学士論文

ELPH における Λ ハイパー核実験のための新型粒子飛行時間測定器の開発

Development of a new Time of Flight (ToF) counter for Λ hypernuclear experiments at ELPH

東北大学 理学部 物理学科

素粒子・核物理学講座

B6SB2092

藤原友正 (FUJIWARA Tomomasa)

令和 2 年 5 月

目次

第 1 章　序論　8

1.1　ストレンジネス核物理 8

1.1.1　ハイパー核 8

1.1.2　これまでのハイパー核実験 10

1.2　$^{3}_{\Lambda}$H -その束縛エネルギーと寿命 13

1.2.1　ハイパー核の崩壊 13

1.2.2　$^{3}_{\Lambda}$H puzzle 13

1.3　ELPH における $^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験 14

1.3.1　実験原理 15

1.3.2　東北大学電子光理学研究センター (ELPH) 16

1.3.3　予定される実験セットアップ 17

1.4　本研究の目的 18

第 2 章　新型検出器の試作機製作　19

2.1　要求性能 19

2.2　基礎設計 20

2.3　光検出器 MPPC 21

2.3.1　動作原理 21

2.3.2　特徴 22

2.4　試作機の製作 23

2.4.1　試作機の構成 23

2.4.2　試作機の動作確認 27

第 3 章　宇宙線による性能評価テスト　29

3.1　実験の目的 29

3.2　測定方法 30

3.3　解析方法 31

3.3.1 ペデスタル 32
3.3.2 タイムウォークコレクション 32
3.3.3 固有時間分解能の決定 34
3.4 結果 36
3.5 宇宙線測定のまとめ 39

第 4 章 ELPH の実光子ビームラインによる性能評価テスト 40
4.1 実験の目的 40
4.2 実験セットアップ 41
4.2.1 検出器等の配置 41
4.2.2 データの取得 42
4.3 イベントセレクション 42
4.4 結果 45
4.5 宇宙線測定との比較 47
4.6 実光子ビームラインを用いた性能評価テストのまとめ 49

第 5 章 宇宙線による再現性検証 50
5.1 検出器-モジュール間のケーブル長依存性 50
5.1.1 測定方法 50
5.1.2 結果 51
5.2 シンチレータ-MPPC 間の接続依存性 57
5.2.1 測定方法 57
5.2.2 結果 57
5.3 再現性検証のまとめ 57

第 6 章 時間分解能と検出器のゲイン・シンチレータのサイズ依存性の考察 59
6.1 検出器のゲインの決定 59
6.2 時間分解能のゲイン依存性 59

第 7 章 結論 63
7.1 本研究のまとめ 63
7.2 今後の展望 64

謝辞 65

参考文献 67

図目次

1.1 バリオン 8 重項とバリオン 10 重項 9
1.2 代表的な Λ 生成反応のダイアグラム 11
1.3 各 Λ 生成反応でのビームの入射運動量と Λ の反跳運動量の相関. 11
1.4 これまでに行われた主な ${}^{3}_{\Lambda}$H の寿命測定実験の結果 14
1.5 ${}^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験の概念図 15
1.6 ELPH の加速器の概観 (入射用加速器と第二実験室周辺) 16
1.7 Tagger の概観 17
1.8 予定される ${}^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験のセットアップ (標的・NKS2 周辺) 17

2.1 MPPC の概念図 21
2.2 逆電圧によるアバランシェ増倍の概念図 22
2.3 本研究で使用した MPPC(S14160-3015PS) 23
2.4 試作機の概念図 24
2.5 EJ-200 の発光強度の波長依存性 25
2.6 実際に使用したプラスチックシンチレータ (EJ-200) 25
2.7 シンチレータ端面処理の概念図 26
2.8 本研究で使用した反転微分増幅回路 26
2.9 実際に製作した試作機 26
2.10 ^{90}Sr/^{90}Yβ 線源 27
2.11 ^{90}Sr/^{90}Yβ 線源を用いた信号確認時の概念図 28
2.12 $V_b = 41.7\,\mathrm{V}$ 印加時の MPPC の出力信号 28
2.13 $V_b = 44.7\,\mathrm{V}$ 印加, PM アンプによる増幅後の MPPC の出力信号 28

3.1 宇宙線測定時のセットアップの概念図 30
3.2 宇宙線測定時の実際の検出器の配置 31
3.3 宇宙線測定時のトリガーロジック 32
3.4 ペデスタル分布 33

3.5 タイムウォークの概念図 34
3.6 タイムウォークコレクションの前後でのシンチレータ間の飛行時間分布と QDC との相関 34
3.7 補正後の飛行時間分布 35
3.8 $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ での固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ の印加電圧 V_b 依存性 36
3.9 $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ での各電圧における QDC 分布 37
3.10 各シンチレータサイズでの印加電圧依存性 38
3.11 シンチレータの厚さ 5 mm での幅依存性 38

4.1 実験時の検出器群の配置 41
4.2 実験時の配置.(図 4.1 中の一部を拡大したもの) 42
4.3 ELPH での実験時のトリガーロジック 43
4.4 イベントセレクションを施す前の飛行時間 (raw.ToF) と QDC の相関 . . 44
4.5 各シンチレータでの TDC の相加平均の分布とそれに対するイベントセレクション 44
4.6 TDC によるイベントセレクション後の飛行時間 (raw.ToF) と QDC の相関 44
4.7 印加電圧 V_b 依存性及び, 閾値電圧 V_{th} 依存性の結果 45
4.8 閾値電圧を実験開始時の初期値とした際の印加電圧依存性 46
4.9 印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ での閾値電圧依存性 46
4.10 実光子ビームからの荷電粒子を用いた測定と宇宙線を用いた測定での QDC 分布の比較 48
4.11 実光子ビームからの荷電粒子を用いた測定と宇宙線を用いた測定でのペデスタル分布の比較 48

5.1 ケーブル長依存性の測定時の概念図 51
5.2 固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ のケーブル長依存性 52
5.3 時間分解能のケーブル長依存項 σ_{Length} のケーブル長依存性 53
5.4 追加したケーブル長と各チャンネルでのペデスタルの幅の相関 53
5.5 ケーブル長初期値, +3.2 m, +16.0 m での QDC の分布 54
5.6 セグメント両端のチャンネルでの QDC の分布 55
5.7 あるセグメントに対して両端のチャンネルでの MIP の値で規格化した QDC の相乗平均分布 55
5.8 追加したケーブル長と検出器のゲインの相関 56
5.9 あるセグメントでのゲインと固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ の相関 56

5.10 接続依存性測定時のシンチレータと MPPC 間の受光面操作の概念図 . . 57
5.11 シンチレータと MPPC 間の接続依存性測定の結果 58

6.1 $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ でのゲインと時間分解能の相関 60
6.2 $5^t \times 11^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ でのゲインと時間分解能の相関 61
6.3 $5^t \times 22^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ でのゲインと時間分解能の相関 62
6.4 $5^t \times 22^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ でのゲインと時間分解能の相関 62

表目次

1.1 クォークとレプトン 9
1.2 $S = -1$ の主なハイペロン 10

2.1 MPPC の性能 24
2.2 EJ-200 の特性 24

3.1 用いたシンチレータの寸法 30

5.1 同軸ケーブル 174/u の特性 51

第 1 章

序論

本章では, 本研究の背景と目標について述べる. まず 1.1 節ではストレンジネス核物理の概観と現在に至るまでの歴史に関して述べる. 次に 1.2 節では本研究と密接に関係しているハイパー核である ${}^{3}_{\Lambda}$H とその寿命に関する問題である ${}^{3}_{\Lambda}$H puzzle について述べる. 続く 1.3 節ではその問題に対するアプローチとして ELPH において実施が計画される ${}^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験の概要について述べる. 最後に 1.4 節で本研究の目的を説明する.

1.1 ストレンジネス核物理

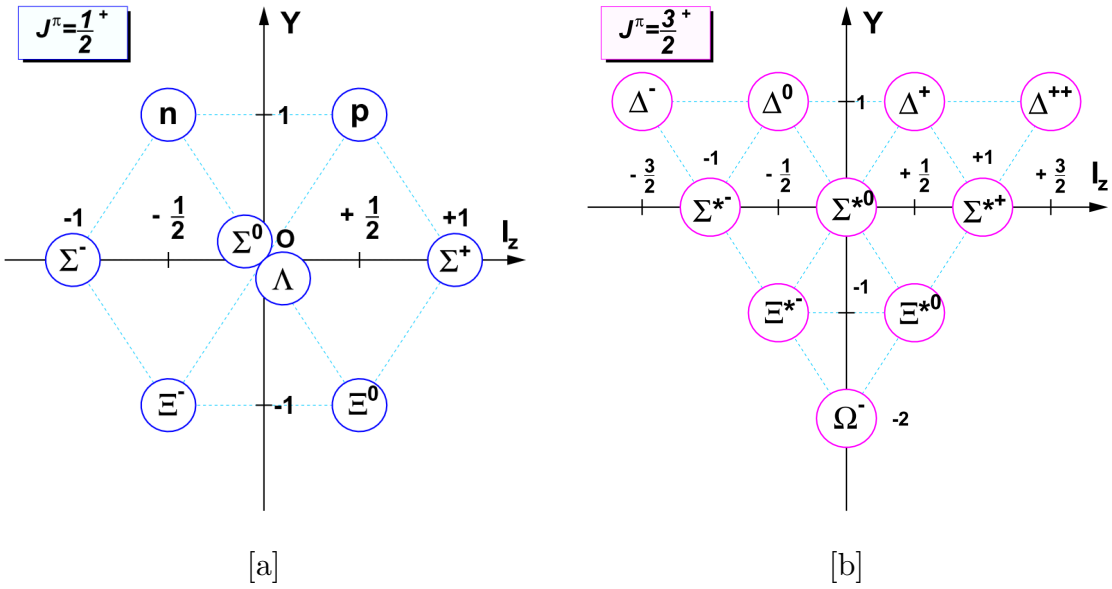
1.1.1 ハイパー核

我々の身の回りに存在する物質を構成する原子核は陽子と中性子から構成される. よりミクロな素粒子の視座では u(アップ), d(ダウン) の 2 種類のクォークと呼ばれる素粒子 3 個の組合せによって構成される. 現代物理学における標準理論では, クォークとレプトンが物質を構成する素粒子であると理解される. 表 1.1 にクォークとレプトンをまとめた. クォークとレプトンはその質量によって 3 つの世代に分類され, それぞれの世代ではクォークは $+\frac{2}{3}e$ の電荷をもつものと $-\frac{1}{3}e$ の電荷をもつものがいる. 陽子・中性子を構成する u, d の 2 つのクォークの対称性から陽子・中性子を併せて核子と呼ばれ, その相互作用は u, d クォーク間の SU(2) 対称性により理解される. そして, 核子間の相互作用である核力は強い相互作用によって記述される.

強い相互作用をする粒子をハドロンといい, 中でも特にクォーク 3 個がカラーが白色になるように組んだハドロンをバリオンと呼ぶ. この構成要素に, u, d に次いで軽い第二世代のクォークである s(ストレンジ) クォークを加えたバリオンはハイペロンと呼ばれる. その対称性は 3 種のクォーク間の質量が近いことから近似的に成立するフレーバー SU(3) 対称性に拡張される. この内スピン・パリティが $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ のバリオンは図 1.1[a] に示す

表 1.1　クォークとレプトン [1].

	電荷	世代		
		1	2	3
クォーク	$+\frac{2}{3}e$	u	c	t
	$-\frac{1}{3}e$	d	s	b
レプトン	$-e$	e	μ	τ
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ



[a]　　[b]

図 1.1　バリオン 8 重項とバリオン 10 重項. [a] バリオン 8 重項 (左図). [b] バリオン 10 重項 (右図).

ようなバリオン 8 重項を構成する. 一方, $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ のバリオンは図 1.1[b] に示すバリオン 10 重項を構成する. ここで縦軸の値 Y は超電荷 (Hyper charge) と呼ばれる量子数で, バリオン数 B とハドロンに含まれる s クォークの個数に -1 を掛けた数で表されるストレンジネス S の和として定義される. $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ のハイペロンのうち, $Y = 0(S = -1)$ のハイペロンの特徴を表 1.2 にまとめた.

このハイペロンを構成要素として含む原子核をハイパー核という. ハイペロンは原子核内の核子とは異なる粒子のため Pauli 排他律を受けない. そのため原子核の深い部分のプローブとしての働きが期待される. またハイパー核の性質を調べることにより, 核力を核子間の相互作用からより一般化されたバリオン間相互作用として理解することができるようになる. これがストレンジネス核物理を研究することの意義であるといえる.

表 1.2　$S = -1$ の主なハイペロン [1].

名前	組成	質量 [MeV/c^2]	寿命 [sec]	崩壊モード	分岐比
Λ	uds	1115.683 ± 0.006	$(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$	$p\pi^-$ $n\pi^0$	$63.9 \pm 0.5\,\%$ $35.8 \pm 0.5\,\%$
Σ^0	uds	1192.642 ± 0.024	$(7.4 \pm 0.7) \times 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$	$\sim 100\,\%$
Σ^-	dds	1197.449 ± 0.030	$(1.479 \pm 0.011) \times 10^{-10}$	$n\pi^-$	$\sim 100\,\%$
Σ^+	uus	1189.37 ± 0.07	$(2.458 \pm 0.010) \times 10^{-10}$	$p\pi^0$ $n\pi^+$	$51.57 \pm 0.30\,\%$ $48.31 \pm 0.30\,\%$

1.1.2　これまでのハイパー核実験

ハイパー核の研究は 1952 年に M. Danysz と J. Pniewski が宇宙線にさらした原子核乾板 (エマルジョン) 中の飛跡の観察によってハイパー核を発見した [2] ことに端を発する．その後 1960 年代にかけて, 原子核乾板や泡箱を用いて宇宙線から生成された質量数の少ない領域のハイパー核の観測が積極的に行われた.

1970 年代に入ると, 欧州原子核研究機構 (CERN) の陽子加速器で K^- 中間子ビームを用いた (K^-, π^-) 反応によるハイパー核のカウンター実験が遂行された [3]．これを筆頭に, アメリカ合衆国のブルックヘブン国立研究所 (BNL) や日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) などでも加速器を用いた中間子ビームによるハイパー核の反応分光実験が行われるようになった．その後アメリカ合衆国の Jefferson 研究所やドイツの Mainz 大学 MAMI-C で電子線を用いたハイパー核実験が展開され, 現在に至るまで世界各地で精力的に研究が行われている.

1.1.2.1　ハイパー核反応分光実験

現在に至るまでのハイパー核反応分光実験で用いられてきた主な生成反応について記述する． ハイパー核の生成反応としては主に (K^-, π^-) 反応, (π^+, K^+) 反応, $(e, e'K^+) \cdot (\gamma, K^+)$ 反応があげられる．これらの反応のファインマンダイアグラムを図 1.2 に示す．また, 実験室系での散乱角 0°, 10°, 20° の場合の各生成反応での入射ビーム運動量と生成される Λ 粒子の反跳運動量相関を図 1.3 に示す．緑線が $n\,(K^-, \pi^-)\,\Lambda$ 反応, 桃色の線が $n\,(\pi^+, K^+)\,\Lambda$ 反応, 水色の線が $p\,(\gamma, K^+)\,\Lambda$ 反応の場合をそれぞれ表す．実線が 0°, 破線が 10°, 一点鎖線が 20° の場合である.

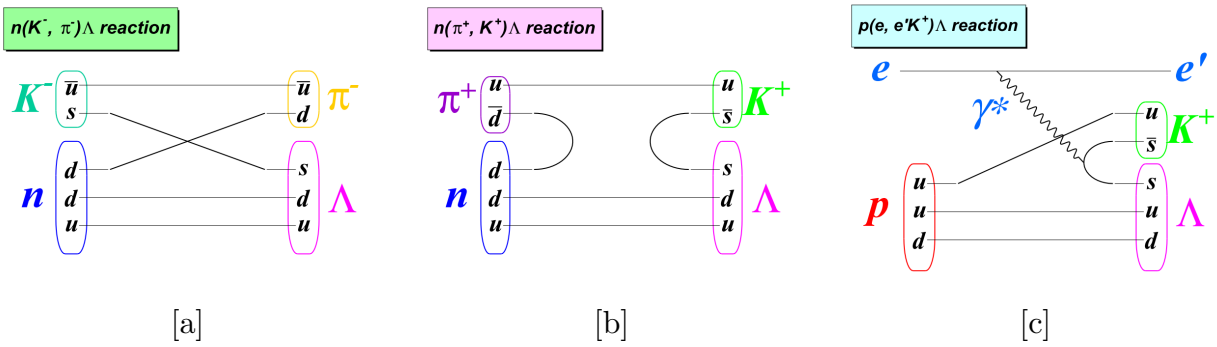


図 1.2　代表的な Λ 生成反応のダイアグラム．[a](K^-, π^-) 反応．[b](π^+, K^+) 反応．[c]$(e, e'K^+)$ 反応．

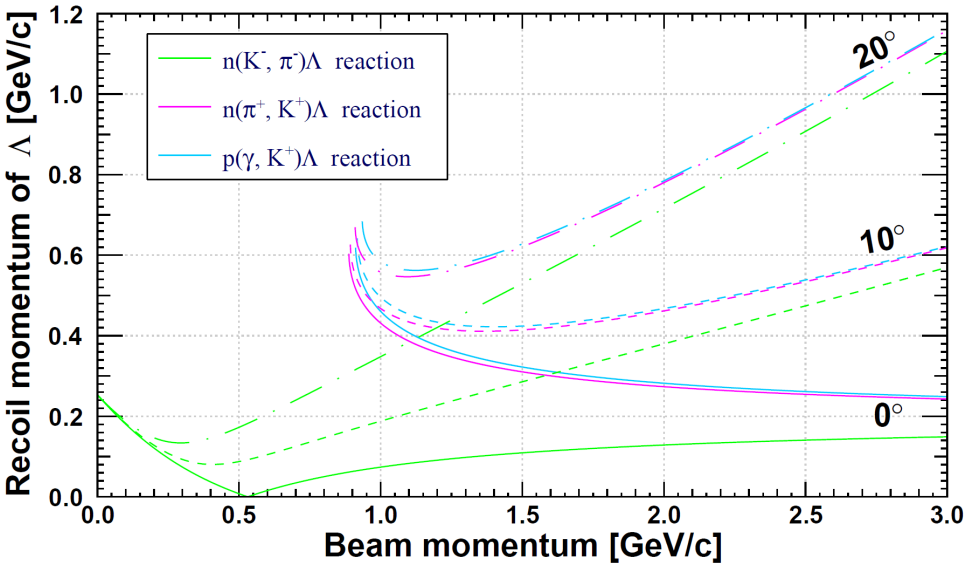


図 1.3　各 Λ 生成反応でのビームの入射運動量と Λ の反跳運動量の相関．緑色の線が $n\,(K^-, \pi^-)\,\Lambda$ 反応，桃色の線が $n\,(\pi^+, K^+)\,\Lambda$ 反応，水色の線が $p\,(\gamma, K^+)\,\Lambda$ 反応である．実線が 0°，破線が 10°，一点鎖線が 20° の場合．

◇ (K^-, π^-) 反応

この反応では図 1.2 に示したように，入射ビームの粒子に予め s クォークが含まれている．これを中性子中の d クォークと交換することで Λ を生成する．この反応の特徴として，反応断面積が大きい ($\sim$ mb $-$ μb) こと，発熱反応であることに起因して運動量移行が小さいことが挙げられる．特に図 1.3 に見られるように実験室系での散乱角が 0° のときに Λ への運動量移行が 0 となる特別な運動量: Magic Momentum ($\sim 500\,\mathrm{MeV}/c$) が存在する．これによって元の中性子軌道と同じ軌道に Λ が生成される subsutitutional state が観測される [4].

◇ (π^+, K^+) 反応

この反応では, π^+ 中の $\bar{d}$ クォークと中性子の d クォークが対消滅して $s\bar{s}$ を対生成することで Λ を生成する．吸熱反応であることから, π^+ 中間子の運動量に $\sim 900\,\mathrm{MeV}/c$ の反応閾値が存在する．この特性から生成された Λ への運動量移行が大きく, 元の中性子とは異なる角運動量状態を生成することができる．この性質により, 過去に行われた実験では ${}^{89}_{\Lambda}\mathrm{Y}$, ${}^{208}_{\Lambda}\mathrm{Pb}$ といった重い質量数の Λ ハイパー核に束縛された Λ の単一軌道状態の観測に成功した [5].

◇ $(e, e'K^+)$, (γ, K^+) 反応

2000 年代初頭, 米国 Jefferson 研究所 (J-Lab) において, 電子線を用いたハイパー核分光実験が開拓された．この反応では電子散乱によって標的核中の陽子との間で媒介される仮想光子から $s\bar{s}$ を対生成する．以下にこの反応の主な特徴を挙げる．

⋆ 陽子を Λ に変換

これは中性子を Λ に変換する前述の (K^-, π^-), (π^+, K^+) 反応とは大きく異なる点である．これによって前述の 2 つの反応で生成される Λ ハイパー核の鏡像核を生成することができ, 相補的な研究が可能となる．特に, 質量数の少ない領域においては中性子過剰な Λ ハイパー核を生成できる．また, 水素標的を用いることで Λ, Σ^0 を生成することが出来, その質量スペクトルよりエネルギーの絶対値較正を行うことができる．

⋆ スピンが反転した状態の生成

ビームである光子がスピン 1 を持つことから Λ のスピンの向きが元の陽子の向きから反転した状態を作ることができ, spin-flip の状態を生成できる [4].

⋆ 1 次ビームの使用が可能

1 次ビームを生成標的に照射することによって生成された粒子による 2 次ビームを用いる (K^-, π^-), (π^+, K^+) 反応とは異なり, 大強度の 1 次ビームの使用が可能である．そのため, 薄い標的の使用が可能になる．これにより, 標的中でのエネルギー損失のストラグリングを低減でき, 高い分解能での測定が可能になる．

このほか, 電子散乱による仮想光子ではなく実光子ビームを使用してストレンジネスを光生成する (γ, K^+) 反応もあり, こちらも精力的な研究が進められている．

1.2 ${}^{3}_{\Lambda}$H -その束縛エネルギーと寿命

1.2.1 ハイパー核の崩壊

自由空間における Λ は弱い相互作用によって崩壊する．表 1.2 に示したように, その寿命は $\tau = 263.2 \pm 2.0\,\mathrm{psec}$ であることが知られている．また, 主な崩壊モードは

$$\Lambda \to p + \pi^- \tag{1.1}$$
$$\Lambda \to n + \pi^0 \tag{1.2}$$

の 2 つがあり, 分岐比はおよそ 2:1 であることが知られている [1].

