１９９４年度 長島研４年生卒業実験

プラスチック シンチレーターを用いた
宇宙線中の分数電荷粒子の探索

上條 康一　　草野 晃　　十河 正典　　竹貝 朋樹　　中島 康行

概要

プラスチックシンチレーターを用いて、 地表面に届く宇宙線中の分数電荷粒子の探索をおこなった。
結果は、測定器の分解能の悪さから μ粒子だと思われる candidate をつかんでしまったが、分数電荷粒子の地表面での flux の upper limit を求めた。

目 次

1 INTRODUCTION **1**

2 検出器のデザイン **4**

2.1 概略 4
2.2 アクセプタンスとシンチレーターの配置 4
2.3 ADC 及び TDC 6
2.4 PMT 及び高電圧電源 6
2.5 トリガー 7

3 解析の方法 **12**

3.1 粒子の通過位置 x の求め方 12
3.2 粒子の入射角θの求め方 13
3.3 βの求め方 13
3.4 dE/dx の求め方 15
3.4.1 ペデスタル 15
3.4.2 補正について 15
3.4.3 平均の取り方 18

4 測定器の性能 **20**

4.1 概要 20
4.2 Calibration DATA 20
4.3 時間の分解能 21
4.3.1 TDC の CALIBRATION 21
4.3.2 Time Walk の補正 22
4.3.3 シンチレーター中での光速及び位置分解能 27
4.3.4 βの分解能 30
4.4 dE/dx の分解能 33
4.4.1 introduction 33
4.4.2 ペデスタルの測定 33

4.4.3 Landau 分布と分解能 34
4.4.4 位置依存性の補正 35
4.4.5 calibration の結果及び dE/dx の分解能 38
4.5 装置の測定範囲 39
4.6 Efficiency について 39

5 解析及び結果 **43**
5.1 DATA 43
5.2 event selection 43
5.3 結果 45
5.3.1 flux の計算 45

6 結論 **52**

A 測定器の製作 **54**

B マイラーの巻き方 **56**

参考文献 **58**

謝辞 **59**

図 目 次

1.1 bethe-bloch の式 3

2.1 検出器の全体図 5
2.2 DATA TAKING SYSTEM 6
2.3 装置の acceptance 8
2.4 Plateau 曲線 9
2.5 Trigger Logic 10
2.6 回路図 11

3.1 PMT に届く光の時間差 13
3.2 TOF(Time of Flight) 14
3.3 β のフィット 15
3.4 μ粒子の通過位置 17
3.5 simulation による比較 19

4.1 set up 図 21
4.2 TDC calibration setup 図 22
4.3 TDC1 23
4.4 TDC2 23
4.5 Time walk 25
4.6 1/ADC との相関 26
4.7 Time walk 補正前 28
4.8 Time walk 補正後 28
4.9 Time walk 補正前と補正後の比較 29
4.10 シンチレーター中の光速 30
4.11 βの分布 32
4.12 Landau 分布 34
4.13 位置による光量の変化 (補正前) 35
4.14 位置による相乗平均のずれ (補正前) 36

4.15 位置による相乗平均のずれ (補正後) 37
4.16 PMT 1個の位置による dE/dx のずれ (補正後) 37
4.17 dE/dx の分布 39
4.18 efficiency curve 42

5.1 β と dE/dx の2次元 plot 46
5.2 電荷=2/3 の candidate 47
5.3 電荷=1/3 の candidate 48
5.4 電荷=2/3 の upperlimit 50
5.5 電荷=1/3 の upperlimit 51

B.1 マイラーの巻き方による光量の違い 57

表 目 次

2.1 各 PMT の電源電圧 7
2.2 それぞれの PMT の threshold (mV) 8

3.1 simulation の結果 1 18
3.2 simulation の結果 2 19

4.1 TDC の時間変換 24
4.2 time walk 26
4.3 時間分解能 27
4.4 シンチレーター中の光速 31
4.5 各シンチレーターの位置分解能 31
4.6 ペデスタル (ADC カウント) 34
4.7 それぞれのシンチレーターの分解能 38
4.8 測定可能範囲 39

5.1 candidate の数 45
5.2 flux の upper limit $[cm^{-2}sec^{-1}]$ 49

6.1 candidate の数 52
6.2 flux の upper limit $[cm^{-2}sec^{-1}]$ 53

第 1 章

INTRODUCTION

現在、素粒子の標準模型によればハドロンは荷電した粒子クォークにより構成されている。このクォークは分数電荷を持ち、これらの組み合わせによりハドロンは整数電荷を持っている。例えば陽子はｕｕｄ、中性子はｕｄｄから出来ている。1964 年クォーク模型がゲルマンとツバイクによって提案されて以来、これを検出しようという様々な実験が数多く行われてきたがどのグループによっても未だに単体のクォークを検出することは成功していない (文献 [1],[2],[3],etc)。

量子色力学の計算によればクォークが単体として検出さないのはクォーク間のポテンシャルエネルギーが距離に比例して増加するためであると考えられている。つまりクォークを取り出そうとしてこれらの間の距離を離せば離すほどクォークを引き離すのに要する力は大きくなり結局単体のクォークは取り出せない (閉じ込め)。

しかしこの計算はクォーク間の距離ｒが短くしたがってこれらの間に働く力が小さいときは有効だが距離が長くなり力が大きくなっても成り立つかどうかわからない。この距離ｒの大きい部分でポテンシャルエネルギーが比例せず収束する場合単体のクォークは何らかの非常に大きなエネルギーによって生み出されている可能性がある。この様な単体のクォークを地球上の実験室で作り出すことは不可能かも知れないが、例えば、宇宙空間内で非常に高いエネルギーを持つ領域があったならば、その場所で単体のクォークが生成され、宇宙線となって地球に届くかもしれない。ちなみに 1 次宇宙線のエネルギーは $O(10^{20})eV$ に達し、現在高エネルギー粒子加速器で現在得られる $O(10^{12})eV$ (質量中心系) を大きく上回る。そこで今回我々は、宇宙線中から単体のクォークを探索することにした。

単体としてのクォークを他の粒子と判別する上で重要な事は前者が分数電荷を持つことである。粒子が物質中を通過する際の電離損失は下に示す Bethe-Bloch の式に従う。

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

r_e	電子古典半径
m_e	電子の質量
N_a	アボガドロ数
I	吸収物質の仕事関数
ρ	吸収物質の密度
Z	吸収物質の原子数
A	吸収物質の質量数
W_{max}	衝突における最大エネルギー輸送

この式によれば電離損失は通過粒子の電荷 q の 2 乗に比例する。また、電離損失は通過粒子の速さβの関数でもある。通常電荷および分数電荷の粒子について速さに対する電離損失をプロットすると図 1.1のようになる。そこで我々は物質としてプラスチックシンチレーターを用いて粒子の電離損失を、また 6 枚のシンチレーターを用いることでβを測定し、図の分数電荷粒子のカーブ上に来る粒子を探索することにした。

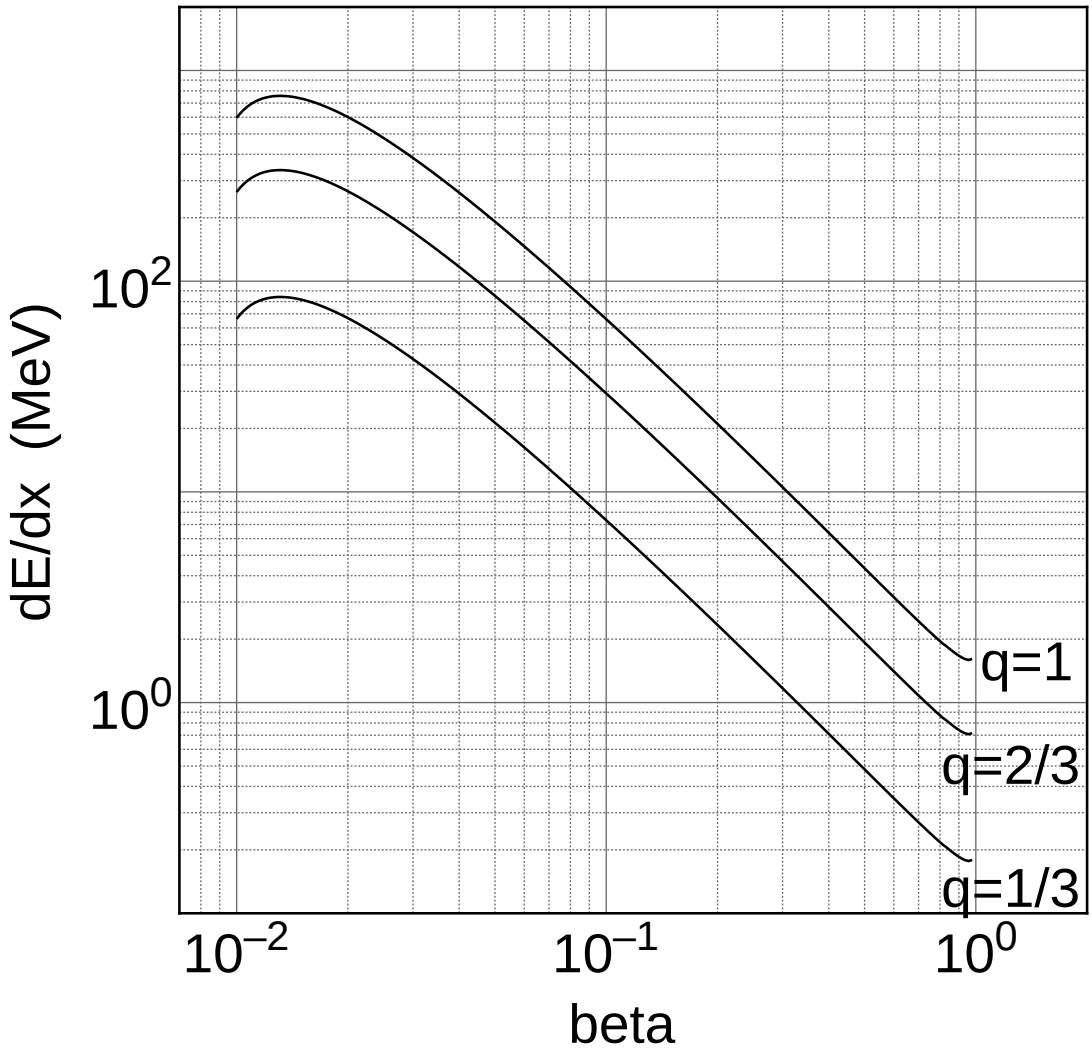


図 1.1: bethe-bloch の式

第 2 章

検出器のデザイン

2.1 概略

検出器は $33 \times 100 \times 1$ cm の長方形の板状のプラスチックシシンチレーター 6 枚から成っており、その両端にはライトガイドを通して光電子増倍管 (PMT) が取り付けてある。後に示す理由 (2.2節) によりこの 6 枚を 2 枚で組にしたもの (Super Layer) を 3 層配置した (図 2.1)。

PMT からの情報は、ケーブルを通して NIM モジュールや CAMAC モジュール (ADC や TDC 等) に送られ、後に示す (2.5 節) トリガーを満たしたイベントのデータを PC-9801 で収集しファイルに保存する。またファイルにはイベントの時刻も秒単位で記録した。このデータは後にワークステーションに転送し解析する。

我々が最終的に必要とする量は粒子の電離損失と速さであるが、電離損失は ADC で、速さは粒子の通過時刻を TDC で測定することによって求める。イベントの再構築の方法については 3 章で詳しく述べる。

2.2 アクセプタンスとシンチレーターの配置

最上層と最下層のシンチレーター間の距離に応じて検出器の見込む立体角がどのように変わるかをモンテカルロ法でシミュレーションした結果が図 2.3である。これは最も下のシンチレーターにおけるある点から一様球分布で天を仰いだ際、最も上のシンチレーターを貫く確率に 2π をかけ、平均したものである。これによると、シンチレーター間の距離が増えると立体角が急減する。しかし我々は未知の事象をさがすので、できる限り検出器の acceptance を大きくしたい。そのためには出来る限りシンチレーター同士を近づける必要があるのだが、シンチレーターの両端にはライトガイドが屈曲してついているのでこれ以上シンチレーター同士を近づけることは出来ない。以上により我々の検出器の acceptance は 0.38 (sr) と求まった (図 2.3のプロット)。

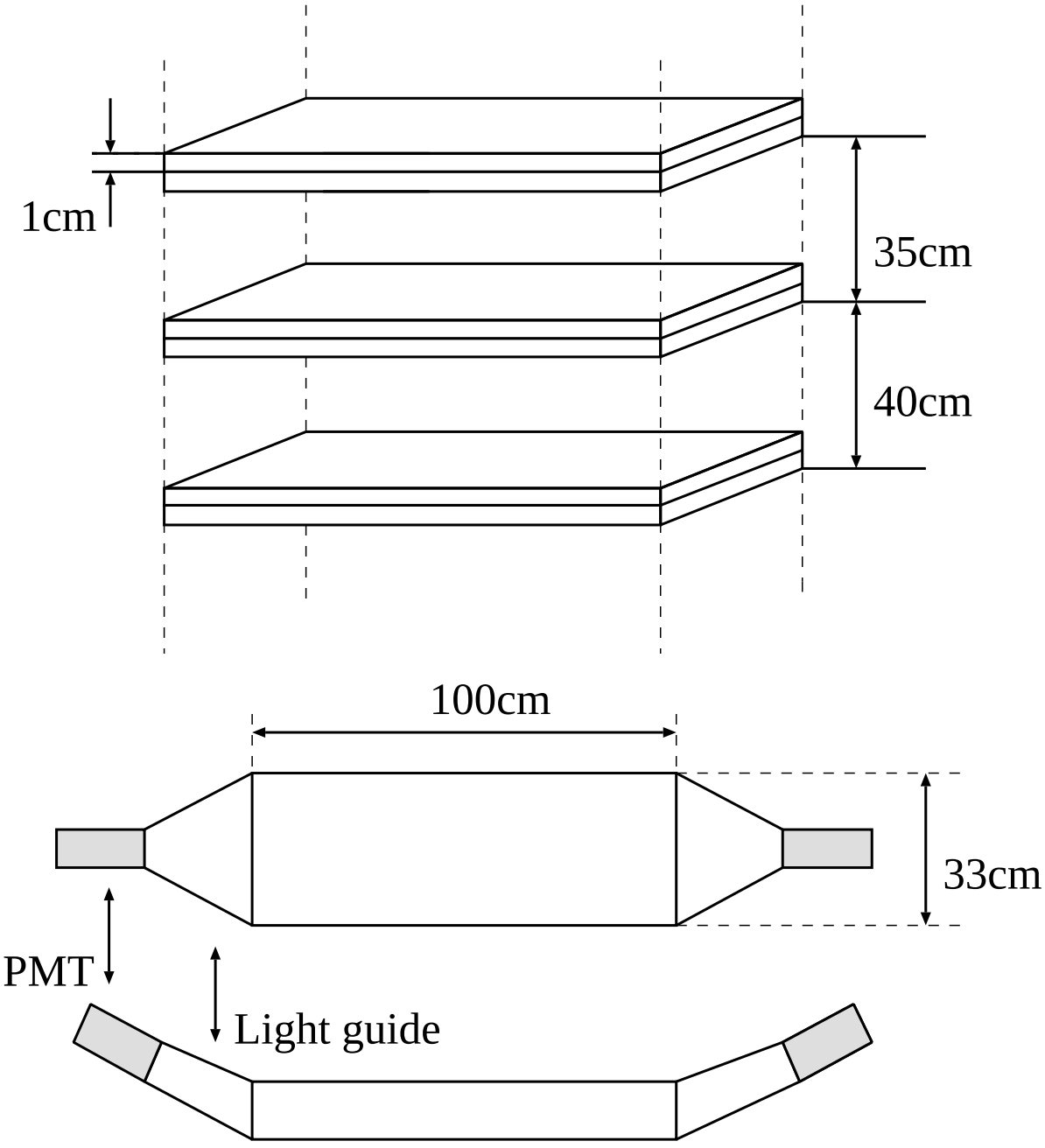


図 2.1: 検出器の全体図

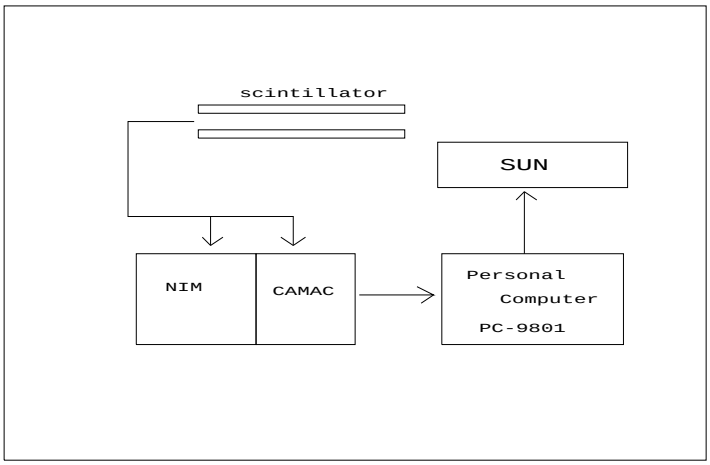


図 2.2: DATA TAKING SYSTEM

なお、位置の精度を上げるために、6 枚を 2 枚で組にしたもの (Super Layer) を 3 層配置した。

2.3 ADC 及び TDC

我々は 2 種類の CAMAC モジュール を用いた。即ち、通過粒子のシンチレーターで失うエネルギーを調べる ADC と、粒子のシンチレーターの通過時刻と通過位置を調べる TDC である。ADC には LeCroy(2249W) を TDC には LeCroy(2228A) を使用した。これらの specification は次のとおりである。

