

# Cherenkov 光の測定-2002年度P6卒業研究-

城戸 証      郡司 卓      中森健之

平成14年4月2日

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>Abstract</b>	<b>3</b>
<b>第 2 章</b>	<b>実験装置</b>	<b>4</b>
2.1	使用素材 . . . . .	4
2.2	発光 process . . . . .	5
<b>第 3 章</b>	<b>本実験と Cherenkov 光</b>	<b>6</b>
3.1	Cherenkov 光の理論 . . . . .	6
3.2	入射ミューオン数と媒質 . . . . .	7
3.3	本実験における Cherenkov 光 . . . . .	8
3.4	その他の発光 Process . . . . .	16
3.4.1	電離損失 . . . . .	16
<b>第 4 章</b>	<b>予備実験</b>	<b>21</b>
4.1	ADC の Calibration . . . . .	21
4.1.1	基本的な性質 . . . . .	21
4.1.2	$Q$ と ADC 値の関係 . . . . .	22
4.1.3	pedestal 値 . . . . .	24
4.2	光電子増倍管の Calibration . . . . .	25
4.2.1	印加電圧 (HV) と GAIN の関係 . . . . .	27
4.2.2	GAIN の絶対値の測定 . . . . .	29
4.3	lightguide の集光率 . . . . .	32
4.3.1	集光率の理論値 . . . . .	32
4.3.2	集光率の測定 . . . . .	32
4.4	蛍光効率の測定 . . . . .	42
<b>第 5 章</b>	<b>本実験</b>	<b>46</b>
5.1	測定回路の設計 . . . . .	46
5.2	TDC . . . . .	47
5.2.1	TDC について . . . . .	47
5.2.2	TOF カウンター . . . . .	49
5.2.3	ADC と TDC . . . . .	50
5.3	ADC による測定 . . . . .	53
5.3.1	settings . . . . .	53
5.3.2	spectrum . . . . .	55
<b>第 6 章</b>	<b>考察</b>	<b>56</b>
6.1	スペクトルに対する解析 . . . . .	56
6.2	Cherenkov 光の分布 . . . . .	57

6.2.1	ミューオンの運動量特定	57
6.2.2	Cherenkov 光の分布	62
6.3	identify 出来なかったスペクトル	63
<b>第 7 章</b>	<b>結論</b>	<b>70</b>
7.1	結論	70
7.2	改善点	70
<b>第 8 章</b>	<b>Appendix</b>	<b>73</b>
8.1	プログラム	73
8.1.1	ADC と TDC の測定実行プログラム	73
8.1.2	Comparator	80
8.2	参考文献	84
<b>第 9 章</b>	<b>謝辞と感想</b>	<b>85</b>

# 第1章 Abstract

Cherenkov 光は相対論的な粒子がある媒質内を走る時に観測される特殊な光であり、この Cherenkov 光を観測することによって、粒子の存在、および様々な粒子に関する情報を得ることができる。この実験では、媒質として屈折率 1.49 のアクリライトを用いて、線源粒子として宇宙からのミューオンを用いてこの媒質内を走らせることにより、Cherenkov 光を観測することにする。

## 第2章 実験装置

さて、ここでは実際に測定するために用意した素材、セットアップについて述べる。高さ2 m程度の金属製ラックを組み立て、適当な位置に棚を取り付けて各器具を配置した。用意した物を図2.1に示す

### 2.1 使用素材

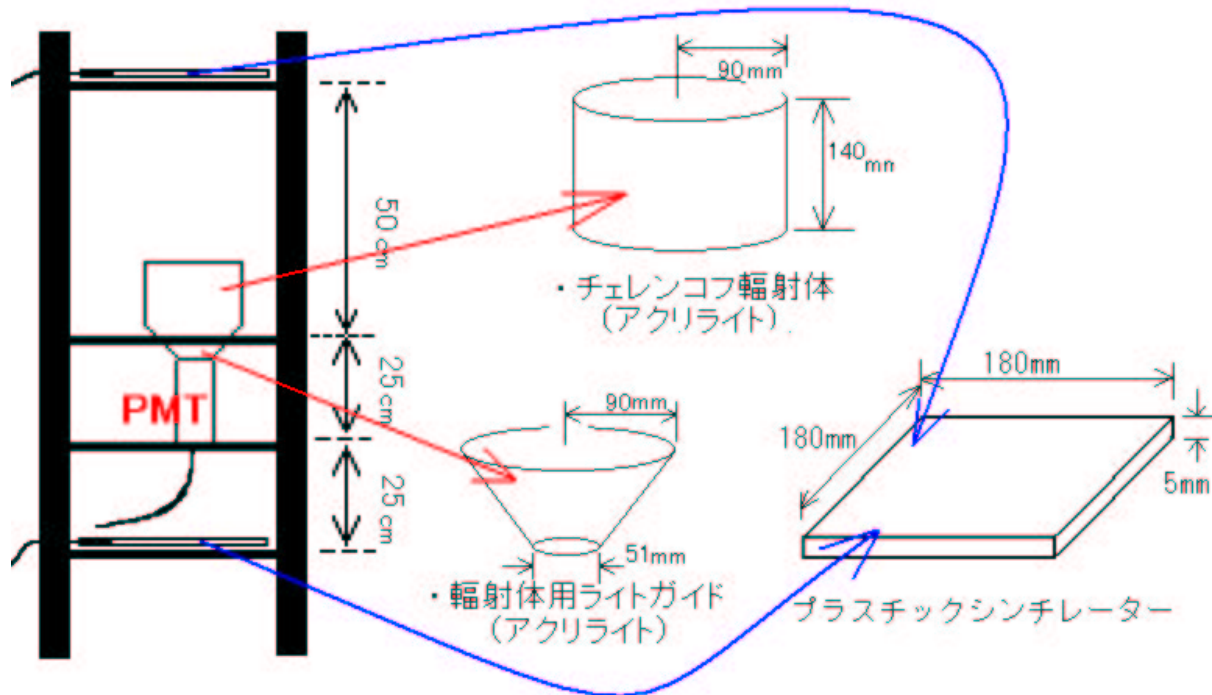


図 2.1: 装置の構成

輻射体アクリライト<sup>1</sup>と輻射体用の lightguide 間は、光学グリスを用いて出来るだけ空気の入らないように密着した。scintillator と lightguide 間も同じもので同様に接着した。各々の lightguide の先に光電子増倍管を同じく光学グリスで取り付け、図 2.1 のように配置した。それぞれの素材は黒いビニールで遮光し、装置全体もビニールと暗幕で遮光した。TDC を用いてミューオンの速度を測定することを見越していたので 2 枚の scintillator の間隔は大きく取った。

<sup>1</sup>アクリライトのスペックについては <http://www.mrc.co.jp/acrylite/04.html> を参照のこと。

素材	サイズ [mm]	材質
輻射体	半径 90, 高さ 140	アクリライト
輻射体用 L.G.	半径 90 及び 25.5, 高さ 40	アクリライト
scintillator	180 × 180 × 5	ポリビニルトルエン

表 2.1: 各素材の property

## 2.2 発光 process

発光の様子を模式的にあらわしたものが図 2.2 である。ミューオンが輻射体に飛び込み、その中で放出する Cherenkov 輻射を輻射体下部の PMT で観測する。このとき次章でのべるが光量の減衰する効果が起こる。まず輻射体の光線透過率によって減衰したのち、発光位置に依存するのだが、輻射体壁面に光が到達したときに反射される割合、lightguide の集光効率、そして PMT の量子効率を加味したものが読み出されることとなる。また、電離損失光についても同様の過程で減衰されるが、発光量を求めるには蛍光効率を知っておく必要がある。

これらの影響をパラメータ化し、予備実験によって決定した。

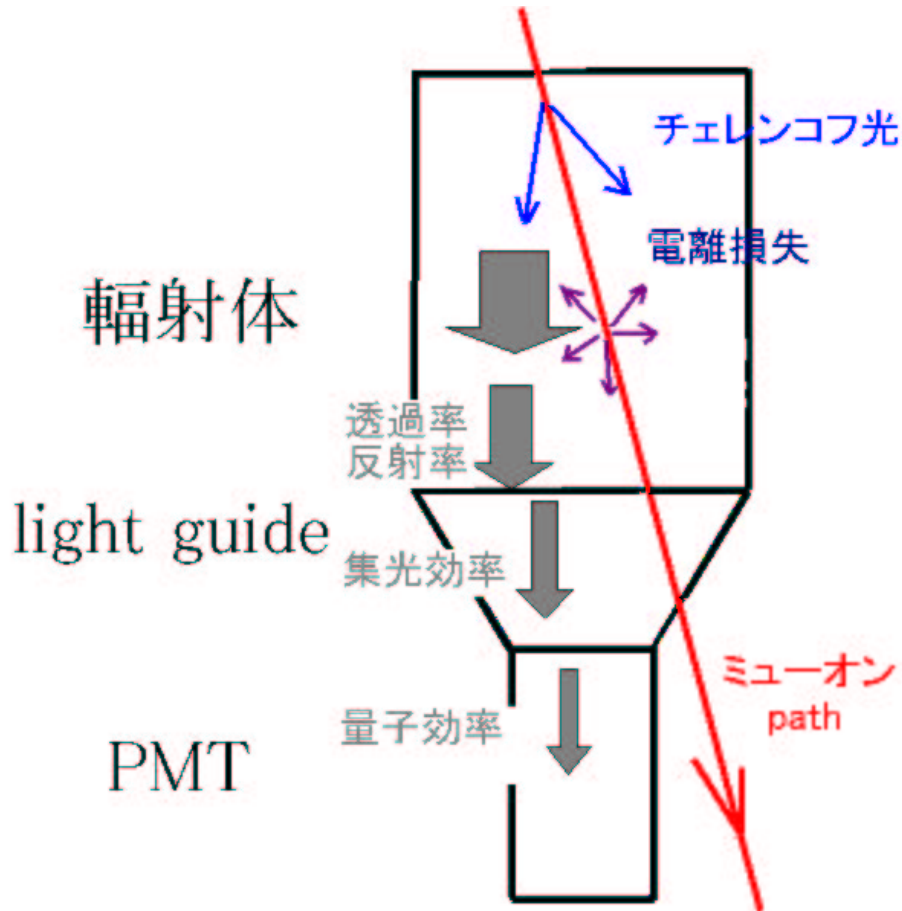


図 2.2: 発光と光量減衰の様子

# 第3章 本実験と Cherenkov 光

## 3.1 Cherenkov 光の理論

Cherenkov 光とは、荷電粒子が屈折率  $n$  の透明な物質中を、その物質内での光速  $c/n$  を越える速度で走るときに放射する電磁輻射であり、荷電粒子の物質内での速度を  $v$  とすれば、Cherenkov 光の伝播方向は荷電粒子の速度方向から  $\theta$  の方向であるとする  $\theta$  は次式で与えられる。

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

ここで、 $\beta = v/c = 1$  の時、 $\theta = \theta_c$  とすると、屈折率 1.49 のアクリライトでは、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n} = \frac{1}{1.49} \quad (3.2)$$

$$\theta_c = 47.8^\circ \quad (3.3)$$

よって本実験での Cherenkov 光は

$$0 \leq \theta \leq \theta_c = 47.8^\circ \quad (3.4)$$

の成分が測定されることになる。

実際は有限長  $L$  の輻射体に対して、Cherenkov 輻射は単に  $\theta_c$  の方向に輻射されるのみならず、回折効果によってこの  $\theta_c$  を中心とする強度分布を示す。この強度間の角度差を  $\Delta\theta$  とすると、

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{L} \sin \theta_c \sim 10^{-4} \quad (L \ll \lambda)$$

となり、非常に小さいので殆んどが  $\theta_c$  に輻射されると考える。

一方、この輻射が起きるミューオンの臨界運動エネルギー (閾値)  $E_c$ 、運動量  $P_c$  は、(3.1) 式より  $\theta = 0^\circ$  の時の  $\beta$  より各々以下のように求まる。

$$E_c = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_\mu c^2 = 32.2 \text{ [MeV]} \quad (3.5)$$

$$P_c = \frac{m_\mu c \beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = 92.5 \text{ [MeV}/c] \quad (3.6)$$

$$(m_\mu = \text{ミューオンの質量} = 105.6 \text{ [MeV]}) \quad (3.7)$$

ここで、この閾値から 3.2 節で入射ミューオン数について議論する。  
 さらに、この実験での Cherenkov 光による予測光子数、予測チャンネル値については 3.3 節で議論することにする。

### 3.2 入射ミューオン数と媒質

ここでは線源として用いるミューオンの入射について議論する。  
 ミューオンはほとんど安定で相互作用断面積も小さく、非常に透過性が強い。さらに、電荷を持つことから比較的検出しやすい。このミューオンの入射微分フラックスとして、理論的に次式が知られている。(尚、 $\theta$  は天頂角を示す。)

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \simeq \frac{0.14E_\mu^{-2.7}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \left[ \frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right] \quad (3.8)$$

今、 $\theta = 0$  である垂直方向からの入射微分フラックスの測定データと上式の結果の比較を下のグラフに示す。

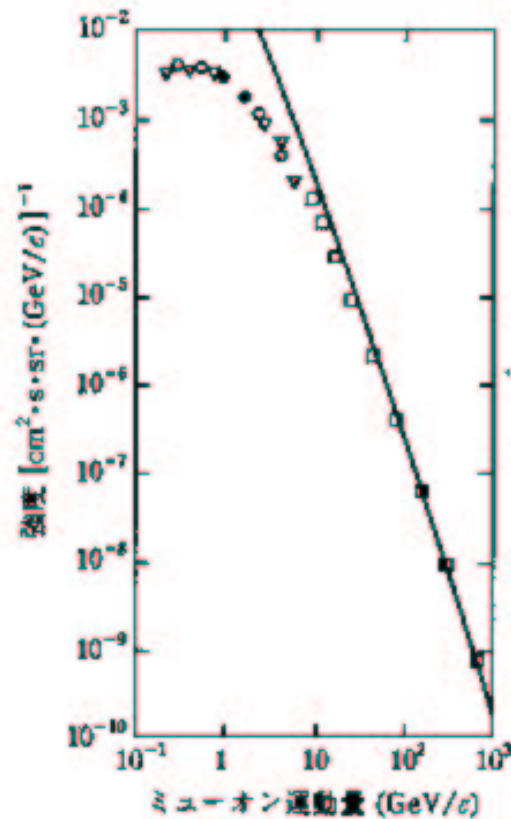


図 3.1: 教科書 (素粒子と宇宙物理) より



このグラフから、ミューオンの入射数について考える。上のグラフを3つの領域に分ける。

(1)  $P_c = 92.5[\text{MeV}/c] \leq P_\mu \leq 1[\text{GeV}/c] (\beta = 0.994818)$

この範囲では、入射ミューオンは  $dN_\mu/dE_\mu \sim 3.1 \times 10^{-3}$  として、セットアップから上下のシンチレーターの立体角は、上面、下面の面積をそれぞれ  $S_1, S_2$ 、その間の距離を  $d$  として、

$$\frac{S_1 S_2}{d^2} = \frac{(18 \times 18)^2}{100^2} \simeq 10.01[\text{cm}^2 \cdot \text{sr}] \quad (3.9)$$

となるので、この間の単位時間当りのミューオン入射数は

$$N_{\text{in}}^{(1)} = 3.1 \times 10^{-3.1} \times 10.01 \times 0.907[\text{GeV}/c] \simeq 0.028[1/\text{sec}] \quad (3.10)$$

従って、約 35 秒間にこの範囲の運動量を持つミューオンが約 1 個、輻射体に入ってくることになる。

(2)  $1[\text{GeV}/c] \leq P_\mu \leq 10[\text{GeV}/c] (\beta \sim 1)$

図 3.1 のグラフからこの間の運動量では  $\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \sim \frac{dN_\mu}{dE_\mu} \Big|_{10[\text{GeV}/c]} \times \left( \frac{P_\mu}{10[\text{GeV}/c]} \right)^{-1.5}$  となるのでこの範囲で積分すると、この範囲の入射ミューオン数は

$$N_{\text{in}}^{(2)} \simeq 0.013[1/\text{sec}] \quad (3.11)$$

(3)  $10[\text{GeV}/c] \leq P_\mu$

この時は、グラフより理論値と一致すると見なして、 $dN_\mu/dE_\mu \simeq 0.14E_\mu^{-2.7}$  として積分すると

$$N_{\text{in}}^{(3)} \simeq 7.97 \times 10^{-5}[1/\text{sec}] \quad (3.12)$$

これよりこの領域にあるミューオンは殆んど観測にかからない事になる。

以上から、この実験では合計して 1 秒間のおよそ 0.041 個の、つまり、約 25 秒に 1 個の割合でミューオンが入射してくることになる。

### 3.3 本実験における Cherenkov 光

ミューオンが媒質中を  $dl$  の長さ、進んだ時の Cherenkov 輻射によるエネルギー損失は  $\omega$  を放射される光の角振動数として

$$\frac{dE_\mu}{dl} = -\frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n(\omega) \geq 1} \omega \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) d\omega \quad (3.13)$$

つまり単位角振動数あたりに

$$\frac{d^2 E_\mu}{d\lambda d\omega} = -\frac{e^2}{c^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \quad (3.14)$$

このエネルギー損失により Cherenkov 光として光が放出されるので、Cherenkov 光による放出光子数を  $N_{\text{out}}^{\text{Ch}}$  とすると、上式より

$$\frac{d^2 N_{\text{out}}^{\text{Ch}}}{d\lambda d\omega} = -\frac{e^2}{\hbar c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \quad (3.15)$$

ここで放出される光の角振動数と波長には  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  の関係があるので、上式は

$$\frac{d^2 N_{\text{out}}^{\text{Ch}}}{d\lambda d\lambda} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (3.16)$$

よって単位長さ当たりの放射光子数は

$$\frac{dN_{\text{out}}^{\text{Ch}}}{dl} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) d\lambda \quad (3.17)$$

ここで上式の  $\lambda_1, \lambda_2$  は実験装置 (PMT, lightguide, 輻射体 etc) の感度の波長依存性から決まり、感度が良好な範囲の下限値、上限値である。

実際、実験装置の様々な特性は波長に対する依存性が大きく、式 (3.17) の積分部分にその特性に関する補正をする。ここでは、

- PMT の量子効率  $\epsilon_p(\lambda)$
- Lightguide の集光率 (透過率も含む)  $\epsilon_{c_1}(\beta)$
- Lightguide の中で cherenkov 光の集光率  $\epsilon_{c_{lg}}(\beta)$
- 輻射体の透過率の波長依存性  $\epsilon_{t_a}(\lambda)$
- 輻射体の側面での反射率の Cherenkov 角の依存性  $\epsilon_{r_a}(\beta)$

を考えることにして、この補正も含めると

$$\frac{dN_{\text{out}}^{\text{Ch}}}{dl} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \epsilon_p(\lambda) \epsilon_{c_1}(\beta) \epsilon_{t_a}(\lambda) \epsilon_{r_a}(\beta) \epsilon_{c_{lg}}(\beta) d\lambda \quad (3.18)$$

ここで、 $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$  で微細構造定数である。

これらの  $\epsilon_p(\lambda)$ 、 $\epsilon_{cl}(\beta)$ 、 $\epsilon_{ta}(\lambda)$ 、 $\epsilon_{ra}(\beta)$ 、 $\epsilon_{cig}(\beta)$  は、第4章の予備実験で詳細に述べるが、今は計算の為に、これらの値として、

### 1. PMT の量子効率

これは浜松ホトニクスのマニュアルから

$$\epsilon_p(\lambda) \sim 0.2 \quad (3.19)$$

### 2. 輻射体の透過率

これはアクリライトの性質から

$$\epsilon_{ta}(\lambda) \sim \begin{cases} 0.9 & \text{for } 300[\text{nm}] \leq \lambda \leq 650[\text{nm}] \\ 0.18(\lambda - 250[\text{nm}]) & \text{for } 250[\text{nm}] \leq \lambda \leq 300[\text{nm}] \\ 0 & \text{for } \lambda \leq 250[\text{nm}] \end{cases} \quad (3.20)$$

### 3. lightguide の集光率

$4\pi$  方向の光に対しては予備実験から、

$$\epsilon_{cl}(\beta) \sim 0.085 \quad (3.21)$$

であるが、Cherenkov 光に対しては、指向性があるため、これに理論的な補正を行なう。ミュオン  
の入射位置、Cherenkov 光の角度 (つまりミュオンの速さ) によって、lightguide を通して PMT に  
 入る光子数は変わってくると思われるので、入射位置ごとに分けて考える。(例えば、中心に入射し速  
 度が遅く角度が小さい Cherenkov 光は lightguide による loss も少ないと考えられる)

予備実験の結果から、光源からの立体角によらず、光が lightguide の入射面全体を覆ってしまえば、  
 集光率は式 (3.21) に従い PMT の入射窓に入っていく。よって、光が lightguide の入射面全体を覆わ  
 ないような、つまり、Cherenkov 角が小さい時についても含めて考える。さらに、lightguide 中での  
 発光も考えるため、輻射体と lightguide で分けて見積もることとする。

#### (a) 輻射体での発光に対する集光率

ミュオンの入射位置を中心から  $d[\text{cm}]$  とする。 ( $0 \leq d \leq 9.0[\text{cm}]$ )

##### i. $d = 0[\text{cm}]$ の場合

ミュオンが中心軸上に入射した場合、ミュオンの速度を  $\beta$  とすると、Cherenkov 角は式  
 (3.1) に従う角度に放出される。よって、輻射体が  $14[\text{cm}]$  であることから、走る度に cone  
 状の Cherenkov 光が放出されるので、Cherenkov 光で埋めつくされる領域は半径にして、

$$r_c = 14.0 \times \tan \theta \quad (3.22)$$

となる。これが lightguide の入射面より大きいか小さいかで、集光率を次のようにする。

$$\epsilon_{c_l}(\beta) \sim \begin{cases} 0.085 & \text{if } 9.0[\text{cm}] \leq r_c \\ \frac{\pi(2.55)^2}{\pi r_c^2} & \text{if } 2.55[\text{cm}] \leq r_c \leq 9.0[\text{cm}] \\ \epsilon_{t_a} & \text{if } r_c \leq 2.55[\text{cm}] \end{cases} \quad (3.23)$$

ここで、9.0[cm]、は lightguide の入射面の半径、2.55[cm] は lightguide の出射面の半径である。

第1式は lightguide の入射面を覆うので式 3.21 に従い、第2式は入射と出射の面積比としてある。これは、予備実験から、理論的な集光率と一致をみている為でこのようにおいた。第3式は入射面が小さく、透過率の分を落としている。

ii.  $d = 6[\text{cm}]$  の場合

この時は中心からずれているので、厄介である。

この時も同様にして、lightguide の入射面より大きいか小さいかで、集光率を次のようにする。

$$r_{c1} = 14.0 \times \tan \theta - 6.0 \quad (3.24)$$

$$r_{c2} = 14.0 \times \tan \theta + 6.0 \quad (3.25)$$

ここで  $r_{c1}$ 、 $r_{c2}$  は lightguide の入射面の中心から測って Cherenkov 光の広がり の最も近い点、遠い点までの距離である。

Cherenkov 光が lightguide の入射面に対して、どれくらい覆い尽くすかは、 $r_{c1}$ 、 $r_{c2}$  と lightguide の入射面の半径 9.0[cm] で決まり、

$$\epsilon_{c_l}(\beta) \sim \begin{cases} 0.085 & \text{if } 9.0[\text{cm}] \leq r_{c1} \\ \frac{\pi(2.55)^2}{\pi r_c^2} & \text{if } r_{c1} \leq 9.0[\text{cm}] \leq r_{c2} \\ \frac{S}{\pi(2.55)^2} & \text{if } r_{c2} \leq 9.0[\text{cm}] \\ 0.3 & \text{if } r_c \leq 2.55[\text{cm}] \end{cases} \quad (3.26)$$

$r_c$  は式 3.22 で与えたものである。

ここで、第1式は Cherenkov 光が lightguide の入射面を全て覆い尽くす場合。

第2式は Cherenkov 光が lightguide の入射面を一部覆い尽くす (その面積を  $S$  としている) 場合。

第3式は Cherenkov 光が lightguide の入射面の中に全て入っている場合。

第4式は Cherenkov 光が lightguide の出射面をよりも小さくなる場合で、6[cm] に入射させた予備実験からの値である。

(b) lightguide 中での発光に対する集光率

i.  $d = 0[\text{cm}]$  の場合

lightguide の中で発光する時は、PMT の窓に到達する光子数は Cherenkov 光の広がり  
の lightguide の出射面の大小で決まる。lightguide の出射面より大きければ、lightguide の出  
射面に入った分だけ PMT に到達し、残りは、側面などで、反射、透過されるからである。  
このことを考慮に入れると、中心に入射した場合は、lightguide の高さが  $6.4[\text{cm}]$  なので

$$r_c = 6.4 \times \tan \theta \quad (3.27)$$

として、先と同様に、

$$\epsilon_{c1g}(\beta) \sim \begin{cases} \frac{\pi(2.55)^2}{\pi r_c^2} & \text{if } 2.55[\text{cm}] \leq r_c \\ 1.0 & \text{if } r_c \leq 2.55[\text{cm}] \end{cases} \quad (3.28)$$

となる。第 1 式が lightguide の中で Cherenkov 光の広がりが lightguide の出射面より大き  
い場合で、第 2 式が lightguide の出射面より小さい場合で全て、PMT に到達する場合であ  
る。

ii.  $d = 6.0[\text{cm}]$  の場合

この時も同様に、lightguide の出射面と Cherenkov 光の広がりが、どれだけ重なっているか  
を考えて、 $r_c$  を式 3.27 として

$$r_{c3} = 6.4 \times \tan \theta - 6.0 (\geq 0 \text{ の時に定義}) \quad (3.29)$$

$$r_{c4} = -6.4 \times \tan \theta + 6.0 (\geq 0 \text{ の時に定義}) \quad (3.30)$$

ここで  $r_{c3}$ 、 $r_{c4}$  は lightguide の出射面の中心から測って lightguide 中の Cherenkov 光の最  
も近い点までの距離である。

