KOPIO実験のための荷電粒子Veto検出器の研究

京都大学大学院理学研究科物理学宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギーグループ 修士課程二年

谷口七重

平成17年2月11日

目 次

第1章 KOPIO実験 **1**
- 1.1 理論的背景 1
  - 1.1.1 Cabbibo-小林-益川行列 1
  - 1.1.2 $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ の物理 1
- 1.2 KOPIO実験のコンセプト 3
- 1.3 KOPIO Detector 7
  - 1.3.1 Preradiator 7
  - 1.3.2 Calorimeter 9
  - 1.3.3 Barrel Photon Veto 10
  - 1.3.4 Barrel Charged Particle Veto 検出器 11
  - 1.3.5 DownStream Charged Veto 13
  - 1.3.6 Beam Catcher 14

第2章 Eyepipe Charged Veto検出器 **16**
- 2.1 Eyepipe Veto検出器について 16
- 2.2 SimulationによるStudy 19
- 2.3 荷電粒子のロス反応に関する考察 21
- 2.4 まとめ 21

第3章 PMT 基本性能評価 **22**
- 3.1 測定の動機 22
- 3.2 相対量子効率測定 23
  - 3.2.1 測定方法 24
  - 3.2.2 解析方法 27
  - 3.2.3 測定結果 29
- 3.3 Dark Count 30
- 3.4 Linearity測定 33
  - 3.4.1 測定方法 33
  - 3.4.2 モニター PMT TEST 40
  - 3.4.3 測定結果 43
- 3.5 レート耐性の測定 45
  - 3.5.1 セットアップ 45
  - 3.5.2 LED 発光量のレート依存性 47
  - 3.5.3 Rate耐性測定結果 48

3.6 Position Dependence 50

第 4 章 プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバー読み出しの光量測定 53
4.1 プラスチックシンチレーター、波長変換ファイバー、PMT による光量測定 53
4.1.1 測定のセットアップ 55
4.1.2 プラスチックシンチレーター中での電子の Energy Deposit 55
4.2 ファイバーと PMT のコンタクト 57
4.3 光量測定結果 61
4.3.1 PMT による光量の比較 61
4.3.2 ファイバーの本数を変えた測定 62
4.3.3 プラスチックシンチレーターの厚さを変えた測定 62
4.4 光量測定のまとめ 63

第 5 章 波長変換ファイバーの減衰長測定 64
5.1 測定の原理と方法 64
5.2 原理テスト 65
5.2.1 光量の一様性 65
5.2.2 曲げによる光量のロス 65
5.3 測定結果 67

第 6 章 Eyepipe 検出器のデザイン 69
6.1 Eyepipe 荷電粒子 veto 検出器のデザイン 69
6.2 期待される性能 69

第 7 章 Summary 72

概 要

KOPIO 実験は中性 K 中間子稀崩壊 ($K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$) の分岐比の精密測定を目的とする実験である。このモードの分岐比は標準理論によると、3×10^{-11} と予測されている。このモードは理論的不定性が小さいため、CP 対称性の破れを特徴づける小林・益川行列の複素パラメーターを精度良く決定する事ができる。KOPIO 実験はシグナルイベント感度で 10^{-12} 程度持つ事が期待され、S/N 比 2 で 40 イベント観測を目指している。

KOPIO 実験ではシグナルイベントの同定を π^0 からの二つの γ 線のみを検出することで行うため、バックグラウンドの除去が非常に重要になる。そのため崩壊領域全体が γ 線・荷電粒子 Veto 検出器で覆われている。荷電粒子を含む主なバックグラウンドとしては、$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $K_L \to \pi^\pm e^\mp \nu$, $K_L \to \pi^\pm e^\mp \nu\gamma$, が挙げられる。これらの荷電粒子を検出できないと終状態に π^0 や 2γ しか残らないため、信号イベントとの区別が難しくなる。我々の開発した荷電粒子 Veto 検出器はビームパイプの内壁に設置され、崩壊領域からビームライン下流に逃れて来た荷電粒子を検出することが目的である。この検出器は多数の検出器が配置される所に置かれるため、場所の制約から光電子増倍管 (PMT) での直接の読み出しが困難である。そのためシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた検出器を検討しているが、シンチレーターと PMT の間は数メートルのファイバーによってつながれるため、伝搬過程で光量が減少することが懸念される。また、π^- や e^+ はそれぞれ荷電交換反応や対消滅のロス反応を起こすため、シンチレーター中で充分な光量を落す前に消滅してしまう。したがって、より多くの光量を得るためには、シンチレーターとファイバーの組合せを最適化することと、検出効率の高い光検出器の開発が必要になる。その候補の一つとして GaAsP を光電面にもつ PMT(H7422) の使用を検討している。通常用いられるバイアルカリ光電面 PMT と比べて、H7422 は長波長側でも比較的高い量子効率を持つことが期待される。長波長側に感度があるということは、シンチレーターよりも減衰長が長い緑のファイバーの発光波長と相性がいいことを示唆している。そこで我々は、量子効率、リニアリティ、レート耐性など PMT の基本的な性能のテストに加え、プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた読み出しにおける光量の評価を行った。

まず H7422 が期待通りの量子効率をもつことを確認するため以下のような測定を行った。異なる波長の LED を用いバイアルカリ光電面 PMT(H7415) と光量を比較することによって、波長毎の相対的量子効率を測定した。また PMT の基本性能の一つであるリニアリティ(入射光量にたいする出力の線型性) を測定するシステムを構築した。リニアリティ測定では、入射光量をモニターする検出器自身のリニアリティが問題となる。そこで、モニター用の PMT に入る光を ND フィルターによってある一定の光量に保つことで、常に PMT のリニアーな領域で入射光量をモニターできるシステムを開発した。レート耐性は、PMT の高レートでの動作における安定性を示すものである。KOPIO 実験のような稀崩壊実験では大強度のビームが用いられるため、そのような環境下でも安定に動作する事は、検出器に求められる重要な性能の一つである。測定では、バックグラウンドの光量のレートによって PMT の出力がどのような影響を受けるかをテストした。次に、プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた光量評価測定を行った。測定では、ファイバーの間隔やシンチレーターの厚みの他に PMT の種類を変えて光量の比較をした。PMT は H7415 と H7422 を用いた。上述の相対量子効率測定の結果から、H7422 は緑の波長で三倍以上の量子効率を持つことが確認され、実際のファイバー読み出しでも期待通りの光量増加が得られる事が分かった。

最後に以上の結果を受けて検出器のデザインを行い、荷電粒子 Veto 検出器としての性能について議論する。

第1章　KOPIO実験

KOPIO 実験は BNL(Brookhaven National Laboratory) で行われる、中性 K 中間子稀崩壊モード ($K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$) の分岐比測定を目指す実験である。

1.1　理論的背景

1.1.1　Cabbibo-小林-益川行列

クォークの混合と CP 対称性の破れは、素粒子物理の主要なテーマである。CP の破れはクォークの世代間混合を表す Cabbibo-小林-益川行列 (CKM) の複素パラメータに起因すると考えられている [1]。

CKM 行列はクォークの混合を表し、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態を関係づける行列である。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

Wolfenstein パラメータによる記述でこの行列を表すと、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

ユニタリー条件から

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.3}$$

$V_{tb} = 1$、$V_{ud} \approx 1$ とすると

$$V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td} = 0 \tag{1.4}$$

これを視覚的に表したのが図 1.1 である。さらに式 1.2 の値を用いて $V_{cd}V_{cb}^*(= A\lambda)$ で規格化すると、

$$\frac{V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = \rho + i\eta \qquad \frac{V_{td}}{V_{cd}V_{cb}^*} = 1 - \rho - i\eta \tag{1.5}$$

であるから図 1.1 は底辺を 1 に規格化すると、高さが η の三角形になることがわかる。

1.1.2　$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の最低次のファインマンダイアグラムは図 1.2 のようになり、分岐比は式 1.6 で与えられる。分岐比の測定によって、CKM 行列の複素パラメータ η が決定される。

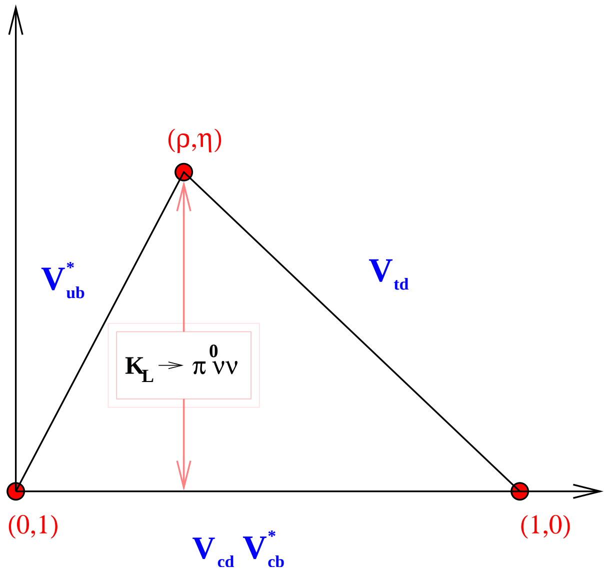

図 1.1: ユニタリー三角形

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = r_{IB} \frac{B(K^+ \to \pi^0 e^+ \nu)}{|V_{us}|^2} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} \frac{3\alpha^2}{2\pi^2 \sin^4 \Theta_W} [Im(V_{ts}^* V_{td}) X(x_t)]^2 \tag{1.6}$$

r_{IB} は Isospin breaking correction で r_{IB}=0.944[2]、$\tau(K^+)$、$\tau(K_L^0)$ はそれぞれ K^+ と K_L^0 の寿命、Θ_W は ワインバーグ角である。

$X(x)$ は top quark mass に関する量で、

$$X(x) \equiv \eta_X \cdot \frac{x}{8} \left[\frac{x+2}{x-1} + \frac{3x-6}{(x-1)^2} \ln x \right] \qquad x_t = m_t^2/M_W^2 \tag{1.7}$$

で定義される。η_X は QCD による補正項で $\eta_X = 0.994$ [3]–[5] 。

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = 1.8 \cdot 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) \tag{1.8}$$

式 1.8 からわかるように分岐比には CKM 行列要素の η が含まれている。$K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ の分岐比を測定することは、図 1.1 のユニタリー三角形の高さを決めることに相当する。

このモードは理論的不定性が小さく、複素パラメーターの精密測定に適したモードである。長距離力の効果などが無視でき、hadronic な行列要素はよく測られている $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu$ と Isospin 対称で、正確に知ることができる [2]。

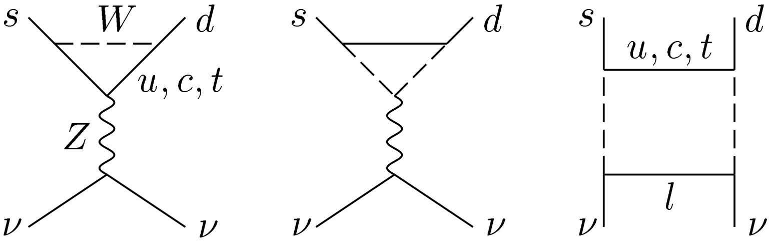

図 1.2: 最低次のファインマンダイアグラム

1.2　KOPIO 実験のコンセプト

$K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ は終状態が π^0 からの二つの γ 線しか観測できないので、バックグラウンドの除去が重要である。バックグラウンドの除去は「崩壊領域を覆う荷電粒子・γ 線 Veto 検出器」と「運動学的カット」によって行う。以下では、KOPIO 実験の大きな特徴である「運動学的カット」の手法について述べる。

KOPIO 実験では一次陽子ビームに AGS 加速器の 25.5GeV 陽子ビームを使用する。AGS は非常に大強度な加速器であり、1 スピルあたり 10^{14} 個の陽子を得る事ができる。図 1.4 に示すようなマイクロバンチと呼ばれるパルス幅 200psec、25MHz の非常に鋭い時間構造をもったビームを用いることで、陽子がターゲットに衝突して K 中間子を生成した時間を知ることができる。一方、後述する Preradiator、Calorimeter などの検出器によって、K_L 崩壊に続く π^0 崩壊からの γ 線の検出時刻を得ることができる。さらに K_L の崩壊点を知ることができれば γ 線の飛行時間から K_L の崩壊時刻を算出できる。これは γ 線の方向を測定する検出器に (Preradiator) よって実現される。K_L の生成場所 (ターゲット)、生成時刻 (マイクロバンチのパルス幅以内)、崩壊点、崩壊時刻についての情報を用いることで、中性粒子でありながら K_L の飛行速度を算出することが可能になる (TOF 法)。これにより測定量を K_L の静止系にローレンツ変換し、運動学的な条件を課すことができる。

生成される K 中間子は TOF に適した比較的低い運動量の K_L が用いられる。崩壊領域直前での K_L の運動量は図 1.3 に示すように 0.65GeV/c にピーク持つ分布となる。

ここで運動学的カットによるバックグラウンド除去の例を挙げる。最大のバックグラウンドとなるのは $K_L \to \pi^0\pi^0 (K_{\pi 2})$ である。四つの γ 線のうちの二つを検出できなければ、シグナルイベントと区別できない。KOPIO 実験では、高い検出効率を持つ veto 検出器に加え、以下に述べるような運動学的カットによってバックグラウンドを除去する。

$K_L \to \pi^0\pi^0$ からの二つの γ 線は二通りの場合が考えられる。

- 1 つの π^0 からの γ 線 ('even pairing')
- それぞれの π^0 から一つずつの γ 線 ('odd pairing')

even pairing の場合、図 1.5 のように K_L の静止系では π^0 のエネルギー ($E^*_{\pi^0}$) は単色となるので、$E^*_{\pi^0}$ の単色な領域をカットする事で $K_L \to \pi^0\pi^0$ を除去する事ができる。

odd pairing の場合は、図 1.6 で示すように、2γ の不変質量 ($m_{\gamma\gamma}$) が π^0 の質量になることを要求する事で除去する事ができる。先に述べたように KOPIO 実験では γ 線の位置、エネルギー、時

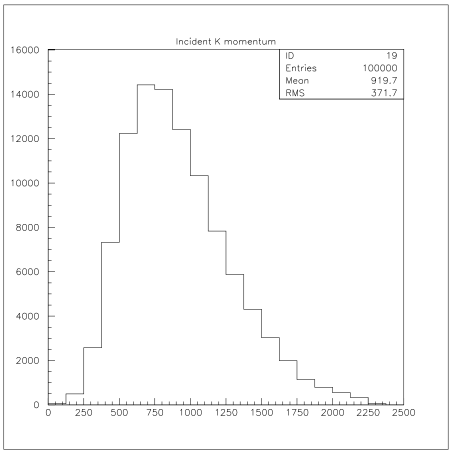

図 1.3: 崩壊領域直前での K_L の運動量分布。0.65GeV/c にピークを持つ比較的低い運動量を持つ。

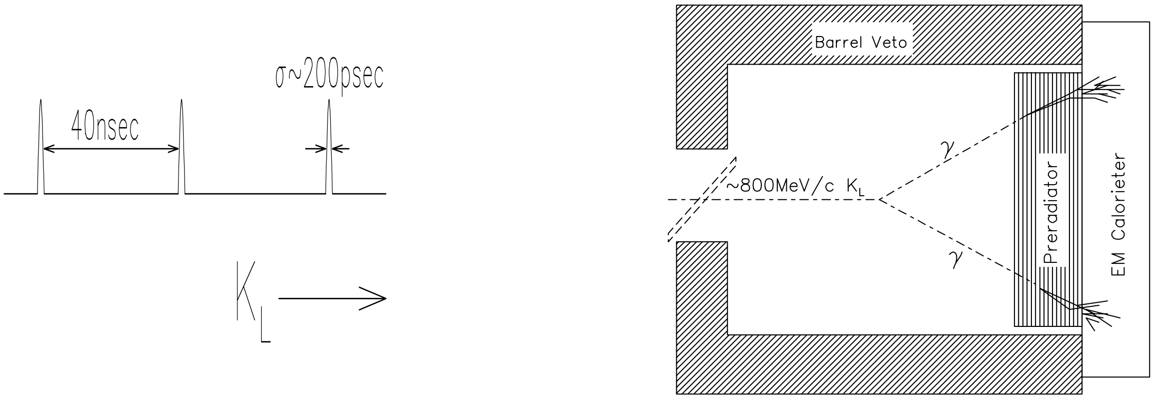
40nsec
σ~200psec
K_L
Barrel Veto
~800MeV/c K_L
γ
γ
Preradiator
EM Calorieter

図 1.4: KOPIO 実験のコンセプトを表す模式図。パルス幅 200psec の鋭い時間構造をもったビームを用いる事で TOF により K_L の運動量を決定することができる。

間情報のみならず方向も測定できるため、2γ 各々の 4 元運動量全てを知る事ができ、仮定なしに 2γ の不変質量を構成できる。このことが不変質量に対するカットを可能にするのである。

また、図 1.7 の様に、K_L の静止系での二つの γ 線のエネルギーの差 $(|E^*_{\gamma 1} - E^*_{\gamma 2}|)$ と π^0 のエネルギー $(E^*_{\pi^0})$ の相関によるカットによっても $K_L \to \pi^0\pi^0$ を除去する事が可能である。

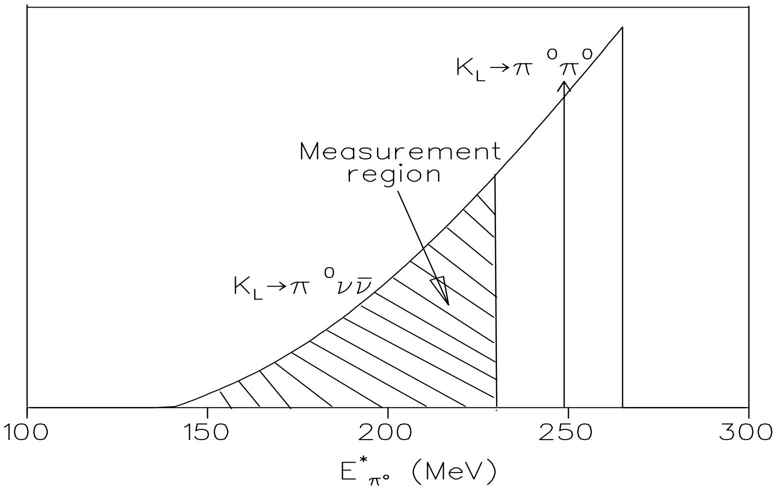

図 1.5: K_L の静止系での π^0 のエネルギースペクトル。単色なエネルギー領域を除くことで $K_L \to \pi^0\pi^0$ からの'even-paring' のイベントを除く事ができる。

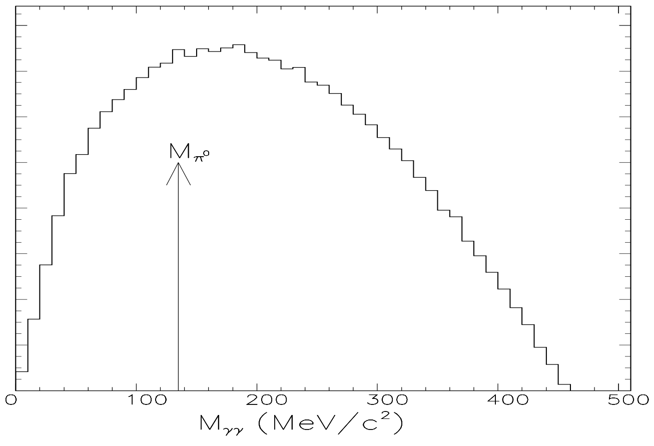

図 1.6: $K_{\pi 2}$ 崩壊の 'odd-paring' の二つの γ 線による不変質量のスペクトル。不変質量が π^0 の質量になることを要求する事で $K_L \to \pi^0\pi^0$ からの'odd-paring' のイベントを除去できる。

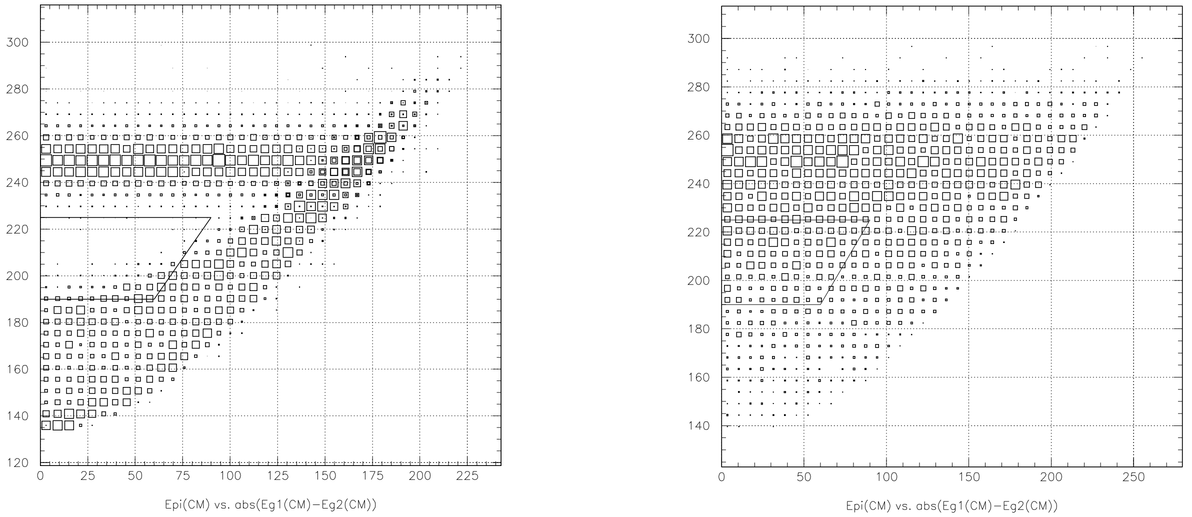

図 1.7: 縦軸に $E^*_{\pi^0}$、横軸に $|E^*_{\gamma1} - E^*_{\gamma2}|$ をとった分布。(2γ の不変質量が π^0 になることを要求したカット後) 。左が $K_L \to \pi^0\pi^0$、右が $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の場合である。実線で示すような領域を信号イベントに選ぶことで $K_{\pi2}$ の寄与を効率よく落とすことができる。

1.3 KOPIO Detector

図 1.8 に KOPIO 検出器の全体図を示す。ビームライン上流の崩壊領域は γ 線・荷電粒子検出器によって覆われている。崩壊領域のエンドキャップには π^0 からの γ 線を検出するための Preradiator と呼ばれる検出器と、その直後に Calorimeter が位置している。その内壁を荷電粒子検出器 (Eyepipe Charged Particle Veto Counter) が覆っている。下流には荷電粒子をスイープするためのマグネットと γ 線検出器が位置しており、最後尾にはビーム中の γ 線を検出するための Beam Catcher と呼ばれる γ 線検出器が置かれている。

