

宇宙線中の陽子探索

卒業研究

大阪大学理学部物理学専攻

山中卓研究室 4年

木佐森慶一 藤川真里

March 15, 2010

概要

我々の実験目的は宇宙線中に含まれる陽子を検出することである。地表付近での宇宙線の大部分は μ 粒子であるが、陽子は μ 粒子よりおよそ2桁小さいフラックスであることがわかっている [1]。

そこで、本実験ではプラスチックシンチレーターを用いて粒子の飛行速度を測定し、NaIを用いて運動エネルギーを求めた。得られた飛行速度と運動エネルギーから粒子の質量を求め、質量の違いを利用して粒子識別を行った。

この結果、陽子の信号候補を51イベント検出した。そのうち背景事象を $12.3^{+3.4}_{-2.7}$ イベントと見積もり、有意に陽子を観測した。

目次

第 1 章	はじめに	5
1.1	背景	5
1.2	測定原理	5
第 2 章	検出装置	7
2.1	データ収集装置	7
2.2	検出器の形状と配置	7
2.3	トリガー回路	9
2.4	PMT の電圧	10
2.5	μ 粒子崩壊の測定用のセットアップ	10
第 3 章	理論予測	12
3.1	測定するエネルギー・TOF の領域	12
3.2	期待される統計量	13
3.3	粒子識別に必要な検出器の分解能	13
第 4 章	各種較正	16
4.1	エネルギー較正	16
4.2	TDC の較正	18
4.3	入射位置の特定	19
4.4	TOF=0 の決定	21
4.5	slewing 補正	22
第 5 章	結果・考察	24
5.1	計数・計測時間	24
5.2	Event Selection	24
5.2.1	粒子が NaI 中で止まった事象を選び出す	24
5.2.2	Fiducial cut を行う	26
5.3	μ 粒子の寿命測定	28
5.3.1	測定精度	28
5.4	陽子の探索	31
5.4.1	2次元ヒストグラム	31

5.4.2	バックグラウンドの評価	32
5.5	課題と考察	34
第 6 章	結論	35
付 録 A	Logic 回路図	36

目 次

1.1	実験の概略	6
2.1	プラスチックシンチレータと NaI の配置	8
2.2	プラスチックシンチレータと NaI の形状	9
2.3	trigger に用いた回路	10
3.1	β と $f(\beta)$ の関係	14
3.2	予想される μ 粒子と陽子の質量分布	15
4.1	pedestal と MIP のピークをそれぞれフィットした NaI1 の ADC 分布	16
4.2	slow TDC の時間と TDC カウントの関係	18
4.3	入射位置特定の setup	20
4.4	シンチレータ AB における入射位置と時間差の関係式	20
4.5	シンチレータ AB と C を重ね合わせたときの TDC	21
4.6	slewing 効果	22
4.7	ADC を横軸に、TDC を縦軸にとった 2 次元ヒストグラム (補正前)	23
4.8	ADC を横軸に、TDC を縦軸にとった 2 次元ヒストグラム (補正後)	23
5.1	NaI 中で止まった粒子の β 分布	25
5.2	NaI 中で止まった粒子のエネルギースペクトル	25
5.3	Fiducial cut をかけた β 分布	27
5.4	Fiducial cut をかけたエネルギースペクトル	27
5.5	Fiducial cut をかけた質量分布	28
5.6	μ の崩壊曲線	29
5.7	1~10 μ sec で μ 粒子の崩壊が観測された事象の β の分布	30
5.8	1~10 μ sec で μ 粒子の崩壊が観測された事象のエネルギースペクトル	30
5.9	1~10 μ sec で μ 粒子の崩壊が観測された事象の質量分布	31
5.10	横軸 β 、縦軸エネルギーにとった 2 次元ヒストグラム	32
5.11	式 5.2 でフィットしたもの	33
A.1	Digital 回路	36
A.2	Analog 回路	37

表 目 次

2.1	実験で使用した装置	7
2.2	プラスチックシンチレーターに接続している PMT の電圧と discriminator のしきい値	11
2.3	NaI に接続している PMT の電圧	11
3.1	予想される粒子のエネルギー・TOF	12
4.1	プラスチックシンチレーターのエネルギー較正における計数	17
4.2	NaI のエネルギー較正における計数	17
4.3	fast TDC-時間変換の計数	19
4.4	slow TDC-時間変換の計数	19
4.5	それぞれのシンチレーターにおける入射位置と時間差の関係式	20
4.6	シンチレーター内の光速	21
4.7	slewing 補正前後の時間分解能	22
5.1	信号領域内におけるバックグラウンド関数の積分値と事象数の比較	33

第1章 はじめに

1.1 背景

宇宙空間には $10^9\text{eV} \sim 10^{19}\text{eV}$ の高エネルギーで飛び交う粒子が存在する。この粒子を一次宇宙線といい、約 90% は陽子で約 8% が α 粒子である。一次宇宙線が大気圏に突入すると、高度数十 km で空気中の窒素や酸素の原子核と衝突し、核反応を起こして放射性同位体を生成したり、中性子や陽子をはじき飛ばす過程を経て、 π 中間子などの二次粒子が生じる。この現象を大気シャワー現象といい、生じた二次粒子を二次宇宙線という。地表付近に降ってくる二次宇宙線の大部分は μ 粒子であり、他に陽子、電子、ニュートリノなども含む。文献値 [1] によると、地表付近での陽子は μ 粒子に比べて、およそ 1/100 倍のフラックスである。

今回の実験では宇宙線中に含まれる陽子と μ 粒子を質量の違いを利用して識別した。

1.2 測定原理

粒子の質量 m は、相対論の式より、

$$m^2 = E^2 - |\mathbf{p}|^2 \quad (1.1)$$

$$= E^2(1 - \beta^2) \quad (1.2)$$

$$= (T + m)^2(1 - \beta^2) \quad (1.3)$$

これを变形して、質量は

$$m = \frac{T}{(1/\sqrt{1 - \beta^2} - 1)} \quad (1.4)$$

と表せる。ここで、 β は粒子の速度を光速で割ったもの、 \mathbf{p} は運動量、 E は全エネルギー、 T は運動エネルギーとした。

実験装置の概略図を図 1.1 に示す。以後、図 1.1 に示すように、プラスチックシンチレーターに接続した光電子増倍管 (以下 PMT と呼ぶ) をそれぞれ A ~ E のように呼ぶ。本実験では、プラスチックシンチレーター AB と C を並べて、その間を粒子が通るときの時間差 (Time of Flight、以下 TOF と呼ぶ) を計ることにより β を得た。また、NaI の中で止まる粒子が、NaI 中に落とすエネルギーを測定することにより、

粒子の運動エネルギーを得た。粒子が NaI 中で止まったという事象を識別するために、シンチレーター E は veto に用いる。

このようにして TOF と運動エネルギーを測定することにより、式 1.4 から粒子の質量を得た。

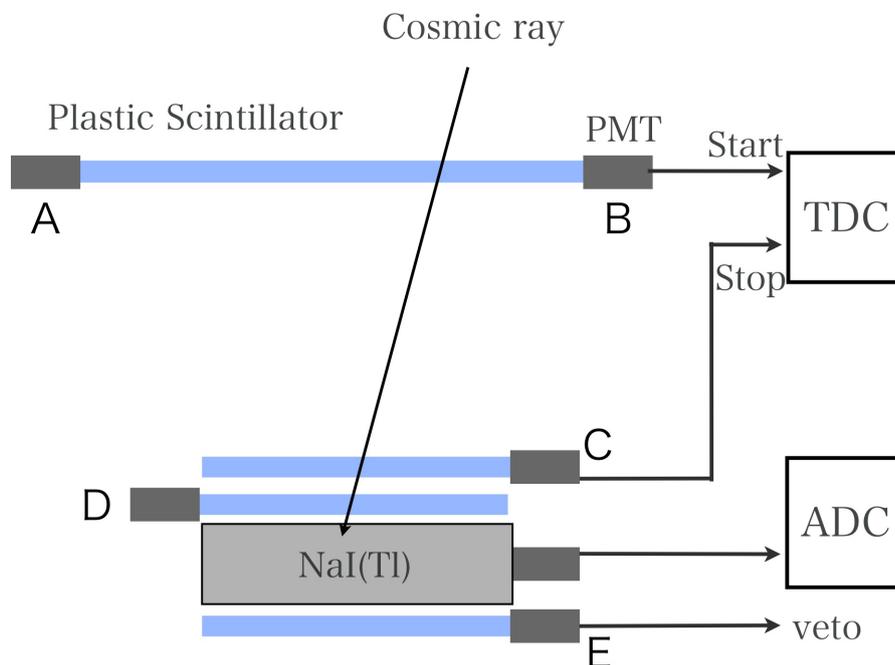


図 1.1: 実験の概略

第2章 検出装置

2.1 データ収集装置

本実験で使用したモジュールを表 2.1 に示す。

表 2.1: 実験で使用した装置

CAMAC コントローラー	TOYO CC/7700
ADC	REPIC PRC-022
fast TDC (0 ~ 200 ns)	LeCroy 2228A
slow TDC (0 ~ 80 μ s)	KEK-C-11-21

ここで、fast TDC の測定領域は 0 ~ 200 ns であり、これは TOF の計測に用いた。また、slow TDC の測定領域は 0 ~ 80 μ s であり、これは μ 粒子の寿命測定に用いた。

2.2 検出器の形状と配置

本実験のプラスチックシンチレーターと NaI の配置を図 2.1 に、形状を図 2.2 に示す。ここでプラスチックシンチレーターはそれぞれ 2 枚ずつ横並びにして用いているので、これを A と A' のように呼ぶ。また、NaI は水平に 6 本並べてあり、図 2.1 の手前からそれぞれ 1 ~ 6 と呼ぶ。

