## 修士論文

# MEG II 実験陽電子タイミングカウンターの 製作および較正と 大強度ミュー粒子ビームによる性能評価

MEG II positron timing counter - construction, calibration, and performance evaluation by using high intensity muon beam

> 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 素粒子物理国際研究センター森研究室

> > 35-156074 中尾光孝

2017年1月



概要

MEG II 国際共同実験は,  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  崩壊の探索により, 大統一理論をはじめとする標準理論を超 える新物理を発見することを目指して現在準備中である. 前身の MEG 実験では, 世界最高感度で 探索を行ったものの, 発見には至らず,  $B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 4.2 \times 10^{-13} (90\% \text{ C.L.})$ の制限を与えた. MEG II 実験では, それを超える分岐比感度  $4 \times 10^{-14}$  を達成するため, 全ての検出器の分解能を 2 倍程度向上させる計画となっている.

中でも, 崩壊粒子の時間の測定は, 主要なバックグラウンドである偶発事象を排除するために最 も重要と考えられる. MEG II 実験陽電子タイミングカウンターはミュー粒子崩壊から放出される 陽電子の時間を測定する検出器で, 512 個の「ピクセル」から構成される. 各「ピクセル」は, 厚さ 5 mm, 120×40 mm<sup>2</sup>(または 120×50 mm<sup>2</sup>)のプラスチックシンチレータの両端に複数のシリコン 光検出器 (SiPM)を接着したものであり, 単独で 80~100 ps の時間分解能を持つ. これを 1 つの陽 電子が複数のピクセルを通過するように配置し, 複数のピクセルで陽電子の時間を測定することに よって, MEG 実験に比べて約 2 倍改善する時間分解能 (35 ps) を実現する. この複数ヒット測定に よる時間分解能の向上は, 少数のプロトタイプピクセルを用いた陽電子ビーム試験によって実証済 みである. そこで, MEG II 実験開始へ向けて本研究では, 512 個のピクセルを製作し, 実際の MEG II 実験環境下で時間分解能を評価し, さらに 512 個のピクセル間の相対的な時間較正方法を開発 した.

実機製作においては、ピクセルを構成する SiPM、プラスチックシンチレータの個別試験を行い、 製作の各段階で性能評価を行うことで、性能のばらつきを抑えつつ全てのピクセルの製作を完了さ せた.各ピクセル間の時間較正については、ピクセルにレーザー光を同時照射する方法と、実験中に ミュー粒子崩壊の陽電子を用いる方法の2つの相補的な方法を開発した.

実際に製作したピクセルは, MEG II 実験ビームラインの陽電子スペクトロメータマグネット内 に設置し, 本実験と同じ大強度ミュー粒子ビームを用いて性能評価を行った.取得したデータに対 して,開発した2つの時間較正方法を適用し, その整合性と相補性を確認した.また, ミュー粒子崩 壊からの陽電子の時間測定についても MEG II 実験環境下で目標値を上回る分解能 31–34 ps を達 成した.

# 目次

<b>第</b> 1章	序論	8
1.1	素粒子物理学	8
1.2	新物理探索と荷電レプトンフレーバーの破れ	8
1.3	陽電子タイミングカウンター	9
1.4	本論文の構成....................................	10

## 第 I 部 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理と MEG II 実験

<b>第</b> 2章	$\mu  o e\gamma$ 崩壊の物理	12
2.1	標準理論におけるミューオン	12
	2.1.1 基本性質	12
	2.1.2 相互作用	12
	2.1.3 崩壊モード	13
	2.1.4 標準理論 + ニュートリノ質量	13
2.2	標準理論を超える物理モデル....................................	14
	2.2.1 モデルによらないアプローチ	14
	2.2.2 モデルの例: 超対称性理論	16
2.3	実験的背景	16
	2.3.1 信号事象	16
	2.3.2 背景事象	16
	2.3.3 実験への要請	17
	$2.3.4$ $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の歴史	17
2.4	これからの CLFV 探索	18
<b>第</b> 3章	MEG II 実験	19
3.1	MEG 実験	19
	3.1.1 概要	19
	3.1.2 ビームラインとターゲット	20
	3.1.3 COBRA 磁石	20
	3.1.4 ドリフトチェンバー	21
	3.1.5 タイミングカウンター	22
	3.1.6 液体キセノンガンマ線検出器	22
	3.1.7 DAQ	22
	3.1.8 最終結果	23
3.2	MEG Ⅱ 実験	24
	3.2.1 概要	24

3.2.2	ドリフトチェンバー (DCH)	24
3.2.3	陽電子タイミングカウンター (TC)	26
3.2.4	液体キセノン検出器 (LXe)	27
3.2.5	輻射崩壞検出器 (RDC)	27
3.2.6	DAQ	28
3.2.7	期待される性能と到達感度予想....................................	28

## 第11部 陽電子タイミングカウンターの実機製作

30

第4章	陽電子タイミングカウンター	31
4.1	背景	31
	4.1.1 MEG I 実験での問題点	31
	4.1.2 MEG II 実験へ向けた要請	31
4.2	MEG II 実験陽電子タイミングカウンターのデザイン	32
4.3	ピクセルの仕組み	32
	4.3.1 SiPM の物理	33
	4.3.2 SiPM の選択	36
	4.3.3 SiPM Array の接続方法	36
	4.3.4 プラスチックシンチレータの選択	37
4.4	複数ヒットの仕組み	37
	4.4.1 ピクセル配置	37
	4.4.2 時間分解能の見積もり	38
4.5	サポート構造, バックプレーン	39
4.6	信号の読み出し....................................	39
4.7	解析方法	41
	4.7.1 波形解析	41
	4.7.2 ヒット再構成 (時間と位置)	41
	4.7.3 クラスタリング	42
4.8	過去のビームテストの結果....................................	43
	4.8.1 ビームテスト 1(2013 年 9 月)	43
	4.8.2 ビームテスト 2(2014 年 7 月)	43
	4.8.3 ビームテスト 3(2014 年 10 月)	44
第5章	実機製作	45
5.1	概要	45
5.2	ピクセルを構成する各部分....................................	45
	5.2.1 SiPM と PCB	45
	5.2.2 シンチレータ	46
	5.2.3 反射材	47
	5.2.4 遮光材	47
5.3	SiPM Array 試験	48
	5.3.1 目的	48
	5.3.2 セットアップと測定方法	48
	5.3.3 結果: ブレークダウン電圧	49
	5.3.4 結果: IV カーブ	50

	5.3.5 運用電圧の決定	50
5.4	シンチレータ試験	51
	5.4.1 目的	51
	5.4.2 セットアップと測定方法	51
	5.4.3 結果	53
5.5	実機製作	53
	5.5.1 手順の概要	54
	5.5.2 完成したピクセル	54
5.6	実機試験	55
	5.6.1 目的	55
	5.6.2 セットアップと測定方法	55
	5.6.3 結果	55
5.7	Laser Test	55
5.8	サポート構造, バックプレーン	56
5.9	まとめ	56

## 第 ||| 部 陽電子タイミングカウンターの時間較正方法の開発

- 7	
57	

<b>第</b> 6章	陽電子タイミングカウンターの時間較正方法	58
6.1	背景	58
	6.1.1 モチベーション	58
	6.1.2 目標	58
6.2	時間較正の概要....................................	59
6.3	レーザー較正法とミシェル較正法	59
第7章	レーザー較正法の研究開発	61
7.1	概要	61
	7.1.1 コンセプト	61
	7.1.2 レーザー較正システム	61
7.2	原理	61
	7.2.1 まとめ	63
7.3	本章の目的	64
7.4	ファイバー固定方法の開発....................................	64
	7.4.1 モチベーション	64
	7.4.2 要請	64
	7.4.3 固定方法の原理	64
	7.4.4 穴あけによる影響	65
	7.4.5 再現性	66
	7.4.6 光学グリスの有無	66
	7.4.7 安定性	67
	7.4.8 まとめ:ファイバー固定方法の開発	68
7.5	較正精度の見積もり	68
	7.5.1 再現性: σ <sub>rep</sub>	68
	7.5.2 不定性: $\sigma_{\max}$	69
	7.5.3 まとめ:較正精度の見積もり	71

7.6	温度依存性	72
	7.6.1 モチベーション	72
	7.6.2 温度変化を受ける部分	72
	7.6.3 ファイバー	73
	7.6.4 スプリッター	74
	7.6.5 ピクセル	75
	7.6.6 ケーブル	76
	7.6.7 まとめ: 温度依存性	76
7.7	まとめ	77
第8章	レーザー較正システムの実機建設	78
8.1	Pilot Run 2016 へ向けた大量試験	78
	8.1.1 予備試験	78
8.2	Physics Run へ向けた大量試験	80
	8.2.1 スプリッター大量試験 1(チャンネルごとの光量)	80
	8.2.2 スプリッター大量試験 2(チャンネルごとの光路長)	81
	8.2.3 ファイバー大量試験 (ファイバーごとの光路長)	82
	8.2.4 予備試験	83
8.3	まとめ	84
<b>第</b> 9章	ミシェル較正法の研究開発	85
9.1	原理	85
9.2	Millepede	86
9.3	開発	86
	9.3.1 方法	86
	9.3.2 結果	87
9.4	考察	87
9.5	今後の課題	88
9.6	まとめ	88

## 第 Ⅳ 部 大強度ミュー粒子ビームを用いた性能評価

<b>第</b> 10 章	Pilot Run 2016	90
10.1	はじめに	90
	10.1.1 本章の構成	90
10.2	実験セットアップ	91
	10.2.1 実験エリア	91
	10.2.2 検出器	91
	10.2.3 ターゲット	92
	10.2.4 ビーム	92
	10.2.5 トリガー	92
	10.2.6 データ取得 (DAQ)	93
10.3	データ解析	93
10.4	結果と議論 1: 全体	93
	10.4.1 ビーム	93

89

	10.4.2 温度モニター
10.5	結果と議論 2: 時間較正
	10.5.1 レーザー較正法
	10.5.2 ミシェル較正法とレーザー較正法との比較 99
	10.5.3 比較のまとめ
10.6	結果と議論 3: 検出器のパフォーマンス105
	10.6.1 Even-Odd 解析
	10.6.2         時間較正の適用
	10.6.3 時間分解能の評価
10.7	まとめ: Pilot Run 2016

## 第∨部 結論

<b>第</b> 11 章	Physics Run へ向けた課題と展望 11
11.1	今後の予定
11.2	陽電子タイミングカウンターに残された課題11
	11.2.1 SiPM の放射線損傷
	11.2.2 SiPM のシンチレータからの剥離11
11.3	時間較正方法
	11.3.1 Physics Run へ向けての課題
	11.3.2 オペレーション方法
	11.3.3 TC 外の時間較正
11.4	陽電子再構成
<b>第</b> 12 章	<b>考察とまとめ</b> 11
<b>第</b> 12 章 12.1	<b>考察とまとめ</b> 本論文の主題
<b>第</b> 12 章 12.1 12.2	<b>考察とまとめ</b> 本論文の主題       11         実機製作       11
第 12 章 12.1 12.2 12.3	考察とまとめ       11         本論文の主題       11         実機製作       11         時間較正方法の開発       11
第 12 章 12.1 12.2 12.3 12.4	考察とまとめ       11         本論文の主題       11         実機製作       11         時間較正方法の開発       11         Pilot Run による性能評価       11
第 12 章 12.1 12.2 12.3 12.4 12.5	考察とまとめ       11         本論文の主題       11         実機製作       11         時間較正方法の開発       11         Pilot Run による性能評価       11         応用       11
第 12 章 12.1 12.2 12.3 12.4 12.5	考察とまとめ       11         本論文の主題       11         実機製作       11         時間較正方法の開発       11         Pilot Run による性能評価       11         応用       11         12.5.1 達成した技術の応用       11
第 12 章 12.1 12.2 12.3 12.4 12.5	考察とまとめ       11         本論文の主題       11         実機製作       11         時間較正方法の開発       11         Pilot Run による性能評価       11         応用       11         12.5.1 達成した技術の応用       11         12.5.2 MEG II 実験 TC を用いた物理       11

#### 参考文献

121

## 第 ∨ I 部 付録

#### 111

## 126

	B.2.4 本研究で仕様したファイバー	131
B.3	スプリッター	134
B.4	ファイバーリカバリーシステム	135
B.5	スプリッターボックス	135

## 第1章

序論

## 1.1 **素粒子物理学**

物理学とは,全ての現象を少数の法則で説明しようとする学問であり,素粒子物理学とは,物質の最小単位である素粒 子を支配する法則を探求する学問である.素粒子物理学ではこれまでに,先達の膨大な理論的・実験的研究により,「標 準理論 (Standard Model)」と呼ばれる理論が確立された.標準理論は素粒子を記述する法則で,これまでの多くの実験 的事実を説明してきた.標準理論における最後の未発見素粒子であったヒッグス粒子が,2012年にスイスジュネーブ近 郊にある CERN\*1の Large Hadron Collider で行なわれている,ATLAS実験/CMS実験で発見されたことは記憶に新 しい. 2013年には,ヒッグス機構\*2の理論的発見に対して F. Englert と P. W. Higgs にノーベル物理学賞が授与され た [2]. これを以って標準理論は「完成」したが,自然界にはまだ多くの説明できない現象が残されており,素粒子物理 学の最終的な目標である万物の理論 (Theory Of Everything)の完成には至っていない.

標準理論から万物の理論へ向けての最初の拡張が, ニュートリノの質量である. ニュートリノ自身は標準理論に含ま れる素粒子だが, 標準理論ではその質量は0と仮定されていた. しかし, 1998年にニュートリノ振動が発見され, (全て のニュートリノの質量が0だとニュートリノ振動は起こり得ないことから) ニュートリノが質量を持つことが示された. 2015年には, この業績でT. Kajita と A. B. McDonald にノーベル物理学賞が授与された [3].

このように、昨今の素粒子物理学においては、標準理論を超える新しい物理の研究が盛んに行われている.

## 1.2 新物理探索と荷電レプトンフレーバーの破れ

標準理論を超える新しい物理の1つに、荷電レプトンフレーバーの破れ (Charged Lepton Flavour Violation, CLFV) と呼ばれる未発見の現象がある. 標準理論における素粒子のうち、物質を構成するフェルミオンは図1.1の通りで あり、クォーク (6 種類) とレプトン (6 種類) に大別される. レプトンはさらに、 荷電レプトン (3 種類) と中性レプトン (ニュートリノ、3 種類) に分けられる. こ れらはそれぞれ 3 世代のフレーバーがあり、クォーク及びニュートリノについ ては世代間の混合現象が見つかっている. しかし荷電レプトンについてのみ世 代間の混合現象が見つかっていない. 特にニュートリノについての世代間の混 合現象であるニュートリノ振動が見つかったことは、レプトンにおいてレプトン フレーバーが保存量ではないことを表し、荷電レプトンの世代間の混合現象が存 在することを示唆するので、その実験的検証が注目を浴びている. 理論的には図 1.1 中のミュー粒子 (μ) が電子 (e) に崩壊する現象\*<sup>3</sup>の分岐比は、標準理論では 0 であるが、ニュートリノ振動を含めて計算すると *O*(10<sup>-54</sup>) であるため実験で



図 1.1 標準理論のフェルミオン. クォーク, レプトンについて 3 つ の世代構造がある.

<sup>\*1</sup> 欧州原子核研究機構, the European Organization for Nuclear Research[1]

 $<sup>^{\</sup>ast 2}$  Brout-Englert-Higgs mechanism

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> μ と e における世代間の混合現象.

検証できるレベルではない. しかし, 標準理論を超える新しい物理の様々な理論においては,  $\mathcal{O}(10^{-11}) \sim \mathcal{O}(10^{-15})$  程度の値が予言されている.\*4

これまで CLFV は, スイスのチューリッヒ郊外にあるポール・シェラー研究所\*<sup>5</sup>で行われた MEG 実験により世界最 高感度で  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  崩壊が探索されたが発見には至らず, 分岐比上限値 4.2 × 10<sup>-13</sup>(90% C.L.) が与えられている [4]. しかし素粒子物理学における近年の進展を踏まえると, これは悲観すべき状況ではない. 発見されたヒッグス粒子の質 量が比較的軽かったことは, ヒッグス粒子が複合粒子ではなく基本粒子であることを示唆し, 標準理論を超える理論の 有力候補の 1 つである超対称大統一理論を支持する. さらに, T2K 実験をはじめとするニュートリノ実験において, 第 3 のニュートリノ振動混合角  $\theta_{13}$  が大きかった ( $\theta_{13} \sim 9^\circ$ ) ことは、CLFV の分岐比が大きいことを示唆する [6]. この ように, MEG 実験では  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  崩壊が発見できなかったものの, 発見への期待は高まっており, 我々はそのアップ グレード実験である MEG II 実験の準備を国際共同研究で進めている.

 $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 崩壊の発見へ向けて、どのような改善を行うのがよいだろうか. MEG 実験の探索感度は、測定器の性能に よって制限されていた. これは背景事象の 9 割以上を占める偶発的背景事象を抑えて検出器を安定的に動かすために、 ビーム強度をあえて落として実験を行っていたためである. したがって、偶発的背景事象を抑える高精度測定器を実現 すれば、世界最高強度 (7 × 10<sup>7</sup> $\mu/s$ )のミュー粒子ビームを最大限活用することにより、MEG 実験よりもさらに 1 桁上 の感度で CLFV を探索することができる.

## 1.3 陽電子タイミングカウンター

こうした背景から,本研究では MEG II 実験の主要検出器の1つであ る陽電子タイミングカウンター (TC)の開発に取り組んできた. TC は ミュー粒子の崩壊から放出される陽電子の時間を高精度で測定する検出 器で,偶発的背景事象の抑制に大きく寄与する.検出器は,図1.2のよう に512 個のシンチレーションカウンター (=「ピクセル」)で細分化され ており,陽電子を複数 (シグナルの陽電子は平均で9個)のピクセルで計 測する設計である.これにより,従来の時間分解能 (70 ps)を半分に低減 する 35 ps が期待される.これらのアイディアが技術的に可能であるこ とは 10 個のプロトタイプカウンターを用いたビームテストによって確か められている [7].

そこで、MEG II 実験開始へ向けて、実際に 512 個のピクセルを製作し、 MEG II 実験環境下で目標時間分解能 (35 ps) を達成することと、512 個 のピクセル間の時間較正方法を開発することが重要であり、これが本論 文の主題である.



図 1.2 陽電子タイミングカウンターの 概念図. 全部で 512 個 (図では片側分な ので 256 個) のシンチレーションカウン ターで細分化されている.

<sup>\*4</sup> 詳細および参考文献は 2 章で示した.

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> Paul Scherrer Institut, PSI[5]

## 1.4 本論文の構成

本論文では、図 1.3 の流れで研究内容を報告する.まず第 I 部において、本研究の背景となる  $\mu \to e\gamma$  崩壊の物理と MEG II 実験についてまとめる.次に第 II 部では、陽電子タイミングカウンターの概要とその実機製作について述べる. 第 III 部では、時間較正方法の開発について述べる.第 II 部と第 III 部を踏まえて、第 IV 部では大強度ミュー粒子ビー ムを用いた性能評価を行う.最後に第 V 部で、今後の展望を述べて本論文をまとめる.



# 第 | 部

# $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理と MEG II 実験

## 第2章

# $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理

MEG II 実験が発見を目指す  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊について理論的・実験的背景をまとめる.

## 2.1 標準理論におけるミューオン

## 2.1.1 基本性質

ミューオンは, 1936 年に Neddermeyer と Anderson によって, 宇宙線の中から発見された [8]<sup>\*1</sup>. 電子の 200 倍の 質量を持つが, それ以外は電子と全く同じをもつミューオンは, 素粒子の世代構造を示す最初の例となった. 表 2.1 に ミューオンの基本性質をまとめた.

Paramter	Value		
Mass	$105.6583745 \pm 0.0000024~{\rm MeV}$		
Life	$(2.1969811\pm 0.0000022)\times 10^{-6}~{\rm s}$		
Magnetic moment $\left(\frac{g_{\mu}-2}{2}\right)$	$(11659208.9 \pm 5.4 \pm 3.3) \times 10^{-10} \text{ s}$		
Electric dipole moment	$(-0.1 \pm 0.9) \times 10^{-19}  e \ {\rm cm}$		

ミューオンは,本章で議論する荷電レプトンフレーバーを破る崩壊以外にも素粒子物理だけでなく,原子核物理・原 子物理など様々な分野で重要な役割を果たしている\*<sup>2</sup>.

## 2.1.2 相互作用

標準理論におけるミューオンの相互作用は次のように記述される.

$$\mathcal{L} = e\bar{\mu}\gamma^{\mu}\mu A_{\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_{\mu_{L}}\gamma^{\mu}\mu_{L}W_{\mu}^{+} + \bar{\mu}_{L}\gamma^{\mu}\nu_{\mu_{L}}W_{\mu}^{-}) - \sqrt{g^{2} + g^{\prime 2}}\{\bar{\mu}_{L}\gamma^{\mu}(-\frac{1}{2} + \sin^{2}\theta_{W})\mu_{L} + \bar{\mu}_{R}\gamma^{\mu}\sin^{2}\theta_{W}\mu_{R}\}Z_{\mu}^{0} - \frac{m_{\mu}}{v}\bar{\mu}\mu H$$
(2.1)

<sup>\*1</sup> 発見当初は H. Yukawa によって提唱された中間子だと思われていた.しかし,核力の説明のために導入された中間子とは違って,ミューオン は核力を媒介しないことがわかり,電子と同様のレプトンであると理解されるようになった.

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> 例えば, [13] に詳細なレビューがある.

すなわち, フォトン (1 行目), W ボソン (2 行目), Z ボソン (3 行目), そしてヒッグスボソン (4 行目) と相互作用をする. ここで,  $\theta_W$  はワインバーグ角 (sin  $\theta_W \equiv \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ ) である.

#### 2.1.3 崩壊モード

表 2.2 にミューオンの崩壊モードをまとめた. 主な崩壊モードは, ミシェル崩壊と呼ばれる  $\mu$  が  $\gamma$  を伴わずに  $\nu$  を 伴って e に崩壊するモードである. 特に  $\mu^+$  については,  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  と崩壊する. ミシェル崩壊は荷電弱カレントに よって媒介され, フェルミの 4 点相互作用の形で次のように記述される.

Mode	Fraction	Reference
$\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	$\sim 100 \%$	
$\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$	$(1.4{\pm}0.4)~\%$	
$\mu^- \to e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	
$\mu^- \to e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$	< 1.2~% (90% C.L.)	[10]
$\mu^- \to e^- \gamma$	$< 4.2 \ \times 10^{-13} \ (90\%$ C.L.)	[4]
$\mu^- \to e^- e^+ e^-$	$< 1.0 \ \times 10^{-12}$ (90% C.L.)	[11]
$\mu^- \to e^- \gamma \gamma$	$< 7.2 \times 10^{-11} (90\% \text{ C.L.})$	[12]

表 2.2  $\mu^-$ の崩壊モード [9].  $\mu^+$  はこれらの荷電共役になる.

$$\mathcal{L}_{\text{Michel}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) \mu \bar{e} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_e + \bar{\nu}_e \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) e \bar{\mu} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_{\mu} \right\}$$
(2.2)

ここで,  $G_F$  はフェルミの結合定数 ( $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$ ) である. これより, 微分崩壊幅は次のように記述することができる [14].

$$\frac{\frac{d^2\Gamma(\mu^{\pm} \to e^{\pm}\nu\bar{\nu})}{dxd\cos\theta_e}}{=\frac{m_{\mu}^5 G_F^2}{192\pi^3} \left((3-2x) \pm P_{\mu}\cos\theta_e(2x-1)\right)}$$
(2.3)

ここで,  $E_e$  を e のエネルギーとしたとき,  $x = \frac{2m_{\mu}}{m_{\mu}^2 + m_e^2} \cdot E_e$  であ る.また,  $m_{\mu}$ ,  $m_e$  はそれぞれ  $\mu$ , e の質量であり,  $P_{\mu}$  は  $\mu$  の偏向 を表し,  $\theta_e$  は  $\mu$  の偏向ベクトルと e の運動量ベクトルのなす角で ある.これをプロットすると, ミシェル崩壊による陽電子のスペク トルは, 図 2.1 のようになる.後述するように,このミシェル崩壊 は  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索において背景事象になるとともに,陽電子タ イミングカウンターにおいてはミシェル崩壊から放出される陽電 子を用いて時間較正を行う.

 $\mu \to e\gamma$ 崩壊は、ニュートリノ質量を0とする標準理論の枠組み では起き得ない.なお、 $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比は、ミシェル崩壊が ほぼ 100% であることから、ミシェル崩壊に対する比として計算される. 0,1,-1 に対応する.



図 2.1  $P_{\mu} = 1$ のときのミシェル崩壊のスペ クトル [14]. (a), (b), (c) はそれぞれ  $\cos \theta_{e} = 0$ 1 -1 に対応する

## 2.1.4 標準理論 + ニュートリノ質量

一方で,標準理論に加えてニュートリノの質量が0ではないと仮定すると, $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は0ではない分岐比を取る (図 2.2). はじめて計算されたのは, 1970 年代である [15][16]. ここでは, [17] にしたがって分岐比を求める.  $\gamma$  を伴うレ プトンの崩壊  $(l_1 \rightarrow l_2 \gamma^{*3})$  は双極子型の相互作用で起き, その振幅  $\mathcal{M}$  は次のように記述される.

$$\mathcal{M} = \frac{eG_F m_{l_1}}{16\sqrt{2}\pi^2} \epsilon^{\mu} q^{\nu} \bar{l}_2(p_2) \sigma_{\mu\nu} \left( D_R \frac{1+\gamma_5}{2} + D_L \frac{1-\gamma_5}{2} \right) l_1(p_1)$$
(2.4)

ここで,  $q = p_1 - p_2$ ,  $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_{\mu}, \gamma_{\nu}]$ である.  $D_R \ge D_L$ はモデルに依存する双極子モーメントである. 振幅  $\mathcal{M}$ から 分岐比を求めるために,  $m_{l_2} \ll m_{l_1}$ とすると崩壊幅  $\Gamma$  は,

$$\Gamma(l_1 \to l_2 \gamma) = \frac{\alpha G_F^2 m_{l_1}^5}{2048\pi^4} \left( |D_R|^2 + |D_L|^2 \right)$$
(2.5)

と書くことができ,分岐比は

$$Br(l_1 \to l_2 \gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left( |D_R|^2 + |D_L|^2 \right) Br(l_1 \to l_2 \nu \bar{\nu})$$
(2.6)

となる.

ここで、ニュートリノの質量とその混合を考えて、 $l_1$  が $\mu$  で $l_2$  が e のときに式 (2.4) の  $D_R$  と  $D_L$  を計算すると、

$$D_L \simeq \frac{1}{2} \sin 2\theta_{13} \sin \theta_{23} e^{-i\delta} \frac{\Delta m_{32}^2}{m_W^2}$$
(2.7)

$$D_R = 0 \tag{2.8}$$

となるので分岐比は次のように計算される.

$$Br(\mu^+ \to e^+\gamma) \simeq 10^{-54} \times \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{0.15}$$
 (2.9)

ただし,  $Br(l_1 \rightarrow l_2 \nu \bar{\nu}) \simeq 1$  とした. ここで,  $\theta_{13}$  について  $\theta_{13} \sim 9^{\circ}[6]$  を用いれば,

$$Br(\mu^+ \to e^+\gamma) \simeq 6 \times 10^{-55} \sim \mathcal{O}(10^{-54})$$
 (2.10)

となる. このように, sin  $\theta_{13}$  が 0 ではない値を持てば  $\mu \to e\gamma$ 崩壊は起き得るが, その分岐比は非常に小さい. いいかえれば,  $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索は標準理論の背景事象が無視できる崩壊で, 現在  $\mathcal{O}(10^{-11}) \sim \mathcal{O}(10^{-15})$  に理論的予言があるので, 実験的に探索が 進んでいる  $\mathcal{O}(10^{-13}) \sim \mathcal{O}(10^{-14})$  で発見されれば直接標準理論 を超える新物理の証拠となる.

## 2.2 標準理論を超える物理モデル

前節で,標準理論では  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊が起きないこと,そして ニュートリノ質量を入れた標準理論でも  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の分岐比 は非常に小さいことをみた.次に,標準理論を超える物理モデル (Beyond Standard Model, BSM) における  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊について



図 2.2 ニュートリノの質量を考えた標準理論 での  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊を起こすファインマンダイ ヤグラムの例

考える.はじめに有効相互作用を用いてモデルによらない考察を行い,次に有力な BSM についての考察を行う.

### 2.2.1 モデルによらないアプローチ

低エネルギーにおける物理 (標準理論スケール) は高エネルギーにおける物理 (新物理のスケール) の詳細に依らない と近似して考える. 具体的な例としては, すでに述べたミシェル崩壊があげられる (図 2.3). ミシェル崩壊は荷電弱カレ ントを媒介して起きるが, 式 (2.2) においてミシェル崩壊のラグランジアンを書き下したときに, はじめに書き下した ミューオンの相互作用のラグランジアン式 (2.1) 中の W<sup>±</sup> を用いては書いておらず, その情報は結合定数 *G<sub>F</sub>* の中に含 まれている.

\*3 ただし,  $l_1 = \mu, \tau$  および  $l_2 = e, \mu$ 



図 2.3 ミシェル崩壊のファインマンダイヤグラム. 左が W<sup>-</sup> ボソンによって媒介されているダイヤグラム, 右が フェルミの 4 点相互作用の形で書いたダイヤグラム. W<sup>-</sup> ボソンの部分を 1 点における相互作用だと考える. W<sup>-</sup> ボソンによる相互作用の情報を含めて結合定数 *G<sub>F</sub>* となる.

新物理のスケールをΛとすれば有効ラグランジアンは次の形に書き下すことができる.

$$\mathcal{L}^{\text{eff}} = \mathcal{L}^{\text{SM}} + \sum_{n \ge 5} \frac{1}{\Lambda^{n-4}} \mathcal{C}^{(n)} \mathcal{O}^{(n)}$$
(2.11)

n は次元を表し, 標準理論のラグランジアン  $\mathcal{L}^{SM}$ の次元は 4 である.  $\mathcal{C}^{(n)}$  は無次元の結合定数やループファクターを 表し,  $\mathcal{O}^{(n)}$  は n 次元のオペレータを表し, 相互作用を記述する. 標準理論よりも高次のオペレータを持つ項が新物理ス ケール  $\Lambda$  の逆べきで入ってくる.  $\Lambda$  よりも十分小さい低エネルギーでは標準理論のラグランジアンに一致する. した がって,  $\mathcal{L}^{SM}$  のみでは  $\mu \to e\gamma$  崩壊は起きない. ニュートリノの質量を入れることによって加わるラグランジアンのう ち, 5 次元のオペレータでは観測可能な  $\mu \to e\gamma$  崩壊分岐比が得られない. これは前節で見た通りである.

次の段階としては 6 次元のオペレータを考えるのが自然である. 7 次元以上のオペレータはさらに  $\frac{1}{\Lambda}$  がかかるので ここでは考えない. 6 次元のオペレータで CLFV を起こしうるものには双極子型や 4 点相互作用型\*<sup>4</sup>が考えられるが  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊に寄与するのは双極子型である.

したがって、双極子型の相互作用を用いることで  $\mu \to e\gamma$  崩壊 が新物理によって観測可能なレベルになるために必要な、新物理 に対する要請を考える. 逆に言えば、 $\mu \to e\gamma$  崩壊によって探索可 能な新物理のスケールを考えることになる.

 $\mu \to e\gamma$ 崩壊について双極子型の有効ラグランジアン  $\mathcal{L}^{\mu \to e\gamma}$ を書き下すと次のようになる.

$$\mathcal{L}^{\mu \to e\gamma} = y_{NP} \frac{em_{\mu}}{\Lambda^2} \bar{\mu_R} \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + h.c. \qquad (2.12)$$

6 次元で考えているので,  $\Lambda^2$  が分母に入り,  $y_{NP}$  は有効結合定数 である<sup>\*5</sup>. CLFV を引き起こす相互作用の情報はこの結合定数に 入っている (図 2.4). この有効ラグランジアンを用いると, 崩壊分 岐比は次のように書くことができる [18].



図 2.4 New Physics による  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊

$$Br(\mu \to e\gamma) = y_{NP}^2 \frac{3(4\pi)^3 \alpha}{G_F^2 \Lambda^4}$$
(2.13)

ここで,新物理の寄与が tree ではなく loop レベルであると仮定して結合定数  $y_{NP}$  を弱い相互作用の結合定数 g を用いて  $y_{NP} \sim \theta_{\mu e} g^2 / 16\pi^2$  と定義し直すと次のように書き換えることができる.

$$Br(\mu \to e\gamma) \simeq (\mathbf{1} \times \mathbf{10^{-13}}) \times \left(\frac{\mathbf{6TeV}}{\Lambda}\right)^{\mathbf{4}} \times \left(\frac{\theta_{\mu e}}{\mathbf{0.01}}\right)^{\mathbf{2}}$$
 (2.14)

式 (2.14) において, パラメータは現在の  $\mu \to e\gamma$  崩壊探索のスケールにしている. すなわち,  $\mathcal{O}(10^{-13})$  で  $\mu \to e\gamma$  崩壊, ひいては CLFV を探索することは,  $\mathcal{O}($ 数 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を意味する.

<sup>\*&</sup>lt;sup>4</sup> 他には、Vector/Scalar 型. 4 点相互作用型は例えば  $\mu \rightarrow 3e$  などの 3 体崩壊型の CLFV に寄与する.

<sup>\*5</sup> 電弱相互作用が破れた後であり,係数部分が質量次元1である.

次節より,有力な BSM の候補について, $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の分岐比を考える.

#### 2.2.2 モデルの例: 超対称性理論

標準理論の拡張として有力な超対称性 (Supersymmetry, SUSY) に seesaw 機構や大統一理論 (Grand Unified Theory, GUT) を仮定すると, SUSY 粒子の媒介によって観測 可能な大きさの分岐比を自然に導くことができる. その 一例が図 2.5 である. 元の図 [20] に対して, MEG 実験の 最終結果 [4], MEG 実験以前に最も強い制限を与えていた MEGA 実験の結果 [43], そして MEG Ⅱ 実験の予想探索感 度 [74] を書き加えた. θ<sub>13</sub> ~ 9° であったことを考えれば すでに多くのパラメーター領域を排除していることになり、 MEG Ⅱ実験での発見が期待される.

#### 2.3 実験的背景

 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索に共通する原理をまとめる. 探索する 信号事象の特徴に合わせた検出器,及び背景事象を抑える ような実験デザインをすることが肝要である.

