

修士論文

ハイパー核寿命測定実験用の
新型粒子飛行時間測定器の開発

Development of a new type of time-of-flight counter
for lifetime measurement of hypernuclei

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

小西 由浩

平成 30 年

概要

我々の研究対象としているハイパー核は、ハイペロンと呼ばれるストレンジクォークを含んだバリオンと陽子、中性子で構成されている原子核である。通常の核子-核子間力だけでなく、ハイペロン-核子間力を理解することは、核力をフレーバー SU(3) 対称性に拡張させたバリオン間力として理解することにつながる重要なことである。

今回の研究対象である ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ は最も単純なハイパー核であり、陽子、中性子、 Λ 粒子各 1 個で構成されている。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 粒子の束縛エネルギーは 130 keV ととても小さいことから、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は自由空間中の Λ 粒子の寿命 ($\tau \sim 260$ ps) と同程度であると考えられてきた。約 50 年前の泡箱、エマルジョンを用いた実験ではそれを裏付けるような測定結果が得られた。しかし、2010 年代に入って重イオン衝突実験による寿命測定で、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命が、自由空間中の Λ 粒子の寿命よりも短い $\tau \sim 200$ ps であるという報告が複数あり、それによりいままでは十分に理解されていたと考えられてきた ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ に関する議論が活発になされるようになった。 Λ 粒子より有意に短い ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は従来の理論では理解が容易でなく、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 及びバリオン間力のより深い理解のためには、重イオン衝突実験と異なる系統誤差による手法で精度の良い寿命測定は今後のハイパー核を議論する上でとても重要である。そこで、我々の研究グループは東北大学電子光理学研究センターで実光子ビームを用いての寿命測定実験を計画している。そのために従来の測定システムから大幅に改良する必要がある。本研究ではその中にある一番後段に設置予定である、新型粒子飛行時間測定器の開発とその性能評価を行った。

目次

概要	i
第 1 章 ハイパー核	1
1.1 ハイパー核とは	1
1.1.1 ハイパー核の崩壊	2
1.2 ハイパー核研究の意義	3
1.3 ハイパー核反応分光実験	3
1.3.1 (K^- , π^-) 反応	3
1.3.2 (π^+ , K^+) 反応	4
1.3.3 (e , $e'K^+$) 反応	4
1.4 ${}^3_\Lambda H$ 寿命測定実験	5
1.4.1 ${}^3_\Lambda H$ の寿命測定の意義	5
1.4.2 これまでの寿命測定実験	6
1.4.2.1 泡箱、エマルジョン実験	6
1.4.2.2 重イオン衝突実験	7
1.4.3 (γ , K^+) 反応を用いた ${}^3_\Lambda H$ 寿命測定実験	9
1.5 研究の目的	15
第 2 章 新型粒子飛行時間測定器のデザインについて	17
2.1 目的	17
2.2 電子、陽電子数の見積もり	18
2.3 電子陽電子が通過しない領域での K^+ 中間子の検出効率	19
2.4 時間分解能	19
2.5 まとめ	19
第 3 章 新型粒子飛行時間測定器の開発	21
3.1 新型粒子飛行時間測定器のデザイン	21

3.1.1	要求性能	21
3.1.2	中抜き型	22
3.1.3	非中抜き型	23
3.2	MPPC	24
3.2.1	動作原理	24
3.2.2	特性	25
第 4 章	測定器の性能評価実験	31
4.1	陽電子ビームを用いた中抜き型の性能評価実験	31
4.1.1	測定項目	31
4.1.2	使用した陽電子ビーム	31
4.1.3	中抜き型測定器のプロトタイプ (HOH)	32
4.1.4	実験セットアップ	33
4.1.5	DAQ(Data AcQuisition) セットアップ	34
4.1.6	スケーサー	36
4.1.7	測定結果	37
4.1.8	陽電子照射実験のまとめ	53
4.2	宇宙線を用いた時間分解能測定実験	55
4.2.1	実験セットアップ	55
4.2.2	DAQ セットアップ	56
4.2.3	測定項目	58
4.2.4	測定結果	58
4.2.5	宇宙線を用いた時間分解能測定実験のまとめ	65
4.3	γ ビームを用いた実験	66
4.3.1	測定項目	66
4.3.2	実験セットアップ	66
4.3.3	DAQ セットアップ	67
4.3.4	測定結果	67
4.3.5	γ beam を用いた実験のまとめ	70
第 5 章	まとめ・今後の展望	71
5.1	粒子飛行時間測定器のデザイン	71
5.2	実験結果	72
5.3	今後の展望	73
	参考文献	75

謝辞	77
付録 A γ beam を用いた実験で用いた検出器	79
A.1 TDL(Timig counter for Direct Lifetime measurement)	79
A.2 BLT(Beam Line Trigger)	80

目次

1.1	スピンの $1/2$ のバリオン 8 重項	2
1.2	Λ 粒子生成反応	4
1.3	泡箱実験 [15] の崩壊距離のヒストグラム	7
1.4	泡箱、エマルジョン実験による寿命測定実験の結果	7
1.5	重イオン衝突実験の概観	8
1.6	重イオン衝突実験による寿命の測定結果	9
1.7	BST-Ring 周りの概観	10
1.8	光子標識化装置の概念図	11
1.9	光標識化装置の 1 ユニットの概念図	11
1.10	TagF と光子との関係 (デザイン値)	12
1.11	現在の NKS2 のセットアップ	13
1.12	${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験の予想実験セットアップ	14
3.1	中抜き型のプロトタイプ	22
3.2	制動放射の微分断面積の角度分布	23
3.3	非中抜き型の概念図	24
3.4	MPPC の構造	25
3.5	印加電圧と増倍率の関係	26
3.6	温度と増倍率の関係	26
3.7	MPPC の写真	28
3.8	CE、PE タイプによる波長と検出効率の関係の差	29
4.1	HOH の概念図	32
4.2	MPPC の接続の仕方	32
4.3	MPPC の基板の回路図	33
4.4	微分反転増幅回路	33
4.5	陽電子ビーム照射実験のセットアップ	34

4.6	使用した trigger カウンター	35
4.7	DAQ の回路	36
4.8	Trigger counter のエネルギー損失	38
4.9	Trigger1、2 のセグメント毎のイベント数分布	38
4.10	Trigger counter、Veto counter の TDC ヒストグラム	39
4.11	HOH の QDC のヒストグラム	39
4.12	スパーサーの幅が 3 cm の時の検出効率	41
4.13	2 種類のアクリルの HOH の QDC ヒストグラム	41
4.14	2 種類のアクリルの QDC ヒストグラムの差分	42
4.15	空気の幅を変えた時の検出効率	43
4.16	スパーサー中心に照射した時の検出効率	44
4.17	ディスクリミネーターによる出力の概念図	45
4.18	スルーイングコレクション	46
4.19	屈折率による屈折角の変化	48
4.20	スパーサーを変えた時の時間分解能	48
4.21	入射角による光の経路の例	49
4.22	空気の幅を変えた時の時間分解能	50
4.23	空気の幅による依存性 (ビーム照射位置 100 mm)	51
4.24	光検出器を PMT にした時の時間分解能	53
4.25	実験セットアップ	56
4.26	使用したプラスチックシンチレーター	57
4.27	プラスチックシンチレーターに対する長さ、厚み、幅の定義	57
4.28	DAQ セットアップ	58
4.29	スルーイングコレクションの 1 例	60
4.30	プラスチックシンチレーターの端面	61
4.31	端面の処理による依存性	61
4.32	印加電圧による時間分解能の依存性	62
4.33	オシロスコープの波形	63
4.34	厚みの時間分解能の依存性	64
4.35	幅の時間分解能の依存性	65
4.36	γ ビームを用いた実験のセットアップ (上から見た図)	66
4.37	実験のセットアップ (HOH 付近)	68
4.38	高さによる依存性	68
A.1	TDL の写真	80

A.2	BLT の写真	81
-----	-------------------	----

表目次

1.1	クォーク	1
1.2	ハイペロン	2
1.3	エマルジョン実験で測定された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の束縛エネルギーである B_{Λ}	6
2.1	従来の NKS2 と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験の比較	18
2.2	Radiation Length	18
2.3	電子、陽電子の個数	18
2.4	β の値と	19
2.5	β の値と	19
3.1	MPPC の基本的な性能	27
4.1	使用した陽電子ビーム	32
4.2	使用したスパーサー	37
4.3	スパーサー:空気 (3 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率	40
4.4	スパーサー:空気 (6 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率	40
4.5	スパーサー:空気 (10 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率	40
4.6	スパーサー:アクリルの時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率	40
4.7	光量	43
4.8	MPV	43
4.9	TOF 分布の時間分解能の 1 例	47
4.10	TOF 分布の時間分解能の 1 例	47
4.11	ピクセルピッチを変えた時の時間分解能	62

4.12	要求性能を達成したプラスチックシンチレーター	65
4.13	測定結果	70

第 1 章

ハイパー核

本章ではこの検出器を用いて行う実験の対象であるハイパー核について説明する。

1.1 ハイパー核とは

自然界には強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力の 4 つの相互作用が存在している。現在我々は、標準理論を用いることによって、重力以外の 3 つの力を微視的に記述することができる。その標準理論の中で、物質を構成する素粒子を大きく 2 つに分類することができる。1 つ目は強い相互作用をする粒子であるクォーク、2 つ目は強い相互作用をしないレプトンである。各々第 1 世代から第 3 世代まであり、我々の周りに存在している物質はそれぞれの第 1 世代の粒子であるアップクォーク、ダウンクォーク、電子で構成されている。強い相互作用により束縛される粒子をハドロンと呼び、その中でも 3 つのクォークで構成されているものをバリオンと呼ぶ。

表 1.1: クォーク

	第一世代	第 2 世代	第 3 世代	電荷	スピン
クォーク	u	c	t	+2/3	1/2
	d	s	b	-1/3	1/2
レプトン	e	μ	τ	-1	1/2
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2

核子である陽子、中性子はそれぞれ uud、udd と 3 つのクォークで構成されていて、その間に働く核力は 2 種類のクォークのフレーバー SU(2) の対称性により理解される。同様に 2 種類のクォークに次いで軽いクォークであるストレンジクォークを加えたものをフレーバー SU(3) の対称性に拡張する事で理解することができ、この対称性の中で 3 個の

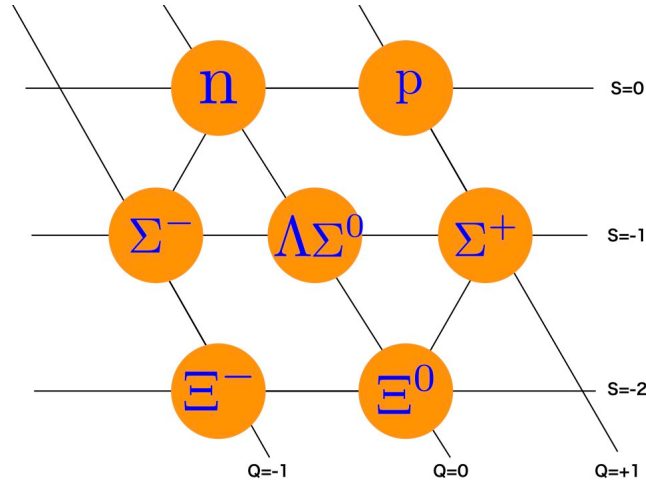


図 1.1: スピンが $1/2$ のバリオン 8 重項 S はストレンジネス数であり、 Q は電荷である。

クォークから構成されるスピン $1/2$ のバリオンはバリオン 8 重項を組む。

このバリオン 8 重項の中でストレンジクォークを含むものをハイペロンと呼び、ハイペロンを含む原子核をハイパー核と呼ぶ

表 1.2: ハイペロン 数値は particle data group より引用 [1]

粒子	組成	質量 (MeV)	寿命 (s)	主な崩壊モード	崩壊比 (%)
Λ	uds	1115.683 ± 0.006	$(2.632 \pm 0.02) \times 10^{-10}$	$p + \pi^-$	63.9 ± 0.50
				$n + \pi^0$	35.8 ± 0.50
Σ^0	uds	1192.642 ± 0.024	$(7.4 \pm 0.7) \times 10^{-20}$	$\Lambda + \gamma$	100
Σ^+	uus	1189.37 ± 0.07	$(0.8018 \pm 0.0026) \times 10^{-10}$	$p + \pi^0$	51.57 ± 0.30
				$n + \pi^+$	48.31 ± 0.30
Σ^-	dds	1197.449 ± 0.030	(1.419 ± 10^{-10})	$n + \pi^-$	99.848 ± 0.005

1.1.1 ハイパー核の崩壊

自由空間における $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-$ 粒子は弱崩壊して中間子を放出する (中間子崩壊: Mesonic Weak Decay)。 Σ^0 粒子は電磁相互作用により崩壊して γ 線を放出する。その中でも Λ 粒子はハイパー核の核内で中間子を放出しない非中間子崩壊 (Non Mesonic Weak Decay) を起こすことがある。中間子崩壊において発生する陽子、中性子の運動量は $100 \text{ MeV}/c$ と原子核内の核子のフェルミ運動量である $270 \text{ MeV}/c$ 以下である。これにより中間子崩壊は核子のパウリ排他律により抑制される。一方で非中間子崩壊により発生する陽子、中性子の運動量は $\sim 400 \text{ MeV}/c$ とフェルミ運動量を越えているため発生した核子が自由

空間に放出される。これはパウリ排他律により抑制されないため、中重原子核では非中間子崩壊が主な崩壊となる。

1.2 ハイパー核研究の意義

ハイペロンは陽子、中性子からのパウリ排他律の影響を受けないために原子核の深部に入り込むことができ、通常ではわからない原子核の深部の構造を調べることができる。また、アップクォーク、ダウンクォーク、ストレンジクォークは質量が近いことから強い相互作用下においてこれら 3 種の素粒子を同一のものとみなすことができる。これをフレーバー SU(3) 対称性といい、フレーバー SU(2) 対称性を基として理解される核力をフレーバー SU(3) 対称性に拡張することにより、バリオン間力に拡張して理解することができる。

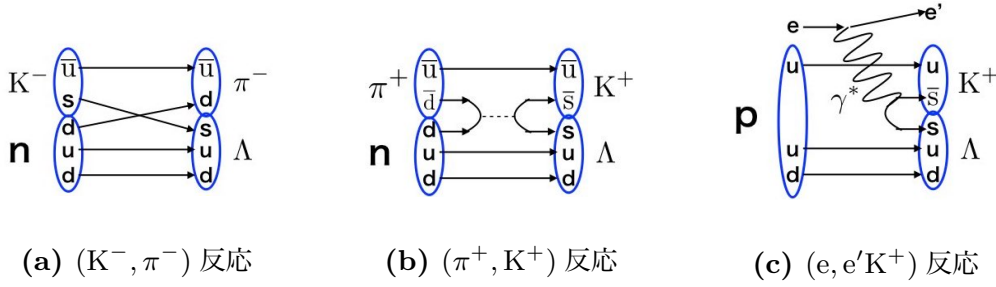
フレーバー SU(3) 対称性までに拡張すると、バリオン間力は、核子-核子間相互作用 (NN 相互作用)、核子-ハイペロン間相互作用 (YN 相互作用)、ハイペロン-ハイペロン間相互作用 (YY 相互作用) の 3 つとなる。これらの相互作用は粒子の直接散乱実験から調べることが可能である。陽子、中性子の散乱実験のデータは豊富にある一方で、ハイペロンは $\sim 10^{-10}$ 秒の寿命なので散乱実験をするためにハイペロンビームを生成することは難しく、散乱実験のデータが少ない。したがって、ハイペロンを伴う相互作用を調べるときには、理論計算とハイパー核分光実験のデータを比較して調べることになる。近年ハイパー核の研究において非常に興味深いテーマの一つに中性子星の内部構造がある。理論計算により、中性子星の内部には、通常の核子だけではなくハイペロンも存在していることが示唆されている。よって中性子星の内部構成を解明するためには、NN 相互作用だけではなく、YN 相互作用の理解が重要である。

1.3 ハイパー核反応分光実験

ハイパー核分光実験において、主な反応は (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 、 $(e, e'K^+)$ 反応の 3 つがあげられる。以下でそれぞれの反応における分光実験について述べる。

1.3.1 (K^-, π^-) 反応

この反応はストレンジクォークを交換することで Λ 粒子を作り出す反応である。直接交換することから他の 2 つの反応に比べて生成断面積が ~ 1 mb/sr と大きい。さらに吸熱反応であることから止まっている K^- 中間子でも反応可能であり、これは K^- 中間子が原子核に捕獲されることによって原子核中の核子と反応する。また、この反応による運

図 1.2: Λ 粒子生成反応

動量移行は約 $250 \text{ MeV}/c$ である。一方で動いている K^- 中間子と反応させると π^- 中間子の生成角度が 0° となる場合において運動量移行が 0 となる K^- 中間子運動量が存在する。この運動量を Magic Momentum と呼び、運動量移行が小さいことから反応した核子と同じ角運動量の軌道に Λ 粒子が束縛されているハイパー核を生成する。

1.3.2 (π^+, K^+) 反応

この反応はダウクォークと反ダウクォークが対消滅しストレンジクォークと反ストレンジクォークを対生成して起こる反応である。また (K^-, π^-) 反応と違い、発熱反応であることから止まっている π^+ 中間子とは反応を起こさずに $900 \text{ MeV}/c$ のエネルギー閾値が存在する。この反応は運動量移行が大きいことから、 Λ 粒子が反応した核子と同じ角運動量の軌道に入ることなく、より深い角運動量の軌道に生成されることになる。

1.3.3 ($e, e' K^+$) 反応

この反応は入射電子を標的と散乱させて、仮想光子を介してストレンジ、反ストレンジクォークを生成し、陽子を Λ 粒子に変え、さらに K^+ 中間子を生成する反応である。以下に ($e, e' K^+$) 反応の特徴を示す。

- この反応は、二次ビームを用いて反応させる (K^-, π^-)、(π^+, K^+) 反応と違い、一次ビームを用いて反応を起こす。(K^-, π^-)、(π^+, K^+) 反応で用いる二次ビームは強度が 10^6 Hz なので厚い標的を使う必要がある。さらにイベントごとにビームの運動量を測定する必要があり、標的の前に検出器を置く必要がある。これによりエネルギー分解能が 1.5 MeV (FWHM) 程度に制限される。一方で一次ビームである電子を用いるとまず強度が $10^{14} \text{ Hz} (=16 \mu\text{A})$ と大強度なので $100 \text{ mg}/\text{cm}^2$ と薄い標的を用いることができる。このため、標的内でのエネルギー損失が少なく、これ

によるエネルギー分解能への寄与が少なくなる。また、一次ビームなのでビーム運動量も安定している ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$)。さらにビーム径が μm と非常に細いビームなので標的に当たる際の場所、角度、運動量について測定する必要はない。以上の利点により $\sim 740 \text{ keV (FWHM)}$ のエネルギー分解能 [2] が達成された。

- $(e, e'K^+)$ 反応は (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応と違い、陽子を Λ 粒子に変える反応である。よって同じ標的を使うと $(e, e'K^+)$ 反応と (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応では原子番号の違う鏡像ハイパー核が生成される。よって同じ標的を用いたときに生成されるハイパー核に束縛されている Λ 粒子の束縛エネルギーの差は、クーロンエネルギーによる差を考慮した後、荷電対称性の破れやその大きさを議論できるデータになる。
- $(e, e'K^+)$ 反応は陽子を Λ 粒子に変える反応なので、水素標的を用いることによって、ミッシングマスとして Λ 、 Σ^0 粒子の質量を測定することができる。この 2 粒子の質量は、非常に精度よく求められているため、このミッシングマスエネルギーを較正をすることができる。一方で (K^-, π^-) 、 (π^+, K^+) 反応は中性子を Λ 粒子に変える反応であり、中性子標的が存在しないため最もよく知られている ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の実験データを用いて較正することになる。
- $(e, e'K^+)$ 反応は仮想光子を介して行うが、仮想光子のスピンは 1 である。これにより生成された Λ 粒子のスピンが反応した核子に対して反転した向きになる生成断面積と、反転していない生成断面積がおおよそ同程度になる。よってこの二つの状態のエネルギー準位を分けることができれば、この差からスピン軌道間力を得ることが可能になる。

1.4 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験

この項では開発している新型粒子飛行時間測定器を用いて行う ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験について説明する。

1.4.1 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命測定の意義

まず測定対象である ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ について説明する。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ は最も簡単なハイパー核であり陽子、中性子、 Λ 粒子で構成されている。また、この粒子は多くの理論計算の基礎となっている。 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の Λ 粒子の束縛エネルギーは過去に行わ

れた原子核乾板を用いたエマルジョン実験で測定されており [3][4]、その束縛エネルギーは 130 keV と非常に小さい。このことから Λ 粒子は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ に非常に弱く束縛しており、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ はコア核の重陽子よりも 5 倍大きい半径になっているハロー核と考えることができる。

このことから ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は Λ 粒子の自由空間における寿命 ($\tau \sim 260$ ps) と同程度であると理論計算で予想されてきた [5][6]。しかしながら、近年の重イオン衝突実験による寿命測定実験では自由空間における Λ 粒子の寿命よりも 20% 程度短いという結果が出された [7][8][9][10]。

よって多くの理論計算の基礎となっているこの寿命の値を、より正確かつ違う系統誤差をもつ方法で測定するのは必要である。

● エマルジョン実験での ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の B_{Λ} の測定

エマルジョン実験 [3] で B_{Λ} が求められた。その結果は表 1.3 である。最終的な総数は文献 [4] でのイベントを再解析したものも含んだ結果である。

この実験の系統誤差は ~ 0.04 MeV とされている。しかしこの見積もりに対する議論が不十分であるという問題がある。

表 1.3: エマルジョン実験で測定された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の束縛エネルギーである B_{Λ}

崩壊先	束縛エネルギー B_{Λ} [MeV]	イベント数
$\pi^- + \text{H} + \text{D}$	0.23 ± 0.11	24
$\pi^- + {}^3\text{He}$	0.06 ± 0.11	58
全ての崩壊イベント	0.15 ± 0.08	82
文献 [4] も含んだ崩壊イベント	0.13 ± 0.05	204

1.4.2 これまでの寿命測定実験

この節では 2 つの方法での寿命測定実験について述べる。

1.4.2.1 泡箱、エマルジョン実験

泡箱、エマルジョン実験での寿命測定は泡箱、エマルジョンから得られた ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の崩壊距離から運動量情報を用いて崩壊までの時間を算出し寿命としている。図 1.3 に泡箱実験で得られた崩壊距離のヒストグラムを示す。他の実験も同様に崩壊距離から求められ、その結果は図 1.4 である。この結果は実験によっては大きく差があるものの、誤差が大きく自由空間中の Λ 粒子と大きく異ならず、理論計算と矛盾していなかった結果であったため再検証されることはなかった。

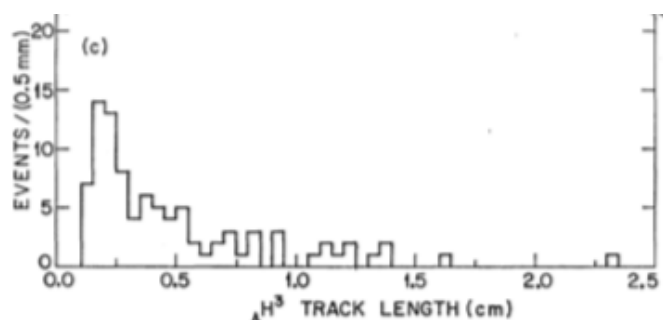
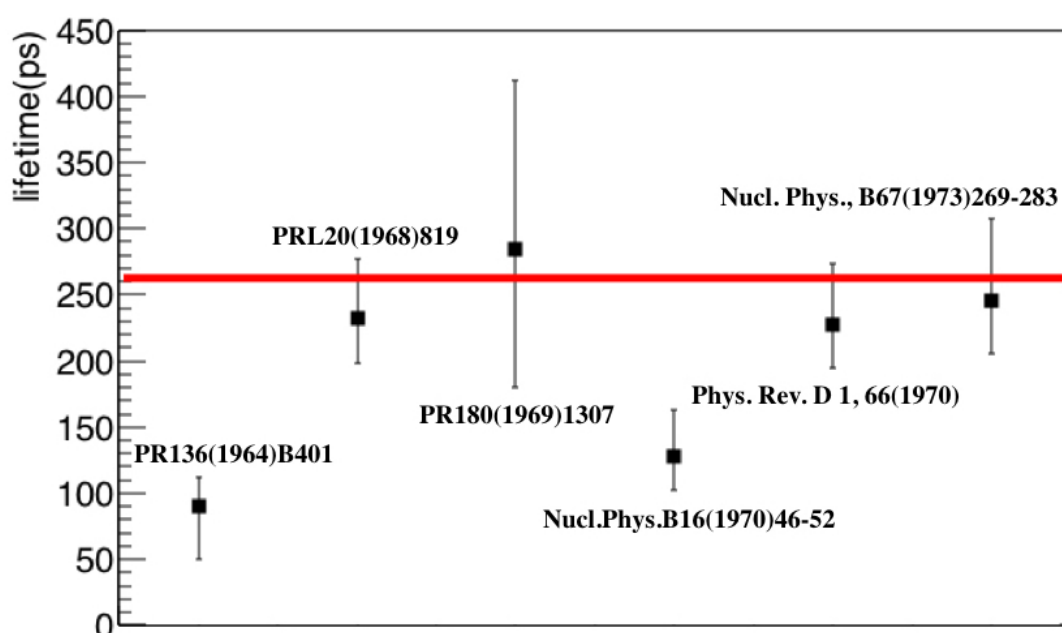


