

気球搭載用超伝導スペクトロメーターにおける
TOF システムの改良

神戸大学大学院理学研究科物理学専攻

高エネルギー物理学研究室

松本 浩

1994年2月10日

目次

1 序	4
1.1 実験の目的	4
1.1.1 反陽子	4
1.1.2 反ヘリウム	6
1.2 実験の経緯	7
1.3 TOF と粒子の識別	8
2 BESS 測定器の構成	10
2.1 各検出器の構成	10
2.1.1 JET type drift chamber	10
2.1.2 Inner Drift Chamber & Outer Drift Chamber	10
2.1.3 超伝導マグネット	12
2.1.4 TOF カウンター	12
2.2 データ収集システム	13
2.3 現在の TOF カウンター	13
2.3.1 TOF カウンターの構成	13
2.3.2 TOF カウンターの性能	15
3 New TOF カウンターの設計	16
3.1 New TOF カウンターの設計方針	16
3.2 Simulation について	17
3.3 入力 parameter の測定	19
3.3.1 Scintillator と light guide	19
3.3.2 PMT	20
3.4 simulation の結果	28
3.4.1 Scintillator の幅	28
3.4.2 Scintillator の厚さ	28
3.4.3 Twisted strip と fish tail	28
3.4.4 Fish tail の形状	34

4	New TOF カウンターの性能	43
4.1	TOF カウンターの製作	43
4.1.1	Light guide	44
4.1.2	PMT	44
4.2	KEK PS における beam test	45
4.3	結果	47
4.3.1	トリガーカウンター	47
4.3.2	パルス高補正	47
4.3.3	Threshold の最適化	51
4.3.4	TOF カウンターの性能	53
5	今後の課題	55
5.1	エレクトロニクス	55
5.2	TOF モニターシステム	55
6	結論	57

目次

1.1	宇宙線中の反陽子と陽子の存在比	5
1.2	宇宙線中の \overline{He} と He の存在比	6
1.3	地磁気の鉛直分力	7
1.4	粒子間の飛行時間差	8
2.1	BESS 測定器	11
2.2	バーニアパッド	12
2.3	BESS で現在使用している TOF カウンター	14
3.1	simulation のしくみ	18
3.2	Npe 測定の設定アップ	20
3.3	PMT の量子効率	21
3.4	laser を用いた PMT の特性測定の設定アップ	22
3.5	PMT の single photon の波形	23
3.6	PMT の single photon の波高分布	24
3.7	PMT の single photon の波高分布	25
3.8	PMT の TTS 分布	27
3.9	simulation の条件 scintillator の幅と厚さを変える	29
3.10	simulation の結果 scintillator の幅を変える	30
3.11	simulation の結果 scintillator の厚さを変える	31
3.12	simulation の条件 Fish Tail と Twisted Strip(1)	32
3.13	Twisted strip 型と Fish tail 型 light guide の例	33
3.14	ひねりによる光量の損失	34
3.15	simulation の結果 Fish Tail と Twisted Strip(1)	35
3.16	simulation の条件 Fish Tail と Twisted Strip(2)	36
3.17	simulation の結果 Fish Tail と Twisted Strip(2)	37
3.18	simulation の条件 Fish Tail の形状を変える	38
3.19	BESS 測定器の磁場の flux line	39
3.20	simulation の結果 Fish Tail 60 度	40
3.21	simulation の結果 Fish Tail 90 度	41

4.1	製作した TOF カウンター	44
4.2	beam test でのカウンターのセットアップ	45
4.3	マッピング箇所	46
4.4	beam test に用いた回路	46
4.5	トリガーカウンターの ADC	48
4.6	パルス高補正したトリガーカウンターの TDC	49
4.7	TOF カウンターの TDC, ADC, ADC vs TDC	50
4.8	time walk	51
4.9	パルス高補正	52
4.10	beam test の結果	54
5.1	新 TOF モニターシステム	56

表目次

3.1	scintillator と light guide の特性	19
3.2	H2611SXA のデータ	20
4.1	トリガーカウンターの time jitter	47
4.2	threshold による timejitter の変化	53

第 1 章

序

本研究室では, 反陽子, 反ヘリウム等の反粒子宇宙線の探索を目的とした, 超伝導スペクトロメータを用いた気球実験 (Balloon-borne Experiments with Superconducting Spectrometers 以下 BESS) を東京大学, 高エネルギー物理学研究所, 宇宙科学研究所, New Mexico State University, NASA Goddard Space Flight Center と共同して行っている [1]. 本章では実験の目的, 実験の経緯, 本論文の内容について述べる.

1.1 実験の目的

本実験での観測は以下のような事柄を対象に行う.

1. 反陽子のエネルギースペクトラムの測定
2. 反ヘリウムの探索

1.1.1 反陽子

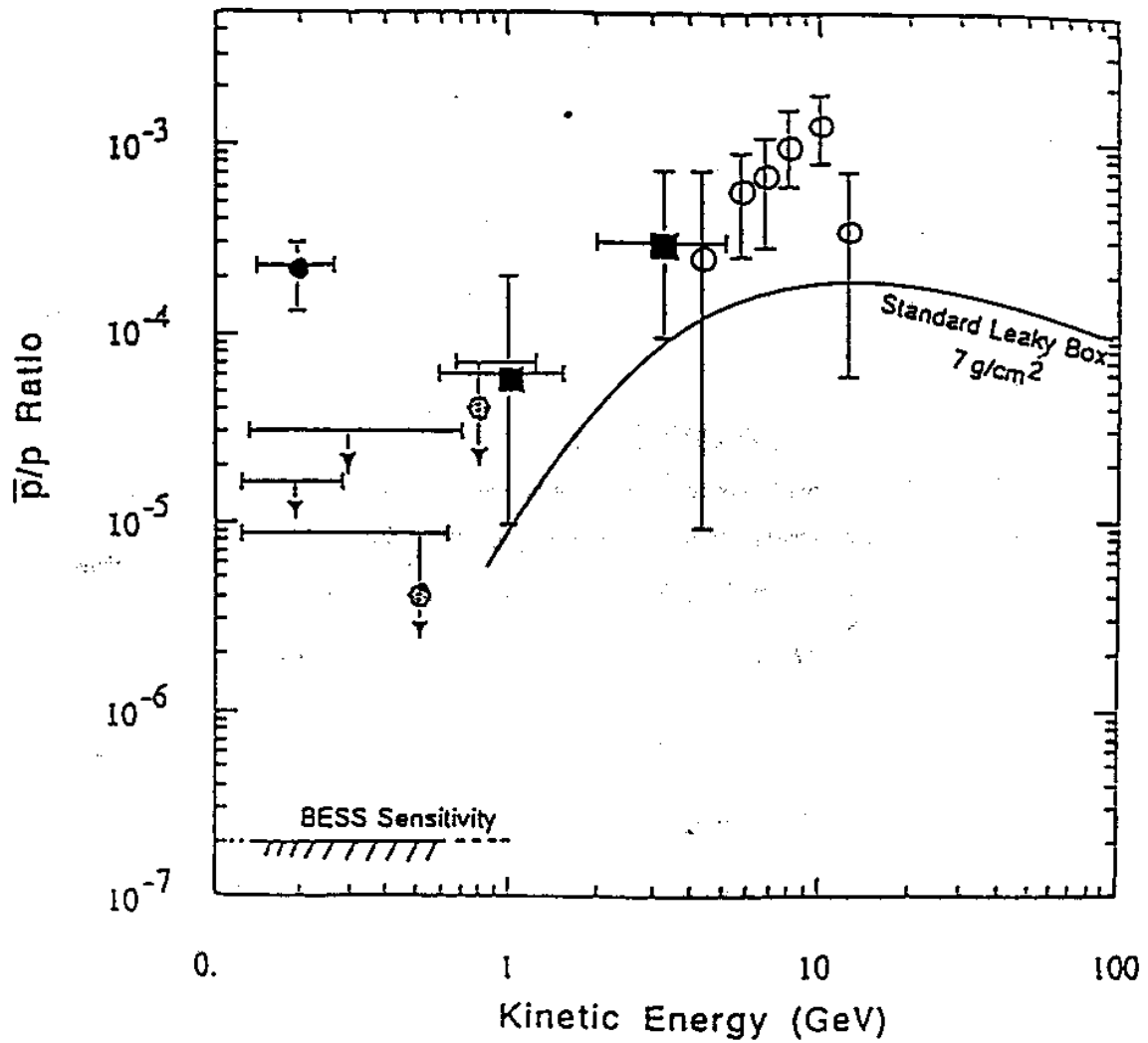
現在までに観測された反陽子の flux を図 1.1 に示す. 反陽子は高エネルギー 1 次宇宙線が, 星間物質や大気との衝突によって 2 次的に生成され, 最も簡単な過程は

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

で表される. 反応が起こるには, 運動学的要請から 1 次宇宙線のエネルギーが 7GeV 以上必要であり, 運動エネルギーが 1GeV 以下の反陽子が生成される可能性は低い. よって低エネルギーでの反陽子の flux は小さくなる.

宇宙線中の原子核の組成比を説明できる有力なモデルとして, 銀河内で加速された宇宙線が, 粒子のエネルギーに依存しない一定の物質量を通過して ($7g/cm^2$) 銀河外に洩れ出ていくとする Standard Leaky Box Model (以下 SLB) がある. 図 1.1 を見ると 10GeV 以下の範囲では実験値の 4 ~ 5 分の 1, 1GeV 以下の領域では上限値が与えられているだけである.

1GeV 以下での反陽子の flux を説明するモデルとして, ミニブラックホールからのホーキング輻射 [5], ダークマターの対消滅 [6] などがある. これらのモデルは低エネルギー領域で比較的平



- Golden et al (1979)
- Buffington et al (1981)
- Bogomolov et al (1987)
- ▲ Ahlen et al (1988)
- ▲ Salamon et al (1990)
- ⊕ Stieitmatter (1987, 1990)
- ⊕ Stieitmatter (1990)
- (Stocking 199057)

図 1.1: 宇宙線中の反陽子と陽子の存在比 (実線は SLB による予測値)

坦なスペクトルを与えている。よって2次的反陽子の少ない低エネルギー領域での反陽子の flux を詳しく測定することは非常に有意義である。BESS 測定器では $\bar{p}/p = 10^{-6} (< 1\text{GeV}/c)$ まで反陽子の flux を測定することが可能である。

1.1.2 反ヘリウム

反ヘリウムは2次生成される確率が極めて低く現在までに観測されておらず、図 1.2に示される上限値が出されているにすぎない。もし物質銀河と同数の反物質銀河が存在すれば、反ヘリウムは超銀河団を越えて数百 Mpc 伝播し $\overline{He}/He = 5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-6}$ の flux が観測が観測されるというモデルもある [8]。BESS 測定器は非常に大きな立体角 ($0.5\text{m}^2\text{Sr}$) をもち、 $\overline{He}/He = 10^{-6}$ で flux を調べることが可能である。

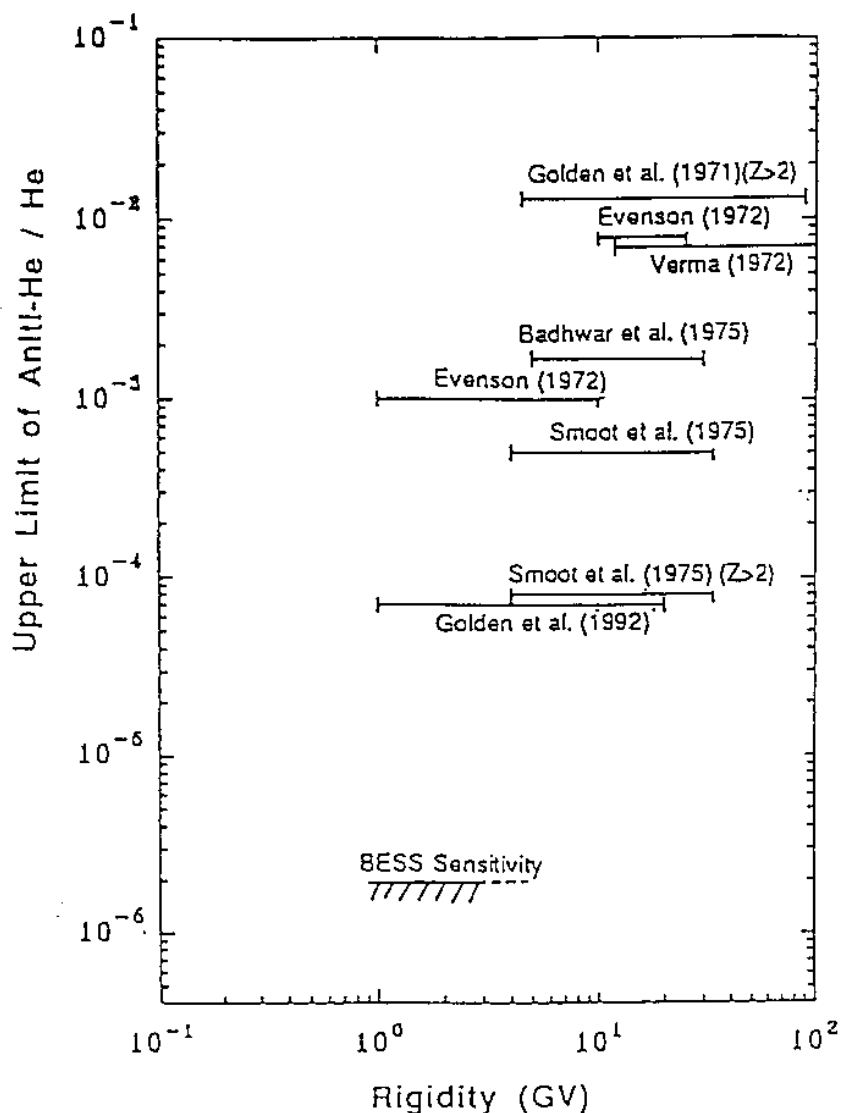


図 1.2: 宇宙線中の \overline{He} と He の存在比

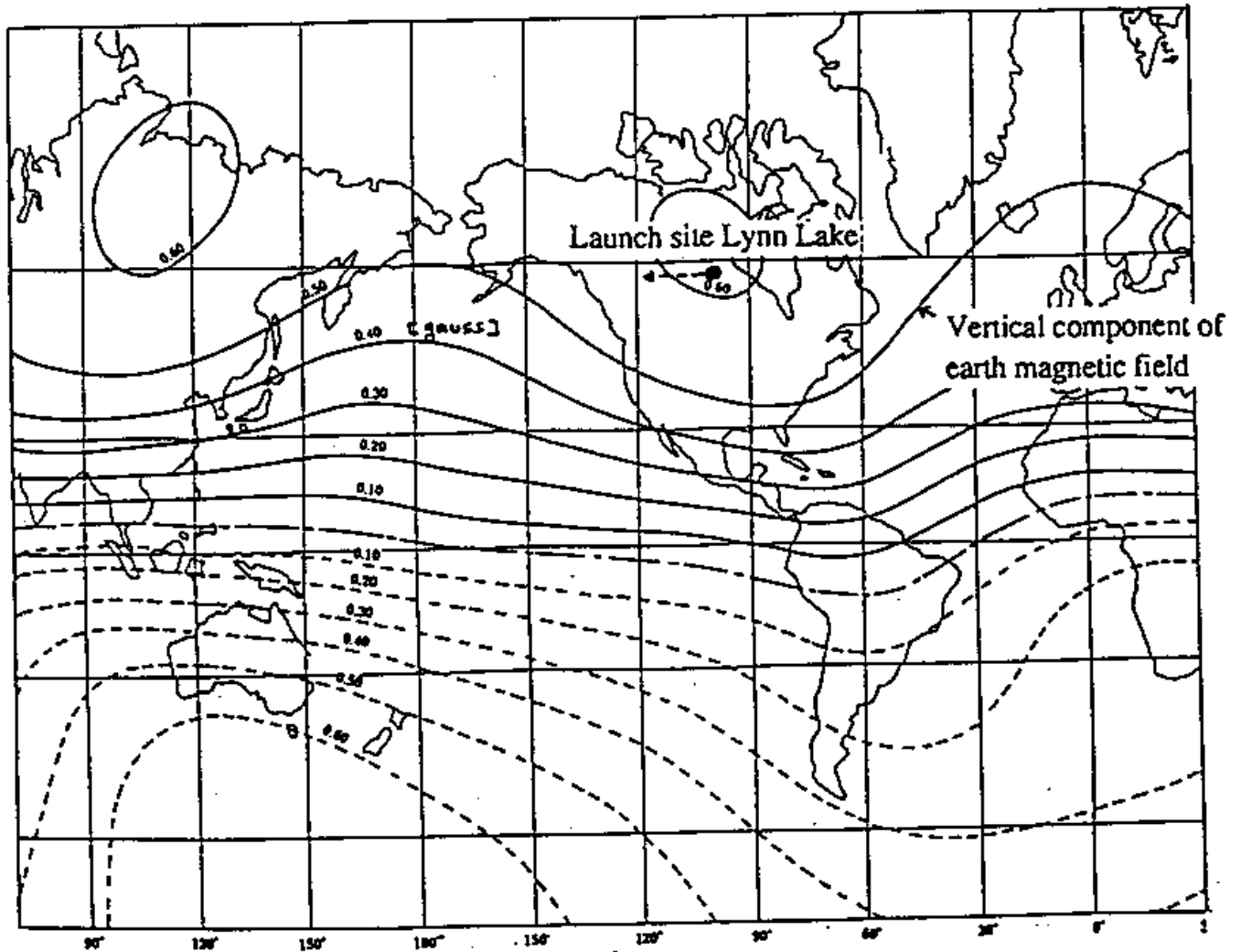


図 1.3: 地磁気の鉛直分力

1.2 実験の経緯

我々の行う実験では以上に述べたように低エネルギー領域の反陽子, 反ヘリウムの flux の測定を行うことを目的としている. 低エネルギー反陽子の flux の観測のためには, 低エネルギー粒子も飛来することのできる地磁気の垂直分力の大きな場所で実験を行う必要がある (図 1.3).

そこで1993年7月にカナダで BESS スペクトロメータを搭載した気球を打ち上げ, 約14時間のフライトで 4×10^6 イベントのデータを測定した. 現在はデータの解析を行うと共に, 1994年の夏のフライトに向けての準備を進めている.

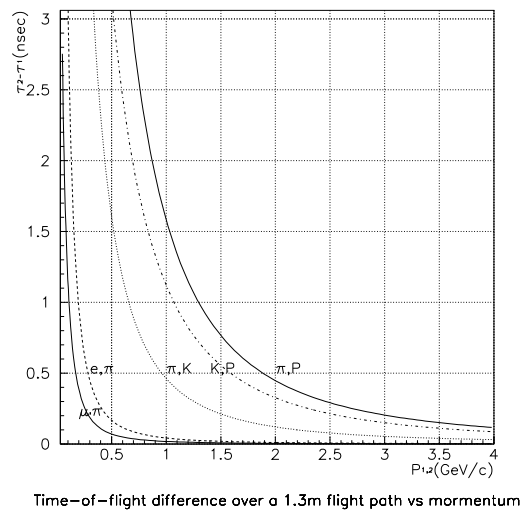


図 1.4: 1.3m の飛行距離における粒子間の飛行時間差

1.3 TOF と粒子の識別

BESS 測定器の粒子識別は、飛跡検出器とマグネットから求めた運動量と、Time Of Flight (以下 TOF) システムより求めた速度から、質量を求めることによって行う。TOF システムの時間分解能によって BESS 測定器の粒子識別できるエネルギー領域が決まってくるため TOF システムは粒子の識別に重要な位置をしめている。

現在の TOF システムの時間分解能は $\sigma \approx 300psec$ である。気球搭載用ということでさまざまな制限があり、時間分解能向上の妨げになっている点があるが、この値は決して満足できる値ではない。加速器用の TOF システムでは $\sigma < 100psec$ のシステムも存在する。現状の TOF システムを開発してからその問題点の多くも明らかになり、それらをふまえて新たに TOF システムを開発することになった。時間分解能の目標は $\sigma \approx 100psec$ である。

$\bar{p}/p = 10^{-6}$ の程度で flux の測定を行う際 π^- , μ^- , e^- 等を, \bar{p} と識別しなければならない。上空の π^- 等の flux は p の flux に対して 10^{-2} 程度である。 \bar{p}/p へのバックグラウンドを 10^{-6} 以下で測定するには, \bar{p} への π^- 等の混入を 10^{-4} 以下にしなければならない。 \bar{p} と π^- 等の分離を TOF にて 10^{-4} 以下で行うには, TOF の時間分解能を σ とすると, 粒子間の飛行時間差が約 3.7σ 以上必要となる。 図 1.3 によると p - π の飛行時間差に 3.7σ 以上を要求すると, 粒子の飛行距離が 1.3m, $\sigma \approx 300psec$ の場合, 運動量で最大 1.2Gev/c, 運動エネルギーにして最大 0.6GeV となる。 仮に 100psec が達成できたとすれば, 運動量で最大 2.1Gev/c, 運動エネルギーにして最大

1.3GeV までの領域で詳しい反陽子の flux の測定が可能となる。よって SLB の予測値の急激な立ち下がり部分の測定が可能となり、反陽子の起源が確かに 2 次的要因だけであることを結論付けることができる。またいままでよりもバックグラウンドを減らせるので、より精密な flux の測定が可能となる。

本論文では時間分解能の優れた TOF カウンターの開発について述べる。

第 2 章

BESS 測定器の構成

BESS 測定器の全体図を図 2.1 に示す。

内側より JET type drift chamber, Inner Drift Chamber, 超伝導マグネット, Outer Drift Chamber, TOF カウンターが配置されている。これらの検出器とエレクトロニクスは圧力容器に入れられ、上空でも内部を地上に近い温度と気圧に保たれる。ここでは BESS 測定器の構成と、本実験における TOF カウンターの役割について述べる。

