

2024 年度  
修士学位論文

ミュオンラジオグラフィーにおける  
透過法と散乱法の研究

2025 年 1 月 10 日

東京都立大学  
理学研究科 物理学専攻  
高エネルギー物理実験研究室

23844429 望月奏明

## 概要

超新星等から放出された陽子などを起源とする高エネルギー一次宇宙線が大気と衝突する際、原子核反応を起こし $\pi$ 中間子やK中間子など多くの二次粒子を生成する。 $\pi$ 中間子やK中間子はすぐに崩壊し、ミュオンが生成される。ミュオンは電荷を持ち、強い相互作用をしない(核力を受けない)素粒子であり、性質の似た電子と比較して約200倍の質量を持つことから物質中の透過力が高いという性質を持つ。この性質を用いた物体透視手法としてミュオンラジオグラフィーがある。特に、透視対象を透過して来るミュオンの飛跡とフラックスを見ることで観測対象物の密度長を推定する手法を透過法と呼び、X線を用いたレントゲン写真と同様の原理である。既に実用化されており、ピラミッドの隠し部屋探索や火山の内部透視による噴火予測の研究等に応用されている。

これに対して散乱法とは、透視対象を通過する際に散乱したミュオンの飛跡を、透視対象通過前のものと比較することで角度変化を調べ、角度分布の散らばりから物体を推定するという原理である。この手法は透過法と比較して、散乱角の大きさや散乱点を特定できることから、物体そのものだけでなく物体内部構造の詳しい理解が期待できる。具体的には、X線透視では観測不可能な厚さの鉄筋コンクリートや金属などで覆われている物体の透視に実用可能と考えられる。

我々の研究室では、現在までで透過法を用いて岩手山や福島第一原発の事故で炉心融解を起こした原子炉内部の燃料位置の特定をおこなってきた。そして2021年より、散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの開発を目指した研究を行なっている。

現在、散乱法開発に向けて、原子炉内部の透視のために開発したモジュールを4基用いて研究を行っている。各モジュールは、1cm角のプラスチックシンチレーターを48本鉛直と水平に並べた構造でできており、シンチレーター端面にMPPCを取り付けてミュオンを検出している。本研究では、その検出器を利用して水・コンクリート・鉛の3種類を観測し、透過法と散乱法による解析を行った。フラックスが大きく、比較的低エネルギー領域で飛来する天頂角0°付近のミュオンを利用する検出器配置と、フラックスが小さく、比較的高エネルギー領域で飛来する天頂角60°付近のミュオンを検出する検出器配置の2通りを試みた。また、Geant4 (GEometry ANd Tracking) と呼ばれる粒子と物質の相互作用をモンテカルロ法でシミュレーションするツールキットを利用し、実験で得られた結果と比較した。透過法・散乱法・シミュレーションによって物体の特定精度を評価し、散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの開発に向けて議論する。

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>10</b>
1.1 素粒子標準模型	10
1.2 宇宙線ミュオン	11
1.2.1 宇宙線	11
1.2.2 大気ミュオンの生成と崩壊	11
1.2.3 エネルギー損失	12
1.2.4 多重散乱	13
1.2.5 天頂角依存性	14
1.2.6 東西効果	15
1.3 ミュオンラジオグラフィー	17
1.3.1 透過法の基本原理	18
1.3.2 散乱法の基本原理	19
1.3.3 ミュオンラジオグラフィーの応用例	20
1.4 本研究の目的	23
1.4.1 散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの評価	23
1.4.2 本研究で使用した検出器分解能を最適化した検出器配置	23
1.5 本研究で使用した観測対象物	23
<b>第2章 ミュオンラジオグラフィーのための検出器概要</b>	<b>25</b>
2.1 ミュオン検出器	25
2.1.1 プラスチックシンチレータ	26
2.1.2 波長変換ファイバー	26
2.1.3 半導体光検出器 (MPPC)	27
2.1.4 MPPC からの信号の読み出し	29
2.1.5 コインシデンス判定	31
2.1.6 時刻計数回路	31
2.2 検出器への要求	31

<b>第 3 章</b>	<b>Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーション</b>	<b>33</b>
3.1	Geant4 (GEometry ANd Tracking)	33
3.2	シミュレーション手法の概要	33
3.3	シミュレーションの設定	35
3.3.1	シミュレーションにおける検出器の配置と影響	36
3.3.2	入射するミュオンの位置と方向	37
3.3.3	観測対象物の配置	38
3.3.4	入射するミュオンのエネルギー設定	39
3.3.5	透過法解析方針	40
3.3.6	散乱法解析方針	40
3.4	結果	41
3.4.1	入射したミュオンのエネルギー損失	44
3.4.2	物体ごとの散乱角分布	47
<b>第 4 章</b>	<b>透過法によるミュオンラジオグラフィーの解析</b>	<b>53</b>
4.1	検出器セットアップ	53
4.2	透過法解析方針	54
4.3	結果	56
4.3.1	配置 1: ミュオン解析結果	56
4.3.2	配置 2: ミュオン解析結果	60
4.4	天頂角の異なるミュオンの吸収率比較	62
<b>第 5 章</b>	<b>散乱法によるミュオンラジオグラフィーの解析</b>	<b>64</b>
5.1	散乱法解析方針	64
5.2	結果	65
5.2.1	配置 1: ミュオン解析結果	66
5.2.2	配置 2: ミュオン解析結果	68
5.3	散乱角分布の比較	69
<b>第 6 章</b>	<b>議論</b>	<b>71</b>
6.1	シミュレーション結果と透過法によるミュオンの吸収率比較	71
6.1.1	電磁シャワーによる電子の検出	72
6.1.2	入射してくるミュオンのエネルギー範囲	72
6.1.3	散乱による粒子数の減衰	73
6.2	シミュレーションにおける入射エネルギーの変更と結果の比較	78
6.3	シミュレーション結果と散乱法によるミュオンの散乱角分布比較	80