図 1.3: 泡箱実験 [15] の崩壊距離のヒストグラム

図 1.4: 泡箱、エマルジョン実験による寿命測定実験の結果 [11][12][13][14][15][16] 赤線は自由空間中の Λ 粒子の寿命を示している。

1.4.2.2 重イオン衝突実験

2010 年代に HypHI, ALICE, STAR のグループが行った、重イオン衝突実験によって ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命測定実験が行われた。これらの結果はこれまでの実験結果と違い、自由空間の Λ 粒子よりも寿命が短いということを示唆している。この結果から ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命について再検討が必要である。

重イオン衝突実験では、生成されたハイパー核の崩壊したときの飛程から寿命を測定している。HypHI の実験について示す。 ${}^6\text{Li}$ ビームを ${}^{12}\text{C}$ 標的に照射し、その後生成された ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ が弱崩壊し、 ${}^3\text{He}$ と π^- が生成される。この 2 粒子の飛行時間、飛跡を双極子電磁石の前後で測定することで運動量ベクトルを求めることができる。この情報からインバリ

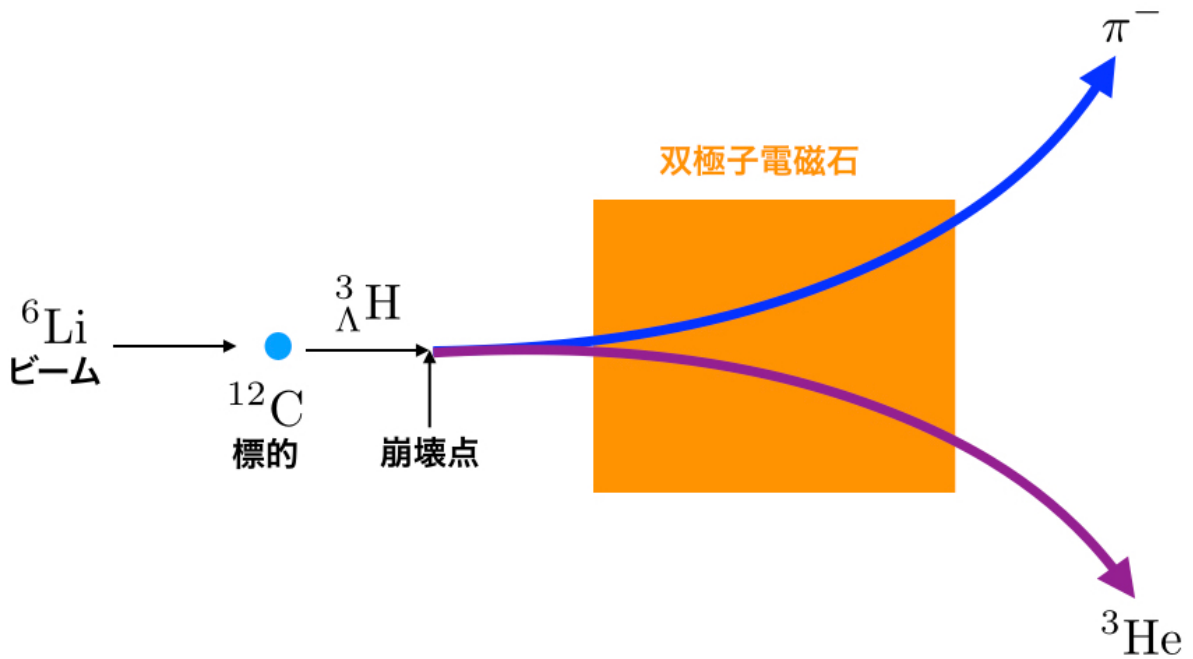


図 1.5: 重イオン衝突実験の概観

アントマスを求め、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を同定する。この測定方法は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の運動量をイベントごとに求めることが可能であることから、崩壊距離によるヒストグラムを作成する。このヒストグラムを最尤法でフィッティングすることによって寿命を求めることができる。この実験で得られた寿命は $183^{+42}_{-32}(\text{stat.}) \pm 37(\text{syst.})\text{ps}$ [8] である。他の 2 つのグループも同様に崩壊距離から寿命を求めた。結果を図 1.6 に示す。

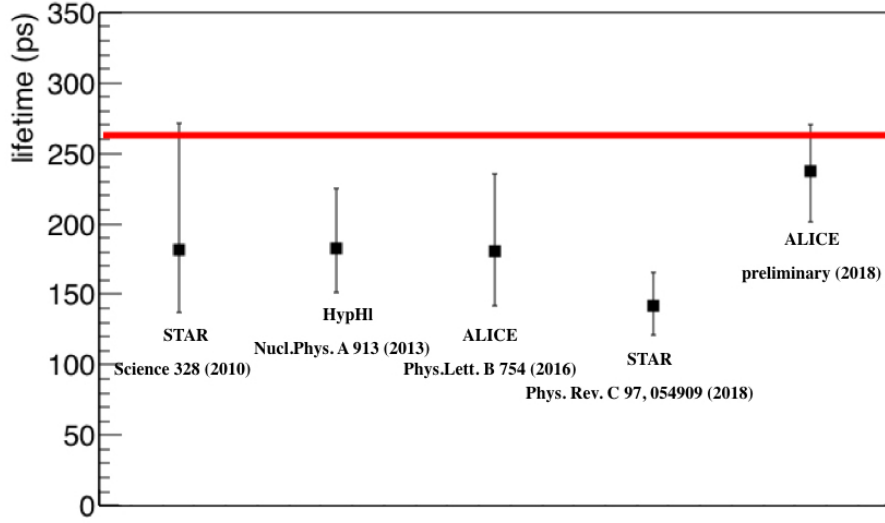


図 1.6: 重イオン衝突実験による寿命の測定結果 [7][8][9][10] 赤線は自由空間中の Λ 粒子の寿命を示している。

1.4.3 (γ, K^+) 反応を用いた ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験

計画している東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) での ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験について説明する。まずは ELPH での実光子ビームを用いた実験について説明する。

● 1.3 GeV BST-Ring

ELPH の 1.3 GeV BST-Ring は電子を線形加速器で 90 MeV まで加速したのちにシンクロトロンで 1.3 GeV まで加速する。加速された後にビームライン上に炭素ファイバーの輻射体を入れることによって、電子の制動放射から発生した光子を取り出し、ビームとして用いる。このとき取り出された光子のエネルギーは、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成閾値である 0.76 GeV 以上であることから、 (γ, K^+) 反応による ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 生成が可能である。

● 実光子ビーム

1.3 GeV まで加速された電子のビームライン上に $\phi 11\mu\text{m}$ の炭素ファイバーを入れることで制動放射を起こす。制動放射を起こした後の反跳電子のエネルギーを偏向電磁石内の光子標識化装置で測定することによって、式 (1.1) より生成された実光子のエネルギー E_γ を得ることができる。

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \quad (1.1)$$

E_e は加速された電子のエネルギーであり、 $E_{e'}$ は反跳電子のエネルギーである。

○ 光子標識化装置 (Tagger)

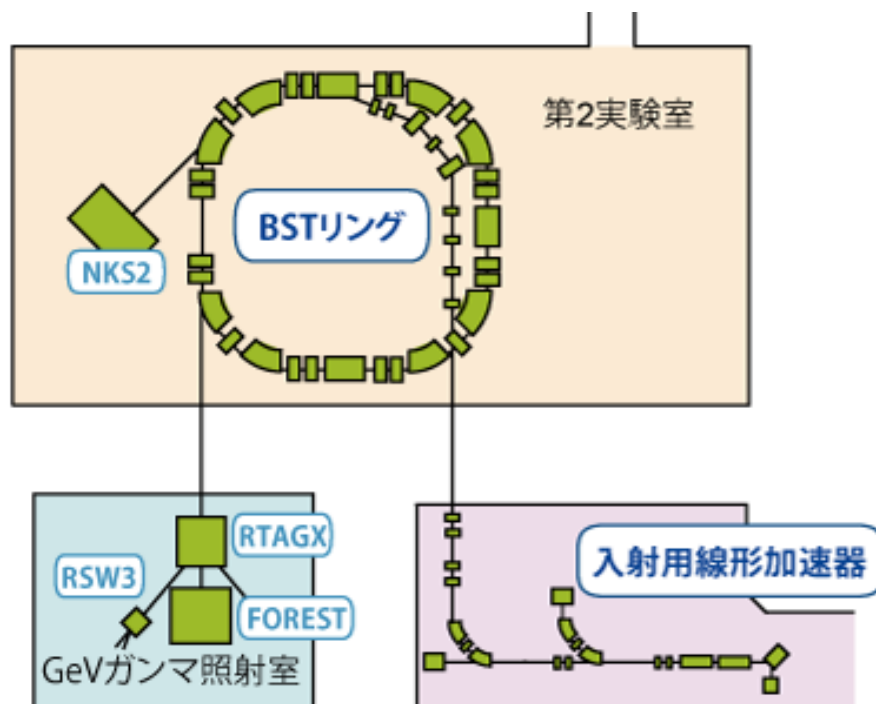


図 1.7: BST-Ring 周りの概観 [17] 右下の線形加速器で 90 MeV まで加速された電子が、シンクロトロンである BST-Ring に送られる。その後 1.3 GeV まで加速されたのち、リングの左上にある炭素ファイバーをビームライン上に挿入し、制動放射を起こさせることによって、光子を発生させる。その光子を後述する NKS2 に向けて照射する。

図 1.8 に光子標識化装置の概念図を示す。偏向電磁石内に設置されており、40 個の検出器ユニットから構成されている。制動放射によってエネルギーを失った反跳電子はビームラインよりも内側に曲げられ、ビームラインの内側に設置している光子標識化装置を通過することになる。反跳電子は失ったエネルギー毎に異なる軌道を通るために、どの検出器を通過したかによって反跳電子のエネルギーが測定できることになる。ここで測定したエネルギーと周回している電子のエネルギーから式 (1.1) を用いることによって実光子ビームのエネルギーを求めることができる。検出器群は位置検出器 (TagF) が 160 個、時間検出器が (TagB)40 個で構成されており、位置検出器が 4 個、時間検出器を 1 個を基本単位として合計 40 ユニットで構成されている。2 種類の検出器は共にプラスチックシンチレーターと MPPC(Multi-Pixel Photon Counter 浜松ホトニクス社 TagF:S10931-100P、TagB:S11828-3344M(X1)) で構成されている。図 1.10(a) に生成した実光子のエネルギーと対応する TagF が示されている。実光子を生成する時に 1.3 GeV の電子を使用すると、0.76 ~ 1.28 GeV の光子を標識化できることになる。(b) にはそれぞれの TagF に対しての光子の標識エネルギーの幅を表している図である。縦軸の

width は TagF 毎の検出電子のエネルギーピークの差であり、図より 1~6 MeV の精度で光子のエネルギーが求まることになる。TagB の時間分解能は $\sigma = 35$ ps[19] である。

●NKS2(Neutral Kaon Spectrometer 2)

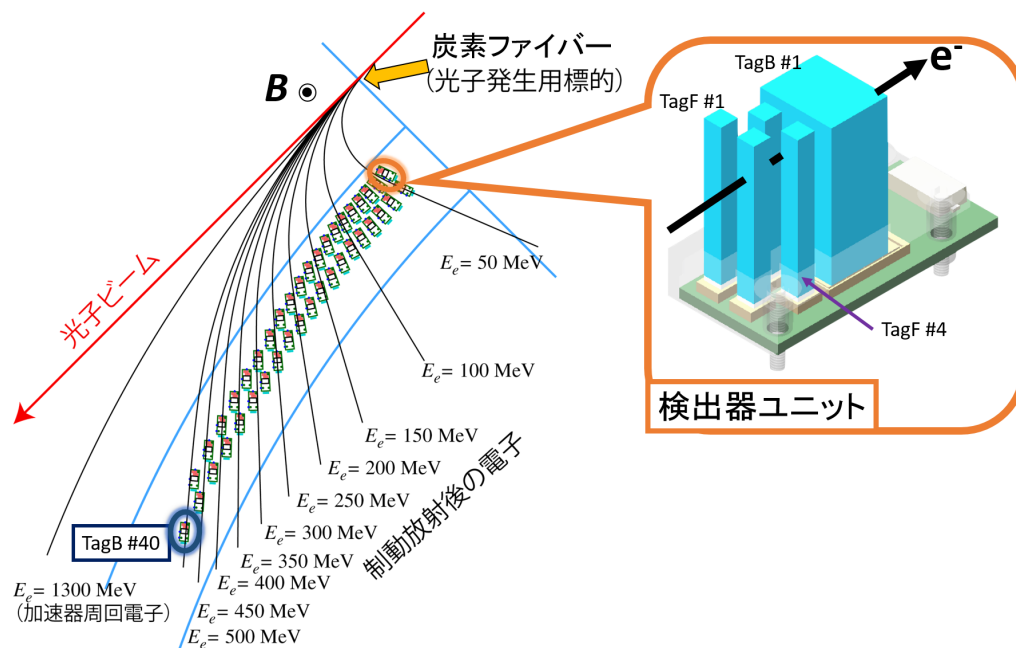


図 1.8: 光子標識化装置の概念図 [18]

K^+ 中間子スペクトロメーターである NKS2 について説明する。NKS2 の現在のセットアップは図 1.11 である。NKS2 は飛跡検出器や飛行時間測定器を用いて粒子の運動量や速度を求めるための検出器群である。飛跡検出器は CDC(Cylindrical Drift Chamber)

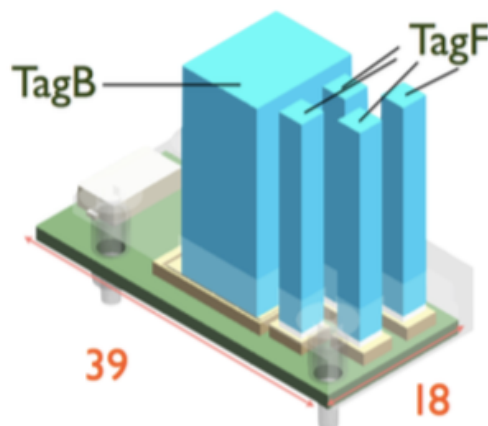
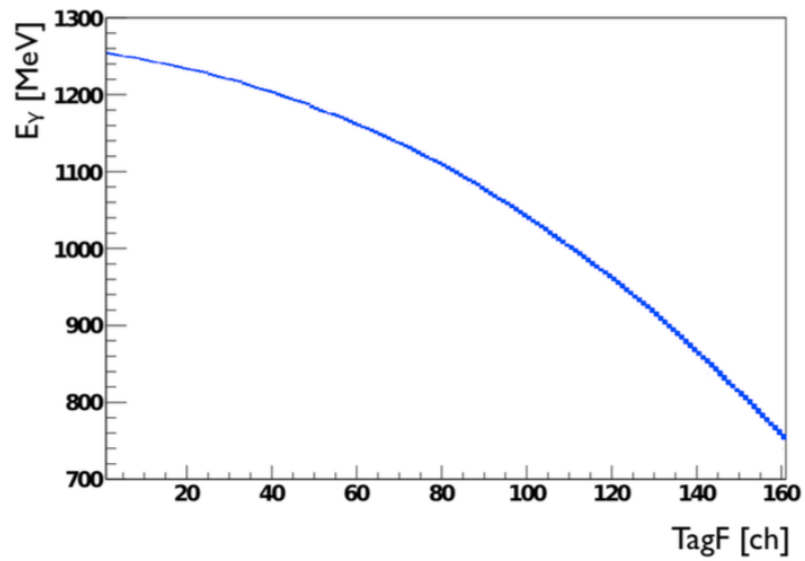
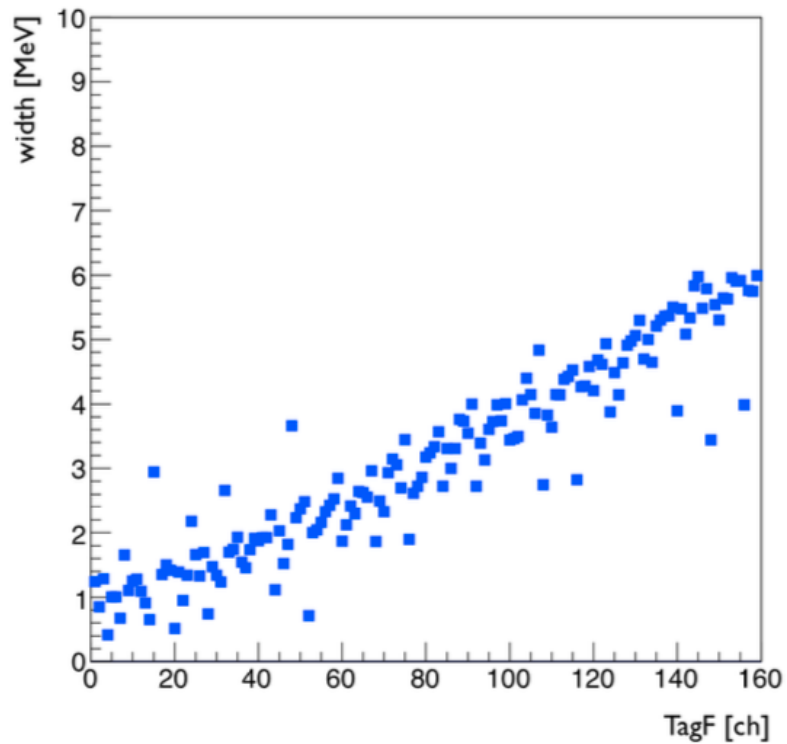


図 1.9: 光標識化装置の 1 ユニットの概念図 [18] 数値の単位は mm である。



(a) TagF と光子のエネルギーの関係



(b) TagF と光子のエネルギーの幅

図 1.10: TagF と光子との関係 (デザイン値)[18] TagF の ch 数はビームライン上流から順に振ってある数である。width は TagF 毎の検出電子のエネルギーピークの差である。

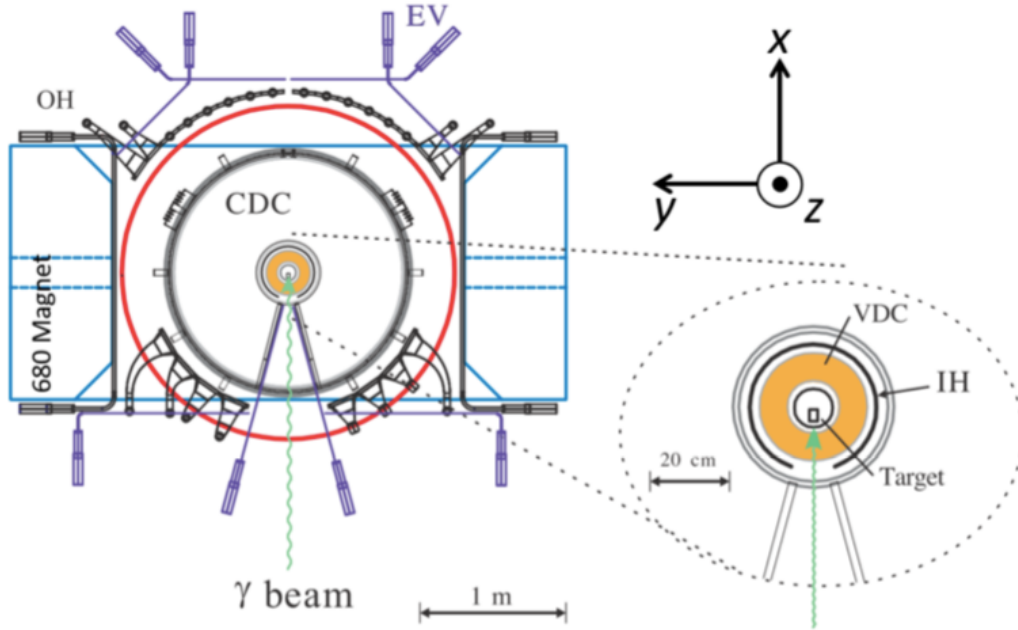


図 1.11: 現在の NKS2 のセットアップ [20]

と VDC (Vertical Drift Chamber) の 2 台のドリフトチェンバーからなっている。飛行時間測定器は IH (Inner Hodoscope) OH (Outer Hodoscope) の 2 層のプラスチックシンチレータからなっており、2 つの検出器群の間を通過した時間から速度を求めることができる。NKS2 には 680 Magnet と呼ばれる双極電磁石があり、電磁石間のギャップは 680 mm であり、中心磁場は 0.42T となっている。

● 計画している ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験

図 1.12 に計画している ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験の予想実験セットアップを示す。液体 ${}^3\text{He}$ 標的に実光子ビームを照射することで (γ, K^+) 反応を起こし ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を生成する。その時に生成された K^+ 中間子を後段の粒子飛跡検出器、新型粒子飛行時間測定器で検出する。また、高時間分解能検出器群で π^- を検出する。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の同定

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の同定には検出器から得られた 2 つの粒子の運動量ベクトルを用いて (γ, K^+) 反応に対するミッシングマス法によって同定する。ミッシングマスの式は式 (1.2) である。

$$M_{hyp} = \sqrt{(E_{\gamma} - E_K + M_A)^2 - (p_{\gamma}^2 - p_K^2 - 2p_{\gamma}p_K \cos\theta)} \quad (1.2)$$

E_{γ} は光子標識化装置より求めることができる。また、光子は質量が 0 であるので $E_{\gamma} = p_{\gamma}$ である。 M_A は標的核子の質量なので既知の値である。 E_K 、 p_K 、ビーム軸に対する角度 θ は後段の粒子飛跡検出器と新型飛行時間測定器で運動量ベクトルが測定できるので求められる。

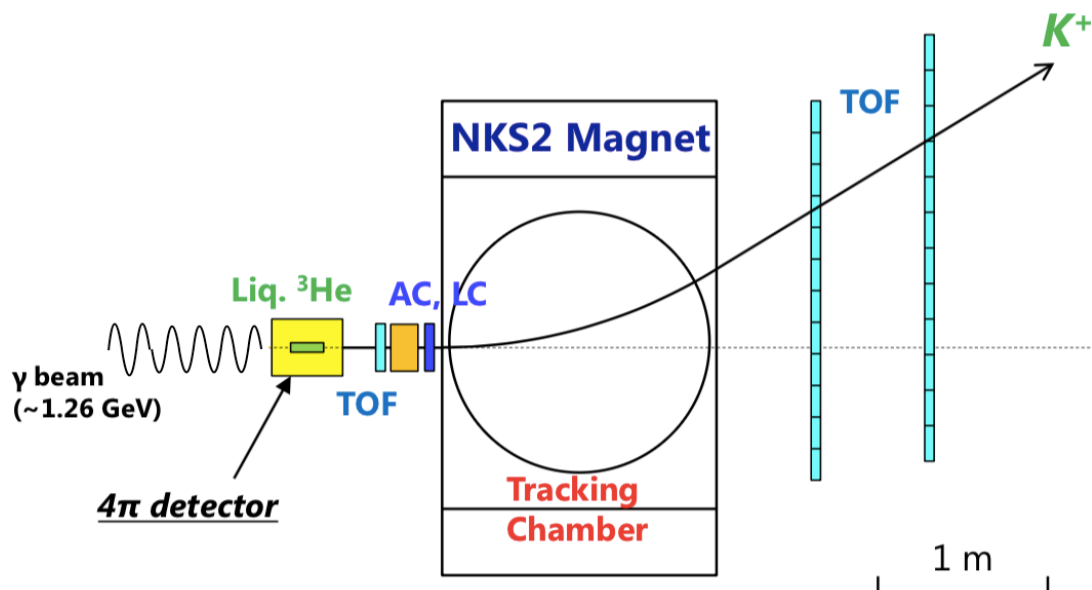


図 1.12: ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験の予想実験セットアップ 実光子ビームが液体 ${}^3\text{He}$ 標的に照射し、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を生成する。その後崩壊した後の π^- 中間子を標的の周りを円筒状に囲っている 4π detector で検出し、生成時間を測定する。標的後段にある AC,LC カウンターで Tracking Chamber、TOF カウンターで K^+ 中間子の運動量ベクトルを測定する。

● 解決しなければならない点

この実験を行うためには様々な解決しなければならない点があるが、今回新型粒子飛行時間測定器を開発する理由となった点のみ述べる。この実験は実光子である γ ビームを用いることから、制動放射起因により電子、陽電子が大量に発生することが予想される。詳しくは 2 章で述べるが、従来のセットアップでは、電子、陽電子通過領域にも粒子飛行時間測定器があるため、バックグラウンドとして大量に電子、陽電子を検出することになる。これによって検出したい粒子である K^+ 中間子はそのバックグラウンドの中に埋もれてしまい、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を効率よく同定することができなくなってしまう恐れがある。よって、電子、陽電子に適切な対策をしないと、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の収量が大きく減り、正確な寿命測定ができなくなる。

1.5 研究の目的

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ は最も単純なハイパー核であり、過去に行われた泡箱、エマルジョンの実験データを元に理論計算をされてきた。しかし 2010 年代に入ってから重イオン衝突実験より、過去の実験よりも ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命が短いことを示唆する実験結果が発表された。この結果は、バリオン間相互作用の理解を深めるためにとても大事なことであり、この示唆をより検証するためにも違った手法を用いて異なる系統誤差を持つ信頼度が高い実験結果を得ることは重要なことである。しかしながら、この実験を成功させるためには様々な解決すべき点が多くあり、その中でも、高計数率の電子、陽電子の適切な対策はとても重要である。この実験を成功に導くためにも、新型粒子飛行時間測定器の開発は必要であるため、開発と性能評価を行った。

2 章では、新型粒子飛行時間測定器の開発に要求する性能について述べる。次に、3 章ではそれを踏まえて開発したプロトタイプ検出器について述べる。最後に 4 章では、制作したプロトタイプ検出器を元に、性能評価実験について述べる。最後に 5 章でまとめと、今後の展望について述べる。