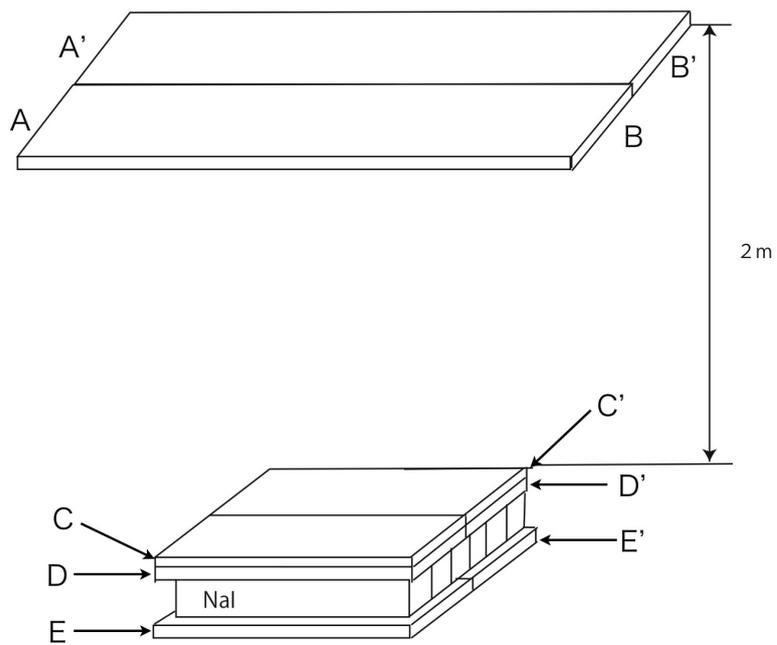


図 2.1: プラスチックシンチレーターと NaI の配置

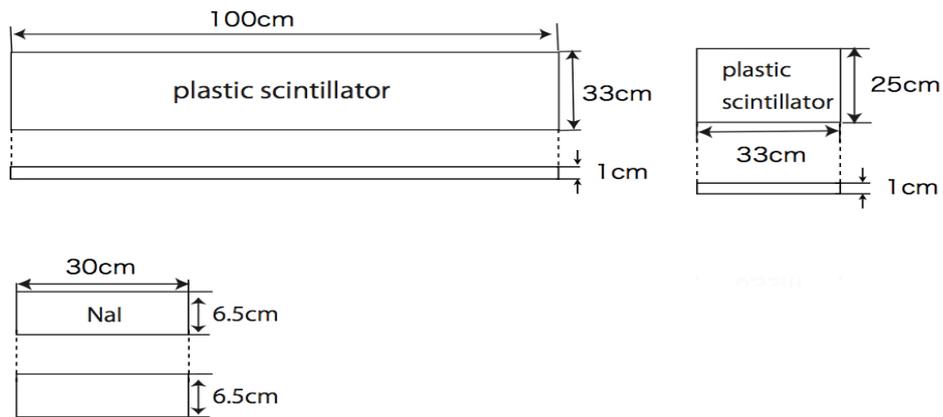


図 2.2: プラスチックシンチレーターと NaI の形状

2.3 トリガー回路

本実験に用いたトリガーのロジック回路を図 2.3 に示す。また、回路全体は付録 A に示す。

TOF を測るための TDC の start は A or A' とし、stop は C or C' とした。TOF を精度よく計測するための補正は第 4 章で論じる。

また、E or E' はオフライン解析で veto をかけるために用いた。

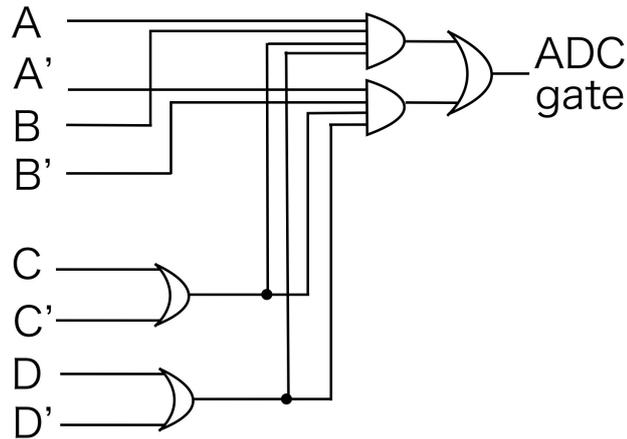


図 2.3: trigger に用いた回路

2.4 PMT の電圧

PMT は浜松フォトニクス の H7195 を用いた。それぞれの PMT に印加した電圧と、discriminator のしきい値を表 2.2、2.3 に示す。

プラスチックシンチレーターに取り付けられた PMT の電圧は、gain の変化を少なくするために、プラトー領域に設定した。ただし、A、A'、B、B' はシンチレーターが大きく、光の減衰が著しいので、微弱な光でも検出できるように、電圧をプラトー領域より高めに設定し、discriminator のしきい値は低く設定した。

NaI の信号は大きいため、PMT の電圧をプラトー領域に設定すると、ADC がオーバーフローしてしまう。そこで、NaI の信号が計測可能な領域に収まるように PMT の電圧をプラトー領域より低く設定した。

2.5 μ 粒子崩壊の測定用のセットアップ

μ 粒子の崩壊様式は式 2.1 あるいは 2.2 のように表され、寿命は $\tau = 2.20 \mu\text{sec}$ [2] である。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

μ 粒子が崩壊して、電子が生成し、その電子が NaI 中でエネルギーを落とすことにより、NaI で信号を観測することができる。この信号を観測するために、観測領域が $0 \sim 80 \mu\text{s}$ の広い領域を持つ slow TDC を用いた。シンチレーター B を slow TDC の

表 2.2: プラスチックシンチレーターに接続している PMT の電圧と discriminator のしきい値

PMT	電圧 (V)	しきい値 (mV)
A	2100	5
A'	2100	5
B	2100	5
B'	2100	5
C	1400	30
C'	1400	30
D	1650	30
D'	1450	30
E	1550	—
E'	1600	—

表 2.3: NaI に接続している PMT の電圧

PMT	電圧 (V)
1	1120
2	1120
3	1100
4	1250
5	1150
6	1020

start に、stop 信号としては、NaI から出力を 3.7 倍のアンプで増幅し、30mV のしきい値を越えた信号を用いた。

第3章 理論予測

3.1 測定するエネルギー・TOFの領域

測定する陽子と μ 粒子は今回の実験装置ではどのくらいの運動エネルギーと TOF を持つのか Bethe-Bloch の式から予測した。実験のセットアップは図 2.1 に示すようなものであり、この 1 枚目のシンチレーターの上方から入射して 2 枚目を突き抜け、NaI で止まる粒子のエネルギーを求めた。つまり、最もエネルギーが低い粒子は厚さ 1cm のシンチレーター 2 枚を突き抜けて 3 枚目の表面で止まるもので、最もエネルギーが大きな粒子はシンチレーター 3 枚を突き抜け厚さ 6.5cm の NaI の底面で止まるものとした。

Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Dz^2Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{(2mc^2\beta^2\gamma^2)^2}{I^2} - \beta^2 \right) \quad (3.1)$$

を用いて、鉛直方向の陽子・ μ 粒子についてシンチレーター中に落とすエネルギーを計算し、観測されるそれぞれの粒子のもつエネルギーと、その粒子の TOF を計算した。その計算結果を表 3.1 に示す。

表 3.1: 予想される粒子のエネルギー・TOF

	μ 粒子	陽子
Energy deposit(MeV)	19.28~128.86	59.66~326.96
β	0.571~0.894	0.342~0.674
TOF (ns)	7.46~11.68	9.89~19.48

3.2 期待される統計量

本実験のセットアップでは、 μ 粒子・陽子はどれくらいの計数率が期待されるかを計算した。文献 [3] によると、今回測定するエネルギー領域の μ 粒子のフラックスは

$$\sim 1 \text{ m}^2\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1} \quad (3.2)$$

である。また、stop のシンチレーター C の任意の点から start のシンチレーター AB が張る立体角を計算し、stop のシンチレーターの面積で積分したものは、 $2.6\text{m}^{-2}\text{sr}$ である。今回測定するエネルギー領域での陽子のフラックスは分からなかったので、全エネルギー領域での μ 粒子と陽子のフラックスの比 $\sim 10^{-2}$ を用いると、一日あたりに期待される陽子のイベント数は

$$1[\text{m}^2\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}] \times 2.6 \times 10^{-2}[\text{m}^{-2}\text{sr}] \times 86400[\text{s}] \times 10^{-2} \quad (3.3)$$

$$\sim 20 \text{ events} \quad (3.4)$$

である。

3.3 粒子識別に必要な検出器の分解能

各検出器の分解能を考慮し、我々の実験装置系で μ 粒子と陽子を識別できるか考察する。

式 1.4 から質量の測定誤差は

$$\frac{\delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\beta^2\gamma^3}{\gamma-1}\right)^2 \left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)^2} \quad (3.5)$$