2.1 各検出器の構成

2.1.1 JET type drift chamber

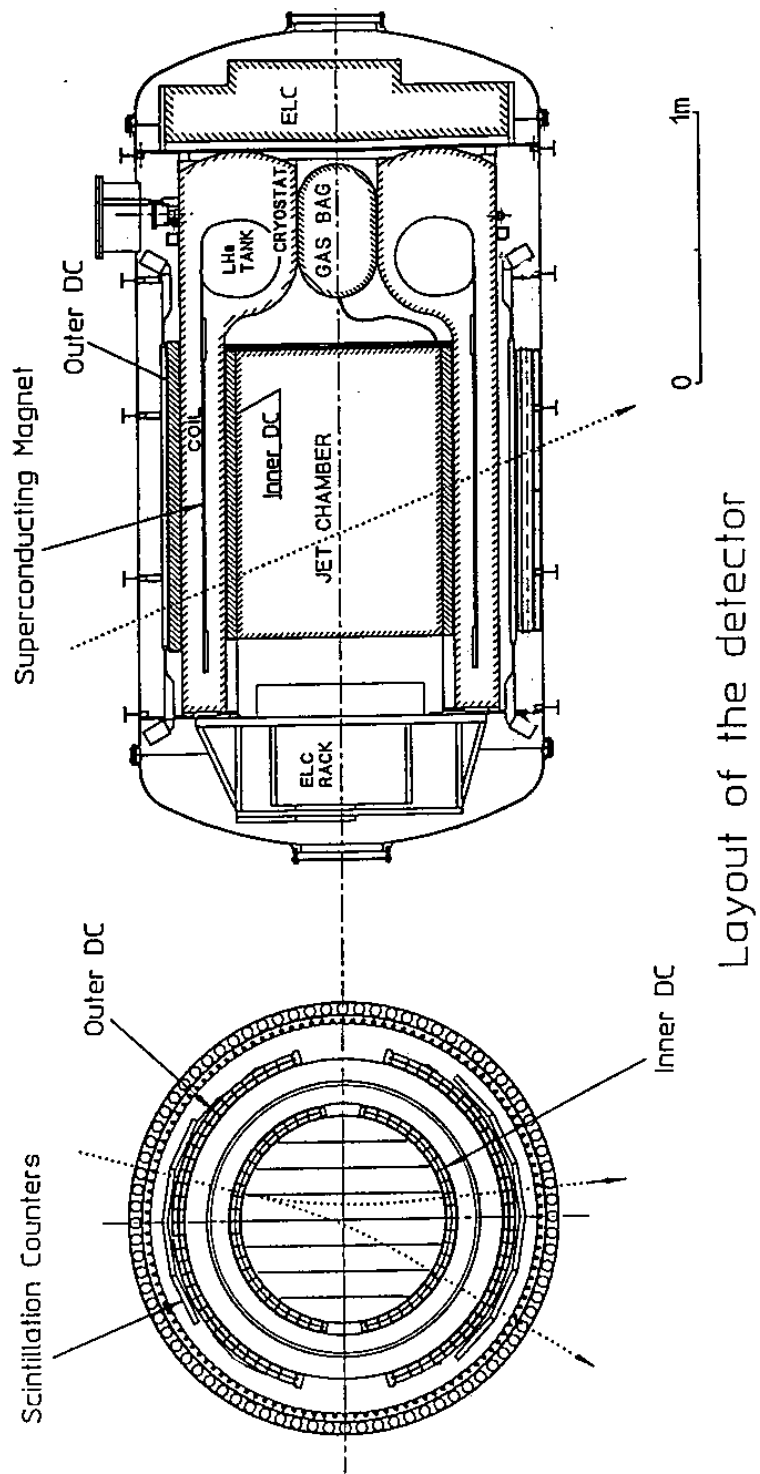
JET type drift chamber(以下 JET) は荷電粒子の飛跡を調べることにより運動量と入射方向を測定する drift chamber で、超伝導マグネット及び IDC の内側に位置する。形状は、直径 76.6cm, 長さ 106cm の円筒形をしている。JET の drift 方向の位置の測定精度は約 $200\mu\text{m}$ で、粒子の飛跡を 40~50 本のワイヤーで測定する。磁場中の飛跡の曲率半径より運動量 (rigidity) を

$$\Delta p/p \approx 0.3p\%(GeV/c)$$

の分解能で決定する。またセンスワイヤーの両側から信号を読みだし電荷分割法により磁場に平行な Z 方向の位置を $\sigma \approx 2\text{cm}$ の精度で測定できる。JET の信号は、30MHz サンプルの Flash ADC で波高と時間情報が記録される。

2.1.2 Inner Drift Chamber & Outer Drift Chamber

トラックトリガー、粒子の飛跡検出、及び vernier pad を用いた精度の良い Z 方向の位置測定のための drift chamber である。超伝導マグネットの内側に Inner Drift Chamber(以下 IDC), 外側に Outer Drift Chamber(以下 ODC) が位置する。IDC は半径 40cm で中心角 156° , ODC は半径 62cm で中心角 143° の円弧型をしている。その構造は二層からなりそれぞれの層にセンスワイヤーが張られている。各センスワイヤーに対し二組のダイヤモンド型の vernier pad(図 2.2) が備えられ Z 方向の位置を $\sigma \approx 200\mu\text{m}$ の精度で測定できる。また IDC と ODC の信号から、入射し



Layout of the detector

図 2.1: BESS 測定器

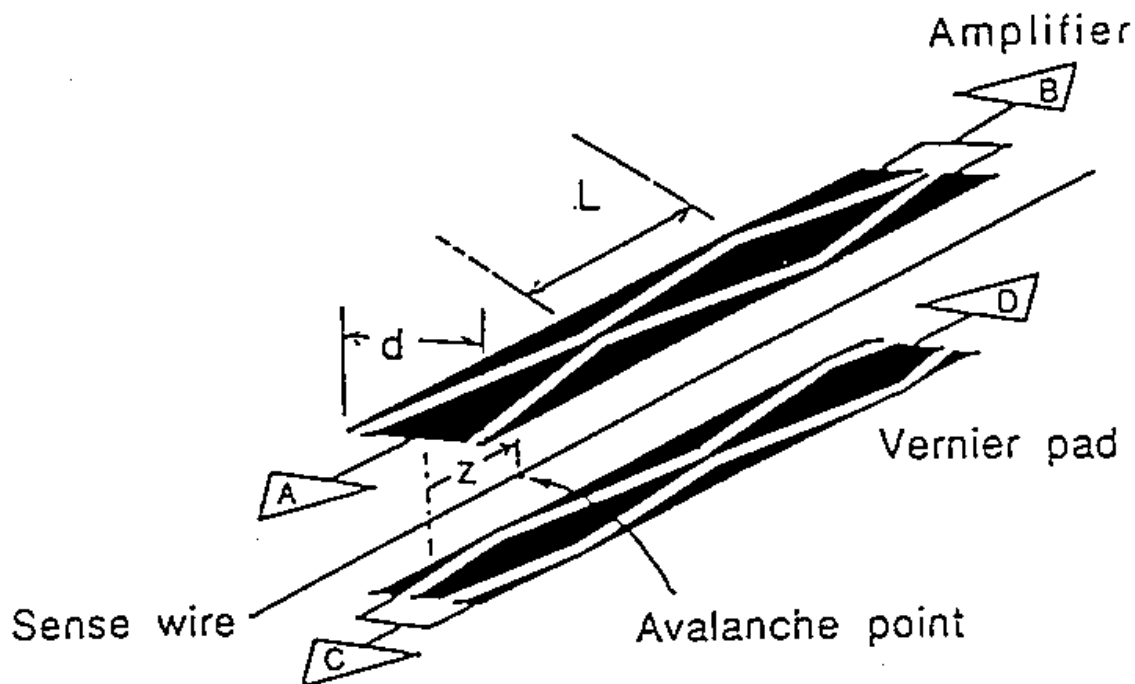


図 2.2: バーニアパッド

た粒子の電荷の正負などの情報を track trigger module で高速に求め、オンラインでのイベントの選別に用いている。IDC の読みだしは JET と同じく Flash ADC で行い、ODC の読みだしは CAMAC crate 内の ADC と TDC で行われる。

2.1.3 超伝導マグネット

コイルに超伝導材 (NbTi/Cu) を用いた薄型ソレノイド電磁石である。コイル部分は直径 1m, 長さ 1.3m で発生磁場は中心で 1.0T である。一度励磁されると永久電流スイッチにより実験中電源無しで磁場を保持する。冷却用の液体ヘリウムは内部のタンクに蓄えられ最大 5 日間冷却可能であり、一日程度の気球実験を行うには充分である。マグネット全体の厚さは 0.21 輻射長で、反陽子の検出効率への影響は少ない。

2.1.4 TOF カウンター

測定器の最も外側に設置されたシンチレーションカウンターで、入射粒子の飛行時間とカウンター中でのエネルギー損失を測定する。TOF カウンターの詳細については後で述べる。

2.2 データ収集システム

各検出器からのデータを集め、必要なイベントのデータを選別し記録する。flux の小さい粒子を測定するため BESS 測定器の立体角は大きく、測定器に入射する宇宙線の頻度は毎秒約 3kHz に及ぶ。そしてイベント当たりのデータ量が多く、かつ大量のイベントを記録する必要がある。そのため必要なイベントの選別を行っている。

この処理の高速化のためトランスピューターを用いた並列処理を使用している。トランスピューターは INMOS 社によって開発された RISC CPU で、並列処理を効率良く行えるよう設計されている。シリアルリンクと呼ぶ信号線で、他の CPU との高速なデータのやりとりが可能である。我々の収集システムもシリアルリンクを用いた多数の CPU からなるネットワークで構成されている。

収集システムはまず、記録するイベント数を減らすため、粒子の通過とエネルギー損失を示す TOF からのトリガーと、粒子の電荷や運動量を示す IDC/ODC から求めたトラックトリガーより、マスタートリガーをつくる。マスタートリガーによって必要と判断されたイベントのデータは、イベントビルダーと呼ばれる CPU に集められ、所定のフォーマットでイベントデータを構築して、イベントフィルターに送り出す。

イベントフィルターは 15 台の CPU からなるオンラインソフトトリガーでイベントビルダーで構成されたイベントデータを詳しく解析し、ノイズと思われるデータの削除や、不要と思われるイベントの排除を行う。高速化のため、個々の CPU に対してイベントを振り分け、並列処理を行っている。

以上の選別を経たイベントのレートは 200 ~ 250Hz で、データサイズは約 500byte / event である。データは 5 Gbyte 記録可能な EXABYTE 2 台で計 10Gbyte まで記録できるので最大 2×10^7 イベント (約 20 時間) を測定できる。

2.3 現在の TOF カウンター

2.3.1 TOF カウンターの構成

現在 BESS に搭載している TOF カウンターを図 2.3 に示す。TOF カウンターは大きさ 110(1) * 20(w) * 2(t) cm³ の plastic scintillator, light guide, PhotoMultiplier Tube(以下 PMT) からなり、上側に 4 本下側に 6 本配置されている。PMT のゲインとタイミングのモニター用に、scintillator の中央部に青色 LED が、PMT の近くに laser 光を入射するファイバーが備えてある。半径 65cm の位置に配置されているので、粒子が垂直に入射した場合の飛行距離は 130cm である。

Scintillator は Nuclear Enterprise 社の NE102A を用いている。時間測定を目的とし scintillator が比較的大型であるため、時間特性と自己吸収による減衰長の二つに重点を置いて選んだ。

一般に TOF カウンターに用いる light guide の形状は Twisted strip 型と Fish tail 型がある。過去のさまざまな論文では Twist 型の方が優れた時間分解能を示している [12, 13]。そこで Twist

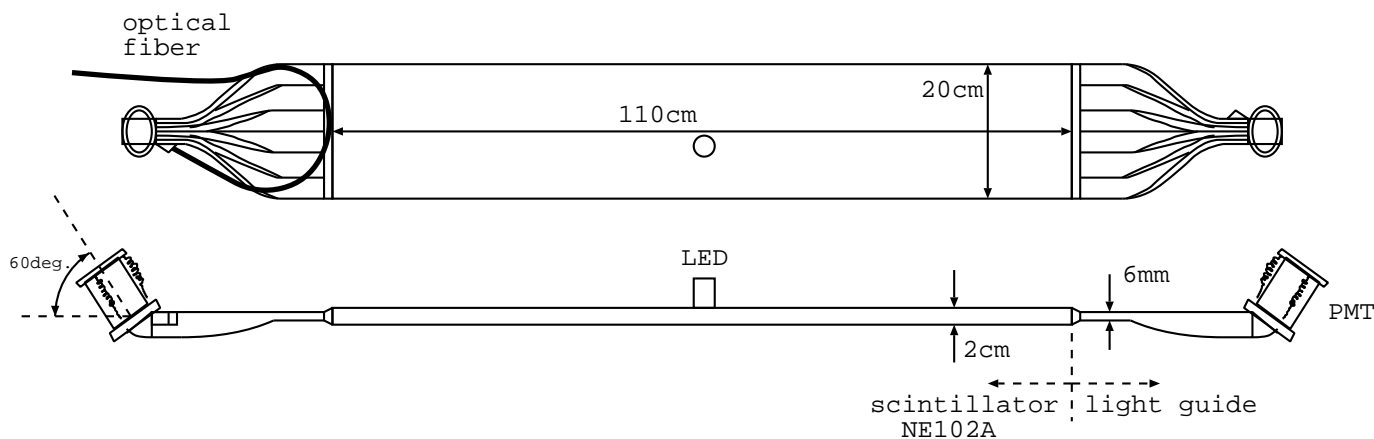


図 2.3: BESS で現在使用している TOF カウンター

型の light guide を採用した. scintillator の厚さが 2cm なので strip の厚さも 2cm にするのが理想的だが, 工作上困難であったため strip の厚さを 6mm にしてからひねっている. またマグネットの漏れ磁場の flux line と, PMT の軸方向を, なるべく一致させるため, PMT が Z 軸に対し 60° 傾く様になっている.

light guide と light guide, 及び light guide と scintillator の接着には耐衝撃性の透明エポキシ樹脂 STAYCAST 1264 を用いた.

PMT はマグネットの漏れ磁場により 1.8Kgauss という強磁場中に置かれる. そのため高磁場中で使用可能な浜松ホトニクス社の H2611SXA を用いた. この PMT は 19 段の Fine mesh dynode を採用して, 電子のドリフト方向が PMT の軸方向に一定であるよう設計されている. このため磁場と PMT の軸方向を平行にすることにより, 磁場による影響を受けにくくなる. PMT の固定はアクリルの皿状の light guide にバネで押さえつける形で行っている. PMT と light guide の間は衝撃を吸収するため, 透明なシリコンラバーを入れてあり, これらの間はオプチカルグリースで光学的に結合されている. 以前は light guide と PMT のガラス面を接着していたのだが, この改良により PMT の交換が容易となった.

PMT のアノード信号は discriminator に入力され, その出力は TDC に入力される. discriminator は BESS 用に開発された CAMAC Module で threshold は CAMAC のコマンドで 0.6mV 刻みで設定でき, time jitter の少ない ECL 回路で構成されている. TDC は LeCroy 社の 2228A を ECL 入力に改造したものをを用いている. TDC の分解能は 50ps/count で Full scale は 11bit である.

PMT の 2 つのダイノード信号は ADC と 2-Level Discriminator(以下 2-LD) に入力される. ADC は BESS 用に開発された CAMAC Module で消費電力の少ない CMOS 回路で構成されている. ADC の分解能は 0.6pc/count で Full scale は 12bit である. 2-LD は high, low 2 種類の threshold が設定でき, ヘリウムなどのエネルギー損失の大きい粒子とそうでない粒子の判断ができる. 2-LD の出力は TOF Trigger module に入力され論理演算されて TOF トリガーとして出力され

る.

2.3.2 TOF カウンターの性能

1993年2月の東京大学原子核研究所 ES γ -3 での beam test の結果から片側の PMT による時間分解能は $\sigma \approx 300 \text{psec}$ の値が得られている. 実際に粒子の通過時間は, 両側の PMT の時間で平均し, 上下のカウンター間での差によって求める. それより TOF システム全体の時間分解能は

$$300/\sqrt{2} * \sqrt{2} = 300$$

より 300psec の値が期待される.

\bar{p}/p の比を 10^{-6} まで求めるのに π^-, μ^-, e^- を \bar{p} と誤る確率が 10^{-4} 以下を要求した場合 1.3節で述べたように最大 1.2GeV/c までとなる.

第 3 章

New TOF カウンターの設計

一般に TOF システムは scintillator, light guide, PMT からなる TOF カウンターと, PMT の信号読みだしの回路からなる。それぞれに時間誤差の原因となる time jitter を持っていて, 時間分解能の高い TOF システムにするにはすべての time jitter を小さくする必要がある。現在の BESS の TOF システムにおいては読みだし回路の time jitter は $\sigma < 50\text{psec}$ であるのに比べ, TOF カウンターの time jitter は $\sigma \approx 300\text{psec}$ である。ここでは simulation program を用いた time jitter の小さい New TOF カウンターの設計について述べる。

3.1 New TOF カウンターの設計方針

TOF カウンターの設計にあたって, BESS detector の構造に起因する以下の制限がある。

1. Magnet の漏れ磁場による PMT の向きの制限。
BESS detector では空芯の magnet を使っており TOF カウンターの付近での漏れ磁場は 2Kgauss 近くにもなり通常の PMT は使えず, fine-mesh 型の PMT を磁場の flux line に軸を平行にして使わねばならない。
2. 重量および, 物質低減のため scintillator の厚さの制限。
荷電粒子の通過により生成される光子数は, scintillator の厚さに比例し, 厚い方が時間分解能には有利だが, 気球搭載用なので重量はできるだけ軽い方が好ましい。
3. 読みだしチャンネル数の制限による scintillator の幅の制限。
測定器全体の acceptance を変えることなく scintillator の幅を変更するには, PMT と読みだし回路のチャンネルの数を変更しなくてはならない。実装場所および消費電力より回路のチャンネル数は現状の 2 倍程度が限界である。

また TOF カウンターの time jitter の主な原因としては,

1. Scintillator の放射する光子の数と時間のゆらぎ。
2. Scintillator および light guide での減衰と光子ごとの光路差。

3. PMT 内部での電子走行時間のゆらぎ (Transit Time Spread 以下 TTS). および増幅率のゆらぎ.

などがあげられる. これらを評価した simulation の結果より TOF カウンターを設計した.

3.2 Simulation について

Simulation には GUIDE 7 [10, 11] を用いた. これは scintillation counter や Čerenkov counter の光学的な simulation を行うプログラムである.

このプログラムのしくみを簡単に述べると図 3.1 の様になる. simulation の際の入力 parameter として

- 光子を発生させる点
- Scintillator の time response function と生成する全光子数
- カウンターの形状
- 屈折率
- 減衰長

を与えることによって, 次の流れにそって simulation を行う.

1. 光子の発生時刻を scintillator の time response function にて決定し, 空間的に等方的に発生させる.
2. 光子が境界面に臨界角 ($\theta_c = \sin^{-1}(n_0/n_1)$) を越えて入射した場合は全反射して伝播する. また $\theta < \theta_c$ の場合は反射せずに突き抜ける.
3. PMT の光電面に入射した光子の情報を記録する.
4. これらの処理を生成する全光子の数だけ繰り返す.

この結果 PMT の光電面に入射した光子の位置, 角度, 時間などの情報が得られる.

この様に GUIDE 7 による simulation からは, PMT に到達した光子の数や時間分布などの情報が得られる. 到達した光子の数が多く, 時間分布の立上りが鋭く幅が小さいほうが, TOF カウンターの time jitter が小さくなる事が予想できる. しかしながら実際に TOF カウンターから得られる情報は, 到達した光子を PMT で増幅した信号の時間情報と電荷情報である. GUIDE 7 の結果には, PMT の効果が含まれないので TOF カウンター全体の time jitter を得ることができない.

そこで GUIDE 7 に以下の新たな機能を追加した.

