

$\mu - e$ 転換過程探索実験 DeeMe に用いられる
高レート耐性 MWPC の充填ガス最適化および
単一事象感度の評価

(Optimization of filling gas for MWPCs with high
rate tolerance and estimation of the single-event
sensitivity

for the DeeMe experiment searching for
muon-electron conversions)

理学研究科

数物系専攻

高橋 拓也

概要

荷電レプトン・フレーバー非保存過程 (cLFV) は標準模型では禁止されている。しかし、標準模型を超える多くの理論では現在の実験上限値の数桁下に cLFV が存在すると予言されている。

DeeMe グループは cLFV の 1 つであるミューオン・電子転換過程 ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$) を探索する。DeeMe 実験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) で計画されており、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。

本実験で用いる MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) には、陽子ビームパルスに同期して大量の荷電粒子 (プロンプトバースト) が通過する。本実験ではこのプロンプトバースト通過後約 $1 \mu\text{s}$ 後に到来すると期待される μ -e 転換由来の電子を探索するため、MWPC はプロンプトバースト通過後、 $1 \mu\text{s}$ 以内の時間で通常の運転状態に復帰する必要がある。MWPC への低電圧印加かつ高 gain でのオペレーションなどの高度化を目指し、MWPC に充填するアルゴンガスの割合を増やした結果プロンプトバースト通過後約 $1 \mu\text{s}$ 以降にプロンプトバースト由来の信号 (遅延ヒット) が検出された。この遅延ヒットを抑制するために MWPC に新たに R-134a, $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$ をそれぞれ充填し、ビームテストを行った。

R-134a の充填割合を 6%, 10%, 15% と上げていくごとに 1 event あたり計測される遅延ヒットは減少する一方で、電子 1 つあたりの検出効率も減少していく結果となった。

$\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$ を充填した結果、R-134a よりも遅延ヒットが少なく、さらに R-134a 充填より MWPC への印加電圧を下げながら高ゲインを得られた。結果として、 $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$ を充填した際に発生する遅延ヒットは 1 event あたり 2 strip 読み出しの MWPC で 3.19 ± 0.04 となった。この結果から、遅延ヒットが飛跡及び運動量の再構成に与える影響の評価が必要であり、大きな影響を与える場合、MWPC のハーフギャップの調整、新たなガス充填による遅延ヒット抑制が必要であると分かった。

本実験で用いる二次ビームライン H-Line が MLF で建設中である。モンテカルロシミュレーションにより単一事象感度の計算が行われてきたが、H-Line の電磁石の位置の再設定、真空ダクトの設置などの変更点が発生していた。本修士論文では、H-Line 設計における変更点を取り入れたより現実的なモンテカルロシミュレーションを行う事で現在建設中の H-Line の単一事象感度を計算した。

真空ダクトを取り入れる事で、電子と真空ダクトの衝突が発生する。これによりスペクトロメーターまで到達する電子が減少することから単一事象感度は悪化するが、電磁石の磁場を最適化することでそれを 6.5% 程度に抑えられ 1.81×10^{-13} の感度が得られることが確認できた。

目次

1	序論	5
1.1	標準模型	5
1.2	標準模型を超える物理	5
1.3	荷電レプトン・フレーバー非保存過程	6
1.3.1	荷電レプトン・フレーバー非保存過程探索の歴史	7
1.3.2	ミューオン・電子転換過程	7
1.3.3	ミューオン・電子転換探索実験と $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索	8
1.4	理論予想	9
1.4.1	超対称性理論	9
1.4.2	SUSY-GUT 理論	9
1.4.3	SUSY-Seesaw 理論	10
1.5	DeeMe 実験	10
1.6	先行実験	11
1.6.1	SINDRUM-II 実験	11
1.6.2	MEG	12
1.7	実験計画	12
1.7.1	COMET	12
1.7.2	Mu2e	13
1.7.3	MEG-II	13
2	実験施設・装置	23
2.1	J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) 加速器施設	23
2.1.1	リニアック (線形加速器)	23
2.1.2	3 GeV シンクロトロン RCS (Rapid Cycle Synchrotron)	23
2.1.3	物質・生命科学実験施設 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility)	23
2.1.4	ミューオン生成標的	24
2.1.5	ミューオン実験装置群 MUSE (MUon Science Establishment)	24
2.1.6	H ライン (High-momentum muon beamline)	25
2.1.7	磁気スペクトロメーター	25
2.1.8	電磁石 (PACMAN)	26
2.1.9	飛跡検出器	27
3	MWPC の高度化の歴史	34
4	R-134a を使用した充填ガス最適化	36
4.1	2019 年 7 月 に行った beam test のセットアップ	36
4.2	解析プロセス	37
4.3	Efficiency 測定	38

4.3.1	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 の割合で充填した際の efficiency	38
4.3.2	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10 の割合で充填した際の efficiency	40
4.3.3	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合で充填した際の efficiency	42
4.4	遅延ヒット測定	45
4.4.1	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 の割合で充填した際の遅延ヒットレート	45
4.4.2	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10 の割合で充填した際の遅延ヒットレート	47
4.4.3	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合で充填した際の遅延ヒットレート	48
4.5	結果	50
5	$C_3H_8O_2$ を使用した充填ガス最適化	52
5.1	2019 年 7 月の beam test のセットアップ	52
5.2	gain 測定による threshold の決定	53
5.2.1	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填した際の Gain	53
5.2.2	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain	54
5.2.3	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain	55
5.2.4	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain	57
5.3	遅延ヒット測定	60
5.3.1	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート	60
5.3.2	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート	61
5.3.3	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート	64
5.3.4	MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート	68
5.4	結果	71
6	単一事象感度	73
6.1	モンテカルロシミュレーションによる 2017 年時の SES の評価	73
6.2	HS3, HQ の位置と HQ の大きさの変更による SES の変化	79
6.3	真空ダクト設置による SES の評価	81

6.4 結果	83
7 結論	85
8 参考文献	87

1 序論

1.1 標準模型

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。素粒子の振る舞いを良く記述する理論として標準模型が確立されてきた。標準模型では、物質を構成するクォークとレプトン、これらの力を媒介するゲージボソンが素粒子とされる。

表 1.1: フェルミオン

	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代	電荷	スピン
クォーク	u (アップクォーク)	c (チャームクォーク)	t (トップクォーク)	+2/3	1/2
	d (ダウルクォーク)	s (ストレンジクォーク)	b (ボトムクォーク)	-1/3	1/2
レプトン	ν_e (電子ニュートリノ)	ν_μ (ミュー型ニュートリノ)	ν_τ (タウ型ニュートリノ)	0	1/2
	e^- (電子)	μ^- (ミューオン)	τ^- (タウ)	-1	1/2

表 1.2: ゲージボソン

	媒介する力	電荷 $Q/ e $	スピン
γ (フォトン)	電磁相互作用	0	1
g (グルーオン)	強い相互作用	0	1
W^\pm (W ボソン)	弱い相互作用	± 1	1
Z^0 (Z ボソン)	弱い相互作用	0	1

1.2 標準模型を超える物理

標準模型は未解決の理論的な問題を含んでいる。重力相互作用が電磁相互作用や強い相互作用と同程度の強さになると考えられるプランクスケール ($\sim 10^{19}$ GeV) と、電弱スケール ($\sim 10^2$ GeV) の間に大きな違いがある。この問題は階層性の問題と呼ばれる。この問題を解決するには非常に不自然なパラメーターの微調整をする必要がある。

このような問題から、標準模型は高いエネルギー領域で成り立つより究極な理論の底エネルギー近似であると考えられており、標準模型が有効であると考えられているよりも高いエネルギースケールにおいては標準模型を超える現象が存在すると予測されている。

ILC (Internal Linear Collider) 計画や、CERN の LHC 加速器を用いた実験などのエネルギーフロンティアは、巨大加速器により高エネルギー状態を作り標準模型を超える物理への手がかりを探る。一方で、不確定性原理より、稀にしか起こらない現象を精密に調べることは高いエネルギーの物理事象を調べる別の方法であると言え

る。高い衝突頻度の中で稀崩壊探索を行うことによって、新しい物理を探る実験 (インテンシーフロンティア) も多く行われている。

1.3 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

レプトンに $+1$, 反レプトンに -1 のレプトン数が与えられ, 素粒子反応の前後でレプトン数と呼ばれる量子数が保存する。更に, 荷電レプトンについては, 世代ごとのレプトン数も保存するとされている。

例えば, ミューオンの通常崩壊 (Michel 崩壊),

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

を考える。レプトン数は, 左辺の μ^- が $+1$, 右辺の e^- が $+1$, ν_μ が $+1$, $\bar{\nu}_e$ が -1 であり, 右辺の総和が $+1$ となって両辺で保存する。電子レプトン数は, 左辺の μ^- が 0 , 右辺の e^- が $+1$, ν_μ が 0 , $\bar{\nu}_e$ が -1 であり, 右辺の総和が 0 となって両辺で等しい。ミューレプトン数についても, 左辺の μ^- が $+1$, 右辺の e^- が 0 , ν_μ が $+1$, $\bar{\nu}_e$ が 0 であり, 総和が $+1$ であるので両辺で保存している。

ミューオン原子捕獲 (Muon capture, MC),

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (1.2)$$

でも同様に (ここで, A, Z はそれぞれミューオンが静止した物質の原子量, 原子番号である.), 両辺ともレプトン数の総和が $+1$, 電子レプトン数が 0 となる, これらの反応は, 反応前後でレプトン数と荷電レプトン数が保存している。

クォーク・フレーバー 3 世代混合の理論が小林・益川によって提唱され, 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) での Belle 実験や Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) での BaBar 実験でクォークのフレーバー混合が確認された [1]。また, 近年スーパーカミオカンデや J-PARC での T2K 実験などによる実験結果からニュートリノ振動現象が発見され, 中性レプトンのフレーバー保存もクォークのフレーバーのように破れることが明らかとなった [2-4]。

一方で, 荷電レプトン・フレーバー非保存過程 (Charged Lepton Flavor Violation, CLFV) は未だに発見されていない (図 1.1)。ニュートリノの質量を修正した標準模型の枠内でも, 荷電レプトン・フレーバー非保存過程の分岐比は非常に小さく, 実験で観測することは困難である。例として, 荷電レプトン・フレーバー非保存過程のひとつである, ニュートリノ振動による $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊ダイアグラムを 図 1.2 に示す。この反応では, ミューオンが W ボソンを放出しミュー型ニュートリノとなったあと, ミュー型ニュートリノが振動して電子型ニュートリノとなる。放出した W ボソンを電子型ニュートリノが再び吸収すると, $\mu \rightarrow e\gamma$ となる。 $\mu \rightarrow e\gamma$ の分岐比は, Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ニュートリノ混合行列成分 $U_{\mu i}$, U_{ei} とニュートリノ

の質量 Δm_{ij} , W ボソンの質量 M_W を用いて,

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 < 10^{-54} \quad (1.3)$$

と表される [5,6]. ニュートリノの質量差 ($\Delta m_{21}^2 = 7.5 \times 10^{-5} \text{eV}^2$, $|\Delta m_{32}^2| = 2.44 \times 10^{-3} \text{eV}^2$) が W ボソンの質量 ($M_W = 80.376 \text{GeV}$) に比べて非常に小さいため, 分岐比の上限値は 10^{-54} と非常に小さくなる.

しかし, いくつかの標準模型を超えた理論が, 実験で検出可能な荷電レプトン・フレーバー非保存の分岐比 (10^{-13} から 10^{-16} のオーダー) を予言している. もし荷電レプトン・フレーバーの破れを実験的に観測することができれば, 標準模型を超える新しい物理の存在の証拠となる.

1.3.1 荷電レプトン・フレーバー非保存過程探索の歴史

荷電レプトン・フレーバー非保存過程の探索は, 1947 年に Hincks と Pontecorvo によって初めて行われた [8, 9]. それから, 実験の感度は 10 年ごとに 2 桁ずつ進歩している.

第二世代の荷電レプトンであるミューオンはエネルギー的に第一世代の荷電レプトンである電子へ転換が可能である. 加速器の性能の発展によって, ミューオンは比較的容易にかつ大量に生成されるようになった. また, ミューオンの崩壊過程には強い相互作用によるものが含まれず, K_L^0, K^+ などのハドロンの荷電レプトン・フレーバー非保存過程の探索に比べてバックグラウンドの影響が少ない. このため, 良い精度で実験を行うことができると期待され, 荷電レプトン・フレーバー非保存過程を探索する方法の中でもミューオンを用いる方法は注目されている.

1.3.2 ミューオン・電子転換過程

我々の実験グループ DeeMe は, ミューオン・電子転換過程の探索を目指す.

加速器からの陽子ビームを標的に照射し, ミューオンを生成する. ミューオンを静止させ, 標的原子の電子軌道にミューオンを束縛させる. ミューオンが電子のように軌道上を周回する原子をミュオニック原子という. 束縛されたミューオンは特性 X 線を放出しながら標的原子の安定軌道 (1s) まで落ちる. 標準模型の枠内では, ミューオンはそのあとニュートリノと電子に崩壊するか (式 (1.1)), 原子核に捕獲される (式 (1.2)).

ミューオン・電子転換過程,

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (1.4)$$

は左辺のミューレプトン数が +1, 電子レプトン数が 0, 右辺のミューレプトン数が 0, 電子レプトン数が +1 であり, 両辺で電子レプトン数とミューレプトン数が保存しない荷電レプトン・フレーバー非保存のひとつである.

ミューオン・電子転換過程があった場合, ミューオンの質量 m_μ からミューオニック原子の 1s 軌道の束縛エネルギー B_μ と原子核 (質量 M_A をもつとする) からの反跳エネルギー E_{rec}^0 を引いた単色のエネルギー $E_{\mu e}$ をもつ電子が原子から飛び出す.

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{\text{rec}}^0 \quad (1.5)$$

$$E_{\text{rec}}^0 \simeq \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (1.6)$$

反跳エネルギー E_{rec}^0 は十分小さいため無視できる. 1s 軌道の束縛エネルギー B_μ はミューオニック原子を作る原子によって決まる量である.

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の比で定義される.

$$Br(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)) \equiv \frac{\Gamma[\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)]}{\Gamma[\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1)]} \quad (1.7)$$

1.3.3 ミューオン・電子転換探索実験と $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索

荷電レプトン・フレーバー非保存には, 図 1.5 のような光子を伴う相互作用の寄与と, 図 1.4 のような光子を伴わない相互作用の寄与があり, その実効ラグランジアンは次式のように表される [10].

$$\mathcal{L} = \frac{1}{1 + \kappa} \frac{m_\mu}{\Lambda^2} \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{1 + \kappa} \frac{1}{\Lambda^2} (\bar{\mu}_L \gamma^\mu e_L) (\bar{q}_L \gamma_\mu q_L) \quad (1.8)$$

光子を伴う過程が優位である場合は, ミューオン・電子転換過程は $\mu \rightarrow e\gamma$ を内包する (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) ため分岐比が小さくなり, $\mu \rightarrow e\gamma$ の数百分の 1 程度の分岐比となる. また, 光子を伴わない過程が優位である場合は, $\mu \rightarrow e\gamma$ は観測されなくともミューオン・電子転換過程は観測されることがありうる.

複数の方法で荷電レプトン・フレーバー非保存過程を探索し, 分岐比を比較して理論の検証を行うところが重要である.

1.4 理論予想

1.4.1 超対称性理論

超対称性理論 (SUSY) は階層生の問題を解決する理論として標準模型を超える物理模型に有力候補となっている。SUSY では、ボソンにはフェルミオンの、フェルミオンにはボソンの超対称性粒子があると考えられる。しかし、粒子と同じ質量を持つ超対称性粒子はこれまで発見されておらず、対称性は壊れている。この対称性の破れの項は荷電レプトン・フレーバー非保存過程を引き起こす。

レプトンに対する超対称性粒子であるスレプトンの質量行列は、

$$m_l^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{e}\tilde{e}}^2 & \Delta m_{\tilde{e}\tilde{\mu}}^2 & \Delta m_{\tilde{e}\tilde{\tau}}^2 \\ \Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2 & m_{\tilde{\mu}\tilde{\mu}}^2 & \Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{\tau}}^2 \\ \Delta m_{\tilde{\tau}\tilde{e}}^2 & \Delta m_{\tilde{\tau}\tilde{\mu}}^2 & m_{\tilde{\tau}\tilde{\tau}}^2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

と表され、この行列の非対角成分が荷電レプトン・フレーバー非保存過程に関与する。図 1.5 に超対称性粒子が関与するミューオン・電子転換過程のダイアグラムの一例を示す。このダイアグラムは、ニュートラリーノ $\tilde{\chi}^0$ を介するミューオンから電子への転換を表す。スミューオン $\tilde{\mu}$ がスレプトンの混合成分 $\Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2$ によってスエレクトロン \tilde{e} へ転換し、放出された光子はクォークに吸収されている。

スレプトンの質量行列の非対角成分に値を与える 2 つの SUSY シナリオ、SUSY-GUT 理論と SUSY-Seesaw 理論が提唱されている。

1.4.2 SUSY-GUT 理論

強い相互作用と弱い相互作用、電磁相互作用の大きさは $\sim 10^{16}$ GeV というエネルギースケールで統一されるかもしれないと予言している。これは大統一理論と呼ばれる。

大統一理論に超対称性理論の拡張を行った SUSY-GUT (Super SYmmetric Grand Unification Theories) 理論では、スレプトン質量行列の非対角成分は、ユニバーサル・スカラー質量 m_0 とスカラー・トライリニア・カップリング A_0 、トップクォークの湯川結合 h_t 、小林益川行列成分 V_{td} , V_{ts} 、GUT の質量スケール M_{GUT} 、右巻きニュートリノの質量 M_{R_3} を用いると、次のように表される [11, 12].

$$\Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2 \propto \frac{3m_0^2 + A_0^2}{8\pi^2} h_t^2 V_{td}^* V_{ts} \ln \frac{M_{GUT}}{M_{R_3}} \quad (1.10)$$

図 1.7 に $SU(5)$ SUSY-GUT でのミューオン・電子転換過程の予想分岐比を示す。また、 $SU(10)$ SUSY-GUT 理論では分岐比は 10^{-13} から 10^{-11} と大きな値になる (図 1.8) [13].

1.4.3 SUSY-Seesaw 理論

シーソーメカニズムは標準模型には存在しない右巻きニュートリノを導入し、現実には左巻きニュートリノのみしか観測されないのは左巻きニュートリノが軽いが右巻きニュートリノは非常に重たいためとする。右巻きニュートリノ、左巻きニュートリノとヒッグス場の相互作用は対称性を破っており、これによって左巻きスレプトンの質量行列に非対角成分が表れる [14]。スレプトン質量行列の非対角成分は、 τ 湯川結合定数 h_τ と MNS ニュートリノ混合行列成分 $U_{\tau e}$, $U_{\tau\mu}$ を用いて次式で与えられる。

$$\Delta m_{\mu\bar{e}}^2 \propto \frac{3m_0^2 + A_0^2}{8\pi^2} h_\tau^2 U_{\tau e}^* U_{\tau\mu} \ln \frac{M_{GUT}}{M_{R_3}} \quad (1.11)$$

図 1.9 に SUSY-Seesaw 理論で予言される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比を表す。分岐比は右巻きニュートリノのマヨラナ質量に大きく依存する。他にも、現在の実験の上限値の 1~4 桁下の感度で信号が見つかるると予言する余剰次元理論やリトルヒッグスモデルなどの理論がいくつか存在する。

1.5 DeeMe 実験

DeeMe 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計画である [15]。

図 1.10 に DeeMe 実験の方法を示す。3 GeV シンクロトロン RCS からのパルス陽子ビームを標的に照射すると、標的の近傍に負パイ中間子が生成される。ここで、一般的なミューオン・電子転換過程を探索する実験では、パイ中間子を電磁石を用いて集めてミューオンに崩壊させたあと、静止標的にミューオンを静止させる。一方、DeeMe 実験では、パイ中間子を生成する標的が、ミューオン生成領域とミューオン静止標的を兼ねている。こうすることで、実験の規模をコンパクトにすることが出来る。標的の中に静止した負ミューオンは、標的の原子核の周りに束縛される。そこから放出される単色エネルギーをもつ遅延電子を、スペクトロメーターによる運動量測定によって探索する。

炭素製標的を用いて実験を始め、およそ 1×10^{-13} より小さい単一事象感度を目指す (1 MW 陽子ビーム, 2×10^7 秒のビームタイム)。その後、標的を SiC に変えることを検討している。SiC 標的では 2×10^{-14} より小さい単一事象感度を目標とする。単一事象感度 (Single-Event Sensitivity) とは、1 event を観測した時の分岐比に相当する値である。

パイオン生成標的兼ミューオン静止標的に入射させるパルス陽子ビームは 2 バンチ構造となっている (図 1.11)。パルス陽子ビームが標的にぶつくと大量の荷電粒子 (プロンプトバースト) が発生する。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ても、スペクトロメーターに到達する即発荷電粒子はパルスあたり 2×10^8 個となると見積もられている。目的の遅延電子の前に来る即発荷電粒子を受

けたあと素早く動作復帰し、遅延電子を捕えられる検出器が必要である。

シグナル

DeeMe 実験におけるミューオン・電子転換シグナルは、ミューオニック炭素原子では $E_{\mu e} = 105.06$ MeV, ミューオニック Si 原子では $E_{\mu e} = 104.91$ MeV を持つ電子となる。寿命はそれぞれ 2.0μ 秒, 0.75μ 秒である。

バックグラウンド

- 束縛状態のミューオンが崩壊して生成される電子 (decay in orbit, DIO) がある。原子核の反跳により 105 MeV 付近のエネルギーを持ち得る。図 1.12 に炭素標的を用いた場合の decay in orbit 電子の予想運動量スペクトルを示す [16]。
- ビーム由来のバックグラウンドについて、RCS 加速器から正規のタイミングより遅れて陽子ビームが取り出された場合 (遅延陽子と呼ばれる), その陽子ビームが標的にあたって生成される電子がバックグラウンドになりうる。遅延陽子数が全陽子数の 10^{-19} 倍より少ないと仮定したときのバックグラウンド予想を図 1.13 に桃色で示す。また、標的中の静止していないミューオンが崩壊して電子を発生させるものや、パイオンが標的に静止したあと、輻射パイオン原子核捕獲 (radiative pion capture, RPC) から光子が発生し、対生成して電子を放出するものなどがある。
- 宇宙線由来のバックグラウンドについては、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 μ s で信号を探索するため、宇宙線によるバックグラウンドはおよそ $1/10000$ に抑えられる。

信号の識別

RCS 加速器 1 MW 運転, ビームタイム 2×10^7 秒 (1 年間), ミューオン・電子転換過程の分岐比 3×10^{-14} の場合の予想電子運動量スペクトルのモンテカルロ計算を図 1.13 に示す。ミューオン・電子転換過程のシグナルと decay in orbit バックグラウンドのエンドポイントを識別するために、高い運動量分解能で電子の運動量を測定する必要がある。

1.6 先行実験

ミューオンに関する荷電レプトン・フレーバー非保存過程についてまとめる。

1.6.1 SINDRUM-II 実験

これまでに行われたミューオン・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 [17, 18]。図

表 1.3: ミューオンを用いた荷電レプトン・フレーバー非保存過程の探索実験の上限値

崩壊モード	分岐比の上限値	実験
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	5.7×10^{-13}	PSI における MEG 実験
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	1.0×10^{-12}	PSI における SINDRUM 実験
$\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}$	7×10^{-13}	PSI における SINDRUM-II 実験
$\mu^- + \text{Ti} \rightarrow e^- + \text{Ti}$	4.3×10^{-12}	PSI における SINDRUM-II 実験

1.14 に SINDRUM-II 実験の結果を示す. SINDRUM-II 実験では金標的が使用された. この場合のミューオン・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.

負ミュー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. これは, DC ビームを使用したために排除しきれなかったパイオン由来の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.

現在のミューオン・電子転換過程探索の実験上限値は $Br(\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}) \leq 7 \times 10^{-13}$ (90% C. L.) である.

1.6.2 MEG

2008 年から PSI で $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ を探索する MEG 実験が行われた [19-21]. MEG 実験では, 正ミューオンを静止標的に静止させたあと, 陽電子と γ 線に 2 体崩壊する信号を探索する. 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.) 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.

1.7 実験計画

1.7.1 COMET

COMET は J-PARC ハドロンホールにてミューオン・電子転換過程を探索する実験である. その第 1 段階である COMET Phase-I は, 2020 年から実験が開始される予定である. ミューオンの静止標的にはアルミニウム (Al) が用いられ, その場合のシグナル電子がもつ単色エネルギーは 105.0 MeV となる.

COMET Phase-I では実験感度を 100 倍 ($Br(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) \leq 7.2 \times 10^{-15}$ を目標とする) 向上させることを目指す. 第 2 段階である COMET Phase-II では, 更にその 100 倍の, 現在の実験上限値の 10,000 倍 (2.6×10^{-17}) の感度向上を目標としている [22].

1.7.2 Mu2e

米国の Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) でミューオン・電子転換過程探索実験 Mu2e が計画されている。アルミニウム標的を用いて、COMET Phase-II と同程度の感度 (これまでの実験上限値の 10,000 倍) を目指す。Mu2e 実験は 2020 年から物理ランを開始する予定となっている [23, 24].

1.7.3 MEG-II

MEG-II 実験は, MEG 実験における基本的な実験のデザインは引継ぎ, ミューオンビームの強度を上げ, 検出器の測定分解能と検出効率を改善することで, MEG 実験より一桁以上高い感度 ($\sim 4 \times 10^{-14}$) を目指す.

