。6.0 は検出器上部と下部間の距離である。

5.2.5 イベント選択

これで、各イベントについて粒子の速度を求めることができた。次にしなければならないのは、各イベントがどんなイベントであるのかオフライン解析で判断することである。そこで図 5.10 のように、イベントを分類した。
第一段階では全てのトリガーにかかったイベントを、ノイズと観測したいイベント (すなわち上部 、中

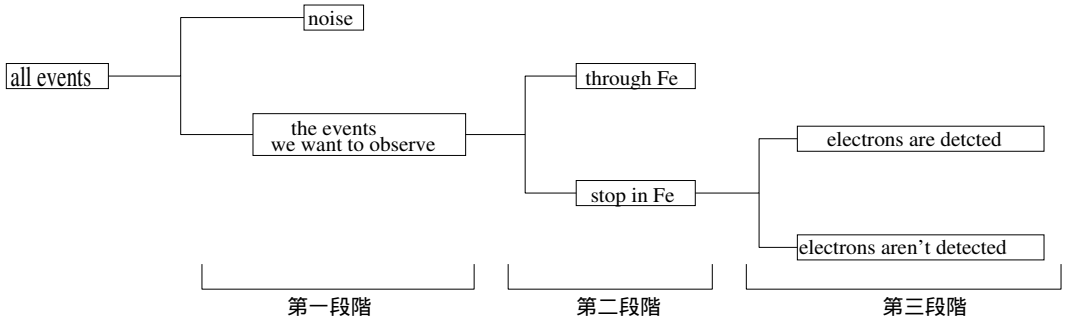

図 5.10: イベント選別

部、下部と通ってきた粒子) とに分ける。第二段階では観測したいイベントを、鉄で止まったものと止まらなかったものに分ける。そして第三段階では止まったものを、電子が検出されたものとされなかったものに分ける。
各段階ごとの具体的な選別方法を示す。

(1) 第一段階
以下の条件を 1 つでも満たすものはすべてノイズと判断した。

- $FTDC$ のどれか 1 つでも 0 である。
- P4 を除く $FTDC$ のどれか 1 つでもオーバーフロー ($FTDC$ カウントが 3000 以上) している。
- P4 の $FTDC$ がオーバーフローしていない。
- ADC のどれか 1 つでもオーバーフロー (ADC カウントが 1900 以上) している。
- ADC のどれか 1 つでもペデスタルより小さい。
- P4 の ADC がペデスタルでない。
- P1 の TOF が P3、P6 の TOF のどちらかより小さい。つまり上部、中部、下部の順番でなっていない。

- P3 の TOF が P6 の TOF より小さい。つまり上部、中部、下部の順番でなっていない。
- P6 の TOF が 144.7 以上もしくは −158.1 以下である。つまり P6 と P8 が全く別のタイミングでなった可能性が大きい。
  このカットは観測したいイベントまでノイズと判断してしまう恐れがある。しかしノイズをつかむのを避けるためあえてつけた。ノイズでないと判断した範囲 (144.7∼158.1) は TOF_{P6} の分布 (図 5.11) を見て中心値から 4σ にした。

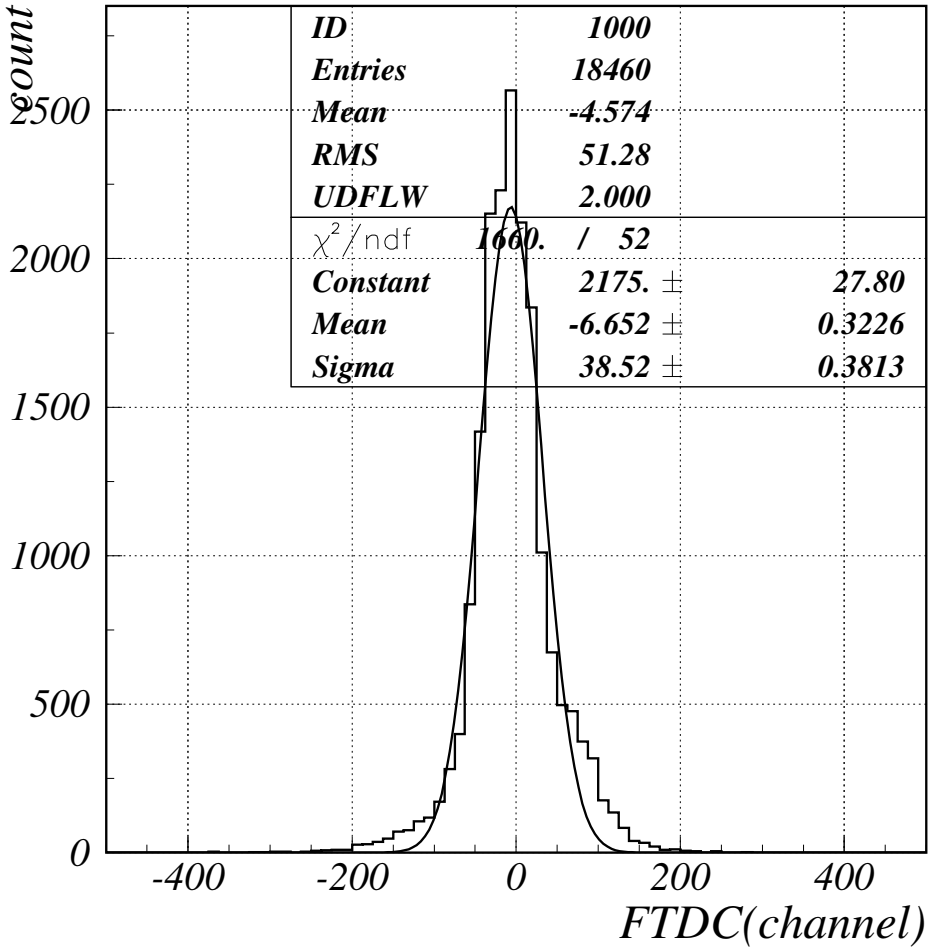

図 5.11: TOF_{P6} の分布

(2) 第二段階
観測したいイベントのうち、以下の条件をすべて満たすイベントを鉄で止まったものと判断した。

- P9、P10、P11 の ADC がすべてペデスタルである。
- $ADC_{P1} \times ADC_{P2}$ が $ADC_{P6} \times ADC_{P7}$ より小さい。
  この意味を説明する。
  両覗きのレイヤーにおいて、両側の PMT の ADC の積の平方根は、通過粒子がシンチレーター中で落すエネルギーに比例する [4]。また、Bethe-Bloch の公式より粒子の速度が遅いほど (特に止まる寸前) シンチレーターで落とすエネルギーは大きい。

