

修士論文

感度 10^{-15} の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索を目指した
アクティブコンバーター型光子ペアスペクトロメーターの開発

(Development of a photon pair spectrometer with an active
converter for a $\mu \rightarrow e\gamma$ search aiming at a sensitivity of 10^{-15})

榊原 滯



2026年1月

東京大学 理学系研究科
物理学専攻

感度 10^{-15} の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索を目指した アクティブコンバーター型光子ペアスペクトロメーターの開発*

榎原 滯

概要

$\mu \rightarrow e\gamma$ は標準模型において極めて強く抑制されており、その観測は標準模型を超える新物理の存在を直接示す決定的な証拠となる。PSI におけるミュオンビームラインのアップグレード [1] に伴い、荷電レプトンフレーバー非保存過程 $\mu \rightarrow e\gamma$ の探索を分岐比感度 $\mathcal{O}(10^{-15})$ の達成を目標として進める計画が進行している。現在 $\mu \rightarrow e\gamma$ の探索を行っている MEG II 実験と比較して一桁高い探索感度を実現するためには、検出器分解能の大幅な向上が不可欠である。特に、背景事象数は光子のエネルギー分解能の二乗に比例して増加するため、高精度な光子検出器の開発が実験の成否を左右する重要な要素となる。そこで本研究では、これらの要求に応える新たな光子検出手法の開発を行った。具体的には、光子を薄いコンバーター層で対生成により電子・陽電子対へ変換し、その運動量をペアトラッカーで測定するペアスペクトロメーター方式に着目し、特に変換点に配置されるコンバーター自体をシンチレーターとして動作させるアクティブコンバーターを採用した。この方式では、従来のパッシブコンバーターでは困難であった高精度な時間情報およびエネルギー情報の取得により、偶発的背景事象の強力な抑制が可能となる。まず、モンテカルロシミュレーションを用いて、信号効率の観点からアクティブコンバーター的设计最適化を行った。さらに、最適化されたデザインに対して、レート耐性や背景事象スペクトラムへの影響を評価するとともに、アクティブコンバーターの現実的な性能見積もりを行うとともに、目標とするエネルギー分解能を達成するために必要な光量の要求値を算出した。次に、シミュレーションにより主に信号効率の観点から最適化されたアクティブコンバーターの実際の性能を検証するため、試作機を製作し KEK PF-AR テストビームラインにおける電子ビームによる試験を実施した。その結果、 $\mathcal{O}(10^4)$ の光電子数および 25 ps 程度の時間分解能が得られ、アクティブコンバーターとして設定した目標値 (光量 1100 光電子以上、時間分解能 40 ps 以下) を大きく上回る性能を確認した。以上の結果から、アクティブコンバーター型光子ペアスペクトロメーターが将来実験において要求される分解能を達成し得ることを示し、その性能を用いることで、3年程度のデータ取得により分岐比探索感度 $\mathcal{O}(10^{-15})$ 領域への到達が可能であることを示した。本研究は、次世代の高感度荷電レプトンフレーバー非保存探索に向けた新しい光子測定手法の実現可能性を示すものである。

キーワード: $\mu \rightarrow e\gamma$, 荷電レプトンフレーバー非保存, ペアスペクトロメーター, アクティブコンバーター, LYSO

* 東京大学理学系研究科物理学専攻 修士論文, 35246035, 2026年1月5日.

Development of a photon pair spectrometer with an active converter for a $\mu \rightarrow e\gamma$ search aiming at a sensitivity of 10^{-15} †

Rei Sakakibara

Abstract

The lepton flavor violating decay $\mu \rightarrow e\gamma$ is prohibited in the Standard Model, and its observation would constitute decisive evidence for physics beyond the Standard Model. With the upgrade of the muon beamline at PSI, a new experimental program aiming at a branching ratio sensitivity of $\mathcal{O}(10^{-15})$ for the search for $\mu \rightarrow e\gamma$ is being planned. To achieve an order-of-magnitude improvement in sensitivity compared to the currently running experiment searching for $\mu \rightarrow e\gamma$, MEG II, a substantial enhancement in detector resolution is indispensable. In particular, since the number of background events increases quadratically with the gamma-ray energy resolution, the development of a high-precision gamma-ray detector is a key requirement for the success of the experiment. In this study, I developed a novel gamma-ray detection method to meet these requirements. This study focused on a pair spectrometer approach, in which gamma rays are converted into electron–positron pairs through pair production and their momenta are measured by a pair tracker. In particular, I adopted an active converter scheme, in which the converter placed at the conversion point functions simultaneously as a scintillator. First, a detailed Monte Carlo simulation was performed to optimize the design of the active converter in terms of signal efficiency. In addition, the optimized design was evaluated with respect to rate capability and its impact on background event spectra, and realistic performance estimates were obtained. The required light yield necessary to achieve the target energy resolution was also derived. Next, to verify the actual performance of the active converter optimized mainly from the signal efficiency perspective, a prototype detector was fabricated and tested using an electron beam at the KEK PF-AR test beamline. As a result, a light yield of the order of $\mathcal{O}(10^4)$ photoelectrons and a time resolution of approximately 25 ps were achieved, significantly exceeding the target performance for the active converter (light yield greater than 1100 photoelectrons and time resolution better than 40 ps). These results demonstrate that an active-converter-based photon pair spectrometer can satisfy the resolution requirements of future experiments. Furthermore, based on the obtained performance, it is shown that a branching ratio sensitivity in the $\mathcal{O}(10^{-15})$ range can be reached with approximately three years of data taking. This work demonstrates the feasibility of a new gamma-ray measurement technique for next-generation high-sensitivity searches for charged lepton flavor violation.

Keywords: $\mu \rightarrow e\gamma$, charged lepton flavor violation, photon pair spectrometer, active converter, LYSO

† Master’s Thesis, Department of Physics, Graduate school of Science, Thi University of Tokyo, 35246035, January 5, 2026.

目次

第1章	序論	1
第2章	$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理	2
2.1	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の動機	2
2.1.1	標準模型における $\mu \rightarrow e\gamma$	2
2.1.2	標準模型にニュートリノ振動を加えた場合の $\mu \rightarrow e\gamma$	4
2.1.3	標準模型を超える物理における $\mu \rightarrow e\gamma$	5
2.2	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験	11
2.2.1	信号事象	11
2.2.2	背景事象	11
2.2.3	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の歴史	14
第3章	MEG II 実験と将来実験	16
3.1	MEG II 実験	16
3.1.1	μ 粒子ビーム	16
3.1.2	検出器	19
3.1.3	トリガー・データ取得	26
3.1.4	探索感度	28
3.2	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験	29
3.2.1	動機	30
3.2.2	μ 粒子ビーム	31
3.2.3	検出器	32
第4章	アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーター	35
4.1	ペアスペクトロメーター	35
4.1.1	MEGA 実験におけるペアスペクトロメーター	35
4.1.2	アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーター	36
4.2	将来実験での目標性能	40
4.3	本研究の動機	40
第5章	シミュレーションによる研究	42
5.1	シミュレーションセットアップ	42
5.2	信号検出効率によるコンバーターの最適化	43

5.2.1	信号効率の定義	43
5.2.2	物理過程に由来する信号効率	44
5.2.3	事象のトポロジーに由来する信号効率	48
5.3	レート耐性	49
5.4	多層構造でのシミュレーション	52
5.5	角度測定	53
5.5.1	ガンマ線の放出角に対する依存性	53
5.5.2	対生成位置に対する依存性	55
5.5.3	分解能	56
5.6	対生成粒子によるコンバーター中でのエネルギー損失	59
5.6.1	エネルギー測定における光量要件	59
5.6.2	時間測定におけるエネルギー損失分布	60
第 6 章	電子ビームによるアクティブコンバーターの試験	63
6.1	目的	63
6.1.1	目標性能	63
6.2	測定系	65
6.2.1	セットアップ	65
6.2.2	アクティブコンバーター試作機	68
6.2.3	データの読み出し	68
6.3	データ処理	71
6.3.1	波形解析	71
6.3.2	事象選択	71
6.4	光量	72
6.4.1	較正	72
6.4.2	光量の評価	76
6.4.3	結果	76
6.5	時間分解能	79
6.5.1	較正	79
6.5.2	時間分解能の評価	80
6.5.3	結果	85
6.6	考察	93
6.6.1	LYSO 結晶のアクティブコンバーターとしての性能	93
6.6.2	LYSO 結晶を用いた先行研究における検出器との比較	94
第 7 章	展望	95
7.1	アクティブコンバーター本格実装に向けて	95
7.1.1	較正	95
7.1.2	読み出しチャンネル数削減	95
7.1.3	ペアトラッカーの開発	96
7.2	ペアスペクトロメーターの測定原理の実証試験に向けて	96

7.3	MEG II 検出器とアクティブコンバーターを組み合わせた $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験	97
7.4	予想到達感度	98
7.4.1	MEG II 実験との比較	100
第 8 章	結論	102
付録		103
A	シミュレーションによるペアトラッカーの研究	103
A.1	セットアップ	103
A.2	分解能	103
A.3	検出効率	104
A.4	アクティブコンバーターと組み合わせたガンマ線エネルギー再構成	104
B	時間分解能の見積もりに関する誤差評価	106
B.1	手順	107
B.2	結果	107
C	参照用カウンターの time-walk 補正	108
D	時間解析のクロスチェック	109
謝辞		111
参考文献		112

第 1 章

序論

素粒子物理学における標準模型は、電磁相互作用・弱い相互作用・強い相互作用を記述し、これまでの実験結果を高い精度で説明してきた。しかし一方で、ニュートリノ質量の起源、暗黒物質の正体、物質・反物質非対称性など、標準模型では説明できない現象が数多く存在しており、その背後にある新物理の探索が精力的に進められている。荷電レプトンフレーバー非保存過程は、そのような新物理を鋭敏に探索できる重要なプローブである。特に $\mu \rightarrow e\gamma$ は、標準模型にニュートリノ振動を導入した場合でも分岐比が 10^{-50} 程度と極めて抑制されており [2, 3]、実験的に観測されれば標準模型を超える物理の存在を直接示す決定的証拠となる。そのため、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索は長年にわたり世界的に重要な研究課題として位置付けられてきた。

現在進行中の MEG II 実験は、世界最高強度の μ 粒子ビームと高性能検出器を用いることにより、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比に対して 6×10^{-14} の感度を目標としている [4]。一方で、本研究は、MEG II 実験終了後を見据え、分岐比感度 $\mathcal{O}(10^{-15})$ を目指した次段階の実験の実現を目的としている。将来的に $\mathcal{O}(10^{-15})$ あるいはそれ以下の探索感度を達成するためには、PSI のビームラインアップグレードにより現在の 100 倍のレートで供給される予定の μ 粒子ビーム [1] を活用した効率的な統計量の蓄積に加え、偶発的背景事象のさらなる抑制が不可欠であり、特にガンマ線の測定精度の飛躍的な向上が求められる。

この課題に対する有力な解決策の一つとして、ガンマ線を電子・陽電子対へ変換し、その運動量を精密に測定するペアスペクトロメーター方式が提案されている。本研究では、コンバーター自体をシンチレーターとして動作させるアクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターに着目した。この方式では、対生成位置で高精度なエネルギー損失情報を取得できるため、以前の実験で採用されていたパッシブコンバーターを用いたペアスペクトロメーターに比べて偶発的背景事象の大幅な低減が期待される。

本修士論文では、アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターの $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索への適用可能性を、シミュレーションおよび実証実験の両面から検討する。2 章では $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の物理的動機および探索実験の現状を概説し、3 章では MEG II 実験および将来実験の概要を述べる。4 章ではアクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターの概念と本研究の位置付けを示す。5 章ではシミュレーションによる性能評価を行い、6 章では電子ビームを用いたアクティブコンバーター試作機の試験結果を示す。最後に、7 章で今後の展望および探索感度の見積もりを示し、8 章で結論を述べる。

第 2 章

$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理

2.1 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の動機

2.1.1 標準模型における $\mu \rightarrow e\gamma$

標準模型は $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$ までのエネルギースケールにおける素粒子物理学の実験結果をよく説明し、非常に大きな成功を収めてきた。この節では、まず簡単に標準模型における μ 粒子について記述する。

2.1.1.1 μ 粒子の基本性質

μ 粒子は素粒子の標準模型における第二世代の荷電レプトンである。その基本性質を表 2.1 にまとめる。標準模型における μ 粒子のラグランジアンは次式のように表される。

$$\mathcal{L}_\mu = e\bar{\mu}\gamma^\mu\mu A_\mu \quad (2.1)$$

$$- \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu W_\mu^+ + h.c.) \quad (2.2)$$

$$- \sqrt{(g^2 + g'^2)} \left[\bar{\mu}_L\gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \right) \mu_L + \bar{\mu}_R\gamma^\mu \sin^2\theta_W \mu_R \right] Z_0 \quad (2.3)$$

$$- \frac{m_\mu}{v} \bar{\mu}\mu H \quad (2.4)$$

ここで g, g' はそれぞれ標準模型の $SU(2), U(1)$ 相互作用に対応した結合定数、 θ_W はワインバーグ角である。 μ 粒子は電磁相互作用 (式 (2.1)) や弱い相互作用 (式 (2.2)–式 (2.3)) をし、さらにヒッグス粒子とも結合する (式 (2.4))。

2.1.1.2 μ 粒子の崩壊モード

式 (2.1)–式 (2.4) から分かるように、標準模型の範囲内でレプトンの世代間混合は許されていない。表 2.2 に標準模型における μ 粒子の崩壊モードと、その崩壊分岐比一覧を示す。

表 2.1: μ 粒子の基本パラメータ。[5] をもとに作成。

パラメータ	値
質量 m_μ	$105.6583755 \pm 0.000\,002\,3 \text{ MeV}$
寿命 τ_μ	$(2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6} \text{ s}$
磁気異常モーメント $(g-2)/2$	$(11659205.9 \pm 2.2) \times 10^{-10}$
電気双極子モーメント $ d $	$< 1.8 \times 10^{-19} \text{ e cm, CL} = 95\%$

表 2.2: μ 粒子の標準模型における崩壊モードとその分岐比の測定値一覧。[5] をもとに作成。

崩壊モード	分岐比	備考
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\approx 100\%$	
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$	$(6.03 \pm 0.14 \pm 0.53) \times 10^{-8}$	$E_\gamma > 40 \text{ MeV}, E_{e^+} > 45 \text{ MeV}$ に対する値
	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ に対する値
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	

標準模型における μ 粒子の崩壊は、表 2.2 に示すように主に荷電弱カレントに媒介され引き起こされる Michel 崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ である。Michel 崩壊の微分崩壊幅は (電子質量を無視する近似のもとで)

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu})}{dx d\cos\theta_e} = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3} x^2 [(3-2x) \pm P_\mu \cos\theta_e (2x-1)] \quad (2.5)$$

と表される [6]。ここで x は規格化された (陽) 電子エネルギーであり、 E_e を (陽) 電子のエネルギーとして $x = 2E_e/m_\mu$ と定義される。また G_F はフェルミ結合定数、 P_μ は μ 粒子の偏極度、 θ_e は μ 粒子の偏極ベクトルと (陽) 電子の運動量ベクトルのなす角である。図 2.1 に示すように、無偏極な μ 粒子の場合 ($P_\mu = 0$) には、この分布は $x \simeq 1$ に向かって緩やかに増加するスペクトルとなる。

輻射崩壊 表 2.2 に示す μ 粒子の崩壊モードの中で、2.2.2.1 節 で述べるように $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索において特に重要なのが、ガンマ線を伴う μ 粒子の崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ である。輻射崩壊の微分崩壊分岐比を (陽) 電子のエネルギーと放出角に関して積分すると、 m_e/m_μ の高次の項を無視する近似のもとで以下のように表される [6]:

$$\frac{d^2B(\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu} \gamma)}{dy d\cos\theta_\gamma} = \frac{1}{y} [J_+(y)(1 \pm P_\mu \cos\theta_\gamma) + J_-(y)(1 \mp P_\mu \cos\theta_\gamma)], \quad (2.6)$$

である。ここで、 $y = 2E_\gamma/m_\mu$ は規格化されたガンマ線のエネルギー、 θ_γ は μ 粒子の偏極方向とガンマ線の運動量ベクトルのなす角、 $r = (m_e/m_\mu)^2$ である。また、 $J_+(y), J_-(y)$ は

$$\begin{cases} J_+(y) = \frac{\alpha}{6\pi} (1-y) \left[3 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{17}{2} + \left(-3 \ln \frac{1-y}{4} + 7 \right) (1-y) + \left(2 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{13}{3} \right) (1-y)^2 \right], \\ J_-(y) = \frac{\alpha}{6\pi} (1-y)^2 \left[\left(3 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{93}{2} \right) + \left(-4 \ln \frac{1-y}{r} + \frac{29}{3} \right) (1-y) + \left(2 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{55}{12} \right) (1-y)^2 \right]. \end{cases}$$

で定義される。高エネルギー ($1-y \approx 0$) のガンマ線に対しては $J_+(y) \ll J_-$ となり、その角度分布はほぼ $1 \pm P_\mu \cos\theta_\gamma$ に従う。無偏極の μ 粒子に対して式 (2.6) をプロットしたのが図 2.2 であり、スペクトラムは $y \approx 1$ 付近で急激に 0 に近づく形状となっている。

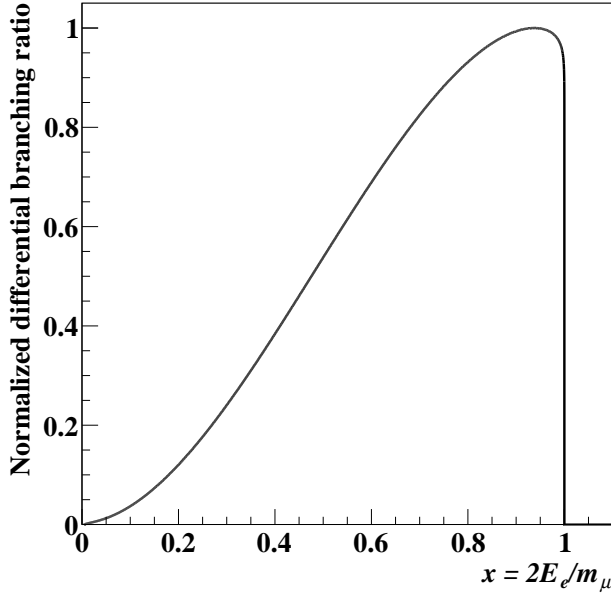


図 2.1: 無偏極 μ 粒子の Michel 崩壊によって放出される陽電子のエネルギー Spektrum。

[7] に基づいて計算。

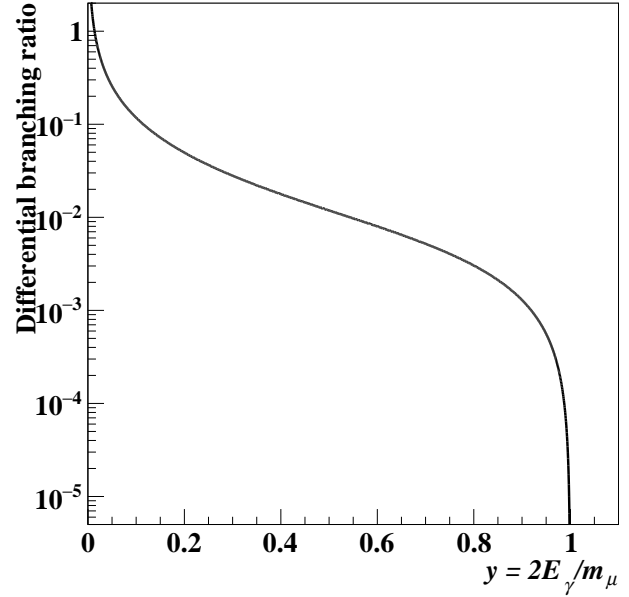


図 2.2: 無偏極の μ 粒子の輻射崩壊によって放出されるガンマ線エネルギーの Spektrum。

[6] に基づいて計算。

2.1.2 標準模型にニュートリノ振動を加えた場合の $\mu \rightarrow e\gamma$

標準模型には右巻きニュートリノが存在せず、ニュートリノの質量は 0 であるため、レプトンの世代間混合が許されない。一方で実験的にはニュートリノ振動を通してニュートリノ質量の存在が確認されており、ニュートリノ振動を含む拡張標準模型では CLFV 事象の一つである $\mu \rightarrow e\gamma$ は図 2.3 に示すような過程により 0 でない分岐比をとる。しかし、0 でないニュートリノ質量を仮定した場合でも、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比は

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \sum_{i=2,3} \left| U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{1i}^2}{m_W^2} \right|^2 \quad (2.7)$$

$$= \frac{3\alpha}{32\pi} \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\theta_{23} \left| \frac{\Delta m_{13}^2}{m_W^2} \right|^2 \sim 10^{-54} \quad (2.8)$$

のように GIM 機構により強く抑制され [2, 3]、現在実験的に探索されている領域 $\mathcal{O}(10^{-13}) - \mathcal{O}(10^{-14})$ [8] をはるかに下回る。

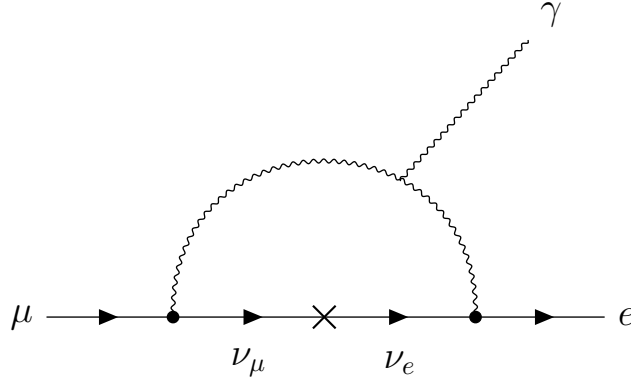


図 2.3: 標準模型にニュートリノ質量を加えた場合の $\mu \rightarrow e\gamma$ を表す Feynman ダイアグラムの一例。

2.1.3 標準模型を超える物理における $\mu \rightarrow e\gamma$

標準模型の枠組みにおいては、前節で述べたように、レプトンの世代間混合は許されない。一方でクォークでは CKM 行列を通じて世代間混合が実現していることから明らかなように、これは対称性に基づく厳密な保存則ではなく、より高いエネルギー領域に存在する新しい物理によって破られる可能性がある。実際、多くの理論研究により標準模型を超える物理ではレプトンフレーバーが自然に破れる状況が広く示唆されている。本節では、このような標準模型を超える理論における $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象について概説する。

2.1.3.1 モデルに依存しないアプローチ：有効場理論

有効場理論とは、高エネルギースケールに存在する新物理の効果を、低エネルギーでは量子補正として取り込んで記述する枠組みである。その影響は、有効演算子や有効結合定数に吸収される。具体的には、あるカットオフスケール Λ_D を導入し、次のような有効ラグランジアンを考える：

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_D \tag{2.9}$$

$$= \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{n \geq 5} \frac{C_n}{\Lambda_D^{n-4}} \mathcal{O}_n. \tag{2.10}$$

ここで、 \mathcal{L}_{SM} は標準模型のラグランジアン、 \mathcal{O}_n は次元 n の演算子、 C_n は対応する有効結合定数、 Λ_D は新物理のエネルギースケールを表す。 \mathcal{L}_D は $\Lambda_D^{-(n-4)}$ で抑制されており、低エネルギー極限で高次項の寄与が消えるため、 $\mathcal{L}_{\text{eff}} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{SM}}$ となる。

$\mu \rightarrow e\gamma$ に寄与する最小の演算子は次元 6 ^{*1} の双極子型^{*2}のものである：

$$\mathcal{L}_{\mu \rightarrow e\gamma} = y_D \frac{em_\mu}{\Lambda_D^2} \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + h.c. \tag{2.11}$$

ここで、 y_D は有効結合定数である。このラグランジアンから得られる $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比は

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) = (y_D)^2 \frac{3(4\pi)^2 \alpha}{G_F^2 \Lambda_D^4} \tag{2.12}$$

^{*1} 次元 5 の演算子はニュートリノのマヨナラ質量を与える Weinberg 演算子があり、これは $\mu \rightarrow e\gamma$ には寄与しない。

^{*2} 他には 4-fermion 型のものであり、こちらは $\mu \rightarrow eee$ や $\mu \rightarrow e$ に寄与する。そのため、 μ 粒子の 3 つのチャンネルの CLFV 探索は互いに相補的である。

と計算される [2]。新物理の効果が loop レベルで入ると仮定すると、 $y_D \sim \theta_{\mu e} g^2 / 16\pi^2$ (g は弱い相互作用の結合定数、 $\theta_{e\gamma}$ は新物理の有効結合定数) として

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) = (1 \times 10^{-15}) \times \left(\frac{20 \text{ TeV}}{\Lambda_D} \right)^4 \times \left(\frac{\theta_{\mu e}}{10^{-2}} \right) \quad (2.13)$$

となる。すなわち、 $\mathcal{O}(10^{-15})$ の感度での $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索は $\mathcal{O}(10 \text{ TeV})$ スケールの新物理および $\mathcal{O}(10^{-2})$ 程度のフレーバー混合に感度があるということになる。

次に、偏極に対する依存性を見るために式 (2.11) を以下のようにヘリシティに分けて考える*3：

$$\mathcal{L}_{\mu \rightarrow e\gamma} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} [m_\mu A_R \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + m_\mu A_L \bar{\mu}_L \sigma^{\mu\nu} e_R F_{\mu\nu} + h.c.] \quad (2.14)$$

ここで A_R, A_L は $\mu \rightarrow e_R\gamma$, $\mu \rightarrow e_L\gamma$ に対応する結合定数である。ここから微分角分岐比を計算すると

$$\frac{d\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma)}{d(\cos\theta_e)} = 192\pi^2 [|A_R|^2 (1 - P_\mu \cos\theta_e) + |A_L|^2 (1 + P_\mu \cos\theta_e)] \quad (2.15)$$

ここで θ_e は μ 粒子の偏極と陽電子の運動量方向のなす角である。後述する MEG II 実験では偏極に依存しない (θ 分布を見ない) 手法で $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索をしており、 A_R, A_L に対する個別の感度はない。しかし、偏極 μ 粒子を活用して $\mu \rightarrow e\gamma$ の角分布を測定することで A_R, A_L に対する制約を個別につけることができ、新物理モデルにさらなる制約を与えることが可能になる。以下に、本稿で紹介する新物理モデルにおける A_L, A_R に対する予言を挙げる。

- SU(5) SUSY-GUT (2.1.3.3 節) : $A_L \gg A_R$
- SO(10) SUSY-GUT (2.1.3.4 節) : $A_L \simeq A_R$
- SUSY-seesaw (2.1.3.5 節) : $A_L \ll A_R$

2.1.3.2 最小超対称標準模型

超対称性理論 (Supersymmetric models, SUSY) とは、フェルミオンとボソンの間に対称性 (超対称性) を課した理論であり、標準模型における階層性問題や自然性問題を解決する動機から導入された。この理論では、標準模型の各粒子に対応してスーパーパートナーと呼ばれる新たな粒子が導入される。しかし、もし超対称性が完全に成り立っているならば、粒子とそのスーパーパートナーの質量は縮退しているはずであり、これは実験事実と矛盾する。したがって、現実の自然界では超対称性は破れていると考えられており、何らかの超対称性破れ機構の導入が必要となる。最小超対称標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) は、標準模型を最小限に拡張し、各粒子に対応するスーパーパートナーと、超対称性を保った相互作用を導入した理論である。MSSM 自体は超対称性破れの起源やその力学を規定するものではなく、超対称性破れは特定の機構を通じて導入されると考えられている。

超対称性理論では、レプトンを対角化する基底においてスレプトン行列は非対角成分を持つことができ、それを通じて図 2.4 のように $\mu \rightarrow e\gamma$ をはじめとした CLFV が起こる。それにより、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比は

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) = \left(\frac{|\Delta m_{\tilde{\mu}_R^* \tilde{e}_R}^2|}{m_{\tilde{l}_R}^2} \right)^2 \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{l}_R}} \right)^4 10^{-6} \times a, \quad (2.16)$$

*3 $A_L = A_R = -y_D e / (2\sqrt{2} G_F \Lambda_D^2)$ としたのが式 (2.11) である。

のように計算される [9]。ここで、 $a = 0.13\text{--}15$ は Bino の質量に依存する定数である。この結果を現在実験的に得られている分岐比 $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) \simeq 10^{-13}$ と比較すると

$$\left| \frac{\Delta m_{\tilde{\mu}_R^* \tilde{e}_R}^2}{m_{\tilde{t}_R}^2} \right| \lesssim \left(\frac{m_{\tilde{t}_R}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 10^{-3.5} \quad (2.17)$$

のように slepton の質量行列の非対角成分に対して厳しい制限が課される。クォークセクターでも同様に、フレーバー変化中性カレント過程からは、squark 質量行列の成分に対する制約が得られている。これらの事実は sfermion のフレーバー混合が特別に抑制される機構が存在することを示唆しており、いわゆる SUSY フレーバー問題としていくつかのシナリオが提示されている。その一例が、超重力模型 (minimal supergravity model, SUGRA) である。このモデルでは、プランクスケールではすべての slepton および squark が超重力を介して同じ soft SUSY 破れ^{*4} 質量を受けるため、それらの質量行列は対角であり、かつ対角成分が全て等しい ($(m^2)_{ij} = m_0^2$)。その結果、プランクスケールでは FCNC も CLFV も存在しない。しかし、電弱スケールとプランクスケールの間に新物理が存在すれば、電弱スケールでの slepton に非対角成分が生じる可能性がある。そのような新物理として、大統一理論や seesaw メカニズムが注目されている。

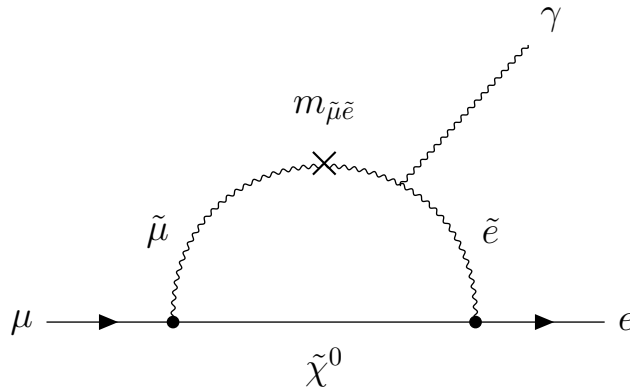


図 2.4: slepton のフレーバー混合を通じた $\mu \rightarrow e\gamma$ のダイアグラム。

2.1.3.3 SU(5) SUSY-GUT

大統一理論 (Grand unification theory, GUT) は電弱相互作用と強い相互作用を統一するモチベーションで導入される理論である。この理論では、標準模型の $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ場は高エネルギースケールではひとつの群に統一される。標準模型の群を統一できる最小の群は SU(5) であるが、この SU(5) GUT 単体では陽子寿命が実験上の下限より短くなるなどの問題がある。しかし、SUSY を導入した SU(5) SUSY-GUT ではこの問題を回避でき、さらに 3 つの結合定数が電弱スケールとプランクスケールの間 ($\sim \mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$) で統一されることから、新物理模型として有力視されている。

SU(5) SUSY-GUT では、各世代の物質場は

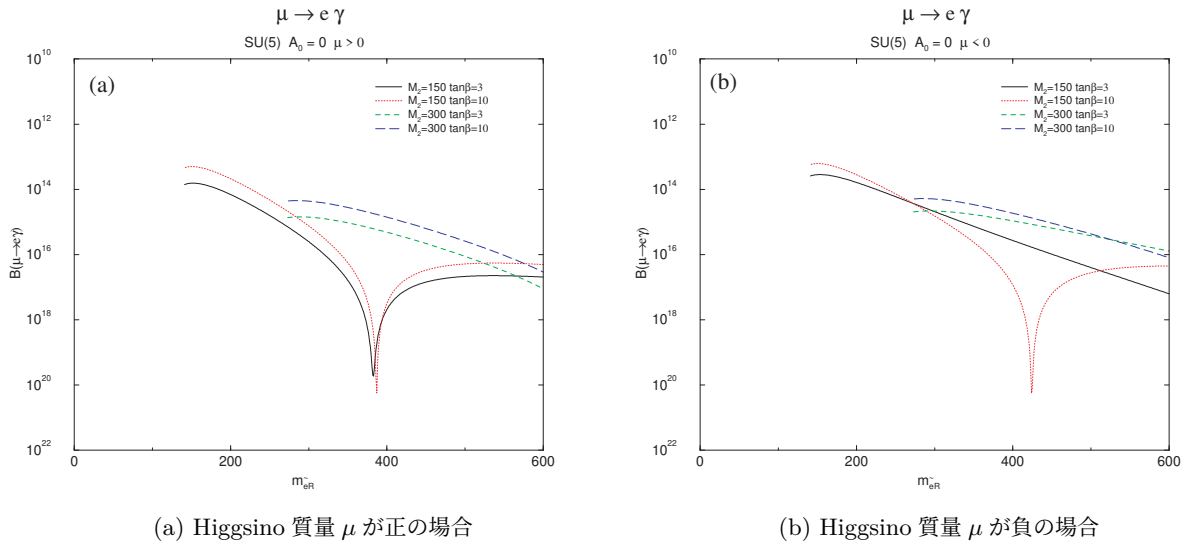
$$\mathbf{10} = (Q, U^c, E^c), \quad \bar{\mathbf{5}} = (D^c, L) \quad (2.18)$$

^{*4} 粒子とスーパーパートナーの質量を分離させるために導入される、四次以上の発散を生じない形の明示的対称性破れ項。代表的な項はスカラー質量項、三重結合項 (A_{ij} 項)、およびゲージノ質量項である。

に統一的に含まれる。ここで、 Q は左巻きクォーク二重項、 U^c は右巻き上型クォーク、 D^c は右巻き下型クォーク、 L は左巻きレプトン二重項、 E^c は右巻きレプトンを表す。したがって、右巻きレプトン E^c は右巻きアップタイプクォーク U^c と同じ多重項に属する。これにより、クォークセクターで存在する Cabibbo – Kobayashi – Maskawa (CKM) 型のフレーバー混合が、輻射補正効果を通じて右手 slepton の質量行列に誘起される [6, 10]。プランクスケールで対角かつ縮退している slepton 質量行列も、GUT スケールへの進化により非対角成分が生成される：

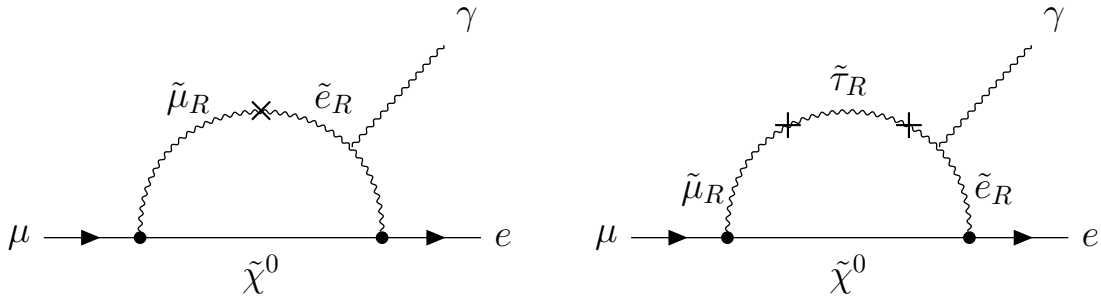
$$(\Delta m_{\tilde{e}_R}^2)_{ij} \simeq -\frac{3}{8\pi^2} (V_R)_{i3} (V_R)_{j3}^* |y_u^{33}|^2 m_0^2 (3 + |A_0|^2) \ln\left(\frac{M_P}{M_{\text{GUT}}}\right), \quad (2.19)$$

ここで y_u は upquark の湯川行列であり、その大きなトップクォーク結合 Y_t が重要な寄与を与える。また、 M_P と M_{GUT} はそれぞれ Planck 質量スケール ($\sim 2 \times 10^{18}$ GeV) と GUT 質量スケール ($\sim 3 \times 10^{16}$ GeV) であり、 A_0 は超重力模型における共通の三重結合パラメータ ($(A_f)_{ij} = A_0$) である。この効果により、右巻き slepton における混合が図 2.6 に示すように $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を誘発する。図 2.5 に、SUGRA に基づく SU(5) SUSY-GUT の予想する $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比をいくつかの異なる SUSY パラメータを仮定して slepton 質量に対してプロットしたものを示す。この模型においては 10^{-13} – 10^{-20} の分岐比で $\mu \rightarrow e\gamma$ が予想されている。


 (a) Higgsino 質量 μ が正の場合

 (b) Higgsino 質量 μ が負の場合

図 2.5: SUGRA に基づく SU(5) SUSY-GUT の予想する、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比をいくつかの異なる SUSY パラメータ (SU(2) gaugino 質量 M_2 , 2 つの Higgs の真空期待値の比 $\tan\beta$) に対して示したもの [6]。


 図 2.6: SU(5) SUSY-GUT の枠組みで $\mu \rightarrow e\gamma$ に寄与するダイアグラム

2.1.3.4 SO(10) SUSY-GUT

SO(10) では、さらに1段階高い統一が実現され、各世代の全てのフェルミオンが単一のスピノル多重項 $\mathbf{16} = (Q, U^c, D^c, L, E^c, N^c)$ に含まれる。このため、SU(5) と異なり右手ニュートリノ N^c も自動的に導入される。

最小の SO(10) における超ポテンシャル (super potential) は

$$W_{\text{SO}(10)} = \frac{1}{2}(Y_u)_{ij}\Psi_i \cdot \Phi_u \cdot \Psi_j + \frac{1}{2}\Psi_i \cdot \Phi_d \cdot \Psi_j$$

のように書かれ (Ψ_i は SO(10) の 16 次元表現、 Φ_u, Φ_d は 2 つの 10 次元 Higgs 場)、クォーク・レプトン・ニュートリノの結合が統一的に関連付けられる。アップタイプクォークの大きな Y_t や右巻きニュートリノの結合 Y_ν がスレプトン質量行列に輻射補正を与え、右巻き・左巻きの両方の slepton に有意なフレーバー混合が生じる。SO(10) ではクォークとレプトンの湯川構造が密接に結び付くため、B や K 中間子のフレーバー物理や電気双極子モーメント (EDM) とも関連した予言が得られる。特に $\mu \rightarrow e\gamma$ については、図 2.7 に示すようなダイアグラムにより生じる。図 2.8 に、SUGRA に基づく SO(10) SUSY-GUT の予想する $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比をいくつかの異なる SUSY パラメータを仮定して slepton 質量に対してプロットしたものを示す。ここでは、 $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 1 \times 10^{-11} - 1 \times 10^{-13}$ と SU(5) SUSY-GUT より数桁高い分岐比が予想されている。

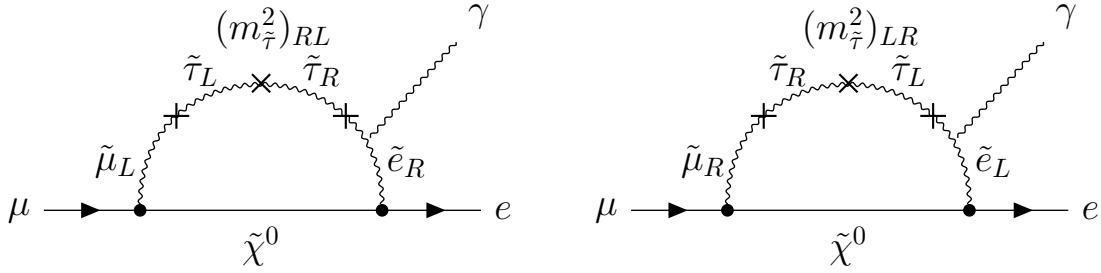


図 2.7: SO(10) SUSY-GUT の枠組みで $\mu \rightarrow e\gamma$ に寄与するダイアグラム

2.1.3.5 SUSY-seesaw model

標準模型ではニュートリノが質量をもたないが、右巻き Majorana ニュートリノを導入すると seesaw 機構によりその小さな質量を自然に説明できる。超対称模型においても同様の機構が構築され、MSSM を右巻き (s) ニュートリノ 3 世代で拡張したものが SUSY-seesaw model である。

この模型では、ニュートリノ湯川結合 Y_ν を介してスレプトン質量行列に輻射補正が入り、世代混合が誘起されることによって $\mu \rightarrow e\gamma$ などの CLFV 過程が実験的に観測可能なレベルまで増強される。Type I の SUSY-seesaw 機構を記述するために必要な項を含むレプトンセクターのスーパー・ポテンシャルは次のように与えられる：

$$W = \hat{N}^c Y_\nu \hat{L} \hat{H}_2 + \hat{E}^c Y_l \hat{L} \hat{H}_1 + \frac{1}{2} \hat{N}^c m_M \hat{N}^c, \quad (2.20)$$

ここで、 \hat{L} はレプトン二重項、 \hat{E}^c は右手荷電レプトン superfield、 $\hat{H}_{1,2}$ はそれぞれ下型・上型 Higgs 二重項の superfield である。 \hat{N}^c は 3 つの右巻きニュートリノ ν_{Ri} とそのスーパーパートナー $\tilde{\nu}_{Ri}$ を含む superfield であり、 m_M は右巻きニュートリノの Majorana 質量行列である。 Y_l および Y_ν はそれぞれ荷電レプトンおよびニュートリノの湯川結合行列である。電弱対称性の自発的破れの後、ニュートリノおよび荷電レプトンの質量行列は

$$m_l = Y_l v_1, \quad m_D = Y_\nu v_2, \quad (2.21)$$

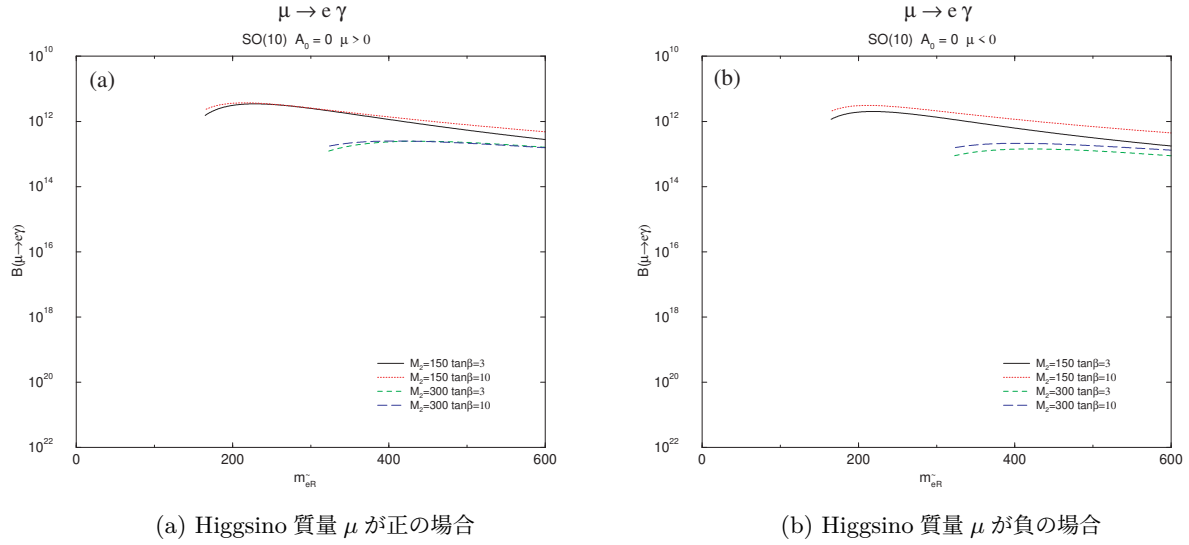


図 2.8: SUGRA に基づく SO(10) SUSY-GUT の予想する、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比をいくつかの異なる SUSY パラメータ (SU(2) gaugino 質量 M_2 , 2つの Higgs の真空期待値の比 $\tan\beta$) に対して示したもの [6]。

と書ける。ここで m_l は荷電レプトンの Dirac 質量行列、 m_D は右巻きニュートリノと左巻きレプトン二重項を結合する $\tan\beta = v_2/v_1$ は 2つの Higgs 真空期待値の比である。このときニュートリノの 6×6 質量行列は

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D^T \\ m_D & m_M \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

で与えられ、ブロック対角化により軽いニュートリノの質量行列が

$$m_\nu = -m_D^T m_M^{-1} m_D \quad (2.23)$$

として得られる。 $m_M \gg v_2$ の極限で $m_\nu \ll v_2$ が自然に実現する。一方で、右巻きニュートリノ質量 m_M が大きい場合、対応する湯川結合 Y_ν も比較的大きな値をとりうる。このような大きなニュートリノ湯川結合 Y_ν は、くりこみ群方程式の進化を通じて slepton 質量行列の左左成分にフレーバー混合を生成し、

$$(\Delta m_L^2)_{ij} \simeq -\frac{1}{8\pi^2} (3m_0^2 + A_0^2) (Y_\nu^\dagger L Y_\nu)_{ij}, \quad L_{kk} = \ln \frac{M_{\text{GUT}}}{m_{M_k}}, \quad (2.24)$$

と表される。ここで、 m_{M_k} は右巻きニュートリノの質量固有値である。この項が $\mu \rightarrow e\gamma$ の主要な寄与を与え、その分岐比は概ね次式で評価される：

$$\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\gamma) \simeq \frac{\alpha^3 \tan^2 \beta}{G_F^2 m_{\text{SUSY}}^8} \left| \frac{1}{8\pi^2} (3m_0^2 + A_0^2) (Y_\nu^\dagger L Y_\nu)_{21} \right|^2, \quad (2.25)$$

ここでは、特に Y_ν に含まれる低エネルギー混合角 θ_{13} が $\mu \rightarrow e\gamma$ に強く影響することが示されており、図 2.9 に示すように $\theta_{13} = 0-10^\circ$ の場合 $10^{-14}-10^{-10}$ の分岐比が予想されている。これは現在の実験感度と同程度であり、seesaw パラメータ (右巻きニュートリノ質量や複素 R 行列角 θ_i) の制約に直結する [11]。図 2.10 に、典型的な SUSY-seesaw における $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムを示す。

*5 SPS 1a, SPS 4 などの SPS 点は、Snowmass 2001 Workshop で定義された mSUGRA の代表的パラメータ点であり、超対称粒子スペクトルの違いによる感度を比較するために用いられる [12]。

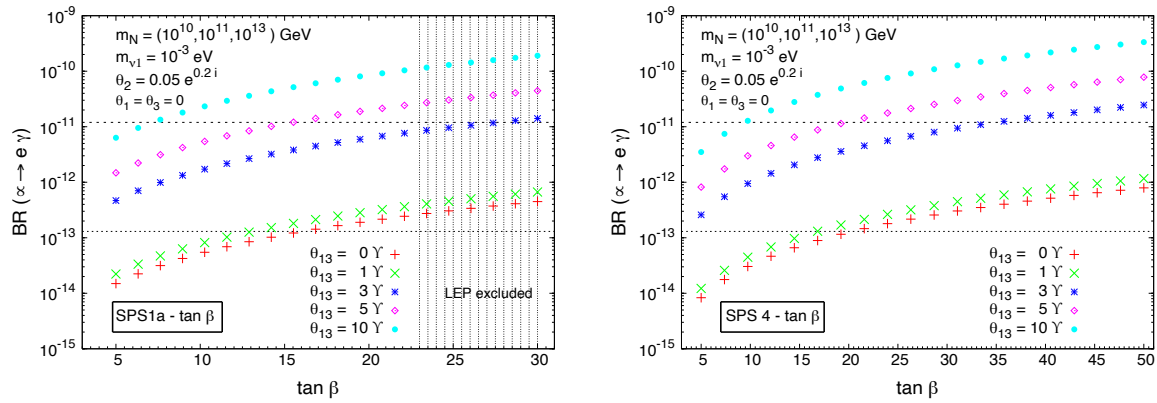


図 2.9: $m_N = 10^{10}, 10^{11}, 10^{13}$ GeV を仮定した SPS^{*5}1a(左) と SPS 4(右) での $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比を $\tan \beta$ の関数として表わしたもの [11]。 $\theta_{13} = 0, 1, 3, 5, 10^\circ$ を仮定したものが示されている。

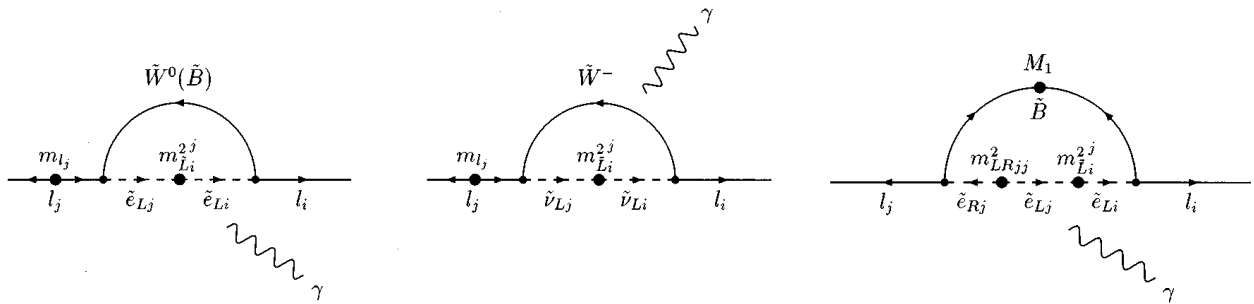


図 2.10: SUSY-seesaw における $\mu \rightarrow e\gamma$ のダイアグラムの例 [13]。

2.2 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験

2.2.1 信号事象

$\mu \rightarrow e\gamma$ の信号事象は、 μ 粒子のガンマ線と陽電子への二体崩壊である (図 2.12a)。つまり、崩壊に伴って放出されるガンマ線と陽電子が以下のような特徴をもつ:

- とともに μ 粒子の静止質量の半分の運動量 ($\simeq 52.8$ MeV) をもつ
- 同時刻に放出される
- 反対方向に放出される

2.2.2 背景事象

$\mu \rightarrow e\gamma$ 事象に対する背景事象は、主に輻射崩壊 $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ による物理的なもの (図 2.12b) と、異なる過程に由来するガンマ線と陽電子が偶発的に信号事象に似た運動学的特徴をもつもの (図 2.12c) がある。

2.2.2.1 物理的背景事象

輻射崩壊でニュートリノによって持ち去られるエネルギーが小さい場合、その運動学的特徴は信号事象のそれと類似したものになる。しかし、このような背景事象はガンマ線と陽電子を精度よく測定できれば、エネルギー (52.8 MeV より小さくなる) や相対角度 (180° より小さくなる) から識別可能である。規格化されたエネルギーを $x = 2E_e/m_\mu, y = 2E_\gamma/m_\mu$ と定義すると、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索において興味があるのは $x \approx 1, y \approx 1$ である。 $x \simeq 1, y \simeq 1$ および陽電子とガンマ線の相対角度 $\theta_{e\gamma} \simeq 180^\circ$ と近似できる範囲において、輻射崩壊の微分崩壊幅は次のように計算される [14]。

$$d\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma) \simeq \frac{G_F^2 m_\mu^5 \alpha}{3 \times 2^8 \pi^4} \left[(1-x)^2 (1 - P_\mu \cos \theta) + \left(4(1-x)(1-y) - \frac{1}{2}z^2 \right) (1 + P_\mu \cos \theta) \right] dx dy dz d(\cos \theta),$$

ここで $z = \pi - \theta_{e\gamma}$ 、 θ は μ 粒子のスピンの向きと陽電子の運動量方向のなす角、 P_μ は μ 粒子の偏極、 α は微細構造定数である。 $x = y = 1$ のとき式 (2.2.2.1) の右辺は 0 になり、例えば図 2.2 に示す輻射崩壊由来のガンマ線のエネルギースペクトラムが $y = 1$ で 0 になっている。

陽電子のエネルギー、ガンマ線のエネルギー、陽電子とガンマ線の相対角の測定分解能をそれぞれ $\delta x, \delta y, \delta z$ として、 $1 - \delta x \leq x \leq 1, 1 - \delta y \leq y \leq 1, 0 \leq z \leq \delta z$ の領域で式 (2.2.2.1) を積分したものを全崩壊幅 $\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})$ で割ることによって実効的な部分分岐比を計算すると

$$dB_{\text{RD}}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{1}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \int_{1-\delta x}^1 dx \times \int_{1-\delta y}^1 dy \int_0^{\min[\delta z, 2\sqrt{(1-x)(1-y)}]} dz \frac{d\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)}{dx dy dz} \quad (2.26)$$

$$= \frac{\alpha}{16\pi} [J_1(1 - P_\mu \cos \theta) + J_2(1 + P_\mu \cos \theta)] d(\cos \theta), \quad (2.27)$$

となる。ここで、 z の積分に関しては運動学的な制約を考慮してその積分範囲を決めている。例えば MEG II 実験の測定器の分解能

$$\begin{cases} \delta x & \simeq 0.002 \\ \delta y & \simeq 0.02 \\ \delta z & \simeq 0.03 \end{cases} \quad (2.28)$$

を考えると、 $\delta z > \sqrt{\delta x \delta y}$ となるため式 (2.27) の 3 つ目の積分範囲は $2\sqrt{(1-x)(1-y)}$ となる。このとき、式 (2.27) の J_1, J_2 は以下のように与えられる。

$$\begin{cases} J_1 & = (\delta x)^4 (\delta y)^2 \\ J_2 & = \frac{8}{3} (\delta x)^3 (\delta y)^3 \end{cases} \quad (2.29)$$

簡単のため無偏極の μ 粒子 ($P_\mu = 0$) を仮定して物理的背景事象の分岐比を求めると

$$B_{\text{RD}}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma) \simeq 2.4 \times 10^{-17} \quad (2.30)$$

となる。図 2.11 は様々な $\delta x, \delta y$ に対する $B_{\text{RD}}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)$ を示す。つまり、MEG II 実験の測定器と同等以上の分解能をもつ測定器で $\mathcal{O}(10^{-15}) - \mathcal{O}(10^{-13})$ の分岐比領域を探索する場合このような物理的背景事象は実質的に問題にならず、背景事象として支配的なのは次に述べる偶発的背景事象である。

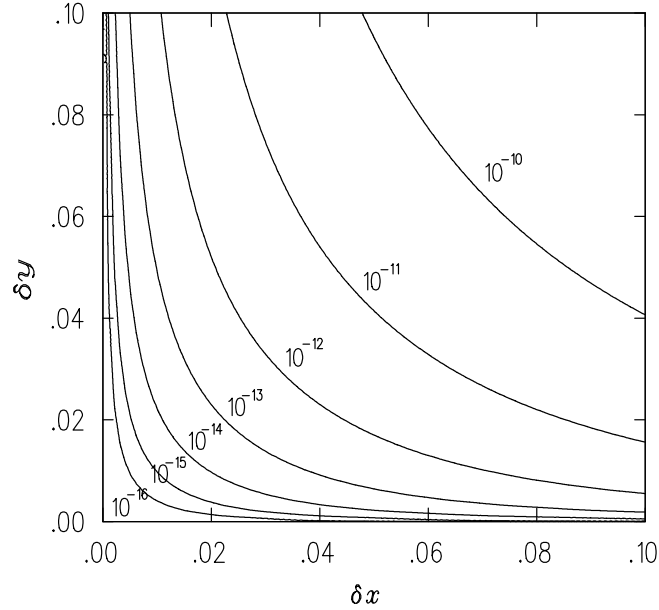


図 2.11: $B_{\text{RD}}(\mu \rightarrow \nu e \gamma)$ を $\delta x = \Delta E_e / (m_\mu / 2)$, $\delta y = \Delta E_\gamma / (m_\mu / 2)$ の関数として表したものである。[14] より引用。

2.2.2.2 偶発的背景事象

偶発的背景事象は、Michel 崩壊に由来する陽電子と、飛行中対消滅や輻射崩壊に由来するガンマ線が偶然に同時刻・反対方向・同じ 52.8 MeV のエネルギーをもって放出されることに起因するものである。高レートで μ 粒子の崩壊を測定する $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験では、このような背景事象が支配的になる。偶発的背景事象の分岐比は、以下のように見積もられる [15]：

$$\mathcal{B}_{\text{acc}} = R_\mu f_e^0 f_\gamma^0 (2\Delta t_{e\gamma}) \left(\frac{\Delta\omega_{e\gamma}}{4\pi} \right) \eta \quad (2.31)$$