ADC LeCroy(2249W)

No. of Channels	12
No. of Bits	11
Max. Resolution	0.25 pC
Full scale	512 pC

TDC LeCroy(2228A)

Stop Inputs	8
No. of Bits	11
sec/counts	100 psec
Full scale	200 nsec

2.4 PMT 及び高電圧電源

光電子増倍管 (H1161) は直径 51mm の円筒形で、反応域は 300 から 650nm である。増倍は 12 段の陽極によりなされ、直列抵抗により各陽極に電圧を分配する。最大電圧は 2700V(DC)、陽極電流は 0.2mA である。

各光電子増倍管には高電圧電源からの 2.5kV の入力を分配器で分けて供給した。電圧の設定は出来る限り雑音を小さく抑えつつ gain を考慮して設定した。具体的には、光電子増倍管にかける電圧が正しく調整済みのシンチレーターと電圧を変化させて調整を行うシ

ンチレーターの 2 枚の coincidence をとり、これらの計数率を測定した。これにより、電圧が低すぎる際の discriminator による計数漏れと電圧が高すぎる際の偶然同時計数増加の間に計数が信号のみを捉えている平らな部分 Plateau を見いだすことが出来た。その典型的な例を図 2.4に示す。

電圧はこの Plateau の中央部分に置いた。以上から各光電子増倍管の設定電圧は以下のとおりに設定した。

光電子増倍管	設定電圧 (V)	光電子増倍管	設定電圧 (V)
L1	2440	R1	2480
L2	2340	R2	2200
L3	2000	R3	2200
L4	2200	R4	2000
L5	2140	R5	2220
L6	2160	R6	2160

表 2.1: 各 PMT の電源電圧

2.5 トリガー

trigger は図 2.5及び図 2.6に示すように決定した。１２本ある光電子増倍管からのパルスは discriminator を通した上で各シンチレーターの両端で or をとった。or をとった理由は我々が探す粒子の電離損失が小さいために discriminator を通過しない可能性があるからである。この６つの内、上から１，２，５，６の detector からの４重 coincidence を通過したものを event とした。但し、最も上のシンチレーターからの信号に対しては粒子の通過する時間を考慮し 30nsec の delay をかけた。

コンピューターが CAMAC からデータを読み込んでいるときに、event の trigger がかかると CAMAC のデータは保証されない。そこで trigger がかからないように interrupt register により Veto をかけた。

以上から成立したイベント信号により ADC の gate を開き、TDC を start させる。ADC には以上の gate 信号の到達に要する時間を考慮し 76 nsec の delay を経た生のパルスを流し込む。TDC は discriminator を通した上で 135 nsec の delay を経た信号により stop をかける。なお、discriminator の threshold はなるべく小さな値にするようにし、ノイズレート等との兼ね合わせの結果、以下のように決定した (図 2.2)。

	1	2	3	4	5	6
L	-30	-40	-40	-40	-40	-40
R	-30	-40	-40	-40	-40	-40

表 2.2: それぞれの PMT の threshold (mV)

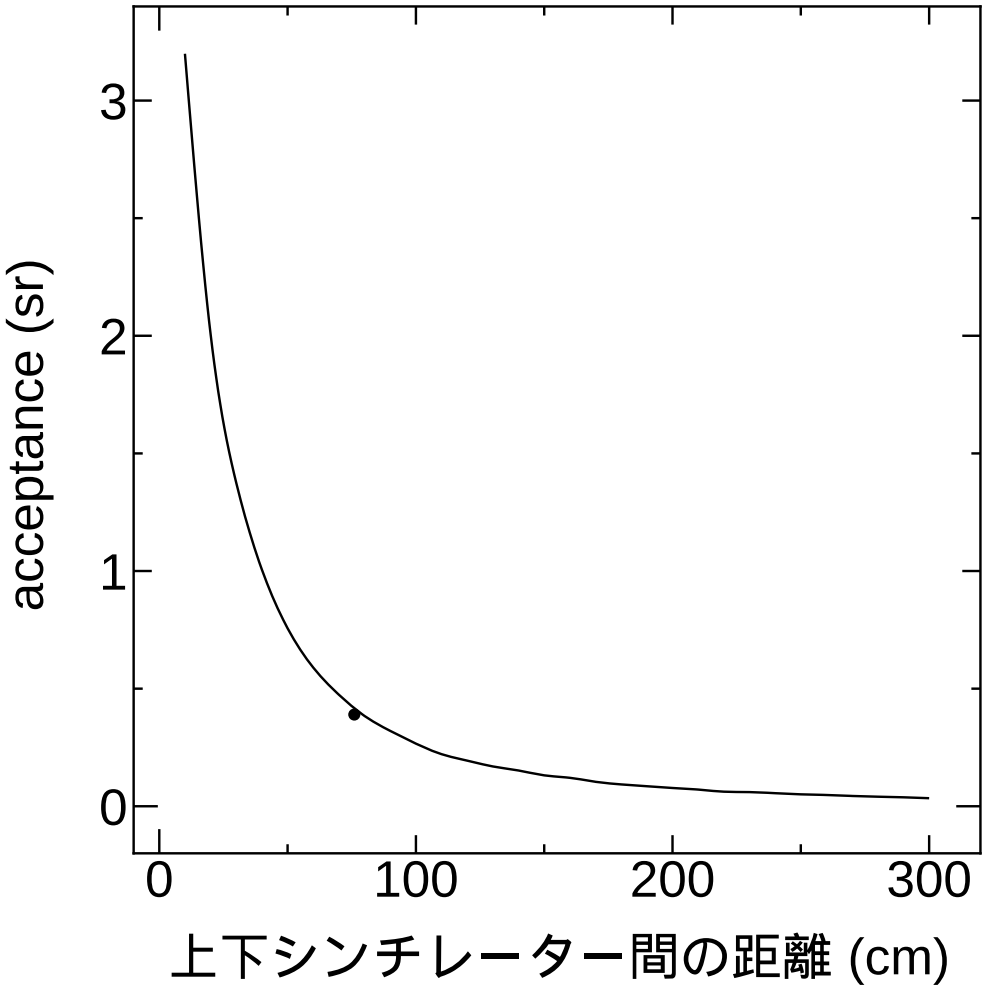


図 2.3: 装置の acceptance

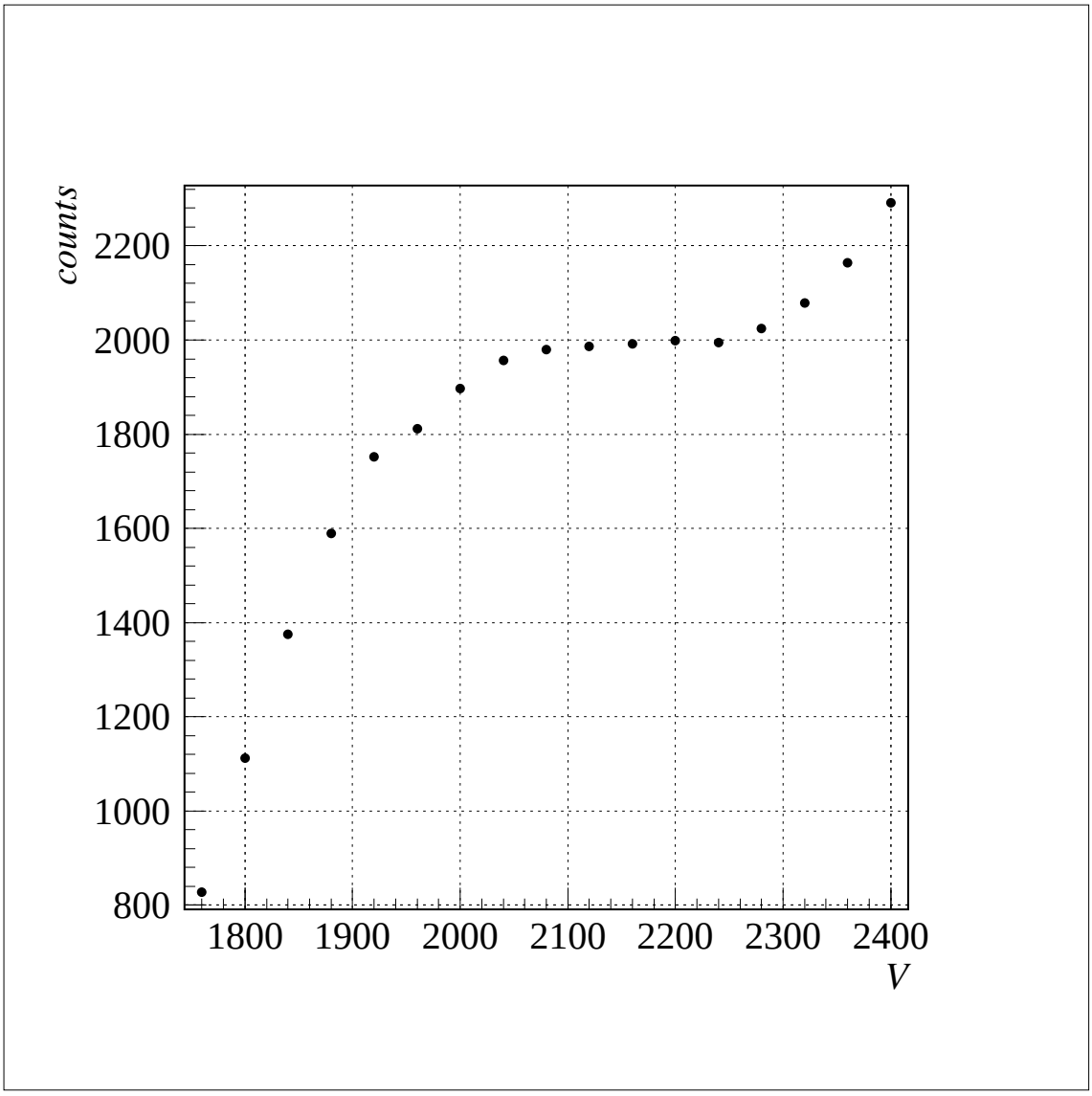


図 2.4: Plateau 曲線

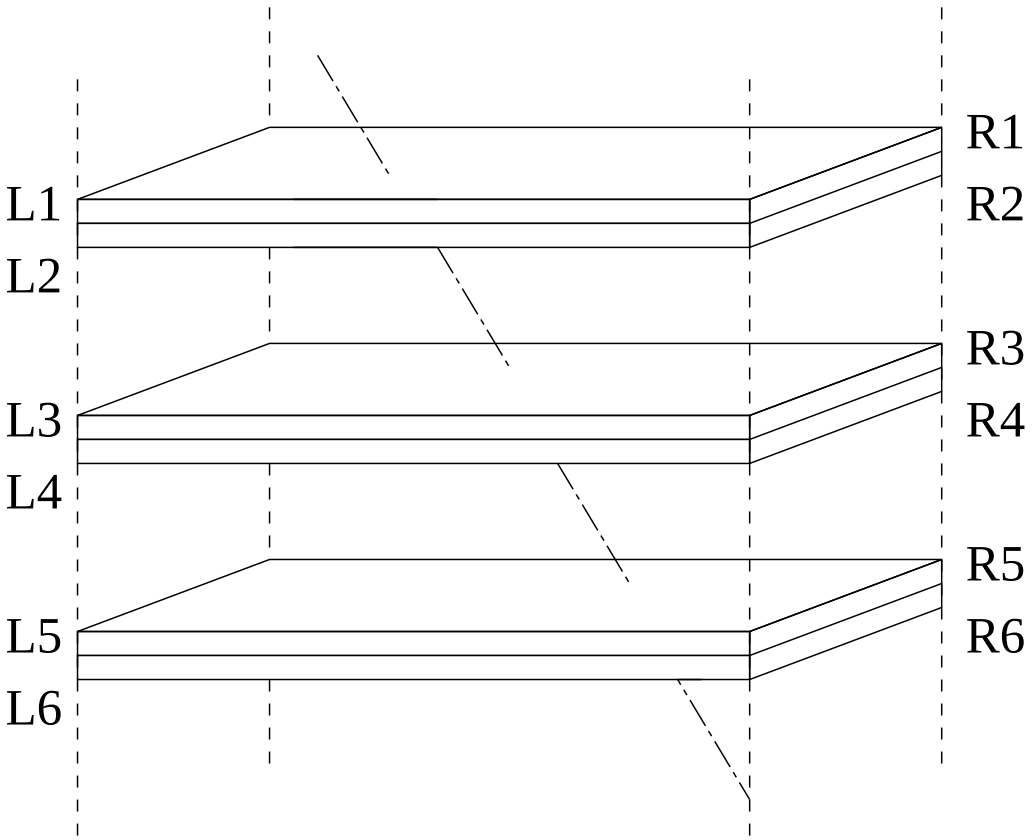


図 2.5: Trigger Logic

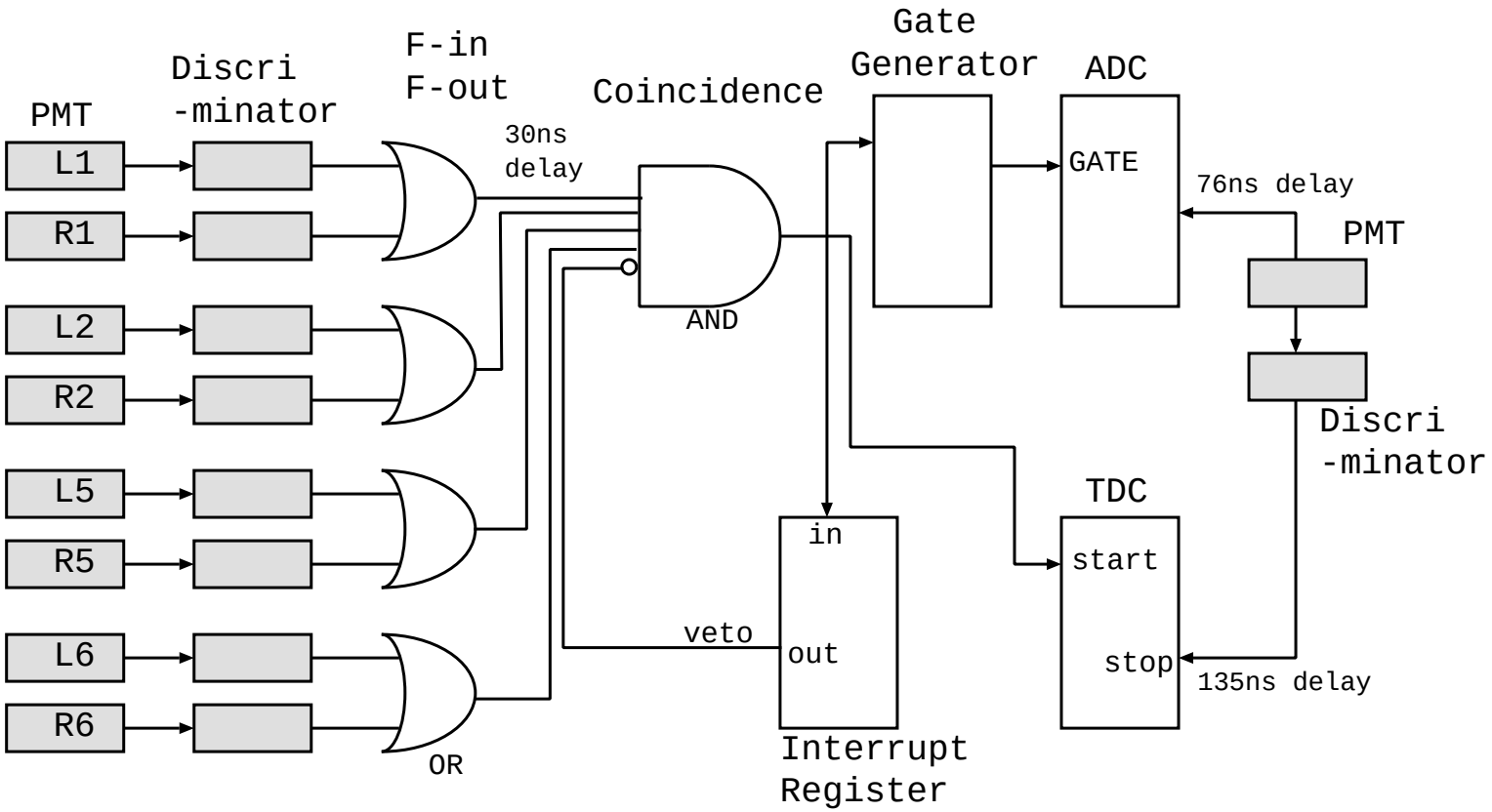

PMT
Discri
-minator
F-in
F-out
Coincidence
Gate
Generator
ADC
L1
R1
L2
R2
L5
R5
L6
R6
30ns
delay
AND
GATE
76ns delay
PMT
Discri
-minator
TDC
in
start
veto
out
stop
135ns delay
OR
Interrupt
Register

