

平成 30 年度 修士論文

MEG II 実験における γ 線検出の時間較正と
背景事象削減のための研究開発

Research and Development on Time Calibration and Background
Reduction for γ -ray Detection in MEG II Experiment

東京大学大学院理学研究科物理学専攻
素粒子物理国際研究センター
大谷研究室

35-176027

恩田 理奈

2019 年 2 月 26 日

概要

MEG II 実験は、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を世界最高感度で探索、発見することを目的としている。MEG II 実験の前身である MEG 実験よりも一桁上の感度を実現するために、各検出器の分解能の向上や新しい検出器の導入が進められてきた。本研究では γ 線検出時間の較正及びバックグラウンドの削減に関わる研究開発を行った。高い時間分解能を達成するために不可欠な γ 線検出時間の較正用カウンターの研究開発を行い、28 ps という時間分解能のカウンターを開発した。また、 γ 線を検出する光センサーの検出時間の較正を行い、50–70 ps という精度で較正した。更に、 γ 線バックグラウンドを削減するための輻射崩壊同定用検出器のビーム試験による性能評価、解析手法の開発や較正方法の改善を行い、15% の探索感度向上を図った。その結果、MC シミュレーションにより予想される γ 線バックグラウンドの同定性能があることをデータによって確認した。

目次

第 1 章	序論	1
第 I 部	MEG II 実験	2
第 2 章	$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理	3
2.1	標準理論と新物理	3
2.2	cLFV 反応	3
2.3	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索	3
第 3 章	MEG II 実験	6
3.1	MEG 実験	6
3.2	MEG II 実験	14
第 4 章	液体キセノン γ 線検出器	20
4.1	アップグレード概要	20
4.2	真空紫外光に感度のある大型 MPPC	21
4.3	期待性能	24
第 5 章	輻射崩壊同定用カウンター	27
5.1	動作原理	27
5.2	下流 RDC	27
5.3	上流 RDC	33
第 II 部	液体キセノン γ 線検出器時間較正	37
第 6 章	時間再構成	38
6.1	γ 線再構成アルゴリズムの概要	38
6.2	センサーの検出時間の算出	39
6.3	ヒット時間の再構成	39
第 7 章	pre-shower counter の研究開発	42
7.1	CEX	42
7.2	プロトタイプ試験	43
7.3	MEG II 実験における pre-shower counter	44

7.4	実機製作	51
7.5	測定時間分解能に含まれる影響の評価	52
7.6	β 線を用いた実機試験	54
7.7	γ 線を用いた実機試験	56
7.8	位置分解能の評価	59
7.9	まとめ	62
第 8 章	MPPC 時間オフセット測定	64
8.1	LED による測定	64
8.2	γ 線による時間オフセット測定	68
8.3	2 つの測定結果の比較	71
8.4	まとめ	72
第 III 部	輻射崩壊同定用カウンターの運用と試験	74
第 9 章	Pilot Run 2017	75
9.1	セットアップ	75
9.2	データ取得	76
9.3	データ解析	77
9.4	性能評価	78
9.5	まとめ	81
第 10 章	Pilot Run 2018	82
10.1	セットアップ	82
10.2	μ ビームの問題	83
10.3	データ取得	84
10.4	データ解析	85
10.5	性能評価	87
10.6	まとめ	88
第 11 章	エネルギー較正の改善	90
11.1	エネルギー較正手法	90
11.2	フィッティング関数の改善	90
11.3	γ 線源を用いた較正方法との比較	92
11.4	温度依存性	93
11.5	温度補正	94
11.6	バイアス補正	95
11.7	エネルギー分解能の評価	97
11.8	エネルギーの非線形性	98
11.9	まとめ	99

第 IV 部 結論	100
第 12 章 結論と今後の展望	101
12.1 結論	101
12.2 今後の展望	102
付録	103
A WaveDREAM の線形性の調査	103
謝辞	106

第 1 章

序論

素粒子物理学とは物質を構成する最小単位である素粒子とそれを支配する法則を探求する学問であり、標準理論と呼ばれる基本的な枠組みによって記述される。標準理論で提唱される素粒子は 17 種類あり、最後の粒子である Higgs 粒子の発見によって標準理論はひとまずの完成を迎えた。しかし、標準理論は多くの実験結果を精度良く記述する一方で説明のできない現象も残されており、標準理論を超えた新たな理論の必要性が指摘されている。

MEG II 実験は、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索する実験である。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は標準理論の枠組みにおいては、ニュートリノ振動を考慮しても分岐比が $O(10^{-54})$ であると見積もられており、その観測は不可能である。しかし、標準理論を超えた新たな枠組みでは分岐比が $10^{-12} - 10^{-14}$ 程度という観測可能なレベルであることが予言されている。つまり、この事象の発見は新物理の決定的な証拠となるのである。MEG II 実験の前身である MEG 実験は発見には至らなかったものの、分岐比の上限値として 4.2×10^{-13} (90% C.L.) という世界最高精度の測定結果を与え、新物理に強い制限を課した。MEG II 実験ではその 1 桁上の感度で探索することで $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発見を目指している。

本研究では、MEG II 実験へのアップグレードに際し、 γ 線検出時間の較正及びバックグラウンドの削減に関わる研究開発を行った。本実験において γ 線は液体キセノン γ 線検出器によって検出され、そのエネルギー、位置及び時間が再構成される。その中でも時間の再構成に着目し、液体キセノン γ 線検出器の時間較正に使用するタイミングカウンターの研究開発 (第 7 章) 及び時間再構成に必要な補正項の測定 (第 8 章) を行った。これにより、 γ 線検出時間の測定精度の向上を図る。また、 γ 線バックグラウンド事象を同定するために新たに導入された輻射崩壊同定用カウンターについて μ ビームを用いた試験を行い、その性能を評価した (第 9, 10 章)。更に、輻射崩壊同定用カウンターのエネルギー較正の改善を行った (第 11 章)。これにより、 γ 線バックグラウンドを削減し、探索感度を向上させる。

第 I 部

MEG II 実験

第 2 章

$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理

2.1 標準理論と新物理

標準理論は現在の素粒子物理学において最も成功した理論である一方で、早くからその限界が指摘されてきた。例えば、力の統一の未完成である。現代物理学では、本来統一されていた力が時間とともに4つの力に分離したと考えられている。その4つの力のうち電磁気力と弱い力は電弱相互作用として標準理論において統一された。しかし、強い力の統一はまだ成されておらず、重力に至っては標準理論で扱うことすらできない。また、標準理論で説明できるのは宇宙に存在するエネルギーのわずか5%のみであり、残りの95%を占める暗黒物質や暗黒エネルギーの正体はわかっていない。その他にも標準理論では説明できない現象がいくつも存在する。

そんな中、標準理論に代わる新たな理論が多く提唱されている。有力な候補の1つとして挙げられるのが、超対称性理論である。超対称性理論によって提唱される超対称性粒子は暗黒物質の候補となるだけでなく、強い力の統一を可能にする。また、重力も統一的に扱う理論として超弦理論というものも考えられている。

2.2 cLFV 反応

標準理論を超える物理の1つに、荷電レプトンフレーバー保存の破れ (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) と呼ばれる現象がある。標準理論において、物質を構成する素粒子であるフェルミオンはそれぞれ6種類のクォークとレプトンからなる (図 2.1)。そのうちレプトンは更に荷電レプトンと中性レプトン (ニュートリノ) に分けられる。これらの素粒子には3世代のフレーバーが存在し、レプトンフレーバーは保存量であると考えられてきた。ところが、ニュートリノ振動と呼ばれる中性レプトンフレーバー混合現象の観測により、レプトンフレーバーは保存量ではないことが明らかになった。このことは荷電レプトンのフレーバー混合現象が存在することを示唆しているが、その存在は未だ発見されていない。

2.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索

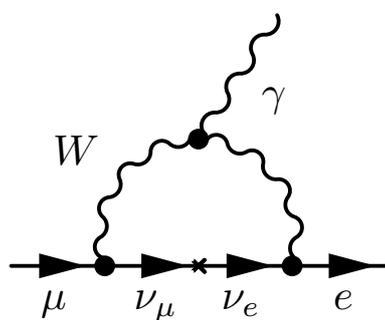
$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は cLFV 事象の1つである。先述の通りこの反応はレプトンフレーバー保存により禁止されているが、ニュートリノ振動の効果を考慮すると図 2.2(a) のような過程を経ることで

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{j=2,3} U_{\mu j}^* U_{ej} \frac{\delta m_{j1}^2}{M_W^2} \right|^2 \sim 10^{-54} \quad (2.1)$$

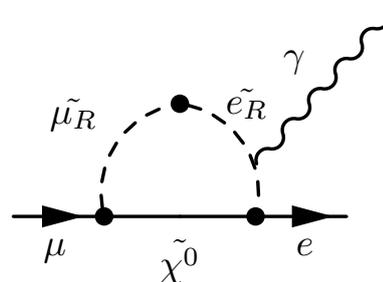
という分岐比で起こりうると計算されている [1]。ただし、 α は微細構造定数、 U はレプトン混合行列、 δm_{ij}^2 はニュートリノ質量の二乗の差、 M_W は弱い力を媒介する粒子の質量である。しかし、この分岐比は極めて小さいため、その実験的観測は不可能である。ところが、標準理論を超えた理論によって $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が観測可能な分岐比で

		I	II	III
クォーク		u	c	t
		d	s	b
レプトン	荷電	e	μ	τ
	中性	ν_e	ν_μ	ν_τ

図 2.1 標準理論のフェルミオン



(a) 標準理論による崩壊過程。



(b) 新物理による崩壊過程。重い新粒子の媒介をしている。

図 2.2 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊過程

起きることが予言されている。例えば大統一理論やシーソー機構に超対称性を導入した理論では、図 2.2(b) のように重い新粒子の媒介を仮定することで、その分岐比は $10^{-12} - 10^{-14}$ であると予想されている [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]。すなわち、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発見は新物理の決定的な証拠であり、その分岐比などの情報は理論への制限を可能にする。

過去数十年に渡って $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索が行われてきた。図 2.3 は他の μ 粒子 cLFV 過程を含めた cLFV 探索実験による分岐比の上限値 (90% C.L.) を示している [10]。探索精度は 10^{-13} という発見し得る領域にまで迫っており、更に高い精度で探索を目指す今後の実験への期待が高まっている。

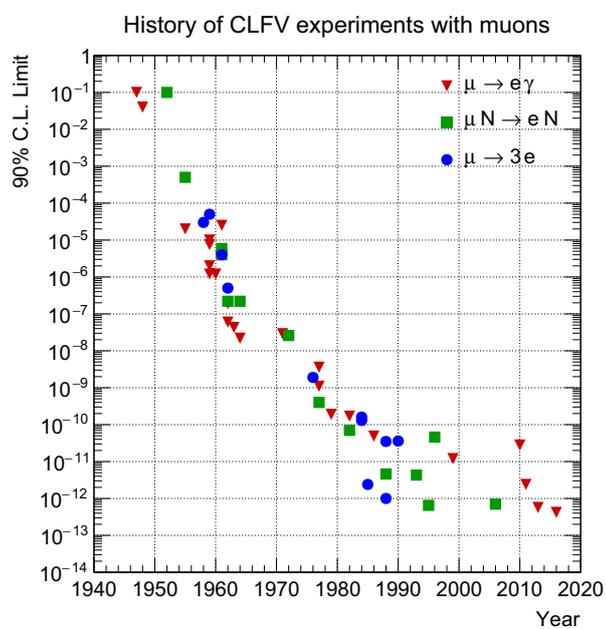


図 2.3 cLFV 探索の歴史 [10]。

第 3 章

MEG II 実験

本章では MEG II 実験について紹介する。そこでまず、MEG II の前身である MEG 実験について述べ、次いで MEG II 実験へのアップグレードについて述べる。

3.1 MEG 実験

MEG 実験は 2009 年から 2013 年にかけてスイスの Paul Scherrer Institut (PSI) でデータ取得が行われ、2016 年に $Br(\mu \rightarrow e\gamma) \leq 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) という最終結果を得た [11]。この結果は現在の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の最高精度の値である。

3.1.1 実験的背景

$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索は μ^- の場合ミューオンウム原子が形成されてしまうため、 μ^+ を用いて行われる。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 反応は μ^+ の 2 体崩壊であるため、信号事象は以下の 3 つの特徴を持つ。

1. e^+ と γ が同時に放出される
2. e^+ と γ が反対方向に放出される
3. e^+ と γ のエネルギーが等しく 52.8 MeV (μ^+ の質量の半分) である

このような信号事象数は以下のような式で表される [10]。

$$N_{\text{sig}} = R_{\mu} \times T \times \Omega \times B \times \epsilon_{\gamma} \times \epsilon_e \times \epsilon_s \quad (3.1)$$

ただし、 R_{μ} は μ レート、 T はデータ取得時間、 Ω は検出器の立体角、 B は信号事象の分岐比、 $\epsilon_{\gamma,e,s}$ はそれぞれ γ 、 e 、イベントセレクションの検出効率である。

先述の条件を満たす事象を探す場合、背景事象となるものは大きく分けて 2 つある。1 つ目は物理的背景事象である Radiative Muon Decay (RMD) である。この崩壊は $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_{\mu}\gamma$ という 4 体崩壊であり、2 つのニュートリノを伴うことで放出方向及びエネルギーが上記の条件を満たさなくなる。よって十分な分解能で測定することで、この背景事象は排除することができる。2 つ目は異なる起源でありながら、52.8 MeV 程度のエネルギーを持つ e^+ と γ が同時に、反対方向に放出されるような偶発的背景事象である。 e^+ の発生源となるのは $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_{\mu}$ (Michel decay) という反応であり、ほぼ 100% の分岐比を持つ。 γ の発生源となるのは RMD または Michel decay 由来の e^+ と物質中の e^- との対消滅である。

このような偶発的背景事象の数は μ レート R_{μ} 、データ取得時間 T 、 γ のエネルギー ΔE_{γ} 、 e の運動量分解能 ΔP_e 、 e と γ がなす角 $\Theta_{e\gamma}$ に対する角度分解能 $\Delta\Theta_{e\gamma}$ 及び e と γ の時間差に対する時間分解能 $\Delta t_{e\gamma}$ と

$$N_{\text{acc}} \propto R_{\mu}^2 \times \Delta E_{\gamma}^2 \times \Delta P_e \times \Delta\Theta_{e\gamma}^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T \quad (3.2)$$

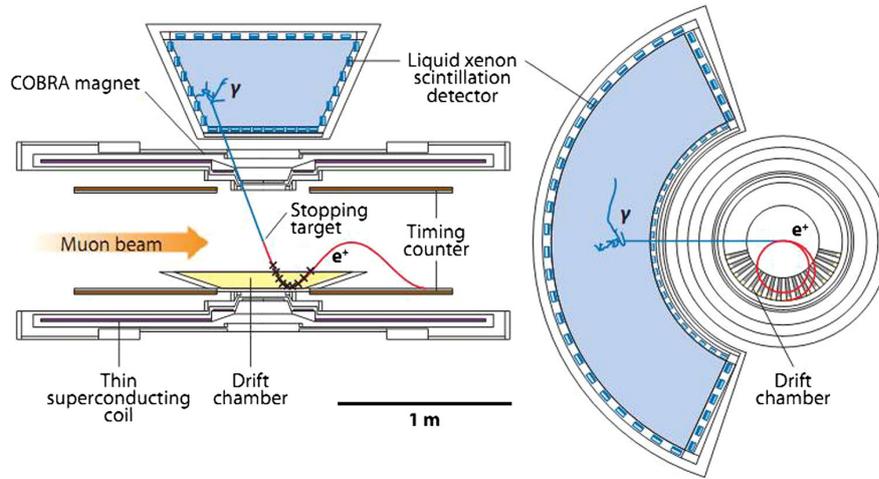


図 3.1 MEG 実験の検出器。

という関係を持つ。ここで注目すべきなのは、信号事象数が R_μ に比例するのに対し、偶発的背景事象数は R_μ^2 に比例するという点である。同じ μ の崩壊数 $R_\mu \times T$ に対して R_μ が高い方が背景事象数が多くなってしまいうため、断続的に高レートとなるパルスビームよりも直流ビームの方が適していることがわかる。また、検出器の分解能が高ければより高レートのビームを使用することができる。

3.1.2 実験概要

MEG 実験は PSI において世界最大強度の直流 μ^+ ビームを使用して行われた。図 3.1 に検出器の全体像を示す。検出器の中央部に置かれた静止ターゲットによって μ^+ を止め、崩壊させる。その周りは COBRA 磁石によって磁場がかけられており、崩壊した μ^+ から放出された e^+ は螺旋軌道を描きながらドリフトチェンバーとタイミングカウンターによって検出される。一方で γ は液体キセノン γ 線検出器によって検出される。

3.1.3 ビーム

MEG 実験は大強度の直流 μ^+ ビームを利用できる PSI の $\pi E5$ ビームラインで行われた。図 3.2 に PSI の実験ホールとビーム生成の流れを示す。まず陽子を Cockcroft-Walton 加速器、Injector 2 サイクロトロン、リングサイクロトロン (図 3.3) という 3 つの加速器によって加速し、最終的に陽子のエネルギーは 590 MeV に到達する。表 3.1 にリングサイクロトロンの特徴をまとめる。この陽子ビームをターゲット E と呼ばれる 4 cm 厚のカーボングラファイトターゲット (図 3.4) に衝突させ、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ によって生成される μ^+ を取り出すことで最大 $1 \times 10^8 \mu^+/s$ の μ^+ ビームを供給する。MEG 実験では検出器の性能が不十分であったため、 $3 \times 10^7 \mu^+/s$ というレートで実験が行われた。

ターゲット E で生成した μ^+ ビームは $\pi E5$ ビームラインに供給される (図 3.5)。このビームラインは元々の陽子ビーム方向に対して 166° 方向に位置しており、カーボングラファイトターゲットの表面で生成された μ^+ を磁石によって取り出す。この μ^+ ビームの運動量は中心が 28 MeV/c で、5-7% の広がり (FWHM) を持っている。 μ^+ ビームは ASC41 双極子磁石によって曲げられた後、 $\pi E5$ エリアに送られる。そこではまず、3 つの四重極磁石によってビームを絞る。そして Wien filter によってビーム中の粒子を分離する (図 3.6)。カーボングラファイトターゲットやビームライン上では π^0 崩壊や Michel 崩壊によって e^+ 生成されるため、ビーム中には μ^+ だけでなく、その 8 倍の量の e^+ が混合している。この e^+ は Wien filter を介すことで μ 粒子の 1% 以下にまで削減され

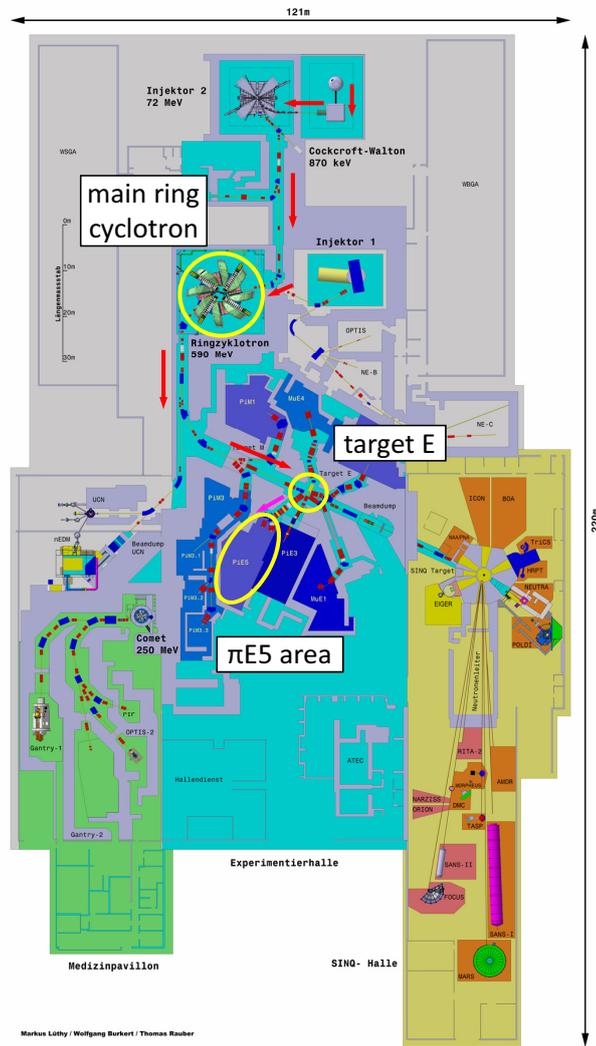


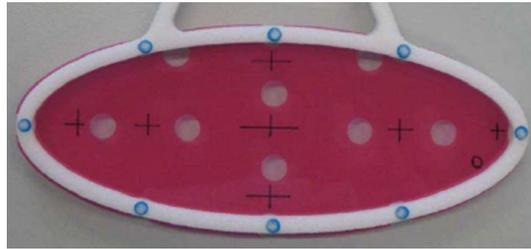
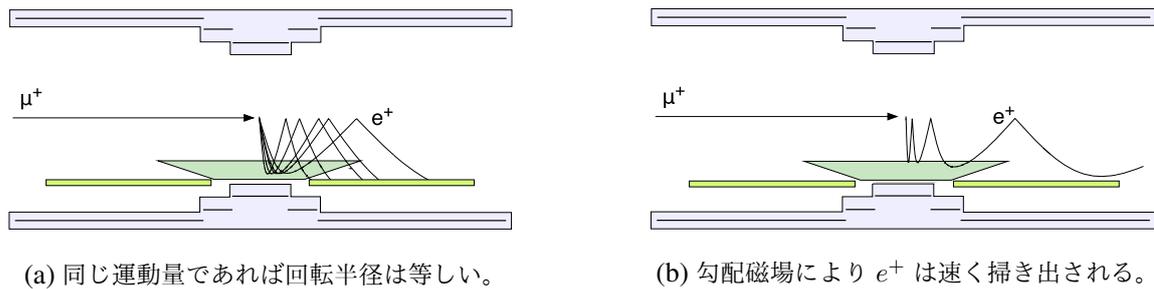
図 3.2 PSI の実験ホール [12]。赤矢印はビームの進行方向を示している。



図 3.3 メインのリングサイクロトロン加速器 [12]。



図 3.4 陽子ビームのターゲット [12]。

図 3.7 MEG 実験で使用された μ^+ 静止ターゲット [11]。

(a) 同じ運動量であれば回転半径は等しい。

(b) 勾配磁場により e^+ は速く掃き出される。

図 3.8 COBRA 磁石の概念図 [11]。

- RMD 由来の γ 線がターゲット上で電子陽電子対生成するのを防ぐこと
- バックグラウンド γ 線の生成を減らすこと
- ターゲット上での崩壊点及び崩壊点での運動方向が再構成可能であること
- 形状の変化が小さいこと

MEG 実験で使用されたターゲットはポリエチレンとポリエステルからなり、密度 0.895 g/cm^3 、厚さ $205 \mu\text{m}$ である。ビーム軸に対して 20° 程度傾けて設置することで、ビーム軸方向の物質量を増やしより多くの μ^+ を静止させることができる一方、検出器方向の物質量を減らし崩壊後の粒子の多重散乱やバックグラウンド γ 線の生成を抑えることができる。これにより 80% 程度の静止効率を達成した。また、ターゲット上の 7 つのマークと 8 つの穴を用いてターゲットの位置と形状が測定された。

3.1.5 超伝導磁石 COBRA

COntant Bending Radius (COBRA) 磁石は MEG 実験のために開発された超伝導磁石である。COBRA の最大の特徴は勾配磁場にあり、 e^+ の放出方向に関わらず同じ運動量であれば等しい回転半径となり、信号領域の高エネルギー e^+ のみを選択的に検出することができる (図 3.8)。また、中心から離れるほど磁場が弱くなっているため放出角の小さな e^+ でも素早く掃き出すことができる。これらにより、MEG 実験のような高レート環境下において効率的にデータを取得することが可能である。

3.1.6 ドリフトチェンバー

e^+ の飛跡はドリフトチェンバーによって測定される。ドリフトチェンバーは 16 個のモジュールから構成されている。1 つのモジュールは 2 層構造となっており、センスワイヤとポテンシャルワイヤがビーム軸方向に交互に張られた層が互い違いに並んでいる。これによりセンスワイヤのどちら側を粒子が通過したかを特定することができる。カソードフィルムとしてビーム軸方向に対してパターンを持つバーニヤパッドを使用することで、ビーム軸方

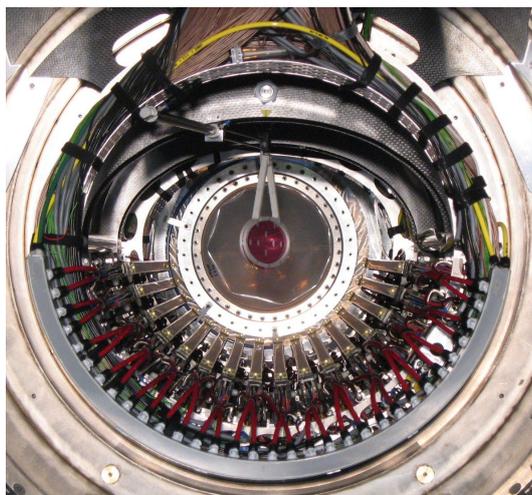
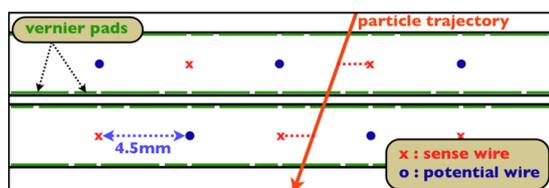
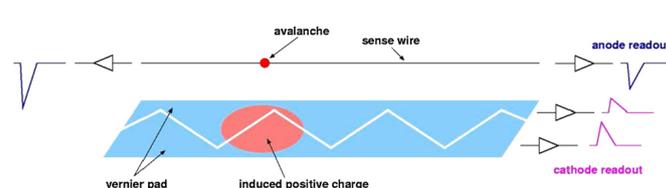


図 3.9 ドリフトチェンバー [11]。16 枚のモジュールからなる。



(a) モジュールの構造。2 層のワイヤ層が半周期ずらして配置されている。



(b) バーニヤパッドの原理。パッドに誘起された電荷を読み出すことでビーム軸方向の位置を特定する。

図 3.10 ドリフトチェンバーの概念図 [11]。

向の位置を知ることができる。また、多重散乱を防ぐために低物質量の物質で構成されており、 $\text{He}:\text{C}_2\text{H}_6=1:1$ の混合ガスが用いられた。

3.1.7 陽電子タイミングカウンター

ドリフトチェンバーを通過した e^+ は外側に置かれた陽電子タイミングカウンターによって時間を測定される。陽電子タイミングカウンターはそれぞれ z 軸方向及び ϕ 方向を測定するシンチレータから構成される (図 3.11)。ビーム軸方向に沿って 15 本のシンチレータバーが並べられ、両端に接着された光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube, PMT) によって読み出される。それと直交するように 128 本のシンチレーションファイバーが張られ、Avalanche PhotoDiode (APD) で読み出しを行う。

3.1.8 液体キセノン γ 線検出器

γ 線のエネルギーや位置、時間は液体キセノン γ 線検出器によって測定される。図 3.12 のような断熱真空容器に 900 L の液体キセノンが封入されている。シンチレータとして用いられた液体キセノンは以下のような特徴を持つ。

利点

- 高密度による高い阻止能 (2.98 g/cm^3 [14])
- 大発光量 (46000 photon/MeV [15])

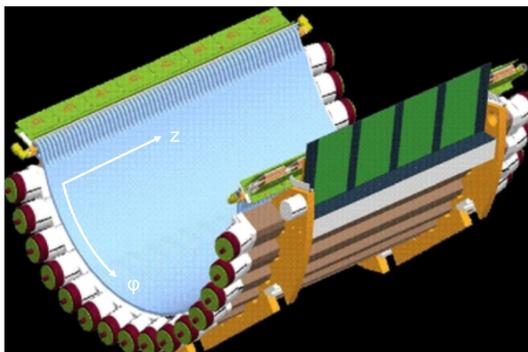


図 3.11 陽電子タイミングカウンター [11]。z 方向を測定するシンチレーションファイバー（内側）と ϕ 方向を測定するシンチレータバー（外側）から構成される。

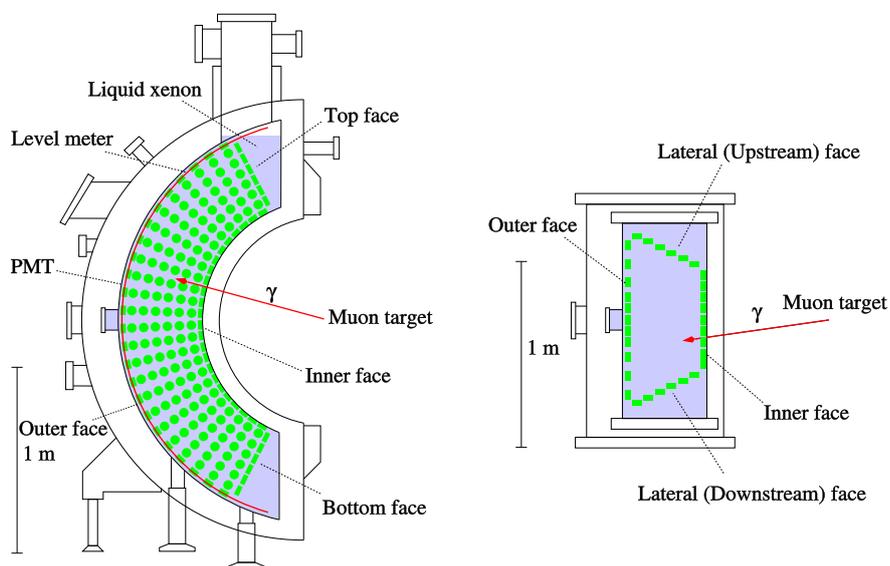


図 3.12 液体キセノン γ 線検出器の概念図 [11]。Downstream 面（左）と Top 面（右）から見た図。

- 速い応答（発光時定数 45 ns [16]）
- 液体による均一性

欠点

- シンチレーション光が真空紫外光（175 nm [17]）である
- 高純度・低温（165 K）で保持する必要がある
- 高価

シンチレーション光の検出には浜松ホトニクスと共同で開発された PMT が使用された [18]。この PMT はキセノンのシンチレーション光に対して十分な感度を持つよう設計されている。検出器の内側の各面に計 846 個の PMT が全体を覆うようにして配置された（図 3.13、3.14）。

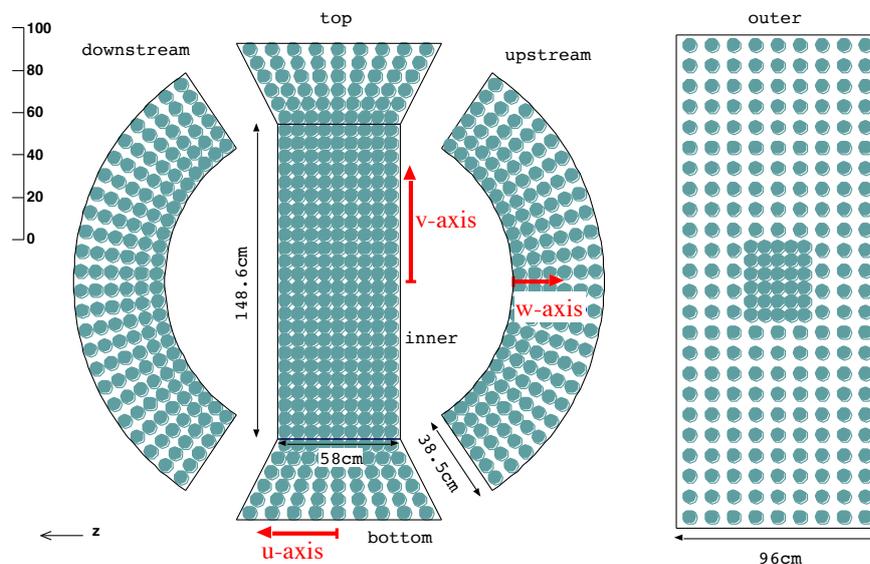


図 3.13 液体キセノン γ 線検出器の PMT 配置 [19]。赤矢印は液体キセノン γ 線検出器の uvw 座標系の方向を示す。

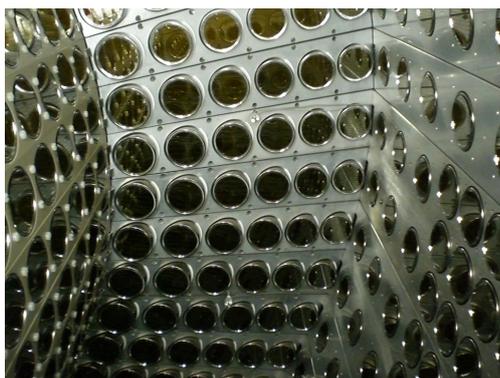
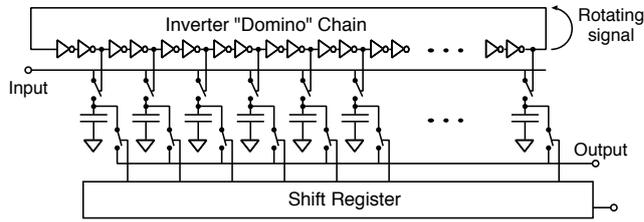


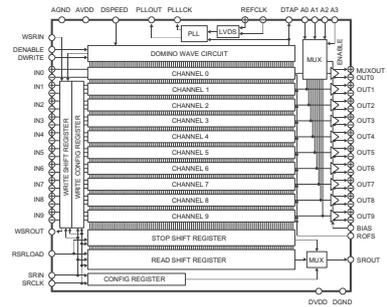
図 3.14 液体キセノン γ 線検出器の内部。壁面に取り付けられた PMT によってシンチレーション光を検出する。

3.1.9 DAQ

DAQ には Domino Ring Sampler 4 (DRS4) と呼ばれる波形デジタイザーが使用された [20]。リング状に繋がれたインバータ遅延鎖によってドミノウェーブと呼ばれるサンプリング信号が生成される。この信号によってサンプリングされた電圧情報が 1024 個のコンデンサにそれぞれ溜められる。トリガーがかかるとこの電圧がシフトレジスタによって順に読み出される。サンプリング周波数は電圧によってコントロールされ、0.5–5 GSPS と変えることができる。時間を測定する陽電子タイミングカウンターと液体キセノン γ 線検出器には 1.6 GSPS、ドリフトチェンバーには 0.8 GSPS が使用された。



(a) DRS4 の読み出し原理。インバータ遅延鎖が各チャンネルのコンデンサにサンプリング信号を送る。



(b) DRS4 チップのブロックダイアグラム。1つのチップに8つの読み出しチャンネルと1つのクロックチャンネルが載っている。

図 3.15 DRS4 の動作原理 [20]。

3.2 MEG II 実験

3.2.1 アップグレードの概要

MEG II 実験は MEG 実験をアップグレードし、一桁上の感度で探索することを目指している。MEG 実験の探索感度を制限したのは偶発的背景事象である。先述のように信号事象数はビームレートに比例する一方で、偶発的背景事象数はビームレートの2乗に比例するため、MEG 実験では $3 \times 10^7 \mu^+/s$ へとビーム強度を抑えて実験せざるを得なかった。MEG II 実験では2倍以上強度を上げ、 $7 \times 10^7 \mu^+/s$ というビームレートでのデータ取得を目指す。

ビーム強度の増強に伴い増加する偶発的背景事象数を抑制するためには各検出器の分解能向上及び物質量の低減が必須である。図 3.16 にアップグレードの概略図を示す。まず、 μ^+ 静止ターゲットを薄くすることで崩壊した粒子の多重散乱を抑える。ドリフトチェンバーは低物質質量・一体型のものに一新し、多重散乱を抑えると共に陽電子タイミングカウンターの直前までトラッキングすることで検出効率を上げる。陽電子タイミングカウンターはシンチレータを細分化することでレート耐性及び時間分解能を向上させる。液体キセノン γ 線検出器は、検出器の有効体積を広げ、入射面の PMT を Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) に置き換えることで分解能を向上させる。更に、 γ 線背景事象を同定するための検出器を新たに導入し、背景事象数の削減を図る。

3.2.2 ターゲット

崩壊点の位置を知るためには、ターゲットの位置と形状を把握しておく必要がある。MEG 実験ではターゲットの不定性が e^+ の放出角の大きな系統誤差となった。MEG II 実験では角度分解能が向上するため、ターゲットの位置と形状の情報が更に重要になる。そこで、ターゲットの材質を PVT に変更する (図 3.17)。このターゲットはビームが当たるとシンチレーション光を発するため、その発光をカメラでモニターすることでビームの位置を知ることができる。更に、ターゲット上に印刷されたパターンを CCD カメラで撮影して位置を再構成することによって位置や変形をモニターする。

3.2.3 ドリフトチェンバー

MEG II のドリフトチェンバーは全長 1.91 m の円筒一体型のものに一新される (図 3.18)。分割型のドリフトチェンバーを使用していた MEG 実験では、それぞれのモジュールのフレームやエレクトロニクスによって e^+ が

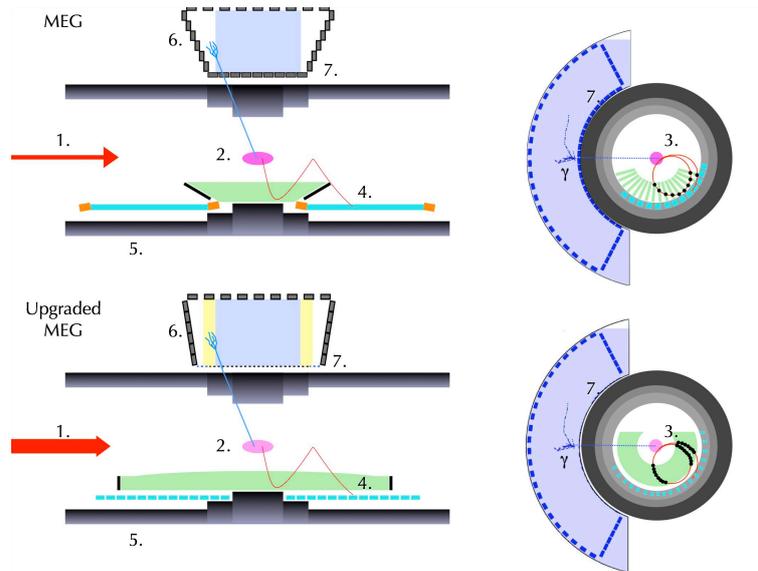


図 3.16 MEG II アップグレードの概略図 [21]。MEG (上) と MEG II (下)。1. μ ビームレートを 2 倍にする。2. ターゲットを薄くする。3. ドリフトチェンバーの分解能を向上させる。4. 陽電子タイミングカウンターの直前まで飛跡を取得する。5. 陽電子タイミングカウンターのレート耐性及び時間分解能を向上させる。6. 液体キセノン γ 線検出器の有効体積を大きくする。7. 液体キセノン γ 線検出器の入射面の PMT を MPPC に置き換える。



図 3.17 MEG II 実験の μ ビーム静止ターゲット [10]。モニター用のパターンが印刷されている。

散乱されてしまったことが、 e^+ の検出効率を下げる要因となった。この一体型ドリフトチェンバーを使用することで、散乱を抑えることができる。また、タイミングカウンターの直前まで e^+ をトラッキングすることで、タイミングカウンターとの粒子のマッチング効率を上げることができる。センスワイヤーとフィールドワイヤーからなる層が 9 層あり、各層は互い違いに 6.0° から 8.5° の角度をつけて張られている。ドリフトセルの大きさは層によって $6.6\text{--}9.0\text{ mm}$ 平方である。また、 $\text{He} : \text{iso-C}_4\text{H}_{10} = 9 : 1$ の混合ガスを使用することで物質量を削減する。

3.2.4 陽電子タイミングカウンター

MEG II 実験の陽電子タイミングカウンターは上流側と下流側にそれぞれ 256 個、計 512 個に細分化されたシンチレーションカウンターから構成される (図 3.19)。1 つのシンチレータの大きさは $40, 50 \times 120 \times 5\text{ mm}^3$ であり、直列接続された 6 個の Silicon PhotoMultiplier (SiPM) によって両端から読み出しを行う (図 3.20)。シンチレータとしては高速プラスチックシンチレータである BC-422 (Saint-Gobain) が使用され、単体での時間分解能は 65 ps 程度である。このタイミングカウンターの利点は細分化された構造にあり、信号となる e^+ が平均で 9 程度の複数のシンチレーションカウンターに当たることで 35 ps 程度の時間分解能を達成することができる。また細分化されているため、ビームレートが増加してもシンチレータ当たりのヒットレートを低く抑えることができる。

