修士学位論文

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 探索実験用 e^+ タイミングカウンター試作器の時間分解能測定

東京大学大学院理学系研究科
物理学専攻
駒宮幸男研究室所属

86131
矢萩 幸一

1月

概 要

標準理論を超える新しい物理として考えられる超対称性理論の枠組では、レプトンフレーバーの保存を破るような、μ^+ 粒子の稀崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ の存在が示唆されている。それによると、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ は、通常の μ^+ 粒子の崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$ に対し分岐比にして $10^{-13} \sim 10^{-14}$ 程度で起こると考えられている。

現在、スイス国立 PSI 研究所が所有している、3×10^8(muon/sec) の大強度の μ^+ ビームを使用した新しい $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験が考えられている。

$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊を探索する手段として、我々は e^+ と γ の coincidence をとることにより、この現象を認めることを計画しているのだが、このときにバックグラウンドとして問題となるのが全く別の事象からやってきた e^+ と γ が偶然同時にカウントされる accidental coincidence である。このバックグラウンドから、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊を識別するには Timing Counter の時間分解能が $\Delta t \simeq 45$(psec) 程必要であることが見積もられている。

$\mu \to e\gamma$ 実験グループは total photoelectoron 数 $N_{\rm pe}$ と timing resolution の関係を調べるための試作器を製作し、1999 年 7 月に高エネルギー物理学研究所 (KEK) の Proton Syncrotron $\pi 2$ エリアおよび T1 エリアにおいて、ビームテストを行なった結果、$\Delta t = 27$(psec)(1GeV/c,π^+) を記録し、$\Delta t \sim 1/\sqrt{N_{\rm pe}}$ を示唆するデータを得た。

我々は、スイスでの本実験に近いセットアップで、この $\Delta t = 27$(psec) という良好な値がどこまで維持できるのか、また $\Delta t \sim 1/\sqrt{N_{\rm pe}}$ という関係が成り立っているのかを調べるため、e^+ timing counter のプロトタイプを製作して、1999 年 12 月に高エネルギー物理学研究所 (KEK) の Proton Syncrotron T1 エリアにおいて、ビームテスト実験を再度行なった。その結果、$\Delta t \simeq 52$(psec) (1GeV/c,π^+) を記録した。また、$\Delta t \sim 1/\sqrt{N_{\rm pe}}$ を示唆するデータも前回と同様に得られた。このことにより、1GeV/c の π^+ と 52.8MeV の e^+ の dE/dx の比を考慮すると、total photoelectron 数 $N_{\rm pe}$ を稼げば、目標値 45(psec) に到達する十分な性能を持つカウンターをスイスでの本実験で使用できることがわかった。

目 次

第 1 章　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験の意義　3

1.1 標準理論の概要 3
1.2 標準理論を超える試み 7
1.3 超対称性 7
1.4 レプトンフレーバー保存の破れ 8

第 2 章　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験における e^+ タイミングカウンター　11

2.1 $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験 11
2.2 前回のビームテスト 14

第 3 章　タイミングカウンター試作器の時間分解能測定実験　18

3.1 実験の目的 18
3.2 実験装置の詳細 18
3.2.1 1-inch fine mesh PMT(H6152-01MOD) 18
3.2.2 PMT の gain check 21
3.2.3 シンチレーター 22
3.2.4 シンチレーター、ライトガイド、PMT の接着 22
3.3 ビームテスト実験 24
3.3.1 ビーム 24
3.3.2 セットアップ 24
3.3.3 実験で実際に行なったこと 29

第 4 章　実験の結果とそのまとめ　32

4.1 解析の手順 32
4.1.1 p と π^+ の選別 32
4.1.2 defining counter(D2) と timing counter のノイズの除去 34
4.1.3 slewing 補正 40
4.1.4 1GeV/c の π^+ のデータ解析 46
4.2 様々な場合の timing resolution 47
4.2.1 6 種類のカウンターの比較 47
4.2.2 ライトガイドなしのカウンターの性能 47

4.2.3 ライトガイド付きのカウンターの性能 52
4.2.4 ビームの入射位置に対する性能 59
4.3 考察 61
A シミュレーションとの比較 64
A.1 ライトガイドなしのカウンター 65
A.2 各時点間の N_{ph} の減少 (ライトガイドなし) 71
A.3 ライトガイド付きのカウンター 71
A.4 各時点間の N_{ph} の減少 (ライトガイド付き) 72
A.5 得られた N_{ph} からの ADC,TDC の見積もり 72
A.6 実験結果との比較 80

第1章　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験の意義

1.1　標準理論の概要

現在の、素粒子物理学は 6 種類のクォーク (u,d,s,c,b,t) と 6 種類のレプトン (e,$\nu_{\rm e}$, μ,ν_μ,τ,ν_τ) とそれらの相互作用を記述する標準理論を基礎として成り立っている。標準理論は相互作用のうち、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の 3 つの相互作用を記述しており、残りの重力相互作用は標準理論が問題とするエネルギースケールでは、無視できるほど小さいとみなされており、かつ他の 3 つの相互作用とは性質を異にするので、標準理論の枠組には入っていない。

クォークとレプトンは、表 1.1 のような世代に分類される。この世代数、

$$n_g = 3 \tag{1.1}$$

は標準理論のパラメーターの 1 つである。

標準理論に含まれる 3 種類の相互作用を媒介する粒子は、電磁相互作用に対して光子、弱い相互作用に対して $W^\pm$ と Z^0, 強い相互作用に対してグルーオンと呼ばれる粒子が存在する。

対称性の観点から標準理論を眺めた場合、電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用と呼ばれる $\mathrm{SU(2)} \times \mathrm{U(1)}$ の形で記述されており電弱統一理論と呼ばれ、強い相互作用は $\mathrm{SU(3)}$ の形で記述され、$\mathrm{QCD(quantum\ chromodynamics)}$ と呼ばれている。これらをまとめて標準理論は $\mathrm{SU(3)} \times \mathrm{SU(2)} \times \mathrm{U(1)}$ というゲージ理論となっている。これらの対称性のうち、$\mathrm{SU(3)}$ は厳密にゲージ対称性が成り立っているが、電弱相互作用は $\mathrm{SU(2)} \times \mathrm{U(1)}$ のゲージ対称性の自発的破れを伴っていて、低いエネルギースケールの範囲では電磁相互作用と弱い相互作用に見えている。この過程

世代	1	2	3
クォーク	$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}$
レプトン	$\begin{pmatrix} \mathrm{e} \\ \nu_{\rm e} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

表 1.1: クォーク、レプトンの世代

でヒッグス粒子と呼ばれる粒子が、先に述べた本来質量 0 である $W^{\pm}$ と Z^0 にそれぞれ、

$$m_{W^{\pm}} = 80(\mathrm{GeV}) \tag{1.2}$$

$$m_{Z^0} = 91(\mathrm{GeV}) \tag{1.3}$$

という質量を与える。これをヒッグス機構という。また、ヒッグス粒子自体の質量の上限値も下限値も LEP 等の実験から与えられており、

$$100(\mathrm{GeV}) < \mathrm{m_H} < 300(\mathrm{GeV}) \tag{1.4}$$

の範囲であることがわかっている。さらに、ヒッグス粒子の湯川相互作用によって、カイラル対称性の自発的破れが起こり、本来質量 0 であるクォークやレプトンは以下のような質量を獲得している。

$$m_{\mathrm{u}} = 2 \sim 3(\mathrm{MeV}) \tag{1.5}$$

$$m_{\mathrm{d}} = 5 \sim 15(\mathrm{MeV}) \tag{1.6}$$

$$m_{\mathrm{s}} = 100 \sim 300(\mathrm{MeV}) \tag{1.7}$$

$$m_{\mathrm{c}} = 1.0 \sim 1.6(\mathrm{GeV}) \tag{1.8}$$

$$m_{\mathrm{b}} = 4.1 \sim 4.5(\mathrm{GeV}) \tag{1.9}$$

$$m_{\mathrm{t}} = 180 \pm 12(\mathrm{GeV}) \tag{1.10}$$

$$m_{\mathrm{e}} = 0.5(\mathrm{MeV}) \tag{1.11}$$

$$m_{\mu} = 105.6(\mathrm{MeV}) \tag{1.12}$$

$$m_{\tau} = 1777(\mathrm{MeV}) \tag{1.13}$$

標準理論の枠組では、カイラリティー $+1$ の固有状態である右巻きニュートリノが存在しないと仮定されており、このことより ν_{e},ν_{μ},ν_{τ} の 3 つのニュートリノの質量はすべて 0 である。

相互作用の強さは結合定数で表される。電弱相互作用の強さは、電磁相互作用の結合定数の測定値 $\alpha = 1/128\ \ (Q^2 = M_{\rm Z}^2)$ と $\sin^2\theta_{\rm W} = 0.2315$ を用いて、$\mathrm{U}(1)$ の結合定数の値、

$$\frac{g^{'2}}{4\pi} \simeq 0.0102 \quad (Q^2 = M_{\rm z}^2) \tag{1.14}$$

と、$\mathrm{SU}(2)$ の結合定数の値、

$$\frac{g^2}{4\pi} \simeq 0.0338 \quad (Q^2 = M_{\rm z}^2) \tag{1.15}$$

という値である。e は電磁相互作用の結合定数であり、$\theta_{\rm W}$ はワインバーグ角と呼ばれ、ヒッグス機構に伴って出てくるパラメーターである。

強い相互作用の強さは結合定数で表すと、

$$\alpha_{\rm s} \simeq 0.12 \quad (Q^2 = M_{\rm z}^2) \tag{1.16}$$

である。(ただし、$M_{\rm z}$ は Z ボソンの質量である。)

標準理論の枠組のなかで電弱相互作用のなかで $\mathrm{SU}(2)$ の相互作用は、カイラリティー -1 の固有状態である次のような左巻きクォークのみに作用する。

$$\begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d}' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mathrm{c} \\ \mathrm{s}' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix}_L \tag{1.17}$$

d,s,b に ' が付いているのは、d,s,b が質量の固有状態であるのに対して、d',s',b' が $\mathrm{SU}(2)$ 相互作用の固有状態であることを表している。d,s,b と d',s',b' の間には、小林-益川行列 $U(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta)$ によって次のような関係で結ばれている。

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = U(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta) \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

小林-益川行列 $U(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta)$ は、

$$U(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta) = \begin{pmatrix} c_1c_2 & s_1c_2 & s_2\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta} \\ -s_1c_3 - c_1s_2s_3\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta} & c_1c_3 - s_1s_2s_3\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta} & c_2s_3 \\ s_1s_3 - c_1s_2c_3\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta} & -c_1s_3 - s_1s_2c_3\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta} & c_2c_3 \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

$$c_i = \cos\theta_i, s_i = \sin\theta_i$$

という表示で、各行列要素の絶対値が

$$|U_{\rm ij}| = \begin{pmatrix} 0.9740 \pm 0.001 & 0.2205 \pm 0.002 & 0.0033 \pm 0.0008 \\ -0.224 \pm 0.016 & 0.978 \pm 0.004 & 0.040 \pm 0.002 \\ 0.0084 \pm 0.002 & 0.039 \pm 0.005 & 0.999 \pm 0.0002 \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

粒子	e レプトン数	μ レプトン数	τ レプトン数
π^+	0	0	0
μ^+	-1	0	0
ν_μ	+1	0	0

表 1.2: $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ 反応に関わる粒子のレプトン数

という実験データが得られている。これより、

$$\begin{cases} s_1 = 0.220 \pm 0.0018 \\ s_3 = 0.039 \pm 0.003 \\ s_2/s_3 = 0.08 \pm 0.02 \end{cases} \tag{1.21}$$

となり、

$$\begin{cases} \theta_1 \simeq 0.222(\mathrm{rad}) \\ \theta_2 \simeq 0.039(\mathrm{rad}) \\ \theta_3 \simeq 0.0031(\mathrm{rad}) \end{cases} \tag{1.22}$$

と小林-益川行列のパラメーターの値が算出される。δ は CP 非保存の起源を探る上で重要なパラメーターであるが、標準理論では、$\delta \neq 0$ により、中性 K メソンの CP の破れを説明している。

さらに、QCD のラグランジアンに CP を破るような項を付け加えた時の、係数である θ というパラメーターがある。この上限値は、中性子の電気双極子から見積もられていて、

$$\theta < 10^{-9} \tag{1.23}$$

という結果になっている。

また、標準理論ではレプトン数 (粒子の属性の 1 つで、レプトンならば $+1$、反レプトンならば -1、クォークやハドロンならば 0) が e,μ,τ それぞれについて保存している。例として π^+ の崩壊モードを考えてみる。標準理論によって許されている崩壊モードは、

$$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu \tag{1.24}$$

が、典型的な例である。この反応における前後のレプトン数をみるため、この反応に登場する粒子のレプトン数を表 1.2 にまとめる。このように、標準理論では反応の前後でレプトン数は e,μ,τ それぞれについて保存しなければならない。つまり、

$$\pi^+ \to \mu^+\nu_e \tag{1.25}$$

や、

$$\pi^+ \to \mu^+ \nu_\tau \tag{1.26}$$

などの反応は、反応の前後でレプトン数が e,μ,τ それぞれについて保存しないので、標準理論では禁止されている。

1.2 標準理論を超える試み

標準理論を超える試みが現在の素粒子物理学の課題の一つといえる。以下に標準理論を超える動機とは何かについて述べる。

前章で見たように、(1.1)、(1.2)、(1.3)、(1.4)、(1.5)、(1.6)、(1.7)、(1.8)、(1.9)、(1.10)、(1.11)、(1.12)、(1.13)、(1.14)、(1.15)、(1.16)、(1.22)、(1.23) および、δ の 22 個ものパラメーターを、標準理論は含んでいる。それゆえ、$\mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$ の対称性を含むような大きな群構造を持つ理論で力の統一理論を考えれば、よりシンプルに素粒子現象を理解できるかもしれない、という期待がある。

また、$\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$ の統一が不完全であり、2 つの独立な結合定数を必要とすることに不満がある。これらの結合定数と $\mathrm{SU}(3)$ の結合定数も本来統一されるべきであろう。これも、標準理論を超える試みの動機の 1 つである。

さらに、スーパーカミオカンデによってニュートリノ振動が観測され、ニュートリノに質量があることがわかり、現在の標準理論に変更が迫られたこともその動機の 1 つである。ニュートリノ振動が起こると、レプトンのフレーバー保存が破れる。これは、我々が探索を計画している $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊と同じ特徴である。

以上のような動機にもとづいて、標準理論を超える様々な試みがなされた。その 1 つの例として、SU(5)GUT の検証実験がある。SU(5)GUT は陽子崩壊を予言するが、その検証実験が Kamiokande と Super Kamiokande で行なわれた。SU(5)GUT は陽子の寿命を主な崩壊モード $p \to \pi^0 e^+$ で 10^{30} 年と予言した。しかし、上記の実験では陽子崩壊は発見されず、単純な SU(5)GUT はほぼ否定された。したがって、単純な SU(5)GUT はどこか、欠陥があることが認識された。

1.3 超対称性

前節の単純な $\mathrm{SU}(5)$ の問題を解決する手段として、有力な理論の候補が、超対称性理論 (super symmetric theory, SUSY theory) である。超対称性とはボソンとフェルミオンの間の対称性であり、その魅力は場の理論に固有の無限大の発散を著しく軽減できること、場合によっては繰り込みをせずに回避できる可能性があることにある。先ほどの SU(5)GUT に基づいて力の統一を考えた場合と、SUSY を取り入れた SU(5)GUT に基づいて力の統一を考えた場合では、3 つの力の結合定数の繰り込

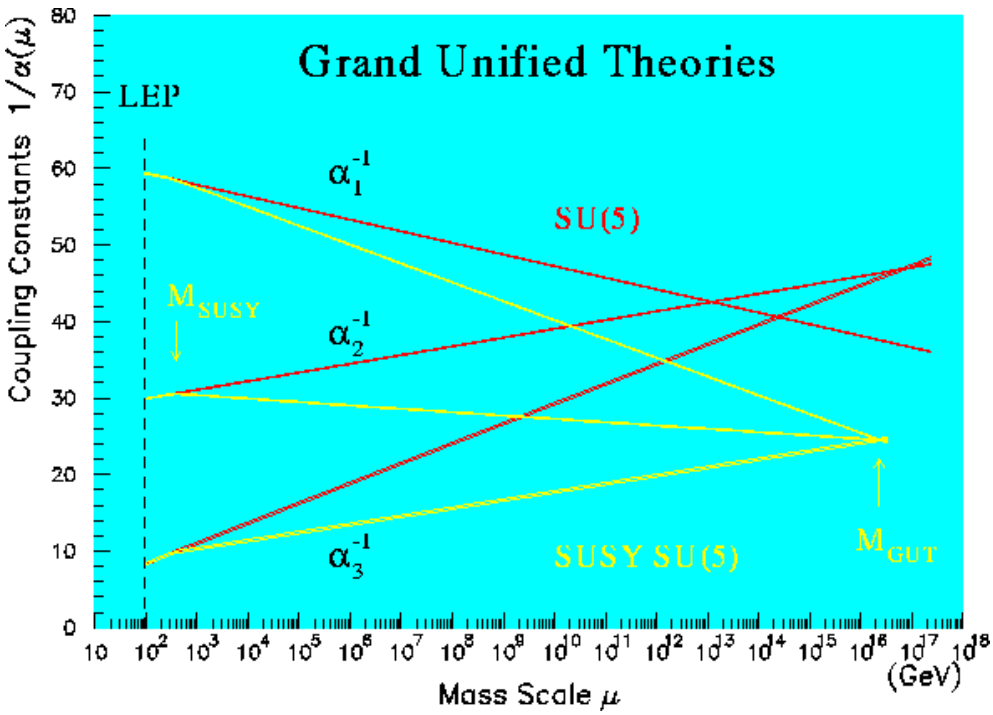

図 1.1: SU(5) GUT と SUSY SU(5) GUT の結合定数の発展

みスケールによる発展のしかたが異なる。SUSY SU(5) GUT の場合、うまく 3 つの結合定数が 1 点で交わる。(図 1.1) このように、超対称性は、SU(5) をより魅力的なものにするのである。SUSY 理論では、レプトンのフレーバー保存が破れることが許されている。これは、我々が探索を計画している $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊のような単純な標準理論では禁止されている崩壊モードを可能にする。参考までに、SUSY による $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムを図 1.2 に示す。

1.4 レプトンフレーバー保存の破れ

標準理論の枠組では、レプトンフレーバー (e,μ,τ の 3 種類) は, 素粒子反応の前後で保存する。ところが、先に述べたように、SUSY のような対称性が存在すれば、レプトンフレーバーの保存が破れるような崩壊モードが可能性であるし、スーパーカミオカンデのニュートリノ振動の現象は、実際にレプトンフレーバーの保存が破れた現象である。

レプトンフレーバー保存の破れを探索する実験、特に μ から e のフレーバーの破れを探る実験は、μ e conversion 実験と我々の計画している $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験が挙げられる。

μ e conversion 実験は、+ の電荷を持っている原子核に μ を捕獲させるために μ^-

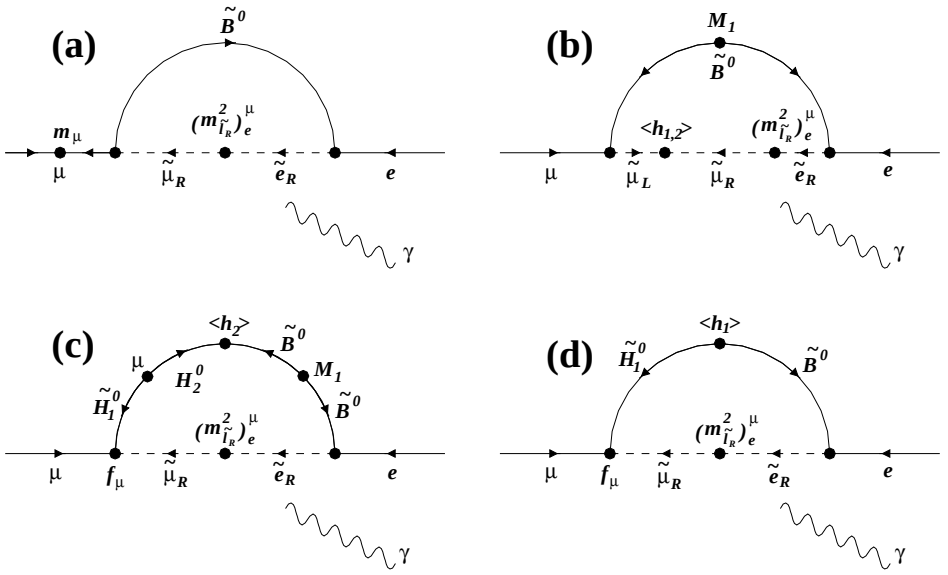

図 1.2: SUSY による $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊のダイアグラム。

原子核	Al	Ti	Pb
寿命 (μsec)	0.9	0.3	0.06
分岐比 ($\mathrm{Br}(\mu^- N \to e^- N)$ / $\mathrm{Br}(\mu^+ \to e^+ \gamma)$ (10^{-3})	2.6	4.1	2.9

表 1.3: μ e conversion 実験における μ^--原子核系の寿命と分岐比

ビームを使用する。原子核に捕獲された μ^- が、それぞれの原子核に対応した寿命で e^- に崩壊する現象を探索する実験である。μ e conversion 実験における、それぞれの原子核に対応した寿命と分岐比を表 1.3 にまとめる。表 1.3 において、言えることは次の 2 点である。

1. 寿命に注目すると、μ^- 自体の寿命 $2.2(\mu\mathrm{sec})$ に比べ、1 桁程小さい。

2. 分岐比に注目すると,$\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊に比べて、3 桁小さい。

μ e conversion 実験は、1. の理由により早いパルスビームを使用する。崩壊後、e^- は、μ^- の質量 M_μ と原子核の束縛エネルギー δ を用いて、$M_\mu - \delta$ 程度の大きいエネルギーを持って飛び出してくる。2. より、言えることは $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験よりも、さらに稀にしか起こらない現象だ、ということである。

さらに、μ e conversion 実験は、非常に様々なバックグラウンドが問題となる。1 つ例にとると、捕獲された μ^- が束縛されている軌道上において、$\mu^- \to e^- \overline{\nu_e} \nu_\mu$ と

いう崩壊をして、e^- が飛び出てくるバックグラウンドである。

ここで、我々の計画している $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊探索実験がいま述べた μ e conversion 実験とどのように違うのかについて述べる。

1. μ が周りの原子核に捕獲されるを防ぐため、正の電荷の μ^+ ビームを用いる。

2. 飛び出してくる e^+ のエネルギーが $52.8\mathrm{Mev/c}$ であり小さい。

3. バックグラウンドの制限からレートの低い DC ビームを使用する。

このように、レプトンフレーバー保存を探る試みはさまざまな方向から活発に行なわれているわけである。

したがって、我々が探索を計画している $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊を発見することは、標準理論を超える物理を探る上で非常に重要なことである。

第2章　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験における e^+ タイミングカウンター

2.1　$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 探索実験

我々は前節で述べた $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊を探索する実験を、スイスの PSI の世界最大の強度を持つ μ^+ ビームを用いて行なうことを検討している。現在までのところ MEGA 実験 [5] によって $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊の上限値が与えられており、通常の μ^+ の崩壊である $\mu^+ \to e^+ + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$ に対する分岐比にして 1.1×10^{-11} である。ターゲットに当て静止させた μ^+ が、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ の過程によって二体に崩壊すると、e^+ と γ それぞれが μ^+ 粒子の質量の半分にあたる $52.8\mathrm{MeV}$ のエネルギーを持って反対方向に飛んでゆくことになる。主なバックラウンドは全く別の事象から飛来した e^+ と γ が偶然に同時にカウントされるイベントなのであるが、e^+ と γ のエネルギーと位置を精密に測定することができれば、このバックグランドイベントを落とすことが可能となり、$\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊が起きた際には確実にバックグラウンドと識別することが可能となる。またこの際イベントのオーバーラップを減らすために速い時間応答を必要とする。

ここでイベントに対する感度 $B(\mu^+ \to e^+ + \gamma)$ が現在の $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊上限値を超えなければいけないのだが、いま感度を次式で与える。

$$B(\mu^+ \to e^+ + \gamma) \equiv \frac{1}{N_\mu \cdot T \cdot (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_{\mathrm{e}} \cdot \epsilon_\gamma \cdot \epsilon_{\mathrm{cut}}} \tag{2.1}$$

各定数を N_μ^+ は μ^+ 粒子の停止頻度、T は測定時間、Ω は検出器の立体角、ϵ_e と ϵ_γ は陽電子、γ 線のそれぞれの検出効率、ϵ_{cut} はイベント選別の効率としたときに、以下の性能が達成されたとすると、期待される感度 B は

$N_\mu = 1 \times 10^8 \mathrm{sec}^{-1}$, $T = 2.2 \times 10^7$ sec, $\Omega/4\pi = 0.09$, $\epsilon_e = 0.95$, $\epsilon_\gamma = 0.7$, $\epsilon_{\mathrm{cut}} = 0.8$, と見積もられていることより、

$$B = 0.94 \times 10^{-14}$$

となり、現在の実験で得られている上限値を $2 \sim 3$ 桁改善することが可能となる。

このことにもとづいて、$\mu \to e + \gamma$ グループはこのような実験値の得られる検出器を design したものを proposal にまとめ、昨年の 5 月に PSI に提出し、7 月に正式に承認された。

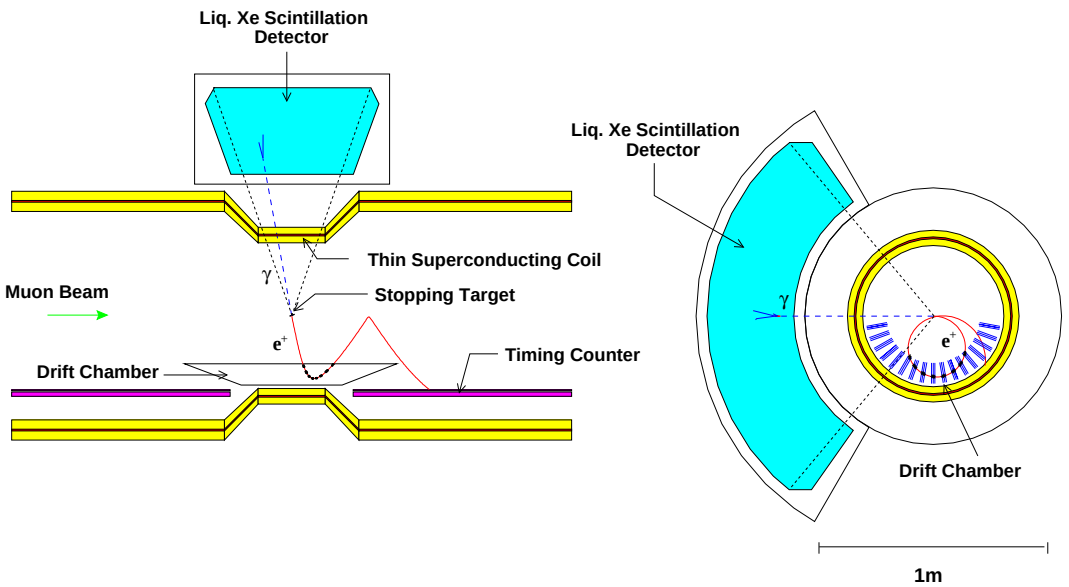

図 2.1: ディテクター全体の概観図

$\mu \to e + \gamma$ グループの design した $\mu^+ \to e^+ + \gamma$ 崩壊探索実験の検出器は大きく分けて、以下の 3 つの部分からなっている。(図 2.1)

1. γ のエネルギー及びタイミング検出用の Xe 検出器
2. e^+ の momentum 検出用の e^+ ドリフトチェンバー
3. e^+ のタイミング検出用 e^+ タイミングカウンター

3. の概観図は図 2.2 のような design である。ここで、バックグラウンドを十分低く押えるためには、e^+ のタイミングと γ のタイミングの差 $\Delta t_{e\gamma}$ が σ で、

$$\Delta t_{e\gamma} = 63.8(\text{psec}) \tag{2.2}$$

だけ必要であることが estimate されている。([7] 参照)

いま、この $\Delta t_{e\gamma}$ を σ_{tot} と書く。Xe 検出器の timing resolution を σ_{Xe}、e^+ タイミングカウンターの timing resolution を σ_{timing} と書くと、

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{Xe}}^2 + \sigma_{\text{timing}}^2 \tag{2.3}$$