一方, ハイパー核中では, 上述のような中間子を放出する崩壊による核子への運動量移行が $\sim 100\,\mathrm{MeV}/c$ であり, 原子核内での典型的なフェルミ運動量 $\sim 270\,\mathrm{MeV}/c$ と比較して小さいことから Pauli 排他律によって抑制される．対して, 崩壊先への運動量移行が $\sim 400\,\mathrm{MeV}/c$ となる Non mesonic weak decay: NMWD が起こりやすくなる．この崩壊は, 次の式 (1.3) で書きあらわされるように, あらわに π 中間子を放出せずに核子へ崩壊するモードである．ここで N は核子を表す.

$$\Lambda + N \to N + N \tag{1.3}$$

中重ハイパー核では運動量移行が大きく Pauli 排他律を受けにくい NMWD が支配的になる．過去に行われた Λ ハイパー核の寿命測定実験では, 中重ハイパー核において $\sim 200\,\mathrm{psec}$ でほぼ一定となるとする結果が得られている [6]．ここで寿命がある値で一定となる傾向があるのは, Λ と核子間の相互作用の有効距離が短いためであると解釈される.

1.2.2 ${}^{3}_{\Lambda}$H puzzle

${}^{3}_{\Lambda}$H は陽子・中性子・Λ から構成される $A = 3$ の最も基本的なハイパー核であるといえる．しかし, その寿命や束縛エネルギーといった性質は大きな問題をはらんでいる.

${}^{3}_{\Lambda}$H の Λ 束縛エネルギー B_Λ は過去に行われた原子核乾板による実験から

$$B_\Lambda = 0.13 \pm 0.05\,\mathrm{MeV} \tag{1.4}$$

であるという結果が得られている [7]．このことから, ${}^{3}_{\Lambda}$H ハイパー核中での Λ は非常にゆるく束縛されており, その寿命は自由空間における Λ と同程度 ($\sim 260\,\mathrm{psec}$) であると予想されていた.

図 1.4 にこれまでに行われた ${}^{3}_{\Lambda}$H の寿命測定実験の結果をプロットしたものを示す．統計誤差を誤差棒で, 系統誤差を長方形であらわしている．この図に見られるように,

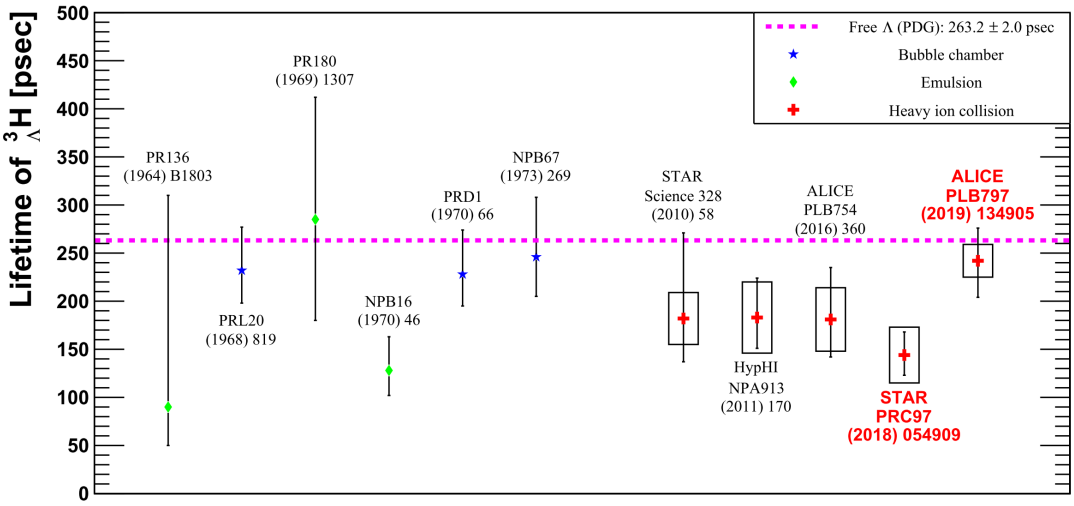


図 1.4　これまでに行われた主な $^{3}_{\Lambda}$H の寿命測定実験の結果．青点が泡箱による結果, 緑点がエマルジョンによる結果, 赤点が重イオン衝突による実験の結果を示す．また桃色の線は自由空間での Λ の寿命である [1][8][9][10][11][12][13][14][15][16][17][18].

1950-70 年代にかけて行われた原子核乾板や泡箱による実験では統計誤差こそ大きいものの, その誤差の範囲内で自由空間と同程度の寿命であるとする結果が得られていた．このことから先の予想はおよそ正しいと考えられていた．

しかしながら, 2010 年代に入り重イオン衝突実験による寿命測定が行われるようになると, 図 1.4 に見られるように複数の実験グループが過去のエマルジョンや泡箱による実験よりも高い精度で自由空間における Λ よりも短い (∼ 200 psec) とする結果を相次いで報告し [14][15][16], 大きな議論を呼んだ．更に 2018 年, 2019 年に STAR コラボレーションと ALICE コラボレーションという重イオン衝突実験を行う異なる 2 つの実験グループが互いに相反する結果 (図 1.4 中に赤字で記載した点) を報告し [17][18], $^{3}_{\Lambda}$H の寿命に関する議論はより一層混迷を深めている．

この状況を受けて我々は従来とは異なる手法による $^{3}_{\Lambda}$H の寿命測定実験を行うことを計画している．異なる系統誤差を持つ手法によって $^{3}_{\Lambda}$H の寿命問題に実験的にアプローチすることを目指す．

1.3　ELPH における $^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験

ここでは新たに東北大学電子光理学研究センター (ELPH) において実施が予定されている $^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験について述べる．

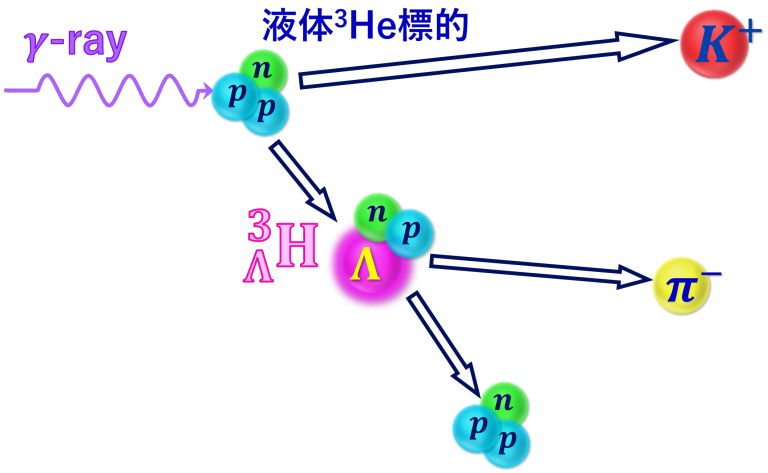


図 1.5　$^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験の概念図

1.3.1　実験原理

図 1.5 にこの実験の概念図を示す．この実験では, $^{3}_{\Lambda}$H の生成時刻と崩壊時刻を測定することによってその差から寿命を直接的に決定する．エネルギー E_γ と生成時間 t_γ を測定した標識化光子を液体 ^{3}He 標的に照射し, 陽子を Λ に変換する (γ, K^+) 反応により $^{3}_{\Lambda}$H を生成する．この反応時に放出される K^+ 中間子の運動量 $\mathbf{p}_{K^+}$ を測定する．この情報と γ 線のエネルギー E_γ の情報を併せて, 運動学からミッシングマスを構成し, その分布から $^{3}_{\Lambda}$H を同定する．ここでミッシングマスは以下の式で書きあらわされる．

$$
\begin{aligned}
M_{hyp} &= \sqrt{(E_\gamma - E_{K^+} + M_A)^2 - (\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_{K^+})^2} \\
&= \sqrt{(E_\gamma - E_{K^+} + M_A)^2 - (p_\gamma^2 + p_{K^+}^2 - 2p_\gamma p_{K^+}\cos\theta)}
\end{aligned}
\tag{1.5}
$$

ここで, M_A は標的核の質量であり, 既知の量である．また実光子を用いることから光子の質量は 0 であり, $p_\gamma = E_\gamma$ である．また θ はビーム軸と K^+ の運動量ベクトルのなす角である．

この $^{3}_{\Lambda}$H が弱崩壊する際に放出される π^- 中間子を測定することで $^{3}_{\Lambda}$H の崩壊時間 t_d を決定する．ここで, t_d は以下の式 (1.6) で書ける．

$$
t_d = (t_t - ToF_t) - (t_\gamma + ToF_\gamma) \tag{1.6}
$$

ここで, t_t は崩壊 π 中間子を検出する時刻, ToF_t は標的での $^{3}_{\Lambda}$H の崩壊点から π^- が検出された点までの飛行時間, ToF_γ は標識化光子の生成された点から標的での反応点までの飛行時間である [19].

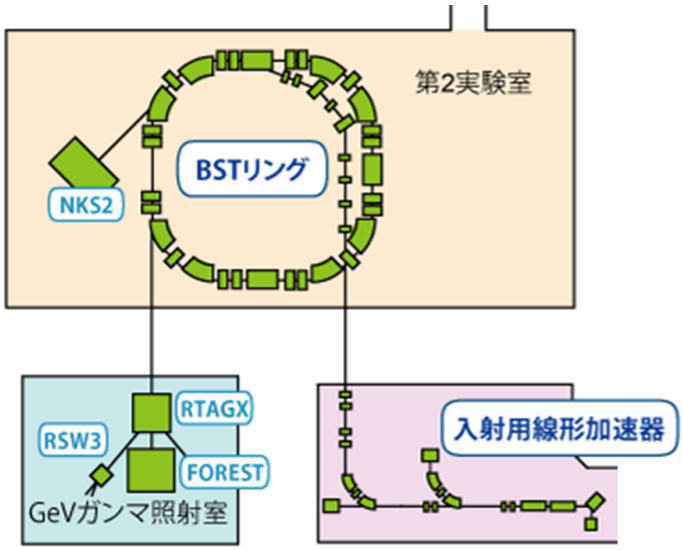


図 1.6　ELPH の加速器の概観 (入射用加速器と第二実験室周辺)[20].

1.3.2　東北大学電子光理学研究センター (ELPH)

ここでは, 実験が計画されている東北大学電子光理学研究センター (Research center for electro photon science; ELPH) の設備等に関して述べる. 図 1.6 に実験での使用が予定される第二実験室とそこにビームを供給する加速器等の概観を示す. 図 1.6 右下の入射用線形加速器では, 最大 90 MeV まで電子を加速することができる. ここで加速された電子は, 第二実験室内の 1.3 GeV BST-ring(Booster STorage ring) に輸送される.

◇ **BST リング**

BST リングは周長 50 m の電子シンクロトロンであり, 入射用線形加速器より入射された電子を最大 1.3 GeV まで加速し貯蔵することができる. ここで加速された電子の周回軌道上にラジエーターと呼ばれる $\phi = 11\,\mu$m の炭素ファイバーを挿入することによって制動放射を起こし, γ 線を取り出す. ここで生成された γ 線のエネルギー及び生成時間は光子標識化装置 Tagger によって測定される.

◇ **光子標識化装置:Tagger**

Tagger の概観を図 1.7 に示す. これはプラスチックシンチレータと光検出器として MPPC によって構成されていて, ラジエーターによる制動放射の際に散乱された電子を検出することによって γ 線のエネルギーと生成時間を決定する. 時間決定用の TagB が 1 チャンネルと位置検出用の TagF が 4 チャンネルの計 5 チャンネルの組を 1 ユニットとして計 40 ユニットから構成される. 特に TagB の時間分

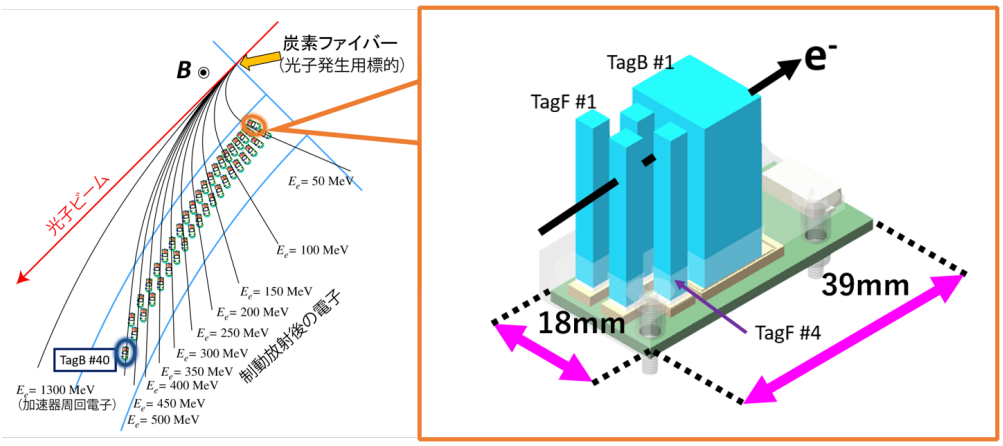


図 1.7　Tagger の概観 [22].

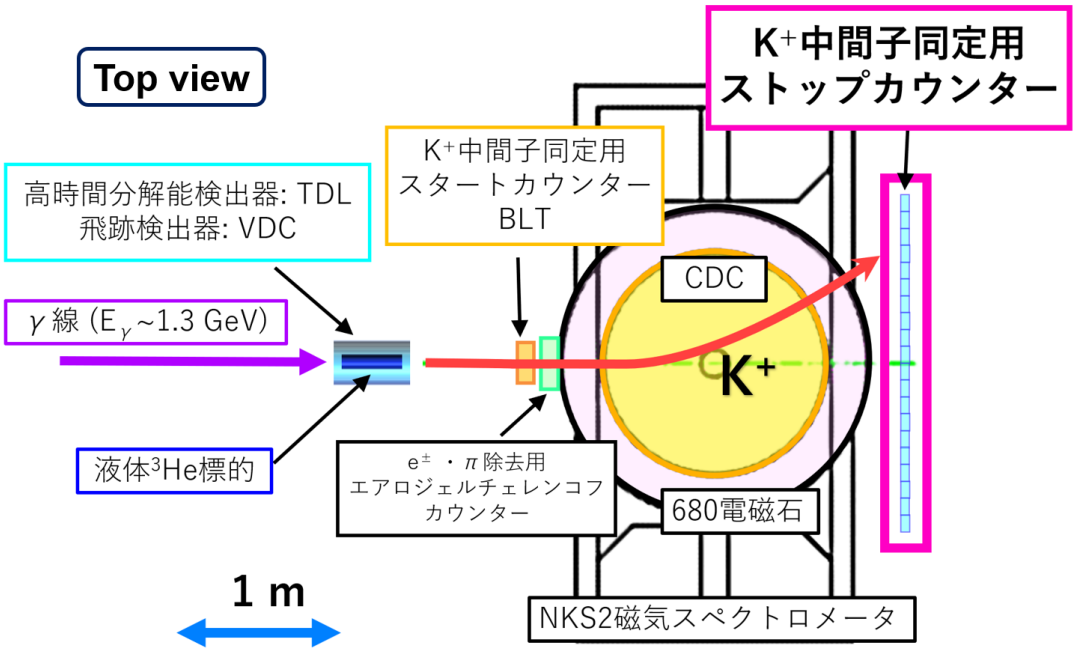


図 1.8　予定される $^{3}_{\Lambda}$H 寿命測定実験のセットアップ (標的・NKS2 周辺)

解能は $\sigma = 35\,\mathrm{psec}$ である [21].

尚, 2020 年 5 月現在 Tagger はアップデートが計画されている.

1.3.3　予定される実験セットアップ

予定される実験のセットアップの概念図を図 1.8 に示す. ELPH の 1.3GeV BST-ring で最大エネルギー 1.3 GeV まで加速した電子から制動放射により γ 線を取り出す. この

反応で散乱された電子を Tagger で測定することで γ 線のエネルギー E_γ・生成時刻 t_γ を決定する.

この γ 線を液体 ^{3}He 標的に照射し, $^3_\Lambda$H を生成する. そして標的の周りを円筒状に取り囲むように設置した高時間分解能検出器・TDL 及び VDC で $^3_\Lambda$H の弱崩壊で放出される π^- 中間子の飛跡・飛程・飛行時間を測定することによって, 式 (1.6) の t_t, ToF_t を決定する.

(γ, K^+) 反応によって標的から放出される K^+ 中間子の運動量測定は, 標的後段に設置された NKS2 磁気スペクトロメータによって行う. この際, NKS2 前方に設置した K^+ 中間子同定用スタートカウンター BLT によって標的からの粒子が NKS2 に入射する時刻を決定する. そして, NKS2 後方の最後段に設置された K^+ 中間子同定用ストップカウンターで粒子が NKS2 から出てきた時刻を決定する. このストップカウンターでの時刻と BLT での時刻から決定される粒子の飛行時間と NKS2 で測定した運動量の情報とを併せることによって K^+ 中間子を同定し, ハイペロン生成イベントを同定する.

1.4　本研究の目的

$^3_\Lambda$H は $A = 3$ の最も基本的なハイパー核であり, その寿命という特に基本的な量に従来とは異なる系統誤差を持つ手法によってアプローチすることは極めて重要なことであるといえる. その意味でこの $^3_\Lambda$H 寿命測定実験は非常に大きな意味を持つ実験である. この実験ではより多くの $^3_\Lambda$H 崩壊イベントを検出することで統計量を多くすることが鍵となる. そのためにより良い精度で粒子識別を行い K^+ 中間子を同定することが不可欠である.

そこで本研究では, MPPC とプラスチックシンチレータを用いた新型粒子飛行時間測定器の開発を行い, その試作機の製作と性能評価を行った.

第 2 章

新型検出器の試作機製作

本章では, 実際に製作を行った新型粒子飛行時間測定器の試作機に関して述べる. 2.1 節では検出器の要求性能に関して述べる. 次に 2.2 節ではそれを受けて決定した検出器の基礎設計に関して述べる. 次に 2.3 節では試作機の構成要素のうち, 光検出器である MPPC に関して説明する. 最後に 2.4 節では実際に製作した試作機の構成とその動作について述べる.

2.1 要求性能

新型検出器に対する要求性能として以下の点が挙げられる.

1. **磁場中での安定した動作.**

   本研究で開発する新型検出器は, 既設の NKS2 磁気スペクトロメータの後方に配置する予定となっている. そのため, 検出器に対する NKS2 の 680 電磁石からの漏れ磁場が予想される. このことから磁場中においても安定した動作が可能であるということが求められる.

2. **K^+ 中間子と π^+ 中間子の識別が十分可能な $\sigma < 150\,\mathrm{psec}$ の時間分解能**

   NKS2 後方に飛来する粒子として, 陽子・π^+ 中間子・K^+ 中間子が挙げられる. 標的より放出される粒子の運動量は最大で $\sim 700\,\mathrm{MeV}/c$ である. ここで π^+ 中間子と K^+ 中間子に着目して, NKS2 前方の BLT からの距離 $\sim 2\,\mathrm{m}$ での飛行時間の差 ΔT を考える. 質量 m の粒子の速度 β は粒子の運動量 p とエネルギー E を用いて

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{pc}{\sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2}} \tag{2.1}$$

と書ける．このことから π と K^+ のそれぞれに関して β を計算すると,

$$\pi^+ : \beta_\pi = \frac{700\ [\mathrm{MeV}/c]}{\sqrt{(139.6\ [\mathrm{MeV}/c^2])^2 + (700\ [\mathrm{MeV}/c])^2}} \sim 0.983 \tag{2.2}$$

$$K^+ : \beta_K = \frac{700\ [\mathrm{MeV}/c]}{\sqrt{(493.7\ [\mathrm{MeV}/c^2])^2 + (700\ [\mathrm{MeV}/c])^2}} \sim 0.836 \tag{2.3}$$

となる．速度 β の粒子がある距離 L を飛行するのに要する時間 T は

$$T = \frac{L}{\beta c} \tag{2.4}$$

である．したがって π^+ と K^+ での飛行時間の差 ΔT は

$$\Delta T = \frac{2\ [\mathrm{m}]}{3 \times 10^8\ [\mathrm{m/sec}]} \left(\frac{1}{0.836} - \frac{1}{0.983} \right) \sim 1.19 \times 10^{-9}\ [\mathrm{sec}] \tag{2.5}$$

より, $\sim 1.2\,\mathrm{nsec}$ となる．実験では K^+ 中間子の約 1000 倍の数の π^+ が発生することが予想される．K^+ 中間子の飛行時間分布に対する π^+ 中間子の漏れこみを 0.1 % 以下に抑えるために, K^+ と π^+ の飛行時間を 5σ の精度で分離することを目指す．このことから NKS2 前方の BLT と NKS2 後方の新たな飛行時間測定器との間での飛行時間に対して, $\sigma < 200\,\mathrm{psec}$ の時間分解能が要求される．これ受けて本研究で開発する新型粒子飛行時間測定器に対して $\sigma < 150\,\mathrm{psec}$ を時間分解能の要求性能として設定した．

3. **大面積**

   この実験ではより多くのハイペロン生成イベントを同定できるかという点が非常に重要になる．そのためには NKS2 を通り抜けてきた粒子を可能な限り損失なく検出する必要がある．そのため新型粒子飛行時間測定器は大面積を有しているということが求められる．

4. **大量の $e^\pm$ バックグラウンドを回避可能**

   ハイパー核の生成に (γ, K^+) 反応を用いることから, γ 腺から電子・陽電子対が対生成され, 更にそれらからの制動放射により γ 線が発生するといった反応が連鎖的に生じることが予想され, 結果的に大量の $e^\pm$ がバックグラウンドとして発生することが予想される．粒子の検出効率を良くするためには, このバックグラウンドを避けることが求められる．

2.2　基礎設計

以上の要請を受けて, 以下のように基礎設計を決定した．

1. 光検出器として MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) を使用.
2. ビーム軸方向の厚さが $5-10\,\mathrm{mm}$, 横方向の幅が $10-$ mm の薄く幅の小さいプラスチックシンチレータの両端に MPPC を取りつけたものを複数並べることで大面積を達成.
3. ビーム平面に相当する領域 (ビーム軸から $\sim \pm 2\,\mathrm{cm}$) を避け, その上下に分割して検出器を配置.

2.3　光検出器 MPPC

MPPC は半導体光検出器 SiPM(Silicon Photo Multiplier) の一種であり, 浜松ホトニクス社の商品名であるが, 光検出器として用いられることも多いため以下, 本稿ではこの名称を用いる.

2.3.1　動作原理

図 2.1 に MPPC の構成の概念図を示す. MPPC はガイガーモードで動作する SiAPD (Silicon Abaranche Photo Diode) と電圧降下のためのクエンチング抵抗を直列接続したものを 1 ピクセルとして 2 次元的・電気的に接続したものとなっている [23].

