

$\mu - e$ 転換過程探索実験 DeeMe のための検出器較正用粒子の
収量計算及び即発粒子による背景事象と検出器への影響の評価
(Evaluation of the particle yield for the detector calibration and
background events from prompt particles for the DeeMe
experiment to search for muon-to-electron conversions)

理学研究科

物理学専攻

金子 聡

概要

荷電レプトンフレーバー非保存過程 (charged Lepton Flavor Violation : cLFV) は, 標準理論では禁止されている. cLFV の一つに, 原子核に束縛された μ^- が e^- に転換するミュオン電子転換過程がある. 標準理論を越えた様々な新理論では, ミュオン電子転換過程の分岐比は現在の上限値である 10^{-12} の数桁下に存在する, と予測されている. DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) 実験はミュオン電子転換過程の探索実験である.

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) で行われる. J-PARC は 3 GeV 陽子ビームを 2 バンチ構造, 25 Hz の周期で供給する. DeeMe 実験ではこの陽子ビームを炭素回転標的に衝突させて粒子を生成し, ビームラインで実験エリアまで輸送する. 実験エリアには 4 台の Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) と 1 台の双極電磁石で構成される磁気スペクトロメータを設置している. これを用いて荷電粒子の運動量を測定する. 運動量を測定するためには磁気スペクトロメータの較正が必要である. 較正方法の一つとして π_{e2} 崩壊 ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$) で得られる陽電子を用いる方法が考案された. この方法ではビームライン途中に設置した Al 中間標的に π^+ を静止させる. 静止した π^+ からは 69.8 MeV/c の単色崩壊陽電子を得られるため, 較正に利用できる. G4Beamline を用いて, この崩壊陽電子の飛跡再構成数計算シミュレーションを行った. その結果, 最大飛跡再構成数は $(1.27 \pm 0.05) \times 10^{-5}$ 個/2 バンチ であると評価した.

DeeMe 実験で利用する標的は炭素回転標の一つである. 炭素回転標的はミュオン生成標的とミュオンを原子核に束縛させるためのミュオン静止標的の両役割を兼ねている. そのため, ミュオン電子転換電子以外の様々な粒子もビームラインを飛行して実験エリアまで輸送される. これにより, 例えば μ^- が実験エリア内で静止する可能性がある. そして崩壊して生まれた e^- がランダムに MWPC の有感領域へ入射し, 信号を生成する可能性がある. これを Accidental hit と呼ぶ. Accidental hit が 4 台の MWPC で偶然同時に発生すると飛跡再構成が見込まれる組み (Accidental coincidence hit) を作る可能性がある. この組みが飛跡再構成されてしまうとバックグラウンドとなりうる. この事象について調べるために Toy Monte Carlo simulation (Toy MC) を作成した. Toy MC を用いて, MWPC に時間分布と位置分布が完全ランダムな Accidental hit のみが発生した場合の信号解析シミュレーションを行った. Toy MC には複数の信号が重なった状態, つまり信号同士のパイルアップにより信号検出効率が低下する状態も考慮されている. その上で, 検出信号数が各 MWPC で平均 19 個程度のときに Accidental coincidence hit が 2 個程度生成されることを確認した.

DeeMe 実験は, ミュオン電子転換電子の観測運動量領域として 102 MeV/c から 105.6 MeV/c, 観測時間領域として陽子ビームの 2 バンチ目による即発粒子輸送後の 300 ns 後を始点として幅 2 μ s を設定している. ミュオン電子転換電子以外の粒子がこの観測運動量領域と観測時間領域の両方を満たして飛跡再構成されるとバックグラウンドとなってしまう. バックグラウンドの存在を調べるためにソフトウェアを用いてシミュレーションを行った. 3 GeV 陽子ビームが炭素回転標的に衝突して生成される即発粒子の輸送シミュレーションを行った. その結果, 光子が輸送中にビームライン内壁に衝突し生成される対生成電子が観測運動量領域内で飛跡再構成されることが分かった. その数は 7 ± 2 個/2 バンチと計算できた. しかし今回のシミュレーションでは, 即発粒子の中で最も遅れた光子から対生成電子が生成され, 飛跡再構成されたとしても観測時間領域には入り込まずバックグラウンドにはならないと評価した.

目次

1	序論	1
1.1	荷電レプトン・フレーバー非保存過程	2
1.2	ミュオン電子転換過程	4
1.3	ミュオン電子転換電子と DIO 電子	5
2	実験計画	6
2.1	J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)	6
2.2	炭素回転標的	7
2.3	H line	7
2.4	H1 area	9
2.5	DeeMe 実験	9
2.6	磁気スペクトロメータを用いた運動量測定原理	12
2.7	MWPC	12
2.8	DeeMe 実験における主なバックグラウンド	14
3	シミュレーションプログラム	15
3.1	Geant4	15
3.2	G4Beamline	15
3.3	ガンファイル	15
3.4	シミュレーションの基本的な流れ	15
3.4.1	粒子生成シミュレーション	16
3.4.2	輸送シミュレーション	16
3.4.3	粒子の水増し	20
4	π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成数計算シミュレーション	21
4.1	AI 中間標的	21
4.2	崩壊陽電子飛跡再構成数評価の計算式	21
4.3	基準電流値	23
4.4	π_{e2} 崩壊シミュレーション	23
4.5	シミュレーション結果	30
5	即発粒子による背景事象と検出器への影響評価	32
5.1	MWPC で発生する典型的な信号	32
5.2	実データ解析の流れ	34
5.3	Toy MC	34
5.4	MWPC に入射する粒子数とパイルアップ処理後のクラスター数の関係	37
5.5	パイルアップ処理後のクラスター数と Accidental coincidence hit の関係	37
6	光子の輸送シミュレーション	39
6.1	電流値設定	39
6.2	光子由来の電子の飛跡再構成数計算式	39
6.3	シミュレーションの流れ	40
6.4	シミュレーション結果	45
7	結論	46

8 謝辭	47
参考文献	48

目次

1.1	$\mu \rightarrow e + \gamma$ のダイアグラム	3
1.2	DIO 電子のエネルギー分布. μ^- を束縛する原子ごとに色分けされており, 青色実線が C, 黒色破線が Al, 緑色破線が Si, 赤色破線が Ti である. ([7] より引用)	5
2.1	J-PARC の全体像 ([8] より引用)	6
2.2	MLF に供給されるビーム構造の模式図	6
2.3	MLF 内に設置されている炭素回転標的 ([9] より引用)	7
2.4	G4Beamline で再現した H line	8
2.5	H1 area を撮影した写真. 右端に見える円筒状の構造物が H line の出口である. 画面中央部分には磁気スペクトロメータ全体が写っている. 角度が悪く見えないが WC 2 と WC 3 の間にも He バッグが設置されている. 左端にはコンクリートブロックの一部が見えている.	9
2.6	DeeMe 実験の全体像	10
2.7	一年間データを取得したときの DIO 電子とミュオン電子転換過程信号スペクトルの予想分布	11
2.8	H line で輸送されるビーム構造と観測時間領域の模式図	11
2.9	画像上が天, 下が地である. MWPC と x 軸, y 軸の関係を記している.	13
2.10	MWPC 内部に張られたワイヤーの様子. 紙面を垂直に貫く向きが図 2.9 で示す x 軸に平行な方向である. ([9] より引用)	13
3.1	ガンファイルの中身. 上の行から順に, 各列の成分, 各列の単位が表示されている.	15
3.2	H line を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向き	17
3.3	シミュレーション空間に再現した H1 area	18
3.4	H1 area を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向き. 黄色の枠は PACMAN の外枠に一致する.	19
4.1	アルミ中間標的を挿入するダクトを撮影したもの. Al 中間標的は使用しない場合はダクト上部に飛び出た空間に収められており, 使用する際は上から下に降ろす. ダクト左側に伸びている長方形の領域は, 別の標的を収めるための空間である.	22
4.2	シミュレーション中に設置した Al 中間標的の位置. ピンク色の点々は構造物が重なる状態で設置されると表れるものであり, 気にしなくてよい.	23
4.3	H line 入口における π^+ の位置分布と運動量分布および水増し後の分布	24
4.4	H line 入口における π^+ の運動量角度分布および水増し後の分布	25
4.5	H line 入口における π^+ の時間分布	25
4.6	Al 中間標的に静止する π^+ の trigger あたりの数. 横軸は上流側の π^+ 平均輸送運動量.	26
4.7	ダクト内径一様に生成した単色陽電子	27
4.8	輸送された単色陽電子数	27
4.9	Al 中間標的における π^+ の位置分布および水増し後の分布. z 分布はウインドウの左端が H line 上流から見た Al 中間標的の表面, 右端が裏側の表面に一致する.	28
4.10	Al 中間標的における水増し π_{e2} 崩壊陽電子の運動量及び運動角度分布	29
4.11	水増し π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成結果. 横軸は運動量測定値である. Underflow 2 は, ウインドウの左外に 2 つ飛跡再構成されたことを示している.	30
4.12	trigger あたりの π_{e2} 崩壊陽電子飛跡再構成数. 横軸は上流側の π^+ 平均輸送運動量.	31
5.1	H1 area に静止した μ^- が崩壊してランダムに WC に入射する様子	32
5.2	典型的な信号の模式図	33

5.3	WC 0 で発生させたクラスターの x strip 分布と時間分布	34
5.4	図 5.3 のクラスターに対してパイルアップ処理を行った後の x strip 分布と時間分布. 5000 個存在したクラスターがパイルアップ処理により 615 個に減少していることを確認できる.	35
5.5	ペアを作る条件. 変数の意味は例えば t_0 , x_0 は WC 0 の時間成分と x ストリップ成分を意味する.	36
5.6	Coincidence hit を作る条件.	36
5.7	クラスター数とパイルアップ処理後の平均クラスター数の関係	37
5.8	パイルアップ処理後のクラスター数と Accidental coincidence hit の関係	38
6.1	det_vd1 の位置. HS1 電磁石と HB1 電磁石の間の地点で, 陽子標的から 3172.5 mm の位置である.	40
6.2	det_vd1 における光子の位置分布と運動量分布および水増し後の分布	41
6.3	det_vd1 における光子の運動量角度分布および水増し後の分布	41
6.4	det_vd1 における光子の時間分布	42
6.5	det_gv_ent の位置. 陽子標的から 3172.5 mm の位置である.	43
6.6	det_gv_ent における電子の位置分布と運動量分布および水増し後の分布	43
6.7	det_gv_ent における電子の運動量角度分布および水増し後の分布	44
6.8	電子の飛跡再構成数. Entries から Under flow と Over flow を引いた数が DeeMe の観測運動量領域における飛跡再構成数となる.	45

表目次

1.1	クォークとレプトン	1
1.2	ゲージボソン	1
1.3	ヒッグスボソン	1
1.4	μ^- の崩壊	2
1.5	π^+ の崩壊	2
1.6	様々な cLFV 探索実験により得られた崩壊分岐比の上限値	3
1.7	ミュオン電子転換過程	4
3.1	10^{10} 個の陽子から生成された粒子の内訳 (陽子入射から 200 ns 以内かつ H line 方向に飛ぶもの)	16
4.1	基準電流値	24
6.1	105 MeV/c 輸送	39

1 序論

素粒子物理学は物質の最小単位である素粒子の現象を理解しようとする学問である。今のところ、標準理論と呼ばれる枠組みで素粒子の現象を説明できている。標準理論ではクォークとレプトン (表 1.1), ゲージボソン (表 1.2) とヒッグスボソン (表 1.3) を素粒子とする。クォークとレプトンは物質を構成する素粒子である。ゲージボソンは力を媒介する素粒子であり、ヒッグスボソンは質量の起源となる素粒子である。

表 1.1: クォークとレプトン

	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

表 1.3: ヒッグスボソン

	電荷 $Q/[e]$	スピン
H(ヒッグスボソン)	0	0

しかし標準理論を越えた新理論は存在すると考えられている。その理由の一つとして、1998 年にスーパーカミオカンデで発見されたニュートリノ振動が挙げられる。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが別のニュートリノに変わる現象である。スーパーカミオカンデは神岡鉱山地下に設置された世界最大の水チェレンコフ観測装置である。スーパーカミオカンデでは地球上の気中で生じた ν_μ が水に入射して生まれるチェレンコフ光を観測した。これにより地球の表側と裏側から飛来する ν_μ 数を測定し、その数に差があることを発見した。これは地球の裏側でできた ν_μ が飛行中に別のニュートリノに変化すること、つまりニュートリノ振動を発見したのである。相対性理論によると質量を持たないものは光速で移動し、光速で移動するものは変化しない。一方、質量を持つものは光速で移動しない。そのため、ニュートリノ振動はニュートリノが質量をもつことを示している。これによりニュートリノの質量がゼロだと考えていた標準理論は見直しが必要になった。現在はこのような標準理論を越えた新理論へと繋がる現象を探索する実験が世界中で行われている。その一つに荷電レプトン・フレーバー非保存過程がある。DeeMe 実験はこの過程の観測を目指す実験である。特に DeeMe 実験はミュオン電子転換過程と呼ばれる現象の観測を目指す。本章では荷電レプトン・フレーバー非保存過程とミュオン電子転換過程について説明する。

1.1 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

標準理論では、レプトンについて世代ごとに固有の量子数を定めている。第一世代 (e, ν_e) は電子レプトン数 L_e 、第二世代 (μ, ν_μ) はミューオンレプトン数 L_μ 、第三世代 (τ, ν_τ) はタウレプトン数 L_τ と定義し、レプトンフレーバーと呼ぶ。各レプトンはフレーバー数として +1 を持ち、反レプトンは、-1 を持つ。標準理論では、フレーバー数は反応の前後でレプトンの世代ごとに保存する。例として主要な μ^- の崩壊 (表 1.4) と π^+ の崩壊 (表 1.5) を示す。

表 1.4: μ^- の崩壊

	μ^-	\rightarrow	e^-	$+$	ν_μ	$+$	$\bar{\nu}_e$
L:	1	=	1	+	1	-	1
L_e :	0	=	1	+	0	-	1
L_μ :	1	=	0	+	1	+	0

表 1.5: π^+ の崩壊

	π^+	\rightarrow	μ^+	$+$	ν_μ
L:	0	=	-1	+	1
L_e :	0	=	0	+	0
L_μ :	0	=	-1	+	1

標準理論において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持つ。理論計算によると、素粒子の質量は湯川相互作用項から得られる質量行列で質量が決まる。特にクォークの質量固有状態を求めるためには、クォークの質量行列を対角化する必要がある。ここで対角化のために Cabibbo - 小林 - 益川行列を導入する必要がある。この行列によりクォークの混合が示される。一方、レプトンの質量行列は対角行列であるとされていた。これよりレプトンの混合は計算に表れず、レプトンフレーバーが保存するのである。しかしニュートリノ振動が発見され、実際にはニュートリノが質量を持つことが明らかになった。そこで標準理論においてニュートリノ振動が存在するとして、荷電レプトン・フレーバー非保存過程 (charged Lepton Flavor Violation : cLFV) を考える。例として代表的な cLFV である $\mu \rightarrow e + \gamma$ を考える。この cLFV は正電荷でも負電荷でも同様に考えられるため、電荷は記さない。この cLFV のダイアグラムを図 1.1 に示す。この cLFV では、まず μ が ν_μ と W ボソンに崩壊する。崩壊した ν_μ はニュートリノ振動により ν_e となり、W ボソンは光子を放出してエネルギーを落とす。その後、 ν_e が W ボソンを吸収して e になる。この cLFV の崩壊分岐比は、微細構造定数 α 、Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ニュートリノ混合行列成分 $U_{\mu i}$ 、 $U_{e i}$ 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 (1.1) のように表せる。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{e i} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 < 10^{-54} \quad (1.1)$$

このように、標準理論の範囲内では $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-54}$ と非常に小さく、実験で観測することは不可能である。しかしそれゆえに cLFV の観測は標準理論を越えた理論が存在することの証明になる。現在、標準理論を越える理論ではこれまでの実験で得られた上限値の数桁下に崩壊分岐比があると考えられている。表 1.6 に様々な cLFV 探索実験により得られた上限値を示す。

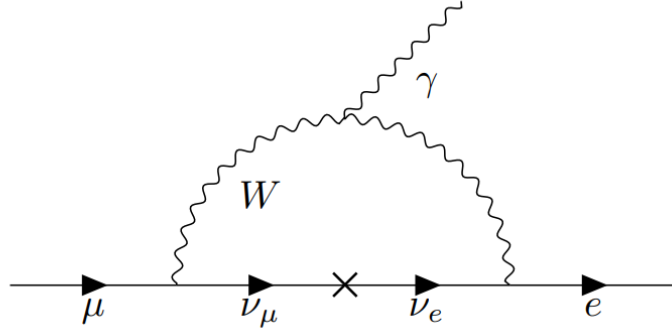


図 1.1: $\mu \rightarrow e + \gamma$ のダイアグラム

表 1.6: 様々な cLFV 探索実験により得られた崩壊分岐比の上限値

崩壊モード	分岐比の上限値	実験
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \times 10^{-13}$	MEG [1]
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 3.1 \times 10^{-13}$	MEGII [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]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUMIII [5]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [6]

1.2 ミュオン電子転換過程

物質中に μ^- が静止すると、物質を構成する原子核に束縛されてミュオニック原子となる。束縛されたミュオンはエネルギーを落としながら、最低次の軌道である 1s 軌道まで落ちる。標準理論において、その後の過程は以下の 2 つである。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.2)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (1.3)$$

A は μ^- が静止した物質の原子量、 Z はその物質の原子番号を表す。式 (1.2) は原子核の軌道上で μ^- が崩壊する現象で Decay In Orbit (DIO) と呼ぶ。式 (1.3) は μ^- がそのまま原子核に捕獲されてしまう過程で Muon Capture (MC) と呼ぶ。

そして式 (1.4) が cLFV の、原子核の軌道上で μ^- が e^- に転換するミュオン電子転換過程である。表 1.7 より明らかにレプトン数非保存である。

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

表 1.7: ミュオン電子転換過程

	μ^-	+	(A, Z)	\rightarrow	e^-	+	(A, Z)
L:	1			=	1		
L_e :	0			\neq	1		
L_μ :	1			\neq	0		

次に μ^- の寿命について説明する。自由空間での μ^- の崩壊定数 α_f は寿命 $\tau_f = 2.197 \times 10^{-6}$ s の逆数より $\alpha_f = 0.4552 \times 10^6$ s $^{-1}$ である。DIO の崩壊定数は α_f に等しいと知られている。MC の場合は μ^- の崩壊定数が捕獲される物質によって異なる。これは原子核の種類によって、束縛された μ^- と原子核の距離が異なる、つまり波動関数の重なりが異なるためである。特に C 原子の場合は $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6$ s $^{-1}$ と知られている。各物質に束縛される μ^- の寿命 τ は式 (1.5) で表される。 N_0 は時刻 $t = 0$ ns に存在する μ^- の数、 N は時刻 t [ns] に残っている μ^- の数である。これより、C 原子に束縛される μ^- の寿命は $\tau = 2.02$ μ s である。

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (1.5)$$

ミュオン電子転換過程は μ^- と原子核の波動関数の重なりに依存する。そのため分岐比は MC の崩壊幅に対するミュオン電子転換過程の崩壊幅を用いて、式 (1.6) で表される。

$$Br(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (1.6)$$

ミュオン電子転換過程で放出される e^- のエネルギーについて考える。ミュオンの質量 m_μ 、ミュオニック原子の 1s 軌道の束縛エネルギー B_μ 、原子核の質量 M_A として、原子核からの反跳エネルギー E_{rec}^0 と放出される e^- のエネルギー $E_{\mu e}$ は式 (1.7) と式 (1.8) で近似できる。

$$E_{\text{rec}}^0 \simeq \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (1.7)$$

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{\text{rec}}^0 \approx m_\mu - B_\mu \quad (1.8)$$

$1s$ 軌道の束縛エネルギー B_μ はミュオニック原子を作る原子核に依るため, 反跳エネルギー E_{rec}^0 と e^- のエネルギー $E_{\mu e}$ の大きさは実験で用いる静止標的の物質により異なる. C 原子の場合は $E_{\mu e} = 105.06$ MeV である.

