

J-PARC MLF ミューオンビームによる
標的照射を用いた ミューオン・電子転換過程
探索実験 DeeMe の読み出しエレクトロニクス
の較正

(Calibration of readout electronics
for DeeMe experiment by target irradiation data
by J-PARC muon beam)

理学研究科

数物系専攻

吉中 晴香

概要

ミューオン・電子転換過程 ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$) は荷電レプトン・フレーバーを保存しない過程である (charged Lepton Flavor Violation, cLFV). 素粒子の標準模型では cLFV は禁止されているが, 標準模型を超えたモデルの多くでは現在の実験による分岐比の上限値 10^{-13} の数桁下に cLFV が存在すると予想されている.

ミューオン・電子転換過程探索実験 DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) は茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の物質生命科学実験施設 (MLF) で計画されている実験であり, J-PARC 3 GeV 陽子シンクロトロン (Rapid-Cycling Synchrotron, RCS) からの大強度高純度パルス陽子ビームを活用することによって単一事象感度 10^{-14} の実験を実現しようとしている. これは現在の実験による分岐比の上限を上回る感度である. 本論文では, 下記 3 項目について述べる.

1. 2017 年, DeeMe は J-PARC MLF D2 エリアにて, 本番実験で用いる MWPC を使って, DeeMe 実験におけるバックグラウンドの測定を行った. 同時にスペクトロメータの動作確認を行った. この時のデータの, PMT の信号の時間分布を用いて, ミューオンビームが標的に衝突し, 電子が放出される時刻を時間原点とすることによって, 時間原点の較正を行った.
2. PMT の FADC の時間原点の較正を行ったのち, MWPC の FADC と PMT の FADC で記録している共通の信号を用いることによって, MWPC の FADC の時間原点の較正を行った. 較正前は, PMT と MWPC の FADC 間の相対的なタイムドリフトが最大 150 ns のタイムドリフトが存在したが, 較正後は, 20 ns 以下のタイムドリフトに抑えることが出来た.
3. 4 台の MWPC に用いられている FADC は 12 台ある. その 12 台の FADC も相対的なタイミング較正も時間原点の較正を行うことによって行った.

目次

1	序章	1
1.1	荷電レプトン・フレーバー非保存過程	2
1.2	ミューオン・電子転換過程	6
1.3	ミューオン・電子転換過程のシグナルとバックグラウンド	7
1.4	先行実験	9
1.4.1	ミューオンに関する cLFV 過程の種類と特徴	9
1.4.2	一般的な実験方法	9
1.4.3	SINDRUM-II	10
1.4.4	MEG	10
2	実験計画	12
2.1	J-PARC	12
2.1.1	線形加速器	13
2.1.2	RCS(Rapid Cycle Synchrotron)	13
2.1.3	MR (Main Ring)	13
2.1.4	物質・生命科学実験施設 MLF	14
2.2	DeeMe 実験	15
2.3	DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド	17
2.4	陽子標的兼ミューオン静止標的	18
2.5	H-LINE	21
2.6	磁気スペクトロメータ	22
2.6.1	飛跡検出器 MWPC	23
2.6.2	双極電磁石 PACMAN	28
3	2017 年 6 月の DIO 測定のセットアップ	31
3.1	D2 エリア	31
3.2	DAQ のセットアップ	32
3.3	Delay モジュール	33
4	FADC の offset の較正	37
4.1	FADC の offset の求め方	37
4.2	FADC の offset 較正前と較正後	38
5	FADC と Copper の相対タイミング	41
5.1	FADC と Copper のタイムジッター解析	41
6	Copper の時間原点の較正	46
6.1	PMT の信号の時間分布	46
6.2	より正確な時間原点の決定	49
6.3	HV switch timing を用いた Copper の時間原点の決定	51

7	FADC の時間原点の較正	54
7.1	FADC の時間原点の決定	54
7.2	FADC による HV switch timing の違い	55
7.3	ケーブルの長さとは各信号の関係	57
7.4	FADC (HV switch2 グループ) の時間原点の較正	62
7.5	FADC の Ch 毎の時間原点の較正	64
8	結論	65

目次

1.1	ニュートリノ振動を考慮したミューオン・電子転換過程のダイアグラム.	4
1.2	光子を伴う過程のファインマンダイアグラム.	5
1.3	cLFV 過程のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ k に対する $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊とミューオン・電子転換過程の感度依存性.	6
1.4	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル. Si (青), C (赤).	8
1.5	一般的なミューオン・電子転換過程探索実験の手法.	10
1.6	SINDRUM-II 実験の結果.	11
2.1	J-PARC 施設のレイアウト.	12
2.2	RCS および MLF 概観.	14
2.3	J-PARC MLF Beamline.	14
2.4	DeeMe 実験の全体図.	15
2.5	RCS からのパルス陽子ビームの構造と DeeMe 実験における信号探索時間.	16
2.6	G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. SiC 標的, RCS 1MW で $2 \times 10^7 s$ (1年間) のビームタイムと, 3×10^{-14} の $\mu-e$ 転換分岐比, RDP (Rate of Delayed Proton) = 10^{-19} を仮定した.	18
2.7	グラフィット製回転式標的.	19
2.8	ミューオニック C 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり.	20
2.9	ミューオニック Si 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり.	20
2.10	電子の運動量と H-LINE の各電磁石のアクセプタンスの関係 (G4beamline より). 破線がターゲット出口, 赤は H-LINE 第1バンド (HB1) 出口, 一番内側の緑が H-LINE 出口でのアクセプタンス.	21
2.11	磁気スペクトロメータ. 黄色いものは双極電磁石であり, その前後に2台ずつの飛跡検出器が置かれている (g4beamline simulation より).	23
2.12	ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例.	24
2.13	DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観.	25
2.14	DeeMe 実験に用いられる MWPC の内観. X 軸読み出し方向に 80 チャンネル, Y 軸読み出し方向に 16 チャンネルを持つ.	26
2.15	空間電荷効果.	26
2.16	DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造.	26
2.17	検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造. これまでの HV switching は即発荷電粒子を受けるタイミングのみ 2つのワイヤー間の電位差をなくす方式であったが, 逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差を発生させる方式になっている.	27
2.18	双極電磁石 PACMAN TRIUMF から運ばれた様子.	28

2.19	双極電磁石 PACMAN.	28
2.20	PACMAN の geometry z 方向の上下のずれ.	29
2.21	PACMAN の geometry x 方向の上下のずれ.	30
2.22	セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う 様子.	30
3.1	DIO 測定及びスペクトロメータシステムの動作確認のセットアップ	31
3.2	DAQ のセットアップ	32
3.3	オシロスコープで見た信号	33
3.4	2 CH GATE AND DELAY GENERATOR TYPE3 N-RY 007	34
3.5	Quad Gate/Delay Generator NIM MODEL 794	35
3.6	Delay モジュール周辺の詳細なセットアップ	36
4.1	MWPC の波形	37
4.2	offset の値を詰めたヒストグラム	38
4.3	試験的に較正した後の offset の run 依存性 (FI02, Ch19)	39
4.4	較正後の offset の run 依存性 (FI02, Ch19)	39
4.5	試験的に較正した後の offset の run 依存性 (FI02, Ch1)	40
5.1	HV switch timing	41
5.2	Copper の HV switch timing のヒストグラム	42
5.3	FADC の HV switch timing のヒストグラム	42
5.4	FADC-Copper の HV switch timing のヒストグラム	43
5.5	Copper の HV switch timing run 依存性	43
5.6	FADC の HV switch timing run 依存性	44
5.7	FADC-Copper の HV switch timing run 依存性	44
5.8	4 ch digital delay/pulse generator	45
6.1	PMT の信号の時間分布 (μ^+)	46
6.2	PMT の信号の時間分布 (μ^+) の拡大図	47
6.3	PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット	47
6.4	較正後の FADC-Copper の HV switch timing run 依存性	48
6.5	1 run の PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット	49
6.6	1 run の PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット (拡大)	50
6.7	run を足す際のイメージ図	50
6.8	HV switch の詳しいセットアップ	51
6.9	Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正前)	52
6.10	Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正前) のヒ ストグラム	52
6.11	Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正後) のヒ ストグラム	53
7.1	FADC 時間原点の決定の仕方	54
7.2	FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FADC 時間原点の 較正後)	55

7.3	FADC の HV switch timing Bank 依存性 (FADC 時間原点の較正前, Ch8)	56
7.4	FADC の HV switch timing Bank 依存性 (FADC 時間原点の較正前, Ch24)	57
7.5	Test pulse とフラットケーブルの関係	58
7.6	フラットケーブルと HV switch timing - Test pulse の関係 (HV switch1 グループ)	59
7.7	フラットケーブルと HV switch timing - Test pulse の関係 (HV switch2 グループ)	59
7.8	FADC トリガーの揺らぎ (HV switch1 グループ)	60
7.9	FADC トリガーの揺らぎ (HV switch2 グループ)	60
7.10	FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FI17, Ch24)	62
7.11	FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (HV switch2 グループ (FI15, Ch24))	63
7.12	FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FI10, Ch8)	64

表 目 次

1.1	クォークとレプトン (フェルミオン)	1
1.2	ゲージボソン.	1
1.5	代表的な $c\text{LFV}$ 過程探索実験における分岐比の上限値.	4
2.5	RCS パラメーター一覧.	13
2.5	C 製標的, SiC 製標的を用いた場合の統計量.	20
2.5	PACMAN 電磁石の仕様一覧.	29
6.1	条件別の時間原点	48
6.2	足した run の合計数と RMS	51
7.1	FADC のセットアップ	61

1 序章

素粒子物理学は、物質の最小の構成要素である素粒子の性質やそれらの間の相互作用を調べ、自然の根本法則を明らかにしようとする学問である。標準理論が、多くの物理学者の手によって長い年月をかけて実証されてきた。標準理論は、物質を構成するクォークとレプトンとよばれる素粒子と、それらの力を媒介するゲージボソンとよばれる素粒子で成り立っている。

表 1.1: クォークとレプトン (フェルミオン)。

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

表 1.2: ゲージボソン。

ボソン	媒介する力	電荷 $Q/ e $	スピン
γ	電磁相互作用	0	1
g	強い相互作用	0	1
W^\pm	弱い相互作用	± 1	1
Z^0	弱い相互作用	0	1

標準理論で予測されながら唯一発見されていなかったヒッグス粒子が、2012年7月スイスにある欧州原子核合同研究機構 (CERN) の陽子陽子衝突加速器 LHC で実験しているグループ、ATLAS と CMS によって発見された。この発見により、標準理論を構成する素粒子は揃ったのだが、標準理論では説明できない現象がいくつか見つかっている。例えば、ニュートリノが質量をもつことが挙げられる。ニュートリノ振動 (中性レプトンであるニュートリノが他の世代のニュートリノへ遷移する現象) が 1998 年神岡鉱山に設置されたスーパーカミオカンデにより発見されたことがニュートリノが質量を持つということの証明となっている。標準理論では、ニュートリノの質量は厳密に 0 であるため、ニュートリノ振動の発見は標準理論では説明できないものを示す証拠となっている。

このように、標準理論には不十分な点が存在するため、標準理論を越える新しい理論につながる発見が世界中の研究者によって探されている。その一つとして、荷電レプトンフレーバー非保存過程が挙げられる。本章では、標準理論では説明できないレプトンフレーバー保存を破る過程とミューオン・電子転換過程探索のための DeeMe 実験 [1] について述べていく。

1.1 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

標準理論において物質を構成するクォークとレプトンについて、レプトンはそれぞれの世代で固有の量子数を持ち、第一世代 (e, ν_e) は電子レプトン数 L_e 、第二世代 (μ, ν_μ) はミューオン数 L_μ 、第三世代 (τ, ν_τ) はタウ数 L_τ と定義され、それらはレプトンフレーバーと呼ばれる。それぞれのレプトンフレーバーに対して、粒子には +1 の量子数を、反粒子には -1 の量子数を、他の粒子には 0 の量子数を課す。標準理論では、全ての素粒子の相互作用において反応の前後でそれぞれのレプトンフレーバー量子数の総和は保存し、これはレプトンフレーバー数保存とよばれる。

(例) ミューオンの崩壊 (Michel 崩壊)

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.1)$$

式(1.1)について考える。レプトン数は左辺は L_μ が+1、右辺は L_e が+1+(-1) = 0, L_μ が+1となり、レプトンフレーバー量子数が保存していることがわかる。一方で、クォークに関してはフレーバーは保存されない。標準理論では、素粒子はヒッグス粒子と湯川相互作用をすることで質量を獲得する。クォークの質量固有状態は左巻きの u クォークと d クォークについて質量行列を独立に対角化することで得られるが、標準理論ではこの状態は弱い相互作用を記述する SU(2) ゲージ群の 2 重項に統合されなければならない。このとき 2 つの状態の間をつなぐ相対的な回転自由度から、フレーバーの混合が生じる。レプトンについても同じことが言えるが、標準理論の枠内ではニュートリノの質量が 0 であるため、荷電レプトンの質量固有状態は SU(2) の 2 重項全体の回転で得られる。よって荷電レプトンではフレーバーの混合が生じず、レプトンフレーバー数が保存されるのである。しかしニュートリノ振動現象の観測により、ニュートリノの質量は 0 ではないことが分かり、弱い相互作用においてレプトンフレーバー数保存は成立しないことが確認された。

しかし、荷電レプトンにおいてレプトン・フレーバー非保存過程 (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) は未だ発見されていない。標準模型の範囲で cLFV 過程を考えた時、ニュートリノ混合を考慮すると、ミューオンが仮想的に W ボソンを放出し、 ν_μ となる。 ν_μ がニュートリノ混合によって電子ニュートリノになり、W ボソンを吸収すれば μ^- の稀崩壊 $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ になる。しかし、この過程 (図 1.1) の分岐比は、Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ニュートリノ混合行列成分 $U_{\mu i} \cdot U_{ei}$ とニュートリノの質量差 Δm_{ij} 、W ボソンの質量 M_W を用いて式 (1.2) であらわさせられ、ニュートリノの質量差が W ボソンの質量に比べ非常に小さいため、 10^{-54} 以下と非常に小さくなる。 10^{-54} の分岐比の過程を観測するに至る実験は現在の技術では不可能である。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{il}^2}{M_W^2} \right|^2 < 10^{-54} \quad (1.2)$$

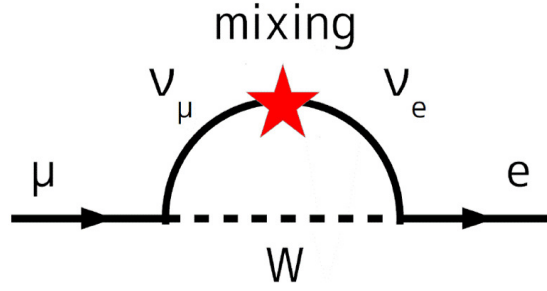


図 1.1: ニュートリノ振動を考慮したミューオン・電子転換過程のダイアグラム.

標準模型では、ニュートリノ混合を考慮した場合でも cLFV 過程は観測されないとすることができ、cLFV 過程の観測はすなわち新しい物理の証拠になる。既に標準模型を越える多くの新しい理論モデルでは cLFV 過程の発生確率は現在の上限值 (表 1.5) の数桁下であると予想している。cLFV は、理論的に存在が十分に期待されており、現在の実験技術で観測できる程度の分岐比であり、実験結果の解釈もシンプルなため、新しい物理を探索する方法として優れていると言える。cLFV 過程の分岐比と現在の実験上限値をまとめたものが表 1.5 である。

表 1.5: 代表的な cLFV 過程探索実験における分岐比の上限値.

崩壊モード	分岐比の上限値	実験
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \times 10^{-13}$	MEG [2]
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	SINDRUM [3]
$\mu^- + A_u \rightarrow e^- + A_u$	$< 7 \times 10^{-13}$	SINDRUMII [4]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUMII [5]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [6]
$Z^0 \rightarrow \mu^\pm \gamma^\pm$	$< 1.2 \times 10^{-5}$	DELPHI [7]
$K_L^0 \rightarrow e^\pm \mu^\pm$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	BNL E871 [8]
$B_S^0 \rightarrow e^+ e^-$	$< 2.0 \times 10^{-7}$	CDF [9]
$B^0 \rightarrow e^+ \mu^-$	$< 6.4 \times 10^{-8}$	CDF [10]

ミューオン・電子転換過程には光子を伴う過程 ($\mu \rightarrow e\gamma$) と伴わない過程 ($\mu N \rightarrow eN$) がある。その有効ラグランジアンは以下の式 (1.3) で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{m_\mu}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \tilde{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \tilde{\mu}_L \gamma^\mu e_L (\tilde{q}_L \gamma_\mu q_L) \quad (1.3)$$

ここで Λ はエネルギースケールを表し、 κ は二つの相互作用の比である。式 (1.3) の右辺の第一項は光子を伴う過程を示しており、図 1.2 に示すように、実光子として放出されれば $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊に、仮想光子として原子核に結合すればミューオン・電子転換過程 $\mu N \rightarrow eN$ となる。ミューオン・電子転換過程は中間状態が光子である必要がないため、 $\mu \rightarrow e\gamma$ を内包し、その分岐比は $\mu \rightarrow e\gamma$ の数百分の 1 程度と小さい。また、式 (1.3) の右辺の第二項は終状態に光子を伴わない 4 点結合相互作用を表し、 $\mu \rightarrow e\gamma$ では観測することができない。この 2 つのパラメータ、 Λ と κ は説明するモデルによって変化し、標準理論を超える新しい物理モデルの検証が可能となる。そのため、重要なパラメータである。

モデルによる違いを図 1.3 に示す。同時に、現在の $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ やミューオン・電子転換過程の探索実験が与える実験上限値によって排除された領域と、DeeMe グループが目指すエネルギースケール Λ の目標値も表している。cLFV 過程の探索によって到達できるエネルギースケールは 10^3 TeV にもなり、直接加速器で到達できない高エネルギーの物理現象の探索が可能であることが分かる。

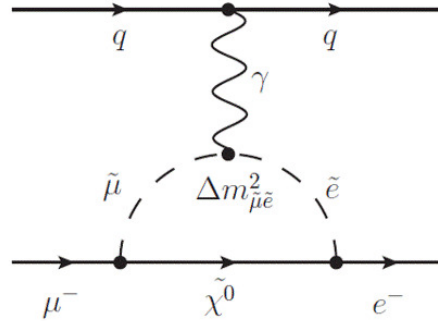


図 1.2: 光子を伴う過程のファインマンダイアグラム。

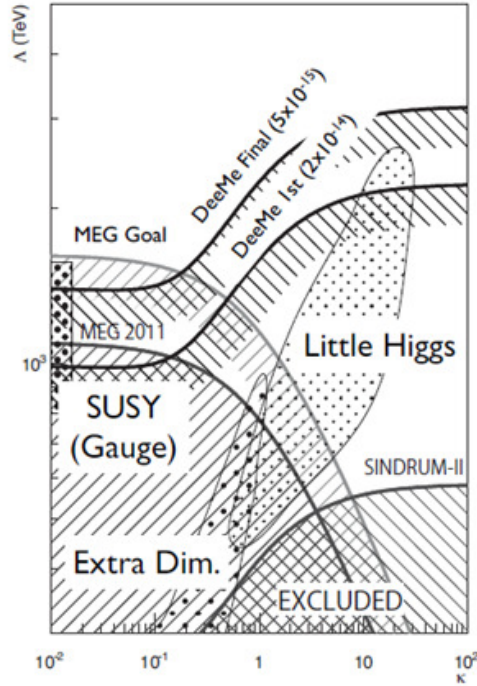


図 1.3: cLFV 過程のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊とミュオン・電子転換過程の感度依存性.

1.2 ミュオン・電子転換過程

物質中で μ^- が静止すると, μ^- は物質中の原子核のクーロン場に束縛され, ミューオン原子が形成される. 束縛された μ^- は X 線を放出しながら基底状態である 1S 軌道まで落ちていく. その後 μ^- は, 標準理論の枠内では原子核軌道上で崩壊するか, 原子核に捕獲されるミュオン原子核捕獲反応の 2 つの過程のいずれかをたどる.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (1.5)$$

ここで A は μ^- が束縛された物質の原子量, Z は原子番号を表す. 式 (1.4) のような原子核軌道上の μ^- が崩壊する過程を DIO (Decay in Orbit), 式 (1.5) のように μ^- が原子核に捕獲される過程のことを, MC (Muon Capture) と呼ぶことにする.