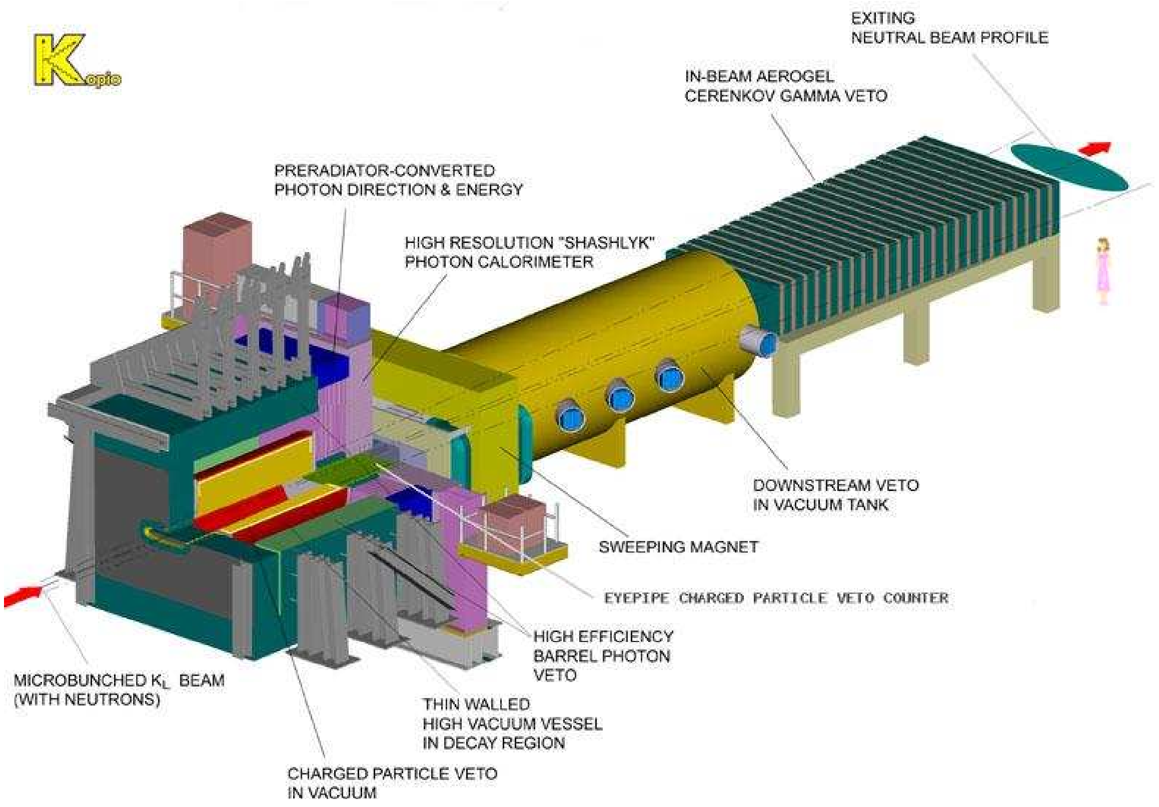
Kopio
EXITING NEUTRAL BEAM PROFILE
IN-BEAM AEROGEL CERENKOV GAMMA VETO
PRERADIATOR-CONVERTED PHOTON DIRECTION & ENERGY
HIGH RESOLUTION "SHASHLYK" PHOTON CALORIMETER
DOWNSTREAM VETO IN VACUUM TANK
SWEEPING MAGNET
EYEPIPE CHARGED PARTICLE VETO COUNTER
HIGH EFFICIENCY BARREL PHOTON VETO
MICROBUNCHED K$_L$ BEAM (WITH NEUTRONS)
THIN WALLED HIGH VACUUM VESSEL IN DECAY REGION
CHARGED PARTICLE VETO IN VACUUM

図 1.8: KOPIO Detector の概観

1.3.1 Preradiator

Preradiator(PR) の役割は γ 線のエネルギー、時間情報、位置に加えて、飛来方向を測ることである。γ 線の方向を測る事は通常困難であるが、これを実現できれば π^0 の崩壊を完全に再構成することができ、以前に述べたような運動学的カット ($m_{\gamma\gamma}$) が可能になる。

また γ 線のトラッキングによって崩壊点に制限をかけることは、ビームハローによって検出器表面に生成された粒子を Veto することやアクシデンタルの除去にも役立つ。

PR は図 1.9 に示すようにビーム通過口を囲む四つの 2.5m×2.5m の'quadrants' に分割されてい

る。それぞれはビーム方向に 64 層の基本単位 (layer) から成る。各々の layer は、粒子のトラッキングを行うドリフトチェンバーと時間情報を測るプラスチックシンチレーター、銅のコンバーターで構成されている。

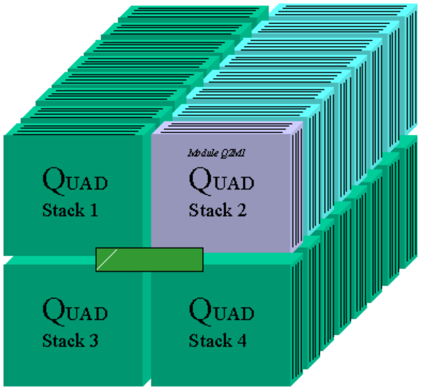
Module Q2d1
QUAD
Stack 1
QUAD
Stack 2
QUAD
Stack 3
QUAD
Stack 4

図 1.9: Preradiator の配置図。4quadrants に分割されている。中央のホールはビームライン。

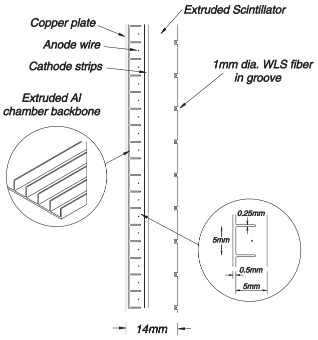
Extruded Scintillator
Copper plate
Anode wire
Cathode strips
1mm dia. WLS fiber
in groove
Extruded Al
chamber backbone
0.25mm
5mm
0.5mm
5mm
14mm

図 1.10: Layer の模式図。ドリフトチェンバー、シンチレーター、コンバーターで構成される。

PR では conversion 後の最初の数 layer での e^+e^-pair の position から γ 線の入射方向の情報を得る。角度分解能 25mrad を達成するためには位置検出前の Multiple Coulomb Scatteing(MCS) をできるだけ抑える必要があるため、各々の Layer は $0.035X_0$(X_0 放射長) で 1.5cm ごとに分割されている。表 1.1 に PR に対する要求をまとめる。

表 1.1: PR に対する要求

angular resolution	25mrad
photon conversion efficiency	0.7 (~ $2X_0$)
shower position measurement	0.45cm
position resolution	150-200μm

1.3.2 Calorimeter

Preradiatorの後ろに位置しγ線のエネルギーと時間情報を測定する。γ線に対して高い検出効率を得るため充分な放射長を持たせている。γ線はPRで電子・陽電子に変換されCalorimeterに入る前に平均的に$1X_0$通っているので、既にPR中で電磁シャワーを起こしてエネルギーの一部を失っている。したがってエネルギー測定はPRとCalorimterの両方で行う。

Calorimterは図1.11の様なShashlyk modulesと呼ばれる鉛(0.25mm)とscintillator(1.5mm)のsandwich detectorから成り、読み出しには波長変換ファイバーが用いられる。ファイバーは鉛とscintillatorに対して垂直に通される。表1.2にCalorimeterに対する要求をまとめる。

表1.2: Calorimeterに対する要求

1. Time resolution: approximately 60ps/$\sqrt{E(GeV)}$
2. Enegy resolution: 3-3.5%/$\sqrt{E(GeV)}$
3. Granuarity: 11cm
4. Radiation lengths 15.0(17.0 including the preradiator)
5. Physical length: approximately 60cm

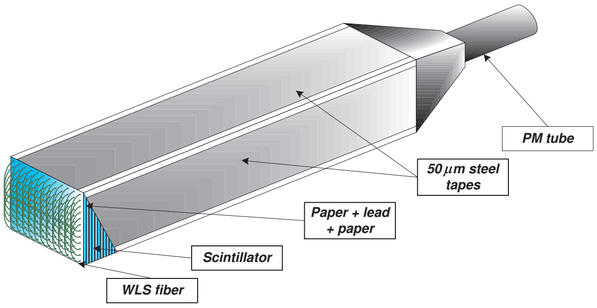

図1.11: Shashlyk型カロリメータモジュールの模式図。鉛とプラスチックシンチレーターのサンドイッチカウンター。波長変換ファイバーが鉛とシンチレーターに垂直に通っている。

1.3.3　Barrel Photon Veto

Barrel photon veto 検出器は図 1.12 のように崩壊領域全体を覆っており、バックグラウンドとなる γ 線を veto する。$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0(K_{\pi 2})$ からの二つの γ 線を検出できない場合、最大のバックグラウンドの一つになる。そのため barrel photon veto には 0.9998 以上の Efficiency が要求される。また運動学的カットのため、ある程度の位置・時間分解能も要求される。

高い検出効率を実現するため、図 1.13 に示すような鉛とプラスチックシンチレーターのサンドイッチカウンターを何層も重ね、$18X_0$ の充分な放射長を持たせている。読み出しは波長変換ファイバーによってなされる。

barrel photon veto に期待される性能を表 1.3 にまとめる。

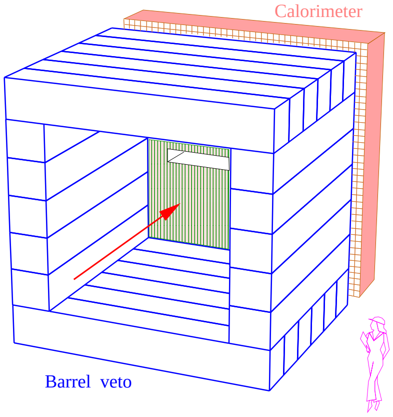
Calorimeter
Barrel veto

図 1.12: Barrel Photon Veto の配置概念図。崩壊領域全体が veto 検出器で覆われている。

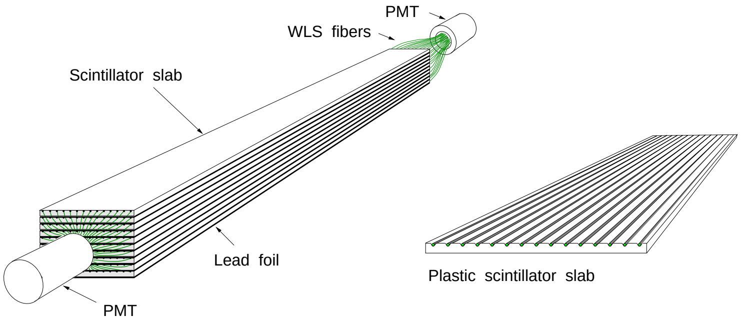
PMT
WLS fibers
Scintillator slab
Lead foil
PMT
Plastic scintillator slab

図 1.13: Barrel Photon Veto カウンターの構成図。鉛とプラスチックシンチレーターのサンドイッチカウンター。シンチレーターにはファイバーが埋め込まれ、束ねたものを PMT によって読み出す。

表 1.3: Barrel Photon Veto に期待される性能

Parameter	Value
Photon inefficiency	1.5×10^{-4}
π^0 inefficiency	$\sim 10^{-8}$
energy resolution	$5.0\%/\sqrt{E(GeV)}$
timing resolution	$60\text{ps}/\sqrt{(E(GeV))}$
position resolution	3-4cm
angular resolution	250mrad ($E_\gamma = 100$MeV)

1.3.4 Barrel Charged Particle Veto 検出器

荷電粒子を含むバックグラウンドになるのは主に以下の三つである。

- $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ ($K_{\pi 3}$)
- $K_L \to e^+\pi^-\nu\gamma$ ($K_{e3\gamma}$)
- $K_L \to e^+\pi^-\nu$ (K_{e3})

$K_{\pi 3}$ は終状態に π^0 を含むため、二つの荷電パイオンをミスすると信号イベントと区別できない。$K_{e3\gamma}$、K_{e3} は、e^+ の制動輻射や対消滅による二次 γ 線や、π^- の荷電交換反応 ($\pi^- p \to \pi^0 n$) によって終状態に π^0 や 2γ を作るため、これらもバックグラウンドとなる。負パイオンや e^+ はそれぞれ荷電交換反応や対消滅などのロス反応を起こすため原理的に検出効率が下がる。これらの粒子に対しても高い検出効率を持つように検出器は三層のプラスチックシンチレーターから成り、それぞれ 1.5mm 厚の薄い二層の Inner カウンターと 5mm 厚の Outer カウンターで構成されている。読み出しは波長変換ファイバーと HPD(Hybrid Photo Diodes) によって行われる。表 1.4 に期待される性能を示す。図 1.14 に示すように Barrel 荷電粒子 veto 検出器 (Barrel veto) は、高真空な崩壊領域と隔てられ 10^{-3}Torr 程度の真空中に置かれる。

表 1.4: Barrel 荷電粒子 Veto 検出器に期待される性能 (P: pion momentum)

Particle	Inefficiency
π^-	$1.5\times(10^{-4} + 10^{-2}/max(200., P))$
e^+	0.05/E(MeV)
π^+	10^{-5}
e^-	10^{-4}

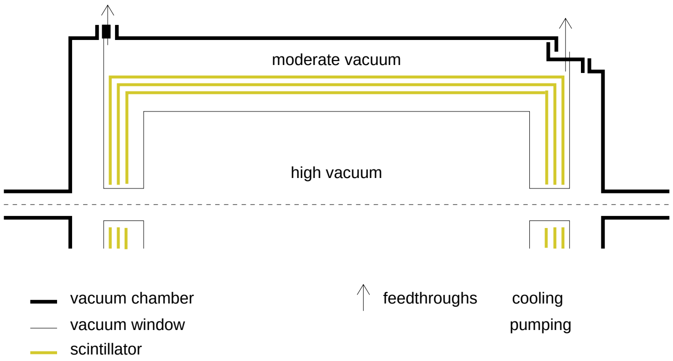
moderate vacuum
high vacuum
vacuum chamber
vacuum window
scintillator
feedthroughs
cooling
pumping

図 1.14: Barrel 荷電粒子 veto システムの模式図。検出器は薄い金属膜によって高真空な崩壊領域と隔てられている。荷電粒子検出器の領域は 10^{-3}Torr の真空にひかれている。

1.3.5　DownStream Charged Veto

Magnet Veto

ビーム通過用のホールを抜けて下流に逃げてしまった荷電粒子を検出するのがビームライン下流の荷電粒子検出器である。Preradiator と Calorimeter の後方に荷電粒子をスイープするためのマグネットが置かれている (図 1.15 参照)。軌道を曲げられた荷電粒子はビームラインの外側に配置されているプラスチックシンチレーターで検出される。

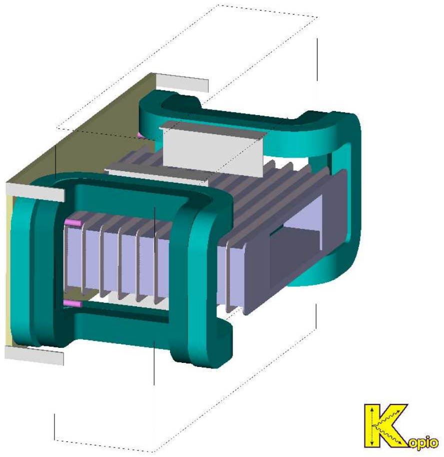

図 1.15: ビーム下流に設置される Sweeping magnet の概観。Preradiator と Calorimeter の後方に位置し、崩壊領域からビームホールを抜けた荷電粒子をスイープして検出する。

Eye-pipe Charged Veto

我々の開発している荷電粒子検出器で、崩壊領域からビームホールに抜けた荷電粒子の内、上述のマグネットに到達する前に内壁から Preradiator や Calorometer に入る荷電粒子を検出することが目的である。これがないと Preradiator や Calorometer にとっては γ 線による信号と区別がつかない。詳細は 2 章で述べる。

1.3.6　Beam Catcher

ビームキャッチャー (catcher) の目的は崩壊領域から下流に来たビーム中の γ 線を検出することである。ビームキャッチャーが検出しなければならない γ 線のエネルギースペクトルを図 1.16 に示す。

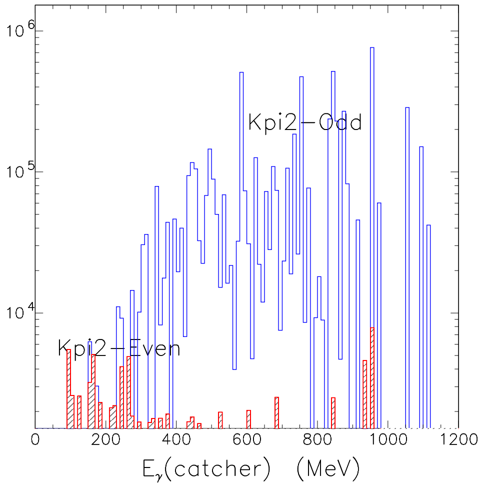

図 1.16: キャッチャーに来る γ 線のエネルギースペクトラム。

1.2 章で述べたような運動学的カットと catcher 以外の検出器の veto をかけても $K_L \to \pi^0\pi^0$ 由来である”odd pairing” の γ 線がとりわけ多く残る事が分かる。これらのバックグラウンドを充分押えるためには、300MeV 以上の γ 線に対して 99%以上の検出効率を持つことが要求される。

一方、この検出器は大強度の中性ビーム中に置かれるため K_L や中性子などの中性粒子に不感であることも要求される。中性子を K_L 崩壊からの γ であるかのように検出し、イベントを誤って veto する確率を低く抑えなくてはならない。そのため 0.8GeV 付近の運動エネルギーを持つ中性子に対して感度が 0.3%以下であることが要求される。

これらの要求を満たすため、エアロジェル放射体を用いた閾値型チェレンコフ検出器が開発された。図 1.17 のような 2mm の鉛、50mm 厚のエアロジェル、集光のための鏡、ファネル、5 インチの PMT を組み合わせたモジュールで、図 1.17 のようにビーム方向に 25 モジュールを配置する ($8.3X_0$)。表 1.5 にビームキャッチャーの性能をまとめる。

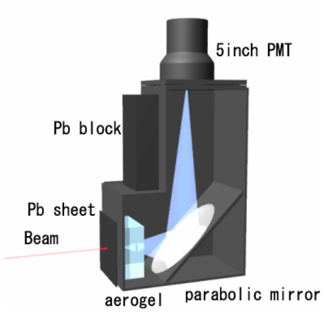

図 1.17: ビームキャッチャーモジュールのイメージ図。チェレンコフ光を集光鏡で 5inchPMT に導く。

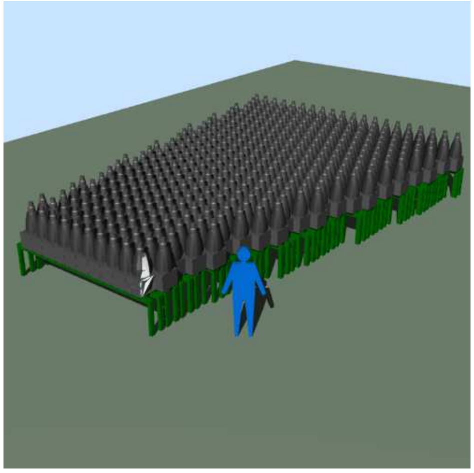

図 1.18: ビームキャッチャーの分散配置の概念図。ビーム方向にモジュールを分散配置する。

表 1.5: ビームキャッチャーの性能のまとめ。

photon efficiency	$\geq$ 99%	above 300 MeV
neutron efficiency	0.3%	at 0.8 GeV
false veto probability	11.9%	due to neutrons
	3.0%	due to K_Ls in the aerogel catcher
	1.7%	due to K_Ls in the guard counter
single's rate (max.)	1.8 MHz	due to neutrons
	325 kHz	due to K_Ls in the aerogel catcher
	175 kHz	due to K_Ls in the guard counter
	1.8 MHz	due to beam photons
efficiency loss by blindness	1.0%	due to neutrons
	1.7%	due to beam photons

第2章　Eyepipe Charged Veto検出器

Charged particle background

$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$、$K_L \to e^+\pi^-\nu$、$K_L \to e^+\pi^-\nu\gamma$ が荷電粒子を含むバックグラウンドになる。π^- や e^+ はそれぞれ荷電交換反応 $(\pi^- p \to \pi^0 n)$ や対消滅 $(e^+e^- \to 2\gamma)$ によって、原理的に検出効率が低くなる。これらのロス反応を起こす前に検出しなくてはならないので、検出器の Threshold をできるだけ低く設定する必要がある。

2.1　Eyepipe Veto検出器について

図2.1にKOPIO検出器全体の中でのEyepipe検出器の位置を示す。Eyepipe荷電粒子veto検出器はPreradiatorとCalorimeterの内壁に置かれ、下流のマグネットで軌道を変えてVetoできない荷電粒子をVetoするのが目的である。図2.2で示されるような幅2m、高さ20cm、奥行き2mの狭い領域に設置される。

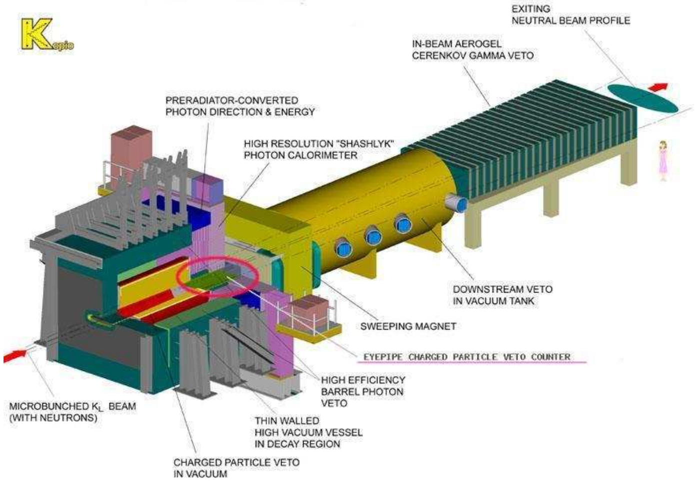
EXITING
NEUTRAL BEAM PROFILE
IN-BEAM AEROGEL
CERENKOV GAMMA VETO
PRERADIATOR-CONVERTED
PHOTON DIRECTION & ENERGY
HIGH RESOLUTION "SHASHLYK"
PHOTON CALORIMETER
DOWNSTREAM VETO
IN VACUUM TANK
SWEEPING MAGNET
EYEPIPE CHARGED PARTICLE VETO COUNTER
HIGH EFFICIENCY
BARREL PHOTON
VETO
MICROBUNCHED K_L BEAM
(WITH NEUTRONS)
THIN WALLED
HIGH VACUUM VESSEL
IN DECAY REGION
CHARGED PARTICLE VETO
IN VACUUM

図 2.1: KOPIO DETECTOR

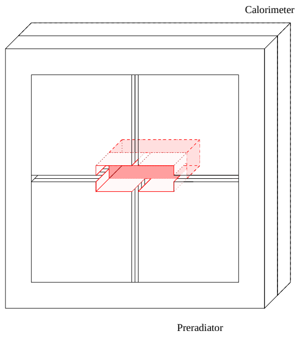
Calorimeter
Preradiator

図 2.2: Eyepipe region：Front view

荷電粒子

マイクロバンチあたり崩壊する K_L は一個程度で、一つの K_L の崩壊につき約0.5個の荷電粒子が Eyepipe veto 検出器まで来ることが MC シミュレーションによりわかっている。Eyepipe veto 検出器が覆う領域は幅2m、高さ20cm、ビーム方向への長さ2mであり、カバーする表面積は $8.8m^2$(上下各 $4m^2$、左右各 $0.4m^2$) になる。荷電粒子によるレートは 0.5 × 25MHz(マイクロバンチ)$/8.8m^2$=1.42MHz$/m^2$ と計算できる。検出器は6.1節で詳細は述べるが大きさが幅20cm、長さ2mのものを予定しており面積は $0.4m^2$ となるので、検出器一つあたりの荷電粒子レートは ~600kHz になると考えられる。レートについては次章の光電子増倍管の基本性能評価で触れる。

Neutron

ビーム近傍に設置されるため中性子ハローによる Over Veto の確率を充分小さくすることも要請される。図2.3、2.4は Eyepipe 領域での中性子ハローの x,y 方向の分布である。縦軸はマイクロバンチあたりの中性子の個数を表す。マイクロバンチあたりの中性子の数は0.1個以下であるから、中性子によるレートは数百 kHz 程度と予想される。図2.5は中性子のエネルギー分布で、数 MeV から 1GeV までほぼ一様なエネルギー分布である。