この時も集光率は

$$\epsilon_{c1g}(\beta) \sim \begin{cases} \frac{\pi(2.55)^2}{\pi r_c^2} & \text{if } 2.55[\text{cm}] \leq r_{c3} \\ \frac{\pi(2.55)^2}{S} & \text{if } r_{c3} \leq 2.55[\text{cm}] \\ \frac{\pi(2.55)^2}{S} & \text{if } r_{c4} \leq 2.55[\text{cm}] \\ 0 & \text{if } 2.55[\text{cm}] \leq r_{c4} \end{cases} \quad (3.31)$$

ここで、第 1 式は Cherenkov 光が lightguide の出射面を全て覆い尽くす場合。  
第 2 式は Cherenkov 光が lightguide の出射面を一部覆い尽くす (その面積を  $S$  としている)  
場合。

第3式は Cherenkov 光が lightguide の出射面を一部覆い尽くす (その面積を  $S$  としている) 場合。

第4式は Cherenkov 光が lightguide の出射面をと重ならない場合である。これは lightguide の出射面の半径 2.55[cm] より外側に入射し、Cherenkov 角も小さい為である。

#### 4. 側面の反射率

異なる屈折率の境界に光が入射する時、透過率、屈折率は、光の入射角度によって大きく変化する。光の入射角度は Cherenkov 角による為、ミューオンの速さに大きく関わってくる。この反射率は電磁気学より、

$$\epsilon_{ra}(\beta) \sim \left( \frac{\tan(i-r)}{\tan(i+r)} \right)^2 \quad (3.32)$$

$$i = 90.0 - \theta \quad (3.33)$$

$$r = \arcsin\left(\sin i \times \frac{1}{n}\right) \quad (3.34)$$

ここで  $\theta$  は Cherenkov 角であり、 $\beta$  で決まる角度である。

同様に  $i$  は側面に対する、Cherenkov 光の入射角。

同様に  $r$  は側面に対する、屈折角であり、光の入射角と空気と輻射体の相対的な屈折率で決まる角度である。

今は屈折率は  $n=1.49$  である。

具体的に、どれくらいの反射率か、数値的に求めると、 $\beta \sim 1$  のミューオンに対しては、

$$\theta = 47.8^\circ \quad (3.35)$$

$$i = 42.2^\circ \quad (3.36)$$

$$r = 26.79^\circ \quad (3.37)$$

$$\epsilon_{ra}(\beta) \sim 0.01 \quad (3.38)$$

側面で反射する度にこの補正を行なう。

角度が小さい時は、反射することなく、lightguide の上面に達した時は、

$$\epsilon_{ra}(\beta) \sim 1.0 \quad (3.39)$$

として今後は考えることにする。

以上の式 (3.19)-式 (3.39) の値を式 (3.17) に代入して、更に  $\lambda_1 = 250[\text{nm}]$ ,  $\lambda_2 = 650[\text{nm}]$  とすれば、単位長さ辺りの、放出される光子数が求まる。これを長さで積分すればよいのだが、ミューオンの速さ  $\beta$  は、ミューオンが輻射体を通っている間で一定であることはない。後述するが、輻射体内を走りながら、輻射体中の原子にエネルギーを与え、ミューオンは減速しながら、つまり  $\beta$  を変えながら、輻射体内を走るからである。つまり、全てのエネルギー loss を単位長さ辺りで考え、逐次的な計算で求めないといけない。しかし、今は、簡単のため (あくまでも、大まかな予想をたてる為)、ミューオンの速さを、輻射体の上面に入射した時の速さと、その速さで輻射体を通り過ぎ、輻射体を出射する時の速さの平均で考えることにする。つまり、今までの  $\beta$  を次のように定義することにする。

輻射体に入る前の速さを  $\beta_{\text{in}}$  として、輻射体を射出する時の速さを  $\beta_{\text{out}}$  とすると、運動エネルギーの変化を考えて、

$$\frac{m_{\mu}c^2}{\sqrt{1-\beta_{\text{out}}^2}} - m_{\mu}c^2 = \frac{m_{\mu}c^2}{\sqrt{1-\beta_{\text{in}}^2}} - m_{\mu}c^2 - \left. \frac{dE_{\mu}^{\text{Co}}}{dt} \right|_{\beta_{\text{in}}} \times 14.0 \quad (3.40)$$

ここで出てくる  $\frac{dE_{\mu}^{\text{Co}}}{dt}$  は後述する。また、この時、右辺  $\geq 0$  であるので、左辺  $\geq 0$  でなければならない、これが満たされるのは、 $0.75 \leq \beta \leq 1$  である。(つまり  $0.67 \leq \beta \leq 0.75$  のミュオンは確率的に、輻射体内で止まってしまう。)

これにより  $\beta_{\text{out}}$  が求まり、 $\beta$  を次のようにして定義する。

$$\beta = \frac{\beta_{\text{in}} + \beta_{\text{out}}}{2} \quad (3.41)$$

高エネルギーのミュオンでは  $\beta = \beta_{\text{in}}$  なのだが、この補正は、低エネルギーに対して、幾らか正しい近似を与える。

この様にして定義した  $\beta$  に対して、これが一定の速さで、輻射体内を走ると考えれば、輻射体を走る事によって放出される Cherenkov 光の光子数は、今までの式から

$$N_{\text{out}}^{\text{Ch}} \simeq 43.886 \left(1 - \frac{1}{\beta^2(1.49)^2}\right) \epsilon_{\text{ra}}(\beta) \left[ \epsilon_{\text{cl}}(\beta) \times 14.0 + \epsilon_{\text{clg}}(\beta) \times l(d) \right] \quad (3.42)$$

$$= 43.886 \times \sin^2 \theta_{\epsilon_{\text{ra}}}(\beta) \left[ \epsilon_{\text{cl}}(\beta) \times 14.0 + \epsilon_{\text{clg}}(\beta) \times l(d) \right] \quad (3.43)$$

ここで、 $d$  は入射位置、 $l(d)$  は lightguide 中での走行距離で lightguide の幾何的形狀から次式で与えられる。また  $0.75 \leq \beta \leq 1$  である。

$$l(d) = \begin{cases} 6.4 & \text{if } d \leq 2.55[\text{cm}] \\ 9.0 - d & \text{if } 2.55 \leq d \leq 9.0[\text{cm}] \end{cases} \quad (3.44)$$

これが、様々な速さのミュオンが媒質中を通過したときに出す Cherenkov 光の有効な光子数となり (媒質の特性により PMT の窓に入射する光子数がこれぐらいに減らされる。) これが検出器系で増倍され、ADC のチャンネルとして出力されることになる。

次にこの光子数が現れる ADC のチャンネル数を考察する。

PMT にかける HV を  $V$  としてこの時の GAIN を  $G(V)$  とすると、ADC に流れ込む電荷量は

$$Q_{\text{ADC}}^{\text{Ch}} = N_{\text{out}}^{\text{Ch}} \times G(V) \times 1.6 \times 10^{-7} \quad [\text{p}] \quad (3.45)$$

ADC と電荷量の関係、HV と GAIN の関係は予備実験より

$$ADC_{\text{channel}} = \left[ \frac{4095 - \text{pedstal}}{206} \right] Q_{\text{ADC}} + \text{pedstal} \quad (3.46)$$

$$G(V) \sim \left( \frac{V}{2000} \right)^{8.240} \times 8.543 \times 10^{6.0} \quad (3.47)$$

よって、今 HV の電圧を 1650[V]、pedstal ~ 60[channel] とすると検出される Cherenkov 光のチャンネル数は、

$$ADC_{\text{channel}}^{\text{Ch}} \sim 1.923 \times 10^4 \sin^2 \theta_{\epsilon_{r_a}}(\beta) \left[ \epsilon_{c_1}(\beta) \times 14.0 + \epsilon_{c_1g}(\beta) \times l(d) \right] \left( \frac{1650}{2000} \right)^{8.240} + \text{pedstal} \quad (3.48)$$

ここで、以上の式を計算し (プログラムで走らせる)、様々なミューオンの運動量 (単位は [GeV/c])、入射位置に対して観測される ADC 値は、図 3.2 のようになる。

上から入射位置  $d = 0[\text{cm}]$ 、 $d = 6[\text{cm}]$ 、 $d = 8[\text{cm}]$  の場合である。

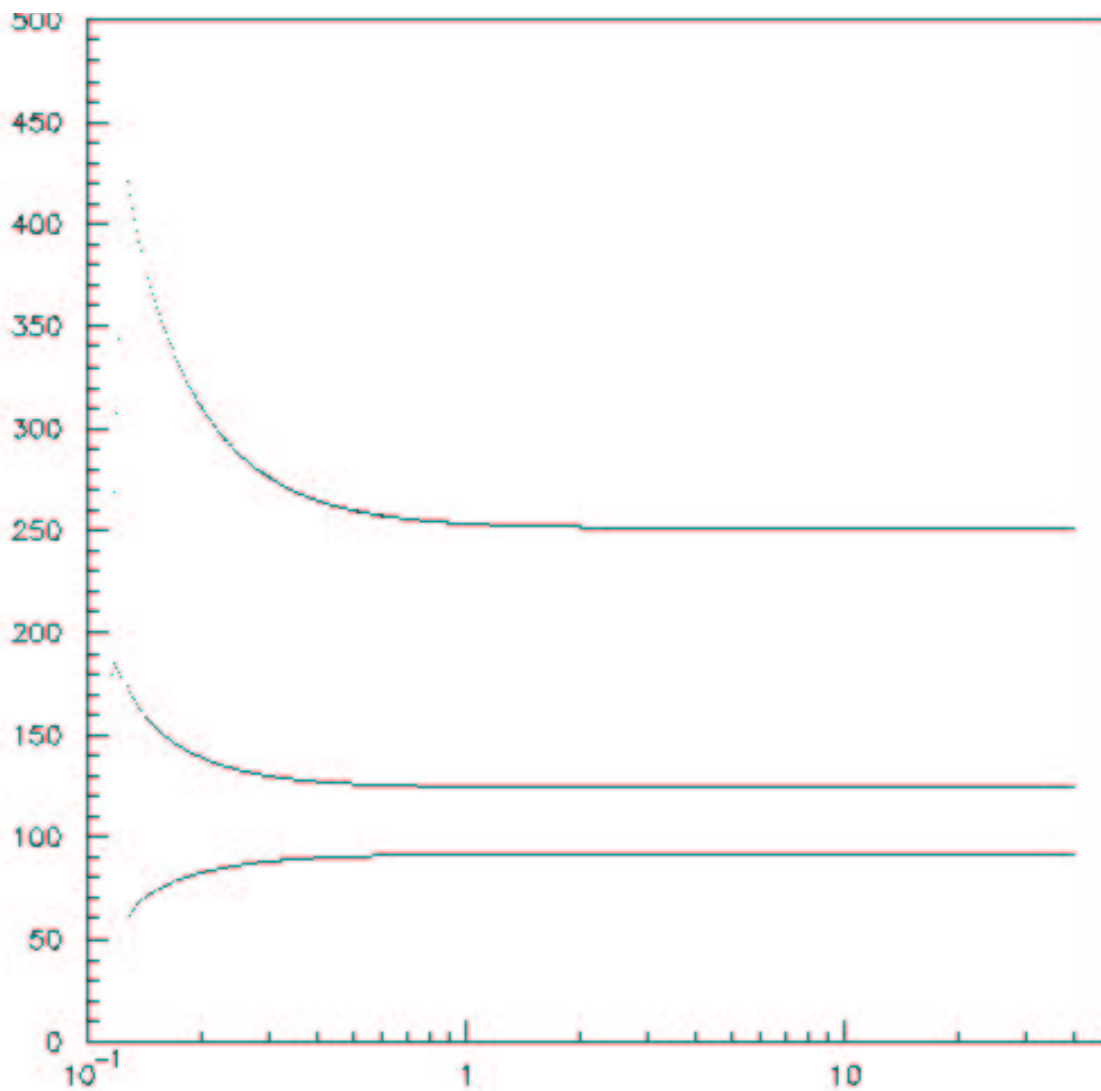


図 3.2: Cherenkov 光の ADCchannel  
[様々な運動量 [GeV/c]、入射位置に対する ADC 値]

このように、Cherenkov 光の見え方は、入射位置に大きな依存性を示す。



## 3.4 その他の発光 Process

### 3.4.1 電離損失

荷電粒子が媒質中で起こす、その他のプロセスとして、媒質中の原子との電磁相互作用がある。まず、原子に束縛された電子の雲との相互作用で、これに荷電粒子が衝突することで、荷電粒子はエネルギーを失い、一方で、原子はエネルギー励起されたり、イオン化されたりする。これが電離損失である。(この課程では、核自身とのやり取りもあるが、これは質量に反比例するので、電子とのやり取りに比べ、無視できる。)

この電離損失による失うエネルギーは、Bethe-Bloch の公式から

$$\frac{dE_{\mu}^{\text{Co}}}{dl} = -\frac{2\pi m_e c^2}{\beta^2} \left(\frac{N_0}{A}\right) \rho Z \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 Q_{\max}}{I^2(1-\beta^2)}\right) - 2\beta^2 - U - \delta \right] \quad (3.49)$$

ここで、 $\beta$  は先と同じく、式 (3.41) に従うものである。

また、 $N_0, \rho, A, Z$ , は各々、Avogadro 数、物質密度、原子量、原子番号を示し、 $U, \delta$  はそれぞれ殻電子補正項、密度効果の補正項、 $Q_{\max}$  は殻内電子へのエネルギー寄与の最大値、 $I$  は電子の平均励起ポテンシャルを示す。そして、これらの項は

$$2\pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 m_e c^2 N_0 = 0.1536 \quad [\text{MeV cm}^2/\text{g}] \quad (3.50)$$

$$Q_{\max} \simeq \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \left[ 1 + \frac{2m_e}{m_{\mu} \sqrt{1-\beta^2}} \right]^{-1} \quad (3.51)$$

$$\frac{Z}{A} \sim \frac{1}{2} \quad (3.52)$$

$$I = 64 \quad [\text{eV}] \quad (3.53)$$

$$\rho = 1.032 \quad [\text{g/cm}^3] \quad (3.54)$$

一方、 $U, \delta$  の殻電子補正項、密度効果の補正項は入射荷電粒子が各々、低エネルギー、高エネルギーの時に無視できない効果であり、今は高エネルギーミューオンを考えるので、 $\delta$  の項を考えることにする。

この密度効果  $\delta$  は

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{if } x \leq x_0 \\ 4.6052x + C_0 + a(x_1 - x)^m & \text{if } x_0 \leq x \leq x_1 \\ 4.6052x + C_0 & \text{if } x_1 \leq x \end{cases} \quad (3.55)$$

ただし、 $x_0, x_1, C_0, a, m$  は物質に依存した量であり、各々、

$$x = \log(\beta\gamma) \quad (3.56)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.57)$$

$$x_0 = 0.4164 \quad (3.58)$$

$$x_1 = 2.49 \quad (3.59)$$

$$C_0 = -3.20 \quad (3.60)$$

$$a = 0.1610 \quad (3.61)$$

$$m = 3.24 \quad (3.62)$$

以上から、電離損失による単位長さ当りのエネルギー損失は

$$\frac{dE_\mu^{Co}}{dl} = 8.597 \times 10^{-2} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \times F(\beta)\right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (3.63)$$

$$F(\beta) \simeq 2.55 \times 10^8 \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \left[ 1 + \frac{2m_e}{m_\mu \sqrt{1-\beta^2}} \right]^{-1} \quad (3.64)$$

これが、どの ADC チャンネルに表れるかを考える。

過程としては、シンチレーション光と同じ過程なので、絶対蛍効率を  $S$  とすると、この過程での単位長さ当りの荷電粒子のエネルギー損失  $\frac{dE_\mu^{Co}}{dl}$  から、平均エネルギー  $E_p$  の光子が単位長さ当り  $\frac{dN^{Co}}{dl}$  個発生したとすれば

$$\frac{dN^{Co}}{dl} = \frac{1}{E_p} S \left( \frac{\frac{dE_\mu^{Co}}{dl}}{1 + kB \frac{dE_\mu^{Co}}{dl}} \right) \quad (3.65)$$

ここで  $kB$  は物質に依存する定数であり、重荷電粒子では無視できない項である。後述するが高エネルギーではこの項の寄与は殆んどなく、今、放射体を走って、電離損失によって  $\Delta E_\mu^{Co}$  だけエネルギー loss をしたとして、それから、 $N^{Co}$  個の光子に変換されたとすると

$$N^{Co} = S \left( \frac{\Delta E_\mu^{Co}}{E_p} \right) \quad (3.66)$$

とできる。

これが、放射体内を通過するので、透過率、屈折率、ライトガイドの集光率などの補正をすると、PMT の内部に入射する光子数  $N_{out}^{Co}$  は

$$N_{out}^{Co} \sim 0.9 \times 0.085 \times 0.2 \times N^{Co} \quad (3.67)$$

$$N_{out}^{Co} \sim 1.44 \times 10^{-2} \times \left( \frac{S \Delta E_\mu^{Co}}{E_p} \right) \quad (3.68)$$

今、予備実験から、

$$S = 1.0 \times 10^{-4} \quad (3.69)$$

$$E_p = 3.0[\text{eV}] \quad (3.70)$$

これは、側面での反射も存在した下での値となっている。

以上を代入すると、

$$N_{\text{out}}^{\text{Co}} \sim 4.60 \times 10^{-7} \times \Delta E_{\mu}^{\text{Co}} \quad (3.71)$$

これが PMT 内部で増幅されるので、検出される電荷量、ADC チャンネルは

$$Q_{\text{out}}^{\text{Co}} \sim 7.36 \times 10^{-7} \times \Delta E_{\mu}^{\text{Co}} \times \left(\frac{1650}{2000}\right)^{8.240} [\text{pC}] \quad (3.72)$$

$$ADC_{\text{channel}}^{\text{Co}} \sim \left(\frac{4095 - \text{pedstal}}{206}\right) \times Q_{\text{out}}^{\text{Co}} + \text{pedstal} \quad (3.73)$$

式 (3.64) より、上式で

$$\Delta E_{\mu}^{\text{Co}} = \begin{cases} \frac{dE_{\mu}^{\text{Co}}}{dl} \times (dl = 20.4) & \text{if } d \leq 2.55 \\ \frac{dE_{\mu}^{\text{Co}}}{dl} \times (dl = 23.0 - d) & \text{if } 2.55 \leq d \leq 9.0 \end{cases} \quad (3.74)$$

として代入すると、電離損失と ADCchannel 値の関係は

$$ADC_{\text{channel}}^{\text{Co}} \sim 0.1637 \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \times F(\beta)\right) - 2\beta^2 - \delta \right] dl + 60 \quad (3.75)$$

これをミューオンの運動量 (単位 [GeV/c]) に直して、グラフにしたものを以下に示す。  
グラフの上から、入射、 $d = 0[\text{cm}]$ ,  $6.0[\text{cm}]$ ,  $8.0[\text{cm}]$  となっている。

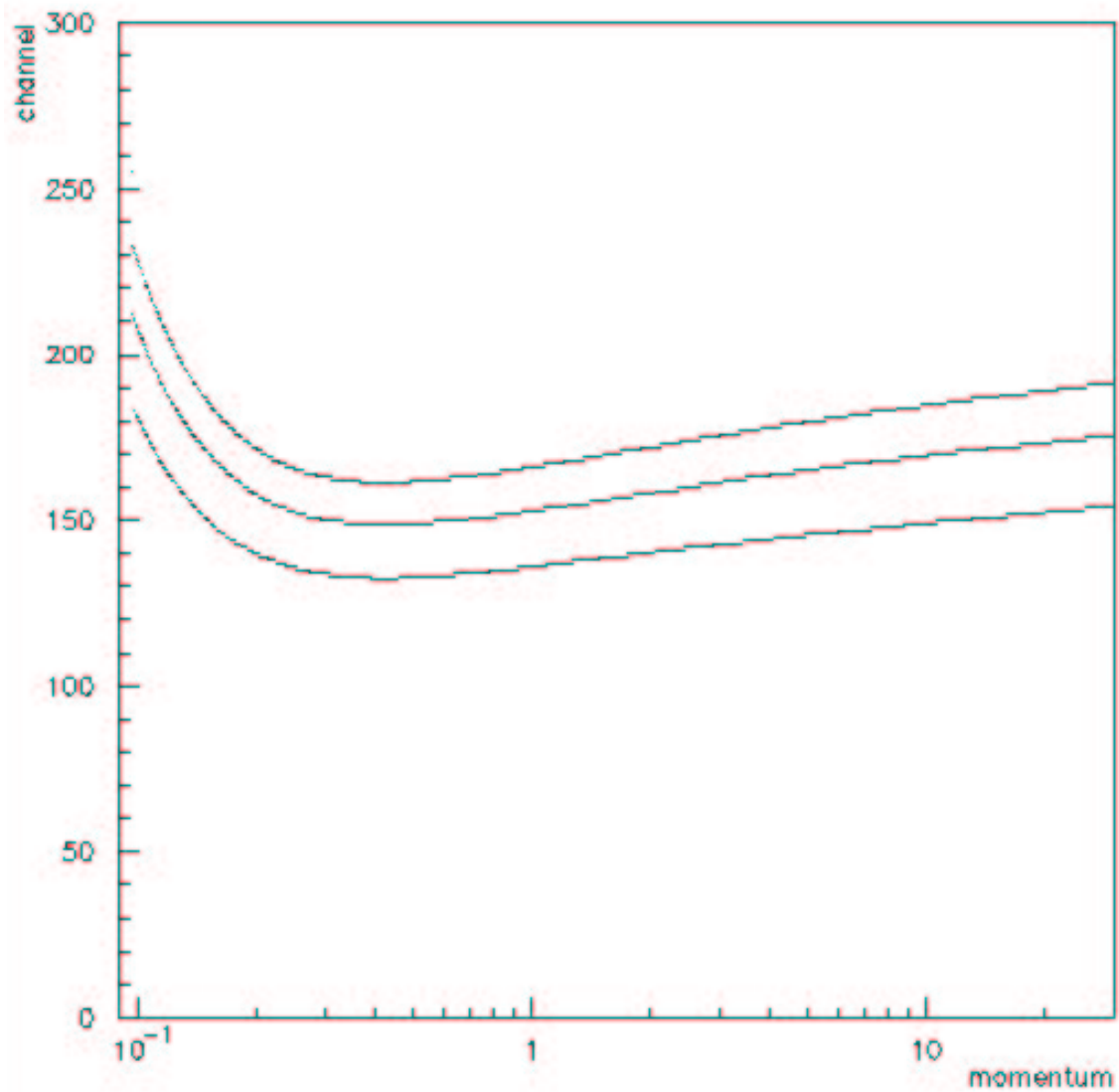


図 3.3: 電離損失の ADCchannel  
 [様々な運動量 [GeV/c]、入射位置に対する ADC 値]

そして、電離損失と Cherenkov 光と一緒に合わさって PMT から出力された場合、見える channel 値とミューオンの運動量 (単位 [GeV/c]) の関係は以下のグラフのようになる。

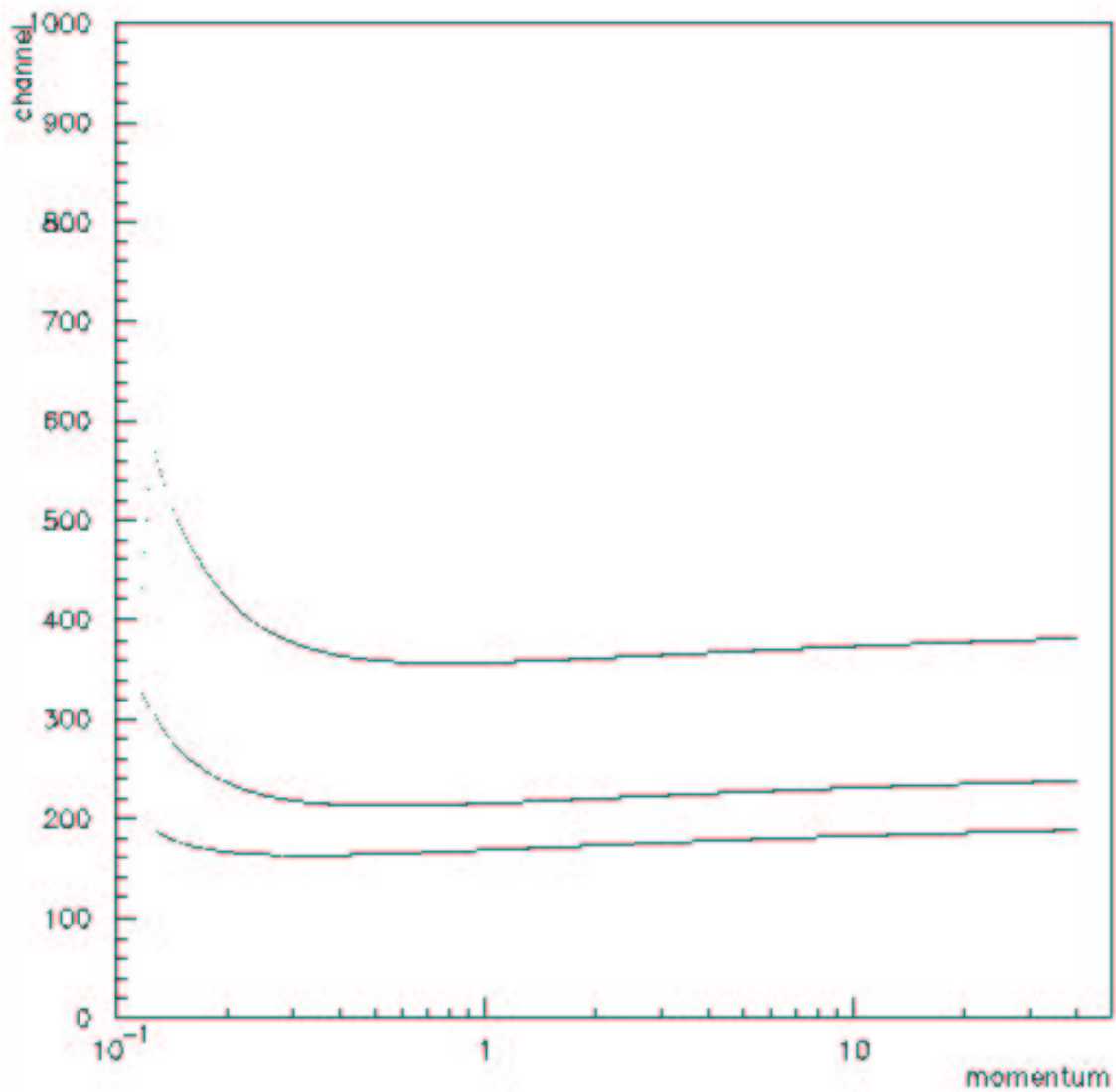


図 3.4: Cherenkov 光と電離損失の ADCchannel  
 [様々な運動量 [GeV/c]、入射位置に対する ADC 値]