第 2 章

新型粒子飛行時間測定器のデザインについて

ここでは検出器のデザインとして新型粒子飛行時間測定器に対する要求性能について述べる。

2.1 目的

${}^3\text{H}$ 寿命測定実験の解決すべき点の一つである、高計数率の電子、陽電子に対応するためには次の 3 つの条件が必要である。

1. 電子、陽電子を検出しない。
2. 電子、陽電子通過領域以外の K^+ 中間子はなるべく漏らすことなく検出する。
3. 到達した K^+ 中間子と他の粒子を分けられる時間分解能。

1、2 については飛行して来た粒子に対する検出効率を考察することで定量的に議論できる。電子、陽電子は 0% に近い、低い検出効率であれば良く、電子、陽電子通過領域以外の K^+ 中間子は 100% に近い高い検出効率であれば良いが、具体的な値によって、どの程度結果に影響するかを見積もるのは測定器を開発する上では重要である。

3 の時間分解能については、どの値を目標にするかによって、検出器の設置位置が決まる。つまり粒子それぞれで飛行速度が異なるので、設置位置が遠ければ遠いほど、測定器の通過するタイミングに大きな差が生まれるため時間分解能が良くなくても粒子を弁別することができる。しかし、実験室の大きさや、飛行している粒子の寿命など様々な制限がある。よってそれらの条件や実際に設置する状況を考慮してどの程度時間分解能が必要か見積もる必要がある。

2.2 電子、陽電子数の見積もり

制動放射起因の電子、陽電子の数を見積もるために従来の NKS2 のシステムと比較して求める。従来の NKS2 との比較は表 2.1 である。制動放射起因の電子、陽電子の数は

表 2.1: 従来の NKS2 と ${}^3\text{H}$ 寿命測定実験の比較

実験	従来	${}^3\text{H}$ 寿命測定実験
標的	液体 H_2 、 D_2	液体 ${}^3\text{He}$
ビーム強度 (MHz)	1	10
標的厚 (g/cm^2)	0.2	1.6

式 (2.1)[24] により近似して求められる。

$$N \simeq 2^t \left(t = \frac{\text{標的厚}}{L_{\text{rad}}} \right) \quad (2.1)$$

L_{rad} は Radiation Length である。Radiation length は式 (2.2)[24] で表される。

$$L_{\text{rad}} = \frac{716.4 \text{ g}/\text{cm}^2 A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.2)$$

Z は電荷数、 A は質量数である。式 (2.2) より、Radiation Length は表 2.2 である。これ

表 2.2: Radiation Length

標的	液体 H_2 、 D_2	液体 ${}^3\text{He}$
Radiation Length(g/cm^2)	63.3	79.51

を式 (2.1) に代入すると、表 2.3 となる。どちらの標的も 1 個できることがわかる。2 つ

表 2.3: 電子、陽電子の個数

標的	液体 H_2 、 D_2	液体 ${}^3\text{He}$
個数	1.0002	1.0220

の標的の差を比べるためには小数点以下を比べる必要があり、液体 ${}^3\text{He}$ は液体 H_2 、 D_2 の 110 倍となる。ビーム強度が 10 倍になっていることから、最終的に 1100 倍の電子、陽電子が従来の実験と比べて発生することになる。これより、従来の実験と同じ数の検出数にするには電子、陽電子に対する検出効率が 0.1% 未満にしなければならない。

2.3 電子陽電子が通過しない領域での K^+ 中間子の検出効率

既存の NKS2 システムでの検出器自身の検出効率は 99% であった [21]。これより、電子、陽電子の通過領域以外の K^+ 中間子の検出効率は 99% 以上を要求した。

2.4 時間分解能

新型飛行時間測定器に要求する時間分解能は、 K^+ 中間子と他の粒子とを分離できる時間分解能であるが、到達されることが予想されるのは K^+ 中間子、 $\pi^\pm$ 中間子、陽子である。それぞれの粒子の β は相対論より

$$\beta = \frac{p}{E} \quad (2.3)$$

と表せられる。文献 [32] の見積もりから荷電粒子の運動量を 750 MeV/c と仮定すると β はそれぞれ式 2.3 より表 2.4 となる。新型粒子飛行時間測定器は標的から 2 m の位置に

表 2.4: β の値と

粒子	K^+	π^-	p
β	0.835	0.983	0.624

設置予定であるから、実光子ビームによって標的から生成された荷電粒子が新型粒子飛行時間測定器を通過するまでの時間は、表 2.5 である。文献 [22] より光子を介しての Λ 粒

表 2.5: β の値と

粒子	K^+	π^-	p
時間 [ns]	8.0	6.8	10.7

子生成のとき、 $\pi^\pm$ 中間子は K^+ 中間子の 1000 倍の数が生成される。また、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の収量は 13/day と非常に少ないことから $\pi^\pm$ 中間子の数は K^+ 中間子の数に対して 0.0001 で分離する必要がある。よって 5σ での分離が必要だと考えられる。新型粒子飛行時間測定器に到達するまでの時間差から要求する時間分解能は 240 ps である。

2.5 まとめ

計算した 2 つのことについてまとめる。

- 電子、陽電子の数の見積もり。

計算より従来の実験に比べて、1100 倍の電子、陽電子が生成されることになることがわかった。この結果より、電子、陽電子が通過する部分の検出効率は 0.1% 未満にする必要がある。そのためには γ ビーム照射実験よりビーム軸から ± 6 cm の間隔を開ける必要があることがわかった。

- 電子、陽電子通過領域以外の K^+ 中間子の検出効率既存の NKS2 システムでの検出器自体の検出効率が 99% であり、 K^+ 中間子から、ミッシングマスを用いて ${}^3_{\Lambda}H$ を同定するので 99% 以上とした。

- 時間分解能

計算より 240 ps の時間分解能を達成すれば、現在想定している中で最も近い位置に置いても K^+ 中間子と他の粒子を分離できる。しかし、遠くなればなるほど、680 Magnet で曲げられた K^+ 中間子は、ビームラインから離れた位置を通過してしまうため、より大面積を覆えるような大きさまたは、多数の新型粒子飛行測定器を設置しなければならない。この点を考えつつ、最終的に必要な時間分解能を決める必要がある。次章では今章で求めた要求性能をもとに作成したプロトタイプについて述べる。

第 3 章

新型粒子飛行時間測定器の開発

3.1 新型粒子飛行時間測定器のデザイン

ここでは前章の計算を元に測定器のデザインについて説明する。

3.1.1 要求性能

要求性能は前章の結果を踏まえて大きく次の 4 つがあげられる。

1. 電子、陽電子の通過部分に対する検出効率が 0.1% 未満である。
(γ, K^+) 反応を用いていることから、 γ 線から電子、陽電子が対生成されさらにその電子から制動放射により γ 線が放出されるといったことが繰り返されることにより、ビーム軸超前方に大量に電子、陽電子が発生することが予想される。より多くの ${}^3_\Lambda\text{H}$ を生成するためには強い強度のビームやより厚い標的を使う必要があり、従来の実験よりも電子、陽電子のレートがより高くなることが予想されるため、電子、陽電子をより検出しないことが重要である。
2. K^+ 中間子、 $\pi^\pm$ 中間子の通過領域に対しての検出効率が 99% 以上である。
(γ, K^+) 反応によって生じる K^+ 中間子を検出し、その反応のミッシングマスから ${}^3_\Lambda\text{H}$ を同定するため生成数が少ない ${}^3_\Lambda\text{H}$ を検出するためには K^+ 中間子を漏らすことなく検出することが必要である。
3. K^+ 中間子、 $\pi^\pm$ 中間子を分離できる時間分解能が必要である。
(γ, K^+) 反応において様々な粒子が発生するが、この検出器で検出したい粒子は K^+ 中間子であるため、この粒子に近い速度で飛行してくる π 中間子を分離できれば K^+ 中間子のみを検出することが可能である。
4. 磁場中で動作できる
この検出器は NKS2 付近に設置し、状況によっては NKS2 内部に設置することが

予想されるために磁場中でも動作する必要がある。

まず要求性能の 4 つ目から光検出器として後述する MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) を用いることにし、残り 3 つの要求性能を満たすために次の 2 種類のプロトタイプ検出器を作成し、性能を評価した。

3.1.2 中抜き型

まず図 3.1 のような二つのシンチレーターの間にスペーサーを挟んでそのシンチレーターの両端に光検出器を置き検出することを考えた。よって電子陽電子の通過する部分にはスペーサーとして荷電粒子が通過しても発光しない物体を置き K^+ 中間子の通過領域にはシンチレーターを用いることで要求性能の 1~3 を満たすことができる。スペーサーの幅や種類をかえることで様々な状況にも対応できる。スペーサーのサイズは制動放射起因の

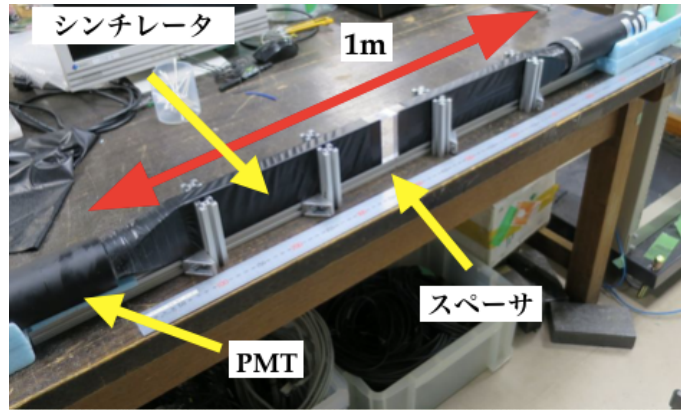


図 3.1: 中抜き型のプロトタイプ

電子、陽電子の角度分布から考えることができる。陽子数 Z の標的に対する制動放射の微分断面積は以下である [23]

$$\frac{d^2\sigma_b}{d\Omega_k dk} = \frac{2\alpha^3 E_e^2}{\pi k m_e^4} [b_1(Z^2 + Z) + b_2(X - 2Z^2 f((\alpha Z)^2))] \quad (3.1)$$

$$b_1 = \frac{2y - 2}{(1 + l)^2} + \frac{12l(1 - y)}{(1 + l)^4} \quad (3.2)$$

$$b_2 = \frac{2 - 2y + y^2}{(1 + l)^2} - \frac{4l(1 - y)}{(1 + l)^4} \quad (3.3)$$

ここで、 k は光子のエネルギーであり、式中の各項は以下である。

$$l = \frac{\theta_k^2 E_e^2}{m_e^2} (\theta_k : \text{光子の角度}) \quad (3.4)$$

$$y = \frac{k}{E_e} < 1 \quad (3.5)$$

$$f(z) = 1.202z - 1.0369z^2 + \frac{1.008z^3}{1+z} \quad (3.6)$$

$$X = Z^2 \left[\ln \frac{a^2 m_e^2 (1+l)^2}{a^2 t'_{min} + 1} - 1 \right] + Z \left[\ln \frac{a'^2 m_e^2 (1+l)^2}{a^2 t'_{min} + 1} - 1 \right] \quad (3.7)$$

$$t'_{min} = \left[\frac{k m_e^2 (1+l)}{2E_e (E_e - k)} \right]^2 \quad (3.8)$$

$$a' = \frac{1194(2.718)^{-1/2} Z^{-2/3}}{m_e} \quad (3.9)$$

これらの式に標的が液体 ^3He なので $Z=2$ 、光子のエネルギーは 1.0 GeV を仮定し代入すると結果は図 3.2 である。この結果から前方に電子が集中していることがわかる。これよ

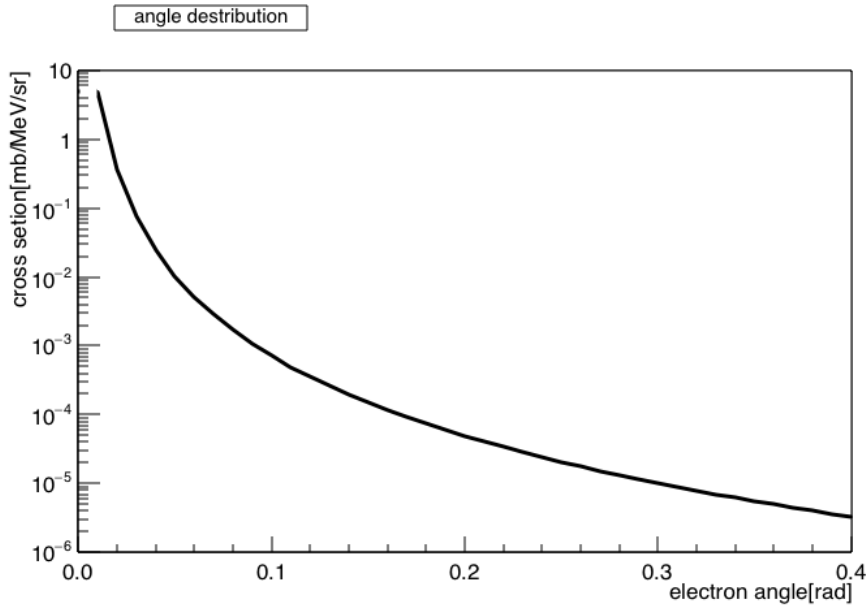


図 3.2: 制動放射の微分断面積の角度分布

り、標的の高さは 3 cm 程度にする予定であったため、スペーサーの幅は 3 cm を基本とした。

3.1.3 非中抜き型

2 つ目として図 3.3 のようにスペーサーを挟むのではなく、2 枚のシンチレーターの両端に MPPC を取り付けそれぞれ独立に粒子を検出し、電子、陽電子の通過領域にシンチ

レーターを設置しないことで K^+ 中間子のみを検出できるようにした。

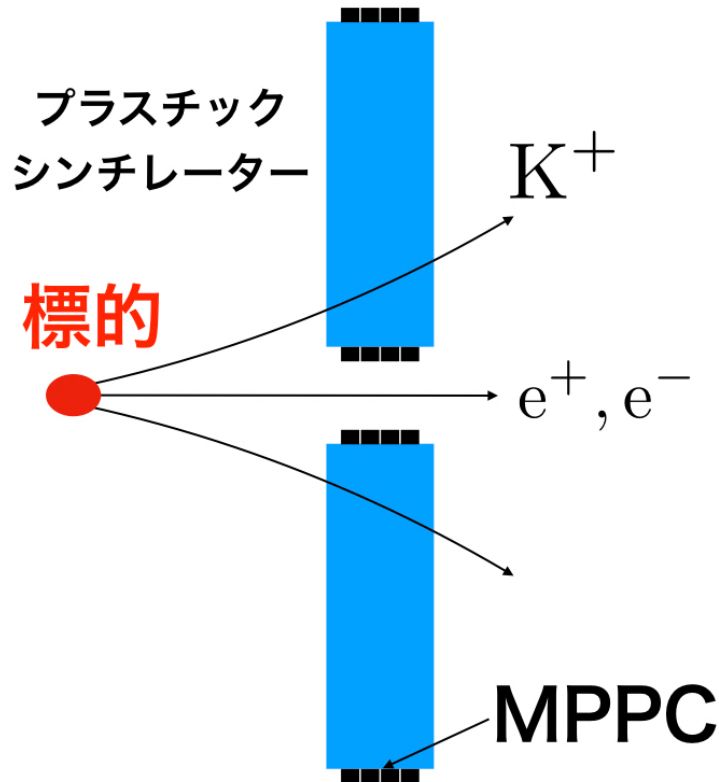


図 3.3: 非中抜き型の概念図

3.2 MPPC

この章では今回の光検出器である MPPC について述べる

3.2.1 動作原理

MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) は図 3.4 のようなガイガーモードの APD(Avalanche Photo Diode) とクエンチング抵抗を組み合わせたものを 1 ピクセルの基本単位として多数のピクセルを平面上に電氣的に接続した構造をしている。

●APD(Avalanche Photo Diode)

APD は通常のフォトダイオードと同様にバンドギャップ以上のエネルギーを持つ光子が入射するとそのエネルギーにより電子正孔対が発生する。しかし APD はその内部の PN 接合に逆電圧を印加することで電子は N 側に、正孔は P 側にドリフトすることになる。そのドリフトした電子、正孔が内部にある結晶格子に衝突することなくある速度にまで達した後、結晶格子とその電子、正孔が衝突することにより、新しく電子、正孔対が発

生する。この発生した電子、正孔対がまた加速して結晶格子と衝突して電子、正孔対が発生するといったことが雪崩的に発生する。これをアバランシェ増幅といい、APD の大きな特徴である。この APD に印加する電圧を変化させることで電子、正孔対の数に対する電流が出力されるが、ある一定の電圧を超えると出力される値が飽和されて一定になる。この電圧を降伏電圧といい、降伏電圧以上の電圧を印加した状態をガイガーモード言う。このガイガーモード状態の時には光量の大小に関わらず 1 ピクセルにつき一定の出力がされることから出力される波形の大きさにより入射してきた光子の数を数えることができる。1 回光子が入射した後出力した電流が APD に接続されているクエンチング抵抗を通る際に電圧降下を起こすことで放電が停止し、再度測定することが可能となる。

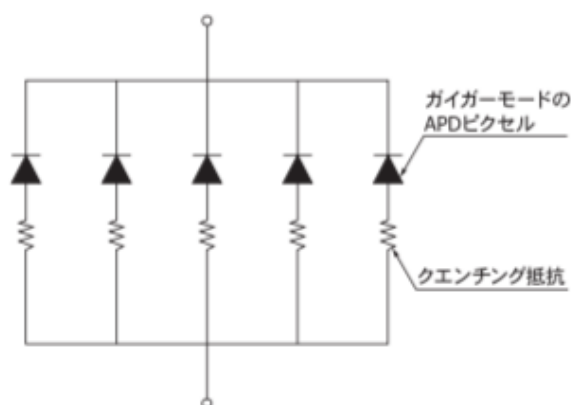


図 3.4: MPPC の構造 [25] ガイガーモードの APD ピクセルとクエンチング抵抗を基本単位 (1 ピクセル) としている。図では 5 つあるので 5 ピクセルである。

3.2.2 特性

今回プラスチックシンチレータから発せられた光を検出する際に光電子増倍管 (photomultiplier tube:PMT) ではなく MPPC を使用した。その利点を次に挙げる。

① 安価である

MPPC のみの価格が 1 万円程度であり、OH で使用していた PMT(H7195) が 10 万円程度なので同予算で多くの ch 数用意できる。

② サイズが小さい

今回開発した測定器は状況に応じて狭いところに設置する可能性が高く、小さい光検出器を用いることで設置の自由度が高い。

③ 磁場中での動作が可能

測定器は狭いところに設置するということに加えて磁場中に設置することがある。ダイノード間を電子が飛行する PMT と違い、MPPC は電子を飛行させることなく増幅でき

るので、磁場の影響を受けることなく増幅できる。

以上のような利点により MPPC を選択したが、以下のような欠点もある。

① 暗電流によるノイズ

電圧を印加してなくても流れている暗電流も増倍されるのでそれによるノイズに注意が必要である。

② 印加電圧に敏感である

図 3.5 に印加電圧に対する増幅率を示したが、印加する値によって 1V の差であっても増幅率が大きく異なるために安定した電源供給が必要である。

③ 増幅率の温度依存性

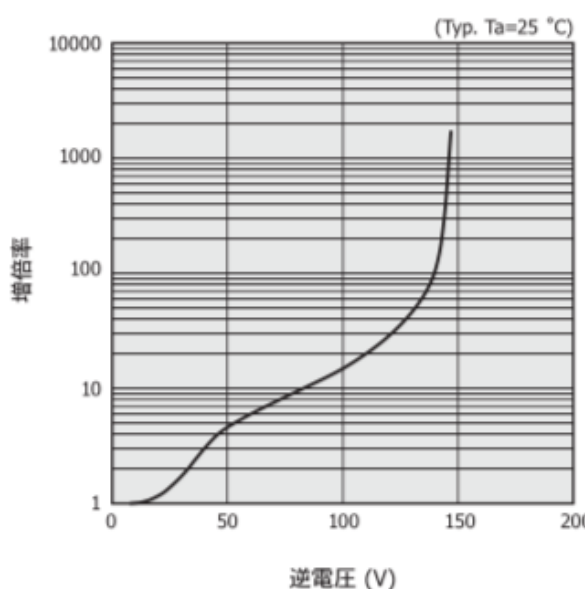


図 3.5: 印加電圧と増倍率の関係 [25]

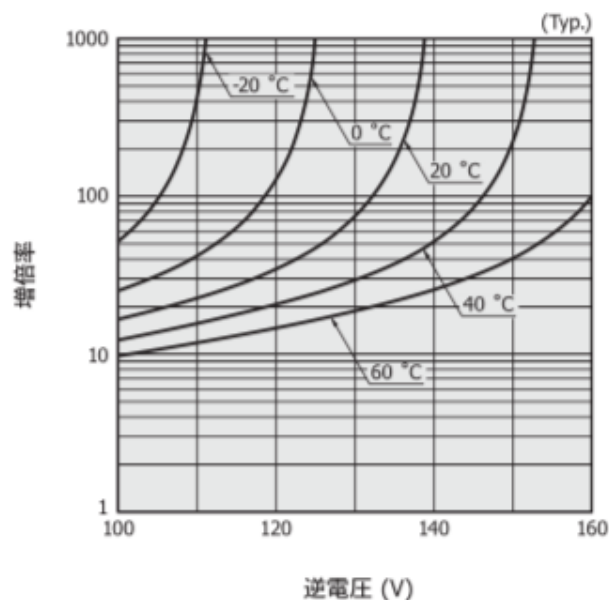


図 3.6: 温度と増倍率の関係 [25]

図 3.6 に温度と増幅率の関係を示した。APD の温度が上昇すると中にある結晶格子がより振動する。これにより内部の電子、正孔が十分に加速されないまま結晶格子に衝突する確率が高くなる。このことから新たに電子、正孔を発生させられる速度まで達しにくくなり、アバランシェ増幅が起こりにくくなり増倍率小さくなる。なので一定の出力を得るためには、温度を一定に保つ必要がある。

④1 ピクセルに入射する光子数によって線型性が失われる

ガイガーモードの APD は光量の大小に対して一定の電流を出力する。MPPC の出力される信号はそれぞれのピクセルから出力された信号の重ね合わせである。各ピクセルからの出力される信号は光量によらず一定の出力を出すことから、1 個光子が入射した場合と 2 個以上入射した場合どちらも同じ信号を出力することになる。これにより 1 ピクセ

ルに入射する光子数を 0 または 1 個でなければ、光量に対しての出力される信号の線型性が保たれなくなる。

⑤ 放射線損傷

放射線のもとで使用すると内部の結晶格子が乱れ性能が劣化することがある。4.3.4 節の γ ビームを用いた実験の結果より、ビームラインから 6 cm 離れた時プラスチックシンチレーターを通過する荷電粒子の数は Tagger を通過した電子の総数が 1.21 MHz であるから図 4.38 から 29.6 kHz となる。このとき使用したプラスチックシンチレーターの大きさから、単位面積当たりの荷電粒子の通過数 Flux は、

$$\text{Flux} = 29.6 \times \frac{1}{40 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}} = 0.106 \text{ kHz/cm}^2 \quad (3.10)$$

であり、文献 [32] より寿命測定実験は 50 日を想定しているので実験中にビームラインから 6 cm 離れた位置に到達する単位面積当たりの荷電粒子の数は

$$0.106 \times 50 \text{ days} = 4.6 \times 10^5 \text{ 個/cm}^2 \quad (3.11)$$

となる。文献 [26] によると MPPC に対する陽電子ビーム照射実験の結果から照射量が $1.1 \times 10^{12} e^+/\text{cm}^2$ の時の時間分解能の悪化は最大で 20% ほど悪くなっている。しかし寿命測定実験での荷電粒子の照射量は文献 [26] の陽電子ビーム照射実験よりも 7 桁程度少なくなる。実際にどの程度の悪化になるかを測定する必要があるが、放射線損傷による時間分解能の悪化は小さいと考えられる。

表 3.1: MPPC の基本的な性能

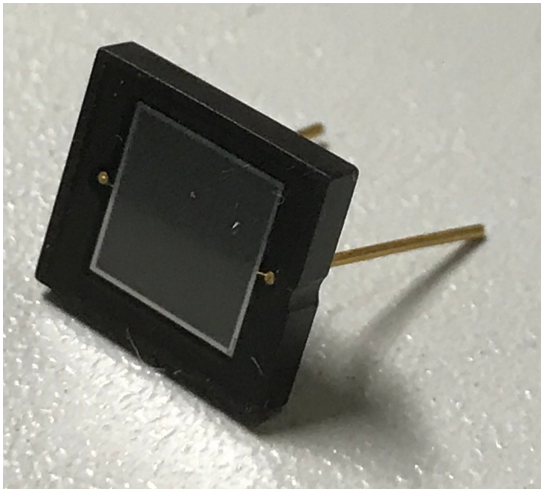
項目	S13360-6025PE	S13360-6050CE	S13360-6075CE
ピクセルピッチ (μm)	25	50	75
ピクセル数	57600	14400	6400
有効受光面サイズ [mm^2]	6×6	6×6	6×6
開口率 ε_{ape}	47%	74%	82%
最大感度波長 [nm]	450	450	450
光子検出効率 (PDE)	25%	40%	50%

今回開発した測定器の性能評価にあたって浜松ホトニクス社の 3 種類の MPPC を使用した。表 3.1 に使用したの MPPC の基本的な性能をまとめる。ピクセルピッチは 1 ピクセルの大きさを示しピクセル数は搭載されているピクセル数。有効受光面サイズはフォトンを受光できるサイズである。同じ有効受光面の時にはピクセルピッチが大きい方が開口率が大きくなりより多くの光をあてることができるが、ピクセル数によって入射すること