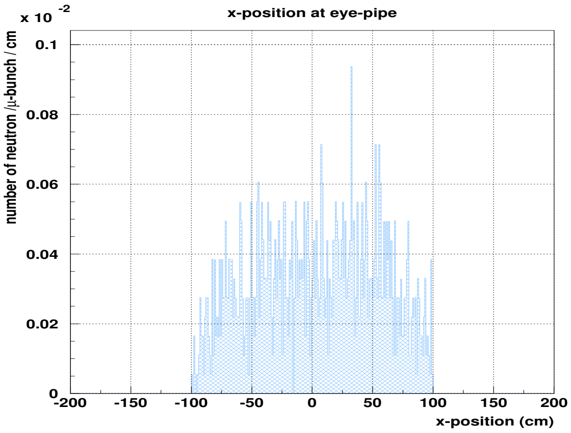

図 2.3: Eyepipe 領域に来る中性子の x 方向の分布

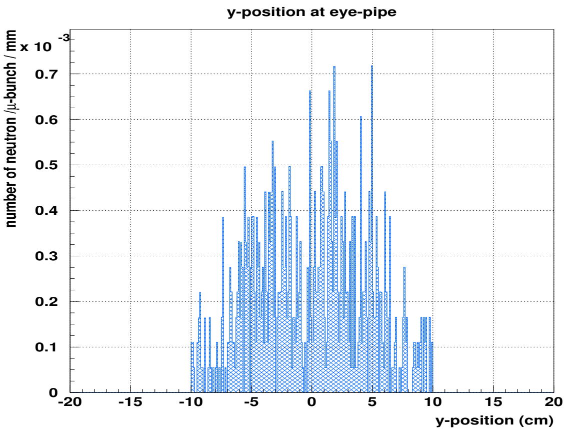

図 2.4: Eyepipe 領域に来る中性子の y 方向の分布

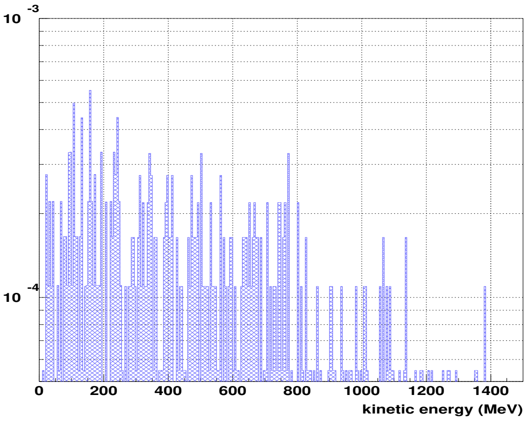

図 2.5: Eyepipe 領域に来る中性子のエネルギー分布。

2.2　Simulation による Study

Eyepipe 領域に来る粒子の種類やエネルギー分布、個数を調べるため荷電粒子を含むバックグラウンドのうち分岐比の大きな $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ についてシミュレーションを行った。

図 2.8 は一方の粒子は Eyepipe に、もう一方は Barrel 荷電粒子検出器 (Barrel veto) で検出された場合の各粒子のエネルギー分布である。黒いラインは全ての荷電粒子を足し合わせた場合の分布である。μ は $\pi \to \mu\nu_\mu$、e は $\mu \to e\nu_e\nu_\mu$ の崩壊によるものである。図 2.8 で $\pi^+(\mu^+)$ に比べて $\pi^-(\mu^-)$ が少ないのは、Barrel veto での Inefficiency が π^- に対しては ~ 10^{-4}、π^+ に対しては ~ 10^{-5} と一桁程度違うためである。

図 2.6 と図 2.7 は両方の粒子が Eyepipe に来た場合のエネルギー分布で、エネルギーの高いものと低いものに分類してある。縦軸は $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 40 イベントに対して Eyepipe が検出しなくてはならない荷電粒子の個数である。図 2.9-2.11 は図 2.6-2.8 の縦軸をリニアスケールにしてプロットした図である。

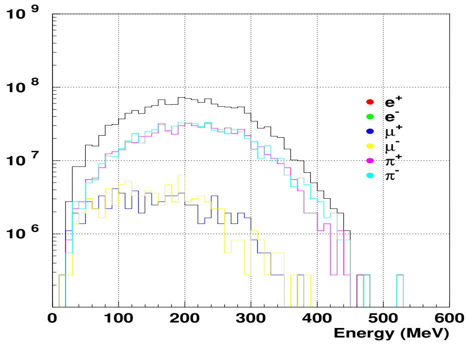

図 2.6: Eyepipe に 2track あった場合のエネルギーが高い方の粒子のエネルギー分布。

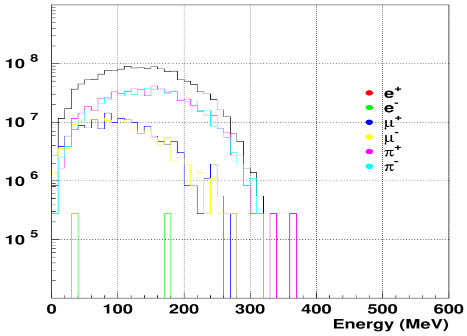

図 2.7: Eyepipe に 2track あった場合のエネルギーが低い方の粒子のエネルギー分布。

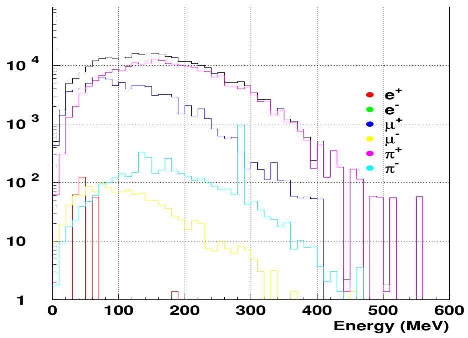

図 2.8: 2track のうち一つが Barrel Veto、もう一方は Eyepipe で検出された場合で、Eyepipe で検出された側の粒子のエネルギー分布。

Eyepipe 領域に検出器が何もない場合、運動学的カット後でもシグナル ($K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$)40 イベントに対してバックグラウンドは ~ 10^5 イベント残る。よって、バックグラウンドを 1 イベント以下

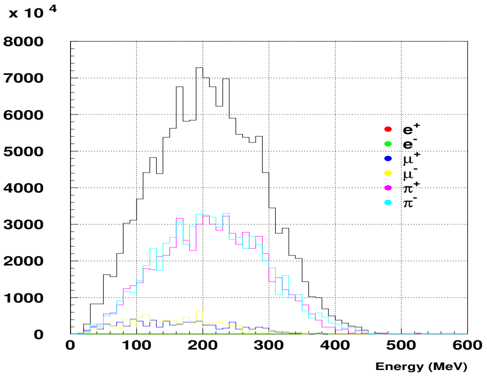

図 2.9: Eyepipe に 2track あった場合のエネルギーが高い方の粒子のエネルギー分布。

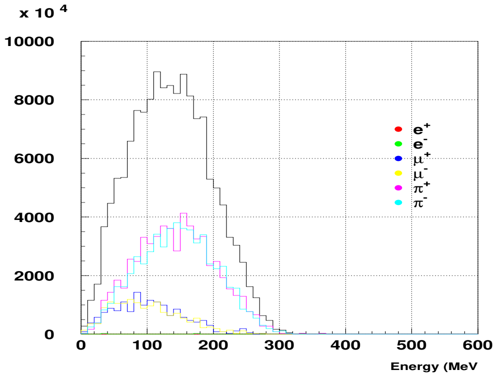

図 2.10: Eyepipe に 2track あった場合のエネルギーが低い方の粒子のエネルギー分布。

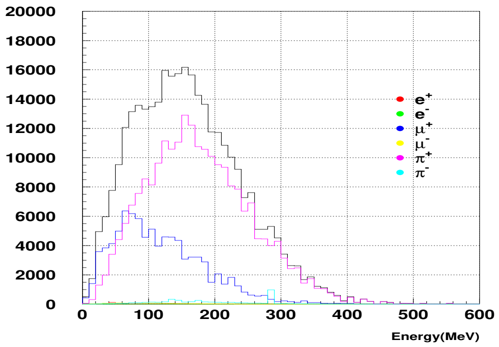

図 2.11: 2track のうち一つが Barrel Veto、もう一方は Eyepipe で検出された場合で、Eyepipe で検出された側の粒子のエネルギー分布。

に抑えるためには荷電粒子に対して $10^{-5} \sim 10^{-4}$ の Inefficiency が要求される。

2.3　荷電粒子のロス反応に関する考察

荷電粒子で特に問題となるのが π^- である。π^- の CH との荷電交換反応 ($\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$) の断面積は、50 ~ 300MeV のエネルギー領域では 30 ~ 230mb である [6]–[8]。これはプラスチックシンチレーター 1mm あたりの荷電交換反応の確率が 0.015 ~ 0.111%に相当する。現実には光量の統計的なふらつきを考慮しなくてはならないがここでは議論を簡単にするため統計的なふらつきを無視する。

Eyepipe veto が検出しなければならない π^- で数が多いのは、エネルギーが 150MeV 付近のものである。荷電交換反応の断面積は、このエネルギー付近で最も大きくなる。150MeV のエネルギーを持つ π^- は、シンチレーター中を 90μm 程度進むと荷電交換反応を起こす確率が 10^{-4} に達する。その間のエネルギー損失は 20keV ほどしかない。検出器の Inefficiency を下げるためには、このようなエネルギー損失の小さい粒子に対しても充分な光量を得る必要がある。

2.4　まとめ

Eyepipe 荷電粒子検出器は崩壊領域の Barrel veto 検出器や下流のマグネット veto 検出器によって veto できない粒子を検出する役割を持つ。π^- や e^+ などロス反応を起こす粒子に対しても高い検出効率が要求されることと、Preradiator や Calorimeter の内壁に置かれ、周囲に多数検出器が配置されるため読み出しの方法が制限されることがこの検出器の課題である。光電子増倍管 (PMT) などで直接読み出すことが困難なため我々は波長変換ファイバーを用いた検出器のデザインを検討している。しかしその場合、再発光・吸収や伝搬過程でさらに光量が減少することが懸念される。そのため量子効率の高い光検出器が必要不可欠となる。

以上のことをふまえて 3 章では PMT の基本性能評価について、4 章ではプラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた光量評価について、5 章では波長変換ファイバー中での光の減衰長測定の結果について述べる。さらに 6 章では 3 章から 5 章の結果を受けて Eyepipe 荷電粒子検出器のデザインを行い、その性能に関する考察を行う。

第3章　PMT 基本性能評価

3.1　測定の動機

前章にあったように、ロス反応を起こす粒子に対しても充分な光量を得るためには、高い量子効率を持った光検出器の使用が必要不可欠である。しかし、標準的に用いられる光電子増倍管は青い波長で最大 20%程度の量子効率しか持たずまたシンチーレーターよりも減衰長の長い緑のファイバーの発光波長に対しては、更に量子効率が低く充分な光量を得る事ができない。そこで、長波長側にも高い量子効率を持つ光検出器が求められる。その候補として、GaAsP を光電面に持つ光電子増倍管が挙げられる。GaAsP は GaAs に P をドープした半導体で負の電子親和力物質である。ドープした P によってバンド構造が変わって、真空側の電位障壁が伝導体の底よりも低くなる。そのため、電子は価電子帯から出るエネルギーさえあれば真空側に出ることができる。

GaAsP 光電面を持つ PMT、H7422(浜松ホトニクス) はカタログによると青い波長で最大 40%の量子効率が期待できる。本研究では実際に H7422 が期待される量子効率を持つ事を確かめ、さらに実用に必要な基本性能であるリニアリティ、レート耐性を測定するためのシステムを開発した。リニアリティとは入射光量にたいする PMT の陽極出力電流の線型性である。微弱光量領域を含め広い範囲で入射光量に対して出力の線型性をもつことは、PMT に求められる重要な性能の一つである。レート耐性は、PMT の高レートでの動作における安定性を示すものである。とりわけ KOPIO 実験のような稀崩壊過程の測定を目的とする実験では、大強度のビームが用いられるためそのような環境下でも安定に動作することが必要となる。

この章では相対量子効率、リニアリティ、レート耐性について測定した結果を述べる。

3.2　相対量子効率測定

光電子増倍管

今回の測定で使用した光電子増倍管 (PMT) は以下の二種類である。高量子効率 PMT である H7422(GaAsP 光電面) と、比較対象用 PMT として標準的に用いられる H7415(バイアルカリ光電面) を採用した。それぞれの特徴を表にまとめる。

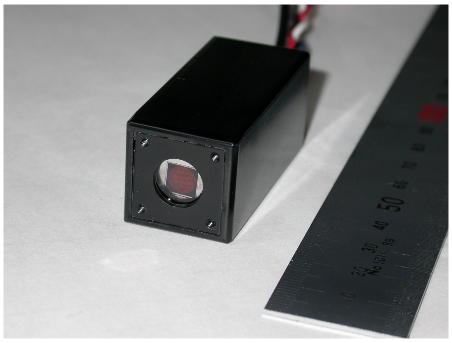

図 3.1: H7422

光電面	GaAsP
ダイノード	メタルチャンネル
光電面サイズ (有効感度領域)	5mmϕ
Gain	$10^5 \sim 10^6$

表 3.1: H7422

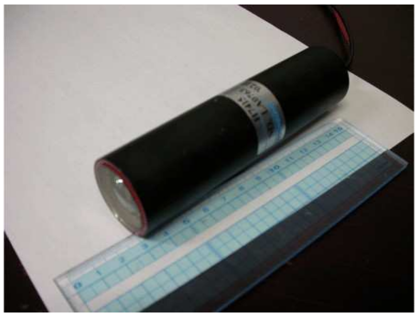

図 3.2: H7415

光電面	bialkali
ダイノード	ラインフォーカス
光電面サイズ	1-1/8 inch
Gain	$10^6 \sim 10^7$

表 3.2: H7415

量子効率は、光電面に入射した光子の数に対する光電子数 (Photoelectron、以下 p.e. と記す) で定義される。

$$(\text{量子効率}) = \frac{\text{光電子数}}{\text{光子数}}$$

しかし光子数を測るのは困難なため、ここでは量子効率がよく知られた標準的な PMT(リファレンス PMT) と光量を比較することによって相対的な量子効率を測定している。

3.2.1　測定方法

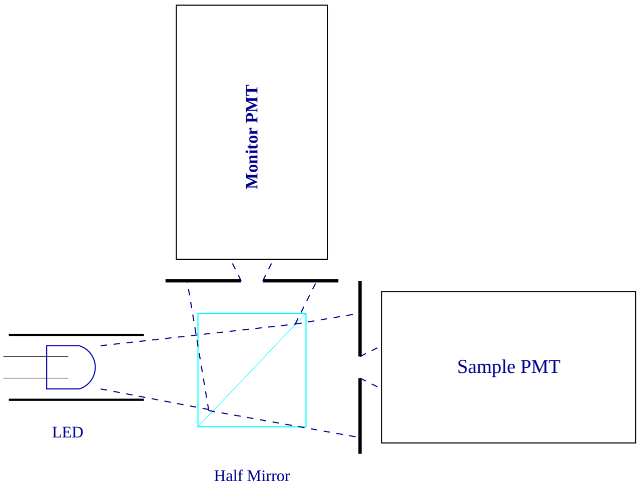
Monitor PMT
Sample PMT
LED
Half Mirror

図 3.3: 相対量子効率測定のセットアップ。LED からの光をハーフミラーで分割し、サンプル PMT とモニター PMT に入れている。サンプル PMT は二次元に稼働できる自動ステージ上に設置される。

図 3.3 は測定のセットアップである。光源は日亜化学製の LED を使用した。量子効率の波長依存性を測定するため、中心波長の異なる LED を用いた。用いた LED の波長は、

- 370nm(NLHV500C:紫外)
- 470nm(NSPB500S:青)
- 510nm(NSPE500S:青緑)
- 530nm(NSPG500:緑)
- 570nm(NSPY500S:黄色)
- 620nm(NSPR800AS:赤)

の 6 種類である。これらの LED を横一列に並べ、自動ステージによって移動させ色を変える。LED は図 3.4 に示すような LED ドライバー回路によって駆動される。LED に LED ドライバーからパルス電圧を入力し、光をハーフミラーで分割して片方は光量モニター用のモニター PMT に入れる。もう一方の光は直径が約 0.5mm の絞りを通ってテストする PMT (サンプル PMT) に入る。サンプル PMT は水平・垂直方向に動かせる自動ステージ上に設置されており、光電面の二次元スキャンで位置合わせができる。こうすることで、光電面の有効感度領域が小さい場合も絞りを通った光を全てその領域内に収めることができる。

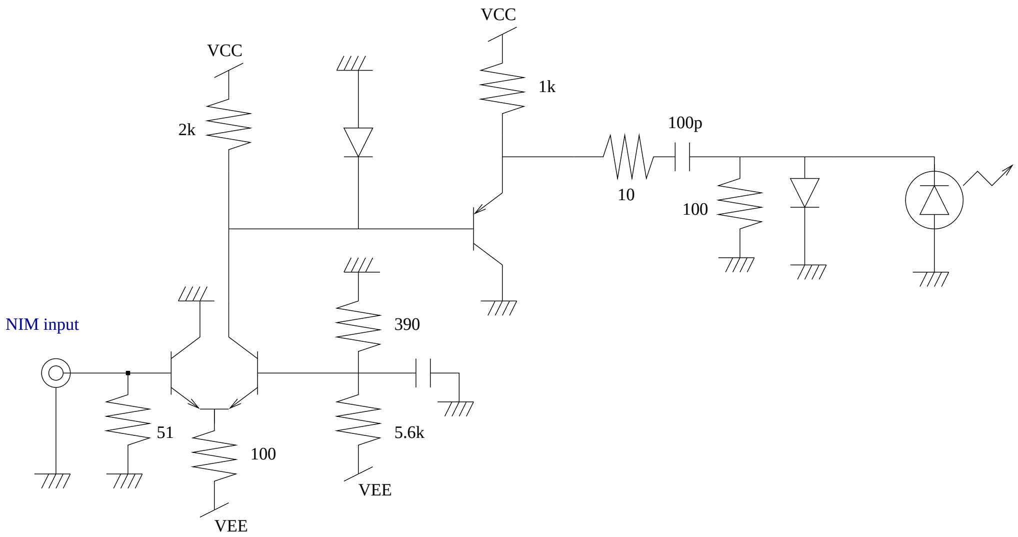

図 3.4: LED ドライバーの回路図

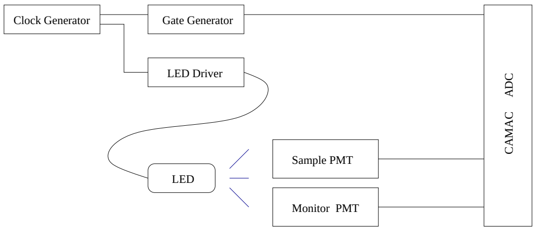
Clock Generator
Gate Generator
LED Driver
LED
Sample PMT
Monitor PMT
CAMAC ADC

図 3.5: 回路図

図3.5は測定のロジック回路の図である。NIMのクロックジェネレーターをトリガーにしてゲートジェネレーターとLEDドライバーにそれぞれ入力する。ゲートジェネレーターからの信号はCAMACADCのゲート入力に使用する。LEDドライバーからのパルスでLEDを発光させ、その光によるPMTからの信号に適当なdelayを入れてゲート内に収めている。

3.2.2　解析方法

ここで再度、測定に用いる PMT についてまとめる。

サンプル PMT	相対量子効率の被試験体 PMT (GaAsP 光電面 PMT:H7422)
リファレンス PMT	比較対象用 PMT (標準的に使用され量子効率がよく知られているバイアルカリ光電面 PMT:H7415)
モニター PMT	光量モニター用 PMT

次に測定の手順を述べる。

1　図 3.3 中に示される (Sample PMT) の場所にサンプル PMT (H7422) をセットする
2　低光量で 1p.e. ピークのデータをとる
3　光量を増やしてデータをとる
4　**3** を何回か繰り返す

これと同様の測定をリファレンス PMT に対しても行う。

相対量子効率は入射光量が同じ時のサンプル PMT とリファレンス PMT の光電子数で定義する。

$$(\text{相対量子効率}) = \frac{\text{サンプル}\,PMT\,\text{の光電子数}}{\text{リファレンス}\,PMT\,\text{の光電子数}}$$

図 3.6 は Single Photoelectron の ADC 分布と、光量が約 10p.e. と時の ADC 分布である。Single Photoelectron のピーク値からペデスタルの値を差し引いて、1p.e. あたりの ADC カウントを算出する。光電子数は ADC 分布の平均値 (ペデスタルを引いたもの) を 1p.e. あたりの ADC カウントで割って算出する。

$$(\text{光電子数}) = \frac{ADC_{mean} - ADC_{pedestal}}{ADC_{1p.e.} - ADC_{pedestal}}$$

上で述べた手順で測定を行い、光量ごとに光電子数を算出した結果をプロットしたのが図 3.7 である。同じ光量であることは光量モニター PMT によって保証する。図 3.7 にあるように、同じ入射光量に対して H7422(GaAsP 光電面 PMT) は H7415(バイアルカリ光電面 PMT) と比べて傾きが大きく量子効率が高いことが分かる。この傾きの比が相対量子効率である。

$$(\text{相対量子効率}) = \frac{(SamplePMT\,\text{の光電子数})/(MonitorPMT\,\text{の}\,ADC\,\text{カウント})}{(RefferencePMT\,\text{の光電子数})/(MonitorPMT\,\text{の}\,ADC\,\text{カウント})}$$

このようにして LED の種類を変えて波長毎の相対量子効率測定を行った。

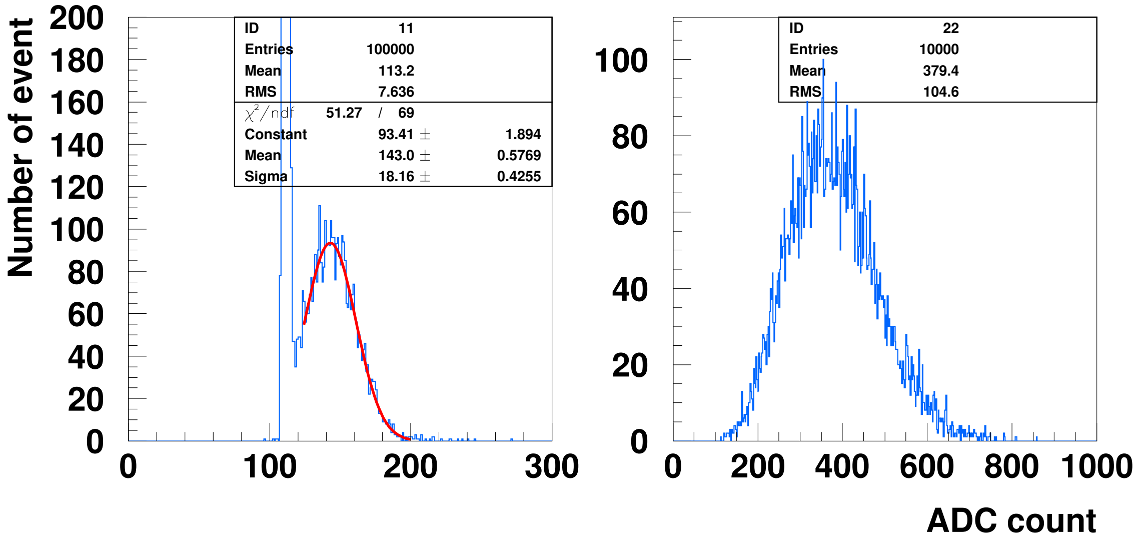

図 3.6: 左の図は 0.1p.e. 以下の低光量の時の ADC 分布、右の図は約 10p.e. の光量の時の ADC 分布である。

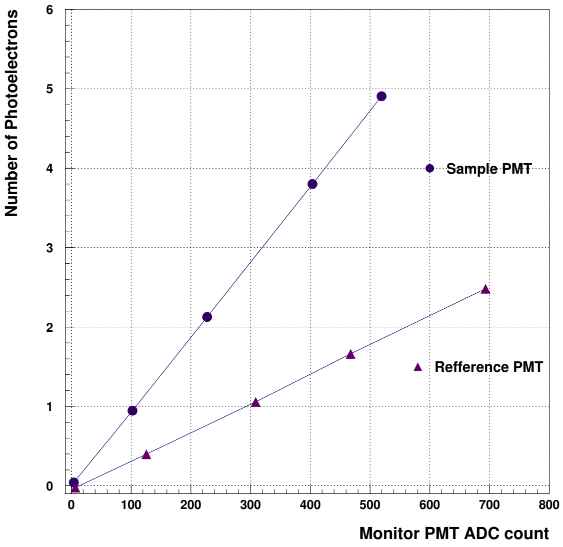

図 3.7: 入射光量に対する光電子数を表す。横軸:モニター PMT の ADC カウント、縦軸:サンプル PMT とリファレンス PMT 光電子数。Sample PMT は H7422 (GaAsP 光電面 PMT)、Refference PMT は H7415 (バイアルカリ光電面 PMT) を示す。