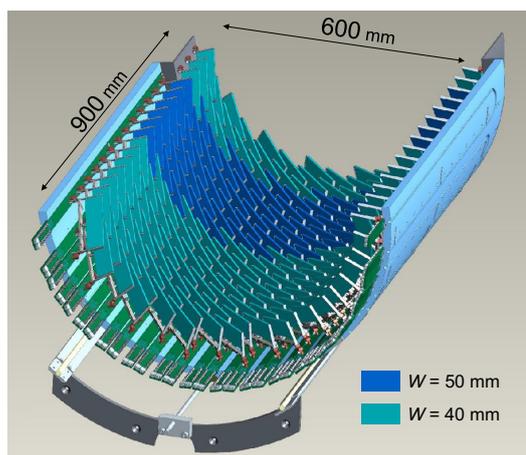


(a) ドリフトチェンバーの全体図。

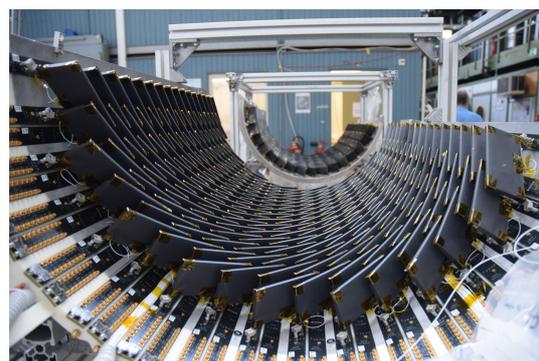


(b) エンドプレート拡大図。

図 3.18 MEG II ドリフトチェンバー [10]。



(a) 下流側の陽電子タイミングカウンターのデザイン。1つのシンチレーションカウンター幅は40 mm または50 mm である。



(b) 建設された陽電子タイミングカウンター。

図 3.19 MEG II 陽電子タイミングカウンター [10]。

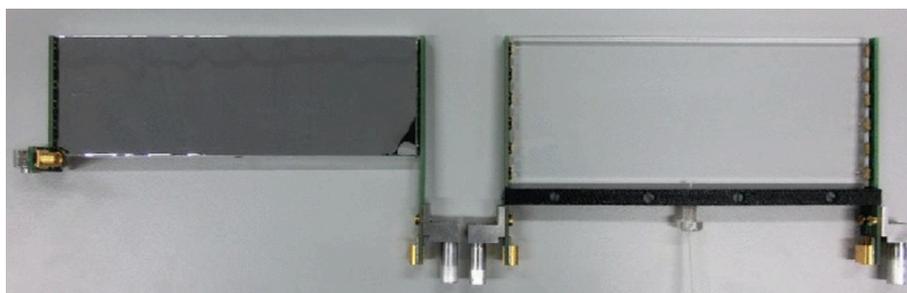


図 3.20 MEG II 実験の陽電子タイミングカウンターを構成するシンチレーションカウンター [10]。1つのシンチレータの大きさは $40, 50 \times 120 \times 5 \text{ mm}^3$ である。両端に接着された6個の直列接続された SiPM により読み出しを行う。時間較正用のファイバーが挿入されている。

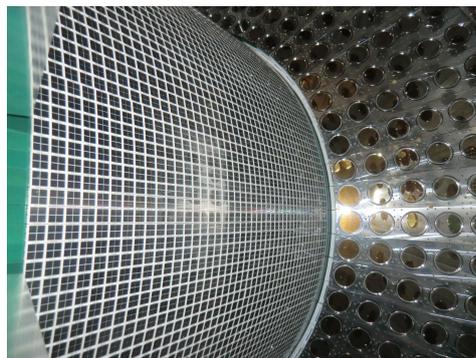


図 3.21 液体キセノン γ 線検出器の内部。入射面の PMT が MPPC に置き換えられた。

3.2.5 液体キセノン γ 線検出器

液体キセノン γ 線検出器の最大の変更点は γ 線の入射面に配置されていた 216 個の PMT が 4092 個の MPPC に置き換えられたことである (図 3.21)。MEG 実験では、 γ 線が入射面付近で反応した際に発生するシンチレーション光の収集率の場所依存性が大きいことが検出器のエネルギー分解能を制限した。そこで、2 インチの PMT から $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の MPPC へと変更することで、より高精細で一様な読み出しが可能になり、分解能が向上する。詳しくは第 4 章にて述べる。

3.2.6 輻射崩壊同定用カウンター

輻射崩壊同定用カウンター (Radiative Decay Counter, RDC) は RMD 由来の γ 線バックグラウンドを削減することを目的に MEG II 実験において新たに導入された検出器である。先述の通り、MEG 実験における主要な背景事象は偶発的背景事象であり、その γ 線バックグラウンドとなり得るのが RMD や AIF (Annihilation In Flight) 由来の γ 線である。図 3.22 に γ 線バックグラウンドとなる事象の割合を示す。AIF についてはドリフトチェンバーの低物質量化によって減少するのに対して、RMD は変わらない。そこで、RMD 由来の γ と同時に放出される e^+ を検出することで RMD を同定し背景事象を減らす、というのがこの検出器のコンセプトである。この検出器はビームの上流側、下流側の 2 箇所に導入が可能であり、既に下流側 RDC が導入されている。これにより、探索感度は 15% 改善する。上流側 RDC は開発段階であり、その導入により更に探索感度が 10% 向上する見込みである。RDC については第 5 章において詳述する。

3.2.7 DAQ

MEG II 実験ではチャンネル数の増大に対応するために、新たに WaveDREAM と呼ばれる DAQ ボードが開発された。WaveDREAM には信号増幅や HV 供給、波形の取得、トリガーといった複数の機能が搭載されている。1 つの WaveDREAM には DRS4 が 2 つ載せられており、計 16 チャンネルの読み出しを行うことができる。DAQ システムはクレート単位で統括されており、1 つのクレートに 16 個の WaveDREAM と Crate Management Board (CMB)、Trigger Concentrator Board (TCB)、ancillary board がそれぞれ 1 つずつ搭載されている。CMB はクレート全体への電力の供給などの役割を果たす。TCB は各チャンネルで取得した入力を統合し、複雑なトリガーの発行を可能にする。ancillary board はクレート間同期用のクロック信号を供給する。この ancillary board は最終的に Data Concentrator Board (DCB) に置き換えられる。DCB はクロック信号の供給だけでなく、WaveDREAM

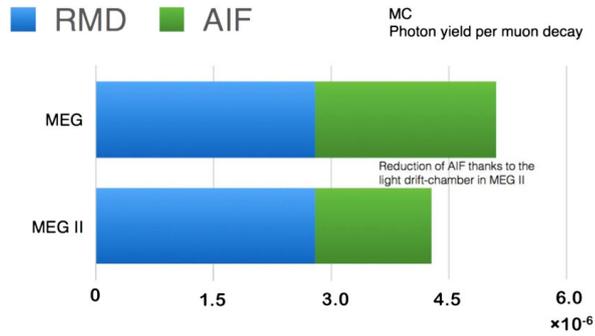


図 3.22 γ 線バックグラウンドとなる事象数。ただし、 γ 線のエネルギーが 48 MeV 以上の場合である。ドリフトチェンバーの物質量の減少により AIF は減少するが、RMD の事象数は変わらない。

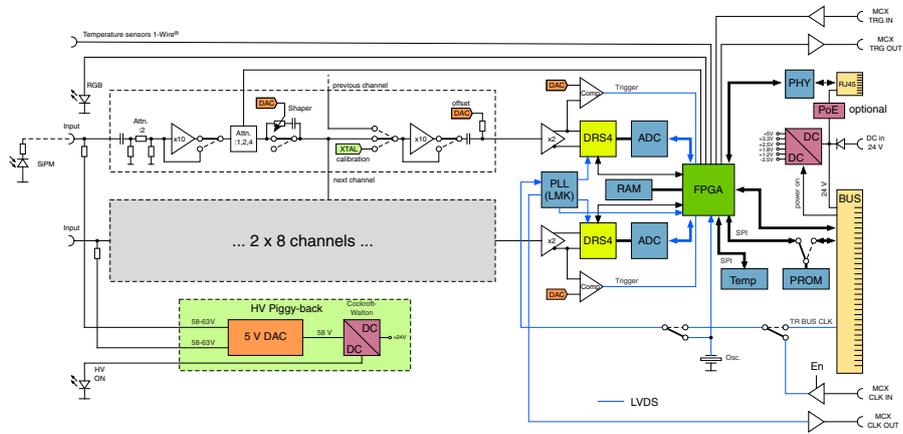


図 3.23 WaveDREAM の概念図。

の設定やトリガー信号の分配、データの読み出しも担当する。

3.2.8 期待される性能

以上のアップグレードによって期待される分解能を表 3.2 にまとめる。3 年間のデータ取得を経て、最終的に 6×10^{-14} *1 という感度まで到達する見込みである。

*1 上流側 RDC による改善は含まれていない。

表 3.2 MEG II の期待性能 [10]。

	MEG	MEG II
Resolution		
E_{e^+} (keV)	380	130
θ_{e^+} (mrad)	9.4	5.3
ϕ_{e^+} (mrad)	8.7	3.7
z_{e^+}/y_{e^+} (mm) core	2.4/1.2	1.6/0.7
E_γ (%) ($w \leq 2$ cm)/($w \geq 2$ cm)	2.4/1.7	1.1/1.0
$u_\gamma/v_\gamma/w_\gamma$ (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
$t_{e^+\gamma}$ (ps)	122	84
Efficiency (%)		
Trigger	≈ 99	≈ 99
Photon	63	69
e^+ (tracking \times matching)	30	70

第 4 章

液体キセノン γ 線検出器

4.1 アップグレード概要

MEG 実験で使用された液体キセノン γ 線検出器は、液体キセノンシンチレータと PMT から構成されていた。この検出器の問題点として、入射面から近い場所で γ が相互作用を起こしたようなイベントについて、シンチレーション光の収集効率が入射位置に大きく依存していたことである (図 4.1)。入射面には 216 個の PMT が敷き詰められており、その配置はできるだけ密になるよう工夫されていた。しかし、敷き詰めるにも限度があり、PMT の光電面の直径が 46 mm であるのに対して、PMT の中心間距離は 62 mm であった。この配置により、入射面の PMT 直上で反応したイベントと隙間部分で反応したイベントで光量の収集量に差ができ、結果として位置及びエネルギー分解能を制限する要因となってしまった。

そこで、MEG II 実験では入射面の PMT を MPPC に置き換えた。この MPPC は PMT よりも小さく、形状が四角であることから、より密に敷き詰めることができる。つまり、シンチレーション光のより一様な読み出しが可能になり、分解能が改善される。また、より精細にシンチレーション光の分布を捉えることができるため、近接したパイルアップイベントの分離が可能になった (図 4.2)。

また、側面の PMT の配置にも変更が加えられた (図 4.3)。まず γ 線入射面がビーム軸方向にそれぞれ 10% 程度広げられた。これにより側面付近に入射した γ 線のエネルギーが漏れ出てしまうことを防ぐことができる。また、側面の PMT の光電面が同一平面上に乗るように向きが変更された。MEG 実験では光電面がビーム軸に垂直に向けられていたが、この配置の場合 PMT の側面による影によってシンチレーション光の収集効率が下がってしまっ

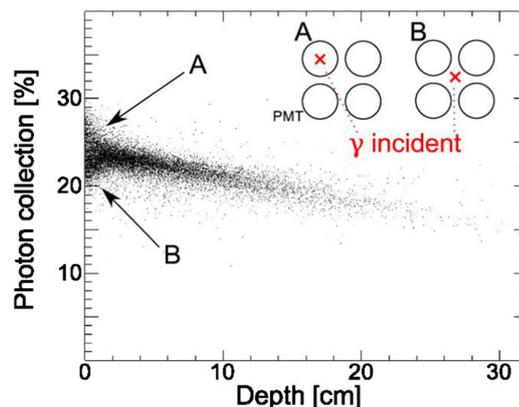


図 4.1 液体キセノン γ 線検出器の光量収集効率の深さ依存性 [10]。浅いイベントの場合 γ の入射位置によって検出される光量が異なる。

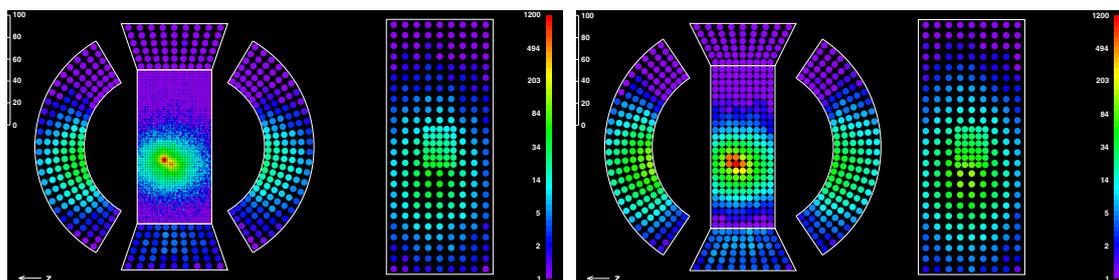


図 4.2 MC シミュレーションによる液体キセノン γ 線検出器のイベントディスプレイ [10]。同じイベントをそれぞれ MEG II (左) と MEG (右) の検出器で検出した場合。

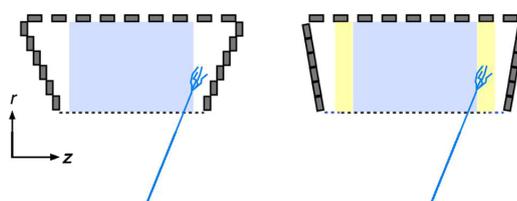


図 4.3 液体キセノン γ 線検出器の PMT の配置 [10]。MEG (左) と MEG II (右) の検出器。

ていた。PMT の影をなくすことで収集効率を一様にし、エネルギー分解能を向上させる。

4.2 真空紫外光に感度のある大型 MPPC

液体キセノン γ 線検出器のアップグレードのために真空紫外光に感度のある大型 MPPC[22] が新たに開発された。本節では、まず SiPM の基本性質に触れた後に、開発された MPPC について述べる。

4.2.1 SiPM

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) とは浜松ホトニクス製の Silicon Photo-Multiplier (SiPM) のことを指す。SiPM は複数のガイガーモード Avalanche Photo Diode (APD) からなる光半導体素子である。各 APD の PN 接合に逆電圧を印可することで空乏層を作り、空乏層に入射した光子によって電子・正孔対が生成される。この電子と正孔は電界によってそれぞれ N^+ 、 P^+ 側にドリフトする。このとき印可電圧が十分に高い場合、これらのキャリアが結晶中の格子と衝突し、新たな電子・正孔対を発生させる。この新しくできた電子・正孔対も加速、衝突し、別の電子・正孔対を発生させる。これを繰り返すことで電子・正孔対が指数関数的に増加する (アバランシェ増幅)。印可電圧を上げるとより加速されるようになるため生成される電子・正孔対がさらに多くなる。この印可電圧が降伏電圧と呼ばれるある閾値を超えると、入射光量の大小に関わらず一定の値を出力するようになる (ガイガー放電)。降伏電圧以上の電圧で動作させた状態をガイガーモードと呼ぶ。ガイガーモードにおいては、入射光子が 1 光子のみであっても放電によって高い増幅率を得ることができるため、大きな出力を得ることができる。

SiPM はガイガーモードの APD を並列接続したものであり、各 APD ピクセルは入射光子数によらず一定の出力となる。ピクセル数が入射光子数に対して十分大きければ、各ピクセルの出力の総和は入射光子数に比例するため、フォトンカウンティングが可能である (図 4.4)。一方で、入射光子数が増加すると、同一ピクセルに複数の光子が入射するようになる。この場合でも 1 つのピクセルの出力は 1 光子が入射した場合と変わらないため、出力の線型性が失われてしまう。よって、SiPM を選出する際にはピクセル数に留意する必要がある。

一度ガイガー放電が始まれば、素子内部の電界が保たれている間は放電が継続する。次の光子を検出するために

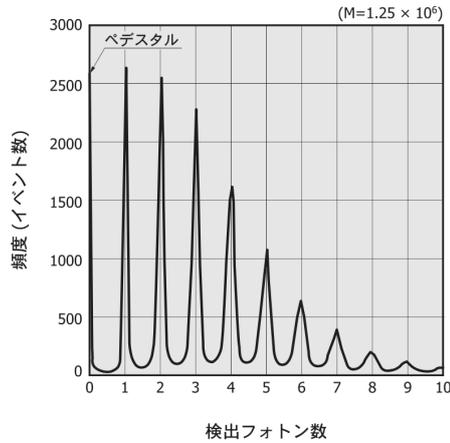


図 4.4 SiPM のパルス波高スペクトル [23]。検出光子数に応じた離散的な分布となる。

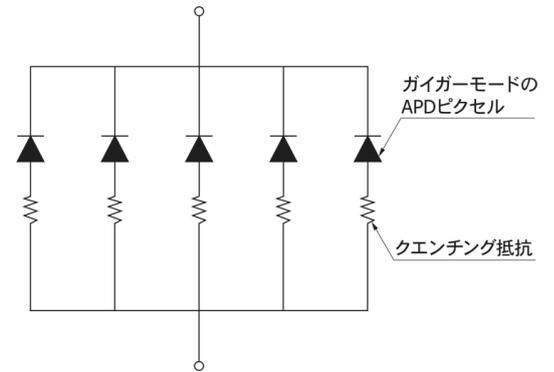


図 4.5 SiPM の回路図 [23]。各 APD にクエンチング抵抗が直列に接続されている。

表 4.1 SiPM と PMT の特徴。

SiPM	PMT
高ゲイン ($10^5 \sim 10^6$)	高ゲイン ($10^6 \sim 10^7$)
磁場中で動作可能	磁場に有感
光子数識別可能	光子数識別可能
一光子時間分解能が良い O(100 ps)	一光子時間分解能が良い O(100 ps)
動作電圧が低い O(10 V)	動作電圧が高い O(1000 V)
小さい O(mm)	大きい O(cm)
安価 (≤ 1 万円)	高価 O(10 万円)

は素早く放電を止める必要がある。そこで APD にクエンチング抵抗が直列に接続されている (図 4.5)。ガイガー放電による電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、直列接続された APD の動作電圧が下がる。そして降伏電圧以下になることで放電が止まり、次の光子の入射に備える。

表 4.1 に SiPM と従来光検出器として使われてきた PMT の特徴をまとめる。SiPM には様々な利点が存在する。一方で、降伏電圧の温度依存性や放射線耐性といった欠点もあり、取り扱いの際には留意する必要がある。

また、SiPM には主に 3 種類のノイズ源が存在する。

ダークノイズ

熱励起によって発生したキャリアによってアバランシェ増幅が起きることで発生するパルス。入射光子に関係なく、常に発生する。温度を下げることで発生確率を抑えられる。

クロストーク

アバランシェ増幅の過程で発生した光子が異なるピクセルに入射することで、そのピクセルにパルスが発生させる現象。実際の入射光子よりも多いパルスが検出されてしまう。アバランシェ確率が上がるとクロストーク確率が高くなる。

アフターパルス

アバランシェ増幅の際に結晶中の欠陥に捕獲されたキャリアが、元のパルスより遅れて増幅を起こすことで発生するパルス。アバランシェ確率が上がるとアフターパルスが増加する。

SiPM の増幅率 M は印可電圧 V_{bias} と降伏電圧 V_{br} に依存し、

$$\begin{aligned} M &= \frac{Q}{q} \\ &= \frac{C \times (V_{\text{bias}} - V_{\text{br}})}{q} \end{aligned} \quad (4.1)$$

という関係を持つ。ただし、 Q はパルスの電荷量、 q は電子あたりの電荷量、 C はピクセルの容量である。この式よりピクセルの容量が大きいほど、印可電圧と降伏電圧の差（オーバー電圧）が高いほど増倍率が高くなることがわかる。また、光子検出効率（Photon Detection Efficiency, PDE）は

$$PDE = \epsilon \times QE \times P \quad (4.2)$$

と書ける。ただし、 ϵ は SiPM の有感領域の割合、 QE は量子効率、 P はアバランシェ増幅を起こす確率である。アバランシェ確率はオーバー電圧が高いほど高くなるため PDE が高くなる。しかし、それに伴ってクロストークやアフターパルスが増加してしまうため、動作電圧はそれらの効果のトレードオフで決まる。また、降伏電圧は温度の上昇に伴って上昇するため、同じ印可電圧でも温度によって増幅率が変化してしまう。

4.2.2 真空紫外光に感度のある大型 MPPC の開発

液体キセノン γ 線検出器に導入するにあたって、MPPC は以下の要請を満たす必要がある。

- 液体キセノンのシンチレーション光である $\sim 175 \text{ nm}$ の波長の光に十分な検出効率を持つこと
- 液体キセノン中の液体、低温（165 K）環境下で動作すること
- 読み出しチャンネル数を抑えるために1つあたり少なくとも $10 \times 10 \text{ mm}^2$ の面積を占めること

既存の MPPC にはこれらの条件を満たす存在しなかったため。浜松ホトニクスと共同で新たに真空紫外光に感度のある大型 MPPC が開発された（図 4.6）。パッケージは $15 \times 15 \text{ mm}^2$ の大ききで、 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ の MPPC チップが4つ並んでいる。ピクセルサイズは $50 \mu\text{m}$ である。また、クロストーク抑制の加工がなされており、クエンチング抵抗には温度係数の小さい金属抵抗を使用している。

従来の MPPC では、真空紫外光が有感領域に到達する前に表面に設けられた保護層やシリコン結晶中で減衰されてしまうため、真空紫外光に対する感度がほとんどなかった。そこで、樹脂製の保護層を取り払うことで真空紫外光の透過を可能にした。代わりに真空紫外光に透明なクォーツ製のウィンドウを取り付け、表面を保護する。このウィンドウと MPPC の間には液体キセノンが入り込むことのできる隙間が設けられており、クォーツの両面を屈折率が近い液体キセノンで満たすことで反射による損失を少なくすることができる（ $n_{\text{quartz}} = 1.60$, $n_{\text{LXe}} = 1.64$ ）。また、シリコン結晶中における真空紫外光の減衰を減らすため p+ コンタクトレイヤーを薄くし、有感領域へ到達しやすくした。これにより、15% 程度の真空紫外光に対する PDE が達成された。

既存の MPPC で最大のものは $6 \times 6 \text{ mm}^2$ であり、要求の $10 \times 10 \text{ mm}^2$ を満たさない。しかし単純に大型化することはできず、センサーの大面積化に伴う問題点をいくつか考慮しなければならない。まず、ダークノイズが増加する。これについては MPPC を 165 K という低温で使用するため、ダークノイズは十分に少なく問題とならない。

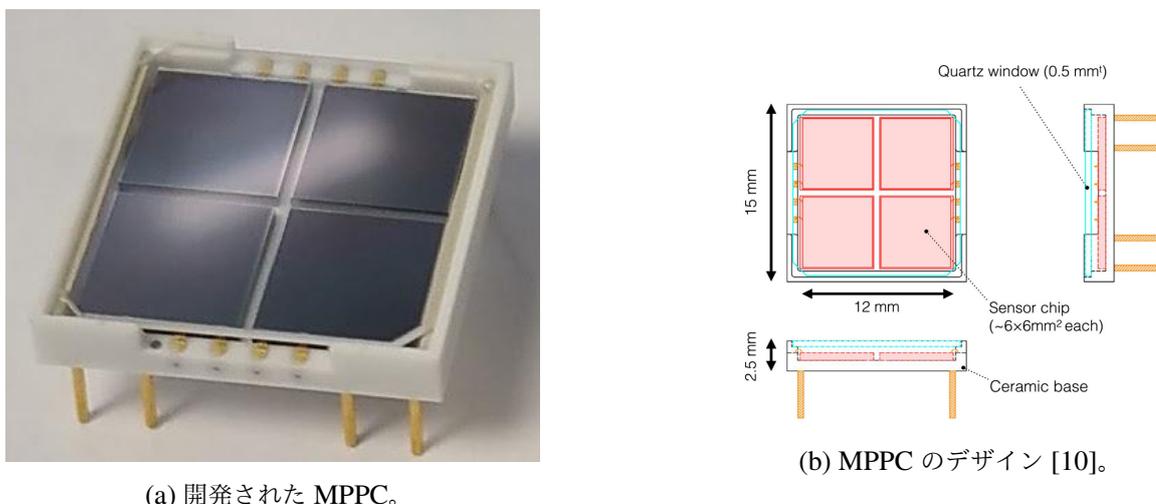


図 4.6 真空紫外光に感度のある大型 MPPC。

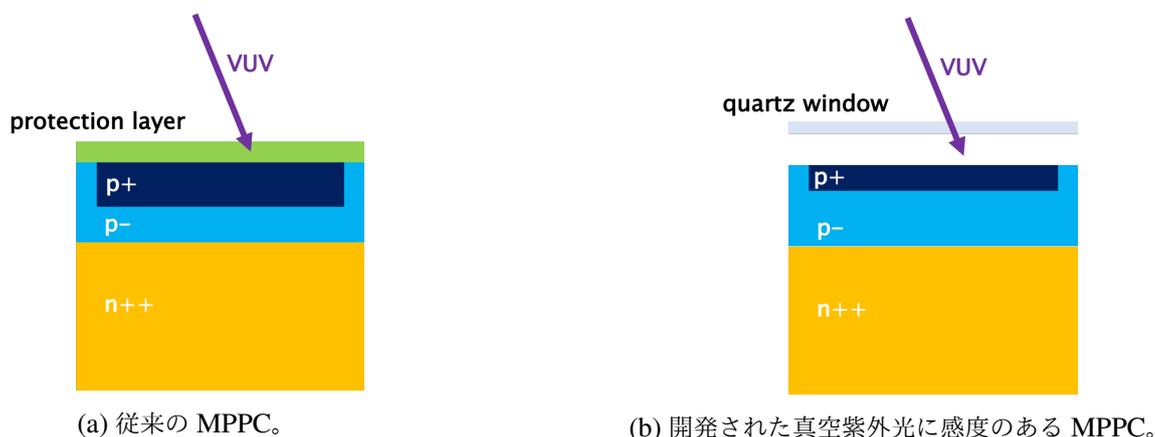


図 4.7 MPPC 構造の模式図。

次にセンサーのキャパシタンスの増加である。6 × 6 mm² の MPPC を PCB 上で 4 つ直列に接続することで、キャパシタンスの増加を抑えつつ 12 × 12 mm² の大面積を覆うことができる。これにより波形の時定数が 40–50 ns に抑えられる。この直列接続にはハイブリッド接続と呼ばれる接続方法を採用している (図 4.8)。この接続方法の特徴は信号を直列に読み出す一方で、印可電圧は各チップに並列にかかる点である。これにより、チップ数に依らず一定の印可電圧で MPPC を使用することができる。ただし、すべてのチップに同じ電圧がかかるため、同じ MPPC 上のチップ間で降伏電圧が揃っている必要がある。

MPPC は PCB に搭載される (図 4.9)。1 つの PCB には 22 個の MPPC が載せられ、2 つの PCB がビーム方向に並べられ、計 186 個の PCB で検出器の入射面が覆われる (図 4.10)。

4.3 期待性能

G_{EANT4}[24] を用いてモンテカルロ (MC) シミュレーションを行い、液体キセノン γ 線検出器の期待性能が評価された。図 4.11 は位置分解能の深さ依存性を示している。入射面が MPPC に置き換わったことにより、浅い領域で反応したイベントの位置分解能が大きく改善した。また、エネルギー分解能も改善する (図 4.12)。浅いイベ

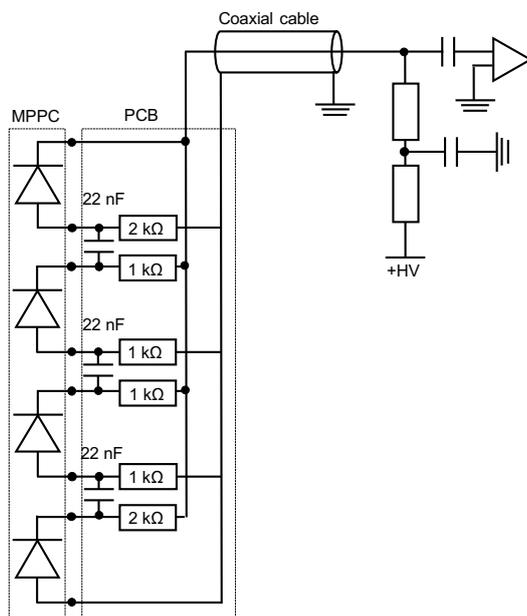


図 4.8 ハイブリッド接続 [22]。高周波である信号はコンデンサを通り直列に読み出される。直流である印可電圧は抵抗を通り並列にかかる。

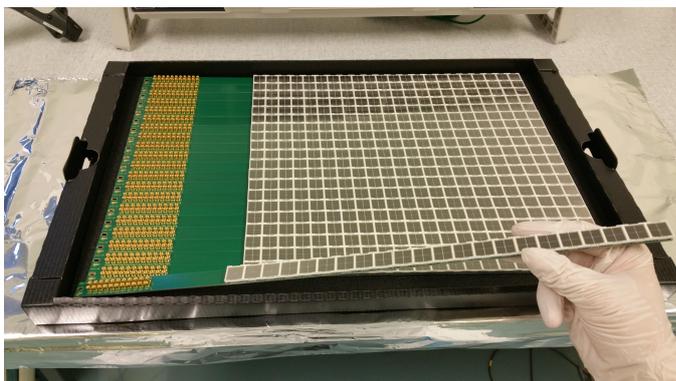


図 4.9 PCB に載せられた MPPC。1 つの PCB に 22 個の MPPC を載せることができる。

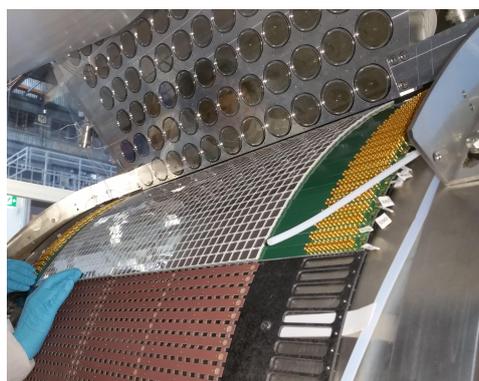
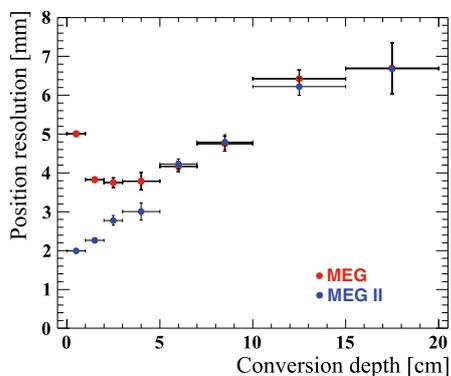
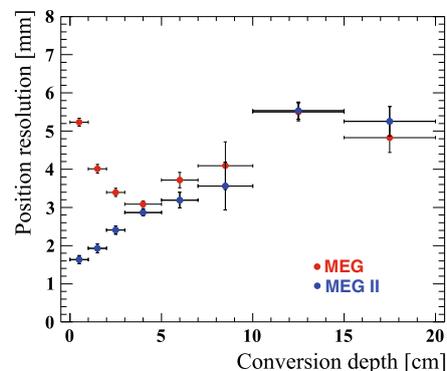


図 4.10 液体キセノン γ 線検出器にインストールされた PCB。1 行に 2 つの PCB が並べられる。

ントについては入射面における光収集効率が均一になったことでピークが著しく細くなっている。更に入射面を広げたことによりエネルギーの漏れが少なくなり、テールイベントが減っていることがわかる。深いイベントについても側面の PMT の向きを変更したことにより、分解能の改善が見られる。加えて、位置分解能の向上により入射した γ 線やシンチレーション光の飛行時間 (Time Of Flight, TOF) の推定精度が良くなるため、時間分解能も向上することが期待される。その値はノイズ状況によって 40–70 ps であると予想されている。

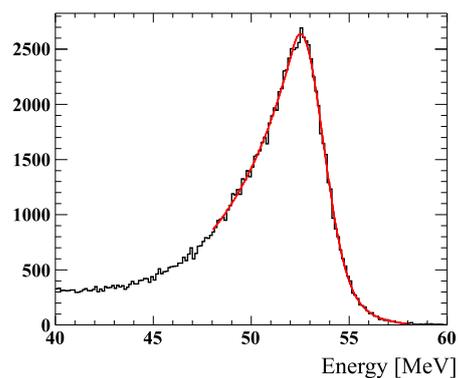


(a) z 方向の位置分解能。

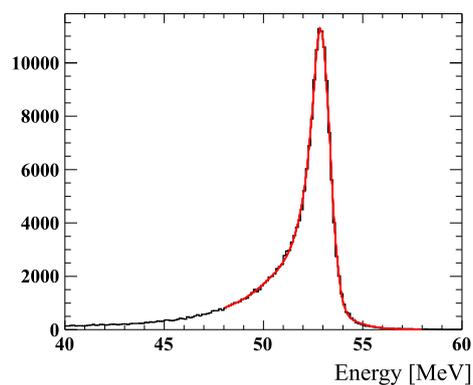


(b) ϕ 方向の位置分解能。

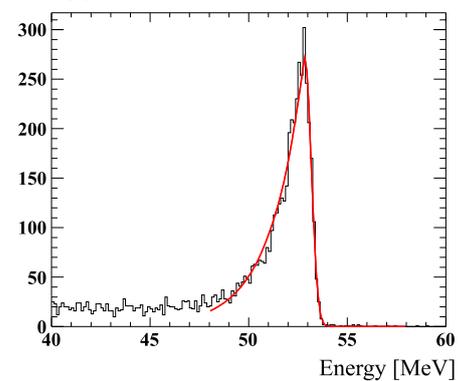
図 4.11 液体キセノン γ 線検出器の位置分解能の深さ依存性。浅い領域で大きく改善している。



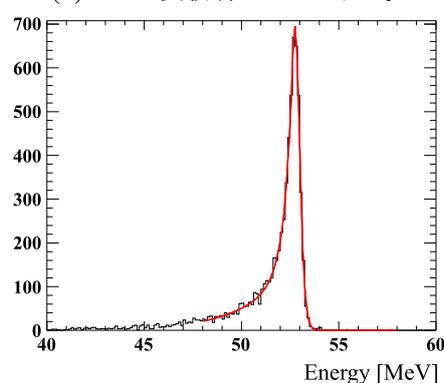
(a) MEG 実験 深さ 2 cm 以下。



(b) MEG 実験 深さ 2 cm 以上。



(c) MEG II 深さ 2 cm 以下。



(d) MEG II 深さ 2 cm 以上。

図 4.12 液体キセノン γ 線検出器の信号事象 ($E_\gamma = 52.8$ MeV) に対するエネルギー応答。反応位置の深さによって 2 つに分けられている。

第 5 章

輻射崩壊同定用カウンター

5.1 動作原理

RDC は RMD 由来の γ 線バックグラウンドを同定するための検出器である。その動作原理を図 5.1 に示す。RMD は $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ のように、 γ の他に e^+ を放出する。この e^+ を RDC で検出することで RMD イベントを同定する。バックグラウンドとなるような高エネルギーの γ 線の場合、同時に放出される e^+ は数 MeV 程度の低エネルギーとなる。その軌道は COBRA 磁石によって曲げられ、小さな螺旋を描いてビームの上流側または下流側に掃き出される。そこで、ビーム軸上に検出器を配置することで e^+ を検出する。

RMD を同定する上で重要なのは時間情報である。 e^+ の検出時間は液体キセノン γ 線検出器で検出される γ の検出時間に相関を持つ。図 5.2 は MC シミュレーションによる RDC と液体キセノン γ 線検出器の検出時間の差を示しており、赤線のピークは RMD イベントに相当する。また、エネルギーを検出することでその同定精度を高めることができる。RDC には RMD 由来の e^+ だけでなく、Michel 由来の e^+ もヒットする。 γ とのコインシデンス時間に偶然 Michel 由来の e^+ がヒットした場合、その γ は RMD であると判定されてしまう。しかし、Michel 由来の e^+ は RMD 由来のものに比べて高エネルギーイベントが多いため（図 5.3）、エネルギー情報を使うことで Michel 由来の e^+ を識別することができる。

5.2 下流 RDC

既に下流側には RDC が導入された。この検出器には Michel 由来の e^+ が 10 MHz 程度の頻度で RDC に衝突する。それによるパイルアップを防ぐために、RDC は細分化した構造を持つ必要がある。そこでタイミングカウンター部分は 12 枚のプラスチックシンチレータ、カロリメータ部分は 76 個の Cerium doped Lutetium Yttrium

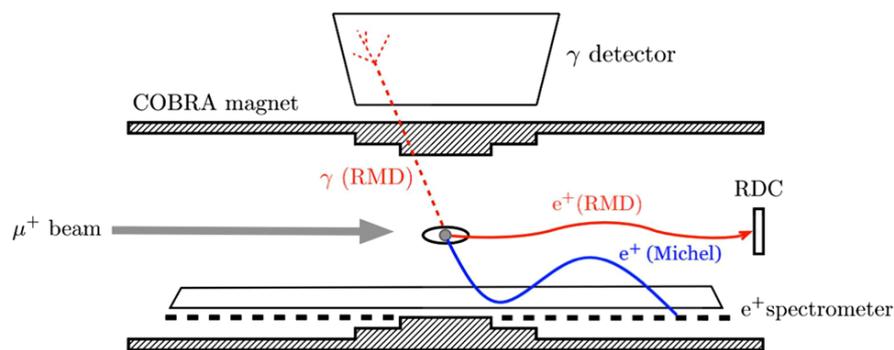


図 5.1 RMD イベントの同定原理 [10]。バックグラウンドとなる γ と同時に放出される e^+ を検出する。

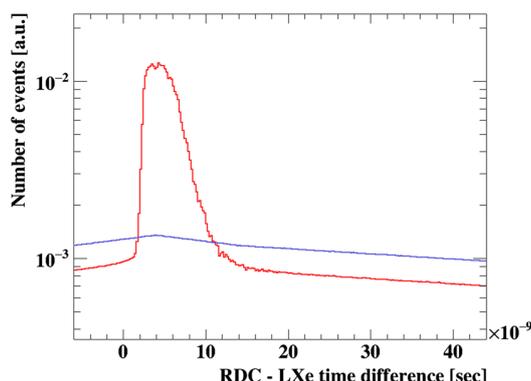


図 5.2 MC シミュレーションによる RDC と液体キセノン γ 線検出器の検出時間の差 [10]。赤は 48 MeV 以上の γ 線が液体キセノン γ 線検出器に検出された場合の偶発的背景事象、青は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 信号事象をそれぞれ示している。

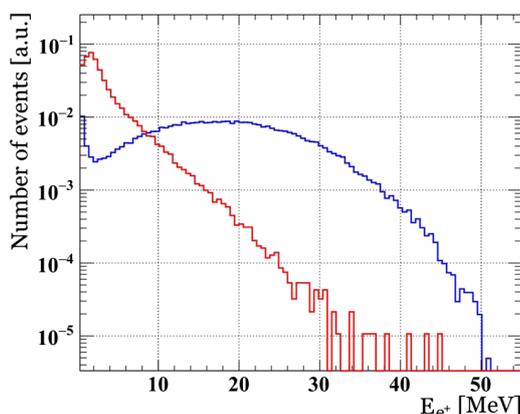


図 5.3 MC シミュレーションによる RDC で検出されるエネルギー分布。青は RMD イベント ($E_\gamma \geq 48\text{MeV}$)、赤は Michel イベントに対応する。

Orthosilicate (LYSO) 結晶から構成される (図 5.4)。また、RDC は磁場中に置かれるため、読み出しには磁場に影響されない SiPM が使用される。図 5.5 に RDC の性能と探索感度の関係を示す。ただし、上流 RDC の時間分解能 500 ps が仮定されている。下流 RDC の時間分解能は 1 ns 以下、エネルギー分解能は 16% 以下の領域で探索感度がほとんど変化しない。

5.2.1 タイミングカウンター

タイミングカウンターはサイズの異なる 12 枚のプラスチックシンチレータからなる (図 5.6)。良い時間分解能を得るために高速プラスチックシンチレータ (BC-418, Saint-Gobain) を使用している (表 5.1)。厚みは共通して 5 mm であるが、幅は外側から順に 7, 11, 15, 19 cm である。高さは 1 cm または 2 cm の 2 種類あり、ビーム軸付近はヒットレートが高くなるために中心付近の 6 枚については高さは 1 cm である。プラスチックシンチレータの両端に接着された SiPM によって読み出しを行う。SiPM はより多くの光量を得るため高さ 1 cm のものには 2 個、高さ 2 cm のものには 3 個ずつ両端に取り付けられており、それぞれ直列接続されている。SiPM にはシンチレータの発光ピーク付近で高い検出効率を持つ S13360-3050PE が選ばれた (表 5.2[25])。SiPM は PCB に半田付けされ、オプティカルセメントによってシンチレータに接着されている。シンチレータは反射材としてアルミナイズドマイラーが巻かれた上に、ブラックシートにより遮光されている。

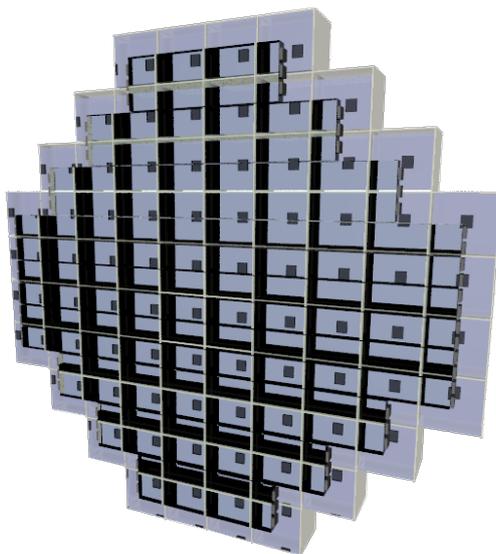
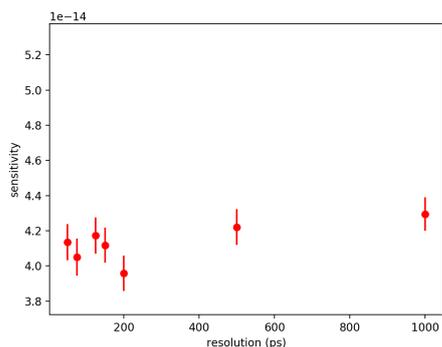
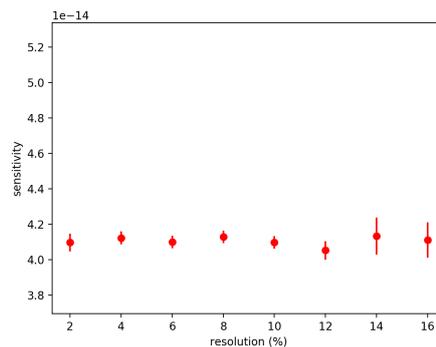