である。いま、$\sigma_{\text{Xe}} \simeq \sigma_{\text{timing}}$ と仮定すれば、

$$\sigma_{\text{tot}} \simeq \sqrt{2}\sigma_{\text{timing}} \tag{2.4}$$

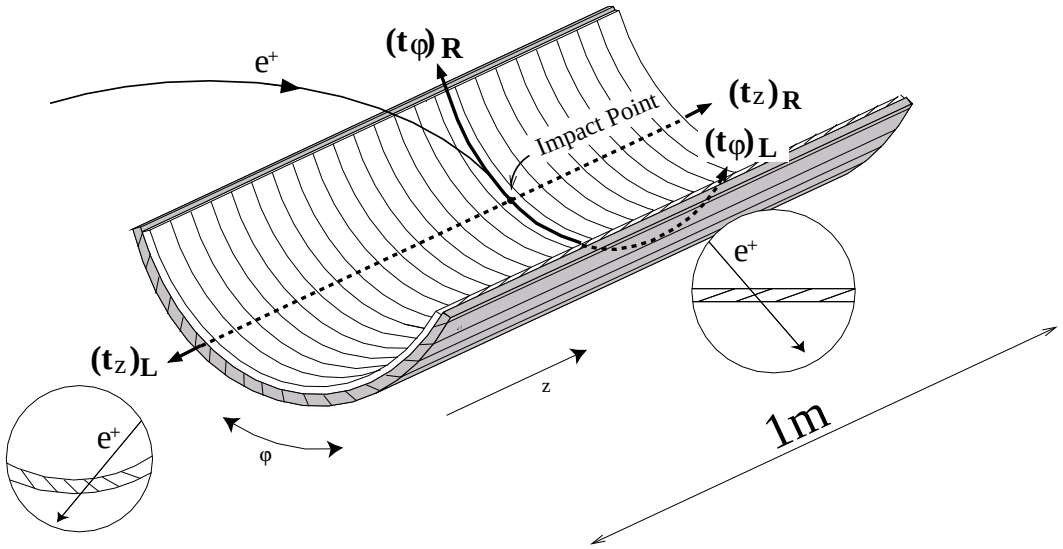

図 2.2: タイミングカウンターの概観図

となる。このことより、$\sigma_{\rm tot}$ の目標値を $\sigma_{\rm timing}$ の目標値に換算し直すと、$\sigma_{\rm timing} \simeq \sigma_{\rm tot}/\sqrt{2}$ より、

$$\sigma_{\rm timing} \simeq 45({\rm psec}) \tag{2.5}$$

となる。この timing resolution は、それまでの経験から判断して、非常に達成するのに困難な値であった。

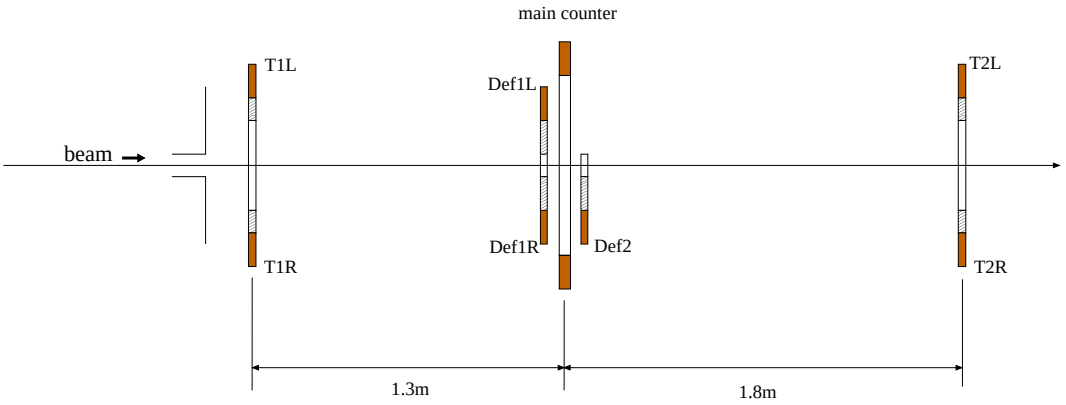

図 2.3: 前回の実験のセットアップ

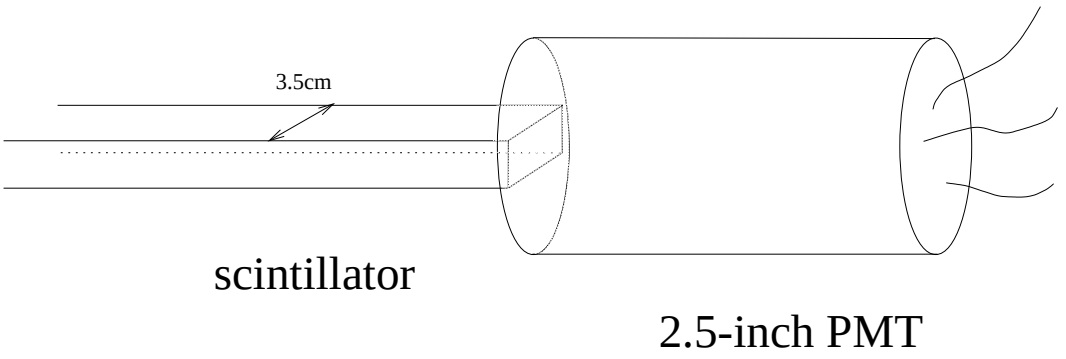

図 2.4: 前回のビームテストのカウンターの概形

2.2 前回のビームテスト

前節の最後に述べたように、$\sigma_{\rm timing} \simeq 45({\rm psec})$ というような良好な timing resolution を記録するタイミングカウンターは、これまでは例を見なかったので、それほどの高性能を実現できるのかは、自明ではなかった。

しかし、$\mu \to e\gamma$ グループは、十分な数のシンチレーション光を発生させ、それを大きな効率で集められれば、原理的には十分な timing resolution が得られるはずであると考え、それを確認する実験を 1999 年の 7 月に、高エネルギー物理学研究所の Proton Syncrotron π 2 エリア及び T1 エリアの π^+ と proton の混合ビームで TOF 実験を行った。(図 2.3)

そのとき、使ったカウンターの概形を図 2.4 に示す。すべての光を集めるため、シンチレーター (BC404) の断面を覆い尽くすだけの光電面を持った PMT(HAMAMATSU R6504S,$\phi = 2.5$(inch),19 段,TTS(Time Transit Spread) =470(psec)(H.V.=2000V における値)) を用いた。

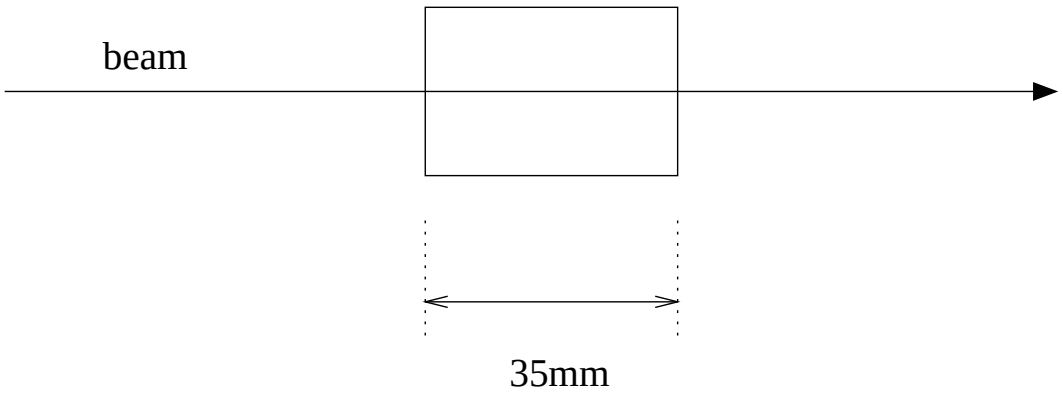

図 2.5: ビームの貫通距離

また、前回の実験のセットアップを図 2.3 に示す。

このような実験を行ない、カウンターの両読み出しの TDC の差の timing resolution を調べた結果、1GeV/c の π^+ でカウンターあたり約 27psec という極めて良い実験値が得られた。この値は目標値よりも大幅に良い。さらに、ADC Mean から計算される、total photoelectron 数 $N_{\rm pe}$ に対する依存性を異なった momentum (1.0 GeV/c, 0.9 GeV/c, 0.8 GeV/c, 0.7 GeV/c, 0.6 GeV/c, 0.5 GeV/c) の π^+ と p のデータを調べた結果、図 2.6 のような相関があり、光量だけで timing resolution が決まっていることを示唆していた。横軸の $N_{\rm peMIP}$ は 1GeV/c の π^+ が図 2.5 のようにカウンターを最小の距離で貫通したときの値である。実線が実験値と $A/\sqrt{N_{\rm pe}/N_{\rm peMIP}+B}+C$($A$,$B$,$C$ は fit の係数) で fit した曲線であり、破線が Def1(図 2.3 参照) のシンチレーターの部分でのビームの水平方向のふらつきがないものと仮定したシミュレーションの結果であり、1GeV/c の π^+ で約 25(psec) という値が得られた。

そこで、次のステップとして、PSI で行なわれる本実験で用いられるカウンターに近い、より realistic なプロトタイプを製作して再び、ビームテスト実験を行なうこととした。本実験のタイミングカウンターの設計上、図 2.2 のように ϕ 方向にシンチレーターを配列することが計画されているため、シンチレーターの断面からはみ出さない程度の断面の広さをもった PMT をシンチレーターに装着しなけれない要請があるということから、シンチレーション光をライトガイドを介して PMT の光電面まで導く必要がある。(図 2.7) したがって、前回の実験に比べて小さな PMT を使用し、PMT がライトガイドを介してシンチレーターに装着されているようなカウンターで今回の実験を行なう必要があった。また、PSI における本実験において PMT は、magnet の約 1(T) という強磁場の環境下で作動させるため、磁場環境下で作動可能な fine mesh タイプのものを使用する必要があるのだが、念のためにさらに μ メタルと呼ばれる磁場を遮へいするための筒を使用することも考慮すべき

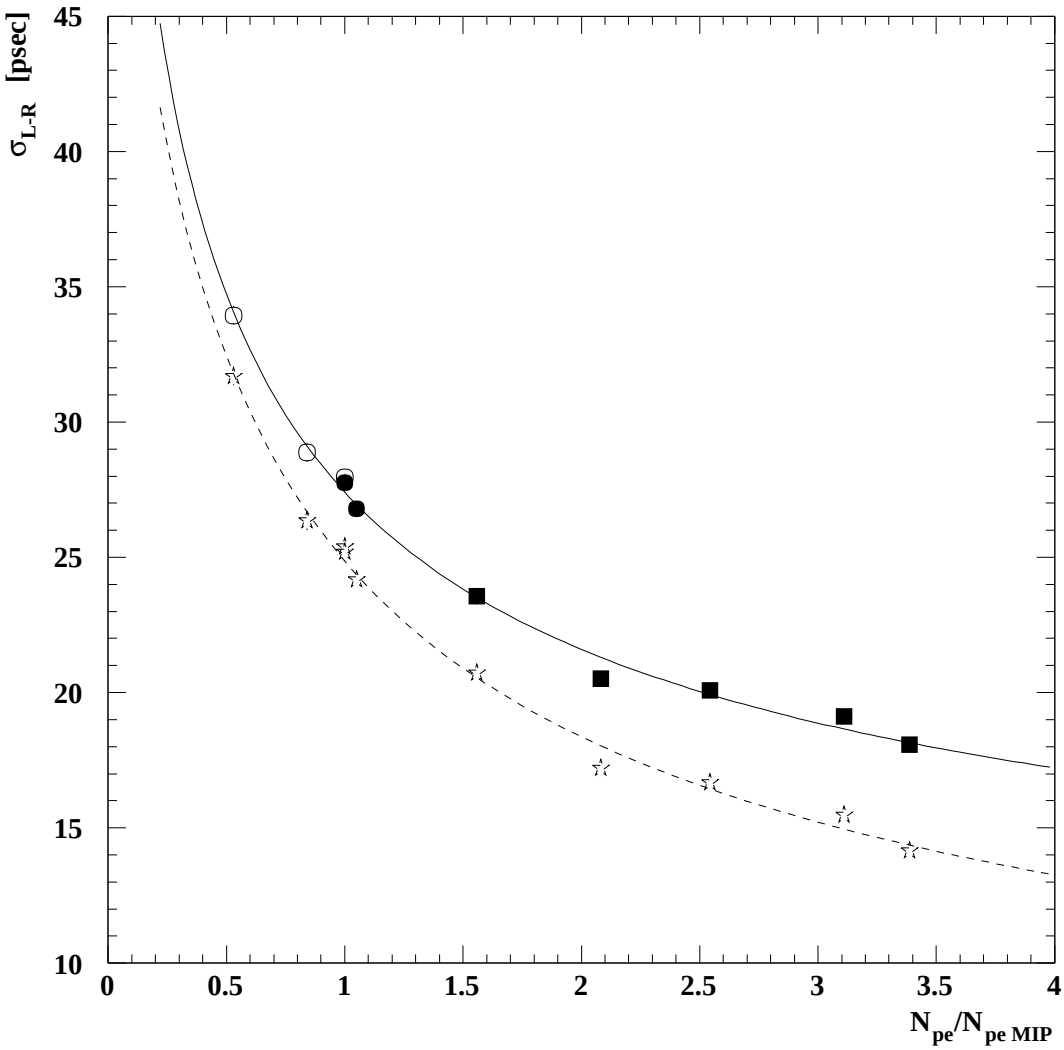

図 2.6: σ と total photoelectron 数 $N_{\rm pe}$ の相関

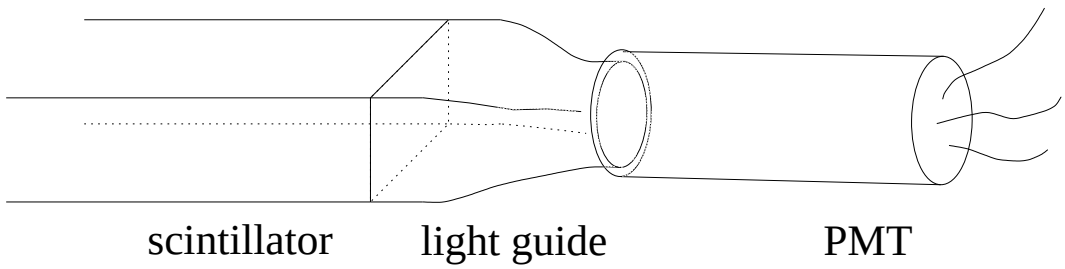

図 2.7: ライトガイドを付けたシンチレーター

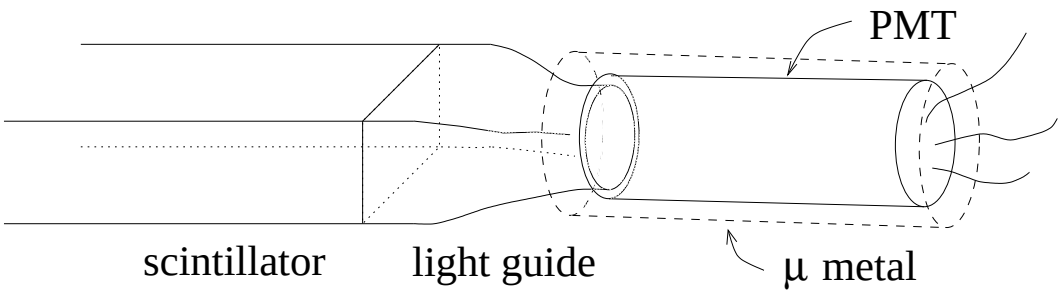

図 2.8: μ メタルを取り付けた様子

である。ライトガイドを使えば μ メタルの狭い口の奥に設置された、PMT にシンチレーション光を誘導することができる。(図 2.8) その意味でもシンチレーターにライトガイドを装着することは意義深いことであった。

第3章　タイミングカウンター試作器の時間分解能測定実験

われわれは今回、1-inch の PMT を用いて、3 種類の断面とライトガイドのあるものと、ないもののジオメトリーの異なる計 6 本のタイミングカウンターを製作し、3 本ずつに分けて、3 本同時に乗る台に載せて、それぞれ前半と後半にわけてビームテスト実験を行なった。

以後、実験の目的、実験装置の詳細、ビームテスト実験自体のことについて詳しく述べることにする。

3.1　実験の目的

1. 前回のビームテストで得た非常に良い timing resolution が 1-inch の PMT を使用した場合にどこまで保たれるかを調べる。
2. 今回製作した timing counter の timing resolution が本当に光量だけで決まるのかを調べる。
3. 2. のシンチレーターの長さ方向のビームの位置移動に対して、timing resolution がどうなっているかを調べる。

3.2　実験装置の詳細

3.2.1　1-inch fine mesh PMT(H6152-01MOD)

今回の実験で使用した Photo Multiplier Tube(PMT) の図とブリーダーの回路図をそれぞれ、図 3.1 図 3.2 に示す。この PMT の特徴は正の印加電圧をかけることと、Fine mesh のため、磁場環境下での作動が可能なことである。今回はこのタイプの PMT を 6 本用意した。

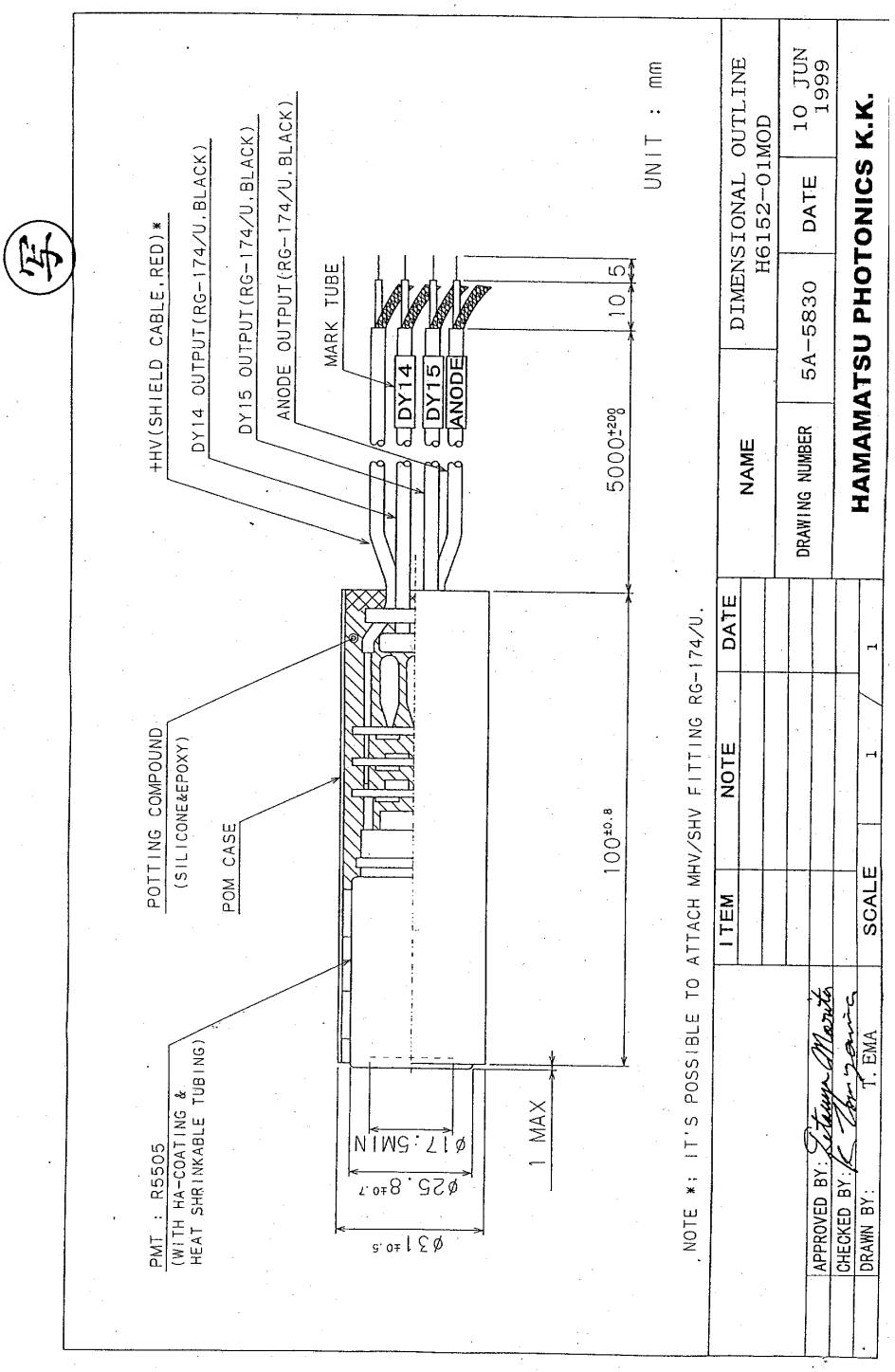

図 3.1: 1inch Fine mesh PMT

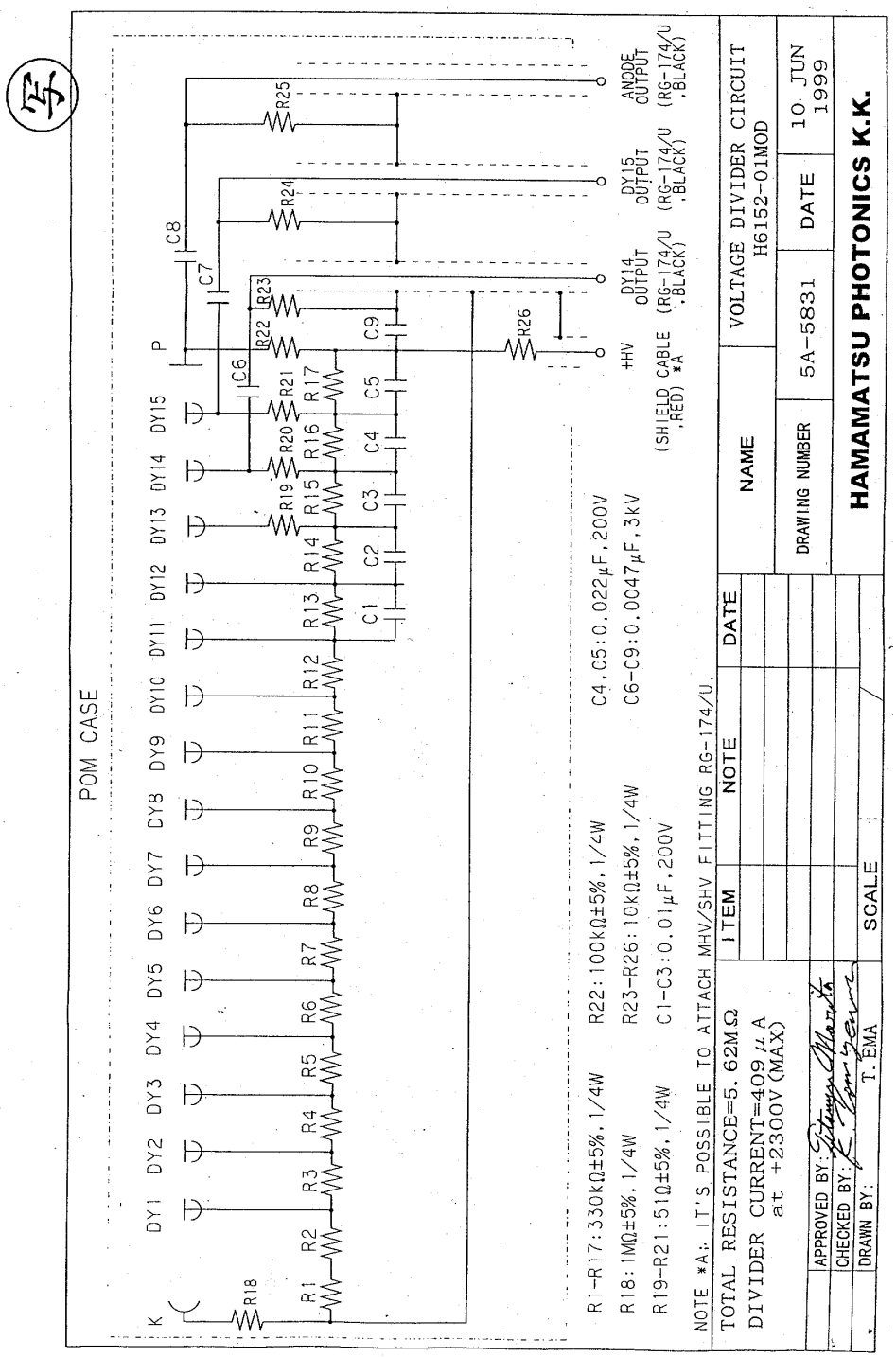

図 3.2: 1inch Fine mesh PMT のブリーダー回路図

3.2.2 PMTのgain check

ビームテストを行なう前にあらかじめPMTのgain checkを行なった。まず、PMTのgainとはどういうものか説明する。

二次電子放出比δはダイノード間の電圧Eの関数であり、次のような式によって表される。

$$\delta = a \cdot E^k \tag{3.1}$$

ここでaは定数、kは電極の構造・材質で決まり、$0.7 \sim 0.8$の値をとる。光電面から放出された光電子流$I_{\rm k}$は、第一ダイノードに入射して二次電子流$I_{\rm d1}$を放出する。この時の第一ダイノードにおける二次電子放出比δ_1は次のような式で表される。

$$\delta_1 = \frac{I_{\rm d1}}{I_{\rm k}} \tag{3.2}$$

さらにこの電子は第一ダイノード$\rightarrow$第二ダイノード$\rightarrow \cdots$第nダイノードとカスケード的に増倍される。第二ダイノード以後のn段目の二次電子放出比$\delta_{\rm n}$は次のような式で表される。

$$\delta_{\rm n} = \frac{I_{\rm dn}}{I_{\rm d(n-1)}} \tag{3.3}$$

陽極電流I_pは、以下の式で与えられる。

$$I_{\rm p} = I_{\rm k} \cdot \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{\rm n} \tag{3.4}$$

さらに、

$$\frac{I_{\rm p}}{I_{\rm k}} = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{\rm n} \tag{3.5}$$

ここで、αは収集効率である。この$\alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{\rm n}$をgainといい、$\mu$で表す。

$$\mu = \alpha \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{\rm n} \tag{3.6}$$

したがって、$\alpha = 1$とし、光電子増倍管のダイノードの数をnとすると、等分割デバイダの場合、gain μの印加電圧Vに対する変化は次の式になる。

$$\mu = (a \cdot E^{\rm k})^n = a^n \cdot (\frac{V}{n+1})^{kn} = A \cdot V^{kn} \tag{3.7}$$

(ただし、$A = a^n/(n+1)^{kn}$である。)つまり、gainは印加電圧の巾関数であることがわかった。

今回使用した6本のPMTのgain checkは、図3.3のようなセットアップで行なった。その結果を表3.1にまとめる。CA3229については2000V以下の電圧でブリーダー回路の限界があるようである。それ以外のものについては印加電圧の上昇に応じてgainも上昇している。

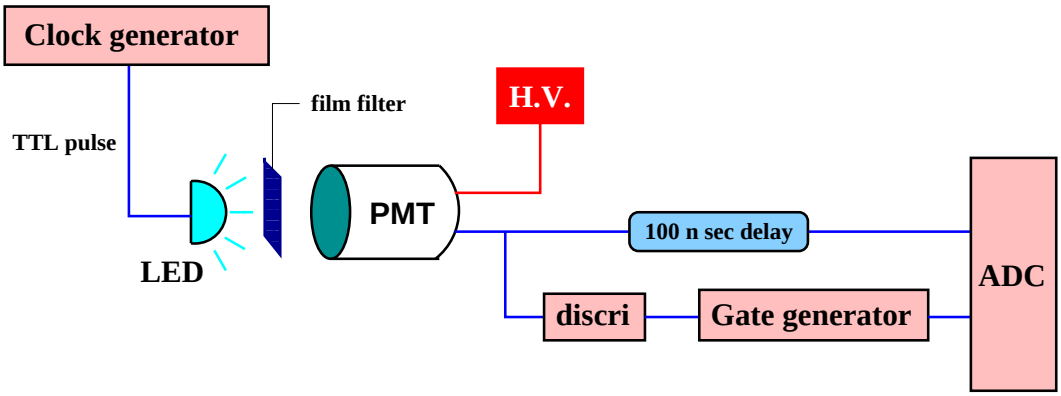

図 3.3: gain check のセットアップ

	CA3218	CA3229	CA3181	CA3136	CA3015	CA3116
1800(V)	8.7×10^5	1.1×10^6	1.0×10^6	1.0×10^6	1.1×10^6	7.8×10^5
1900(V)	1.2×10^6	8.0×10^5	1.5×10^6	1.5×10^6	1.5×10^6	1.1×10^6
2000(V)	1.4×10^6	8.0×10^5	2.1×10^6	2.0×10^6	2.1×10^6	1.5×10^6

表 3.1: PMT の gain check の結果 (横：Serial Number, 縦:PMT にかけた電圧)

3.2.3 シンチレーター

今回用いたシンチレーター (BC404,BC408) の特性を表 3.2 に示す。また、後の議論で出てくる前半の Main1,Main2,Main3, 後半の Main1,Main2,Main3 というカウンターのうち後半の Main2 が BC408 を用いており、それ以外は BC404 を用いている。今回の実験では 6 本のシンチレーターを用いてタイミングカウンターを製作し、実験を行なった。これらのシンチレーターの特性は一般的なものに比べると rise time が早い。また、表 3.2 中の BC404、BC408 の光量 68%、64%という値は他の BC シリーズの BC412、BC416 の 60%、38%という値に比べて大きい。これはなるべく光量の多いシンチレーターを選んだ理由の 1 つである。

3.2.4 シンチレーター、ライトガイド、PMT の接着

今回の実験ではやや realistic なカウンターであるシンチレーターに PMT を直接接着したタイプ (図 3.4) と、より realistic なカウンターであるシンチレーターにライトガイドを接着し、そのライトガイドに PMT を接着したタイプ (図 3.5) の 2 種類のタイプを用いた。ライトガイドの先は図 3.6 のような PMT の光電面の大きさにぴったりと同じ大きさになっている。 接着剤は optical cement(BC600, 屈折率=1.56) を

Scintillator name	BC404	BC408
Refractive Index	1.58	1.58
Light Output [%],(対 Anthracene)	68	64
Rise Time[ns]	0.7	0.9
Decay Time[ns]	1.8	≈ 2.1
Pulse Width(FWHM)[ns]	2.2	≈ 2.5
Light Attenuation Length[cm]	140	210
Wavelength of Max.Emission[nm]	408	425
# of H Atoms per $cm^3(\times 10^{22})$	5.21	5.23
# of C Atoms per $cm^3(\times 10^{22})$	4.74	4.74
Ratio H:C Atoms	1.100	1.100
# of Electrons per $cm^3(\times 10^{23})$	3.37	3.37
Principal uses/applications	fast counting	TOF counters, large area