#### $m_{N1} = 10^{10} \text{ GeV}, m_{N2} = 10^{11} \text{ GeV}$ 10<sup>-9</sup> = 10<sup>-5</sup> eV $0 \le |\theta_1| \le \pi/4$ 10<sup>-10</sup> $0 \leq |\theta_2| \leq \pi/4$ MEGA(1999) BR $(\mu \rightarrow e \gamma)$ 10-11 $\theta_{13}\sim9^\circ$ 10<sup>-12</sup> **MEG(2016)** m<sub>N3</sub> = 10<sup>14</sup> GeV 10<sup>-13</sup> $\begin{array}{l} \theta_{13} = & 1^{\circ} \\ \theta_{13} = & 3^{\circ} \\ \theta_{13} = & 5^{\circ} \\ \theta_{13} = & 10^{\circ} \end{array}$ MEG II 10-14 = 10<sup>13</sup> GeV m<sub>Ń3</sub> = 10<sup>12</sup> GeV 10<sup>-15</sup> N3 10<sup>-13</sup> 10-12 10<sup>-11</sup> 10<sup>-10</sup> 10-9 10<sup>-8</sup> 10 10 BR ( $\tau \rightarrow \mu \gamma$ )

10<sup>-8</sup>

SPS 1a

図 2.5 SUSY-seesaw モデルにおいて、3 つの重い右 巻きニュートリノを仮定した時の分岐比を計算した図 [20].

#### 2.3.1 **信号事象**

まず, ミューオニム原子が形成されてしまうのを防ぐために, 実験では μ<sup>-</sup> ではな く  $\mu^+$  を用いる. 信号事象は  $\mu^+$  の 2 体崩壊なので, 特徴は以下の 3 つである.

- *e*<sup>+</sup> と γ が同時に放出されること
- *e*<sup>+</sup> と γ が反対方向に放出されること
- e<sup>+</sup> と γ のエネルギーが**いずれも**親粒子である μ<sup>+</sup> の半分である **52.8** MeV であること

したがって、信号事象探索においては

$T_{\gamma} = T_e$	(2.15)
$\theta_{e\gamma} = 180^{\circ}$	(2.16)
$E_{\gamma}, E_e = 52.8 \mathrm{MeV}$	(2.17)

の3条件が必要である\*6.

#### 2.3.2 背景事象

背景事象には物理的背景事象と偶発的背景事象の2種類がある.

前者は  $\gamma$  と  $\nu$  を伴うミューオンの崩壊である輻射崩壊 (Radiative Muon Decay, RMD) によるものである.  $e^+$  と γ が同時に放出されるが, 角度とエネルギーはそれぞれ式 (2.16), 式 (2.17) を満たすとは限らないので, 角度とエネル ギーを十分な分解能で測定することによって排除することができる\*7.





15)	図 2.6 信号事象の崩壊の様
16)	子.e と $\gamma$ が同時に反対方向
17)	に同エネルギーで放出される
11)	事象である.

 $<sup>^{*6}</sup>$   $T_\gamma$  と  $T_e$  はそれぞれ  $\gamma$  と e の放出される時間を表す. $heta_{e\gamma}$  は 2 粒子の崩壊角度を表す. $E_\gamma$  と  $E_e$  はそれぞれ  $\gamma$  と e のエネルギーを表す.

<sup>\*7 2</sup> 粒子が同時に放出され (式 (2.15)), さらにニュートリノが持ち去るエネルギーが小さい場合には, 角度 (式 (2.16)) とエネルギー (式 (2.17)) も信号事象を真似る.しかし、この物理的背景事象の分岐比は偏向していない  $\mu$  ビームについては  $\mathcal{O}(10^{-15})$  程度であり [14]、現在の探索感 度では無視できる.



図 2.7 背景事象の様子. 左が支配的となる偶発的背景事象で, 右が物理的背景事象である.

MEG 実験のような高レートでの  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索においては後者が支配的であり、これは通常のミューオン崩壊 (nomal muon decay, Michel decay) によって放出される e と同時に偶発的な  $\gamma$  が混ざってしまうことによって起きる. 偶発的背景事象を引き起こす、偶発的な  $\gamma$  の発生源には電子陽電子対消滅によるもの\*<sup>8</sup>や、RMD によるものがある. 偶発的背景事象の数  $N_{\text{accBG}}$  は次のような関係をもつ [14]

$$N_{\rm accBG} \propto (R_{\mu})^2 \times (\Delta E_{\gamma})^2 \times \Delta P_e \times (\Delta \Theta_{e\gamma})^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T$$
 (2.18)

ここで,  $R_{\mu}$  はビーム強度, T は測定時間を表す.  $E_{\gamma}$  は  $\gamma$  のエネルギー,  $P_{e}$  は e の運動量,  $\Theta_{e\gamma}$  は  $\gamma$  と e の開き角,  $t_{e\gamma}$  は  $\gamma$  と e の時間差であり,  $\Delta$  はそれぞれの変数の測定分解能を表す. そして 探索感度向上のためには  $R_{\mu} \times T$  を大きく する必要があるが, 偶発的背景事象は  $(R_{\mu})^{2}$  で増えてしまうことになる. したがって  $\mu$  ビームについては直流であるこ とが望ましい.

また, 偶発的背景事象は時間 (式 (2.15))・角度 (式 (2.16))・エネ ルギー (式 (2.17)) の条件を満たすとは限らないので, 高分解能で のこれらの値を測定することで N<sub>accBG</sub> を減らすことができる.

#### 2.3.3 実験への要請

以上をまとめると、できる限り背景事象を排除しつつ高い感度 で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索するためには

- 連続的・大強度 μ ビーム
- 高いエネルギー・位置・時間分解能をもつ検出器
- 高いレート環境で運用できる検出器

が必要になる.

#### 2.3.4 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の歴史

過去の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索を,表 2.3<sup>\*9</sup>及び図 2.8 にまとめた.初 10 めての探索は 1948 年で,以降は新物理探索の重要な手掛かりにな 10 ることから精力的に探索が行われてきた.現在の最も厳しい制限 10 は MEG 実験 (2016) によって与えられた 4.2 × 10<sup>-13</sup> (90%C.L.) である.



図 2.8  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊の探索の歴史

<sup>\*8</sup> Annihilation In Flight, AIF

<sup>\*&</sup>lt;sup>9</sup> [19], [31] 及び 2016 年 12 月現在の情報を元に作成. 有効数字や C.L. は Reference のまま, C.L. がないものは論文中で明示されていなかった.

その他の  $\mu$  の CLFV 過程の歴史については, 例えば [22] に詳細なレビューがある.  $\tau$  の CLFV 過程については, [23] に詳細なレビューがある.

Year	${\rm Br}(\mu \to e \gamma)$	Experiment	Site	Reference
1948	$1 \times 10^{-1}$	-	Chalk River Laboratory	E.P. Hincks, et al.[24]
1955	$2 \times 10^{-5}$	-	Nevis	S. Lokanathan, et al. $[25]^{*10}$
1959	$1.0 \times 10^{-5}$	-	Rochester	H. F. Davis, et al.[26]
1959	$2 \times 10^{-6} (90\%$ C.L.)	-	Nevis	D. Berley, et al. $[27]$
1959	$7.5 \times 10^{-6} (99\%$ C.L.)	-	Liverpool	T. O'Keefe, et al. $[28]$
1959	$1.2\times10^{-5}$	-	CERN	J. Ashkin, et al. $[29]$
1960	$1.2 \times 10^{-6} (90\% \text{C.L.})$	-	LBL	S. Frankel, et al. $[30]$
1961	$2.5 \times 10^{-5}$	-	Carnegie	R. R. Crittenden, et al. $[31]$
1962	$1.9 \times 10^{-7} (90\% \text{C.L.})$	-	LBL	S. Frankel, et al. $[32]$
1962	$6 \times 10^{-8} (90\%$ C.L.)	-	Nevis	D. Bartlett, et al.[33]
1963	$4.3 \times 10^{-8} (90\% \text{C.L.})$	-	LBL	S. Frankel, et al. $[34]$
1964	$2.2 \times 10^{-8} (90\%$ C.L.)	-	University of Chicago	S. Parker, et al. $[35]$
1971	$2.9 \times 10^{-8} (90\%$ C.L.)	-	-	S.M. Korenchenko, et al.[36]
1977	$3.6 \times 10^{-9} (90\%$ C.L.)	-	TRIUMF	P, Depommier, et al.[37]
1977	$1.1 \times 10^{-9} (90\%$ C.L.)	-	SIN	H.P. Povel, et al. $[38]$
1979	$1.9 \times 10^{-10} (90\%$ C.L.)	-	LAMPF	J. D. Bowman, et al.[39]
1980	$1.0 \times 10^{-9} (90\%$ C.L.)	-	SIN	A. van der Schaaf, et al.[40]
1982	$1.7 \times 10^{-10} (90\%$ C.L.)	-	LAMPF	W. W. Kinnison, et al.[41]
1986	$4.9 \times 10^{-11} (90\%$ C.L.)	Crystal Box	LAMPF	R. D. Bolton et al., Crystal $Box[42]$
1999	$1.2 \times 10^{-11} (90\%$ C.L.)	MEGA	LAMPF	M. L. Brooks et al., $MEGA[43]$
2010	$2.8 \times 10^{-11} (90\%$ C.L.)	MEG	PSI	J. Adam, et al., $MEG[44]$
2011	$1.5 \times 10^{-11} (90\%$ C.L.)	MEG	PSI	B. Golden, [45]
2011	$2.4 \times 10^{-12} (90\%$ C.L.)	MEG	PSI	J. Adam, et al., [46]
2013	$5.7 \times 10^{-13} (90\%$ C.L.)	MEG	PSI	J. Adam, et al., [47]
2016	$4.2 \times 10^{-13} (90\%$ C.L.)	MEG	PSI	A. M. Baldini, et al., [4]
2017-	$4 \times 10^{-14}$ (sensitivity)	MEG II	PSI	-
-	$< \mathcal{O}(10^{-55})$	S	tandard Model	-
-	$\mathcal{O}(10^{-11}) \sim \mathcal{O}(10^{-15})$	Prediction fro	m Beyond Standard Model	-

表 2.3  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索の歴史

## 2.4 **これからの** CLFV 探索

CLFV には,  $\mu \to e\gamma$  以外にも  $\mu \to 3e$  や  $\mu \to e$  転換反応などのプロセスがあり, Mu3e 実験, Mu2e 実験, COMET 実験によって探索が行われる. しかしそれらはいずれも結果が出るのは 2020 年以降であり, MEG II 実験はそれらに先 駆けて世界最高感度で CLFV の探索を行う.

<sup>\*10</sup> American Physical Society の Proceedings として概要のみで、 詳細は出版されていない.

## 第3章

## MEG II 実験

前章では,  $\mu \to e\gamma$  崩壊について理論的・実験的背景をまとめた. これを踏まえて,  $\mu \to e\gamma$  崩壊を世界最 高感度で探索した MEG 実験及びそのアップグレードである MEG II 実験について説明する.

## 3.1 MEG 実験

## 3.1.1 概要

本節では、MEG 実験\*<sup>1</sup>及びその最終結果について、MEG II 実験へ向けた検出器アップグレードに関わるところに 絞ってまとめる. その他の MEG 実験の検出器に関する詳細は [48] にある. 図 3.1 に MEG 実験検出器の全体図を示し た.  $\mu^+$  ビーム (3.1.2 項) は中央部の静止標的で止められる. 標的を覆うように配置された COBRA 磁石 (3.1.3 項) に よって磁場がかかっており、 $\mu^+$  の崩壊から放出された  $e^+$  は螺旋を描きながらドリフトチェンバー (3.1.4 項) に軌跡を 残し、タイミングカウンター (3.1.5 項) によってヒット時間が測定される. 一方で、 $\mu^+$  の崩壊から放出された  $\gamma$  線は液 体キセノンガンマ線検出器 (3.1.6 項) で測定される. 次項より太字で示した 5 つの項目について詳述する.



図 3.1 MEG 実験検出器の全体図 [74]

## 3.1.2 ビームラインとターゲット

2.3.3 項「実験への要請」で述べた通り,  $\mu \to e\gamma$  崩壊探索には連続的・大強度  $\mu^+$  ビームが不可欠であり, それを実現 するのが PSI の  $\pi$ E5 ビームラインである.メインのサイクロトロンによって加速された 1.3 MW 陽子ビーム<sup>\*2</sup>をター ゲットに当てることで  $\mu^+$  を生成する.  $\pi$ E5 ビームラインは大強度・低エネルギーの表面<sup>\*3</sup> $\mu^+$  ビームを取り出すよう に最適化されており, 最大 10<sup>8</sup> $\mu^+$ /s の  $\mu^+$  ビームを MEG 実験検出器の置かれたエリアまで導く.なお, MEG 実験で は検出器を安定して運用するためにビームレートを 3 × 10<sup>7</sup> $\mu^+$ /s に落として実験を行った.



図 3.2 πE5 エリアの鳥瞰写真. 中央付近のコンクリートで囲まれた部分が MEG 検出器の置かれた πE5 エリア である. 写真では MEG II 実験検出器はインストールされておらず, COBRA 磁石のみが見える. 右下の「較正用 CW」は検出器の較正のために用いた陽子ビームを生成する Cockcroft–Walton 加速器である.

 $\mu^+$  ビームは COBRA 磁石中央部の静止標的まで導かれて静止する. 標的は 205  $\mu$ m のポリエチレンとポリエステルで構成されており, 密度 は 0.895 g/cm<sup>3</sup> である.入射ビームに対して 20°の角度で置くことで,  $\mu^+$  に対しては標的中の距離を稼いでより多くの  $\mu^+$  を静止させる.同時 に検出器方向には薄くすることで崩壊した粒子が検出器に入る前に多重 散乱するのを抑える.図 3.3 に標的の写真を示す.



## 3.1.3 COBRA 磁石

図 3.3 静止標的 [4]. 標的に開けられた 穴,及び描かれたマークはいずれも標的 の形状を測定するためのものである.

COBRA は, Constant Bending RAdius の略で MEG 実験のために開 なわた超伝導電磁石である 概念図を図 3.4 に示した 特徴は勾配磁場であり 中心

発された超伝導電磁石である. 概念図を図 3.4 に示した. 特徴は勾配磁場であり, 中心付近で最も強い 1.27 T, 両端で最 も弱い 0.49 T である. これによって, 欲しい運動量の e<sup>+</sup> を選択的に, かつレートを抑えてドリフトチャンバー及びタ イミングカウンターに導くことができる.

 $<sup>^{*2}</sup>$  590 MeV

<sup>\*3</sup> 陽子を標的に当てて生成される  $\pi$  のうち, ターゲット表面付近で静止した  $\pi$  からの  $\mu^+$  を集めれば運動量のそろったビームを得ることができる.



図 3.4 COBRA 磁石の概念図 [48]. a) 磁場を一定にするのではなくて勾配をつけることで, e<sup>+</sup> は標的からの放出 角度によらずに一定の半径の軌跡を描く.b) 同様に勾配磁場によって, ビーム軸と垂直に近い角度で放出された陽電 子がドリフトチェンバーを何度も通らずにタイミングカウンターまで到達する.



図 3.6 ドリフトチェンバーモジュールの概念図 [48]. a) ビーム軸に垂直な断面図. 2 層あるワイヤー層を半ドリフトセル分ずらして配置することで, sense ワイヤーに対して左右どちらを粒子が通ったかを同定する. b) アノードの 左右の読み出し信号比からおおよその z(ビーム軸) 位置を割り出し, バーニァパッド上のどの周期であるかを特定 し, カソードの読み出し信号比から周期中のどこでアバランシェ増幅が起きたかを同定する.

## 3.1.4 ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーは、図 3.5 のように 16 個のモジュールから構成 される.各モジュールは 2 層構造で、内部はビーム軸に方向ワイヤーが 張られている.多重散乱を防ぐために低物質量の物質で構成されており、 チェンバーガスは He と C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> が 1:1 で混ぜられている.これによって、 信号事象の 52.8MeV の  $e^+$  については 2.0 × 10<sup>-3</sup>X<sub>0</sub> となる.また、 $e^+$ の軌跡再構成のためには放出される角度の精度が要求される.そのため に、バーニア (副尺) パッドと呼ばれる特定の周期を持つストリップを、モ ジュール内にビーム軸と並行方向に配置することでビーム軸方向の位置 を精度よく求めることができる (図 3.6).



図 3.5 COBRA 中に置かれたドリフト チェンバー (下部). 16 個のモジュール がインストールされている.中央付近に は静止標的が見える.

### 3.1.5 **タイミングカウンター**

図 3.7 に MEG I でのタイミングカウンターの概要を示した. 外側にはビーム軸 (z) 方向にシンチレーションバーが 設置された構造になっており, 両端に光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube, PMT) が接着されている.  $e^+$  がバーに ヒットした時間を知るのが主な目的で, どのバーにヒットしたかで  $\phi$  座標がわかり, 左右の PMT の時間差から z 座標 がわかる.

内側にはビーム軸と垂直にシンチレーションファイバーが設置され, アバランシェフォトダイオード (Avalanche PhotoDiode, APD) で読み出す. ヒット位置の z 座標の精度を上げ, ドリフトチェンバーとタイミングカウンターの マッチングに寄与する.



図 3.7 タイミングカウンターの概念図 [48].

## 3.1.6 液体キセノンガンマ線検出器

有効体積 800L の液体キセノンを用いた検出器で, 液体キセノンのシンチレーション光を 846 本の PMT で読み出す. シンチレーション光の分布から位置と時間を再構成し, シンチレーション光の和からエネルギーを再構成する.

- 時間応答が速い
- 放射長が短い
- 光量が多い
- 液体であるために均一で劣化しない

などの利点があり,高精度なエネルギー・時間・位置測定が可能である. 位置分解能は ~5 mm,時間分解能は ~67 ps で,エネルギー分解能は転換位置に依存するが 1.7 % であった.

#### 3.1.7 DAQ

MEG 実験では、Domino Ring Sampler4(DRS4)[52] を用いて波形のデジタル化及び取得を行った. これによってオ フラインで必要なパラメータに応じた複雑な解析を行うことができるようになり、また、アルゴリズムを変えた際にも 保存した波形を再解析することができる等のメリットがある.

MEG 実験ではサンプリング周波数は, タイミングカウンター, 液体キセノンガンマ線検出器については 1.6 GHz, ド リフトチェンバーについては 0.8 GHz<sup>\*4</sup>とした.

<sup>\*4</sup> ドリフト速度に合わせた.



図 3.8 液体キセノンガンマ線検出器の概念図 [48].

図 3.9 が DRS4 のチップ (8 チャンネル) の写真で, 図 3.10 がチップが埋め込まれた評価用ボード (4 チャンネル) で ある. なお, 評価用ボードは主に検出器の研究開発において実験室で用いた.



図 3.9 DRS4 Chip[53]



図 3.10 DRS4 Evaluation Board[53]

## 3.1.8 最終結果

MEG 実験は、2008 年から 2013 年までデータを取得し、2016 年に全データを用いた最終結果を発表した [4].  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  崩壊の発見には至らなかったものの、 $B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) という制限を与えた. これ は先行実験である MEGA 実験の結果の 30 倍厳しい制限となった.

## 3.2 MEG II 実験

#### 3.2.1 概要

図 3.11 にアップグレードの概要を示す.まず, MEG 実験では検出器の安定した運用のためにビーム強度を半分以下 に落としていたので,ビーム強度を上げて PSI で得られる µ ビームを最大限利用する (1).次に µ の静止標的を薄くし て崩壊した粒子が検出器に入るまでに通過する物質量を減らす (2).以降の 3 から 7 が検出器のアップグレードに対応 する.ドリフトチェンバーを低物質量の一体型のものに一新し (3),ドリフトチェンバーを通過した e<sup>+</sup> がタイミングカ ウンターに入るギリギリまでトラッキングを行うことで,再構成精度を上げる (4).タイミングカウンターを細分化す ることで高レートに対応しつつ時間分解能を向上させる (5).液体キセノンガンマ線検出器は,検出器の有効体積を広 げ (6),内側の PMT を SiPM に置き換える (7) ことでエネルギー・位置・時間分解能を向上させる.また,輻射崩壊検 出器を新たに導入し,低運動量の e<sup>+</sup> を用いて輻射崩壊 (Radiative Muon Decay, RMD)の同定を行うことで背景事象 削減を目指す (8).



図 3.11 MEG Ⅱ 実験へ向けた検出器のアップグレードの概要. [74] より引用した図をもとに, 最新の情報を加えた. 図中にした数字に沿って本文中で説明する.

## 3.2.2 ドリフトチェンバー (DCH)

MEG I での DCH は 16 個のモジュールに分かれていたが, MEG II では全長 1.93 m の一体型ワイヤーチェンバー に一新する. KLOE 実験で用いられたワイヤーチェンバーの技術 [50] をもとにしたデザインである. 図 3.12 のように, 約 1200 本のセンスワイヤー\*5と約 6000 本のフィールドワイヤー\*6がビーム軸方向に, 計 10 層にわたって貼られてい る. 各層のセンスワイヤーは 6° から 8° の立体角\*7で角度をつけて貼られており, 隣り合う層は互い違いになっている. チェンバーガスをヘリウム:C<sub>4</sub>H<sub>1</sub>0=85:15 の混合にすることと, 一体型のチェンバーにしたことで全体の物質量を減 らすことができ, 多重散乱を抑えることができる. また, ドリフトセルの大きさを小さくすることで高レートにも耐える

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> 20 µm 径の金メッキタングステン

<sup>\*&</sup>lt;sup>6</sup> 40–50 µm 径の銀アルミニウム

<sup>\*7</sup> 最も内側の層が 6°で, 最も外側の層が 8°である.



図 3.12 ドリフトチェンバーのワイヤーの配置図 [74]. 左が COBRA 中央でのワイヤー断面図で, 右がその拡大 図. 囲まれた枠が 1 つのドリフトセル (~7×7 mm<sup>2</sup>)を構成する. 検出器全体で 1920 個のドリフトセルがある. 色の違いは立体角の方向の違いを表し, 中空の点がフィールドワイヤーで, 通常の点がセンスワイヤーである.

ことができる. さらに, DCH 全体を長くしたことによってタイミングカウンターとの間に余計な物質を置くことがな く, タイミングカウンターに入射する直前まで e<sup>+</sup> のトラッキングを行うことができ検出効率を上げることができる. 図 3.13 にワイヤー貼りが進行中の DCH の写真を示す.



図 3.13 MEG II ドリフトチェンバー (製作中).専用の機械 [51] を用いてワイヤーを貼っていく.

## 3.2.3 **陽電子タイミングカウンター**(TC)

本研究で取り組む検出器であるため、4 で詳述する. TC も DCH と同様に新しい検出器に一新する. 重要なコンセプトは、図 3.14 のように、MEG 実験での TC と比べて、各シンチレータを細分化して、PMT 読み出しから SiPM 読み出しに変更したことである. 図 3.15 と図 3.16 にはアセンブリ後の TC の比較写真を示す. 信号事象の e<sup>+</sup> は平均して 9 つのピクセルにヒットするので、全体として 30–35 ps の時間分解能が期待される.



図 3.14 MEG I のタイミングカウンターを構成するプラスチックシンチレータと PMT(上) と MEG II のタイミ ングカウンターを構成するプラスチックシンチレータと SiPM(下), いずれも遮光後.



図 3.15 MEG Iの TC(2006 年 10 月 31 日)



図 3.16 MEG II の TC(2016 年 11 月 21 日)

### 3.2.4 液体キセノン検出器 (LXe)

MEG I と同様に液体キセノンを用いる. MEG I の LXe は 8 × 10<sup>7</sup>  $\mu$ /s の高レートでの運用に問題はない. しかし,  $\gamma$  が入射面の PMT に近い位置でキセノンと反応したときに収集効率の場所依存性が大きく, 位置・エネルギー分解能 が悪化するという問題があった. MEG II では内側の 216 個の 2 インチ PMT を 12mm 角の 4092 個の SiPM\*<sup>8</sup>に置き 換える. これによって, 図 3.17 のように内側面のより高精細な読み出しが可能になるだけではなく, 一様性が増したこ とでエネルギー分解能も向上する.



図 3.17 液体キセノンガンマ線検出器のアップグレード [74]. 内側の PMT を全て SiPM に置き換える. MEG(左) では分離できていなかった 2 つのピークを MEG II(右) では分離することができるようになった.



図 3.18 MEG(左) と MEG II(右) の比較. 写真の左側の面が検出器の内側であり、 PMT を全て SiPM に取り替えた.

## 3.2.5 輻射崩壊検出器 (RDC)

図 2.3.2 で述べたように,  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊探索において支配的な背景事象は, 偶発的背景事象で, 偶発的背景事象を引き 起こす  $\gamma$  の原因の 1 つは輻射崩壊 (Radiative Muon Decay, RMD) によるものである. 輻射崩壊検出器は, RMD に よって放出された  $e^+$  を使って RMD 事象をタグすることで, RMD による  $\gamma$  由来の偶発的背景事象を同定するための 検出器である. RDC はビーム上流と下流の両方に設置する予定で, 下流はすでに製作されており, 上流はデザインを策 定中である.

<sup>\*&</sup>lt;sup>8</sup> 浜松ホトニクス社の S10943-3186(X). 真空紫外光 (λ = 175 nm) に感度がある. 4 つの独立なチップを単一素子にしており, ピクセルピッ チは 50 μm である. 表面には保護用の石英ガラスカバーが設置されている.



図 3.19 上流側 RDC の概念図. シンチレーティングファ イバーをバンドルしたデザインとなる.



図 3.20 下流側 RDC の写真. 前面にプラスチックシン チレーター, 背面に LYSO カロリメータの 2 層構造.

#### 3.2.6 DAQ

MEG II 実験では検出器のアップグレードに伴って読み出しチャンネル数が MEG 実験の 3 倍程度に増加する. これ に伴って,新しい DAQ ボード, WaveDREAM の開発が進められている. 図 3.21 のように WaveDREAM は, DRS4 チップ, 増幅, 検出器への電圧供給,トリガーを全て 1 つのボードで行う設計である. 図 3.22 には WaveDREAM ク レートの写真を示した. 1 つのクレートは 16 個の WaveDREAM ボードを格納し, 1 つのボードあたり 16 チャンネル あるので, 1 クレートで 256 チャンネルある.





図 3.22 WaveDREAM の 1 クレート (256 チャンネル)

図 3.21 MEG 実験 (左) の DAQ と MEG II 実験の DAQ の比較.

## 3.2.7 期待される性能と到達感度予想

表 3.1 にこれまで述べてきた検出器のアップグレードによって期待される各分解能と検出効率を示す. 図 3.23 に到 達感度予想を示す. 3 年間のデータ取得で  $5 \times 10^{-14}$  まで到達する見込みである. ただし, これは RDC の導入による感 度改善の効果を含んではおらず, RDC を導入した場合には  $4 \times 10^{-14}$  まで改善すると見積もられている [55].

Resolution	MEG	MEG II
$E_{e^+}$ (keV)	306 (core)	130
$\theta_{e^+} \ (\mathrm{mrad})$	9.4	5.3
$\phi_{e^+} \pmod{1}{2}$	8.7	3.7
$e^+$ vertex (mm, core)	1.2 - 2.4	0.7 - 1.6
$E_{\gamma}(\%, \mathrm{w} \ 2 \ \mathrm{cm}/\mathrm{w} \ 2 \ \mathrm{cm})$	2.4/1.7	1.1/1.0
$\gamma \text{position}(\text{mm, u/v/w})$	5/5/6	2.6/2.2/5
$t_{e^+\gamma} \ (\mathrm{ps})$	122	84
$\operatorname{Efficiency}(\%)$		
trigger	$\approx 99$	$\approx 99$
$\gamma$	63	69
e <sup>+</sup>	40	88

表 3.1 分解能 (正規分布の σ) と検出効率



図 3.23 MEG II 実験到達予想感度. [54] より引用して作成.

第Ⅱ部

陽電子タイミングカウンターの実機製作

## 第4章

# 陽電子タイミングカウンター

本章では、本論文のテーマである「陽電子タイミングカウンターの実機製作・較正・性能評価」に先立って、陽電子タイミングカウンターの原理および現在のデザインになるまでの先行研究をまとめる.

## 4.1 背景

#### 4.1.1 MEG | 実験での問題点

MEG I 実験の TC は, シンチレーターバー<sup>\*1</sup>の両端に光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) を取り付けたも のであった (3.1.5, 3.2.3 項) が, 以下に述べる問題点があった.

- シンチレータが大きいことによって、z 方向に対しての精度が悪かった.
- 同様の理由で、シンチレーターバーはパイルアップイベントに弱かった.
- Fine Mesh PMT を用いていたものの、磁場によって Transit Time Spread が増え、ゲインが低下した.
- シンチレーターバー間での時間較正精度が悪かった.
- 電子回路におけるジッター.

こうしたことから, 事前の試験では個々のシンチレーターバーの時間分解能は 40 ps 程度であったにも関わらず, 最終的な運用では陽電子の時間分解能は 70 ps 程度であった.

MEG II 実験の TC を開発・製作するにあたってはまず以上の問題点に対処する必要があった.

### 4.1.2 MEG II 実験へ向けた要請

 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊を MEG 実験と比べて 1 桁上の感度である,  $4 \times 10^{-14}$  で探索するために 2 倍にするビーム強度にも 耐えつつ, 各検出器の分解能を 2 倍程度向上させる必要がある.特に, TC は陽電子の時間分解能として 35 ps を達成す るのが目標である.

この目標を達成する上で課題になるのは主に以下の2つである.

● 高レート耐性

シンチレータが大きいために、ビーム強度増強によるパイルアップ増加には耐えられない.

• さらによい時間分解能

一方で、高レート環境であっても MEG I よりも分解能を 2 倍程度向上させる必要がある.

<sup>\*1</sup> BC-404,  $80 \times 4 \times 4$ cm<sup>3</sup>

## 4.2 MEG II 実験陽電子タイミングカウンターのデザイン

以上の背景と,シンチレータを SiPM を組み合わせることで,100 ps の時間分解能を実現できることが PSI の他のグ ループによって示されていた [56] ことから,「ピクセル」化したタイミングカウンターが考案され,試作機を用いた開 発・試験とシミュレーションを用いた最適化を通して,最終的に次の図 4.1 のデザインに決定した.



図 4.1 陽電子タイミングカウンターのデザイン (下流, Down Stream). 上流側は下流のデザインを COBRA の中 心に対して反転したもの. 左図中に示した 4 つのボール (reference points) は, TC 全体を MEG II 実験検出器の 基準座標に合わせるための参照用の点である.

TC はターゲットに対してビーム上流・下流で反転したデザインで, それぞれ 256 個のピクセルから構成され, 合計で 512 個のピクセルを用いる. 30 個のシンチレーターバーを用いた MEG I-TC と比べて, 1 つあたりを小さくして, 数を 増やした\*<sup>2</sup>. 1 つのピクセルはプラスチックシンチレータの両端に SiPM が接着された構造をしており, 単体で 75 ps 程度の時間分解能をもつ. このように小さなピクセルに細分化することで, ビームレートを増やしても単一のピクセル あたりのヒットレートを抑えることができる.

さらに,信号となる e<sup>+</sup> は複数のカウンターにヒットすることから全体としての時間分解能は単一ピクセルの 75 ps よりもさらに向上する.

次節以降では, まず 4.3 節で単一のピクセルの詳細を述べ, 4.4 節で MEG II-TC の大きな特徴である, 複数ヒットの 概念について説明する. 4.5 節でサポート構造, バックプレーンについて, そして 4.6 で信号の読み出しについてまと める.

## 4.3 ピクセルの仕組み

TC の各ピクセルは図 4.2 のように構成されている. 高さが 40 mm または 50 mm のプラスチックシンチレータの 両端に 6 つの SiPM を光学セメント (BC-600) を用いて接着した. その上でシンチレータを 32  $\mu$ m の ESR2 フィル ム (反射材) を用いて巻き, さらに SiPM を含めた全体を黒シート (Tedlar<sup>®</sup>) を用いて全体を遮光する.<sup>\*3</sup>  $e^+$  がシンチ レータを通過することによって発生したシンチレーション光を両端の SiPM で検出する仕組みである.

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> すでに図 3.14 で比較写真を示した.

<sup>\*3</sup> 反射材, 遮光材の詳細は次章の実機製作の説明で述べる.



図 4.2 TC を構成する1つのピクセル.基本構造は左写真の通りで,シンチレータ両端に6つの SiPM を接着した.下部の黒いバーはレーザー較正用のファイバーを支えるためのサポート.ファイバーは中空ネジとサポートで 固定する.シンチレータの底に直径2.5 mm,深さ1 mm の穴を開けてファイバー先端を固定し,特殊な加工を施した中空ネジを用いて下から固定する.7章で詳述する.右図のようにピクセルの種類は合計4種類あり,上2つはシンチレータの高さは40 mm であるものの,内側 (z が小さい側) に配置されることから PCB の形状のみ異なる.

### 4.3.1 SiPM の物理

SiPM(Silicon Photomultiplier) は、ガイガーモードで駆動させたアバランシェフォトダイオード (Avalanche PhotoDiode, APD) を複数の組み合わせた光半導体光検出器であり、以下に述べるような優れた特徴を持つ.

- 低電圧で動作する.
- 増倍率が高い.
- 磁場に不感.
- 検出効率が高い.
- •1光子を検出することができる.
- •素子がコンパクトで安価.

#### 動作原理

SiPM は図 4.3 のように複数のガイガーモード APD セルで構成される.各 APD セル中の PN 接合に逆電圧を印可することで空乏層を作り,空乏層に入射した光子によって空乏層内部に電子・正孔対が発生する.発生した電子・正孔はそれぞれ内部の電界によってドリフトし,電子は N 側,正孔は P 側に到達することで入射光子を検出する.

ここまでは通常のフォトダイオードと同じ仕組みだが, APD で はさらに強い電界によって加速されることで結晶中の格子と衝突



図 4.3 SiPM の構造 [57]

し, 新たに電子・正孔対を発生させ, これを繰り返すことでもともとの電子・正孔対はなだれ増幅される (アバランシェ 増幅). APD にさらに高い電圧をかけ, ブレークダウン電圧と呼ばれる閾値を超えると, ガイガー放電と呼ばれる入射 する光子によらない放電現象を起こす. このような放電を起こす電圧で APD を動作させた状態がガイガーモードであ り, ガイガーモード APD では1光子が入射した場合でも高い増倍率を得ることができる.

SiPM はこのガイガーモード APD セルを複数並べて並列接続にして読み出したものである.各セルは入射する光子 によらずに一定の出力となるが,入射光子数がピクセル数に比べて大きくなければ光子を検出したセルの数に応じた出 力を得ることができ,高い増倍率での微弱光検出が可能となる (図 4.4).ただし,ガイガーモード APD セルを読み出す 際にはクエンチ抵抗を直列に接続させることで電圧降下を起こし,ブレークダウン電圧以下にすることによって放電現 象を止め,次に入射する光子に対応する (図 4.5).



図 4.4 SiPM による微弱光検出の様子 [58].



図 4.5 SiPM の読み出し [58]. 各セルではガイガーモー ド APD にクエンチ抵抗が直列に接続されており, それぞ れのセルは並列にして読みだされる.

#### 特性

SiPM の各種特性の関係性をまとめると図 4.6 のようになる.



図 4.6 SiPM の各種特性の関係性. 詳細を以下で述べる.