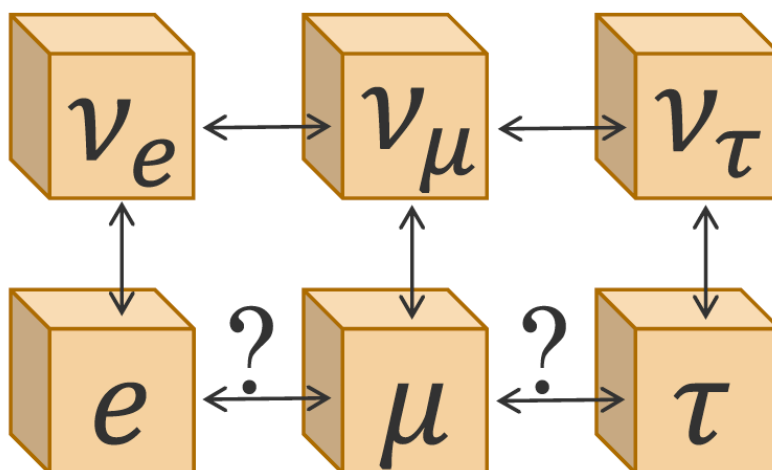


図 1.1: 素粒子のレプトン族と荷電レプトン・フレーバー非保存過程.

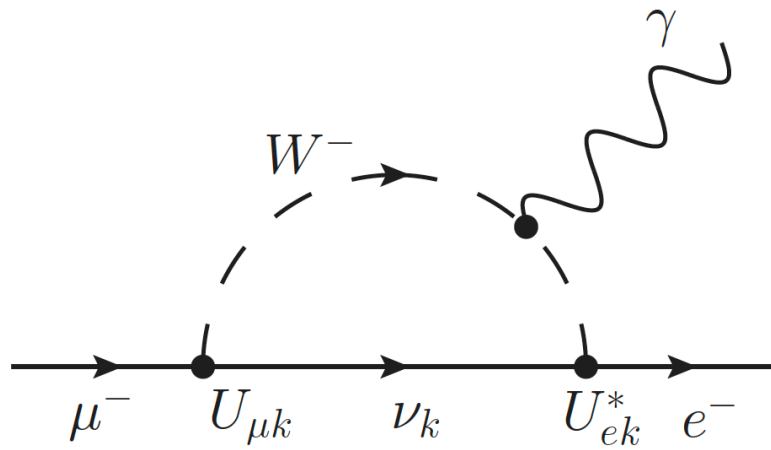


図 1.2: ニュートリノ振動による $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ 崩壊ダイアグラム.

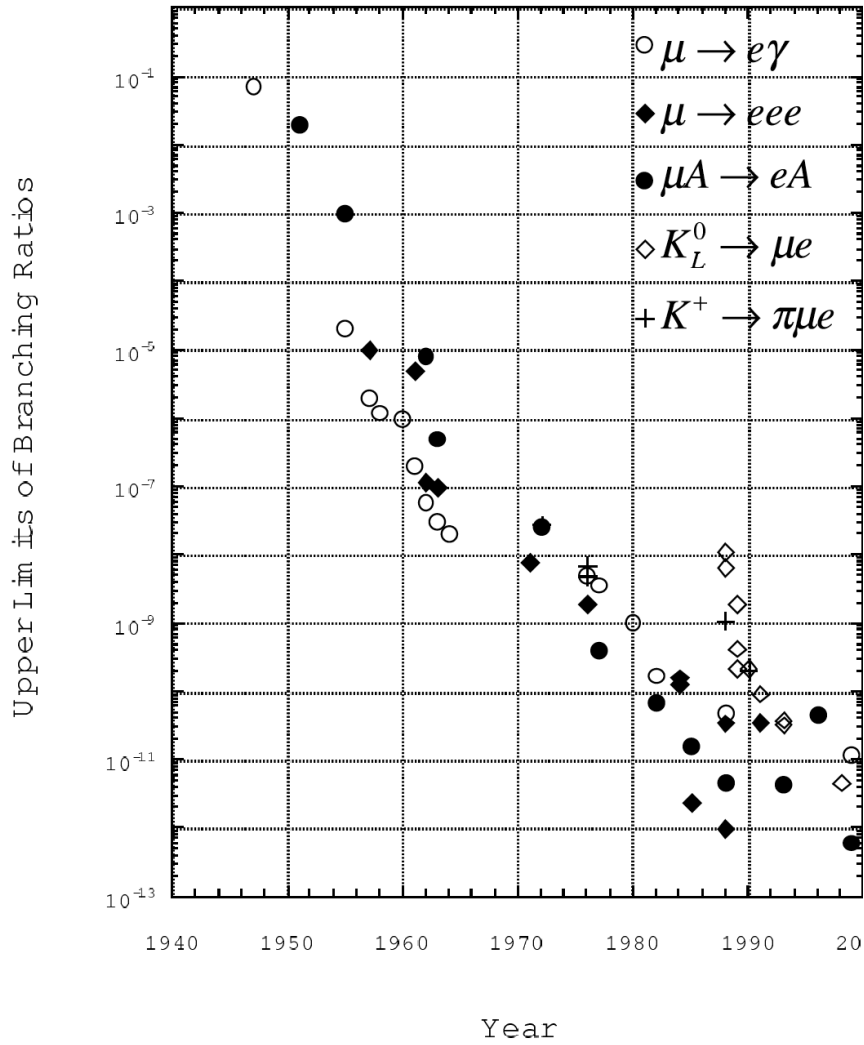


図 1.3: ミューオンの崩壊, K 中間子の崩壊を用いた荷電レプトン・フレーバー非保存過程探索の歴史 [7].

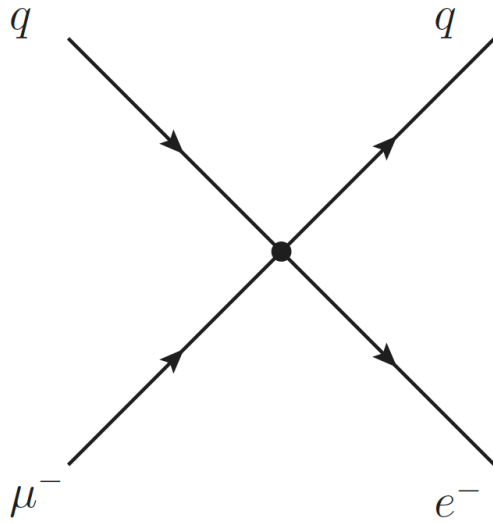


図 1.4: 光子を伴わないミューオン・電子転換過程のダイアグラム.

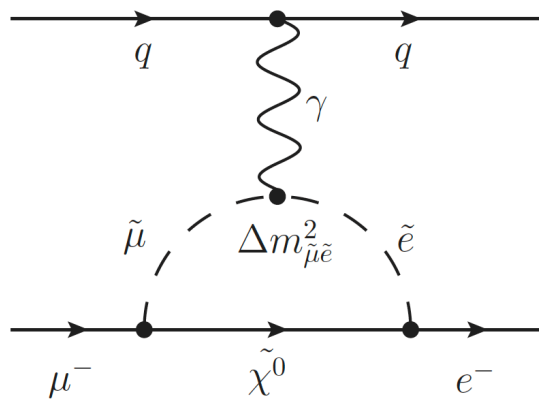


図 1.5: 超対称性粒子が関与するミューオン・電子転換過程のダイアグラムの一例.

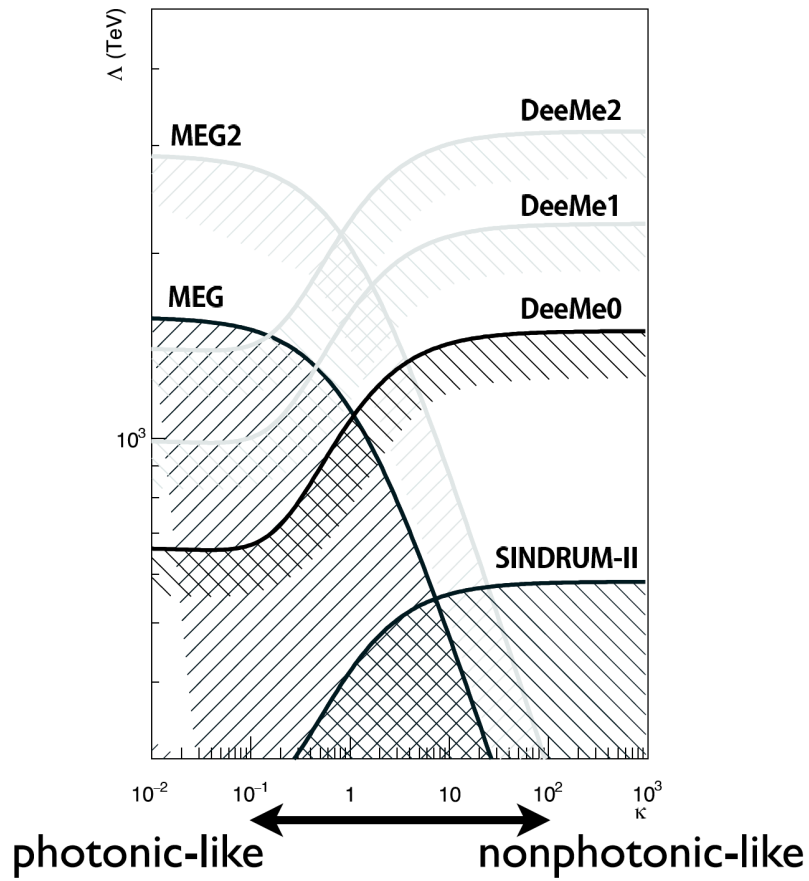


図 1.6: 本実験が到達できる感度を表すプロット. 横軸は光子以外の粒子が介する過程の程度を表すパラメター κ . 縦軸はエネルギースケール Δ である. 炭素製標的で 1 年間の場合 (DeeMe0) と炭素製標的 3 年間のあと SiC 製標的 1 年間の場合 (DeeMe1), SiC 製標的で 4 年間の場合 (DeeMe2).

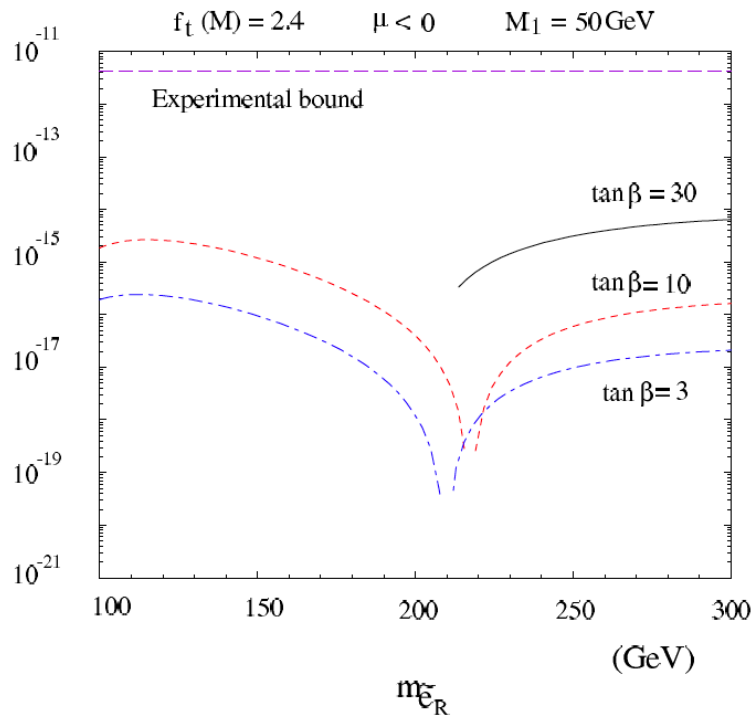
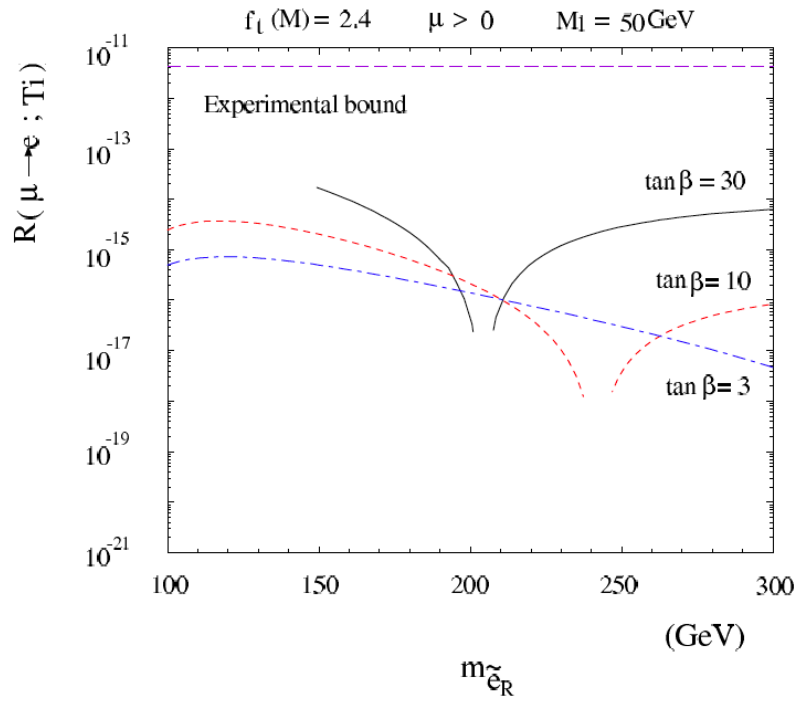


図 1.7: 右巻きスエレクトロンの質量 $m_{\tilde{e}_R}$ と $SU(5)$ SUSY-GUT でのミュオン・電子転換過程の予想分岐比の関係 [12].

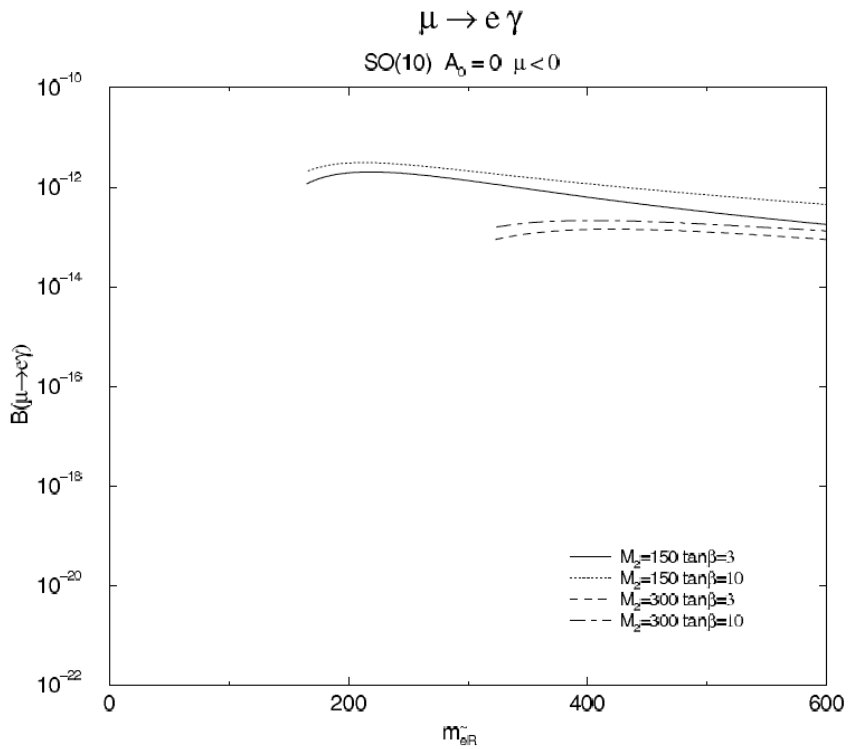
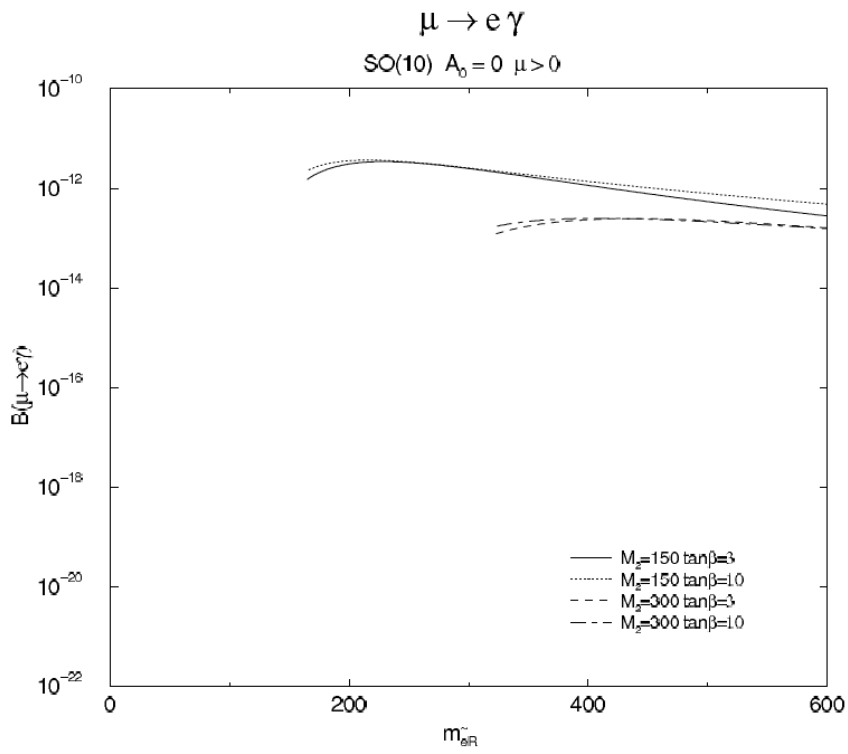


図 1.8: $SU(10)$ SUSY-GUT で予想される, 右巻きスエレクトロンの質量と $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊の分岐比の関係 [13].

$\mu \rightarrow e\gamma$ in the MSSMRN with the MSW large angle solution

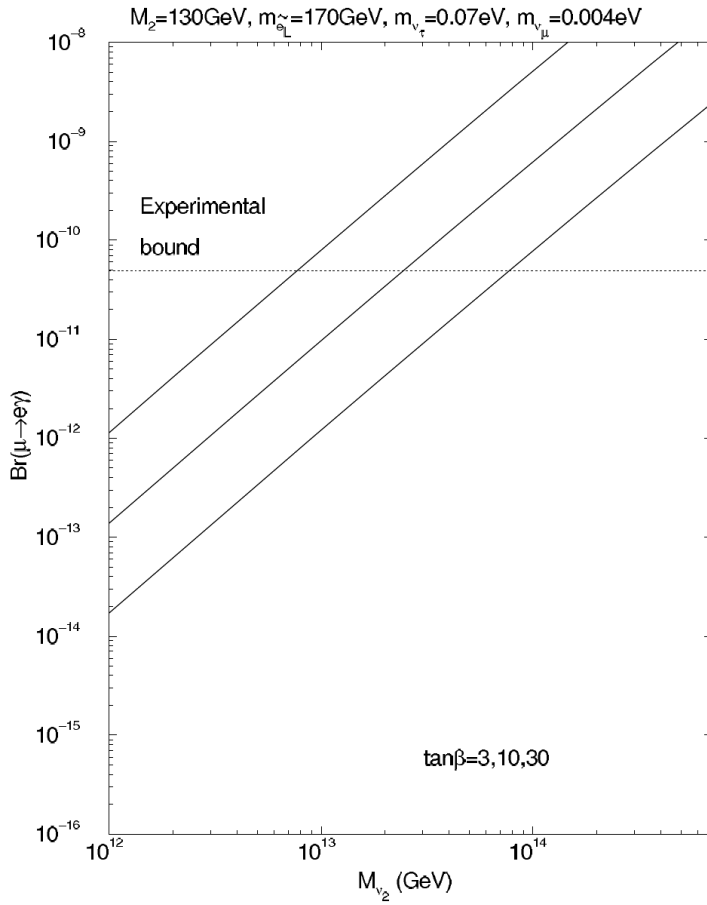


図 1.9: 最小超対称性標準理論 (MSSM) での第二世代の右巻きニュートリノのマヨラナ質量と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比との関係 [14].

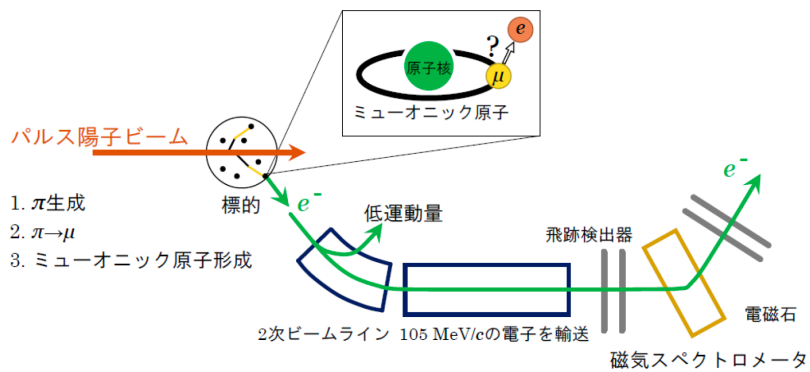


図 1.10: DeeMe 実験の方法

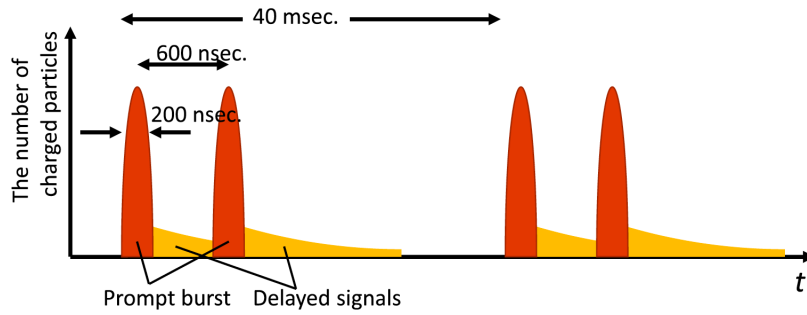


図 1.11: プロンプトバーストと遅延電子

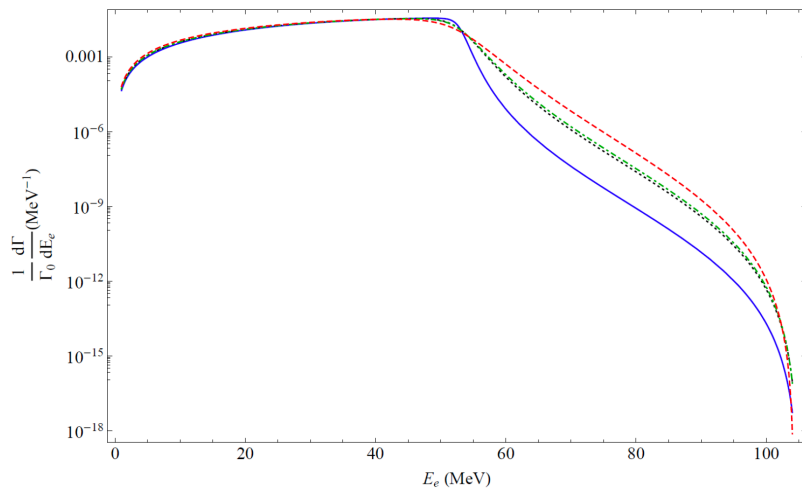


図 1.12: Decay in orbit 電子の予想運動量スペクトル [16]. 青線, 黒点, 緑破線, 赤破線はそれぞれ炭素標的, アルミニウム標的, ケイ素標的, チタン標的の場合

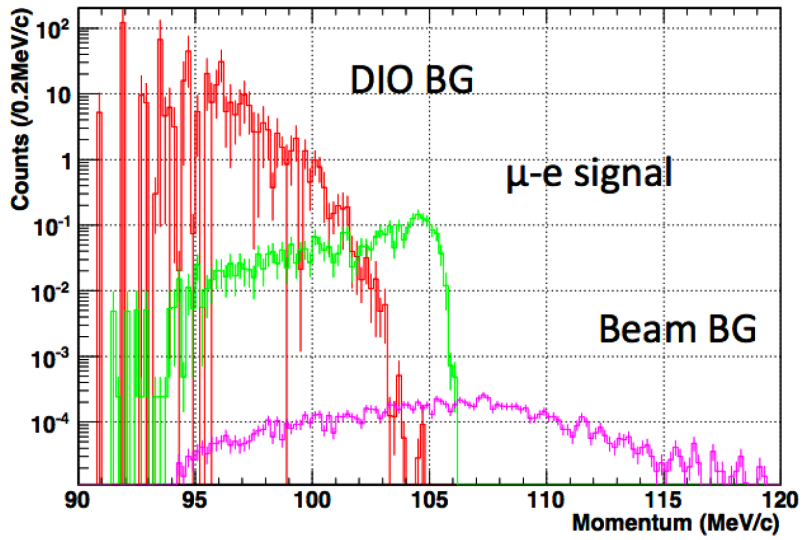


図 1.13: 予想電子運動量スペクトルのモンテカルロ計算.

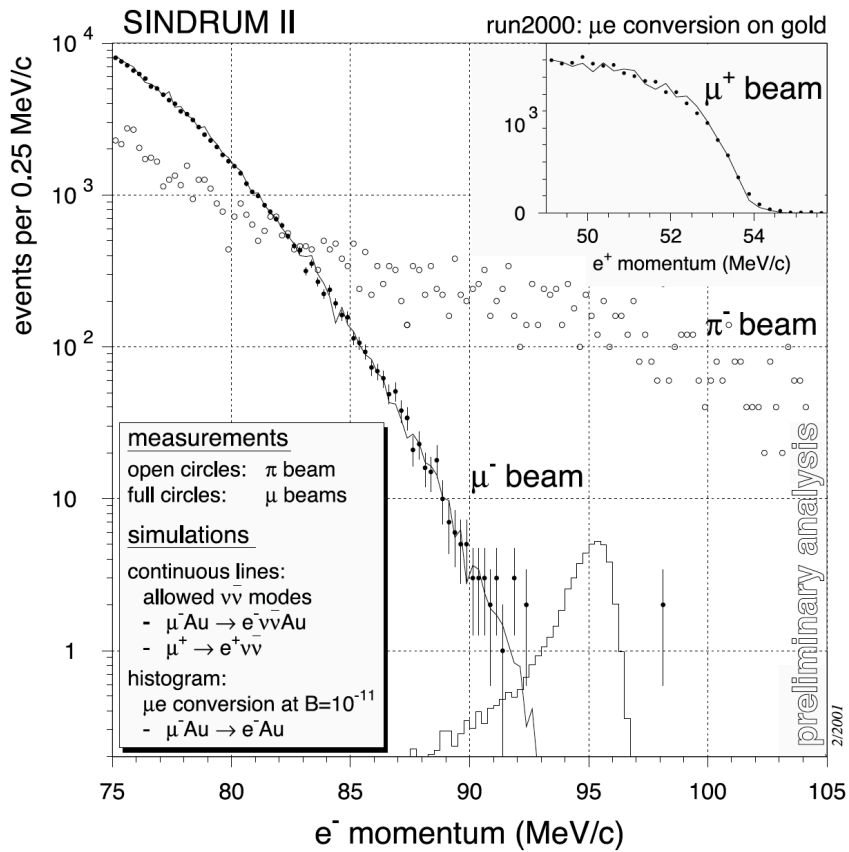


図 1.14: SINDRUM-II 実験の結果 [17].