表 3.2: Scintillator の特性

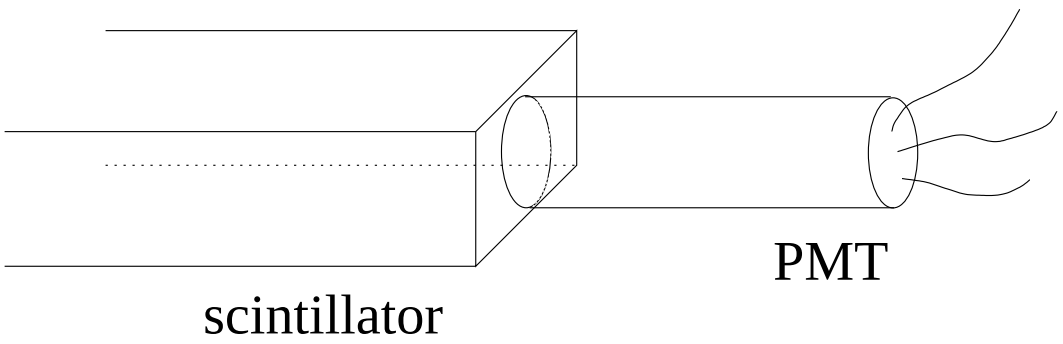

図 3.4: ライトガイドなしのカウンターの概形

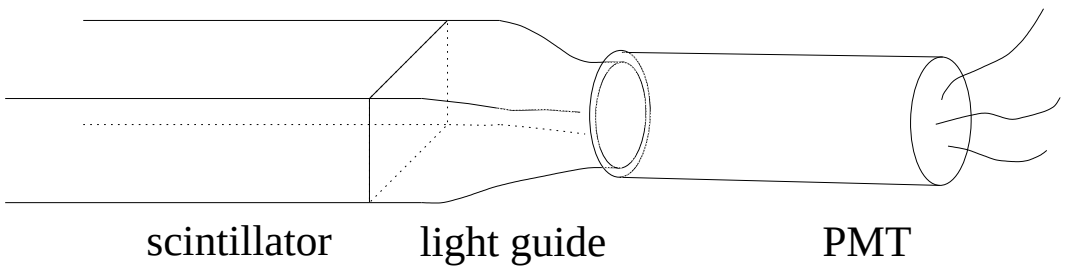

図 3.5: ライトガイド付きのカウンターの概形

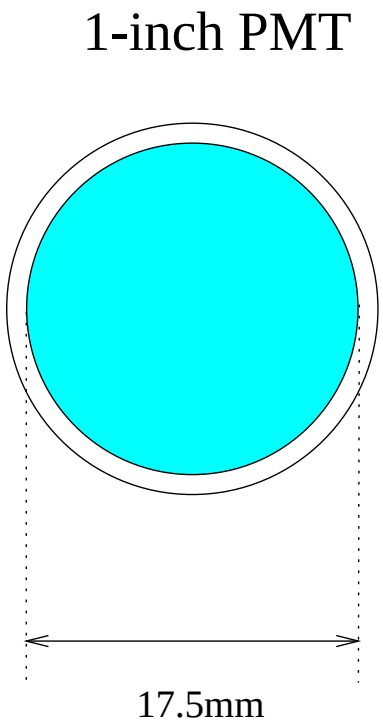

図 3.6: PMT の光電面の直径

用いた。

3.3 ビームテスト実験

3.3.1 ビーム

ビームは π^+ と proton の混合ビームである。後に詳細を述べるが、当然のことながら、この 2 つのビームを選別する必要がある。これらのビームの momentum は今回の実験では 0.5GeV/c,0.6GeV/c, 0.7GeV/c,1.0GeV/c(後の図 4.23、図 4.25、図 4.27 の run では、0.5GeV/c、0.6GeV/c、0.8GeV/c、1.0GeV/c) の 4 点の momentum でシグナルを測定した。

3.3.2 セットアップ

我々はタイミングカウンターの候補として、4cm × 4cm、4cm × 3cm、4cm × 2cm の断面を持つ、タイミングカウンターの性能をライトガイドを装着した場合と、しなかった場合についてその性能の評価を行なった。

実験は前半と後半でそれぞれ図 3.7 のようなセットアップでビームに対してタイ

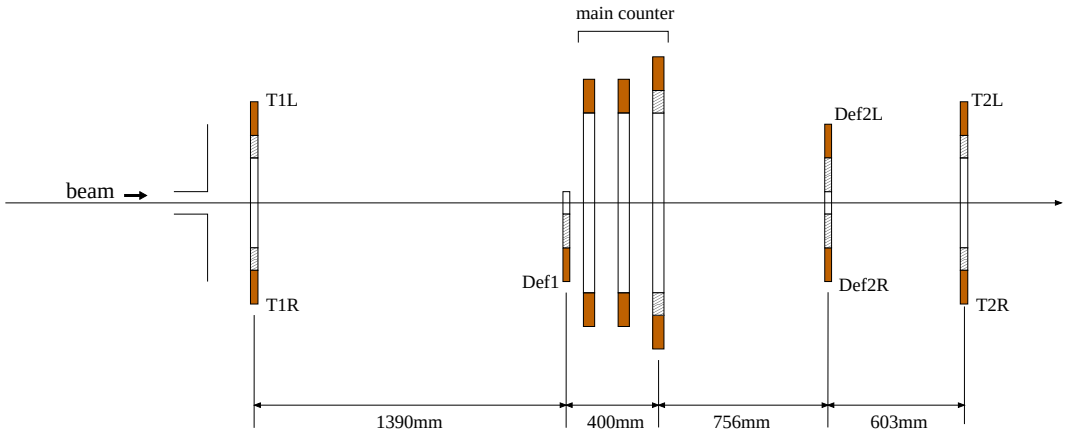

図 3.7: 今回のセットアップ

ミングカウンターを設置して行なった。以下の議論では、カウンターの左右を図 3.8 のように定義する。また、今回は合計 6 本のカウンターを製作したのだが、PMT が 6 本しかなく、1 本のカウンターあたり PMT2 本を使って両読み出しをおこなっているため、はじめに 3 本のカウンターのデータを取り終えた後に、残りの 3 本のカウンターに PMT を付け変えた。さらに、3 本のカウンターは時間の節約のため図 3.9, 図 3.10, 図 3.11, 図 3.12 のような 3 本同時に乗る台に載せて同時に横移動できるようなセットアップを組んだ。横移動は右方向 (図 3.8 参照) にしか動かせなかった。

トリガー用のシンチレーションカウンターは T1(PMT は H1949-50 の両読み出し (以下に登場する PMT の型番はすべて浜松ホトニクス製 PMT の型番である。))、T2(PMT は H1949-50 の両読み出し) である。Difining Counter は D1,D2 である。この D1(PMT は R647 で 1 本読みだし),D2(PMT は H6112 両読み出し) によって、ビームの幅を選択している。特に D2 のジオメトリーは図 3.13 のようになっていて、5mm$\times$ 10mm の幅のビームを選択する目的で使用している。読みだし回路のセットアップを図 3.14 に示す。なお、Main Counter の Discriminator の threshold は、モジュールのノイズを引っかけない Range で最も低い 15mV に設定した。トリガーカウンターとタイミングカウンターは、TDC により discriminator の threshold を超えた時間を、ADC により積分した電荷が記録される。今回使用した TDC(Philips 7186) の分解能は 25psec/bin、ADC (Lecroy 2249W) の分解能は 0.25pC/bin である。また、タイミングカウンターの resolution のなるべく広範囲の $N_{\rm pe}$ 依存性を調べるため、図のようにビームに対してタイミングカウンターに角度をつけ (図 3.15)、物質量を変化させた場合についても調べた。

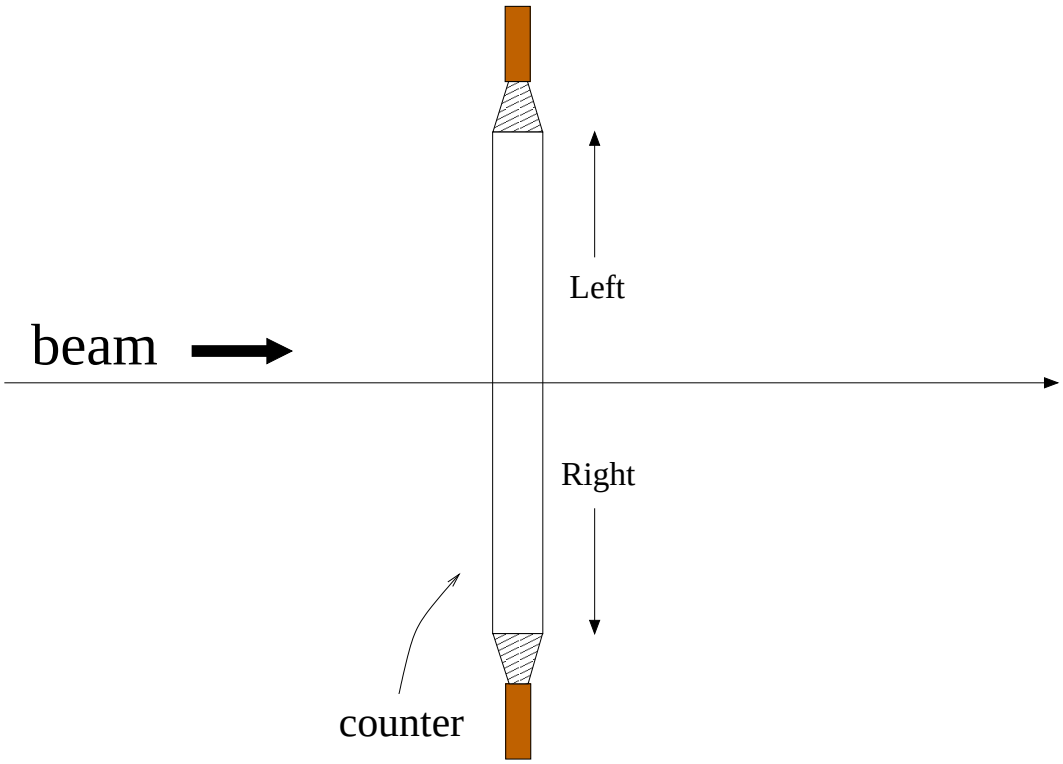

図 3.8: カウンターの左右

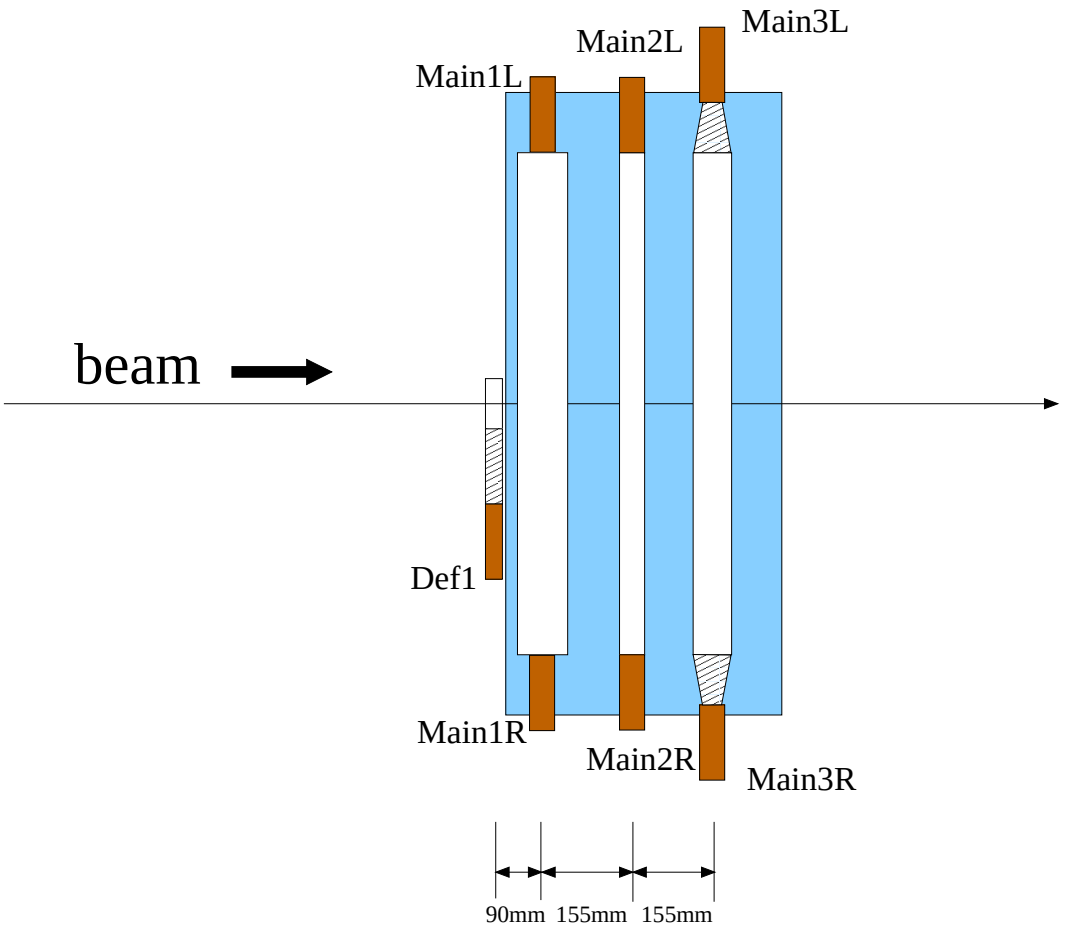

図 3.9: 前半で使ったセットアップ

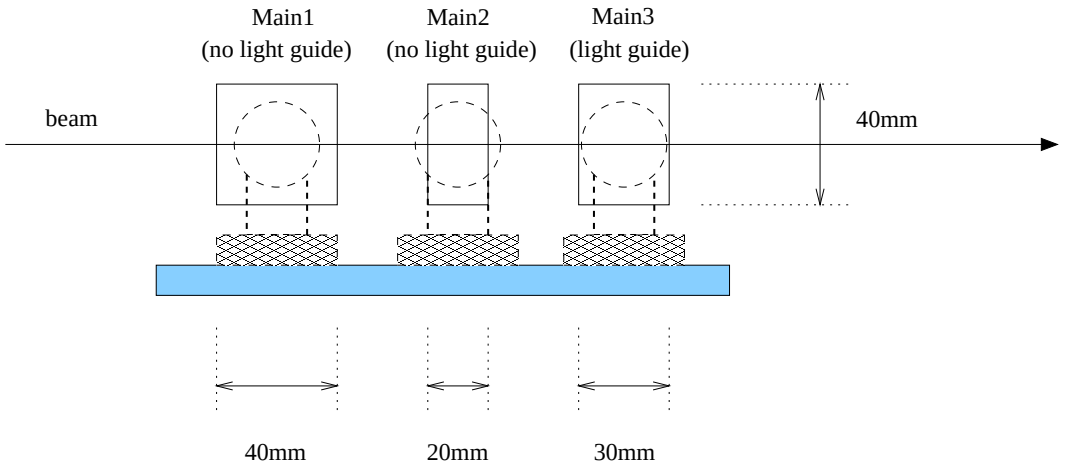

図 3.10: 前半で使ったセットアップ

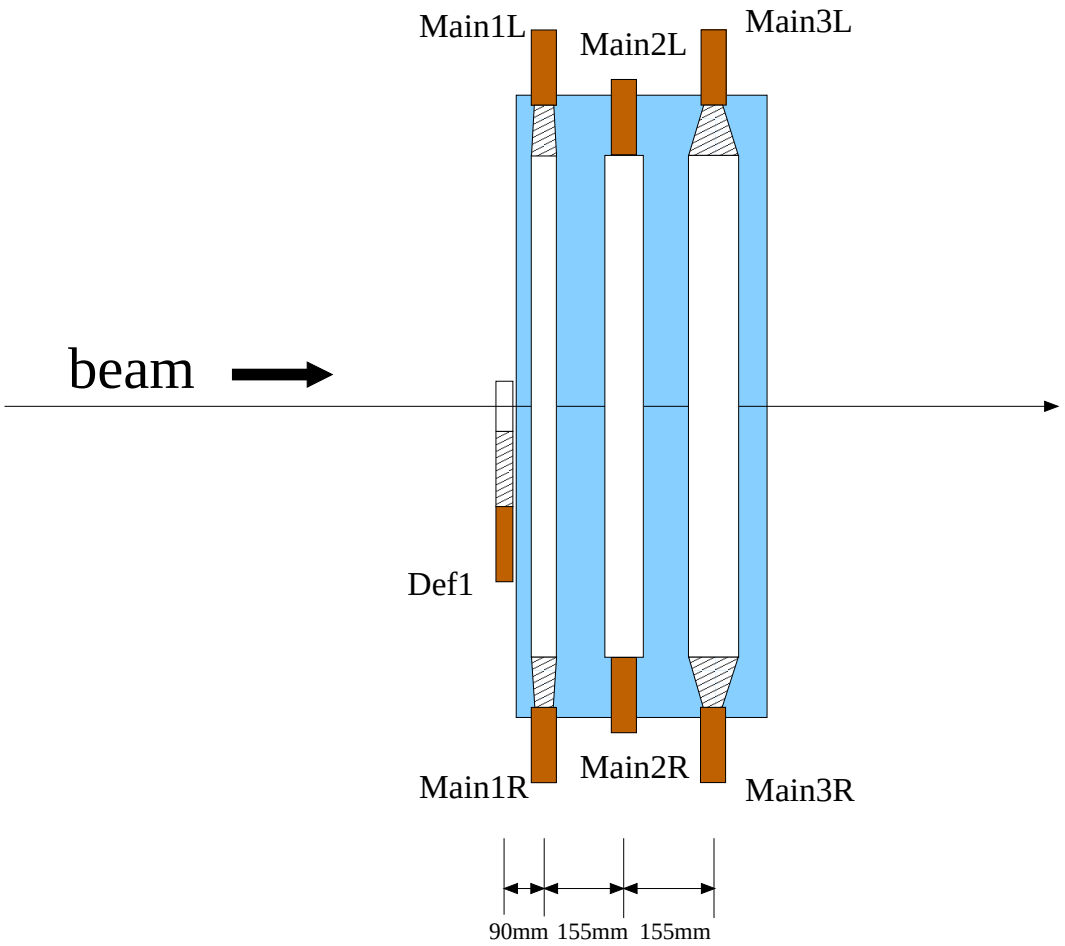

図 3.11: 後半で使ったセットアップ

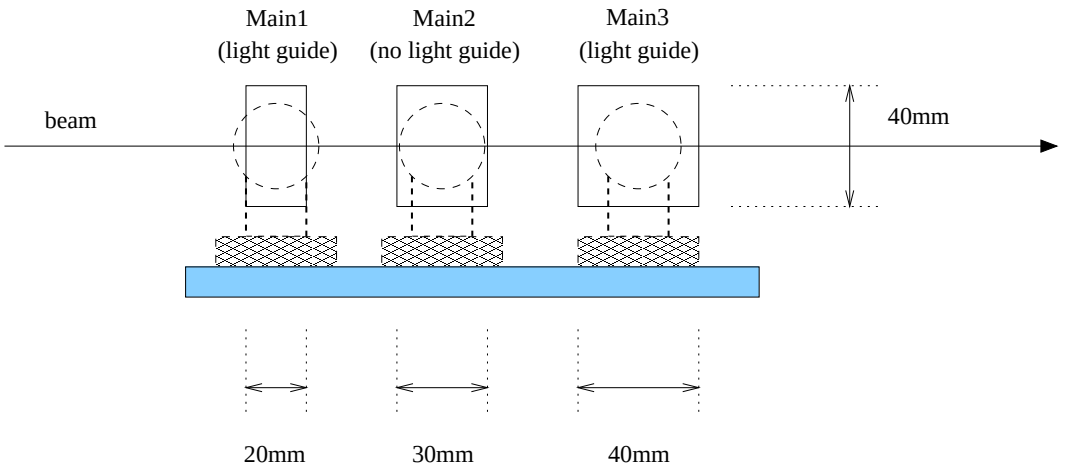

図 3.12: 後半で使ったセットアップ

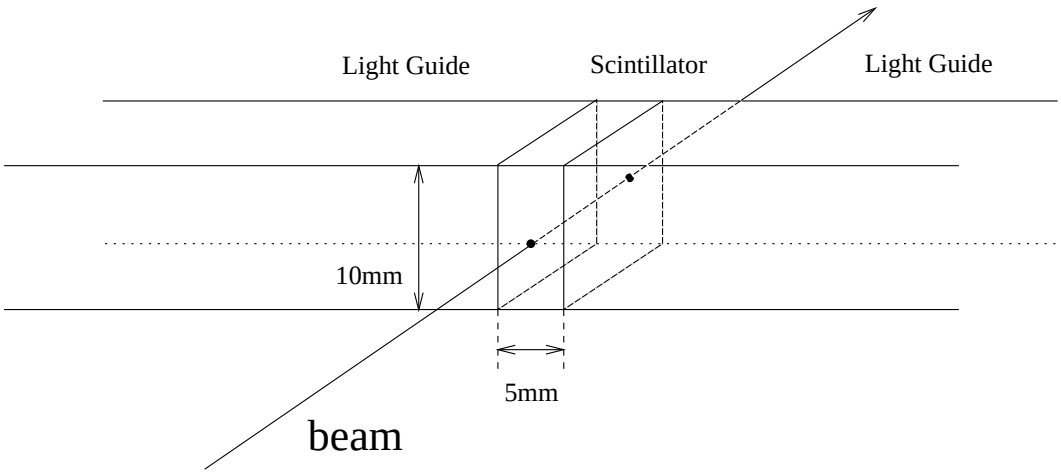

図 3.13: D2 のジオメトリー

3.3.3 実験で実際に行なったこと

1. 光量をなるべく広範囲にわたって変化させるために、ビームの momentum、及びカウンターの角度を変化させた。

2. タイミングカウンターの性能の位置依存性を調べるために、図 3.16 のような 50mm 間隔の 10 点について、ビームの入射位置を変化させ、調べた。(ただし、最後のステップのところは 40cm から 43cm の 3cm のステップになっている。)

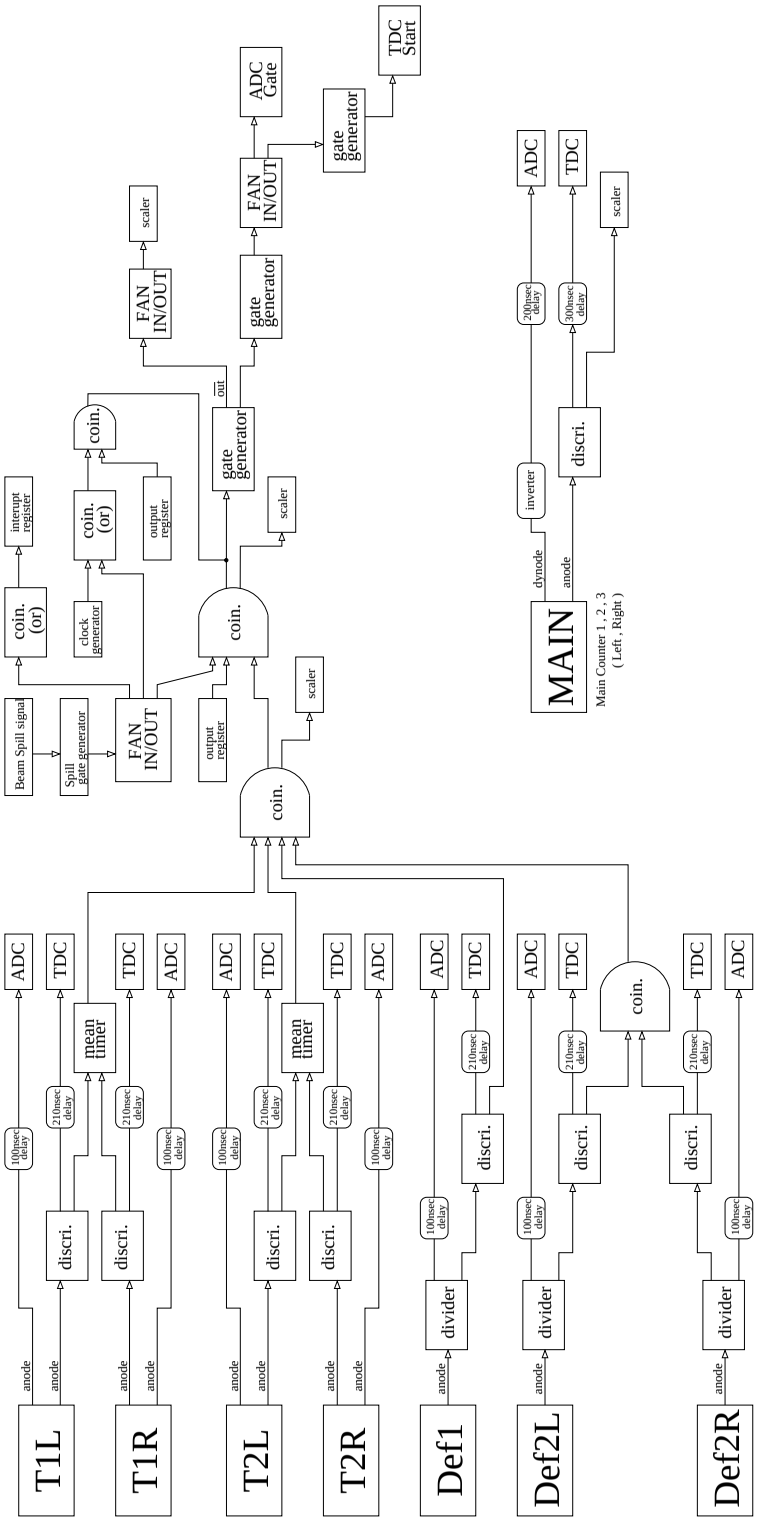

図 3.14: トリーガー用回路図およびメインカウンターのシグナル読み出し回路図

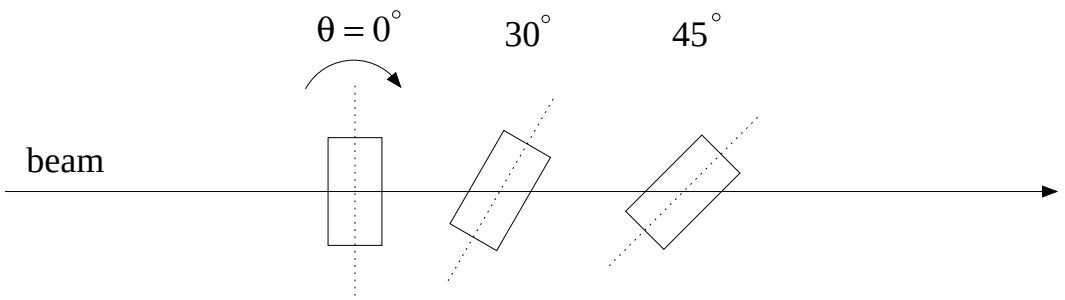

図 3.15: カウンターの角度変化

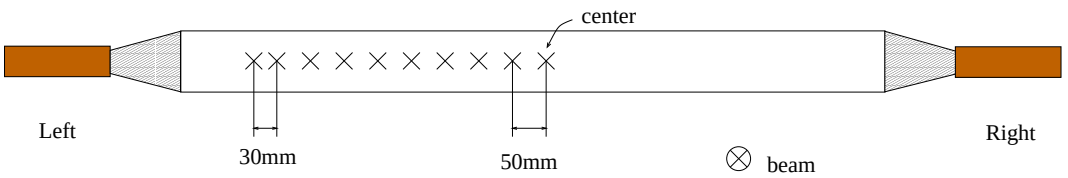

図 3.16: カウンターに対するビームの入射位置の変化

第4章　実験の結果とそのまとめ

製作したタイミングカウンターを高エネルギー物理学研究所 (KEK) の Proton Syncrotron T1 エリアの 0.5GeV/c ~ 1GeV/c の π^+ 粒子と陽子のビームを用いて実験を行なった結果を以下の節に示す。以下の議論で timing resolution というときは TDC(L)-TDC(R), もしくはそれに比例した量とし、その違いは単位を付けて区別する。

また、今回の実験の解析は start trigger counter の time jitter を除外して、timing counter 自体の timing resolution を獲得したいので、TDC(L)-TDC(R) を主に考察する。

4.1　解析の手順

まず、例として 1GeV/c の π^+ のビームに対する 4cm × 4cm カウンターのデータについて解析の説明を行なう。4cm × 4cm カウンターの右と左の PMT のシグナルを 2 つに分けて ADC と TDC に入力したが、それらの output を以下、ADC(L)、ADC(R)、TDC(L)、TDC(R) などと呼ぶことにする。