DIOの崩壊定数 α_f は、自由空間でのミューオンのMichel崩壊と同様で、 $\alpha_f = 0.452s^{-1}$ である。崩壊定数の逆数は自由空間でのミューオンの寿命であり、 $2.197 \times 10^{-6}s$ である。MCの崩壊定数 α_c は、ミューオンと原子核の波動関数の重なりに依存するため物質の原子番号によって大きく異なる。炭素(C)で $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6s^{-1}$ 、ケイ素(Si)の場合 $\alpha_c = 0.8712 \times 10^6s^{-1}$ である。結果として各物質におけるミューオンの寿命 τ は次式のように表される。

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (1.6)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (1.7)$$

ここで、 N は時間 t に残っているミューオンの数、 N_0 は最初($t=0$)にあったミューオンの数、 α_f は自由空間でのミューオンの崩壊定数、 α_c は物質中でのミュー粒子の崩壊定数、 τ は寿命である。C原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 2.02\mu s$ 、Si原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 0.754\mu s$ となり、物質中でのミュー粒子の寿命は自由空間でのそれよりも小さくなることがわかる。実験のデザインにおいて、ミューオニック原子の寿命は非常に重要である。ミューオン・電子転換過程はミューオンと原子核の重なりに依存する反応であるので、その分岐比はミューオン原子核捕獲の崩壊幅に対するミューオン・電子転換過程の崩壊幅を用いて、次のように定義される。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (1.8)$$

1.3 ミューオン・電子転換過程のシグナルとバックグラウンド

ミューオン・電子転換過程が起こった場合、エネルギーとして単色エネルギーをもつ電子が原子核から放出される。そのエネルギーは、ミューオンの質量 m_μ から、ミューオニック原子中での1S軌道における束縛エネルギー B_μ と原子核の反跳エネルギー E_{rec} を引いたものになる。

原子核の反跳エネルギー E_{rec} は、原子核の質量 M_A を用いて式(1.9)のように近似できるが、反跳エネルギー E_{rec} は十分小さいため、無視することで式(1.10)のように近似することが出来る。

$$E_{rec} \approx \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (1.9)$$

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{rec} \approx m_\mu - B_\mu \quad (1.10)$$

1S 軌道の束縛エネルギー B_μ はミュオン原子をつくる原子によって異なるため、実験に用いる標的物質によってミュオン・電子転換過程由来の電子のシグナルの大きさも異なる。C 原子の場合では $E_{\mu e}$ は 105.06 MeV, Si 原子の場合では 104.91 MeV となる。ミュオン・電子転換探索実験において主なバックグラウンド源の一つとして DIO が挙げられる。図 1.4 に Czarnecki らが行った原子核の反跳の効果や、原子軌道に束縛されたミュオン粒子の相対論的な効果等を考慮して計算された DIO 電子の予想運動量スペクトルを示す [10]。DIO で放出される電子のエネルギーは原子核の反跳により 105 MeV/c 付近まで加速される場合があり、主なバックグラウンドとなる。しかし、図のように Si 原子, C 原子の $E_{\mu e}$ 近傍で急激に減少しており、十分な運動量分解能を持った測定器を用いることによって、 $\mu - e$ 転換電子と DIO 電子の区別が可能であると考えられる。

他の主なバックグラウンドとして、即発電子が考えられる。即発電子バックグラウンドとは、1 次陽子ビームが陽子標的に入射したとき生成される様々な即発 2 次粒子のうち、 $E_{\mu e}$ と同じエネルギーを持った電子の事である。陽子ビームが標的に入射したタイミングで発生するため、パルス陽子ビームを利用する事で即発電子バックグラウンドと、遅延した $\mu - e$ 転換電子とを分ける事が出来る。ただし遅延タイミングに 1 次陽子が存在すると、遅れた 1 次陽子による即発電子を $\mu - e$ 転換電子と間違える可能性が予想される。このようなパルス陽子ビームから遅れて陽子標的に入射する陽子を Delayed proton と呼ぶ。DeeMe 実験においてはこのような Delayed proton の少ない高純度なパルス陽子ビームを用いることが重要である。

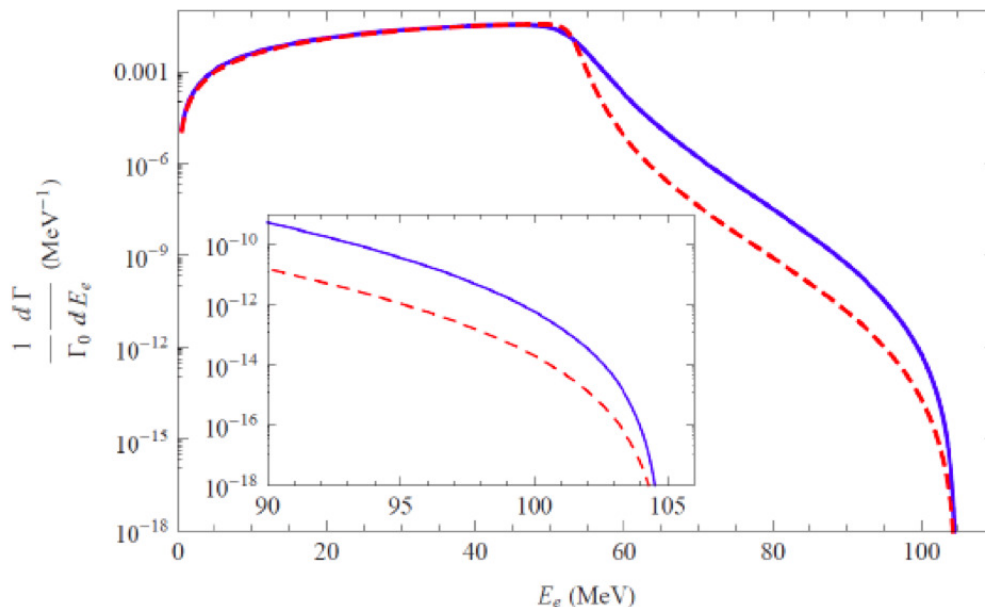


図 1.4: Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル。Si (青), C (赤)。

1.4 先行実験

1.4.1 ミューオンに関する cLFV 過程の種類と特徴

ミューオンに関する cLFV 過程探索を目的とした実験についてまとめる。世界中の研究機関で荷電レプトンフレーバー非保存過程は探索されている。特に、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$, $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ 探索実験が³, cLFV 過程を探索する実験としては注目されている。それぞれの過程を探索する上でいくつかの特徴が挙げられる。

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索実験では、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\bar{\nu}_\mu\nu_e$ と $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ の二つの事象が偶然同時に生じる場合がある。このとき $\mu^- \rightarrow e^-\gamma\nu_\mu\bar{\nu}_e$ によって生じた電子を見失い、観測できた γ と電子のエネルギーの和が 105 MeV となると、探索したい $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 事象と区別することができない。 $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 探索実験についても同様に偶然事象によるバックグラウンドが存在し、実験精度に限界を決める要因の一つと考えられる。

一方で、ミューオンから崩壊した 1 個の電子の運動量を測定するミューオン・電子転換過程探索実験では、前者 2 つの偶然事象によるバックグラウンドを無視することができる。従って、大量のミュー粒子を用いた高精度な cLFV 過程探索を行うことができ、ミューオンビームを大強度かつ高純度にする事ができれば、cLFV 過程の分岐比を飛躍的に上げることができると予想される。

1.4.2 一般的な実験方法

一般的な $\mu - e$ 転換過程探索実験の手法を図 1.5 に示す。まずパルス陽子ビームを陽子標的に入射し、 π^- を生成し、電磁石で収集する。 π^- は μ^- に崩壊し、 μ^- を実験室まで導く。 μ^- をミュー粒子静止標的に静止させ、ミューオン静止標的から放出される単色のエネルギー $E_{\mu e}$ を持つ遅延電子をビームラインで輸送し、運動量を精密に測定することで探索を行う。

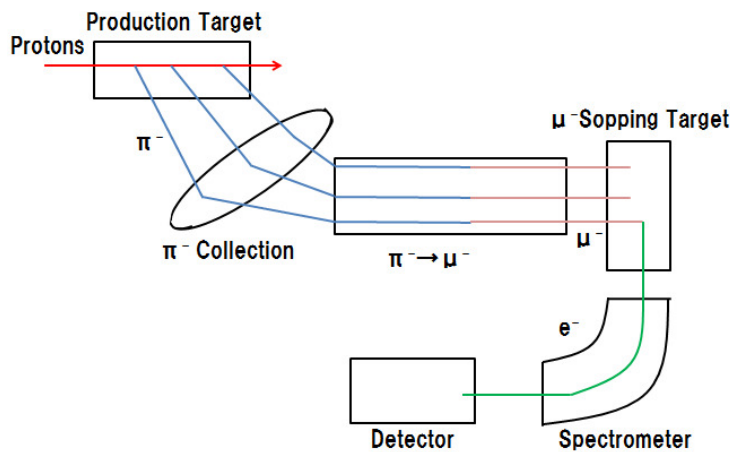


図 1.5: 一般的なミュオン・電子転換過程探索実験の手法。

1.4.3 SINDRUM-II

これまでに行われたミュオン・電子転換過程探索実験の中で最も新しい実験は、スイスの Paul Scherrer Institute (PSI) での SINDRUM-II 実験である。標的には金が用いられ、反応モードは $\mu^- + Au \rightarrow e^- + Au$ である。また、この場合のミュオン・電子転換による電子がもつ単色エネルギー $E_{\mu e}$ は 95.6 MeV である。実験結果の運動量プロットが図 1.6 である。負ミュオンビームでの運動量プロットの中に、DIO よりも高い運動量の信号が 2 イベント見つけられるが、DC ビームにより排除しきれなかったパイオンの影響を考慮するとバックグラウンド事象である可能性が高いと考えられている。よって現在のミュオン・電子転換過程探索の実験上限値は $Br(\mu^- + Au \rightarrow e^- + Au) < 7 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) である。

1.4.4 MEG

2008 年から PSI で $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ を探索する MEG 実験が行われた。MEG 実験では、正ミュオンを静止標的に静止させたあと、陽電子と γ 線に 2 体崩壊するシグナルを探索する。2013 年の発表によると、実験上限値 $Br(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) の結果を得ている。現在は探索感度を更に一桁改善した MEG-II 実験の準備が進められている。

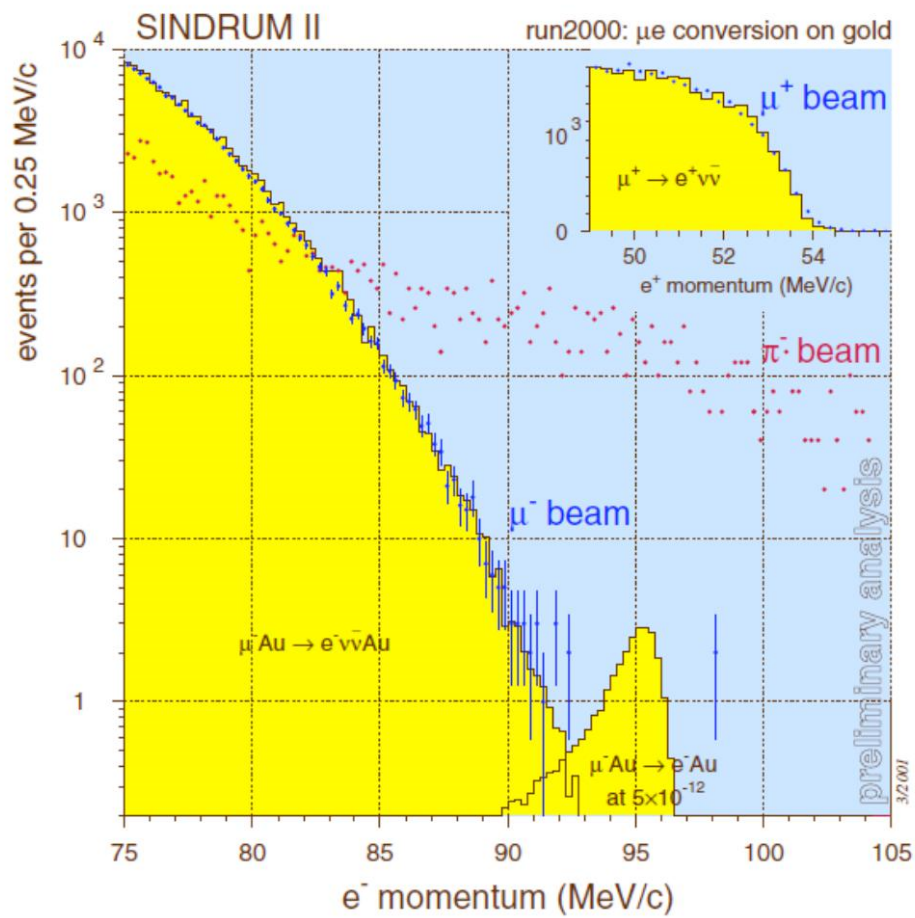


図 1.6: SINDRUM-II 実験の結果.

2 実験計画

DeeMe (Direct electron emission from Muon electron conversions) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC の物質・生命科学実験施設 MLF でミューオン・電子転換過程の探索を目指す実験である。実験計画・方法と加速器施設の設備について述べていく。

2.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、日本原子力研究開発機構 (JAEA) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で運営している大型加速器施設である [13]。高強度の陽子ビームを標的に当てて生成させた様々な二次粒子 (中性子, ミューオン, K 中間子, ニュートリノなど) ビームを活用し, 素粒子物理, 原子核物理, 物質科学, 生命科学, 原子力工学などの多くの分野の基礎から応用まで広い範囲の研究が行われている。

J-PARC は, 3 台の加速器と 3 箇所の実験施設で構成されている。加速器の構成は, ビームエネルギー 400 MeV の線形加速器 Linac, ビームエネルギー 3 GeV の早い繰り返しの円形加速器 RCS (Rapid-Cycling Synchrotron), ビームエネルギー 50 GeV の円形加速器 MR (Slow-Cycling Main Ring Synchrotron) である。実験施設は, RCS からの 3 GeV 陽子を利用する物質生命科学実験施設 (Material and Life Science Experimental Facility, MLF), MR からの 50 GeV 陽子を利用するハドロン実験施設とニュートリノビームラインが存在する。図 2.1 に J-PARC 施設のレイアウトを示す。



図 2.1: J-PARC 施設のレイアウト。

2.1.1 線形加速器

線形加速器では、負水素イオン源で負水素イオン H^- を発生させ、そのエネルギーを 600 MeV まで加速する。最大 50Hz の繰り返しでパルス運転され、400 MeV まで加速される。その後、RCS へのビームラインと、さらに加速する超伝導リニアックビームラインの 2 つにそれぞれ 25Hz で振り分けられる。

2.1.2 RCS(Rapid Cycle Synchrotron)

線形加速器から取り出された 400 MeV の負水素イオン H^- を、荷電変換用炭素皮膜を用いて電子を 2 つ剥ぎ取り、陽子 H^+ ビームに変換して入射する。その後、約 20 msec で RCS 一周を 15,000 回程度周回させる。 H^+ ビームは周回毎に高周波加速空洞で加速され、最終的に 3GeV まで加速される。そして下流にあるビーム輸送系を通じて、物質・生命科学実験施設 MLF と、MR(Main Ring) へ輸送される。

RCS から MLF へは「速い取り出し」と呼ばれる方法で取り出される。原理的には取り出し後のリング内に陽子は残らず、delayed proton によって生成される即発電子のバックグラウンドを抑えられると期待される。RCS は 3 GeV まで加速するのにわずか 20 msec しかかからないため、1 秒間に 25 回もの新しいビームを加速することができ、平均電流 $333\mu\text{A}$ 、電力 1MW が可能となった。RCS の基本的なパラメータは表に示す通りである。

表 2.5: RCS パラメータ一覧.

周長	348.3m
入射エネルギー	400 MeV
出射エネルギー	3 GeV
繰り返し運転	25 Hz
バンチ数	2
ビーム強度	500 kW (2019 年 2 月現在)

2.1.3 MR (Main Ring)

RCS から取り出されたビームの一部は、続けて MR に入射される。このビームは、1 周を約 2 秒かけて 32 万回ほど周回し、3 GeV から 30 GeV へと加速される。

2.1.4 物質・生命科学実験施設 MLF

物質・生命科学実験施設 MLF は図 2.2 の 30 GeV シンクロトロン MR の中央に位置する。MLF では、3 GeV シンクロトロン RCS からの 2 バンチパルス陽子ビームを標的に当て、ミューオンビームおよび中性子ビームを生成する。RCS からの陽子ビームのうち、92% が MLF で利用される。これらビームは物質科学・生命科学などの研究に活用されている。図 2.3 は、MLF のビームラインを示している。2019 年 3 月現在、建設中の H Line で DeeMe 実験を行う予定である。

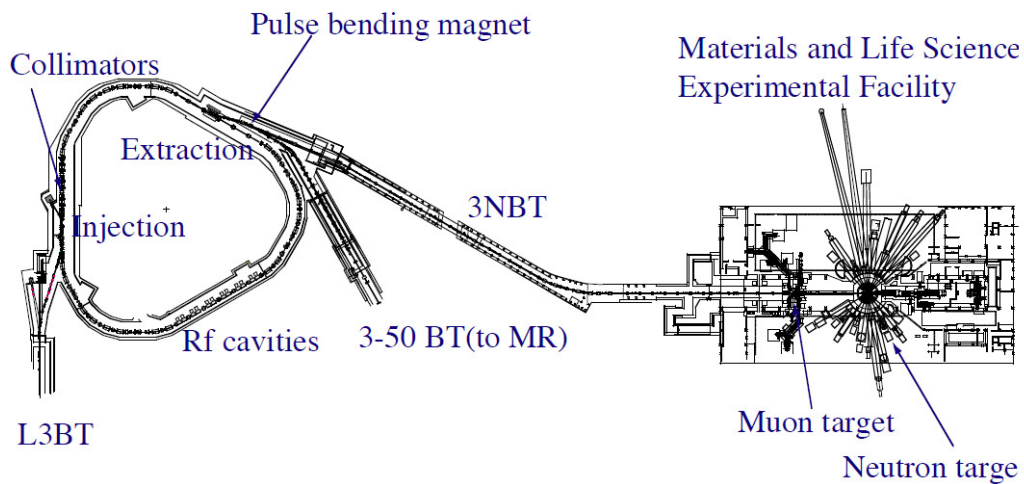


図 2.2: RCS および MLF 概観.

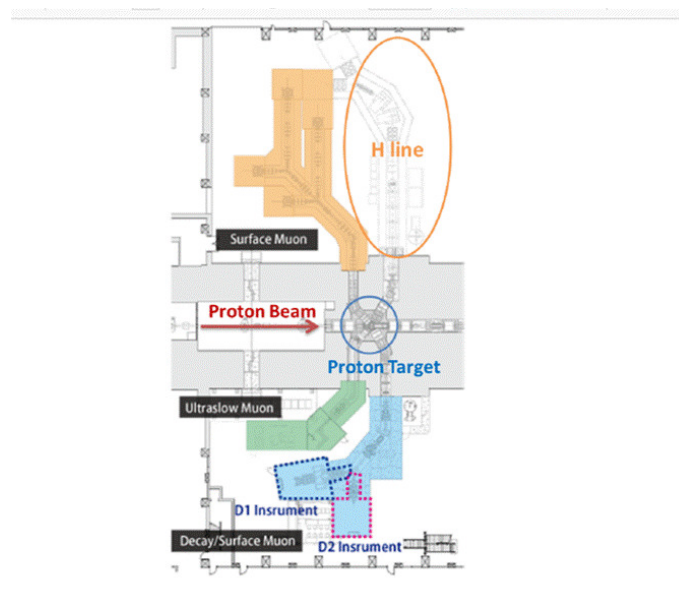


図 2.3: J-PARC MLF Beamline.

2.2 DeeMe 実験

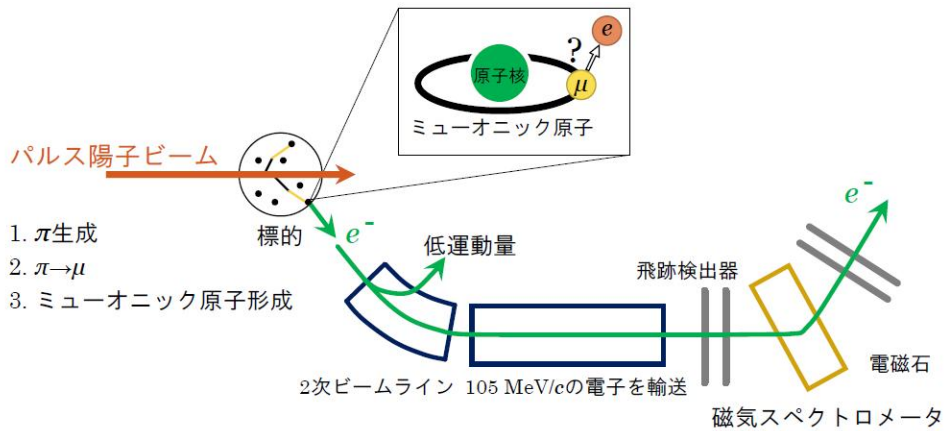


図 2.4: DeeMe 実験の全体図.

DeeMe 実験の全体図を図 2.4 に示す [1].

DeeMe 実験では、陽子標的とミュオン静止標的は 1 枚の標的に置き換えられている。Surface muon は、陽子標的中で生成された超低エネルギー π^+ が生成直後にそのまま陽子標的中に静止し、これが $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊をすることによって発生する μ^+ である。しかし、surface μ^- というものは存在しない。 μ^- の親となる π^- は物質中で静止するとすぐに原子核に捕獲されてしまうため、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 崩壊ができないからである。その代わりに、ミュオン生成標的に止まり損ねて近傍の空間を低速で飛行する π^- からの崩壊によって生じる cloud μ^- が存在する。cloud μ^- は surface μ^+ の 2% 程度は存在することが分かっている。陽子標的中で大量生成されている低エネルギーの π^- の中には、陽子標的中で μ^- に in-flight 崩壊 (飛行中に崩壊) するものもあると期待でき、そうして生まれた μ^- の一部は陽子標的中で静止する可能性がある。これが事実であるならば、陽子標的からミュオン静止標的までをたった 1 枚の陽子標的に置換することが可能である。

この事実を確認するための実験が、2009 年 MLF の D2 ビームラインで実施された [14]。ビームラインの運動量を $40\text{MeV}/c$ にし、パルス陽子ビームから遅延したタイミングで輸送される遅延電子をカウントしたところ、陽子標的中に静止している μ^- の収量が陽子強度 1MW に換算すると、 $10^{10}/\text{sec}$ もあることを実証した。この実験から、J-PARC RCS の最大ビーム強度 1 MW の陽子ビームをシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に入射した場合、標的内には $1.6 \times 10^{10}/s$ のミュオニック原子が生成されると期待できる。この収量は、世界最大のビーム強度の PSI で得られる μ^- 収量の約 1000 倍である。

この事実より、「一次陽子標的中に静止した μ^- を直接利用して $\mu - e$ 転換の証拠を掴む」というアイデアが実現可能であることがわかった。これにより、コン

パケットで低コストな実験が可能になる。DeeMe 実験の独創性はここにある。

1次陽子標的中の大量のミュオニック原子から放出された電子は、2次ビームラインを用いて電子スペクトロメータまで輸送される。二次ビームラインによって低エネルギーのバックグラウンドは取り除かれる。さらに電子は磁気スペクトロメータまで輸送され、運動量が測定される。

DeeMe グループは、最初は炭素製標的を用いて実験を始め、1MW 陽子ビーム、 $2 \times 10^8 \text{ sec}$ のビームタイムで、 1×10^{-13} より小さい単一事象感度を目指す。その後、SiC 製標的に取り替え、 2×10^{-14} より小さい単一事象感度を目標とすることを検討している。図 2.5 にパルス陽子ビームの時間構造と DeeMe 実験における信号探索時間を示す。パルス陽子ビームは2バンチ構造となっており、ビーム間隔は600ns、繰り返し40msで標的に入射する。前述のように、 $\mu - e$ 転換過程による電子は、ビーム入射後 $1 \mu\text{s}$ 程度遅延して出てくる。そのため、信号探索領域は2バンチ目が入射してから300ns後の $2 \mu\text{s}$ に設定している。