## 第4章 予備実験

本実験に入る前に幾つかの予備実験を行った。この章ではその予備実験の詳細と結果および考察を記述する。

### 4.1 ADC の Calibration

#### 4.1.1 基本的な性質

我々の用いた ADC は LeCroy 社製 Model1182 である。その特徴は以下の通り。

1. 電荷積分型 ADC である
2. VMEbus(12bit)
3. ゲート信号の width は 50[ns] 以上 2000[ns] 以下
4. 変換時間 (conversion time)  $16\mu\text{s}$  (conversion 中には CIP という NIM signal を出す。)
5. 最大読み込み電荷量 (Full scale charge)  $170[\text{pC}]$  以上  $200[\text{pC}]$  以下

ADC には波高分析型と電荷積分型が存在する。前者は入力パルスの波高 (電圧) を測定して出力するのに対し、後者はパルスの全電荷量をゲート信号が入っている時間全体で積分する。4.1 の上の信号が入力パルス、下がゲート信号であるが、灰色の領域が ADC 値として吐き出されるわけである。

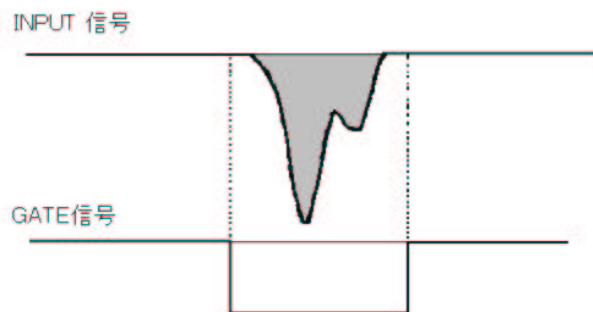


図 4.1: 上が入力パルス、下がゲート信号。ゲート区間で積分される。

### 4.1.2 $Q$ と ADC 値の関係

この ADC1182 は 12bit であり (この ADC を VME で動かすプログラムは Appendix にまとめてある), 実際にデータをとると 0ch から 4095channel の数値が得られる。つまり本実験に入る前に入力電荷量と ADC の channel 数の関係を知っておく必要がある。これを調べるために次のような実験を行った。

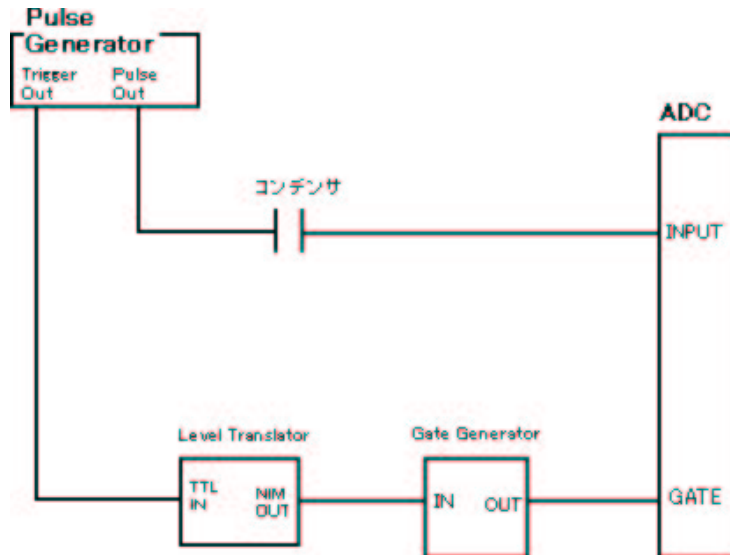


図 4.2: 既知の電荷量を ADC に送り、ADC の channel 数をみる。

コンデンサ両端の電位差を  $V[V]$ 、コンデンサの容量を  $C[F]$  とおくと、コンデンサを信号が通る時、

$$Q = CV[C]$$

と電荷信号に変換されて、ADC の input channel に入力される。コンデンサ両端の電位差  $V[V]$  は pulse generator の電圧信号を変えることで自在に変えることが出来る。縦軸を ADC 値 [channel]、横軸に  $Q[pC]$  をとって、データを表にしたのが図 4.3 である。pulse generator の信号のは 1kHz とした。実際、Gate 信号を ADC が受けとり終ってから Gate 信号の受けとりを拒否する CIP 信号、それを返すまでに  $1.56\mu s$  必要なので、pulse は  $1.56\mu s$  以上の間隔を持って入力されなくてはならない。

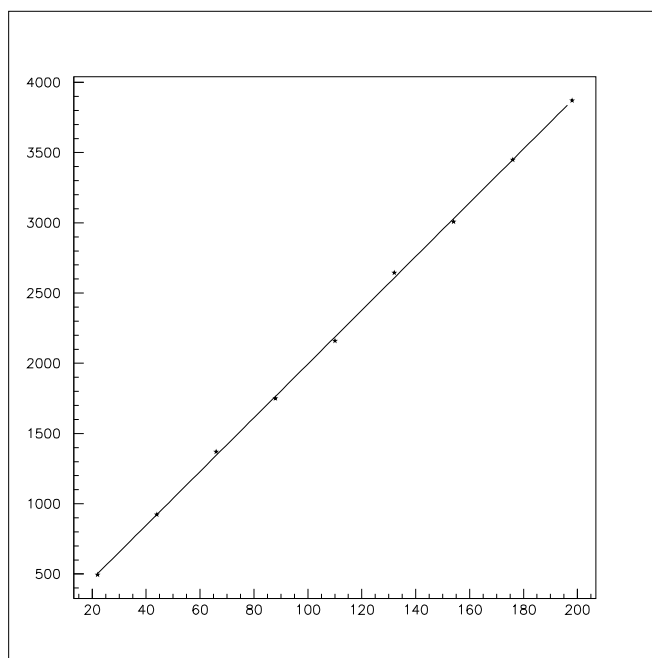


図 4.3: ADC の calibration: コンデンサ  $C = 220$  [pF] の時の電荷量  $Q$  [pC] と ADC 値の関係

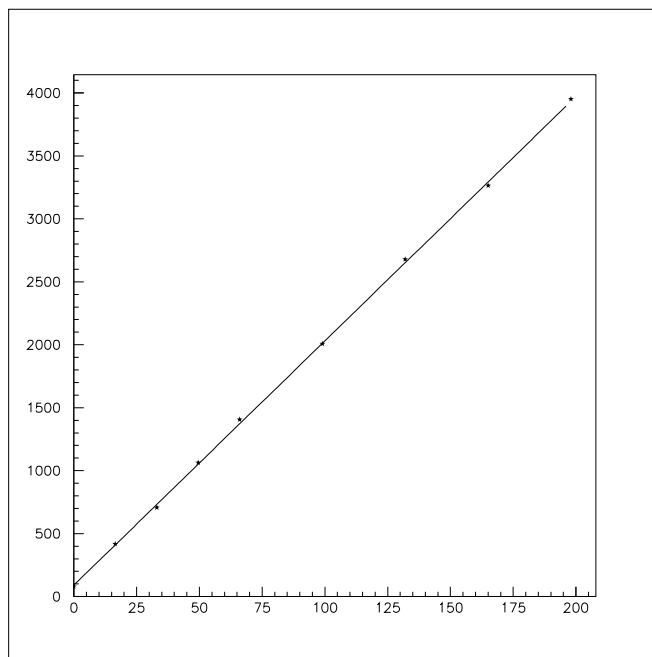


図 4.4: ADC の calibration: コンデンサ  $C = 330$  [pF] の時の電荷量  $Q$  [pC] と ADC 値の関係



図 4.3 のプロットは

$$\text{ADC} = (81.093 \pm 0.95105) + Q \times (19.140 \pm 0.8076 \times 10^2) \quad (4.1)$$

と fitting されているので、full channel(=4095) に対応する電荷量は

$$209.575[\text{pC}] \leq Q[\text{pC}] \leq 209.851[\text{pC}] \quad (4.2)$$

と計算される。一方 4.4 のプロットは

$$\text{ADC} = (90.528 \pm 0.52950) + Q \times (19.407 \pm 0.56178 \times 10^2) \quad (4.3)$$

と fitting されているので、full scale channel(=4095) に対応する電荷量は

$$206.255[\text{pC}] \leq Q[\text{pC}] \leq 206.427 \quad (4.4)$$

と計算された。両者の値の相異はコンデンサの容量値の誤差、又は、電圧読み値の誤差に由来する。この結果は ADC の最大読み出し電荷量が 200[pC] である、というメーカーの主張とよく一致しているので、以後最大読み出し電荷量を 206[pC] とする。

### 4.1.3 pedestal 値

ADC1182 は input signal を入力しなくてもある値を ADC 値として返すように出来ている。これを pedestal 値 (下駄の高さ) という。図 4.4 では  $Q = 0$  で  $\text{ADC} = 90.528 \pm 0.5295$ 、図 4.3 では  $Q = 0$  で  $\text{ADC} = 81.093 \pm 0.95105$  となっていてこれがこの測定における pedestal 値なのである。この pedestal 値は ADC の積分時間が長い程、大きくなる。直前の Gate Generator で様々な長さの gate signal を作り、pedestal 値を記録してみた。その結果を次に示す。

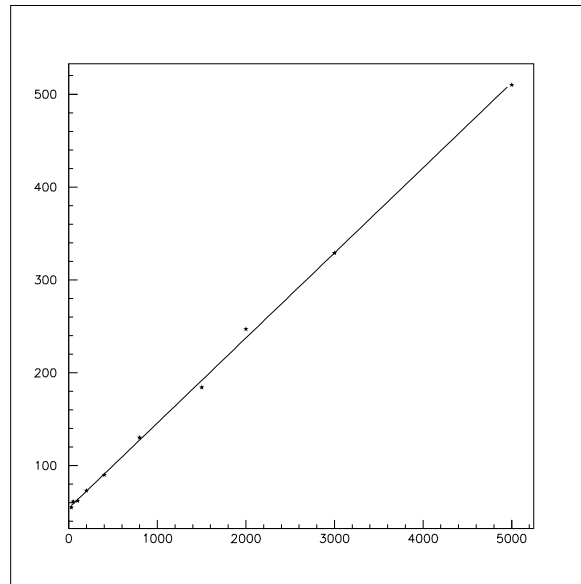


図 4.5: gate signal の長さ [ns] と pedestal 値の関係

pedestal 値が gate signal の長さに比例することが確かめられた。

## 4.2 光電子増倍管の Calibration

我々は本実験で3つの光電子増倍管を使用した。このうち特に Calibration が必要なのは測定対象の  $\mu$  粒子のエネルギー loss によって生じる光子数を測定する光電子増倍管である。(後の2つはトリガカウンターに用いるので詳しい性能測定は不用。)

### 基本ステータス

用いた光電子増倍管は浜松ホトニクス社製 R2256 型である。基本ステータスを以下に羅列する。

**感光波長** 180[nm]~650[nm]

**最大高圧電源** -2700[V]

**暗電流** 6.0[nA]typically

**Anode Risetime** 2.6[ns]

**Electron Transit Time** 48[ns]

**Transit Time Spread** 1.1[ns]

**量子効率** about0.2(Max0.25)

Electron Transit Time とは Photocathode(光電面)  $\delta$  関数的 photon pulse が到達してから、Anode の output Pulse が出てくるまでの時間。Transit Time Spread(T.T.S) とは Electron Transit Time のゆらぎをガウス関数で表現した時の半値幅である。以上のステータスは確認実験をせずに値を用いることにする。

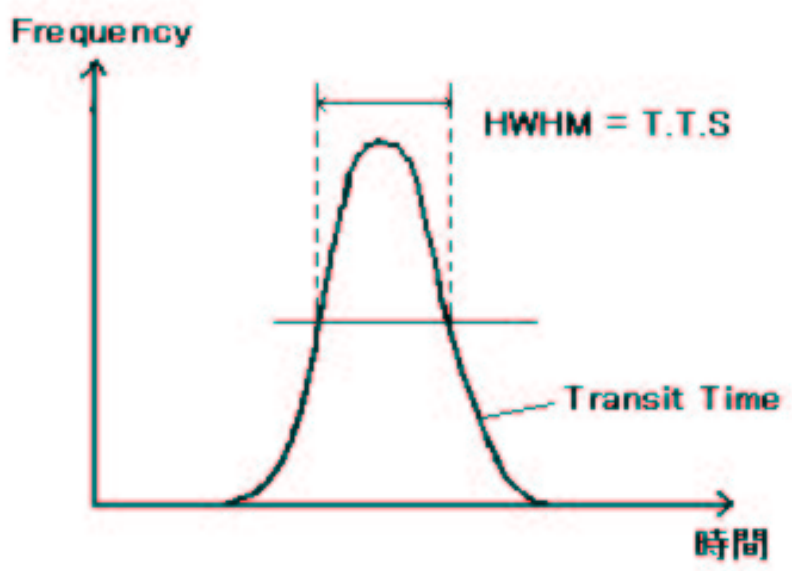
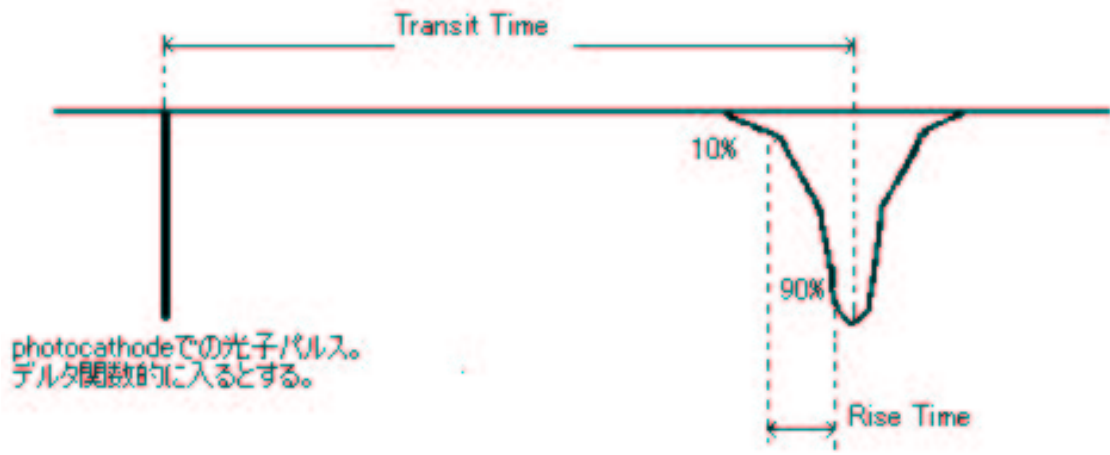


図 4.6: Rise Time, Transit Time, T.T.S の定義

## 4.2.1 印加電圧 (HV) と GAIN の関係

光電子増倍管の GAIN とは

$$\text{GAIN} = \frac{\text{Anode から出た電子数}}{\text{Photocathode から出た電子数}}$$

で定義される。GAIN は一般に印加電圧 (以下 HV と書く) のべき関数となる。これを確認するため図 4.7 のようなセットアップを組んだ。

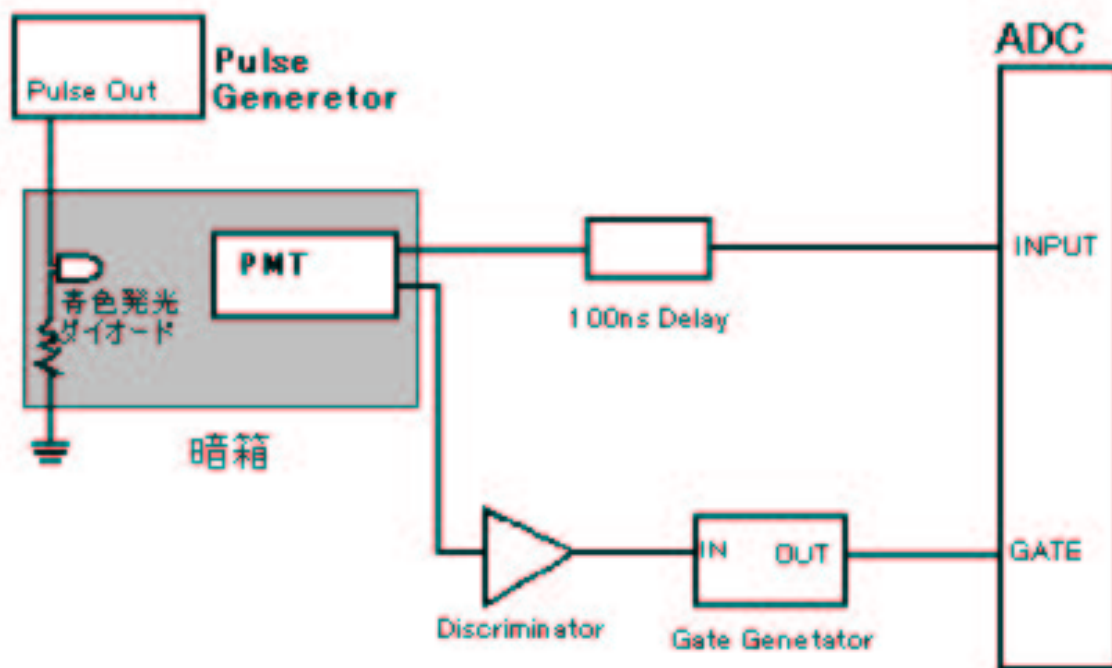


図 4.7: LED を用いたセットアップ

暗箱の中で青色 LED を Pulse Generator を使い、約 1msec に一回、一定の光度で光らせ、それを HV を -1100[V] から -2200[V] まで変化させた<sup>1</sup>。

LED の光量を一定とすると「Photocathode から出た電子数」は一定となる。結果は図 4.8 のようになった。

<sup>1</sup>HV=-1450V になると、当初の LED の光量では ADC 値が 4096 以上になるので、HV=-1450V から -2200V までは signal を小さくする attenuator を使った。減衰率は dB で表され、入力を  $V_{in}$ 、出力を  $V_{out}$  とすると  $1\text{dB} = 20 \log\left(\frac{V_{in}}{V_{out}}\right)$  である。補正にはこの式を使うことになる。

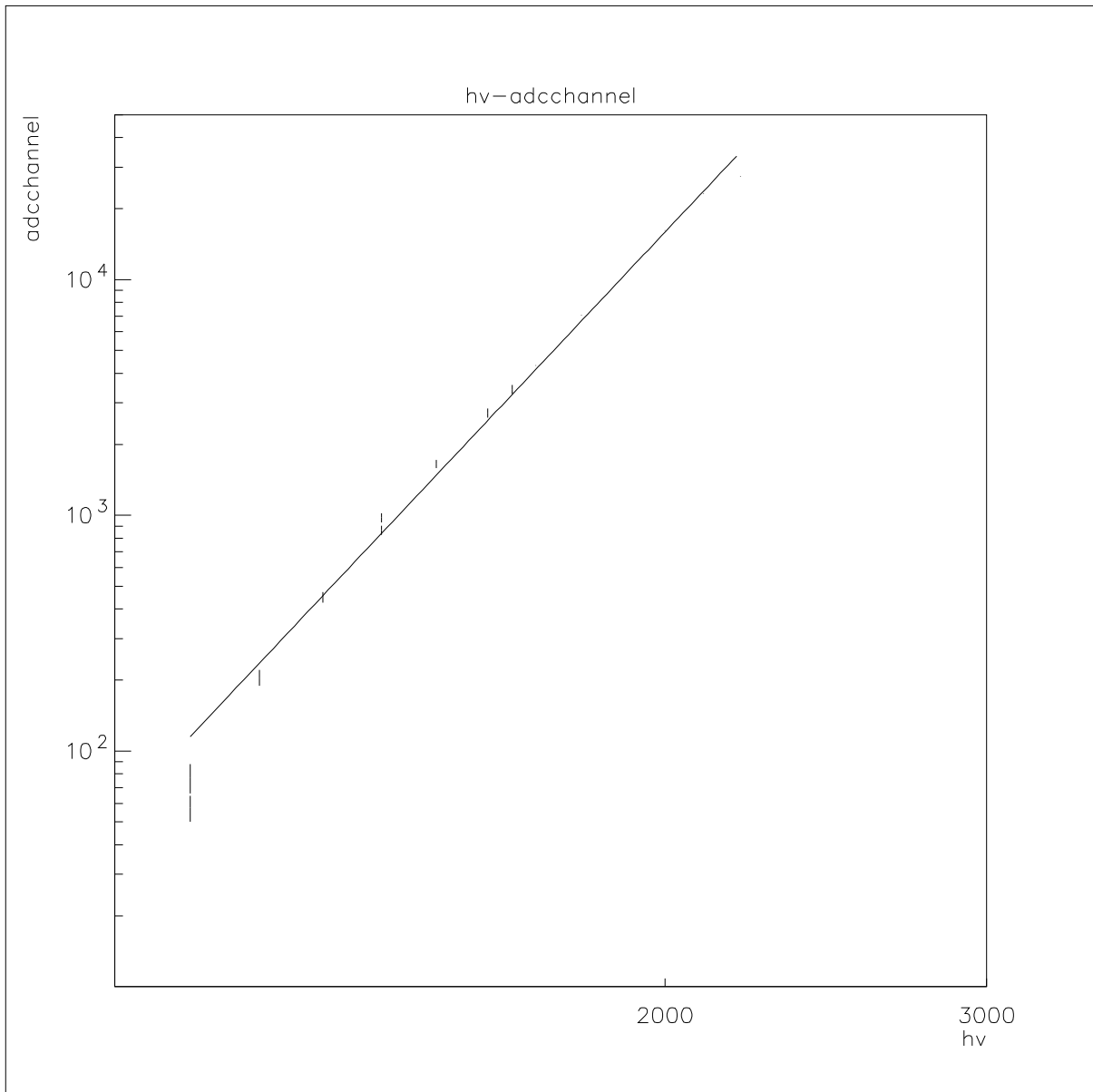


図 4.8: LED を用いた測定の結果

fitting の結果は

$$\log(\text{ADC 値}) = \log(1.0 \times 10^{-22}) + (8.240 \pm 0.101 \times 10^{-2}) \log(\text{HV 値}) \quad (4.5)$$

となった。べき関数の次数は  $8.24 \pm 0.101 \times 10^{-2}$  である。浜松ホトニクスのマニュアルによればこの値は 7.031 でありやや仕様とずれるが今後は実験で得られた 8.24 を用いることにする。

## 4.2.2 GAIN の絶対値の測定

前節では GAIN と HV 値がべき関数で結ばれる事を確認した。しかし、これではまだ光電子増倍管の GAIN の絶対値が分からない。Anode から出た電子数はすぐに知ることができるが、Photocathode から出た電子数が正確に知ることが出来ないからである。しかし光電面に入る光子数が 1 個だったならどうだろうか。photocathode からは 1 個以上の電子が出ることはないので gain を決めることができる。次にはこの one photon を検出する実験を行なった。セットアップは次のように組んだ。

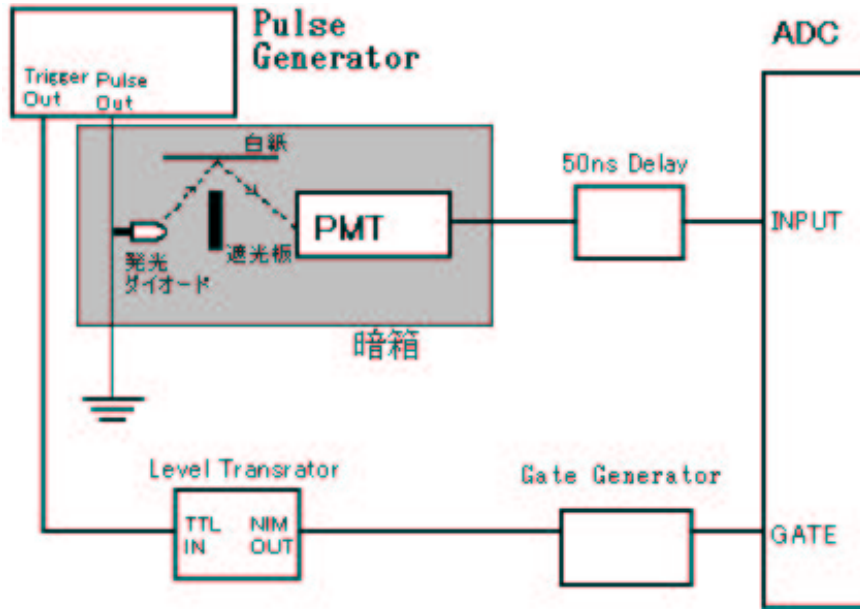


図 4.9: HV-2000[V]

LED にかかる電圧を小さくしていくと測定する ADC 値はどんどん小さくなっていく。そしてあるところまで小さくなるとそれ以上 ADC 値は下がらなくなる。それはそれ以上小さく出来ないからであり、それが 1 個の光子を検出している状態である。更に LED の発光を抑えると今度は one photon のピークのカウンタ数が小さくなっていき、それに伴い zero photon (pedestal) のピークが大きくなっていく。1 個の光子がいくらの ADC 値になるかは次の式から得られる。

$$(\text{ADC 値}) = \text{pedestal} + 1[\text{個}] \times (\text{GAIN}) \times 1.6 \times 10^{-19}[\text{C}] \times \frac{4096 - \text{pedestal}}{200 \times 10^{-12}} \quad (4.6)$$