4.1.1　p と π^+ の選別

T2 カウンターの TDC と T1 カウンターの TDC の差のヒストグラムを見ると図 4.1 のような分布をしている。T2 が start trigger counter なので 360 ~ 425 のピークが π^+ のイベントであることがわかる。このピーク付近のイベントについて以下のような cut をかければ、π^+ のイベントだけを選別することができる。

$$360 < \frac{T2(R)+T2(L)}{2} - \frac{T1(R)+T1(L)}{2} < 425 \tag{4.1}$$

同様にして、p のイベントだけを選別したい場合は、

$$530 < \frac{T2(R)+T2(L)}{2} - \frac{T1(R)+T1(L)}{2} < 575 \tag{4.2}$$

のようにする。

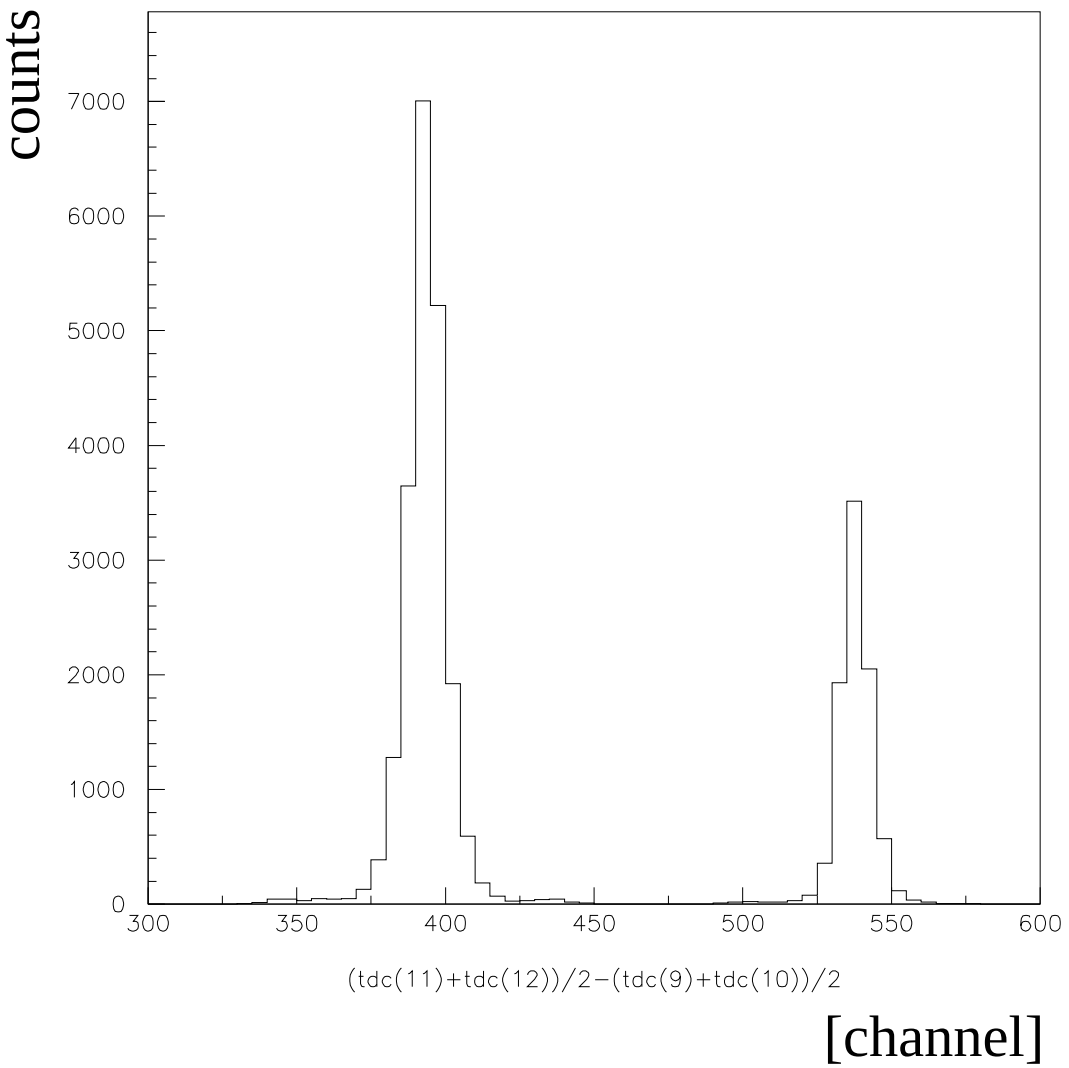
counts
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
300
350
400
450
500
550
600
(tdc(11)+tdc(12))/2−(tdc(9)+tdc(10))/2
[channel]

図 4.1: π^+ と p の選別

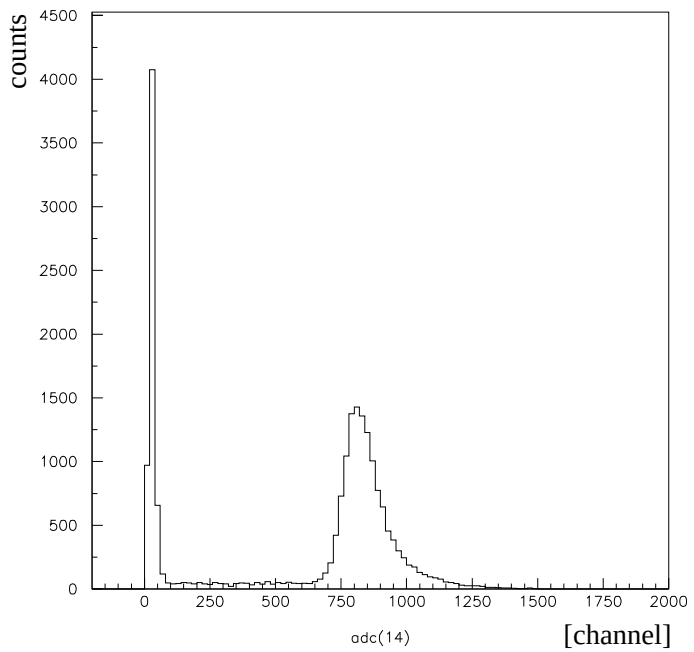

図 4.2: D2(L) の ADC 出力チャンネル (π^+)

4.1.2 defining counter(D2) と timing counter のノイズの除去

図 4.2、図 4.3、図 4.4、図 4.5、図 4.6、図 4.7、図 4.8、図 4.9、図 4.10、図 4.11、図 4.12、図 4.13 のように defining counter の ADC(L)、ADC(R) と timing counter の ADC(L)、ADC(R)、TDC(L)、TDC(R) の低い成分にはノイズがあり、最終的な timing resolution を議論する際には邪魔である。

したがって、これらのノイズを捨てるための以下のような cut をかけた。以下の議論ではすべてこのような cut がかけてある。

$$650 < ADC_{D2}(L) \tag{4.3}$$

$$600 < ADC_{D2}(R) \tag{4.4}$$

$$140 < ADC(L) \tag{4.5}$$

$$110 < ADC(R) \tag{4.6}$$

$$3100 < TDC(L) \tag{4.7}$$

$$3100 < TDC(R) \tag{4.8}$$

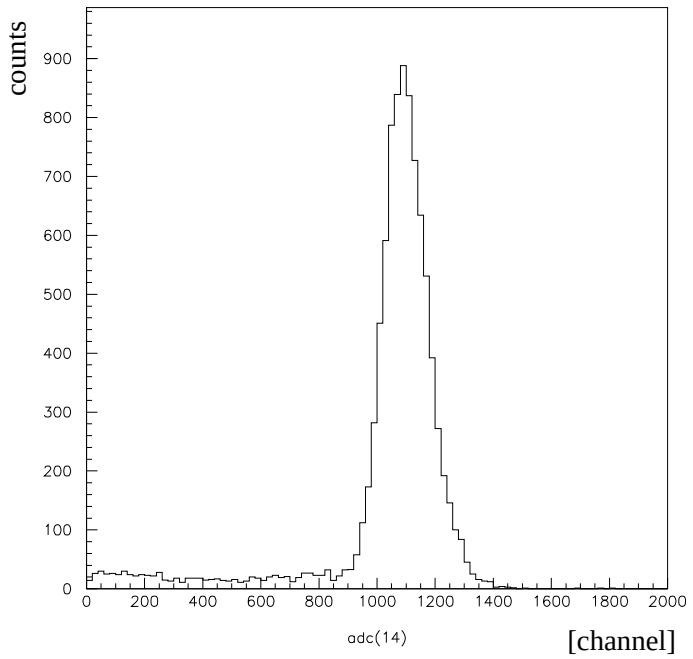

図 4.3: D2(L) の ADC 出力チャンネル (p)

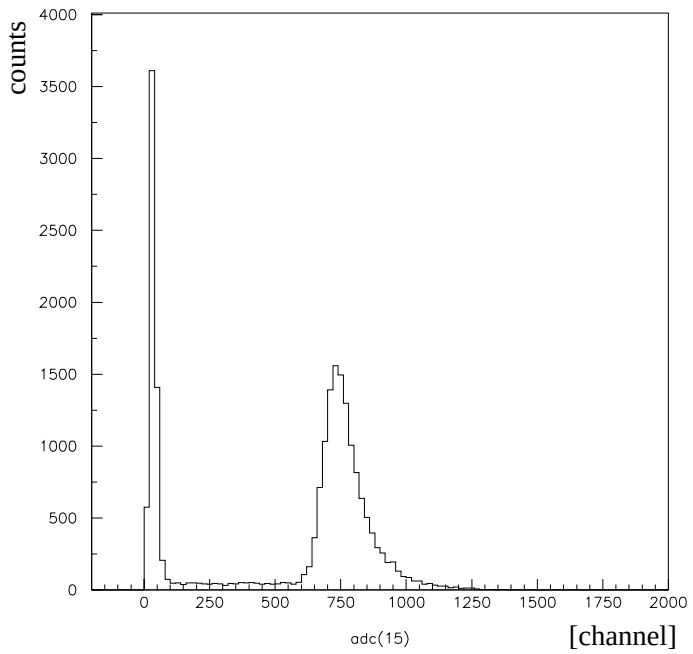

図 4.4: D2(R) の ADC 出力チャンネル (π^+)

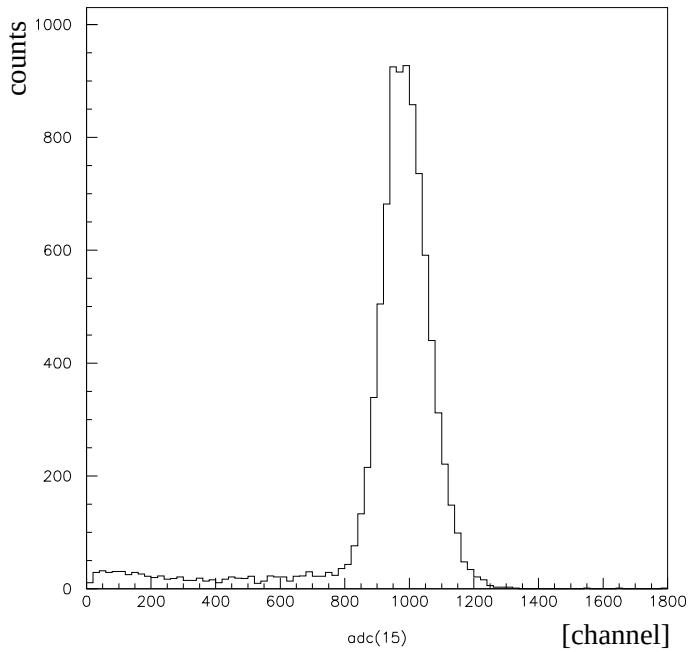

図 4.5: D2(R) の ADC 出力チャンネル (p)

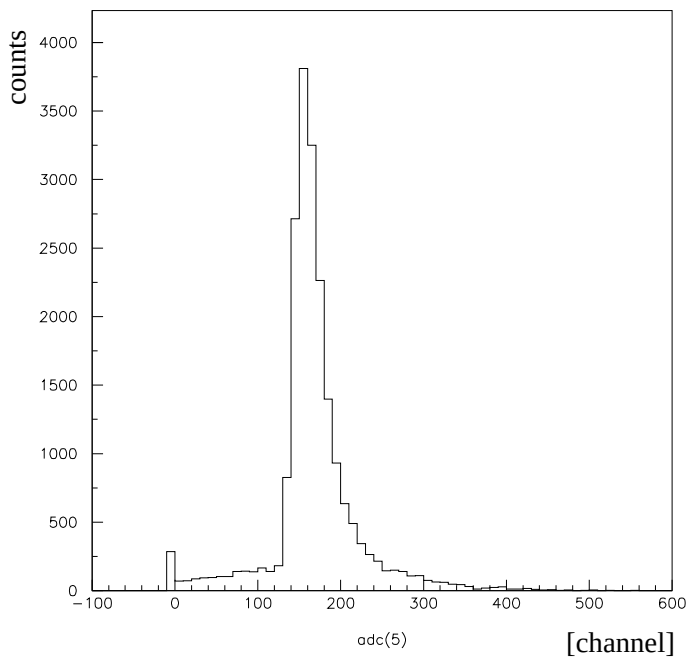

図 4.6: timing counter の ADC(L) 出力チャンネル (π^+)

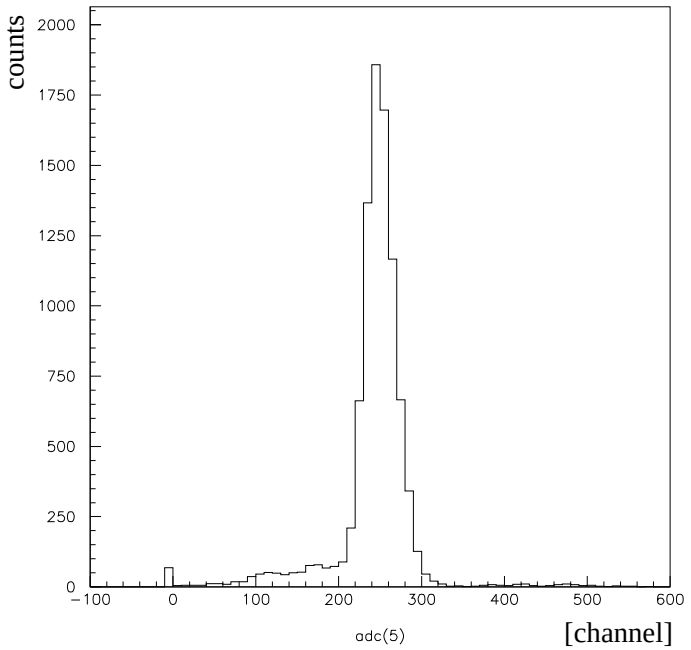

図 4.7: timing counter の ADC(L) 出力チャンネル (p)

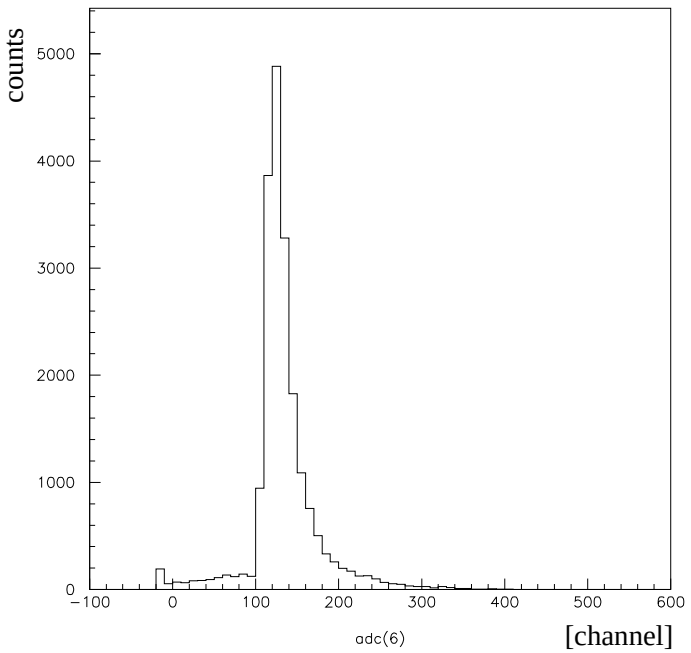

図 4.8: timing counter の ADC(R) 出力チャンネル (π^+)

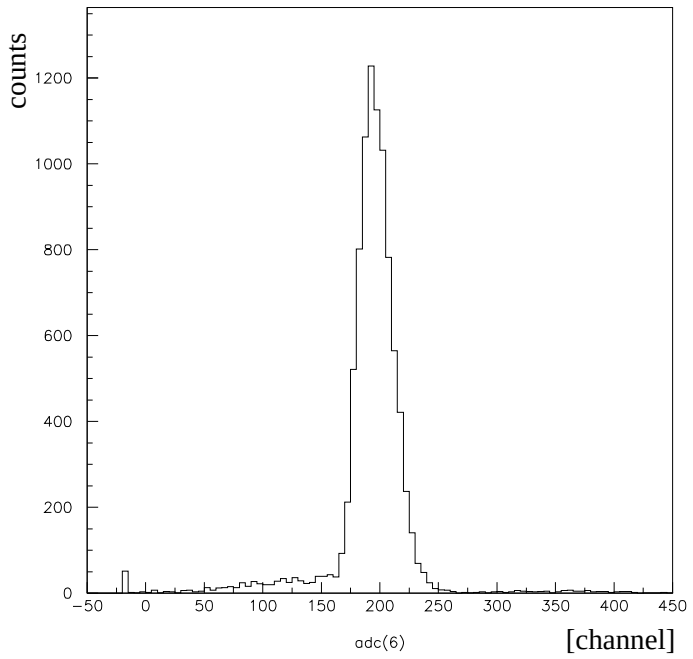

図 4.9: timing counter の ADC(R) 出力チャンネル (p)

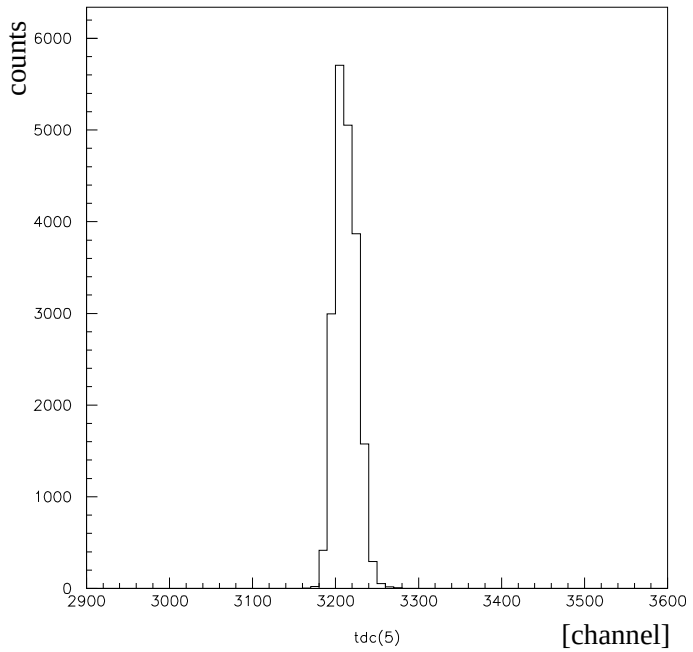

図 4.10: timing counter の TDC(L) 出力チャンネル (π^+)

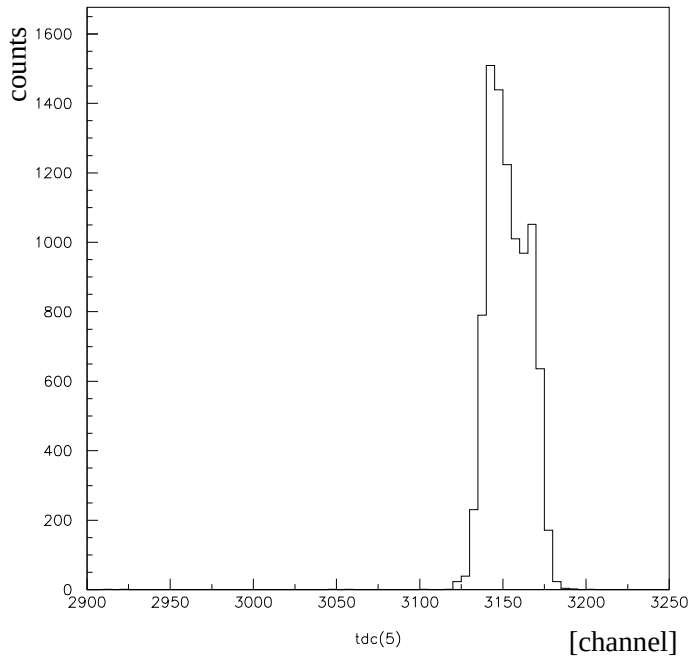

図 4.11: timing counter の TDC(L) 出力チャンネル (p)

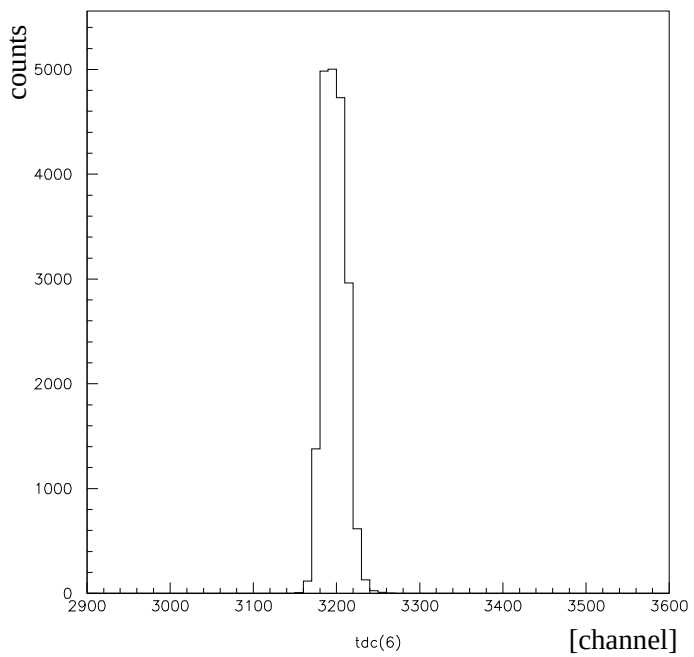

図 4.12: timing counter の TDC(R) 出力チャンネル (π^+)

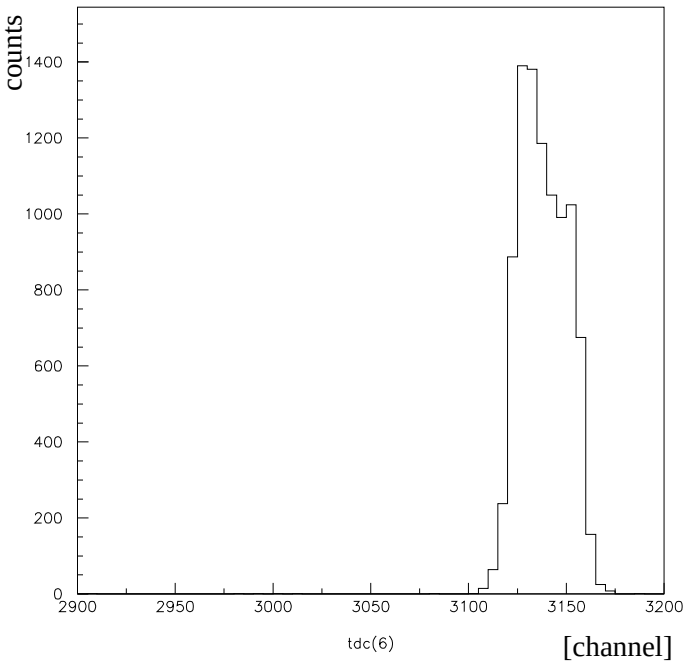

図 4.13: timing counter の TDC(R) 出力チャンネル (p)

4.1.3 slewing 補正

TOF カウンターの time jitter を調べる。例として Main Counter の中央に 1GeV/c のビームをカウンターに対して 0 ° で入射したときの ADC(図 4.14)、TDC(図 4.15)、TDCvsADC(図 4.16) の分布を示す。TDCvsADC の分布からわかるように TDC と ADC の間にある傾向がみられる。これは PMT のパルスを一定の threshold を超えた時間を TDC の値としているため、TDC の値が time walk と呼ばれる、PMT のパルス高のゆらぎによる変化を受けるためである。(図 4.17) [6] によると、PMT のパルスの立上り部分は

$$f(t) = A(\frac{t}{t_{\rm r}})^2 \qquad (t_{\rm r} \approx 5{\rm nsec}) \tag{4.9}$$

と近似できる。パルスの立上りの時間を t_0、threshold V_t に達する時間を t_1 とすると、

$$V_t = A_1(\frac{t_1 - t_0}{t_{\rm r}})^2 \tag{4.10}$$

よって、

$$t_1 - t_0 = t_{\rm r}(\frac{\sqrt{V_{\rm t}}}{\sqrt{A_1}}) \tag{4.11}$$

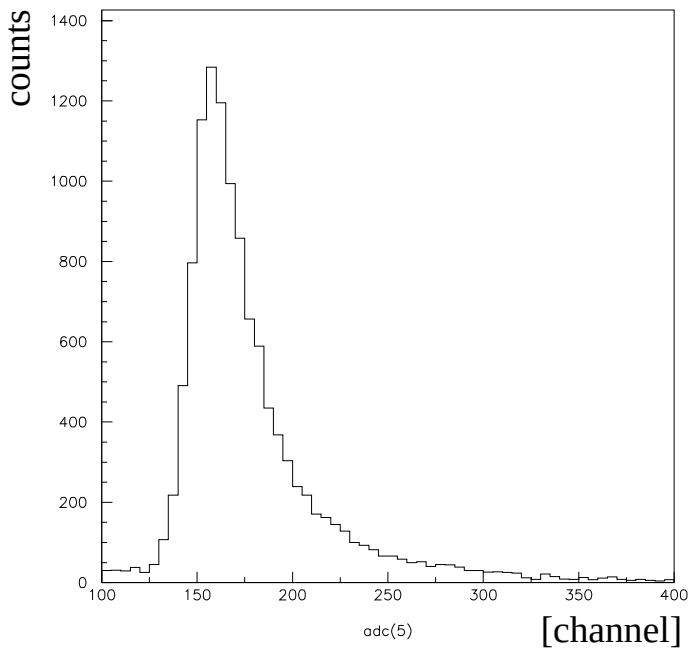

図 4.14: 1GeV/c の 0 ° 中央入射の π^+ の ADC(L) 出力チャンネル

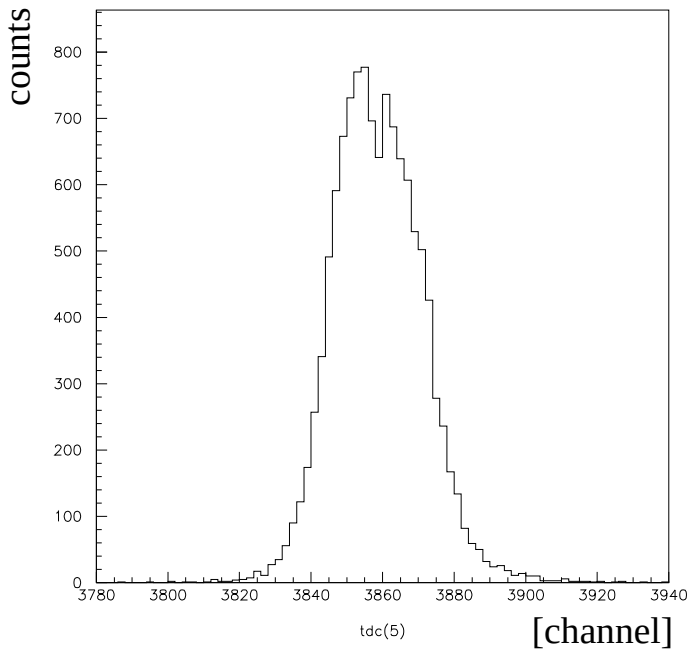

図 4.15: 1GeV/c の 0 ° 中央入射の π^+のTDC(L) 出力チャンネル

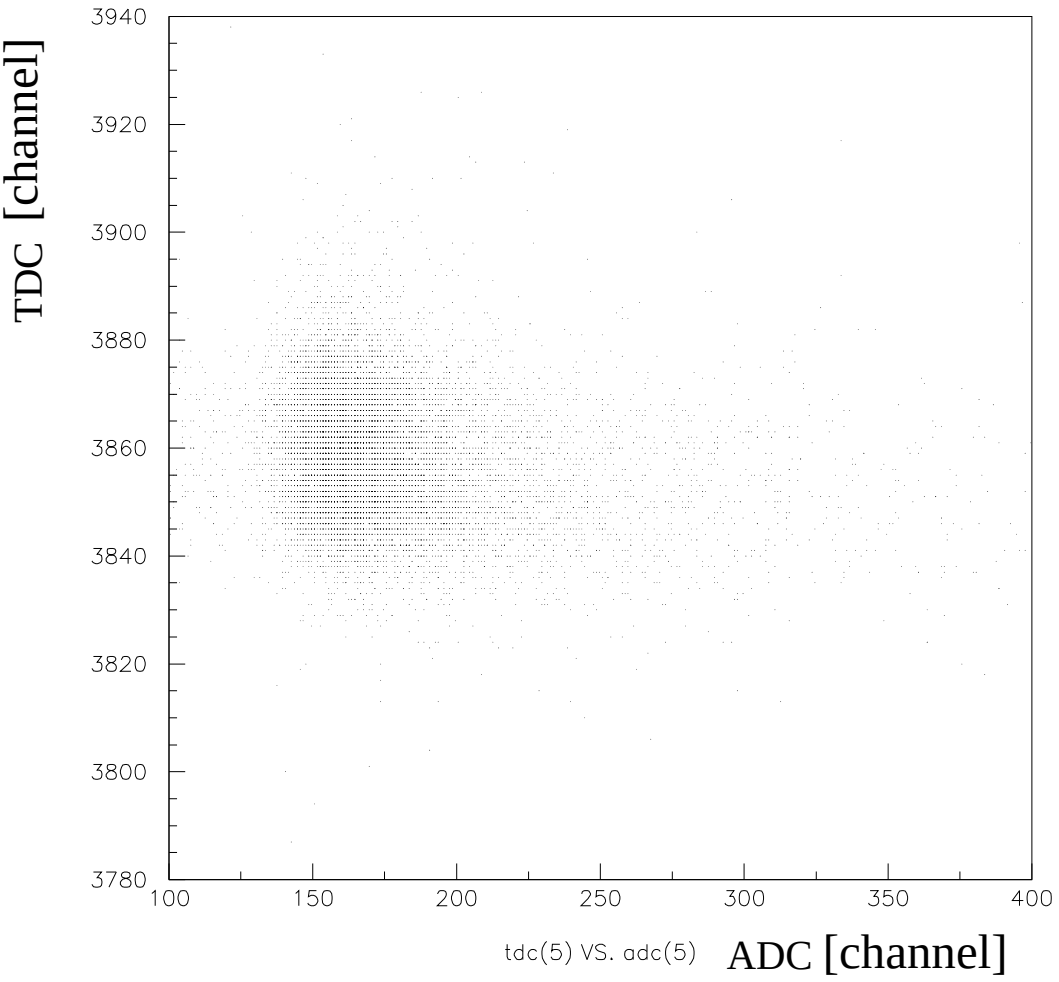

図 4.16: 1GeV/c の 0 ° 中央入射の π^+ の TDC(L) vs ADC(L)