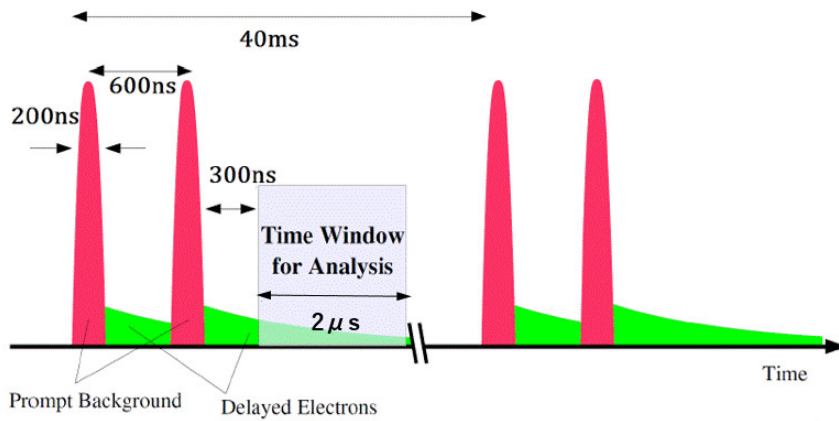


図 2.5: RCS からのパルス陽子ビームの構造と DeeMe 実験における信号探索時間。

2.3 DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド

DeeMe 実験におけるバックグラウンドについてまとめる。

DIO 電子

DIO で放出される電子の運動量はシグナル領域まで到達する可能性があるが、105MeV/c のシグナルに対して 1MeV/c 以下の運動量分解能があればシグナルとの区別は可能である。

DP バックグラウンド

DP (Delayed Proton) とは、RCS 加速器からの正規の取り出しタイミングより遅れて取り出されてしまう 1 次陽子によるバックグラウンドである。シグナル電子の遅延と同じタイミングで、DP から電子が発生するとバックグラウンドとなる。メイン陽子と信号探索実験領域 $2\mu\text{s}$ の間の DP 数の比を R_{DP} (Rate of Delayed Proton) と定義する。ビームロスモニターで DP を測定した結果、 $R_{\text{DP}} < 2.1 \times 10^{-19}$ となった。1 年間のビームタイムあたりの DP バックグラウンド数は $N_{\text{DP}} < 0.004$ となり十分に小さいという結果が得られた [15]。

宇宙線起源によるもの

信号探索時間は RCS からのパルス陽子ビームの繰り返しである 40 ms 中の数 μs であるため、宇宙線起源のバックグラウンドは約 5×10^{-5} に抑えられるとされている [1]。

物理感度を評価するため、Geant4 を用いて 3 GeV のエネルギーをもつ陽子からミューオン原子を生成するシミュレーションを行っている。なお、このシミュレーションが与えるミューオン原子の収量は、2009 年に D ラインで行ったテスト実験の結果とよく一致している。シミュレーションの結果、SiC 回転標的中に生成されるミューオン Si 原子は $1.1 \times 10^{10}/\text{s}$ 、ミューオン C 原子は $0.5 \times 10^{10}/\text{s}$ である。このミューオン Si 原子から、 $\mu - e$ 転換電子を発生させ、G4Beamline で輸送し、軌道の再構成を行うことで、運動量スペクトルを得た。この運動量スペクトルは、現実的なミューオン原子の生成率、H-LINE 輸送効率、多重散乱や位置分解能の効果も考慮されたものである。そのような運動量スペクトルを図 2.6 に示す。 $\mu - e$ 転換によるシグナルは単色であると先に述べたが、標的内でのエネルギー損失の影響のため、低運動量側にテールを引いている。信号領域を 102.0 – 105.6MeV/c の範囲に設定することにより、1 年間のビームタイム $2 \times 10^7 \text{sec}$ で、2015 年に行われた単一事象感度のモンテカルロシミュレーション評価では 2×10^{-14} の実験感度達成することができるという結果が得られた。[15]

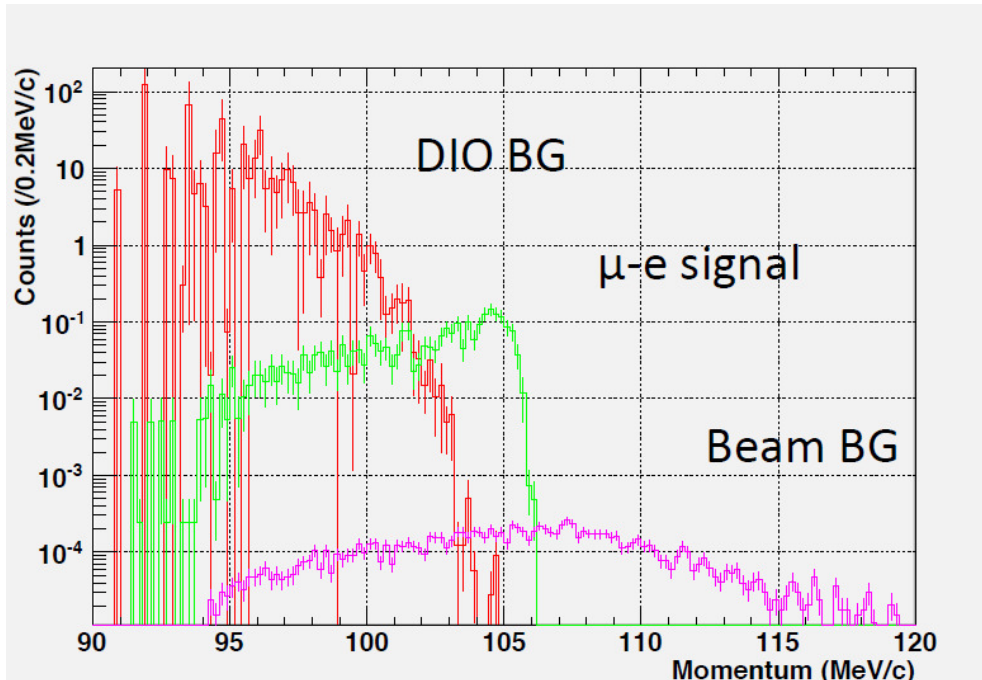


図 2.6: G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. SiC 標的, RCS 1MW で $2 \times 10^7 s$ (1 年間) のビームタイムと, 3×10^{-14} の $\mu - e$ 転換分岐比, RDP (Rate of Delayed Proton) $= 10^{-19}$ を仮定した.

2.4 陽子標的兼ミューオン静止標的

現在 MLF にて使用されているミューオン生成標的は, グラファイト製回転式標的が用いられている (図 2.7). DeeMe 実験では, 最初グラファイト製標的で物理測定を開始し, 後にシリコンカーバイド製標的に置き換えて実験することが検討されている. その理由として以下があげられる.

1. μ^- との波動関数の重なりが Si 原子核のほうが C 原子核よりも多い. ミューオン原子中の μ^- が原子核と反応する (MC, または $\mu - e$ 転換) 確率は, μ^- と原子核の波動関数の重なりに依存するのである. 図 2.8・2.9 に C 原子と SiC それぞれの, μ^- と原子核の波動関数の重なりを示した. C 原子標的の場合, μ^- との波動関数の重なりが少なく, ミューオン原子中の μ^- の 8% しか原子核と反応しない. 一方, Si 原子核の場合, 67% が反応する. 混合物に μ^- が静止した場合, ミューオン捕獲は原子番号に比例することが知られており (Fermi-Teller Z 則) [16], μ^- の 70% が Si 原子核 ($Z=14$) と, 30% が炭素原子核 ($Z=6$) と反応する. つまり, SiC 標的中で原子核と反応するのは, $70\% \times 67\% + 30\% \times 8\% = 49\%$ となり, グラファイト製標的に比べ, 約 6 倍の改善が見込まれる. 表 2.5 に, C 製標的, SiC 製標的を用いた場合の統計量を示している.

2. ミューオン原子中の μ^- の寿命は、C 原子標的中では $2\mu s$, SiC 標的中では $0.76\mu s$ である。DeeMe 実験の探索開始時間である 2 パルス目入射後の 300ns 後の生存率を考えると、C 製標的のほうが SiC 製標的の場合よりも 1.5 倍統計量が多くなる。しかし、低エネルギーのミューオンの収量は C 製標的に対して SiC 製標的は 1.7 倍の統計量が得られる。
3. 陽子標的は陽子ビームによる熱流入や衝撃に耐える必要がある。SiC は核融合炉のブランケット材料としても有望視されている程の強靱な材料であり、高い融点、優れた耐熱衝撃性、高い放射線耐性をもつ。

SiC 製標的は表面ミューオンの収量も約 2 倍となり、DeeMe 実験にとってだけでなく、ミューオン実験施設全体にとっても大変利益となる。SiC 製回転式標的については室蘭工業大学の OASIS (環境・エネルギーシステム材料研究機構) によって開発が進められている。

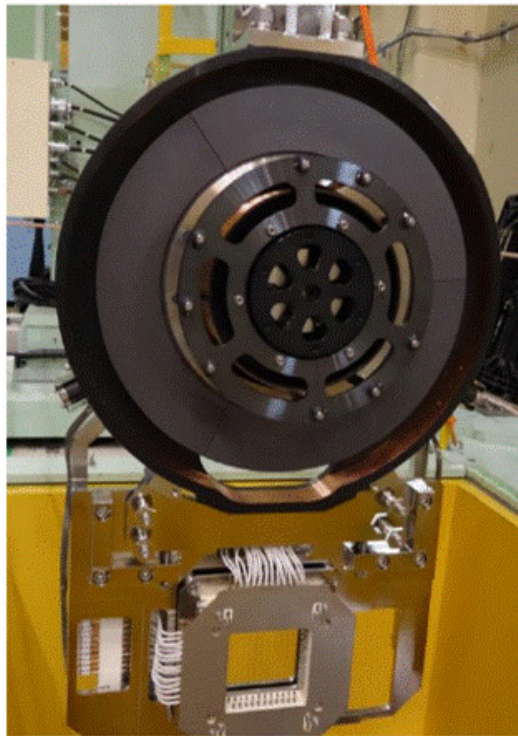


図 2.7: グラファイト製回転式標的.

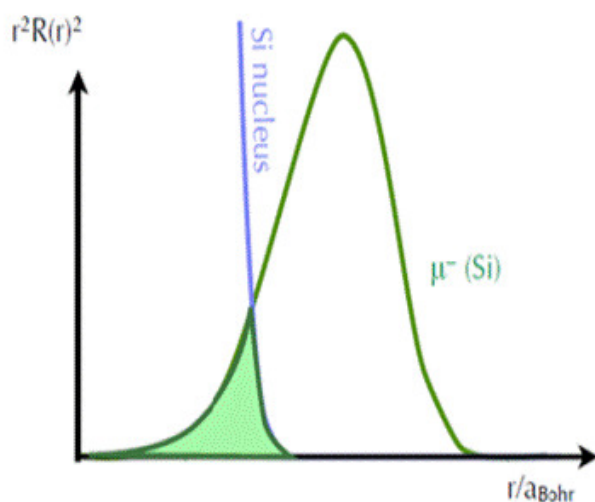


図 2.8: ミューオニック C 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり.

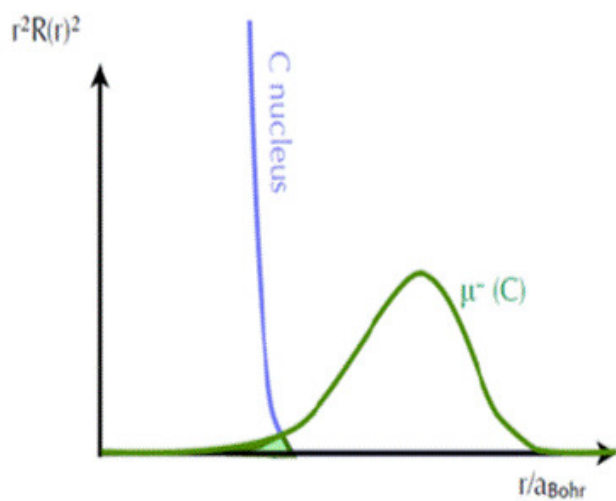


図 2.9: ミューオニック Si 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり.

表 2.5: C 製標的, SiC 製標的を用いた場合の統計量.

	C 製標的	SiC 製標的
300ns カットによる生存率	1.5	1
低エネルギーのミュオンの収量	1	1.7
原子核との反応率	8%	49%

他のミューオンの cLFV 過程探索実験では、Ti ($Z=22$) や、Au ($Z=79$) が使用されている。しかし DeeMe 実験でこれらを使用しない理由として、1 MW の陽子ビームに対する熱耐性がないことがあげられる。TiC 製標的も考えられるが、ミューオニック Ti 原子によるミューオニック原子内の μ^- の寿命は 300ns 程度になってしまい、統計量が少なくなる。また、ミューオニック Ti 原子から出る $\mu-e$ 転換電子のシグナルのエネルギーは、104.4 MeV 程度であり、シグナルが DIO 電子に埋もれてしまう。以上の理由もあり、DeeMe グループでは将来的には SiC 製標的を導入を提案している。

2.5 H-LINE

陽子標的からは、 μ^- の崩壊に伴い放出される低エネルギーの電子 ($E_e < 52.5\text{MeV}/c$) やミューオン原子核捕獲に伴う高速中性子が大量に発生する。これらの荷電粒子の瞬間的な計数率は $10^{14}H_z$ にも達する。これらのバックグラウンドから検出器を保護するために、ミューオン・電子転換過程で放出される電子の運動量 $105\text{MeV}/c$ 近傍の、 $90\text{MeV}/c$ から $120\text{MeV}/c$ の運動量をもつ荷電粒子を選び輸送することができるビームラインの建設が必要になる。また、高統計を達成し実験精度を向上するには、アクセプタンスを大きくしなければならない。2019年2月現在建設中であるこの二次ビームラインを H-LINE (High-momentum muon beamline) とよんでいる。DeeMe 実験は、この H-LINE によって輸送された $\mu-e$ 電子を検出する。標的から磁気スペクトロメータまで、大口径キャプチャーソレノイド HS1、双極磁石 HB1・HB2、輸送ソレノイド HS2・HS3、四重極磁石 HQ1・HQ2・HQ3 といった電磁石からビームラインは構成されており、大立体角 110 msr 以上を達成している。図 2.10 に電子の運動量と H-LINE アクセプタンスの関係を示す。

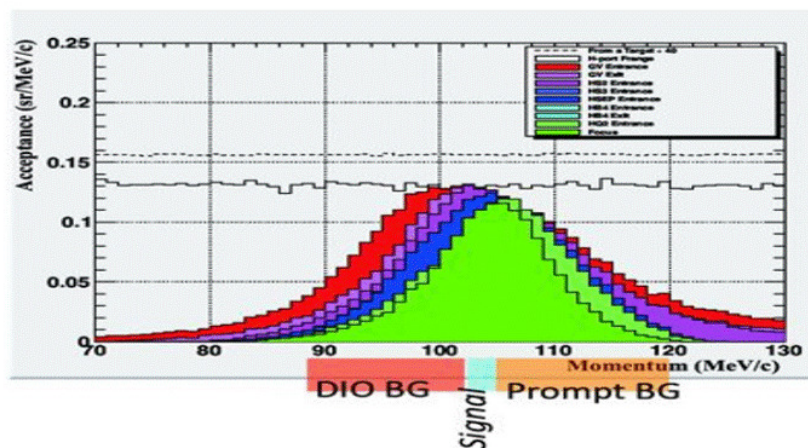


図 2.10: 電子の運動量と H-LINE の各電磁石のアクセプタンスの関係 (G4beamline より)。破線がターゲット出口、赤は H-LINE 第 1 ベンド (HB1) 出口、一番内側の緑が H-LINE 出口でのアクセプタンス。

2.6 磁気スペクトロメータ

H-LINE の下流には磁気スペクトロメータが設置され、電子の運動量の精密測定が行われる。磁気スペクトロメータは、4 台の飛跡検出器と双極電磁石から構成される。双極電磁石の上流と下流に 2 台ずつ飛跡検出器が設置される (図 2.11)。H-LINE で運動量選択がなされるため、パルス陽子あたりの遅延電子数は 1 よりも十分小さく、複数のトラックが混在し誤認識することは生じない。この磁気スペクトロメータを用いて、以下の要領で運動量を測定する。

荷電粒子が磁場中を通過すると、ローレンツ力が粒子に働き、その軌道は曲げられる。そのローレンツ力 F_{Lorentz} は、荷電粒子の電荷を q 、速度を v 、磁束密度を B とすると、

$$F_{\text{Lorentz}} = qvB \quad (2.1)$$

と表すことができる。磁場によって軌道をまげられ円運動する荷電粒子の向心力 $F_{\text{centripetal}}$ は、静止質量を m_0 、曲げられる軌道の曲率半径を r とすると、次式で表される。

$$F_{\text{centripetal}} = \frac{m_0 v^2}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.2)$$

今の場合、ローレンツ力が向心力となるので、この 2 つの式より、荷電粒子の運動量 $P = m_0 v / \sqrt{1 - (v/c)^2}$ は

$$P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qBr \quad (2.3)$$

と求まる。

また、入射した荷電粒子の識別は、速度と運動量から求められる質量から判断できる。速度は、飛行時間測定法 (Time-of-Flight, TOF) を用いる。双極電磁石の上流 (または下流) にある 2 つの飛跡検出器を粒子が通過する時間を測定しておけば、検出器間の距離を通過時間で割ることで粒子の速度が求めることができる。

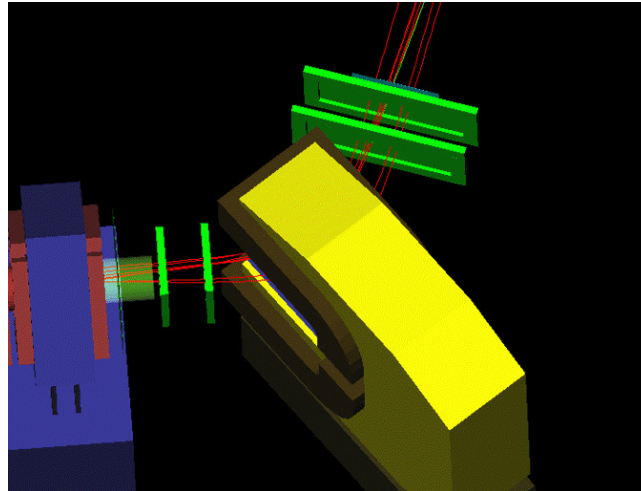


図 2.11: 磁気スペクトロメータ. 黄色いものは双極電磁石であり, その前後に 2 台ずつの飛跡検出器が置かれている (g4beamline simulation より).

2.6.1 飛跡検出器 MWPC

荷電粒子が物質を通過するとき, 荷電粒子は物質に散乱されて運動の方向が変わる. DeeMe 実験では, 荷電粒子の多重散乱を避けるため, ガスワイヤー検出器 MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) を用いる.

MWPC は, 比例領域で使用される (図 2.12). MWPC 内を荷電粒子 (電離放射線) が通過すると, 荷電粒子と封入したガスの分子の中の電子との衝突が起こり, イオン化によって電子-陽イオン対が生成される. 荷電粒子はその分だけエネルギーを失う. 発生する電子-陽イオン対の数は, このエネルギー損失の量に比例する. MWPC 内のワイヤーに高電圧を印加することによって形成される電場に沿って, 電子はアノードワイヤーに向かって移動する. これはドリフトとよばれる現象である. アノードワイヤー付近の高電場領域に電子が入ると, その電場によって電子が加速される. 加速された電子が, さらにガス分子をイオン化する. この繰り返しによって, 電子及びイオンが雪崩のように増幅される. これをガス増幅という.

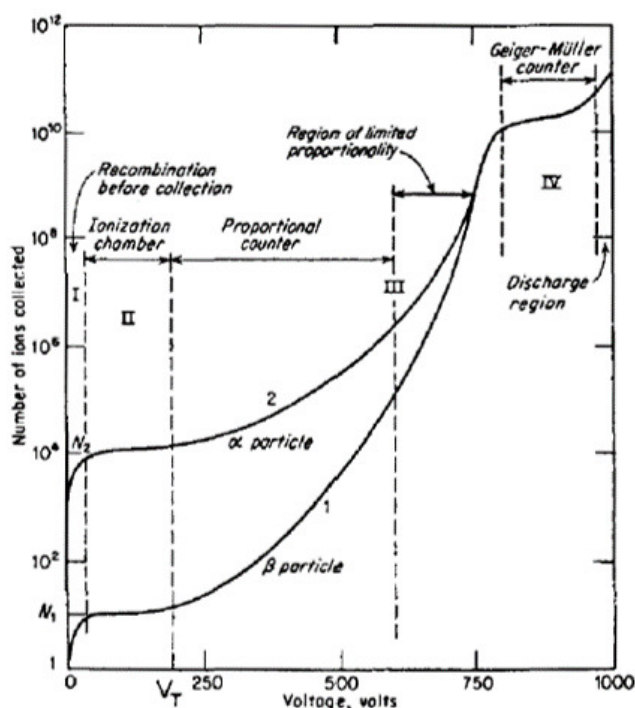


図 2.12: ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例.

DeeMe 実験における MWPC 検出器のデザイン

パルス陽子ビームが標的にぶつかると、大量の荷電粒子が発生する (プロンプトバーストと呼ぶことにする). 単色エネルギー付近の粒子のみをビームラインで引き出したとしても、スペクトロメータに到達するプロンプトバーストによる即発荷電粒子はパルスあたり 2×10^8 個になると見積もられている. DeeMe 実験で用いる検出器は、この大量の即発荷電粒子を受けた後に素早く動作復帰し、たった1個の遅延電子を捕えなければならない. 当初、即発電子キッカーを設置しプロンプトバーストによる大量の即発荷電粒子を除去する予定であったが、予算の都合により即発電子キッカーの設置を取り止め、高レート体制を持つ MWPC の開発がなされることになった [17]. DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器の写真を図 2.13 と図 2.14 に示す.

DeeMe 実験における MWPC の開発にあたって、空間電荷効果を考えることが重要である. 空間電荷効果とは、荷電粒子の通過によって発生した大量のイオンがワイヤーを囲み、印加電圧が低く見ることによってゲインが低下してしまう現象のことである (図 2.15). プロンプトバーストによる大量の荷電粒子を受けた際に、この大量のイオンを素早く処理しなければ、後の1つの電子を検出できない. この問題を解決するため、図 2.16 のようにアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの2種類のワイヤーを、非常に狭い間隔 (0.7 mm) で交互に並べる構造になっている. このような構造にすることで、荷電粒子の通過によって発生したイオンが

速やかにポテンシャルワイヤーに吸われ、空間電荷効果の影響を低減することができる。

しかし、短いピッチ間隔で張られたワイヤーに高電圧を印加すると、放電が起こってしまいワイヤーが損傷してしまう。そこで、ポテンシャルワイヤーの印加電圧をスイッチ (HV switching) し、ガスゲインをコントロールするシステムを開発した。また、MWPC 内のガスはアルゴン (Ar) とエタン (C_2H_6) を 50%ずつ混合して使用する。Ar は安定してイオン化を起こし、安価であることからよく使用されるが、Ar だけで十分なガスゲインを得ようとする、連続的に放電が起こる。そのため、放電を防ぐクエンチャーとして C_2H_6 を混合する。



図 2.13: DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観。

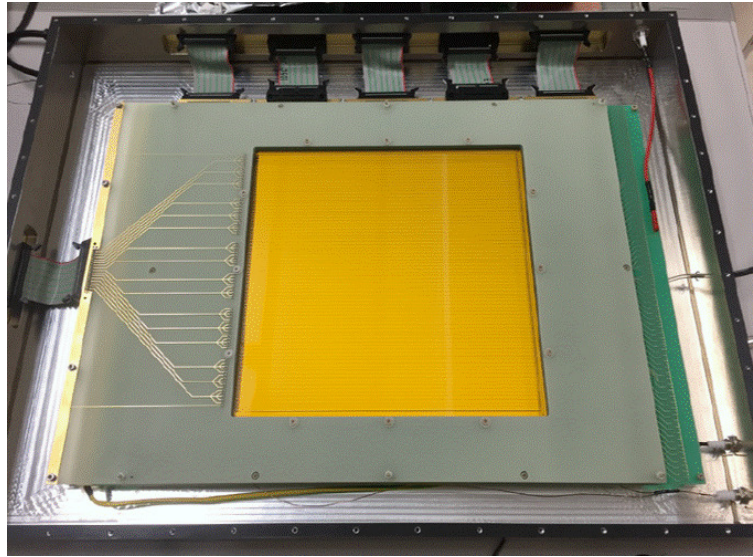


図 2.14: DeeMe 実験に用いられる MWPC の内観. X 軸読み出し方向に 80 チャンネル, Y 軸読み出し方向に 16 チャンネルを持つ.