6.4 透過法と散乱法による観測対象物特定精度の比較 . . . . .	81
6.5 検出器の解像度を最適化するためのモジュール配置 . . . . .	82
<b>第7章 結論</b>	<b>84</b>
<b>謝辞</b>	<b>85</b>
<b>参考文献</b>	<b>85</b>

# 目 次

1.1	素粒子標準模型	10
1.2	大気シャワー現象	11
1.3	銅中におけるミュオンのエネルギー損失	13
1.4	ミュオンの方位角毎の最低入射エネルギー	16
1.5	正電荷ミュオンにおける東西効果の概念図	16
1.6	負電荷ミュオンにおける東西効果の概念図	17
1.7	配置 1	17
1.8	配置 2	17
1.9	各粒子の透過力の比較	19
1.10	観測対象物の配置図	24
2.1	検出器を構成するモジュールの構成、1cm × 1cm × 48 本で 48cm 四方、端面の青い箱 MPPCC	26
2.2	プラスチックシンチレーター	26
2.3	プラスチックシンチレーターの断面図	26
2.4	ミュオン通過から MPPC による光検出の過程	27
2.5	MPPC 回路の概略図	28
2.6	ピクセルの粒子入射時の挙動	28
2.7	MPPC の信号。黄: 直接読み出した信号, 青: 黄を反転増幅させた信号, 紫: ADC 入力用にさらに増幅させた信号。出力信号の大きさは検出光子数に依存するため、図では複数の振幅の信号が確認されている。[1]	29
2.8	読み出し回路全体図	30
2.9	ASD 仕様概略図	30
2.10	ミュオンが飛来し、別のモジュール通過時の信号処理概念図, 上下のアンプ・コンパレータ・FPGA はそれぞれ別の DAQ ボックスである	31
3.1	実行画面	34
3.2	結果出力ビューワー	34
3.3	配置 1	37
3.4	配置 2	37

3.5	配置1の $P=\cos^2\theta$ に基づいた分布。	37
3.6	配置2の $P=\cos^2\theta$ に基づいた分布	37
3.7	鉛	38
3.8	コンクリート	38
3.9	水	38
3.10	$\theta=0$ における分布関数 (3.1)	39
3.11	$\theta=68$ における分布関数 (3.1)	40
3.12	配置1の天頂角分布	41
3.13	配置1の入射エネルギー分布	41
3.14	配置2におけるミュオン入射条件	42
3.15	配置1のxz面	43
3.16	配置1のyz面	43
3.17	配置2のxz面	43
3.18	配置2のyz面	43
3.19	配置1:鉛	44
3.20	配置2:鉛	44
3.21	配置1:コンクリート	45
3.22	配置2:コンクリート	45
3.23	配置1:水	45
3.24	配置2:水	45
3.25	配置1	47
3.26	配置2	47
3.27	配置1:鉛 左:xz平面, 右:yz平面に射影した飛跡の散乱角分布 (横軸単位:radian)	48
3.28	図3.27をダブルガウシアンでフィッティング	48
3.29	図3.28のフィッティング結果を合成	49
3.30	配置1:鉛なしの散乱角分布	49
3.31	配置2:鉛 左:xz平面 (青:物体なし、赤:物体あり) 右yz平面	50
3.32	配置1:コンクリート	50
3.33	配置2:コンクリート	50
3.34	配置1:水	51
3.35	配置2:水	51
4.1	配置1	54
4.2	配置2	54