ここで R_μ は μ 粒子の瞬間レート、 $\Delta t_{e\gamma}$ は $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索で課す放出時間差の制約の半分の幅、 $\Delta\Omega_{e\gamma}$ は放出角度の制約の幅、 η は偶発事象の抑制係数 (無偏極 μ 粒子の場合は 1、詳細は [15] 参照。以後この場合を考える。) である。また、 f_e^0, f_γ^0 は Michel 崩壊からの陽電子および輻射崩壊からのガンマ線のスペクトラムを信号領域で積分したものである。 f_e^0 については Michel 崩壊スペクトラムを $1 - \delta x \leq x \leq 1$ で積分することによって得られ、 $f_e^0 \approx 2\delta x$ となる。 f_γ^0 についても同様に式 (2.6) を $1 - \delta y \leq y \leq 1 - r$ で積分することによって得られ、 $1 - y$ の高次の項を落とす近似を用いて

$$f_\gamma^0 = \int_{1-\delta y}^{1-r} dy \frac{d\mathcal{B}_{\text{RD}}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)}{dy} \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right) (\delta y)^2 [\ln(\delta y) + 7.33]. \quad (2.32)$$

となる。また、 $\delta\omega_{e\gamma} = 2\pi(1 - \cos\delta z) \approx \pi(\delta z)^2$ である。以上を用いると、式 (2.31) は

$$\mathcal{B}_{\text{acc}} = R_\mu (2\delta x) \left\{ \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right) (\delta y)^2 [\ln(\delta y) + 7.33] \right\} (2\Delta t_{e\gamma}) \frac{(\delta z)^2}{4} \quad (2.33)$$

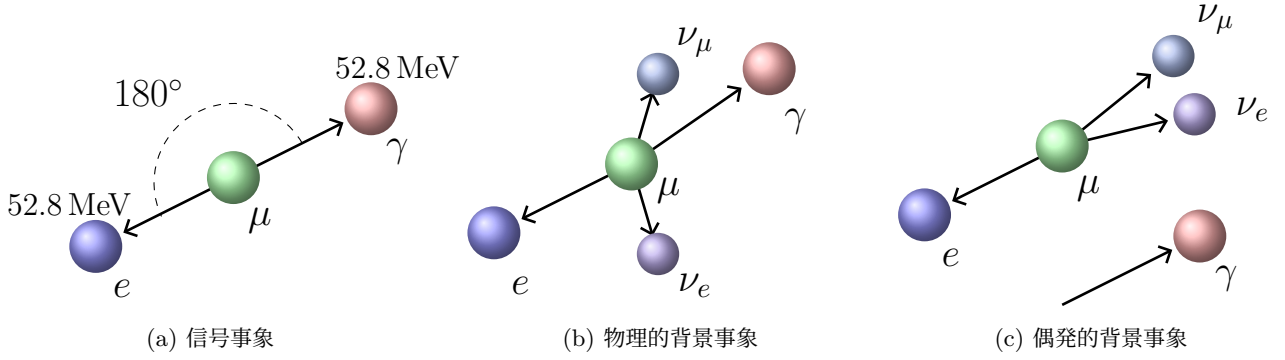


図 2.12: 信号事象と背景事象の運動学的特徴。

と表わされる。MEG II 測定器の典型的な値として、式 (2.28) のエネルギー・角度分解能と μ 粒子レートおよび時間分解能

$$\begin{cases} R_\mu & \approx 3 \times 10^7 \mu/s \\ \Delta t_{e\gamma} & \approx 80 \text{ ps} \end{cases} \quad (2.34)$$

を用いると

$$B_{\text{acc}} \simeq 1.4 \times 10^{-13} \quad (2.35)$$

となる。これは物理的背景事象の 4 桁 上の実効分岐比であり、 $\mathcal{O}(10^{-14})$ オーダーでの $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索をする際の主要な問題となる。

2.2.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の歴史

2.1.3 節で述べた理論的予測に動機づけられ、これまで $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための実験が数多く行われてきた。探索実験は 1940 年代に始まったが、未だ発見には至っておらず、図 2.13 に示すようにその分岐比上限値を更新してきた。現在得られている最も厳しい分岐比上限値は MEG II 実験 [4, 16] によってつけられている。MEG II 実験は 2021 年に物理データ取得を開始し、2021–2022 年に取得されたデータを解析して、信号超過が確認されなかったため

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.5 \times 10^{-13} (90\% \text{ C.L.})$$

という分岐比上限をつけた [8]。今後、MEG II 実験は 2026 年までデータ取得を継続し、最終的に目標到達感度である 6×10^{-14} に到達する見通しである。一方で、標準模型を超える新物理の探索や検証をさらに前進させるためには、この感度を一桁以上上回る感度での実験が不可欠である。このような背景のもと、本研究の主題である将来実験計画では、 $\mathcal{O}(10^{-15})$ オーダーの分岐比感度を目指した次世代 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の実現が強く求められている。

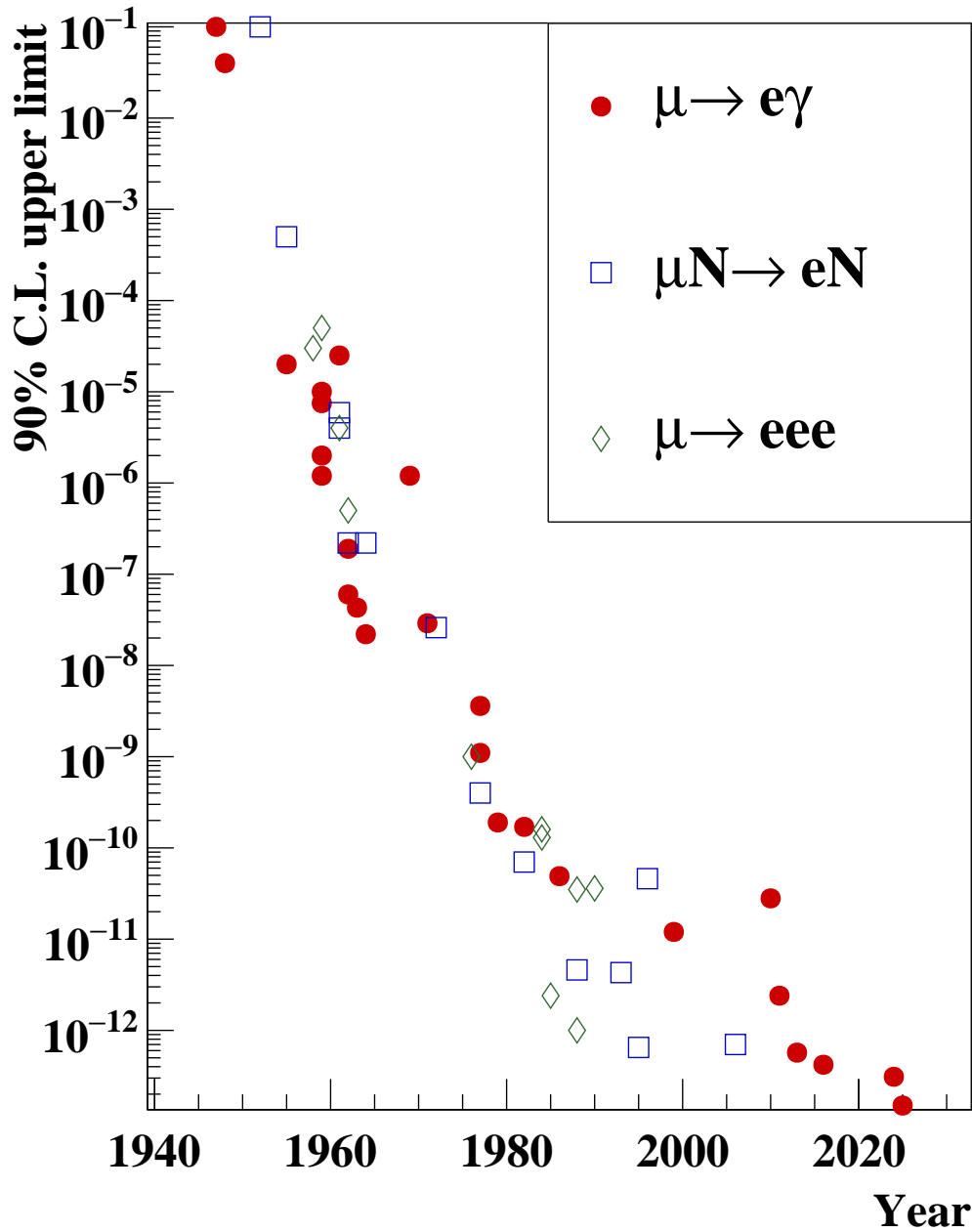


図 2.13: 歴代の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験のつけた分岐比上限値。他の CLFV 過程 ($\mu \rightarrow e, \mu \rightarrow 3e$) の上限値も併せて示した。[17] を元に作成。2013 年以降のデータは [8], [18], [19], [20] を元に作成。

第 3 章

MEG II 実験と将来実験

前節では、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の物理的意義を示し、これまでの探索結果をまとめた。本節ではまず、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験の基本的な検出器構成を示し、将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験の検出器構想と対比するため、現在データ取得中で世界最高感度で $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索を行う MEG II 実験の概要を述べる。なお、7.2 節や 7.3 節で議論するように、MEG II 実験の検出器の一部は本格的な将来実験の前段階の実験における活用を検討している。その後、MEG II 実験から検出器を大幅にアップグレードし、探索感度を一桁向上させる将来実験について説明する。

3.1 MEG II 実験

MEG II 実験は前身の MEG 実験から検出器を大幅に改良して、2017 年から 2020 年までのパイロットラン期間を経て 2021 年からデータ取得を開始した。

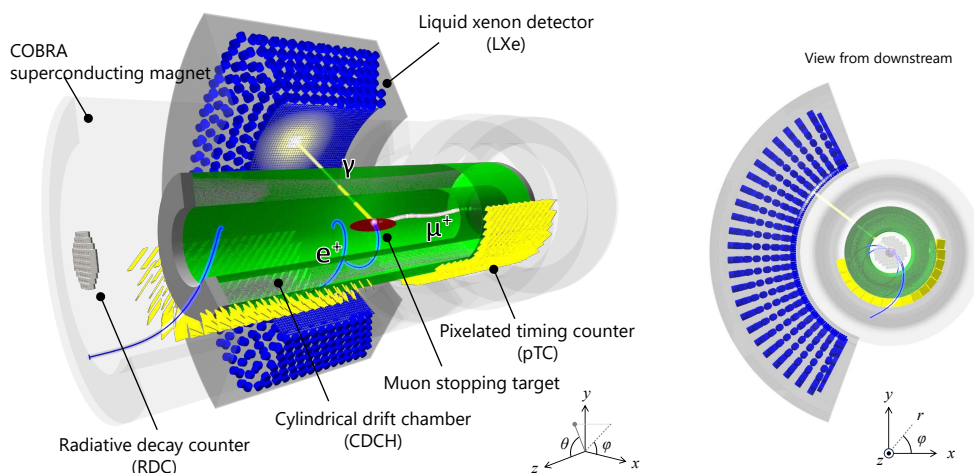


図 3.1: MEG II 検出器の全体像 [16]。

3.1.1 μ 粒子ビーム

$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索において主要な背景事象である偶発事象の実効分岐比式 (2.31) は瞬間ビーム強度 R_μ に比例する (偶発事象数は R_μ^2 に比例する) ことから、背景事象数を抑えつつ大統計を貯めるにはパルス状ではなく直流の μ 粒子ビー

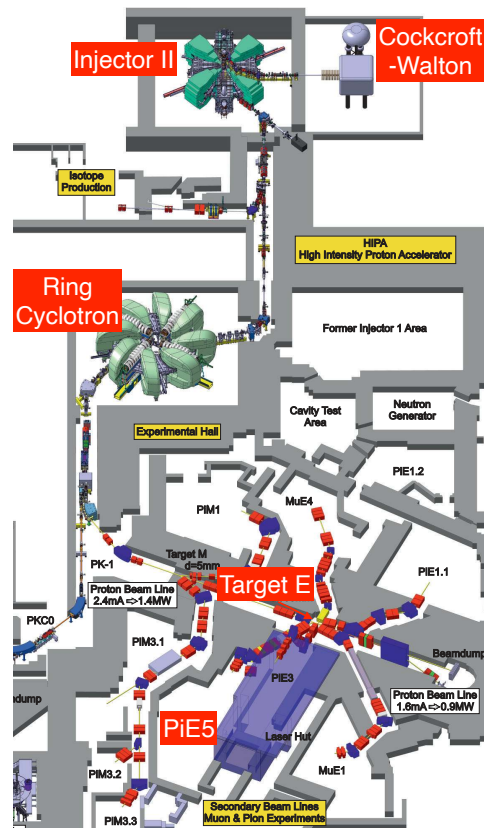


図 3.2: PSI の実験ホールの地図。[21] より改変。

ムが適している。そのような直流かつ世界最大強度の μ 粒子ビームを供給する PSI の $\pi E5$ ビームチャンネルを用いて、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験 MEG および MEG II 実験は実施された。以下では、これらの実験で使用された μ 粒子がどのように生成・輸送されているかを概説する。

3.1.1.1 陽子の生成と加速

まず、電子サイクロトロン共鳴型 (ECR 型) の小型陽子源において、水素ガスを電離して陽子 (H^+) を生成する。この過程では H_2^+ や H_3^+ などの分子イオンも同時に生成されるが、二つのソレノイド磁石によって陽子成分のみが収束され、不純物が除去される。これにより、エネルギー 60 keV の高純度な直流陽子ビームが得られる。得られた陽子ビームはまず Cockcroft-Walton 型加速器で 870 keV まで加速された後、Injector II サイクロトロン (図 3.2 上部) により 72 MeV まで加速される。さらに主加速器であるリングサイクロトロン (図 3.2 中央付近) に入射され、最終的に 590 MeV まで加速される。リングサイクロトロンの出力ビーム電力は 1.4 MW に達し、加速周波数は約 50 MHz、隣接バンチ間隔はおよそ 20 ns である。

3.1.1.2 標的での π 中間子生成

590 MeV まで加速された陽子は、ビーム方向に厚さ 40 mm の回転式グラフィット標的 (Target E, 図 3.2 下部) に照射され、そこで多数の π^+ 中間子が生成される。PSI では他にも中性子源や医療用放射性同位体製造用標的が運用さ

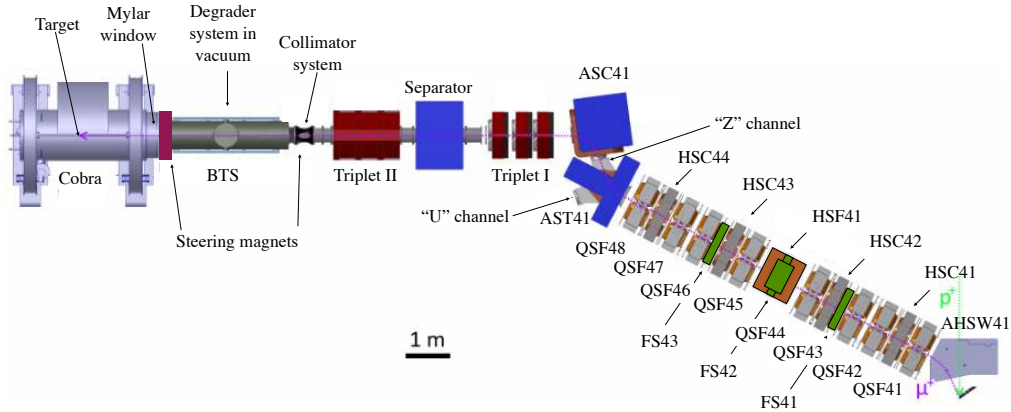


図 3.3: $\pi E5$ ビームラインおよび MEG II 検出器へのビーム輸送システムの概略 [16]。

れており、Target E を通過した約 70% の陽子は下流の別標的に送られる。

3.1.1.3 表面ミューオンの生成

生成標的内で停止した π^+ は、静止状態で二体崩壊

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

を起こす。この崩壊により、標的の表面数 μm 以内で生成される μ^+ が表面ミューオンと呼ばれ、MEG および MEG II 実験ではこの表面ミューオンを利用している。表面ミューオンを $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索に用いる利点は以下の通りである：

1. 標的の表面近傍で生成・停止密度が高く、高レートかつ連続のミューオンビームを得られる。
2. 静止 π^+ の二体崩壊で生成されるため、
 - (a) 運動量がそろっており (約 $28 \text{ MeV}/c$)、薄い μ 粒子静止標的の容易に停止できるため μ 粒子標的に生成される陽電子の多重散乱を抑制できる。
 - (b) 偏極率がほぼ 100% ($P_\mu \simeq -1$) である。

PSI の $\pi E5$ ビームラインは、このような高純度の表面ミューオンビームを供給する。 π 中間子の寿命は 26 ns 、 μ 粒子の寿命は $2.2 \mu\text{s}$ であり、これらの周期が陽子ビームバンチの周期 20 ns より大きいことから得られる μ 粒子のビームは直流となる。

3.1.1.4 μ 粒子の輸送

$\pi E5$ ビームラインで生成された μ 粒子は、前後に配置された三連の四重極磁石 (Triplet I, II) によって集束されつつ、不純物除去のために Wien フィルター (separator、図 3.3 中央付近) を通過する。Wien フィルターでは、電場と磁場を直交させたクロス場により粒子速度に応じた偏向が生じる。この条件を適切に設定することで、質量の異なる陽電子などの不純物を μ ビームから効果的に分離する。図 3.4 に示すように、Triplet II 後段のコリメータ位置において、ビーム陽電子と μ 粒子の間には $8.1 \sigma_\mu$ (距離にして約 12 cm) の分離が実現されている。この結果、後段に設置された Beam Transport Solenoid (BTS) には極めて高純度の μ ビームが入射する。BTS は、このミューオンビームを検出器中心に設置されている μ 粒子静止標的 (3.1.2.1 節) まで輸送するために設計された超伝導ソレノイドである。磁場の整合性を保つために鉄磁性体は一切用いられておらず、またミューオンが標的の中心付近で停止するよう厚

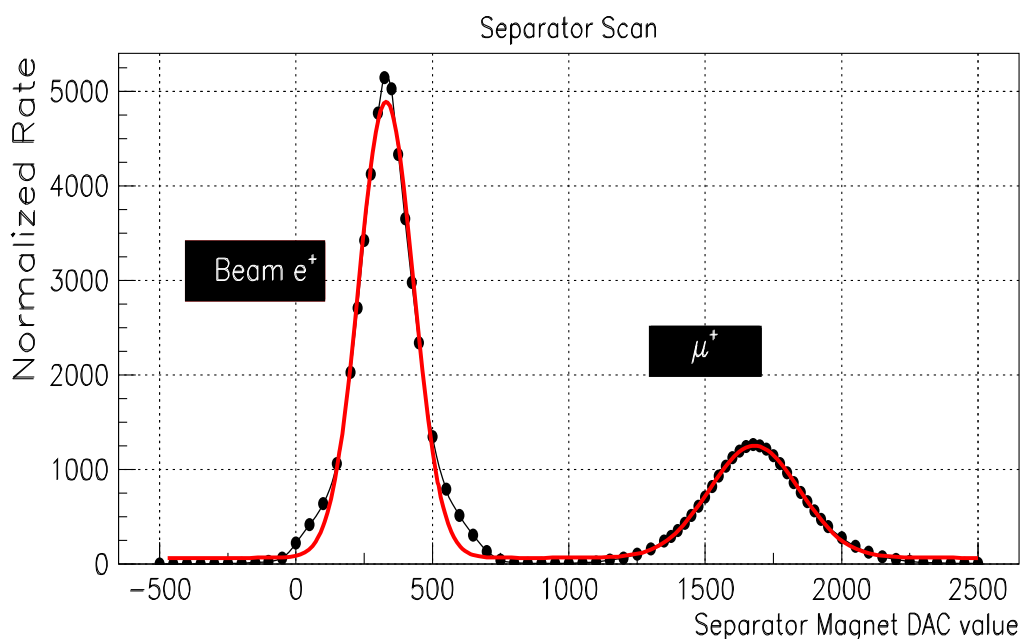


図 3.4: Wien フィルターによる不純物の分離 [23]。

さ 300 μm の Mylar 製減速材が中間焦点位置に設置されている。

πE5 ビームラインは最大で約 $2 \times 10^8 \mu/\text{s}$ のビームレートを供給可能であるが、検出器のレート耐性や SiPM の光検出効率の低下といった制約から、実際の運転ではこれより低いビームレートに抑えてデータ取得を行っている。2021–2022 年にはビームレートを変化させながらデータを取得し、その結果に基づいて最適化された $4 \times 10^7 \mu/\text{s}$ のビームレートで 2023–2024 年の運転を行った。さらに、2025 年以降のデータ取得では、飛跡再構成アルゴリズムの改良 [22] によりビームレートを $5 \times 10^7 \mu/\text{s}$ まで増加させた運用が可能となった。

3.1.2 検出器

3.1.2.1 μ 粒子静止標的

μ 粒子静止標的に求められる要件は以下の 4 点である。

1. 高い μ 粒子停止効率
2. 物質量を抑え、以下の効果を最小限にすること
 - 放出陽電子の多重散乱
 - 輻射崩壊に伴うガンマ線からの対生成
 - 陽電子の飛行中対消滅 (AIF) および制動放射による背景ガンマ線生成
3. 優れた平坦性と機械的安定性を有し、遠隔操作による出し入れが可能であること
4. 陽電子の崩壊点および放出方向の高精度な再構成を可能にすること

複数の材質および厚さの組み合わせを比較検討した結果、MEG II 実験では、厚さ $174 \pm 20 \mu\text{m}$ の楕円形シンチレータ BC400 が採用された (2025 年のランからは厚さ 93–95 μm のベリリウム標的が導入された)。要件 1 と 2 という相反する条件を両立させるため、標的はビーム軸に対して 15° 傾けて配置されている。これにより、検出器方向に対する実効的な物質量を減らしつつ、ビーム軸方向の停止効率を確保している。



図 3.5: MEG II 実験で使用されている μ 粒子静止標的 [16]。

MEG 実験では標的フォイルの経年劣化による変形が顕著であり、これに起因する系統誤差が感度を平均で 13% 悪化させたことが報告されている (その他の系統誤差の感度への影響は 1% 以下であった。) [20]。したがって、要件 3 は極めて重要である。MEG II では、軽量かつ高剛性で低物質量の 2 枚の中空カーボンファイバー製フレームを用い、その間に標的素材を張力をかけて固定することで、優れた平坦性と機械的安定性を実現した。また、検出器の較正に用いる専用の標的*1 との入れ替えを可能にするため、ターゲット挿入機構を導入し、遠隔操作による標的の出し入れを実現している。

要件 4 を満たすためには、標的の位置・傾き・変形を高精度で決定することが不可欠である。図 3.5 に示すように、標的フォイルおよびフレーム上にはドットパターンが印刷されており、これを 2 台の CMOS カメラで 10 分間隔で撮影して画像解析を行うことで、ターゲットの位置・傾き・変形を常時モニタリングしている。さらに、陽電子検出器との相対位置を高精度に決定するため、標的には 6 つの基準穴が設けられている。陽電子トラックから再構成された μ 粒子崩壊点の分布上では、これらの穴に対応する位置でイベントの欠損が観測されるため、その分布をフィットすることで各穴の座標を決定し、標的の実際の位置を高精度で求めることができる。

3.1.2.2 磁石

COBRA 磁石は MEG 実験のために開発されたものであり、3 種類の異なる半径をもつ 5 つの超伝導コイルから構成されている (図 3.6a)。特筆すべき特徴は、 $\mathcal{O}(10^7)$ の高レートで崩壊するミューオンから放出される大量の陽電子を効率的に処理するために、磁場強度が 0.49 T から 1.27 T へと変化する勾配磁場 (図 3.6b) を生成する点である。

この勾配磁場の第一の特徴として、同じ運動量をもつ陽電子が静止標的からの放出角 θ にほとんど依存せず、ほぼ一定のらせん半径で運動することが挙げられ (図 3.7)、この特徴は COBRA (“COntant projected Bending RAdius”) という名称の由来になっている。この性質は次のように理解できる。ある運動量をもつ陽電子を考えると、放出角 $|\cos \theta|$ が大きく横運動量が小さい場合には、磁場の弱い領域 (図 3.6b (b) の左右) へ放出される。一方で放出角が小さく横運動量が多い場合には、磁場の強い領域 (図 3.6b (b) の中央付近) に放出される。このように放出角に応じ

*1 液体キセノンガンマ線検出器の較正には、以下の三種類の異なる単色エネルギーのガンマ線を用いる:

- (1) $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ 標的に Cockcroft-Walton 加速器により生成される 500 keV 陽子を入射し、 ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{B}$ 反応により生成される 17.6 MeV のガンマ線
- (2) 中性子発生器により生成された熱中性子がニッケルに捕獲される ${}^{58}\text{Ni}(n, \gamma){}^{59}\text{Ni}$ 反応から生じる 9.0 MeV ガンマ線
- (3) 液体水素標的に π^- ビームを入射させることによって起きる $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 反応において、二つのガンマ線の相対角度が 180° の場合に生成される 54.9 MeV と 82.9 MeV のガンマ線のうち、54.9 MeV のガンマ線
このうち、項目 (1) と項目 (3) は μ 粒子静止標的から専用の標的への入れ替えが必要となる。

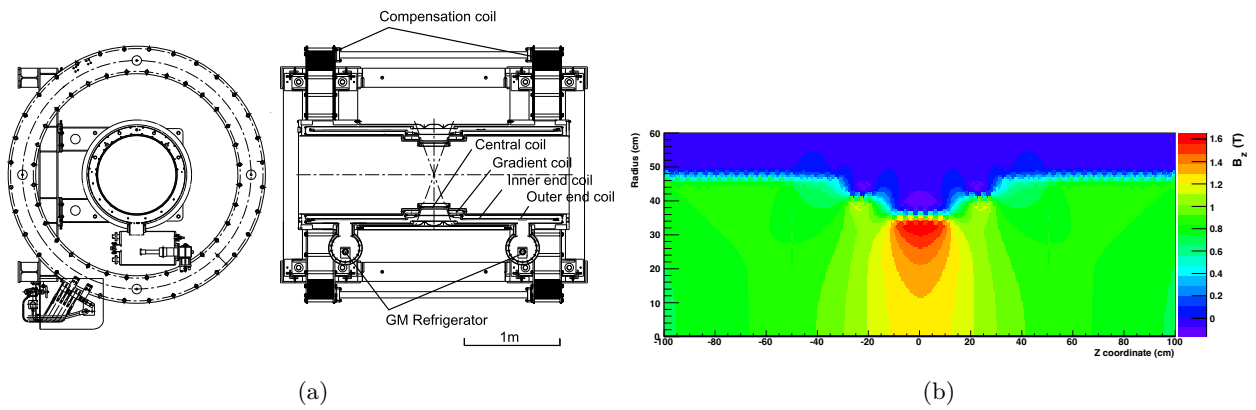


図 3.6: (a) COBRA 磁石の断面図、および (b) $z - \phi$ 平面における磁場の強さ [23]。

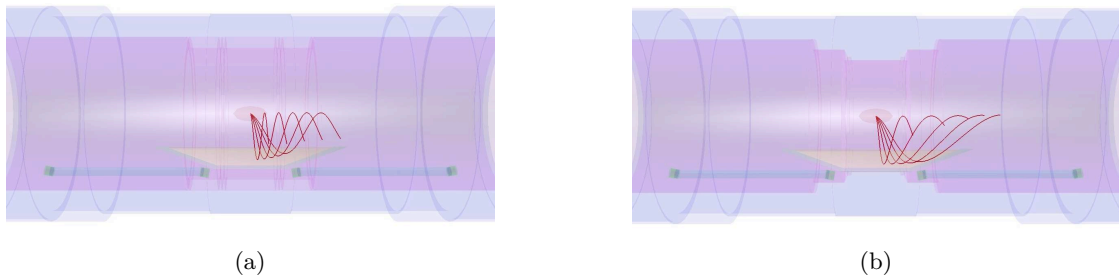


図 3.7: 静止標的からさまざまな角度で放出された同じ運動量をもつ陽電子の、(a) 一様磁場と (b) COBRA 磁場における軌道の違い [24]。

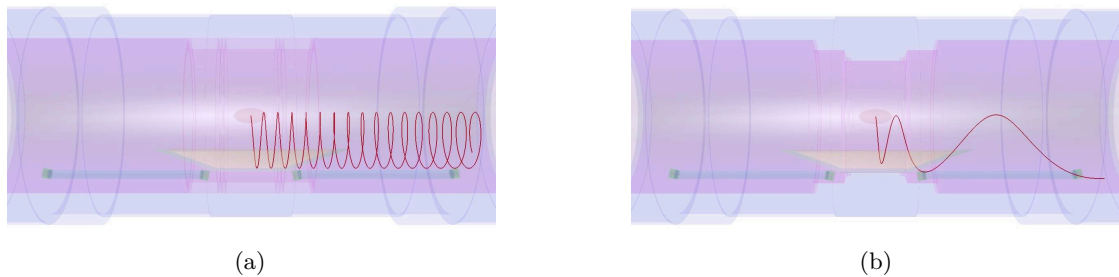


図 3.8: 静止標的からほぼ垂直に放出された陽電子の、(a) 一様磁場と (b) COBRA 磁場における軌道の違い [24]。

て陽電子が異なる磁場強度の領域に導かれる結果、陽電子の回転半径は初期の運動量に比例するようになる。そのため、低運動量の陽電子はそもそも検出器の観測領域に到達せず、目的とする高運動量の陽電子のみを効率的に測定できるという利点が得られる。

第二の特徴は、静止標的から垂直方向 ($\theta \sim 90^\circ$) に放出された陽電子が、スペクトロメータの内側に長く留まることなく迅速に外へ掃き出される点である (図 3.8)。通常のソレノイド磁石では、このような陽電子は図 3.8a に示すようにスペクトロメータ内を何周も回転してしまうが、COBRA 磁石では図 3.7b のように短い経路で検出器ボリュウムの外に出る。

さらに、COBRA 磁石はガンマ線測定に悪影響を及ぼさないよう、慎重に設計されている。LXe ガンマ線検出器は

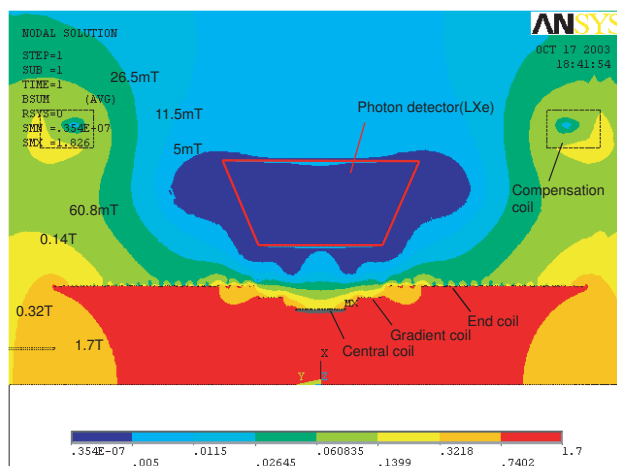


図 3.9: COBRA 磁石による、LXe 検出器付近の磁場の強さ [23]。

磁石の外側に設置されているため、LXe 検出器で検出されるガンマ線が透過しやすいように、COBRA 電磁石の中心付近の物質量は $0.197 X_0$ と非常に小さい。また、LXe 検出器で用いられる光電子増倍管 (PMT) は磁場の影響を受けやすいため、その設置位置における漏れ磁場は補填コイルにより 50 Gauss 以下に抑えられるよう設計されている (図 3.9)。

3.1.2.3 陽電子飛跡検出器

MEG II 実験における陽電子の運動量・放出角度・崩壊点の測定は、全長 193 cm、内 (外) 半径 17(30) cm の単一ボリュウム円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, CDCH, 図 3.10) によって行われる。その最大の特徴は多重散乱を抑えるための極めて小さな物質量であり、 μ 粒子静止標的から一度 CDCH を横切る際に通過する物質量は、MEG 実験の $2.0 \times 10^{-3} X_0$ から大きく改善された $1.58 \times 10^{-3} X_0$ である。

CDCH は 9 層から構成され、各層には 192 本の直径 20 μm の金メッキタングステン製センスワイヤが張られている。さらに、およそ 10000 本の直径 40 μm の銀メッキアルミニウム製カソードワイヤおよびガードワイヤが配置され、有感領域の電場を形成している。これらのワイヤは z 軸方向の高精度な位置再構成を可能にするために、右巻き・左巻きのステレオ配置 (隣接層で $6\text{--}8^\circ$ の角度差) で張られている。ドリフトセルは一辺 5.8–8.7 mm の矩形構造を持ち (図 3.11)、各セル中央のセンスワイヤで電離電子からの信号を検出する。

チェンバー内部はヘリウム：イソブタン：酸素：イソプロピルアルコール = 88 : 10 : 0.5 : 1.5 の超軽量ガス混合で満たされており、これらは専用の循環ガスシステムにより安定供給されている。ヘリウムを主成分とすることで物質量を極限まで低減し、多重散乱を抑制するとともに高いトラッキング効率を実現している。

3.1.2.4 陽電子時間測定器

$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験においては、陽電子とガンマ線の放出時刻差を精密に測定し、信号事象を主背景である偶発的背景事象から識別することが極めて重要である。陽電子の放出時刻を $\mathcal{O}(10\text{ ps})$ で測定する役割を担うのが、512 個の高速プラスチックシンチレータから構成される Pixelated Timing Counter (pTC) である。さらに pTC は、陽電子の放出時刻とおおまかな方向情報をリアルタイムで提供できるため、トリガー系への入力にも利用されている。これらのカウンターは COBRA 磁石内の陽電子飛跡検出器 (CDCH) の外側に配置されており、ビーム上流側と下流側の二つの半円筒型セクターで対称構成となっている。図 3.12a に下流側 pTC の外観を示す。

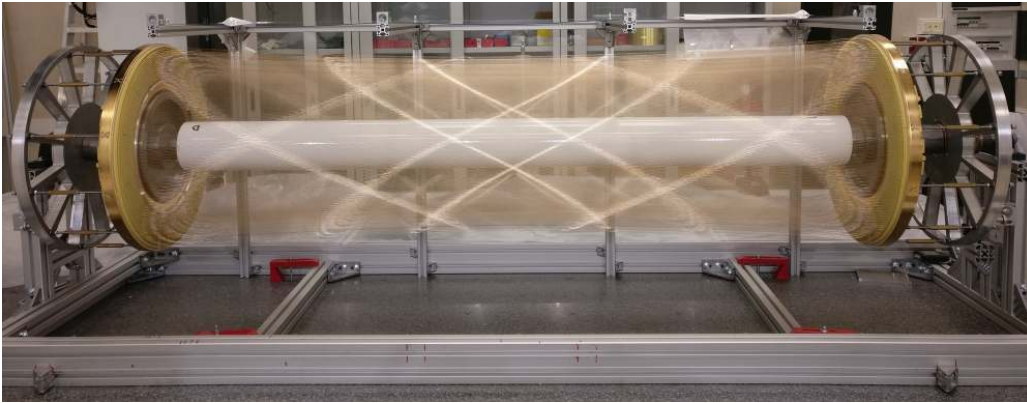


図 3.10: CDCH [16]。

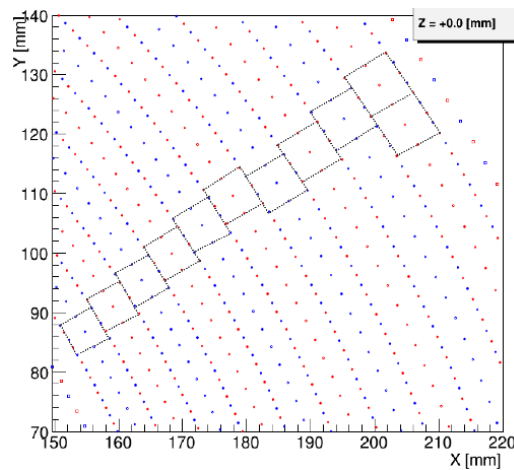


図 3.11: CDCH 中心でのドリフトセルの構成 [4]。赤と青のマーカーは 2 つのステレオ角を示す。

pTC による高精度な時間測定の鍵は、単一の陽電子が複数のカウンターにヒットすることである。時間分解能はヒット数 N_{hit} の平方根に反比例して向上するため、1 粒子あたりのヒット数をできるだけ多くすることが重要となる。この多重ヒットを実現するため、カウンターは z 方向に 16 列 (間隔 5.5 cm)、 ϕ 方向に 16 ライン (間隔 10.5°) で配置され、隣接する列・ラインが互いに半ピッチずつずらされている。さらに各カウンターは約 45° 傾けて取り付けられており、陽電子軌跡にほぼ垂直に入射するよう設計されている。この幾何配置により、平均ヒット数 $\langle N_{\text{hit}} \rangle \approx 9$ が得られ、多ヒットの加重平均によって陽電子の到達時刻を 40 ps 以下の精度で決定できる。

各カウンターは、 $120 \times (40 \text{ または } 50) \times 5 \text{ mm}^3$ の高速プラスチックシンチレータ (BC422) で構成されている。タイルの両端には各 6 個の AdvanSiD 社製 SiPM (ASD-NUV-SiPM3S-P, $3 \times 3 \text{ mm}^2$) が取り付けられ、6 個を直列に接続した 2 組の信号を両端から読み出す構造となっている。直列接続により容量を低減し、信号の立ち上がりを高速化して時間分解能を向上させている。シンチレータと SiPM は光反射材で覆われ、さらに外側を遮光用の TEDLAR フィルムで包んでいる。このような小型・高分割構造を採用することで、高レート環境下でも安定した動作が可能となっている。

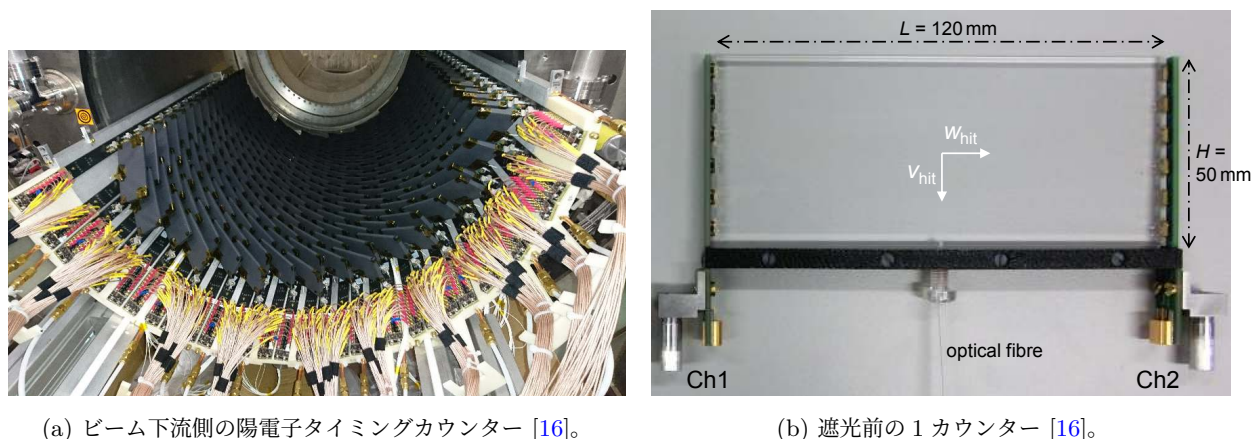


図 3.12: 陽電子タイミングカウンターの構成。

3.1.2.5 液体キセノンガンマ線検出器

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊で放出される 52.8 MeV のガンマ線のエネルギー・位置・到達時刻を高精度に測定するのが、液体キセノン (LXe) ガンマ線検出器である。この検出器は、約 900 L の液体キセノンを C 字型の COBRA 磁石外半径に合わせた容器内 (図 3.13a) に充填したカロリメータ型検出器であり、ガンマ線が LXe 中で相互作用した際に発生するシンチレーション光を周囲に配置された光検出器群 (668 本の PMT および 4092 個の SiPM) によって検出する (図 3.13b)。

液体キセノンをガンマ線検出媒体として用いる利点は以下の通りである：

- 高い光出力 (約 4.6×10^4 photon/MeV) を有する。
- 高密度 (3.0 g/cm^3) による大きな阻止能をもち、52.8 MeV のガンマ線を短距離でほぼ完全に吸収できる。
- シンチレーション発光の減衰時定数が短く (速い成分：4.2 ns 遅い成分：22 ns)、優れた時間応答を示す。
- 液体であるため均質性が高く、カロリメータとして均一な応答を得られる。

一方で、液体キセノンをを用いるには以下のような技術的課題が存在する：

1. シンチレーション光は真空紫外領域 ($\lambda \sim 178 \text{ nm}$) にある。
2. LXe の動作温度は約 165 K であり、冷凍機による冷却および温度安定化制御が不可欠である。
3. LXe 中の水分・酸素・窒素などの不純物は光吸収の主要因となるため、高効率の循環・精製システムにより常時不純物を除去する必要がある。

1 の課題に対しては、真空紫外領域に感度をもつ光センサーとして、2 インチの UV 光に感度のある PMT (浜松ホトニクス製 R9869) および $15 \times 15 \text{ mm}^2$ の VUV 光に感度のある SiPM (浜松ホトニクス製 S10943-4372) が新たに開発され、内壁および側壁にそれぞれ配置されている。2 の課題には、200 W 級のパルスチューブ冷凍機および液体窒素冷却ラインによって温度を 165 K 付近に安定維持するシステムが導入された。また 3 に関しては、キセノンを気体状態と液体状態の双方で循環させながら吸着材を用いて不純物を除去する専用の純化装置が設けられている。

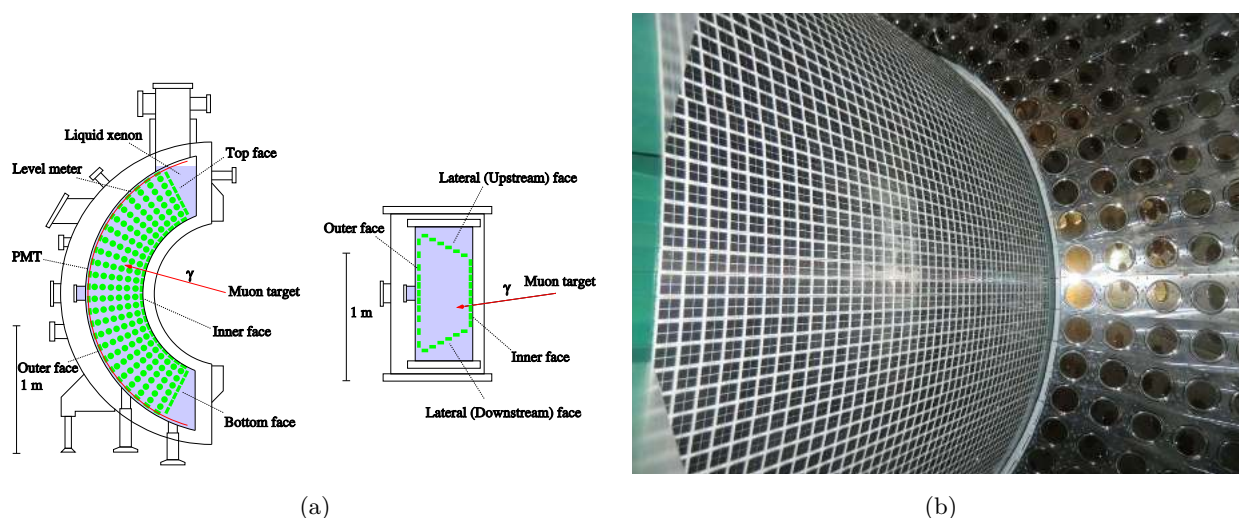


図 3.13: (a) MEG 実験で使用された液体キセノンガンマ線検出器の構造 [23]。MEG II 実験では Inner face の PMT が 4092 個の MPPC に置き換えられた。(b) SiPM と PMT がインストールされた後の、MEG II 液体キセノン検出器の内部の写真 [4]。

3.1.2.6 輻射崩壊検出器

2.2.2 節で述べたように、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索における主な背景事象は高エネルギーガンマ線と陽電子の偶発事象である。特に、信号領域に入るようなエネルギーをもつガンマ線を伴う輻射崩壊の場合、放出される陽電子の大半はエネルギーが 1–5 MeV 程度と低くなる。このような低エネルギー陽電子は、3.1.2.2 節で述べた COBRA 磁場の性質により小さな一定の回転半径をもってほぼビーム軸に沿って外側へ排出される (図 3.15a)。そのため、MEG II 実験ではこれらの陽電子を検出するための新たな専用検出器、輻射崩壊検出器 (Radiative Decay Counter; RDC) がビーム軸上に設置された。

MEG II 実験では当初、RDC をビームの上流側と下流側の 2 箇所に設置する計画であった。上流側に設置する RDC は μ 粒子がその中を通過するため、物質量を極力抑える必要があり、さらに高い放射線耐性および高レート耐性が求められた。これらの厳しい条件を満たす候補技術として、Diamond-Like Carbon を高抵抗電極に用いた Resistive Plate Chamber が検討・開発された [25] が、技術的課題が多く、最終的に MEG II 実験への導入は見送られた。一方、下流側の RDC は実験開始当初から設置されており、48 MeV より大きいエネルギーをもつ輻射崩壊由来の陽電子の約 42% (内訳としては、下流側に放出されるものが全体の 48% であり、そのうち RDC が有効に測定できるものが 88%) を検出できる。以下では、この下流側 RDC の構成と機能について述べる。

RDC では、輻射崩壊由来の陽電子を識別するために、時間測定とエネルギー測定の種類の情報取得する。時間測定による識別は、RDC で検出される陽電子の到達時刻と、液体キセノンガンマ線検出器で検出されるガンマ線の時刻との差が、輻射崩壊が起こった場合のみ 0 付近となることを利用する。この時間測定は、図 3.15b に示すように RDC 前面に配置された 12 本のプラスチックシンチレーターによって行われる。それぞれの棒状シンチレーターの両端には SiPM (浜松ホトニクス製 S13360-3050PE) が取り付けられており、発生したシンチレーション光を読み出す。

また、エネルギー測定による識別は、通常の Michel 崩壊で放出される陽電子が、輻射崩壊由来の陽電子よりも高エネルギーであるという性質を利用する。この測定は、図 3.15b に示す RDC 背面に配置された 76 個の 2 cm 角 LYSO 結晶によって行われる。これらの結晶からのシンチレーション光も同様に、SiPM (浜松ホトニクス製 S12572-025P)

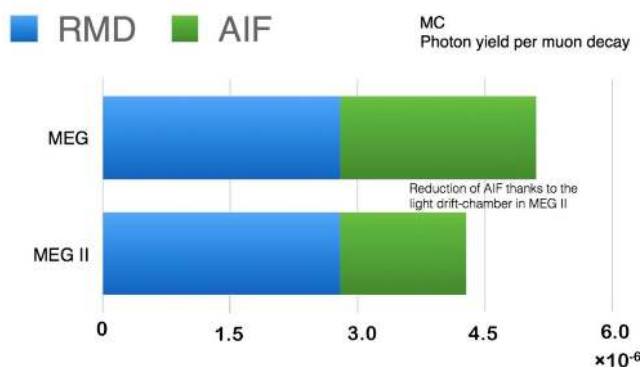


図 3.14: エネルギー 48 MeV 以上の、偶発的背景事象の原因となる背景ガンマ線の発生源 [4]。

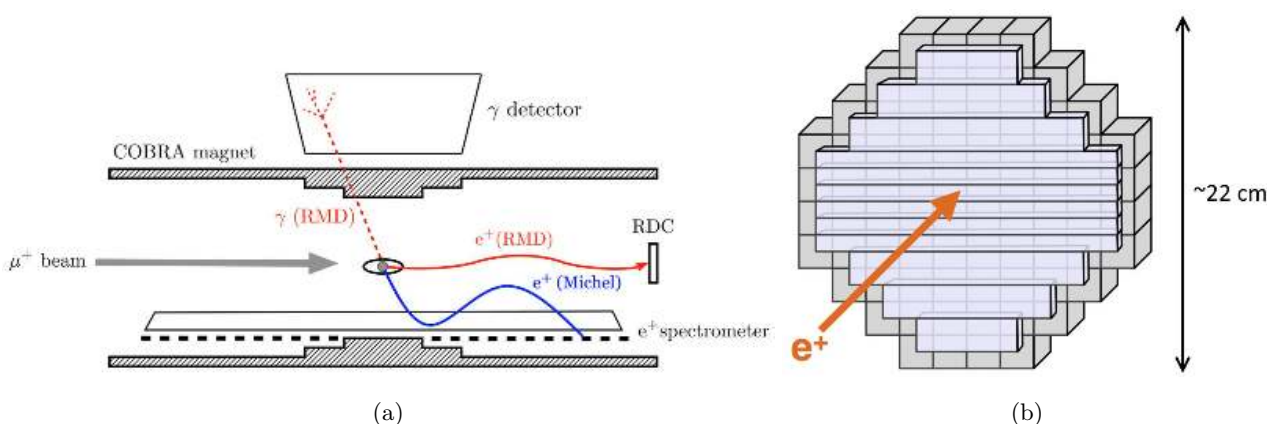


図 3.15: (a) RDC による輻射崩壊由来のガンマ線の特定原理。(b) RDC の構造。手前の長細いプレートがプラスチックシンチレーターで、奥の立方体のものが LYSO 結晶。[4] より引用。

で読み出される。

3.1.3 トリガー・データ取得

MEG II 実験のトリガーおよびデータ取得においては、以下に挙げる点が求められる。

1. 読み出しチャンネル数への対応

高精細な読み出しを行う MEG II 実験では、チャンネル数が MEG 実験と比べ約 3 倍の 8591 ch に増加した。

2. パイルアップ解析のための波形取得

$\mathcal{O}(10^8)$ のレートで崩壊する μ 粒子を測定するため、同じ時間窓に複数の信号が重なり得る。これをオフライン解析で分離するために、各チャンネルの波形情報を保存する必要がある。

3. 信号増幅機能の実装

MEG II 実験で新たに導入された SiPM は従来の PMT に比べて出力電圧が低いため、外部増幅機能を統合した読み出し系が必要である。

これらの要求に対応するため、従来は分離されていたトリガー系とデータ取得系を統合した新しいシステム

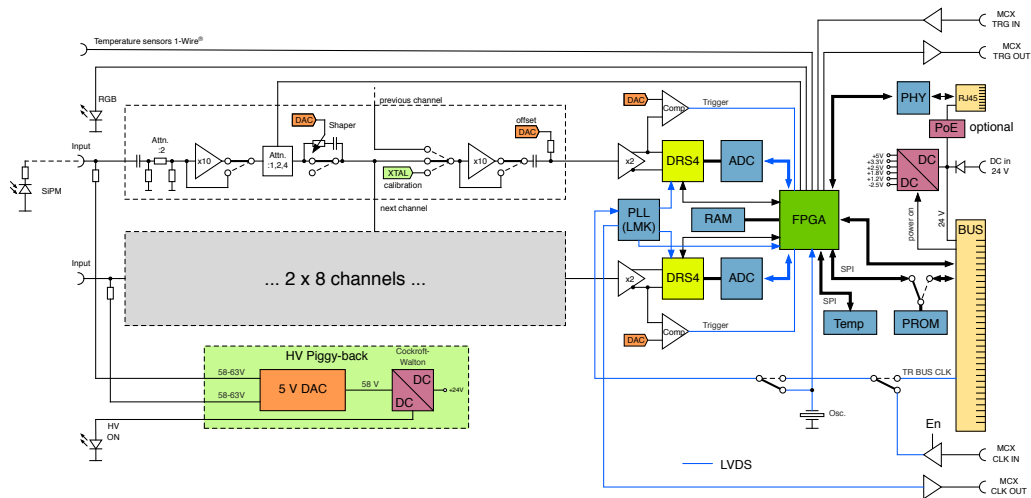


図 3.16: WaveDREAM board の簡略化された構成図 [4]。

WaveDAQ が新たに開発された。システム全体は 35 個の WaveDAQ クレートで構成され、各クレートには以下のボードが搭載されている。

- WaveDREAM board (WDB、最大 16 枚)
各チャンネル (16 ch/board) で波形デジタル化およびトリガー処理を担当。
- Trigger Concentrator Board (TCB)
各 WDB からのトリガー情報を集約・再構築し、上位トリガー階層に転送。
- Data Concentrator Board (DCB)
全 WDB のデータを統合・整形して中央 DAQ PC へ送信し、クレート内クロック分配も担当。
- Crate Management Board (CMB)
電源供給・冷却制御・ボード監視および遠隔操作を実施。
- Ancillary board
超低ジッタ (<10 ps) の 80 MHz クロックをマスター/スレーブ構成で分配。

3.1.3.1 WaveDREAM board

各 WaveDREAM board には PSI で開発された DRS 波形デジタル化チップ [26] が 2 つ搭載されており、これにより 0.8–5 GSPS のサンプリング周波数で 16 チャンネルの波形取得が可能である。各チャンネルの入力段には、二段構成の可変増幅回路 (増倍率 0.5–100) と、調整可能な pole-zero cancellation 回路による可変整形機能を備える (図 3.16)。さらに、WaveDREAM board は Cockcroft – Walton 電圧倍増回路により 24 V 入力から SiPM に必要な高電圧 (最大 240 V) も生成・供給する。DRS 波形デジタル化チップの動作原理を図 3.17 に示す。1024 個のインバータをリング状に接続し、その中をドミノ波と呼ばれる電圧パルスが循環している。各インバータにはスイッチ (MOSFET) と数百 fF の保持用コンデンサが接続されており、ドミノ波が到達するとスイッチがオンになり、入力信号がコンデンサにサンプルされる。外部トリガが入力されるまでこのサンプリングは連続的に行われ、トリガがかかるとドミノ波の伝搬が停止する。その時点までに各コンデンサに保持されたアナログ信号を、低速 (20–40 MHz) で外部 ADC によって順次デジタル化して読み出す。この仕組みにより、低コストかつ低消費電力で高サンプリング速度を実現している。

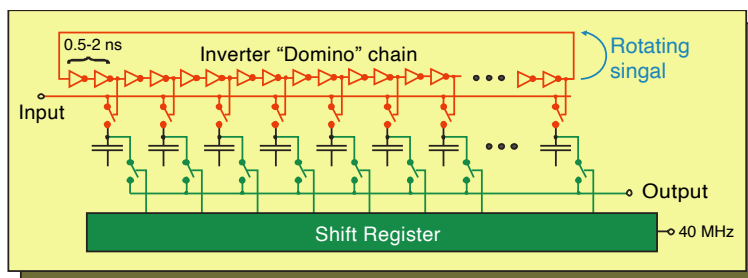


図 3.17: DRS4 チップによるドミノサンプリングの模式図 [26]。

3.1.3.2 トリガー処理

$O(10\text{ MHz})$ のレートで崩壊する μ 粒子を、データサイズ削減およびデータ転送レート抑制のためにおよそ 40 Hz のレートでデータ取得を行う必要がある。

このとき、背景事象をおよそ 6 桁リアルタイムで抑制する役割を果たすのがトリガーである。トリガーでは、ドリフト時間が長く応答の遅い CDCH の情報は使用されず、LXe 検出器と pTC の情報のみが用いられる。トリガー判定に使用される主な情報は以下の通りである：

- LXe 検出器によるガンマ線の再構成エネルギー (各セクター波高の加重和から算出)
- pTC および LXe 検出器による陽電子とガンマ線の再構成時間の差
- 陽電子とガンマ線の相対的な角度 (pTC タイル位置から陽電子放出方向を推定)