のできる光子数が決まっているので、ピクセルピッチが小さい方が検出できる最大の光子数が多くなる。入射光の波長によって APD 内に発生するキャリアの深さが変わり、APD の構造によって最大感度波長が変わるので S13360 とつくものの最大感度波長は共通である。光子検出効率 (PDE) は以下の式 (3.12) で表される。

$$PDE = QE \times \varepsilon_{ape} \times \varepsilon_{Ava} \quad (3.12)$$

量子効率 QE は入射してきた光子数に対して発生した電子正孔対のことである。最後のアバランシェ確率 ε_{Ava} はピクセル内で発生した電子正孔対がアバランシェ増倍を起こす確率のことであり、MPPC に印加する電圧が高くなればなるほど確率は大きくなる。以上のことから光子検出効率は印加する電圧に左右されることから電源を安定させないと正しい検出結果が得られないことがわかる。性能評価実験では基板上に設置することを考えているためビームを用いたテストでは PE タイプ (表面実装で窓枠にエポキシ樹脂) を用いたが、宇宙線を用いた時間分解能の測定テストでは頻繁に MPPC を変えるために取り扱いのしやすい MPPC の CE タイプ (セラミックで窓材にシリコン樹脂) も用いた。実際の写真は図 3.7 である。CE タイプは電極から足が伸びている。図 3.8 に CE、PE タイプそれぞれの波長と検出効率について示した。短波長領域においてタイプによる差が見られる。シンチレーション光の波長領域では影響はない。



(a) 13360-6050CE[25]



(b) S13360-6050PE[25]

図 3.7: MPPC の写真

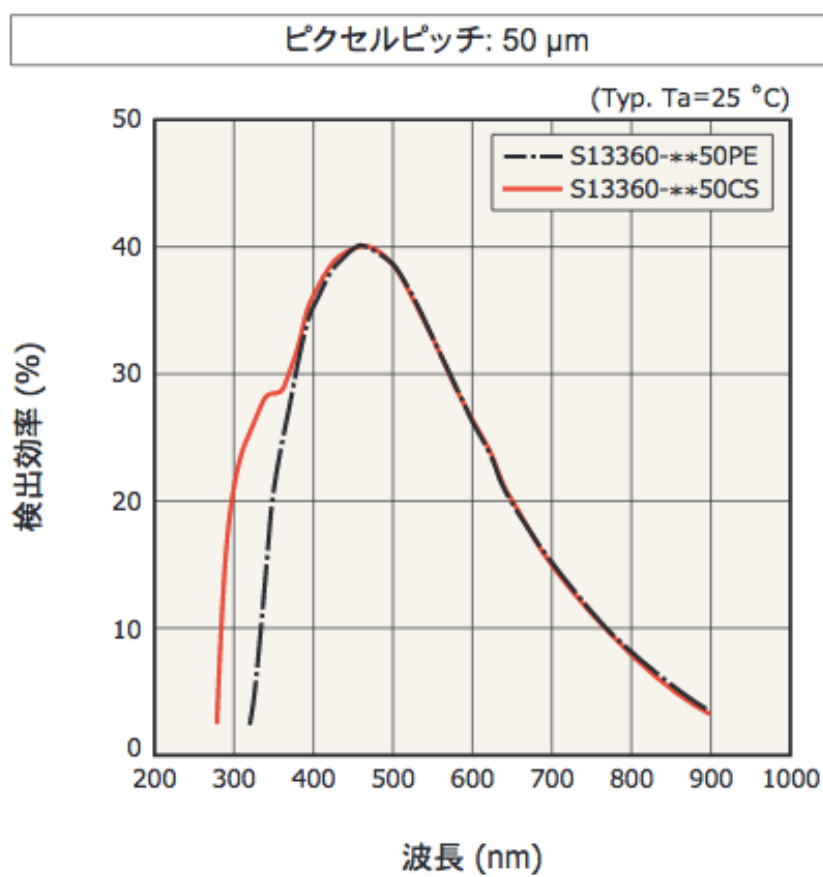


図 3.8: CE、PE による波長と検出効率の関係の差 [27]

第 4 章

測定器の性能評価実験

この章では中抜き、非中抜き型に対する性能評価実験について述べる。

4.1 陽電子ビームを用いた中抜き型の性能評価実験

中抜き型の測定器を開発し、その性能を評価するために、2017 年 6 月に ELPH の GeV- γ 実験室にて陽電子ビームを用いた性能評価実験を行なった。

4.1.1 測定項目

今回の性能評価実験では以下の 3 つの項目について検出効率、時間分解能について評価した。

1. ビーム照射位置の依存性
2. スペーサーの種類依存性
3. スペーサーの幅の依存性

4.1.2 使用した陽電子ビーム

今回使用した陽電子ビームは表 4.1 である。GeV- γ 実験室へ送られる陽電子は、BST-Ring 内を周回している電子の制動放射からの実光子をタングステンに当てることで取り出している。

表 4.1: 使用した陽電子ビーム

粒子	運動量 [MeV/c]	ビーム強度 (kHz)
e^+	~500	1

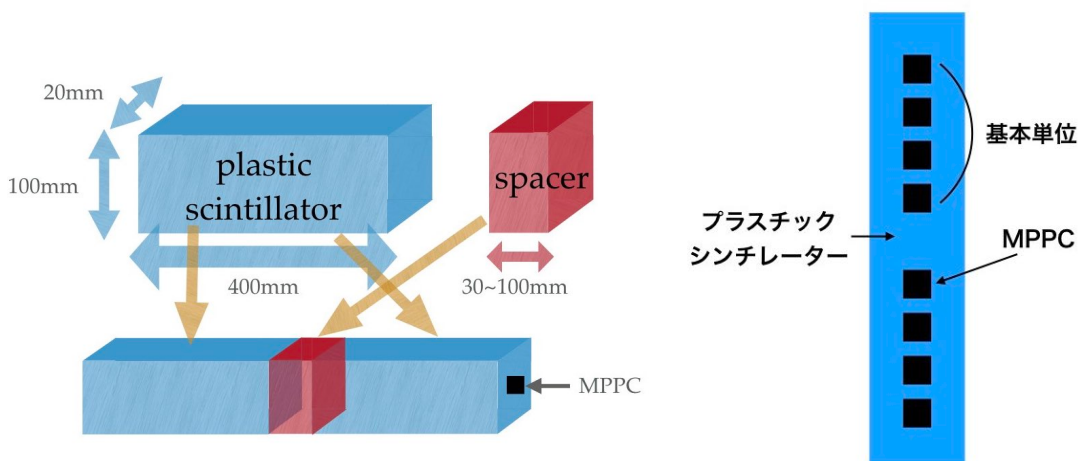


図 4.1: HOH の概念図

図 4.2: MPPC の接続の仕方

4.1.3 中抜き型測定器のプロトタイプ (HOH)

今回開発した中抜き型の測定器は図 4.1 のような寸法になっている。今回光を検出する部分であるプラスチックシンチレーター (BC-400[30]) の側面 ($20 \times 100 \text{ mm}^2$) に有効受光面サイズが $6 \times 6 \text{ mm}^2$ の MPPC(S13360-6050PE) を 4 つ取り付けたものを用意した。取り付け方は図 4.2 のように縦に並べた。MPPC とプラスチックシンチレーターはオプティカルグリス (V-788[31] 屈折率 $n = 1.46$) で接続し、プラスチックシンチレーターの反射材としてアルミナイズドマイラーを用い覆った。MPPC に用いた回路図は図 4.3 の回路を用いた。MPPC からの信号 (signal) を図 4.4 の微分反転増幅回路の input に接続し output を最終的な MPPC からの出力とした。この回路はオペアンプとして AD8000 が用いられている。AD8000 はすでに光子標識化装置に用いられており、 $\sigma=35 \text{ ps}$ [19] を達成しているため、今回以下の実験でこの微分反転増幅回路を用いることにした。MPPC を 4 つ並列に接続した回路を基本単位とした。

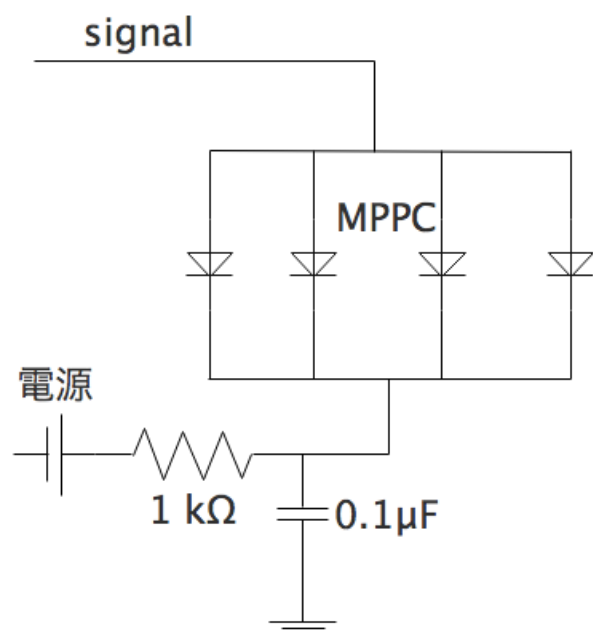


図 4.3: MPPC の基板の回路図

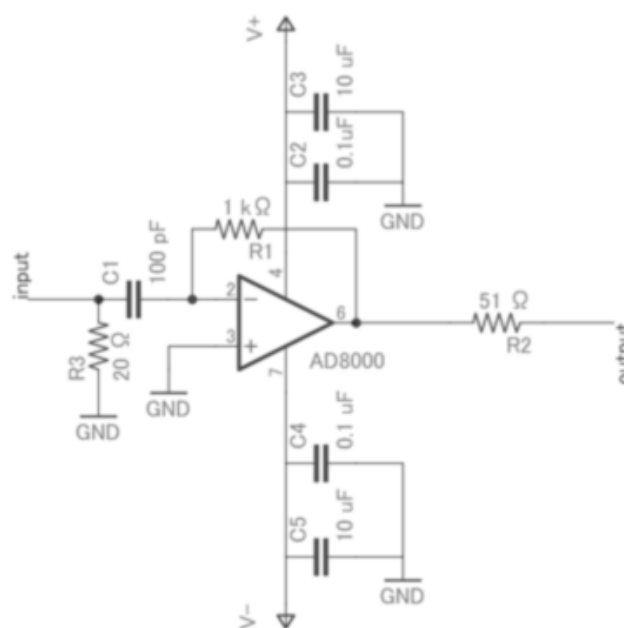
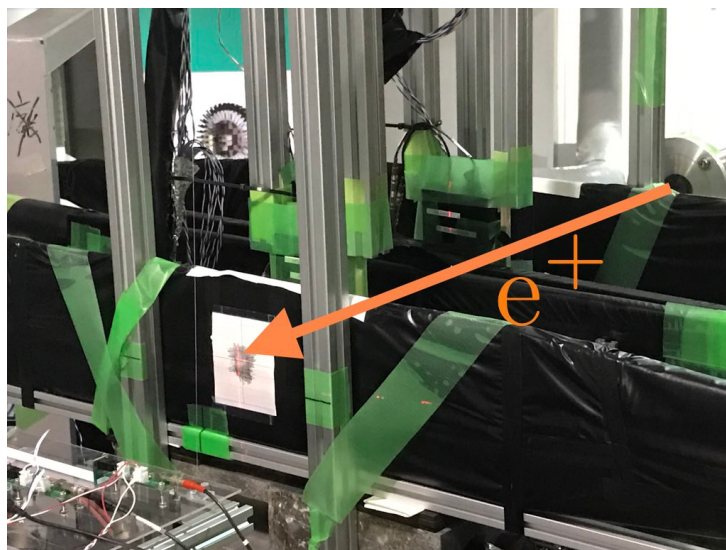


図 4.4: 微分反転増幅回路 [32]

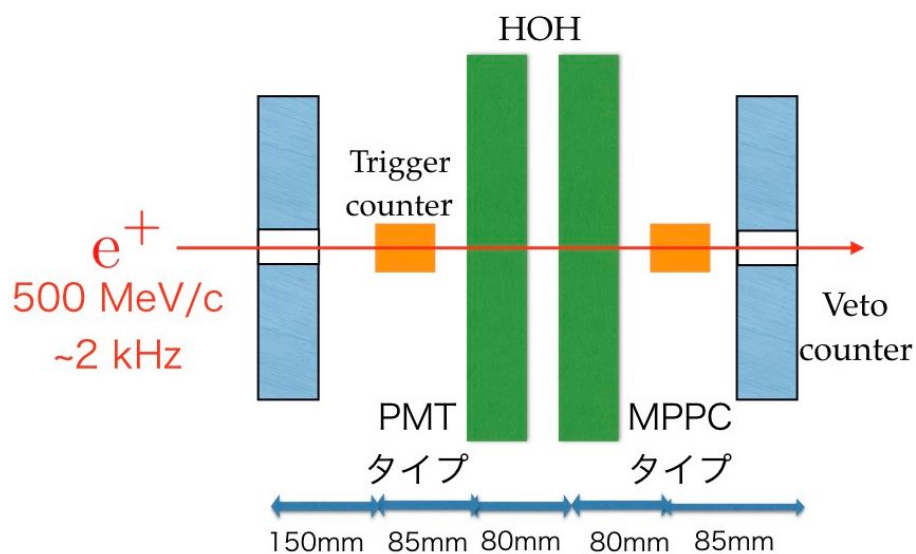
4.1.4 実験セットアップ

検出器の設置の仕方は図 4.5 のようである。

今回、正確な陽電子ビームの位置を選定するためにプロトタイプの前後に図 4.1 のように真ん中に穴を開けた Veto counter(プラスチックシンチレーター +PMT)、Trigger counter(プラスチックシンチレーター +MPPC) を置いた。Trigger counter の写真は図 4.6 である。プラスチックシンチレーターの寸法は $5 \times 5 \times 35 \text{ mm}^3$ となっており、これを 4 つ横に並べたのものを基本単位としている。陽電子ビームは図 4.6 の表から裏面を通過する。このように Veto カウンターと trigger カウンターを設置することでプロトタイプに対して垂直に近い角度で侵入してきた陽電子をなるべく選ぶような工夫をした。今回使用した MPPC は S13360-6025PE[27] であり、MPPC を接続したプロトタイプ測定器 (HOH1,2) の前段にリファレンスカウンターとしてとして PMT を接続したプロトタイプ測定器 (HOHP) を置いた。3.1.2 での制動放射の微分断面積の角度分布の計算より、電子は超前方に集中していることなので、標的の高さが 3 cm なので、スペーサーの大きさは 3 cm を基本とした。陽電子ビームの照射位置はスペーサーの中心を 0 cm とした。陽電子ビームを照射している時は測定器全体をブラックシートで覆うことで遮光し、さらに実験室の照明を落とした。



(a) 実際のセットアップの写真



(b) セットアップの概念図

図 4.5: 陽電子ビーム照射実験のセットアップ 上の写真はビームライン下流側から上流に向かって撮った写真。下の図はセットアップを上から見た図。veto の真ん中の白枠は左の写真での紙の中心に穴が空いていることを示している。

4.1.5 DAQ(Data AcQuisition) セットアップ

今回の性能評価実験で用いた DAQ の回路を図 4.7 に示す。前後にある 2 つの trigger カウンターの AND を取ることでデータ収集のトリガーとし、HOH1,2、HOHP、Veto

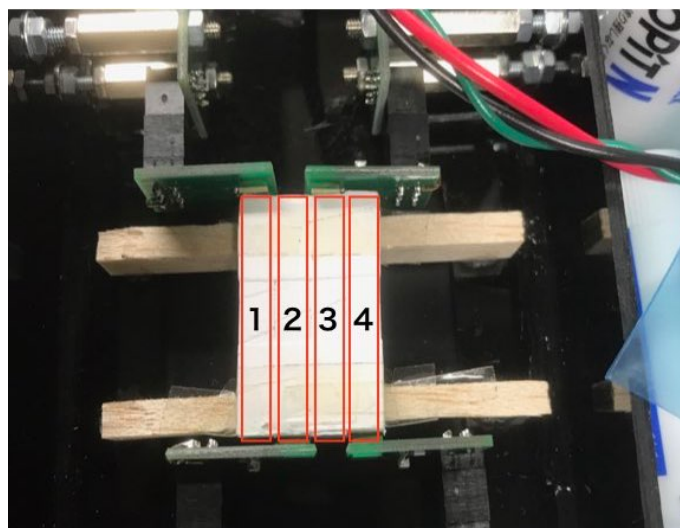


図 4.6: 使用した trigger カウンター 1つのセグメントの寸法は $5 \times 5 \times 35 \text{ mm}^3$ であり、1つのセグメントに対し、1つの MPPC を接続し、片面で読みだした。写真のように 4つ並べたものを基本単位とした。陽電子ビームは紙面の表から裏向きに通過する。

カウンター, trigger カウンターからのアナログ信号を QDC モジュール (CAEN V792 0.1pC/ch) に入れることで電荷情報を入手し、デジタル信号を TDC モジュール (CAEN V775 35ps/ch) に入れることで時間情報を入手した。DAQ システムは東北大学ニュートリノ科学研究センターで開発されたデータ収集システムである KiNOKO (Kinoko Is Network distributed Object oriented Kamland Online-system)[33] を用いて行った。

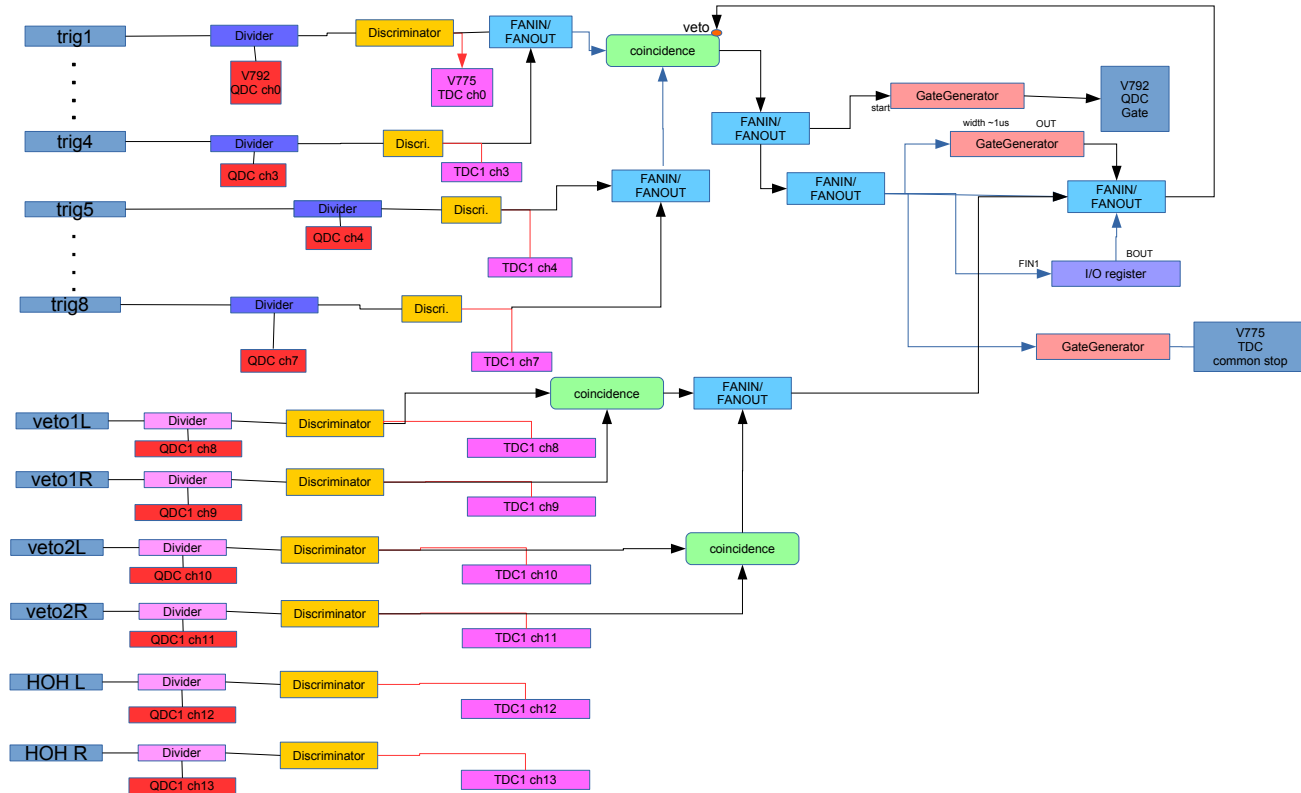


図 4.7: DAQ の回路 trig1~4 が前段の trigger カウンター、trig5~8 が後段の trigger カウンターである。trig1~4 で 1 つ、trig5~8 で 1 つ OR をとり、前段後段の AND を取ることによってデータ収集トリガーとした。

4.1.6 スペーサー

今回、用いたスペーサーを表 4.2 にまとめる。中抜き型はシンチレーターのスペーサー側ではない端面に MPPC をつけ、両読みにし、時間情報の相加平均を取ることによって照射位置による依存性をなくす。このため、両読みの片側はスペーサー部分を通過した光を MPPC で検出することになる。そこで今回スペーサーとしてアクリル (BC-800、BC-802[29])、空気を選んだ。

●アクリルを選んだ理由

屈折率が空気と比べてプラスチックシンチレーターに近い。(アクリル:1.49、プラスチックシンチレーター:1.58) によって、空気よりも全反射する確率が低く、プラスチックシンチレーター、スペーサー間で光を透過しやすい。HOH の時間情報は両端の MPPC の時間の相加平均とするため、しっかり透過させることができ、反対側の MPPC まで光を到達させることは重要である。しかし電子、陽電子がアクリルを通過した際にはチェレンコフ光が発生してしまう。そのチェレンコフ光によって検出効率が大きく出てしまう可能性

がある。その影響を見るために、チェレンコフ光の強度の高い波長領域を透過するアクリルと、吸収するアクリルの 2 種類を用意した。

● 空気を選んだ理由

空気は電子、陽電子が通ってもチェレンコフ光はほぼ発光しない。このため、空気のみを通過したビームを取り出すことができれば、MPPC に光が到達することがなく、検出効率がアクリルに比べて低くなることが期待される。よってスペーサー部分の検出効率を 0.1% 未満にするという要求性能を満たすためには空気を用いた方が良いと考えられる。しかし、空気の屈折率 (1.00) はプラスチックシンチレーターと大きく違うため、プラスチックシンチレーターとスペーサー間で全反射が起こりやすくなり、透過しにくい。よって両端の相加平均を時間情報とする以上何らかの影響をもたらすはずである。

以上の利点、欠点を踏まえて、検出効率、時間分解能の値からどちらがスペーサーに向いているかを評価した。

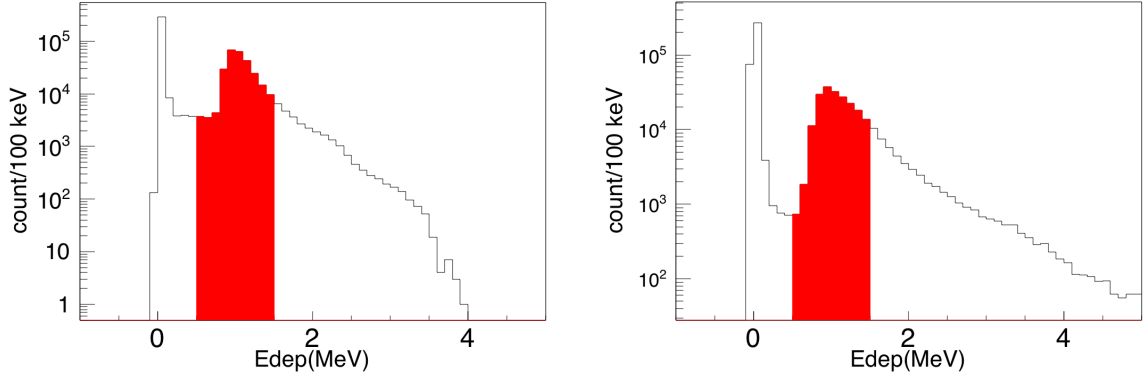
表 4.2: 使用したスペーサー

スペーサー	密度 (kg/m^3)	屈折率
BC-802(UV 波長領域吸収)[29]	1.19×10^3	1.49
BC-800(UV 波長領域透過)[29]	1.19×10^3	1.49
空気	1.205	1.00
プラスチックシンチレーター (BC-400)[30]	1.023×10^3	1.58

4.1.7 測定結果

● イベントの選択

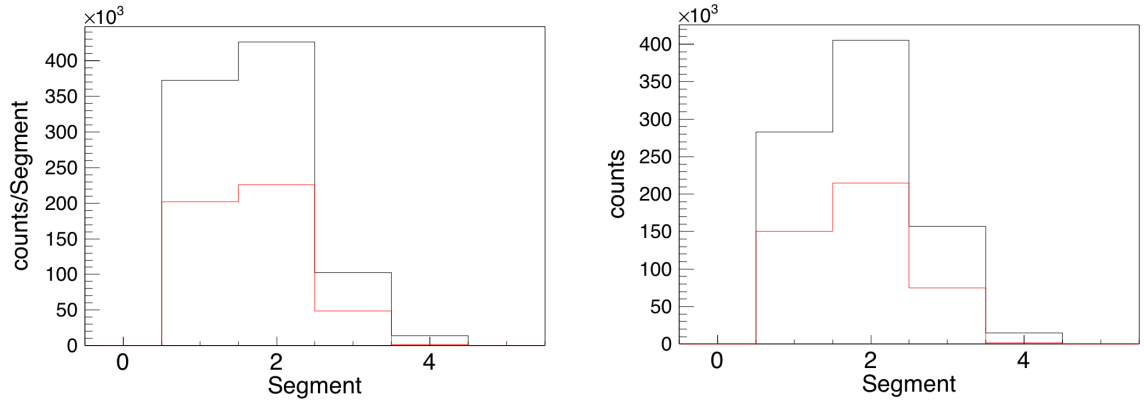
1 つの陽電子が通過したイベントを選ぶために、Trigger counter のエネルギー損失の値を用いた。陽電子ビームのプラスチックシンチレーターを通過する際のエネルギー損失は $2 \text{ MeV}/\text{cm}$ であるため、厚さ 5 mm の Trigger counter を通過した際には 1 MeV のエネルギーを損失したことになる。これを元に Trigger counter の QDC のピークの ch 位置を 1 MeV とし、ヒストグラムを作成した。作成したヒストグラムは図 4.8 である。赤く塗りつぶされた領域が今回の解析で用いた領域である。Trigger counter のセグメント毎のイベント数は図 4.9 である。黒のヒストグラムは図 4.10a の 0 以上を選択したもので、赤のヒストグラムは黒の条件に加えて図 4.11b の 0 以下を選択したものである。