となる。ここで、

$$f(\beta) = \frac{\beta^2\gamma^3}{\gamma-1} \quad (3.6)$$

として、 β と $f(\beta)$ の関係を図 3.1 に示す。

観測する μ 粒子と陽子の速度は表 3.1 よりそれぞれ

μ 粒子 : 0.57 ~ 0.89

陽子 : 0.34 ~ 0.67

なので、図 3.1 より μ 粒子と陽子の $f(\beta)$ のはそれぞれ

μ 粒子 : 3 ~ 6

陽子 : 2 ~ 3

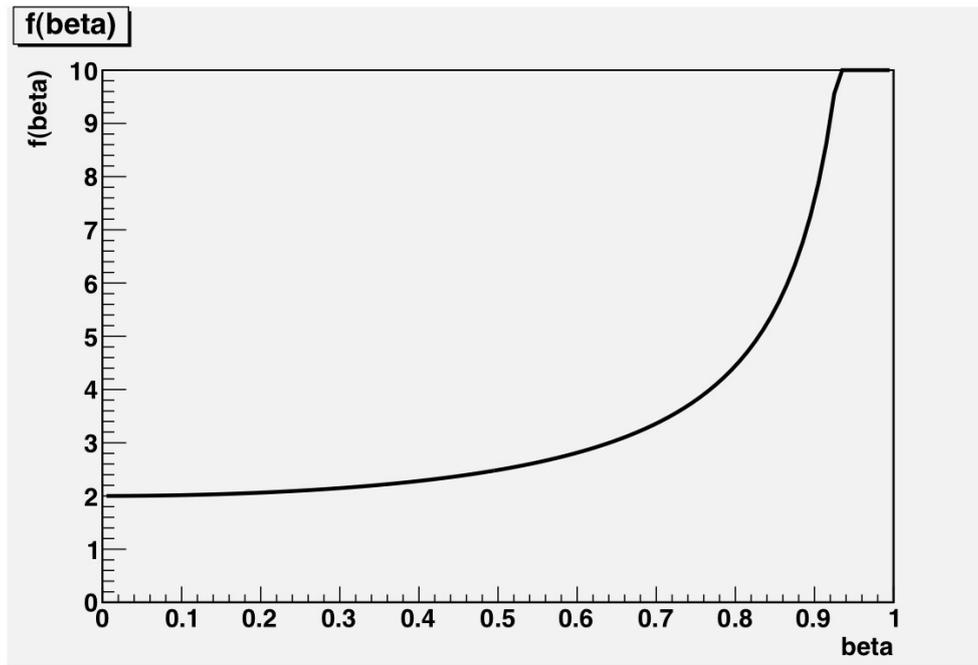


図 3.1: β と $f(\beta)$ の関係

となる。よって、今回の実験ではエネルギー分解能よりも時間分解能の方が重要であるといえる。予備実験から、エネルギー分解能は 30% 以下、時間分解能は 13% 程度であることが分かっている。そこで、 μ 粒子と陽子の β がそれぞれの最大値としたときの質量分解能は、

$$\frac{\delta M_\mu}{M_\mu} \simeq 70\% \quad (3.7)$$

$$\frac{\delta M_p}{M_p} \simeq 30\% \quad (3.8)$$

となる。この質量分解能を用いて、 μ 粒子と陽子の比を 10^{-2} とした場合の質量分布を図 3.2 に示す。すると、450MeV 付近で μ 粒子は 5σ 程度、陽子は 1.5σ 程度それぞれの平均値から離れているので、識別可能であると考えられる。

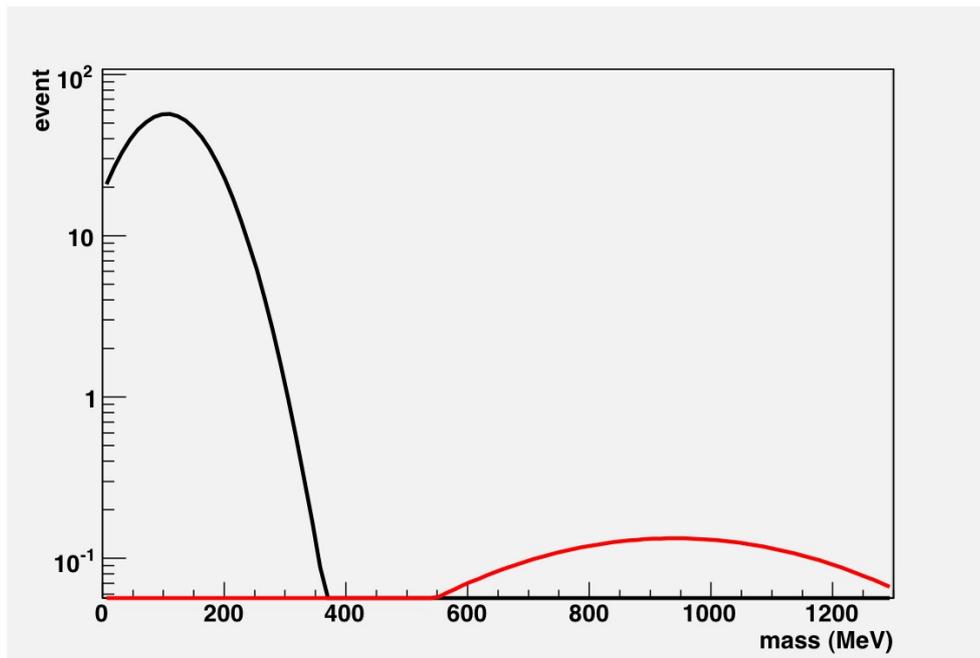


図 3.2: 予想される μ 粒子と陽子の質量分布

第4章 各種較正

4.1 エネルギー較正

ADC カウントをエネルギー情報に変換するため、ADC カウントとエネルギーの関係式が必要である。そのために、以下の測定を行った。

NaI を突き抜けるエネルギーが高い μ 粒子 (Minimum Ionization Particle、以下 MIP とする) は文献 [2] より、 $dE/dx = 4.8\text{MeV/cm}$ のエネルギーを落とす。これより 6.5cm の NaI を突き抜ける μ 粒子は 31.2MeV のエネルギーを落とすことがわかる。また、同様にして厚さ 1 cm のプラスチックシンチレーターでは 1.77MeV のエネルギーを落とす。

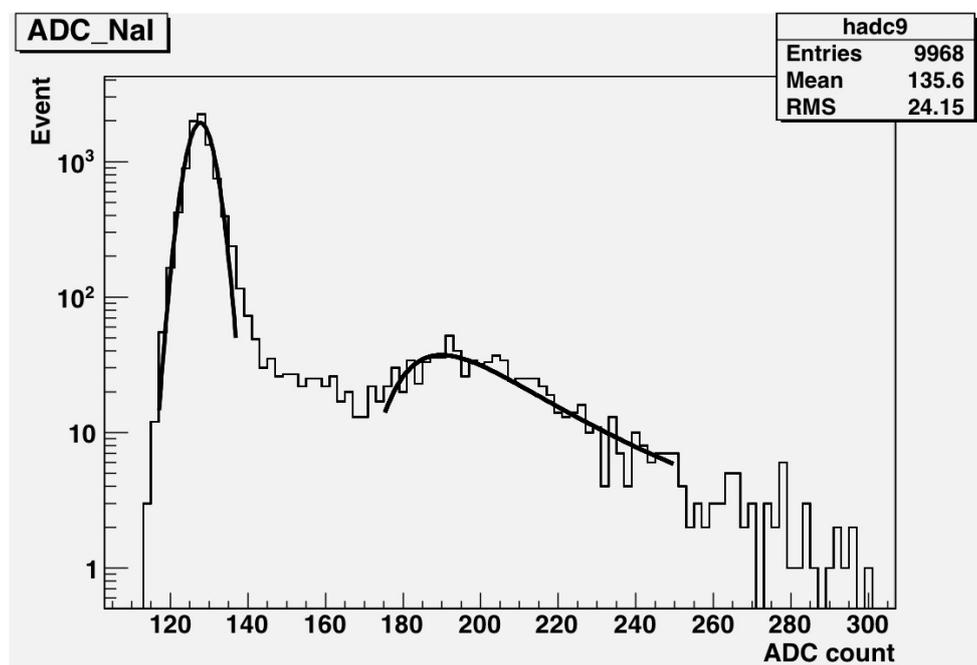


図 4.1: pedestal と MIP のピークをそれぞれフィットした NaI1 の ADC 分布

NaI を貫通した粒子であるという条件を課すために、シンチレーター C、D、E の coincidence をトリガーにして計測した。これによって得られた NaI のエネルギースペクトルを図 4.1 に示す。

ADC の pedestal をガウス分布でフィットし、平均を得た。また、MIP のピーク付近をランダウ分布でフィットして MPV(Most Probable Value) を得た。pedestal と MIP の 2 点から得られた ADC カウントとエネルギーの関係式が表 4.1、表 4.2 である。ここで、ADC カウントを x 、エネルギーを $y(\text{MeV})$ として、

$$y = ax + b \quad (4.1)$$

とした。

表 4.1: プラスチックシンチレーターのエネルギー較正における計数

name	$a(\text{MeV}/\text{ADC カウント})$	$b(\text{MeV})$
C	0.510	-117.7
C'	0.398	-43.46
D	0.564	-73.06
D'	0.424	-36.4
E	0.420	-42.92
E'	0.592	-63.47

表 4.2: NaI のエネルギー較正における計数

name	$a(\text{MeV}/\text{ADC カウント})$	$b(\text{MeV})$
1	0.510	-117.7
2	0.398	-43.46
3	0.564	-73.06
4	0.424	-36.4
5	0.420	-42.92
6	0.592	-63.47

4.2 TDCの較正

TDC カウントを時間情報に変換するため、TDC カウントと時間の関係式が必要である。そのため、以下のような測定を行った。

TDC の start には Clock Generator の信号を用い、stop には同じ信号を遅延させたものを用いた。遅延させた時間は分解能 2 ps のオシロスコープを用いて読み取った。遅延させた時間に対して TDC カウントをプロットし、図 4.2 のように直線でフィットし、TDC カウントと時間の関係式を得る。