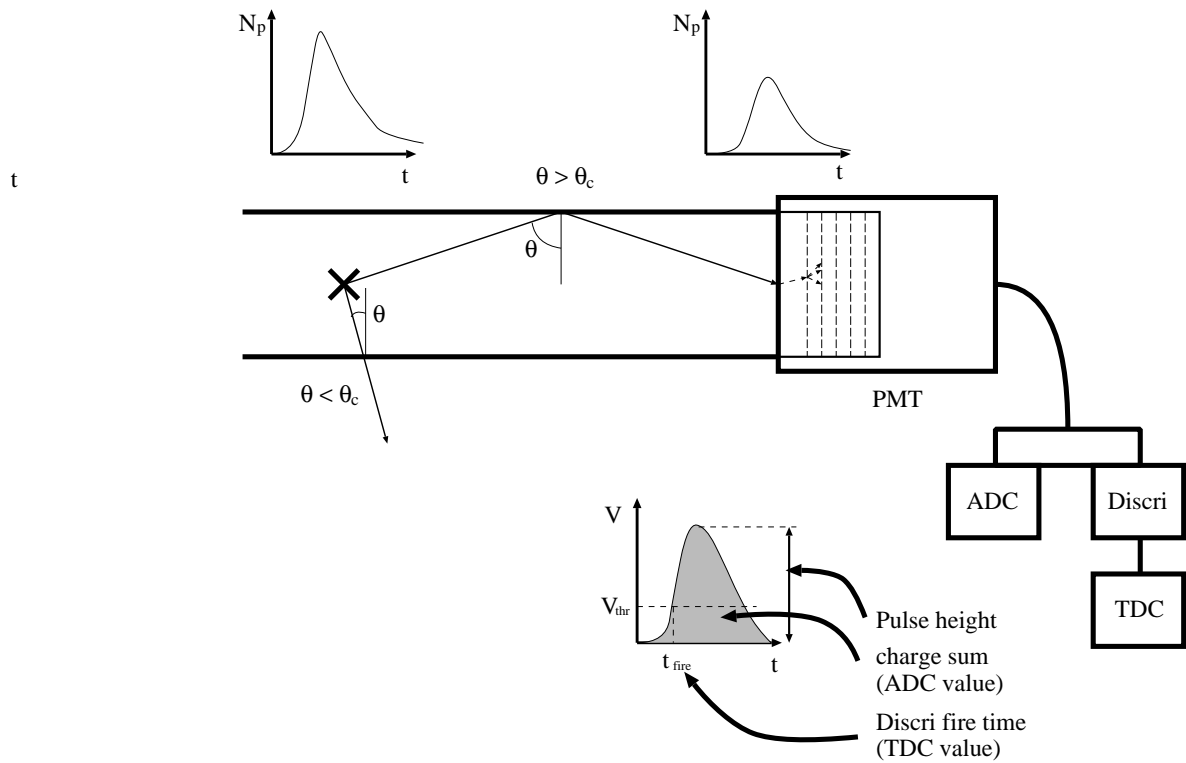


図 3.1: simulation のしくみ

5. PMT 内部での電子走行時間のゆらぎ (TTS) を考慮して, 光電面に到達した光子の時間情報に TTS による影響を加える.
6. TTS の効果を加えた光子の時間分布に従って, PMT の single photoelectron response の波形を重ね合わせる. またこの時の波高は実際の波高分布にしたがってばらつかせる.
7. 重ね合わせた波形が threshold を越えた時の時間情報 (TDC の値に相当), 波形の積分値 (ADC の値に相当), 波高などを記録する. これらの情報を 1 イベントの情報とする.
8. 1 ~ 7 の処理を指定したイベントの回数だけ繰り返す.

これらの機能の追加により, 実際の TOF カウンターから得られる TDC や ADC の分布を simulate したものが得られる. なおエレクトロニクスの誤差は考慮していない. これらの機能の追加に必要な parameter は

- PMT の TTS の分布関数.
- PMT の single photon の波形および波高分布.
- threshold の値.
- event 数

scintillator & light guide	light output (% anthrac.)	τ_{rise} (nsec)	τ_{decay} (nsec)	fwhm (nsec)	λ_{peak} (nm)	λ_{att} (cm)	n
NE102A	65	0.9	2.4	2.7	423	250	1.58
NE110	60	1.0	3.2	4.2	434	400	1.58
NE110	50	-	4.0	5.3	434	400	1.58
BC404	68	0.7	1.8	2.2	408	140	1.58
BC408	64	0.9	2.1	2.5	425	210	1.58
BC412	60	1.0	3.3	4.2	434	210	1.58
BC420	64	0.5	1.5	1.3	391	140	1.58
light guide	-	-	-	-	-	400	1.49

表 3.1: scintillator と light guide の特性

がある。また角度による反射率は、全反射 (100%) か、突き抜け (0%) としか評価していなかったが、角度による正しい反射率を計算し、臨界角以下でもある反射率で反射するようにした。

3.3 入力 parameter の測定

Simulation を行うには、前節で挙げた parameter が必要である。ここでは今回 simulation に使用した parameter の決定方法について述べる。

3.3.1 Scintillator と light guide

まず scintillator 中を、荷電粒子が通過した時に発生する全光子数と時間分布、及び光子が伝播する媒質である scintillator と light guide の屈折率と減衰長を知る必要がある。

scintillator の時間分布はメーカーの測定値が立上りと立下がりの時間で、scintillator と light guide の屈折率と減衰長もメーカーより示されている。これらの値を表 3.1 に示す。今回はこれらの値はそのまま使用した。

そこであと必要な、最小電離荷電粒子が通過した時に発生する光子数を測定して求めた。測定に用いたセットアップを図 3.2 に示す。使用した scintillator は simulation と比較しやすいよう単純な形状にして、内部で全反射する光子以外は吸収するよう黒紙で包んだ。この装置で実際に測定した光子数が、simulation と一致するように、入力 parameter を決定すればよい。

使用した PMT は、LED を使った light pulser での測定より、ADC の peak と光電子数 (Number of PhotoElectron: N_{pe}) の関係が求められている。 N_{pe} は ADC の peak に比例するので、scintillation 光による N_{pe} が求められる。そして PMT の光電面での量子効率を Q_{eff} 、光子数を N_p とすると $N_{pe} = N_p * Q_{eff}$ の関係があるので光子数が求められる。PMT の量子効率のグラフを図 3.3 に示す。また今回は simulation 実行の計算時間の短縮のため、PMT の量子効率 = 1 として

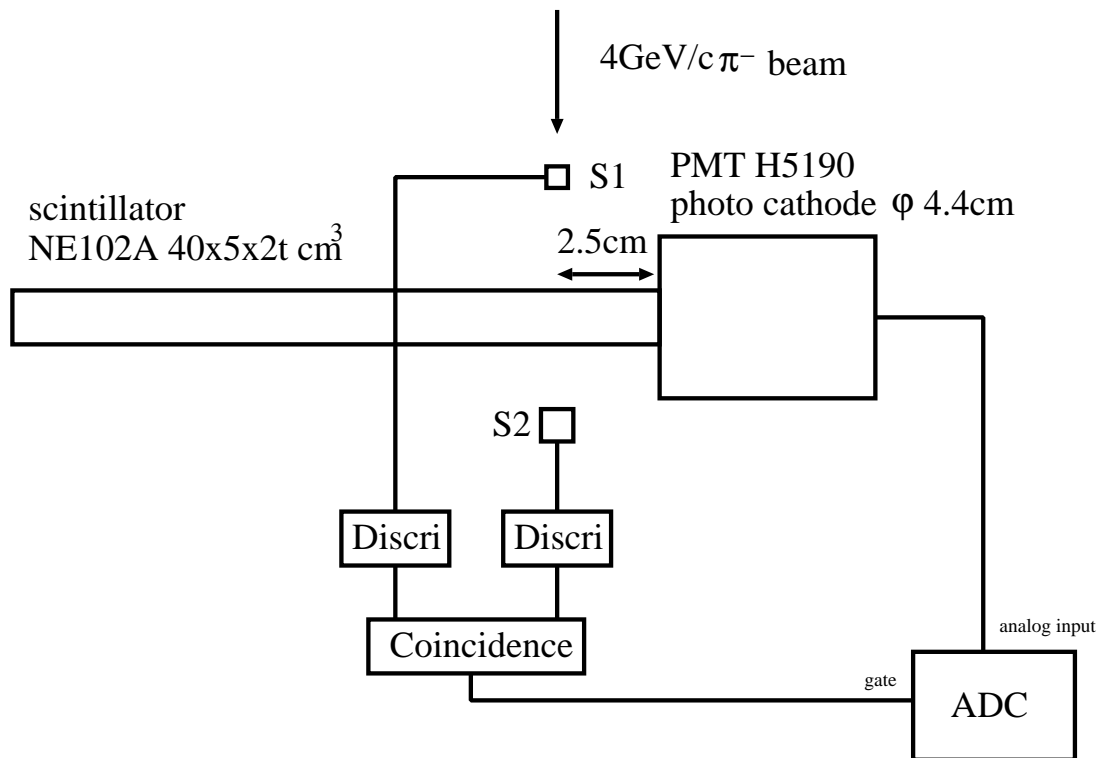


図 3.2: Npe 測定の設定アップ

生成光子数に光電子数を用いている。

測定した結果は $N_{pe}=986$, simulation の結果は生成光電子数を 2800 個で $N_{pe}=970$ である。この結果より scintillator の厚さ 1cm あたり 1400 個の光電子が発生するという仮定で今後の simulation を行う。

3.3.2 PMT

現在 BESS で使用している PMT のデータを表 3.2 に示す。しかしこれだけでは simulation には不十分なので TTS と single photoelectron response の波形と波高分布を測定した。測定は

有効光電面面積	36mm dia.
ダイノード	Fine Mesh / 19 stages
最大印可電圧	2300V
Rise Time	2.5 ns
T.T.S.	0.44 ns(FWHM)
Gain	$3 * 10^6$ (TYP. at 1900V)

表 3.2: H2611SXA のデータ

Typical Spectral Response and Emission Spectrum of Scintillator

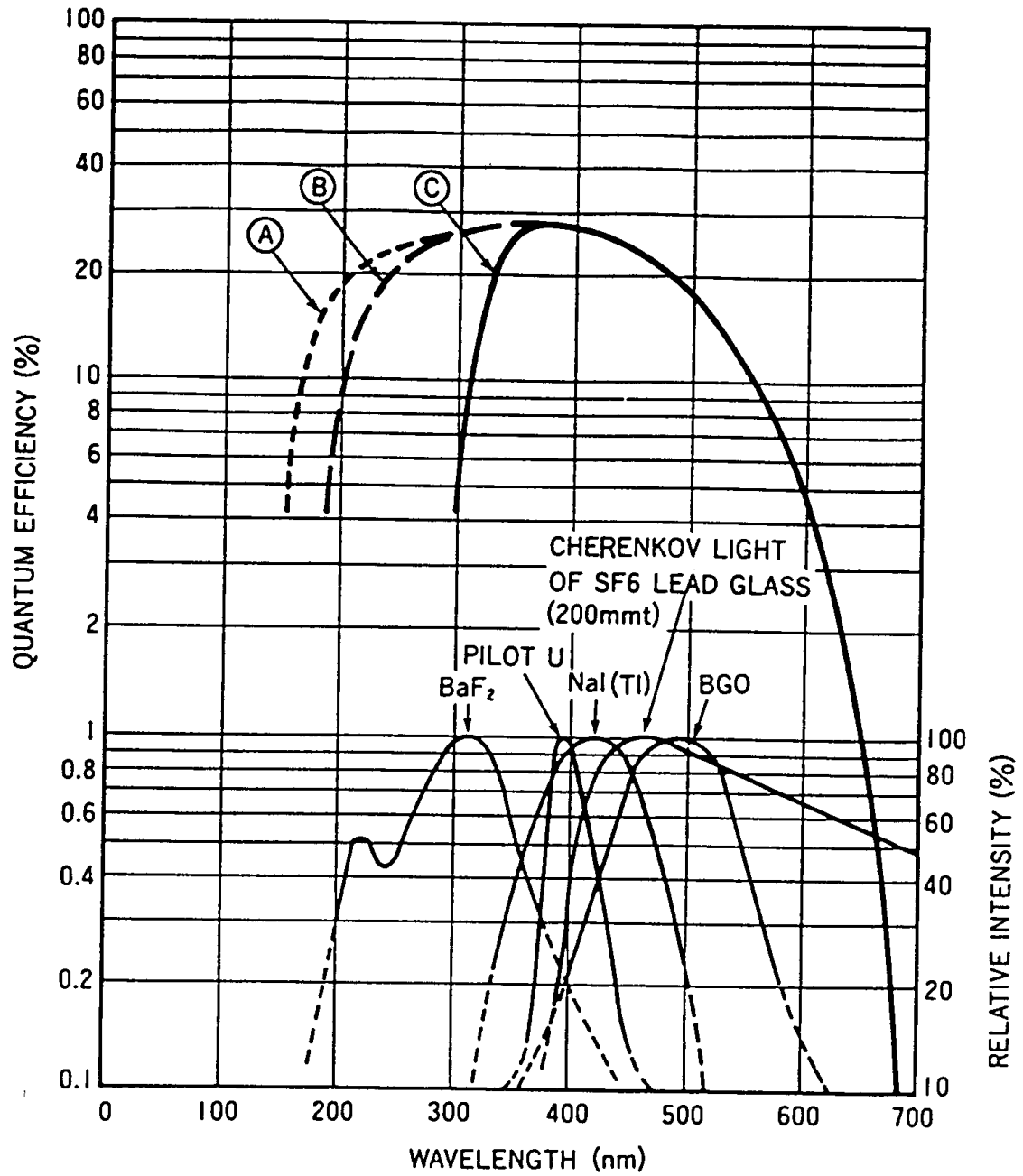


図 3.3: PMT の量子効率

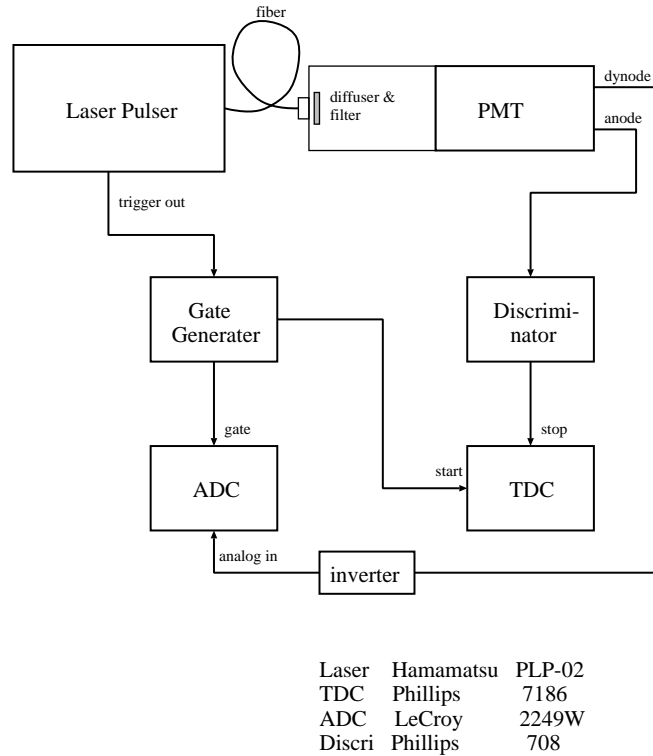


図 3.4: laser を用いた PMT の特性測定の設定アップ

図 3.4 の set up で行った。使用した laser pulser は波長 410nm, 出力の安定性 $1\%/^{\circ}C$ 以下, 出力パルス幅 50ps 以下, 発振タイミング安定度 $10ps/^{\circ}C$ 以下で高速光検出器のパルス応答測定に適している。TTS の測定の際タイミングの reference は laser pulser のトリガ出力を十分正確とみなし TDC の start 信号に使った。laser pulser の出力は diffuser で PMT の光電面全体に照射するようにし, filter で計数率を落とし laser の 1 パルスあたりの光電子数が 1 以下になるようにした。波形の観測にはデジタルオシロスコープを用いて, TTS と波高分布の測定は ADC と TDC を用いた。

まず波形の観測を行った。測定した single photoelectron の波形を図 3.5 に示す。この波形の立上りはガウス分布, 立下がりには指数関数で近似できることがわかったので simulation の波形はこの関数を使うことにする。

次に波高分布を測定した。測定した single photoelectron の ADC の分布を図 3.6 に示す。ADC は pedestal を引いた値である。ADC の値 0 付近に pedestal と思われる鋭い peak があり filter による光子の減衰が充分でかなりの event が $N_{pe} = 0$ であることが分かる。ADC の pedestal の値を cut した分布を図 3.7 に示す。この分布をガウス分布の一部で fit するとよく一致した。この分布の平均値を \overline{adc} , fit したガウス分布の標準偏差を σ とすると

$$\sigma = (1.4 \sim 1.5) * \overline{adc}$$

の関係があることが分かった。また PMT の電圧を変化させても, この関係があることが分かっ

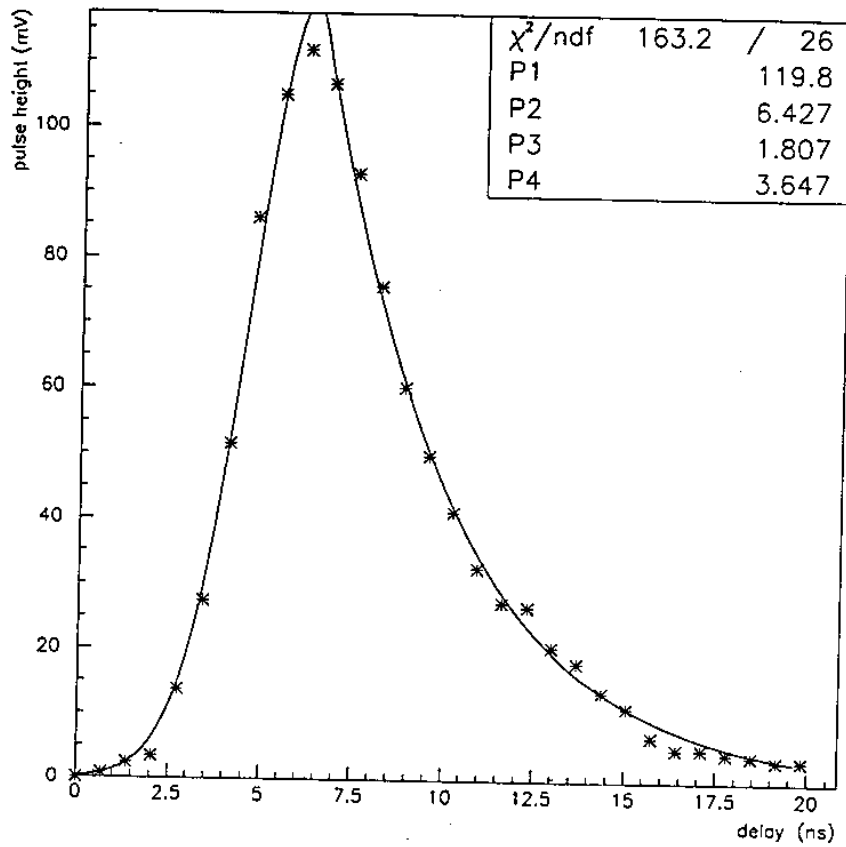
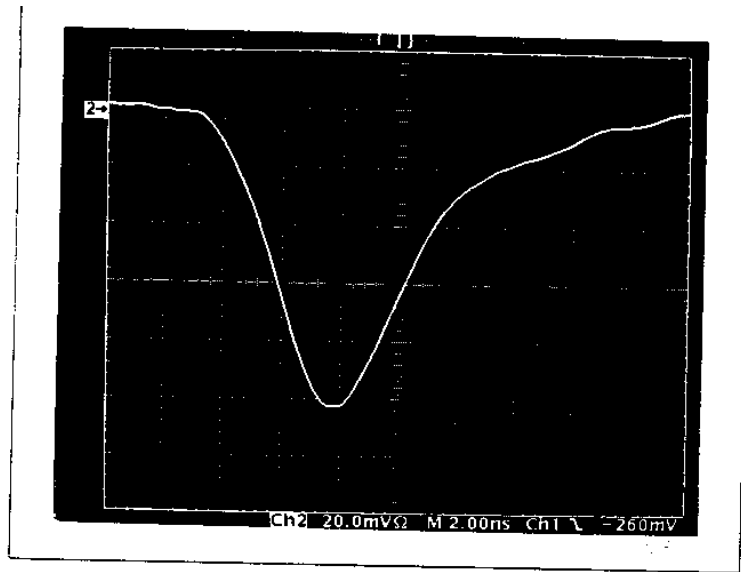