2 実験施設・装置

DeeMe 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の物質・生命科学実験施設 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility) における実験開始に向けて実験準備を行っている。この章では、J-PARC の各施設と DeeMe 実験に用いられる実験装置についてまとめる [25, 26].

2.1 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) 加速器施設

J-PARC は、高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究開発機構が共同で運営している大強度陽子加速器施設である。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研究が行われている。図 2.1 に J-PARC の各施設の鳥瞰図を示す。

2.1.1 リニアック (線形加速器)

はじめに, 図の左の部分に描かれるリニアックの負水素イオン源で負水素イオン H^- を発生させる。最大 50 Hz の繰り返しで運転され, 負水素イオンは 400 MeV まで加速される。その後, 3 GeV シンクロトロン RCS (Rapid Cycle Synchrotron) へのビームラインと, 更に加速する超伝導リニアックビームラインとの 2 つに, それぞれ 25 Hz で振り分けられる。

2.1.2 3 GeV シンクロトロン RCS (Rapid Cycle Synchrotron)

RCS は周長 348 m の 3 GeV 陽子シンクロトロンである。リニアックからの 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。陽子ビームは高周波加速空洞で 3 GeV まで加速された後, 下流にあるビーム輸送系を通して物質・生命科学実験施設 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility) と 50 GeV シンクロトロン MR (Main Ring) へ送られる。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 A, 電力 1 MW 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。

2.1.3 物質・生命科学実験施設 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility)

物質・生命科学実験施設 MLF は図の 50 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

表 2.1: RCS パラメーター一覧

周長	348.3 m
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

標的に当ててミューオンビームおよび中性子ビームを生成する。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。

2.1.4 ミューオン生成標的

MLF で使用されているミューオン生成標的には炭素製回転式標的が用いられている。DeeMe 実験では、はじめに炭素製の標的を用いて物理測定を開始し、その後標的を SiC 製のものへ置き換えて実験を行うことが検討されている [27]。

SiC 標的に置き換える利点は、

1. 負ミューオンとの波動関数の重なりが Si 原子核のほうが炭素原子核よりも多い。標的に静止した負ミューオンは、Si 原子核の場合、62% が捕獲される。一方で、炭素原子核には 8% が捕獲される。混合物に負ミューオンが静止した場合、ミューオン捕獲は原子番号に比例することより (Fermi-Teller Z 則)、負ミューオンの 70% が Si 原子核と、30% が炭素原子核と反応する。
2. SiC 製標的を用いると、炭素製標的と比べておよそ 1.7 倍の低エネルギーのミューオンを収集できる。
3. SiC は炭素と比べて高硬度であり、耐熱性に優れている、放射線損傷に強いなどの利点をもつ。

SiC 製回転式標的は室蘭工業大学の環境・エネルギーシステム材料研究機構 (OASIS) によって開発が進められている [28]。

また、ミューオニック炭素原子とミューオニック Si 原子の寿命はそれぞれ 2.0 sec, 0.78 sec であり、これらの生存率を高めるために、検出器には短いデッドタイムが求められる。

2.1.5 ミューオン実験装置群 MUSE (MUOn Science Establishment)

ミューオン実験装置群 MUSE (MUOn Science Establishment) は、J-PARC の物質・生命科学実験施設 MLF 内にある。世界最高強度のミューオンビームを提供し、基礎科学から応用まで幅広い分野の発展に寄与することを目的とする (図 2.2)。

図 2.2 に MLF 内の MUSE を示す。MUSE ではミューオン生成標的から、D ラ

イン (De-cay/surface muon beamline), U ライン (Ultra-slow muon beamline), S ライン (Surface muon beamline), H ライン (High-momentum muon beamline) の計 4 本のミュオンビームラインが実験室に引き出される。これらのビームラインの内、DeeMe 実験は H ラインを使用して実験が行われる予定である [29, 30].

2.1.6 H ライン (High-momentum muon beamline)

2019 年 11 月現在, J-PARC MLF 内に H ラインが建設中である。図 2.3 に G4beamline によって描かれた H ラインを示す。標的から磁気スペクトロメーターまでのビームラインは, 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 から成る。

H ラインはミュオン・電子転換過程で放たれる電子の運動量 105 MeV/c 近傍の 90 MeV/c から 120 MeV/c を選び輸送する。これにより, 負ミュオンの崩壊による低いエネルギーをもつ電子や, ミュオン原子核捕獲による陽子, 中性子などのバックグラウンドを除去し, 検出器を保護する。図 2.4 に電子の運動量と H ラインの各電磁石・磁気スペクトロメーターのアクセプタンスとの関係を示す [31]。磁気スペクトロメーターのアクセプタンスはおおよそ 120 msr/(MeV/c) となる。

H ラインは DeeMe 実験の他にも, ミュオンについての基礎物理学研究への活用が期待されている。標準理論を超える新しい物理に感度を有するミュオニウムの超微細分裂や, ミュオンの異常磁気モーメント $g-2$ /EDM を精密に測定する実験が提案されている [32, 33].

2.1.7 磁気スペクトロメーター

電子の運動量の精密測定を行うため, H ラインの下流に磁気スペクトロメーターが置かれる (図 2.3)。磁気スペクトロメーターは, PACMAN と呼ばれる双極電磁石 (図 2.5) と 4 台の飛跡検出器から成る。4 台の飛跡検出器の内, 2 台は電磁石の上流に, 残りの 2 台は下流に置かれる。

磁気スペクトロメーターの原理について考える。図 2.5 に DeeMe 実験に用いられる電磁石と座標系を示す。荷電粒子は写真の手前から奥に向かって進む。簡単のため, 磁場は y 軸方向の成分のみを一様にもつとし, 荷電粒子は xz 平面を円運動するとする。相対論的な荷電粒子が一様な磁場中を円運動するとき, 荷電粒子の静止質量を m_0 , 速さを v , 円運動の半径を r , 光速度を c , 電荷を q , 磁束密度を B とすると, ローレンツ力が向心力となるので,

$$\frac{m_0 v^2}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qvB \quad (2.1)$$

変形して

$$r = \frac{1}{cqB} \frac{cm_0v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.2)$$

光速度 c に 3×10^8 m/s, 電荷 q に 1.6×10^{-19} C 磁束密度 B に 0.4 T, 運動量 $m_0v/\{1 - (v/c)^2\}^{-\frac{1}{2}}$ に 105 MeV/c を代入すると,

$$r = \frac{1}{3 \times 10^8 \text{ m/s} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 0.4 \text{ T}} c \cdot 105 \text{ MeV/c} \quad (2.3)$$

$$= \frac{1}{3 \times 10^8 \text{ m/s} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} \times 0.4 \text{ N} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}} \cdot 105 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

$$= \frac{1}{3 \times 10^8 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 0.4 \text{ N}} \cdot 105 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ N} \cdot \text{m} \quad (2.5)$$

$$\simeq 0.88 \text{ m} \quad (2.6)$$

したがって, 105 MeV/c の運動量をもつ電子は, 0.4 T の一様な磁場中をおよそ 0.88 m の曲率半径で円運動する.

2.1.8 電磁石 (PACMAN)

磁気スペクトロメーターの磁場をかけるために, 双極電磁石 PACMAN (図 2.5) が用いられる. この電磁石は, 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を測定する実験 (PIENU 実験) に用いられていた [34]. 電磁石 PACMAN は 2014 年 8 月に TRIUMF から J-PARC MLF まで運ばれた. PACMAN の仕様を表 2.2 に示す.

表 2.2: PACMAN 電磁石の仕様

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

磁気スペクトロメーターにはセクター電磁石を使用することも検討されていた. しかし, 図 2.5 で示すように, PACMAN の磁場形状は長方形になっているため, 電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. 故に PACMAN を用いた磁気スペクトロメーターの運動量分解能は, セクター電磁石を使用するデザインよりも優れているため PACMAN を用いる.

2.1.9 飛跡検出器

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。磁気スペクトロメーターの運動量分解能への影響を出来るだけ抑えるために、飛跡検出器には物質量の小さい検出器が適している。DeeMe 実験ではガス検出器 MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) が採用されている。

検出器への要求

当初は、パルス陽子ビームと同期して大量に発生する即発荷電粒子を H ラインに設置した即発電子キッカーで取り除き、検出器を保護する計画であった。しかし、予算の関係で即発電子キッカーを設置する案は廃止され、代わりに高レート耐性を持つ MWPC が開発されることとなった。

SiC 製標的を用いる場合、最初の MWPC を通過する即発バーストパルスの粒子数は 1.9×10^8 個、多い場所では 1 mm^2 あたり 1.4×10^4 個 (即発バーストパルスの幅を 200 ns としておよそ 70 GHz/mm^2) とシミュレーションで計算されている。このような高レートの荷電粒子をうけると、通常的设计の MWPC では、生成された大量のイオンによって MWPC 内の電場が歪められ (空間電荷効果)、ガス増幅率が減少し、数十マイクロ秒に渡り 1 個の荷電粒子が検出できなくなる。DeeMe 実験では、即発バーストパルスの 300 ナノ秒後から、ミューオン・電子転換過程の信号である 105 MeV の単色遅延電子を探索する。したがって、検出器は即発バーストパルスを受けたあと、数百ナノ秒で動作復帰する必要がある。

よって、DeeMe 実験に用意られる検出器に対する要求は以下の二点である。

1. 即発バーストパルスに対する耐性 (およそ 70 GHz/mm^2) を持つこと。
2. 即発バーストパルスを受けた数百ナノ秒後に、一個の電子を検出できること。

MWPC について

DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器の写真を図 2.6 に示す。この MWPC は 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 チャンネルをもつ、カソードストリップ読み出しの MWPC である。写真では、Y 軸方向読み出しのカソード面が取られて、ワイヤーが横に張られているのが見える。写真手前に X 軸方向読み出しのコネクタが 5 つ、右手に Y 軸方向読み出しのコネクタが 1 つある。MWPC は、奥が地、手前が天となるように置かれる。

MWPC の構造

即発バーストパルスが検出器を通過するとき空間電荷効果を防ぐために、アノードワイヤーと交互に張られたポテンシャルワイヤーの印加電圧をスイッチし (HV switching technique)、ガスゲインをコントロールする (HV switching について後の節でまとめる)。図 2.7 に本番実験に用いられる MWPC のひとつの断面図を示す。アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの間のワイヤースペースは 0.7 mm 、ワイヤー面とカソード面の間ギャップは 3 mm である。アノードワイヤー-ポテンシャルワイヤーの間隔の方がワイヤー-カソード面の間隔よりも狭いため、アノードワイ

ワイヤー-ポテンシャルワイヤーの電位の勾配がパルス信号をつくる時のガス増幅率を決めるのに支配的となる。

表 2.3 に本番実験に使われる MWPC の 1 つの構造のパラメーターを示す。

表 2.3: DeeMe 実験のための MWPC の構造

ワイヤーの素材	タングステン-レニウム (W-Re)
アノードワイヤー の直径	15 μm
アノードワイヤーの本数	144
ポテンシャルワイヤーの直径	50 μm
ポテンシャルワイヤーの本数	145
ワイヤーの間隔	0.7 mm
ワイヤーの長さ	300 mm
カソードの材質	アルミ (Al) マイラー
X 軸方向読み出しのカソードストリップの太さ	3.0 mm
X 軸方向読み出しのカソードストリップのチャンネル数	80
Y 軸方向読み出しのカソードストリップの太さ	15mm
Y 軸方向読み出しのカソードストリップのチャンネル数	16
カソード面-ワイヤー面の間隔	3.0 mm

本実験の MWPC の動作テストでは、50% のアルゴン (Ar) と 50% のエタン (C_2H_6) を 1 気圧下で混合した充填ガスが用いられてきた。安定してイオン化が起き、安価であることから、アルゴンはガス検出器によく使われる。アルゴンを使って 10^3 から 10^4 のガスゲインを得ようとする時、連続的に放電が起きる。ここに多原子ガスであるエタンが加えられると、弾性衝突を通してエネルギーが消費され、放電を防ぐ (クエンチャーとしてはたらく)。図 2.8 に MWPC に送るガスを調整するガス・システムを示す。

現在、充填ガスを変更することでさらに高ゲイン、低 HV 印加によるオペレーションのさらなる安定化等の高度化を目指している。充填ガス最適化については後の節でまとめる。

HV switching technique

HV switching technique は、ポテンシャルワイヤーへ印加する電圧を 0 V からアノードワイヤーの電圧付近まで素早く切り替えて、検出器のガスゲインをコントロールする。ポテンシャルワイヤーにアノードワイヤーの印加電圧付近の電圧を印加すると、2 種類のワイヤー間の電場が緩やかになり、ガスゲインが抑えられる。ガスゲインは、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差がおおよそ 1430 V のとき 10^4 となり、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差が 0 V のとき < 10 となることがシミュレーション計算されている。

図 2.9 に MWPC に到達する荷電粒子の予想と、HV switching による電圧の印加の仕方を示す。2 つの方法はどちらも、MWPC が即発バーストパルスを受けるときには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、アバランシェ増幅を抑える。その後、遅延電子を探索する間、2 種類のワイヤーの電位差を広げて、アバランシェ増幅を起こす。

図 2.9 の電圧印加方法では, 即発バーストパルスが検出器を通過するとき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, それ以外の時間は電位差を広げる. 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りやすい. 下の電圧印加方法では, 定めた測定時間のみ 2 種類のワイヤーの電位差を広げ検出器が動作する. これまでの方法で即発バーストパルスのタイミング以外の時間に検出器が動作するのは逆になっている. この方法は DeeMe グループ内で「逆位相の HV switching」と呼ばれている. 逆位相の HV switching は 2015 年 11 月のビーム試験で試され, MWPC の放電頻度が抑えられることが確認された.



図 2.1: J-PARC の鳥瞰図

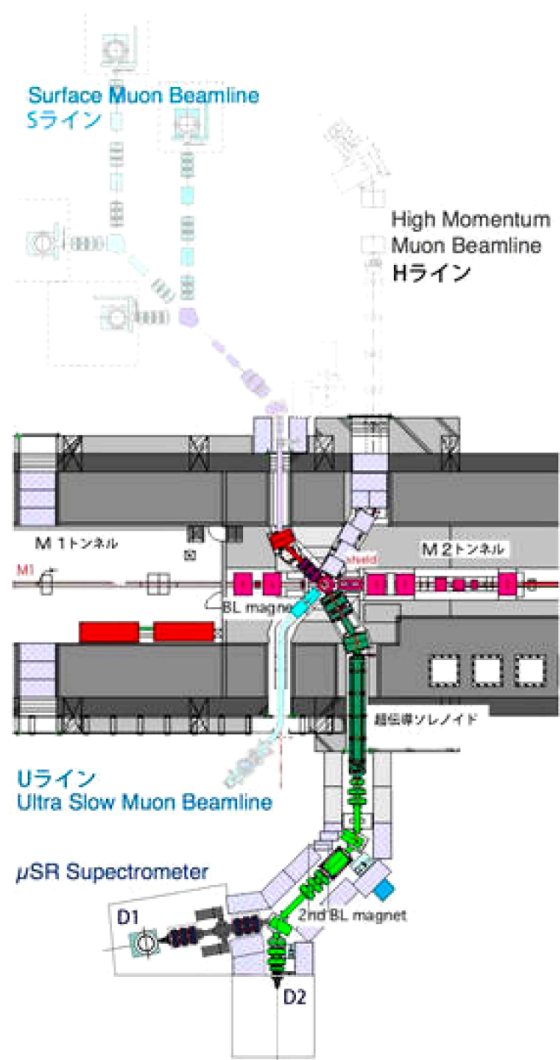


図 2.2: MLF 内のミュオン実験装置群 MUSE[26]

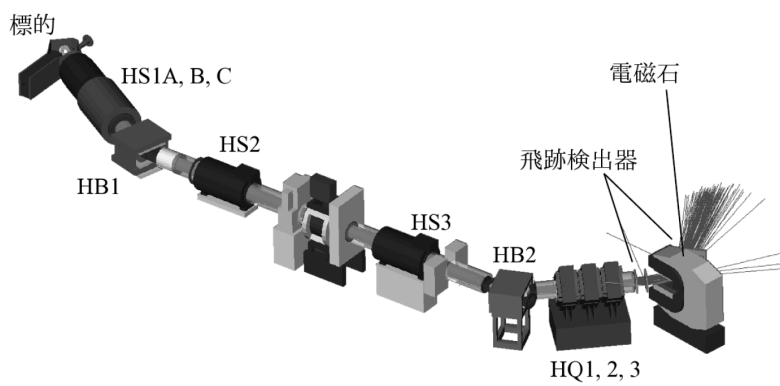


図 2.3: G4beamline 上での Hline の図

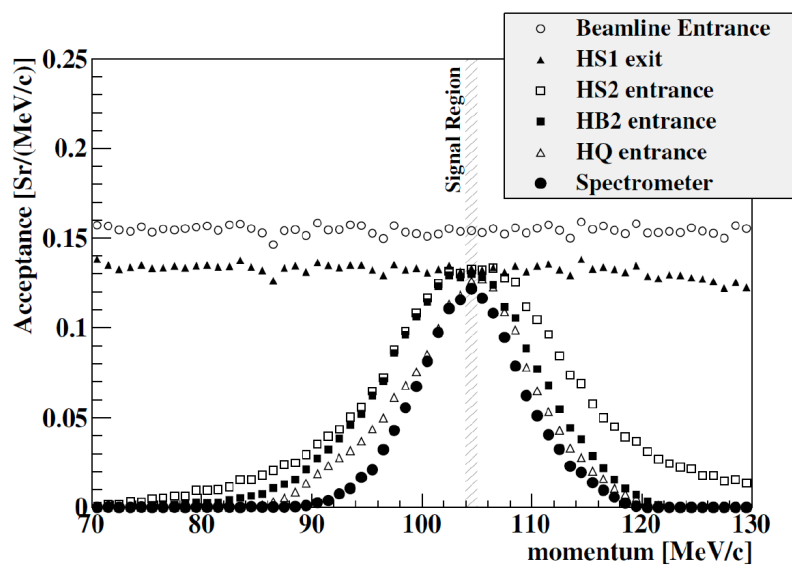


図 2.4: Hline の電子運動量アクセプタンス from Y. Nakatugawa[31]

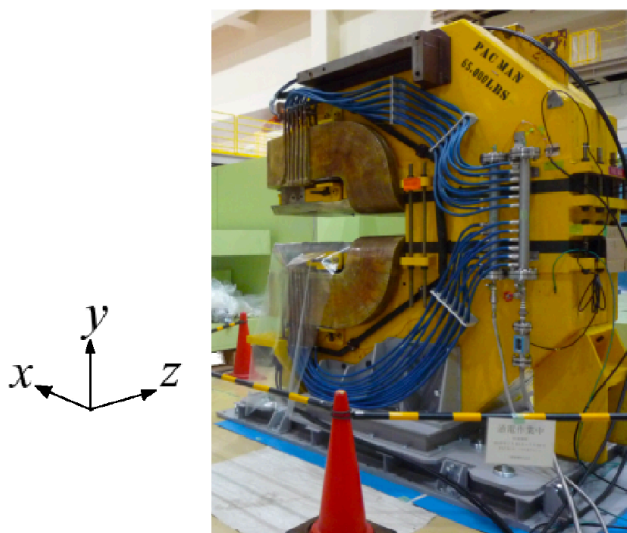


図 2.5: DeeMe 実験に用いられる双極電磁石 PACMAN.

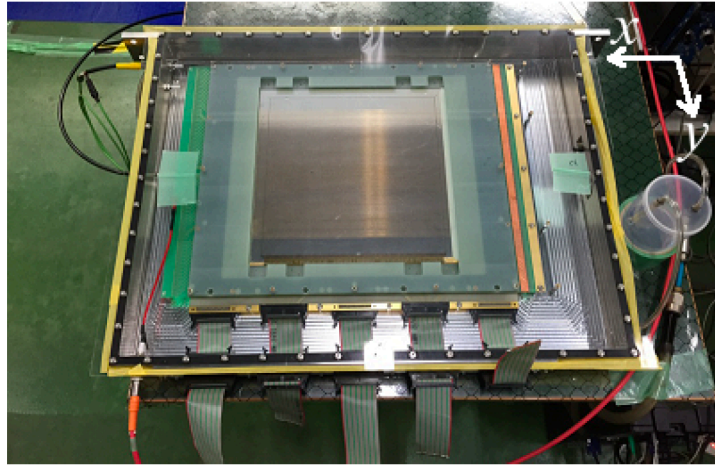


図 2.6: DeeMe 実験本番用の MWPC.

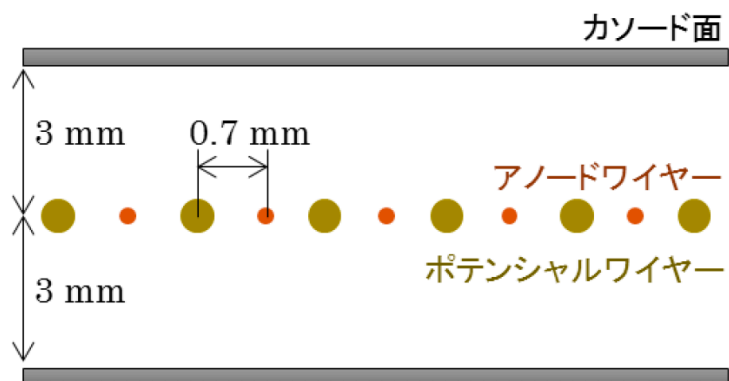


図 2.7: DeeMe の MWPC の断面図.



図 2.8: MWPC にガスを送るためのガスシステム.

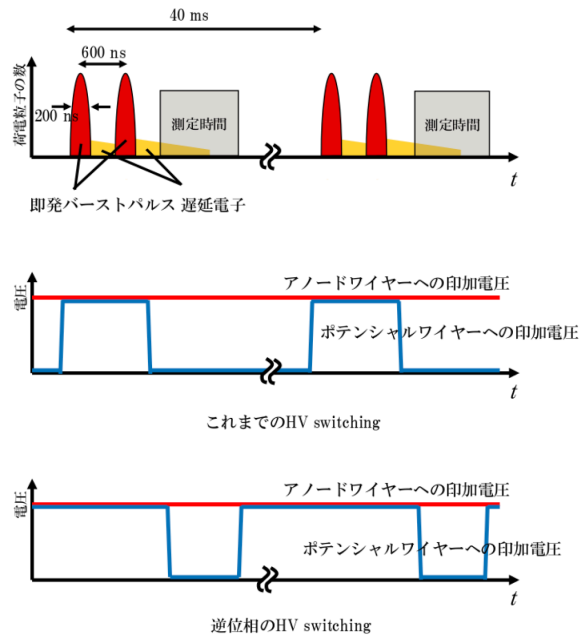


図 2.9: MWPC が受ける荷電粒子と, 電圧の印加の仕方.

3 MWPC の高度化の歴史

MWPC に充填するガスとして、アルゴンとエタンを 1 : 1 の比率で加えていたが、高 Gain かつ MWPC へ低電圧印加等のさらなる高度化を目指している。

2018 年 2 月に行われた beam test では アルゴンとイソブタンを 8 : 2 の比率で MWPC に充填した結果、アルゴン : エタン = 1 : 1 と比較すると MWPC の印加電圧を 1620 V から 1510 V まで下げることに成功し、1 つの荷電粒子の検出効率は約 98% (図 3.1) となった。図 3.1 において、横軸の 0 は analysis window のスタートを表す。しかし、アルゴンとイソブタンを 8 : 2 の比率で MWPC に充填し analysis window の前に本実験で想定される prompt burst と同じ荷電子数 ($\sim 10^7$ electron/pulse) を当てると analysis window 内に遅延ヒットが現れる (図 3.2)。図 3.2 について burst の影響で analysis window 内で出力波形が激しく振動していることが確認できる。この hit を遅延 hit と呼ぶ。遅延 hit と $\mu - e$ 転換由来の信号を見分けることはできない。故にこの遅延 hit は抑制する必要がある。この遅延ヒットの原因について考える。アノード近傍で発生したアルゴンイオンはカソード方向にドリフトし、最終的にはカソード面へ到達する。アルゴンイオンはカソード面からの電子と結合して中性になるが、そのとき、もう一個の電子を陰極から引き出す可能性がある。この電子がまた新たななだれを引き起こし、信号となっていると考えられる。

この遅延ヒットを抑制するために 2019 年 7 月、2019 年 11 月に充填ガス最適化を行った。2019 年 7 月のビームテストでは新たなガスとして R-134a を充填した。これは R-134a によりカソード面から放出される電子を電子なだれを引き起こす前に吸着させる電子吸着を狙ったものである。

2019 年 11 月のビームテストでは新たなガスとしてメチラールを充填した。これはアルゴンイオンの中性化を狙っている。一般に陽イオンの中性化には濃度 5 ~ 10% の有機の多原子分子気体 (エチルアルコール、ギ酸エチル等) あるいはハロゲン分子気体 (塩素、臭素等) が使用される。これらのガスは消滅ガスと呼ばれる。ここで消滅ガスの作用について説明する。Ar (電離電位 15.7 eV) にアルコール (電離電位 11.3 eV) を少量混入した場合を考えると、Ar の陽イオンは陰極へ流動中に中性ガス分子と多数衝突するが、中でもアルコールは Ar に比べ電離電位が低く、衝突を受けるとアルコール分子の電子一個と結合して中性に、中性アルコール分子は電子を失って陽イオンとなる。このような電荷の移行により、Ar の陽イオンが陰極に到達するまでに中性化され、アルコールが陽イオンとなる。これら消滅ガスの陽イオンは陰極表面からの電子と結合して中性となるが、この過程における過剰なエネルギーは、陰極表面からもう一個の電子を引き出す確率よりも、ずっと複雑なアルコール分子の解離に費やされる確率の方が大きく、新たな電子生成は無く、第二のガイガー放電は起こらないので、それ以上のなだれは食い止められる。

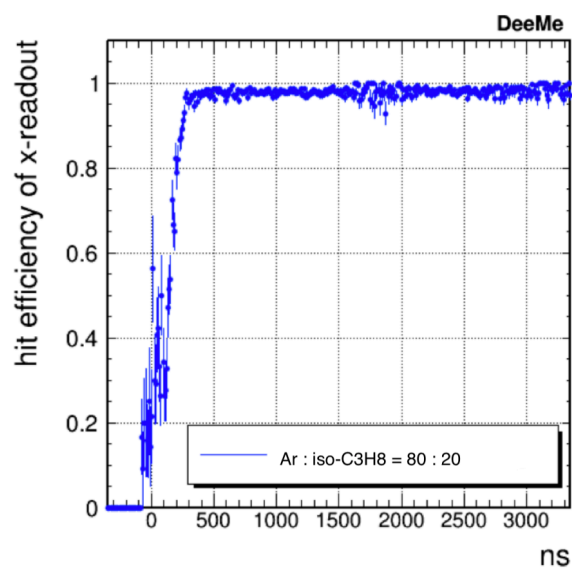


図 3.1: MWPC 充填ガス Ar : iso- C_3H_8 = 8 : 2, 印加電圧 1510 V での 1 つの荷電粒子の検出効率.