**ゲインとブレークダウン電圧** SiPM は,  $10^5 \sim 10^6$  程度の高い増倍率を持つ. ゲイン *G* はブレークダウン電圧超え た電圧 (=オーバー電圧) に比例し, 次のように表すことができる.

$$G = \frac{Q}{q} \tag{4.1}$$

$$=\frac{C\times(V-V_{bd})}{q} \tag{4.2}$$

ここで, Q は 1 光電子あたりの出力電荷量, q は 1 電子あたりの電荷量\*4, V が実際にかけた電圧で, V<sub>bd</sub> がブレークダ ウン電圧を表す. V – V<sub>bd</sub> がオーバー電圧である. 測定でゲインを求めるには, SiPM を用いて低光量での電荷情報を取 得すればよい. 電荷のヒストグラムは光電子の整数倍ごとにピークができるので, そのピーク差が 1 光電子あたりの出 力電荷量であり, 式 (4.1) からゲインを算出することができる. 同様の測定を電圧を変えることによって, 電圧に対する ゲインの 2 次元プロットを作成し, 式 (4.2) に基づいて外挿することでブレークダウン電圧も求めることができる\*5.

 $^{*4}q = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> TC の SiPM の測定では, SiPM の IV 特性の測定からブレークダウン電圧を求めた.

また,ゲインには温度依存性があるが,それは温度を上げるとブレークダウン電圧が上昇し,一定電圧下ではオーバー 電圧が下がることによる.温度が上がるとブレークダウン電圧が上昇する理由については次のように考えることができ る.温度が上がることによって,SiPMのバルク中に存在するフォノン数が増える.一方で,SiPMでアバランシェ増幅 が起き始めるためには電子・正孔が十分なエネルギーを得る必要があるが,外部電場によって十分なエネルギーを得る 前にフォノンとの散乱によってエネルギーを失ってしまう.そのために,余計にエネルギーが必要になるので,ブレーク ダウン電圧は上昇する\*6

**光子検出効率** 光検出器の重要な性質として,光子検出効率 (Photon Detection efficiency, PDE) があり,次のよう に表すことができる.

$$PDF = \epsilon \times QE \times P \tag{4.3}$$

 $\epsilon$ は開口率を表し, SiPM 上の有感領域の割合に相当する. セル間隔や信号線等が不感領域になり, 典型的な開口率の値 は 50–70 % である. QE は量子効率で, 入射した光が電子・正孔対を生成する確率を表す. P は生成された電子・正孔 がアバランシェ増幅を起こす確率である. QE は入射光の波長に依存し, P はオーバー電圧に依存する. また, PDE に は弱い温度依存性があるが, 変化は単調ではない<sup>\*7</sup>.

ノイズ ノイズには入射光子とは関係なく発生するものと、入射光子に応じて発生するものの2種類がある.以下で 説明する3つのノイズ源は、ダークノイズが前者で、クロストーク・アフターパルスが後者に対応する.

**ダークノイズ** 入射光子とは関係なく発生するパルス. 熱励起やトンネル効果によって発生したキャリアがアバランシェ増幅を起こすことでパルスとして検出される.

**クロストーク** アバランシェ増幅の際に赤外波長の光子が発生し、この光子が別のピクセルに入射することで、実際の入射光子数よりも多い光子数のパルスが観測される現象.オーバー電圧をあげるとアバランシェ確率が上がるので、 クロストークも増える.

**アフターパルス** 入射光子による元のパルスから遅れて観測されるパルス.アバランシェ増幅の際にキャリアが結 晶中の欠陥に捕獲されてしまうことで,元の増幅とは遅れて別の増幅を引き起こしてしまい,元のパルスとは遅れて別 のパルスとして観測される.キャリアの数が多い場合,アバランシェ確率が高い場合にはそれだけアフターパルスが起 きやすくなる.キャリアの数,アバランシェ確率はオーバー電圧が高いと上昇するので,オーバー電圧を上げるとアフ ターパルスは増える.また,先述したクロストークが遅れて起きた場合にもアフターパルスの原因となる

**ダークカレント** 光を入れない状態での電流をダークカレントと呼び, SiPM の特徴を表すパラメータになるが, 上述したダークノイズ及び, ダークノイズによって発生したパルスに付随して発生するクロストーク・アフターパルスを含んだ値となる.

<sup>\*6</sup> この Vbd と温度の正の相関関係のために、一定運用電圧下において温度が上昇すると、オーバー電圧が実効的に小さくなるのでゲインが下が ると考えられる.

<sup>\*7</sup> 理由としては, 温度を上げることによってキャリアの運動が激しくなり, アバランシェ確率が増えることや, 逆にシリコン中のエネルギー ギャップが増えることで QE が低下することなどが考えられる [59].
## 4.3.2 SiPM の選択

HPK 社, KETEK 社, AdvanSiD 社, そして SensL 社の 4 つの会社の SiPM を用いて比較を行った. PDE が最も高 い HPK の SiPM によって最も高い時間分解能が得られた [49][61]. しかし, 後述するようなシンチレータの大きさに 対して被覆率が低い (=SiPM の数が少ない) とシンチレーション光の収率が落ちてしまい, 時間分解能の悪化につな がった.

以上のことから最終的には、同コストである HPK 社の SiPM×3 と AdvanSiD 社の SiPM×6 について、単体では浜 松ホトニクス社の SiPM の性能の方がよいが、SiPM によるシンチレータの被覆率が高い (=数が多い)AdvanSiD 社の ASD-NUV3S-P High-Gain を用いることに決定した. この SiPM の特性を表 4.1 にまとめた.

パラメータ	値	
有効面積	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	
ピクセルサイズ	$50{\times}50~\mu{\rm m}^2$	
ピクセル数	3600	
有感波長範囲	$350–900~\mathrm{mm}$	
ピーク波長	$420~\mathrm{nm}$	
ブレークダウン電圧	$\sim \! 24 V$	

表 4.1 ASD-NUV3S-P High-Gain の特性

## 4.3.3 SiPM Array の接続方法

図 4.7 のように SiPM6 つから構成されるのが SiPM Array である. 1 つの Array をシンチレータの端に接着し, 1 チャンネルとして読み出す. SiPM は静電容量を持ち, 直列接続にすると全体として静電容量が小さくなるので, 波形の 時定数も小さくなる. したがって, 図 4.8 のように並列接続と比べて直列接続の方がよりよい時間分解能が得られたた め, 6 つの SiPM の直列接続で読み出すことに決定した\*8.



図 4.7 PCB に 6 つの SiPM を半田付けした SiPM Array の写真.



図 4.8 3 つの SiPM を用いた時間分解能の比較 [60]. 同 じ Over voltage において並列接続 (Parallel) と比べて直 列接続 (Series) の方がよりよい時間分解能が得られた.

<sup>\*&</sup>lt;sup>8</sup> 直列接続の欠点としては増幅率の低下があるが, 十分な光量が得られる TC においては問題にならない.

## 4.3.4 プラスチックシンチレータの選択

波形の時間情報の取得には波形の立ち下がり部分を用いており,また SiPM の時間分解能は光電子数  $N_{p.e.}$  に対して  $1/\sqrt{N_{p.e.}}$  で向上するので,よい時間分解能を得るには**高速で発光量の多い**シンチレータを用いる必要がある. この観 点から Saint-Gobain 社製の高速プラスチックシンチレータのうち, BC422, BC420, BC418, BC422Q についての比較 を行い [49][61],最もよい時間分解能が得られた BC422 に決定した. このシンチレータの特性を表 4.2 にまとめた.

パラメータ	値
(アントラセン) に対する光量	$55 \ \%$
立ち上がり時間	$0.35~\mathrm{ns}$
減衰時間	$1.6 \mathrm{~ns}$
ピーク波長	$370 \ \mathrm{nm}$
減衰長	$8 \mathrm{~cm}$

表 4.2 BC422 の特性 ([49] 及び Saint-Gobin 社のカタログ)

シンチレータの大きさについては、小さい方がよい時間分解能が得られる\*<sup>9</sup>が、検出器全体でのパフォーマンスを考 えると、陽電子検出効率やシグナル陽電子あたりのヒットカウンター数が増えることにより感度が向上することから 120 mm の長さを用いることに決定した [61]. 高さは場所ごとに 40 mm と 50 mm を使い分ける (4.4.1 項).

# 4.4 複数ヒットの仕組み

# 4.4.1 ピクセル配置



図 4.9 各ピクセルの配置. z はビーム軸と並行な方向で, φ はビーム方向に対して右回り. z-φ 平面で展開した図.

<sup>\*9</sup> センサーがシンチレータをどの程度覆っているかと減衰長に依存する.小さい場合には,減衰長を考えるとより多くのシンチレーション光が センサーに到達する.また,シンチレータをセンサーが覆う割合もシンチレータが小さい場合の方が高くなる.以上より最終的な光量が大きい シンチレータが小さい場合の方がよい時間分解能が期待される.

全 512 個 (上流 256 個 + 下流 256 個) のピクセルを図 4.9 の 通り配置する\*<sup>10</sup>. それぞれ 1 方向あたり 16 個のピクセルを配置 し, 片側で 16 × 16 = 256 個となる.上流方向から入射するビー ムは, 中央付近のターゲットで静止し, 崩壊して放出される陽電子 は, COBRA 磁場によって螺旋状の軌跡を描き, 図 4.9 の細い矢印 で示した軌跡で TC の各ピクセルに入射する.図 4.9 の上部に示 したのはシンチレータの高さであり, 陽電子の軌跡の r が「5 cm」 と示した領域において大きくなるので, 該当部分のみ 5 cm のシン チレータを用いる. z の絶対値が小さい付近に置かれた「Mix」と 「L-shape」は SiPM を乗せる PCB の形状を表しており, COBRA のコイルがあるために, 半径が外側 (z の絶対値が大きい部分) よ りも小さく, 外側とは異なる形状の PCB を用いた.各ピクセルの 向きは陽電子のトラックに対して垂直にすることで実験感度をあ げるように最適化\*<sup>11</sup>した [61].



図 4.10  $\mu \to e\gamma$  からの陽電子がヒットする ピクセルの数の分布 (モンテカルロによる見積 もり)[60].

最終的に,シグナルの陽電子がヒットするピクセル数の分布は図 4.10 のようになり, 平均して 9 個のカウンターへの ヒットが期待できる.

## 4.4.2 時間分解能の見積もり

一般に, 複数のピクセルにヒットした場合の時間分解能  $\sigma_{all}(N_{hit})$  は単一のピクセルで測定した時間分解能と比べて  $1/\sqrt{N_{hit}}$  で向上する.

$$\sigma_{\rm all}(N_{\rm hit}) = \sqrt{\frac{\sigma_{\rm intrinsic}^2}{N_{\rm hit}} + \frac{\sigma_{\rm inter-pixel}^2}{N_{\rm hit}} + \sigma_{\rm MS}^2(N_{\rm hit}) + \sigma_{\rm const}^2}$$
(4.4)

N<sub>hit</sub> が2以上の環境下では,次に述べるような項の寄与を考える必要がある.

 $\sigma_{\rm inter-pixel}$ 

複数のピクセル間での時間のずれによる不定性のうち, ランダムな寄与をするもので, エレクトロニクスのジッター などが該当する. ランダム寄与であるため,  $1/\sqrt{N_{\rm hit}}$  で値は小さくなる.

#### $\sigma_{\rm MS}(N_{\rm hit})$

前のカウンターでの多重散乱の影響で陽電子の軌跡が広がってしまうことによって TOF の見積もりに生じる不定性 を表す.  $1/\sqrt{N_{\text{hit}}}$ で小さくなると同時に多重散乱による広がりも大きくなるので最終的な  $N_{\text{hit}}$  依存性は  $1/\sqrt{N_{\text{hit}}}$ では ない. 1 つのカウンター (厚み: 5 mm) あたりの多重散乱による広がりは 35 mrad で, TOF の不定性として ~5 ps 程度 だと考えられる [74]. したがって,  $N_{\text{hit}}$  における多重散乱による不定性は,  $(\sigma_{\text{MS}}^{N_{\text{hit}}})^2 = \sum_{N_{\text{hit}}} 5^2$  ps であり,  $\sigma_{\text{MS}}(N_{\text{hit}})$ はそれぞれの  $N_{\text{hit}}$  における不定性を足し上げたものになる. ヒットピクセル数が 9 のときの寄与は 4 ps 程度であり, 十分小さい.

 $\sigma_{\rm const}$ 

 $\sigma_{\text{inter-pixel}}^2$ と違って、 ランダムな寄与ではないために  $1/\sqrt{N_{\text{hit}}}$  で改善されずに残る項.  $N_{\text{hit}}$  に依存しない.

<sup>\*&</sup>lt;sup>10</sup> z, φ 座標系は図 4.1 で定義した.

<sup>\*11</sup> 検出効率と TC 全体での時間分解能を固定して実験感度を最大化.

#### 時間較正の影響

実際に TC を運用するにあたっては、ピクセル間の時間を較正する必要がある. 較正がうまくできていない場合には、  $\sigma_{inter-pixel}$  または  $\sigma_{const}$  の値が大きくなってしまい、検出器全体としての時間分解能が悪化する.  $\sigma_{inter-pixel}$  と  $\sigma_{const}$  のどちらが大きくなるかは時間のずれの原因に依存し、原因がランダムであれば前者、ランダムでなければ後者である.

# 4.5 サポート構造, バックプレーン



図 4.11 サポート構造の写真. 右の通りアルミのサポート構造に 32 個のバックプレーンが固定されている. 左はサ ポート構造の裏側で, 銅製のパイプに水を流すことで運転中に TC を冷やす. 白い束はレーザー較正用のファイバー である.

各ピクセルは, 長さ 1m のバックプレーン PCB に接続され, 各バックプレーンはアルミのサポート構造の上に固定さ れる. 片側 256 ピクセルは 512 チャンネルであり, 1 つのバックプレーンにつき 16 チャンネル配置したので, 上流・下 流それぞれ 32 個のバックプレーンがある. バックプレーンは, グラウンドループをなくすために各チャンネルがそれぞ れグラウンドラインを持つような同軸ケーブル状に設計されており, 信号線の特性インピーダンスは 50 Ω である. ま た, バックプレーン上にはそれぞれ 3 点ずつの温度センサー\*<sup>12</sup>を設置し, TC を COBRA 内部にインストール後も温度 のモニターをすることができる.

バックプレーンを通った信号は,7mの同軸ケーブル (RG-178) を用いて読み出しエレキである, WaveDREAM に 接続される. WaveDREAM については 3.2.6 項ですでに述べた.

# 4.6 信号の読み出し

R&D においては, PSI の U. Greuter によって開発された増幅器 (PSI アンプと呼ぶ)を用いて, 波形の整形及び増幅 を行い, DRS4 evaluation board を用いて波形のデジタル化を行う.本実験では PSI アンプの経験をもとに設計された 回路と DRS4 チップを組み込んだ WaveDREAM を用いる.<sup>\*13</sup> PSI アンプの回路図を図 4.12 に示した.2 段階の増幅 (MAR-6SM)とポールゼロキャンセルが特徴である.ポールゼロキャンセルによって入力波形の最も始めの立ち下がり 部分を取り出し, 波形のテイル成分を除去することができる.この波形整形の様子を示したのが図 4.13 である.また, SiPM のバイアス電圧は図 4.12 左上に示されている通り正電圧を印可し, SiPM の信号は負になる<sup>\*14</sup>.

実際の実験環境ではダークカレントが多いと波形のベースラインがふらつくが,このポールゼロキャンセルはハイ パスフィルターとして働き,ベースラインの速やかな回復に寄与するので,ベースラインのふらつきを抑えることがで き,高精度な時間測定には重要である.また,こうした増幅機構は読み出しエレキ側に設置し,SiPM 側とは長いケーブ

<sup>\*&</sup>lt;sup>12</sup> マキシム社, DS18B20 プログラマブル分解能 1-Wire デジタルサーモメータ [66]

<sup>\*&</sup>lt;sup>13</sup> DRS 及び WaveDREAM については 3.1.7 及び 3.2.6 項で述べた.

<sup>\*&</sup>lt;sup>14</sup> ただし, R&D においては WaveDREAM ではなくて DRS を用いて行ったため, DRS の入力範囲に合わせるために DRS 入力直前で波形 を反転して用いた. 後述する Pilot Run 2016 や, 来年以降の Physics Run では反転させない.

ル\*15を介して接続するので、検出器側では柔軟なレイアウト・ケーブル配置が可能になるという利点もある.



図 4.12 PSI アンプのの回路図 [49]. ポールゼロキャン セルは一番下の可変抵抗を調整することでその強さを調 整することができる.



図 4.13 PSI アンプによる波形の整形 [49]. MEG II 実 験の TC で用いる SiPM ではなく, HPK 社の S10931-050P を 3 つ直列接続で読み出した波形であるが, 原理は 共通する. 破線が整形を行う前で実線が整形後を表す. 整 形後の方は立ち上がりを維持しつつ, ベースラインへの回 復が早い. この波形測定の詳細は [49] を参照.

<sup>\*&</sup>lt;sup>15</sup> ケーブル: 7 m, バックプレーン:1 m

# 4.7 **解析方法**

陽電子のヒット時間を求めるための解析は図 4.14 の流れで行う. DRS/WaveDREAM で取得した SiPM からの波 形情報を用いて**波形解析**を行う. 各波形から得た時間や波高などの情報を元に**ヒット再構成**を行う. 再構成されたヒッ トの情報を元に同じ飛跡に属するヒットをグループ化する (**クラスタリング**). その後, DCH の軌跡再構成情報から, DCH を出た陽電子がはじめて TC にヒットする位置とその運動量がわかるので, DCH と TC 間のマッチングを行う. マッチングを行った結果の飛跡情報を元に TC 内の複数ヒットを合わせることで**陽電子の再構成**が完了する. なお, 図 4.14 に示した通り適宜較正やイタレーションを行って解析を改善していく. 以下ではすでに開発した波形解析, ヒット 再構成, クラスタリングについて述べる. DCH とのマッチングや最終的な陽電子再構成方法は現在開発中である.



図 4.14 陽電子の時間の解析

#### 4.7.1 波形解析

取得した波形から時間情報を抜き出す際には、デジタルコンス タントフラクションを用いる.図4.15に示した通り、各波形の波 高に対して一定の割合のところをパルスの時間と定義する.この 方法は閾値を固定する方法と比べて、タイムウォークを原理上な くすことができるというメリットがある.閾値を固定すると波高 が変わるとパルスに対する時間の場所が変わってしまい、タイム ウォークを生む原因となる.一方で、デジタルコンスタントフラク ションは常に与えられた波高に対して一定の割合を時間とするの で、波形がスケールする限りはタイムウォークは起き得ない.デジ



図 4.15 デジタルコンスタントフラクション の概念図.

タルコンスタントフラクションで用いる割合の値は DAQ のノイズ等の環境に依存し, 常に最もより時間分解能を与 える割合を用いた. PSI アンプと DRS4 dvaluation board を用いた実験室での測定では 11 %, Pilot Run 2016 中に WaveDREAM を用いた測定では 30 % とした.

## 4.7.2 ヒット再構成(時間と位置)

ヒット時間

実際に粒子がカウンターにヒットした時間を  $t_{hit}$ , 位置を  $x_{hit}$ , ヒット位置から CH1 および CH2 に到達するまでの時間をそれぞ れ  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  とする. 実際に CH1 および CH2 で読み出した時間 をそれぞれ  $t_1$ ,  $t_2$  とする (図 4.16). 時間オフセットについては, カ ウンター全体の時間オフセットを  $t_{offset}$ , CH1 と CH2 の時間オフ セットの差を  $\delta t$  とする. タイミングカウンターで知りたいのは  $t_{hit}$  と  $x_{hit}$  である. 以上より,

$$t_1 = t_{\rm hit} + \Delta t_1 + (t_{\rm offset} - \frac{\delta t}{2}) \tag{4.5}$$

$$t_2 = t_{\rm hit} + \Delta t_2 + \left(t_{\rm offset} + \frac{\sigma_i}{2}\right) \tag{4.6}$$

と書ける. ここで  $\delta t$  については,  $\Delta t_1 = \Delta t_2$  のときに,

$$\delta t = t_2 - t_1 \tag{4.7}$$

となるように定義した. thit は次のように求めることができる.

$$t_{\rm hit} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2} - t_{\rm offset} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{l}{2v_{\rm eff}} - t_{\rm offset}$$
(4.8)

記号の定義

ここで, カウンターの横の長さ*l*は一定であり, プラスチックシンチレータ中のシンチレーション光の伝搬速度 *v*<sub>eff</sub> が 1 つのカウンターについて一定であると仮定すると,

$$\Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{l}{v_{\text{eff}}} \tag{4.9}$$

であることを用いた.

#### ヒット位置

ヒット位置 *x*hit については, 次のようにして求めることができる.

$$\Delta t_1 = \frac{\frac{l}{2} + x_{\text{hit}}}{v_{\text{eff}}} \tag{4.10}$$

$$\Delta t_2 = \frac{\frac{l}{2} - x_{\text{hit}}}{v_{\text{eff}}} \tag{4.11}$$

および,

$$t_2 - t_1 = \Delta t_2 - \Delta t_1 + \delta t$$
  
=  $-\frac{2x_{\text{hit}}}{v_{\text{eff}}} + \delta t$  (4.12)

から,

$$x_{\rm hit} = \frac{(t_1 - t_2 + \delta t)}{2} v_{\rm eff} \tag{4.13}$$

# 4.7.3 **クラスタリング**

前項で得たヒット情報をもとに同じ軌跡に属するヒットをクラスターとしてまとめる. DCH の情報は用いない, TC 内のみでの予備的なクラスタリングである. 現在は, 2 種類の方法を考えており, 時間情報を用いない方法と用いる方法 である.



図 4.16 TC のヒット時間と位置についての

時間情報を用いない方法 解析のはじめの段階で,時間較正が適用できていない段階で行う. ある e<sup>+</sup> の軌跡を考え た時に,ヒットするピクセルには図 4.17 のような順番がある. この順番を Geometry ID と定義する. 軌跡に対して同 じ垂直な平面上にあるピクセル同士は同じ Geometry ID を持つ. Geometry ID の小さいピクセルから順番にヒットし ていく. この方法では Geometry ID の近いものを同じ軌跡に属するヒットとしてクラスタリングする. ただし,パイ ルアップによって別の軌跡が偶然近い Geometry ID を持ってしまうことで誤ってクラスタリングしたり,同じ軌跡に 属するにもかかわらず複数回ターンする場合や,一度ピクセルの下に抜けてしまう場合などには Geometry ID が遠く なってしまうために同じクラスターとしてまとめることができない.

時間情報を用いる方法 一方で、時間を較正した後にはクラスタリングの際に時間情報を使うことができる. この 方法では、各ヒットの時間を一定の TOF を仮定して Geometry ID = 0 に射影する. すなわち、各ヒット時間を遡る ことによって該当ヒットが Geometry ID = 0 のピクセルにヒットしていたであろう時間を推定する. この推定した 時間が近いものを 1 つのクラスターとみなす. この方法を用いればパイルアップは時間的に外れているので排除でき、 Geometry ID が遠くなった場合でも推定したはじめのヒット時間が近くなるので同じクラスターとみなすことがで きる.



図 4.17 ピクセルの Geometry ID の定義.

# 4.8 過去のビームテストの結果

実機建設前に行ったビームテストの結果をまとめる.いずれもピクセルは直線状に配置した.

## 4.8.1 ビームテスト 1(2013 年 9 月)

イタリアの LNF<sup>\*16</sup>の BTF<sup>\*17</sup>において, 48 MeV 陽電子ビームを用いて行った. 複数会社の SiPM について, さらに SiPM 配置のデザインやシンチレータの大きさ等が最終デザインとは異なる試作機を使用した. 最終デザインの決定及 び複数ヒットスキームの実証が目的であった. 複数ヒットで時間分解能が  $1/\sqrt{N}$  でよくなることを確かめ, 8 ヒットで 26.2 ± 1.3 ps の時間分解能を達成した [7][61].

## 4.8.2 ビームテスト 2(2014 年 7 月)

ビームテスト1と同様に, BTF において行った. 陽電子のヒットレートは 50 Hz 程度であった. 用いたカウンターは 最終デザインよりも時間分解能が 10 ps 程度悪い試作機だが, SiPM の配置やシンチレータの大きさなどのカウンター のデザインは最終デザインと同じである. ビームテスト1と同様に, 複数ヒットスキームを確かめ 8 ヒットで 36.6 ps の時間分解能を達成した [62].

 $<sup>^{\</sup>ast 16}$ Laboratori Nazionali di Frascati

<sup>\*17</sup> Beam Test Facility



図 4.18 ヒットピクセル数に対する時間分解能の分布 [7]. 左は参照用のカウンターを用いた解析で右は用いていない. 赤が HPK 社の SiPM のデータで, 90 × 40 × 5 mm<sup>3</sup> のシンチレータの両端の 3 つずつ SiPM をつけた測定であり, TC の実機とは異なるが, 8 ヒットで時間分解能 26.2 ± 1.3 ps を得た. その他の詳細は [7] 参照.

# 4.8.3 ビームテスト 3(2014 年 10 月)

PSI の  $\pi$ E5 において, ハイレートな環境での性能確認を目的として行った. BTF での陽電子のヒットレートは 50 Hz 程度であったが, MEG II 環境では平均:70 kHz, 最大:170 kHz 程度が想定される<sup>\*18</sup>. MEG II 環境でも 36.5 ps の 時間分解能を達成できることを確認した [63][64].



図 4.19 異なるビームレートにおける, ヒットピクセル数に対する時間分解能の分布 [64]. 左から順に, 17.8-64 kHz, 53-166kHz, 89-290 kHz のものに対応. 各プロットの黒線は左のプロットの値を示す. パイルアップによる時間分解能の悪化は少ない.

<sup>\*&</sup>lt;sup>18</sup> モンテカルロシミュレーションによる見積もり

第5章

実機製作

前章で述べたデザインをもとに実際に陽電子タイミングカウンターの製作を行った.本章ではその過程と 個々のピクセルの性能評価について述べる.

# 5.1 概要

本章では、図 5.1 の順に陽電子タイミングカウンターの実機製作及び実験室での性能評価についての結果をまとめる. 実機製作については詳細は付録に書き、本章では製作過程において重要なところ (カウンターの時間分解能のばらつき をおさえるための工夫など) のみ触れる.



# Installation of Timing Counter

図 5.1 実機製作と性能評価の流れ

# 5.2 ピクセルを構成する各部分

単体のピクセルの構成要素の詳細は図 4.3 節で述べた通りだが表 5.1 に改めて列挙しておく.

# 5.2.1 SiPM **&** PCB

表 5.1 ピ	クセルの構成要素の型番など
Parts	Specification
SiPM	ASD-NUV3S-P High-Gain
Scintillator	BC422
Reflector	ESR2 Film
Shielding	$\operatorname{Tedlar}^{(\mathrm{R})}$

SiPM は 6 つを直列に接続するが, その前に約 6400 個\*<sup>1</sup>の SiPM の IV 特性の測定をした\*<sup>2</sup>[67]. IV カーブの 2 階微分をとったピークをブレー クダウン電圧として算出した.\*<sup>3</sup> V<sub>BD</sub> ~ 24 V であり, ばらつきは  $\sigma$  ~ 62 mV(0.26 %) であった. 温度係数は 25 mV/度であった.

次に、できる限り性質の同じ SiPM を使って 1 つの Array を構成する ために、オーバー電圧が 3V のときの電流の値で全 SiPM を並べ直すこ とで、6 つの組を作った.その後、プリント基板 (Printed Circuit Board, PCB)\*4に半田付けすることで、SiPM Array を組み上げた (図 5.2).半田 付けは外部の会社に発注してリフロー方式で行った.その際には、SiPM の窓が剥がれることがあったため、事前に温めて水分を飛ばしておくな どの対処をした.4章で述べた通り、TC を構成するピクセルには4種類 あり、PCB の形状としては3種類あるが、SiPM は同じである.表 5.2 に



図 5.2 SiPM Array(左上:50 mm 用, 右上:40 mm 用,下:L型用)

4 種類のピクセルの特徴を整理した. これらの TC 内での配置等は 4.4.1 項で述べた通りである.

表 5.2 4 種類のピクセルの特徴						
	$40 \mathrm{mm}$	$50 \mathrm{~mm}$	Mix	L		
Scintillator	$40 \mathrm{mm}$	$50 \mathrm{mm}$	40 mm	40  mm		
PCB(ch1)	straight	straight	L-shape	L-shape		
PCB(ch2)	straight	straight	straight	L-shape		

# 5.2.2 シンチレータ

Saint-Gobin 社に発注したシンチレータは, 300 × 300 × 5 mm<sup>3</sup> の板に成形されたもので, それを加工会社である ジーテック社 [70] に発注して各ピクセルの大きさに加工した. その際に, 側面は研磨するが上面/下面は成形時のまま である. 切り出すもとの板ごとに性能が異なる他, 同じ板であっても場所ごとに不均質であるために性能が異なる場合 がある.

#### 厚み測定

全シンチレータについて4隅の厚みをノギスで測定し,それらの平均をシンチレータの厚みとした. 全シンチレータ の厚みの分布を示したのが図 5.3 である. 設計値である 5 mm に対して ±0.1 mm 程度のばらつきがある. 厚みの情報 は,後のレーザーファイバー用を開ける際と実機製作の際に SiPM の接着位置調整で用いた.

<sup>\*1</sup> 必要な個数は 6144 個. これらは同時ではなく 2 段階に分けて納入された.

<sup>\*2</sup> 共同研究をしているイタリア INFN の Pavia にて行った.

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> SiPM Array での IV 測定でも同様の方法でブレークダウン電圧 (V<sub>BD</sub>) を算出したので詳細は後述する.

<sup>\*4</sup> 設計は共同研究をしているイタリア INFN の Genova グループが行った.



図 5.3 シンチレータの厚みの分布

#### レーザーファイバー用の穴あけ

厚みの情報をもとに, 50 個程度ごとの厚みの平均に合わせて穴あけ (直径: 2.5 mm, 深さ: 1 mm) を行った. 穴の詳 細決定や 穴あけによる影響については 7 で述べる. 穴あけの際には, ボール盤を使用し, 誤って深く穴を開けすぎない ようにした. また, ドリルの接触前にプロパノールをあらかじめシンチレータにたらしておくことで, 穴あけによって発 生する熱でシンチレータが変性することを防いだ.

#### 5.2.3 反射材

3M 社の ESR2 フィルム\*5を反射材として用いた. 反射材がない場合でもシンチレータと空気との間の全反射\*6に よってシンチレーション光は反射して SiPM に到達するが, これに加えて全反射せずにシンチレータから出た光も反射 材によってシンチレータ中に戻すことで, シンチレーション光の収率を高める\*7. したがって, 巻く際には完全にシン チータに密着させるのではなく, 空気の層が間に入るようにシンチレータを筒状に覆う. 反射材は発注後に, 図 5.4 の 通りにレーザーを用いた切り取り加工を行った. その際に折り目部分についてはフィルムの途中まで切り込みを入れ るハーフカットの加工を施しておき, 後の工程でシンチレータに巻やすくした. また, 図 5.4 の下部の穴はレーザー較正 法のためのレーザーファイバーを通す穴である. 図 5.4 は 40 mm カウンター用のデザインだが, 50 mm も同様で高さ が違うという点のみ異なる.

### 5.2.4 **遮光材**

遮光には、テドラー黒シート (Tedlar<sup>®</sup>)を用いた. テドラーは 25 µm の薄さでも丈夫で、かつ十分な遮光をするこ とができるという特徴をもつ [69]. 反射材と同様に、図 5.5 のような加工を施した. 折り目にはハーフカットを用いて、 シンチレータ遮光の際に密に覆えるようにしている. また、ハーフカットによっては光漏れは起きないことも確かめて ある. 図 5.5 中の切り込み窓は、レーザー較正法用のファイバーをカウンターに挿入する際に使用する. デザイン上は この部分は遮光されていないことになるが、ファイバー挿入後にブラックテープを用いて遮光を行い、光漏れがないこ とを確かめた.

<sup>\*5 32</sup> µm, 反射率: 98 % 以上, ポリエステル製 [68]

<sup>\*6</sup> シンチレータの屈折率: 1.58, 臨界角: 40°

<sup>\*&</sup>lt;sup>7</sup> 反射材を検討する際にはアルミナイズドマイラーやテフロンとの比較を行ったが, 最も多い光量が得られたのが ESR2 フィルムであった [61].



図 5.4 反射材のデザイン (40 mm)



図 5.5 遮光材のデザイン (40 mm/50 mm)

# 5.3 SiPM Array 試験

# 5.3.1 目的

5.2.1 節で完成した, SiPM Array(=6 SiPMs on PCB) について, 最終的なブレークダウン電圧を算出し, その他の IV 特性を比較するために, IV 測定をする. 最終的に実際の検出器の運転における, 運用電圧を決定する.

## 5.3.2 セットアップと測定方法



図 5.6 IV 測定セットアップ概略図. なお, PSI アンプのオペアンプには電圧を供給せず, 増倍機能は用いていない (SiPM への HV 供給と電流読み出し).

IV 測定の概略図を図 5.6 に示す. 手順は以下の通り.

- 1. 同時に 10 個前後の SiPM Array を恒温槽中に設置する.
- 2. 恒温槽を 30 ℃に設定し, 温度が安定するまで 15 分待つ.
- 3. ピコアンメーター\*8を用いて 0.250 V ごとに電流を取得する.
- 4.1 つの SiPM Array の測定が終わるたびに恒温槽外でケーブルをつなぎ替えて次の SiPM Array の測定を行う.
- 5. 全 SiPM Array 終了後, 恒温槽から取り出して以上の手順を次の SiPM Array について行う.

**ブレークダウン電圧の求め方** ブレークダウン電圧の求め方を図示したのが図 5.7 で次の流れで計算した.

- 1. 元の IV カーブの対数をとり、5 点で移動平均を計算することで測定誤差を減らす.
- 2.2回微分を計算して,再び移動平均を計算する.
- 3. フィット\*9したピークの値をブレークダウン電圧とする.

なお、ブレークダウン電圧の求め方にはこの方法以外にも複数ある [87].

\*<sup>9</sup> 2 次関数を用いた.

<sup>\*&</sup>lt;sup>8</sup> ケースレー 6487 ピコアンメーター [71]



図 5.7 IV カーブからブレークダウン電圧を計算する方法.黒が対数をとって移動平均後のカーブ,青が2回微分後に移動平均をとったカーブ,赤がピークフィッティングの結果,黒破線がピークの値をそれぞれ表す.

# 5.3.3 結果: ブレークダウン電圧

ブレークダウン電圧の全ての Array についての分布は図 5.8 の通りで, SiPM の種類ごとにブレークダウン電圧の分 布がはっきりと3つのピークとして分かれた..



図 5.8 ブレークダウン電圧の分布. なお, 電圧の値は 6 つ直列にした値であり, 1 つの SiPM あたりのブレークダ ウン電圧はこの値の 1/6 に相当する.

### 温度依存性

少数の SiPM Array について 5.3.2 項と同様の手順で温度を変更して IV カーブの測定を行い, ブレークダウン電圧 の温度依存性を確認した. 温度係数はプロットした SiPM Array については 0.119±0.008 V/℃であった. 温度が上が るとブレークダウン電圧が上がる理由は 4.3.1 項で述べた. また, IV カーブの形状については, ブレークダウン部分に ついては上述の通りで, 印可電圧を上げていくと, 温度が高い場合には熱励起による電子が増加するのでカレントの増 加量が高くなるので図 5.9 のような傾向を示すと考えられる.