図 3.5: PMT の single photon の波形

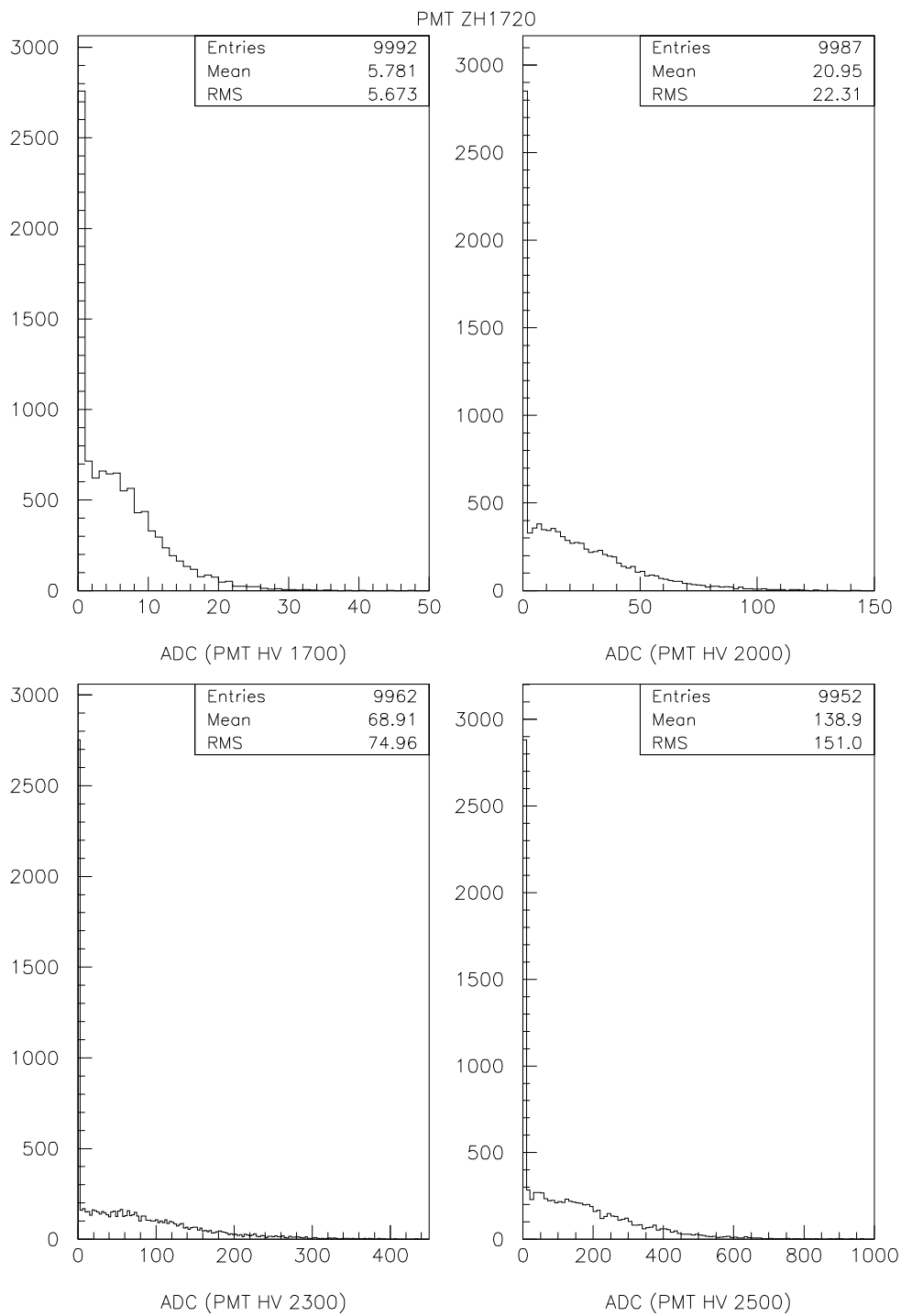


図 3.6: PMT の single photon の波高分布

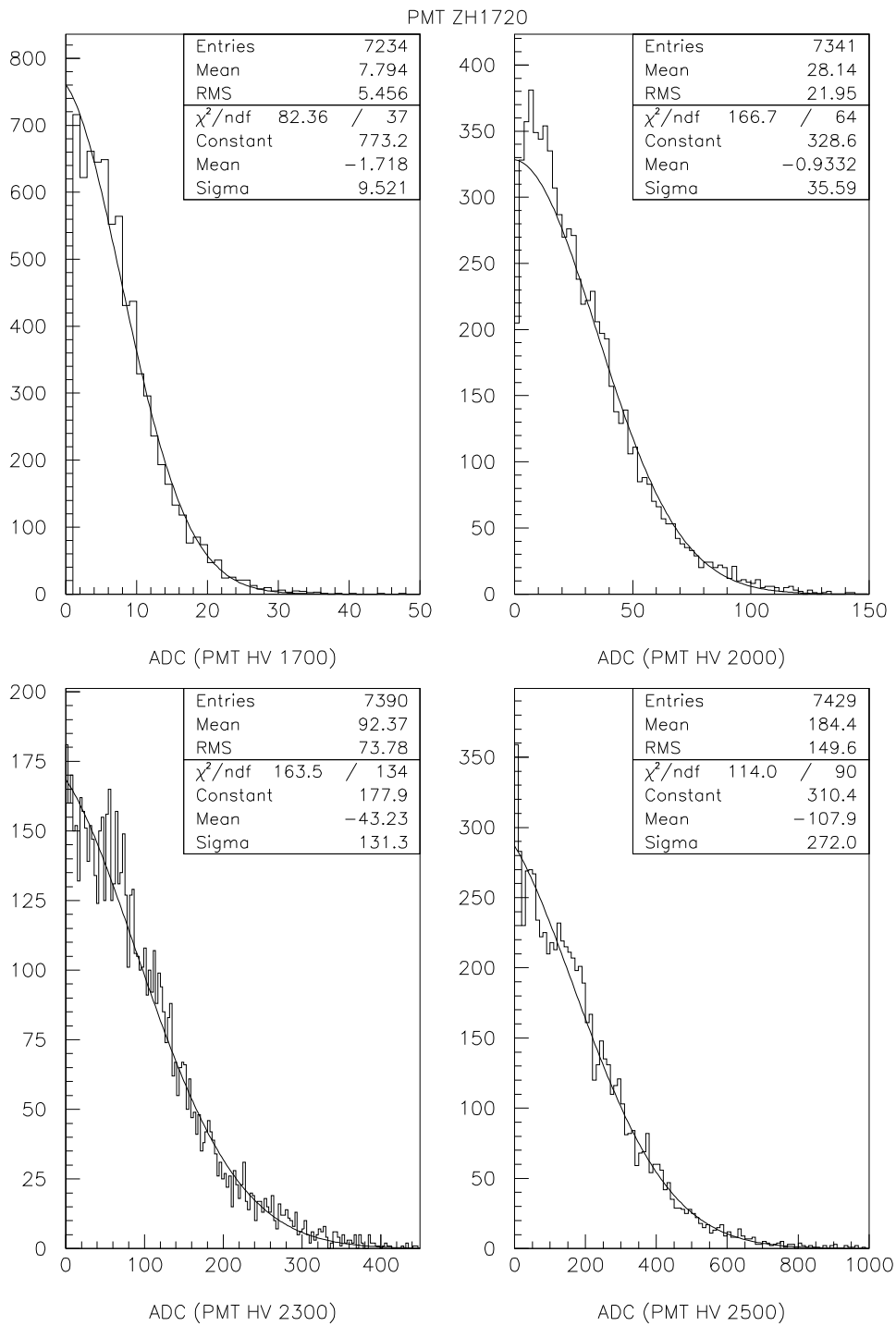


図 3.7: PMT の single photon の波高分布

た. simulation での波高分布はこの関数を使うことにする.

そして TTS の測定を行った. 測定した TDC の値は, 実際の TTS による time jitter の他に, 波高のばらつきによる time walk が含まれている. そこである範囲の ADC の値のイベントのみを用いることで, 波高が一定になるようにした. mean 付近のイベントを用いた TDC の分布を図 3.8 に示す. この分布は立上りをガウス分布, 立下がりを指数関数で近似できることがわかったので, simulation の TTS にはこの分布を使うことにした.

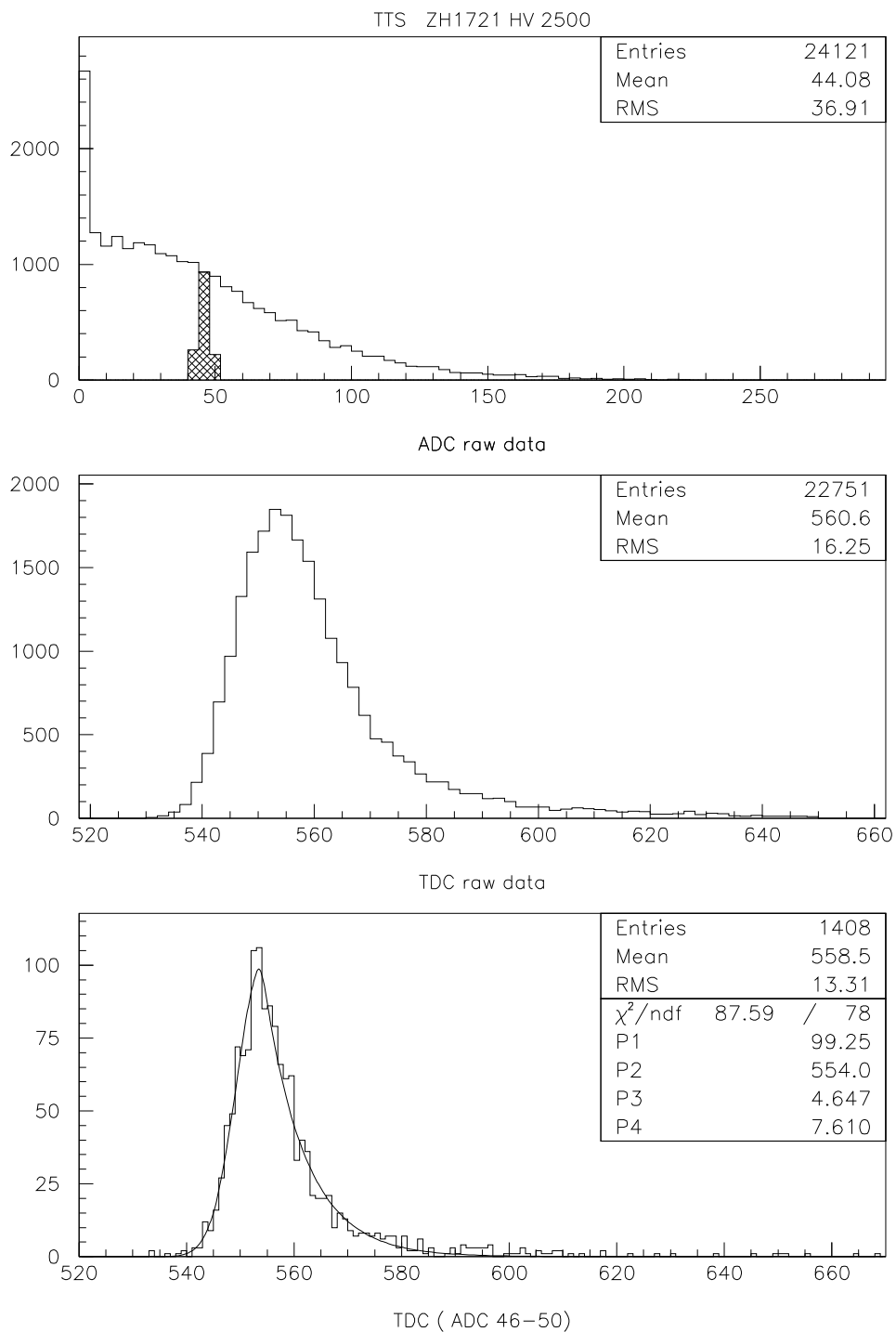


図 3.8: PMT の TTS 分布

3.4 simulation の結果

TOF カウンターの形状を決める際、最初に scintillator の幅と厚さを決めることにした。simulation に用いた形状を図 3.9 に示す。また simulation のパラメータには、scintillator は BC404 の値を、PMT は H2611SXA の値を、threshold は 10mV の値を使用した。

3.4.1 Scintillator の幅

まず scintillator の厚さを一定にして幅を変化させて simulation を行ったものについて行なった。light guide の形状は単純な fish tail 型にした。scintillator の厚さは一定なので生成される光子数は一定である。

simulation の結果を図 3.10 に示す。結果は幅が小さいほど PMT に入る光子数が増加し time jitter が減少することを示している。幅を変えることにより scintillator の断面積が変化し、PMT との光学的な結合を考えると scintillator の断面積と PMT の光電面の面積が近づくことによると考えられる。しかし前にも述べたように本実験では scintillator の厚さと幅に制限があり、断面積の大きい scintillator $20 \sim 40\text{cm}^2$ と PMT の光電面 $\phi 3.6\text{cm}$, 10.18cm^2 を light guide で光学的に結合しなければならない。simulation の結果から、scintillator の幅を小さくし断面積が PMT の光電面の面積に近いほど light guide による損失が少なくなり PMT へ到達する光子数が増加して time jitter が小さくなると考えられる。

3.4.2 Scintillator の厚さ

次に simulation は scintillator の幅を一定にして厚さを変化させた。形状は単純な fish tail 型にした。scintillator で生成する光子数は厚さに比例させた。結果を図 3.11 に示す。結果は PMT に入る光子数は厚さに比例して増加し、それにしたがって time jitter は減少した。また time jitter は光子数の平方根の逆数に比例している。

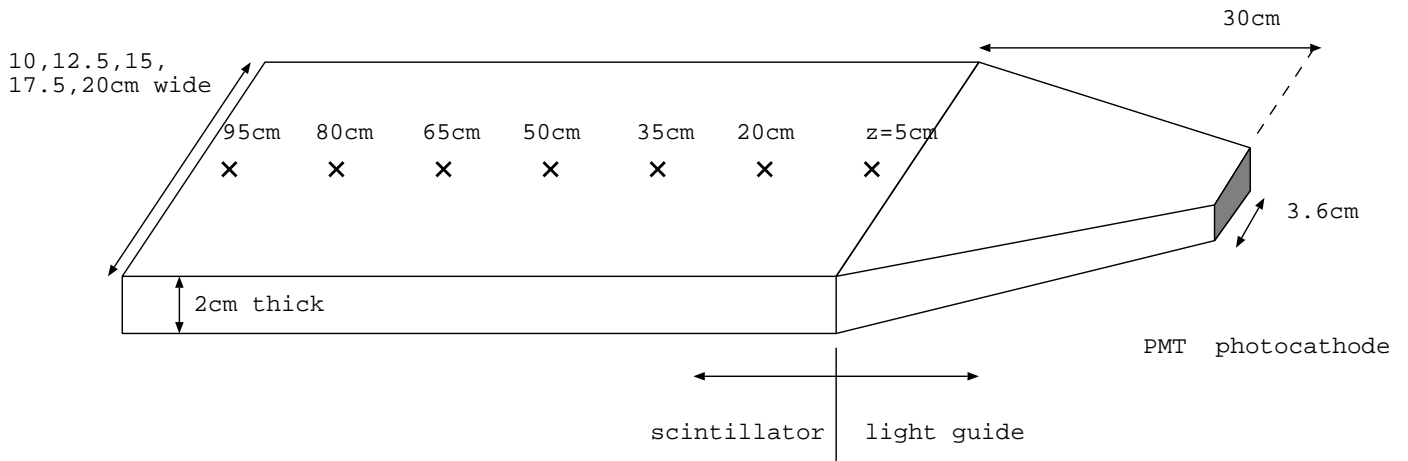
simulation の結果は、scintillator の厚さは厚いほど、幅は狭いほど time jitter は小さくなる結果となったが、カウンターの重量や物質量を増やしたくないという要請があり、scintillator の厚さは現在と同じ 2cm として、幅を小さくして time jitter を小さくする方針にする。

3.4.3 Twisted strip と fish tail

次に light guide の形状を決める。平らな scintillator と PMT を結合する light guide には主に twisted strip 型(以下 TW) と fish tail 型(以下 FT) がある(図 3.13)。そこで図 3.12 に示すように、厚さ 2cm で幅が 10cm と 15cm の scintillator に TW と FT の light guide の組合せ計 4 種類の simulation を行なった。

TW の simulation は図 3.12 に示した様に scintillator と light guide の形状を同じ断面積の直方体で近似した。GUIDE7 では strip をひねった複雑な、TW の形状を表現できないので、GUIDE7 の作者も TW を同じ断面積の直方体で近似している。そしてひねったことによる光子の損失は