(a) Trigger counter1 のエネルギー損失

(b) Trigger counter2 のエネルギー損失

図 4.8: Trigger counter のエネルギー損失 赤く塗りつぶした部分を選択して解析した。



(a) Trigger counter1 のイベント数

(b) Trigger counter2 のイベント数

図 4.9: Trigger1、2 のセグメント毎のイベント数分布 黒いヒストグラムは図 4.10a の 0 以上を選択したもので赤いヒストグラムは黒いヒストグラムの条件に加えて図 4.11b の 0 以下を選択したものである。

● 検出効率

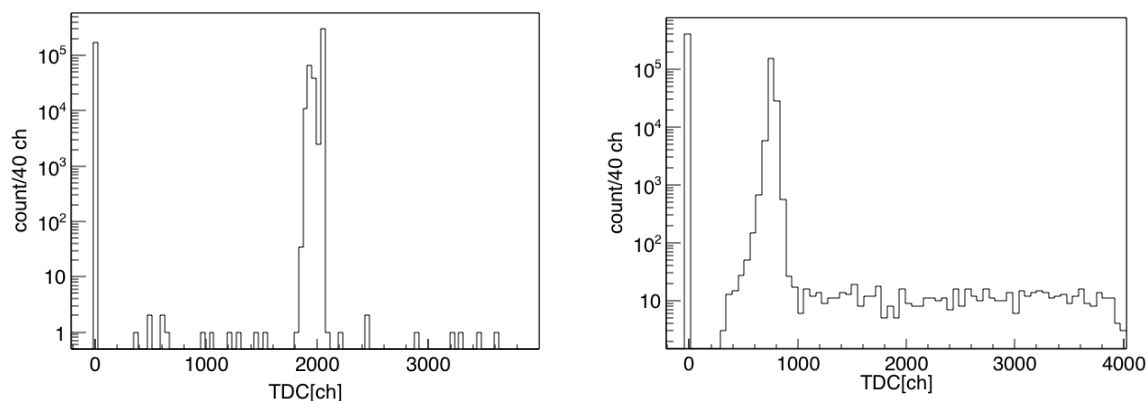
検出効率 ε は入射してきた陽電子数に対して MPPC で検出された数で定義される。

$$\varepsilon = \frac{\text{HOH のイベント数}}{\text{Trigger counter のイベント数}} \quad (4.1)$$

$$= \frac{\text{HOH} \otimes \text{Trigger counter1} \otimes \text{Trigger counter2} \otimes \overline{\text{Veto counter}}}{\text{Trigger counter1} \otimes \text{Trigger counter2} \otimes \overline{\text{Veto counter}}} \quad (4.2)$$

● Trigger counter のイベント数の決め方

Trigger counter の hit 条件は TDC ヒストグラムのピークから ± 40 ch (± 1 ns) の部分とした。この時間幅にしたのは BST-Ring 内の周回電子が 2 ns のバンチ構造となっているからである。4 つのセグメントのうち 1 つを選ぶために、解析に



(a) Trigger counter の TDC ヒストグラム

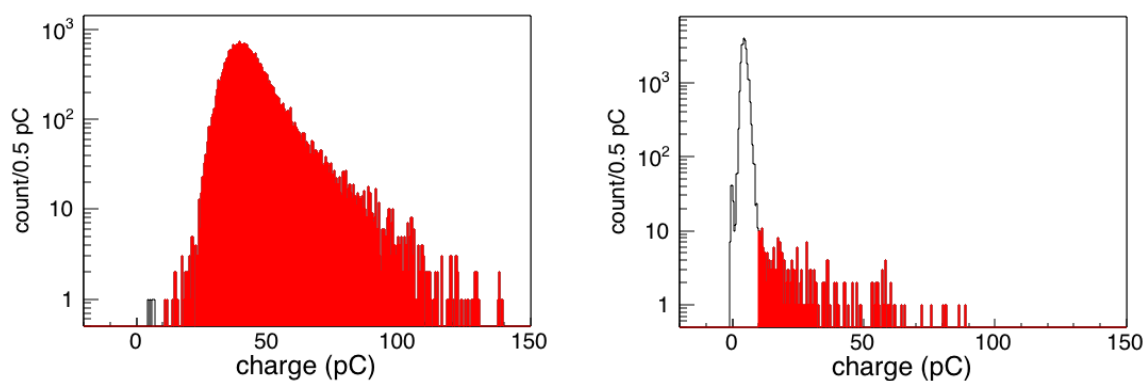
(b) Veto counter の TDC ヒストグラム

図 4.10: Trigger counter、Veto counter の TDC ヒストグラム

使用しないセグメントの Trigger counter は TDC ヒストグラムの 0 以下を選択した。Veto counter は TDC ヒストグラムの 0 以下を選択した。

- HOH のイベント数の決め方

図 4.11 より QDC で測定した HOH の電荷量が 10 pC より大きい領域を選択することで HOH のイベント数とした。



(a) プラスチックシンチレーターに陽電子ビームを照射した時の QDC ヒストグラム (b) アクリルに陽電子ビームを照射した時の QDC ヒストグラム

図 4.11: HOH の QDC のヒストグラム 黒いヒストグラムが Trigger のイベント数の条件での QDC ヒストグラム、赤いヒストグラムが HOH のイベント数の QDC ヒストグラム

- ビームの照射位置の依存性

K⁺ 中間子はプラスチックシンチレーター部分で検出予定であるため、プラスチックシンチレーターのどの部分を通っていても 3.1.1 の要求性能 2 を満たしているかどうかを確認した。結果は表 4.3 である。 どの条件においても要求性能である

表 4.3: スペーサー:空気 (3 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率

ビーム照射位置 (mm)	-50	40	100
検出効率 [%]	99.61 ± 0.3	99.98	99.99

表 4.4: スペーサー:空気 (6 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率

ビーム照射位置 (mm)	-40	40	200
検出効率 [%]	99.98 ± 0.01	99.96 ± 0.01	99.98 ± 0.01

表 4.5: スペーサー:空気 (10 cm) の時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率

ビーム照射位置 (mm)	100	200
検出効率 [%]	99.96 ± 0.03	99.99

表 4.6: スペーサー:アクリルの時のプラスチックシンチレーターに当てたときの検出効率

スペーサー、ビーム照射位置 (mm)	BC-802,250	BC-800,200
検出効率 [%]	99.95 ± 0.03	99.95 ± 0.03

99% を達成している。

- スペーサーの種類依存性

スペーサーの幅が 3 cm の時の検出効率は図 4.12 である。黒が空気、青が UV 透過型のアクリル、赤が UV 吸収型のアクリルである。シンチレーターの部分に照射した場合はどれも 99% 以上を達成しており、要求性能を満たしている。一方でスペーサー部分に照射した場合は空気、UV 吸収型のアクリルは 1% 未満を達成したのに対し、UV 透過型は 1% 未満を達成することができなかった。これは陽電子がアクリルを通過した際に発生するチェレンコフ光によるものであると考えられる。2 種類のアクリルに照射した場合の QDC のヒストグラムは図 4.13 である。UV 透

過アクリルから UV 吸収アクリルを引いたものが図 4.14 である。イベント数を検出効率としているのでチェレンコフ光のイベント数分検出効率を多く見積もっていることになる。

○ チェレンコフ光

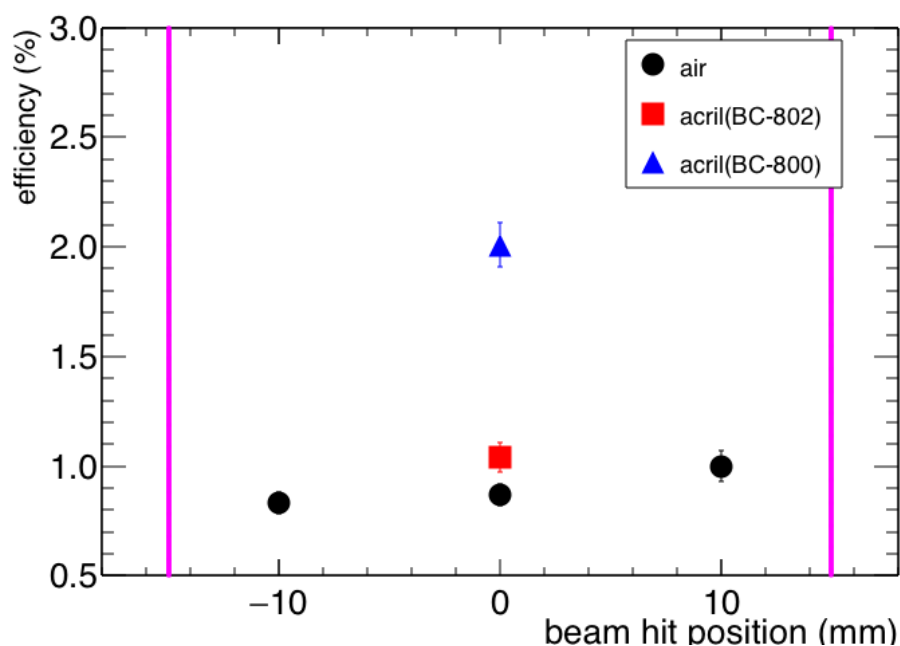
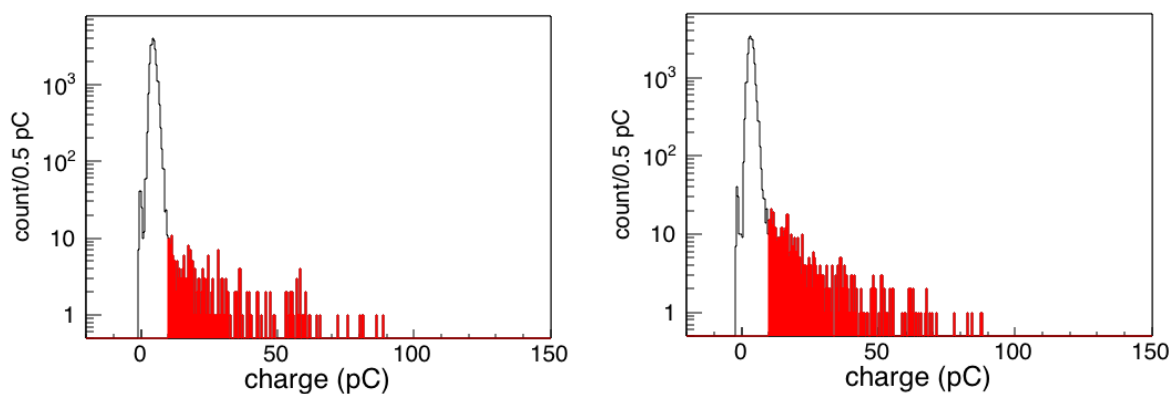


図 4.12: スペースの幅が 3 cm の時の検出効率 黒が空気、赤が UV 吸収型のアクリル (BC-802)、青が UV 透過型のアクリル (BC-800) である。マジェンタの線の間がスペース部分である。



(a) UV 吸収型アクリルの QDC ヒストグラム (b) UV 透過型アクリルの QDC ヒストグラム

図 4.13: 2 種類のアクリルの HOH の QDC ヒストグラム 式 (4.1) より分母が黒いヒストグラム、分子が赤いヒストグラムである

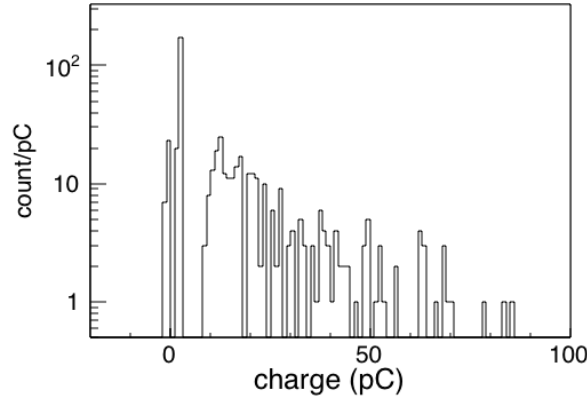


図 4.14: 2 種類のアクリルの QDC ヒストグラムの差分 図 4.13b から図 4.13a を引いたものである。

まずチェレンコフ光と荷電粒子の進行方向がなす角を θ_c とすると、 θ_c は媒質の屈折率を n 、荷電粒子の速度 βc から

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (4.3)$$

で求められる。今回、アクリルの屈折率が 1.49、陽電子の $\beta \sim 1$ より $\theta_c = 47.8^\circ$ となる。つぎに単位長さ、単位波長あたりのチェレンコフの光量は式 (4.4) で表すことができる。

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2\theta_c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (\lambda_1 < \lambda_2) \quad (4.4)$$

α は微細構造定数である $\sim 1/137$ 。 z は電荷数である。

今回使用した MPPC の感度波長は 320～900 nm[27] なので代入すると

$$\frac{dN_{\text{photon}}}{dx} = 924 \text{ [photon/cm]} \quad (4.5)$$

となる。今回使用したプラスチックシンチレーターは 2 cm 厚であることから、放出されるチェレンコフ光数は 1848 [photon] である。シンチレーション光の光量は 4334 [photon] である。光の減衰を考慮すると、スパーサー中心から MPPC までは 41.5 cm、20 cm 中心からずらした地点に照射したときは MPPC まで 21.5 cm である。光量は逆 2 乗に比例し、減衰するのでそれぞれの MPPC に到達する光量は、表 4.7 である。よって 10 倍光量が違うことになる。UV 透過型のアクリルの QDC ヒストグラム (図 4.13b) とプラスチックシンチレーターに照射したときの QDC ヒストグラム (図 4.11a) をランダウ関数でフィッティングした。その MPV はそれぞれ表 4.8 である。MPV の比 (プラスチックシンチレーター/スパーサー) は中心値で 10.88 であり、光量の比は 10.09 であることから 2 種類のアクリルでの

表 4.7: 光量

ビーム照射位置 (MPPC まで)[cm]	41.5 cm(スパーサー) 部分	21.5 cm(シンチレーター部分)
光量 (photon)	1.07	10.8

表 4.8: MPV

ビーム照射位置 (MPPC まで)[cm]	41.5 cm(スパーサー) 部分	21.5 cm(シンチレーター部分)
MPV	3.4 ± 1.9	37.9 ± 0.1

QDC ヒストグラムの差分はチェレンコフ光からきているものだとわかり、検出効率を出す際にはチェレンコフ光によるイベントを削る必要があることがわかった。

- 空気の幅の依存性

空気の幅を変えた時の依存性は図 4.15 である。スパーサーの中心にビームを照射した時の検出効率を抜き出したものは図 4.16 である。フィッティングした関数は $\frac{p_0}{width} + p_1$ である。(p_0 、 p_1 はフィッティングパラメーター) 幅を広げる毎に検出効率が下がっている。これは Trigger counter と Veto counter を通過した後に陽電子が散乱し経路が曲がり、プラスチックシンチレーターに当たったと考えられる。

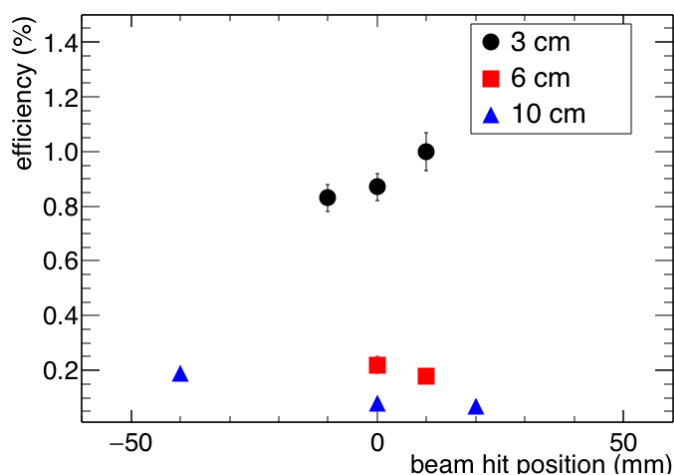


図 4.15: 空気の幅を変えた時の検出効率 黒が 3 cm、赤が 6 cm、青が 10 cm である。

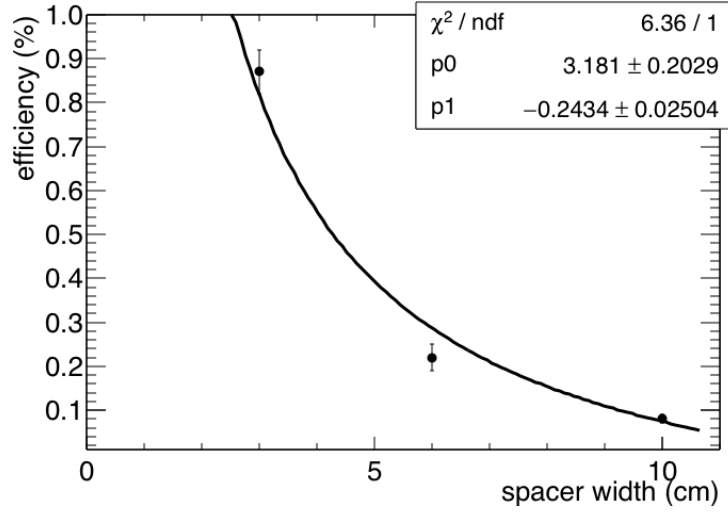


図 4.16: スペーサー中心に照射した時の検出効率 $\frac{p_0}{width} + p_1$ でフィッティングしている。(p_0 , p_1 はフィッティングパラメーター)

● 時間分解能

時間分解能は 4.1.7.1 で説明をしたようなイベントを選択した上で求められる。HOH の固有時間分解能 σ_{HOH} を求めるためには HOH とトリガー間の飛行時間である time-of-flight (TOF) を用いて求めることができる。Trigger counter1 と HOH 間の TOF 分布の分散を σ_1 、Trigger counter2 と HOH 間の TOF 分布の分散を σ_2 、trigger1、2 間の TOF 分布の分散を σ_3 とするとこれらは各測定器の固有時間分解能 σ_{HOH} 、 $\sigma_{\text{Trigger counter1}}$ 、 $\sigma_{\text{Trigger counter2}}$ を用いて表すことができる。

$$\sigma_1^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter1}}^2 \quad (4.6)$$

$$\sigma_2^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter2}}^2 \quad (4.7)$$

$$\sigma_3^2 = \sigma_{\text{Trigger counter1}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter2}}^2 \quad (4.8)$$

これら 3 式からそれぞれの固有時間分解能は次の式で表すことができる。

$$\sigma_{\text{HOH}} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_3^2}{2}} \quad (4.9)$$

$$\sigma_{\text{Trigger counter1}} = \sqrt{\frac{\sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1^2}{2}} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{Trigger counter2}} = \sqrt{\frac{\sigma_3^2 + \sigma_1^2 - \sigma_2^2}{2}} \quad (4.11)$$

また、位置による依存性を消去するために、両端の TDC 情報の相加平均を HOH の時間情報とした。

○ スルーイングコレクション

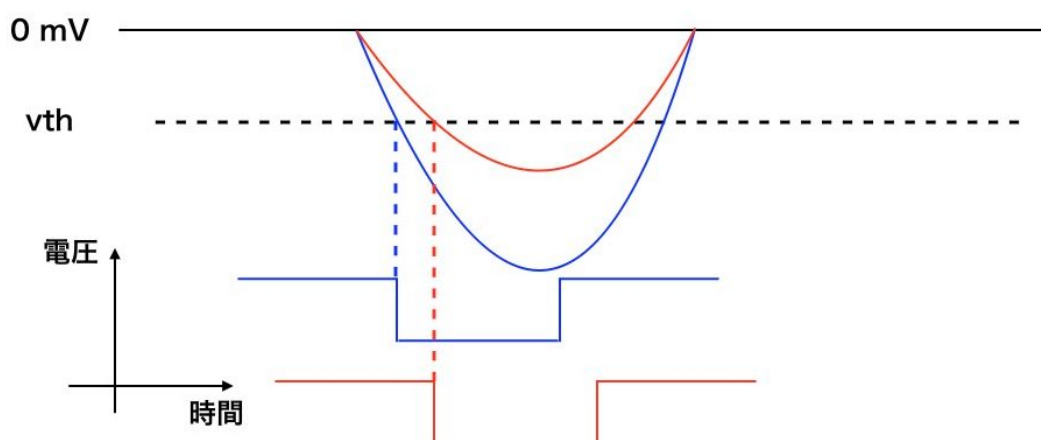
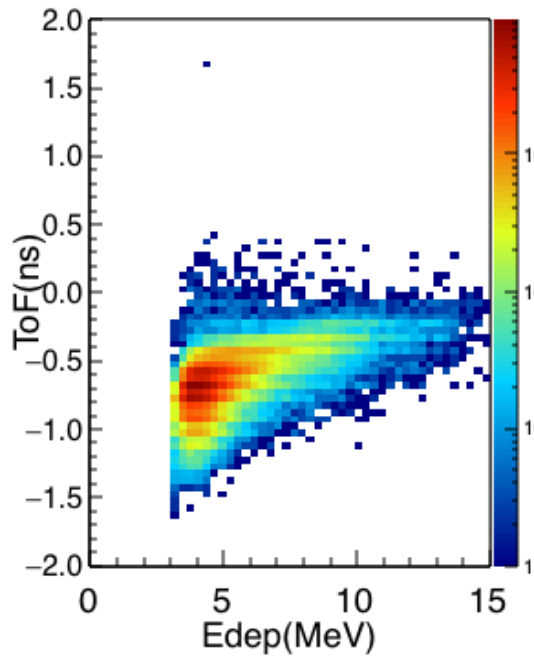


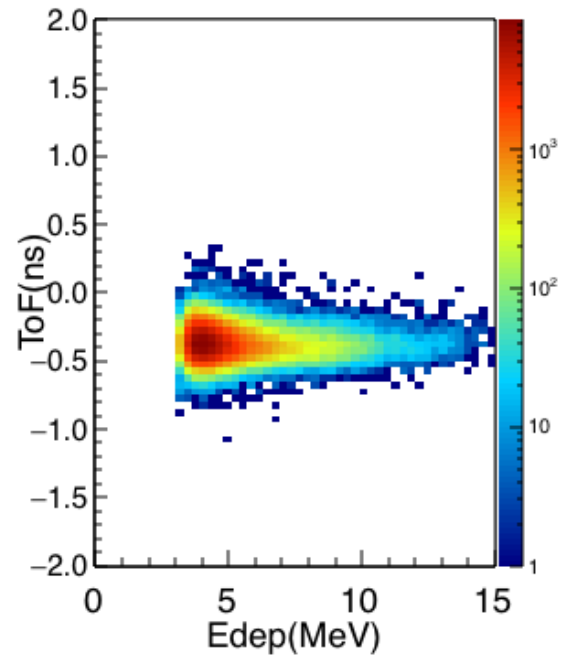
図 4.17: ディスクリミネーターによる出力の概念図 出力の大きいシグナルほど早いタイミングでロジックシグナルが出力され、小さいシグナルほど遅いタイミングでロジックシグナルが出力される。

ディスクリミネーターは、入ってきたアナログ信号に対して設定した閾値を超えた時にロジック信号を出す。その概念図を図 4.17 に示したが、図のように入ってきたアナログ信号の大きさによってロジック信号の出されるタイミングがずれてしまうことになる。これではアナログ信号とデジタル信号の間に相関を持ってしまい、正しく時間情報を入手することができない。よって時間情報と電荷情報の間に相関がなくなるような以下の式を用いて補正をすることで正しく時間分解能を評価することができる。この補正をスルーイングコレクションといい、タイムウォークコレクション、パルスハイトコレクションともいう。実際の補正前と補正後を図 4.18 に示す。

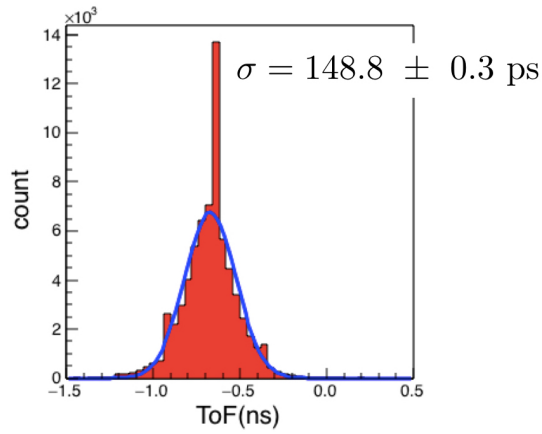
$$Time = \frac{p_0}{\sqrt{QDC - p_1}} + p_2 \quad (4.12)$$