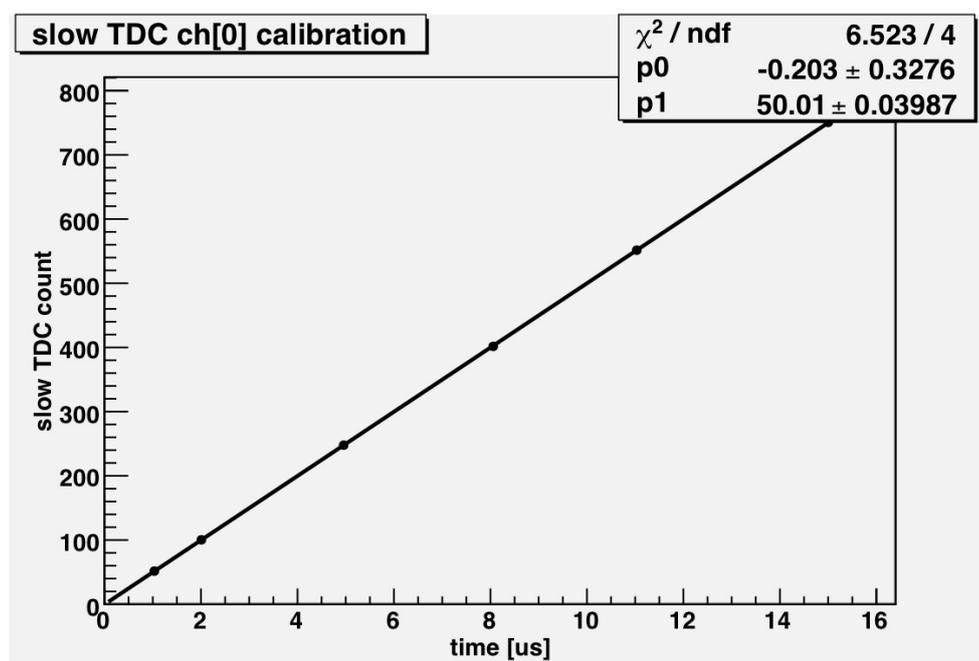


図 4.2: slow TDC の時間と TDC カウントの関係

ここで、遅延させた時間を $x(\text{ns})$ 、TDC カウントを y として、

$$y = ax + b \quad (4.2)$$

とすると、表 4.3、4.4 に示す結果を得た。

表 4.3: fast TDC-時間変換の計数

計測する時間差	a (TDC カウント/ns)	b (TDC カウント)
A-B	23.29 ± 0.02	-126.1 ± 0.4
A-C	23.30 ± 0.01	-122.5 ± 0.3
A-D	23.29 ± 0.01	-125.0 ± 0.3

表 4.4: slow TDC-時間変換の計数

計測する時間差	a (TDC カウント/ns)	b (TDC カウント)
A-NaI	50.01 ± 0.04	-0.2 ± 0.3

4.3 入射位置の特定

プラスチックシンチレーターに粒子が入射し発光してから、光がシンチレーター中を伝わり PMT に到達するまでに時間がかかる。真空中の光速で伝わったとしても start のシンチレーター AB は長さが 1m あるので、最端点に入射した場合、もう一端の PMT に伝わるまでに 3.3nsec かかってしまう。予想される TOF は 7 ~ 20ns であり、必要な時間分解能を約 13 % とすると、1 ~ 2ns の時間分解能が必要である。よって、入射位置を特定して PMT に伝わるまでの時間を補正する必要がある。

start に用いるシンチレーター AB は両端から PMT で読み出していることを利用して、左右の PMT に光が入射する時間差を計測する。stop に用いるシンチレーター C に関しては、C と D を図 4.3 のように配置することで、この補正が可能になる。あらかじめ図 4.3 のようにプラスチックシンチレーターの上下を小さなシンチレーター (幅 10cm、厚さ 1cm) で挟み、時間差と位置の関係を求める。図 4.4 に示すように、左右に伝わる時間差 Δt を縦軸にとり、小さなシンチレーターの位置 x を横軸にとり、直線でフィットする。この直線の式をあらかじめ求めておくことにより、左右の時間差から入射位置の特定が可能になる。図 4.4 はシンチレーター AB について行ったものである。これを A'B'、CD、C'D' でも行う。この結果を表 4.5 にまとめる。ここで、左端の PMT (A、A'、C、C') からの位置 (cm) を x 、2 つの TDC カウントの差を y として、

$$y = ax + b \quad (4.3)$$

とした。

この直線の傾きからシンチレーター内の光速を求めた。その結果を表 4.6 に示す。シンチレータ AB (A'B') と CD (C'D') では、シンチレーター内の光速が約 2 倍違うという結果が得られたが、この原因についてはよくわかっていない。

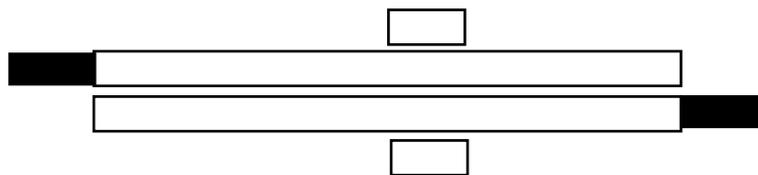


図 4.3: 入射位置特定の setup

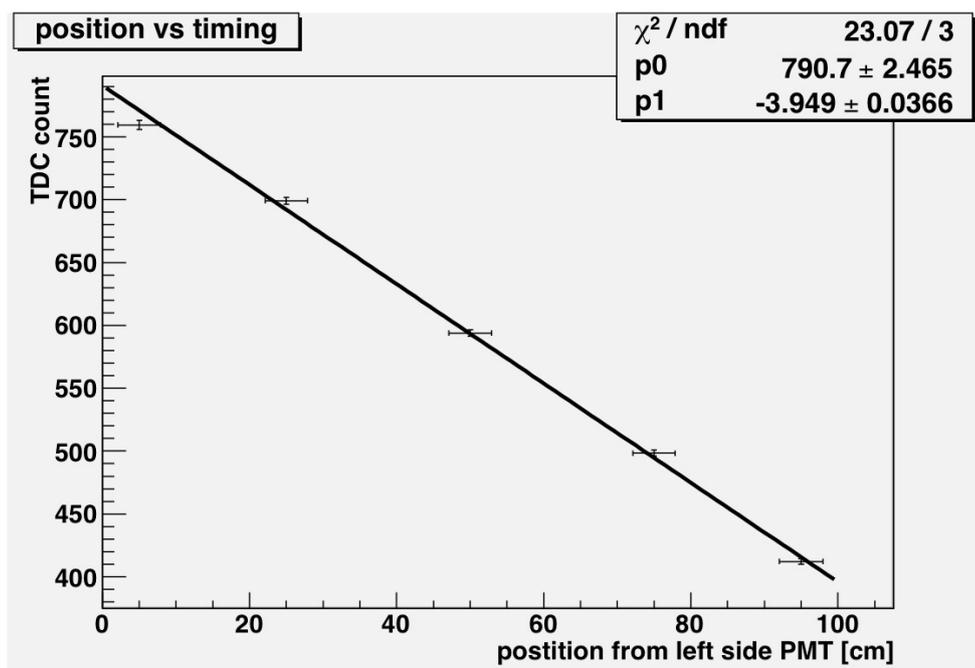


図 4.4: シンチレーター AB における入射位置と時間差の関係式

表 4.5: それぞれのシンチレーターにおける入射位置と時間差の関係式

シンチレーター	a (TDC カウント/cm)	b (TDC カウント)
AB	-3.9 ± 0.33	1663 ± 214.5
A'B'	-3.6 ± 0.43	1620 ± 204.1
CD	-5.538 ± 1.546	1610 ± 35.79
C'D'	-5.432 ± 1.689	1547 ± 35.79

表 4.6: シンチレーター内の光速

シンチレーター	シンチレーター内の光速 (ms^{-1})
AB	1.28×10^8
A'B'	1.52×10^8
CD	0.841×10^8
C'D'	0.843×10^8

4.4 TOF=0の決定

TOF=0の値を決定するために、start と stop のシンチレーターを重ねあわせて設置し、時間差を測定した。start と stop の時間差は0であるとみなせるので、このときのTDCカウントをTOF =0であると決定する。

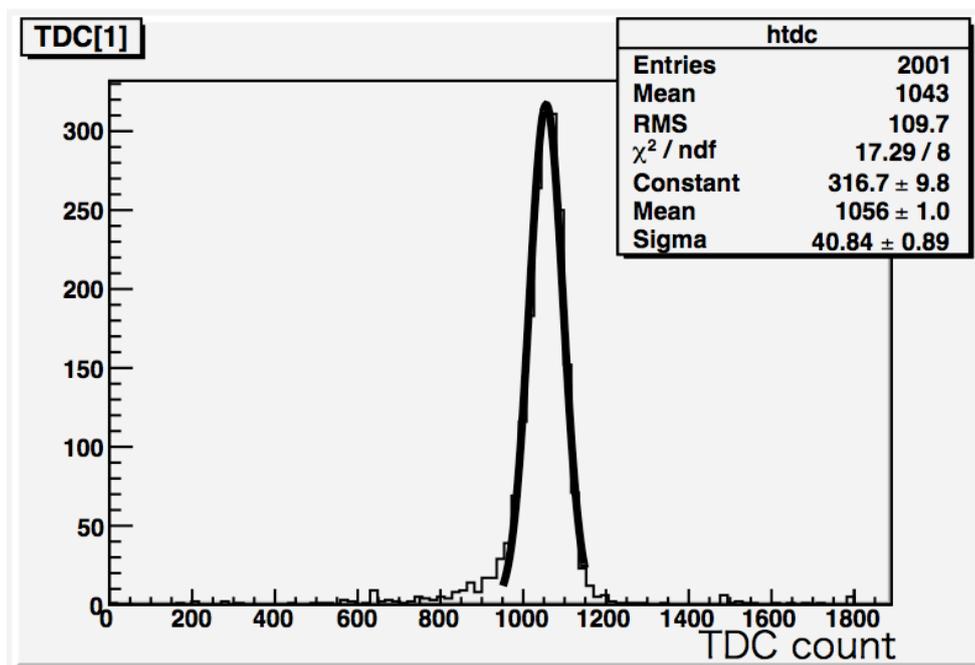


図 4.5: シンチレーター AB と C を重ね合わせたときの TDC

図 4.5 はシンチレーター AB と C の時間差の TDC カウント分布である。 $\sigma \simeq 40$ TDC カウントで、1 TDC カウントが 23 ns 程度なので時間分解能は 1.7 ns 程度であることがわかる。