3.2.3　測定結果

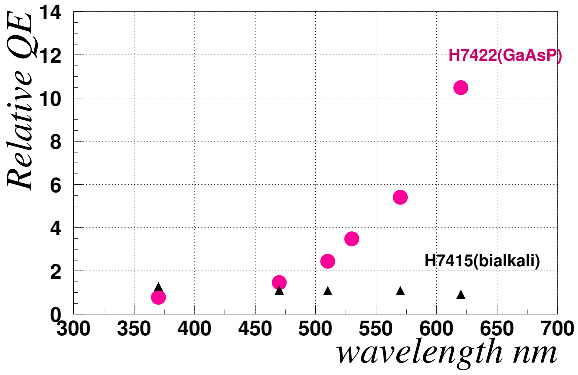

図 3.8: 波長毎の相対量子効率。● は H7422 と H7415 の相対量子効率、▲ はシリアルナンバーの異なる H7415 同士の相対量子効率を表している。

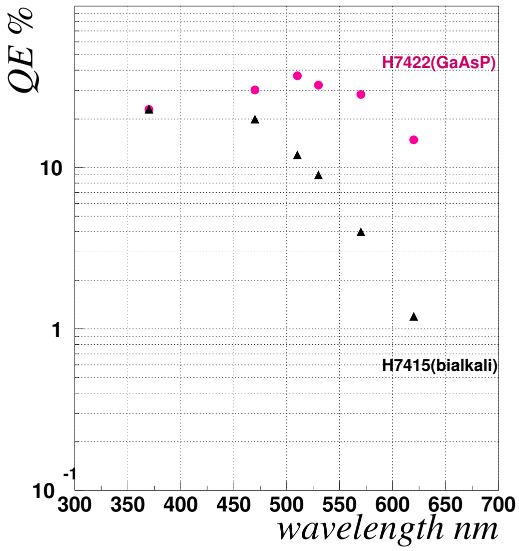

図 3.9: H7422 に期待できる絶対量子効率

図 3.8 は波長ごとの相対量子効率測定結果である。● は、波長毎に H7422(GaAsP 光電面 PMT) と H7415(バイアルカリ光電面 PMT) の相対量子効率をプロットしたものである。▲ は、別のシリアルナンバーを持つ H7415 同士の相対量子効率である。H7415 同士を比較すると相対量子効率はほぼ一致しており、H7422 の相対量子効率が大きくなるのは H7422 の量子効率が高いためだとわかる。

この結果から H7422(GaAsP 光電面 PMT) は期待通り緑の波長 (510 ~ 530nm) で H7415(バイアルカリ光電面 PMT) の約 3 倍の相対量子効率を持つことがわかった。量子効率の絶対値は H7415(バイアルカリ光電面 PMT) のカタログ値に測定した相対量子効率の値をかけて見積もることができ、図 3.9 に示すように H7422 の絶対量子効率は緑で 30%程度の高い量子効率が期待できることがわかった。H7422(GaAsP 光電面 PMT) の特徴として比較的広い波長領域で一様に高い量子効率を持つことが分かる。

5 本の H7422 について同様の測定を行った結果を図 3.10、3.11 に示す。個体差は相対的に 10%程度あるが H7415 と比較して高い量子効率を持つことがわかる。測定に用いた H7422 のシリアルナンバーは以下の通りである。

Serial Number	図 3.10、3.11 中でのプロット
zd3897	△
zd3927	▲
zd3929	●
zd3932	○
zd3914	■

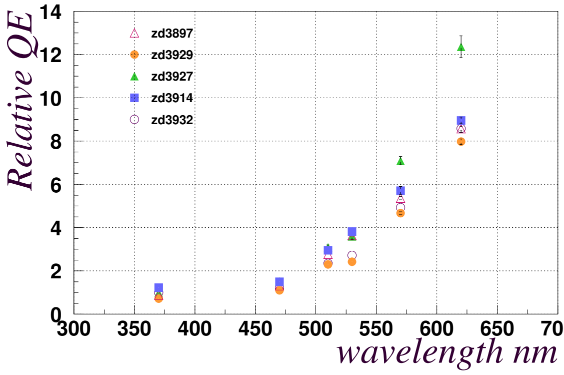

図 3.10: 相対量子効率:5 本の H7422 と H7415 の量子効率の比

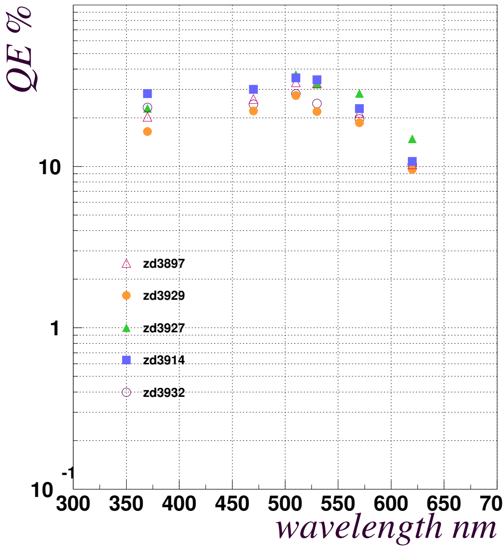

図 3.11: 期待される絶対量子効率

3.3　Dark Count

熱電子は光が入射していない状態で、熱運動のエネルギーによって光電面から電子が放出される現象である。H7422 の光電面に使用されている GaAsP はバンド構造により真空側障壁が低い。このことが高い量子効率を実現させているが、一方では熱雑音が多いことが予想される。ダークカウントのレートが高いと真のシグナルを Over Veto してしまう恐れがある。

測定は恒温槽 (暗所) の中で測定を行った。Single photoelectron の 1/2 に threshold を設定して、恒温槽内の温度を変え温度毎に単位時間あたり threshold を越えた数を計測した。測定は H7422 と H7415 について 20 度と 0 度とで行った。

結果は図 3.12 に示すように、H7422 のダークカウントレートは H7415 に比べて温度に敏感で 20 度と 0 度で一桁変わるが、20 度で 1kHz 程度であり実際に我々が使用する上では問題ないと判断した。

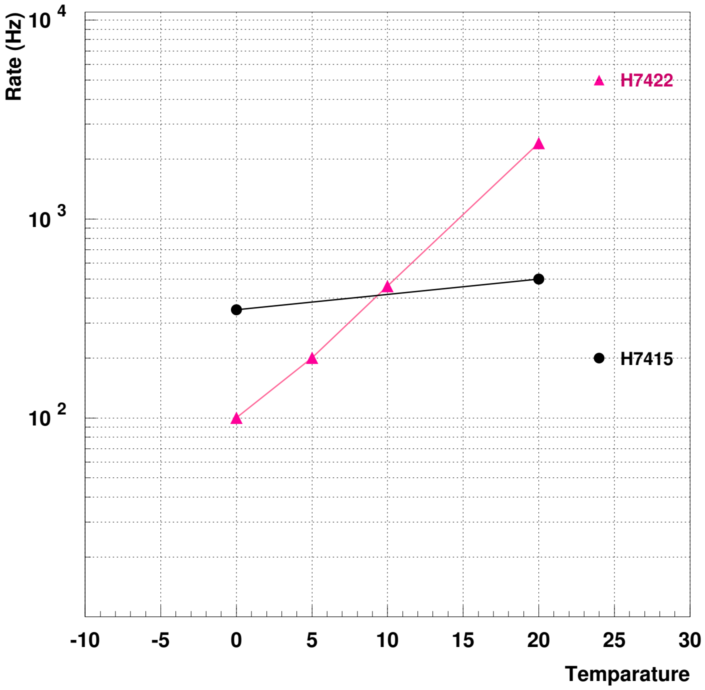

図 3.12: H7422 と H7415 の温度毎のダークカウントレート。横軸に恒温槽の設定温度、縦軸に単位時間あたりに Threshold を越えた数をとった。

ダークカウントと量子効率の相関

ここでダークカウントと量子効率に相関があるか調べるため、相対量子効率測定の結果とダークカウントの結果を比較する。

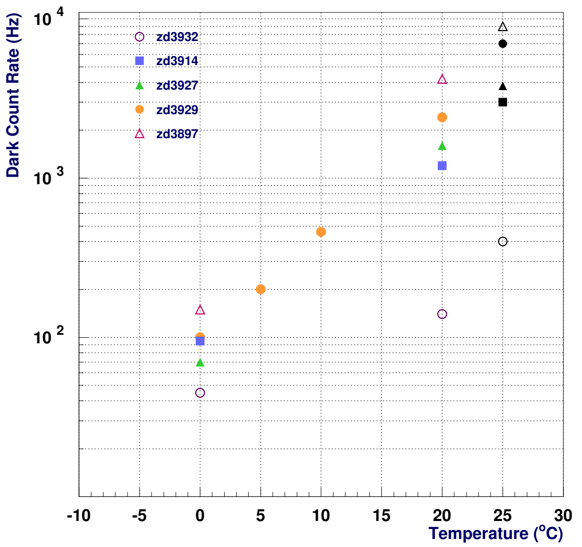

図 3.13: 5 本の H7422 についてのダークカウント測定の結果。25 °C の点は浜松ホトニクスの測定結果。

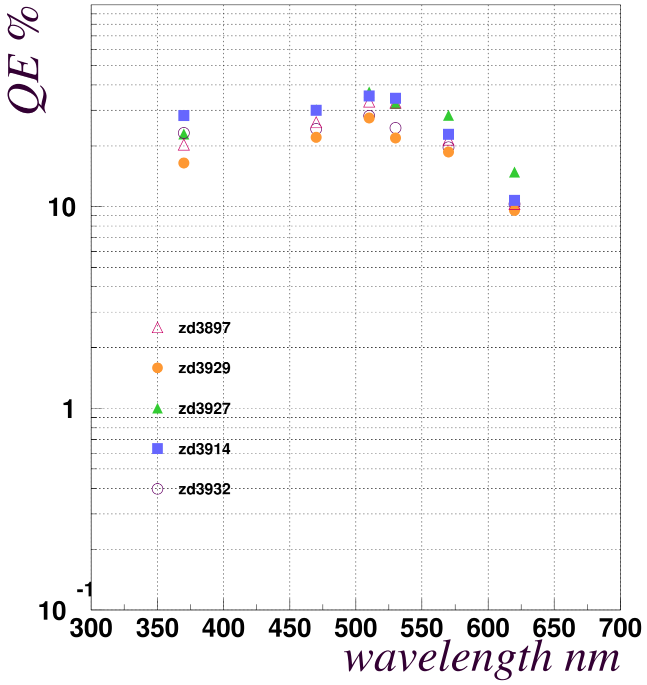

図 3.14: H7422、5 本について期待される絶対量子効率。

図 3.13 は 5 本の H7422 についてダークカウント測定を行った結果である。25°C の点は浜松ホトニクスによる測定データである。PMT によって個体差があるが、浜松ホトニクスの測定ともよく合った傾向を示している。相対量子効率測定の結果 (図 3.14 参照) と比較して、ダークカウントと量子効率にはっきりとした相関は見られない。

3.4　Linearity 測定

広い範囲で入射光量に対する陽極出力電流のリニアリティ(直線性) を保つ事は光電子増倍管の重要な性能の一つである。リニアリティを悪くする要因は主に以下の二つが挙げられる。

1. パルスモード 空間電荷効果によるもの
2. 直流モード 信号電流によるデバイダ電圧の変化によるもの

低レート時での動作の場合、主に問題となるのは空間電荷効果による陽極出力のサチュレーションである。強い光パルスが入るとダイノード後段で大電流が流れ、空間電荷密度が高くなるため電子流が妨げられ飽和現象が起こる。そのため入射光量に対する出力電流が理想的な直線性からのずれを生じる。

実際の実験で用いられる場合、シンチレーション光の発光量に対する出力電流の線型性はエネルギースケールをつける上で重要で、広いダイナミックレンジが要求される。そのため PMT の基本的な性能としてリニアリティを測定する事は重要である。

リニアリティ測定で問題となるのは入射光量をモニターする検出器自身のリニアリティである。例えば二桁のダイナミックレンジで測定を行う場合、モニターの検出器は少なくとも二桁のリニアリティが要求され、そのことを保証するためのシステムにも同様の要求が課せられるというジレンマに陥る。そこで我々は、モニターをリニアリティが保証されたダイナミックレンジ内でのみ用い、一方被験 PMT は二桁程度の広いレンジで測定可能なシステムを開発した。

3.4.1　測定方法

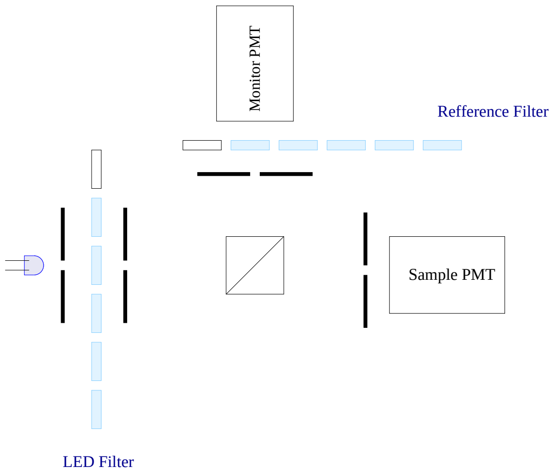

図 3.15: Linearity 測定のセットアップの概念図。

図 3.15 はリニアリティ測定のセットアップの模式図である。LED からの光をハーフミラーでモニター PMT とサンプル PMT に分けている。LED は PMT のレート耐性の影響が無視できる 1kHz で発光させる。モニター PMT は入射光量モニター用の PMT である。LED からの光量を調

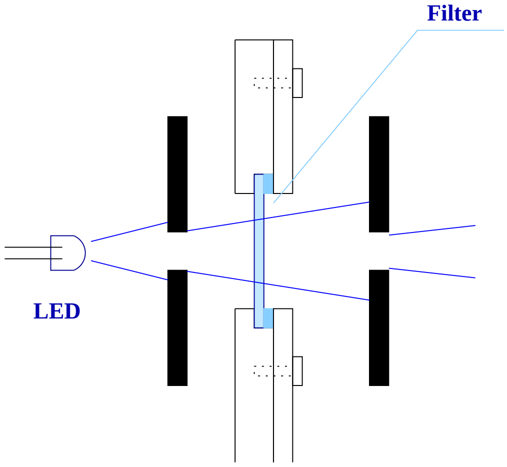

図 3.16: ND フィルターをアルミ板に固定した様子。

節する「LED フィルター」、モニター PMT に入る光量を調節する「Ref フィルター」はそれぞれ自動ステージによって操作できる。

ND フィルターは図 3.16 の様に溝を切ったアルミ板にはめ込まれている。溝はフィルターを二枚重ねて入れられるようになっており、一枚のみ使う時はアクリルのスペーサーを入れる。

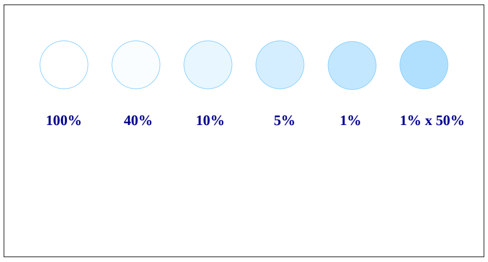

図 3.17: LED フィルターの配置

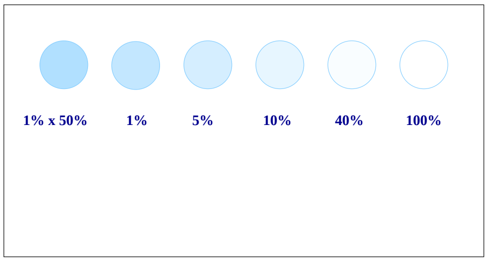

図 3.18: Ref フィルターの配置

LED フィルターと Ref フィルターは図 3.17、3.18 のようにアルミ板に固定されて 6 枚が横に並んでいる。LED フィルターと Ref フィルターはフィルターの透過率が同じフィルターを左右逆の順序で並べてある。使用したフィルターはシグマ光機製の可視光用反射型固定式 ND フィルターで、ガラス基板上面にコーティングしたクロム膜の厚さによって出射する光量を制限する。使用したフィルターの種類を表 3.3 に示す。

表 3.3: 測定で使用したフィルター。いずれも厚み 2mm、直径 30mm である。

FND-30C02-1	透過率 1%
FND-30C02-5	透過率 5%
FND-30C02-10	透過率 10%
FND-30C02-40	透過率 40%
FND-30C02-50	透過率 50%

図3.19はLEDフィルターのみ自動ステージで動かした時のモニターPMTのADCカウントで横軸はステージの移動距離になっている。同様に、図3.21はRefフィルターのみ自動ステージで動かした時のモニターPMTのADCカウントである。図3.20、3.22はPMTに光が100%入っている時のADCカウントでそれぞれ規格化した時の図で、モニターPMTで測ったフィルターの透過率ということになる。

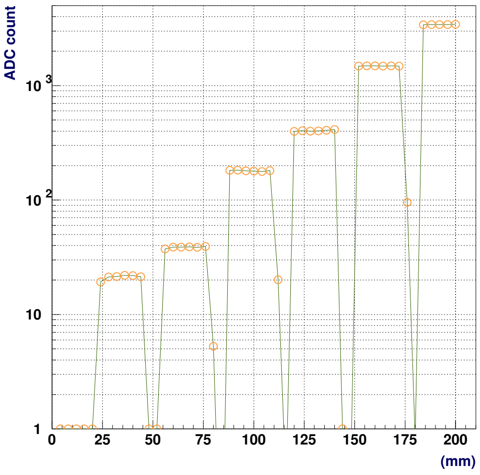

図 3.19: LED フィルターをスキャンした時のモニター PMT の ADC カウント

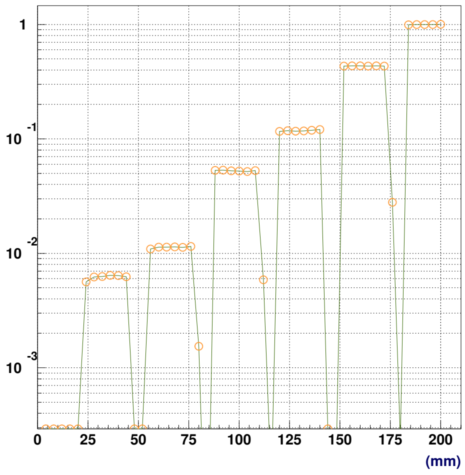

図 3.20: モニター PMT で測った LED フィルターの透過率

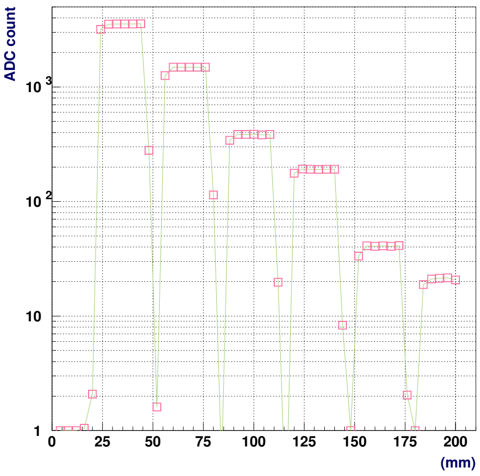

図 3.21: Ref フィルターをスキャンした時のモニター PMT の ADC カウント

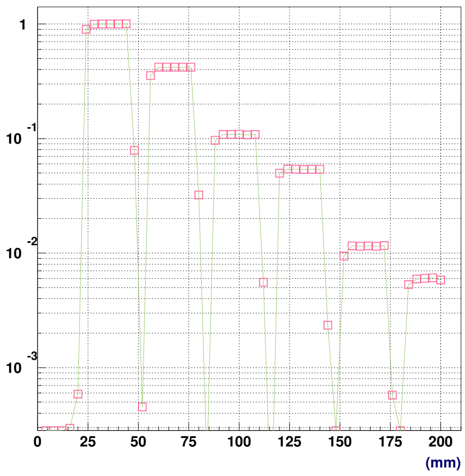

図 3.22: モニター PMT で測った Ref フィルターの透過率

リニアリティ測定は表3.4にある手順で行った。それを図で表したのが図3.23から3.26である。LEDフィルターで入射光量を増やした後、refフィルターでモニターPMTに入る光量を調節する。サンプルPMTに入る光量はLEDフィルターによって増やしていくが、モニターPMTに入る光量はRefフィルタによってある一定の範囲に制限される。透過率の値とADCカウントは理想的な場合の例を表している。この場合、モニターPMTはある範囲だけでリニアーであることを保証すればよい。表3.4にあるLED・Refフィルターの組み合わせを用いた場合、モニターPMTのADCカウントを80~400の範囲内に制限しつつもサンプルPMTはADCカウント10~2000までの200倍のダイナミックレンジで測定が可能である。

表3.4: リニアリティ測定の流れ

測定順序	LED filter 透過率	Reffernce filter 透過率	Monitor PMT ADC count	Sample PMT ADC count
1	1%×50%	100%	100	10
2	1%	100%	200	20
3	1%	40%	80	20
4	5%	40%	400	100
5	5%	10%	100	100
6	10%	10%	200	200
7	10%	5%	100	200
8	40%	5%	400	800
9	40%	1%	80	800
10	100%	1%	200	2000
11	100%	1%×50%	100	2000

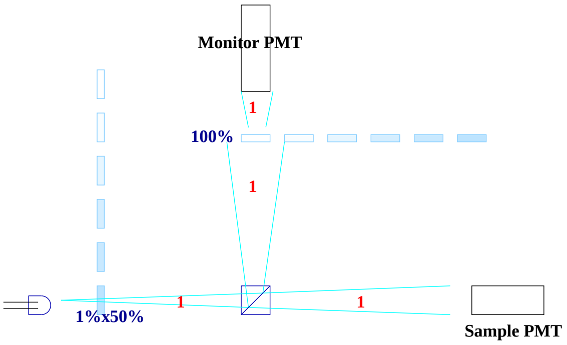
Monitor PMT
1
100%
1
1
1
1%x50%
Sample PMT