1.3 ミュオン電子転換電子と DIO 電子

式 (1.2) で示した DIO 電子は, ミュオン電子転換過程の探索実験において主要なバックグラウンドとなりうる. ここで図 1.2 に Czarnecki らによる DIO 電子がもつエネルギーの予想スペクトルを示す. C 原子の $E_{\mu e}$ 手前でスペクトルが終了していることがわかる. そのため十分な運動量分解能を持った検出器を用いることでミュオン電子転換電子と DIO 電子の信号を区別できる.

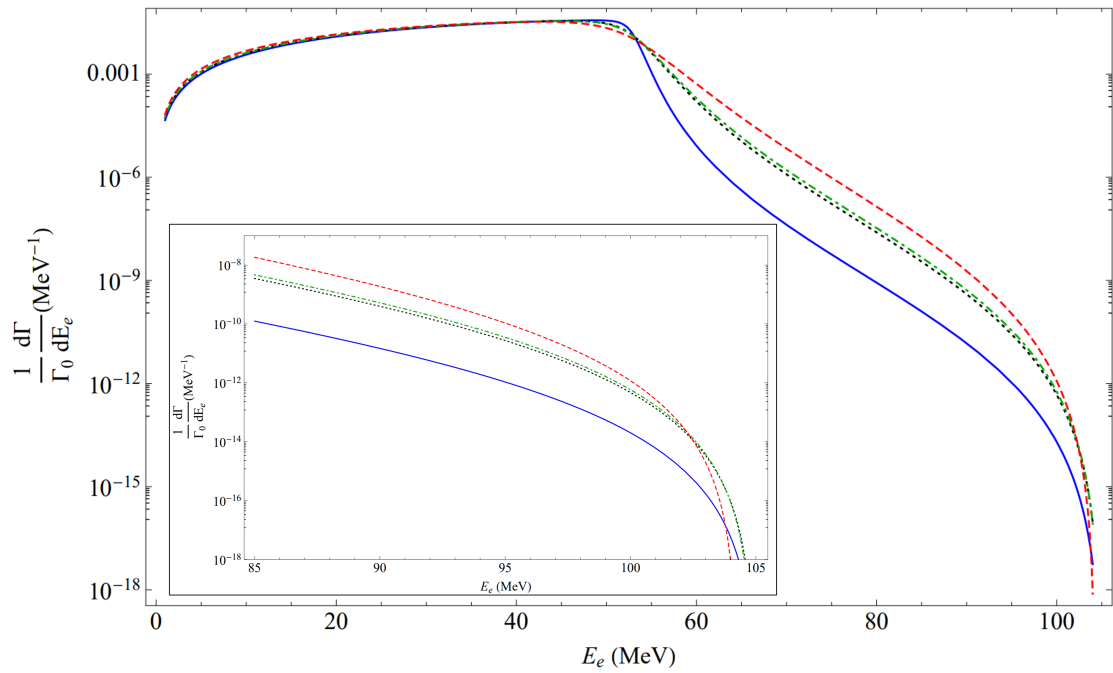


図 1.2: DIO 電子のエネルギー分布. μ^- を束縛する原子ごとに色分けされており, 青色実線が C, 黒色破線が Al, 緑色破線が Si, 赤色破線が Ti である. ([7] より引用)

2 実験計画

DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) 実験は、ミュオン電子転換過程の探索実験である。茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC の物質・生命科学実験施設で行われている。本章では DeeMe 実験で利用する施設・装置と実験方法について説明する。

2.1 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)

J-PARC は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex) の略称である。施設の全体像を図 2.1 に示す。J-PARC の加速器は上流から順に、線形加速器のリニアック (400 MeV まで加速)、3 GeV シンクロトロン (3 GeV まで加速) と主リングシンクロトロン (30 GeV まで加速) の計 3 台で構成されている。J-PARC では陽子ビームを物質・生命科学実験施設 (Material and Life science experimental Facility : MLF)、ハドロン実験施設とニュートリノ実験施設へ供給し、素粒子物理学や物質生命科学、原子核物理学などに関する様々な実験を行っている。DeeMe 実験は MLF で行われる。MLF には 3 GeV シンクロトロンで加速された陽子ビームが 2 バンチ構造、25 Hz の周波数で供給される。MLF に供給されるビーム構造の模式図を図 2.2 に示す。以降、この 2 バンチ構造のビーム 1 回分を 1 trigger と呼ぶ。



図 2.1: J-PARC の全体像 ([8] より引用)

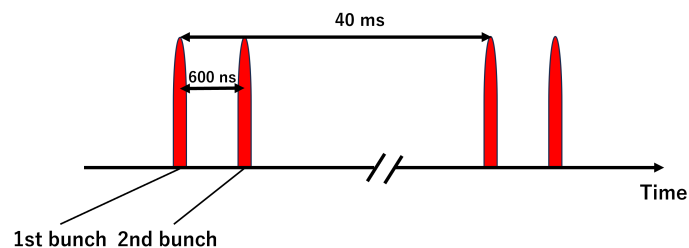


図 2.2: MLF に供給されるビーム構造の模式図

2.2 炭素回転標的

MLF には 2 つの陽子ビーム標的が設置されている。そのうち, DeeMe 実験が利用する標的が炭素回転標的である。標的の写真を図 2.3 に示す。この標的は内径 23 cm, 外径 33 cm, 厚さ 2cm のリング型である。

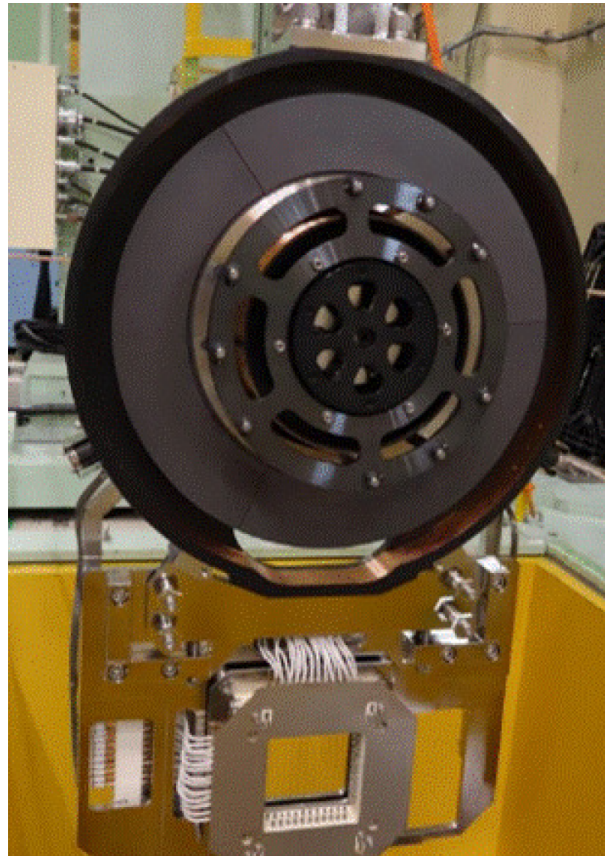


図 2.3: MLF 内に設置されている炭素回転標的 ([9] より引用)

2.3 H line

H line は MLF の中に建設された全長約 21 m のビーム輸送ラインである。H line は炭素回転標的で生成された粒子を実験エリアである H1 area まで輸送する。H line は合計 10 台の電磁石で構成される。上流から順に, 標的からの荷電粒子をビームラインに引き込むための大口径キャプチャーソレノイド電磁石 HS1-1, HS1-2, HS1-3, 輸送ソレノイド電磁石 HS2, HS3, ビームを曲げるための双極電磁石 HB1, HB2, ビームの広がり調整するための四重極電磁石 HQ1, HQ2, HQ3 で構成される。図 2.4 に, 3 章 3.2 節で説明する G4Beamline を用いて再現した H line を示す。

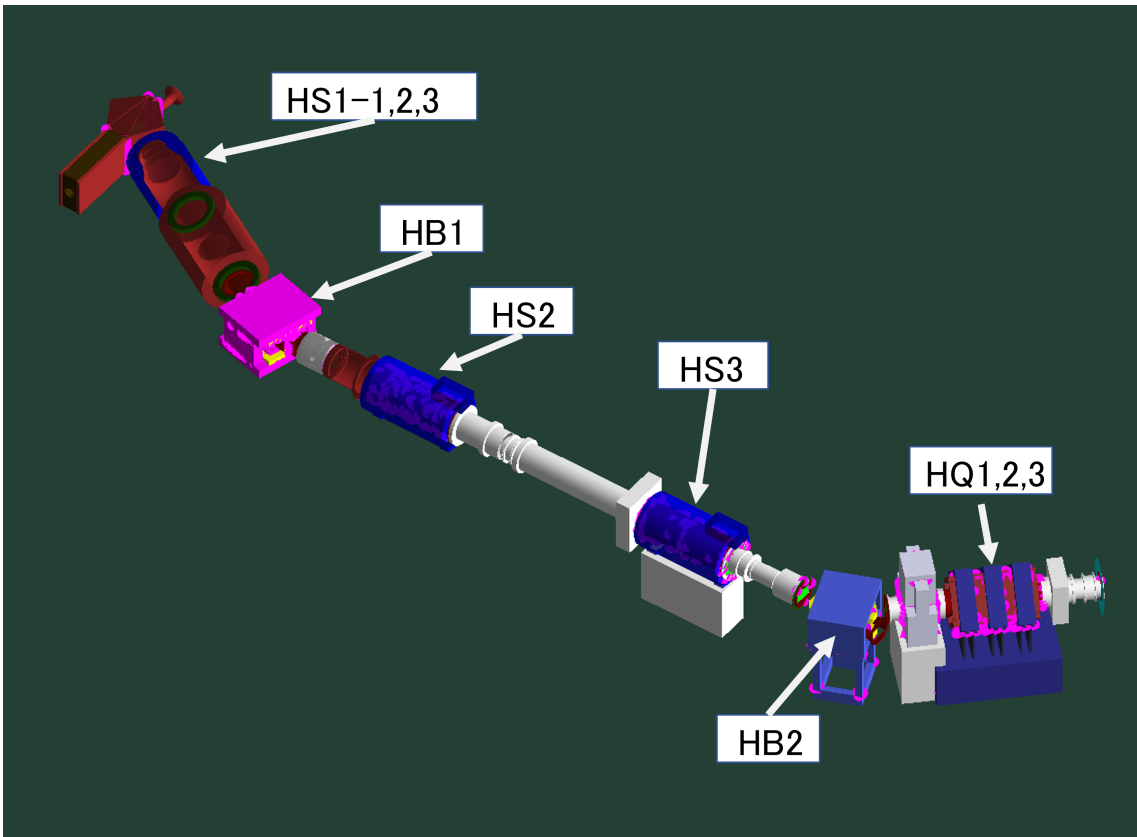


図 2.4: G4Beamline で再現した H line

2.4 H1 area

DeeMe 実験は H1 area で行う。H1 area には主な構造物として DeeMe 実験で用いる磁気スペクトロメータと遮蔽用のコンクリートブロックが設置されている。磁気スペクトロメータは PACMAN と呼ばれる双極電磁石 1 台と 4 台の MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) で構成される。MWPC は上流から WC 0, WC 1, WC 2, WC 3 とナンバリングされている。WC 0 と WC 1 の間から WC 2 と WC 3 の間まではビームライン上に連続してヘリウムバッグを設置している。ヘリウムバッグはヘリウムを充満させた風船である。これによりビームライン上の物質量を減らし、粒子の散乱を低減させる。図 2.5 に H1 area の様子を示す。

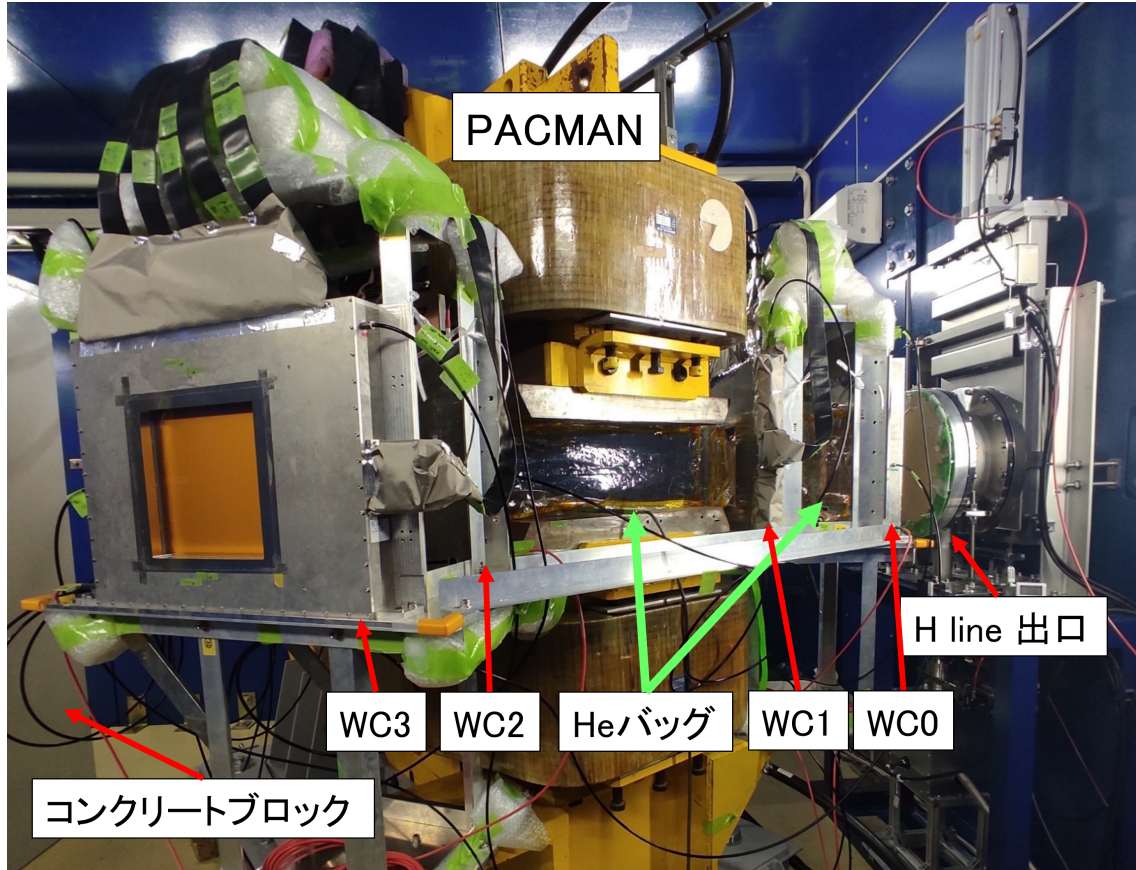


図 2.5: H1 area を撮影した写真。右端に見える円筒状の構造物が H line の出口である。画面中央部分には磁気スペクトロメータ全体が写っている。角度が悪く見えないが WC 2 と WC 3 の間にも He バッグが設置されている。左端にはコンクリートブロックの一部が見えている。

2.5 DeeMe 実験

DeeMe 実験におけるミュオン電子転換過程の探索方法を説明する。図 2.6 に実験の全体像を示す。まず MLF に設置された炭素回転標的に 3 GeV シンクロトロンからの 3 GeV 陽子ビームが衝突し、炭素回転標的に π^- が生成される。その π^- が炭素回転標的に崩壊し、 μ^- を生成する。さらにその μ^- が炭素回転標的に C 原子に束縛される。この μ^- がミュオン電子転換過程により e^- を生成する。H line でこの e^- を H1 area まで輸送し、磁気スペクトロメータで運動量を測定する。観測運動量領域は、102 MeV/c から 105.6 MeV/c を設定している。3 章 3.2 節で説明する G4Beamline

というソフトウェアを用いたモンテカルロシミュレーションにより, 1 年間のビームタイムを 2×10^7 sec とした場合の DIO 電子とミュオン電子転換電子の信号カウント数を DeeMe 実験グループで計算した結果, 図 2.7 の分布を得られると予想されるためである. この時, ミュオン電子転換過程の分岐比は 3×10^{-14} で計算した. ミュオン電子転換信号が単色であると先に述べたことに対し, 予想分布がテールを引いているのは標的から脱出する際にエネルギーを損失するためである. H1 area に輸送されるビーム構造と観測時間領域の関係を図 2.8 に示す. 図中の赤色の山は Prompt burst と呼び, 2 バンチ構造の陽子ビームが炭素回転標的に衝突して生成される即発粒子の塊である. 緑色の領域は炭素回転標的から遅延して飛び出す粒子の領域である. 観測時間領域は 2 目目の Prompt burst から 300 ns 後を始点とした $2 \mu\text{s}$ の幅を設定している.