図 2.6: 回路図

第 3 章

解析の方法

1 章で述べたように、この実験ではそれぞれの粒子の β,dE/dx を求めるのだが、それらを求める方法をここでは述べる。

3.1 粒子の通過位置 x の求め方

我々が測定する宇宙線中の粒子は、地表面に対して垂直に降ってくるものばかりでなく、ある角度をもって入射してくる。その角度は β 及び dE/dx を求める際に必要なのだが、その角度を見積もるために、それぞれのシンチレーター中を粒子が通った位置 x をまず決定する必要がある。我々が直接得る情報は ADC および TDC のカウント数だけであるが、ここでは TDC の情報をつかって x を求める。
今、シンチレーターの片側からの距離が Δx の位置に粒子が入射して、シンチレーションを起こしたとする (図 3.1)。
この光が PMT に届くまでの時間を、それぞれΔt_1 、Δt_2 、シンチレーターの長さを W、シンチレーター中の光速を c′ とする。また、TDC のカウント数をそれぞれ T_1、T_2とする。

$$T_1 = \Delta t_1 + q_1$$

$$T_2 = \Delta t_2 + q_2$$

である。これより、両側の PMT の time 差をとると、

$$T_1 - T_2 = \frac{2}{c'}\Delta x + q_1 - q_2 - \frac{W}{c'}$$

となる。これより、位置と time 差のグラフの傾きからシンチレーター中の光速が求まることがわかり、逆に、シンチレーター中の光速がわかると、TDC の time 差から粒子の通った位置がわかるのである。このようにして、TDC の情報から それぞれのシンチレー

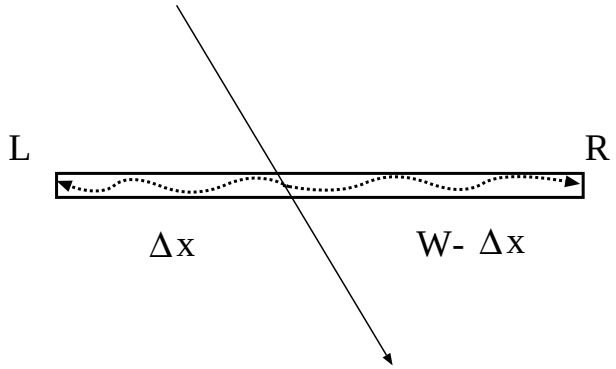


図 3.1: PMT に届く光の時間差

ター中での粒子の通過位置 x を求める。

3.2 粒子の入射角θの求め方

次に粒子の入射角 θ であるが、まず定義として、シンチレーターの鉛直方向と粒子のなす角度を θとしてここでは扱う (図 3.2)。
その求め方は、さきに求めたシンチレーター中での位置 x を使って、一次関数でフィットしてやることにより、粒子の軌跡を求める。この際に、それぞれのシンチレーターの分解能 (後述) で重みをつけたフィットをしている。

3.3 βの求め方

基本的には TOF(Time of Flight) と飛行距離が分かればβは求まる。例えば、1 枚目と 6 枚目のシンチレーターに取り付けられた 4 本の PMT からの TDC カウント数を $T_{R1}, T_{L1}, T_{R6}, T_{L6}$とすると (図 3.2)

$$TOF = \frac{(T_{L6} + T_{R6}) - (T_{L1} + T_{R1})}{2}$$

となる。この時の飛行距離を L とすれば

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{L/TOF}{c}$$

となりβが求まる。

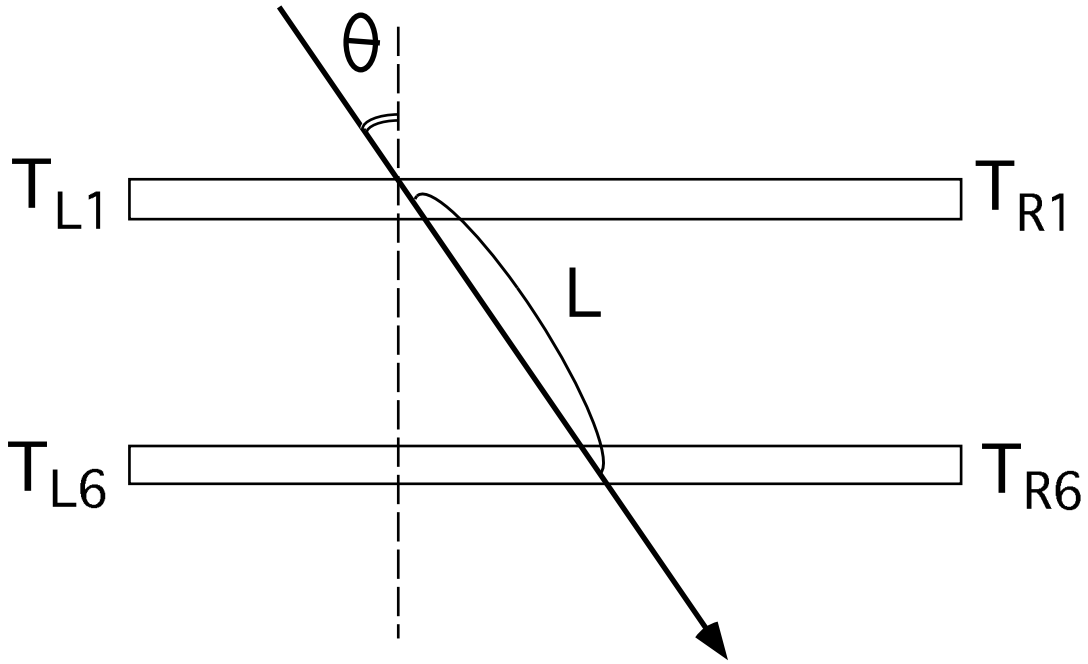


図 3.2: TOF(Time of Flight)

このように 2 枚のシンチレーターの情報をもとにβ を求めることが可能であるが、6 枚のシンチレーターからβ を求めることにした。後者の方が分解能が良くなるからである。具体的には横軸に粒子の飛行距離 (L)、縦軸に左右の時間の ($(T_L + T_R)/2$) をプロットし、各シンチレーターにおける時間分解能を考慮して直線でフィットし求めた。(図 3.3)

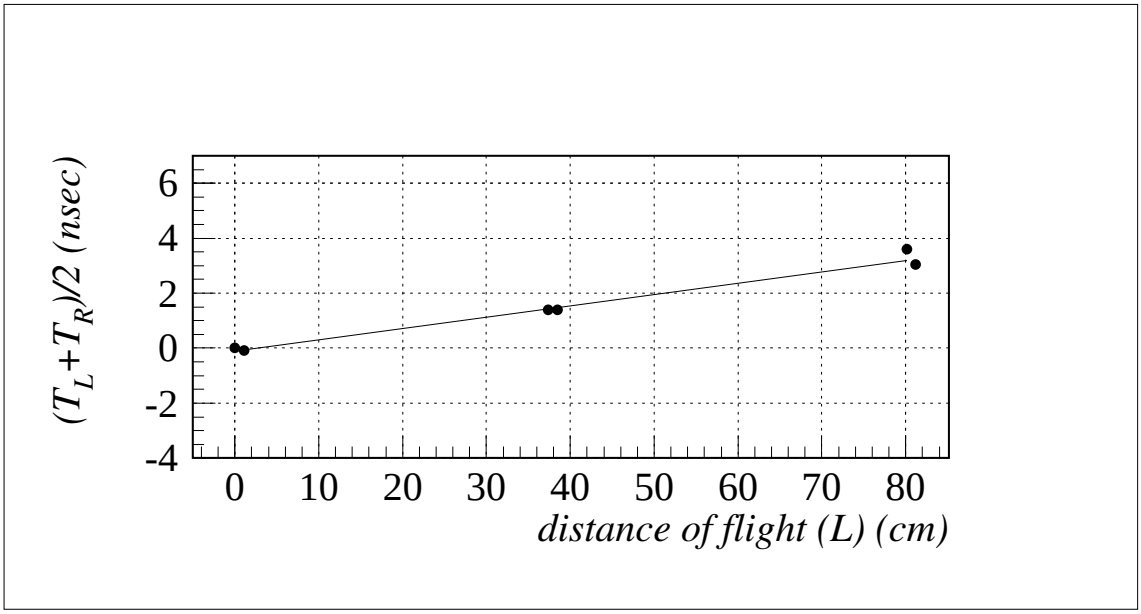


図 3.3: β のフィット

3.4 dE/dx の求め方

基本的には、6 枚のシンチレーターの左右についている 1 2 枚の PMT からの ADC カウント数を エネルギー (Mev) に変換しそれらを平均して求める。
しかし、その ADC→dE/dx への際にいくつかの補正をする必要があり、また最後の平均の取り方にもいくつかある。よって以下にそれらについて述べる。

3.4.1 ペデスタル

ADC にはハード的な制限や、常に流れ込んでいるダークノイズなどがあり、minimam が 0 になっていない。この minimam の値をペデスタルというが、これらは、実際に得られる ADC のカウント数から除いて考えなければならない。
よって、この値は ADC カウント数から引いて、その差で dE/dx を評価する。

3.4.2 補正について

我々は粒子がどのような状態でシンチレーターに入射してきても、それらに左右されず常に本当の粒子の dE/dx を知る必要がある。よってそれぞれの粒子に対して補正を行なうのであるが、その原因となる依存性には

- 角度による依存性

- 位置による依存性

が考えられる。

角度依存性

先に述べたように粒子には垂直に入射するものだけでなく、ある角度θをもって入射するものもある。それらの粒子は シンチレーターを通過する際、余分に $(1/cos\theta$倍だけ$)$ 距離を通るので、結果としてその粒子がシンチレーターに落す 電離損失も $1/cos\theta$倍になる。よって、その粒子の $\mathrm{dE/dx}$ を正確に見積もるには、それぞれの ADC カウントを $cos\theta$倍してやる必要がある。この結果、それぞれの入射角によらない $\mathrm{dE/dx}$ が求まる。

位置依存性

我々が用いているシンチレーターは $1\mathrm{m}$ の長さがあり、その両端に PMT が付いていてそこから通過粒子の $\mathrm{energy\ deposite}$ を観測しているので、当然、粒子の通過位置によって光量は変化する。そこで、$\mathrm{dE/dx}$ を正しく評価するために、物質中のシンチレーション光の減衰について考えてみる。
一般に物質中の光の吸収は次式であらわせる。

$$I = I_o exp(-x/\lambda)$$

例えば、図 3.4の位置をμ粒子が通過したとすると、左右の PMT が受ける光量は、それぞれ

$$E_L = E_o exp(-a/\lambda)$$
$$E_R = E_o exp(-b/\lambda)$$

この 2 式の相乗平均をとると、

$$\sqrt{E_L E_R} = E_o exp(-(a+b)/2\lambda)$$
$$= E_o exp(-L/2\lambda)$$

となり、PMT の受ける光量は、粒子の位置に依存しなくなるはずである。よって今回は、それぞれのシンチレーターの左右の PMT からの ADC カウントを相乗平均し、１２個の PMT から ６個の $\mathrm{dE/dx}$ の情報を出すことにした。
しかし、実際はそれでも、粒子の入射位置による影響を受けていたので、結局相乗平均をとったのちに補正を行ない、その後 $\mathrm{dE/dx}$ の評価を行なうことにした。(この補正については $4.4.4$で述べる。)

しかし 2.5で述べたように、我々が今回探す分数電荷粒子はμ粒子に比べてその電離損失 (ADC のカウント数) が小さいのが特徴であり、その結果粒子の通過する位置によっては両側の PMT のスレッショルドを越えず、片側しか鳴らないということが考えられる。その際は相乗平均が取れないので、このような場合には、相乗平均をとらず 1 個の PMT 情報から補正をおこない、dE/dx を求めていく。その方法については、次の章で詳しく述べる。

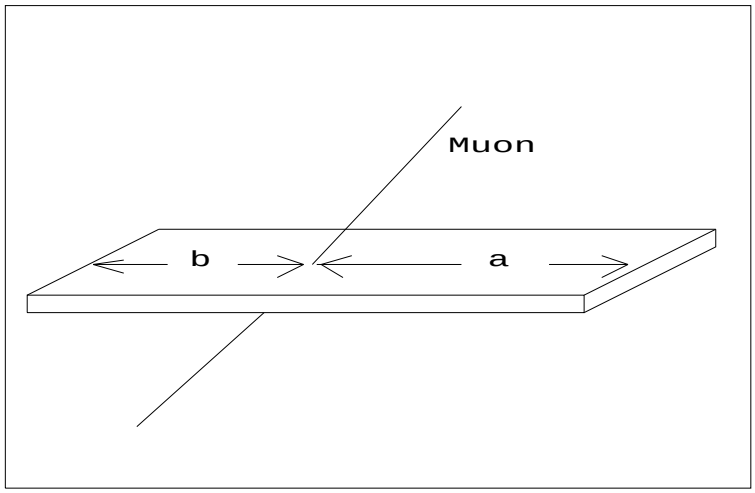


図 3.4: μ粒子の通過位置

補正のまとめ

上に述べたことをまとめると ,

1. それぞれの PMT から得られた ADC のカウント数からペデスタルを引く。
2. それぞれのシンチレーターの両側の PMT の ADC カウントを相乗平均する。(両側なっていないものはそのまま)
3. それぞれのシンチレーターからの ADC カウント数に補正 (位置、角度によるもの) を行ない、位置、角度による依存性をなくす。
4. 同時に、ADC カウント数→dE/dx(Mev) への変換を行なう。

このようにして、1 つの粒子について最大 6 個の dE/dx の情報が得られる。

3.4.3 平均の取り方

我々の実験では、dE/dx のデータが最大 6 個得られるわけであるが、この測定値 (生データ) から　各々の event について 1 個の dE/dx を決定しなければならない。単純に 6 個のデータの平均をとることでも可能なのだが、今回はできるだけσを小さくするような平均の取り方を考えてみた。

1) dE/dx の分布 (ランダウ分布) の形から、得られたサンプルデータで最大のものを取り除いた後に平均を取るという方法

$$\frac{[\Sigma_{n=1}^{6}\frac{dE}{dx}] - \frac{dE}{dx}|_{max}}{5}$$

2) 最大・最小を除いた平均 (Gauss 分布などでよく用いられる。)

$$\frac{[\Sigma_{n=1}^{6}\frac{dE}{dx}] - \frac{dE}{dx}|_{min} - \frac{dE}{dx}|_{max}}{4}$$

3) 全サンプルの平均

$$\frac{\Sigma_{n=1}^{6}\frac{dE}{dx}}{6}$$

この 3 種類の方法でシミュレーションした結果を図 3.5及び表 3.1に示す。

	a. ピーク値 (MeV)	b.σ(MeV)	c.resolution=$\frac{b}{a}$
1.	1.884	0.0647	0.0343
2.	1.921	0.0750	0.0390
3.	1.988	0.1023	0.0513

表 3.1: simulation の結果 1

また、後に実験データでも resolution を比べてみた。(ただし、平均を求めるときは各々の誤差の重みもつけた。)

以上の結果より、1) の方法がσを最も小さくすることがわかる (表 3.2)。よって、この平均の取り方で dE/dx を求めることにする。
したがって、シミュレーションにより求めた$\beta - \frac{dE}{dx}$のグラフもここで述べた方法で dE/dx を計算するように書き換えておく。