4.3	3,4枚目のモジュールで得られたヒット情報から物体地点で再構成する概念図	55
4.4	配置1と座標系	55
4.5	配置2と座標系	55
4.6	解析項目1: 物体配置あり (赤点線は左から水・鉛・コンクリート)	57
4.7	解析項目2: 物体配置なし (赤点線は仮想として左から水・鉛・コンクリート)	57
4.8	解析項目1: 鉛: 図4.6,4.7をX座標でプロジェクション	57
4.9	解析項目1: 鉛: 図4.6,4.7をY座標でプロジェクション	57
4.10	解析項目1: コンクリート: 図4.6,4.7をX座標でプロジェクション	58
4.11	解析項目1: コンクリート: 図4.6,4.7をY座標でプロジェクション	58
4.12	解析項目1: 水: 図4.6,4.7をX座標でプロジェクション	58
4.13	解析項目1: 水: 図4.6,4.7をY座標でプロジェクション	58
4.14	解析項目2: 鉛:X座標でプロジェクション	59
4.15	解析項目2: 鉛:y座標でプロジェクション	59
4.16	解析項目2: コンクリート:X座標でプロジェクション	59
4.17	解析項目2: コンクリート:y座標でプロジェクション	59
4.18	解析項目2: 水:X座標でプロジェクション	59
4.19	解析項目2: 水:y座標でプロジェクション	59
4.20	解析項目3: 物体配置あり (左から水・鉛・コンクリート)	60
4.21	解析項目3: 物体配置なし (仮想として左から水・鉛・コンクリート)	60
4.22	z軸正方向と負方向からのミュオンについて	61
4.23	解析項目3: 鉛: 図4.20,4.21をX座標でプロジェクション	61
4.24	解析項目3: 鉛: 図4.20,4.21をY座標でプロジェクション	61
4.25	解析項目3: コンクリート: 図4.20,4.21をX座標でプロジェクション	62
4.26	解析項目3: コンクリート: 図4.20,4.21をY座標でプロジェクション	62
4.27	解析項目3: 水: 図4.20,4.21をX座標でプロジェクション	62
4.28	解析項目3: 水: 図4.20,4.21をY座標でプロジェクション	62
5.1	ねじれの位置の概念図	64
5.2	各ベクトルを再構成した概念図	65
5.3	解析項目1: 鉛: 左xz平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右:yz平面	66
5.4	解析項目1: コンクリート	66
5.5	解析項目1: 水	66
5.6	解析項目2: 鉛: 左xz平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右:yz平面	67
5.7	解析項目2: コンクリート	67

5.8	解析項目 2: 水 . . . . .	67
5.9	解析項目 3: 鉛: 左 xz 平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右: yz 平面 . . .	68
5.10	解析項目 3: コンクリート . . . . .	68
5.11	解析項目 3: 水 . . . . .	68
6.1	ミュオンの運動量と物体別透過長の関係性 [2] . . . . .	73
6.2	配置 1 における scatter-in . . . . .	74
6.3	配置 1 における scatter-out . . . . .	74
6.4	配置 2 における scatter-in . . . . .	74
6.5	配置 2 における scatter-out . . . . .	74
6.6	配置 1 の散乱流出と流入のシミュレーション . . . . .	75
6.7	左: 散乱流出、右: 散乱流入 (対象物に衝突後の方向) . . . . .	76
6.8	左: 散乱流出、右: 散乱流入 (初期ベクトルの方向) . . . . .	76
6.9	配置 2 の散乱流出と流入のシミュレーション . . . . .	77
6.10	左: 散乱流出、右: 散乱流入 (対象に衝突後の方向) . . . . .	78
6.11	見かけ上の散乱 part1 . . . . .	80
6.12	見かけ上の散乱 part2 . . . . .	80
6.13	小角度散乱の見落とし . . . . .	81

# 表目次

1.1	Bethe-Bloch の式におけるパラメータ . . . . .	12
1.2	多重散乱における式のパラメータ . . . . .	13
1.3	レントゲンとミュオンラジオグラフィーに利用される放射線の透過力比較	19
1.4	観測対象物の密度と大きさ . . . . .	23
2.1	デバイスの仕様 . . . . .	28
3.1	配置 1 と配置 2 検出器の間隔 . . . . .	36
3.2	配置 2 における 4 枚目のモジュールを基準とした各モジュールの高さ (y 成分) . . . . .	36
3.3	配置 1 と配置 2 の入射エネルギー範囲 . . . . .	44
3.4	配置と物体ごとの吸収率 . . . . .	46
3.5	配置 1: 物体ごとの散乱角分布 (単位:mrad) . . . . .	52
3.6	配置 2: 物体ごとの散乱角分布 (単位:mrad) . . . . .	52
4.1	解析したデータ一覧 . . . . .	56
4.2	物体ごとの吸収率 (%) . . . . .	62
5.1	解析項目 1: 物体ごとの散乱角 (単位:mrad) . . . . .	69
5.2	解析項目 2: 物体ごとの散乱角 (単位:mrad) . . . . .	69
5.3	解析項目 3: 物体ごとの散乱角 (単位:mrad) . . . . .	69
6.1	配置 1 のシミュレーションと実験の吸収率 (%) . . . . .	71
6.2	配置 2 のシミュレーションと実験の吸収率 (%) . . . . .	71
6.3	配置 1 における物体ごとの吸収率 . . . . .	79
6.4	配置と物体ごとの透過長の平均値 . . . . .	81
6.5	配置と物質ごとの吸収率と散乱角 (XZ 平面) の関係 . . . . .	82
6.6	配置と物質ごとの吸収率と散乱角 (XZ 平面) の比 (水を 1 としている)	82
6.7	本研究で使用した検出器と配置の解像度 . . . . .	82
6.8	配置 1 と配置 2 検出器の間隔 . . . . .	83

---

6.9 配置 2 における 4 枚目のモジュールを基準とした各モジュールの高さ (y 成分) . . . . .	83
--	----

# 第1章 序論

ミュオンは電子と同じ電荷をもつ荷電レプトンであり、電子と比べて約200倍の質量であることや、強い相互作用を受けないという性質から、高い透過力を持つ。大気ミュオンはその運動量と透過する物体の密度長に依存して、数十メートルから数キロメートルほど物体を透過する。その為、大規模構造物の透視にしばしば用いられてきた。放射線の透過を用いて物体の内部構造や状態を撮影する手法をラジオグラフィと呼び、ミュオンによる物体透視はミュオンラジオグラフィと呼ばれている。本章では、大気ミュオンの起源やその性質、2種類の透視手法とともに本研究の目的を論ずる。