図 3.23: LED フィルターは一番低い透過率、Ref フィルターは透過率 100%の状態 (フィルターなし) から測定を始める。

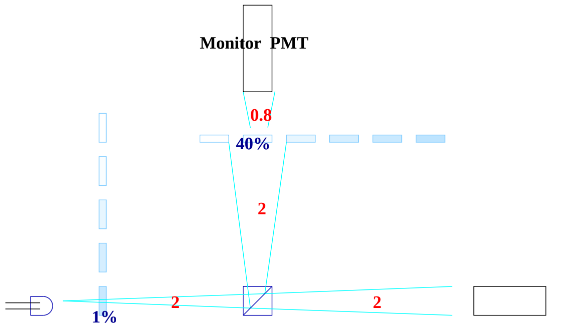
Monitor PMT
0.8
40%
2
2
2
1%
Sample PMT

図 3.24: LED フィルターの透過率を 1%×50%→1%に変える。Ref フィルターの透過率を 100%→40%に変える。SamplePMT に入る光量は約 2 倍になり、Monitor PMT に入る光量は図 3.23 とほぼ同量になる。

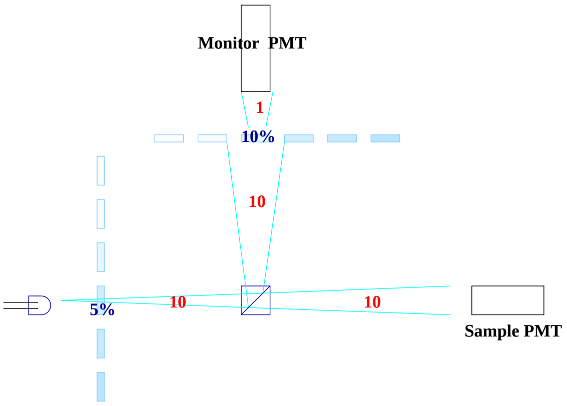
Monitor PMT
1
10%
10
10
10
5%
Sample PMT

図 3.25: SamplePMT に入る光量は約 10 倍、Monitor PMT に入る光量は図 3.23 とほぼ変わらない量である。

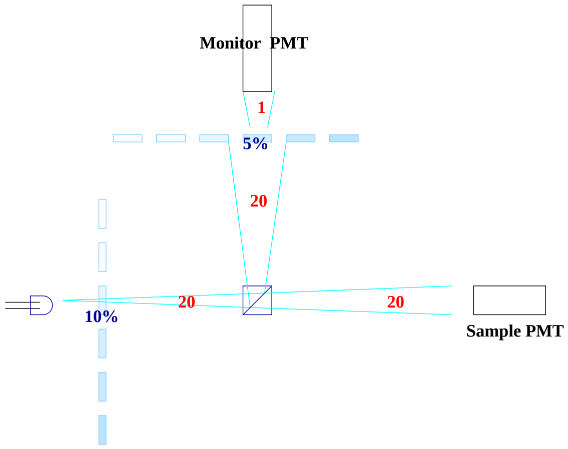
Monitor PMT
1
5%
20
20
20
10%
Sample PMT

図 3.26: 同様の手順で、SamplePMT に入る光量のみ増加させ、Monitor PMT に入る光量は最初の状態からほとんど変化させず測定できる。

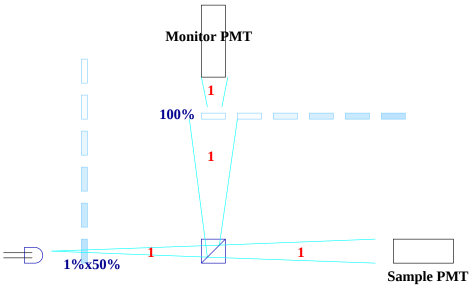
Monitor PMT
1
100%
1
1%x50%
1
1
Sample PMT

図 3.27: 光量モニターの概念図。

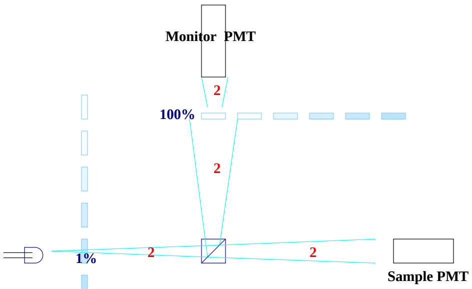
Monitor PMT
2
100%
2
1%
2
2
Sample PMT

図 3.28: 図 3.27 の状態から LED フィルターのみ変えた状態。SamplePMT に入る光量の増加分を Monitor PMT でモニターする。

入射光量の増加量は、図 3.27 と 3.28 に示すように LED フィルターを変えた前後のモニター PMT の出力 (ADC カウント) の比をとることでモニターする。モニター PMT は LED フィルターを変えた前後でのみ入射光量の変化をモニターすればよく、この場合 LED フィルター、Ref フィルターともに正確な透過率を知る必要はない。

この測定システムの特徴をまとめると、モニター PMT はリニアーなレンジ内でのみ使用し、LED フィルター交換前後の光量比を測定できればよく、またフィルターの透過率の正確な値の測定を必要としないことが挙げられる。

3.4.2　モニター PMT TEST

ここでの測定の目的はモニター PMT のリニアーな領域を探すことと、その領域がリニアリティ測定における役割を果たすために充分な広さを持つ事を確認することである。

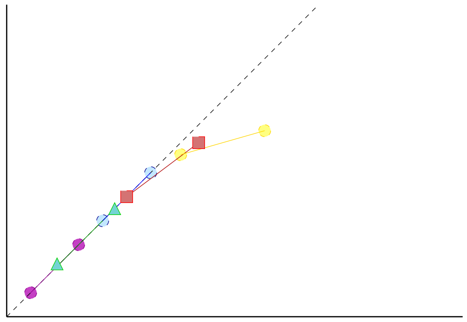

図 3.29: 入射光量に対する PMT の出力を表した Saturation Curve の模式図

図 3.29 は入射光量に対する PMT の出力を表した模式図である。同色の点を結んだ傾きをそれぞれ見ると、出力が飽和する領域では傾きが一定ではなくなる。これと同様の作業に相当するのが表 3.5 の手順で行う測定である。

表 3.5: 測定の流れ

LED filter の透過率	Refference filter の透過率	Monitor PMT ADC count
5%×50%	100%	100
5%×50%	40%	40
5%	100%	200
5%	40%	80
10%	100%	400
10%	40%	160
20%	100%	800
20%	40%	320
40%	100%	1600
40%	40%	640
100%	100%	4000
100%	40%	1600

図 3.30 は横軸は ADC カウント、縦軸は Ref フィルターの In/Out の ADC カウントの比である。リニアーな範囲では比はほぼ一定になり、出力が飽和してくると透過率 (In/Out の比) が見掛け上大きくなる。この図の中で、比が相対的に 0.5%以内で一定となる範囲でモニター PMT を使用する。

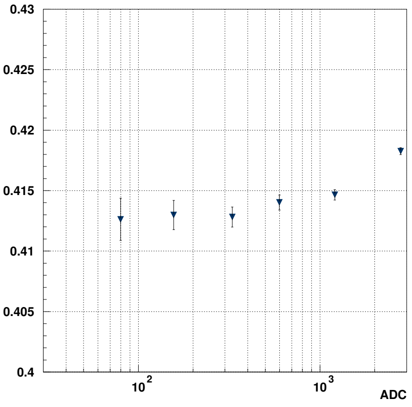

図 3.30: 光量ごとの Ref フィルターの透過率 (フィルター In/Out の比)。光量が大きいところでは出力の飽和によって透過率が大きく見える。

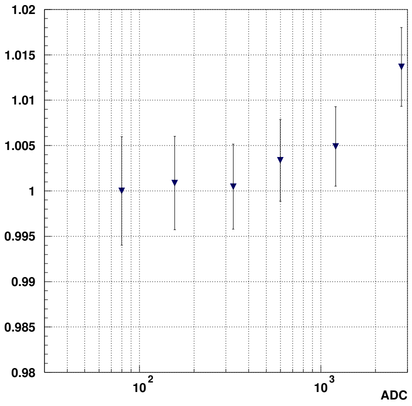

図 3.31: 図 3.30 の In/Out の比を最初の点で規格化した。

実際に、リニアリティ測定においてモニター PMT の ADC カウントは図 3.32 に示される範囲内に抑えられている。横軸は表 3.4 の番号が示す状態に対応している。■ は● の状態から LED フィルターの移動によって光量が上がった様子を示す。モニター PMT の ADC カウントは 200 から 1200 の範囲内に制限しつつ、サンプル PMT は 200 倍のダイナミックレンジでの測定が可能である。

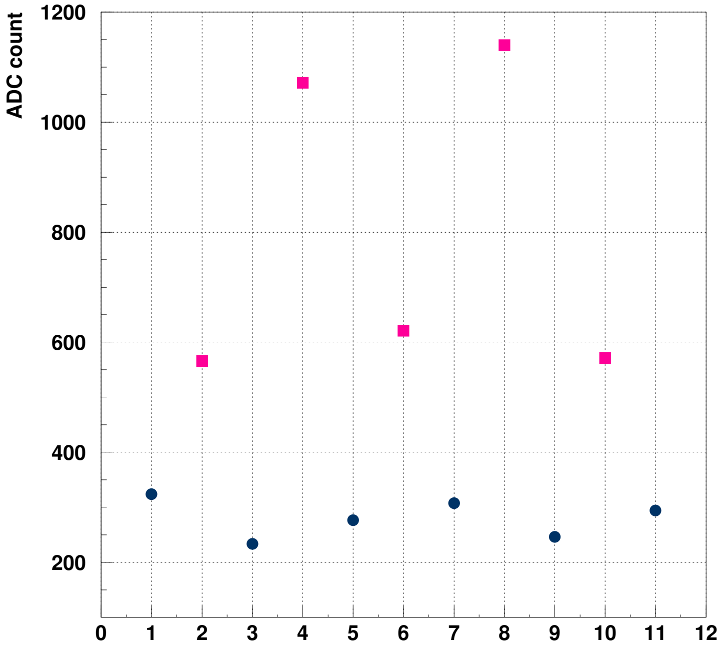

図 3.32: リニアリティ測定におけるモニター PMT の ADC カウントの推移。横軸は表 3.4 の測定順序の欄の番号に対応しており、縦軸はモニター PMT の ADC カウント。この程度の範囲で光量を調節してあることを示す。

3.4.3　測定結果

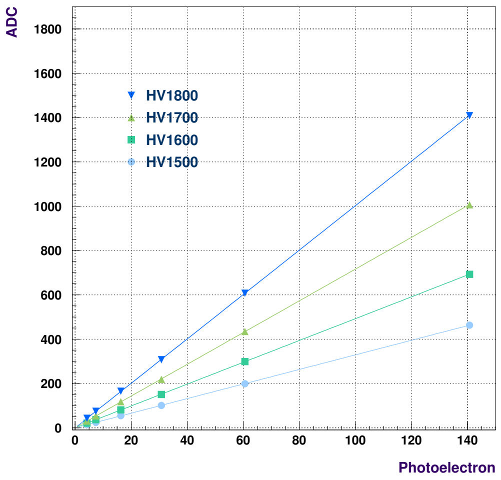

図 3.33: 入射光量の増加量が 40 倍程度のレンジで測定を行った時の H7415 についての結果。

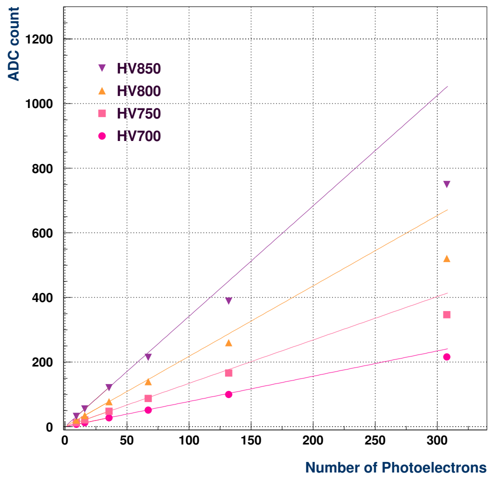

図 3.34: 入射光量の増加量が 40 倍程度のレンジで測定を行った時の H7422 についての結果。

図 3.33、図 3.34 は入射光量が 40 倍程度のレンジで測定を行った結果である。入射光量に対するサンプル PMT の出力を表している。本来リニアーなデバイスでも、測定システムが持つ傾向のためにノンリニアリティを持つように見える可能性がある。そのためリニアリティが期待できると思われる光量において測定を行い、この測定システムがリニアリティを正しく測定していることを確かめた。原点を通る直線でフィットし、その直線からのずれが 1%以内になるまで右端のデータ点からはずしてゆき、直線からのずれが 1%以内に収まる領域をリニアーな領域と定義する。

図 3.33、図 3.34 の横軸はサンプル PMT の光電子数を示している。光電子数はリニアーな領域で算出した光電子数の値に光量の増加量をかけることで評価している。

LED の発光量は H7415 と H7422 の場合で同じであるが、光電子数は量子効率の差のため違う。

H7415 はゲインが $\sim 10^7$、H7422 は $\sim 10^6$ での測定である。H7415 は HV1500 ~ 1800 でゲインが約 3 倍になり、H7422 は HV700 ~ 850 で約 4 倍になる。図 3.35、図 3.36 は入射光量が 150 倍程度になる時の測定結果である。図 3.33、図 3.35 からわかるように、H7415 はこの領域ではリニアリティを保っている。

一方、図 3.34、図 3.36 にあるように、H7422 ではゲインが高くなると出力が飽和する様子が顕著になる。H7422 は数百 p.e. 程度の領域では出力の線型性が悪くなるため、大光量での使用には適していないことがわかる。光量を評価する際にはダイナミックレンジに注意しなければならないが、Saturation のカーブを知っていれば補正することが可能である。また荷電粒子 veto 検出器としては ON/OFF で使用するためリニアリティが問題になることはないと考えられる。

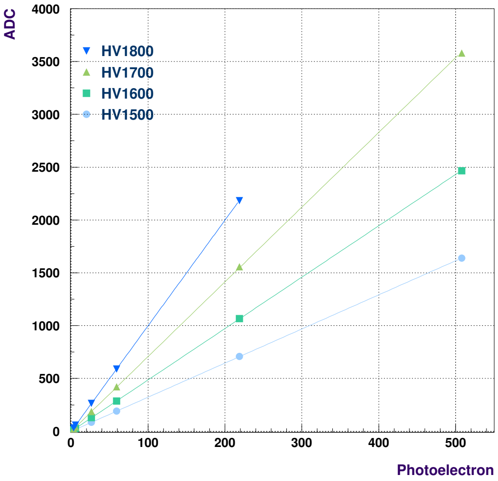

図 3.35: 入射光量の増加量が 150 倍程度のレンジで測定を行った時の H7415 についての結果。

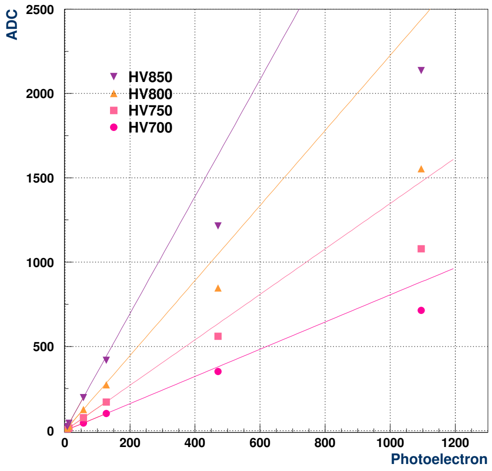

図 3.36: 入射光量の増加量が 150 倍程度のレンジで測定を行った時の H7422 についての結果

3.5　レート耐性の測定

PMT の性能として高レート実験においてゲインを安定に保つことは重要な要素である。PMT を高レートで使用するとゲインが変動する事が知られている。ゲインが変動すると検出効率が安定せず検出器としてのアクセプタンスを下げてしまうことが考えられる。

ゲイン変動の要因としてはリニアリティの場合と同様、空間電荷効果によるものとデバイダ電圧の変化によるものが挙げられる。

3.5.1　セットアップ

二つの LED を図 3.37 の様に並置し、それより約 30cm の距離に試験用 PMT を設置する。一つは基準光源となる Main LED と呼ばれ、プリセットスケーラーを用いて常に 1kHz で発光させる。もう一方は、Background LED で発光レートを変化させて用いる。Main LED が光っている時は veto 回路により Background LED が光らないように工夫されている。二つの LED の光量はほぼ同じにしてある。図 3.38 にレート耐性測定のロジック回路を示す。
Background LED の発光レートを変化させていったときに、Main LED による PMT のシグナルの変化を測定する。それぞれの LED の発光レートの設定は表 3.6 に示す通りである。

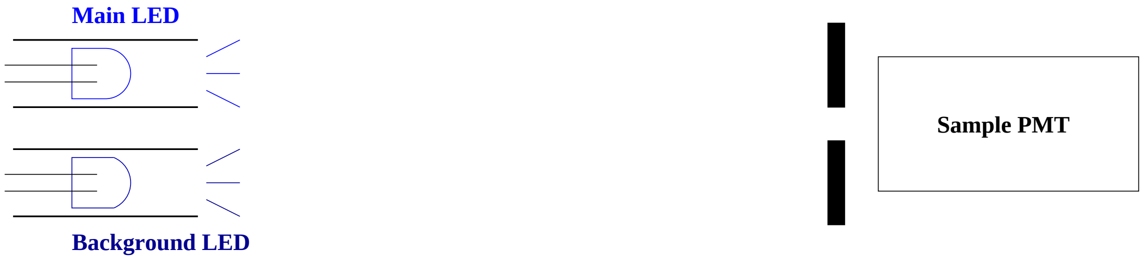
Main LED
Background LED
Sample PMT

図 3.37: レート耐性測定のセットアップ

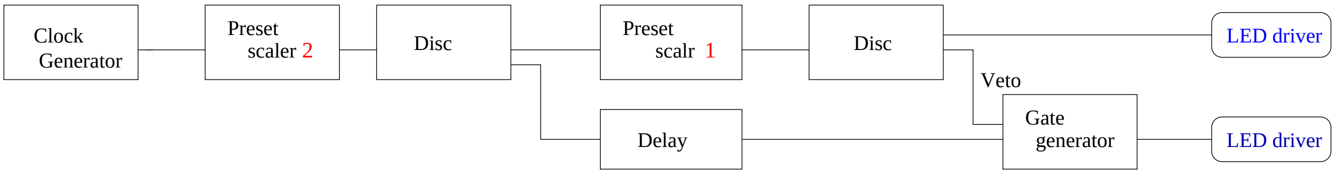
Clock Generator
Preset scaler 2
Disc
Preset scalr 1
Disc
Delay
Veto
Gate generator
LED driver
LED driver

図 3.38: レート耐性測定のロジック回路

表 3.6: Main LED、Background LED の発光レートの設定

Clock generator [Hz]	Preset scaler 1	Preset scaler 2	Main LED rate [Hz]	Background LED rate [Hz]
1k	1	1	1k	nothing
5k	5	1	1k	5k
10k	10	1	1k	10k
50k	50	1	1k	50k
100k	100	1	1k	100k
1M	200	5	1k	200k
10M	400	25	1k	400k
500k	500	1	1k	500k
50M	625	80	1k	625k
50M	806	62	1.00056k	806k
1M	999	1	1.001k	1M

3.5.2　LED 発光量のレート依存性

LED の発光量がレート依存性を持つと、PMT に流れる信号電流を正しく評価できない。Background LED の光量のレート依存性を調べるには PMT 自身のレート依存性の影響がない領域で測定を行う必要がある。そこで光量を 50p.e 程度に落してレート耐性測定を行った。その結果を図 3.39 に示す。この光量での PMT の出力に対するレートの影響は 2%程度であることがわかったので、Background LED の光量を 50p.e. 程度に設定し、レート依存性を測定した。その結果を図 3.40 に示す。LED の光量は 500kHz を過ぎると 5%ほど大きくなり 1MHz で 15%程度落ちる。高レート時に光量が落ちるのは LED ドライバーの特性によるものであることがわかっている。LED に電荷を供給するコンデンサーに対する充電時間が不足する影響であると考えられる [9]。例えば 1kHz で LED の光量を 100p.e. に設定してレート耐性の測定を始めた場合、1MHz では 85p.e. 程度の光量におけるレート耐性を見ている事になる。荷電粒子検出器として用いた場合、観測するシンチレーション光もこの程度の幅を持っているので、傾向を知る上では 15%程度の光量変化は問題にならない。

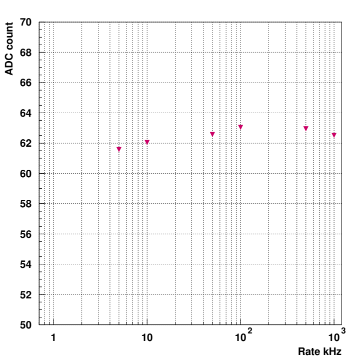

図 3.39: 50p.e 程度でのレート耐性測定の結果。

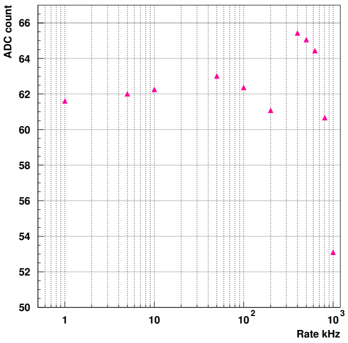

図 3.40: Background LED の光量の Rate dependence

Background LED のレートを変えて発光させた時に基準光源となる Main LED の光量に与える影響について測定を行った。

図 3.41 のように Background LED を黒い紙で覆った状態で光らせる測定を行った。

図 3.42 がその結果である。PMT の出力を 1kHz のデータで規格化してある。500kHz 以上で多少変化はみられるが、Background LED の影響は 1%以内と小さい。以上のことより、Main LED は発光量が 1%以内で安定している。

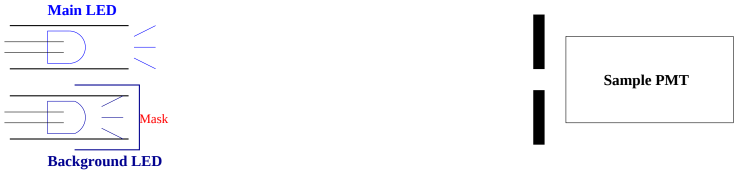

図3.41: Background LEDのレート依存性の測定のセットアップの概念図。Background LEDは発光しているが、PMTに光が入らないよう黒紙で覆われている。PMTには基準光源であるMain LEDからの光だけが入る。

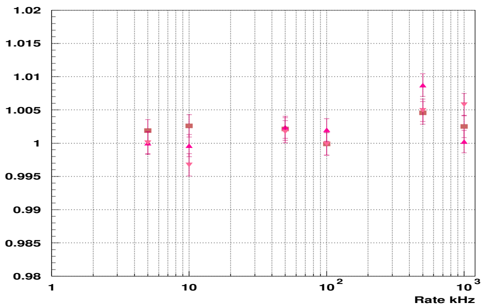

図3.42: Background LEDにマスクをして発光レートを変えた時のMain LEDの様子。1kHzの点で規格化してある。横軸はBackground LEDの発光レートを表している。

3.5.3　Rate耐性測定結果

図3.43、図3.44はH7415のレート耐性の光量ごとの結果である。それぞれMain、Background LEDの光量がともに100p.e程度、900p.e程度の時の結果である。低光量では1MHz付近で出力の増加が見られる。これはダイノードの最終段とアノード間に流れるデバイダ電流の影響でゲインが増加したためと考えられる。900p.eと光量が大きい場合は、出力は一度上昇して70%程度に落ちる。光量が大きい場合、空間電荷効果による出力の飽和も無視できなくなるためその影響があると思われる。

図3.45、3.46はH7422に対する結果である。図3.45からわかるように100p.e程度の光量では1k~1MHzまで出力の変化はほとんどない。一方、図3.46にあるように1000p.e程度の大きな光量になるとH7415同様、一度出力が上がって1MHzでは60%ほどに落ちる。