半導体にはドーパントとして B(ホウ素) や Al(アルミニウム) など価電子数 3 の元素を印加することによってホール (正孔) がキャリアとなる p 型半導体と As(ヒ素) など価電子数 5 の元素を印加することで電子がキャリアとなる n 型半導体とがある. これら 2 種の半導体を接続したものを PN 接合という. SiAPD は PN 接合に固有の降伏電圧 V_{br} 以上の逆電圧を印加することで用いる. 電圧をかけていない状態では接合面近傍でホールと電子が結合しキャリアの存在しない空乏層が形成される. ここに逆電圧を印加すると, 電子は

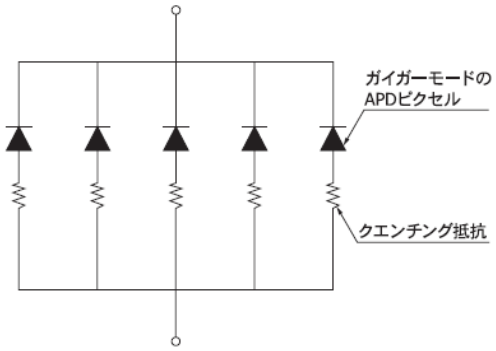


図 2.1　MPPC の概念図 [23].

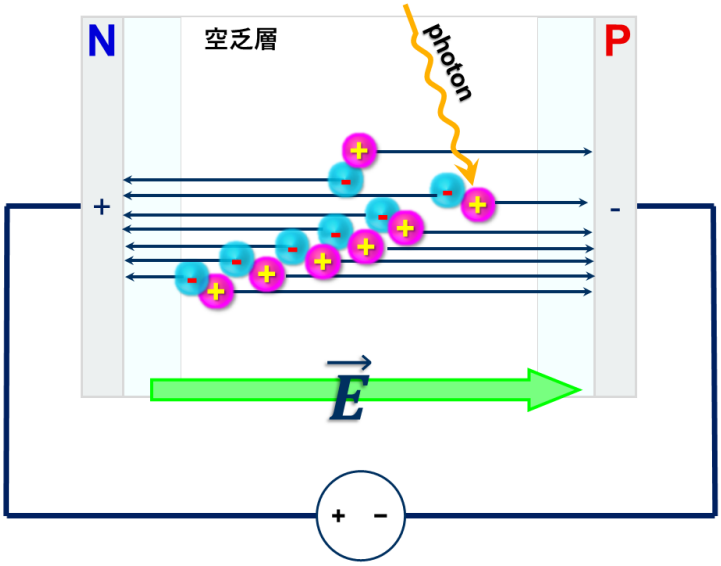


図 2.2　逆電圧によるアバランシェ増倍の概念図．印加された電圧よって内部に生じた電場に従い電子が移動し，その過程で連鎖的な電荷の増幅が生じる．

生じた電場により + の電極側に移動していき空乏層は拡大する．

逆バイアスによる電荷の増幅の概念図を図 2.2 に示した．逆電圧が印加された PN 接合に光が入射すると，電子が励起され電子とホールのペアが空乏層中に形成される．逆電圧による電場に従って，電子は + 極に，ホールは − 極側にそれぞれ引き寄せられる．この時の印加電圧が降伏電圧以上であるとき，電子は物質中の結晶格子と衝突し新たな電子とホールのペアを形成する．これが連鎖的に生じることにより電荷が増幅される．この現象をアバランシェ増倍という．この現象を利用することにより SiAPD では光を電気的な信号として検出する．但しガイガーモードでは一度放電が生じると，内部の電場が維持されている限り継続的に放電が起こるため次の光の入射を検出することができない．そこで，各ダイオードにクエンチング抵抗を直列に接続することによって SiAPD の動作電圧を下げる．これにより次の光の入射を検出することが可能となる．

2.3.2　特徴

MPPC には以下のような特長がある．

1. コンパクトである

   一般的な特徴として受光面が ∼ 数 mm とコンパクトであるという特徴がある．以下の図 2.3 に本研究で用いた MPPC: S14160-3015PS の実物を示す．この場合は受光面のサイズが $3^x \times 3^y$ mm^2 である．

2. 磁場からの影響が少ない

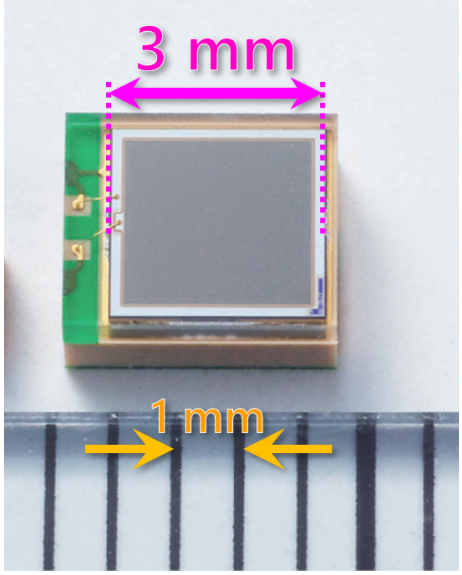


図 2.3　本研究で使用した MPPC(S14160-3015PS). 画像は [24] より引用.

電子のドリフト距離が短いことから, 磁場による影響が同様の用途で用いられる光電子増倍管と比較して小さいという特徴がある.

3. 低電圧での動作が可能である

   本研究で用いた S14160-3015PS では公称スペックとして降伏電圧が $V_{br} = 38 \pm 3\,\mathrm{V}$ とされており, 浜松ホトニクスの提示する推奨印加電圧 (V_{op}) は $V_{op} = V_{br} + 4\,\mathrm{V}$ である.

4. 安価である

   1 個当たりの単価が $\sim$ 1000 円程度である.

これに加えて, 各ピクセルで光子を検出するため, 検出した光子数によって離散化された出力を得ることができるという特徴もある. 一方で印加電圧を上げることによるノイズの増加という問題点もある. そのため使用にあたっては適切な動作電圧を選ぶことが求められる.

表 2.1 に本研究で使用した MPPC(S14160-3015PS) の性能を示す.

2.4　試作機の製作

2.4.1　試作機の構成

前述の基礎設計を受けて試作機の製作を行った. その概念図を以下の図 2.4 に示す. 本研究ではプラスチックシンチレータとして ELJEN Technology 社製のプラスチックシンチレータ EJ-200 を用いた. その特性を以下の表 2.2 に示した. また, 発光強度の波長依存

表 2.1　MPPC の性能 [24].

ピクセルピッチ [μm]	15
受光面の面積 [mm^2]	3×3
降伏電圧 [V]	37.7
推奨印加電圧 [V]	41.7
最大感度波長 [nm]	460
光子検出効率 PDE [%]	32

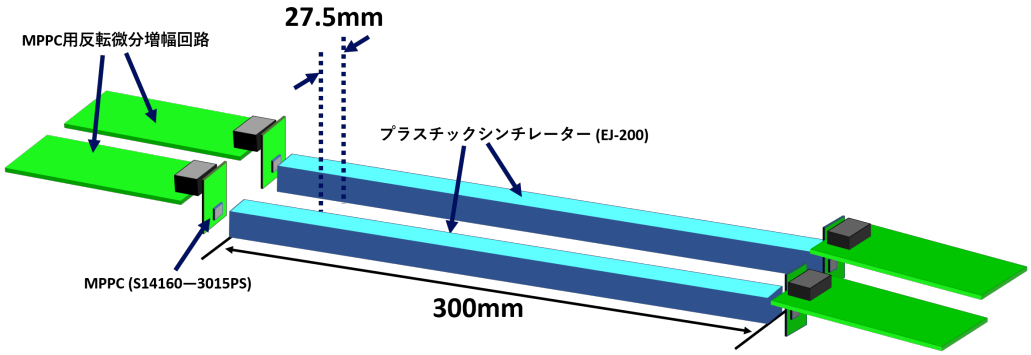


図 2.4　試作機の概念図.

表 2.2　EJ-200 の特性 [25].

	EJ-200
Light output(% Anthracene)	64
Scintillation efficiency (photon/1 MeV e^-)	10000
Wavelength of maximum emission [nm]	425
Light attrnuation length [cm]	380
Rise time [ns]	0.9
Decay time [ns]	2.1
Pulse width, FWHM [ns]	2.5

性を図 2.5 に示す．実際に使用したプラスチックシンチレータを図 2.6 に示した．この表面を反射材として 100 μm 厚テフロンで 2 重に包装し，更にその上からブラックシートで包装した．このシンチレータ端面の中心部分に図 2.7 のように $\sim 4.5^x \times 4.5^y$ mm^2 のテフロンのない窓状の領域を作り，そこに MPPC(S14160-3015PS) を取り付けた．これはシンチレータ端面のうち MPPC のない領域に入射したシンチレーション光をテフロンで反射させることによって MPPC の受光面に到達させ，より多くのシンチレーション光を検

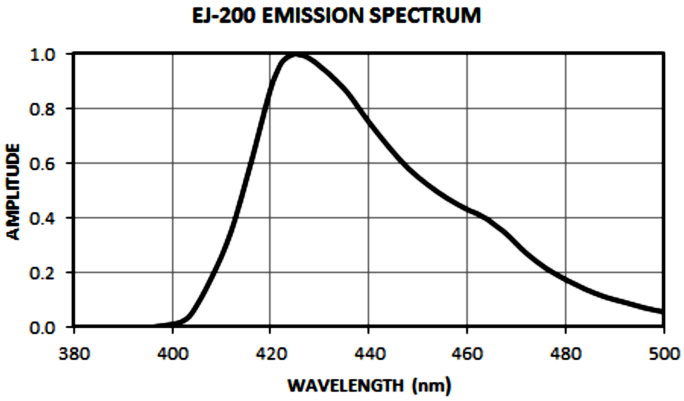
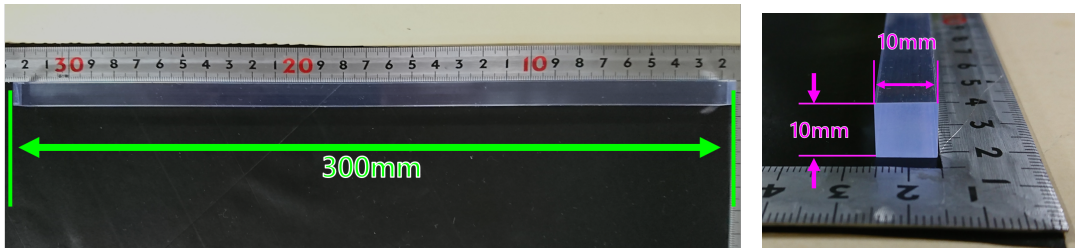


図 2.5　EJ-200 の発光強度の波長依存性 [25].



[a]　　[b]

図 2.6　実際に使用したプラスチックシンチレータ (EJ-200). 寸法は $10^t \times 10^w \times 300^h$ mm^2 のもの. [a]:シンチレータの側面. [b]: シンチレータの断面

出するための操作である. シンチレータ-MPPC 間が空気の場合, 空気中とシンチレータの材質とでは屈折率が異なるため, 境界面での反射などによるシンチレーション光の損失が懸念される. そのため両者の接続にはプラスチックシンチレータの材質と同程度の屈折率を持つオプティカルグリスを用いた.

先行研究により, MPPC からの出力信号を増幅することによって時間分解能が向上するという結果が得られている [22]. そこで本研究では図 2.8 に示すようなオペアンプ AD8000 を用いた反転微分増幅回路により MPPC からの出力信号の増幅を行った. この回路は先行研究において $\sigma < 50$ psec の時間分解能を達成したという実績がある [19].

図 2.9 に製作した試作機を示す. この図に示すように, この試作機には合計 4 つの読み出しチャンネルがある. それぞれに対し, 図 2.9 中で下側にあるシンチレータと MPPC の組を ToFR, 上側の組を ToFL と称することにする. また, 向かって左右の読み出しをそれぞれ 1, 2 として各読み出しチャンネルを R-1, R-2 などと呼ぶこととする.

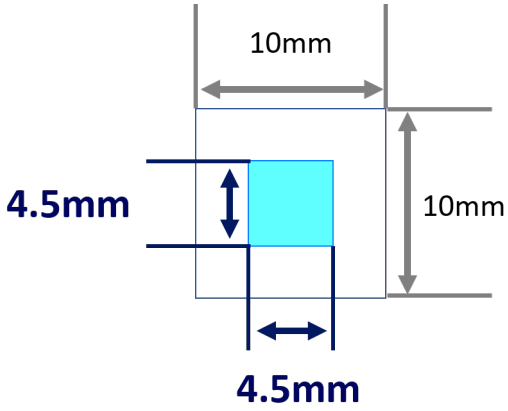


図 2.7　シンチレータ端面処理の概念図．白色の部分がテフロンで覆った部分で，水色の部分が MPPC 取りつけのためテフロンをつけない領域である．

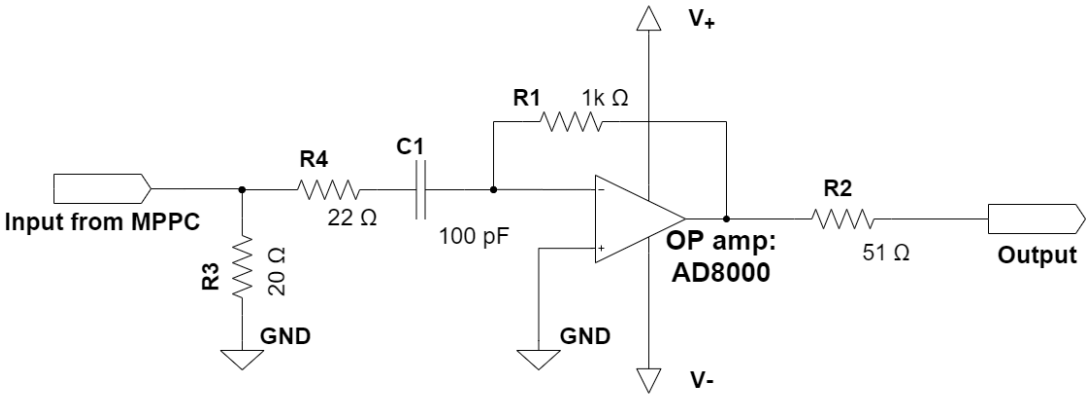


図 2.8　本研究で使用した反転微分増幅回路

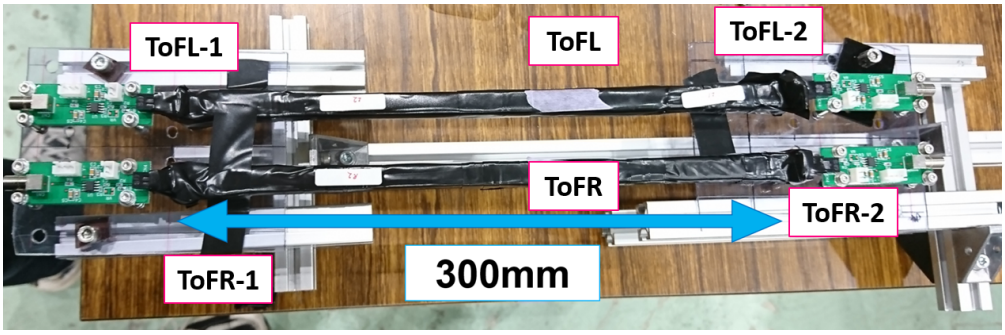
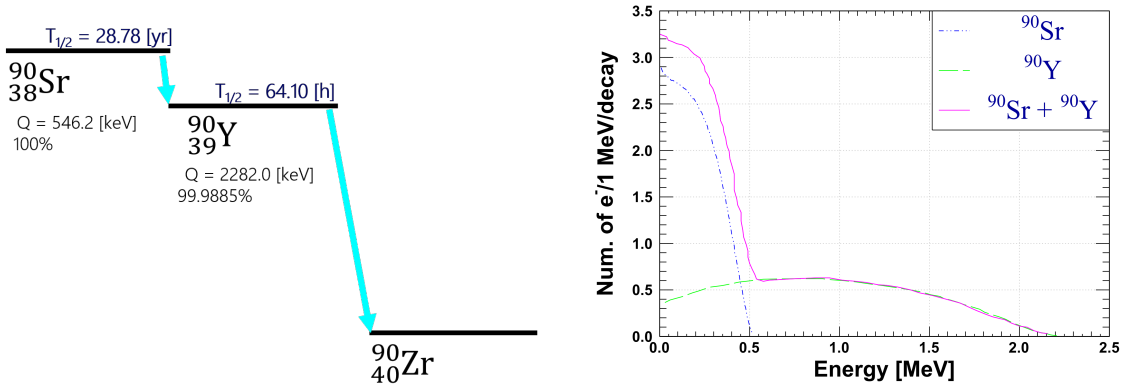


図 2.9　実際に製作した試作機



[a]　　[b]

図 2.10　^{90}Sr/^{90}Yβ 線源．[a]^{90}Sr/^{90}Yβ 線源の崩壊図 [26]．図中の Q は放出される β 線の最大エネルギーを表す．[b]^{90}Sr/^{90}Yβ 線源からの β 線エネルギースペクトル [27]．

2.4.2　試作機の動作確認

製作した試作機の出力信号を ^{90}Sr/^{90}Yβ 線源を用いて確認した．

^{90}Sr/^{90}Yβ 線源の崩壊図と放射される β 線のエネルギースペクトルを図 2.10 に示す．この線源は ^{90}Sr とその崩壊によって生じる ^{90}Y が放射平衡になっており，特に ^{90}Y の β 崩壊によって放出される β 線の最大エネルギーは 2.246 MeV である．プラスチックシンチレータ中での電子の最小電離損失が $\sim 2\,\mathrm{MeV/cm}$ であることから，一定確率で最小電離損失に対応した電子による信号を観測することができる．

確認の際は図 2.11 のように 2 本それぞれのシンチレータに線源を当て，各読み出しチャンネルでの増幅回路からの信号をオシロスコープを用いて確認した．シンチレータの中心上に線源を置き各 MPPC に $V_b = 41.7\,\mathrm{V}$ $(V_b - V_{op} = 0.0\,\mathrm{V})$ を印加した際の出力信号を図 2.12 に示す．この図から $V_b = 41.7\,\mathrm{V}$ での最小電離損失に対応する信号の波高は $-27\,\mathrm{mV}$ であることがわかる．荷電粒子による信号は確かに確認できているものの，ベースラインのノイズが $\sim 5\,\mathrm{mV}$ であり，1photon に相当する信号は見えていない．また，反転微分増幅回路による増幅を行ってはいるものの十分な出力が得られていない．そこで反転微分増幅回路からの信号をさらに PM アンプにより 10 倍に増幅し，MPPC に印加する電圧を引き上げ $V_b = 44.7\,\mathrm{V}$ $(V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V})$ として再度信号の確認を行った．その時の信号波形を図に示す．この場合の最小電離損失に対応する信号の波高は $\sim -460\,\mathrm{mV}$ となり大きな出力が得られていることがわかる．但し，信号は確かに増幅されたものの，ベースラインのノイズも併せて増幅されたため，この場合でも 1photon の信号は観測できなかった．これを受けて以降の測定では，PM アンプによる増幅を併用することとした．

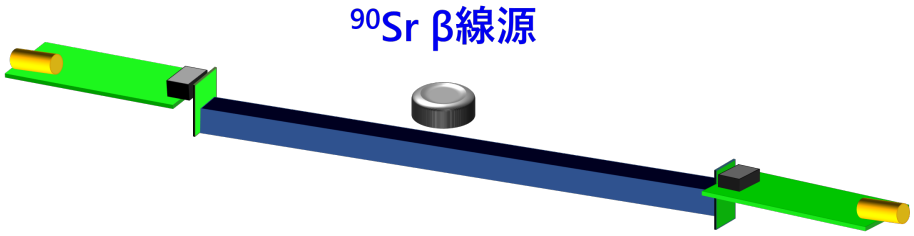


図 2.11　^{90}Sr/^{90}Yβ 線源を用いた信号確認時の概念図.

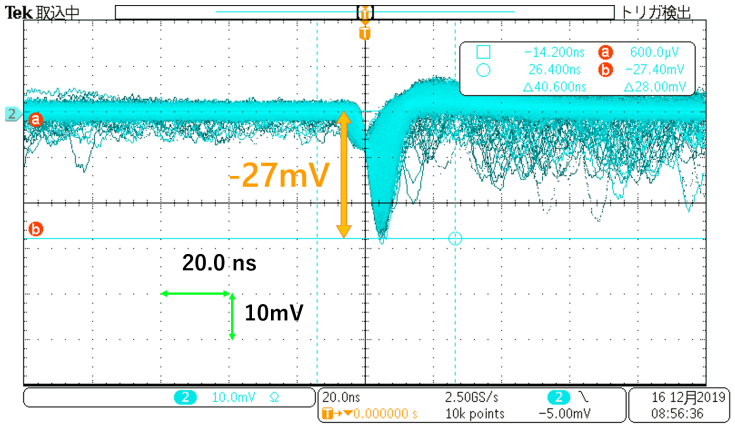


図 2.12　$V_b = 41.7\,\mathrm{V}$ 印加時の MPPC の出力信号. 信号は 4 つのうちの 1 つを代表させたものを示している.

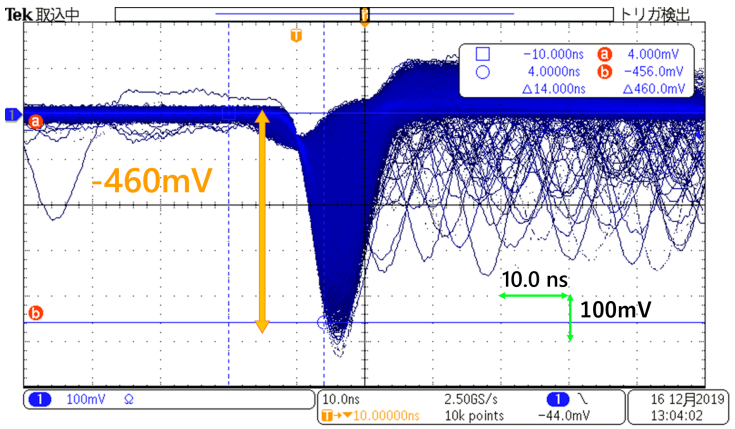


図 2.13　$V_b = 44.7\,\mathrm{V}$ 印加, PM アンプによる増幅後の MPPC の出力信号. 図 2.12 で示したものと同じチャンネルでの信号を示している.

第 3 章

宇宙線による性能評価テスト

第 2 章で製作した試作機に対して宇宙線による性能評価を行った.

3.1 実験の目的

ここでの目的は以下の 2 点の評価である.