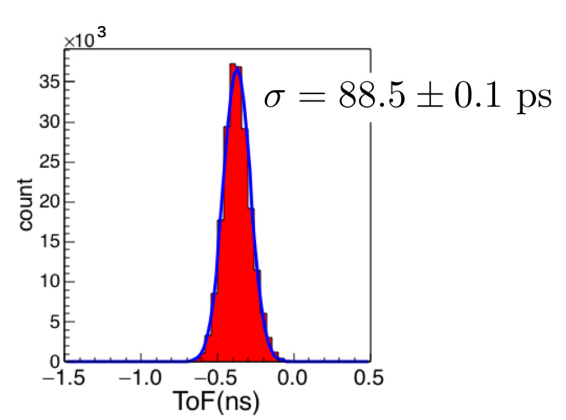
(a) Edep(QDC)-Time(TDC) 分布 (補正前)



(b) Edep(QDC)-Time(TDC) 分布 (補正後)



(c) TOF 分布 (補正前)



(d) TOF 分布 (補正後)

図 4.18: スルーイングコレクション

● 測定結果

HOH の固有時間分解能を導く際に用いた σ_1 、 σ_2 、 σ_3 の値の 1 例は表 4.9 である。これら値から Trigger counter の固有時間分解能を求めた値は表 4.10 である。どちら

表 4.9: TOF 分布の時間分解能の 1 例

項目	σ_1	σ_2	σ_3
時間分解能 $\sigma(\text{ps})$	298 ± 4	342 ± 4	75 ± 1

表 4.10: TOF 分布の時間分解能の 1 例

項目	$\sigma_{\text{Trigger counter1}}$	$\sigma_{\text{Trigger counter2}}$
時間分解能 $\sigma(\text{ps})$	50 ± 1	57 ± 1

も 60 ps 未満を達成している。要求している HOH の固有時間分解能は 240 ps なので、Trigger counter により HOH の固有時間分解能が悪くならない。

● スペーサーの種類の依存性

スペーサーの種類による依存性は図 4.20 である。スペーサーの幅が同じ 3 cm であるが、空気が一番良い時間分解能とアクリルの時間分解能の間で 100 ps の差がある。この 2 種類のスペーサーの間で違うのは屈折率である。屈折率が近い媒質を通過するときは経路によって光の経路が大きく変わることはないが、差が大きいものは通過する角度によって屈折角に大きな違いが見られることになる。この経路差によって時間分解能に差が現れていると考えられる。スネルの法則よりプラスチックシンチレーターからスペーサーを通過する時の屈折角を θ_2 とすると入射角 θ_1 の関係は式 (4.13) で表される。

$$\sin\theta_2 = \frac{1.58}{n}\sin\theta_1 \quad (4.13)$$

n はスペーサーの屈折率、1.58 はプラスチックシンチレーターの屈折率である。式 4.13 をグラフにすると図 4.19 である。空気は入射角と屈折角が大きく異なることがわかる。図 4.21 にスペーサーがアクリルと空気の時の光の経路の 1 例を示した。これより、スペーサーが空気の場合は屈折の前後で経路が大きく変わり、それによってスペーサーを通過するまでの間の時間差が生まれる。この時間差が時間分解能に影響していると考えられる。

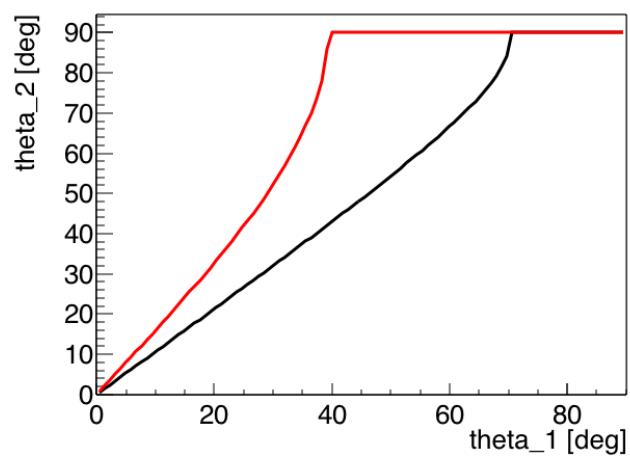


図 4.19: 屈折率による屈折角の変化 黒がアクリル、赤が空気の時である。空気は 39° で臨界角となり、アクリルは 70° で臨界角となる。

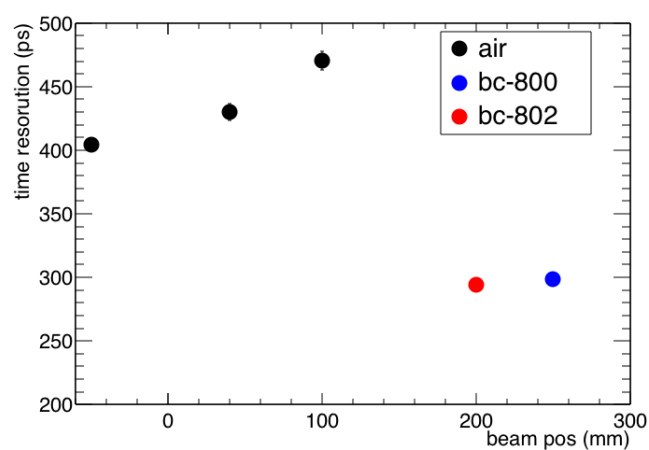


図 4.20: スペースを変えた時の時間分解能 点はそれぞれ黒が空気、青が UV 吸収型のアクリル、赤が UV 透過型のアクリルである。



(a) 入射角 39° のときの光の経路 (スペーサー:空気) (b) 入射角 10° のときの光の経路 (スペーサー:空気)

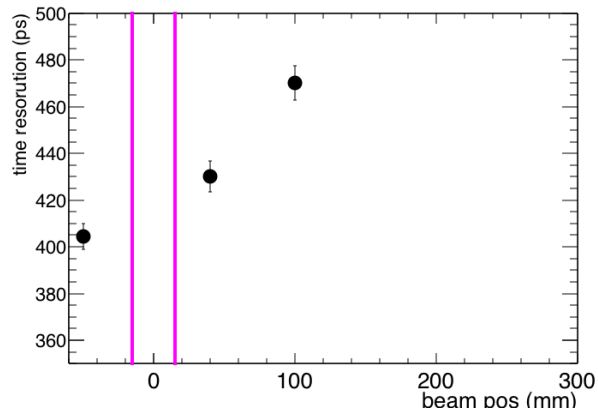


(c) 入射角 39° のときの光の経路 (スペーサー:アクリル) (d) 入射角 10° のときの光の経路 (スペーサー:アクリル)

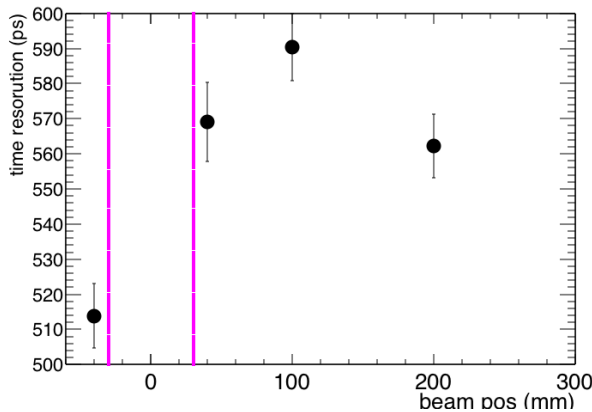
図 4.21: 入射角による光の経路の例 水色がプラスチックシンチレーター、赤がスペーサー (空気、アクリル) である。空気は入射角によってスペーサーの前後で経路が大きく変わるのに対して、アクリルは入射角に対して経路の変化が少ない。

- 空気の幅の依存性

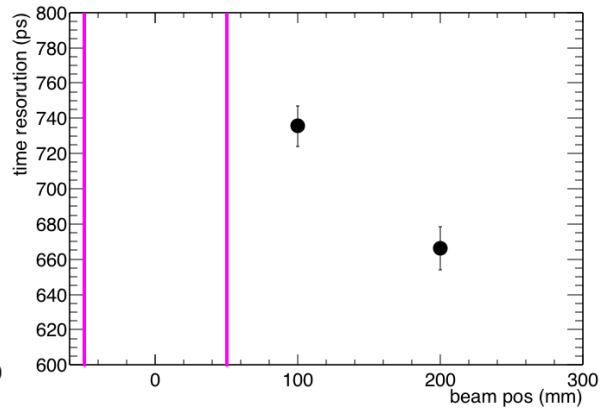
スパーサーとして空気を用いた際の時間分解能の幅依存性は図 4.22 である。図 4.23 にスパーサー中心から 100 mm の位置に照射したときの時間分解能を示した。幅を広げると時間分解能が悪くなっていることがわかる。これは空気に入射したことにより生じた経路差が幅が大きくなるにつれて大きくなったためと考えられる。



(a) 空気の幅が 3cm の時の時間分解能 ± 1.5 cm がスパーサーの領域である



(b) 空気の幅が 6cm の時の時間分解能 ± 3 cm がスパーサーの領域である



(c) 空気の幅が 10cm の時の時間分解能 ± 5 cm がスパーサーの領域である

図 4.22: 空気の幅を変えた時の時間分解能 マジエンタの線の間がそれぞれのスパーサーの領域である。

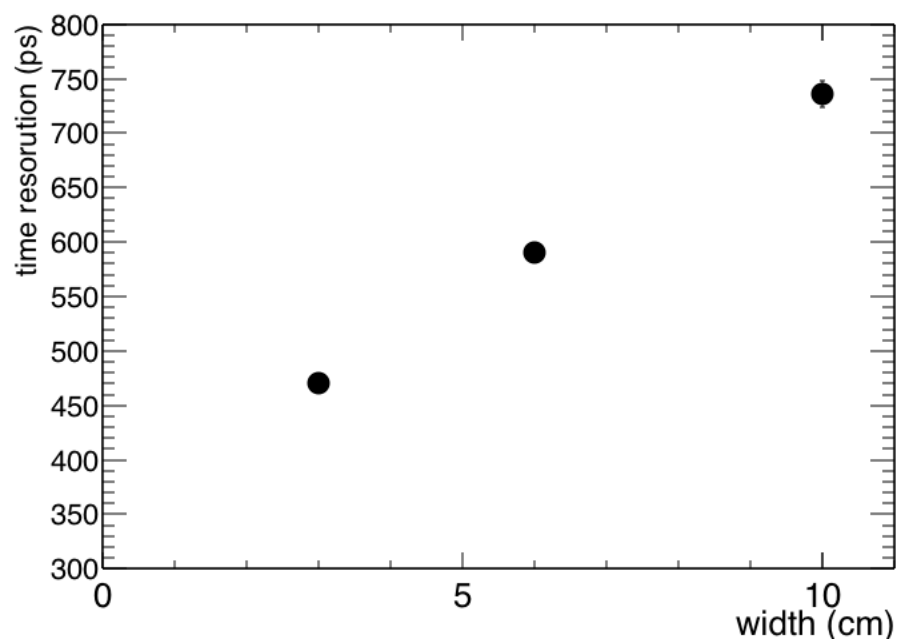


図 4.23: 空気の幅による依存性 (ビーム照射位置 100 mm)

oPMT を接続したプロトタイプの結果

時間分解能については MPPC を用いたものは 1 つも要求性能である 200 ps を達成できなかった。その原因を調べるため、PMT を用いたプロトタイプの結果から考える。図 4.24 が PMT を接続した時の結果である。全ての照射位置、スパーサーで 200 ps を達成している。MPPC タイプと PMT タイプの大きな違いはプラスチックシンチレーターの端面に対する、光検出器の覆っている面積である。PMT はプラスチックシンチレーターの端面にライトガイド (2000 mm²(プラスチックシンチレーターの端面) から面積 1960 mm² の円 (PMT の管径)) を接続して、PMT に接続しているのに対し、MPPC は受光面が 36 mm² の MPPC を 4 つ接続している。つまり 144 mm² である。プラスチックシンチレーターの端面の面積が 2000 mm² なので、およそ 7.2% のみ覆っていることになる。端面内に偏りがなく光が到達しているとする、光検出器に達している光量に大きな差が見られることになる。PMT、MPPC の量子効率それぞれ 30%[28]、20%[27] なので発光した光量を A とするとそれぞれの光検出器に到達する光量は PMT は 0.294A、MPPC は 0.018A となる。光検出器に到達する光量の分散が時間分解能の逆 2 乗に比例するので時間分解能 σ と光量の間には $\sigma \propto 1/\sqrt{A}$ の関係があることがわかる。よって PMT と MPPC の時間分解能の比は到達する光量で表すと式 (4.14) となる

$$\frac{\sigma_{\text{MPPC}}}{\sigma_{\text{PMT}}} = \frac{\sqrt{0.294}}{\sqrt{0.018}} \sim 4 \quad (4.14)$$

ビームを 100 mm の位置に照射した時の時間分解能は PMT では 120 ps、MPPC は 470 ps なので到達する光量によって時間分解能が悪くなっていることがわかる。MPPC は受光面に到達した光子の数でシグナルの大きさが決まる。よって光量が多いとシグナル大きく、鋭くなり、より時間分解能が良くなることが期待される。このことから光検出器に到達した光量に大きな違いがあるため MPPC のタイプと PMT タイプで時間分解能に大きな差が生じたと考えられる。屈折率による依存性が生じているのも、屈折率が違う媒質を通過する時は全反射が生じていることが影響していると考えられる。屈折率の差が大きい空気の方が、プラスチックシンチレーターから空気を通過した際に、全反射をして通過できない光が多くなる。よって到達した光量が少なくなり、時間分解能が悪くなったと考えられる。

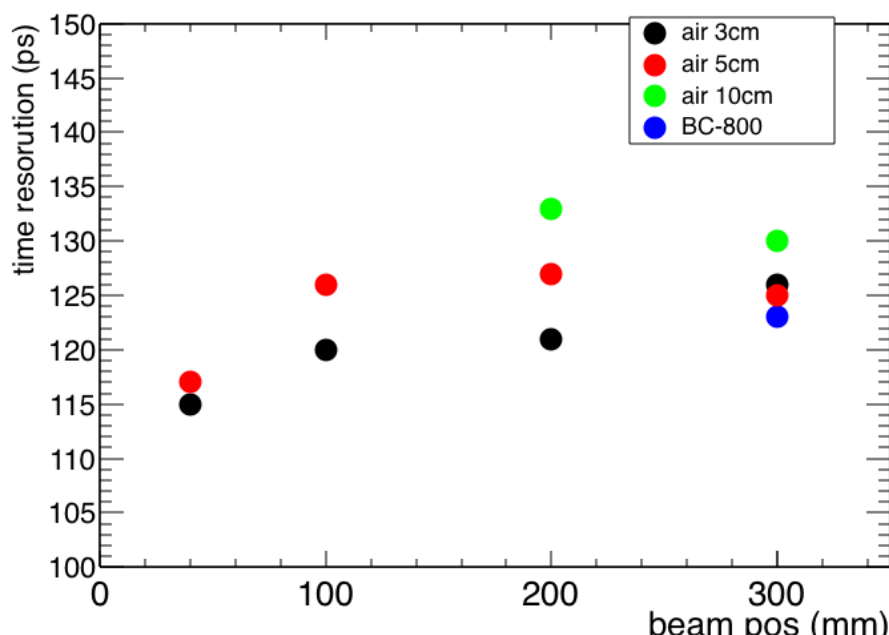


図 4.24: 光検出器を PMT にした時の時間分解能 点はそれぞれ黒が空気 3 cm、赤が空気 6 cm、緑が空気 10 cm、青が UV 吸収型のアクリルである。

4.1.8 陽電子照射実験のまとめ

この実験での結果をまとめる。

○ 検出効率

検出効率においてはプラスチックシンチレーター部分に照射した際にはどれも 99% 以上の検出効率を達成し、要求性能を達成することができた。スペーサーに照射した際は同じ 3 cm 幅のものをを用いた時には空気が 1% 未満を達成し、アクリルは達成することができなかった。また、アクリルに電子が通過した際には、チェレンコフ光が発生するために、UV 透過型の方が検出効率が高くなっていた。空気の幅を変えた時は、スペーサーの幅 (width) と検出効率の間に $\frac{p_0}{width} + p_1$ の関係があり、完全に真っ直ぐスペーサー部分に当たったビームのみを取り出すことが難しく、Trigger counter 間で散乱した陽電子がプラスチックシンチレーターに当たっており、そのような関係があると考えられた。スペーサーを取り除き、その端面を完全に遮光しても検出効率が $0.49 \pm 0.04\%$ となった。それを結果から引いてみても幅予想標的幅の 3 cm では要求性能である 0.1% 未満を達成することはできなかった。しかし、10 cm 以上のスペーサーを用いると、要求性能を達成することができた。

○ 時間分解能

MPPC を用いた時には要求性能である時間分解能 $\sigma = 240$ ps 以下を満たすものはな

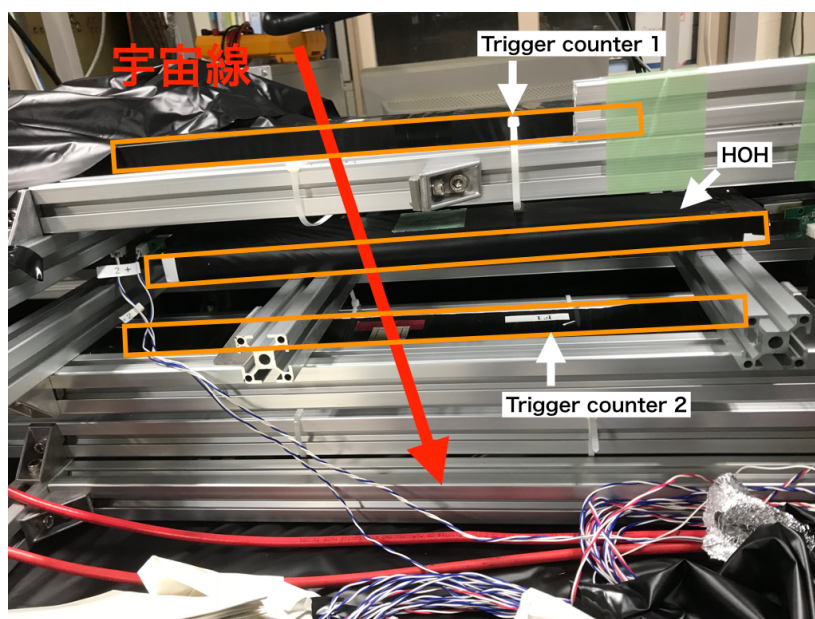
かった。しかし、PMT を用いた場合は 200 ps 以下を達成した。これは MPPC が検出している光量に大きく依存していると考えられるため、MPPC をプラスチックシンチレータに接続する際に、PMT のようにライトガイドを接続するなど、光量を稼ぐために端面に対する工夫が必要であることがわかる。また、中抜き型の時はスペーサーとプラスチックシンチレータの間の屈折率差についても考える必要があり、屈折率の差が大きいとスペーサー内の経路差で時間分解能が悪くなってしまうためにできるだけ屈折率の近いスペーサーを使う必要がある。また、スペーサーを用いない非中抜き型では屈折率について考える必要がなくなり、ch 数が倍になったり、設置が難しくなる可能性はあるが、中抜き型よりも時間分解能が良くなると考えられる。よってこの仮説を証明するためには非中抜き型の測定器に対してに宇宙線を用いた性能評価実験を行った。

4.2 宇宙線を用いた時間分解能測定実験

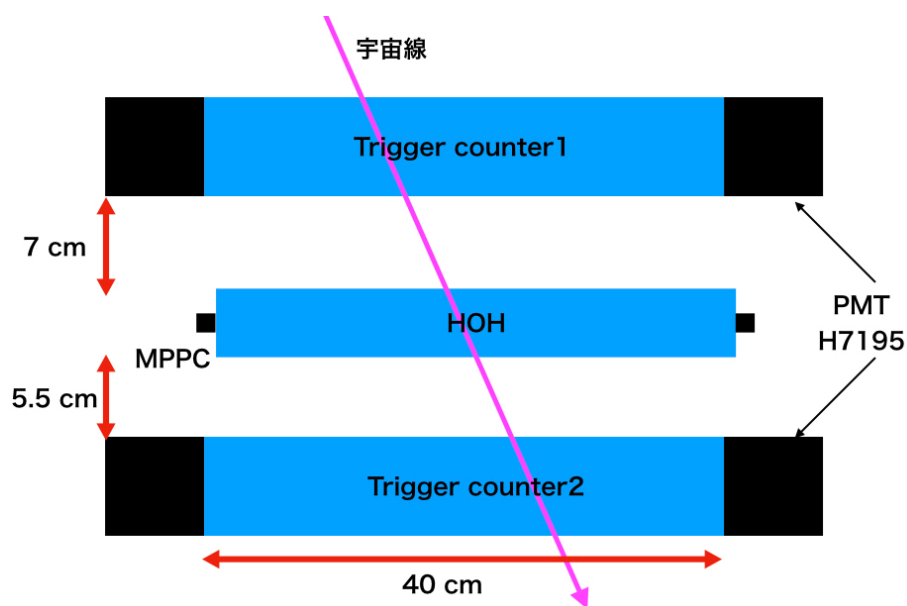
先の陽電子ビーム照射実験を踏まえて時間分解能を改善すべく、宇宙線を用いて非中抜き型のプロトタイプ測定器の性能評価実験を行なった。

4.2.1 実験セットアップ

測定器や 2 つのトリガーカウンターの配置は図 4.25 のようである。この実験では中抜き型ではなく非中抜き型の検討を行うためにシンチレーター 1 枚のみを使用し、両側の端面に MPPC を装着し、その MPPC からの信号を後述する DAQ 回路に同軸ケーブルで送りこんだ。この図はセットアップの一例である。プラスチックシンチレーター 8 種類 (図 4.26 に寸法、長さ、厚み、幅の定義は図 4.27 に示した。) や MPPC2 種類 (S13360-6050CE、S13360-6075CE) 使用した。この実験は装置全体をブラックシートで覆うことで遮光し、さらに特に事情がない限り実験室の電気をつけずに行った。



(a) 実際のセットアップの写真



(b) セットアップの概念図

図 4.25: 実験セットアップ

4.2.2 DAQ セットアップ

この実験での DAQ 回路図を図 4.28 に載せる。データ収集トリガーは 2 つのトリガーカウンターのコインシデンスを取ることとし、陽電子ビーム照射実験と同様にトリガーカ

番号	幅 y (mm)	厚み z (mm)
1	100	20.00
2	69.95	19.25
3	39.95	19.20
4	20.25	13.20
5	70.00	13.00
6	40.00	13.00
7	40.80	6.20
8	69.90	6.70

図 4.26: 使用したプラスチックシンチレーター

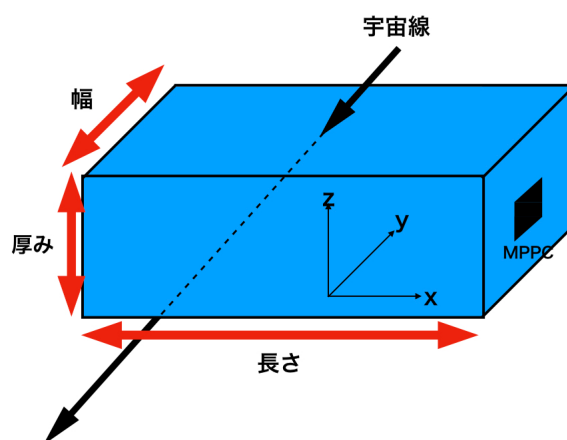


図 4.27: プラスチックシンチレーターに対する長さ、厚み、幅の定義 長さは 400 mm のみである。

ウンター、測定器のプロトタイプ (HOH) からのアナログ信号を QDC モジュールである V792 に入れることで電荷情報を入手し、デジタル信号を TDC モジュールである V775 に入れることで時間情報を入手した。DAQ システムは KiNOKO[33] を用いて行った。

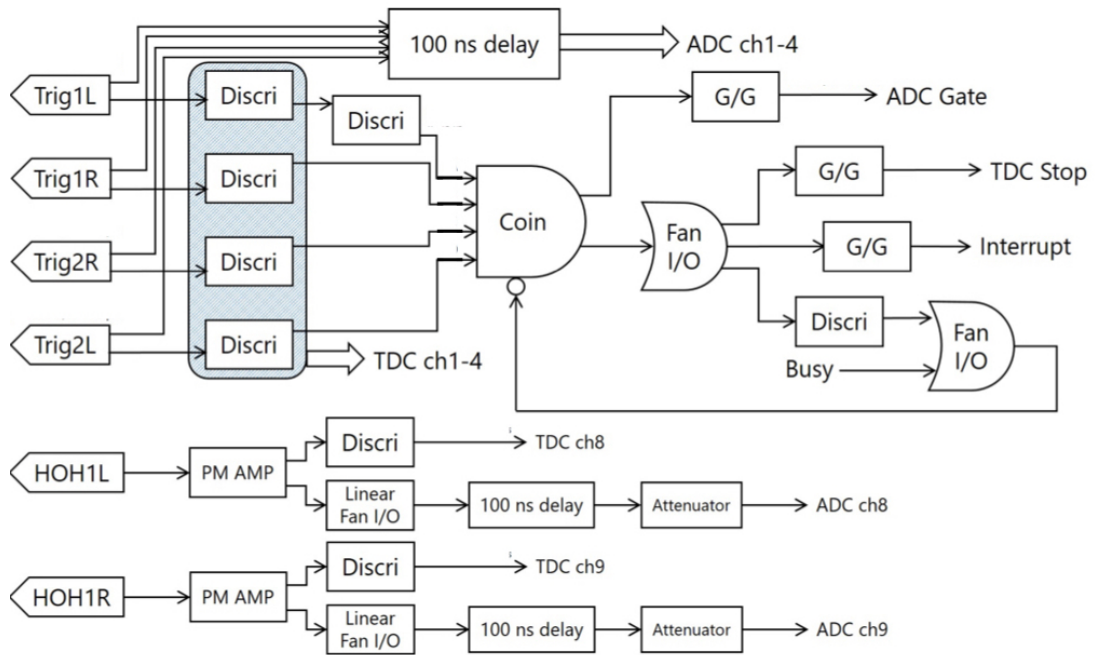


図 4.28: DAQ セットアップ Trig は Trigger counter の略であり Discri は Discriminator、Coin は Coincidence、Fan I/O は Fan in ,fan out、GG は Gate Generator。