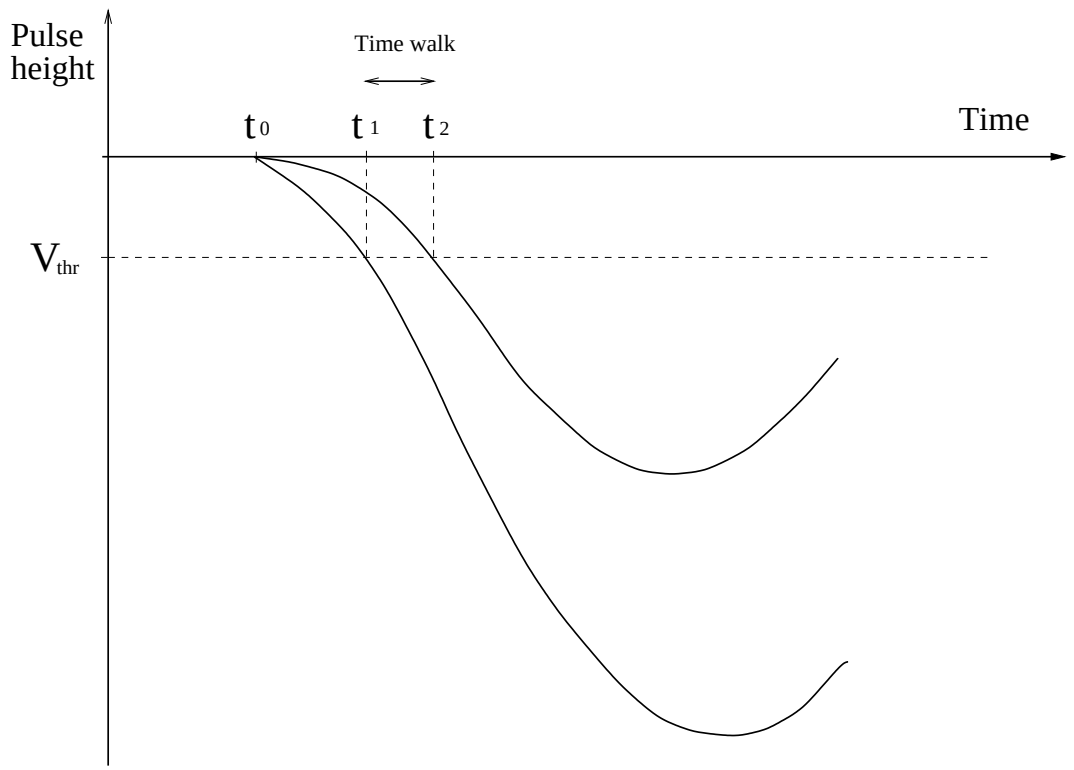

図 4.17: time walk

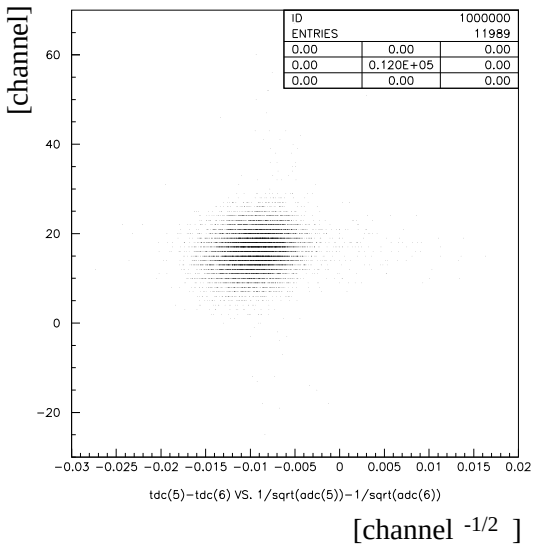

図 4.18: TDC(R)-TDC(L) vs $1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}} - 1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}}$ (補正前)

となる。$t_1 - t_0$ はパルス高のパルス高の違いのみによって現れた time jitter であり time walk と呼ばれる。実際には TDC(L)-TDC(R) と $1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}} - 1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}}$ の 2 次元プロットより $t_{\mathrm{r}}\sqrt{V_{\mathrm{t}}}$ を求めて以下の式により time walk の補正を行なう。

$$t_0 = \mathrm{TDC(L)} - \mathrm{TDC(R)} - (\mathrm{t_r}\sqrt{\mathrm{V_1}})(1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}} - 1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}}) \qquad (4.12)$$

図 4.18, 図 4.19 に補正前の TDC(L)-TDC(R) vs $1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}}-1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}}$、TDC(L)-TDC(R) 分布、図 4.20, 図 4.21 に補正後の TDC(L)-TDC(R) vs $1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}} - 1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}}$、TDC(L)-TDC(R) 分布を示す。

ここで、TDC(L)、TDC(R)、TDC(L)-TDC(R) の σ をそれぞれ、σ_L、σ_R、$\sigma_{\mathrm{TDC(L)-TDC(R)}}$ とすると、

$$\sigma_{\mathrm{TDC(L)-TDC(R)}} = \sqrt{\sigma_L^2 + \sigma_R^2} \qquad (4.13)$$

である。ここで、$\sigma_1 \equiv \sigma_L \simeq \sigma_R$ と仮定すると、PMT1 本あたりの標準偏差である σ_1 は、

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_{\mathrm{TDC(L)-TDC(R)}}}{\sqrt{2}} \qquad (4.14)$$

となる。したがって、カウンター 1 本あたりの標準偏差を $\sigma_{\mathrm{counter}}$ とすると、カウンターあたり PMT が 2 本装着されているわけであるから、

$$\sigma_{\mathrm{counter}} = \frac{\sigma_{\mathrm{TDC(L)-TDC(R)}}}{\sqrt{2}} \times \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (4.15)$$

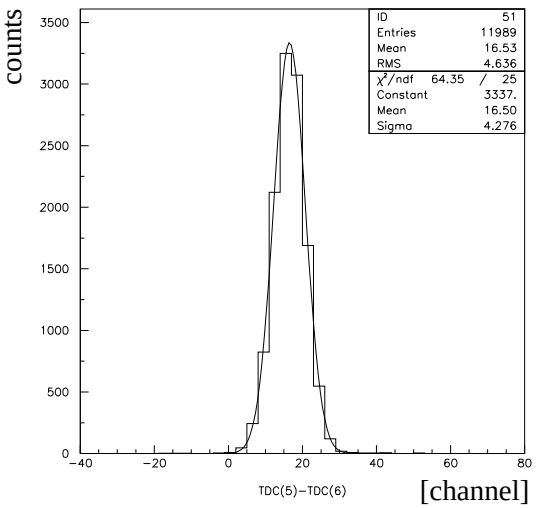

図 4.19: 補正前の TDC 出力チャンネル

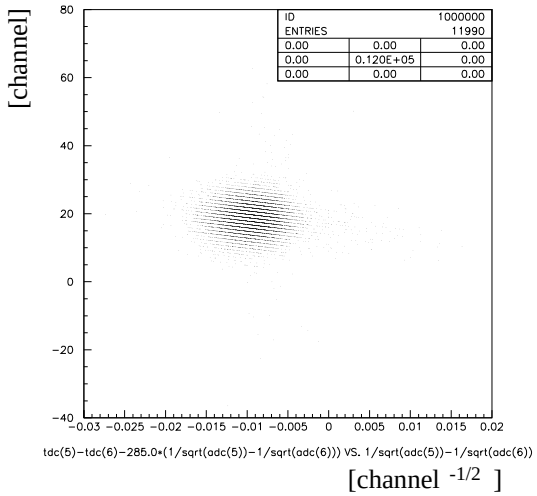

図 4.20: TDC(R)-TDC(L) vs $1/\sqrt{\mathrm{ADC(R)}} - 1/\sqrt{\mathrm{ADC(L)}}$ (補正後)

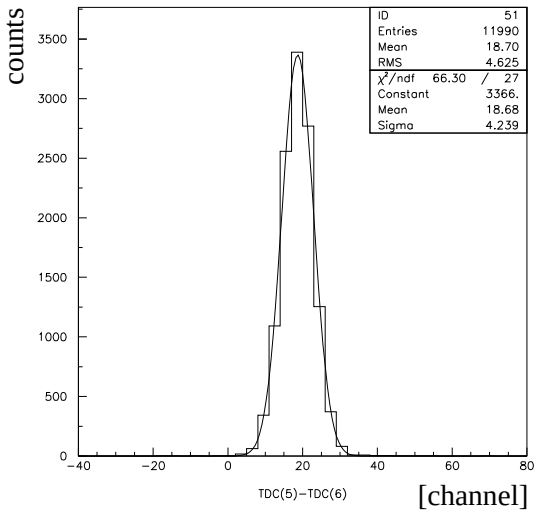

図 4.21: 補正後の TDC 出力チャンネル

である。したがって、

$$\sigma_{\mathrm{counter}} = \frac{\sigma_{\mathrm{TDC(L)-TDC(R)}}}{2} \tag{4.16}$$

と計算できる。先の図 4.18、図 4.20 ではパルス高補正によりタイミングカウンターの $\sigma_{\mathrm{counter}}$ が $\sigma_{\mathrm{counter}} \approx 53.45\mathrm{psec}(4.276\mathrm{counts} \times 25(\mathrm{psec})/2)$ から $\sigma_{\mathrm{counter}} \approx 52.99\mathrm{psec}(4.239\mathrm{counts} \times 25(\mathrm{psec})/2))$ と若干改善されている。このように ADC correction の効果があまり効かないのは同じカウンターの両側のシグナルを見ているからである。具体的にいえば、シンチレーション光が多く右側の PMT に入れば、光の起源は同じわけだから、左側の PMT にも同じくらい多く入るはずである。そうすると、ADC と TDC の相関が左右でほとんど同じなので、ADC correction の効果があまり効かないわけである。

4.1.4 1GeV/c の π^+ のデータ解析

以上のように各イベントに cut および slewing correction を行なった結果 (図 4.21)、1GeV/c の π^+ を 4cm × 4cm のライトガイド付きのカウンターから得られる timing resolution は、約 52(psec) であることがわかった。minimum ionizing particle として選んだ 0° 中央入射の 1GeV/c の π^+ で約 50(psec) であるから、このカウンターは有望である。

n	カウンター のジオメトリー
1	4cm × 2cm (ライトガイドなし)
2	4cm × 3cm (ライトガイドなし)
3	4cm × 4cm (ライトガイドなし)
4	4cm × 2cm (ライトガイド付き)
5	4cm × 3cm (ライトガイド付き)
6	4cm × 4cm (ライトガイド付き)

表 4.1: 6 種類のカウンターの比較

4.2 様々な場合の timing resolution

前節と同様な解析を様々な beam momentum、シンチレーターのジオメトリー、beam に対する角度の変化について解析を行ない、より広範囲の光量に対する timing resolution の依存性を調べる。

4.2.1 6 種類のカウンターの比較

今回、我々が製作した 6 種類のカウンターを momentum 1.0GeV/c の π^+、beam に対する角度 0 ° の条件で比較した結果を図 4.22 に示す。図中の横軸の整数とカウンターの種類は表 4.1 のような対応となっている。このようにライトガイド付きのカウンターの方が Timing Resolution が良い。これは、発生したシンチレーション光のうちあまり反射せずにカウンターの端に到達した光をライトガイドによってより多く、PMT に導いていることがその大きな理由と考えられる。

また、ライトガイドなしのカウンター同士で比較すると、n=2 の 4cm × 3cm のライトガイドなしのカウンターの Timing Resolution が良くないのは、他のカウンターの BC404 とは異なって、BC408 を用いたことが原因ではないかと考えられる。

ライトガイド付きのカウンター同士を比較すると、カウンターの厚みが増すにしたがって、Timing Resolution が良くなっていることを示唆している。同じ条件で比べた場合、ライトガイドがついているという前提では、光量が多いカウンターほど良い Timing Resolution が得られるということができる。

4.2.2 ライトガイドなしのカウンターの性能

図 4.23、図 4.24、図 4.25 にそれぞれ 4cm × 2cm 、4cm ×3cm 、4cm × 4cm のカウンターについて、図 2.6 のような Timing Resolution(psec) と Total Photoelectron 数の相関を示す。ただし、ビームに対してカウンターは傾いておらず ($\theta = 0$ °) 、ビーム

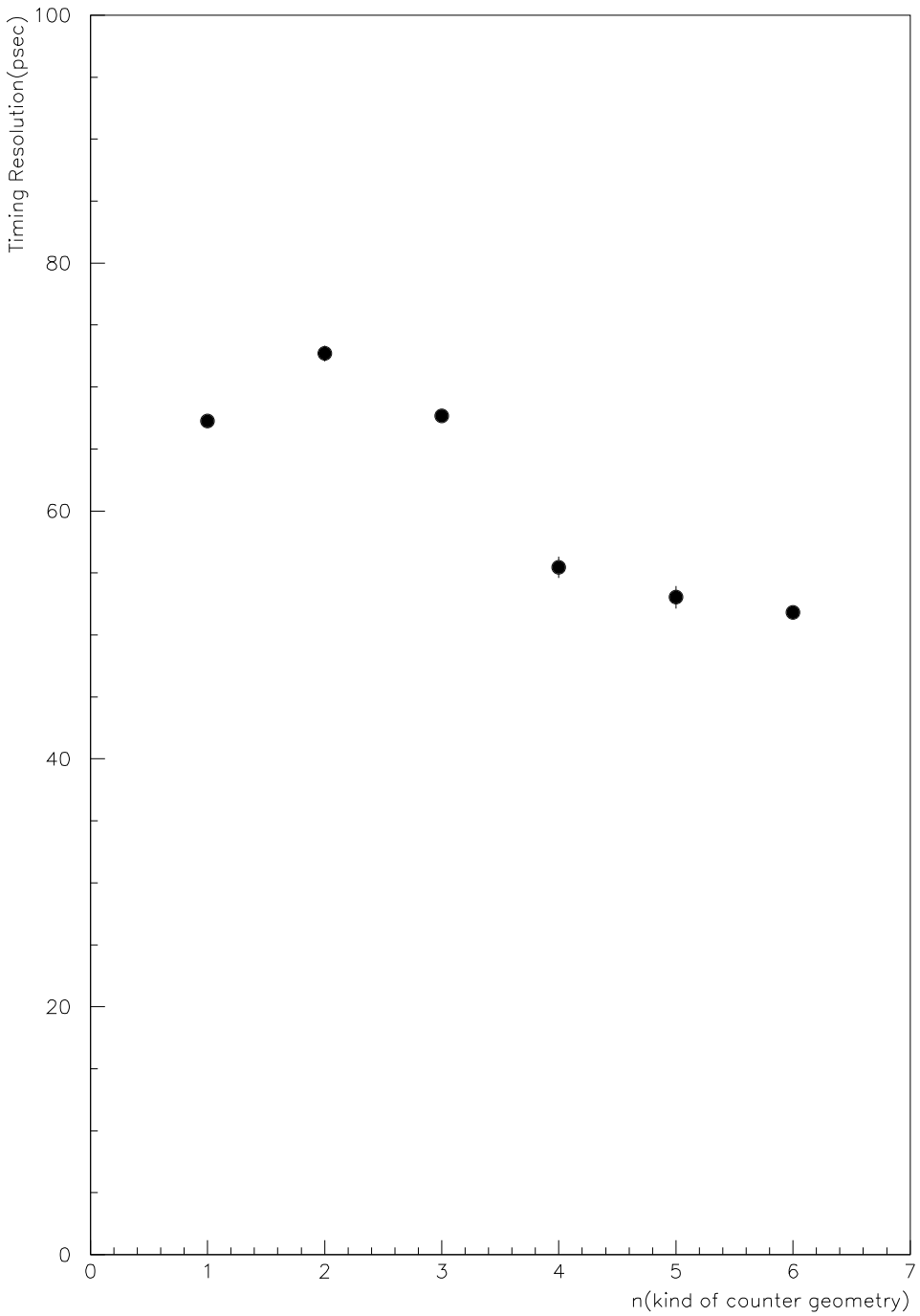

図 4.22: 6 種類のカウンターの比較

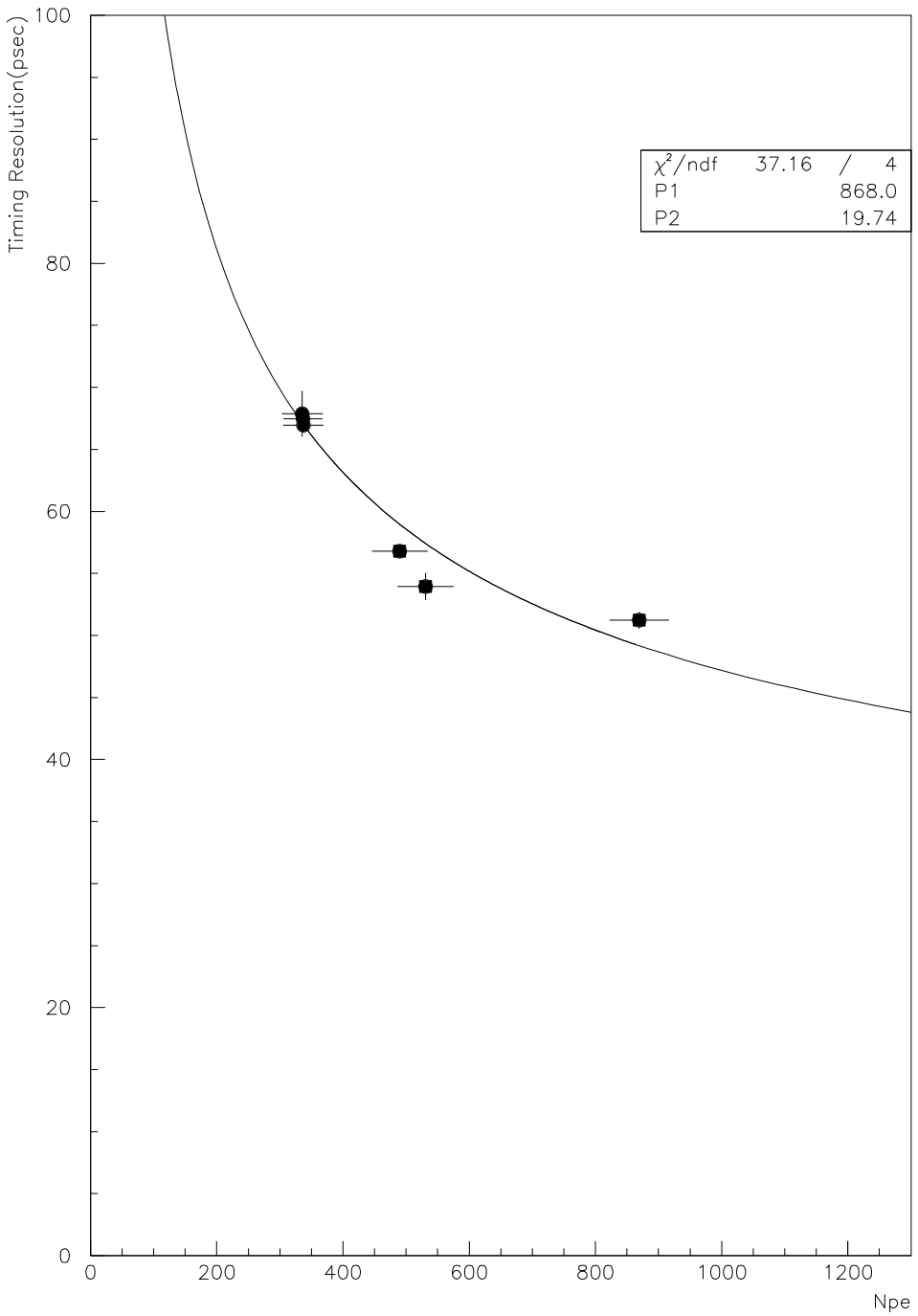

図 4.23: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 2 (ライトガイドなし))

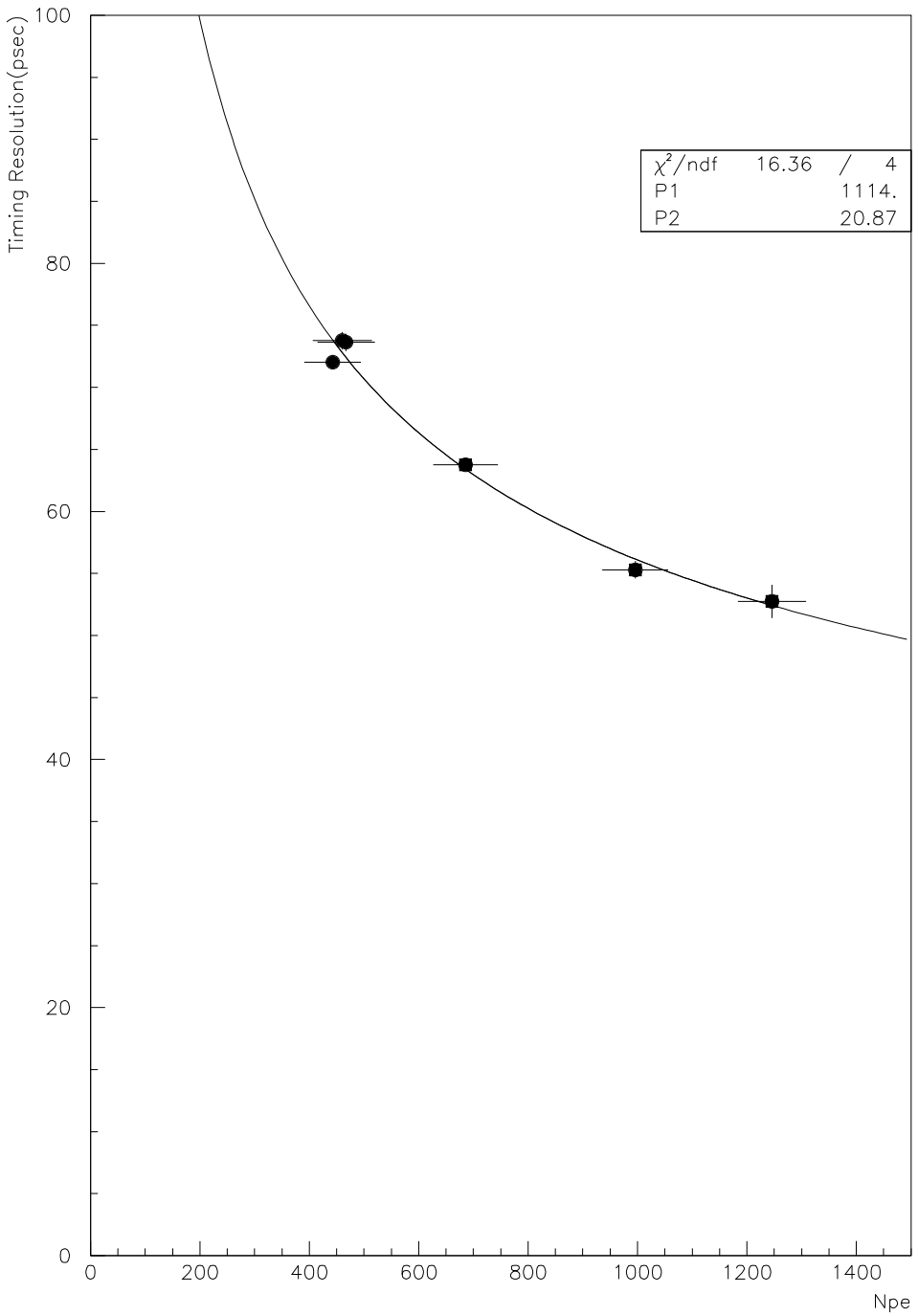

図 4.24: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 3 (ライトガイドなし))

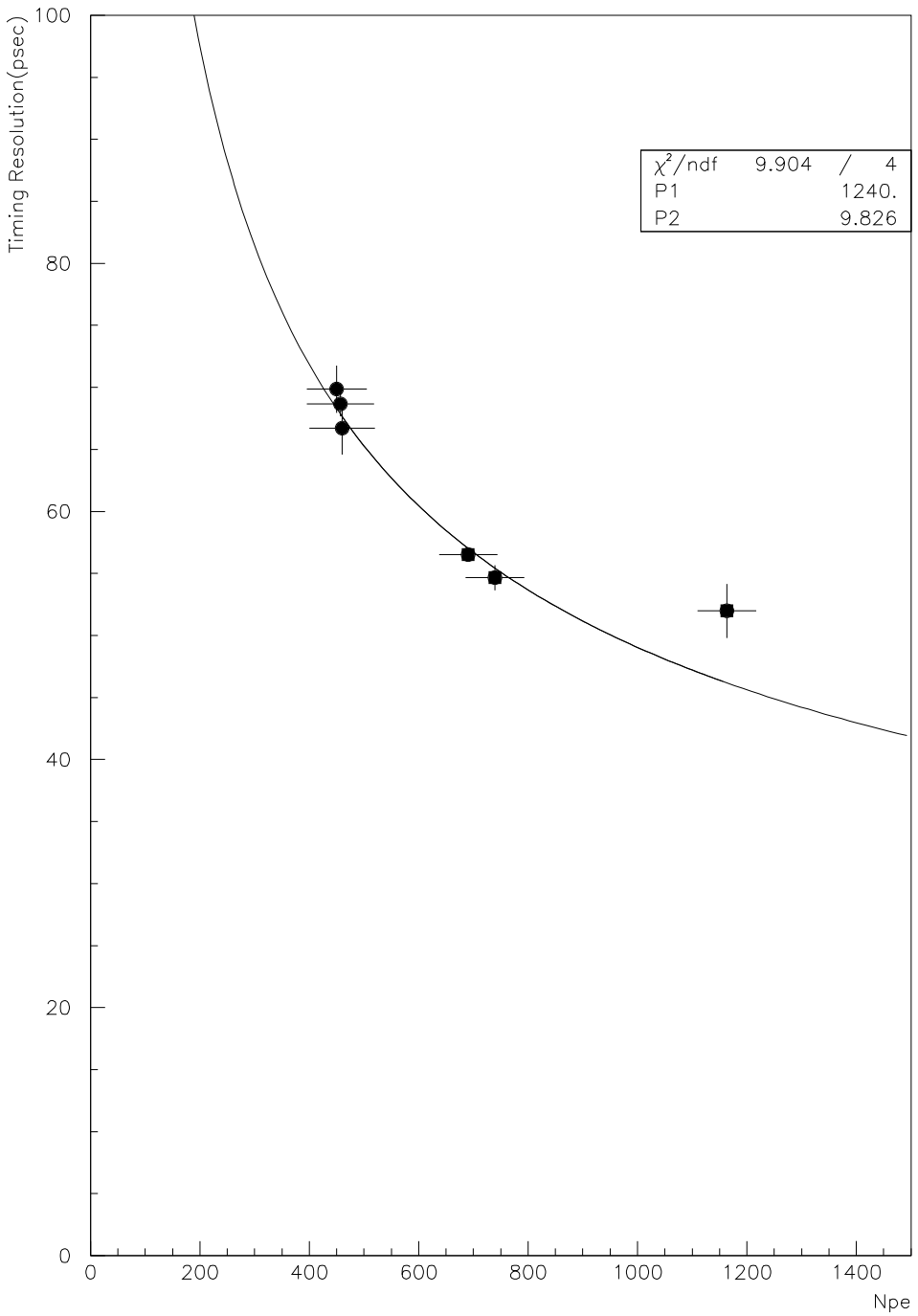

図 4.25: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 4 (ライトガイドなし))

の momentum は図 4.23 が 1.0GeV/c、0.8GeV/c、0.6GeV/c であり、図 4.24 と図 4.25 が 1.0GeV/c、0.7GeV/c、0.6GeV/c である。ビームは π^+ も p も plot してある。図中の丸印が π^+ であり、四角印が p である。図中の右上の $P1$,$P2$ は、Timing Resolution $= \mathrm{P1}/\sqrt{\mathrm{N_{pe}}} + \mathrm{P2}$ で fit した係数である。横軸方向の error bar は、ADC を Gaussian で fit したときの標準偏差を total photoelectron 数に換算したものである。

どのカウンターについても言えることは、π^+ は 1.0GeV/c から 0.6GeV/c の momentum 変化に対して、dE/dx の変化が小さいため、グラフ上の同じようなところに分布している。p は 1.0GeV/c から 0.6GeV/c の momentum 変化に対して、dE/dx の変化が大きいため、ビームの momentum が小さくなるにつれ Photoelectron 数が劇的に増加しているのがわかる。さらに前回の 2.5-inch の PMT を使用した結果と比較して、容易に想像できるように PMT の直径を小さくすると、非常に Timing Resolution が悪くなっている。

4.2.3 ライトガイド付きのカウンターの性能

次にライトガイドを付けた時に Timing Resolution がどれだけ回復し、どれだけ前回の結果を維持できるかを見てみることにする。図 4.26、図 4.27、図 4.28 にそれぞれ 4cm × 2cm 、4cm × 3cm 、4cm × 4cm のカウンターについて、図 2.6 のような Timing Resolution(psec) と Total Photoelectron 数の相関を示す。 ただし、ビームに対してカウンターは傾いておらず ($\theta = 0°$) 、ビームの momentum は図 4.26 と図 4.28 が 1.0GeV/c、0.7GeV/c、0.6GeV/c であり、図 4.27 が 1.0GeV/c、0.8GeV/c、0.6GeV/c である。 ビームは π^+ も p も plot してある。図中の丸印が π^+ であり、四角印が p である。どのジオメトリーでも光量だけで Timing Resolution が決まっていることを示唆している。ただ、ここで重要なことは先に示したライトガイドなしのカウンターの悪かった Timing Resolution が改善されており、4cm × 4cm のカウンターを例に出すと、1GeV/c の π^+ で約 50psec の Timing Resolution を記録している非常に期待できるカウンターであることがわかる。図 4.29(30°)、図 4.30(40°) に 0.6GeV/c、0.7GeV/c、1GeV/c の π^+ と p のビームの入射角度を変化させた場合の Timing Resolution(psec) と Total Photoelectron 数の相関を示す。 物質量の変化に応じて先の momentum 変化と同様なデータが得られた。最後に今、示した 2 種類の角度変化のプロットと 0° 入射のものを重ねたデータを図 4.31 示す。この fit した曲線はプロットの数も多いことからある程度信用しても良さそうである。