この様子は次のスペクトルとして得られた。

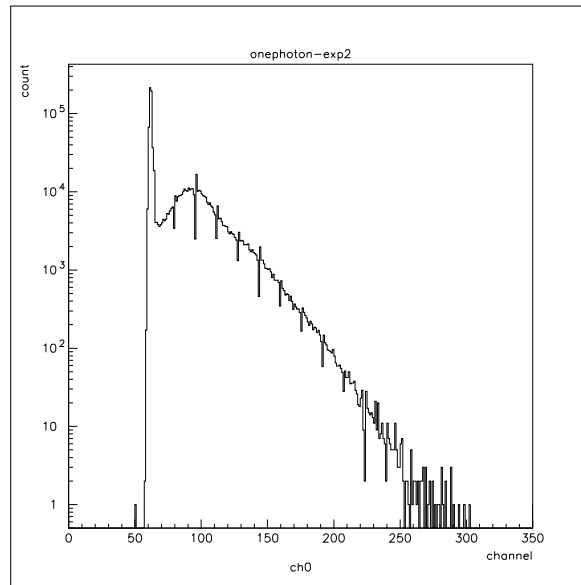


図 4.10: pedestal peak(62channel) の横にあるピークが one photon のピーク (HV-2000)

そしてこれから更に LED の発光量を抑えると、図 4.11 のようなスペクトルになる。

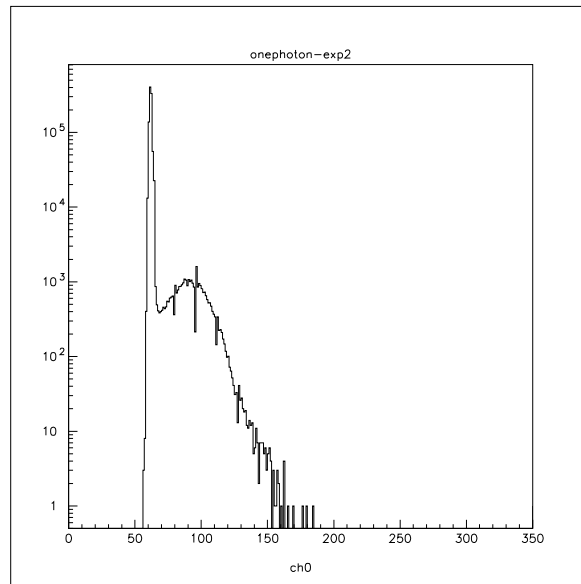


図 4.11: 図 4.10 より one photon のピークが小さい (HV-2000)

たしかにピークが小さくなっており、一方でペダスタルが増えている。そして、そのまま PMT への印加電圧をやや減少すると、図 4.12 のようになる。

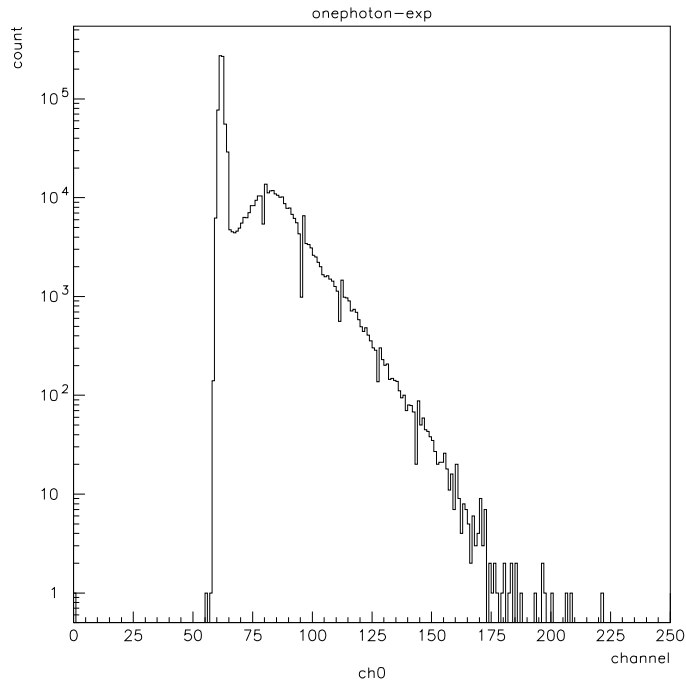


図 4.12: 図 4.11 より one photon のピークが低い channel に出ている (HV-1900)

今、HV-2000[V] の時 pedestal=62、one photon peak=90 なので、この時の PMT の GAIN は式に代入して

$$\text{GAIN}(\text{HV} = -2000) = 8.543 \times 10^6 \quad (4.7)$$

という、値を得る。この値は浜松ホトニクスのマニュアルによる値とも良い一致をみている。HV-2000[v] の時の GAIN と、先ほど示した HV と GAIN の関係式から、事実上すべての HV 値での光電子増倍管の GAIN が分かることとなる。

この GAIN を  $G(V)$  とすると、HV=-2000 での値で規格化して、

$$G(V) = 8.543 \times 10^6 \times \left( \frac{V}{2000} \right)^{8.240} \quad (4.8)$$



## 4.3 lightguide の集光率

### 4.3.1 集光率の理論値

面積  $S_1$  の領域全面に垂直に入射した光が、lightguide の中を伝わり、最終的に面積  $S_2$  の領域から出ていくとき、面積  $S_1$  を通過した全光量が面積  $S_2$  の領域を同じ光量で通過することはない。光束は外的に圧縮、膨張させることはできないため、より小さな領域に光束を集めることは不可能になる。Liouville の定理から光束の運動量不変から、面積  $S_1$  に入射すれば面積  $S_1$  の領域に出てくることになる。つまり、集光率は

$$\epsilon_{\text{Cl}} \simeq \frac{S_2}{S_1} \sim 0.09 \quad (4.9)$$

になる。

### 4.3.2 集光率の測定

#### 測定方法

実際に、lightguide の集光率を測定する。この方法として以下のように考え、最終的に集光率を決定した。 $4\pi$  方向に均等に出る光源があり、同じ立体角を占めるように、lightguide + PMT の、PMT のみの配置を作る。こうすれば、両者の場合で光量は同じである。しかし、この  $4\pi$  方向の光源として適切なものがなかったため、今回は、光ファイバーを用いて、測定器の近くにおいて拡がりのない光として、以下の様な 3 通りの配置で、様々な位置で様々な角度をつけて入射させることで、両者の channel 数の違いを見てみた。

#### 1. 配置 (1)[図 (4.13) 参照]

- PMT、lightguide の中心軸上に光源を仮定
- その光源から、中心軸に対して角度  $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$  成分 (立体角  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(45^\circ)) = 1.84$  を入射させるようにするために、下の表 (4.1) の様に入射位置とファイバーの入射角度を決定した。

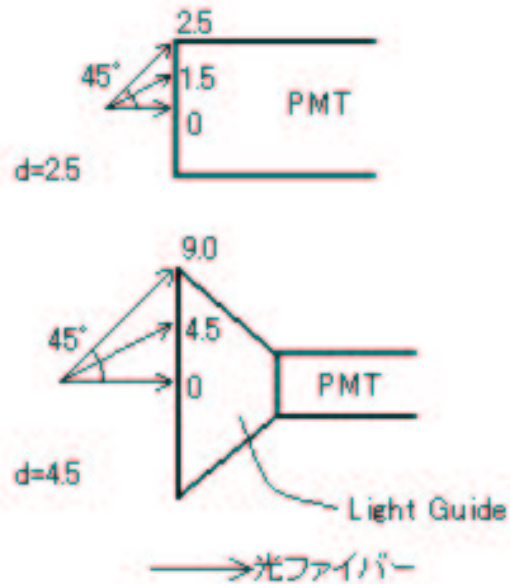


図 4.13: 配置 (1)

表 4.1: ファイバーの入射位置と角度

	入射位置 [cm]	入射角度 [度]
PMT のみ	0	0°
	1.50	30.46°
	2.50	45.0°
PMT と lightguide	0	0°
	1.50	9.46°
	3.00	18.43°
	4.50	26.56°
	6.00	33.7°
	7.50	40.0°
	9.00	45.0°

(ここで、入射位置は中心から、入射角度は PMT 又は lightguide の面と入射光のなす角度である。)

この時、仮想光源と入射面までの距離は

- PMT のみ  $d = 2.55[\text{cm}]$
- lightguide+PMT  $d = 9.0[\text{cm}]$

2. 配置 (2)[図 (4.14) 参照]

- PMT、lightguide の中心軸上に光源を仮定
- その光源から、中心軸に対して角度  $0^\circ \leq \theta \leq \arctan(\frac{1}{2})(= 26.56^\circ)$  成分 (立体角  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(26.56)) = 0.66$ ) を入射させるようにするために、下の表 (4.2) の様に入射位置とファイバーの入射角度を決定した。

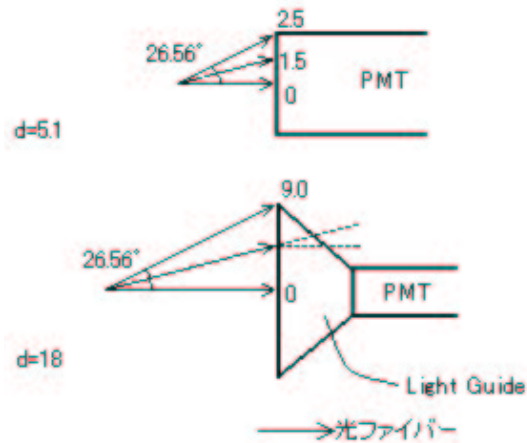


図 4.14: 配置 (2)

表 4.2: ファイバーの入射位置と角度

	入射位置 [cm]	入射角度 [度]
PMT のみ	0	$0^\circ$
	1.50	$16.4^\circ$
	2.50	$26.56^\circ$
PMT と lightguide	0	$0^\circ$
	1.50	$4.7^\circ$
	3.00	$9.5^\circ$
	4.50	$14.0^\circ$
	6.00	$18.43^\circ$
	7.50	$22.6^\circ$
	9.00	$26.56^\circ$

この時、仮想光源と入射面までの距離は

- PMT のみ  $d = 5.1[\text{cm}]$
- lightguide+PMT  $d = 18.0[\text{cm}]$

3. 配置 (3)[図 (4.15) 参照]

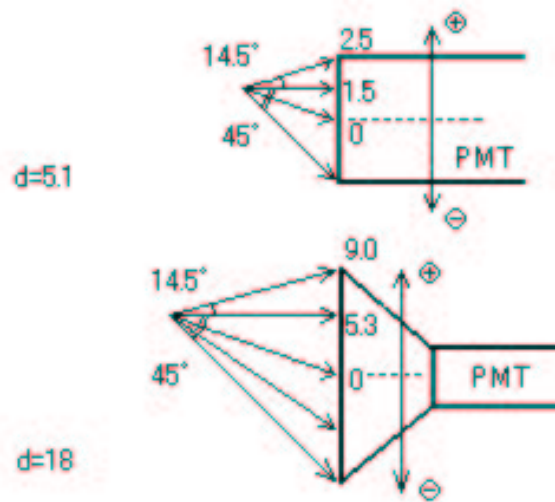


図 4.15: 配置 (3)

- PMT、lightguide の中心から半径方向に 1.5[cm] ずらした所を通る 軸上に光源を仮定
- PMT のみの時と、lightguide が有る時で、光源からの立体角が変わらないようにするため、図 (4.15) のように半径方向に負号を付けて、入射角と 位置の関係を同じように次表に示すと

表 4.3: ファイバーの入射位置と角度

	入射位置 [cm]	入射角度 [度]
PMT のみ	2.50	14.50°
	1.50	0.0°
	0.0	20.3°
	-1.50	36.5°
	-2.50	45.0°
PMT と lightguide	9.0	14.50°
	7.50	8.7°
	6.00	2.8°
	5.30	0.0°
	4.50	3.2°
	3.00	9.1°
	1.50	14.9°
	0.00	20.3°
	-1.50	25.4°
	-3.00	30.1°
	-4.50	34.4°
	-6.00	38.3°
	-7.50	41.8°
-9.00	45.0°	

この時、仮想光源と入射面までの距離は

- PMT のみ  $d = 4.05[\text{cm}]$
- lightguide+PMT  $d = 14.3[\text{cm}]$

## 測定結果

この実験の測定として、様々な位置で様々な角度でファイバーを近づけて当て、その結果から、上の対応する位置と角度の時に、どのくらいの channel 数になるかを見積もった。

### 1. PMT に直接、入射させた場合

この実験では、次のような入射位置と角度を作って測定した。

表 4.4: 測定時の入射位置と角度

入射位置	入射角度			
	0°	14.03°	26.56°	45.0°
0.0	0°	14.03°	26.56°	45.0°
1.5	0°	14.03°	26.56°	45.0°
2.5	0°	14.03°	26.56°	45.0°
-1.5	0°	14.03°	26.56°	45.0°
-2.5	0°	14.03°	26.56°	45.0°

ここで、位置の負号の解釈は入射角度に対して図 4.15 のようにして取ったものである。位置を固定したとき、入射角度と共に、channel 数がどのように変化するか、それを、以下の図 4.16、図 4.17 にしめす。

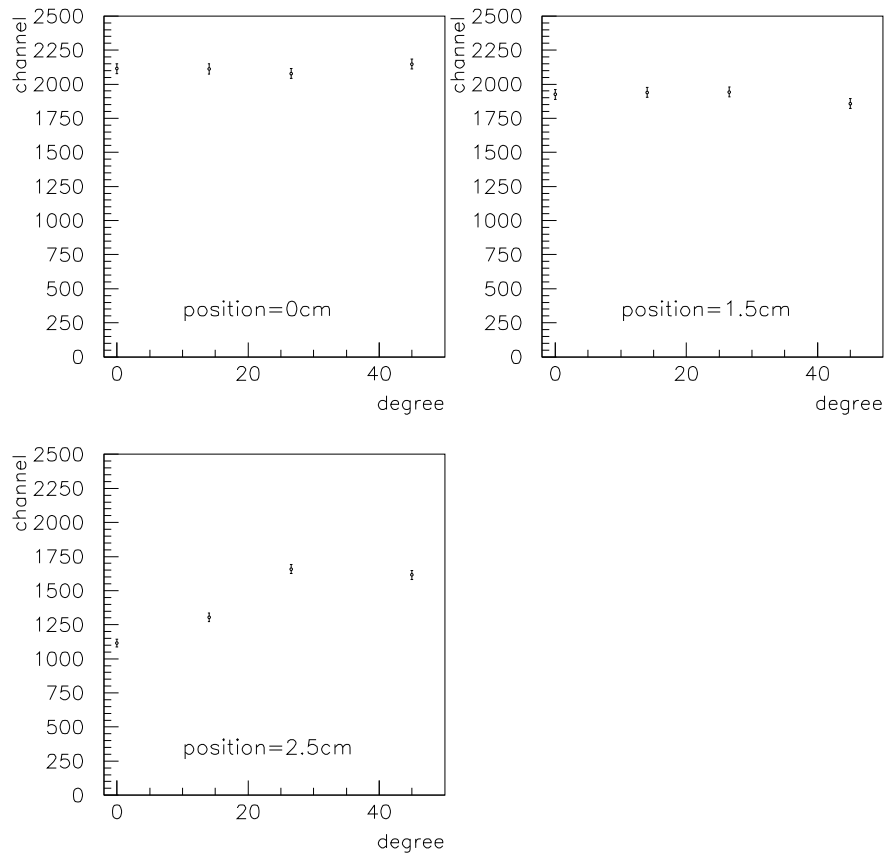


図 4.16: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

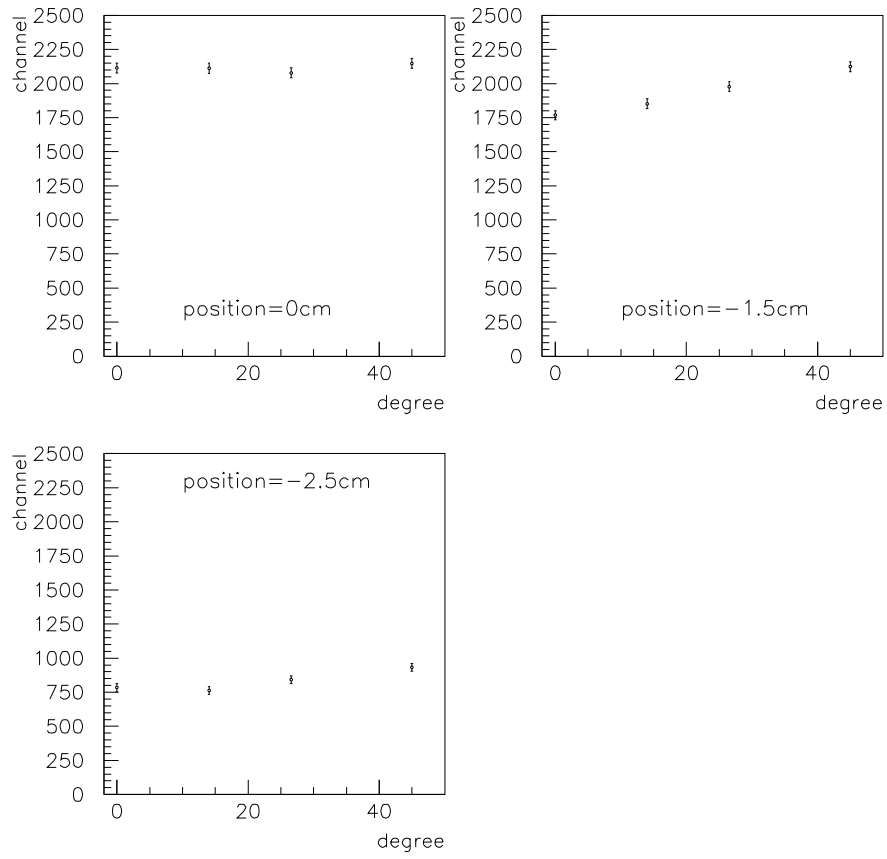


図 4.17: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

## 2. lightguide に入射させた場合

この時は、同じように、一つの位置に対して、より多くの角度で入射させた。その入射位置と入射角度は下の通りである。

表 4.5: 測定時の入射位置と角度

入射位置	入射角度							
0.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
1.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
3.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
4.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
6.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
7.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
9.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-1.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-3.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-4.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-6.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-7.5	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°
-9.0	0°	7.12°	14.03°	18.43°	26.56°	33.69°	36.87°	45.0°

この時の実験結果も同様にして、様々な位置での光の入射角度と channel 数の対応を下図 (4.18)、(4.19)、(4.20)、(4.21) に示す。まず、表 4.5 のように位置に対して角度を変えていったときは

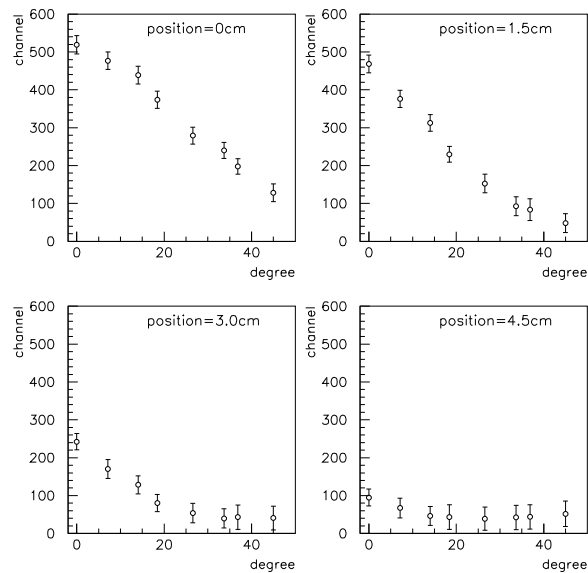


図 4.18: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

同様に角度を表 4.5 のように変えていったときは



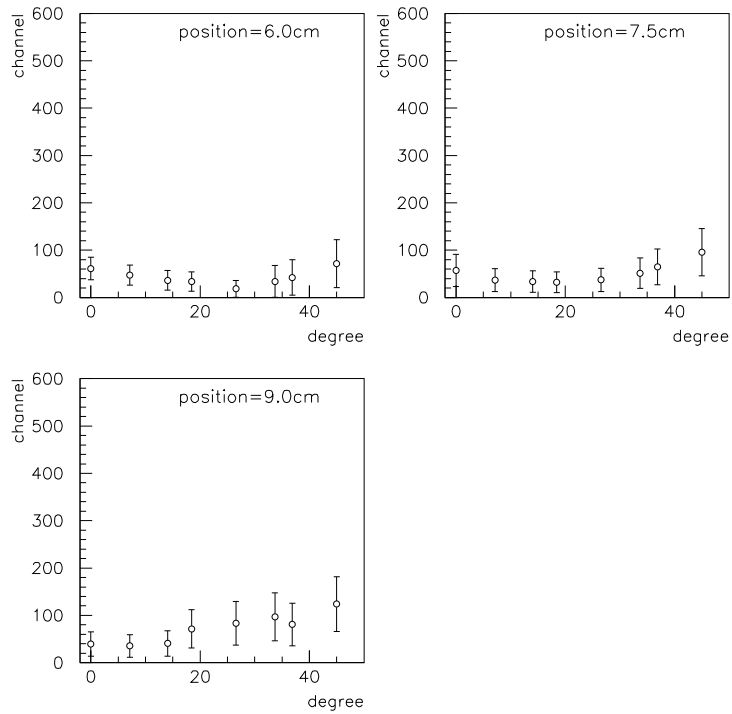


図 4.19: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

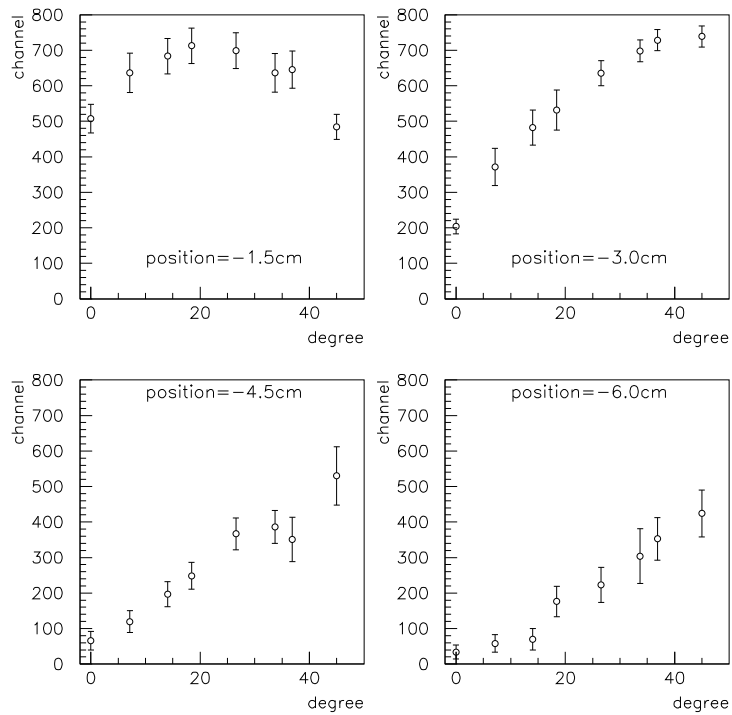


図 4.20: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

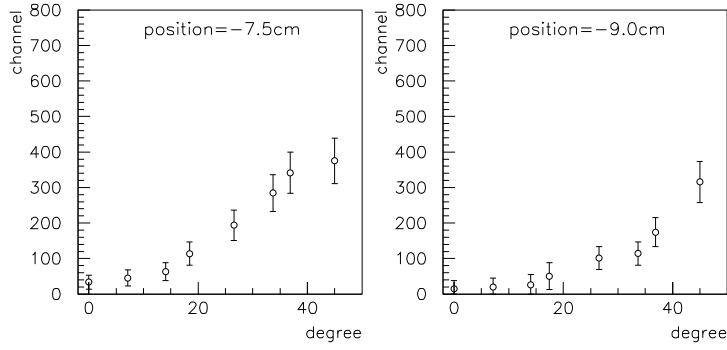


図 4.21: 様々な位置に対する、入射角度と channel 数

### 集光率の計算

以上の測定結果から集光率を考えてみる。

今、仮想光源からの光が等方的に出ていく描像を、何本ものファイバーが等方的に出ているものとする。このような仮想光源からのファイバーが、PMT の全面に、lightguide の全面に隙間なく埋められている状況を考える。(面に入射してくる光は、仮想光源からなので面の位置に依存した入射角で、この面に入射しているものとする。)これは、この実験でファイバーの置く位置を連続的に動かしていけば得られ、連続的に動かしたとして、今までの図 (4.14) から図 (4.19) を用いて、channel 数 (ペDESTAL を引いたもの) を積分すれば、半径方向の全 channel が出るので、これを PMT のみの時が  $L_{\text{pmt}}$ 、lightguide の有る時が  $L_{\text{lg}}$  とすると、このファイバーが面全体に行き渡っているとすると、ファイバーの断面積が小さいとして、PMT の面全体 (面積  $S_{\text{pmt}}$ ) に対する channel 数と、lightguide の面全体 (面積  $S_{\text{lg}}$ ) に対する channel 数の比  $\sigma$  は、

$$\sigma = \frac{L_{\text{lg}} \times S_{\text{lg}}}{L_{\text{pmt}} \times S_{\text{pmt}}}$$

となる。

しかし、これは集光率を与えるものではない。同じ光量で比較するためには、同じ立体角で考えないといけない。(光束は圧縮、膨張しないので一定の立体角を通過する光子数は光源からの距離によらず変化しない。通過する光子数面密度が変化する。)