## 1.1 素粒子標準模型

素粒子標準模型（Standard Model）は、自然界に存在する基本粒子とそれらが関与する相互作用を統一的に記述する理論であり、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の3つの基本力を包含している。この模型は、フェルミオン、ゲージボソン、スカラー粒子という3つの主要なカテゴリの粒子群で構成され、膨大な実験データを極めて高い精度で説明される。ミュオンは特にレプトンに所属しており、電磁相互作用と弱い相互作用は受けるが、強い相互作用は受けない粒子である。

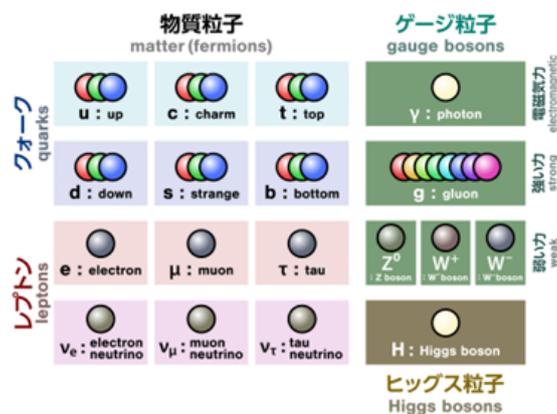


図 1.1: 素粒子標準模型

## 1.2 宇宙線ミュオン

### 1.2.1 宇宙線

宇宙線とは、超新星爆発などから生成し、地球に飛来してくる超高エネルギーの素粒子のことである。宇宙空間から地球に降り注ぐ陽子などは一次宇宙線と呼ばれ、それが大気中の原子核などと衝突して生じる粒子を二次宇宙線と呼ぶ。大気との相互作用で生成した粒子は、 $\pi$  中間子や K 中間子、電子やニュートリノ、ミュオンや $\gamma$ 線などがある。このように一次宇宙線が大輝中の粒子と反応し、次々と粒子を生成する過程を大気シャワー現象 (図 1.2) と呼ぶ。

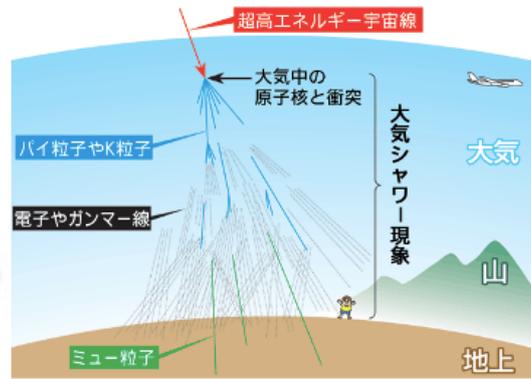


図 1.2: 大気シャワー現象

### 1.2.2 大気ミュオンの生成と崩壊

大気シャワー現象でねずみ算式に増えていく粒子は、相互作用を繰り返す中で 1 粒子当たりのエネルギーが徐々に小さくなり、最終的には比較的低エネルギーの粒子となって地表に降り注ぐ。その中でミュオンは  $\pi$  中間子や K 中間子が崩壊することで生じ、またミュオンも電子などに崩壊する。以下にミュオンの生成過程と崩壊過程を記す。(1.1) から (1.4) まではミュオンの生成過程をあらわし、(1.5) はミュオンの崩壊過程をあらわす。ミュオンはほぼ 100 % の確率で次式のように崩壊する。ミュオンの寿命は約  $2.2\mu s$  と電子と比較して長いことが知られている。ここで、 $\bar{\nu}_\mu$  は反電子ニュートリノで  $\nu_\mu$  はミューニュートリノである。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.4)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.5)$$

生じたミュオンは強い相互作用を起こさないため、大気や地表にある様々な物質を透過する性質を持つ。本研究においてこの性質が非常に重要になる。

### 1.2.3 エネルギー損失

重い荷電粒子は物質と相互作用をすることでエネルギー損失を起こす。これは電離損失 (Bethe-Bloch) の式で記述される。以下、式及びそのパラメータに関して記す。

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \rho = \frac{Kz^2Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.6)$$

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + (m_e + M)^2} \quad (1.7)$$

表 1.1: Bethe-Bloch の式におけるパラメータ

記号	定義	値及び単位
$m_e c^2$	電子の質量 × 光速の 2 乗	0.510998928(11) MeV
$r_e$	古典電子半径	2.8179403267(27) fm
$\alpha$	微細構造定数	1/137.035999074(44)
$N_A$	アボガドロ定数	$6.02214129(27) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
$\rho$	密度	g/cm <sup>3</sup>
$M$	入射粒子の質量	MeV/c <sup>2</sup>
$E$	入射粒子のエネルギー	MeV
$W$	電子へのエネルギー移行	MeV
$Z$	標的物質の原子番号	
$A$	標的物質の原子量	g/mol
$K$	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	0.307075 MeV mol <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
$I$	平均イオン化ポテンシャル	eV
$\delta(\beta\gamma)$	イオン化エネルギー損失に対するエネルギー補正	