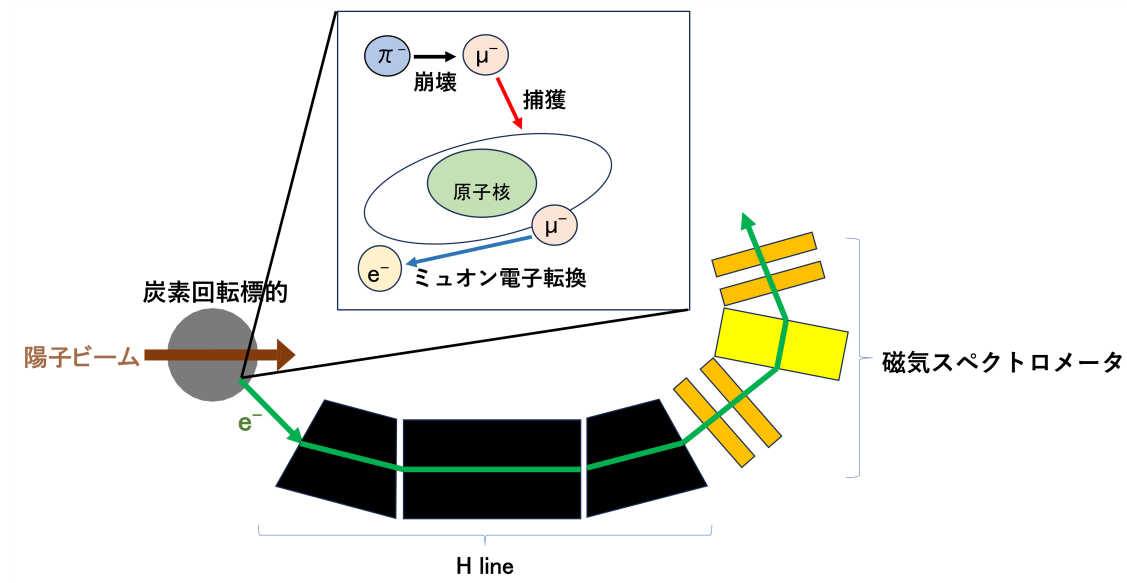


図 2.6: DeeMe 実験の全体像

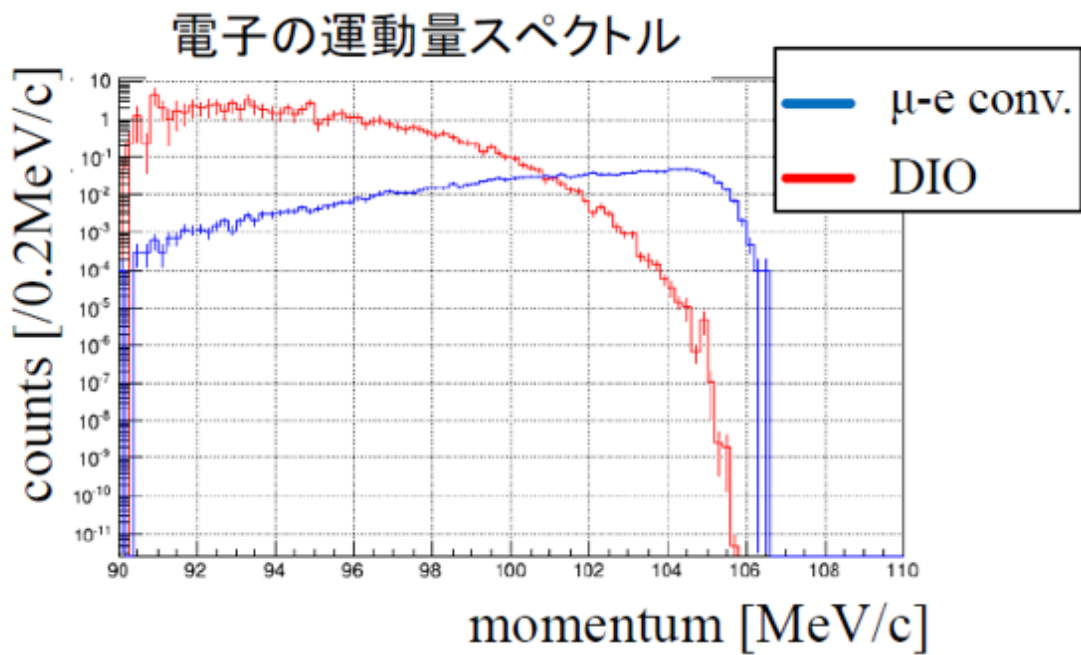


図 2.7: 一年間データを取得したときの DIO 電子とミュオン電子転換過程信号スペクトルの予想分布

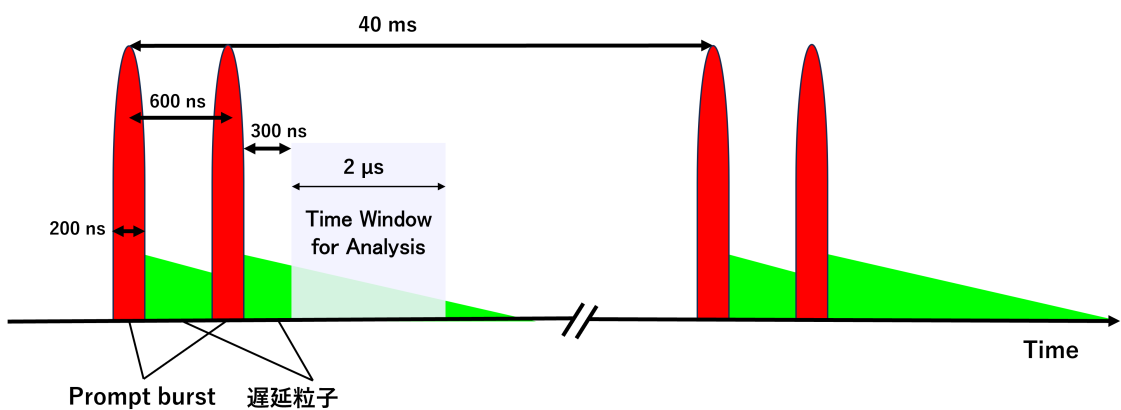


図 2.8: H line で輸送されるビーム構造と観測時間領域の模式図

2.6 磁気スペクトロメータを用いた運動量測定原理

荷電粒子は、双極電磁石によって曲げられる。荷電粒子が磁場中を通過するとローレンツ力が働くためである。荷電粒子の電荷を q 、速度を v 、磁束密度を B とすると、ローレンツ力 F_{Lorentz} は次式で表すことができる。

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

磁場中を通過する荷電粒子は円運動であるから、 $F_{\text{centripetal}}$ は荷電粒子の静止質量を m_0 、円運動の曲率半径を r とすると式 (2.2) で表すことができる。そしてローレンツ力が向心力であるため、式 (2.3) が成り立つ。 c は光速である。

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

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

よって運動量 $P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$ は式で表される。

$$P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qBr \quad (2.4)$$

2.7 MWPC

MWPC に粒子が入射すると電離作用により陽イオンと電子が生まれる。電子は電場によりアノードワイヤーへ向かって移動する。そしてアノードワイヤー付近で電子雪崩を起こして陽イオンを増やしつつ、アノードワイヤーに吸収される。一方で陽イオンはカソード面に吸収され、パルス型の電気信号として記録される。このように DeeMe 実験で用いる MWPC は電気信号をカソードストリップで読み出している。x ストリップは幅 3 mm で 80 チャンネル、y ストリップは幅 15 mm で 16 チャンネルである。図 2.9 に MWPC と軸の関係を示す。また、この MWPC の特徴としてアノードワイヤー間にポテンシャルワイヤーを持つことが挙げられる。図 2.10 に MWPC 内に張られたワイヤーの様子を示す。観測時間領域以外ではポテンシャルワイヤーに電圧を印加する。これによりアノードワイヤーとポテンシャルワイヤー間の電場を緩やかにし、電子雪崩を抑える。つまり、ガスゲインを抑える。観測時間領域ではポテンシャルワイヤーを 0 V にし、ガスゲインを大きくする。この仕組みを、HV Switching と呼ぶ。HV Switching は、H line で輸送するビーム構造によって要求される。図 2.8 で示したように、H1 area には Prompt burst も輸送される。Prompt burst 中の粒子数は、WC 0 においてビーム中心で最大 70 GHz/mm² と推定された [10]。このように大量の粒子が MWPC へ入射すると空間電荷効果が発生して信号検出効率が低下してしまう。空間電荷効果とは、大量の陽イオンが MWPC 内に存在することで内部の電場を歪めてしまう効果である。電場が歪むと、ガスゲインが低下してしまう。つまり、HV Switching は Prompt burst による空間電荷効果を防ぎ、観測時間領域における信号検出効率低下を防ぐ仕組みである。

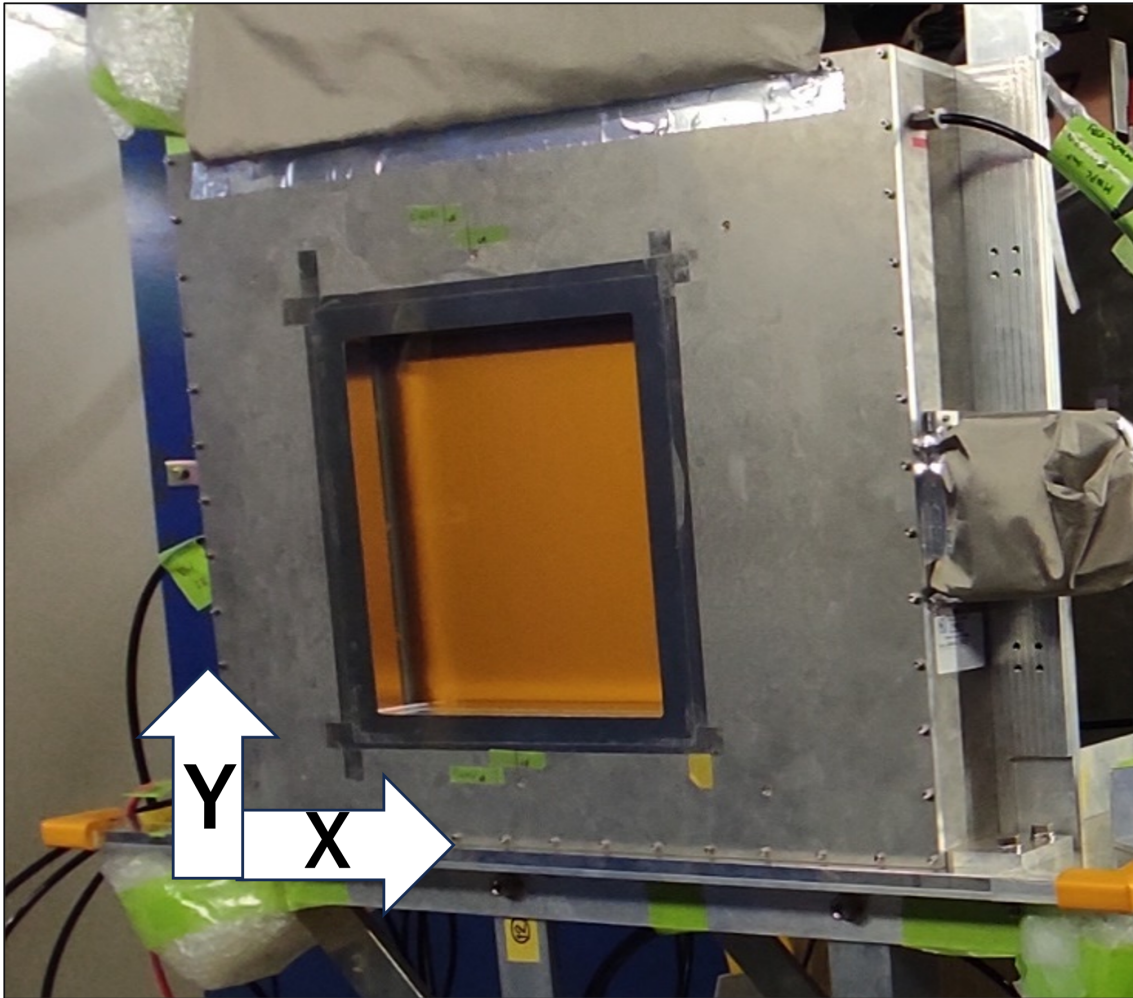


図 2.9: 画像上が天, 下が地である. MWPC と x 軸、y 軸の関係を記している.

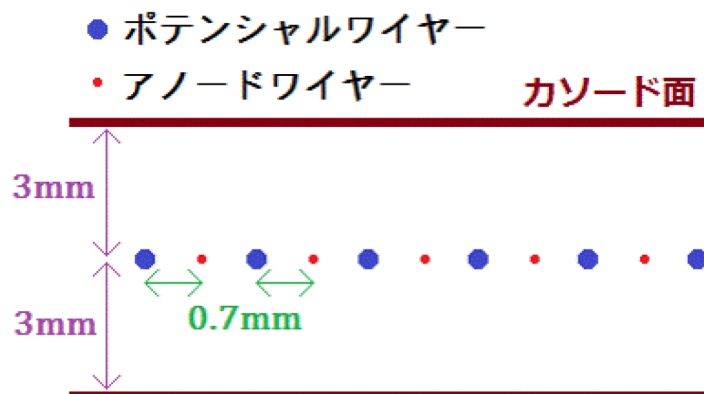


図 2.10: MWPC 内部に張られたワイヤーの様子. 紙面を垂直に貫く向きが図 2.9 で示す x 軸に平行な方向である. ([9] より引用)

2.8 DeeMe 実験における主なバックグラウンド

DeeMe 実験における主なバックグラウンドについてまとめる. 1 年間のビームタイムを 2×10^7 sec とする.

DIO 電子

前述したように DIO 電子がミュオン電子転換信号領域まで到達する可能性があるが, 1 MeV/c 以下の運動量分解能を持つ測定器であればミュオン電子転換過程の信号と DIO 電子の信号を区別することができる.

DP (Delayed Proton) バックグラウンド

DP は 3 GeV シンクロトロンから陽子を取り出すタイミングよりも遅れて取り出されてしまう陽子によるバックグラウンドである. ミュオン電子転換過程の観測時間領域と同じタイミングで DP が電子を生成してしまうとバックグラウンドとなる. メイン陽子と信号探索時間領域 $2 \mu\text{s}$ の間の DP 数の比を Rate of Delayed Proton (RDP) と定義する. ビームロスモニターで DP を測定した結果, $\text{RDP} < 2.1 \times 10^{-19}$ 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 $\text{NDP} < 0.004$ となり十分に小さいという結果が得られた [11].

宇宙線起源によるもの

宇宙線起源のバックグラウンドは宇宙線ミュオンと宇宙線ミュオン由来の電子が考えられる. 信号探索時間は 3 GeV シンクロトロンからのパルス陽子ビームの繰り返しである 40 ms 中の $2 \mu\text{s}$ である. そのため, 1 年間のビームタイムにおける信号探索時間は 1000 sec である. よって各 MWPC に宇宙線ミュオンもしくは宇宙線ミュオン由来の電子が 1 秒間に 1 個入射するとしても, それらの数は 1 年間のビームタイムで MWPC 1 台あたり $\frac{1000}{2 \times 10^7} = 5 \times 10^{-5}$ 個であり, この影響を考慮する必要はないと考えられている [12].

3 シミュレーションプログラム

本修士論文では、Geant4 と Geant4 をベースにした G4Beamline というシミュレーションを利用して調べたことについて述べる。この章ではそれらのシミュレーションプログラムとその利用方法について説明する。

3.1 Geant4

Geant4 はソフトウェアツールキットである。当初は CERN が開発し、現在はオープンソースとしてコミュニティにより維持と開発が行われている。Geant4 はモンテカルロシミュレーションであり、粒子が物質中を通過する様子をシミュレーションできる。利用者はソフトウェアのパラメータを設定し、任意の材質、形状の物体をシミュレーション空間中に設置できる。空間に入射する粒子についても、粒子の種類や運動量、崩壊分岐比や寿命などを自由に調整できる。このソフトウェアは MLF に入射する 3 GeV 陽子ビームが炭素回転標的に衝突する様子をシミュレーションするために用いる。

3.2 G4Beamline

G4Beamline は Geant4 をベースに開発されたソフトウェアツールキットである。Geant4 に比べてパラメータの設定が簡素化され、簡単にビームラインシミュレーションを行えるようにデザインされている。このソフトウェアはシミュレーション空間に H line と H1 area の主要な構造物を再現し炭素回転標的から飛び出す粒子の輸送シミュレーションを行うために用いる。

3.3 ガンファイル

ガンファイルとは、粒子の位置や運動量等を記述したファイルである。ガンファイルの中にはシミュレーション空間の x, y, z 座標成分、運動量成分 P_x, P_y, P_z 、時間成分 t 、粒子の種類を示す PDGid、シミュレーション空間中で固有の EventID、シミュレーション中で粒子が崩壊するたびに变化する TrackID、崩壊前の親粒子の TrackID を受け継ぐ ParentID、シミュレーション中の事象数と現実の事象数の関係を示す Weight が記述されている。ID はシミュレーション中で親粒子と子粒子の関係を追跡するために用いる。Weight については、今回はシミュレーションの事象数をもとに計算して現実の事象数に換算しなおすため全て 1 とした。図 3.1 にガンファイルの中身を示す。

#x	y	z	Px	Py	Pz	t	PDGid	Ev#	TrkId	Parent	weight				
#mm	mm	mm	MeV/c	MeV/c	MeV/c	ns									
-106.279	-16.1166	280.091	-54.9179	-10.5391	150.863	6.03226	2112		1	15	1	1			
-73.8258	-82.5989	278.807	-82.244	-109.617	217.235	4.72175	2112		2	67	6	1			
-23.1756	-117.788	274.945	-30.1789	-117.428	273.432	3.41708	2212		3	6	1	1			
-8.41793	110.613	278.747	4.95386	13.707	62.2377	21.8477	2112		4	140	117	1			
45.2685	32.373	294.803	89.8875	71.5951	523.127	2.17245	2112		5	15	1	1			
-56.5273	-87.1518	281.452	-31.659	-52.5353	156.977	1.16852	22		6	47	14	1			
-30.7481	91.6012	284.024	-83.9497	201.796	590.283	1.936	2112		7	10	1	1			
40.2841	37.7078	294.892	63.7389	92.1272	589.837	1.99358	2112		8	6	1	1			
-7.35222	-85.3147	287.53	-2.35487	-15.7119	55.1833	16.9598	2112		9	8	1	1			
-102.266	38.3676	279.42	-33.6943	11.3099	97.3832	1.86354	-211		10	14	1	1			
-105.598	15.9708	280.357	-402.216	92.8988	1007.72	1.48173	2212		11	7	1	1			
-73.3344	-84.1247	278.48	-148.472	-144.048	525.757	1.18665	211		12	8	1	1			

図 3.1: ガンファイルの中身。上の行から順に、各列の成分、各列の単位が表示されている。

3.4 シミュレーションの基本的な流れ

この節ではシミュレーションの基本的な流れを説明する。

3.4.1 粒子生成シミュレーション

まず初めに 3 GeV 陽子ビームを炭素回転標的に衝突させて粒子を生成するシミュレーションを行う。この段階のみ Geant4 を用いる。炭素回転標的は内径 91 mm, 外径 168 mm, 厚さ 20 mm, 密度 2.26 g/cm^3 に設定されている。今回は 3 GeV 陽子を 10^{10} 個だけ炭素回転標的に打ち込んだ。シミュレーション中で陽子入射から 200 ns 以内に H line 方向に飛び出した粒子のみをガンファイルに書き出す。つまり Prompt burst 中の粒子情報をガンファイルに書き出す。このシミュレーションは一度だけ行う。表 3.1 にガンファイルに書き出した粒子の内訳を示す。

表 3.1: 10^{10} 個の陽子から生成された粒子の内訳 (陽子入射から 200 ns 以内かつ H line 方向に飛ぶもの)