図 3.16 に示すように、各チャンネルの入力信号は DRS4 に送られると同時に、そのコピーが $80\text{ MSPS} \cdot 12$ ビット分解能の ADC にも入力される。DRS4 は入力信号を最大 5 GSPS で連続サンプリングする一方で、ADC では同信号を「トランスペアレントモード」で連続デジタル化し、そのデジタル化データが FPGA に送られてボードレベルのトリガーアルゴリズム (しきい値判定、波高積分、時間補間など) が実行される。これらのローカルトリガー情報は、クレート内の TCB に集約されて部分的な再構成 (LXe のエネルギー・時刻、pTC の時刻) に用いられる。さらに、上位 (マスター)TCB が全クレートの情報を統合してガンマ線と陽電子のエネルギー・時間・トポロジの相関条件を判定し、条件を満たした場合にグローバルトリガーを発行する。

マスター TCB からのグローバルトリガー信号を各 WDB が受信すると、その時点で各 DRS4 チップのドミノ波が停止し、トリガー発生直前までの 1024 セルに入力波形が保持される。続いて、同じ ADC を用いてアナログ波形が低速 ($20\text{--}40\text{ MHz}$) で順次デジタル化され、波形データが DAQ システムに送られる。このようにして、リアルタイムトリガー処理と高精度波形取得を同一ボード上で両立している。

3.1.4 探索感度

MEG II 実験では、信号事象と背景事象を識別するための複数の観測量を用いて extended maximum-likelihood fit を行い、データセット中に含まれる信号事象および背景事象 (輻射崩壊事象および偶発事象) の数を推定する。その上で、 90% 信頼水準 (C.L.) での上限値を頻度論的手法により算出する。解析に用いる主な観測量は以下の通りである：

- ガンマ線エネルギー E_γ
- 陽電子エネルギー E_{e^+}

- ガンマ線と陽電子の放出時間差 $t_{e+\gamma}$
- タイミングカウンターへの陽電子ヒット数 N_{hit}
- ガンマ線と陽電子の相対方位角 $\phi_{e+\gamma}$
- ガンマ線と陽電子の相対天頂角 $\theta_{e+\gamma}$
- RDC における陽電子検出時間とガンマ線検出時間の差 $t_{e+, \text{RDC}} - t_\gamma$
- RDC で測定された陽電子のエネルギー E_{RDC}

得られた信号事象数を、実験で有効に観測された μ 粒子崩壊数 k で規格化することにより、分岐比に変換する。また、分岐比感度 S_{90} は、信号事象が存在しない仮定のもとで、確率密度関数 (PDF) から生成した多数の疑似実験に対して同様の最大尤度解析を行い、その結果得られる 90% C.L. 分岐比上限値の中央値として定義する。図 3.18 に示す丸マーカーは、2021 年および 2022 年において得られた分解能および検出効率を用い、データ取得時間に対する感度を見積もった予想を表している。2026 年までに予定されているデータ取得により、MEG II 実験当初の目標である $S_{90} \simeq 6 \times 10^{-14}$ の感度に到達することが見込まれている。ガンマ線エネルギー分解能など一部の性能は設計値をわずかに下回っているものの、全体としては概ね設計通りの分解能および検出効率が達成されており (表 3.1)、2022 年までに合計 $1.1 \times 10^7 \text{ s}$ のデータ取得時間で $k = (1.34 \pm 0.07) \times 10^{13}$ 個の μ 粒子が有効に測定された。その結果、 $S_{90} = 2.2 \times 10^{-13}$ の分岐比感度での探索を実現した [8]。

表 3.1: 分解能および検出効率の設計値と、2021(2022) 年における実測値 (μ 粒子ビームレート $R_\mu = 3 \times 10^7 \mu/\text{s}$) の比較。

分解能	設計値 [16]	2022(2021) 年における実測値 [8]
E_{e+} (keV)	100	89
ϕ_{e+}, θ_{e+} (mrad)	3.7 / 6.7	3.8 / 6.2
y_{e+}, z_{e+} (mm)	0.7 / 1.6	0.61 / 1.76
E_γ (%) ($w < 2\%$)/($w > 2\%$)	1.7 / 1.7	2.4(2.0) / 1.9(1.8)
$u_\gamma, v_\gamma, w_\gamma$ (mm)	2.4 / 2.4 / 5.0	2.5 / 2.5 / 5.0
$t_{e+\gamma}$	70	78
検出効率 (%)		
ε_γ	69	63
ε_{e+}	65	67
ε_{TRG}	≈ 99	91(88)

3.2 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験

3.1 節では、現行の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験である MEG II 実験について述べた。MEG II 実験は、2028 年から予定されている PSI ビームラインのシャットダウン期間が始まるまでに、分岐比感度 $S_{90} < 6 \times 10^{-14}$ の達成を目指してデータ取得を継続する予定である。一方、我々は MEG II 実験終了後を見据え、次世代の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験の計画を進めている。本章では、次世代 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験の物理的動機と概要を述べる。

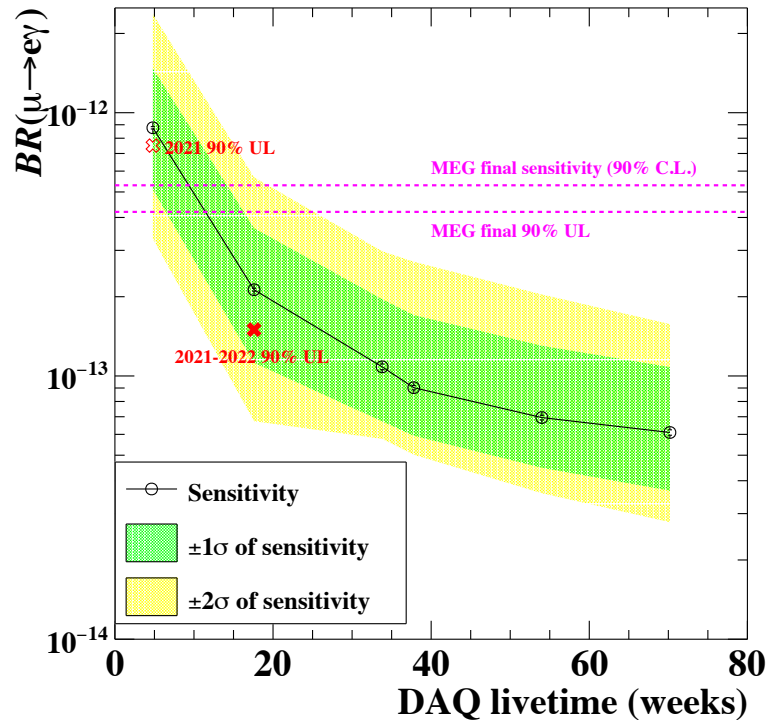


図 3.18: 予想される分岐比感度 (丸マーカー) および、これまでの解析で得られた 90% C.L. 分岐比上限 (ばつマーカー) を DAQ 時間に対して示したもの [27]。

3.2.1 動機

多くの新物理モデルは $B(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-11} - 10^{-14}$ を予測しており、MEG II 実験の目標とする $\mathcal{O}(10^{-14})$ の領域は理論的に期待される範囲に相当するため、MEG II 実験で $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象が発見される可能性は十分にある。しかしながら、2.1.3 節で述べたように、新物理のスケールやモデルのパラメータによっては分岐比がさらに小さい場合もあり、そのようなシナリオを検証するには MEG II を上回る感度での探索が不可欠である。

さらに、MEG II 実験で信号超過が観測された場合においても、新物理モデルの識別にはより高精度の測定が求められる。PSI のビームラインから供給される表面ミュオンはほぼ 100% 偏極しており、この場合、2.1.3.1 節で述べたように新物理モデルによって生成陽電子の角分布が異なる。しかし、MEG II 検出器の θ アクセプタンスはわずか $|\cos \theta| < 0.3$ 程度と小さいため、角分布の精密測定は事実上不可能である。このため、 θ 方向に関して広い範囲をカバーする新しい検出器による測定が必要となる。また、分岐比の精密測定も理論モデルの選別に不可欠である。

以上の二点、すなわち

- より高感度 ($\sim \mathcal{O}(10^{-15})$) な探索による未発見領域の開拓
- 信号観測後の精密測定によるモデル識別

が次世代 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験を推進する主要な動機である。

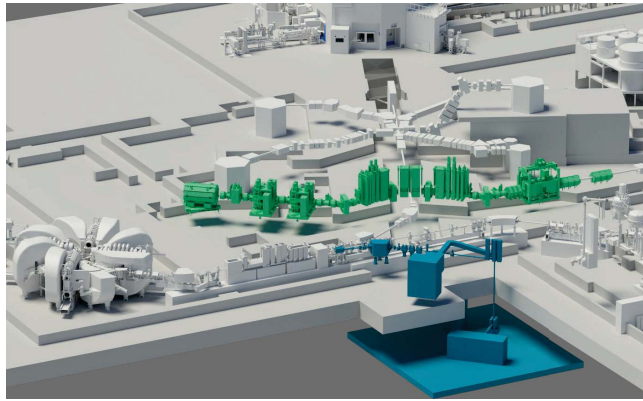


図 3.19: IMPACT 計画で PSI に新設される HIMB(緑)と TATTOOS(青) [1]。左に示されているのが陽子の主加速器である。HIMB は中央の生成標的から左右に伸びる粒子物理実験用のビームライン (MUH2) と μ SR 物性研究用のビームライン (MUH3) から成る。

3.2.2 μ 粒子ビーム

PSI では、IMPACT(Isotope and Muon Production using Advanced Cyclotron and Target technologies) 計画 [1] が採択されている。その計画の一環として、既存の高出力陽子加速器を活用し、ミュオンビーム強度を現在の約 100 倍に向上させた高強度ミュオンビームライン HIMB(High-Intensity Muon Beamline) の建設が計画されている。IMPACT 計画には HIMB の新設に加え、放射性同位体・医用核科学施設 (TATTOOS) の整備も含まれており、全体としては図 3.19 に示すように、複数のビームラインを新設する大規模な施設整備計画となっている。

このプロジェクトでは、従来のグラファイト標的 E/M に代えて新標的 H を導入し、陽子ビームの一部 ($\sim 100 \mu\text{A}$) を用いて高強度の表面ミュオンを生成する。標的 H は、従来の約 5 倍にあたる長さ (100 mm) をもち、陽子ビームに対して約 10° の傾斜を与えることで、表面近傍における π^+ 停止領域の実効面積を拡大し、表面ミュオン生成効率を 40–50% 向上させる設計となっている。また、生成標的からの μ^+ を効率的に捕獲するため、これまでの四重極磁石に代わって口径 500 mm・磁場 $\sim 0.45 \text{ T}$ の大口径ソレノイド型捕獲系を採用する。これにより、従来比で 8–10 倍の立体角受容を実現するほか、標的から捕獲系までの距離を従来の 700 mm から 250 mm に短縮し、失われる粒子の大幅な削減を可能にしている。

輸送系についても、ソレノイド磁場による軸対称輸送を基調とした新設計が進められている。特に粒子物理実験用ビームライン MUH2 は、本論文で議論する $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索新実験や Mu3e 実験 などの供給を想定し、ソレノイド収束系の後段に二重双極磁石による偏向部と四重極集束系を組み合わせた構成とすることで、高い透過率と良好なビーム品質を両立している。現在の基盤設計における MUH2 チャンネルで供給されるビームの主要パラメータを表 3.2 に示す。このように、HIMB では標的形状の最適化、捕獲系の大口徑化、輸送光学系の高効率化によるビームラインの全面的な刷新を 2028–2029 年にかけて実施し、従来比でおよそ 100 倍の強度の μ 粒子ビームの供給を可能とする見通しである。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験では、この超高レート μ 粒子ビームを活用して探索感度を上げることを想定している。

表 3.2: IMPACT プロジェクトにより新設される HIMB MUH2 チャンネルの基盤設計における主要性能パラメータ [1]。ここではビームの最終フォーカスを行っていない場合のものを示した。

陽子電流 $I_P = 2.4\text{mA}$ における μ^+ ビーム生成率	ビームスポットサイズ	偏極
1.19×10^{10}	$\sigma_x = 38\text{mm}$ $\sigma_y = 42\text{mm}$	-0.96

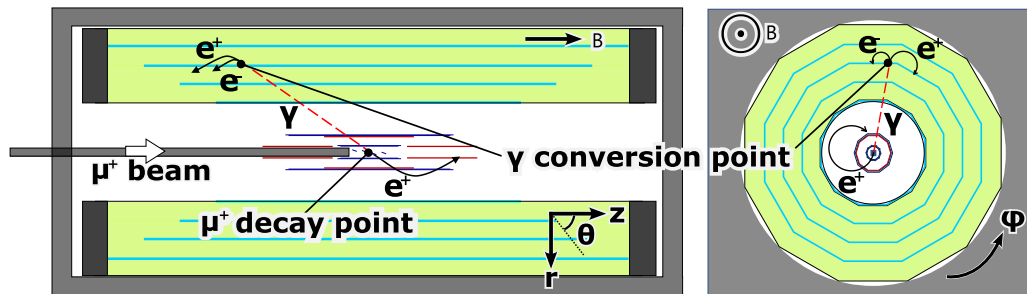


図 3.20: $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験の検出器の現段階の全体構想。

3.2.3 検出器

図 3.20 に、現在検討が進められている $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験における検出器全体の概略図を示す。全体には 2T の一様磁場を印加する。検出器中心部に μ 粒子静止標的 (3.2.3.3 節) を設置し、その周囲を複数層の陽電子検出器 (3.2.3.1 節) および陽電子時間測定器 (3.2.3.2 節) が取り囲む構成とする。さらに、陽電子が入射しない外側領域には、ペアスペクトロメータ型のガンマ線検出器 (3.2.3.4 節) を複数層配置する。

この検出器デザインの特徴は、 $30^\circ \leq \theta_\gamma, \theta_{e^+} \leq 150^\circ$ 、 $-180^\circ \leq \phi_\gamma, \phi_{e^+} < 180^\circ$ の範囲において、全立体角の約 86% という広い角度アクセプタンスを有する点にある (ここで $\theta_{\gamma(e^+)}, \phi_{\gamma(e^+)}$ はそれぞれ、ビーム軸に平行に定義される z 軸方向に対するガンマ線 (陽電子) の放出方向の天頂角および方位角を示す)。これにより、統計量を効率的に蓄積できるだけでなく、3.2.1 節で述べた角度分布の測定による新物理モデルの識別も可能となる。

分岐比感度 $\mathcal{O}(10^{-15})$ を 3-4 年のデータ取得で達成するために、現在検討されている各検出器構成要素の概要について述べる。

3.2.3.1 陽電子飛跡検出器

$\mathcal{O}(10^{10} \mu/s)$ の高レート環境では、レート耐性と粒度を兼ね供えるシリコンピクセルセンサーが最適である。52.8 MeV という低エネルギーの陽電子のトラッキングで最も問題になるのは多重クーロン散乱であり、これを抑えるためには極力低物質量の検出器を開発する必要がある。現在有力視されているのは、センサーと電子回路を同一基板上に形成することで低物質量・100% のフィルファクター・高速読み出しなどの優れた特性を兼ね供えた HV-MAPS 技術 [28](図 3.21) である。同じく PSI で実施予定の $\mu \rightarrow eee$ 探索をする Mu3e 実験 [29] も $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索での陽電子と近いエネルギー領域の陽電子をトラックする目的で HV-MAPS 技術をベースにした厚さ 50 μm 程度のシリコンセンサーの開発を行っており [30, 31]、既に表 3.3 に示すような低物質量・高レート耐性・高分解能を実現している。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の将来実験では、このような既存のセンサーを基盤として $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索用にセンサーを開発し、それらを

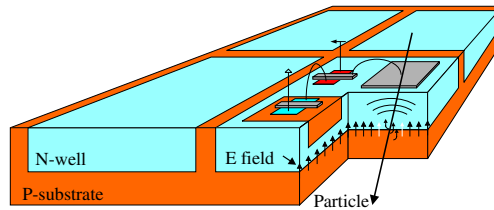


図 3.21: 4つの HV-MAPS ピクセルの概念図。高電圧で形成した深い電界領域を用い、荷電粒子が生成する電子を高速にドリフトさせ、deep n-well で収集し、同一チップ上の CMOS 回路で即座に信号化する。アンプ、振幅弁別器、デジタル記憶素子などのピクセル電子回路は、すべてダイオードのカソード (N-well) 内に完全に配置されている。[28]

4-5層重ねることで 100 keV/c 程度の運動量分解能と高いトラッキング効率の実現を目指す。

表 3.3: Mu3e コラボレーションで開発途中のシリコンセンサー (MuPix8) の性能 [31]。

	検出効率	時間分解能	物質質量	ピクセルサイズ	ノイズレート	レート耐性
現状	> 99.9%	6.5 ns	$\approx 10^{-3} X_0/\text{layer}$	$80 \times 80 \mu\text{m}$	> 1 Hz/pixel	< 30 M Hits / chip

3.2.3.2 陽電子時間測定器

将来実験では 20 ps を上回る陽電子時間分解能の達成を目指す。飛跡検出器のみでこの性能を実現するのは難しいため、別途陽電子時間測定器の開発が必要である。現在、以下のような要素技術が候補として検討されている。

- プラスチックシンチレータ

MEG II 実験で用いられている SiPM 読み出し型シンチレータタイルによる多点ヒット方式 (3.1.2.4 節) を基盤とし、タイル寸法の微細化や厚みの最適化、SiPM の大型化・多チャンネル化などにより更なる高時間分解能化を図って将来実験への適用を実現する案が検討されている。また、Mu3e 実験のリカールステーションで採用されている 1 cm^3 シンチレータキューブ配列も有力な候補である。

- 超高速モノリシック型シリコンピクセル検出器

近年時間応答に優れたモノリシック型シリコンピクセル検出器の開発が進んでいる。SiGe BiCMOS プロセスを用いて製造されるモノリシック型検出器では、通常の CMOS 回路に加えて、高速で信号を増幅できる SiGe バイポーラトランジスタを同じチップ上に搭載するため、検出した電荷信号をその場で迅速に増幅できる。これにより SiGe BiCMOS では数十 ps オーダーの信号増幅・形成が可能である。実際に、同技術を用いた試作素子では 45 ps の時間分解能 [32]、さらに内部ゲイン層を導入した PicoAD では 13 ps(中心部) [33] が報告されている。飛跡検出用の HV-MAPS 層に隣接して、SiGe BiCMOS ベースの時間測定層を組み合わせる構成も検討されており、トラッキングと時間計測を一体化することで低物質量化と構造の簡素化が期待される。

- Low-Gain Avalanche Diode (LGAD)

LGAD はシリコン p-n 接合に局所的な高電場領域 (ゲイン層) を形成し、入射粒子による電荷信号をアバランシェ増倍によって低ゲイン (約 10-20 倍) で増幅する検出器である。局所的なアバランシェ増倍による急峻な信号立ち上がり、薄い ($\sim 50 \mu\text{m}$) センサー厚により均一なキャリア到達時間を実現し、ノイズを抑えつつ数

十ピコ秒スケールの高い時間分解能を実現する。近年 HL-LHC や FCC に向けた開発が進んでおり [34]、ビームテストでは 35 ps の時間分解能が実証されている [35]。高レートでの動作実績があるものの、将来実験の目標分解能を達成するにはさらなる研究開発が必要である。

- PICOSEC-Micromegas 方式

PICOSEC 検出器 [36] は、Cherenkov 光を利用した二段階 Micromegas 構造を持つ高速ガス検出器である。MgF₂ ラジエータと CsI 光電陰極、薄いドリフト領域による前置増幅構造を組み合わせることで、単一光電子で 76 ps、150 GeV ミューオンで 24 ps の時間分解能を達成している。また、イオン収集時間が短く MHz/cm² 級の高レート動作が可能であり、薄型・低物質量の構造は飛跡検出器近傍への設置に適している。

3.2.3.3 μ 粒子静止標的

将来実験では、標的に入射する μ 粒子のヒットレートが 100 倍に増加すると見込まれるため、標的材料には高い放射線耐性および熱負荷耐性が求められる。また、MEG II 実験では陽電子トラックの外挿によって崩壊位置を推定しているが、標的上での崩壊点を直接測定できれば、頂点再構成の不定性を大幅に低減できる。このため、将来実験ではアクティブ素子を用いた標的の実現を検討しており、3.2.3.1 節で述べた HV-MAPS 技術を応用したシリコンセンサーが有力な候補である。このような高レート環境における耐性と崩壊点測定能力に加えて、3.1.2.1 節で述べた $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索における標的の基本要件をも満たすことが期待される。

さらに、偶発的背景事象およびパイルアップの抑制の観点から、標的を一枚ではなく複数 (およそ 5 層程度) 配置することを検討している。これにより、各層への μ 粒子停止率を分散できるため、個々の層のヒットレートを低減できる。また、後述するペアスペクトロメータによるガンマ線測定では、ガンマ線の入射角を高精度に再構成できるため、陽電子およびガンマ線の情報から独立に標的上の崩壊位置を決定できる。このとき、陽電子とガンマ線が異なる標的層に再構成された場合には、それらは背景事象として容易に識別できる。このように、複数標的の導入は、標的あたりのヒットレート低減および背景抑制において大きな利点をもたらす。

3.2.3.4 ガンマ線ペアスペクトロメータ

ガンマ線測定器としては、MEG 実験や MEG II 実験で用いられてきたキセノンによるカロリメータ方式の測定から一新し、ガンマ線を電子・陽電子対に変換してそれらに対する精密測定を行うペアスペクトロメータ方式が第一候補となっている。このガンマ線ペアスペクトロメータは本稿の主題であり、4 章で詳細を述べる。

第 4 章

アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーター

4.1 ペアスペクトロメーター

前章で述べたように、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のための将来実験におけるガンマ線測定はガンマ線を電子・陽電子対として対生成させ、それらの運動量測定を行うペアスペクトロメーターによって行うことが検討されている。本章では、ペアスペクトロメーターの原理および構成について述べる。

4.1.1 MEGA 実験におけるペアスペクトロメーター

ガンマ線の検出に対してペアスペクトロメーター方式を最初に採用したのは、MEG 実験に先立って LAMPF で行われた $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験 MEGA 実験 [37, 38] である。MEGA 実験は高レート環境 (LAMPF における停止ミュオンレートは $2.5 \times 10^8 \mu/s$ に達する) においても十分な分解能を保ちつつ 52.8 MeV ガンマ線を測定するため、図 4.1 に示すように 1.5 T のソレノイド磁場内に 3 層のペアスペクトロメーターを軸方向に配置した。各ペアスペクトロメーター層は図 4.1b に示すように、最内層から外側へ以下の構造を備える：

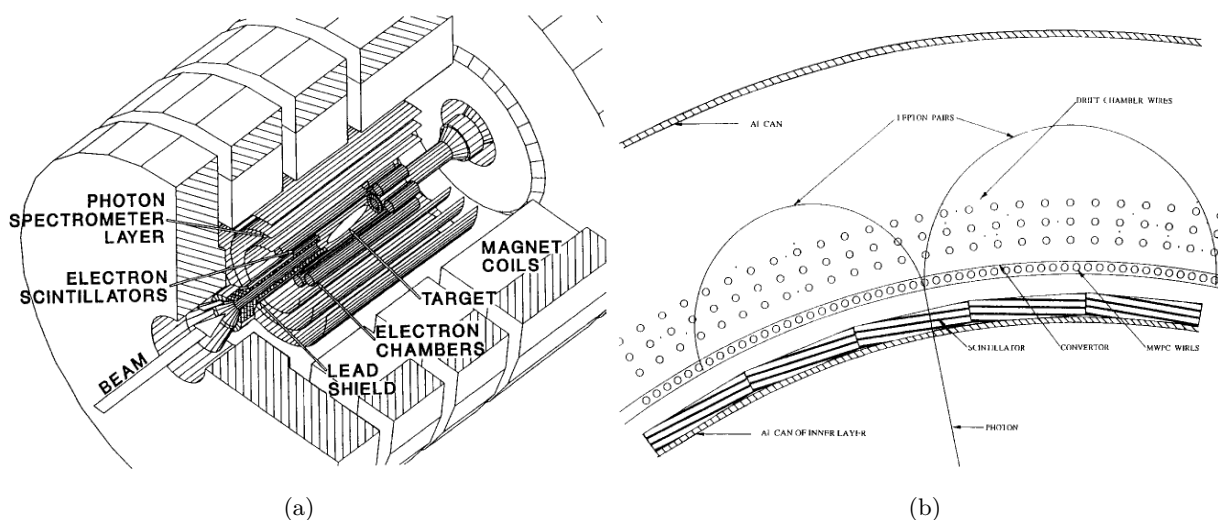


図 4.1: (a) MEGA 実験の検出器の全体像と、(b) ペアスペクトロメーターの構造 [38]

- アルミニウム支持層
- プラスチックシンチレーター (タイミング測定・オンライントリガー)
- 鉛合金コンバーター
- Multi-wire proportional chamber (MWPC) (変換層識別)
- 鉛合金コンバーター
- delay-line readout (ビーム軸方向位置測定)
- 3層ドリフトチェンバー (運動量測定)
- アルミニウム支持層

基本原理は、厚さ 0.25 mm の鉛合金でガンマ線に対生成させ、生成された電子・陽電子の運動量を後段のドリフトチェンバーで測定するというものである。MEGA 実験では一つのセクションに二層のコンバーター層を配置した。これは、一層あたりの対生成確率 (約 2.1%) が小さいため、二層化により効率をほぼ 2 倍に向上させることを第一の目的としている。加えて、コンバーターを二層に分けることで、一枚の厚いコンバーターを用いる場合に比べて多重散乱の蓄積を抑えられるほか、中間に配置した MWPC によってどちらの層で変換したかという変換深さに関する情報を与えることができる。変換層を同定できることは、トラッキングのパターン認識効率向上や ghost track の抑制にも寄与する。MWPC はカソードストリップによる ϕ 方向の位置測定を行い、電子・陽電子が接近していても区別可能な空間分解能をもつ。さらにドリフトチェンバー最内層には delay-line readout が導入されており、ワイヤ両端の信号伝播時間差から z 方向位置を測定することで、対生成点を三次元的に復元できる。

MEGA 実験のガンマ線ペアスペクトロメーターにおける各種分解能を表 4.1 にまとめる。鉛コンバーターは各層で約 $0.045 X_0$ の物質質量をもつため、対生成粒子は其中でエネルギーを損失し、エネルギー分解能が悪化する。実際、対生成粒子が鉛コンバーター中をより長く通過する内側コンバーターでの対生成事象では、外側コンバーターでの対生成事象に比べて、エネルギー分解能が約 42% 悪化している。比較的良い性能を示す外側コンバーターであっても、図 4.2 に示すように 52.8 MeV ガンマ線に対する応答は広がり大きい。また、ペアスペクトロメーター方式ではコンバーターでの対生成確率が数%に留まるため、単層あたりの信号効率も低い。

その後の MEG および MEG II 実験では、液体キセノンによる全吸収型カロリメーター方式が採用された。MEG II 液体キセノンガンマ線検出器の測定性能は表 3.1 に示す通りである。しかしながら、カロリメーター方式は、高ビームレート条件 (HIMB における $O(10^{10} \mu/s)$) 下では、十分なセグメンテーションなどの対策を導入しない限り安定した動作が困難である。このため、将来の実験において本方式をそのまま適用することは現実的ではない。そこで本研究では、トラッカーの優れた位置および運動量分解能を最大限に活用でき、かつ高いレート耐性を有するペアスペクトロメーター方式に着目する。MEGA 実験において本方式が有していた弱点を克服した上で、将来実験においてペアスペクトロメーター方式を採用する可能性を検討する。ペアスペクトロメーター方式では、カロリメーター方式では困難なガンマ線入射方向を事象ごとに再構成することが可能であり、これは背景ガンマ線の抑制につながるという点で、本方式を採用する上で重要な動機の一つである。以上のように、MEGA 実験における課題を克服することができれば、ペアスペクトロメーター方式は、優れた分解能と高いレート耐性に加えて角度測定能力を兼ね備え、カロリメーター方式を上回る性能を実現し得ると期待される。

4.1.2 アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーター

前節で述べたように、MEGA 実験におけるペアスペクトロメーターでは、コンバーターとして鉛からなる不活性素材が用いられていた。このため、コンバーター内部で生じるエネルギー損失を直接観測することができず、これがエネルギー分解能を劣化させる主要因の一つとなっていた。この制約は、コンバーターそのものを検出器として読み出

表 4.1: MEGA 実験におけるペアスペクトロメーターの測定分解能 [37]

	inner conversion layer	outer conversion layer
エネルギー分解能 (FWHM)	5.7%	3.3%
角度分解能	0.116 rad	0.067 rad
時間分解能	0.6–0.7 ns	

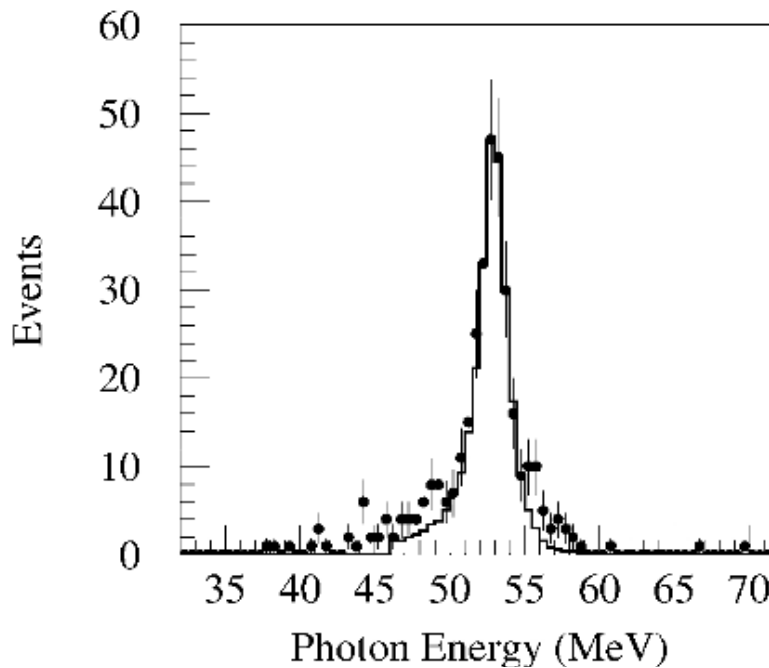


図 4.2: MEGA 実験の外側コンバーター層で対生成した 54.9 MeV ガンマ線のエネルギースペクトラム (52.8 MeV ヘスケール) [37]。

し可能とするアクティブコンバーターの導入によって改善できる可能性がある。アクティブ化されたコンバーターでは、対生成によって生じた電子・陽電子がコンバーター内部で失うエネルギーを直接測定できるため、トラッカーで測定される運動量情報と組み合わせることで、ガンマ線エネルギーの再構成精度の向上が期待される。

具体例として、MEGA 実験で採用された 0.25 mm 厚の鉛コンバーターを用いた場合を考える。52.8 MeV の信号ガンマ線から生成された電子・陽電子の運動量和の分布を図 4.3 の青色実線に示す。この分布では、コンバーター内部でのエネルギー損失の影響により、52.8 MeV 付近に明瞭なピークは形成されない。一方で、コンバーター内部でのエネルギー損失を補正した場合には、52.8 MeV 付近にピークが形成されることが確認できる。この理想的な場合に対応する分布を、図 4.3 の赤色点線に示す。

また、図 4.2 に示される分布幅は、図 4.3 の青色実線で示した分布と比較してもかなり広く、MEGA 実験当時のトラッカーの運動量分解能が現在利用可能な技術と比べて劣っていたことを示唆している。現在では、より高分解能なトラッカー技術が確立されており、図 4.3 に示した結果よりも高精度な運動量測定が可能である。

そこで我々は、図 4.4 に示す測定原理を持つアクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターの開発を進めている。この方式では、薄くセグメント化されたコンバーター層でガンマ線が対生成を起こして、生成した電子・陽電子がトラッカー領域へ到達するまでに失うエネルギーをコンバーターで直接読み出す。これにより、入射ガンマ線のエネ

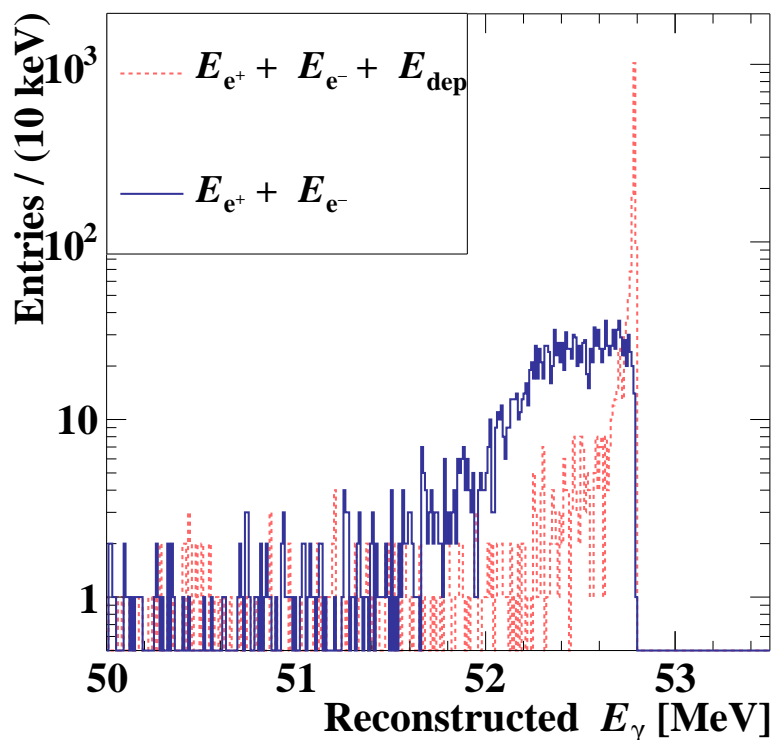


図 4.3: MEGA 実験で使用された 0.25 mm 厚の鉛製コンバーターによる信号ガンマ線の測定エネルギースペクトラム (青実線) と、仮にこのコンバーターでのエネルギー損失を測定できた場合のエネルギースペクトラム (赤点線)。ただし、検出器の分解能は含まれない。シミュレーション条件は、コンバーターの材質と厚みの他は後に議論する図 5.2 で用いたものと同じである。

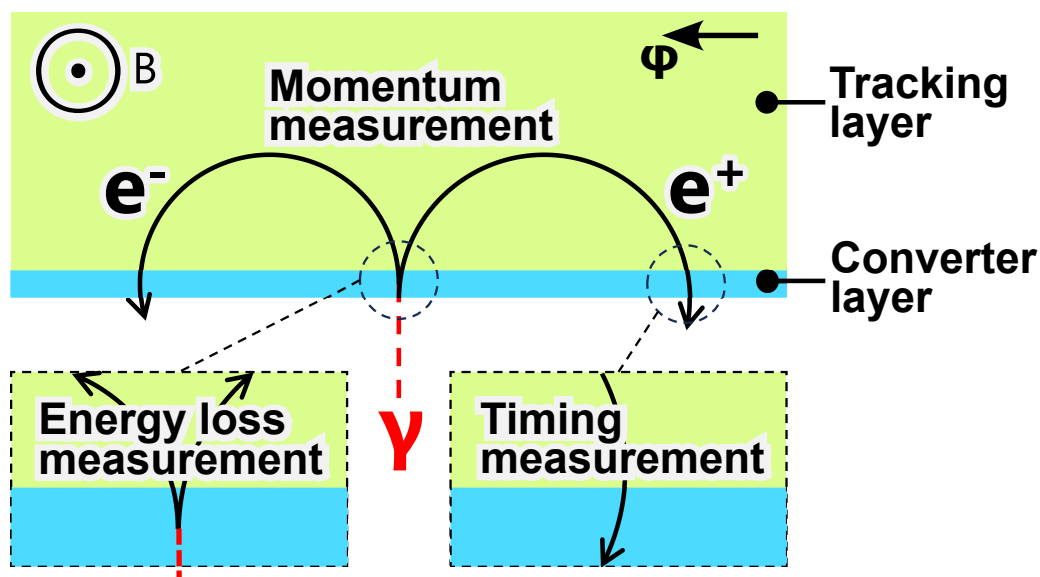


図 4.4: アクティブコンバーターを用いたペアスペクトロメーターのガンマ線測定原理。

ルギー E_γ はトラッカーで測定される粒子の運動量 E_{e^\pm} とコンバーターで測定されるエネルギー損失 E_{dep} を用いて

$$E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-} + E_{\text{dep}} \quad (4.1)$$

と再構成する。さらに、コンバーター層は時間測定の機能も兼ね備える。生成された電子・陽電子はトラッカー中で磁場により曲げられた後、半周して再びコンバーターに入射するため、この再入射時刻を測定することで、ガンマ線が対生成を起こした時刻 t_{conv} を求めることができる。再入射時刻を t_{hit}^\pm 、対生成点から再入射点までの飛行時間を t_{TOF}^\pm とすると、 t_{conv} は飛行時間を補正した電子・陽電子のヒット時間の平均

$$t_{\text{conv}} = \frac{1}{2} \left(t_{\text{hit}}^{e^+} - t_{\text{TOF}}^{e^+} + t_{\text{hit}}^{e^-} - t_{\text{TOF}}^{e^-} \right) \quad (4.2)$$

として再構成できる。

4.1.2.1 現在検討している構成

アクティブコンバーター アクティブコンバーターとしては、5.2節で後述するように、大きさ $5\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ 、厚さ 3 mm のLYSO結晶を用いたシンチレーション検出器が検討されている。アクティブコンバーターの検出器開発の詳細は、5章および6章で述べる。

ペアトラッカー コンバーター中でガンマ線から対生成された電子・陽電子の飛跡を検出し、それらの運動量を測定する役割を担う検出器がペアトラッカーである。将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験におけるペアスペクトロメーター用ペアトラッカーについては、主に他の研究グループにより研究開発が進められており、現在は半径方向ドリフト型の Time Projection Chamber(radial TPC) が有力な候補として検討されている。

ペアトラッカーにガス検出器を採用する主な理由は、多層構造に対する高い拡張性、シリコン検出器と比較した際のコスト優位性、および低い物質質量にある。シリコン検出器は優れた位置分解能を有する一方で、広い有感面積を必要とする多層構造においてはコストの増大や構造の複雑化が避けられない。これに対してガス検出器は、比較的低い物質質量のまま大面積を覆うことが可能であり、将来実験に求められる多層ペアトラッカーに適している。さらに、数十 MeV の運動量領域では、多重散乱の影響を抑制するための物質質量削減が重要な課題となる。シリコン検出器の場合、最大限薄くしたとしてもガス検出器より物質質量が大きく、運動量分解能においてガス検出器を上回ることは難しい。この点においても、ガス検出器は本研究の目的に合致した検出器方式である。

ペアスペクトロメーターでは、ガンマ線から対生成された電子・陽電子の運動量が必ずしも対称とは限らず、一方の粒子が数 MeV/c 程度の低運動量となる事象も想定される。このような非対称なペア事象に対しては、低運動量トラックの検出効率が重要となるが、セルサイズによってヒット数が制限されるドリフトチェンバーでは行程の短い低運動量トラックの再構成が困難である。そのため、将来実験ではドリフトチェンバーではなく、連続的な空間サンプリングが可能な TPC をペアトラッカーの候補として検討している。

TPC では軽量のガスを用いるため、電子のドリフト中の拡散が空間分解能を支配する主要な要因となる。通常の TPC のようにビーム軸方向 (z 方向) へ電子をドリフトさせる構成では、ドリフト距離が長くなり拡散の影響が増大する。また、ヒットが生じてから信号が実際に検出されるまでの時間が長くなること自体も問題である。これらの問題を軽減するため、将来実験では電子を半径方向にドリフトさせる radial TPC の採用が検討されている。この構成により、ドリフト距離を数 cm 程度に抑えることが可能となる。

また、読み出し電極としては [39] で採用されているような円筒側面に読み出し電子回路を全て備える pad 方式ではなく、円筒表面に沿って方位角方向 (ϕ 方向) に配置された strip 方式の採用が検討されている。strip 読み出しの利点は、読み出し電子回路を検出器端部 (エンドキャップ) に集約できる点にあり、有感領域内の物質質量を低減すると

ともに、多層構造における機械的・電気的な実装を容易にすることができる。一方で、strip 幅によって方位角分解能が制限されるという課題があるため、ドリフト時間情報や電荷分布を用いた再構成手法の検討が重要となる。

このような strip 読み出し型 radial TPC の実現可能性を検証するため、試作機を用いたテストビーム実験が行われた。[40] では、ドリフト長 3 cm のガス TPC に対して μ RWELL を用いた増幅段と strip 読み出しを組み合わせた検出器を製作し、ビーム試験による基本性能評価を実施した。この試作機では、直交する二層の strip (ピッチ 1.2 mm) を用い、電子のドリフト時間と strip インデックスの情報からヒット位置を再構成している。取得された信号は各 strip における時間波形として連続的にサンプリングされ、ノイズ抑制および波形フィットを通じて、ヒット時刻および信号振幅が抽出された。再構成されたヒットは (strip 位置、ドリフト時間) 平面上で直線的に分布することが確認されており、Hough 変換を用いたクラスタリングによりトラック再構成が可能であることが実証された。実際の将来実験で対象とするらせん形状の飛跡に対するパターン認識などについては今後実証していく必要があるものの、この結果は、pad 読み出しを用いずとも strip 読み出しとドリフト時間情報を組み合わせることで TPC としてのトラッキング機能が成立することを示している。

テストビームデータの解析から得られた単一ヒット位置分解能は、水平方向および垂直方向の strip に対してそれぞれ約 800 μm 程度であり、再構成されたトラックの角度分解能は約 2° と評価された。これらの値は、一部の strip が正常に読み出されていない状況や、取得ウィンドウの最適化が不十分な条件下で得られたものであり、最終的な検出器性能を示すものではない。しかしながら、strip 読み出し型 TPC において致命的な再構成上の問題が存在しないこと、ならびに解析手法および検出器設計の改良によって性能向上が期待できることを示す結果である。

以上のテストビーム結果は、strip 読み出しを採用した radial TPC が、将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験におけるペアスペクトロメーター用トラッカーとして、原理的および実装上の両面から成立しうる選択肢であることを裏付けている。

4.2 将来実験での目標性能

将来実験では $\mathcal{O}(10^{10} \mu/\text{s})$ の μ 粒子ビームを用い $\mathcal{O}(10^{-15})$ の分岐比感度で $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索を行うことを目標としており、その実現にはビームレートの 2 乗に比例して増加する偶発的背景事象の抑制が鍵となる。式 (2.33) に示す通り、この偶発的背景事象数は陽電子エネルギー分解能 δx には線形でしか依存しない一方で、ガンマ線エネルギー分解能 δy には二乗で依存する。したがって、ガンマ線エネルギー分解能の向上は探索感度の改善に対して特に強い影響を与える。さらに、偶発的背景事象数は時間分解能にも線形で依存するため、高精度な時間測定も不可欠である。以上の観点から、将来実験におけるガンマ線測定の目標値として、エネルギー分解能 0.4%、時間分解能 30 ps を設定した。

4.3 本研究の動機

先行研究 [41, 42] では、アクティブコンバーターに用いる素材やサイズをシミュレーションによって比較し、1セルの大きさが 3 mm \times 5 mm \times 50 mm の LYSO 結晶を用いたアクティブコンバーターが信号効率の観点から最適であるという結果が得られている。そこで本研究では、5 章においてコンバーター内部で生じる物理過程や事象トポロジーをより詳細に解析し、信号効率に寄与する要因を体系的に整理した。また、新たにレート耐性や背景事象スペクトラムについても解析した。

さらに [41, 42] では、いくつかの条件下で LYSO アクティブコンバーターの電子ビーム試験を実施しているものの、解析は time-walk 補正などを特に行わずに左右の読み出しチャンネルから得られた時間差により分解能を評価する簡易的なものであった。6 章では、そのビームテストデータに対してより詳細な解析を行い、その結果を報告する。また、その後実施した二度目の電子ビームテストについても、エネルギー測定と時間測定を同時に行うセットアップを用い、測定環境を改善したうえでデータ取得を行った。本稿では、これらのビームテストの結果を合わせて 6 章

で示す。

最後に7章では、今後の研究の展望について述べる。

第5章

シミュレーションによる研究

4章では、アクティブコンバーターを備えたペアスペクトロメーターによるガンマ線測定の基本原理を述べた。本章では、シミュレーションを通してアクティブコンバーターで生じる各種物理過程の理解を深めるとともに、実際に使用するコンバーターの厚さ・サイズ・材質の最適化を行う。

5.1 シミュレーションセットアップ

本研究のシミュレーションには、粒子が物質中を通過する際に起こる相互作用をモンテカルロ法で追跡するための汎用ツールキット Geant4 [43] を基盤としたフレームワークを用いた。本研究では、電磁相互作用には Geant4 標準の `G4EmStandardPhysics` を採用した。ただし、ガンマ線生成に対するカット長のみ、標準設定の 1 mm から 0.1 mm へと引き下げている。これは、後述のとおりペアスペクトロメーターの応答を決める重要要素の一つである制動放射光子の発生をより正確に扱うためである。なお、本シミュレーションでは光学光子の生成・伝搬は扱っていない。コンバーターの性能評価に特化したスタディを行うため、コンバーター以外の領域はすべて真空とし、コンバーター内部および周辺で生じる相互作用のみに着目した。また、すべてのシミュレーションは一定の 2 T の磁場下で実行した。

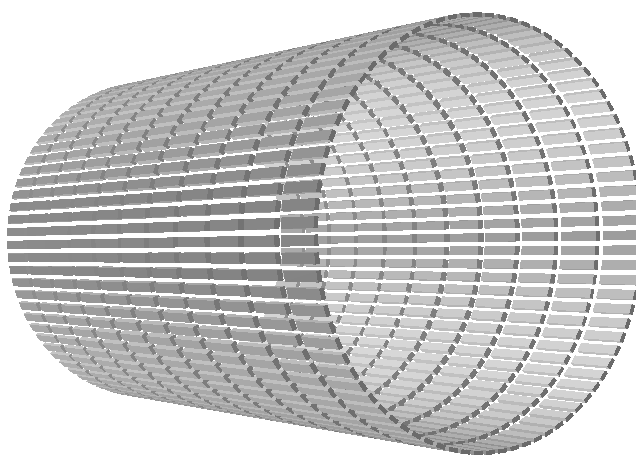


図 5.1: 本シミュレーションで用いた、ビーム軸まわりに円筒状に配置した一層のコンバーター概念図。可視化のため、ここではコンバーターセルのサイズとセル間隔を実際より大きく描いている。

5.2 信号検出効率によるコンバーターの最適化

本節では、信号ガンマ線のエネルギーを所望の精度で再構成できる割合を信号効率と定義し、コンバーターのサイズ・厚さ・材質がこの効率に与える影響を調べた結果を述べる。

5.2.1 信号効率の定義

本節での信号効率は、エネルギー 52.8 MeV の信号ガンマ線が検出器へ入射した際に、そのエネルギーを誤差 ± 100 keV (ガンマ線エネルギー分解能の目標) 以内、すなわち

$$52.7 \text{ MeV} < E_\gamma < 52.9 \text{ MeV} \quad (5.1)$$

で再構成できる割合と定義する。再構成エネルギー E_γ は、対生成により生じた電子・陽電子がコンバーターを出た直後の運動量和 E_{e^\pm} に、対生成が起きたコンバーターセル内でのエネルギー損失 E_{dep} を加えたものである。ただし、本章では検出器の分解能を考慮していない。このように定義した E_γ および $E_{e^+} + E_{e^-}$ の典型的な分布を、図 5.2 に示す。

ここで、本研究で用いるエネルギー分解能と信号検出効率の関係について整理する。本章で評価する信号検出効率は、再構成エネルギーが所定のエネルギー窓 (本研究では式 (5.1)) 内に入る事象の割合として定義される。この際、エネルギー窓の設定は検出器のエネルギー分解能に依存する。すなわち、分解能が悪い場合には同等の信号事象を保持するためにより広いエネルギー窓を設定する必要があり、その結果として背景事象数の増加につながる。したがって、エネルギー分解能と信号検出効率 (および背景事象数) は相互に関係し、最適化においてトレードオフの関係にある。本研究では将来実験で要求される目標として ± 100 keV を基準の窓幅として採用するが、将来実験で許容する窓幅は達成可能な分解能と背景条件に応じて最適化される。

このように定義した信号効率 ε_{sig} は、主に 4 つの要素に分解できる：

$$\varepsilon_{\text{sig}} = \varepsilon_{\text{phys}} \varepsilon_{\text{topo}} \varepsilon_{\text{cut}} \varepsilon_{\text{tracker}}. \quad (5.2)$$

ここで、 $\varepsilon_{\text{phys}}$ はコンバーター内の物理過程に由来する効率、 $\varepsilon_{\text{topo}}$ は事象のトポロジーに由来する効率であり、それぞれ 5.2.2 節、5.2.3 節で議論する。 ε_{cut} は、ガンマ線から変換された電子・陽電子対を同一ペアとして認識するために導入した、出射点間距離に対する閾値カット (2 mm) の通過効率である。各事象には、対生成に由来する電子・陽電子対に加えて、電離電子やコンプトン電子など、他過程に由来する粒子も含まれる (本節では考慮しないが、実際の実験環境では、背景ガンマ線に起因するパイルアップ電子・陽電子も存在する)。実験データ解析においては、これらの寄与を除外するための選別カットが必要となり、その結果として、信号事象であっても効率に寄与しなくなる場合が生じる。この影響を考慮するため、本研究では出射点間距離に対する閾値カットを導入し、その通過効率を ε_{cut} と定義した。 $\varepsilon_{\text{tracker}}$ はペアトラッカーによる検出効率であり、一般にらせん半径の小さい粒子ほど検出効率が低下することが知られている。本シミュレーションでは、A 節におけるペアトラッカーの詳細シミュレーションによって評価した検出効率 (図 A.2) に基づき、検出効率が 80% を下回る領域に対応する横運動量およそ 5 MeV を閾値として設定している。

5.2.2 節、5.2.3 節で議論する、本研究で得られた最適なコンバーターセルのサイズ (3 mm 厚、50 mm 長、5 mm 幅) における各要素の内訳は表 5.1 のようになっている。ここで、各カットは表で示した順にかけている。すなわち、例えば $\varepsilon_{\text{topo}}$ は、 $\varepsilon_{\text{phys}}$ の基準で有効であった事象のうち、 $\varepsilon_{\text{topo}}$ の基準でも有効であったものの割合を示す。ここでは、ガンマ線の入射角度 $\theta_\gamma = 30^\circ$ と 90° (θ_γ の定義は 3.2.3 節を参照) の 2 つの場合について比較した。ただし、

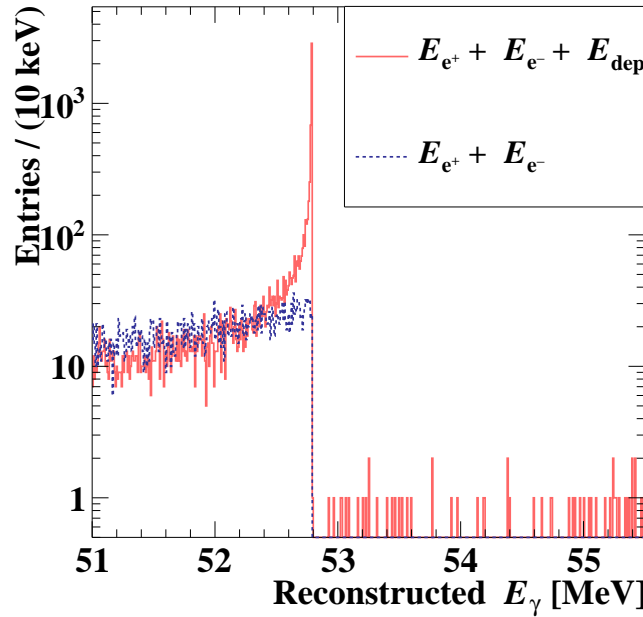


図 5.2: 5 mm 幅、50 mm 長、3 mm 厚の LYSO アクティブコンバーターにおける信号ガンマ線の再構成エネルギースペクトラム。青点線はコンバーター直後の電子・陽電子の運動量和、赤実線はこれにコンバーター内でのエネルギーデポジットを加えたものである。

$\theta_\gamma = 30^\circ$ の場合は、5.2.2.2 節で議論するようにコンバーター厚を 1.5 mm とした。両者で最も顕著な違いは $\varepsilon_{\text{tracker}}$ に現れる。これは、 θ_γ が小さい場合には対生成された荷電粒子の横運動量が小さくなり、ペトラッカーの閾値として設定した 5 MeV を下回る事象が増加するためである。一方、その他の要素に関しては入射角度への依存性は比較的弱く、詳細については後述する。

なお、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索においては、エネルギー分布の 52.8 MeV より高エネルギー側と低エネルギー側で分解能の物理的な意味が異なる。高エネルギー側のテールは、本来存在しない高エネルギー領域に有限のエネルギー分解能によって背景事象を生じさせるため、偶発的背景事象の抑制という観点から特に重要である。一方で、低エネルギー側への広がり、有限のエネルギー窓を課した際に信号事象が失われる原因となり、信号検出効率を低下させる。このような理由から、本研究では信号効率に加えて、図 5.2 に示すエネルギースペクトラムにおける高エネルギー側のテールの挙動にも着目する。

表 5.1: $\theta_\gamma = 90^\circ, 30^\circ$ (定義は 3.2.3 節参照) における信号効率の各要素への内訳。

	$\varepsilon_{\text{phys}}$	$\varepsilon_{\text{topo}}$	ε_{cut}	$\varepsilon_{\text{tracker}}$	ε_{sig}
$\theta_\gamma = 90^\circ$	2.7 %	96.5 %	99.6 %	89.4 %	2.2 %
$\theta_\gamma = 30^\circ$	2.7 %	96.4 %	98.9 %	74.1 %	1.7 %

5.2.2 物理過程に由来する信号効率

コンバーター内で信号効率に影響を与える物理過程は、主に対生成と制動放射の 2 つである。ガンマ線が正しく検出されるためには、

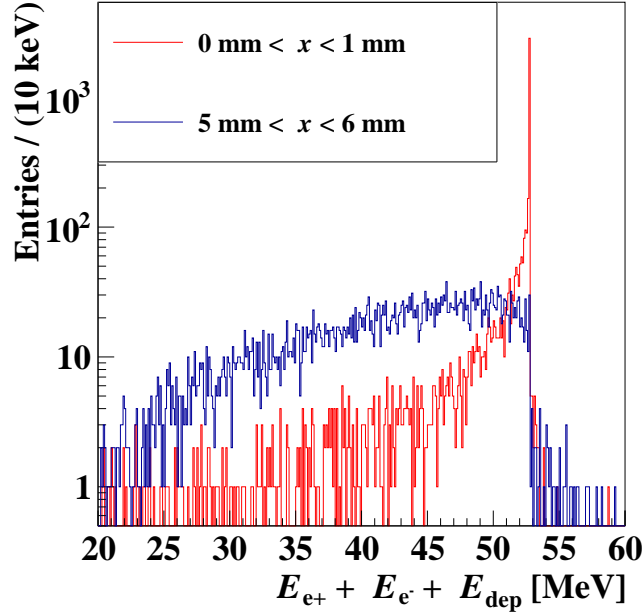


図 5.3: LYSO の中で信号ガンマ線が対生成を起こす位置 x (ペアトラッカー側からみた、コンバーター表面からの R 方向の距離) による再構成エネルギーの違い。赤色実線が表面付近 ($0 \text{ mm} < x < 1 \text{ mm}$) で対生成したガンマ線から、青色点線が深い領域 ($4 \text{ mm} < x < 6 \text{ mm}$) で対生成したガンマ線からそれぞれ再構成されたエネルギースペクトラムを表す。

- (1) コンバーター内で対生成が起こること
- (2) 生成した電子・陽電子がコンバーター通過中にコンバーターでは検出されない形で失うエネルギー (主に制動放射光子) が十分に小さいこと
- (3) 電子・陽電子がコンバーター内で停止せずペアトラッカーボリュームに到達すること

が必要である。これらを踏まえると、 $\varepsilon_{\text{phys}}$ は対生成位置 x に依存する 2 つの効果を積分した形で表される：

$$\varepsilon_{\text{phys}} = \int_0^{d_{\text{thick}}} p_{\text{conv}}(x; d_{\text{thick}}) p_{\text{peak}}(x) dx. \quad (5.3)$$