また、高い運動量領域 (数百 GeV 以上) ではこれに加え輻射損失 (Radiative losses) の効果も影響してくる。ミュオンにおいては運動量が  $0.01 \text{ GeV}/c \leq p \leq 100 \text{ GeV}/c$  では電離損失による影響が支配的である。このエネルギー領域は、本研究で使用した天頂角 0 付近で飛来するミュオンに相当する。しかし、数百 GeV/c からの輻射損失の効果が

始め、TeV/c を超えてくるとエネルギー損失の大半が輻射損失による影響となる。天頂角 60 付近で飛来してくるミュオンはこの領域のエネルギーをもつこともある。そのため、物体によるエネルギー損失と輻射損失によるエネルギー損失をそれぞれ分けて考慮する必要がある。

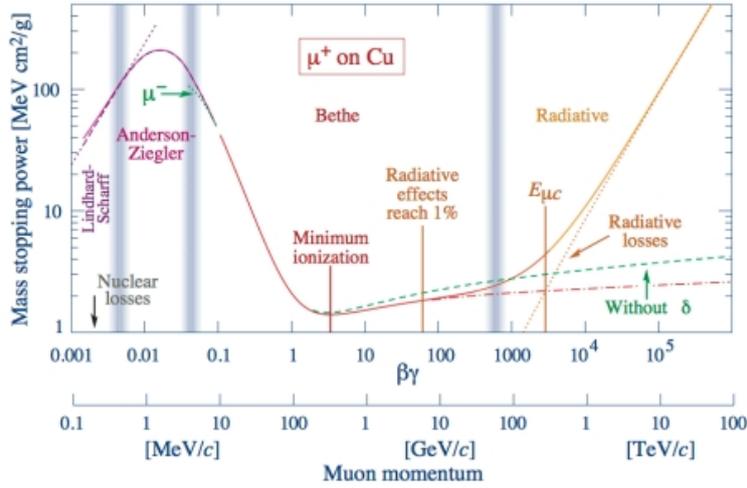


図 1.3: 銅中におけるミュオンのエネルギー損失

### 1.2.4 多重散乱

荷電粒子は原子核のそばを通過する際クーロン力により、微小に散乱される。これは物質を透過中繰り返し引き起こされ、その角度分布は0を中心としたガウス分布になることが知られている。その時の標準偏差は以下で表される。数式 (1.8) は [3] より引用。

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.0038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (1.8)$$

表 1.2: 多重散乱における式のパラメータ

記号	定義	値及び単位
$p$	入射粒子の運動量	MeV/c
$\frac{x}{X_0}$	放射長	

本研究で観測した対象物においても物質中の散乱が起きる。透過法においては、物体で散乱したミュオンが検出器を通過せずあたかも物体で吸収されたように検出されたミュオ

ンの物質量が減少する。散乱法においては、物質内での多重散乱によって物体を通過した際のミュオンのベクトルから散乱角を算出するため非常に重要な要素である。

### 1.2.5 天頂角依存性

大気中で生成されたミュオンの運動量は天頂角に対して依存性を持つ。これは、天頂角の大きさに比例して透過する大気の厚さが大きくなることに起因していることが知られている。この天頂角依存性は、理論分野の先行研究で理解されており、天頂角を  $\theta$ 、高度を  $X$  とした時の強度  $J(X, \theta)$  は以下のように表せる。

$$J(X, \theta) = J(X, \theta = 0) \cos^2 \theta \quad (1.9)$$

これは宇宙線ミュオンが常に、高度  $X$  の地点で生成されると仮定すると、地表での  $\theta$  方向から飛来する  $\mu$  粒子の強度は  $\theta = 0$  で大気の厚さ  $X/\cos \theta$  を通過した時の強度と等しい。すなわち、

$$J(X, \theta) = J(X/\cos \theta, \theta = 0) d\Omega \quad (1.10)$$

$$= J(X, \theta = 0) \frac{J(X/\cos \theta, \theta = 0)}{J(X, \theta = 0)} d\Omega \quad (1.11)$$

となる。垂直方向からの強度が平均自由工程  $\lambda$  で指数関数的に減少するとすると

$$J(X, \theta = 0) d\Omega = J(X, \theta = 0) \exp\left(-\left(\frac{1}{\cos \theta - 1}\right)^{\frac{X}{\lambda}}\right) d\Omega \quad (1.12)$$

と表せる。 $\theta \ll 1$  とすると、 $\cos \theta - 1 \ll 1$  と近似できるため、以下のようなになる。

$$\exp\left(-\left(\frac{1}{\cos \theta - 1}\right)^{\frac{X}{\lambda}}\right) \simeq 1 - \left(\frac{1}{\cos \theta - 1}\right)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.13)$$

$$\simeq \left[1 + \left(\frac{1}{\cos \theta}\right) - 1\right]^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.14)$$

$$= (\cos \theta)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.15)$$

となり、

$$J(X, \theta) \simeq J(X, \theta = 0) (\cos \theta)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.16)$$