粒子	粒子数
p	32258524
n	78477858
γ	3639340
π^+	16433133
π^-	8975134
e^+	2769476
e^-	4566850
μ^+	345438
μ^-	178062
K^+	65651
K_L^0	23568
K_S^0	13
K^-	786
D	622465
T	48402
^3He	13076
α	57849
Λ	271

3.4.2 輸送シミュレーション

作成したガンファイルを H line に入射させて炭素回転標的以下の H line 輸送シミュレーションおよび H1 area 輸送シミュレーションを行う。図 3.2 に、H line を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向きを示す。図 3.3 に、シミュレーション空間に再現した H1 area, 図 3.4 に H1 area を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向きを示す。両方とも、紙面奥から手前に垂直に貫く方向が y 軸である。また、ビームライン中心の高さは原点と一致する。z 軸はビームライン軸に一致する。シミュレーション空間では双極電磁石の中心一点で座標軸を回転させることで、ビームラインが曲がった後も z 軸とビームラインが一致するようになっている。つまり双極電磁石の前後で、ビームラインに対して xy 平面が常に垂直な平面になっている。

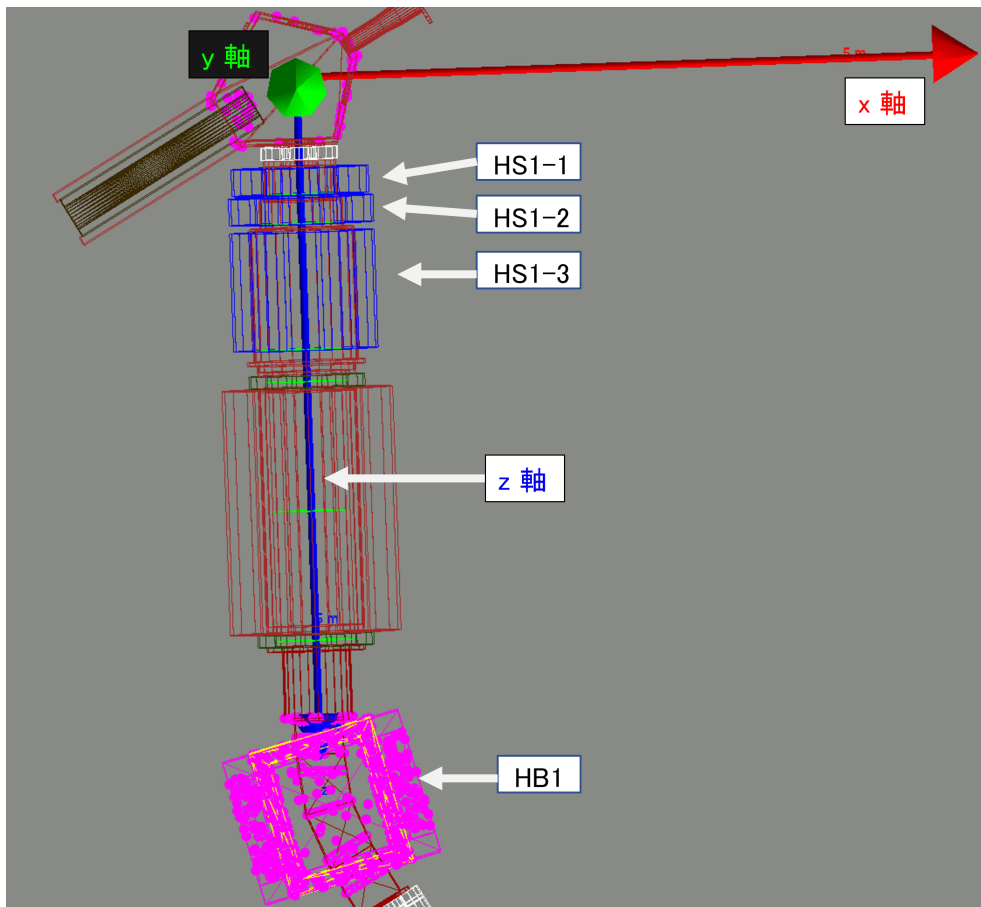


図 3.2: H line を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向き

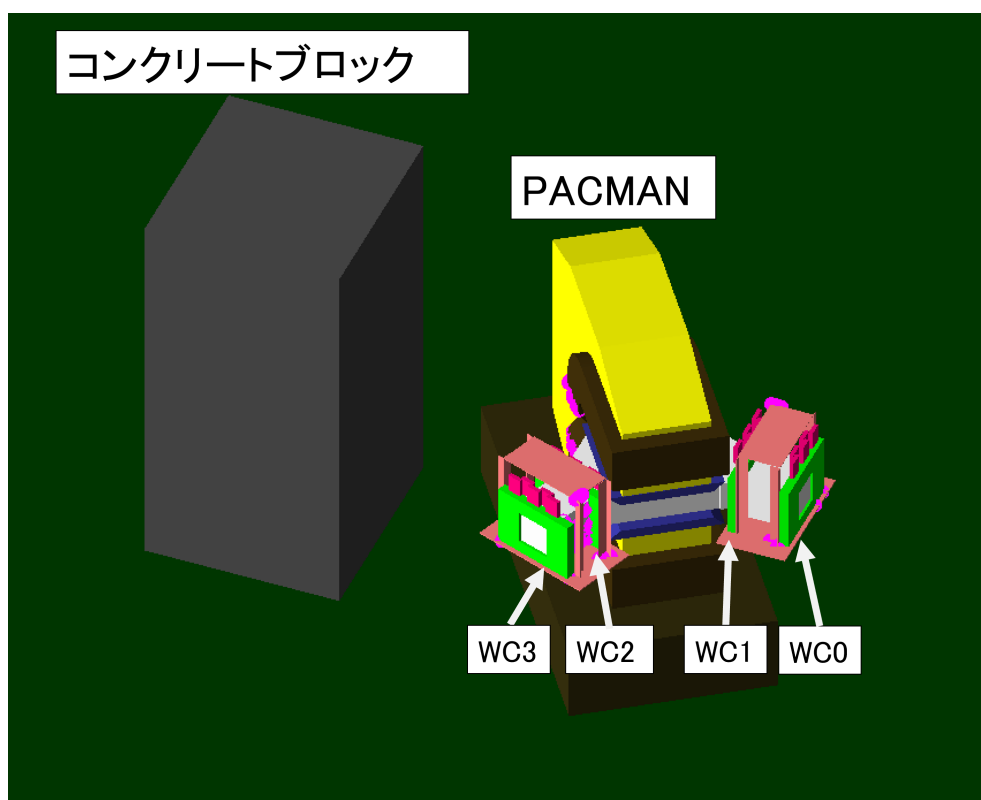


図 3.3: シミュレーション空間に再現した H1 area

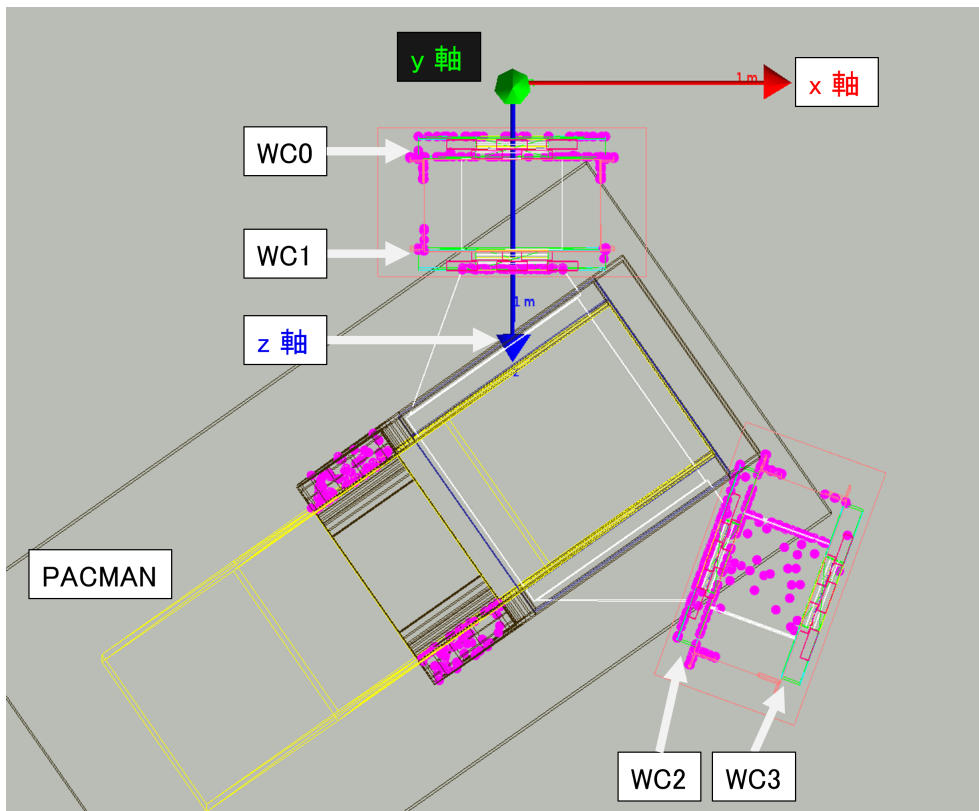


図 3.4: H1 area を再現したシミュレーション空間における座標原点および座標軸の向き. 黄色の枠は PACMAN の外枠に一致する.

3.4.3 粒子の水増し

G4Beamline はモンテカルロシミュレーションである。シミュレーションの統計的な揺らぎを小さくするために統計量を増やす操作が水増しである。水増しは必要に応じて輸送シミュレーション途中の任意の地点で行う。水増しではガンファイルを読み込み、各成分情報を入力値とする。そして入力値を元に乱数を振って出力値を決定する。ただし水増し元の粒子が持つ各成分の分布に特徴や成分どうしの相関があれば、出力値がそれらを維持するように調整する必要がある。基本的な水増し方法を以下に説明する。

1. 位置成分 x, y, z

水増しのために作成するガンファイルは基本的に xy 平面で作成する。そのため z 成分は一定の値を出力する。 x, y 成分は、入力値を元にガウス分布を仮定して出力する。ガウス分布の標準偏差 σ の制御は、水増し元の粒子の最小粒子間距離を利用する。これにより隣り合った水増し元粒子の水増し粒子同士が重なり合う数が 1 個以下になるように調整する。

例えば水増し元の粒子が 100 個あったとする。これを 1×10^5 個まで水増しする。つまり粒子一個あたり 1000 個に水増しする。このとき最小粒子間距離 0.00015 mm だとする。つまり $\frac{0.00015}{2}$ mm を水増し半径とし、この半径の外に出力されてしまう水増し粒子が 1 個以下になるように σ を調整する。ここで、水増し半径の外に出力されてしまう割合は 3.30σ の場合で、約 0.0967% である。よって $3.30\sigma \times 1000 \approx 0.97$ であるから、 $3.30\sigma = \frac{0.00015}{2}$ mm が成り立つように設定すればよい。

2. 運動量成分 P_{total}

運動量成分については運動量の絶対値 $P_{total} = \sqrt{px^2 + py^2 + pz^2}$ で考える。 P_{total} は連続分布だと仮定して、ガウス分布を用いて出力する。ガウス分布の標準偏差 σ は定数で設定しており、 $\sigma = 0.025$ MeV/c である。

3. 運動角度成分 $\cos\theta, \phi$ と時間成分 t

運動角度成分である $\cos\theta$ と ϕ も値を変えずに出力する。これは運動量分布及び位置分布との複雑な相関を維持するためである。

時間成分 t については値を変えずに出力する。そして水増し以降は時間成分に関して議論しない。その理由は水増しにより運動量を揺らがせているため、炭素回転標的から水増し位置までの飛行時間と運動量の関係を保存できないためである。

4 π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成数計算シミュレーション

DeeMe 実験は磁気スペクトロメータを用いてミュオン電子転換過程の運動量を測定する。そのため、実験で用いる磁気スペクトロメータを較正する必要がある。較正には運動量がよく知られた粒子を用いる。較正方法の一つとして、 π_{e2} 崩壊陽電子を用いる方法が考案された。 π_{e2} 崩壊陽電子は式 (4.1) の崩壊で得られる陽電子である。

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (4.1)$$

静止した π^+ が崩壊して生成される π_{e2} 崩壊陽電子の運動量は簡単に計算することができて、69.8 MeV/c である。考案された方法では、H line の途中に A1 中間標的を設置する。この標的に π^+ を静止させ、単色 π_{e2} 崩壊陽電子を生成する。この方法の特徴は、A1 中間標的より上流側を低運動量輸送、下流側を 69.8 MeV/c 輸送に設定できることである。これにより HB2 電磁石でビームを曲げた際に低運動量域の不要な粒子を排除でき、H1 area まで輸送される π_{e2} 崩壊陽電子以外の粒子を抑えることができる。本章では π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成数をシミュレーションで評価した結果について述べる。

4.1 A1 中間標的

π^+ を静止させる標的はビームライン内に設置されている。標的は厚み 1 mm のアルミニウム板を用いる。形状は長方形でビームダクト一面を覆う十分な大きさを持っている。この A1 中間標的は可動式である。H1 エリア外からスイッチで操作し、必要な時にのみ A1 中間標的をビームライン上に設置することができる。A1 中間標的は HS3 電磁石と HB2 電磁石の間、陽子標的から 16189.3 mm、ビーム出口からは 5538.1 mm の位置に設置されている。図 4.1 に標的を設置するダクトの様子を示す。図 4.2 にシミュレーション中の A1 中間標的設置位置を示す。

4.2 崩壊陽電子飛跡再構成数評価の計算式

π_{e2} 崩壊陽電子飛跡再構成数評価の計算式を導入する。

$$\pi_{e2}\text{崩壊陽電子飛跡再構成数}/\text{trigger} = \frac{\text{水増し元}\pi^+\text{数}}{10^{10}} \times \frac{10^6}{3 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19}} \times \frac{1}{25} \times \frac{\text{静止}\pi^+\text{数}}{5 \times 10^7} \times (1.23 \times 10^{-4}) \times \frac{\text{飛跡再構成数}}{5 \times 10^7} \quad (4.2)$$

各項の意味を説明する。

第一項 = シミュレーションで陽子一個あたりに水増し位置まで到達する π^+ 数

第二項 = 1 秒間に標的に衝突する陽子数 (ビームパワー 1 MW)

第三項 = 陽子標的に供給される陽子ビームの周期

第四項 = シミュレーションで 5×10^7 個まで水増しした π^+ が A1 中間標的に静止する割合

第五項 = π^+ が π_{e2} 崩壊をする分岐比

第六項 = シミュレーションで 5×10^7 個まで水増しした崩壊陽電子が飛跡再構成される割合

この計算式により π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成数を計算する。シミュレーションで評価する項は、第一項、第四項、第六項である。



図 4.1: アルミ中間標的を挿入するダクトを撮影したもの。Al 中間標的は使用しない場合はダクト上部に飛び出た空間に収められており、使用する際は上から下に降ろす。ダクト左側に伸びている長方形の領域は、別の標的を収めるための空間である。

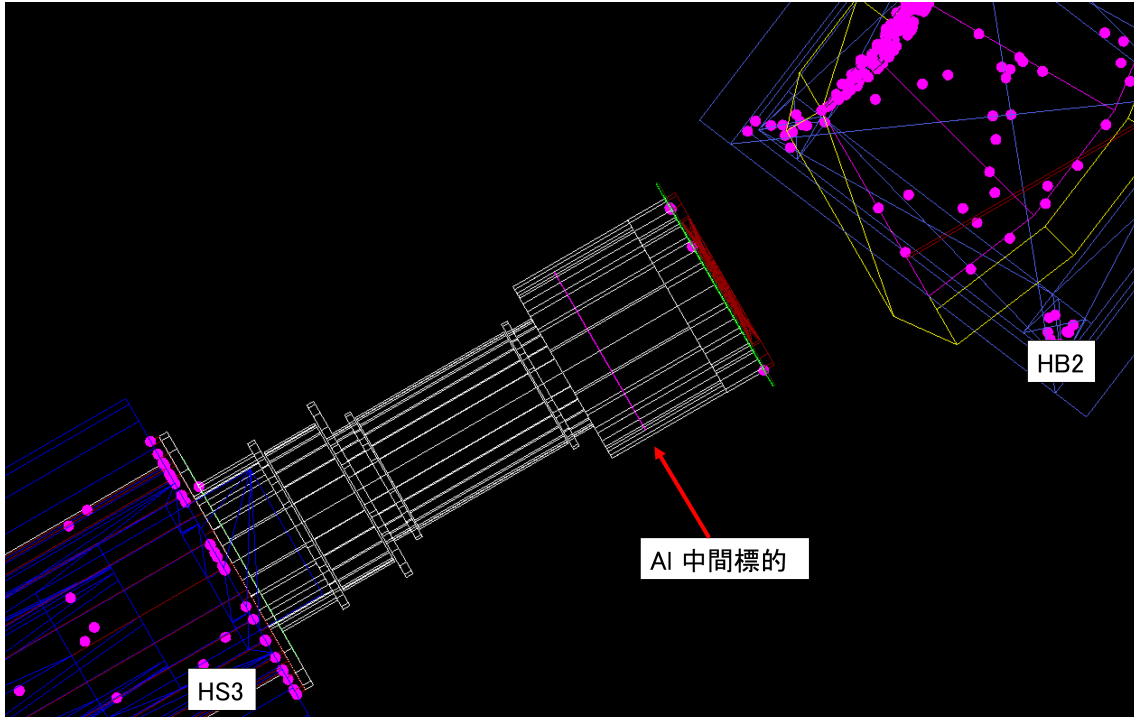


図 4.2: シミュレーション中に設置した AI 中間標的の位置. ピンク色の点々は構造物が重なる状態で設置されると表れるものであり, 気にしなくてよい.

4.3 基準電流値

シミュレーションの基準電流値は, 2022 年 11 月から 12 月の実験期間に正の荷電粒子 50 MeV/c 輸送の設定値をもとにした. 基準電流値を表 4.1 に示す. シミュレーションで調整する電磁石は表 4.1 に上流側, 下流側と記したものである. 調整する際は, 磁場強度の相対関係が崩れないように上流側と下流側それぞれでまとめてスケールアップ, ダウンさせて調整する.

4.4 π_{e2} 崩壊シミュレーション

この節ではシミュレーションの詳細を段階ごとに説明する.

Step 1: 陽子標的から H line 入口まで輸送する.

3 章 3.4.1 項で作成したガンファイルを H line 入口まで輸送する. H line 入口で 65 MeV/c 以下の運動量をもつ π^+ に限定して水増し用ガンファイルを作成する. H line 入口は炭素回転標的から 510.5 mm の位置である.

Step 2: π^+ を 5×10^7 個まで水増しする.