図 5.9 ブレークダウン電圧の温度依存性



図 5.10 全ての SiPM Array についての IV カーブ.

# 5.3.4 結果: IV カーブ

前節の方法で計算したブレークダウン電圧を元に, オーバー電圧に変換して全ての SiPM Array の IV カーブを重ね 書きしたのが図 5.3.4<sup>\*10</sup>である. Type 1 と Type 2 は本来同じ型のものであるが, 異なる IV 特性が得られた<sup>\*11</sup>. Type 3 については, Type 1 や Type 2 よりも遅れた時期に追加で発注した SiPM だが, AdvanSiD 社側が独自に改良をした もので, Type 1 や Type 2 型の生産を取りやめてしまったために得られたものである.

## 5.3.5 運用電圧の決定

以上の結果をもとに、SiPM Array ごとに運用電圧を決定する. これまでは SiPM Array に対するブレー クダウン電圧を見てきたが、ここからは 6 つの SiPM についてではなく、1 つの SiPM あたりの電圧に注目

<sup>\*&</sup>lt;sup>10</sup> なお, IV カーブが外れた値を取った SiPM Array については, SiPM の窓が壊れている, 熱しすぎて焦げている, そもそも信号が見えないな どの問題があり, 実際には用いていない.

<sup>\*&</sup>lt;sup>11</sup> これはシリコンウェハーの個性の違いによる (AdvanSiD 社).

する. IV 特性の近いものを選んで Array として組み上げたので,直列接続すると各 SiPM に流れる電流は 等しくなり,各 SiPM のオーバー電圧が自動的に揃う. したがって,ここで 1 つの SiPM あたりのオーバー 電圧といった場合には全体にかけたオーバー電圧の 1/6 である. 運用電圧と時間分解能の関係を考えるた めに,オーバー電圧と時間分解能の関係をプロットすると,図 5.11 の通り. ブレークダウン電圧を超えて



図 5.11 時間分解能 vs1 つの SiPM あたりのオーバー電圧. それぞれの SiPM Array を 2 次関数でフィットした 結果を合わせて示した. 点直線はフィット結果から求めた最小の時間分解能を与えるオーバー電圧の値を表す. 矢 印が許容できるオーバー電圧の範囲を表す.

からは電圧上昇とともにゲイン/PDE が大きくなるので、時間分解能はよくなる. しかし、電圧を大きくし すぎるとダークカウント、クロストークやアフターパルスが増えてしまい、時間分解能の悪化につながる. Type 1, 2 では時間分解能の変化が小さい (2 ps 以内), オーバー

電圧の許容範囲が 0.4 V であるのに対して, Type 3 では 2 V で あった. これより, Type 1, 2 については SiPM の Array ごとに 運用電圧を決定することにした. しかし, 全ての SiPM Array に ついてオーバー電圧を変化させ恒温槽下で (シンチレータに接着 し) 測定するのは困難であるため, オーバー電圧と電流は相関する ことを利用して, 一定の電流の値 (4  $\mu$ A とした)を与える電圧を運 用電圧とした. これはすでに取得した IV カーブから求めることが できる. 一方で, Type 3 についてはオーバー電圧の許容範囲が大 きいことから, 一律で 3.8 V とし, 運用電圧 = ブレークダウン電 E + 3.8 V × 6 とした. 以上の決定方法を図示したのが, 図 5.12 である.



図 5.12 運用電圧の決定方法. Type 1 と Type 2 は電流を揃え, Type 3 は一律で SiPM あたりのオーバー電圧を 3.8 V にした.

# 5.4 **シンチレータ**試験

#### 5.4.1 **目的**

ピクセルを組み上げる前に、シンチレータ単体で時間分解能を調べることが目的である.

## 5.4.2 セットアップと測定方法

理想的には,特定の SiPM Array を,全てのシンチレータにそれぞれ一時的に接着し,恒温槽下で線源を用いた時間 分解能測定を行うのが望ましい.しかし,恒温槽を用いた測定では時間がかかりすぎるため,ピクセルを組み上げる前段 階において恒温槽を用いた1つずつの全数試験は現実的ではない.\*<sup>12</sup> そこで, 測定を2種類に分けて行った.1つが, 恒 温槽を用いた「詳細試験」である.理想的にはこの詳細試験を全てのシンチレータに対して行いたい.もう1つが, 恒 温槽を用いない「簡易試験」である.シンチレータ試験は以下の4段階で構成される.

- 少数のシンチレータに対して詳細試験を行う.
- 全てのシンチレータに対して簡易試験を行う.
- 簡易試験と詳細試験の相関を導く.
- 簡易試験の結果から、ピクセルを組み上げるときに用いるべきではないシンチレータを選び出す.

特に, 簡易試験と詳細試験の相関については, シンチレータにおいては光量が大きければよい時間分解能が期待でき, 光 量は信号の波高および電流と正の相関を持つことから, 簡易試験で電流のみ測定し, 詳細試験で時間分解能を測定する.

## 詳細試験



図 5.13 詳細試験のセットアップ

詳細試験は、後述する実機試験とほぼ同じセットアップで行ったため、セットアップの写真は省略し、概略図のみ図 5.13 に示す.シンチレータと SiPM Array は光学グリスと 3D プリンターで作成したメカニカルなサポートのみで接 着させた.電子線源として 3.7 MBq の <sup>90</sup>Sr を用いた. DAQ システムとしては、4.6 節で述べた PSI アンプと DRS4 evaluation board を用いた. SiPM への電圧は PSI アンプを通して供給した.参照用カウンターに対するチャンネル 1 と 2 の平均時間の分布を作成し、ガウシアンでフィットしたピークの値をピクセルの時間オフセットとした.

簡易試験





簡易試験のセットアップを図 5.14 と図 5.15 に示した. シンチレータは 3D プリンターで製作した治具を用いて, 図 5.15 左のように光学グリスを用いてシンチレータに仮接着した. 簡易試験では, ソースを当てたときの電流をみるだけ なので SiPM Array は片側のみで十分である. 恒温槽は使わないが, 遮光のためセットアップ全体を暗箱中に置いた.

<sup>\*12</sup> 最終的に完成したピクセルについては 1 つずつ恒温槽を用いた全数試験を行った (後述).

### 5.4.3 結果

### 詳細試験と簡易試験の相関

詳細試験と簡易試験を両方行ったシンチレータについて, 時間分解能 (詳細試験) と電流 (簡易試験)の相関を4 cm シ ンチレータ,5 cm シンチレータそれぞれプロットしたのが 図 5.16 である. これより,時間分解能と電流に相関が見ら れており,簡易試験での電流の値が高いものから選べば時 間分解能のよいシンチレータを使うことができると結論づ けられる. なお,図 5.16 について,4 cm と5 cm で全体と して 5 cm の方が時間分解能が悪いのは,SiPM の総面積は 変わらずにシンチレータ両端での被覆率が4 cm の方が高 いために多くのシンチレーチョン光を検出することができ るためである. また,電流の値が違うのは,それぞれでは同 じ SiPM Array を用いてるが,4 cm と5 cm の間では異な る SiPM Array であり,SiPM Array の個性によるものと 考えられる.



図 5.16 時間分解能 (詳細試験) と電流 (簡易試験)の相関

## 簡易試験の結果とシンチレータの選択



簡易試験の結果を図 5.17 に示す.なお,最初にシンチレータが納入された段階では図 5.16 のように明らかに時間分 解能が悪いシンチレータが多く見つかったため,80 ps 以下を使用できるシンチレータの条件として設定し,条件を満た さなかったものについては返品し,無償で新たなシンチレータに交換してもらった.返品したシンチレータは当初届い ていた 300 個のうち 50 % 程度であった.

# 5.5 実機製作

ここまでで,各パーツの測定や加工などの準備が終わったので,次にピクセルの製作を行った.詳細な手順等はA章 にまとめた.ここでは概要のみを示す.



図 5.18 ピクセルの実機製作の流れ.

# 5.5.1 手順の概要

- 1. SiPM Array とシンチレータを光学セメント (BC-600) で接着する.
- 2. レーザーファイバー用の穴を開ける.
- 3. 反射材で覆う.
- 4. <sup>90</sup>Sr を用いて性能評価をする.
- 5. 遮光をして完成.

# 5.5.2 完成したピクセル

図 5.19 に完成したピクセルの写真を示す.



図 5.19 ピクセルの完成写真. (左)5 cm 型, 4 cm 型レーザー較正法用のファイバー挿入後. (右上)L-shape 型. (右下)Mix 型.

# 5.6 実機試験

## 5.6.1 目的

実機製作によって完成した全てのピクセルについて, 詳細な時間分解能測定を行う.

## 5.6.2 セットアップと測定方法

セットアップはシンチレータの詳細試験 (図 5.13) と同じだが, ピクセルについて SiPM Array とシンチレータが光 学セメントで接着されており, またリフレクターで巻かれているという違いがある.また, ピクセルは可動ステージ上に 置き, シンチレータ中心に対して 3 つの異なる点 (-42.5 mm, 0 mm, 42.5 mm) への <sup>90</sup>Sr 照射を行った.これにより, 時間分解能の場所依存性やシンチレーション光の媒質中での速度など, 較正に使用しうるパラメータを求めることがで きる.

#### 5.6.3 結果



図 5.20 全ピクセルの時間分解能の分布

大量試験で測定した時間分解能について, 全ピクセルの分布をプロットしたのが図 5.20 である. Mix と L-shape の シンチレータは 4 cm と同じなので分布は近い. 一方で, シンチレータが 4 cm と 5 cm では差があるがこの理由はすで に考察した. ここでは Mean の値について評価してみる. 5 cm を基準にした場合 4 cm は  $\frac{5}{4}$  倍だけ SiPM 全体に入る シンチレーション光は多くなる. 時間分解能は, 光電子数 N が増えると  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  で良くなるので, 5 cm の mean の値から 4 cm の maen を次のように定量的に理解することができる.

$$\sigma_{4\rm cm} = \frac{1}{\sqrt{\frac{5}{4}}} \sigma_{5\rm cm} = \sqrt{\frac{4}{5}} \sigma_{5\rm cm}$$
  
= 0.894 \cdot \sigma\_{5\rm cm} = 72.1 \quad \begin{subarray}{c} 5.1 \end{subarray}

# 5.7 Laser Test

インストール前に行った.詳細は,8章参照.

# 5.8 サポート構造, バックプレーン

イタリアの Genova で製作を行い、PSI で組み立てを行った. 詳細はすでに 4.5 節で述べた.

# 5.9 **まとめ**

本章では陽電子タイミングカウンターの実機製作及び各ピクセルの性能評価について述べた. 最終的な時間分解能は, 4 cm ピクセルで 72±3 ps, 5 cm ピクセルで 81±5 ps であった. これらを実際に読み出し用バックプレーンを設置した アルミ製のサポート構造へのインストールが完了した. 図 5.21 が今回製作した MEG II での TC の写真である. 「細 分化」のアイディアを生かした TC の製作に成功した.



図 5.21 完成した TC(下流)

# 第 ||| 部

# 陽電子タイミングカウンターの時間較正方法の 開発

# 第6章

# 陽電子タイミングカウンターの時間較正方法

陽電子タイミングカウンター (TC) の性能を最大限引き出すのに欠かせないのが,時間較正である.時間 較正方法として,レーザー較正法とミシェル較正法の2つの相補的な方法を開発した.

本章では,それらの較正法の概要を説明し,その開発詳細については7章,8章 (レーザー較正法)および9章 (ミシェル較正法)で述べる.実際の運用は第 IV 部で行う.

# 6.1 背景

## 6.1.1 モチベーション

TCの時間較正には,大きく分けて2つある.TC外の時間較正とTC内の時間較正である.

TC 外の時間較正は, MEG Ⅱ 実験検出器全体としての時間較正であり, 陽電子の時間とガンマ線の時間を較正することを指す.これは, TC と液体キセノンガンマ線検出器の検出器ごとの時間合わせであり, 基本的には MEG 実験と同様の方法を用いる.詳細については, 11.3.3 項で述べる.

一方で、本パートで考えるのは TC 内の時間較正である<sup>\*1</sup>. 4.4 節で述べた通り TC では、複数ヒットを用いることに よって 35 ps の時間分解能を実現する.しかし、その特徴的な複数ヒットを用いるというアイディアを最大限生かすた めには、ピクセル単体の時間分解能より十分良い精度でピクセル毎の相対的な時間を較正する必要がある. MEG II 実 験プロポーザル [74] において相対的な時間較正のアイディアが提示されていたものの、実際の開発や複数の較正方法の 整合性チェックや組み合わせ方法、そして Physics Run へ向けた運用方法の研究は行われていなかった. ここに問題意 識を感じて、先行研究での時間分解能を最大限生かす様な時間較正方法を開発しようと考えた.

## 6.1.2 目標

時間較正方法の開発へ向けての目標値を設定する.式 (4.4) より, 陽電子が複数のピクセルにヒットした場合の時間 分解能  $\sigma_{all}(N_{hit})$ は, 次のように表すことができる.

$$\sigma_{\rm all}(N_{\rm hit}) = \sqrt{\frac{\sigma_{\rm intrinsic}^2}{N_{\rm hit}} + \frac{\sigma_{\rm inter-pixel}^2}{N_{\rm hit}} + \sigma_{\rm MS}^2(N_{\rm hit}) + \sigma_{\rm const}^2}$$
(6.1)

時間の較正を行わない場合,  $\sigma_{all}(N_{hit})$ の悪化に対する寄与は, ランダムな要因  $(1/\sqrt{N_{hit}}$  で向上する) とランダムでな い要因  $(1/\sqrt{N_{hit}}$  によらず一定) にわけられる. それぞれの目標とする較正精度の値を 30 ps, 10 ps とすれば, シグナ ル陽電子の平均ヒット数である 9 に対して,

$$35 \,\mathrm{ps} \oplus \frac{30 \,\mathrm{ps}}{\sqrt{9}} \oplus 10 \,\mathrm{ps} \simeq 38 \,\mathrm{ps} \tag{6.2}$$

<sup>\*1</sup> 本パートで「時間較正」と書いた場合, 断りがなければこの TC 内の時間較正を指す.

となり,時間分解能の悪化は10%以下で抑えることができる.最終的な時間分解能の評価では,時間較正を行った上で ヒット数9に対して35 psを目指すが,時間較正方法についての目標値は

- ランダムな要因について: 30 ps
- ランダムでない要因について: 10 ps

と定めて開発を行った.

# 6.2 時間較正の概要

タイミングカウンターの目的はヒット時間 t<sub>hit</sub>(とヒット位置 x<sub>hit</sub>)を精度よく求めることであるが, 測定においては これに様々な時間オフセットが加わる. t<sub>hit</sub> を求めるにあたっては, 時間オフセットを求め, 測定時間から差し引きする 必要がある. この時間オフセットを求めるのが時間較正の目的に他ならない.

4.7.2 で述べたように, 実際の実験において測定される時間 t<sub>1</sub><sup>obs</sup>(CH1) と t<sub>2</sub><sup>obs</sup>(CH2) は,

$$t_1^{\text{obs}} = t_{\text{hit}} + \Delta t_1 + \left(t_{\text{offset}} - \frac{\delta t}{2}\right) \tag{6.3}$$

$$t_2^{\text{obs}} = t_{\text{hit}} + \Delta t_2 + \left(t_{\text{offset}} + \frac{\delta t}{2}\right) \tag{6.4}$$

と表すことができ, これらを用いて t<sub>hit</sub> は次のように書くことができるのであった.

$$t_{\rm hit} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{l}{2v_{\rm eff}} - t_{\rm offset}$$
(6.5)

ここで 4.7.2 では詳細に立ち入らなかった t<sub>offset</sub> について考えてみると

$$t_{\text{offset}} = t_{\text{SiPM}} + t_{\text{elec}} \tag{6.6}$$

と表すことができる<sup>\*2</sup>. ここで,  $t_{SiPM}$  は SiPM においてシグナルが検出されるのにかかる時間,  $t_{elec}$  は SiPM 以降の エレキにおいてかかる時間である.

まとめると, 具体的には式 (6.6) で表されるような  $t_{offset}$  を求めることが時間較正の目的となる. ただし, 注意すべき なのは TC 内部での時間較正は相対的なものなので  $t_{offset}$  の各カウンターでの差である相対値  $\Delta t_{offset}$  を求めることに なる.

# 6.3 レーザー較正法とミシェル較正法

本研究では、 $\Delta t_{\text{offset}}$ を求める方法として相補的な2つの方法を開発した.

1 つはレーザー較正法であり,各ピクセルに同時にレーザーを照射することで直接 Δt<sub>offset</sub> を測定する.場所依存性 があるミシェル較正法と違って場所依存性はない.また,実際に μ ビームデータを取る必要がなく,レーザーさえイン ストールすれば較正することができる.さらに,較正にかかる時間が 10 分程度 (Pilot Run) と短く,常に照射し続けれ ばピクセルの時間オフセットをモニターすることができる.しかし,実現するためには専用のレーザー較正システムを 開発する必要があり,導入するにあたって多くの試験が必要であった.最終的に較正精度として 24 ps を達成した.

一方で, ミシェル較正法は µ のミシェル崩壊で放出された陽電子の飛跡を用いて行う較正方法である.より信号に近 いデータを用いた較正で,トラッキングによって飛行時間 (TOF) をイベントごとに見積もることができれば 1 ps 程

<sup>\*2</sup> 粒子がカウンターにヒットしてからシンチレーション光を放出する過程にかかる時間についてはそもそも速いシンチレータであるとはいえ (Saint-Gobain の BC422)0.35 ns 程度あり, これがちょうど波形における立ち上がり時間に対応する. 解析においてはこの立ち上がり時間 のうちのどの部分を粒子がヒットした時間かだと「定義」する. したがってこの部分はそもそもの t<sub>hit</sub>の定義部分に含まれるので時間オフ セットの見積りでは考慮する必要がない. また, 0.35 ns という広がりについては, Mass Test の結果から性質を揃えたプラスチックシンチ レータでかつ十分立ち上がりが速いものを使っていることを確認しているので, カウンターごとに違いが生じないと考えられる. さらに, シン チレータ中を伝搬する速度については式 (6.4) と式 (6.4) において左右への伝搬速度の違いも含めて t<sub>offset</sub> 外として定義しているので t<sub>offset</sub> を考える上では考えなくて良い.

度の精度が実現可能であることがわかった. なお, DCH がない Pilot Run の条件下では較正精度として 11 ps と見積 もっている. レーザー較正法と比べてよい精度が期待でき, またレーザーを入射することができない COBRA 側のピク セルについても時間オフセットを計算することができる. しかし, µ ビームのデータを取らなければ較正を行うことが できず, 少なくとも 1 日 (Pilot Run) 分のデータが必要であった. また, モンテカルロによる研究から場所依存性が存 在することもわかっており, レーザー較正法とのクロスチェックが必要である.

次章よりそれぞれについてその詳細を述べる. Physics Run へ向けてはこれらの2つの方法を組み合わせる必要があ り,その整合性については第 IV 部で Pilot Run のデータを用いて行い,その結果を踏まえて第 V 部で Physics Run で の運用方法について考察する.

# レーザー較正法の研究開発

レーザー較正法について, 原理と研究開発の詳細を述べる.特に, レーザー較正システムを開発するにあ たって研究を要した点についてまとめる. レーザー較正法の精度についても考察する.

# 7.1 概要

# 7.1.1 コンセプト

同一光源の超短パルスレーザーを各ピクセルに入射して直接時間オフセットを測定する.光学スイッチと光学スプ リッターを用いることで十分な光量を保ちつつ\*1,各ピクセルにレーザー光を照射する.レーザーによるデータ取得は, 常にレーザー同期信号を基準にして時間を測定する.\*2

# 7.1.2 レーザー較正システム

次に、レーザー較正システムの概要を図 7.1\*3にまとめた. パルスレーザー光源より放出されたレーザーは、モードス クランブラー\*4を経て1×2スプリッターに入射する.一方はフォトダイオードに照射し、レーザーパワーのモニター を行う.\*5もう一方は、光学スイッチに入射する.光学スイッチは各ピクセル部分で十分な光量を確保するためのもので、 1回に 64 ピクセルずつ、8回切り替えてレーザー較正を行う.スイッチ通過後は 10 mのファイバーを用いて実験エリ アである πE5 まで導き、2段階の1×8スプリッターと 2.5 mのファイバーを経て各ピクセルに照射する.また、レー ザーコントロラーからはレーザー光に同期したパルスが出力され、これをトリガー及び解析における時間の基準とする ためピクセルの DAQ と同じ DAQ に入れてデータを取得する.

レーザー光源, ファイバー, スプリッターの仕様や詳細については B 章にまとめた.

# 7.2 原理

まずはじめに、レーザー較正法の原理を説明し、実際の運用にはどのような試験が必要か、そして較正精度はどのよう に評価するべきかについて考察する.

レーザーを図 7.1 のようにピクセルに照射することを考える. ピクセルに照射されたレーザーはシンチレータ内を 伝搬し、両端の SiPM で検出される. データを取得する際には、同時に全ピクセルに照射されるというのが重要なので

<sup>\*1</sup> 十分な光量が得られることは先行研究 [62] によりわかっている.

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> 同期信号のジッターは十分小さく, ~10 ps

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> 512 チャンネルへの照射が可能だが, 実際にはターゲットに近い (z の小さい) ピクセルは COBRA のコイルがあるために場所の制約がある のでレーザーを照射しない.

<sup>\*4</sup> マルチモードファイバーは光源によってモード分布が異なる. モードスクランブラーは内部でファイバーを巻きつけることによって高次モードを取り除き,モード伝搬を安定させるために用いる. Arden 社の ModCon を用いた. Fiber type: 50 µm, Serial number: 3870

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> ただし, R&D 段階と Pilot Run 2016 においてはフォトダイオードではなくパワーメータで代用した.



図 7.1 レーザー較正法のコンセプト

レーザー制御装置からレーザーに同期されて出力される同期パルスをトリガーとする.したがって,レーザーを用いた 測定によって得られる時間は,同期パルスとの差として定義するのがよい.

$$t_{\rm obs}^{\rm laser} \equiv \frac{t_1 + t_2}{2} - t_{\rm sync} \tag{7.1}$$

一方で、レーザーを用いた測定で観測される時間 t<sup>laser</sup> に効いてくる可能性のある寄与としては以下のものが考えられる.

$$t_{\rm obs}^{\rm laser} = t_{\rm cable-diff} + t_{\rm split} + t_{\rm fiber} + t_{\rm connection} + t_{\rm prop}^{\rm laser} + t_{\rm SiPM} + t_{\rm elec}$$
(7.2)

ここで、t<sub>cable-diff</sub> はレーザーがスプリッターに到達するまでにかかる時間と、同期パルスが検出されるのにかかる時間 の差で、定義上全ピクセルで同じ値である. t<sub>split</sub> はスプリッタからファイバーの直前までの時間で、各ピクセルごとに スプリッターのチャンネルが異なるので、一般に各ピクセルで異なる値をとる. t<sub>fiber</sub> は最後段のファイバーにかかる時 間で、これも各ピクセルごとのファイバーの個体差の影響が考えられる. t<sub>connection</sub> はファイバー先端のピクセルへの 固定部分で生じる時間のオフセットで、これも各ピクセルでの個体差が生じる可能性がある. t<sub>laser</sub> はレーザー光がプラ スチックシンチレータ中を SiPM まで伝搬するのにかかる時間で、個体差が生じる可能性がある. t<sub>SiPM</sub> と t<sub>elec</sub> は式 (6.6) と同じである.

ここで、実際にピクセルをインストールしたあとに実験エリアでレーザーを用いた測定を行うと考えると、式 (7.2) で 表されるような  $t_{obs}^{laser}$  を各ピクセルについて得ることになるが、前述の通り、 $t_{split} + t_{fiber} + t_{connection} + t_{prop}^{laser} + t_{SiPM}$ はそれぞれチャンネルごとに異なった値をもつ可能性があるので、実際に求めたい  $t_{offset} = t_{SiPM} + t_{elec.}$  は求めること ができないということになってしまう ( $t_{cable-diff}$  の値もあらかじめ知っておく必要がある). つまり、何かしらの方法 でレーザーファイバーをピクセルに固定して実際にインストールした上でレーザーを照射して測定をしたとしても時間 較正にはならない.

#### レーザー較正法のためにあらかじめ知らなければならないもの

 $t_{cable-diff} + t_{split} + t_{fiber} + t_{connection} + t_{prop}^{laser}$ をあらかじめ各ピクセルについて知ることができていれば, 実験ホールで  $t_{obs}^{laser}$ を各ピクセルについて測定することで,

$$t_{\rm SiPM} + t_{\rm elec} = t_{\rm obs}^{\rm laser} - (t_{\rm cable-diff} + t_{\rm split} + t_{\rm fiber} + t_{\rm connection} + t_{\rm prop}^{\rm laser})$$
(7.3)

から知りたい時間オフセットを知ることができる.

しかし、ここで、SiPM の直前までにかかる時間を分けて求めることはできないという問題がある.分けて求めるため には、同じ SiPM についてプラスチックシンチレータまでの組み合わせを変えて時間のオフセットを測定していくしか ないが、これは測定ごとに SiPM をシンチレータから外して付け替えることを意味しており、現実的ではない.

#### 解決策

レーザー較正法では  $t_{obs}^{laser}$ のピクセルごとの差である  $\Delta t_{obs}^{laser}$ を求める.原理的にわけることができないのでそのピク セルごとのばらつきを求めることはできず,ピクセルごとのばらつきの上限値を別に評価して, $\sigma_{max}$ とし,レーザー較 正法の不定性に組み込んでおくと考える.すなわち, $\Delta(t_{cable-diff}+t_{split}+t_{fiber}+t_{connection}+t_{prop}^{laser})$ がわからないので, (測定することのできる) $\Delta(t_{cable-diff}+t_{split}+t_{fiber}+t_{connection}+t_{prop}^{laser}+t_{SiPM})$ の値を測定して(このときの測定誤差を  $\sigma(t_{cable-diff}+t_{split}+t_{fiber}+t_{connection}+t_{prop}^{laser}+t_{SiPM})$ とする),その値を $\Delta(t_{cable-diff}+t_{split}+t_{fiber}+t_{connection}+t_{prop}^{laser})$ と同じものだとみなして,その分上限値として評価したばらつきを誤差として加える\*6.つまり,ピクセルごとの相対差 しかわからないため,同じものとみなすとした場合に値自体の補正をするのではなく,不定部分を誤差に組み込んでおく.この不定部分を $\sigma_{max}$ を定義したということである.以上を式で書き下すと次のようになる.

$$\sigma \ ( \ t_{\text{cable}-\text{diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}}) = \sqrt{\sigma (t_{\text{cable}-\text{diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}} + t_{\text{SiPM}})^2 + \sigma_{\text{max}}^2}$$
(7.4)

つまり,

$$\Delta t_{\text{offset}} \pm \sigma(t_{\text{offset}}) = \Delta(t_{\text{SiPM}} + t_{elec.}) \pm \sigma(t_{\text{SiPM}} + t_{elec.})$$

$$= \Delta(t_{\text{obs}}^{\text{laser}} - (t_{\text{cable-diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}}))$$

$$\pm \sqrt{\sigma^2(t_{\text{obs}}^{\text{laser}}) + \sigma^2(t_{\text{cable-diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}})}$$

$$= \Delta(t_{\text{obs}}^{\text{laser}}) - \Delta(t_{\text{cable-diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}} + t_{\text{SiPM}})$$

$$\pm \sqrt{\sigma^2(t_{\text{obs}}^{\text{laser}}) + \sigma^2(t_{\text{cable-diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}} + t_{\text{SiPM}}) + \sigma_{\text{max}}^2}$$

$$(7.5)$$

と書き直すことができる.

### レーザー較正法の精度評価

レーザー較正法の精度は、式 (7.5) の  $\sigma(t_{offset})$  で表される.  $\sigma(t_{obs}^{laser})$  はピクセルのインストール後に実験エリア ( $\pi$ E5) で行う測定であり、以下  $\sigma_{\pi E5}$  と書く.  $\sigma(t_{cable-diff} + t_{split} + t_{fiber} + t_{connection} + t_{prop}^{laser} + t_{SiPM})$  はピクセルのイ ンストール前にあらかじめ行う予備試験の測定誤差であり、以下  $\sigma_{pre}$  と書く. 式 (7.5) での不定性の見積もりに入って おらず、現実的に考えうる要因としてレーザー較正システムの再現性による不定性が考えられる. これは予備試験後に  $\pi$ E5 にインストールする際に TC のサポート構造上一旦ファイバーをピクセルから抜き差しする必要があり、この抜き 差しの再現性によって生じる不定性である. これを  $\sigma_{rep}$  と書く.

したがって、レーザー較正法の精度 σ<sub>LC</sub> は次のように表すことができる.

$$\sigma_{LC} = \sigma_{\rm pre} \oplus \sigma_{\rm max} \oplus \sigma_{\rm rep} \oplus \sigma_{\pi E5} \tag{7.6}$$

#### 7.2.1 **まとめ**

以上の議論から、レーザー較正法の目的は、式 (6.6) で表される  $t_{offset}$  のカウンターごとの差である  $\Delta t_{offset}$  を求めることであるといえる. ただし、そのためには実際にカウンターを実験エリアにインストールする前に、  $\Delta(t_{cable-diff} + t_{split} + t_{fiber} + t_{connection} + t_{prop}^{laser} + t_{SiPM})$ の値を測定するための予備試験を行う必要がある\*<sup>7</sup>ということがわかった.

そして、レーザー較正法の精度を見積もるためには、 $\sigma_{\text{pre}}, \sigma_{\text{max}}, \sigma_{\text{rep}}, \sigma_{\pi E5}$ の4つの不定性の評価を行う必要がある ということがわかった.

<sup>\*&</sup>lt;sup>6</sup> ここで t<sub>SiPM</sub> を加えていないことに注意.

<sup>\*&</sup>lt;sup>7</sup> なお、 $\Delta$  を考える、すなわちカウンター間での差を考えた時点で、 $t_{\text{cable-diff}}$  はカウンターごとに差はないので、 $\Delta(t_{\text{cable-diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}} + t_{\text{SiPM}}) = \Delta(t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}} + t_{\text{SiPM}})$ である.

# 7.3 本章の目的

レーザー較正法の全体のアイディア・原理は、前の節までで述べた通りである.以下の4節では較正法の開発にあ たって研究が必要になった点について3項目に分けて述べる:

- ファイバー固定方法の開発(7.4節)
- 較正精度の見積もり (7.5 節)
- 温度依存性 (7.6 節)

最後に、7.7節でレーザー較正法の研究開発の結果をまとめる.

# 7.4 ファイバー固定方法の開発

## 7.4.1 モチベーション

「概要」「原理」で述べた通り、レーザーおよびファイバーを用いることで同一光源のレーザーを用いて各ピクセルへ 同時にレーザーを照射し、レーザー較正法を実現できる.しかし、各ピクセルへレーザーを入射させるファイバーをどの ように固定するかは自明ではない.

固定方法に不安定性があれば,目標である 30 ps という高精度な時間較正が実現できない可能性が高い.先行研究で は詳細な研究が行われていなかった,ファイバーの固定方法についての研究開発を行った.

#### 7.4.2 要請

**入射位置** 入射位置については, ピクセルが COBRA 内にインストールされる位置を考えると, 上面や側面は考えら れず, SiPM の位置も考え合わせれば, 底面からの入射以外考えられない. 底面における位置は中央付近にするのが妥当 である.

**再現性** 各ピクセルにレーザーが分配されるラインはスプリッターおよびファイバーから構成されるが, 元々は独立 のパーツなので, 実験期間中の故障等で交換する可能性がある.また, インストールの際にファイバーを抜き差しする可 能性もある.以上より, ファイバーを抜き差しすることによって各ピクセルにおけるレーザーの時間オフセットが毎回 異なることは避けるべきである.

安定性 ファイバーがピクセルを立てた状態でメカニカルに固定される必要がある.

# 7.4.3 固定方法の原理



図 7.2 ファイバー固定の様子.

ファイバーが、挿入のたびに同じ位置に固定されるためには下から押さえつける力と下からの押さえつけに対して先

端部分が滑らないように固定されている必要がある.このことから,要請を満たす新しいファイバー固定方法を考案した.これは図 7.2 のようにネジを用いてファイバーを固定する方法である.

ネジは図 7.3 に示すようにファイバーに近い形状を持つ溝の加工がされた樹 脂ネジ\*<sup>8</sup>である.このネジにファイバーをはめ、下からプラスチックシンチレー タ側にねじ込むことでファイバーを固定する.ねじ込む際には、図 7.2 の黒い バーにあらかじめタップを切っておく.一方で、ファイバー上部の固定のために、 プラスチックシンチレータに図 7.3 で示したようなファイバーの先端形状に合 わせた円筒状の穴の加工を施す.

## 7.4.4 穴あけによる影響

初めに、プラスチックシンチレータにファイバー固定用の穴を開けることに よって時間分解能の悪化が起きるかどうかを調べた. TC 全体のパフォーマンス を損なうほどの悪化がみられた場合には、この方法はよいファイバー固定方法と はいえない.

5.6 節の実機試験と全く同様のセットアップで, 穴を開ける前後の時間分解能の変化を測定した.

7 個のカウンターについて穴開けのテストを行った. これらのピクセルの時 間分解能の変化についてのプロットを図 7.4 に示す. 縦軸は, 穴あけ後の時間分 解能 (σ<sub>after</sub>) が穴あけ前の時間分解能 (σ<sub>before</sub>) に対してどの程度増減したかを % で表したもので,



$$\text{Effect} = \left(\frac{\sigma_{\text{after}}}{\sigma_{\text{before}}} - 1\right) \times 100 \,\%$$

で計算する.したがって,0のときに穴あけ前と変化がないことを表し,正の値をとるときに穴あけ前と比べて時間分解 能が悪化していることを表す.この測定における典型的な時間分解能 σの値は 80 ps 程度である.



図 7.4 穴あけによる時間分解能の変化

これより, 荷電粒子のヒット位置が中心の場合には影響はほとんどみられず (図 7.4 の黒点), 荷電粒子が中心以外の SiPM に近いところをヒットした場合には +2.8% から-1.8% の時間分解能の変化が観測された (図 7.4 の赤点または青 点). 典型的な時間分解能  $\sigma$  の値である 80 ps に対しては, +2.8% は 2.2 ps に相当し, 5.6 節でも述べた通り, 実機試験 の測定精度が 2 ps 程度であることを考えれば, 穴を開けたことによって時間分解能の悪化が有意にみられたとは言えな

<sup>\*8</sup> 検出器全体は COBRA 磁場中に置かれるので, 余計な力がかかるのを防ぐため, また磁性体によって COBRA 磁場が変化してしまうことを 防ぐために非磁性である必要がある.また, ピクセルの下にきた e<sup>+</sup> によって多重散乱が起きるのを抑えるために低物質量の素材である必要 がある.