図 5.4 下流 RDC。12 枚のプラスチックシンチレータと 76 個の LYSO から構成される。



(a) 時間分解能に対する探索感度。ただし、エネルギー分解能は 8% を仮定。



(b) エネルギー分解能に対する探索感度。ただし、時間分解能は 100 ps を仮定。

図 5.5 下流 RDC の性能が与える実験の探索感度への影響。

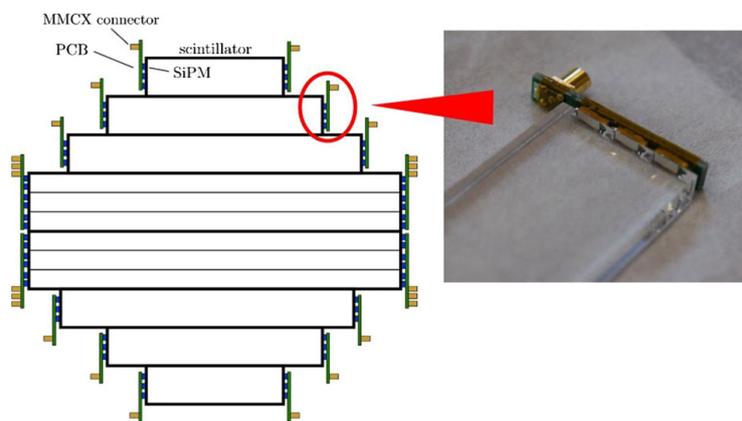


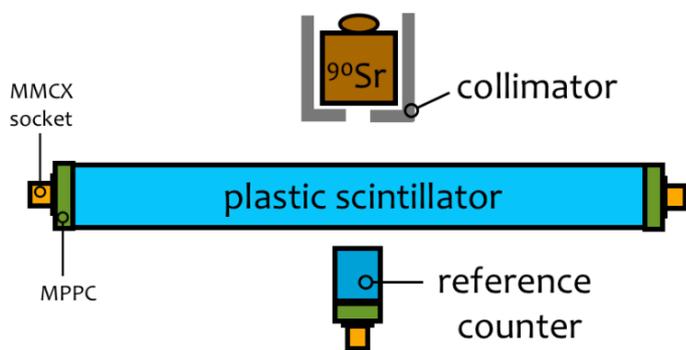
図 5.6 RDC タイミングカウンター。

表 5.1 BC-418 の性質 [26]。

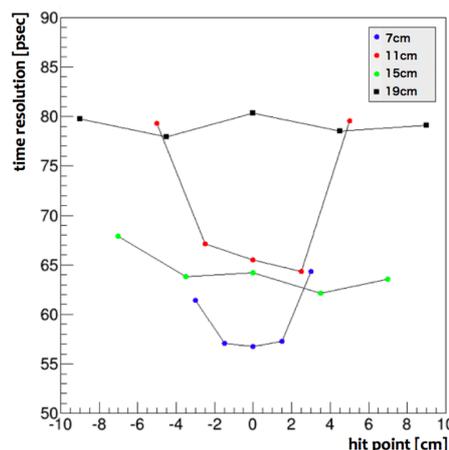
Light Output, %Anthracene	67
Rise Time (ns)	0.5
Decay Time (ns)	1.4
Wavelength of Max. Emission (nm)	391

表 5.2 SiPM の性質 (S13360-3050PE) [27]。

Pixel pitch (μm)	50
Effective photosensitive area (mm^2)	3.0×3.0
Number of pixels	3600
Fill factor (%)	74
Peak sensitive wave length (nm)	450



(a) 測定のセットアップ。



(b) 時間分解能の測定結果。横軸は線源の中心からの距離である。

図 5.7 RDC タイミングカウンターの時間分解能測定 [25]。

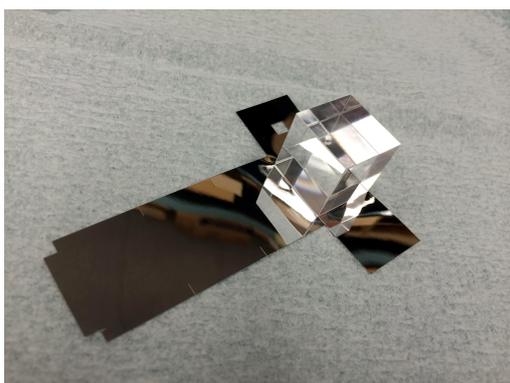
図 5.7(a) のようなセットアップで時間分解能の測定が行われた [25]。 ^{90}Sr による β 線を照射し、テストカウンターを挟んで反対側に置かれたレファレンスカウンターによってトリガーがかけられた。DRS4 で波形を取得し、波形解析を行った。このレファレンスカウンターは時間分解能は 30 ps で、大きさ $5 \times 5 \times 4 \text{ mm}^3$ の大きさである。1 個の SiPM によって読み出しが行われる。テストカウンターの時間分解能は

$$\delta T = \frac{T_{\text{left}} + T_{\text{right}}}{2} - T_{\text{ref}} \tag{5.1}$$

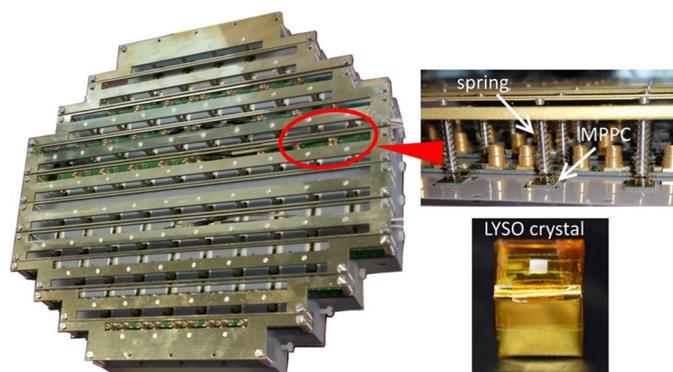
の分散によって算出された。ただし、 $T_{\text{left, right, ref}}$ はそれぞれテストカウンターの左側、右側及びレファレンスカウンターの測定時間である。4 種類の幅のカウンターに対して、線源の位置を長手方向に移動させて時間分解能を測定した結果を図 5.7 (b) に示す。全ての測定点において 90 ps 以下という十分な時間分解能が得られている。

表 5.3 LYSO の性質 [29]。

Density (g cm ⁻³)	7.4
Radiation length (cm)	1.14
Decay constant (ns)	42
Emission peak (nm)	420
Light yield (p.h./MeV)	30000



(a) LYSO 結晶。



(b) アッセンブリ後の LYSO。

図 5.8 RDC カロリメータ。

表 5.4 SiPM の性質 (S12572-25P) [30]。

Pixel pitch (μm)	25
Effective photosensitive area (mm ²)	3.0 × 3.0
Number of pixels	14400
Fill factor (%)	65

5.2.2 カロリメータ

高いエネルギー分解能を持つ LYSO がカロリメータとして採用された。表 5.3 に LYSO の基礎特性を示す。無機結晶シンチレータとして光量が大きく、減衰時間が短いという特徴を持つ。1 個が 2 cm の立方体であり、76 個の LYSO が図 5.8 のように並べられている。シンチレーション光は背面から 1 個の SiPM によって読み出しを行う。この SiPM は接着せず、バネによって押し付けることで固定されている。そのため、LYSO や SiPM の交換が容易である。反射材として 65 μm 厚の ESR[28] が巻かれている。

SiPM には浜松ホトニクス の S12572-25P が採用された (表 5.4)。LYSO は発光量が大きく、SiPM のサチュレーションを防ぐためにはピクセル数が多い方が望ましい。一方でピクセル数の多い SiPM はピクセルサイズが小さい、つまりキャパシタンスが小さいため、ゲインが小さくエネルギー分解能が悪い。15, 25, 50 μm ピッチのエネルギー分解能及びエネルギーに対する線型性を比較の上、25 μm ピッチのものが選ばれた [25]。

図 5.9(a) のようなセットアップでエネルギー分解能の測定が行われた。線源として ⁶⁰Co が用いられ、1.17 MeV と 1.33 MeV の γ 線のエネルギーピークによって分解能を求めた。この時、自己発光によるイベントも観測されるため、図 5.9(b) のように 2 つのガウス分布に加えてエクスポネンシャル関数によってフィッティングが行われた。

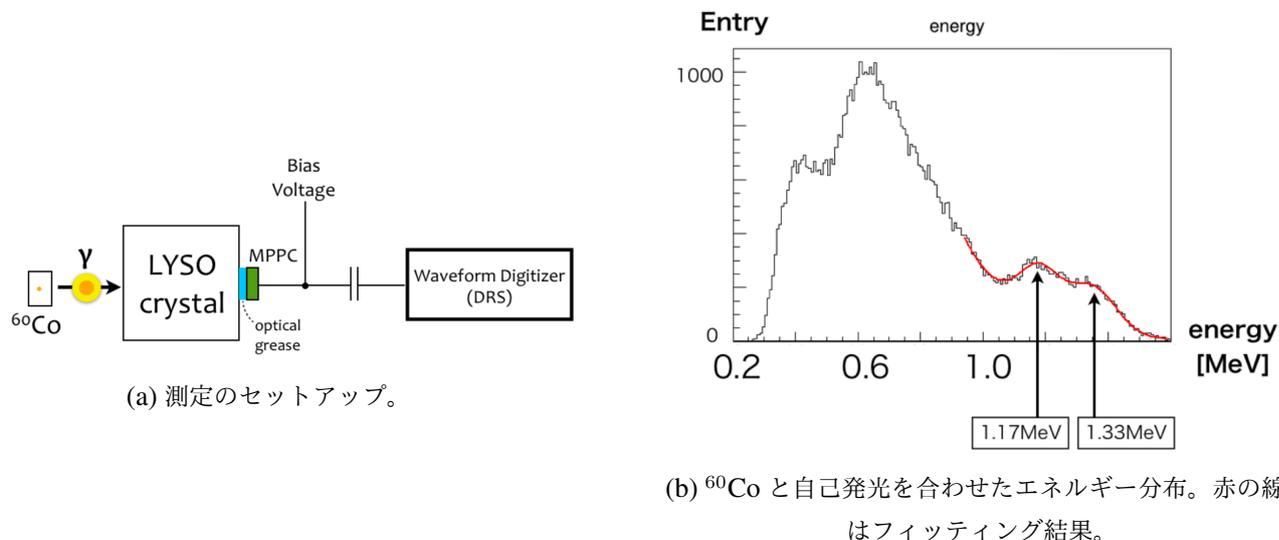


図 5.9 RDC カロリメータのエネルギー分解能測定 [25]。

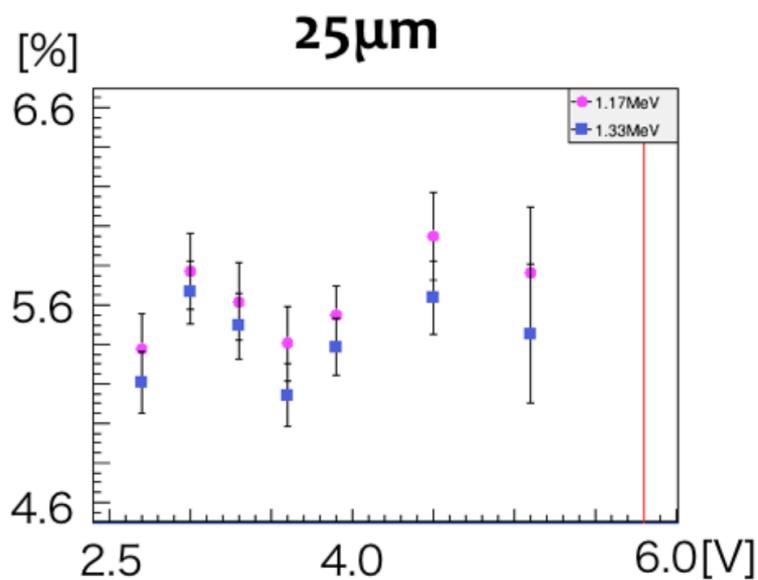


図 5.10 RDC カロリメータのエネルギー分解能 [25]。横軸は SiPM のオーバー電圧である。

エネルギー分解能は

$$R = \frac{\delta E}{E_\gamma} \tag{5.2}$$

によって定義される。ただし、 E_γ 、 δE はそれぞれガウス分布の中心及び幅である。

エネルギー較正には LYSO の自己発光が使用される。LYSO 中の Lu には 2.59% の割合で放射性同位体である ^{176}Lu が含まれている。 ^{176}Lu は図 5.11(a) のような崩壊過程を経て ^{176}Hf に崩壊する。その際、 γ 線と β 線を発生させる。この自己発光は e^+ 検出の際にバックグラウンドとなり得るが、1 つの LYSO につき 2 kHz という頻度という測定結果が得られており、 e^+ の検出に影響を与えないほど十分低い [25]。この時のエネルギースペクトルは図 5.11(b) のような分布を持つ。較正手法の詳細については第 11 章にて後述する。

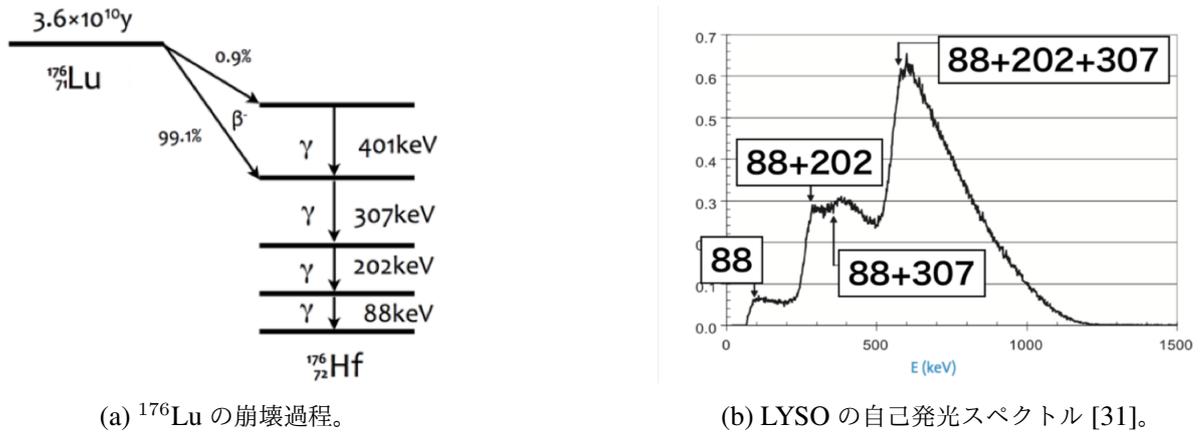


図 5.11 LYSO 自己発光。

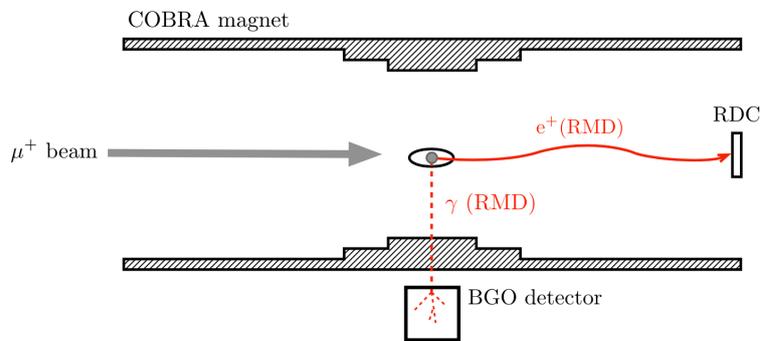


図 5.12 コミッショニングのセットアップ概略図。BGO 検出器によって γ 線を検出した。

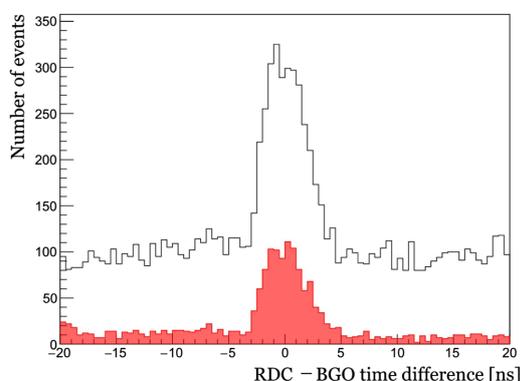
5.2.3 コミッショニング

2016 年 7 月、 $\pi E5$ ビームラインの μ ビーム ($\approx 1 \times 10^8 \mu^+/\text{s}$) を用いたコミッショニングが行われた [32]。RDC はビーム下流側の COBRA 磁石エンドキャップ部分に設置された (図 5.12)。RMD からの γ 線を検出するために BGO 検出器が使用された。この検出器は $4.6 \times 4.6 \times 20 \text{ cm}^3$ の大きさの BGO (ゲルマニウム酸ビスマス) 結晶 16 個からなり、浜松ホトニクス製の fine-mesh PMT (H8409-70) によってシンチレーション光を検出する。BGO 検出器で検出されたエネルギー 35 MeV 以上のイベントに対してトリガーがかけられた。DAQ には WaveDREAM を使用し、波形解析を行い、イベントセレクションにより宇宙線イベントが取り除かれた。

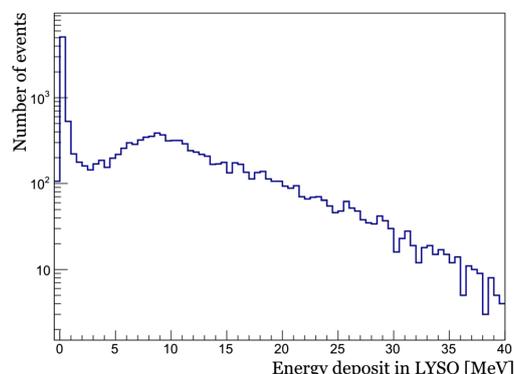
図 5.13 に解析結果を示す。RDC で検出されたイベントと BGO で検出されたイベントの時間差分布に RMD 由来のピークが確認された。ピーク以外のフラットな部分は Michel 由来の e^+ によるバックグラウンドイベントである。また、LYSO で測定されたエネルギーにより 5 MeV 以下のイベントを選ぶことで、バックグラウンドは 1/10 に減少する。しかし、同時にピークイベントも 1/3 に減少しており、 E_γ の閾値が低く、比較的高エネルギーの e^+ イベントが存在したためだと考えられた。

5.3 上流 RDC

RMD 由来の e^+ の半分は上流に掃き出されるため、上流 RDC の導入が検討されている。この上流側 RDC の導入により探索感度が 10% 程度改善する見込みである。しかし、上流 RDC の場合は μ ビームが突き抜けるため、以



(a) RDC と BGO の検出時間の差。黒は全イベント、赤は $E_{e^+} \leq 5 \text{ MeV}$ のイベントを選んでいる。



(b) LYSO で検出されたエネルギー分布。

図 5.13 2016 年コミッショニングの結果。

下のような条件を満たす必要がある。

1. μ ビームに影響を与えないよう十分に物質量が小さいこと
2. μ ビームと e^+ を切り分けるために応答が速いこと
3. 放射線耐性が高いこと

既にシンチレーションファイバーやダイヤモンド検出器が検討されたが、放射線耐性や信号の大きさが問題となり実現には至らなかった。現在、上流 RDC として検討されているのはシリコン検出器とガス検出器である。以下、これらの検出器の特徴と試験状況を簡単にまとめる。

5.3.1 シリコン検出器

試験に使用したのは大きさ $93 \times 93 \text{ mm}^2$ 、厚み $150 \mu\text{m}$ または $600 \mu\text{m}$ の Si PIN フォトダイオード (S10938-8469、浜松ホトニクス) である (図 5.14)。本来、シリコン検出器を使用する場合に要求される検出器の厚みは $100 \mu\text{m}$ 程度である。しかし、その厚みのシリコン検出器は既製品には存在しないため、まず $150 \mu\text{m}$ と $600 \mu\text{m}$ 厚の検出器を用いて信号の確認を行った [33]。

初めに ^{241}Am 線源を使用して α 線の信号を確認した (図 5.15)。図 5.16 は検出された波形を示しており、 $150 \mu\text{m}$ 厚と $600 \mu\text{m}$ 厚ともに信号を確認することができた。次に ^{90}Sr 線源による β 線を用いて信号の試験をした。しかし、信号が小さく、数 mV 程度のノイズに埋もれてしまい、信号の検出が難しいことがわかった。上流 RDC としてはこの β 線が検出可能な S/N が必要であるため、このシリコン検出器の利用は難しい。今後は他のシリコン検出器を用いた試験を検討している。

5.3.2 ガス検出器

ガス検出器としては Resistive Plate Chamber (RPC) を検討している (図 5.17)。 $10^{12} \Omega/\text{cm}$ 程度の高抵抗電極を平行に並べた構造をしており、電極間には数百から数千 V 程度の電場がかけられる。荷電粒子が入射した際に電離した電子を電場で増幅し、読み出しを行う。極板として高抵抗物質を用いることで、放電が短時間かつ局所的に起こるため、高レートで検出できる。高抵抗電極として炭素スパッタ技術による Diamond Like Carbon (DLC) を

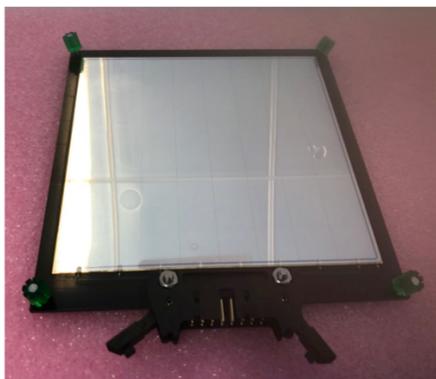


図 5.14 シリコン検出器の外観。93 mm 角の受光面が8×8に分割されており、8チャンネルにまとめて読み出しを行う。

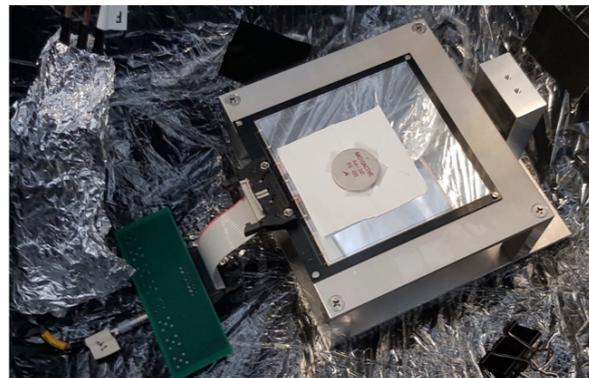


図 5.15 ^{241}Am 線源を用いた信号試験の様子 [33]。シリコン検出器上に線源が置かれている。信号はコレクタ変換用の PCB を介してアンプに送られ、読み出しを行っている。

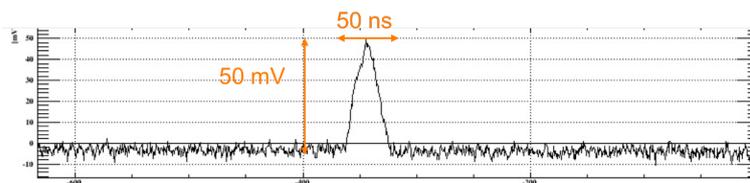


図 5.16 ^{241}Am 線源による信号の波形 [33]。600 μm のシリコン検出器を使用した場合である。アンプによっておよそ 100 倍に増幅されている。

採用しており、薄膜の形成が可能のため低物質量であり、また、大面積化が容易であるという特徴を持つ。

RPC を用いたレート試験及び検出効率の試験が進行中である [34]。 ^{90}Sr を用いて信号を確認し、図 5.18 のような波形が得られた。また、X 線を用いたレート試験を行い、少なくとも 0.1 MHz/cm² 以上のレート耐性があることを確認した。これまでの試験では Ar と CO₂ の混合ガス (93 : 7) を用いて試験をしてきたが*1、より高いゲインとイオン化率をもつ CH₂FCF₃ と iso-C₄H₁₀、SF₆ の混合ガスでの試験を検討している。

*1 iso-C₄H₁₀ が可燃性のため代替として使用した。

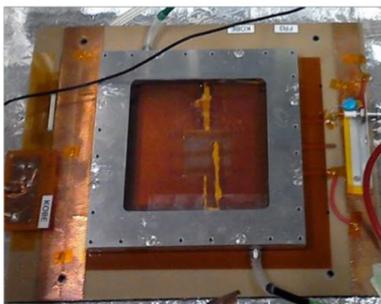


図 5.17 RPC の外観 [34]。中心の 30 mm 角のプレートが RPC 本体であり、上下に伸びている線が HV 線と GND 線である。ガスチャンパーに入れられており、右下と左上のチューブによってガスを流出入している。

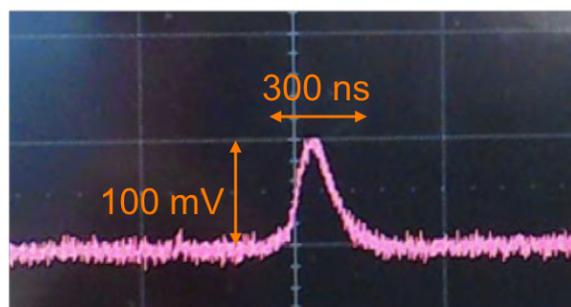


図 5.18 RPC で得られた信号の波形 [34]。 ^{90}Sr を線源として、チャージアンプ (ORTRC142IH) によって増幅し、シェイパー (ORTEC474) を通した後の波形である。

第 II 部

液体キセノン γ 線検出器時間較正

第 6 章

時間再構成

本研究の主題の1つは γ 線の検出時間の較正である。本章ではまず、液体キセノン γ 線検出器に γ 線イベントの再構成の概要を紹介し、 γ 線検出時間の再構成手法について述べる。

6.1 γ 線再構成アルゴリズムの概要

液体キセノン γ 線検出器による検出情報をもとに γ 線のエネルギー、ヒット位置や時間が再構成される。図 6.1 に再構成アルゴリズムの流れを示す。まず、波形解析を行い、各光センサーで検出された電荷や検出時間を求める。電荷はゲイン、PDE、クロストークやアフターパルスによる増幅率を用いて光電子数及び光子数に変換される。得られた光子数と各センサーの位置情報をもとにヒット位置が再構成される。エネルギー、時間はそれぞれ光子数、検出時間から計算され、再構成されたヒット位置によって補正を行う。

以降、本稿の主題となるヒット時間の再構成について詳説する。

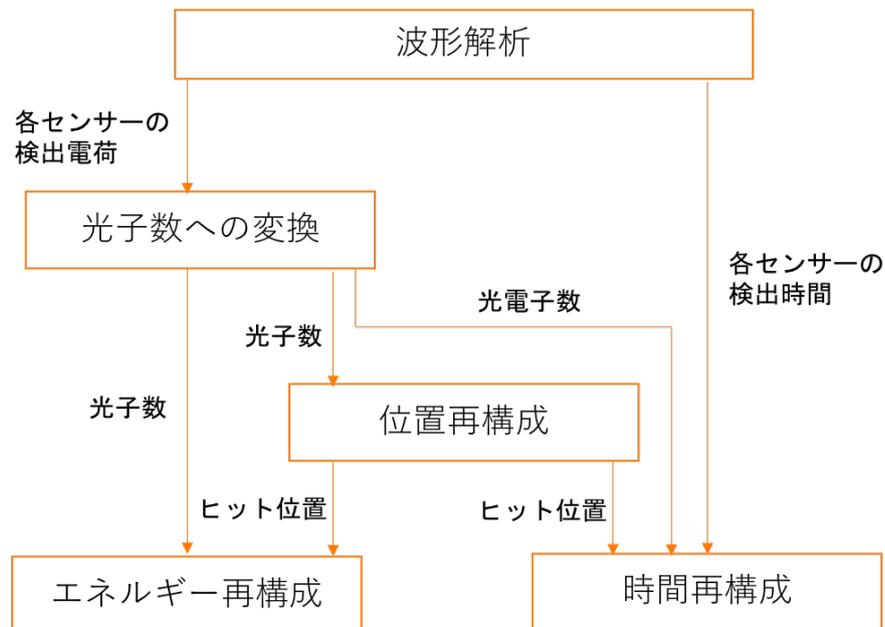


図 6.1 γ 線再構成アルゴリズムの流れ。

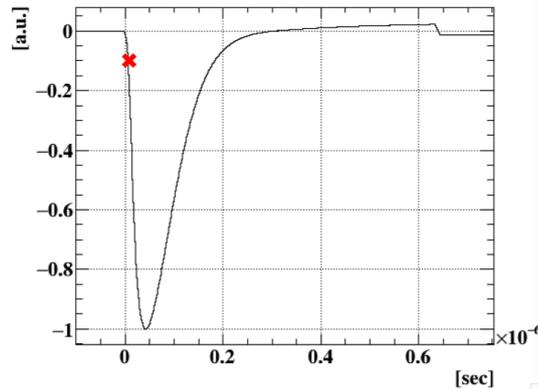


図 6.2 コンスタントフラクション法による検出時間の抽出。赤いバツ印は波高の 10% を検出時間とした場合の検出時間である。

6.2 センサーの検出時間の算出

各センサーの検出時間はコンスタントフラクション法を用いて計算される。コンスタントフラクション法は、波形の電圧値が波高に対してある一定の割合に達した時間を抽出するという方法である（図 6.2）。この方法の利点は検出光量にあまり依存しない時間を取得できることである。波形は有限のサンプリング周波数によって取得されるため、サンプリングされた 2 点間は線形補間された値が用いられる。

6.3 ヒット時間の再構成

ヒット時間の再構成は以下のような手順で行われる。

1. 各光センサーの検出時間からヒット時間をそれぞれ求める
2. それらの値をもとに最尤推定法を用いてセンサー全体から予想されるヒット時間を 1 つ決める
3. その結果に対して補正をかける

各センサーのヒット時間 $t_{\text{hit},i}$ は、そのセンサー単体の検出時間 $t_{\text{sensor},i}$ から補正項 $t_{\text{delay},i}$ を差し引くことで求められる。

$$t_{\text{hit},i} = t_{\text{sensor},i} - t_{\text{delay},i} \quad (6.1)$$

$$t_{\text{delay},i} = t_{\text{prop}}(d_i) + t_{\text{indir}}(\eta_i) + t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i}) + t_{\text{offset},i} \quad (6.2)$$

$t_{\text{prop}}(d_i)$ はヒット位置から各光センサーまでの TOF (Time of Flight) であり、ヒット位置とセンサーまでの距離 d に依存する関数で与えられる。 $t_{\text{indir}}(\eta_i)$ は TOF の入射角 η_i への依存性を補正する項である。MEG 実験やシミュレーションによって TOF の入射角依存性が確認されており、これは入射角が大きいほど散乱されてセンサーに到達する間接光の割合が大きくなるため、全体の検出時間が遅くなるためだと理解されている。 $t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i})$ はタイムウォークの効果を補正する項である。この項は検出光電子数 $N_{\text{phe},i}$ の関数として計算される。 $t_{\text{offset},i}$ はそれ以外の効果を補正する項である。ケーブルの長さやエレクトロニクスなどの影響が含まれる。

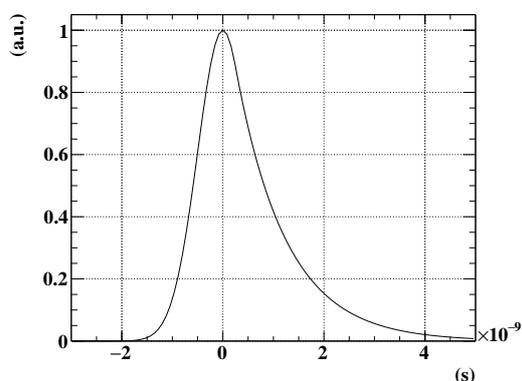


図 6.3 確率密度関数。ガウス分布のピークと指数関数のテール成分から成る。

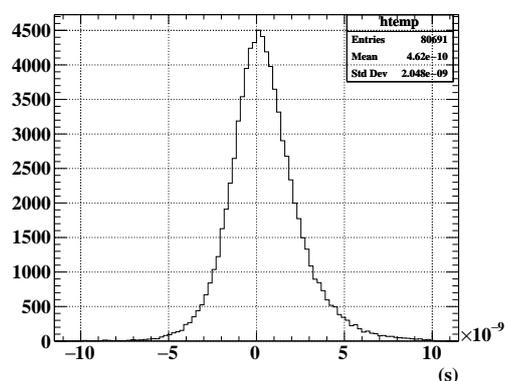


図 6.4 光センサーの検出時間の分布の例。光電子数が 70 個の場合である。

各センサーの検出時間から推定される γ 線のヒット時間 $t_{\text{hit},i}$ を用いて、 γ 線のヒット時間 t_γ を求める。これには最尤推定法によるフィッティングが行われる。このとき最大化される Likelihood 関数 L は

$$L(t_\gamma) = \prod_i f(t_{\text{hit},i} - t_\gamma, N_{\text{phe},i}) \quad (6.3)$$

$$f(dt, N_{\text{phe}}) = \text{ExpGaus}(dt, \sigma(N_{\text{phe}}), \tau(N_{\text{phe}})) \quad (6.4)$$

$$\text{ExpGaus}(dt, \sigma, \tau) = \begin{cases} \exp(-dt^2/2\sigma^2) & (dt < \sigma^2/\tau) \\ \exp(-dt/\tau + \sigma^2/2\tau^2) & (dt \geq \sigma^2/\tau) \end{cases} \quad (6.5)$$

で定義される。確率密度関数にはガウス分布とそれに接続する指数関数を使用している (図 6.3)。 $\sigma(N_{\text{phe}})$ はその光電子数における時間分解能を示しており、 $\exp(-dt^2/2\sigma^2)$ は時間差分布のピーク成分を記述する。 $\exp(-dt/\tau)$ は時間差分布のテール成分に相当し、シンチレーション光子が確率的にセンサーに到達しない効果を表している。この効果は光子数が少ないほど大きくなるため、 $\tau(N_{\text{phe}})$ は光電子数に依存する関数として定義される。図 6.3 に $t_{\text{hit},i}$ の分布の例を示す。このフィッティングに使用される光センサーには、時間情報の質を高めるために十分な検出光電子数や再構成されたヒット位置との間に障害物がないことが要求される。

このようにして求められた t_γ にはヒット位置の依存性が存在し得る (図 6.5)。この効果を補正したものが最終的な γ 線のヒット時間となる。

γ 線のヒット時間を精度よく再構成するためには、 t_{delay} と $f(dt, N_{\text{phe}})$ を精度よく求めることが肝要である。

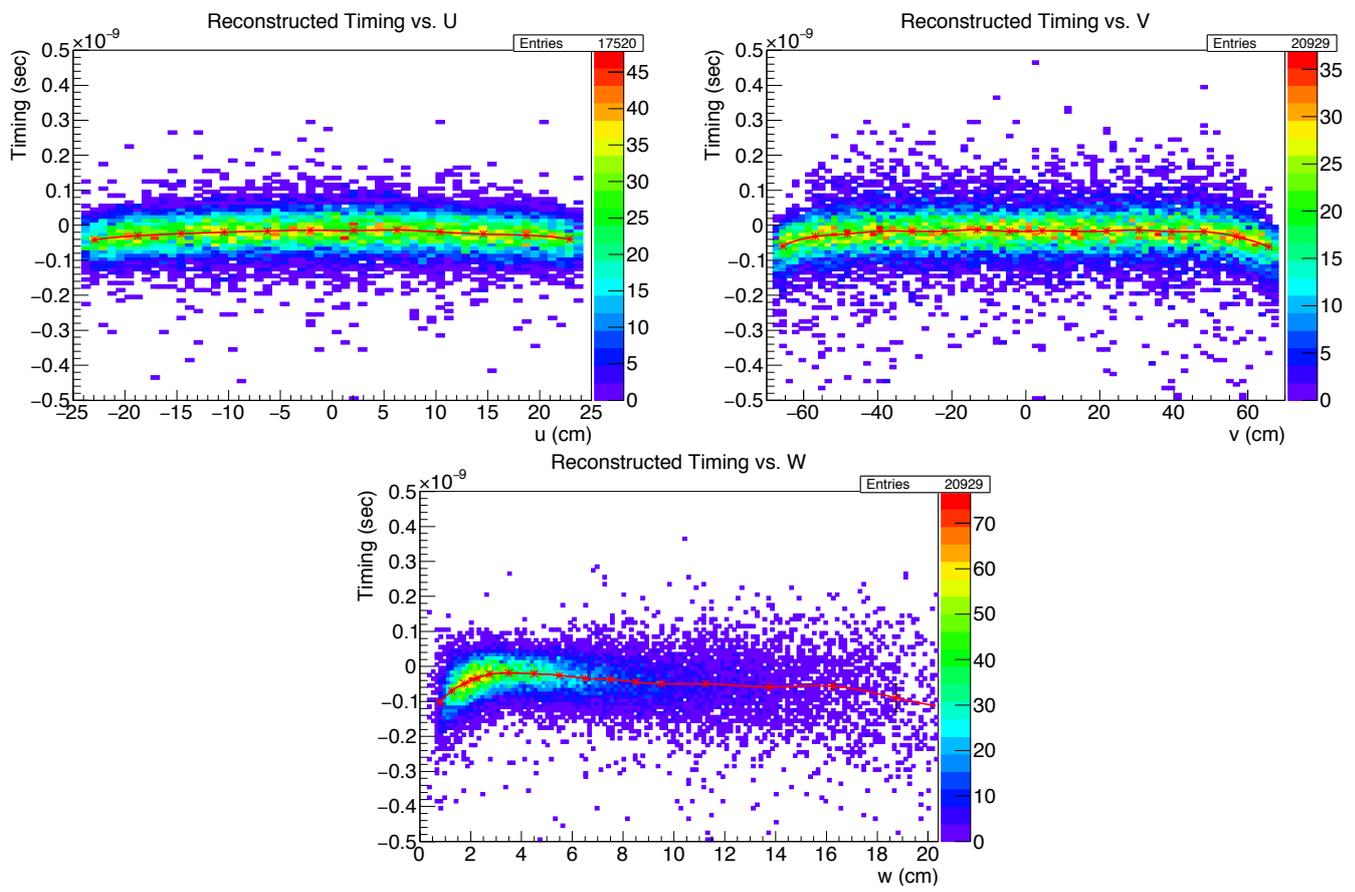


図 6.5 MC シミュレーションによる γ 線ヒット時間分布の位置依存性 [19].