H line 入口で作成したガンファイルを元に π^+ を水増しする. 水増し方法は 3.4.3 項で述べたとおりである. 今回は, 水増し元の粒子数が 41461 個, 粒子間最小距離 = 0.00437502 mm の π^+ を 5×10^7 個まで水増しした. 水増し前と水増し後の分布を図 4.3, 4.4 に示す. 時間分布に関しては 3.4.3 項で述べたとおり水増し以降議論しないため, 水増し前の分布のみを図 4.5 に示す.

表 4.1: 基準電流値

	電磁石	電流値 [A]
	HS1-1	1500
	HS1-2	1500
	HS1-3	0
上流側	HB1	17.90
	HS2	67.3
	HS3	80.3
下流側	HB2	261.19
	HQ1	147.42
	HQ2	178.91
	HQ3	97.62
	PACMAN	199.42

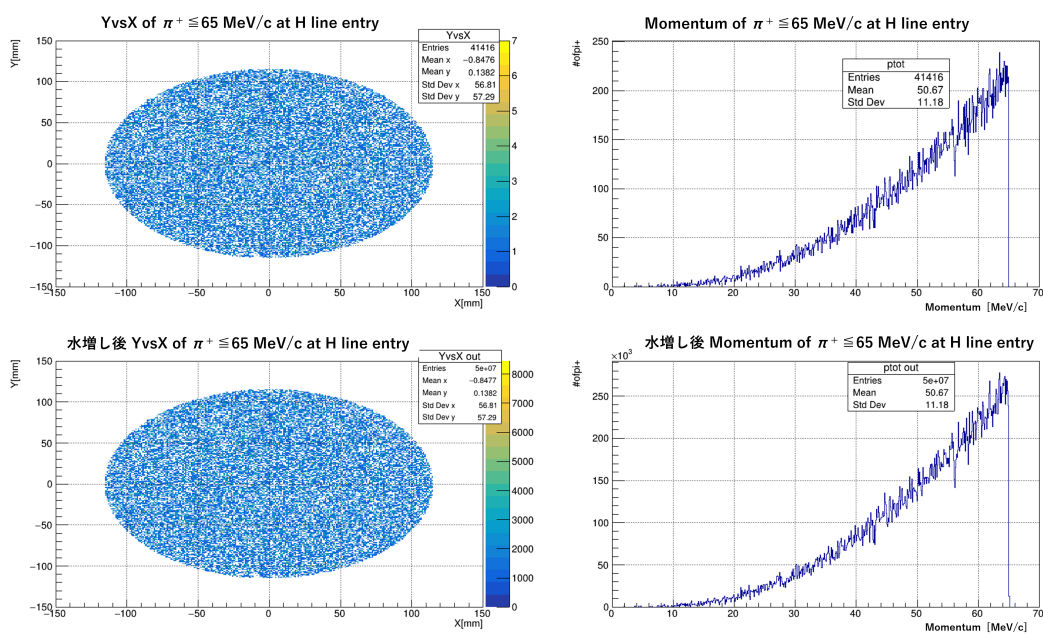


図 4.3: H line 入口における π^+ の位置分布と運動量分布および水増し後の分布

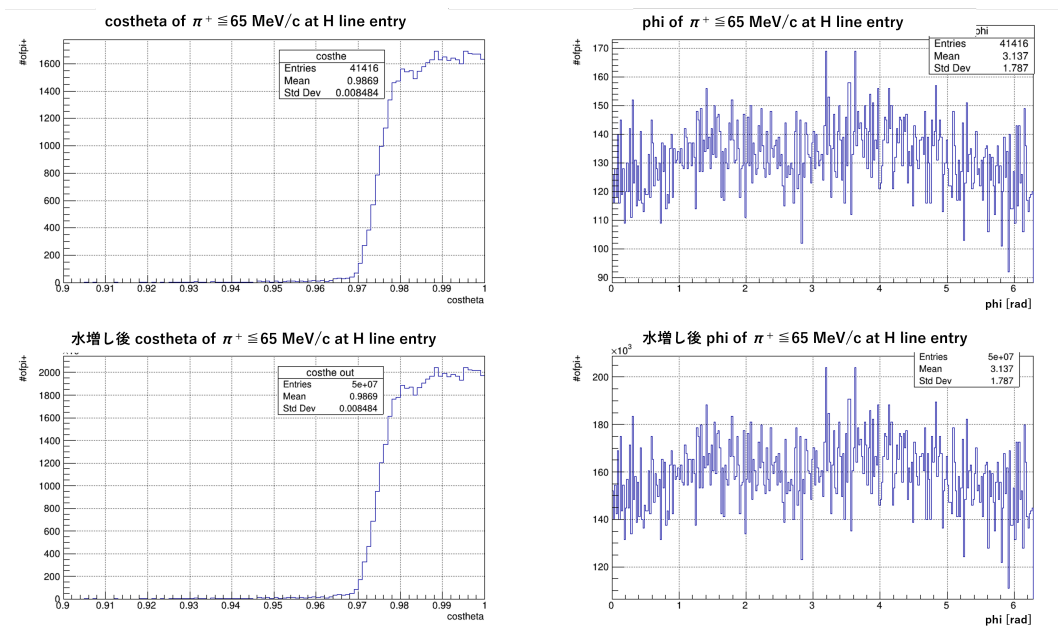


図 4.4: H line 入口における π^+ の運動量角度分布および水増し後の分布

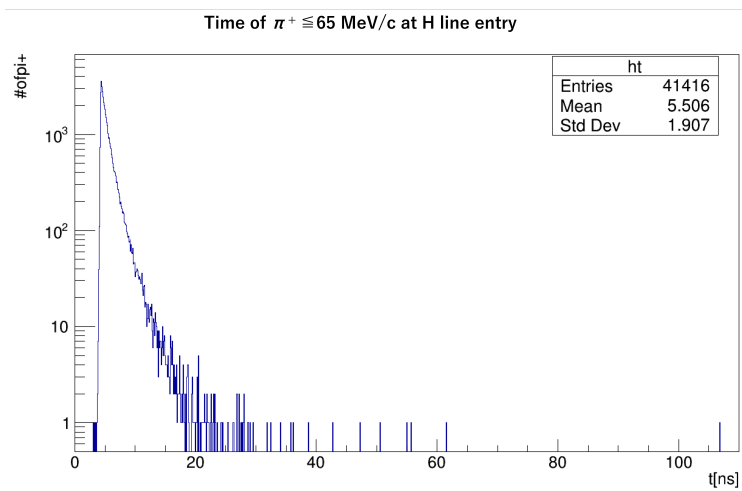


図 4.5: H line 入口における π^+ の時間分布

Step 3: 水増し π^+ を輸送し A1 中間標的で静止する π^+ 数を確認する.

水増し π^+ を H line 入口から A1 中間標的まで輸送する. 電流値は表 4.1 の上流側を変えて輸送シミュレーションを行う. A1 中間標的に静止する π^+ の数を確認する. 式 (4.2) の第四項目までを計算することでトリガーあたりに静止する π^+ 数を評価できる. 計算した trigger あたりの静止数を図 4.6 に示す. 図のようにプロットが山型になる理由は, 低運動量側では A1 中間標的に到達するまでに 26 ns の寿命で π^+ が崩壊するためと, 高運動量側では A1 中間標的に静止せず突き抜けてしまうためである.

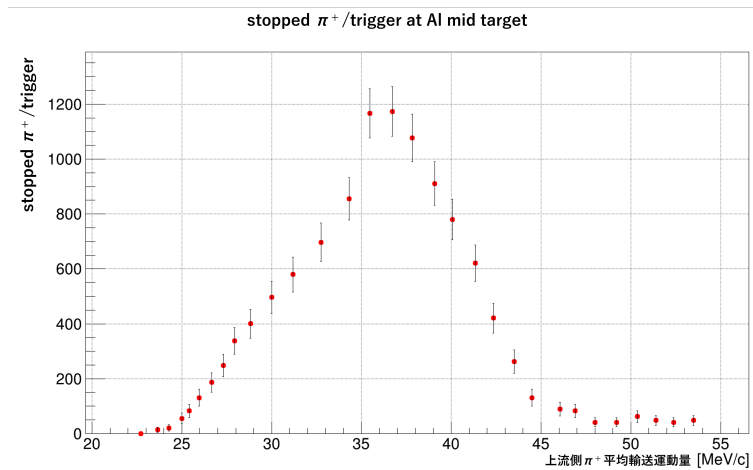


図 4.6: A1 中間標的に静止する π^+ の trigger あたりの数. 横軸は上流側の π^+ 平均輸送運動量.

Step 4: 下流側電流値を決定する.

下流側電流値は 69.8 MeV/c に対して運動量アクセプタンスが最大となればよい. そのため, A1 中間標的直後から 69.8 MeV/c 単色陽電子を 5×10^7 個生成して H line 出口まで輸送する. そして H line 出口で単色陽電子数が最大となる電流値設定を調べればよい. 単色陽電子は, A1 中間標的が設置されているダクトの内径一面に一様生成した. また運動角度の ϕ は全角度で一様生成, $\cos\theta$ はビームライン出口まで到達する単色陽電子の数を調べられればよいのでシミュレーション時間短縮のために 0.8 から 1 までの値に限定して一様生成した. 生成した単色陽電子 5×10^7 個の各分布を図 4.7 に示す. 図 4.8 に電流値設定と輸送された単色陽電子数を示す. これにより, 下流の電流値を基準値 $\times 0.970$ とすることに決定した.

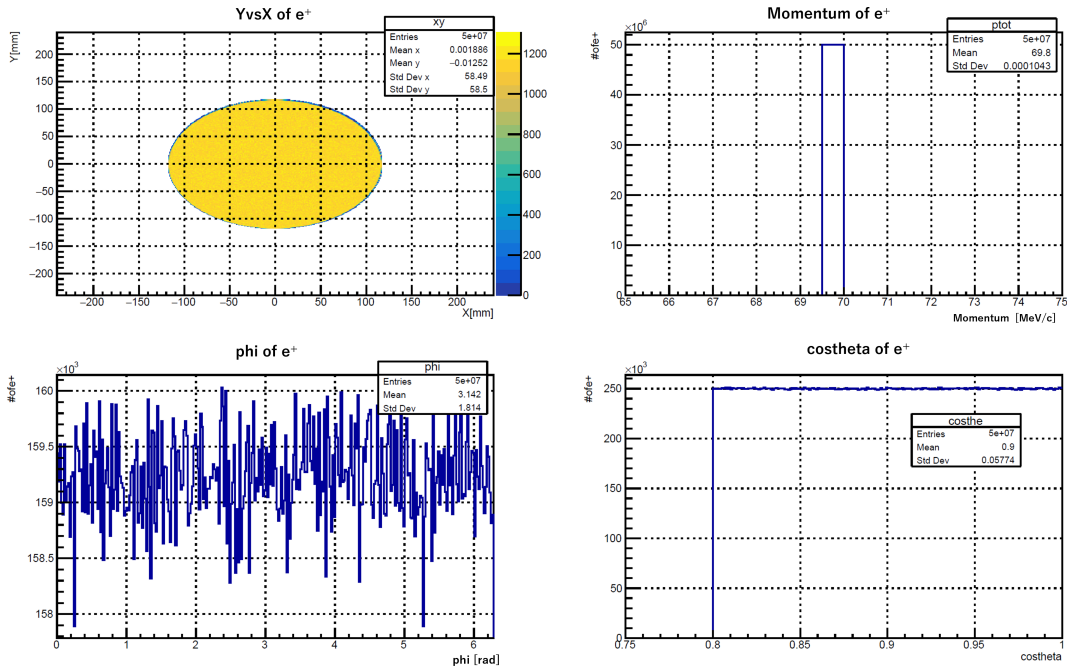


図 4.7: ダクト内径一様に生成した単色陽電子

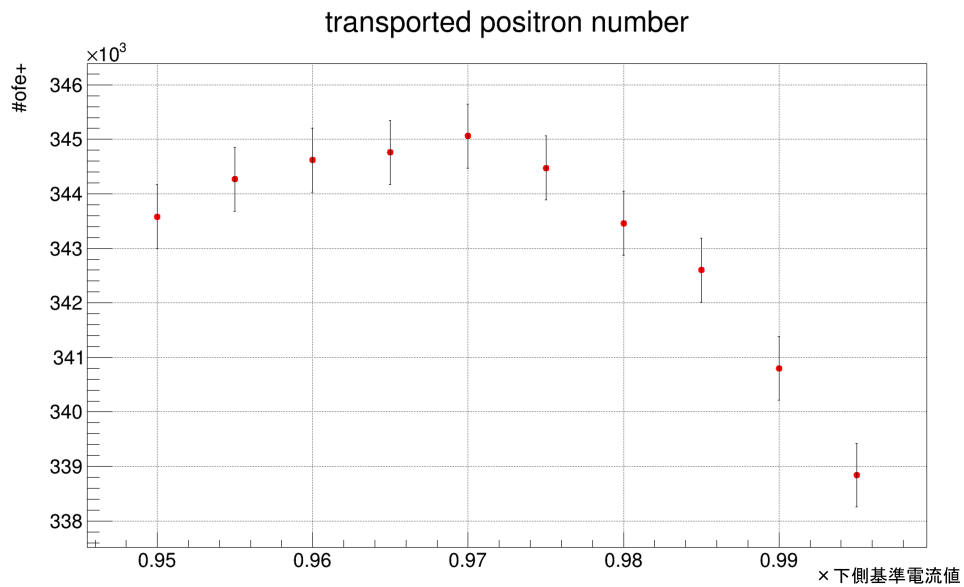


図 4.8: 輸送された単色陽電子数

Step 5: π_{e2} 崩壊陽電子を水増しする.

アルミ中間標的に静止する π^+ の位置情報をもとに崩壊陽電子を 5×10^7 個まで水増し生成する. この水増しは, 3.4.3 項で述べた方法と異なる部分があるため説明する.

1. 位置成分 x, y, z

基本的には 3.4.3 項で述べた方法と同じである. ただし Al 中間標的に静止する π^+ の静止深度を考慮するために z 成分も考慮する. x, y 成分と同様に z 成分もガウス分布を仮定して水増しする. 最小粒子間距離は xy 平面と z 成分に分けて考える. Al 中間標的の厚みが 1 mm であるため, xyz 空間の三次元で最小粒子間距離を考えると z 成分について揺らぎの幅が大きすぎる場合があるためである. また上流側輸送中心運動量ごとに π^+ の平均静止深度が異なるためである.

2. 運動角度成分 $\cos \theta, \phi$

静止した π^+ から生まれる π_{e2} 崩壊陽電子は全立体角に飛び出す. そのため $\cos \theta$ と ϕ は全立体角で一様生成する.

3. 運動量成分 P_{total}

運動量 P_{total} は 69.8 MeV/c と定数である.

例として, 上流側輸送中心運動量が 36.7 MeV/c となる設定で静止した π^+ の分布をもとに水増しした結果を示す. 図 4.9 に xy 分布と z 分布の水増し前後の分布, 図 4.10 に水増しした π_{e2} 崩壊陽電子の運動量 P_{total} と運動角度 ϕ および $\cos \theta$ の分布を示す.

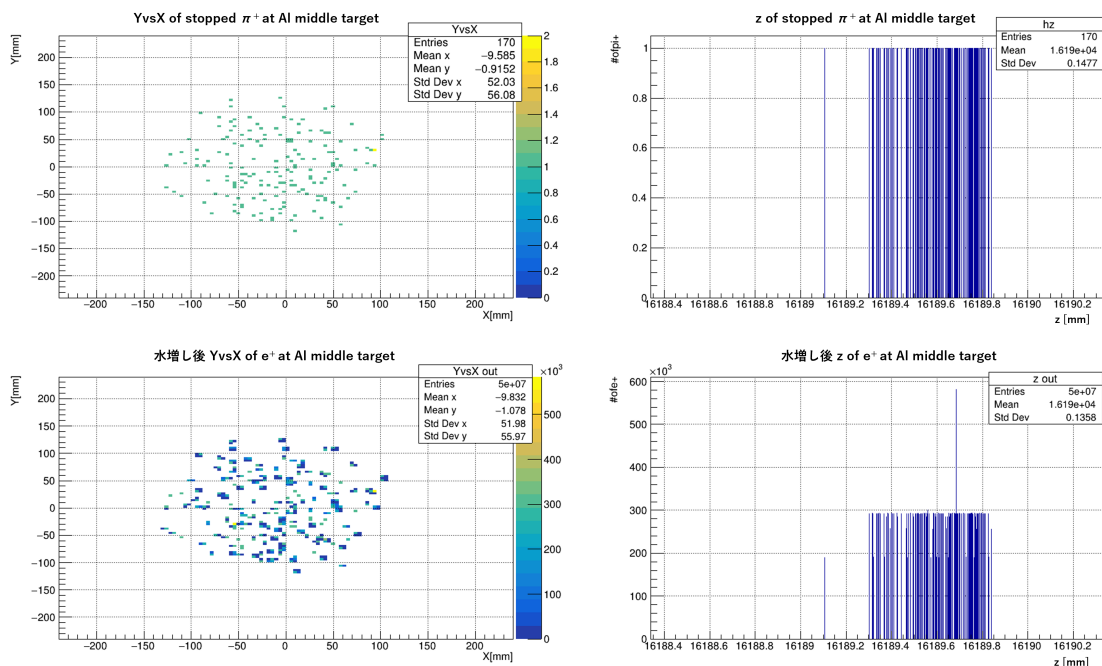


図 4.9: Al 中間標的ににおける π^+ の位置分布および水増し後の分布. z 分布はウィンドウの左端が H line 上流から見た Al 中間標的表面, 右端が裏側の表面に一致する.

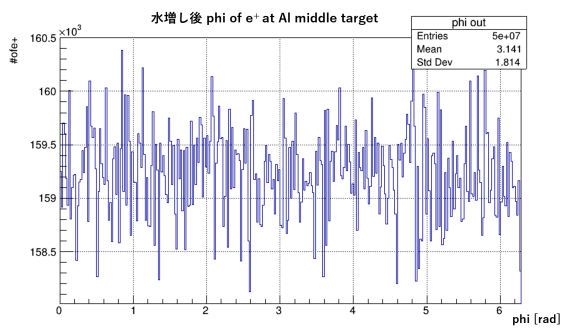
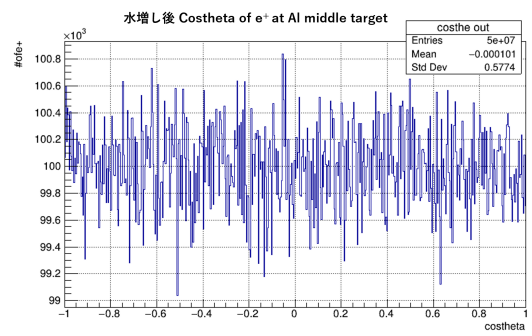
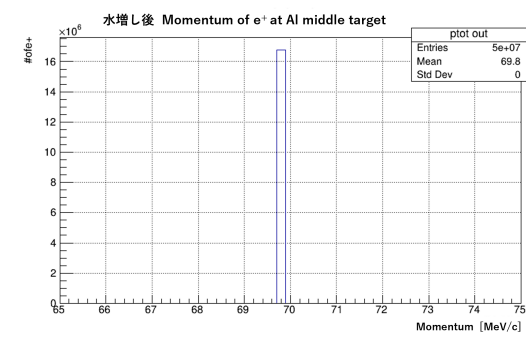


図 4.10: Al 中間標的における水増し π_{e2} 崩壊陽電子の運動量及び運動角度分布

Step 6: 水増し π_{e2} 崩壊陽電子を輸送して飛跡再構成数を調べる.