この 2 点を考慮すると、この実験において、鉄で止まったイベントはこのような条件をみたすはずである。

(3) 第三段階
鉄で止まったイベントのうち、次の条件をすべて満たすものを、電子が検出されたイベントと判断した。

- P7 と P8 のコインシデンスまたは P9 と P10 のコインシデンスの $STDC$ の値が 40 カウント (804.8nsec) 以上 1000 カウント (2012nsec) 以下である。
  40 カウント以上でなければならないのは、ダブルパルスでストップがかからないようにするためである。
  また、電子が検出されない時すなわちストップパルスがこない時は、スタートパルスを 20μsec($STDC$ 約 1000 カウント) 遅らせたパルスでストップがかかるようにしている。(STDC ロジック参照。) よって、1000 カウント以上のものは除外しなければならない。

この結果、ノイズは別として観測したいイベントを 3 つのグループにわけることができる。

(1) 鉄で止まらなかった粒子 (17966 イベント)

(2) 鉄で止まった粒子 (199 イベント)

(3) 鉄で止まり、かつその後電子が検出された (μ-e 崩壊が観測された) 粒子 (6 イベント)

の 3 つである。それぞれのグループで速度分布をとると (1) のグループより (2) のグループの方が遅くなることが予想される。また、(3) のグループからミューオンの寿命を求めることができる。

5.3 寿命の算出

ミューオンの寿命の求め方を示す。μ-e 崩壊と思われるイベント数が 6 イベントと少ないので小数統計に対して有効な最尤法 (maximum likelihood method) を使った [5]。
likelihood 関数 $\mathcal{L}(\tau)$ として、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\tau) &= \prod_{i=1}^{6} \mathcal{P}_i(\tau) \\ \mathcal{P}_i(\tau) &= \frac{\tau^{-1}\exp(-\frac{t_i}{\tau})}{\exp(-\frac{t_{min}}{\tau}) - \exp(-\frac{t_{max}}{\tau})} \end{aligned}$$

と定義される。ただし t_i は STDC で測定された各イベントの崩壊時間である。また t_{max} 及び t_{min} はそれぞれ実験で得られた崩壊時間の最大値と最小値である。
最尤法では関数 $\mathcal{L}(\tau)$ が最大になるときの τ の値が最も適当な値であると推定される。したがって微分した値が 0 に等しいとする方程式

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau}\log\mathcal{L}(\tau) &= \sum_{i=1}^{6}\frac{d}{d\tau}\log\mathcal{P}_i \\ &= 0 \end{aligned}$$