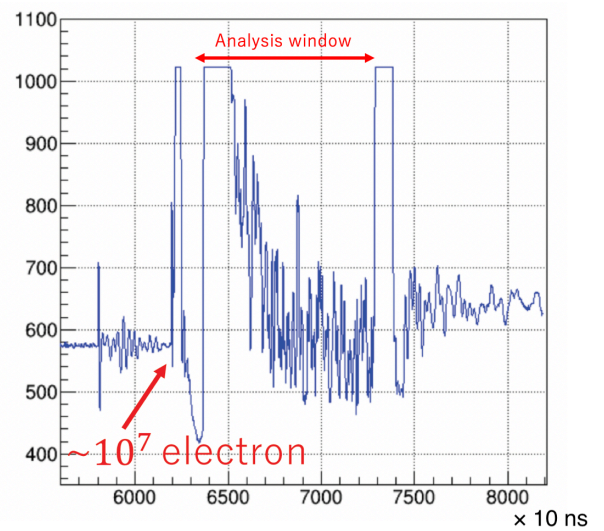


図 3.2: MWPC 充填ガス Ar : iso- C_3H_8 = 8 : 2, 印加電圧 1510 V での遅延ヒット.

4 R-134a を使用した充填ガス最適化

3章で述べた遅延ヒットを解決するために2019年7月に京都大学複合原子力科学研究所の電子線形型加速器を使用し, beam test を行った. MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 , 70 : 20 : 10 , 65 : 20 : 15 それぞれの割合でガスを充填し beam test を行った.

4.1 2019年7月に行った beam test のセットアップ.

2019年7月のセットアップを図4.1に示す.

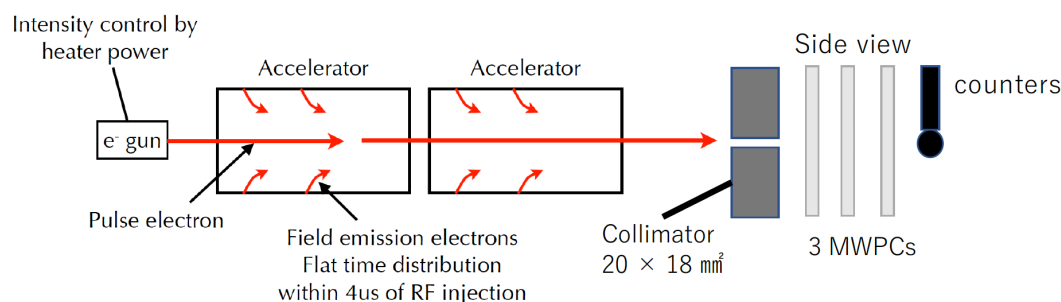


図 4.1: 2019年7月のセットアップ.

ビームの強度は電子銃のヒーターパワーをコントロールすることで調整することができる. 運動量, 繰り返しはそれぞれ 16 MeV/c , 25 Hz の設定で実験を行った. 電子銃からのビームに加えて, 加速器の radio frequency の幅 4us の間, 加速器の表面から電子が加速されフィールドエミッションが来る. メインパルスの強度はチェンバーの後ろに置かれたビームカウンターで測定される. カウンターは 3 つあり, プラスチックシンチレーター, アクリルボード, アクリルボードに減光フィルターを取り付けたものである. 3 つのカウンターはそれぞれ PMT (photomultiplier tube) によって信号として読み出す. プラスチックシンチレーターは低強度の beam 計測に, アクリルボードは中強度, 減光フィルター付きのアクリルボードは高強度の beam を計測するために用いる. MWPC は 3 つ使用し, 本修士論文ではビーム上流から WC0, WC1, WC2 と呼ぶこととする.

図 4.2 は DAQ のセットアップである.

図 4.2 の FADC とは, MWPC に繋いであるサンプリング周波数 100 MHz, 10 bit 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.

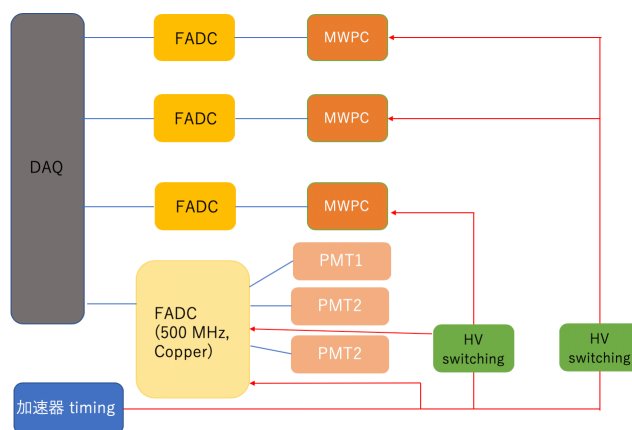


図 4.2: DAQ セットアップ.

4.2 解析プロセス

MWPC に beam を打ち込み, FADC を使い波形を取得する. 出力波形の例を図 4.3 に示す.

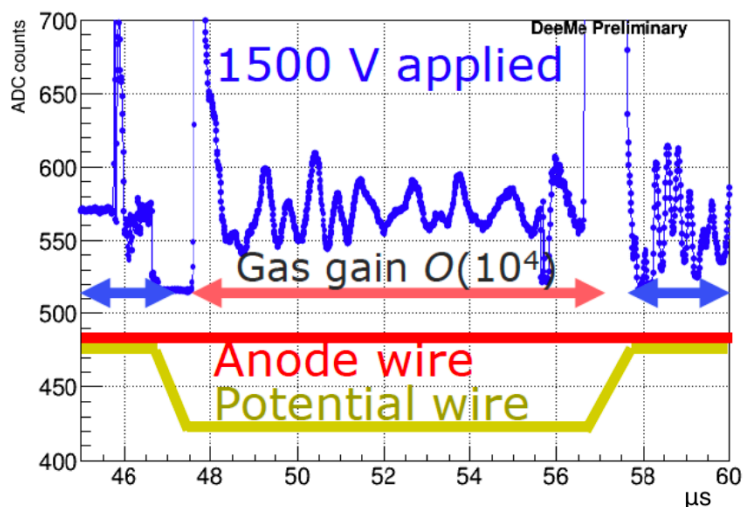


図 4.3: MWPC からの取得される出力波形.

HV switching の影響で analysis window 内の波形が振動する. この振動波形はすべての trigger で同じであるため最頻値波形を作り差し引くことで analysis window 内の信号を抽出する. 図 4.4 に MWPC の出力波形を黒, 最頻値波形を赤, 出力波形から最頻値波形を差し引いた波形を青で示す. HV switching noise から電子の信号を抽出できていることが確認できる.

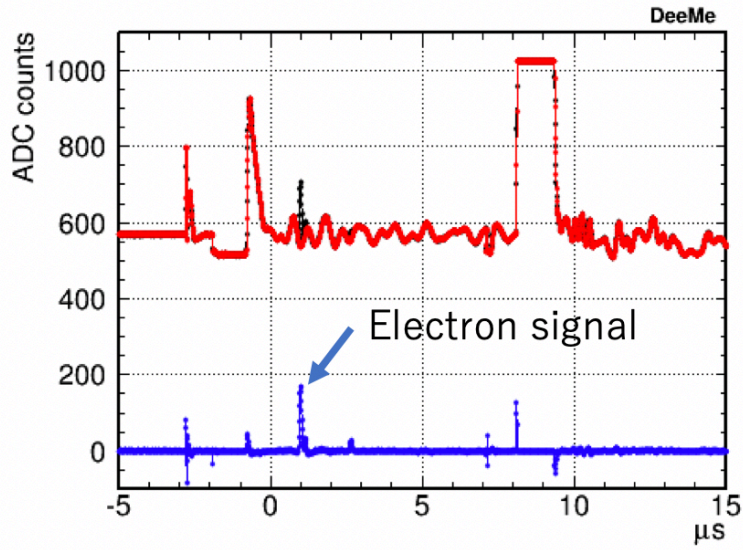


図 4.4: 赤, 黒 : MWPC からの出力波形と最頻値波形の重ね合わせ. 青 : 出力波形から最頻値波形を差し引いた波形.

4.3 Efficiency 測定

Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 70 : 20 : 10, 65 : 20 : 15 それぞれの割合について gain 測定を行った. MWPC の analysis window の前半 $5 \mu s$ に ~ 4 electron/pulse のビームを当て電子 1 つあたりの gain を測定した (図 4.5). 解析に使う MWPC の信号として, ビーム中心付近の 2 strip からの信号を使用した.

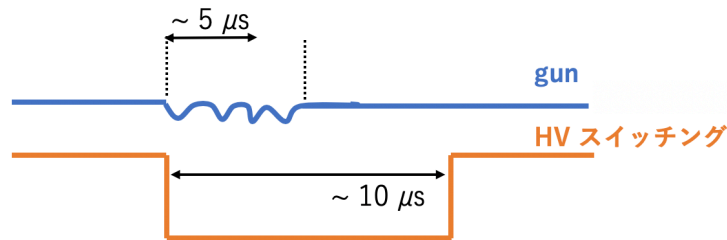


図 4.5: Gain 測定でのビームと HV switching の timing

4.3.1 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 の割合で充填した際の efficiency

図 4.6 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 の割合でガスを充填し, MWPC に 1510 V 印加した時の WC0, WC1, WC2 それぞれの ADC 分布である.

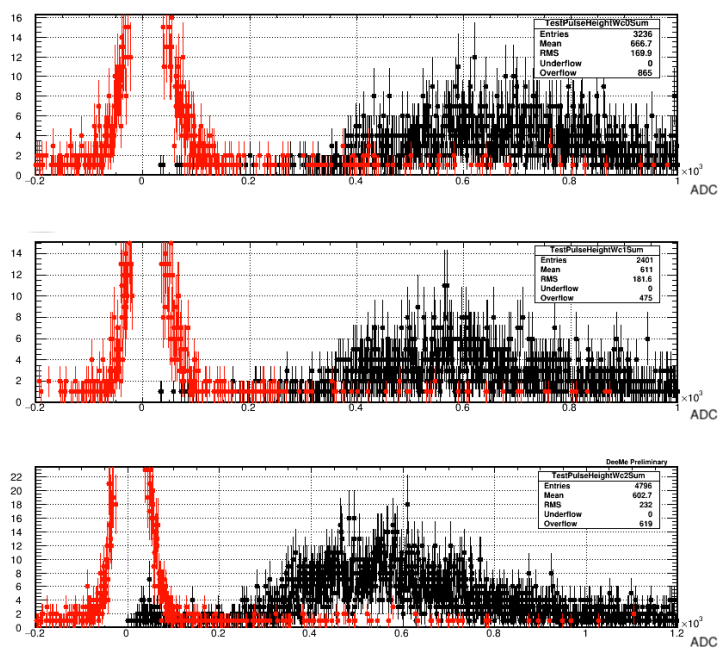


図 4.6: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V での 上 : WC 0 の ADC 分布. 中 : WC 1 の ADC 分布. 下 : WC 2 の ADC 分布.

赤で記された部分がペDESTALである. 図 4.6 より Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 において WC0 では 150 以上の ADC count を持つものを電子による信号とし, 4.3.1 節では hit_{WC0} と呼ぶ. WC1 では 150 以上の ADC count を持つものを電子の信号とし, 4.3.1 節では hit_{WC1} と呼ぶ. WC2 では 150 以上の ADC count を持つものを電子の信号とし, 4.3.1 節では hit_{WC2} と呼ぶ.

図 4.7 は hit_{WC0} と hit_{WC2} の時間差分のヒストグラムである.

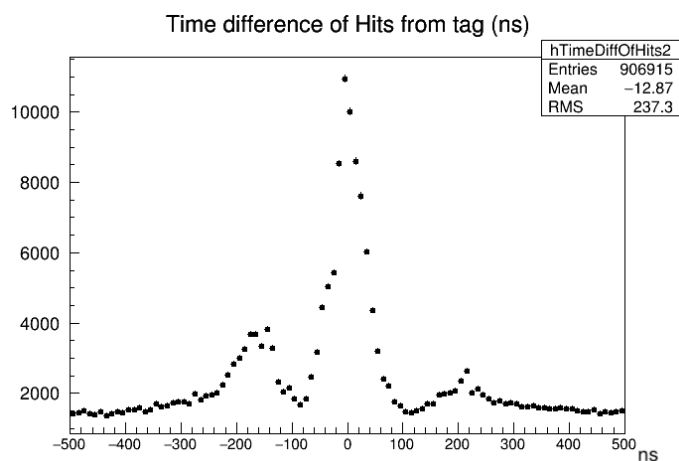


図 4.7: hit_{WC0} と hit_{WC2} の hit time の差分.

図 4.7 より hit_{WC0} と hit_{WC2} の時間差が 50 ns 以内の時 WC0 と WC2 が

coincidence を取っているとす。WC0 と WC2 が coincidence を取った時, hit_{WC0} と hit_{WC2} の時間の平均値を $\text{time}_{\text{coincidence}}$ とす。 hit_{WC1} の時間を time_{WC1} とす。 WC0 と WC2 が coincidence を取った時, $\text{time}_{\text{coincidence}} - \text{time}_{WC1}$ が ± 50 ns を満たす割合を efficiency とす。

図 4.8 に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V における efficiency の時間依存性を示す。 Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V における efficiency は $\epsilon = 94.2 \pm 0.6\%$ である。

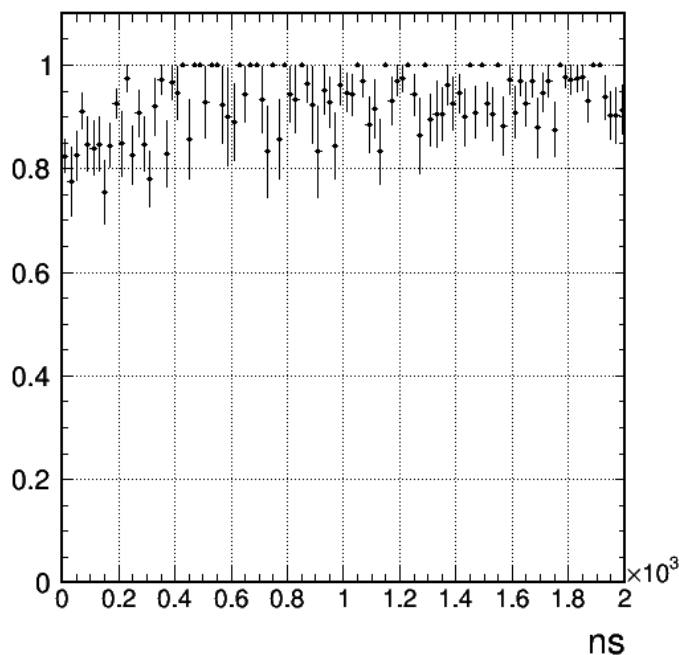


図 4.8: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V における efficiency.

4.3.2 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10 の割合で充填した際の efficiency

図 4.9 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填し, MWPC に 1510 V 印加した時の WC0, WC1, WC2 それぞれの ADC 分布である。 図 4.9 より WC0 と WC2 では 150 以上, WC1 では 120 以上の ADC count を持つものを電子の信号とする。

図 4.10 に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V における efficiency の時間依存性を示す。 coincidence の時間条件, efficiency の定義は 4.3.1 節と同じであり threshold 条件のみ変更している。 Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V における efficiency は $\epsilon = 87.7 \pm 0.4\%$ である。

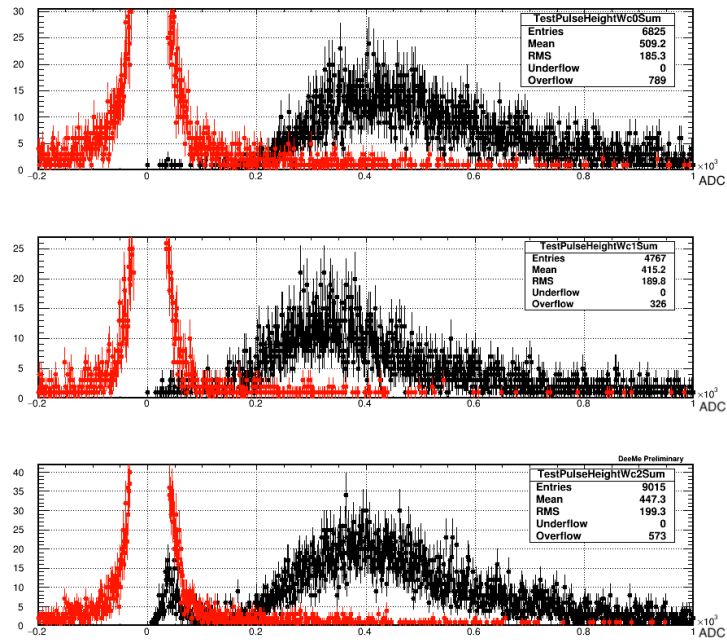


図 4.9: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V での 上 : WC 0 の ADC 分布. 中 : WC 1 の ADC 分布. 下 : WC 2 の ADC 分布.

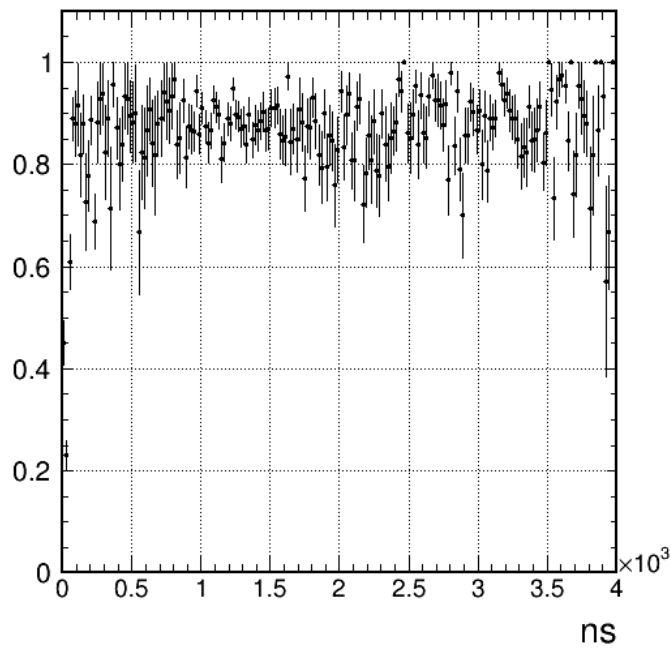


図 4.10: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V における efficiency.

4.3.3 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合で充填した際の efficiency

図 4.11 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, MWPC に 1510 V 印加した時の WC0, WC1, WC2 それぞれの ADC 分布である.

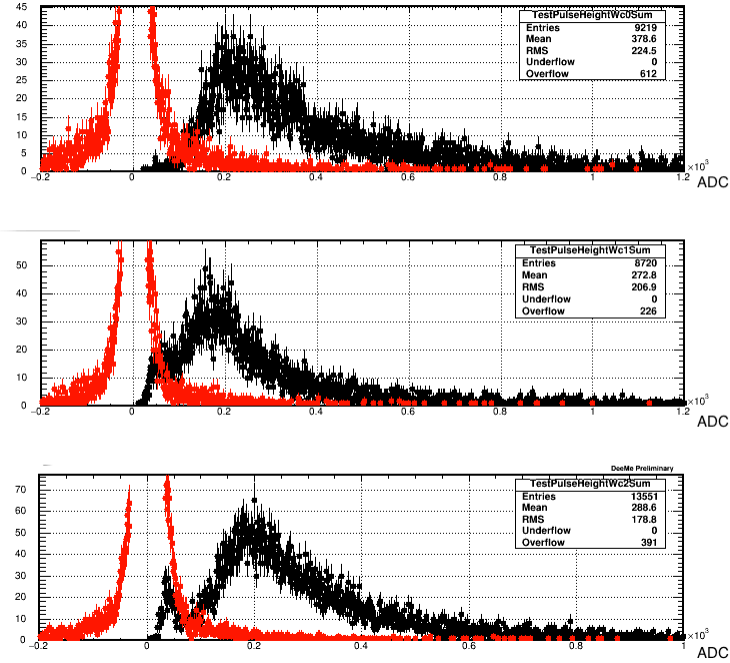


図 4.11: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V での 上 : WC 0 の ADC 分布. 中 : WC 1 の ADC 分布. 下 : WC 2 の ADC 分布.

図 4.11 より WC0 では 120 以上, WC1 と WC2 では 100 以上の ADC count を持つものを電子の信号とする.

図 4.12 に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V における efficiency の時間依存性を示す. coincidence の時間条件, efficiency の定義は 4.3.1 と同じであり threshold 条件のみ変更している. Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V における efficiency は $\epsilon = 73.3 \pm 0.5\%$ である.

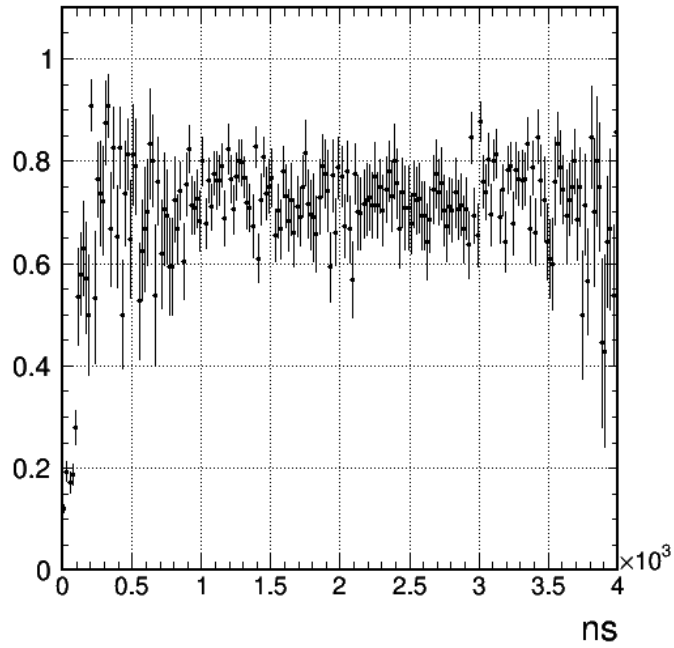


図 4.12: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V における efficiency.

図 4.13 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, MWPC に 1610 V 印加した時の WC0, WC1, WC2 それぞれの ADC 分布である.

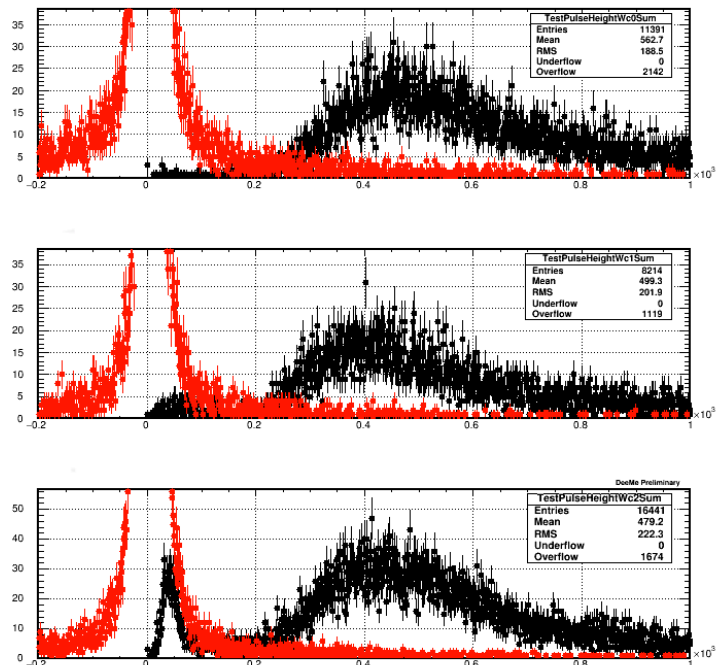


図 4.13: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V での 上 : WC 0 の ADC 分布. 中 : WC 1 の ADC 分布. 下 : WC 2 の ADC 分布.

図 4.13 より WC0, WC1, WC2 それぞれ 150 以上の ADC count を持つものを電子による信号とする.

図 4.14 に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V における efficiency の時間依存性を示す. coincidence の時間条件, efficiency の定義は 4.3.1 と同じであり threshold 条件のみ変更している. Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V における efficiency は $\epsilon = 81.7 \pm 0.5\%$ である.