図 4.31 の 1GeV/c 0° 中央入射の π^+ の N_{pe} より、スイスでの本実験で検出する 52.8(MeV) の 0° 中央入射の e^+ の N_{pe} を計算して、e^+ であるとどれだけの Timing Resolution が出るか、計算する。

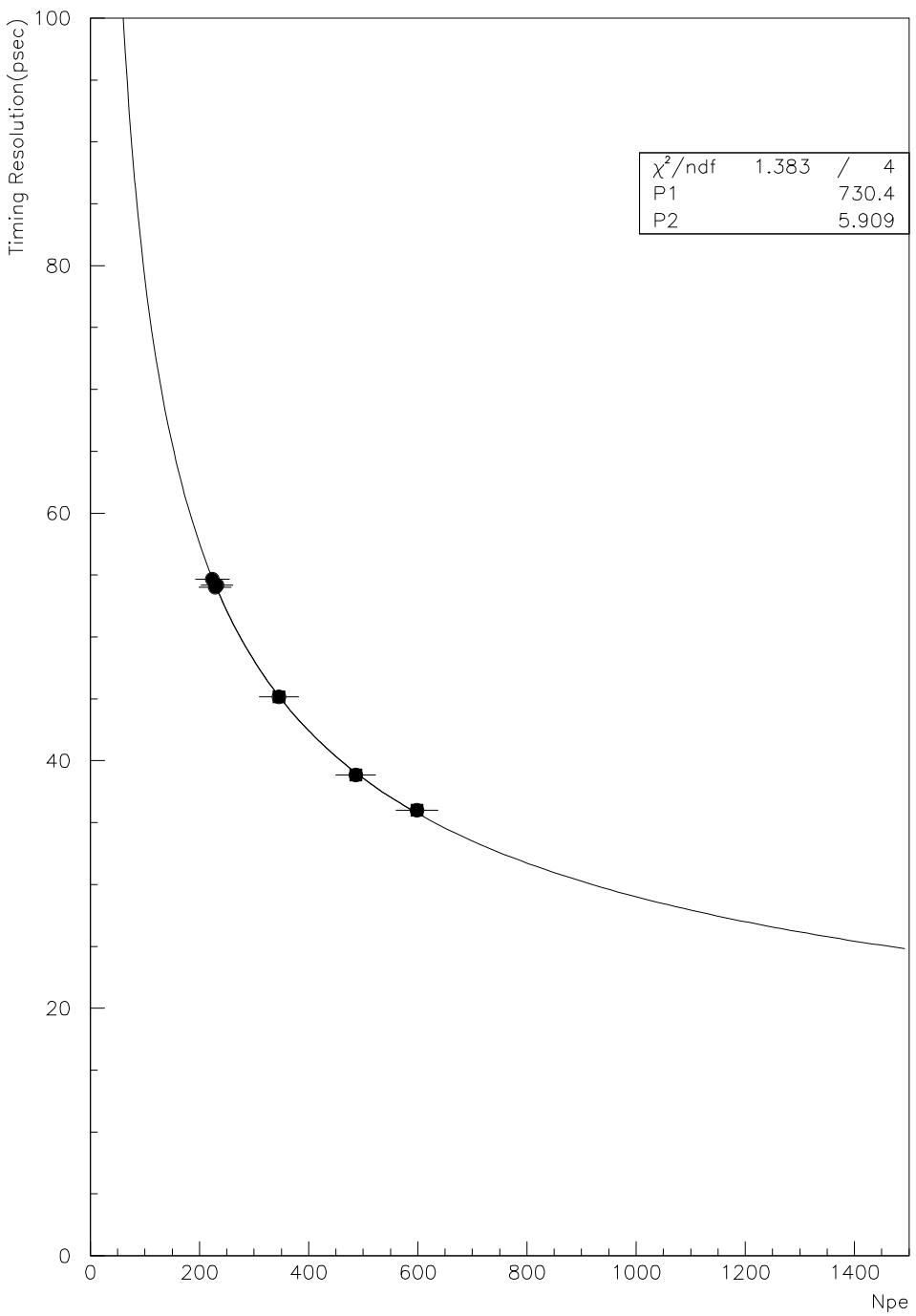

図 4.26: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 2 (ライトガイド付き))

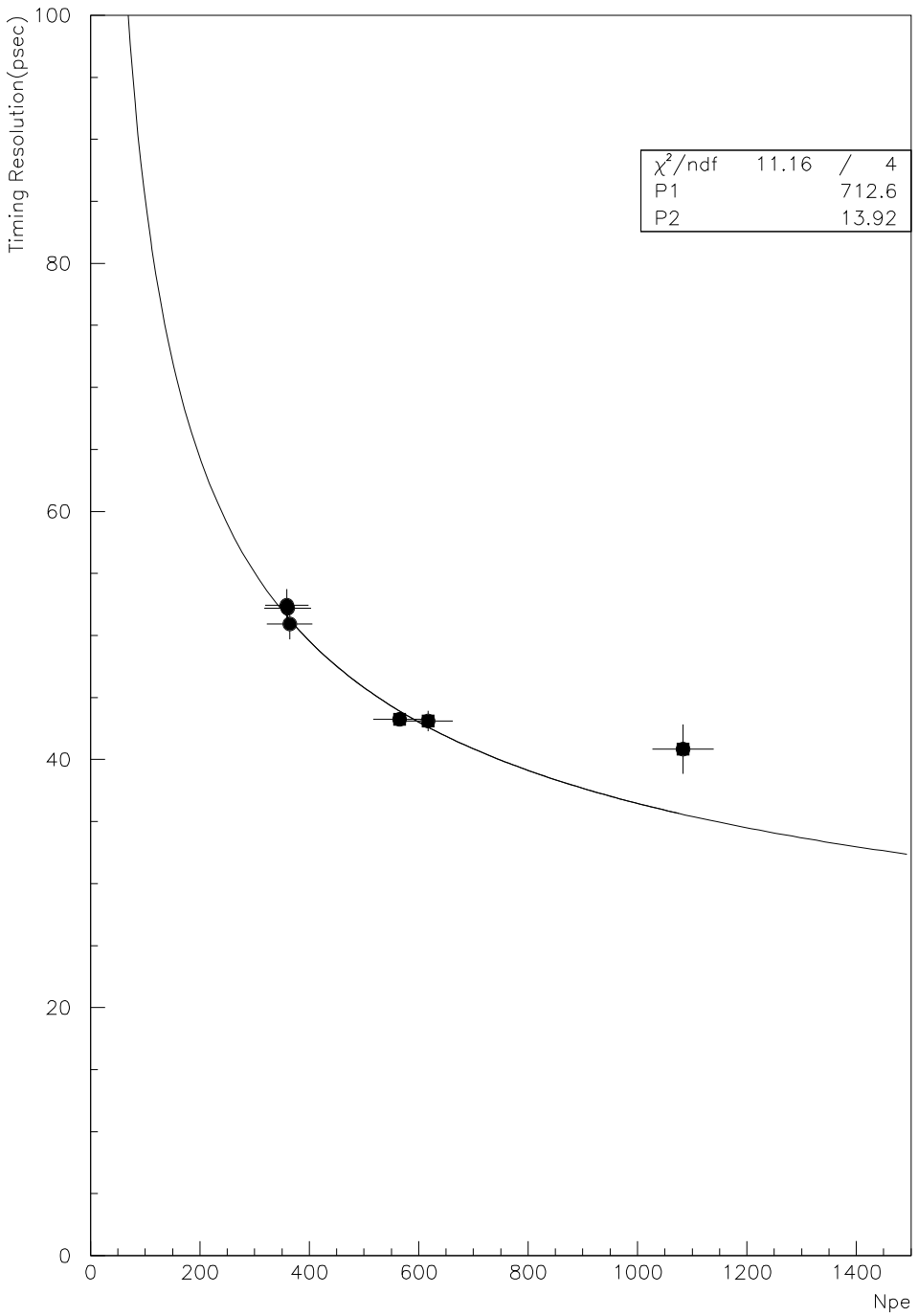

図 4.27: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 3 (ライトガイド付き))

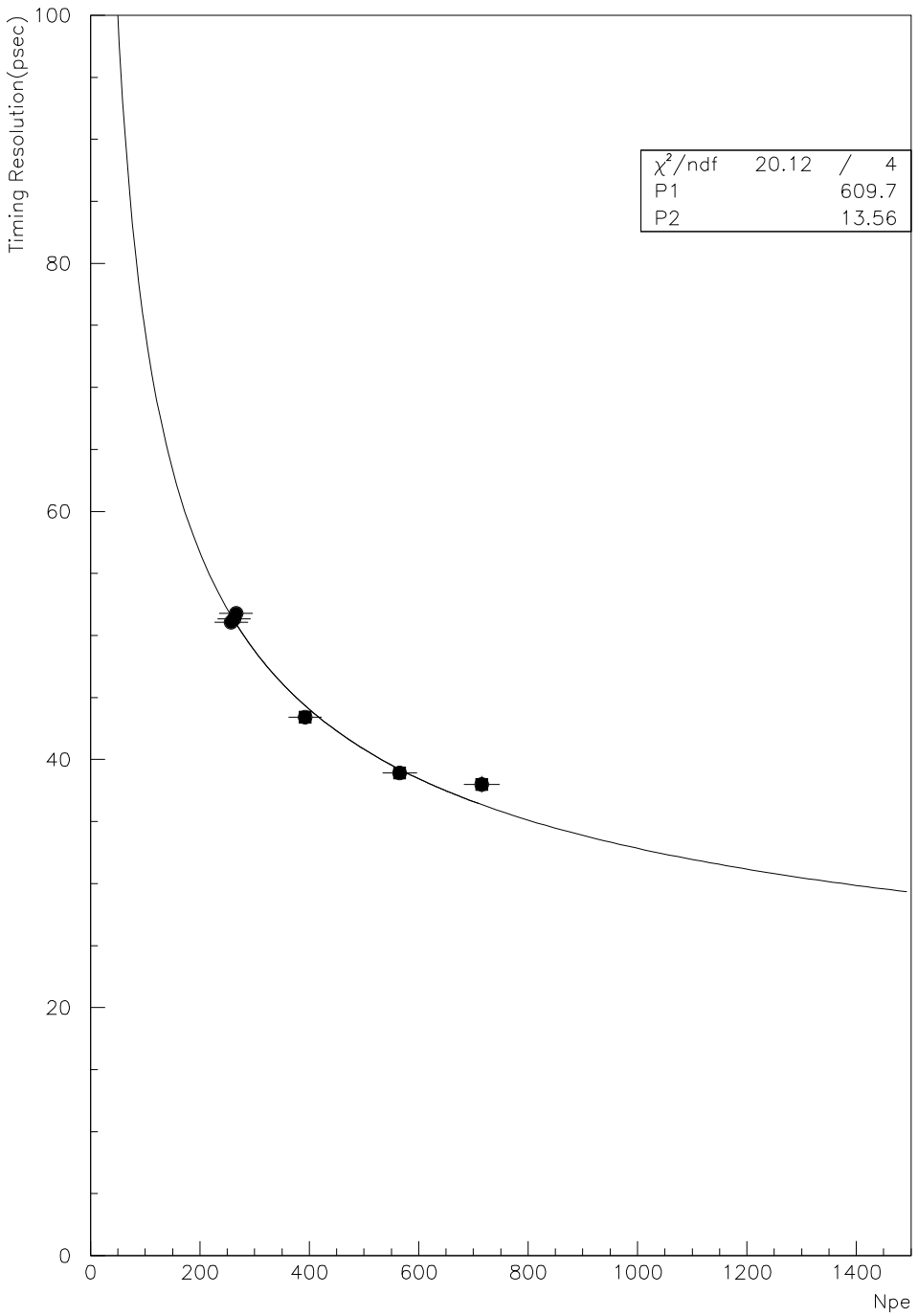

図 4.28: Timing Resolution(psec) vs Npe(× 10)(4 × 4 (ライトガイド付き))

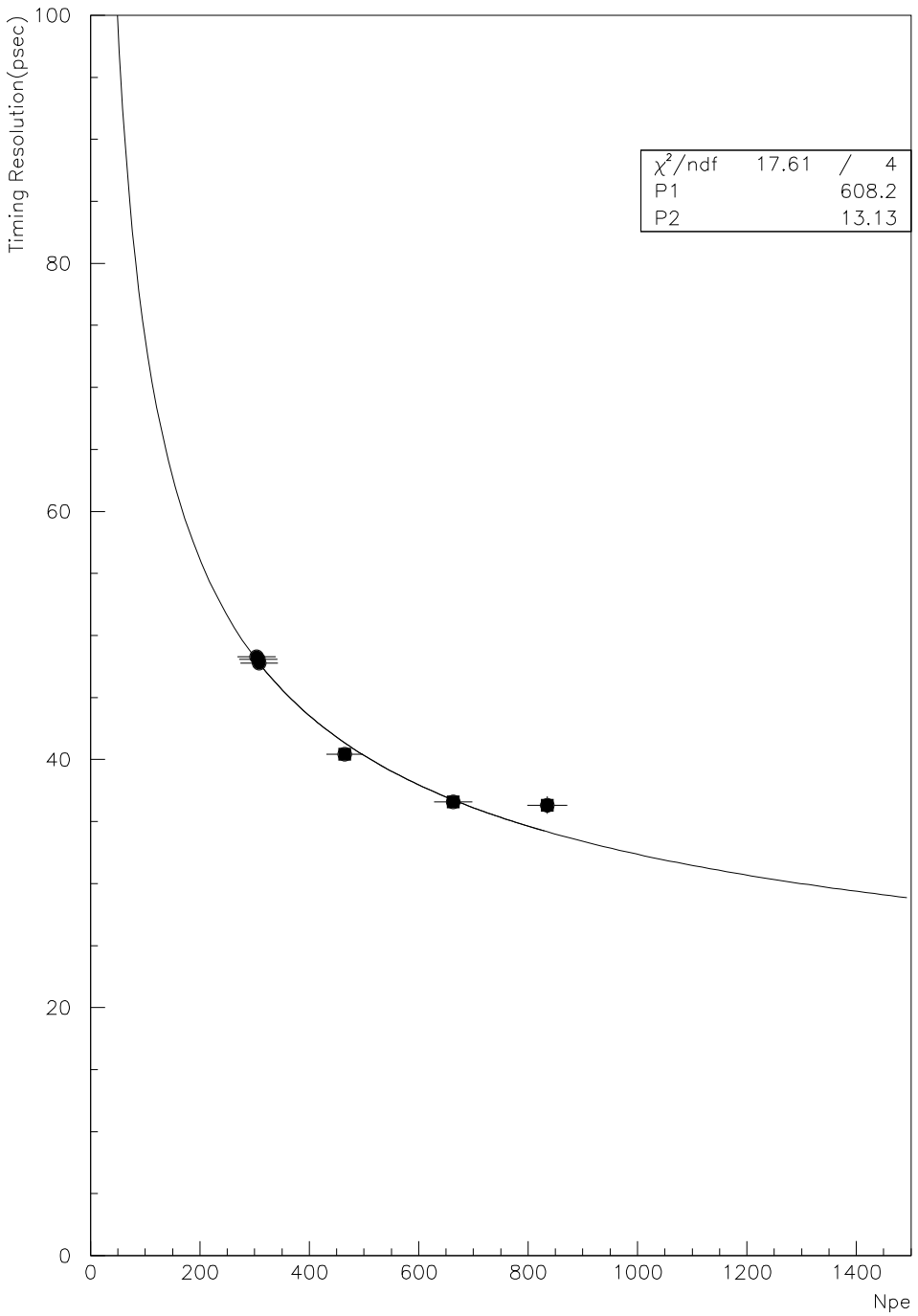

図 4.29: 4×4 ライトガイド付きカウンター $(30\,^\circ)$

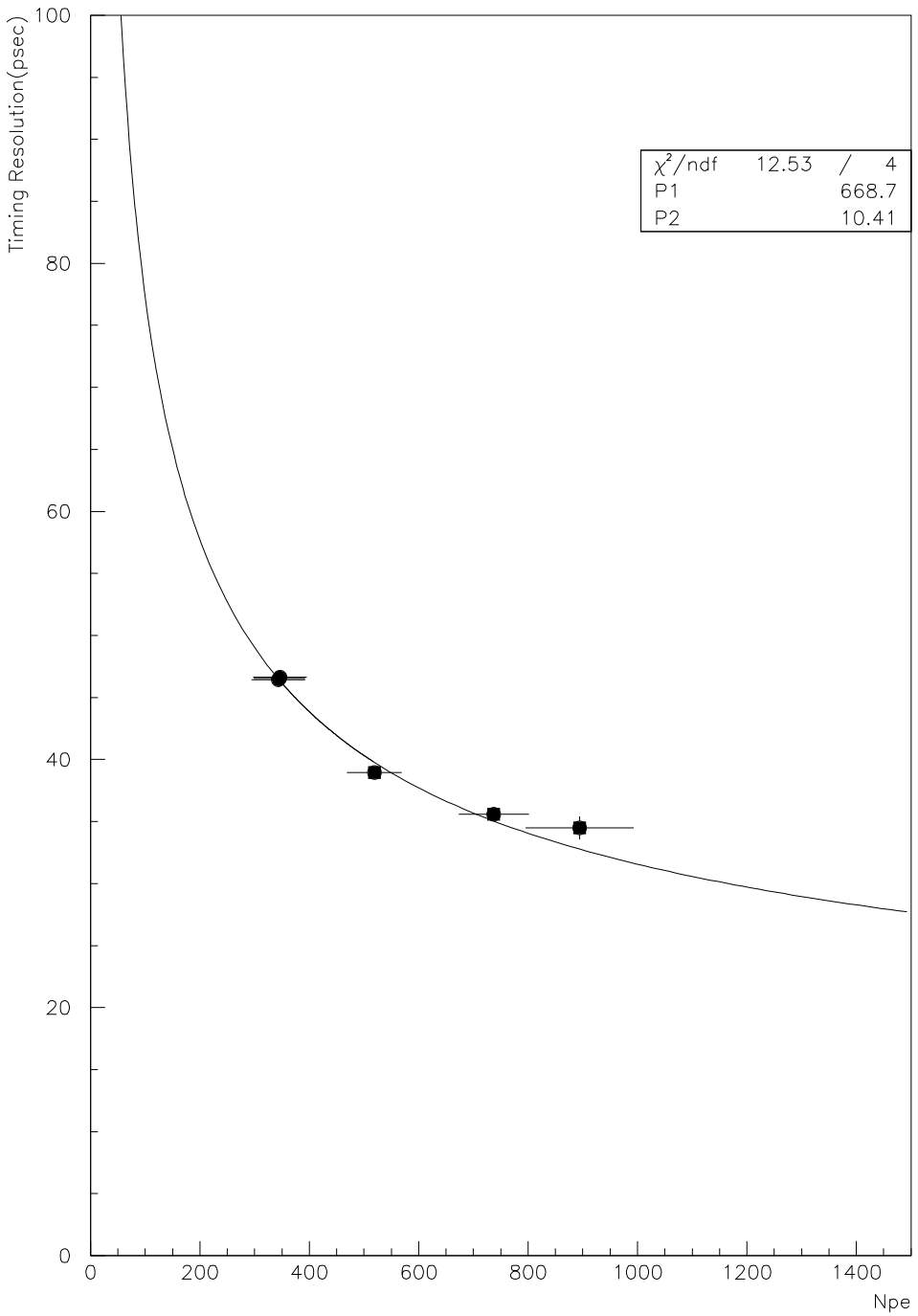

図 4.30: 4×4 ライトガイド付きカウンター $(45\,^\circ)$

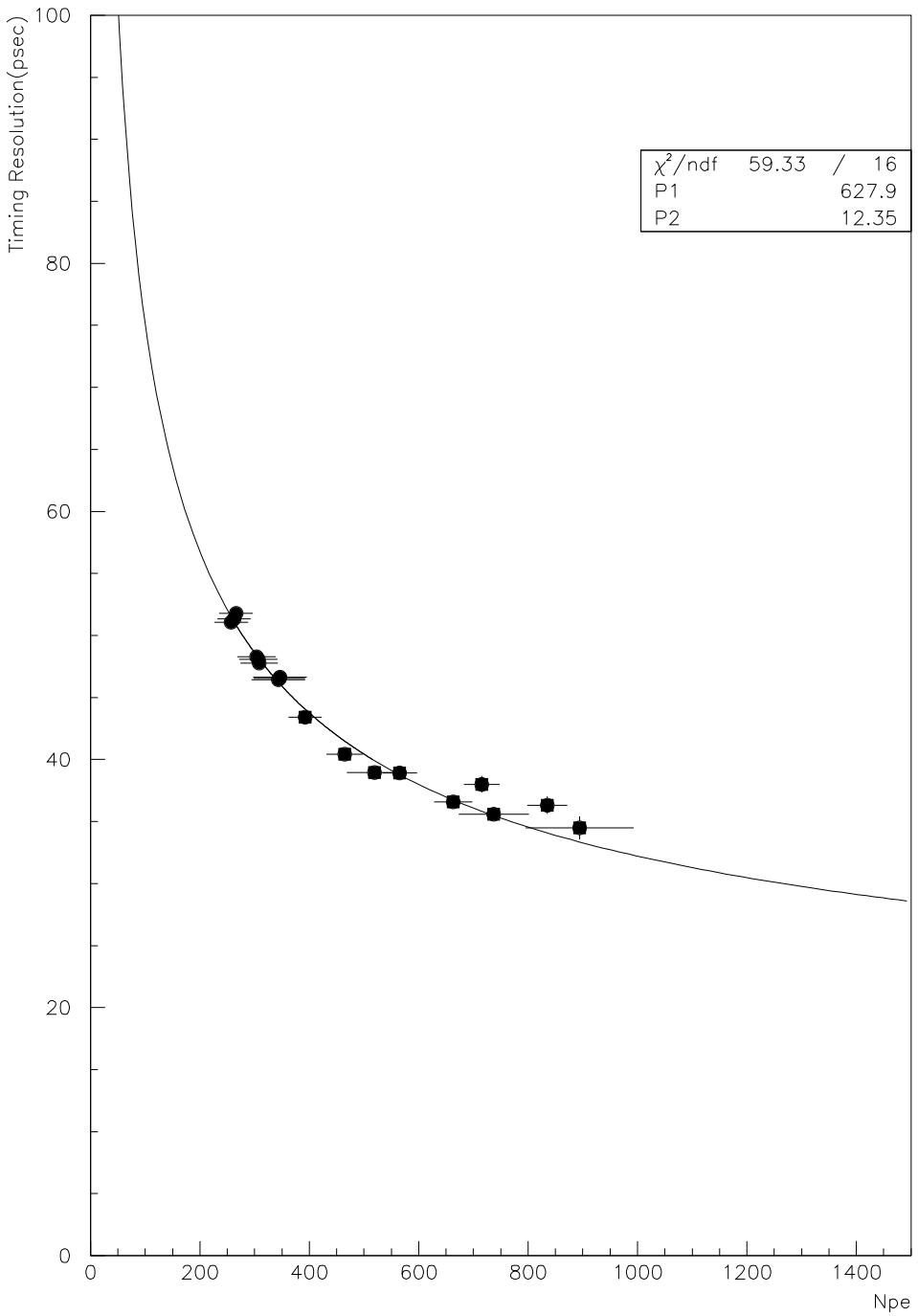

図 4.31: 4×4 ライトガイド付きカウンター ($0°$、$30°$、$45°$)

π^+ の dE/dx は次式であたえられる。

$$\frac{dE}{dx}\ (\mathrm{MeV/m}) = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ[-\ln(\frac{2mc^2}{I}\beta^2) + \ln(1-\beta^2) + \beta^2] \tag{4.17}$$

また、e^+ の dE/dx は次式であたえられる。

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dx}\ (\mathrm{MeV/m}) = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ\{&\ln(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}}{I}mc^2) \\ &- \frac{\beta^2}{24}[23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3}] + \ln 2\}\end{aligned} \tag{4.18}$$

ただし、各定数を r_0 は古典的な電子半径、mc^2 は電子の静止質量エネルギー、N は、粒子が通る物質中の $1\ (\mathrm{m}^3)$ 当たりの原子の個数、Z は物質の原子番号、z は入射粒子の電荷、I は物質の平均励起ポテンシャルである。

$1(\mathrm{GeV/c})$ の π^+ と $52.8(\mathrm{MeV})$ の e^+ を添字で区別すると、これらの定数および β, γ は、$r_0 = 2.818\times10^{-15}$ (m), $mc^2 = 0.511$ (MeV), $N = 9.95\times10^{28}$, $Z = 6.240$, $z = 1$, $I = 42.18$ (eV), $\beta|_{1(\mathrm{GeV/c}),\pi^+} = 0.9903$, $\beta|_{52.8(\mathrm{MeV}),\mathrm{e}^+} = 1.000$, $\gamma|_{1(\mathrm{GeV/c}),\pi^+} = 7.197$, $\gamma|_{52.8(\mathrm{MeV}),\mathrm{e}^+} = 103.3$ と計算できる。N,Z は表 3.2 を参照して計算した。これらの値より、

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{1(\mathrm{GeV/c}),\pi^+} = 24.95\ (\mathrm{MeV/m}) \tag{4.19}$$

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{52.8(\mathrm{MeV}),\mathrm{e}^+} = 71.90\ (\mathrm{MeV/m}) \tag{4.20}$$

となる。よって、これらの比 $k = \frac{dE}{dx}|_{52.8(\mathrm{MeV}),\mathrm{e}^+} / \frac{dE}{dx}|_{1(\mathrm{GeV/c}),\pi^+}$ は、

$$k = 2.882 \tag{4.21}$$

となる。

したがって、4cm × 4cm ライトガイド付きカウンターに e^+ が $52.8(\mathrm{MeV})$ で $0°$ 中央に入射すれば、$260 \times 2.882 = 749$ 個の photoelectron が検出でき、これは図 4.31 の fit した関数 $\sigma = 627.9/\sqrt{N_{\mathrm{pe}}} + 12.35$ に代入すると、約 $35(\mathrm{psec})$ という値が得られる。これは、非常に期待のもてる値である。

4.2.4 ビームの入射位置に対する性能

図 4.32 に、ビームの入射位置にたいする左右の時間差の変化を測定した結果を示す。4×4 のライトガイド付きのカウンターで $1\mathrm{GeV/c}$ の π^+ を測定した結果である。

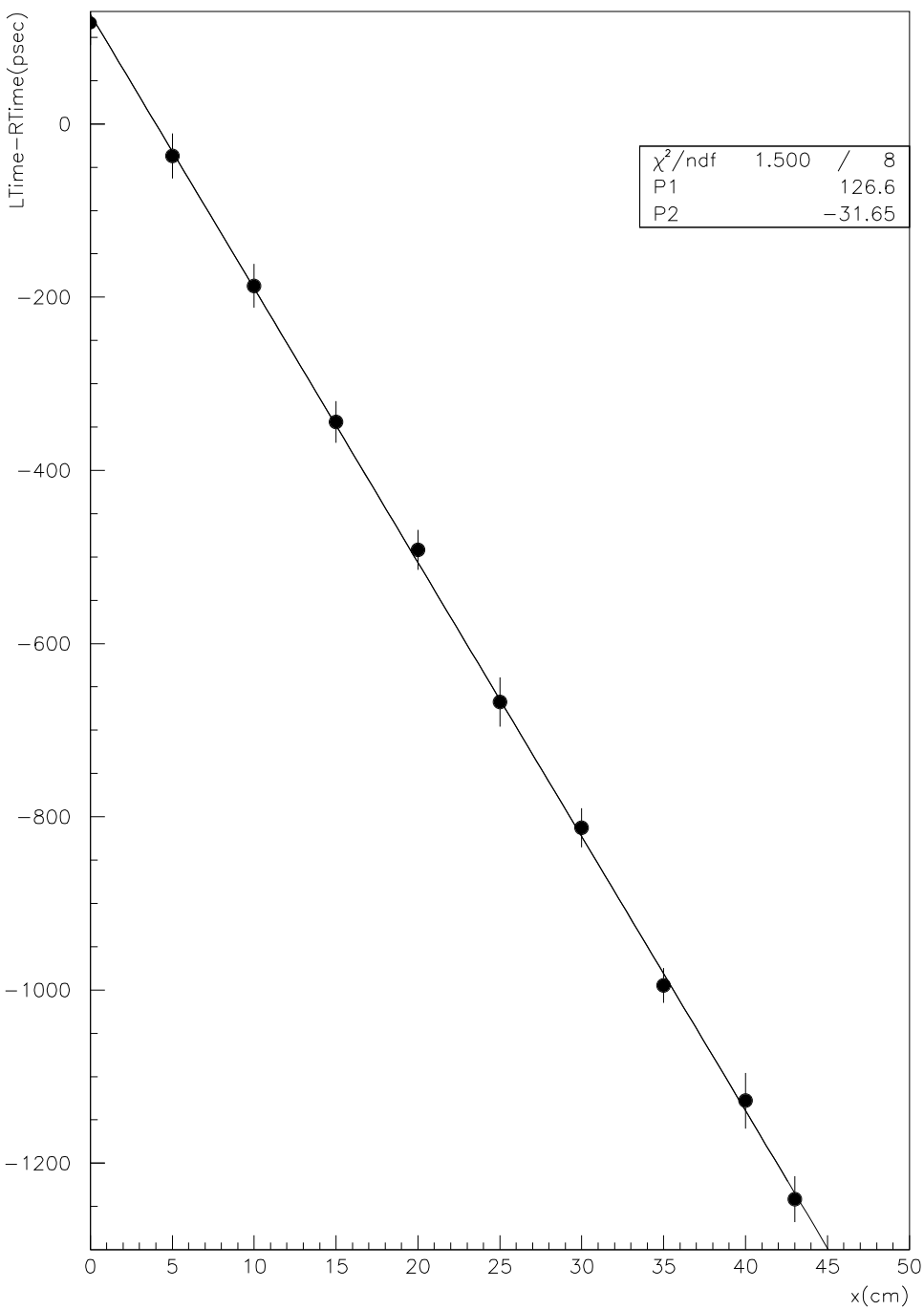

図 4.32: x(cm) vs Left Time−Right Time(psec)