◇ **MPPC の印加電圧依存性**

MPPC のゲインと PDE は印加するバイアス電圧 V_b に依存して変化する. スペック上はゲイン, PDE ともに電圧を上げることによって向上する. しかしながら, 電圧を上げることによるノイズや暗電流の増加が懸念される. そこで, 時間分解能の印加電圧依存性について調べた. 測定した電圧は浜松ホトニクスが提示する推奨印加電圧 $V_{op} = 41.7\,\mathrm{V}$ を基準とし, $V_b - V_{op} = +0.0, +3.0, +6.0\,\mathrm{V}$ での時間分解能の評価を行った.

◇ **シンチレータのサイズ依存性**

MPPC ではシンチレータ内部で生じたシンチレーション光を検出する. この光量は通過する荷電粒子のエネルギー損失の総量が大きく関係する. また, MPPC を取りつけるシンチレータ断面の幾何学的な大きさと MPPC の受光面の大きさの関係は最終的に検出できる光量に大きく影響すると予想される. これを踏まえて, 以下の表 3.1 に示す 4 通りの寸法のシンチレータを用いて時間分解能に対するサイズ依存性の検討を行った.

表 3.1　用いたシンチレータの寸法．シンチレータの型番はいずれも EJ-200 である．

厚さ (t) [mm]	幅 (w) [mm]	高さ (h) [mm]
10	10	300
5	11	300
5	22	300
5	44	300

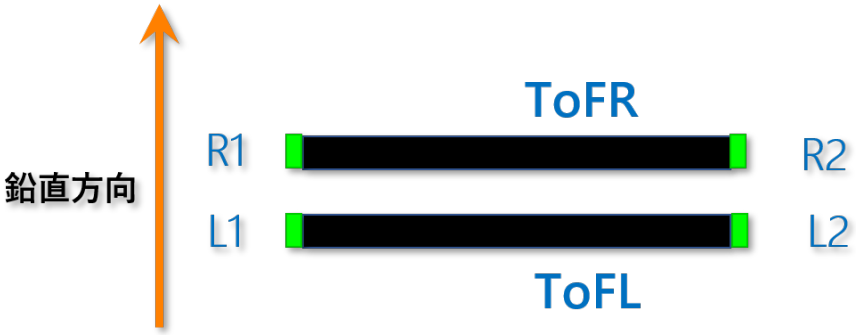
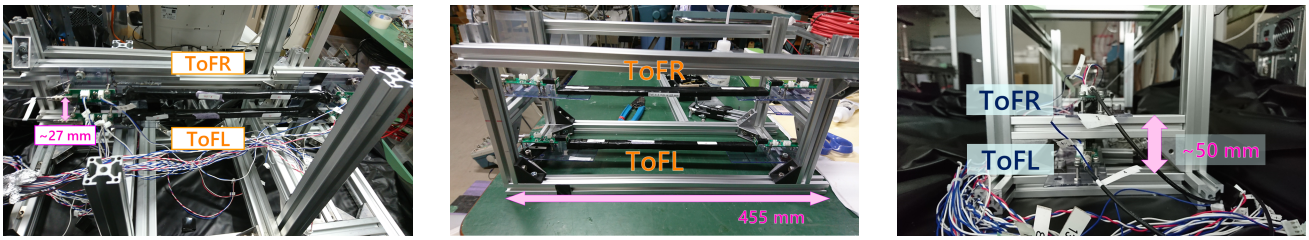


図 3.1　宇宙線測定時のセットアップの概念図．鉛直上側に設置した組を ToFR, 同じく下側に設置した組を ToFL と称する．また, 上下ともに左右の読み出しチャンネルにそれぞれ 1, 2 と番号を付して扱うこととする．

3.2　測定方法

図 3.1 に測定時のセットアップの概念図を示す．この図のように ToFR, L の 2 本のシンチレータと MPPC の組を向きが平行になるよう揃え, 鉛直方向に重ねるようにして配置した．

ここでの測定は前述の評価項目に応じて 2 段階に分けて行った．まず, 使用するシンチレータの寸法を ToFR, L ともに $10^w \times 10^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ のものに固定した状態で 1 つ目の印加電圧依存性の測定を行った．その後, 図 3.1 中で上側に設置した ToFR のシンチレータを表 3.1 に記載したサイズのものに交換し同様に印加電圧依存性の測定を実施した．尚, この時は下側に設置した ToFL のシンチレータは $10^w \times 10^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ に固定した．シンチレータサイズを変更して測定を行った際には, $10^w \times 10^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ 及び $5^w \times 11^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ を用いた場合と $5^w \times 22^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ 及び $5^w \times 44^w \times 300^h$ $[\mathrm{mm}^3]$ を用いた場合とで一部配置を変



[a]　[b]　[c]

図 3.2　宇宙線測定時の実際の検出器の配置．[a] 断面積 $10^w \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ 及び $5^w \times 11^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータを用いた際の配置．[b] 断面積 $5^w \times 22^w\,\mathrm{mm}^2$ 及び $5^w \times 44^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータを用いた際の配置．実際に測定を行う際には [c] に示すようにシンチレータ間の距離を縮めて使用した．

更した．これは MPPC を取りつける基板上のハンダ付け部分とシンチレータ表面部分の干渉を避けるためである．この時の実際のセットアップを図 3.2 に示した．基本的な配置は図 3.1 に示したものに従っているが, 前者では 2 本のシンチレータ間の鉛直方向の距離が $\sim 27\,\mathrm{mm}$ であるのに対し, 後者では $\sim 50\,\mathrm{mm}$ になっている．

測定時のトリガーロジックを図 3.2 に示す．各チャンネルで増幅回路からの出力を一度 PM アンプに入力することによって再度信号の増幅を行った後, 信号を波高測定用のラインとディスクリミネータに入力するラインの 2 つに分割する．ディスクリミネータからの出力信号はさらに時間測定とトリガー生成の 2 つに分割される．波高測定即ち MPPC からの電荷情報の取得には QDC モジュールとして CAEN V792 を用いた．また時間情報の取得には TDC モジュールとして CAEN V775 を用いた．ここではデータ取得のトリガーとして各シンチレータ両端での出力信号即ち合計 4 つのチャンネルからの信号全てのコインシデンスを用いた．ディスクリミネータの閾値電圧 V_{th} はいずれのシンチレータを用いた場合も, 各チャンネルにおいて印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ 時にシンチレータ中心に $^{90}\mathrm{Sr}/^{90}\mathrm{Y}\beta$ 線源を当てた際の最小電離損失の β 線に対応する波高の $\sim 1/10$ となるように設定した．

3.3　解析方法

取得したデータの解析は以下のような流れで行う．

1. ペデスタルの取得
2. タイムウォークコレクション
3. 検出器の固有時間分解能の決定

以下, それぞれについて説明する．

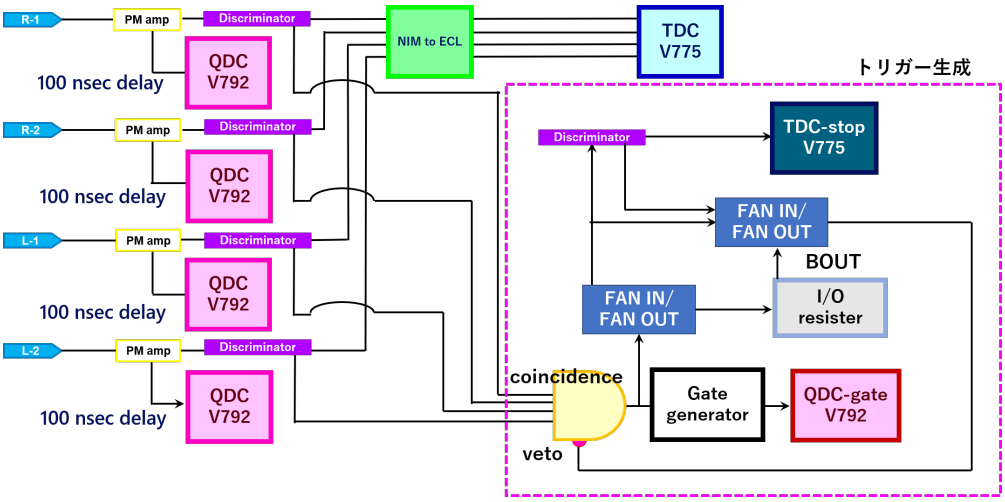


図 3.3　宇宙線測定時のトリガーロジック．反転微分増幅回路で MPPC からの信号を一度増幅・整形したのち再度 PM アンプにより増幅している．トリガーは全チャンネルのコインシデンスである．

3.3.1　ペデスタル

この測定では QDC モジュールによって MPPC からの電荷情報の取得を行った．このモジュールは入力されたアナログ信号をある決められた時間の範囲で積分することにより信号の波高を電荷量に換算する．この際電荷量は連続的なアナログ量ではなく離散化された ch の値に変換されてデジタル量として記録される．今回用いた CAEN V792 では 0-4095 ch の値に変換される．ここで 1 ch = 0.1 pC として実際の物理量に対応付けられる．但し, QDC の 0 ch が実際の電荷の 0 pC 即ち 0 V のベースラインに直接対応するわけではなく, 実際にはモジュールの各入力チャンネル毎に固有な定数分のずれが存在する．このずれのことをペデスタルという．

この測定では, 宇宙線による信号の測定とセットで 1 kHz のクロック信号をトリガーとしたデータの取得を行った．これにより, 宇宙線が来ていないとき即ち MPPC からの信号がない場合の電荷情報が取得できる．この時の QDC の分布に対し Gauss 関数をフィットし, その中心値 μ をペデスタルの値として採用した．各出力チャンネルでのペデスタルの分布を図 3.4 に示す．

3.3.2　タイムウォークコレクション

この測定では時間情報 TDC は 1 ch = 35 psec として離散化された量に変換して取得される．まず, 上下の各シンチレータの両端のチャンネルで TDC の算術平均を取り, 更に

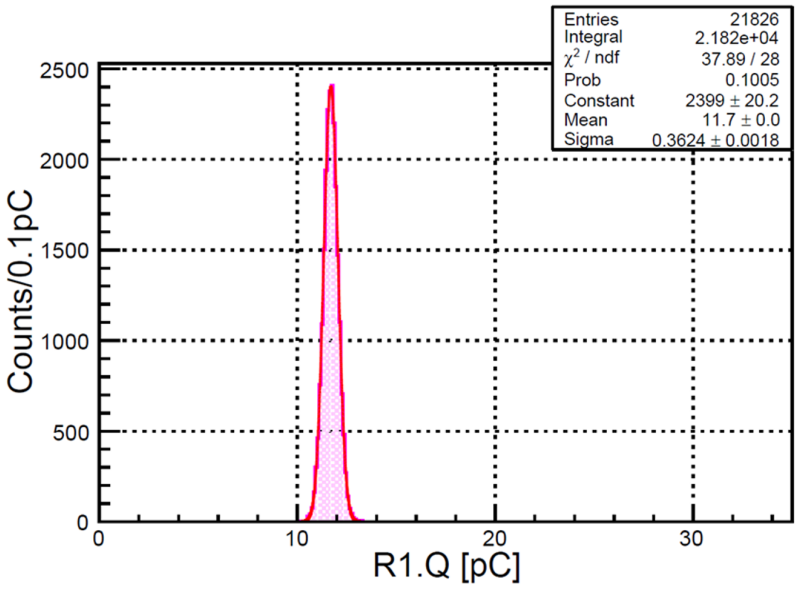


図 3.4　ペデスタルの分布．横軸の値は 1 ch = 0.1 pC として電荷量に換算している．得られた分布に対しガウス関数をフィットしている．

上下でそれらの差をとることによって以下の式 (3.1) で表される生の飛行時間分布 (raw. ToF) を作成する．ここで各シンチレータで算術平均を取るのは，シンチレータでの荷電粒子の通過位置の違いによるシンチレーション光の検出時刻のずれを打ち消すためである．

$$\mathrm{raw.ToF} = \frac{1}{2}\left(\mathrm{R-1.TDC+R-2.TDC}\right) - \frac{1}{2}\left(\mathrm{L-1.TDC+L-2.TDC}\right) \quad (3.1)$$

ここから時間分解能に関する情報を引き出すためにはタイムウォークコレクションという補正を施す必要がある．以下この手法に関して説明する．

時間情報の取得は生のアナログ信号の波高がディスクリミネータの閾値電圧を超えたタイミングで行われる．しかしながら図 3.5 のように同じ時刻に立ち上がったパルスであってもその波高の大小によって閾値を超えるタイミングにズレが生じてしまう．こうしたずれのことをタイムウォークといい，この影響に対する補正をタイムウォークコレクションという．パルスハイトコレクションまたはスルーイングコレクションと称する場合もある．

図 3.6[a] に補正を施す前の飛行時間 (raw. ToF) 分布とあるチャンネルでの QDC との相関を示す．この図からわかるように，QDC の低い領域で分布が曲がっており，飛行時間が QDC に対して相関を持っているということがわかる．これに補正関数をフィットし差し引くことにより，タイムウォークの影響を取り除く．補正関数の形としては，ここではディスクリミネータに入力されるアナログ信号の立ち上がり部分が時間の 2 次に比例する

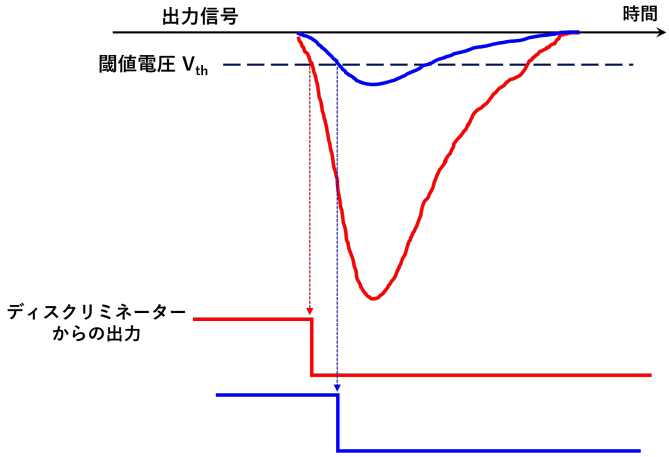
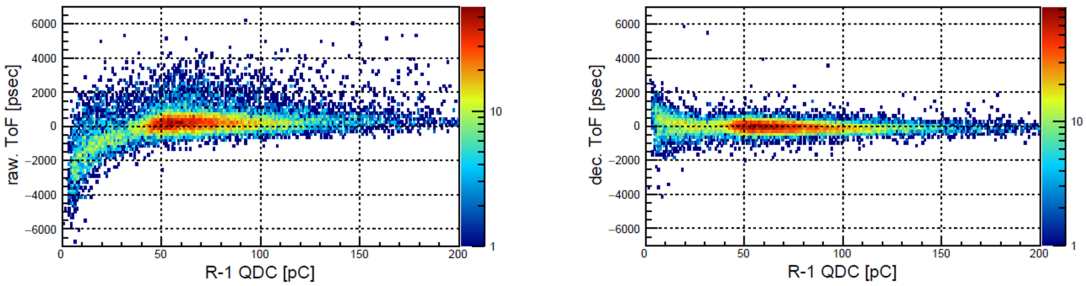


図 3.5　タイムウォークの概念図．同時刻に立ち上がった信号でもその波高の大小によってディスクリミネータによる矩形波を出力するタイミングにずれが生じている．



[a]　　[b]

図 3.6　タイムウォークコレクションの前後でのシンチレータ間の飛行時間分布と QDC との相関．[a] 補正前の飛行時間 vs. QDC 相関．[b] 補正後の飛行時間 vs. QDC 相関．

と仮定し，式 (3.2) のような関数型を用いる．ここで p_0, p_1 はフィットパラメータである．

$$f\,(\mathrm{QDC}) = \frac{p_0}{\sqrt{\mathrm{QDC} - \mathrm{Pedestal}}} + p_1 \tag{3.2}$$

この関数をフィットし差し引いた後の補正後の飛行時間分布を図 3.6[b] に示す．先の図に見られたような QDC に対する相関がなくなっていることがわかる．実際の飛行時間の情報は 4 つのチャンネルの情報から構成される．そのためこの操作を全チャンネルに対して施す必要がある．

3.3.3　固有時間分解能の決定

タイムウォークコレクションを実行した後の補正後の飛行時間分布を図 3.7 に示す．この分布に対し，ガウス関数をフィットし分布の標準偏差 σ を飛行時間に対する時間分解

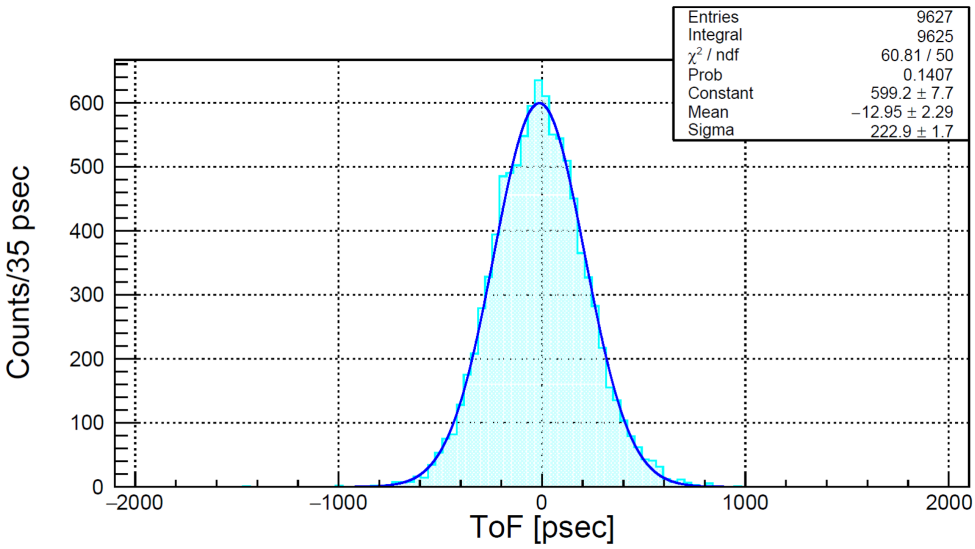


図 3.7　補正後の飛行時間分布.

能: σ_{ToF} とする. これより上下のシンチレータと MPPC からなる各組の固有時間分解能: $\sigma_{\mathrm{detector}}$ を算出する. 上下ともに $10^w \times 10^w \times 300^h$ $\left[\mathrm{mm}^3\right]$ のシンチレータを使用した場合とそれ以外の場合とで処理が異なるため, 以下各場合に分けて説明する.

⋆ 上下ともに断面積が $10^w \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ の場合

この場合には上下の組は同じシンチレータ, 同じ MPPC によって構成されるため等価な性能を持つと仮定し, 以下の式 (3.3) によって固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ を算出した.

$$\sigma_{\mathrm{detector}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{ToF} \tag{3.3}$$

また統計誤差: $\epsilon_{detector}$ は飛行時間分布での統計誤差: ϵ_{ToF} から誤差伝播の法則によって以下の式 (3.4) で記述される.

$$\epsilon_{detector} = \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_{ToF} \tag{3.4}$$

⋆ 上下でシンチレータのサイズが異なる場合

この場合は下段側でサイズが固定されている $10^w \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータの固有時間分解能: σ_L は上下ともに $10^w \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ の場合での結果から既知であるとして式 (3.5) 及び (3.6) のように上段の ToFR での固有時間分解能: $\sigma_{\mathrm{detector}}$ とその統計誤差: $\epsilon_{detector}$ を算出した.

$$\sigma_{\mathrm{detector}} = \sqrt{{\sigma_{ToF}}^2 - {\sigma_L}^2} \tag{3.5}$$

$$\epsilon_{detector} = \frac{1}{\sigma_{\mathrm{detector}}}\sqrt{{\sigma_{ToF}}^2{\epsilon_{ToF}}^2 + {\sigma_L}^2{\epsilon_L}^2} \tag{3.6}$$

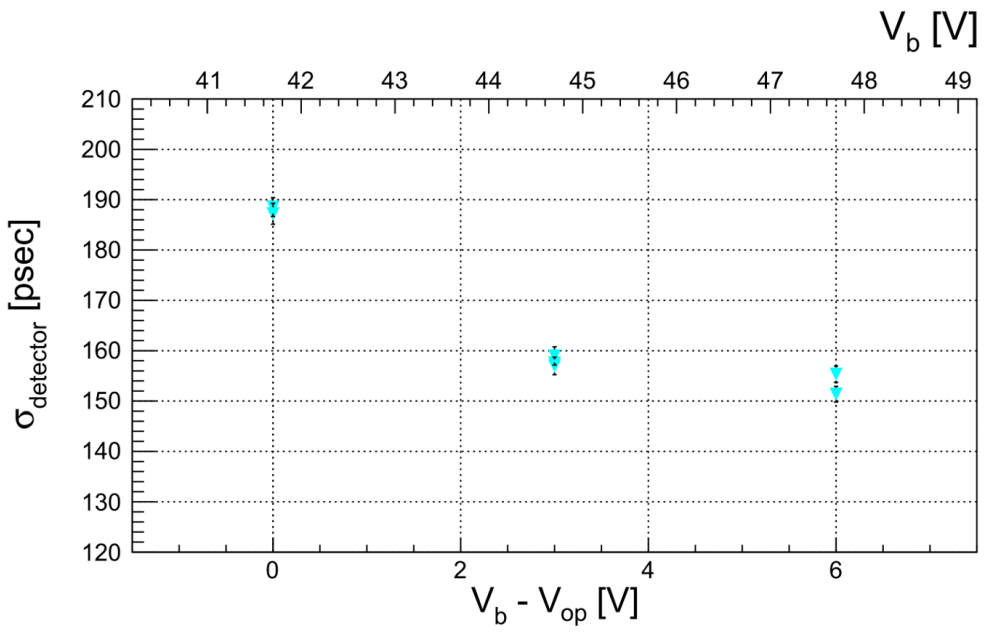


図 3.8　$10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ での固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ の印加電圧 V_b 依存性.

3.4　結果

まず, シンチレータサイズが 2 本とも $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ の場合での時間分解能の印加電圧依存性の結果に関して述べる．印加電圧依存性は図 3.8 のようになった．ここでは誤差としてフィッティング時の統計誤差のみをつけている．但し, 横軸の値は使用した MPPC の推奨印加電圧 $V_{op} = 41.7\,\mathrm{V}$ からの差を表している．この図より, 印加電圧を上げていくとそれに伴い時間分解能が向上する傾向があるということがわかる．特に $V_b - V_{op} = +6.0\,\mathrm{V}$ の場合には固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}} = 151.4 \pm 1.6\,\mathrm{psec}$ という結果が得られた．このことから本研究における目標性能である $\sigma = 150\,\mathrm{psec}$ に迫る性能が達成できているということがわかる.