今の考察では、単位面積あたりのファイバー数、つまり面密度が等しい状況であるので、同じ光量、同じ光子数で考えるため、面積で補正をする。PMT の面全体をファイバーで埋め尽くした時の光子数が、lightguide の面全体を貫くとした時、今は lightguide には均等にファイバーが埋め尽くされているので、同じ光子数となった時の全 channel 数は

$$\tilde{L}_{\text{lg}} = (L_{\text{lg}} S_{\text{lg}}) \times \frac{S_{\text{pmt}}}{S_{\text{lg}}}$$

よってこれから、channel 数は光子数に比例するので、集光率  $\epsilon_{Cl}$  は

$$\epsilon_{Cl} \simeq \frac{\tilde{L}_{lg}}{L_{pmt} S_{pmt}} \quad (4.10)$$

$$= \frac{L_{lg}}{L_{pmt}} \quad (4.11)$$

よって、これから集光率は半径方向のみにファイバーを敷き詰めたとした時の各々の全 channel の比に等しくなる。

よって、配置 (1)(2)(3) のときの各々の  $L_{pmt}$ 、 $L_{lg}$  を今までの全ての図から計算し、(表 4.1、表 4.2、表 4.3 の位置とそこでの角度から、今までの図より channel 値を求め、全ての位置でその channel 値を加える。) 式 4.11 に従って集光率を求めると下表のようになる。

表 4.6: 配置 (1)(2)(3) に対する集光率

配置	$L_{pmt}$	$L_{lg}$	集光率 $\epsilon_{Cl}$
(1)	10500	7350	0.077
(2)	49490	4400	0.089
(3)	109250	9867.5	0.090

これより、lightguide の集光率を以下のように決定した。

$$\epsilon_{Cl} \sim 0.085 \quad (4.12)$$

理論値と比較しても、妥当な値と言えるでしょう。

## 4.4 蛍光効率の測定

既に 3 章で述べたように、蛍光効率とは荷電粒子の電離損失のうちどれだけが可視光として放射されたかを示す値である。蛍光効率の値を求めるためには Cherenkov 放射に比べ電離損失を非常に dominant に起こす荷電粒子が必要となる。すなわち、ミューオンと同じ程度電離損失をおこし、かつ Cherenkov 放射を起こすほど放射体内を走る事の出来ない粒子が必要である。我々はそのために 2.2[MeV] の電子線を放つ  $\beta$  線源である  $^{90}\text{Sr}$  を用意した。厳密な話しをすれば、蛍光効率は荷電粒子の種類によってことなる。しかし、大きく異なってくるのは低エネルギー重荷電粒子のレベルの話であって、高エネルギーミューオンとエレクトロンではほとんど変わらないことが次の図 4.22 から分かる。

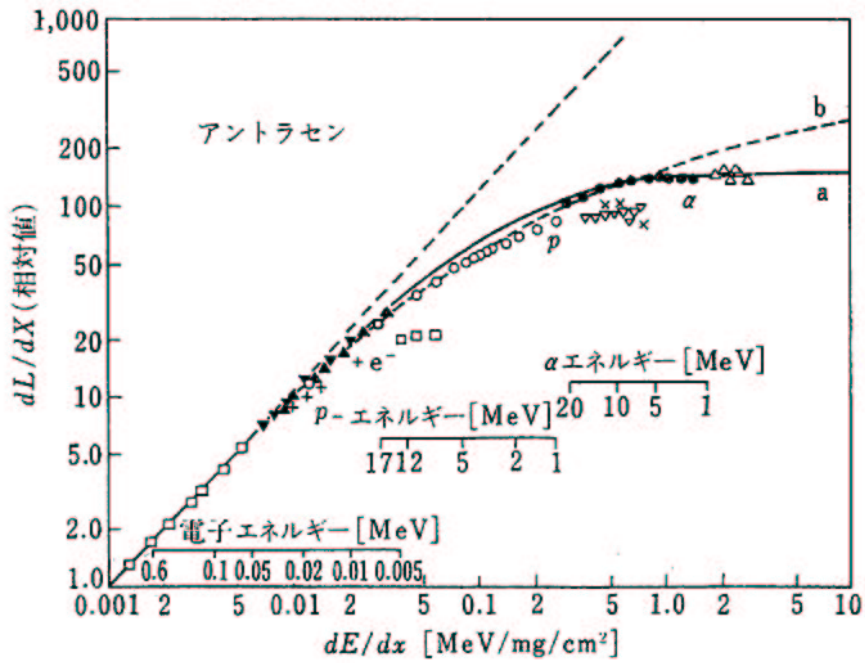


図 4.22: 粒子別の蛍光効率

3章で紹介した Bethe-Bloch の公式を電子用に修正したものは

$$\frac{dE_e^{Co}}{dl} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \left( \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{A} \right) \quad (4.13)$$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (4.14)$$

$$\tau = \frac{\text{電子の運動エネルギー}}{\text{電子の質量エネルギー}} \quad (4.15)$$

で与えられる。 $^{90}\text{Sr}$  の電子線 2.2[MeV] すなわち  $\beta = 0.9726$  を代入すると  $\frac{dE_e^{Co}}{dl} = 1.8[\text{MeV}]$  となり、侵入長を  $\Delta l$  として

$$\left. \frac{dE_e^{Co}}{dl} \right|_{\beta=0.9726} \times \Delta l = 2.2[\text{MeV}] \quad (4.16)$$

これを解くと侵入長  $\Delta l$  はわずかに放射体上面から 1cm 程度である。この短区間に放射されるチェレンコフ光はわずかなので、PMTに届く光はその殆んどが電離損失によるシンチレーション光と言える。このことを前提にアクリライトの蛍光効率を求めるため図 4.23 のようなセットアップを組んだ。

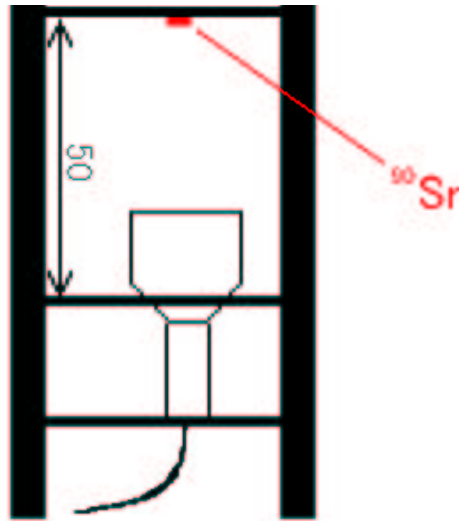


図 4.23: 蛍光効率測定の設定アップ

電子線源  $^{90}\text{Sr}$  のすぐ下 1cm から輻射された電離損失による光はPMTに入る時

$$N_{cl} = \frac{2.2[\text{MeV}] \times \text{蛍光効率 } S}{E_p} \times (\text{反射\&透過率} = \epsilon_{tr}) \quad (4.17)$$

という光子数になっているはずである。ただし、ここで  $E_p$  は可視領域の光に典型的なエネルギーである。そして実際に得られたスペクトルは図 4.24 のようになった。

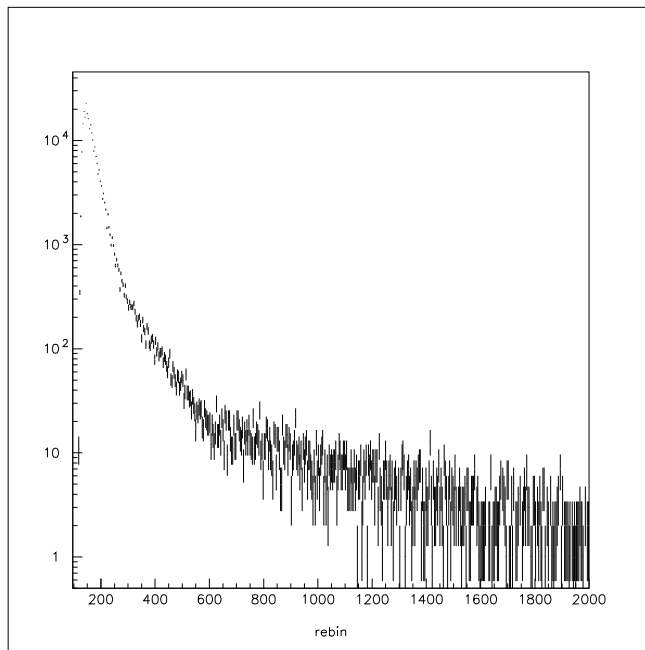


図 4.24:  $^{90}\text{Sr}$  を用いた測定の結果

ピークは 146channel に現れている。このピークは、実際には signal divider で半分に分けたパルスなので、この事を考慮して

$$\frac{1}{2} \frac{2.2[\text{MeV}]}{3[\text{eV}]} \times S \times \epsilon_{\text{tr}} \times 0.09 \times 0.2 \times G(2200) \times 1.9 \times 10^{-19} = 210 \times 10^{-12} \frac{146 - 60}{4096 - 60} \quad (4.18)$$

これを解いて、

$$S \times \epsilon_{\text{tr}} = 1.02 \times 10^{-4} \quad (4.19)$$

となる。この蛍光効率と反射効率と透過効率の積の値をミューオンの場合にも適用する事の妥当性は前述のとおりである。

# 第5章 本実験

前章までで、未知のパラメータが決まったので本実験に入ることにする。今回の実験で Cherenkov 光を測定するにあたり、ミュオンの輻射体内での電離損失による発光は避けることができない。そのため、この二つの発光を分離することが必要となる。

## 5.1 測定回路の設計

測定にあたり組み上げた回路図を以下に示す。

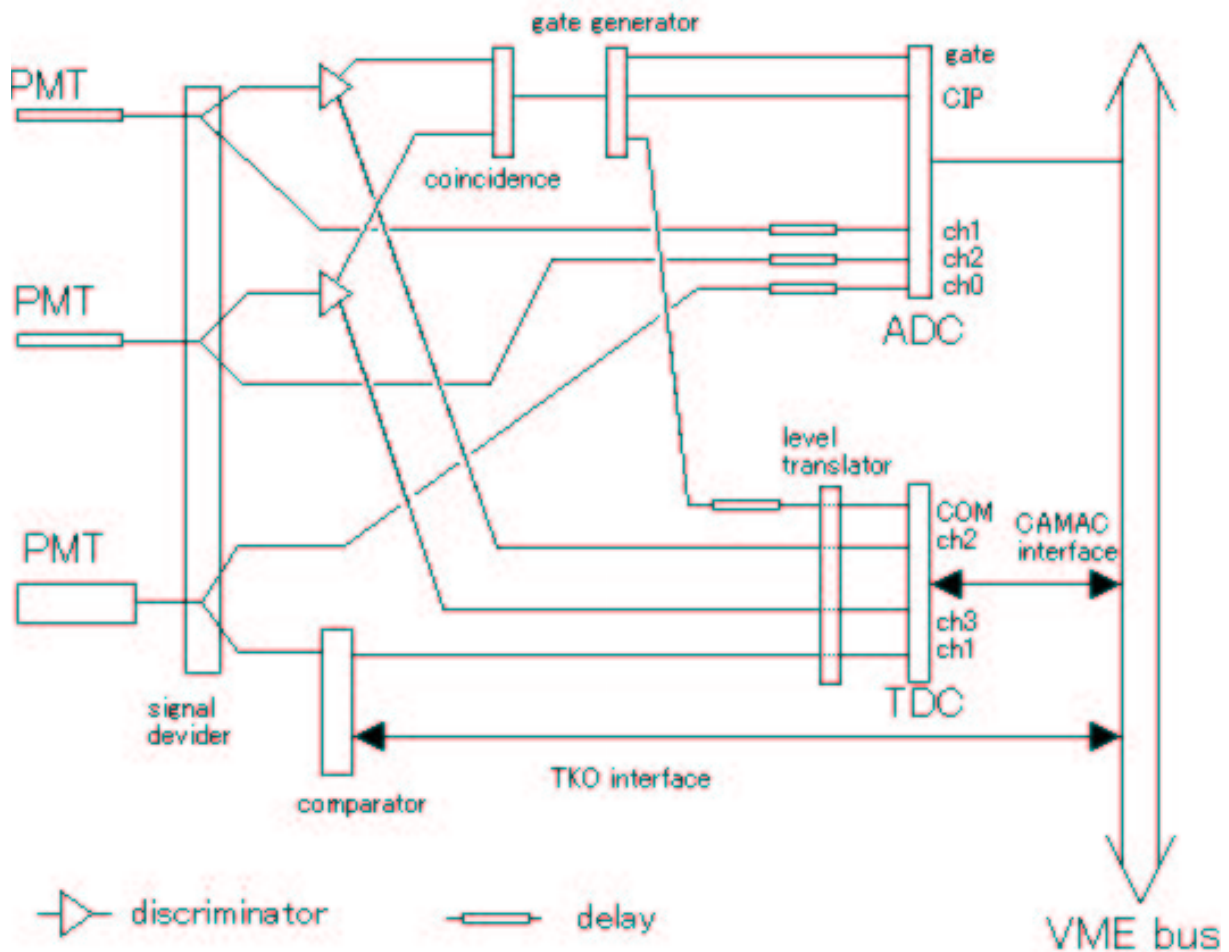


図 5.1: 回路図

大きく分けて ADC 部分と TDC 部分に分かれている。2 枚の scintillator の coincidence を取りそれによって ADC の gate 信号および TDC の COM 信号とする。

## 5.2 TDC

Cherenkov 光と scintillation 光 (電離損失) による光電子増倍管からの電荷パルスは分離できているのか、もしくは一緒に合わさった1つのパルスになっているのだろうか。このことはADCのデータを解析する時に非常に重要である。これを知るために我々は Time to Desital Converter (TDC) を用いて実験することにした。

### 5.2.1 TDC について

TDC とは、非常に短い時間間隔を計り、それを channel として出力する module である。使った TDC(LeCroy 社製 TDC3377) の概要と設定を以下に示す。

1. digitizing resolution 0.5ns (最小 0.5ns まで測定可能)
2. 32channel CAMACbus
3. Common Stop Mode
4. Both Edge Mode(矩形波の立上り、立ち下がり両方に sensitive)
5. full scale 1024ch(=512sec)、1ch=0.5ns
6. double hit resolution 8ns (8ns 以内に one channel に2つの event が発生すると分解出来ない。)

この TDC を動かしたプログラムは Appendix に書いてある。具体的にどの時間を計るかを、図 5.2 に分かりやすくまとめた。

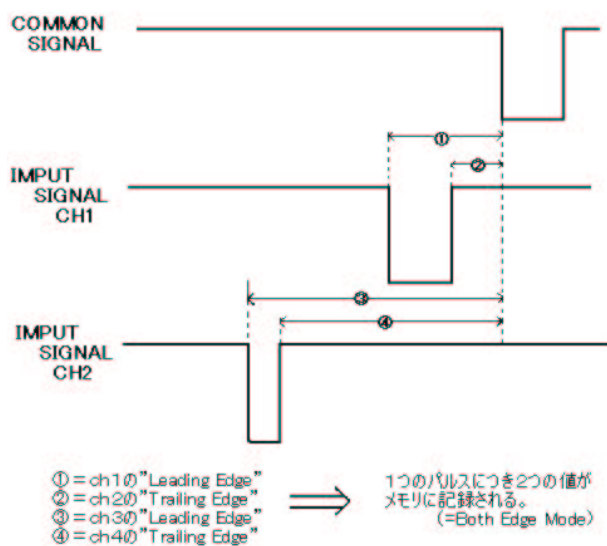


図 5.2: どの時間間隔を計るか



ch1,ch2,ch3は前述の総合セットアップ図 5.1 のナンバリングと同じである。まず簡単な TDC の calibration をとった。

TDC の入力パルスに幾通りにも Delay をかけて、その時、既知の COM 信号と pulse の時間差 (=Delay の差+module による遅れ) が TDC の何 channel になるか、様々な時間の Delay をかけて実験した。

その結果を図 5.3 に示す。

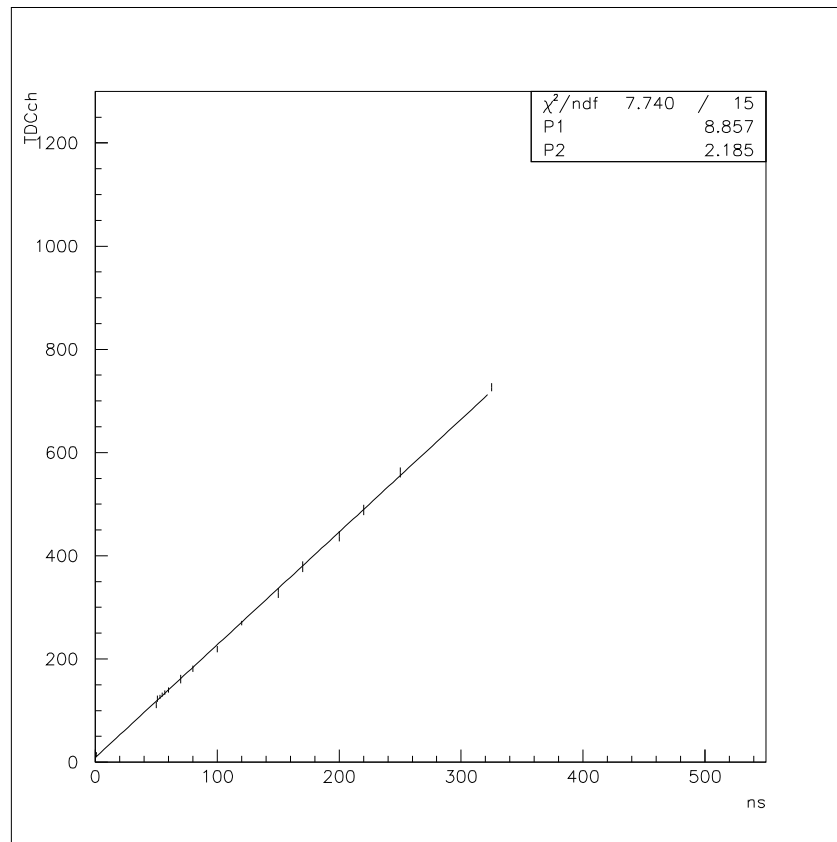


図 5.3: TDC channel と時間 (nsec) の関係

傾きがほぼ 2 になっていることから、TDC の 1channel  $\sim$  0.5ns であることがわかる。

## 5.2.2 TOF カウンター

次に、TDC の ch2(上の scintillator) と ch3(下の scintillator) のデータについて考える。この両者は上下の plastic scintillator を用いた TOF counter<sup>2</sup>となっている。COMMON STOP 信号には、上下の plastic scintillator の応答の coincidence(同時 signal) を用いているが、これに対し各々の scintillator の応答が時間的にどれだけ離れているかを ch2 と ch3 から知ることが出来る。その値の差は ch2 と ch3 の応答時間差に他ならない。すなわち、上の scintillator を通ったミュオンが下の scintillator に到達するのにどのくらい時間を必要とするかが、この2つのデータからわかるのである。これが本セットアップの TOF カウンターとしての測定原理である。測定したうち一つのデータを図 5.4 に示す。

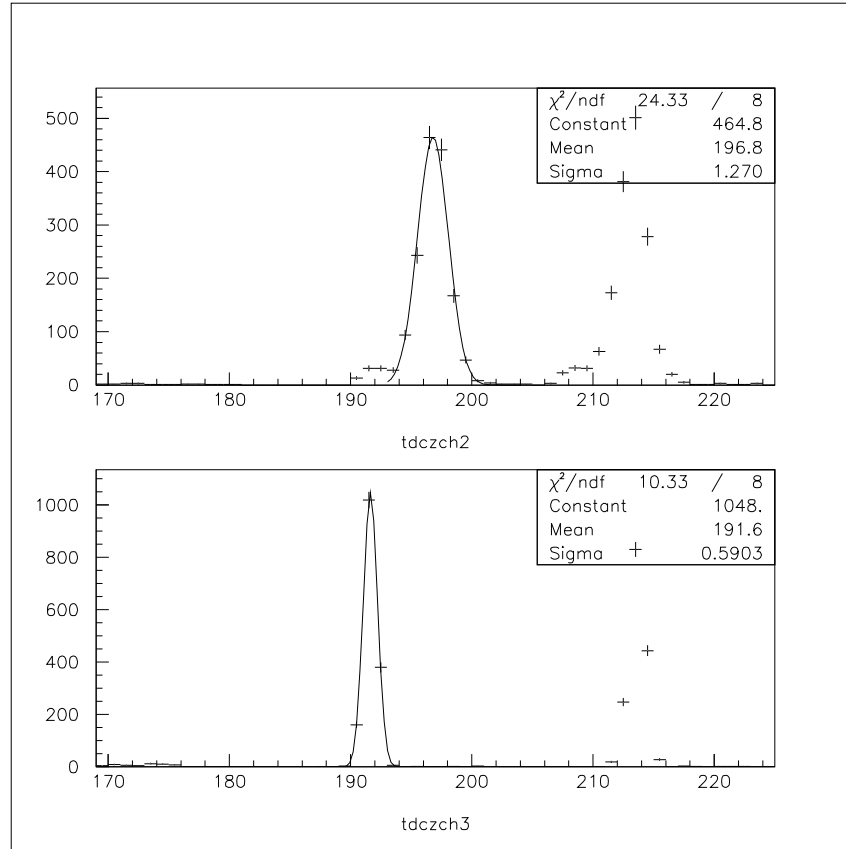


図 5.4: 上が ch2、下が ch3 のデータ。HV-1800V。peak が 2 つあるのは矩形波の両方の edge に sensitive なため。

上下の時間差は  $5.2 \pm 1.86[\text{channel}] = 2.6 \pm 0.93[\text{nsec}]$  である。今上下の scintillator の間隔が約 1[m] であることと、ミュオンがほぼ光速で降ってくることを考えると、大体 TOF は  $1[\text{m}] \div (3 \times 10^8[\text{m/s}]) = 3.3[\text{ns}]$  と見積もれるがこれとそう遠くない値を得ることが出来た。

<sup>2</sup>Time Of Flight counter, 粒子が決まった距離をどれだけの時間で通過するかを測定するカウンター。

### 5.2.3 ADC と TDC

ここから、TDC を本来の目的に用いる。光電子増倍管の出力する電荷パルスには二種類あるのか、もしくは一種類しかないのかを考える。この電荷パルスが理想的に三角形の形をしているとしよう (図 5.6 参照)。「形がおなじ」という事を

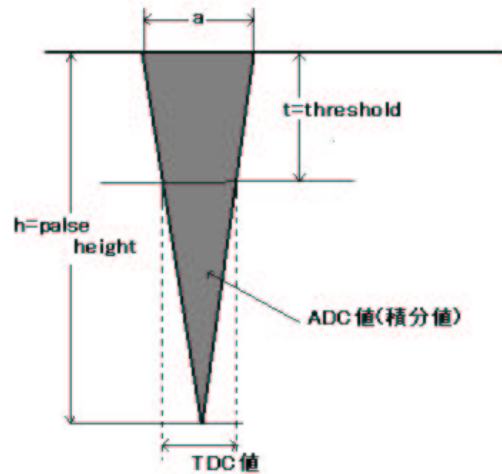


図 5.5: PMT output の形

$$h = k \times a \quad (5.1)$$

$$a = \text{pulse の根元の幅} \quad (5.2)$$

$$h = \text{pulse の高さ} \quad (5.3)$$

における比例定数  $k$  が「等しい」と表現することにする。するとその TDC 値 (width) と ADC 値 (電荷量) は次の式で結ばれることが分かる。

$$\text{ADC 値} = \frac{ah}{2} \quad (5.4)$$

$$\text{TDC 値} = \frac{a(h-t)}{h} \quad (5.5)$$

$$\text{ADC 値} = \left(\frac{k}{2}\right) \left(\text{TDC 値} + \left(\frac{t}{k}\right)\right)^2 \quad (5.6)$$

ここに  $t$  はコンパレータの threshold 値である。もし ADC 値と TDC 値を 2 次元のグラフにプロットしたら、パルスが二種類あるなら異なる  $k$  が 2 つあることになり 2 つの 2 次関数で fitting する事ができるはずだし、一種類しか存在しないなら一つの  $k$  しか存在しないので 1 つの 2 次関数でしか fitting 出来ないはずである。

まず ch1(輻射体) のデータをそのまま図 5.6 に示す。

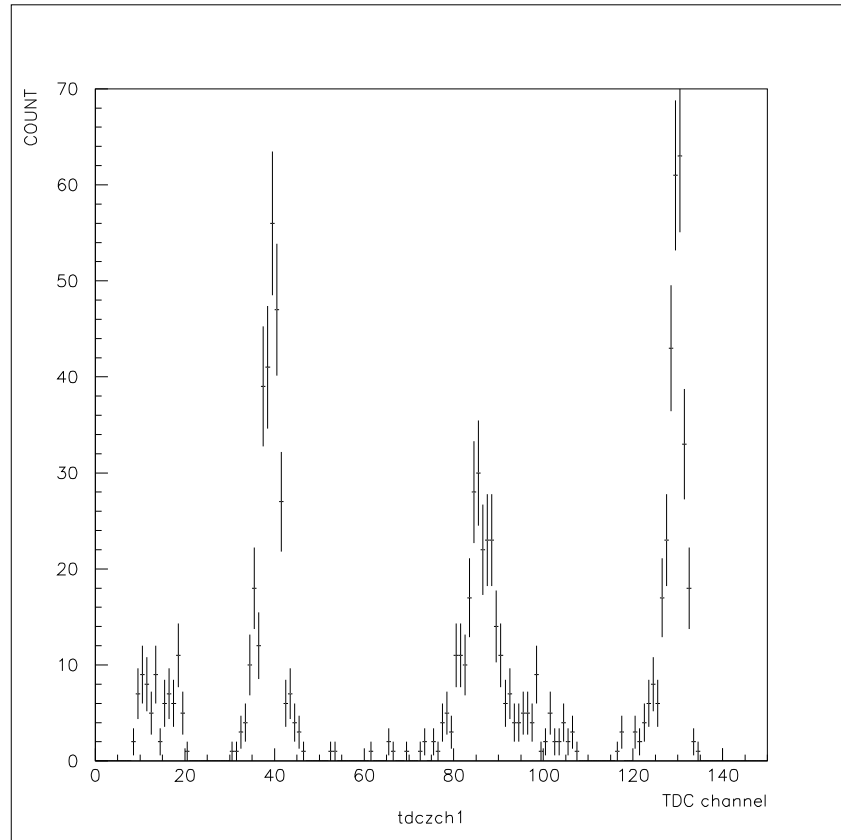


図 5.6: TDC channel1 のデータ

2組の peak が存在するのはコンパレータ内での反射波が threshold 値に到達してしまう場合があるからである。つまり、今の場合 0ch から 60ch までに出てくる 2つの peak は実験データとは無関係と言える。この無意味なピークをプログラムにより除去しその残り (60ch 以降の leading edge と trailing edge の差) を、そのイベントに対応する ADC 値と合わせて plot しなくてはならない。この一連の処理を行なった結果図 5.7 を得た。