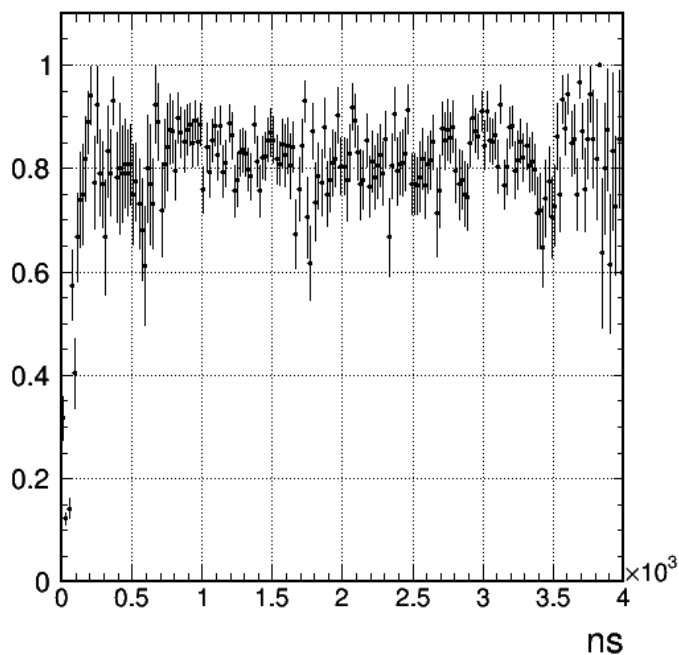


図 4.14: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V における efficiency.

4.4 遅延ヒット測定

Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 70 : 20 : 10, 65 : 20 : 15 それぞれの割合について本番実験で期待される $\sim 10^7$ electron/pulse の電子を HV switching timing の $\sim 2 \mu\text{s}$ 前に当て, prompt burst が及ぼす影響を観測した. HV switching と gun, フィールドエミッションのタイミングを図 4.15 に示す.

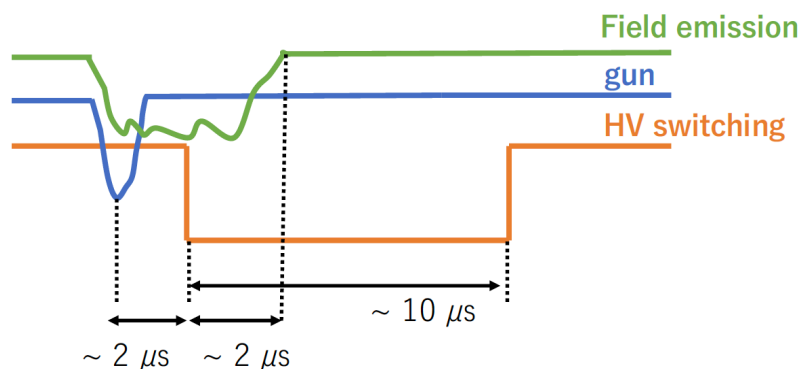


図 4.15: 遅延ヒット測定における HV switching と gun, フィールドエミッションのタイミング.

4.4.1 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6 の割合で充填した際の遅延ヒットレート

図 4.16 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V において waveform の複数 event の重ね書きである. フィールドエミッションが入っていない 70000 \sim 73000 ns の領域について, 4.3.1 節で決定した threshold 以上の ADC 値を持つものを遅延ヒットとする. 3 台の MWPC で独立に発生する遅延ヒットが accidental に coincidence をとる確率を測定した.

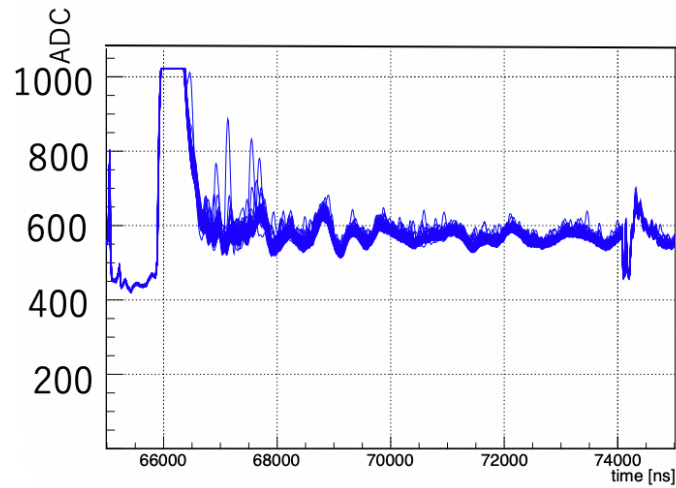


図 4.16: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V waveform 重ね合わせ.

図 4.17 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V において 50000 event での accidental coincidence の数と時間の相関ヒストグラムである.

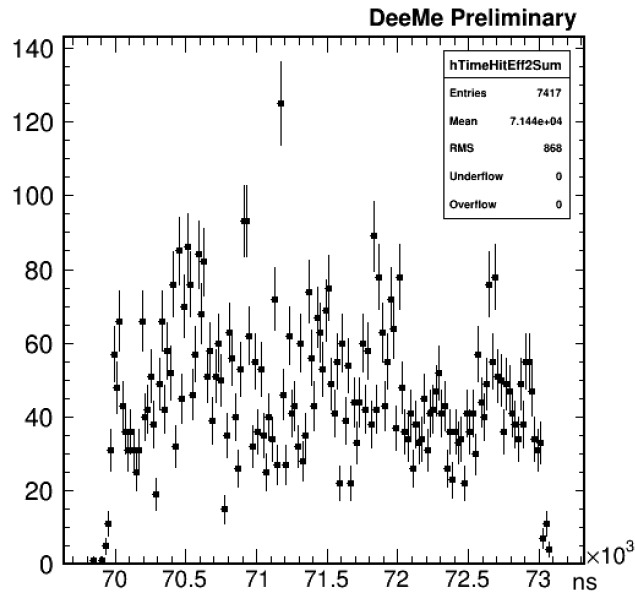


図 4.17: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 74 : 20 : 6, 印加電圧 1510 V において 50000 event 中に発生する accidental coincidence.

1 event あたりの accidental coincidence rate は analysis window を 7000 ns とすると $7417/50000 \times 7000/3000 = 0.35 \pm 0.004$ hits/event となる.

4.4.2 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10 の割合で充填した際の遅延ヒットレート

図 4.18 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V において waveform の複数 event の重ね合わせである。

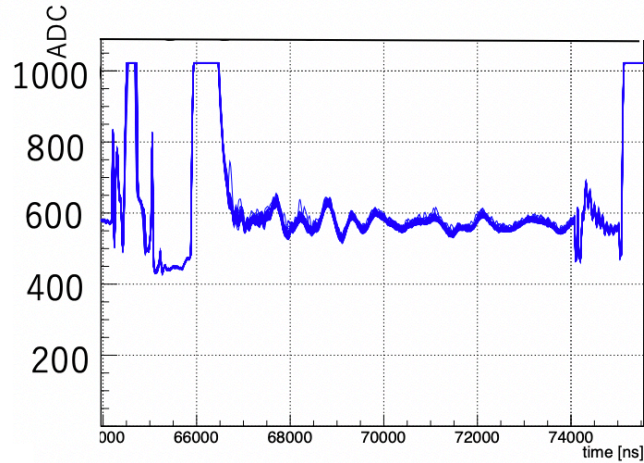


図 4.18: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V waveform 重ね合わせ.

図 4.19 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V において 50000 event での accidental coincidence の数と時間の相関ヒストグラムである。

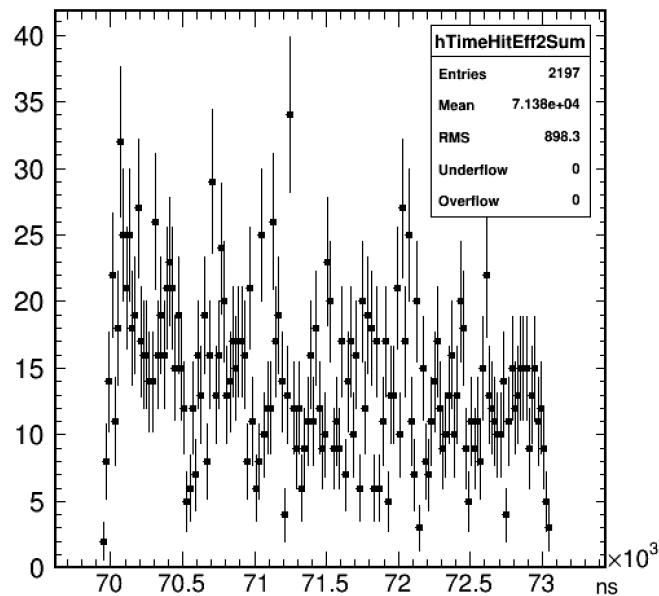


図 4.19: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1510 V において 50000 event 中に発生する accidental coincidence.

1 event あたりの accidental coincidence rate は $2197/50000 \times 7000/3000 = 0.100 \pm 0.002$ hits/event となる.

4.4.3 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合で充填した際の遅延ヒットレート

図 4.20 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V において waveform の複数 event の重ね合わせである.

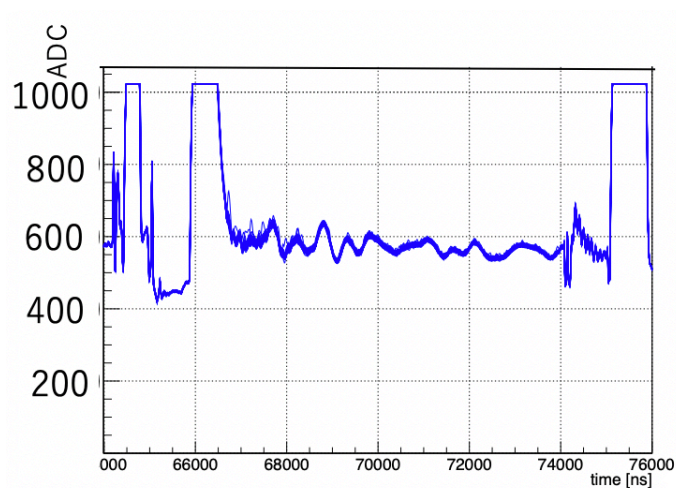


図 4.20: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V waveform 重ね合わせ.

図 4.21 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V において 50000 event での accidental coincidence の数と時間の相関ヒストグラムである.

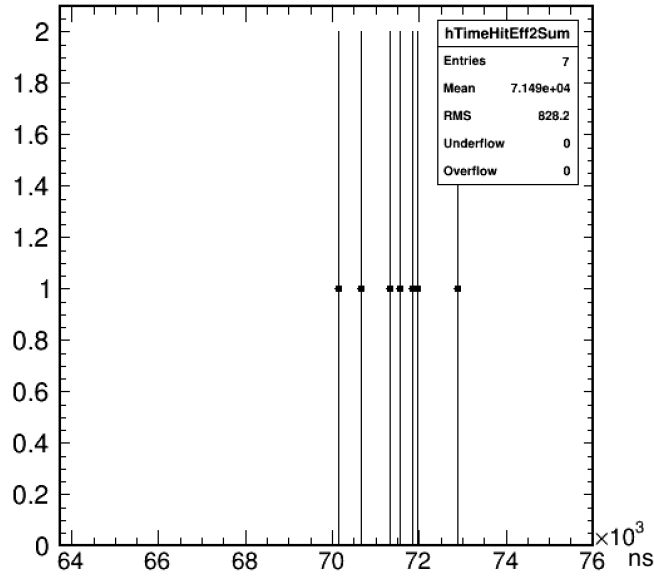


図 4.21: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V において 50000 event 中に発生する accidental coincidence.

1 event あたりの accidental coincidence rate は $7/50000 \times 7000/3000 = (3.3 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ hits/event となる.

図 4.22 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V において waveform の複数 event の足し合わせである.

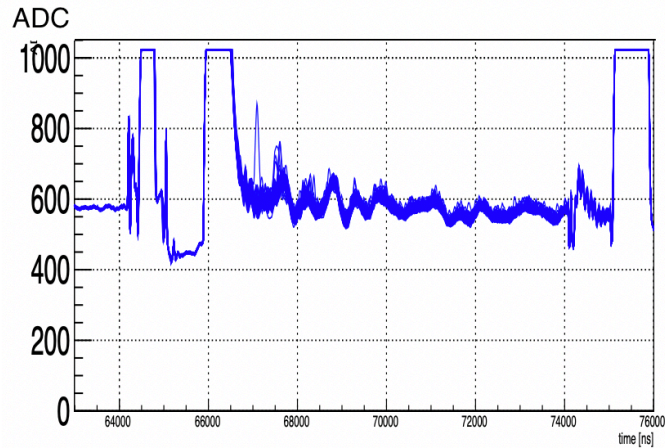


図 4.22: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V waveform 足し合わせ.

図 4.23 は Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V において 40000 event での accidental coincidence の数と時間の相関ヒストグラムである.

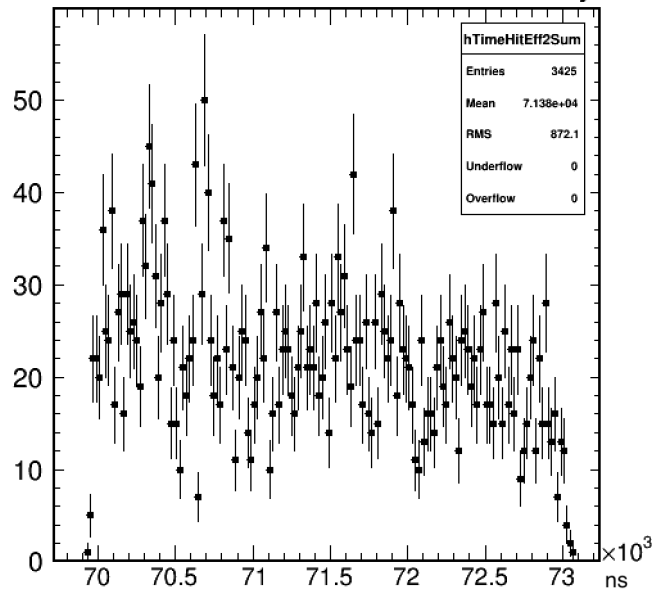


図 4.23: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V において 40000 event 中に発生する accidental coincidence.

1 event あたりの accidental coincidence rate は $3425/40000 \times 70000/30000 = 0.200 \pm 0.004$ hits/event となる.

4.5 結果

図 4.24 はそれぞれの濃度について efficiency と accidental coincidence rate の相関を表すグラフである.

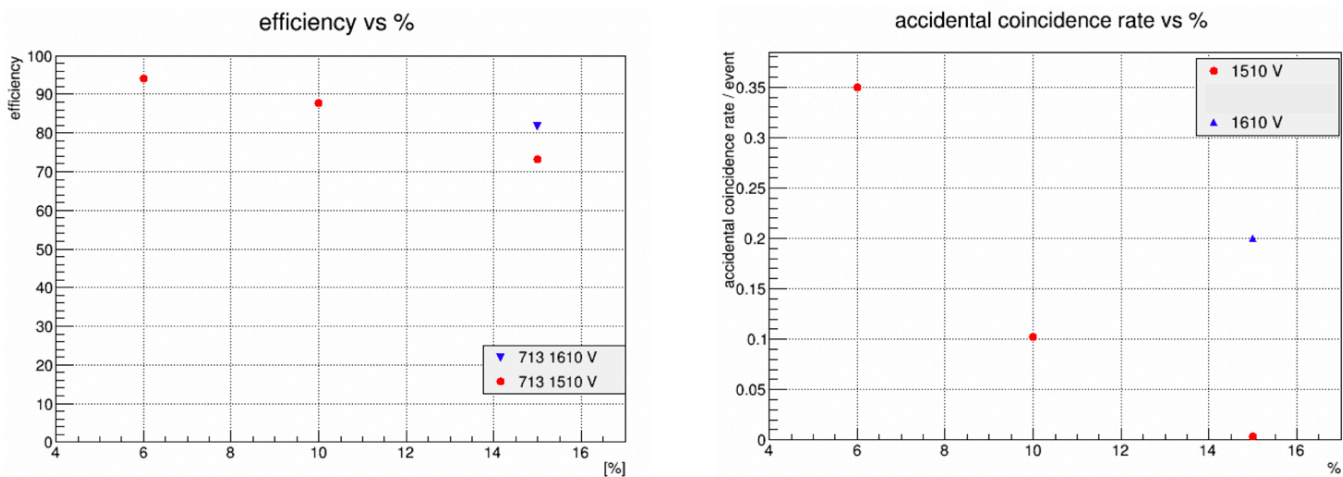


図 4.24: 左 : efficiency vs. R-134a の濃度. 右 : accidental coincidence rate vs. R-134a の濃度

図 4.24 から R-134a の濃度を上げるにつれ, accidental coincidence rate が下がる一方で efficiency が減少することがわかる. R-134a 15% では MWPC への印加電圧を上げると efficiency が回復するが, 同時に accidental coincidence rate も増加してしまうことがわかる.

5 $C_3H_8O_2$ を使用した充填ガス最適化

3章で述べた遅延ヒットを解決するために2019年11月に京都大学複合原子力科学研究所の電子線形型加速器を使用し, beam test を行った.

MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10, 70 : 15 : 15, 65 : 20 : 15, Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 それぞれの割合でガスを充填し beam test を行った. 解析に使う MWPC の信号として, ビーム中心付近の 2 strip からの信号を使用した.

5.1 2019 年 7 月の beam test のセットアップ

2019 年 11 月のセットアップのを図 5.1 に示す.

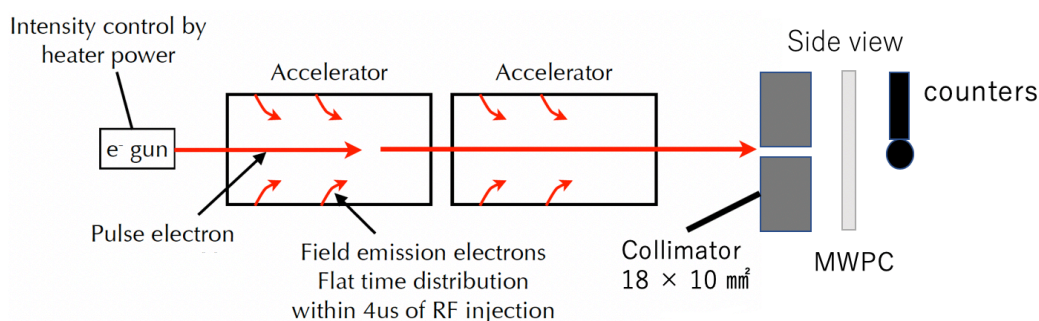


図 5.1: 2019 年 11 月のセットアップ図.

2019 年 7 月と違い, 使用した MWPC は 1 台である. 図 5.2 は DAQ のセットアップである.

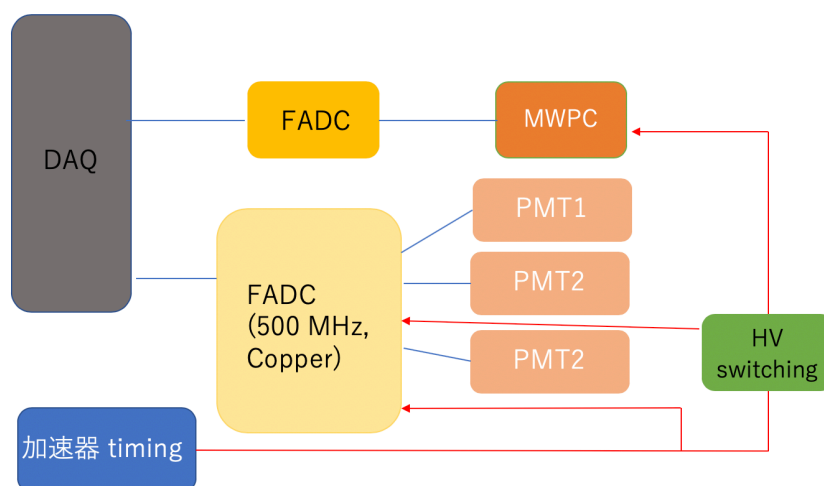


図 5.2: DAQ セットアップ.

5.2 gain 測定による threshold の決定

Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 , 70 : 15 : 15 , 65 : 20 : 15 , Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 それぞれについて gain 測定を行った. 図 5.3 は beam と HV switching のタイミングである. HV switching の前半 $\sim 5 \mu s$ にパルスあたり ~ 4 electron を当て, gain を測定した.

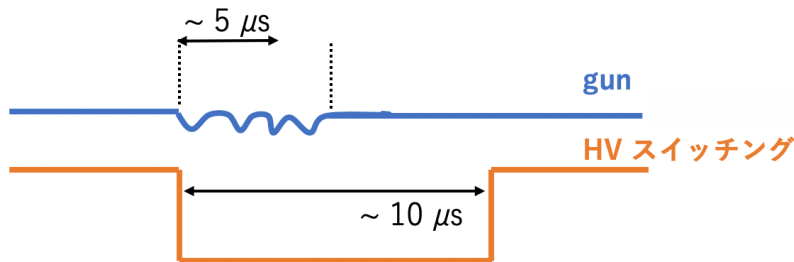


図 5.3: beam と HV switching のタイミング.

5.2.1 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填した際の Gain

図 5.4, 5.5 はそれぞれ Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガス充填を行った際の ADC 分布である. 図 5.4 の MWPC の印加電圧は 1460 V, 図 5.5 の MWPC の印加電圧は 1510 V である.

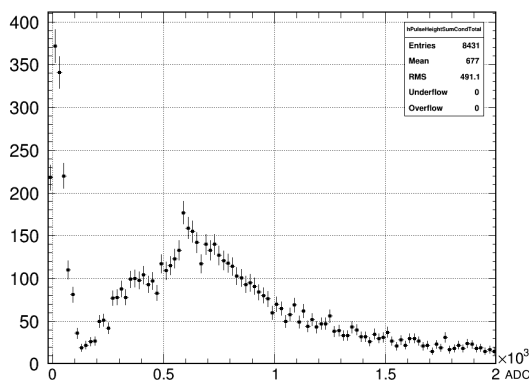


図 5.4: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 , MWPC 印加電圧 1460 V

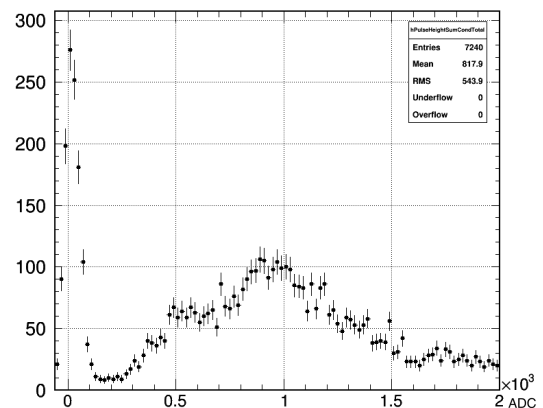


図 5.5: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 , MWPC 印加電圧 1510 V

印加電圧 1460 V について, 130 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 130 以上の ADC 分布の mean = 1215 ± 15 である. 印加電圧 1510 V について, 200 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 200 以上の ADC 分布の mean = 1663 ± 20 である.

5.2.2 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain

図 5.6, 5.7, 5.8 はそれぞれ Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガス充填を行った際の ADC 分布 である. 図 5.6, 5.7, 5.8 の MWPC の印加電圧はそれぞれ 1460 V, 1510 V, 1560 V である.

印加電圧 1460 V について 150 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 150 以上の ADC 分布の mean = 1093 ± 14 である.

印加電圧 1510 V について 180 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 180 以上の ADC 分布の mean = 1596 ± 19 である.

印加電圧 1560 V について 280 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 280 以上の ADC 分布の mean = 2091 ± 24 である.

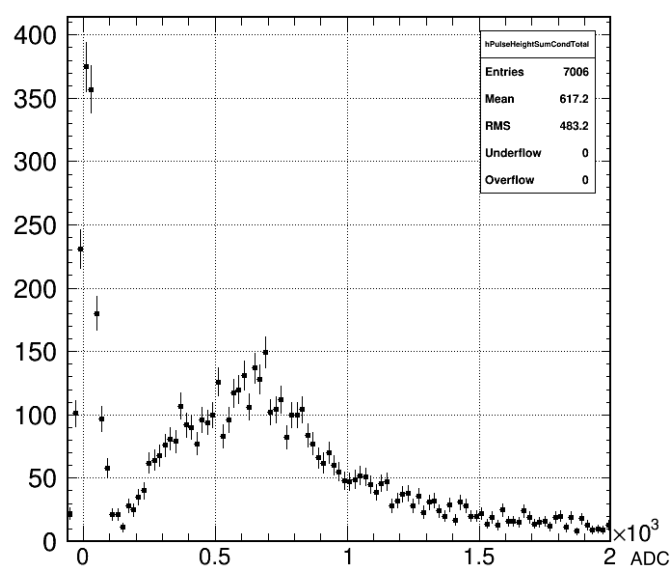


図 5.6: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , MWPC 印加電圧 1460 V.

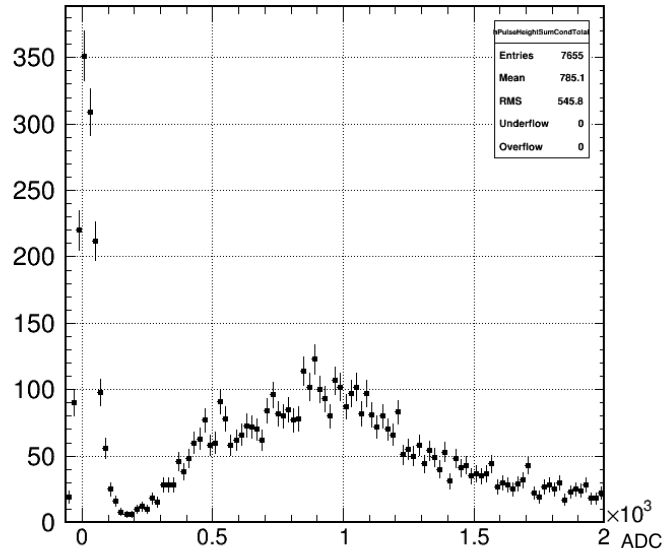


図 5.7: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , MWPC 印加電圧 1510 V.