ここで各電圧での QDC(電荷情報) の分布を図 3.9 に示す．但しこの図では比較のため, ペデスタルの位置が 0 となるように分布をシフトさせ, 各ヒストグラムでの最大値をとるビンの高さが 1 となるように全体をスケールしてある．印加電圧が高くなると分布のピークもより高い方向へ移っていくということがわかる．QDC は出力信号を QDC ゲートの時間幅で積分したものであるため, これは当然ながら出力信号の波高が電圧を上げることによって大きくなっているということを表している．入力信号が大きくなることによって相対的に図 3.5 に示したような信号に対するタイムウォークの影響が小さくなり, 時間分解能が向上したと考えられる.

続いて, シンチレータのサイズに対する依存性について述べる．各サイズでの時間分

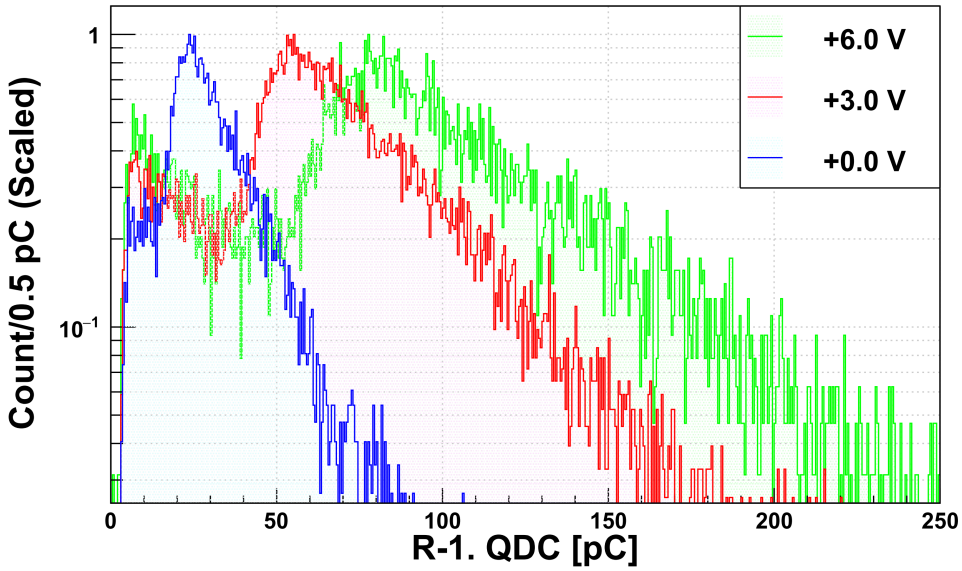


図 3.9　$10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ での各電圧における QDC 分布.

解能は以下に示す図 3.10 のようになった．また厚さ 5 mm のシンチレータに関してのシンチレータの幅依存性は図 3.11 のようになった．特に, $5^t \times 11^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ かつ $V_b - V_{op} = +6.0\,\mathrm{V}$ の場合に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 93.1 \pm 3.9\,\mathrm{psec}$ という結果が得られた．これにより, 目標とする時間分解能が達成されているということがわかる.

図 3.10 及び 3.11 を見ると, 同じ印加電圧であってもシンチレータの幅が大きくなると時間分解能が悪化する傾向があることがわかる．これはシンチレータ断面の形状と MPPC のサイズの関係から解釈できると考えられる．厚さが同じ場合には幅の大きいシンチレータ程 MPPC を取りつける断面の面積が大きくなり, それに伴って MPPC の受光面が覆うことのできる面積の比が小さくなる．これによってシンチレータ内部で生じたシンチレーション光のうち, 実際に検出することのできる光量が減少してしまうと考えられる.

ここで, 断面積に着目する．図 3.10 において断面が $10^t \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータの結果 (白抜きの赤点) と $5^t \times 22^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータの結果 (青の三角) では断面積が前者は $100\,\mathrm{mm}^2$, 後者は $110\,\mathrm{mm}^2$ と近い値をとるが, 印加電圧に対する応答は $5^t \times 22^w\,\mathrm{mm}^2$ の方がより大きく, 特に $V_b - V_{op} = +0.0\,\mathrm{V}$ での値には $\sim 50\,\mathrm{psec}$ 程の差が生じていることがわかる．そのため, 時間分解能に対する寄与は単純な断面積ではなく, 幅や粒子が通過する方向への厚さといった要素の方がより支配的であると考えられる.

また, シンチレーション光は光源から全方向に一様に放射されると仮定すると, MPPC で検出される光には直接入射するものと, 側面で反射し屈折しながら入射するものとがあると予想される．後者は屈折する分正味の光路長が長くなることから, 最終的に検出され

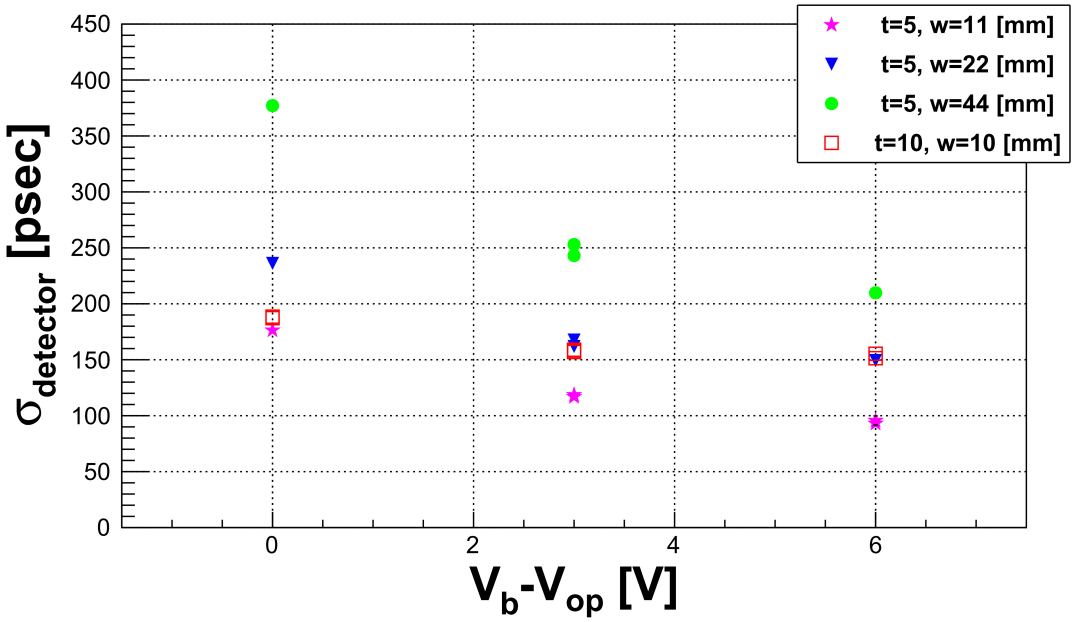


図 3.10　各シンチレータサイズでの印加電圧依存性.

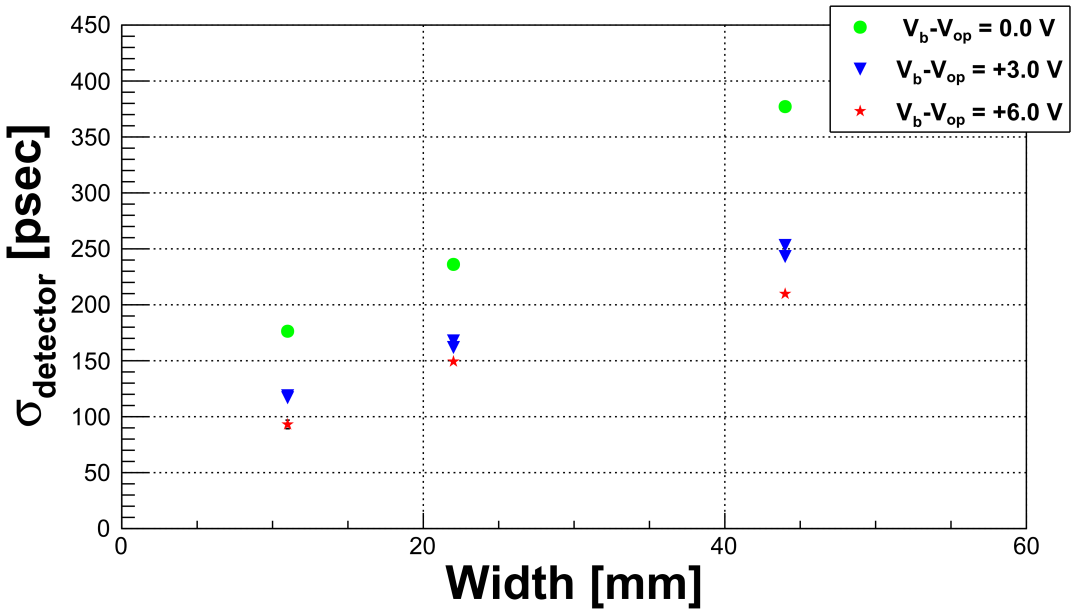


図 3.11　シンチレータの厚さ 5 mm での幅依存性. 緑点が $V_b - V_{op} = +0.0\,\mathrm{V}$, 青点が $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$, 赤点が $V_b - V_{op} = +6.0\,\mathrm{V}$ の場合をそれぞれ表す.

る時刻は前者と比較して遅れることになる．シンチレータの幅が大きくなると屈折によって光路長がより長くなると予想される．そのためシンチレーション光を検出する時刻の揺らぎも結果として大きくなり, 時間分解能の悪化につながるのだと解釈される.

3.5　宇宙線測定のまとめ

宇宙線により, MPPC(S14160-3015PS) とプラスチックシンチレータ (EJ-200) を用いた新 ToF 測定器の試作機の性能評価を行い, 特に MPPC の印加電圧依存性とシンチレータのサイズ依存性に関して検討した．その結果, 印加電圧を上げることによって時間分解能が向上する傾向があるという結果を得た．またシンチレータのサイズに関しては, 厚さ 10 mm のものと 5 mm の 2 通りを測定し, 5 mm の方がより良い時間分解能が得られるということがわかった．更に, 同じ厚さ・印加電圧ではより幅の小さいシンチレータを用いた場合に時間分解能が向上するという結果が得られた.

特に, シンチレータサイズが $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$, 印加電圧が $V_b - V_{op} = +6.0\,\mathrm{V}$ の場合に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 151.4 \pm 1.6\,\mathrm{psec}$, シンチレータサイズが $5^t \times 11^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$, 印加電圧が $V_b - V_{op} = +6.0\,\mathrm{V}$ で $\sigma_{\mathrm{detector}} = 93.1 \pm 3.9\,\mathrm{psec}$ という結果が得られた．以上より, この性能評価テストでは, 要求される時間分解能 $\sigma = 150\,\mathrm{psec}$ を十分に達成する結果が得られた.

第 4 章

ELPH の実光子ビームラインによる性能評価テスト

ここでは 2019 年 12 月に東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の第二実験室において実施した性能評価テストついて述べる.

4.1 実験の目的

この実験の目的は, ELPH 第二実験室の 1.3 GeV BST リングの周回電子より取り出した実光子ビームから生成した荷電粒子による性能評価である. ここでは以下の項目に関してテストした. ここではシンチレータサイズとして $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^2$ のみを用いた.

◇ **MPPC の印加電圧 V_b 依存性**

推奨印加電圧 $V_{op} = 41.7\,\mathrm{V}$ を基準として, $V_b - V_{op} = +0.0\,\mathrm{V} - +15.0\,\mathrm{V}$ の範囲で計 15 点で測定した.

◇ **ディスクリミネータの閾値電圧依存性**

タイムウォークは信号がディスクリミネータの閾値を超えるタイミングで生じる. そのため閾値の値によって時間分解能にも影響が生じると予想される. そこで本実験ではディスクリミネータの閾値に対する依存性に関しても検討した. 測定では, 実験開始時に設定した初期値を基準として, $\pm 0.0\,\mathrm{mV}$, $-20\,\mathrm{mV}$, $-70\,\mathrm{mV}$, $-120\,\mathrm{mV}$ の 4 点でデータの取得を行った. この初期値は, 各チャンネル毎に $^{90}\mathrm{Sr}/^{90}\mathrm{Y}\beta$ 線源での最小電離損失に対応する波高の $1/10 - 1/20$ 程度となるように設定した. 基準に幅があるのは決定した際の出力信号の波高がチャンネルごとに異なっており, それぞれに対しノイズを拾わないように値の調整を行ったためである.

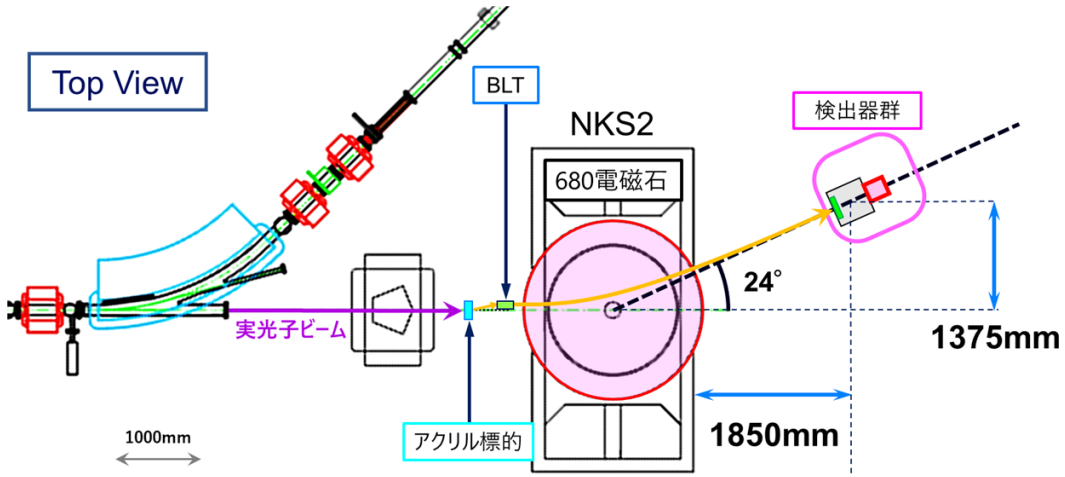


図 4.1　実験時の検出器群の配置.

4.2　実験セットアップ

4.2.1　検出器等の配置

図 4.1 にこの実験時の検出器の配置を示す．この実験では 1.3 GeV まで加速された電子の周回軌道上にラジエーターと称される $\phi = 11\,\mu$m の炭素ファイバーを挿入することで制動放射を引き起こさせ, γ 線を取り出す．これを 20 mm 厚のアクリル標的に照射する．この際に生じた荷電粒子をその直後に配置したトリガーカウンタ (Beam Line Trigger: BLT) 及び NKS2 後段に配置したトリガーカウンタ (T1) と本研究で製作した試作機で測定した．NKS2 後段の検出器群 (図 4.1 中でピンクで囲んだ部分) の配置を拡大したものを図 4.2 に示す．但し図 4.2 中に示した検出器の大きさは説明のためにあえてサイズスケールを変えている．本試作機は図中の T1 トリガーを配置した架台の下流側に付随する形で設置した．この台は図 4.1 及び 4.2 に示したように, NKS2 のヨーク端面から 1850 mm, 上流側から見て左側に 1375 mm だけずらした位置に中心が来るように設置されており, ビーム軸に対し 24° の角度で NKS2 中心を見込むような配置になっている．後段の検出器群では NKS2 の 680 電磁石の磁場によって運動量が選別された荷電粒子を観測することになるが, このセッティングでの粒子の運動量は 680 電磁石の印加電流 1 A 時で $\sim 500\,\mathrm{MeV}/c$ である．

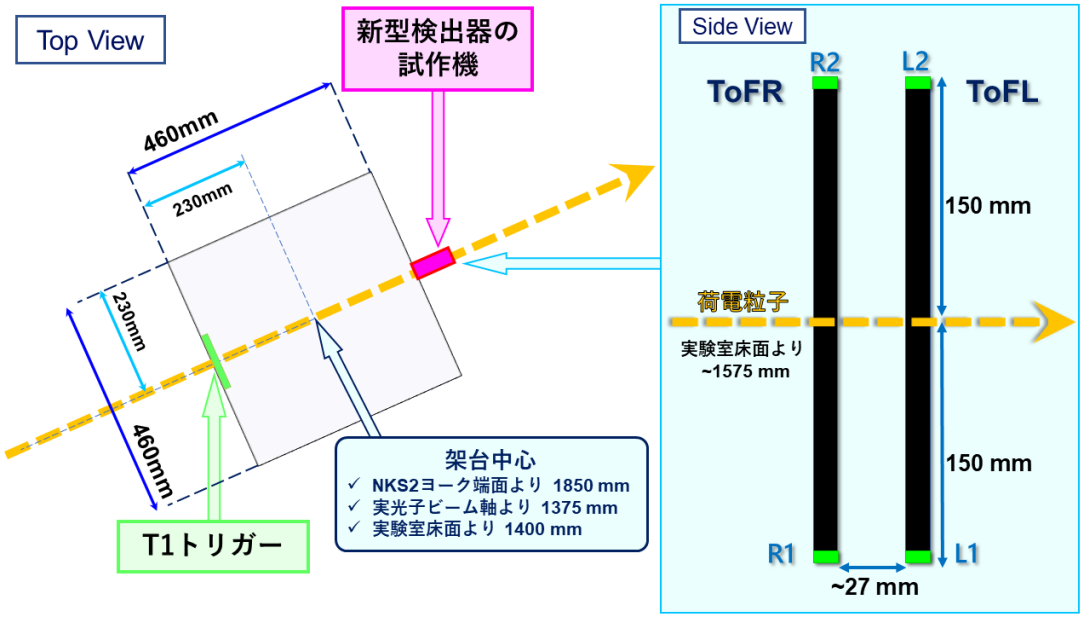


図 4.2　実験時の配置.(図 4.1 中の桃色の四角で囲んだ部分を拡大したもの)

4.2.2　データの取得

図 4.3 に本実験での信号の回路図を示す．ここでも第 3 章と同様に各チャンネルにおいて反転微分増幅回路で整形した信号を PM アンプでさらに増幅し，オフセットの調整を行っている．第 3 章ではデータ取得のトリガーを試作機の全 4 チャンネルのコインシデンスとしていたが，ここでは図 4.1 に示したように試作機とは独立に 2 つのトリガーカウンタを配置し，これら 2 つのコインシデンスをデータ取得のトリガーとした．

4.3　イベントセレクション

前節において述べたようにこの実験では，本試作機とは独立にトリガーが設けられていた．そのため解析の際には試作機が正しく粒子を検出したイベントをオフラインントリガーを課すことによって選び出す必要がある．

今回はまず試作機を粒子が通り抜けたイベントとみなす条件として全 4 チャンネルの TDC が 0 以上であるというカットをかける．これによって作成したタイムウォークコレクションを施す前の生の飛行時間と QDC の相関を図 4.4 に示す．これを見ると，分布の中で QDC の低い領域に塊のような構造ができていることがわかる．これは実験でのデータ取得時のトリガーによって選び出された真のイベントの他にアクシデンタルに混入したイベントであると考えられる．このテストの解析では，試作機の TDC の情報からこのア

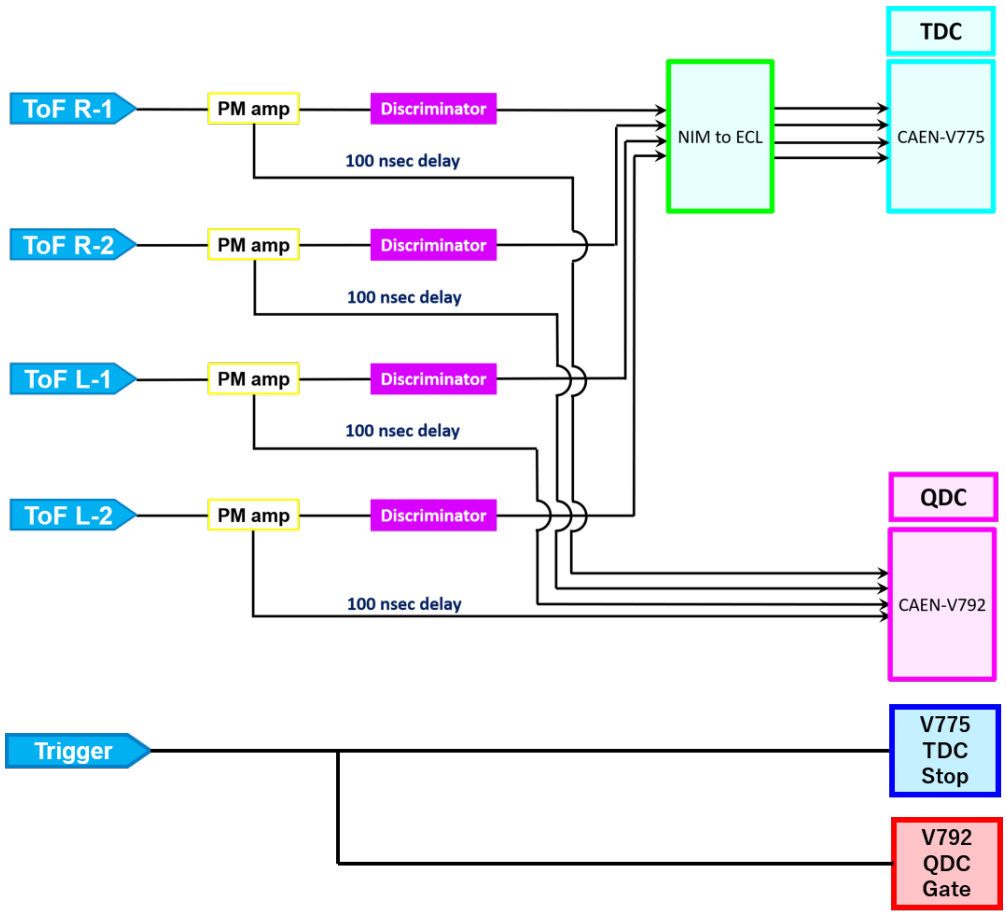


図 4.3　ELPH での実験時のトリガーロジック．但し，試作機に関する部分のみでトリガーカウンターによるロジックは一部省略している．

クシデンタルなイベントの除去を行った．以下，その方法を述べる．

まず，試作機の 2 本のシンチレータそれぞれで両端のチャンネルの TDC の相加平均の分布を作成する．この分布には大きなピークがあり，その両端のバンドというような構造を持つ．このサイドのバンドがアクシデンタルなイベントに相当する．これに対し，ピークから $\pm 5 - 10\,\mathrm{nsec}$ 相当の範囲を選び出す．ここでイベントの選択の例を図 4.5 に示した．ここで選別する時間の範囲に幅があるのは，図 4.4 でのクラスタの構造を消し，更により多くの有効なイベント数を残せるようにカットする範囲をデータのセット毎に検討して決定したためである．このカットを行った後のタイムウォークコレクション前の飛行時間と QDC の相関を図 4.6 に示す．この図より図 4.4 でのクラスタが除去できていることがわかる．

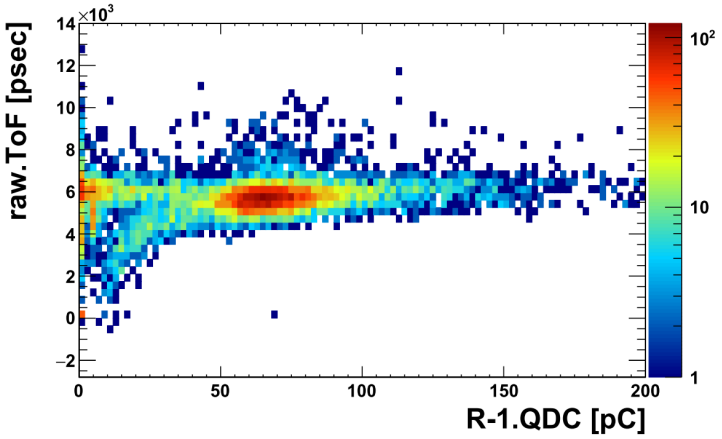
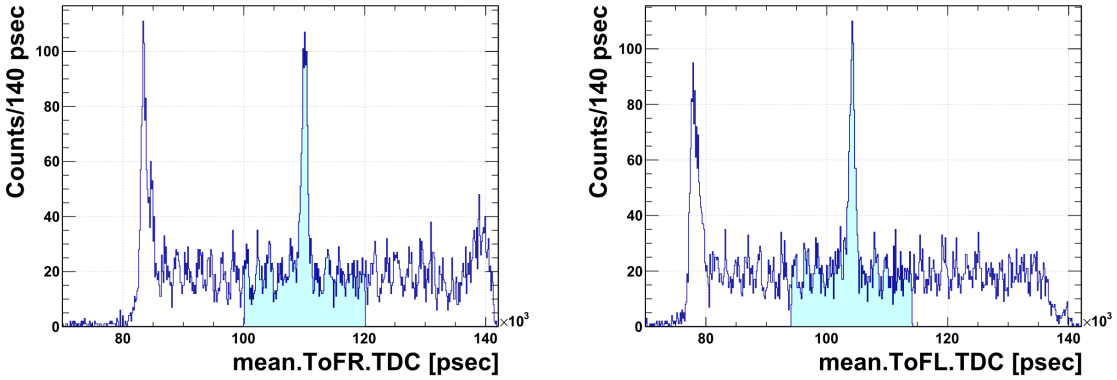


図 4.4　イベントセレクションを施す前の飛行時間 (raw.ToF) と QDC の相関.