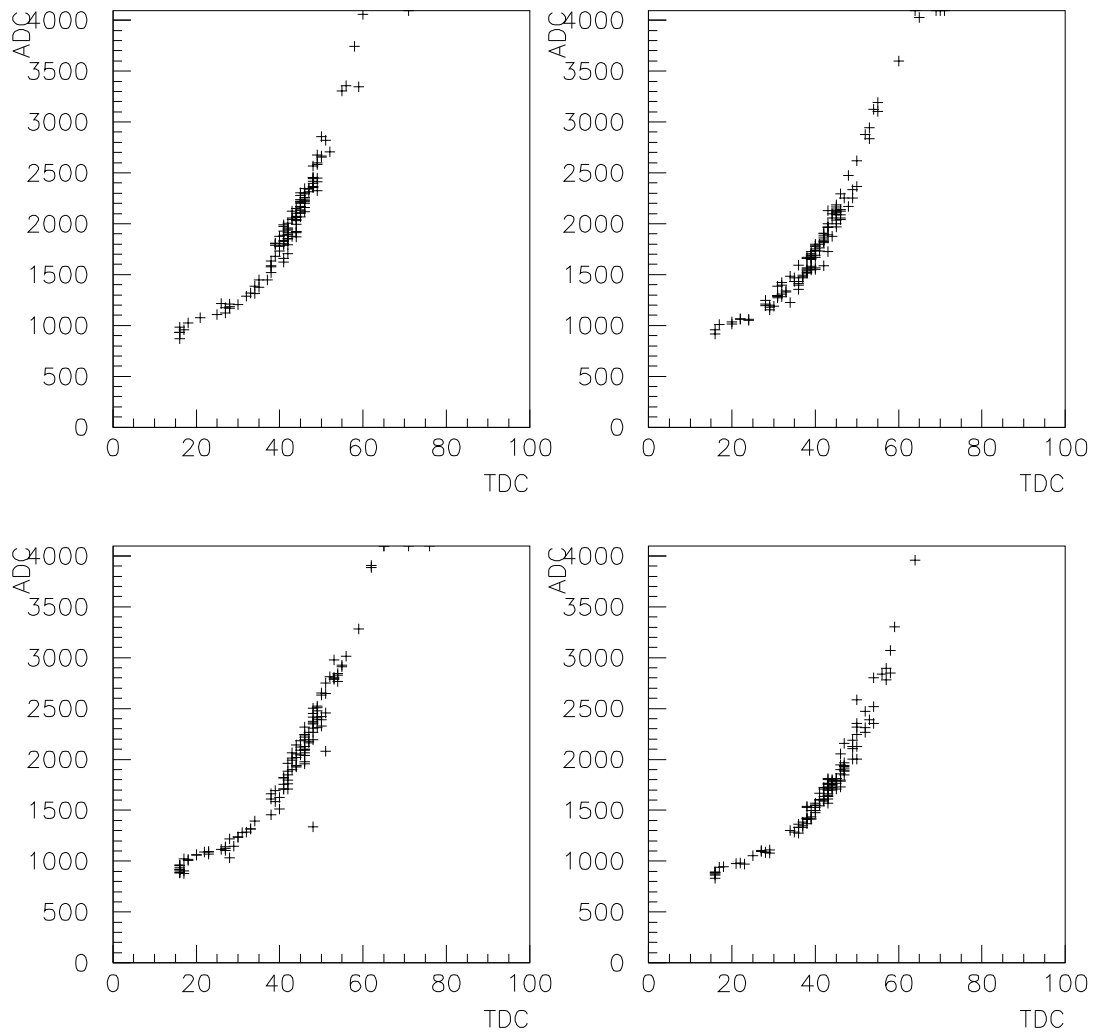


図 5.7: 左上から順にコンパレータの threshold が 15mV,30mV,70mV,150mV の時

図 5.7 を見れば明らかなようにどのような threshold の下で測定しても dot 達は一種類の 2 次関数上に乗っている。つまり、Cherenkov 輻射体内で発光した Cherenkov 光と scintillation 光は光電子増倍管によって電荷パルスになる時には一緒になってしまっていることが結論づけられた。この事実は、Cherenkov 光のみをスペクトルの peak として得ることの不可能性を強烈に示唆していると言えよう。

## 5.3 ADCによる測定

### 5.3.1 settings

以上から、PMT出力では Cherenkov 光と scintillation 光の分離が出来ていないことが分かった。ではどのようにして Cherenkov 光の成分を見ていくかということになるのだが、Cherenkov 光の指向性の高さを利用して、図 5.8 のように装置をさかさまに向けた状態でも測定を行った。

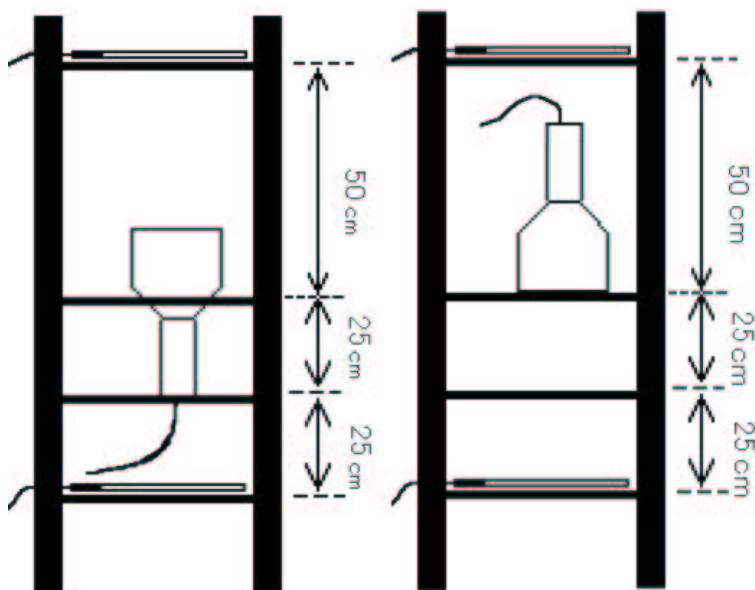


図 5.8: セットアップ

Cherenkov 光はミューオンの走行方向にしか放出されないが、scintillation 光は  $4\pi$  方向に出るので、装置を逆向けた場合、Cherenkov 光は下方向に出るので PMT にほとんど入射せず、scintillation 光を dominant に検出することができる。この 2 通りの配置によって得られたスペクトルを比較して Cherenkov の成分を取り出すことにした。

読み出しの回路は前述の図 5.1 である。2 枚の scintillator の coincidence を gate としてそのときに 3 本の PMT を ADC で読み出している。参考までにこのときの波形の様子を表したものを図 5.9 に示しておく。

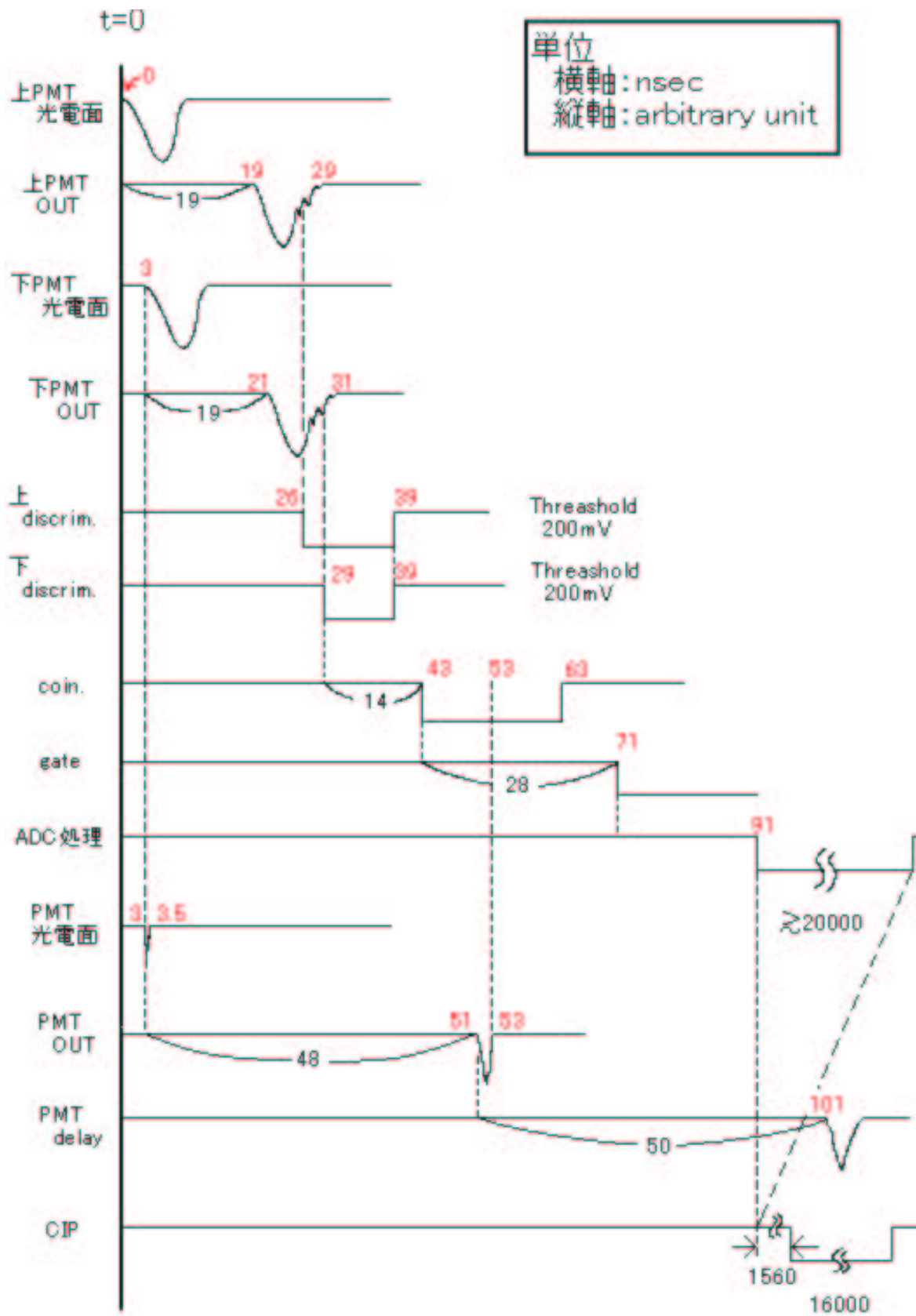


図 5.9: time chart

### 5.3.2 spectrum

図 5.8 の設置でそれぞれ 100000sec ずつ走らせてミューオンによる発光のスペクトルを取った。動かしたプログラムは Appendix 参照のこと。得られたスペクトルを以下に示す。

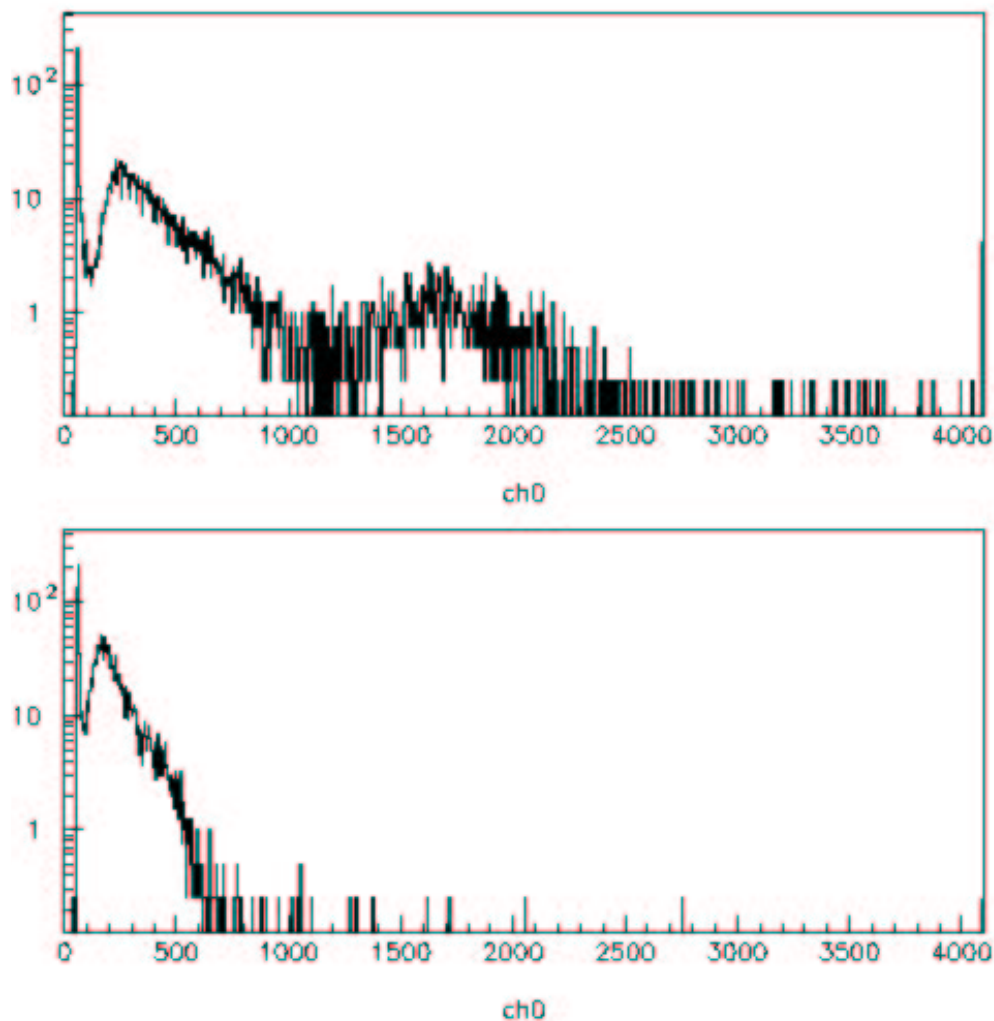


図 5.10: ADC スペクトル

二つのうち上のスペクトルが正常な配置で取ったスペクトルで Cherenkov 光と scintillation 光が合わさっている。下が逆配置で取ったスペクトルで、scintillation 光のみのスペクトルになっている。総 count 数は上が 8199、下が 8232 であった。

今回用いた電荷積分型の ADC では、二つの発光が重なると PMT が観測する光量が増えることになるので読み出される ADC の channel 数は底上げされた形となる。したがって、電離損失のスペクトルに Cherenkov が乗ると channel 数の大きい右にシフトすると予想できる。

で、実際どうだったかと見てみると、下のスペクトルの channel 数が底上げされて、600channel あたりまで続く斜面が上のスペクトルでは右にシフトして 1000channel あたりまで伸びているのが分かる。したがって Cherenkov 光は検出できていると言うことができる。また、上のスペクトル固有の特徴として 1000～2000channel あたりの山があるが、これも下の末句取るでは見られないことから Cherenkov 光によるものと思われる。このスペクトルを次章で詳細に解析を行う。



## 第6章 考察

### 6.1 スペクトルに対する解析

以上の本実験の結果から、得られたスペクトルに対する考察を行なう。  
2つのセットアップでのスペクトルの違いから、定性的に Cherenkov 光の存在を考える。  
2つのスペクトルの大きな違いを以下に列挙すると、

1. ピークの位置のずれ 165[channel]  $\rightarrow$  250[channel]
2. ピークのカウント数 50[counts]  $\rightarrow$  20[counts]
3. 見える channel の範囲 600[channel]  $\rightarrow$  2000[channel]
4. ピークより右側のカウントの傾き

この違いについて、考察を進める。

TDC の実験から、Cherenkov 光を測定する時は、電離損失によるパルスと Cherenkov 光によるパルスが合わさって PMT から出力されている。この合わさった分、ADC に流れる電子数も増えることになり、結果として、ADC の返す channel 値は PMT を逆向きにした場合 (電離損失のみを見る場合) よりも大きくなる。Cherenkov 光を測定した配置の時のスペクトルが全体的に大きな channel 値までカウントしているのはこの為であり、見える channel の範囲が大きく違うのは、この理由である。

ピークの位置、カウント数の違いは、電離損失のみのスペクトルでは、ピークは  $\sim 165$ [channel] であり、カウント数  $\sim 50$ [counts]、もう一方のスペクトルよりも鋭く、Gauss 分布に割と近い (とは言っても、ベキの感じするが)。これは、電離損失による発光量が運動量であり違いがないか、又は、降ってくるミューオンの運動量がほぼ一定なのかである。

後者よりも前者のほうが、第3章の理論的考察からも妥当であると考えられる。

ピークがおおよそ 165[channel] になるのは、理論的な計算で、ミューオンの運動量がだまかに  $0.2$ [GeV/c]  $\sim$   $3.0$ [GeV/c] までが候補として挙げられる。これに対し、Cherenkov 光を測定する配置では、ピークは  $\sim 250$ [channel]、カウント数  $\sim 20$ [counts] であり、形状は、Gaussian よりも遠くピークの右側がベキで落ちている印象を受け、2つのスペクトルでピークより右側のカウント数の傾きが大きく違っている。これは、電離損失で同じ channel 値を返す、運動量  $0.2$ [GeV/c]  $\sim$   $3.0$ [GeV/c] のミューオンが Cherenkov 光と合わさることによって様々な channel 値をとった為であり、その結果、ピークのカウント数は減り、ピークの右側部分の傾きが緩やかになった (大きな channel 値までカウントした) ののである。理論的には、Cherenkov 光の見え方は、運動量よりもミューオンの入射位置の寄与が大きいが、いずれにしても、電離損失よりも大きな範囲の channel 値を返すので、広がったスペクトルになったと考えられる。

定性的に考えても、2つのスペクトルの違いから Cherenkov 光の存在が認められると思う。

## 6.2 Cherenkov 光の分布

Cherenkov 光と電離損失が合わさったスペクトルから、Cherenkov 光がどのように見えている (隠されている) か、スペクトルから 2 つのプロセスによる光を分離し、Cherenkov 光の分布を求める。

Cherenkov 光と電離損失のスペクトルから Cherenkov 光の情報をどのようにして抜き取ればいいのか、その方法を以下に述べる。(以下は、電離損失と Cherenkov 光が合わさった配置での話とする。)

1. この時の返す channel 値は電離損失自身の channel 値と Cherenkov 光自身の channel 値を足したものであるから、得られた channel 値から、電離損失自身の channel 値を引いてあげれば残りが、Cherenkov 光の channel 値になる。
2. 得られた channel 値から、電離損失の channel 値を知るには、得られた channel 値がどれくらいの運動量のミュオンなのかが分かればよい。運動量から逆算して、電離損失の channel 値を求め、元の channel 値から引けば、Cherenkov 光の channel 値が分かる
3. その際、予想では、入射位置によって channel 値が大きく変わるので、channel 値から入射位置を予想し運動量を求める
4. 上の運動量の特定に対し、channel 値と運動量の値は 1 対 1 対応ではなく、1 つの channel 値でも、幾つかの運動量の値になることがある。この時は、候補となる幾つかの運動量の値から上下の scintillator での予想 channel 値を計算し、それが、実際の上下の scintillator の channel 値とそのエラーの範囲で収まっているのかどうかで特定する
5. これでも特定できない場合 (主に、大きな運動量成分) に関しては、同等に扱う (大きな運動量であれば、Cherenkov 光は一定値になるので、Cherenkov 光の分布に関しては大きな問題にはならないが、ミュオンの運動量分布のは大きな問題が出てくる)

このようなアプローチで Cherenkov 光の分布、入射ミュオンの分布を求めた。  
しかし、この際に、解析的な不完全性が幾つかあった。それを簡単に挙げると、

- エラーに対する考察。得られた channel 値の揺らぎを考察せずに、理論的な値と比較し、運動量を求めたこと。
- 上下の scintillator のエネルギー分解能が悪く、上下で相関の見えないデータに対しては、考察し切れず、除外してしまったこと。
- 上と重なるが、運動量の細かな特定の際、候補となる全ての運動量から予想される上下の scintillator の応答と実際の上下の scintillator の応答がエラーの範囲でも対応付かないものを除外したこと。

エラーに対する考察、理論的な曖昧さ、上下の scintillator や輻射体のエネルギー分解能の悪さ、これらが問題としてある中で運動量を特定し、Cherenkov 光の分布を求め、その結果を以下の節で示すことにする。(これが、出来た限りの考察なので。)

### 6.2.1 ミュオンの運動量特定

上のアプローチで運動量を決定した結果を以下に示す。また、全カウント数に対して、この方法で決定できたカウント数を下の表にまとめる。

表 6.1: 全カウントに対して、運動量が特定できたカウント数

全カウント数	8199
ペDESTALを除いたカウント数	6353
特定したカウント数	3222

この分が特定でき、その結果の運動量の分布は図 (6.1) のようになる。

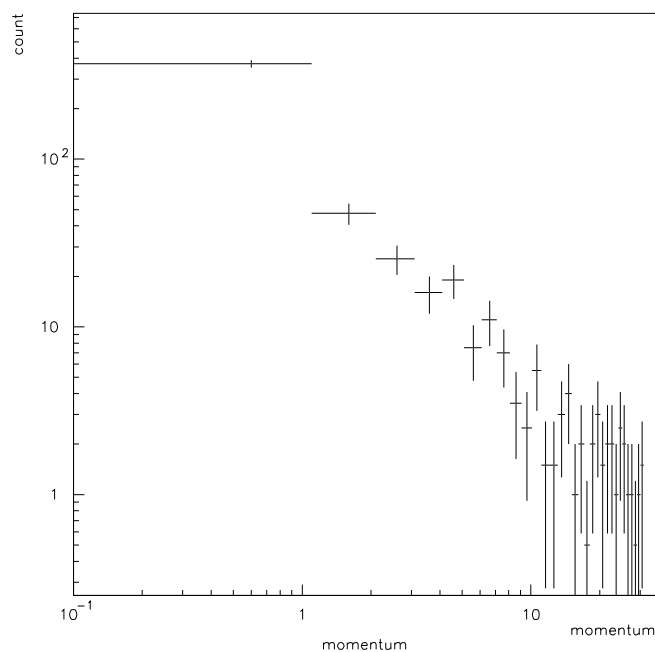


図 6.1: ミューオンの運動量とカウント数  
[ミューオンの運動量 [GeV/c] とカウント数]

これを、入射ミューオンの微分 Flux(図 3.1) と比較するため、単位系を図 3.1 のように変換する。その際、セットアップの配置、測定時間、図 6.1 の bin 幅でカウント数を割らなければならない。各々の値は、

セットアップの配置  $\rightarrow 10.00[\text{cm}^2\text{str}]$

測定時間  $\rightarrow 10^5[\text{sec}]$

グラフの bin 幅  $\rightarrow 1.0[\text{GeV}/c]$

となるので、図 (6.1) のカウント数を  $10^6[\text{sr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{GeV}/c]$  で割る以下の様なグラフになる。

横軸はミューオンの運動量 [GeV/c] であり、  
縦軸はミューオンの微分強度 [counts/s·sr·cm<sup>2</sup>·GeV/c] である。

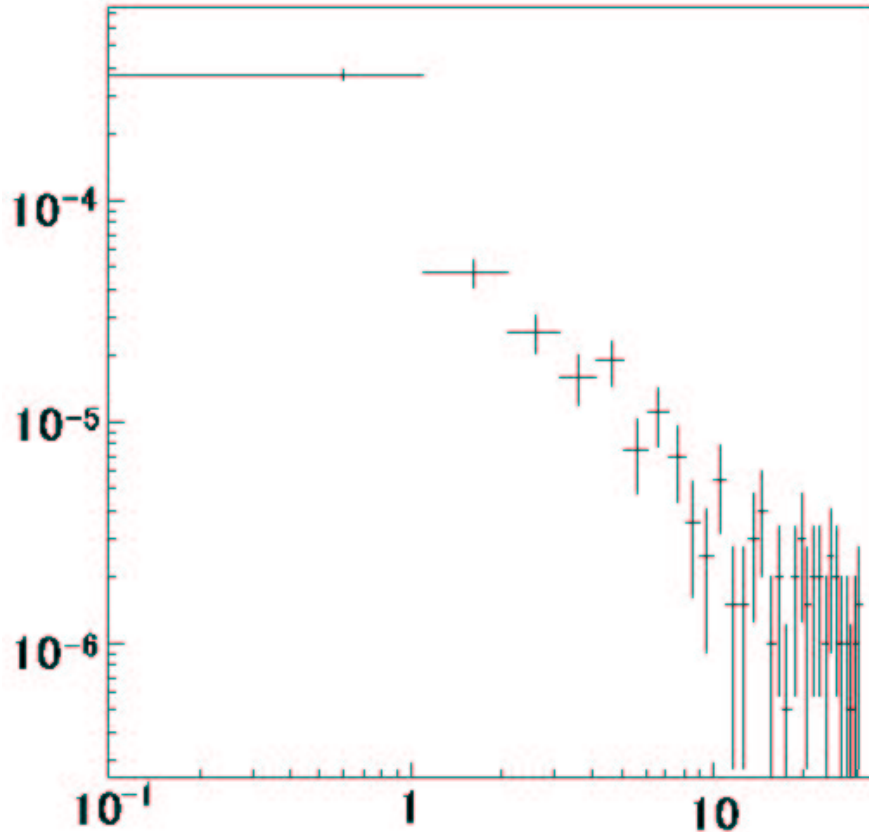


図 6.2: ミューオンの運動量と強度  
[ミューオンの運動量 [GeV/c] と強度 [counts/s·sr·cm<sup>2</sup>·GeV/c]