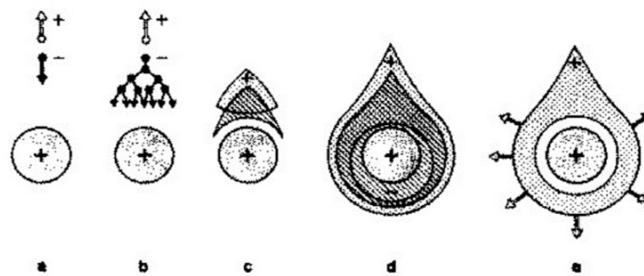


図 2.15: 空間電荷効果.

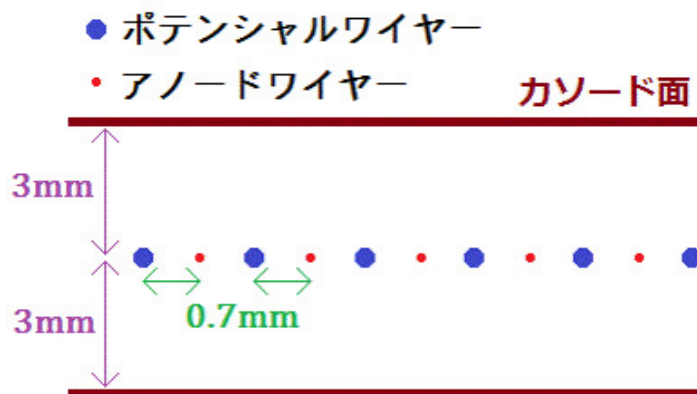


図 2.16: DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造.

HV switching

MWPC のガスゲインをコントロールするため、ポテンシャルワイヤーへ印加する電圧を 0 V とアノードワイヤーに印加している電圧とを素早く切り替える。これを HV switching と呼んでいる。図 2.17 に検出器に到達する荷電粒子の時間構造と、HV switching の時間構造を示す。当初は、MWPC がプロンプトバーストによる大量の即発荷電粒子を受けるときのタイミングに HV switching によってアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差をなくし、増幅をなくすことでバーストの影響を抑える予定であった。しかし、この方法ではアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差が大きい時間が長く、ワイヤー間の放電が起これ、ワイヤーが切れてしまう。そこで、測定時間のみアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差を広げ検出器の感度をあげる「逆位相 HV switching」を採用した。2015 年 11 月のビーム試験で試して以来、MWPC の放電頻度が抑えられることを確認した。

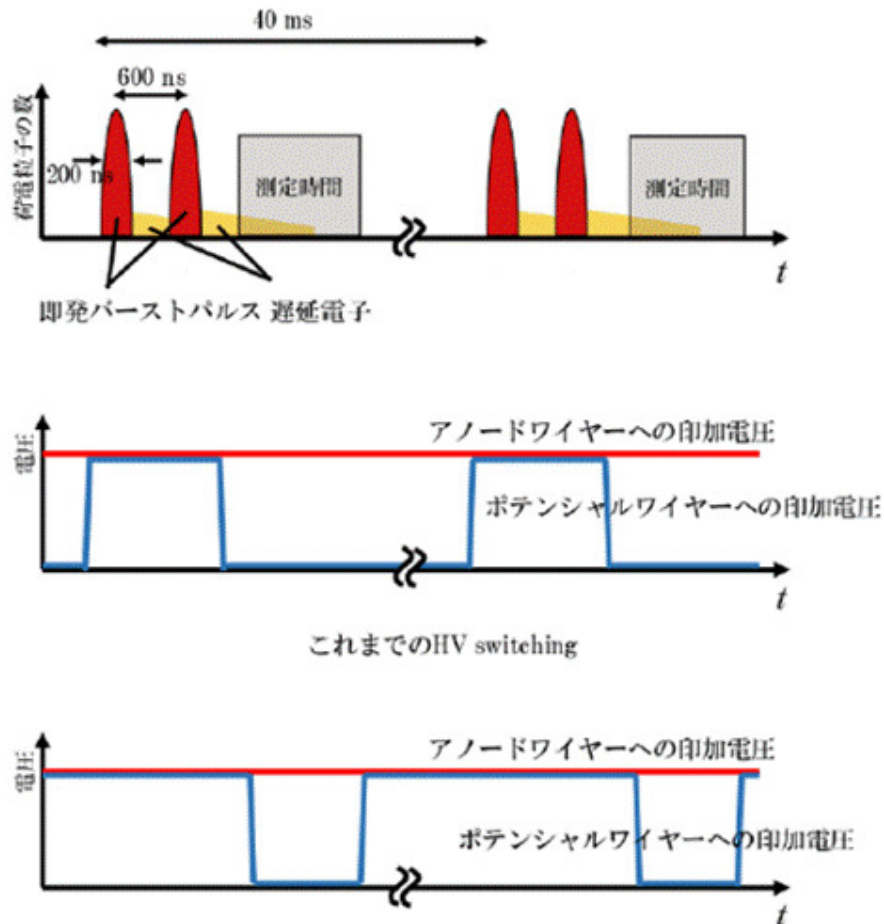


図 2.17: 検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造。これまでの HV switching は即発荷電粒子を受けるときのタイミングのみ 2 つのワイヤー間の電位差をなくす方式であったが、逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差を発生させる方式になっている。

2.6.2 双極電磁石 PACMAN

磁気スペクトロメータの双極電磁石には、カナダの国立研究所 TRIUMF で行われた正パイ中間子の陽電子と正ミューオンへの崩壊の分岐比の測定実験 PIENU で使用されていたものを用いる。PACMAN とよばれるこの電磁石は2014年8月に TRIUMF から J-PARC MLF まで運ばれた。(図 2.18) 図 2.19 で示すように、PACMAN 電磁石の磁場形状は長方形になっているため、磁石出口での運動量ディスページョンはセクター電磁石よりも大きい。したがって、PACMAN 電磁石を用いた磁気スペクトロメータの運動量分解能は、これまでのセクター電磁石を用いたデザインよりも優れていると考えられる。



図 2.18: 双極電磁石 PACMAN TRIUMF から運ばれた様子.

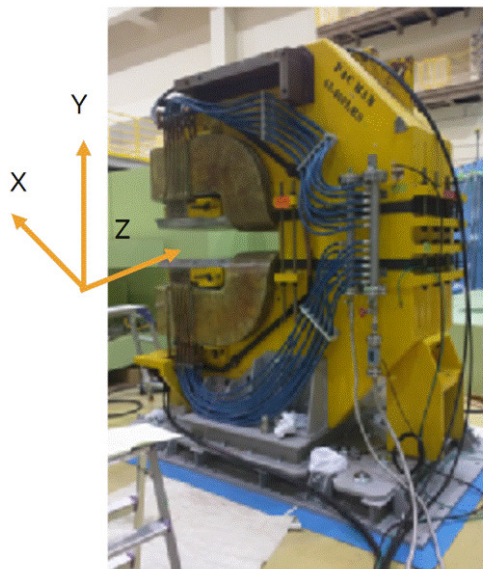


図 2.19: 双極電磁石 PACMAN.

PACMAN 電磁石の仕様を表 2.5 にまとめる。

表 2.5: PACMAN 電磁石の仕様一覧。

Configuration	PACMAN magnet
Current (Max)	500 A
Magnetic field (Max)	0.68 T
Length	2350 mm
Height	2500 mm
Width	700 mm
Math	29.5 t
Inductance	~ 100 mH

PACMAN の geometry

図 2.20 と図 2.21 に PACMAN 電磁石の Geometry についてまとめる [18]. 測量はセオドライトを用いて行われた (図 2.22). geometry 測量の結果, 上下の磁極面が x 方向, z 方向にずれていた. z 方向のずれは特に顕著であり, 次章でべるように磁場の形にも影響している. その値は, -x 側 (ヨーク側) で 9.7mm, +x 側で 12.2mm であった. x 方向には -z 側 (ビームの上流) で 0.4mm, +z 側で 3.7mm のずれがあった.

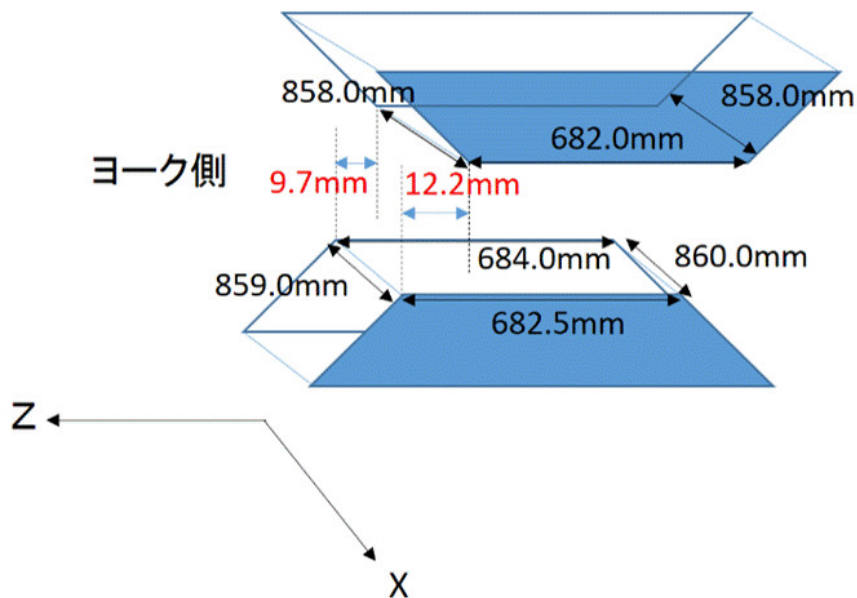


図 2.20: PACMAN の geometry z 方向の上下のずれ.

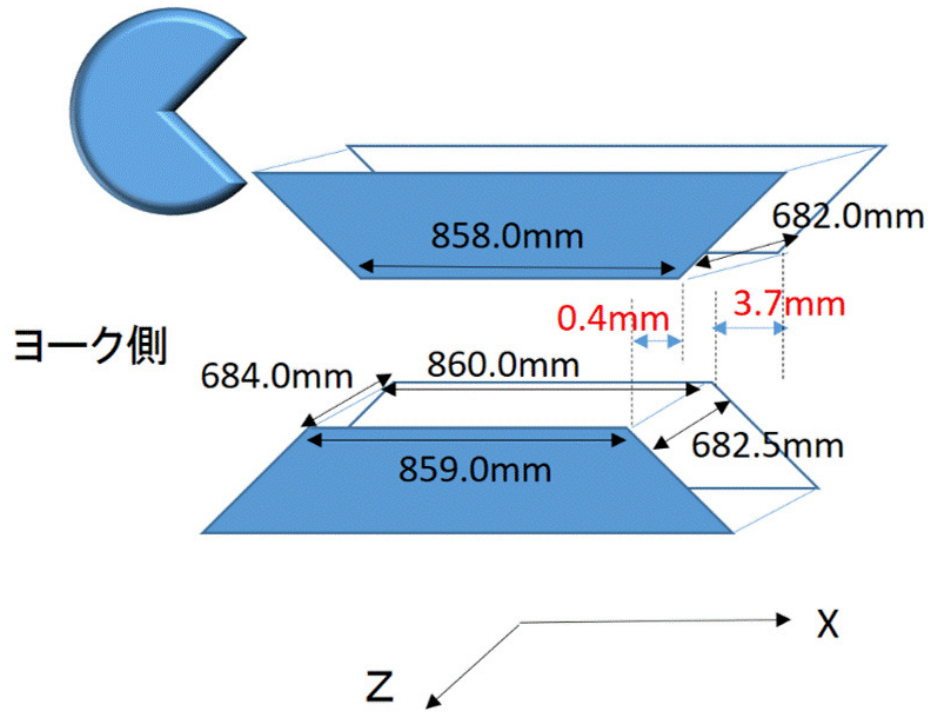


図 2.21: PACMAN の geometry x 方向の上下のずれ.

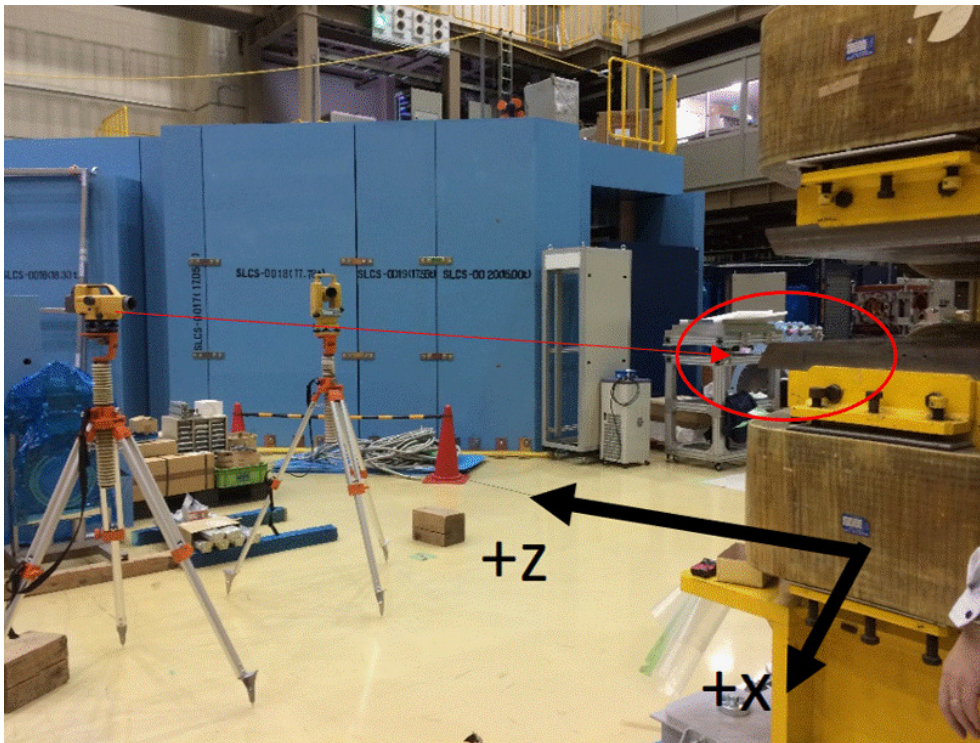


図 2.22: セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う様子.

3 2017 年 6 月の DIO 測定の設定アップ

1.3 節で述べたように、DeeMe 実験には DIO 電子というバックグラウンドが存在する。シグナル領域まで到達する可能性があるため、DIO 電子について正しく理解する必要がある。そのため、DeeMe 実験では、2017 年に J-PARC MLF D2 エリアにて、DIO 測定及びスペクトロメータシステムの動作確認を行った。

3.1 D2 エリア

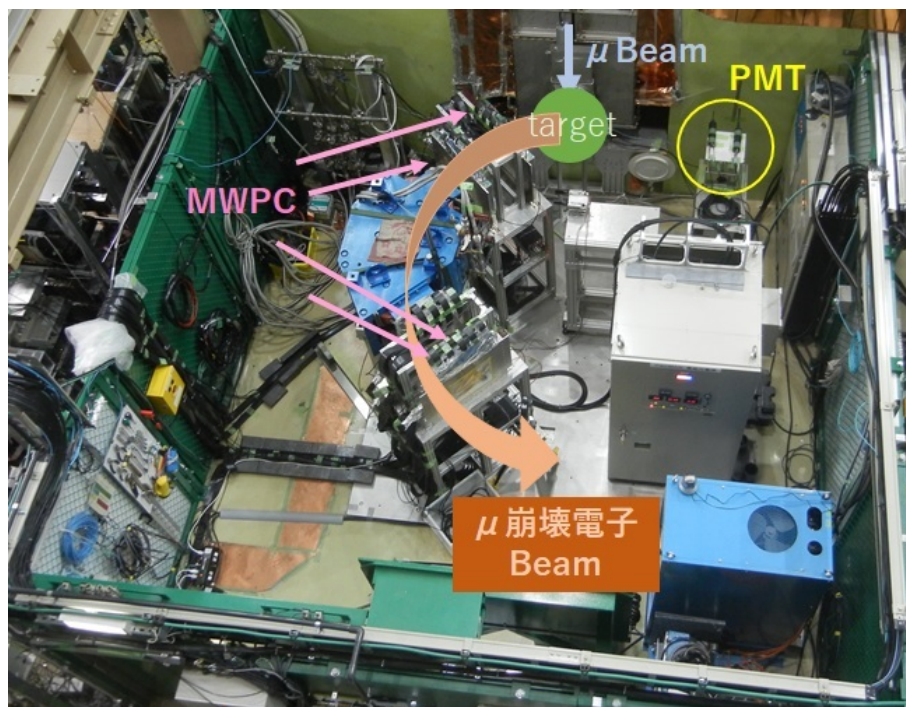


図 3.1: DIO 測定及びスペクトロメータシステムの動作確認の設定アップ

図 3.1 は、J-PARC MLF D2 エリアにて DIO 測定を行った際の設定アップである。ミューオンビームが標的に衝突し、ミューオンが電子に崩壊する。その電子が 2 台の MWPC を通り、電磁石で曲げられ、更に 2 台の MWPC を通過する。ビームモニターのために PMT を 2 つ設置している。標的は μ^+ ビームの際は C, μ^- ビームの際は C, Si, SiC を用いた。MWPC の信号はアンプで増幅され、フラットケーブルを通して、FADC に送られる。

3.2 DAQのセットアップ

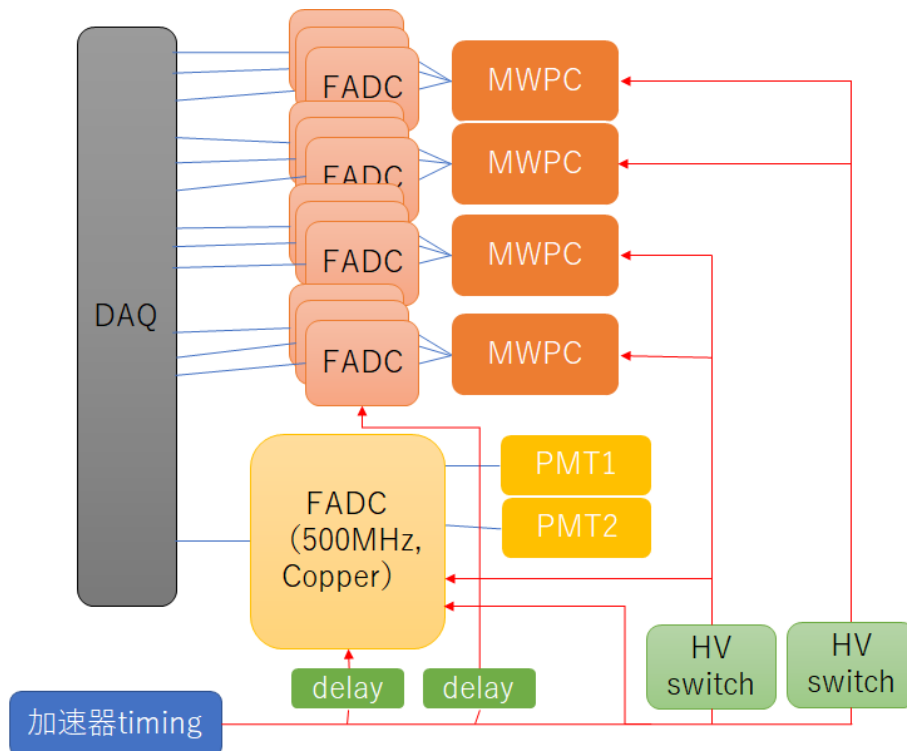


図 3.2: DAQのセットアップ

図 3.2 は、2017 年の DIO 測定の際の DAQ のセットアップである。図 3.2 の FADC とは、MWPC に繋いであるサンプリング周波数 100 MHz の FADC であり、FADC (500 MHz, Copper) とは、PMT に繋いであるサンプリング周波数 500 MHz の FADC である。本修士論文では、それぞれを FADC, Copper と呼ぶこととする。HV switch の信号は、Copper でも記録している。

図 3.3 は、オシロスコープで見た PMT、加速器のトリガー (Acc trig)、HV switch、Copper のトリガー信号である。PMT の信号からミューオンが崩壊した電子が到来している様子が分かる。HV switch の電圧が下がっている間が測定可能な時間である。Copper は、Copper のトリガーの $-7.75 \mu\text{s}$ 前から Copper のトリガーまでの時間のデータを取る。図 3.2 のように、Copper のトリガーと FADC のトリガーは、delay モジュールを用いて加速器のトリガーを遅らせて作っている。HV switch の信号は、Function generator を用いて加速器のトリガーから delay モジュールを用いずに作られている。