ここで x はペアトラッカー側の表面から対生成位置までの距離、 d_{thick} はコンバーター厚である。 $p_{\text{conv}}(x; d_{\text{thick}})$ は、厚さ d_{thick} のコンバーター内の深さ x でガンマ線が対生成を起こす確率密度を表し、項目 (1) に対応する。これはガンマ線の平均自由行程 ℓ_{mean} を用いて

$$p_{\text{conv}}(x; d_{\text{thick}}) \propto \exp\left(-\frac{x - d_{\text{thick}}}{\ell_{\text{mean}}}\right) \quad (5.4)$$

と書ける。一方、 $p_{\text{peak}}(x)$ は深さ x で対生成したガンマ線が $52.8 \pm 0.1 \text{ MeV}$ の範囲に再構成される確率であり、項目 (2)、項目 (3) が関連する。深い位置 (x が大きい領域) でガンマ線が対生成した場合、電子・陽電子がコンバーターを出るまでの通過距離が長くなり、制動放射により検出されない形で失われるエネルギーが増加する。また、電離を含む全エネルギー損失も大きくなるため、低エネルギーの対生成粒子はコンバーター内で停止し、ペアトラッカーに到達しない。そのため $p_{\text{peak}}(x)$ は x の減少関数となる。この効果は、図 5.3 に示す対生成深さごとの再構成エネルギースペクトラムに現れている。浅い領域 ($0 \text{ mm} < x < 1 \text{ mm}$) では 52.8 MeV 付近に鋭いピークが見られるのに対

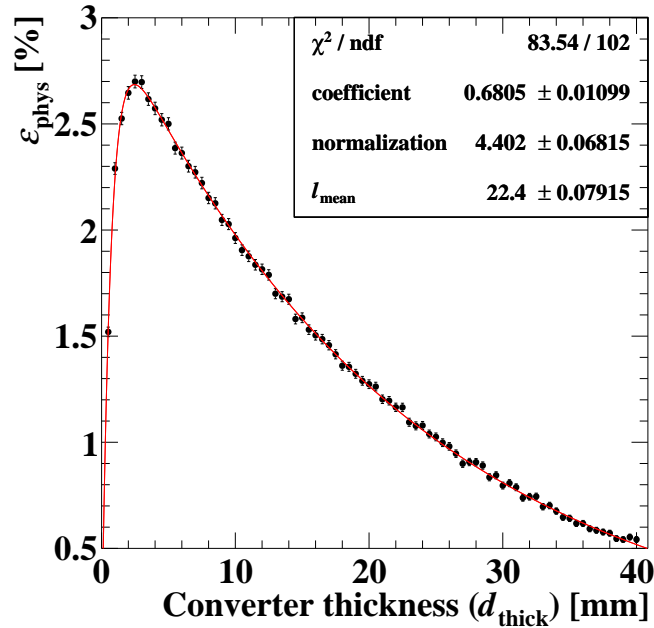


図 5.4: $p_{\text{peak}}(x) = \exp(-x/c)$ と仮定し、 c, l_{mean} および全体の規格化定数をフィットパラメータとして式 (5.3) によりシミュレーションデータをフィットした結果。

し、深い領域 ($5 \text{ mm} < x < 6 \text{ mm}$) ではピークが小さく、低エネルギー側のテールが大きくなっている。 $p_{\text{peak}}(x)$ を無視すれば

$$\varepsilon_{\text{phys}} \approx 1 - \exp(-d_{\text{thick}}/\ell_{\text{mean}})$$

は厚み d_{thick} とともに単調増加するが、実際には $p_{\text{peak}}(x)$ が深い領域で減少するため、積分全体として最大化される最適な厚み d_{thick} が存在する。図 5.4 は Lutetium-Yttrium Oxyorthosilicate(LYSO) を用いたコンバーターに対するシミュレーションにおいて、厚さ d_{thick} を変化させながら $\varepsilon_{\text{phys}}$ を評価した結果を、 $p_{\text{peak}}(x) = \exp(-x/c)$ (c は定数) とした式 (5.3) によりフィットしたものである。フィット関数はシミュレーション結果と良好に一致している。パラメーター c は、荷電粒子が制動放射などによって検出不能となることなく通過できる平均自由行程として解釈できる。また、 $\varepsilon_{\text{phys}}$ は $d_{\text{thick}} \simeq 3 \text{ mm}$ 付近で最大値をとり、それより厚くなると減少に転じることが分かる。

5.2.2.1 アクティブコンバーターの厚み・材質の最適化

そこで、アクティブコンバーターとして最も高い $\varepsilon_{\text{phys}}$ を得られるような厚さと材質の組み合わせを調べた結果が、図 5.5a である。このシミュレーションでは、表 5.2 に示す物質を用いた。その結果、密度が高く (原子番号 Z の大きい) 物質ほど、 $\varepsilon_{\text{phys}}$ の最大値が高くなることが確認された。 Z の大きい重い物質は、主に以下の性質を有する。

- (1) ガンマ線の平均自由行程が短く、薄いコンバーターであっても高い対生成確率が得られる (図 5.5b)。
- (2) 臨界エネルギー*1 が低く、制動放射によるエネルギー損失の割合が大きい。

これらのうち、項目 (1) は信号効率の向上に寄与する一方で、項目 (2) は制動放射によるエネルギー損失を増加させ

*1 電子が物質中でエネルギーを失う際、電離損失 $|dE/dx|_{\text{ion}} \propto \log E$ と制動放射による損失 $|dE/dx|_{\text{brems}} \propto E$ が等しくなる電子エネルギーを臨界エネルギーと呼ぶ。また、「1 放射長あたりの電離損失が電子の全エネルギーに等しくなる点」という定義もあり、制動放射損失を $|dE/dx|_{\text{brems}} \approx E/X_0$ と近似すれば両者は一致する。臨界エネルギーは原子番号 Z に対して概ね $a/(Z+b)$ の形で変化することが知られている [5]。

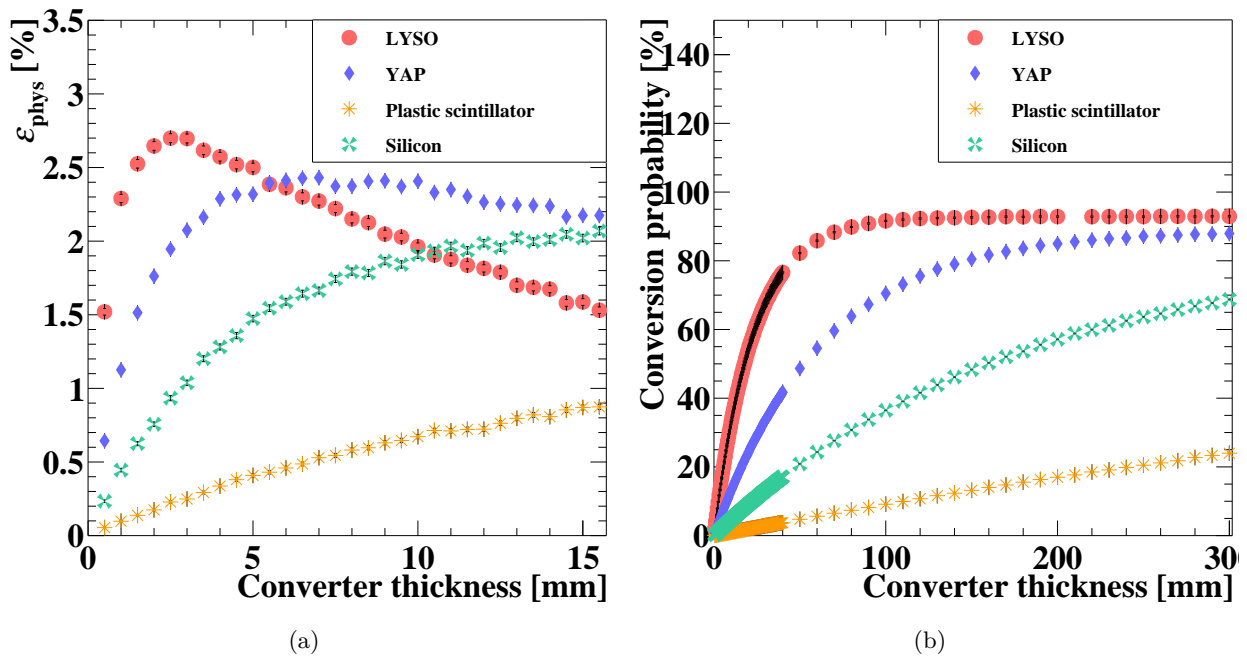


図 5.5: さまざまな材質のコンバーターを使用して厚みに対する (a) ϵ_{phys} (b) 対生成確率をスキャンした結果。なお、(b) で対生成確率が 100 % 未満で飽和しているのは、3.5 % 程度の確率でコンプトン散乱を受けるためである。

るため、信号効率に寄与する事象の割合を低下させる方向に働く。薄いコンバーターの場合、全体のエネルギー損失が小さく項目 (2) の影響が抑制され、項目 (1) の影響が支配的になる。このため、対生成確率の高い重い物質において高い信号効率が得られたと考えられる。一方で、図 5.5a に示すように、コンバーター厚が増加するとエネルギー損失の増加が顕著となり、重い物質ほど制動放射の占める割合が大きくなる。この結果、コンバーター厚とともに信号効率が急速に低下する傾向が観測された。今回比較した中では、特に厚さ 3 mm の LYSO が最も高い $\epsilon_{\text{phys}} \simeq 2.7\%$ を示した。さらに、LYSO は速い時間応答性や高い光出力といった優れたシンチレーター特性を有しており、時間およびエネルギーの両方を高精度に測定できる可能性が高い。以上の理由から、本研究では LYSO をベースライン材料としてアクティブコンバーターの開発を行うこととした。

表 5.2: シミュレーションで用いた物質の組成比と密度、および臨界エネルギー*2の一覧。

物質名	組成比	密度 (g/cm ³)	臨界エネルギー (MeV)
LYSO [44]	(Lu : Y : Si : O : Ce) = (0.24 : 0.01 : 0.12 : 0.62 : 0.01)	7.4	23.6
YAP [5]	(Y : Si : O) = (0.25 : 0.13 : 0.63)	4.5	34.2
Si [5]	(Si) = (1.00)	2.3	40.0
プラスチックシンチレーター (PVT) [5]	(C : H) = (0.08 : 0.92)	1.0	195.5

*2 [5] に示された、固体の臨界エネルギーの近似式 $610 \text{ MeV}/(Z + 1.24)$ に基づき計算。

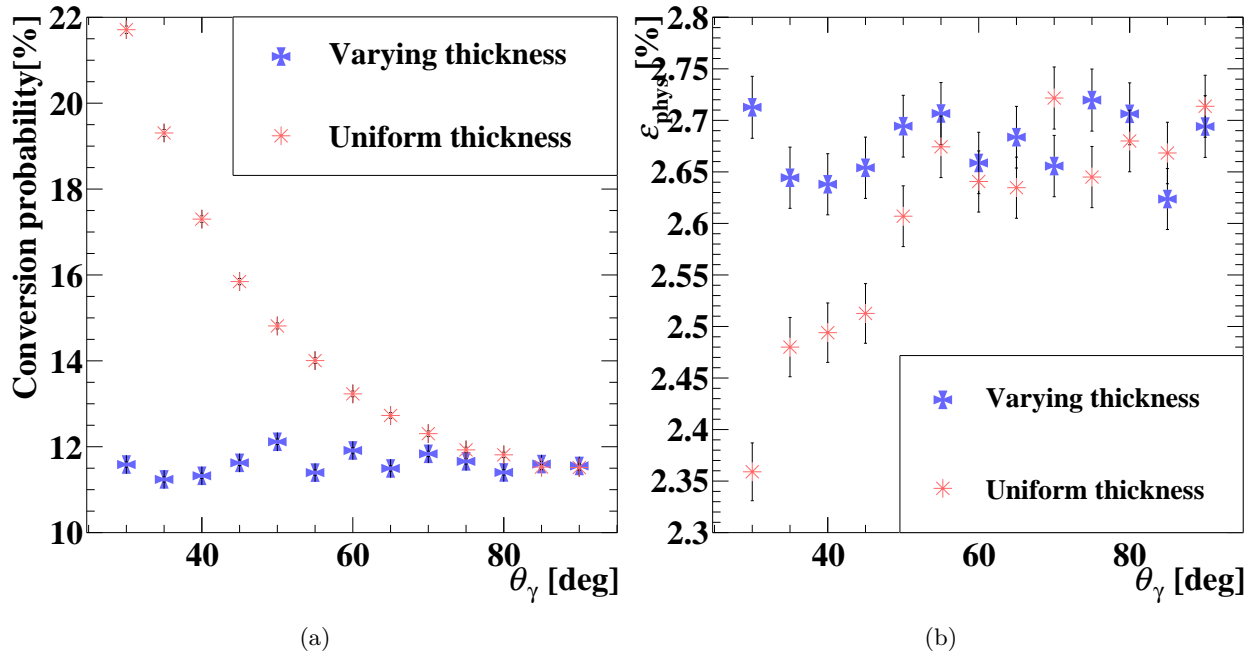


図 5.6: セルの z 位置によってコンバーターの厚みを式 (5.5) に従って変化させる場合と、させない場合の (a) ガンマ線の対生成確率 と、(b) ϵ_{phys} の角度依存性の比較。

5.2.2.2 ガンマ線の入射角に対する依存性

以上の議論では、暗にガンマ線がコンバーターに対して垂直に入射 ($\theta_\gamma = 90^\circ$) することを仮定していた。実際には、コンバーター厚 d_{thick} はガンマ線の入射方向に沿ったコンバーターの実効的な厚みとして解釈せねばならない。実際、一様なコンバーター厚を採用すれば θ_γ が減少するに従ってガンマ線の入射方向の厚みは増加するため対生成確率は上昇し (図 5.6a 赤マーカー)、信号効率は低下する (図 5.6b 赤マーカー)。従って、実際の検出器ではコンバーターセルの配置される z 位置によって定まる典型的なガンマ線の入射角度 $\theta_\gamma(z)$ に応じて、

$$d_{\text{thick}}(z) = \frac{d_{\text{thick}}(0)}{\sin \theta_\gamma(z)} \quad (5.5)$$

のように厚みを変化させることを検討している。実際、このように設計した検出器では、 θ_γ に依存せず一定の対生成確率 (図 5.6a 青マーカー) と信号効率 (図 5.6b 青マーカー) が得られる。将来実験では、検出器の θ アクセプタンスは $30\text{--}150^\circ$ を検討しているため (3.2.3 節)、実際のアクティブコンバーターの厚みは $1.5\text{--}3\text{ mm}$ となる。

5.2.3 事象のトポロジーに由来する信号効率

アクティブコンバーターでは、入射位置ごとに粒子のエネルギー損失や入射時刻を区別して測定するため、図 5.1 に示すようにコンバーターをセグメント化する。しかし、たとえ分割していても、対生成によって生じた電子・陽電子が生成されたコンバーターセグメント (以下「セル」と呼ぶ) に再び入り込む事象は一定確率で発生する (図 5.7)。このような事象では、対生成を起こしてからペアトラッカー領域に入るまでにセル内で失われるエネルギーに加え、セルへ再入射した際の追加エネルギー損失も同じセルに記録されてしまう。そのため、元のガンマ線エネルギーを正確に再構成することができなくなる。図 5.7a に示すように、電子・陽電子が半周してセルへ戻る場合は、ペアトラッ

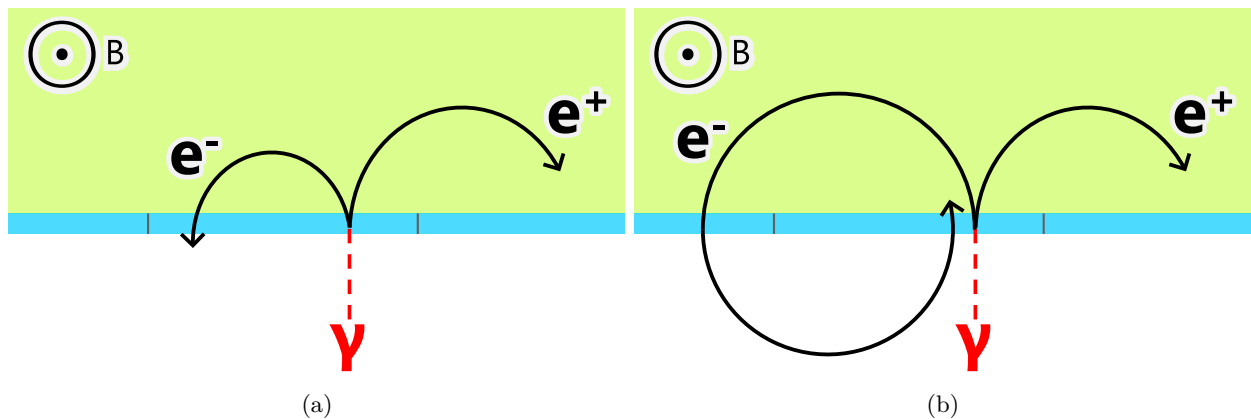


図 5.7: 対生成粒子が、生成されたコンバーターセルと同じセルに戻り信号効率の損失につながる事象の例。
 (a) 半周後に戻る場合。このような事象はペアトラッカーで測定される飛跡から特定でき、解析から除去できる。
 (b) 一周以上してから戻る場合。このような事象はエネルギースペクトラムの高エネルギーテールに寄与する。

カーで得られる飛跡情報からその事象を特定し、解析段階で除去することが可能である。一方で、図 5.7b のように複数周した後に戻る場合には、再入射の検出が困難であり、エネルギー再構成に系統的な過大評価を生じさせ、結果としてエネルギースペクトラムの高エネルギー側のテールとなって現れる (図 5.8a 青色点線)。いずれの場合にもこのような事象は信号効率に寄与しない。

不十分なセル分割における高エネルギー側のテールは、図 5.8b 青色点線のように背景ガンマ線のエネルギースペクトラムにも同様に現われる。高エネルギー側に誤って再構成される背景ガンマ線は背景事象数の増加につながり、実験感度に大きな影響を与えるため、この観点からも適切なセル分割を選択することは重要である。

5.2.3.1 アクティブコンバーターのセグメントの最適化

上述した事象トポロジーに起因する信号効率の損失を抑えるため、本研究では、トポロジー依存効率 $\varepsilon_{\text{topo}}$ がコンバーターの ϕ 方向および z 方向のセルサイズ (それぞれ幅、長さで定義する) にどのように依存するかをシミュレーションにより評価した。図 5.9 にガンマ線入射角 $\theta_\gamma = 90^\circ$ および 30° に対する $\varepsilon_{\text{topo}}$ のセルサイズ依存性を示す。 $\theta_\gamma = 90^\circ$ の場合、対生成粒子の z 方向運動量は小さく、軌跡は $x-y$ 平面内の円運動に近い。このため、粒子は z 方向には元のセルへ戻りやすく、 $\varepsilon_{\text{topo}}$ は主に ϕ 方向の分割数に強く依存する。一方、 $\theta_\gamma = 30^\circ$ では、対生成粒子が z 方向にも十分な運動量をもつため、異なる z 位置のセルへ再入射する確率が高く、 $\varepsilon_{\text{topo}}$ は z 方向の分割数により敏感となる。

現実的な読み出しチャンネル数も考慮すると、 $\theta_\gamma = 30^\circ$ および 90° のいずれの場合でも、 $\varepsilon_{\text{topo}}$ が十分に高い値 ($\sim 95\%$) を実現する幅 5 mm・長さ 50 mm のセルサイズが最適であると判断した。また、このセルサイズでは、図 5.8 の赤色実線に示すように、信号・背景ガンマ線のエネルギースペクトラムにおける高エネルギー側テールが十分に抑制されており、このセルサイズを選択した妥当性を支持する結果となった。

5.3 レート耐性

5.2.3 節 では、事象トポロジーに基づく信号効率からセルサイズの第一候補を選定した。一方、セルサイズは同時に、図 5.10a に示すようなパイルアップガンマ線によるパイルアップ事象数にも影響を与える。そこで、この候補セ

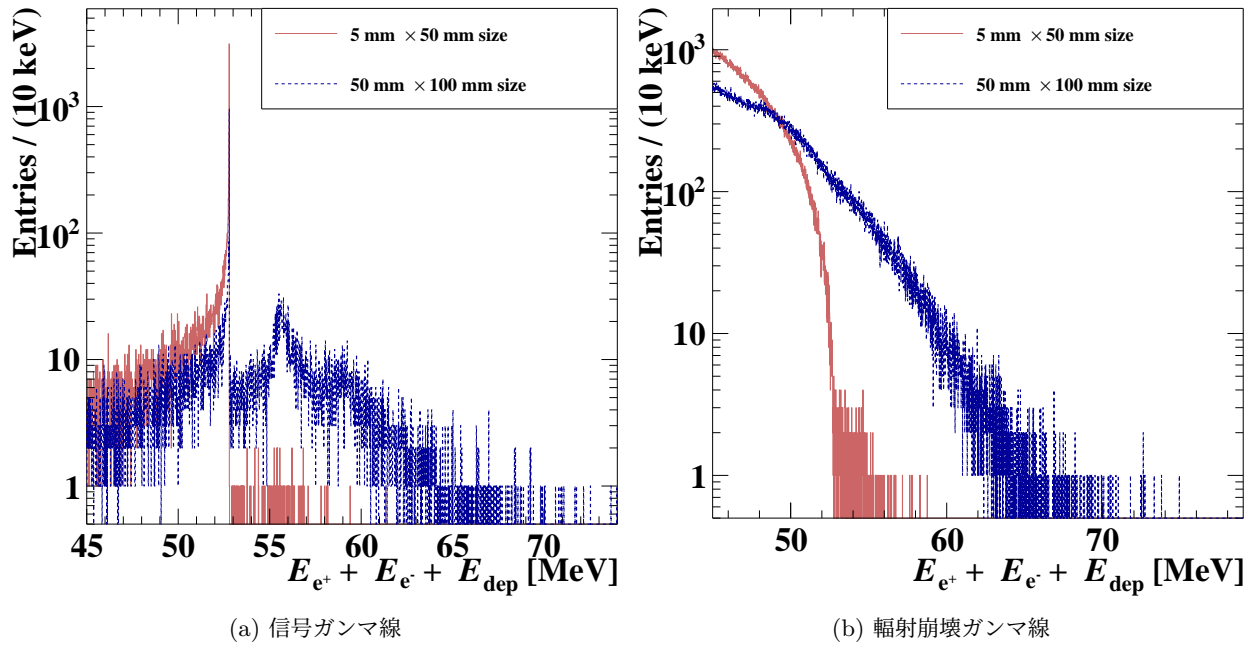


図 5.8: 異なる二つのセルサイズ (幅 5 mm × 長さ 50 mm、および幅 50 mm × 長さ 100 mm) における、(a) 信号ガンマ線および (b) 輻射崩壊ガンマ線の再構成エネルギースペクトラムを示す。ここで、(a) の青色点線で示した 56 MeV および 59 MeV 付近のピークは、入射ガンマ線エネルギー 52.8 MeV に対して、対生成電子・陽電子がそれぞれ片方および両方、同一セルを通過した際の典型的なエネルギー損失 (5.6.2 節、図 5.18 参照) が加算された事象に由来する。

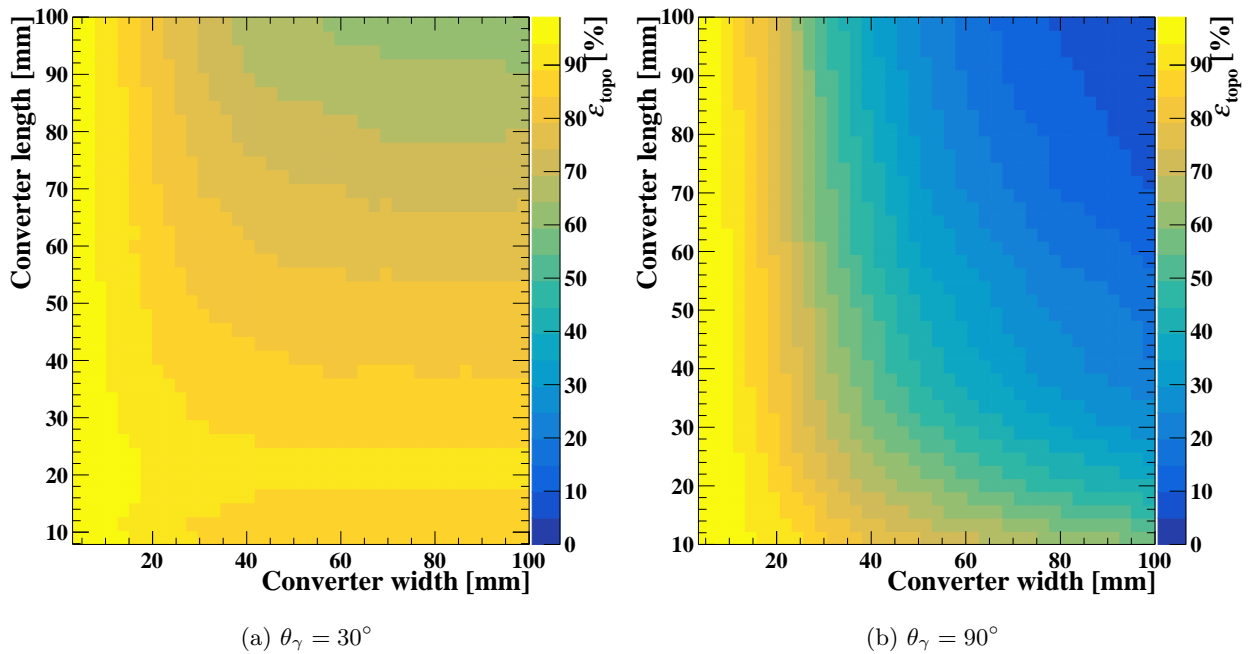


図 5.9: 二つの異なる入射角 θ_γ について、セルサイズを変化させながら ϵ_{topo} を評価した結果。横軸はセルの ϕ 方向の幅、縦軸は z 方向の長さを表す。

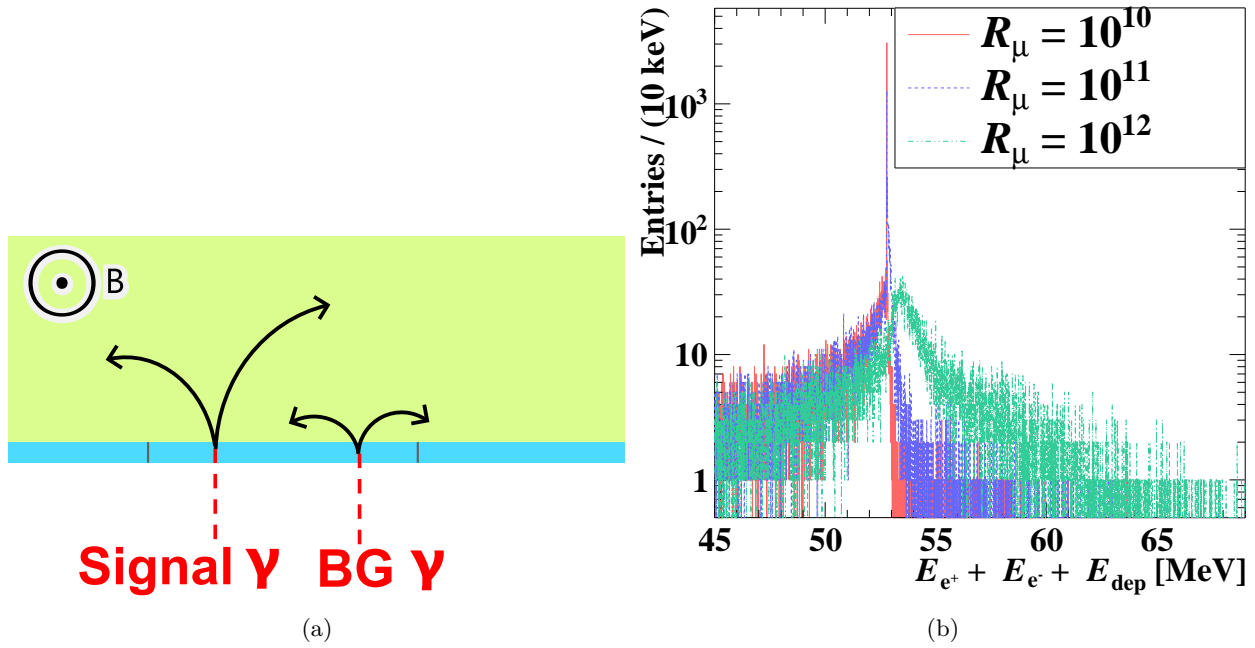


図 5.10: (a) 高レート μ 粒子ビーム環境下における背景ガンマ線からのパイルアップの例。(b) 異なる μ 粒子ビームレート環境下における、信号ガンマ線の再構成スペクトラムの比較。セルサイズは 5.2.2 節および 5.2.3 節で最適化した値 ($3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$) を用いた。

ルサイズにおいてパイルアップが信号ガンマ線エネルギー測定へ与える影響を評価するため、信号ガンマ線に対して一定割合で背景ガンマ線を時間的に混ぜ込むシミュレーションを行った。

パイルアップの影響が最も大きく現れる条件で評価するため、信号・背景ガンマ線ともに、原点 (μ 粒子崩壊点) から見た際に 1セルあたりの立体角が最大となる $\theta_\gamma = 90^\circ$ のセルについてシミュレーションを行った。背景ガンマ線は、赤外カットオフを 10 keV に設定した輻射崩壊のスペクトルに基づいて生成した*3。 μ 粒子ビームレート R_μ に対して、単一のセルに入射するレート R_{cell} は

$$R_{\text{cell}} = R_\mu \cdot \mathcal{B}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma, \gamma > 10 \text{ keV}) \cdot \Omega = 5 \times 10^{-5} \times R_\mu$$

のようになる。ここで $\Omega \simeq 5 \times 10^{-4}$ は、原点から半径 $r = 20 \text{ mm}$ 、 $\theta_\gamma = 90^\circ$ ($z = 0$) の位置に設置した $5 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ のコンバーターが張る立体角である。また $\mathcal{B}(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma, \gamma > 10 \text{ keV})$ は $E_\gamma > 10 \text{ keV}$ のガンマ線を伴う輻射崩壊の分岐比 (式 (2.6) に基づき計算し、約 10%) である。

異なる R_μ に対してパイルアップが信号ガンマ線エネルギー測定に及ぼす影響を示したものが図 5.10b である。ここでは、信号ガンマ線のヒット時間から $\pm 200 \text{ ns}$ の時間窓に入ったヒットによるエネルギー損失を E_{dep} として計上している。パイルアップの影響は $R_\mu \gtrsim 10^{11} \mu/\text{s}$ から顕著となるが、HIMB プロジェクトで想定されている最大レート $R_\mu \simeq 10^{10} \mu/\text{s}$ までは、エネルギースペクトラムに深刻な効果は確認されなかった。したがって、5.2.3 節で選定したセルサイズは背景ガンマ線のパイルアップ抑制という観点からも妥当であると結論できる。

*3 パイルアップガンマ線の発生源としては、他に AIF や陽電子の物質中での制動放射などが考えられるが、本解析では主要であると予想される輻射崩壊ガンマ線のみを生成した。

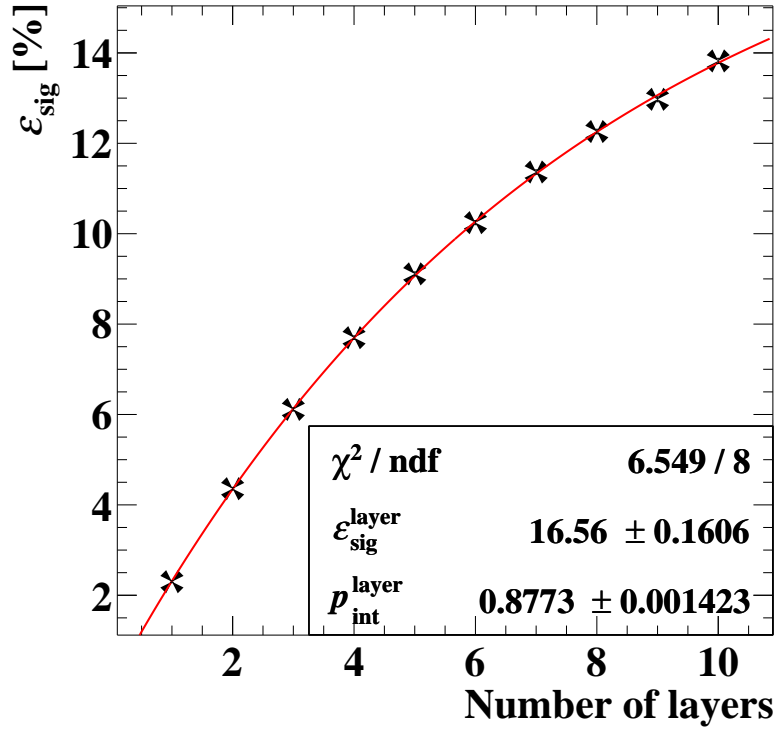


図 5.11: ペアスペクトロメーター層を複数層配置した際の信号効率 (黒色マーカー) と、それを式 (5.7) でフィットした結果 (赤色実線)。

5.4 多層構造でのシミュレーション

5.2 節で述べたように、ペアスペクトロメーターによるガンマ線の信号効率は、コンバーターをアクティブ素材とした場合でも一層あたり最大で 3% 程度と極めて低い。その欠点を補うため、3.2.3 節で述べたように、ペアスペクトロメーターはビーム軸を取り囲むように複数層で構成する設計を検討している。本節では、層数の増加に伴う信号効率の変化をシミュレーションにより評価した。

スタディでは、5.2.2 節および 5.2.3 節で最適化したセルサイズのコンバーターを用い、内層を半径 20 cm に設置して半径 10 cm 刻みで積み重ねて配置した。この配置は、仮定する 2 T の磁場中で対生成粒子 (エネルギー 52.8 MeV 以下) の最大回転半径が約 10 cm であることから設定したものである。シミュレーションで得られた層数に対する信号効率を図 5.11 の黒色マーカーに示す。

こうした信号効率のふるまいは、以下のように定量的に理解できる。ガンマ線が 1 層のコンバーターに入射した際に対生成を含む相互作用を起こす確率を $p_{\text{int}}^{\text{layer}}$ 、単層での信号効率を $\epsilon_{\text{sig}}^{\text{layer}}$ とおく。このとき、入射ガンマ線が n 層目で初めて対生成し、その事象が信号効率に寄与する確率は

$$\epsilon_{\text{sig}}^{(n)} = (1 - p_{\text{int}}^{\text{layer}})^{n-1} \epsilon_{\text{sig}}^{\text{layer}} \quad (5.6)$$

で与えられる。したがって、全 n 層による総合的な信号効率は

$$\epsilon_{\text{sig}} = \sum_{i=1}^n \epsilon_{\text{sig}}^{(i)} = \frac{\epsilon_{\text{sig}}^{\text{layer}}}{p_{\text{int}}^{\text{layer}}} \left[1 - (1 - p_{\text{int}}^{\text{layer}})^n \right] \quad (5.7)$$

となる。

シミュレーションデータに対して式 (5.7) によるフィットを行った結果を図 5.11 に示す。得られた

$$\begin{cases} \epsilon_{\text{sig}}^{\text{layer}} &= 2.3\% \\ p_{\text{int}}^{\text{layer}} &= 12.3\% \end{cases} \quad (5.8)$$

は、5.2 節で一層配置時に得られた対生成確率および信号効率と良い一致を示している。 $p_{\text{int}}^{\text{layer}}$ が一層あたりの対生成確率に近いということは、ガンマ線のコンバーター中の相互作用は対生成が支配的であることを示す。表 5.3 に、12.3% の実際のガンマ線相互作用の内訳を示す。

表 5.3: ガンマ線のコンバーター内での相互作用過程の内訳。

対生成	コンプトン散乱	光核反応	光電反応
93.76 %	6.07 %	0.12 %	0.06 %

式 (5.7) により、信号効率の増加は層数に対して飽和していき、最大でも $\epsilon_{\text{sig}}^{\text{layer}}/p_{\text{int}}^{\text{layer}} \simeq 19\%$ を上回らない。このため、例えば 10 層程度を設置した段階で信号効率は上限の 7 割以上に達し、これ以上層を増やしても得られる改善は限定的となる。加えて、検出器レイアウト上の空間制約やコスト面も考慮すると、4–10 層構成が現実的な最適解といえる。

5.5 角度測定

ペラスペクトロメーターによるガンマ線測定の大きな利点の一つに、放出角度 θ_γ , ϕ_γ を直接測定できる点が挙げられる。ガンマ線の放出角度を再構成することにより、ガンマ線の静止標の上での崩壊点を陽電子と独立に推定することができ、陽電子の崩壊点との組合せに制限を課すことで背景事象の削減が可能となる。ペラスペクトロメーターによる角度再構成は、対生成粒子がコンバーターを出た直後の運動量^{*4}の和を $\vec{p} = (p_X, p_Y, p_Z)$ として

$$\theta = \arctan\left(-\frac{p_T}{p_Z}\right), \quad p_T \equiv \sqrt{p_X^2 + p_Y^2}, \quad (5.9)$$

$$\phi = \arctan\left(-\frac{p_Y}{p_X}\right) \quad (5.10)$$

により与えられる^{*5}。角度分解能を決定する主要因は、対生成後コンバーターを通過してペアトラッカー領域へ到達するまでに対生成粒子が受ける多重散乱である。この多重散乱の影響は、ガンマ線の放出角度やコンバーター中で対生成を起こした位置に依存する。以下では、まず放出角度依存性 (5.5.1 節)、次に対生成位置依存性 (5.5.2 節) を議論し、最後に全体の分解能 (5.5.3 節) について述べる。なお、本章で用いる再構成角度は検出器分解能を含まない理想化された量であり、物質中での多重散乱などの影響を評価することを目的としている。

5.5.1 ガンマ線の放出角に対する依存性

再構成された θ, ϕ の真値との差の、真値に対する依存性を図 5.13 に示す。 ϕ については、検出器の対称性により真値に対する依存性は見られない (図 5.13c, 図 5.13d)。一方、 θ については顕著な依存性が確認される。

^{*4} これはペアトラッカーにより再構成可能である。本スタディでは、シミュレーションによる真の値を用いた。

^{*5} \arctan の値域は 0° 以上 180° 未満とする。

図 5.13a に示すように、再構成角 θ の分布の中心値は、真値 θ_{truth} に対して系統的なずれを示す。このずれは、再構成式

$$\theta = \arctan\left(-\frac{p_T}{p_Z}\right) \quad (5.11)$$

に含まれる非線形関数

$$f(x) = \arctan(x)$$

に起因する統計的バイアスによるものである。 $f(x)$ は $x > 0$ で上に凸、 $x < 0$ で下に凸であるため、Jensen の不等式より

$$\mathbb{E}[f(x)] \begin{cases} \geq f(\mathbb{E}[x]) & (x > 0), \\ \leq f(\mathbb{E}[x]) & (x < 0) \end{cases} \quad (5.12)$$

が成り立つ。ここで、再構成に用いられる変数

$$x = -\frac{p_T}{p_Z}$$

に対し、その期待値から定義される角度

$$\theta_0 = \arctan\left(\mathbb{E}\left[-\frac{p_T}{p_Z}\right]\right) \quad (5.13)$$

を導入する。 θ_0 は、非線形性による影響が存在しない場合に得られる角度、すなわち統計的バイアスを評価するための基準角として定義される。本解析では、運動量成分 p_T および p_Z は真の運動量成分 p_T^{true} 、 p_Z^{true} のまわりに対称な揺らぎを持ち、かつその揺らぎの大きさは真値に比べて十分小さいと仮定する。この条件の下では、

$$\mathbb{E}\left[-\frac{p_T}{p_Z}\right] \simeq -\frac{p_T^{\text{true}}}{p_Z^{\text{true}}} \quad (5.14)$$

が良い近似として成り立ち、

$$\theta_0 \simeq \arctan\left(-\frac{p_T^{\text{true}}}{p_Z^{\text{true}}}\right) \equiv \theta_{\text{truth}} \quad (5.15)$$

とみなすことができる。Jensen の不等式を用いると、

$$\mathbb{E}[\theta] = \mathbb{E}\left[\arctan\left(-\frac{p_T}{p_Z}\right)\right] \begin{cases} \geq \theta_0 & (\theta_{\text{truth}} < 90^\circ), \\ \leq \theta_0 & (\theta_{\text{truth}} > 90^\circ) \end{cases} \quad (5.16)$$

となり、 $\theta_{\text{truth}} < 90^\circ$ では再構成角は真値より大きく、 $\theta_{\text{truth}} > 90^\circ$ では小さく評価されることが分かる。

このバイアスの向きは、単位球上の幾何としても直感的に理解できる。以下では、再構成方向が真の方向のまわりに角度幅 δ で等方的に揺らぐと考える。すなわち、ガンマ線方向の真の単位ベクトル方向 $\hat{\mathbf{u}}_0$ のまわりの半頂角 δ の球冠領域 (図 5.12b 赤色で示す部分)

$$\mathcal{C}(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta) \equiv \{\hat{\mathbf{u}} \mid \arccos(\hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_0) \leq \delta\} \quad (5.17)$$

に、再構成方向 $\hat{\mathbf{u}}$ が一様に分布すると仮定する。このとき、再構成角 θ が真の値 θ_{truth} より大きい (小さい) 事象の割合は、球冠領域 $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ のうち

$$\theta(\hat{\mathbf{u}}) > \theta_{\text{truth}} \quad (\text{あるいは } \theta(\hat{\mathbf{u}}) < \theta_{\text{truth}}) \quad (5.18)$$

を満たす部分領域の面積比で与えられる。このとき、球冠領域 $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ のうち $\theta(\hat{\mathbf{u}}) < \theta_{\text{truth}}$ を満たす部分領域は、図 5.12a の青色で示す球冠領域 $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{v}}; \theta_{\text{truth}})$ (ただし $\hat{\mathbf{v}}$ を $\hat{\mathbf{u}}_0$ と ϕ が等しく、かつ $\theta = 0$ の単位ベクトルとする) と $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ の共通部分に相当する。 $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ のうち、 $\mathcal{C}(\hat{\mathbf{v}}; \theta_{\text{truth}})$ との共通部分とそれ以外の部分の大小を調べるため

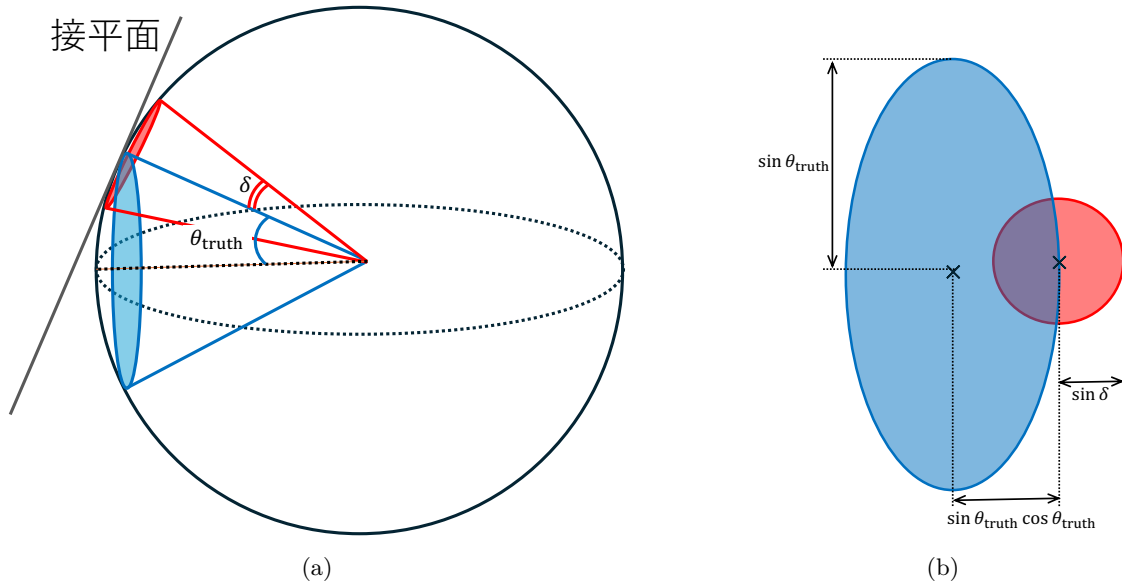


図 5.12: (a) 単位球面上における、 $\theta = \theta_{\text{truth}}$ のガンマ線に対する再構成角度が分布する球冠領域 $C(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ (赤色) および、 $\theta \geq \theta_{\text{truth}}$ となる球冠領域 $C(\hat{\mathbf{v}}; \theta_{\text{rec}})$ (青色) (b) (a) に示す二つの球冠領域 $C(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ 、 $C(\hat{\mathbf{v}}; \theta_{\text{rec}})$ に対応する緯線を、 $\hat{\mathbf{u}}_0$ と単位球面の交点における単位球面の接平面上に投影したものを。

に、 $C(\hat{\mathbf{u}}_0; \delta)$ および $C(\hat{\mathbf{v}}; \theta_{\text{truth}})$ に対応する緯線を、 $\hat{\mathbf{u}}_0$ と単位球面の交点における単位球面の接平面上に投影したのが図 5.12b である。ここから、 $\theta_{\text{truth}} < 90^\circ$ の場合、球冠領域内で $\theta > \theta_{\text{truth}}$ を満たす部分の面積が $\theta < \theta_{\text{truth}}$ を満たす部分の面積よりも大きくなるのが分かる。したがって全体として θ は θ_{truth} より大きい方向へ偏り、式 (5.16) の結果と整合する。一方、 $\theta_0 = 90^\circ$ では境界が局所的に直線となるため両者の面積が釣り合い、バイアスは消失する。

以上より、図 5.13a に見られる再構成角 θ の中心値の真値依存性は、 \arctan 関数の非線形性に起因する統計的バイアスによって定性的に理解できる。

次に、図 5.13b に示す ϕ 分解能の θ 依存性について議論する。 θ_{truth} が 90° に近づくほど ϕ 分解能が向上している。これは、ガンマ線がコンバーター表面にほぼ垂直に入射する場合 ($\theta_\gamma \simeq 90^\circ$) には、方位角決定に必要な対生成ペアの横方向成分 p_T が大きくなり、多重散乱による不定性の寄与が相対的に小さくなるためである。一方、 $\theta_\gamma \sim 30^\circ$ の浅い入射角度では横方向成分 p_T が小さく、多重散乱の影響が相対的に大きくなるため、再構成された ϕ の分布が広がる。

5.5.2 対生成位置に対する依存性

θ, ϕ 分解能の、コンバーター中での対生成位置への依存性を図 5.14a、図 5.14b に示す。 θ, ϕ ともに、対生成位置が深いほどコンバーター中で受ける多重散乱が増大し、真値からの広がりが大きくなるのが確認できる。また、 θ, ϕ 分解能の、対生成粒子がコンバーター中に落とすエネルギーに対する依存性を図 5.14c、図 5.14d に示す。対生成粒子がコンバーター中に落とすエネルギーは対生成の深さにおおよそ比例するため、図 5.14a、図 5.14b と同じような傾向を示している。

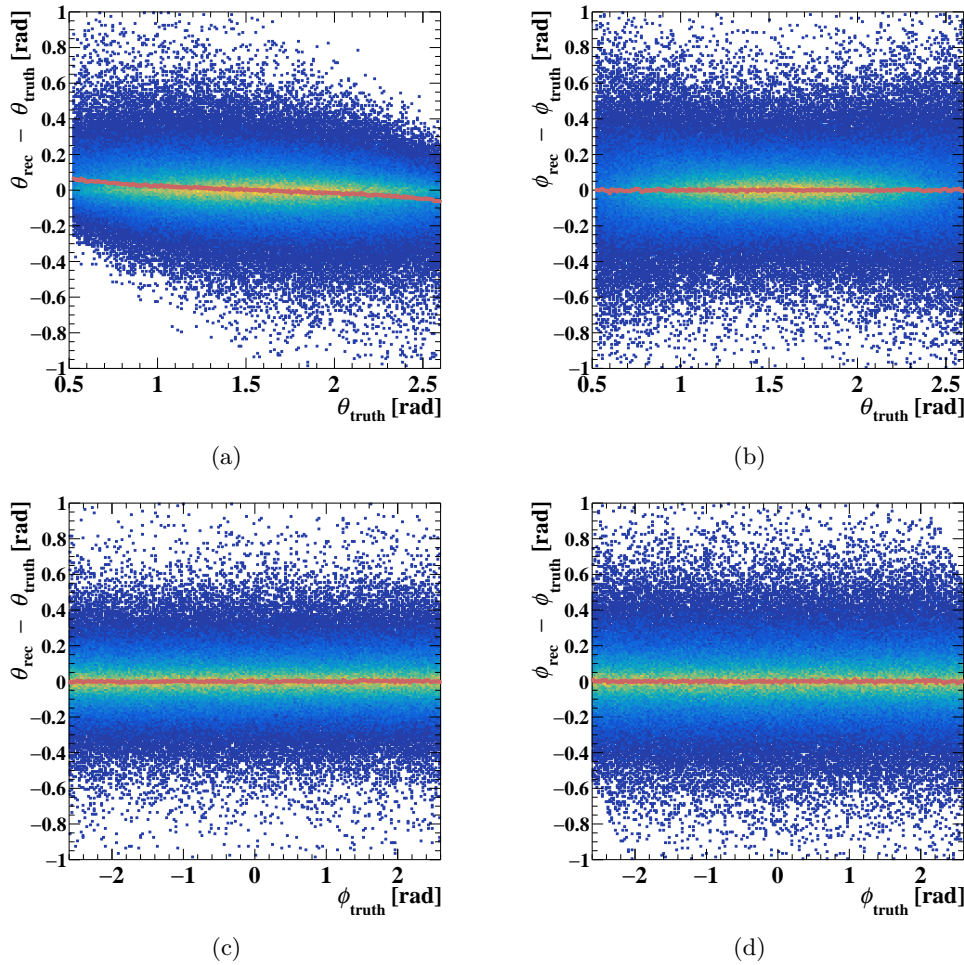


図 5.13: 再構成された ϕ および θ の値から真の値を引いた差の、真の値に対する依存性を示す。赤色のマーカーは、各真値ビンで得られる差分分布をガウスフィットして抽出した平均値である。

5.5.3 分解能

以上より、角度再構成の分解能はガンマ線の放出角度 θ_γ とコンバーター中で対生成が起こる深さ、あるいは対生成粒子がコンバーター中に落とすエネルギーに大きく依存する。図 5.15 は、 $\theta_\gamma = 30^\circ, 90^\circ$ の 2 条件について対生成粒子のコンバーター内のエネルギー損失分類した θ, ϕ の分解能を示す。最も良い条件 ($\theta_\gamma = 90^\circ$ で入射し、対生成粒子のエネルギー損失が 0.5 MeV 以下の場合) では、 θ, ϕ ともに 30–50 mrad 程度の分解能が得られる。一方、最も悪い条件 ($\theta_\gamma = 30^\circ$ で入射し対生成粒子のエネルギー損失が 6 MeV 以上の場合) では、 $\Delta\theta \simeq 130$ mrad、 $\Delta\phi \simeq 250$ mrad まで悪化する。実際の実験においては、コンバーターでのエネルギー損失から角度再構成の精度を見積もることが可能なため、その精度が悪い (エネルギー損失が大きい) 場合には背景事象のカット条件に、良い (エネルギー損失が小さい) 場合には事象ごとの probability distribution function の条件変数にするなどの方針が考えられる。

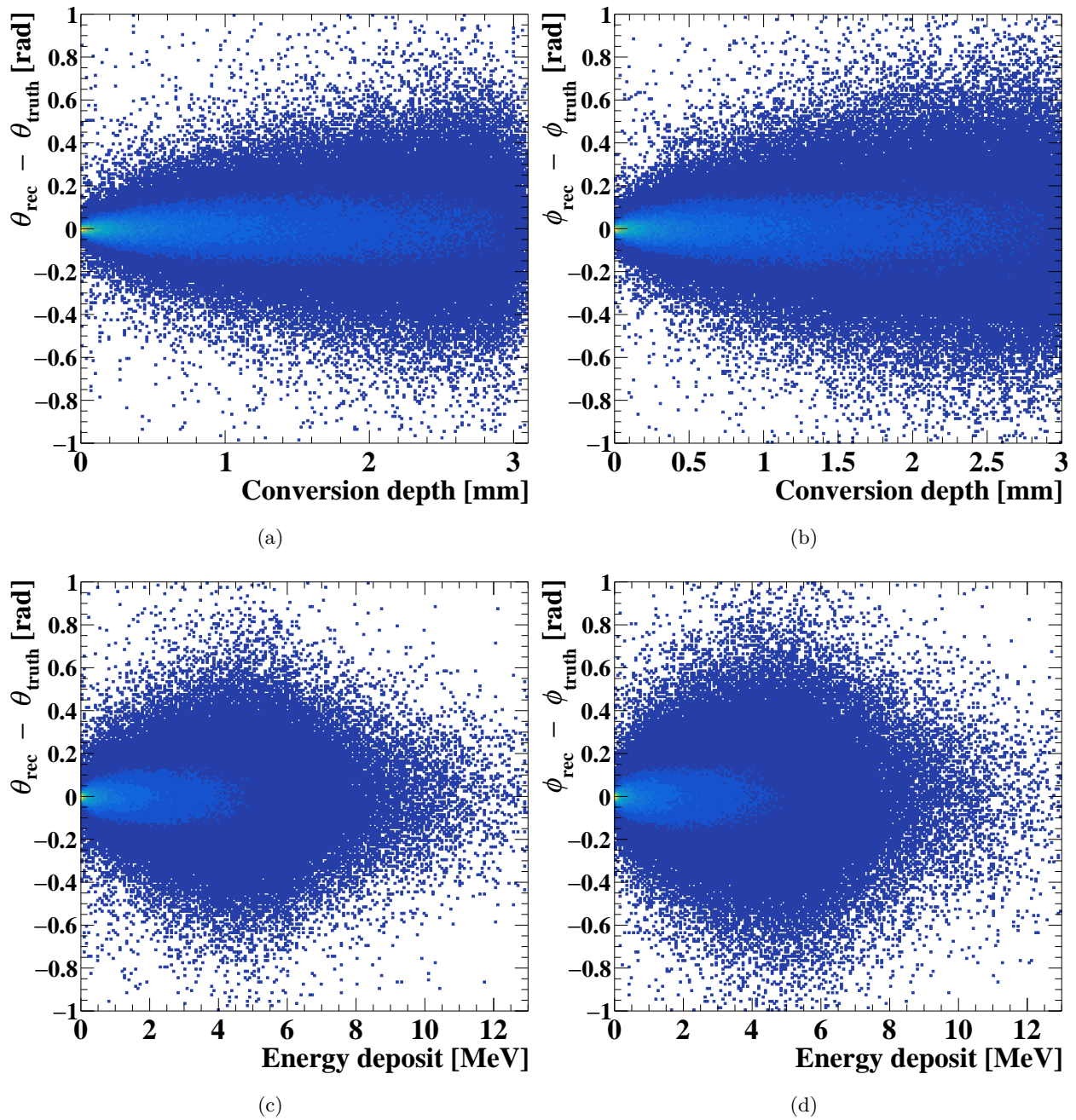


図 5.14: 再構成された角度 ((a)(c) θ (b)(d) ϕ) の、ガンマ線がコンバーター中で対生成を起こす深さに対する依存性および、対生成粒子がコンバーター中に落とすエネルギーに対する依存性。ここでは対生成の深さをガンマ線の放出方向に沿って定義し、コンバーターのペアトラッカー側の表面を深さ 0 としている。