これを本来の微分 Flux と比較し、幾つかの相違点を下にまとめる。

(1) 1[GeV/c] ~ 10[GeV/c] のベキが大よそ一致している

- 理論値: ~ -1.23
- 本実験: -1.23 ~ -1.70

(2) 強度の order が 1 桁違っている。

(2) の原因としては、

- 特定できなかったデータ (我々の考える全 channel の相関が見えなかった為) が約半数近くあり、同じような確率で図 6.2 に上積みされるとすると、同じオーダーには納まってくるのではないだろうか。

- bin 幅の粗さ。比較する時に、bin 幅で割っているのでもっと細かくしたら変わるかも知れない。(ヒストグラムの軸の値の変え方が分からず、この bin 幅になりました。)

### 電離損失のみの場合

先と同様にして、全カウントの内、運動量が特定できたカウントは

表 6.2: 全カウントに対して、運動量が特定できたカウント数

全カウント数	8232
ペDESTALを除いたカウント数	6672
特定したカウント数	3300

運動量が特定できたカウントに対して、その運動量分布は

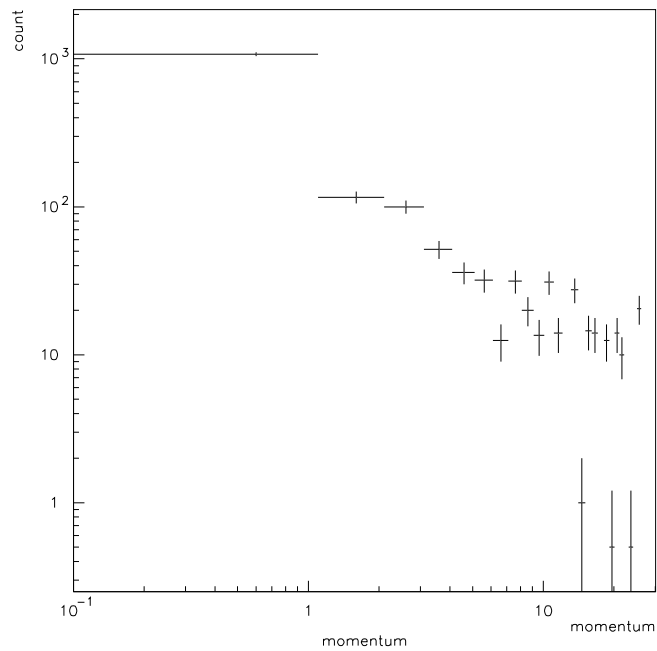


図 6.3: ミューオンの運動量とカウント数  
[ミューオンの運動量 [GeV/c] とカウント数]

先と同様にして、理論的な微分強度と比較するために、単位系を揃えると

横軸はミューオンの運動量 [GeV/c] であり、  
縦軸はミューオンの微分強度 [counts/s·sr·cm<sup>2</sup>·GeV/c] である。

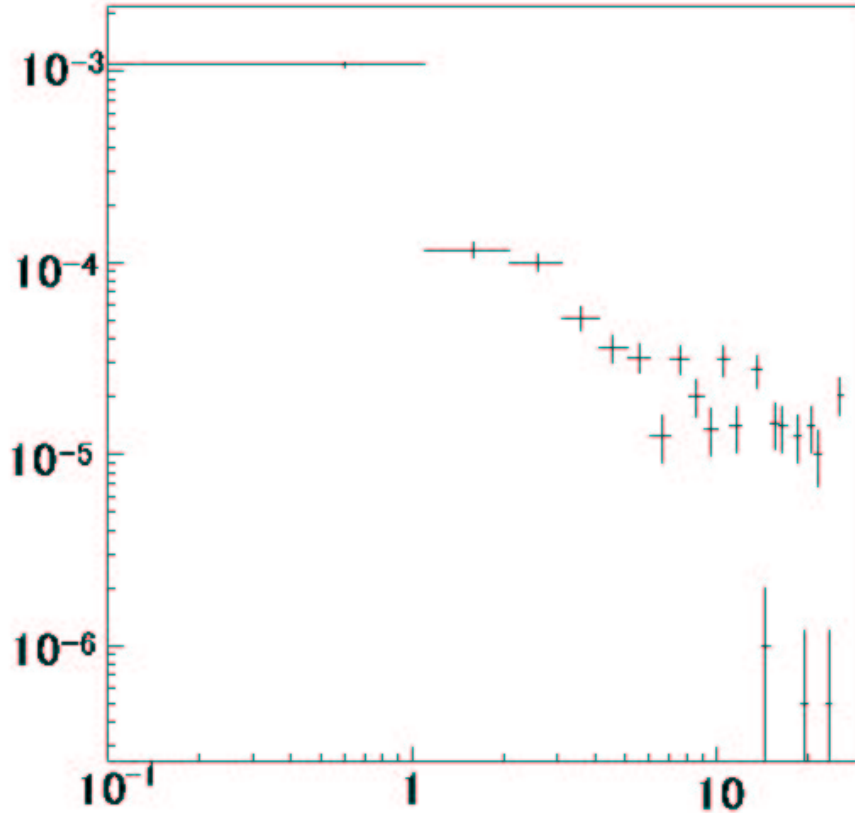


図 6.4: ミューオンの運動量と強度  
[ミューオンの運動量 [GeV/c] と強度 [counts/s·sr·cm<sup>2</sup>·GeV/c]]

これを本来の微分 Flux と比較し、幾つかの相違点を同様に下にまとめる。

(1) 1[GeV/c] ~ 10[GeV/c] のベキが先ほどより良くなり広がっており、いい一致とは言い難い

- 理論値 ~ -1.23
- 本実験 -1.20 ~ -2.00

(2) 強度の order が半分以下に減っている。

(1)、(2) の原因としては、

- 全ての channel 値は電離損失によるものであり、電離損失は大きな運動量ではほぼ一定値になるので、判別出来なかった運動量が大きな値が多かったのではないかと思う
- この時も同じように、運動量が考える相関から外れ、特定し切れなかったものが半数近くあり、それゆえ、図 6.4 のカウント数が小さくなっているのではないかと思う

## 6.2.2 Cherenkov 光の分布

両方の場合にしても、order は違っている (解析的なものであろう) が、概形は理論的な入射ミューオンの微分 Flux と似ていることもあり、観測していたものが、ミューオンである保証になっていると思う。これから、ミューオンであることが特定されたとして、Cherenkov 光の分布を求める。

一つ一つのデータ (channel 値) から、運動量が特定され、それから、電離損失の分を計算して元の channel 値から引いてやると、Cherenkov 光による channel 値が求まる。

それを運動量が特定された全データに行なうと、Cherenkov 光の分布 (Cherenkov 光の channel 値とカウント数の関係) が分かり、それは以下のようなグラフなる。

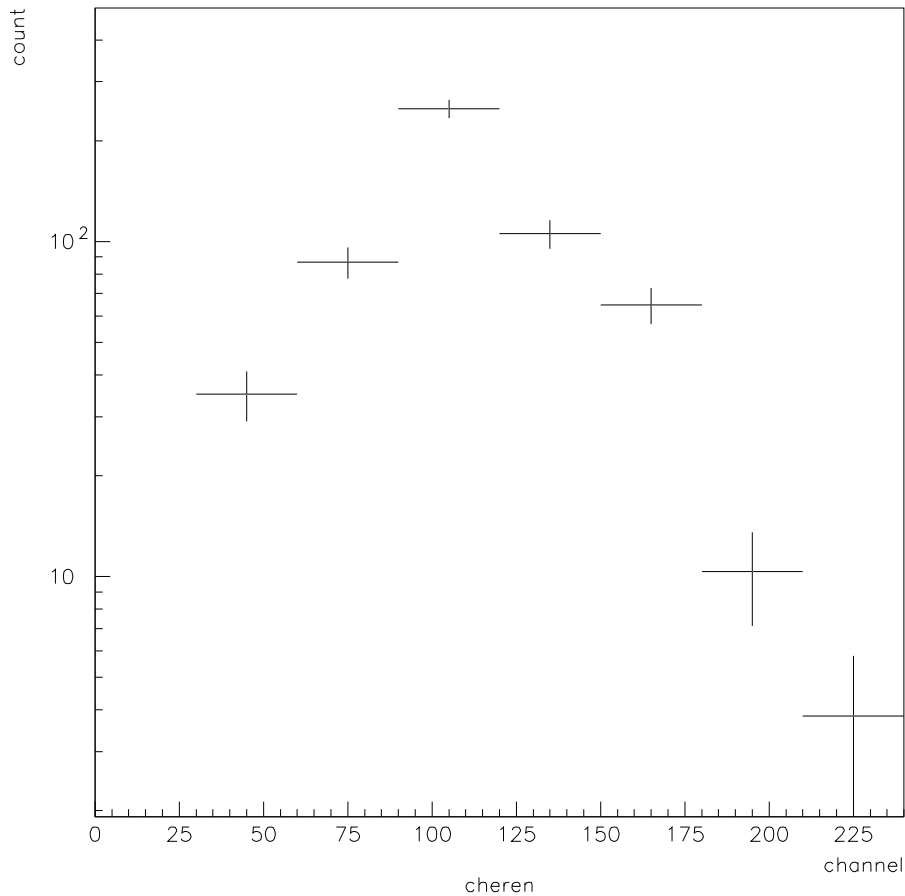


図 6.5: Cherenkov 光の分布

(この分布はペDESTALは除いてある。一方で図 3.2 はペDESTAL (60channel) を加えて表示している。) もし、電離損失のパルスと Cherenkov 光のパルスが分離できていたなら、この様な分布が見れていたものと思われる。

この Cherenkov 光の分布から分かることを以下にまとめる。

- 均等に面上にミューオンが降ってきているとすると、外側部分に降ってきている方が多い様である。(面積比からも妥当であろう)

- その位置に色々な運動量のミュオンが入射し、顕著なピークになっていることから、Cherenkov 光による channel 値がほぼ一定となる運動量成分 ( $0.7[\text{GeV}/c]$  以上) が多く観測されたのではないだろうか。ミュオンの運動量分布と比較してみると、 $0.7[\text{GeV}/c]$  以上のミュオンが多いとなると、やはり bin 幅が粗いために  $0.7[\text{GeV}/c]$  以下のミュオンを平均化してしまい、ミュオンの運動量分布の強度の order が小さくなってしまったのあろう。

## 6.3 identify 出来なかったスペクトル

以下に、電離損失と Cherenkov 光の合わさったスペクトルで ID がつかなかったところについてその理由や、考えられる候補について述べる。

ID がつかなかった範囲は、そのスペクトルの channel にして、1200channel から 2000channel の小さく緩やかなピークを持った範囲で、この範囲には計 600counts のパルスがあった。

ID がつかなかった理由を以下に考えることにする。

1. このスペクトルは 1200channel 付近で count 数が不連続になっている事。  
我々の考察では、そのような不連続な構造になりうるプロセスは見当たらなかった為
2. 仮にミュオンだと仮定して考えてみると

### (1) 運動量の大きなミュオンの可能性

理論的に考察した範囲では、運動量の大きなミュオンでは、見える channel 値は収束するように一定値をとり、このように、この範囲まで channel 値が大きくなることは考えにくい。逆に、ここに一定値になった Cherenkov 光と電離損失があったならば、広範囲の運動量のミュオンがこの辺りの channel に見えることになり、そうだとすると、あまりに count 数が少な過ぎる。いずれにせよ、矛盾してしまう考察になってしまい、大きな運動量成分とは考え難い。

### (2) 運動量の小さなミュオンの可能性

電離損失と Cherenkov 光が合わさった時、一定値になるような挙動を示さないのは、運動量が小さなミュオンである。運動量が小さいとすると、 $\beta$  が小さいのであるから、その時は、輻射体内で大きなエネルギー loss を受ける。このとき、輻射体に入る前のミュオンの速さ  $\beta_{in}$  と、エネルギーを失って輻射体から出ていく時の  $\beta_{out}$  には大きな差が出てくる。そうなると、上下の発光量に差が出てくるはずである。

参考までに、上下の scintillator の channel 値とミュオンの運動量の関係を次のグラフに示す。小さい運動量成分で channel 値が急激に増加しているほうが、輻射体の下にある、エネルギー loss を受けたミュオンが通る下の scintillator である。



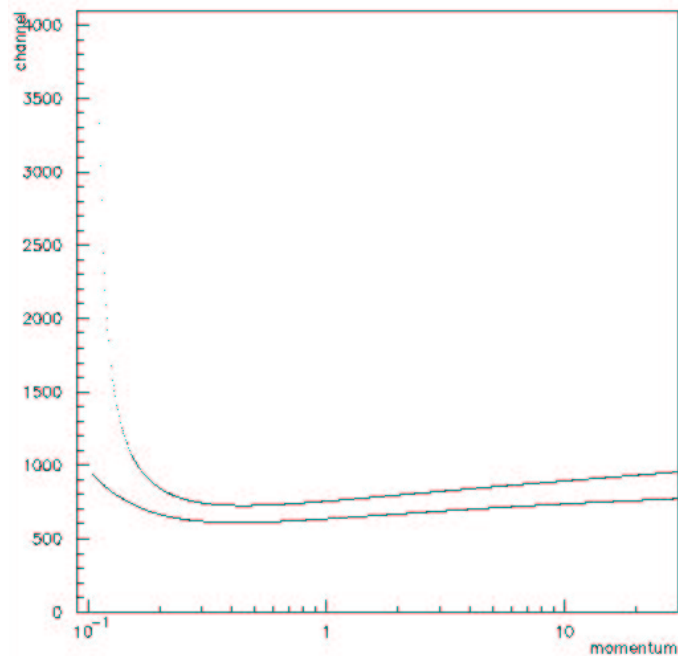


図 6.6: 入射ミューオンに対する上下の scintillator の応答

ここで、大きな運動量成分で、定数倍違っているのは上下の scintillator の応答の問題であり、接着などの問題である。

これを見ても分かる通り、理論的には、小さい運動量成分では上下の scintillator の見え方が大きく異なってくることになる。

以上を踏まえて、本実験のこの範囲では、上下の scintillator がどのような channel 値になっていたのかをしてみることにする。

まず、スペクトルを 2 つに分ける。

1 つは ID がつかなかった、輻射体の 1200channel から 2000channel。このときの上下の scintillator が返した channel 値を、“緑 (白黒ならば、一番薄い色)” で表すことにする。

2 つ目は、1200channel 以下のときに上下の scintillator が返した channel 値を、“赤 (白黒なら 2 番目に薄い色)” で表すことにする。

両方の場合での上下の scintillator の相関は下のようになっている。

図 (6.7)ch2 は下の scintillator。

図 (6.7)ch1 は上の scintillator である。

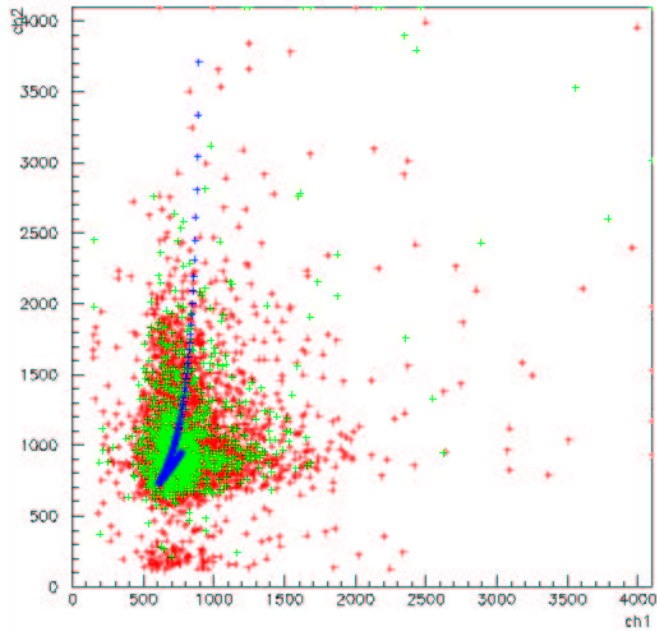


図 6.7: 上下の scintillator の scatter-plot

“青 (白黒ならば一番濃い line)” で示した line は、理論的な計算で、理論的には”青”のような相関になっていたはずである。(思ったより、広がった相関になっており、これは、プラスチック scintillator のエネルギー分解能の悪さを示すものと思われる。)

これを見て分かる通り、小さい運動量成分のミュオンでは、ch2 のほうに引っ張られる構造になるはずであるが、実際は、上下の scintillator の相関は、2つの範囲で同じような相関になっている。

これより、ID 出来なかった範囲は、ミュオンの運動量とは無関係のように思える。

次に、この部分のスペクトルが何によるものなのか、考えられる可能性を以下に示す。

### 1. 他の粒子の可能性

僅かではあるが宇宙線 proton、電子線などが来た可能性もある。理論的計算では、まず Cherenkov 光は粒子の重さには無関係で、電荷量と速さで決まる。であるから、proton、electron、ミュオン、でも変わりはない。電離損失のほうは、質量に関わってくるのは、式 (2.63) 式 (2.64) より、proton、ミュオンなど重荷電粒子では  $\ln\left(\frac{2m_e}{m_\mu\sqrt{1-\beta^2}}\right)^{-1}$  で効いてくる。これを分かりやすく示したのが、下の表である。これは、ミュオン (“青 (白黒なら濃い方の line)”)、proton (“赤 (白黒なら薄い方の line)”) で同じ運動量に対して単位長さ辺りの電離損失量を示している。

このグラフの導出には、輻射体を通り抜ける最小の運動量から取ってある。

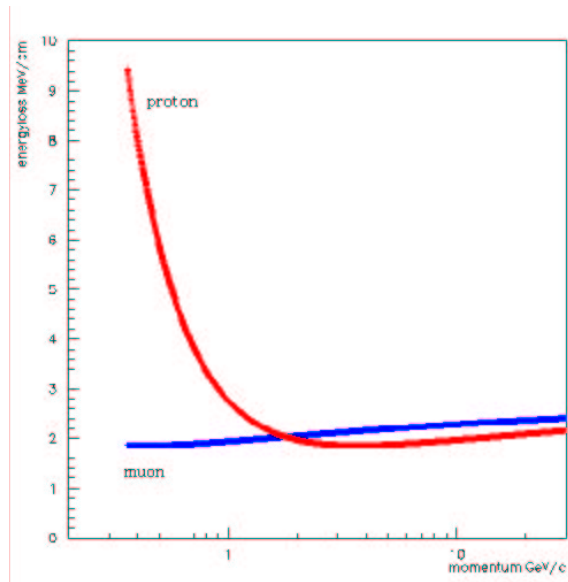


図 6.8: proton と muon の電離損失

ここで注目すべきは、proton の 1.0[GeV/c] 以下の電離損失である。

(ちなみに proton の 1.0[GeV/c] は速さでいうと、 $\beta \sim 0.75$  である。ミューオンと異なり、 $\beta \leq 0.75$  以下でも輻射体を通り抜ける事が出来る。)

この 1.0[GeV/c] 以下では、ミューオンとは異なり、大きなエネルギー loss を起こす。従って、次のような描像が考えられる。

- (a) 1.0[GeV/c] 以下の proton が入射してくる。
- (b) エネルギー loss が大きいため、発光量も大きい。
- (c) スペクトルにして、ミューオンによる 100channel から 1000channel の範囲の約 2 倍の範囲に出ればいいので、そうなると、電離損失にしてミューオンの 2 倍以上の loss があればよく、proton ならば、この 1.0[GeV/c] 以下でいい一致を見る。
- (d) proton は質量エネルギーが大きいため、同じ  $\beta$  でもミューオンよりも運動エネルギーが大きい
- (e) 運動エネルギーが比較的大きいため、エネルギーを loss しても大きな運動エネルギーの変化はなく、上下の scintillator で同じような channel 値を返す。

この様に考えると、上手く説明付けられると思われるが、大きな疑問かつ致命的な疑問に行きつく。セットアップを逆さにすると出ないということである。電離損失では考え難くやはり、proton ではなさそうというのが、結論である。

逆に、指向性のあるもので他の粒子の Cherenkov 光ではないのかと考えても、上述したとおり、Cherenkov 光は粒子によらず、電荷量と速さで決まるので、他の粒子とは考え難い。

## 2. 実験のセットアップに由来するもの

次に考えられる候補として、セットアップによるものを考える。考えられる事象としては、ミューオンやほかの粒子が直接 PMT を叩く現象である。PMT の窓による Cherenkov 光が挙げられる。これを考察するために、輻射体と lightguide を除いた PMT のみを、本実験と同じようにして置き、上下の scintillator で coincidence をとって、100000 秒測定してみた。その結果を下に示す。(HV や GATE などの設定は本実験と全く同じである。)

上が、PMT の窓を上向きにして測定した結果。

下が、PMT の窓を下向きにして測定した結果である。

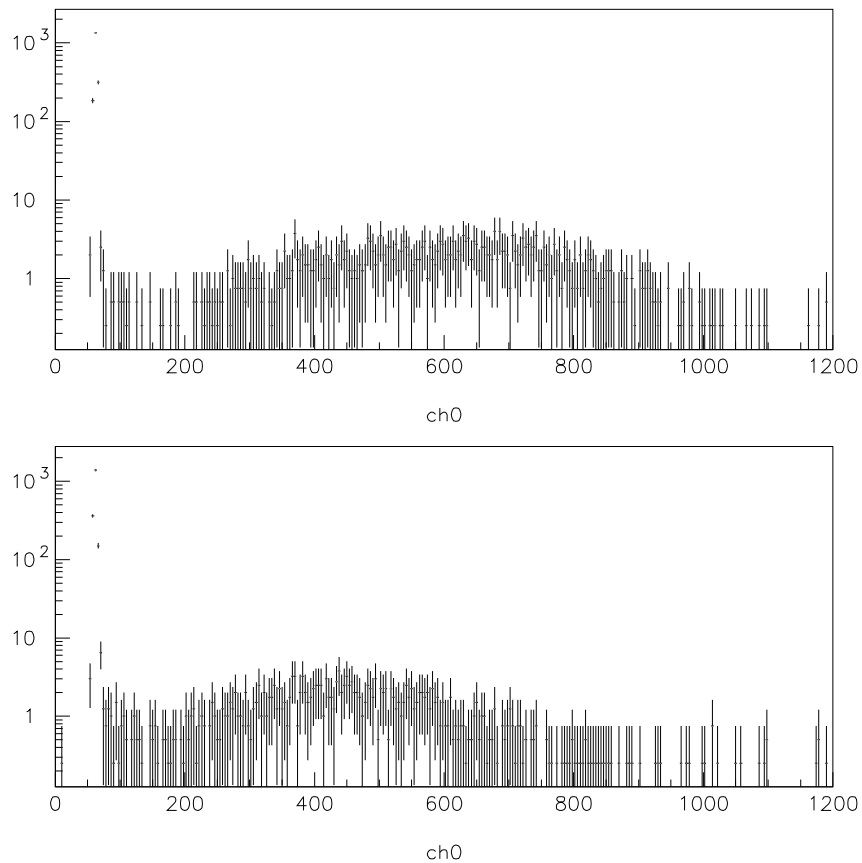


図 6.9: PMT のみの測定結果

そして、参考までに、上下の scintillator で coincidence をとらなかった PMT 自身のスペクトルを下に示す。(HV は-2200[V]で行なった)

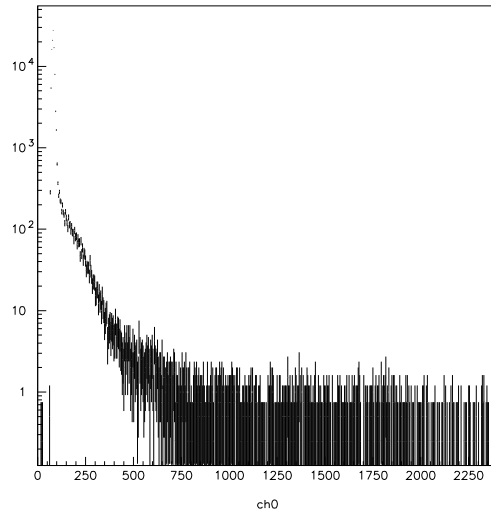


図 6.10: PMT のみの測定結果

図 (6.9) において、幾つの特徴、その理由を以下に書く事にする。

- (a) PMT の窓を上向きにした方が、下向きにした時より 200channel 位大きく shift した感じになっている。

この定性的な理由は分からないが、おそらく、PMT の内部の電界が影響しているのではないだろうか。窓を下向きにした時には、上からの荷電粒子は、窓を叩く前に、PMT の内部の電界で加速もしくは減速、電子との衝突を受けて、エネルギーのやり取りがあり、運動量が変化し、定常的に 200channel も小さくなったのではないであろうか。

- (b) 本実験のスペクトルで電離損失のみを測定する配置、つまり PMT の窓を下向きにしてその下に放射体と lightguide を取り付けた配置では、500channel で急に切れていたが (本実験のスペクトル参照)、今の場合、窓を下向きにした時でも 600channel まではパルスが来ている。

これは驚くべき結果のように思える。もし、上からミューオンなり荷電粒子が入射したら放射体と lightguide に入射する前に、PMT の窓を叩くからである。その配置では測定される channel 値は

- (1) PMT の窓を叩くイベント。
- (2) 放射体と lightguide の中での電離損失による発光。

の両方なければならぬはずである。(1) で 600channel まで見えているとすると、(2) の分が合わさって、600channel 以上のカウントが見えていなければならないはずである。下から来る荷電粒子ではないかと思えるが、その候補としては、 $^{40}\text{K}$  の  $\beta$  線 (1.2[MeV]) であるが、このエネルギーの電子線では、放射体を通過しないので考え難い。