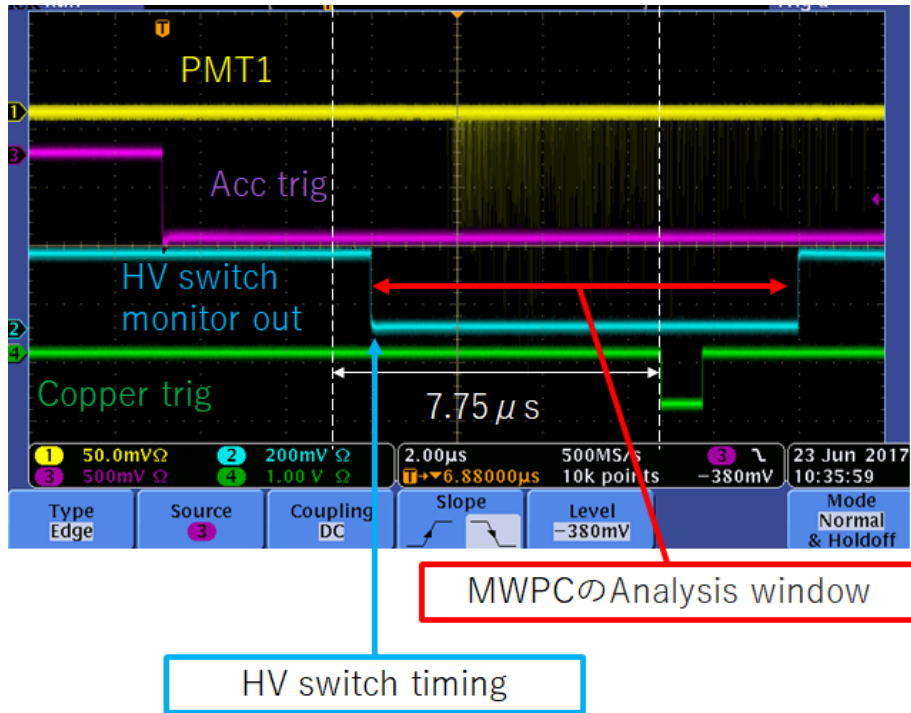


図 3.3: オシロスコープで見た信号

3.3 Delay モジュール

この測定で用いた delay モジュールは、テクノランドコーポレート社製の 2 CH GATE AND DELAY GENERATOR TYPE3 N-RY 007 (図 3.4) と Phillips Scientific 社製の Quad Gate/Delay Generator NIM MODEL 794 (図 3.5) である。どちらも信号を遅延させるための回路には調整用のポテンシオメーターがあり、遅延時間とゲート幅を任意に設定することができるアナログの delay モジュールである。図 3.6 は、delay モジュール周辺の詳細なセットアップである。



图 3.4: 2 CH GATE AND DELAY GENERATOR TYPE3 N-RY 007



图 3.5: Quad Gate/Delay Generator NIM MODEL 794

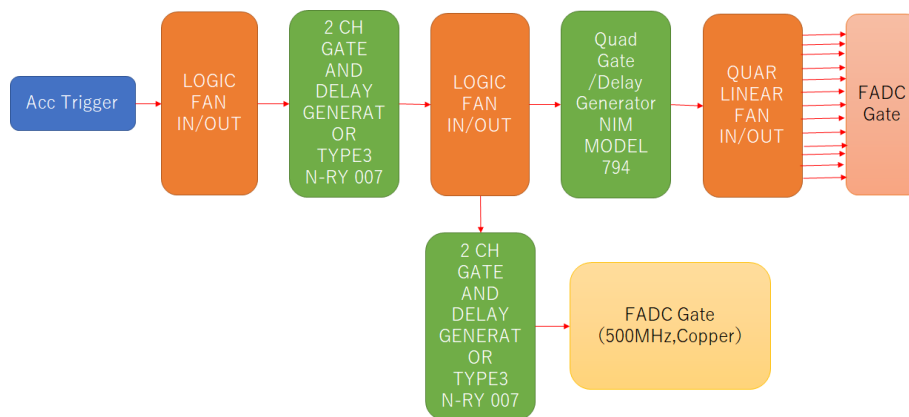


図 3.6: Delay モジュール周辺の詳細なセットアップ

4 FADC の offset の校正

解析する際に基本となる MWPC のアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーが同じ電圧である時の ADC count を 0 count とするため、FADC の offset を校正した。

4.1 FADC の offset の求め方

図 4.1 は、FADC で記録されている MWPC の波形である。Test pulse は、event 毎に $30\sim 36\ \mu\text{s}$ の間にランダムに発生させている。Test pulse を解析することにより、12 台ある FADC 間、また、FADC と Copper の event matching を確認することが出来る。event matching を確認するとは、収集されたデータの event が各 FADC 間、FADC と Copper 間でずれていないか確認することである。収集されたデータ上では、同じ event 数で記録されていても、実際は、トリガーや DAQ に問題があると FADC 間、FADC と Copper 間でずれてしまう場合がある。

offset とは、図 4.1 で言うように、565 count である。FADC と Copper の 10000 トリガー分のデータを 1 run という単位で記録している。図 4.2 は、 $10\ \mu\text{s}\sim 15\ \mu\text{s}$ までの点の ADC count 値を詰めたヒストグラムである。Point-by-Point で約 0.94 count ぶれることが分かる。このヒストグラムの Mean を offset の値とし、校正を行う。

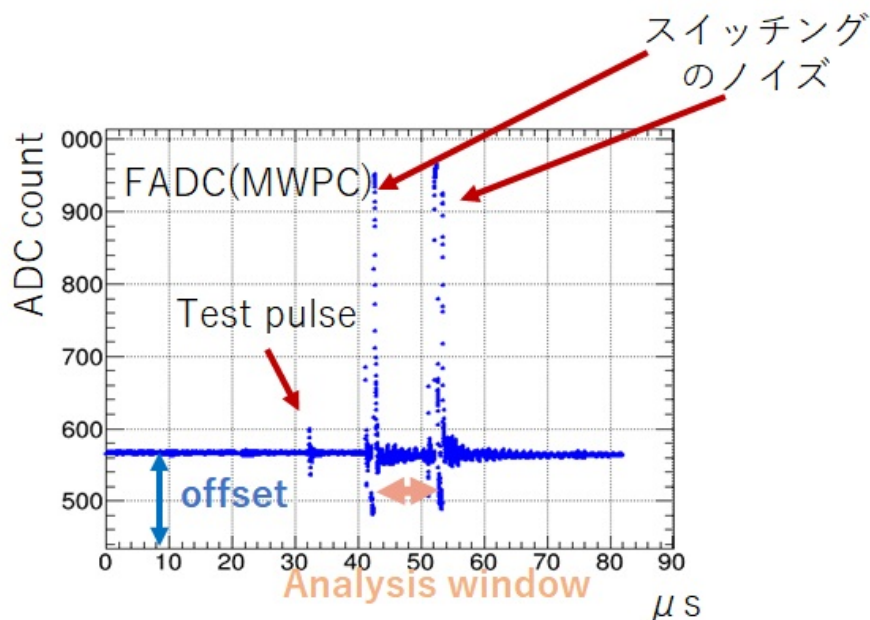


図 4.1: MWPC の波形

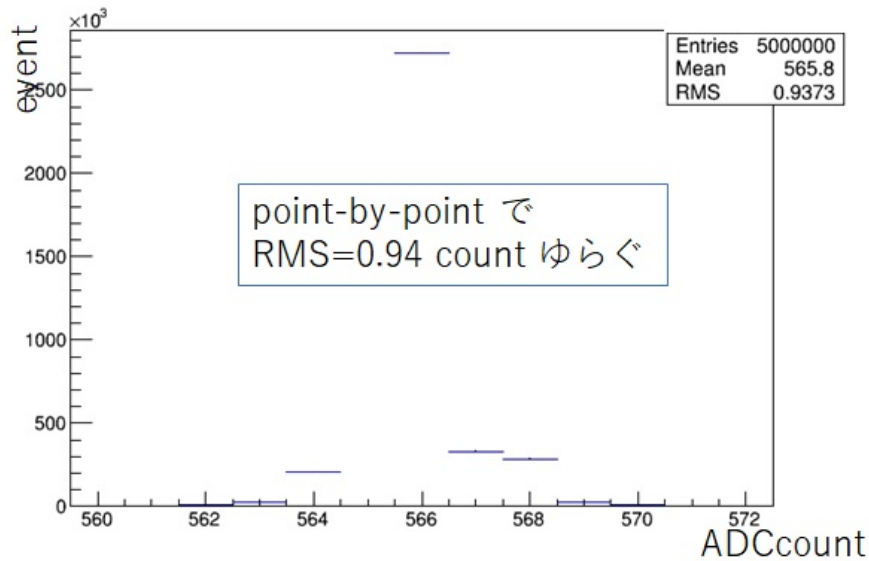


図 4.2: offset の値を詰めたヒストグラム

4.2 FADC の offset 較正前と較正後

図 4.3 は、標的などの条件が変わった run で試験的に較正した offset の run 依存性を示すグラフである。offset の値が前の較正した値から ± 0.1 count 変動する毎に較正を行うこととした。図 4.4 は、較正後の offset の run 依存性を示すグラフである。較正後は offset の値が全て ± 0.1 count 以内に収まっている。

図 4.5 は、図 4.3 と同じ FADC 中の異なる Ch の較正前の offset の run 依存性を示すグラフである。1 つの FADC には 32 Ch 存在し、Ch 間で run 依存性は異なる。同じ FADC 内の 1 つの Ch でも ± 0.1 count 変動する毎に較正を行う仕様であった。それにより、約 10 run に 1 つの頻度で較正が行われた。FADC は、DeeMe 実験では、12 台用いているが、その一つを FI02 と呼んでいる。FI02 以外の FADC11 台全ての較正も行った。

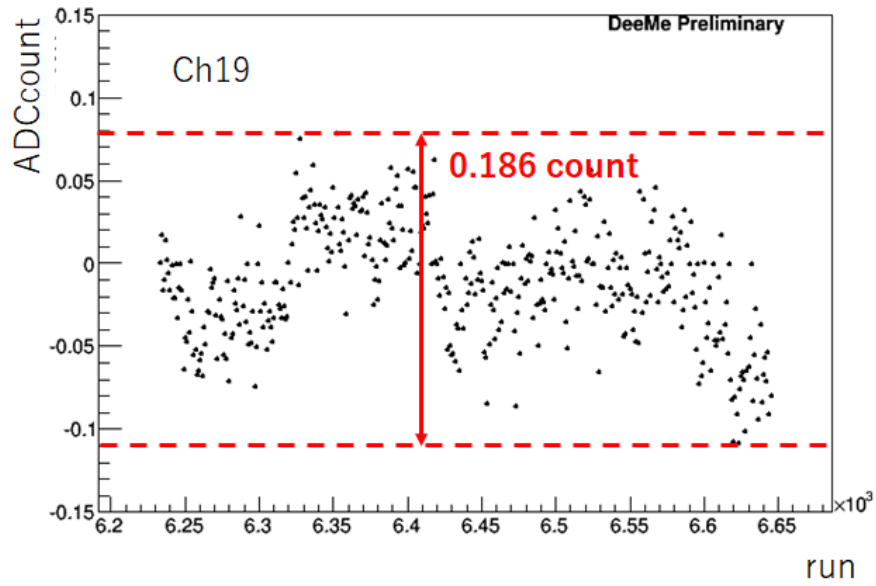


図 4.3: 試験的に較正した後の offset の run 依存性 (FI02, Ch19)

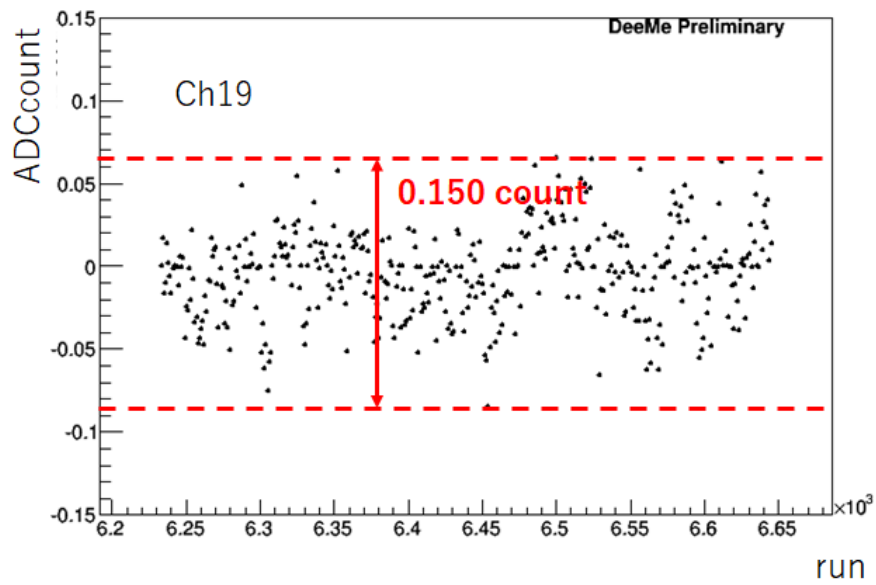


図 4.4: 較正後の offset の run 依存性 (FI02, Ch19)

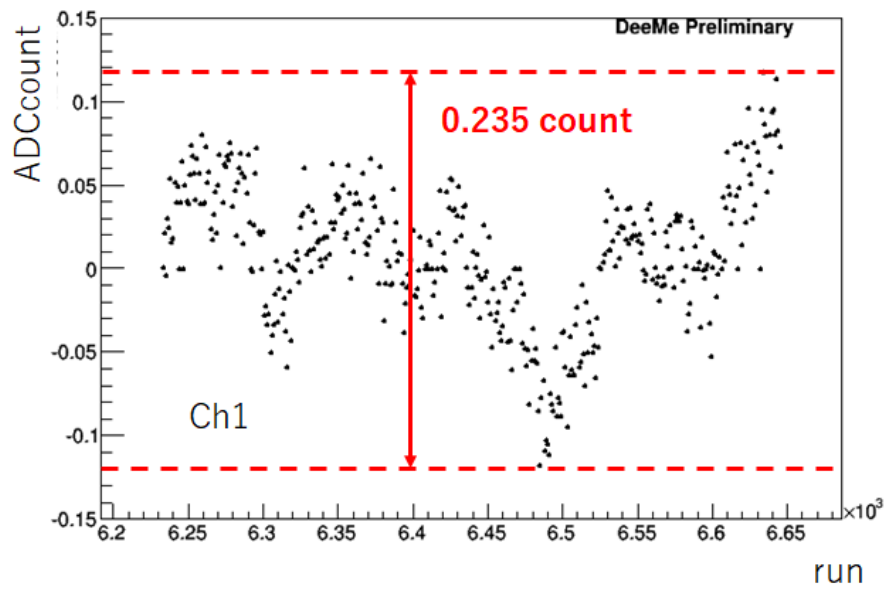


図 4.5: 試験的に較正した後の offset の run 依存性 (FI02, Ch1)

5 FADC と Copper の相対タイミング

FADC と Copper のタイムジッターを解析した。

5.1 FADC と Copper のタイムジッター解析

FADC と Copper に共通に記録されている信号は HV switching の信号である。これを用いてタイムジッターの解析を行った。図 5.1 は、左から FADC に記録されている MWPC の波形、Copper に記録されている HV switching の波形、MWPC の解析範囲と HV switching の関係を表した図である。MWPC の波形の $40.2 \mu\text{s}$ と書かれた矢印の先の電圧が落ち始めている点と、Copper の HV switching の波形の $1.0 \mu\text{s}$ と書かれた矢印の先の電圧が落ち始めている点は、同じ時刻である。これを HV switch timing と呼ぶこととする。HV switch timing を用いて FADC と Copper のタイムジッターを解析した。

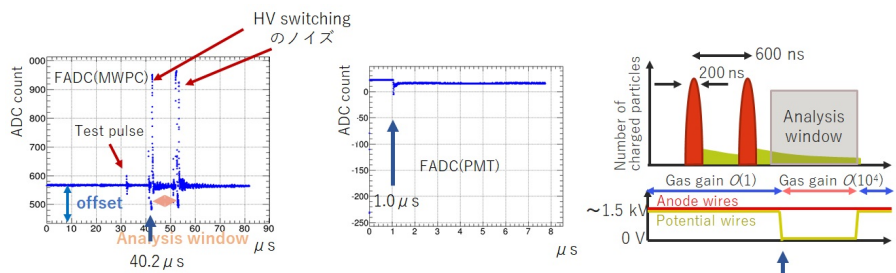


図 5.1: HV switch timing

図 5.2 は、Copper の HV switch timing をヒストグラムに 1 run 分詰めたものであり、図 5.3 は、FADC の HV switch timing をヒストグラムに 1 run 分詰めたものである。図 5.4 は、FADC の HV switch timing から Copper の HV switch timing を引いた時間をヒストグラムに 1 run 分詰めたものである。これらのヒストグラムの Mean を縦軸に、横軸を 2017 年に取得した Run number にしたものが図 5.5、図 5.6、図 5.7 である。Special data は、HV switching のタイミングを delay モジュールを用いて $2 \mu\text{s}$ 遅らせた。図 5.7 より、FADC と Copper のタイムジッターは最大 150 ns の幅で Copper と FADC の相対タイミングがドリフトしていることが分かる。この相対タイミングのドリフトはアナログの delay モジュールを用いていることが原因で、Copper と FADC のトリガー信号の遅れが時間変化や実験環境の温度変化に依存して、変化していると思われる。

そこで、2018 年 12 月に行われた京大原子炉でのビームテストから、delay モジュールを Stanford Research Systems 社製の 4 ch digital delay/pulse generator (図 5.8) に変更し、Copper と FADC の相対タイミングのドリフトを抑えている。