となるため、 $J(X, \theta)$  が  $(\cos \theta)^{\frac{X}{\lambda}}$  に比例することが分かる。また、 $\frac{X}{\lambda}$  の値は物質ごとに異なる値を取ることが知られており、ミュオンの場合では 2 となることが知られている。よってミュオンの強度が  $\cos^2 \theta$  に比例することが分かる。

### 1.2.6 東西効果

ミュオンは上述の天頂角依存性の他に方位角依存性があることがわかっている。これは地球の地磁気の影響で荷電宇宙線の軌道が曲げられることに起因しており、東西効果として知られている。具体的には、北半球においては西から飛来するミュオンの方が、東から飛来するミュオンよりも多く検出される。ミュオンの方位角依存性には他にも南北効果が存在するが、この小節では方位角依存性の中でも特に大きい東西効果について重点的に論じる。

ミュオンの東西効果の要因として

1. 大気圏に突入する一次宇宙線のエネルギーに下限があること
2.  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  の存在比と軌道の長さの差

の二点が挙げられる。

1. について、一次宇宙線である陽子が大気圏に突入する過程で影響を及ぼす。地球の地磁気を磁気双曲線と近似すると、入射した静電荷の容姿は地球の地磁気から受けるローレンツ力

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.17)$$

によって曲げられる。この一階微分方程式によって与えられる軌道は運動量を電荷で割った値、 $p/q$  の初期条件によって決まり、これを rigidity (粒子の硬さ) と呼ぶ。rigidity の低い低運動量の陽子が入射した場合、ローレンツ力により軌道が曲げられ地球に接近した後、再び無限遠方に飛んでいく。これはある閾値よりも低エネルギーの陽子は検出されないことを示唆しており、その下限に方位角の依存性があることが Lemaitre, Vallarta らによる数値シミュレーション [4] で報告されている。

図 1.4 から西からの陽子に比べて東から飛来する陽子の方が最低エネルギーが高いことがわかり、より高エネルギーの陽子のみが地表に到達できるためその分低エネルギー事象が東側でよりカットされることを意味している。この時の rigidity は rigidity cutoff と呼ばれる。以上から大気圏に突入する陽子は西から飛来する事象が多くなり、二次粒子であるミュオンの事象数に影響を与える。この要因は低エネルギー事象にのみ影響を及ぼすため、高エネルギー事象の東西効果には影響しない。

続いて 2. について述べる。ミュオンは高度 10km ほどで生成されてから、地磁気によるローレンツ力を受けながら観測地点まで到達するとする。図 1.5 は観測地点までの東西それぞれから飛来した正電荷ミュオンの軌道を示している。これより東からくるミュオンは西から飛来するミュオンよりも通過経路が長いこととなり、減衰して低運動量ミュオンが大気に吸収される分、西から飛来する事象よりも少なく観測される。負電荷のミュオンにおいても同様に東西でたどる経路は異なり、正電荷事象とは逆に西から飛来する事象の通過経路が長くなり、東から飛来するミュオンよりも事象数が少なくなる。(図 1.6)

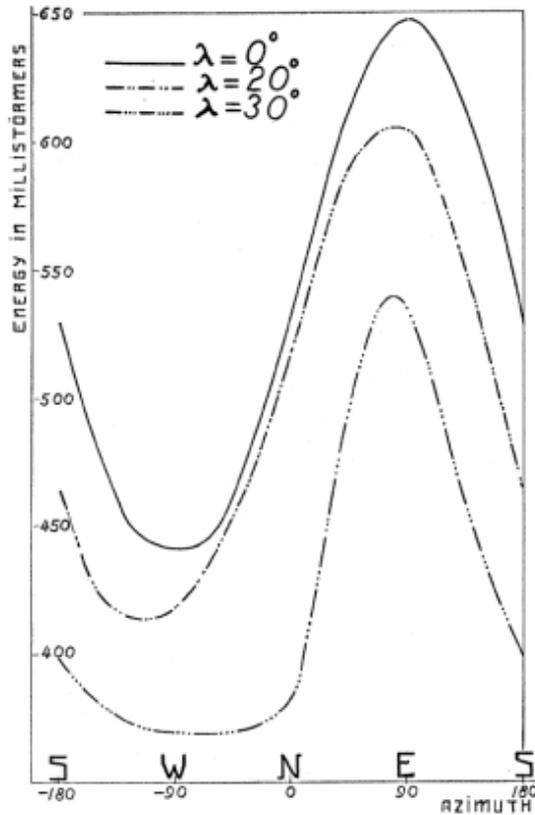


図 1.4: ミュオンの方位角毎の最低入射エネルギー

正負のミュオン数の比は

$$\frac{\mu^+}{\mu^-} \simeq 1.28 \text{ at } 1 \text{ GeV}/c$$

と、正電荷事象が 20 % 以上多く存在するため、全体として西から飛来する事象がより多く観測される。この現象はエネルギーによらず起こるため、高エネルギー事象における東西効果はこの効果によるものである。