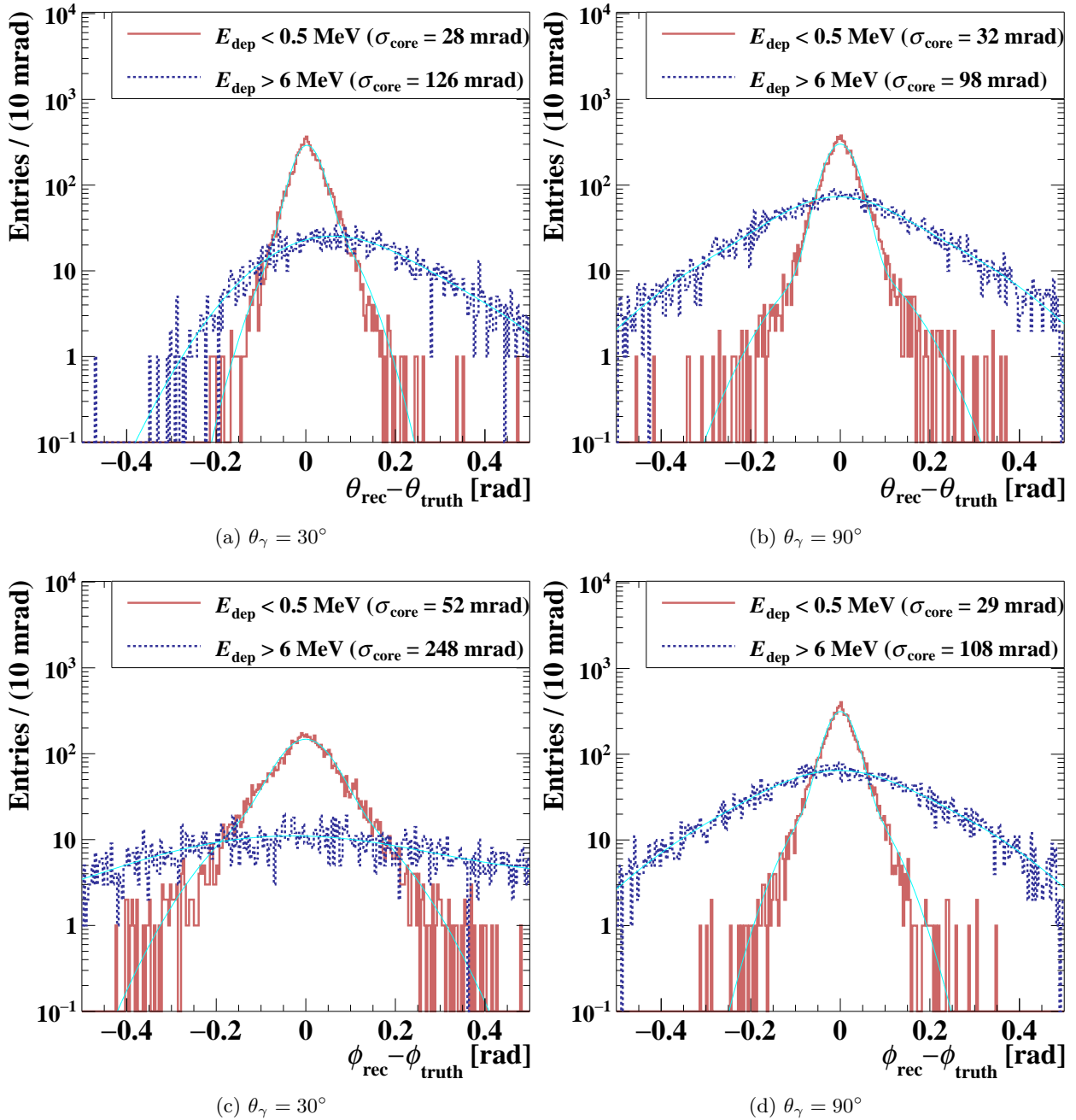


図 5.15: ガンマ線入射角度 $\theta_\gamma = 30^\circ, 90^\circ$ における θ ((a), (b)) および ϕ ((c), (d)) の角度分解能。各図では、コンバーター中でのエネルギー損失が 0.5 MeV 以下 (6.0 MeV 以上) に位置する事象のみを抽出し、それぞれ赤実線 (青点線) でスペクトルを示している。さらに、それぞれの分布に対する二重ガウシアンフィット結果をシアン色で重ねて描画している。

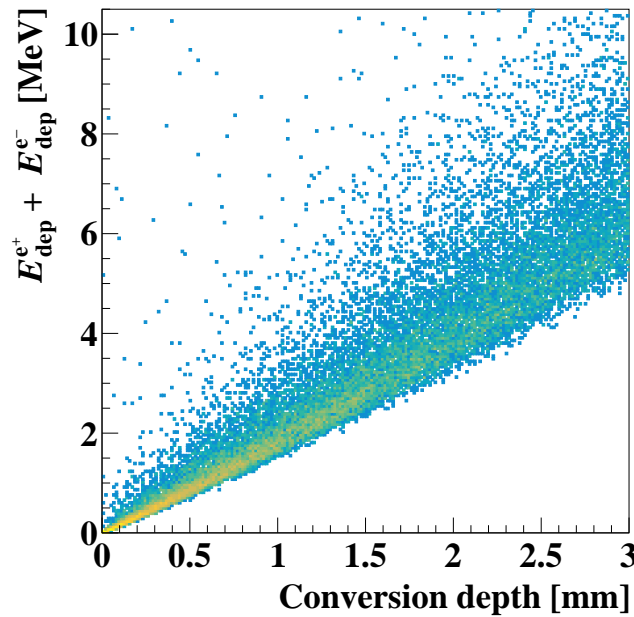


図 5.16: 信号ガンマ線から対生成を起こした電子・陽電子対がコンバーター領域を出るまでに損失するエネルギーの、対生成位置の深さ (ペアトラッカー側の表面からの距離) に対する分布。

5.6 対生成粒子によるコンバーター中でのエネルギー損失

5.6.1 エネルギー測定における光量要件

コンバーターによって測定されるエネルギーは、図 4.4 に示すように、ガンマ線が対生成を起こしてからその対生成粒子がコンバーターを通過してペアトラッカー領域へ入射するまでの間にコンバーター中で損失したエネルギーに対応する。このエネルギーは、図 5.16 に示すように対生成が起こる深さに依存し、0–10 MeV の範囲で変化する。したがって、コンバーターには、このエネルギー変動を十分な精度で測定可能なエネルギー分解能が要求される。

4 章 で述べたように、将来実験において 52.8 MeV の信号ガンマ線を測定する際の目標エネルギー分解能は 200 keV (0.4%) である。ただし、実際にはペアトラッカーのエネルギー分解能も考慮する必要があるため、コンバーター単体としては、これよりも良いエネルギー分解能が求められる。シンチレーション検出器のエネルギー分解能の下限は、シンチレーション光によって生成される光電子数の統計的揺らぎによって決まる。図 5.17b は、1 MeV のエネルギー損失あたりに得られる光電子数の平均に対する、52.8 MeV におけるエネルギー分解能を示したものである。ここでは、光電子数のポアソン揺らぎのみを考慮し、分解能に対するその他の寄与 (ペアトラッカーの運動量分解能や、アクティブコンバーターに起因するその他の効果) は考慮していない。また、エネルギー分解能は、図 5.17a に示すように、52.8 MeV より高エネルギー側の分布をガウス関数でフィットした際の標準偏差として定義した。図 5.17b から、光電子数の統計的揺らぎによって決まるエネルギー分解能の下限を 200 keV 以下に抑えるためには、1 MeV あたりに得られる光電子数が少なくとも 400 以上であることが必要であることが分かる。

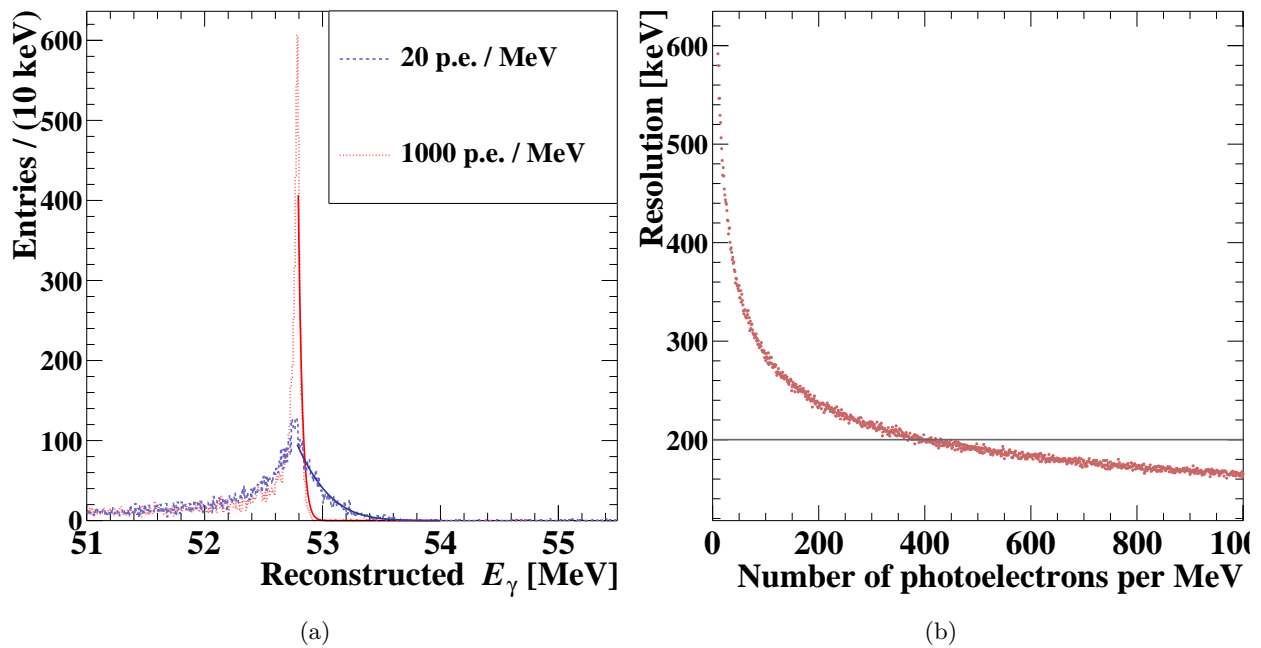


図 5.17: (a) アクティブコンバーターのエネルギー損失あたりの光電子数の平均として 20 光電子(青色点線)、および 900 光電子(赤色点線) を仮定した場合の信号ガンマ線の再構成エネルギースペクトラム。ただし、ここでは光電子数のポアソン揺らぎのみを考慮し、その他の分解能は考慮していない。(b) 信号ガンマ線スペクトラムの 52.8 MeV より高エネルギー側をガウスフィットして得られた分解能を、エネルギー損失あたりの光電子数の平均に対してプロットしたもの。

5.6.2 時間測定におけるエネルギー損失分布

対生成された荷電粒子は、ペトラッカー中の磁場によって軌道を曲げられた後、再びコンバーターに入射する位置で時間測定が行われる。LYSO シンチレーターによる時間測定では、得られる光量、すなわちエネルギー損失量が大きいほど高い時間分解能が期待できる。そこで、対生成粒子がコンバーターに再入射する際に、実際にどの程度のエネルギー損失が得られるかを調べた。

対生成粒子がコンバーターに再入射する際の入射角は、入射ガンマ線の角度に応じてコンバーター厚を調整している場合 (5.2.2.2 節) とは異なり、コンバーターの厚みに対して無相関である。そのため、薄いコンバーターにほぼ垂直に入射する事象や、厚いコンバーターに斜めに入射する事象が混在し、コンバーター中を通過する距離は 1.5–10 mm 程度にばらつく。また、対生成粒子の運動量は 5–52.8 MeV の範囲に分布している。これらの結果として、再入射時のエネルギー損失量は、図 5.18b および図 5.18c に示すように、コンバーター中の通過距離および運動量に依存して分布する。全体の分布は 図 5.18a に示す通りであり、図 5.18b に見られる縦方向の筋状構造は、コンバーターの厚みに対応している。これは、コンバーターをほぼ垂直に通過する粒子の割合が比較的多いことを反映している。エネルギー損失量は再入射時の運動量にも弱く依存するものの、主な依存性はコンバーター中での通過距離によって支配されている。

運動量および通過距離のばらつきにより得られるエネルギー損失分布は単一のランダウ分布からは外れるが、その最頻値は数十 MeV の荷電粒子が 3 mm の距離をコンバーター中で通過した場合に対応する値となっている。コン

バーターには、図 5.18a に示すようなエネルギー損失を受ける荷電粒子に対して、所定の目標時間分解能を達成する性能が求められる。

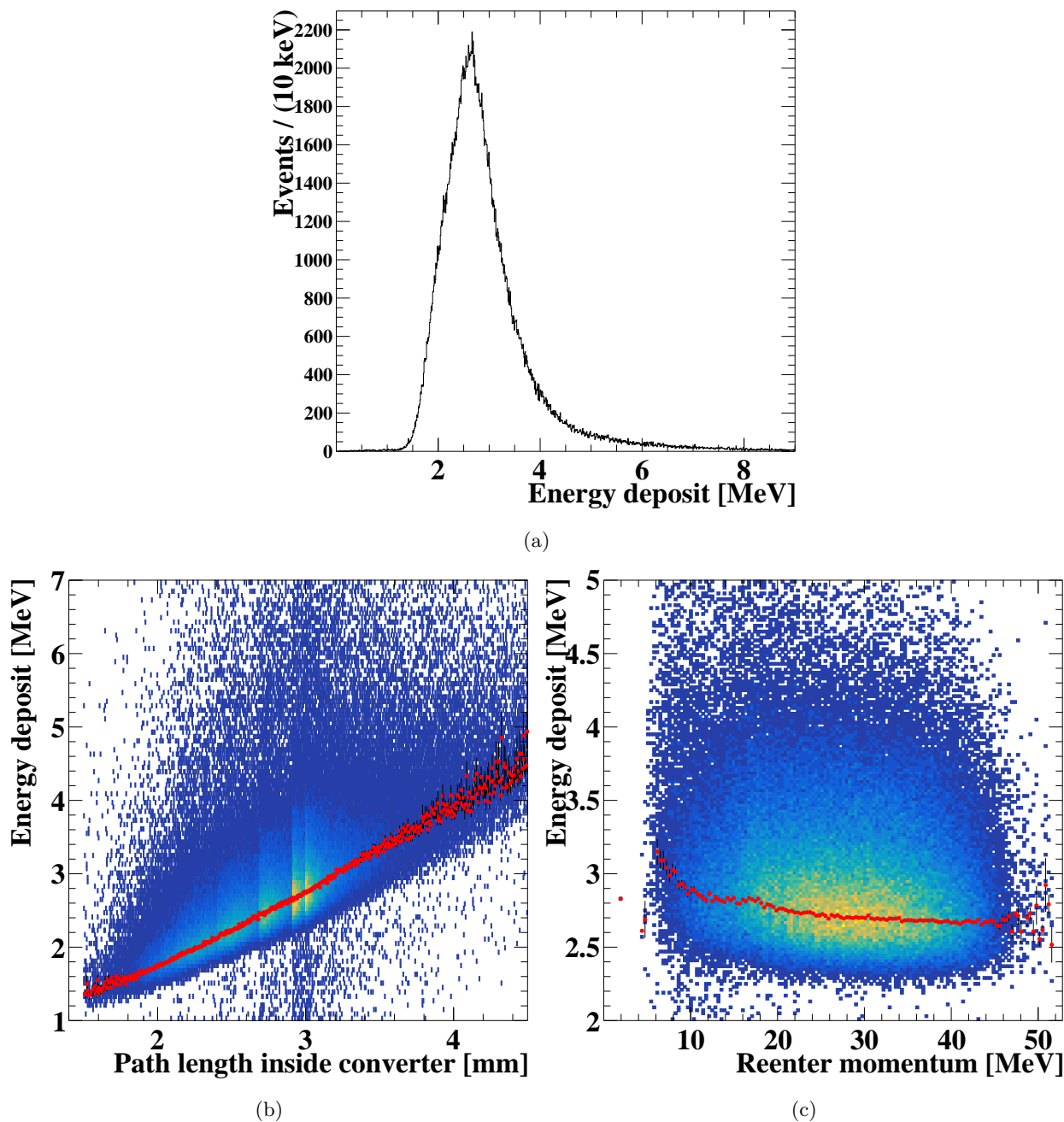


図 5.18: $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 150^\circ$ の範囲でガンマ線を一様に入射したときの、対生成粒子 (電子および陽電子) のコンバーター再入射時における (a) エネルギー損失の分布、(b) コンバーター中の通過距離に対するエネルギー損失の分布、(c) 運動量に対するエネルギー損失の分布。ただし、(c) ではコンバーター通過長に対する依存性を除いて運動量に対する依存性のみを見るために、コンバーター中の通過距離が 3.0–3.1 mm の事象のみを用いている。(b) および (c) においては、 x 軸の各ビンにおける y 分布をランダウ関数でフィットし、その最頻値 (MPV) を赤色マーカーで重ねて示している。

第 6 章

電子ビームによるアクティブコンバーターの試験

6.1 目的

5 章において、3 mm の厚みと 5 mm × 50 mm のセルサイズを持つ LYSO によるアクティブコンバーターは信号効率を比較的高く保ちつつ、パイルアップの影響や背景ガンマ線のエネルギー Spektrum への影響を十分に抑えられ、将来実験に用いるコンバーターサイズの第一候補であることを示した。そこで、この LYSO によるアクティブコンバーターが実際に将来実験に用いるのに十分な時間分解能および光量を有するかを調べるため、電子ビームによる測定を行った。本章では、その測定方法および結果について詳述する。

6.1.1 目標性能

6.1.1.1 光量

5.6.1 節 で議論したように、信号ガンマ線に対するエネルギー分解能 0.4% を達成するには、 $E_{\text{dep}} = 1 \text{ MeV}$ のエネルギー損失に対して少なくとも光電子数 $N_{\text{phe}} > 400 \text{ p.e.}$ が必要となる。この要求光量を今回のビームテスト条件に換算するため、3 GeV の電子が 3 mm 厚の LYSO に垂直入射した場合のエネルギーデポジットをシミュレーションにより評価した。後述する実際のビームテストと同様に、LYSO をビーム軸に対して上流側・下流側の 2 箇所へ配置し、それぞれのエネルギーデポジット分布を 図 6.1 に示す。上流側に配置した LYSO では、エネルギーデポジット分布は典型的なランダウ分布を示し、その Most Probable Value (MPV) は $E_{\text{MPV}} = 2.75 \text{ MeV}$ であった。一方、下流側では上流側 LYSO で発生したデルタ電子などにより複数粒子が入射する事象が一定割合存在するため、分布は高エネルギー側へテールを引く形状を示す。しかし、ピーク近傍に注目すればランダウ形状は良く保持されており、この領域でのフィット結果は上流側と一致した ($E_{\text{MPV}} = 2.78 \text{ MeV}$)。以上より、今回のビームテストで確認すべき光量の MPV は上流・下流側の LYSO の両方で

$$N_{\text{phe}} > 400 \text{ p.e.} \times \frac{E_{\text{MPV}}}{1 \text{ MeV}} \simeq 1100 \text{ p.e.}$$

となる。

6.1.1.2 時間分解能

将来実験では、ガンマ線から対生成した電子および陽電子が一度コンバーターを離れた後、磁場によって軌道を曲げられ、再びコンバーターに入射する (図 4.4)。この二つの粒子について独立に時間測定を行うことで、ガンマ線の放出

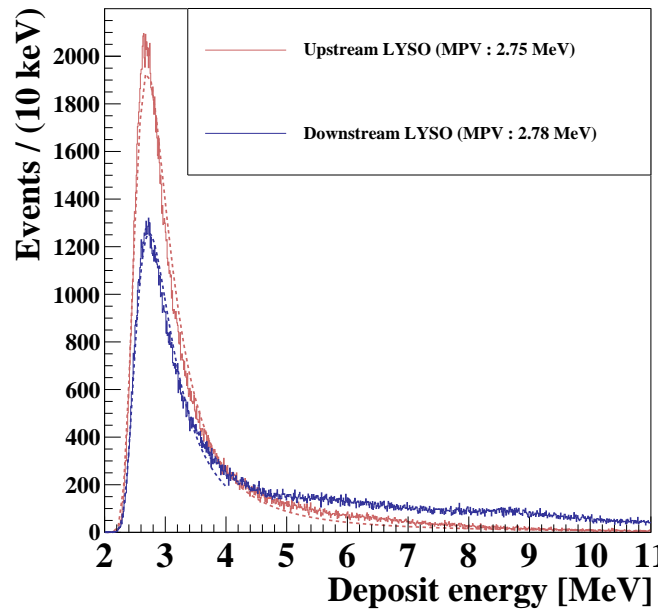


図 6.1: シミュレーションにより得られた、3 GeV 電子が 3 mm 厚 LYSO に入射した際のエネルギーデポジット分布。ビーム軸に対して 5 cm 間隔で上流側・下流側の 2 個の LYSO を配置し、それぞれのエネルギーデポジットを赤線(上流)^{*1}・青線(下流)で示した。各分布に対してランダウ分布でフィットした結果を、対応する色の点線で併せて示す。

時刻はそれらの平均値として求められる。その結果、ガンマ線の時間分解能は、各粒子の時間分解能と比べて $1/\sqrt{2}$ だけ改善される。したがって、ガンマ線に対して要求される時間分解能 30 ps を満たすためには、コンバーター単体における対生成粒子あたりの時間分解能として

$$\sigma(t) < 30 \text{ ps} \times \sqrt{2} \approx 40 \text{ ps} \quad (6.1)$$

を達成していればよい。

本研究で実施した、6.2 節で述べる 3 GeV 電子ビームを用いたテストで得られた時間性能は、対生成粒子がコンバーター中を通過する際のものとは異なる光量のもので測定されたものであるため、両者の性能が直接対応するとは限らない点に留意する必要がある。5.6.2 節で議論したように、対生成粒子が再入射する際のエネルギー損失量は、コンバーター中の通過距離 (1.5–10 mm) に強く依存する (図 5.18b)。典型的な通過距離である 3 mm (図 5.18b) に対するエネルギー損失の最頻値は、3 GeV 電子を 3 mm 厚の LYSO に入射させた場合 (図 6.1) とほぼ同等であり、その値は 2.8 MeV (MPV) であった。したがって、対生成粒子に対する典型的な時間測定性能としては、3 GeV 電子を 3 mm 厚の LYSO に入射させた場合の時間性能を指標とすることができる。一方で、対生成粒子は薄いコンバーター領域に対してほぼ垂直に入射する場合もあり、そのような場合にはコンバーター中の通過距離は最小で 1.5 mm と、3 mm より短くなる。このような条件においても十分な時間性能が確保できるかを検証するため、本研究のビームテストでは、より薄い 1.5 mm 厚の LYSO を用いた試験も実施した。他方、対生成粒子が 3 mm よりも長い距離を通過する場合も存在するが、そのような場合にはより多くのエネルギーを損失するため、光電子統計による時間分解能

^{*1} ランダウ理論は重い荷電粒子を仮定した近似に基づいているため、本条件のように電子を入射した場合には、その仮定が厳密には成り立たない。その結果、上流側においてもエネルギー損失分布は理想的なランダウ分布からわずかに逸脱する。

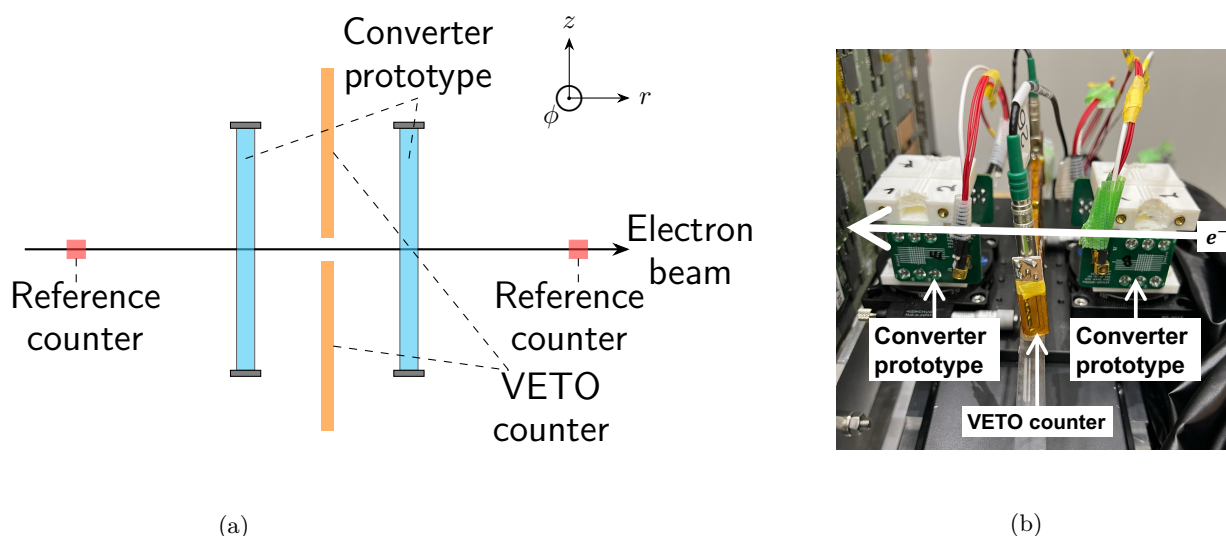


図 6.2: (a) ビームテストの測定セットアップの概要。2つのコンバーター試作機間の VETO カウンターは、2024 年ビームテスト時のみ設置された。座標系は図 3.20 と対応する。(b) 2024 年の実際の測定系の写真。

への寄与は相対的に小さくなる。したがって、実際の実験環境においては、3mm の LYSO 通過距離で得られる時間性能と同等、あるいはそれ以上の性能が期待できる。

6.2 測定系

6.2.1 セットアップ

測定は、KEK Photon Factory Advanced Ring (PF-AR) 南実験棟に設置された測定器開発用テストビームラインを用いて、2023 年 12 月および 2024 年 12 月の二度にわたり実施した。図 6.2 に全体のセットアップを示す。

本測定では、コンバーター試作機に対するビーム入射位置や入射角度による性能の変化を調べるために、ムービングステージや回転ステージによってビームに対するコンバーター試作機の位置や角度を図 6.3 のように変化させられる機構を導入した。

6.2.1.1 電子ビームライン

PF-AR は電子蓄積リングであり、電子を周回させることで放射光 (X 線) を生成することを目的としている。本テストビームラインでは、蓄積リング内にワイヤ標的を挿入して放射光を発生させ、その光子を銅製コンバーターに入射することで電子・陽電子対を生成している。生成した対生成粒子のうち、所定の運動量をもつ電子のみを図 6.4 のように配置された四重極電磁石および偏向電磁石によって選別・輸送し、実験エリアまで導いている。ビームレートは、テストビームラインの電子ビーム運動量 p_0 および蓄積リング内電子の運動量 p_{AR} に依存して図 6.5 のように変化する。本測定では $p_0 = 2\text{--}5\text{ GeV}$ 、 $p_{AR} = 6.5\text{ GeV}$ の条件下でビームレートはおおよそ $2\text{--}5\text{ kHz}$ であった。ビームの大きさは x, y 方向におよそ 10 mm 程度であり、 $p_0 = 3\text{ GeV}$ 、 $p_{AR} = 6.5\text{ GeV}$ のときには図 6.6 に示すような x 方向により大きな広がりをもつ。電子ビームの運動量の設定値に対する広がり率は 10% 以下であり、図 6.7 に示すように x 方向の位置と強い相関を示す。

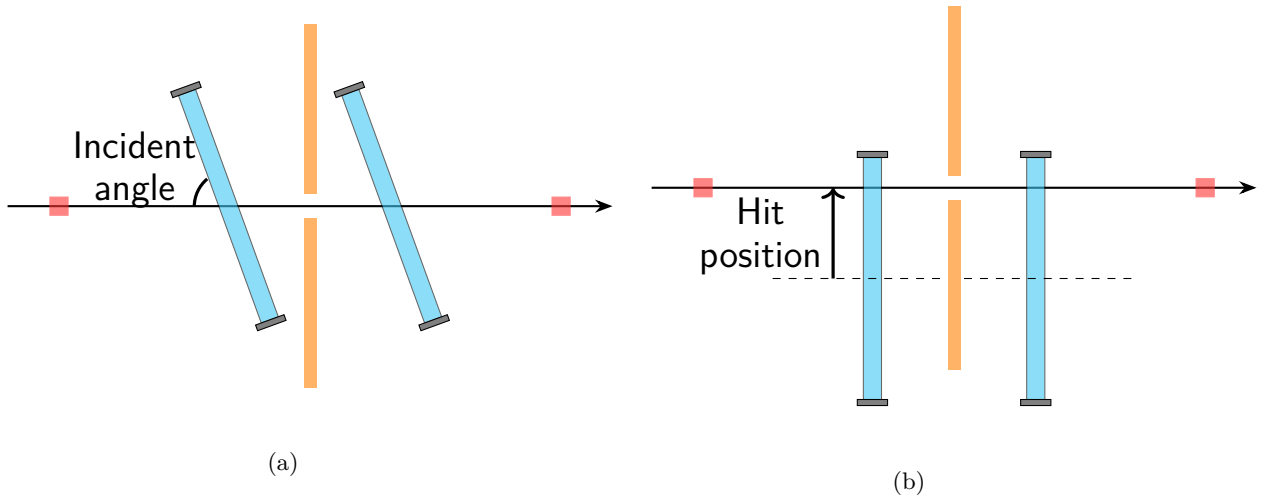


図 6.3: (a) 位置スキャン (b) 角度スキャンのときのコンバーター試作機のビームに対する配置方法。コンバーター試作機の位置と角度はそれぞれムービングステージと回転ステージを用いて調整した。

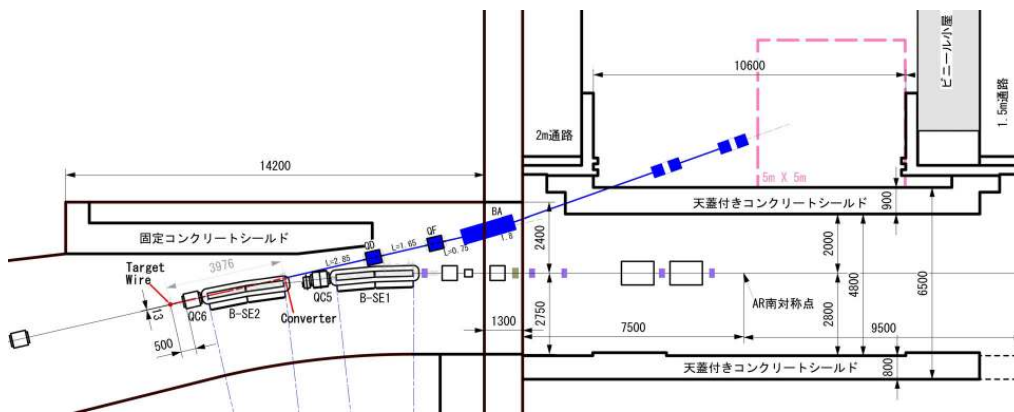


図 6.4: ビーム取り出し用磁石の配置。[45] より引用。

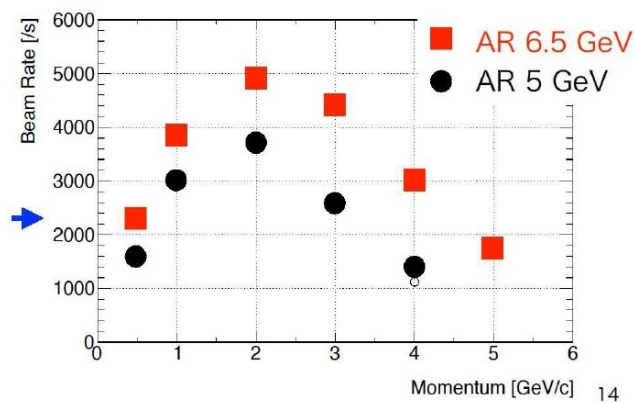


図 6.5: KEK PF-AR テストビームラインの電子ビームのレートの、電子ビーム運動量 p_0 および蓄積リング内電子の運動量依存性 [46]。

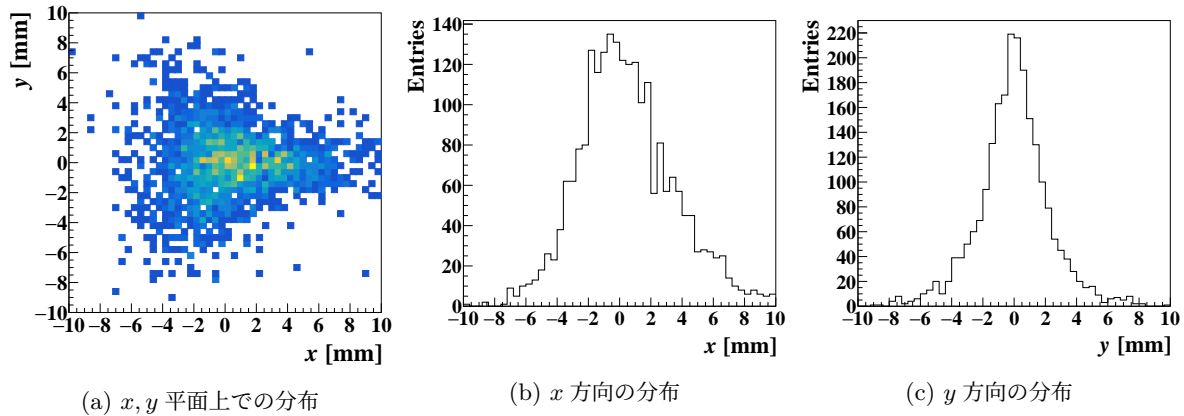


図 6.6: AR6.5 GeV 運転、ビーム運動量設定値 $p_0 = 3$ GeV のときのヒット位置分布。[46] に掲載されたシミュレーションデータをもとに作成。

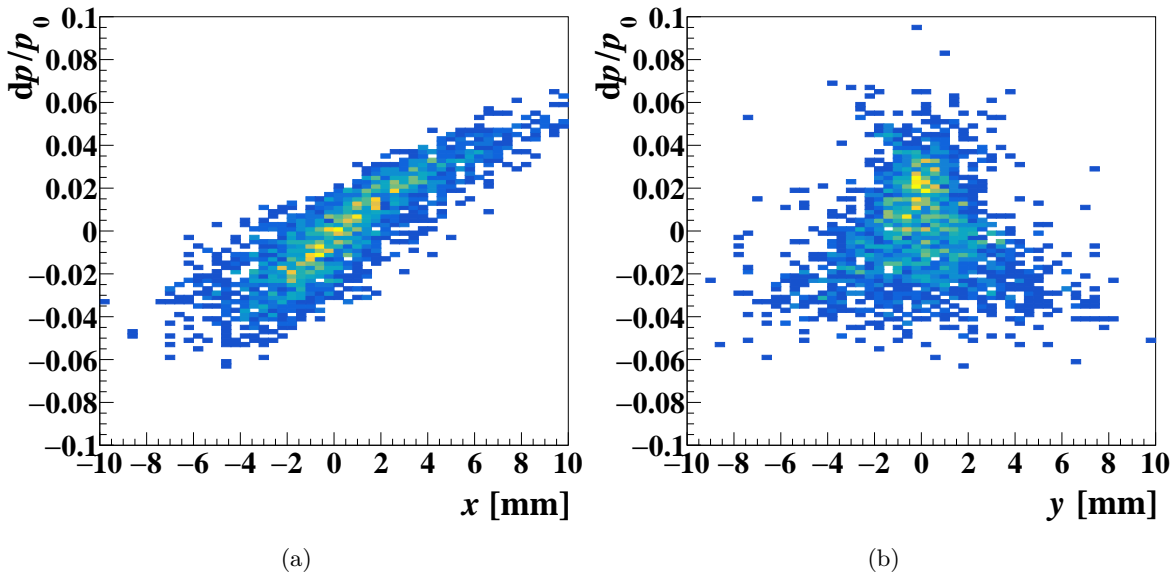


図 6.7: AR6.5 GeV 運転、ビーム運動量設定 $p_0 = 3$ GeV のときの運動量とヒット位置の (a): x 方向 (b): y 方向の相関。縦軸は設定した運動量 p_0 に対するずれ dp を p_0 で割った値を示す。[46] に掲載されたシミュレーションデータをもとに作成。

6.2.1.2 参照用カウンター

ビームがコンバーター試作機に対して意図した位置および角度で入射したイベントのみをトリガーするために、ビームの最上流と最下流に図 6.2a のように 5 mm 角のプラスチックシンチレータに SiPM を取り付けた参照用カウンターを設置した。データ取得時のトリガーは、この 2 つの参照用カウンターの信号のコインシデンスにより発行している。また、この参照用カウンターは 30 ps から 40 ps 程度のよい時間分解能をもつ (C 節参照) ため、コンバーター試作機の時間分解能を解析する際の参照時間としてこれらのカウンターでの信号検出時間を用いた。

6.2.1.3 VETO カウンター

測定では、ビームに対して上流と下流に2つのコンバーター試作機を設置し、それらを比較することでコンバーター試作機の性能の個体差を見た。この際、6.1.1.1 節で述べたように複数の電子がビーム下流側のコンバーター試作機に入射する可能性がある。このようなイベントを特定し、解析から取り除くために、2024年のビームテスト時には2つのコンバーター試作機間に VETO カウンターを設置した。この VETO カウンターは $3 \times 20 \times 60 \text{ mm}^3$ の2つのプラスチックシンチレータの信号を SiPM で読みだすものであり、図 6.2a に示すように2つのプラスチックシンチレータの間のビーム中心付近に隙間を開けている。これにより、VETO カウンターに信号があるときは複数粒子が下流側コンバーター試作機に入射していることが分かる。

6.2.2 アクティブコンバーター試作機

コンバーター試作機は、LYSO 結晶の両端に SiPM を光学グリースによって光学的に結合させ、全体を反射材 (ESR) で包むことによって製作した。

LYSO としては、Ce がドープされた JT Crystal technology 社 (JTC) 製のものを使用した。JTC は FTRL と LYSO という2つのタイプの LYSO を提供しており、比較すると前者は後者に比べやや光量が劣るものの素早い時間応答特性を有する (表 6.1)。今回のビームテストではこれらの比較も行った。LYSO の大きさとしては、5 節で最適化された 3 mm 厚、5 mm 幅、50 mm 長のものに加え、厚みや幅、長さを変化させたものの試験も行った。

表 6.1: Fast type, normal type の LYSO の特性の比較 (JTC 社より)。

特性	Ce:FTRL	Ce:LYSO
2 mm 角のもの の時間分解能 (ps)	96	125
光量 (光子数 / MeV)	$30000 \pm 10\%$	$36000 \pm 10\%$
減衰時間 (ns)	31	40
最大波長 (mm)	420	420
屈折率	1.81	1.81
密度 (g/cm^3)	7.2	7.2

LYSO からのシンチレーション光は、LYSO の長手方向の両端に取り付けられた SiPM によって検出した。試験では表 6.2 に示す複数の種類の SiPM を用いた。コンバーター試作機については、LYSO の一端に1つの SiPM を取り付ける構成に加えて、3つの SiPM を一端に取り付ける構成も製作した。このとき、これらの SiPM の信号の読み出し方法としては、3つの SiPM の信号をそれぞれ独立に読み出す“独立読み出し”と、3つの SiPM を電氣的に直列に接続して一つのセンサーとして読み出す“直列読み出し”を試した。

この試験では、さまざまな LYSO 結晶と SiPM の型番、および読み出し方式を組み合わせたコンバーター試作機を作成し、測定を行った。本章で述べる測定で用いたコンバーター試作機の作成条件一覧を、それを用いたビームテストの年度とともに表 6.3 に示す。

6.2.3 データの読み出し

SiPM からの信号波形の増幅・整形および記録、ならびにトリガー発行は、すべて WaveDREAM board (3.1.3.1 節参照) によって行った。WaveDREAM board は DRS4 波形デジタイザーに加えて、信号増幅回路および波形整形回

表 6.2: コンバーター試作機におけるシンチレーション光読み出しに用いた SiPM の型番とその特徴、および用いた運転パラメータの一覧。

型番	有感領域	ピクセルピッチ	LYSO の一端に取り付ける個数	オーバー電圧
S14160-3050HS [47]	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$50 \mu\text{m}$	3	+6 V
S14160-6050HS [47]	$6 \times 6 \text{ mm}^2$	$50 \mu\text{m}$	1	+5 V
MICROFJ-40035-TSV-TR1 [48]	$4 \times 4 \text{ mm}^2$	$35 \mu\text{m}$	1	+5 V
S14160-3015PS [49]	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$15 \mu\text{m}$	3	独立読み出し時 +10 V 直列読み出し時 +9 V
S14160-3010PS [49]	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$10 \mu\text{m}$	3	独立読み出し時 +11 V 直列読み出し時 +10 V

表 6.3: 測定を行った条件の一覧。(I)–(IV) が 2024 年 ビームテストのセットアップ、(V)–(XIII) が 2023 年 ビームテストのセットアップにそれぞれ対応する。

No.	LYSO 結晶の大きさ (厚さ × 幅 × 長さ)	LYSO 結晶の種類	SiPM 型番	読み出し方式
2024				
(I)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	直列
(II)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-6050HS	—
(III)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	MICROFJ-40035-TSV-TR1	—
(IV)	$1.5 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-6050HS	—
2023				
(V)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	直列
(VI)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	LYSO	S14160-3050HS	独立
(VII)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立
(VIII)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3015PS	独立
(IX)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3010PS	独立
(X)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3015PS	直列
(XI)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3010PS	直列
(XII)	$3 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立
(XIII)	$3 \times 5 \times 100 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立

路 (ポールゼロキャンセル回路) を内蔵している点が特徴であり、本測定ではこれらの機能を積極的に活用した。

ポールゼロキャンセル回路は、図 6.8 に示すように、波形に含まれる指数関数的なテール成分を大幅に低減する働きを持つ。これにより、将来実験のような高レート環境下ではパイルアップの抑制に大きな利点がある。また、テール成分が短くなることで前イベントの残光が次イベントのベースラインに与える影響が小さくなり、ベースラインのふらつきが軽減される。これは、時間分解能の向上という観点からも重要である。従って、本測定ではポールゼロキャンセル回路を常に有効化してデータ取得を行った。

時間分解能の観点からは、信号振幅を十分に増幅し、波形の立ち下がりを急峻にすることが重要である。これは、

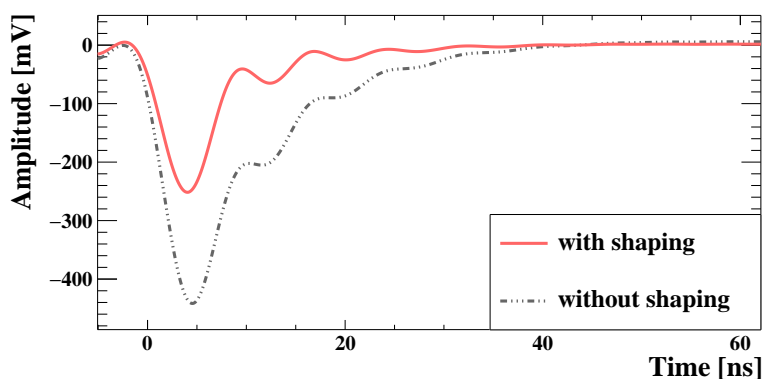


図 6.8: WaveDREAM board における波形整形機能をかけた場合とかけない場合の出力波形の違い。function generator から出力した exponential 波形を入力とし、サンプリング周波数 1.6 GSPS でおよそ 4000 イベントを取得して平均波形をプロットした。波形整形により、素早い立ち下がりを持続しつつベースラインへの回復も早くなる。

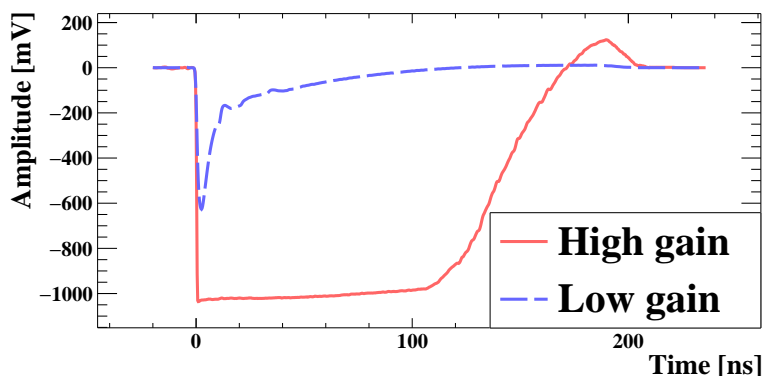


図 6.9: 2024 年ビームテストにおいて high gain(赤実線) および low gain(青点線) で取得した信号の平均波形。high gain では信号振幅が大きいため、DRS4 波形デジタイザーのダイナミックレンジ (-1 V 付近) で波形がクリップしているのに対し、low gain では波形全体がダイナミックレンジ内に収まっている。

最も早く到達するシンチレーション光子によって決まる波形立ち下がり部分を、ジッターの影響^{*2}を最小限に抑えて測定することで、良好な時間分解能が得られるためである。2023 年のビームテストでは主に時間性能の評価を目的としていたため、WaveDREAM board の増幅率を全体を通して 50 に設定した (ただし、この設定値は実際の増幅率とは必ずしも一致しないため、光量の評価の際には 6.4.1.2 節に示すように較正を行った)。一方、エネルギーに対する電荷測定を行うためには、波形全体が DRS 波形デジタイザーのダイナミックレンジ内に収まっている必要がある。良い分解能での時間測定と電荷測定を同時に実現するため、2024 年のビームテストにおいては信号を二分岐し、それぞれ WaveDREAM board の増幅率 100 (“high gain”) および 1 (“low gain”) で同時にデータ取得を行った。図 6.9 に、それぞれの設定における平均波形を示す。

^{*2} 時間分解能におけるジッターの寄与は $\sigma_t = \sigma_{\text{jitter}}/|dV/dt|$ で表される。

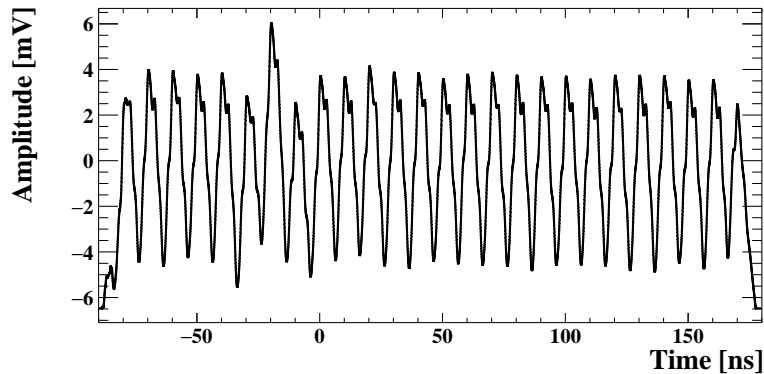


図 6.10: 波形解析で使したクロックノイズテンプレートの例。

6.3 データ処理

6.3.1 波形解析

WaveDREAM board に搭載されている 2 つの DRS4 チップ間の同期をとるため、ボードには 100 MHz のサイン波が入力されている。このクロック波に同期したクロックノイズが波形データに観測された。そこで、外部信号を入力しない状態で波形データを取得し、それらから図 6.10 に示すようなクロックノイズのテンプレート波形を作成したうえで、実際の信号波形から差し引くことでクロックノイズの除去を行った。

ノイズ除去後は、積分電荷、leading-edge 時刻および time-over-threshold の算出を目的とした波形解析を行った。まず、各波形において信号到達前の時間領域の平均波高を求め、これをベースラインと定義した。電荷の算出の際には、信号波形のピーク前 (後) において波形が初めてベースラインを下回る時刻 $t_{\text{start}(\text{end})}$ を決定し、この時間範囲で波高からベースラインを差し引いた値を積分した。leading-edge 時刻は、設定した閾値電圧を波形が初めて下回る時刻として定義し、time-over-threshold は設定した閾値電圧を下回っている時間として定義した。

6.3.2 事象選択

1 MIP 粒子がコンバーター試作機に対して意図した位置および角度で入射した場合の性能を評価するため、取得したデータに対して適切な事象選択を行い、その後の解析に用いた。本解析で用いたカット条件の一覧を表 6.4 に示す。

まず、ビームが想定どおりの位置および角度で入射していることを保証するため、最上流および最下流に設置した参照用カウンターの双方に明確な信号が存在する事象を選択した (図 6.3)。参照用カウンターのコインシデンスは DAQ トリガーにも用いたが、実際にはカウンターをかすめたのみの事象が混入する場合があった。そこで本解析では、参照用カウンターの波高および電荷が単一 MIP 相当よりも十分に大きい事象のみを選択した。

また、6.1.1.1 節で述べたように、下流側コンバーター試作機に複数粒子が同時に入射するとエネルギー分布が歪み、ピーク位置にもわずかなバイアスが生じる。さらに、このような多粒子事象が混入すると、1 MIP 粒子が入射した場合の時間性能を正しく評価することができない。本解析では、下流側参照用カウンターの電荷分布を用いてこれらの事象を推定し、除外した。図 6.11a に示すように、2 MIP 以上に対応するピークが観測されたため、これらを除外し、1 MIP ピーク周辺 (同図の網掛け領域) の事象のみを解析に用いた。その結果、図 6.11b に示すように、高電荷側に対応する多粒子ピークが除去されていることが確認でき、この効果は特に下流側コンバーター試作機において顕著である。さらに、2024 年のビームテストでは、多粒子事象を除去する目的で VETO カウンター (6.2.1.3 節) を設

表 6.4: 事象選択において適用した各カット条件と、それによる事象数削減率の一覧。影響の列は、当該カットを適用する直前までに選択された事象数を基準とし、そのカットによって新たに除外された事象の割合を示している。

目的	カット条件	事象削減率 (2023 年データ)	事象削減率 (2024 年データ)
ビーム位置および角度の限定	上流側参照用カウンターの電荷 (絶対値) の下限	13 %	31 %
	上流側参照用カウンターの波高 (絶対値) の下限		
	下流側参照用カウンターの電荷 (絶対値) の下限		
	下流側参照用カウンターの波高 (絶対値) の下限		
複数粒子混入事象の除外	VETO カウンターの波高 (絶対値) の下限	—	0.5 %
	下流側参照用カウンターの電荷 (絶対値) の上限	59 %	18 %
誤トリガー事象の除外	上流側コンバーター試作機の電荷 (絶対値) の下限	1.7 %	19 %
	下流側コンバーター試作機の電荷 (絶対値) の下限		

置した。下流側参照用カウンターの電荷分布による手法の代替として VETO カウンターに信号が存在しない事象を選択することを試みたが、VETO カウンターにより削減できた事象は 0.5 % 程度に留まった。そのため、本解析では下流側参照用カウンターの電荷分布による手法も併用した。

加えて、参照用カウンターには十分な信号が観測される一方で、コンバーター試作機には信号が見られない事象を明示的に除外した。このような事象は、カウンター間の鉛直方向のアライメント精度に起因するものと考えられる。参照用カウンターおよびコンバーター試作機はいずれも鉛直 (y 軸) 方向に 5 mm の幅を有しており、アライメント精度が有限である場合、参照用カウンターには信号が存在するがコンバーター試作機には信号が記録されない事象が発生しうる。電子ビームが y 軸方向に $\sigma_{\text{beam}} \sim 5$ mm のガウス分布を持ち、4 つのカウンターが y 軸方向に精度 δ で一様にばらつくと仮定した場合、上下の参照用カウンターをビームが通過し、コンバーター試作機のいずれかを通過しない確率は図 6.12 の黒色マーカーに示すようになる。ここから、コンバーター試作機が y 軸方向全域にわたって有感である場合、ミスアライメントの効果のみで説明できる当該確率は数 % 以下に留まることが分かる。2023 年の試験において観測されたこの種の事象の割合 1.7 % は、このミスアライメントによって概ね説明可能である。一方で、2024 年の試験において観測されたより大きな割合 (19 %) については、コンバーター試作機の製作品質 (例えば、図 6.12 の赤色マーカーのように y 方向の実効的な有感領域が 2023 年に製作したものよりも狭い場合) や、ミスアライメント以外の要因が寄与している可能性が高い。

6.4 光量

6.4.1 較正

この節では、6.3 節の波形解析から得られた積分電荷 q を SiPM で観測された光電子数 N_{phe} に変換するための較正手法について述べる。SiPM の単一光電子増幅率 G_{SiPM} およびエレクトロニクス (WaveDREAM board) の low-gain 設定における増幅率 $G_{\text{WDB}}^{\text{low}}$ を用いると、

$$N_{\text{phe}} = \frac{q/e}{G_{\text{SiPM}} \times G_{\text{WDB}}^{\text{low}}} \quad (6.2)$$

と表わせる。

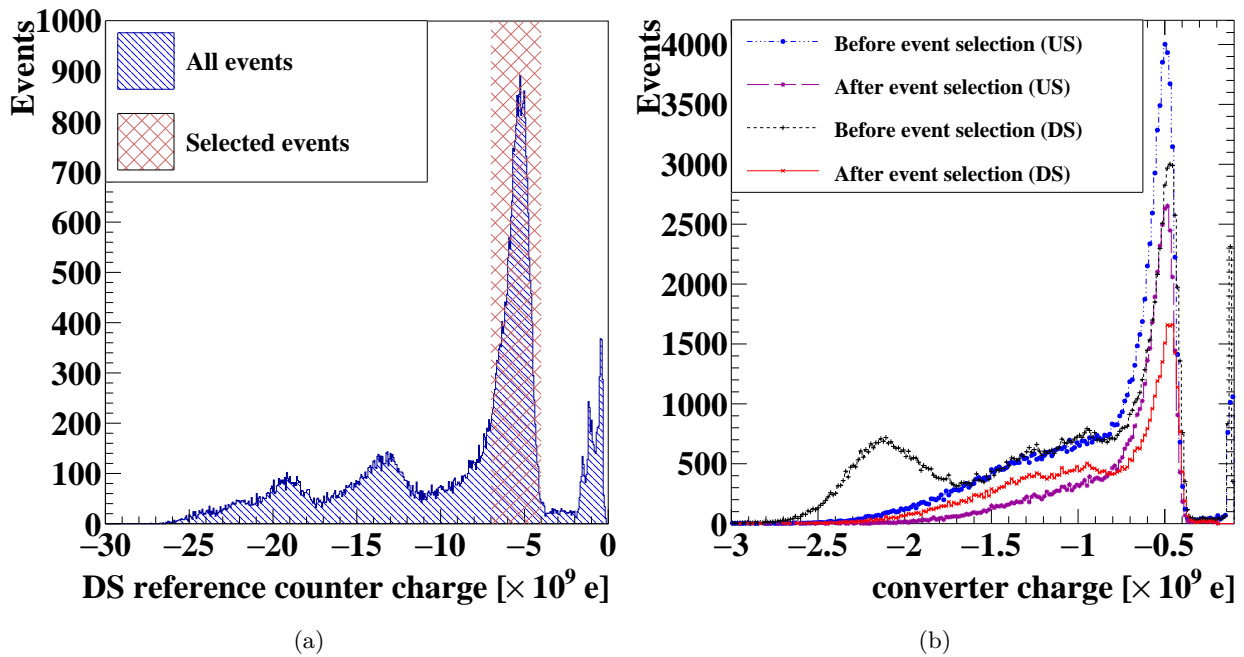


図 6.11: (a) 2023 年のビームテストにおける下流側参照用カウンター電荷分布。赤色の網掛けの領域の電荷をもつ事象を解析に用いた。(b) 2024 年のビームテストにおける下流側コンバーター試作機の電荷分布の、事象選択前後の比較。

6.4.1.1 単一光電子ゲインの較正

SiPM の単一光電子増幅率は、実験室で SiPM に弱い LED 光を照射し、その電荷スペクトラムから求めた。図 6.13 に示すように、このスペクトラムには光電子数 $0, 1, 2, \dots$ に対応するピークが現れるため、これらを複数のガウシアン関数で同時にフィットし、各ガウシアン関数の平均値が等間隔となるよう拘束した。このピーク間隔は 1 光電子あたりの電荷量に対応するため、これを SiPM の単一光電子増幅率と定義した。弱い LED 光に対する SiPM 信号は微弱であるため、信号対雑音比を向上させる目的で WaveDREAM board を high-gain 設定で動作させて測定した。したがって、この測定で得られた増幅率 $G_{\text{SiPM}}^{\text{mes}}$ は実際には $G_{\text{SiPM}} \times G_{\text{WDB}}^{\text{high}}$ を表す。