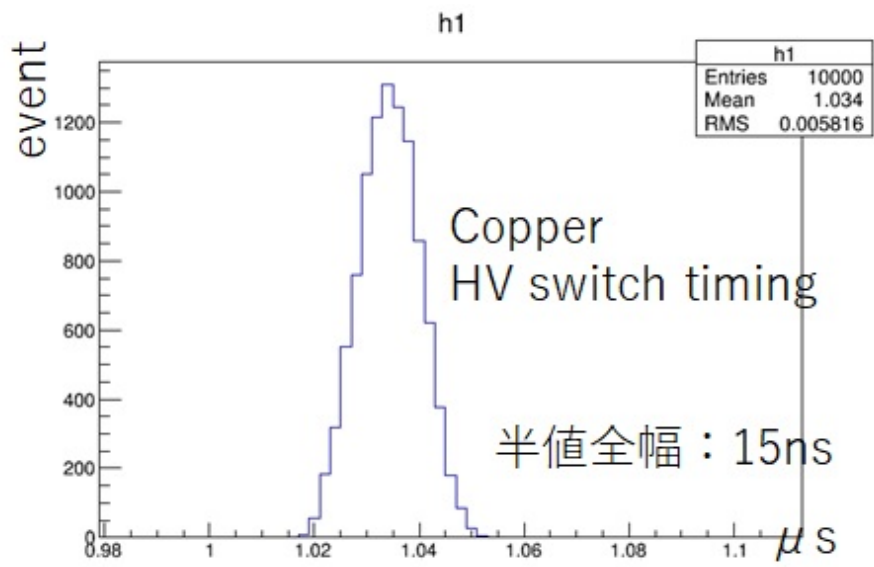


図 5.2: Copper の HV switch timing のヒストグラム

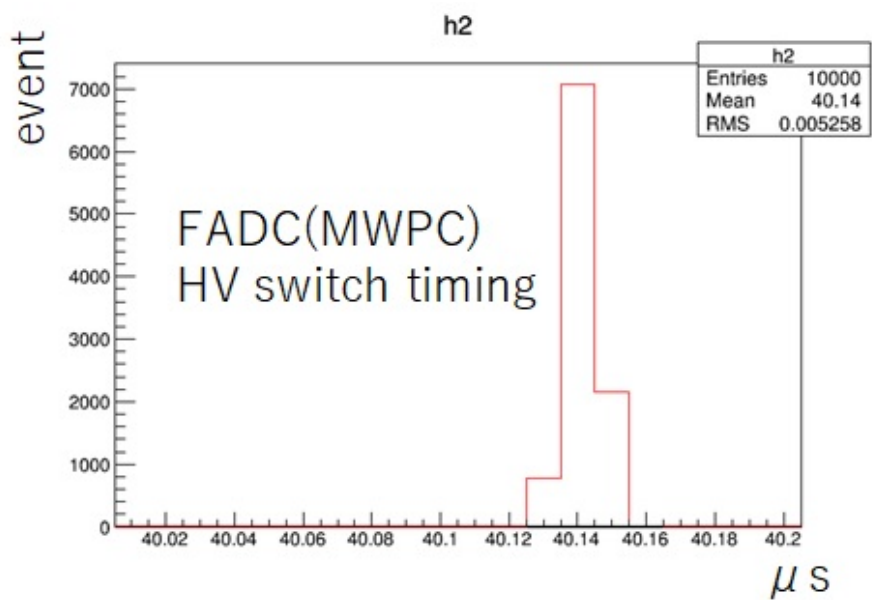


図 5.3: FADC の HV switch timing のヒストグラム

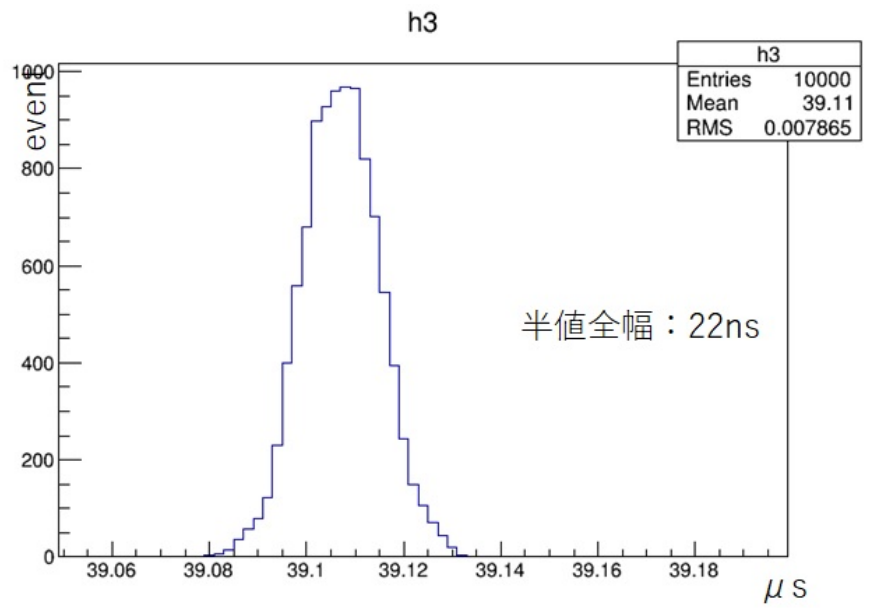


図 5.4: FADC-Copper の HV switch timing のヒストグラム

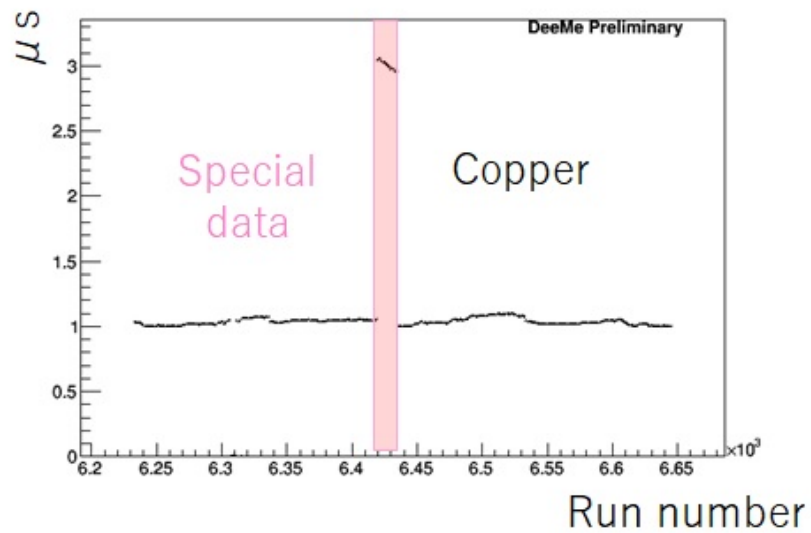


図 5.5: Copper の HV switch timing run 依存性

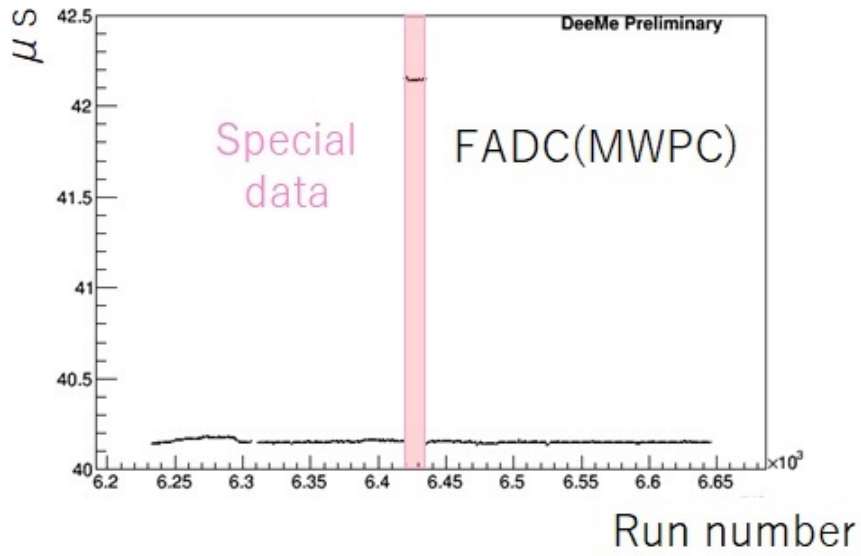


図 5.6: FADC の HV switch timing run 依存性

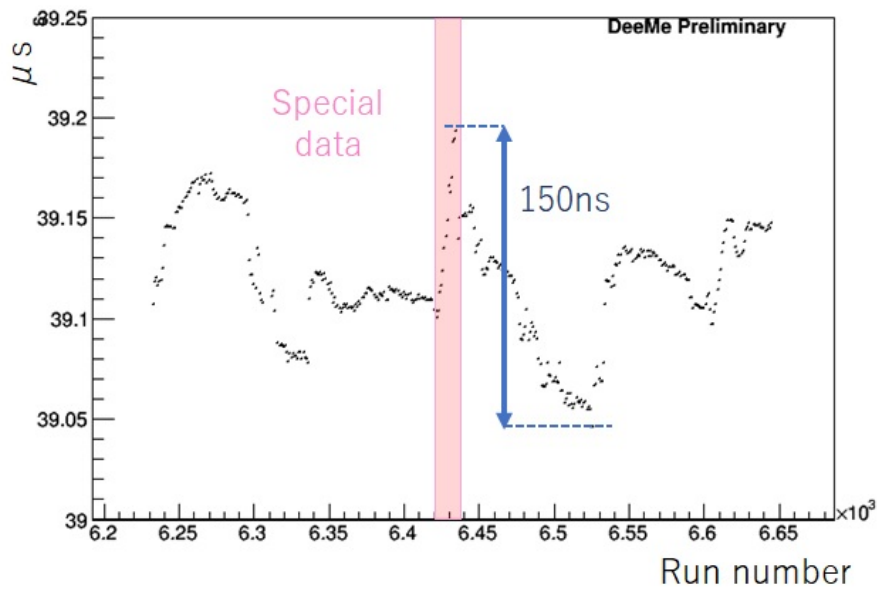


図 5.7: FADC-Copper の HV switch timing run 依存性



图 5.8: 4 ch digital delay/pulse generator

6 Copper の時間原点の較正

ミューオンビームが標的に衝突し、電子が放出される時間を Copper の時間原点とした。

6.1 PMT の信号の時間分布

実験環境に PMT を 2 台設置している。2 台の PMT のコインシデンスを取った信号の時間分布を図 6.1 に示している。図 6.1 は、 μ^+ ビームの時の全データを解析したものである。 μ^+ ビームの時の寿命を、式 6.1 を図 6.1 にフィットすることで算出した。その結果は、寿命 (τ) = $2.15 \pm 0.07 \mu\text{s}$ であった。 μ^+ ビームの寿命 (τ) の理論値は、 $2.2 \mu\text{s}$ である。解析結果と理論値が誤差の範囲内で一致していることから、この信号が μ^+ ビームによるものだということが分かる。

$$N \exp(t/\tau) + BG \quad (6.1)$$

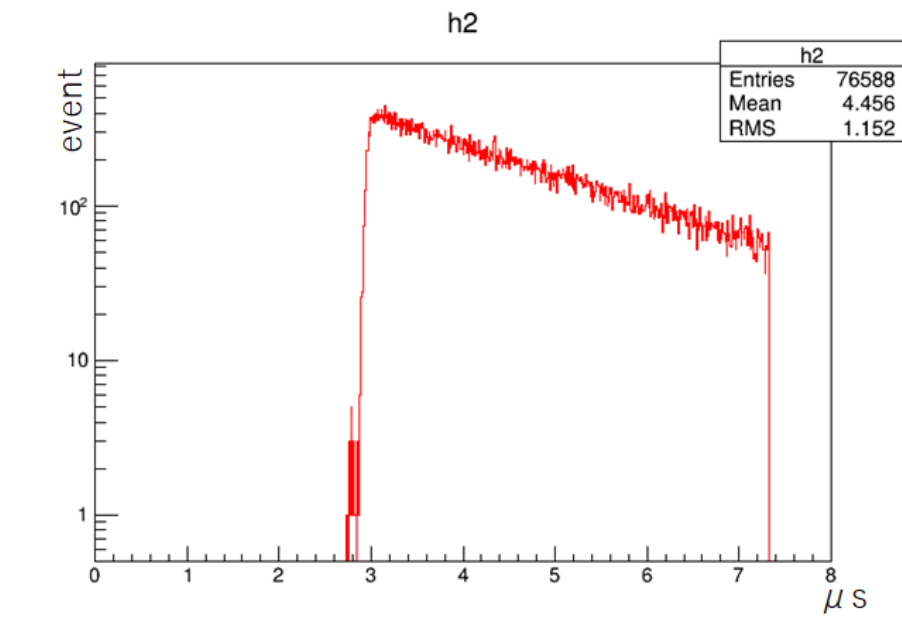


図 6.1: PMT の信号の時間分布 (μ^+)

図 6.2 は、図 6.1 の拡大図である。2.8 μs あたりの山は、ミューオンより先に到達する電子の山であり、これより後がミューオンの信号である。D ラインにおける電子とミューオンの到達時間差は、0.13~0.15 μs である。

図 6.3 は、図 6.1 の拡大図に誤差関数をフィットしたものである。誤差関数がプラトーになっている event 数の値の 1/2 の時の時間をミューオンビームが標的に

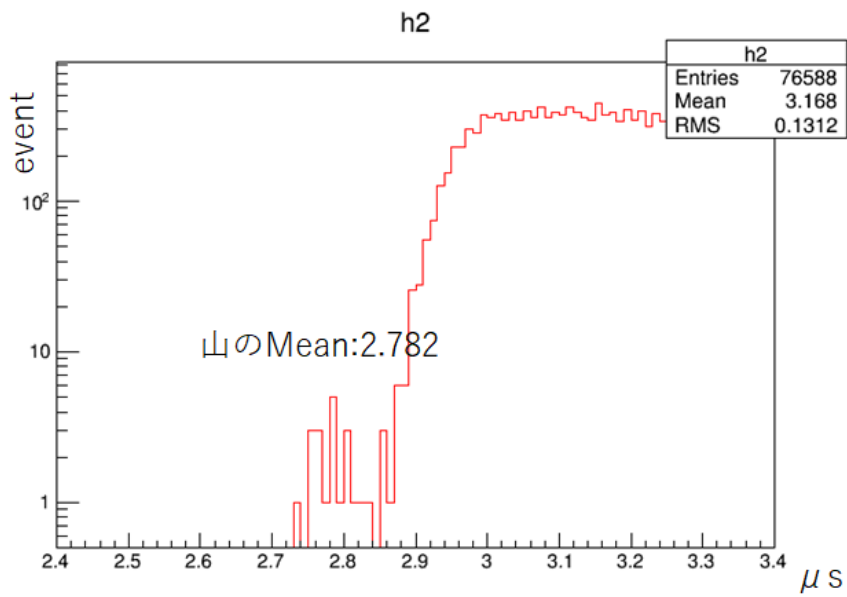


図 6.2: PMT の信号の時間分布 (μ^+) の拡大図

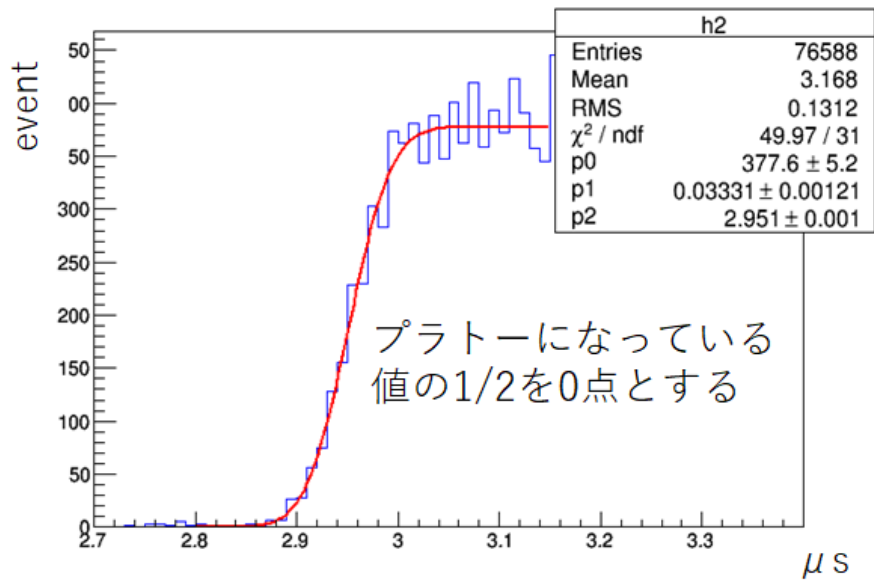


図 6.3: PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット

衝突し、電子が放出される時間とし、時間原点とする。表 6.1 は、標的、ビームごとの全データを解析した時の時間原点である。

表 6.1: 条件別の時間原点

条件	時間原点
μ^+	$2.951 \pm 0.001 \mu\text{s}$
μ^- (C)	$2.984 \pm 0.001 \mu\text{s}$
μ^- (Si)	$2.988 \pm 0.002 \mu\text{s}$
μ^- (SiC)	$2.962 \pm 0.001 \mu\text{s}$

試みとして、標的、ビームが変わった時の run でタイミングキャリブレーションを行った。結果は、図 6.4 である。

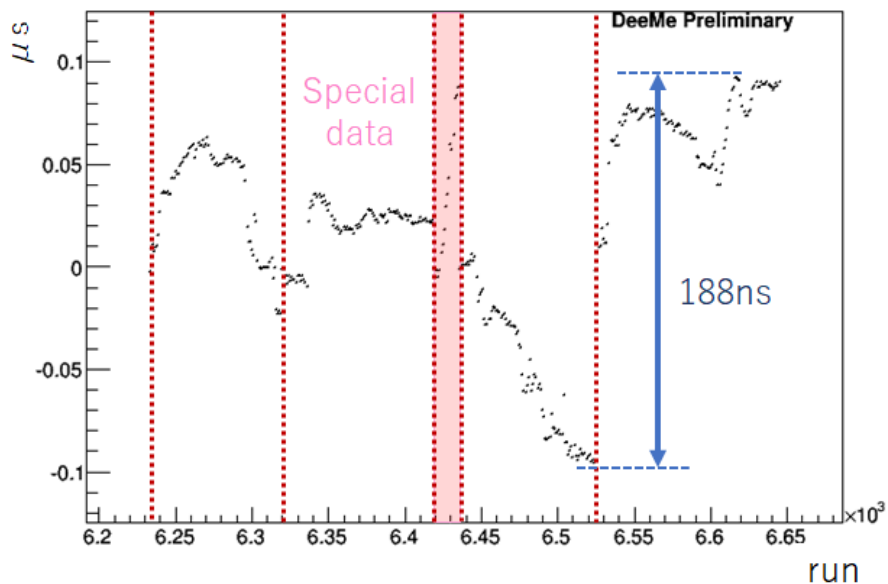


図 6.4: 較正後の FADC-Copper の HV switch timing run 依存性

較正前の FADC-Copper の HV switch timing run 依存性のタイムドリフトは、最大 150 ns であったが、試みとして較正した結果、run 依存性のタイムドリフトは、最大 188 ns となり、大きくなってしまった。よって、条件別ではなく、より少ない run 毎に、より正確に時間原点を決定し、タイムドリフトを抑える必要があることが分かる。

6.2 より正確な時間原点の決定

前項では、標的とビームの条件別に全データ解析していたが、この項では、より正確に時間原点を求めるために、条件別の全データではなく、出来るだけ少ないデータで時間原点決定する。図 6.5 は、1 run (10000 トリガー) の PMT の信号の時間分布に誤差関数をフィットしているものである。図 6.6 は、図 6.5 を拡大したものである。1 run (10000 トリガー) 分のデータではあるが、2 台の PMT のコインシデンスを取っているため、イベント数は、1 run で 1000 event 程度になる。時間原点は、1 run 分のデータを解析して、誤差関数をフィットしても、イベント数が小さいため、ヒストグラムの形がはっきりせず、時間原点が決まらないことが分かる。時間原点が決まるまで、ヒストグラムを足してはっきりさせる必要がある。

図 6.7 は、ヒストグラムを足して時間原点を決定するイメージ図である。足す run が少ない場合は、時間原点が決まらない。しかし、足す run が多い場合は、run 毎 (run 内でも) に時間原点が動いているという情報が消えてしまうため、誤差が大きくなる。

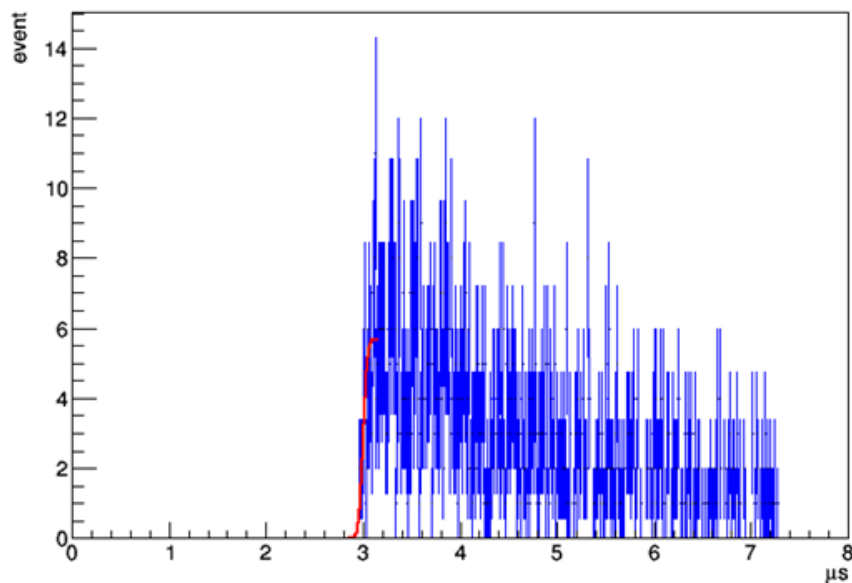


図 6.5: 1 run の PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット

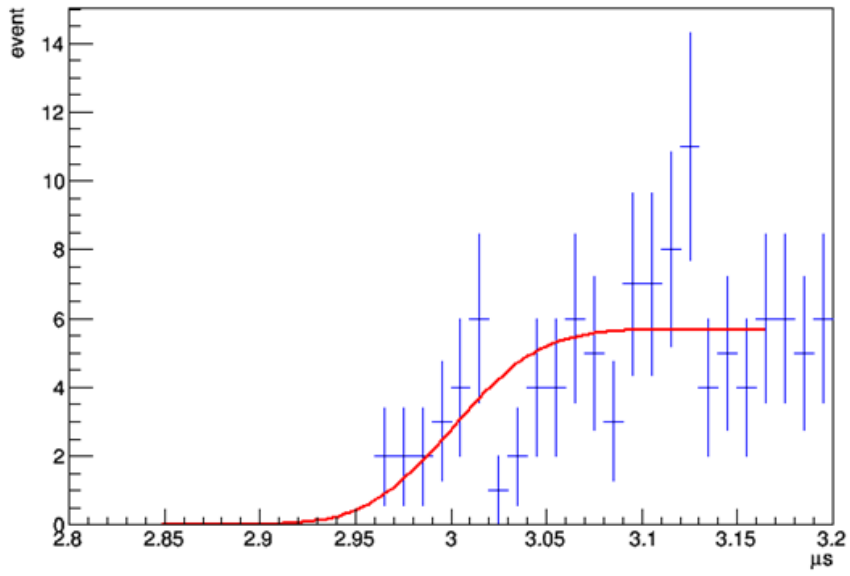


図 6.6: 1 run の PMT の信号の時間分布 (μ^+) 誤差関数フィット (拡大)

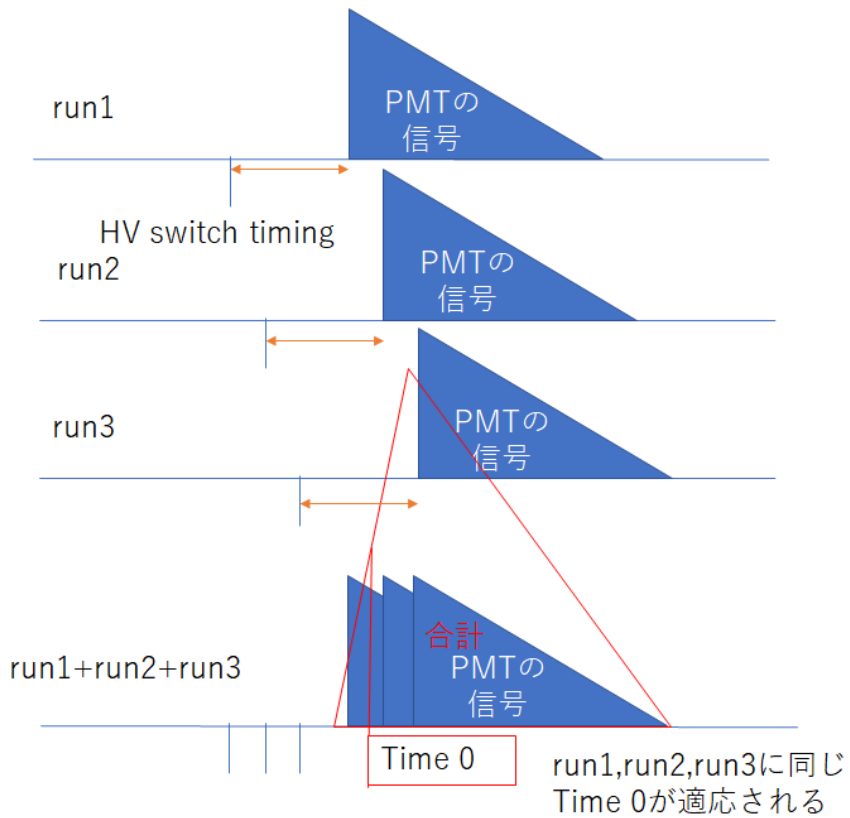


図 6.7: run を足す際のイメージ図

6.3 HV switch timing を用いた Copper の時間原点の決定

前項より，Copper の時間原点の決定するためには，ヒストグラムを足す適切な run 数を調べなければならないことが分かる．適切な run 数を調べるために，HV switch timing を用いる．

アナログの delay モジュールが原因で，HV switch timing のタイムドリフトが起こっていると考えている．図 6.8 は，Acc trigger から HV switch の詳しいセットアップである．図 6.8 より，HV switch のセットアップには，アナログの delay モジュールは使われていないので，Acc trigger と HV switch timing の時間差は時間変化によって変わらない．よって，時間原点 (ビーム発射時刻) と HV switch timing の時間差は時間変化しない．時間原点と HV switch timing は同じように時間変化している．

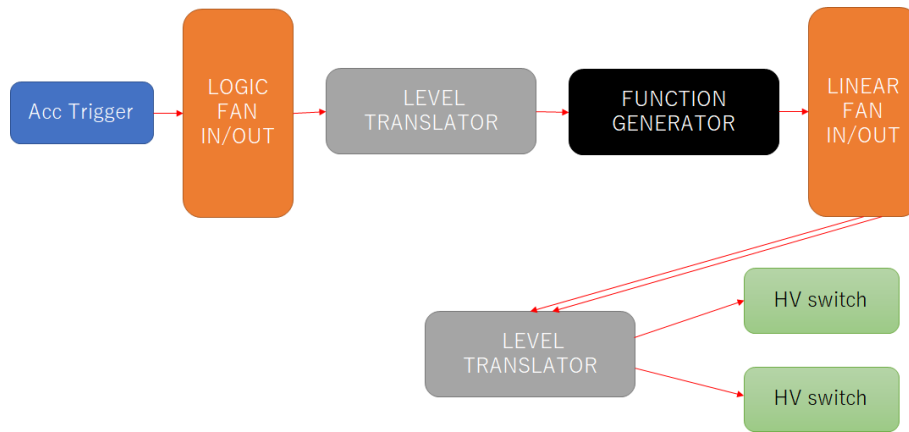


図 6.8: HV switch の詳しいセットアップ

図 6.9 は，Copper の HV switch timing の run 依存性を表すグラフである．run6420～run6435 の特別なデータは省いている．図 6.10 は，図 6.9 の点をつめたヒストグラムである．図 6.9 と同様に時間原点 (ビーム発射時刻) が動いている．よって，図 6.9 の RMS が最も小さくなるように時間原点を決定する．

表 6.2: 足した run の合計数と RMS

足した run の合計	Mean	RMS
2	-1.943 μ s	0.008926
3	-1.943 μ s	0.008186
4	-1.945 μ s	0.007131
5	-1.944 μ s	0.009535