4.5 slewing 補正

PMT からのパルスは Discriminator を通って NIM レベルの信号に変えられる。この信号により、TDC の start と stop のタイミングを決定するが、パルスのエネルギーは一様でないので、図 4.6 のようにパルスがしきい値を越えるまでに時間差が生じる (slewing 効果)。そこで、PMT からのパルスの大きさにタイミングが依存しないための補正を以下の手順で行った。

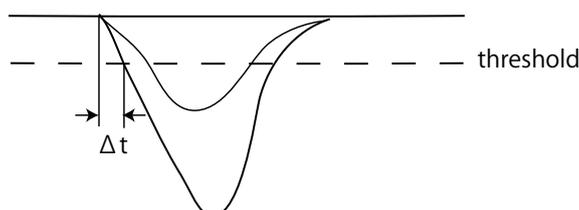


図 4.6: slewing 効果

TOF=0 の決定で行ったのと同様に、シンチレータ AB と C を重ね合わせた。図 4.7 は stop のシンチレータ C の TDC カウントを ADC カウントに対してプロットしたものである。エネルギーが低いほど立ち上がりに時間がかかっていることが分かる。図 4.7 において、TDC 値と ADC 値の相関を

$$TDC = \frac{a}{ADC} + b \quad (4.4)$$

という関数でフィットした。

それぞれの TDC カウントのずれを補正する必要があるので、補正後の TDC カウントを次のように補正した。

$$TDC \rightarrow TDC - \frac{a}{ADC} \quad (4.5)$$

この結果が図 4.8 である。ADC の低い領域で TDC カウントのずれが直されて直線に近くなっていることが確かめられた。

この補正により、時間分解能は表 4.7 で示されるように改善された。

表 4.7: slewing 補正前後の時間分解能

	補正前	補正後
σ (ns)	1.54	1.47

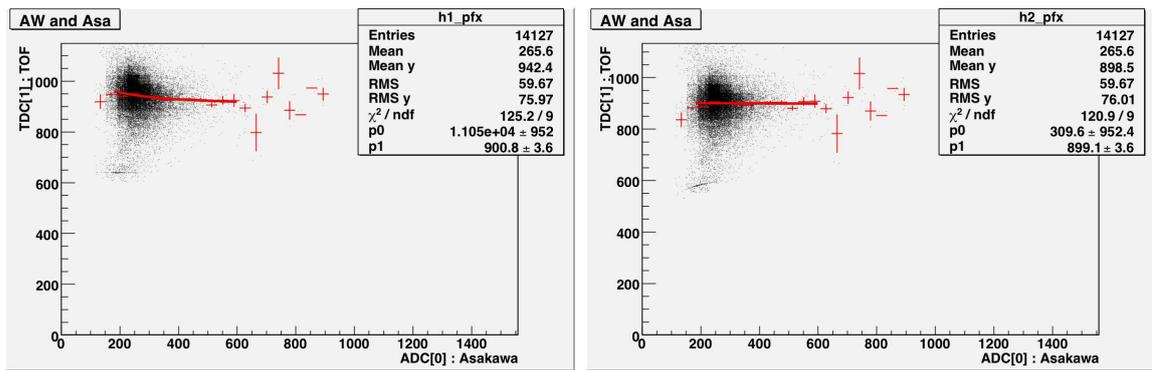


図 4.7: ADC を横軸に、TDC を縦軸にとった 2 次元ヒストグラム (補正前) 図 4.8: ADC を横軸に、TDC を縦軸にとった 2 次元ヒストグラム (補正後)

第5章 結果・考察

5.1 計数・計測時間

2010年1月27日から2010年2月13日までの期間中に、合計約 1.4×10^6 sec 計測を行った。その結果、2.3で述べたトリガーを満たした事象は約 3×10^5 イベントであった。

5.2 Event Selection

5.2.1 粒子がNaI中で止まった事象を選び出す

粒子がNaI中で止まったという事象を選び出すために、シンチレーター E(veto用のシンチレーター)に粒子が入射していないこと、すなわちEで測定したエネルギーが一定値以下であることを要求した。シンチレーターEのエネルギースペクトルより、Eで落とすエネルギーが0.43MeV以下であるという条件を決定した。この要求を満たした事象の β の分布とエネルギーのスペクトルが図5.1、図5.2である。

図5.1を見ると、 $\beta = 0.7$ 付近と $\beta = 1$ 付近にピークが見られる。 $\beta = 0.7$ 付近のピークはNaIで止まった粒子 ($0.57 < \beta < 0.89$) を観測していると考えられる。一方、多くの粒子が $\beta = 1$ を持っていることもわかる。図5.2は30MeV付近に小さなピークが見られる。このことからNaIを貫通した粒子にvetoが正しくかからず、NaI中で止まった粒子であると誤って識別している事象が存在すると考えられる。

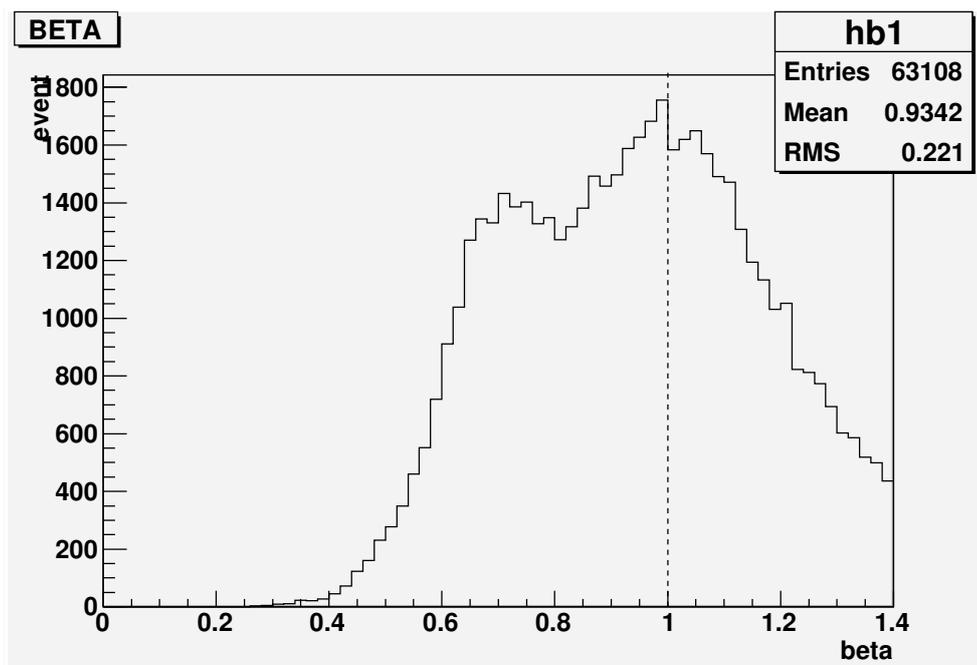


図 5.1: NaI 中で止まった粒子の β 分布

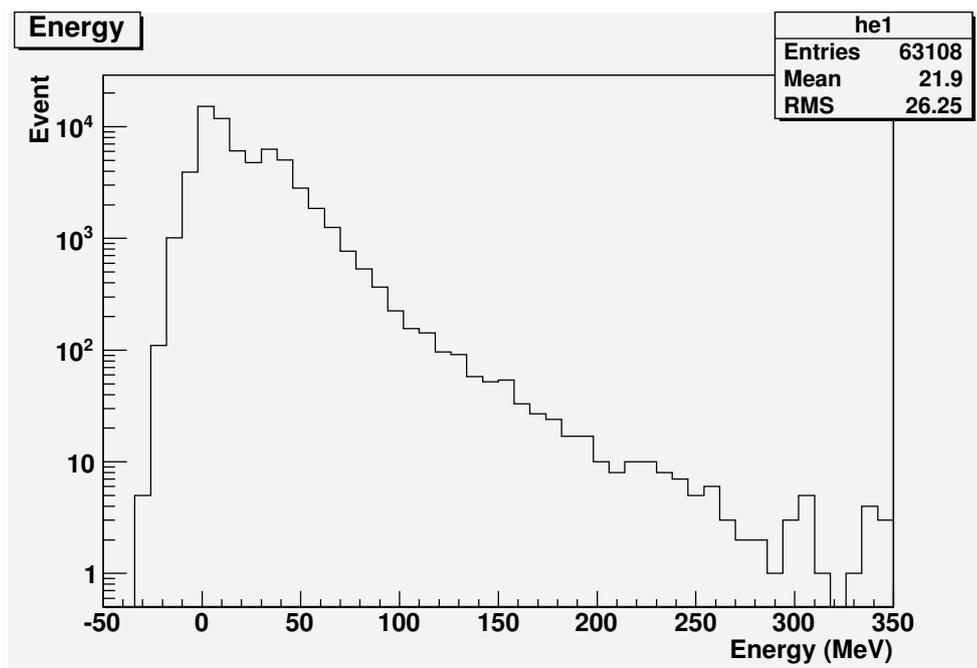


図 5.2: NaI 中で止まった粒子のエネルギースペクトル

5.2.2 Fiducial cut を行う

得られたデータが物理現象として取り得ない値を示している事象を、これ以降の解析には用いないために、以下の3つの条件を課して Fiducial cut とした。

1. $0 < \beta < 1$
2. $5 < x < 95 \text{ cm}$
 $5 < y < 30 \text{ cm}$
3. $E_C > 1 \text{ MeV}$
 $E_D > 1 \text{ MeV}$
 $E_{\text{NaI}} > 16 \text{ MeV}$