[a]　　[b]

図 4.5　各シンチレータでの TDC の相加平均の分布とそれに対するイベントセレクション. [a] が上流側に設置したシンチレータ, [b] が下流側のシンチレータに対応する. このヒストグラムのうち, 水色で色づけられた部分のイベントを選択した.

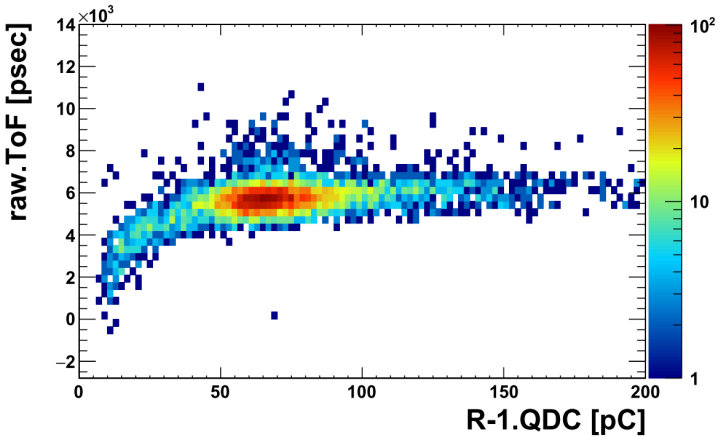


図 4.6　TDC によるイベントセレクション後の飛行時間 (raw.ToF) と QDC の相関.

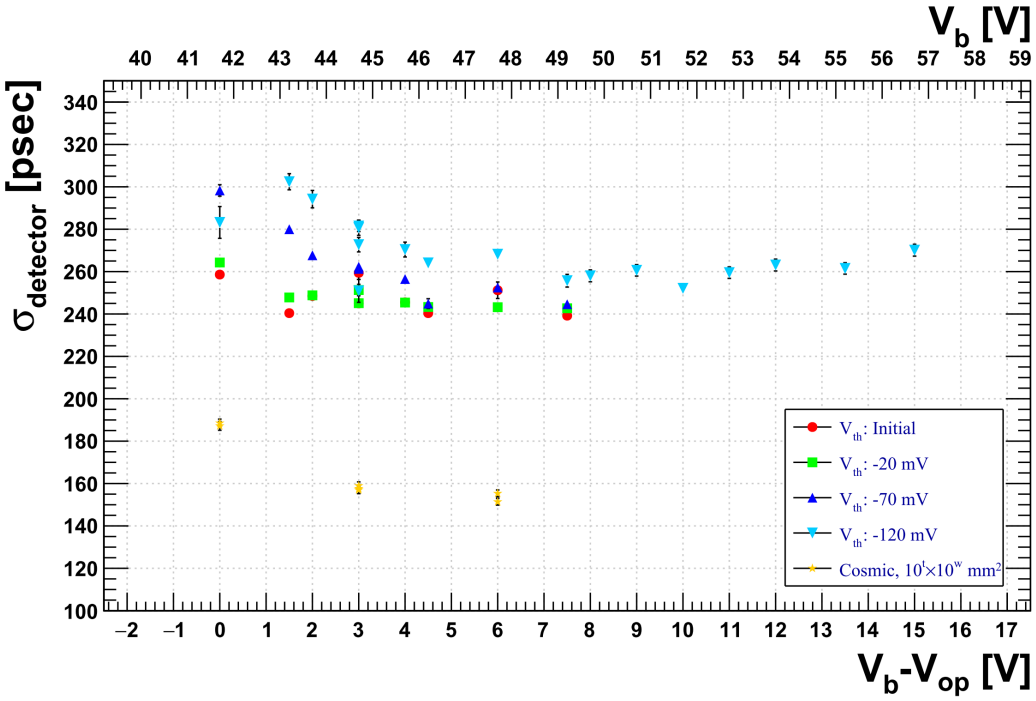


図 4.7　印加電圧 V_b 依存性及び, 閾値電圧 V_{th} 依存性の結果. 誤差は飛行時間分布へのガウス関数のフィッティング時の統計誤差のみ. 比較のために第 3 章での $10^t \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ のシンチレータでの印加電圧依存性の結果 (Cosmic, $10^t \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$) も載せている.

4.4　結果

MPPC の印加電圧依存性及びディスクリミネータの閾値依存性を図 4.7 に示す. いずれの点に関しても誤差は統計誤差のみをつけている. この結果のうち, 閾値電圧を初期値とした場合の印加電圧依存性を抽出したものを図 4.8 に, 印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ での閾値電圧依存性を図 4.9 にそれぞれ示す.

まず, 図 4.8 に着目する. この図より印加電圧を上げると時間分解能が向上するという傾向があるということがわかる. このことから第 3 章の結果 (図 3.8) において見られた傾向との一致が確認できる. 特に印加電圧 $V_b - V_{op} = +7.5\,\mathrm{V}$ 時に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 239.2 \pm 1.9\,\mathrm{psec}$ として, この実光子ビームラインによる性能テストでの結果において最も良い結果となった. しかしながら, この結果は, 第 3 章で得られた結果のうち最も良い数値: $\sigma_{\mathrm{detector}} = 151.4 \pm 1.6\,\mathrm{psec}$ よりも $\sim 90\,\mathrm{psec}$ 程悪い結果となっていることがわかる.

次に, 図 4.9 に着目する. この図から, 閾値電圧の絶対値を大きくしていくと, 同じ電圧であっても時間分解能が悪化していく傾向があるということがわかる.

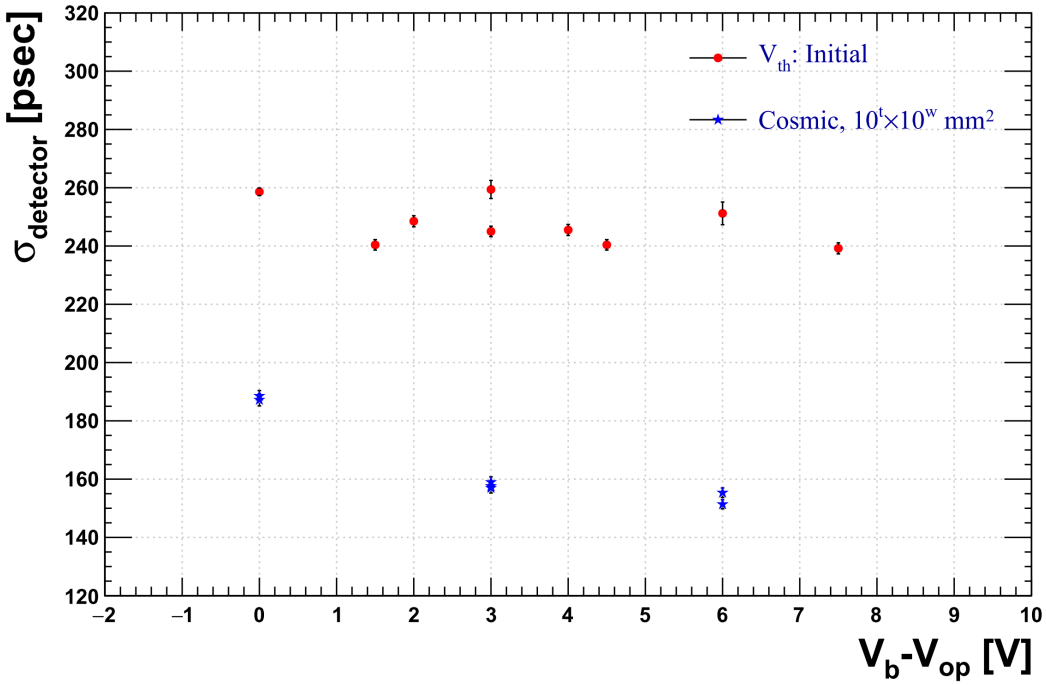


図 4.8　閾値電圧を実験開始時の初期値とした際の印加電圧依存性．図 4.7 と同様に宇宙線測定の結果も併せて記載している．

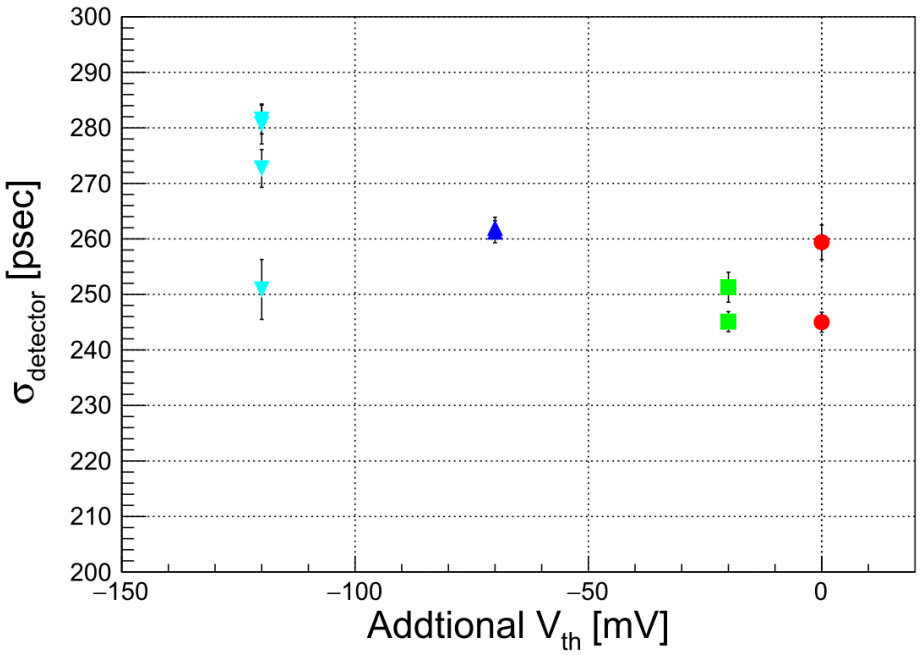


図 4.9　印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ での閾値電圧依存性．実験開始時に設定した初期値を横軸 (Additional V_{th}) の $0\,\mathrm{mV}$ としている．

4.5　宇宙線測定との比較

ここで得られた結果を第 3 章での結果と比較する．まず, QDC の分布に着目する．試作機の全 4 チャンネルのうち, 1 チャンネルを代表させて比較したものを図 4.10 に示す．水色のヒストグラム (Cosmic) が宇宙線測定, 桃色のヒストグラム (Beam) が ELPH での実験の結果である．ここで宇宙線のデータは印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ 時のものである．また ELPH での結果は印加電圧 $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ 及び閾値電圧が (初期値) $-\,20\,\mathrm{mV}$ でのデータを採用した．但し, それぞれの分布は比較のため最大値をとるビンの高さを 1 とするようにスケールしている．このうち, ELPH での実験結果のものは先述のイベントセレクションの条件でイベントを選別している．この図を見ると宇宙線での結果と比較して, ピークの位置には大きな変化は見られないものの, そこよりも QDC の高い領域での分布の広がりが ELPH での実験結果では小さくなっているということがわかる．

次にペデスタルに着目する．先と同じ条件下での同じ出力チャンネルにおけるペデスタルの分布を図 4.11 に示す．先程と同様に水色のヒストグラム (Cosmic) が宇宙線測定, 桃色のヒストグラム (Beam) が ELPH で実験の結果に対応する．但し, 比較のため分布の中心を 0 となるように各分布をずらし, ピークの高さが 1 となるようにスケールしている．この分布を見ると ELPH での実験時の結果の方が幅が太く大きな広がりを持っているということがわかる．ペデスタルの分布は信号のベースラインの分布相当するものである．これはあくまでベースラインの状態であるからディスクリミネータの閾値は寄与しないと考えられる．このことから同じバイアス電圧の条件下でも ELPH 実験の方がベースラインが大きく振れているということがわかる．

このような差異が乗じた要因としては, 以下の 2 点が予想される．

◇ **検出器とモジュール群との間のケーブル長**

第 3 章での宇宙線測定時では試作機の反転微分増幅回路と更に増幅を行うための PM アンプ等の NIM モジュール群とをつなぐ同軸ケーブルは $\sim 1.2\,\mathrm{m}$ であった．それに対し, ELPH での実験の際には, モジュール群までの距離が離れており, ケーブル長が宇宙線測定よりも長く取られていた．これによって信号の減衰やノイズの増加が生じた可能性が考えられる．

◇ **MPPC-シンチレータ間での接続**

第 2 章にて述べたように, シンチレータの端面は MPPC 取付用に中心部分の $\sim 4.5^x \times 4.5^y\,\mathrm{mm}^2$ の領域を窓として空け, その周囲を集光率を上げるためにテフロンで覆っている．実験のセットアップ時にこの接続がずれて光量の減少が起こっていた可能性が考えられる．

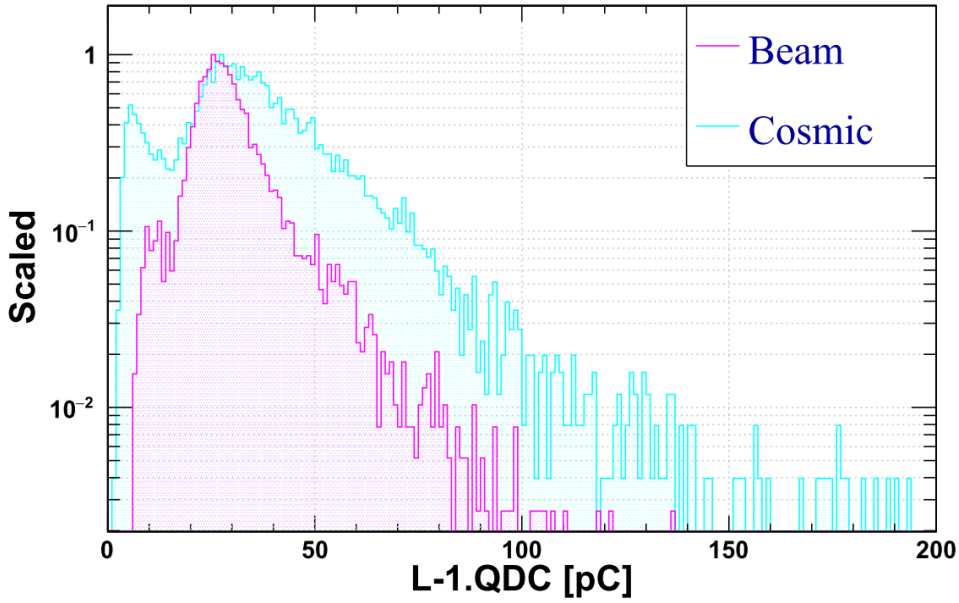


図 4.10　実光子ビームからの荷電粒子を用いた測定と宇宙線を用いた測定での QDC 分布の比較. 桃色の分布 (Baem) が実光子ビームの結果に対応し, 水色の分布 (Cosmic) が宇宙線での結果に対応する.

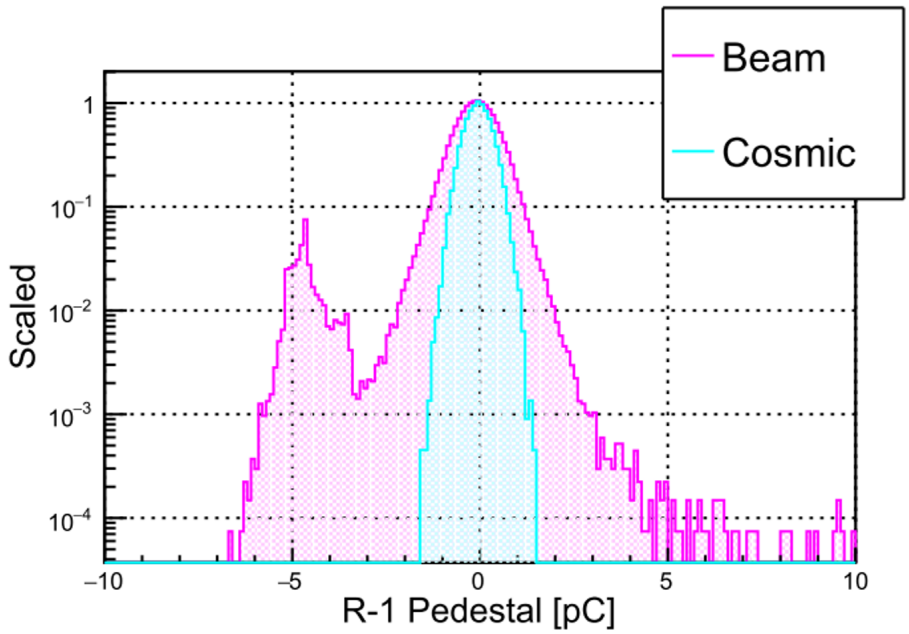


図 4.11　実光子ビームからの荷電粒子を用いた測定と宇宙線を用いた測定でのペデスタル分布の比較.

これらの要素の影響の検証に関しては次章で述べる.

4.6　実光子ビームラインを用いた性能評価テストのまとめ

この実験では, 断面のサイズが $10^t \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$ のプラスチックシンチレータを用いて測定を行った. ここでは MPPC の印加電圧依存性とディスクリミネータの閾値電圧に着目し, その依存性の評価を行った. その結果として

◇ 閾値電圧: 初期値, 印加電圧: $+7.5\,\mathrm{V}$ 時に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 239.2 \pm 1.9\,\mathrm{psec}$

という結果を得た. しかしながら, これは第 3 章の宇宙線測定での結果と比較すると $\sim 90\,\mathrm{osec}$ 程悪化している値である. また, 閾値電圧の絶対値を大きくした場合には時間分解能の悪化が確認された. ペデスタルや QDC の分布の比較より, 検出器とモジュール間のケーブル長や MPPC とシンチレータ間での接続不良等に性能悪化の原因があるのではないかと予想した.

第 5 章

宇宙線による再現性検証

第 4 章での ELPH の実光子ビームラインを用いた性能評価テストにおいて, 宇宙線測定時程の結果が得られていないということがわかった. 性能悪化の要因として

- ◇ 検出器とモジュール群との間のケーブル長
- ◇ **MPPC-シンチレータ間での接続**

の 2 点が予想された. 本章ではこれらの要素の影響に関して, 宇宙線測定によって検証した. 尚, ここでの測定ではシンチレータは $10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ のみを用いた

5.1 検出器-モジュール間のケーブル長依存性

5.1.1 測定方法

ここでの測定の概念図を図 5.1 に示す. 第 3 章での宇宙線測定においては, 整形回路と PM アンプまでをつなぐ同軸ケーブルとして 174/u を用いていてそのケーブル長は $\sim 1.2\,\mathrm{m}$ であった. この同軸ケーブルの特性を表 5.1 に示す. ここでは第 3 章でのケーブル長: $1.2\,\mathrm{m}$ を初期値として, 順次同軸ケーブルを PM アンプへの入力前の部分に追加し, 測定を行った. 図 5.1 において対応する箇所を赤の四角で囲んで示した. 測定したケーブル長は +1.2, +2.4 + 3.2, +9.6, +16.0 [m] の 6 点である. そのほかの検出器の配置は第 3 章での測定と同じくして行った. MPPC の印加電圧は $V_b - V_{op} = +3.0\,\mathrm{V}$ で固定し, ディスクリミネータの閾値電圧は第 3 章での値と同じく設定した.

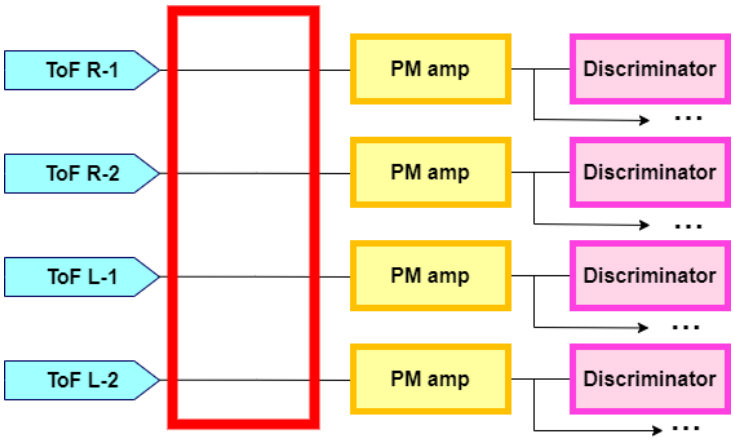


図 5.1　ケーブル長依存性の測定時の概念図. 図中で赤く囲んだ部分に同軸ケーブルを追加した.