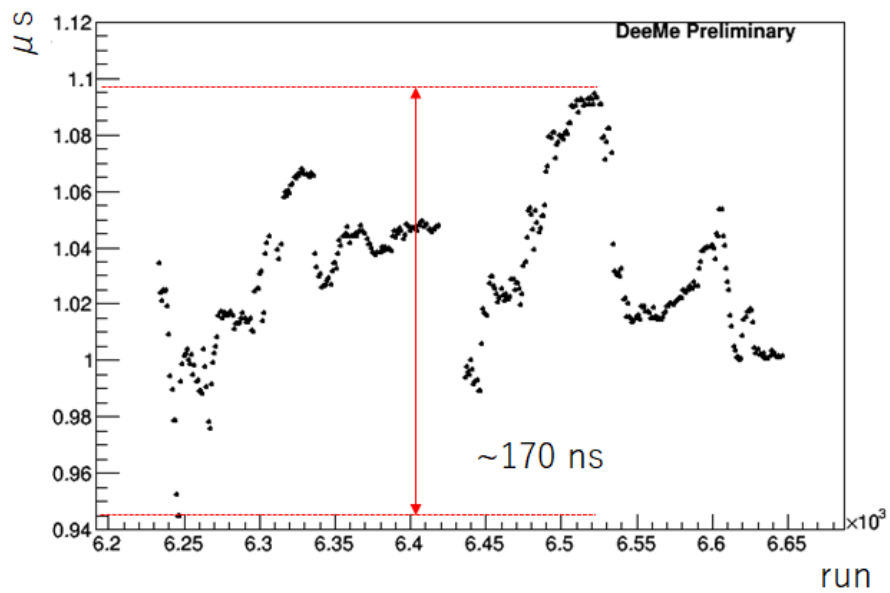


図 6.9: Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正前)

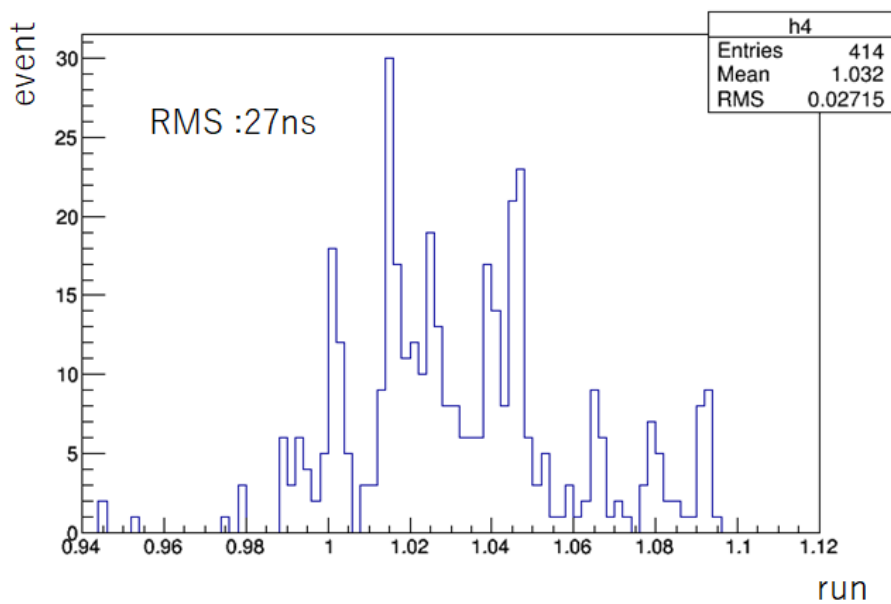


図 6.10: Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正前) のヒストグラム

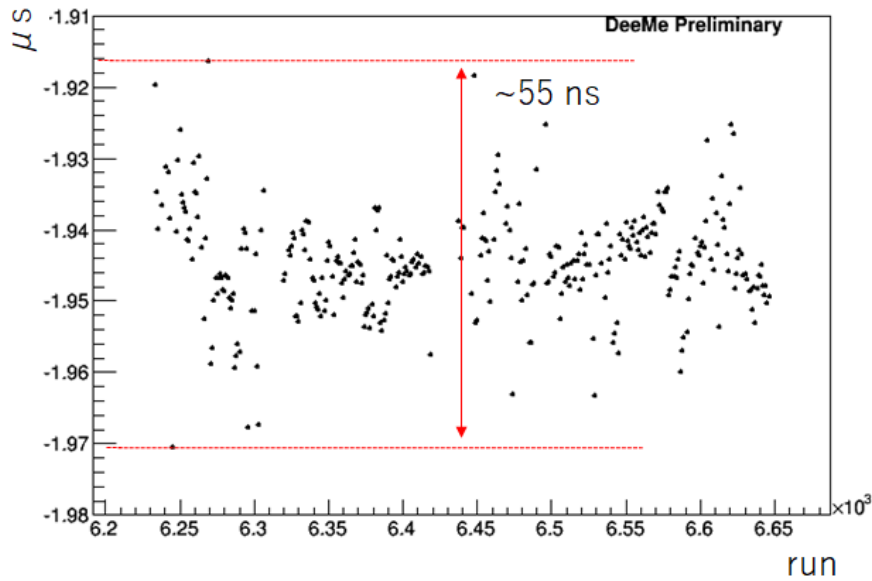


図 6.11: Copper の HV switch timing run 依存性 (時間原点の較正後) のヒストグラム

表 6.2 より, Mean は足した run の合計に関わらず, 安定していることが分かる. RMS が最も小さいのは 4 run を足したヒストグラムで作った時間原点であることが分かる. 図 6.11 は, 4 run を足したヒストグラムで作った時間原点で較正した後の Copper の HV switch timing の run 依存性を表している. Copper の時間原点は, 最大で約 55 ns のタイムドリフトが存在するが, RMS は, 7.1 ns に抑えることが出来た.

7 FADCの時間原点の較正

前章で Copper の時間原点を決定した。Copper の時間原点を用いて，FADC の時間原点を決定する。

7.1 FADCの時間原点の決定

図7.1のように，FADCの時間原点を決定する。前章で Copper の時間原点を決定したので，時間原点と Copper の HV switch timing ($C \mu\text{s}$) の時間差は， $|C| \mu\text{s}$ となる。FADC の HV switch timing ($F \mu\text{s}$) を用い， $F+|C| \mu\text{s}$ ($F-C \mu\text{s}$) を FADC の時間原点とし， $\pm 10 \text{ ns}$ の精度で決定する。図7.2は，FADCの時間原点を決定した後の FADC-Copper の HV switch timing の run 依存性を表すグラフである。図7.2より，FADCと Copper の最大タイムジッターを 20 ns ，RMS を 4.0 ns に抑えることが出来た。

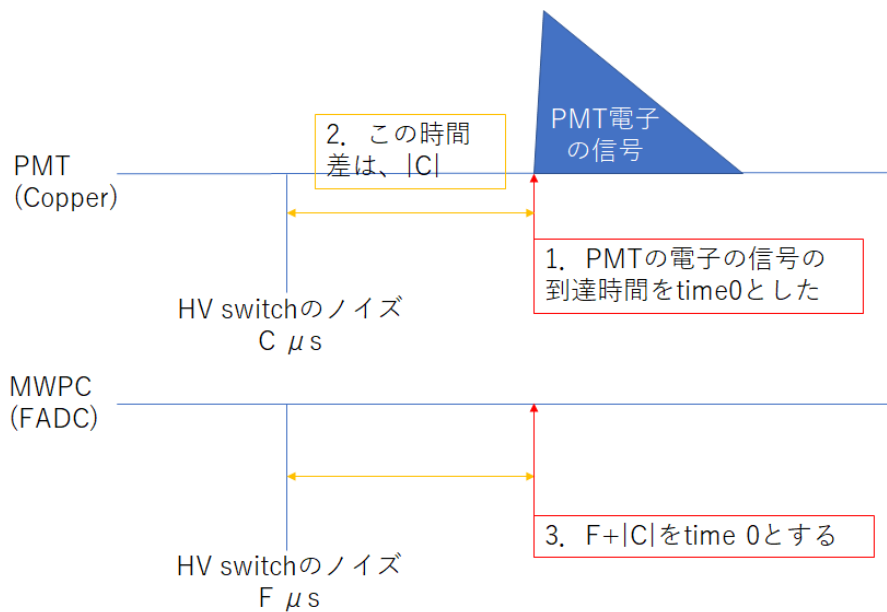


図 7.1: FADC 時間原点の決定の仕方

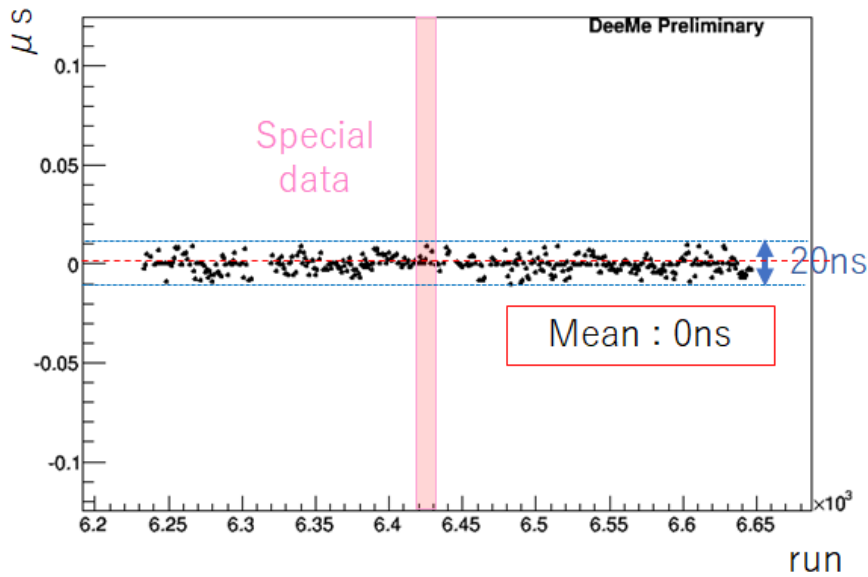


図 7.2: FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FADC 時間原点の較正後)

7.2 FADC による HV switch timing の違い

図 7.3 と図 7.4 は、Ch8 と Ch24 の FADC の時間原点を決定する前の FADC の HV switch timing の Bank 依存性を表したグラフであり、縦軸は FADC の HV switch timing で、横軸は FADC の Bank name である。DeeMe 実験では、4 台の MWPC を使用する。電子ビームに対して上流側から、MWPC0, 1, 2, 3 と呼ぶこととする。MWPC0, 1 と MWPC2, 3 では、使用している HV switch が異なり、それぞれ HV switch1, HV switch2 と呼ぶこととする。MWPC0 には、FI02, FI03, FI04, MWPC1 には、FI05, FI06, FI07, MWPC2 には、FI10, FI11, FI15, MWPC3 には、FI16, FI17, FI20 と呼ばれる FADC が使われている。FADC は 12 台あるが、Ch0-15, 16-31 で分かれており、それぞれ異なるケーブルと AMP を用いている。

図 7.3 と図 7.4 は、MWPC0,1 に使われている FADC (HV switch1 グループ) と MWPC2, 3 に使われている FADC (HV switch2 グループ) の HV switch timing の間に約 50 ns の時間差があることを示している。これは、HV switch が異なることによって生じている差である。同じ HV switch グループ内の HV switch timing の時間差は FADC と MWPC を繋いでいるケーブルの長さの違いから生じる時間差であり、赤い丸で囲んでいる FI10 の Ch0-15, FI17 の Ch16-31 と MWPC を繋いでいるケーブルは他のものと比べて特に短いために、HV switch timing が他と比べて小さくなっている。(各 FADC に繋いでいるケーブルの長さは、表 7.1 に示している。) HV switch timing の FADC 間の相対差は run によって変化しない。

Copper で記録していた HV switch timing は、HV switch1 の HV switch timing であり、HV switch2 の HV switch timing は Copper では記録していなかった。そ

のため、前節で述べた方法で HV switch2 グループの FADC の時間原点を決定することは出来ない。

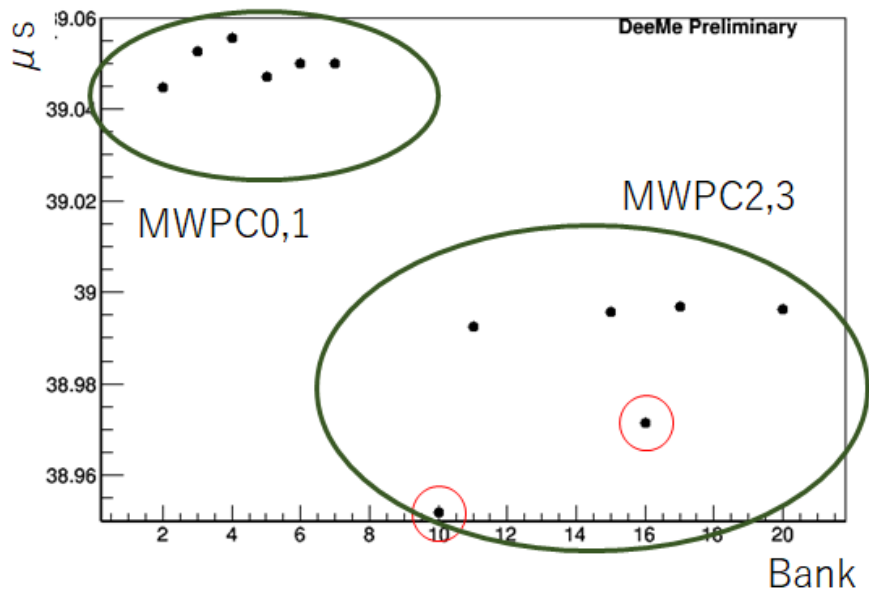


図 7.3: FADC の HV switch timing Bank 依存性 (FADC 時間原点の較正前, Ch8)

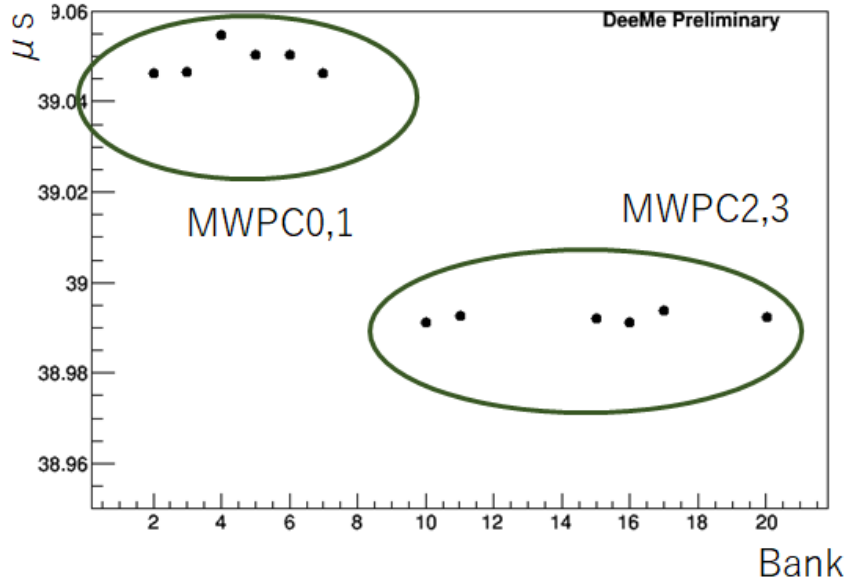


図 7.4: FADC の HV switch timing Bank 依存性 (FADC 時間原点の較正前, Ch24)

7.3 ケーブルの長さとお信号の関係

FADC に記録されている各信号とケーブルの長さの関係を式で示す。

$$t_{H_1}^C = T_{H_1} + l_{H_1}^C + T_{TR}^C \quad (7.1)$$

$$t_e^C = T_e + l_{PM}^C + T_{TR}^C \quad (7.2)$$

$$t_{H_i}^{F_i} = T_{H_i} + l_{H_i}^{MW} + l_{MW}^{PS_i} + l_{PS_i}^{F_i} + T_{TR}^{F_i} \quad (7.3)$$

$$t_e^{F_i} = T_e + l_{MW}^{PS_i} + l_{PS_i}^{F_i} + T_{TR}^{F_i} \quad (7.4)$$

$$t_{TP}^{F_i} = T_{TP} + l_{TP}^{PS_i} + 2l_{MW}^{PS_i} + l_{PS_i}^{F_i} + T_{TR}^{F_i} \quad (7.5)$$

式 7.1, 式 7.2 は, Copper で記録されている HV switch timing, 電子の信号についての関係式であり, 式 7.3, 式 7.4, 式 7.5 は, FADC に記録されている HV switch timing, 電子の信号, test pulse についての関係式である. $t_{H_1}^C$, t_e^C , $t_{H_i}^{F_i}$, $t_e^{F_i}$, $t_{TP}^{F_i}$ は, Copper もしくは FADC で記録されているデータ上の時刻を表しており, T_{H_1} , T_e , T_{H_i} , T_e , T_{H_i} は, 共通の時間軸による物理的な時刻である. $l_{H_1}^C$, l_{PM}^C は, HV switch1 と Copper, PMT と Copper を繋ぐケーブルを信号が通過するのにかかる時間を表しており, $l_{H_i}^{MW}$, $l_{MW}^{PS_i}$, $l_{PS_i}^{F_i}$, $l_{TP}^{PS_i}$ は, HV switch1 もしくは HV switch2 と MWPC, MWPC と PS ボード, PS ボードと FADC, AMP Power

ボードから PS ボードを繋ぐケーブルが信号を通過するのにかかる時間を表している。 $l_{H_i}^{MW}$ と $l_{PS_i}^{F_i}$ と $l_{TP}^{PS_i}$ は、他に比べて小さい値と期待される。 $T_{TR}^{F_i}$ は、トリガーによって決まる時間座標であり、トリガーの到達時間の揺らぎも含む。

図 7.5 のように、Test pulse は FADC で記録される。 Test pulse は、PS ボードから AMP までフラットケーブルを通り伝わり、MWPC からの信号 (電子の信号と HV switch のノイズ) が AMP で増幅されたものと共に PS ボードに送られ、さらに FADC に送られる。 PS ボードと FADC を繋ぐケーブルの長さは、1.5 m であり、FADC と PS ボードに寄らず全て同じ長さである。

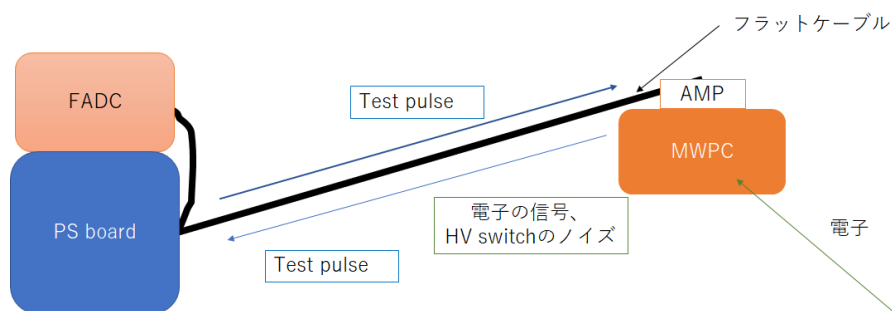


図 7.5: Test pulse とフラットケーブルの関係

式 7.3 と式 7.5 より、

$$t_{H_i}^{F_i} - t_{TP}^{F_i} = (T_{H_i} - T_{TP}) + l_{H_i}^{MW} - l_{TP}^{PS_i} - l_{MW}^{PS_i} \quad (7.6)$$

よって、

$$(t_{H_i}^{F_i} - t_{TP}^{F_i}) - (t_{H_j}^{F_j} - t_{TP}^{F_j}) = (T_{H_i} - T_{H_j}) + (l_{H_i}^{MW} - l_{H_j}^{MW}) - (l_{TP}^{PS_i} - l_{TP}^{PS_j}) - (l_{MW}^{PS_i} - l_{MW}^{PS_j}) \quad (7.7)$$

となる。式 7.7 より、同じ HV switch グループ内であれば HV switch timing と Test pulse の時間差によって、ケーブルの長さによる FADC に記録されている信号の時間のずれを調べることができる。

図 7.6 と図 7.7 は、フラットケーブルと HV switch timing - Test pulse の関係を HV switch グループ別に表したグラフである。図 7.6 のグラフにフィットされている近似直線は、 $y = -(0.00654 \pm 0.00099)x + (8.15702 \pm 0.01576)$ 、図 7.7 のグラフにフィットされている近似直線は、 $y = -(0.00634 \pm 0.00019)x + (8.09934 \pm 0.00288)$ である。FADC に記録されている信号は、フラットケーブル 1 m で (6.54 ± 0.99) ns、 (6.34 ± 0.19) ns 遅れることが分かる。フラットケーブルの仕様書によると、フラットケーブルの長さによる信号の遅れは、5.35 ns/m であると書かれていた。仕様書から測定結果が大きく離れていないことを確認した。

ケーブルの長さとして求めたケーブルの長さによる信号の遅れの値により、 $l_{MW}^{PS_i}$ を知ることができるので、式 7.3 より、 $T_{TR}^{F_i}$ を知ることが出来る。

図 7.8 と図 7.9 は、FADC トリガーの揺らぎを表している。横軸の FADC Number とは表 7.1 のように、FI02 の Ch0-15 は 0、FI02 の Ch16-31 は 1、FI03 の Ch0-15

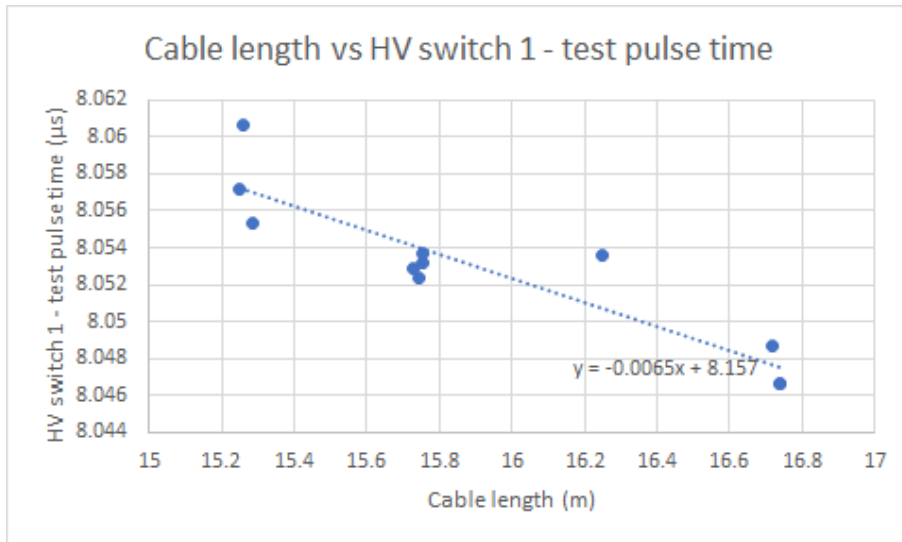


図 7.6: フラットケーブルと HV switch timing - Test pulse の関係 (HV switch1 グループ)