条件2は、4.3節の入射位置特定によって得られた結果、シンチレーターの長さの範囲内に収まるという条件である。ここで、シンチレーター AB の A 側の端からの長さを x とし、シンチレーター C、D の C の PMT に接続している端からの長さを y とした。

条件3は、それぞれのシンチレーター、NaI で粒子が適切なエネルギーを落としているという条件である。それぞれのエネルギースペクトルからこの値を決定した。ここで、 E_C 、 E_D 、 E_{NaI} はそれぞれ C、D、NaI で落としたエネルギーである。

以上の要求を満たす事象の β の分布が図 5.3、エネルギー分布が図 5.4 であり、これらによって求められた質量分布が図 5.5 である。これより、図 5.3 では図 5.1 と比べて、 $\beta = 1$ 付近のピークの事象数が $\beta = 0.7$ 付近のピークの事象数に対して相対的に少なくなっている事がわかる。

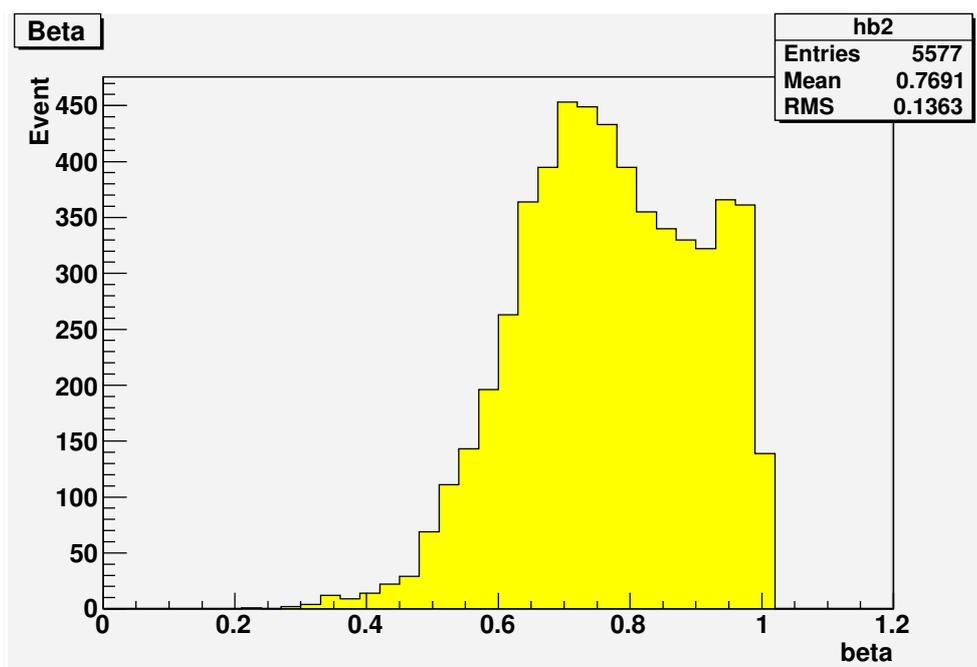


図 5.3: Fiducial cut をかけた β 分布

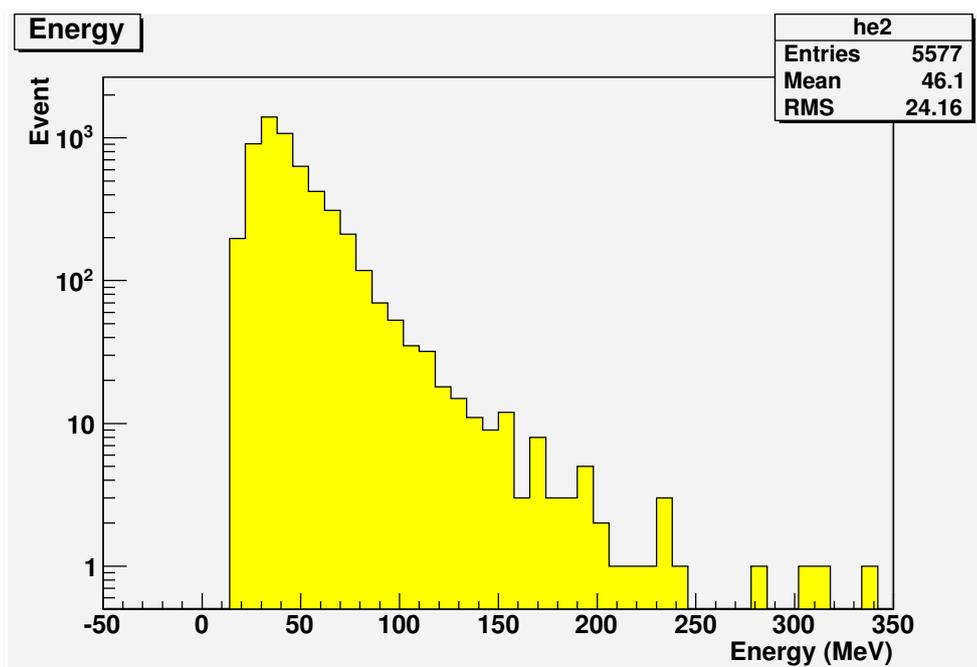


図 5.4: Fiducial cut をかけたエネルギースペクトル

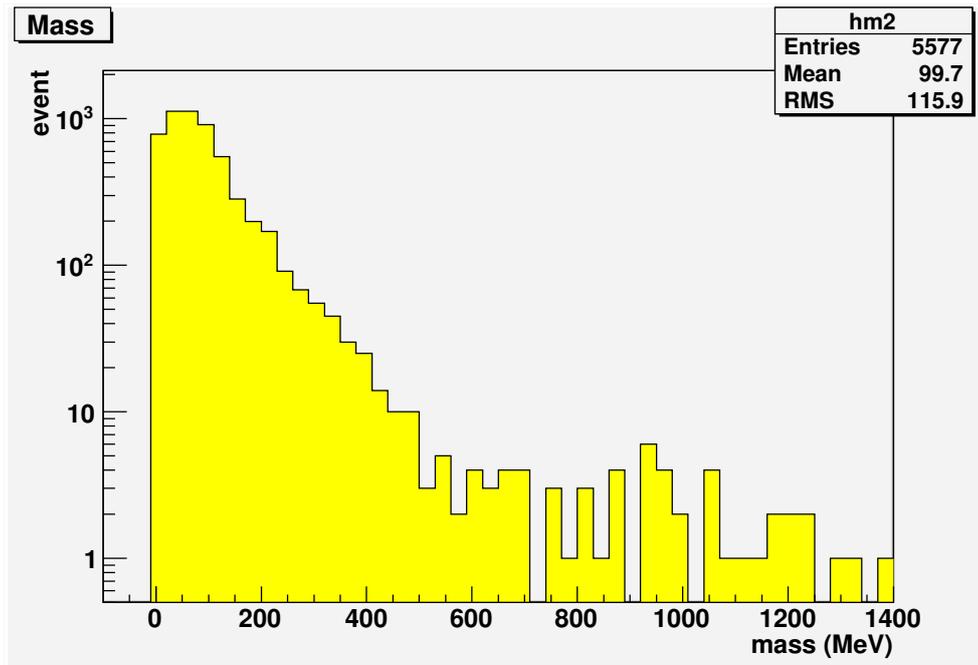


図 5.5: Fiducial cut をかけた質量分布

5.3 μ 粒子の寿命測定

ここでは、 μ 粒子が崩壊した事象を観測して、その質量を求めたとき、正しく μ 粒子の質量が得られることを確かめた。このことにより、我々の測定系全体が正しく機能していることも確かめられる。また、第 3 章では粒子識別のための分解能について論じたが、 μ 粒子の質量分解能から第 3 章の見積もりが妥当であるかを評価できる。

2.5 で述べたトリガーを満たした事象の時間スペクトルが図 5.6 である。

この分布を指数関数でフィットして求めた寿命 τ は、

$$\tau = 2.09 \pm 0.09 \mu\text{sec} \quad (5.1)$$

となり、文献値 [2] $\tau = 2.20 \mu\text{sec}$ と 1.5σ の範囲内で一致した。

5.3.1 測定精度

Fiducial cut をかけた後、 $1 \sim 10 \mu\text{sec}$ で μ 粒子の崩壊が観測された事象の β の分布が図 5.7、エネルギースペクトルが図 5.8、質量分布が図 5.9 である。図 5.7 は予想される β の範囲 ($0.57 \sim 0.89$) に 77% のイベントが収まる。図 5.8 は予想されるエネルギーの範囲 ($19.3 \text{MeV} \sim 128.9 \text{MeV}$) に収まる。また、図 5.9 より、 μ 粒子の質量が $70 \sim 80 \text{MeV}$ にピークが表れる。RMS = 82.63MeV は予想される分解能 70% とよく一致