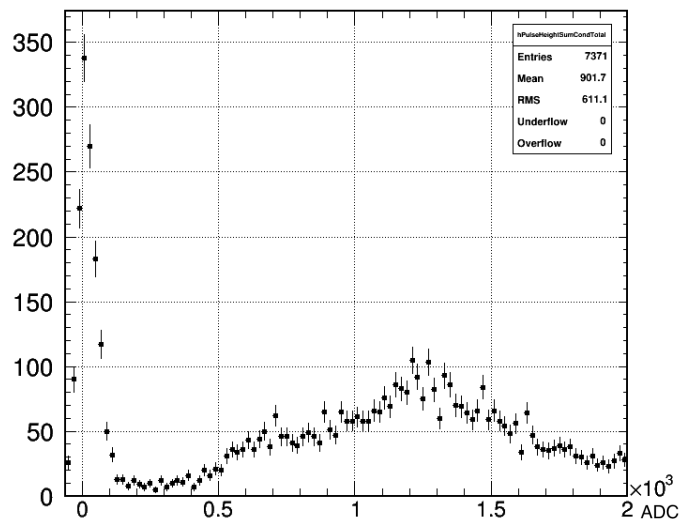


図 5.8: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , MWPC 印加電圧 1560 V.

5.2.3 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain

図 5.9, 5.10, 5.11 はそれぞれ Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガス充填を行った際の ADC 分布である. 図 5.9, 5.10, 5.11 の MWPC の印加電圧はそれぞれ 1460 V, 1510 V , 1560 V である.

印加電圧 1460 V について 100 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 100 以上の ADC 分布の mean = 426 ± 6 である.

印加電圧 1510 V について 160 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする。160 以上の ADC 分布の $\text{mean} = 633 \pm 8$ である。

印加電圧 1560 V について 180 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする。180 以上の ADC 分布の $\text{mean} = 879 \pm 12$ である。

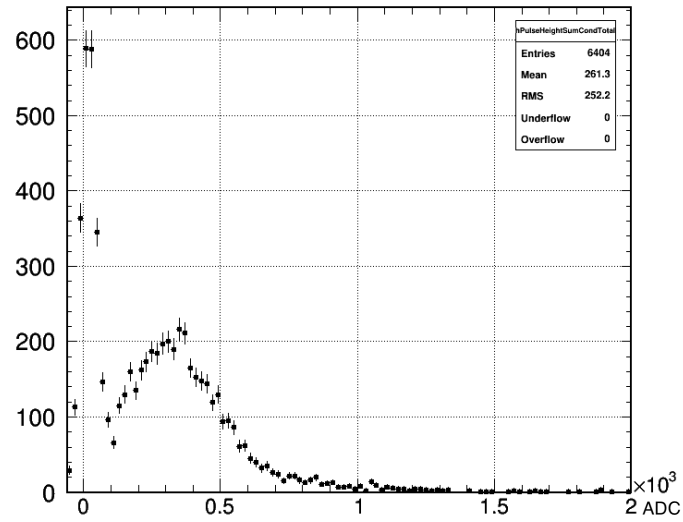


図 5.9: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2 = 65 : 20 : 15$, MWPC 印加電圧 1460 V.

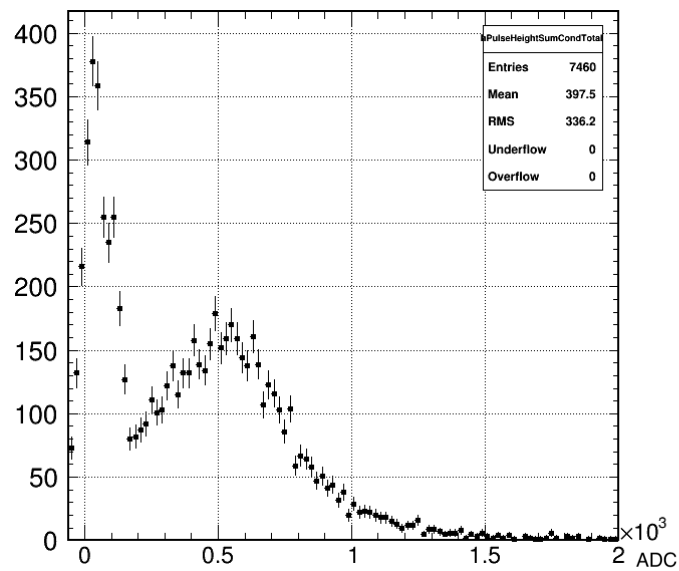


図 5.10: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2 = 65 : 20 : 15$, MWPC 印加電圧 1510 V.

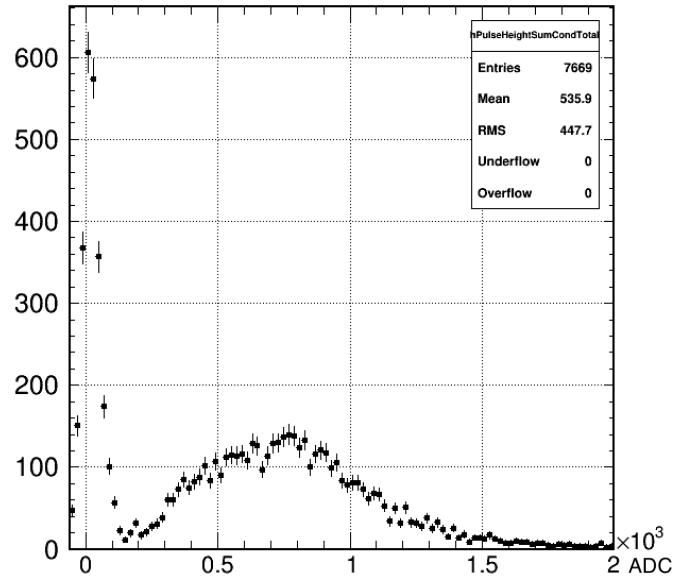


図 5.11: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 , MWPC 印加電圧 1560 V.

5.2.4 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の Gain

図 5.12, 5.13, 5.14 はそれぞれ Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガス充填を行った際の ADC 分布 である. 図 5.12, 5.13, 5.14 の MWPC の印加電圧はそれぞれ 1460 V, 1510 V, 1610 V である.

印加電圧 1460 V について 100 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 100 以上の ADC 分布の mean = 349 ± 5 である.

印加電圧 1510 V について 100 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 100 以上の ADC 分布の mean = 501 ± 8 である.

印加電圧 1610 V について 150 以上の ADC count を持つ信号を電子の hit とする. 150 以上の ADC 分布の mean = 1003 ± 13 である.

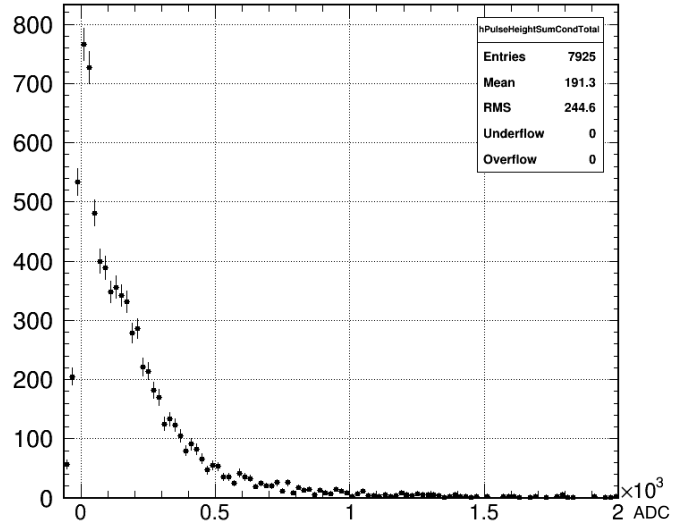


図 5.12: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 , MWPC 印加電圧 1460 V.

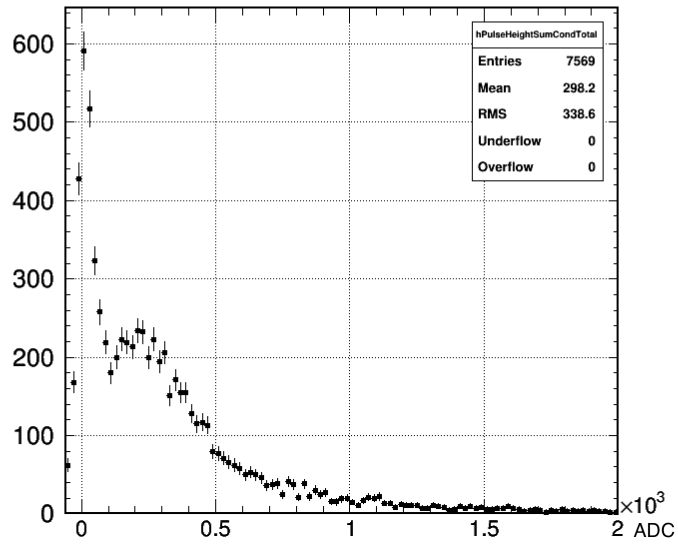


図 5.13: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 , MWPC 印加電圧 1510 V.

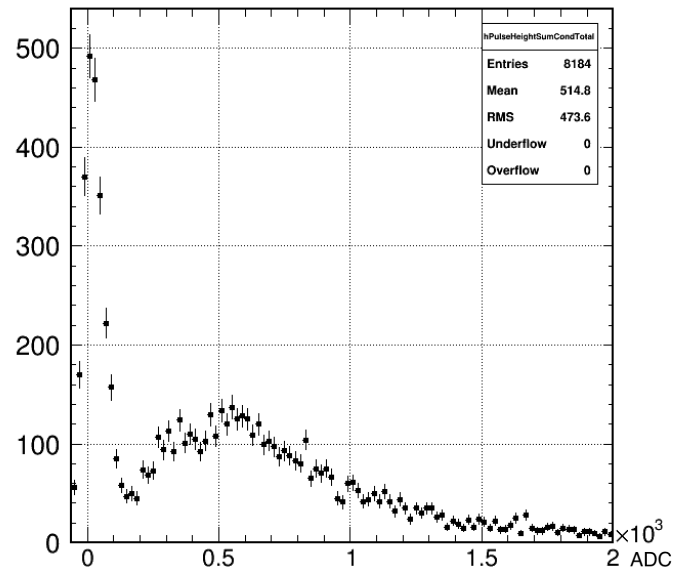


図 5.14: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 , MWPC 印加電圧 1610 V.

5.3 遅延ヒット測定

Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10, 70 : 15 : 15, 65 : 20 : 15, Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 それぞれの割合について本番実験で期待される $\sim 10^7$ electron/pulse の電子を analysis window の $\sim 2\mu s$ 前に当て, prompt burst が及ぼす影響を測定した. HV switching と gun, フィールドエミッションのタイミングを図 5.15 に示す.

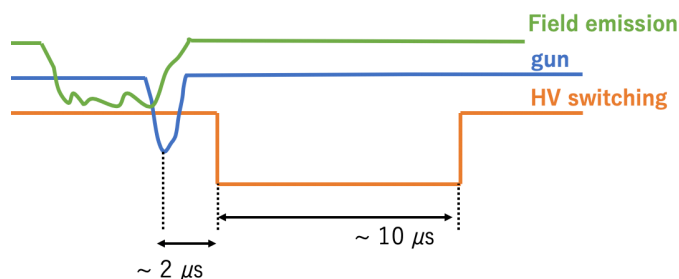


図 5.15: HV switching と gun, フィールドエミッションのタイミング.

5.3.1 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート

図 5.16 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10 の割合でガスを充填し, 1460 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

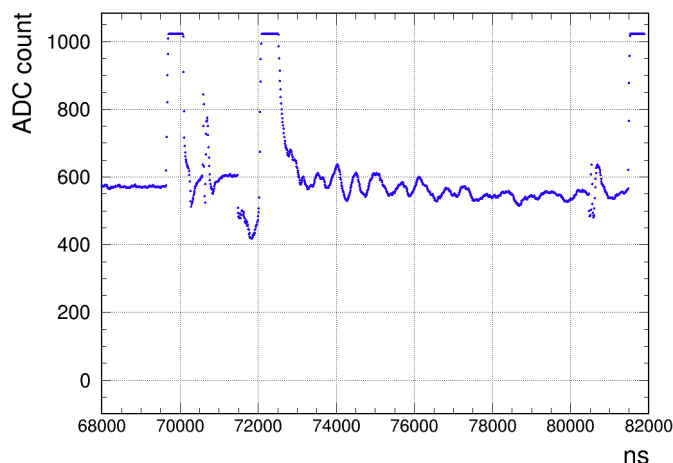


図 5.16: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1460V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.1 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.17 は Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1460V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 10000 event であ

る.

1 event あたりの遅延ヒットは $99979/10000 = 10.0 \pm 0.1$ hit/event である.

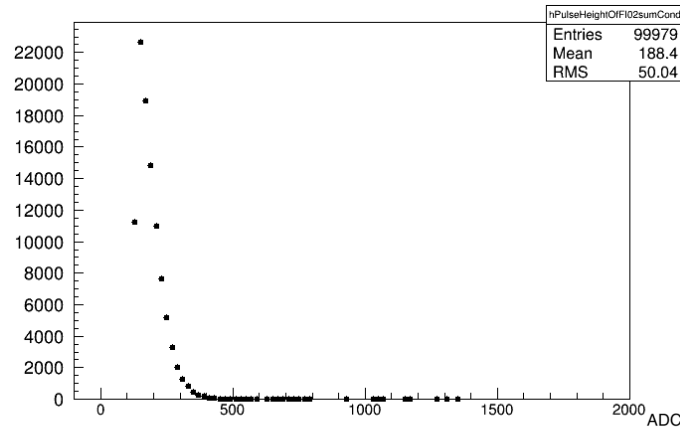


図 5.17: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 20 : 10, 印加電圧 1460V 遅延ヒット ADC 分布.

5.3.2 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート

図 5.18 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填し, 1460 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

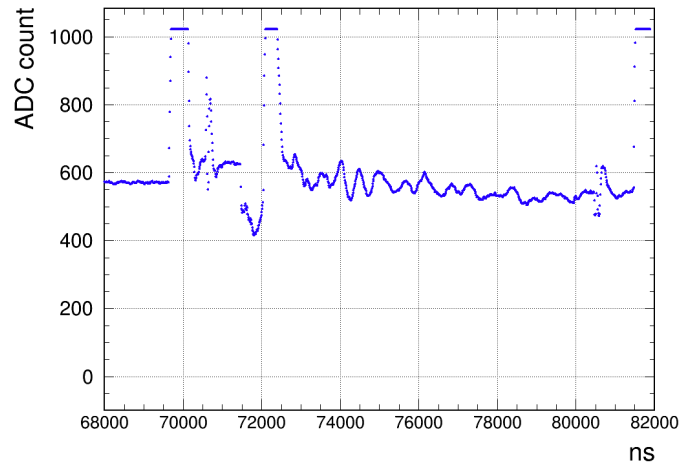


図 5.18: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1460V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.2 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.19 は印加電圧 1460V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $28703/9000 = 3.19 \pm 0.04$ hit/event である.

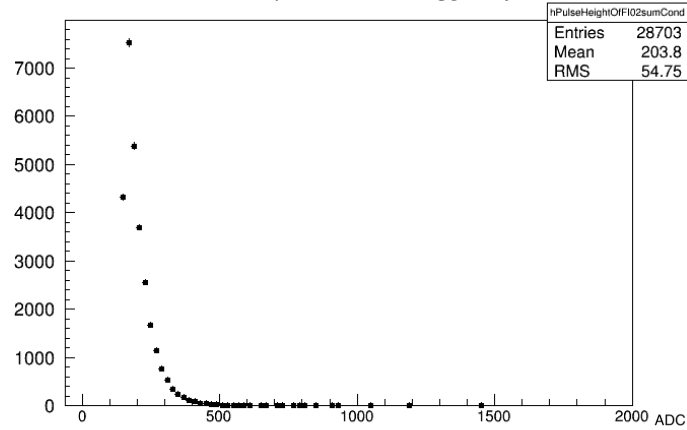


図 5.19: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1460V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.20 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填し, 1510 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

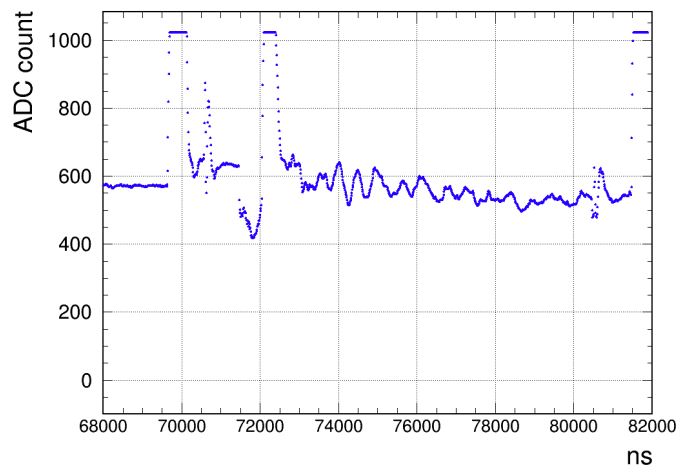


図 5.20: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1510V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.2 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.19 は印加電圧 1510V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $74726/9000 = 8.30 \pm 0.09$ hit/event である.

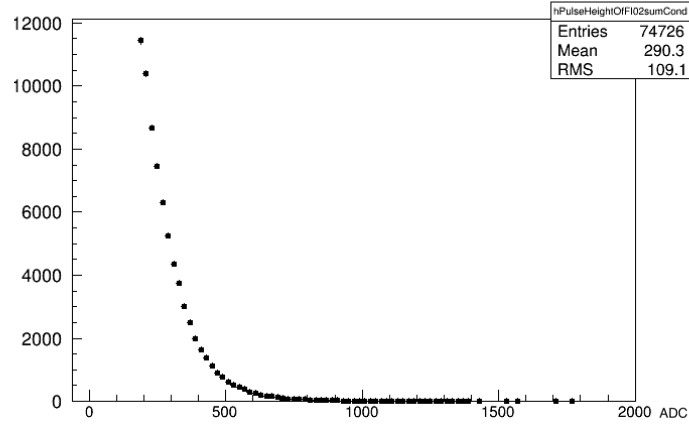


図 5.21: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1510V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.22 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填し, 1560 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

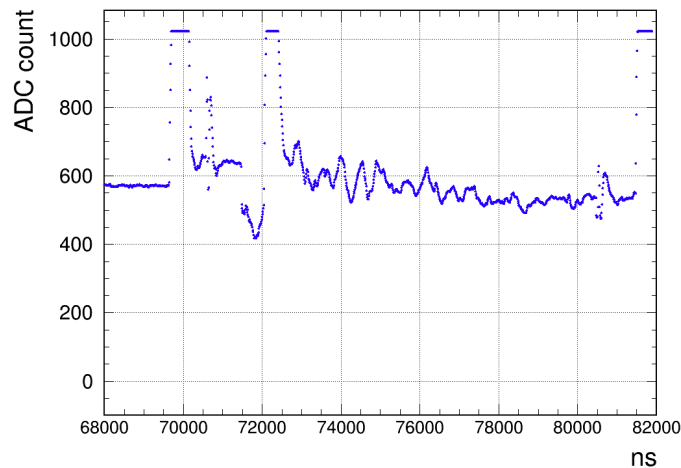


図 5.22: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1560V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.2 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.23 は印加電圧 1560V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $100716/9000 = 11.2 \pm 0.1\text{hit/event}$ である.

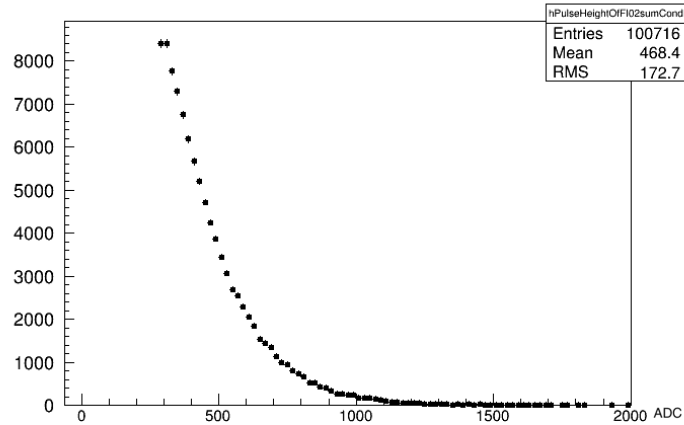


図 5.23: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15, 印加電圧 1560V 遅延ヒット ADC 分布.

5.3.3 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート

図 5.24 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1460 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

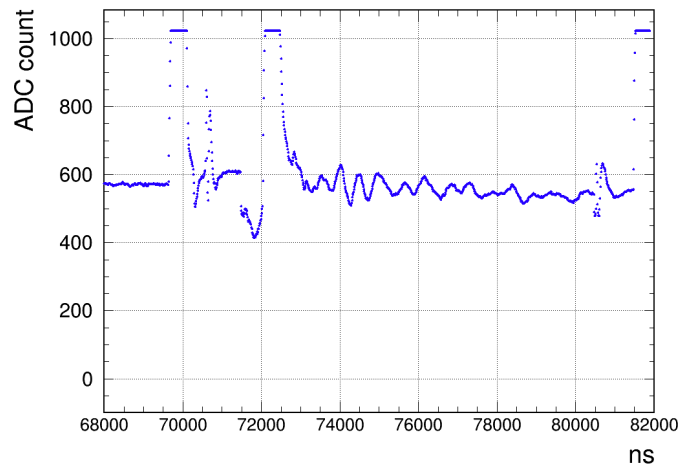


図 5.24: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1460V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.3 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.25 は印加電圧 1460V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $14920/9000 = 1.66 \pm 0.02$ hit/event である.

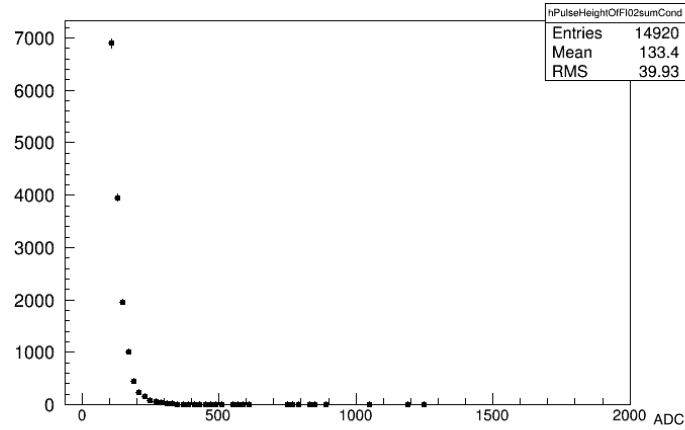


図 5.25: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1460 V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.26 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1510 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

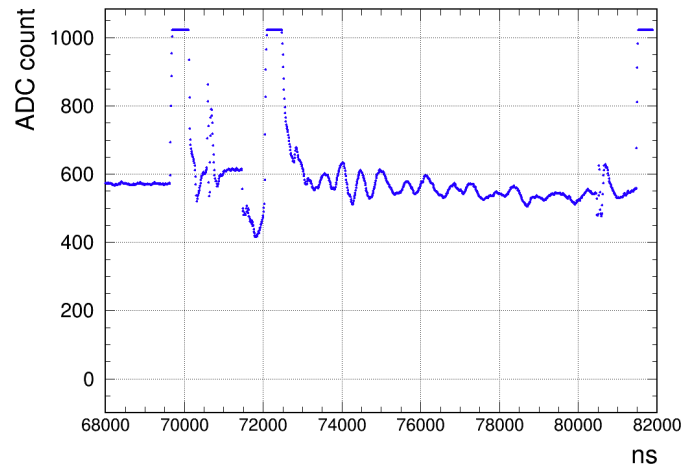


図 5.26: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.3 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.27 は印加電圧 1510 V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $13563/9000 = 1.51 \pm 0.02$ hit/event である.

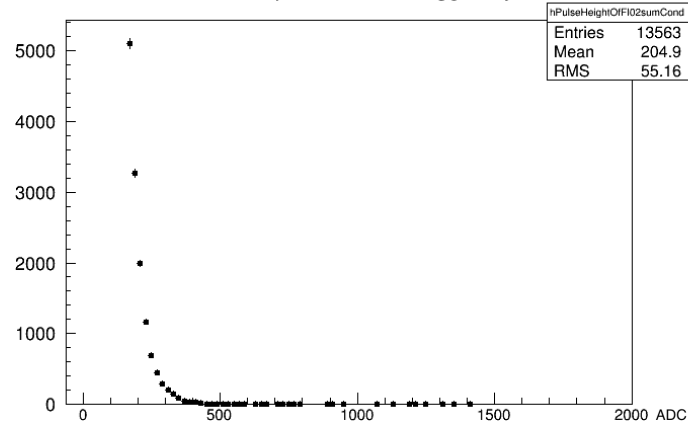


図 5.27: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.28 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1560 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

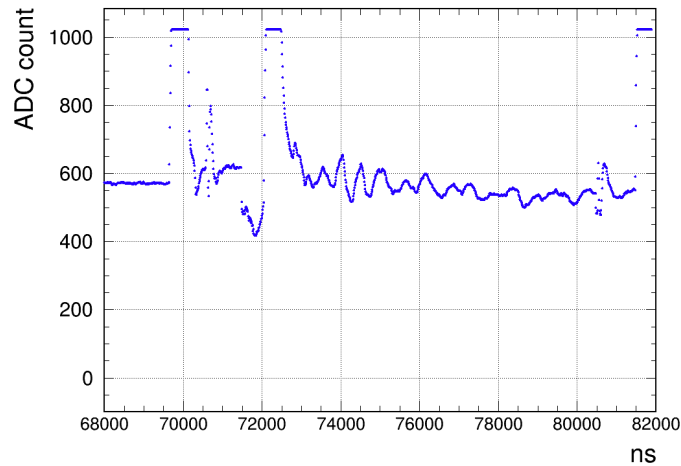


図 5.28: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1560 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.3 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.29 は印加電圧 1560V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $42992/9000 = 4.78 \pm 0.06$ hit/event である.

