修士論文

# BELLE実験のTOPカウンターのための光電子増倍管の性能研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

室野尚武

平成 12 年

# 目 次


**第 1 章　序** **3**

**第 2 章　BELLE 実験** **4**

2.1 BELLE 実験の物理 . . . . . 4

2.1.1 小林・益川模型 . . . . . 4

2.1.2 $B^0\bar{B}^0$ ミキシング . . . . . 7

2.1.3 B 中間子崩壊における CP 非保存 . . . . . 8

2.2 BELLE 実験における検出器 . . . . . 9

2.3 BELLE 検出器による粒子識別 . . . . . 13

2.3.1 粒子識別の重要性 . . . . . 13

2.3.2 飛行時間差測定器 . . . . . 15

2.3.3 dE/dx . . . . . 15

2.3.4 ACC を含むチェレンコフカウンター . . . . . 16

**第 3 章　TOP カウンター** **19**

3.1 TOP カウンターの原理 . . . . . 19

3.2 TOP カウンターの構造 . . . . . 20

3.3 TOP カウンターの識別能力 . . . . . 23

3.3.1 $\Delta$ TOP . . . . . 23

3.3.2 不定性 . . . . . 23

3.3.3 識別能力 . . . . . 24

**第 4 章　光電子増倍管** **28**

4.1 TOP カウンターに用いる光電子増倍管 . . . . . 28

4.1.1 要求される性能 . . . . . 28

4.1.2 構造と特性 . . . . . 28

4.2 測定装置 . . . . . 33

4.3 測定準備 . . . . . 35

4.3.1 ADC と TDC の較正 . . . . . 35

4.3.2 ノイズの評価 . . . . . 36

4.3.3 測定系の増幅率 . . . . . 36

4.4 測定結果 . . . . . 39

4.4.1 シングルフォトン光の決定 . . . . . 39
4.4.2 位置の分解能 . . . . . 41
4.4.3 時間分解能 . . . . . 43
4.4.4 増幅率 . . . . . 46
4.4.5 クロストークの評価 . . . . . 53

**第 5 章 結論** **58**

**付 録 A シングルフォトン相当光** **59**

**付 録 B データ収集システム** **61**

# 第1章　序

量子論によると、物質がつくり出される際には必ずその対となる同数の反物質が生成されなければならない。しかし、我々の存在するこの自然界は物質のみで成り立っており、反物質はほとんど存在していない。これは何故なのかという疑問を解くための有効なアプローチとして「CP 対称性の破れ」がある。これは、自然界において物質を構成する粒子と反物質を構成する反粒子との間の、電荷 (Charge) と空間 (Parity) の同時反転に対する対称性、同等性が破れていることを意味している。この CP 対称性の破れの現象は、1960 年代に K 中間子の系において初めて観測された。さらに現在の素粒子の標準理論では、3 世代あるクォーク間のミキシングを考え、そこに存在する位相の自由度が CP 対称性の破れを生じると考えられている。これは 1973 年に小林、益川が初めて提唱したモデルである。この KM 理論にもとづくと、10 %以上の大きな CP 対称性の破れが B 中間子系に予想されており、これは K 中間子におけるそれより遥かに大きなものである。従って、CP 非保存現象の観測、標準理論の検証にはこの B 中間子が適当であることから、日本でも茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構において実験、研究が行われている。「B-ファクトリー実験」と呼ばれるこの実験では、KEKB という加速器を用いて非対称エネルギーの電子・陽電子衝突を起こし、B 中間子とその反物資である $\bar{B}$ 中間子を生成する。そして「BELLE」と呼ばれる粒子検出器で B・反 B 中間子の崩壊 2 次粒子の測定を行い、理論の検証をする。

本研究では、BELLE 検出器に用いられている粒子識別装置の将来的なアップグレードを考えた、新しいチェレンコフカウンターのための光電子増倍管についてテストしていく。第 2 章で BELLE 実験における物理と検出器に及びその粒子識別能力についての説明をし、第 3 章で新しいチェレンコフカウンターである TOP カウンターについて述べる。第 4 章でその TOP カウンターに用いられる光電子増倍管について性能測定し、そして最後に第 5 章で本研究のまとめを行う。

# 第2章　BELLE実験

## 2.1　BELLE実験の物理

### 2.1.1　小林・益川模型

クォークは6種類ありこれらは2つずつで2重項を形成し次のような3世代からなっている。

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

ここでは、u、c、tクォークをアップ系クォーク、d、s、bクォークをダウン系クォークと呼ぶ。弱い相互作用のうち$W^+$または$W^-$ボゾンに媒介される荷電カレント相互作用のみがクォークの種類(フレーバー)を変えることができる。荷電カレント相互作用では、アップ系クォークがダウン系クォークに遷移したりあるいはその逆の遷移が起こる。この遷移は主として同一世代内で起こるが、ある確率で別の世代のクォークにも転換する。これを世代の混合と呼ぶ。これを行列式を用いて表すと

$$d'_i = \sum_i U_{ij} d_j \tag{2.2}$$

となる。ここで、$d_1$=d、$d_2$=s、$d_3$=bである。$U_{ij}$はクォークの混合行列で、3行3列のユニタリー行列、つまり$U$†U=1である。1973年に小林と益川はクォークが3世代以上であれば、このユニタリ-行列の中にCPの破れを引き起こす複素位相が入りうることを示した[1]。結果として、チャームクォークが発見される以前に最低3世代までの存在を予言したことになり、その後の新しいクォークの発見により大きな注目を集めた。3世代のこのユニタリ-行列は小林・益川行列と呼ばれ、その成分は

$$V \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

となる。それぞれの要素は添字にあるクォーク間の混合の大きさを表すパラメータであり、そのクォーク間の遷移を表すパラメータでもある。これを$\lambda$=sin$\theta_c$($\theta_c$:Cabbibo

角) で展開し $\lambda^3$ までとった Wolfenstein 表示で表すと

$$V \equiv \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho-i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{2.4}$$

となる。これらのパラメータのうち $\lambda$ と A については

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002 \quad A = 0.839 \pm 0.041 \pm 0.002 \tag{2.5}$$

の値が得られているが、複素成分に関係する残りの $\rho$、$\eta$ についてはその関係式しかわかっていない。b→u および b→c 遷移より

$$\left|V_{ub}/V_{cb}\right| = 0.08 \pm 0.03 \tag{2.6}$$

すなわち

$$\sqrt{\rho^2+\eta^2} = 0.36 \pm 0.14 \tag{2.7}$$

という値が得られている。KM 行列はユニタリ-行列であるから

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \tag{2.8}$$

の関係があり、各々の項は全て複素数なので複素平面上にこれを書くと図 のような三角形を描く。これをユニタリティー三角形と呼ぶ。ここで、3 つの内角はユニタリ角と呼ばれ、小林・益川行列の成分を用いて

$$\phi_1 \equiv arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \phi_2 \equiv arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad \phi_3 \equiv arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \tag{2.9}$$

と書ける。このユニタリ角の大きさが CP 非保存の効果の大きさを表している。図 2.1 の三角形において各辺の長さや各角度の大きさが実験で測定できれば、$\rho$、$\eta$ が決定できる。CP 非保存が KM 理論に従っているならば、実験によって得られたこれらの値を使って正しく閉じたユニタリティ三角形が作れるはずである。そうならなかったときは新しい理論が要求されることになる。BELLE 実験では B 中間子を用いてユニタリティ三角形の内角及び各辺を独立に測定することにより、ユニタリティ三角形を規定して CP 非保存の検証をし、KM 行列の各成分を決定することを第一の目標としている。

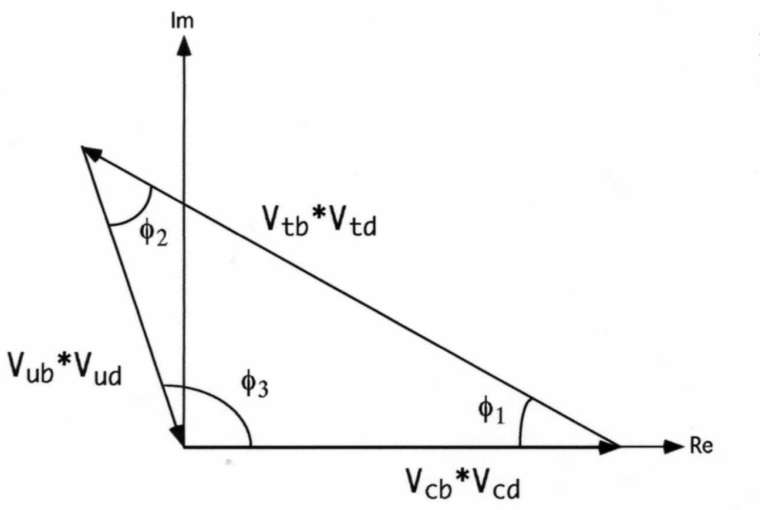



図 2.1: 小林・益川行列のユニタリティ三角形

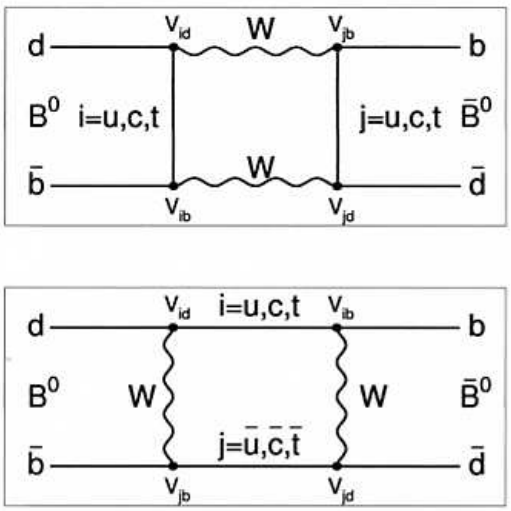



図 2.2: $B^0_d$-$\bar{B}^0_d$ のファインマンダイアグラム

### 2.1.2 $B^0\bar{B}^0$ ミキシング

$B^0$-$\bar{B}^0$ 中間子系は、図 2.2 の過程を介して混合する。これを $B^0$-$\bar{B}^0$ ミキシングと言う。この状態の、時間に依存したシュレディンガー方程式は

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} &= H\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \\ &\equiv \left(M - \tfrac{i}{2}\Gamma\right)\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \\ &\equiv \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.10}$$

であり、M、$\Gamma$ はそれぞれ質量行列、崩壊行列と呼ばれるエルミート行列である。よって、$M_{21}$=$M_{12}^*$、$\Gamma_{21}$=$\Gamma_{12}^*A$ であり、$M_{11}$、$M_{22}$、$\Gamma_{11}$、$\Gamma_{22}$ は実数となる。また、ハミルトニアンに対し CPT 保存

$$\begin{aligned} \langle B^0|H|B^0\rangle &= \langle B^0|(CPT)^{-1}H(CPT)|B^0\rangle \\ &= \langle \bar{B}^0|H|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \tag{2.11}$$

を要求すると、$M_{11}$=$M_{22}$=M、$\Gamma_{11}$=$\Gamma_{22}$=$\Gamma$ が成り立ち、式 2.10 は、

$$H\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

と表される。ここで、対角成分の M、$\Gamma$ はそれぞれフレーバーの固有状態である $B^0$、$\bar{B}^0$ の質量、崩壊幅を表している。また、非対角成分にある $M_{12}$ は、仮想的な崩壊における $B^0$、$\bar{B}^0$ の遷移を、$\Gamma_{12}$ は $B^0$、$\bar{B}^0$ 共に共通に起こりうる崩壊における $B^0$、$\bar{B}^0$ の遷移を表している。このハミルトニアンの固有状態が質量の固有状態である。重い方を $M_1$、軽い方を $M_2$ とすると、それぞれの固有値 $E_1$、$E_2$ と固有状態 $B_1$、$B_2$ は

$$E_1 = (M - \frac{i}{2}\Gamma) - pq \equiv M_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1 \tag{2.13}$$

$$E_2 = (M - \frac{i}{2}\Gamma) + pq \equiv M_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2 \tag{2.14}$$

$$|B_1\rangle = \frac{p}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}|B^0\rangle - \frac{q}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}|\bar{B}^0\rangle \tag{2.15}$$

$$|B_2\rangle = \frac{p}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}|B^0\rangle + \frac{q}{\sqrt{|p|^2+|q|^2}}|\bar{B}^0\rangle \tag{2.16}$$

となる。ただし、

$$p = (M_{12} + \frac{i}{2}\Gamma_{12})^{1/2} \tag{2.17}$$

$$q = (M_{12}^{*} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^{*})^{1/2} \tag{2.18}$$

である。

ここで、それぞれの質量に対し

$$M \equiv \frac{M_1 + M_2}{2}, \quad \Delta M \equiv M_1 - M_2 \tag{2.19}$$

を定義する。また、崩壊幅の違いは実験よりほぼ無視できる。すなわち

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma \tag{2.20}$$

ここで、t=0 で $B$ 0 または $\bar{B^0}$ であったものの時間発展について考える。t=t 秒後の状態を $|B^0(t)\rangle$、$|\bar{B^0}(t)\rangle$ とすると

$$|B^0(t)\rangle = f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-|\bar{B^0}\rangle \tag{2.21}$$

$$|\bar{B^0}(t)\rangle = \frac{p}{q}f_-(t)|B^0\rangle + f_+|\bar{B^0}\rangle \tag{2.22}$$

$$f_+ = exp\left\{i\left(M - \tfrac{\Gamma}{2}\right)t\right\} cos\left(\tfrac{1}{2}\Delta M t\right) \tag{2.23}$$

$$f_- = i\ exp\left\{i\left(M - \tfrac{\Gamma}{2}\right)t\right\} sin\left(\tfrac{1}{2}\Delta M t\right) \tag{2.24}$$

と表せる。

### 2.1.3 B 中間子崩壊における CP 非保存

次に、B 中間子の崩壊でどのように CP の破れを測定するかを示す。今、中性中間子が、ある CP 固有状態 $|f_{cp}\rangle$ に崩壊する場合を考える。そうすると時刻 t=0 で $B^0(\bar{B^0})$ であった粒子が時刻 t で $|f_{cp}\rangle$ に崩壊した場合の崩壊振幅はそれぞれ

$$\langle f_{cp}|H|B^0(t)\rangle = f_+(t)\langle f_{cp}|H|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)\langle f_{cp}|H|\bar{B^0}\rangle \tag{2.25}$$

$$\langle f_{cp}|H|\bar{B^0}(t)\rangle = f_+(t)\langle f_{cp}|H|\bar{B^0}\rangle + \frac{p}{q}f_-(t)\langle f_{cp}|H|B^0\rangle \tag{2.26}$$

である。ここで、CP 非対称度 $a_{f_{cp}}$ を

$$a_{f_{cp}} \equiv \frac{\Gamma(B^0(t) \to f_{cp}) - \Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{cp})}{\Gamma(B^0(t) \to f_{cp}) + \Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{cp})} \tag{2.27}$$

と定義する。この $a_{f_{cp}}$ は $B^0$ が $f_{cp}$ に崩壊する過程と $\bar{B^0}$ が $fcp$ に崩壊する過程の違いを示したものである。つまり、これを求めるためには崩壊点で $B^0$、$\bar{B^0}$ のどちらの状態であったのかの判定が必要である。さらに時間の関数であることから崩壊したときの時間 (崩壊の時間差) が必要となる。ここで、$\langle f_{cp}|\mathrm{H}|B^0\rangle$=A、$\langle f_{cp}|\mathrm{H}|\bar{B^0}\rangle$=$\bar{A}$ として、次のように $\lambda$ を定義する。

$$\lambda = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}}{A} \tag{2.28}$$

すると式 2.25、式 2.26 は

$$\langle f_{cp}|H|B^0(t)\rangle = A(f_+(t) + \lambda f_-(t) \tag{2.29}$$

$$\langle f_{cp}|H|\bar{B^0}(t)\rangle = \frac{p}{q}A(f_-(t) + \lambda f_+(t) \tag{2.30}$$

となり、最終的には時間に依存した非対称性を表す式

$$a_{f_{cp}} = \frac{(1-|\lambda|^2)cos(\Delta Mt) - 2Im\lambda sin(\Delta Mt)}{1+|\lambda|^2} \tag{2.31}$$

が求まる。この式を時間-$\infty$ から $\infty$ の範囲で積分すると 0 になってしまうことから、$a_{f_{cp}}$ を測定するときに時刻 t を測ることは非常に重要である。また、今 $B_d$ の場合を考えており、2 つの質量固有状態の差は無視しているので

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = exp(-2i\phi_M) \tag{2.32}$$

である。ここで、$2\phi_M$ は図 2.2 の KM 位相であり、$B_d$ のとき $\phi_M$=$\phi_1$ である。もし、直接的 CP 非対称が存在しない崩壊モードならば、全ての振幅は同じ KM 位相 $(\phi_D)$ に依存するため、$|\mathrm{A}/\bar{A}|$=1 となる。故に、式 (2.31) は、

$$\begin{aligned} a_{f_{cp}} &= \mp Im\lambda sin(\Delta Mt) \\ &= \pm sin2(\phi_M + \phi_D) sin(\Delta Mt) \end{aligned} \tag{2.33}$$

と簡潔に表せる。符合は終状態 $f_{cp}$ の CP 固有値に相当する。つまり、適当な終状態を選び $a_{f_{cp}}$ を測定すればユニタリ-角を決定することができる。例えば、$f_{cp}$ に $\mathrm{J}\psi/K_s$ を選べば、$\phi_D$=0 より $a_{f_{cp}}$ の測定で $\phi_1$ を決定することができ、同様に $\pi^+\pi^-$ を選べば $\phi_2$、$D^0\mathrm{K}$ を選べば $\phi_3$ を決定できる。

## 2.2 BELLE 実験における検出器

BELLE 検出器では、電子・陽電子の衝突によって生成された様々な粒子の崩壊点及び粒子の種類を測定する。効率よく CP の破れを検出するために、検出器には以下の条件がある。

1. B 中間子の崩壊点 (バーテックス) を少なくとも平均崩壊長の $1/2$ よりも良い精度で測定すること。

2. $\pi^{\pm}$、$K^{\pm}$、$e^{\pm}$、$\mu^{\pm}$ といった多岐にわたる終状態の荷電粒子の運動量を少なくとも $0.5$ %の分解能で測定し、かつその種類を正しく判別する識別能力を持つこと。

3. $\pi^0$、$\gamma$ を伴う崩壊をした B 中間子を再構成するための高いエネルギー分解能と良好な位置分解能を持ったカロリメータを持つこと。

4. 効率よく興味ある事象を選別して取り込むトリガーと高速のデータ収集システムを持つこと。

衝突ビーム実験、とりわけ B ファクトリーの精密実験では、あらゆる種類の粒子を検出できる汎用型検出器が要求される。BELLE 実験における検出器では、それぞれの目的を担った検出器が層構造になって、全体の検出器システムを成している。
それぞれの目的とそれを果たす検出器をビームパイプに近いものから順に表 2.1 に示す。

| 目的 | 検出器 |
|---|---|
| B 中間子崩壊点の検出 | シリコンバーテックス検出器 (SVD) |
| 荷電粒子の飛跡・運動量測定 | 中央ドリフトチェンバー (CDC) |
| e/$\pi$/K 粒子識別 | 中央ドリフトチェンバー (CDC)<br>エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)<br>飛行時間測定器 (TOF) |
| $\gamma$ エネルギー測定 | CsI 電磁カロリメータ |
| $K_L$ 粒子と $\mu$ 粒子の検出 | $K_L/\mu$ 検出器 (KLM) |

表 2.1：各検出器の目的

BELLE 検出器の全体図と各検出器の配置を図 2.3、図 2.4 に示す。非対称エネルギーでの衝突実験であるので、検出器も衝突点 (IP) に対し非対称に作られる。