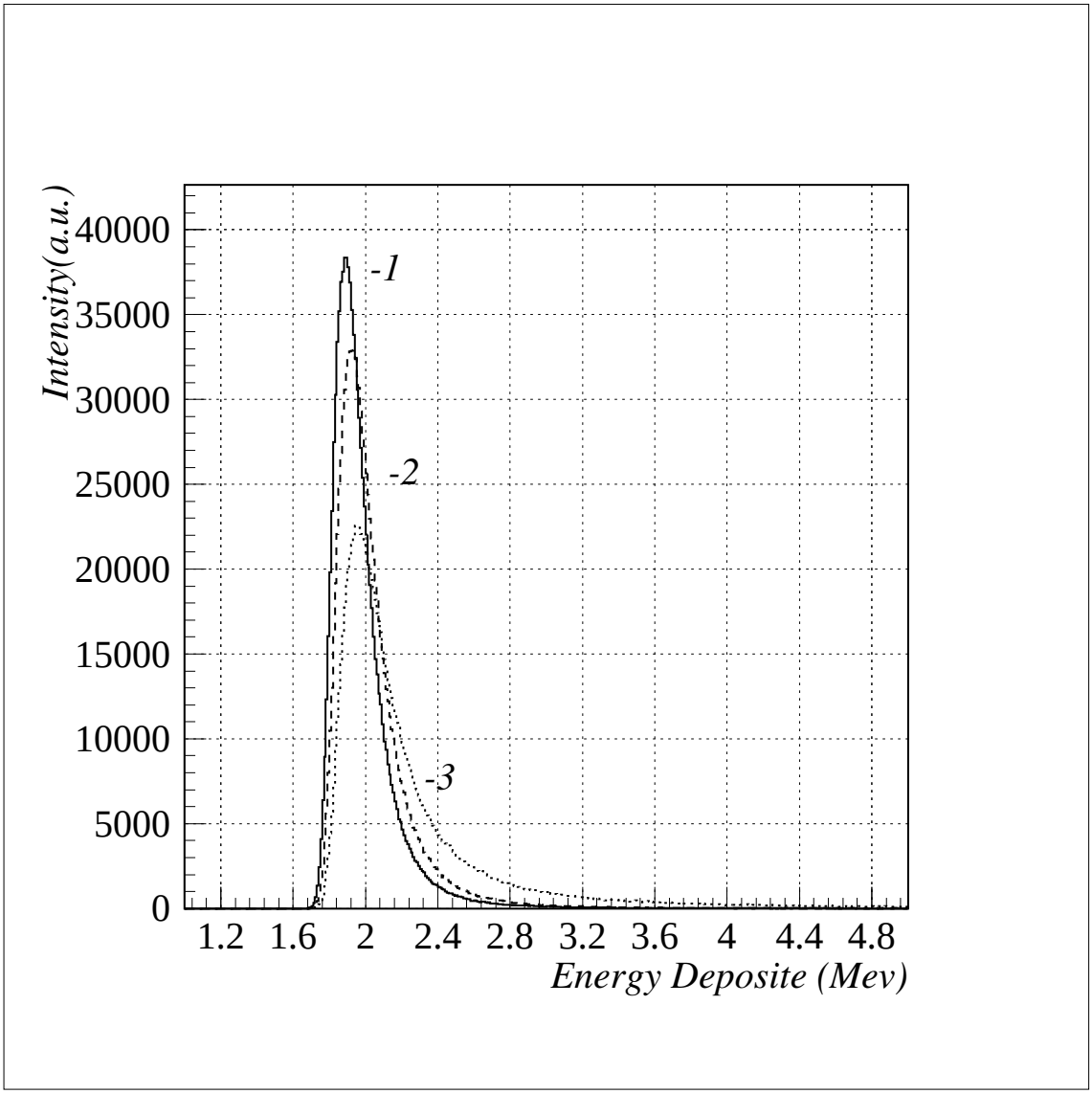


図 3.5: simulation による比較

	resolution
1.	9.82±0.10
2.	9.85±0.11
3.	10.6±0.12

表 3.2: simulation の結果 2

第 4 章

測定器の性能

この章では先ほどのやり方でβ,θ, x, dE/dx を求める際に必要な, TDC 及び ADC の分解能の評価、またそれにより求めた β,dE/dx の具体的な分解能を求める。さらに今回用いた装置の efficiency や測定可能範囲について述べる。

4.1 概要

この章で我々が最終的に得たいのは

- β の分解能
- dE/dx の分解能

である。
そのためには、x,θを求める必要があり、またそれらを求めるのには、TDC および ADC の calibration、すなわち TDC、ADC のカウント数をそれぞれ時間及びエネルギーに変換することが必要になる。
以下で、それらの calibration とその際に行なった補正について、そしてその結果得られたβと dE/dx についての分解能について述べる。

4.2 Calibration DATA

TDC 及び ADC の calibration で使用した DATA は、図 4.1に示す set up を用いて得られたものである。具体的には、図中にあるように、$16 \times 10 \times 1cm$ の小さなシンチレー

ター (ミニシンチレーター) を x= 5, 25, 50, 75, 95 cm の位置に置いて、垂直入射 (θ=0) の data を 5 点とり、それらを用いた。

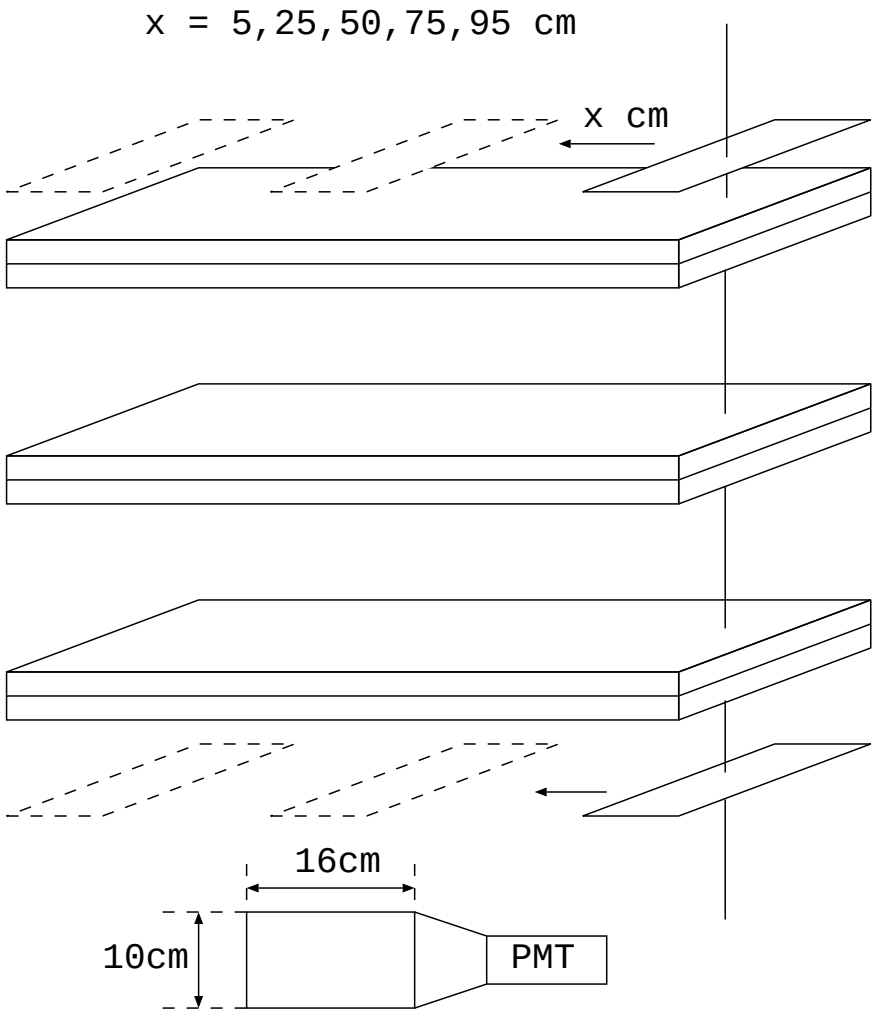


図 4.1: set up 図

4.3 時間の分解能

4.3.1 TDC の CALIBRATION

一般に TDC のカウント値と時間の間には、線形性が保たれている。このことを確かめ、時間変換の式を求めるために、次のような測定をおこなった。(なお、PMT の OUTPUT

の数 (12) と TDC のチャンネル数 (8) の関係から、この実験では TDC を 2 個使用した。) Clock Generator の output の一方を TDC の start へ、もう一方を cable delay を通して TDC の stop へいれる。(この cable delay はあらかじめオシロスコープで delay time を計測してから用いた。図 4.2) この結果、図 4.3, 図 4.4にみられるような直線の式が得られた。

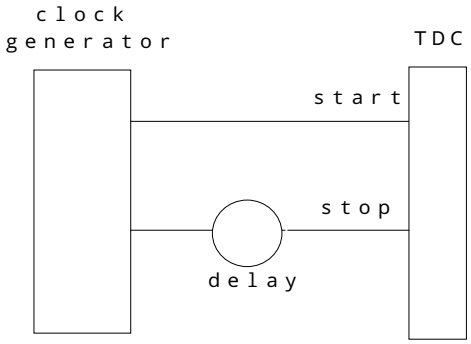


図 4.2: TDC calibration setup 図

ここでの error は HP オシロスコープを用いているので約 0.3% である。よって、この TDC は十分に線形性を満たしており、その時間変換の値として次にあげる結果が得られた (表 4.1)。(y(ns)=a·x(count 数)+b)

4.3.2 Time Walk の補正

この実験では時間分解能の善し悪しも重要な要素である。この時間分解能をよくするために、Time Walk の補正を行なった。

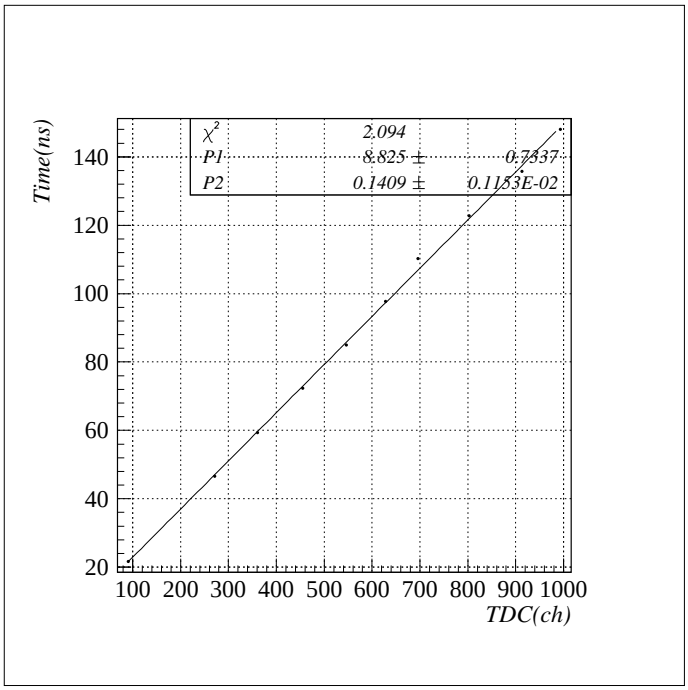


図 4.3: TDC1

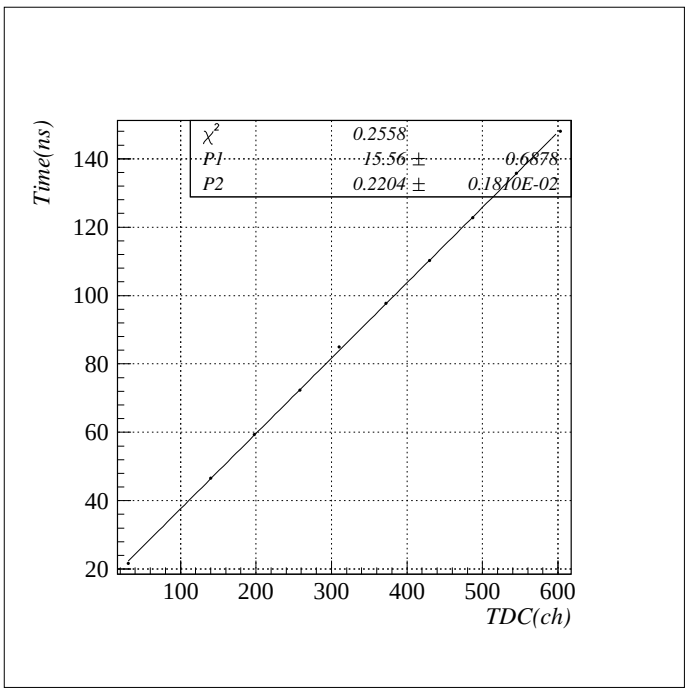


図 4.4: TDC2

	a	b
1	0.142	8.38
2	0.136	11.7
3	0.141	8.83
4	0.140	9.41
5	0.136	10.7
6	0.142	9.32
7	0.138	10.7
8	0.142	8.92
1	0.220	15.2
2	0.219	14.8
3	0.220	15.6
4	0.227	14.0

表 4.1: TDC の時間変換

PMT からのパルスは discriminator を通して、TDC の start、stop に入るが、そのパルスの大小により、図 4.5に示すようにタイミングが微妙にずれてくる。(Time Walk の効果)

この時間的なずれを補正するのであるが、我々は次のような理論により補正を行なった。PMT からのパルスの形をパルスのピーク、立ち上がり時刻、立ち下がり時刻の 3 点を頂点とする三角形で近似する。PMT からのパルスはパルスの大小に関わらず、立ち上がり時間、立ち下がり時間がそれぞれ同じであるので、パルスの面積はパルスの高さ (大きさ) に比例する。つまり、ADC のカウント数に比例する。

実際の DATA は、図 4.6に示すように、ほぼ直線にのっていることがわかる。

このことから、TDC のカウント数、ADC のカウント数の間には、次の関係式が成り立つ (P1,P2 は定数)。

$$TDC\text{のカウント数} = P_1 + \frac{P_2}{ADC\text{のカウント数}}$$

この式の、第二項が Time Walk 効果による delay(パルスの立ち上がり時間も含む) で、第一項が実際の TDC のカウント数になる。補正としては、この第二項を TDC のカウント

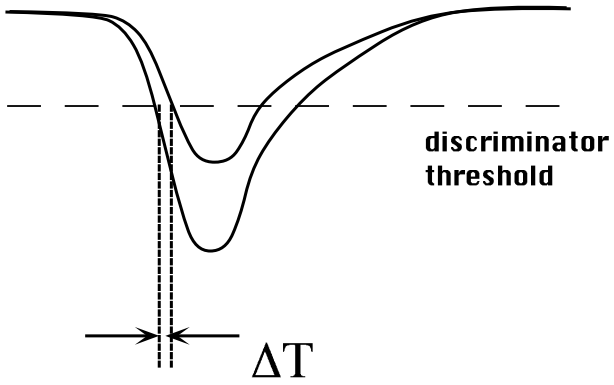


図 4.5: Time walk

数から引くのである。実際の DATA をこの式にあてはめ、fit することで P_1 , P_2 を求めた。結果を次に示す (表 4.2)。

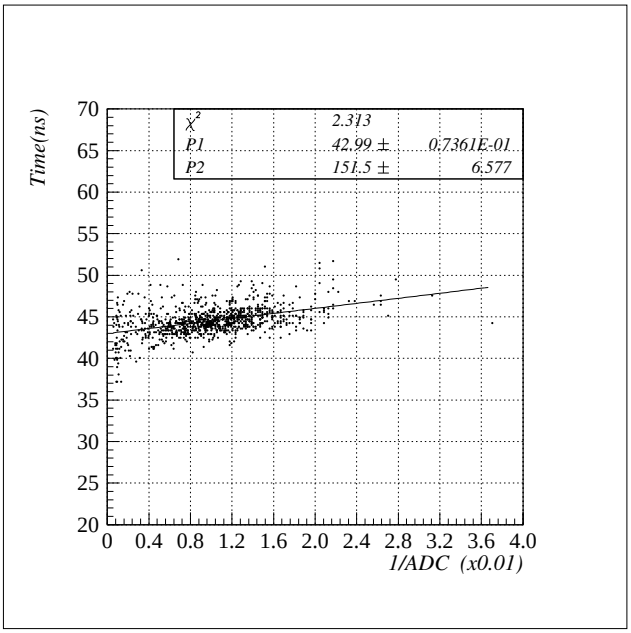


図 4.6: 1/ADC との相関

PMT	P1	P2
L1	22.11	66.35
L2	23.45	149.4
L3	26.53	126.2
L4	25.98	138.9
L5	27.93	229.1
L6	25.91	88.97
R1	22.91	99.38
R2	26.10	159.7
R3	25.67	191.5
R4	23.42	332.5
R5	26.07	251.7
R6	26.47	272.4