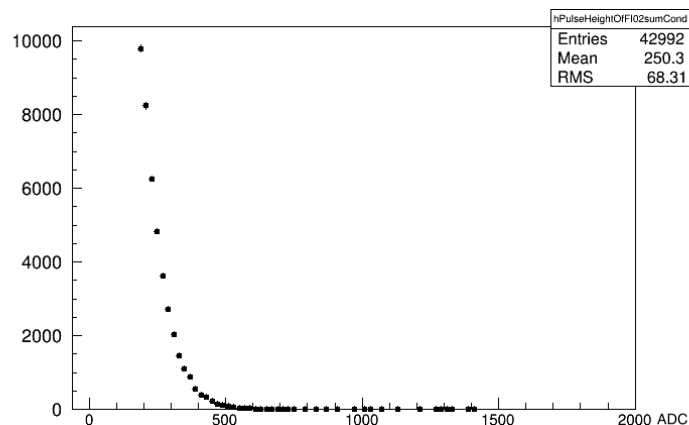


図 5.29: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1560 V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.30 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1610 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

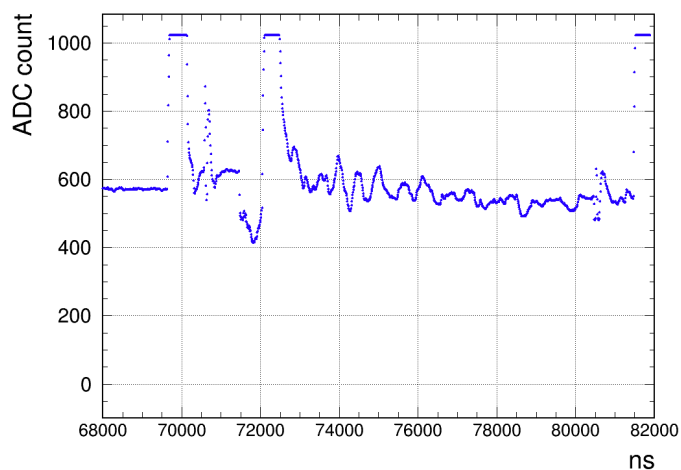


図 5.30: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.3 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.31 は印加電圧 1610V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $77351/9000 = 8.6 \pm 0.1$ hit/event である.

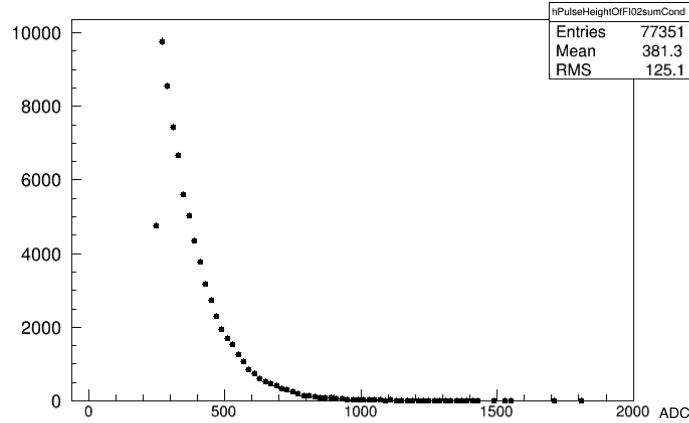


図 5.31: Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V 遅延ヒット ADC 分布.

5.3.4 MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填した際の遅延ヒットレート

図 5.32 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1460 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

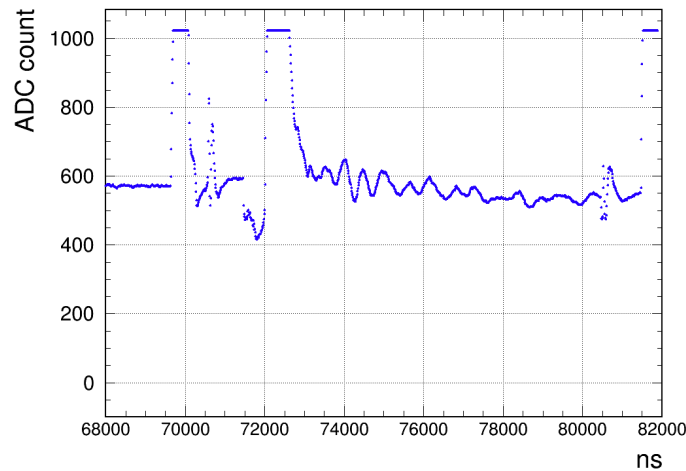


図 5.32: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1460 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.4 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.33 は印加電圧 1460V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 9000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $39133/9000 = 4.35 \pm 0.05$ hit/event である.

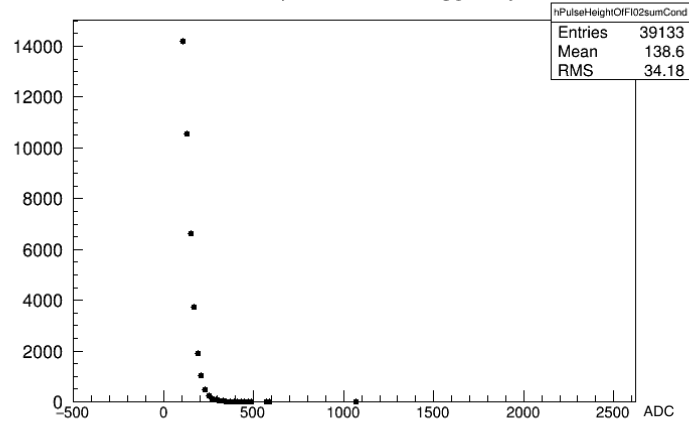


図 5.33: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1460 V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.34 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1510 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

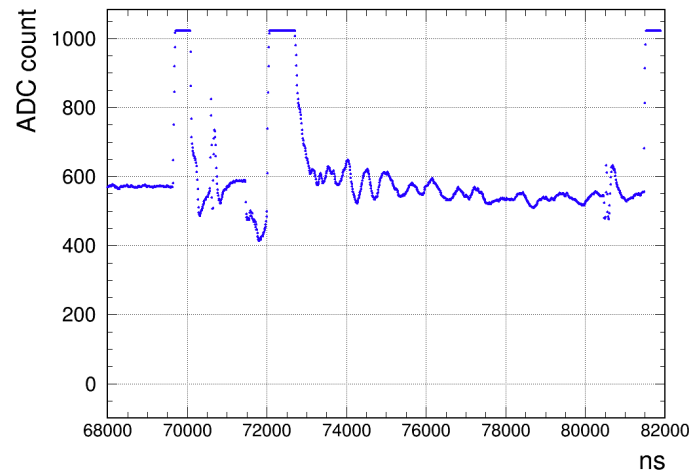


図 5.34: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.4 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.35 は印加電圧 1510V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 5000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $34931/5000 = 7.0 \pm 0.8$ hit/event である.

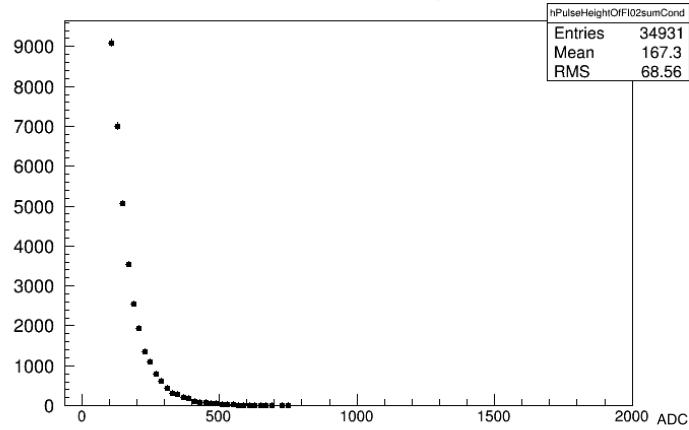


図 5.35: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1510 V 遅延ヒット ADC 分布.

図 5.36 は MWPC に Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の割合でガスを充填し, 1610 V の印加電圧をかけた時の waveform である.

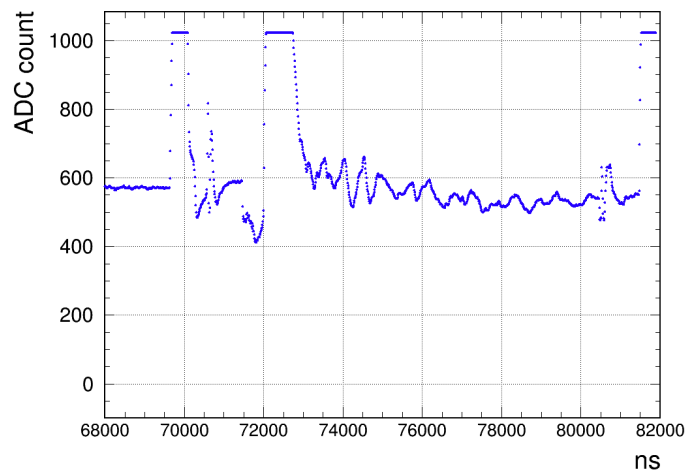


図 5.36: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V waveform.

73000 ~ 80000 ns において, 5.2.4 節で決定した threshold 以上の ADC count を持つものを遅延ヒットとする. 図 5.37 は印加電圧 1610V 時の遅延ヒットの ADC 分布である. event 数は 10000 event である.

1 event あたりの遅延ヒットは $139554/10000 = 14.0 \pm 0.1$ hit/event である.

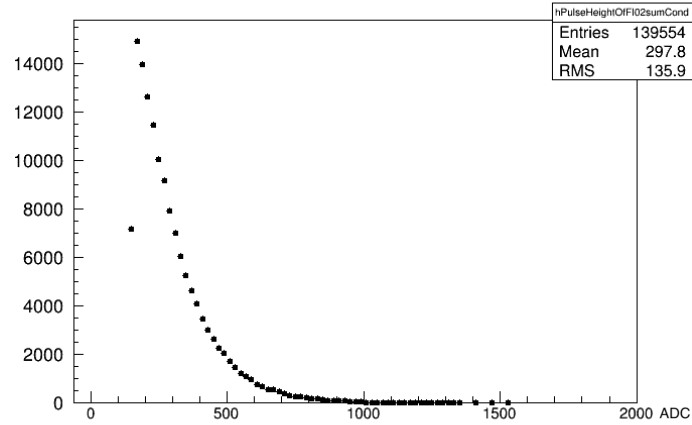


図 5.37: Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 64 : 20 : 15, 印加電圧 1610 V 遅延ヒット ADC 分布.

5.4 結果

図 5.38 はそれぞれの濃度と印加電圧における ADC 分布の peak と 2 strip あたりの遅延ヒットレートの相関である.

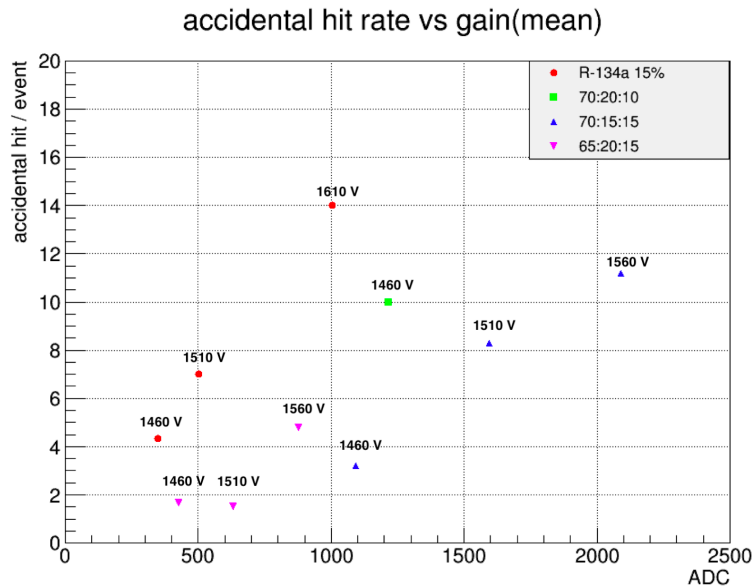


図 5.38: それぞれの濃度と印加電圧における ADC 分布の ペDESTAL以上 の mean と 2 strip あたりの 遅延ヒットレートの相関.

Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , 印加電圧 1460 V は 4.3 節で efficiency が $81.7 \pm 0.5 \%$ であった Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の 1610 V より 高 gain であることから efficiency は $81.7 \pm 0.5 \%$ より高いことが期待できる. さ

らに 4.4 節で 2 strip 読み出しによる 3 台の MWPC の accidental coincidence rate が 3.3×10^{-4} であった Ar : iso- C_4H_{10} : R-134a = 65 : 20 : 15 の 1510 V よりも遅延ヒットが少ないことから, 2 strip 読み出しによる MWPC 3 台での accidental coincidence rate は 3.3×10^{-4} よりも低いと期待できる.

Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , 印加電圧 1460 V の時, 遅延ヒットが本番実験に与える影響を考える. 本番実験では 4 つの MWPC を使用する. 4 つの MWPC に 1 つの hit が独立に発生するとすると, 4 台 が時間的に coincidence をとる確率は coincidence の時間幅を 50 ns, analysis window を 7000 ns とすると $(50/7000)^3$ となる. Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , 印加電圧 1460 V では 2 strip あたり 3.2 hits/event なので, 2 strip 読み出しの 4 台の MWPC が coincidence をとる回数は

$$(3.2 \times 50/7000)^3 \times 3.2 \quad (5.1)$$

である. さらに, 本番実験では 80 strip 読み出しの MWPC を使用するため, Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 , 印加電圧 1460 V における 4 台の MWPC の accidental coincidence rate は 5.1 式となる.

$$(80/2 \times 3.2 \times 50/7000)^3 \times 3.2 \times 80/2 \sim 98 \quad (5.2)$$

単一事象感度が概ね 1×10^{-13} であることから, 遅延ヒットが 98 hits/event である事は本番実験に大きな影響を与えると考えられる. ただし 98 hits/event は時間的な coincidence のみでの値であり, ストリップの位置は考慮されていない. したがって, 遅延ヒットが飛跡及び運動量の再構成に与える影響の評価が必要である. 飛跡及び運動量の再構成に多大な影響を与える場合, 遅延ヒットを抑制するためにアノードワイヤーとカソードワイヤー間の距離の調整や新たな遅延ヒット抑制ガスの導入が必要がある.

6 単一事象感度

単一事象感度 (single-Event Sencitivity. 以降 SES と呼ぶ) とは, 1 イベント観測した時の分岐比に相当する値である. Geant4 モンテカルロシミュレーションを用いて, 現状の setup と詳細な構造を反映した Graphite 標的における DeeMe 実験の SES について評価を行った.

6.1 モンテカルロシミュレーションによる 2017 年時の SES の評価

2017 年時の H-LINE の setup における SES の評価を行った. 2017 年時の H-LINE の setup を以後 Config 0 と呼ぶ. モンテカルロシミュレーションによる SES の評価は次の手順で行った.

1. Graphite target に 3 GeV の陽子ビームを当て muonic atom を生成.
2. muonic atom の位置に $\mu - e$ 転換電子を生成.
3. $\mu - e$ 転換電子を二次ビームライン (H-LINE) を使用し輸送.
4. Wire Chamber の hit 情報にフィルタリングを行い SES を算出

Step 1

陽子標的兼ミューオン静止標的である Graphite target に 3 GeV の陽子ビームを当て, パイオンが崩壊して出てきたミューオンを標的内の原子核に捕らえさせ muonic atom を生成する. Graphite 標的は厚さ 20 mm, 内径 91 mm, 外径 168 mm, 密度 2.26 g/cm^3 , 回転標的の設定で数値計算を行った. この target に 3 GeV の陽子を 7×10^8 イベント入射させ, target 中に μ^- を静止させた. この時, 標的内での μ^- の分布が図 6.1 である.

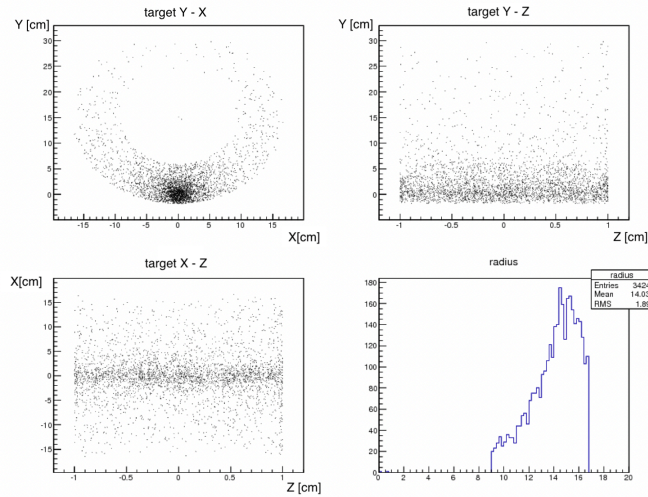


図 6.1: Graphite 標的に停止した μ^- の位置情報 (muonic C atom). ビーム軸を Z 軸とした時の左上図:Y-X [cm] 分布, 右上図:Y-Z [cm] 分布, 左下図:X-Z[cm] 分布, 右下図:回転標的中心からの距離の分布

陽子ビームは $X=0$, $Y=0$ を通っており, 通過の様子が分布からも確認できる. この操作により陽子ビーム 7×10^8 の入射で, Graphite 標的において muonic C atom : 3424 event のミュオニック原子が得られた.

Step 2

ミュオニック原子の位置情報を用いて, その位置から $\mu - e$ 転換過程により放出される電子を生成する. このシミュレーションを行う過程で, 統計量を稼ぐためミュオニック原子の位置をガウス分布で揺らし, 揺れた位置からも $\mu - e$ 転換過程による電子を発生させた. 今回の操作では, ビーム軸 z に対して $\sigma_z = 0.1 \text{ mm}$, ビーム軸に垂直な面の $x - y$ 方向にはそれぞれ $\sigma_{x-y} = 5 \text{ mm}$ でミュオニック原子の位置を揺らし, $\mu - e$ 転換電子のイベントを 1×10^7 event に増やした. 生成する電子の運動量は $105.10 \text{ MeV}/c$, 寿命が 2024 ns とした. 生成した $\mu - e$ 転換電子について, 位置時間情報の分布が図 6.2, 運動量分布が図 6.3 である.

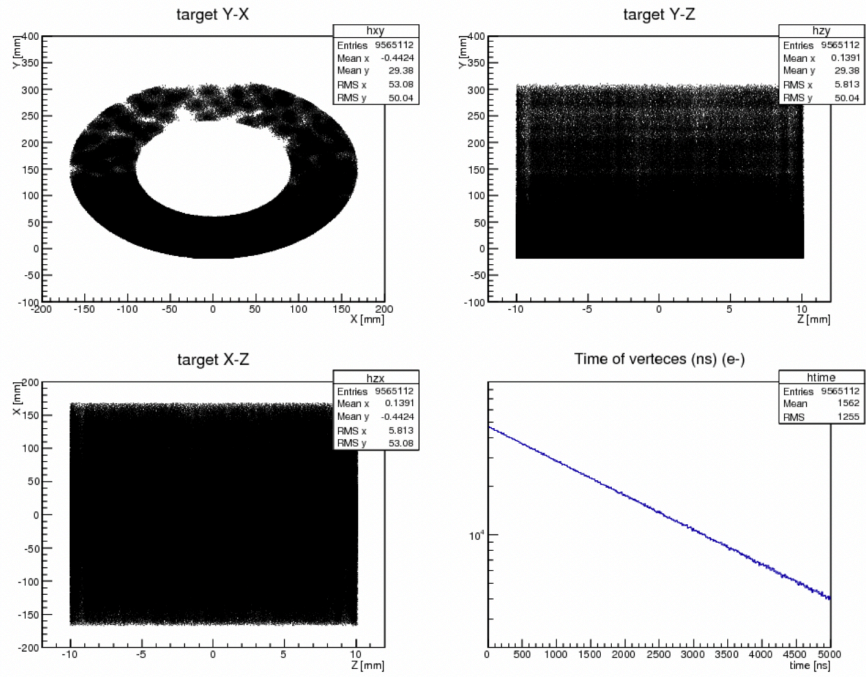


図 6.2: $\mu - e$ 転換電子の位置, 時間分布

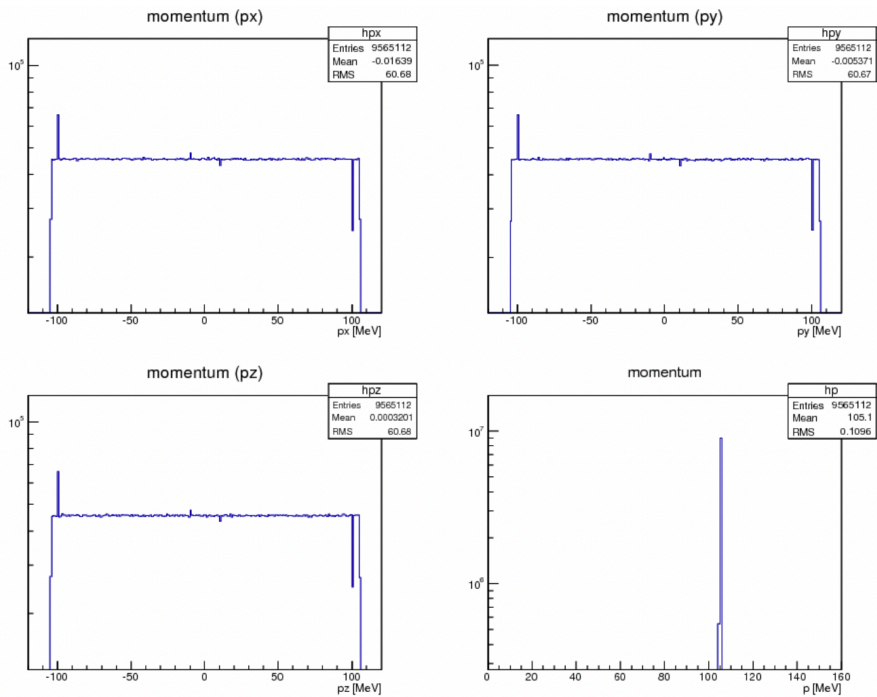


図 6.3: $\mu - e$ 転換電子の運動量分布

Step 3

G4Beamline シミュレーションにより電子の振る舞いを評価し、生成した $\mu - e$ 転換電子を二次ビームライン H-LINE を用いてスペクトロメーターに輸送する。輸送の様子を表したものが図 6.4 であり、赤線が電子、緑線が光子の飛跡を表している。 $\mu - e$ 転換電子を生成する際にミューオンの位置をガウス分布で揺らしたことにより発生する標的外に出てしまう電子は H-LINE での輸送には使用せずにシミュレーションを行った。

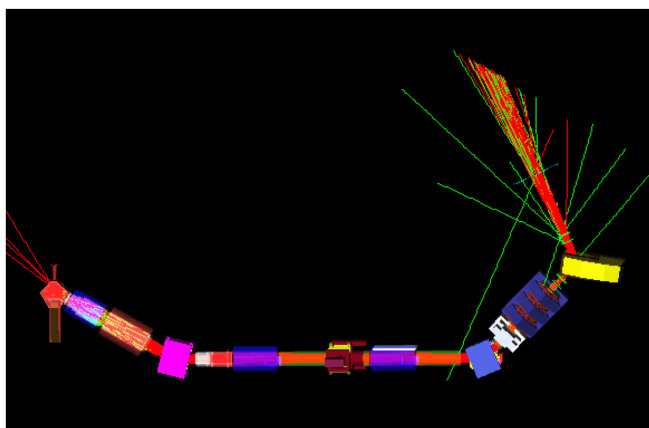


図 6.4: H-LINE で輸送される $\mu - e$ 転換電子の様子。

H-LINE を通過しスペクトロメーター部に到達した電子の運動量分布 (Wire Chamber 3 の Hit 情報) が図 6.5 である。H-LINE を通過することで、運動量が 80 MeV/c 以上の電子のみが輸送されているのが確認できる。

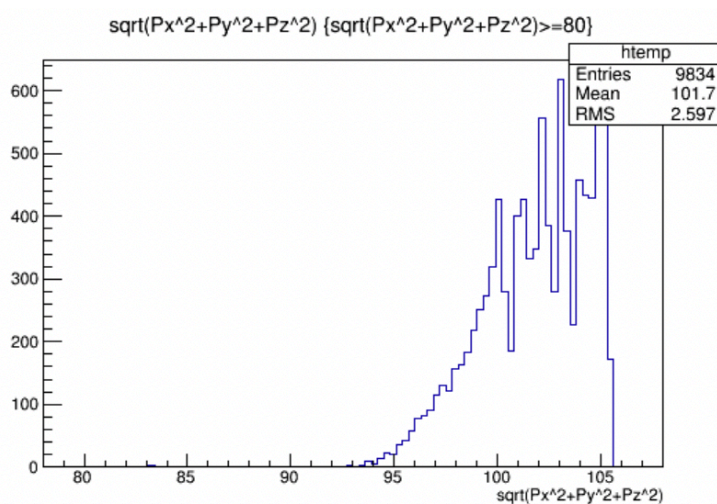


図 6.5: WC3 の運動量分布

Step 4

最下段の Wire Chamber (WC3) のヒット情報に条件を与え、測定領域に存在する

ヒット数 Hit_{wc} を算出する. 条件は 3 つ存在し, それぞれ運動量領域の制限 ($p \geq 102$ MeV/c), 時間領域制限, 感度領域制限 ($x:y = 250$ mm \times 200 mm) である. 時間の制限は次式で定義した.

$$Hit_{wc} = \frac{Hit_{wc}(t > 300 \text{ ns})}{2} + \frac{Hit_{wc}(t > 900 \text{ ns})}{2} \quad (6.1)$$

t は 3 GeV 陽子が入射してからの時間を表す. DeeMe は RCS から陽子が入射の $1 \mu\text{s}$ 後から測定を開始する. 陽子ビームは, パルス間隔 600 ns の 2 パルスという時間構造で照射される. 従って, 1 パルス目が入射されてから $1 \mu\text{s}$ 後に相当する $t > 300$ ns と, 2 パルス目が入社してから $1 \mu\text{s}$ 後に相当する $t > 900$ ns の時間カットを WC3 をヒットするイベントに課している. また Hit 情報に対して tracking efficiency を考慮する.