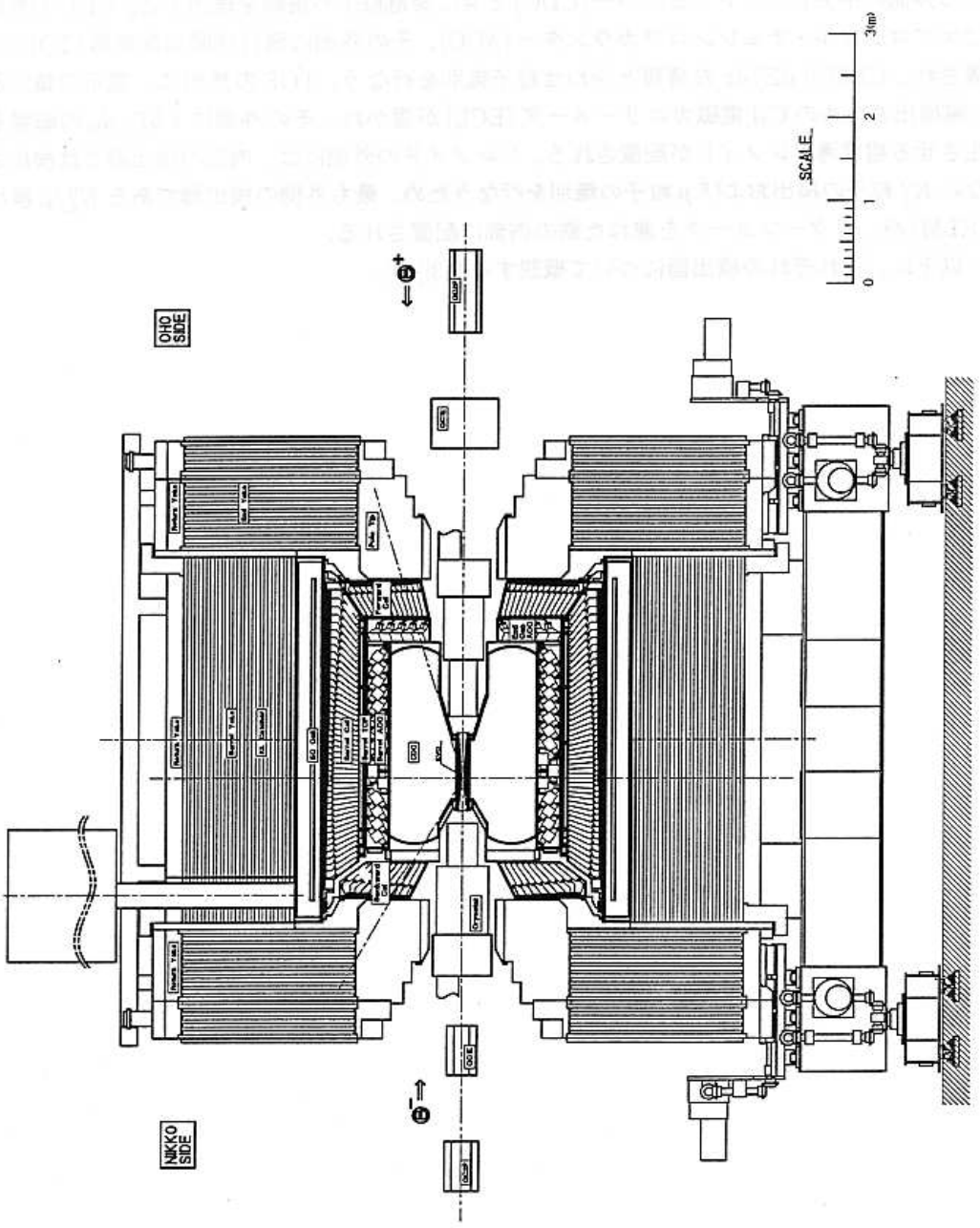



図 2.3: BELLE 検出器の全体像

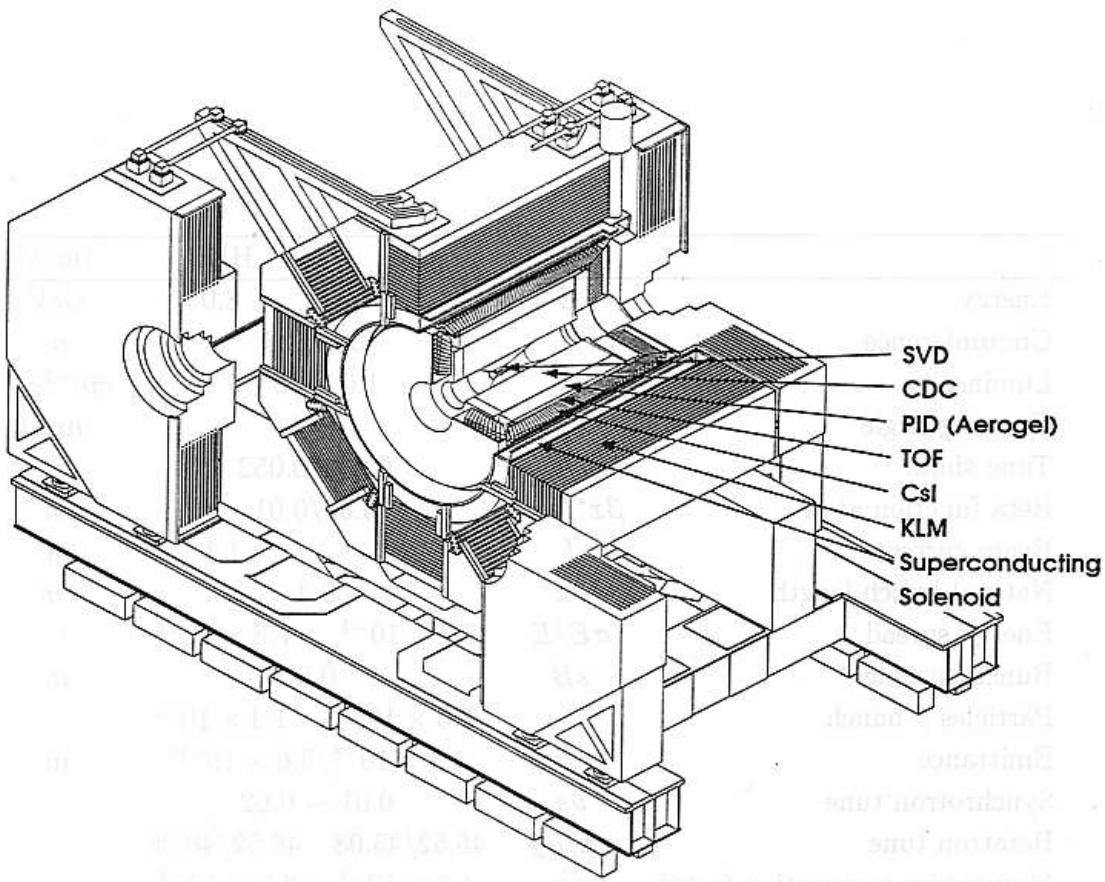



図 2.4: 各検出器の配置

## 2.3 BELLE 検出器による粒子識別

### 2.3.1 粒子識別の重要性

前述したように、BELLE 実験において CP の破れを測定するためにはその検出対象とされる崩壊が $B^0$ から生じたのか $\bar{B}^0$ から生じたのかを知る必要がある。例えば $\mathrm{J}/\psi K_s$ を見つけた場合、その親粒子が $B^0$ なのか $\bar{B}^0$ なのかを知らなければ原理的に CP の破れは測定できない。一般に親粒子が $B^0$ か $\bar{B}^0$ かを同定することを「フレーバータギング」と呼ぶが、これは $\mathrm{J}/\psi K_s$ に崩壊した B 中間子に付随するもう片方が、$B^0$ だったのか $\bar{B}^0$ だったのかを同定することによって達成される。もし付随した B 中間子が $\bar{B}^0(\mathrm{b}\bar{u})$ 中間子だった場合、b クォークは普通 $\mathrm{b}\to\mathrm{c}\to\mathrm{s}$ というように崩壊することから s クォークを含んだ中間子、即ち $K^-$ 中間子を含む確率が高くなる。従って $\mathrm{J}/\psi K_s$ 以外の粒子に $K^-$ 中間子が含まれているか $K^+$ 中間子が含まれているかを調べることにより付随した B 中間子が $\bar{B}^0$ だったのか $B^0$ だったのか、ひいては $\mathrm{J}/\psi K_s$ に崩壊したのが $\bar{B}^0$ だったのか $B^0$ だったのかが予想できる。シュミレーションの結果、この方法によるフレーバータギングが現在のところもっとも有効であることがわかっている。従ってここで、検出された粒子の $\pi/\mathrm{K}$ の識別が重要になってくるのである。
また、ユニタリ角 $\phi_2$ を測定するのに有効な崩壊モードとして $\mathrm{B}\to\pi\pi$ があることを述べたが、同程度の崩壊確率で $\mathrm{B}\to\mathrm{K}\pi$ も発生する。従って後者のバックグラウンドを落とす際にも $\pi/\mathrm{K}$ の識別が重要になってくる。その他にも $\phi_3$ の測定に有効な $\mathrm{B}\to\mathrm{DK}$ に対する $\mathrm{B}\to\mathrm{D}\pi$ など、BELLE 実験において $\pi/\mathrm{K}$ の識別は必要不可欠であることがわかる。
図 2.5 に B 中間子の崩壊で生じた $K^\pm$ 中間子の運動量分布を示す。図からわかるようにほとんどの K 中間子は $1.5\mathrm{GeV/c}$ 以下の運動量領域に分布しているためフレーバータギングにおいては $1.5\mathrm{GeV/c}$ まで正しく $\pi/\mathrm{K}$ の識別が行われることが要求される。また、図 2.6 にて $\mathrm{B}\to\pi\pi$ の $\pi$ 中間子の運動量と実験室系の角度の関係を示した。$\theta$=30 度以下の前方領域では $\pi$ 中間子は $3.5\mathrm{GeV/c}$ 程度の高い運動量を持つ。従って、$\phi_2$ の測定においては $3.5\mathrm{GeV/c}$ まで正しく $\pi/\mathrm{K}$ の識別が行われることが要求される。現在は TOF、ACC、CDC による $\mathrm{dE/dx}$ の情報からこの識別は行われている。

以下では、実際に用いられている $\pi/\mathrm{K}$ の識別のための装置について説明する。一般に粒子の識別はその質量 m を測定することによって達成される。質量 m は運動量 p と速度 $\beta$ を用いて

$$m = \sqrt{(1/\beta)^2 - 1}\cdot p \tag{2.34}$$

で表される。運動量 p が CDC で測定された飛跡の曲率半径より求めることができるので、粒子識別の実際の作業は、$\beta$ の決定ということになる。

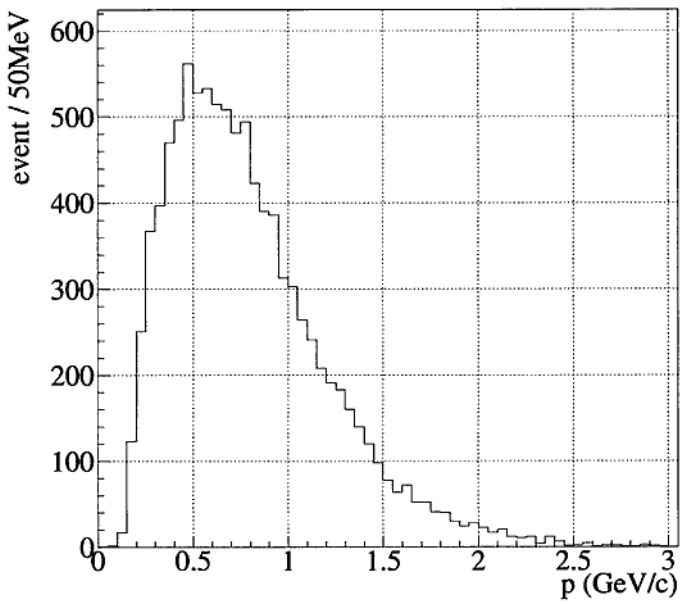



図 2.5: フレーバータギングに用いられる K の運動量分布 (シミュレーション)

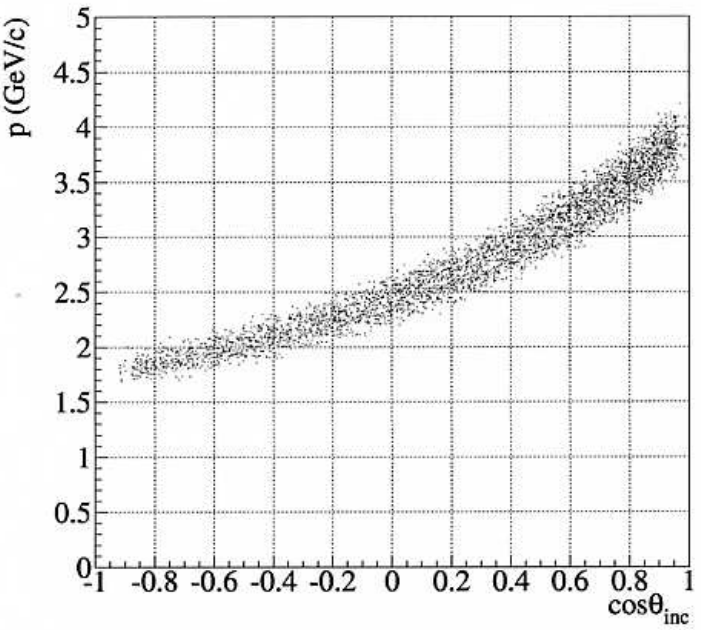



図 2.6: B→ππ からの π の実験室系での運動量と角度の関係 (シミュレーション)。前方方向にブーストされているために、前方に高運動量の π が出る。

### 2.3.2 飛行時間差測定器

およそ1.2GeV/c以下の低い運動量領域で有効なのがこの飛行時間差測定器(TOF)である。これは、距離Lの間におかれた2本のシンチレーションカウンターにより、粒子がLを走るのにかかった時間tを測定し、次式より粒子の速度$\beta$を求めるものである。

$$V = \frac{L}{t}, \quad \beta = \frac{V}{c} \tag{2.35}$$

つまり、TOFにおいては、$\pi$/Kの時間差を測ることが粒子の識別をもたらす。図2.7に運動量に対する$\pi$/Kの飛行時間差を示す。

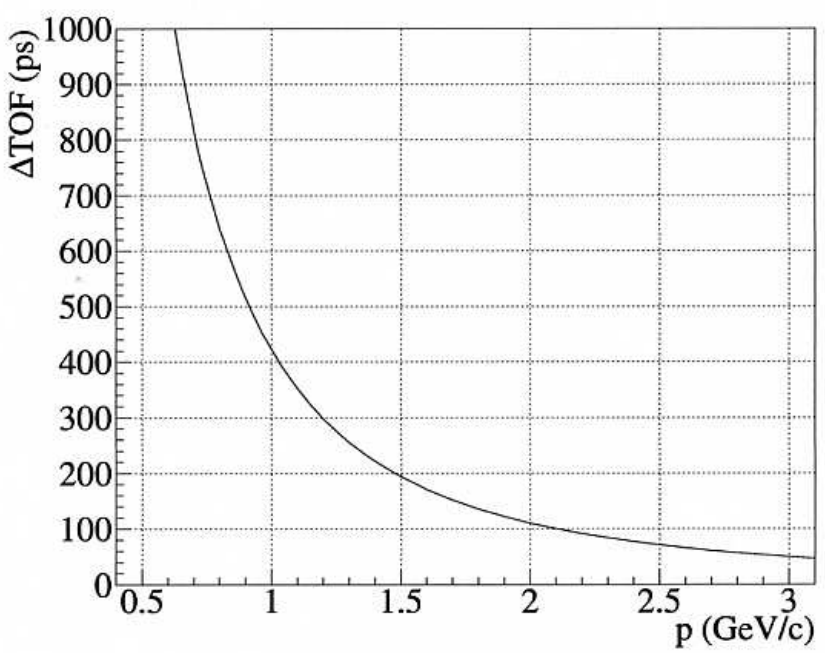



図 2.7: 運動量に対する$\pi$/Kの飛行時間差

### 2.3.3 dE/dx

CDCにおいて、エネルギー損失(dE/dx)の測定により粒子識別を行うのがdE/dx法である。荷電粒子が物質中で電荷損失により失うエネルギーは、単位長さ当たり

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left\{ln\left(\frac{\sqrt{2m_e\beta^2\gamma^2 E_{max}}}{I}\right) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta}{2}\right\} \tag{2.36}$$

のように$\beta$の関数として表すことができる。ここで、Kは比例定数$(0.307\mathrm{MeV}g^{-1}cm^2)$、zは入射粒子の電荷、Zは媒質の原子番号、Aはその質量数、Iは物質のイオン化ポテンシャル、$E_{max}$は測定可能運動量の最大値、最後の項は密度効果による補正

項である。dE/dx による粒子識別とは、CDC 中のガスでのエネルギー損失量を測定することにより $\beta$ を決定することである。BELLE 実験における CDC では $\pi$/K のエネルギー損失の差を $\delta$E/E=5 %の分解能で測定可能である。この方法の有効な運動量領域は 1GeV/c 以下及び 2GeV/c 以上となっている。図 2.8 に CDC における運動量に対する $\pi$/K のエネルギー損失の違いを示す。

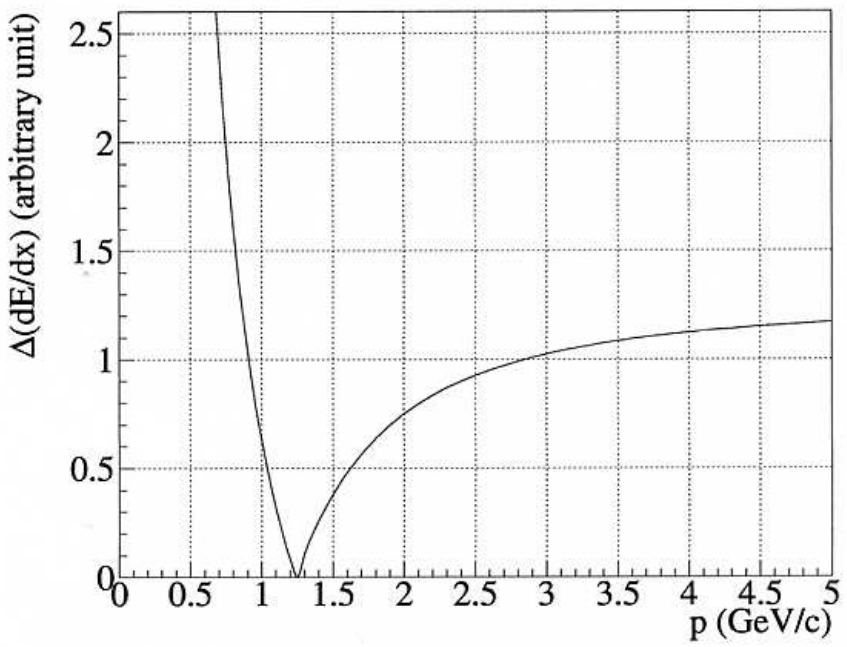



図 2.8: 運動量に対する $\pi$/K のエネルギー損失の違い。CDC ではこの差を 5 %の精度で測定できる

### 2.3.4 ACC を含むチェレンコフカウンター

チェレンコフカウンターはその名の通りチェレンコフ光を利用するものである。チェレンコフ光は荷電粒子が屈折率 n の媒質中を、その中での光の速度 c/n より速い速度 (v=$\beta$c)、すなわち v > c/n で通過する場合に放射される電磁輻射である。これは超音速で動く物体により音波の衝撃波が発生するのと同様に球状ホイヘンス波面として形成される。図 2.9 にみられるように、ある時間 $\Delta$t に対してこの波面は (c/n)$\Delta$t まで伝播し、一方粒子の方は距離 v$\Delta$t(=$\beta$c$\Delta$t) だけ進む。この 2 つの進行距離の関係より、チェレンコフ光の伝播方向 $\theta_c$ は、

$$cos\theta_c = \frac{(c/n)\Delta t}{v\Delta t} = \frac{1}{\beta n} \leq 1 \tag{2.37}$$

で与えられる。このことよりチェレンコフ光は $\beta$ > 1/n の条件が満たされたときのみ放射されることがわかる。これより閾値速度及び閾値運動量は、

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \tag{2.38}$$

$$p_{th} = \frac{m\beta_{th}c}{\sqrt{1-\beta_{th}^2}} = \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}} \tag{2.39}$$

となる。また、発生するチェレンコフフォトンの数は、

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} sin^2\theta_c/\lambda^2 \cdot d\lambda \tag{2.40}$$

で与えられる [2]。ここで、N は発生するフォトン数、$\alpha$ は微細構造定数、L は粒子が通過する媒質の厚さ (cm)、$\lambda$ はフォトンの波長を表す。光電子増倍管の感度領域 (400nm∼600nm) で、媒質 1cm あたりを通過した粒子により発生するフォトン数は、媒質の屈折率を 1.010、$\beta$=1 の粒子では 7.5 個程度である。

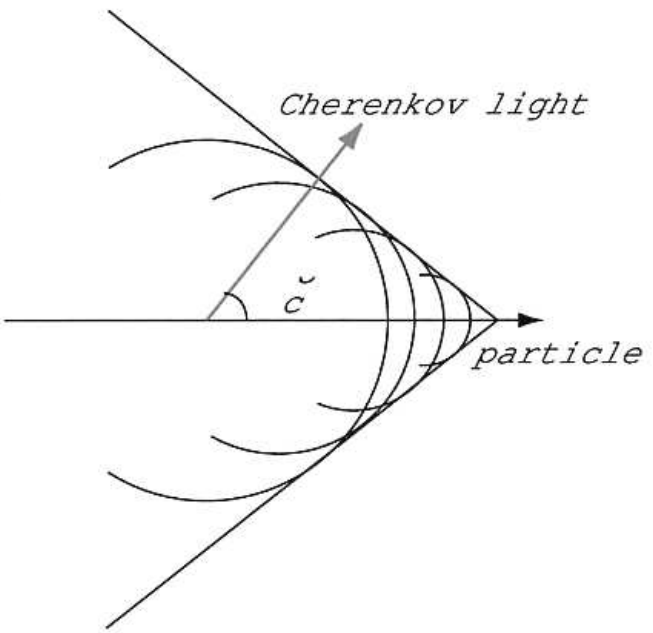



図 2.9:

このチェレンコフ光を利用した粒子識別装置は以下の 2 つに大別される。

(1) 閾値型のチェレンコフカウンター

(2) リングイメージ型チェレンコフカウンター

(1) は、BELLE 実験でも用いられている ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター) のようなタイプである。閾値型は式 2.38、式 2.39 からチェレンコフ輻射体の屈折率を適切に選ぶことで $\pi$ では発光するが K では発光しないような値に調整し、チェレンコフ光の有無でその識別を行う。ACC は輻射体としてシリカエアロジェルがもちいられており、主に 1.2GeV/c 以上の高い運動量領域の $\pi$/K 識別を目的としている。n の値としては 1.010$\sim$1.020 のものを用いている。