9\*د یا

## 7.4.5 再現性

## セットアップと測定方法

セットアップは、「再現性 (7.4.5 項)」、「光学グリスの有無 (7.4.6 項)」および「安定性 (7.4.7 項)」で全て共通であ るので、まとめてここで説明する. 基本的には 7.1 節で述べたレーザー較正法の概念図に従うが、R&D ではフォトダイ オードや光学スイッチは用いていない. また、用いるピクセルは未遮光のものを用いており、セットアップ全体を暗箱の 中に設置した. 図 7.5<sup>\*10</sup>と図 7.6 にセットアップの概念図と写真を示す.





図 7.6 セットアップの写真. MS はモードス クランブラーを表す.

測定するピクセルは2種類用意し,1つは実際にテストするピクセルである.テストピクセルは再現性測定の場合に はファイバーの抜き差しを行うピクセルである.もう1つは参照用のピクセルとして測定期間全体にわたって放置し, 測定の安定性を保証する.Physics Run において各ピクセルは立てておかれるので,テストの際もピクセルは治具で固 定し立てた.レーザーの電源を入れてから200分以上放置し,レーザーが安定になってから測定を開始した.データ取 得はレーザーコントロラーからの同期パルスをトリガーとして行った.解析は5.6節と同様に行い,トリガーパルスを 基準にしたカウンターの時間オフセットを求めた.

再現性の測定では,各測定終了後にファイバーおよびネジを外し,再度ファイバーを固定し直して測定を行った.計 10回抜き差しを繰り返した.

#### 結果

結果を図 7.7 に示す.参照用カウンター (黒) は測定を通して安定しており,抜き差しをしたテストカウンターも,  $\sigma = 3.8 \text{ ps}$ と要求精度 ( $\sigma = 30 \text{ ps}$ )を下回っており,十分な再現性を持ったファイバー固定方法であるといえる.

#### 7.4.6 光学グリスの有無

セットアップは「再現性 (7.4.5 項)」と同様で, 光学グリスの有無についての比較を行った. 一般に, SiPM をプラ スチックシンチレータに接続する際には屈折率が近いものを媒介して滑らかにつなぐ\*<sup>11</sup>ことでシンチレーション光を

<sup>\*9</sup> ch1 と ch2 に分けて考えた場合に、穴に関して SiPM の ch とヒット位置が反対側の場合に時間分解能の悪化がより多く見られる傾向があった. さらに、穴の深さを 1mm から 2mm に変えると悪化は大きくなった. このことから、悪化の考えられる原因としてはシンチレーション光がより遠くの SiPM まで伝搬する際に途中で穴によって伝搬が遮られ、光量が低下することが挙げられる. ch1 と ch2 の平均で時間を計算すると影響は小さくなるため、ここでは穴あけによる影響は有意だと結論づられるほど大きくはない.

<sup>\*&</sup>lt;sup>10</sup> Power Meter は, Newport 社の Model 840-C HandHeld Optical Power Meter を用いてレーザー光量を測定した.

<sup>\*11</sup> 光学グリスや光学セメントなどを用いる.



図 7.7 再現性の結果.

SiPM まで損失を抑えて導く.これと同様の考えから、レーザーが導かれるファイバー先端と接地面であるプラスチックシンチレータとの間に光学グリスを入れるべきかどうか検討を行った.

「再現性 (7.4.5 項)」で示した結果は,光学グリスを使用せずに測定を行ったものであり,全く同様にして光学グリス をつけてファイバーを固定し,測定した.ファイバーを取り外し,光学グリスを拭き取って測定を繰り返した.

#### 結果

測定結果を,光学グリスの有無で比較したのが図 7.8(時間オフセット)と図 7.9(波高)である.光学グリスをつけた場合には,その量や付け具合によって光量の変化が起き,時間オフセットに影響が出ると考えられる.光学グリスを使うとすると,実用上は,カウンターを1つ1つ手でアセンブリしていく際に光学グリスを少しずつつけていくことになるので,人力による不定性が予想される.すでに光学グリスなしで十分な再現性が得られていることを考えれば,光学グリス は使用する必要がないと結論づけられる.



図 7.8 比較:光学グリスの有無(時間オフセット)

## 7.4.7 安定性

#### 短期の安定性

セットアップは「再現性 (7.4.5 節)」と同様で、70 時間放置して時間オフセットの変化を数点で測定した. 結果はテ ストピクセルについて  $\sigma \sim 9.2$  ps で、参照ピクセルについて  $\sigma \sim 14$  ps であった. 要求精度に比べて十分な安定性があ る. ファイバーをカウンターに固定してすぐにメカニカルに外れてしまうといったことがないことが確かめられた.

しかし, 実際の運用を考えると, 現場環境で1年というスケールで安定することが必要である. こうした長期の安定性 の評価は, 実際にカウンターにファイバーをインストールして実機を製作しビームテストを行った Pilot Run 2016 で の測定から行う (10 章参照).



図 7.9 比較:光学グリスの有無(波高)

## 7.4.8 まとめ:ファイバー固定方法の開発

本節 (7.4) では, レーザー較正システムの構築に不可欠な, 新しいファイバー固定方法を提案し, その有用性を示した. プラスチックシンチレータに穴を開ける必要があるが, その影響は小さく (7.4.4 項), また再現性 (7.4.5 項) や安定性 (7.4.7 項) の観点からも要求精度 30 ps 以下を満たす固定方法であることが保証された.

# 7.5 較正精度の見積もり

7.2節で述べた通り、レーザー較正法の較正精度に効く要因は以下の4つであった.

1.  $\sigma_{\rm pre}$ 

予備試験での測定精度.

2.  $\sigma_{\rm rep}$ 

予備試験での測定後, バックプレーンにインストールするときに生じる再現性からの不定性. レーザーヘッドと スプリッター間の再現性と, スプリッターとファイバー間の再現性と, ファイバーとカウンター間の再現性から 構成される.

3.  $\sigma_{\pi E5}$ 

インストール後の Laser Run における測定精度.

4.  $\sigma_{\rm max}$ 

SiPM 部分の影響がないと仮定したことによる不定性.

このうち,1つ目と3つ目は実際の測定においてわかる値なので,本節の目標は2つ目と4つ目の値について実機建 設前に測定しておくことである.

# 7.5.1 **再現性**: σ<sub>rep</sub>

再現性として考えうるのは、レーザーヘッドとスプリッター間、スプ リッターとファイバー間、ファイバーとカウンター間があるが、はじめの 2 つについては接続し直しても時間オフセットに変化は見られなかった. したがって、再現性として大きな寄与があり得るのはファイバーとカウン ター間である.すでにプロトタイプのネジについてファイバーとカウン ター間の(固定の)再現性は要求精度を満たすことが確かめられている. ここでは、実際に発注し大量生産を行った実機用のネジについて、4 cm 用と5 cm 用に分けて再現性のテストを行った結果を示す.それぞれ測定 回数は10 回である.

セットアップは,これまでの研究開発と基本的には同じである (前節参照).

結果が図 7.10 である. 縦軸が時間オフセットであり, 測定系によって 44 ns 程度の値をとるが, 平均値だけずらしてプロットしている. エラー は参照用カウンターの時間オフセットの標準偏差であり, 温度変化やレー ザーパワー変化の影響を含んだ値である.

時間オフセットのばらつきは標準偏差で,4 cm について 11 ps,5 cm について 3.0 ps であった.4 cm より5 cm の 方がよりよい精度なのは,サポートから穴までの距離が5 cm の方が1 cm 短く,その分サポートのネジ切り精度による ファイバー先端の固定位置のずれがより小さく抑えられるためであると考えられる.

## 7.5.2 **不定性**: σ<sub>max</sub>

#### なぜ不定性を考慮する必要があるのか

不定性を見積もるにあたって本質的に重要なので, 改めてここでまとめておく. 時間較正において知りたいのは, 式 (6.6) であった:

$$t_{\text{offset}} = t_{\text{SiPM}} + t_{elec.} \tag{7.8}$$

一方で, Laser を用いた測定によって知ることができるのは, 式 (7.2) である:

$$t_{\rm obs}^{\rm laser} = t_{\rm cable-diff} + t_{\rm split} + t_{\rm fiber} + t_{\rm connection} + t_{\rm prop}^{\rm laser} + t_{\rm SiPM} + t_{\rm elec}$$

$$= \tau + t_{\rm SiPM} + t_{\rm elec}$$

$$= \tau + t_{\rm offset}$$
(7.9)

ここで, この章では考えない部分  $t_{\text{cable}-\text{diff}} + t_{\text{split}} + t_{\text{fiber}} + t_{\text{connection}} + t_{\text{prop}}^{\text{laser}}$ を  $\tau$  とおいた. 各項の定義については 式 (7.2) 直後の説明を参照.

しかし,  $\tau$  と  $t_{\text{SiPM}}$  は測定によって切り分けることができず, 実際のレーザー較正法では,  $\tau + t_{\text{SiPM}}$  を予備試験に よって,  $t_{\text{obs}}^{\text{laser}}$  をインストール後の Laser Run によって測定することになる. そもそもレーザー較正法では相対値しかわ からないので,  $\Delta$  を相対値を表すものとして次のように近似することを考えた.

$$\Delta t_{\text{offset}} = \Delta (t_{\text{obs}}^{\text{laser}} - \tau) \tag{7.11}$$

$$\approx \Delta (t_{\rm obs}^{\rm laser} - (\tau + t_{\rm SiPM})) \tag{7.12}$$

t<sub>SiPM</sub> の値自体は, 100 ps 程度の SiPM 内部でのジッターを含むものではあるが, ここではその相対値を考えているの で, 100 ps 程度の値を無視しているわけではないことを付記しておく.

以上の近似を考えたため,時間較正の目的である  $t_{offset}$  の見積もりには,近似による不定性を含めるべきである.しかし,近似した部分がそもそも分けられないものであるため,直接値を評価するのが困難である.したがって,その不定性の上限を抑えることを試みる.これが, $\sigma_{max}$  であった.仮に  $t_{SiPM}$  がピクセルごとに異なる値を持たないとすれば,その相対値である  $\Delta t_{SiPM}$  は0 になるので,そもそもこの近似は近似ではなく厳密な値となる.しかし,0 ではないならば, $\Delta t_{SiPM}$  はピクセルごとにばらつきをもつので,これを0 とみなした近似においてはそのばらつき分の不定性がある. $\sigma_{max}$  を  $\Delta t_{SiPM}$  のばらつきを見積もり,(正規分布を仮定することで)標準偏差を以って $\sigma_{max}$ の値とする.





#### 原因の考察

不定性の原因として挙げられるのは、次の3点である.

- IV 特性の違い
- SiPM Array が 4 cm 用か 5 cm 用かの違い
- 製作過程でのばらつき

1 点目について. TC グループとして SiPM を発注した会社である AdvanSiD 社の都合で, 届けられた SiPM には 3 種類異なる IV 特性をもつものが存在した.<sup>\*12</sup> 運用電圧は IV 特性における電流が同じになるように設定したので, 実効 的なオーバー電圧にばらつきが生じ, SiPM 内部でのトランジット時間がずれることが考えられる<sup>\*13</sup>. 理論的に値を評 価するのが難しいので, 実際のデータから考察する必要がある.

2 点目については, 4 cm と 5 cm で SiPM の配置間隔が異なるものの, 用いた SiPM は同じものなので, 寄与は考え ない. 3 点目については, そもそも同じとされている SiPM の生産, SiPM を 6 連の Array に組み上げ, プラスチックシ ンチレータへの接着等の製作過程で考えられるばらつきである.

以上の原因が考えられるとして、全体としての不定性を次の2つの測定から評価する.

#### **測定**1

第Ⅱ部の実機製作過程において,全カウンターについてそれぞれ <sup>90</sup>Sr を用いた性能試験を行った\*<sup>14</sup>. この性能試験 はソースを中心にあてたときの時間オフセットの値も測定したので,そこから時間オフセット自体のばらつきをみるこ とで値を評価することを考える\*<sup>15</sup>. この実機試験においては, Mean の値は,

$$Mean = \frac{ch1 + ch2}{2} - ref$$
(7.13)

で定義される.またセットアップ上カウンターの位置と参照用カウンターの位置は固定されているので,平均の値に違いがあれば,セットアップのアラインメント精度と SiPM 部分でのトランジット時間の差が効いていると考えられる. SiPM のすべてのタイプを含み,かつ4 cm,5 cm のいずれも含んだ 100 カウンターについて取り出して Mean の値の 標準偏差を計算すると,21 ps であった.ただし,この測定にはシンチレータの違いや発光量の違い,セットアップのア ラインメントによる系統誤差を含んでいる.

#### **測定**2

セットアップは,前節と同様で7個のカウンターについてそれぞれレーザーサポートのみを7種類変えて測定を行っ た.すなわち,スプリッターとファイバーとネジは全ての測定において共通だが,サポートだけが異なる測定を7個の サポートについて行った.したがって,計49回の測定を行ったことになる.この測定の目的は,t<sub>SiPM</sub>を含む部分がカ ウンターごとにどれくらい違うかを見積もることである.したがってスプリッターやファイバーやネジは共通とした. サポートも含めて共通として,カウンターだけを変えて測定を行うと,組み合わせによる不定性も含んだ値になりかね ない.したがって,サポートも組み替えて7種類ずつ測定を行い,その平均値をそのカウンターの時間オフセットと定 義することで,サポートやファイバーやネジの再現性の効果をスメアすることができる.

<sup>\*12</sup> 異なる種類の SiPM はカウンターとして組み上げる際には同じ SiPM を同じ Array に配置するなどしており, また時間分解能の観点から問 題がないことを確認している. 問題になるのは, 運用電圧の設定で DAQ でかけられる電圧のばらつきが制限されているので, 異なる種類の SiPM をもつカウンターの配置場所を TC 内で固める等することで対応した.

<sup>\*13</sup> 一般に、SiPM 内部でのトランジット時間がオーバー電圧にどう依存するかについては次のように考えることができる. Si 内に入射した光 (シンチ光またはレーザー光) が励起した電子正孔対が増幅される際に、より高い電場がかかっていると速度が上がり、SiPM で観測される時 間としては速くなる.一方で、オーバー電圧を上げることによってアフターパルスやクロストークが起きる確率が高まり、全体の電荷があがっ てしまう.これは入射光に関係しない要素も含んでいるため、入射時間と関係なく SiPM で観測される時間分解能の悪化につながり、入射光の 時間に直接かかるタイミングを SiPM で検出するのを阻害する可能性がある.

<sup>\*14</sup> セットアップについては 5.6 節参照

<sup>\*&</sup>lt;sup>15</sup> 性能試験自体は1年以上をかけて断続的におこなったため,しばしば解体して組み直す必要があった.したがってここでの評価には,時間があ いておらず,全ての SiPM の種類を含んだ測定をしている期間のデータを取り出して評価した.



図 7.11 測定 2 の結果

各カウンター ID についての平均値について標準偏差を計算すると 6.6 ps である. ただ、これは全カウンターから 7 カウンター選んできてテストしているので, 母集団の分散を区間推定すると, 信頼度 95% の母分散の信頼区間は [(4.1 ps)<sup>2</sup>, (16 ps)<sup>2</sup>] であり, これより, 上限値として 16 ps と見積もることができる.

#### 見積もる方法

以上, 2つの異なる測定を踏まえて,本来の目的である $\sigma_{max}$ の評価をする. 2つの考え方で評価する.

- 1. 測定1から原因1のIV特性の違いは大きく効いてこないことがわかるので,原因3のみを考えればよく,原因3 については測定2から16 ps程度と見積もることができる.
- 2. 測定1のばらつきの結果をそもそも t<sub>SiPM</sub> のばらつきとみなすことで, 21 ps と見積もることができる.

以上のように, 2 つの異なる測定をもとに  $\sigma_{max}$  の評価をした. いずれも,本当に知りたい  $t_{SiPM}$  部分の他に異なる系統誤差\*<sup>16</sup>を含んでおり,上限の値ではあるが,それぞれの値は整合性があるので, $\sigma_{max}$ の値として 15–20 ps 程度を採用して問題ないと考えられる.

#### 7.5.3 まとめ:較正精度の見積もり

較正精度の見積もりに必要な要素として 4 つを挙げた ( $\sigma_{\text{pre}}, \sigma_{\text{rep}}, \sigma_{\pi E5}, \sigma_{\text{max}}$ ). このうち,  $\sigma_{\text{rep}}$  と  $\sigma_{\text{max}}$  はレーザー 較正法のシステムそのものの精度であり, 主要な要素であった. 本節で確かめたように, それぞれ 11 ps と 21 ps と見積 もった.  $\sigma_{\text{pre}}$  と  $\sigma_{\pi E5}$  は実際に運用していく上で必要な測定に起因する要素である. 値としては後述するように, それ ぞれ 3 ps 程度である.

以上をまとめると、レーザー較正法の精度 $\sigma_{LC}$ は、

$$\sigma_{LC} = 24 \,\mathrm{ps} \tag{7.14}$$

と見積もることができる.

なお,この値はミシェル較正法と比べる前の精度であり,両者を合わせた上での最終的な時間較正精度はさらに改善 され得ることを付記しておく.また,最終的な実験環境での精度は,Pilot Run 2016のデータを用いて評価する.

さらに, 実際の実験中においてはピクセル間の相対的な時間オフセット Δt<sub>offset</sub> の実験期間中における安定性を考え る必要があるが, この点についても Pilot Run 2016 のデータを用いて評価する.

<sup>\*&</sup>lt;sup>16</sup> 一方は, シンチ光でもう一方はレーザー光.
#### 7.6 温度依存性

#### 7.6.1 **モチベーション**

物理ラン中に時間オフセットが変化する要因の1つに温度変化がある.レーザー較正法のシステムを構成する部分が 温度によってどの程度影響を受けるかをあらかじめ知っておく必要がある.

時間オフセットが温度によって変化する場合には,全てのチャンネルの時間オフセットが全体的にシフトするような 影響があることが予想され\*17,差し引きすることでチャンネル間の相対的な時間オフセットへの影響は抑えられると考 えられる\*18.しかし,時間オフセットのモニターをしていく際に,レーザー較正システムに固有の部分が温度によって 影響を受けると,実際のカウンターにおけるヒット時間の時間オフセットは変化していないのにかかわらず,誤って時 間オフセットが変化していると考えかねない.また,温度による影響が大きかった場合には,チャンネルごとの時間オフ セット変化量に差異が生じ,相対的な時間オフセットにズレが生じる可能性がある.

以上より、本節ではレーザー較正法を構成する各部分の時間オフセットの温度変化による影響を評価する.

#### 7.6.2 温度変化を受ける部分

図 7.12 にシステムを実験エリアにおいた場合の状況を示した. レーザーコントロラーとダイオードヘッドは Cavern と呼ばれる実験エリアである πE5 に隣接した小部屋に設置する. レーザーは 10 m ファイバーを用いて πE5 に導き, レーザー同期パルスも同様にケーブルを用いて DAQ に導く. DAQ は WaveDREAM を用いる. なお,後に Pilot Run 2016 における温度依存性の考察を行うので, Pilot Run 2016 では用いていない, 光学スイッチとフォトダイオードは 省略した.



図 7.12 本実験環境におけるレーザー較正システム

したがって、レーザー較正システム全体を部品ごとにわけ、温度変化を受けうる部分を列挙すると以下の通りである.

- 短いファイバー (2.5 m)
- 長いファイバー (10 m)
- スプリッター
- ピクセル (=SiPM+ シンチレータ)
- 信号ケーブル
- レーザー同期用パルスケーブル
- バックプレーン

各部分の測定は, 恒温槽を用いて行った. バックプレーンについてはケーブルより十分短いこととその大きさの制約か ら測定は行っていない. 次節から, ファイバー (短, 長), スプリッター, ピクセルそしてケーブル (シグナル, レーザー同

<sup>\*17</sup> TC の各チャンネルについて,同じパーツを用いているので,温度変化の影響は各ピクセルに共通である.したがって,時間オフセットへの影響は全てのチャンネルの時間オフセットをグローバルにシフトするものであることが予想される.

<sup>\*18</sup> レーザー較正法で重要なのは、チャンネル間の相対的な時間オフセットである.

期用パルス)の4項目に分けて測定を行った結果について示す.\*19

#### 7.6.3 ファイバー



図 7.13 ファイバーの温度依存性測定のセットアップ. PicoScope は USB 型のオシロスコープである. Photodiode とともに 8 章での測定でも用いるのでそこで詳述する.

#### 短いファイバー

セットアップは, 図 7.13 の通りで, 実際に用いる型と同じ 2.5 m ファ イバー部分のみを恒温槽中におき, レーザーからのトリガー信号に対す る時間のずれを測定した.ファイバー先端の固定のため, 2.5 m のうち 140mm 程度は恒温槽外である.この長さは各測定ごとに測定しておき, 後述するように単位長さあたりの温度係数を算出する際に補正を加えた. 温度は -30 ℃から +50 ℃まで変化させた.

5本のファイバーについて同様の測定を行った結果を図 7.14 に示す. それぞれについて 1 次関数でフィッティングし, 傾きを計算した. 5 つの 測定について恒温槽外部のファイバーの長さを考慮した上で単位長さあ たりの傾きに変換し, その平均を 2.5 m ファイバーの温度係数 *C*<sub>2.5</sub> とす る. *C*<sub>2.5</sub> は単位長さ・単位温度あたり,

$$C_{2.5} = 0.18 \pm 0.01 \,\mathrm{ps/(m \cdot deg)} \tag{7.15}$$

となった.



図 7.14 短いファイバーの温度依存性

<sup>\*&</sup>lt;sup>19</sup> これらの測定は, 共同研究者である M. Rossella(INFN, Pavia) とともに行った.

#### 長いファイバー

短いファイバーと同様のセットアップで,15 m ファイバーと20 m ファイバーについて測定を行った.これらは実際に使う10 m ファイバー と同じ型で長さが違うのみである.2.5 m ファイバーとこれらの長いファ イバーは異なる.詳細は付録 B 章で述べた.

図 7.15 に結果を示す. 短いファイバーの場合と同様に, 15 m( $C_{15}$ ) と 20 m( $C_{20}$ ) それぞれ単位長さあたりの温度係数を計算すると次の通り.

$$C_{15} = 0.102 \pm 0.002 \,\mathrm{ps/(m \cdot deg)}$$
 (7.16)

$$C_{20} = 0.099 \pm 0.003 \,\mathrm{ps/(m \cdot deg)} \tag{7.17}$$

長さのみが違う同じファイバーの温度係数について整合性が取れている.

以上より,時間オフセットの変化量は,2.5 m ファイバーは1 °Cあたり +0.45±0.02 ps/deg, 10 m ファイバーは +1.00±0.04 ps/deg と見積も ることができる\*<sup>20</sup>.

#### ത്ല1700 dlsji b 1500 1500 1400 1300 1200 1100 1000 20m-fiber 900 15m-fiber 800<u>L</u> 10 20 30 40 50 Temperature[deg]

Temeperature Dependence(Long Fiber)

#### 7.6.4 スプリッター

図 7.15 長いファイバーの温度依存性





図 7.16 スプリッターの温度依存性測定のセットアップ

2つのスプリッターについてそれぞれ1つずつチャンネルを選んでテ ストした結果を図7.17に示す.後述するように、レーザー較正法で用い るスプリッターは製品としては同じものを発注したが,発注先の都合で 納品時期がずれたものについて,内部の光学的な長さが異なっており\*<sup>21</sup>, 長さの異なるものは3種類存在した(4.8 ns, 7.9 ns, 9.7ns). 図7.17で測 定結果を示したのは,#205090が7.9 nsで,#1131337が4.8 nsである. これまでと同様に1次関数でフィッティングし,温度係数を算出すると 単位長さ(ns)あたり,

$C_{7.9ns} = 0.021 \pm$	$0.006\mathrm{ps/(ns\cdot deg)}$	(7.18)
$C_{4.8ns} = 0.028 \pm$	$0.010 \mathrm{ps/(ns \cdot deg)}$	(7.19)



<sup>\*20</sup> なお,単位長さあたりの温度係数で比べると短いファイバーの方が長いファイバーよりも 大きい値だが,これは長いファイバーは全体の径がより太い (光伝搬部の径は同じ) ために, 温度変化の影響を受けにくいためと考えられる.

Temeperature Dependence(Splitters) <del>ري</del>650 <del>6</del>40 sfo-9 630 j≟620 610 600 590 580 570 #205090-ch1 560 #1131337-ch6 550<sup>E</sup> -30-20-10 0 10 20 30 40 50 Temperature[deg]

<sup>\*21</sup> 原因は問い合わせ中. 詳細は, 大量試験の章を参照.

図 7.17 スプリッターの温度依存性

いスプリッター (9.7 ns) を計算すると, 1 ℃あたり +0.24±0.11 ps/deg である.

#### 7.6.5 ピクセル

セットアップを図 7.18 に示す. スプリッター, 2.5 m ファイバー, ピクセルをまとめて恒温槽の中にいれて測定した.\*<sup>22</sup>



図 7.18 ピクセルの温度依存性測定のセットアップ

(7.20)

すでに求めたファイバーとスプリッターの温度依存性の影響を引き去 れば、ピクセル部分の温度依存性を導くことができる.

結果を図 7.19 に示す. 温度係数は,

$$C = 1.93 \pm 0.04 \, \mathrm{ps/deg}$$

となる.ファイバーとスプリッターの影響をそれぞれ 8.2.3 節と 7.6.4 節 の結果から差し引くと、

$$C_{\text{pixel}} = 1.24 \pm 0.04 \,\mathrm{ps/deg}$$
 (7.21)

となる.変化の原因としては,温度を変えることによってブレークダウン 電圧が変化し,一定電圧下で実効的にオーバー電圧が変化するためだと 考えられる.

図 7.19 ピクセルの温度依存性

Temeperature Dependence(Pixel)

<sup>\*&</sup>lt;sup>22</sup> ピクセルだけを分けて測定しなかったのは実験室におけるメカニカルな制約のため.

#### 7.6.6 ケーブル

セットアップは, 図 7.20 の通り. 信号はポケットパルサー\*<sup>23</sup>を用いて発生させ, ディバイダーで分割したのちにテ ストするケーブルをつないだ方は恒温槽を経由して DRS\*<sup>24</sup>にいれ, もう一方は直接 DRS へいれた. 信号ケーブルは RG-178 の 7m ケーブル (TC1, TC2) で, レーザー同期パルス用ケーブルは RG-174(Lemo) の 32ns ケーブル (LT1, LT2) である. それぞれ 2 本ずつ試験を行った.



図 7.20 スプリッターの温度依存性測定のセットアップ

結果を図 7.21 に示す. これまでと同様に温度係数を評価すると,

$C_{TC} = -0.59 \pm 0.01 \mathrm{ps/(m \cdot deg)}$	(7.22)
$C_{LT} = -0.59 \pm 0.10 \mathrm{ps/(m \cdot deg)}$	(7.23)

である.\*<sup>25</sup> 実際の MEG II 実験エリアでの環境 (特に, Pilot Run 2016) を考えると,信号ケーブルは 7m,レーザー同期パルス用ケーブルは 32 ns を 2 つつなげて 64 ns であることが想定されるため,それぞれ 1 ℃あ たり  $-4.1 \pm 0.1$  ps/deg,  $-8.8 \pm 1.5$  ps/deg である.レーザー較正法の 他の部分と比べて最も大きな温度依存性をもち,かつ符号が逆である.こ れは同軸ケーブルの絶縁体部分の誘電率が温度変化に対して負の特性を 持っており,内部の胴体の線膨張係数よりも大きいためであると考えら れる.レーザー同期パルス用ケーブルである RG174 は絶縁体部としてポ リエチレンを用いているが,この部分を誘電率の温度係数が低い物質\*<sup>26</sup> であるようなケーブル<sup>\*27</sup>を用いれば,導体部分の温度係数と同程度の寄 与をすることで全体として伝搬速度の温度依存性を抑えることができる と考えられる [73].



図 7.21 ケーブルの温度依存性

#### 7.6.7 まとめ:温度依存性

各部分の温度依存性をまとめると,表 7.1 の通り. Estimation はこれまでの結果をまとめたもので, Effect は実際に インストールした際に効いてくる方向を表す. すなわち, レーザー較正法の運用においては, レーザー同期パルスの時間 を基準にするので,基準時間がマイナス方向ヘシフトすることを表すレーザー同期パルス用ケーブルの負の値は, カウ ンターで観測される時間オフセットとしては実質的に正の値として寄与する (図 7.22).

全ての結果を合わせると、レーザー較正法全体としての温度依存性は、+7.6±1.5 ps/deg と見積もることができる. 主要な寄与は、レーザー同期パルス用ケーブルである.

<sup>\*23</sup> Phillips Scientific 社の NIM Pocket Pulser Model 417[75]

 $<sup>^{*24}</sup>$  DRS 4 evaluation board

<sup>\*25 32</sup> ns を長さに直す際には、Lemo ケーブル中のシグナル伝搬速度を光速の 2/3 であるとした.

<sup>\*26</sup> 例えば高発泡ポリエチレンなど

<sup>\*&</sup>lt;sup>27</sup> 例えば Heliax-FSJ1 など

Parts	Estimation[ps/deg]	Effect
2.5 m ファイバー	$+0.45\pm0.02$	$+0.45 \pm 0.02$
10 m ファイバー	$+1.00\pm0.04$	$+1.00\pm0.04$
スプリッター	$+0.24\pm0.11$	$+0.24\pm0.11$
ピクセル	$+1.24\pm0.04$	$+1.24\pm0.04$
信号ケーブル	$-4.1\pm0.1$	$-4.1 \pm 0.1$
レーザー同期用パルスケーブル	$-8.8\pm1.5$	$+8.8\pm1.5$
	-	$+7.6 \pm 1.5$

表 7.1 Summary of Temperature Dependence



図 7.22 Laser Calibration System(結果のまとめ)

実際の実験環境では,検出器が置かれる場所は±1 ℃ 程度にコントロールされる予定であるため,実験期間全体として±7.6 ps 程度の時間オフセットの変化が想定される.しかし,主要な寄与がレーザー同期用パルスケーブルであり, 原理的にピクセルでその温度による変化が存在しない以上,レーザー較正法で重要な相対的な時間オフセットをで考え ると温度の影響は無視してよい.時間オフセットのモニターの際には,検出器各所に配置した温度センサーを用いて時 間オフセットの補正をすることが可能であり,実際に Pilot Run 2016 で実践する\*<sup>28</sup>.

#### 7.7 **まとめ**

本章ではレーザー較正法の研究開発に取り組み, その詳細を述べた.メカニカルな課題であった, ファイバー固定方法 については新たに特殊な構造をしたネジをデザインすることで解決した.実際の運用を想定した測定を行うことで, こ のレーザー較正法の精度 24 ps と見積もった.また, システム全体の温度依存性を評価し, 実用に備えた.

次章では、本レーザー較正法のシステム全体の実機建設を行う.

<sup>\*&</sup>lt;sup>28</sup> Pilot Run 2016 での結果から, メインの寄与であるレーザー同期パルス用ケーブルをより温度係数が低いものに交換することを検討している.

## レーザー較正システムの実機建設

7章で開発したレーザー較正法を実現するシステムの実機建設を行う.実機建設にあたり, Physics Run に先駆けて Pilot Run という形で部分的にレーザー較正システムをインストールした.本章では, Pilot Run および Physics Run へ向けた大量試験についてまとめる. Pilot Run での実際の運用については第 IV 部で述べる.

#### 8.1 Pilot Run 2016 へ向けた大量試験

この章では, Pilot Run 2016 へ向けた大量試験について述べる.対象となるスプリッターは8個, ファイバーは64本 である.目的は, 以下の通りである.

- スプリッターのチャンネルごとの出力比のばらつきを知っておくこと.
- スプリッター内の光路長を知っておくこと.
- •ファイバーの光路長を知っておくこと.
- 不良品を見つけること.

Pilot Run 2016 へ向けては最終的に使用するスプリッター, ファイバーを全て試験したわけではなく, 使用するもののみの暫定的な試験であった. これらのスプリッター, ファイバーは後述するように Physics Run に向けた大量試験で 改めて試験をした.

この節では Pilot Run 2016 にレーザー較正法を適用するにあたって必須である予備試験についてのみ述べる.

#### 8.1.1 予備試験

#### 目的

7.1 節で述べた通り, レーザー較正システムの実機建設に関わる試験において, この予備試験が最も重要である. こ こで測定した時間オフセットが, レーザー較正法に起因する時間オフセットであり, これをカウンターのアセンブリ前 に測定しておき, MEG II 実験本実験における Laser Run のデータからここで測定した値を差し引くことで, 各カウン ターに固有の時間オフセットを求めることができたのだった.

したがって,予備試験の目的は実際のインストール時のスプリッターとファイバーとピクセルの組み合わせで時間オ フセットを測定しておくことである.

#### セットアップと測定方法

セットアップは図 8.1 に示した. DAQ として PSI アンプと DRS4 evaluation board を用いてデータを取得し, レー ザーの同期パルスに対する時間を各ピクセルについて算出した.測定の安定性は,参照用カウンター及びレーザーパ ワーメータで保証した. セットアップは全て暗箱中においた. 本実験で用いるスプリッターとファイバーとピクセルの 組み合わせでテストするので, 各測定終了後に別のスプリッター, ファイバーとつなぎかえて測定をした.



図 8.1 予備試験のセットアップ. なお, 簡単のため図示はしていないが, Reference と書かれたピクセルも読み出 してデータ取得をしており, いずれのピクセルもピクセルと DAQ との間のケーブルは本実験と同じ 7 m のケーブ ルである.

#### 結果

結果は図 8.2 の通り. この時点で納品されていたスプリッターのうち, チャンネルごとの光路長のばらつきが少ない スプリッターから順に選んでいった. しかし, 数の問題でスプリッター 5 だけは ch1 がずれたものを用いた. 測定誤差 としては, 参照用カウンターの時間オフセットのばらつき (標準偏差) として, 3.6 ps を一律付けた. フィットよるエ ラーは 0.5 ps で 3.6 ps に比べて小さい.



図 8.2 予備試験の時間オフセット分布. 横軸の Laser ID はスプリッター1のチャンネル1を1としてスプリッター5のチャンネル8 が 40 になるように便宜的に振った ID である.

以上はエレキ共通での測定結果なので,エレキの影響が入っていないそのチャンネル固有のレーザーによる時間オフ セットのばらつきを表している.

この測定結果を用いて10章においてレーザー較正法とミシェル較正法の比較を行う.

#### 8.2 Physics Run へ向けた大量試験

この章では, Pilot Run 2016 へ向けた大量試験について.ファイバーやスプリッターなどのレーザー較正法に必要な ものは段階的に注文したので大量試験も段階的に行った.対象となるスプリッターは 73 個, ファイバーは 564 本であ る (予備も含む).目的は, 以下の通り.

- スプリッターのチャンネルごとの光量のばらつきを知っておくこと.
   これにより、2組のスプリッターの最終的な組み合わせを決める際に、カウンターに入る直前での光量のばらつきを抑えることができる.
- ファイバーとスプリッターの光路長を知っておくこと.
   これにより、Physics Run が始まったあとに部分的な交換に対応することができる (時間オフセットをスプリッター、ファイバー、ピクセルの組み合わせについて測定しなおす必要がない).
- 不良品を見つけること.
- 最終的なスプリッター, ファイバー, ピクセルの組み合わせでの時間オフセットを測定すること (予備試験).