Width



Thickness

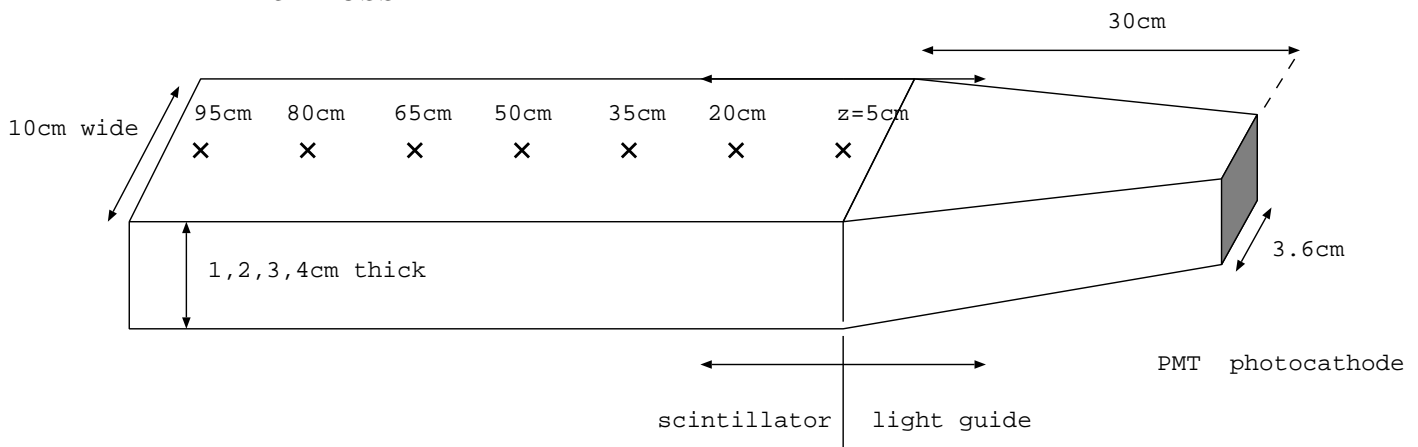


図 3.9: simulation の条件 scintillator の幅と厚さを変える

Width

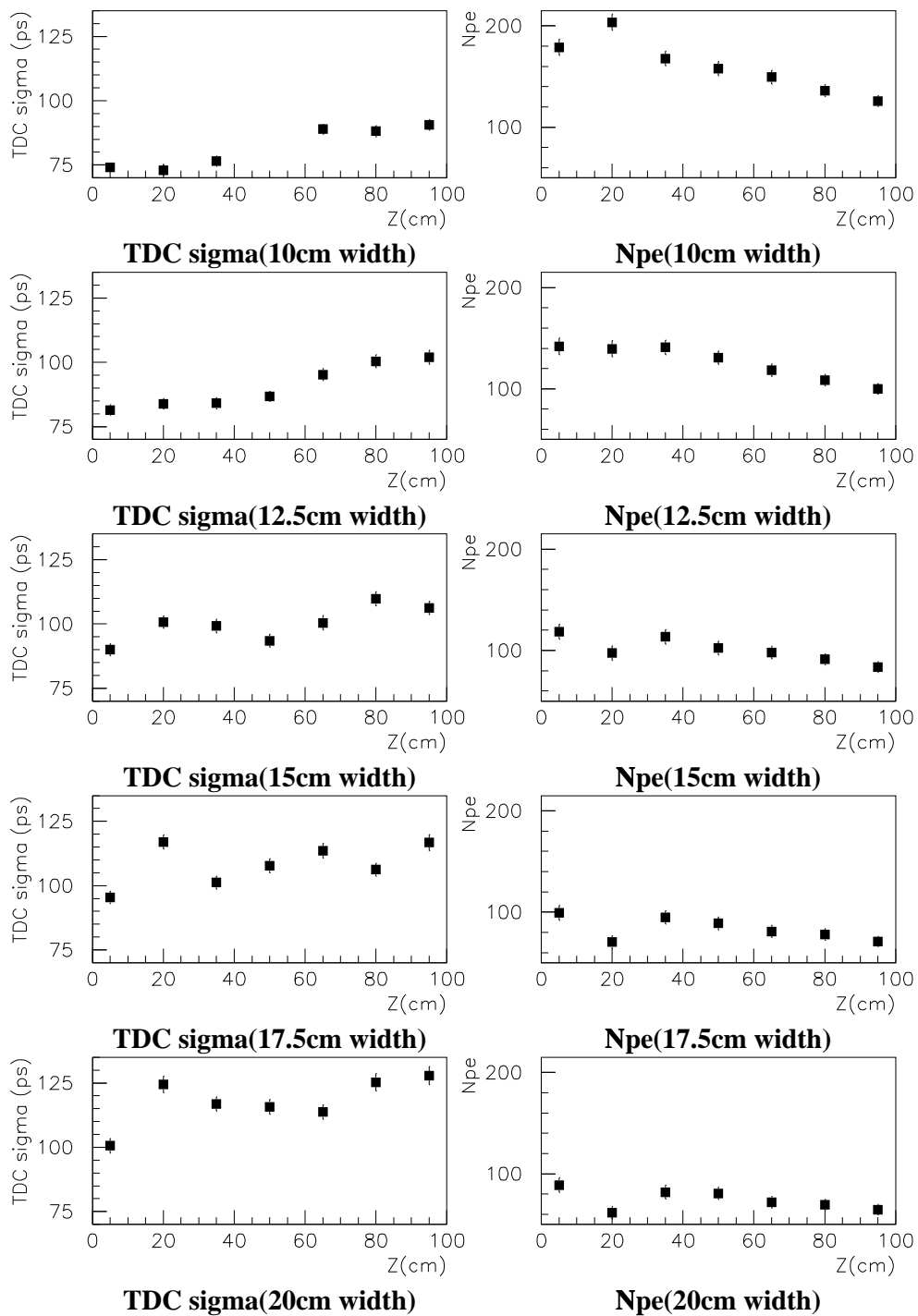


図 3.10: simulation の結果 scintillator の幅を変える

Thickness

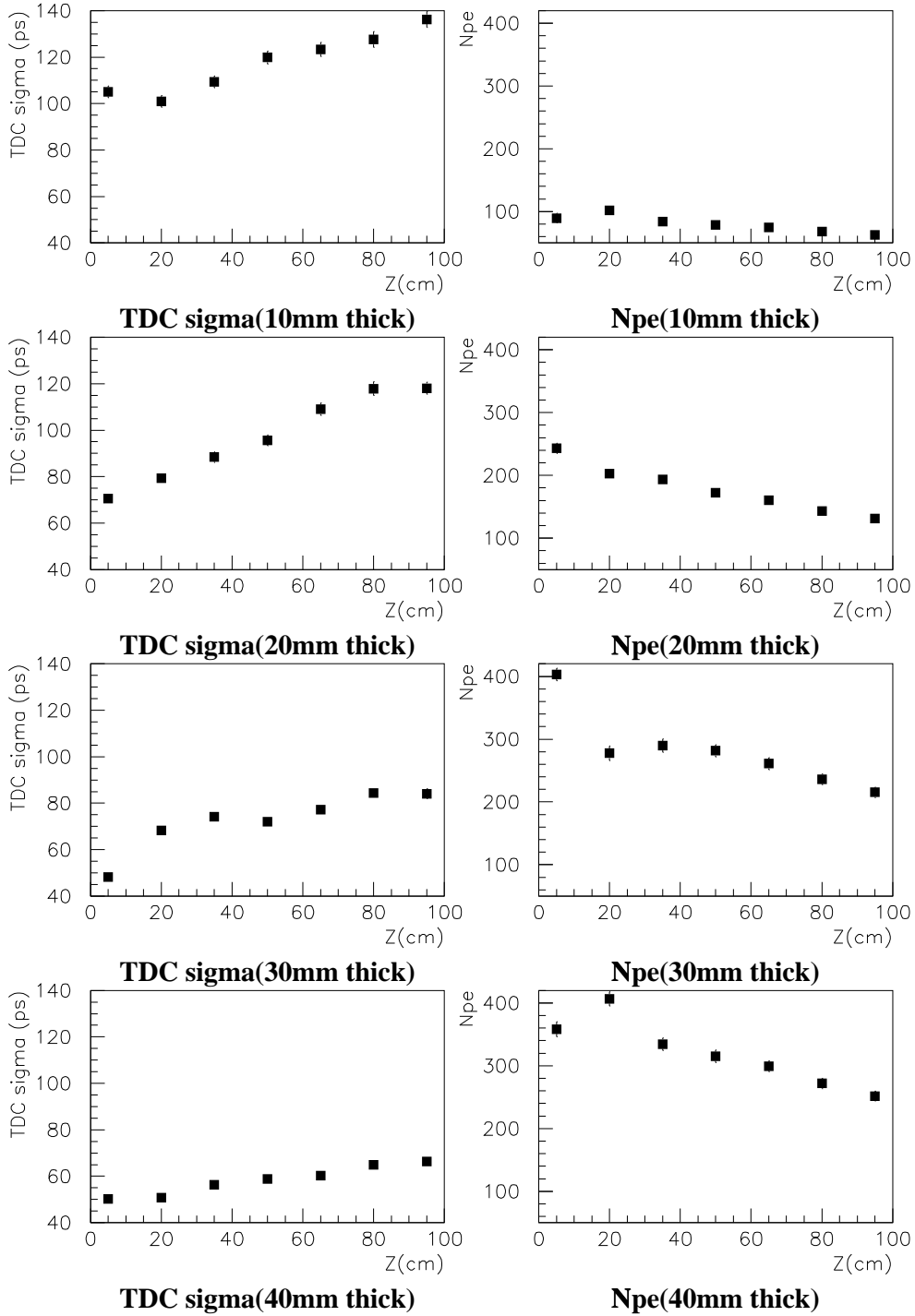
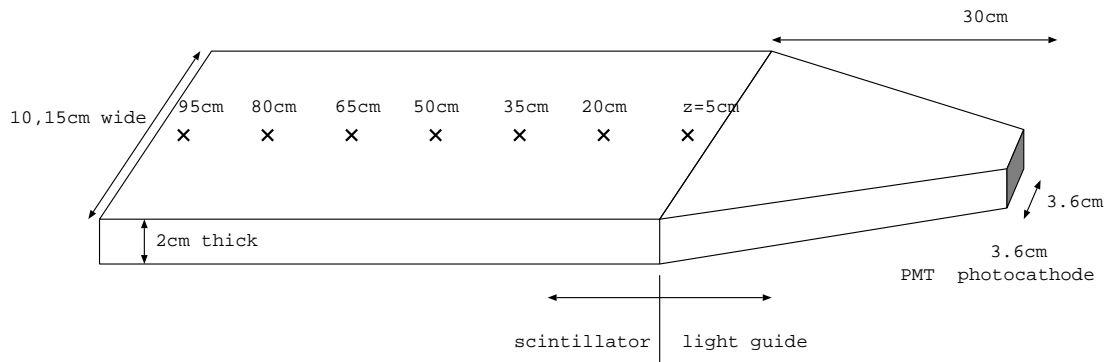
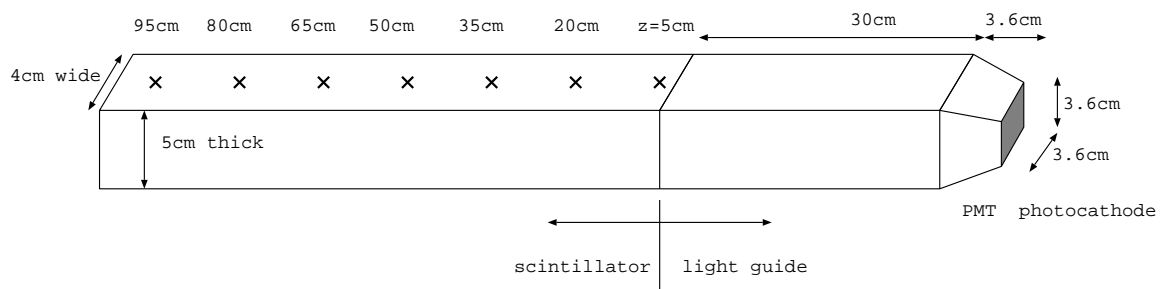
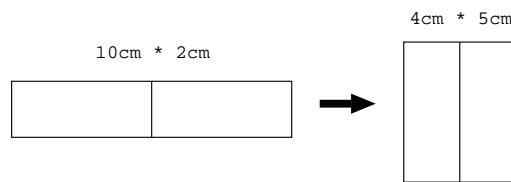


図 3.11: simulation の結果 scintillator の厚さを変える

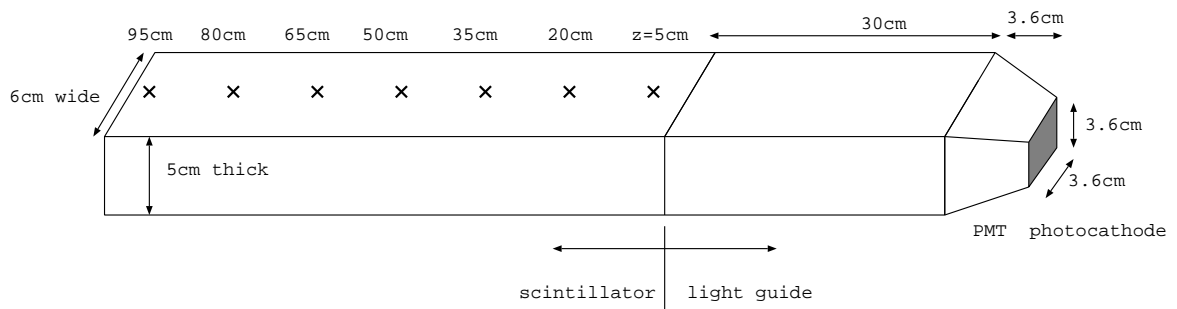
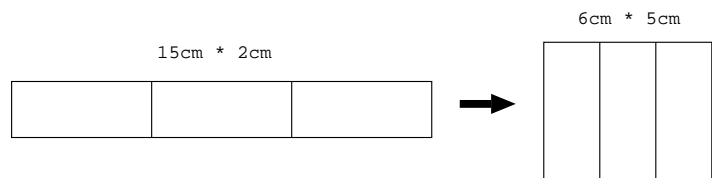
10, 15cm wide Fish Tail



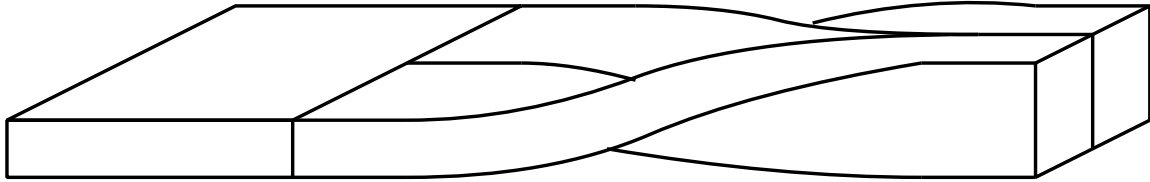
10cm wide Twist



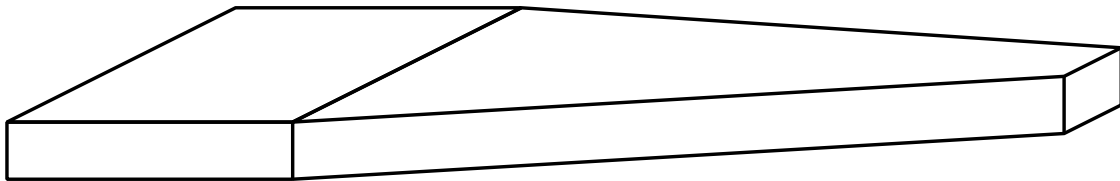
15cm wide Twist



☒ 3.12: simulation の条件 Fish Tail と Twisted Strip(1)



Twisted Strip Type Light Guide



Fidh Tail Type Light Guide

図 3.13: Twisted strip 型と Fish tail 型 light guide の例

図 3.14に示す様 strip の厚さと曲率半径の比 (W/R) から求めている. しかし今回は light guide を発泡スチロールで試作したところ W/R は 0.1 程度だったので, ひねりによる損失は考慮しないことにした.

simulation の結果を図 3.15に示す. 幅による影響はこれまでの simulation の結果と同じく幅の小さいほうが光子数が多く time jitter が小さくなっている. TW と FT では TW の方が光子数が多く time jitter が小さくなっている. 過去の多くの論文では TW の方が FT より光量が多く time jitter が小さいとしている. この simulation も同様の結果である. その理由としては, TW はひねりの影響を無視すると直方体そのままの形状を光が通過するのに対し, FT は平行で無い面が存在するため, 光子がその面で反射するごとに進む角度が変化し, その面で反射した光子と反射しない光子との間に光路差が生じ time jitter の原因となる. また TW では光電面まで到達できる光子も, FT では角度が変化していく間に, 面となす角度が臨界角以下になり, 光電面まで到達できない場合もある. そのため全体の光量は TW の方が多くなる.

今度は各カウンターを実際に搭載するものに近い形にするため PMT の向きを 90 度に傾けて simulation を行った. simulation に用いた形状を図 3.16に示す.

その結果を図 3.17に示す. 幅による影響は以前の simulation と同じであるが, TW と FT を比較すると FT の方が光量は少ないが time jitter が小さくなっている. TW の方が厚さがあるため 90 度に傾けるときに, 光路差が生じやすいためと思われる.

今回 PMT を傾けて使う場合は, TW と FT はあまり差が出ない結果となった. TW は FT に比べて加工が難しく, 設置した時に厚さがあり場所を必要とする. 両者の性能に大きな差がないので, light guide は FT 型で今後の評価を行なうことにした.

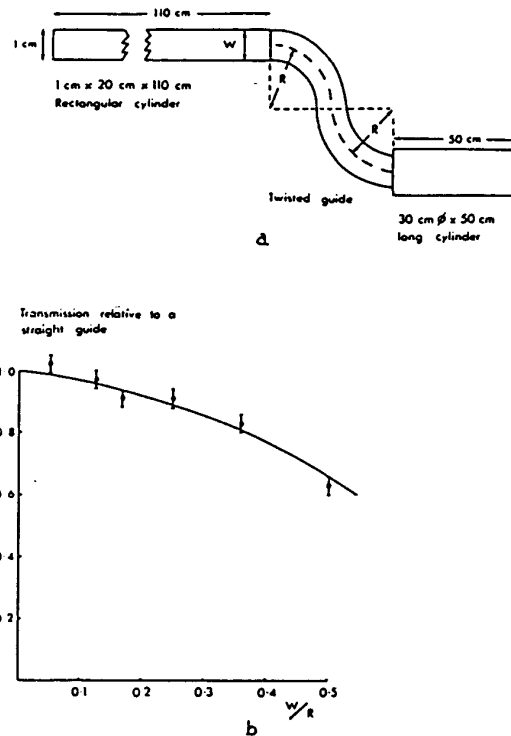


図 3.14: ひねりによる光量の損失

3.4.4 Fish tail の形状

次は FT の形状を変化させて simulation を行なうことにした。

FT 型の light guide に図 3.18 のように平行な部分をいれてその影響を調べるため simulation を行った。PMT の傾きは 90 度と 60 度の 2 種類、平行な部分の長さは 5cm おきに変化させた。light guide の長さは、実際の BESS 測定器における、磁場の分布と PMT の角度から決定した。BESS 測定器の磁場の flux line を図 3.19 に示す。

simulation の結果を図 3.20, 3.21 に示す。平行な部分の長さ L の変化による影響は、光子を light guide 近傍で発生させた場合に (Z が小さい場合)、顕著に現れる。 L が小さい時、 Z の小さい領域で、光子数及び time jitter に、正または負の peak が見られる。そして L を大きくすると、この peak はなくなる。peak の生ずる原因としては、異なる Z 依存性を持つ 2 つ以上の効果の相乗作用で起きると考えられる。その作用として

- 光子の発生点が $Z=0$ に近づく程、PMT の光電面に直接入射する立体角は増加し、光子数は増えて time jitter は小さくなる。
- 光子の発生点が $Z=0$ に近づく程、FT の傾いた面に入射する光子数は増加する。FT の傾いた面からの反射によって、PMT の光電面に到達することはあまり期待できない。そのため光子数は減り time jitter は大きくなる。

Twist 10,15cm wide, Fish tail 10,15cm wide

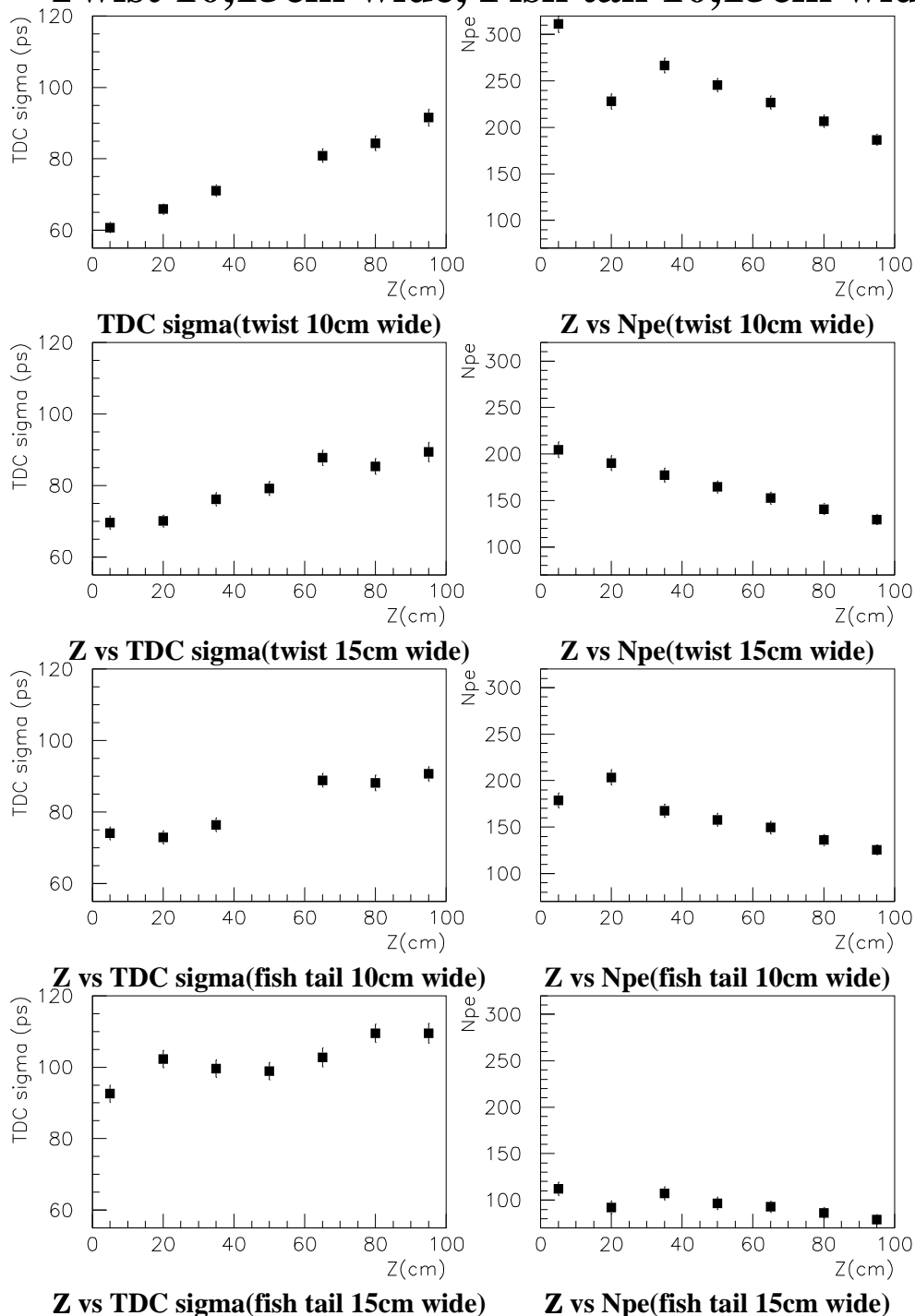
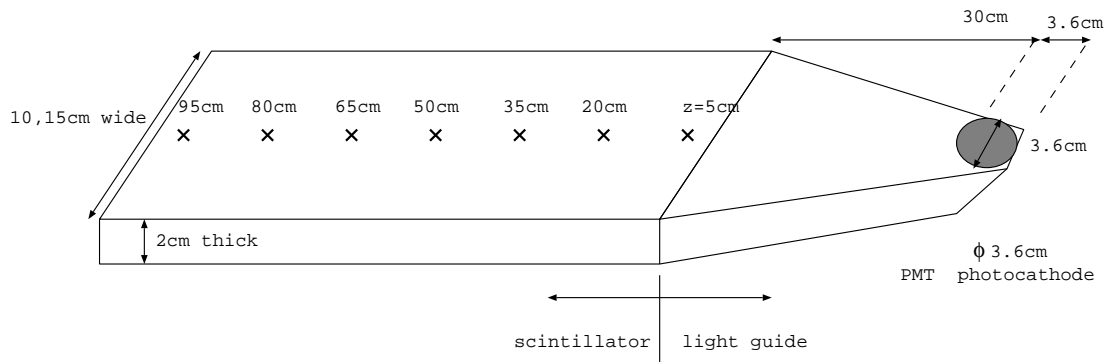
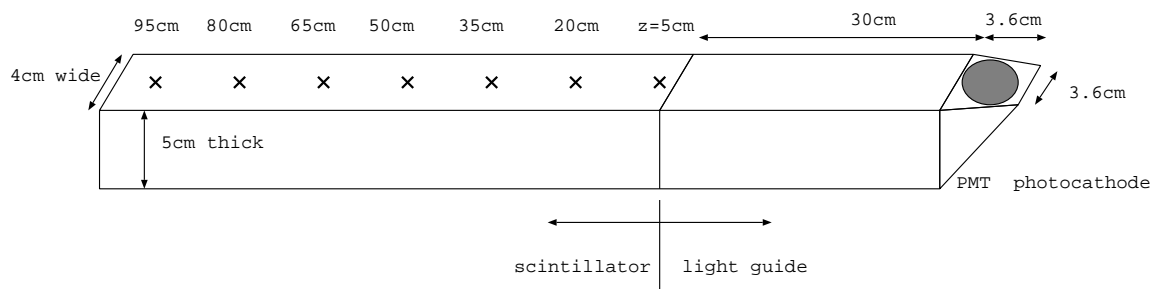
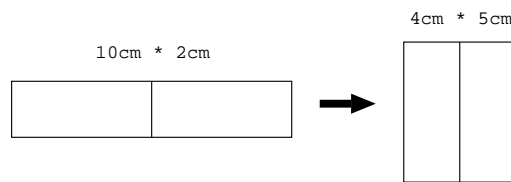


図 3.15: simulation の結果 Fish Tail と Twisted Strip(1)

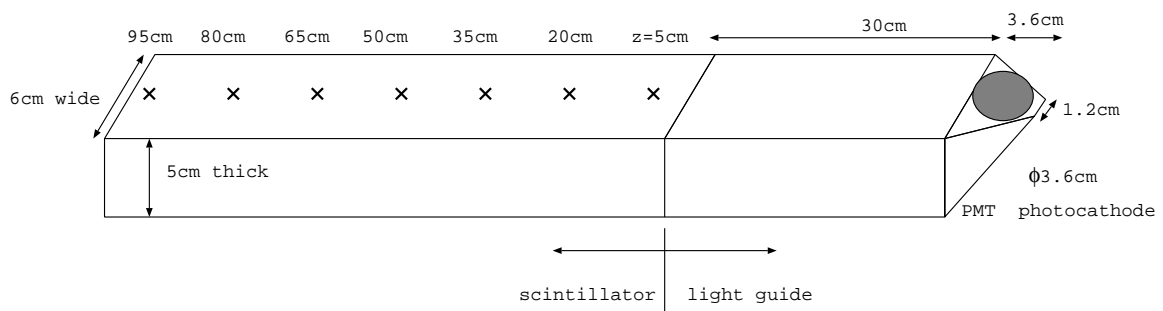
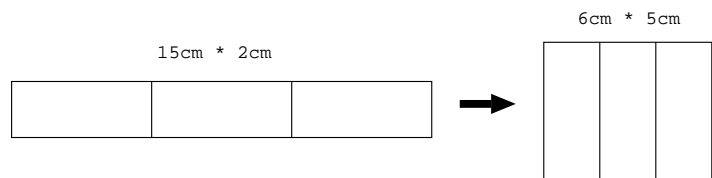
10, 15cm wide Fish Tail



10cm wide Twist



15cm wide Twist



☒ 3.16: simulation の条件 Fish Tail と Twisted Strip(2)