また、SiPM の増幅率は動作温度に依存する^{*3}。そこで、ビームテスト時の温度と実験室温度との差に起因するゲインの変化を、SiPM カタログ [47] に記載の降伏電圧の温度係数^{*4}と、ビームテスト中および実験室で記録した温度を用いて補正した。

6.4.1.2 エレクトロニクスゲインの較正

6.4.1.1 節で求めた $G_{\text{SiPM}}^{\text{mes}} = G_{\text{SiPM}} \times G_{\text{WDB}}^{\text{high}}$ を用いると、式 (6.2) は

$$N_{\text{phe}} = \frac{Q/e}{G_{\text{SiPM}}^{\text{mes}}} \times \frac{G_{\text{WDB}}^{\text{high}}}{G_{\text{WDB}}^{\text{low}}} \quad (6.3)$$

^{*3} SiPM の降伏電圧が温度上昇とともにほぼ線形に増加する。これは半導体中では温度が上がるとキャリアのフォノン散乱が増加し、衝突電離の確率が低下する結果、降伏に必要な電場が大きくなるためである。

^{*4} 降伏電圧が温度に対して線形に変化すると仮定した場合の係数 (典型的に 20–60 mV/K)。

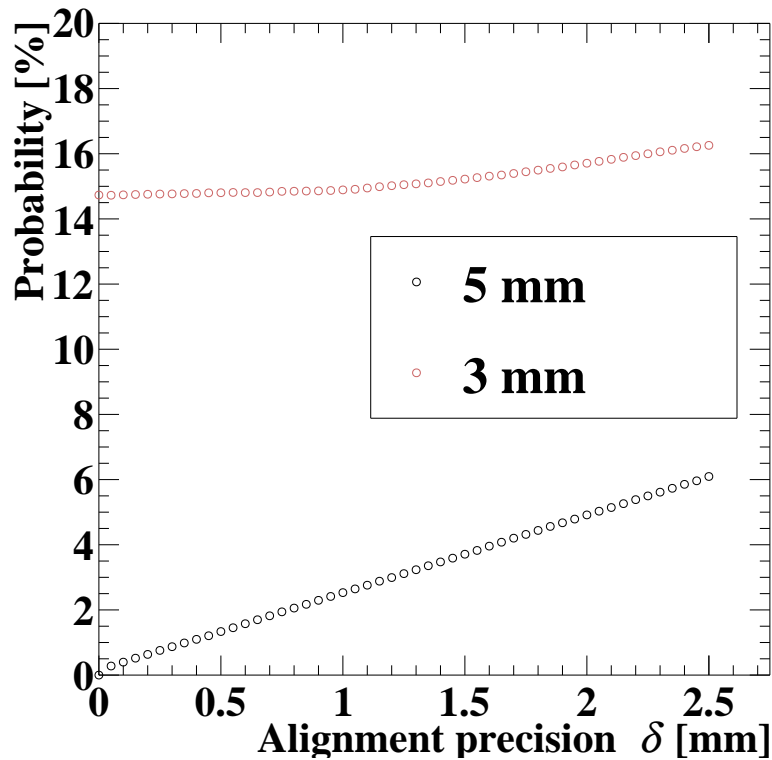


図 6.12: ミスアライメントに起因する誤トリガー確率を、カウンターのアライメント精度 δ の関数として示したものの。電子ビームは y 軸方向に $\sigma_{\text{beam}} = 5 \text{ mm}$ の広がりを持つガウス分布とし、参照用カウンターおよびコンバーター試作機の中心位置は y 軸方向に $\pm\delta$ の一様分布でばらつくものと仮定した。これらの条件のもとで 1000 回の模擬実験を行い、各実験における誤トリガー確率の平均値をプロットしている。赤(黒)のマーカーは、コンバーター試作機の y 軸方向の実効有感幅をそれぞれ 3 mm(5 mm) に設定した場合を示す。

と書き換えられる。したがって、次に $G_{\text{WDB}}^{\text{high}}/G_{\text{WDB}}^{\text{low}}$ を求めた。

WaveDREAM board の増幅回路は数百 MHz の有限な帯域幅を持つため、この増幅率の比を評価するには入力波形の時定数への依存性を考慮する必要がある。そこで、ファンクションジェネレーターからさまざまな時定数を持つ指数関数波形を入力し、ポールゼロキャンセル回路による波形整形を行った上で high-gain と low-gain で同時に記録した。得られた積分電荷の比 $G_{\text{WDB}}^{\text{high}}/G_{\text{WDB}}^{\text{low}}$ を時定数の関数としてプロットした結果を図 6.14a に示す。この分布は、赤色実線で示すように $f(x) = (p_0 + p_1x)/(p_2 + p_3x)$ で良く記述できた。弱い LED 光を照射した際の SiPM 平均波形(図 6.14b)は、WaveDREAM board のポールゼロキャンセル回路により整形され、おおよそ 0–5 ns の時定数を持つ。この範囲におけるフィット関数の値を用いて、 $G_{\text{WDB}}^{\text{high}}/G_{\text{WDB}}^{\text{low}} = 47.7 \pm 2.4\%$ と見積もった。

6.4.1.3 SiPM の飽和効果の補正

SiPM では、1 ピクセルが光子の入射を受けて発火すると、一定の回復時間を経るまで次の光子を検出できない。このため、一度に入射する光子数が SiPM の総ピクセル数を超えると未使用のピクセルが不足し、実際に得られる光電子数が頭打ちとなる飽和現象が生じる。この飽和現象をモデル化し、飽和が無いと仮定した場合に得られる光電子数 N_{seed} と実際に検出される光電子数 N_{det} の関係を記述したのが [50] である。本研究では、このモデルに基づき、今回使用した SiPM の公式パラメーター [47] を入力として N_{seed} と N_{det} の関係を計算し、図 6.15a に示す飽和曲線を得た。この図から、SiPM のピクセル数に対応して、 $N_{\text{seed}} \sim \mathcal{O}(10^3)$ までは両者はほぼ線形に比例する一方、それ

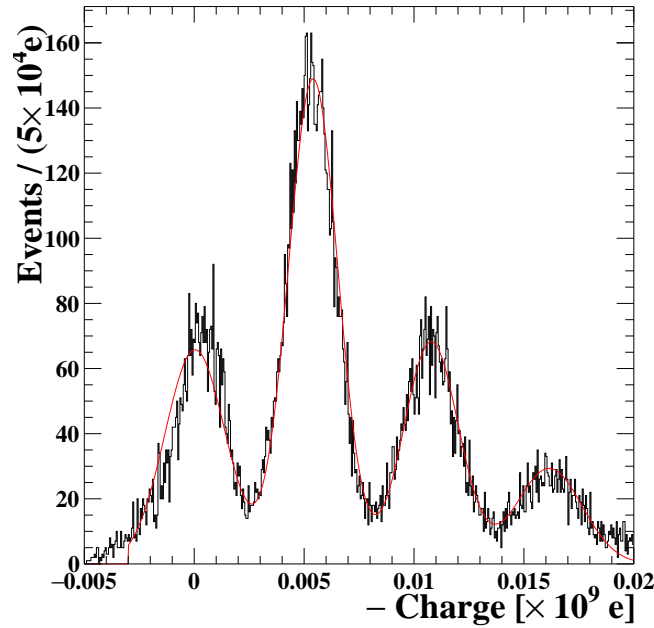


図 6.13: SiPM(浜松ホトニクス S14160-3050HS) を弱い LED 光に晒した際の電荷スペクトラム。光電子数 0、1、2 に対応するピークが現れている。

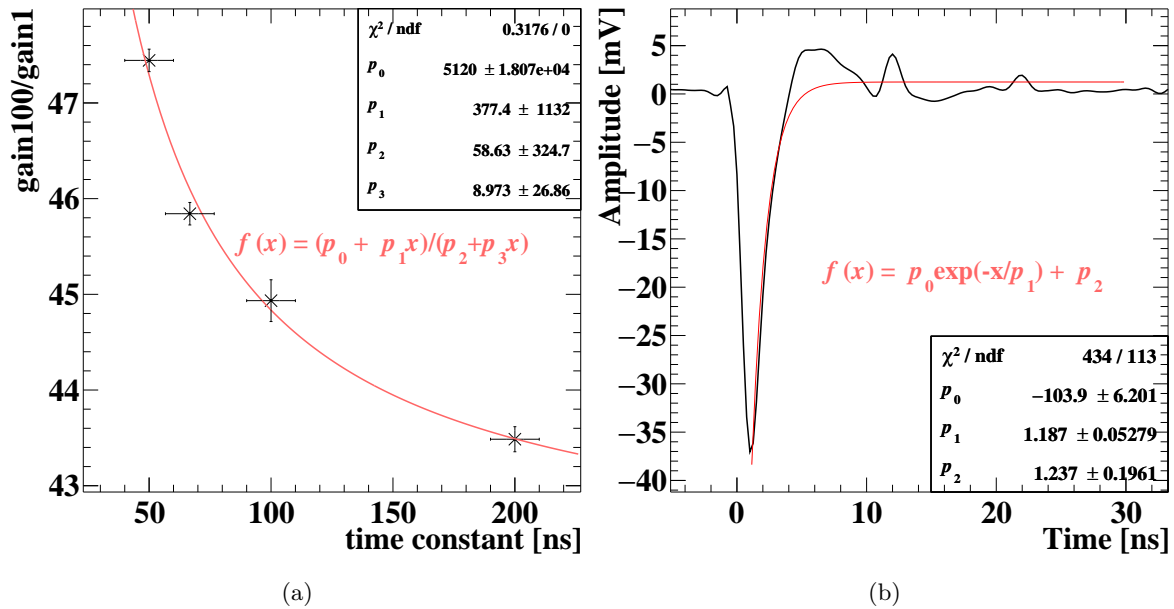


図 6.14: (a) 種々の時定数を持つ指数関数波形を入力し、high-gain 設定と low-gain で得られた積分電荷比 (どちらも波形整形後)。赤線は $f(x) = (p_0 + p_1 x) / (p_2 + p_3 x)$ でフィットした結果。(b) 単一光子事象の平均波形 (波形整形後) とそのフィット結果。

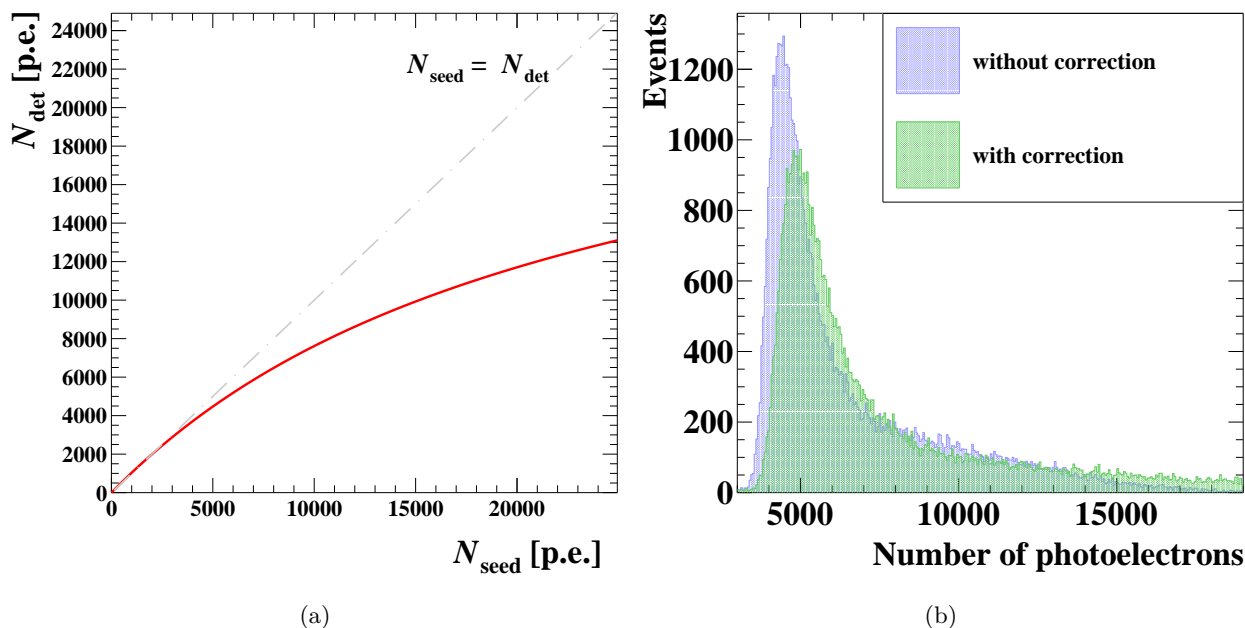


図 6.15: (a) S14160-3050HS の公式パラメータで計算した飽和モデル。(b) 飽和補正前後の光電子数の分布の比較。

以上の領域では飽和の影響により $N_{\text{det}} < N_{\text{seed}}$ となることが分かる。したがって、6.3 節により求めた光電子数を N_{det} とみなし、この飽和曲線に基づいて補正することで、真の光電子数 N_{seed} を推定した。この補正による光電子数の分布への影響を、図 6.15b に示す。補正により、分布がよりランダム分布に近づいたことが分かる。

6.4.2 光量の評価

ある読み出しチャンネルにおいて、6.4.1 節で述べた手法により求めた N_{phe} の分布を図 6.16 に示す。 N_{phe} はコンバーター中でのエネルギー損失量に比例するため、その分布はエネルギー損失と同様にランダム分布に従う^{*5}。本試験では、3 GeV 電子ビームに対する N_{phe} 分布の MPV に基づいて光量を調べ、6.1.1.1 節での議論に基づき、その値が 1100 p.e. を超えるかどうかを評価した。

6.4.3 結果

以上のようにして求めた光量を以下に示す。なお、ここで述べる結果は全て浜松ホトニクス S14160-3050HS を読み出し SiPM として用いた 2024 年データにおけるもの (表 6.3 (I)) である。

6.4.3.1 位置依存性

図 6.17 に、上流・下流側に設置したコンバーター試作機に対するビーム入射位置と光量の関係を示す。2 つのセンサーから最も遠い結晶中心付近では、端部と比較して光量が減少し、結晶全体におけるばらつきはおおよそ 15% であった。ガンマ線の対生成位置はペアトラックの飛跡再構成によって事象ごとに特定できるため、この位置依存性は補正可能であり、基本的には大きな問題とはならない。

^{*5} 実際のフィットでは有限の分解能を考慮し、ランダム関数にガウス関数を畳み込んだ関数を用いた。

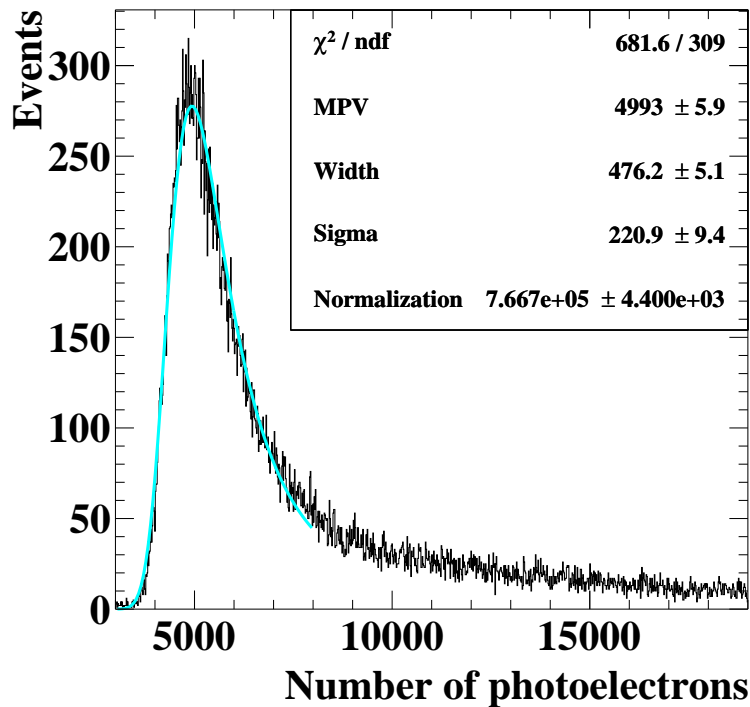


図 6.16: 上流側コンバーター試作機で得られた N_{phe} 分布の例。ガウス関数を畳み込んだランダウ関数によるフィット結果をシアン色実線で示す。

時間オフセットの位置依存性に関する 6.5.3.1 節の議論と同様に、ペアトラッカーの位置分解能に起因する補正の不定性を次に検討する。図 6.17 に示すビーム入射位置と光量の相関から、ペアトラッカーの位置分解能を(時間オフセットの位置依存性に関する 6.5.3.1 節の議論と同様に) 1 mm と仮定すると、およそ 100 光電子の揺らぎに相当する。2.7 MeV のエネルギー損失が約 10 000 光電子に対応すること(6.1.1.1 節, 図 6.17)を踏まえると、これはおよそ 30 keV のエネルギー不定性に相当し、将来実験で目標とする 200 keV のエネルギー分解能に対して無視できるレベルである。

さらに、位置依存性とは別に、2 つのコンバーター試作機間で顕著な光量差が観測された。下流側コンバーター試作機では中心入射時の左右センサーの光量がほぼ等しかったのに対し、上流側コンバーター試作機では明確な非対称性が確認された。この非対称性は、上流側コンバーター試作機の左側読出しチャンネルにおける不完全な光学結合、ラッピングの非一様性、あるいはその他の集光率に影響する要因に起因するものと考えられる。この結果は、製造時の品質管理が光量性能に大きな影響を与えることを示唆している。従って、実際の実験においては、較正と品質管理の手法を確立することが必須となる。

図 6.17b は、下流側コンバーター試作機の左右の光量の算術平均と幾何平均それぞれのビームヒット位置依存性を示す。ここでは、中心照射の場合の光量を 1 として規格化した値を示している。幾何平均の場合、結晶の端部において算術平均と比べて約 1% 程度、光量変動が抑制されていることが分かる。これは、左右チャンネルの光量が中心付近ではヒット位置に対してほぼ線形に変化する一方、結晶端部では非線形な位置依存成分を含むためである。算術平均ではこれらの非線形項が完全には相殺されないのに対し、幾何平均を用いることでその影響がより抑制される。したがって、位置依存に起因する光量変動の低減という観点では、算術平均(あるいは和)に比べて幾何平均が有利であることが判明した。

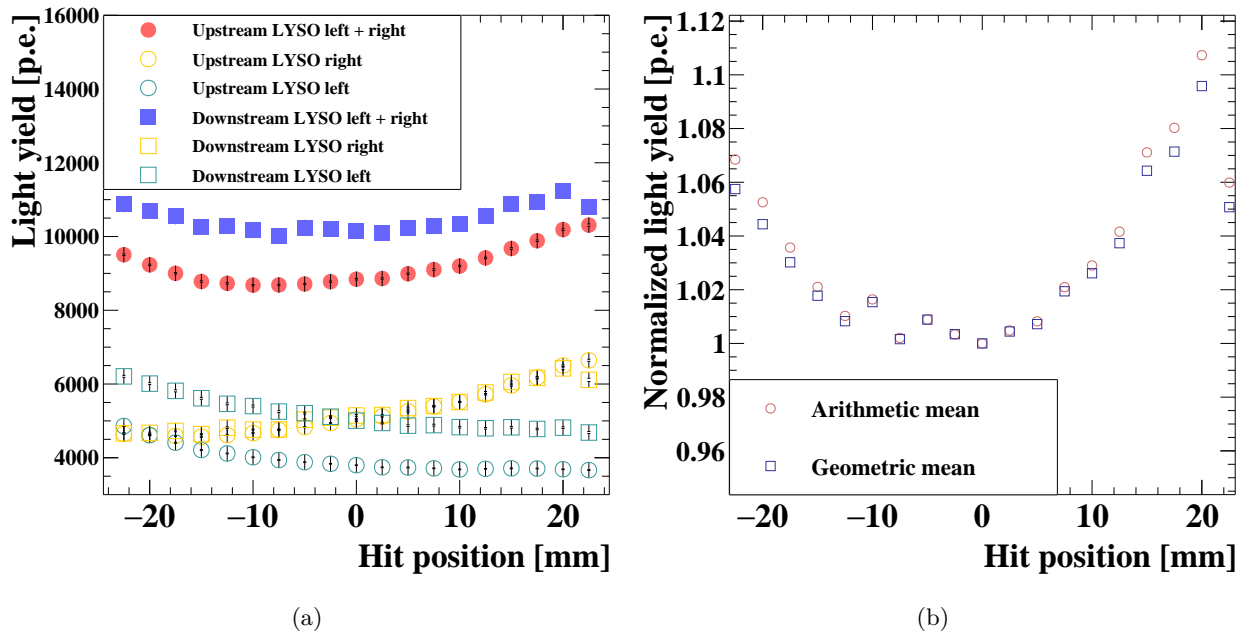


図 6.17: (a) コンバーター試作機の入射角度依存性。(b) 下流側コンバーター試作機の左右のチャンネルの光量の算術平均と幾何平均の、位置依存性の比較。

6.4.3.2 角度依存性

下流側コンバーター試作機における、ビーム入射角に対する光量の依存性を 図 6.18 に示す。光量はおおよそ $1/\sin\theta$ に比例する挙動を示しており、これは電子ビームが LYSO 結晶内部を通過する際の経路長に一致する。

6.4.3.3 time-over-threshold による光電子数の再構成

2024 年のビームテストでは、時間測定と光量再構成を同時に行うため、信号を二つに分岐し、それぞれ異なる増幅率 (high-gain および low-gain) で波形を記録した。low-gain チャンネルでは積分電荷を用いた光量再構成が可能である一方、high-gain チャンネルのみから光量情報を得ることができれば、読み出しチャンネル数を半減でき、将来実験において大きな利点となる。

そこで本研究では、high-gain チャンネルの time-over-threshold を用いた光電子数再構成の可能性を検討した。図 6.19a は、high-gain チャンネルの time-over-threshold と、6.4.1 節に示した手法により low-gain チャンネルの積分電荷から換算した光電子数 $n_{\text{charge,nphe}}$ との相関を示したものである。両者の相関は非線形であるものの、全体として良好な相関が確認された。この相関を用いて time-over-threshold から光電子数を再構成するため、time-over-threshold に対する $n_{\text{charge,nphe}}$ の分布に対して fit slice を行い、得られた代表値を滑らかに結ぶことで変換関数を作成した (図 6.19a の赤色実線)。この変換関数を用いて time-over-threshold から再構成した光電子数を $n_{\text{tot,nphe}}$ と定義する。 $n_{\text{tot,nphe}}$ と $n_{\text{charge,nphe}}$ の差の分布を図 6.19b に示す。分布中心付近の標準偏差は time-over-threshold の閾値に依存し、4 つの読み出しチャンネルに対して 130–280 光電子であった (図 6.20b)。

以上より、あらかじめ図 6.19a に示したような変換関数を用意することで、time-over-threshold のみを用いた光電子数再構成が、積分電荷による再構成と比較して 200 光電子 以内の誤差で可能であると考えられる。両側の読み出しチャンネルを合わせると、10 000 p.e. に対する測定が 400 p.e. 程度の誤差で可能であり、10 000 p.e. が 2.7 MeV の

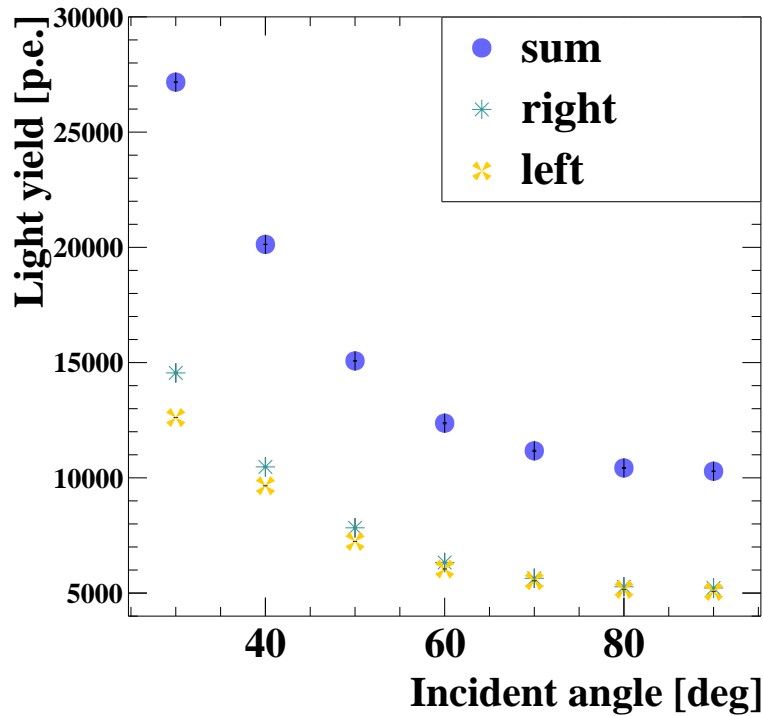


図 6.18: 下流側に設置したコンバーター試作機の光量の、電子ビーム入射角度依存性。

エネルギー損失に対応すると仮定すると、これは 110 keV 程度、すなわち 52.8 MeV に対して約 0.2% に相当する。

一方で、time-over-threshold による光量再構成においてはチャンネル間の差異に対する較正が依然として重要である。各チャンネルにおいて $\sigma(n_{\text{tot,nphe}} - n_{\text{charge,nphe}})$ が最小となる time-over-threshold 閾値で作成した変換関数を比較すると、図 6.20a に示すように、チャンネル間でほぼ同一の形状を示すことが分かった。例えば、対生成粒子による最大の 10 MeV のエネルギー損失は、6.4.3 節より、左右チャンネルを合計して約 3.7×10^5 p.e. に相当する。このとき、1 チャンネルあたり平均 1.9×10^5 p.e. 付近では、同一の time-over-threshold に対するチャンネル間の光量のばらつきが最大で 1500 p.e. 程度生じる。これは 400 keV に相当し、 E_γ の目標エネルギー分解能である 200 keV を上回る。従って、この手法を採用する場合、個々のチャンネルに対して事前に較正する必要があると考えられる。

6.5 時間分解能

6.5.1 較正

6.3 節で述べたように、本試験では波形からの時刻取得に leading-edge 法を用いた。この方法では振幅依存の時刻ずれ (time-walk) が避けられないため、解析時に補正を行う必要がある。Time-walk とは、パルスの立ち上がり時刻が同じであっても振幅に依存して閾値を横切る時刻が変動する現象であり、結果として測定時刻が振幅に依存してずれる効果である*6。

*6 例えば [51] の 17.2.1 節に詳しい議論がある。time-walk 効果の低減のためには時間取得には波高の一定割合で閾値を設定する Constant Fraction Method が用いられることが多いが、本試験ではパルス波高がダイナミックレンジを超えており波高情報がなかったため、leading-edge 法を選択した。

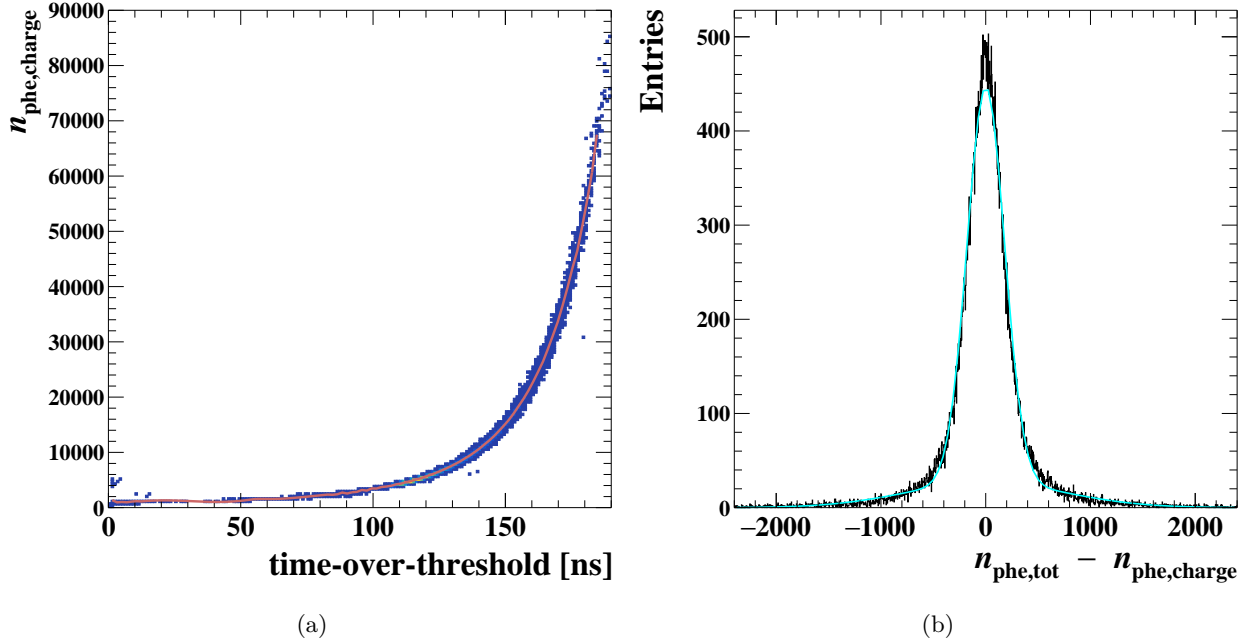


図 6.19: (a) time-over-threshold から再構成した光電子数 $n_{\text{tot,nphe}}$ と、6.4.1 節 に示した手法により low-gain チャンネルの積分電荷から再構成した光電子数 $n_{\text{charge,nphe}}$ の相関。time-over-threshold の閾値は -1000 mV に設定している。各 time-over-threshold ビンに対して fit slice により求めた代表値を滑らかに結んだ変換関数を、赤色実線で重ねて表示している。(b) $n_{\text{tot,nphe}} - n_{\text{charge,nphe}}$ の分布。二重ガウス関数によるフィット結果をシアン色で重ねて示している。

2023 年のビームテストデータでは、leading-edge 時刻と time-over-threshold の相関を用いて補正を行った。一方、2024 年のデータでは、より安定かつ高精度な補正が期待できる low-gain チャンネルで見積もった積分電荷との相関を用いた。具体的には、図 6.21a(図 6.21b) に示すように、積分電荷 (time-over-threshold) と leading-edge 時刻の散布図を作成し、 x 方向の各ピンを y の値の分布に関してガウス関数でフィットし、その平均値を滑らかに結んで補正関数を構築した。なお、コンバーター試作機の leading-edge 時刻は、二つの参照用カウンターの平均時刻 t_{ref} を基準として定義している。また、参照用カウンター自身は C 節 に述べる方法で事前に適用した。

leading-edge の閾値は、値を小さく設定するほど time-walk の影響を抑え、またより早い段階で到達するシンチレーション光を捉えられるため時間分解能が向上する。しかし、あまり小さくすると電子ノイズの影響が支配的となり分解能が悪化する。そこで、図 6.22a に示すように複数の閾値を走査し、データセットごとに最適値を決定した (図の例では -600 mV)。さらに、2023 年のデータ解析では time-walk 補正に time-over-threshold を用いたため、leading-edge と time-over-threshold の相関が最も良くなるよう、二つの閾値を同時に走査した。その結果の例を図 6.22b に示す。

6.5.2 時間分解能の評価

時間解析では、まず LYSO の両端に到達したシンチレーション光の検出時刻 $t_{\text{left}}, t_{\text{right}}$ を定義した。一端の読み出しチャンネル数が 1 の場合 (すなわち、一端に SiPM を 1 個取り付け付けた場合、あるいは 3 個の SiPM を直列接続して 1 チャンネルとして読み出す場合) には、そのチャンネルの波形から得られる leading-edge 時刻を $t_{\text{left}}, t_{\text{right}}$ と

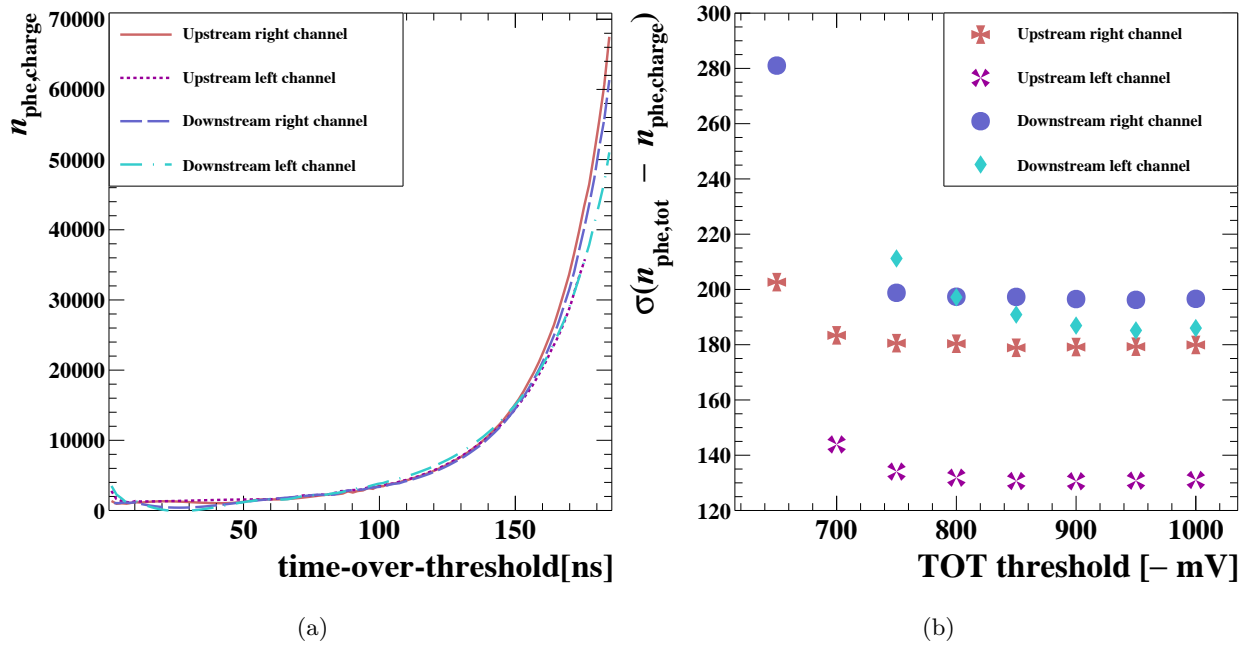


図 6.20: (a) 図 6.19a に示した time-over-threshold- 光電子数変換関数を、4つの読み出しチャンネルそれぞれについて比較したもの。各チャンネルにおいて、 $n_{\text{tot,nphe}} - n_{\text{charge,nphe}}$ の分布の標準偏差が最小となる time-over-threshold 閾値を用いて作成した関数を示している。(b) $n_{\text{tot,nphe}} - n_{\text{charge,nphe}}$ の分布中心における標準偏差を、time-over-threshold の閾値設定の関数として求めた結果。

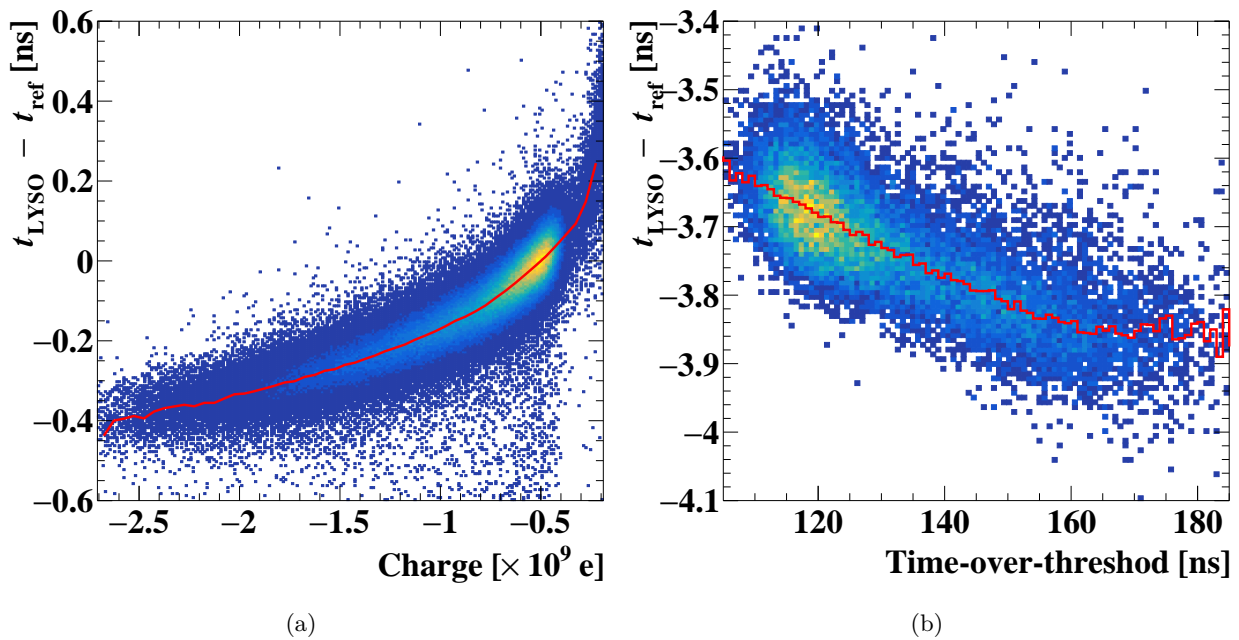


図 6.21: 参照用カウンターの時刻を基準としたコンバーター試作機の leading-edge 時刻と (a) low-gain チャンネルの積分電荷(2024年データ) (b) high-gain チャンネルの time-over-threshold(2023年データ) の相関。赤色の実線は、この散布図をもとに作成した time-walk 補正関数を表す。

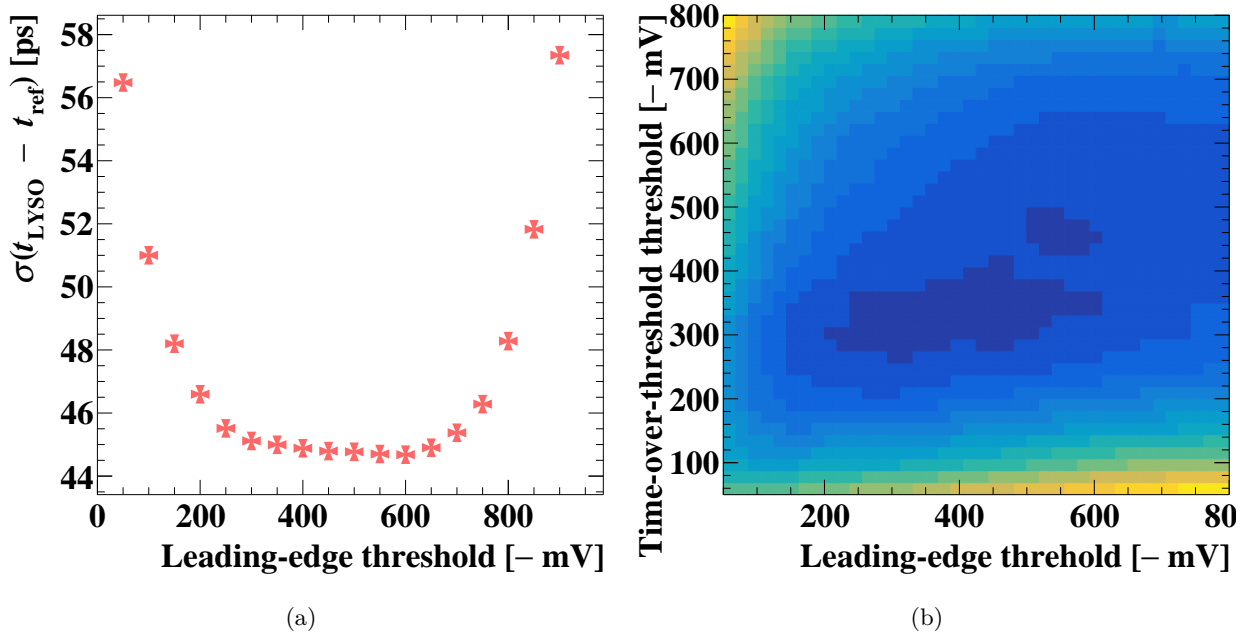


図 6.22: (a) 2024 年データにおける、異なる leading-edge 閾値に対する補正後の leading-edge 時刻の広がり (ガウスフィットにおける標準偏差)。(b) 2023 年データにおける、異なる leading-edge および time-over-threshold の閾値の組み合わせに対する leading-edge 時刻の広がり。

した。一方で、一端の読み出しチャンネル数が 3 の場合には、3 つの読み出しチャンネルから得られる leading-edge 時刻の重み付き平均を t_{left} , t_{right} と定義した。ここでの重みは、各読み出しチャンネルについて参照用カウンターとの時刻差 $t_{\text{LYSO}} - t_{\text{ref}}$ をガウス関数でフィットして得られる標準偏差 $\sigma(t_{\text{LYSO}} - t_{\text{ref}})$ の逆数の二乗とした。典型的には、3 つの読み出しチャンネルのうち中央に配置した SiPM の読み出しチャンネルの重みは、端に配置したものの約 3 倍であった。これは、3 mm 角の SiPM 3 個を $3 \times 5 \text{ mm}^2$ の LYSO の読み出し面に取り付けた幾何的配置に起因する。中央の SiPM はその有感領域が LYSO の断面全体に覆われているのに対し、端の SiPM は一部のみしか覆われていないため (図 6.33a)、中央の読み出しチャンネルでは相対的に多くの光量が取得でき、結果として端の読み出しチャンネルと比べて良い分解能が得られた。

以上のように定義した t_{left} , t_{right} を用いて、コンバーター試作機の検出時刻を $(t_{\text{right}} + t_{\text{left}})/2$ とした。上(下)流側のコンバーター試作機に対する検出時刻を $t_{\text{US(DS) LYSO}}$ 、2 つの参照用カウンターの平均検出時刻を t_{ref} とし、それぞれの時間分解能 $\sigma_{\text{US LYSO}}$, $\sigma_{\text{DS LYSO}}$, σ_{ref} は

$$\begin{cases} \sigma(t_{\text{US LYSO}} - t_{\text{DS LYSO}}) &= \sqrt{\sigma_{\text{US LYSO}}^2 + \sigma_{\text{DS LYSO}}^2}, \\ \sigma(t_{\text{US LYSO}} - t_{\text{ref}}) &= \sqrt{\sigma_{\text{US LYSO}}^2 + \sigma_{\text{ref}}^2}, \\ \sigma(t_{\text{DS LYSO}} - t_{\text{ref}}) &= \sqrt{\sigma_{\text{DS LYSO}}^2 + \sigma_{\text{ref}}^2}. \end{cases} \quad (6.4)$$

を解いて求めた。ここで、式 (6.4) の左辺は $t_{\text{US LYSO}}$, $t_{\text{DS LYSO}}$, t_{ref} の差の分布をガウス関数でフィットした際の標準偏差から算出している。図 6.23 に、2024 年および 2023 年データにおける $t_{\text{US LYSO}} - t_{\text{ref}}$ のガウスフィット例を示す。2024 年データでは、図 6.23a に示すように分布はガウス関数によく一致した。一方で、2023 年データでは、図 6.23b に示すように分布がガウス形状から外れ、左右非対称性を示すとともに、大きなテール成分が見られ

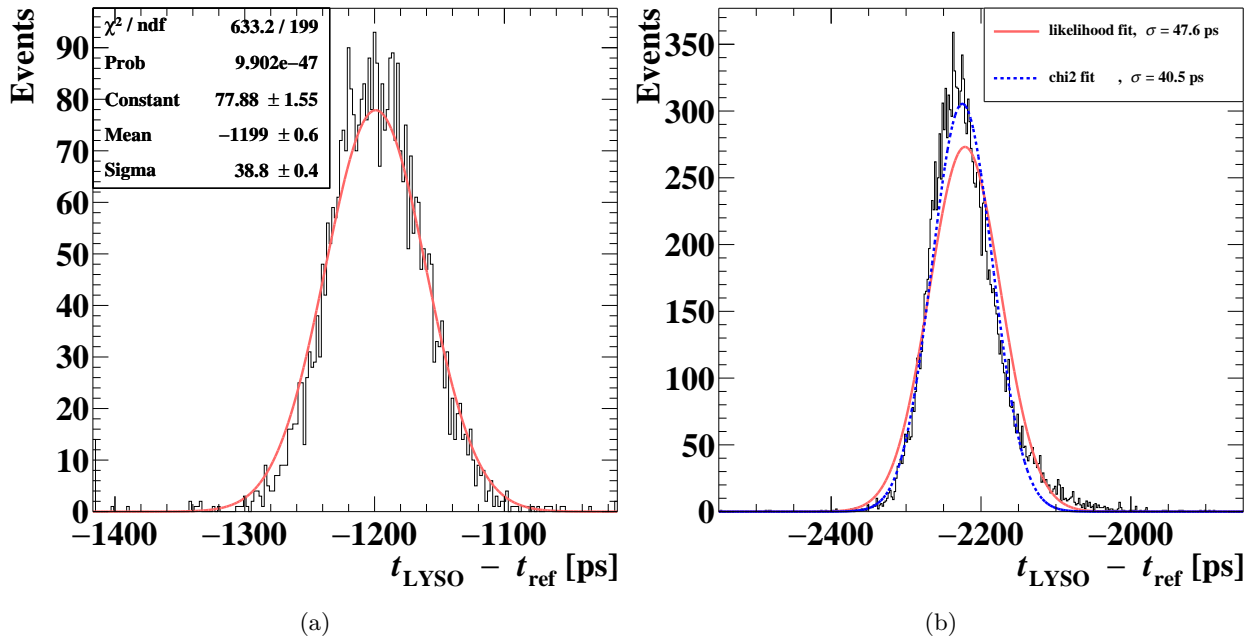


図 6.23: (a) 2024 年 データセットにおける $t_{\text{US LYSO}} - t_{\text{ref}}$ の分布と、それをガウスフィットした例 (赤実線)。(b) 2023 年 データセットにおける $t_{\text{US LYSO}} - t_{\text{ref}}$ の分布と、それを二つの方式でガウスフィットした例 (赤実線: Binned maximum likelihood fit, 青点線: Chi square fit)

た。このため、2023 年 データの解析では統計の大きいビンに対して有効で中心領域に強い重みがかかる chi square fit に加え、テール領域を本質的に過小評価してしまう可能性のある chi-square fit のみに依存することを避けるため、Poisson 統計に基づき統計の少ないビンも適切に扱うことができる binned maximum likelihood fit も適用した。最終的な時間分解能は、これら二つの手法から得られた標準偏差の平均値として評価した。なお、式 (6.4) により算出される σ_{ref} 分解能推定の不確かさについては、式 (6.4) における時間差広がり同士で非自明な相関が生じることを考慮に入れ、関連する系統誤差も含めて B 節に述べる手法により評価した。今回のビームテストでの代表的な値 ($\sigma_{\text{US/DS}} \simeq 25 \text{ ps}$ および $\sigma_{\text{ref}} \simeq 25 \text{ ps}$) においては、およそ 0.4 ps 程度であった。

このビームテストでは、6.3.2 節で述べたように、1 MIP 粒子が コンバーター試作機に入射した場合の性能を評価することを目的とした。そのため、時間分解能の評価には、6.3.2 節で述べた事象選択に加え、電離損失に対応する光量分布が従う Landau 分布において、最頻値 (MPV) ピークの高さに対して 30% 以内の範囲に位置する事象のみ抽出する選択を行った。この選別を行った理由は二点ある。第一に、高光量側に位置する事象には、6.3.2 節で除去しきれなかった複数粒子入射事象などが混入している可能性が MPV 近傍の事象よりも高く、単一 MIP 粒子に対する性能評価という本研究の目的と一致しない。第二に、時間分解能は図 6.24 に示すように光量に強く依存するため、単一 MIP 粒子が検出器を通過した際の代表的な電離損失に対応する事象に限定することで、1 MIP 粒子入射時の固有の時間性能を過度に良くも悪くも評価することなく、適切に見積もることができる。以上の理由から、本解析における事象選択は、単一 MIP 粒子入射時の時間分解能を評価する上で非常に重要である。

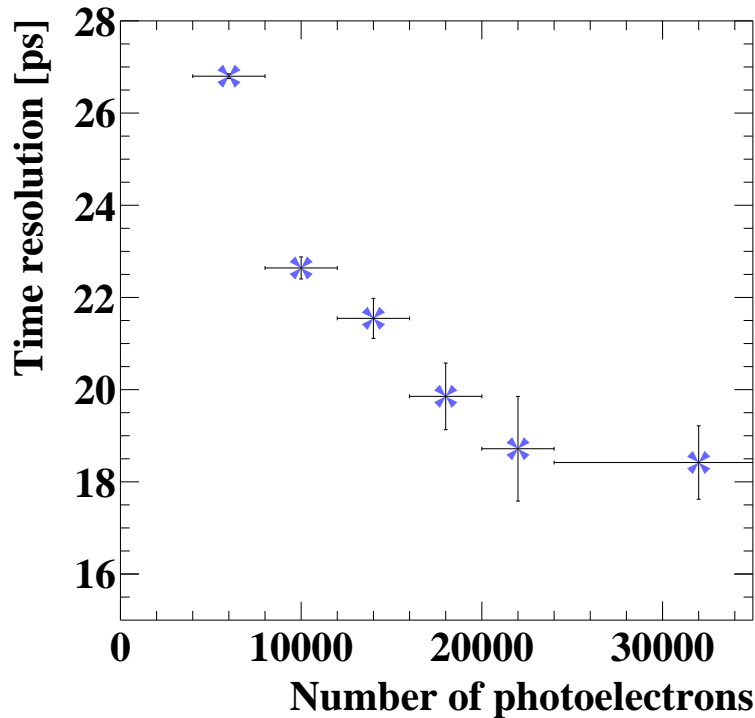


図 6.24: コンバーター試作機の時間分解能を、光量毎に分けて見積もった結果。

6.5.2.1 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ による時間分解能評価

上記で述べた解析の結果に対するクロスチェックとして、 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ を用いた時間分解能の評価も行った。 t_{left} と t_{right} が統計的に独立である場合、 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ は $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ *7 と一致し $\sqrt{\sigma(t_{\text{left}})^2 + \sigma(t_{\text{right}})^2}$ となる。しかし実際には t_{left} と t_{right} の間には相関があることがあり、この効果により $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2) \neq \sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ となる場合がある。ここでは、相関を生む要因として支配的であると考えられる time-walk 効果とビームサイズの影響について議論する。

time-walk 効果 time-walk 効果は、波形の立ち上がり時刻が信号振幅に依存することで生じるため、左右の読み出し時刻 t_{left} と t_{right} の間に正の相関を与える。これは、波形振幅がシンチレーション光量に比例し、左右 SiPM の受光量がイベントごとに共通して変動するためである。 $t_{\text{left}} - t_{\text{right}}$ のような差を取ると、左右で共通に変動する成分が打ち消し合うため、time-walk に起因する揺らぎは抑制される。一方で、 $t_{\text{left}} + t_{\text{right}}$ のような和を取ると、共通の揺らぎが同方向に加算されるため、time-walk による分散がより大きく現れる。その結果として、 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2) < \sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ となる。

ビームサイズの影響 ビーム照射位置の不定性は、左右の読み出し時刻 t_{left} および t_{right} の間に負の相関を生じさせる。その結果、time-walk 効果とは逆に、 $t_{\text{left}} + t_{\text{right}}$ では位置依存性が相殺される一方で、 $t_{\text{left}} - t_{\text{right}}$ ではその影響が強調される。

この効果は、以下のように定性的に理解できる。長さ L のコンバーターにおいて、位置 x にシンチレーションが

*7 $\sigma_{\text{US(DS)}}$ は参照用カウンターの寄与を除いた上 (下) 流側コンバーター試作機の $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ である。

生じたとき、左右の読み出しチャンネルに到達する光路長 ℓ_{left} および ℓ_{right} は、それぞれ

$$\ell_{\text{left}} = \frac{L}{2} + x + \delta_{\text{left}}, \quad (6.5)$$

$$\ell_{\text{right}} = \frac{L}{2} - x + \delta_{\text{right}}, \quad (6.6)$$

と表される。ここで $\delta_{\text{left(right)}}$ は、内部反射などに起因する光路長の揺らぎを表す項であり、一般にビーム入射位置 x に依存する非線形な寄与を含む。 t_{left} および t_{right} はこれらの光路長に比例する。 x に関する幾何学的な一次の寄与に着目すると、シンチレーション光の有効伝搬速度を v_{eff} として

$$\begin{cases} \frac{t_{\text{left}} - t_{\text{right}}}{2} = \frac{x}{v_{\text{eff}}} + (\text{terms involving } \delta_{\text{left/right}}) \\ \frac{t_{\text{left}} + t_{\text{right}}}{2} = \frac{L}{v_{\text{eff}}} + (\text{terms involving } \delta_{\text{left/right}}) \end{cases} \quad (6.7)$$

と書くことができ、 $t_{\text{left}} - t_{\text{right}}$ はビーム照射位置 x に比例した項を含む一方で、 $t_{\text{left}} + t_{\text{right}}$ ではこの一次の位置依存性が相殺されることが分かる。したがって、ビームサイズが有限である場合、 $(t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2$ を用いた時間分解能評価はビームサイズ $\sigma(x)$ の影響を受けるが、 $(t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2$ による評価は一次の近似では影響を受けない。

実際の測定条件において想定されるビームサイズ (図 6.6b より $\sigma(x) \simeq 1.5 - 3 \text{ mm}$) およびシンチレーション光の有効伝搬速度 (6.5.3.1 節の時間オフセットの議論より約 15 cm/ns) を用いて上式の線形項を評価すると、この効果による寄与は $10-20 \text{ ps}$ 程度と見積もられ、time-walk 補正など他の要因と比較して無視できない可能性がある。

両者の比較 [42] では、time-walk 補正を施していない t_{left} 、 t_{right} を用い、2023 年のビームテストデータに対して $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ により時間分解能の評価を行っている。この評価法はクロスチェックとしては有用であるものの、較正を含む実際の実験における時間検出精度の指標としては必ずしも適切ではない。実際、2023 年のビームテストデータでは、残存する time-walk 効果の影響により、 $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ は $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ と比較して数 ps 程度劣っていた。一方、2024 年のビームテストデータでは、D 節に示すように $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ が $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ に比べ、最大で 2 ps 程度小さい傾向が確認された (D 節)。これは、6.2.1.1 節に示したように、特に x 方向 (LYSO 結晶長手方向) に対して数 mm 程度の広がりを持つビーム分布に起因する系統誤差が、 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ に残存することによるものと解釈できる。従って、本解析では、 $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ の間に顕著な乖離が見られない限り、時間分解能の評価として $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ を用いた結果を主として提示する。

6.5.3 結果

6.5.3.1 入射位置依存性

時間分解能 ビームの上流・下流に配置したコンバーター試作機について、LYSO 結晶長手方向 (中心を原点として定義) のビーム入射位置に対する時間分解能を図 6.25 に示す。ここで示すのは 2024 年 ビームテストにおける表 6.3 (I) の測定結果であり、2 つのコンバーター試作機はいずれも $22-27 \text{ ps}$ の時間分解能を示した。

時間オフセット まず、同じ測定条件において時間オフセットのビーム入射位置依存性を調べた。上流 (下流) コンバーター試作機で得られる検出時刻 $t_{\text{US(DS)LYSO}} = (t_{\text{right}} + t_{\text{left}})/2$ の中心値を、ビームが LYSO 結晶中心に入射した場合の値からの差として示したものが図 6.26a である。1 つのコンバーター試作機内では、入射位置に応じて最大 50 ps 程度の変動が確認された。実際の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験では、対生成粒子がコンバーターで生じたのち磁場で曲げられて再びコンバーターに再入射する位置はペトラッカーにより決定できるため、あらかじめ位置依存性を測定して