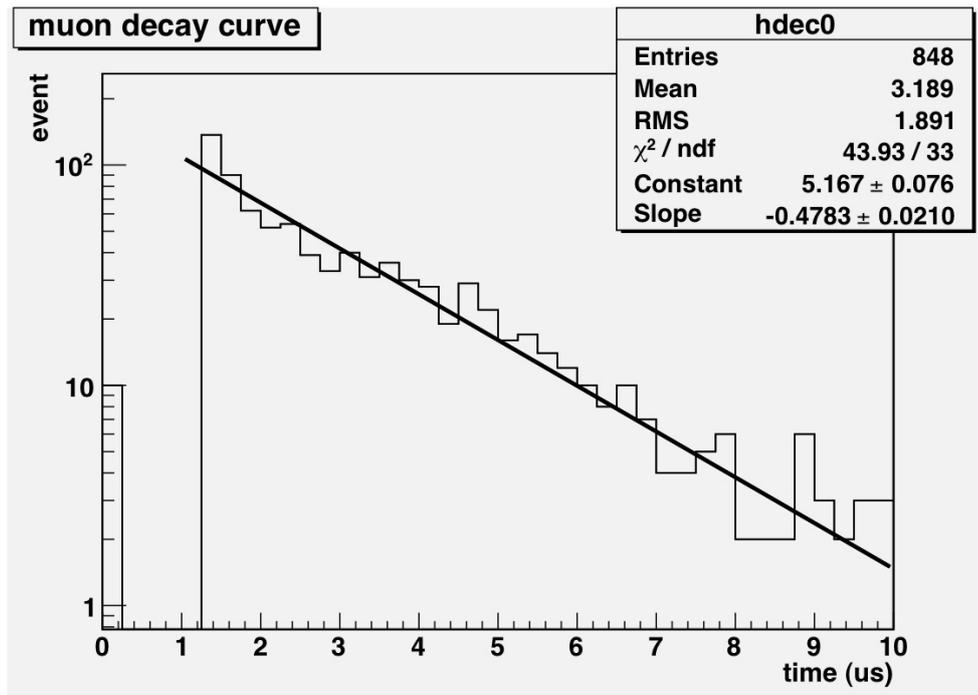


図 5.6: μ の崩壊曲線

している。これより、我々の実験装置で粒子の質量が正しく測定できていることが確かめられる。

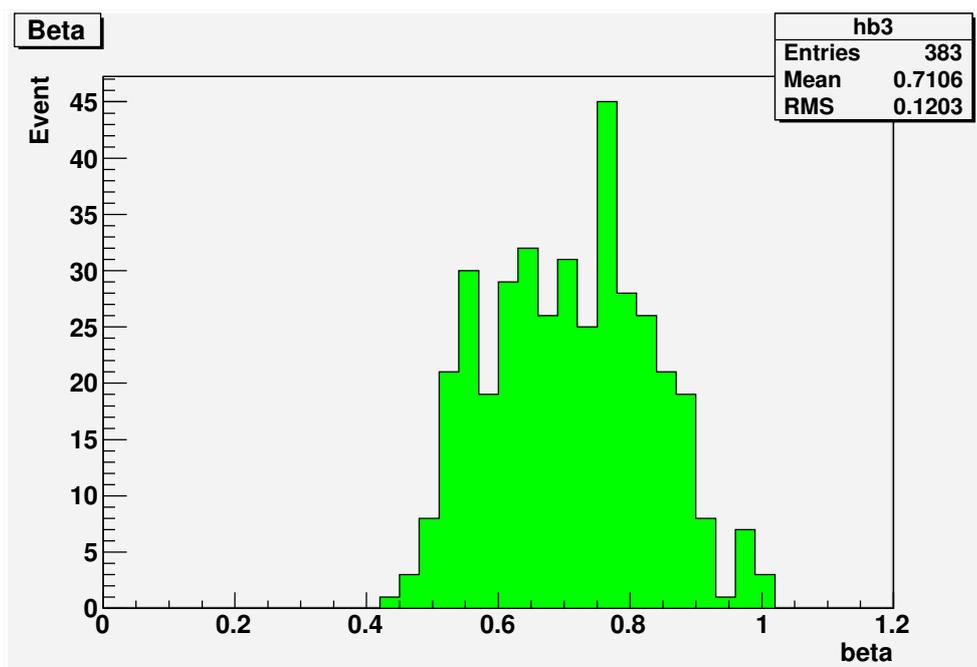


図 5.7: $1\sim 10\mu\text{sec}$ で μ 粒子の崩壊が観測された事象の β の分布

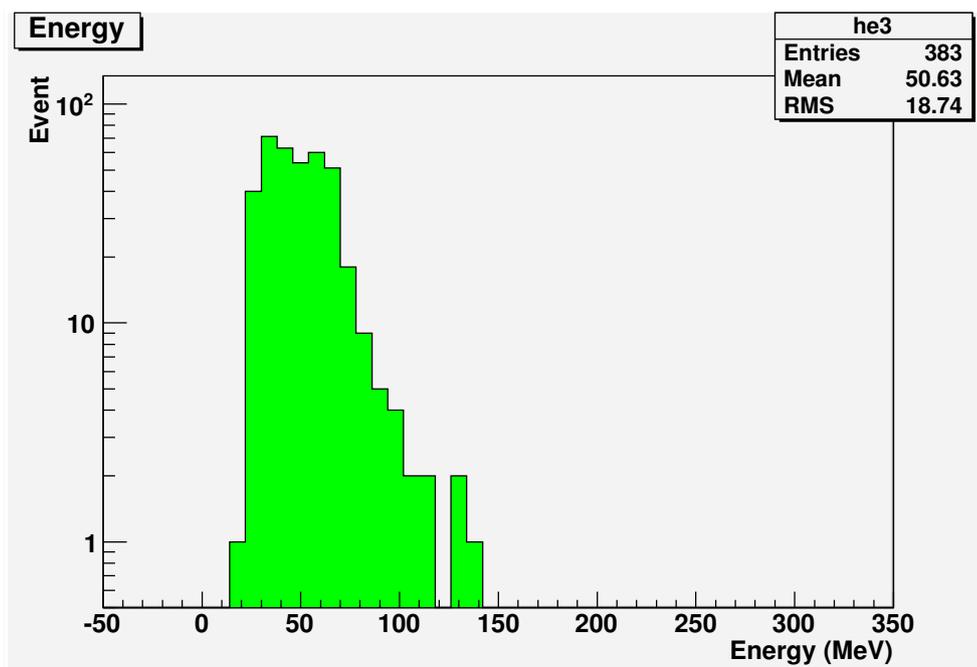


図 5.8: $1\sim 10\mu\text{sec}$ で μ 粒子の崩壊が観測された事象のエネルギースペクトル

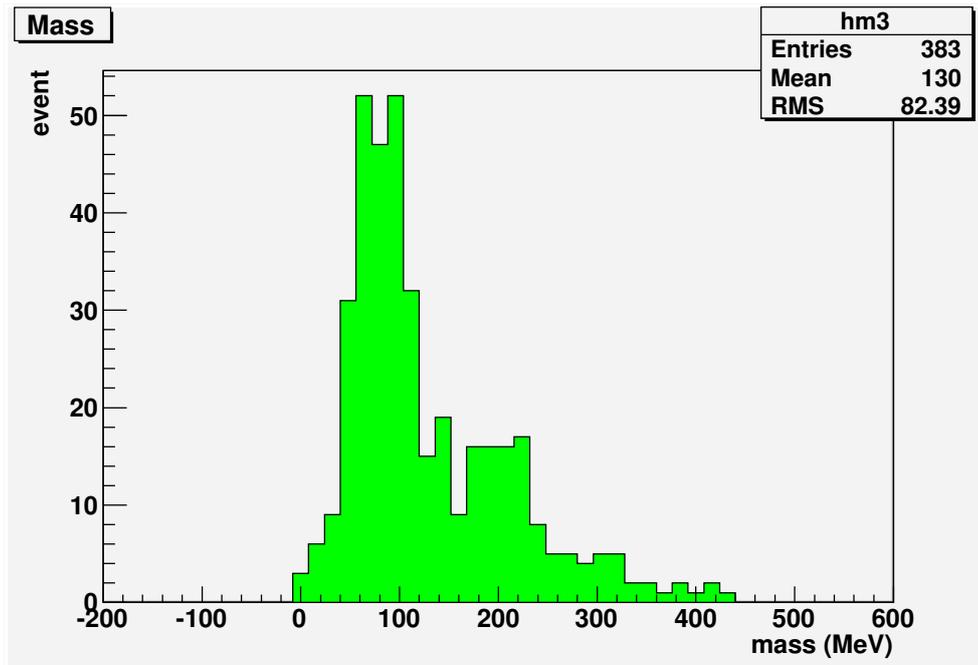


図 5.9: 1~10 μ sec で μ 粒子の崩壊が観測された事象の質量分布

5.4 陽子の探索

5.4.1 2次元ヒストグラム

Fiducial cut で残った事象について、横軸 β 、縦軸エネルギーにとった2次元ヒストグラムを図 5.10 に示す。赤と緑の曲線は、質量が一定となる値を表す曲線で、それぞれ陽子と μ 粒子の質量を表す。これより、陽子の質量を表す赤い曲線の周りに分布している事象があることが確かめられる。