A1 中間標的から水増し π_{e2} 崩壊陽電子を輸送する. H1 area 輸送シミュレーションを実行すると, MWPC に入射した荷電粒子の位置, 時間, 落としたエネルギーなどが記録されたファイルが出力される. このファイルを C++ で記述されたプログラムで解析することで飛跡再構成までをシミュレーションできる. 以下に解析の流れを簡単に説明する.

1. シミュレーションの出力ファイルを解析し, 粒子が MWPC で落としたエネルギーから信号を生成する. これを入射した粒子に対して一つずつ行う.
2. 一つの粒子が 4 台の MWPC に生成した信号 1 組に対して, GENFIT [14] というソフトウェアを用いて解析し飛跡再構成を試みる. これを全ての組について行う.

例として, 上流側の π^+ 平均輸送運動量が 36.8 MeV/c の場合で飛跡再構成シミュレーションまでを行った結果を図 4.11 に示す. この場合, 4411 個の水増し π_{e2} 崩壊陽電子が飛跡再構成されたことが分かる. よってこの場合は計算式 (4.2) にこれまで得られた数値を代入して, 1.27×10^{-5} 個/trigger であることが分かった. 以上がシミュレーションの流れである.

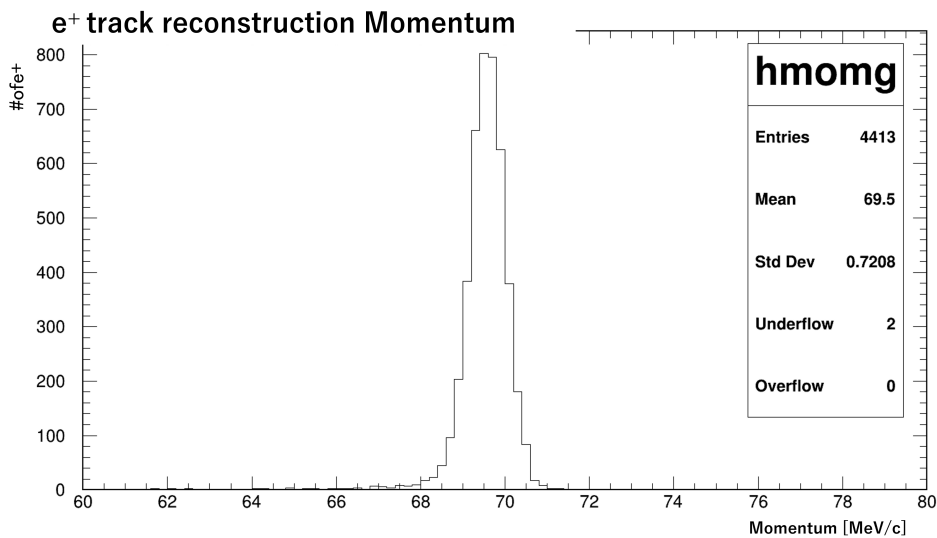


図 4.11: 水増し π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成結果. 横軸は運動量測定値である. Underflow 2 は, ウィンドウの左外に 2 つ飛跡再構成されたことを示している.

4.5 シミュレーション結果

シミュレーションで得られた飛跡再構成数計算結果を図 4.12 に示す. π_{e2} 崩壊陽電子の飛跡再構成数が最大のとき, その数は $(1.27 \pm 0.05) \times 10^{-5}$ 個/trigger であることが分かった. また, この収量が見込まれる観測時間領域について考える. 図 4.5 より炭素回転標的から H line 入り口まで最も早く飛行する π^+ の時間は約 3 ns である. これは prompt burst のタイミングと一致する. また最も遅れてくる π^+ は約 107 ns である. A1 中間標的で静止した π^+ からは寿命 26 ns でほぼ遅延なく崩壊陽電子が飛び出す. そのため, 観測時間領域として一つ目の prompt burst 到来タイミングを始点に設定しておけば, 計算した収量を得られると予想される.

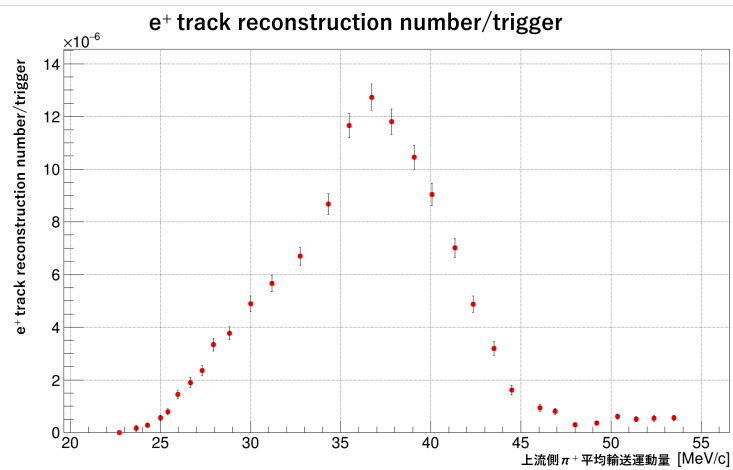


図 4.12: trigger あたりの π_{e2} 崩壊陽電子飛跡再構成数. 横軸は上流側の π^+ 平均輸送運動量.

5 即発粒子による背景事象と検出器への影響評価

図 2.8 で示したように, H1 area には Prompt burst も輸送される. Prompt burst 中にはパイオンやミュオンなど様々な粒子が含まれる. そのため, 例えば Prompt burst 中の μ^- が H1 area 内で静止する可能性がある. そして崩壊して生まれた e^- がランダムに MWPC の有感領域へ入射し, 信号を生成する可能性がある. これを Accidental hit と呼ぶ. 図 5.1 にその様子を示す. Accidental hit が 4 台の MWPC で偶然同時に発生すると飛跡再構成が見込まれる組み (Accidental coincidence hit) を作る可能性がある. この組みが飛跡再構成されてしまうとバックグラウンドとなりうる. この事象について調べるために Toy Monte Carlo simulation (Toy MC) を作成した. この章ではその結果を述べる. また, DeeMe 実験で用いる MWPC は x ストリップと y ストリップを持つが今回作成した Toy MC には y ストリップを再現していないため, 以降は y ストリップに関して議論しない.

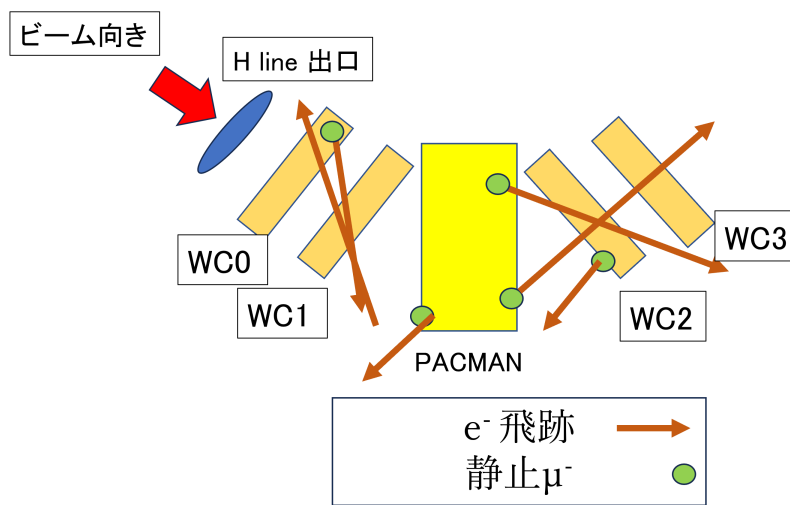


図 5.1: H1 area に静止した μ^- が崩壊してランダムに WC に入射する様子

5.1 MWPC で発生する典型的な信号

一つの粒子が MWPC に入射して生成される, 典型的な信号について説明する. 典型的な信号は最も信号強度の大きい x ストリップを中心として前後に 2 ストリップずつの 5 ストリップ幅を持つ. 時間幅は信号の立ち上がり始め時間から立ち下り終わり時間まで 160 ns の幅を持つ [13]. 典型的な信号の模式図を図 5.2 に示す.

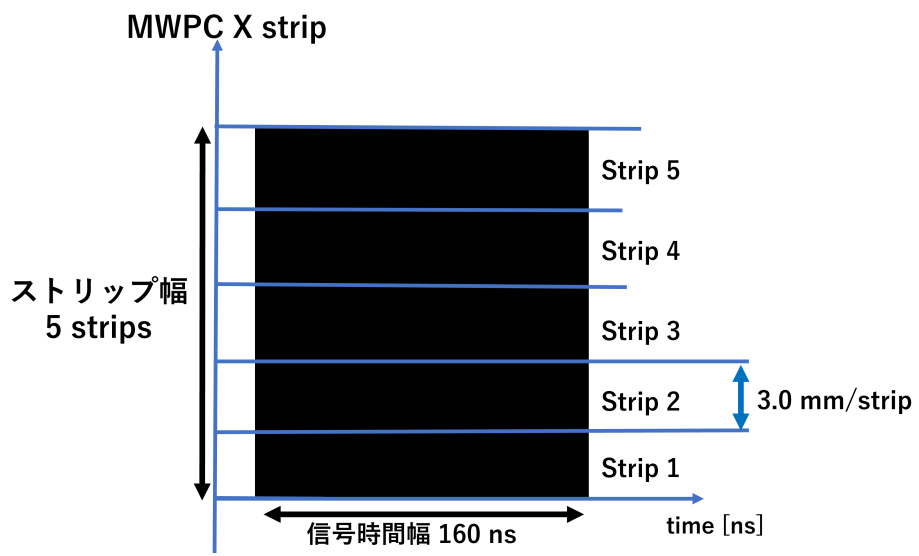


図 5.2: 典型的な信号の模式図

5.2 実データ解析の流れ

実データ解析では初めに、検出器で発生した電気信号を解析し、典型的な信号に当てはまる電気信号のセットを検出する。このセットをクラスターと呼ぶ。つまり 1 個のクラスターは MWPC に粒子が 1 個入射したことを意味する。クラスターの検出後はクラスター同士のパイルアップ処理を行い、重なり合う複数のクラスターを単一のクラスターとする。クラスターの検出からパイルアップ処理までの解析は各 MWPC ごとに行われる。次に、節 5.3 で述べる条件を満たすように 4 台の MWPC からクラスターを 1 つずつ選び、4 つのクラスターで一つの組みを作る。これを Coincidence hit と呼ぶ。そして Coincidence hit は、GENFIT [14] というソフトウェアを用いて解析され、飛跡再構成することを試みられる。

5.3 Toy MC

Toy MC には各 MWPC にクラスターが存在するところから、Coincidence hit を検出するところまでの流れを実データ解析と同じ解析アルゴリズムで再現している。この節ではその流れについて説明する。

Step 1: 各 MWPC に同じ数だけクラスターを生成する。

初めに各 MWPC にクラスターが検出された状態を作る。クラスターを一つ生成すると、x ストリップ成分と時間成分が 1 組生成される。x ストリップ成分は典型的な信号のセンターストリップを意味する。時間成分は典型的な信号の信号立ち上がり時間を意味する。x ストリップ成分は 3 番目のストリップから 78 番目のストリップまでを乱数で一様に生成する。全部で 80 個存在する x ストリップのうち、両端の 2 ストリップを含まないのは典型的な信号の条件の一つに、ストリップ幅として 5 ストリップを持つことを要求するからである。両端の 2 ストリップのうちどちらかに中心ストリップが存在すると、ストリップ幅は 4 ストリップ以下になってしまい、典型的な信号の条件を満たさない。時間成分は 10 ns ごとに 0 ns から 6000 ns までの値を乱数で一様に生成する。これは実データ解析に用いるソフトウェアにより、時間成分が 10 ns ごとに離散化される状態を反映している。また、今のところ実データ解析において観測時間幅として 6 μ s を設定しているため Toy MC でも同様に設定している。例として図 5.3 に WC 0 で生成した x ストリップ分布と時間分布を示す。

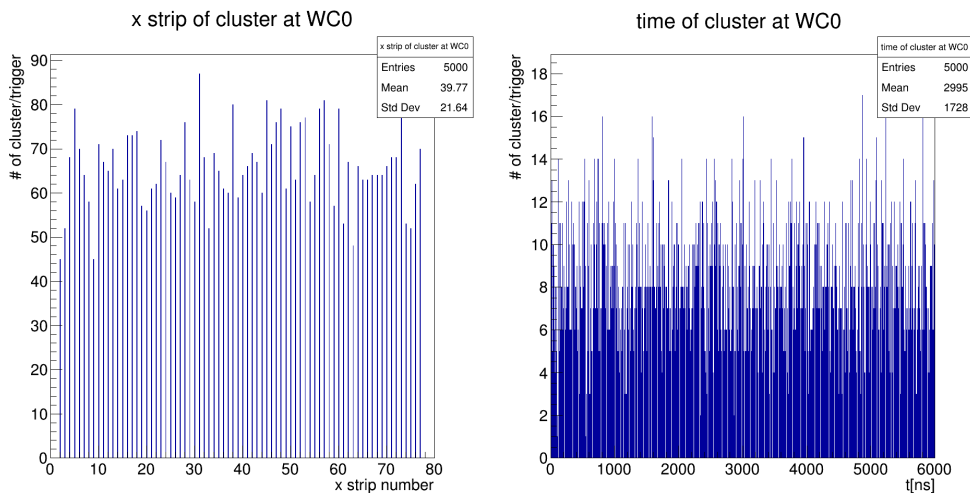


図 5.3: WC 0 で発生させたクラスターの x strip 分布と時間分布

Step 2: クラスタに対してパイルアップ処理を行う。

パイルアップ状態を判定する条件は, x ストリップ成分差が 2 未満, 時間成分差が 160 ns 未満の両方を満たすことである。この条件を満たす 2 つのクラスタは時間成分が早い方のクラスタがもつ成分を残す。この解析は各 MWPC ごとに行われる。例として図 5.4 に WC 0 におけるパイルアップ処理後のクラスタの x ストリップ分布と時間分布を示す。

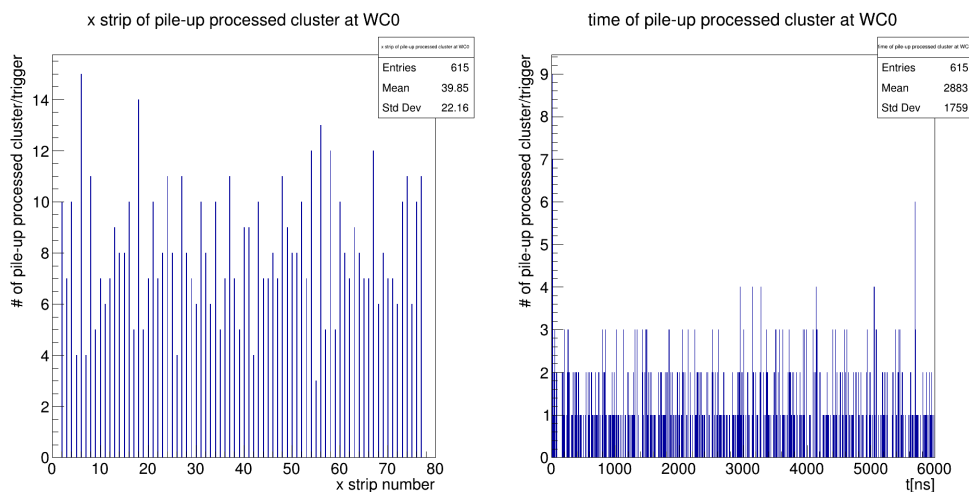


図 5.4: 図 5.3 のクラスタに対してパイルアップ処理を行った後の x strip 分布と時間分布. 5000 個存在したクラスタがパイルアップ処理により 615 個に減少していることを確認できる。

Step 3: 上流側 2 台, 下流側 2 台の MWPC でそれぞれクラスタのペアを作る。

WC 0 と WC 1 からクラスタを一つずつ選んでペアを作る。ペアを作る条件は x ストリップ成分差の絶対値が 10 ストリップ未満, 時間成分差の絶対値が 200 ns 未満の両方を満たすことである。ここで, 複数のペアが考えられる場合は時間差の絶対値が最も小さいものをペアとみなすため重複してペアを作ることはない。WC 2 と WC 3 でも同様に解析し, ペアを作る。図 5.5 に条件の模式図を示す。

Step 4: Coincidence hit を検出する。

Step 3 で作った上流側のペアと下流側のペア同士から, さらにペアを作る。このペアが Coincidence hit である。ペアを作る条件は, まず Step 3 で作ったペアそれぞれで時間平均値を計算する。その時間平均値の時間差の絶対値が 200 ns 未満を満たすことである。また Step 3 と同様に複数のペアが考えられる場合は時間差の絶対値が最も小さいものをペアとみなすため重複してペアを作ることはない。図 5.6 に条件の模式図を示す。

$|t_0 - t_1| < 200 \text{ ns}$ $|x_0 - x_1| < 10 \text{ strip}$
 両方を満たすなら 1 つの pair

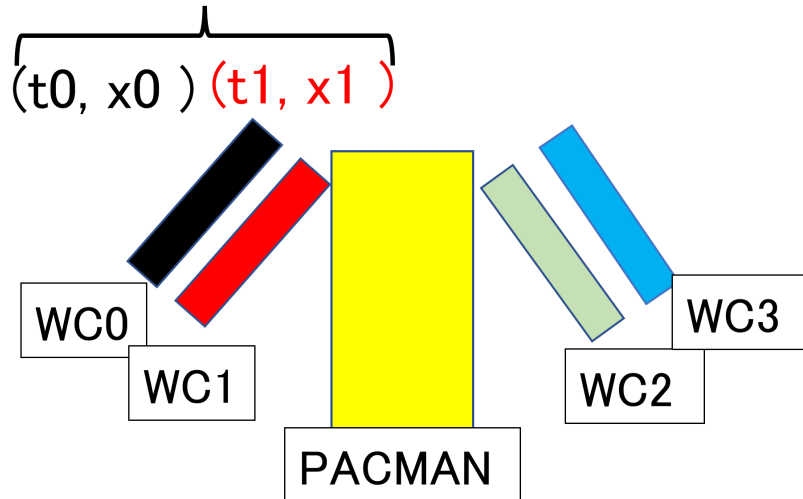
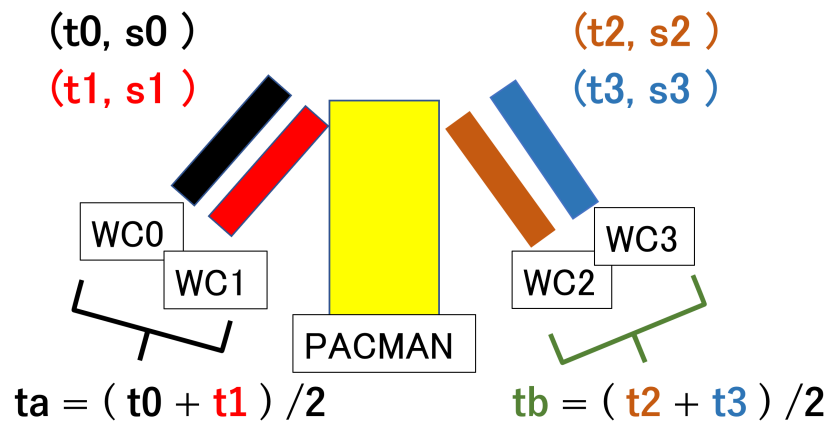


図 5.5: ペアを作る条件. 変数の意味は例えば t_0, x_0 は WC 0 の時間成分と x ストリップ成分を意味する.