Twist 10,15cm wide, Fish tail 10,15cm wide

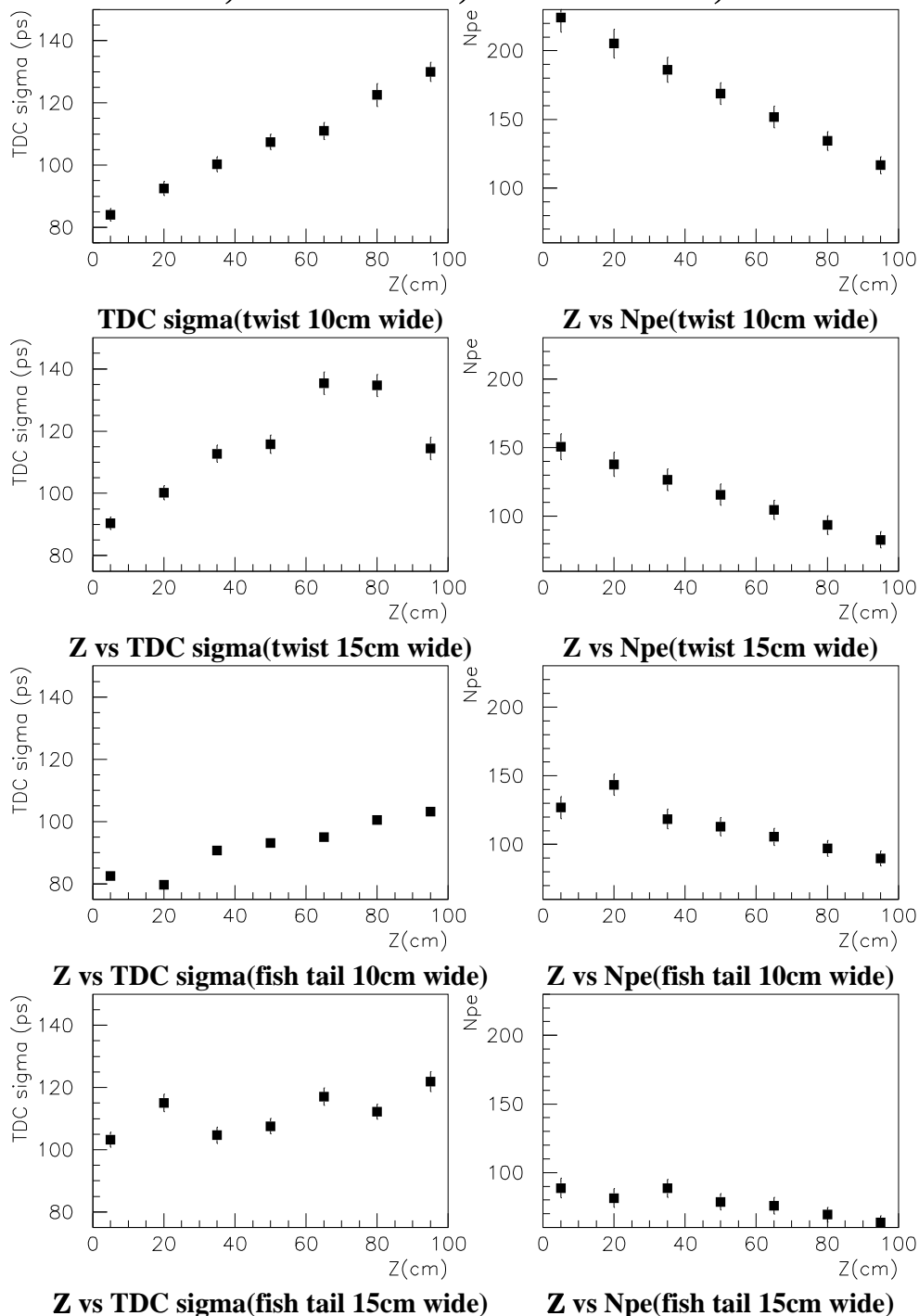


図 3.17: simulation の結果 Fish Tail と Twisted Strip(2)

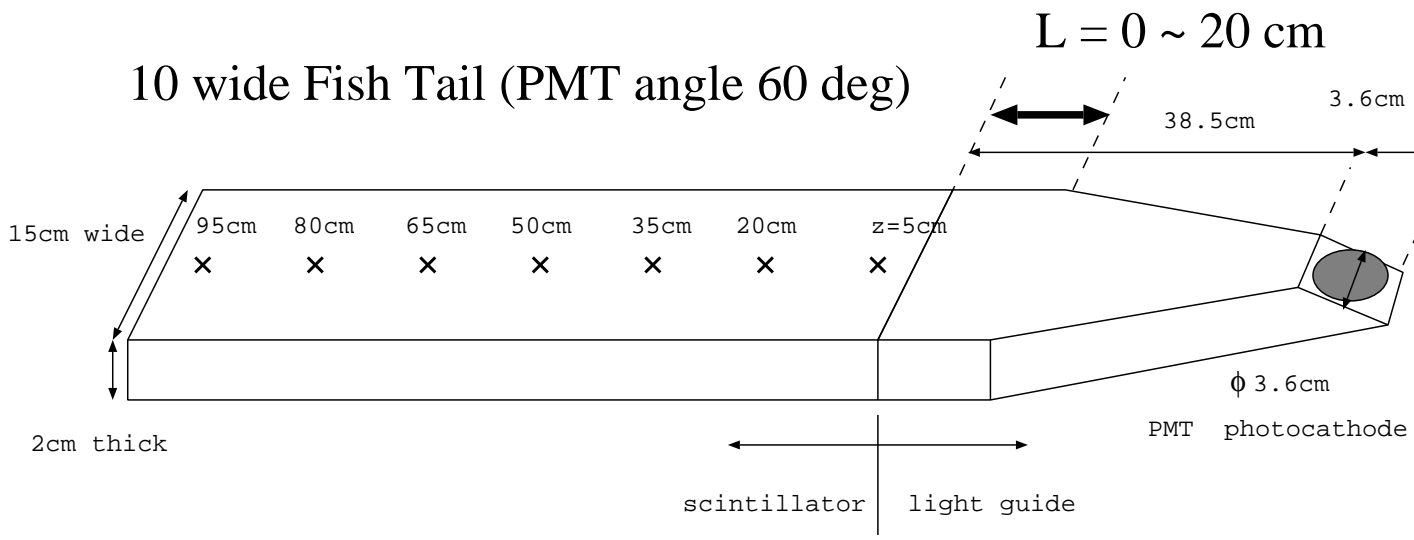
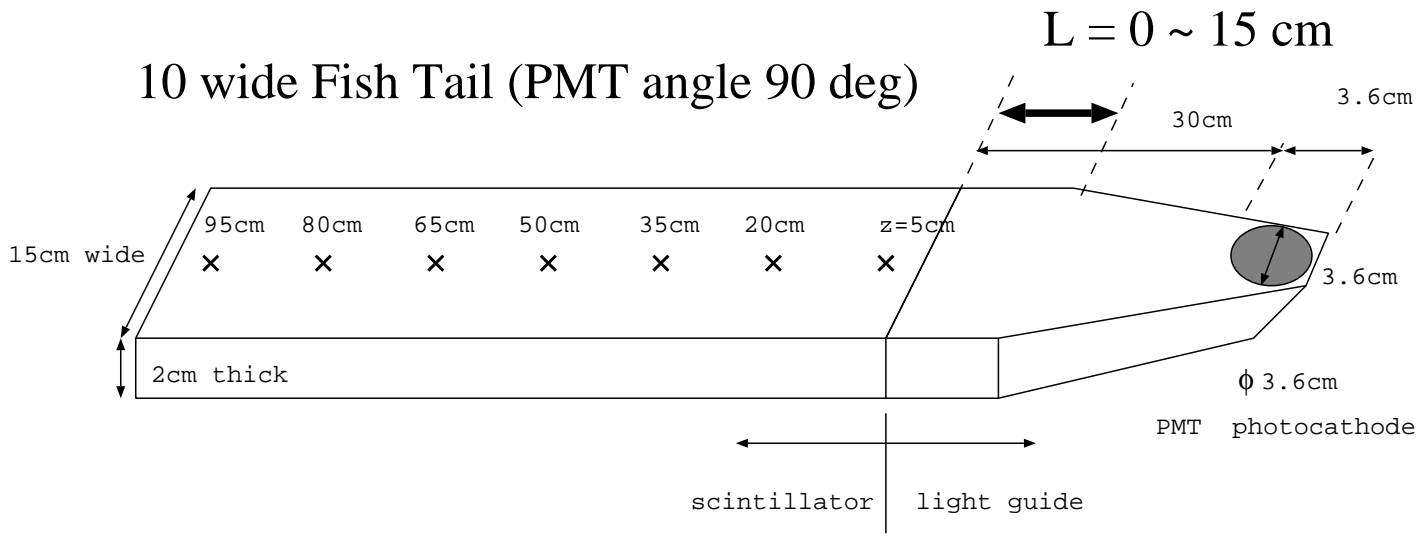
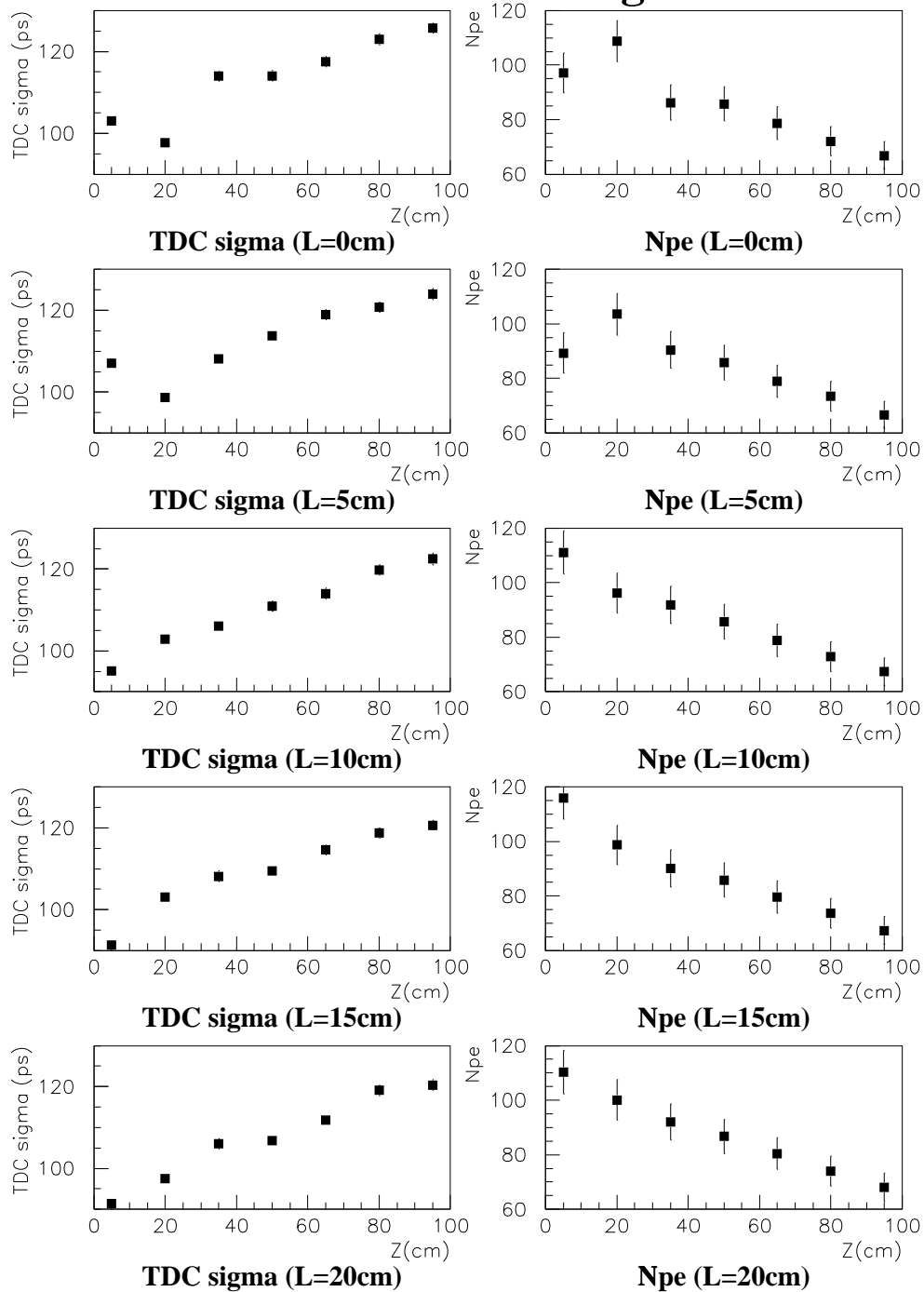


図 3.18: simulation の条件 Fish Tail の形状を変える

Fish tail 60deg.



☒ 3.20: simulation の結果 Fish Tail 60 度

Fish tail 90deg.

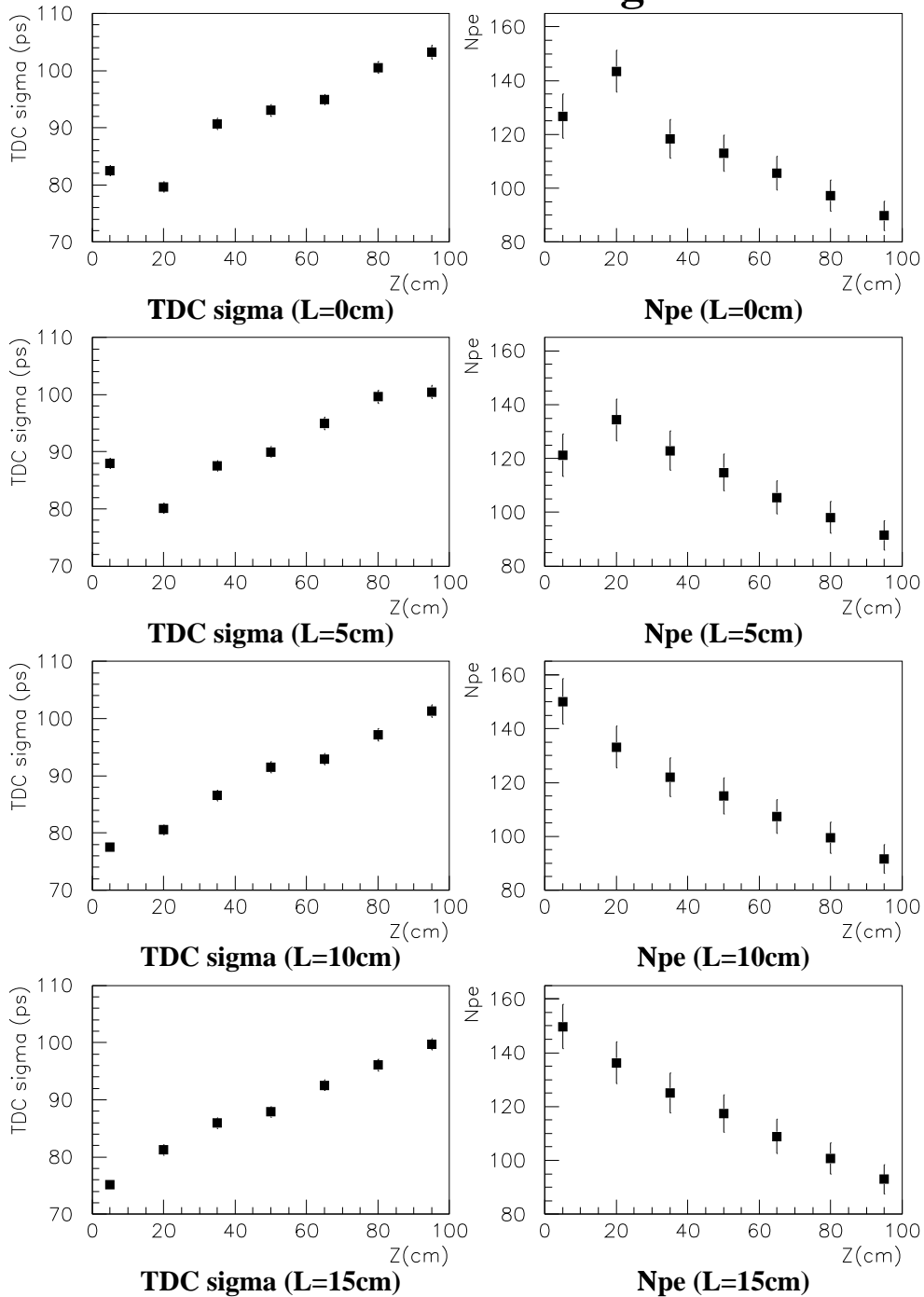


図 3.21: simulation の結果 Fish Tail 90 度

が考えられる。また L を大きくすると、FT の傾いた面との距離が増えて、peak の位置がずれていく。

実際にカウンターとして使用する場合、このような位置依存性は無い方が良いので、位置依存性がなくなるような平行な部分を作った方が良いことを、simulation の結果は示している。

また今回の simulation の結果では、PMT の角度は 60 度と 90 度の light guide では 90 度の方が time jitter が小さい結果となった。

第 4 章

New TOF カウンターの性能

simulation の結果を元に TOF カウンターの設計を行なった。その実際の性能を調べるため TOF カウンターを製作し、加速器の beam を当て時間分解能の測定を行なった。

4.1 TOF カウンターの製作

今回製作した TOF カウンターを図 4.1 に示す。

Scintillator 内で光子は等方的に発生する。長さが 90cm の scintillator になると発生した光子のほとんどが scintillator 内で数回の繰り返して light guide に到達する。そのため scintillator 中での光速 v_n は屈折率 n 真空中での光速 c とすると $v_n = c/n$ であるが、粒子の入射位置と PMT の時間情報から求めた scintillator 中での実効速度 v_{eff} は、数回の反射を繰り返し飛跡が長くなっているため v_{eff} は v_n に比べてかなり遅い。scintillator の n が 1.5 のとき v_n は約 20cm/nsec であるが v_{eff} は 16cm/nsec 程度である。等方的に発生した光子のうち TOF カウンターに関係があるのは全反射を繰り返して light guide に到達する v_{eff} の速い光子であり、 v_{eff} の遅い光子は ADC の値による time walk の補正の際に誤差の原因となる。そのため scintillator は全反射の光子のみを伝播させるため表面を研磨し、黒紙で包むことによって v_{eff} の遅い光子を吸収させた [12]。

Scintillator は BICRON 社の BC404 と BC420 を用いた。表 3.1 よりこれらの scintillator は現状の TOF カウンターで使用している NE 社の NE102A に比較して、response function の立ち上がりが速いが減衰長が短い。過去の論文 [13] によると大型の TOF カウンターの場合、scintillator 内での減衰を少なくして光子を多く集めることにより time jitter を良くするという考えで、減衰長を重視したものが多かった。そして現在の TOF カウンターもこの理由により NE102A を採用した。しかし最近では大型の TOF カウンターにおいて減衰長が短い response function の立ち上がりと時間幅が小さい scintillator のほうが time jitter が小さいという報告がある。文献 [14] によれば $200 * 6 * 4t(cm^3)$ の BC404, BC408, BC412 の time jitter を比較した場合 (BC412 は $5.5 * 4.2t$) BC408 と BC412 はほぼ同じで、最も減衰長が長く response function の立ち上がりと幅の小さい BC404 がこれらより良い結果を示している。BESS に必要な scintillator は 90cm と、200cm よりもさらに短いので BC404, BC408, BC412 の中では BC404 が最も良いことが予想さ

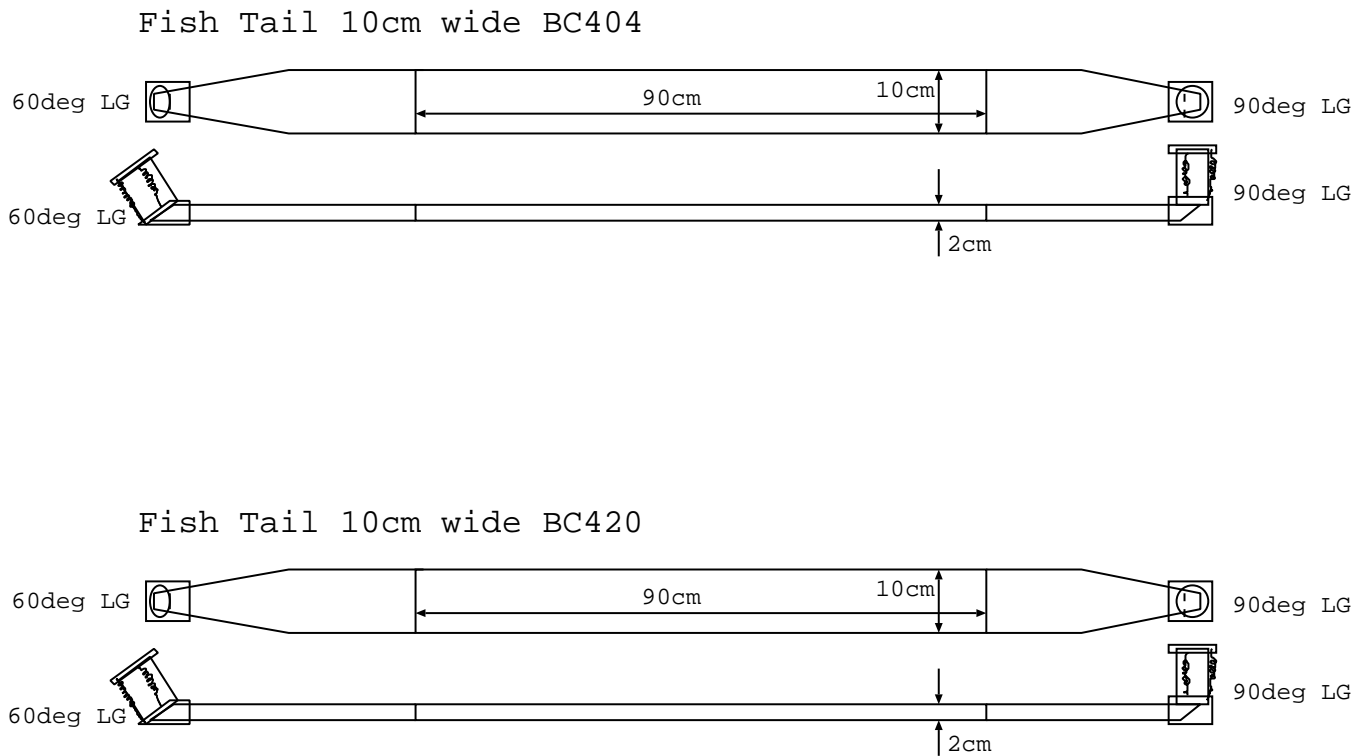


図 4.1: 製作した TOF カウンター

れる. そこで今回は BC404 と, BC404 よりさらに立ち上がりと時間幅の小さい BC420 を使用した. BC404 と BC420 を比較すると, 減衰長は同じで, response function は BC420 の方が立ち上がりと幅が小さく, 光量は BC404 の方が若干多い.