第 7 章

pre-shower counter の研究開発

本章では液体キセノン γ 線検出器の時間較正用カウンターの研究開発について述べる。まず、このカウンターの使用目的に触れ、その要求性能及び先行研究についてまとめる。そして、カウンターに関わる研究について述べる。この研究ではまず、プロトタイプを作成し、その性能評価を行った。その結果をもとに実機を作成し、その性能試験及び γ 線での性能評価を行った。

7.1 CEX

液体キセノン γ 線検出器は γ 線を用いて較正する。 γ 線源の 1 つに Charge EXchange (CEX) 反応を利用した較正方法がある。この方法では、 π^- を液体水素標的に入射し、

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (7.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (7.2)$$

という過程を経て生成された γ 線を利用する。使用される π^- ビームの運動量は 70.5 MeV/c に最適化されており、放出される π^0 はおよそ 28 MeV/c の運動量を持つ。 π^0 が γ 線に崩壊する際にはその静止系で back-to-back に放出する。この γ 線のエネルギーは実験室系において

$$E_\gamma = \frac{m_{\pi^0}}{2} \gamma (1 \pm \beta \cos\theta) \quad (7.3)$$

と書き表される。ただし、 β は速さ、 γ はローレンツファクタ、 θ は π^0 の運動方向と静止系における γ 線の放出方向とのなす角である。よって 2γ が反対方向に放出されたようなイベントを選択することで 54.9 MeV 及び 82.9 MeV の単色 γ 線を得ることができる。54.9 MeV というエネルギーは信号事象の γ 線エネルギー 52.8 MeV に近く、信号エネルギー領域での較正が可能である。

単色 γ 線を得るためには back-to-back イベントを選択する必要がある。そこで、液体キセノン γ 線検出器の反対側に別の γ 線検出器が設置する (図 7.1)。この検出器は鉛コンバータ、pre-shower counter、16 個の BGO 結晶から構成され、 γ 線検出の時間及びエネルギー、位置を測定する。BGO 結晶は 1 つが $46 \times 46 \times 200 \text{ mm}^3$ の大きさをしており、 4×4 の計 16 個が並べられている。1 つ 1 つの結晶のシンチレーション光はそれぞれ 1 つの fine-mesh PMT によって検出される (図 7.2)。測定の際には駆動台に乗せることで移動可能になっており、液体キセノン γ 線検出器全体をスキャンすることができる (図 7.3)。

このときに測定される 2 つの γ 線は同時に放出されるため、pre-shower counter の時間情報をもとに液体キセノン γ 線検出器のヒット時間を知ることができる。先述の時間再構成アルゴリズムで使用される補正項や補正関数は CEX において pre-shower counter を用いて取得する。

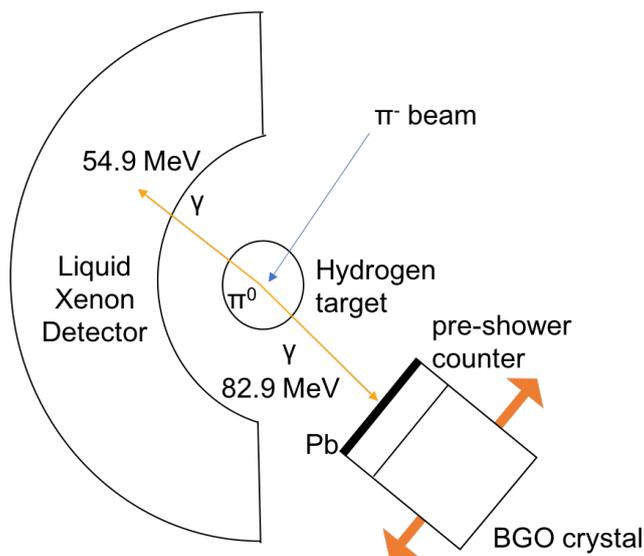
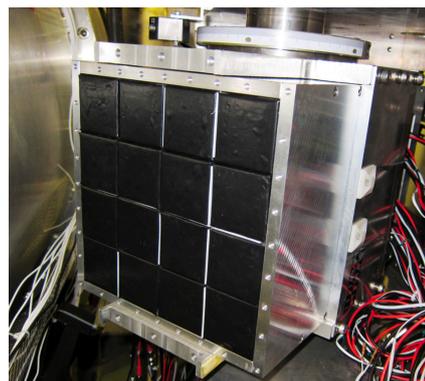


図 7.1 CEX の測定セットアップ。水素ターゲットを挟んで液体キセノン γ 線検出器の反対側に γ 線検出器を設置する。



(a) 1つの BGO 結晶。fine-mesh PMT によって読み出される。



(b) 16個の BGO のアセンブリ。4×4で並べられる。

図 7.2 BGO 検出器。

7.2 プロトタイプ試験

MEG 実験において使用された pre-shower counter は2枚のプラスチックシンチレータと4個の fine-mesh PMT から構成される (図 7.4)。1枚のプラスチックシンチレータは $60 \times 60 \times 7 \text{ mm}^3$ の大きさである。その両端からそれぞれ1個の PMT によって読み出しを行う。1枚のシンチレータでは 91 ps 程度の時間分解能であり、これを2枚重ねて使用することで、81 ps の時間分解能を達成した。

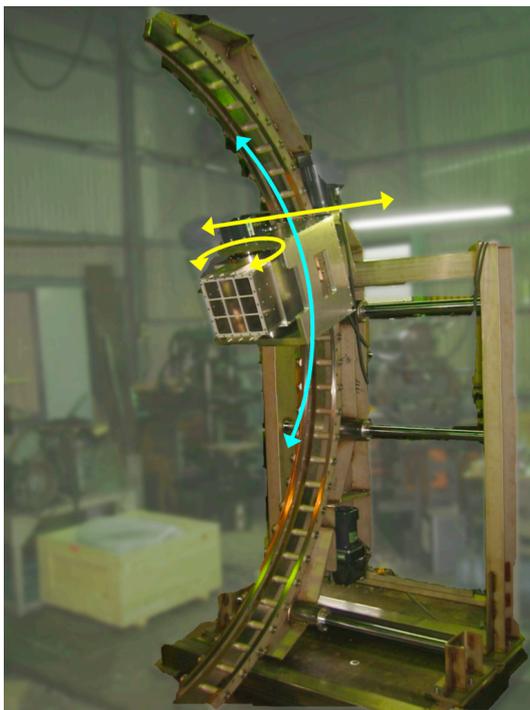


図 7.3 駆動台。矢印の方向に動かすことができる。



図 7.4 MEG 実験で使用された pre-shower counter。2 枚のプラスチックシンチレータとそれを両端から読み出すそれぞれ 2 つの fine-mesh PMT で構成される。

7.3 MEG II 実験における pre-shower counter

MEG II 実験では液体キセノン γ 線検出器の時間分解能が 40–70 ps であると予想されている*1ため、pre-shower counter の時間分解能も向上が望まれる。そこで、より高い時間分解能を持つ pre-shower counter の開発を行った。

7.3.1 先行研究

新しい pre-shower counter のデザインのベースとなるのは MEG II 実験でアップグレードされた陽電子タイミングカウンターである。この陽電子タイミングカウンターはプラスチックシンチレータとそれを読み出す SiPM で構成されており、単体では 70–80 ps 程度の時間分解能を達成している。pre-shower counter はこのデザインを元にさらに改良を加え、より高い時間分解能を目指す。

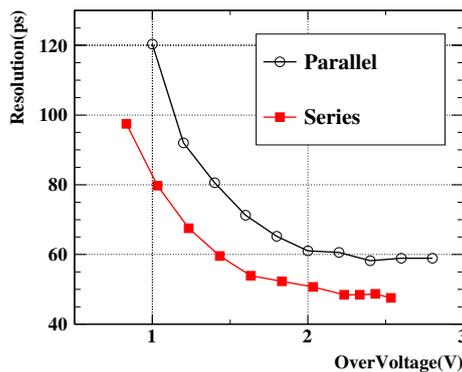
SiPM 読み出しのプラスチックシンチレータカウンターを開発するに当たって、より高い時間分解能を達成するためにはプラスチックシンチレータの種類や大きさ、SiPM の種類や数、接続方法を最適化する必要がある。

まず、プラスチックシンチレータの種類については、高速で発光量の多いプラスチックシンチレータ BC-420

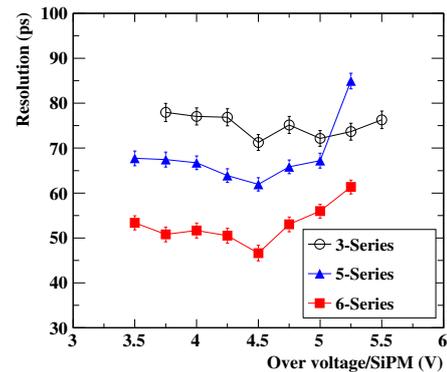
*1 MC シミュレーションによる予想。2017 年の μ ビームを用いた試験結果により時間分解能は 50 ps 程度であると想定される。

表 7.1 BC-420 の性質 [26]。

Light Output, %Anthracene	64
Rise Time (ns)	0.5
Decay Time (ns)	1.5
Wavelength of Max. Emission (nm)	391
Light Attenuation Length (cm)	140



(a) 接続方法による時間分解能の違い。
 $60 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレータに直列または並列接続された 3 個の SiPM (S10362-33-050C, 浜松ホトニクス) が接着されている。



(b) SiPM の読み出し数による時間分解能の違い。
 $90 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3$ のプラスチックシンチレータの両端を直列接続された 3, 5, 6 個の SiPM (ASD-NUV3S-P-50, AdvanSiD) によって読み出している。

図 7.5 SiPM 読み出しのタイミングカウンターに関する研究 [35]。

(Saint-Gobain) を使用する (表 7.1)。時間情報の取得には波形の立ち上がり部分を使用しているため、立ち上がり
 が速いほど時間分解能が向上する。また、SiPM の時間分解能は光電子数 $N_{p.e.}$ に対して $1/\sqrt{N_{p.e.}}$ で向上する
 ためである。高速プラスチックシンチレータには他に BC-418 や BC-422 が存在するが、これらは減衰長が短く小型
 での使用が推奨されているため*2、大型化に向いている BC-420 を選択した。

SiPM として RDC のタイミングカウンターと同じ SiPM (S13360-3050PE, 浜松ホトニクス) を使用する (表
 5.2)。この SiPM は使用するシンチレータの発光波長に対して高い検出効率を持っている。

また、先行研究により、SiPM を使用する数が多いほど検出光量が増えるため時間分解能が良くなること、SiPM
 を並列接続するよりも直列接続する方がキャパシタンスが小さくなり波形の立ち上がりが速くなるため時間分解能
 が良くなることわがわっている (図 7.5)。

以上を踏まえて pre-shower counter としてのデザインの最適化を行う。

7.3.2 時間分解能測定の設定アップ

図 7.7 に測定の設定アップを示す。試験用カウンターはプラスチックシンチレータと 36 個の SiPM から構成
 される。シンチレータは反射材 (ESR2, 3M) が巻かれている。SiPM は 18 個ずつ等間隔に PCB に半田付けされ、
 シンチレータの両側にオプティカルグリッド (6262A, OHYO KIKEN KOGYO) を用いて接着された。PCB の裏面

*2 1 辺が 100 mm 以下での使用が推奨されている。

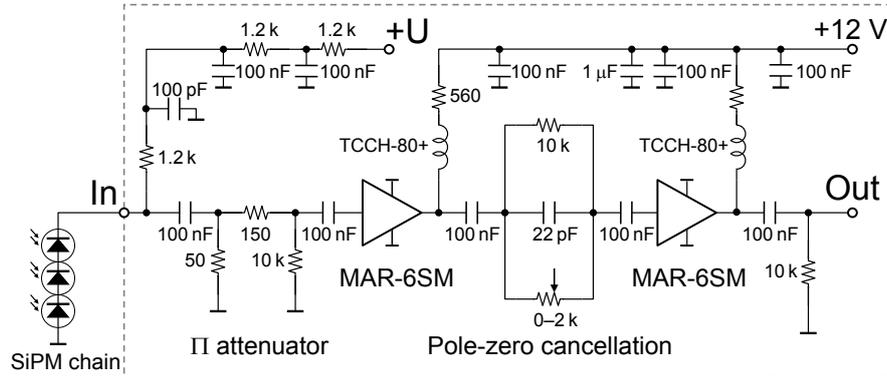
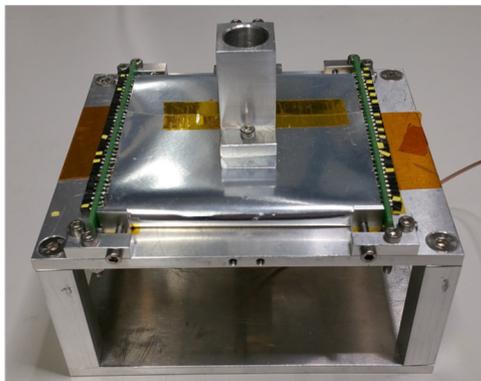
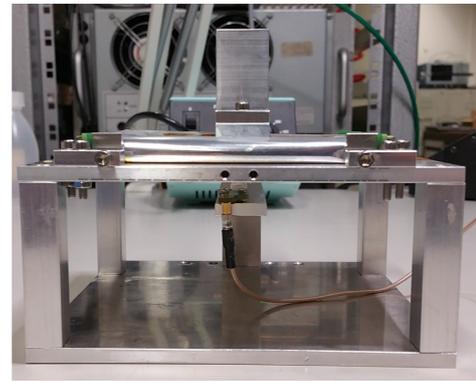


図 7.6 アンプの回路図 [36]。



(a) 上から見た図。中心にプラスチックシンチレータが置かれ、両側にはそれぞれ 18 個の SiPM が接着されている。PCB の背面からアルミニウムパーツによって押えることで固定している。



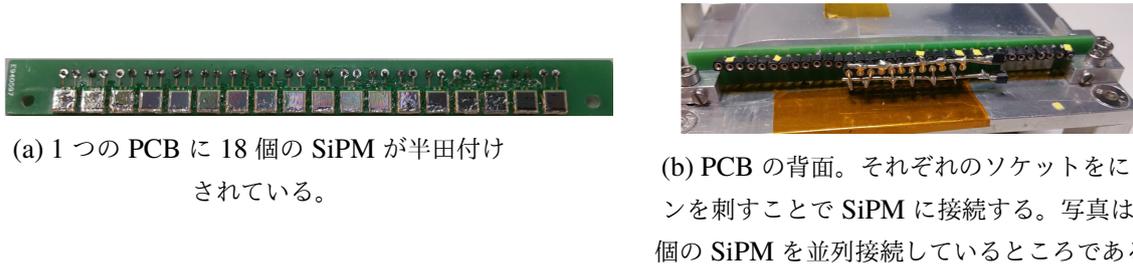
(b) 正面図。コリメータの真下にあるシンチレーションカウンターによってトリガーする。

図 7.7 pre-shower counter の測定用セットアップ。

にはソケットが取り付けられており、ピンを差し込むことで SiPM に電氣的に接触することが可能である (図 7.8)。ピンを差し込むソケットを変えることで、読み出す SiPM の数や接続方法を変更することができる。

^{90}Sr による β 線を照射した。コリメータの真下に試験用カウンターを挟んで配置されたシンチレーションカウンターによってトリガーをかけ、データを取得する。このトリガーカウンターは $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレータと SiPM からなる。SiPM の信号はアンプ*³ (図 7.6) によって増幅され、ポールゼロキャンセル回路によってシェーピングされた後、波形デジタイザ (DRS4 Evaluation Board) によって波形を保存する (図 7.9)。ポールゼロキャンセル回路の抵抗は可変抵抗であり、測定には $1 \text{ k}\Omega$ を使用した。カウンターの検出時間は $T_{\text{counter}} = (T_{\text{right}} + T_{\text{left}})/2$ によって定義し、その時間分解能は $\delta T = (T_{\text{right}} - T_{\text{left}})/2$ 分布をガウス分布でフィットした際のシグマで求める (図 7.10)。ただし、 $T_{\text{right, left}}$ はそれぞれカウンターの右または左側のチャンネルの平均検出時間である。各チャンネルの時間情報はコンスタントフラクシオン法により、波高の 10% となる時間を抽出する。ただし、サンプリングされた 2 点間は 3 次補間された値を用いる。

*³ PSI で開発された。



(a) 1 つの PCB に 18 個の SiPM が半田付けされている。

(b) PCB の背面。それぞれのソケットをピンを刺すことで SiPM に接続する。写真は 6 個の SiPM を並列接続しているところである。

図 7.8 SiPM の読み出し方法。

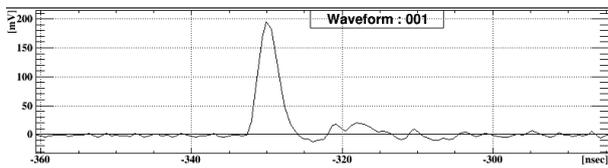


図 7.9 pre-shower counter の波形の例。4 つの SiPM を直列に読み出した場合である。

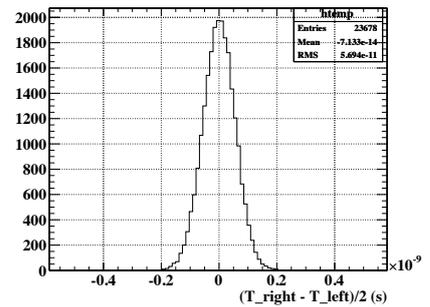


図 7.10 シンチレータの両側で検出された時間差の例。

7.3.3 SiPM の IV 測定

時間分解能の測定に先立って、100 個の SiPM に対して電流－電圧特性 (IV) 測定を行い使用する 36 個の SiPM を選定した。取得した IV 曲線に対し、

$$I(V) = \begin{cases} c & (V < V_{br}) \\ a \times (V - V_{br})^2 + c & (V \geq V_{br}) \end{cases} \quad (7.4)$$

という関数でフィッティングし、降伏電圧 V_{br} を求めた。図 7.11 に IV 曲線の例を示す。複数の SiPM を接続してまとめて読み出すには、性質の似た SiPM 同士を使用する必要がある。直列接続の場合は全ての SiPM に共通の電流が流れるよう電圧が配分されるため、印可電圧における電流値が異なると増幅率にムラができてしまう。並列接続の場合は全ての SiPM に同じ電圧がかかるため、異なる降伏電圧を持つ SiPM が含まれていると増幅率にムラができてしまう。100 個の SiPM の中からまず、測定されたオーバー電圧 3 V での電流値がスペックシートと $0.05 \mu\text{A}$ 以上異なる SiPM を除外した (図 7.12)。その上で降伏電圧及び降伏電圧での電流、IV 曲線の形を決めるパラメータである a が近い SiPM を 36 個選択し、その中でも更に性質に近いものが隣接するように SiPM を配置した。

7.3.4 シンチレータの大きさ

大きいシンチレータの方が DAQ レートを稼ぐことができる一方で、シンチレータが大きいと検出されるまでに光が減衰してしまうことが懸念される。そこで、シンチレータの大きさが時間分解能に与える影響を検討した。

まず、MC シミュレーションを用いて検出光量を比較した。SiPM はシンチレータの両端に等間隔で配置した。表面には実験と同様に反射材を巻いている。図 7.13(a) は $46,92 \times 92 \times 5 \text{ mm}^3$ の 2 つの大きさのシンチレータを

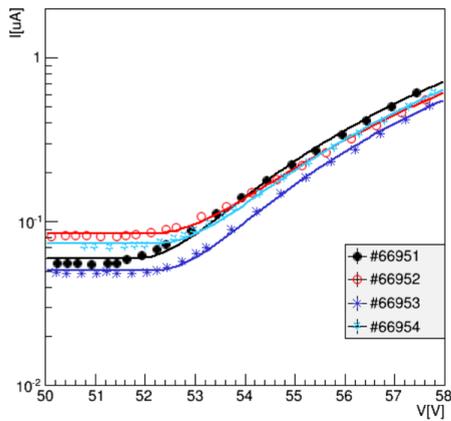


図 7.11 SiPM の IV 曲線。

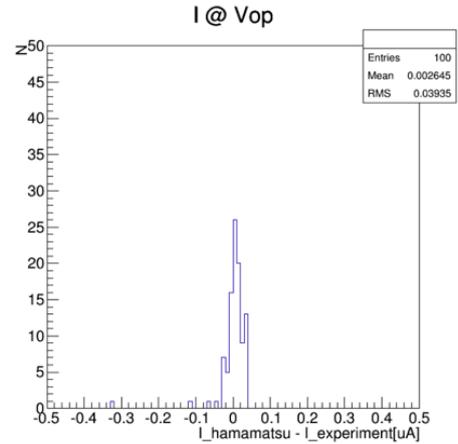
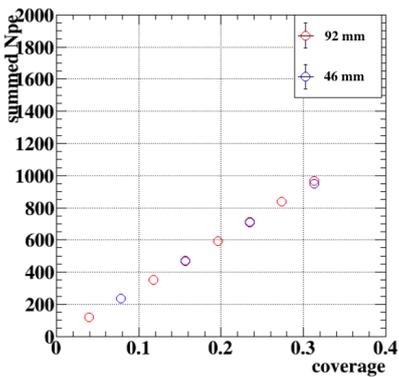
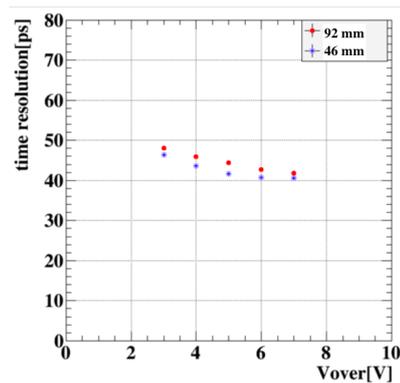


図 7.12 測定された電流値とメーカー提唱値との差。ただし、オーバー電圧 3 V での値である。



(a) 大きさの異なる 2 つのシンチレータの検出光量のシミュレーション結果。横軸はシンチレータ読み出し側面に対する SiPM 読み出し領域の面積占有率である。



(b) 大きさの異なる 2 つのシンチレータの時間分解能の比較。横軸は 1 つの SiPM あたりのオーバー電圧である。

図 7.13 異なる大きさのシンチレータの比較。

使用した場合の検出光量を示している*4。ただし、シンチレータは発光時定数が同じ BC-418 (表 5.1) を用いてシミュレーションされた。シンチレータの側面に対して SiPM の読み出し領域の占める割合が同じであれば、シンチレータの大きさに関わらず、検出光量と同じであることがわかる。実際に使用される BC-420 は BC-418 よりもシンチレーション光の減衰長が長く、同様に検出光量と同じであると予想される。

実際に 2 つの大きさのシンチレータについて時間分解能の測定を行った。幅 46 mm の場合は 4 つの SiPM を直列接続にし、片側 2 チャンネルの計 16 個の SiPM、幅 92 mm の場合は 4 つの SiPM を直列接続にし、片側 4 チャンネルの計 32 個の SiPM を読み出しに使用した。図 7.13(b) に測定結果を示す。予想通り、シンチレータの大きさに関わらず、時間分解能が同じであることがわかる。よって大きいアクセプタンスで測定が可能な $92 \times 92 \times 5 \text{ mm}^3$ を使用する。

*4 1 個の BGO の大きさ 46 mm に合わせている。

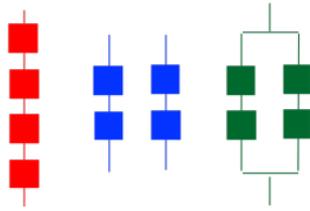


図 7.14 SiPM の接続方法の模式図。4 個の SiPM を使用するときの接続方法で、左から all series (赤)、two-channel (青)、partly parallel (緑) である。

呼称	キャパシタンス	印可電圧
all series	C	V
two-channel	2C	V/2
partly parallel	4C	V/2

表 7.2 SiPM の接続方法とその特徴。

7.3.5 SiPM の接続方法

SiPM の接続方法と時間分解能の関係について調査する。SiPM が多いほど時間分解能が良くなるが、それらを個別に読み出すとチャンネル数が増えてしまうため、接続してまとめて読み出すことでチャンネル数の削減を図る。また、並列接続よりも直列接続の方が時間分解能が良いことがわかっているが、直列接続する SiPM を増やすと印可電圧が高くなってしまふ。そこで、直列接続や並列接続、読み出しチャンネル数を変えて時間分解能を測定し、読み出し方法を決定する。

以下では 3 つの接続方法について比較を行う (図 7.14)。1 つ目は全ての SiPM を直列接続した場合である (all series)。2 つ目と 3 つ目は使用する SiPM を 2 つに分け、それぞれを別々に読み出す (two-channel)、或いは並列接続にして読み出す (partly parallel) 場合である。全て SiPM を直列接続にした場合に比べて他の 2 つの接続方法は印可電圧が 1/2 に抑えられる一方で、キャパシタンスが 2 倍または 4 倍に増加してしまう。表 7.2 にそれぞれの接続方法と特徴についてまとめる。

図 7.15 に 3 つの接続方法で測定した時間分解能を示す。どの接続方法でも SiPM の接続数が増えるほど時間分解能が向上していることがわかる。しかし、その傾向は直列接続された SiPM の数が 4 個を超えたところで緩やかになっている。結果として、SiPM の数が 8 個の場合は全数直列に比べて他の接続方法の方が時間分解能が良い。これは直列接続による波形の変化に起因すると考えられる。1 光電子の平均波形を図 7.16 に示す。SiPM の接続数が増えるほどキャパシタンスが減少するため、立ち上がりが速く、波高が低くなっていることがわかる。立ち上がりが速くなると時間分解能が向上する一方で、S/N の低下は時間分解能の悪化を招く。つまり、直列接続は時間分解能を向上させる効果と悪化させる効果の両方を含んでおり、時間分解能はそのトレードオフで決まる。今回の測定結果により、読み出しチャンネルを減らしつつ S/N の悪化の影響が小さい、4 直列 4 チャンネル読み出しを使用することが決定した。実際にこの接続方法で測定を行った結果、48 ps という最も良い時間分解能を達成した (図 7.15 中のオレンジの十字)。同じ SiPM 数でありながら 8 直列 2 チャンネル読み出しによる 60 ps (図 7.15 中の 1 番右の青三角) よりも良い結果であり、直列接続による時間分解能の悪化を防げていることがわかる。

7.3.6 位置依存性

線源を置く位置を変えて、それぞれ時間分解能を 4 直列 4 チャンネル読み出しで測定した。その結果を図 7.17 に示す。線源の位置が外側に行くにつれ、時間分解能が悪化していることがわかる*5。これは線源の位置によって各チャンネルに入射する光量の差が大きくなってしまふためである。線源がシンチレータの端に置かれた場合、一

*5 線源の位置がシンチレータの中心から離れるほど時間分解能が悪化するため、 $y = 36 \text{ mm}$ は特に依存性が大きい領域である。

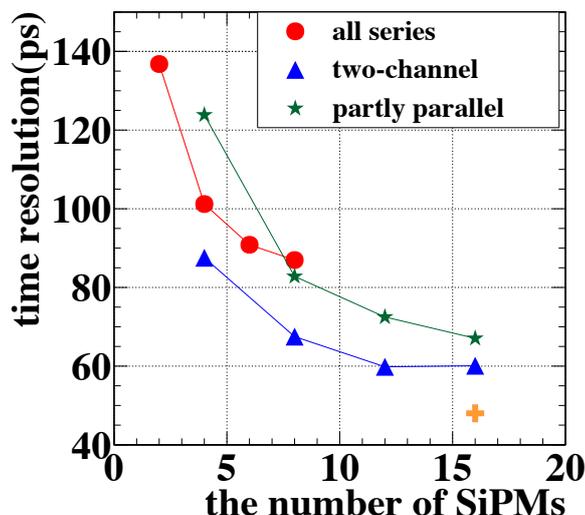


図 7.15 時間分解能の測定結果。横軸は片側の SiPM 数であり、両側で合わせてその 2 倍の SiPM を読み出している。直列接続にされた SiPM 数は横軸に等しい (赤) またはその半分 (青、緑) である。オレンジの十字は 4 直列 4 チャンネル読み出しの測定結果である。

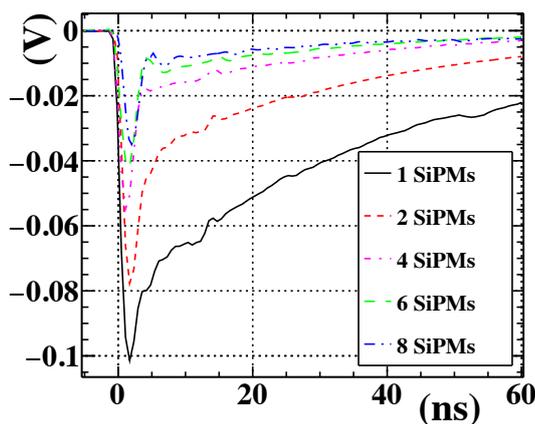


図 7.16 直列接続する SiPM 数と波形の変化。SiPM を 1, 2, 4, 6, 8 個直列に接続した場合の 1 光子平均波形である。ただし、アンプで増幅しており、シェーパーは使用していない。

部のチャンネルに対して立体角が小さいため入射光量が少ない。このようなチャンネルは時間分解能が悪く、結果として全体の時間分解能を悪化させる。

時間分解能の位置依存性を改善する方法の 1 つとして、より長いシンチレータを使うという方法がある。測定に使用する領域と SiPM との距離を広げることで、線源を測定領域の端に置いた場合でも SiPM の立体角が大きく、十分な光量が入射する。そこでシンチレータの大きさが $80 \times 175 \times 5 \text{ mm}^3$ のものについて、同様の読み出しチャンネルによって時間分解能の位置依存性を測定した (図 7.18)。時間分解能がより一様になり、位置による変化が 6 % 程度に抑えられている。よってシンチレータの大きさを $80 \times 175 \times 5 \text{ mm}^3$ に決定した。

シンチレータの大きさを $80 \times 175 \times 5 \text{ mm}^3$ に変更する際に、その種類を BC-420 から EJ-230 (Eljen Technology) に変更した。これらのシンチレータは同等品として扱われており、メーカー規定の立ち上がり時間は両者とも 0.5 ns である。よって時間分解能も同じであることが期待されたが、実際には BC-420 の立ち上がり時間は 2 ns 程度であったのに対して、EJ-230 の場合は 1 ns 程度だった。結果として、EJ-230 を使用した方がより良い時間分解能を得ることができた。オーバー電圧を 7 V に設定し、線源を中心に置いた際の時間分解能は BC-420 が 42 ps、

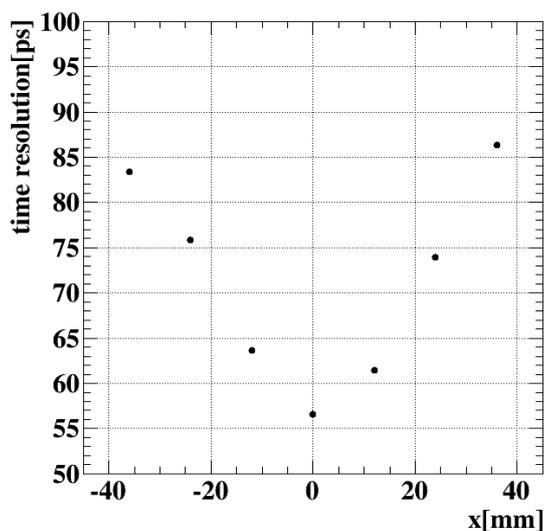


図 7.17 時間分解能の位置依存性。92 × 92 × 5 mm³ について、線源を原点を中心として、 $x = -36, -24, -12, 0, 12, 24, 36$ mm、 $y = 36$ mm の位置に置いた。

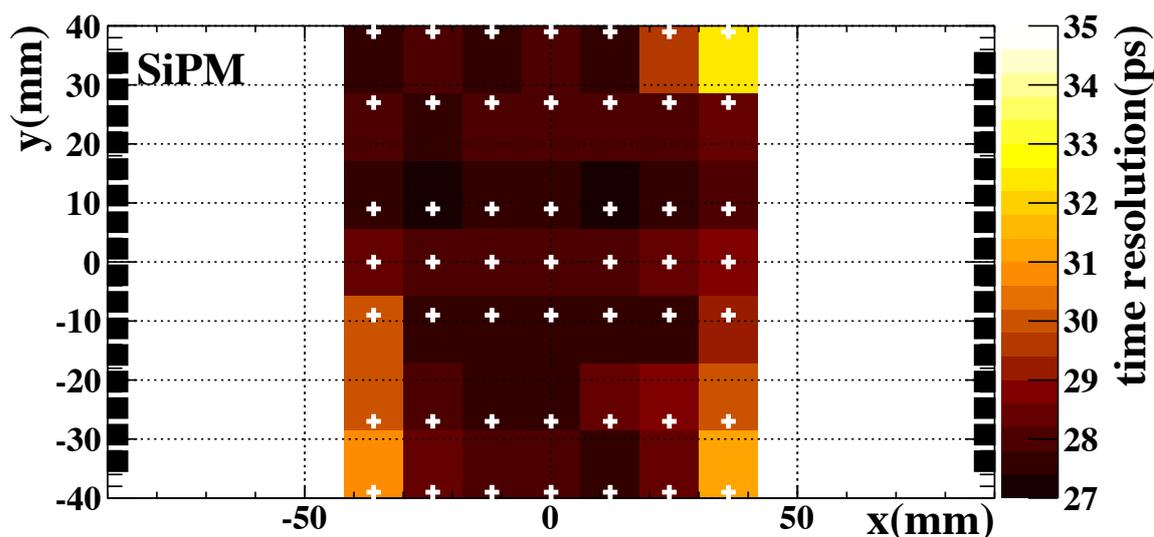


図 7.18 時間分解能の位置依存性。80 × 175 × 5 mm³ について、線源を原点を中心として、 $x = -36, -24, -12, 0, 12, 24, 36$ mm、 $y = -39, -27, -9, 0, 9, 27, 39$ mm の位置に置いた (白十字)。色のついた 80 × 80 mm² の領域のみを測定に使用する。

EJ-230 が 28 ps であった。

7.4 実機製作

以上の結果をもとに実機を製作した。シンチレータは EJ-230 を使用し、大きさは 80 × 175 × 5 mm³ である。SiPM は片側が 4 直列 4 チャンネル読み出しで、両側から読み出しを行う。16 個の SiPM を PCB に半田付けした (図 7.19)、シンチレータに対してオプティカルセメント (EJ-500, Eljen Technology) によって接着した (図 7.20)。反射材 (ESR2, 3M) をシンチレータに巻き、遮光シートで遮光した (図 7.21)。pre-shower counter はサポートストラクチャに固定し、BGO 検出器の直前に設置する。ネジによって pre-shower counter の位置を固定することができる。



(a) 1つのPCBに16個のSiPMが半田付けされている。



(b) PCBの背面。MMCXコネクタに接続することで読み出しを行う。

図7.19 PCBに半田付けされたSiPM。PCB内部で4つのSiPMがそれぞれ直列接続されている。



(a) 製作用のサポートストラクチャのくぼみにPCBを嵌め、光学セメントを塗ったシンチレータを近づける。



(b) SiPMを接着する面を下にし、1日ほど放置する。

図7.20 SiPMとシンチレータの接着過程。



(a) pre-shower counterの外観。遮光シートによって覆われている。



(b) pre-shower counterを横から見た図。PCB背面を抑えることで、位置を固定する。

図7.21 完成したpre-shower counter。アルミ製のサポートストラクチャに固定されている。

7.5 測定時間分解能に含まれる影響の評価

これまでのプロトタイプ試験では、DRS4 Evaluation Board を用いて測定を行い、シンチレータの両端の時間差から時間分解能を評価してきた。実機試験では、実際の測定環境に近づけるために WaveDREAM を DAQ に用いる。また、トリガー用として使用してきたシンチレーションカウンターの時間を基準時間として時間分解能を求める。正しく pre-shower counter の時間分解能を求めるには、これらの変更に伴う時間分解能の悪化の寄与を測定された時間分解能から差し引く必要がある。そこで、それらの成分を評価するために以下の測定を行った。

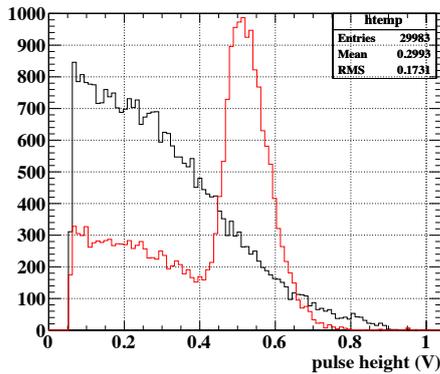


図 7.22 測定された波高分布。黒はトリガーに使用した下側のカウンター、赤は上側のカウンターである。

表 7.3 シンチレーションカウンターの時間分解能の測定結果とそれにより計算されるカウンターの時間分解能。

σ_1	66.3 ± 0.9 ps
σ_2	64.9 ± 1.0 ps
σ_3	65.3 ± 0.6 ps
σ_a	46.7 ± 1.0 ps
σ_b	47.1 ± 1.0 ps
σ_c	45.2 ± 1.0 ps

7.5.1 レファレンスカウンターの時間分解能

時間基準として使用するシンチレーションカウンターの時間分解能を測定する。これまでの測定で使用してきたシンチレーションカウンターの他に 2 つのシンチレーションカウンターを用意した。この新たなシンチレーションカウンターは 5 mm 角のプラスチックシンチレータ BC420 と 1 個の SiPM からなる。これらのシンチレーションカウンターについて、2 つずつ計 3 種類の組み合わせで時間分解能の測定を行う。それらの測定で得られた時間分解能は以下の関係を持つ。

$$\begin{aligned}\sigma_1^2 &= \sigma_a^2 + \sigma_b^2 \\ \sigma_2^2 &= \sigma_b^2 + \sigma_c^2 \\ \sigma_3^2 &= \sigma_c^2 + \sigma_a^2\end{aligned}$$

ただし、 $\sigma_{1,2,3}$ はそれぞれの測定で得られた時間分解能、 $\sigma_{a,b,c}$ は各カウンターの時間分解能である。これらの式を解くことで、それぞれのカウンターの時間分解能を求める。

測定には ^{90}Sr を使用した。線源直下に 2 つのカウンターを設置し、DRS4 によって波形を取得した。プロトタイプ試験と同様にアンプによる信号の増幅とポールゼロキャンセル回路によるシェーピングを行い、サンプリング周波数は 1.6 GSPS を使用した。下に配置したカウンターによってトリガーをかけた。図 7.22 は測定によって得られた波高分布を示している。上に配置したカウンターを突き抜ける必要があるため、上のカウンターの分布には MIP ピークが存在し、エネルギーデポジットが大きい。両方のカウンターに同じくらいの光量を保証するために波高が 0.4 V 以上のイベントのみを解析に使用した。

表 7.3 に測定結果と得られたカウンターの時間分解能を示す。プロトタイプ試験に用いていたカウンターの時間分解能は 46.7 ps である。以降の測定では、このカウンターをレファレンスカウンターとして使用し、その時間分解能の寄与を差し引く。

7.5.2 WaveDREAM の時間同期の分解能

第 3 章で紹介したように、WaveDREAM は 8 チャンネルの読み出しを持つ DRS4 が 2 つ搭載されており、その 2 つの DRS4 間或いは他の WaveDREAM と時間同期を取るためにクロック信号が送られている。このクロック信

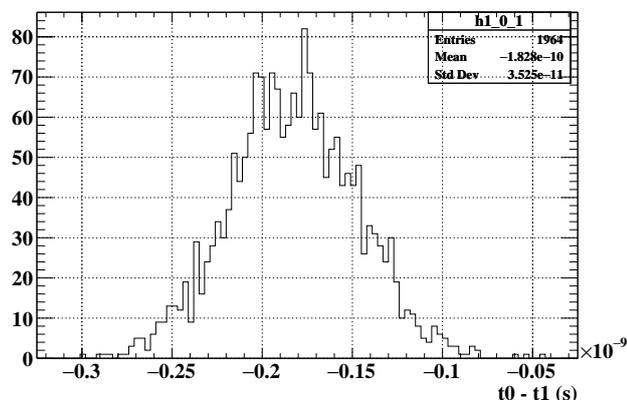


図 7.23 分割された矩形波を 2 つの DRS4 のチャンネルに入力し、測定された時間差。

号を異なる DRS4 間で合わせることで、全体のチャンネルの時間を合わせている。クロック信号には矩形波が使用されており、その波形をフィッティングすることで、数十 ps の精度で同期させることが可能である。この時間精度は pre-shower 自体の時間分解能に対して無視できないほど大きいため、この同期による時間分解能への寄与を測定する。

ファンクションジェネレーターによって生成した矩形波を信号ディバイダで分け、異なる DRS4 のチャンネルに入力し、その信号の検出時間の差をとることで同期精度を測定する。pre-shower counter は計 16 チャンネルを持つため、2 つの DRS4 の同期精度を評価した。

図 7.23 に 2 つの DRS4 のチャンネルで検出された時間の差を示す。ただし、サンプリング周波数は 1.2 GSPS である。この時間分布をガウス分布でフィッティングを行い、そのシグマから同期の時間精度 35.2 ps を得た*6。

7.6 β 線を用いた実機試験

製作した実機を ^{90}Sr 線源を用いて試験した。この試験によって、実機の性能確認と時間オフセットの見積もりを行う。前述のプロトタイプ試験とこの測定における最大の相違点はノイズ環境である。これまでの測定ではノイズが少ない環境であったのに対し、実際に pre-shower counter を運用する実験環境ではノイズが多いことがわかっている。ノイズによって時間分解能が悪化してしまうため、実際のノイズ環境での時間分解能を評価する。また、ヒット時間の再構成精度を高めるためにはチャンネル毎の時間オフセットを補正する必要がある。時間オフセットについてもこの測定によって算出する。更に、位置分解能についても評価する。

7.6.1 時間分解能の再評価

プロトタイプ試験と同様に ^{90}Sr 線源をプラスチックシンチレータの複数の箇所に置いて、時間分解能の位置依存性を測定した。DAQ には WaveDREAM を使用し、ゲインは 100、サンプリング周波数は 1.2 GSPS*7 に設定した。オーバー電圧は 5 V である。測定中に 1 つのチャンネルの信号が読み出されなくなり、調査の結果 4 つの SiPM のうち 2 つが故障もしくは半田付け不良により読み出せなくなってしまうことがわかった (図 7.24)。そこで配線をバイパスし、残りの 2 つの SiPM のみを読み出すことにした (図 7.25)。このチャンネルについては、入射光量が少ない分 S/N を稼ぐためにオーバー電圧 7 V に設定した。

*6 サンプリング周波数を上げると同期の時間精度は向上する

*7 液体キセノン γ 線検出器と同じ周波数である。



図 7.24 読み出せなくなった SiPM。赤いバツ印がついている SiPM の信号を読み出すことができなくなった。



図 7.25 読み出せなくなった SiPM のバイパス。PCB 背面のスルーホールに導線を半田付けした。

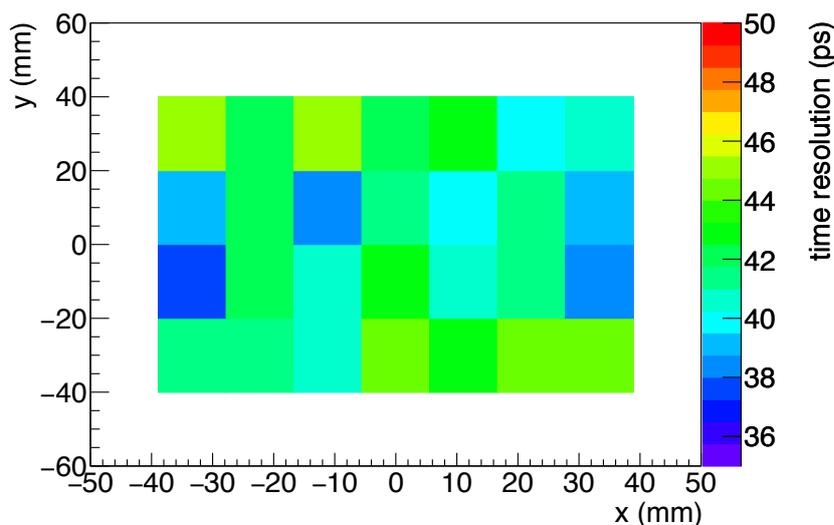


図 7.26 時間分解能の位置依存性。80 × 175 × 5 mm³ について、線源を原点を中心として、 $x = -36, -24, -12, 0, 12, 24, 36$ mm、 $y = -27, -9, 9, 27$ mm の位置に置いた。色のついた 80 × 80 mm² の領域のみを測定に使用する。