を解けばよい。対数をとってあるのは、各イベントの積を和に直すことによって微小化を抑えるためである。
こうして得られたミューオンの寿命 τ_μ は、

$$\tau_\mu = 2.7^{+1.5}_{-0.9}(\mu\text{sec})$$

である。likelihood 関数 $\mathcal{L}(\tau)$ の形は図 5.12 に示す。

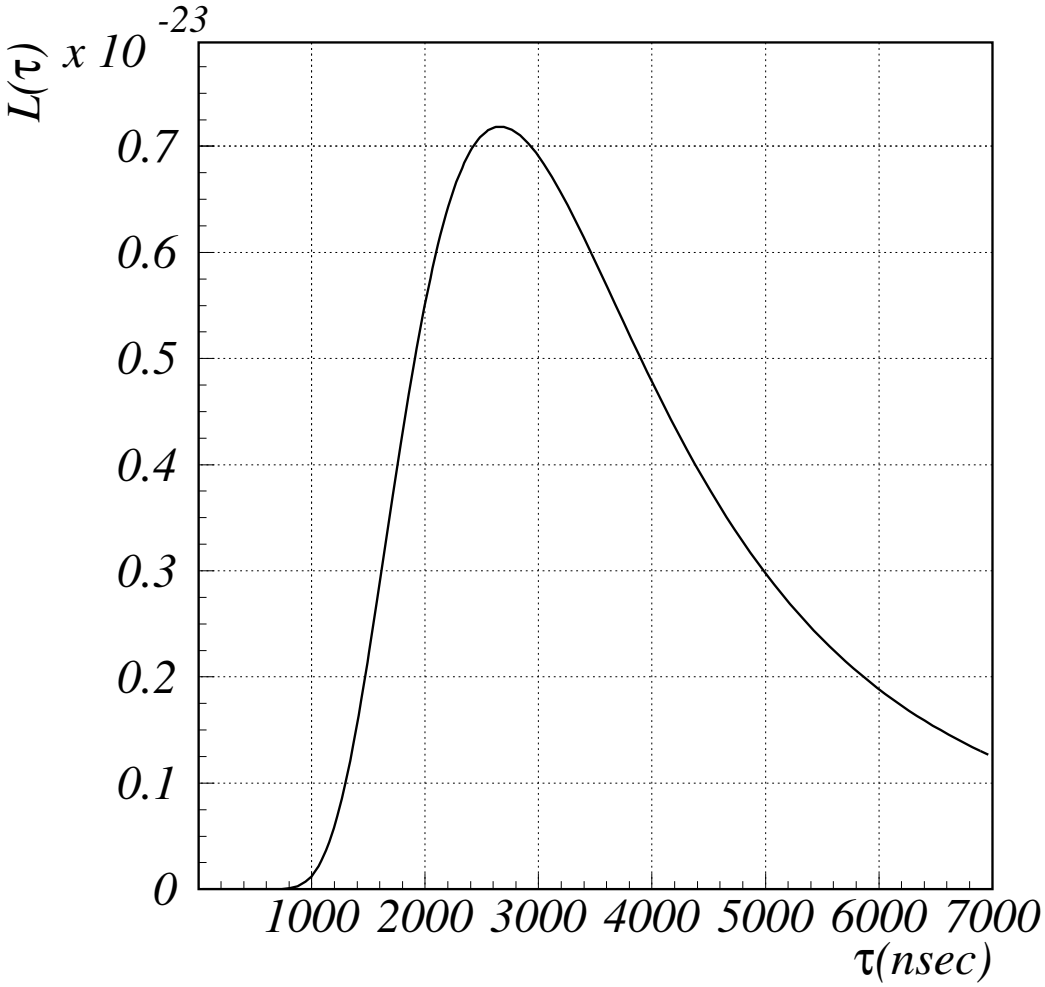

図 5.12: $\mathcal{L}(\tau)$

第6章　結果、考察

この章では先に述べた解析方法に従って求めた TOF 分布、β 分布を示す。そして、それらの分布と、分解能、速度、寿命についての考察をする。また、フラックスの角度依存性についても述べる。

6.1　粒子の速度分布

データ解析の章で述べたような方法で求めた TOF 及び β 分布を図 6.1、図 6.2 にそれぞれ示す。黒がノイズを除いた全イベント (全有効イベントと呼ぶ)、赤が鉄で止まったイベント、青が μ-e 崩壊が観測されたイベントである。

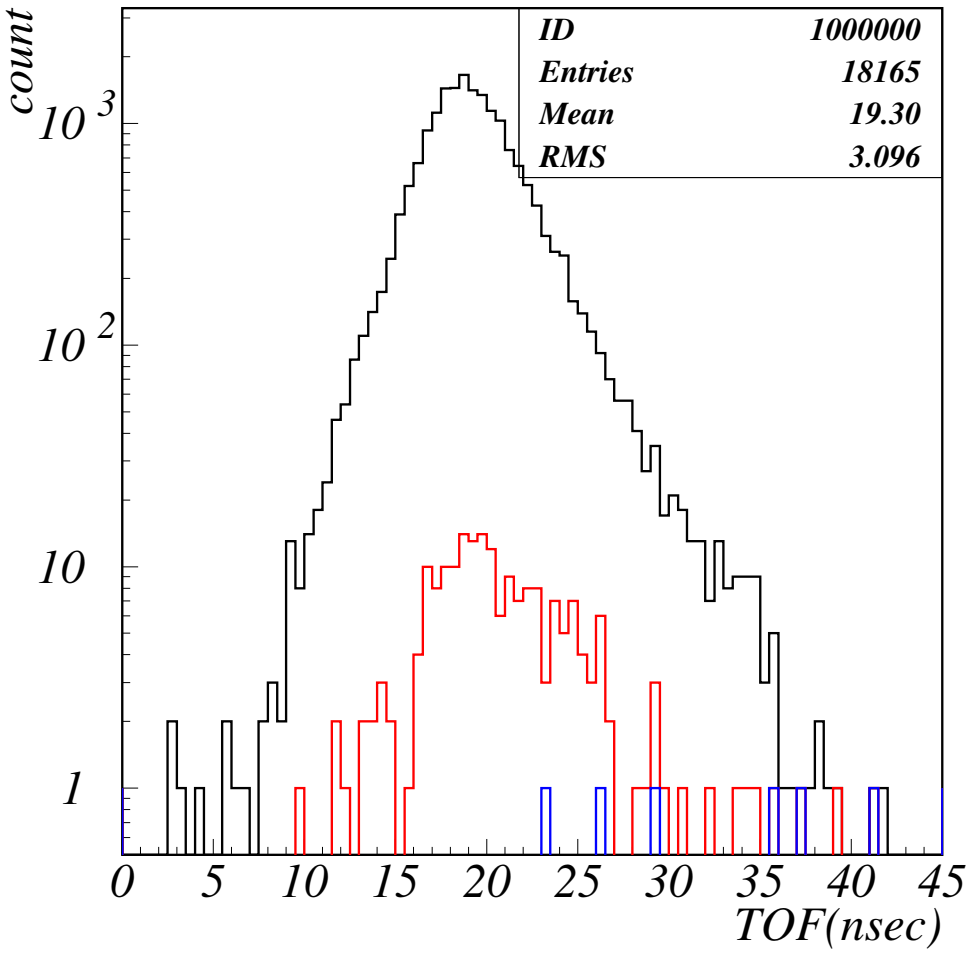

図 6.1: TOF 分布 (黒 : 全有効イベント、赤 : 鉄で止まったイベント、青 : μ-e 崩壊が観測されたイベント)