$|t_a - t_b| < 200 \text{ ns}$ ならば 1 つの Coincidence hit

図 5.6: Coincidence hit を作る条件.

5.4 MWPC に入射する粒子数とパイルアップ処理後のクラスター数の関係

Step 2 で述べたように、検出したクラスターに対してパイルアップ処理を行う。そのためクラスターが大量に存在するとパイルアップ処理後のクラスター数が少なくなることが予想された。これについて、Toy MC を用いて x ストリップ分布一様、時間分布一様なクラスターのみが存在した場合で調べた。その結果を図 5.7 に示す。この結果から、クラスター数が 100 個を超えると誤差の範囲でもパイルアップ処理後のクラスター数と一致しなくなる、つまり入射する粒子数と検出されるクラスター数が一致しなくなることを確認できた。これは x ストリップ分布と時間分布が一様という最も緩い条件での結果である。そのため実験でデータを取得する際はパイルアップ処理後のクラスター数が多くとも 100 個程度以下になるように注意する必要があると理解できる。

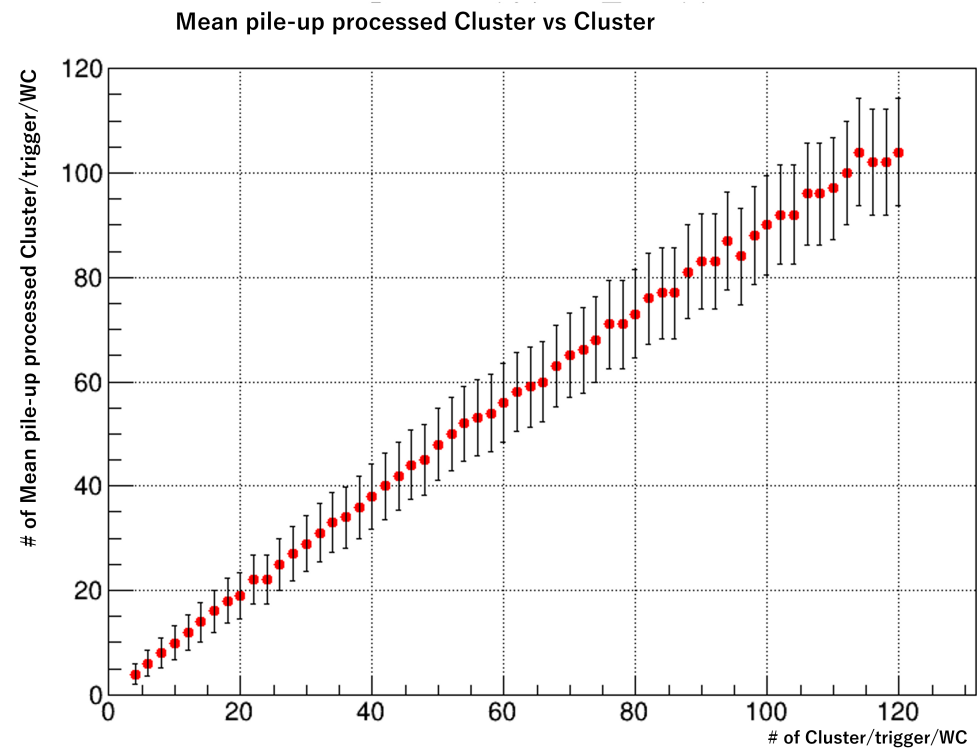


図 5.7: クラスター数とパイルアップ処理後の平均クラスター数の関係

5.5 パイルアップ処理後のクラスター数と Accidental coincidence hit の関係

Step 4 より、 x ストリップ分布と時間分布が共に完全ランダムな Accidental hit が存在した場合のパイルアップ処理後のクラスター数と Accidental coincidence hit 数の関係を確認できる。その結果を図 5.8 に示す。パイルアップ処理後のクラスター数が平均 19 個程度存在すると Accidental coincidence hit が 2 個程度生まれてしまうことを確認できた。図 5.7 よりパイルアップ処理後のクラスター数が 19 個の状態は誤差の範囲で Accidental hit 数とパイルアップ処理後のクラスター数が一致する。そのため、Accidental hit が平均 19 個存在すると Accidental coincidence hit が生まれる、と理解できる。Toy MC を用いて Accidental hit から Accidental coincidence hit が生まれることを確認できたので、今後は G4Beamline を用いた詳細な Accidental hit 数の見積もりと Accidental hit の飛跡再構成シミュレーションに取り組む必要がある。

Accidental coincidence hit vs Mean pile-up processed Cluster

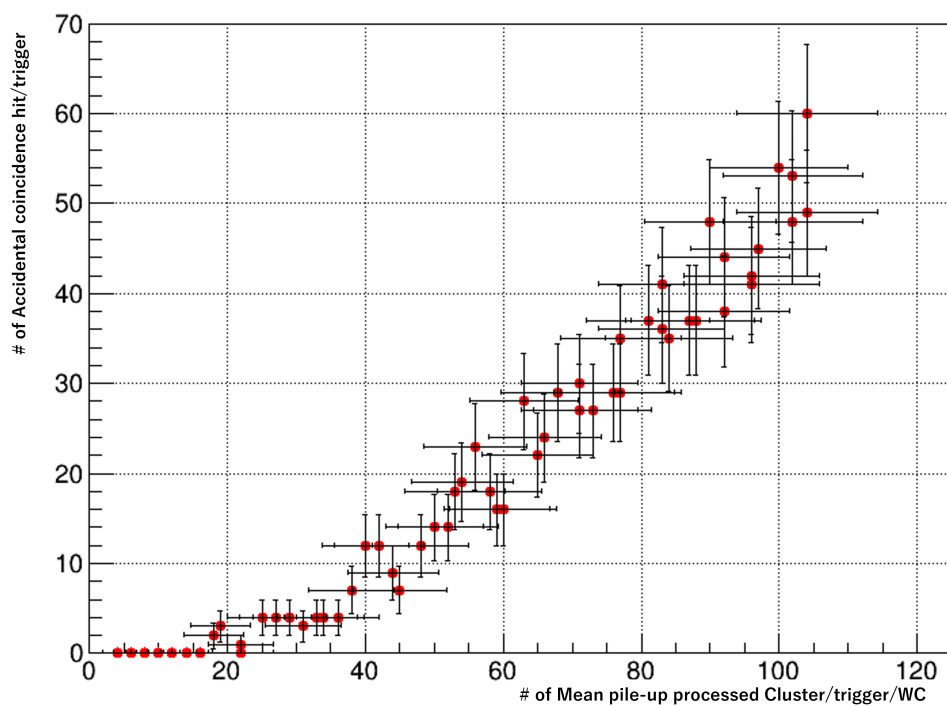


図 5.8: パイルアップ処理後のクラスター数と Accidental coincidence hit の関係

6 光子の輸送シミュレーション

3.4.1 項で作成したガンファイルは prompt burst 相当である。HB1 電磁石を電源オフの状態でのガンファイルの輸送シミュレーションを行った。負電荷輸送で輸送設定運動量を 105MeV/c 程度でシミュレーションを行たところ、H line 出口まで電子が輸送された。この電子の主な発生原因は、HB1 付近の内壁に衝突した高エネルギーの光子による電子陽電子対生成であることが分かった。HB1 付近で生成される 105 MeV/c 程度の運動量を持つ光子由来の電子は、DeeMe 実験のバックグラウンドとなる可能性がある。本章ではこの HB1 付近で生成される光子由来の電子による影響について調べたことを述べる。

6.1 電流値設定

シミュレーションで用いる電流値は、2023 年 1 月から 3 月の実験期間で用いた 105 MeV/c 輸送設定である。表 6.1 に示す。

表 6.1: 105 MeV/c 輸送

電磁石	電流値 [A]
HS1-1	0
HS1-2	1000
HS1-3	2100
HB1	-365.69
HS2	145.16
HS3	163.22
HB2	-400.80
HQ1	-148.74
HQ2	-277.56
HQ3	-212.24
PACMAN	-300.00

6.2 光子由来の電子の飛跡再構成数計算式

光子由来の電子の飛跡再構成数計算式を導入する。

$$\text{光子由来の電子の飛跡再構成数/trigger} = \frac{\text{水増し元の光子数}}{10^{10}} \times \frac{10^6}{3 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 25} \times \frac{\text{水増し光子由来の電子数}}{10^8} \times \frac{\text{電子の飛跡再構成数}}{5 \times 10^7} \quad (6.1)$$

各項の意味を説明する。

第一項 = シミュレーションで陽子一個当たり水増し位置まで到達する光子数

第二項 = 1 trigger に標的に衝突する陽子数 (ビームパワー 1 MW)

第三項 = シミュレーションで 10^8 個まで水増した光子由来の電子が HB1 電磁石の出口まで輸送される割合

第四項 = シミュレーションで 5×10^7 個まで光子由来の電子を水増し及び輸送し、飛跡再構成される割合

この計算式により、光子由来の電子の飛跡再構成数を計算する。シミュレーションで評価する項は、第一項、第三項、第四項である。

6.3 シミュレーションの流れ

この節ではシミュレーションの詳細を説明する。

Step 1: 陽子標的から H line 入口まで輸送する。

3.4.1 項で作成したガンファイルを HS1 電磁石と HB1 電磁石の間の地点まで輸送する。図 6.1 にその地点を示す。以降、この地点を det_vd1 と呼ぶ。陽子標的から 3172.5 mm 下流の位置である。det_vd1 で、102.552 MeV/c 以上の運動量をもつ光子に限定して水増し用ガンファイルを作成する。最も極端な場合として、対生成陽電子の運動量を 0、対生成電子の運動量が 102 MeV/c となる場合に光子は 102.552 MeV/c の運動量を持つためである。 E_γ を光子のエネルギー、 m_e を電子の静止質量、 c を光速、 P_γ を光子の運動量、 P_e を対生成電子の運動量とする。対生成陽電子の運動量が 0 の場合を考えると、式 (6.2) が成り立つ。

$$E_\gamma = m_e c^2 + \sqrt{(m_e c^2)^2 + (P_e c)^2} \quad (6.2)$$

光子の静止質量は 0 であるから、 $E_\gamma = P_\gamma c$ である。式 (6.2) に $P_e c = 102$ MeV、 $m_e c^2 = 0.5110$ MeV を代入すると、 $P_\gamma = 102.552$ MeV/c と計算できる。

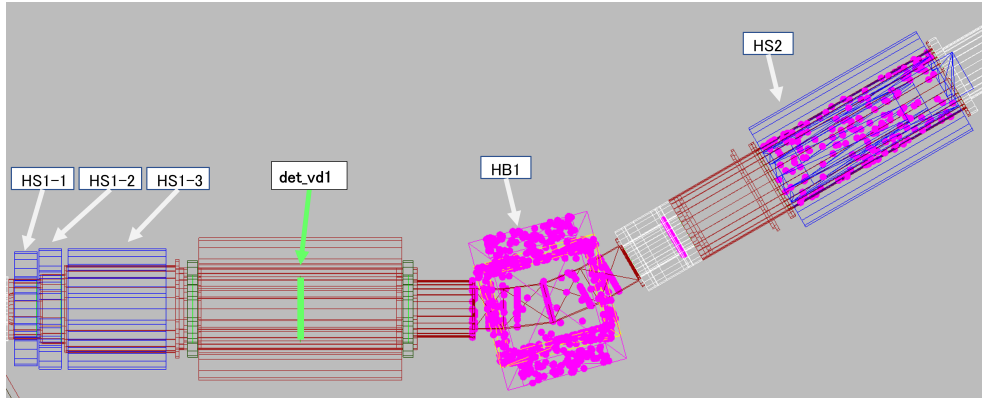


図 6.1: det_vd1 の位置。HS1 電磁石と HB1 電磁石の間の地点で、陽子標的から 3172.5 mm の位置である。

Step 2: 102.552 MeV/c 以上の運動量を持つ光子を 10^8 個まで水増しする。

Step1 で作成したガンファイルを元に光子を水増しする。水増し方法は 3.4.3 項で述べたとおりである。今回は、水増し元の光子数が 882365 個、粒子間最小距離 = 0.000175071 mm の光子を 10^8 個まで水増しした。図 6.2, 6.3 に水増し前後の分布を示す。図 6.4 に水増し元の光子の時間分布を示す。

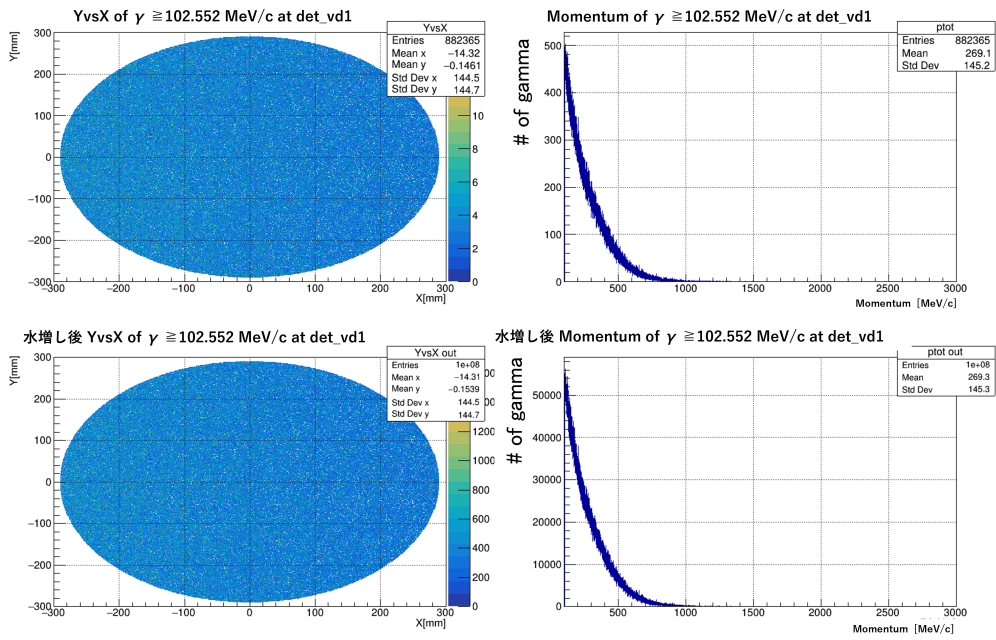


図 6.2: det_vd1 における光子の位置分布と運動量分布および水増し後の分布

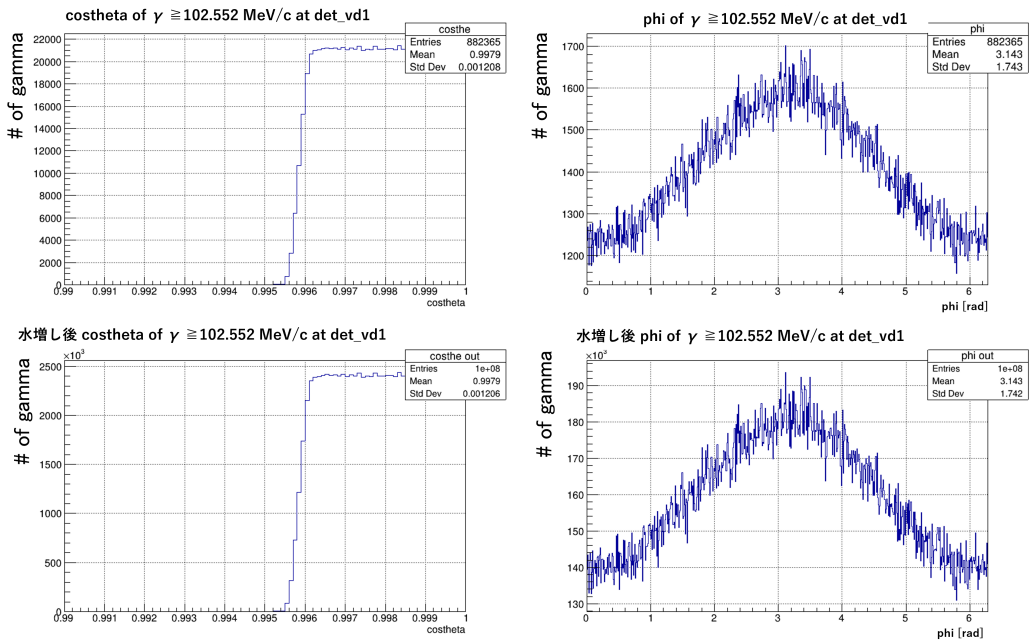


図 6.3: det_vd1 における光子の運動量角度分布および水増し後の分布

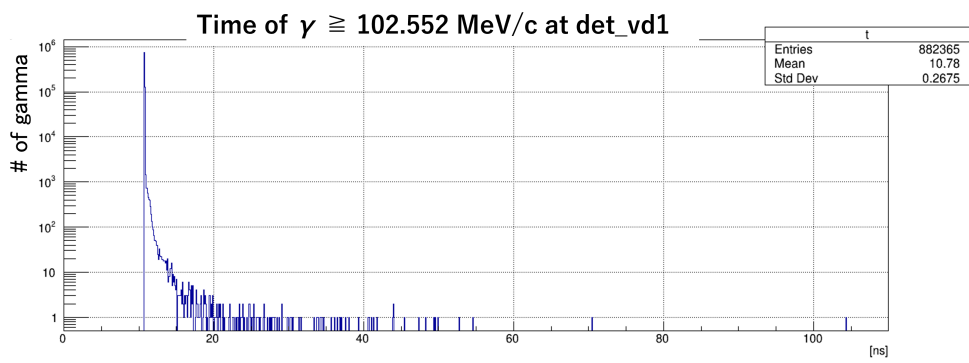


図 6.4: det_vd1 における光子の時間分布

Step 3: 水増し光子および電子を HB1 電磁石の出口まで輸送する.