4.1.1 Light guide

Light guide は PMT の角度が 60° と 90° のものを製作した. 材質は light guide 用のアクリルである. scintillator と light guide の接着は透明エポキシ樹脂 (stycast 1266) で接着した. Light guide は aluminized mylar でゆるく包んだ. ゆるく包んだ理由は以下の通りである. アクリルと aluminized mylar の間に空気の層があれば, 臨界角を越えた光子は全反射をし, さらにアクリルの外に出た光子は aluminized mylar で反射される. アクリルと aluminized mylar が直接接触すると, 光子は aluminized mylar による反射のみになる. この 2 つの場合のを比較すると, 空気による全反射の反射率は, aluminized mylar の反射率より高い. このためゆるく包んだほうが light guide での光子の損失が小さくなるためである. [12]

4.1.2 PMT

PMT は現状の TOF カウンターで使用している浜松ホトニクス社の H2611SXA を用いた. 現在高磁場中で使用可能な fine-mesh 型の PMT は種類が少なく選択の余地はほとんどない. この H2611SXA は管の直径約 2inch で光電面の直径が 36mm である. PMT と light guide の間はオプティカルグリースで光学的に結合しアルミ製の治具で固定した. この治具はバネの力で PMT

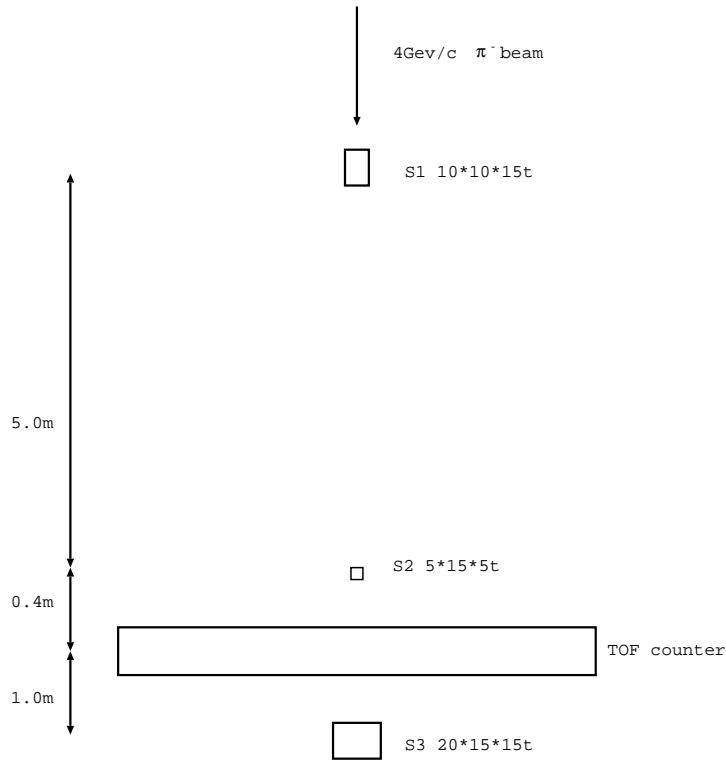


図 4.2: beam test でのカウンターのセットアップ

を固定するもので PMT の交換が容易にできる. PMT は同じ種類でも管によって個性があり性能が大きく異なる. 異なる TOF カウンターの比較の際, PMT の個性が含まれないように比較的近い性能の 2 本の PMT1 組を全てのカウンターに使用した. そして遮光のためブラックシートで TOF カウンター全体を包んだ.

4.2 KEK PS における beam test

製作した TOF カウンターの実際の性能を調べるため, beam test を 1993 年 12 月に文部省高能物理学研究所 (KEK) の Proton Synchrotron π -2-beam line で行った. 照射した粒子は運動量 $4\text{GeV}/c$ の π^- である.

カウンターのセットアップを図 4.2 に示す. トリガー用 scintillation カウンター S1, S2, S3 の coincidence でトリガーがかかる. S1 は TDC のスタートのタイミングを決める. S2 は scintillator の大きさが小さくしかも time jitter が小さいため TOF カウンターへの beam の入射位置とタイミングの基準となる. TOF カウンター固有の time jitter を精度よく測定するためにはトリガーカウンターの time jitter をなるべく小さくする必要がある. そのため立上りの速い scintillator (BC422) と TTS の小さい PMT (H5010) を用いた time jitter $\sigma \approx 40\text{psec}$ のトリガーカウンターを S2 に使用した. TOF カウンターは scintillator の長さ方向に移動でき任意の位置に beam を入射できる. TOF カウンターの性能の位置依存性を調べるため図 4.3 の 7 点について調べた.

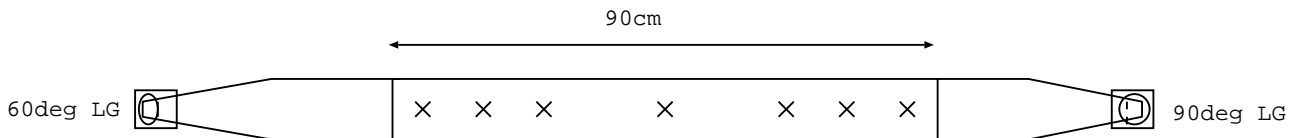


図 4.3: マッピング箇所

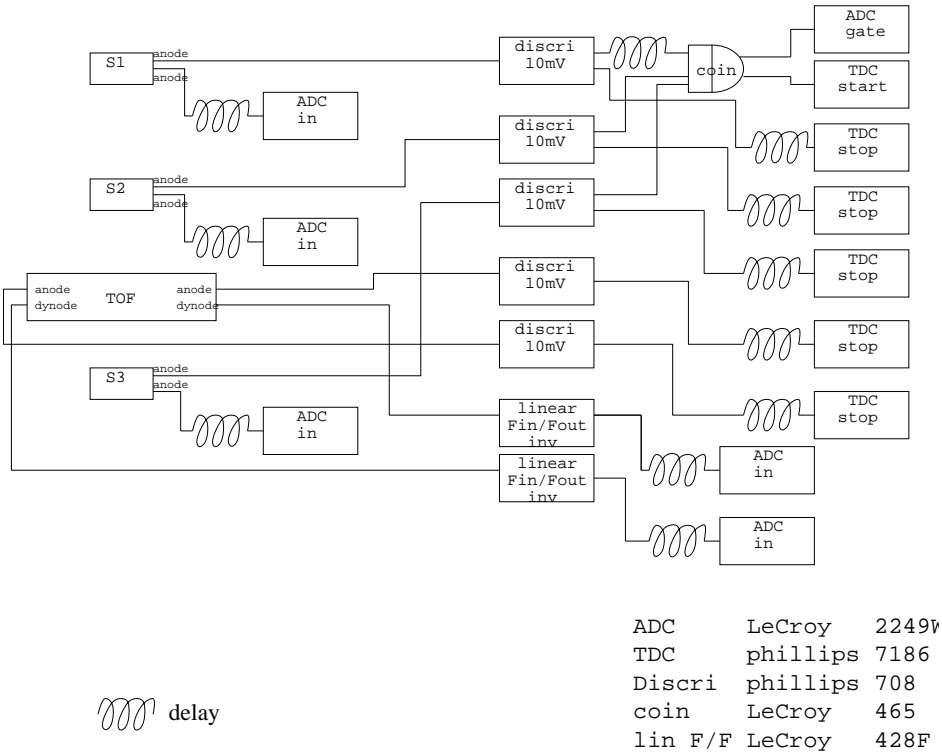


図 4.4: beam test に用いた回路

読みだし回路のセットアップを図 4.4 に示す。トリガーカウンターと TOF カウンターは、TDC により discriminator の threshold を越えた時間を、ADC により積分電荷を記録される。装置を単純な構成にするためトリガーカウンターの threshold をトリガー用と TDC 用を共通にした。この threshold は time jitter が小さくなるように選んだので、トリガーカウンターの light guide 部分を粒子が通過して発生する Čerenkov 光によってもトリガーがかかってしまう。Čerenkov 光による event は発生する光子が scintillator 光より少ないためトリガーカウンターによる time jitter が大きくなる。そのため解析の際 ADC の値で Čerenkov 光によるイベントをおとしている。今回使用した TDC の分解能は 25psec, ADC の分解能は 0.25pC である。

counter	time jitter(psec)
S1	55.6
S2	37.4
S3	61.3

表 4.1: トリガーカウンターの time jitter

4.3 結果

4.3.1 トリガーカウンター

まずトリガーカウンターの time jitter を調べた。図 4.5にS1, S2, S3 の ADC 分布を示す。ADC 分布の低いところにČerenkov 光による event の peak が見られるので、これらの event はカットする。ADC によるカットと後述するパルス高補正を行なったトリガーカウンターの TDC 分布を図 4.6に示す。TDC の値 1 count は 25psec である。今回のセットアップは S1 で TDC の start のタイミングを決めているので、S1 の TDC の値は、coincidence と TDC による time jitter を含み、 $\sigma \approx 20psec$ である。これより TDC による time jitter は $\sigma \approx 20psec$ 以下であることがわかる。S1 で TDC を start しているので S2, S3 の TDC の値には S1 の time jitter も含まれている。また (S2 - S3) の値では S1 の time jitter は相殺され S2 と S3 の time jitter が含まれる。これらの値から個々のトリガーカウンターの time jitter を求めると表 4.1となる。今回は TOF カウンターの TDC の値は S2 との差を用いるので、S2 の time jitter を含むことになる。

4.3.2 パルス高補正

次に TOF カウンターの time jitter を調べる。図 4.7に例として scintillator BC404, light guide 90° のカウンター中央に beam を入射したときの ADC, TDC, ADC vs TDC の分布を示す。ADC vs TDC の分布から分かるように ADC と TDC の間にある傾向が見られる。これは PMT のパルスを一定の threshold を越えた時間を 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 4.8)。[12] によると PMT のパルスの立ち上がり部分は

$$f(t) = A \left(\frac{t}{t_r} \right)^2 \quad (t_r \approx 5nsec)$$

と近似できる。パルスの立ち上がりの時間を t_0 , threshold V_t に達する時間を t_1 とすると

$$V_t = A_1 \left(\frac{t_1 - t_0}{t_r} \right)^2$$

よって

$$t_1 - t_0 = \frac{t_r}{\sqrt{V_t}} \frac{1}{\sqrt{A_1}}$$

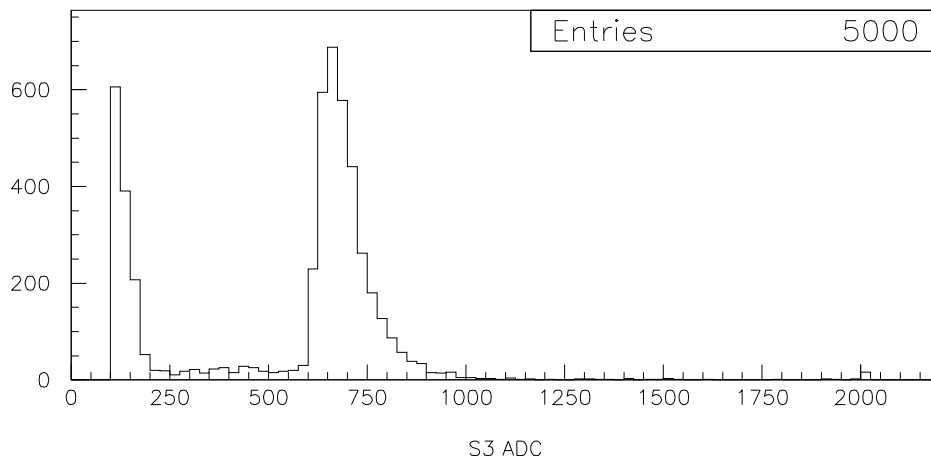
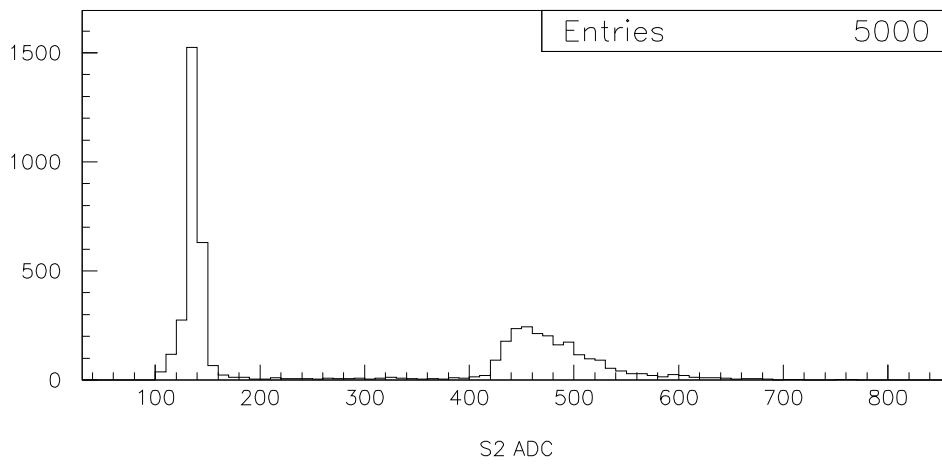
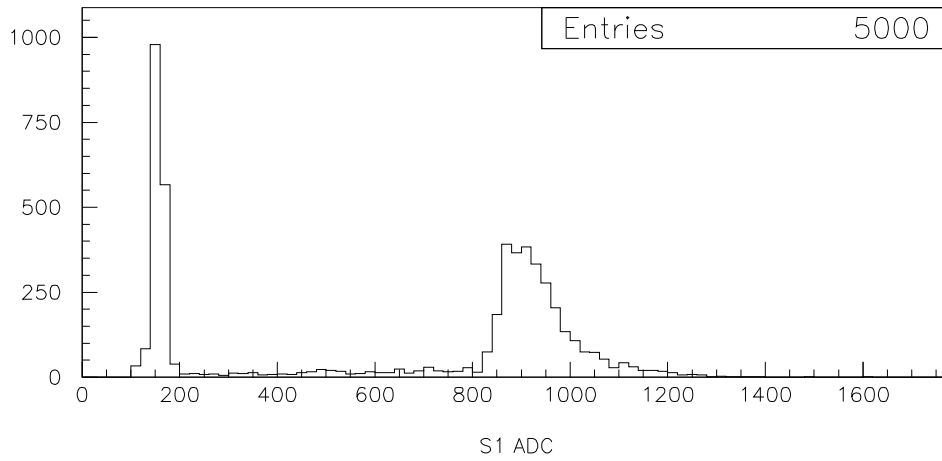