この分布に関していくつか考察する。

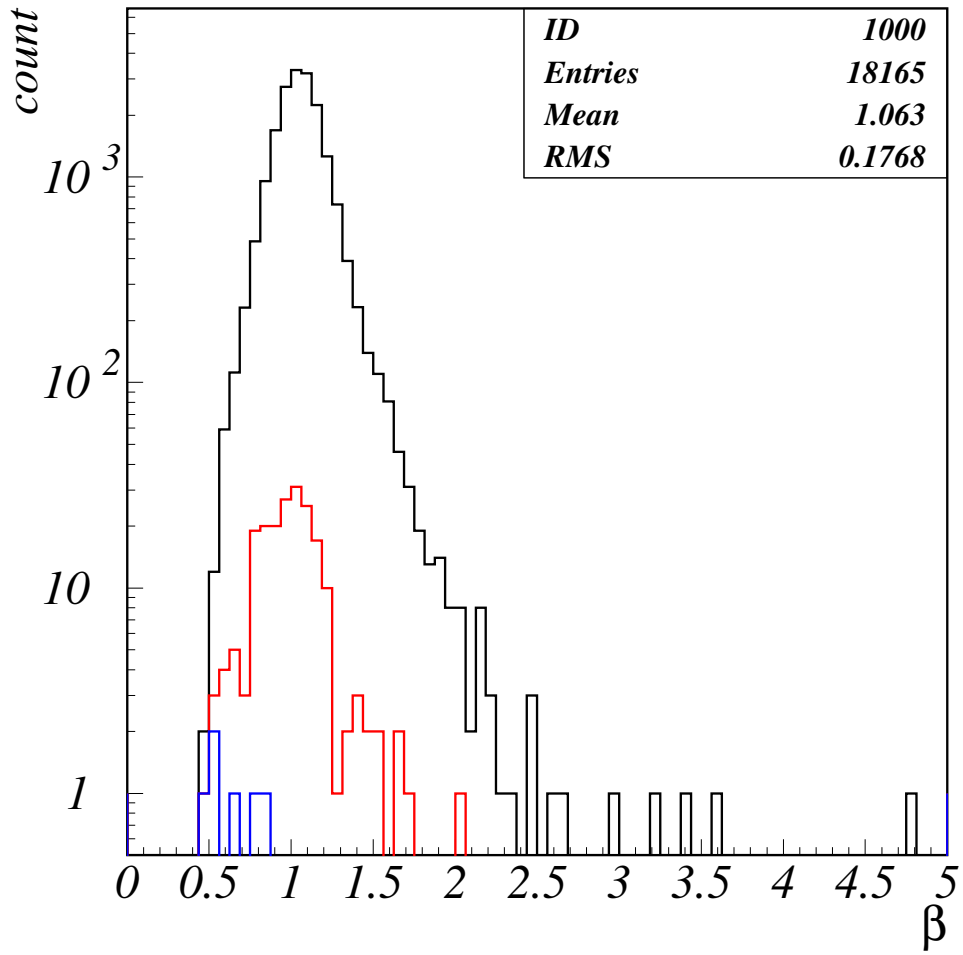

図 6.2: β 分布 (黒：全有効イベント、赤：鉄で止まったイベント、青：μ-e 崩壊が観測されたイベント)

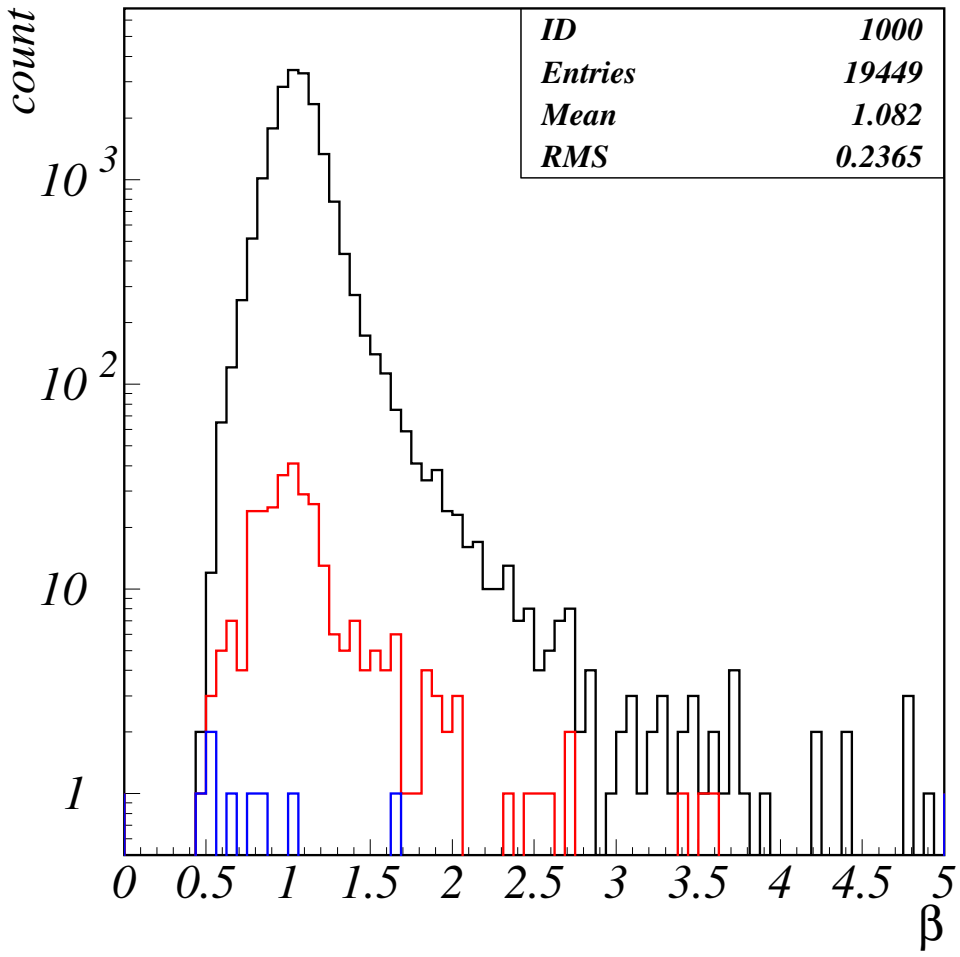

図 6.3: β 分布:ノイズカット (5.2.5.(1) の 7 番目と 8 番目の条件) なし

- 全有効イベントの β 分布はシミュレーションのもの (図 4.9) と高速度側のテールを除いて一致している。従って大部分のミューオンの速度はほぼ光速であると言える。

- 全有効イベントの β 分布で、シミュレーションに比べて高速度側にテールをひいている。この原因は、まだノイズをカットしきれていないからだと考えられる。図 6.3 にノイズカットの一部 (5.2.5.(1) の 7 番目と 8 番目の条件) をかけていないイベントの β 分布を示す。これと図 6.2 を比べてみると高速度側にノイズが多くあるのがわかる。
  これから類推すると、すべてのノイズをカットすると高速度側のテールはおそらく無くなるのではないだろうか。