H7422が荷電粒子Veto検出器として用いられる場合の想定される光量は、100p.e以下と考えられるのでその範囲では充分なレート耐性を持つといえる。

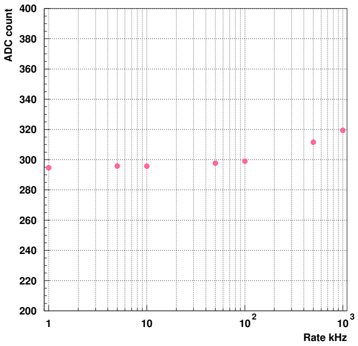

図 3.43: H7415 のレート耐性測定の結果。光量は 100p.e 程度である。

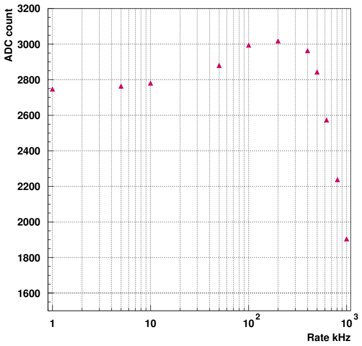

図 3.44: H7415 のレート耐性測定の結果。光量は 900p.e 程度である。

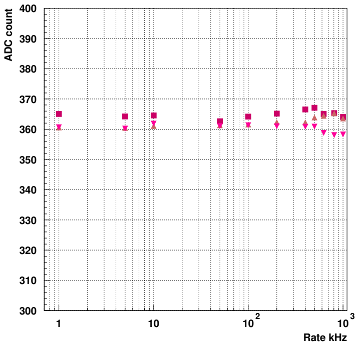

図 3.45: H7422 のレート耐性測定の結果。光量は 100p.e 程度である。

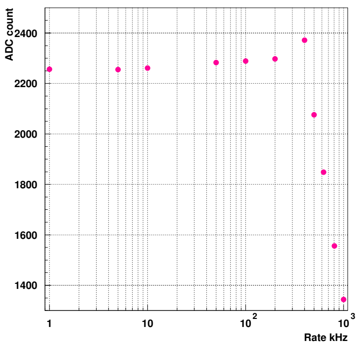

図 3.46: H7422 のレート耐性測定の結果。光量は 1000p.e である。

3.6 Position Dependence

自動ステージを平面的に動かすことで図 3.47、3.48 のような光電面上での入射位置ごとの感度分布を調べることができる。図 3.47、3.48 は H7422 の光電面の感度分布で横軸・縦軸は光電面上の光の入射位置を示す。

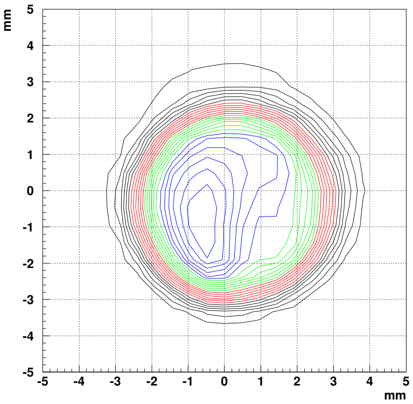

図 3.47: 光量が 10p.e. 程度の時の ADC カウントの分布。偏りのある分布になっている。

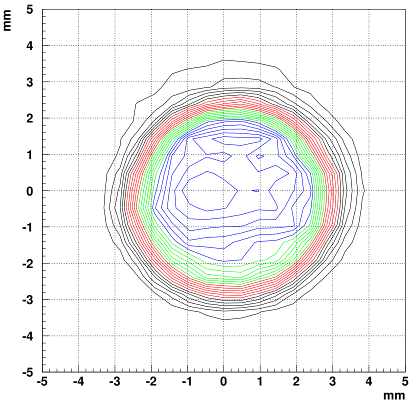

図 3.48: フォトンカウンティング法とポアソン統計を用いて評価した光電子数の分布。中心付近ではほぼ一様な分布になっている

図 3.47 は光量が比較的多く 10p.e. 程度の時の ADC カウントの分布である。これを見ると水平方向に偏りを持った分布になっている。ADC カウントの値は量子効率とゲインの積に比例しているため、この偏りが量子効率によるものかゲインによるものなのか区別できない。そこでゲインの効果を除くため、光量を 0.1p.e. 以下にしてフォトンカウンティング法とポアソン統計を用いて光電子数を評価した。

図 3.48 は Poisson 統計に基づいて評価した光電子数の分布である。即ち、平均光電子数が μ の時 n 個の光電子が観測される確率 $P_n(\mu)$ は

$$P_n(\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

となる。従って、ADC がペデスタル (0 p.e.) になる確率は

$$P_0(\mu) = e^{-\mu}$$

である。つまり、ペデスタルの割合から平均光電子数が

$$\mu = -lnP_0$$

と計算できる。

図 3.48 からわかるように中心は一様な分布になっており、図 3.47 に見られる分布の偏りはゲインによるものだと分かる。

H7422について光の入射位置ごとの光量測定を更に細かく行うことにし、1mm間隔の格子点上で光量を調べた。その結果が図3.49である。1mmごとに山と谷が交互に現れている。これは光電面に近接するフォーカシングメッシュという電極が原因と考えられる。この電極は光電面から出た光電子をダイノードに導く役割を担う。しかしある確率で、このメッシュに当ってダイノードに到達できない電子が生じ部分的に光電子収集効率が落ちる要因になる。山と谷の部分では、10%程度の出力の差が見られる。図3.50はH7422の光電面の写真である。横に走っている線がフォーカシングメッシュ電極である。

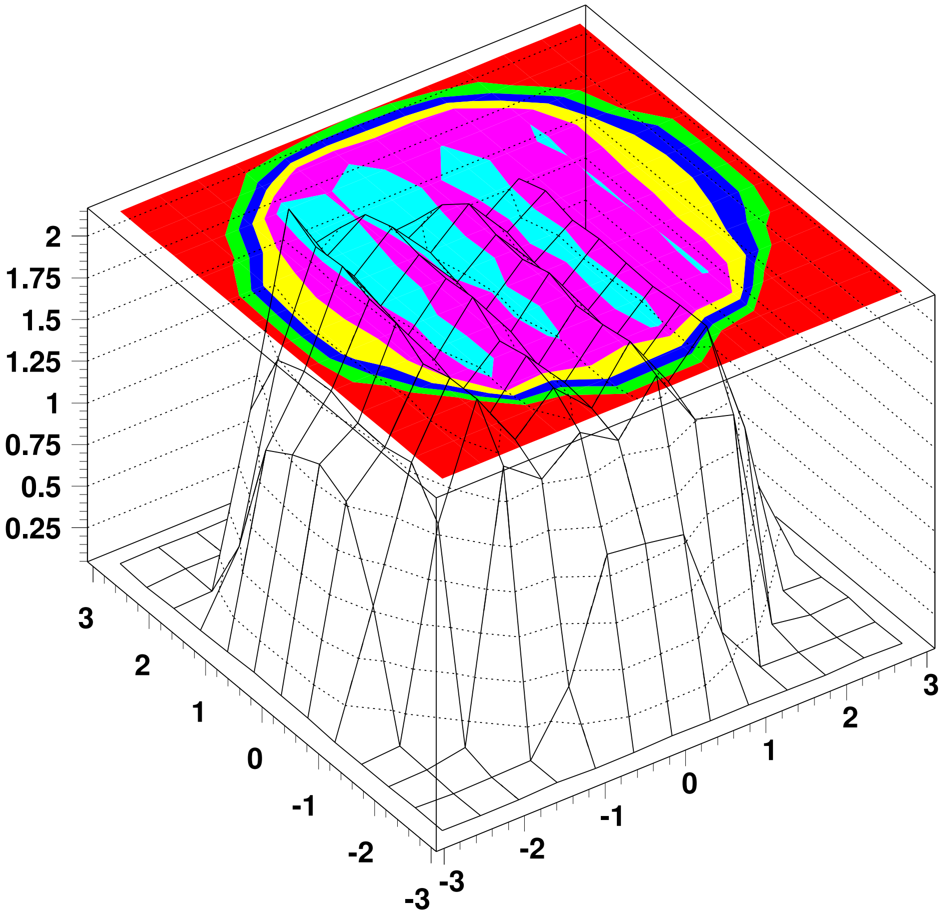

図3.49: H7422の光電面の位置ごとのADCカウント分布。約1mmごとに光量の落ちる部分が現れる。

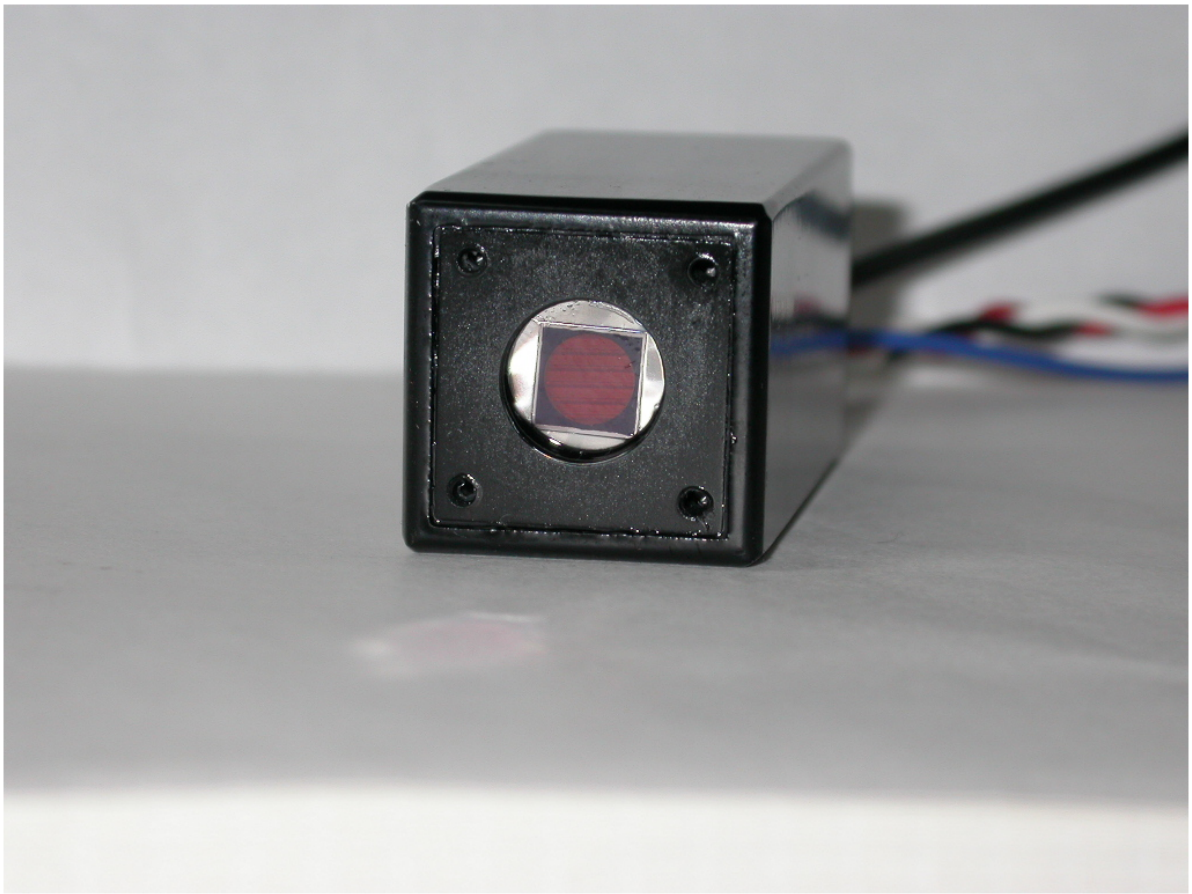

図 3.50: H7422 光電面の写真。光電面の奥にフォーカシングメッシュ電極が透過して見える。

第4章　プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバー読み出しの光量測定

第三章の相対量子効率測定で、H7422(GaAsP 光電面 PMT) は標準的な PMT である H7415(バイアルカリ光電面 PMT) と比べて緑の波長で 3 倍の量子効率を持つことが分かった。

ここでは、Eyepipe 荷電粒子検出器で用いられる波長変換ファイバーとプラスチックシンチレーターのカウンターの光量評価測定について述べる。プラスチックシンチレーターとファイバーとを組み合わせた場合でも期待通りの光量が得られるかを線源を用いた測定によって調べた。

4.1　プラスチックシンチレーター、波長変換ファイバー、PMT による光量測定

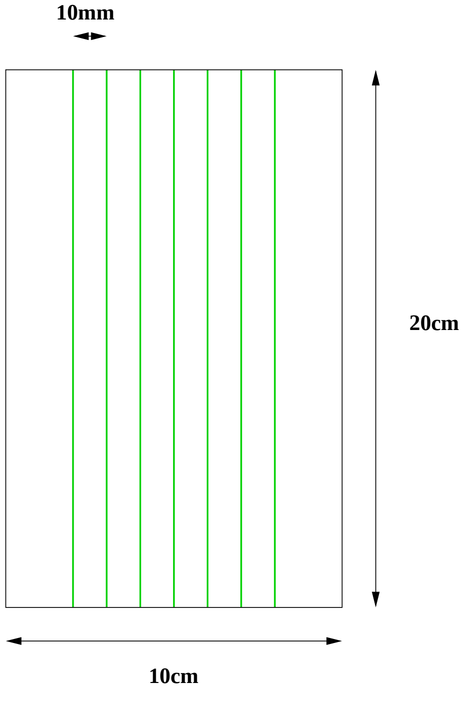

図 4.1: 測定に用いたプラスチックシンチレーター: 長さ 20cm、幅 10cm、厚さ 3mm。長さ方向に波長変換ファイバーが等間隔で埋められている。

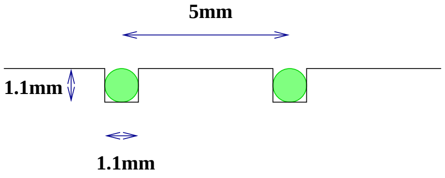

図 4.2: シンチレーターの断面図。1mmϕ のファイバーを埋めるための溝が、幅・深さ 1.1mm で切られている。

線源には ^{90}Sr、PMT は H7422、H7415 それぞれ二本ずつを用いた。ファイバーは ϕ1mm、プラスチックシンチレーターは 20cm×10cm×3mm のもので、図 4.1 に示すように 20cm 方向にファ

イバーを埋めるための溝が深さ・幅 1.1mm で切ってある (図 4.2 参照)。溝の間隔は 5mm と 10mm の二種類あり、それぞれファイバーを 7 本と 15 本埋める。

プラスチックシンチレーター

今回の測定に用いたのは標準的に用いられる青色発光する EJ-212(ELJEN Technology 社製) である。図 4.3、表 4.1 にそれぞれ発光スペクトラムと特性を示す。

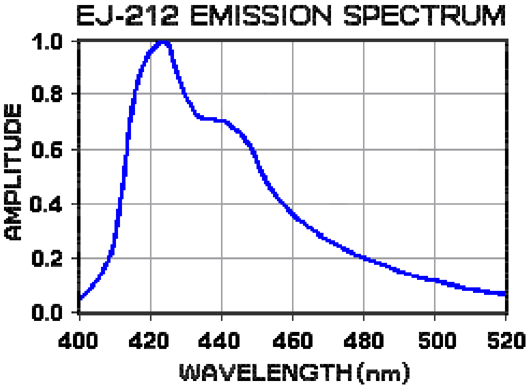

図 4.3: EJ-212 の発光スペクトラム

Light Output	65% anthracene
Scintillation Efficiency	10,000 photons/1MeV e^-
WaveLength of max emission	423 nm
Rise Time	0.9 ns
Decay Time	2.4 ns
Refractive Index	1.58
Density	1.03 g/cc

表 4.1: EJ-212 の特性

波長変換ファイバー

波長変換ファイバーはコアの部分に波長変換材が混ぜ込まれた光ファイバーである。外部から入って来た光を波長変換材が吸収し再発光するため、再発光された光の一部はファイバー中を伝搬することができる。再発光する光の波長は吸収光の波長よりも長いのでファイバーの減衰長はプラスチックシンチレーターよりも長くなり、より長い距離を伝搬することができる。測定ではクラレ社製の緑色の発光波長をもつ Y11(200)M-S を用いた。

オプティカルグリース

ファイバーはプラスチックシンチレーターに切ってある幅・深さともに 1.1mm の溝に埋められる。Y11 の屈折率はコア 1.59、内側のクラッド 1.49、外側のクラッド 1.42 で、シンチレーターは 1.58 である。屈折率が外側のクラッドとプラスチックシンチレーターに近いもので間を埋めればシンチレーターからファイバーに入る光量が多くなることが期待できる。今回用いたのは GE 東芝シリコーン社製 TSF-451-5M(屈折率 1.402) である。

反射材 **EJ590/B10**

EJ-590/B10 は厚さ 2.0μm の非常に薄いポリエステルのフィルムの両面にアルミを蒸着したもので高い反射率を持つ酸化チタンの反射材と比べて 15%程光量が多く得られる事が分かっているため [10] これを使用した。

4.1.1　測定のセットアップ

測定装置のセットアップを図 4.4、4.5 に示す。プラスチックシンチレーターに 7 本のファイバーが 10mm 間隔で埋め込まれ、その両側を PMT で読み出す。シンチレーターの中心 (トリガーカウンターの位置) から PMT までの距離は 18cm で光はこの長さを伝搬することになる。

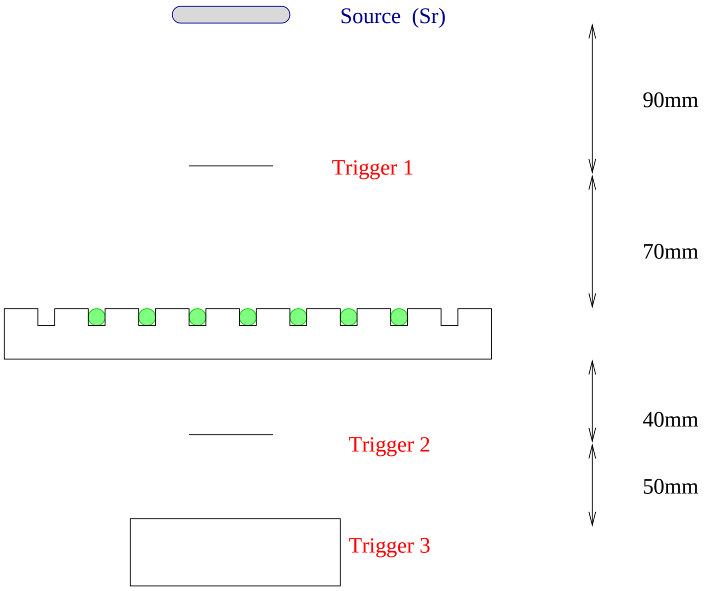

図 4.4: 光量測定システムのセットアップ (Side View)。

Trigger Counter

測定には三つのトリガーカウンターを使用した。

- Trigger1,2 10×10×0.2mm の薄いシンチレーターを H7415 にマウントしたものである。
- Trigger3 50mm×70mm×5mm のシンチレーターを 2 インチ PMT の H1161 にマウントしたものである。

ロジック回路

図 4.6 はデータ収集系のロジック回路図である。三つのトリガーカウンターのコインシデンスを ADC のゲート信号にしている。PMT1,2 はファイバーからの光量を測定している。

4.1.2　プラスチックシンチレーター中での電子の Energy Deposit

図 4.7 は ^{90}Sr の電子のエネルギースペクトラムである。プラスチックシンチレーター中での電子のエネルギー損失を見積もるため Geant を用いたシミュレーションを行った。ある決まったエ

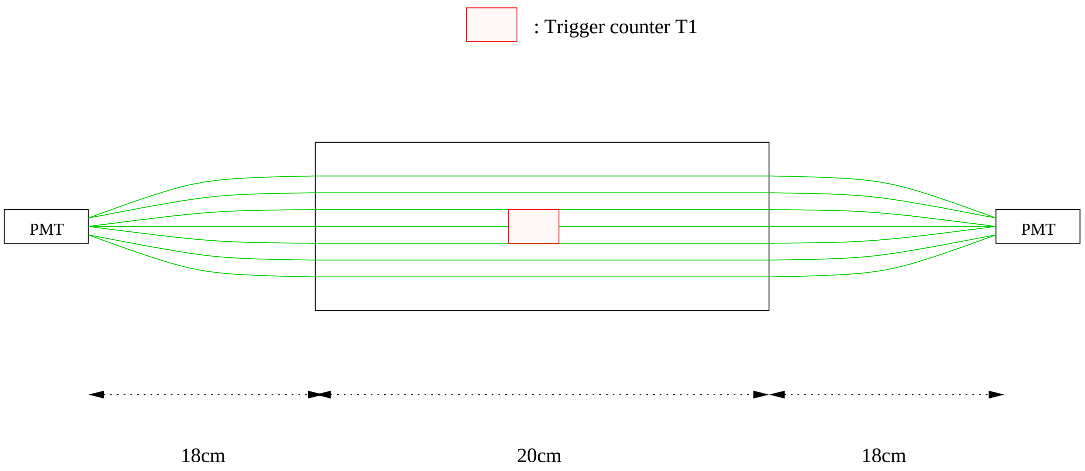
: Trigger counter T1
PMT
PMT
18cm
20cm
18cm

図 4.5: 光量測定システムのセットアップ (Top View)。

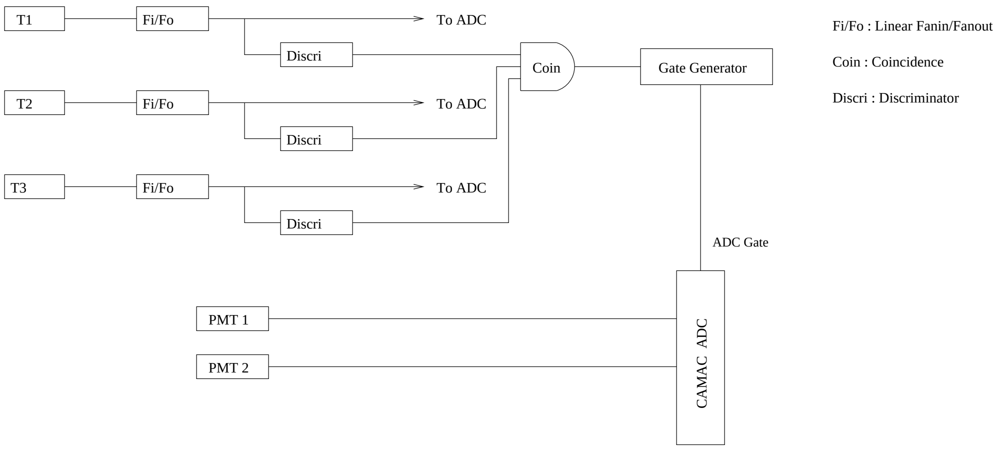
T1
Fi/Fo
To ADC
Discri
T2
Fi/Fo
To ADC
Discri
T3
Fi/Fo
To ADC
Discri
Coin
Gate Generator
ADC Gate
PMT 1
PMT 2
CAMAC ADC
Fi/Fo : Linear Fanin/Fanout
Coin : Coincidence
Discri : Discriminator

図 4.6: ロジック回路

ネルギーの電子を入射させ、3mmのプラスチックシンチレーター中でのエネルギー損失を求めた。これらを図4.7から得られるイールドの比をかけて足し合わせた結果が図4.8である。電子は3mmプラスチックシンチレーター中で平均660keVのエネルギーを落すことがわかった。一方、高エネルギーの粒子(MIP)に対しては3mm厚のシンチレーター中でのエネルギー損失は600keVとなることが期待されるので、^{90}Srを用いた測定の結果をMIPにあてはめる際には10%程度の補正が必要になる。