4.2.3 測定項目

今回の性能評価実験では時間分解能を以下の項目について測定した。

1. プラスチックシンチレーターの接続面による依存性
2. MPPC の種類による依存性
3. MPPC に印加する電圧による依存性
4. プラスチックシンチレーターの形による依存性

4.2.4 測定結果

時間分解能の求め方は陽電子ビーム照射実験と同様の方法 (4.1.7.2) で求められる。HOH の固有時間分解能 σ_{HOH} を求めるためには HOH とトリガー間の飛行時間である time-of-flight (TOF) を用いて求めることができる。Trigger counter1 と HOH 間の TOF 分布の分散を σ_1 、Trigger counter2 と HOH 間の TOF 分布の分散を σ_2 、trigger1、2 間の TOF 分布の分散を σ_3 とするとこれらは各測定器の固有時間分解能 σ_{HOH} 、

$\sigma_{\text{Trigger counter1}}$ 、 $\sigma_{\text{Trigger counter2}}$ を用いて表すことができる。

$$\sigma_1^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter1}}^2 \quad (4.15)$$

$$\sigma_2^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter2}}^2 \quad (4.16)$$

$$\sigma_3^2 = \sigma_{\text{Trigger counter}}^2 + \sigma_{\text{Trigger counter2}}^2 \quad (4.17)$$

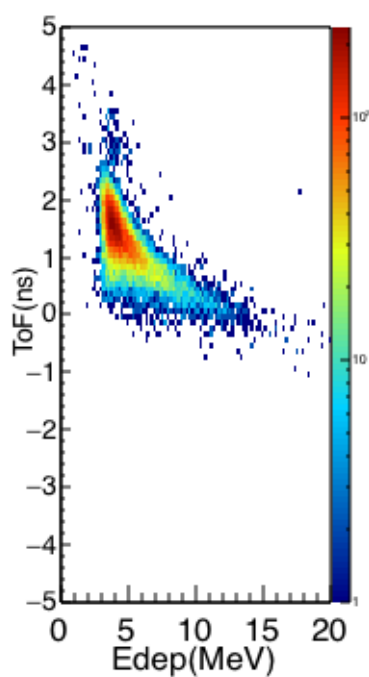
これら 3 式からそれぞれの固有時間分解能は次の式で表すことができる。

$$\sigma_{\text{HOH}} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_3^2}{2}} \quad (4.18)$$

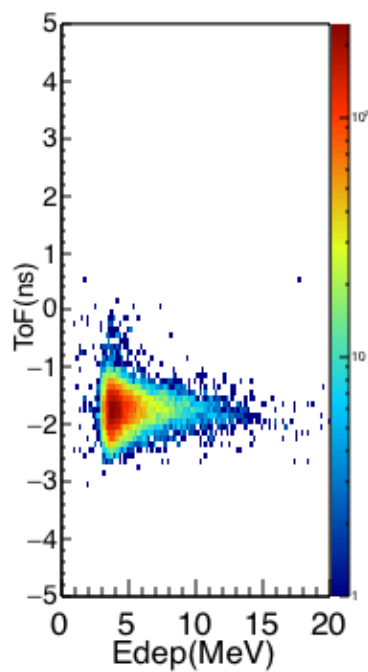
$$\sigma_{\text{Trigger counter1}} = \sqrt{\frac{\sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1^2}{2}} \quad (4.19)$$

$$\sigma_{\text{Trigger counter2}} = \sqrt{\frac{\sigma_3^2 + \sigma_1^2 - \sigma_2^2}{2}} \quad (4.20)$$

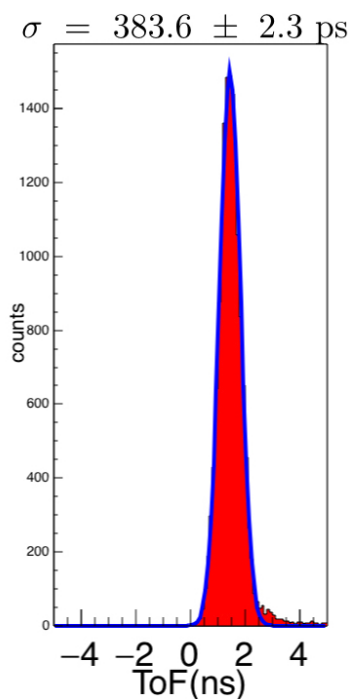
また、位置による依存性を消去するために、両端の TDC 情報の相加平均を HOH の時間情報とした。また、4.1.7.2 で述べたスルーイングコレクションを行なった後に ToF 分布から時間分解能を求めた。スルーイングコレクションの 1 例を図 4.29 に示す。



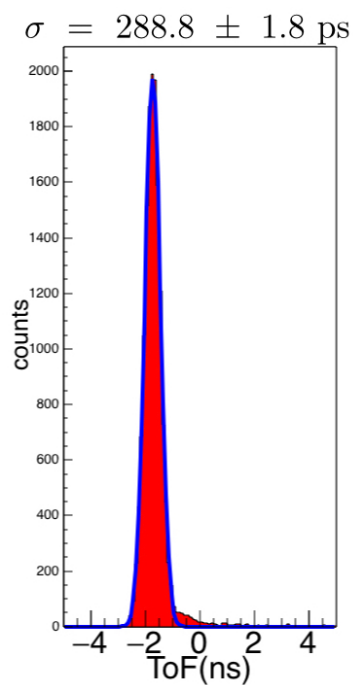
(a) Edqp(QDC)-Time(TDC) 分布 (補正前)



(b) Edqp(QDC)-Time(TDC) 分布 (補正後)



(c) TOF 分布 (補正前)



(d) TOF 分布 (補正後)

図 4.29: スルーイングコレクションの 1 例

- プラスチックシンチレーターの端面の処理による依存性

次にプラスチックシンチレーターの端面の処理による依存性についてである。今回プラス地区新チレーターの端面の面積 (2000 mm^2) から MPPC の受光面の面積 ($6 \times 6 = 36 \text{ mm}^2$) に集光するライトガイドと厚さ 0.2 mm^2 のテフロンシートを用意した。図 4.30 のように 1 枚のテフロンシートを貼り付けブラックテープで止めた。今回使った MPPC は S13360-6075CE である。MPPC に加える印加電圧は 56 V とした。結果は図 4.31 である。テフロンシートで覆った時が一番時間分解

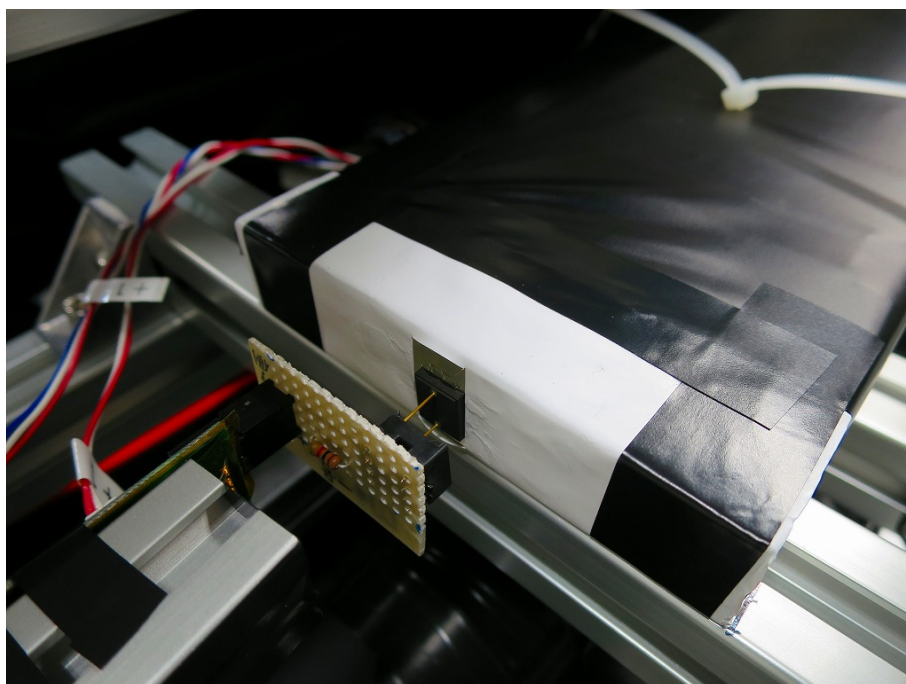


図 4.30: プラスチックシンチレーターの端面

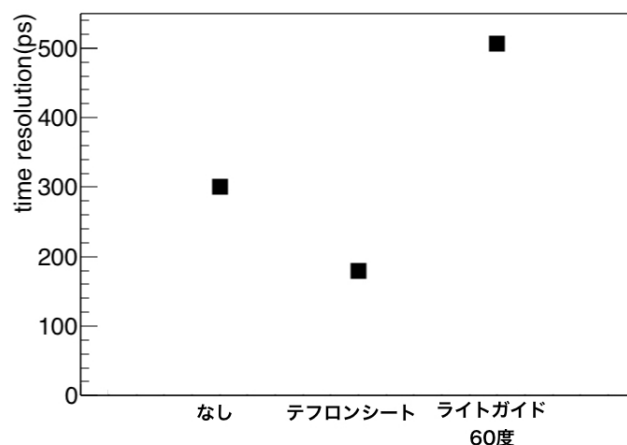


図 4.31: 端面の処理による依存性

能が良くなることがわかった。以降の実験ではプラスチックシンチレーターの端面にテフロンシートを貼り付けた状態で測定した。

- MPPC の種類依存性

S13360-6050CE、S13360-6075CE の MPPC を用いて印加電圧を 56V とした時の時間分解能は表 4.11 である。

表 4.11: ピクセルピッチを変えた時の時間分解能

MPPC のピクセルピッチ	S13360-6050CE	S13360-6075CE
時間分解能 (ps)	215.6 ± 1.0	184.5 ± 1

- MPPC に印加する電圧による依存性

MPPC に印加する電圧によってアバランシェ増幅の増幅率が決まるため、印加する電圧によって時間分解能がどう変化するかを調べた。それぞれのピクセルピッチに対する時間分解能の変化は図 4.32 である。図より S13360-6050CE は 60V で最

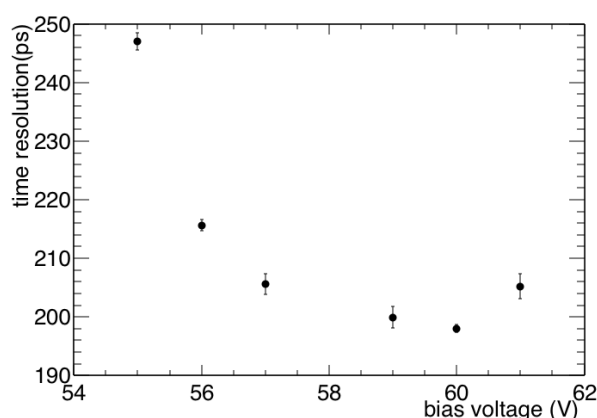
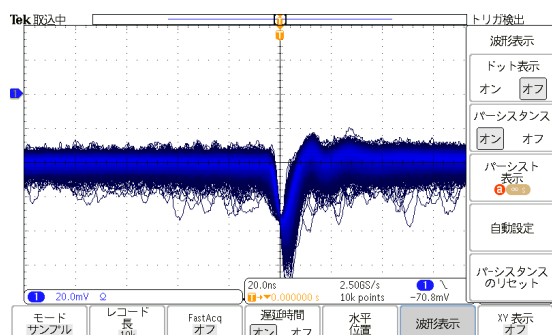
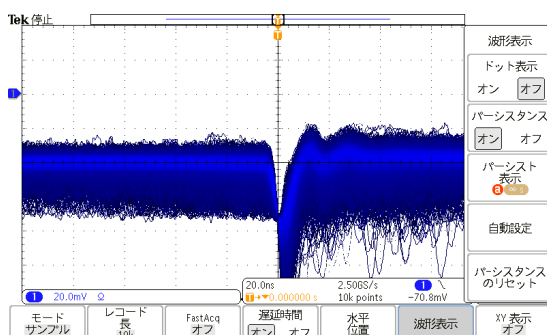


図 4.32: 印加電圧による時間分解能の依存性

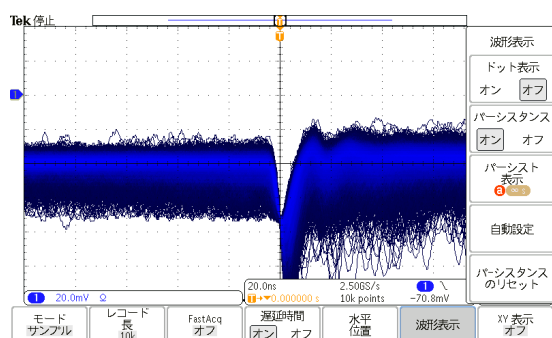
も良い時間分解能となっている。この時の時間分解能は $\sigma = 198.0 \pm 0.7$ ps である。これは先行研究 [32] で最も良い時間分解能となった印加電圧と同じである推奨電圧 +6 V である。MPPC は印加電圧を上げるほどアバランシェ増幅の増幅率が上がるため、印加電圧を上げるほど出力されるシグナルが大きく、鋭くなり時間分解能が良くなると考えられる。しかし、同時に暗電流のノイズも増幅されるため、そのノイズにより、時間分解能が悪くなり、時間分解能に上限が存在している可能性がある。印加電圧が 58V~62V の時のプラスチックシンチレーターに接続していない場合の MPPC のシグナルを図 4.33 に示す。図 4.33(c) から 61V でグラン



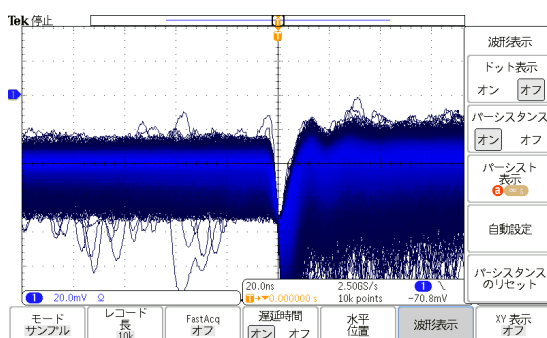
(a) 印加電圧が 56V の時の波形



(b) 印加電圧が 60V の時の波形



(c) 印加電圧が 61V の時の波形



(d) 印加電圧が 62V の時の波形

図 4.33: オシロスコープの波形 縦軸は全て 20 mV である。

の閾値は ^{90}Sr から放射される β 線を用いて決め、その値は 30 mV である。61V に設定した時はグラウンドラインも閾値を超えてしまうことになる。これより、印加電圧を 61V 以上にするると時間分解能が悪くなる。これより以降のプラスチックシンチレータによる依存性を調べる際には 60V に設定した。

- プラスチックシンチレーターの形の依存性

次にプラスチックシンチレーターの形による依存性を確認するために表 4.26 にある 8 種類のシンチレーターを使って時間分解能を測定した。MPPC が接続している面以外のプラスチックシンチレーターの端面をテフロンシートで覆い、MPPC に印加する電圧を 60 V とし MPPC は S13360-6050PE を使用した。まず厚みの

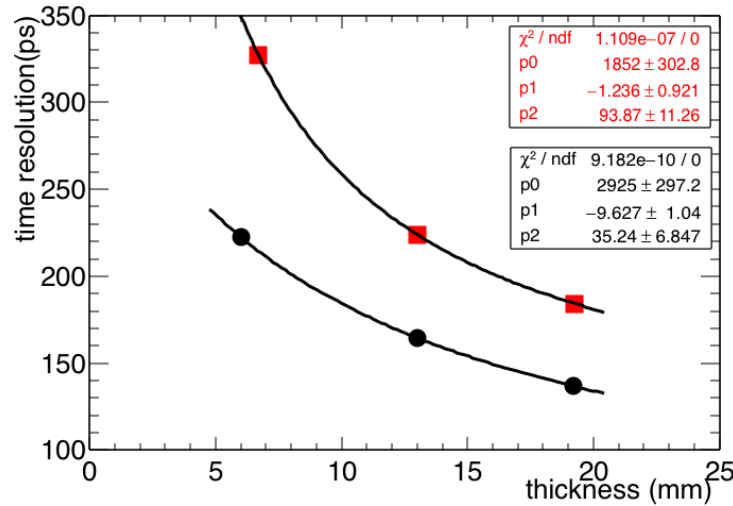


図 4.34: 厚みの時間分解能の依存性 点はそれぞれ赤が幅 70 mm、黒が幅 40 mm である。フィッティングはした関数は $\frac{p_0}{\sqrt{thickness - p_1}} + p_2$ (p_0, p_1, p_2 はフィッティングパラメーター)

依存性については図 4.34 である。厚みを増すと時間分解能が良くなっていることがわかる。これはシンチレーション光の光量に依存していると考えられる。シンチレーション光の光量はエネルギー損失に比例するため、厚いプラスチックシンチレーターの方が多く損失し、光量が多くなると考えられる。シンチレーション光が両端の MPPC まで到達する数の分散は定数 A 、光量を N とすると、 $A/\sqrt{N}$ となる N は厚み t に比例するので時間分解能 σ と厚み t の間には $\sigma \propto 1/\sqrt{t}$ の関係があると考えられる。

次に幅の依存性は図 4.35 である。幅を増すごとに時間分解能が悪くなっていることがわかる。これは、幅を広げることによってプラスチックシンチレーターの端面の面積が大きくなり、プラスチックシンチレーターの面積に対する MPPC の覆っている面積が小さくなった結果光量が落ちたことが大きな理由と考えられる。厚みを増した時も面積が大きくなるので同様に光量が落ちると考えられるが、発生した光量自体が増加しているため、結果として時間分解能がよくなったと考えられる。

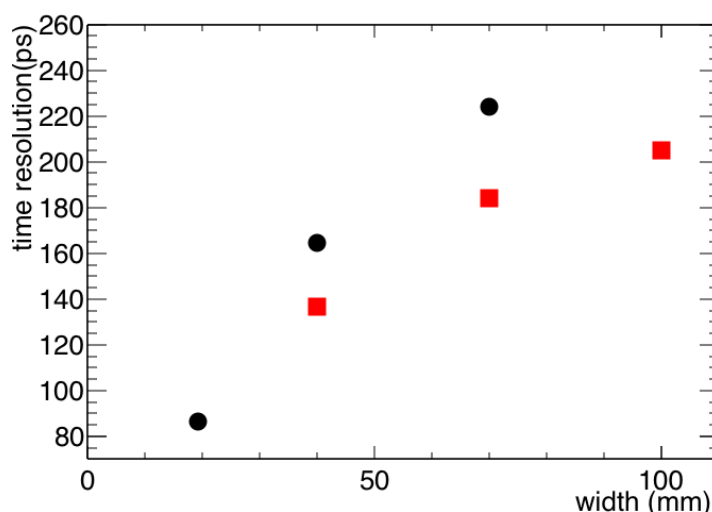


図 4.35: 幅の時間分解能の依存性 点はそれぞれ赤が厚み 20 mm、黒が厚み 13 mm である。

4.2.5 宇宙線を用いた時間分解能測定実験のまとめ

図 4.31 に示したようにプラスチックシンチレーターの端面をテフロンシートで覆った時が一番時間分解能がよかった。図 4.32 より印加電圧を上げていくと時間分解能がよくなり、60 V(推奨電圧 +6 V) の時が一番時間分解能がよかった。次にプラスチックシンチレーターの形の依存性は、厚みが増すほど時間分解能がよくなり、幅を狭くすればするほど時間分解能がよくなっていることがわかった。以上の宇宙線での時間分解能測定実験において要求性能である、240 ps を達成した条件を表 4.12 にまとめた。よって以降の実験で時間分解能を求める際には表 4.12 にまとめた 7 つのシンチレーターを用いて実験を行った。

表 4.12: 要求性能を達成したプラスチックシンチレーター (プラスチックシンチレーターの端面をテフロンシートで覆い、印加電圧を 60 V にしたとき)

番号 (厚み × 幅) [mm]	1(10.0 × 20.0)	2(70.0 × 19.3)	3(40.0 × 19.2)	4(20.3 × 13.2)	5(70.0 × 13.0)	6(40.0 × 13.0)	7(40.8 × 6.2)
時間分解能 (ps)	198.0±0.7	184.3±0.5	141.9±0.4	86.4±0.1	224.1±1.5	164.6±0.5	222.4±0.7

4.3 γ ビームを用いた実験

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験で予定しているセットアップに近い状態で実際にビームを使った時に、新型粒子飛行時間測定器の性能を評価するため、2018 年 12 月に ELPH の第 2 実験室にて γ ビームを用いた実験を行なった。

4.3.1 測定項目

以下の 2 つの項目について測定を行なった。

1. 測定位置の高さによるレート依存性
2. 設置位置を左右に移動させた時の時間分解能

4.3.2 実験セットアップ

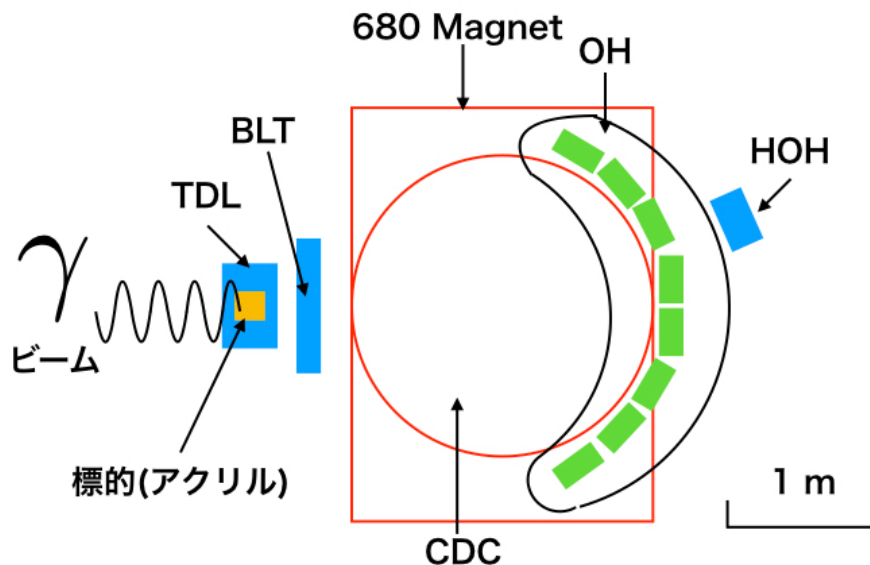


図 4.36: γ ビームを用いた実験のセットアップ (俯瞰図) 既存の NKS2 システム (1.4.3 の図 1.11) から標的を移動させて新たに TDL (Timig counter for Direct Lifetime measurement)、BLT (Beam Line Trigger) を設置した。

実験セットアップの俯瞰図は図 4.36 である。光子標識化装置により作られた実光子ビームを TDL (Timig counter for Direct Lifetime measurement) [32] と呼ばれる高時間分解能測定器の中にあるアクリル標的に照射して実験を行なった。TDL は円筒形をしており、厚さ、幅ともに 5 mm で長さが 20 cm のプラスチックシンチレータが 24 本が

円筒形に並べて置かれていて、MPPC を用いて読み出しが行われている。BLT(Beam Line Trigger) は厚さ 10 mm、幅 58 mm、長さ 200 mm のプラスチックシンチレーターに MPPC を接続することで読み出しを行なっている。これら 2 つの検出器については付録 A で述べる。680 Magnet、CDC、OH は NKS2 の既存のものを使用した。既存の NKS2 システムと大きく異なっているところは標的が 680 Magnet の外部にあるところである。 γ ビームを照射しているときは、それぞれの測定器をブラックシートで覆うことで遮光し、実験室の照明を落として行なった。

4.3.3 DAQ セットアップ

この実験の DAQ システムは、既存の NKS2 システムとは違い Tagger、IH の代わりに TDL[32] の試作機、OH、データ収集トリガー用に作成された BLT(Beam Line Trigger) のコインシデンスを取ることでデータ収集トリガーとした。既存の NKS2 のデータ収集トリガーである Tagger、IH(TDL)、OH のコインシデンスを用いると、標的が 680 Magnet の外にある関係で実光子ビームによって標的から生成された粒子が、680 Magnet に向かって飛行しなかった時にたまたま OH に何らかのバックグラウンドで発生する粒子が同タイミングで通過した場合データ収集してしまうことになり、本来測定したくないデータが増えてしまう。これを防ぐために TDL の前方に BLT を置き、BLT をデータ収集トリガーに入れることで標的から生成された粒子が 680 Magnet に向かったことを保証できる。よって今回は Tagger、TDL、BLT、OH のコインシデンスをデータ収集トリガーとした。

4.3.4 測定結果

- 高さによるレート依存性

まず高さによっての粒子のレート依存性を見るためにプラスチックシンチレーターを横向きに設置しその端面と MPPC をオプティカルグリス (V-788[31]) で光学接続した。MPPC は、2 つ直列につなぎ、図 4.3 の回路を用いて MPPC からの信号を出力し、図 4.4 の微分反転増幅器で増幅し、最終的な MPPC からの出力とした。宇宙線での時間分解能の測定結果から、プラスチックシンチレーターの端面は MPPC と接続される部分以外はテフロンテープで覆った。