- μ-e 崩壊が観測されたイベントの β の分布範囲は 0.49∼0.87 とシミュレーションのストップミューオンのものとほぼ一致している。従って寿命と合わせて、我々が観測したのは μ-e 崩壊であると言える。

- 全有効イベントと、鉄で止まったイベントの β 分布の中心値がほとんど同じである。これはシミュレーションの β 分布と矛盾しているように見える。
  この原因は、鉄で止まっていないイベントの一部を止まったと判断してしまっている所にある。それは、図 4.8 の detectorB のように P9、P10、P11 をならすことなくつきぬけていくイベントである。このようなイベントはシミュレーションによると全有効イベントの 0.62%ある (表 4.7)。すなわち今回の実験では 113 イベントある。これは鉄で止まったイベントの 56.8%にあたる。つまり、5.2.5.(2) で鉄で止まったと判断したイベントのうち半分以上は実際には止まっていない。これを避けるためには図 4.8 の detectorB のように下部のサイドにも検出器を配置する必要があった。

6.2 速度と分解能

この実験において、時間分解能は全有効イベントの TOF の分布の σ で与えられる。図 6.4 に TOF 分布を Double Gaussian でフィットしたものを示す。これから分解能すなわち σ は 2.86nsec である。(図 6.4 から σ の求め方は後述。)
またこの分布の中心値は 19.24nsec である。これは速度に直すと $\beta = 1.04^{+0.18}_{-0.13}$ である。これは突き抜けミューオンの速度を表す。
一方、ストップミューオン (μ-e 崩壊が観測されたミューオン) は 6 イベントと少ないので統計的に扱うことは困難である。そこで 6 イベントすべての速度を示すと、β =0.49, 0.54, 0.56, 0.69, 0.76, 0.87 である。これらの平均と最大値、最小値から、ストップミューオンの速度は $\beta = 0.65^{+0.22}_{-0.16}$ と書ける。

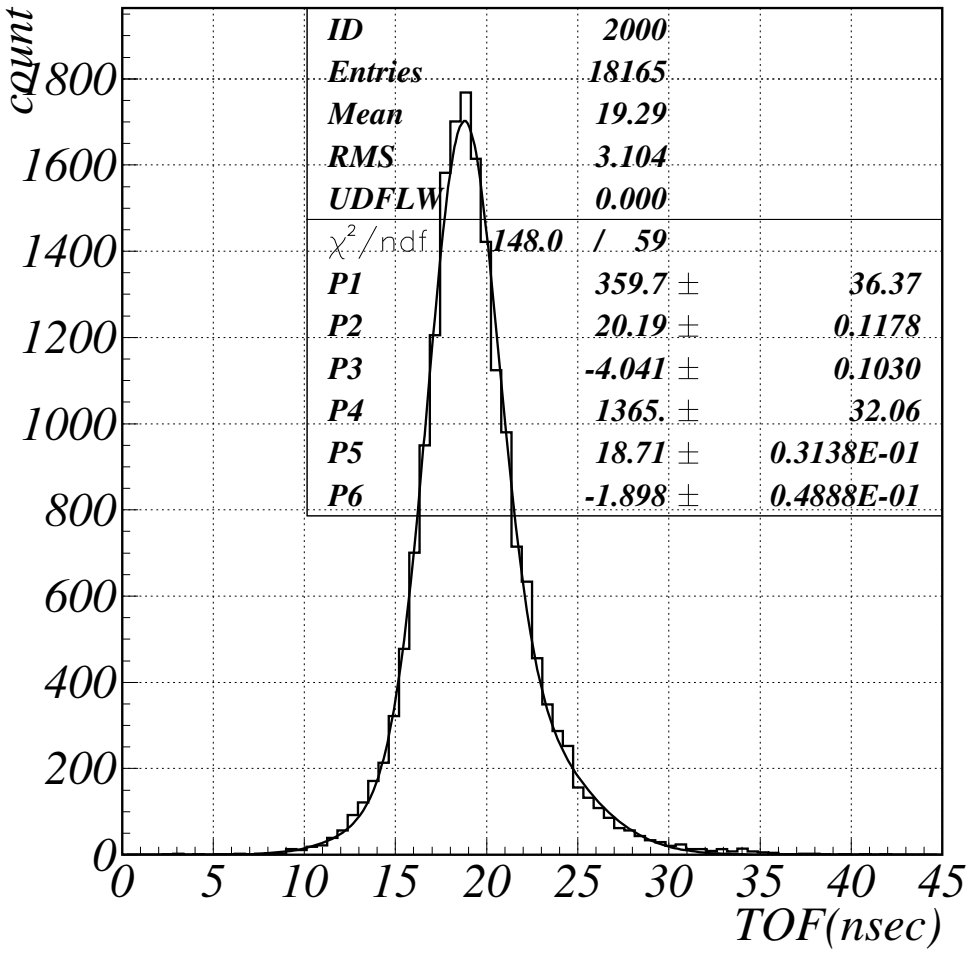
count
TOF(nsec)
ID 2000
Entries 18165
Mean 19.29
RMS 3.104
UDFLW 0.000
χ²/ndf 148.0 / 59
P1 359.7 ± 36.37
P2 20.19 ± 0.1178
P3 -4.041 ± 0.1030
P4 1365. ± 32.06
P5 18.71 ± 0.3138E-01
P6 -1.898 ± 0.4888E-01