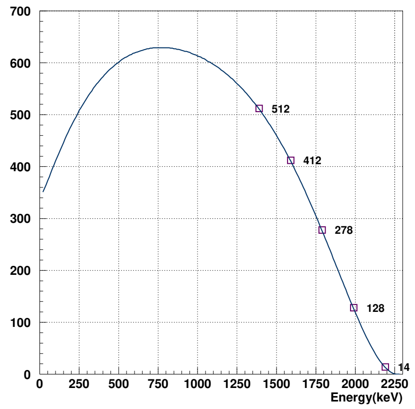

図4.7: ^{90}Srのエネルギースペクトラム

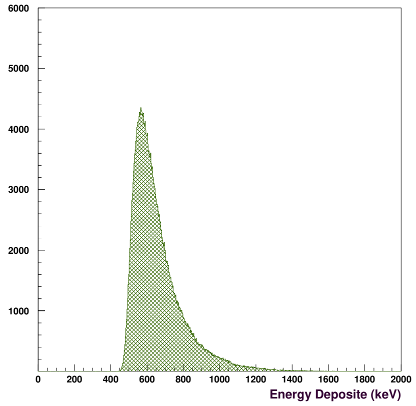

図4.8: 3mmプラスチックシンチレーター中での電子のEnergy Deposit

4.2　ファイバーとPMTのコンタクト

ファイバー固定用クッキー

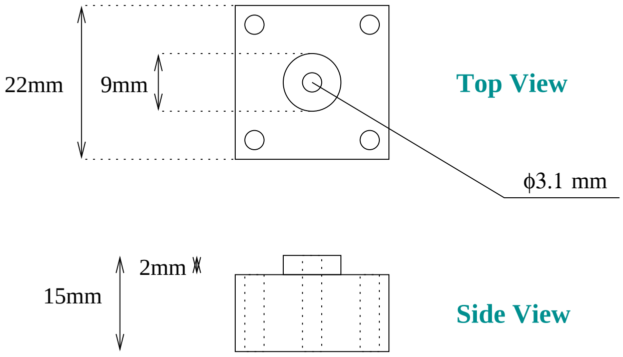

図4.9: H7422用のクッキー。

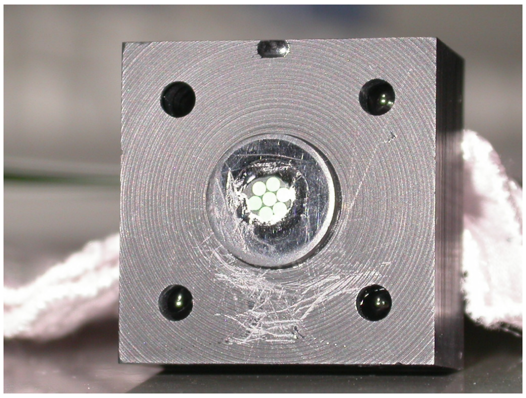

図4.10: クッキーに接着された状態のファイバー。

図4.9のような、クッキーと呼ばれるアクリルにファイバーを通して接着する。このクッキーは

H7422用に設計されており、図4.10にファイバーを取り付けた後の概観写真を示す。H7422はガラス面が1mmほどくぼんでいるため、ガラス面に接する面はその大きさと深さに合わせて設計されている。光電面はガラス面から1.5mm奥にある。四つの角をネジで固定する事ができるので、ファイバーを正確に光電面の中心に合わせることができる。

ファイバーの位置ごとの光量評価

H7422は光電面が小さいためファイバーから出た光が有効感度領域に入っているかが問題となる。そこで以下のような測定を行った。7本のファイバーに図4.13のように場所ごとに番号をつけ、ファイバーを一本ずつLEDで照らしH7422で読み出した時の光量を比較した。図4.11のようにファイバーは一本ずつアルミ板の溝の上に置かれ、溝の途中には直径15mmの穴が開いている。アルミ板の下では自動ステージによってLEDが水平に稼働できるようになっており、しぼりを通った光がファイバーを下から照らしている。測定の結果を表4.2に示す。

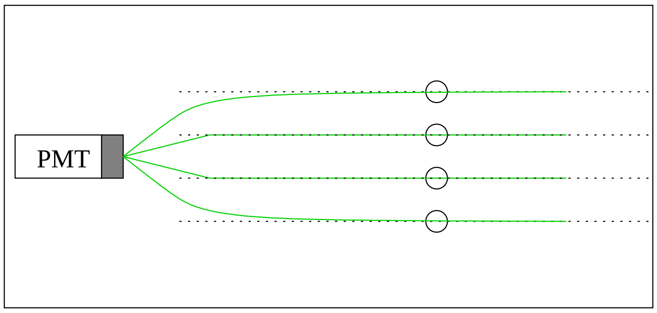

図4.11: ファイバーの場所ごとの光量評価測定のセットアップ。(Top View) 途中に穴の開いた溝の上にファイバーが置かれている。

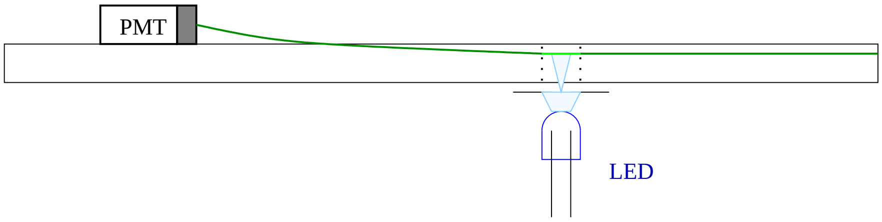

図4.12: ファイバーの場所ごとの光量評価測定のセットアップ (Side View) ファイバーの下をLEDが自動ステージで移動しながらスキャンする。

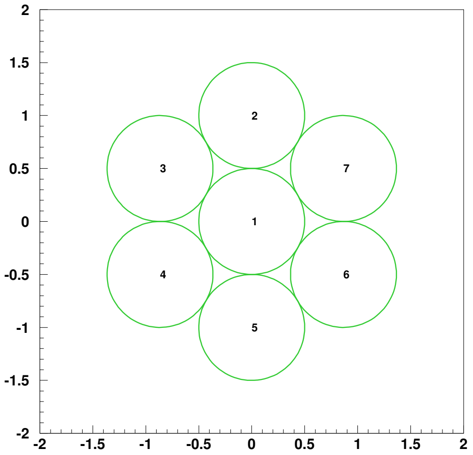

図 4.13: ファイバー位置に対応した番号。

ファイバーの番号	ADC カウント
1	341.6
2	371.6
3	357.3
4	322.6
5	320.3
6	383.5
7	383.0

表 4.2: ファイバーの場所ごとの ADC カウント

ファイバー 1 本 1 本を照らした時の光量と 3.2.1 節の方法で H7422 の光電面をスキャンした場合の光量分布を比較した。図 4.14 はファイバーを 1 本ずつ照らした時のファイバーの位置ごとの光量である。図 4.15 中の値は、相対量子効率測定の時と同様に自動ステージによって光電面をスキャンした際の光量の分布から算出したファイバー中心に相当する箇所の ADC カウントの平均値である。それぞれ中心 (0,0) の値で規格化してある。さらに光電面が 1-1/8inch と充分大きく、ファイバーからの光が確実に有効感度領域に収まる PMT(H8643(Green Extended)) でも同様の測定を行った。H8643(Green Extended) は緑の波長に感度のある光電面を持つ PMT で、H7415 と比べて 1.1 倍程度の相対量子効率を持つ。

図 4.16 は H8643(Green Extended) での測定の結果である。光電面の光の入射位置ごとの光量分布の結果と同じように一様な分布になっている。このことからファイバーから PMT に入る光はほぼ一定であると考えられる。H7422 については、3.6 節の測定において、入射位置によって光量が 10%程度ばらつくことが確認されている。7 本のファイバーを完全に対称に配置することができていないため、図 3.49 に見られる溝に平行にファイバーが並んでおらず、光量の分布が偏っていると考えられる。

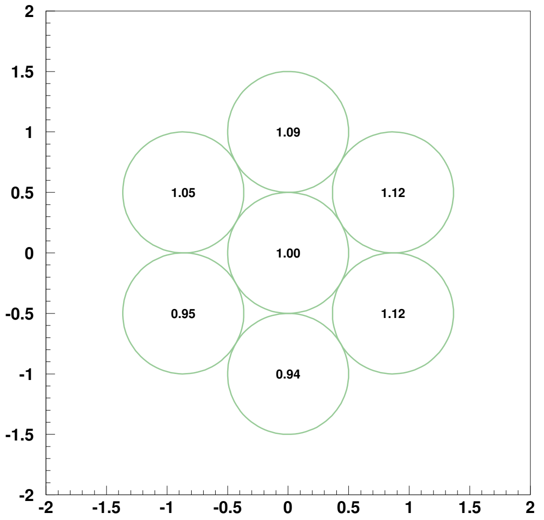

図 4.14: 一本ずつファイバーに光を当てて読み出した時のファイバーごとの光量 (使用した PMT は H7422)。

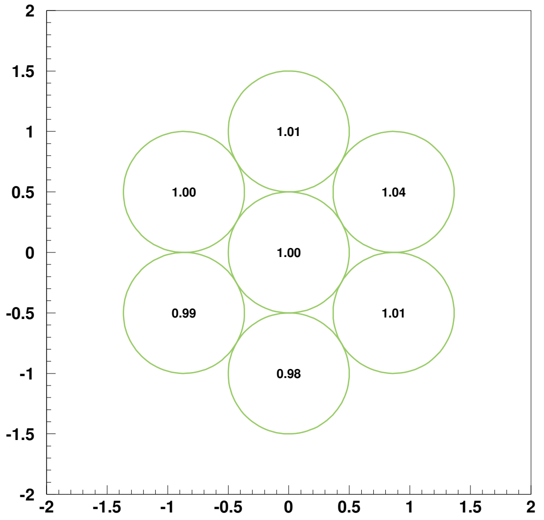

図 4.15: 自動ステージで光の入射位置を変えてスキャンした時の、場所ごとの光量分布。ファイバーの位置に相当する箇所の ADC カウントを用いている。(使用した PMT は H7422)

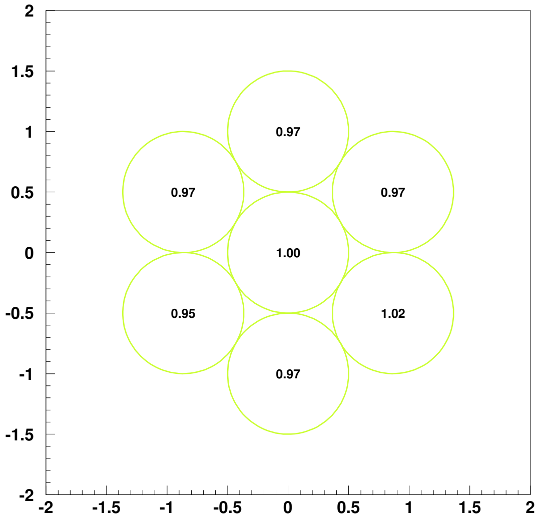

図 4.16: 一本ずつファイバーに光を当てて読み出した時のファイバーごとの光量 (使用した PMT は H8643(Green Extended))。

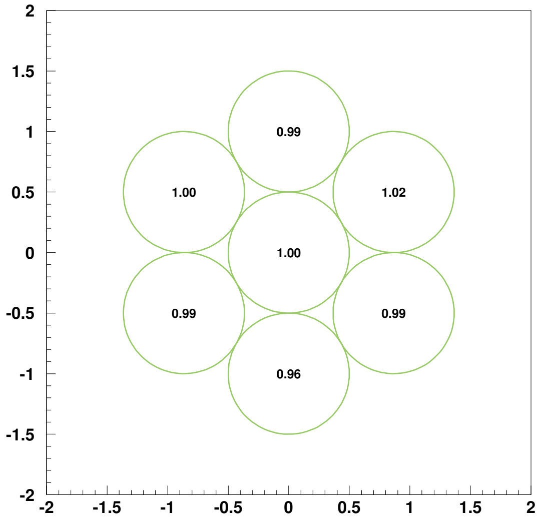

図 4.17: 自動ステージで光の入射位置を変えてスキャンした時の場所ごとの光量分布 (使用した PMT は H8643(Green Extended))

4.3　光量測定結果

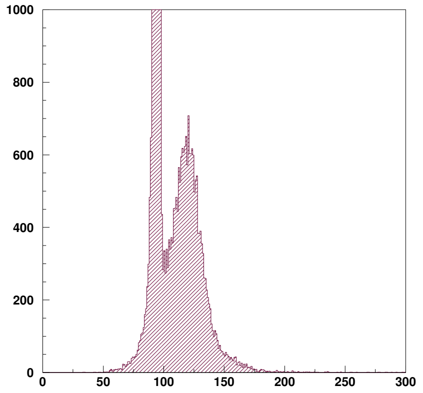

図 4.18: Single Photoelectron Peak

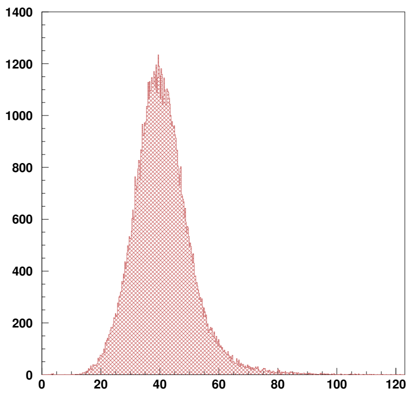

図 4.19: 3mm 厚プラスチックシンチレーター、7 本読みの時の光量分布。PMT は H7422(zd3897)。横軸は Photoelectron 数

光量は Single Photoelectron あたりの ADC カウントでヒストグラムの Mean を割算して求めた。図 4.18 は Single Photoelectron の ADC 分布である。ADC が 120 カウントあたりに 1p.e. に相当するピークが見える。ペデスタルの値を差し引くことで 1p.e. あたりの ADC カウントを算出する。図 4.19 は 3mm 厚プラスチックシンチレーター、7 本ファイバー、H7422(Serial;zd3897) を組み合わせた時の光量分布である。横軸は 1p.e. あたりの ADC カウントの値を用いて Photoelectron 数に直してある。

4.3.1　PMT による光量の比較

量子効率の異なる PMT による光量の比較を行った。用いた PMT は GaAsP 光電面を持つ H7422 とバイアルカリ光電面を持つ H7415 である。H7422 は相対量子効率測定により緑の波長で H7415 の 3 倍の感度を持つことがわかっている。測定に用いた波長変換ファイバーの Y11 は緑色領域 (470 ~ 530nm) に発光波長を持つ。このことからファイバーを用いた測定でも光量が 3 倍程度得られることが期待できる。プラスチックシンチレーターの厚さは 3mm でファイバーは 7 本を両側で束ね読みした。測定同士をつなげるため、測定毎に PMT を片方ずつ変えていった。表 4.3 に測定結果を示す。
測定 1 と 2、2 と 3 を比較すると H7422 は H7415 の 3 ~ 4 倍の光量になっていることがわかる。測定 1 と 5 を比較すると PMT を左右変えても同じだけ光量に差が出ている。このことから光量の差は量子効率の差で、左右のファイバーからは同じ量の光が出ていると考えられる。実際、相対量子効率測定の結果と測定 3 における光量の差は一致している。

表 4.3: PMT を変えた測定の結果

Run Number	右側の PMT(得られた光量)	左側の PMT(得られた光量)
1	H7415-1(10.5p.e.)	H7415-2(12.4p.e.)
2	H7422-1(39.3p.e.)	H7415-2(12.4p.e.)
3	H7422-1(37.3p.e.)	H7422-2(35.0p.e.)
4	H7415-2(12.7p.e.)	H7422-2(36.4p.e.)
5	H7415-2(13.2p.e.)	H7415-1(10.3p.e.)

4.3.2　ファイバーの本数を変えた測定

プラスチックシンチレーターに埋め込むファイバーの本数を増やせば、表面積が増えるため吸収する光が多くなることが期待できる。ファイバーを埋め込む溝が 5mm 間隔の場合と 10mm 間隔の場合を比較した。それぞれの場合でファイバーの本数は 7 本と 15 本である。プラスチックシンチレーターの厚さは 3mm である。測定の結果を表 4.4 に示す。

表 4.4: ファイバーの本数を変えた測定の結果

ファイバーの本数	Run Number	右側の PMT(得られた光量)	左側の PMT(得られた光量)
7	1	H7415-1(10.5p.e.)	H7415-2(12.4p.e.)
	5	H7415-2(13.2p.e.)	H7415-1(10.3p.e)
15	6	H7415-2(16.0p.e.)	H7415-1(13.5p.e.)

ファイバーの本数を 7 本から 15 本にしたことによる光量の増加は 30%程度である。ファイバーの本数が増えた事による寄与は一様ではなく、シンチレーション発光が起きる中心付近での寄与がほとんどであると考えられる。

4.3.3　プラスチックシンチレーターの厚さを変えた測定

シンチレーターの厚さが増しただけ発光量が多くなると予想される。ファイバーの本数は 7 本で、シンチレーターの厚さが 3mm と 5mm の時の比較を行った。測定結果を表 4.5 に示す。

表 4.5: シンチレーターの厚さを変えた測定の結果

シンチレーターの厚さ	Run Number	右側の PMT(得られた光量)	左側の PMT(得られた光量)
3	5	H7415-2(13.2p.e.)	H7415-1(10.3p.e)
	3	H7422-1(37.3p.e.)	H7422-2(35.0p.e.)
5	7	H7422-1(67.4p.e.)	H7422-2(61.0p.e.)
	8	H7415-2(22.9p.e.)	H7415-1(18.2p.e.)

それぞれ3mmと5mmの場合で、両側をH7415同士、H7422同士で読み出した。いずれも3mmと5mmでは1.7~1.8倍の光量の増加が得られた。光量はシンチレーターの厚さに比例している増えている事が確認された。

4.4　光量測定のまとめ

相対量子効率の測定の結果、H7422(GaAsP光電面PMT)は標準的なバイアルカリ光電面PMTと比べて緑の波長で約3倍の量子効率が期待できる事が分かった。

プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた測定でもH7422はH7415と比較して3倍の光量が得られる結果となった。

プラスチックシンチレーターの厚さを変えた測定では厚さに比例して光量を増加する結果を得た。ファイバーの数が7本から15本に増やした測定では、30%程度光量が増加した。したがって、有効感度領域の大きなGaAsP光電面PMTを用いれば3mm厚で平均38.3p.e(7本束ね読み)の更に30%増しで49.8p.e.になることが期待できる。プラスチックシンチレーター1mmあたりに換算すると片読みで17p.eが得られ、4.1.2で議論した補正をするとMIPでは片読みで1mmあたり15p.e.の光量が得られると予想される。

第5章　波長変換ファイバーの減衰長測定

Eyepipe 荷電粒子 veto 検出器 (Eyepipe veto) では、光は数 m 程度ファイバー中を伝搬することになる。測定に使用した Y11 の減衰長は Kuraray の測定によると 350cm である。減衰長は光の波長によって異なり、また光検出器の波長ごとの感度にも依存する。

Eyepipe veto に用いられる光検出器の H7422(GaAsP 光電面 PMT) は、バイアルカリ光電面 PMT と比較して緑の波長 (510nm～) に対して 3 倍の感度を持つ。

現在のデザインで実際に得られる光量を見積もるために H7422 を用いた場合の減衰長の測定が必要である。

8m の波長変換ファイバー (Y11(200)MS) を用いて減衰長の測定を行った。

5.1　測定の原理と方法

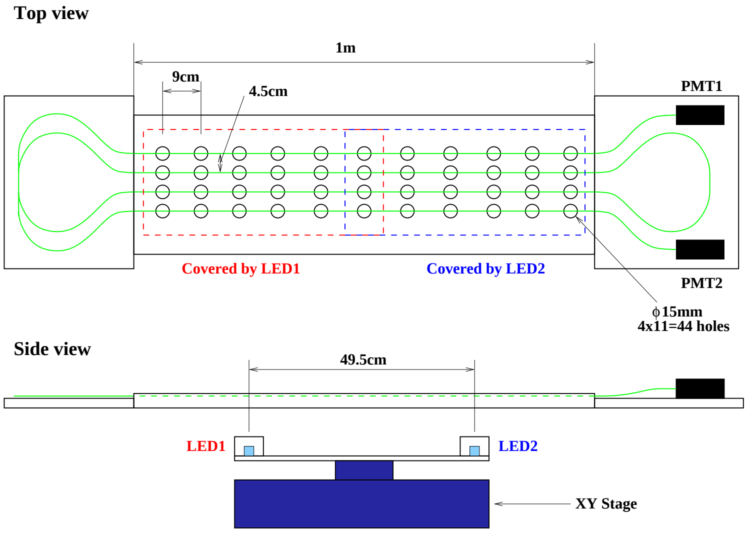
Top view
1m
9cm
4.5cm
PMT1
Covered by LED1
Covered by LED2
PMT2
φ15mm
4x11=44 holes
Side view
49.5cm
LED1
LED2
XY Stage

図 5.1: 測定のセットアップの模式図。ファイバーはアルミ板上の溝に固定されている。アルミ板は等間隔に穴が空けられており、自動ステージで制御された LED が下からファイバーを照らす仕組みになっている。

図 5.1 に測定のセットアップの模式図、図 5.2 に実際の様子を示す。アルミ板にはファイバーを固定するための溝が掘られ、下から LED で光を入射させるための穴が空けられている。左右で折り返す際には、曲率半径が 13cm 程度になるように支柱でファイバーを誘導している。ファイバーの両端はクッキーによって PMT に固定してある。LED は自動ステージによって移動させること

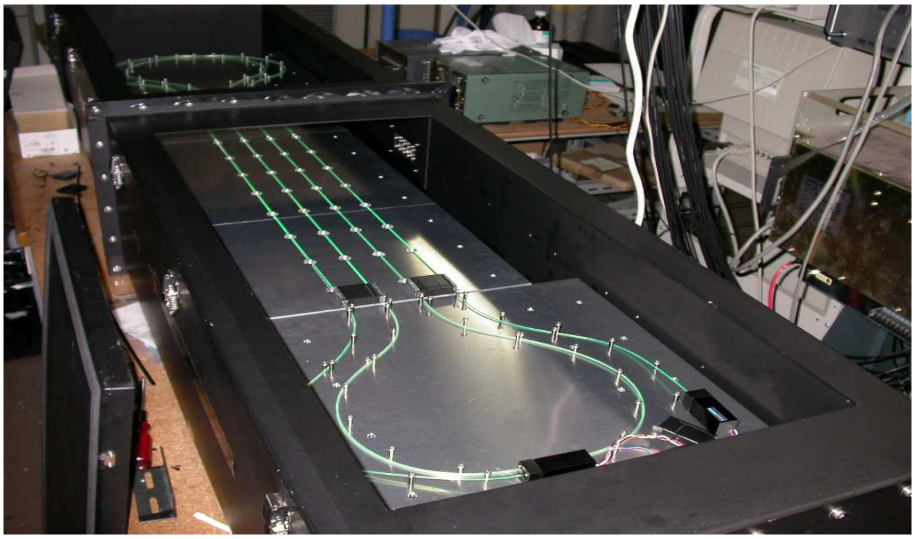

図 5.2: 測定のセットアップの全体図。

ができ、二つのLEDがファイバーの置かれた領域をカバーしている。LEDの光量はフォトダイオードによってモニターしており、ファイバーに入る光はしぼりによって1mmϕ程度に収められている。用いたLEDの中心波長は470nmである。

5.2　原理テスト

5.2.1　光量の一様性

アルミ板に空けられた穴ごとの光量の一様性についてのテスト測定を行った。PMTに約30cmのファイバーをマウントし、それぞれの穴の場所にPMTを移動させた。ファイバーに対して垂直方向にLEDを移動させ、光の入射位置ごとの光量を調べ、光量が最大になる位置を穴ごとに探してその比較を行った。図5.3は光の入射位置ごとの光量分布で、図5.4は任意に選んだ12個の穴の光量の比較である。光電子数は測定ごとに1p.eのピークでADCカウントを割算して算出している。光電子数の誤差は1p.eピークのフィッティングのよるものである。穴ごとの光量は誤差の範囲内で一様であると言える。