図 4.5: トリガーカウンターの ADC

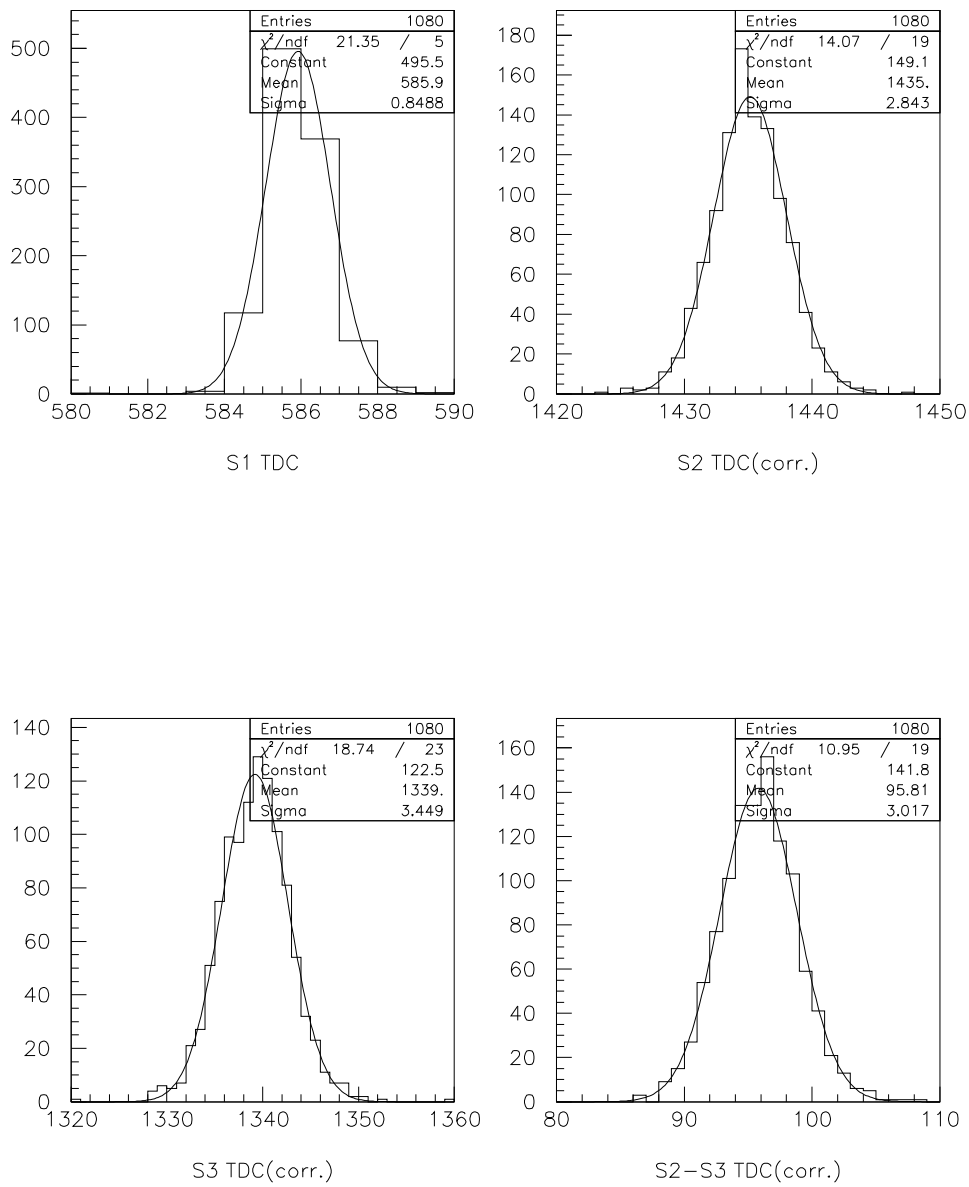


図 4.6: パルス高補正したトリガーカウンターの TDC

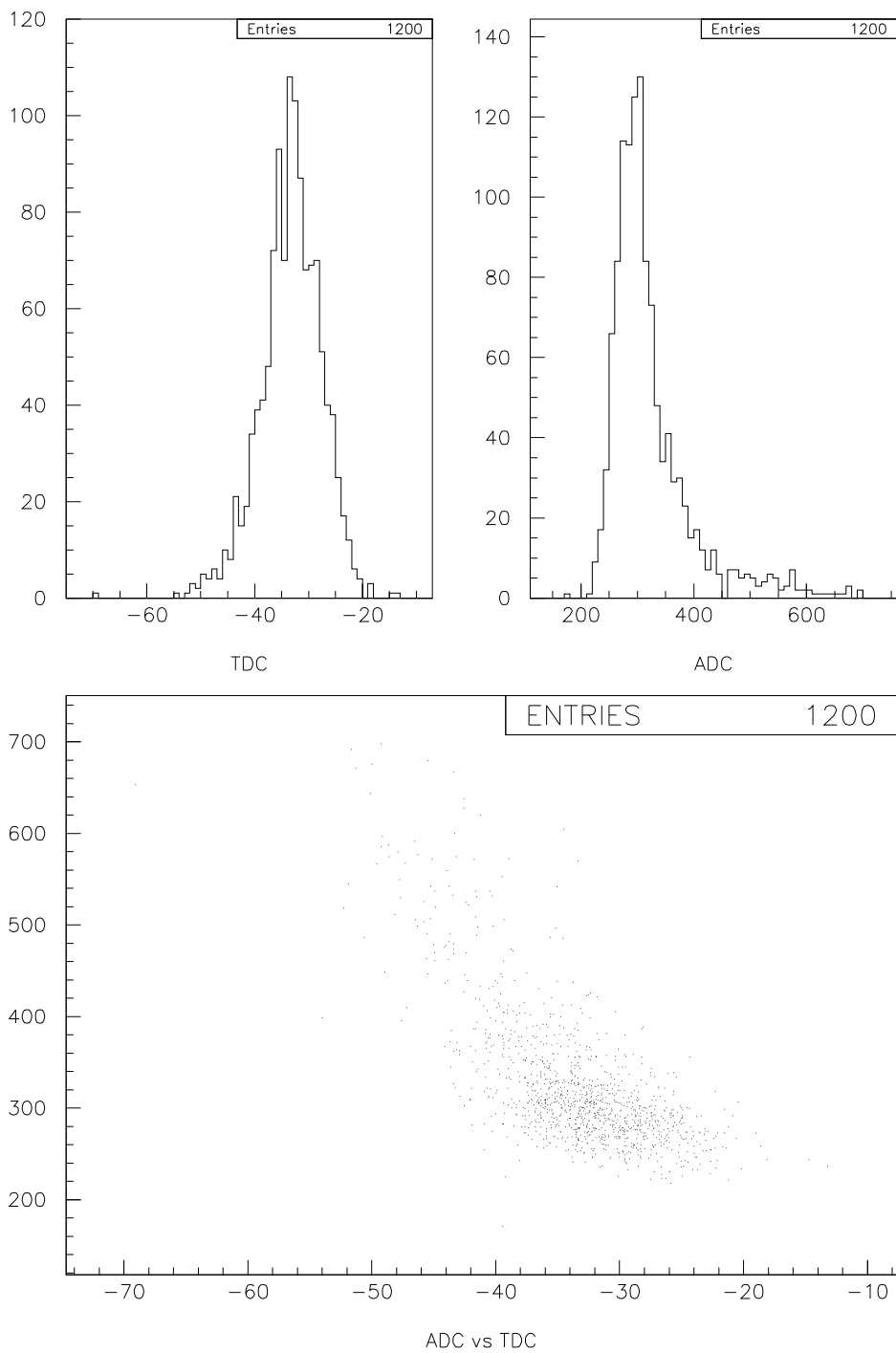


図 4.7: TOF カウンターの TDC, ADC, ADC vs TDC

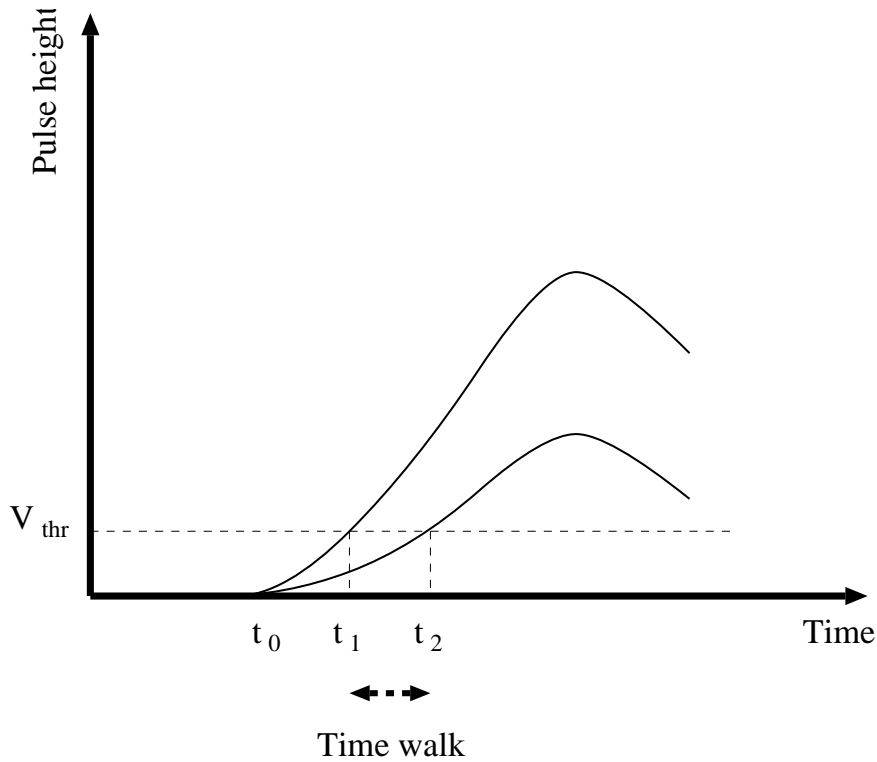


図 4.8: time walk

となる. $t_1 - t_0$ は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 と $1/\sqrt{ADC}$ の 2 次元プロットより $t_r/\sqrt{V_t}$ を求めて以下の式により time walk の補正を行なう.

$$t_0 = TDC - \frac{t_r}{\sqrt{V_t}} \frac{1}{\sqrt{ADC}}$$

図 4.9 に補正前の $1/\sqrt{ADC}$ vs TDC, TDC 分布と補正後の $1/\sqrt{ADC}$ vs TDC, TDC 分布を示す. パルス高補正により TDC のパルス高依存性が無くなったことがわかる. またこの例ではパルス高補正により TOF カウンターの time jitter が $\sigma \approx 129\text{psec}(5.179 \text{ count})$ から $\sigma \approx 97\text{psec}(3.871 \text{ count})$ と改善されている. なおこれらの値はトリガーカウンター S2 の time jitter $\sigma \approx 37\text{psec}$ を含んでいるので

$$97^2 - 37^2 \approx 90$$

より $\sigma \approx 90\text{psec}$ がこのカウンターの真の time jitter となる.

4.3.3 Threshold の最適化

Time jitter を小さくするには discriminator の threshold を最適化する必要がある. PMT のパルスは光電面 threshold が高過ぎると遅い光子の情報が含まれ time jitter が増加する. また threshold が低過ぎると含まれる光子の数が減り time jitter が増加する. 文献 [13] では threshold はパルス高の 0.1 ~ 0.2 が最適とある. しかし現在使用している fine-mesh の PMT における我々

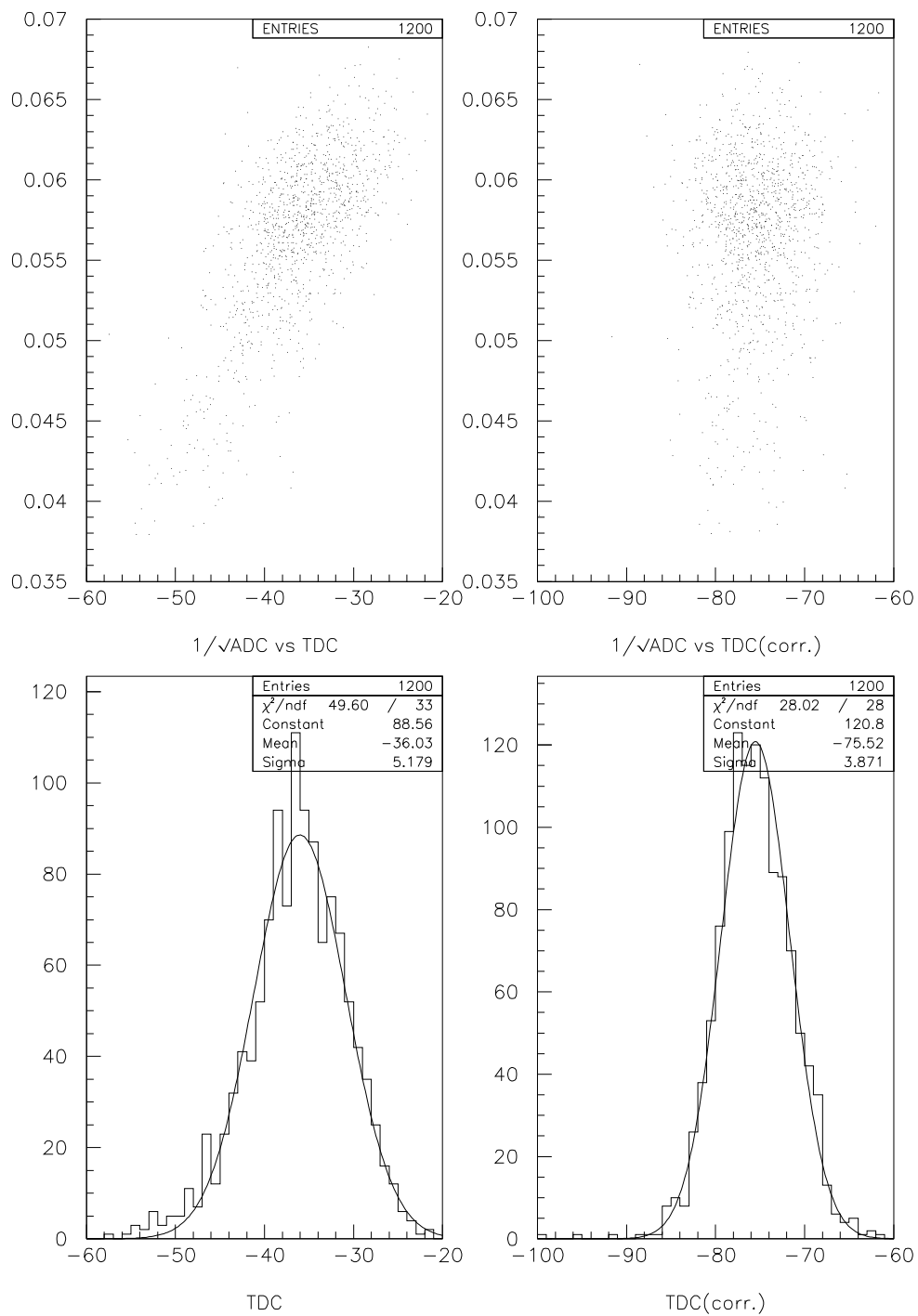


図 4.9: パルス高補正

scinti+LG	$V_{thr} = 10mV$	$V_{thr} = 30mV$	$V_{thr} = 50mV$
BC420 + 90deg.	102.6	107.9	109.7
BC420 + 60deg.	109.5	125.7	130.7

表 4.2: threshold による time jitter の変化 (単位は psec)

の過去の結果では threshold は低ければ低いほど良いというものであった。ただしあまり低過ぎるとノイズが threshold にかかるので 10mV にしていた。そこで今回は 10mV, 30mV, 50mV の threshold で測定した。scintillator は BC420 のカウンターを用いた。パルス高は 860mV である。

後述するパルス高補正した結果を表 4.2 に示す。Threshold は 10mV が最適となった。パルス高が 860mV なので、threshold はパルス高の 0.01 倍が最適ということになり、[13] の結果と大きく異なる。考えられる理由としては今回使用した fine-mesh の PMT は [13] で使用した通常の高速度計測用の PMT に比べてパルスの立ち上がりが遅いため、低い threshold により多くの光子が含まれるのが原因と考えられる。今後の測定では threshold はこの値 (10mV) を使うことにする。

4.3.4 TOF カウンターの性能

以下の種類の TOF カウンターの測定を行なった。

- scintillator BC404 + light guide 90°
- scintillator BC404 + light guide 60°
- scintillator BC420 + light guide 90°
- scintillator BC420 + light guide 60°

測定の結果を図 4.10 に示す。なおこれらの値は、トリガーカウンター S2 の time jitter $\sigma \approx 40psec$ を含んだ値である。

Scintillator による違いは、BC404 の方が Npe が多くまた光の減衰長が長い結果となった。Time jitter は light guide に近い位置 (Z が小さい) に beam を入射した場合は、あまり差が見られないが、light guide から遠く (Z が大きい) の場合は BC404 の方が小さい値を示した。この結果より、Z が小さい場合 BC404 の Npe の多さと、BC420 の時間特性の良さとで両方同程度の time jitter となり、Z が大きくなると減衰長の長い BC404 の方が time jitter が小さくなると説明できる。

Light guide による違いは、PMT を 90 度に傾けたものが、60 度に傾けたものより、光量が多く time jitter が小さい結果となった。この結果は simulation の結果と一致する。

Beam test

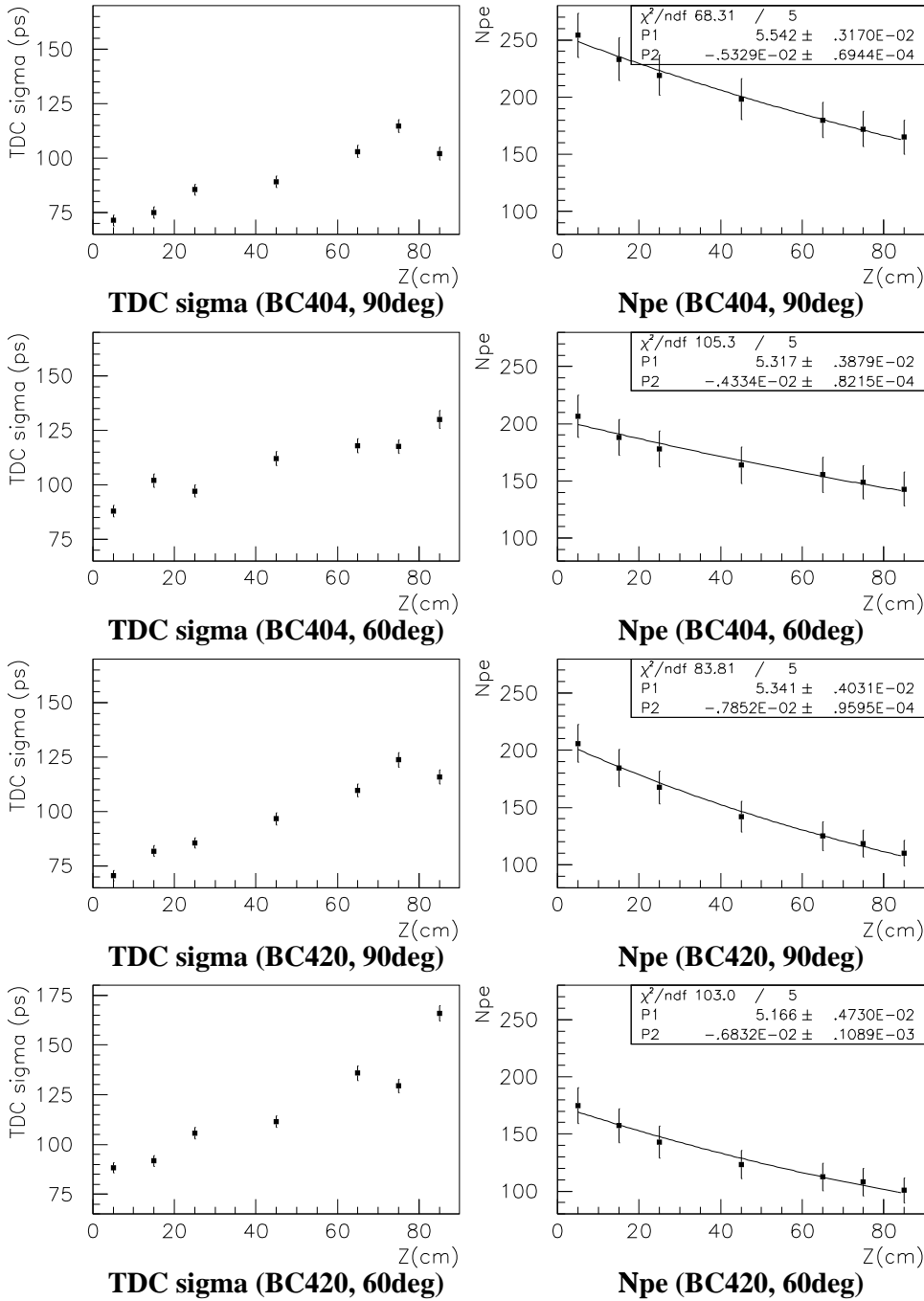


図 4.10: beam test の結果

第 5 章

今後の課題

5.1 エレクトロニクス

scintillator の幅を 10cm にすることによって、 $\sigma \approx 100\text{psec}$ の時間分解能の TOF カウンターを実現できた。現状の TOF カウンターは 20cm 幅でエレキの読みだしチャンネルが 20ch ある。これを 10cm 幅の TOF カウンターに置き換えると 40ch 分のエレキが必要になる。さらに新しい検出器を搭載する予定もあるので 40ch 分以上のエレキが必要になる。また BESS 測定器の消費電力は現状で、電源である電池の限界に近く、消費電力を増やすことは極力避けたい。

そこで高密度かつ低消費電力のモジュールが必要になる。市販の CAMAC モジュールで我々の要求を満たすものは見つからなかった。TOF 用のエレキのうち ADC は BESS 用に開発した高密度で低消費電力のものなので問題はない。TDC は市販の物を流用したため消費電力を考慮した回路になっておらず、またモジュールあたりのチャンネル数も少ない。discriminator もモジュールあたりのチャンネル数は少なく、また TDC と接続して使う場合共通な回路が存在するので、TDC と discriminator を一体化することにより部品数の削減による信頼性の向上や消費電力の削減が見込まれる。そこで低消費電力、高密度、高時間分解能の TDC & discriminator 一体型モジュールの開発を予定している。

あとチャンネル数が増えるため現状のトリガー用モジュールが使えなくなるため、これらの改良も必要となる。

5.2 TOF モニターシステム

現状の TOF システムには LED と Laser によるモニターシステムを搭載している。これらは PMT のゲインとタイミングの測定が可能である。

しかしこのシステムにはまだ欠点も多い。LED を使った場合、光のパルスの立ち上がり時間が遅く精度よいタイミングの測定ができない。Laser を使った場合は Laser の出力が弱いため、PMT 一本ごとにファイバーのつなぎかえが必要で非常に人手がかかる。

また両方とも気球が上空にいるときの使用を考慮しておらず、最も必要とされる上空でのカウンターの状態を知ることができない。密閉された圧力容器のなかで、大量のエレキが動作するた

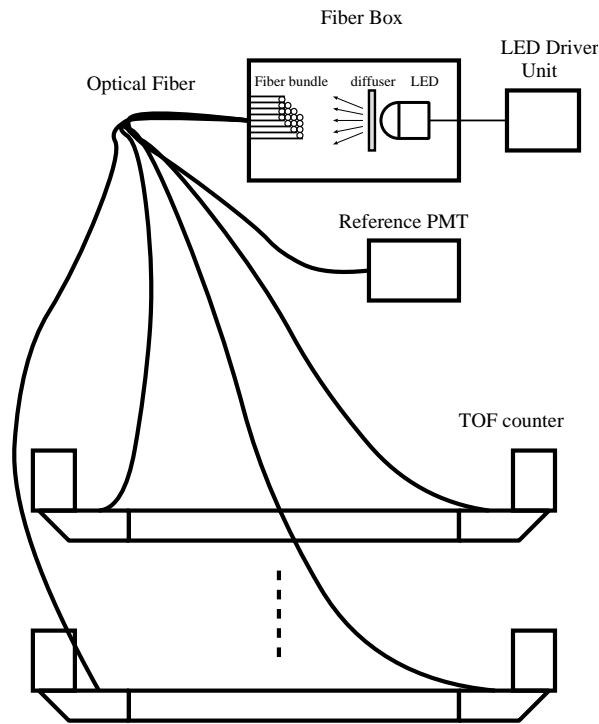


図 5.1: Fiber bundle を用いた TOF モニターシステム

め温度変化 ($\Delta T \sim 30^\circ C$) による TDC の値の変化が, 今年のフライトでのデータより確認された. これらの変化はイベントの中から直線に近いトラックのものを用いて補正することができるが, 上空でのカウンターの状態をモニターできることか好ましい.

そこで新しいモニターシステムの開発が必要となってくる. 構成としては図 5.1 の様なシステムを考えている. このシステムは多数の TOF カウンターを同時にモニターでき, 各カウンターまでのファイバーの長さを一定にすることにより, カウンター間の時間差の測定ができる.

第 6 章

結論

今回の実験で, simulation の結果をもとに設計した, 新型の TOF カウンターは, カウンター中央で $\sigma \approx 100\text{psec}$ の時間分解能を達成できた. これより $2.1\text{GeV}/c$ までの領域で, π^- , μ^- , e^- 等の粒子と p^- の分離を 10^{-4} 以下で行える.

今回使用した simulation は, 実際のカウンターから得られる情報に, より近い情報を出力するように改良を行ったものである. simulation で得られた値は, 実際のカウンターの値とは絶対値では正確に一致しないが, カウンター間の相対的な比較を行なうには有用だと思われる.

謝辞

本研究を進めるにあたって直接御指導下さった野崎光昭先生, 東京大学の折戸周治先生に深く感謝致します。また同じ TOF 担当の松永浩之氏, 就職された瀧見直也氏には多くのことに対してお世話になりました。佐貫智行氏, 元木正和氏には beam test を手伝ってもらいました。

武田廣先生, 横山千秋先生をはじめとする神戸大学の皆様, 井森正敏先生, 安楽和明氏をはじめとする東京大学の皆様, 山本明先生をはじめとする高エネルギー物理学研究所の皆様, その他ここには挙げられなかった皆様, 本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 吉田哲也: 東京大学理学系研究科修士論文 (1987)
上田郁夫: 東京大学理学系研究科修士論文 (1992)
佐伯学行: 東京大学理学系研究科修士論文 (1992)
瀧見直也: 神戸大学理学研究科修士論文 (1993)
松永浩之: 東京大学理学系研究科修士論文 (1993)
元木正和: 神戸大学理学研究科修士論文 (1993)
A. Yamamoto, KEK Proceedings 92-2 (1992)
- [2] Rasmussen, I.L & Peters, B., *Nature* **258**, 412 (1975)
- [3] Peters, B & Westergaad, N.J., *J. Astrophys. Space Sci.* **48**, 21 (1977)
- [4] Stephens, S A., *Astrophys. J. Lett.* **217**, L131 (1977)
- [5] M.S. Tunrner, *Nature* **297**, 379 (1982)
- [6] F.W. Stecker & A.J. Tylka, *Astrophys. J.* **336**, L51 (1989)
- [7] O.C. Allkofer & D. Brockhausen, *Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf.* **2**, 342 (1985)
- [8] F.W. Stecker, R.J Protheroe & D. Kanzas, *Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf.* **9**, 211(1981)
- [9] F.W.Stecker & A.J.Tylka, *Astrophys. J.* **343**, 169 (1989)
S.Rudaz & F.W.Stecker, *Astrophys. J.* **368**, 406 (1991)
- [10] T.Massam, CERN 76-21 (1976)
- [11] T.Massam, *Nucl. Instr. and Meth.* **141**, 251 (1977)
- [12] G.D'Agostini *et al.*, CERN-EP/80-228 (1980)
- [13] T. Tanimori *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **216**, 57 (1983)
- [14] H.Kichimi *et al.*, KEK Preprint 92-57 (1992)