図 4.37 の台の高さを変えることによってレートの高さによる依存性を調べた。その結果は図 4.38 である。縦軸に書かれている Tag Sum は全ての Tagger のカウント数の総和である。Tagger には実光子ビームを生成するために制動放射を起こした周回電子が通過しており、Tagger のカウント数の総和はビームの

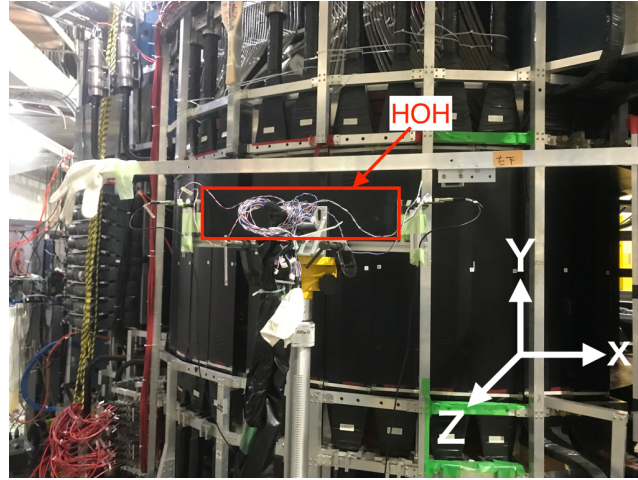


図 4.37: 実験のセットアップ (HOH 付近) ビーム下流方向から上流方向に向かって撮っている。プラスチックシンチレーターの端面に MPPC を 2 つ直列に接続している。

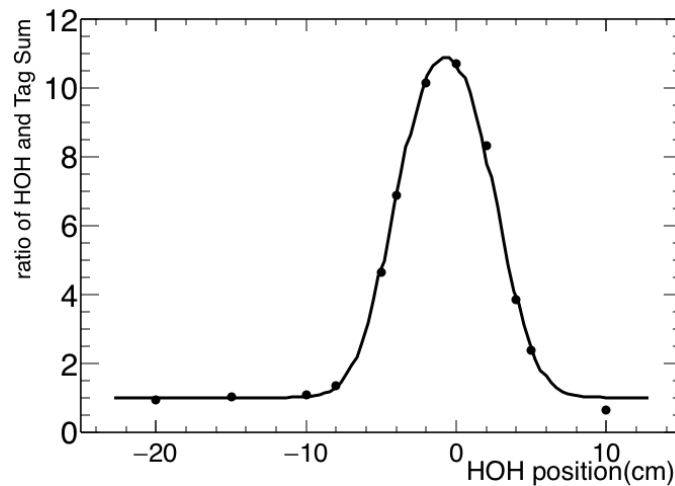


図 4.38: 高さによる依存性 ビームラインの中心を 0 cm として HOH を上下に動かした時の結果。値の位置はプラスチックシンチレーターの中心の値である。この実験で使用したプラスチックシンチレーターの幅が 7 cm なので、 ± 3.5 cm がプラスチックシンチレーターの覆っている領域である。Tag Sum は全ての Tagger のカウントの総和であり、制動放射によってエネルギーを失った電子が Tagger を通過した総数を示している。

総数と見積もることができる。HOH はプロトタイプ測定器のカウント数である。この比からビームに対する荷電粒子の割合を見積もることができる。この実験で使用したプラスチックシンチレーターは表 4.26 の 5 番である。サイズは $400^x \times 70.00^y \times 13.00^z$ mm³ である。図 4.38 の横軸の値はプラスチックシンチレーターの中心のビームの中心からの距離を表している。プラスチックシンチレーターの幅が 7 cm なので値から ± 3.5 cm がプラスチックシンチレーターの覆ってい

る領域である。これよりこの測定結果に対して電子、陽電子超前方に局所的に存在することから、ガウス関数に ± 3.5 cm が 1 となる矩形関数を畳み込んだ関数でフィッティングした。フィッティングした結果、 $\sigma = 2.00 \pm 0.03$ cm となった。これより、3.1 節での要求性能である、電子、陽電子の検出数を 0.1% とするためには、 3.3σ 必要であるから、ビームラインから 6.0 ± 0.1 cm 開ける必要があることがわかった。

- 時間分解能

レート依存性を調べた時とは場所を変えて、BLT の前方に置いた。また、統計数を稼ぐためにビームライン上に置き、時間分解能を測定した。この時のデータ収集トリガーは DAQ システムの故障により Tagger と TDL と OH のコインシデンスを取ることで行なった。荷電粒子がプラスチックシンチレーターを通過した数のみを測定する高さのによるレート依存性の測定と違い、時間分解能の値を測定するため、時間分解能の要求性能を達成したプラスチックシンチレーターの中から、表 4.26 の 6 番を使用した。先の 2 つの実験と同様に HOH、TDL、Tagger の 3 つの間の ToF 分布の分散から固有時間分解能を求める。HOH と TDL 間の ToF 分布の時間分解能を σ_1 、HOH と Tagger の間 ToF 分布の時間分解能を σ_2 、TDL と Tagger の間の ToF 分布の時間分解能を σ_3 とすると HOH の固有時間分解能 σ_{HOH} 、 σ_{TDL} 、 σ_{Tagger} で表すことができる。

$$\sigma_1^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{TDL}}^2 \quad (4.21)$$

$$\sigma_2^2 = \sigma_{\text{HOH}}^2 + \sigma_{\text{Tagger}}^2 \quad (4.22)$$

$$\sigma_3^2 = \sigma_{\text{TDL}}^2 + \sigma_{\text{Tagger}}^2 \quad (4.23)$$

これら 3 式からそれぞれの固有時間分解能は次の式で表すことができる。

$$\sigma_{\text{HOH}} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_3^2}{2}} \quad (4.24)$$

$$\sigma_{\text{TDL}} = \sqrt{\frac{\sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1^2}{2}} \quad (4.25)$$

$$\sigma_{\text{Tagger}} = \sqrt{\frac{\sigma_3^2 + \sigma_1^2 - \sigma_2^2}{2}} \quad (4.26)$$

で表される。ToF 分布の時間分解能はスルーイングコレクションによる補正を行なった後求めた。測定した結果を表 4.13 にまとめる。測定結果から HOH の固有時間分解能 σ_{HOH} は 231.4 ± 26.9 ps であった。これは節 3.1 で示した要求した時間分解能を満たす値である。

表 4.13: 測定結果

	σ_1	σ_2	σ_3
時間分解能 (ps)	248.3 ± 25.9	282.9 ± 28.7	185.9 ± 7.2

4.3.5 γ beam を用いた実験のまとめ

- 高さによるレート依存性 Tagger を用いてビームの総数に対する飛行してくる荷電粒子の比を測定器の高さを変えながら測定した。測定結果はガウス関数のような形をしており、プラスチックシンチレーターの形を考慮するために、ガウス関数に矩形関数を畳み込んだ関数でフィッティングすると、元のガウス関数の σ が 2.00 ± 0.03 cm になった。電子、陽電子の検出数を 0.1% にするためにはビームラインに対して $\pm 6.0 \pm 0.1$ cm あける必要であることがわかった。
- 時間分解能表 4.26 の 6 番のプラスチックシンチレーターを使用して時間分解能を測定した。HOH の固有時間分解能は 231.4 ± 19.7 ps となった。これは要求性能を満たす値である。しかし、宇宙線での時間分解能よりも 40% 悪くなった。新型粒子飛行時間測定器は大面積を覆う必要があり、設置が難しいことが予想されるため、1 つの測定器でなるべく大きなプラスチックシンチレーターを使う方が良い。よってこの原因を究明する必要がある。

第 5 章

まとめ・今後の展望

この章では本研究での結果と今後の展望についてまとめる。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命は Λ 粒子の束縛エネルギーが 130 keV ととても小さいことから自由空間中の Λ 粒子の寿命と同程度であると予想されており、約 50 年前の実験ではそれを裏付けるような結果が得られていた。しかし、近年、2010 年代に入ってから重イオン衝突実験によってより精度よく測定された結果、自由空間中の Λ 粒子の寿命よりも短い測定結果が数件報告された。最も簡単なハイパー核である ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ は多くの理論計算の重要なものであるため、よりハイパー核に関する理解を深めるためにも異なる手法で ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命を測定することはとても重要である。そこで東北大学電子光理学研究センターで ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命測定実験を計画している。そのためには様々な問題があるので従来の測定システムを大幅に変える必要がある。本研究ではその中でも一番後段に設置する予定の新型粒子飛行時間測定器の開発と性能評価を行った。

5.1 粒子飛行時間測定器のデザイン

本研究の対象である新型粒子飛行時間測定器の大きな役割は ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を同定するために、 K^+ 中間子を捉えることである。その役割のみにおいては NKS2 に既存の OH でも達成できる。しかし、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命測定実験では、従来よりも超前方に電子、陽電子が大量に発生することが予想される。そのため、バックグラウンドとして存在する高計数率の電子、陽電子を検出を抑えて、 K^+ 中間子を効率よく捉えられる粒子飛行時間測定器が必要になったため、本研究を行なった。この新型粒子飛行時間測定器に求められる要求性能は大きく 3 つ挙げられる

1. 電子、陽電子の検出効率が 0.1% 未満である。

2. 電子、陽電子が通過しない領域での K^+ 中間子の検出効率が 99% 以上。
3. K^+ 中間子と陽子、 $\pi^\pm$ 中間子を分離できる時間分解能。

である。これに基づき今回は 2 つのプロトタイプを作成した。どちらも光検出器としては MPPC を用いる。

- 中抜き型

プラスチックシンチレーターの間に電子、陽電子に対して不感な物質をスペーサーとして挟んだもの。電子、陽電子の通過領域にスペーサーを置くことで高計数率の電子、陽電子の検出数を抑え、電子、陽電子の通過する領域以外にある K^+ 中間子を検出できる様にした。 K^+ 中間子が通過したことにより発生したシンチレーション光はスペーサーを通過して MPPC に到達するので検出効率、時間分解能においてスペーサーによる影響が存在する。

- 非中抜き型

電子、陽電子通過領域に空間を空けて、2 枚のプラスチックシンチレーターをそれぞれ独立に設置し測定するもの。スペーサーによる検出効率や時間分解能に対する影響はなくなるが、空間を空けて設置することや読み出しの数が倍になることでケーブルの取り回しの点など設置が難しくなる。

この二つを用いて性能評価実験を行なった。

5.2 実験結果

作成したプロトタイプの性能評価のために、3 つの実験を行なった。陽電子ビームを用いた性能評価実験では、中抜き型を用いて検出効率、時間分解能を測定した。検出効率はプラスチックシンチレーター部分では全ての条件において 99% を達成することができ要求性能を達成することができた。スペーサー部分においては空気を用いた時には 1% 未満を達成し、幅を 6 cm 以上にすると要求性能である 0.2% を達成した。時間分解能については、全ての条件で要求性能である 200 ps を達成することができなかった。その中でも空気とアクリルの間の屈折率の違いにより時間分解能に差ができ、よりプラスチックシンチレーターに近い屈折率のスペーサーを用いるとより時間分解能がよくなることから、わかった。PMT を接続したプロトタイプでは全ての条件で要求性能を達成することができたことから、PMT 型と大きな違いである到達する光量について対策が必要であることがわかった。また、スペーサーによる時間分解能の悪化もあり、スペーサーを用いない非中抜き型の検討を宇宙園を用いた時間分解能測定実験で行なった。プラスチックシンチレーターの端面を MPPC の接する部分以外、テフロンシートで覆った場合に一

番よい時間分解能が得られた。さらに MPPC に印加する電圧を 60 V にした場合が最も良い時間分解能が得られ、 $400 \times 20.3 \times 13.2 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを用いると $\sigma = 198.0 \pm 0.68 \text{ ps}$ という結果が得られた。さらに、プラスチックシンチレーターの形による依存性も見られ、厚みを増すほどまた、幅が狭くなるほど、時間分解能がよくなることがわかった。宇宙線を用いた時間分解能測定実験の結果より、時間分解能の要求性能を満たしたプラスチックシンチレーターを用いて、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 寿命測定実験に近い実験セットアップで γ beam を用いた性能評価実験を行なった。この実験ではビームラインからの高さによるビームの強度に対しての荷電粒子通過数や時間分解能を測定した。ビームの強度と通過した荷電粒子の高さの比から電子、陽電子の分布を求めた。測定結果からガウス関数とプラスチックシンチレーターの大きさを考慮した $|x| \leq 3.5$ が 1 となる矩形関数でフィッティングすると、ガウス関数の σ は $2.00 \pm 0.03 \text{ cm}$ となった。要求性能を満たす 3.3σ の間隔は $6.0 \pm 0.1 \text{ cm}$ となることがわかった。時間分解能については $400.0 \times 40.0 \times 13.0 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレーターを使用した時に $\sigma = 231.4 \pm 19.7 \text{ ps}$ という結果が得られた。これは要求性能である $\sigma = 240 \text{ ps}$ を満たした。

5.3 今後の展望

γ beam 照射実験により要求している時間分解能が達成できたが、宇宙線を用いた時間分解能測定実験の結果より 40% 程度時間分解能が悪くなった。これに対する原因の究明は必要であり、解決できれば、より幅の広いプラスチックシンチレーターを用いることができる様になり、読み出しの数が減ることから取り回しなど設置が楽になる。また、高さによるビーム強度と通過した荷電粒子の比から、電子、陽電子の計数率を 0.1% にするために必要な間隔がわかったので実際に非中抜き型を作成してどのくらい K^+ 中間子を検出でき、さらに Λ 粒子、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ をどの程度同定できるのかを確かめる必要がある。また、シミュレーションを用いて実際に K^+ 中間子が通過する領域を調べ、どの程度の面積を新型粒子飛行時間測定器が覆う必要があるのかを求めてこの測定器の完成である。この検出器が完成すると、過去に大きなプラスチックシンチレーターに対して MPPC で読み出す粒子飛行時間測定器は存在していなかったため、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命測定実験のみならず、様々な実験で活躍するだろう。

参考文献

- [1] particle data group <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] L.Tang et al., Phys. Rev. C90(2014)034320
- [3] M. JURIC et al., Nucl.Phys.B52 (1973) 1-30.
- [4] G. BOHM Nucl.Phys.B4 (1968) 511-526.
- [5] H. Kamada et al., Phys.Rev.C 57(1998)1595.
- [6] W. Glockle et al., Nucl.Phys. A639(1998)297c.
- [7] The STAR Collaboration, Science 328 (2010) 58-62.
- [8] C. Rappold et al., Nucl.Phys. A 913 (2013) 170-184.
- [9] ALICE Collaboration, Phys.Lett. B 754 (2016) 360-372.
- [10] L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)Phys. Rev. C 97, 054909 (2018)
- [11] R.J.Prem, P.H.Steinberg et al., PR136(1964)B401.
- [12] G.Keyes et al., PRL20(1968)819.
- [13] P.E.Phillips, J.Schneps et al.,PR180(1969)1307.
- [14] G.Bohm, Nucl.Phys.B16(1970)46-52.
- [15] G.Keyes et al.,Phys. Rev. D 1, 66(1970)
- [16] G.Keyes et al.,Nucl. Phys., B67(1973)269-283
- [17] 東北大学電子光理学研究センター <http://hayabusa1.lns.tohoku.ac.jp/>
- [18] 葛西 裕磨 修士論文 東北大学 (2013)
- [19] 佐々木 貴之 修士論文 東北大学 (2015)
- [20] ベックフォード ブライアン 博士論文 (2013)
- [21] ニッ川 健太 博士論文 東北大学 (2011)
- [22] F.Garibaldi et al.,Nucl.Instr.and Meth.A 502(2003)117-122.
- [23] Yung-Su Tsai Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons
Rev.Mod.Phys. 46 (1974) 815
- [24] TWilliam R. Leo echniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A
How-to Approach

-
- [25] 浜松ホトニクス 光半導体素子ハンドブック 第 03 章 Si APD、MPPC
 - [26] 宇佐見正志 修士論文 東京大学 (2018)
 - [27] 浜松ホトニクス データシート S3360 シリーズ
 - [28] 浜松ホトニクス データシート R1828-01
 - [29] Saint Gobain BC-800,802 データシート <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bc800-802-data-sheet.pdf>
 - [30] saint gobain BC-400~416 データシート <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf>
 - [31] Bluesim V-788 データシート <https://silicones.elkem.com/Product/TDS/90054274-EN.pdf>
 - [32] 外山裕一 修士論文 東北大学 (2017)
 - [33] KiNOKO ホームページ <http://www.awa.tohoku.ac.jp/sanshiro/kinoko/>

謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方のご指導をいただきました。心より感謝いたします。

指導教官である中村哲教授には研究室配属された学部4年の頃からの3年間非常にお世話になりました。毎週のミーティングでの鋭い指摘には毎回驚かされるばかりであり、おかげで研究をより深いものとすることができました。また、ドイツのマインツ大学での滞在という貴重な機会を与えてくださいました。1ヶ月間海外の先生や学生と共同実験を行ったことは自分を大きく変えた経験であり、これからの社会人生活でも活かしていきます。また、忙しい時期にもかかわらず丁寧に修士論文を添削してくださいました。おかげでなんとか修士論文を完成させることができました。ありがとうございました。

田村裕和教授には原子核物理の講義、ハイパー核ゼミなど様々な場所で原子核物理に対する面白さを教えていただきました。特にハイパー核ゼミでは理解の及ばない部分を丁寧にフォローしていただき、より深く理解することができました。ありがとうございました。

永尾翔助教には学部生の時から修士までお世話になりました。実験準備から解析まで、右も左も分からない私に丁寧に何度も教えていただきました。永尾助教の助けなしでは修士論文を完成させることはできませんでした。本当にありがとうございました。

後神利志助教にはミーティングなどで基礎的な質問から難しい質問まで満遍なくしていただき自分の研究についてより深い理解をすることができました。

金田雅司助教には毎週のミーティング、物理学実験のTA、サマーチャレンジのTAでお世話になりました。マインツの街中でばったり会った時非常に驚いたのを覚えています。

小池武志准教授、三輪浩司准教授には毎週のミーティングで数々の助言をいただきました。三輪准教授には学部生の時の面談を受けていただきました。初歩的な質問にも答えていただき、原子核物理という分野に興味を持つきっかけになりました。

研究室秘書の和田陽子氏、高橋あゆみ氏、鈴木由美氏、佐々木 幸恵氏には事務手続きなどの面でお世話になりました。毎度締め切り寸前に提出したりしており多大な迷惑をかけ

ていたと思います。申し訳ありません。

外山裕一氏には些細な質問から深い質問まで答えていただき、とてもお世話になりました。どのような状況においても冷静に対応した、マインツ滞在の際には出発から帰国までお世話になりました。マインツ対ヴォルフスブルク戦で武藤嘉紀選手がゴールを決め二人で喜んだことはよく覚えています。

マインツ大学の Pascal Klag 氏にはマインツ滞在の際や γ ビームを用いた実験でお世話になりました。独創的な発想には驚かされるばかりであり、楽しく実験準備、測定することができました。ありがとうございました。

研究室の同期の石川 勇二氏、板橋 浩介氏、藤岡 徳菜氏、Anyar Rogers 氏には本当にお世話になりました。特に板橋氏は同じグループということもあり研究に関することから他愛もない話までし、時折出てくる発言で和ませていただきました。修士論文執筆終盤の深夜に CERN を CLEAN と読んだことにより疲れが飛び、完成させることができたと言っても過言ではありません。

後輩の上原 圭太氏、秋山 タケル氏、奥山 和樹氏の研究に取り組む姿勢から非常に刺激を受けました。ありがとうございました。今後の研究、社会人生活での活躍を期待しております。

最後に修士課程まで進ませてくれた両親に感謝いたします。不自由なことなく研究生活を送れました。ありがとうございました。また、この 6 年間同じ物理を学んだ物理学科の友人達や軽音楽部 Strangers の仲間達のおかげで充実した学生生活を送ることができました。ありがとうございました。

付録 A

γ beam を用いた実験で用いた検出器

ここでは γ beam を用いた実験で作成した新たな測定器について簡単に説明する。

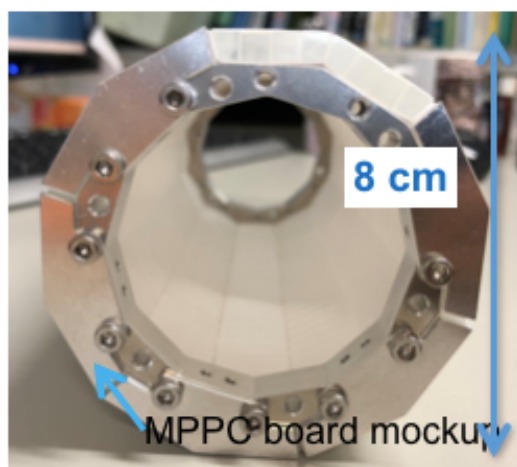
A.1 TDL(Timig counter for Direct Lifetime measurement)

この測定器は図 1.12 にある 4π detector の一部であり、 π^- 中間子の通過時間を測定する。TDL を通過した時間と光子標識化装置での実光子生成時間から ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命を測定する。TDL を通過した時間を t_t 、光子標識化装置で実光子が生成された時間を t_γ 、標的から TDL までの飛行時間を ToF_t 、光子標識化装置から標的までの飛行時間を ToF_γ とすると ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の崩壊時間 t_d は式 (A.1) で表される。

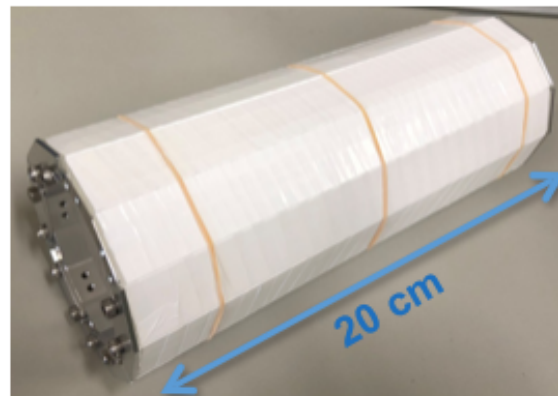
$$t_d = (t_t - ToF_t) - (t_\gamma - ToF_\gamma) \quad (\text{A.1})$$

また、TDL の外側に飛跡検出器を置くことで ToF_t を精度よく求める。今回の実験で用いた TDL のプロトタイプは図 A.1 に示す。直径 8 の円筒に長さ 40 cm、幅、厚み共に 5 mm のプラスチックシンチレーターを 48 個固定している。反射材としてテフロンシートを用いている。読み出しは MPPC で行い、HOH と同じアンプ回路を使用した。

TDL の詳しい測定原理などは文献 [32] にある。



(a)



(b)

図 A.1: TDL の写真

A.2 BLT(Beam Line Trigger)

この測定器の標的で生成された荷電粒子が、TDL を通過した後に CDC、OH を通過したことを保障するために作成された検出器。実際に設置された位置は図 4.36 に示す。寸法などは図 A.2 に示した。プラスチックシンチレーターをアルミナイズドマイラーで巻き、その上から遮光のためブラックシートで巻いた。読み出しは MPPC で行い HOH と同じアンプ回路を用いた。

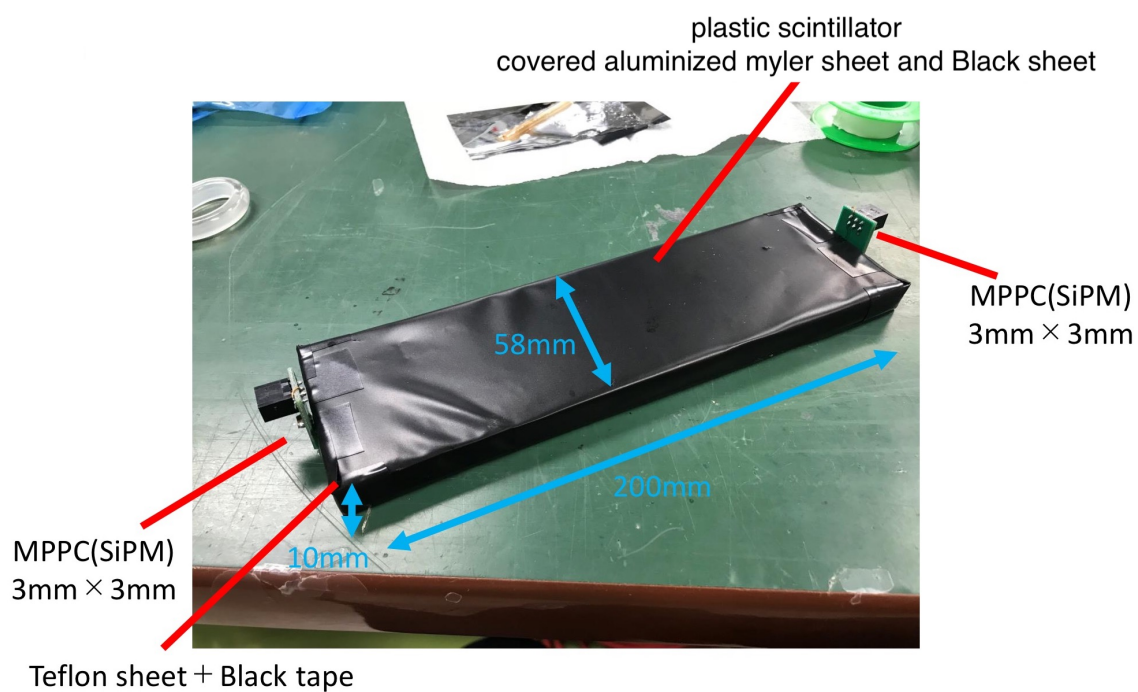


図 A.2: BLT の写真