光路長の測定では,基準となるスプリッターやファイバーを決め,それに対する相対的な時間オフセットを測定した. 実際に必要なのは相対的な時間オフセットであり,大量試験中を長期間にわたって行う場合でも,基準スプリッターや ファイバーに対する相対値として全ての光路長をまとめて扱うことができる.

#### 大量試験一覧

以降の節では、次の4つに分けて大量試験結果をまとめる.

8.2.1節 スプリッター大量試験 1(チャンネルごとの光量)
8.2.2節 スプリッター大量試験 2(チャンネルごとの光路長)
8.2.3節 ファイバー大量試験 (ファイバーごとの光路長)
8.2.4節 カウンター大量試験 (予備試験)

#### 8.2.1 スプリッター大量試験1(チャンネルごとの光量)

#### セットアップと測定方法

測定セットアップを,図8.3に示す.





測定は,次の手順で行った.

- 1. インプットのレーザーパワーを測定する  $(P_{before})$ .
- 2. スプリッターをつないで各チャネル  $(i = 1, 2, \dots, 8)$  ごとのレーザーパワーを測定する  $(P_i)$ .

3. スプリッターを外して再現性確認のためレーザーパワーを測定する (Pafter).

各スプリッターについてインプットに対する各アウトプットチャンネルの比 R<sub>i</sub> を次のように求める:

$$R_i = \frac{P_i}{(P_{\text{before}} + P_{\text{after}})/2} \tag{8.1}$$

なお, モードスクランブラーの配置をし直すと, ファイバー内のモードが変化して, スプリッター内での光量が変化す る可能性がある.したがって, 以上のテストは上流 TC 分のスプリッター, 下流 TC 分のスプリッターごとにまとめて 行う.下流 TC 分についての測定が終わっており, 上流 TC 分については 2017 年 2 月以降に行う予定である.

結果

下流 TC 分 (全体の半分) について,  $R_i$  を計算した結果を図 8.4 に示す<sup>\*1</sup>. 図 8.5 はそれをヒストグラムに詰めたプロットである.



多くのスプリッターにおいて8チャンネルのうち1つだけ光量比が高いものが見つかった.図8.4において光量比が 8付近のものがそれに該当する.この光量の比のばらつきをもとに、スプリッターの組み合わせを決定し、最終的にピク セルに入射する段階でのレーザー光量を揃える.

#### 8.2.2 スプリッター大量試験 2(チャンネルごとの光路長)

#### セットアップと測定方法

セットアップを図 8.6 に示す. PicoScope を用いて sub-ピコ秒の精度で測定した.\*2



図 8.6 光路長測定のセットアップ

データは,各波形をコンスタントフラクション 50 % で時間を取得し,40 回の平均と標準偏差をそのスプリッターで の時間オフセットおよび測定エラーとした.参照用のスプリッターに対する各スプリッターの時間オフセットを測定し,

<sup>\*1</sup> 残りの半分については今後テストする予定である.

<sup>\*2</sup> Pico Technology 社の PicoScope9210 を用いた. PicoScope を用いた理由は次の2点である.1点目は較正精度よりもよい精度で時間オ フセットを知ることができること.2点目は速い立ち上がりのレーザーに匹敵するフォトダイオードを用いて測定するので、波形のサンプリ ングのために十分なバンド幅が必要であったということ.

その後参照用スプリッターについてスプリッターありなしでファイバーのみでの測定をし,スプリッター内部の時間を 測定する.これらの結果を組み合わせて,各スプリッターのチャンネルについての光路長を算出した.

#### 結果

結果を図 8.7 および図 8.8 に示す.スプリッターの光路長は典型的には,4.9 ns, 7.9 ns, 9.7 ns の 3 種類あることが 観測された.これらは異なる時期に発注したもので,製品としては同じものではある.原因については企業に問い合わ せ中である.また,300 付近に一つだけ飛び出たチャンネルがあり,これについても問い合わせ中である.こうした内部 の光路長の違いは,大量試験終了後にそれぞれもう一度測定を行ったが,結果は再現した.

いずれにせよ、光路長を知っておけば較正は可能なので大きな問題はないと考えられる.



長が3つに分かれた.

#### 8.2.3 ファイバー大量試験 (ファイバーごとの光路長)

セットアップは図 8.9 及び図 8.10\*3の通りで, 8.2.2 と同様だが, スプリッターだけを取り除いた. 測定誤差は 4 ps 程 度だが, ファイバーの置き方によるエラーの方が支配的で, 10 ps 程度. 参照とするファイバーを決めて測定間隔が開く ときにはその測定をして以前と変化がないことを確かめた.





図 8.10 セットアップのうち, ファイバーを フォトダイオードに入射する部分の写真. ファ イバー先端を治具によって固定し, 対物レンズ を用いてフォトダイオードに入射した.

結果

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> フォトダイオードは InGaAs MSM Hamamatsu G4176 で, Picosecond Pulse Lab 5550B bias tee によって電圧を供給した.

参照用ファイバーに対する相対的な時間オフセットの分布は, 図 8.11 の通り. 参照用ファイバーより時間が短いものについては, 測定後に実際に並べて比較してみたところ,ファイバー自体の長 さが短いことを確認した. プロダクションの精度によると思われ る. これも基本的には,長さを較正できるので大きな問題にはなら ないと考えられる.

また, 測定の過程で, 信号が見えないなど, 実際に使うことがで きないファイバーはなかった.

#### 8.2.4 予備試験

#### モチベーション

本大量試験が,事前の試験の中で最も重要である.ここで測定した時間オフセットが,レーザー較正法に起因する時間オフセット

であり、これをカウンターのアセンブリ前に測定しておき、Laser Run のデータからここで測定した値を差し引くことで、各カウンターに固有の時間オフセットを求めることができる.

#### セットアップと測定方法

セットアップは, 8.1.1 項と基本的には同様であるが, 測定の安定性保証のための参照カウンターとパワーメターの配置を図 8.12 のように変更した.



図 8.12 予備試験のセットアップ

スプリッター2つとファイバーとカウンターについては最終的な組み合わせで測定を行った.レーザー光を1×2ス プリッターで2つに分け,1つはテストする組み合わせに導き,もう一方は参照用のカウンターおよびパワーメーター へと導いた.参照用のスプリッターおよびファイバーは測定を通して固定した.DAQ として, PSI アンプとDRS4 evaluation board を用いた.

#### 結果

結果を図 8.13 に示す. 測定を通してレーザーパワーは標準偏差で 2% の変化があったが,時間オフセットへの寄与は 無視できる. また温度変化は標準偏差で 0.6 ℃だが,時間オフセットへの寄与は 1 ps に対応する. 測定全体のエラーと して,参照カウンターの時間オフセットの標準偏差 4.3 ps を考え,温度やレーザーパワーのばらつきによる不定性はこ こに含まれると考えられる. また,各点のエラーはこの 4.3 ps とフィッティングによるエラーを足し合わせたもので ある.

結果を図 8.13 の横軸は, カウンターがインストールされる位置を示し, 縦軸が時間オフセットである. 値は参照用カ ウンターの時間オフセットの測定期間による平均を差し引いた値である. これは下流 TC についての結果であり, 上流 TC 分については 2017 年 2 月以降に測定する予定である.

Physics Run ではこの結果を用いて、レーザー較正法による時間オフセットを求めていく.





図 8.13 予備試験の結果 (DS 分)

#### 8.3 まとめ

以上の結果より, Pilot Run 2016 で用いるファイバーやスプリッターに問題がないこと, 実際にレーザー較正をする にあたって事前に測定しておくべき時間オフセットの結果を示した.

また, Physics Run に向けて同様に, ファイバーやスプリッターの全数試験を行い問題がないことを示し, 事前時間オフセット測定についても半数の結果を示した. 残りの半数については全く同様の方法で 2017 年 2 月以降に行う予定である.

## ミシェル較正法の研究開発

ミシェル較正法について、原理と研究開発の詳細を述べる. ミシェル較正法の精度についても考察する.

#### 9.1 原理

1. 各ピクセルにおいてヒットを再構成し, ヒット時間を得る.

- 2. ヒット時間とヒットしたピクセルの位置を元に、同じ陽電子の飛跡からなるヒットをクラスターとしてまとめる.
- 3. TC 内でまとめたクラスターを DCH での飛跡を合わせることで、陽電子の飛跡再構成をする.
- 4. 再構成した飛跡からヒットするピクセル間の飛行時間 (TOF) を計算する.
- 5. 全ヒット, 全イベントについて「測定したヒット時間」:  $\mathbf{T}_{\text{measured}}$  と「再構成による予想ヒット時間 + 各カウ ンターの時間オフセット」:  $\mathbf{T}_{\text{calculated}}$  の差分を足し合わせることで,  $\chi^2$  を構成する (次式).

$$\chi^{2} = \sum_{i}^{N_{event}} \sum_{j}^{N_{hit}} \left(\frac{\mathbf{T}_{\text{measured}} - \mathbf{T}_{\text{calculated}}}{\sigma}\right)^{2}$$
(9.1)

$$=\sum_{i}^{N_{event}}\sum_{j}^{N_{hit}} \left(\frac{\mathbf{T_{ij}} - (\mathbf{T_{i0}} + \mathbf{TOF_{ij}} + \mathbf{\Delta T_{j}})}{\sigma}\right)^{2}$$
(9.2)

ここで,**T**<sub>ij</sub> は i 番目のイベントにおける j 番目のピクセルの測定したヒット時間を表し, *TOF*<sub>ij</sub> は 0 番目のピ クセルから j 番目のピクセルまでの TOF を表し,  $\Delta T_j$  は j 番目のピクセルに固有な時間オフセットを表す. ミ シェル較正法によって求めたいのは各ピクセルに固有の時間オフセット  $\Delta T_{ピクセル}$  である. 4. で計算した TOF によって *TOF*<sub>ij</sub> がわかり, 他の部分は測定値である.

- 6.  $\chi^2$  を最小化することで各ピクセルに固有な時間オフセット  $\Delta T_{\ell' / \tau \nu}$  を求める.
- 7. 求めた時間オフセットを元にして収束するまで計算を繰り返す.

#### Pilot Run のためのミシェル較正法

ただし、上述した方法が使えるのは DCH による飛跡再構成によって飛跡ごとに TOF の値を見積もることができる 場合のみである.本研究ではミシェル較正法のアイディアを実際に適用してレーザー較正法と比較を試みるので、後述 の Pilot Run 2016 のデータに対してミシェル較正法を適用する必要がある.しかし、Pilot Run 2016 では DCH をイ ンストールせずに行うので、DCH を使わないミシェル較正法を開発する必要がある.

そこで、TOF の値 ( $\Delta T_j$ )を DCH からの飛跡に依るのではなくて、モンテカルロで見積もることにした. 陽電子の軌跡が z- $\phi$ 平面において直線であると仮定すると、TC をヒットする飛跡は図 9.1 のように 3 つのパターンに分けることができる. この TOF の値について次の 2 つの見積もりを考える.

1. ピクセルごとに3つのパターンを用いる.



図 9.1 3つのヒットパターン

→ これはすなわち, 計 3×128=384 種類の TOF の値を用いることになる. 基本的には PatternA の TOF が 64 ps 程度, PatternB が 135 ps 程度, PatternC が 73 ps 程度である.

2. イベントごとにモンテカルロによる真の値を用いる

→ これはデータに対しては DCH の情報を使うことに相当するので, Pilot Run 2016 のデータに対しては適用 できない.

なお, TOF の見積もり以外は Pilot Run 2016 においても Physics Run においても変わらない.

#### 9.2 Millepede

9.1 の最終段階における  $\chi^2$  の最小化にあたっては, Millepde[76] と呼ばれる線形最小二乗フィッティングのフレーム ワークを用いた. Millepede は V. Bogel によって開発され, 現在は DESY が管理をしている [77]. パラメータの数が 非常に多い場合<sup>\*1</sup>の線形最小二乗フィッティングを高速で行うことを目的として開発された. MEG I 実験のドリフト チェンバーでも使用経験があり, MEG 実験以外でも CDF 実験 [78], HERA 実験 [79], ALICE 実験 [80] など, 多くの 高エネルギー物理実験におけるドリフトチェンバーや崩壊点検出器のアライメント, 較正への適用例がある.

#### 9.3 開発

#### 9.3.1 方法

開発はモンテカルロ・シミュレーションを用いて行った. ピクセルの個数及びビームパラメータを Pilot Run 2016 の状況に設定し, モンテカルロ・シミュレーションによってミシェル陽電子を生成した<sup>\*2</sup>. シミュレーションでは波 形解析は行わず,<sup>\*3</sup> モンテカルロの真のヒット時間に対して, 70 ps のピクセルの時間分解能分だけばらつきを入れ,  $Mean = 0, \sigma = 5$  ns の正規分布でランダムに生成した時間オフセット ( $\Delta T_{\textit{е/den}}^{truth}$ )を加えたものをモンテカルロにお ける「測定時間」( $\mathbf{T}_{measured}$ )とする. その上で, 先述したミシェル較正法を適用することで各ピクセルに固有な時間 オフセット  $\Delta T_{\textit{е/den}}^{Michel}$ を求める.

<sup>\*&</sup>lt;sup>1</sup> オーダー 10<sup>5</sup> 程度

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> Geant4 に基づいたシミュレーション. 検出器は Pilot Run 2016 と同様に TC 全体のうち 1/4 にあたるピクセル数を配置し, DCH は置い ていない.

<sup>\*3</sup> 図 4.14 の陽電子解析の流れにおいて 2 段階目の「ヒット再構成」から始めることに相当する.時間較正によって求めたい各ピクセル固有な 時間オフセットはこの段階から効いてくる.



図 9.2 各ピクセルの番号付け

はじめにランダムに加えた  $\Delta T_{e'\rhoe_{\mu}}^{\text{truth}}$  を正解として, ミシェル較正法によって計算した  $\Delta T_{e'\rhoe_{\mu}}^{\text{Michel}}$  がどの程度ずれて いるかを評価する.

なお, 各ピクセルは図 9.2 のように 0 から 127 まで番号を割り当てた. 128 個のピクセルを用いたのは Pilot Run 2016 の状況にミシェル較正法を適用するためである.

#### 9.3.2 結果



結果を図 9.3 に示す. ミシェル較正法で計算した時間オフセットについて, それぞれ正解の値から差し引いた値を, 全 128 ピクセルについてプロットした.

青が各ピクセルごとにモンテカルロから計算した 3 パターンの TOF の値を割り当てた場合で, 赤が各イベント毎に モンテカルロによる真の値を TOF として用いた場合である. 青については図 9.3 中に示したように φ 方向のバイアス と z 方向のバイアスが見られるが, 全体のばらつき (標準偏差) は 10.8 ps であった. 赤についてはそうしたバイアスは 消え, 全体としては 1.8 ps のばらつきで非常によい較正精度が得られた.

#### 9.4 考察

#### $z/\phi$ バイアス

ミシェル較正法による結果は, TOF の値をどう見積もるかに大きく依存すると考えられる. 図では示していないが, TOF の値として全カウンターに共通, かつ3パターンある飛跡を無視してミシェル較正を行うとバイアスは強調され, 全体のばらつきは 100 ps を大きく超える. 一方で, 赤のように TOF を 3×128 種類用いるのではなく, 最終的なミシェ ル較正法で目指す DCH からの飛跡情報を模して, モンテカルロによる真の値を用いた場合にはこうしたバイアスが消 えていることから最終的なミシェル較正法では TOF の見積もりを飛跡ごとに行うことができるのでバイアスは無視で きると期待される.

#### エッジ効果

図 9.3 について Position ID が前半 (63 以下)の方が大きなバイアスが見られているが,前半のピクセルをおかずに, 後半 (64 以上)のピクセルのみを置いてミシェル較正法を適用すると後半のバイアスが強調される結果となる.このこ とからピクセルの配置が外側の場合には較正にもちいる飛跡にピクセルが抜けている場合があり,これによって真の TOF の分布と計算に用いる平均的な TOF の値との間に差が生まれてバイアスを生むと考えられる.Position ID が 127 の最後のピクセルについても,このピクセル以降にカウンターがないことから十分な飛跡が得られないことによる 影響が考えられる.

#### 較正精度

TOF を 3×128 種類用いた場合に, 標準偏差で 10.8 ps を得たが, 同時にバイアスもみられた. この値は複数のピクセルにヒットした場合の時間分解能を表す式 (4.4) において,  $1/\sqrt{N_{\text{hit}}}$  で改善せずにヒット数 N に対し一定の寄与をする可能性が高いが, 6.1.2 節で議論したように, ランダムでなく一定の寄与をする項について 10 ps であれば全体の時間分解能に対して大きな影響は及ぼさないと考えられる. したがって, 次章で Pilot Run 2016 のデータに適用することを試みる.

#### 9.5 **今後の課題**

DCH を用いたミシェル較正法に取り組む. モンテカルロにおいて真の値を用いる場合 (赤) に近づくと考えられる. 同時に, TOF の値は DCH による飛跡情報の精度に依存するので, 実際に DCH も含めたデータを取る前にモンテカル ロでの研究を行っておく必要がある.

また, バイアスの値はモンテカルロから計算した TOF の値が実際の状況をどの程度記述できているかに依存するの で, モンテカルロにおいてビームや磁場のパラメーターを変化させることで, モンテカルロによる TOF の値の見積も りにどの程度影響があるかについて調べ, そうしたパラメータが最終的にどの程度バイアスとして現れるかについても 知っておく必要がある.

#### 9.6 **まとめ**

飛跡情報を用いないミシェル較正法においては, 計算に用いる TOF の値をどう見積もるかが較正精度の決定に本質 的であった. イベントごとにカウンター間の TOF の値を見積もることができれば, バイアスは消え, 較正精度は 1.8 ps となる. DCH を用いない Pilot Run において適用できる最大限の方法として 3 つの TOF の値を各カウンター毎に 別々の値を用いることによってすでに述べたようなバイアスは見られたものの, 10.8 ps 精度での較正が実現できた.

これはもう1つの較正方法であるレーザー較正法と比較するには十分であると考えられるので,次章以降でデータへの適用と,2つの較正方法の整合性を検討する.

第 Ⅳ 部

## 大強度ミュー粒子ビームを用いた性能評価

## 第10章

## Pilot Run 2016

#### 10.1 はじめに

これまでに, 陽電子タイミングカウンターの実機製作 (第 II 部) を行い, その時間較正方法の開発 (第 III 部) を行った. この章では

- 実機を用いて、実際の場所で 35 ps の時間分解能を実証すること.
- 開発した2つの時間較正法を実際に適用すること.

を目的として行ったビームテストについて述べる.4.8節で述べたように,これまでにも何度かビームテストを行ってきたが本ビームテストの特筆すべき点として次の4点が挙げられる:

- 陽電子タイミングカウンターについてプロトタイプではなく実機を用いたこと.
- 実験エリアは MEG II 実験を行う場所と同じ PSI の πE5 であること.
- MEG II 実験と同様に大強度ミュー粒子ビームを用いたこと.
- 同時に、レーザー較正法とミシェル較正法を行ったこと.

以上の特性から, このビームテストは Physics Run 開始直前の Pilot Run と位置付けられ, この Pilot Run における性 能が MEG II 実験の陽電子タイミングカウンターの性能を大きく左右する. 当初は 2015 年 12 月に行った Pilot Run 2015 によって先述の目標を達成する予定であったが, 主に DAQ の観点で多くの問題が発生し, 陽電子タイミングカウ ンター実機の性能評価に十分な質および量のデータを取得することができなかった. また, 時間較正の観点では, レー ザー較正法の開発が途上であったために十分な数のレーザーシステムをインストールすることができず, 時間較正法の 評価も行うことができなかった. Pilot Run 2016 は, Pilot Run 2015 で達成できなかった目標を達成すべく 2016 年 6 月に行った.

#### 10.1.1 本章の構成

まず, 10.2 節と 10.3 節で Pilot Run 2016 を行った実験エリア・実験条件・検出器などセットアップ, データ解析に ついてまとめた上で, Pilot Run 2016 の結果とその結果に対する議論を続く 3 節でテーマごとに分けて行う.まず, 10.4 節「結果と議論 1:全体」では, Pilot Run 2016 の実際のビームタイムの状況についてまとめる.次に, 10.5 節「結 果と議論 2:時間較正」では, Pilot Run 2016 の 1 つ目の目的である時間較正について述べる. 10.6 節「結果と議論 3: 検出器のパフォーマンス」では, Pilot Run 2016 の 2 つ目の目的である 35 ps の時間分解能実証について述べる.最後 に, 10.7 節「まとめ」で Pilot Run 2016 全体についてまとめる.

#### 10.2 **実験セットアップ**

#### 10.2.1 実験エリア

実験は、PSIの πE5 で行った. πE5 の詳細な説明は 3.1.2 項を参照.

#### 10.2.2 検出器

各ピクセルは 5 章で製作したものを用いた. 全体の 512 ピクセ ルのうち 1/4 にあたる 128 ピクセルをインストールした. US と DS でそれぞれ 256 ピクセルだが, DS の半分に相当する検出器で ある (図 10.1).

#### ピクセルの配置

Pilot Run 2016 でのレーザーに関するセットアップを説明す る. Pilot Run 2016 では、図 10.2 のように TC 全体の 4 分の 1 に あたる、128 ピクセルをインストールした. このうち、黒で示され た 18 ピクセルは実際には使わなかった. 実際にチャンネルに問題 が起きたのは左上のピクセルのみで、このチャンネルはビームの 陽子カレントモニター用のチャンネルに変更した. 右上の黒ピク



図 10.1 インストールした 128 個のピクセル

セルは、レーザー同期用のトリガーを WD にいれるためのチャンネルとした.下の 16 ピクセルは異なる WD の時間 同期用のサイン波をいれるために使わなかった.これは WD に組み込まれている時間同期の精度が悪かったことへの 対応である.したがって、実際にピクセルとして読み出したのは 110 ピクセルである.レーザー較正システムをインス トールしたのは、全 128 ピクセル中、40 ピクセルである.各スプリッターが 8 つの出力をもつので、合計 5 つのスプ リッターを用いた.各ピクセルがどのスプリッターに属するかを示したのが、図 10.3 である.このうち、スプリッター5 の下の 3 つのピクセルに対応する WD のチャンネルは先述したようにサイン波を割り当てたので、実際にレーザーピク セルとして用いたのは、図 10.2 においてオレンジ色で示した 37 ピクセルである.以上をまとめたのが、表 10.1 である.



図 10.2 Pilot Run 2016 でのピクセル配置

図 10.3 レーザーを入れたピクセルのスプリッター配置

#### レーザー較正システム

図 10.4 に先述した 5 つのスプリッターを含むレーザー較正システムのセットアップを示した. 最終的な Physics Run との違いは光学スイッチとモニター用のフォトダイオードである.\*<sup>2</sup>

<sup>\*1</sup> WD 上は各ボードにある 2 つのチップ (ch0-ch7:chip1,ch8-ch15:chip2) それぞれの最後のチャンネル (ch7 と ch15).

<sup>\*2</sup> 光学スイッチは Piezosystem Jena 社 [81] または Leoni 社 [82] のものを用いる予定である.他グループで使われていた Piezosystem Jena 社の光学スイッチを用いて、光量が問題ないことを確かめた.しかし、2 年間の使用でピエゾの駆動部分が壊れる可能性があることがわかっ

Number of Channel	Purpose	Position
2	Laser Trigger	右上 (図 10.2:黒)
1	dead channel	左上 (図 10.2:黒)
1	proton current	左上 (図 10.2:黒)
32	sin wave	下 (図 10.2:黒*1)
74	Laser Counters(37 counters)	図 10.2:オレンジ
146	Other Counters(73 counters)	図 10.2:青
256	合計	-

表 10.1 Summary of Channel Configuration



図 10.4 Pilot Run 2016 におけるレーザー較正システムのセットアップ

#### 10.2.3 ターゲット

ミュー粒子静止標的のパラメータは、表 10.2 の通り.

表 10.2	Target Parameters
物質	シンチレータ (BC400B, Saint-Gobin)
Thickness	$150\mu{ m m}$
形状	Elliptical(280 mm $\times$ 90 mm) <sup>*3</sup>
入射ビームに対する角度	15 度
場所	COBRA 中心

#### 10.2.4 ビーム

ビームのパラメータは,表10.3の通り.

#### 10.2.5 トリガー

データ取得用のトリガーとして以下の5つを用いた.

たため [72], Piezosystem Jena 社の新品を用いるか, Leoni 社のものを用いるか検討中である. モニター用のフォトダイオードは Thorlabs 社の Si Biased Detector, DET025AFC/M[83] を用いる予定である.

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> Fiducial size, すなわちフレームを含まない部分だけだと 260 mm× 70mm である.

表 10.3 Beam Parameters

$\mu$ の運動量	$28 { m MeV/c}$
<b>ターゲット上での</b> µ レート	$(9.0 \pm 0.4) \times 10^7 \mu/\mathrm{s}(2.2 \text{ mA})$
ターゲット上でのビームサイズ	$\sigma_X = 10.7 \pm 0.2 \text{ mm},  \sigma_Y = 10.4 \pm 0.2 \text{ mm}$
ビーム軸からのオフセット	$\Delta x = (-1.5 \pm 0.2) \text{ mm}, \Delta y = (-1.3 \pm 0.1) \text{ mm}$

1. Track-like

初めのピクセル,次のz,さらに次のzに対してヒットがあった場合にトリガーする.

2. Multiplitcity

同じ Φのヒットを1つとして扱い, 複数 Φのカウンターのヒットがあった場合にトリガーする.

3. OR

全てのピクセルについての OR でトリガーする.

4. Laser

WD15 の最初の2つのチャンネル (図 10.2 の右上のピクセルに対応) に, レーザーコントローラーからの同期用 パルスが入射したタイミングでトリガーする. Delay は現場で調整する. このトリガーを用いてレーザー較正法 のためのレーザーイベントを取得する\*4. レーザーは 1kHz で運転しており, このトリガーも 1kHz であった.

5. Pedestal

Pedestal 取得用のランダムトリガーで, 850Hz 程度であった.

#### 10.2.6 データ取得 (DAQ)

WaveDREAM の試作機によって波形を取得した.

#### 10.3 データ解析

4.7 節にしたがって, 解析を行った.

#### 10.4 結果と議論 1: 全体

Pilot Run 2015 と比べて, DAQ は改善されたものの, PSI の陽子加速器で問題が発生した.表 10.4 にビームタイム 全体の概要を示した.図 10.5 はビームタイム中に実際に使用した陽子数をプロットしたものである.

#### 10.4.1 ビーム

- •6月2日からビームタイムが正式に始まり、1週間かけてセットアップを行った.
- Pilot Run 2015 で問題があった DAQ についてチャンネルごとの時間同期精度が悪かったので, sin 波による外 部時間同期を行うことにした (後述).
- 温度読み出し, HV コントロール, 電流読み出し等の問題に順に対応.
- 6月8日からトリガーの threshold scan を開始し、続いて Michel Run を開始した.以降, Laser Run は1日に 1回以上行った.
- 6月12日から Target E で問題が発生して交換を余儀なくされ,同時に磁石の真空漏れが発生したので, Michel

<sup>\*4</sup> Pilot Run 2016 においては DAQ のチャンネル数の制限から 128 個のピクセルのうち, 全体の性能に影響の少ない角のピクセルに対応する チャンネルをレーザー同期用パルスのインプットとした. Physics Run では専用のチャンネルを用意し, ピクセルの読み出しチャンネルは削 らない.

<sup>\*5 11</sup> 日はビームはあったが, 人手不足のためデータ取得を行わなかった.

Peri	od	Bear	n Status	Programs	Run Number
day	hours	ON/OFF	Current[mA]	-	
8-9	12.5	ON	2.2	Trigger Threshold Scan	300536-300559, 300572-300685
9-10	22	ON	2.2	Michel Run	300698-300970
$11 - 19^{*5}$	-	OFF	0	Shut Down	-
20-21	14	ON	unstable	Michel Run(Unstable)	301183-301239
21 - 25	106	ON	2.2	Michel Run	301240-301722
25-26	9	ON	1.7	SiPM Bias Scan	301723-301765
25-27	33	ON	1.7	Michel Run(low intensity)	301766-301927



Run を中止した. 以降は, ビームを用いない Laser Run を定期的に行った.

 6月21日までに加速器の問題が解決し、Michel Run を再開した.ただし、ビームカレントは中止前よりも低い. これは、SINQ で問題が発生したことによる.SINQ にビームダンプしていたので、SINQ にビームを送れないということはもとの強度を抑えざるを得ず、1.7 mA まで下げられた.



図 10.5 ビームタイム中の陽子数. Accelerator Delivered が 590 MeV 陽子サイクロトロンから供給された陽子 の数を表し, Used for Pilot Run 2016 がそのうち実際にデータ取得に使ったビームに相当する陽子の数を表す.

#### 10.4.2 温度モニター

Pilot Run 2016 においては検出器付近の温度コントロールを行っていない. 温度センサーは, TC の各バックプレーンに 3 つ設置した (3×16 = 48 がチャンネル数の制限と温度センサーの不具合から全てのセンサーでは温度の読み出 さなかった. 図 10.6 に Pilot Run 2016 中の温度変化ヒストリーを示す. 最大で 9 度の温度変化が見られた. なお, 最低温度となっているのはビームが出ていない時である.

なお, 温度変化については 10.5.1 節で後述するような対策を導入する予定で, MEG II 全期間に渡って温度変化は ±1 度に抑えられる見込みである.



図 10.6 TC の BP の温度変化

#### 10.5 結果と議論 2: 時間較正

#### 10.5.1 レーザー較正法

#### データ取得

Laser を用いたデータは以下の2種類の方法で取得した.

1. Laser Run

Laser のデータを取るための Run で, 5000 events ずつ 2 Run 取った. 1 日に 1 回行った. また, ビームが落ち たときなど通常の Michel Run が行えないときにも取った.

2. Michel Run

通常の Michel Run では Michel positron を取得するトリガーの他に Laser のトリガーも混ぜてデータ取得を 行った. 全 event のうち, 3–5 % が laser のイベントである.

#### 各カウンターの時間オフセットのヒストリー

まず, レーザー較正法による結果の全体像を把握するために, 図 10.7 に Pilot Run 2016 の全期間に渡った時間オフ セットの変化を各レーザーピクセルについて計算してプロットした.

Michel Run 中のレーザーイベントと Laser Run 中のレーザーイベントについてはいずれを用いても時間オフセット に変化はなく,整合性があることを確かめた.したがって,図 10.7 の時間オフセットは Laser Run によるレーザーイベ ントも Michel Run によるレーザーイベントもいずれも含んでプロットした.各レーザーピクセルについて,レーザー 同期パルスに対する時間オフセットを計算した.その上で,始めの測定点からの差分をとってヒストリーとしてプロッ トした.これらの値は,レーザ較正法のシステム全体で問題が起きていなければ,またピクセルの時間オフセットが実際 にずれていなければ全期間にわたって0になるべき値である.

図 10.7 の変化の多くは,

- 温度変化
- WD の外部時間同期のずれ

の2点から説明することができた.



図 10.7 全レーザーピクセルについての時間オフセットのヒストリー. 各プロットにおける色は各スプリッターの 8 チャネルをそれぞれ示す. また, スプリッター 5 において 0ps にとどまっているのは, sin 波をいれるために dead channel とした LaserID: 32, 35, 39 の 3 カウンターである.

#### 温度変化

図 10.7 のうち, スプリッター 4 について時間オフセットと温度\*6の相関をプロットしたのが図 10.8 である. 3 つの 点群に分けられ, それぞれオフセットが異なるが, 傾きはいずれも 12.5 ps/度であった. この 3 つの点群は図 10.7 のス プリッター 4 についてビームシャットダウン前後 (~100 時間前後) で別れた 3 つの時間オフセット変化に対応する. 他 のスプリッターについてはスプリッター 4 のように分かれることなく, 傾きは同じであった.

また,図 10.9 に温度変化から予想される時間オフセットの変化と実際の時間オフセットの変化の比較プロットを示 す.傾向は似てるが,ビームシャットダウン前後でオフセットのようなずれががある.これはビームシャットダウン中 のハードウェア作業で生じた全カウンター共通でグローバルなずれである可能性が高い.

以上より, ビームシャットダウン後の全体に共通する時間オフセットの変化については温度変化によって説明することができた.

**温度変化の原因と対策** 温度変化によって影響を受け得る部分にはいくつか可能性がある.レーザー較正システム 全体の温度による影響についての詳細な測定および考察は 7.6 節で行った.レーザー較正法全体としては 1 度あたり 7.6±1.5 ps の時間オフセットの変化が考えられ,主な寄与はレーザー同期パルス用ケーブルであった.レーザー同期 パルス用ケーブル付近での温度変化はモニターしていなかったため,実際の温度変化がより大きく,全体として 12.5 ps の時間オフセット変化につながったと可能性がある.

なお, Physics Run へ向けては

1. レーザー同期パルス用ケーブルの交換

レーザー較正システムにおいて最も温度依存性が大きかった, レーザー同期用のパルスを WD へ送るレーザー同

<sup>\*6</sup> 温度は, 各期間の中心時間における, 各センサーの温度の平均値とした.





図 10.9 LaserID:0 の時間オフセットヒストリーと温度 変化から予想される時間オフセットヒストリーの比較

期パルス用ケーブルをより温度不感なものに交換する.

2. Detector hut の温度コントロール

Physics Run では検出器をおいている部分 (Detector hut) を密閉し, 内部を空調によって温度コントロールを 行う.

3. TC の水冷

図 4.5 でみたように, TC のサポート構造には水冷用のチューブが這わせてあり, Phyises Run では TC 全体の 温度を一定に保つ.

 Thermal link の導入 ドリフトチェンバーのフロントエンドから発生した熱を逃がすために、SiPM Array とサポート構造を熱的に接 続する.

等の対策をする予定で,1点目によってレーザー較正システム全体の温度変化に対する時間オフセットのずれが小さく なるばかりでなく,2点目,3点目,4点目の対策によって検出器全体の温度変化も±1度に抑える予定である.

#### WD の外部時間同期のずれ

Pilot Run 2016 で使用したプロトタイプ WaveDREAM(WD) は, 図 10.10 のような構造をしており, 全 32 チップ 間での時間同期が取れていることが必要である. 先述したように, WD に組み込まれている時間同期の精度が悪かった ため, 全 32 チップに外部時間同期用の sin 波をファンクションジェネレーターから入れた.



図 10.10 WaveDREAM クレートの構造. 16 個の独立なボードで較正され, 各ボードは 8 チャンネルずつ別々の DRS4 チップが割り当てられている.

外部時間同期ではなく, 内部時間同期を用いて解析しなおしたのが図 10.11 である. 図 10.7 のスプリッター 4 の結果 と比べると, ビームシャットダウン前後で見られた 100 ps, 200 ps のずれが消えていることがわかる. なお, 300 時間経 過後に見られるスパイクは時間オフセットが 10 ns ずれていることを表しており, これは Trigger Concentrate Board のクロックの周期と同じである. 同時期にトリガーのファームウェアのアップデートを行っていたことが原因である.