表 5.1　同軸ケーブル 174/u の特性 [28].

		174/u
特性インピーダンス	[Ω]	50
静電容量	[nF/km]	101
減衰量 (1MHz)	[dB/km]	54
減衰量 (10MHz)	[dB/km]	110
減衰量 (100MHz)	[dB/km]	260

5.1.2　結果

図 5.2 に固有時間分解能の測定結果を示す. 横軸の値 (Additional Cable Length) は初期設定に対し追加したケーブル長の値であり, 図中での 0 m の点に対応する正味のケーブル長は 1.2 m である. 但し 0 m での値は, 第 3 章での結果である. 特に, 追加のケーブル長が +3.2 m 時で ∼ 10 psec, +16.0 m 時で ∼ 20 psec 程度の時間分解能の悪化が確認された.

次に, 追加のケーブル長が L であるときの検出器の固有時間分解能: $\sigma_{\mathrm{detector}}(L)$ について

$$\sigma_{\mathrm{detector}}(L)^2 = \sigma_{\mathrm{Length}}(L)^2 + {\sigma_0}^2 \tag{5.1}$$

$$\sigma_{\mathrm{Length}}(L) = \sqrt{\sigma_{\mathrm{detector}}(L)^2 - {\sigma_0}^2} \tag{5.2}$$

のように, ケーブル長に依存する項: $\sigma_{\mathrm{Length}}(L)$ とそれ以外の影響による項: σ_0 とに分離して, σ_{Length} の影響を見積もった. ここで各項の誤差 $\epsilon_{\mathrm{detector}}$, $\epsilon_{\mathrm{Length}}$, ϵ_0 は誤差伝播の

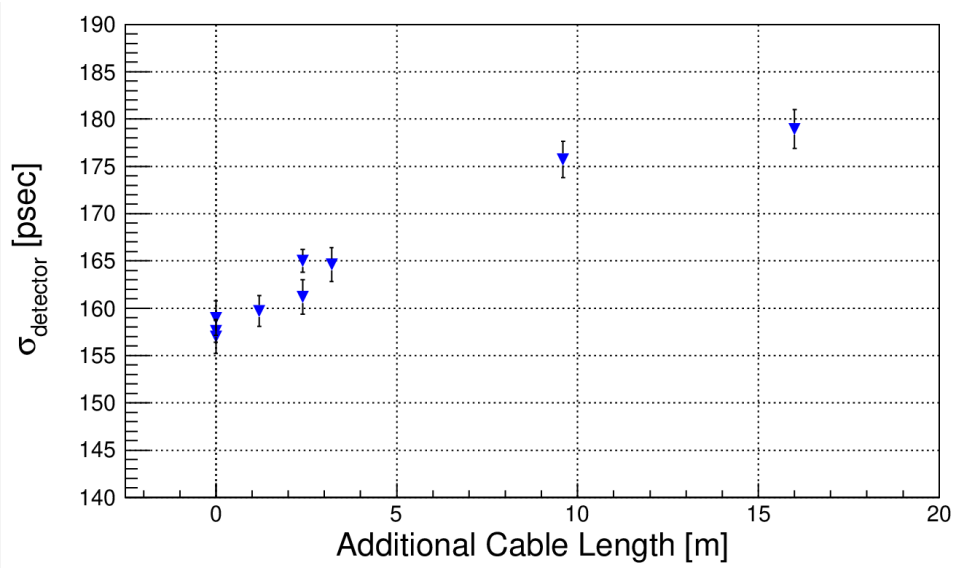


図 5.2　固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ のケーブル長依存性.

法則より次のように書ける.

$$\epsilon_{\mathrm{Length}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{detector}}(L)^2}{\sigma_{\mathrm{Length}}(L)^2}{\epsilon_{\mathrm{detector}}}^2 + \frac{\sigma_0^2}{\sigma_{\mathrm{Length}}(L)^2}{\epsilon_0}^2} \tag{5.3}$$

この解析では, σ_0 及び ϵ_0 は第 3 章での宇宙線測定の結果の算術平均をとることによって決定した. その結果を図 5.3 に示す. 但し, 同軸ケーブル 174/u 中での信号の伝送時間がケーブル長 10 cm に対しおよそ 0.5 nsec であるということを用いて信号の遅延時間に換算した値を図上側の補助軸として付している. 物質中での電磁波は伝送距離にしたがって指数関数的に減少していく. σ_{Length} にもその距離の効果が含まれていると考え,

$$\sigma_{\mathrm{Length}}(L) = p_0\left[1 - \exp(p_1 L)\right] \tag{5.4}$$

の関数形でフィッティングを行った. その結果, 各パラメータの値は

$$p_0 = 83.8 \pm 4.3\,\mathrm{psec} \tag{5.5}$$
$$p_1 = -0.293 \pm 0.04\,\mathrm{m}^{-1} \tag{5.6}$$

となった.

次に, ペデスタルに着目する. 追加のケーブル長と各チャンネルでのペデスタルの分布の幅の相関を図 5.4 に示す. ここでペデスタルの幅は, ペデスタルの分布にガウス関数をフィットした際の σ を採用した. また誤差はフィット時の統計誤差のみを付したがプロット点よりも小さい. この図より, ケーブル長が長くなると, それに伴いペデスタルが太くなる傾向があるということがわかる. 特にケーブル長が +16.0 m の時には追加のケーブル

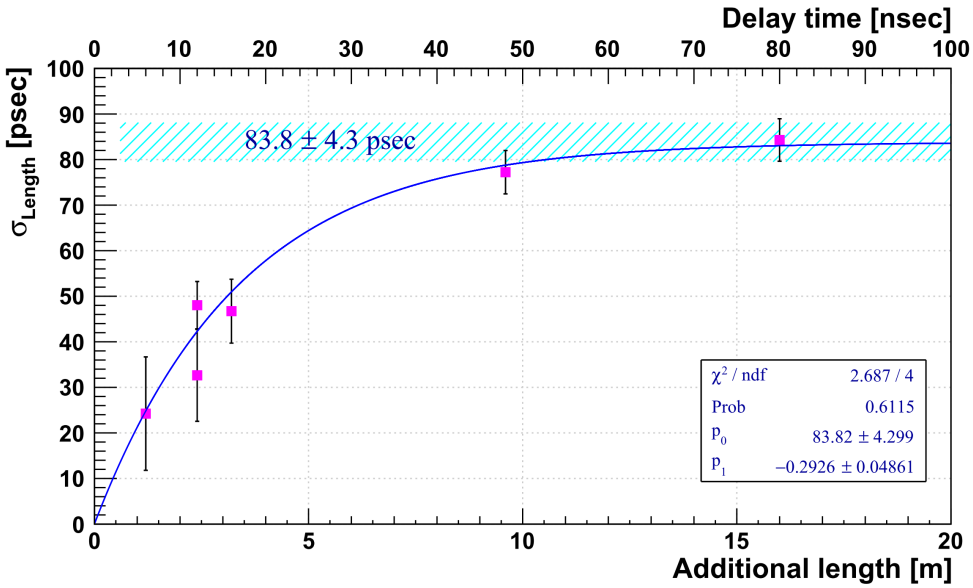


図 5.3　時間分解能のケーブル長依存項 σ_{Length} のケーブル長依存性.

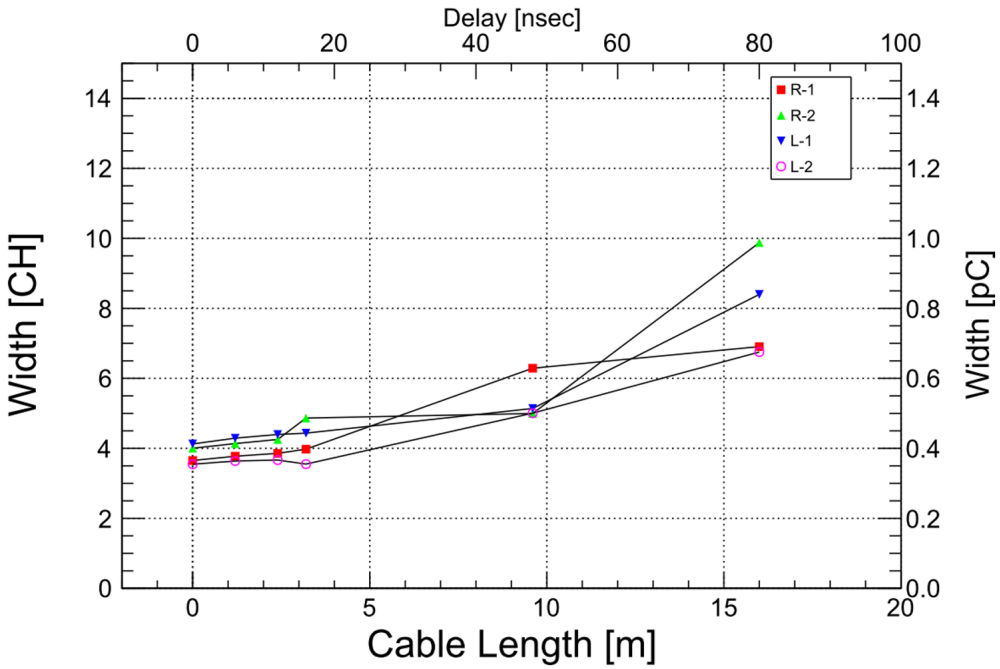


図 5.4　追加したケーブル長と各チャンネルでのペデスタルの幅の相関.

長が +0.0 m での場合と比較して, 各チャンネルで ∼ 2 − 2.5 倍程の幅となっていることがわかる.

最後に電荷量 QDC に着目する. ケーブル長初期値, +3.2 m, +16.0 m での QDC の分布を図 5.5 に示す. ここでは 4 チャンネルの内, 1 チャンネルを代表させて示している. ま

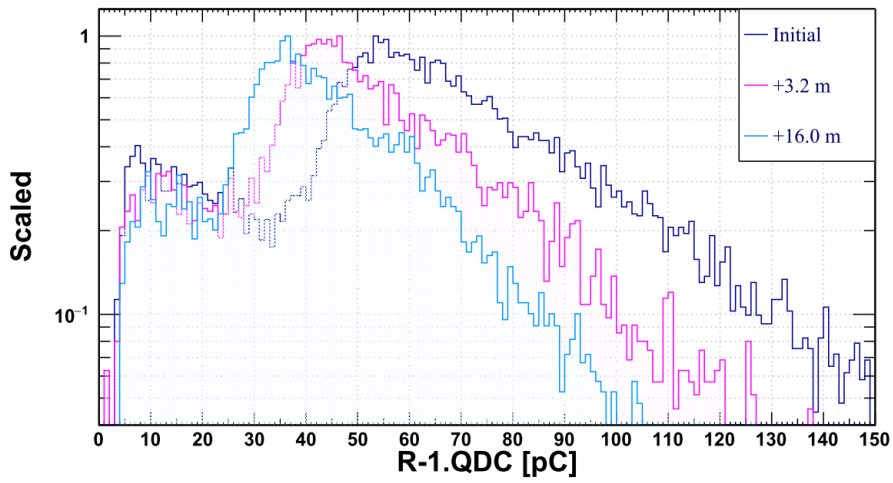
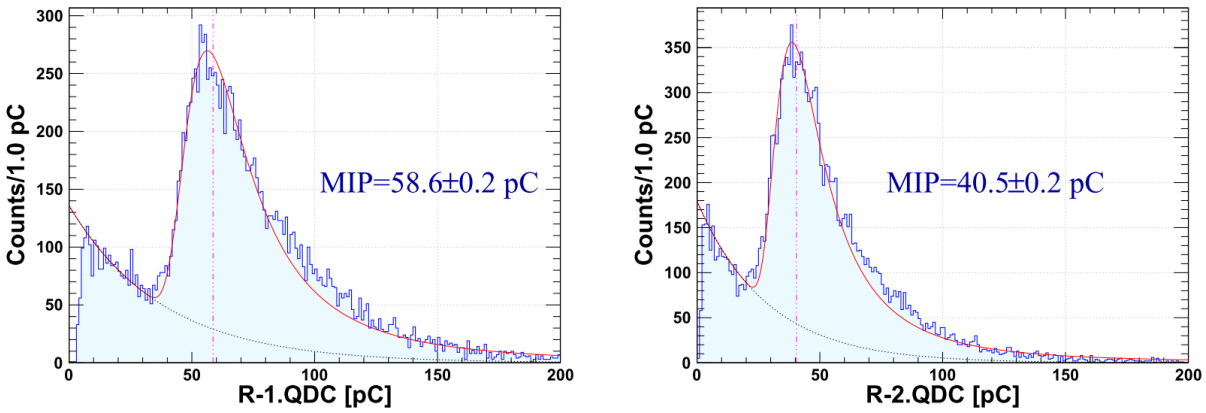


図 5.5　ケーブル長初期値, +3.2 m, +16.0 m での QDC の分布

た, 比較のため, それぞれの分布で最大値を取るビンの高さを 1 とするようスケールしている．ケーブル長が長くなるにつれて分布が小さいほうへとシフトしている様子がわかる．特に検出器のゲインに着目する．ここではシンチレータを通過した荷電粒子の最小電離損失 (MIP) に対応する値に注目し, その値を各チャンネルでの値ではなく, シンチレータと両端の MPPC からなるセグメントでの値として評価し, これを検出器のゲインとする．その方法について述べる．

まず, 各セグメントの両端のチャンネルに対し, ペデスタルを 0 pC に較正した QDC の分布を作成し, これに指数関数とランダウ関数を重ね合わせた関数をフィットする．その結果得られるランダウ関数の MPV(Most Probable Value) をそのチャンネルでの MIP 値とする．この結果を図 5.6 に示す．次に図 5.7 のように各チャンネルの MIP で規格化した QDC の相乗平均の分布を作成する．これは各チャンネルでの応答がわずかに異なり MIP 値にずれがあることの影響を取り除くためである．これにまた指数関数とランダウ関数を重ね合わせた関数をフィットし MPV に各チャンネルでの MPV を掛けることで規格化された量から電荷量に戻し, そのセグメントでの MIP とする．

この結果得られた追加のケーブル長と MIP の相関を図 5.8 に示す．また MIP と時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ との相関を図 5.9 に示す．これらの図より, 確かにケーブル長の増加に伴いゲインが低下する傾向とゲインの低下に伴い時間分解能が悪化する傾向が確認できる．



[a]　　[b]

図 5.6　セグメント両端のチャンネルでの QDC の分布.

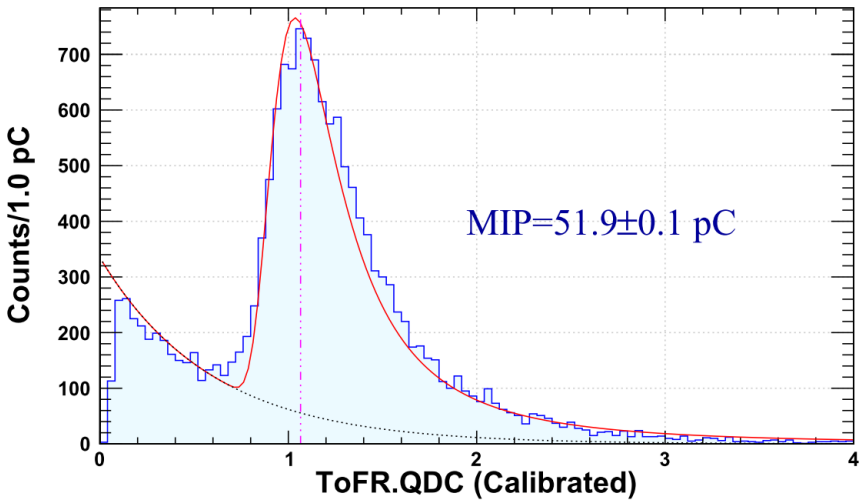


図 5.7　あるセグメントに対して両端のチャンネルでの MIP の値で規格化した QDC の相乗平均分布.

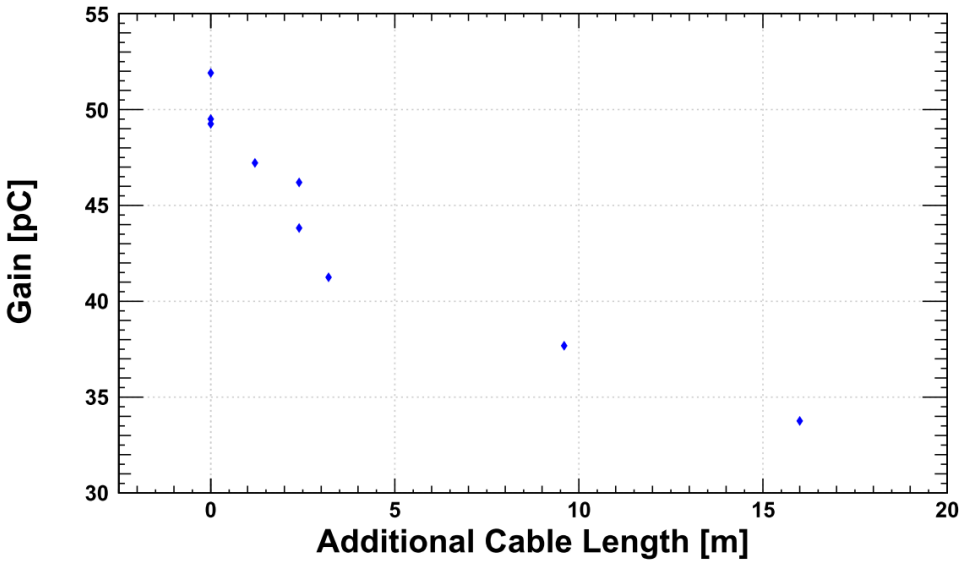


図 5.8　追加したケーブル長と検出器のゲインの相関.

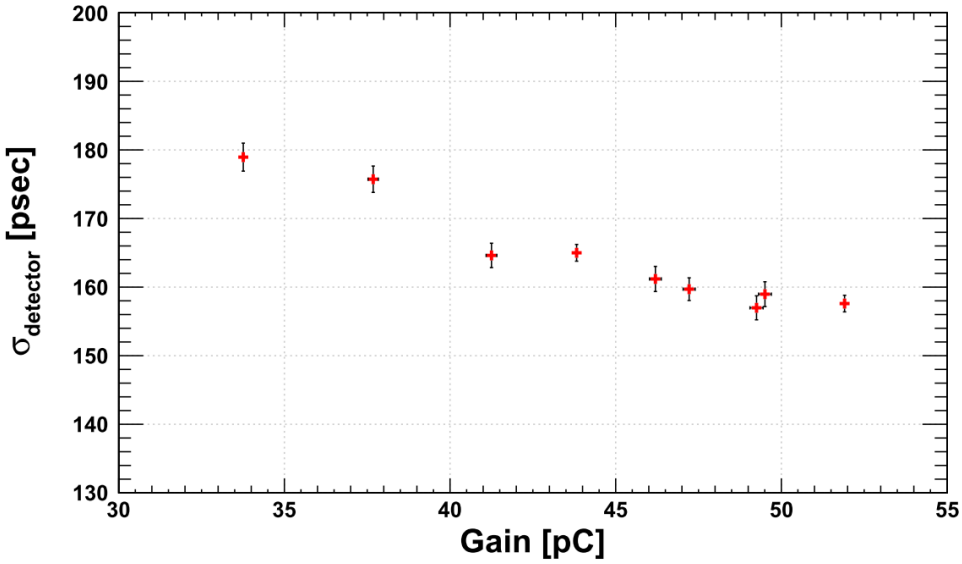


図 5.9　あるセグメントでのゲインと固有時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ の相関.

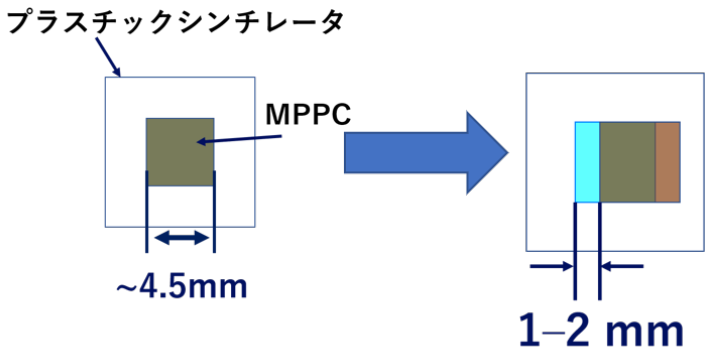


図 5.10　接続依存性測定時のシンチレータと MPPC 間の受光面操作の概念図.

5.2　シンチレータ-MPPC 間の接続依存性

5.2.1　測定方法

ここでの測定方法の概念図を図 5.10 に示す．MPPC を取りつける際にシンチレータ断面のテフロンがない窓の部分と受光面とを $\sim 1-2\,\mathrm{mm}$ 程度ずらした状態にし, 意図的に光量の損失が生じる状態を作り, 時間分解能の測定を行った．また, MPPC の印加電圧は $V_b - V_{op} = +0.0,\ +3.0,\ +6.0\,\mathrm{V}$ の 3 点で行い, $+3.0\,\mathrm{V}$ では安定性確認のために 2 回測定を行った．この MPPC とシンチレータ間での操作以外の実験セットアップは第 3 章でのセットアップに倣った.

5.2.2　結果

固有時間分解能の結果を図 5.11 に示す．比較のため第 3 章での結果も併せて記載している．桃色の点が MPPC をずらして接続した今回の結果で水色の点が MPPC をずらさずに取りつけた第 3 章での結果に対応している．いずれの点も誤差は統計誤差のみである．各印加電圧の点において $\sim 10-20\,\mathrm{psec}$ 程の悪化が起こっていることが確認できる．このことより, 受光面を $\sim 30\%$ 遮蔽することで, $\sim 20\,\mathrm{psec}$ の悪化が生じるということがわかる.