それに対し (2) は n$\simeq$1.5 程度の屈折率の大きい透明な物質を使い、$\pi$/K 共にチェレンコフ光を放出するようにしたもので、それをスクリーンに投影し、投影されたイメージパターンからチェレンコフ角 $\theta_c$ を計算し、式 2.37 から速度 $\beta$ を知る装置である。
閾値型のチェレンコフカウンターが ON/OFF 信号であるのに対してリングイメージ型は積極的に $\beta$ を測定するものであるので、一般に粒子識別の性能は後者の方が勝っている。しかし、精度良く位置を測定できる光検出器の開発はなかなか容易ではない。そこで BELLE 実験ではこのような閾値型のチェレンコフカウンターを配置してきた。

BELLE 実験においては以上に述べたような異なった運動量領域で識別を可能としている粒子識別装置を組合わせて使うことでで $\pi$/K の識別を行っている。次章では ACC のアップグレードを考えて提案された、TOP カウンターについて述べる。

# 第3章　TOPカウンター

## 3.1　TOPカウンターの原理

TOP(Time Of Propagation)カウンターは、荷電粒子が輻射体内に入射した際に放出するチェレンコフ光が、輻射体内をその放出角$\theta_c$を保存したまま伝播することを利用して伝播時間(TOP)とその水平放出角を測定し、粒子のトラッキング情報とあわせることにより粒子を識別するチェレンコフカウンターである。

チェレンコフ光の放射において、座標系を図3.1のようにとる。チェレンコフ光の放出角$\theta_c$は、フォトンのxz平面への射影とz軸の成す角$\Phi$と、yz平面への射影とy軸の成す角$\Theta$の2つの情報に置き換えられる。後に述べるがTOPカウンターにはフォーカシングミラーが用いられており、角度$\Phi$に対応した読みだし位置に集光するようになっている。また、フォトンの光路は$\Theta$により決定できることから、逆にいえば読み出し位置(角度$\Phi$)と伝播時間(TOP)よりこの2つの角度情報を得ることができ、チェレンコフ角を求めることができる。

TOPはフォトンのベクトル$(q_x,q_y,q_z)$を用いて

$$TOP = \left(\frac{L}{c/n(\lambda)}\right)\left(\frac{1}{q_z}\right) \tag{3.1}$$

と書ける[3]。ここで、Lは伝播距離、cは真空中の光速度、$n(\lambda)$は光子の波長による屈折率を表す。これからわかるように、TOPはフォトンのz軸方向の運動ベクトルにしかよらない。また、フォトンの運動ベクトルは粒子の入射角$(\theta_{inc},\phi_{inc})$を用いて、

$$q_x = q'_x cos\theta_{inc} cos\phi_{inc} - q'_y sin\phi_{inc} + q'_z sin\theta_{inc} cos\phi_{inc} \tag{3.2}$$

$$q_y = q'_x cos\theta_{inc} sin\phi_{inc} + q'_y cos\phi_{inc} + q'_z sin\theta_{inc} sin\phi_{inc} \tag{3.3}$$

$$q_z = -q'_x sin\theta_{inc} + q'_z dos\theta_{inc} \tag{3.4}$$

と書ける。ここで、$q_{x'y'z'}$は入射粒子の方向を$z'$軸とした座標系でのフォトンの運動ベクトルであり、これはチェレンコフ光の放射角$\theta_c$と$z'$軸の方位角$\phi$を用いて

$$q_x = sin\theta_c cos\phi_c \tag{3.5}$$

$$q_y = sin\theta_c sin\phi_c \tag{3.6}$$

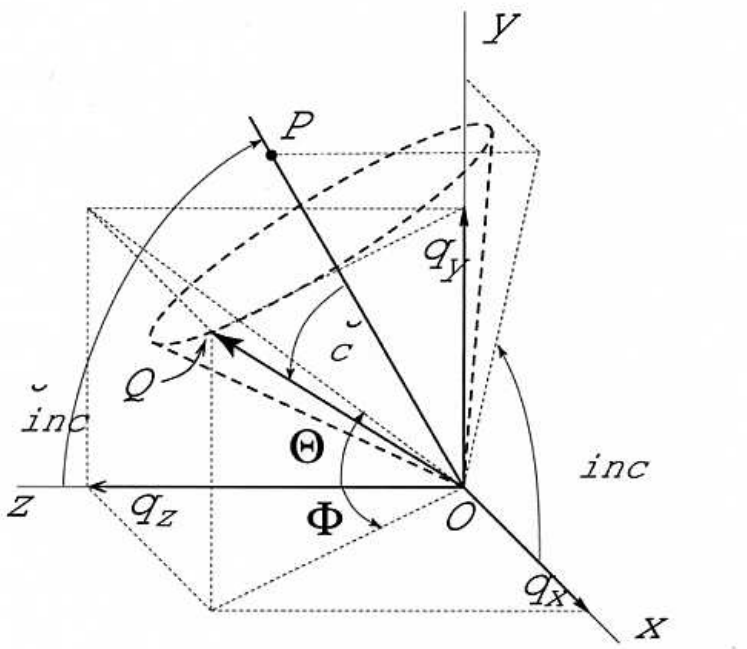



図 3.1: 座標系及び角度の定義

$$q_z = cos\theta_c \tag{3.7}$$

と書ける。また、Θ、Φ を用いて、

$$\Phi = arctan\left(\frac{q_x}{q_z}\right), \quad \Theta = arctan\left(\frac{q_y}{q_z}\right) \tag{3.8}$$

の関係が成り立つ。

図 3.2 に上式から計算した、運動量 3GeV/c、伝播距離 2m、垂直入射 ($\theta_{inc}$=$\phi_{inc}$=90 度) の場合の $\pi$/K の (TOP,Φ) 分布を示す。イメージの違いがはっきり現れている。

## 3.2 TOP カウンターの構造

TOP カウンターは主に 3 つの部分から成っている。TOP カウンターの全体像を図 3.3 に示す。また、以下にそれぞれの部分の構造を示す。

### ラジエーターバー

チェレンコフ輻射体として、幅 60mm、厚さ 20mm、長さ 3150mm のクォーツバーを用いている。発生したチェレンコフ光の角度を保存しながら反射する必要

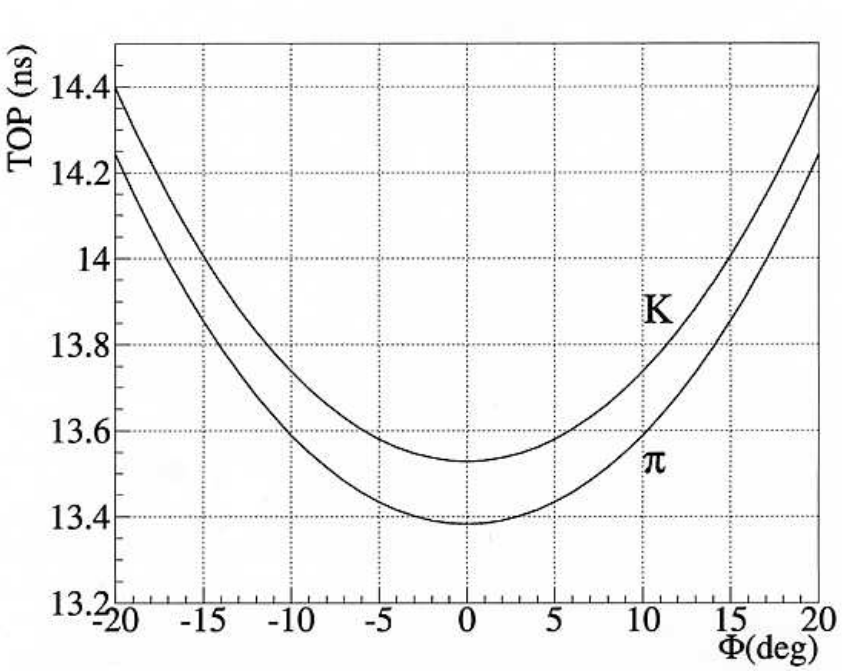



図 3.2: TOP によるチェレンコフイメージ。 $\pi$/K の間で約 130ps 程度の差がみられる。

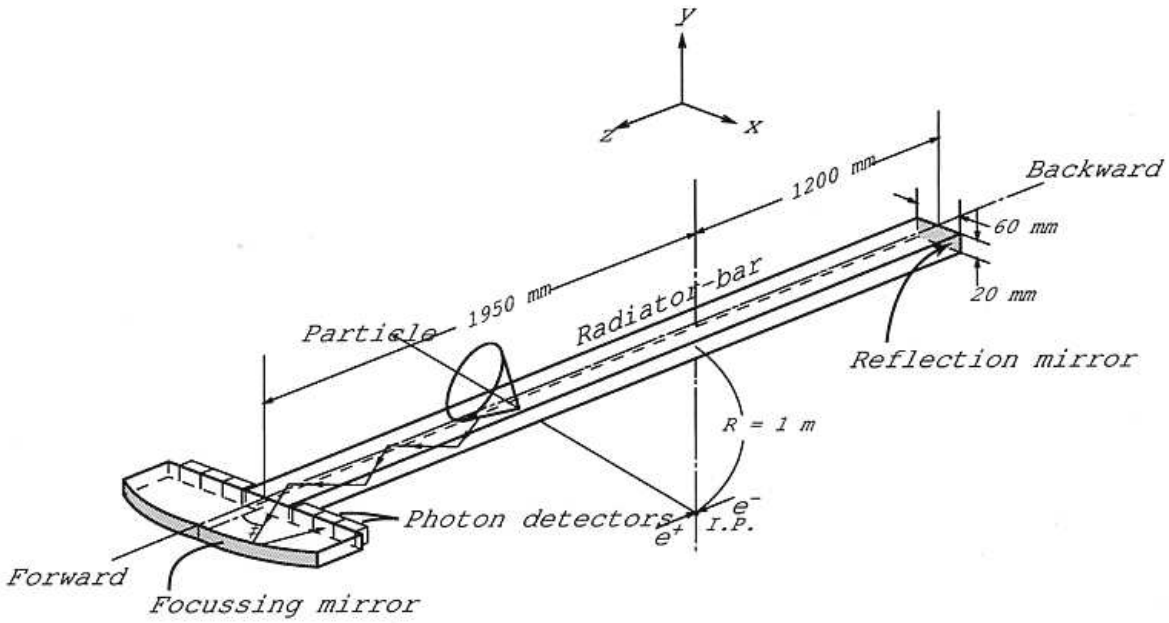



図 3.3: TOP カウンターの概略図

があるので、クォーツの表面精度が問題になるが、平坦度 $5\mu$m 以下、平行度 $5\mu$m 以下で、この精度であれば問題はないことがわかっている。

### フォーカシングミラー

$\Phi \rightarrow$x として読み出す。図 3.4 にあるようにクォーツバーから抜け出したフォトンは、その角度 $\Phi$ に対応した読みだし位置 x に集光される。この読み出し位置 x から $\Phi$ を求める。フォーカシングミラーにはラジエーターバーと同じ材質であるクォーツを用いる。ミラーのサイズは約 $300\times115mm^2$ であり、アルミを烝着した曲率半径 250mm の 2 つの円弧面により集光を行う。このミラーの角度分解能は $\Delta\Phi$=0.5(deg) であり、最大許容角度は $|\Phi| \leq 45$ である。

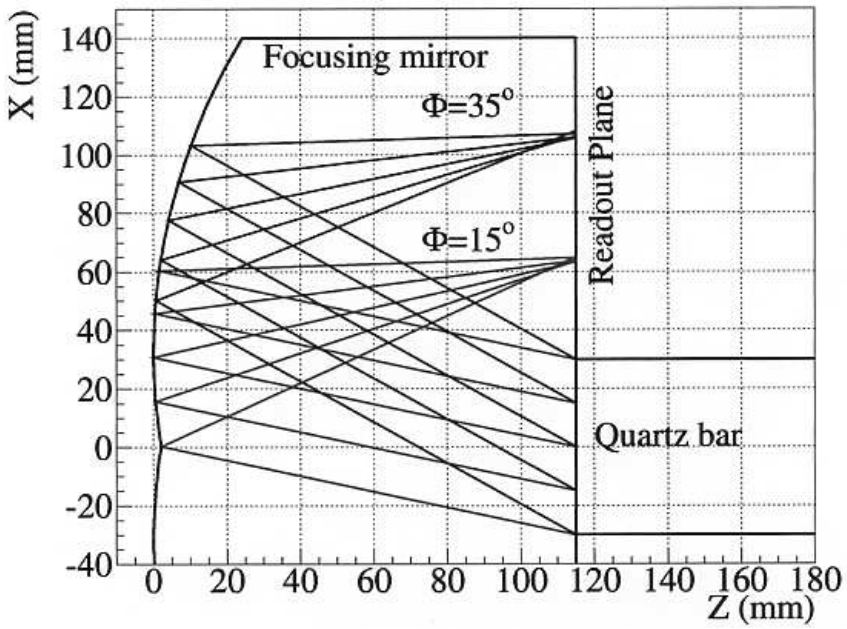



図 3.4: フォーカシングミラー内での集光の様子。角度の違う光に対しそれぞれ異なった位置に集光している。

### 光電子増倍管

光電子増倍管については次章で詳しく述べる

## 3.3 TOP カウンターの識別能力

### 3.3.1 △ TOP

式 3.1 から $\pi$/K の時間差 $\Delta$TOP は以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \Delta TOP &= \left(\frac{L}{c/n(\lambda)}\right)\left(\frac{1}{q_z^\pi - q_z^K}\right) \\ &= 4.90(ns)\cdot\frac{L(m)}{q_z^\pi - q_z^K} \end{aligned} \tag{3.9}$$

この $\Delta$TOP は L に比例しているので、距離が延びるにつれて時間差も大きくなる。また、TOP が $\Phi$ の関数であるためこの場合 $\Delta$TOP も $\Phi$ の関数となる。
図 3.5 に伝播距離 L に対する $\Delta$TOP 分布を示す。L と共に増大することがわかる。また、図 3.6 に入射粒子の運動量 p に対する分布を示す。p が大きくなると $\Delta\theta_c$ が小さくなるために時間差は小さくなる。

実際には、この TOP に粒子生成点からカウンターまでの TOF の効果を加えて $\Delta$(TOP+TOF) として用いる。TOF の効果を入れることで時間差はさらに大きくなる。これは TOF において必ず $TOF^K > TOF^\pi$ となっているためである。

### 3.3.2 不定性

TOP カウンターにおける時間分解能の不定性には主なものとして以下のものがある。

a トラッキング情報 ($\theta_{inc}$,$\phi_{inc}$,L) の精度によるもの。

b CDC による運動量、位置の測定精度からくるもの。

c 屈折率の波長依存性のためクォーツの屈折率が拡がりを持つもの。

d クォーツの厚みに起因する粒子の飛行時間の拡がりによるもの。

e 集光を行う際のクォーツの幅による収差からくるもの。

f 光電子増倍管の時間分解能。

a は入射角及び $\Phi$ により若干異なるが 10ps$\sim$20ps と小さい。b と d は $\theta_{inc}$ が変化してもほぼ変わらずに小さく、それぞれ 1.0ps、20ps 以下程度となる。c は $\theta_{inc}$

によって 10ps から 100ps まで大きく変化する。最も大きいのはミラーと光電子増倍管に起因する e と f である。特に e は $\Phi$ の大きい領域において急激に増大する。図 3.7 に $\theta_{inc}$ を変えた場合の TOP の時間分解能 $\sigma_{TOP}$ と、この不定性の様子を示す。これらは全て伝播距離 L=2m、運動量 p=4GeV/c の場合の結果である。$\sigma_{TOP}$ は $\theta_{inc}$ によらず $\Phi$ の大きな領域で大きくなっている。なお、光電子増倍管の時間分解能は 75ps と仮定している。

### 3.3.3 識別能力

粒子識別能力は TOF の効果まで考えて以下のように定義できる。

$$S_0 = \sqrt{\left\{ \sum_i \left( \frac{\delta(t_{TOP} + t_{TOF})_i^{K-\pi}}{(\sigma_T)_i} \right)^2 \right\}} \tag{3.10}$$

TOP カウンターにおいて発生するチェレンコフ光子数は N=30 個と想定できるため、伝播距離 L=2m、運動量 p=4GeV/c、$\theta_{inc}$=90 としたときの $\pi$/K の分離能力は、$S_0$=6 と計算でき、非常に優れた粒子識別能力があることがわかる。また、BELLE 検出器を想定した場合に期待できる運動量領域に対する粒子識別能力を図 3.8 に示す。

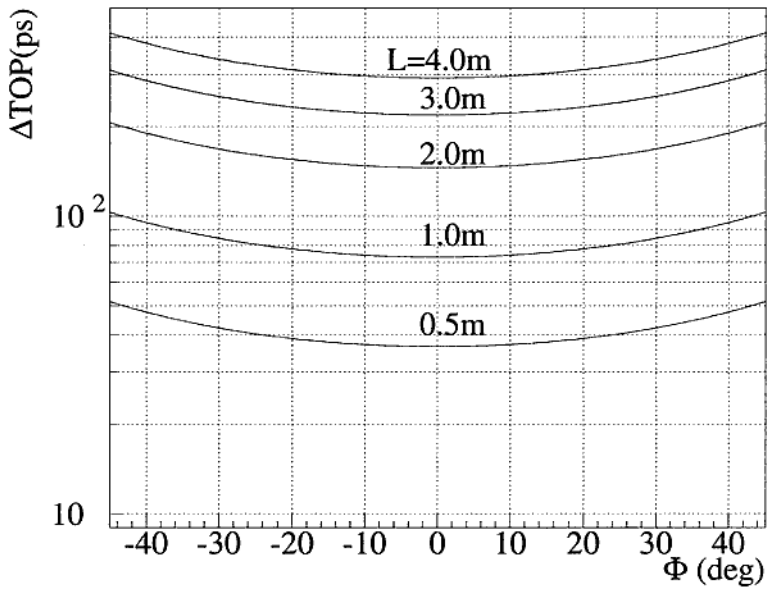



図 3.5: 伝播距離 L の変化に対する ΔTOP の様子。L に対して ΔTOP が比例している。また、Φ が大きくなるにつれて ΔTOP は大きくなる。

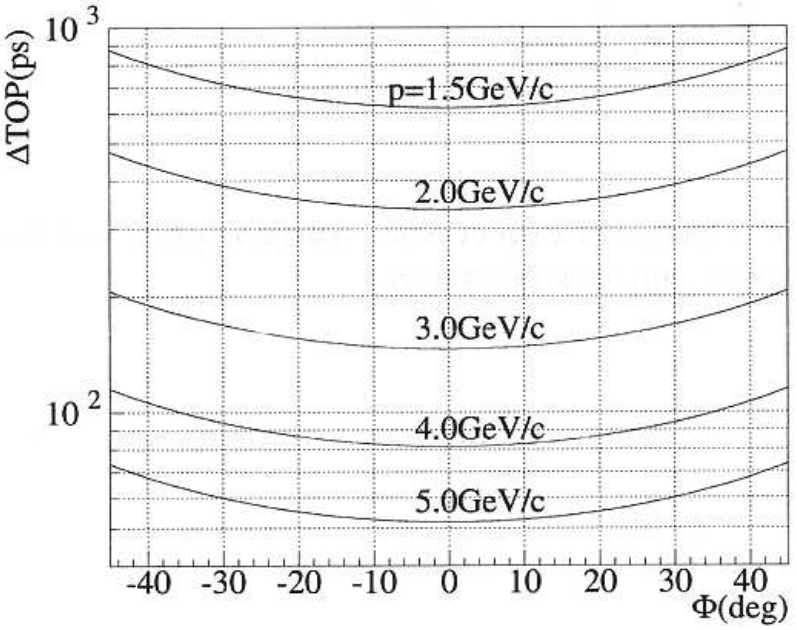



図 3.6: 運動量 p の変化に対する ΔTOP の様子。p が大きくなるにつれて $\Delta\theta_c$ が小さくなるため、ΔTOP は小さくなる。

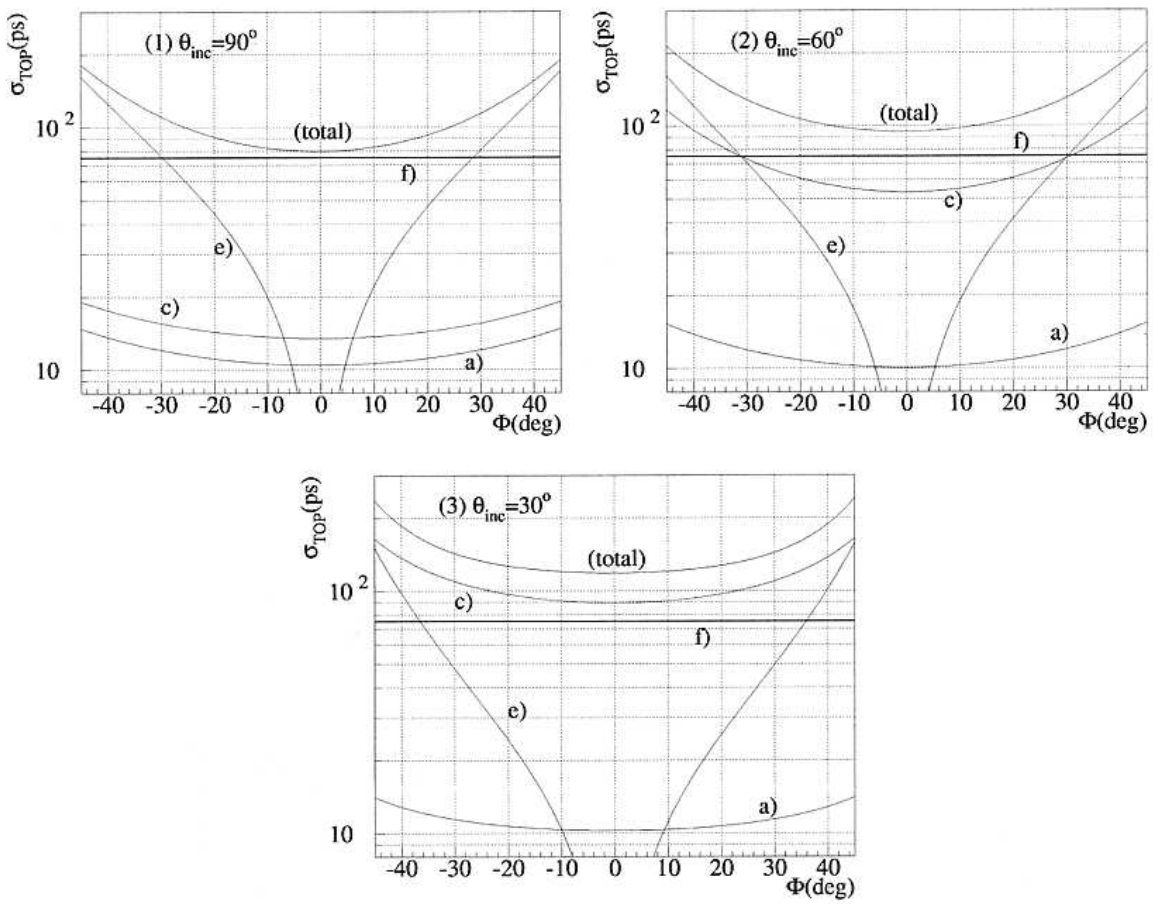



図 3.7: 入射角度を変えた場合のシングルフォトンにおける TOP の時間分解能 (図の total) 及び本文中における TOP カウンターの不定性 a、c、e、f の様子。