図 7.26 に測定結果を示す*⁸。38–44 ps という、プロトタイプ試験の時に得られた結果よりも 10 ps 程度悪い時間分解能となってしまった。原因としてはノイズやサンプリング周波数の影響が考えられる。故障したチャンネルは図 7.26 の $x = 87.5$ mm、 $y = 20$ –40 mm の領域を担当しており、それによる時間分解能の位置依存性は見られない。使用領域からチャンネルまでの距離が十分長く、どの位置に線源を置いた場合でも立体角が大きく、十分な光量が得られているためと考えられる。

7.6.2 時間オフセットの見積もり

位置依存性の測定データを用いて時間オフセットを見積もる。まず、ヒット位置と各チャンネル間の距離とチャンネルでの測定時間との相関をとる。ただし、ヒット位置は線源の直下であり、チャンネルの位置は 4 つの SiPM の中心であると仮定している。この相関において傾きはシンチレータ中の実効的な光速であり、すべてのチャンネルについて共通である。一方で、 y 切片は各チャンネルに固有の値であり、ゼロ距離での時間差すなわち時間オフセットに相当する。

測定された距離と検出時間の相関を図 7.27 に示す。まず、全チャンネルでの測定点を用いて 1 次関数でフィッティングを行い、共通の傾きを求める。その傾きを固定して再度各チャンネルについてフィッティングを行い、得られた y 切片を時間オフセットとした (図 7.28)。

*⁸ DRS4 間の同期精度の寄与は差し引いている

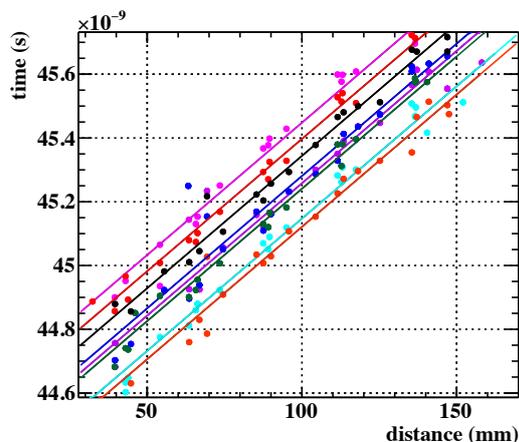


図 7.27 ヒット位置とチャンネル間の距離と検出時間との関係。点はデータで、直線はフィッティング結果を示している。各色が各チャンネルに対応する。

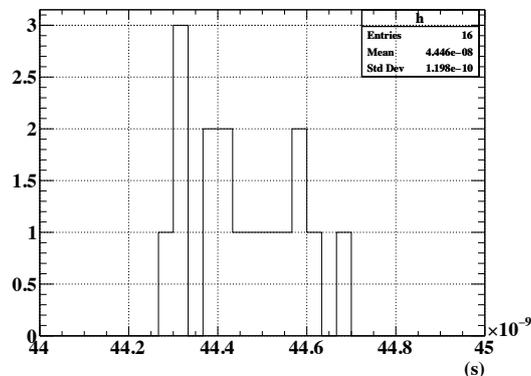


図 7.28 時間オフセットの測定結果。

7.7 γ 線を用いた実機試験

2018 年 12 月、 γ 線を用いた試験を行った。この試験では Cockcroft-Walton (CW) 加速器の陽子ビームと $\pi E5$ の μ ビームから生成される γ 線を使用した。CW 加速器は液体キセノン γ 線検出器の較正及び光量の安定性のモニターなどに使用するために $\pi E5$ に設置された MEG 専用の加速器である。CW 加速器によって加速された陽子を $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ 標的に当て、 ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ 反応によって 17.6 MeV の単色 γ 線が生成される。 μ ビームでは RMD または AIF によって 52.8 MeV 以下の γ 線が生成される。

pre-shower counter を図 7.29 のように BGO 検出器の前に設置した。2 枚のプラスチックシンチレータを交互に重ね、その重なり部分の前方に 4 mm 厚の鉛板を置いた。信号の読み出しには WaveDREAM を使用し、ゲインは 100、サンプリング周波数は 1.2 GSPS でデータを取得した。オーバー電圧は当初は β 線での試験と同じ、5 V または 7 V を予定していたが、2 粒子ヒットによる高エネルギーイベントが予想よりも多く WaveDREAM のダイナミックレンジに収まらないイベントが多かったため、2.5 V または故障したチャンネルは 4 V でデータを取得した。

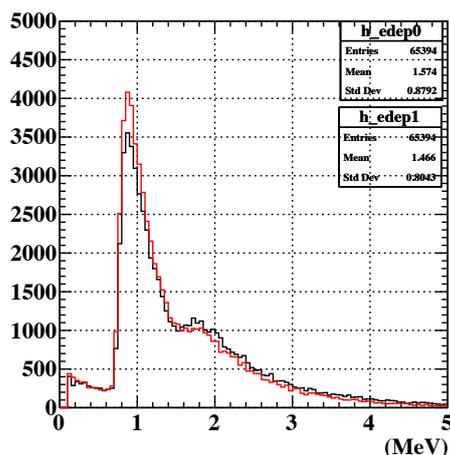
7.7.1 CW 加速器による単色 γ 線

まず、単色 γ 線を用いて測定を行った。 γ 線を鉛で電子陽電子対に転換させた場合に得られるエネルギー分布を MC によってシミュレーションした結果を図 7.30 に示す。2 つのピークが見られ、低い側のピークは 1 粒子のみが入射した場合、高い側のなだらかなピークは両方の粒子が入射した場合のエネルギーデポジットである。図 7.30(b) は測定によって得られたエネルギー分布である。MC の結果と異なり、1 粒子のみが入射した場合の 1 つのピークしか見ることができない。これはデータのエネルギー分解能が悪いためである。MC では 1 粒子のピークの高さに対して 2 粒子のピークの高さは 30% 程度であり、データでもピークエネルギーの 2 倍の位置にピークの 30% 程度のイベントが存在する。また、MC でも 1 粒子のテールに 2 粒子のピークがほとんど埋もれており、データではエネルギー分解能により 2 ピークの分離ができなかったと考えられる。

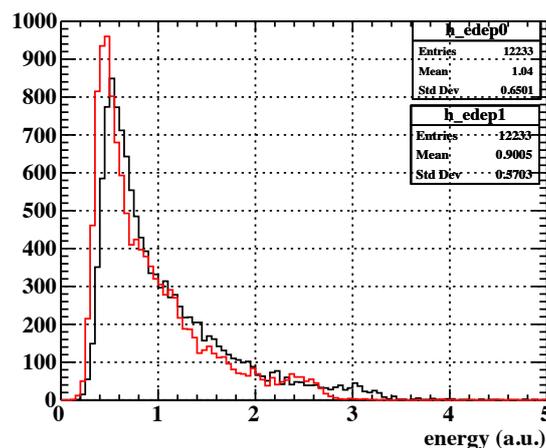
ヒット時間はシンチレータを読み出しているチャンネルの平均によってそれぞれ定める。pre-shower counter の検出時間は 2 枚のシンチレータによる検出時間の平均を取ることで求めるため、ここではカウンターの時間分解能



図 7.29 BGO 検出器の直前に設置された pre-shower counter。2 枚のプラスチックシンチレータを交互に重ね、前面には鉛板を設置している。



(a) MC シミュレーションの結果。



(b) データの解析結果。

図 7.30 CW 加速器による単色 γ 線を用いた場合の pre-shower counter のエネルギーデポジット。黒が前方、赤が後方に設置されたシンチレータである。

はそれらの時間差の分布をガウス分布でフィットし、そのシグマの半分によって定義する。 β 線を用いた試験結果の単体の時間分解能 44 ps より、2 枚を使用した場合の時間分解能はそれを $\sqrt{2}$ で割った 31 ps 程度が期待される。しかし、実際には 52 ps という結果が得られた。高エネルギーイベントに合わせて SiPM の印加電圧を下げたため、低エネルギーイベントに対しては S/N が悪い。実際にエネルギーデポジットが 2 枚のシンチレータで 0.8 a.u. 以上であることを要求すると時間分解能は 46 ps にまで改善する。

7.7.2 μ ビームによる高エネルギー γ 線

次に、 μ ビームによる高エネルギー γ 線を用いて測定を行った。2018 年に行われた MEG II 実験の μ ビームを用いたコミッションングの際に、同じ μ ビームを使用して試験した。この時の RMD または AIF によって生成される γ 線を使用しており、図 7.31 のようなエネルギー分布を持つ。図 7.32(a) は MC シミュレーションで得られ

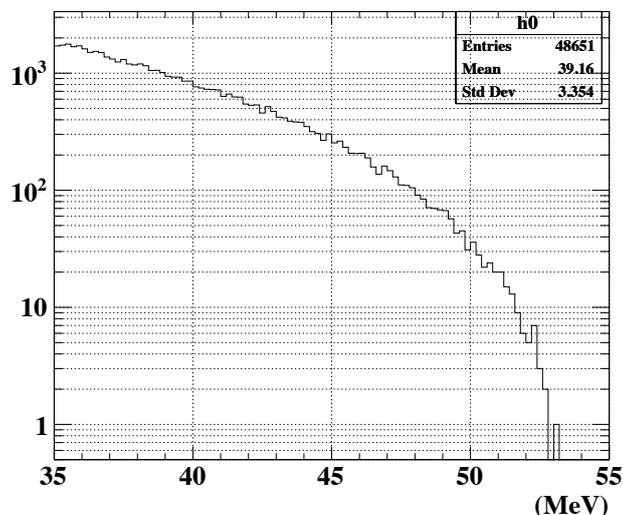
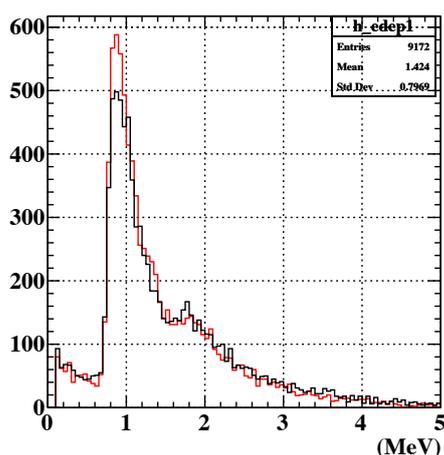
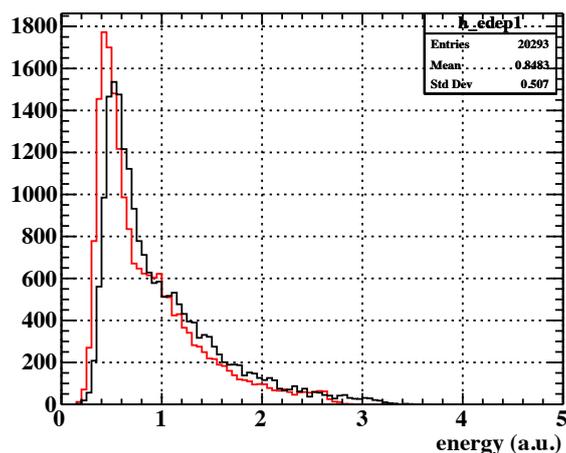


図 7.31 MC シミュレーションでの μ ビームによる γ 線のエネルギースペクトル。RMD 及び AIF 由来の γ を含んでいる。



(a) MC シミュレーションの結果。



(b) データの解析結果。

図 7.32 μ ビームによる γ 線を用いた場合の pre-shower counter のエネルギーデポジット。黒が前方、赤が後方に設置されたシンチレータである。

たエネルギー分布である。CW 加速器の場合と同様に粒子の入射数に応じた 2 つのエネルギーピークが存在する。図 7.32(b) は測定によって得られたエネルギー分布である。MC のようにはっきりとした 2 粒子入射のピークは見られないが、1 粒子ピークの 2 倍のエネルギーの位置に MC による期待値と同程度のイベント数が存在する。

時間分解能は 46 ps という結果が得られた。CW 加速器での時間分解能 52 ps よりも良い結果である。また、エネルギーデポジットが 2 枚のシンチレータで 0.8 a.u. 以上であることを要求すると時間分解能は 37 ps にまで改善する。CW 加速器での測定と比較して、S/N や時間同期用クロック信号のフィッティング結果に大きな違いは見られないため、2 つの測定での時間分解能の差を生む原因についてはわかっていない。更に、ヒット位置毎の時間分解能は図 7.33 のようになった。ただし、ヒット位置は再構成されたものを使用している（位置の再構成は後述）。場所によって 43 ps から 47 ps までの値の広がりを持つ。

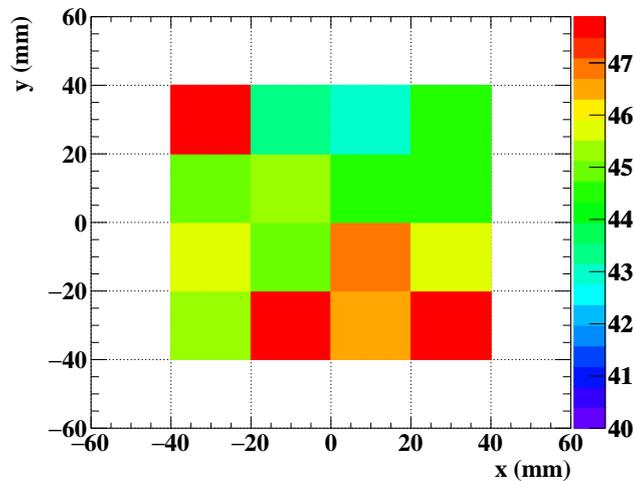


図 7.33 μ ビームによって測定した時間分解能の位置依存性。再構成されたヒット位置を元に $80 \times 80 \text{ mm}^2$ の領域を 4×4 に分割して時間分解能を求めた。

7.8 位置分解能の評価

CEX においてエネルギー分解能の測定精度を向上させるには、 54.9 MeV の γ 線を選択する精度が重要である。式 7.3 より、 γ 線のエネルギーは 2 つの γ 線の運動方向がなす角によって決まるため、より高い検出器の位置分解能が求められる。MEG 実験における CEX において、 82.9 MeV の γ 線の入射位置を測定したのは BGO 検出器であった。16 個の PMT によって得られた光量を用いてヒット位置を再構成し、 10 mm 程度の位置分解能が得られている [12]。この時の pre-shower counter は、2 枚のプラスチックシンチレータについてその両端を同じ方向から読み出していたため、1 方向にしかヒット位置への感度がなかった。しかし、新たに開発した pre-shower counter は 2 枚のプラスチックシンチレータに対して互いに直交する方向に読み出しを行っているため、2 方向でのヒット位置への感度を持つ。そこで、pre-shower counter によってヒット位置の再構成を行い、位置の測定精度の向上を図る。

pre-shower counter による位置の再構成には時間情報を使用する。プラスチックシンチレータの両側で検出された時間の差をとり、以下の式によってヒット位置を求める。

$$x_{\text{hit}} = \frac{T_{\text{left}} - T_{\text{right}}}{2} \times v_{\text{eff}} \quad (7.5)$$

ただし、 x_{hit} は中心からの距離、 T_{left} (T_{right}) は左側 (右側) の 4 つの読み出しチャンネルの平均検出時間、 v_{eff} はシンチレータ中の光速である。前節の β 線と γ 線を用いた実機試験でのデータを用いて評価する。

7.8.1 β 線を用いた試験

式 7.5 を用いてヒット位置を再構成した結果、図 7.34 のようなガウス分布になった。この分布をフィットして得られた平均とシグマをそれぞれヒット位置及び位置分解能と定義する。

図 7.35 は再構成された位置とヒット位置との差を示している。ただし、線源を置いた位置にヒットしたと仮定している。位置によるバイアスなく、 1 mm 程度の精度で一致している。 3 mm 程度ずれている測定点があるが、線源の位置は手で調整しておりそもそもの位置がズレている可能性がある。より良い精度での測定が今後の課題である。また、位置分解能は 7 mm 程度であり、場所によらずほぼ均一である (図 7.36)。この 7 mm という値は BGO

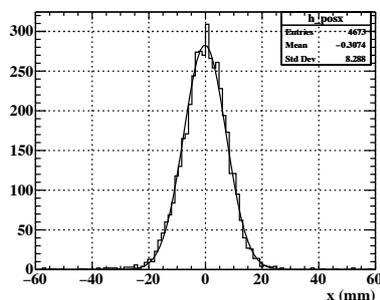


図 7.34 再構成された位置の分布の例。線源を $(x, y) = (0 \text{ mm}, +27 \text{ mm})$ に置いた時の再構成された x の位置である。線はフィット結果を示している。

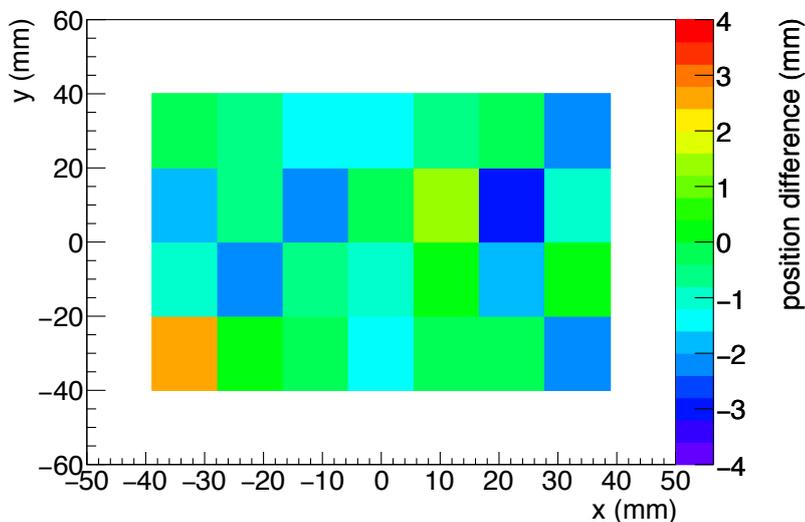


図 7.35 再構成された位置とヒット位置との差。

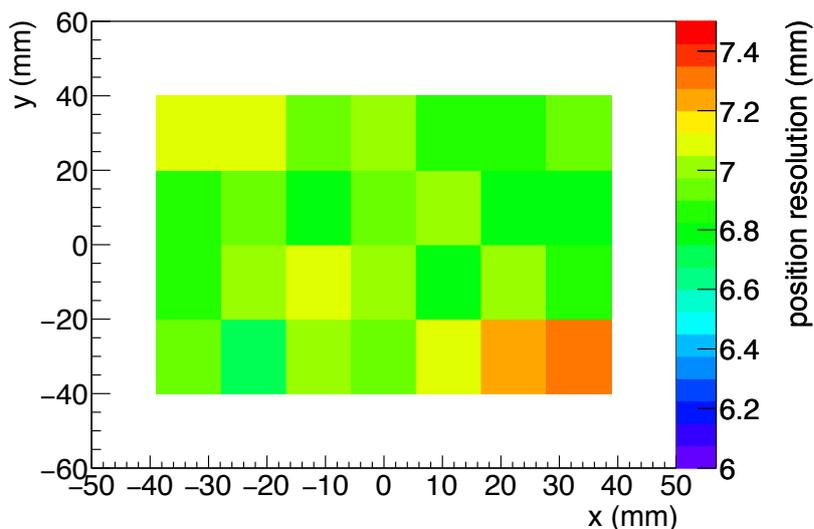
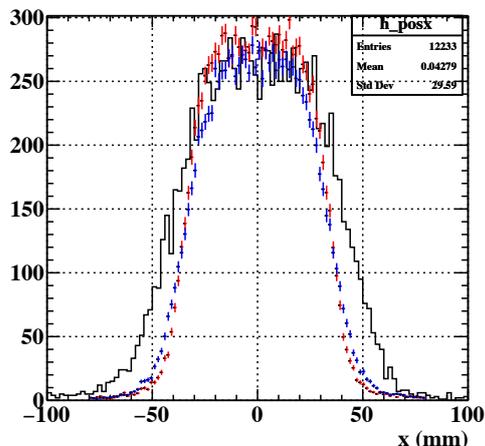


図 7.36 位置分解能の位置依存性。 $80 \times 175 \times 5 \text{ mm}^3$ について、原点を中心として、 $x = -36, -24, -12, 0, 12, 24, 36 \text{ mm}$ 、 $y = -27, -9, 0, 9, 27 \text{ mm}$ の位置に線源を置いた。色のついた $80 \times 80 \text{ mm}^2$ の領域のみを測定に使用する。

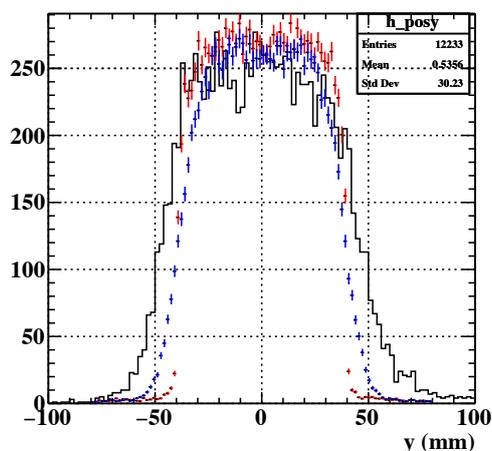
検出器の位置分解能よりも良いため、CEX で測定精度向上が期待できる。尚、実際にこの位置分解能の向上によって CEX での測定精度がどの程度影響されるかは、今後調査する必要がある。

7.8.2 γ 線を用いた試験

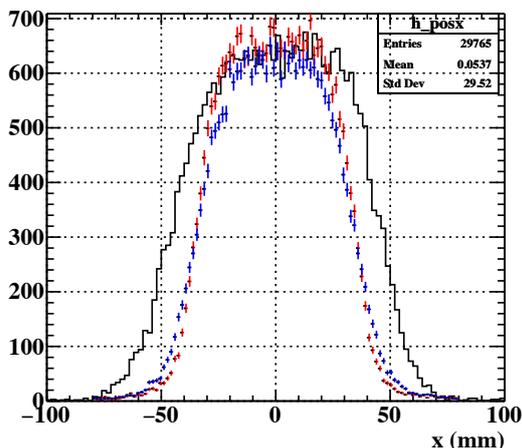
γ 線を用いた試験において再構成されたヒット分布を図 7.37 に示す。後方に置かれたシンチレータのヒット分布は前方のものとは比べて、中心付近の平坦な部分が少なく、全体的に丸みを帯びた分布をしている。MC によっても同様の分布が再現されており、有限の厚みがある 2 枚のシンチレータを重ねていることに起因する。解析に使用されているデータや MC では 2 枚のシンチレータにヒットがあることを要求しているため、シンチレータの位置に



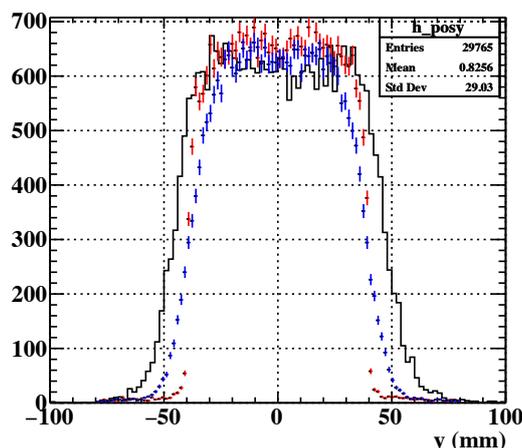
(a) CW 加速器を用いた測定において再構成された位置分布。後方のシンチレータの時間情報を用いて再構成した。



(b) CW 加速器を用いた測定において再構成された位置分布。前方のシンチレータの時間情報を用いて再構成した。



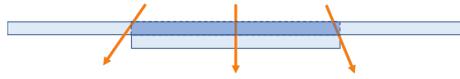
(c) μ ビームを用いた測定において再構成された位置分布。後方のシンチレータの時間情報を用いて再構成した。



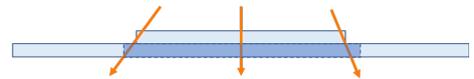
(d) μ ビームを用いた測定において再構成された位置分布。前方のシンチレータの時間情報を用いて再構成した。

図 7.37 γ 線を用いた測定において再構成された位置の分布 (黒)。赤は MC によって得られたヒット位置分布、青はそれを位置分解能 7 mm を仮定して鈍らせた分布を示している。

よってヒット分布に違いが生まれる。図 7.38 は pre-shower counter のイベントの概念図である。前方に配置されたシンチレータの端に斜めに入射するような粒子には後方のシンチレータに入射しないようなものも含まれるため、2 枚へのヒットを要求した場合、カウントされず、端の分布の広がりが少ない。一方で、後方に配置されたシンチレータの場合は、シンチレータ内の検出領域である $80 \times 80 \text{ mm}^2$ 以外に入射したイベントも含まれる。よって端に広がりを持った分布になる。図 7.37 中の赤線は MC で得られたヒット分布、青線はそれを位置分解能 7 mm を仮定してガウス分布で鈍らせた分布である。全体の形状は同じような形状をしているものの、MC に対してデータの再構成された横幅が広く、位置分解能を考慮しても再現されない。原因については今後調査する。



(a) 前方のシンチレータに入射するイベントの例。1 枚目の端に斜め入射するイベントは 2 枚目のシンチレータに入射せず、カウントされない。



(b) 後方のシンチレータに入射するイベントの例。80 × 80 mm² 領域以外に入射した場合でもカウントされるため、広がりが大きくなる。

図 7.38 pre-shower counter のイベントの例。薄青の長方形がシンチレータ、矢印が入射粒子を表している。濃青の長方形は粒子の入射領域のイメージである。

表 7.4 pre-shower counter 実機の試験結果。

時間分解能		
線源	カウンター自身の時間分解能	WaveDREAM の時間同期精度込みの時間分解能
β 線	44 ps (単体)	56 ps
単色 γ 線 (17.6 MeV)	52 ps	54 ps
高エネルギー γ 線 (≤52.8 MeV)	46 ps	49 ps
位置分解能		
β 線	7 mm	

7.9 まとめ

液体キセノン γ 線検出器の時間較正に使用する pre-shower counter の研究開発を行った。SiPM の接続方法及びシンチレータの形を最適化し、SiPM は片側が 4 直列 4 チャンネルの両側読み出し、シンチレータは大きさ 80 × 175 × 5 mm³ で、中心の 80 × 80 mm² 領域を使用することに決定した。このデザインを元に実機を製作し、β 線及び γ 線を用いて試験を行った。その測定結果を表 7.4 にまとめる。

図 7.39 は pre-shower counter の時間分解能が与える液体キセノン γ 線検出器の時間分解能の不定性への影響を示している。CEX で測定することができる pre-shower counter と液体キセノン γ 線検出器との検出時間の差に含まれる時間分解能 σ_{measured} は、以下のような関係を持つ。

$$\sigma_{\text{measured}} = \sigma_{\text{XEC}} \oplus \sigma_{\text{preshower}} \oplus \sigma_{\text{decay}} \oplus \sigma_{\text{sync}}/2 \tag{7.6}$$

ただし、 σ_{XEC} は液体キセノン γ 線検出器の時間分解能、 $\sigma_{\text{preshower}}$ は pre-shower counter の時間分解能、 σ_{decay} はターゲット上の崩壊点の不定性による寄与、 σ_{sync} は時間同期の精度である*⁹。 σ_{measured} は統計誤差として 0.7–1 ps を含んでいる。 $\sigma_{\text{preshower}}$ の不定性は統計誤差 1 ps を下限、MEG 実験で使用された pre-shower counter の系統誤差 2.5 ps を上限としている*¹⁰。 σ_{decay} は MC により見積もられた 58 ps、 σ_{sync} は今回の測定値である 35.2 ps をそれぞれ使用し、それぞれの不定性は考慮していない。

*⁹ pre-shower counter のチャンネルは 2 つの DRS によって読み出しを行う。検出時間は 2 枚のシンチレータによる検出時間の平均であるため、時間同期の精度による寄与は半分となる。

*¹⁰ MEG 実験の pre-shower counter の場合、2 枚のシンチレータを同じ方向に読み出ししており、それぞれの検出時間には相関がある。よって、それらの差を使って時間分解能を見積もろうとすると系統誤差となる。MEG II 実験の pre-shower counter は 2 枚の読み出し方向が直交しているため、その相関がなく、誤差は小さくなると考えられる。

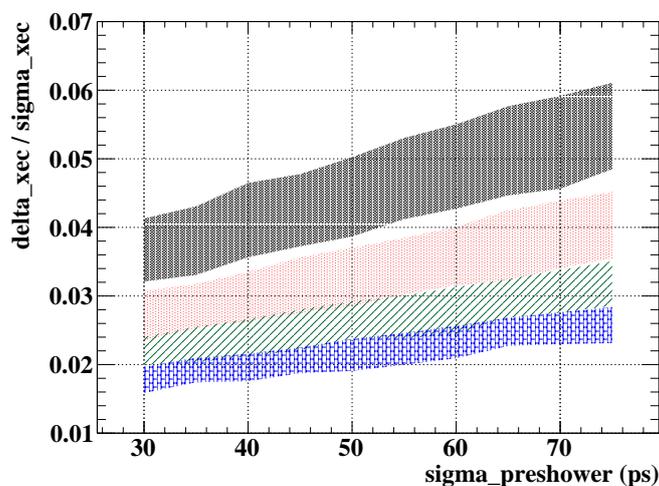


図 7.39 pre-shower counter の時間分解能が与える液体キセノン γ 線検出器の時間分解能の不定性への影響。横軸は pre-shower counter の時間分解能、縦軸は液体キセノン γ 線検出器の時間分解能とその不定性の比を表している。黒、赤、緑、青の順に液体キセノン γ 線検出器の時間分解能がそれぞれ 40, 50, 60, 70 ps を仮定している。

MEG 実験で使用された pre-shower counter の時間分解能 81 ps の場合、液体キセノン γ 線検出器の時間分解能によって 2.2–6.1% の不定性となる。pre-shower counter の時間分解能が良い程その不定性は小さくなり、今回の測定で達成した 46 ps の場合では 1.8–4.7% となり、20% 程度改善することができる。特に液体キセノン γ 線検出器の時間分解能が良い場合はその改善が大きい。また、 ± 2 ps 程度の位置依存性が測定されたが、pre-shower counter の時間分解能が 4 ps 変化した場合の液体キセノン γ 線検出器の時間分解能の不定性の変化は最大でも 0.2% 程度であり、位置依存性は無視できるほど小さいと言える。

今後の課題として、まず、pre-shower counter の再製作を行う。故障の原因を究明し、再発防止に努める。また、 γ 線を用いた測定によって観測された MC シミュレーションでは再現できないヒット分布については、波形シミュレーション及びその波形解析を導入することで MC とデータとの差異を洗い出し、イベントについての理解を深める。今回は 1.2 GSPS で測定を行ったが、将来的にはこれよりも高いサンプリング周波数を使用する予定である。これにより pre-shower counter 自身の時間分解能及び WaveDREAM の時間同期精度ともに向上する見込みであり、そのサンプリング周波数を用いて改めて性能評価を行う。

第 8 章

MPPC 時間オフセット測定

第 6 章で述べたように、液体キセノン γ 線検出器による検出時間は各光センサーの検出時間を用いて再構成される。波形から抽出された光センサーの検出時間は様々な補正によって γ 線のヒット時間に引き戻される。本章では補正項の内、エレキやケーブルに由来するオフセット項 t_{offset} の測定について述べる。2017 年の μ ビームを用いたコミッションングにおいて実際にこの補正を行うことで、時間分解能 44 ps を達成した*1。

8.1 LED による測定

8.1.1 測定のセットアップ

液体キセノン γ 線検出器内部に取り付けられた LED を光源に使用する (図 8.1)。全部で 28 箇所に取り付けられている LED は 3 種類に大別され、それぞれ LED type 1, 2, 3 と呼称する。今回の測定では 2 つの LED type 1 と 1 つの LED type 2 を使用した。LED type 1 は前面にテフロン製のディフューザが被せられており (図 8.2)、LED 光量の角度依存性を抑える役割を果たしている (図 8.3)。LED type 2 は LED そのものは LED type 1 と同じだが、このディフューザが被せられていない。以降、使用した LED type 1 の内ビーム上流側にあるものを LED type 1 (US)、下流側にあるものを LED type 1 (DS) と記載する。ファンクションジェネレータ (AFG3000, Tektronix) で生成したパルスを入力として LED を光らせ、それと同期した信号でトリガーをかけた。表 8.1 にパルスの設定値を示す。

エレキの読み出しチャンネル数が制限されているため、 16×16 の計 256 個の MPPC について測定を行った。オーバー電圧は 7 V に設定した。各 MPPC の検出時間はコンスタントフラクション法によって波高の 5% の高さ

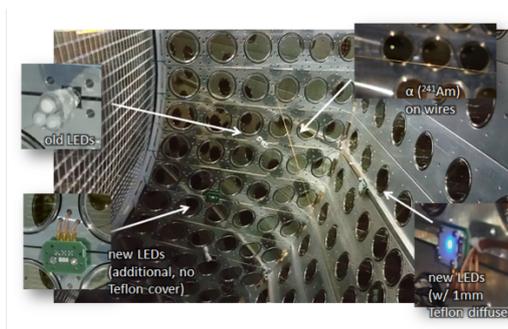


図 8.1 液体キセノン γ 線検出器内部の LED。3 種類の LED が壁面に取り付けられている。

*1 この時の時間分解能は読み出しチャンネルを 2 分割して再構成した時間の差をとることで評価された。最終的な時間分解能は CEX において pre-shower counter を用いて評価する。



図 8.2 LED type 1 の外観。LED の前面に穴を開けたアルミ箔を被せて減光し、その上からテフロン製のディフューザを被せている。

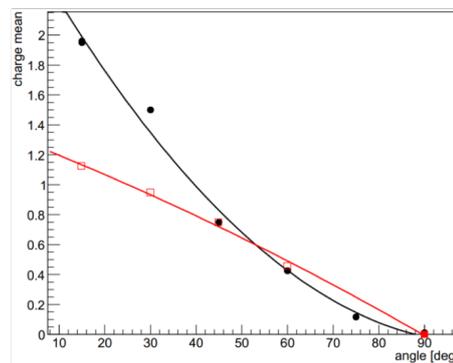


図 8.3 LED 光量の角度依存性。ディフューザ無し（黒）と有り（赤）の場合。

amplitude (V)	1.5
offset voltage (V)	1.6
frequency (kHz)	100
width (ns)	20
leading/trailing edge (ns)	2.5

表 8.1 ファンクションジェネレータのパルス設定値。

となる時間を抽出する。これによって求められた時間は以下の要素による時間差を含んでいる。これらの要因を取り除いた上で残されたチャンネル毎の時間差を求める。

1. ケーブルの長さ
2. 距離依存性
3. ロット依存性
4. 角度依存性

8.1.2 ケーブルの長さ

本来はケーブルの長さによる時間差も t_{offset} に含まれるが、ここではそれ以外の要因による時間差を求めるために予めケーブルの長さによる時間差は差し引いておく。MPPC を読み出すクライオスタット内のケーブルは同軸ケーブル (RG178-FEP, JYEBAO) であり、場所によって 2.5–4.9 m の長さを持つ。ケーブル中の信号の伝送速度は 2×10^8 m/s であるので、ケーブルの長さに応じてその分の遅延時間を差し引く。

8.1.3 距離依存性

LED から各 MPPC までの距離に応じて光が到達するまでの時間 TOF を差し引く。LED は点光源であると仮定し、MPPC は中心位置を使用して LED との距離を計算する。理想的には TOF は距離のみを用いて補正できるが、実際には MPPC の検出時間として抽出された時間は生産ロットに起因する MPPC の波形の違いに影響される。そこで、距離依存性は次節のロット依存性と同時に差し引かれる。

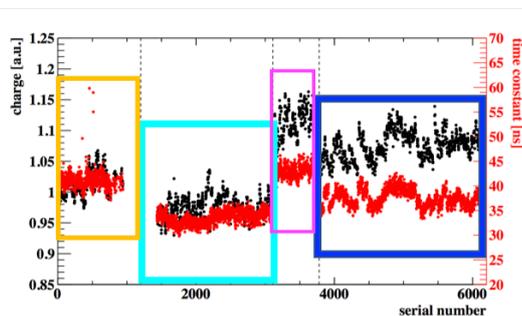
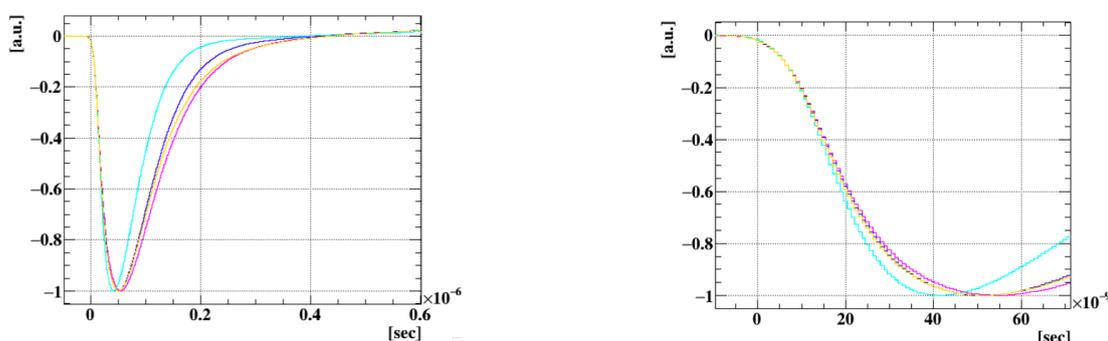


図 8.4 大光量 LED を当てた時の MPPC の電荷量 (黒) と波形の減衰時間の時定数 (赤)。それぞれの枠に囲まれた MPPC が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) に対応する



(a) 全体図。

(b) 立ち上がり部分の拡大図。

図 8.5 LED 光に対する MPPC の平均波形。波高で規格化されている。それぞれの波形が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) に対応する。

8.1.4 ロット依存性

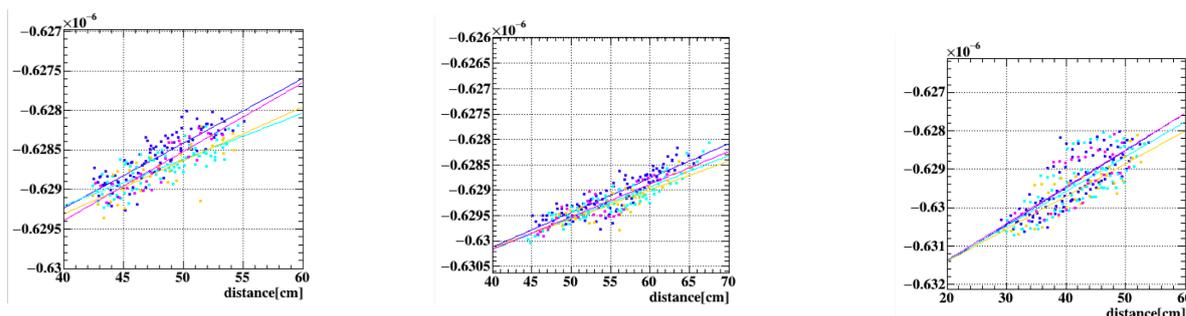
液体キセノン γ 線検出器に使用された 4092 個の MPPC は 4 つの生産ロット A、B、C、D に分けられる。実機製作前の試験段階で、LED 光に対する応答波形を測定したところ、生産ロットに依存した違いが見られた。これはクロストークやアフターパルスの違いが原因であると考えられる。図 8.4 は各 MPPC の 1 光子電荷量と波形の減衰時間を示している。生産ロット毎にこれらのパラメータが大きく異なることがわかる。この生産ロットによる違いをロット依存性と呼ぶ。

時間オフセットの測定の場合にも MPPC の性質の違いに影響される可能性がある。実際に今回の LED を用いた時間オフセットにおいて波形を詳しく解析すると、図 8.5 のように互いに波形が大きく異なり、特に検出時間を決定するのに重要な立ち上がり部分が異なることがわかった。

ロット依存性を差し引くために、距離依存性をロット毎に差し引くというを行う。図 8.6 に MPPC の検出時間と LED からの距離の関係を示す。生産ロット毎に 2 つのパラメータの相関が異なっているため、それぞれを線形関数でフィッティングし、距離依存性とロット依存性を差し引く。