いずれにせよ、この理由を特定付けるのは我々には困難である。

- (c) 本実験で ID の付かない 1200channel から 2000channel までのスペクトルが PMT のみのスペクトルに似ている。

本実験のスペクトルの 1200channel から 2000channel までの部分が何なのか、PMT によるものではないかと考えたきっかけになったのが、この事を発見してからであった。そこで、ピーク値と標準偏差とを比較してみる。

実際の channel 値の揺らぎは PMT によって増幅された電子数の揺らぎである。(ADC による揺らぎもあるが、予備実験の Q-channel の関係を調べた実験では、特定のパルスに対して、channel 値の揺らぎは少なく、この実験での channel 値の揺らぎは PMT の揺らぎが大きく寄与しているものと考えられる。)

この電子数は今は channel 値として出力されるので、2つのスペクトルのピークの channel 値を  $adc1$ ,  $adc2$  とすると、このピークを作る電子数の揺らぎを  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  とすると、

$$\sigma_i \propto \sqrt{ADCi - 60.0} \quad (i = 1, 2) \quad (6.1)$$

60.0channel はペDESTAL 信号である。

この2つのピークの異なるパルスが、起源が同じである(種類が同じ)であるのなら、式(6.1)の比例定数は同じである。よって、起源が同じになっているとすると次式が成り立つ、

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \sqrt{\frac{ADC1 - 60}{ADC2 - 60}} \quad (6.2)$$

実際にどうなっているか、この2つのピークに対するピーク channel 値、標準偏差を次の表にまとめる。

	ピーク channel 値	標準偏差
本実験のスペクトル	$1654.6 \pm 40.331(ADC1)$	$303.1 \pm 64.077(\sigma_1)$
PMT のみで窓を上向きのスペクトル	$596.77 \pm 21.098(ADC2)$	$197.70 \pm 29.149(\sigma_2)$

表 6.3: 各々のピーク channel と標準偏差

この表 5.3 をもとに式 6.2 の両辺を計算すると、

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 1.616 \pm 0.5623 \quad (6.3)$$

$$\sqrt{\frac{ADC1 - 60}{ADC2 - 60}} = 1.7249 \pm 0.0557 \quad (6.4)$$

ピークのカウント数が少ないので、 $adc$ ,  $\sigma$  のエラーが大きくなってしまい、信頼性に欠けるかもしれないが、式 6.2 の両辺は近い値をとっており、何らかの相関があるように思われる。

つまり、PMT を直接叩くイベントが他のプロセスの光と一緒に 1200channel から 2000channel に現れたのではないかと考えられる。

我々の考えた中では、最有力の候補である。

# 第7章 結論

この章では実験結果および実験結果に対する考察をもとに、この実験の目的に対する結論を簡潔に述べ、その後、より良い結果を得るための改善点を提案する事を試みる。

## 7.1 結論

この実験の目的はまず第一に、

- (1) ミューオンの輻射する Cherenkov 光を検出すること

また、さらに

- (2) どの教科書にも載っているスペクトル 図 3.1 を得られたデータから再現すること (これが再現できれば、我々が見ているものが、ミューオンである保証になる)

そして、あわよくば、

- (3) Cherenkov 検出器としての装置の性能評価を行なう。

というものであった。それに対する答えは次のようにまとめることが出来る。

- Cherenkov 光を検出することに成功したと思う。電離損失による発光と一緒にってしまったが、装置を逆にして比較、考察することで Cherenkov 光をデータとして得ることは出来た。
- 図 3.1 に近いスペクトルを得ることはできた。が、値に不一致がみられる。特に  $1[\text{GeV}/c]$  周辺のミューオン flux が 図 3.1 とオーダーが一つ違う (10 分の 1 になっている) 事に関しては、定説と得られた結果の差異が致命的である、と結論づけられる。
- 汎用 Cherenkov カウンターとして活用するまでの性能を発揮できなかった。考察時に入射ミューオン運動量から発光量を決めることはしたが、この手法は信頼性の低いものであり、その原因は測定系が複雑極まりないことに由来する。

## 7.2 改善点

では、どうしたらより良い結果を生むことができたのか、を考えてみる。まず、我々の作ったセットアップを変更せずに行なうことの出来る改善を挙げてみたい。

- ライトガイドを省く。今回用いたライトガイドは実は単に円錐台の形をしたアクリライトであり、直接的な集光能力を持つわけではなかった。ましてや、Cherenkov 輻射はおおよそ全ての物質内で起こるのであり、ライトガイド内の発光が逆に系を複雑にするという側面もある。輻射体内の発光は多く集

光しなくても光電子増倍管で充分見られる程であったことから今回のライトガイドが必要不可欠であったかは疑わしい。

- 光電子増倍管をアクリライト (Cherenkov 輻射体) の上下にふたつ設置する。そうすれば Cherenkov 光がある時、ない時を同時に測定することが出来て有利である。
- 時間応答のよい光電子増倍管を用いる。輻射体内で生じた Cherenkov 光と scintillation 光が anode から電荷 pulse として出てくる時重なってしまったのは光電子増倍管の rise time が発光時間差に比べ充分小さくなかったからである。特に Transit time は 48ns もあり、この移動時間内に重なった可能性もある。より高速の光電子増倍管を用いれば両者はべつべつに検出できるかもしれない。
- 入射面に鉛 (Pb) を置いて低エネルギーのミュオンをカットする。理論上おなじ発光量を放射するミュオンは高エネルギー側と低エネルギー側に 2 つ存在する。つまり、今のままではある発光に対してそれが低エネルギーのミュオンなのか、高エネルギーのミュオンなのか分からないのである。我々はそれを上下の scintillator の応答の違いで判断せざるを得なかったが、plastic scintillator はエネルギー分解能が非常に悪いためどうしても信頼性を欠くのである。ここで、低エネルギーのものをカットすればミュオンのエネルギーが特定しやすくなるとおもわれる。

次にミュオンの Cherenkov 光をより見やすくするためには「どうセットアップを組めば良かったのか」という、より根本的な改善策を考えてみたい。

- Cherenkov 輻射体として水、ガスを用いる。今回解析を難解にさせた一番の原因はアクリライト内で Cherenkov 輻射以外に scintillation 光が生じたことである。輻射体が水やガスならば密度が小さいためミュオンは電離損失を起こさない。したがってそこで発生した光子はすべて Cherenkov 輻射によるものと考えることが出来、解析も飛躍的にやりやすくなる。しかし、水やガスでは発光量もアクリライトに比べ大幅に減少するので、光電子増倍管を増やしたり高性能化したりするなどの工夫が不可欠となる。
- 加速器による高エネルギー荷電粒子を用いる。解析が困難であったもう一つの大きな理由は、測定器の calibration が全くといって良いほど取れなかったことにある。決まった入射位置に決まった入射角度で一定の運動量の高エネルギー荷電粒子 ( $\sim$ GeV) を打ち込むことができ、そのデータを多数確保していたならば、実際にミュオンが降ってきた時に、測定器の「どの場所に」「どの角度で」入射した「どれだけの運動量をもつ」ミュオンであるのかは一目瞭然であったに違いない。calibration をとれなかったことが実験結果の信頼性を損なっているといえる。
- 上下の scintillator の間隔をもっと離す。TDC の channel エラー、PMT の TTS にかからないほど、上下の scintillator の発光時間に差をつければ良いと思う。今回は、coincidence にかかる個数、時間、体力的な見地から、このようになってしまった。エラーにかからなければ、発光時間に差でミュオンの速さが明確に特定でき、同時に輻射体からの channel 値が得られれば、運動量と発光プロセスが対応付き、解析に大きな貢献をしたであろう。本実験が終わってから、TDC のセットアップが組め、ここまでは出来なかった。(それでも、TDC を貸して下さって感謝しています。)

最後に、解析上の問題点を挙げ、その改善策を実験的に考えてみたい。

- 我々は、第 2 章で考えた理論的考察のもとに解析を行なったわけだが、集光率、反射率の計算などは厳密には疑問である。輻射体と lightguide を合わせた上で、集光率、反射率を実験的に求めなければいけなかった。そのためにも、入射させる光を LED などではなく、輻射体のなかで発光させる他の線源で実験する必要があったと思う。蛍光率は今回はわずか 1[cm] で止まってしまう  $\beta$  線でしかできなく、ここには立体角の効果が大きく寄与している。前にもかいたが、calibration できれば大きかったであろう。



- 理論的な考察の後に、simulation を行なう必要があった。プログラミングに対する未熟さで、あらゆるパラメーターに対して、変えながらも、本実験に入る前に充分検討する必要があったと思う。
- エラーに対する考察が甘かったと思う。単一的な線源（飛程の大きな線源）を入射させ、電離損失に対しては、Fano 因子まで、考察すべきであった。
- 運動量の特定を TDC を用いて行なうべきであった。時間の都合上、TDC が来た頃には本実験の測定が終っており、pulse 分別しか確認できなかった。

## 第8章 Appendix

### 8.1 プログラム

この実験ではモジュールを動かすのに様々なプログラムをもちいた。言語はすべてCである。特にADCはVME Interface、TDCはCAMAC Interface、ComparatorはTKO Interface、その他はNIM規格、と規格統一性に優れない測定システムであったため<sup>3</sup>測定実行のプログラムは複雑になることが多かった。ここに、特に測定上重要なプログラムを挙げてみたい。

#### 8.1.1 ADCとTDCの測定実行プログラム

VMEのMAPPINGとCAMACのInitializeを一度に行ないADCとTDCを同時にデータ獲得可能状態におくためのプログラムを本実験で用いた。

```

/*****/
/*   P6@CR "Cherenkov Group"                                     */
/*       The Department of Physics at Science Faculty of Kyoto UNIV.   */
/*   */                                                         */
/*   Editted for running ADC1182 and TDC3377 simultaneously          */
/*   */                                                         */
/*   2002/03/12 last upgraded                                       */
/*****/
#include <sys/mman.h>
#include <unistd.h>
#include <fcntl.h>
#include <sys/param.h>
#include <stdlib.h>
#include <stdio.h>
#include <time.h>
#include "cfortran.h"
#include "hbook.h"
#include "camlib.h"

/* TDC define */
#define TDC 4
#define TDC_ID 0

int TDC_REGISTER[4] = {0x1400, 0x00FF, 0x0400, 0x0000}; /* mode selection */
```

<sup>3</sup>色々なInterfaceの規格に触れる事が出来て勉強になった、と前向きに考えることもできる。

```

#define MASK (1<<(TDC-1))
#define TIMEOUT 300

/* camac function */
#define READ_DATA 0
#define TEST_LAM 8
#define CLEAR 9
#define DIS_LAM 24
#define ENA_LAM 26

/* ADC define */
#define roundup(x) (((unsigned)(x) + PAGEOFFSET) & PAGEMASK)

size_t mapsize;
char *base;

main()
{
    int k;
    int t;
    int status, dat, q, x;
    int id, reso, edge, event, data, ch, edge_mode;
    short dats;

    int vmedev, offset, pagesize;
    int rc, i, j;
    long vmeaddr;
    int flag = 0;
    short *ptr;
    float buffer[10];

    FILE *fa;
    char filename[100];
    char datafile[100];
    time_t starttime;

    status = CAM_Open();
    status += CSETCR(0);
    status += CGENC();
    status += CGENZ();
    status += CREMI();
    status += CAM_DisableLAM();

    if (status)
    {

```

```

printf("ERROR:Initialize CAMAC\n");
exit(1);
}

/* Initialize TDC 3377 */

/* Begin the reprogramming sequence */
status = CAMACW(NAF(TDC, 0, 30), &dats, &q, &x);

/* Enable Xilinx programming mode and selects EPROM mode0 */
status += CAMACW(NAF(TDC, 0, 25), &dats, &q, &x);

/* Test Xilinx programming done */
q = 0;
while (q != 1)
{
    CAMACW(NAF(TDC, 0, 13), &dats, &q, &x);
}

/* Clear data buffers and enable Xilinx program */

status += CAMACW(NAF(TDC, 0, CLEAR), &dats, &q, &x);

/* Disable LAM */
status += CAMACW(NAF(TDC, 0, DIS_LAM), &dats, &q, &x);
for (k = 0; k < 4; k++)
{
    if (k == 0)
    {
        dats = TDC_REGISTER[k] + TDC_ID; /* module ID */
    }
    else
    {
        dats = TDC_REGISTER[k];
    }

    status += CAMACW(NAF(TDC, k, 17), &dats, &q, &x); /* Write Control Register [k] */
    status += CAMACW(NAF(TDC, 1, 26), &dats, &q, &x); /* Enable Acquisition mode */
    status += CAMACW(NAF(TDC, 0, ENA_LAM), &dats, &q, &x); /* Enable LAM */
}

if (status != 12 * 16)
printf("ERROR:Write control register of TDC");

printf("TDC initialized\n");

```

```

/* ADC OPEN DEV FILE */

if((vmedev = open("/dev/vme24d16",O_RDWR)) == 1)
{
    perror ("open: /dev/vme24d16");
    exit(1);
}

#if 0
(void)printf("enter vme A24D16 address (hex): 0x");
(void)scanf("%lx", &vmeaddr);
(void)getchar();    /* read the/n out of the buffer */
#endif
vmeaddr = 0x50000;

pagesize = getpagesize();
offset = vmeaddr%pagesize;
vmeaddr = vmeaddr - offset;
rc = 1;
mapsize = roundup(rc);

/* MMAP */

base = mmap(0, mapsize, PROT_READ|PROT_WRITE,MAP_SHARED,vmedev,vmeaddr);

if(MAP_FAILED == base)
{
    perror("mmap");
    exit(1);
}

base += offset;
printf("\nBASE = 0x%x\n\n",base);

/* MAKING HBOOK AND DATA FILE */

/* HBOOK */

fort_sub_();
printf("\nType name of hbookfile!\n");
scanf("%s",filename);
/* strcpy(filename, "adc.hbk");*/

HBOOK1(10, "adc_ch0", 4096, 0.0, 4096.0, 0.0);
HBOOK1(11, "adc_ch0", 1024, 0.0, 4096.0, 0.0);
HBOOK1(20, "adc_ch1", 4096, 0.0, 4096.0, 0.0);

```

```

HBOOK1(21, "adc_ch1", 1024, 0.0, 4096.0, 0.0);
HBOOK1(30, "adc_ch2", 4096, 0.0, 4096.0, 0.0);
HBOOK1(31, "adc_ch2", 1024, 0.0, 4096.0, 0.0);
HBOOK1(40, "adc_ch3", 4096, 0.0, 4096.0, 0.0);
/* HBOOK2(50,"ch2-ch0",4096, 0.0, 4096.0, 4096.0, 0.0, 4096.0, 0.0);*/
/* HBOOK2(60,"ch1-ch0",4096, 0.0, 4096.0, 4096.0, 0.0, 4096.0, 1.0);*/
/* HBOOK2(70,"ch1-ch2",4096, 0.0, 4096.0, 4096.0, 0.0, 4096.0, 1.0);*/
HBOOK1(80, "tdc_ch1", 1024, 0.0, 1024.0, 0.0);
HBOOK1(90, "tdc_ch2", 1024, 0.0, 1024.0, 0.0);
HBOOK1(100, "tdc_ch3", 1024, 0.0, 1024.0, 0.0);
/* HBOOK2(110, "adc tdc", 201, 0.0, 200.0, 201, 0.0, 200.0, 10.0);*/

/* DATAFILE */

printf("\nType name of datafile!\n");
scanf("%s",datafile);

if((fa = fopen(datafile,"w"))==NULL)
{
printf("file data couldn't open.\n");
exit(1);
}

/* ACQUISITION TIME */

printf("How long does it take?\n");
scanf("%d",&t);
starttime = time(NULL);

/***** main *****/

/* PREPARATION */

CAMAC(NAF(TDC,0,CLEAR), &dat, &q, &x);
status = CAM_EnableLAM(MASK);
if (status)
{
printf("ERROR:CAM_EnableLAM\n");
exit(1);
}

ptr = (short *)base; /*clear for ADC*/
*ptr = 0x104;

/* BEGIN ACQUISITION */

```

```

while(difftime(time(NULL),starttime)<t)
{
    printf("Waiting LAM...\n");

    if (CAM_WaitLAM(TIMEOUT))
{
    printf("TIMEOUT\n");
    break;
}

    while(1)                                /* waiting for muon */
{

    if(*(short *)base & 0x0001)
        break;
}

    for(i=0;i<4;i++){
        ptr = (short *) (base + 0x100 + i*2);
        buffer[i] = *ptr;                    /* ADC write to buffer */
    }
    fprintf(fa, "%6.1f%7.1f%7.1f",buffer[0],buffer[1],buffer[2]);

    HF1(10, (float)buffer[0], 1.0);
    HF1(11, (float)buffer[0], 0.25);
    HF1(20, (float)buffer[1], 1.0);
    HF1(21, (float)buffer[1], 0.25);
    HF1(30, (float)buffer[2], 1.0);
    HF1(31, (float)buffer[2], 0.25);
    HF1(40, (float)buffer[3], 1.0);        /* ADC write to HBOOK */

    do                                        /* write ADC&TDC data */
{

    CAMAC(NAF(TDC,0,READ_DATA), &dat, &q, &x);
    printf("dat=%x q=%d x=%d\n",dat,q,x);

    if(q==0) break;
    if((dat>>15 & 0x1) == 0)
    {
        /* data */

```

```

    data = dat & 0x1FF;
    edge = ( dat >>9) & 0x1;
    ch = (dat >> 10) & 0x1F;
    fprintf(fa," %d %d %d",data,ch,edge );

    switch(ch)
{
case 1:
    HF1(80, (int)data, 1.0);
    /* HF2(110, (float)buffer[0], (int)data, 1.0);*/
    break;
case 2:
    HF1(90, (int)data, 1.0);
    break;
case 3:
    HF1(100, (int)data, 1.0);
    break;
/*case 4:
    HF1(120, (int)data, 1.0);
    break; */
    }
}
else
{
    /* header */
    id = dat & 0xFF ;
    reso = (dat >> 8) & 0x3;
    edge_mode = (dat >> 10) & 0x1;
    event = (dat >> 11) & 0x7;
    printf("id=%d,reso=%d,edge_mode=%d,event=%d\n",id,reso,edge_mode,event);

    ptr = (short *)base;          /*clear buffer for adc */
    *ptr = 0x104;
}
} while(q);

    fprintf(fa,"\n");

ptr = (short *)base;          /*clear buffer for adc */
*ptr = 0x104;

    CAMAC(NAF(TDC,0,CLEAR), &dat, &q, &x);    /*clear buffer for camac*/

}

```



```

        /* END OF AQCQUISITION */

/* CLOSE */

status = CAM_DisableLAM(MASK);
status += CAM_Close();
if (status)
{
    printf("ERROR:CAM_Close\n");
    exit(1);
}

fclose(fa);
HRPUT(0, filename, "N");
printf("\a");
exit(0);
}

```

実験初期の頃は ADC のみを動かすプログラムと TDC のみを動かすプログラムとに分けていたのであるが、ここでその2つを挙げることは大部分が上のプログラムの繰り返しになってしまうので避けたい。

### 8.1.2 Comparator

Comparator は Discriminator の一種だが、pulse が threshold を越えた時間がそのまま width となる特殊な discriminator である。我々の用いた Comparator は Interface が他のモジュールと異なるため走らせるのに独自のプログラムを必要とする。このプログラムを実行することではじめて TKO は signal を伝達できるようになる。

```

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <sys/mman.h>
#include <unistd.h>
#include <fcntl.h>
#include <sys/param.h>
#include <sys/types.h>

#define CCP_BASE    0x0000F000    /* VME base address of CCP */

#define roundup(x)    (((unsigned)(x) + PAGEOFFSET) & PAGEMASK)

#define W    unsigned short

struct V_REG {
    W dummy00;

```

```

W dummy02;
W dummy04;
W dummy06;
W dummy08;
W dummy0A;
W dummy0C;
W dummy0E;

W dummy10;
W dummy12;
W dummy14;
W dummy16;
W dummy18;
W dummy1A;
W dummy1C;
W dummy1E;

W reg0   ;                /* CCP_TKO_2 registers */
W reg1   ;
W reg2   ;
W reg3   ;
W reg4   ;
W reg5   ;
W reg6   ;
W reg7   ;
W reg8   ;
W reg9   ;
W reg10  ;
};

main(argc, argv)
int argc;
char *argv[];
{
    int         vme_fd;      /* file descriptor for VME device */
    char        *vme_vaddr; /* virtual address */
    size_t      mapsize;
    int         rc;
    struct      V_REG *v;
    int         loop;
    int         ma, sa, fn, q, g, dat;
    float       mv;

    /* Open VME A16D16 Space for mapping */
    if ((vme_fd = open("/dev/vme16d16", O_RDWR)) == -1) {
        perror("/dev/vme16d16");
    }
}

```

```

exit(1);
    }

/* mapsize */
    rc = 1;
    mapsize = roundup(rc);

/* Map a portion of VME memory into the program's address space. */
    vme_vaddr = mmap(0, mapsize, PROT_READ|PROT_WRITE, MAP_SHARED, vme_fd, CCP_BASE & PAGEMASK);
    if (MAP_FAILED == vme_vaddr) {
        perror("mmap");
        exit(1);
    }
    vme_vaddr += CCP_BASE % PAGEMASK;

/* main routine */
    v = (struct V_REG *)vme_vaddr;

    fn = 8;

    v->reg6 = (0x0002      ) << 8;          /* Reset */

    if(argc < 3){
        printf("Input MA SA THRESHOLD(mV) >");
        scanf("%d %d %d", &ma, &sa, &dat);
    }else{
        ma = atoi(argv[1]);
        sa = atoi(argv[2]);
        dat = atoi(argv[3]);
    }

    mv = -10.00*(1.0 - (float)dat / 2048.0 )*1000.0;
/*    printf("  MA=%d SA=%d Data=%05d Voltage=%f [mV] \n", ma, sa, dat, mv);*/
    printf("Crate=1 MA=%02d Threshold=%.1f [mV]\n", ma, mv/10.0);

    v->reg0 = (dat & 0x00FF) << 8;          /* Write operation */
    v->reg1 = (dat & 0xFF00)      ;
    v->reg3 = (ma & 0x001F) << 8;
    v->reg4 = (sa & 0x00FF) << 8;
    v->reg8 = (sa & 0x0700)      ;
    v->reg5 = (fn & 0x000F) << 8;

    g  = (v->reg5 & 0x1C00) >> 9 ;          /* Check status */
    q  = (v->reg5 & 0x0100) >> 8 ;

/*    printf("  MA=%d SA=%d F=%d Q=%d G=%d  Data: 0x%04X  %05d\n\n",

```

```
ma, sa, fn, q, g, dat, dat);*/
```

```
}
```

そして、これを実行するためのシェルスクリプトも挙げておく。

```
#!/bin/csh -f
if ($#argv != 1) then
    echo "usage:lsum_discri_set discri_level(mV)"
    exit
endif
if ($1 >= 0) then
    echo "discri level < 0"
    exit
endif
set slot = 0
set level = `echo $1| awk '{printf("%d",($1/1000.0+1.0)*2048.0)}'`
echo "data=$level"

discri 1 0 $level
```

## 8.2 参考文献

- (1) Knoll : 放射線計測ハンドブック (日刊工業新聞社)
- (2) 浜松ホトニクス : 光電子増倍管、第2版 (浜松ホトニクス株式会社)
- (3) William R.Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer Verlag)
- (4) K. クラインクネヒト著/高橋、吉城共訳 : 粒子線検出器—放射線計測の基礎と応用— (培風館)
- (5) 西村 純 (責任編集) : 宇宙放射線、実験物理学講座 25 (共立出版株式会社)
- (6) 西村 純 (責任編集) : 放射線、実験物理学講座 26 (共立出版株式会社)
- (7) Rhoman K.Gaisser/小早川恵三訳 : 素粒子と宇宙物理 (丸善)

## 第9章 謝辞と感想

### 城戸

実験は半分失敗に終わりました。もっと計画を綿密に練るべきでした。しかし、研究の基礎的な知識、手法はある程度身につけることが出来て、少しは満足です。このレポート作成を最後に 239 刑務所から出所できるかと思うと嬉しくてしかたないです。最後にはなりますが、測定機器、module 全般、VME、CAMAC、UNIX、program、data 解析、プレゼンテーション、ほぼ全てに渡り親切に教えてくれた窪さんには感謝してもしきれません。ありがとうございました。お友達の高田君と中嶋君も強力な助言どうもありがとう。その他、宇宙線研究室の皆様にも感謝しております。

### 郡司

まずは、鶴さん、期待に沿えなくて、申し訳ございません。案の定でしたか？解析はやれるだけの事はやってみたのですが、自分でも、上下のシンチレーター、輻射体の channel の相関が予想よりひどく、あんな解析しか出来ませんでした。言葉も出ないほどに悔しく、発表の時に笑われたりしたのは自分の力のなさを悔やみました。実験に対する経験のなさからなのか、本実験を行なうには何をしなければならないのか、予備実験として何が必要か、もっといろいろ考えられたと思います。高田君、中嶋君の本実験への進め方をみて、次元が違うと痛感させられました。今でもきっとそうだと思いますが、やり残したことや、他にやれたこと、あると思います。しかし、それが何なのか、分からない自分は未熟でしょう。しかし今回学んだ事は1つの経験として貴重になるとおもいます。その為に、色々教えて下さった窪さん、鶴さん、TAの高木さん、渡部さん、そして、高田君、中嶋君、いろいろとありがとうございました。忙しい中、様々な module を貸して下さい、宇宙線研究室の皆様、有難うございました。

この半年間で、自分でも、実験が楽しく思っているのがすごく意外に今でも思っています(正直な所)。あんな発表でしたが、中身はそれなりに充実していました。

### 中森

3人目となると大分言いたいことが言われてしまっていますが、準備段階の勉強不足により苦労が増えたところ、うまくいかなかったところが多かった(多すぎた?)と思います。致命的な問題ではありましたが勉強になりました。宇宙線研究室の皆様には有形無形を問わず色々な形でお世話していただき大変感謝しています。そして何よりも、城戸・郡司両名なくしてはここまでやることは出来なかったです。二人のおかげで最後までできました。ありがとう。