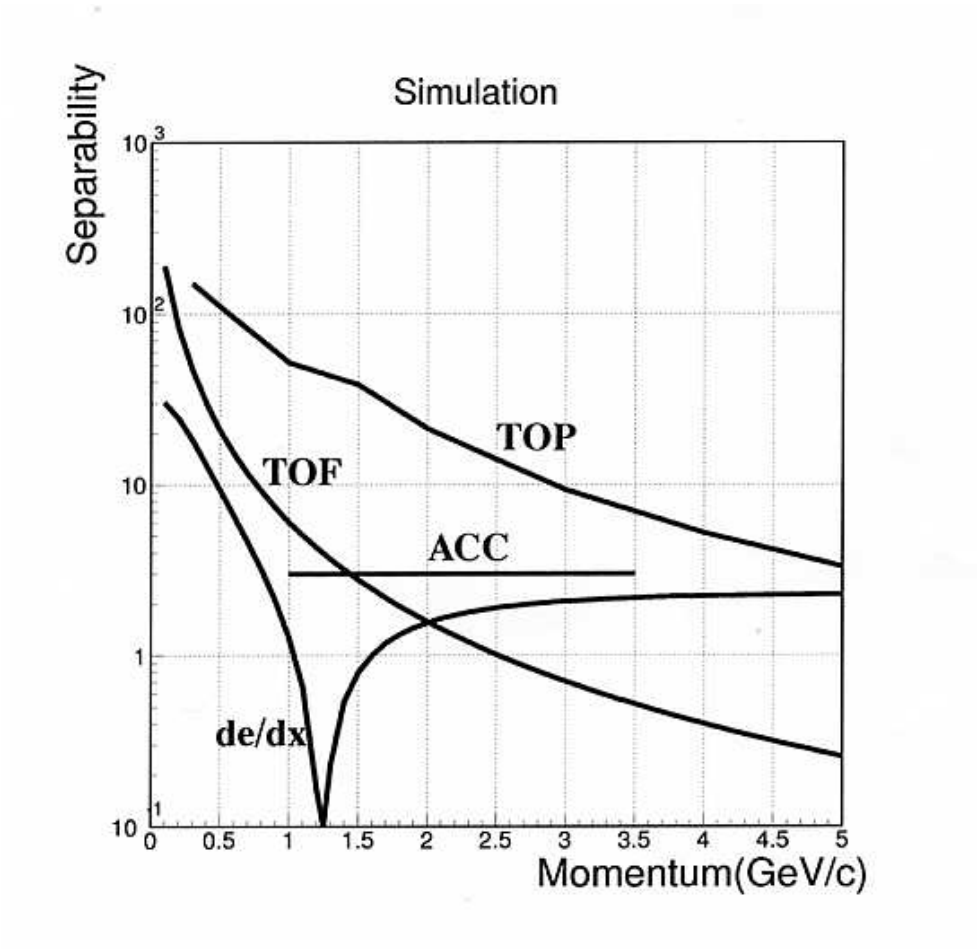



図 3.8: シュミレーションにおける TOP の $\pi$/K 識別能力。いままでの BELLE 検出器に比べ、全てでこれを上回っている。TOP カウンターは非常に有効であるといえる。

# 第4章　光電子増倍管

## 4.1　TOP カウンターに用いる光電子増倍管

### 4.1.1　要求される性能

TOP カウンターには、光を検出するために光電子増陪管が用いられる。この光電子増倍管には以下の条件が要求される。

(1) シングルフォトンが検出できる。

(2) 位置の分解能が 1mm 以下である。

(3) 時間分解能 $\sigma$ が 100ps 以下である。

(4) 磁場下において稼働可能である。(コライダー実験で用いる場合のみ)

本研究ではマルチアノード光電子増倍管として浜松ホトニクス社製の R5900-U-00-L16 を使用し、非常に良い時間分解能を要求する TOP カウンターに用いるのに適しているかを検証した。尚、この光電子増倍管は磁場下で稼働するようには設計されていないが、磁場のない初期の研究においては最適であると思われる。

### 4.1.2　構造と特性

光電面

この光電子増倍管は、16mm×16mm の光電面を持ち、それは各々0.8mm×16mm の 16 のチャンネルに 1mm ピッチで分割されている。図 4.1 に概略図を示す。
光電面には光電効果を起こして光電子を放出させる働きがあるため、材質として仕事関数の低いアルカリ金属を主成分とする化合物半導体が使用される。この光電子増倍管ではバイアルカリが使用されている。

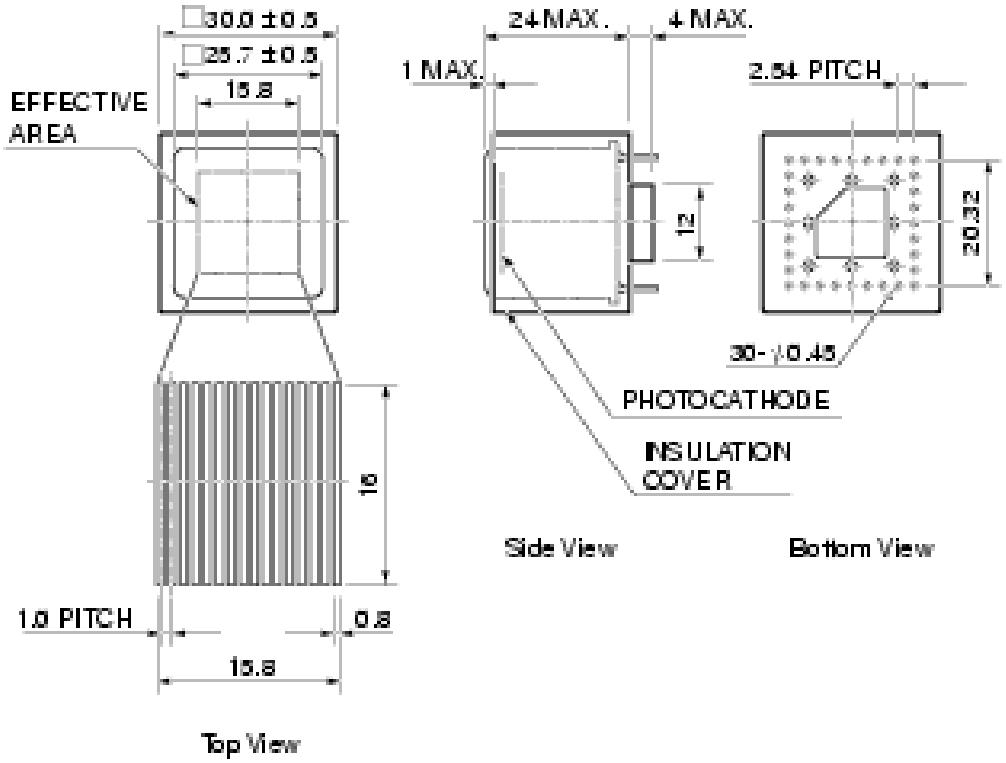



図 4.1: 光電面

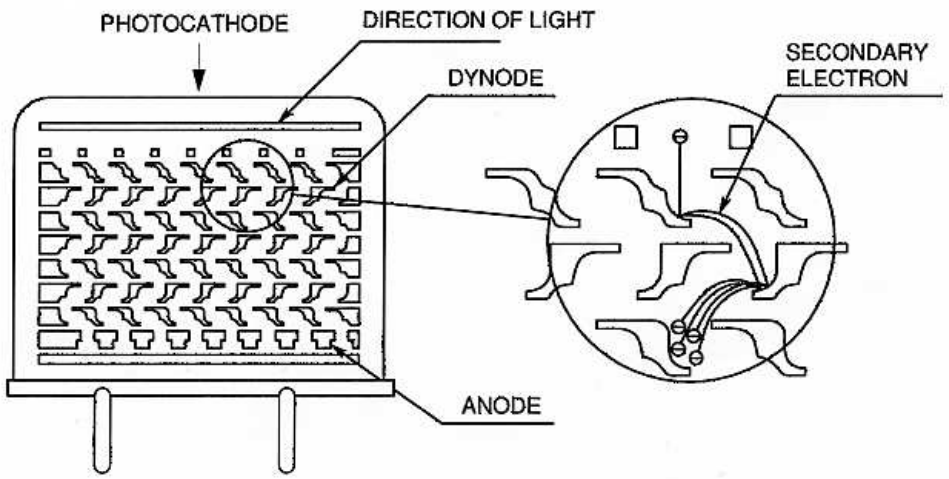



図 4.2: ダイノードの概略図

### ダイノード

光電面に入射した光はそこで光電効果を起こして光電子を放出する。放出された電子はかけられている電場によってダイノードに導かれ、2 次電子の放出を繰り返すことにより増倍され検出される。この光電子増倍管は、ダイノードで仕切ることによってマルチアノードの読み出しを可能にした。概略図を図 4.2 に示す。電極は非常に薄く精密に積み重ねてあるので、位置検出に適し、速い時間特性が得られる。ダイノードの段数は 10 段となっている。

### 量子効率

入射した光が光電効果を起こして光電子に変換されるとき、その変換効率を表したものが量子効率 (Quantum Efficiency : QE) である。量子効率は光電面から出る光電子数を入射光子数で割った値で定義され、普通パーセントで表される。この光電子増倍管では、図 4.3 のように光の波長 400nm でおよそ 25 %となっている [4]。

### パルスの立ち上がり時間

パルス光を光電子増倍管に入射したときに、その出力波形がどれだけ忠実に入射光を再現しているかを示すものが時間応答特性であるが、その中でもパルス光を入射したときに出力信号がピーク値の 10 %から 90 %まで変化する時間のことを立ち上がり時間という。この光電子増倍管においては、図 4.4 に示すように、シングルフォトンでのパルスの立ち上がりは 0.6ns と非常に速い。

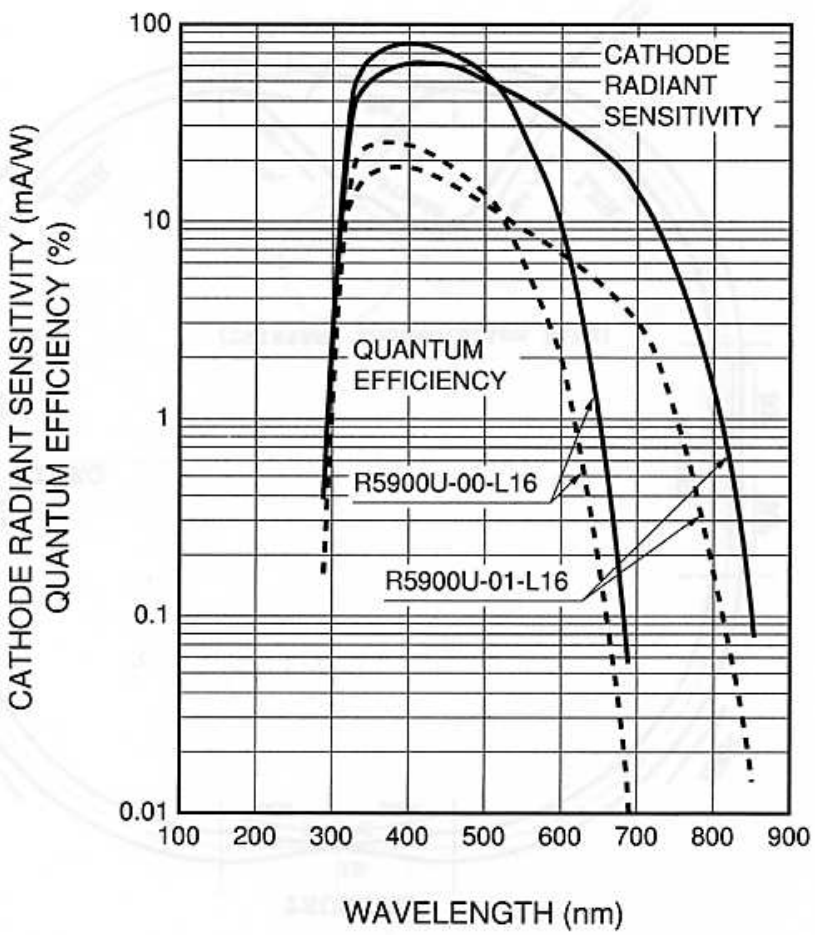



図 4.3: 光電子増倍管の量子効率。破線が量子効率 (%)、実線が陰極放射感度 (mV/W) を表している。

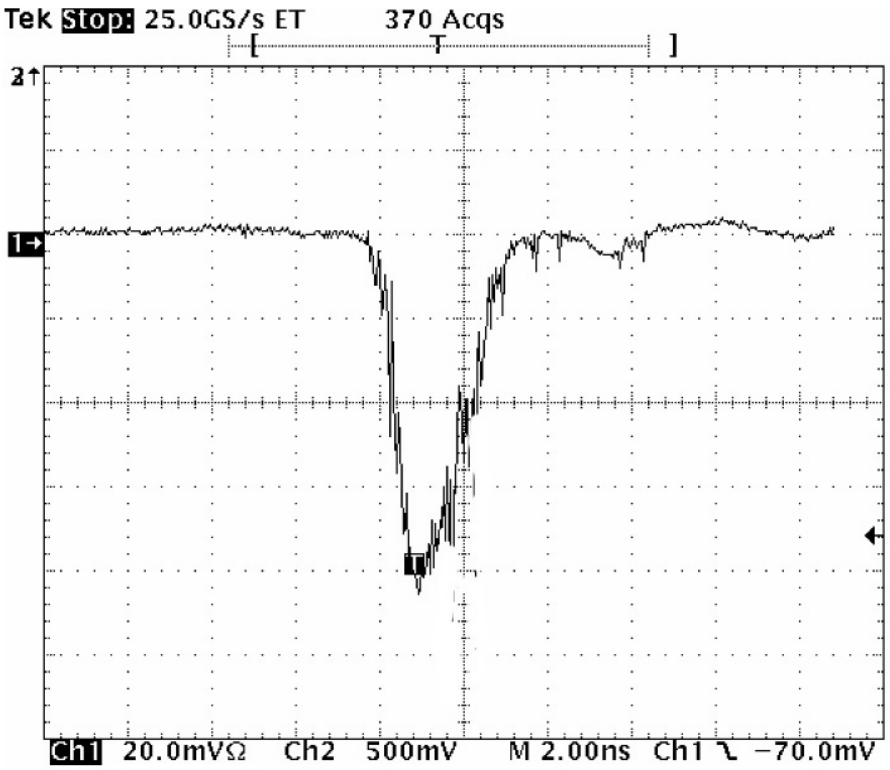



図 4.4: パルスの立ち上がり時間。横軸が 2ns/div、縦軸が 20mV/div。

## 4.2 測定装置

データ収集のブロックダイアグラムを図 4.5 に示す。光源として、浜松ホトニクス社のピコ秒ライトパルサー PLP-01 を用いた。波長領域は 410nm で、先ほどの量子効率のピークにほぼ一致している。レーザーパルスは 1kHz に固定した。ADC のゲートと TDC のスタートはこのレーザーのトリガーからゲートジェネレータにより作られる。ゲート幅は 150ns とした。また、光電子増倍管は移動可能なステージ (Nikon 社製) の上にのせてあり、1$\mu$m の精度でなめらかに移動することができる。光電子増倍管からの信号はまず最初にアンプで増幅される。ゲインは 10 倍であるが、後にケーブルも含めた測定系の増幅率として求める。その後信号は 2 つに分けられ、片方がそのまま ADC へ、もう片方がディスクリミネータを介して TDC に送られる。ディスクリミネータの閾値は 30mV とした。シングルフォトンによるパルス波高値のおよそ 1/3 の値である。

また、光電子増倍管は余計な光を入れないために暗箱内に設置している。図 4.6 にその様子を示す。レーザーからの光は ND フィルターを通した後、長さ 1m のオプティカルガラスファイバー ($\phi$50$\mu$m) で導いて光電子増倍管面に接するようにする。また、先ほど述べたように光電子増倍管はステージ上を移動できる。

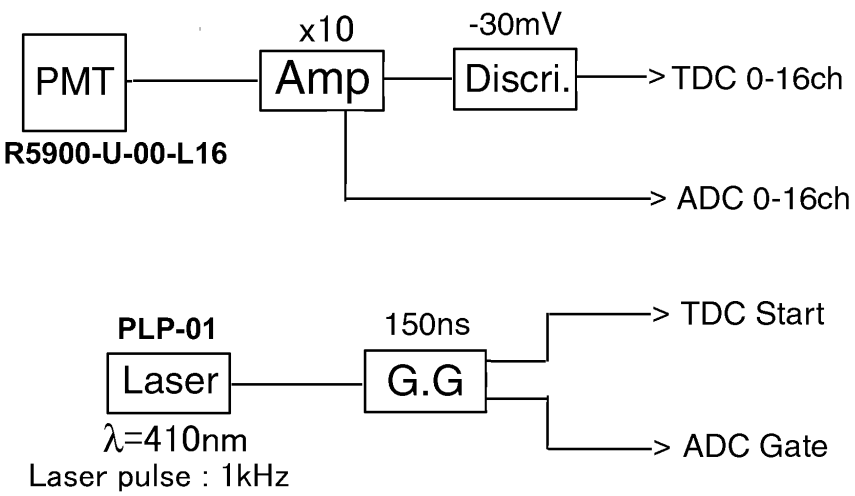



図 4.5: データ収集系のブロックダイアグラム

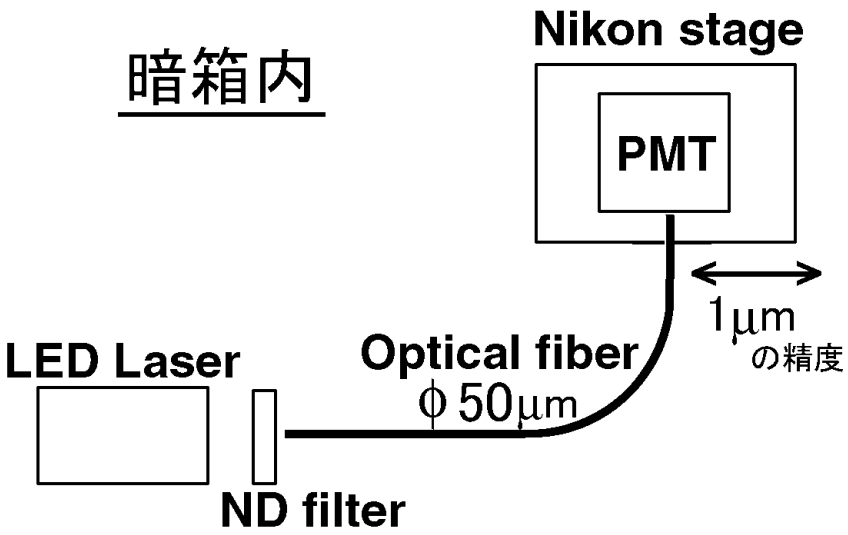

暗箱内
Nikon stage
PMT
1μm
の精度
LED Laser
Optical fiber
φ50μm
ND filter

図 4.6: 暗箱内の様子

## 4.3 測定準備

### 4.3.1 ADC と TDC の較正

ADC の電荷量と ADC カウント数との関係と、TDC の時間差と TDC カウント数との関係をそれぞれ図 4.7 に示す。非常に良い比例関係にあることがわかった。また、マルチアノード光電子増倍管の全 16 チャンネルの較正結果を表 4.1 に示す。