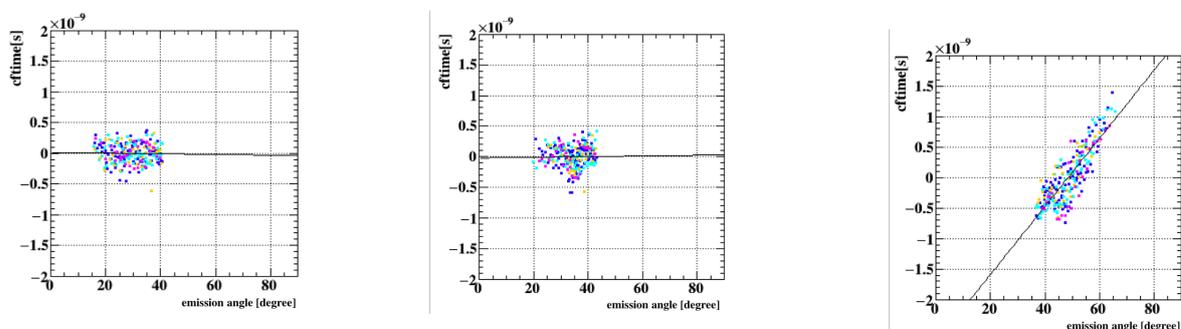
8.1.5 角度依存性

先述の通り、使用した LED の発光には異方性があることがわかっており、これは MPPC による検出時間に影響を与える。図 8.7 に距離・ロット依存性を補正した後の角度と検出時間の関係を示す。ディフューザが取り付けら



(a) LED type 1 (US) を使用した場合。 (b) LED type 1 (DS) を使用した場合。 (c) LED type 2 を使用した場合。

図 8.6 MPPC の検出時間の距離依存性。それぞれの点が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) の MPPC に対応する。



(a) LED type 1 (US) を使用した場合。 (b) LED type 1 (DS) を使用した場合。 (c) LED type 2 を使用した場合。

図 8.7 MPPC の検出時間の角度依存性。距離依存性、ロット依存性を補正後である。それぞれの点が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) の MPPC に対応する。

れた LED type 1 (US, DS) は角度による依存性が見られないのに対して、ディフューザのない LED type 2 には角度に対して明らかな依存性があることがわかる。このプロットにおいて、線形関数でフィッティングを行い、その効果を差し引く。

8.1.6 測定結果の比較

以上の効果を差し引いた上で残された時間差が t_{offset} である。ただし、測定した 256 個の MPPC の内、ある 1 つの WaveDREAM で読み出した 16 個の MPPC については明らかな同期のズレが見られたため考慮しない。その結果を図 8.8 に示す。それぞれの LED を使用した場合に標準偏差で 160–180 ps のばらつきがあることがわかる。また、異なる LED によって得られた t_{offset} を比較した (図 8.9)。LED type 1 (US) と LED type 1 (DS) を比較した場合は 75 ps の標準偏差であるのに対し、それぞれを LED type 2 と比較した場合は 110 ps 程度のばらつきが存在する。これは LED type 2 を使用した際の角度依存性が完全に補正されていないためと考えられる。しかし、角度依存性が見られなかった LED type 1 (US, DS) について十分な精度で一致しているため、LED type 1 (US) を使用した場合の測定結果を用いて γ 線での測定結果と比較する。

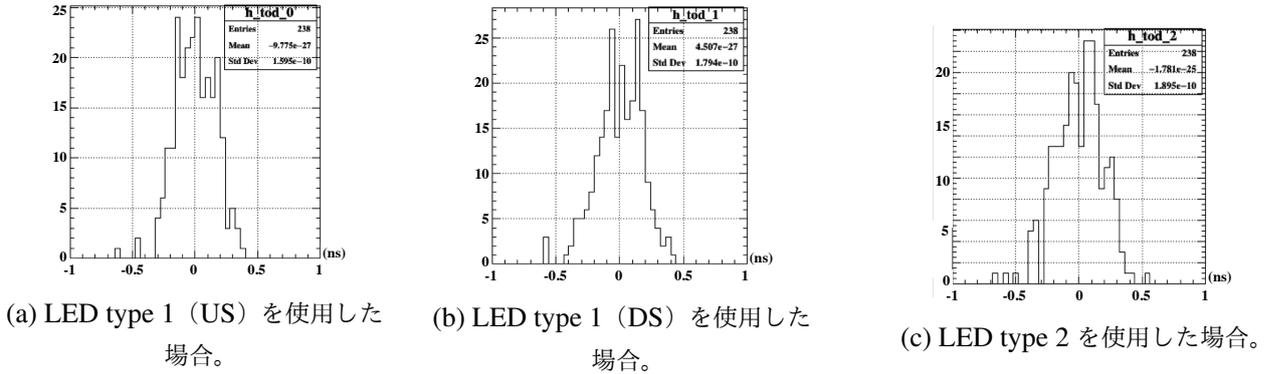


図 8.8 LED を用いたオフセットの測定結果。

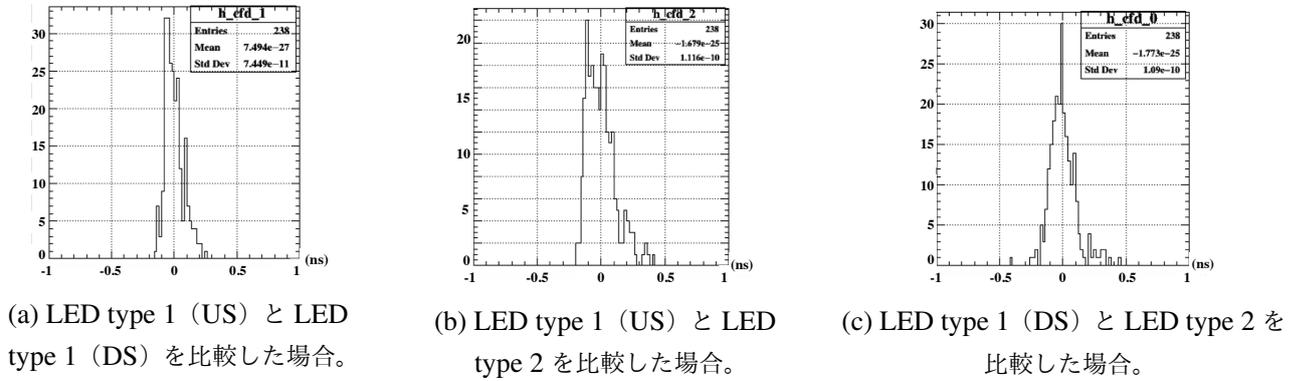


図 8.9 異なる LED を用いて求めたオフセットの測定結果の差。

8.2 γ 線による時間オフセット測定

8.2.1 測定のセットアップ

2017 年 12 月、 μ ビームが崩壊して生じる γ 線のデータを取得した。エレキのチャンネル数の制限により 704 個の MPPC と 117 個の PMT について読み出しを行った。液体キセノン γ 線検出器の MPPC512 個と PMT128 個によって検出された光量が閾値を超えた場合にトリガーをかけた。閾値は γ 線のエネルギーに換算して 43 MeV 程度である。

8.2.2 解析

解析では最小二乗法に基づき、以下の χ^2 を最小化する*2。

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\delta t_i}{\sigma_t} \right)^2 \tag{8.1}$$

$$\delta t_i = t_{\text{sensor},i} - t_{\text{prop}}(d_i) - t_{\text{indir}}(\eta_i) - t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i}) - t_{\text{offset},i} - t_\gamma \tag{8.2}$$

*2 各パラメータの意味は第 6 章参照。

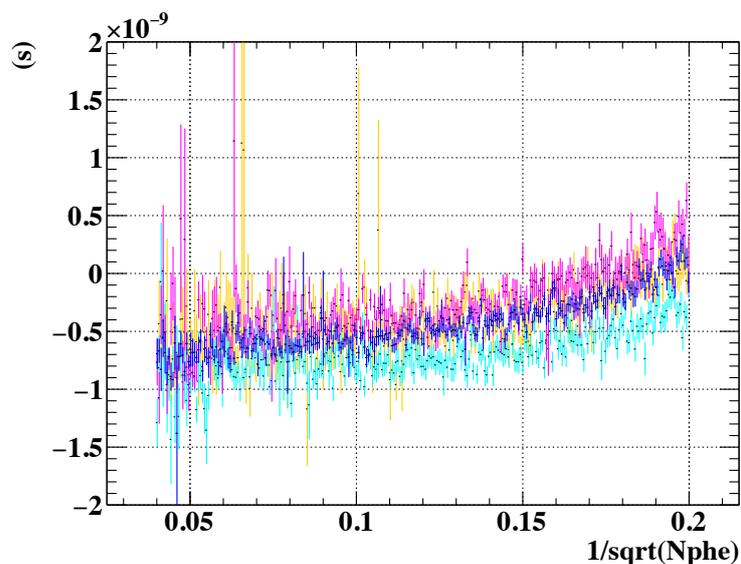


図 8.10 ロット毎のタイムウォーク。それぞれの色が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) の MPPC に対応する。

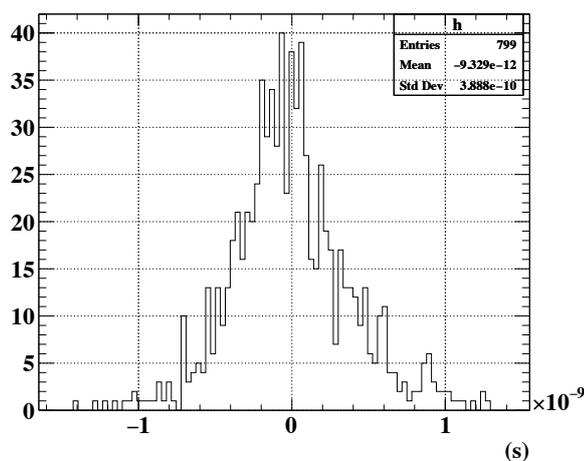


図 8.11 あるチャンネルの $t_\gamma - t_{\text{sensor},i} - t_{\text{prop}}(d_i) - t_{\text{indir}}(\eta_i) - t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i})$ 分布の例。

t_γ は γ 線のヒット時間であり、最も光量の大きい MPPC の検出時間を t_γ の初期値として用いた。また、LED を用いた測定により検出時間には生産ロットへの依存性があることが確認されたため、その効果を差し引く必要がある。そこで、 $t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i})$ の関数をロット毎に求め、それぞれ差し引いた (図 8.10)。この他にケーブルの長さによる遅延を補正した。

最小化された後の $t_\gamma - t_{\text{sensor},i} - t_{\text{prop}}(d_i) - t_{\text{indir}}(\eta_i) - t_{\text{walk}}(N_{\text{phe},i})$ 分布の平均値を各チャンネルの t_{offset} として定めた (図 8.11)。ただし、光量が小さいと検出時間の不定性が大きくなるため、光電子数が 280 相当以上の結果のみを用いている。

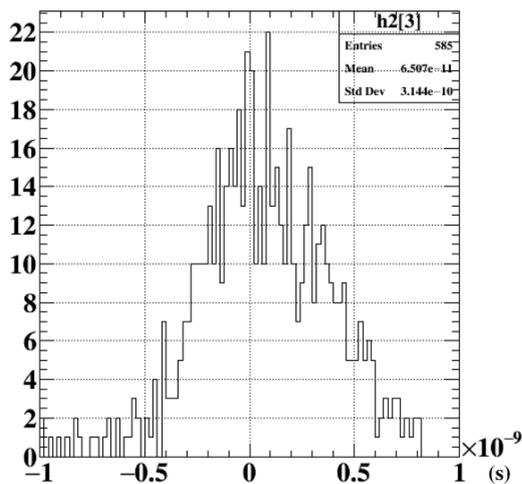
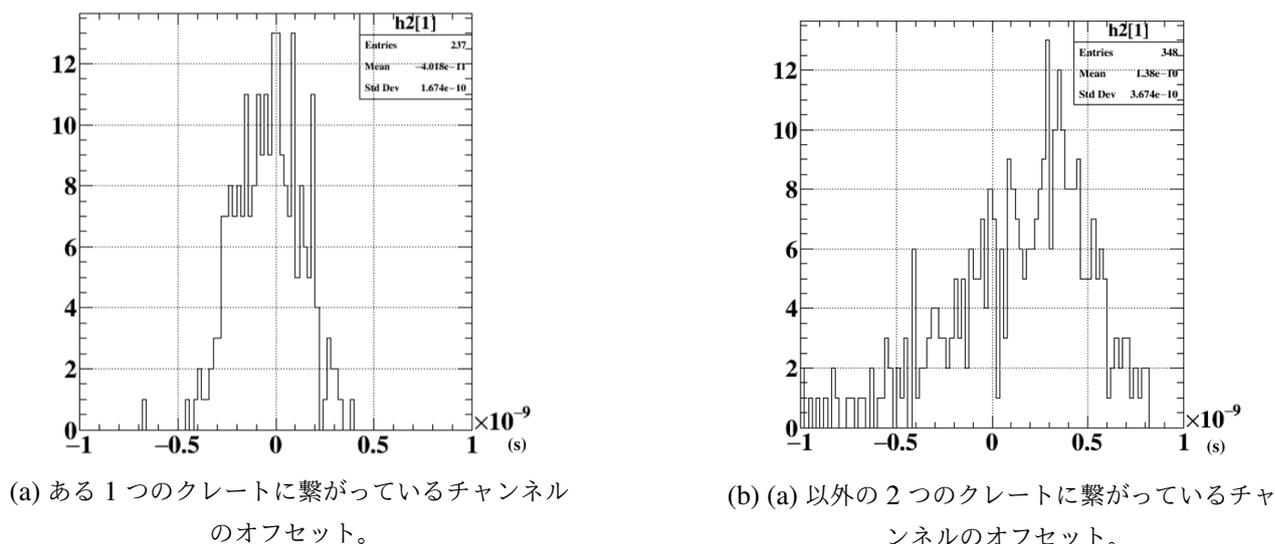


図 8.12 γ 線を用いたオフセットの測定結果。



(a) ある 1 つのクレートに繋がっているチャンネルのオフセット。

(b) (a) 以外の 2 つのクレートに繋がっているチャンネルのオフセット。

図 8.13 クレート毎のオフセットの比較。

8.2.3 測定結果

以上のようにして求めた t_{offset} を図 8.12 に示す。測定に使用された全 704 個の MPPC の内、十分な光量が得られなかったものを除いて計 585 個のチャンネルについて値を得ることができた。

本測定で使用された MPPC は 3 つの異なる DAQ クレートによって読み出しが行われていた。クレート間の時間はクロック信号によって同期される。しかし、測定された t_{offset} にはクレートによる違いが存在した (図 8.13)。読み出し面中央に配置された MPPC を担当したあるクレートのチャンネルの t_{offset} は標準偏差 170 ps 程度であるのに対し、外側に配置された MPPC を担当する他の 2 つのクレートのチャンネルの t_{offset} は標準偏差 370 ps であり、かつ、前者には見られない 100 ps 程度のバイアスがある。これはクレート間の同期に 100 ps 程度のズレがあることを示唆している。

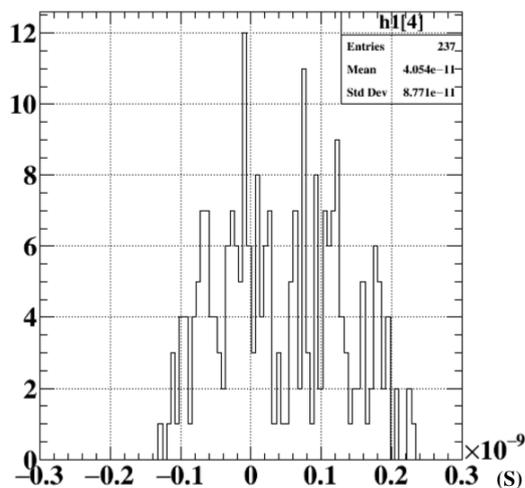
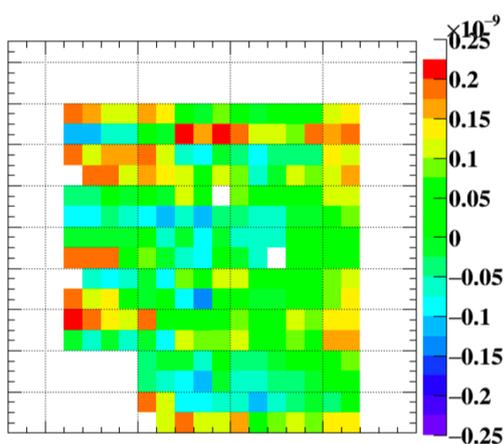
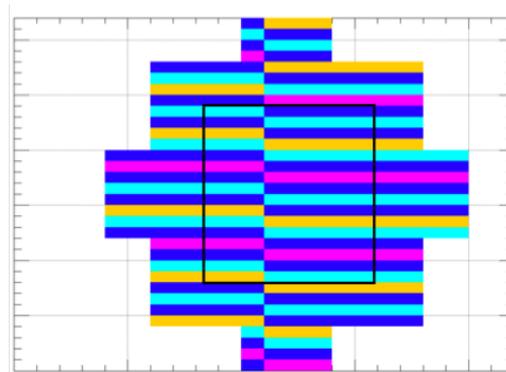


図 8.14 2つの測定方法によって得られた t_{offset} の差。



(a) MPPC 毎の時間差。1つのビンが1つのMPPCに対応する。白抜きは測定されなかった、または、精度良く求められなかったチャンネルである。



(b) MPPC の生産ロット。1つのビンが1つのMPPCに対応する。それぞれの色が生産ロット、A (オレンジ)、B (シアン)、C (マゼンダ)、D (青) のMPPCである。黒枠で囲まれた領域のMPPCのみが比較対象である。

図 8.15 2つの測定方法によって得られた t_{offset} の差と MPPC の生産ロット。

8.3 2つの測定結果の比較

2つの測定方法によって得られた結果を比較する。ただし、LEDの測定に使用された1つのクレート内のチャンネルのみを対象とする。図 8.14 は LED と γ 線による測定で求められた t_{offset} の差を示している。90 ps 程度の精度で両者が一致している。同じ時間差を MPPC 毎のマップ表示したものを図 8.15(a) に示す。これから行毎、また、左から6番目までとそれ以降で時間差の分布が異なる傾向が見える。図 8.15(b) は各 MPPC の生産ロットを示しており、時間差で見られた構造と一致する。実際に2つの測定方法による t_{offset} の時間差を生産ロット毎に分割すると、ロットによるバイアスがあることがわかる (図 8.16)。その一方で、それぞれのロット内では 50–70 ps という精度で一致している。

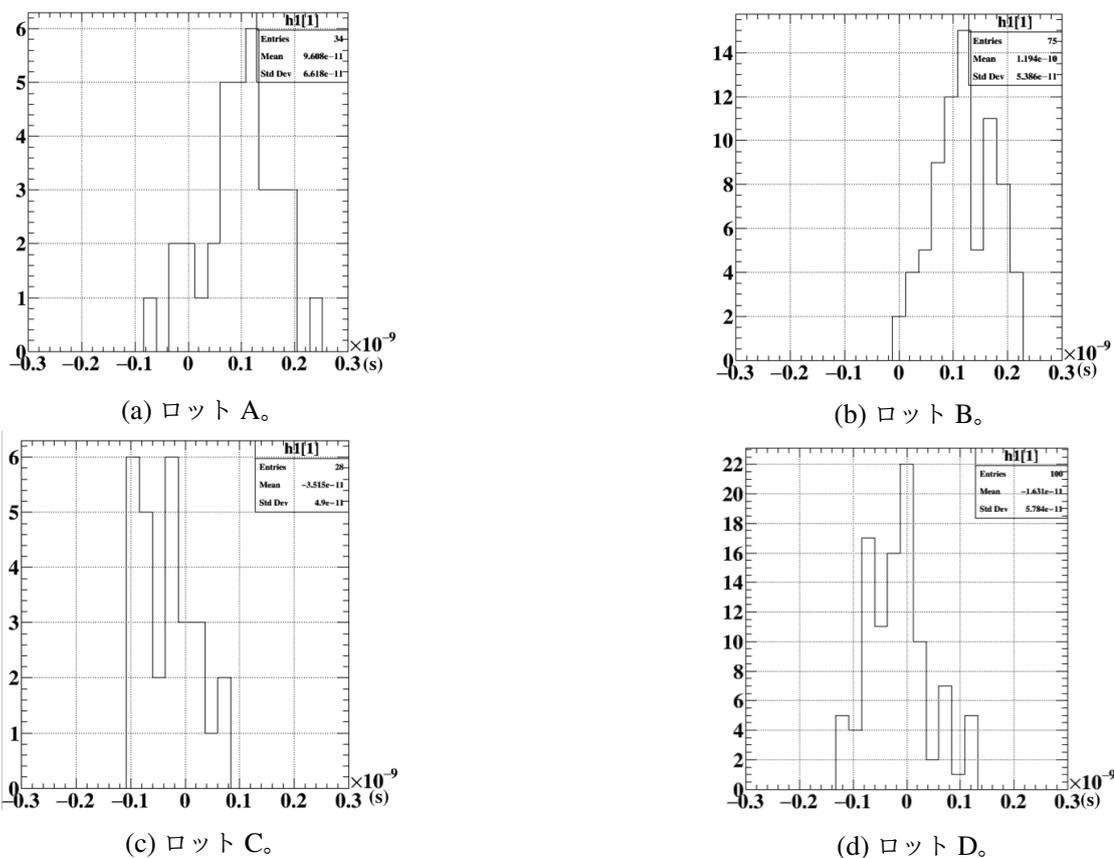
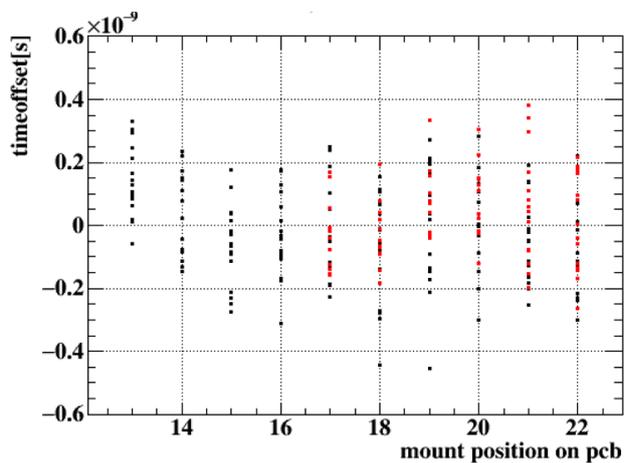


図 8.16 ロット毎の t_{offset} の差。

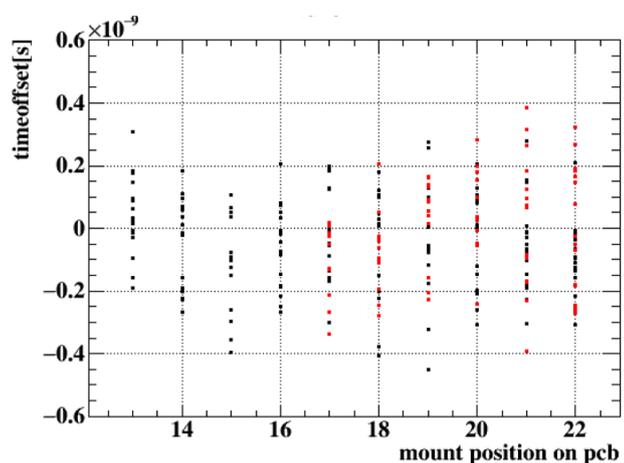
更に、MPPC が載せられている PCB 上の位置によっても t_{offset} が異なる。図 8.17 は 2 つの測定について t_{offset} の PCB 上の位置依存性を示している。全体のばらつきに対してその影響は小さいが両者ともに同じ傾向が見られており、PCB による信号の遅延があることがわかる。

8.4 まとめ

MPPC の時間オフセットを LED と γ 線を用いた方法で求め、比較した。その結果、50–70 ps という時間オフセットそのもののばらつきである 170 ps よりも良い精度で一致していることがわかった。よって、それぞれの方法で良い精度で較正できていると言える。最終的な値は CEX の pre-shower counter を使った測定によって決定される。



(a) LED を用いた測定によって求めた t_{offset} 。



(b) γ を用いた測定によって求めた t_{offset} 。

図 8.17 t_{offset} の PCB 上の位置依存性。横軸は PCB 上の位置を示す。1 行に 2 つの PCB が載っており、入射面に向かって右側の PCB 上の MPPC (黒) と左側の PCB 上の MPPC (赤) である。

第 III 部

輻射崩壊同定用カウンターの運用と試験

第 9 章

Pilot Run 2017

2017 年 12 月、 π E5 ビームラインの μ ビームを用いた RDC のコミッショニングを行った。前年のコミッショニング (5.2.3) との最大の相違点は、本番と同様に γ 線の検出に液体キセノン γ 線検出器が使用されたことである。本章ではビームデータの解析及び MC との比較による性能評価について述べる。

9.1 セットアップ

9.1.1 各検出器

RMD 由来の γ 線を検出するために液体キセノン γ 線検出器を用いた。WaveDREAM^{*1}の読み出しチャンネル数に制限があるため、一部の MPPC 及び PMT について読み出しが行われた (図 9.1)。陽電子タイミングカウンターは上流、下流ともにインストールされた。ドリフトチェンバーは建設が完了していなかったため、代わりにモックアップがインストールされた。このモックアップにはワイヤやエレキが存在せず、エンドキャップ部分は 2 mm 厚のアルミニウムを使用している^{*2}。

9.1.2 エネルギー較正

RDC のタイミングカウンターは Michel 由来の e^+ を用いて較正を行う。データ取得中にバックグラウンドとして Michel 由来の e^+ が大量にヒットするため、そのエネルギー分布を用いることができる。図 9.2 は G_{EANT4} (version 10.04) を用いた MC シミュレーションと実際のデータのエネルギー分布である。これらの分布をランダウ分布でフィットし、較正した。

RDC カロリメータは LYSO の自己発光エネルギースペクトルを用いて較正を行う。詳細については第 11 章にて後述する。全ての SiPM について、当初はオーバー電圧を 3.5–4 V 相当に設定していたが、ビームによって 1 つの WaveDREAM あたりの電流読み出し値の上限である 2 mA を超過したため、2.0–2.5 V 相当に引き下げられた。ヒットレートが高い中心に位置する 4 × 4 個のチャンネルについては SiPM の印可電圧を 2.0 V、それ以外のチャンネルは 2.5 V 程度に設定した。

^{*1} HV 供給用基盤は電流値の制限が 125 μ A のものを使用した。

^{*2} 本来のドリフトチェンバーの場合、3 cm 厚のアルミニウムである。

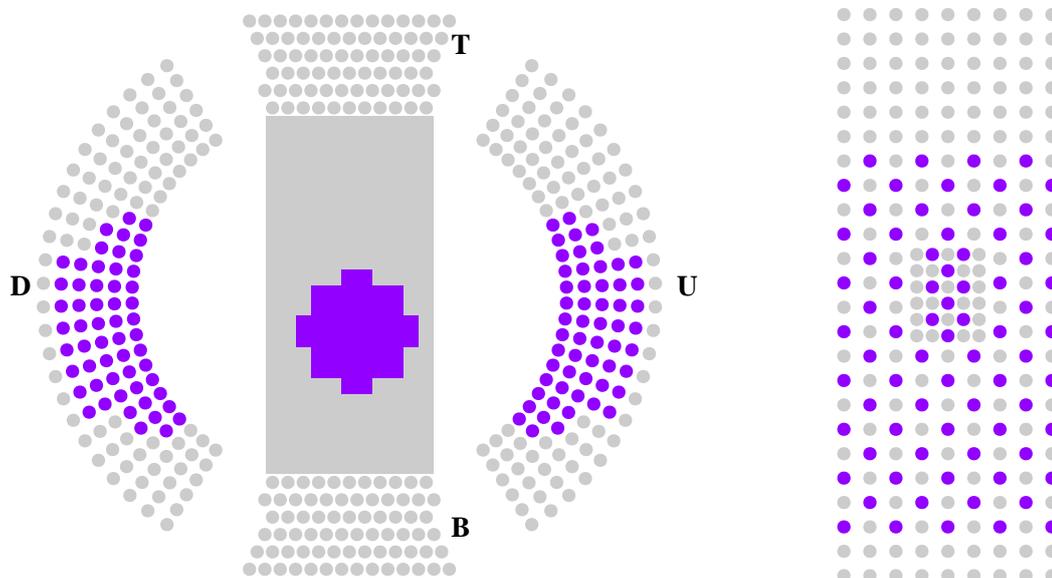
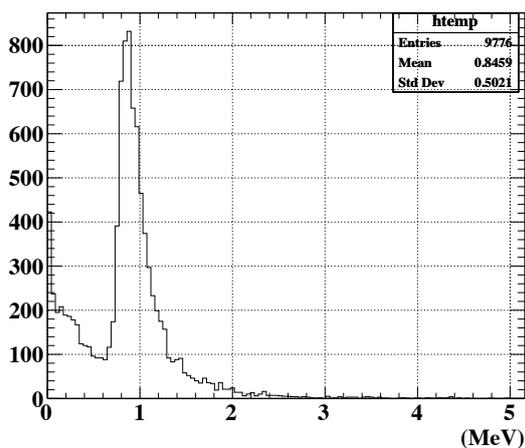
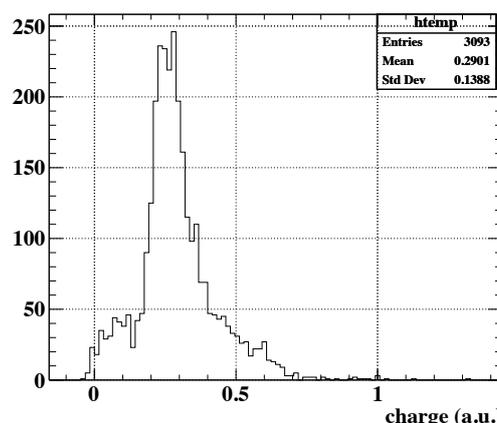


図 9.1 2017 年のビームタイムにおける液体キセノン γ 線検出器の読み出し領域。紫色が読み出しを行ったチャンネルである。



(a) MC シミュレーションによるエネルギー分布。



(b) 実際のデータで得られたエネルギー分布。

図 9.2 RDC タイミングカウンターにおける Michel 由来の e^+ のエネルギーデポジット。

9.2 データ取得

9.2.1 μ ビーム

μ ビームレートは $3.2 \times 10^7 \mu^+$ stops/s という値でデータを取得した。当初は $5.6 \times 10^7 \mu^+$ stops/s^{*3}を予定していたが、先述のように電流上限の超過のためにビームスリットを調節し、レートが下げられた。ビームの中心は COBRA 中心に対してビームに向かって右側に 2.1 mm、下方に 12.2 mm ほどずれた位置であり、ビームの広がり は 11.3 mm 程度であった。

^{*3} 物理データを取得する際の加速器の電流値は 2200 μ A であるが、今回のデータ取得時には 1380 μ A という電流値であったため、ビームレートが低かった。

表 9.1 波形取得の際のパラメータ。

	タイミングカウンタ	カロリメータ
アンプゲイン	100	1
シェイパー	あり	なし
サンプリング周波数 (GHz)	1.2	1.2

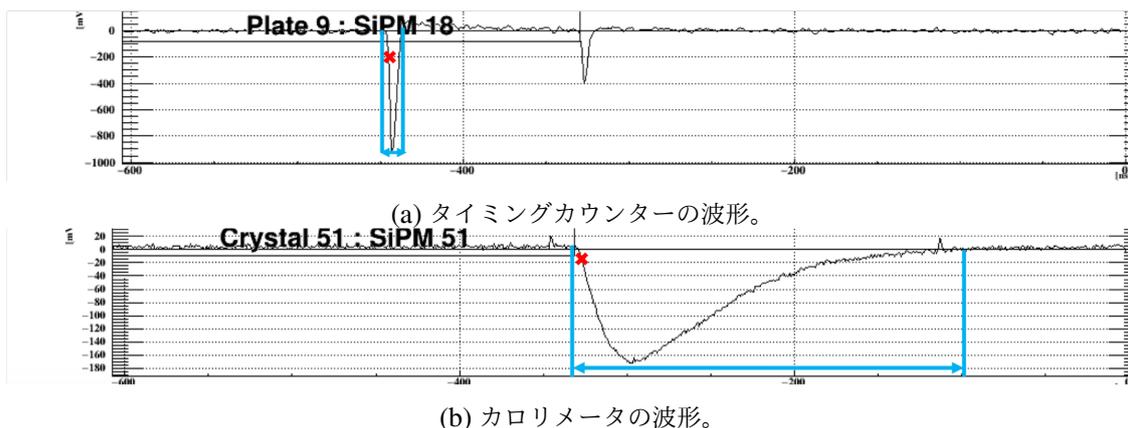


図 9.3 RDC の波形の例。水色の矢印が積分区間、バツ印が検出時間である。

9.2.2 トリガー

液体キセノン γ 線検出器のエネルギーデポジットをもとにトリガーがかけられた。トリガー条件としては、各光センサーの出力を足し合わせた波形の波高が 43 MeV 相当の閾値を超えること、また、MPPC の読み出し領域の中心付近に入射することが要求された。

9.3 データ解析

9.3.1 波形解析

WaveDREAM で取得した波形を用いて波形解析を行った (表 9.1)。図 9.3 に RDC タイミングカウンタ及びカロリメータの波形を示す。検出時間として、コンスタントフラクション法により、波高の 10% となる時間を抽出した。ただし、サンプリングされた 2 点間は 3 次補間された値を用いる。エネルギーは検出時間を基準として波形を積分することで算出した。タイミングカウンタの場合は積分区間として 20 ns、カロリメータの場合は 250 ns を使用した。また、パイルアップの影響を避けるために、積分区間の調整及び波高から積分値の算出を行った。

また、 γ 線の検出時間として全の MPPC 波形を足し合わせたものについて波高の 10% となる時間を抽出した。

9.3.2 ヒット再構成

各チャンネルの検出時間を用いてヒットが再構成される。ヒット時間は同一粒子によるヒットと見なされたヒットの検出時間のうち、最も早いものを採用する。エネルギーはそのヒット時間に合わせて波形を積分し、全チャンネルのエネルギーデポジットを足し合わせる。

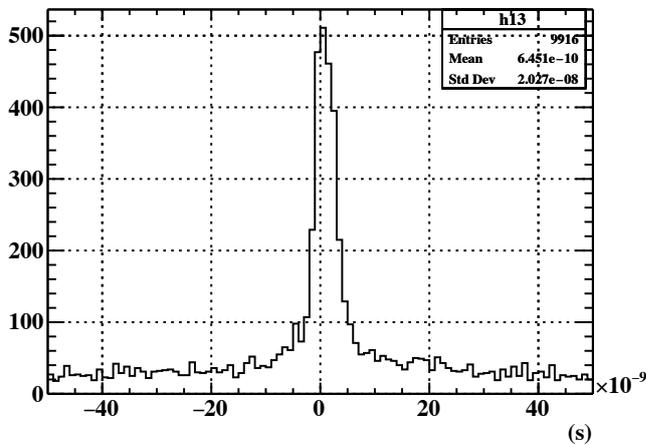


図 9.4 RDC のヒット時間と液体キセノン γ 線検出器のヒット時間の差。ピークが RMD イベント、フラットな領域は偶発イベントである。

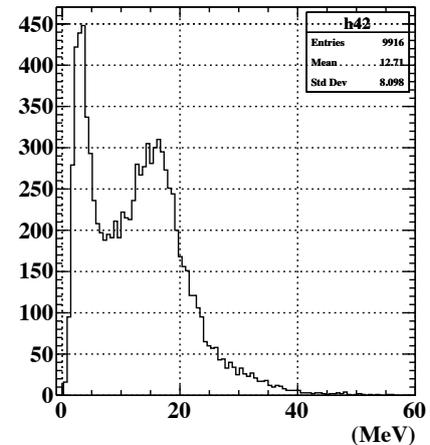


図 9.5 再構成されたエネルギー。低い側のピークが RMD 由来の e^+ 、高い側のピークが Michel 由来の e^+ である。

9.3.3 解析結果

液体キセノン γ 線検出器で検出されたエネルギーが 48 MeV 以上のイベントのみを使用する。

図 9.4 は RDC のヒット時間と液体キセノン γ 線検出器のヒット時間の差の分布を示している。ピークは両者のヒット時間に相関のある RMD イベントに相当し、それ以外のイベントは偶発的なヒットである。この偶発イベントには、Michel e^+ と RMD γ 、AIF γ 、または宇宙線のいずれかの組み合わせが考えられる。

再構成されたエネルギーを図 9.5 に示す。2 つのピークが存在し、低エネルギー側のピークは RMD 由来の e^+ に相当し、高エネルギー側のピークは Michel 由来の e^+ に相当する。

このエネルギー情報を用いて RMD イベントの同定精度を高めることができる。図 9.6 は RDC での検出エネルギーが 8 MeV 以下のイベントを選んだ場合の時間差分布を示す。偶発イベントが 1/5 にまで減少するのに対して、RMD イベントは 9/10 にしか減っていない。よって、エネルギーの情報が RMD イベントの同定に有効であることがわかる。実際の解析に使用される γ 線のエネルギーがより高い RMD イベントの e^+ のエネルギーはより低くなるため、エネルギーカットによる RMD イベントの減少は更に小さくなる。

9.4 性能評価

解析したデータを MC と比較することにより性能評価を行う。MC では液体キセノン γ 線検出器は実際に読み出されたチャンネルのみを使用している。また、本来のドリフトチャンバーからワイヤーやエレキ部分を無くし、エンドキャップ部分は 2 mm 厚のアルミニウムに変更してモックアップの代わりとした。

9.4.1 イベントセレクション

MC ではトリガー条件を再現するために、各光センサーの検出光量にセンサー間の不感領域の補正をかけた和を用いてイベントを選択した。液体キセノン γ 線検出器の読み出し領域に高いエネルギーデポジットがあり、MPPC 読み出し領域の中心に入射したようなイベントが選択される。

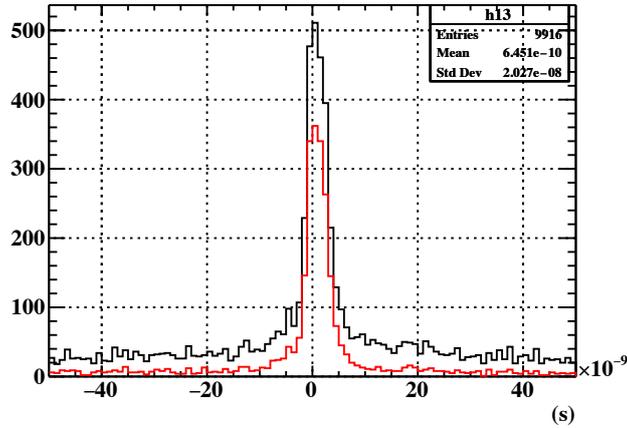


図 9.6 RDC のヒット時間と液体キセノン γ 線検出器のヒット時間の差。黒は全イベント、赤いヒストグラムは RDC で再構成されたエネルギーが 8 MeV 以下のイベントのみを選んだ場合である。

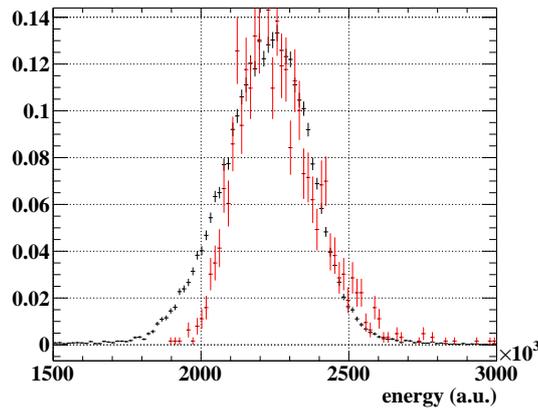


図 9.7 液体キセノン γ 線検出器で検出されたエネルギー分布。黒はデータ、赤は MC である。解析に使用した 2.3×10^6 a.u. (48 MeV 相当) 以上のイベント数で規格化している。

液体キセノン γ 線検出器で検出されたエネルギー分布を図 9.7 に示す。高エネルギー側の分布はデータと MC とで一致しているのに対して、低エネルギー側ではデータの分布に比較的長いテールがある。この原因としては、トリガーを発行する際の MPPC と PMT の波形の違いによる重みやノイズなどが考えられる。今回の性能評価では両者が一致している 48 MeV 以上のイベントのみを用いて比較した。

9.4.2 RMD 検出効率

検出された RMD イベント数は図 9.4 のピークに含まれるイベント数を数えることで見積もることができる。一方で、MC によって予想される RMD イベント数 N_{detected} は以下の式で表される。

$$N_{\text{detected}} = N_{\text{total}} \times P_{\text{hit}} \times F_{\text{RMD}} \times P_{\text{time}} \tag{9.1}$$

ただし、 N_{total} はトリガーされた全イベント数、 P_{hit} は RMD 由来の e^+ が RDC にヒットする確率、 F_{RMD} はトリガーイベントのうち RMD イベントである割合、 P_{time} は RDC にヒットした RMD イベントのうち同定可能な時間にヒットする確率である。RDC にヒットする時間分布のうちテールに存在するイベントは Michel によるバツ

表 9.2 検出された RMD イベント数と MC による予想値。

MC	
N_{total}	9916
$P_{\text{hit}} \times F_{\text{RMD}} \times P_{\text{time}}$	$0.50 \times 0.66 \times 0.93 \pm 0.054$
N_{expected}	$3040 \pm 537 \text{ events}$
data	
N_{detected}	$2478 \pm 196 \text{ events}$

表 9.3 RDC におけるバックグラウンドレートの実測値と MC による予想値。

MC	
R_{beam}	32 MHz
P_{hit}	0.14 ± 0.0022
R_{bg}	$4.48 \pm 0.07 \text{ MHz}$
data	
R_{bg}	$5.75 \pm 0.05 \text{ MHz}$