以上の二点が東西効果の要因となっており、特に水平に近い角度から飛来する事象には大きな影響を与えるため、ミュオンラジオグラフィを行う上で注意が必要である。

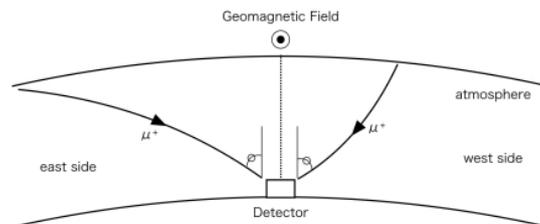


図 1.5: 正電荷ミュオンにおける東西効果の概念図

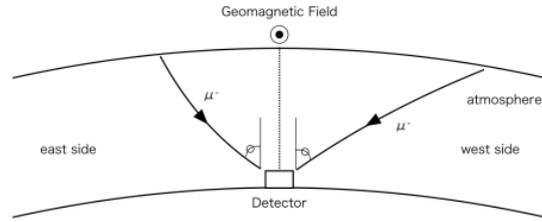


図 1.6: 負電荷ミュオンにおける東西効果の概念図

また、上述のように東西効果の他に南北効果も認められている。これは観測点の緯度によって許される軌道が異なるため、rigidly cutoff が南北で異なることが起因している。しかし、この効果による影響は、図 1.4 で示すように東西効果と比較して非常にわずかである。

### 1.3 ミュオンラジオグラフィー

本研究では、2種類の検出器配置でミュオンを検出し、解析に利用した。配置1(図 1.7): 天頂角 0 度から 23 度のミュオンを検出、配置 2(図 1.8): 天頂角 48 度から 88 度のミュオンを検出。

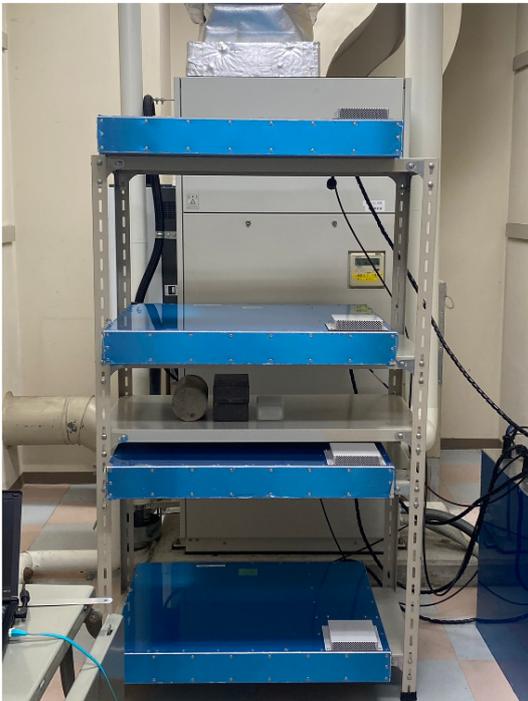


図 1.7: 配置 1



図 1.8: 配置 2

### 1.3.1 透過法の基本原理

上述したように、ミュオンが持つ高い透過力を利用し対象物の密度長（密度と通過経路長の積）分布を推定する手法としてミュオンラジオグラフィーがある。これは X 線を利用するレントゲン写真と同様の原理を用いている。X 線は皮膚や筋肉などの密度長の小さい箇所では、多くの X 線が透過するためイメージングプレートを黒く感光させ、骨などの密度長が大きい箇所では X 線は透過せずに止まるため、フィルムは白いままである。レントゲン写真では照射された X 線が対象物を透過した後の強度の変化をグレイスケールの濃淡で表している。明るさの度合いに応じて対象物の密度長を推定しており、密度長が大きいほど X 線の透過率は低く明るさに差がなくなり、密度長が小さいほど X 線の透過率は大きく、明るさの差が大きくなる。この明るさの度合いから内部構造を推定している。

これに対してミュオンラジオグラフィーでは、ミュオンのフラックスおよび飛跡を検出し、透過したミュオンの飛跡を再構成した事象を積算することで、より大型の構造物を透視する。基本原理はレントゲン検査などの放射線観測による物体透視手法と同様であるが、この検出方法をミュオンラジオグラフィーにおいて、『透過法』と呼ぶ。また、ミュオンラジオグラフィーでは以下のような特徴がある。

1. 上空より降り注ぐ宇宙線ミュオンを用いるため、検出器は対象物よりも下方に設置する必要がある。
2. ミュオンの透過力で貫く物体の長さは、数十センチメートルから数キロメートル程度であり、この範囲内の構造物のみ透視可能である。
3. 電磁シャワー起源の電子などを始めとするバックグラウンドとミュオンとの識別能力を持ち、長期動作可能な検出器が要求される。

一点目は、制御された人工的な X 線を用いるレントゲン検査と大きく異なる点である。宇宙線ミュオンを用いる当手法では、地下方向から飛来するミュオンはほぼ全て地球内部にて吸収されるため、使用できる放射線は地平線よりも上方から飛来するミュオンに制限され、観測対象物よりも上方に検出器を設置することはできない。また、上述したように大気ミュオンには天頂角依存性があるため、天頂角が大きいほど待機ミュオンの事象数が減り、統計量の関係から高精度の観測が難しくなるため、観測対象物と検出器の位置関係には十分留意する必要がある。