5.3　再現性検証のまとめ

この章では時間分解能悪化の要因として, ケーブル長の依存性及び MPPC とシンチレータの接続を候補として考え, それらに対する検証を行った．これによって

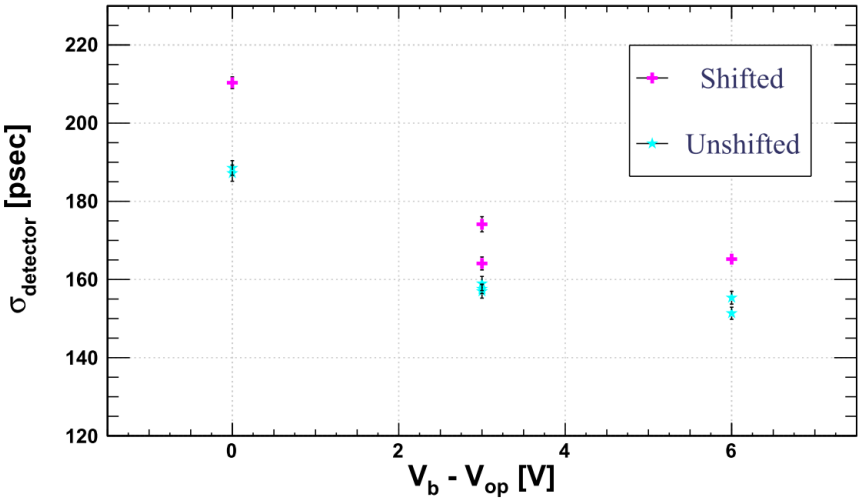


図 5.11　シンチレータと MPPC 間の接続依存性測定の結果.

1. ケーブル長依存性

   ケーブル長 1.2 m を基準として, +3.2 m 追加した際に, ∼ 10 psec 程度の時間分解能の悪化を確認. またケーブル長を追加することによってペデスタルの幅が太くなることと検出器のゲインが低下することが確認された.

2. **MPPC との接続依存性**

   MPPC の受光面を ∼ 30% 遮蔽することで, ∼ 20 psec の悪化を確認.

という結果が得られた. 以上により確かに時間分解能の悪化が生じるということが確認された. しかしながらどちらの要因についても第 4 章での結果程の悪化は確認出来なかった. 最終的な要因の特定には至らなかったものの, これらのことより, ケーブル長や受光面とのずれなどの要因単独の影響ではなく, これらの要因が複合的に重なることによって時間分解能の悪化が生じたのだと考えられる.

第 6 章

時間分解能と検出器のゲイン・シンチレータのサイズ依存性の考察

第 3 章, 第 4 章で見たように, MPPC の印加電圧を上げると得られる信号の電荷量が多くなり, 時間分解能が向上する傾向があることが確認された. また, 異なるシンチレータサイズに関しては全体的な傾向として, 印加電圧に伴って時間分解能が向上するということは共通しているが, その応答は, 厚さや幅によって異なっていた. 一方, 第 5 章の測定結果より, 同じ電圧・シンチレータサイズの下でもケーブル長などの条件が変わると, ゲインの低下が生じ, 時間分解能が悪化するということが確認された.

それを踏まえ, 本章ではここまでの第 3 章・第 5 章の結果を併せて, 時間分解能の検出器のゲインに対する依存性を考える.

6.1 検出器のゲインの決定

本研究での性能評価テストは, 両端に MPPC を取り付けたプラスチックシンチレータを 2 つ組合せることによって行った. ここでは個々のチャンネルの電荷量の情報ではなく, 両端の MPPC とシンチレータからなる検出器としてのゲインを考えることとする. ゲインの定義は第 5 章のように, 両端のチャンネルの QDC の相乗平均に対し指数関数とランダウ関数の和をフィットすることで得られるランダウ関数の MPV を採用する.

6.2 時間分解能のゲイン依存性

$\diamond 10^t \times 10^w \times 300^h\ \mathrm{mm}^3$ の場合

ここでのゲインと時間分解能 $\sigma_{\mathrm{detector}}$ の関係は図 6.1 のようになった. 緑色の点が電圧依存性についての測定結果で, オレンジの点がケーブル長依存性での結果である. 特筆す

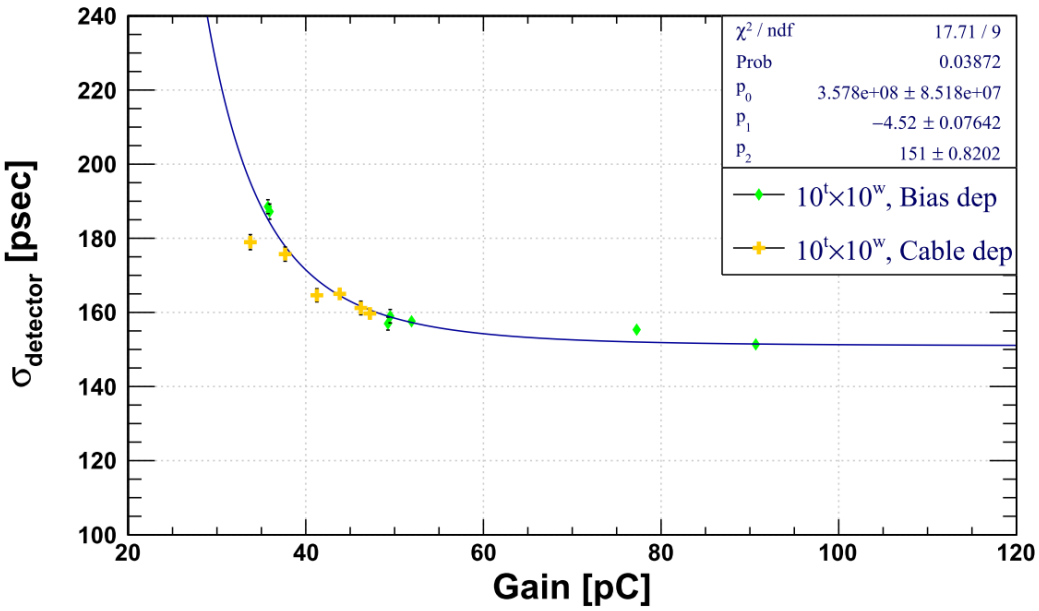


図 6.1　$10^t \times 10^w \times 300^h\,\mathrm{mm}^3$ でのゲインと時間分解能の相関.

べき点として, 手法を変えて行った実験でも得られるゲインと時間分解能の相関は同じような依存性を示すということが挙げられる. このことから, 得られる時間分解能へのゲインの寄与は最終的に観測される信号の波高によって決定され, 測定の際には, 印加電圧の他にもケーブル長などといった信号の減衰を起こしうる外的な要因に対しても配慮が求められるものと考えられる. 2 つの測定の結果を合わせて

$$f(x) = p_0 x^{p_1} + p_2 \tag{6.1}$$

の関数でフィットした. その結果,

$$p_0 = (3.58 \pm 0.85) \times 10^8\,\mathrm{psec/pC} \tag{6.2}$$
$$p_1 = -4.52 \pm 0.08 \tag{6.3}$$
$$p_2 = 151.0 \pm 0.8\,\mathrm{psec} \tag{6.4}$$

となった. $5^t \times 11^w\,\mathrm{mm}^2$, $5^t \times 22^w\,\mathrm{mm}^2$, $5^t \times 44^w\,\mathrm{mm}^2$ での結果はそれぞれ図 6.2, 6.3, 6.4 に示した. いずれも式 (6.1) の関数形でフィットを行った. その結果のうち, フィッティング関数の定数項はそれぞれのサイズで以下のようになった.

$$5^{\mathrm{t}} \times 11^{\mathrm{w}}\,\mathrm{mm}^2 : -14.29 \pm 96.56\,\mathrm{psec} \tag{6.5}$$
$$5^{\mathrm{t}} \times 22^{\mathrm{w}}\,\mathrm{mm}^2 : 130.6 \pm 12.44\,\mathrm{psec} \tag{6.6}$$
$$5^{\mathrm{t}} \times 44^{\mathrm{w}}\,\mathrm{mm}^2 : 136.7 \pm 18.86\,\mathrm{psec} \tag{6.7}$$

この結果からゲインを大きくしていった場合に $\sigma_{\mathrm{detector}}$ が収束する値が同じ厚さでも幅によって異なり, 同じ 5 mm の厚さでもより幅の小さいものの方がより小さい値に収束す

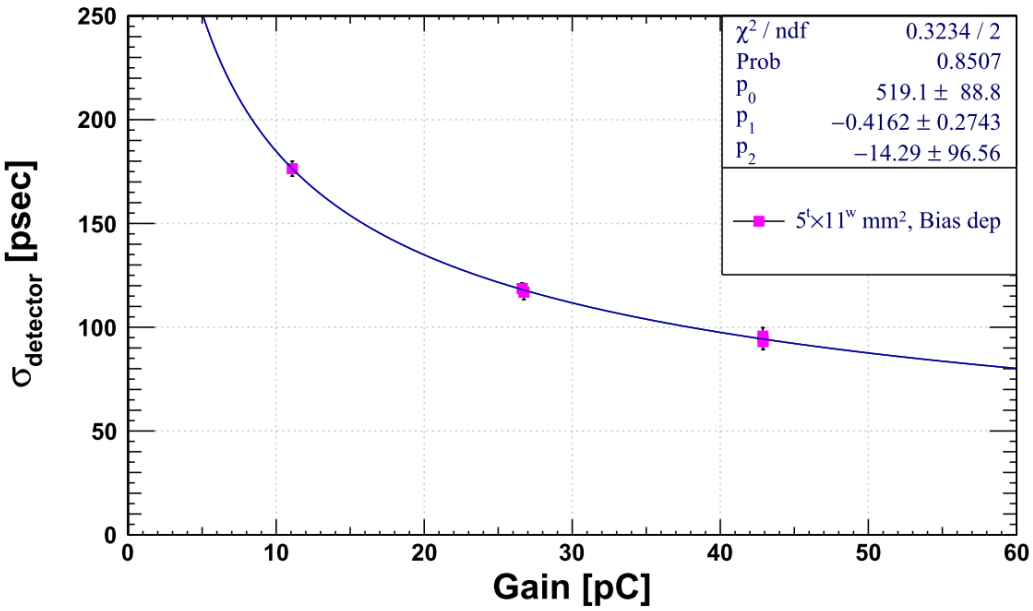


図 6.2　$5^t \times 10^w \times 300^h$ mm^3 でのゲインと時間分解能の相関.

るということが予想できる．この定数的な部分は, 観測できる飛行時間のうちゲインの増加で抑えることのできる限界を示していると解釈される．この値が幅が小さいシンチレータ程小さくなるという傾向は, 幅が小さい程, 内部でのシンチレーション光の伝達時間のふらつきが小さいということを示唆しているものと予想される．即ち, 屈折光が時間分解能のうちゲインで向上させることのできる値の上限に寄与しているものと予想される．しかしながら, 本研究での測定結果ではデータ点が 4 – 5 点と少なく, フィッティングの結果についても不定性が大きいものとなってしまっている．このサイズとゲインの関係性についての議論のためにはより多くのデータを集めていく必要があるものと考えられる.

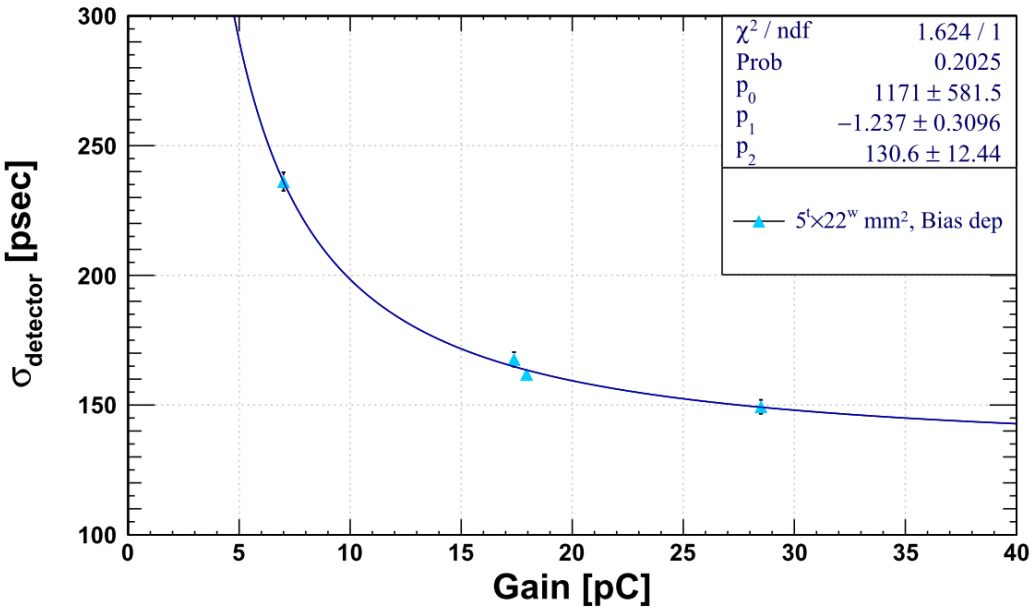


図 6.3　$5^t \times 22^w \times 300^h$ mm^3 でのゲインと時間分解能の相関.

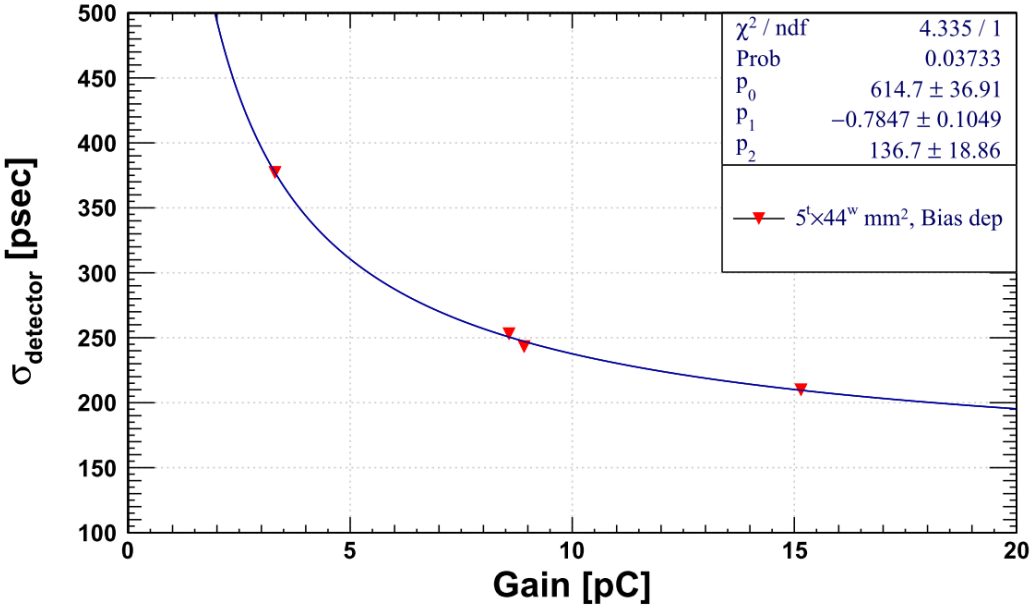


図 6.4　$5^t \times 44^w \times 300^h$ mm^3 でのゲインと時間分解能の相関.

第 7 章

結論

本章では, 本研究で得られた結果と今後の課題について述べる.

7.1 本研究のまとめ

近年一層混迷を深めている $A = 3$ のハイパー核である ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の寿命に対し, 従来の手法とは異なる統計誤差を持つ実験手法によるアプローチするため, (γ, K^{+}) 反応を用いた ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の寿命直接測定実験を ELPH において行うことが計画されている.

本研究では, その実験のための K^{+} 中間子同定用の新型粒子飛行時間測定器の開発を行った. $\sigma < 150\,\mathrm{psec}$ の時間分解能を目標として, プラスチックシンチレータ (EJ-200) と MPPC(S14160-3015PS) を用いた試作機を製作し, 宇宙線や ELPH の実光子ビームラインを用いて性能評価テストを実施した.

まず, 宇宙線測定において,

- ◇ シンチレータ断面積:$10^{t} \times 10^{w}\,\mathrm{mm}^{2}$, $+6.0\,\mathrm{V}$ 時に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 151.4 \pm 1.6\,\mathrm{psec}$
- ◇ シンチレータ断面積:$5^{t} \times 11^{w}\,\mathrm{mm}^{2}$, $+6.0\,\mathrm{V}$ 時に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 93.1 \pm 3.9\,\mathrm{psec}$

という結果が得られ, 特にシンチレータ断面積が $5^{t} \times 11^{w}\,\mathrm{mm}^{2}$ の場合に最もよい時間分解能が得られ, 新型検出器の要求性能である時間分解能 $\sigma < 150\,\mathrm{psec}$ という目標が十分に達成可能であることが確認できた. また, 断面の形状に関して, 厚さ 5 mm の場合にはより幅の小さいシンチレータを用いる方が良い性能が得られるということがわかった. また, いずれのシンチレータサイズにおいても, ゲインが増加することによって, 時間分解能が向上する傾向があるという結果が得られた.

2019 年 12 月に ELPH の第 2 実験室において実施した実光子ビームを用いた性能評価テストでは

◇ シンチレータ断面積:$10^t \times 10^w\,\mathrm{mm}^2$, $+7.5\,\mathrm{V}$ 時に $\sigma_{\mathrm{detector}} = 239.2 \pm 1.9\,\mathrm{psec}$

という結果が得られたが, 宇宙線測定で得られたほどの結果は得られなかった.

その原因特定のために行った宇宙線による再現性検証では, 検出器とモジュール間の同軸ケーブルを $\sim 1.2\,\mathrm{m}$ を初期値として $+3.2\,\mathrm{m}$ 印加した場合に, 印加電圧 $+3.0\,\mathrm{V}$ 時に $\sim 10\,\mathrm{psec}$ の時間分解能の悪化が確認された. また, MPPC の受光面を $\sim 30\%$ テフロンで遮蔽した場合に $\sim 20\,\mathrm{psec}$ の悪化が確認された.

7.2　今後の展望

本研究では端面に取りつける MPPC は 1 個のみであったが, 幅の大きなシンチレータに対しても複数個の MPPC を取りつけ検出できる光量を増やすことによって時間分解能を向上させることができる可能性がある. そこで, 今後は複数個の MPPC を取りつけた場合にその信号を読み出す方法を検討していくということを計画している.

謝辞

本研究を進めるにあたり, 非常に多くの方々のご指導, ご助力を賜りました. 今ここに感謝の意を申し上げます.

指導教官である中村哲教授には, 多大なご指導をいただきました. 毎週の打ち合わせの際などには得られた結果に対しての解釈や着目すべき点などで鋭く的確な助言を下さり, 方針を示してくださいました. それをもとに研究を大きく進めることができました. 本当にありがとうございました.

田村裕和教授には, 主に毎週のゼミなどで熱いご指導をいただきました. 田村教授の丁寧且つ熱心な説明でより原子核物理への興味を深めることができました.

永尾翔助教には, 本研究を始めたときから今に至るまで誠に丁寧にご指導をいただきました. 研究に関して右も左もわからなかった私に, 検出器のことや解析の手法, プログラミングなど実に多くのことを教えていただきました. また, 私が些細なことで行き詰った際にも親身になって対応していただきました. 永尾助教のお力添えなくしては私の卒業研究を進めることはできませんでした. 心より感謝を申し上げます.

金田雅司助教にはその豊富な経験に基づいた多くのアドバイスを賜りました. また卒業研究以前にもオープンキャンパスの準備等でもご指導を賜りました. 誠にありがとうございました. 三輪浩司准教授, 本多良太郎助教には主にゼミでお世話になりました. ゼミに関しての私の取るに足らないような疑問点に関しても貴重なお時間を割いて丁寧に説明してくださいました. そのおかげでゼミで学んだ内容を深めることができました. ありがとうございました.

同じグループの先輩である外山裕一氏にはご自身の研究でお忙しい中, 何度も私の研究のためにその貴重なお時間を割いてご助力いただきました. それだけでなく, 卒研発表や物理学会での発表資料などの添削をしていただいたり, 参考資料としてご自身のシミュレーション結果を提供して頂いたりなど多くの場面でお世話になりました. 本当にありがとうございました. また, 同じく同研究グループの先輩である板橋浩介氏, 上原圭太氏, 秋山タケル氏, 奥山和樹氏にはグループに配属されて以降, 様々な場面でお世話になりました. 先輩方が日夜研究に邁進される姿勢は私自身の研究へ取り組む上での大きな刺激にな

りました．ありがとうございました．先輩方の後輩として恥じないよう精進してまいりたいと思います．

研究室の同輩である石川祐也氏, 市村康祐氏, 太田春土氏, 鎌田健人氏, 北岡智真氏, 北山翔氏, 齋藤由子氏, 中村雄紀氏, 和田俊輔氏とは 1 年間同じ居室で過ごし共に物理に向き合い時に他愛のないことで談笑できたことで, 院試や研究で大変な時でも日々励むことができました．ありがとうございました．今後はそれぞれ進む道は異なりますが, 互いに励んでいきましょう．

最後に, 学部 1 年の頃から共に物理を学んできた友人たち, 今日まで様々な面で私を支えてきてくれた家族に感謝を申し上げたいと思います．本当にありがとうございました．

参考文献

[1] M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018)

[2] M. Danysz and J. Pniewski, Phil. Mag. 44 (1953) 348.

[3] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. **79B** (1978) 157.

[4] O. Hashimoto and H.Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 564-653.

[5] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. C 53 (1996) 1210.

[6] H. Bhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4321.

[7] M. Juric *et al.*, Nuclear Physics **B52** (1973) 1-30.

[8] R. J. Prem and P. H. Steinberg, Phys. Rev. **136**, B1803.

[9] G. Keyes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 819.

[10] R. E. Philips and J. Schneps, Phys. Rev. **180** (1969) 1307.

[11] G. Bohm *et al.*, Nucl. Phys. B16 (1970) 46-52.

[12] G. Keyes *et al.*, Phys. Rev. **D 1** (1970) 66.

[13] G. Keyes *et al.*, Nucl. Phys. **B 67** (1973) 269.

[14] The STAR collaboration, Scince 328 (2010) 58-62.

[15] C. Rappold *et al.*, Nucl. Phys. **A 913** (2013) 170.

[16] ALICE Collaboration, Phys. Rev. **B 754** (2016) 360-372.

[17] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. **C 97**, 054909.

[18] ALICE Collaboration, Phys. Lett. **B 797** (2019) 134905.

[19] 外山 裕一 修士論文　東北大学 (2017)

[20] 東北大学電子光理学研究センター https://www.lns.tohoku.ac.jp/

[21] 佐々木 貴之 修士論文 東北大学 (2015)

[22] 葛西 裕磨　修士論文　東北大学 (2013)

[23] 浜松ホトニクス MPPC ハンドブック

[24] 浜松ホトニクス S14160 シリーズ データシート

[25] ELJEN Technoligy EJ-200, EJ204, EJ-208, EJ212 データシート

[26] https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/

[27] W.G.Cross *et al.*, Phys. Med. Biol. **28** 1251 (1983).

[28] フジクラ・ダイヤケーブル　同軸ケーブルカタログ