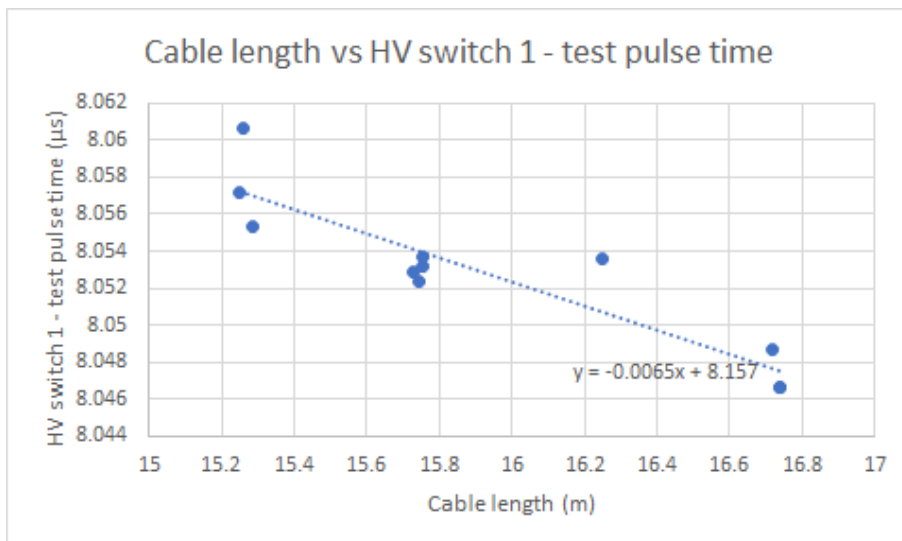


図 7.7: フラットケーブルと HV switch timing - Test pulse の関係 (HV switch2 グループ)

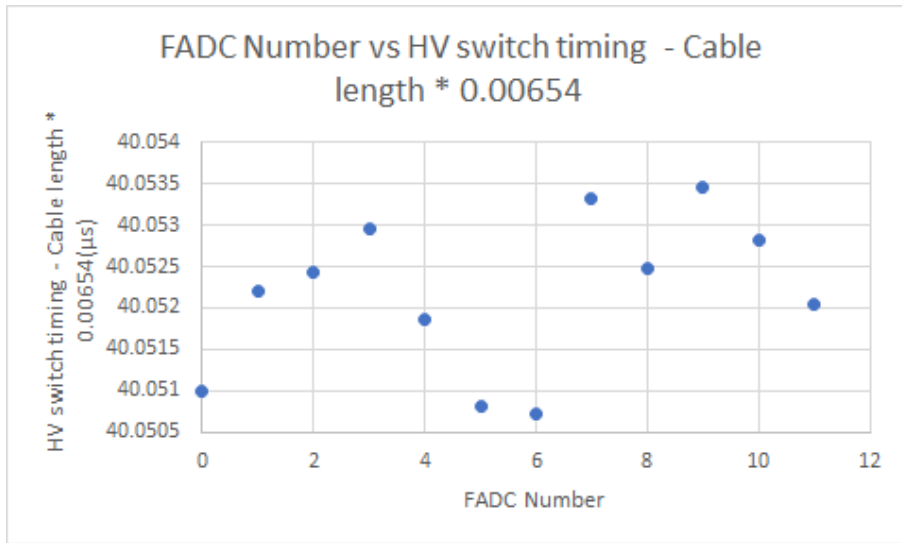


図 7.8: FADC トリガーの揺らぎ (HV switch1 グループ)

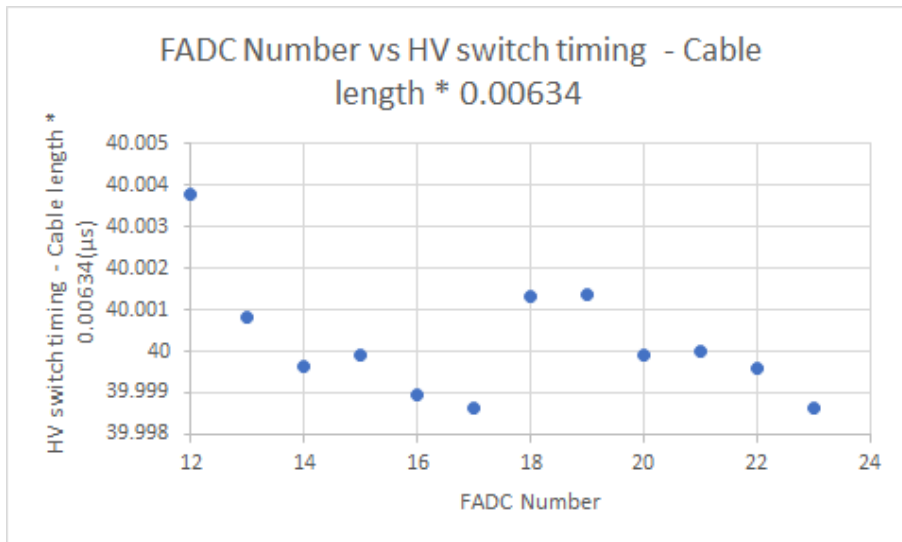


図 7.9: FADC トリガーの揺らぎ (HV switch2 グループ)

は2... というように付けた番号である。図7.8と図7.9によると、それぞれ最大の揺らぎが、約2.75 ns, 5.5 nsということが分かる。これは、フラットケーブルの長さの揺らぎから比べると小さい。

表 7.1: FADC のセットアップ

FADC と Ch	FADC Number	Cable Number	Cable length (m)
FI02 Ch0-15	0	5	15.245
FI02 Ch16-31	1	0	15.260
FI03 Ch0-15	2	1	16.250
FI03 Ch16-31	3	2	15.250
FI04 Ch0-15	4	3	16.720
FI04 Ch16-31	5	4	16.740
FI05 Ch0-15	6	11	15.760
FI05 Ch16-31	7	10	15.745
FI06 Ch0-15	8	9	15.753
FI06 Ch16-31	9	8	17.755
FI07 Ch0-15	10	7	15.730
FI07 Ch16-31	11	6	15.285
FI10 Ch0-15	12	17	8.580
FI10 Ch16-31	13	16	15.250
FI11 Ch0-15	14	15	15.735
FI11 Ch16-31	15	14	15.725
FI15 Ch0-15	16	13	16.255
FI15 Ch16-31	17	12	15.750
FI16 Ch0-15	18	22	12.157
FI16 Ch16-31	19	23	15.228
FI17 Ch0-15	20	21	16.245
FI17 Ch16-31	21	20	15.745
FI20 Ch0-15	22	19	16.250
FI20 Ch16-31	23	18	15.755

7.4 FADC (HV switch2グループ) の時間原点の較正

HV switch2グループの時間原点の較正には, Test pulseを用いる. 式7.5より,

$$t_{TP}^{F_i} - t_{TP}^{F_j} = (l_{TP}^{PS_i} - l_{TP}^{PS_j}) + 2(l_{MW}^{PS_i} - l_{MW}^{PS_j}) + (l_{PS_i}^{F_i} - l_{PS_j}^{F_j}) + (T_{TR}^{F_i} - T_{TR}^{F_j}) \quad (7.8)$$

となる. 式7.8は, 同じ長さのケーブルを用いたFADC間では, $l_{MW}^{PS_i} - l_{MW}^{PS_j} = 0$ となり, Test pulseを用いることによって, ケーブルの長さを考慮することなく, 時間原点の較正を行うことが出来ることが分かる. HV switch1グループの時間原点の較正は完了している. HV switch1グループとHV switch2グループで同じ長さのフラットケーブルを用いたFADCはFI05のCh16-31とFI17のCh16-31である(表7.1). よって, FI05のCh16-31の時間原点を利用することにより, FI17のCH16-31の時間原点を決定した. 図7.10は, FI17のCh24のHV switch timingのrun依存性を表すグラフである. FI05のCh24のTest pulse ± 10 ns以上ずれる度に較正することにより, FI17のCh24の時間原点の最大タイムジッターを23 ns, RMSを4.2 nsに抑えることが出来た. 平均値の-55 nsは, HV switch1とHV switch2のHV switch timingの差を示している. FI17のCh24以外のChは, Ch24の時間原点の値を用いている. 今までのFADCに対する時間原点の較正もCh24を基準に用いて行っており, その値を同じFADCの全てのChに適応している.

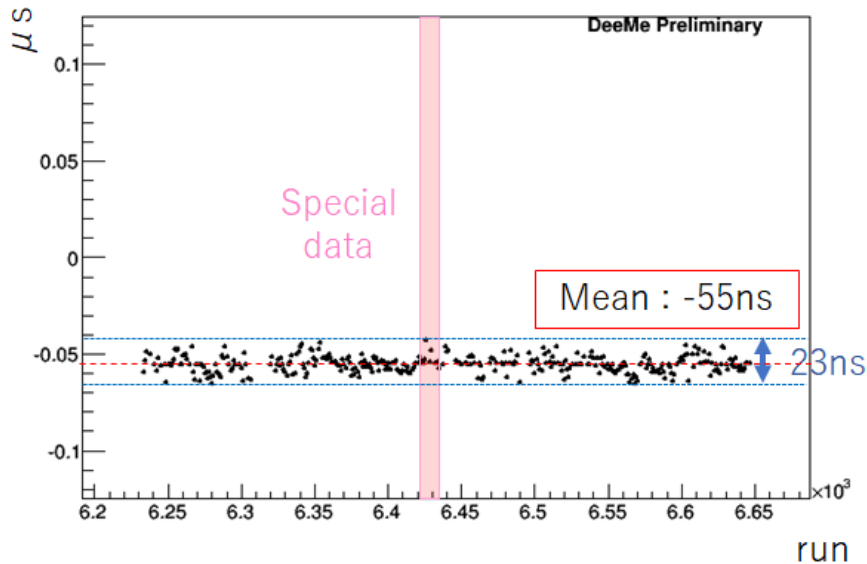


図 7.10: FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FI17, Ch24)

FI17以外のHV switch2グループの時間原点の較正には、HV switch timingを用いる。式7.3により、

$$t_{H_i}^{F_i} - t_{H_j}^{F_j} = (T_{H_i} - T_{H_j}) + (l_{H_i}^{MW} - l_{H_j}^{MW}) + (l_{MW}^{PS_i} - l_{MW}^{PS_j}) + (l_{PS_i}^{F_i} - l_{PS_j}^{F_j}) + (T_{TR}^{F_i} - T_{TR}^{F_j}) \quad (7.9)$$

となる。式7.9は、同じHV switchを用いたFADC間では、 $l_{H_i}^{MW} - l_{H_j}^{MW} = 0$ となり、HV switch timingを用いることによって、55 nsのHV switchの違いによるHV switch timingの時間差を考慮することなく、時間原点の較正を行うことが出来ることが分かる。FI17の時間原点の較正は完了している。よって、FI17の時間原点を基準にして、HV switch timingを用いて、FI17以外のHV switch2グループの時間原点を決定した。図7.10は、FI17以外のHV switch2グループのHV switch timingのrun依存性を表すグラフである。FI17のHV switch timingから± 10 ns以上ずれる度に較正することにより、FI17以外のHV switch2グループの時間原点の最大タイムジッターを33 ns, RMSを4.4 nsに抑えることが出来た。平均値-55 nsは、FI17と同様にHV switchの違いによるHV switch timingの時間差である。

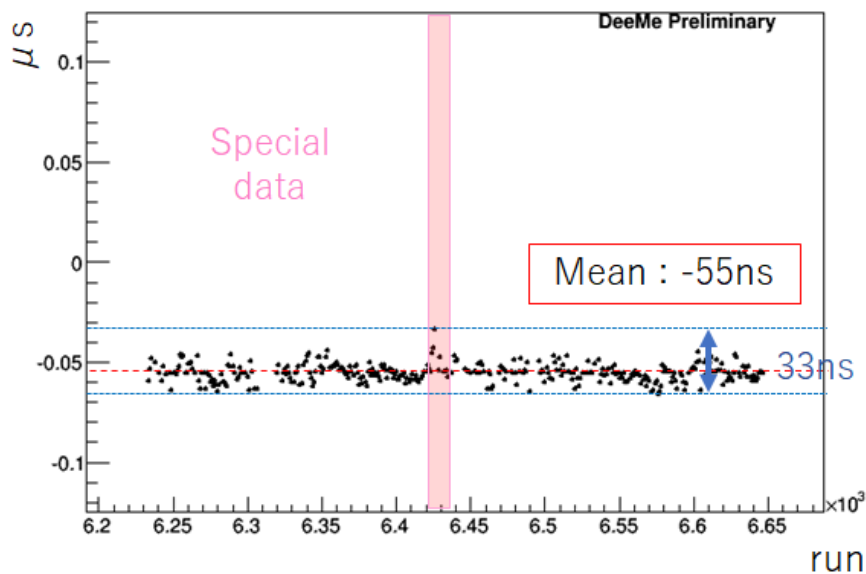


図 7.11: FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (HV switch2 グループ (FI15, Ch24))

7.5 FADC の Ch 毎の時間原点の較正

同じ FADC 内でも、Ch0-15 と Ch16-31 で用いているケーブルの長さが異なるため、HV switch timing, 時間原点も異なる (表 7.1) . 7.3 節より、ケーブルの長さによって、約 6 ns/m の遅れが生まれることが分かっている。DeeMe 実験の時間原点の較正の仕方は、FADC 毎に時間原点を決定する仕様であったが、FADC 間の相対的な timing calibration のためには、時間原点を Ch 毎に時間原点を決定しなければならない FADC が存在する。そのため、これまでの仕様から、FADC 毎に時間原点を決定し、その時間原点からの各 Ch の時間原点のずれを較正できる仕様に変更した。FADC 間の相対的な time calibration のために、Ch0-15 と Ch16-31 で用いているケーブルの長さが大きく異なっているため、FADC 内で HV switch timing の揺らぎが 10 ns 以上存在した、FI10 と FI16 は Ch 毎の時間原点も決定した。

図 7.12 は、FI10 と FI16 の Ch24 以外の Ch の HV switch timing の run 依存性を表すグラフである。Ch24 の HV switch timing から Ch24 以外の Ch の HV switch timing が、 ± 10 ns 以上ずれる度に較正することにより、Ch24 以外の Ch の最大タイムジッターを 24 ns, RMS を 4.4 ns に抑えることが出来た。

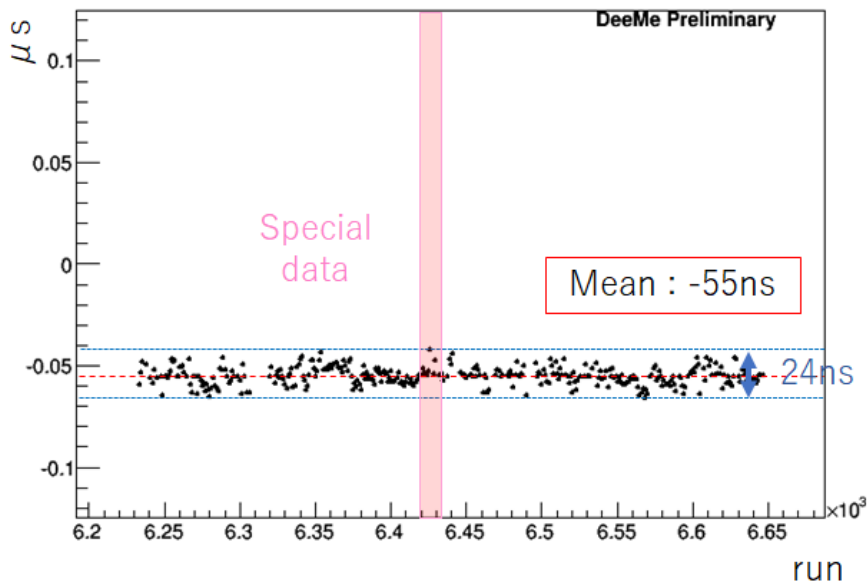


図 7.12: FADC-Copper の HV switch timing run 依存性 (FI10, Ch8)

8 結論

DeeMe 実験は cLFV 過程の一つであるミューオン・電子転換過程を、現在の実験による分岐比の上限を上回る 10^{-14} の単一事象感度で探索する実験である。2017 年 6 月に J-PARC MLF D2 エリアにて、本番実験で用いる MWPC を使って、DIO 測定を行った。その際のデータの時間較正を行った。

FADC (PMT) の時間原点を最大タイムジッター 55 ns, RMS 7 ns の精度で決定した。

HV switch1 グループの FADC (MWPC) の Timing calibration を FADC (PMT) とのタイムジッターが ± 10 ns 以上変動するごとに行うことにより、FADC (MWPC) の時間原点を最大タイムジッター 20 ns, RMS 4 ns の精度で決定した。

HV switch1 グループと HV switch2 グループで同じ長さのケーブルを用いていた FADC (FI05 と FI17) の関係と Test pulse, FI05 の時間原点を用いることにより、HV switch1 グループと FI17 の Timing calibration を ± 10 ns の精度で行い、同時に FI17 の時間原点を最大タイムジッター 23 ns, RMS 4 ns の精度で決定した。

FI17 と HV switch2 グループの関係と HV switch timing, FI17 の時間原点を用いることにより、FI17 と HV switch2 グループの Timing calibration を ± 10 ns の精度で行い、同時に HV switch2 グループの時間原点を最大タイムジッター 33 ns, RMS 4 ns の精度で決定した。

同じ FADC 内の Ch 間で ± 10 ns 以上の HV switch timing の差がある FADC に関しては、基準となる Ch (Ch24) とそれ以外の Ch の Timing calibration を ± 10 ns の精度で行い、同時にそれぞれの Ch の時間原点を最大タイムジッター 24 ns, RMS 4 ns の精度で決定した。

以上より、全ての FADC の時間原点の較正が行われた。今後としては、2017 年 6 月のデータをより良い精度で解析するために、gain の較正や検出効率の較正などをする必要があると考えられる。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり、多くの方々のお力添えを頂きました。ここに感謝の意を述べたいと思います。研究室の指導教員である清矢良浩教授，山本和弘准教授には大変お世話になりました。お忙しい中でも，初歩的な質問にも丁寧に答えてくださったり，問題について一緒に考えてくださったり，熱心に指導して頂きました。深く感謝申し上げます。

大阪大学の青木正治准教授には，学会発表の指導や本研究を始める機会を頂きました。修士課程の2年間とてもお世話になり，貴重な経験をさせていただきました。IBSの名取寛顕氏，大阪大学の Nguyen Minh Truong 氏，長尾大樹氏には毎週のミーティングやビームテスト，出張の際に貴重なアドバイスを頂き大変感謝しています。本実験の共同研究者の皆様には，様々な場面で大変お世話になりました。実験グループの方々の研究に対する姿勢・考え方は大変勉強になりました。心より感謝を申し上げます。

本学高エネルギー物理学研究室のみなさん，OBである古谷優子氏，森本史明先輩には，なにも分かっていなかった私に DeeMe についてのことや研究の進め方などを優しく丁寧に教えて頂きました。また，みなさんとお話しするのもとても楽しかったです。研究室生活を豊かなものにしていただきました。学部時代を含め3年間お世話になりました。

最後に私の支えとなってくださった家族と友人の皆様に，心から感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 青木正治, 「J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン・電子転換過程探索実験 (DeeMe)」, 高エネルギーニューズ Volume31 Number3, pp.228-237, (2012).
- [2] Gianluca Cavoto, "Searching for the $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ decay with MEG and MEG-II", arXiv:1407.8327 (2014).
- [3] U.Bellgardt et al. (SINDRUM collaboration), "Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ ", Nucl.Phys. B299, 1 (1988).
- [4] W. Betrl et al. (SINDRUM collaboration), "A Search for muon to electron conversion in muonic gold", Euro. Phys, Vol. 31, No. C47, pp. 337-346 (2006).
- [5] C. Dohmen et al. (SINDRUM collaboration), "Test of lepton- avour conservation in $\mu - e$ conversion on titanium", Phys. Lett. B317, 631 (1933).
- [6] K. Hayasaka, "Tau lepton physics at Belle", Nucl. Phys. B299, 1 (1988).
- [7] D. Ambrose et al. (BNL E871 Collaboration), "New Limit on Muon and Electron Lepton Number Violation from $K_L^0 \rightarrow \mu^{pm} e^{mp}$ Decay", Phys. Rev. Lett. 81, 5734 (1988).
- [8] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Z. Phys. C 73, 243 (1997).
- [9] CLARK, Allan Geoffrey, et al. (CDF Collaboration) "Search for the Decays $B_S^0 \rightarrow e^+ \mu^-$ and $B_S^0 \rightarrow e^+ e^-$ in CDF Run II" Phys. Rev. Lett. 102.201801 (2010).
- [10] A. Czarnecki, X.G. Tormo, W.J. Marciano, "Muon decay in orbit spectra for $\mu^- - e$ conversion experiments", Hyperfine Interact.210, 19-23 (2012).
- [11] COMET collaboration, "An Experimental Search for Lepton Flavor Violating $\mu^- - e^-$ Conversion at Sensitivity of 10^{-16} with a Slow Extracted Bunched Proton Beam", J-PARC Nuclear and Particle Physics Experimental Proposal (2007).
- [12] R. Ehrlich, "The Mu2e Experiment", 2013 International Workshop on Baryon and Lepton Number Violation, (BLV2013).
- [13] 「J-PARC 大強度陽子加速器施設」, <https://j-parc/ja/jparc.html>
- [14] 青木正治, 「RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン電子転換過程の探索実験」, ミュオン共同利用 S1/S2 型実験課題平成 28 年度研究計画書.

- [15] 清水宏祐, 「ミュー粒子・電子転換過程探索実験 DeeMe におけるアフタープロトン背景事象および単一事象感度の評価」, 大阪市立大学理学研究科高エネルギー物理学研究室 修士論文 (2015).
- [16] E. Fermi and E. Teller, "The Capture of Negative Mesotrons in Matter", Phys. Rev. 72, 399 (1947).
- [17] H. Natori (DeeMe Collaboration), "A Fast High-Voltage Switching Multiwire Proportional Chamber", arXiv:1612.08329 (2016).
- [18] 古谷優子, 「ミュー粒子・電子転換過程探索実験 DeeMe に用いられる磁気スペクトロメータ電磁石の磁場解析と性能評価」, 大阪市立大学理学研究科高エネルギー物理学研究室 修士論文 (2017).