図 6.4: TOF 分布

Double Gaussian の σ の計算方法

上で Double Gaussian の σ を図 6.4 から 2.86nsec と求めた。求め方を説明する。
まず、図 6.4 の 6 つのパラメータ (P1∼P6) について説明する。Double Gaussian のフィッテイングでは 2 つの Gaussian を重ね合わせたものでフィットしている。P1∼P3 が 1 つ目の Gaussian のパラメータである。P1 は 1 つ目の Gaussian のピーク値、P2 は 1 つ目の Gaussian のピーク位値、P3 は 1 つ目の Gaussian の σ を表す。P4∼P6 が 2 つ目の Gaussian のパラメータで、意味はそれぞれ 1 つ目のものと同様である。
P1∼P6 を用いて Double Gaussian の σ を求める計算式は以下の通り。

$$\sigma = \sqrt{P6^2 \cdot f + P3^2 \cdot (1-f)}$$

ただし、

$$f = \frac{P4 \cdot P6}{P4 \cdot P6 + P1 \cdot P3}$$

である。

6.3 寿命に関しての考察

このセクションでは、鉄中のミューオンの寿命の理論値の求め方、鉄の上下の対称性、及び PMT のダブルパルスについて述べる。

6.3.1 ミューオンの寿命の予想値の求め方

この実験で観測している二次宇宙線中のミューオンは μ^+ と μ^- が混ざったものである。そのため、5.2 で求めた寿命は μ^+ と μ^- が混合した見かけの寿命である。そこでこの見かけの寿命の理論的な予想値を求めてみる。
鉄中の μ^+ と μ^- の寿命は、それぞれ [3]、[2] より

$$\begin{aligned} \tau_{\mu^+} &= 2197 \pm 0(nsec) \\ \tau_{\mu^-} &= 206.0 \pm 1.0(nsec) \end{aligned}$$

また二次宇宙線中の μ^+ と μ^- の比は [3] より

$$\mu^+ : \mu^- = 1.25 : 1$$

である。
しかし今回の実験では 5.1.5.(3) の通り、$STDC$ が 40 カウント (804.8nsec) 以下のものはカットしている。そのため正確な μ^+ と μ^- の比は

$$\begin{aligned} \mu^+ : \mu^- &= 1.25 \times \exp\left(-\frac{804.8}{2197}\right) : 1 \times \exp\left(-\frac{804.8}{206.0}\right) \\ &= 0.87 : 0.02 \end{aligned}$$

となる。これらからミューオン全体の見かけの寿命 τ_μ は、

$$\tau_\mu = 2197 \times \frac{0.87}{0.87+0.02} + 206.0 \times \frac{0.02}{0.87+0.02} = 2150(nsec)$$

となる。同様にもし 20 カウント以下で $STDC$ をカットすると $\tau_\mu = 1960(nsec)$、10 カウントだと $\tau_\mu = 1700(nsec)$ となる。
実際 5.2 で求めた寿命はこの予想値とあっており、我々が観測したものは μ-e 崩壊といえる。

6.3.2 ダブルパルスと鉄の上下の対称性について

今回の実験では 5.2.5.(3) の通り、$STDC$ が 40 カウント (804.8nsec) 以下のものをカットした。この値 (40 カウント) の妥当性について考えてみる。
観測される μ-e 崩壊の数は鉄の上と下でほぼ対称になるはずである。なぜなら鉄は強磁性体で、鉄の上下の非対称性の原因となるミューオンの偏極を打ち消してしまうからである。また、$STDC$ カットの値を変化させた時の、鉄の上下で観測される μ-e 崩壊と思われるイベントの数を表 6.1 に示す。ところ

$STDC$ カットの値 (カウント)	鉄の上 (イベント)	鉄の下 (イベント)	比 (鉄の上:鉄の下)
10	18	3	6:1
20	11	3	3.7:1
30	6	2	3:1
40	4	2	2:1
50	3	2	1.5:1
60	3	2	1.5:1
70	3	2	1.5:1

表 6.1: 鉄の上下で観測された μ-e 崩壊のイベント数

が、この表で μ-e 崩壊と思われるイベントのうち鉄の上へ抜けるイベントについては、PMT からのダブルパルスに起因するものがあることがわかっている。そこでそのようなイベントを $STDC$ カットで除かなければならない。
なお、鉄の下の検出器では、ダブルパルスの元となるパルスがないため、ダブルパルスは出ない。このことを考慮し、この中から最適なカットの値を決めなければならない。満たすべき条件は次の三つである。

- ダブルパルスはカットしなければならない。
- 本物の μ-e 崩壊はカットしてはならない。
- μ-e 崩壊の数は鉄の上と下でほぼ 1:1 になっているはずである。

この三つを考慮して、最適なカットの値は 40 カウントであると判断した。50 カウントの方が正しいという可能性もあるが、イベント数が少ないので判断が困難である。

6.4 ミューオンのフラックスの角度依存性

次に、ミューオンのフラックスの角度依存性について考察する。1998 年度長島研究室 4 年生卒業実験において、ミューオンのフラックスが天頂角 θ に依存し、$\cos^2\theta$ に依存するとしても矛盾がないことを調べている。ここでは 98 年度の実験結果と比較しながら我々の実験結果を示す。

6.4.1 突き抜けミューオン

下の表は 98 年度の実験データと我々の観測データを示したものである。ボールド体で示したものが我々の観測したデータである。また図は 98 年度のデータに基づいてミューオンのフラックスの角度依存性を $\cos^2\theta$ と直線でそれぞれ近似したものである。

イベント数	測定時間 (sec)	$\cos\theta$	$flux \times 10^{-3}(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}\mathrm{sr}^{-1})$
67335	81675	$0.99^{+0.01}_{-0.00}$	11.75 ± 0.03
53600	81675	$0.97^{+0.03}_{-0.02}$	10.71 ± 0.03
32153	81675	0.89 ± 0.04	9.66 ± 0.03
18165	**2394396**	$\mathbf{0.46 \pm 0.02}$	$\mathbf{2.13 \pm 0.04}$
5721	172779	0.18 ± 0.03	0.286 ± 0.002