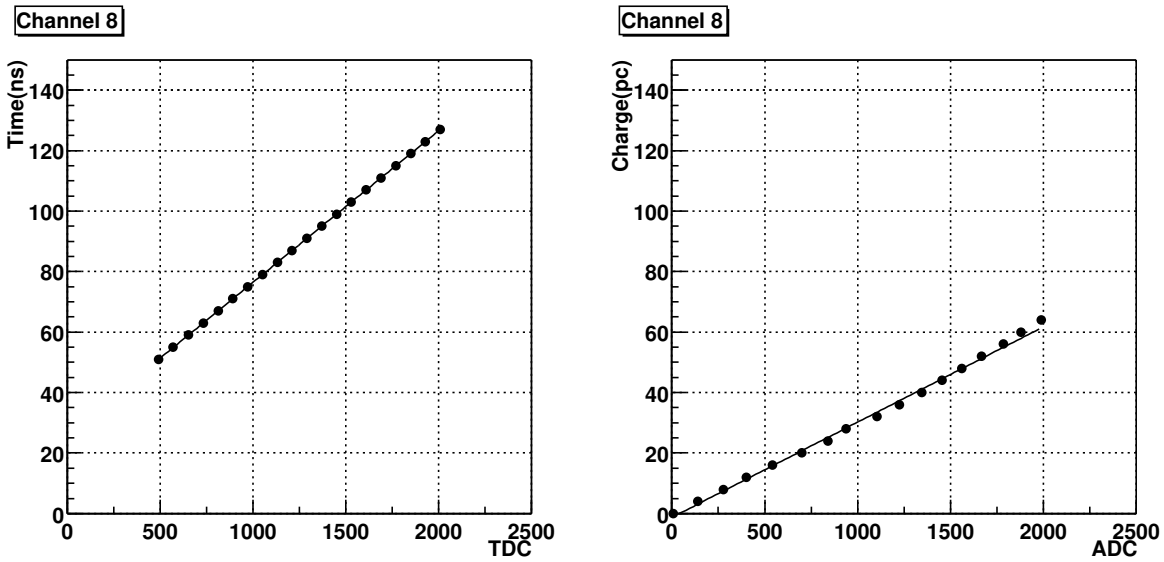



図 4.7: TDC と ADC の較正結果。左図が TDC、右図が ADC であり、チャンネル 8 のみ示す。

| channel | ADC | TDC | channel | ADC | TDC |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | $3.20\times10^{-2}$ | 49.9 | 9 | $3.17\times10^{-2}$ | 45.7 |
| 2 | $3.20\times10^{-2}$ | 49.9 | 10 | $3.54\times10^{-2}$ | 45.7 |
| 3 | $3.23\times10^{-2}$ | 50.1 | 11 | $3.26\times10^{-2}$ | 45.4 |
| 4 | $3.21\times10^{-2}$ | 49.9 | 12 | $3.17\times10^{-2}$ | 46.0 |
| 5 | $3.19\times10^{-2}$ | 49.8 | 13 | $3.31\times10^{-2}$ | 46.6 |
| 6 | $3.20\times10^{-2}$ | 49.9 | 14 | $3.27\times10^{-2}$ | 46.1 |
| 7 | $3.24\times10^{-2}$ | 49.8 | 15 | $3.27\times10^{-2}$ | 45.9 |
| 8 | $3.20\times10^{-2}$ | 50.1 | 16 | $3.28\times10^{-2}$ | 45.8 |

表 4.1 ：ADC、TDC の全チャンネルにおける較正結果。ADC は pC/counts、TDC は ps/counts である。

### 4.3.2 ノイズの評価

光電面やダイノードに使用される材料は非常に仕事関数が低いため室温でも熱電子を放出してしまい、これがダイノードで増幅されて出力される。このシングルカウントレートを評価する。HV を 800V かけ、光電子増倍管からのノイズのうちディスクリミネータの閾値を越えて出力されたものをスケーラでカウントしたところ、チャンネル 8 においては 100 秒で 7800 個ほど (78Hz) であり、全チャンネルの平均でも 100Hz であった。また、それぞれのチャンネルにおけるノイズと HV の関係を図 4.8 に示す。チャンネル 15、16 が他に比べて 2 倍程度多い。
これが偶発的に本物のシグナルに混じって計測されてしまう確率は、本実験ではトリガーが 1kHz でゲート幅が 150ns としているので、HV800、チャンネル 8 においては

$$\frac{150 \times 10^{-9}s \times 1kHz \times 78Hz}{1kHz} \times 100 = 0.00117\ \% \tag{4.1}$$

となり、100000 イベントとった際に、およそ 1 イベントしかこのノイズが混じってこない。ノイズの多いチャンネル 15、16 でも、100000 イベント中に 5 イベントほどであるので、このノイズは今回の実験には影響を与えないことがわかった。

### 4.3.3 測定系の増幅率

ここでは、アンプでの増幅率、光電増倍管からのケーブルや測定機器間でのケーブルによる電荷損失などによる測定系の増幅率を求める。測定方法は、光電子増倍管の出力パルスの代わりに矩形波信号を測定系に入力し、入力前後で電荷量の比をとることで増幅率とした。入力した矩形波は、幅 100ns、波高値 80mV とした。表 4.2 にそれぞれのチャンネルの増幅率を示す。

| channel | 増幅率 | channel | 増幅率 |
|---|---|---|---|
| 1 | 7.4 | 9 | 7.5 |
| 2 | 7.5 | 10 | 7.6 |
| 3 | 7.4 | 11 | 7.4 |
| 4 | 7.3 | 12 | 7.2 |
| 5 | 7.4 | 13 | 7.4 |
| 6 | 7.5 | 14 | 7.5 |
| 7 | 7.4 | 15 | 7.5 |
| 8 | 7.6 | 16 | 7.5 |

表 4.2：各チャンネルにおける測定系の増幅率。

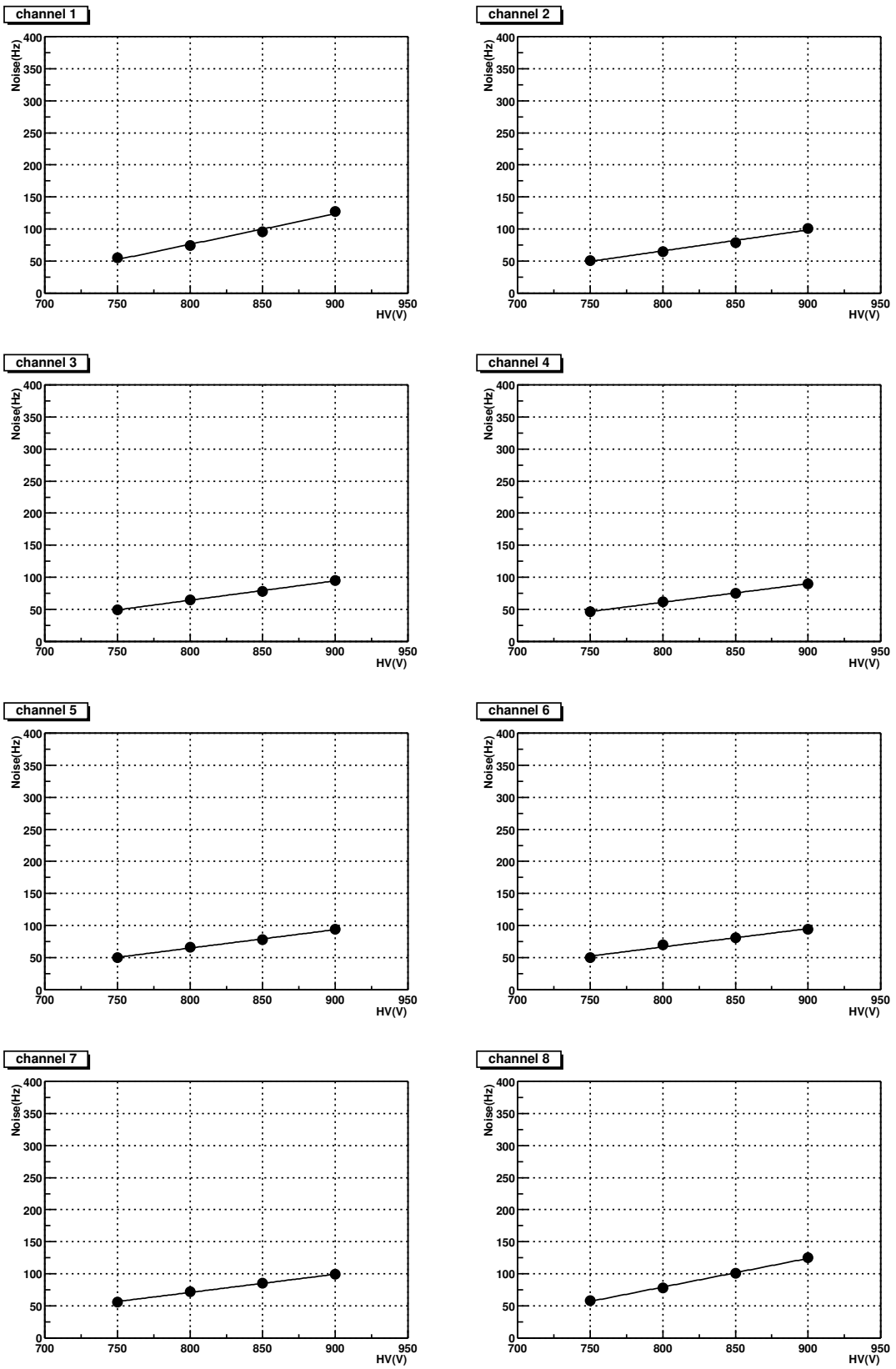
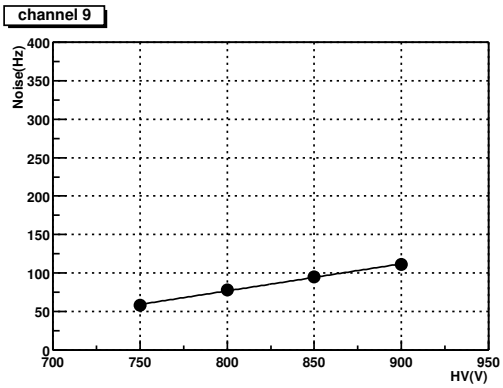
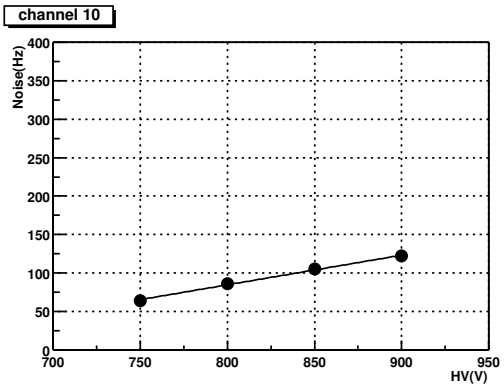
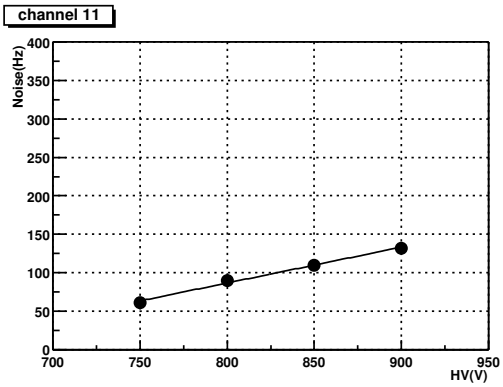
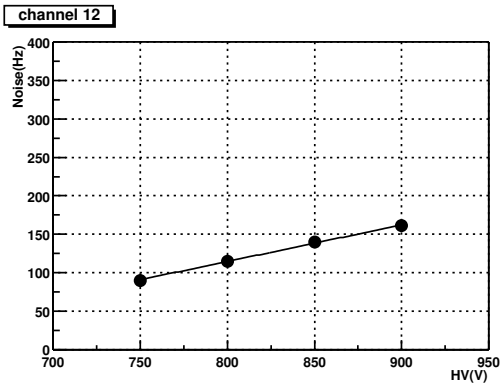


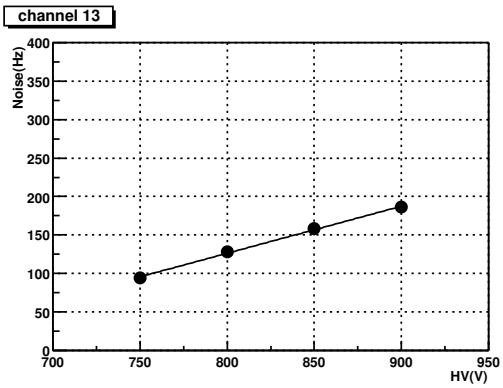

図 4.8: HV を変化させた場合の各チャンネルにおけるノイズ。

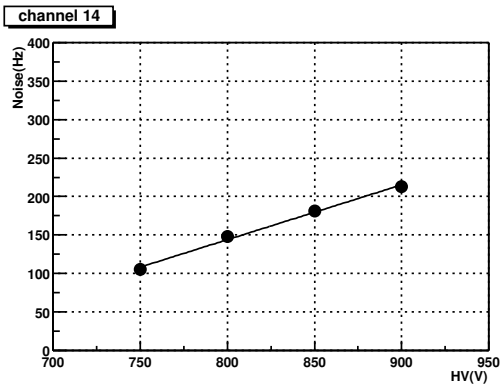

channel 9
Noise(Hz)
HV(V)

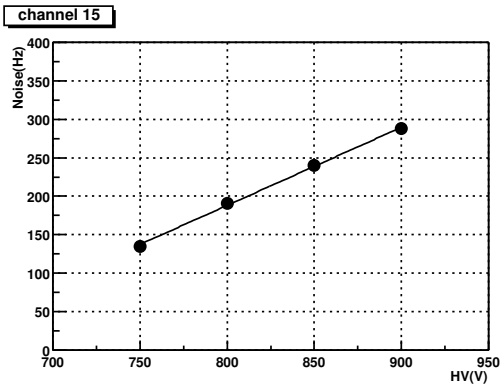

channel 10
Noise(Hz)
HV(V)

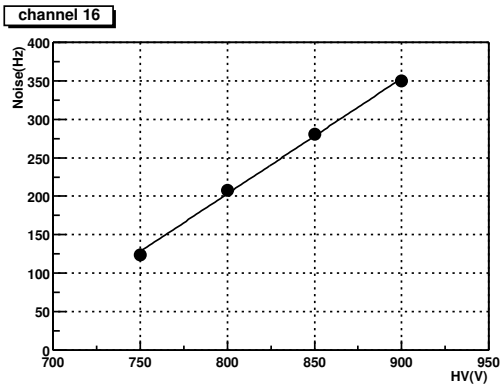

channel 11
Noise(Hz)
HV(V)


channel 12
Noise(Hz)
HV(V)


channel 13
Noise(Hz)
HV(V)


channel 14
Noise(Hz)
HV(V)


channel 15
Noise(Hz)
HV(V)


channel 16
Noise(Hz)
HV(V)

## 4.4　測定結果

### 4.4.1　シングルフォトン光の決定

ND フィルターを用いて入射光量を調節した場合の、光電子増倍管のチャンネル 8 における ADC 分布を測定した。減光していった際に、シングルフォトン相当光によるイベントのみになったところから ADC 分布の平均は変わらなくなるはずである。用いた ND フィルターは光量を 1/2、1/4、1/8、1/16、1/32、1/64、1/400 に設定できる。

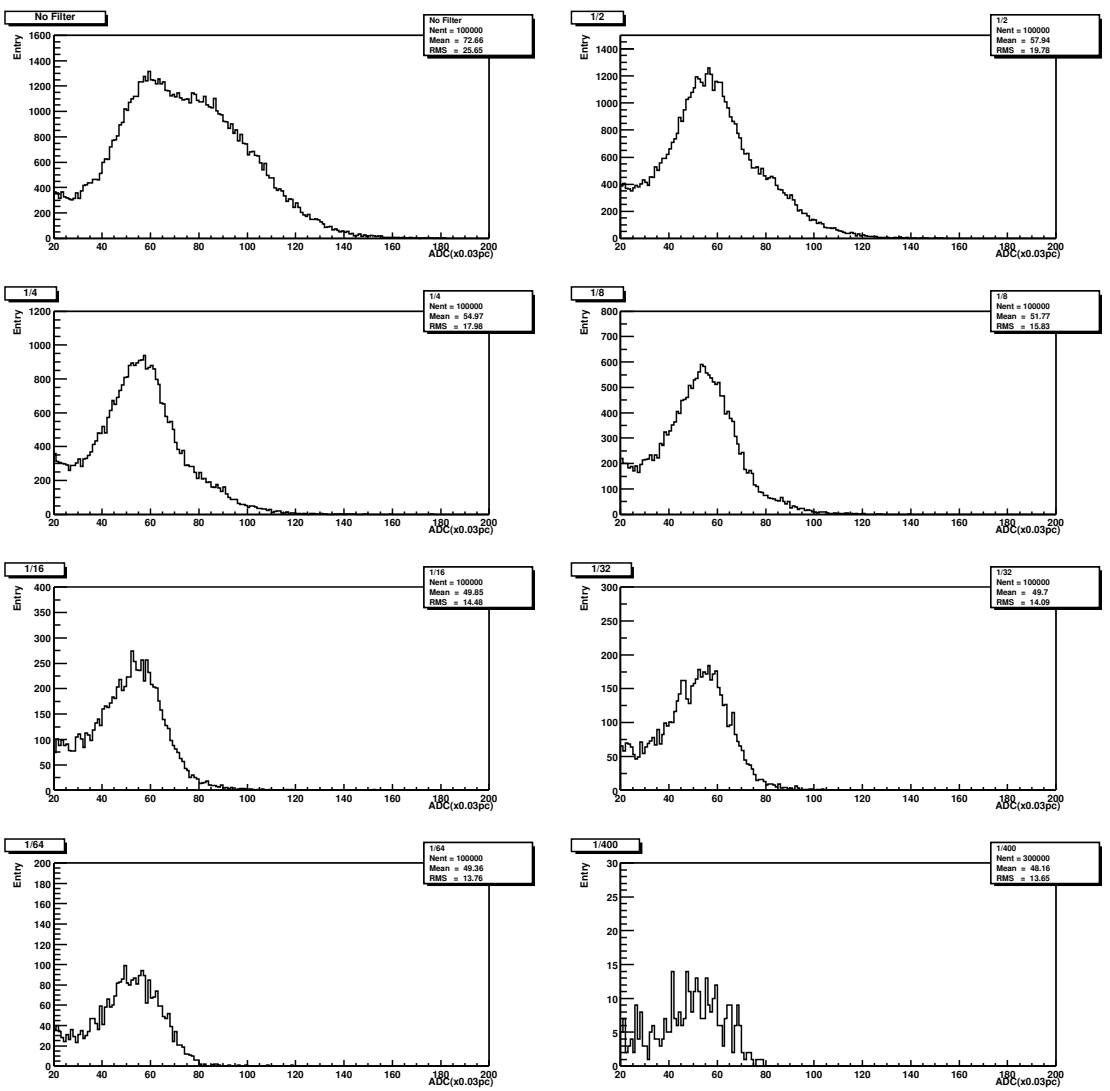



図 4.9: フィルターを用いて光量を調節した際の、チャンネル 8 における ADC の変化。

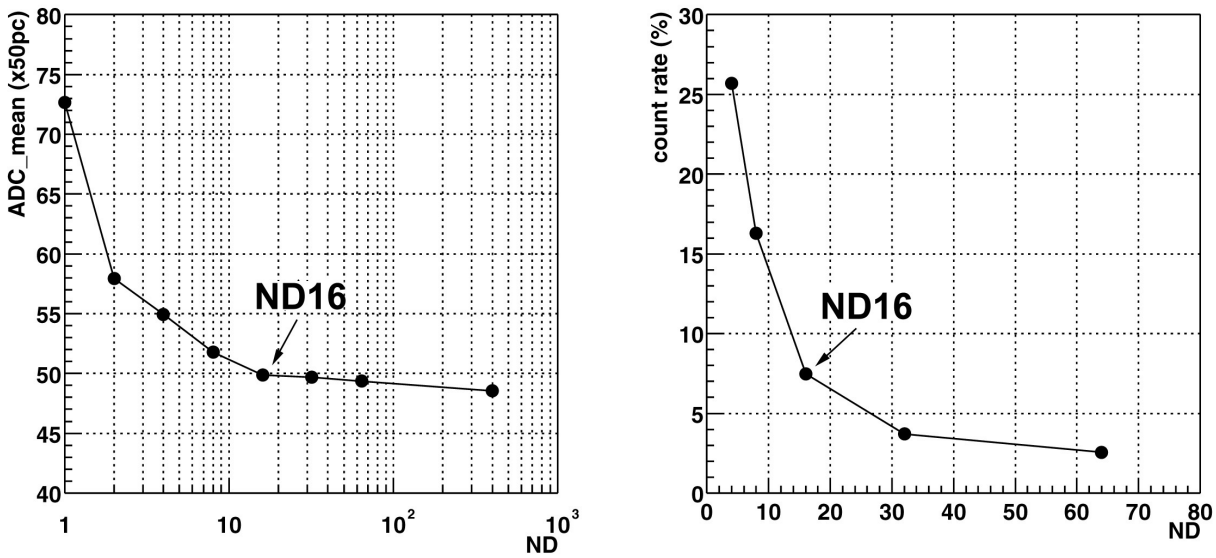



図 4.10: 左図 ADC の平均の変化。 右図 計数率の変化。計数率は ND4 から ND64 までを示した。

次にそれぞれのフィルターを用いた場合の計数率を計測した。計数率は光電子増倍管からの信号とレーザートリガーのコインシデンスをとったものをスケーラーで測ることにより計測できる。通常は、計数率が 8 %のとき有効なイベントのうちおよそ 96 %がシングルフォトンによるイベントであるといえる。(付録 A 参照)

これらより、ADC の平均は ND16 からほぼ一定となり、計数率は ND16 で 7.5 %ほどとなっているため、今回はフィルターを ND16 に設定し、実験を行った。