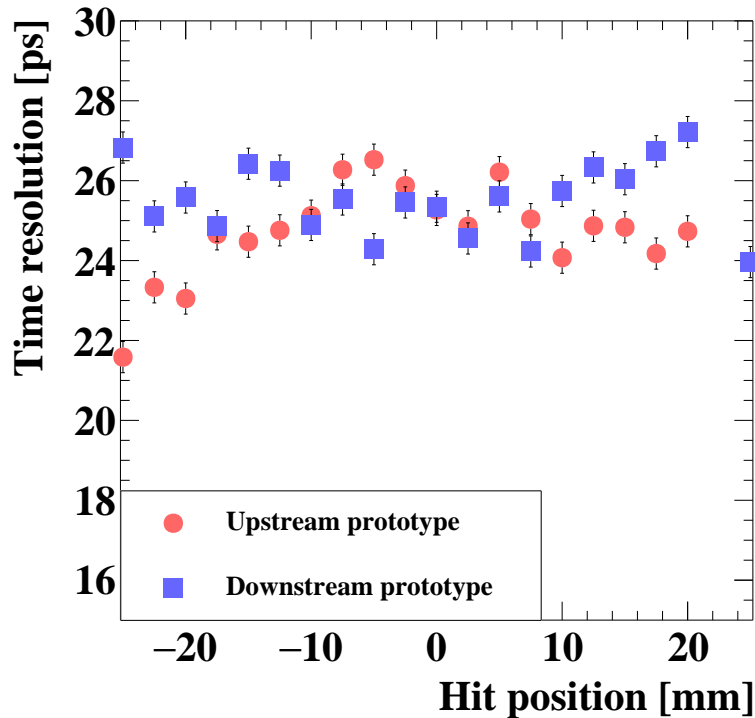


図 6.25: 表 6.3 (I) の条件で製作した上流・下流の 2 つの コンバーター試作機に対する、ビーム入射位置依存の時間分解能。

おけばこのオフセットはイベントごとに補正可能である。したがって、問題となり得るのは、有限のトラッカー位置分解能に起因するオフセット不定性の時間分解能への寄与である。ここでは、ペアトラッカーの再入射位置分解能を 1 mm と仮定すると、入射位置が LYSO 結晶の端付近であった場合に最大で $\sigma_{\text{offset}} = 10$ ps の不定性を生む。この不定性が時間分解能 (図 6.25 で得られた $\sigma = 25$ ps) へ与える寄与は $\sqrt{\sigma_{\text{offset}}^2 + \sigma^2} - \sigma \simeq 2$ ps となり、無視できる大きさである。さらに 2 つのコンバーター試作機間の差異も最大 5 ps 程度で、カウンター間の時間整合性は数 ps レベルで安定していることが確認された。

7.1 節で議論するように、将来実験では読み出しチャンネル数削減のため、LYSO 結晶の片側のみからシンチレーション光を読み出す方式も検討されている。この場合、左右チャンネルごとの時間オフセット (t_{left} , t_{right}) の位置依存性が直接的に時間分解能に影響するため、それぞれ個別に調べた。図 6.26b に示すように、各チャンネルの時間オフセットはビーム入射位置に対して類似した線形的傾向を示した。左右比較を行うため、左チャンネルについては結晶中心に対して入射位置を符号反転させて表示している。線形領域の傾き (約 15 cm/ns) は、LYSO 内のシンチレーション光伝搬速度 $v_{\text{LYSO}} = c/n_{\text{LYSO}} \simeq 16.6$ cm/ns と良く一致する。ここで、 n_{LYSO} は LYSO の屈折率である。同様に 1 mm の位置分解能を仮定すると、オフセット不定性は最大で $\sigma_{\text{offset}} \simeq 10$ ps 程度である。単一チャンネルの時間分解能は左右読み出しの平均に比べて $25 \text{ ps} \times \sqrt{2} = 35 \text{ ps}$ と悪化するが、このオフセット不定性の寄与は $\sqrt{\sigma_{\text{offset}}^2} - \sigma \simeq 1.5 \text{ ps}$ となり、やはり無視できる。また、各チャンネルの時間オフセットには最大 10 ps 程度の差異が見られ、特に LYSO 結晶端付近にビームが入射した場合に顕著であった。これは、結晶自身の個体差も考えられるものの、主に SiPM-LYSO の光学結合状態のばらつきが要因である可能性が高い。

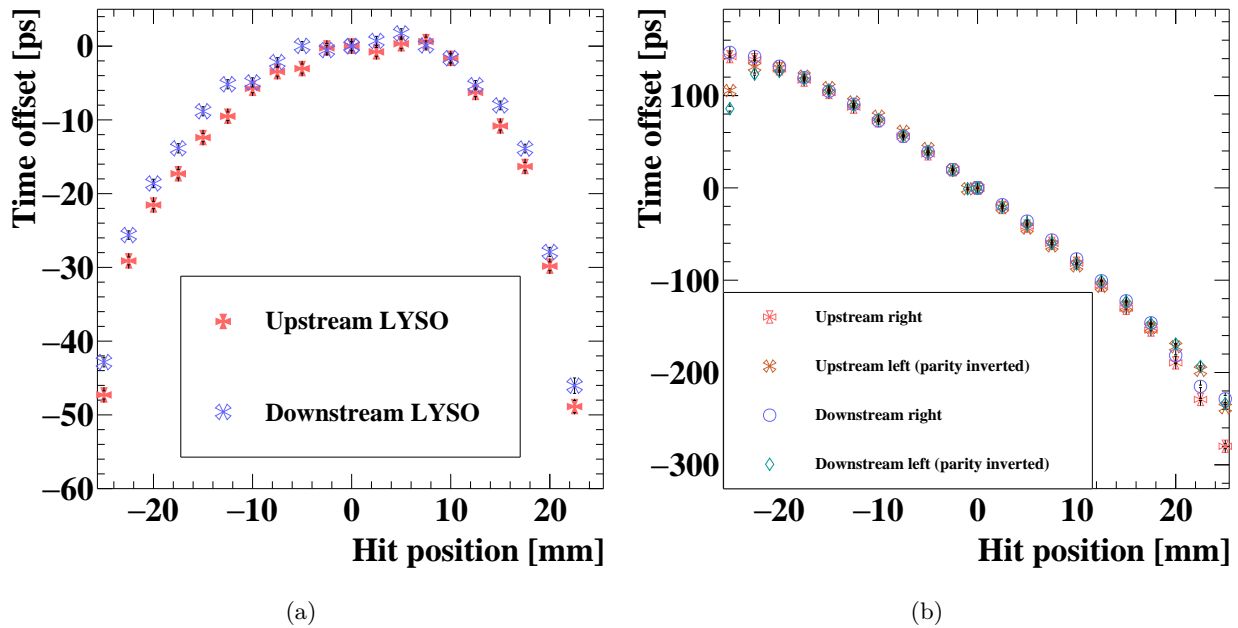


図 6.26: 表 6.3 I の条件で製作した上流・下流の 2 つの コンバーター試作機に対するビーム入射位置依存の時間オフセットの、(a) 左右の読み出しチャンネルに関する平均。(b) 読み出しチャンネルごとの比較。

6.5.3.2 入射角度依存性

コンバーター試作機表面に対するビーム入射角度依存の時間分解能を図 6.27 に示す。ここでの入射角度の定義は 3.2.3 節における θ_γ と一致しており、 $\theta = 90^\circ$ は コンバーター試作機表面に対する垂直入射を意味する。入射角度が小さくなるほどビームが LYSO 中を通過する距離が増大し、それに伴って時間分解能の改善が確認された。一方で、上流および下流の コンバーター試作機間には時間分解能に差異が見られ、特に入射角度が小さい領域においてその傾向が顕著であった。この差異の原因は現時点では明らかではないが、測定環境の違いなどが影響している可能性が考えられる。

6.5.3.3 読み出し SiPM の依存性

異なる種類の読み出し SiPM を用いた場合の時間分解能について、2023 年 および 2024 年 ビームテストで比較を行った。

まず、2023 年の測定では、SiPM のピクセルピッチに起因する性能差を評価した。一般に、ピクセルサイズが大きいほどピクセル容量が増大し増幅率が高くなるほか、fill factor の向上によって PDE が増加するため、より多くの光子を検出でき、時間分解能の向上が期待される。一方で、ピクセルサイズが小さい場合にはピクセル容量が小さくなるため、波形の立ち上(下)がり時定数が短くなり、初期光子の到着時刻をより鋭敏に反映できる可能性がある。このため、ピクセルサイズの縮小が時間分解能の改善に寄与することも考えられる。表 6.3 (VII)、(V)、(VIII)、(X)、(IX) および (XI) の コンバーター試作機を用いて、ピクセルピッチが 50、15、10 μm の浜松ホトニクス製 SiPM を比較した結果を図 6.30a に示す。ピクセルピッチが大きいほど時間分解能が改善することが確認され、シンチレーション光を高増倍率で読み出すことの重要性が示された。

次に、2024 年のビームテストでは、3 種類の SiPM を用いた コンバーター試作機の性能比較を行った。ここで

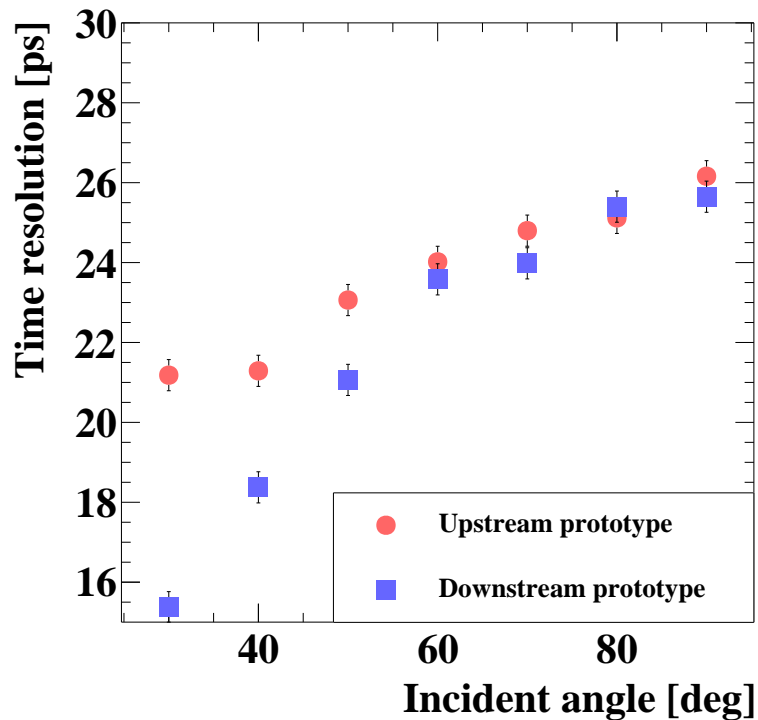


図 6.27: 表 6.3 I の条件で製作した上流・下流の 2 つの コンバーター試作機に対する、ビーム入射角度依存の時間分解能。

扱ったのは、有感領域サイズの異なる浜松ホトニクス製 SiPM(表 6.3 (I), (II)) と Onsemi 製 SiPM(表 6.3 (III)) の組み合わせである。まず、LYSO 読み出し面に対する SiPM の被覆率に着目する。S14160-6050HS は 100% の被覆率を持つ一方、S14160-3050HS および MICROFJ-40035-TSV-TR1 では完全には覆われない。S14160-3050HS では、3 mm 角の SiPM を 3 個並べて配置しているため、SiPM 間に生じる不感領域により読み出し面の実効被覆率は約 92% となる。しかし、この 3 個の SiPM を直列に読み出す構成を採用することで、全体容量が低減し、信号の立ち下がりが速くなるため、時間性能の改善に寄与する可能性がある。一方、MICROFJ-40035-TSV-TR1 では、4 mm 角 SiPM を 1 個のみ結合しているため、被覆率は約 80% に留まる。しかしながら、この SiPM は通常のアノード出力に加えて高速応答に特化した“fast output”端子を備えており、本測定ではこの fast output を時間測定に用いた。図 6.28 に示すように、fast output は各ピクセルのアバランシェ電流を容量結合によって取り出す構造となっている。この構造により電荷積分成分が抑えられ、アノード出力に比べて立ち上がり時間が短く、パルス幅も狭い鋭い波形が得られる(図 6.29)。時間測定では、最初に到達した光子によって形成される信号の立ち上がりが精度を左右するため、この急峻な立ち上がりを持つ fast output は時間分解能の改善に有効である。各 SiPM の使用時に得られたビーム入射位置依存の時間分解能を図 6.30b に示す。その結果、3 種類の コンバーター試作機すべてで 22–27 ps の時間分解能が得られ、SiPM の種類による有意な性能差は確認されなかった。

6.5.3.4 読み出し方式の依存性

2023 年 ビームテストでは、 $3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^2$ の LYSO の両端に S14160-3050HS を 3 つずつ取り付け、それぞれについて独立読み出し方式(表 6.3 (VII))と直列読み出し方式(表 6.3 (V))の比較を行った。図 6.31 に示すように、 $(\sigma(t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ の二つの評価方法で得られた時間分解能の間には、特に直列読み出し方式

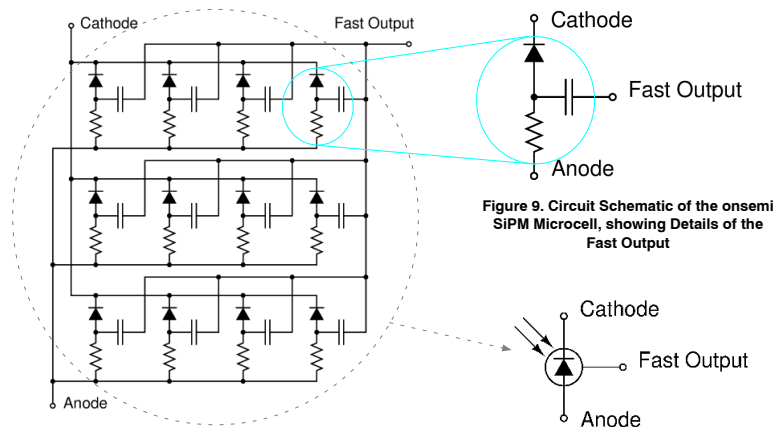


図 6.28: 簡略化された Onsemi 社製 SiPM の回路図 [48]。各ピクセルに対して、容量結合された“fast-output”が存在する。

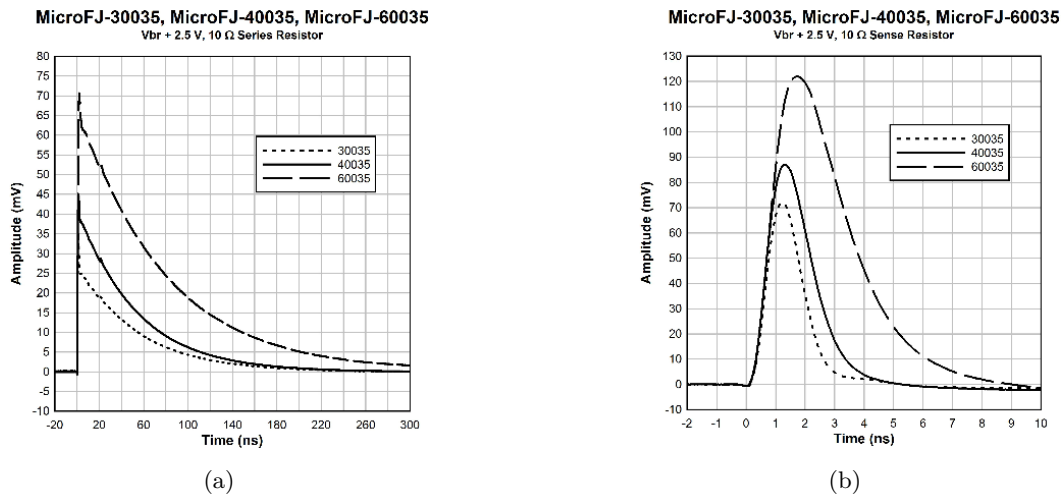


図 6.29: Onsemi 社製の SiPM による (a) アノードの出力波形と、(b) fast-output の出力波形 [48]。実線で示されているのが本試験で用いた型番である。

において有意な差が見られた。この差は、電荷ではなく time-over-threshold を用いた場合の time-walk 補正が十分でなかったことを示唆している。図 6.31b に示したように、 $(\sigma(t_{left} - t_{right})/2)$ に基づく分解能は、独立読み出し方式でおよそ 30–35 ps であった。これは、仮に time-walk 補正が完全であったとしても、6.5.3.1 節や 6.5.3.3 節で典型的に示した 25 ps 程度までの改善は見込めないことを示唆しており、独立読み出し方式を積極的に採用する動機は強くない。一方で、直列読み出し方式には、独立読み出し方式と比べて読み出しチャンネル数を 1/3 に削減できるという明確な利点がある。以上を踏まえ、コンバーター基板の設計方針として直列読み出し方式を採用することとし、2024 年のビームテストではこの方式に限定して試験を行った。

6.5.3.5 より薄いコンバーターの性能

5.2.2.2 節で述べたように、将来実験ではガンマ線の入射方向に沿った実効厚みを一定に保つため、コンバーターセルに入射する典型的なガンマ線入射角に応じて結晶厚を薄くする設計を検討している (最も外側で中心部の半分の厚

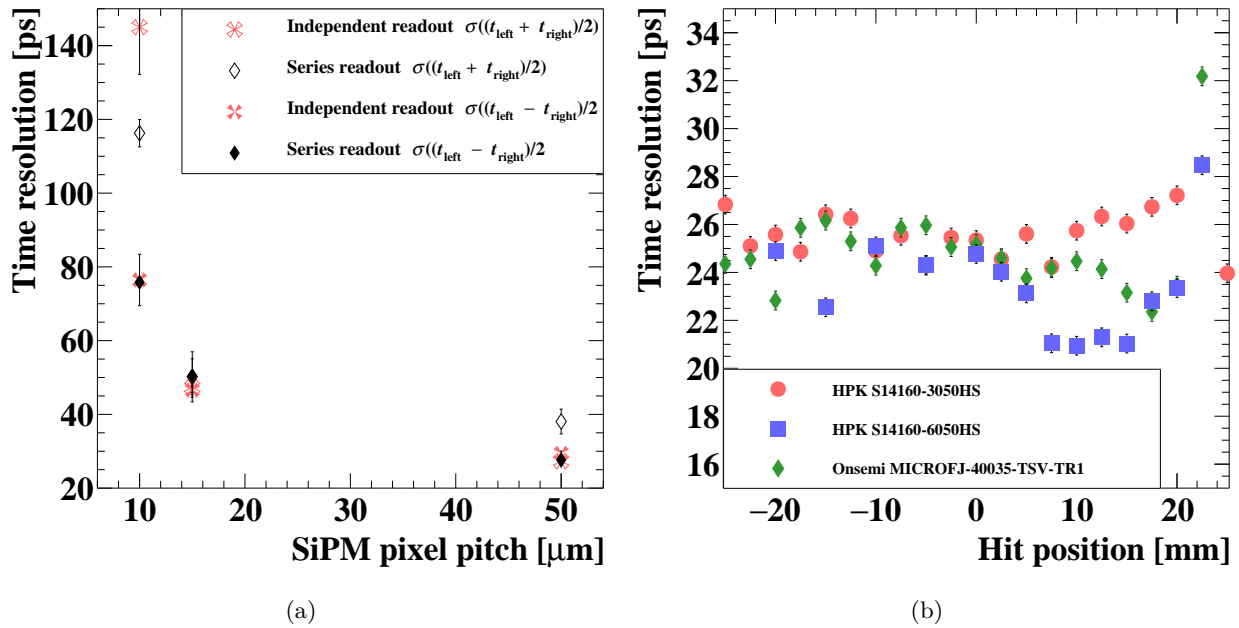


図 6.30: (a) 2023 年 ビームテストにおける、浜松ホトニクス製の異なるピクセルピッチの SiPM を用いたコンバーター試作機による時間分解能の比較 (表 6.3 (VII)、(V)、(VIII)、(X)、(IX) および (XI) を使用して測定)。(b) 2024 年 ビームテストにおける、3 種類の読み出し SiPM を用いた コンバーター試作機の時間分解能の比較 (表 6.3 (I),(III) および (II) を使用して測定)。

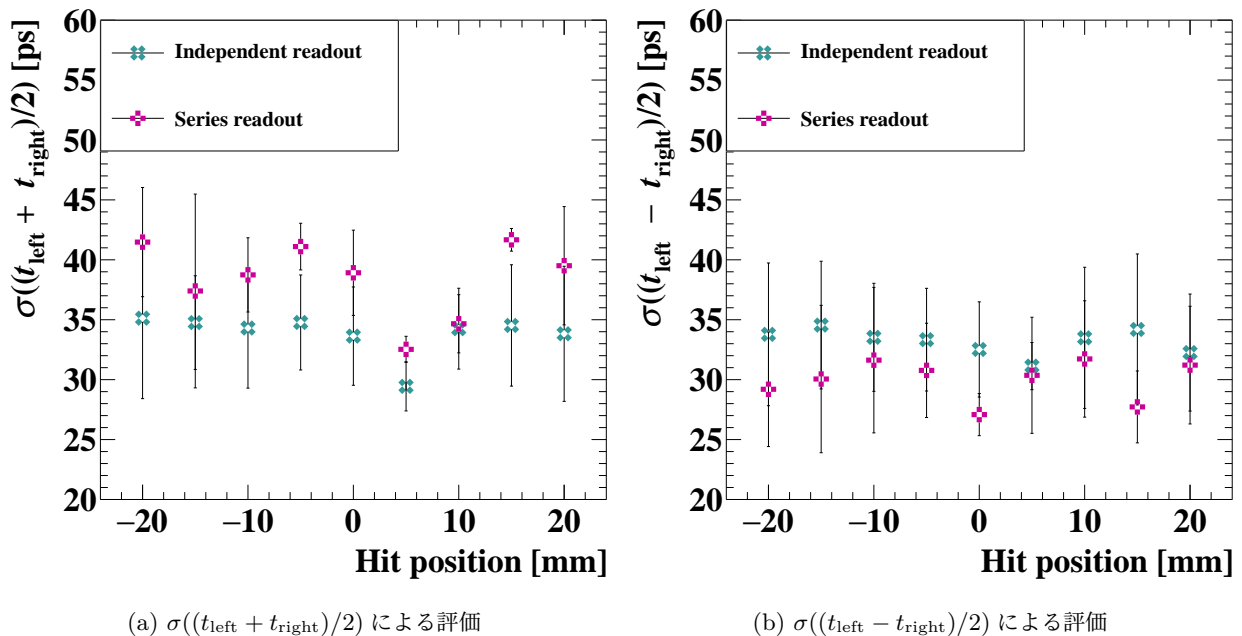


図 6.31: 二つの方法で評価した時間分解能の、読み出し方式に関する比較 (表 6.3 (VII)、(V) を使用して測定)。赤色マーカーが独立読み出し、青色マーカーが直列読み出しを表す。

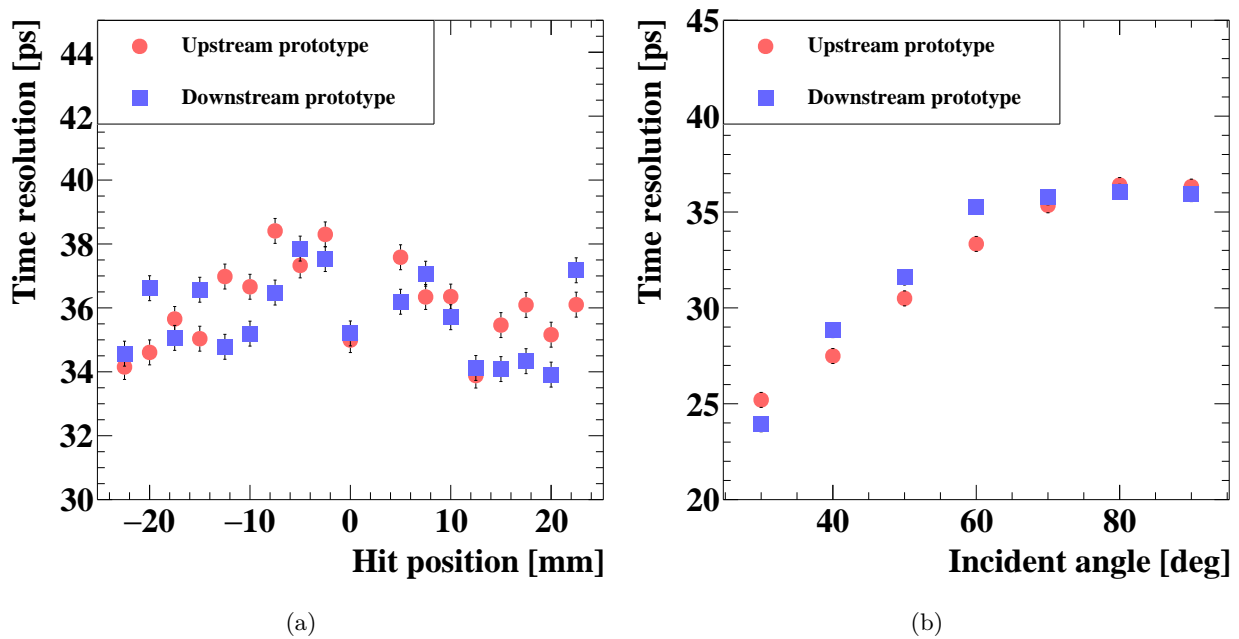


図 6.32: 表 6.3 (IV) を使用して測定した、1.5 mm 厚の LYSO を用いたコンバーター試作機の時間分解能の (a) 入射位置依存性 および (b) 入射角度依存性。

みを想定)。この設計での時間分解能を検証するため、2024 年 ビームテストでは表 6.3 (IV) に示す通常の半分厚の LYSO 結晶を用いたコンバーター試作機の時間分解能を測定した。図 6.32 は、上流・下流に配置した 2 つのコンバーター試作機に対する時間分解能のビーム入射位置依存性 (90° 入射の場合) および入射角度依存性 (中心入射の場合) を示す。1.5 mm 厚のコンバーターが設置される領域で典型的と想定される入射角度 30°^{*8}においては、25 ps 程度の時間分解能が得られた。また、コンバーターに対して垂直入射の場合においても、入射位置によらず将来実験の目標値である 40 ps を十分満たす 34–38 ps の分解能を達成していた。

6.5.3.6 大きさの異なるコンバーターの性能

2023 年のビームテストでは、5 章で最適と結論付けた 5 mm × 50 mm 大きさの LYSO の性能を、幅や長さを倍にしたものと比較した。図 6.34a、図 6.34b に、表 6.3 (VII)、(XIII) および (XII) を用いた測定データを $\sigma((t_{\text{right}} + t_{\text{left}})/2)$ 、および $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ により評価した結果を示す。

幅・長さが倍のコンバーター試作機について、図 6.34b に示す $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ による時間分解能は図 6.34a に示す $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ による時間分解能より劣っていた。これは 6.5.2.1 節で述べた有限のビームスポットの大きさの影響であると考えられる。幅や長さが倍のコンバーター試作機において特に悪化が顕著であった理由としては、結晶の幅および長さが大きくなることで、光子が SiPM に到達するまでの反射回数や光路長のばらつきが増大し、有限のビームスポットに起因する入射位置の不定性が到達時間の揺らぎとして増幅されたためであると考えられる。

今回比較した 3 種類のサイズの LYSO 結晶を用いたコンバーター試作機では、ビームサイズの影響を受けない $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ による評価において、いずれのサイズにおいても将来実験で要求される 40 ps の時間分解能を満たしていた。その中でも、特に幅の大きい LYSO 結晶が最も良い時間分解能を示した。この理由として、LYSO の読

*8 標的中心から放出され、コンバーター中心に入射するガンマ線を想定

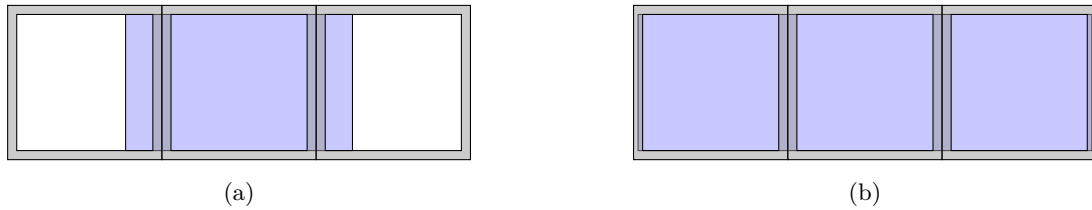
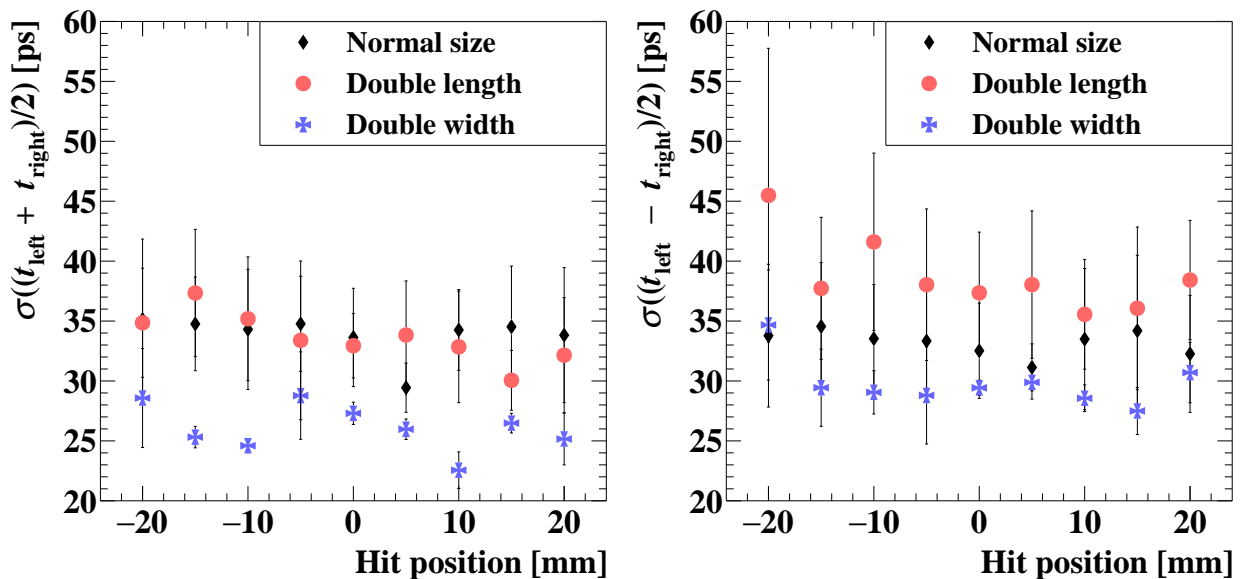


図 6.33: (a) 通常の大きさ LYSO(3 mm×5 mm) (b) 倍の幅の LYSO(3 mm× 10 mm) の読み出し面に対する 3 mm 角 SiPM の有感領域の被覆率。白色、灰色、青色の網掛け部分はそれぞれ SiPM の有感領域、SiPM 不感領域、そして LYSO の読み出し面を表す。



(a) $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ による評価。

(b) $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ による評価。

図 6.34: 2023 年 ビームテストにおける異なる大きさの LYSO 結晶を用いたコンバーター試作機の時間分解能の比較 (表 6.3 (VII)、(XII)、および (XIII) を使用して測定)。黒色マーカーが $T \times W \times L = 3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ 、赤色マーカーが $3 \times 5 \times 100 \text{ mm}^3$ 、青色マーカーが $3 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$ の LYSO 結晶を用いた結果を表わす。

み出し面を覆う 3 つの SiPM が占める有効面積比、すなわち SiPM 間のデッドスペースの割合が結晶幅によって変化する点が挙げられる。図 6.33 に示すように、幅の広い LYSO 結晶では読み出し面に対する SiPM の被覆率が高く相対的にデッドスペースが減少するため、光収集効率が向上し、結果として時間分解能の改善につながったと考えられる。このことから、良い時間分解能を達成するためには LYSO 結晶の読み出し面を覆う SiPM のデッドスペースを減らすことが重要であることが示唆される。

6.5.3.7 LYSO の種類の比較

2023 年 ビームテストでは、表 6.1 に示した二種類の LYSO に対して試験を行った。上流側に FTRL を用いたコンバーター試作機 (表 6.3 (VII))、下流側に LYSO を用いたコンバーター試作機 (表 6.3 (VI)) を設置して取得したデータから得られた時間分解能の結果を図 6.35 に示す。ここでは、FTRL では Ce:LYSO に比べて 10 ps 程度良い分解能

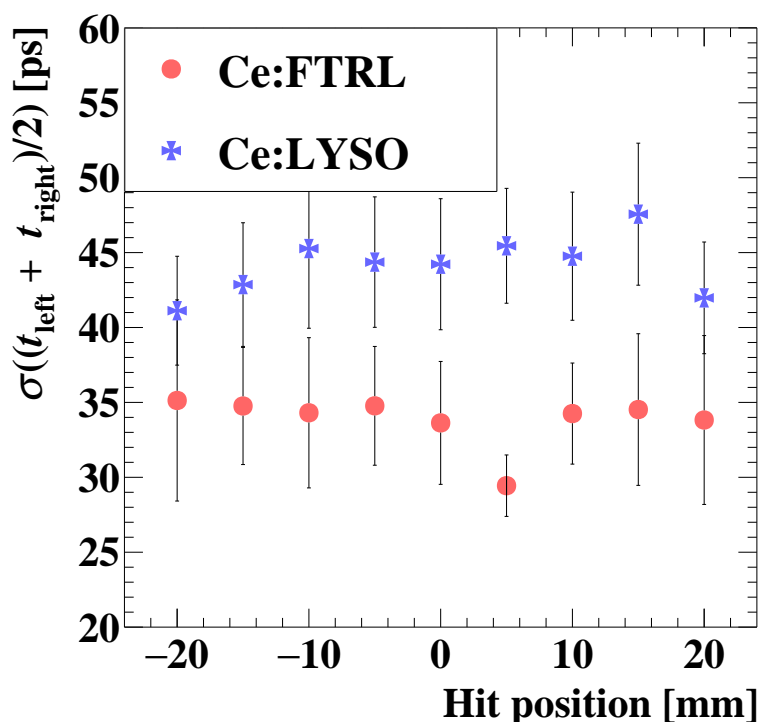


図 6.35: 2023 年 ビームテストで評価した二つの異なる LYSO (FTRL, LYSO) に対する時間分解能の比較。

が観測された。2024 年 ビームテストにおいては時間性能を重視して FTRL のみを用いて試作機を製作した。

6.6 考察

6.6.1 LYSO 結晶のアクティブコンバーターとしての性能

アクティブコンバーターで目標とする時間分解能は、6.1.1.2 節で議論したとおり、3 GeV 電子に対しておよそ 40 ps である。6.5 節では、この要件に対し異なる測定条件・製作条件のもとで得られた時間分解能を評価した。表 6.3 のそれぞれのコンバーター試作機における時間分解能 (中心に垂直に照射した場合) を、図 6.3 にまとめる。2023 年度 ビームテストにおいて、LYSO の種類・サイズ、SiPM のピクセルピッチ、読み出し方式などを比較検討した結果、(V) に示す設計 (FTRL タイプ、大きな SiPM ピクセルピッチ、直列接続) が、時間分解能の観点から最適であると結論づけた。この結果を踏まえ、2024 年度のビームテストでは、より最適化された条件下 (積分電荷の同時測定、波形のより大きな増幅) で測定を実施した。その結果、3 mm 厚の LYSO にビームを入射した場合、典型的な時間分解能としておよそ 25 ps が得られた。さらに、2024 年に実施したすべての測定条件 (ビーム入射位置: 6.5.3.1 節、ビーム入射角度: 6.5.3.2 節、LYSO 厚み: 6.5.3.5 節、読み出し SiPM: 6.5.3.3 節) において、要求値である 40 ps 以下の時間分解能が達成されることを確認した。これらの結果は、ペラスペクトロメーター全域にわたって 30 ps 程度のガンマ線時間分解能を実現できる可能性が十分に高いことが示唆される。

次に、アクティブコンバーターに要求される光量について述べる。5.6.1 節で議論したとおり、10 MeV のエネルギー損失に対し 2500 光電子以上が必要である。これを今回のビームテストにおける典型的エネルギー損失 2.7 MeV に換算すると、必要光電子数はおよそ 1100 p.e. となる (6.1.1.1 節)。一方、実際に測定された光電子数は 10^4 に達し、

表 6.5: 各コンバーター試作機における中心垂直照射の時間分解能のまとめ。 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ の値が $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ と 3 ps 以上異なる場合は、括弧内に $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ の値を記した。

No.	LYSO 結晶の大きさ (厚さ × 幅 × 長さ)	LYSO 結晶 の種類	SiPM 型番	読み出し方式	時間分解能
2024					
(I)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	直列	25 ps
(II)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-6050HS	—	25 ps
(III)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	MICROFJ-40035-TSV-TR1	—	25 ps
(IV)	$1.5 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-6050HS	—	35 ps
2023					
(V)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	直列	39(27) ps
(VI)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	LYSO	S14160-3050HS	独立	44(41) ps
(VII)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立	34 ps
(VIII)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3015PS	独立	47 ps
(IX)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3010PS	独立	145(75) ps
(X)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3015PS	直列	50 ps
(IX)	$3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3010PS	直列	115(75) ps
(XII)	$3 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立	27(29) ps
(XIII)	$3 \times 5 \times 100 \text{ mm}^3$	FTRL	S14160-3050HS	独立	33 ps

この要件を大きく上回った。さらに 6.4.3.1 節に示すように、この光量はコンバーター内の位置に対しても安定していた。この光量は、統計ゆらぎに由来するエネルギー分解能の寄与を $\sim 50 \text{ keV}$ 以下に抑えられることを意味する。したがって、ペアスペクトロメーターにおける最終的なエネルギー分解能 (200 keV) は、ペアトラックの飛跡再構成精度、および LYSO 応答の位置依存性に対する較正精度を十分に確保できれば、達成可能である見通しが立った。これらの項目については、7.1 節および 7.1.3 節で議論する。

6.6.2 LYSO 結晶を用いた先行研究における検出器との比較

高輝度 LHC に向けた CMS 実験の phase-2 upgrade では、Barrel 部における MIP の高精度時間測定を目的として、 $3.75 \times 3.2 \times 54.7 \text{ mm}^3$ の LYSO シンチレーションバーからなる時間検出器 (Barrel Timing Layer) の開発が進められている [52, 53, 54, 55, 56]。これは、LHC の高輝度化に伴うパイルアップの抑制や飛跡の 4 次元再構成を主目的としたものであり、MIP の時間情報の取得に特化した設計となっている。一方で本研究は、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験におけるガンマ線ペアスペクトロメーターのアクティブコンバーターとしての応用を目的としており、52.8 MeV の信号ガンマ線に対する検出効率の観点から、シミュレーションにより $3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ の結晶サイズを基準設計として特定した。その上で、CMS Barrel Timing Layer で検討されている条件とは異なるパラメータ領域にわたる性能評価を行った。本研究では、CMS の時間検出器と同程度である 25 ps の時間分解能を達成しただけでなく、薄い LYSO 結晶における性能評価、入射角度依存性、読み出し SiPM の違いによる性能比較など、アクティブコンバーターとしての実運用を想定し、CMS と比べてもより幅広く多角的な評価を行った。さらに、アクティブコンバーターとして極めて重要な指標である光量についても測定を行い、 10^4 程度の十分な光量が得られることを実証した。

第7章

展望

7.1 アクティブコンバーター本格実装に向けて

7.1.1 較正

本研究で実施したビームテストにより、6.6.1節で議論したように、LYSOを用いたアクティブコンバーターが、優れた時間分解能と十分な光量を有することが確認された。一方で、本格運用に向けては、時間オフセットおよび光量に対する慎重な較正と品質管理が不可欠であることも明らかとなった。

6.5.3.1節および6.4.3.1節で示した通り、時間オフセットには最大で50 ps、光量には約15%の位置依存性が存在する。目標とする時間分解能を達成するためには、これらの位置依存性を、ペアトラッカーによって特定される対生成粒子およびガンマ線のコンバーターへの入射位置情報を用いて補正する必要がある。

また、今回のビームテストではコンバーター試作機間の個体差も観測された。時間オフセットについては、そのばらつきは10 ps以下に抑えられていたものの、高精度な時間測定を実現するためにはモジュールごとの個別較正が求められる。一方、光量については、最大でおよそ1.3倍の個体差が確認されており、これは主としてコンバーター試作機の組み立て品質に起因するものと考えられる。したがって、本格実装においては、精密な較正手法の確立に加え組み立て工程を含む厳密な品質管理が強く要求される。さらに、LYSO結晶の品質劣化などに起因する時間的変動についても、長期運用を見据えた較正手法の確立が不可欠である。

7.1.2 読み出しチャンネル数削減

本格実装に向けた大きな課題の一つとして、膨大な読み出しチャンネル数が挙げられる。現在主に検討されている4層構成のペアスペクトロメーターでは、アクティブコンバーターの数 $\mathcal{O}(10^5)$ に達する。今回試験したコンバーター試作機のように、1セルあたり4チャンネル(左右両端の信号を二つの増幅率で取得)を用いた場合、総読み出しチャンネル数はアクティブコンバーター数のさらに4倍となる。従って、1セルあたりの読み出しチャンネル数を削減する設計が実現できれば、システム全体にとって重要な利点となる。

この観点から、現在は棒状LYSO結晶の両端にSiPMを取り付けて読み出している方式を、片側のみの読み出しに変更する案を検討している。この場合、時間分解能は両側読み出しに比べて $\sqrt{2}$ 倍劣化するが、得られる35 psの時間分解能は将来実験で目標とされる40 psを満たしている。また、光量についても、片側読み出しであっても目標値を十分に達成していることが確認されている(6.4.3.1節)。一方で、片側読み出しでは、時間オフセットや光量の位置依存性および個体差が増大する可能性がある(6.5.3.1節,6.4.3.1節)。したがって、この方式を採用する場合には、より高精度な較正が不可欠となる。

片側読み出しの欠点を補いつつ読み出しチャンネル数を半減させる手法として、LYSO 結晶両端の信号を電氣的に結合し、単一の信号として読み出す方式も提案されている。この方法では、良好な時間分解能および光量を維持しつつ、位置依存性や個体差の影響をある程度抑えながら、読み出しチャンネル数を削減できる可能性がある。ただし、本手法の実用的なハードウェア実装については、今後さらなる研究開発が必要である。

さらに、2024 年のコンバーター試作機では、時間と光量の同時測定のため一つの信号を二つに分岐し、それぞれ異なる増幅率で読み出していた。しかし、6.4.3.3 節で議論したように、光量は波形の積分電荷の代わりに time-over-threshold を用いて再構成できる可能性がある。この手法を用いれば、信号分岐は不要となり、読み出しチャンネル数をさらに半減できる。

7.1.3 ペアトラッカーの開発

ペアトラッカーについても、今後はシミュレーションおよび検出器開発の両面から研究を進めていく必要がある。4.1.2.1 節で述べたように、現在は radial TPC を基盤とした開発を行っており、strip 読み出し型 TPC 試作機を用いたテストビーム試験によりトラック再構成が可能であることが実証された。また、単一ヒット位置分解能としておよそ $800\ \mu\text{m}$ が得られている。これらの結果は、strip 読み出し型 TPC が、将来実験におけるガンマ線ペアスペクトロメーター用トラッカーとして運用可能な技術であることを示している。一方で、radial 型 TPC の動作実証や、複雑な飛跡に対するパターン認識手法の確立、さらに実際の飛跡に対する運動量分解能の検証など、解決すべき課題は多く残されている。

加えて、より現実的なシミュレーション環境の構築も重要な課題である。A 節では簡易的な条件下での性能評価を行っているが、今後は実験環境をより忠実に再現したシミュレーションを整備し、これを通じて検出器設計および再構成手法の最適化を進めていく必要がある。

7.2 ペアスペクトロメーターの測定原理の実証試験に向けて

ペアスペクトロメーターを本格的に実装するにあたり、まず 4.1.2 節で述べたアクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターによるガンマ線測定が実験的に実現可能であることを実証する必要がある。あわせて、実際の検出効率やガンマ線エネルギー分解能を定量的に評価することが不可欠である。そのため、既存の MEG II 検出器を用いた測定原理の実証実験を計画している。

本実証実験では、ペアトラッカーとして MEG II 実験で陽電子飛跡検出器として使用されている CDCH(3.1.2.3 節)を用い、COBRA 磁石(3.1.2.2 節)により生成される磁場を利用する(図 7.1)。測定対象として、MEG II 実験において液体キセノン検出器のエネルギー較正に利用されている $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 反応により生成されるガンマ線を用いる。

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊により放出される 2 本のガンマ線のエネルギーは、それらの相対角度に依存するが、特に 2 本のガンマ線が 180° の相対角度で放出される場合には $54.9\ \text{MeV}$ および $82.9\ \text{MeV}$ のガンマ線が生成される。このうち $54.9\ \text{MeV}$ のガンマ線は、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索における信号ガンマ線のエネルギー ($52.8\ \text{MeV}$) に近く、MEG II 実験ではエネルギー較正に用いられている。具体的には、液体キセノン検出器の反対側に設置した BGO 検出器で $82.9\ \text{MeV}$ のガンマ線を検出することを条件とすることで、対応する $54.9\ \text{MeV}$ のガンマ線を選択している。実証実験では、この単色ガンマ線を用い、アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターによるガンマ線測定の原理を実験的に実証するとともに、将来の本格実装に向けた性能評価を行う。

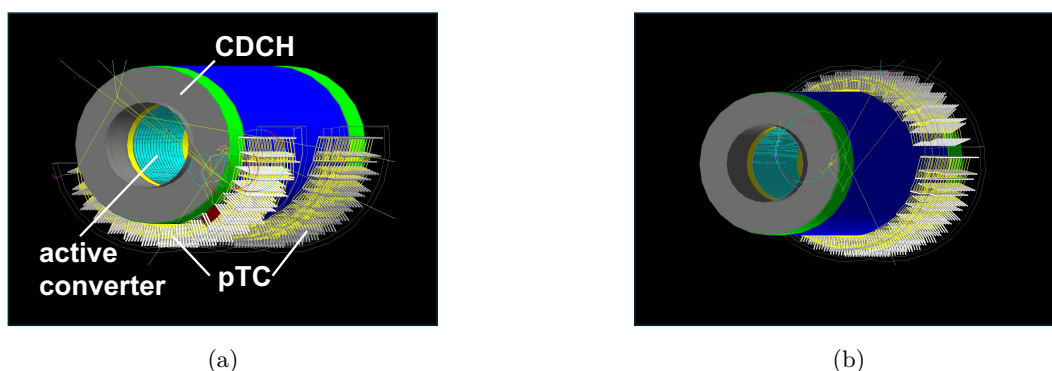


図 7.1: (a) 現在の MEG II 検出器の配置と、(b) Phase I 実験において ϕ 方向の 360° アクセプタンスを可能にするため、下流側 pTC を上流側へ移設した場合の配置。

7.3 MEG II 検出器とアクティブコンバーターを組み合わせた $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験

3.2 節で述べたような本格的な $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の将来実験 (Phase II 実験) に先立つ段階として、既存の MEG II 検出器を最大限に活用した新たな $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験 (Phase I 実験) を行うことを検討している。本実験でまず想定される構成は、実証実験と同様に CDCH の内側にアクティブコンバーターを設置し、ペアトラッカーとして MEG II の CDCH を活用しつつ、陽電子検出器としても既存の CDCH および陽電子時間測定器 (pTC、3.1.2.4 節) を用いるものである。この場合、CDCH のレート耐性を考慮すると、利用可能なミューオンビームレートは最大で $R_\mu \simeq 1 \times 10^8 \mu/s$ 程度であると予想される。本実験では、CDCH の内側にアクティブコンバーターを設置すると、信号陽電子がコンバーター内でエネルギー損失や多重散乱を受け測定分解能が著しく劣化することが予想される。そこで、 θ 方向を二つの領域に分割し、一方では CDCH をペアトラッカーとして、もう一方では従来通り陽電子飛跡検出器として用いる構成を採用する。

現在の MEG II 実験において幾何アクセプタンスを制限している主因は液体キセノン検出器である。したがって、本実験では幾何アクセプタンスを MEG II 実験よりも拡張できる可能性がある。まず ϕ アクセプタンスについて、CDCH は原理的に 360° のアクセプタンスを有する^{*1}。また、上流・下流の二つのセクションに分かれて設置されている pTC についても、図 7.1 のように一方をもう一方 (CDCH を陽電子飛跡検出器として用いる側) に移設できれば、ほぼ 360° の ϕ アクセプタンスを実現できる。

次に θ アクセプタンスについて議論する。MEG II 実験において、陽電子放出方向の反対側がキセノン検出器の θ アクセプタンスに入っているという条件を課した場合と、課さない場合の陽電子検出効率の θ 依存性を比較した結果を図 7.2 に示す。この結果から、キセノン検出器によるアクセプタンス制限を除くことで、検出できる陽電子数が約 15% 増加することが確認できる。

以上を踏まえ、ビームレート $R_\mu = 1 \times 10^8 \mu/s$ 、幾何アクセプタンスの変化 (MEG II 実験に比べて ϕ 方向で 300%、 θ 方向で $115\% \times 1/2$)、およびガンマ線検出効率 3% を仮定し、表 7.1 に示す性能に基づいて分岐比感度を評価した結果を図 7.3 に示す。この設計に基づく Phase I 実験では、MEG II 実験の予想最終到達感度である $B(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 6 \times 10^{-14}$ に達するまでおよそ 3 年のデータ取得が必要であると見込まれる。

一方で、上記のような Phase I 実験では、アクティブコンバーターが Michel 崩壊陽電子のヒットを受ける点が本実

^{*1} 現在はキセノン検出器のアクセプタンス外に対応する領域の読み出しを行っていない。

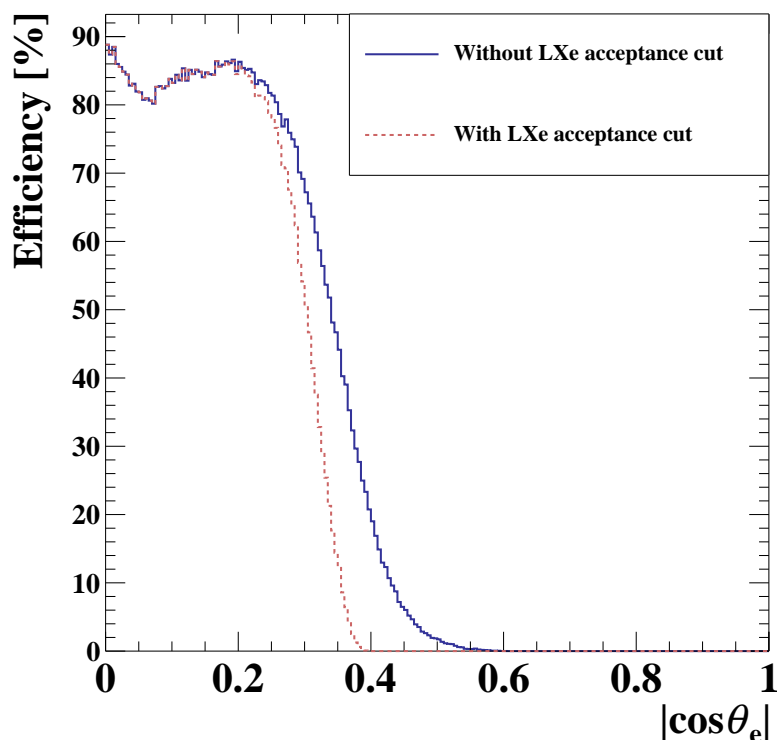


図 7.2: 2021–2022 年に取得された MEG II 実験データにおける陽電子検出効率の $\cos \theta_e$ 依存性。赤色点線が陽電子放出方向の反対側がキセノンガンマ線検出器のアクセプタンス内であるという条件を課した場合の検出効率で、現在の MEG II 実験で解析されているものである。対して、青色点線が θ 方向に関して上記の条件を課さない場合の検出効率である。

験 (Phase II 実験) の測定環境と大きく異なる。特定のセルに対するヒットレートは、図 7.4a に示すようにアクティブコンバーターが設置される θ 位置に依存し、最も高い箇所では 1 Michel 崩壊事象あたり 1.6×10^{-3} hit である。従って、 $R_\mu = 1 \times 10^8 \mu/s$ では、最大で 100 Hz 程度のレートで Michel 陽電子によるヒットを受ける。その結果として、ガンマ線エネルギー再構成スペクトラムへの影響は図 7.4b のようになる。ここでは、信号ガンマ線単体におけるエネルギースペクトラムと、信号ガンマ線に 1×10^8 のレートで Michel 陽電子を混ぜた場合のエネルギースペクトラムを比較して示している。Michel 陽電子のパイルアップにより高エネルギー側のテールが増加している様子が見てとれるものの、その影響は限定的である。

7.4 予想到達感度

Phase II 実験で予想される到達感度を、データ取得年数の関数として示したものが図 7.5 である。本評価では、表 7.1 に示した仮定に基づいて感度の見積もりを行った。現時点では、陽電子検出器や分割アクティブ標的の詳細設計を含め、実験装置の設計には依然として大きな不定性が残されているため、表 7.1 に示した条件は暫定的なものである。しかしながら、これらの仮定の下では、3 年のデータ取得によりおよそ 2×10^{-15} の $\mu \rightarrow e\gamma$ 分岐比探索感度に到達可能であることが示唆される。

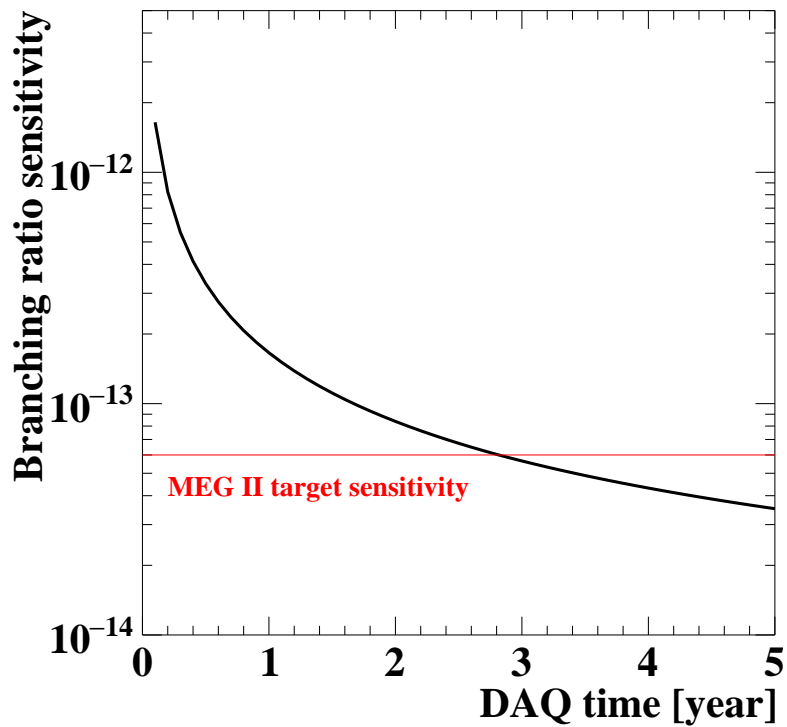


図 7.3: Phase I 実験のデータ取得年数に対する予想到達感度。

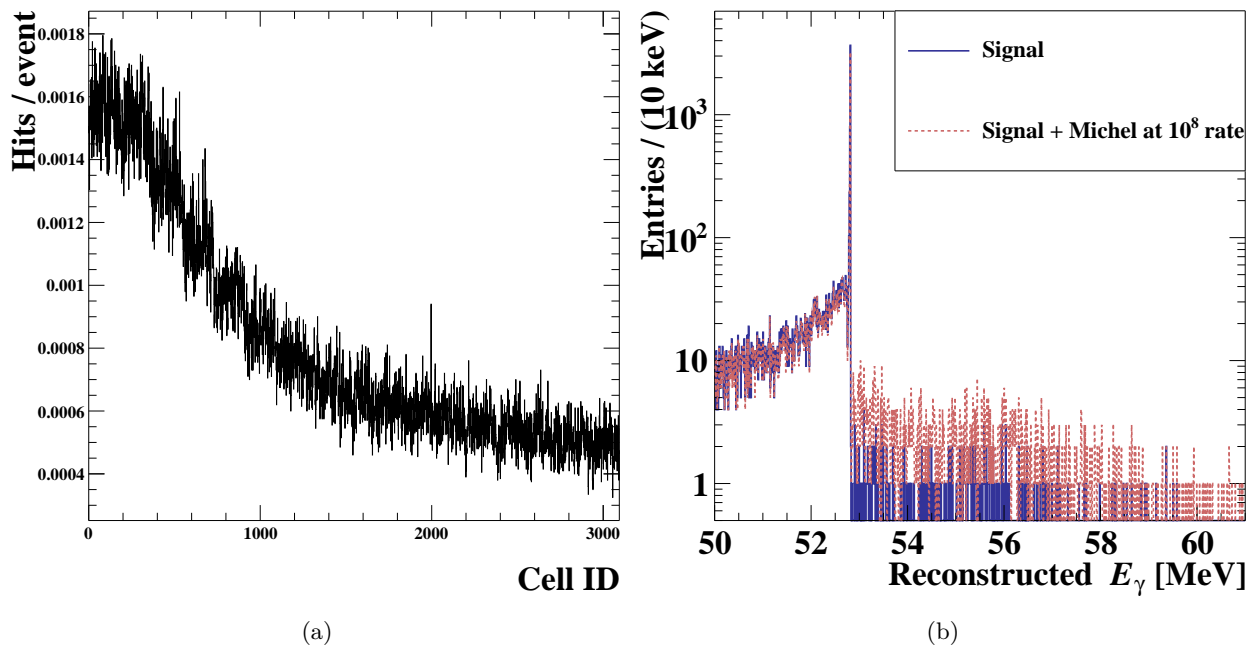


図 7.4: (a) Phase I 実験における Michel 陽電子によるアクティブコンバーターへのヒットレート、(b) ガンマ線エネルギー再構成スペクトラムへの影響。青色実線は信号事象のみをシミュレートした場合、青色点線は 1×10^8 のレートで Michel 陽電子を混ぜてシミュレートした場合の信号ガンマ線エネルギーの再構成スペクトラムを示す。