表 4.2: time walk

なお前述のように、ここでは図 4.1で得られた DATA を用いている。(図 4.1中の P1 を最終的に Time offset の 値として用いたが、この値は精度が悪く、このため位置分解能を悪くする原因の一つとなった。data taking の setup を組む前に、まず、 6 枚のシンチレーターをくっつけて、time offset の値を求めておくべきだった。)

この結果、時間分解能の値 (表 4.3) 及びグラフ (図 4.7, 図 4.8) を補正前、補正後について示す。

PMT	補正前 (%)	補正後 (%)
L1	12.1	11.3
L2	8.73	8.43
L3	9.06	8.87
L4	9.58	9.05
L5	7.00	6.69
L6	5.41	5.27
R1	11.0	10.8
R2	8.35	7.73
R3	9.39	9.24
R4	10.6	10.5
R5	8.05	7.80
R6	5.30	4.37

表 4.3: 時間分解能

また、縦軸に time(ns), 横軸に ADC 値をとったときのグラフを補正前 (上図), 補正後 (下図) について示す (図 4.9)
すべてにおいて時間分解能がよくなっていることがわかる。

4.3.3 シンチレーター中での光速及び位置分解能

粒子がシンチレーターを通過した位置 x は 3.1で述べたようにして 求めるのだが、その際に必要なそれぞれのシンチレーター中での光速を先に求めておく。
ここで用いた DATA は図 4.1でミニシンチレーターの位置を 5cm,25cm, 50cm,75cm,95cm の 5 点に設定してとったものである。それにより得られたグラフを図 4.10に示す。

この図は良い線形性を示していることがわかる。また、光速 c ′ の値を次に示す。

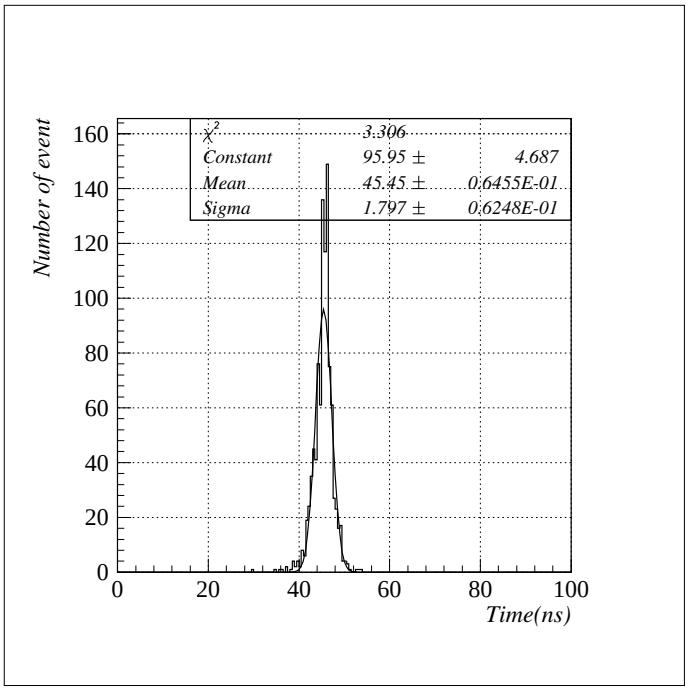


図 4.7: Time walk 補正前

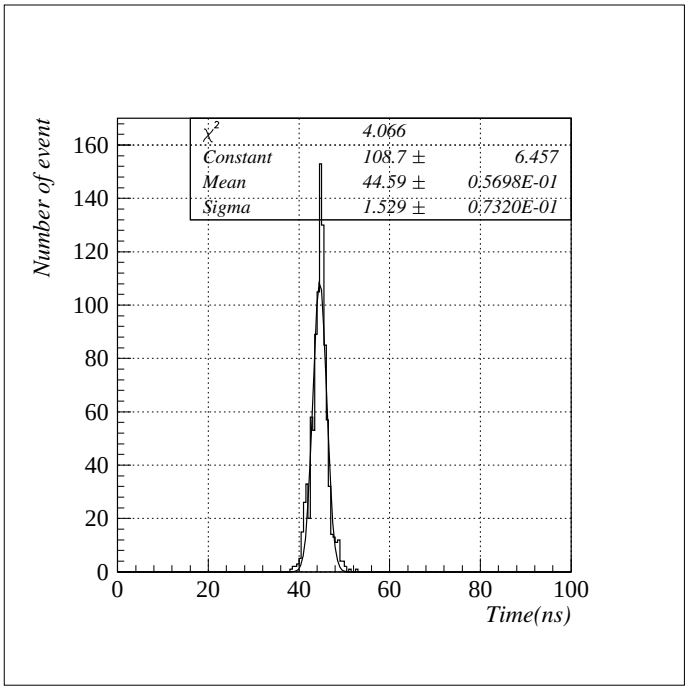


図 4.8: Time walk 補正後

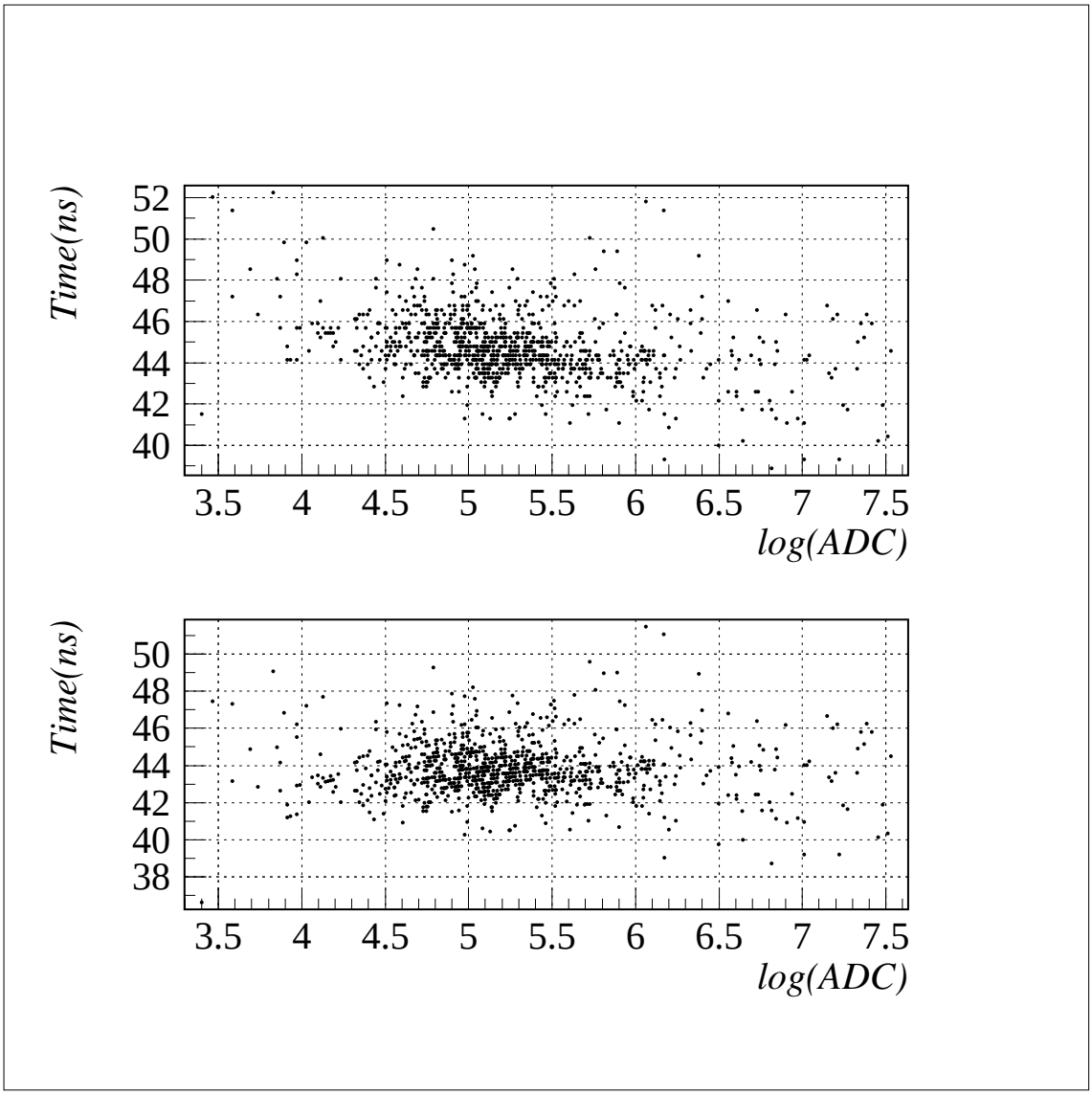


図 4.9: Time walk 補正前と補正後の比較

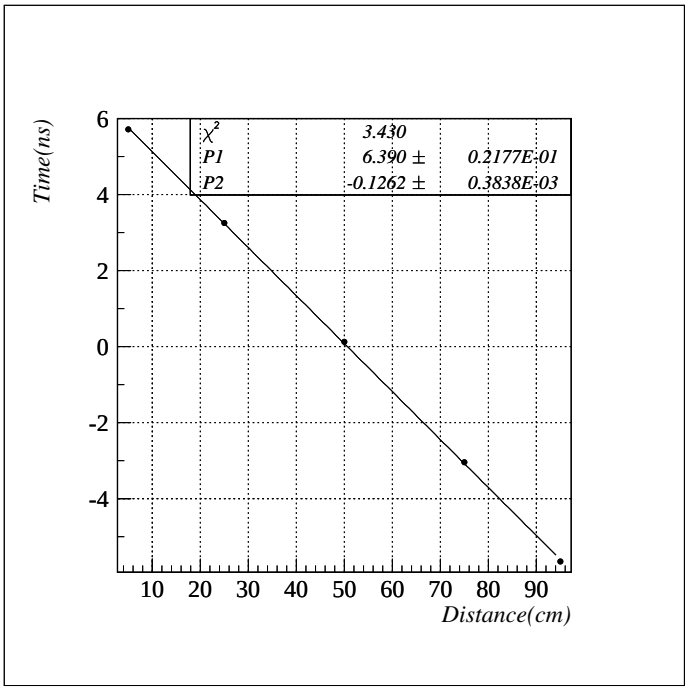


図 4.10: シンチレーター中の光速

これとは別に、プラスチックシンチレーター NE110 の屈折率 1.58 からシンチレータ中の光速を求めると、c'=19.0 (cm/nsec) という値が得られる。DATA から求めた値が小さいのは、直接光として PMT に届く光はわずかで、大半はシンチレータを反射しながら伝搬するので、これによる遅れだと考えられる。

これらの calibration の結果、粒子がシンチレーター中のどこを通ったのか求めることができるが、その位置分解能を表 4.5に示す。

4.3.4 βの分解能

以上のようにして求めた、x を使って、3.4.3で述べたやり方でβを求めてみた。data として実際の測定で得たものを一部つかって行なった (図 4.11)。このグラフの中で$\beta > 1$ の部分は、3.4.3で述べたように、βを求める際に TOF(Time of Flight) で割算をしているためで、測定器の誤差のために生じているものである。この結果 β=1 付近の分解能として、我々はσ=0.17 を得た。

シンチレーター	光速 (cm/nsec)
1	15.1± 0.2
2	15.3± 0.2
3	15.8± 0.2
4	15.2± 0.2
5	16.0± 0.2
6	16.3± 0.2

表 4.4: シンチレーター中の光速

シンチレーター	位置分解能 (cm)
1	11.6
2	8.88
3	6.21
4	7.29
5	6.47
6	7.64

表 4.5: 各シンチレーターの位置分解能

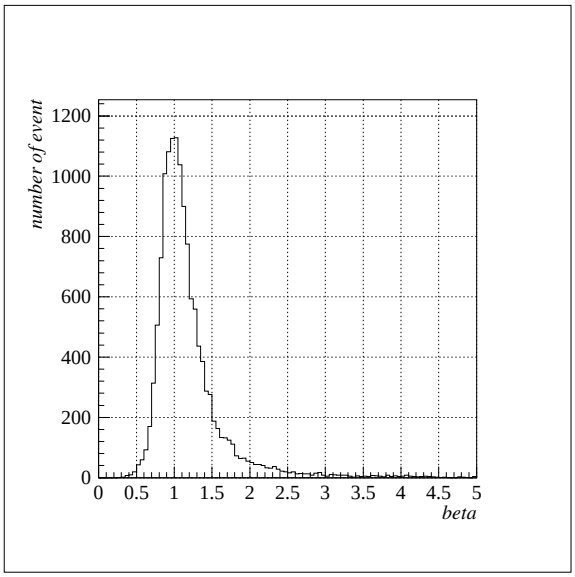


図 4.11: βの分布

4.4 dE/dx の分解能

ADC の calibration については、前章で述べたように行なったが、ここではより具体的な方法と、その結果について述べる。

4.4.1 introduction

まず最初に、いくつかのことわりを列挙しておく。

- calibration に用いた宇宙線は大部分がμ粒子であり、その平均の運動量が 2Gev/c , ピークの運動量が８００ Mev/c であることが文献 [4] に載っていたので、この calibration に用いた宇宙線は上記のμ粒子であるとして考える。

- 粒子のシンチレーター内での energy deposite と、ADC の出力カウントは比例しているとする。

- また、文献 [4] より上記のμ粒子の シンチレーター内での dE/dx は、ピークの値 (most probable) として 1.83MeV ということが計算により判っているので、今回もその値を使うことにする。

これらの仮定や数値の導入は、決して根拠のないものではなく、過去の本研究室の実験等できちんと estimate されたものである。

次に、具体的な ADC のカウント数から dE/dx への変換は、図 4.1 の set up で得られた ADC のヒストグラムのピークカウントの値を Cp とし、ADC のペデスタルを energy deposite 0 として、先の計算による値 1.83MeV を Cp に対応させて、その線形性から ADC の count との比率により dE/dx をもとめた。

4.4.2 ペデスタルの測定

ペデスタルは温度等によって微妙に変化するはずであるが、今回の実験環境はそれほど温度差のあるところではなかった。それを調べるために、数度にわたってペデスタルを測定したが変動はみられなかった。ペデスタルの測定方法は randam trigger で ADC のゲートを開き、PMT からのパルスを ADC のチャンネルにいれてそれぞれ測定した。
結果を以下の表 4.6に示す。

	L	R
1	108	99
2	105	112
3	110	99
4	96	98
5	101	107
6	105	103

表 4.6: ペデスタル (ADC カウント)

4.4.3 Landau 分布と分解能

シンチ 1 枚から得られる ADC 分布は図 4.12に示すように、Landau 分布と呼ばれる分布をする。これは見た通り peak を境にして、鋭く立ち上がっている左側とテールをひく右側にわかれている。ここで問題になるのが分解能であるが、今回我々はその左側を Gaussian で近似することにより、Landau 分布の分解能を求めることにした。

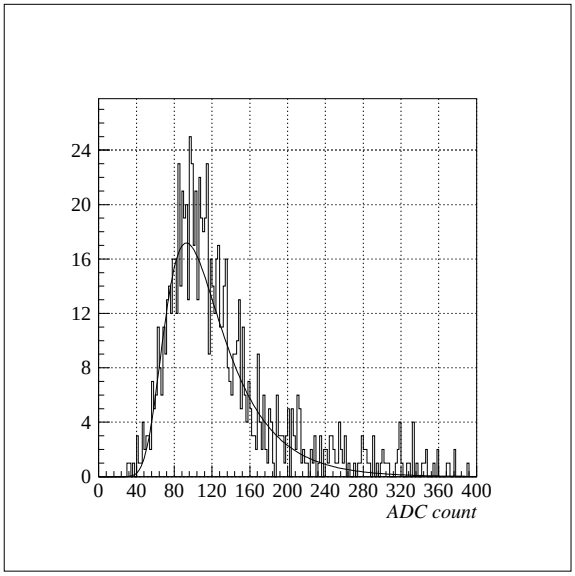


図 4.12: Landau 分布

具体的には、landau 分布の左側の半値半幅 $\Gamma/2$ を Gaussian のΓ と同じとみなし、2.35σ=Γより、landau 分布のσをもとめ、

$$\text{分解能} = \sigma/\text{peak}$$

より、Landau 分布の分解能を求めた。

4.4.4 位置依存性の補正

図 4.13に典型的な PMT 1 個の位置依存性を縦軸を log スケールにして示してある。先に述べたように、光量が exp で減衰するならば、このグラフは直線になるはずであるが、実際はそうなっていない。この結果、相乗平均をとったものも理論どおり一様にはならないのである (図 4.14)。