### 4.4.2　位置の分解能

光電子増倍管をのせているステージを $100\mu\mathrm{m}$ 間隔でスライドさせて、シングルフォトン相当光を各チャンネルに入射した結果を図 4.11 に示す。カウントトレートは 16 チャンネル間でほぼ一様であった。この図から、この光電子増倍管は $1\mathrm{mm}$ の精度で位置の読み出しが可能であることがわかる。また、各チャンネルの波形をガウシアンでフィッティングして、各チャンネルの $\sigma$ を求め、図 4.12 に示した。

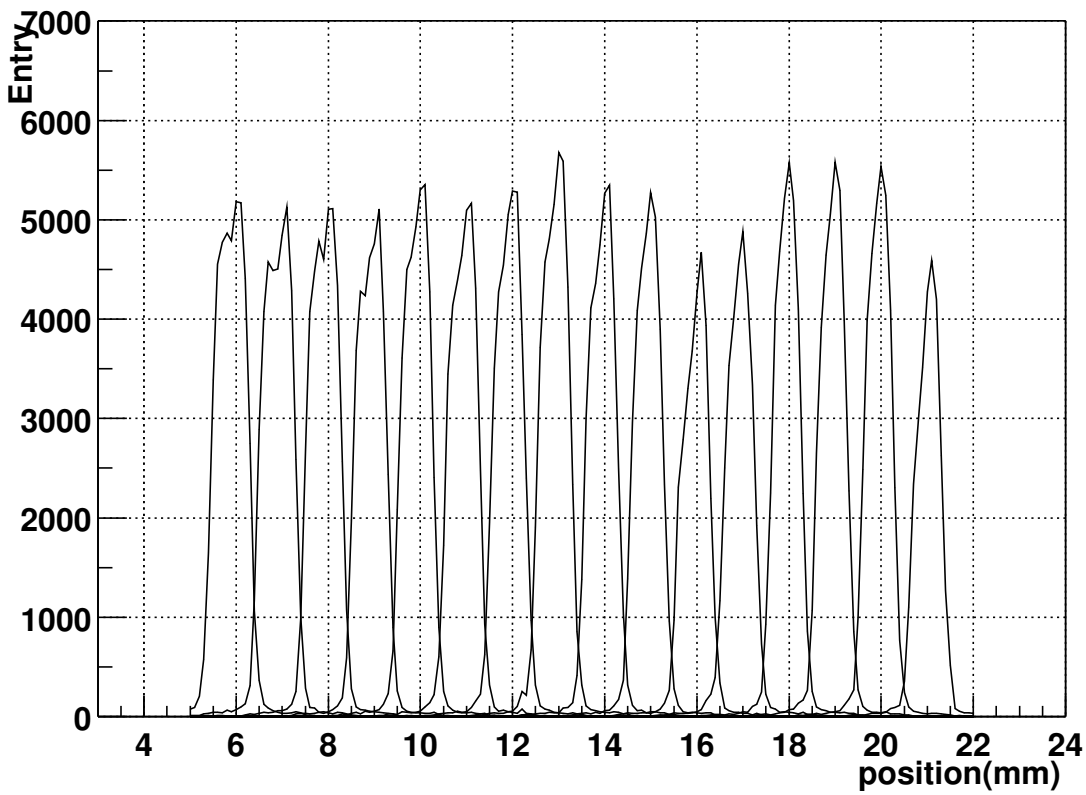



図 4.11: 光電子増倍管の位置分解能。

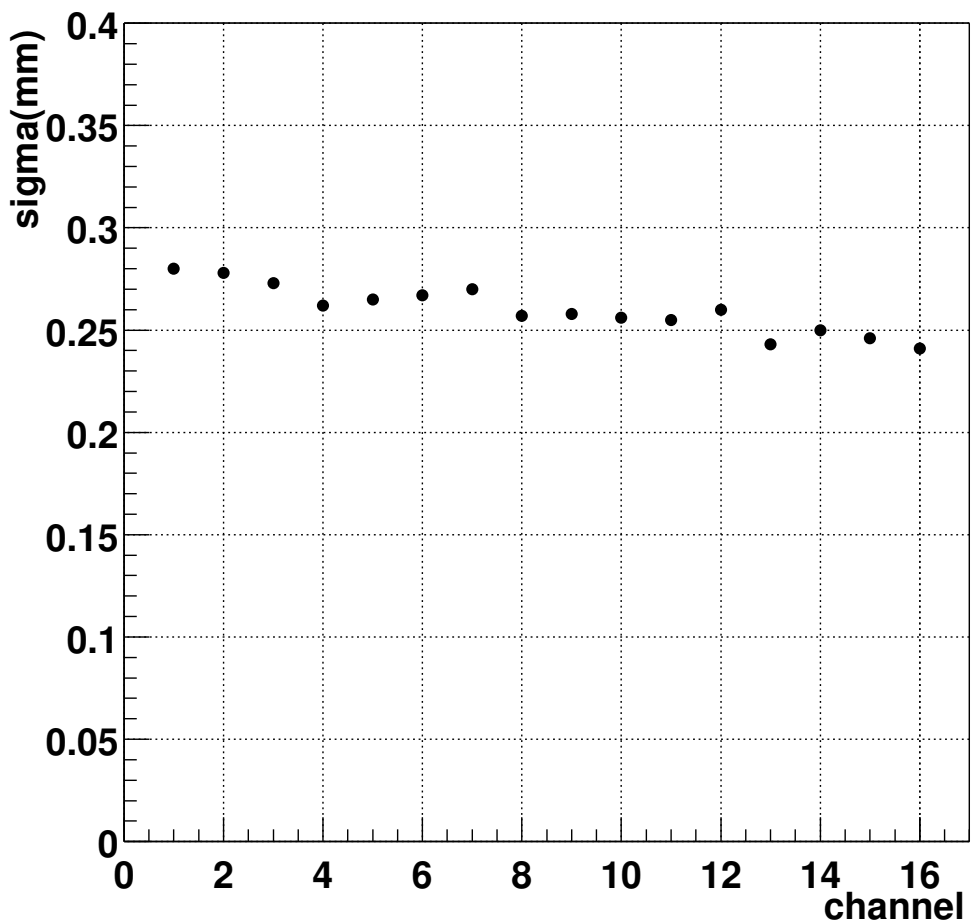



図 4.12: 各チャンネルの $\sigma$ のばらつき

### 4.4.3 時間分解能

図 4.13 にチャンネル 8 のみにシングルフォトン相当光を照射したときの TDC と ADC vs TDC の分布を示す。TDC 分布の 750 カウント辺りにピークがあり、これがシングルフォトンによるイベントである。この分布は、ガウス分布ではなく後ろにテールを引いた非対称な分布の形をしているが、これはタイムウォークによるものである。また、ADC vs TDC 分布において、TDC カウントで 30 カウントほど本来のシグナルより遅いものが存在する。これは光電面からでた光電子が第一ダイノードまで至った際に弾性散乱を起こして跳ね返り、再び第一ダイノードまで至るものである。このアフターパルスは本来のシグナルに対して 1 %ほどであった。

タイムウォークの補正

光電子増倍管からの信号はディスクリミネータを介して TDC に送られる。ディスクリミネータはある閾値を越えたシグナルに対し矩形波を出力するが、ディスクリミネータの閾値は常に一定であるため、同じ走行時間であるイベントでもパルスの波高が小さい場合は大きい場合に比べてディスクリミネータからの信号は遅れてしまう。そのため TDC の分布は後ろにテールを引く形となる。時間分解能を求める際にはこのタイムウォークを補正しなければならない。一般に ADC と TDC の間には以下のような関係がある。

$$TDC = \frac{k}{\sqrt{ADC}} + t_0 \tag{4.2}$$

ここで、k、$t_0$ は定数である。
この関数を用いて、図 4.13 の ADC vs TDC 分布をフィッティングし、この曲線と各データの TDC カウントがどれだけ離れているかをプロットしたものを図 4.14 に示す。おおよそ対称な分布になっていることがわかる。

時間分解能の測定

図 4.14 の分布をガウシアンでフィットすることにより時間分解能を求めることができる。

これより、HV を 800V かけたときの時間分解能 $\sigma$ は 92ps であることがわかった。要求される時間分解能 $\sigma$ < 100ps を満たしている。

同様にして HV を 700V、850V、900V にかえて時間分解能を測定し、時間分解

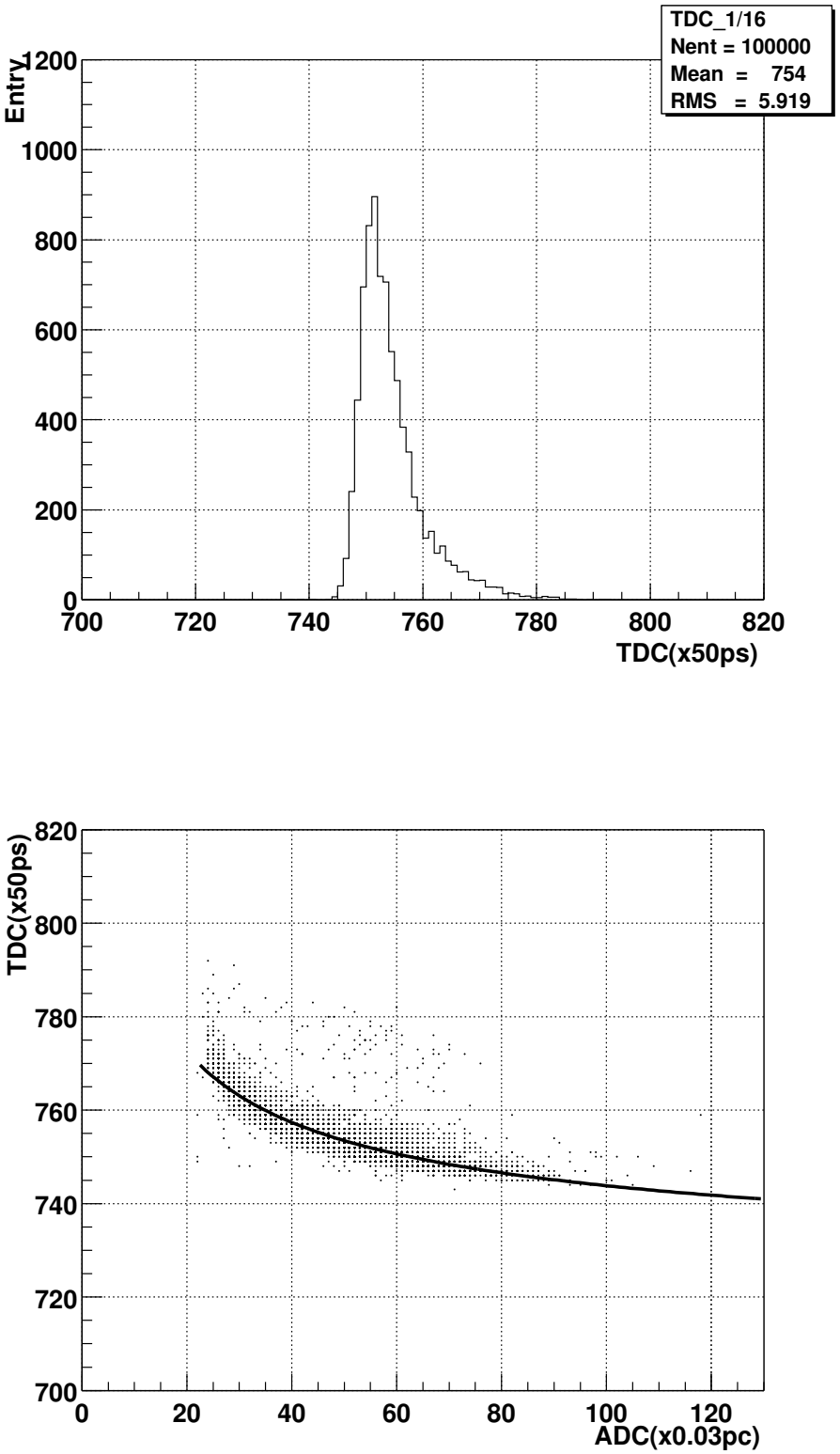



図 4.13: チャンネル 8 における 上図：TDC 分布 下図：ADC vs TDC 分布

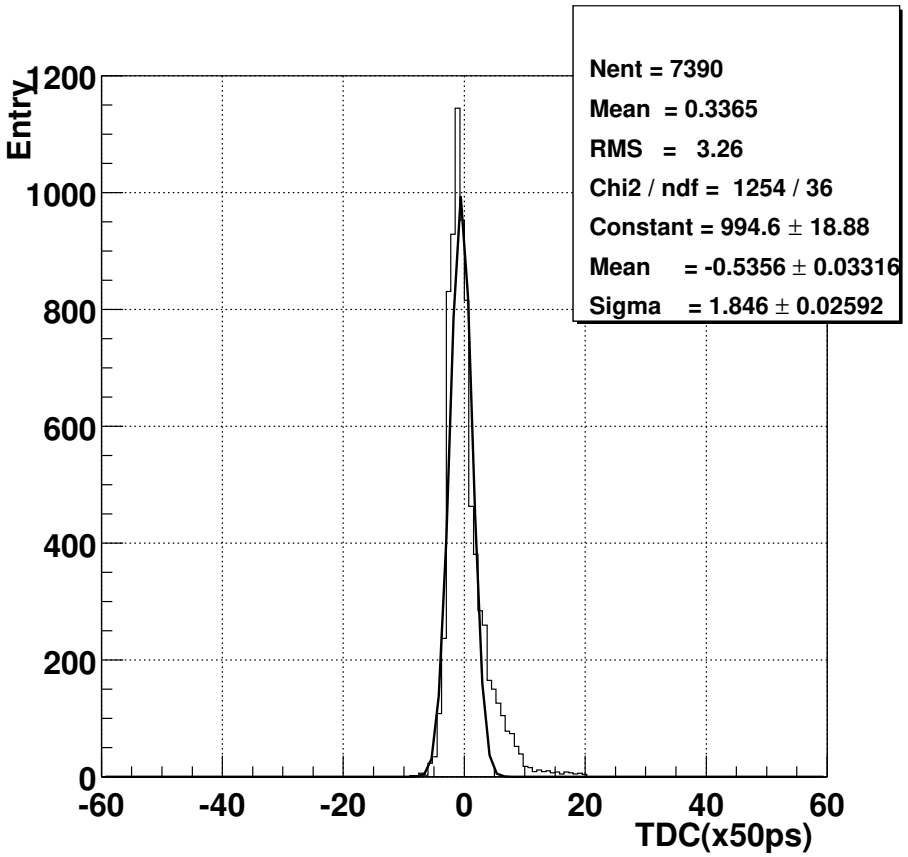



図 4.14: タイムウォークを補正した TDC 分布。ADC vs TDC 分布のフィッティングに用いた曲線からどれだけ離れているかという分布になっている。

能の HV 依存性を調べた。それぞれの時間分解能は 123ps、84ps、78.5ps であった。HV を上げると時間分解能が良くなっていくことがわかる。

ここまではチャンネル 8 のみにシングルフォトン相当光を照射した場合について調べたが、時間分解能が各チャンネル間でどれくらいばらつきを持つかを調べることも重要である。そこで、光電子増倍管をのせているステージを移動させて各チャンネルにシングルフォトン相当光を照射し、チャンネル 8 の場合と同様にして各チャンネルの時間分解能を求め、図 4.15 にプロットした。時間分解能は各チャンネル間で良くそろっている。しかし、全チャンネルを見た場合、HV が 800V の場合は時間分解能が 100ps を越えるチャンネルがあるが、図に示されるように、900V においては全てのチャンネルで 90ps 以下となっている。このことから、実際にはかける HV は 800V よりも 900V にしたほうが良いであろう。

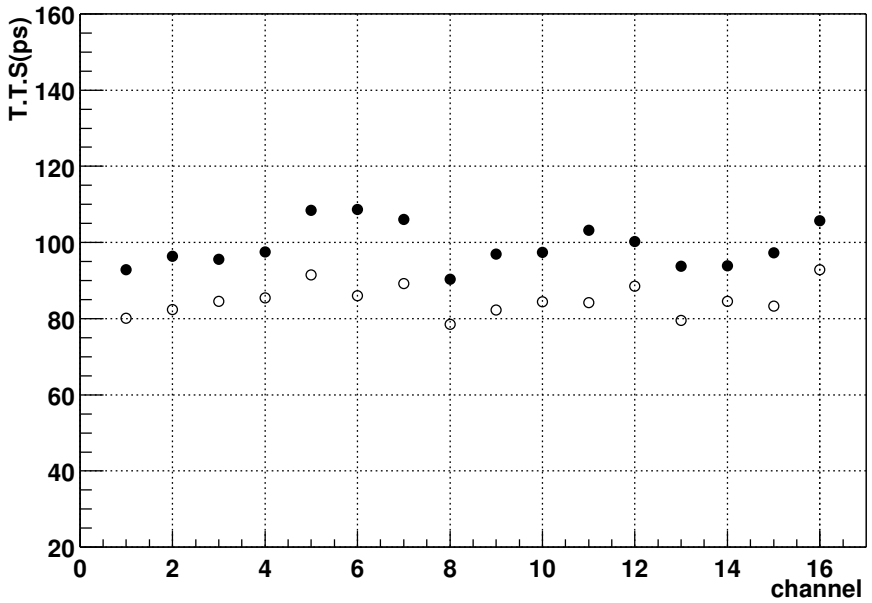



図 4.15: 各チャンネルの時間分解能のばらつき。黒丸が HV800 で、白丸が HV900。

### 4.4.4 増幅率

ADC 分布のピーク値の電荷量から電流増幅率 (Gain) を求める。電流増幅率 $G_0$ は、ADC 分布のピーク値を Q、測定系の増幅率を A とすると、

$$G_0 = Q/Ae \tag{4.3}$$

と表せる。ここで、e は素電荷 $(1.6\times10^{-19}[\mathrm{c}])$ である。

チャンネル 8 のみにシングルフォトン相当光を照射し、HV を 700、800、850、900V と変えた場合の ADC 分布を図 4.16 に示す。この分布をガウシアンでフィットしてピーク値を求め、上式から増幅率を計算すると、HV が 900V で $G_0$=$2.36\times10^6$ であった。
また、このようにして求めた各 HV における増幅率から、増幅率の HV 依存性を図 4.17 に示す。非常に良い比例関係にあることがわかる。

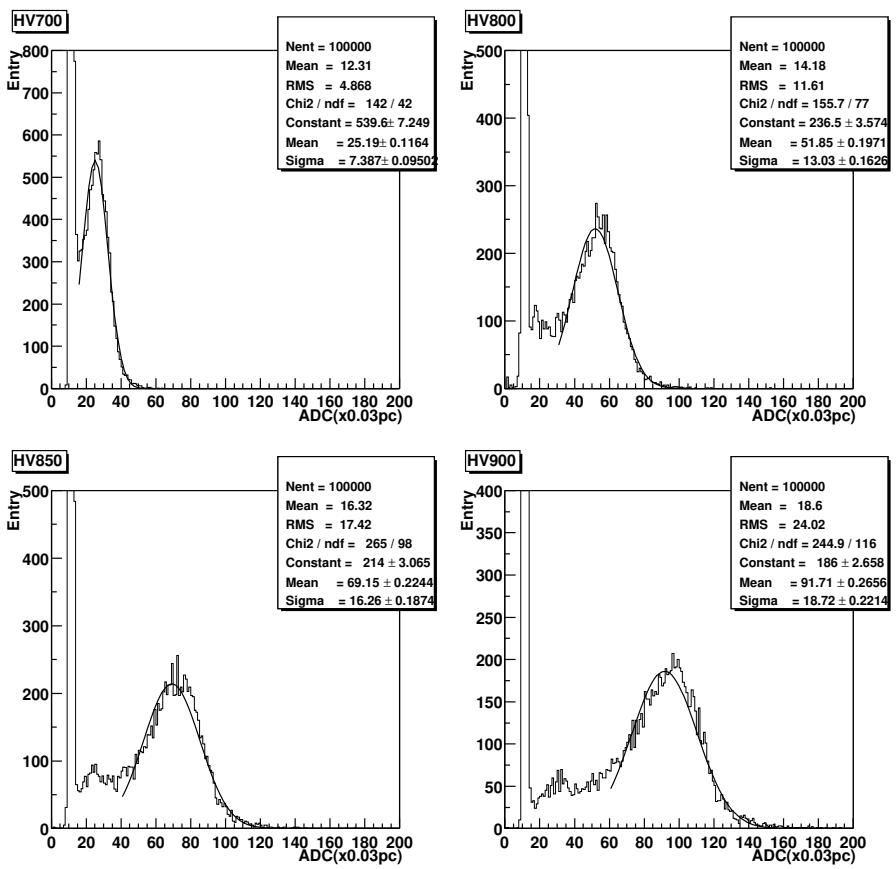



図 4.16: HV を変えた場合の、チャンネル 8 における ADC 分布の変化

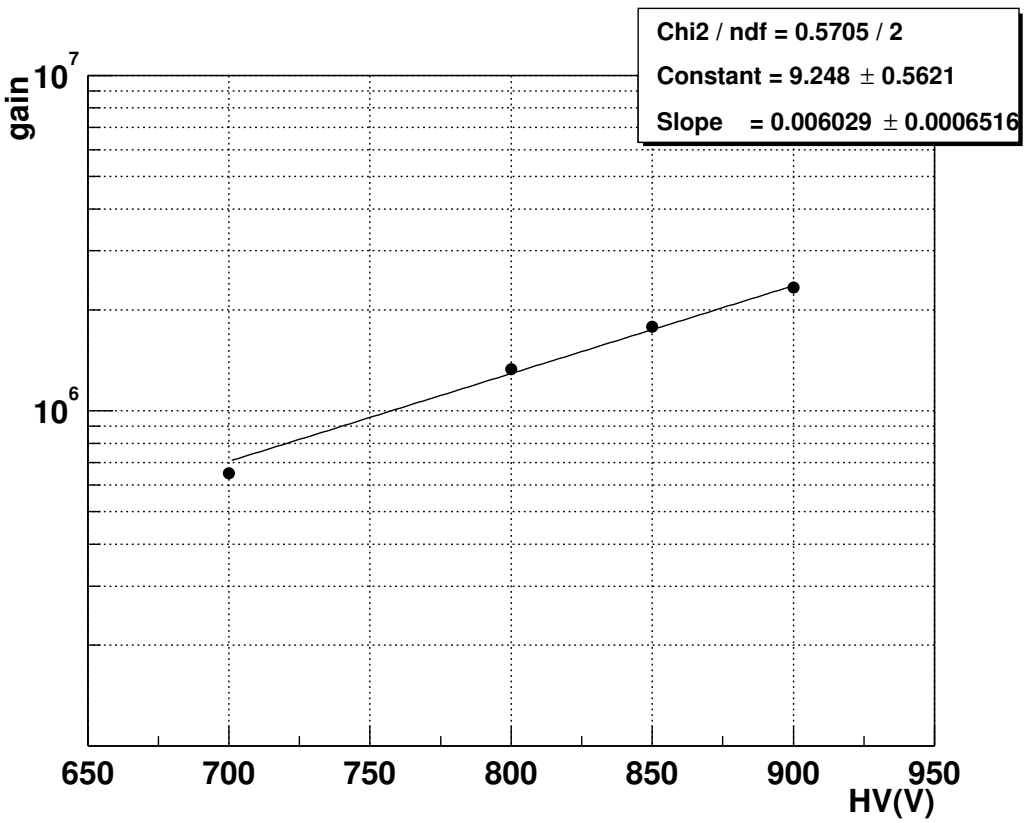



図 4.17: 電流増幅率の HV 依存性

次に、各チャンネル間における電流増幅率のばらつきを調べた。図 4.18 に示したように、大きなばらつきはないが端のチャンネルで多少増幅率が落ちる。HV を 800V と 900V にして測定したが、分布は HV にかかわらず同じであるので、この光電子増倍管において端のチャンネルは多少電流増幅率が落ちることがわかる。