H-LINE を通過し, Wire Chamber と PACMAN 電磁石で構成されるスペクトロメータ部に到達した電子に対し, WC の Hit 情報を用いた飛跡の再構成を行う. 図 6.6 は飛跡の再構成を行った全イベントの運動量分布であり, 図 6.7 は Probability > 0.05 のカットをかけたときの運動量分布である. ここで Probability とは, 飛跡をフィットした際に求められる χ^2 の値以上の χ^2 分布における積分値 のことである. フィットした際に求められる χ^2 が大きいと積分値 (= Probability) は小さくなる. ここで tracking efficiency は次のように定義した.

$$tracking\ efficiency = \frac{N_{probability>0.05}}{N_{wc}} \quad (6.2)$$

ここで $N_{probability>0.05}$ は Probability > 0.05 のイベント数, N_{wc} は全ての WC を通過した電子数である. SES の評価では WC の Hit 情報に対し tracking efficiency を考慮した値を Hit_{wc} として採用した.

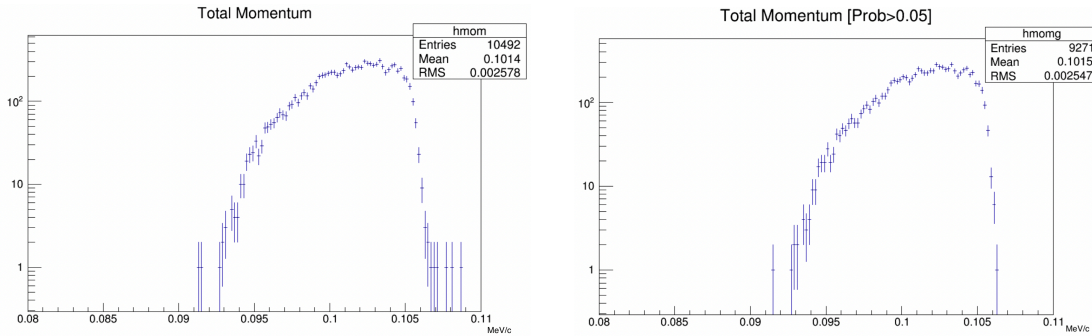


図 6.6: 飛跡再構成を行なった全イベントの運動量分布 図 6.7: Probability >0.05 のカットをかけた運動量分布

以上より SES を算出する. SES は次式で定義される.

$$SES = \frac{1}{f_{wc} \times N_{RCS}} \quad (6.3)$$

ここで N_{RCS} はビーム強度 1 MW, ビームタイム 2×10^7 s (1年間) のとき標的に入射される陽子数, f_{wc} は実験の感度に相当する値であり, シグナルの検出効率, ミューオン原子の生成率, 原子核との反応率による決まる値である. f_{wc} は次式で表される.

$$N_{RCS} = \frac{1[MW]}{3[GeV] \times 1.6 \times 10^{-19}[C]} \times 2 \times 10^7[s] \quad (6.4)$$

$$f_{wc} = \frac{N_{muatom} \times f_{mc} \times Hit_{wc}}{N_{proton} \times N_{ele}} \quad (6.5)$$

ここで N_{muatom} は標的中原子核に静止したミューオンの数, N_{proton} はモンテカルロに用いた 3 GeV 陽子数, N_{ele} は統計増しを行なった時の標的内に残った μ - e 転換電子数である. 上記をもとに Config 0 を使用した SES を算出した. 結果を表 6.1 に示す.

表 6.1: Config 0 の SES

N_{proton}	7×10^8
N_{muatom}	3424
f_{mc}	0.08
N_{ele}	9565112
Hit_{wc}	3498
f_{wc}	1.43×10^{-10}
SES	$(1.70 \pm 0.04) \times 10^{-13}$

6.2 HS3, HQ の位置と HQ の大きさの変更による SES の変化

2017 年時の setup から HS3 を 345.88 mm 下流に移動させ, Config 0 から HQ の大きさを変更した際の SES の変化を評価した. DeeMe 実験では separator を使用しないため H-LINE から separator を取り除いている. この setup を以後 Config 1 と呼ぶ. Config 1 に使用されている HQ の構成を示したものが図 6.8 である.

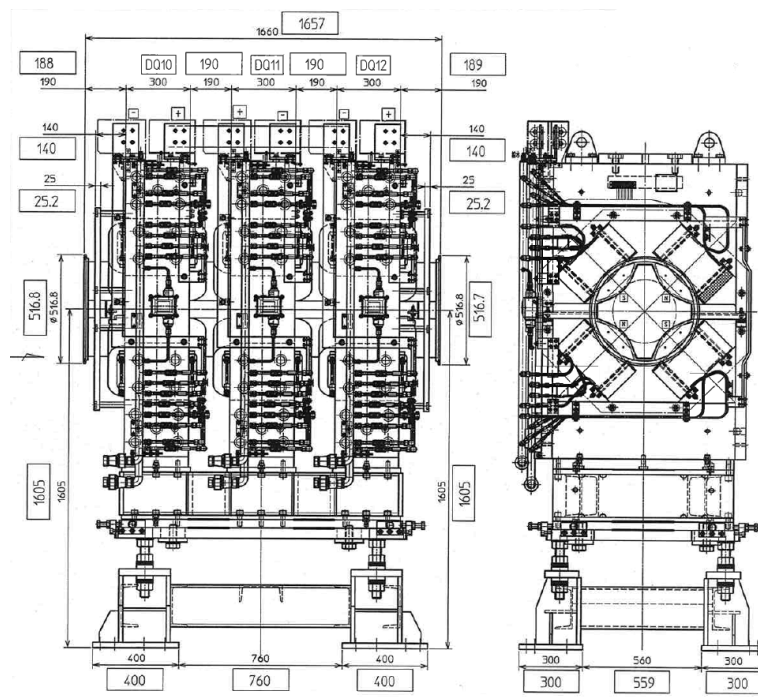


図 6.8: Config 1 の HQ の構成

Config 1 の外観を図 6.9 に示す.

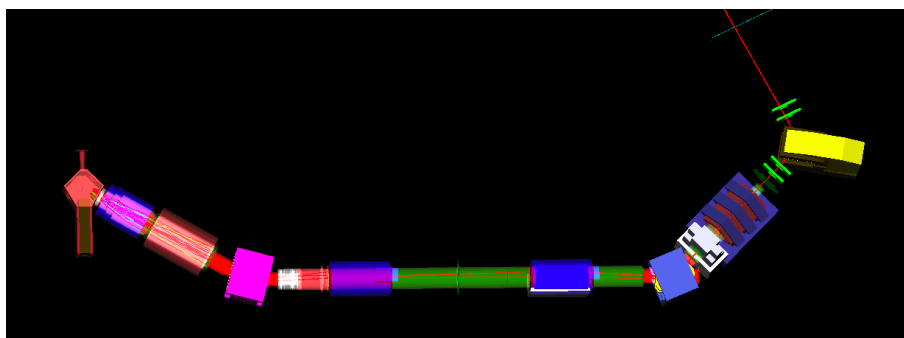


図 6.9: Config 1 の外観

Config 1 について, HS2, HS3, HQ の磁場をそれぞれ 2% 刻みで $\pm 10\%$ 変化させ matrix をとることで最適な磁場設定を見つけ SES を評価した.

表 6.3, 6.4 は Config 1 の最適化した磁場である.

電磁石	Bz (x,y=0)
HS1a	0.30 T
HS1b	0.26 T
HS1c	0.45 T
HB1	0.18 T
HS2	0.35 T
HS3	0.41 T
HB2	0.30 T

電磁石	grad
HQ1	1.16
HQ2	-2.01
HQ3	1.19

表 6.3: HQ の磁場

表 6.2: 電磁石の磁場

磁場を最適化した Config 1 における H-LINE を通過しスペクトロメーター部に到達した電子の運動量分布 (Wire Chamber3 の Hit 情報) が図 6.10 である. H-LINE を通過することで, 運動量が 80 MeV/c 以上の電子のみが輸送されているのが確認できる.

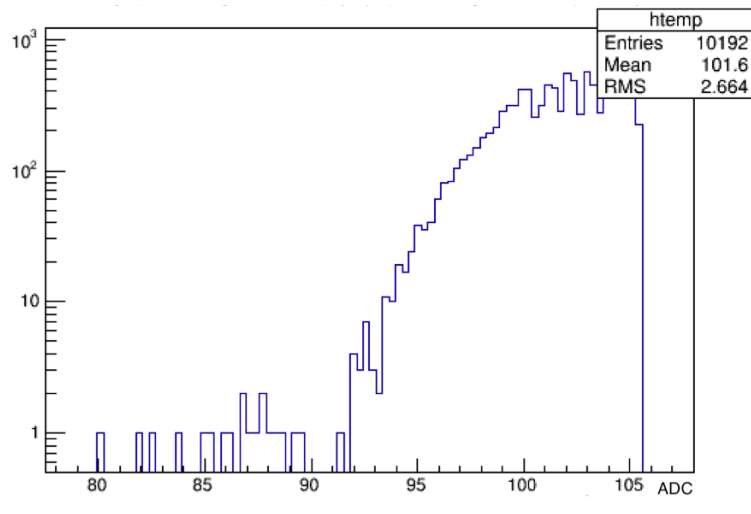


図 6.10: 磁場を最適化した Config 1 における WC3 の運動量分布

図 6.11 は飛跡の再構成を行った全イベントの運動量分布であり, 図 6.12 は Probability > 0.05 のカットをかけたときの運動量分布である. 磁場を最適化した Config 1 の SES を評価した結果が表 6.4 である.

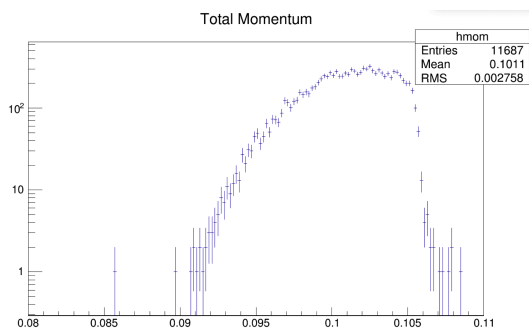


図 6.11: Config 1 において飛跡再構成を行なった全イベントの運動量分布

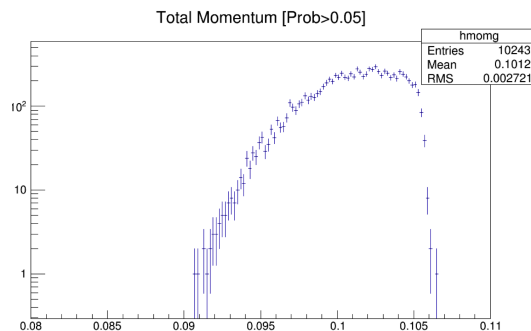


図 6.12: Config 1 において Probability>0.05 のカットをかけた運動量分布

N_{proton}	7×10^8
N_{muatom}	3424
f_{mc}	0.08
N_{ele}	9565112
Hit_{wc}	3437
f_{wc}	1.41×10^{-10}
SES	$(1.72 \pm 0.04) \times 10^{-13}$

表 6.4: Config 1 の SES

6.3 真空ダクト設置による SES の評価

Config 1 に 真空 duct を設置したものを Config 2 とする. Config 2 の外観を図 6.13 に示す. Config 2 についても, HS2, HS3 , HQ の最適な磁場設定を見つけ SES を評価した.

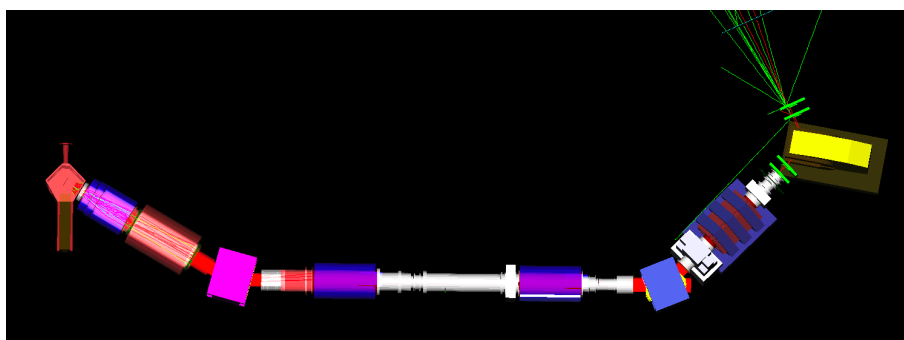


図 6.13: Config 2 の外観

表 6.5, 6.6 は Config 2 の最適化した磁場である. 磁場を最適化した Config 2 で H-

電磁石	Bz (x,y=0)
HS1a	0.30 T
HS1b	0.26 T
HS1c	0.45 T
HB1	0.18 T
HS2	0.32 T
HS3	0.42 T
HB2	0.30 T

電磁石	grad
HQ1	1.11
HQ2	-1.92
HQ3	1.14

表 6.6: HQ の磁場

表 6.5: 電磁石の磁場

LINE を通過しスペクトロメーター部に到達した電子の運動量分布 (Wire Chamber3 の Hit 情報) が図 6.14 である.

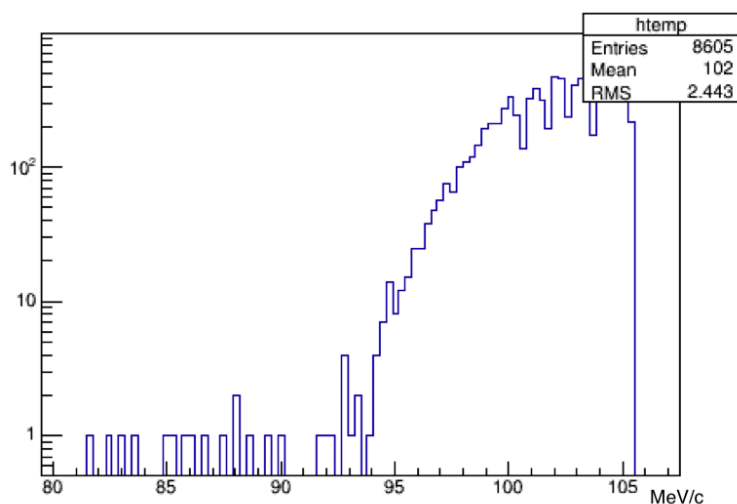


図 6.14: 磁場を最適化した Config 2 における WC3 の運動量分布

図 6.15 は飛跡の再構成を行った全イベントの運動量分布であり, 図 6.16 は Probability > 0.05 のカットをかけたときの運動量分布である.

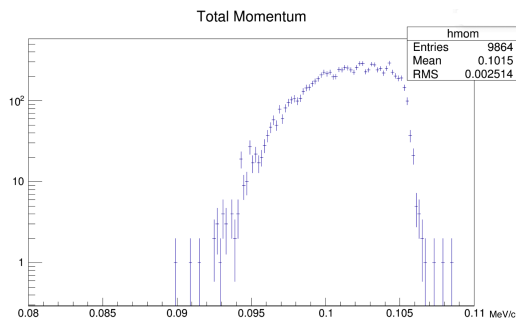


図 6.15: Config 2 において飛跡再構成を行なった全イベントの運動量分布

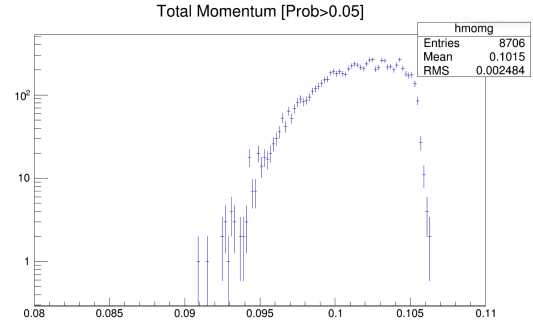


図 6.16: Config 2 において Probability>0.05 のカットをかけた運動量分布

磁場を最適化した Config 2 の SES を評価した結果が表 6.7 である.

N_{proton}	7×10^8
N_{muatom}	3424
f_{mc}	0.08
N_{ele}	9565112
Hit_{wc}	3266
f_{wc}	1.34×10^{-10}
SES	$(1.81 \pm 0.04) \times 10^{-13}$

表 6.7: Config 2 の SES

6.4 結果

それぞれの Config と SES の関係を表 6.8 に示す.

input file	SES
Config 0	$(1.70 \pm 0.04) \times 10^{-13}$
Config 1	$(1.72 \pm 0.04) \times 10^{-13}$
Config 2	$(1.81 \pm 0.04) \times 10^{-13}$

表 6.8: 各 Config の SES

Config 1 は Config 0 と比較して, HS3 と HQ の設定を変更したことにより SES が 1.2% 大きくなる結果となった.

2020 年現在設置予定の H-LINE である Config 2 は Config 0 と比較して SES は 6.5% 大きくなる結果となった. しかし, 本修士論文の Config でキャプチャーソレノ

イド HS1 に設定している励磁電流値は HS1 にかけることができる励磁電流の最大値ではない。これは冷却系の性能や電源設備の準備, その他の検討の結果 HS1 に供給する励磁電流が明確に決まっていないためであり, 励磁電流をさらに上げることが可能となると, SES はより小さくなると期待できる。今後, HS1 励磁電流について加速器施設担当者とさらに検討を行い, ビームラインの調整のさらなる最適化を行う必要がある。

7 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。2019 年 7 月, 11 月に京都大学複合原子力科学研究所の電子線形型加速器を使用し, prompt burst 由来の遅延ヒットを抑制するための beam test を行った。

R-134a の充填割合を 6%, 10%, 15% と増加させるにつれ, 3 台の MWPC の 2 strip 読み出しにおける accidental coincidence rate は 0.35 ± 0.004 , 0.100 ± 0.002 , $(3.3 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ hits/event となり遅延ヒットは減少する一方で efficiency は $94.2 \pm 0.6\%$, $87.7 \pm 0.4\%$, $73.3 \pm 0.5\%$ と減少する。

R-134a 15% について, MWPC への印加電圧を 1510 V から 1610 V に増加させると efficiency は $73.3 \pm 0.5\%$ から $81.7 \pm 0.5\%$ に回復する一方で, 3 台の MWPC の 2 strip 読み出しにおける accidental coincidence rate は $(3.3 \pm 0.1) \times 10^{-4}$ hits/event から 0.200 ± 0.004 hits/event に増加する。

Ar : iso- C_4H_{10} : $C_3H_8O_2$ = 70 : 15 : 15 の割合でガスを充填し, MWPC に 1460 V 印加すると efficiency が $81.7 \pm 0.5\%$ よりも高く R-134a を充填した際に 2 strip 読み出しにおける MWPC 3 台での accidental coincidence rate が一番少ない 3.3×10^{-4} hits/event よりもさらに accidental coincidence rate が低い結果となった。

本番実験を想定した 80 strip 読み出しの MWPC 4 台での accidental coincidence rate は hit の coincidence の時間幅を 50 ns とし, analysis window を 7000 ns とすると約 100 hits/event となる。

今後としては, 上記の遅延ヒットが飛跡及び運動量の再構成に与える影響を評価することが必要である。飛跡及び運動量の再構成に大きな影響を与える場合, アノードワイヤーとカソードワイヤー間のハーフギャップの調整や新たなガス充填などによる遅延ヒット抑制が必要となる。

現在 MLF において, H-Line が建設中である。最新の実験準備状況を反映した, より現実的なモンテカルロシミュレーションにより, Graphite 標的で 1 年間 (2×10^7 s) 実験を行った場合の実験感度の評価を行った。結果として概ね 1.81×10^{-13} の単一事象感度が得られることが確認できた。

今後としては, HS1 励磁電流について加速器施設担当者とともに検討を行い, ビームラインの調整の最適化を行う必要がある。

謝辞

本修士論文を作成するにあたり、沢山の方々に支えられていることに気づきました。

清矢 良浩教授には研究について様々な助言を頂いたり、沢山の御教授を頂きました。私の初歩的な質問に対しても丁寧かつ熱心に答えてくださった事、心から感謝しています。また、研究以外のことについてもユニークで面白いアドバイスや考え方を話して頂き、大学院生活がとても楽しく豊かなものになりました。本当にありがとうございました。山本 和弘准教授にはゼミや授業、普段のミーティングでの的確な質問やアドバイスを頂いた事、大変感謝しています。また、研究室のコンピューター環境でトラブルが発生した際、丁寧に対応してくださりとても助かりました。豊田 博俊氏にはプログラミングについて困っている時、たくさんの指導を頂きました。また、たくさんの雑学や知識など研究以外についてもたくさんの事を教えてくださりました。深く感謝申し上げます。

大阪大学の青木 正治准教授には、本研究の指針を示して頂きました。普段のミーティングなどでは的確な指導や意見を頂いた事、大変感謝しています。修士課程の二年間、大変貴重な経験をさせて頂きありがとうございました。また、大阪大学の長尾 大樹氏には実験装置や解析方法などについてたくさんの指導を頂き感謝しています。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。

本学高エネルギー研究室の方々には大変感謝しています。手島 菜月博士、金 賢一博士には何度も力を貸して頂きました。私の質問に対して、いつも優しく丁寧に答えていただいたこと大変感謝しています。吉中 晴香先輩にはビームテストや J-PARC での実験の際、検出器についてたくさんの指導をいただいたことを覚えています。本当に有難うございます。久木田 直哉先輩、田中 慎也先輩は私が困っている時に一緒に考えてくださり、大変助かりました。小向 倅平君、池内 響輝君、小幡 拓也君、本條 貴司君には研究に真摯に打ち込む姿勢から、沢山の事学ぶことができ大変感謝しています。

最後に私の支えとなってくださった家族、友人に、深く感謝申し上げます。

8 参考文献

参考文献

- [1] M. Kobayashi, T. Maskawa: "CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction", *Progressive of Theoretical Physics*, Vol. 49, No. 2, pp. 652-657 (1973).
- [2] Y. Ashie et al.: "Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations", *Phys. Rev. Lett.* 93 (10), 101801 (2004).
- [3] K. Abe et al. (T2K Collaboration): "First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam", *Phys. Rev. D* 85, 031103 (2012).
- [4] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration): "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562 (1998).
- [5] W. Marciano and A. Sanda: *Physics Letters B* 67 (3) 303 (1977).
- [6] B. W. Lee and R. E. Shrock: *Phys. Rev. D* 16, 1444 (1977).
- [7] Y. Kuno and Y. Okada: "Muon Decay and Physics Beyond the Standard Model", KEK Preprint, 99-69, KEK-TH-639 (1999).
- [8] B. Pontecorvo: *Phys. Rev.* Vol. 72, 246 (1947).
- [9] E. P. Hincks and B. Pontecorvo: *Phys. Rev.* Vol. 73, 257 (1948).
- [10] A. de Gouvea, N. Saoulidou: *Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 513 (2010).
- [11] L. J. Hall, V. A. Kostelecky and S. Raby: *Nuclear Physics*, B267 (1986).
- [12] R. Barbieri, L. Hall and A. Strumia: *Nuclear Physics*, B445 219 (1995).
- [13] Y. Kuno and Y. Okada: *Rev. of Mod. Phys.* 73 151 (2001).
- [14] J. Hisano and D. Nomura: *Phys. Rev. D* 59 116005 (1999).
- [15] The DeeMe Collaboration: "Proposal to the Experimental Search for $\mu - e$ Conversion in Nuclear Field at Sensitivity of 10^{-14} with Pulsed Proton Beam from RCS", (2011).
- [16] A. Czarnecki, X. G. Tormo and W. J. Marciano: *Hyperfine Interact.* 210, 19 (2012).
- [17] W. Bertl et al. (SINDRUM collaboration): "A Search for muon to electron conversion in muonic gold", *Euro. Phys*, Vol. 31, No. C 47, pp. 337-346 (2006).

- [18] ‘Paul Scherrer Institute (PSI)’ <https://www.psi.ch/>
- [19] J. Adam et al.: Nucl. Phys. B 834 (2010) 1.
- [20] J. Adam et al.: Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 201801.
- [21] MEG Collaboration: ”New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay”, Physical Review Letters, No. 110, (2013).
- [22] Y. G. Cui et al. (COMET Collaboration): ”COMET Conceptual Design Report”, KEK-2009-10 (2009).
- [23] R. J. Abrams et al. (Mu2e Collaboration): ”Mu2e conceptual design report”, arXiv: 1211. 7019 [phys.ins-det].
- [24] R. M. Carey et al.: ”Proposal to Search for $\mu^- N \rightarrow e^- N$ with a Single Event Sensitivity Below 10^{-6} ”, FERMILAB-PROPOSAL-0973 (2008).
- [25] 「KEK — 大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構」
<http://www.kek.jp/ja/>
- [26] 「J-PARC | 大強度陽子加速器施設」 <http://j-parc.jp/ja/jparc.html>
- [27] 牧村俊助, 青木正治, 河村成肇, 三宅康博: 「J- PARC/MLF/MUSE における DeeMe 用 SiC 回転標的の開発」, 日本物理学会講演概要集, 68(1) 152 (2013).
- [28] 「OASIS -環境・エネルギーシステム材料研究機構- 室蘭工業大学」
<http://oasis.muroran-it.ac.jp/>
- [29] Y. Miyake et al.: ”J-PARC Muon Facility, MUSE”, Physics Procedia, volume 30, pages 46-49 (2012).
- [30] Y. Miyake et al.: ”Current status of the J-PARC muon facility, MUSE”, Journal of Physics: Conference Series 511 (2014) 012061.
- [31] Y. Nakatsugawa: ”Search for muon to electron conversion at J-PARC MLF: Recent status on DeeMe”, PoS NUFACT2014 (2015) 093.
- [32] 「東大齊藤研究室/総研大ミューオン精密測定研究室」<http://g-2.kek.jp/gakusai/>
- [33] 「g-2 実験- 岩崎先端中間子研究室- 理化学研究所」
<http://meson.riken.jp/ja/research/nphysics/g-2-experiment.html>