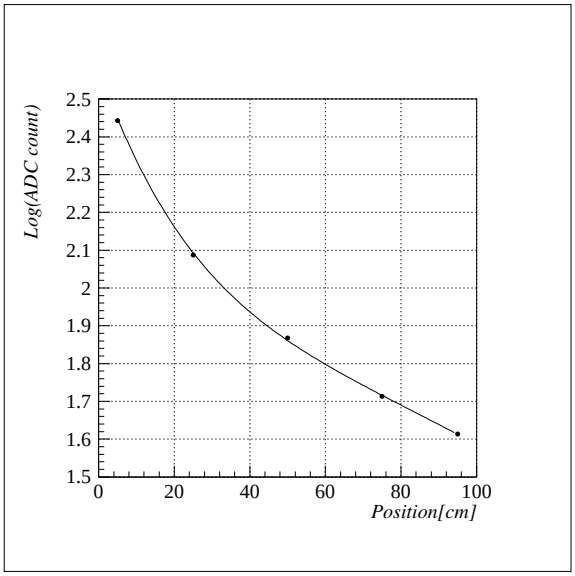


図 4.13: 位置による光量の変化 (補正前)

これらの理由として考えられるのは、粒子の通過する位置によって direct に light guide を望む立体角が変わってくることなどが考えられるが、結局良く判らなかった。
先にも述べたように、これらの相乗平均をとったものと、片側だけのものの両方とも補正しなければならないのだが、ここで問題となってくるのが、これらのグラフがどのような関数形をしているかということである。その原因が判らなかったのでそれを特定することはできなかったが、その形から

- 相乗平均をとったもの
  $f(x) =$ 2 次関数
- 片側だけのもの
  $f(x) =$ (2 次関数) $\times exp(-x/\lambda)$

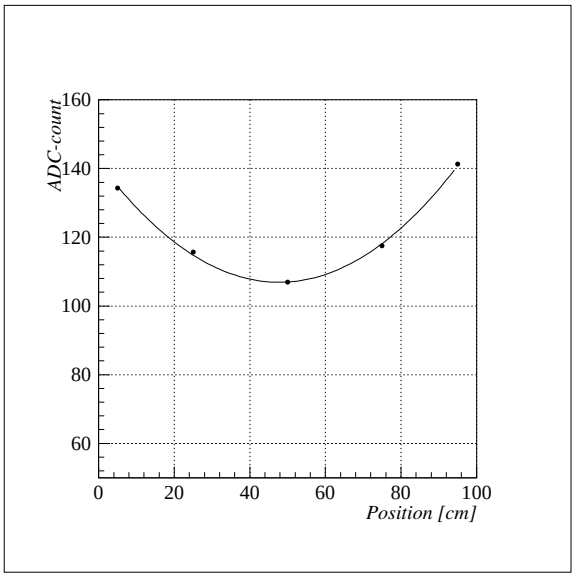


図 4.14: 位置による相乗平均のずれ (補正前)

が最もよくフィットするであろうと思い、今回はこれらの関数形を用いた。

そしてこれらの関数をもちいて最終的にそれぞれのシンチレーターの $(dE/dx)_i$を求める式は 、ADC のカウント数を Ct とすると

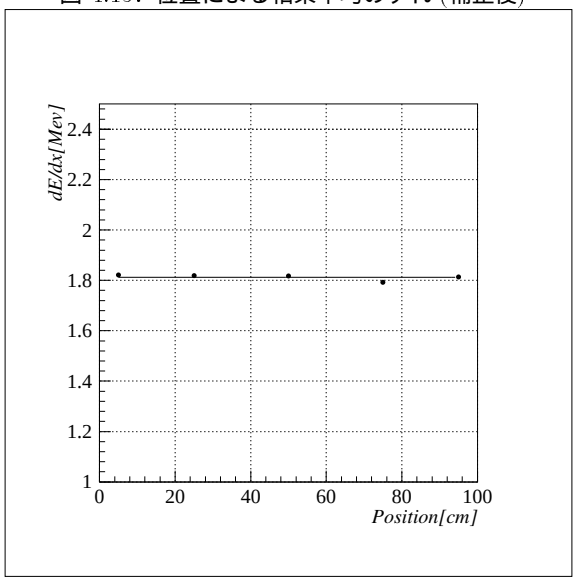
$$(dE/dx)_i = 1.83 \times Ct/f(x)$$

f(x): 上で求めた補正関数

x：それぞれのシンチレーター上を粒子が通過した位置

これによるそれぞれの補正後の位置依存性を図 4.15, 図 4.16に示してある。

図 4.15: 位置による相乗平均のずれ (補正後)



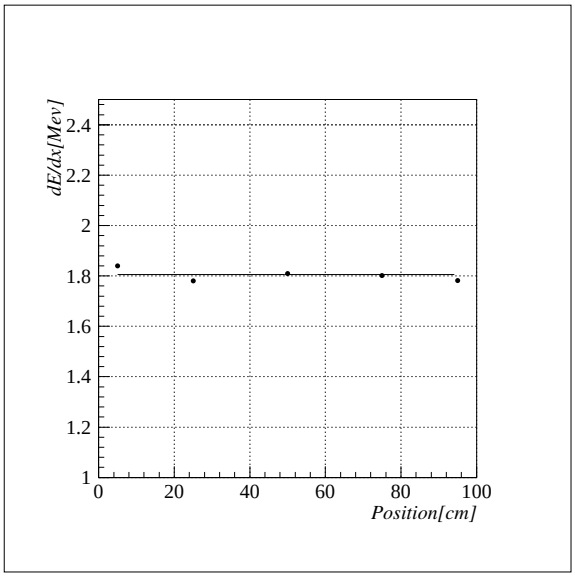


図 4.16: PMT 1個の位置による dE/dx のずれ (補正後)

結果としてよく補正されていると思われる。

4.4.5 calibration の結果及び dE/dx の分解能

まずそれぞれのシンチレーターの $(dE/dx)_i$についての分解能だが、これは 4.4.3で述べた分解能の他に、補正の所での x 及び θによる分解能が効いてくる。
θの分解能の寄与については、$cos\theta$の項として効いてくるので $0 < \theta < 52.4^o$の範囲 (4.5参照) で $|\frac{cos\theta - cos(\theta+\delta\theta)}{cos\theta}|$ の最大ところの値をとる。
x の寄与については,$0 < x < 100$ の範囲で $|\frac{f(x+\delta x)-f(x)}{f(x)}|$ が最大のところの値をとる。
このようにしてえられた分解能を θと x の分については足し合わせ、その和と Landau 分布の分解能については自乗したものを足し、それの平方根をとったものを、それぞれのシンチレーターの分解能とした。結果を以下の表 4.7に示す。

No.of Scintillator	1	2	3	4	5	6
分解能 (%)	44	31	26	28	23	28

表 4.7: それぞれのシンチレーターの分解能

1 番目のシンチレーターが他のに比べて、やや分解能が悪くなっているが、これは このシンチレーターについている PMT は gain が 低く Landau 分布のピークカウントも小さかった。そのため、Landau 分布の分解能が悪くなり、大きくなったと思われる。

次にこれらを使って最終的な dE/dx を求める訳だが、そのやり方は 3.4.3に述べたように truncated mean をとるのだが、その際に上で求めたそれぞれのシンチレーターの分解能の逆数の自乗で重みを掛けている。よってそのようにして求めた dE/dx の分解能は, それぞれのシンチレーターの分解能を $RES_i, (i = 1,6)$ として

$$\delta(dE/dx) = \frac{\Sigma_{i=1}^{6} \frac{1}{RES_i}}{\Sigma_{i=1}^{6} (\frac{1}{RES_i})^2} = 34(\%)$$

として求まった。またこれにより求めた分布を図 4.17に示す。(使用した data は図 4.11と同じ)

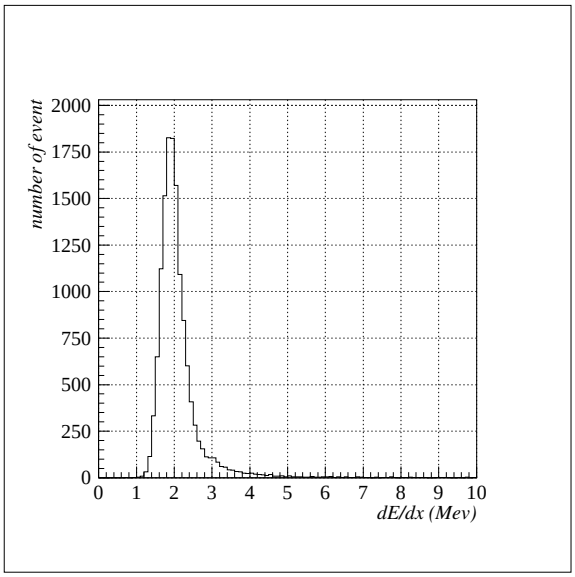


図 4.17: dE/dx の分布

4.5 装置の測定範囲

我々が用いる今回の測定装置によるそれぞれの測定値の測定可能な範囲は、geometory や ADC のゲートの幅 80[ns]、装置 (ADC、TDC) の threshold 及び bit 数などにより制限され、以下のような範囲となっている (表 4.8)。

	min	max
β	0.13	1
dE/dx[Mev]	0.3	28
x [cm]	0	100
θ[degree]	0	52.4

表 4.8: 測定可能範囲

4.6 Efficiency について

１個の粒子が我々の測定器を通過した際、実際に先の trigger logic を通過できるものだとしても、測定器が１００% の効率でその粒子を観測できる訳ではない。この検出効率 (efficiency、以下εとする) は後に検出された粒子数からその flux を求める際に必要となる

パラメータである。

このεは、当然 その電離損失が大きいほどより測定しやすい訳だから、大きくなる。すなわちεは dE/dx の関数、言い替えれば同じ粒子でもその速度 (β) によって変わってくる。これを測定するために我々は calibration と同様に宇宙線を用いたが、地表にとどく宇宙線は大部分がβ=1 であるμ粒子としているので、$q = \frac{1}{3}e, q = \frac{1}{3}e$ を持つ分数電荷粒子のεのβ依存性は測定できない。
ここで我々はβ=1 のμ粒子のパルスを減衰させることにより、Bethe-Bloch の式からそのパルスがあるβを持った分数電荷粒子のものであると考え、そのεを測定した。
測定装置は calibration で用いたものと同じで上下に小型のシンチレーターを配置してある (図 4.1)。

実際には、上下のミニシンチレーターだけの coincidence と、さらに４枚のトリガーシンチレーターをあわせた coincidence をとり、それぞれのカウント数を N, n_0とし、以下のように比をとることによりεを求めた。

$$\varepsilon = \frac{n_0}{N}$$

これをトリガーシンチレーターの方だけアッテネーターをいれて測定した。
それぞれのアッテネートした値を Bethe-Bloch の式と比べて、$q = \frac{1}{3}e, q = \frac{1}{3}e$ に対応するβを求めたものもまとめて以下に示す。

[dB]	n_0	N	ε	$\Delta\varepsilon$	β at Q=$\frac{1}{3}e$	β at Q=$\frac{2}{3}e$
0	56	85	0.758	0.105	0.250	0.559
4	81	112	0.669	0.093	0.329	0.734
7	70	111	0.631	0.096	0.401	0.934
10	31	100	0.310	0.064	0.489	–
15	13	78	0.167	0.050	0.683	–
17	6	77	0.078	0.033	0.783	–
18	10	122	0.082	0.027	0.845	–

上表での– は dE/dx が大きすぎて対応するβ(1 付近) が無いことを示す。

また、$\beta \to 0$ での収束を知るためにアンプで増幅して同様に data をとった。

	n_0	N	ε	$\Delta\varepsilon$	β at Q=$\frac{1}{3}e$	β at Q=$\frac{2}{3}e$
4.2 倍	70	97	0.722	0.113	0.104	0.244

これらのデータより得られた $Q = \frac{1}{3}e, Q = \frac{1}{3}e$ でのβ - ε の関係が下のグラフ (図 4.18) である。

グラフを見て分かるようにβによりかなり efficiency が違ってくる。よって、解析してその flux を求めるときにもある程度βで区切り、その範囲での efficiency を用いて flux を求める必要がある。

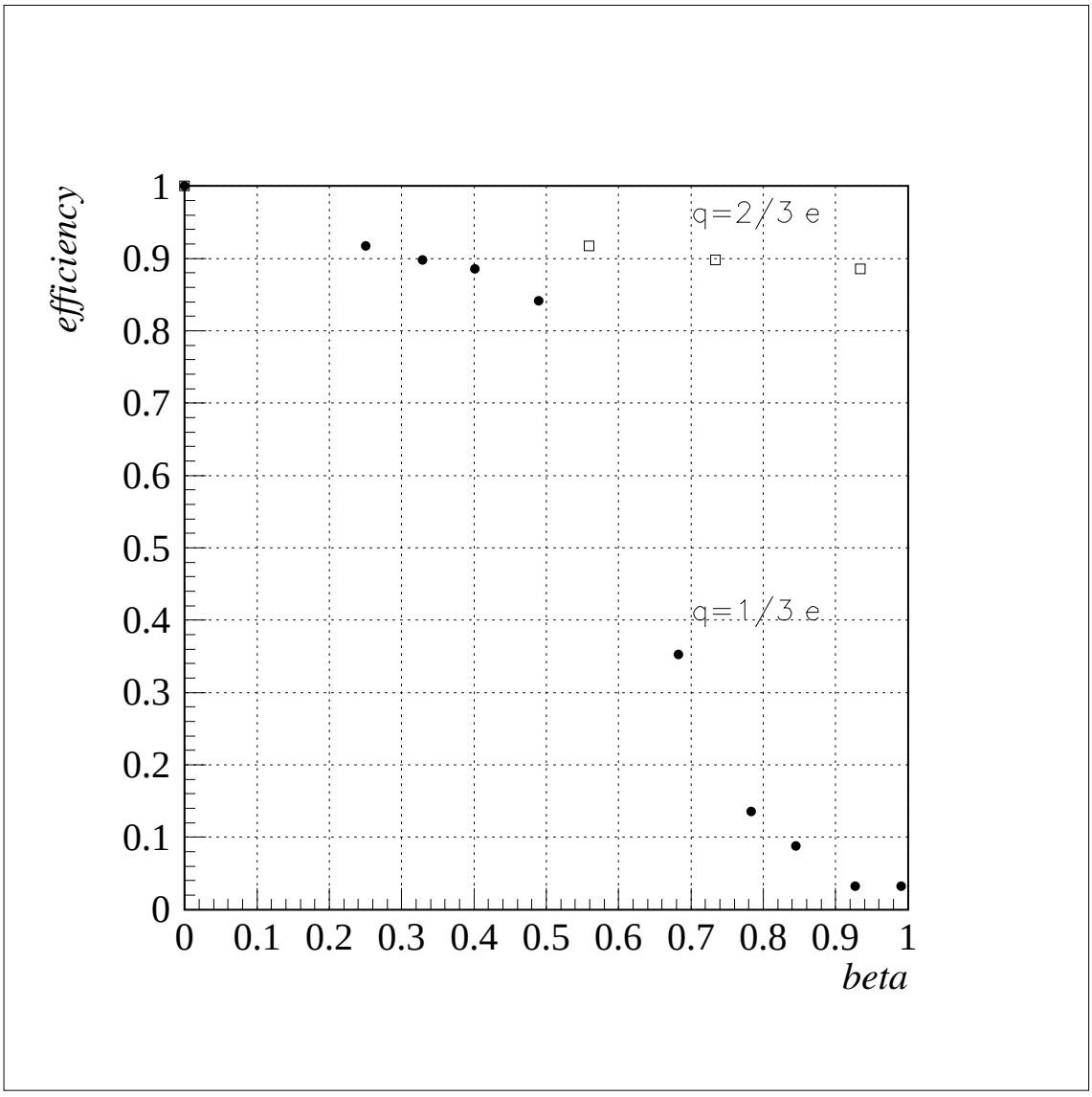


図 4.18: efficiency curve

第 5 章

解析及び結果

5.1 DATA

今回用いた DATA は以下に示すように 1995 年 2 月 24 日から 3 月 4 日までの間に測定されたものである。

- 2/24 21:21:32 ~ 2/25 15:00:00
- 2/25 15:32:10 ~ 2/26 16:00:00
- 2/27 23:54:24 ~ 2/28 14:00:00
- 2/28 20:49:48 ~ 3/1 15:30:00
- 3/1 21:18:53 ~ 3/2 15:30:00
- 3/3 23:50:33 ~ 3/4 13:00:00

測定時間の合計は 102 時間 51 分 33 秒 (370,293 秒) で、この間に得られた event 数は、2,854,838 event であった。
測定の際 データの読み込みや、ハードディスクへの書き込みなどの間 interrupt register を用いて coincidence に veto をかけた。その時間 (Dead Time) を scaler で測定したところ 82320 秒であり 1 event を処理するのに約 28 msec 要したことになる。
つまり live time は 287,973 秒である。