図 10.11 WD 内部時間同期のみを用いて解析した時間オフセットのヒストリー (Splitter4)

外部時間同期のずれの原因と対策 ビームシャットダウン期間には,ファンクションジェレネーターの電源を切って ch1 と ch2 間の同期を一旦切ってしまったためにシャットダウン前後で,同期の周期がずれてしまったことが原因だと 考えられる.この点については Pilot Run 2016の終了後にファクションジェネレーターの時間同期を ON/OFF する ことで確かめた.また,ミシェル陽電子の飛行時間 (TOF) データについても同様な時間オフセット変化があることを 確かめた.Physics Run においては WD の内部時間同期が改善される予定なので,今回のような外部時間同期を用いる 必要がないので問題にならないと考えられる.

#### まとめ: レーザー較正法

時間オフセットのグローバルな変化については,

- 温度変化の影響
- WD の外部時間同期のずれ

によってその多くを説明することができた.しかし,図 10.9 ではビームシャットダウン前からの温度変化予想 (赤) と 実際の温度変化 (青) との間に 50 ps 程度のずれがある.また,この比較は同じ WD 上の同じチップで行ったために外 部時間同期の問題ではない.この 50ps 程度のシフトについては,シャットダウン中のレーザーデバイス周りの作業に よる可能性がある.こうしたグローバルなずれは来年以降の Physics Run では (後述するように)LXe と TC の時間合 わせ方法 (すなわち, **TC 外の時間較正**) によって確認していく.

相対的な時間オフセットのプロット 一方で, 現在考えている TC 内の時間較正において重要なのはピクセル間の 相対的な時間オフセットである. LaserID:0 のピクセルとの時間オフセットの差をとり, 相対時間オフセットとしてプ ロットのが図 10.12 である.

温度変化については全ピクセルに共通であるため,相対的な時間オフセットでは差し引きされている. WD の外部時 間同期についてはスプリッター4とスプリッター5についてビームシャットダウン後にずれが残っている.

このように、ピクセル間の相対的な時間オフセットのずれにおいては先述した 50 ps 程度のシフトは見られず、全期 間に渡って時間オフセットモニターすることに成功しており、レーザー較正法の目的を達成したと言える.

以上で議論したように,検出器の時間オフセットを変える原因は複数存在し,レーザー較正法を用いることでその原 因究明を行うことができた.

ここまでで、レーザー較正法による相対的な時間オフセットを求めることができたので、次節ではミシェル較正法と の比較を行う.



対する相対的な時間オフセットをプロットしているので, LaserID:0 も 0 ps にとどまる.

#### 10.5.2 ミシェル較正法とレーザー較正法との比較

9章で開発したミシェル較正法を Pilot Run 2016 のデータに適用した結果について述べる.9章ではあらかじめラン ダムに振った時間オフセットの値を正解として,その値とミシェル較正法の結果の比較を行ったが,実際のデータでは 正解の値を知らないので,レーザー較正法の結果との比較を行う.比較は 36 個\*<sup>7</sup>のピクセルについて行った.



図 10.13 レーザーピクセル ID. ID = 32, 35, 39 は WD 外部同期用の sin 波のための dead channel である. ID = 38 はミシェル較正法における dead channel である.

比較は次の2つの観点から行う.

<sup>\*7</sup> レーザー較正法はレーザーをインストールした 40 個のピクセルのうち, 実際にレーザーによるデータを取得した, 3 個のピクセル (=レー ザーピクセル, 図 10.13 の ID = 32, 35, 39 以外) についてしか適用できない. また, ID = 38 についてはミシェル較正法によって値を計算 できなかったため比較対象から外した.

- 1. Pilot Run 2016 のはじめのデータを用いてレーザー較正法の結果とミシェル較正法の結果を比較する.
- 2. Pilot Run 2016 全期間を適当な区間に区切って, 各ピクセルの時間オフセットの時間変化を, レーザー較正法と ミシェル較正法で比較する.

#### 比較の前段階

ミシェル較正法とレーザー較正法の比較を行う前に、それぞれの方法で時間オフセットを計算する.時間オフセット の値は、0から-5000 ps 程度の値をとっており主要な寄与はバックプレーン\*8とケーブルの長さの違いである.図 10.13 において、COBRA の外側は右側に対応し、右側のカウンターほど Backplane 中の信号線が短いので、レーザーピクセ  $\mu$  ID = 0 に比べるとほとんどのカウンターが負の値を取ることになる.

ミシェル較正法ではレーザーピクセル ID=0 を基準にすると,較正前段階で最大 5 ns の時間オフセットの違いがあ る.1回のミシェル較正法では ID=0 のピクセルから遠いピクセルでは 400 ps 程度の差が残り、少なくとも3回計算を 繰り返すことで時間オフセットの値が収束した.

レーザー較正法では比較の前段階として、レーザーによる時間オフセットから、スプリッターやファイバーなどシス テムに起因する時間オフセットを差し引く補正を行った.

#### 比較 1: 初期のデータ

比較結果を図 10.14 に示す. ミシェル較正法による時間オフセットの値からレーザー較正法による時間オフセットの 値を差し引いたものである. これらの値はレーザーピクセル ID = 0 を基準にした値なので, 差の平均値 (青破線) がゼ ロからずれていることに意味はなく、全体でのばらつきが重要である.



Toffset(MC-LC)

図 10.14 ミシェル較正法による時間オフセットの値からレーザー較正法による時間オフセットの値を差し引いた もの. 横軸が図 10.13 で定義した, レーザーピクセル ID で, 縦軸が単位を ps とする時間オフセットの差である.

図 10.14 より, 2 つの較正法の差分のばらつきは, 標準偏差で σ = 39.4 ps になった. レーザー較正法の精度は 24 ps, ミシェル較正法の精度は 11 ps で, これを図 10.14 において誤差として各点に付した. ただし, 9 章で議論した通り, ミ シェル較正法そのものの系統誤差については見積もりの不定性が残っている.

\*8 バックプレーン全体の長さは6 ns 程度である.

#### 比較 2: 全データのヒストリー

次に, Pilot Run 2016 を 21 区間に分けて, それぞれの区間における各カウンターの時間オフセットをミシェル較正 法およびレーザー較正法で独立に計算して比較を行った.先ほどと同様に, ミシェル較正法とレーザー較正法の差分を 取り, それを全区間に渡ってヒストリーとしてプロットしたのが, 図 10.15 である.



図 10.15 ミシェル較正法とレーザー較正法による時間オフセットの差分のヒストリー

各レーザーピクセルにおいて、ミシェル較正法による時間オフセットとレーザー較正法による時間オフセットの違い は、始めの段階における系統的な違い (39 ps) が、より小さい時間変動  $(6 \pm 1 \text{ ps})^{*9}$ で保存していることがわかる. 一方 で、スプリッター 5 の ch6(ID = 37、オレンジ) のように他のピクセルに比べて大きな時間変動をするピクセルも見ら れた.

次に,差の時間変動の原因を探るために,レーザー較正法とミシェル較正法のそれぞれの時間変動を図 10.16 にプ ロットした.これより,レーザー較正法よりもミシェル較正法の法が時間的な変動が大きいことがわかる.さらに,定量 的な評価のため,ビームシャットダウン後の時間オフセットの変動の標準偏差を各較正法,各ピクセルについて計算し て比較したのが,図 10.17 である.

各レーザーピクセルについて、ミシェル較正法(青)の標準偏差がレーザー較正法(赤)の標準偏差よりも大きく、変動 が大きいことがわかる.また、差分(黒)がミシェル較正法の標準偏差よりも小さいことについては、ミシェル較正法と レーザー較正法の結果の差分を取ることによって較正法によらない真の時間オフセットの時間変動が差し引きされてお り、実質的に差分の標準偏差の主な寄与がミシェル較正法の変動によるものであることを示唆する.ミシェル較正法を 適用する際に、特定のランが含まれていてかつイベント数が少ない場合には計算が収束しない場合があった.ここで示 した結果はいずれも収束するだけの十分なイベント数を用いてはいるが、こうした外れ値を含むようなイベントの影響 で精度が落ち、ここでみられた変動につながっている可能性がある.TOF分布のテイル部分を除くなど、ミシェル較正 法に用いるイベントのセレクションを最適化することで影響を減らせる可能性があり、ミシェル較正法のドリフトチェ

<sup>\*9</sup> ただし, 他のピクセルと比べて明らかに変動が大きい ID = 37 は除いて計算した.



図 10.16 時間変動の比較のために,時間のはじめを 0 ps に揃えた. レーザー較正法 (左) よりもミシェル較正法 (右)の方が時間的な変動が大きいことがわかる. なお,各点のエラーについてはいずれも同程度で,図中には ch2 の みエラーバーを付した. レーザー較正法 (左)のエラーバーは測定のエラーのみをつけており,右のエラーバーは 9 章においてモンテカルロから計算した 11 ps をエラーとしてつけた.



#### Toffset Sigma After Shutdown

図 10.17 時間変動の比較. 青がミシェル較正法のヒストリーにおける変動の標準偏差, 赤がレーザー較正法の変動 の標準偏差. 黒はその差分の変動の標準偏差を表す.

ンバーを用いた拡張とも合わせて今後の課題となる.

#### 相対的な時間オフセットの安定性

ここで 7.5 節の最後で述べた,実験期間中のピクセル間の相対的な時間オフセットの安定性について触れる.図 10.17 において,2つの較正法の差の変動は 6±1 ps であったと述べた.これは2つの較正法の差をみているので,実際のピ クセル間の相対的な時間オフセットの変動は小さいと考えられる.較正精度や最終的な時間分解能への影響は少なく, 相対的な時間オフセットは安定しているといえる.

#### 10.5.3 比較のまとめ

以上の比較を踏まえると、レーザー較正法とミシェル較正法は Pilot Run 2016 全体において標準偏差 39 ps では整 合性が取れているといえる.しかし、各較正法の誤差を考えに入れれば現状で有意な差がある.一方で、その有意な差は 6 ps の変動で Pilot Run 2016 全体で保存しており、主なヒストリーの変動の要因はミシェル較正法によるものだと考 えられる. 39 ps の違いに比べれば小さいがこれはカウンターが端の部分のミシェル較正法の値の時間変動が大きいこ とを考えれば、端の効果やミシェル較正法に用いるデータなど統計的な要因、テイルイベントの影響などが考えられ、ミ シェル較正法のドリフトチェンバーを用いた拡張とも合わせて今後の課題となる.

2つの較正方法の比較において重要なのは初期段階でのミシェル較正法とレーザー較正法の有意な違いであり、ここ からはこの差がなぜ生じたかについて考察する.

#### どちらがより原因の可能性が高いか

はじめに、ミシェル較正法とレーザー較正法のど ちらがより原因の可能性が高いか考える.そのため に、特定のカウンターの組み合わせに注目してその カウンター間の TOF の値を計算する.特定の2つ のカウンター間の TOF の値は幾何的に決まってお り\*<sup>10</sup>、ミシェル較正法により較正結果とレーザー較 正法による較正結果をそれぞれ独立に適用した場合 に、TOF の値がよりモンテカルロ・シミュレーショ ンの値に近いか比較する.

図 10.18 のように 4 つのカウンターに注目する. まず「悪い」カウンターとして ID = 6,7 の組み合わ せを考える. これらは隣接したカウンターであり、ミ シェル較正法とレーザー較正法の違い (図 10.18 の 青点) が大きいカウンターの組み合わせである.次 に比較対象の「良い」カウンターとして ID = 4,5





の組み合わせを考える.これらは先ほどと同様に隣接したカウンターだが,較正法の違いが小さいカウンターの組み合わせである.

それぞれの TOF の計算結果をプロットしたのが,図 10.19 および図 10.20 である.いずれも黒い網掛けが時間較正 を全くせずに TOF を計算したもので,青がミシェル較正法による値,赤がレーザー較正法による値を表す.紫がモンテ カルロで計算した値に対応する.いずれにおいてもミシェル較正法の値がよりモンテカルロによる値に近く,レーザー 較正法の値は「悪い」ピクセルについてはモンテカルロおよびミシェル較正法による値から大きくずれている.そのず れは 80 ps 程度であり,これに相当する 24 mm だけピクセルが幾何的にずれているとは考え難い.「良い」例ではレー ザー較正法の値が「悪い」例に比べてミシェル較正法やモンテカルロの値に近いことを考えれば,系統的なずれの主な 原因はレーザー較正法である可能性が高い.

<sup>\*109</sup>章で述べた通り,3パターンある.





#### 原因の考察

ID = 6,7に注目してなぜこのピクセルのレーザー較正法による値がずれたのかについて考えた. L はレーザー較正 法に関連, M はミシェル較正法に関連することをそれぞれ示す.

- Time-walk の効果 [L, M]
   平均波形の比較によって、WD 導入前後で Backplane の長さによって波形が鈍ることがわかったが全レーザー カウンターに対してこの効果を考えても説明できなかった。
- SN 比 [L, M]
   相関は見られなかった.
- WD の非線形性 [L, M] WD について, 0.6V 以上の電圧についての非線形性の効果が確認されたが, いずれも 0.6V 以下の線形部分なの で問題にはならないと考えられる.
- レーザーインストールの際の影響 [L]
   インストール過程の一ヶ月間に定期的に時間オフセットを測定したが,変化はなかった.
- ミシェル較正法の統計 [M]
   統計による変動 (5 ps) は知りたい系統的なずれ (39 ps) よりも小さい.
- ヒットレート依存性 [M]
   ミシェル較正法に影響を及ぼすはずなので、レーザー較正法が大きくずれている原因にはならない。

ID = 6,7におけるずれを説明できる原因は見つからなかったが, ID = 25 以降でばらつきが大きくなっていること は次のように説明できる可能性がある.

**1 点目** スプリッター 5 については Pilot Run 2015 でレーザーを導入したピクセルであり, レーザーファイバーの 固定方法が不安定であるために時間オフセットが他のピクセルに比べてメカニカルにずれやすいことが挙げられる. こ れは Physics Run においては起き得ない.

2点目 スプリッター4とスプリッター5は COBRA の外側に位置し,外気による温度変化を受けやすい位置にある. 10.5.1 項で時間オフセットの温度依存性を議論し,その原因を明らかにするとともにピクセル間の相対的な時間オフセットを考慮すれば原理上消えると述べたが,この際に用いた温度の値は全バックプレーンについての平均値を用いており,場所依存性を考慮していない. すなわち,温度依存性が消しきれていない可能性がある. ただ, Pilot Run 2016における温度センサーは読み出しに失敗したチャンネルもあり場所ごとの補正を系統的に行うのは難しい. 10.5.1 項の最後でも述べた通り, Physics Run においては温度変化が小さくなるばかりでなく,温度変化に対する影響も小さくす

る予定であり、この2点目が原因であれば Physics Run では2つの較正法の差は小さくなると考えられる.

#### まとめミシェル較正法とレーザー較正法との比較

- ミシェル較正法とレーザー較正法は全体の傾向は一致していた.
- 2つの較正法の差のばらつきはσ = 39 ps だったが、この差の原因はレーザー較正法にある可能性が高い. 来年の Physics Run へ向けてのインストールの過程で定期的にレーザーを用いた時間オフセットの測定をして確認 を行う必要がある.
- 2 つの較正法のずれ ( $\sigma$  = 39 ps) が全期間に渡って保存 ( $\sigma$  = 6 ps) することから, 時間オフセットの変化につい ては 2 つの較正法間で誤差の範囲で整合性がとれていおり, 時間オフセットが安定していることが示された.
- ミシェル較正法のモンテカルロでの研究から懸念されていたグローバルなバイアスについては、レーザー較正法 との比較によって σ = 39 ps の範囲では見られなかった.
- また, ID=6,7の tof 分布比較から, ローカルにみてミシェル較正法がうまくいっていることが確認できた.
- このようにローカルにはミシェル較正法を使うことができ、グローバルな整合性確認にはレーザー較正法が使うことができ、2つの較正法の相補性を確認することができた.
- これら2つの較正法を用いた,時間較正の運用について.レーザーは一部のカウンターにしか入っておらず,またローカルな精度はミシェル較正法の方がよいので,Pilot Run 2016の解析では,ミシェル較正法によって計算した時間オフセットの値(時間的にはインターバルごとに1つの値)を39 psの誤差を含むものとして用いる\*11.

#### 10.6 結果と議論 3: 検出器のパフォーマンス

前節で議論した時間較正を適用した上での最終的な TC の性能評価を行う.2 つ目の大きな目標である, ミシェル陽 電子のデータを用いて実際に複数ヒットスキームを確かめ, 目標時間分解能 35ps を達成できるかどうか考察する.

#### 10.6.1 Even-Odd 解析

時間分解能の見積もりは、ピクセルを固定した Even–Odd 解析で行った. 複数ピク セル全体での時間分解能を評価するためにヒットしたピクセルの順番で偶奇に分けて 互いに差し引く (図 10.21).

$$T_{\rm 6hits} = \left(\frac{T_1 + T_3 + T_5}{3} - \frac{T_2 + T_4 + T_6}{3}\right)/2 \tag{10.1}$$

この計算による  $T_{\text{6hits}}$  の分布は,  $\frac{1}{\text{nhits}} \sum_{i}^{\text{nhits}} T_i$  に一致する. この解析をヒット数が 2, 4, 6, 8, 10 の場合について行った.

# 4 6

図 10.21 Even-Odd 解析

の概念図.

#### ピクセルの選択

最大で 10 個のピクセルの飛跡を取れるようなカウンターの組み合わせを考えて,図 10.22 のようにピクセルを選択する. 10 ヒットの時間分解能を評価する場合には各組

み合わせにおけるの全てのピクセルを用いる.2 ヒットの時間分解能を評価する場合にははじめのピクセルから数えて 2 つ目までのピクセルを用いる.図 10.22 のような組み合わせを,図 10.23 のように 22 個考える.図 10.23 は選んだ 10 個の組み合わせのうちはじめにヒットするピクセルのみを示したものである.あとの評価のために図中に示したような z 位置に対応した Position ID を割り当てた.

<sup>\*&</sup>lt;sup>11</sup> 2 つの較正法の差が  $\sigma$  =39 ps なので, それぞれの精度はより小さくなる.特にレーザー較正法にずれがある可能性が高いので, ミシェル較正法の Pilot Run 2016 における精度としては 39 ps よりも小さく,  $\frac{40}{\sqrt{2}}$  ps 以下と考えられる.しかし Pilot Run 2016 ではレーザーを入れていないピクセルなど未知の系統誤差が考えられる可能性があるので,ここでは誤差を 39 ps と考えて進める.



10.5節で議論した時間較正法によって見積もった各ピクセルの時間オフセットを実際に適用した.はじめに時間較正 適用前後での比較を行う.

### TOF の分布の比較

ミシェル較正法では飛行時間 (TOF) を3種類のヒットパターンに分けて考えた. その3種類の TOF の値について 時間較正の前後で比較したのが図 10.24 である.時間較正を適用することよって TOF のばらつきが小さくなっている ことがわかる.

#### 10.6.2 時間較正の適用

図 10.22 選択した飛跡の例 図 10.23 選択した飛跡のはじめのカウンターの ID

νΦ

Φ

#### 図 10.24 ヒットパターンごとの TOF 分布の比較



図 10.25 各ヒット数ごとの分解能の分布の比較.いずれのプロットにおいても青が較正前,赤が較正後を表す.破線がフィット結果のガウシアンである. 横軸の単位は [sec].

#### 時間分解能の比較

次に時間分解能の値を比較する. Even–Odd 解析において各ヒット数ごとに z 位置に関係なく式 (10.1) によって計算した時間  $T_{\text{nhits}}$  の分布を考える. Even–Odd 解析においてはピクセルの組み合わせを固定しているので、どの場所で時間を計算しても理想的には z 位置によらないはずである. したがって、計算した時間の分布をガウシアンでフィットして  $\sigma$  を計算すれば、各ヒット数における時間分解能が得られる. この  $\sigma$  は理想的には各ヒット数における TC の真の時間分解能を表す. しかし、 z 位置によって入射角度が変わって陽電子の軌跡が変わることや場所によって時間較正がうまくいっていないことによって  $T_{\text{nhits}}$  の値がばらついてしまうことで、現実には真の時間分解能の値よりも大きくなると考えられる.

図 10.25 に各ヒット数ごとの  $T_{\text{nhits}}$  の分布を較正前後でプロットし, それぞれガウシアンでフィットした結果を示す. またフィットで得た  $\sigma$  の値をプロットしたのが, 図 10.26 である.時間較正を適用したことによって,時間分解能の大幅な改善がみられた.


図 10.26 ヒット数に対する時間分解能の変化を時間較正前後で比較. Before(青), After(赤) がそれぞれ較正前後 に対応する. Average(黒) については 10.6.3 項で述べるように, 各 z 位置によるばらつきを含まない時間分解能の 値で, After(赤) と Average(黒) の差は z 位置ごとに  $T_{\text{nhits}}$  の平均値 (ガウシアンの mean) がばらつくことによる 寄与が考えられる.

#### 10.6.3 時間分解能の評価

時間較正を適用した上で,較正できずに残った部分も含めた最終的な TC の時間分解能をもとめる. 図 10.26 で示した時間分解能の値 (After, 赤点) は全ての z 位置での Even–Odd 解析の結果を含めた分布から計算した. 時間分解能の値 (After, 赤点) に対して, 多重散乱の補正を行なった上で式 (4.4)<sup>\*12</sup> でフィットを行った. 全ピクセルの平均の固有時間分解能 75.6 ps を固定すると,  $\sigma_{inter-pixel} = 56.1 \pm 0.7$  ps,  $\sigma_{const} = 0 \pm 3$  ps であり, ヒット数 9 については  $31.4 \pm 0.1$  ps を得た<sup>\*13</sup>. この時間分解能は 10 個のピクセルの組み合わせについて, z 位置に関係なくまとめて各ヒット数ごとに  $T_{nhits}$  を計算したものなので,時間オフセットの z 位置に対する系統的なずれで,時間較正しきれずに残ったものの寄与を含んでいる. なお,  $\sigma_{inter-pixel}$  はエレキのジッターを含んだものである. エレキのジッターについては Physics Run へ向けては最終的な WD によって小さくなる.

しかし、この見積もりでは Even-Odd 解析において、ピクセルの組み合わせ内部で時間オフセットが打ち消されてい ることで時間分解能をよく見積もっている可能性を否定できない.また、全体の分布に対してミシェル較正法とレー ザー較正法のばらつきが大きかった z が大きいピクセルへのヒットが少なく、実際には時間較正精度が悪いピクセルの 寄与が少ないことで全体の時間分解能がよく見積もられている可能性もある.

したがって, z 位置によるばらつき (TC 全体での系統的なずれ) などの効果を排除した時間分解能を計算して, その 値に 10.5 節で大きめに見積もった較正精度 39 ps を足し合わせることで, 時間分解能の悪化の上限値を見積もる.

そのためにまず, 各ピクセルの組み合わせについて, z 位置ごとにばらばらに Even-Odd 解析の方法で時間 T<sub>nhits</sub> を 計算し, それぞれを独立にガウシアンでフィットして σ を求めた. 図 10.27 に全ての結果を示す. 色の違いはヒット数 の違いを表す. この結果を元にそれぞれのヒット数について各点のエラーで重み付けをして, 各ヒット数における時間

\*<sup>12</sup> 再掲すると,

$$\sigma_{\rm all}(N_{\rm hit}) = \sqrt{\frac{\sigma_{\rm intrinsic}^2}{N_{\rm hit}} + \frac{\sigma_{\rm inter-pixel}^2}{N_{\rm hit}} + \sigma_{\rm MS}^2(N_{\rm hit}) + \sigma_{\rm const}^2}$$

<sup>\*&</sup>lt;sup>13</sup> なお,時間較正適用前については  $\sigma_{inter-pixel} = 132 \pm 3 \text{ ps}, \sigma_{const} = 25 \pm 3 \text{ ps}$  であり,時間較正を適用することによって, ランダムな項 もランダムでない項も改善が見られていることがわかる.

分解能を計算してプロットしたのが図 10.28 である.エラーは全 22 点のばらつき (標準偏差)を用いた.

先ほどと同様に、多重散乱の効果を補正した上で、式 (4.4) を用いてフィットを行った結果が赤線である. 全カウン ターの平均の固有時間分解能 75.6 ps を固定すると、 $\sigma_{inter-pixel} = 55 \pm 2$  ps、 $\sigma_{const} = 0 \pm 5$  ps であった. シグナルと なる陽電子が平均してヒットするカウンター数である 9 に対しては、31 ± 2 ps を得た<sup>\*14</sup>. エラーはフィットからの寄 与は十分小さく、ヒット数が 8, 10 の場合のエラーが 2 ps であることからこれを用いることで、図 10.27 でみられた場 所ごとのばらつきの効果を含んでいる. その上で、時間較正精度の上限値である 39 ps を加えることで、時間分解能が最 も悪化する場合の値を計算する. この 39 ps という値は図 10.14 よりミシェル較正法とレーザー較正法の差分の標準偏 差から求めたが、この差分のばらつきにバイアスが見られないことから、39 ps は  $1/\sqrt{N}$  で小さくなると仮定する<sup>\*15</sup>. したがって、ヒット数 9 に対しては、

$$31\,\mathrm{ps} \oplus \frac{39\,\mathrm{ps}}{\sqrt{9}} \simeq 34\,\mathrm{ps} \tag{10.2}$$



#### 結論

以上を踏まえると, PIlot Run 2016 において 9 ヒットの時間分解能 31 ps を達成し, また時間較正精度が悪く, 較正 できずに残った部分が大きかったとしても時間分解能の悪化は 34 ps で抑えられると結論づけることができる. これよ り目標時間分解能 35 ps を達成しており, 要求をみたす検出器及び較正方法の開発に成功したといえる.

となる.

<sup>\*14</sup> なお, 多重散乱の効果はヒット数 9 では十分小さく, この効果を含めても 31 ps である.

<sup>\*&</sup>lt;sup>15</sup> 場所ごとに, また時間的には一定値ではあるが, 特定の N ヒットにおけるピクセルの組み合わせを考えた場合には, ランダムな寄与であると みなすことができる. また, 式 (4.4) を用いてフィットした結果から, 較正後には σ<sub>const</sub> がエラーの範囲で 0 に等しく, ヒット数 N によらな い一定項は十分小さいと考えられる.

# 10.7 **まとめ**: Pilot Run 2016

製作した陽電子タイミングカウンター (TC) 及び開発した 2 つの時間較正方法 (レーザー較正法, ミシェル較正法) の 性能評価のために, ビームテスト: Pilot Run 2016 を行った.

加速器のトラブルがあったものの,掲げていた2つの目標を達成することができた.時間オフセットについてはPilot Run 2016 全期間に渡ったオフセットのモニターに成功し,2つの較正方法の整合性と相補性,時間オフセットの安定性 を確認した.2つの較正方法の差のばらつきは標準偏差で39 ps であり,この違いはレーザー較正法に起因する可能性 が高く, Physics Run へ向けてインストール過程のレーザーイベントによる時間オフセットを定期にモニターしてい くことや,より温度不感なシステムへの改良によって減らせると考えられる.また,ミシェル較正法についても最終的 な DCH を用いたものへのアップグレードも進行中であり, Physics Run へ向けてはさらなる較正精度の改善が見込ま れる.

複数ヒットを利用することで時間分解能が改善するという TC のアイディアは, Pilot Run において実機でも確かめ ることができ,9 ヒットに対して時間分解能 31.4±0.4 ps を得た.同時に,時間較正精度が悪い場合についても評価を行 い,時間分解能の悪化は 34 ps で抑えられることがわかった.

以上より,9ヒット時間分解能は較正精度を含めて 31-34 ps と見積った.目標であった時間分解能 35 ps を達成する ことができ,複数ヒットスキームの実機での実証及び複数ヒットスキームに欠かせない時間較正方法の開発に成功した.

# 第∨部

結論

# 第11章

# Physics Run へ向けた課題と展望

## 11.1 **今後の予定**

現在は,2017 年夏以降開始予定の MEG II 実験へ向けて全ての検出器建設を進めている.本論文のテーマである陽 電子タイミングカウンター (TC) はインストール及び解析ソフトウェアの準備を進めるとともに,2016 年中に判明した 問題への対処を行っている.2017 年春から秋にかけて TC を含む全ての検出器のインストールを行う.

インストール終了後には、ビームを用いて各種較正方法の適用や検出器の実際のオペレーションを始め (Engineering Run), 問題がなければ直ちに Physics Run へ移行し、世界最高感度での  $\mu \to e\gamma$  崩壊探索を開始する.

## 11.2 陽電子タイミングカウンターに残された課題

### 11.2.1 SiPM の放射線損傷

2015 年 12 月に行った Pilot Run 2015 の結果から, ビーム照射による SiPM のダークカレント増加が R&D 段階で の想定 [74] よりも大きくなる可能性があることがわかった [84]. Pilot Run 2015 では DAQ 等の問題から長時間の データ取得ができなかったため, より長い照射及びデータ取得をすることができた Pilot Run 2016 について詳細な解 析を行っており, また同時に線源を用いた照射試験を行うとともに, 2017 年 2 月以降にはビームを用いた照射試験を行 う予定である [85].

#### 11.2.2 SiPM のシンチレータからの剥離

Pilot Run 2015 および Pilot Run 2016 にインストールしたピクセルについて, Pilot Run 終了後に SiPM の表面部 分がシンチレータから外れているピクセルが見つかった. Array を構成する 6 つの SiPM のうち 1, 2 個程度の剥離で はピクセル自体の性能に大きく影響を及ぼさないが, それ以上外れた場合には時間分解能の悪化が見られ, なんらかの 対策が必要となる.

原因としては、Pilot Run でピクセルをインストールしたサポート構造の製作精度が悪く、ピクセルにメカニカルな 負荷がかかったことが考えられる.サポート構造の製作精度改善、固定用のジグの付与、SiPM を接着するシンチレータ の表面部分に傷をつけておいて光学セメントで接着した後にずれにくくするなどの対応策を検討中である.

## 11.3 時間較正方法

#### 11.3.1 Physics Run へ向けての課題

レーザー較正法の各部分について実機の測定を継続して行う.また, Pilot Run 2016の結果を踏まえてトリガー用の ケーブルを温度依存性が小さいものに交換することを検討しているので,その選定と試験を行う.さらに,2つの較正法 の時間オフセットのずれの原因がレーザー較正法にある可能性が高いことが示唆されたため, Engineering Run が始ま る 2017 年夏までの長期間にわたって定期的にレーザーを用いたデータ取得を行うことで時間オフセットに予期せぬず れがないことを保証する必要がある.

ミシェル較正法については,本研究で開発したのはドリフトチェンバー (DCH) からの軌跡情報を用いないものなの で, Physics Run へ向けて DCH からの軌跡情報を用いた最終版へのアップデートを行う. 同時に,モンテカルロのス タディで見られた z/φのバイアスについても DCH からの軌跡を用いると消えることが示唆されているので,それを確 かめる.

## 11.3.2 オペレーション方法

Pilot Run 2016 を踏まえて、実際の Physics Run における時間較正法の運用方法を以下の通り考えた.

#### 基本的な運用方法について

レーザー較正法よりもミシェル較正法の方が精度がよいと考えられるので, Physics Run 開始時のデータを使って2 つ較正法の整合性を確かめる.ミシェル較正法に大きな問題がなければミシェル較正法によって計算する時間オフセットの値を用いる.その後は定期的に2つの較正法の整合性確認を行う.

また, Pilot Run 2016 では全期間に渡って時間オフセットの変動が小さかったことから, 安定ラン中には 2,3 日より も細かい単位で異なる時間オフセットを割り当てる必要はないと考えられる.したがって整合性確認は週に 3 日程度で よい.

#### 必要なデータ量,トリガー方法,専用のランを行う必要性について

レーザー較正法は 5k から 10k イベントあれば行うことができ, ミシェル較正法は 200k イベント\*<sup>1</sup>あれば確実に行う ことができる. これが何日かかるかについては MEG II 実験全体の他のトリガーに依存するので今後検討していく必要 がある.

Pilot Run 2016 ではレーザーデータの取得にあたって, 専用のレーザーランとメイントリガーにレーザートリガーを 低いレートで混ぜる 2 つのパターンを試した. いずれのデータでも近い期間であれば時間オフセットに違いは見られな かった. このことと, レーザーについては較正に必要なデータ取得時間が極めて短い\*2こと, そして MEG I 実験では液 体キセノンガンマ線検出器 (LXe) の PMT ゲインのモニターのために 1 週間に 2 回 LED ランを行っていたことを踏 まえると, 「LED ランに合わせてレーザーランを行い, メインの物理トリガーにはレーザーを混ぜない」のが最もよい 方法であると考えられる.

ミシェル較正用データの取得については,較正のためだけに専用のトリガーでのランを行う必要はないと考えられる. そもそも  $\mu \rightarrow e\gamma$  イベントの規格化のためにミシェル陽電子イベントを取得する必要があり, MEG I 実験でも専用ト リガーがある.また  $\mu \rightarrow e\gamma$  イベントのためのトリガーでもミシェル陽電子イベントを取得することができる.

#### 11.3.3 TC 外の時間較正

本研究で取り組んできた時間較正は,**TC内の時間較正**であり,他の検出器との時間較正ではない. Physics Run へ 向けては LXe や DCH など他の検出器との時間を合わせる必要があり,これが **TC 外の時間較正**である.

較正手段としては以下の4つの候補を検討している.3つ目のRadiative Muon Decay が最終的な時間合わせの基準 になり、他の方法はクロスチェックやモニターとして用いる.

<sup>\*1</sup> ただし、このイベント数は最小ではない.取得したイベント中に外れ値があった場合にミシェル較正法の計算に影響を及ぼす場合があるが、そのようなことがない場合にはより少ないイベントでの較正が可能である.また、200k イベントは Pilot Run のトリガー条件での見積もりであり、Physics Run のトリガーアルゴリズムに変更を加える場合には変化し得る.

<sup>\*&</sup>lt;sup>2</sup> トリガー及び DAQ にもよるが Pilot Run では 10 分かからなかった. Physics Run に向けてはさらなるレートのアップデートが期待され ている.

#### Boron

<sup>11</sup>B( $p, \gamma_{4.4}, \gamma_{11.6}$ )<sup>12</sup>C の原子核反応\*<sup>3</sup>から同時に放出される 2 つの  $\gamma$ (4.4 MeV, 11.6 MeV) を用いた較正である. 図 11.1 のようにビーム下流に置いた, 専用の C–W 加速器からの陽子\*<sup>4</sup>を Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub> ターゲットに照射することで反応を 起こす. 同時に照射された 2 つの  $\gamma$  をそれぞれ TC と LXe で検出することによって TC と LXe の間の時間較正を 行う.



図 11.1 Boron を用いた時間較正のセットアップ

Dalitz Decay

 $\mu$ ビームを  $\pi^-$ ビームに切り替えて, 荷電交換反応によって  $\pi^0$ を生成し  $(\pi^- p \to \pi^0 n), \pi^0 \to e^+ e^- \gamma$ (Dalitz decay) によって同時に放出された  $\gamma \ge e^+$ を用いて LXe  $\ge$  TC 間の時間較正を行う (図 11.2).