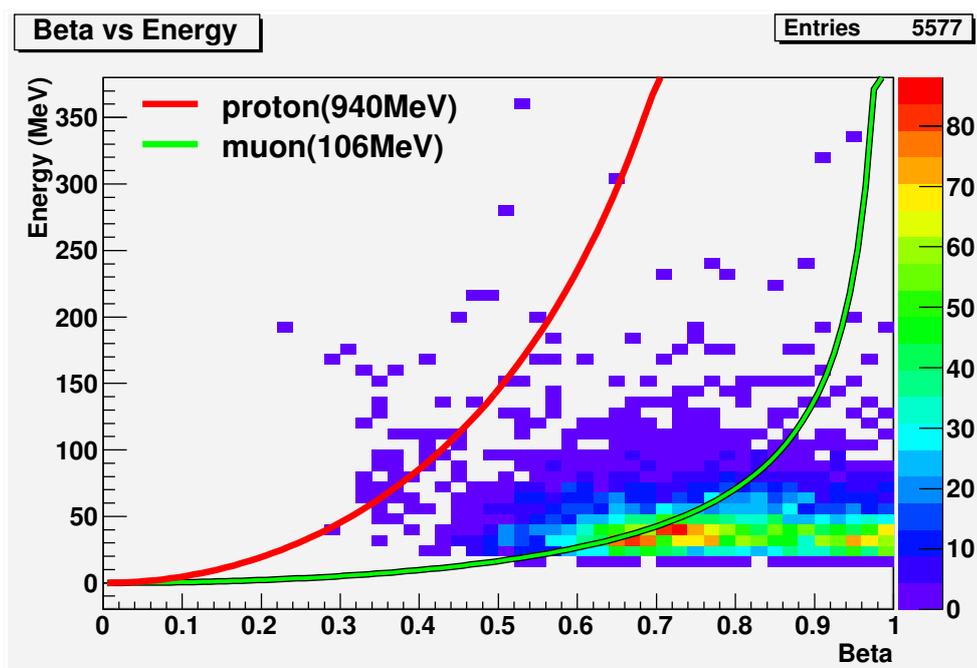


図 5.10: 横軸 β 、縦軸エネルギーにとった 2 次元ヒストグラム

5.4.2 バックグラウンドの評価

図 5.5 を任意の関数でフィットすることを考える。

μ 粒子がガウス分布で存在し、指数関数形のバックグラウンドが存在すると仮定する。さらに陽子がガウス分布で存在すると仮定して、

$$y = p_0 \exp(-p_1 x) + \frac{p_2}{\sqrt{2\pi p_3^2}} \exp\left(-\frac{(x - p_4)^2}{2p_3^2}\right) + \frac{p_5}{\sqrt{2\pi p_6^2}} \exp\left(-\frac{(x - p_7)^2}{2p_6^2}\right) \quad (5.2)$$

という関数フィットした結果が図 5.11 である。ここで μ 粒子とバックグラウンドの項を青線、陽子の項を赤線として表した。フィットの結果、ガウス分布の平均 $\mu(= p_7)$ が $1039 \pm 82 \text{ MeV}$ 、標準偏差 $\sigma(= p_6)$ が $205.2 \pm 61.4 \text{ MeV}$ となり、これは陽子の質量と 1.5σ の範囲内で一致する。信号領域を $\mu \pm 2\sigma$ ($629 \sim 1449 \text{ MeV}$) とすると、この領域に 51 イベントの信号を観測した。

次に、陽子の信号領域にどれだけバックグラウンドが存在するかを調べる。図 5.11 で決定したバックグラウンドの関数を信号領域で積分して、バックグラウンドの信号領域へのしみ込みを見積もった。その結果、積分値は $12.3^{+3.4}_{-2.7}$ となった。これをまとめたものを表 5.1 に示した。

これより、予想されるバックグラウンドより有意に多い信号を観測していることがわかった。またフィットの結果、質量の平均が 1039 MeV となることと合わせて、

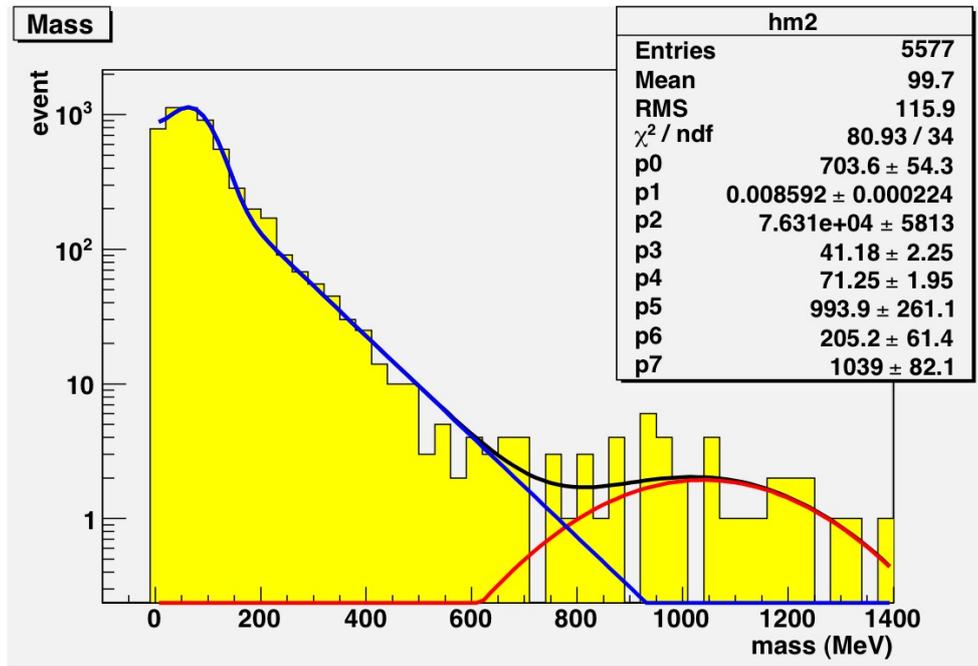


図 5.11: 式 5.2 でフィットしたもの

表 5.1: 信号領域内におけるバックグラウンド関数の積分値と事象数の比較

	信号領域 (MeV)	バックグラウンド関数の積分値	信号領域内の事象数
$\mu \pm 2\sigma$	629 ~ 1449	$12.3^{+3.4}_{-2.7}$	51

$\mu \pm 2\sigma$ の信号領域内で陽子を $38.7_{-2.7}^{+3.4}(=51-(12.3_{-2.7}^{+3.4}))$ イベント観測していると考えられる。

5.5 課題と考察

図 5.1 と図 5.2 からわかるように、シンチレーター E で veto しているにもかかわらず、NaI を貫通する粒子が多く存在する。これは、図 5.10 において、エネルギー 30MeV、 $\beta = 0.95$ 付近の、 μ 粒子の質量の曲線とは離れたところにイベントが多く存在することからも確かめられる。この問題を改善するためには、貫通した粒子に veto をかけるために用いているシンチレーター E に関して、検出効率等の詳しい調査が必要である。

第6章 結論

μ 粒子が崩壊した事象において、 μ 粒子の質量が正しく測定できた。このことから、我々の実験装置で測定が正しく行われていることを確認した。その後陽子探索では、陽子の質量の信号領域である 629 ~ 1449 MeV において、信号候補を 51 イベント観測した。そのうちバックグラウンドは $12.3^{+3.4}_{-2.7}$ イベントと見積もった。これより、陽子を $38.7^{+3.4}_{-2.7}$ イベント観測したと考える。

Analog

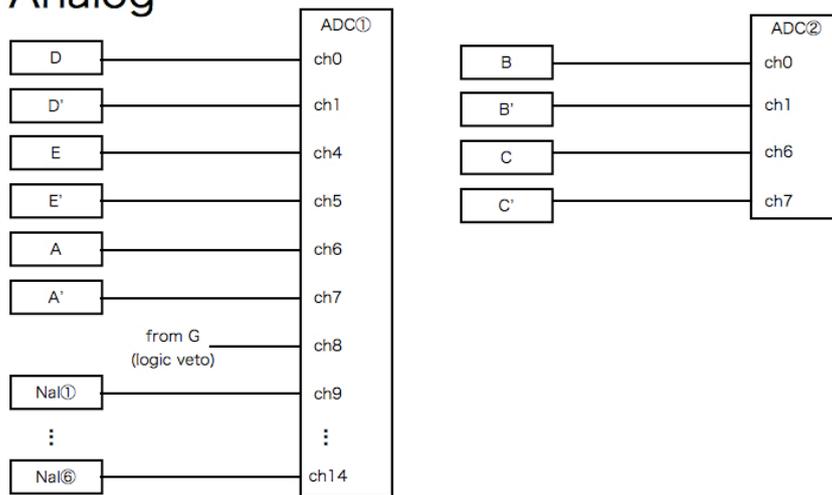


図 A.2: Analog 回路

謝辞

この卒業研究を通して、研究の楽しさを実感しました。この機会を与えていただき、いろいろな知識やものの考え方など教えていただいた、山中教授に感謝いたします。

花垣准教授には測定装置の使い方から解析の方針にいたるまで、この実験を直接ご指導していただきました。お忙しい中、多くの時間を使っていただき、本当にありがとうございます。

山中卓研究室の皆様にも多くのことを教えていただきました。特に、外川助教、李栄篤さん、岩井さん、李宗垣さん、中谷さんには気づかないところを指摘していただいたり、解析の仕方など教えていただき、とても勉強になりました。お忙しい中、議論に付き合っていて、楽しく充実した時間でした。杉山さん、内田さんには前期から実験に関する些細な事から教えていただき、いつも進行状況など気にかけていただきました。秘書の亀井さんには、事務関係をはじめ、物理以外の面でお世話になりました。山中卓研究室での研究生活の中で、日常生活の面でもとても楽しく、充実した時間をすごすことができました。

この1年間、卒業研究を通して、将来に役立つ知識や技術、問題を解決する能力、ものの考え方など多くの事を得たと確信しています。山中卓研究室の皆様にも深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 国立天文台編, 『理科年表』, 丸善 (2009)
- [2] C.Amsler, *et al.* [Particle Data Group], Physics Letters **B 667**, 1 (2008).
- [3] 小田稔, 『宇宙線 -高エネルギー粒子の物理学- 』, 裳華房 (1986)