5.2 event selection

我々が今回探している分数電荷の粒子が入射した時について考えてみると、 dE/dx が小さくなるために全ての PMT を鳴らさない可能性がある。そのため今回 trigger の段

階では、各シンチレーターの OR を取っている。これを最大限生かすためにも 1 2 個すべての PMT の情報を必要とするのは意に反することになる。そこで次のように event を reconstruct した。

- ある PMT についての TDC の値が 0 以下かオーバーフロウの場合、その PMT に関する TDC の情報は以後用いないことにする。ただし ADC の情報は使用する。

- ある PMT についての ADC の値がペデスタル以下 (鳴っていない) かオーバーフロウの場合、その PMT に関する ADC の情報は以後用いないことにする。また Time walk の補正には ADC の情報が必要であるので、その PMT に関する時間の情報も以後用いないことにする。つまり ADC の値がおかしい場合その PMT の情報は使わない。

- 先に述べたようにβ を求めるのに両側の PMT が鳴っているシンチレーターが 2 枚必要である。
  ただし我々の set up は 3 つの super layer を用いたものなので、両側の PMT が鳴っているシンチレーターを持つ super layer が 2 組存在しない場合その event を cut する。

- 左右の時間差から求めた位置 (x) がシンチレーター上 $(0 < x < 100)$ になければそのシンチレーターの通過位置は粒子の trajectory を fit する際に除外する。

- fit した直線が detector を外れた場合その event を cut する。

これらの cut で約 10 % の event が reject された。

5.3 結果

cut を通過した event に関して β と dE/dx を求めたものが図 5.1である。

かなり広がった分布をしているが、分解能の悪さからそのほとんどはμ粒子であると考えられる。

しかし μ粒子の染み込み以外のものもあり、次のような理由が考えられる。β=1 の付近で dE/dx が大きいものは、シャワーの event をとらえたものだと考えられる。

またβの大きな方に tail を引いているのは、βを求める際に TOF で割算をしたことから来たものであると考えられる。

電荷=2/3 の場合に Bethe-bloch の式から予想される値から 2 σ の event を plot したものが図 5.2 である。

同様にして電荷=1/3 の場合のものが図 5.3 である。

β の範囲ごとに candidate の数を数えたものが表 6.1である。

β	電荷=2/3(個)	電荷=1/3(個)
$\beta \geq 0.9$	127	-
$0.9 > \beta \geq 0.8$	192	-
$0.8 > \beta \geq 0.7$	1905	-
$0.7 > \beta \geq 0.6$	9170	-
$0.6 > \beta \geq 0.5$	9456	1
$0.5 > \beta \geq 0.4$	2915	4
$0.4 > \beta \geq 0.3$	187	17
$0.3 > \beta \geq 0.2$	19	28
$0.2 > \beta \geq 0.13$	1	12

表 5.1: candidate の数

5.3.1 flux の計算

各 β における candidate の数と efficiency を用いて 次の式より flux を計算した。

$$flux = \frac{candidate\text{の数}\ (events)}{detector\text{の断面積}\ (cm^2) \times detector\text{の立体角}\ (Sr) \times livetime(sec) \times efficiency}$$

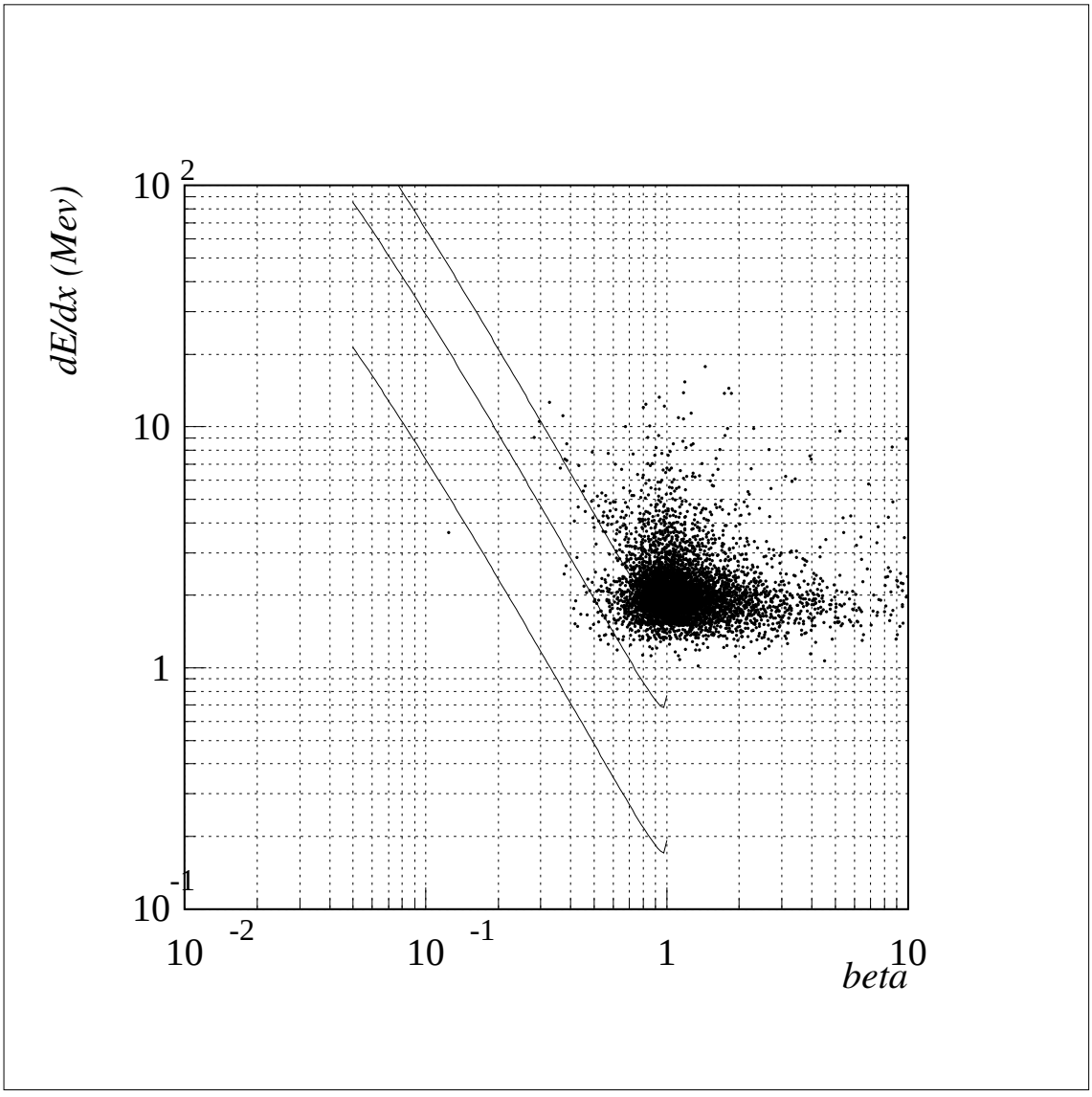


図 5.1: β と dE/dx の 2 次元 plot

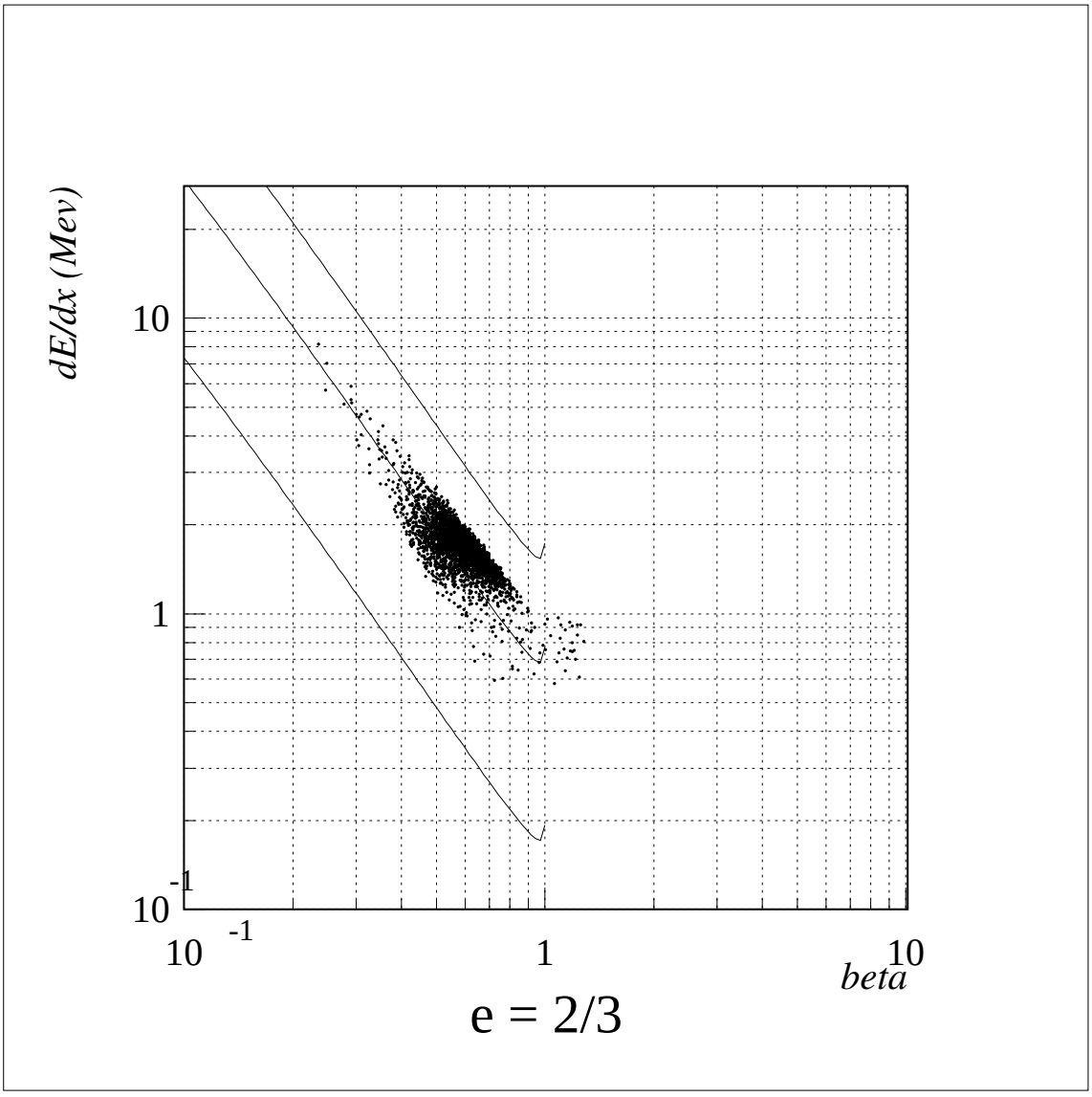


図 5.2: 電荷=2/3 の candidate

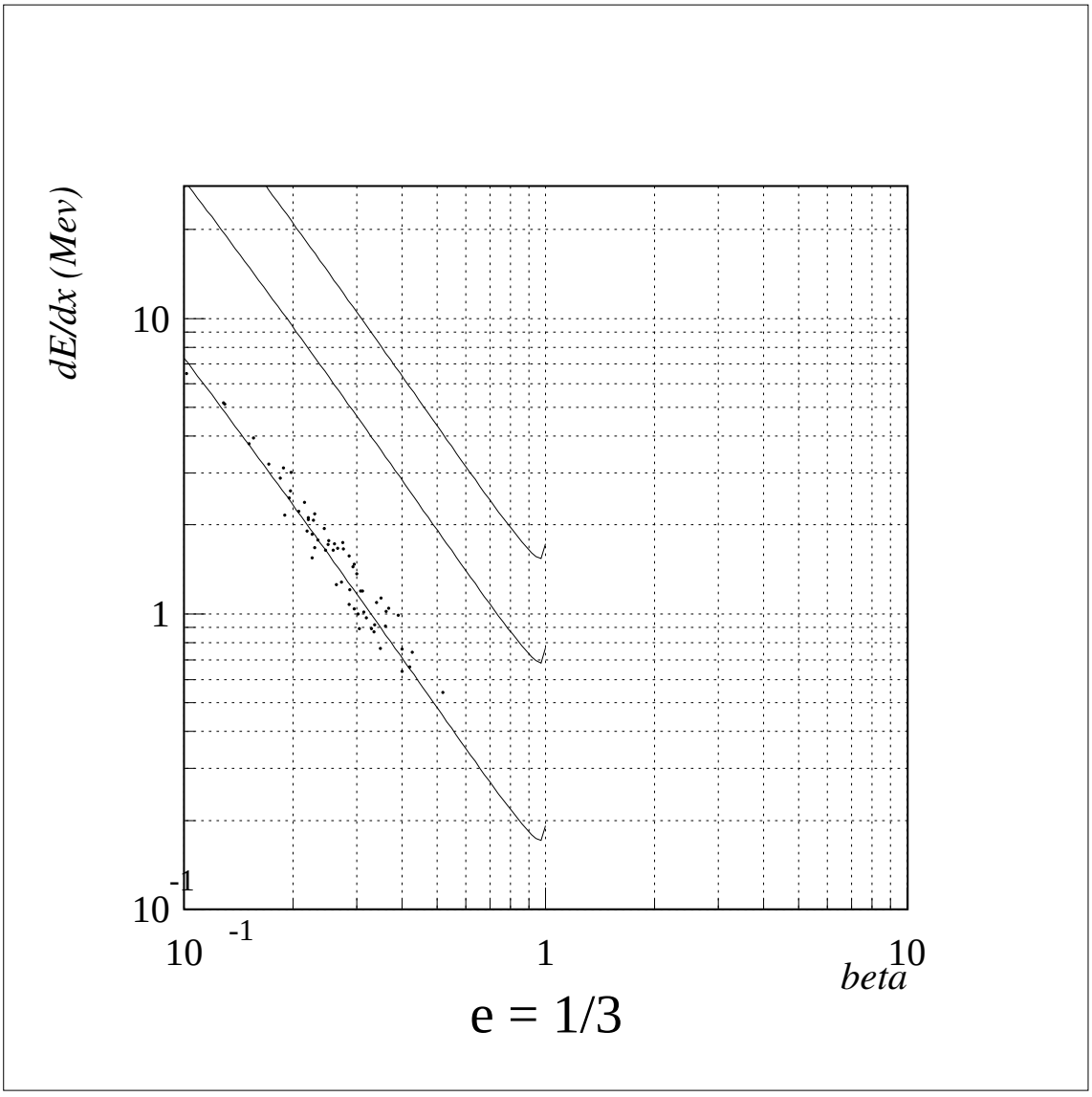


図 5.3: 電荷=1/3 の candidate

そして次のような結果が得られた (表 6)。

β	電荷=2/3	電荷=1/3
$\beta \geq 0.9$	4.91×10^{-7}	-
$0.9 > \beta \geq 0.8$	6.97×10^{-7}	-
$0.8 > \beta \geq 0.7$	7.23×10^{-6}	-
$0.7 > \beta \geq 0.6$	3.45×10^{-5}	-
$0.6 > \beta \geq 0.5$	3.52×10^{-5}	1.32×10^{-8}
$0.5 > \beta \geq 0.4$	1.08×10^{-5}	3.15×10^{-8}
$0.4 > \beta \geq 0.3$	6.90×10^{-7}	8.90×10^{-8}
$0.3 > \beta \geq 0.2$	9.56×10^{-8}	1.33×10^{-7}
$0.2 > \beta \geq 0.13$	1.44×10^{-8}	6.56×10^{-8}

表 5.2: flux の upper limit $[cm^{-2}sec^{-1}]$

表 6をグラフにしたものが図 5.4(電荷=2/3) 及び 図 5.5(電荷 1/3) である。なお、図中には世界の実験を同時に示してある (文献 [1],[5],[6])。