図 11.2 Dalitz Decay を用いた時間較正のセットアップ

Radiative Muon Decay

 $\mu^+$  ビームを用いた Physics Run におけるデータにおいて,  $\mu$  の輻射崩壊 (Radiative Muon Decay, RMD) $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu_{\mu}} \nu_{e\gamma}$  によって放出される  $\gamma \geq e^+$  を用いた時間較正である.  $\gamma \geq e^+$  は同時に放出されるので, それぞれの時間差 を計算することで LXe と TC 間の時間較正を行う. 図 11.3 に MEG における (ターゲット上での) $t_{\gamma} - t_{e^+}$  のプロット を示す. ピークが RMD イベントに他ならない. 同様の時間較正を MEG II 実験でも行う.

<sup>\*&</sup>lt;sup>3</sup> ピークは 163 keV

<sup>\*&</sup>lt;sup>4</sup> エネルギー: 100–1000keV



図 11.3 MEG 実験でのターゲット上での  $\gamma \ge e^+$  の時間差分布 [4]. ピークが RMD であり, フラット部分が偶発的事象である.

#### CEX using Time Calibration Detector

これは他の 3 つとは違って, MEG I 実験では用いられていない方法である. Boron による時間較正では, TC が MEG I 実験よりも薄くなり, また細分化されたために Boron からの  $\gamma$  の検出効率が低い可能性がある<sup>\*5</sup>. この場合, LXe と TC の時間較正のデータが取れなくなってしまうので, 新たに Time Calibration Detector(TCD) の構想を提 案中である. Delitz Decay による時間較正と同様に,  $\pi^0$  を用いるが,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  の崩壊を用いる. 2 つの  $\gamma$  のうち一方が LXe に入り, もう一方は LXe と反対側においた TCD に入射する (図 11.4). これによって LXe と TCD の時間較正が 可能となる. 次に TCD は TC のピクセルと似たような構造にすることで<sup>\*6</sup>, レーザーを入射して, レーザーに対する TCD の時間がわかる. 一方で, レーザー較正法によってレーザーに対する TC の各ピクセルの時間を知ることができ るので, TCD を経由して LXe と TC の時間較正が可能となる.



図 11.4 CEX を用いた時間較正のセットアップ

<sup>\*&</sup>lt;sup>5</sup> 現在モンテカルロによって調査中である.

<sup>\*6</sup> デザインは検討中である.

# 11.4 陽電子再構成

以上のようなハードウェアの準備と並行して, ソフトウェアの準備も進める必要がある. 図 11.5 に陽電子の時間解析 のフローチャートを再掲した. このチャートにおいて, 赤矢印で示したところ, すなわち DCH の情報を用いた TC と DCH のマッチングをして陽電子再構成部分を行うための解析アルゴリズムの開発が今後の課題となる.



図 11.5 陽電子の時間解析 (図 4.14 とほぼ同じ)

# 第12章

# 考察とまとめ

## 12.1 本論文の主題

荷電レプトンフレーバーの破れという未発見の現象を探索することで,標準理論を超える多くの理論の検証を行うことができる. MEG II 実験は,荷電レプトンフレーバーの破れの1つである, $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を世界最高感度で探索する実験であり,本研究ではその検出器の1つである陽電子タイミングカウンターに取り組んだ.

本研究では 2017 年の MEG II 実験開始へ向け, 実際に 512 個のピクセルを製作し, MEG II 実験環境下で目標時間 分解能 (35 ps) を達成することと, 512 個のピクセル間の時間較正方法を開発することに取り組み, その研究成果を報告 した.

## 12.2 実機製作

500 個以上の同じピクセルを精度のばらつきを抑えつつ製作するにあたっては各段階で,各パーツの試験が欠かせな かった.また,企業からの少数のサンプルの段階ではよい性能であっても,大量に発注すると納入の各段階で性能が異 なる場合もある.この状況に対応するため,各測定を企業にフィードバックを行ったり,実機での運用が出ないように SiPM やシンチレータ,ピクセルの配置を調整したりといった工夫をした.

11.2.2 項で指摘したシンチレータから SiPM が剥離したピクセルが発見された問題について, 前述の通り原因の結論 には至ってはおらず調査中だが, 接着の強度という観点では SiPM を接着するシンチレータの表面にあらかじめ傷をつ けておくことは時間分解能の悪化を抑えつつ, 強度を高めることができるので, 有効であると考えられる. 今後シンチ レータ +SiPM ベースの検出器をつくる際には考慮にいれたい.

## 12.3 時間較正方法の開発

陽電子タイミングカウンターの,「細分化による多重測定」というアイディアを実現するには,細分化した各検出器 間で高精度な時間較正が欠かせない.本研究ではレーザー較正法とミシェル較正法という相補的な2つの較正方法を開 発した.

レーザー較正法 レーザーを用いた, TOF 検出器など時間測定検出器の時間較正は様々な実験で行われてきた [72]. しかし,システム全体の較正精度が要求精度を満たしていなかったり,多チャンネルに対応できなかったりといった欠 点があった.またそもそもシンチレータ +SiPM ベースの TOF 検出器へのレーザーを用いた較正の適用例は非常に少 ない.こうした状況下で,本研究では実際にレーザー較正システムを構築し,較正精度 24 ps を達成した.

**ミシェル較正法** 飛跡を用いた較正は様々な実験で行われてきているが,このアイディアが本研究の TC にも適用可能であることを示し,較正精度 11 ps を達成した.

このように目標較正精度 30 ps を満たす相補的な 2 つの較正方法の開発に成功し,「細分化による多重測定」という アイディアを実現可能なものにした.

# 12.4 Pilot Run による性能評価

MEG II 実験の本実験と同じ環境下で, 実際に大強度  $\mu$  ビームを用いてビームテスト (Pilot Run) を行った. 製作した実機をインストールし, 開発した時間較正方法を実際に適用した. 時間オフセットについては Pilot Run 2016 全期間に渡ったオフセットのモニターに成功し, 2 つの較正方法の整合性と相補性, 時間オフセットの安定性を確認した. 2 つの較正方法の差については標準偏差で 39 ps であったが, 原因はレーザー較正法による可能性が高く, Physics Runへ向けてインストールの各段階においてレーザーを用いて時間オフセットを確認することやシステムの改良を予定しており, 改善が期待できると考えている. 最終的に,  $\mu \to e\gamma$  シグナルの陽電子がヒットする平均ピクセル数の 9 ヒットに対して, 時間分解能 31–34 ps を達成した.

### 12.5 応用

#### 12.5.1 達成した技術の応用

以上のような,シンチレータ+SiPM ベースの細分化高精度時間測定器には様々な応用が考えられる. そもそも従来 の (例えば MEG I のシンチレータ+PMT) に比べて, 検出器を置く場所や測定する粒子の軌跡に応じて各ピクセルの 配置を変える柔軟性を持ち合わせている. 現在, MEG II 実験においても Time Calibration Detector という形で同じ アイディアで縮小した, 絶対時間較正用の検出器を置くこと検討しており, 広い汎用性が期待できる.

さらに、MEG II 実験では 2π を覆ってはいないが、本研究で製作した TC はそのまま 2π に拡張することができる. チャンネル数が増えた場合でも複数ヒットスキームや飛跡を用いた較正も同様に適用することができる. レーザー較正 については、現段階で光学スイッチによる切り替えを行っているので、チャンネル数増大による光量低下は起きない. ま た、ファイバーの固定についてもファイバー上端下端ともに十分な安定性があるのでピクセルの位置によらずレーザー 較正法を適用することができる. したがって、本研究で取り組んだ TC を 2π に配置した検出器でも本研究で実現した 性能を期待することができ、2π アクセプタンスでの高精度時間測定が可能になる.

また, チャンネル数に余裕があれば各ピクセルの大きさを小さくすることでさらなる細分化が可能になり, 1 イベン トあたりのヒットピクセル数が増えるので, 全体としての時間分解能も向上する. さらに, 細分化されたピクセル単体で も, シンチレータに対する SiPM の接着面積を高めること, 及びシンチレータの減衰長に比べて十分短い長さでシンチ レーション光が SiPM に入射できることから, 時間分解能の向上が期待できる.

#### 12.5.2 MEG I 実験 TC を用いた物理

TC は, MEG II 実験において,  $\mu \to e\gamma$  崩壊探索の陽電子の高精度時間測定ための検出器であった. それだけでなく, TC はドリフトチェンバーも含めた陽電子スペクトロメーターとして,  $\mu \to e\gamma$  崩壊以外の物理を探索できる可能性をもつ.

17MeV 新ボソン探索 2016 年にハンガリーの実験グループが,<sup>8</sup>Be の内部電子対生成反応における e+,e<sup>-</sup> の不変 質量分布を測定し,17 MeV 付近に標準理論では説明できないイベントの超過を報告した [86]. この結果は,未知のゲー ジボソンによって説明することができ, MEG II 実験陽電子スペクトロメーターを用いてこの結果の検証を行うことで MEG II 実験とは別の側面から標準理論を超えた新物理の探索を行うことができる.

**ミシェルパラメータの測定** 2.1.3 項で述べたミシェル崩壊の微分崩壊幅は標準理論のパラメータを仮定したもので あった. ミシェル陽電子スペクトルを高精度に測定することで, そうしたミシェルパラメータの精密測定が可能である.

 $\mu \to e\gamma$  崩壊における陽電子の角度分布の測定 標準理論を超えた理論では,  $\mu \to e\gamma$  崩壊における陽電子の角度分 布に異なる予言をしているものがある. したがって,  $\mu \to e\gamma$  崩壊を発見したのちには陽電子の角度分布を測定するこ とで, こうした理論の検証を行うことができる.

# 12.6 まとめ

本研究では,陽電子タイミングカウンターの実機製作および時間較正方法の開発を行い,本実験と同じ環境下で目標 値を上回る分解能 31–34 ps を達成した.「細分化による多重測定」というアイディアの実機での実証及びそれに必須 となる時間較正方法の開発に成功した.

本研究によって、MEG II 実験陽電子タイミングカウンターに残されていた課題を解決することができ、いよいよ世界最高感度での  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  崩壊探索を開始する.

謝辞

はじめに、本研究を行う機会を与えていただきました、指導教官の森俊則教授に感謝いたします.大谷航准教授には、 取り組んでいる全てのテーマについて多くの助言をいただきました.岩本敏幸助教には、スイスでの生活面から研究面 までお世話になりました.澤田龍助教には、短い間でしたがミーティングで鋭いコメントをいただきました.内山雄祐 特任助教には、直接1から手ほどきをしていただき本当にお世話になりました.

家城佳研究員,金子大輔氏,西村美紀氏,小川真治氏,中浦正太氏,吉田昂平氏,柴田直哉氏,岩井遼斗氏,松澤暢生氏, 宇佐見正志氏,劉霊輝氏という多くの尊敬できる同僚に恵まれて研究することができたことに感謝します.

ありがとうございました.

I would like to express my special thanks to my colleagues who are working on Timing Counter, G. Boca, P.W. Cattaneo, M. De Gerone, F. Gatti, G. Pizzigoni, M. Rossella, and M. Simonetta. Finally, I would like to thank all the MEG collaboration.

# 参考文献

- [1] CERN のウェブサイト, https://home.cern/.
- [2] "The Nobel Prize in Physics 2013". Nobelprize.org. Nobel Media AB 2014. Web. 15 Dec 2016. http://www.nobelprize.org/nobel\_prizes/physics/laureates/2013/.
- [3] "The Nobel Prize in Physics 2015". Nobelprize.org. Nobel Media AB 2014. Web. 15 Dec 2016. http://www.nobelprize.org/nobel\_prizes/physics/laureates/2015/.
- [4] A.M. Baldini, et al. (MEG Collaboration), "Search for the lepton flavour violating decayμ<sup>+</sup> → e<sup>+</sup>γ with the full dataset of the MEG experiment", Eur. Phys. J. C 76 (2016) 434, http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4271-x, arXiv:1605.0581.
- [5] PSIのウェブサイト, https://www.psi.ch/.
- M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, "Updated fit to three neutrino mixing: status of leptonic CP violation", J. High Energy Phys. 11 (2014) 052, http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2014) 052, arXiv:1409.5439.
- [7] P.W. Cattaneo, et al., "Time resolution of time-of-flight detector based on multiple scintillation counters readout by SiPMs", Nucl. Instr. and Meth. A 828 (2016) 191-200, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima. 2016.05.038, arXiv:1511.03891.
- [8] C.D. Anderson, S.H. Neddermeyer, "Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level", Phys. Rev. 50 (1936) 263-271, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.50.263.
- [9] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), "The Review of Particle Physics (2016)", Chin. Phys. C 40 (2016) 100001.
- [10] S. Freedman et al., "Limits on neutrino oscillations from  $\bar{\nu}_e$  appearance", Phys. Rev. D 47 (1993) 811-829.
- [11] U. Bellgardt et al., "Search for the decay  $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ", Nucl. Phys. B 299 (1988) 1-6.
- [12] R. D. Bolton et al., "Search for rare muon decays with the Crystal Box detector", Phys. Rev. D 38 (1988) 2077-2101.
- [13] T.P. Gorringe, D.W. Hertzog, "Precision muon physics", Prog. Part. Nucl. Phys. 84 (2015) 73-123, http://dx.doi.org/10.1016/j.ppnp.2015.06.001.
- Y. Kuno and Y. Okada, "Muon decay and physics beyond the standard model", Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 151, http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.73.151, arXiv:hep-ph/9909265.
- [15] W.J. Marciano, A.I. Sanda, "Exotic decays of the muon and heavy leptons in gauge theories", Phys. Lett. B 67 (1977) 303-305, http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90377-X.
- [16] B. W. Lee and R. E. Shrock, "Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation", Phys. Rev. D 16 (1977) 1444, http://dx.doi.org/10.1103/ PhysRevD.16.1444.
- W.J. Marciano, T. Mori, J.M. Roney, "Charged Lepton Flavor Violation Experiments", Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 58 (2008) 315-341, http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.58.110707.171126.
- [18] Y. Kuno, "Rare lepton decays", Prog. Part. Nucl. Phys. 82 (2015) 1-20, http://dx.doi.org/10.1016/j. ppnp.2015.01.003.

- [19] R.H. Bernstein, Peter S. Cooper, "Charged lepton flavor violation: An experimenter's guide", Phys. Rep. 532 (2013) 27-64, http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2013.07.002.
- [20] S. Antusch, E. Arganda, M.J. Herrero, A.M. Teixeira, "Impact of θ<sub>13</sub> on lepton flavour violating processes within SUSY seesaw", J. High Energy Phys. 11 (2006) 090, http://stacks.iop.org/1126-6708/2006/i= 11/a=090.
- [21] G. Isidori, F. Mescia, P. Paradisi, and D. Temes, "Flavor physics at large tan β with a binolike lightest supersymmetric particle", Phys. Rev. D 75 (2007) 115019, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.75. 115019
- [22] T. Mori, et al., "Flavour violating muon decays", Prog. Part. Nucl. Phys. 79 (2014) 57-94, http://dx.doi. org/10.1016/j.ppnp.2014.09.001.
- [23] Antonio Pich, "Precision tau physics", Prog. Part. Nucl. Phys. 75 (2014) 41-85, http://dx.doi.org/10. 1016/j.ppnp.2013.11.002.
- [24] E. P. Hincks and B. Pontecorvo, "Search for Gamma-Radiation in the 2.2-Microsecond Meson Decay Process", Phys. Rev. 73 (1948) 257, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.73.257
- [25] S. Lokanathan and J. Steinberger, "Search for Improbable Meson Decays", Phys. Rev. A 98 (1955) 240.
- [26] H. F. Davis, A. Roberts, and T. F. Zipf, "Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 211, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.211.
- [27] D. Berley, J. Lee, and M. Bardon, "Upper Limit for the Decay Mode  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 357, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.357.
- [28] T. O'Keefe, M. Rigby, and J. Wormald, "Search for the Process  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 951, http://stacks.iop.org/0370-1328/73/i=6/a=417.
- [29] J. Ashkin, T. Fazzini, G. Fidecaro, et al., "Search for the decay  $\mu \to e + \gamma$  and observation of the decay $\mu \to e + \nu + \bar{\nu} + \gamma$ ", Nuovo. Cim. 14 (1959) 1266, http://dx.doi.org/10.1007/BF02962350.
- [30] S. Frankel, V. Hagopian, J. Halpern, and A. L. Whetstone, "Further Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. 118 (1960) 589, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.118.589.
- [31] R. R. Crittenden, W. D. Walker, and J. Ballam, "Radiative Decay Modes of the Muon", Phys. Rev. 121 (1961) 1823, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.121.1823.
- [32] S. Frankel, J. Halpern, L. Holloway, W. Wales, M. Yearian, O. Chamberlain, A. Lemonick, and F. M. Pipkin,
  "New Limit on the e + γ Decay Mode of the Muon", Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 123, http://dx.doi.org/ 10.1103/PhysRevLett.8.123.
- [33] D. Bartlett, S. Devons, and A. M. Sachs, "Search for the Decay Mode:  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 120, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.120.
- [34] S. Frankel, W. Frati, J. Halpern, et al., "A search for the decay  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ", Nuovo. Cim. 27 (1963) 894, http://dx.doi.org/10.1007/BF02783278.
- [35] S. Parker, H. L. Anderson, and C. Rey, "Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. B 133 (1964) 768, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.133.B768.
- [36] S.M. Korenchenko, et al., Yad. Fiz 13 (1971) 341; Sov. J. Nucl. Phys.13 (1971) 190.
- [37] P. Depommier, et al., "New Limit on the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1113, http: //dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.1113.
- [38] H.P. Povel, et al., "A new upper limit for the decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Lett. B 72 (1977) 183-186, http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90697-9.
- [39] J. D. Bowman, et al., "Upper Limit for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 556, http: //dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.556.
- [40] A. van der Schaaf, et al., "A search for the decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Nucl. Phys. A 340 (1980) 249-270, http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(80)90274-2.

- [41] W. W. Kinnison, et al., "Search for  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. D 25 (1982) 2846, http://dx.doi.org/10. 1103/PhysRevD.25.2846.
- [42] R. D. Bolton et al., "Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2461, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.2461.
- [43] M. L. Brooks et al. (MEGA Collaboration), "New Limit for the Lepton-Family-Number Nonconserving Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1521, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1521, arXiv: 9905013.
- [44] J. Adam, et al. (MEG Collaboration), "A limit for the  $\mu \rightarrow e + \gamma$  decay from the MEG experiment", Nucl. Phys. B 834 (2010) 1-12, http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2010.03.030, arXiv:0908.2594
- [45] B. Golden (MEG Collaboration), "Results from the 2009 data of the MEG experiment in the search for  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Nucl. Phys. B 218 (2011) 62-67, http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2011.06.012.
- [46] J. Adam et al. (MEG Collaboration), "New Limit on the Lepton-Flavor-Violating Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ", Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 171801, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.171801, arXiv:1107.5547.
- [47] J. Adam et al. (MEG Collaboration), "New Constraint on the Existence of the  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$  Decay", Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 201801, http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.201801, arXiv:1303.0754.
- [48] J. Adam, et al., "The MEG detector for search of the  $\mu \rightarrow e + \gamma$  decay", Eur. Phys. J. C 73 (2013) 1-59, http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2365-2.
- [49] P.W. Cattaneo, et al., "Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout", IEEE Trans. Nucl. Sci. 61 (5) (2014) 2657-2666, http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2014.
   2347576, arXiv:1402.1404.
- [50] M. Adinolfi, et al., "The tracking detector of the KLOE experiment", Nucl. Instr. Meth. A, 448 (2002) 51-73, http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00514-4.
- [51] G. Chiarello, et al., "A new construction technique of high granularity and high transparency drift chambers for modern high energy physics experiments", Nucl. Instr. Meth. A 824 (2016) 11, http://dx.doi.org/10. 1016/j.nima.2015.12.021.
- [52] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann, "Application of the DRS chip for fast waveform digitizing", Nucl. Instr. Meth. A 623 (1) (2010) 486-488, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045.
- [53] Stefan Ritt, et al., "DRS4 Evaluation Board", http://www.psi.ch/drs/evaluation-board.
- [54] W.Ootani, "New results from MEG experiment", Proceedings of Rencontres de Moriond EW 2013 (2013) 475-480.
- [55] S. Nakaura, "Development of Radiative Decay Counter for ultimate sensitivity of MEG II experiment", Master Thesis, The University of Tokyo (2016), http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/docs/theses/nakaura\_ master.pdf.
- [56] A. Stoykov, et al., "A time resolution study with a plastic scintillator read out by a Geiger-mode avalanche photodiode", Nucl. Instr. Meth. A 695 (2012) 202–205.
- [57] 横山将志, 魚住聖, "Multi Pixel Photon Counter の研究開発", 高エネルギーニュース 26-3 (2007) 216.
- [58] 浜松ホトニクス社, "光半導体素子ハンドブック 第 03 章 Si APD、MPPC".
- [59] G. Collazuol, et al., "Studies of silicon photomultipliers at cryogenic temperatures", Nucl. Instr. Meth. A 628 (2011) 389, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.008.
- [60] M. Nishimura, et al., "Pixelated Positron Timing Counter with SiPM-readout Scintillator for MEG II experiment", Pos (PhotoDet2015) 011, http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/contribution.cgi?id=252/ 011.
- [61] 西村美紀、"MEG 実験アップグレードに向けた分解能 30 ピコ秒の陽電子タイミングカウンターの研究開発"、修 士論文、東京大学 (2014)、http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/docs/theses/miki\_master.pdf.
- [62] 吉田昂平, "MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターの時間 較正法の開発とビームテストによる性能実証", 修

士論文, 東京大学 (2016), http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/docs/theses/yoshida\_master.pdf.

- [63] 西村美紀, "MEG Ⅱ 実験のための 陽電子タイミングカウンターの開発 PSI でのハイレートビーム試験", 日本物理 学会第 70 回年次大会, 24aDL-9.
- [64] K.Yoshida, et al., "Development of Positron Timing Counter with SiPM Readout for MEG II Experiment", PoS (FPCP2015) 064.
- [65] Y. Uchiyama, et al., "30-ps time resolution with segmented scintillation counter for MEG II", talk slides in VCI2016.
- [66] マキシム社のデータシート, https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/DS18B20.pdf.
- [67] M. Simonetta, et al., "Test and characterisation of SiPMs for the MEGII high resolution Timing Counter", Nucl. Instr. Meth. A 824 (2016) 145-147, http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.11.023.
- [68] 3M 社のデータシート, http://www.mmm.co.jp/display/spec/index.html#esr
- [69] デュポン社のデータシート、http://www.dupont.co.jp/content/dam/dupont/products-and-services/ solar-photovoltaic-materials/solar-photovoltaic-materials-landing/documents/ dec-Tedlar-Upstream-Brochure.pdf
- [70] ジーテック社のウェブサイト, http://www.ggg-tech.co.jp/
- [71] テクトロニクス社のデータシート、 http://jp.tek.com/keithley-low-level-sensitive-and-specialty-instruments/ keithley-series-6400-picoammeters
- [72] M. Bonesini, et al., "A laser diode based system for calibration of fast time-of-flight detectors", arXiv: 1605.09440.
- [73] 第 28 回リニアック技術研究会, http://www.pasj.jp/web\_publish/lam28/proceedings/TP-3.pdf
- [74] A.M. Baldini, F. Cei, C. Cerri, et al., MEG upgrade proposal, Research proposal submitted to the Paul Scherrer Institute Research Committee for Particle Physics at the Ring Cyclotron R-99-05.2, PSI, arXiv:1301.7225, January 2013.
- [75] Phillip Scientific 社のウェブサイト, http://www.phillipsscientific.com/preview/417pre.htm.
- [76] V. Blobel and C. Kleinwort, "A New Method for the High-Precision Alignment of Track Detectors", Proceedings of the Conference on Adcanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham, 18 22 March 2002, Report DESY 02-077 (June 2002), hep-ex/0208021
- [77] Millepede および Millepede II の最新情報, マニュアルおよびソースコードは http://www.desy.de/ ~kleinwrt/MP2/doc/html/index.html から入手することができる.
- [78] R.Mcnulty, T.Shears and A.Skiba: A Procedure for Software Alignment of the CDF Silicon System, CDF/DOC/Tracking/57000, August 2001.
- [79] I. Belotelov, A. Lanyov, G. Ososkov, Alignment of Hera-B Outer Tracker with simultaneous fit of track and alignment parameters, HERA-B public Note 05-009.
- [80] ALICE collaboration, "Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks", hepex/1001.0502.
- [81] Piezosystem Jena 社のウェブサイト, https://www.piezosystem.com/products/optical\_fiber\_switch/
- [82] Leoni 社のウェブサイト, http://www.leoni-fiber-optics.com/Optical-switches.11855.0.html?&L=1
- [83] Thorlabs 社のウェブサイト, https://www.thorlabs.co.jp/thorproduct.cfm?partnumber=DET025AFC/M
- [84] M. Nakao, "[MEGII Timing Counter] Current Investigation in pre Engineering Run 2015", The 10th International Seminar on Lepton Flavor Physics with Most Intense Muon Beam, Mar., 2016.
- [85] M. Usami, "Radiation Test for the Current Increase Problem of Timing Counter", Lepton Flavor Physics with Most Intense DC Muon Beams, Oct., 2016.
- [86] A. J. Krasznahorkay, et al., Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 042501, http://dx.doi.org/10.1103/ PhysRevLett.116.042501

- [87] F. Nagy, et al., "A model based DC analysis of SiPM breakdown voltages", arXiv:1606.07805.
- [88] 浜松ホトニクス社のウェブサイト, https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/1001/5003/ PLP-10-130/index.html.

# 

# 付録

# 付録 A

# 実機製作の詳細手順

実機製作の全手順は図 A.1 の通り.本章では特に,シンチレータに SiPM Array を接着するところと反射材, 遮光材 を巻くところについて写真を用いて説明する.



図 A.1 ピクセルの実機製作の流れ.



図 A.2 1. ジグの準備をする.



図 A.3 2. 厚み調整用のスペーサー を準備する.スペーサーはナイロン シートを細かく切ったもので,250 µm と 100 µm の 2 種類を用意した.



図 A.4 3. スペーサーをジグにセッ トする. 事前に測定したシンチレータ の厚みに合わせてスペーサをいれるこ とで, SiPM がシンチレータの中心に 接着できるようにした.



図 A.5 4. ジグにシンチレータを セットする. SiPM 接着面を下にして 隙間をあける.



図 A.6 5. SiPM Array を用意す る.2 つの蓋を用いて上から固定する.



図 A.7 6. ジグに SiPM Array を セットする. シンチレータは接着面を 下にして隙間をあけて固定したので, ジグごと立てると SiPM Array を置 く隙間ができる.



図 A.8 7. 光学セメントを準備す る. Sait-Gobin 社の BC-600 を用い た.2 液に分かれており, 必要分だけ 混合する.



図 A.9 8. 真空引きをする (1). 混 合した光学セメントをポンプを用いて 脱泡する.



図 A.10 8. 真空引きをする (2).



図 A.11 9. SiPM Array とシン チレータを接着する (チャンネル 1). 用意した SiPM Array の各 SiPM の 表面に 8. で作った光学セメントをの せた後, ジグを緩めてシンチレータを 静かに下ろす.



図 A.12 10. 他の SiPM Array に ついても同様にチャンネル 1 の接着 をする.光学セメントが固まらないう ちに接着する必要があるため, 1 回に 1 人当たり 4 ピクセルずつ製作した. 接着後は光学セメントが完全に固まる まで 12 時間程度時間を置いた.



図 A.13 11. チャンネル 2 の接着 をする. これまでと全く同様の手順で チャンネル 2 の SiPM Array をシン チレータに接着する.



図 A.14 12. 反射材の準備をする.



図 A.15 13. シンチレータをプロパノールで磨いて埃等を拭き取る.



図 A.16 13. 反射材を巻く (1). 写 真は片側だけ巻いた様子.



図 A.17 13. 反射材を巻く (2). 両 面巻いて, カプトンテープで固定した.



図 A.18 14. 遮光材の準備をする.



図 A.19 15. 遮光材を巻く. あらか じめハーフカットによって折り目をつ けたので,折り目の沿って折り,両面 テープを用いて固定. 完成図は本文 参照.

# 付録 B

# レーザー較正システムの仕様

# B.1 パルスレーザー

レーザー光源として, 浜松ホトニクス社の Picosecond Light Pulser PLP-10 を用いた. 表 B.1 に PLP-10 の仕様を まとめた. 特徴としては, レーザーダイオードを用いた超短パルス光源であること, 最大周波数が 100 MHz であること, 温度安定型であることなどが挙げられる.



図 B.1 レーザー制御装置 (左) とレーザーダイオードヘッド (右)[88].

Parameter	Value
Wavelength	405  nm
Wavelength(FWHM)	${<}10~\mathrm{nm}$
Pulse duration typ. (max)	$60~(100)~{\rm ps}$
Peak power typ. /window (FC)	100 (40)  mW
Max. operation frequency	$100 \mathrm{~MHz}$

表 B.1 PLP-10の仕様 [88]

# B.2 ファイバー

本研究では複数のファイバーを用いた.実際にレーザー較正システムに組み込んだファイバーと,温度依存性などその他の測定に使ったファイバーも含めてまとめる.

### B.2.1 ファイバーの構造

ファイバーは, 図 B.2 のようにコアとクラッドで構成されており, 光はクラッドとの境界で全反射することによって コア内を伝搬する<sup>\*1</sup>. なお, 本研究で使用したファイバーの仕様の中で, 50/125 と表示されているものがあるが, これ はコア径が 50 μm でクラッド径が 125 μm であることを表す.



図 B.2 光ファイバーの構造

## B.2.2 マルチモードとシングルモード

ファイバーには大きく分けてマルチモードとシングルモードの2つがある.シングルモードはコア径を小さくしたもので,1つのモードの光しか伝搬しない. 典型的なコア径は9 µm である.分散が小さく,長距離伝送に向いている.一方で,径が小さいのでファイバー同士の接続の際に不整合による減衰が大きい.一方で,マルチモードファイバーはコア径が大きく,複数のモードの光が伝搬する. 典型的なコア径は 50 µm, 60 µm である. マルチモードファイバーはさらに次の2種類に分けられる.

## B.2.3 ステップインデックスとグレーテッドインデックス

インデックスは、ここでは屈折率のことである.ステップインデックスはコアの屈折率が一定のファイバーで、グレー テッドインデックスはコアの屈折率が、内側から外側にいくにつれて徐々に変化するファイバーである.ステップイン デックスはモードによって伝搬路が変わってしまうので、伝搬速度が変わり、信号が歪む.一方で、グレーテッドイン デックスではモードによって伝搬路が変わるものの、屈折率が異なるところを通るのでモードによらず伝搬速度が変わ らない.本研究では、マルチモード・グレーテッドインデックスのものを用いた.

### B.2.4 本研究で仕様したファイバー

表 B.2 に本研究で仕様したファイバーをまとめた. いずれもマルチモードで, コア径は 50  $\mu$ m, クラッド径は 125  $\mu$ m である. 図 B.3 に実機で用いた 10 m ファイバーの写真を, 図 B.4, 図 B.5 に実機で用いた 2.5 m ファイバーの写真を それぞれ示す. なお, 2.5 m ファイバーの先端部分は通常のものには磁性体がついていたので, 特注で磁性体を取り除い たものを用いた.

<sup>\*&</sup>lt;sup>1</sup> コアの方が屈折率が高い.

	- 11 TAV			
ピクセルとスプリッター間 (実機)	(闫)	$\rm QMMJ-31-IRVIS-50/125-1HYWT-2.5-SP$	OZ OPTICS	$2.5 \mathrm{~m}$
温度依存性の測定	$3 mm( \not a                                $	MM-PC-405-1-20M-R-1	Lightel Technologies Inc.	$20 \mathrm{~m}$
温度依存性の測定	$3 mm( \not\!$	MM-PC-405-1-15M-R-1	Lightel Technologies Inc.	$15 \mathrm{m}$
レーザーヘッドとスプリッター間 (実機)	$3 mm( \not\!$	MM-PC-405-1-10M-R-1	Lightel Technologies Inc.	$10 \mathrm{~m}$
温度依存性の測定	$3 mm( \not\!$	MM-PC-405-1-5M-R-1	Lightel Technologies Inc.	$5 \mathrm{m}$
温度依存性の測定	$3 mm( \cancel{1} \lor \cancel{)} )$	MM-PC-405-1-2M-R-1	Lightel Technologies Inc.	2 m
用途	チューブ	Part Number	発注した会社	た 戦

表 B.2 1×4(1×8) スプリッターの仕様



図 B.3 10 m のファイバー. 両端とも形状は FC で, FC/FC コネクターを用いて他の光学素子と接続する.



図 B.4 2.5 m のファイバー. カプトンテープと透明な チューブで保護されている部分がファイバー先端のフェ ルール部分に対応し,シンチレータに接続される. 黒いカ バーで覆われているもう一方の端は FC 状になっており, FC/FC コネクターを用いてスプリッターに接続される.



図 B.5 短いファイバーの構造.中の透明なファイバー部 分を外の白い部分が覆っている.

# B.3 スプリッター

発注した会社は, 1x4 と 1x8 は Lightel Technologies Inc. 1x2 は OZ OPTICS. なお, スプリッター内部のファイ バーには前述の長いファイバーと同型のものが使われている.



図 B.6 1×8スプリッター. 上部のファイバーがインプットで, その他の8本のファイバーがアウトプットに対応する.

Product Type	$1 \ge 4 \ (1 \ge 8)$ Multimode Coupler
Fiber Type	Corning Multimode $50/125$ Fiber
Part Number	MMC-14 (18)-A-EVEN-1-A-30CM-R-1
Operating Wavelength	630  nm
Coupling Ratio	EVEN
Insertion Loss	$\leq 7.55 \; (11.48) \; dB$
Directivity	$\geq 40 \text{ dB}$
Operating Temperature	$-40 ^{\circ}\mathrm{C} \sim +85 ^{\circ}\mathrm{C}$
Storage Temperature	$-40~^{\circ}\mathrm{C}~\sim+~85~^{\circ}\mathrm{C}$

表 B.3 1×4 (1×8) スプリッターの仕様

# B.4 ファイバーリカバリーシステム

本文中では触れていないが, 実機ではピクセルの場所ごとに TC 内部を通ってから TC から出るファイバーの余った 長さが異なる.そこで, 図 B.7, 図 B.8 のような器具を用いて余った長さを巻き取ってファイバーの長さを揃えるための 器具を Genova グループとともに考えた.これらは 3D プリントで作る.



図 B.7 ファイバー巻き取りの様子.



図 B.8 1つのシリンダーが複数本のファイバーを巻き取ることができる.

# B.5 スプリッターボックス

本文中で触れていないが, 実機では COBRA の横にスプリッター及び, 上で述べたファイバーリカバリーシステムを 入れる箱 (スプリッターボックス) を設置する. レーザーヘッドからのレーザーをこの箱まで導き, 全チャンネルに分配 する. 上流 TC, 下流 TC それぞれに 1 つずつ設置する予定である.



図 B.9 スプリッターボックス (概念図)



図 B.10 スプリッターボックス (写真)