縦軸方向の error bar は、TDC histogram のピークを Gaussian で fit したときの、標準偏差の error を時間に換算したものである。ビームの入射位置に対する左右の時間差の変化はうまい具合に直線上にのっている。図中の $x = 251\mathrm{ex(cm)}$ のところの error bar を fit した直線で評価すると、反値幅で約 1cm であることがわかる。つまり、このカウンターの位置精度は約 1cm であることがわかった。

さらに、その resolution の位置変化も図 4.33 に示す。カウンターの中央からずれるにしたがって、Timing Resolution は不安定な振舞いをしている。

4.3 考察

ライトガイドを付けて Timing Resolution がどれだけ回復するかを見てみると 1GeV/c の π^+ で 0 ° 中央入射の値が約 52(psec) に回復した。しかも、Timing Resolution(psec) と Total Photoelectron 数の相関が $A/\sqrt{N_{\mathrm{pe}}} + B$ に fit できることを示している。我々は gain の高い 1-inch の PMT を使用すれば、52.8MeV の e^+ の場合、本実験の目標値である 45(psec) を上回ることが十分に期待できる。われわれが測定するときに、十分気を使うことは図 4.34 のようにシグナルのピークに対して thresholod が十分に低くかつノイズを拾わないことである。これはこれまでの経験から、threshold が低いほど、Timing Resolution が良くなることがわかっているからである。これは、シンチレーション光が発生してから、他の光にくらべてあまり反射せずに PMT に入った光を見ていることに対応している。どのくらい、反射せずに PMT に入ってきたかを見積もるために 4cm × 4cm のライトガイド付きの PMT のデータをもとにカウンター中の光の速度を計算してみる。図 4.32 より $(2 \times 10^{-2})(\mathrm{m})/(126.6 \times 10^{-12})(\mathrm{psec}) = 1.58 \times 10^8(\mathrm{m/sec})$ である。シンチレーターの BC404 の屈折率は、1.58 であるのでこれより計算したシンチレーター中の光の速度は $3.0 \times 10^8/1.58 = 1.90 \times 10^8(\mathrm{psec})$ である。したがって、実験データより見積もった Timing Resolution を決めている光は conversion point から直進して PMT に届いた光よりも $1.90/1.58 = 1.20$(倍) の path を通ってやってきた光であることが見積もられる。ライトガイド付きのシンチレーターの全長が約 114cm であるから、中央入射の場合、直進してやってきた光よりも $57 \times 0.2 = 11.4\mathrm{cm}$ だけ余計な path を通ってやってきた光が TDC の stop をかけていることとなる。厳密にどれくらい反射した光が Timing Resolution を決めているのかを知るには厳密なシミュレーションを行なう必要があるだろう。

さらに、先に述べたようにライトガイドなしのカウンターの Timing Resolution の結果は、ライトガイド付きのカウンターよりも多い光量を検出しているにもかかわらず、ライトガイド付きカウンターよりも悪い。このことについて、少し考察してみる。

まず、なぜ前者の方が多い光量が得られたのか考えてみると、ライトガイド付き

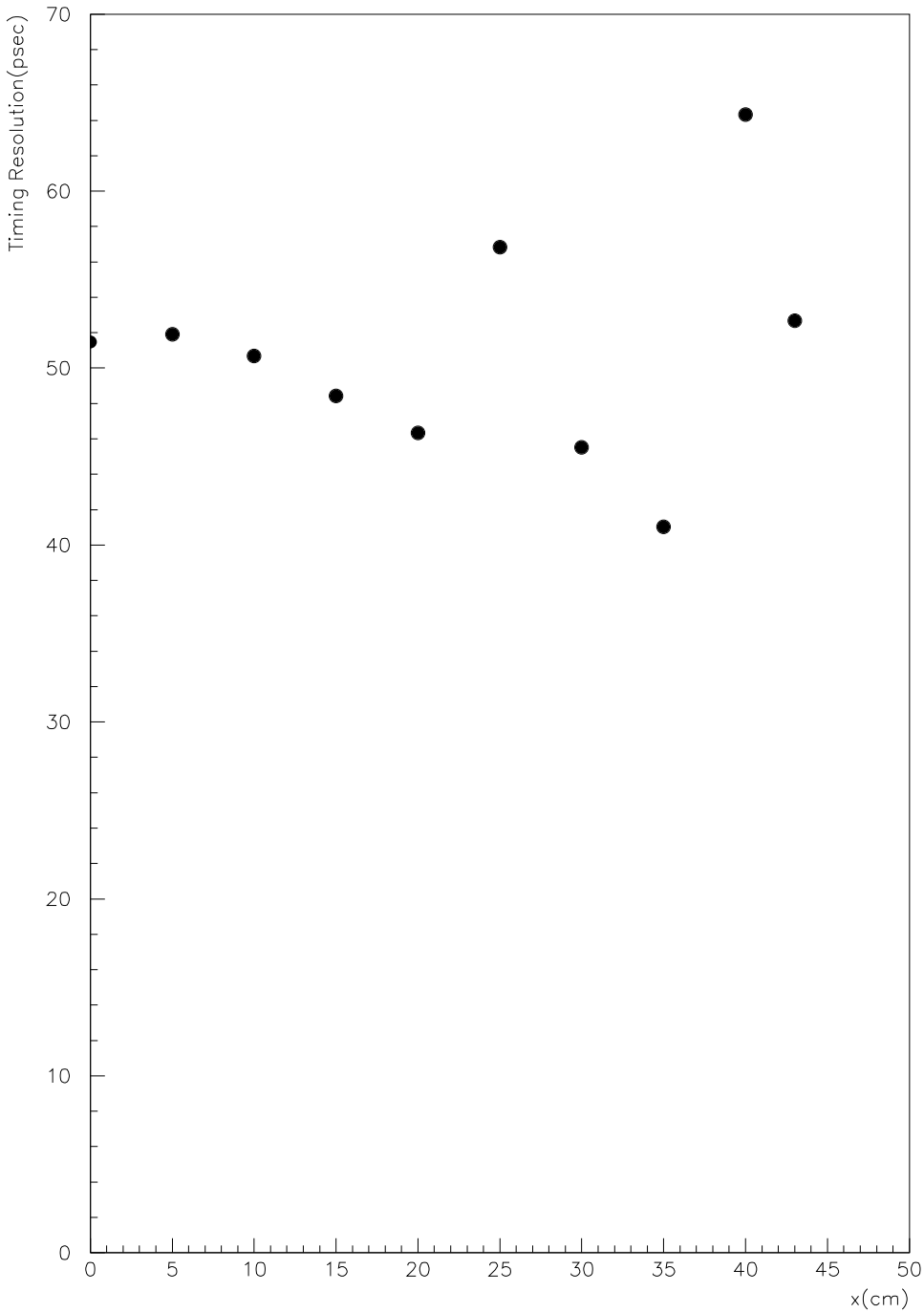

図 4.33: Timing Resolution の位置変化

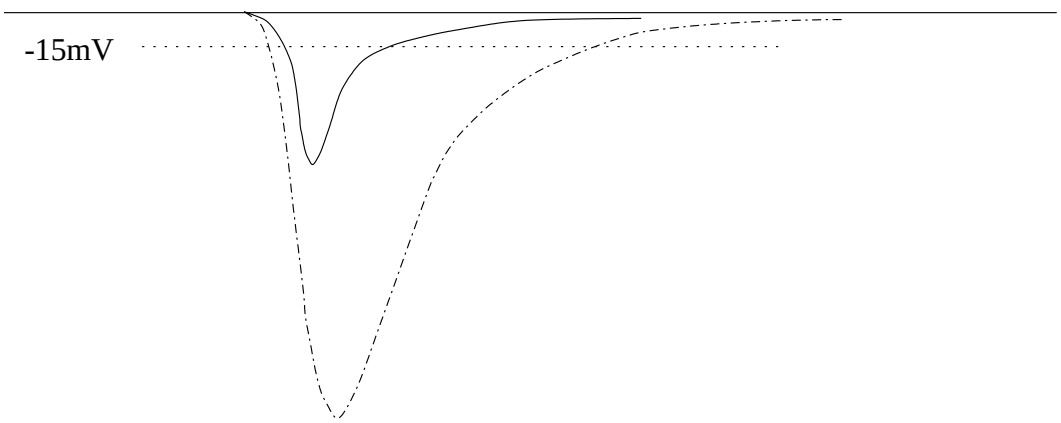

図 4.34: 相対的に低い threshold

のカウンターのライトガイドによる光量の減衰のほうが、ライトガイドなしのカウンターの光電面が覆いきれていない部分からの減衰よりも多いということができる。

さらに、それにもかかわらず、ライトガイドつきのカウンターの方が Timing Resolution が良いということは、今回使用したライトガイドが同じような距離を通ってきた光だけをうまく選んでいるということができる。(後の付録 A 参照)

最後に今回の実験について、次のようなことが課題として言える。

1-inch の PMT だとブリーダーの段数が、前回の実験で使用した 2.5-inch の PMT の 19 段と比べて、15 段なので gain が前回よりも上がらないため、1-inch の段数が多く gain が高いものを浜松ホトニクスに製作を依頼し、relative に threshold の低いものを使って実験を行ないたい。

われわれは、将来 total photoelectoron 数を稼いで 45(psec) を超えるような検出器を開発できることを大いに確信している。

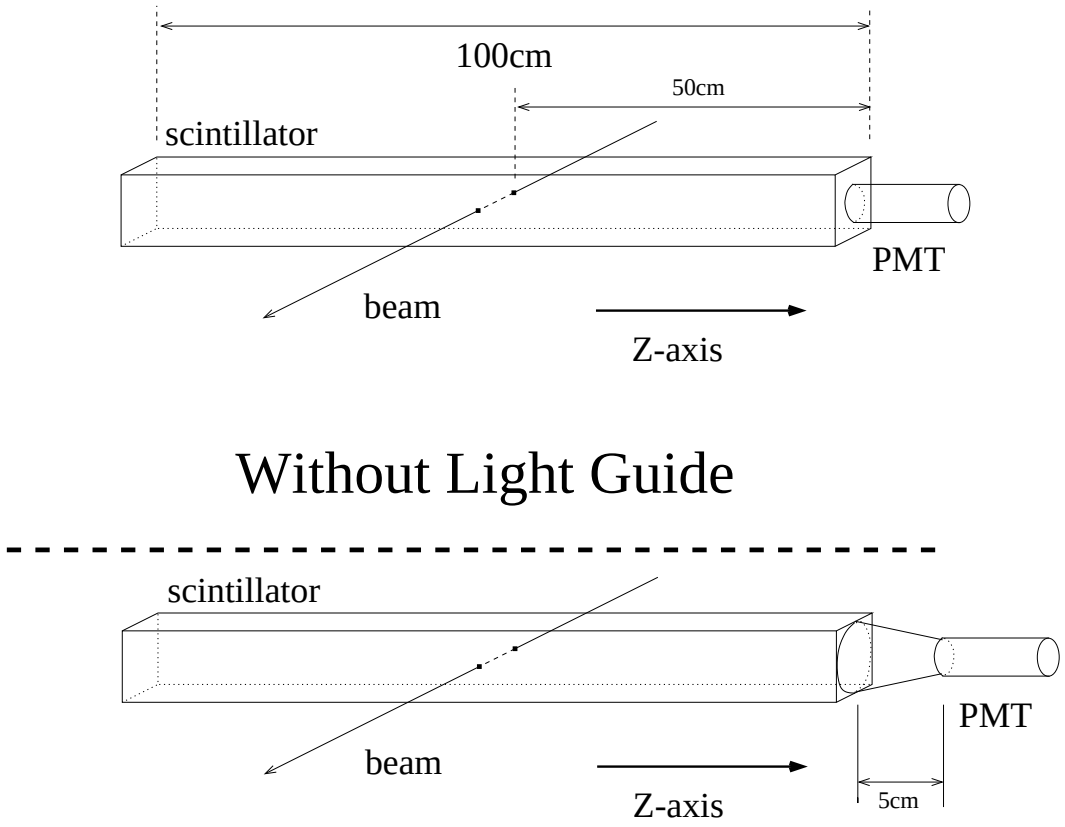

図 35: シミュレーション上のセットアップ

A　シミュレーションとの比較

図 4.23 と図 4.26、図 4.24 と図 4.27、図 4.25 と図 4.28 すなわちライトガイドなしのカウンターとライトガイド付きのカウンターの Timing Resolution と N_{pe} の関係を比較してみると、ライトガイド付きのカウンターは N_{pe} が少ないにもかかわらず、Timing Resolution が良い、という疑問が残る。このことをシミュレーションによって得られる PMT に到達した photon の数を使って考察してみる。

まず、シミュレーションのモデルについて説明する。

シミュレーション上のセットアップは、図 35 のような $4(\mathrm{cm})\times\ 4(\mathrm{cm})$ のカウンターに対して、PMT1 本読みだしのセットアップを想定する。ただし、ライトガイド付きのカウンターは、図 35 のような円錐台形で近似した。また、後の議論のため Z 軸を図 35 のように定義する。さらに、入射粒子は $1\mathrm{GeV/c}$ の π^+ を想定した。シミュレーションに用いた種々の量を表 2 にまとめる。

入射粒子の速度 (真空中の光速に対する比率)	0.99
シンチレーターの屈折率	1.58
シンチレーターの反射率	1.0
シンチレーターの attenuation length (cm)	140
シンチレーターの断面の形状	4 (cm) × 4 (cm)
ライトガイドの屈折率	1.49
ライトガイドの反射率	1.0
ライトガイドの attenuation length (cm)	140
PMT の window の屈折率	1.48
PMT の window の反射率	0.0
PMT の光電面の半径	0.875 (cm)

表 2: シミュレーションで用いた種々の量

シンチレーション光が PMT において光電効果を起こすことを考慮すると、ライトガイドなしカウンターとライトガイド付きのカウンターの photoelectoron 数の違いを説明するには、シンチレーション光を photon 描像で simulate するのが説明しやすい。したがって、PMT に到達した光の波動エネルギーよりも、photon の数によって、beam particle の Energy Deposit をスケールすることを考える。

photon 描像で考えると,attenuation について工夫する必要がある。シンチレーターのような媒質中において、点光源から距離 r だけ離れたところで観測した photon 数は、真空中に比べて $\exp(-2r/R_0)$ 倍になっている。(R_0:attenuation length) これは媒質の構成分子などによって photon が散乱されるためである。シミュレーションをする上でそのような障害物を考えるのは非常に厄介である。したがって、障害物を置く代わりに距離 r のところに到達した photon 数は発生させた photon 数の $\exp(-2r/R_0)$ 倍と数える。このようにすることによって、散乱による統計的情報をシミュレーション上の photon 1 個に押し込んで真空中の場合と同じように考えることができる。

A.1 ライトガイドなしのカウンター

まず、ライトガイドなしのカウンターのシミュレーションを考える。以下のような時点における photon 数、photon の角度分布、photon の飛行時間分布を調べてみる。

1. 光源から発光時 (Z 軸の正の方向に向けて飛行している入射粒子の軌跡に沿って半球状に (等方的) 発光 (図 36))

2. シンチレーターの端面に入射時

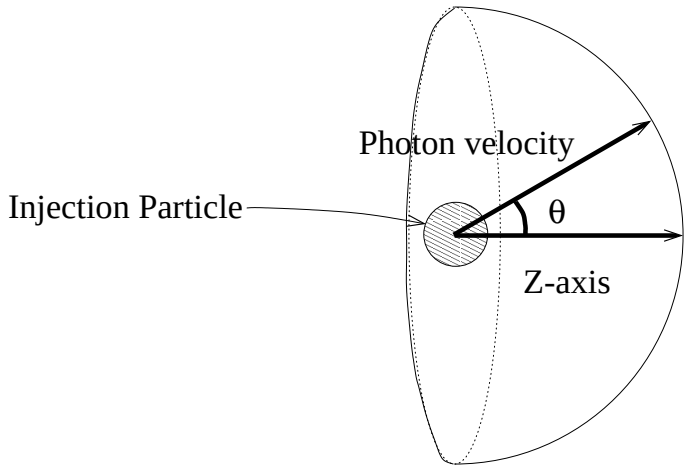

図 36: photon が半球状に発射される様子

時点	$N_{\rm ph}$	光源から出た photon に対する割合	photon の角度分布	photon の飛行時間分布
1	20053 (個)	100 (%)	図 37	図 38
2	4491 (個)	22.4 (%)	図 39	図 40
3	677 (個)	3.38 (%)	図 41	図 42
4	646 (個)	3.22 (%)	図 43	図 44

表 3: 各時点の photon の情報

3. PMT の入射直前

4. PMT に入射時

2. と 3. の違いは、有効面積の違いである。すなわち、2. の有効面積は、シンチレーターの端面の面積であり、3. の有効面積は、PMT の光電面の面積である。

各時点の photon 数 $N_{\rm ph}$、photon の角度分布、photon の飛行時間分布を表 3 にまとめる。(ただし、角度とは、図 36 のように photon と Z 軸のなす角度を意味する。photon が反射するシンチレーターの面と Z 軸は平行である。したがって、photon が attenuation によってシンチレーターの端に辿り着くまでに消滅していないとすれば、その角度は photon がシンチレーターの端面に入射するまで保存され、シンチレーターの端に入射する角度に対応している。また、飛行時間とは入射粒子がシンチレーターに入射した時刻を 0(nsec) としたときの飛行時間である。)

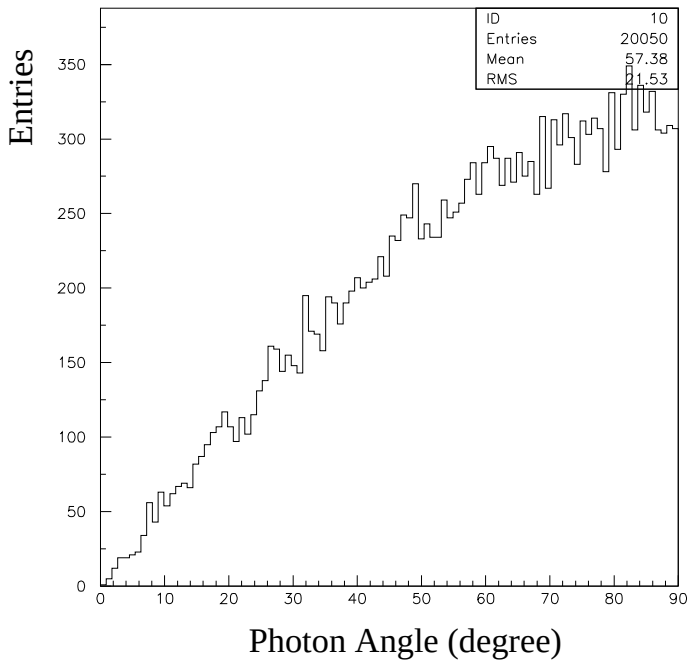

図 37: photon の角度分布 (光源、ライトガイドなし)

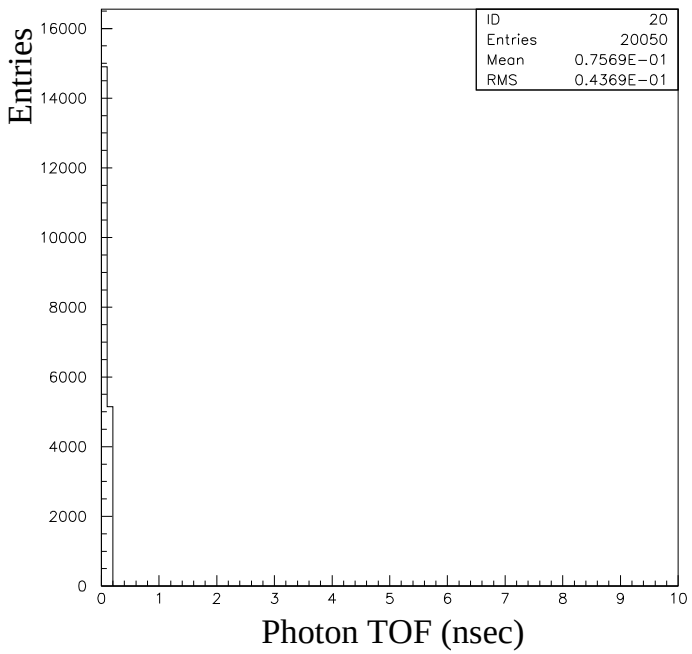

図 38: photon の飛行時間分布 (nsec) (光源、ライトガイドなし)

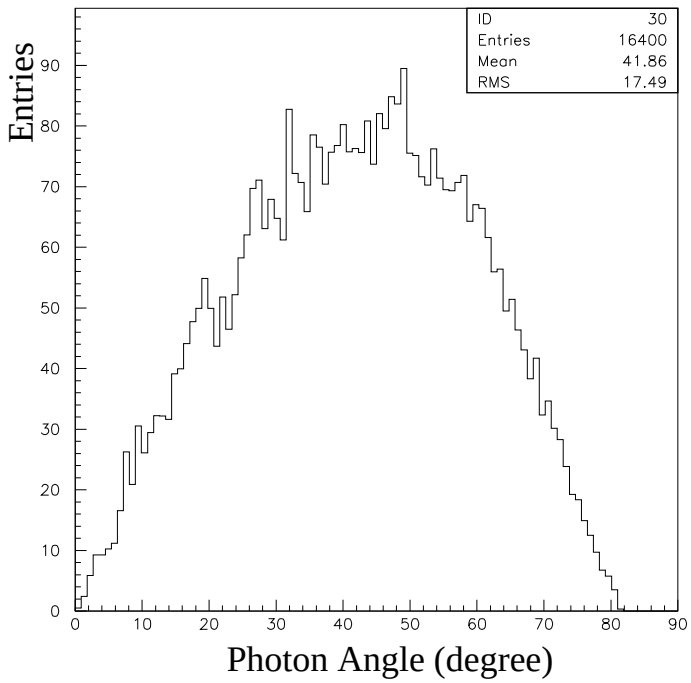

図 39: photon の角度分布 (シンチレーター端面、ライトガイドなし)

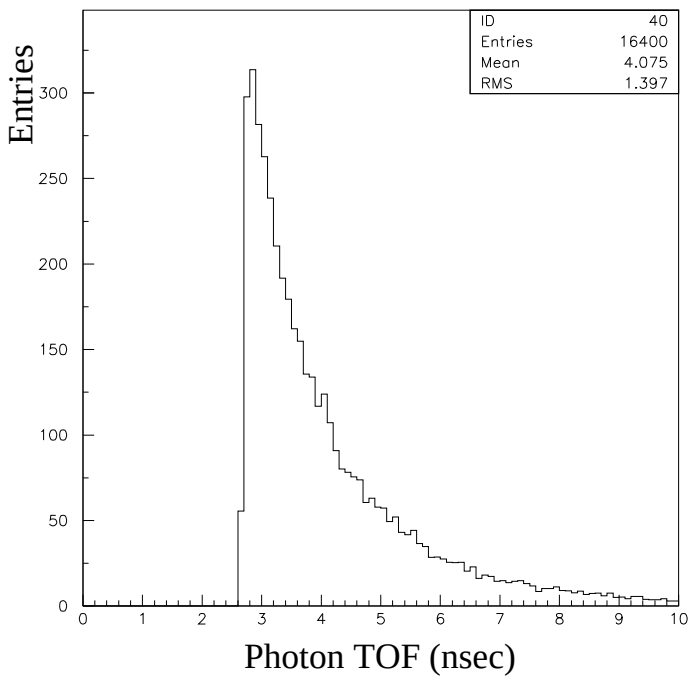

図 40: photon の飛行時間分布 (nsec) (シンチレーター端面、ライトガイドなし)

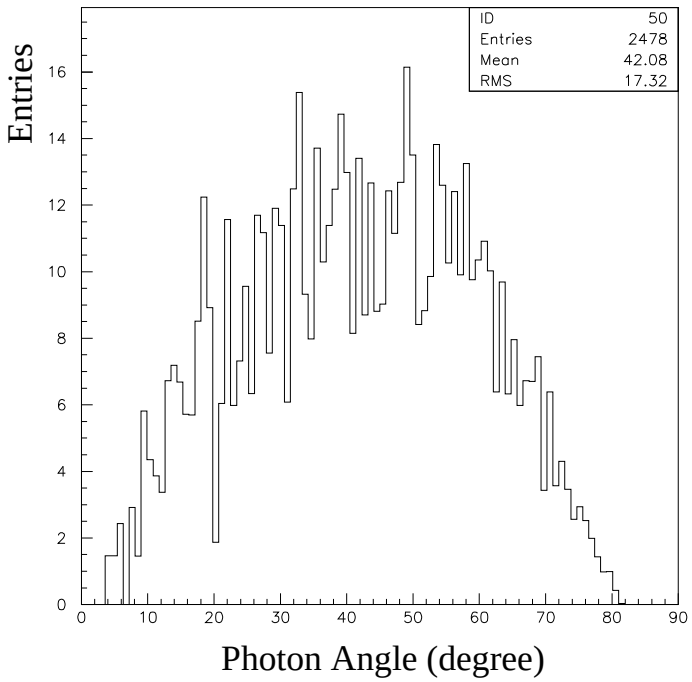

図 41: photon の角度分布 (PMT 入射直前、ライトガイドなし)

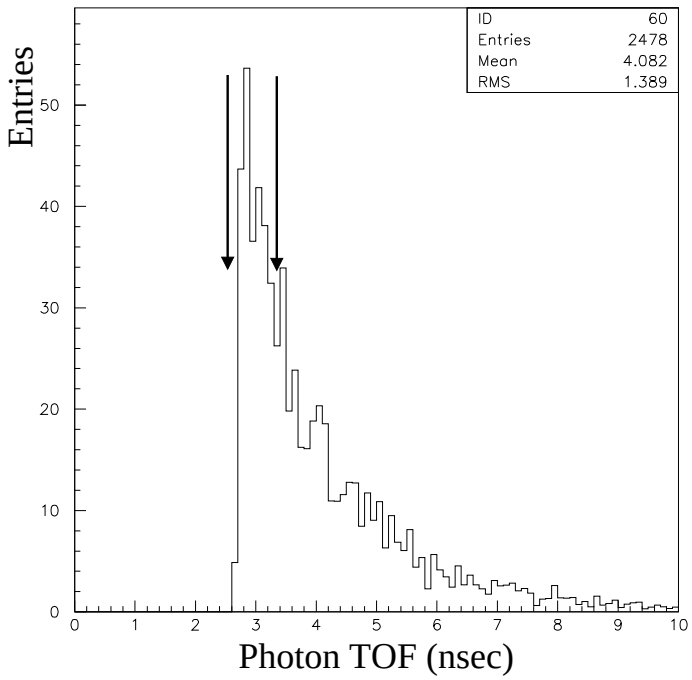

図 42: photon の飛行時間分布 (nsec) (PMT 入射直前、ライトガイドなし)

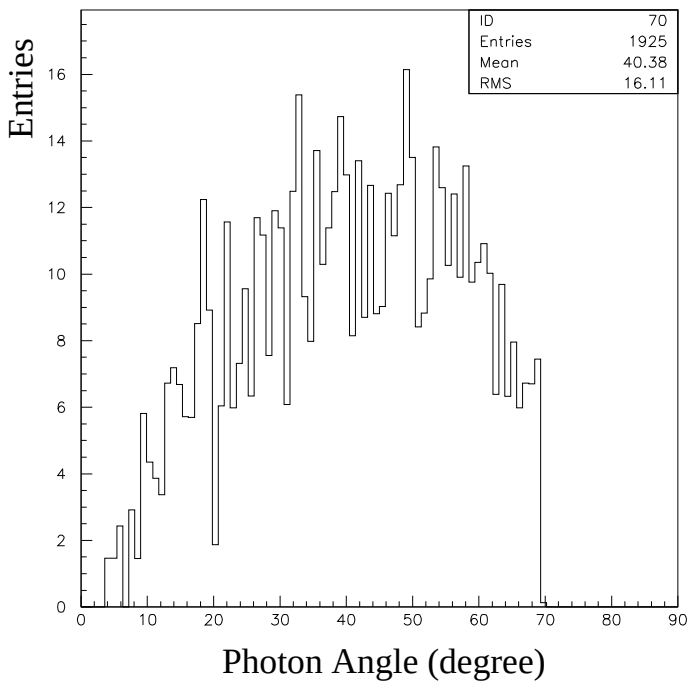

図 43: photon の角度分布 (PMT 入射、ライトガイドなし)