水増し光子を det_vd1 から輸送する. そして光子由来の電子について HB1 電磁石を通過した直後でガンファイルを作成する. 図 6.5 に HB1 電磁石の出口の位置を示す. 以降, この地点を det_gv_ent と呼ぶ. 陽子標的から 6178.9 mm の位置である. 電子は 102 MeV/c 以上の運動量を持つ電子についてガンファイルを作成する. その理由は, DeeMe の観測運動量領域が 102 MeV/c から 105.6 MeV/c を設定しているためである.

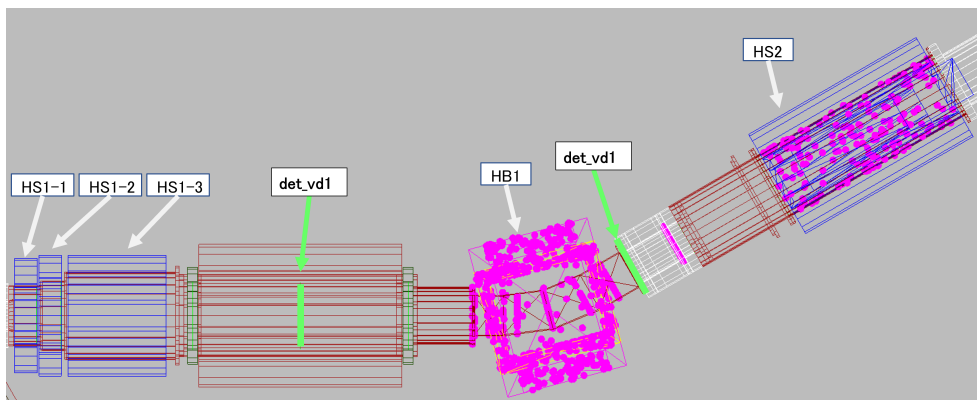


図 6.5: det_gv_ent の位置. 陽子標的から 3172.5 mm の位置である.

Step 4: 102 MeV/c 以上の運動量を持つ電子を 5×10^7 個まで水増しする.

Step3 で作成したガンファイルを元に電子を水増しする. 水増し方法は 3.4.3 項で述べたとおりである. 今回は, 水増し元の電子数が 219391 個, 粒子間最小距離 = 0.00134397 mm の電子を 5×10^7 個まで水増しした. 図 6.6, 6.7 に水増し前後の分布を示す.

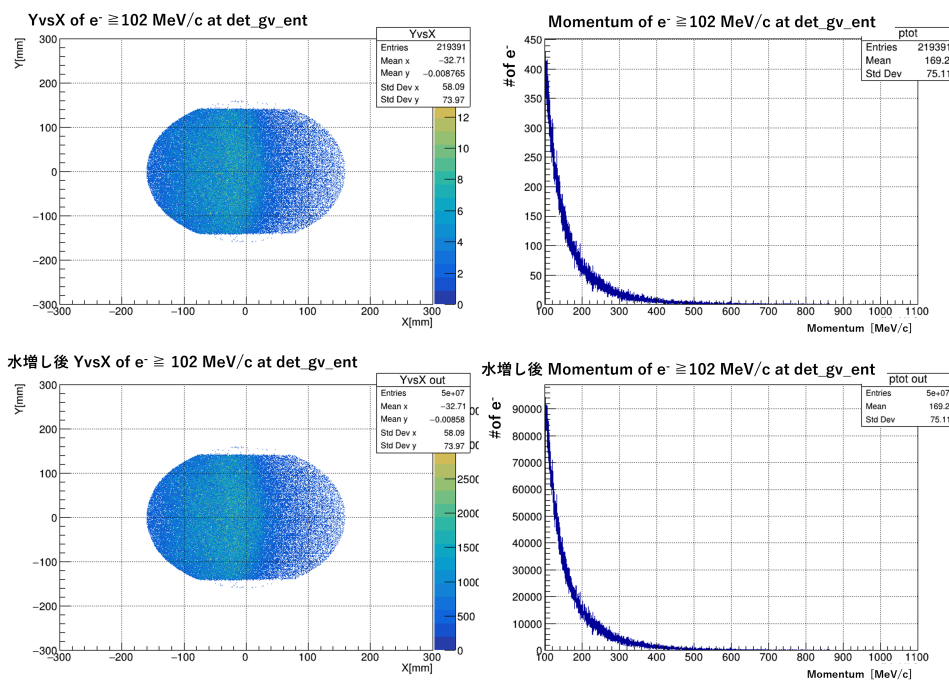


図 6.6: det_gv_ent における電子の位置分布と運動量分布および水増し後の分布

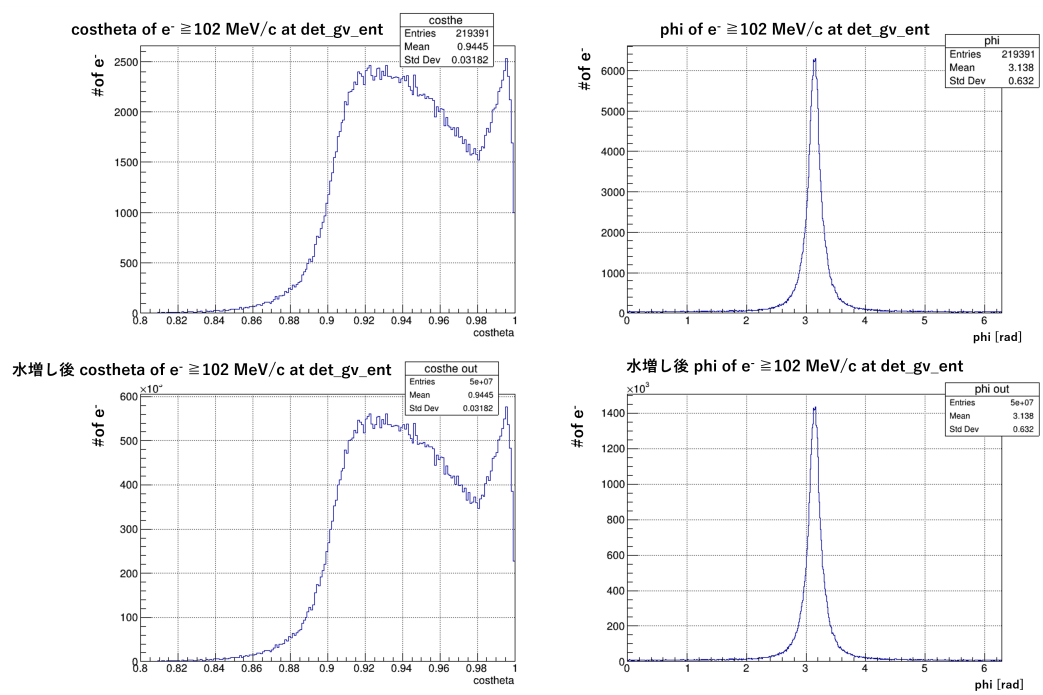


図 6.7: det_gv_ent における電子の運動量角度分布および水増し後の分布

Step 5: 水増し電子を輸送して飛跡再構成数を調べる.

det_gv_ent から電子を輸送する. H1 area 輸送シミュレーションまで行う. そして 4.4 項の Step6 で述べたように, シミュレーション出力ファイルを解析する. 運動量測定結果を図に示す. 5×10^7 個の水増し電子を輸送して 23 個飛跡再構成できた.

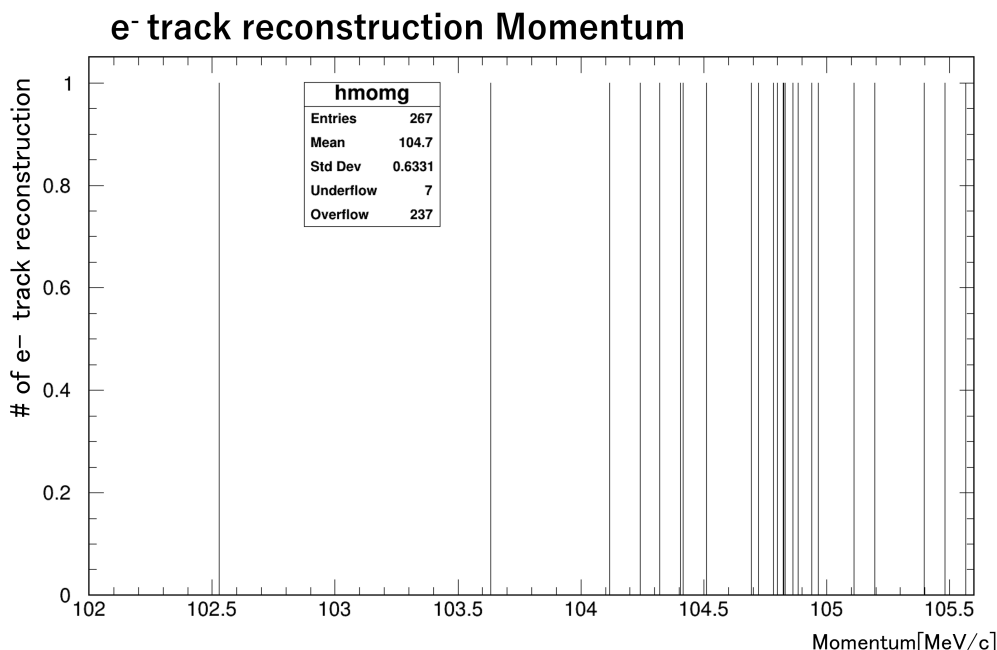


図 6.8: 電子の飛跡再構成数. Entries から Under flow と Over flow を引いた数が DeeMe の観測運動量領域における飛跡再構成数となる.

6.4 シミュレーション結果

6.2 項で導入した光子由来電子の飛跡再構成数計算式にこれまでの結果を代入する. DeeMe の観測運動量領域は 102 MeV/c から 105.6 MeV/c である. シミュレーションの結果, この領域における光子由来の電子の飛跡再構成数は 7 ± 2 個/trigger であることが分かった. ここで, この光子由来の電子が飛跡再構成される時間領域について考える. 水増し元の光子が det_vd1 で持つ時間分布は図 6.4 の通りである. 最も遅れて存在する光子の時間成分は, 約 104 ns である. det_vd1 から H line 出口までの距離は約 18555 mm である. この区間の飛行時間を光速で計算すると, 約 62 ns である. 光子が HB1 付近の壁に衝突し対生成電子が飛び出すまでの時間ロスはほとんどない. そのため, 最も遅れてくる光子由来電子が H line 出口に到達したとしてもその時間は約 166 ns と考えられる. H line 出口における DeeMe の観測時間領域の始点は prompt burst 到来タイミングから 300 ns 後, つまり約 373 ns であるため, 最も遅れてくる光子由来の電子は観測時間領域に入り込まないと考えられる.

今後としては, 図 6.4 で確認できた最も遅れた光子よりも, さらに遅れてくる光子の数を見積もるために光子の親粒子を調べる. 光子の親粒子がもつ寿命で光子の時間分布が決まると考えられるためである.

7 結論

DeeMe 実験は C 原子に束縛された μ^- によるミュオン電子転換過程の観測を目的としている。この転換電子のエネルギーは、 $E_{\mu e} = 105.06$ MeV である。DeeMe 実験では磁気スペクトロメータを用いてこの転換電子の運動量を測定する。運動量を測定するためには磁気スペクトロメータの較正が必要である。

較正方法の一つとして、 π_{e2} 崩壊陽電子を用いる方法が考案された。この方法では H line 途中に設置した Al 中間標的に π^+ を静止させる。静止した π^+ からは 69.8 MeV/c の単色崩壊陽電子を得られるため、較正に利用できる。今回は G4Beamline を用いて、この崩壊陽電子の飛跡再構成数計算シミュレーションを行った。2022 年 11 月から 12 月までの H line 電流値設定を基準値としてシミュレーションを行った結果、崩壊陽電子の飛跡再構成数は最大で $(1.27 \pm 0.05) \times 10^{-5}$ 個/trigger と計算できた。

DeeMe 実験で利用する標的は炭素回転標的の一つであり、ミュオン生成標的とミュオン静止標的の役割を兼ねている。そのため H1 area には Prompt burst も輸送される。そのため、例えば Prompt burst 中の μ^- が H1 area 内で静止する可能性がある。このような静止した粒子は H1 area 内で崩壊し Accidental hit を起こす可能性がある。Accidental hit が存在すると Accidental coincidence hit を作ってしまう可能性が考えられる。Accidental coincidence hit が飛跡再構成されてしまうとバックグラウンドとなりうる。今回は Toy Monte Carlo simulation (Toy MC) を作成し、各 MWPC にクラスターが存在するところから Coincidence hit を検出するまでの流れを実データ解析と同じアルゴリズムで再現した。そして Toy MC を用いて x ストリップ分布と時間分布が一樣の完全ランダムな Accidental hit が存在した場合について Accidental coincidence hit が生成されるか調べた。また、Toy MC を利用して MWPC に入射する粒子数とパイルアップ処理後のクラスター数の関係についても調べた。

MWPC に入射する粒子数とパイルアップ処理後のクラスター数の関係については、MWPC に入射する粒子数が 100 個を超えるとパイルアップ処理後のクラスター数が少なくなり始めることを確認できた。これは x ストリップ分布と時間分布が一樣という最も緩い条件での結果である。そのため実験でデータ取得をする際はパイルアップ処理後のクラスター数が多くとも 100 個以下になるように注意する必要があると理解できた。

Accidental coincidence hit については、その存在を確認することができ、Accidental hit が各 MWPC に平均 19 個程度存在すると Accidental coincidence hit が 2 個程度取れてしまうことを確認した。今後は G4Beamline を用いた詳細な Accidental hit 数の見積もりと Accidental hit の飛跡再構成シミュレーションに取り組む必要がある。

DeeMe 実験は、ミュオン電子転換電子の観測運動量領域として 102 MeV/c から 105.6 MeV/c、観測時間領域として 2 バンチ目の即発粒子輸送後の 300 ns 後を始点として幅 2 μ s を設定している。この観測運動量領域と観測時間領域の両方を満たすバックグラウンドの存在を調べるために G4Beamline を用いてシミュレーションを行った。電流値設定は、2023 年 1 月から 3 月の実験期間で使用した 105 MeV/c 輸送設定を用いた。このシミュレーションでは prompt burst 相当のガンファイルを輸送した。その結果、prompt burst 中の光子が HB1 電磁石付近で内壁に衝突し、対生成電子が生成され飛跡再構成されることが分かった。この電子は観測運動量領域を満たす。また、飛跡再構成数は 7 ± 2 個/trigger と計算できた。しかし観測時間領域を考慮すると、prompt burst の中で最も遅れた光子から対生成電子が生成され、飛跡再構成されたとしても観測時間領域には入り込まずバックグラウンドにはならないと評価した。今後としては、今回のシミュレーションで確認できた遅延光子よりもさらに遅れる光子の数を見積もる必要がある。そのためには、光子の親粒子を調べる。親粒子の寿命で光子の時間分布が決まり、遅延光子数を見積もることができるからである。

8 謝辞

本修士論文を執筆するにあたり、多くの方々の助力がありました。ここではそれらに対する感謝の意を示したいと思います。

清矢 良浩教授には、物理学や実験に関する知識について多大なご助言いただきました。その他にも、発表方法、文章の書き方や「微分型・積分型の人生」という考え方など、様々な物事について幅広く教えていただきました。山本 和弘准教授には快適な研究環境を整えていただきました。特に、本修士論文を執筆するにあたって残り時間が少なくなる中、シミュレーション時間を短縮できる環境を整えていただき、大変助かりました。豊田 博俊氏には、研究活動の合間に栄養ドリンクの差し入れをいただきました。いただいた差し入れは非常に力になりました。手島 菜月氏には東海村での実験の際に、多大なご助言をいただきました。また MLF でいただいた差し入れは大変なビームタイムを乗り越えるための大きな力になりました。

大阪大学の青木 正治教授は実験グループのミーティングにおいて、シミュレーションの方向性を見失わないようにご助言いただきました。同大学の東野 祐太氏には DeeMe 実験で使用する装置やソフトウェアなどのありとあらゆるものの使用方法をゼロから一人で扱えるようになるまで教えていただきました。KEK の山崎 高幸氏には H line の利用方法や注意点、AI 中間標的の導入など H line に関わる様々な物事についてお世話になりました。KEK の河村 成肇氏には、H line 完成後に行われた H line コミッショニングの期間に外食へ連れ出していただきました。日々学びが多く大変な日々の中で心が落ち着く時間を提供していただきました。

本学高エネルギー物理学研究室の DeeMe 実験の一員であり先輩の植松 泰智氏には、初めて DAQ システムやガスシステムを利用する際にやさしくその利用方法を教えてくださいました。先輩の長谷 和哉氏には研究室や東海村で、実験だけでなく自身のことについてもお話する機会が多く、特に大変だった修士一年の頃のビームタイムを乗り越える精神的支えになりました。長谷 和哉氏が先輩だったからこそ、楽しい瞬間がたくさんあったと思います。同期の田川 椋平氏には、長谷 和哉氏と同様に研究室と東海村での日々を乗り越えるための精神的支えになりました。同期だからこそ晒すことのできる弱みを共有し、共に支え合いました。後輩の梅井 一輝氏と田中 甚吉氏は大変なビームタイムを分け合い、共に支え合いました。

本学高エネルギー物理学研究室の先輩の先輩の本條 貴司氏には特にゼミを通して、物理学理論に関する知識を教えてくださいました。同期の川村 悠馬氏は、研究室での活動の合間に他愛のない会話をし、心の支えになりました。後輩の山本 健裕氏とは、共に興味を持っている交通機関に関する話で盛り上がり、研究の合間にリラックスできました。

最後に、これまでの私の人生を支えてくださった家族に心から感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Gianluca Cavot, "Searching for the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay with MEG and MEG-II", arXiv:1407.8327 (2014)
- [2] Paolo Walter Cattaneo, "A Searching for the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay with the first dataset of the MEGII experiment, arXiv:2310.12614 (2023)
- [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. 31No. 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] A. Czarnecki, X.G. Tormo, W.J. Marciano, "Muon decay in orbit spectra for muon-electron conversion experiments", arXiv:1111.4237 (2023)
- [8] J-PARC オンライン施設公開 2020
https://j-parc.jp/c/OPEN_HOUSE/2020/about.html
- [9] 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 (2016)
- [10] 名取寛顕, "A Fast High-Voltage Switching Multiwire Proportional Chamber", arXiv:1612.08329 (2016)
- [11] 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)
- [12] 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ーオン・電子転換過程探索実験 (DeeMe)」, 高エネルギーニュース Volume31 Number3, pp.228-237, (2012)
- [13] 手島菜月, "Development of a multiwire proportional chamber with good tolerance to burst hits", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 999 (2021) 165228
- [14] C. Höppner, S. Neubert, B. Ketzer, S. Paul, "A Novel Generic Framework for Track Fitting in Complex Detector Systems", arXiv:0911.1008 (2010)