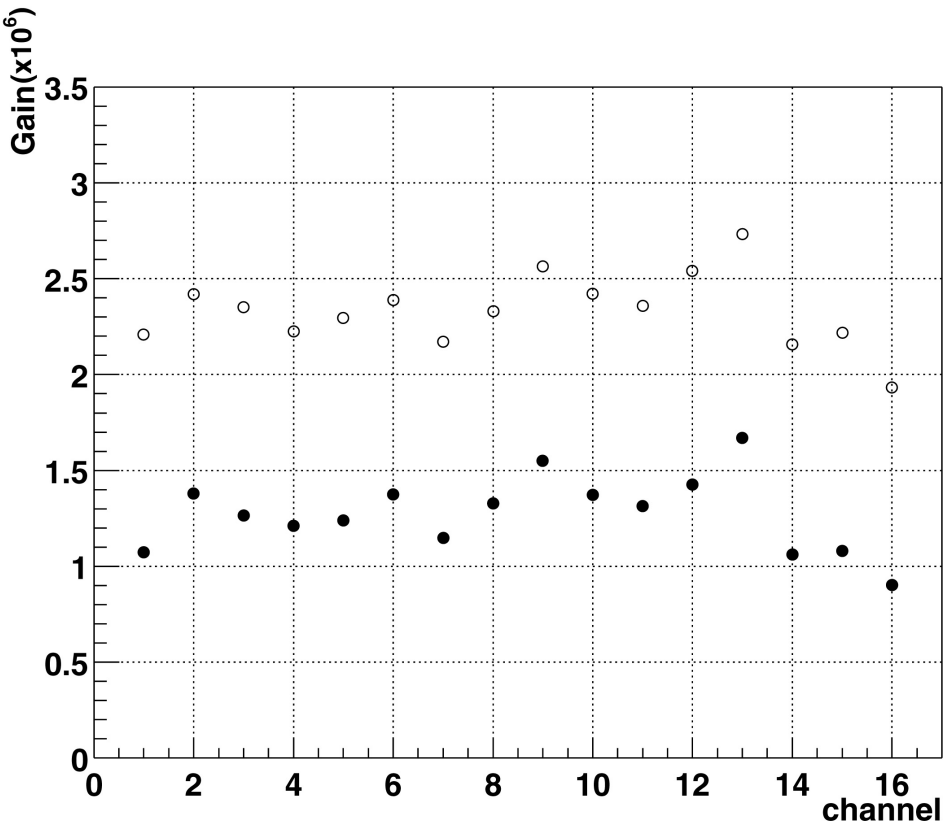



図 4.18: 各チャンネル間の増幅率のばらつき。黒丸が HV800、白丸が HV900 である。

また、各ダイノードの 2 次電子放出率 $\delta$ は、段間電圧を E としたとき $\delta$=A·$E^{\alpha}$ で表せる。A は定数、$\alpha$ はダイノードの形・材質によって決まる値である。よって N 段のダイノードを持つ光電子増倍管の増幅率は印可電圧を V として次のようにも表せる。

$$G = (A \cdot E^{\alpha})^{N} \simeq \left\{ A\left(\frac{V}{N+1}\right)^{\alpha} \right\}^{N} = KV^{\alpha \cdot N} \tag{4.4}$$

ここで、この光電子増倍管における $\alpha$·N、K の値を求める。式 4.5 の両辺の対数をとると

$$log\, G = a + b \cdot log\, V \tag{4.5}$$

となる。ここで、a=log K、b=$\alpha$· N である。そこで、各チャンネルの増幅率の対数と HV の対数の関係をフィッティングすることにより (図 4.19)、log K と $\alpha$· N の値を求めることができる。その結果を表 4.3 にまとめた。

| チャンネル | $\alpha$· N | log K | チャンネル | $\alpha$· N | log K |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 7.462 | -15.66 | 9 | 4.202 | -6.007 |
| 2 | 5.022 | -8.439 | 10 | 4.951 | -8.232 |
| 3 | 5.604 | -10.17 | 11 | 4.839 | -7.929 |
| 4 | 5.583 | -10.14 | 12 | 5.237 | -9.056 |
| 5 | 5.558 | -10.05 | 13 | 4.313 | -6.301 |
| 6 | 4.903 | -8.102 | 14 | 6.214 | -12.01 |
| 7 | 5.784 | -10.74 | 15 | 7.068 | -14.51 |
| 8 | 4.928 | -9.185 | 16 | 7.381 | -15.49 |

表 4.3 : 各チャンネルの $\alpha$·N 及び K

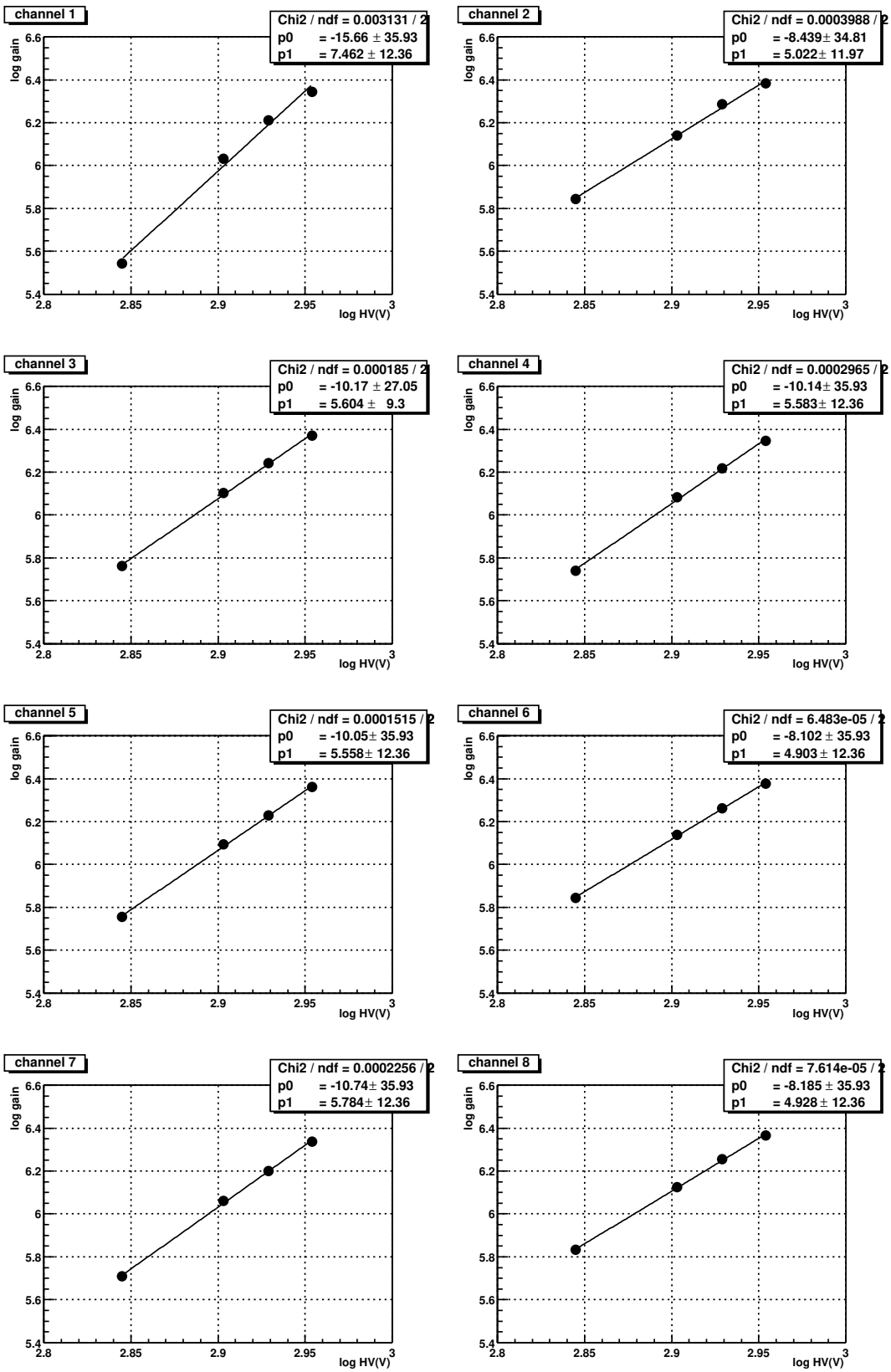
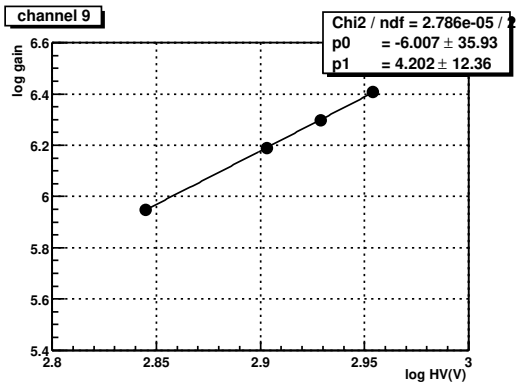
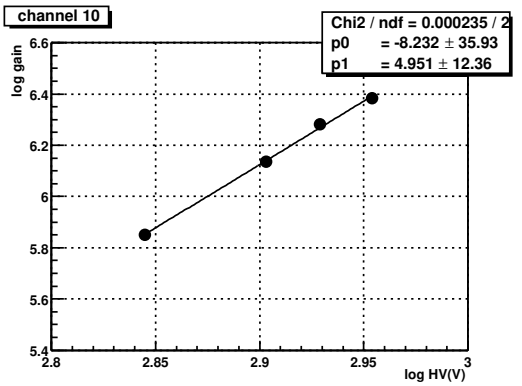
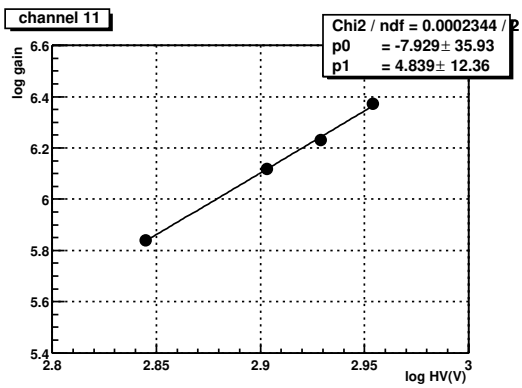
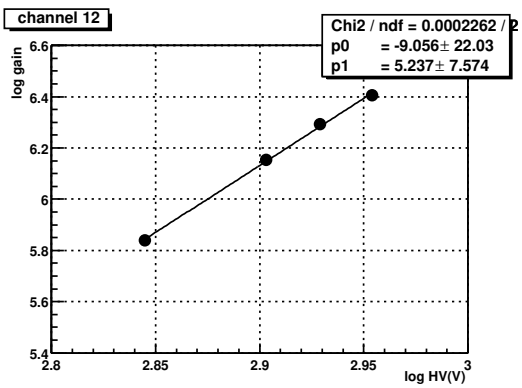


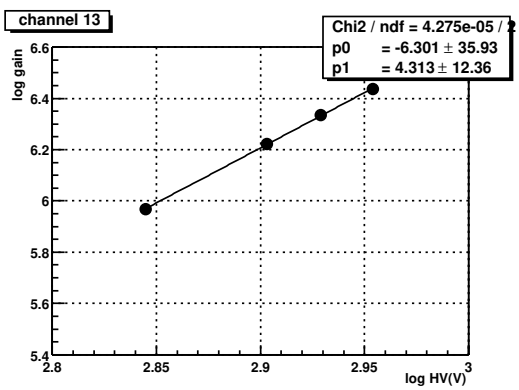

図 4.19: 各チャンネルの増幅率の対数と HV の対数の関係

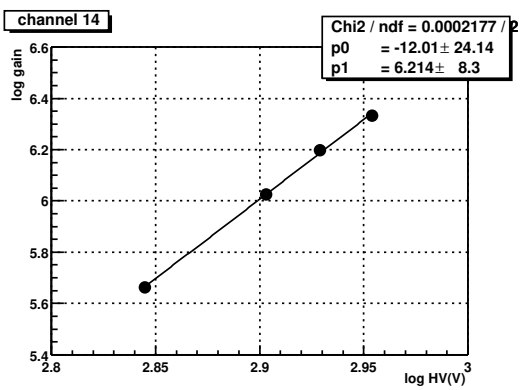

channel 9
Chi2 / ndf = 2.786e-05 / 2
p0 = -6.007 ± 35.93
p1 = 4.202 ± 12.36
log gain
log HV(V)

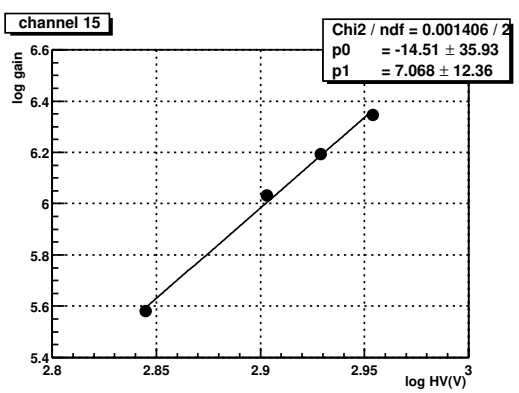

channel 10
Chi2 / ndf = 0.000235 / 2
p0 = -8.232 ± 35.93
p1 = 4.951 ± 12.36
log gain
log HV(V)

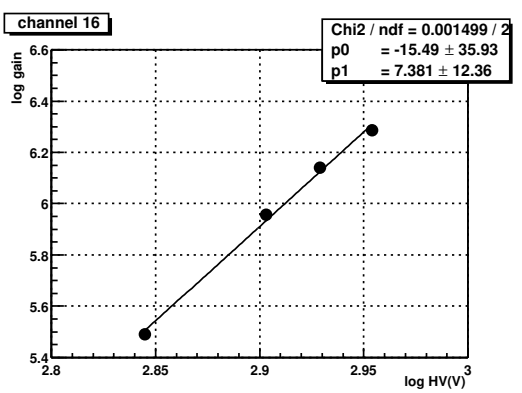

channel 11
Chi2 / ndf = 0.0002344 / 2
p0 = -7.929 ± 35.93
p1 = 4.839 ± 12.36
log gain
log HV(V)


channel 12
Chi2 / ndf = 0.0002262 / 2
p0 = -9.056 ± 22.03
p1 = 5.237 ± 7.574
log gain
log HV(V)


channel 13
Chi2 / ndf = 4.275e-05 / 2
p0 = -6.301 ± 35.93
p1 = 4.313 ± 12.36
log gain
log HV(V)


channel 14
Chi2 / ndf = 0.0002177 / 2
p0 = -12.01 ± 24.14
p1 = 6.214 ± 8.3
log gain
log HV(V)


channel 15
Chi2 / ndf = 0.001406 / 2
p0 = -14.51 ± 35.93
p1 = 7.068 ± 12.36
log gain
log HV(V)


channel 16
Chi2 / ndf = 0.001499 / 2
p0 = -15.49 ± 35.93
p1 = 7.381 ± 12.36
log gain
log HV(V)

### 4.4.5　クロストークの評価

チャンネル 8 のみにフォトンを照射した場合に、チャンネル 8 と同時に他のチャンネルにもシグナルが誘起される場合がある。これをクロストークと呼ぶ。光量を変化させて、このクロストークをカウントした結果を表 4.4 に示す。

| ND フィルター | ( 1 ) | ( 2 ) | ( 3 ) | クロストーク (%) |
|---|---|---|---|---|
| なし | 73701 | 1988 | 15 | 2.72 |
| 2 | 44525 | 619 | 5 | 1.40 |
| 4 | 26037 | 194 | 1 | 0.75 |
| 8 | 16377 | 70 | 0 | 0.43 |
| 16 | 7465 | 8 | 0 | 0.1 |
| 32 | 3745 | 2 | 0 | 0.05 |
| 64 | 2578 | 0 | 0 | 0 |
| 400 | 103 | 0 | 0 | 0 |

表 4.4：クロストークの割合。表中の (1) はチャンネル 8 のみにヒットがあったもの。(2) はチャンネル 8 とその他に 1 つチャンネルがヒットしたもの。(3) はチャンネル 8 とその他に 2 つチャンネルがヒットしたもの。3 つ以上ヒットするものはなかった。なお、クロストークの割合は (2)+(3)/(1) から算出している。

また、全チャンネルにおける、シングルフォトン相当光を照射した場合の、クロストークと HV の関係を図 4.20 に示す。シングルフォトンイベントにおいては、クロストークはほとんど見られない。
しかし、例えばチャンネル 8 において、チャンネル 8 にシングルフォトンを照射しているのにチャンネル 8 はヒットせず他のチャンネルがヒットするイベントが、本来のシグナルに対しておよそ 2 %ほど (ND16 で 157 イベント) 見つかった。このうち、85 %がチャンネル 8 のとなりのチャンネル 7、9 からのノイズであった。さらに、このノイズの ADC vs TDC 分布を図 4.21 に示す。TDC カウントで 2 筋見えており、ADC カウントはほぼシングルフォトンによる波高値に等しい。また、チャンネル 7、9 にそれぞれシングルフォトンを照射した場合の TDC 分布を図 4.22 に示す。これらのチャンネルの TDC 分布の平均の値と、このノイズが分布している TDC カウントは良くあっている。光電子の反射などが起きた場合は多少なりとも TDC カウントに遅れが見られるはずなので、これは光を入射しているファイバーに拡がりがあるかもしくはフォトンの反射のために、光が隣のチャンネルに当たってしまったものと思われる。いずれにせよ、その効果は無視できるほど小さい。