クグラウンドに埋もれてしまうため、同定が不可能である。これらのパラメータ及び検出された RMD イベント数を表 9.2 に示す。

MC による予想値に対して、実際に検出された RMD イベント数は 80% 程度という結果が得られた。今回の解析では、液体キセノン γ 線検出器の読み出しチャンネルが制限されているため、均一性や分解能、エネルギースケールを理解するのが難しいことが問題である。よって、トリガー条件を理解することが今後の課題である。

9.4.3 バックグラウンドレート

RDC にヒットする Michel 由来の e^+ やターゲットで崩壊することなく突き抜けてくる μ が RDC におけるバックグラウンドとなる。データにおけるバックグラウンドレートは図 9.4 のピーク以外のイベント数を数えることで算出できる。一方で、MC によって予想されるバックグラウンドレート R_{bg} は以下の式で表すことができる。

$$R_{\text{bg}} = R_{\text{beam}} \times P_{\text{hit}} \quad (9.2)$$

ただし、 R_{beam} は μ ビームレート、 P_{hit} は μ または e^+ が RDC にヒットする確率である。算出されたバックグラウンドレートを表 9.3 に示す。

測定されたバックグラウンドレートは MC の予想値よりも 30% 程度超過している。この原因として、今回のコミッションングで使用されたドリフトチェンバーのモックアップの MC での実装が不正確であることが考えられる。RDC に到達するまでの物質量が異なることで、ヒット数が増えるためである。よって、バックグラウンドレートの違いについてはドリフトチェンバーがインストールされた後のデータを用いて再検討する。

9.4.4 エネルギー分布の比較

図 9.8 はデータと MC のエネルギー分布を示している。8 MeV 程度以上のイベントについてその分布の違いがあることがわかる。MC の方が高エネルギーイベントが比較的多い。その原因は SiPM のサチュレーションである。

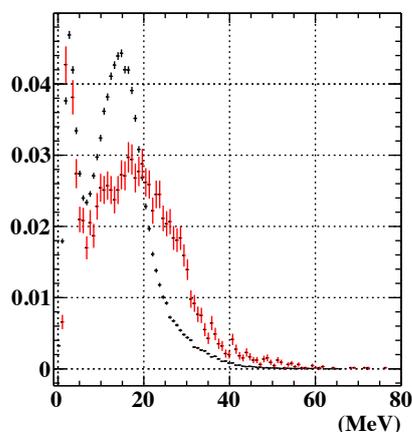


図 9.8 エネルギー分布。全体のイベント数で規格化されている。黒がデータ、赤が MC である。

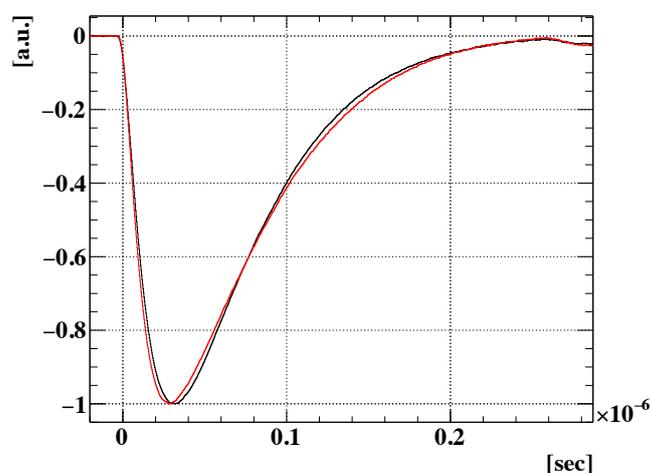


図 9.9 LYSO の SiPM で検出された平均波形。波高で規格化されている。黒は 10 MeV 以下、赤は 10 MeV 以上のイベントのみを足し合わせている。

SiPM は 1 つのピクセルが放出する電荷は入射した光子数に寄らないため、ピクセル数に対して光量が多すぎると出力電荷のサチュレーションが起きる。LYSO の読み出しに使用されている SiPM は 14400 個のピクセルを持つ一方で、1 MeV あたりの光子数は約 1300 個ほどであり、6 MeV 程でピクセルの半数に到達する。よって、SiPM のサチュレーションの影響を受けると考えられる。MC では SiPM の光子に対する振る舞いは考慮されていないため、SiPM によるサチュレーションは起きない。実際に、測定された波形はエネルギーによって異なる形をしている (図 9.9)。この波形の違いは、高エネルギーでサチュレーションが起きている場合には波高が低くなる一方で、光量が少ない時間領域では変わらず相対的な電圧値は高くなるためであると理解できる。

クロストークやアフターパルスを少なくすることで、SiPM のサチュレーションを抑えることができる。そのためにはオーバー電圧を下げて使用すれば良い。その一方でオーバー電圧を下げるとエネルギー分解能が悪化する恐れがある。2017 年のビームデータは電流の上限の問題で既に例年より 1.5 V 程度低い、オーバー電圧 2.0–2.5 V をかけていた。この印可電圧でのエネルギー分解能も 6.5% 程度と十分良いため、以降 LYSO の SiPM はオーバー電圧 2 V 程度で使用する。

9.5 まとめ

μ ビームによる RDC のコミッショニングを行い、MC シミュレーションと比較して性能を評価した。その結果、RMD の検出効率及びバックグラウンドレートともに MC シミュレーションを再現するに至らなかった。RMD の検出効率については、トリガーに使用した γ 線のエネルギースケールを十分に理解できなかったためと考えられる。より理解を深めて、再測定を行う必要がある (第 10 章参照)。バックグラウンドレートが予想よりも高い測定結果となったのは、ドリフトチェンバーのモックアップを MC で十分に再現できなかったためと考えられる。よって、ドリフトチェンバーを導入して測定したデータを用いて再検討する。また、データと MC のエネルギー分布を比較することで SiPM のサチュレーションが起きていることを発見した。今後はサチュレーションの効果を抑えるために、カロリメータの SiPM のオーバー電圧は 2 V で運用する。

第 10 章

Pilot Run 2018

2018 年 12 月、 $\pi E5$ ビームラインの μ ビームを用いた RDC のコミッショニングを行った。前年に引き続き、液体キセノン γ 線検出器が γ 線の検出に使用された。前年からの主なアップグレードはトリガーに使用する液体キセノン γ 線検出器の理解が進んだこと、より高いビーム強度での測定が可能になったこと、実際の実験環境に近い状態でのバックグラウンドの測定が可能であること、RDC のエネルギー較正が改善されたことである。前年のデータでは、トリガーに使用した液体キセノン γ 線検出器のエネルギースケールが十分に理解されておらず、RDC で検出されたイベントの理解が困難であった。しかし、2018 年のビームデータ取得に先んじて CW 加速器を使用した単色 γ 線での測定を行ったことで（第 7 章参照）、エネルギースケールの理解が進んだ。また、前年ではカロリメータの電流値が上限に達したためにビーム強度を抑えて測定したが、HV 供給用基板を交換したことで電流値の上限が $125 \mu\text{A}$ から $1250 \mu\text{A}$ へと上がり、より高いビーム強度での測定が可能になった。更に、ドリフトチェンバーがインストールされたことで、バックグラウンドが実験環境に近くなることが期待される。第 11 章で後述するように、RDC カロリメータのエネルギー較正手法を改善したことで、より良い精度でエネルギー再構成が可能となった。

ところが、後述のように μ ビームに問題があることが判明し、RDC データ取得までに問題の解決ができなかったため、ビーム強度を上げての測定及び取得データを用いての性能評価は困難となった。本章では、ビームの問題とデータの解析結果を述べる。

10.1 セットアップ

10.1.1 各検出器

RMD 由来の γ 線を検出するために液体キセノン γ 線検出器を用いた。WaveDREAM の読み出しチャンネル数に制限があるため、一部の MPPC 及び PMT について読み出しが行われた（図 10.1）。陽電子タイミングカウンタは下流のみがインストールされた。ドリフトチェンバーは建設が完了し、初めてインストールされた。

10.1.2 エネルギー較正

RDC タイミングカウンタのエネルギー較正手法は第 9 章で述べた通りである。カロリメータは自己発光エネルギースペクトルを使用する点は同じだが、較正手法に改善を加えた（第 11 章）。前年のビームデータ取得の際に SiPM のオーバー電圧を下げる要因となった電流値の上限の問題はエレキの変更によって解決されたが、SiPM のサチュレーションの問題が露わになったため、その効果を抑えるようオーバー電圧 2 V 程度に設定した。また、電流の上限が十分に高いため、ヒットレートが高い中心付近のチャンネルについても他と同様のオーバー電圧を使用した。

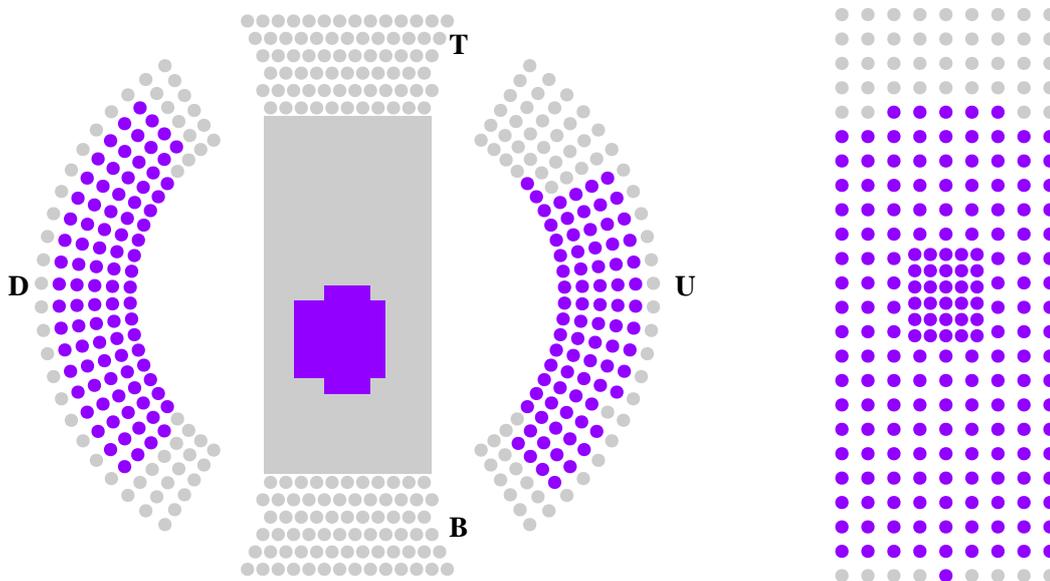
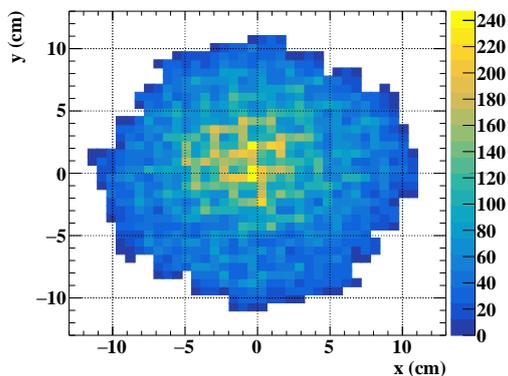
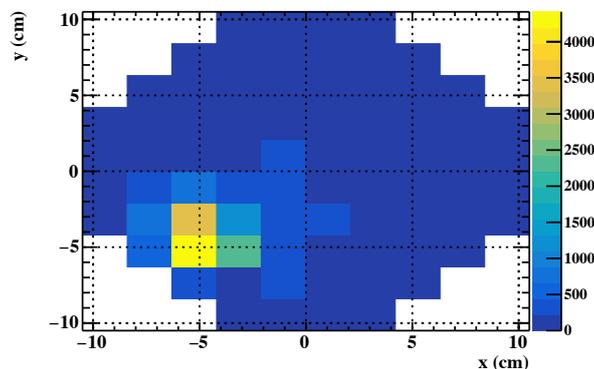


図 10.1 2018 年のビームタイムにおける液体キセノン γ 線検出器の読み出し領域。紫色が読み出しを行ったチャンネルである。



(a) MC で予想されるヒット位置。



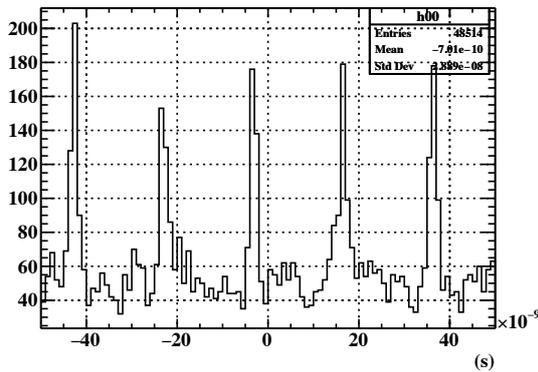
(b) 測定されたヒット位置。

図 10.2 RDC でのヒット位置分布。

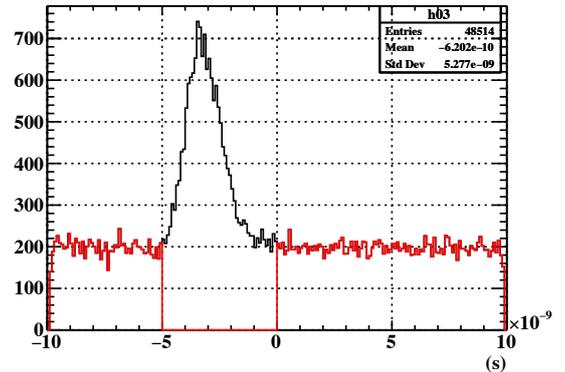
10.2 μ ビームの問題

RDC を用いた μ ビームデータ取得を開始した際、いくつかの予想外な振る舞いが確認された。まず、一部のカロリメータチャンネルに予想の 40 倍近くの電流が流れた。その電流の分布には位置的な偏りがあり、それらのチャンネルに対して多くのヒットがあることがわかった (図 10.2)。RDC 全体のヒットレートは予想の 10 倍程度であり、チャンネル単位では最大で 40 倍程度のヒットレートが観測された。その一方で、低いヒットレートのチャンネルは予想値とほぼ同じヒットレートである。これらのことから、 μ ビーム自体が想定外の振る舞いをしている或いは他の粒子が入射していることが示唆され、その原因の調査を行った。

図 10.3(a) は RDC で検出された時間と加速器の任意サイクルのピークとの時間差を示している。陽子サイクロトロン加速電圧の周波数に相当する 19.75 ns 毎にピーク構造が見られ、加速器と同期した粒子がビームから入射



(a) RDC での検出時間と加速器の任意のサイクルのピーク時間との差。陽子サイクロトロン加速器の加速電圧の周波数に相当する 19.75 ns 毎に鋭いピークがある。



(b) RDC での検出時間と加速器の近接のサイクルのピーク時間との差。加速器周波数に同期したピーク成分（黒）とランダムにヒットするテール成分（赤）に分かれる。

図 10.3 RDC での検出時間と加速器サイクルのピークとの時間差。

していることがわかる。通常は μ ビームの生成過程において生成された陽電子はセパレーターによって分離され、 μ のみを取り出している。前年のビームデータにはこのようなピーク構造は存在しなかった。加速器と同期しているという点から、何らかの原因によって分離できなかった陽電子が飛来していると考えられる。

RDC での検出時間と近接する加速器サイクルのピークとの時間差をとると、図 10.3(b) のようなピークとフラットな構造に分けることができる。ピーク部分は加速器と同期した粒子由来であり、フラット部分は通常の μ ビームによる Michel イベントなどに由来する。よって、この時間差によってイベントを選択することで、混合粒子を削減することが可能である。しかし、実際にはビーム中の陽電子は図 10.4 のような時間分布を持っている。ピーク成分は陽子衝突により即発的に生成された陽電子が直接入射している場合であり、フラットな成分は生成ターゲット中で Michel 崩壊した場合に相当する。Michel 由来の e^+ の場合、崩壊の時定数 $2 \mu\text{s}$ だけ観測時間が遅れるため、加速器の周波数に同期したタイミングに観測されない。ピーク成分に対してフラットな成分は同程度存在し、この方法によって取り除けるのは半分程度である。図 10.5 は加速器と同期した時間とそれ以外の時間におけるヒット分布を示している。加速器に同期しない時間での分布でも同じ位置にピークを持ち、混合粒子が残っていることがわかる。

ビームに混じって μ 以外の粒子が入射していることがわかったものの、その混合が起きる直接的な原因の解明はできなかったため、混合したままの状態でのビームデータを取得した。今後の調査によって原因の究明及び改善を行っていく。

10.3 データ取得

10.3.1 μ ビーム

μ ビームレートは $8 \times 10^6 \mu^+ \text{stops/s}$ という値でデータを取得した。当初は $7.0 \times 10^7 \mu^+ \text{stops/s}$ を予定していたが、先述のように電流の超過や放射線ダメージを防ぐために低いレートを使用した。

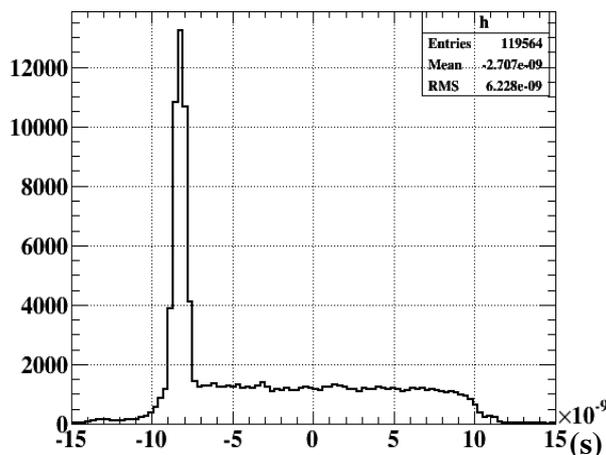
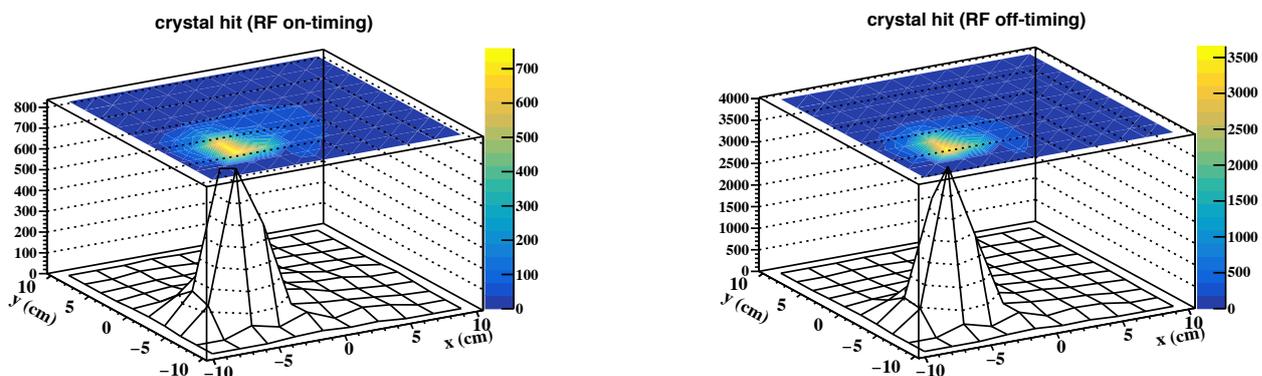


図 10.4 陽電子と加速サイクルのピークとの時間差。



(a) 加速器サイクルと同期した時間にヒットした位置分布。

(b) 加速器サイクルと同期しない時間にヒットした位置分布。

図 10.5 加速器サイクルのピークとの時間差によって分けた場合のヒット分布。

10.3.2 トリガー

液体キセノン γ 線検出器のエネルギーデポジットをもとにトリガーがかけられた。トリガー条件としては、各光センサーの出力を足し合わせた波形の波高が 43 MeV 相当の閾値を超えること、また、MPPC の読み出し領域の中心付近に入射することが要求された。

10.4 データ解析

データの解析は第 9 章と同様に波形解析し、ヒットの再構成を行った。

10.4.1 解析結果

まず、本来の μ ビーム以外による寄与を減らすため、前述のように加速器サイクルに同期した時間のイベントを取り除いた。図 10.6 は RMD らしいヒット、つまりヒット時間とエネルギーが RMD イベントと同じ領域に存在するヒットのみのヒット分布である。除ききれていない混合粒子によるヒットのピークが存在する一方で、それ

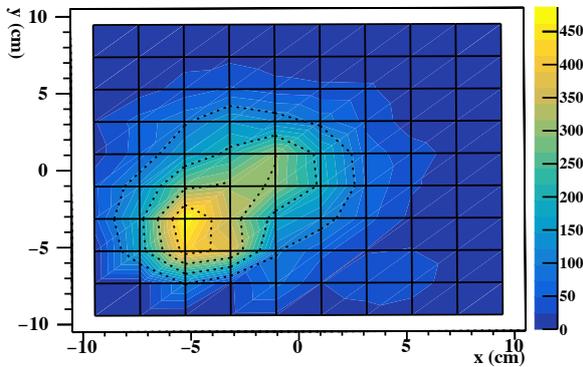


図 10.6 ヒット時間とエネルギーが RMD 信号領域に相当するヒットの分布。

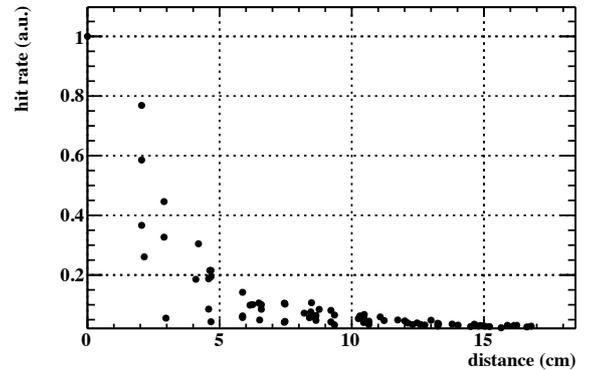
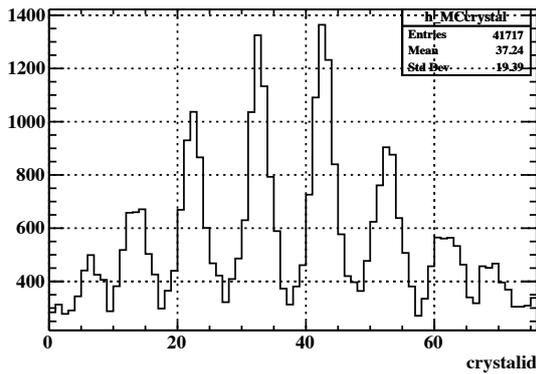
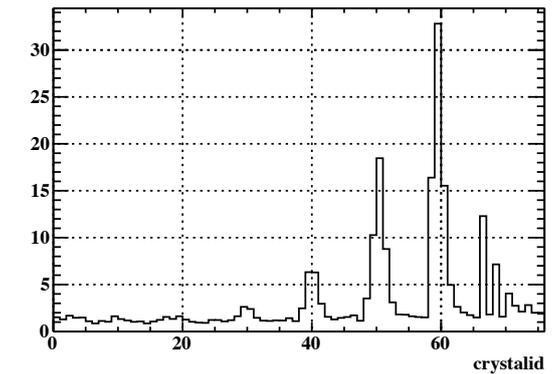


図 10.7 ヒット分布のピークからの距離とチャンネル毎のヒットレートの関係。最大のヒットレートで規格化してある。



(a) MC で予想されるヒット分布。



(b) MC で予想されるヒットレートと取得したデータのヒットレートの比。

図 10.8 RDC でのチャンネル毎のヒット分布。

以外の領域では RDC の中心にピークを持つ、 μ ビームらしい分布を見ることができる。図 10.7 は混合粒子によるピーク中心からの距離とチャンネル毎のヒットレートを示している。距離が離れるとヒットレートが急激に減少し、ピークの 1/40 程度にまで下がっている。図 10.8(a) は MC で予想されるチャンネル毎のヒット数の分布を示している。中心付近にピークを持つ対称的な分布をしている。周期構造を持つのは列毎に並んでいるからである。図 10.8(b) は MC から予想されるヒットレートに対して、データで得られた各チャンネルのヒットレートの比を示している。ヒット分布のピークから離れたチャンネル (crystalid が小さいチャンネル) でも MC の 1-2 倍程度のヒットがあることがわかる。よって、ほとんどのチャンネルにおいて混合粒子によるヒットレートの増加が見込まれる。

図 10.9、図 10.10 は RDC のヒット時間と液体キセノン γ 線検出器のヒット時間の差及び RDC のエネルギー分布を示している。ただし、次節の性能評価で使用するため加速サイクルの同期時間でのカットは行っていない。2017 年のデータに比べてビーム強度を下げたため、偶発的バックグラウンドが少なく、RMD 由来のピークが顕著である。

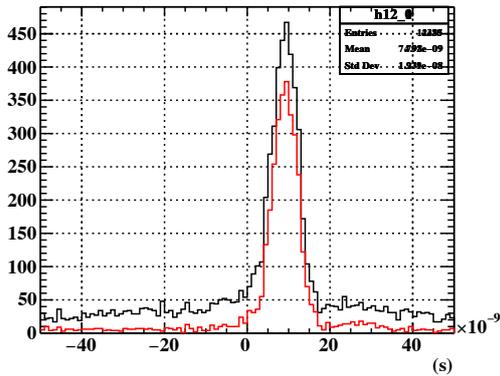


図 10.9 RDC のヒット時間と液体キセノン γ 線検出器のヒット時間の差。黒は全イベント、赤いヒストグラムは RDC で再構成されたエネルギーが 8 MeV 以下のイベントのみを選んだ場合である。

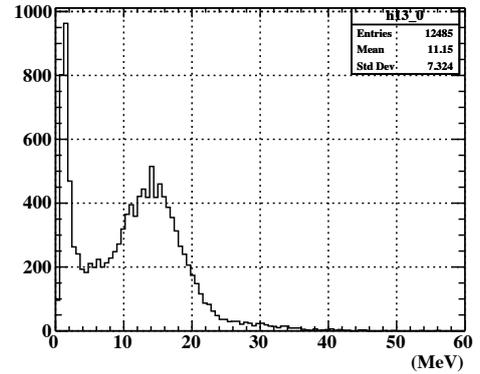


図 10.10 再構成されたエネルギー。低い側のピークが RMD 由来の e^+ 、高い側のピークが Michel 由来の e^+ である。

表 10.1 検出された RMD イベント数と MC による予想値。

MC	
N_{total}	14939 ± 122
$P_{\text{hit}} \times F_{\text{RMD}} \times P_{\text{time}}$	$0.41 \times 0.75 \times 0.95 \pm 0.016$
N_{expected}	$4421 \pm 248 \text{ events}$
data	
N_{detected}	$4241 \pm 170 \text{ events}$

10.5 性能評価

第 9 章と同様に MC シミュレーションを行い、RMD 検出効率を比較する。混合粒子によるバックグラウンドの増加が見込まれるため、バックグラウンドレイトは評価しない。MC は実験状況に合わせて新たにドリフトチェンバーを導入している。 γ 線のエネルギーが 45 MeV 以上のイベントについての結果を表 10.1 に示す。MC で予想される値に対して誤差の範囲で一致している。 γ 線のエネルギースケールへの理解が進み、データの γ 線トリガーが正しく再現できていると考えられる。

混合粒子による影響を完全に理解することはできないため、最終的な性能は後のデータを用いて確認する。

10.5.1 γ 線のエネルギー分布

RDC で検出した RMD イベントを用いて γ 線のエネルギー分布を比較する。図 10.11 は液体キセノン γ 線検出器で検出された γ 線のエネルギー分布である。RDC で検出された RMD イベントを差し引くことで、赤いヒストグラムのようにイベントが減少する。読み出しチャンネル数の制限により、 γ 線のヒット位置によってトリガーさせるエネルギーが異なるため、エネルギー分布の低い側はなだらかな分布となっている。高エネルギー側はパイルアップの影響で 52.8 MeV 以上のイベントも存在する。図 10.12 は液体キセノン γ 線検出器によって検出された全イベント及び RDC によって検出された RMD イベントのエネルギー分布である。データと MC で分布が一致しており、 γ 線イベントを理解できている。また、図 10.13 は全イベント数と RDC で検出された RMD イベント数の

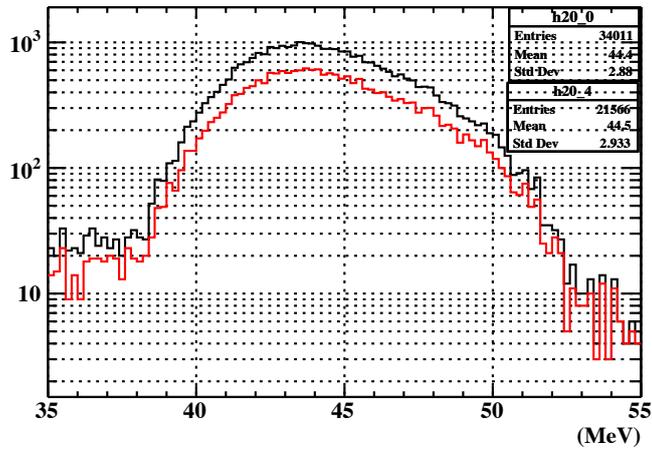
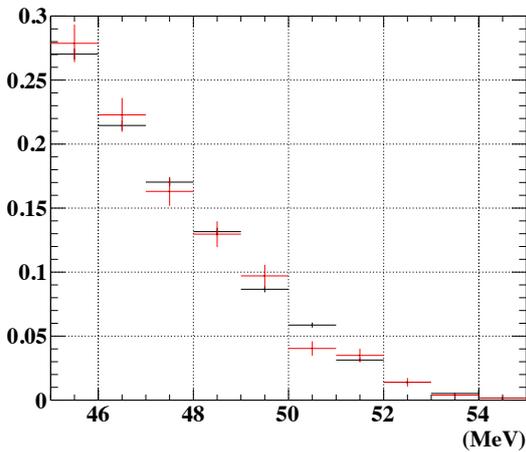
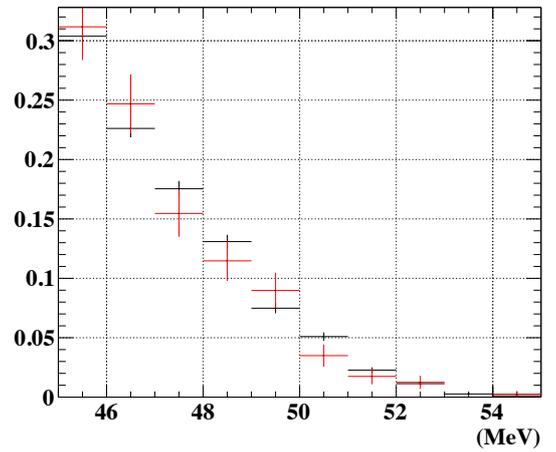


図 10.11 液体キセノン γ 線検出器のエネルギー分布。黒は全イベント、赤いヒストグラムは RDC で検出された RMD イベントを除いた場合である。



(a) 全イベント。



(b) RDC で検出された RMD イベントのみ。

図 10.12 液体キセノン γ 線検出器で検出された γ 線のエネルギースペクトル。45 MeV 以上のイベント数で規格化してある。黒はデータ、赤は MC。

比を示している。MC の統計が少ないためエラーが大きいが、高エネルギーになるにつれて RMD イベント数が減少する傾向が見えており、絶対値及び減少傾向が一致している。よって、RMD イベントを期待通りに検出できていると考えられる。

10.6 まとめ

μ ビームを用いた RDC のコミッションングを行い、MC シミュレーションと比較して性能を評価した。その結果、前年と比較して γ 線のエネルギースケールへの理解が深まったため、RMD 検出効率は MC と矛盾しない値を得ることができた。 γ 線のエネルギーも MC と一致する分布が得られており、RMD イベントを期待通りに検出できていると言える。一方で、バックグラウンドレートは μ ビームに他の粒子が混合していた問題によって比較することができなかった。ビームの問題を改善した上で、再測定する。

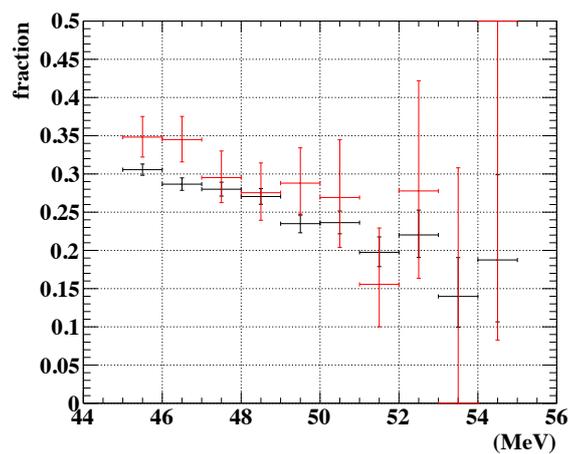


図 10.13 液体キセノン γ 線検出器で検出された全イベントと RDC で検出された RMD イベント数の比。黒はデータ、赤は MC。

第 11 章

エネルギー較正の改善

本章では RDC のカロリメータである LYSO 結晶のエネルギー較正について述べる。2017 年の μ ビームまで使用されていたエネルギー較正手法にはいくつかの問題点があることがわかった。以下にその問題点と行った改善についてまとめる。

11.1 エネルギー較正手法

RDC のカロリメータである LYSO 結晶のエネルギー較正には自己発光エネルギースペクトルを利用する。88, 202, 307 keV の足し合わせの γ 線ピークに対して、 γ 線と β 崩壊のエネルギー分布をガウス分布で畳み込んだ次のような関数でフィッティングを行う。

$$f(x) = \int \text{Gaus}(x/p_7 - E, \sigma(E, p_8, p_9)) \times \text{Decay}(E) dE \quad (11.1)$$

$$\text{Gaus}(x, \sigma) = \exp(-x^2/2\sigma^2) \quad (11.2)$$

$$\sigma(x, \sigma_{\text{energy}}, \sigma_{\text{noise}}) = x \times \sigma_{\text{energy}} + \sigma_{\text{noise}}^2 \quad (11.3)$$

$$\text{Decay}(x) = \sum_{i=0}^6 p_i \times \text{BetaDecay}(x/p_7 - E_i) \quad (11.4)$$

$$\text{BetaDecay}(x) = \text{Norm} \times \sqrt{x^2 + 2x \times m_e c^2} \times (Q - x)^2 \times (x + m_e c^2) \quad (11.5)$$

Norm は規格化定数、 m_e は電子の質量、 c は光速、 Q は β 崩壊の Q 値である。 p_0 - p_9 はフィッティングパラメータであり、 p_0 - p_6 はそれぞれの γ 線ピークの高さ、 p_7 はエネルギー変換係数、 p_8 はエネルギー分解能、 p_9 はノイズを表す (表 11.1)。フィッティングの結果得られた p_7 を用いてエネルギーを較正する。

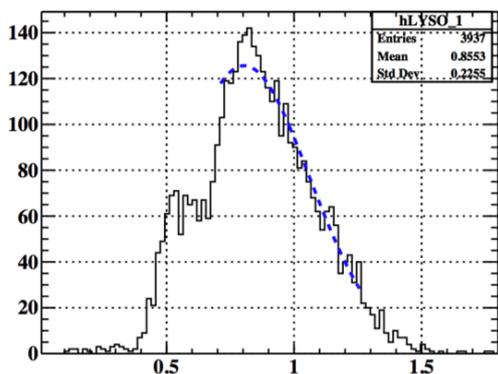
11.2 フィッティング関数の改善

まず問題となったのが、フィッティングの不定性である。図 11.1 に取得した自己発光エネルギースペクトルとフィッティングの例を示す。(a)、(b) とともに同じエネルギースペクトルについてフィッティングを行っているが、異なるフィッティング範囲を使用している。その結果、得られるエネルギー変換係数が 8% 程度異なる。図 11.2 は 75 チャンネルについて、異なるフィッティング範囲を使用した場合のエネルギー変換係数のずれを示している。フィッティング範囲によって 5% 程度異なるエネルギー変換係数となることがわかる。このことはエネルギーの再構成を 5% 程度間違えることを示唆しており、改善が必要であることがわかった。

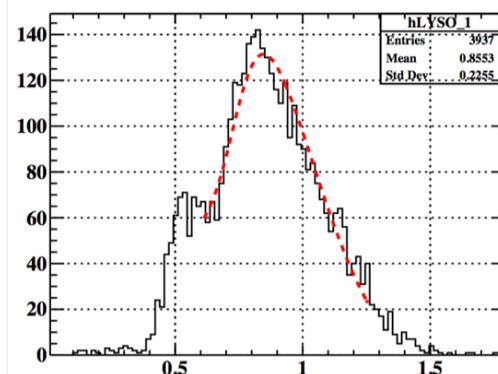
不定性の原因となったのはフィッティング関数のパラメータの多さである。計 10 個のパラメータのうち、 γ ピークの高さ p_1 、 p_2 、 p_5 は分布にほとんど影響を与えないほど小さいため、0 に固定されている。よって残りの 7 個の

表 11.1 LYSO の自己発光スペクトルをフィッティングする関数のパラメータ。

p_0	γ 線ピークの高さ (88 keV)
p_1	γ 線ピークの高さ (202 keV)
p_2	γ 線ピークの高さ (307 keV)
p_3	γ 線ピークの高さ (88 + 202 keV)
p_4	γ 線ピークの高さ (88 + 307 keV)
p_5	γ 線ピークの高さ (202 + 307 keV)
p_6	γ 線ピークの高さ (88 + 202 + 307 keV)
p_7	エネルギー変換係数
p_8	エネルギー分解能
p_9	ノイズ



(a) 狭いフィッティング範囲を使用した場合。



(b) 広いフィッティング範囲を使用した場合。

図 11.1 測定された LYSO 自己発光スペクトルとフィッティングの例。

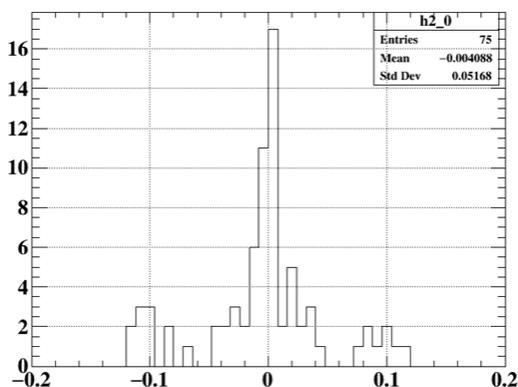


図 11.2 改善前の異なるフィッティング範囲を使用した場合のエネルギー変換係数のずれ。75 チャンネルのフィッティング結果を比較している。

表 11.2 LYSO の自己発光スペクトルをフィッティングする関数のパラメータの設定値。

パラメータ	改善前	改善後
p_0	free	0
p_1	0	0
p_2	0	0
p_3	free	0.5
p_4	free	0.1
p_5	0	0
p_6	free	free
p_7	free	free
p_8	free	8%
p_9	free	free

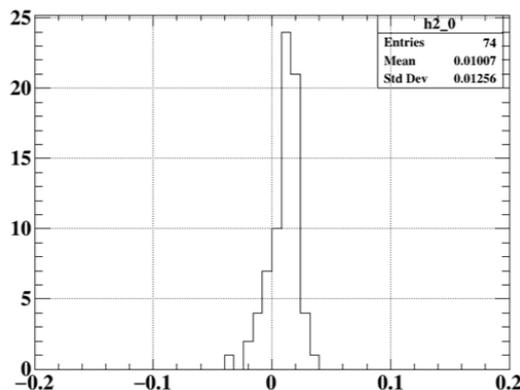


図 11.3 改善後の異なるフィッティング範囲を使用した場合のエネルギー変換係数のずれ。74 チャンネルのフィッティング結果を比較している。

パラメータが自由度を持つ。異なるフィッティング範囲を使用した場合に、これらのパラメータが変動することによりエネルギー変換係数も大きく変わってしまうことが確認された。そこで、自由度を減らすことでフィッティングの不定性を改善した。実際にフィッティングに使用するのは $88 + 202 + 207$ keV のピーク付近であるため、それ以下のエネルギーについてフィッティングパラメータを決定する精度がない。そこで、 $88 + 202 + 207$ keV 以外のピークの高さに相当するパラメータを 0 または実測されたエネルギー分布を再現するような値に固定した。また、エネルギー分解能は過去の測定による見積もりで 8% に固定した。表 11.2 にパラメータの設定値をまとめる。

改善後のフィッティング関数を用いて、異なるフィッティング範囲を使用した場合のエネルギー係数のずれを計算した結果を図 11.3 に示す。改善前の 5% に対して、改善後は 1% 程度と不定性が大きく改善されていることがわかる。よって、今後はこの改善後の関数をフィッティングに使用する。

11.3 γ 線源を用いた較正方法との比較

改善したフィット関数を用いて求めたエネルギー変換係数の絶対値が正しいかを確認する必要がある。そこで、 ^{88}Y による γ 線を用いて求められるエネルギー変換係数と比較する。