表 6.2: 観測されたデータ

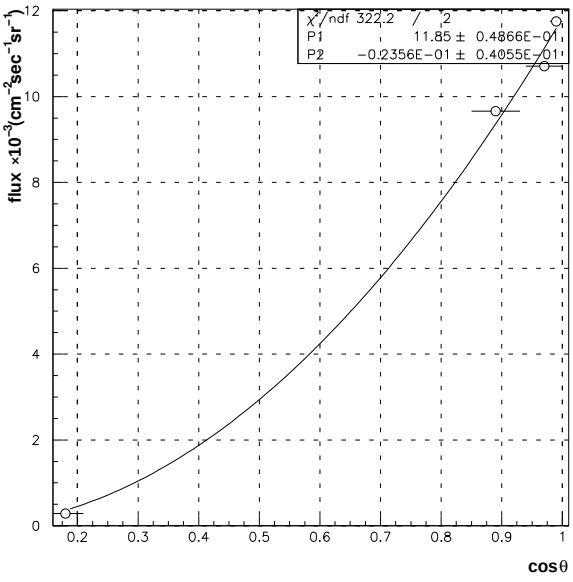

図 6.5: μ のフラックス : $\cos^2\theta$ で近似

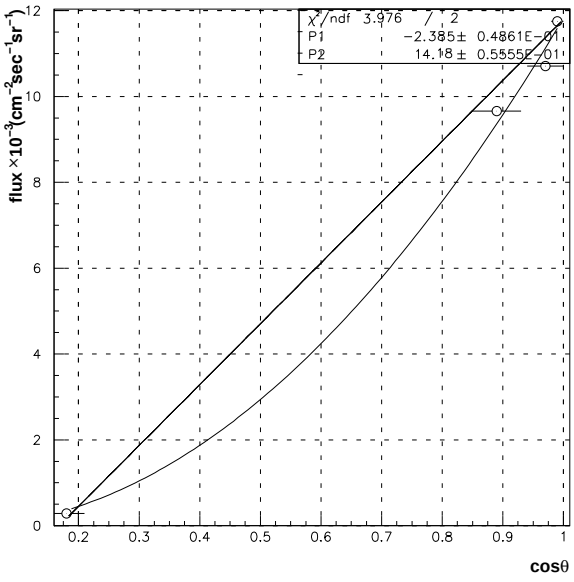

図 6.6: μ のフラックス : 直線で近似

これを見るとミューオンのフラックスは直線でもよい近似になっていて、$\cos\theta$ に依存するとしても全く矛盾がないように思える。そこで図 4.4 で示したように、我々の検出器に入るミューオンの入射角は $\cos\theta = 0.46$ 付近に分布しているため我々の観測で得られた値を入れて、どちらがよりよい近似であるかを確認できる。そこで我々の観測データも含めたミューオンのフラックスを $\cos^2\theta$ と直線で近似したものを示す。

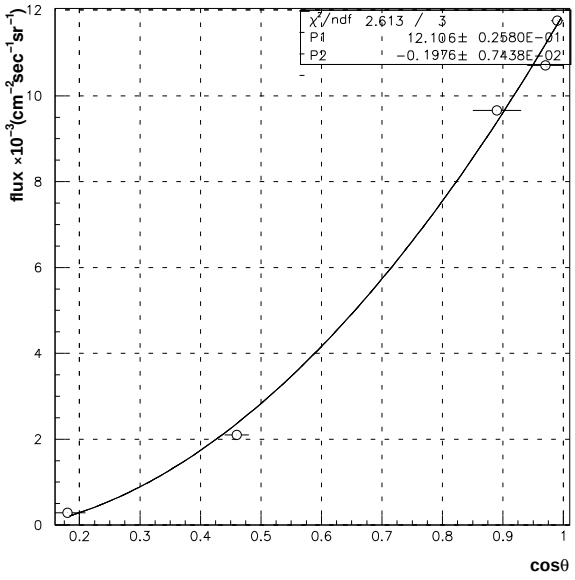

図 6.7: μ のフラックス : $\cos^2\theta$ で近似

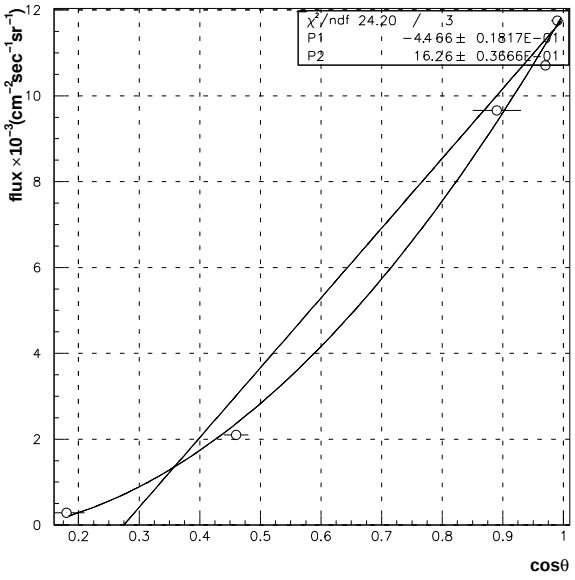

図 6.8: μ のフラックス : 直線で近似

ただしそれぞれのフラックスの値は検出器の検出効率を考慮している。これを見ると、今度は直線で近似した場合には $\cos^2\theta$ による近似と比較して適当ではないと考えられる。98 年度のデータだけでは $\cos\theta = 0.5$ 付近に値がないため、直線による近似がよいのか $\cos^2\theta$ による近似がよいのか判断がつかないが、我々の観測データを加えることでミューオンのフラックスが $\cos^2\theta$ に依存することに矛盾しないことがより精度よく確認された。

6.4.2 ストップミューオン

同様にストップミューオに関する我々の観測データをを 98 年度のものと一緒に表にし、それを $\cos^2\theta$ で近似したものを示す。

イベント数	測定時間 (sec)	$\cos\theta$	$flux \times 10^{-6}(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}\mathrm{sr}^{-1})$
510	1452866	$0.99^{+0.01}_{-0.00}$	5.00 ± 0.19
462	1452866	$0.97^{+0.03}_{-0.02}$	5.16 ± 0.20
265	1452866	0.89 ± 0.04	4.48 ± 0.23
6	**2394396**	$\mathbf{0.46 \pm 0.02}$	$\mathbf{0.703 \pm 0.227}$
45	6482715	0.18 ± 0.03	0.121 ± 0.018