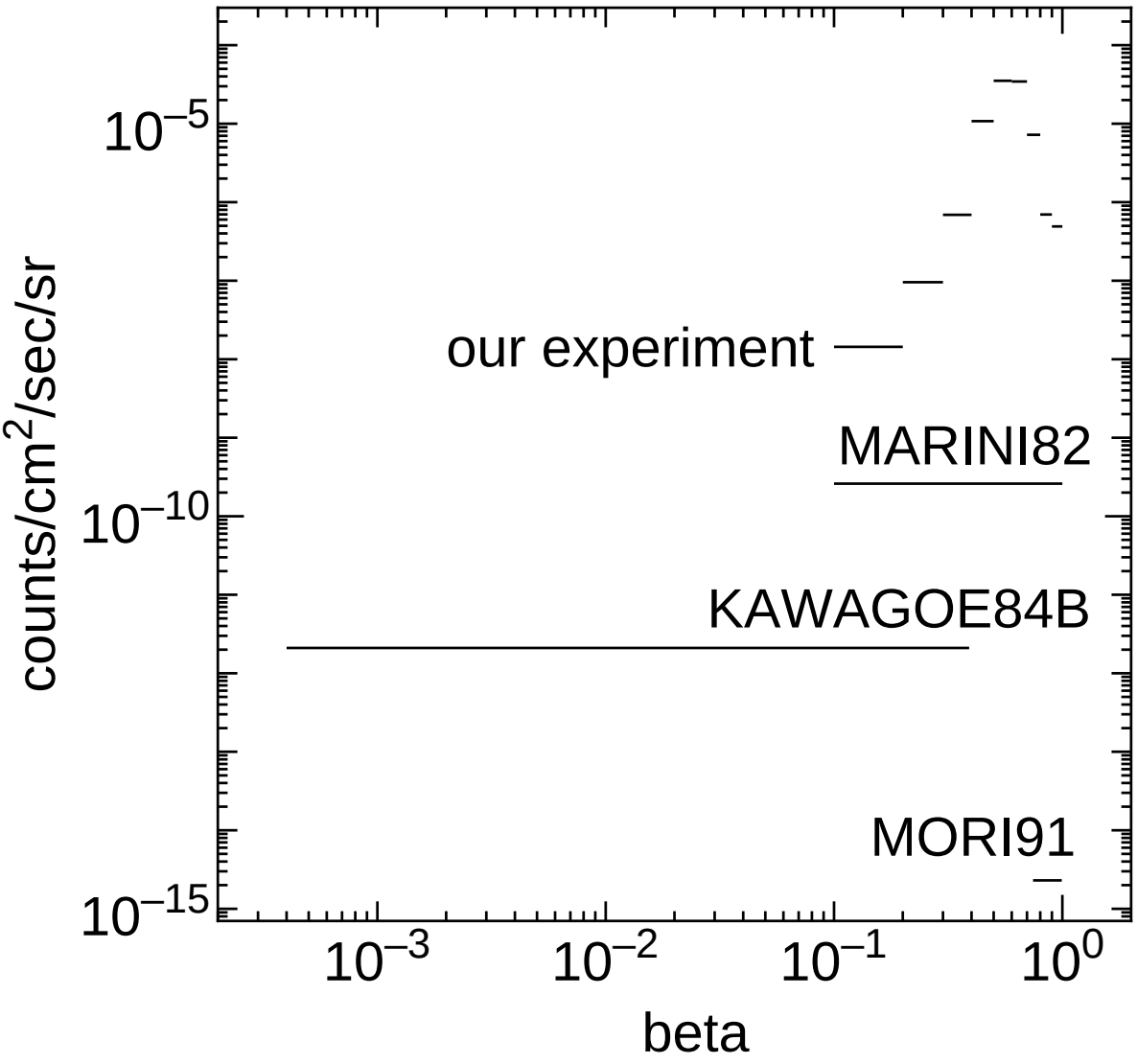


図 5.4: 電荷=2/3 の upperlimit

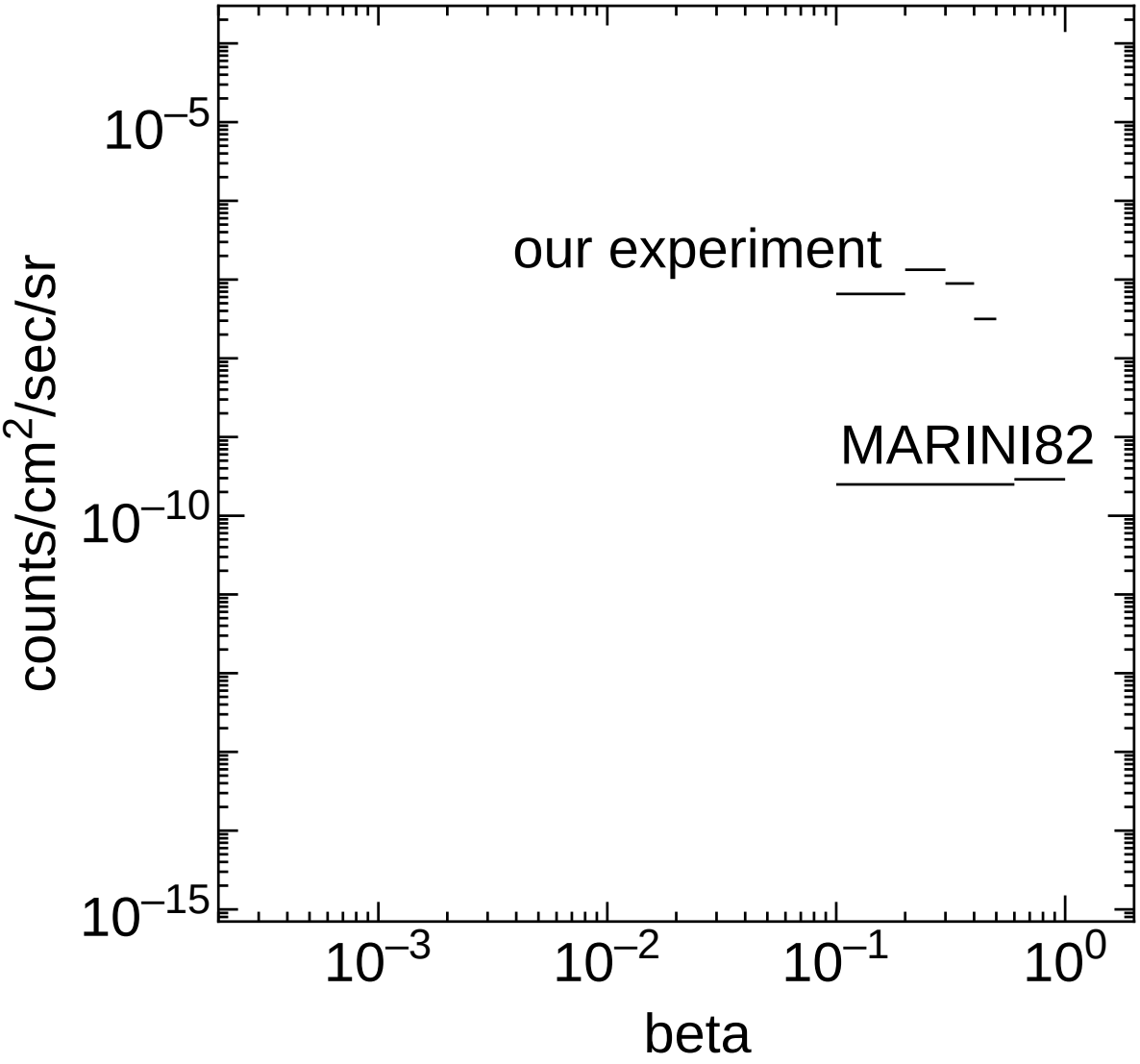


図 5.5: 電荷=1/3 の upperlimit

第 6 章

結論

今回、プラスチックシンチレーターを用いて分数電荷を持つ粒子を探索した結果電荷 $= 1/3$ の粒子及び電荷 $= 2/3$ の粒子に対して以下のような candidate を得た。

β	電荷=2/3(個)	電荷=1/3(個)
$\beta \geq 0.9$	127	-
$0.9 > \beta \geq 0.8$	192	-
$0.8 > \beta \geq 0.7$	1905	-
$0.7 > \beta \geq 0.6$	9170	-
$0.6 > \beta \geq 0.5$	9456	1
$0.5 > \beta \geq 0.4$	2915	4
$0.4 > \beta \geq 0.3$	187	17
$0.3 > \beta \geq 0.2$	19	28
$0.2 > \beta \geq 0.13$	1	12

表 6.1: candidate の数

しかし、この candidate は測定器の分解能の悪さからμ粒子との区別をつけることができない。そこで、分数電荷を持つ粒子の Flux の Upper limit を求め以下の結果が得られた。

β	電荷=2/3	電荷=1/3
$\beta \geq 0.9$	4.91×10^{-7}	-
$0.9 > \beta \geq 0.8$	6.97×10^{-7}	-
$0.8 > \beta \geq 0.7$	7.23×10^{-6}	-
$0.7 > \beta \geq 0.6$	3.45×10^{-5}	-
$0.6 > \beta \geq 0.5$	3.52×10^{-5}	1.32×10^{-8}
$0.5 > \beta \geq 0.4$	1.08×10^{-5}	3.15×10^{-8}
$0.4 > \beta \geq 0.3$	6.90×10^{-7}	8.90×10^{-8}
$0.3 > \beta \geq 0.2$	9.56×10^{-8}	1.33×10^{-7}
$0.2 > \beta \geq 0.13$	1.44×10^{-8}	6.56×10^{-8}

表 6.2: flux の upper limit $[cm^{-2}sec^{-1}]$

今後考えられる改良点としては、まずプラスチックシンチレーターの距離をもっとはなすべきである。我々は 測定器の acceptance を増やすためにシンチレーター同士を近ずけたが、その結果 TOF が PMT の立ち上がり時間 (1ns) に比べて、十分大きくはならなかった。今回は時間がなくこれ以上はできなかったが、少なくとも 測定器同士を倍程度に離していれば時間の分解能はもっとよくなったと思われる。

次にできるなら、光量をふやすためにもっと厚いシンチレーターを用いれば、より candidate を分離しやすかったと思われる。

付録 A

測定器の製作

以下に検出器の製作に使用した材料を示す。

- プラスチックシンチレーター (NE110) ６枚
- 光電子増倍管 (H1161) １２本
- ライトガイド １２個
- アルミ蒸着マイラーフィルム
- ブラックシート

昨年の実験で使用されていた Plastic scintillation counter は、そのまま使用できるものもあったが、大半は、分解して作り直さなければならなかった。まず、PMT と plastic scintillator の分解であるが、このとき light guide の破損の可能性があるため、作業は注意して行なった。巻かれているシートを外した後、light guide と scintillator の境めを上下から押え、scintillator をゆっくりと持ち上げることで分離した。次に、light guide と PMT を分離した。これは、あらかじめ境めにカッターでキズをつけておいてあとは力で分離した。分離した接着面は、キズをつけないように注意してカッターなどで固着した接着剤をはがした。その後、イソプロピルアルコールで磨いたが、キズなどがひどいものは、磨き粉 (プラピカル (株) メイバン) を使って磨いた。ただし、Plastic scintillator は、イソプロピルアルコールでは、拭かないようにした (scintillator が反る可能性があるため) 。分離した PMT は生き死に、及び noise の程度を調べ、使える PMT を選び、使えないものは新しいものと交換した。

次に、これらを接着した。使用する接着剤は optical cement(NE 581) である。plastic scintillator と light guide の接着は、接合面に空気をいれないように注意する (気泡が残ると光量の低下につながるため) だけであったが、PMT と light guide との接着は形が複雑なため工夫を用した。まず、接合面をあわせるため高さを調整し、それから、ビニール紐

でしっかりと固定した。完全に接着するにはまる一日を用した。最後に、マイラーフィルムとブラックシートを巻くのであるが、マイラーフィルムは付録 Bで述べる用にして、また各面が 3 重になるようにセロテープでとめ、ブラックシートは 4 重になるようにしてブラックテープで張り合わせた。これらにより光量の増加を目指すと共にシンチレーション光でない外部からの光を遮断した。そして、完全に光が遮断されているかどうかは、装置を動かしたままシンチレーターに懐中電灯の光をいろいろな角度からあて、その PMT からの出力が変化するかどうかをオシロスコープで確かめた。

付録 B

マイラーの巻き方

我々はプラスチックシンチレーターとブラックシートの間に、光を反射するための銀色のマイラーを巻いた。これはシンチレーション光をより PMT に集めるためのものであるが、このマイラーの巻き方によってその収集効率にも差があるのではないかと思い、その違いを調べた。

我々が探す粒子の光量はμ粒子のものに比べ小さい (4/9,1/9 倍) ため少しでも光を無駄にはしたくなく、このマイラーの巻き方によって光量がより大きいものを選ぶことにした。

比較するものとして、2 つのパターンを以下のように選んだ。

1. マイラーをそのまま (しわのないまま) シンチレーターに巻き付ける。

2. マイラーを巻き付ける前に手でクシャクシャにし、その後巻き付ける。

(1),(2) とも巻き方はなるべくきっちりと 3 重にして巻き、図 4.1 の セットアップを用いてシンチレーターの端から x= 5, 25 ,43 ,75 95 cm のところで data をとり、その ADC カウントと x をプロットした。結果は典型的なものを図 B.1に示す。

図からわかるように、(1) の場合の方が、(2) の場合よりも全体的に光量が増している。これは実際に粒子の 電離損失が増した訳ではなく、シンチレーターの外へもれていく分が少なくなり結果として測定できる光量が増えた訳であるが、乱反射により (2) の方が loss が少なくなると思っていた我々の予想とは異なった結果になった。

考えられることとしては、シンチレーターとマイラーの間の空気の層の厚さにある。シンチレーターからはみ出そうとしている光は、その空気との接合面で反射されてまたシンチレーターに戻っていく訳であるが、(1) の場合に比べ (2) の場合はマイラーがクシャクシャになっている分、すき間も多くなり結果としてかなりの空気の層が間にはいり、反射しにくくなったと考えられる。

マイラーを巻く際には、同じようになるべく空気の層を薄くするように巻いたのだが、やはり限度がありその結果 (1) の方が (2) よりもよくなったと思われる。

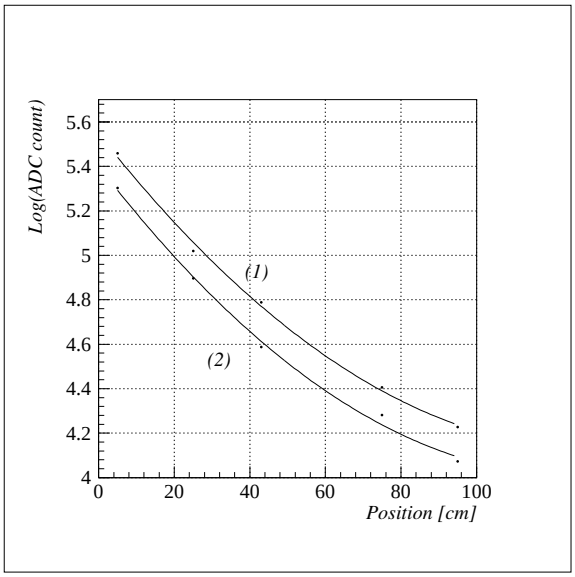


図 B.1: マイラーの巻き方による光量の違い

この結果から、我々は (1) のようにしてマイラーを巻くことに決定した。

参考文献

[1] M,Mori *et al.* Phys.Rev. D ,43,2843

[2] M,Mori *et al.* Phys. Rev. D ,46,R1889

[3] A.G.U perrera *et al.* Phys. Rev. Let.,70,1053

[4] 大阪大学理学部長島研究室 １９８９年度４年生卒業論文

[5] MARINI *et al.* Phys.Rev.D,26,1777

[6] K,Kawagoe *et al.* Letter of Nuovo Ciment, 41,604

謝辞

まず最初に、勉強不足の我々に物理全般にわたって興味深い知識や、また今回の実験を行なう機会を与えていただきました、長島順清先生に厚くお礼申しあげます。
羽澄昌史先生には、今回の実験において、何も知らなかった我々に、実験の基礎から様々な点まで、根気よく御指導して頂き本当にありがとうございました。
瀧田正人先生には、僕らが四年生に成り立ての頃から、様々なことを丁寧に教えて頂き、今回の実験についても貴重なアドバイスをいただき真に感謝しております。
山中卓先生と幅淳二先生には、主にミーティング等でたくさんのするどい意見をいただきました。よく我々の気付かなかった事を教えて頂き、今回の実験には、非常に参考となりました。ありがとうございました。
秘書の続木佐知子さんには、事務で大変お世話になり、お忙しい中、時には話し相手にもなっていただき、研究室内での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、中家さん、花井さん、原さん、辰巳さん、八木さん、修士課程に在学中の、足立さん、川崎さん、辻さん、花垣さん、山口さん、加藤さん、貞本さん、千代さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって我々のよき相談相手となっていただきました。時には、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よくありましたが、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。
最後になりましたが、研究室技官の金子博之氏及び、回路室、計算機室をはじめ、大阪大学原子核グループの方々には、実験で必要なケーブルの作り方をはじめ、様々な面でお世話になり、大変感謝をしております。
ありがとうございました。