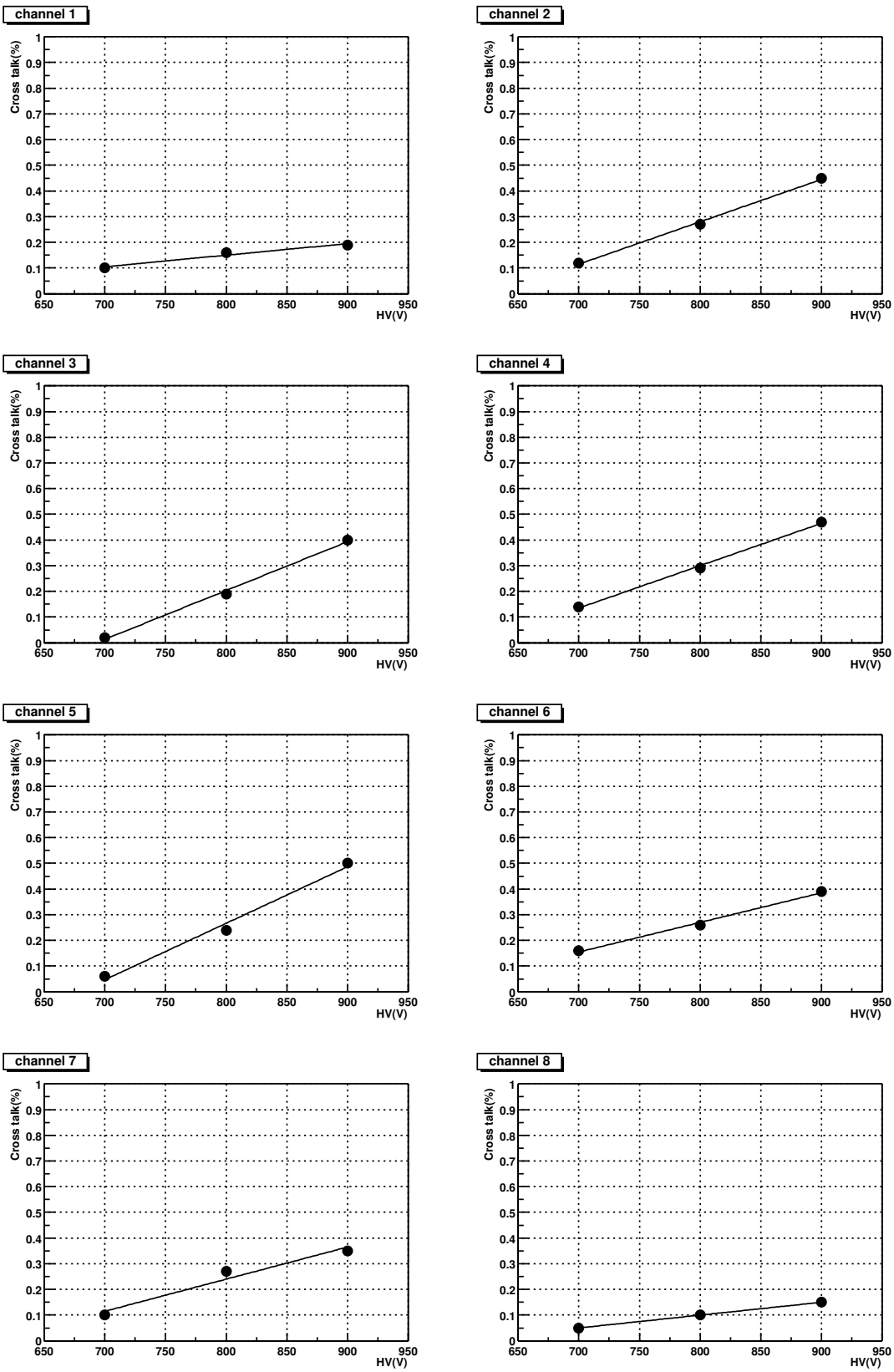
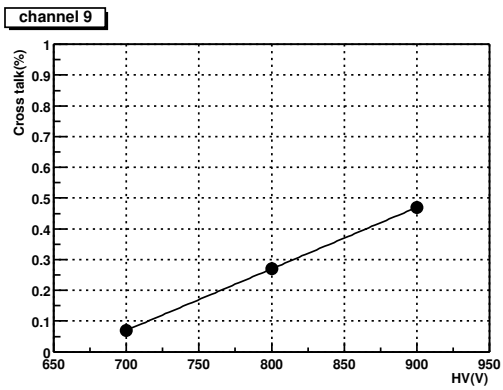
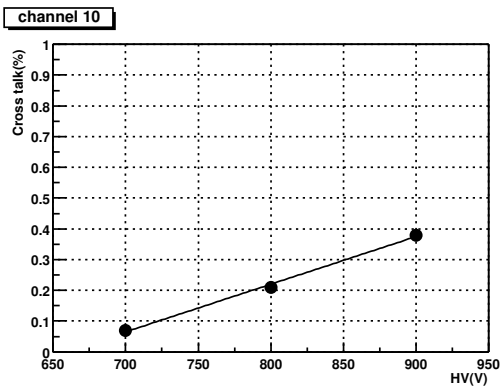
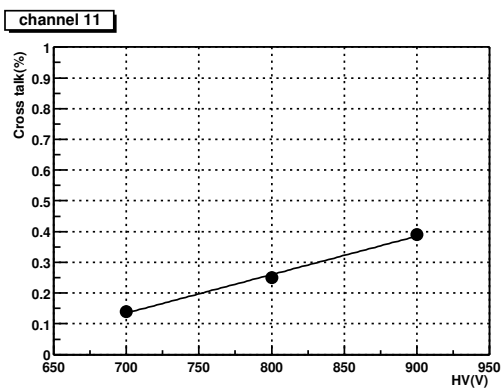
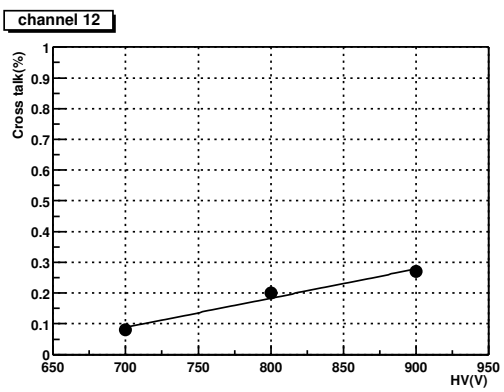


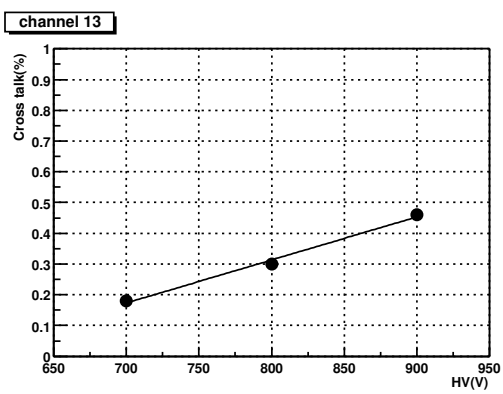

図 4.20: HV を変化させた場合の各チャンネルにおけるクロストーク。

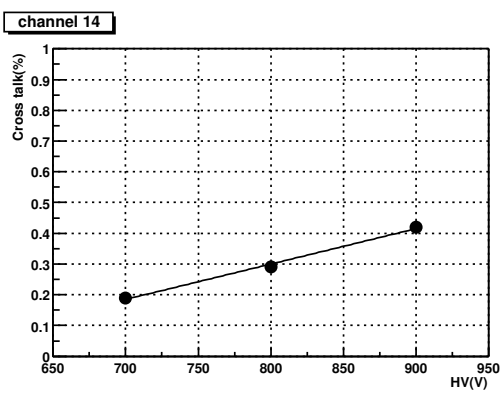

channel 9
Cross talk(%)
HV(V)

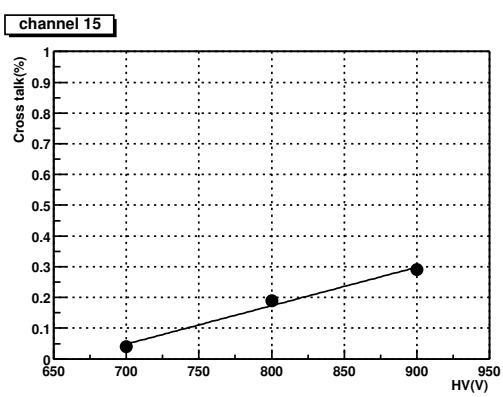

channel 10
Cross talk(%)
HV(V)

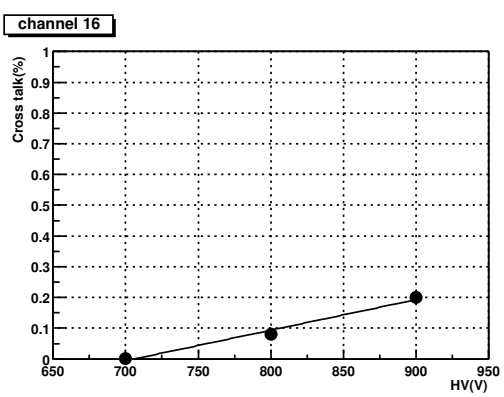

channel 11
Cross talk(%)
HV(V)


channel 12
Cross talk(%)
HV(V)


channel 13
Cross talk(%)
HV(V)


channel 14
Cross talk(%)
HV(V)


channel 15
Cross talk(%)
HV(V)


channel 16
Cross talk(%)
HV(V)

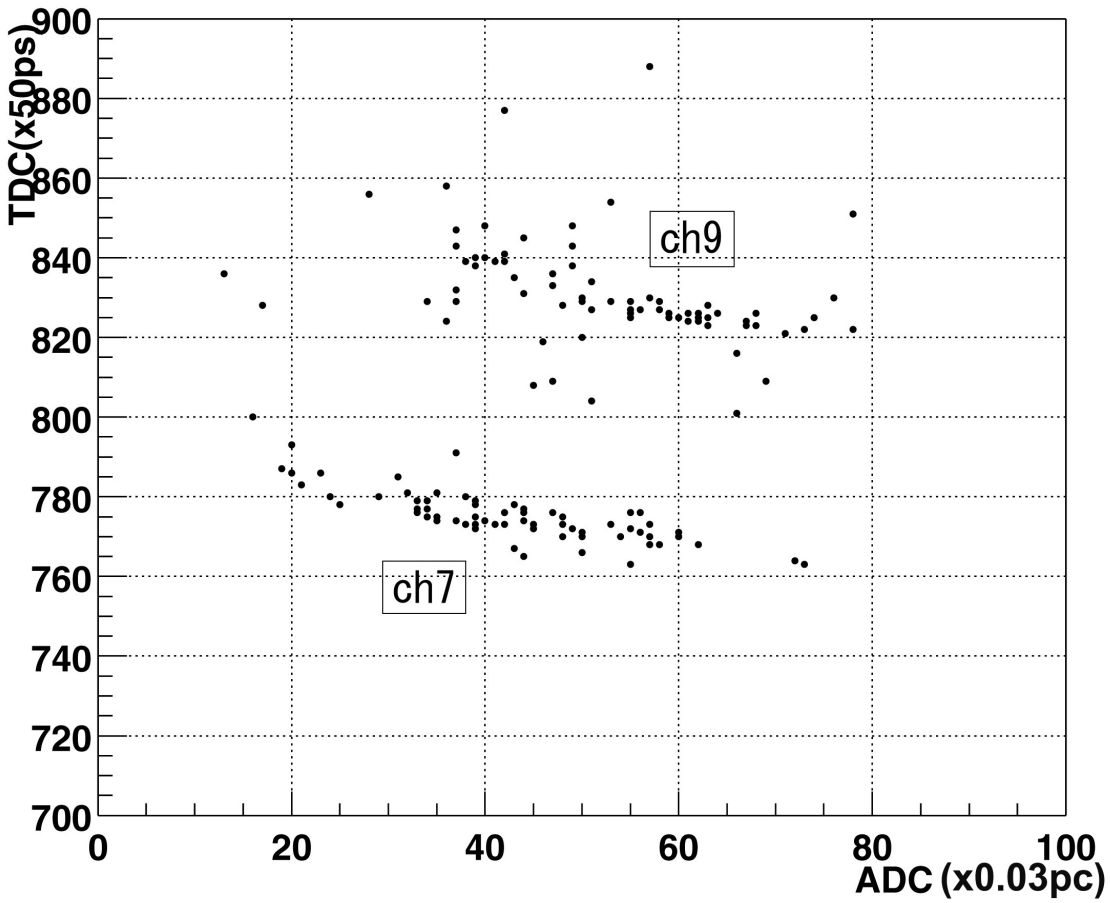
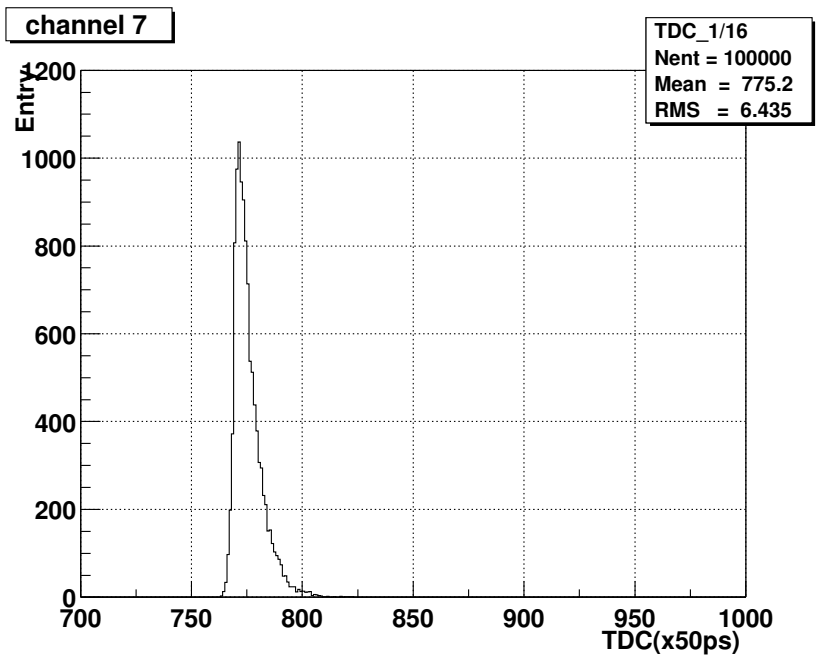



図 4.21: チャンネル 8 に光を当てたにも関わらず他のチャンネルに入ったもの。TDC カウントで 770 と 830 あたりに 2 筋みえる



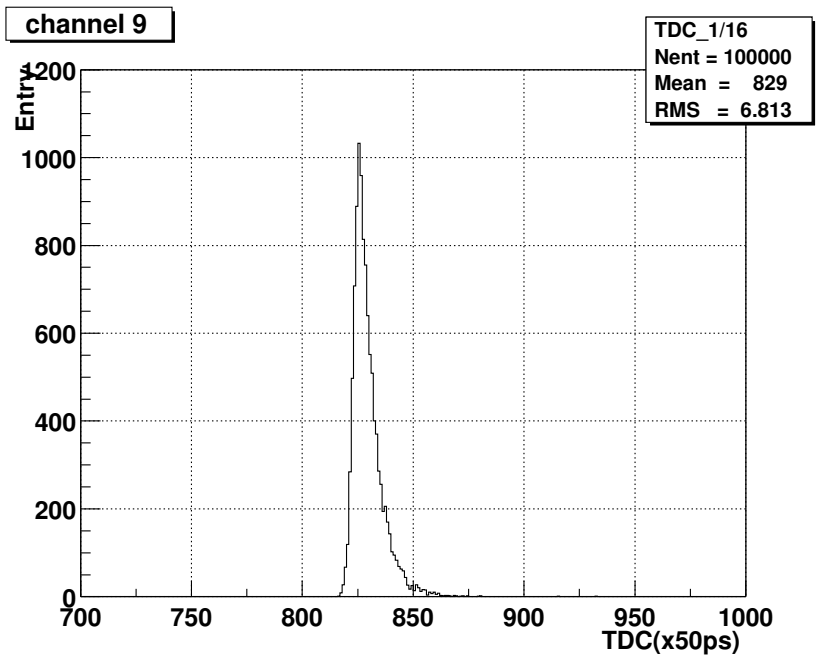




図 4.22: 上図：チャンネル 7 に光を当てた場合の TDC 分布。この分布の平均が、図 4.17 の下の筋の TDC カウントに良くあっている。下図：チャンネル 9 に光を当てた場合の TDC 分布。こちらは上の筋に良くあっている。

# 第5章　結論

本研究では、新しいチェレンコフカウンターであるTOPカウンターに用いる光電子増倍管の性能評価を行なってきた。この光電子増倍管において、要求されていた時間分解能 < 100ps、位置分解能 ∼1mm、シングルフォトンの検出という条件を全て満たすことがわかった。表4.5にHV800とHV900についてそれぞれ得られた値を示した。なお、表中のカッコ内の ± は、ばらつきを表す。特に時間分解能は、印可電圧900Vで全てのチャンネルにおいて100ps以下で、平均でも85psと非常に良い値が得られた。また、シングルフォトン照射においてはクロストークもほぼなく、ノイズもほとんどないことがわかった。今後は、磁場下の稼働を考慮にいれなければならないだろう。本研究で用いた光電子増倍管は磁場下での稼働は考慮されていないため、BELLE実験においてより有効な識別装置としてTOPカウンターを用いるためには、新しい光電子増倍管の開発研究が必要だろう。

| 位置分解能 | 1mm |
|---|---|
| *時間分解能 (HV800) | 99(±5)ps |
| (HV900) | 85(±4)ps |
| *電流増幅率 (HV800) | $1.27(\pm 0.19)\times 10^6$ |
| (HV900) | $2.33(\pm 0.18)\times 10^6$ |
| *ノイズ (HV800) | 100(±44)Hz |
| (HV900) | 150(±73)Hz |
| *クロストーク (シングルフォトン相当光:HV800) | 0.2(±0.06) % |
| (シングルフォトン相当光:HV900) | 0.35(±0.11) % |

表4.5: 表中において、*のついたものは全チャンネルの平均をとっている。また、カッコ内の ± はばらつきを示している。

# 付 録A　シングルフォトン相当光

フォトンが光電面に入射したとき、光電効果を起こしてフォトンの数と波長に応じて光電子を放出するが、何個の光電子が飛び出したのかを直接知ることはできない。しかし、この時飛び出した光電子はポアソン分布をしていると考えられる。ポアソン分布は二項分布の極限として知られ、平均値を m、確率変数を x とすると、

$$P(X=x)=\frac{m^x}{x!}exp(-m) \tag{A.1}$$

と表される。つまり、x はある事象で 1 回に飛び出す光電子数、m を平均の光電子数と考えることができる。

　また、信号計数率とは光の入射回数に対する光電子増倍管の出力回数であるので、信号計数率を R とすると

$$\begin{aligned} P(X=0)&=\frac{e^{-m}\times m^0}{0!}\\ &=1-R \end{aligned} \tag{A.2}$$

である。これより平均光電子数は計数率を使って、

$$\begin{aligned} P(X=0)&=-lnP(X=0)\\ &=-ln(1-R) \end{aligned} \tag{A.3}$$

と表される。これより光電子が 1 個である確率を求めると、

$$P(X=1)=\frac{e^{-m}\times m^1}{1!} \tag{A.4}$$

となる。同様に、2 個、3 個... である確率も求めることができる。これより、計数率と 1 光電子 (PE) から 4PE までの各光電子数の割合は図 A.1 のようになる。

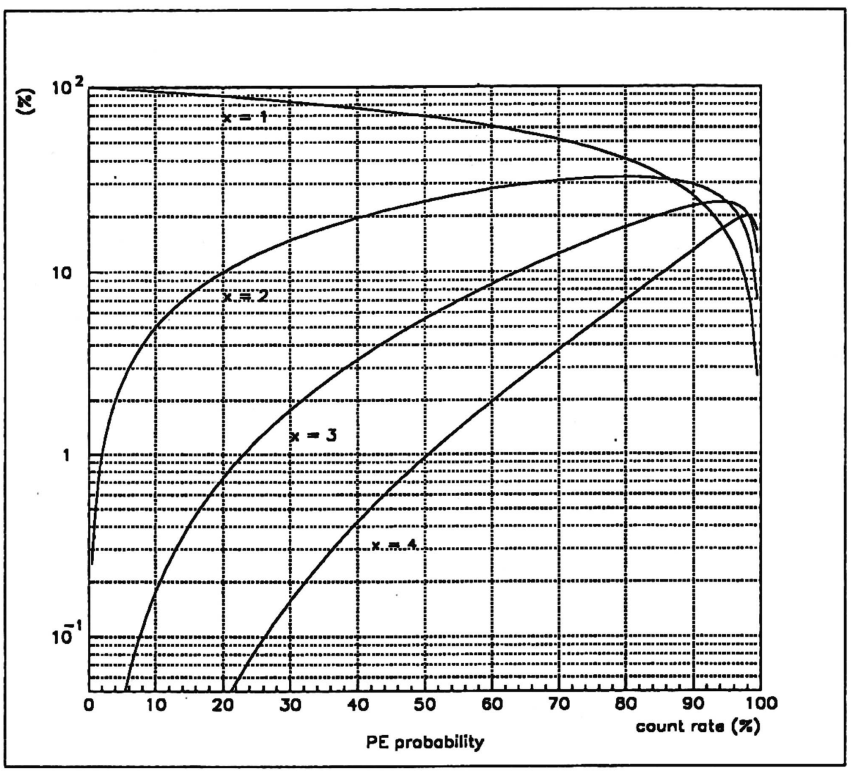



図 A.1: 計数率と光電子数との関係

# 付 録B　データ収集システム

ADC や TDC、ディスクリミネータといったモジュールは、クレートと呼ばれるバスコネクタ付の電源に挿入され、クレート全体を制御するコントローラモジュールにより計算機と接続される。このようなモジュールタイプの計測、制御システムを計算機で制御するための規約を CAMAC(Computer Automated Mesurement And Control) という。

東北大学の BELLE 実験グループでは、計算機として PC-98 を使用して CAMAC の制御およびデータの収集を行なっていたが、これからの汎用性を考えて、本実験では計測の前にまず新たな計算機を用意しシステムを構築した。その OS としては PC-Linux を選び、PC-Linux 上で CAMAC を制御するデバイスドライバを用意してそれをインストールし、新たにデータ収集プログラムを作成した。プログラム言語は C 言語を用いた。また、このプログラムは使用したい ADC や TDC の数、場所、チャンネル数を対話式に指定することができる。

これまでの PC-98 に比べ、ハード的な速度は格段に向上している。また、PC-Linux は各種エディタや、データを処理しプロットするアプリケーションが充実しているため、データ処理という面でも PC-98 に比べ非常に容易になった。

# 関連図書


[1] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. Vol49(1973).

[2] K. クラインクネヒト著/高橋喜右, 吉城肇 共訳, 粒子線検出器-放射線計測とその応用-

[3] M.Akatsu et al.,'Time-Of-Propagation Cherenkov counter for particle identification', DPNU-99-08 Mar.9,1999.

[4] Hamamatsu Photonics K.K PHOTOMULTIPLIER TUBE catalog, 1997.

[5] M.Yamaga, Master Thesis, Tohoku University, 1998.

[6] K.Fujimoto, Master Thesis, Nagoya University, 2000.

[7] K.Tagashira, Master Thesis, Tohoku University, 2000.

# 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々からの御指導、御協力をいただきました。この場を借りて、厚く御礼を申し上げます。