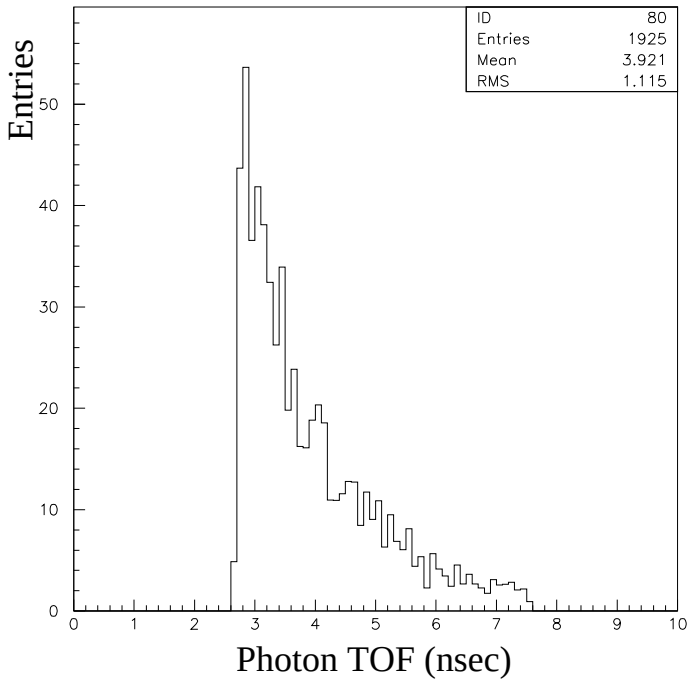

図 44: photon の飛行時間分布 (nsec) (PMT 入射、ライトガイドなし)

A.2　各時点間の $N_{\rm ph}$ の減少 (ライトガイドなし)

時点 1 → 時点 2

図 35 からわかるように光源からシンチレーターの端面まで直線距離で 50(cm) もあるので、時点 1 から時点 2 の間の $N_{\rm ph}$ の減少は、photon の attenuation によるものである。図 37 と図 39 を比較すればわかるように大角度で発射された photon は反射回数が増大し、非常に長い path を通ってシンチレーターの端面に到達するため、$N_{\rm ph}$ が大きく減衰しているのがわかる。図 38 の分布が拡がっているのは、入射粒子がカウンターの入射したときの時間を 0 としたためである。

時点 2 → 時点 3

時点 2 はシンチレーターの端面における現象であり、時点 3 は PMT の光電面直前の現象である。したがって、シンチレーターの端の $N_{\rm ph}$ と PMT の光電面の $N_{\rm ph}$ の比はシンチレーター断面の面積と PMT 断面の面積との比の割合になっているはずである。表 3 を参照して、両者の $N_{\rm ph}$ の比を計算すると、$677/4491 = 15.1(\%)$ となり、表 2 から求まる面積比に等しいのがわかる。このことは、図 39 と図 41 の角度分布の形状が同じであることからも理解できる。

時点 3 → 時点 4

屈折率の大きい媒質から、屈折率の小さい媒質に photon が入射すると、臨界角以上の角度では入射できず全反射する。時点 3 と時点 4 の間では、シンチレーターの屈折率よりも PMT の window の屈折率の方が大きいので、臨界角以上で PMT に入射した photon は全反射する。そのため、角度の大きな photon が反射され、$N_{\rm ph}$ が減少している。(図 41、図 43)

A.3　ライトガイド付きのカウンター

先ほどと同様に photon の飛行における時点を列挙する。

1. 光源から発射時
2. シンチレーターの端面に入射時
3. ライトガイドに入射直後
4. PMT に入射直前
5. PMT に入射時

時点	$N_{\rm ph}$	光源から出た photon に対する割合	photon の角度分布	photon の飛行時間分布
1	20053 (個)	100 (%)	図 45	図 46
2	4486 (個)	22.4 (%)	図 47	図 48
3	3345 (個)	16.7 (%)	図 49	図 50
4	593 (個)	2.95 (%)	図 51	図 52
5	580 (個)	2.90 (%)	図 53	図 54

表 4: 各時点の photon の情報

各時点の photon 数 $N_{\rm ph}$、photon の角度分布、photon の飛行時間分布を表 4 にまとめる。

A.4 各時点間の $N_{\rm ph}$ の減少 (ライトガイド付き)

時点 1 → 時点 2

ライトガイドなしの時点 1 → 時点 2 の場合と全く同じである。

時点 2 → 時点 3

全反射によって大角度でライトガイドの入射面に入射した photon がカットされている。(図 47、図 49)

時点 3 → 時点 4

図 55 のように、大きな入射角度でライトガイドに入射した photon は、ライトガイドの形状のため、Z 軸に対して負の方向に跳ね返される。そのため、角度分布の大角度成分がカットされている。(図 47、図 49)

時点 4 → 時点 5

ライトガイドなしの時点 3 → 時点 4 の場合と同様である。

A.5 得られた $N_{\rm ph}$ からの ADC,TDC の見積もり

ADC

ADC の値は得られた $N_{\rm ph}$ に比例するものとする。

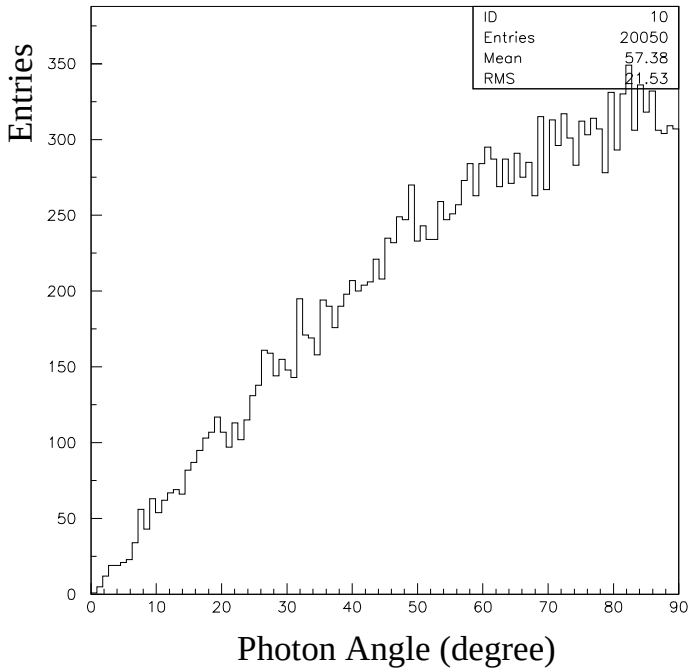

図 45: photon の角度分布 (光源、ライトガイド付き)

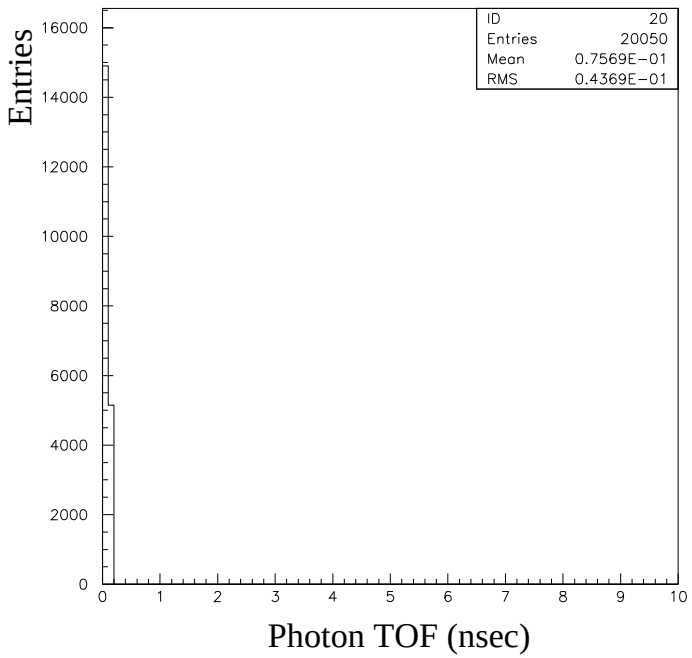

図 46: photon の飛行時間分布 (nsec) (光源、ライトガイド付き)

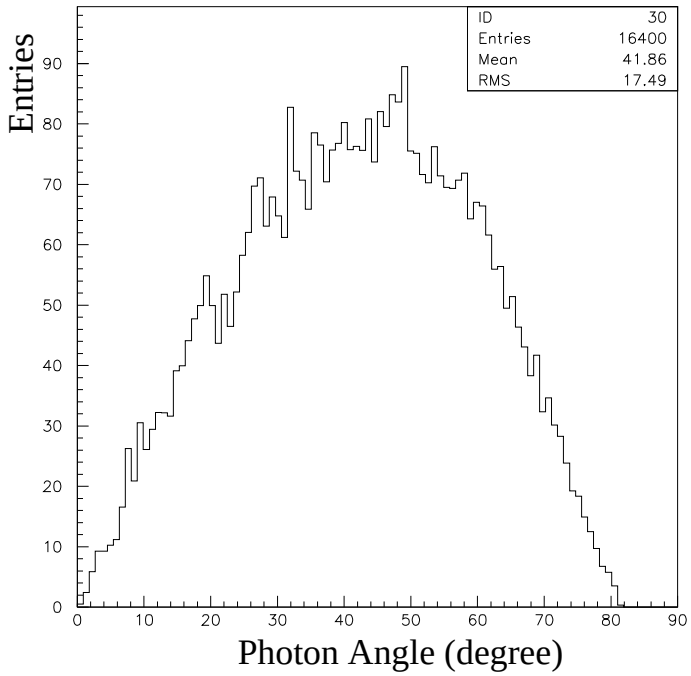

図 47: photon の角度分布 (シンチレーター端面、ライトガイド付き)

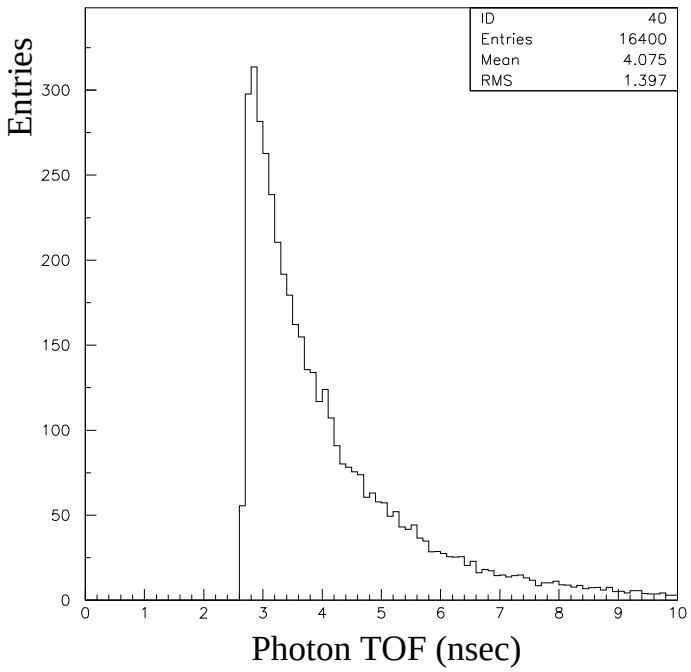

図 48: photon の飛行時間分布 (nsec) (シンチレーター端面、ライトガイド付き)

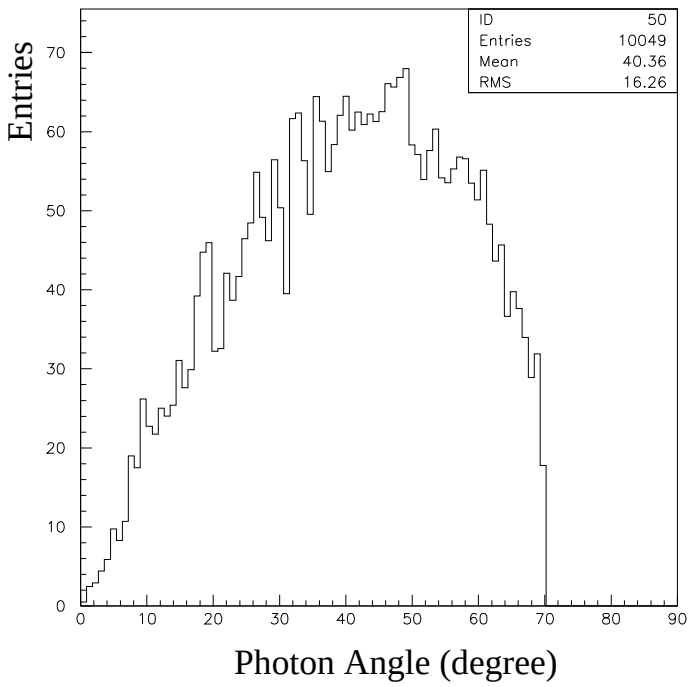

図 49: photon の角度分布 (ライトガイド 入射直後、ライトガイド 付き)

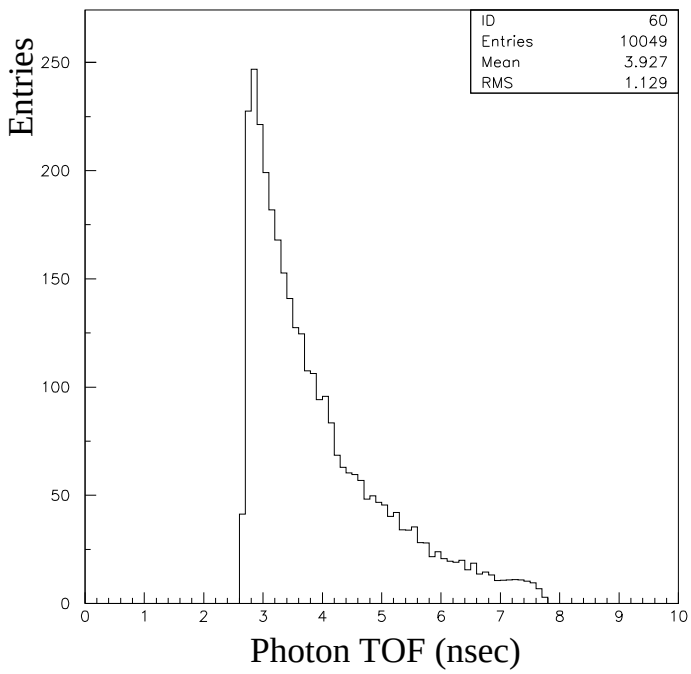

図 50: photon の飛行時間分布 (nsec) (ライトガイド 入射直後、ライトガイド 付き)

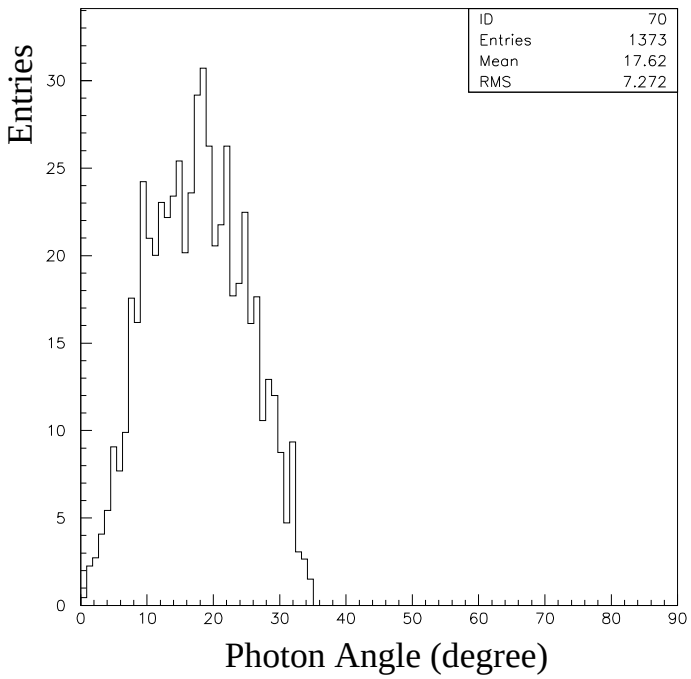

図 51: photon の角度分布 (PMT 入射直前、ライトガイド付き)

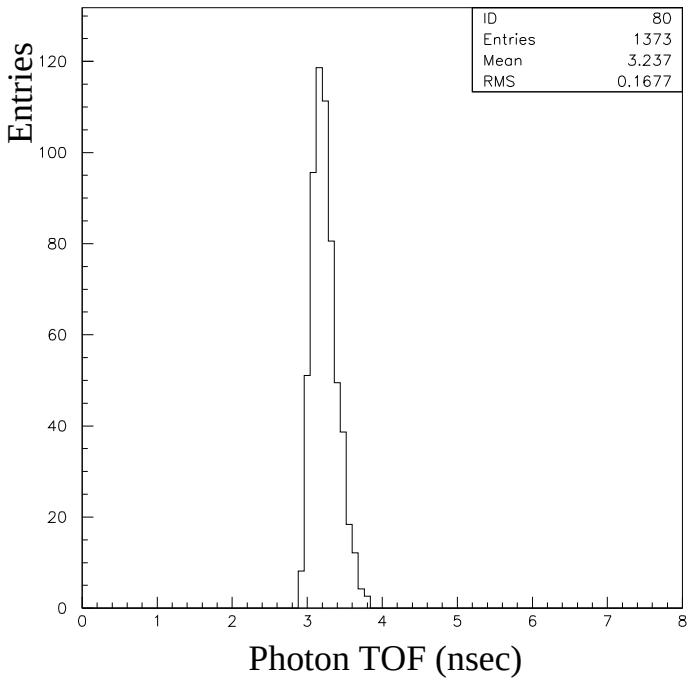

図 52: photon の飛行時間分布 (nsec) (PMT 入射直前、ライトガイド付き)

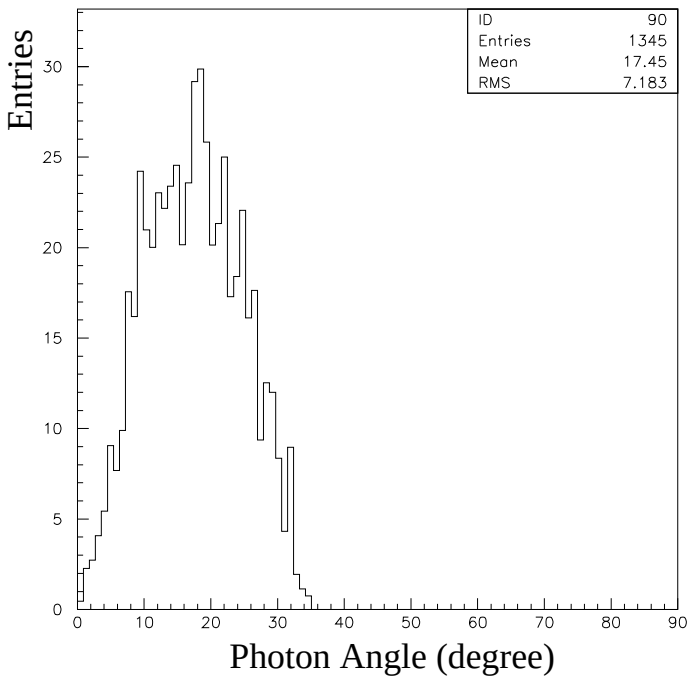

図 53: photon の角度分布 (PMT 入射、ライトガイド付き)

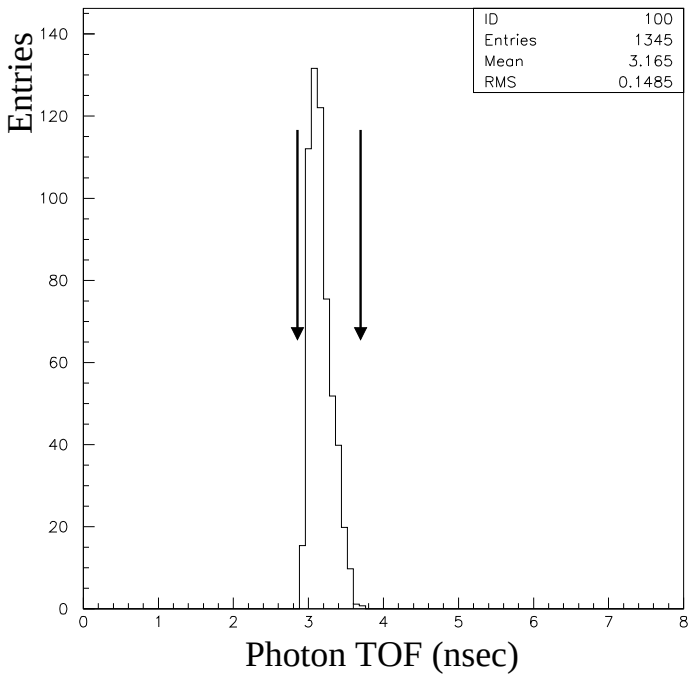

図 54: photon の飛行時間分布 (nsec) (PMT 入射、ライトガイド付き)

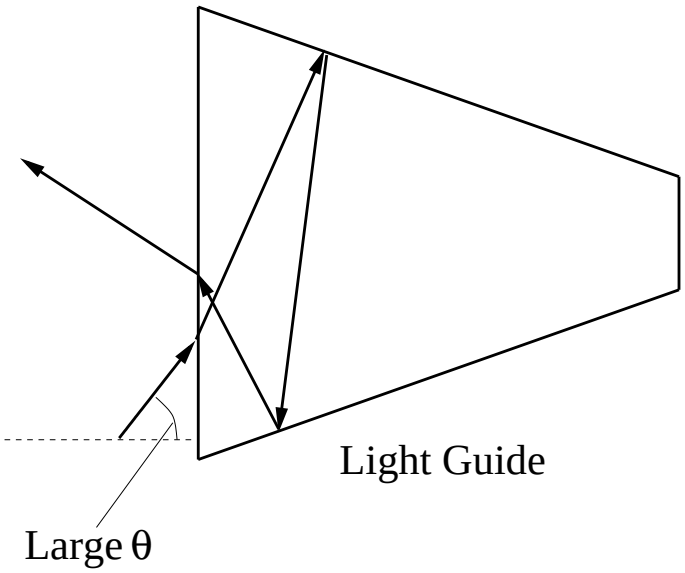

図 55: ライトガイドの形状のため大角度で入射した photon が跳ね返される様子

TDC

始めに PMT に到達した photon の到達時間を基準として、TDC の stop をかけている photon は、ある時間 (この時間を $t_{\rm early}$ とする。) までに PMT に到達していると思われる。この間に到達した photon 数を $N_{\rm ph,early}$ とする。photoelectron 数と photon 数が比例するとすれば、

$$\sigma_{\rm t} \sim 1/\sqrt{N_{\rm ph,early}} \tag{22}$$

と仮定できる。

PMT に到達したすべての photon 数 $N_{\rm ph}$ とは、

$$N_{\rm ph,early} = k_{\rm geometry} N_{\rm ph} \qquad (0 \leq k_{\rm geometry} \leq 1) \tag{23}$$

という関係になる。($k_{\rm geometry}$ は、カウンターのジオメトリーによって決まる係数である。)

したがって、シミュレーションで得られた結果から、σ_t を見積もるには、(22) の関係を用いればよい。

実験結果と比較して、$t_{\rm early}$ を決める。

実験結果より得られるライトガイドなしのカウンターとライトガイド付きのカウンターの比は後の表 7 のように、71 (%) である。

シミュレーションにおいて、始めに PMT に到達した photon の到達時間を基準として、それ以降の時間 t までに到達した photon 数を N_t を調べた結果を表 5、図 56 に

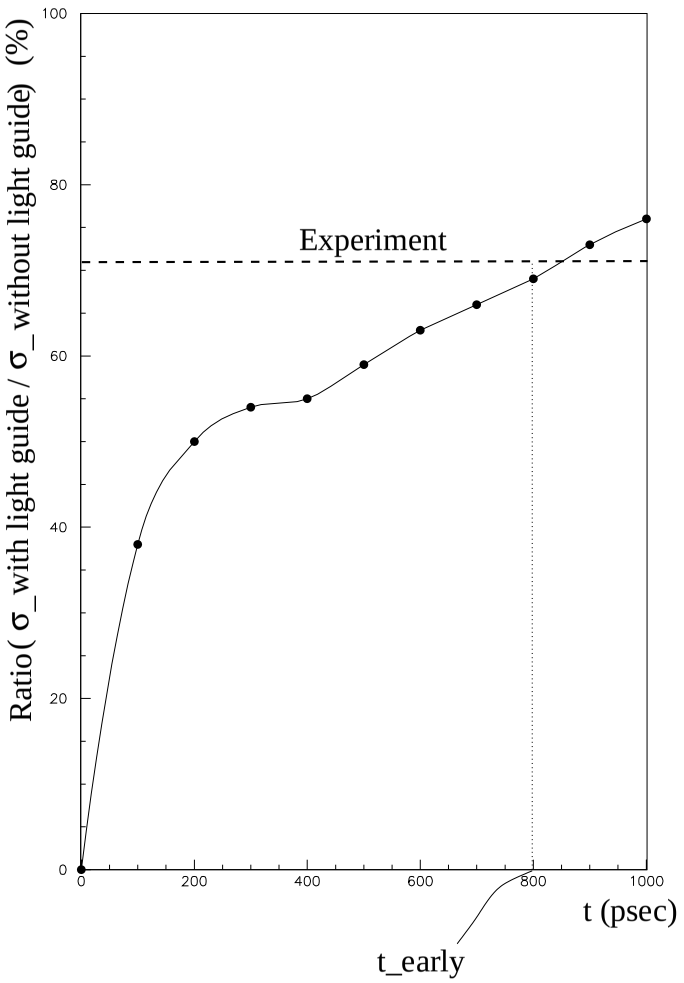

図 56: t と σ_{t} 比

t	ライトガイドなし	ライトガイド付き	$\sigma_{\mathrm{timing,\ ライトガイド付き}}/\sigma_{\mathrm{timing,\ ライトガイドなし}}$
100 (psec)	5 (個)	34 (個)	38 (%)
200 (psec)	49 (個)	195 (個)	50 (%)
300 (psec)	102 (個)	355 (個)	54 (%)
400 (psec)	139 (個)	457 (個)	55 (%)
500 (psec)	181 (個)	519 (個)	59 (%)
600 (psec)	219 (個)	558 (個)	63 (%)
700 (psec)	251 (個)	576 (個)	66 (%)
800 (psec)	277 (個)	579 (個)	69 (%)
900 (psec)	311 (個)	580 (個)	73 (%)
1000 (psec)	331 (個)	580 (個)	76 (%)

表 5: t までに到達した photon 数およびそれから見積もられる σ_{t} 比

カウンター	N_{ph}	$N_{\mathrm{ph,early}}$
ライトガイドなし	646 (個)	277 (個)
ライトガイド付き	580 (個)	579 (個)

表 6: 全 photon 数と σ_t に効いてくると思われる photon 数

示す。表より、t_{early} は $800 \sim 900(\mathrm{psec})$ であるとわかる。今の場合、$t_{\mathrm{early}} = 800(\mathrm{psec})$ とする。

図 44 と図 54 において、t_{early} は矢印に挟まれた領域 (幅 $800(\mathrm{psec})$) の部分である。

シミュレーションで得られた $N_{\mathrm{ph,early}}$ を表 6 にまとめる。ライトガイド付きのカウンターは σ_{t} を決めているような早く PMT に到達した photon を効率よく集めているのがわかる。

A.6 実験結果との比較

実験で得られた $1\mathrm{GeV/c}$,π^+ の $4(\mathrm{cm}) \times 4(\mathrm{cm})$ のライトガイドなしとライトガイド付きのカウンターの比とシミュレーションで得られた結果より求まる比を表 7 に示す。シミュレーションについては、前節のような見積もりによって、計算した。

N_{pe} の比が実験値とシミュレーション値で異なっているが、反射回数の多い photon 数が、実験とシミュレーションで異なっているため生じた違いであろう。この違いは σ_t の結果には効いてこない。なぜならば、反射回数の多い photon は前節の $N_{\mathrm{ph,early}}$ に数え入れていないからである。したがって、得られた σ_t の比は正当的に評価できる値である。

	$N_{\mathrm{pe,\ ライトガイド付き}}/N_{\mathrm{pe,\ ライトガイドなし}}$	$\sigma_{\mathrm{timing,\ ライトガイド付き}}/\sigma_{\mathrm{timing,\ ライトガイドなし}}$
実験	56 (%)	71 (%)
シミュレーション	90 (%)	69 (%)

表 7: 実験とシミュレーションの比較

N_{ph} の反射回数の多い成分が実験と異なる原因は、実際はシンチレーターとライトガイド、およびそれらの境界面での反射率が 1 ではないためと考えられる。

参考文献

[1] Joseph.D.Lykken,Fermilab-Pub-96/445-T

[2] 岡田安弘, 久野純治:日本物理学会誌 53(1998)327

[3] J.Hisano,D.Nomura,KEK-TH-602,UT-828,hep-ph/9810479

[4] 南方久和:日本物理学会誌 53(1998)743

[5] MEGA Collaboration,M.L.Brooks,*et al.*,hep-ex/9905013, submitted to Phys. Rev. Lett.

[6] G.D'Agostini et al., CERN-EP/80-228 (1980)

[7] T.Mori et al.,Search for $\mu^+ \to e^+\gamma$ down to 10^{-14} branching ratio (Research Proposal to Paul Scherrer Institut) (1999)

[8] S.Mihara et al.,High resolution timing counter for an experiment searching for $\mu \to e\gamma$ decay (1999)

[9] Y. Shikaze, 気球搭載用超電導スペクトロメーターにおける TOF システムの改良, Master Thesis, University of Tokyo,1998.

謝辞

本研究において、適切な御指導と指針を提示頂いた物理学専攻所属、指導教官駒宮幸男教授に、そして、指導教官でもないにも関わらず、数々の心暖まる御助言を頂いた、折戸周治教授、森俊則助教授、早稲田大学における研究活動に並々ならぬご支援をして下さった、道家名誉教授及び道家・菊池研究室の方々に深く感謝し、ここに御礼申し上げます。実験の責任者として、さらに様々な研究の御指導をくださった三原智氏には大変御世話になりました。深く感謝いたします。また、実験全体のことからその詳細に至るまでの議論、および御教示をしてくださった真下 哲郎氏には大変御世話になりました。

最後に、実験を始めとして、様々な協力

をして頂いた八島純氏、小曽根健嗣・手嶋剛氏・神谷好郎・西口創氏、志風義明氏、どうも有難うございまた。