5.2.2　曲げによる光量のロス

減衰長測定では波長変換ファイバーを曲率半径13cm程度で曲げる。ファイバーを曲げるによる光量のロスが懸念されるため、曲げによる影響について調べた。長さ1.5mのファイバーを用いて、直線状にした時と曲げた時とで光量を比較した。

それぞれ5回ずつ測定を行いその平均をとった。その結果を表5.1に示す。これより今回の測定において曲げによる影響は充分無視できる程度であることが確認できた。

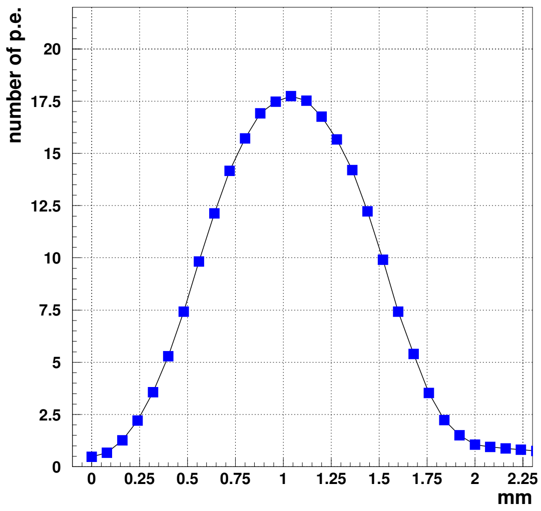

図 5.3: 光の入射位置ごとの光量 (ファイバーに対して垂直方向)。

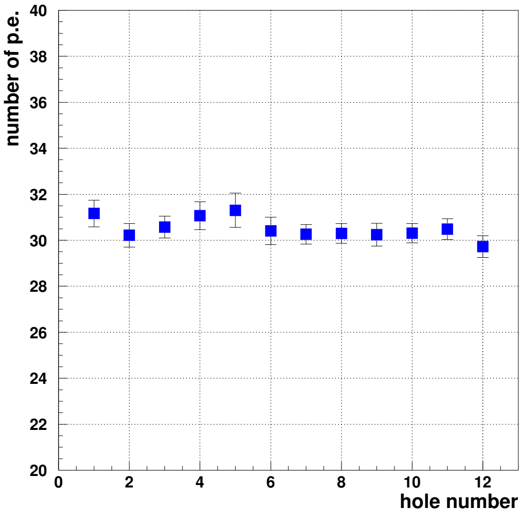

図 5.4: 任意に選んだ穴ごとの光電子数の比較。誤差の範囲で一様に光量が入っていることがわかる。

表 5.1: 曲げによる光量の変化

直線状	16.8 ± 0.12p.e
曲率半径 ~ **13cm**	16.7 ± 0.12p.e

5.3　測定結果

減衰長の測定は 8m の波長変換ファイバーを用いた。左右で折り返す部分では光を入射させることができないので、ファイバー全体の位置をずらした測定を行うことでほぼファイバーの全ての領域をカバーできている。H7422 と H8643 の二種類の PMT について測定を行った。

フィッティングの関数は

$f(x) = A_1 exp(-\frac{x}{\lambda_1}) + A_2 exp(-\frac{x}{\lambda_2})$　　A_1、$A_{:}$定数　,λ_1、λ_2 : 減衰長　,$x : PMT$ からの距離

を用い、反対側の PMT については

$$f(x) = A_1 exp(-\frac{L-x}{\lambda_1}) + A_2 exp(-\frac{L-x}{\lambda_2})$$

を用いた。ここで L はファイバーの全長で 8.15m である。図 5.5 はファイバーの両側を H7422(GaAsP 光電面 PMT) で読み出した場合、図 5.6 は両側を H8643(Green Extended) で読み出した場合の測定の結果である。H7422 は量子効率が高いため元々の光量が H8643 に比べて多い。両側の PMT で減衰長の結果もよく合っている。H7422 の方が減衰長の長距離成分の割合が多く、ファイバーが長くなるほど有利な結果になっている。

表 5.2: 減衰長測定の結果

PMT	**Serial Number**	A_1	λ_1**(m)**	A_2	λ_2**(m)**
H7422	zd3914	12.0±0.5	1.0±0.2	16.4±0.9	5.9±0.3
	zd3929	9.0±0.3	1.0±0.1	12.9±0.4	6.1±0.2
H8643	aa2201	5.23±0.08	0.86±0.03	4.92±0.06	5.85±0.07
	aa2202	5.81±0.07	0.85±0.02	5.24±0.05	5.64±0.04

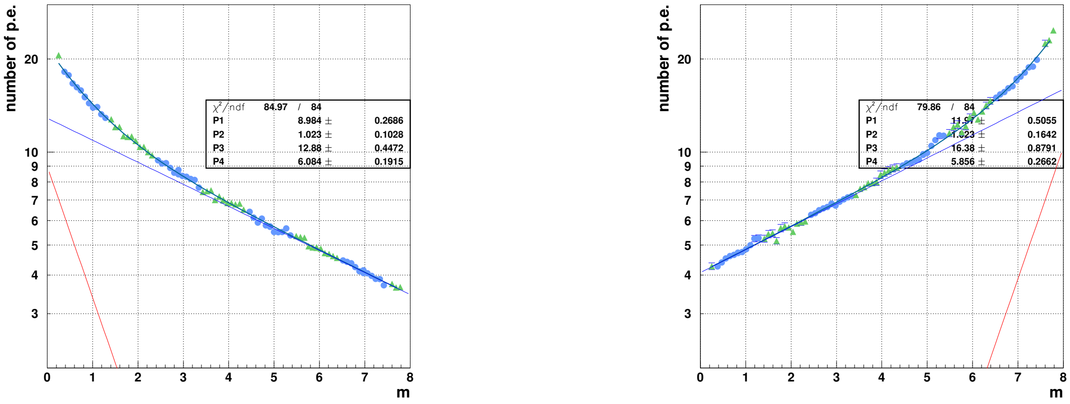

図 5.5: H7422 を用いた減衰長測定の結果

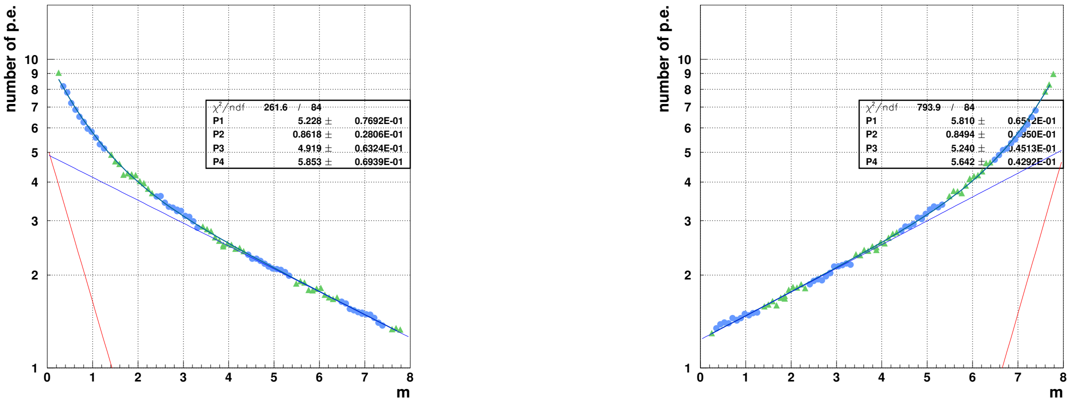

図 5.6: H8643(Green Extended) を用いた減衰長測定の結果

第6章　Eyepipe検出器のデザイン

6.1　Eyepipe荷電粒子veto検出器のデザイン

3章での相対量子効率測定、4章での波長変換ファイバーとプラスチックシンチレーターを用いた光量評価測定、5章でのファイバーの減衰長測定の結果を受けて、この章ではEyepipe荷電粒子veto検出器のデザインとその性能について議論する。Eyepipe荷電粒子veto検出器は崩壊領域からビーム下流に逃れて来た荷電粒子を検出する役割を担う。図6.1に示すように検出器の置かれる場所はPreradiatorとCalorimeterの内壁で、幅2m・奥行き2m・高さ20cmの領域である。場所の制限から光電子増倍管などでの直接読み出しが困難なため、プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた検出器を検討している。表6.1に検出器の仕様を示す。

表6.1: 検出器の仕様

プラスチックシンチレーター	幅20cm、長さ2m、厚さ3mm(Inner)
プラスチックシンチレーター	幅20cm、長さ2m、厚さ5mm(Outer)
波長変換ファイバー	1mmϕ
ファイバー間の距離	5mm
シンチレーターの中心からPMTまでのファイバーの長さ	$\sim$ 4m
PMT	GaAsP光電面PMT(H7422)

検出器は二つのタイプがあり、ひとつは長辺がビーム軸に垂直なInner counterと、一方は長辺がビーム軸に平行なOuter counterである。波長変換ファイバーはシンチレーターの長さ方向と平行に埋められる。

Inner counterは厚さ3mmで、ビーム軸に対して10度程度傾けて配置する。粒子はほぼ水平に入射してくるため検出器表面の物質中(マイラーなどの反射材等)でのロスをなるべく小さくするため傾斜を持たせて配置するわけである。Outer counterはInnerより厚い5mmのプラスチックシンチレーターを用い、ビーム方向に対して水平に置かれる。Outer counterを置くことで突き抜けた粒子に対する検出効率を高めている。

6.2　期待される性能

4章での光量測定の結果、GaAsP光電面PMTのH7422を用いファイバー15本を読み出した場合、片読みでプラスチックシンチレーター1mmあたり15p.e.の光量が期待できることがわかっ

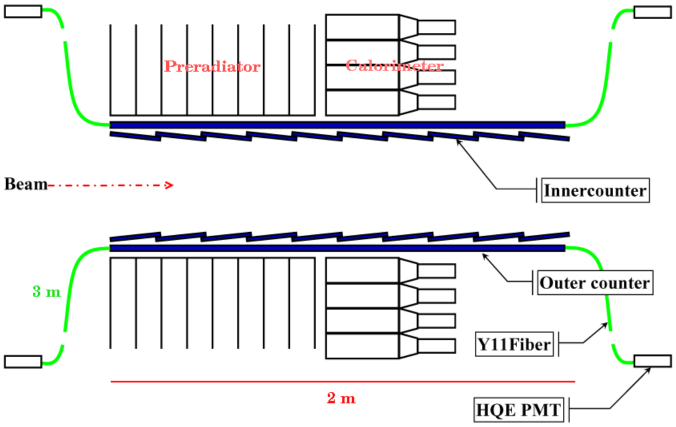

図 6.1: Eyepipe 荷電粒子検出器の断面図を側面から見た様子。

た。両側の和をとれば 1mm あたり 30p.e. 得られる。

5 章での減衰長測定から、光はファイバー中を 4m 伝搬する間に 35%に減少すると考えられる。よってファイバー中の減衰によって光量は 35%×30p.e./mm=10.5p.e./mm になる。

2 章で議論したように、π^- は荷電交換反応によりシンチレーター中で充分なエネルギーを落とす前にロスしてしまう。Eyepipe veto が検出しなくてはならない π^- は 150MeV 付近のエネルギー領域のものが多い。エネルギーが 150MeV の π^- の荷電交換反応の断面積は 230mb である。よって π^- がシンチレーター内を 90μm 進むと、荷電交換反応の確率が 10^{-4} に達する。検出器の Inefficiency を 10^{-4} 程度に抑えるには、π^- がシンチレーター中を 90μm 進む間に検出しなくてはならない。π^0 が 90μm 進んだ時に得られる光量は 10.5p.e./mm×90μm より 0.95p.e. である。この値は 1p.e. を下回っており観測が不可能である。実用上現実的な Threshold として 3p.e. を仮定した場合、光量の統計を無視すれば検出器の Inefficiency は 3×10^{-4} になる。Eyepipe veto がこの程度の Inefficiency を持つ場合に $K_L \to \pi^0\pi^-\pi^+$ によるバックグラウンドが何イベント残るかを見積もった。ここでは光量の統計によるふらつきは無視した議論をする。エネルギーが 150MeV の π^- の Inefficiency(3×10^{-4}) を基準にして、荷電交換反応の断面積に over all にかけることでエネルギーごとの Inefficiency を算出した。Inefficiency は図 6.2 に示される荷電交換反応の断面積 [8] に比例すると仮定している。こうして見積もった π^- の Inefficiency は図 6.3 のようになる。π^+ や e^+、e^- については光量は充分得られているので、KOPIO 実験の Barrel 荷電粒子 veto 検出器グループによる実験 [12] や [11] をもとにした Inefficiency の値を用いた。

こうして見積もった Inefficiency の値を用いて MC シミュレーションによりバックグラウンドイベントの個数を見積もった結果、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ を 40 イベント観測できる収量に対して $K_L \to \pi^0\pi^-\pi^+$ 由来のバックグラウンドは 2 イベント残る結果となった。KOPIO 実験では S/N 比 2 で 40 信号イベントの観測を目指しており、この程度のバックグラウンドは許容範囲であると言える。

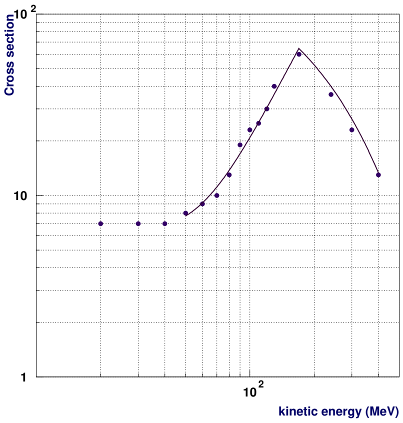

図 6.2: 荷電交換反応 $(\pi^- p \to \pi^0 n)$ の断面積。参考論文 [8] にある値を読みとり、170MeV 以下では2次関数、170MeV 以上では指数関数によるフィットを行うことでエネルギー毎の断面積の値を得た。

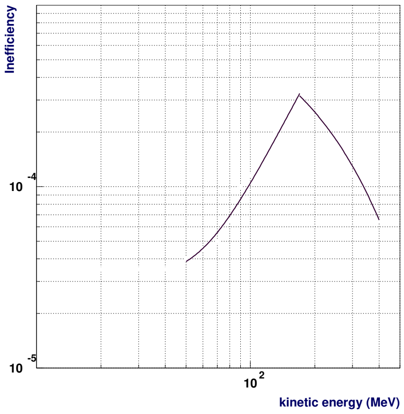

図 6.3: 図 6.2 の断面積をもとに評価した π^- の Inefficiency。

第7章　Summary

KOPIO 実験は中性 K 中間子稀崩壊 ($K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$) の分岐比の精密測定を目的とする実験である。このモードの分岐比は標準理論によると、3×10^{-11} と予測されている。このモードは理論的不定性が小さいため、CP 対称性の破れを特徴づける小林・益川行列の複素パラメーターを精度良く決定する事ができる。KOPIO 実験はシグナルイベント感度で 10^{-12} 程度持つ事が期待され、S/N 比 2 で 40 イベント観測を目指している。KOPIO 実験ではシグナルイベントの同定を π^0 からの二つの γ 線のみを検出することで行うため、バックグラウンドの除去が非常に重要になる。そのため崩壊領域全体が γ 線・荷電粒子 Veto 検出器で覆われている。

我々は KOPIO 実験における荷電粒子 veto 検出器の一つ、Eyepipe 荷電粒子 veto 検出器の開発を行ってきた。この検出器の目的は、ビームホールを抜けた荷電粒子でマグネットによってスイープされないものを検出することである。この検出器の近傍には、Preradiator や Calorimeter など多数の検出器が配置され、またビームライン近くに位置する等の場所による制限から、我々はプラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーによる読み出しを検討している。

ここで問題となるのが、π^- や e^+ が荷電交換反応や対消滅などのロス反応によって検出器中で充分なエネルギーを落す前に消失し、更に波長変換ファイバーでの伝搬課程で光量が減少することである。このような場合でも充分な光量を得るために検出効率の高い光検出器についての研究と、プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた光量測定を行った。

高量子効率光検出器として GaAsP 光電面をもつ PMT である H7422(浜松ホトニクス) を用い、PMT の基礎的なパラメータである量子効率、リニアリティ、レート耐性についての測定を行った。相対量子効率測定では、標準的なバイアルカリ光電面 PMT と比較して、緑の波長 (510 ~ 530nm) で 3 倍の光量が得られ、期待通り高い量子効率を持つ事が分かった。リニアリティ測定では、モニター用の PMT がリニアリティーの保証されている限られたレンジ内で入射光量をモニターすることが可能な測定システムを開発し実際に測定を行った。モニター PMT を 6 倍程度のダイナミックレンジで用いつつも、サンプルとなる PMT は 150 倍のダイナミックレンジでの測定を行う事ができた。その結果、H7422 は一桁程度のリニアリティしか持たず大光量での使用には適していない事が分かったが我々が荷電粒子 veto 検出器として用いる場合には、この程度のリニアリティで問題がないことを確認した。レート測定では、H7422 は実際に予想される光量に対して 1kHz から 1MHz の領域で 3%以内の安定性を持つ事が分かった。

次にプラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いたカウンターにおいて、H7422 を読み出しに使用する効果について測定した。7 本のファイバーを H7422 で束ね読みした結果、プラスチックシンチレーター 3mm あたり 39.3p.e. の光量が得られた。この結果は標準的なバイアルカリ PMT(H7415) で得られる値の約 3 倍になっており、相対量子効率測定の結果から期待される通りの光量が得られる事を確認した。さらにファイバーの数を 7 本から 15 本に増やしたところ 30%の光量増加が確認された。これは 15 本のファイバーを H7422 で読み出した場合、3mm あたり 51.1p.e. の光量が期待できることを示唆している。現時点で H7422 の有効感度領域は 5mmϕ と小さく 15 本を束ねて光電面に入射させることはできないため、有効感度領域の大きな GaAsP 光

電面 PMT の開発が必要である。

次に現在の検出器のデザインの要請のように、PMT までの距離が長くなった場合どの程度の光量減少が生じるかを調べるため波長変換ファイバー中の光の減衰長についての測定を行った。GaAsP 光電面の H7422 を用いた場合、4m 先で光量が 35%程度に減少することが分かった。H7422 に比べて緑の波長に対する感度が三分の一である H8643 では 30%にも光量が減少した。このことから緑発光するファイバーに対して H7422 は減衰長の点からも有利であると言える。

最後に、これらの測定結果をもとに Eyepipe 荷電粒子検出器のデザインを行い性能を評価した。3p.e. に Threshold を設定した場合、$K_L \to \pi^0\pi^+\pi^-$ 由来のバックグラウンドは、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 40 イベントに対して 2 イベント残る結果となった。我々は Eyepipe 荷電粒子検出器が veto 検出器としての役割を果たせる事を確認した。今後は photon 統計などを含めた詳細な解析が必要である。

さらに検出器の検出効率を上げるために、より多くの光量を得ることが今後の課題である。プラスチックシンチレーター中では波長変換ファイバーを用い、カウンターから PMT までをクリアファイバーで置き換えるタイプの検出器も検討している。クリアファイバーは減衰長が 10m 以上とされるため、2 倍以上の光量増加が期待できる。

謝辞

私が修士論文をまとめるにあたって、多くの方々にお世話になりました。心から感謝の意を表します。まず、私がこの研究に携わる機会を与えて下さった笹尾登教授に感謝致します。いつも新しいアイディアを出して、研究を力強く引っ張って行って下さいました。楽しそうに実験や物理について話す笹尾さんを見る度に、研究が出来る幸せを感じます。本当にありがとうございます。

野村正助手には、丁寧で的確な指導で研究の道筋を明確にして、筆者を導いて下さいました。野村さんと議論していると、その時の状況や進む方向がはっきり見えてきて、どんな時でも実験を頑張ろうという気持ちになれます。心から感謝しています。尊敬できるスタッフのもとで研究できることをとても嬉しく思っています。

京都教育大の高嶋隆一助教授には、お忙しい中ミーティングに参加して頂き、実験についてコメントを頂きました。いつも几帳面にメモをとってくれたのが嬉しかったです。ありがとうございました。KEKの小林誠助手には、毎週のミーティングで貴重な助言を多く頂きました。はっとするような指摘をいつも頂いて、励みになりました。ありがとうございました。

溝内健太郎さんには、実験や物理、コンピューターなどに関する様々な質問に丁寧に答えて頂いて感謝しています。いつも穏やかに私の他愛のない話を聞いてくれてありがとうございます。溝内さんと話した後はなんかあったかい気持ちになります。

隅田土詞さんには、毎週のミーティングを通して実験や研究に必要な知識を教えて頂きました。課題研究の頃からずっとお世話になっています。KEKで実験中にも、いつも状況を気にかけてくれて、よく様子を見に来てくれました。ありがとうございます。

森井秀樹さんには、実験は勿論、Linuxのコマンドからプログラムの書き方、回路や物理、解析にトラペの作り方、トラブルに対処する方法や発表の仕方など、ここに列挙しきれないほどいろんな面でお世話になりました。本当に感謝しています。

横山弘和さんには、測定に必要なことをたくさん教えて頂き、また、筋道立てて考える手助けをして頂きました。いつも言葉を選んで話してくれる心遣いに励まされることも多いです。ありがとうございました。

白井健雄くんは、同じ実験に携わる同期として励みになる存在でした。白井くんのおかげで、研究を続ける上での不安や心配や苦しいことが半分になったように思います。そして良いことや楽しいことを分け合えてよかったと思います。いてくれてよかったなぁと思ったことは数え切れません。本当にありがとう。中島康博くんには実験に多大な貢献をして頂いただけでなく、いつもいろんな愚痴や雑談につきあって頂きました。いろんなお願い事やちょっと無理を言った時も快く引き受けてくれてありがとうございます。

京都大学高エネルギー研究室の方々には様々な面で助けて頂きました。感謝しています。

最後に、いつも心配しながら私を応援してくれる家族や、祖父母に深く感謝します。

2005年2月 谷口 七重

参考論文

[1] M.Kobayashi and T.Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction . *Prog.Theor.Phys.*,Vol.49,pp.652-657, 1973.

[2] W.J. Marciano and Z. Parsa, Phys. Rev. **D53**, R1 (1996).

[3] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. **B400**, 225 (1993).

[4] M. Misiak and J. Urban, Phys. Lett. B **451**, 161 (1999) [hep-ph/9901278].

[5] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. **B548**, 309 (1999) hep-ph/9901288.

[6] W.R.Gibbs,and B.F.Gibson,Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.37(1987)411.

[7] Fitzgerald, D. H., Baer, H. W., Bowman,L.D.,Cooper,M.D.,Irom,F.,et al. *Phys.Rev*.C34: 619(1986)

[8] Salomom,M., Measday, D.F., Poutissou,J.-M.,Robertson,B. C. *Nucl.Phys.* A414:493(1984)

[9] 武内勇司 修士論文「KEK E162 における高計数率、低物質量トリガーカウンタの開発」、1996

[10] 横山弘和 修士論文「プラスチックシンチレーター・波長変換ファイバー読みだし検出器開発の為の基礎的研究」、2004

[11] T.Inagaki, H.Hirayama, T.Sato, T.Shinkawa, Y.Yoshimura. Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research A 359 (1995)478-484

[12] KOPIO TN027, Measurements on the response of plastic scintillator to charged pions at 185-300MeV/c, H.Kaspar, P.Robmann, A.van der Schaaf, S Scheu, P.Truol, J.Egger, M.Blecher, 31 October 2001.