44 チャンネルについて測定を行った。 ^{88}Y の γ 線を測定する際には SiPM に向かって反対側の面に線源を貼り

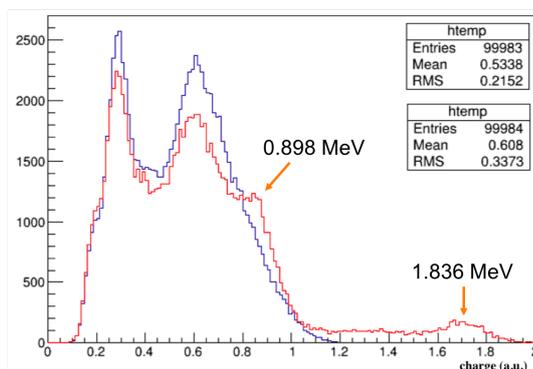
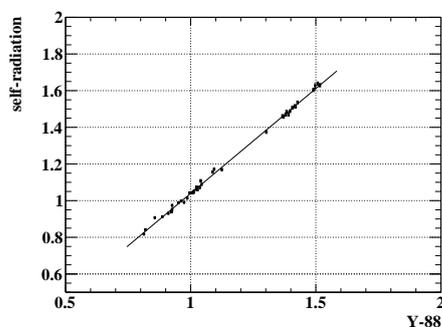
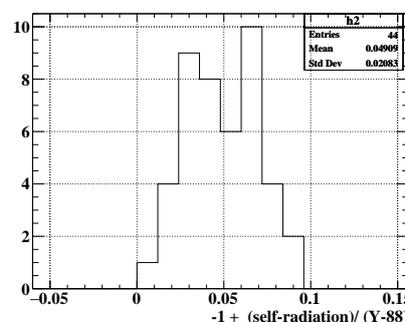


図 11.4 測定されたエネルギースペクトル。青が自己発光のみの場合、赤が ^{88}Y を貼り付けた場合。



(a) 横軸が ^{88}Y を用いた場合。縦軸が自己発光を用いた場合。直線は 1 次関数でフィッティングした結果。



(b) エネルギー変換係数の差の割合。

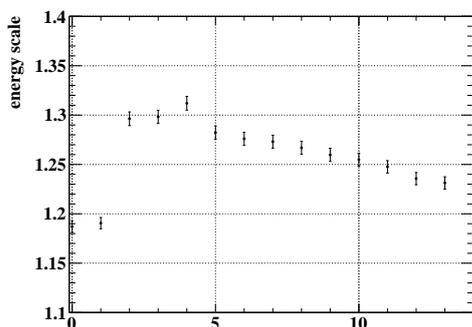
図 11.5 2つの方法によって求めたエネルギー変換係数の比較。

付けた。図 11.4 に測定されたエネルギースペクトルの例を示す。 ^{88}Y は 0.898 MeV と 1.836 MeV の γ 線を放出するが、0.898 MeV の γ 線は自己発光エネルギースペクトルに重なるため、1.836 MeV のピークをガウス分布でフィッティングすることでエネルギー変換係数を求めた。図 11.5 に測定結果を示す。2つの方法で求められたエネルギー変換係数が線形の相関がある一方で、5% 程度のバイアスが存在することがわかる。よって、自己発光で求めたエネルギー変換係数はバイアス補正をかける必要がある。

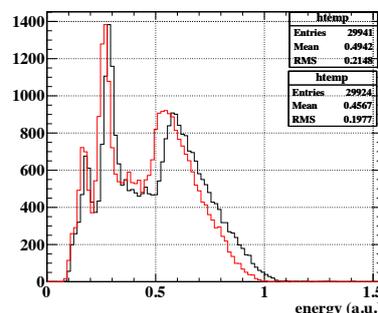
11.4 温度依存性

上記の測定によって自己発光を用いたエネルギー変換係数は 5% 程度のバイアスを持つことがわかった。しかし、同様の測定を別の日に行った際にそのバイアスが 10% 程度に増加していた。その理由として考えられるのは SiPM の温度依存性である。SiPM の降伏電圧は温度によって変化するため、同じ印可電圧をかけていてもゲインが異なってくる。RDC は既に建設が終了し、恒温槽中でのエネルギー変換係数の測定は難しい。そのため、これまでの測定は温度コントロールのない環境下で行われた。実際に測定を行った場所でのエネルギー変換係数の変化を図 11.6 に示す。同じチャンネルについて同じ印可電圧で測定を行ったにも関わらず、8% 程度変化していることがわかる。自己発光を用いて求めたエネルギー変換係数に不定性がある場合、ゲインの変化によって分布が変化し、算出されるバイアスが変化する可能性がある。そこで、温度モニターをしながら同様の測定を行った。

ある 1 つのチャンネルについて 4 つの印可電圧を用いて、1 週間程度測定を行った。図 11.7 に温度とエネルギー



(a) エネルギー変換係数の変化。横軸は測定回数である。



(b) エネルギー分布の変化の例。黒は 2 回目の測定、赤は 3 回目の測定点に相当する。

図 11.6 温度変化によるエネルギー変換係数の変化。

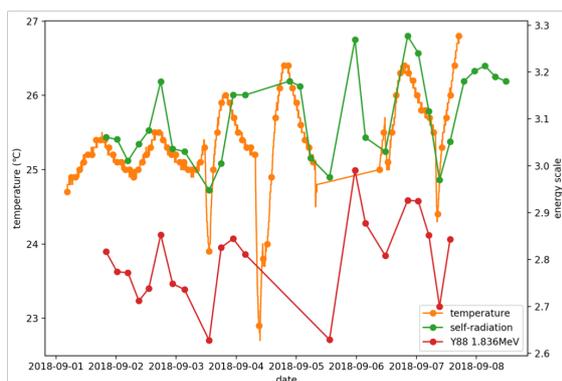


図 11.7 温度変化とエネルギー変換係数の変化。印可電圧 66.92 V の場合である。

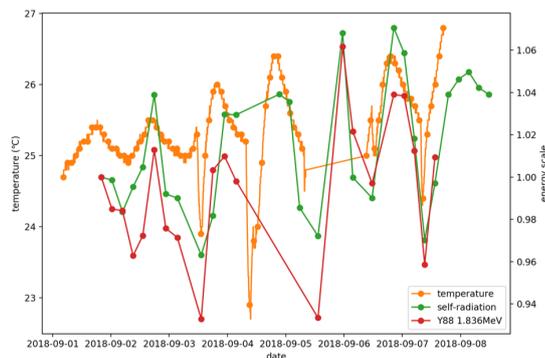


図 11.8 温度変化と相対的なエネルギー変換係数の変化。印可電圧 66.92 V の場合である。エネルギー変換係数はそれぞれ最初の測定点での値で規格化してある。

変換係数の変化を示す。予想通り、温度に相関してエネルギー変換係数が変化していることがわかる。また、2つの較正方法を比較すると、自己発光によって求めたエネルギー変換係数に高めのバイアスがあるものの、両者の変化の仕方が完全には一致しないことがわかる。図 11.8 は最初の測定点におけるそれぞれのエネルギー変換係数に対する変化を示している。2つの測定方法がともに精度良くエネルギー変換係数を求められていればその変化は一致することが期待されるが、実際には 5% 程度のばらつきを持って一致していることがわかる。このばらつきが前述のバイアスの変化を生み出したと考えられる。また、温度によるエネルギー変換係数の変化は 5%/°C 程度である。

図 11.9 にエネルギー変換係数の差の変化を示す。9% 程度のバイアスに加えて 2% 程度の不定性がある。また、その変化の仕方は温度や印可電圧に依存しないことがわかる。

11.5 温度補正

温度依存性を補正するための関数を求めるための測定を行った。11.4 の測定では 1 つのチャンネルについてのみ 1 週間の測定を行ったが、ここでは 4 つのチャンネルについて 5 週間に渡って測定を行い、1 チャンネルにつき 62

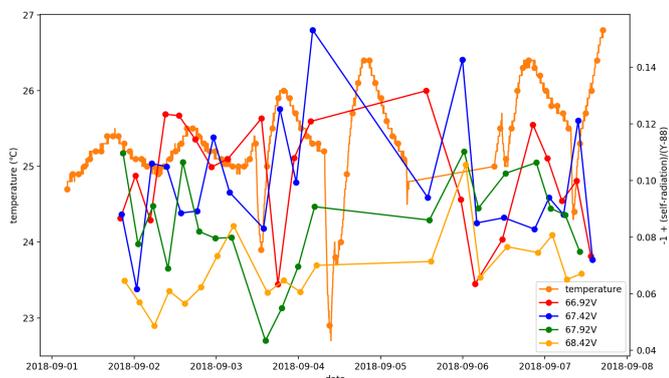


図 11.9 温度変化と 2 つの較正方法によって求めたエネルギー変換係数の差の変化。

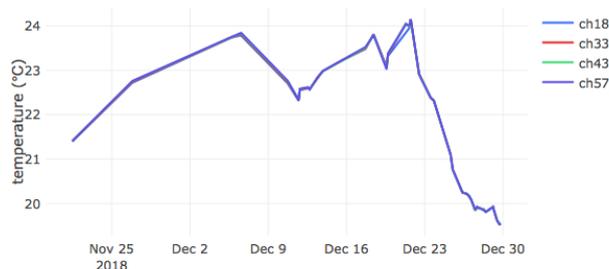


図 11.10 測定中の温度変化。それぞれの色が異なるチャンネルを測定した時の温度に相当する。

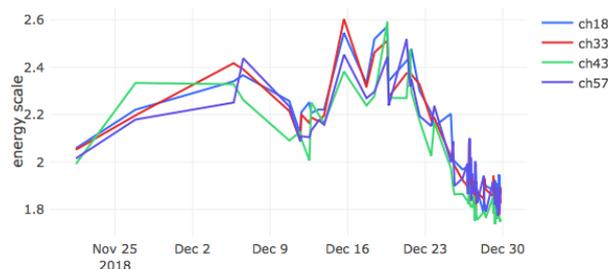


図 11.11 測定されたエネルギー変換係数の変化。それぞれの色が異なるチャンネルに相当する。

回測定した。

図 11.10 は測定中の温度変化を示している。温度が 19°C から 24°C の間で変化している。図 11.11 は測定で得られたエネルギー変換係数の変化を示している。変動の仕方にばらつきはあるものの、温度に相関して変化していることがわかる。図 11.12 はエネルギー変換係数の温度依存性を示している。エネルギー変換係数が温度に対して線形に変化することがわかる。これらのデータ点を線形関数でフィッティングし、傾きが $0.114 \pm 0.003^\circ\text{C}^{-1}$ という結果となった。よって、温度補正は以下の式によって行う。

$$ES(T) = ES_0 + 0.114 \times (T - T_0) \tag{11.6}$$

ただし、 ES はエネルギー変換係数、 T は温度、 ES_0 はある温度 T_0 におけるエネルギー変換係数の測定値である。

11.6 バイアス補正

11.3 で述べた測定によって自己発光で求めたエネルギー変換係数にはバイアスが存在することがわかった。そこで、 ^{88}Y による γ 線を用いて求められるエネルギー変換係数と比較することで、その補正係数を求めた。

32 チャンネルについて測定を行った。 ^{88}Y の γ 線を測定する際には SiPM に向かって反対側の面に線源を貼り付けた。図 11.13 に測定されたエネルギースペクトルの例を示す。今回の測定で使用した ^{88}Y は強い線源であったため、0.898 MeV の γ 線ピークも顕に見ることができる。よって 0.898 MeV と 1.836 MeV の両方のピークをガウス分布でフィッティングすることでエネルギー変換係数を求めた。測定中の温度変化による影響を抑えるために、

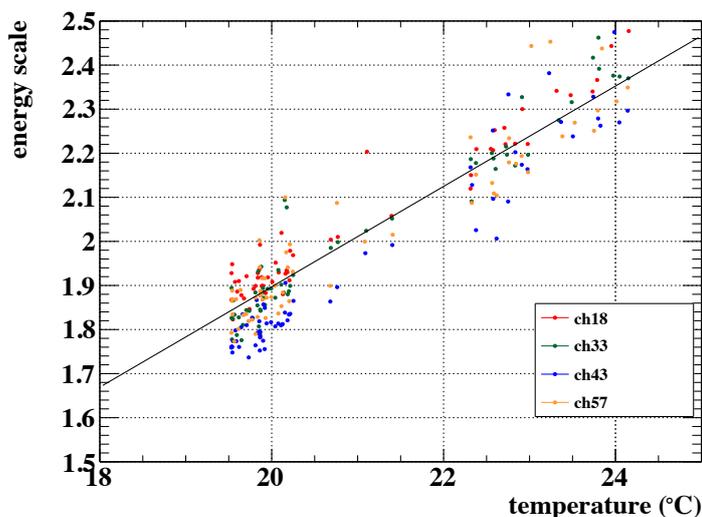
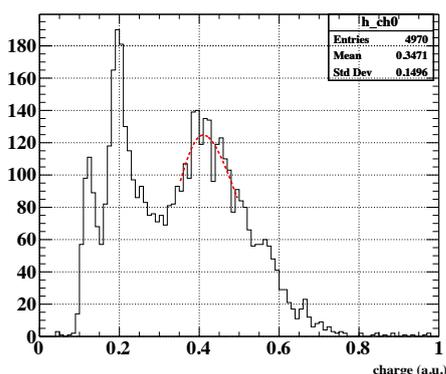
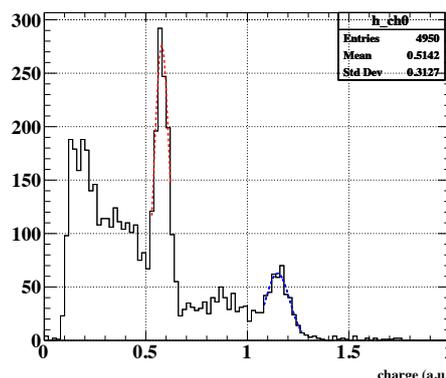


図 11.12 エネルギー変換係数の温度依存性。それぞれの色が異なるチャンネルに相当する。



(a) LYSO の自己発光。赤い破線はフィッティング結果である。



(b) ^{88}Y を貼り付けた場合。0.898 MeV と 1.836 MeV の γ 線によるピークが見られる。赤と青の破線はそれぞれのピークをフィッティングした結果である。

図 11.13 測定されたエネルギースペクトル。

自己発光と ^{88}Y のエネルギースペクトルの測定は連続的に行った。また、再現性を確認するため、それぞれのチャンネルに対して 3 回ずつ測定を繰り返した。これらの測定中には温度をモニターし、 0.3°C 以下の温度変化であることが確認されている。

図 11.14 に測定結果を示す。これまでの測定と同様に、自己発光を用いて求めたエネルギー変換係数は ^{88}Y の γ 線によって求めたものに対して、高いことがわかる。これらのデータ点を線形関数でフィッティングを行い、傾き 1.122 という結果を得た。よって、バイアス補正は以下の式によって行う。

$$ES = ES_{\text{self}}/1.122 \tag{11.7}$$

ただし、 ES_{self} は自己発光スペクトルを用いて求めたエネルギー変換係数である。

また、図 11.15 は ^{88}Y によって求めたエネルギー変換係数に対する自己発光を用いて求めたエネルギー変換係数

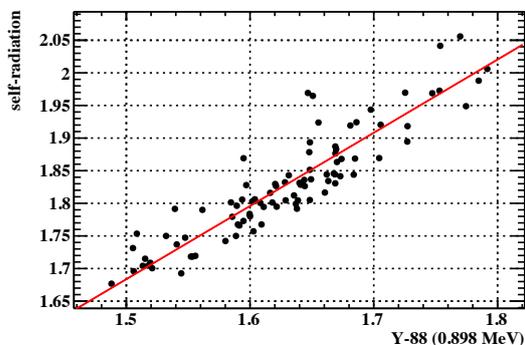


図 11.14 測定されたエネルギー変換係数。横軸は ^{88}Y の 0.898 MeV の γ 線を用いて求めた変換係数、縦軸は自己発光スペクトルを用いて求めた変換係数である。黒点は測定点、赤線はフィット結果。

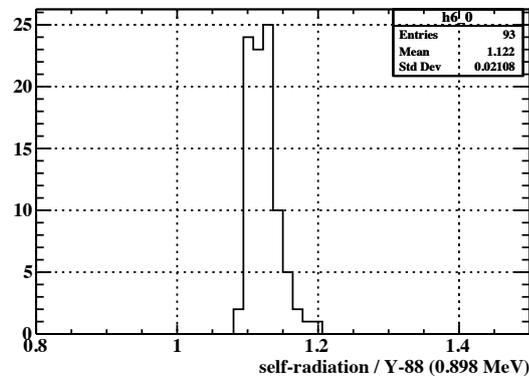


図 11.15 測定されたエネルギー変換係数の比。

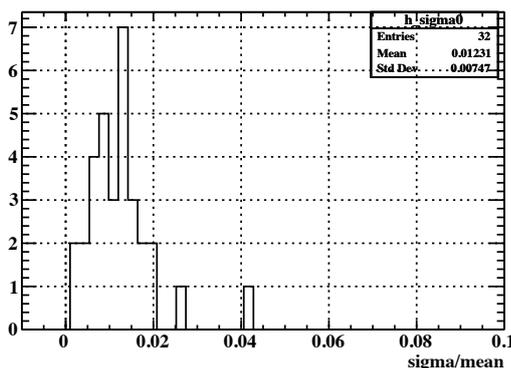


図 11.16 3 回の測定におけるエネルギー変換係数の平均と標準偏差の比。変換係数は自己発光スペクトルを用いて求めている。

の比を示している。このヒストグラムにおける 1 からの超過がバイアス補正によって補正されるが、その補正に対して 0.02108 のばらつきがあることがわかる。この値をバイアス補正による不定性として扱う。

更に、本測定結果を用いてフィッティングによる不定性を見積もる。図 11.16 は各チャンネルについて、自己発光スペクトルを用いて求められたエネルギー変換係数の 3 回の測定の平均と標準偏差の比を示している。このヒストグラムより、同じ環境下で測定を行った場合でもフィッティングにより 1.2% の不定性が存在することがわかる。

11.7 エネルギー分解能の評価

以上より、LYSO で測定されたエネルギー E_{rec} は次の式によって再構成される。

$$E_{\text{rec}} = \text{charge} \times ES \tag{11.8}$$

$$ES = (ES_{\text{self}} + f_{\text{temp}} \times \delta T) / f_{\text{bias}} \tag{11.9}$$

ただし、 f_{temp} 、 f_{bias} はそれぞれ温度、バイアスの補正係数、 δT は ES_{self} が測定された温度との温度差である。

表 11.3 LYSO のエネルギー分解能の評価に使用したパラメータと不定性。

パラメータ	値
エネルギー分解能	6.5% (1.836 MeV)
ES_{self}	1.83 ± 0.022
f_{temp}	0.114 ± 0.003
f_{bias}	1.122 ± 0.021
δT	1°C

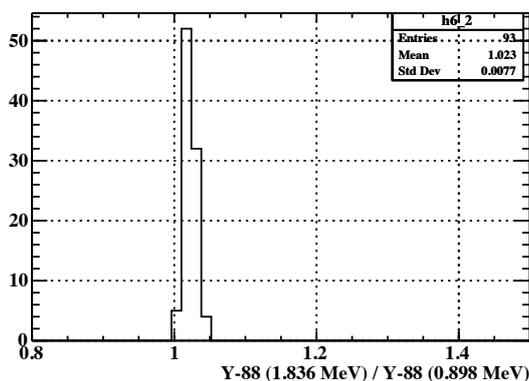


図 11.17 測定されたエネルギー変換係数。横軸は ^{88}Y の 0.898 MeV、縦軸は 1.836 MeV の γ 線を用いて求めた変換係数である。黒点は測定点、赤線はフィット結果。

エネルギーは測定された電荷に対してエネルギー変換係数をかけることで求められるため、エネルギー変換係数の不定性がエネルギー分解能に影響を与える。測定されたエネルギー分解能及び各パラメータとその不定性を表 11.3 にまとめる。元々のエネルギー分解能は測定値である 6.5%、 ES_{self} は今回の測定された 32 チャンネルの平均である 1.83、 δT は MEG 実験で物理データ取得中に実現された環境における温度変化 1°C を使用した。これらの不定性を含めたエネルギー分解能は 6.9% という結果であり、探索感度に影響を与えない。

11.8 エネルギーの非線形性

11.6 での測定では ^{88}Y による 2 つのエネルギーの γ 線ピークを用いてエネルギー変換係数を求めた。両者ともガウス分布によるフィッティングを行っており、フィッティングによるバイアスは生じないと考えられる。しかし、図 11.17 に示すように、1.836 MeV のピークを用いて求めた変換係数は 0.898 MeV のものに対して 2% 程度大きいことがわかった。これは 1.836 MeV において測定された電荷が 0.898 MeV での測定から推定される値より小さいことを示唆している。その原因として考えられるのは SiPM のサチュレーションである。9.4.4 で述べたように、2017 年の μ ビームデータにおいて LYSO の読み出しに使用されている SiPM にサチュレーションが起きていることが観測された。1.836 MeV においてサチュレーションが起きていれば、測定される電荷は小さくなるため、エネルギー変換係数の違いが説明できる。ビームデータにおいてサチュレーションの効果が顕になったのは 8 MeV 以上の領域であり、数 MeV 程度の e^+ の測定には大きな影響はないと考えられる。しかし、今回の測定が示すように、2 MeV 程度のエネルギー領域においてもサチュレーションの効果が見え始めているのであれば、エネルギー分布が大きく影響を受ける。よって、SiPM のサチュレーションをよく理解する必要がある。

11.9 まとめ

RDC カロリメータのエネルギー較正方法の改善に取り組んだ。まず、LYSO の自己発光を用いたエネルギー較正に使用されるフィッティング関数を見直し、フィッティングパラメータを削減することで、フィッティングによる不定性を小さくした。しかし、この較正手法にはバイアスがあることがわかり、測定によって補正係数を求めた。また、SiPM の温度依存性がエネルギー再構成に無視できない影響を与えることがわかり、その温度依存性を補正するための関数を測定によって求めた。これらの補正を行った後のエネルギー分解能は 1.836 MeV に対して 6.9% 程度と見積もられるため、探索感度に影響を与えない。一方で、エネルギーの非線形性が観測された。原因としては SiPM のサチュレーションが考えられる。よって、今後はサチュレーションのモデルを構築し、LYSO のエネルギー応答を理解する。そして、それを用いた補正やエネルギー分解能の見積もりを行う。

第 IV 部

結論

第 12 章

結論と今後の展望

12.1 結論

MEG II 実験へ向けて、 γ 線検出時間の較正及びバックグラウンドの削減に関わる研究開発を進めてきた。

γ 線の検出時間の測定精度を高めるには液体キセノン γ 線検出器の検出時間を精度よく較正する必要がある。その時間較正に使用する pre-shower counter の研究開発を行った。SiPM の読み出し方法やプラスチックシンチレータの形が与える時間分解能への影響を調査し、最適なデザインを決定した。その結果、28 ps という時間分解能の検出器を開発した。製作した実機について γ 線を用いて試験を行い、時間分解能及び位置分解能を評価した。CW 加速器を用いた単色 γ 線による測定では、時間分解能 52 ps という結果を得た。 μ ビームを用いた高エネルギー γ 線による測定では、時間分解能 46 ps という結果となった。MEG 実験の pre-shower counter の時間分解能に対して 35 ps 程度改善しており、液体キセノン γ 線検出器の時間分解能の測定の不定性は 20% 程度の改善である。また、 β 線を用いた測定により、位置分解能 7 mm という結果を得た。

γ 線の検出時間の較正の 1 つとして、液体キセノン γ 線検出器に使用されている MPPC の時間オフセットを測定した。LED 及び γ 線を用いて各チャンネルの時間オフセットを測定し、両者を比較した。その結果、50–70 ps の精度で時間オフセットを求められていることがわかった。その過程で MPPC の生産ロットによる検出時間の違いを発見し、較正に組み込んだ。

γ 線バックグラウンドの同定精度を高めるには RDC で検出されたエネルギーの測定精度を向上させる必要がある。従来使われてきた RDC カロリメータのエネルギー較正方法の問題点を見出し、その改善に取り組んだ。LYSO 結晶の自己発光スペクトルを用いた較正と ^{88}Y を用いた較正を比較し、較正の不定性の削減するとともにバイアスがあることを発見した。また、温度依存性の測定を行い、実験環境での温度変化が与える影響を調査した。その結果、温度によって 5%/°C 程度のエネルギー変換係数の変化があることがわかった。そこで、これらの効果を補正する係数を求めるために測定を行った。この補正を適用することで得られるエネルギー分解能は 6.9% であり、予想されていた探索感度を達成することができる。

RDC の性能を理解することで γ 線バックグラウンドへの理解を深め、探索感度向上を図った。そのために RDC の μ ビームを用いた試験を行った。波形解析及びヒットの再構成手法を開発し、実際にビームデータを解析した。その結果 RMD 由来の e^+ である γ 線との時間差のピーク及び低エネルギーのピークを確認した。また、MC シミュレーションを行い、データと比較し、性能評価を行った。2017 年のビームデータでは γ 線のトリガーイベントを十分に理解することができなかつたため、RMD の検出効率は MC よりも低い結果となった。また、バックグラウンドイベントも予想よりも高いヒットレートを観測した。2018 年のビームデータでは、 γ 線のエネルギースケールへの理解が深まったことで、MC で予想される検出効率と矛盾しない結果を得ることができた。ビームに μ 以外の粒子が混合していた問題があり、バックグラウンドレートは測定できなかった。

12.2 今後の展望

MEG II 実験は 2019 年にエンジニアリングランを経て、物理ラン開始予定である。3 年間の物理データによって目標感度の 6×10^{-14} に到達する予定である。本研究に引き続き、液体キセノン γ 線検出器の時間較正及び γ 線バックグラウンドの削減に取り組むことで、目標感度の達成を目指す。

pre-shower counter の再製作を行う。既に製作したカウンターの 1 つのチャンネルに含まれる 4 つの SiPM のうち、2 つの SiPM の信号が読み出せなくなった。SiPM そのものが故障したのか、或いは PCB との半田付けが取れてしまったのか、現時点で原因は不明であるため、カウンターを分解し、その原因を調査する。そして見つかった問題を改善し、再製作する。また、 γ 線による試験のヒット位置分布への理解を深める。データによって再構成されたヒット位置分布は、測定された位置分解能を考慮しても MC シミュレーションによるヒット位置分布を再現しなかった。MC と解析との差異を洗い出し、イベントを理解する。更に、最終的に使用するより高いサンプリング周波数での性能評価を行う。

CEX によって液体キセノン γ 線検出器の時間較正を行う。そのためにまず、解析環境の準備やシミュレーションを行う。現在、pre-shower counter や BGO 検出器の解析環境が整っていないため、波形解析やヒットの再構成アルゴリズムを構築する。MC シミュレーションによって CEX でのイベントを理解し、液体キセノン γ 線検出器の時間較正手法を確立する。そして、CEX による測定を行い、そのデータを解析し、液体キセノン γ 線検出器の検出時間を較正する。

RDC カロリメータに使用されている SiPM のサチュレーションを調査する。2017 年のビームデータやエネルギー較正のデータにおいて、SiPM のサチュレーションが起きていることが明らかになった。サチュレーションはエネルギー分解能を悪化させるため、その理解が必要である。よって、サチュレーションのモデルを構築し、その検証を行う。そのモデルを用いて再構成されるエネルギーに補正を行うとともに、エネルギー分解能を見積もり、探索感度への影響を再評価する。

μ ビームを用いて RDC の再測定を行う。これまでの測定では γ 線のエネルギースケールへの理解が不十分であったり、ビームに本来は存在しない粒子が混ざっていたりしたため、性能評価するには相応しくない状況であった。これらの問題が解決した状態で測定し、最終的な性能評価を行う。また、測定された時間、エネルギー分布を元に物理解析に使用する確率密度分布を用意する。

付録

A WaveDREAM の線形性の調査

MEG II 実験におけるデータ取得は WaveDREAM で行う。2016 年のビームデータ取得時に使用された WaveDREAM には入力電圧と測定電圧の非線形性があり、解析の際に補正が必須であった。2017 年のビームデータ取得時にはハードウェアを作り変えることで解決されている。以下では、電圧値の線形性を確認するために行った測定について述べる。

A.1 測定のセットアップ

本測定ではファンクションジェネレータ (Pulse Function Arbitrary Noise Generator 81150A, Keysight) による信号を入力として、オシロスコープ (DPO4104, Tektronix) 及び WaveDREAM で電圧値を測定し、両者を比較する。WaveDREAM の応答には周波数依存性が存在することが知られており、測定には以下の 4 種類の入力波形を使用した。

- 矩形波
- sine 波
- MPPC 波形
- PMT 波形

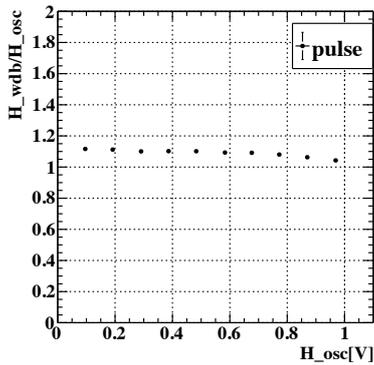
矩形波及び sine 波はファンクションジェネレータに標準で用意されている信号波形を使用した。矩形波は幅 5 ns、立ち上がり・立ち下がり時間は 2.5 ns であり、sine 波は周波数を 10 MHz から 120 MHz に変化させた。MPPC 波形と PMT 波形は実際に測定された平均波形をファンクションジェネレータによって再現した。入力波形の波高は WaveDREAM のダイナミックレンジである 0–1 V という値で測定した。

A.2 測定結果

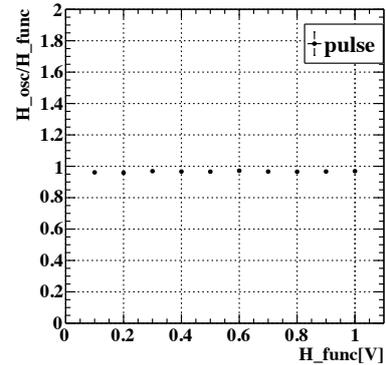
ファンクションジェネレータでの設定値及び測定によって得られた波形の波高を比較する。ただし、波高は測定された波形の 3 測定点での移動平均を取り、最も高い電圧値とベースライン電圧との差によって定義する。

まず、矩形波を入力とした波高を比較する。図 A.1(a) より、波高が 0.6 V を超えたあたりからオシロスコープに対する WaveDREAM の波高の比が 6% 程度低下していることがわかる。図 A.1(b) によるとオシロスコープでの測定値はファンクションジェネレータの設定値に対して線形に応答しており、WaveDREAM での測定値が低下していると考えられる。

次に sine 波を入力とした波高を比較する。図 A.2(a) より、矩形波と同様に 0.6 V を超えたあたりから波高の比が低下していることがわかる。しかし、その低下の程度には周波数依存性が存在し、10 MHz の場合 6% 程度の低下が見られるのが、高周波になるにつれて変化が小さくなり、120 MHz の場合には 2% 程度であることがわかる。図 A.2(b) よりオシロスコープでの測定値の入力波高に対する線形性は確認できる。また、非線形性が現れていない

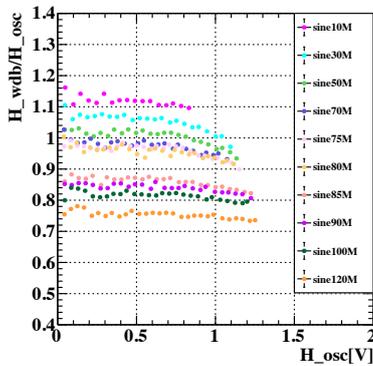


(a) オシロスコープでの測定値と WaveDREAM での測定値の比較。

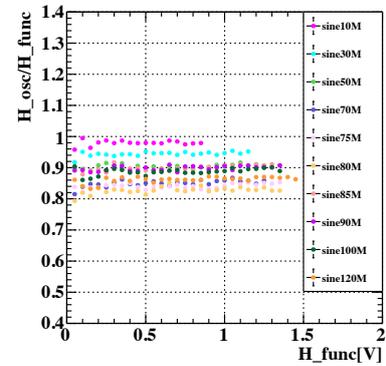


(b) ファンクションジェネレータの設定値とオシロスコープでの測定値との比較。

図 A.1 矩形波を入力とした WaveDREAM の入力電圧と測定電圧の比。



(a) オシロスコープでの測定値と WaveDREAM での測定値の比較。



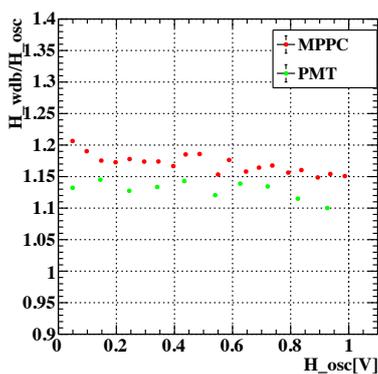
(b) ファンクションジェネレータの設定値とオシロスコープでの測定値との比較。

図 A.2 sine 波を入力とした WaveDREAM の入力電圧と測定電圧の比。

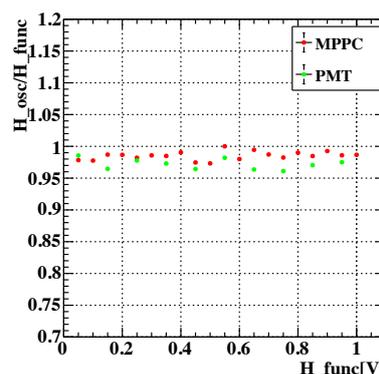
電圧領域においても周波数によって波高の比が異なることがわかる。中でも 80 MHz と 85 MHz 間で波高の比に大きな乖離がある。この時の波高自体は WaveDREAM では違いがない一方で、オシロスコープでは 80 MHz に対して 85 MHz の場合は波高が 10% 程度高いことが確認されており、オシロスコープ由来であることがわかっている。

最後に MPPC 波形及び PMT 波形を入力した場合の波高を比較する。図 A.3(a) より、他の波形と同様に 0.6 V 以上で波高の低下が見られる。その低下はこれらの波形の周波数においては 3% 程度である。図 A.3(b) のようにオシロスコープで測定された波形はばらつきが大きいものの、水平に推移しており、WaveDREAM の波高の低下を示している。

以上より、WaveDREAM の電圧値の非線形性が確認された。0.6 V 以上の電圧に相当する入力に対して、周波数によって最大で 6% 程度低い測定電圧となる。MPPC 波形及び PMT 波形に対しては 3% 程度の低下が見られた。この程度の減少であれば、エネルギーや時間の分解能に与える影響は小さく無視できる。



(a) オシロスコープでの測定値と WaveDREAM での測定値の比較。



(b) ファンクションジェネレータの設定値とオシロスコープでの測定値との比較。

図 A.3 MPPC 波形及び PMT 波形を入力とした WaveDREAM の入力電圧と測定電圧の比。

謝辞

まず、本研究を行う機会を与えてくださった森俊則教授、大谷航准教授に心よりお礼申し上げます。海外に滞在し、実験に参加するという貴重な体験をすることができました。特に指導教員である大谷航准教授には研究や各種書類の作成など様々な面でご指導いただきました。また、森研究室・大谷研究室の皆さまにも研究を行うに当たって多くのご協力をいただきました。岩本敏幸助教には研究のみならず PSI での生活全般に渡ってお世話になりました。内山雄祐特任助教には主にソフトウェアに関してご指導いただきました。家城佳研究員には液体キセノン検出器と輻射崩壊同定用カウンターの両面についてご指導・ご協力いただきました。西村美紀氏、小川真治氏、中尾光孝氏、岩井遼斗氏、宇佐見正志氏、劉靈輝氏、松澤暢生氏、小林暁氏、辻直希氏、鳥丸達郎氏、豊田和輝氏、野内康介氏、大矢淳氏とは楽しい時間を過ごさせていただきました。ありがとうございました。

参考文献

- [1] S. Petcov 1977 “The processes of $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\nu' \rightarrow \nu + \gamma$ in the Weinberg-Salam model with neutrino mixing,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **25**, 340.
- [2] R. Barbieri, L. J. Hall 1994 “Signals for supersymmetric unification,” *Physics Letters B* **338**, 212–218.
- [3] R. Barbieri, L. Hall, A. Strumia 1995 “Violations of lepton flavour and CP in supersymmetric unified theories,” *Nuclear Physics B* **445**, 219–251.
- [4] P. Ciafaloni, A. Romanino, A. Strumia 1996 “Lepton flavour violations in SO(10) with large $\tan \beta$,” *Nuclear Physics B* **458**, 3–22.
- [5] J. Hisano, T. Mori, M. Yamaguchi 1997 “Exact event rates of lepton flavor violating processes in supersymmetric SU(5) model,” *Physics Letters B* **391**, 341–350.
- [6] J. Hisano, et al. 1995 “Lepton-flavor violation in the supersymmetric standard model with seesaw-induced neutrino masses,” *Physics Letters B* **357**, 579–587.
- [7] J. Hisano, et al. 1996 “Lepton-flavor violation via right-handed neutrino Yukawa couplings in the supersymmetric standard model,” *Physics Review D* **53**, 2442–2459.
- [8] J. Hisano, D. Nomura 1999 “Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos,” *Physics Review D* **59**, 116005.
- [9] J. Casas, A. Ibarra 2001 “Oscillating neutrinos and $\mu \rightarrow e, \gamma$,” *Nuclear Physics B* **618**, 171–204.
- [10] A. M. Baldini, et al. 2018 “The design of the MEG II experiment,” *The European Physical Journal C* **78**, 380.
- [11] A. M. Baldini, et al. 2016 “Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the full dataset of the MEG experiment,” *The European Physical Journal C* **76**, 434.
- [12] D. Kaneko 2016 “The final result of $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ search with the MEG experiment,” Ph.D. dissertation, The University of Tokyo.
- [13] A. Papa 2009 “Search for the lepton flavour violation in $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. The calibration methods for the MEG experiment,” Ph.D. dissertation, University of Pisa.
- [14] A. Baldini, et al. 2006 “Liquid Xenon Scintillation Calorimetry and Xe Optical Properties,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* **13**, 547–555.
- [15] T. Doke, et al. 2002 “Absolute Scintillation Yields in liquid Argon and Xenon for Various Particles,” *Japanese Journal of Applied Physics* **41**, 1538.
- [16] A. Hitachi, et al. 1982 “Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon,” *Physical Review B* **27**, 5279–5285.
- [17] K. Fujii, et al. 2015 “High-accuracy measurement of the emission spectrum of liquid xenon in the vacuum ultraviolet region,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **795**, 293–297.

- [18] Y. Hisamatsu 2005 “The Performance Test of Photomultiplier for MEG Liquid Xenon Calorimeter,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [19] S. Ogawa 2016 “Development of liquid xenon gamma-ray detector for MEG II experiment with highly granular readout realized by VUV sensitive large area MPPC,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [20] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann 2010 “Application of the DRS chip for fast waveform digitizing,” *Nucl. Instr. Meth. A* **623**, 486–488.
- [21] A. M. Baldini, et al. 2013 “MEG Upgrade Proposal,” *arXiv:1301.7225*.
- [22] K. Ieki, et al. “Large-Area MPPC with Enhanced VUV Sensitivity for Liquid Xenon Scintillation Detector,” *arxiv:1809.08701*.
- [23] H. Photonics 「光半導体素子ハンドブック 第3章 Si APD, MPPC」, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf.
- [24] G. Collaboration “G_{EANT4} web page,” <http://geant4.web.cern.ch>.
- [25] S. Nakaura 2016 “Development of Radiative Decay Counter for ultimate sensitivity of MEG II experiment,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [26] Saint-Gobain “BC-418, BC-420, BC-422 Premium Plastic Scintillators data sheet,” <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-418-bc-420-bc-422-bc-422q>.
- [27] H. Photonics “S13360-3050PE data sheet,” <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S13360-3050PE.html>.
- [28] 3M “Enhanced Specular Reflector,” https://www.3m.com/3M/en_US/company-us/all-3m-products/~/3M-Enhanced-Specular-Reflector-3M-ESR-/?N=5002385+3293061534&rt=rud.
- [29] S. I. of Ceramics “LYSO crystal data sheet,” <http://www.siccas.com/LYSOscintillatorCrystal.htm>.
- [30] H. Photonics “S12572-025P data sheet,” <http://www.hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Product/20140117212906284.pdf>.
- [31] Saint-Gobain “PreLude™ 420 data sheet,” <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/prelude-420-LYSO>.
- [32] R. Iwai 2017 “Development and commissioning of MEG II Radiative Decay Counter,” Master’s thesis, The University of Tokyo.
- [33] K. Yanai “Silicon Detector for Upstream RDC,” https://indico-psi-2018.s3.cern.ch/event/6691/contribution/14262/15558-15168-yanai_meg_collaboration.pdf?response-content-disposition=inline%3B%20filename%3Dyanai_meg_collaboration.pdf&response-content-type=application%2Fpdf&AWSAccessKeyId=68DCAAG18BUOBEMZSAUH&Expires=1546252713&Signature=9c5PhI6wGsJ2oi6lsWK8xEfvBYA%3D.
- [34] A. Oya “Development of RPC for upstream RDC,” https://indico-psi-2018.s3.cern.ch/event/6809/contribution/14736/16001-15560-Oct2018_collab.pdf?response-content-disposition=inline%3B%20filename%3DOct2018_collab.pdf&response-content-type=application%2Fpdf&AWSAccessKeyId=68DCAAG18BUOBEMZSAUH&Expires=1546252804&Signature=ClJ7OD3BVwm7nRHheout9pm8XjI%3D.
- [35] M. Nishimura et al. 2016 “Pixelated Positron Timing Counter with SiPM-readout Scintillator for MEG II experiment,” *PoS PhotoDet2015*, 011.
- [36] P. W. Cattaneo, et al. 2014 “Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator

with SiPM Readout,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **61**, 2657–2666.