表 6.3: 観測されたストップ μ のデータ

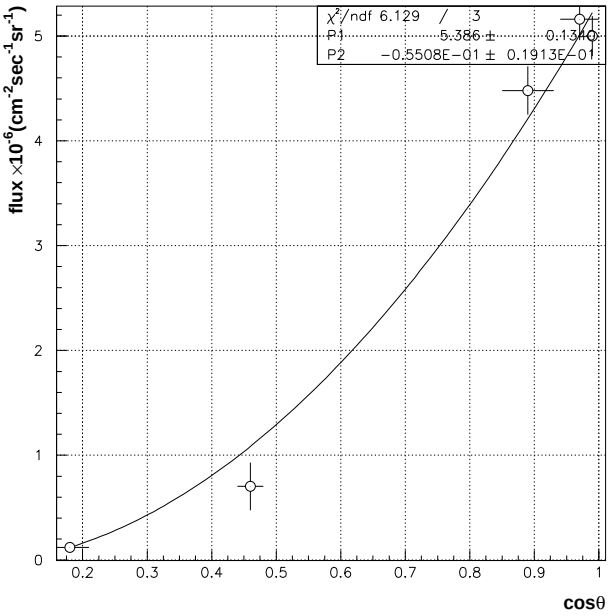

図 6.9: ストップ μ のフラックス : $\cos^2\theta$ で近似

ストップミューオンに関しては、観測されたイベント数が非常に少ないためエラーの幅が大きくなってしまっているが、やはり $\cos^2\theta$ に依存すると考えても矛盾はない。ただ、98 年度のデータと今回我々が観測したデータはストップミューオンとしての条件が異なるため単純には比較できない。具体的には次のような違いがある。

1. ストップの条件の違い
   98 年度の卒業実験ではストップミューオンはプラスティックシンチレーター中で崩壊するようなイベントを選んでいるが、我々は鉄中で崩壊するイベントを観測した。

2. STDC の考察
   98 年度は $STDC$ の値として 0∼200nsec のものは取り除いているが、我々の実験では 0∼800nsec までのデータを取り除いた。

以上のことからミューオンのフラックスは $\cos^2\theta$ に依存するとしても矛盾がないことがいえる。

第7章　結論

我々は宇宙線ミューオンの地上付近での速度及びフラックスの天頂角分布を測定した。
結果として、

800MeV 以上のエネルギーを持って我々の検出器に入ったミューオン (突き抜けミューオン) の速度

$$\beta = 1.04\ ^{+0.18}_{-0.13}$$

145MeV∼168MeV のエネルギー範囲で検出器に入ったミューオン (ストップミューオン) の速度

$$\beta = 0.65\ ^{+0.22}_{-0.16}$$

を得た。
またミューオンのフラックスは天頂角 θ に依存し、特に $\cos^2\theta$ に依存するとしても矛盾しないことを確認した。

　今回の実験ではシャワーと思われるイベントが多く観測され、今回結果を出すために用いたデータに関してもそのようなイベントが存在していると思われる。検出器の改良により、そうしたイベントをより少なくすることが必要である。また、実験開始時の予想よりも求めるイベントの数が少なかったため、今回十分なデータを得ることができなかった。これからさらに測定に時間をかけより多くのデータを解析する必要がある。

関連図書

[1] 小田 稔 著、宇宙線 (裳華堂)

[2] 1996 年度長島研究室 4 年生卒業論文

[3] 1998 年度長島研究室 4 年生卒業論文

[4] 1999 年度長島研究室 4 年生卒業論文

[5] PHILIP R.BEVINGTON D.KEITH ROBINSON
DATA REDUCTION AND ERROR ANALYSIS FOR THE PHSYCAL SCIENCES (McGraw-Hill)

[6] 1997 年度長島研究室 4 年生卒業論文

[7] THOMS K. GAISSER
Cosmic Rays and Particle Physics (Cambridge University Press)

[8] DAVID GRIFFITHS
INTRODUCTION TO ELEMENTARY PARTICLES (WILEY)

[9] Donald H.Perkins
INTRODUCTION TO HIGH ENERGY PHYSICS (Addison-Wesley)

謝辞

まず初めに、今回このような実験を行なう機会と物理学を始めとした様々な教養を我々に与えて下さった長島順清先生に深くお礼申し上げます。長島研究室最後の 4 年生であることを誇りに思っております。

瀧田正人先生には、とてもユニークな視点で我々の実験に対してのアドバイスをしていただきました。また時には我々に大変興味深いお話をして下さいました。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、多忙の中我々の実験に対して先につながる指導をしていただきました。どうもありがとうございました。
また久野良考先生とはあまり接する機会はありませんでしたが、これからお世話になることと思います。よろしくお願い致します。

David John Jackson さんには、時に我々の話し相手になっていただき、英語に関しても教えていただきました。ありがとうございました。

秘書の續木佐知子さんには、事務関係のことで大変お世話になりました。また気軽に我々に話しかけてくださり、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住澤さん、吉田さん、柳幸さん、北條さん、小寺さん、新田さん、原さん、三宅さん、修士課程に在学中の梶山さん、田子森さん、松本さん、石川さん、大藤さん、坂下さん、橋本さんには実験のことから日常的なことまであらゆるめんでお世話になりました。
特に、北條さん、新田さん、三宅さん、田子森さん、坂下さんには実験に関することやコンピュータのことなど大変お世話になりました。
先輩方の仕事の手をとめてしまうことも何度もありましたが、快く教えて下さいました。本当にありがとうございました。

最後に、原隆宣先生には、多忙にもかかわらず、実験や物理学のことからコンピュータまで何も知らない我々に丁寧に教えていただき心から感謝しております。本当にありがとうございました。