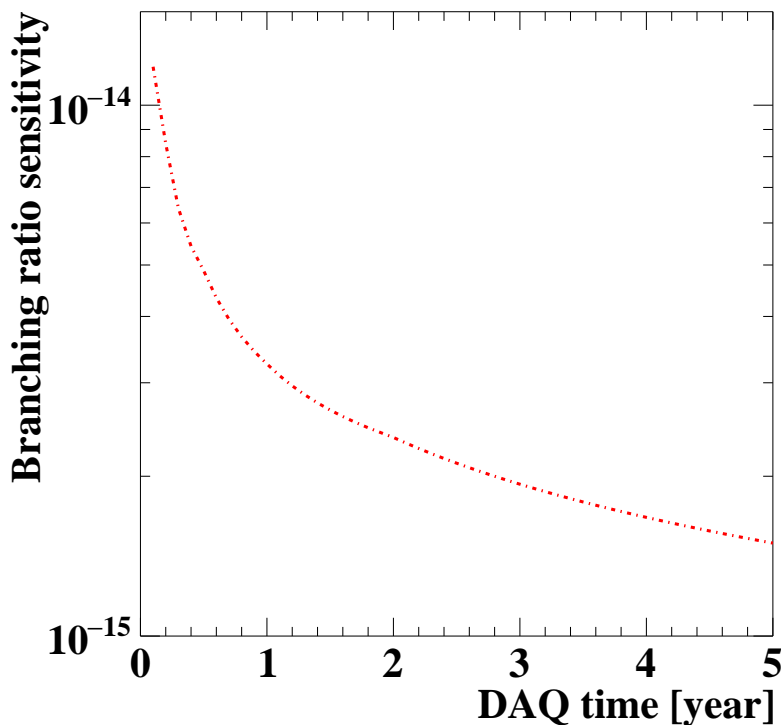


図 7.5: Phase II 実験のデータ取得年数に対する予想到達感度。

7.4.1 MEG II 実験との比較

表 7.1 には、比較のため、2021–2022 年における MEG II 実験の検出器性能およびデータ取得状況も併せて示した。将来実験では、4 層のペアスペクトロメーターを設置した場合でも、ガンマ線の検出効率は MEG II 実験の約 15% 程度と低い。一方で、ビームレートの 3 桁に及ぶ向上や、幾何アクセプタンスの大幅な増加により、一年あたり $k = 6.5 \times 10^{15}$ の統計量を蓄積することが可能であり、これは MEG II 実験が 2021–2022 年に取得した統計量のおよそ 5×10^2 倍に相当する。さらに、ガンマ線のエネルギーおよび時間分解能の飛躍的な向上に加え、ガンマ線の角度推定と分割標的を組み合わせることで可能となる背景事象の強力な抑制により、背景事象率についても MEG II 実験より低く抑えられることが期待される。これらの要素、すなわち統計の効率的な蓄積と背景事象の削減が、3 年のデータ取得で MEG II 実験と比較して一桁上の感度の実現につながる。

*2 MEG II 陽電子時間分解能は pTC へのヒット数に依存するが (3.1.2.4 節)、ここではヒット数分布に応じた重みつき平均を示した。

表 7.1: 2022 年の物理ランにおける MEG II 実験の性能 [27, 8] および、Phase I および II 実験で現在想定している (感度計算に用いた) 性能の一覧。

	MEG II 実験 (2021–2022 年)	Phase I 実験	Phase II 実験
ガンマ線分解能			
ガンマ線エネルギー分解能	1.8–2.4 %	0.4 %	0.4 %
ガンマ線時間分解能	63 ps	30 ps	30 ps
ガンマ線検出効率	67 %	3 %	10 %
陽電子分解能			
陽電子エネルギー分解能	89 keV	100 keV	100 keV
陽電子角度分解能	3.8 mrad(ϕ_{e^+}), 6.2 mrad(θ_{e^+})	6 mrad	6 mrad
陽電子時間分解能	40 ps ^{*2}	30 ps	30 ps
陽電子検出効率	67 %	70 %	70 %
その他			
ペアスペクトロメーターレイヤー数	—	1	4
ガンマ線角度推定および分割標的 による背景事象数の削減割合	0 %	0 %	25 %
幾何アクセプタンス	11 %	40 %	85 %
データ取得時間	1.1×10^7 s	1×10^7 s/year	1×10^7 s/year
ビームレート	$3\text{--}5 \times 10^7$ μ /s	1×10^8 μ /s	1×10^{10} μ /s
Normalization factor k	$(1.34 \pm 0.07) \times 10^{13}$	8.4×10^{12} /year	6.5×10^{15} /year

第 8 章

結論

本研究では、荷電レプトンフレーバー非保存過程 $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比感度 $\mathcal{O}(10^{-15})$ 領域の探索を目指し、アクティブコンバーター型光子ペアスペクトロメーターの開発および性能評価を行った。将来の高感度 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索において支配的となる偶発的背景事象を抑制するためには、ガンマ線を高精度に測定することが不可欠であり、本研究はその実現に向けた新しいガンマ線検出手法の確立を目的とする。具体的には、ガンマ線を対生成させ、生成された電子・陽電子の運動量を測定するペアスペクトロメーターによるガンマ線測定において、対生成によって生じた電子・陽電子がコンバーター中で失うエネルギーに着目し、そのエネルギー損失をコンバーター自身で測定するアクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターの開発を行った。

はじめに、将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験に求められる検出器性能要件を整理し、モンテカルロシミュレーションを用いてアクティブコンバーターを含むペアスペクトロメーターの信号検出効率を評価した。その結果、コンバーター厚および構造の最適化により信号効率を最大化しつつ、高レート環境下におけるパイルアップの影響や背景事象スペクトラムへの寄与を抑制できることが示された。さらに、多層構造を用いた測定やガンマ線放出角の測定性能についても検討を行った。また、対生成によって生じた電子・陽電子がコンバーター中で失うエネルギーに基づき、アクティブコンバーターに要求される測定精度の見積もり (光量 400 p.e./MeV 以上、およそ 3 MeV のエネルギー損失に対して時間分解能 40 ps 以下) を行った。

次に、シミュレーションにより最適化した LYSO 結晶を用いたアクティブコンバーターの試作機を製作し、その実際の測定性能を調べるため、電子ビームを用いた性能試験を実施した。その結果、将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験において要求される時間分解能および光量の観点から、LYSO 結晶がアクティブコンバーターとして目標を十分に満たす性能 (光量 3500 p.e./MeV、時間分解能 25 ps) を有することを実験的に確認した。これは、ペアスペクトロメーターへの LYSO を用いたアクティブコンバーター導入の実現可能性を裏付ける重要な成果である。

以上のシミュレーションおよび実証試験の結果を踏まえ、アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターを用いた将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験における到達感度を評価した。その結果、およそ 3 年程度のデータ取得により、分岐比感度 2×10^{-15} に到達し得ることを示した。

本研究は、次世代の高感度荷電レプトンフレーバー非保存探索に向けて、アクティブコンバーター型ペアスペクトロメーターという新しいガンマ線測定手法の有効性と実現可能性を示すものであり、将来の $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験における検出器設計に対して重要な指針を与える。

付録

A シミュレーションによるペアトラッカーの研究

5章では、アクティブコンバーター単体の特性に着目するため、ペアトラッカー部分を含むシミュレーション環境の構築および解析は行っていなかった。本節では、4.1.2.1節で述べた現在検討されている radial TPC のデザインを基にした、簡略化ペアトラッカーのシミュレーションを導入し、その分解能および検出効率を評価した結果について述べる。

A.1 セットアップ

ペアトラッカーの一層は、表 A.1 に示す物質を、内側 (コンバーター側) から外側に向かって円筒状に配置して構成している。ペアトラッカーにおけるヒットのシミュレーションは、トラックの飛跡長に沿って電離クラスタをポアソン分布 (平均間隔 700 μm) に従って生成することで行った。各ヒットは、4.1.2.1節で述べたペアトラッカーの試験により得られた単一ヒット分解能を基に、800 μm の幅を持つガウス分布で畳み込んだ。本研究では、電離クラスタのドリフト過程に関する詳細なシミュレーションは行わず、この分解能で畳み込んだヒット情報を用いて、GenFit パッケージ [57] により飛跡フィットを実施した。なお、本研究では飛跡フィットに関する詳細なパラメータ調整は行っていないため、今後の最適化により、さらなるフィット精度の向上が期待される。

表 A.1: シミュレーションで用いたペアトラッカー構成材料の一覧。各材料は、上から順に内側 (コンバーター側) から外側に向かって配置されている。

材質	厚み	用途
空気	10 μm	コンバーターとペアスペクトロメーター間のギャップ
ガラスエポキシ	50 μm	トラッカーガスの封止 (場合によってはカソードも兼ねる)
ヘリウム : イソブタン = 0.39:0.61	12 cm	ペアトラッカーガス領域
カプトン (ポリイミド)	5 mm	読み出し用 MPGD

A.2 分解能

図 A.1 に、異なる磁場強度における対生成粒子の運動量分解能および位置分解能 (ϕ 方向および z 方向) を示す。ここで、分解能としては分布を二重ガウシアンでフィットした際の中心成分の標準偏差を採用した。将来実験の基盤設計として想定している 2 T の磁場中においては、運動量分解能 171 MeV、 ϕ 方向分解能 0.82 mrad、および z 方向の位置分解能 0.27 mm が得られた。図 A.1 に示すように、各分解能は磁場の強さに依存しており、磁場が強くなるにつれて運動量分解能の悪化が見られる。これは、磁場が強くなると粒子の曲率半径が小さくなり、ペアトラッカー内の

有効な飛跡長が短くなるため、記録されるヒット数が減少し、飛跡フィットの精度が低下することに起因すると考えられる。

この磁場依存性は特に運動量分解能において顕著であり、2T の場合の分解能は 1T の場合と比較しておよそ 2 倍に増大している。また、図 A.1a から分かるように、磁場が強くなるにつれて中心成分の広がりだけでなく、テール成分の寄与も顕著に増大する。この運動量分布のテールは、A.4 節で議論するように信号ガンマ線の再構成エネルギー分布における高エネルギー側のテールに寄与し、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索における背景事象の増加につながる可能性がある。したがって、2T 程度の磁場を採用する場合には、飛跡フィットの χ^2 やヒット数など、フィット品質に基づく選別を導入する必要があると考えられる。

一方、位置分解能については図 A.1c および図 A.1e に示すように、磁場強度に対する顕著な依存性は見られない。これは、位置分解能が主として単一ヒット分解能およびヒットの空間配置により決定されており、飛跡の曲率変化による影響を受けにくいためである。特に ϕ 方向および z 方向の位置は、各ヒット位置の幾何学的情報から直接再構成されるため、運動量再構成と比較して磁場強度への感度が小さい。

A.3 検出効率

対生成粒子に対する飛跡検出効率を図 A.2 に示す。本研究では飛跡検出効率を、信号ガンマ線からの対生成により生じた二つの粒子がともにコンバーターからペアトラッカー領域に到達した事象数を N_{left} 、そのうち二つの対生成粒子に対する飛跡フィットがともに成功した事象数を N_{fit} とし、 $N_{\text{fit}}/N_{\text{left}}$ として定義した。

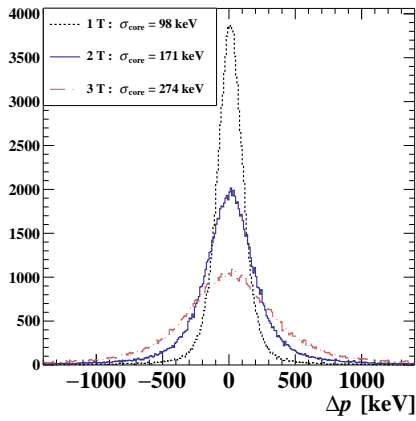
図 A.2a は、2T の磁場を仮定した場合の飛跡検出効率を対生成粒子の横運動量 p_T に対して示したものである。両方の対生成粒子が十分な横運動量を有する領域では、検出率はおよそ 80–90% でほぼ一定となる。一方で、いずれか一方の対生成粒子の横運動量が低い場合 ($p_T < 5$ MeV、または $p_T > 48$ MeV) には飛跡検出率が著しく低下することが確認された。これは、横運動量が小さい粒子ほど磁場中での曲率が大きくなり、ペアトラッカー内での有効な飛跡長が短くなるため飛跡フィットに必要なヒット数を十分に確保できなくなることに起因する。

また、異なる磁場強度に対する飛跡検出効率を示したものが図 A.2b である。飛跡検出率は 80–83% と全体としては大きく変化しないものの、磁場の強さとともにわずかに増加し、2T 付近で飽和する挙動を示している。この挙動は、磁場強度の変化により、ペアトラッカー領域に到達する対生成粒子の事象集合 (N_{left}) の性質が変化することに起因すると考えられる。磁場が弱い場合には、低横運動量の対生成粒子がペアトラッカー領域に到達したとしても、有効な飛跡長やヒット数が十分に確保できない事象の割合が相対的に高くなり、飛跡フィットが困難となる。その結果、 N_{left} に対する N_{fit} の割合が低下し、検出率がわずかに低下すると考えられる。

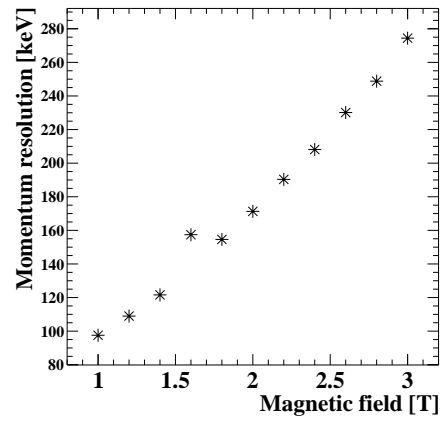
一方、磁場強度が 2T 程度以上になると、飛跡検出率はほぼ一定となり、飽和する挙動を示す。これは、この磁場領域においては、飛跡検出効率を制限する主要因が磁場強度ではなく、単一ヒット分解能、ヒット生成モデル、および飛跡フィット手法そのものに移行するためであると考えられる。

A.4 アクティブコンバーターと組み合わせたガンマ線エネルギー再構成

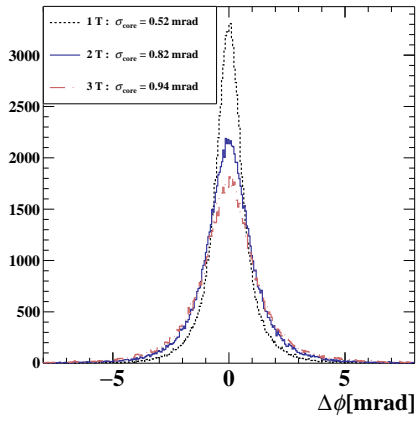
最後に、以上で述べたペアトラッカーのシミュレーションをアクティブコンバーターと組み合わせた場合のガンマ線エネルギー再構成について論じる。図 A.3a は、2T の磁場を仮定したときに、アクティブコンバーターによるエネルギー損失測定 (E_{dep}) とペアトラッカーによる対生成粒子の運動量測定 (E_{e^\pm}) を組み合わせて得られる信号ガンマ線の再構成エネルギースペクトラムである。対生成粒子の運動量として真の値を用いた場合の結果 (図 5.2) と比較すると、52.8 MeV 付近のピークは有限の幅を持ち、高エネルギー側のテールが著しく増加していることが分かる。これは、図 A.1a に示したようなペアトラッカーの運動量分解能の限界に起因するものであり、A.2 節で述べたように、飛



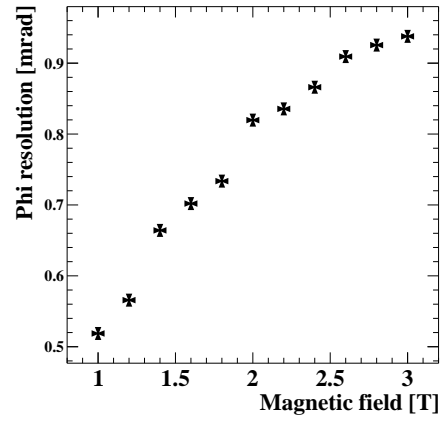
(a)



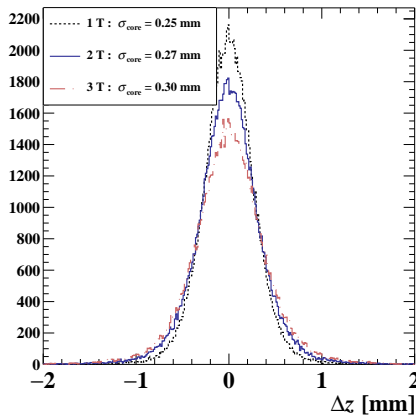
(b)



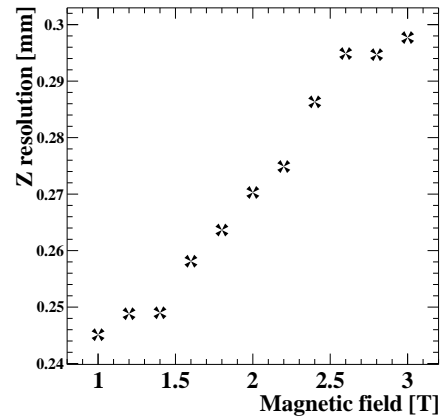
(c)



(d)



(e)



(f)

図 A.1: ペアトラッカーによって再構成された信号ガンマ線起源の電子・陽電子について、(a) 運動量、(c) コンバーター出口における ϕ 位置、(e) コンバーター出口における z 位置の、それぞれの再構成値と真値との差の分布を、異なる磁場強度に対して示す。また、(b) 運動量、(d) ϕ 位置、(f) z 位置について、これらの分布を二重ガウシアン関数でフィットし、中心成分の標準偏差として定義した分解能を磁場強度の関数として示す。

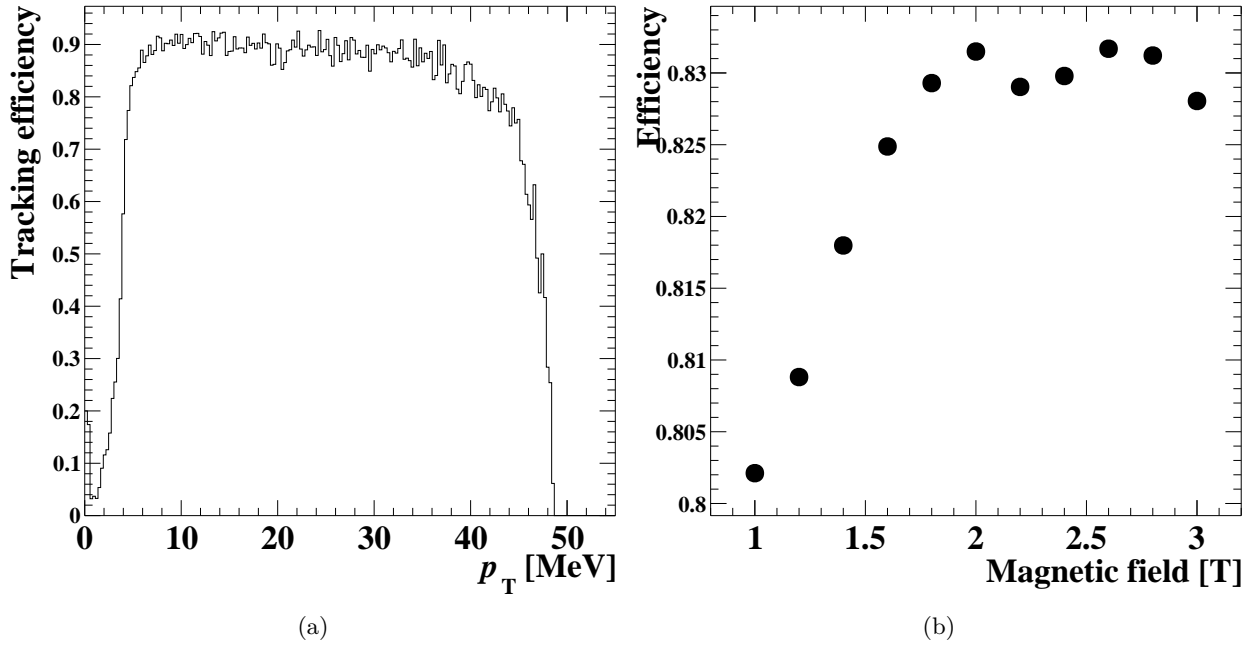


図 A.2: (a) 2 T の磁場中で対生成粒子がともにコンバーターから出た事象における、対生成粒子の飛跡再構成の効率をその横運動量に対して示したもの。(b) 対生成粒子がともにコンバーターから出た事象における対生成粒子の飛跡再構成の効率を、磁場の強さに対して示したもの。

跡フィット品質に基づく選別を導入することでこの影響は抑制できる可能性がある。

図 A.3b は、異なる磁場強度を仮定した場合に得られる信号ガンマ線の検出効率を示したものである。ここで信号ガンマ線の検出効率は、有限の分解能を考慮し、5.2.1 節で定義した効率とは異なり、再構成エネルギーが真のエネルギーから 600 keV 以内に収まる事象の割合として定義した。磁場強度が 1.8 T 程度以下の領域では、信号ガンマ線の再構成エネルギー分解能は主としてアクティブコンバーターのエネルギー分解能によって支配されており、ペアトラッカーの運動量分解能の寄与は相対的に小さい。そのため、磁場強度を変化させても再構成エネルギー分布の幅に大きな変化は生じず、検出効率はほぼ一定となる。一方で、それ以上の磁場強度では検出効率が徐々に低下する挙動が確認された。これは、磁場を強くするにつれてペアトラッカーにおける対生成粒子の運動量分解能が悪化し、その結果として、アクティブコンバーターによるエネルギー損失測定と運動量測定を組み合わせたガンマ線エネルギー再構成の分解能が支配的に制限されるためである。

B 時間分解能の見積もりに関する誤差評価

6.5 節では、3つのカウンターの間隔をそれぞれガウス関数でフィットし、そのフィット結果に基づいて以下の連立方程式を解くことで、それぞれのカウンターの間隔の最良推定値を得た。

$$\begin{cases} \sigma(t_1 - t_2) = \sqrt{\sigma(t_1)^2 + \sigma(t_2)^2} = v_1 \\ \sigma(t_1 - t_3) = \sqrt{\sigma(t_1)^2 + \sigma(t_3)^2} = v_2 \\ \sigma(t_2 - t_3) = \sqrt{\sigma(t_2)^2 + \sigma(t_3)^2} = v_3 \end{cases} \quad \therefore \quad \begin{cases} \sigma(t_1) = \sqrt{\frac{+v_1^2 + v_2^2 - v_3^2}{2}} \\ \sigma(t_2) = \sqrt{\frac{+v_1^2 - v_2^2 + v_3^2}{2}} \\ \sigma(t_3) = \sqrt{\frac{-v_1^2 + v_2^2 + v_3^2}{2}} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

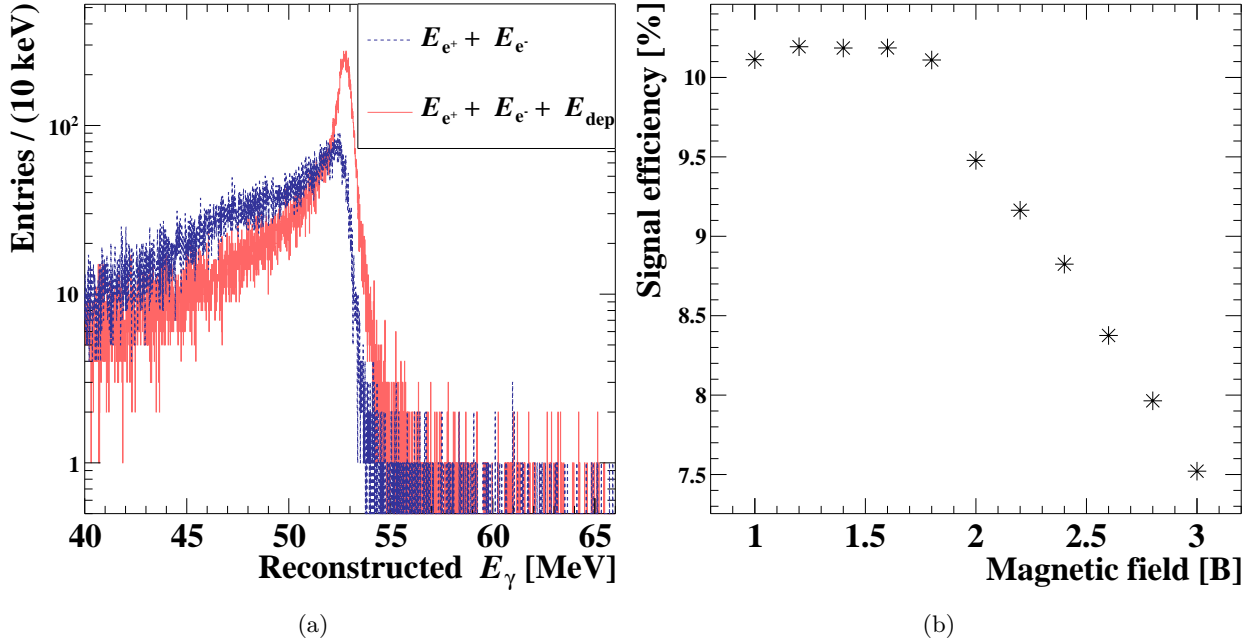


図 A.3: (a) 2 T の磁場中でペアトラッカーとアクティブコンバーターを組み合わせ再構成した信号ガンマ線のエネルギースペクトラム。(b) 異なる強さの磁場中でペアトラッカーとアクティブコンバーターを組み合わせ再構成した信号ガンマ線の検出効率。

ここで t_1, t_2, t_3 は 3 つのカウンターにおける測定時刻を、 v_1, v_2, v_3 はそれぞれの時間差をガウスフィットして得られた標準偏差を表す。本節では、式 (B.1) によって求めた $\sigma(t_1), \sigma(t_2), \sigma(t_3)$ の推定誤差を評価することを目的とする。時間差の標準偏差 v_1, v_2, v_3 は互いに非線形な相関を持つため、解析的に誤差伝搬を行うことは困難である。そこで、簡単なモデルによる模擬実験を行い、式 (B.1) で求めた時間分解能が真の値からどの程度逸脱するかを調べた。

B.1 手順

以下の手順により模擬実験を 10 000 回行った。

- 標準偏差 σ_{LYSO} に従うガウス乱数 t_1, t_2 、および標準偏差 σ_{ref} に従うガウス乱数 t_3 を生成し、それら 5000 試行分の時間差ヒストグラムをガウス関数でフィットする。
- 得られたフィット結果 v_1, v_2, v_3 を式 (B.1) に代入して推定値 $\sigma(t_i)$ ($i = 1, 2, 3$) を計算し、真の値 σ_{LYSO} および σ_{ref} との差を求める。

図 B.4 に $\sigma_{\text{LYSO}} = 25$ ps、 $\sigma_{\text{ref}} = 30$ ps とした場合の $t_1 - t_3$ の分布例を示す。これを実際のビームテストで得られた上流側コンバーター試作機と参照時間の差の分布 (図 6.23a) と比較すると、ガウスフィットの精度および形状は良く一致しており、本模擬実験はビームテストの状況を適切に再現していると言える。

B.2 結果

図 B.5a に、 σ_{ref} を C 節で得られた 30 ps、 σ_{LYSO} を 2024 年ビームテストにおける典型的なコンバーター試作機の時間分解能である 25 ps とした場合の、 $\sigma(t_1), \sigma(t_2)$ が真の値 σ_{LYSO} からどれだけずれるかの分布を示す (ここでは

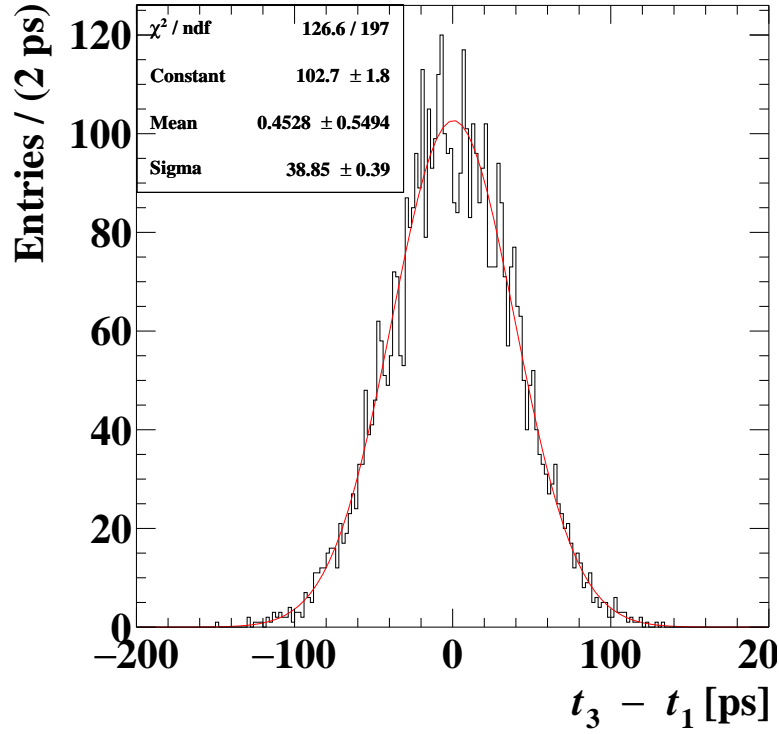


図 B.4: $\sigma_{\text{LYSO}} = 25 \text{ ps}$, $\sigma_{\text{ref}} = 30 \text{ ps}$ として生成したガウス乱数による $t_3 - t_1$ の分布。

$\sigma(t_1)$ と $\sigma(t_2)$ の分布をまとめて示している)。式 (B.1) によって得られる推定値は、真の値のまわりにガウシアン的な広がりを持つことが確認できる。さらに、 $\sigma_{\text{ref}} = 30 \text{ ps}$ に固定し、 σ_{LYSO} をさまざまに変化させた場合の誤差の広がりを調べた結果を図 B.5b に示す。これより、 σ_{LYSO} が大きいほど、その推定値のばらつきも増加する傾向が確認できる。

C 参照用カウンターの time-walk 補正

参照用カウンターの time-walk 補正には、積分電荷と leading-edge 時刻の相関を利用した。ただし、コンバーター試作機に対する time-walk 補正とは異なり、基準時刻として使用するもう一方の参照用カウンター側でも leading-edge 閾値の最適化を同時に行う必要がある。カウンターの時間分解能が向上すると time-walk 補正の精度も向上し、それに伴い、さらにカウンターの時間分解能が改善されるため、以下に示すイタレーション手法を用いて最適化を行った。

- 0 番目のステップでは、下 (上) 流側の参照用カウンターの leading-edge 閾値を -250 mV に固定し、time-walk 補正を行った $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ を最小にする上 (下) 流側の参照用カウンターの leading-edge 閾値 $V_{\text{US(DS)}}^0$ を求める。
- $i \geq 1$ 番目のステップでは、下 (上) 流側の参照用カウンターの leading-edge 閾値を $(i - 1)$ 番目のイタレーションで最適化された閾値 $V_{\text{DS(US)}}^{(i-1)}$ に固定し、time-walk 補正を行った $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ を最小にする上 (下) 流側の参照用カウンターの leading-edge 閾値 $V_{\text{US(DS)}}^{(i)}$ を求める。
- 以上のステップを、 $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ が上流・下流側双方の参照用カウンターで収束するまで繰り返す。

このイタレーションごとに得られた $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ の推移を図 C.6 に示す。ここで赤 (青) の点は、あるステップ

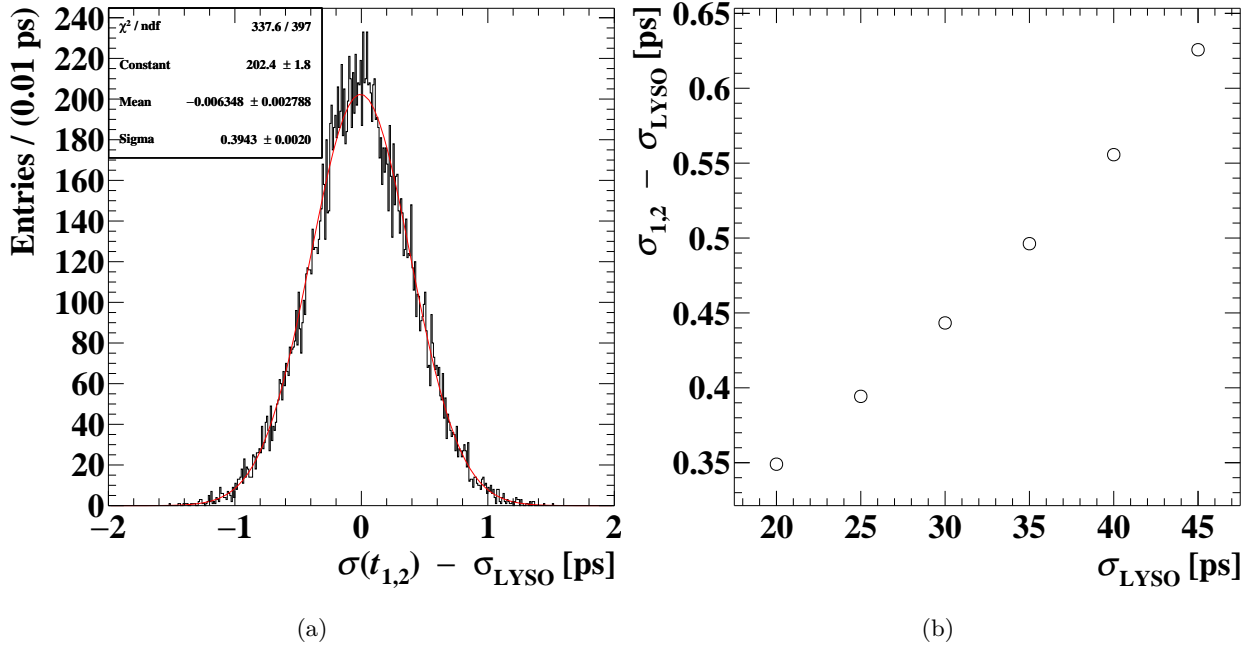


図 B.5: (a) $\sigma_{\text{LYSO}} = \sigma_{\text{ref}} = 25$ ps とした場合に、式 (B.1) を解くことによって得られた t_1, t_2 の分解能と、これらの真の分解能 LYSO の差の分布。(b) $\sigma_{\text{ref}} = 25$ ps に固定し、 σ_{LYSO} を変化させたときに得られる式 (B.1) による推定分解能と真の分解能の差。

において下 (上) 流側の閾値を固定して上 (下) 流側の閾値を最適化したときに得られた $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ を表す。最終的に $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ は 40 ps 程度で収束し、参照用カウンター 1 本あたりの時間分解能は $40 \text{ ps}/\sqrt{2} \simeq 30$ ps となった。

D 時間解析のクロスチェック

6.5.2 節における時間解析の妥当性を検証するため、 $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ の比較、ならびに式 (6.4) を解くことで得られた参照用時刻の安定性を用いたクロスチェックを行った。

まず、図 D.7a に、 $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ を比較した結果の一例を示す。両者の間に顕著な乖離は見られないものの、 $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ によって得られる時間分解能の方が数 ps 程度小さいことが分かる。この差は小さく、いずれの定義においても将来実験に要求される時間分解能を十分に満たしている。

次に、図 D.7b に、式 (6.4) を解くことで得られた参照用時刻 $t_{\text{ref}} = (t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})/2$ の時間分解能と、C 節において参照用カウンターの time-walk 補正の際に評価指標として用いた $(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})/2$ による時間分解能を示す。ここでは、 t_{ref} が異なる位置セットアップに対しても数 ps 以内で一定であることが確認された。一方で、 t_{ref} と $(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})/2$ の間には、5 ps 程度の系統的な差が観測された。この差異の起源については、time-walk 補正の残差や検出器応答の非理想性など、複数の要因が寄与している可能性が考えられるが、本解析の範囲ではその詳細を特定するには至っていない。しかしながら、本稿におけるコンバーター試作機の時間分解能評価には、 $t_{\text{US ref}} + t_{\text{DS ref}}$ を基準とした参照時刻を用いており、仮にこの参照時刻の分解能が実際よりも過小評価されていた場合、それは試作機自身の時間分解能を過大評価していることを意味する。従って、本稿で提示した時間分解能は、コンバーター試作機の性能に対して保守的な評価となっており、実際の性能が本稿の結果よりも悪化している可能性は低い。

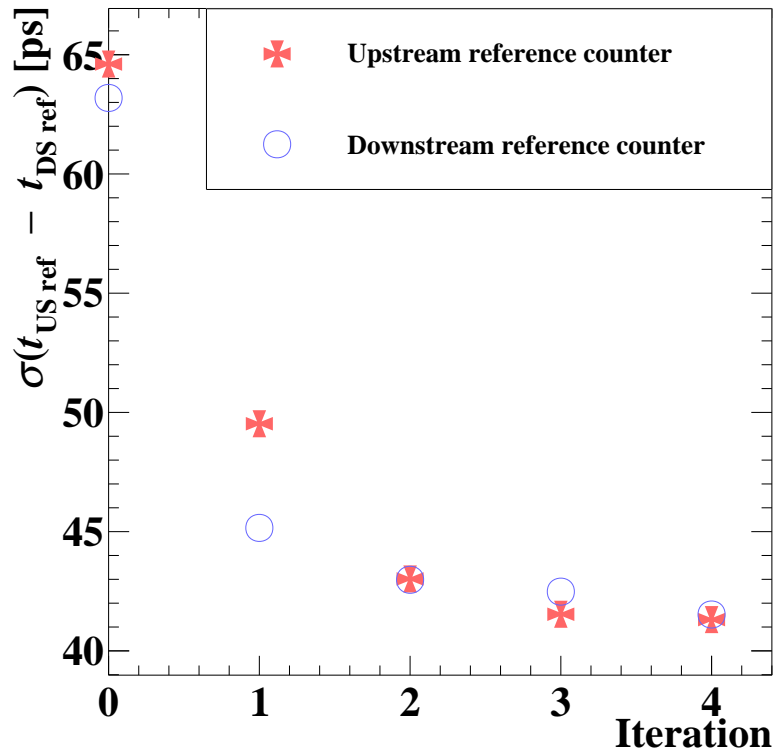


図 C.6: イタレーションごとに得られた $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ の推移。赤(青)の点は、あるステップにおいて下(上)流側の閾値を固定して上(下)流側の閾値を最適化したときに得られた $\sigma(t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})$ を表す。

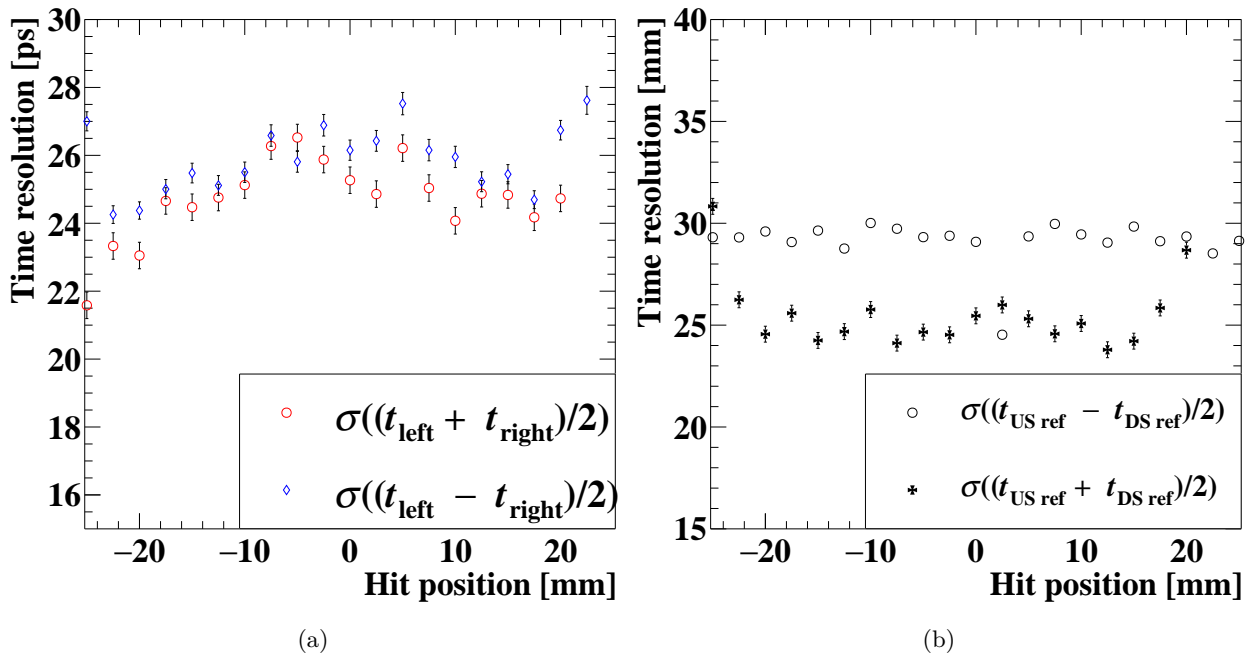


図 D.7: (I) で取得したデータにおける解析クロスチェックの例。(a) $\sigma((t_{\text{left}} - t_{\text{right}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{left}} + t_{\text{right}})/2)$ の比較。(b) 上流側参照用カウンターの検出時刻 $t_{\text{US ref}}$ と下流側参照用カウンターの検出時刻 $t_{\text{DS ref}}$ について、 $\sigma((t_{\text{US ref}} - t_{\text{DS ref}})/2)$ と $\sigma((t_{\text{US ref}} + t_{\text{DS ref}})/2)$ の比較。

謝辞

まず、本研究に取り組む機会を与えてくださった大谷航教授ならびに森俊則名誉教授に、心より感謝申し上げます。修士課程の二年間にわたる研究生活で得られた経験は、私にとってかけがえのない財産となりました。大谷教授には、ミーティングや学会発表の練習を通して常に的確かつ有益な助言を賜り、研究の方向性を定めるうえで大きな支えとなりました。加えて、研究生活の中で生じた個人的な問題に対しても誠実に対処してくださり、非常に心強く感じました。森名誉教授には、MEG および MEG II 実験のスポークスパーソンとして長年実験を主導されてきたご経験に基づき、MEG 実験および高エネルギー実験分野に関する大変貴重なお話を伺う機会を頂きました。さらに、ランチやコーヒープレイクでは、アメリカ留学時代や MEG 実験建設時の興味深いエピソードを数多く伺い、楽しい時間を過ごさせていただきました。

PSI での研究生活においても、数多くの方々にお力添えをいただきました。岩本敏幸助教には、日々の研究生活を通じて多方面からご支援をいただき、慣れないスイスの研究環境でも安心して研究に集中することができました。大矢淳史特任助教には、研究経験がほとんどなかった入学当初より一貫して丁寧にご指導いただき、鋭いご指摘や的確な助言を通じて、研究を大きく前進させてくださいました。その研究に真摯に向き合う姿勢には常に大いに刺激を受け、研究者として深く尊敬申し上げておりました。潘晟特任助教にも、ミーティングの度に貴重なコメントを頂き、常に研究をより良い方向へ導いていただきました。Lukas Gerritzen 特任助教には Mu3e 実験に携わっていたご経験に基づき将来実験の研究に関するさまざまなご助言を頂いたほか、PSI の他の実験グループの研究者との交流の機会をつくってくださったりと、研究生活をより豊かなものにしてくださいました。また、MEG 実験の先輩である李維遠さん、米本拓さん、そして山本健介特任助教には、研究面での助力に加えて、気さくな雑談や休日の旅行を通じて、楽しく有意義な時間を過ごさせていただきました。

さらに、東京での活動においても、研究および生活の両面で多くの方々にお世話になりました。まず、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 将来実験の研究における先輩である池田史さんには、本ビームテストの実施を全面的に主導していただいただけでなく、ハードウェアに関する豊富な知識で研究を大きく支えていただきました。また、そのユニークな感性でたびたび私を笑顔にしてくださいました。ILC 計画に携わる村田樹さん、高津大誠さん、清野拓巳さん、そして次世代カロリメーターの研究に取り組む神山大樹さんからは、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索以外の実験のお話を伺い視野を広げていただくとともに、研究に向き合う姿勢から多くの刺激を受けました。また、ICEPP 同期の駒田洲さんは、研究や私生活で頻繁に相談に乗ってくださいました。

また、ICEPP 事務の方々には多大なるご助力を頂きました。海外出張や物品購入など、私の研究は事務の皆様の支えなしには成り立たないものでした。最後に、大学院進学にあたり私を支えてくれた親族に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] R. Eichler et al., *IMPACT conceptual design report*, 2022.
- [2] Y. Kuno, *Rare lepton decays*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **82** (2015) 1.
- [3] S.T. Petcov, *The Processes $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}$, $\nu' \rightarrow \nu + \gamma$ in the Weinberg-Salam Model with Neutrino Mixing*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **25** (1977) 340.
- [4] Baldini, A. M. et al., *The design of the MEG II experiment - MEG II Collaboration*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 380.
- [5] PARTICLE DATA GROUP collaboration, *Review of particle physics*, *Phys. Rev. D* **110** (2024) 030001.
- [6] Y. Kuno and Y. Okada, *Muon decay and physics beyond the standard model*, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 151 [[hep-ph/9909265](#)].
- [7] T. Kinoshita and A. Sirlin, *Radiative corrections to fermi interactions*, *Phys. Rev.* **113** (1959) 1652.
- [8] MEG II Collaboration, *New limit on the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay with the MEG II experiment*, *European Physical Journal C* **85** (2025) 1177.
- [9] S.P. MARTIN, *A supersymmetry primer*, in *Perspectives on Supersymmetry*, p. 1 – 98, WORLD SCIENTIFIC (1998), [DOI](#).
- [10] R. Barbieri and L.J. Hall, *Signals for supersymmetric unification*, *Phys. Lett. B* **338** (1994) 212 [[hep-ph/9408406](#)].
- [11] S. Antusch, E. Arganda, M.J. Herrero and A.M. Teixeira, *Impact of θ_{13} on lepton flavour violating processes within SUSY seesaw*, *JHEP* **11** (2006) 090 [[hep-ph/0607263](#)].
- [12] B.C. Allanach, M. Battaglia, G.A. Blair, M.S. Carena, A.D. Roeck, A. Djouadi et al., *The snowmass points and slopes: Benchmarks for susy searches*, *Eur. Phys. J. C* **25** (2002) 113 [[hep-ph/0202233](#)].
- [13] J. Hisano, T. Moroi, K. Tobe and M. Yamaguchi, *Exact event rates of lepton flavor violating processes in supersymmetric SU(5) model*, *Phys. Lett. B* **391** (1997) 341 [[hep-ph/9605296](#)].
- [14] Y. Kuno and Y. Okada, *Proposed $\mu \rightarrow e\gamma$ search with polarized muons*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 434.
- [15] Y. Kuno, A. Maki and Y. Okada, *Background suppression for $\mu \rightarrow e\gamma$ with polarized muons*, *Phys. Rev. D* **55** (1997) R2517.
- [16] MEG II collaboration, *Operation and performance of the MEG II detector*, *Eur. Phys. J. C* **84** (2024) 190 [[2310.11902](#)].
- [17] R. Bernstein and P.S. Cooper, *Charged lepton flavor violation: An experimenter's guide*, *Physics Reports* **532** (2013) 27.
- [18] J. Adam et al., *New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay*, *Physical Review Letters* **110** (2013) 1.
- [19] A.M. Baldini et al., *Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the full dataset of the*

- MEG experiment: MEG Collaboration, European Physical Journal C* **76** (2016) .
- [20] K. Afanaciev et al., *A search for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the first dataset of the MEG II experiment*, *European Physical Journal C* **84** (2024) 1.
- [21] Paul Scherrer Institute, “Secondary beam lines (sbl).” <https://www.psi.ch/en/sbl>, 2025.
- [22] L. Dispoto, F. Ignatov, A. Oya, Y. Uchiyama and A. Venturini, *Transformer-Based Approach to Enhance Positron Tracking Performance in MEG II*, **2512.19482**.
- [23] J. Adam et al., *The MEG detector for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay search*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2365 [1303.2348].
- [24] H. Nishiguchi, *An Innovative Positron Spectrometer to Search for the Lepton Flavour Violating Muon Decay with a Sensitivity of 10^{-13}* , Ph.D. thesis, Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, March, 2008.
- [25] K. Ieki, W. Li, A. Ochi, R. Onda, W. Ootani, A. Oya et al., *Prototype study of 0.1% X_0 and MHz/cm² tolerant Resistive Plate Chamber with Diamond-Like Carbon electrodes*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **1064** (2024) 169375 [2401.13553].
- [26] S. Ritt, *The DRS chip: cheap waveform digitizing in the GHz range*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **518** (2004) 470.
- [27] K. Yamamoto, *A search for $\mu \rightarrow e\gamma$ with the highest sensitivity beyond the MEG experiment*, Ph.D. thesis, Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, May, 2025.
- [28] I. Perić, *A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage cmos technology*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **582** (2007) 876.
- [29] Mu3E collaboration, *The Mu3E Experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **248-250** (2014) 35.
- [30] A. Schöning et al., *Mupix and atlaspix – architectures and results*, in *Proceedings of the 28th International Workshop on Vertex Detectors (Vertex2019)*, (Lopud, Croatia), SISSA Proceedings of Science, October, 2019, <https://arxiv.org/abs/2002.07253> [2002.07253].
- [31] H. Augustin et al., *Performance of the large scale hv-cmos pixel sensor mupix8*, *Journal of Instrumentation* **14** (2019) C10011 – C10011.
- [32] L. Paolozzi, R. Cardarelli, S. Débieux, Y. Favre, D. Ferrère, S. Gonzalez-Sevilla et al., *Time resolution and power consumption of a monolithic silicon pixel prototype in sige bicmos technology*, *arXiv preprint arXiv:2005.14161* (2020) [2005.14161].
- [33] G. Iacobucci et al., *Testbeam results of the picosecond avalanche detector proof-of-concept prototype*, *Journal of Instrumentation* **17** (2022) P10040 [2208.11019].
- [34] G. Croci, F. Acerbi, L. Bomben, M. Boscardin, N. Cartiglia, F. Cenna et al., *Development and test of innovative low-gain avalanche diodes for particle tracking in 4 dimensions*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1047** (2023) 167815.
- [35] K. Ma, M. Capua, A.D. Girolamo, G. Iacobucci et al., *Low gain avalanche detectors for the atlas high granularity timing detector: Laboratory and test beam campaigns*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1063**

- (2024) 169237.
- [36] J. Bortfeldt et al., *Picosec: Charged particle timing at sub-25 picosecond precision with a micromegas based detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2018) .
- [37] MEGA COLLABORATION collaboration, *New limit for the lepton-family-number nonconserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1521.
- [38] M. Barakat et al., *Construction of the mega photon detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **349** (1994) 118.
- [39] I. Albayrak, S. Aune, C. Ayerbe Gayoso, P. Baron, S. Bültmann, G. Charles et al., *Design, construction, and performance of the gem based radial time projection chamber for the bonus12 experiment with clas12*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **1062** (2024) 169190.
- [40] S. Scarpellini, “Development of a compact readout of time projection chambers for future $\mu \rightarrow e\gamma$ experiments.” Presentation at IFD 2025 – INFN Workshop on Future Detectors, Mar., 2025.
- [41] 池田史, 将来の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索実験のためのアクティブコンバーターを用いた光子ペアスペクトロメーターの開発, Master’s thesis, 東京大学理学系研究科物理学専攻, 1月, 2023.
- [42] 横田凜太郎, 次世代 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験のための光子ペアスペクトロメーターの開発, Master’s thesis, 東京大学理学系研究科物理学専攻, 1月, 2024.
- [43] CERN / Geant4 Collaboration, “Geant4 — a simulation toolkit.” <https://geant4.web.cern.ch>, 2025.
- [44] M.S.E. Hamroun, L. Guerbous and A. Bensafi, *Photoluminescence spectroscopy and structural characterization of ce^{3+} -doped lyso nanocrystalline powders*, *Optik* **158** (2018) 1548.
- [45] 花垣和則, *PF-AR テストビームライン建設計画*, 加速器 **39** (2020) 75.
- [46] KEK Test Beam Line, “Ar test beam line home.” <https://wiki.kek.jp/spaces/artbl/pages/124944464/AR+Test+Beam+Line+Home>, 2025.
- [47] S.S.D. Hamamatsu Photonics K.K., *S14160/S14161 Series: Low breakdown voltage type MPPC for scintillation detector*. Hamamatsu, Japan, Nov., 2024.
- [48] onsemi, *J-Series Silicon Photomultipliers (SiPM), High PDE and Timing Resolution Sensors in a TSV Package*, Aug., 2021.
- [49] H.P. K.K., *MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) S14160-1310PS/-3010PS/-6010PS etc.* Hamamatsu, Japan, June, 2025.
- [50] N. Tsuji, T. Murata and W. Ootani, *Novel method to study saturation of silicon photomultiplier in scintillation detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1064** (2024) 169431.
- [51] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2 ed. (1994), [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2).
- [52] CMS COLLABORATION collaboration, *Development of the cms mip timing detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **958** (2020) 162090.
- [53] CMS MTD Collaboration, *Test beam characterization of sensor prototypes for the cms barrel mip timing detector*, *Journal of Instrumentation* **16** (2021) P07023 [2104.07786].
- [54] A. Ghezzi et al., *Precision timing with lyso:ce crystals and sipm sensors in the cms mtd barrel timing layer*, in *Proceedings of the 2021 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, IEEE, 2021, DOI.

- [55] CMS collaboration, *Optimization of LYSO crystals and SiPM parameters for the CMS MIP timing detector*, *Journal of Instrumentation* **19** (2024) P12020.
- [56] F. Addesa et al., *The cms barrel timing layer: test beam confirmation of module timing performance*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1081** (2026) 170823.
- [57] J. Rauch and T. Schlüter, *Genfit — a generic track-fitting toolkit*, *Journal of Physics: Conference Series* **608** (2015) 012042.