二点目は、宇宙線ミュオンで観測可能な対象物のサイズについて述べている。放射線の透過長はそれぞれ異なるため、それに応じて適した対象物も変わる。例えば、ミュオンを用いて人体を透過しようとしても、ほぼ全てのミュオンが人体を透過してしまい、密度長の差異は検出できない。逆に X 線を火山などの大型構造物に照射しても、透過して検出される事象はない。このように放射線によって透過する条件が異なるため、透過長の範囲

のみで密度長の差異を推定することが放射線透過法の特徴である。主な実用例は次の小節で説明する。

電子・X線・ミュオン・ニュートリノを例として、各粒子の透過力についてまとめたものを以下に示す。

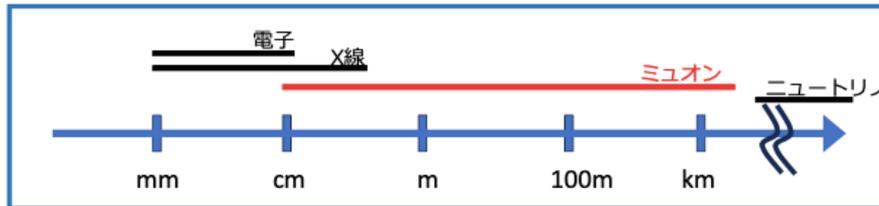


図 1.9: 各粒子の透過力の比較

三点目は、大型建造物の検出のための検出器への要求について言及している。ミュオンラジオグラフィーにおいては大型建造物を観測するために、より大型検出器にすることで観測可能領域を広く取り、検出イベント数を増やすことが望ましい。また、シャワー現象によって発生するバックグラウンドを識別する能力、それを安定運用するための電源等の設備が必要であり、これらについては後の章で詳しく述べる。

表 1.3: レントゲンとミュオンラジオグラフィーに利用される放射線の透過力比較

対象物	レントゲン	ミュオンラジオグラフィー
肺や脂肪	○	○
骨	×	○
大規模物体（山やピラミッドなど）	×	×

### 1.3.2 散乱法の基本原理

上の小節で記した透過法とは別に、本研究では散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの解析を行なっている。散乱法とは、物体によって散乱した大気ミュオンの飛跡を物体衝突以前と通過後で比較して散乱角を求め、その大きさと散らばりから観測対象物を透視する。透過法を用いた透視と以下の点で差異がある。

1. 観測対象物によるミュオンの散乱角分布から物体の内部構造の特定が期待される。
2. 観測対象物を挟む形で検出器を配置する必要があるため、大規模物体の透視が困難である。

一点目は、透過法と比較した散乱法の長所について言及している。透過法では、ミュオンが物体によって吸収され、大気を通過したミュオンと物体を通過したミュオンの物質量の差から観測対象物を透視しているため、どこにどんな物体があるかミュオンの飛来方向では特定できないという欠点がある。しかし、散乱法では通過したミュオンの散乱角分布から物体の推測が可能である。例として、金庫のような高密度の箱の中身や建物の一室など、外からでは見ることも開けることもできず、中身が全く分からない場合に有効であると期待されている。また、透過法は物体の密度長に応じたミュオンの吸収を確認するため、密度長が十分でない場合に全てのミュオンが透過してしまい、物体透視ができないが、散乱法では透過したミュオンを使用するという点からも数 cm 程度の物体も透過できるのではないかと予想している。

二点目は、透過法と比較した散乱法の短所について言及している。散乱法の性質から、観測対象物通過前と後でミュオンの飛跡をそれぞれ検出する必要があるため、透過法のように対象物の下流だけでなく、観測対象物上流にも検出器モジュールを配置することが要求される。よって現時点で透過法で透視可能な山体やピラミッドなどの大規模構造物の透視が困難である。散乱法と透過法の比較を以下の図で示す。透過法では検出するミュオンの物質量から物体を透視するため、ミュオンの飛来方向で物体の下流にモジュール(次章で説明)を配置するが、散乱法では上流・下流にモジュールを配置してそれぞれのベクトルを求める必要がある。

散乱法に用いるミュオンの散乱現象は二つあり、一つ目は 1.2.4 で述べた多重散乱である。観測対象物の密度長によっても異なるが、シミュレーション環境下で 1GeV のミュオンは、鉛の内部で 10 から 100 回の相互作用を起こす。本研究の散乱法による解析では、多重散乱すべてを追跡するのではなく物体内で起きた散乱事象を一つの散乱として認識し散乱角を求める。二つ目は大角度散乱である。多重散乱に比べて MeV 領域の低エネルギーミュオンで発生する散乱を指し、一度の相互作用で二桁度以上の散乱を起こす場合を指すことが多い。本研究で検出した宇宙線ミュオンは、数百 MeV～数百 GeV の広い領域のエネルギーを持つため、以上 2 つの散乱を捉え、物体の特定を目指す。

### 1.3.3 ミュオンラジオグラフィーの応用例

ミュオンラジオグラフィーはさまざまな対象物に用いられ、課題と打開策を検証しながら、高精度の測定法としての確立を目指してきた。この小節では、ピラミッド、火山、原子力発電所といった主な応用例を示し、ミュオンラジオグラフィーの現状と可能性について言及する。

#### ピラミッド探査実験

ミュオンラジオグラフィーによるピラミッドの内部探索実験は、文化的遺産を傷つけずに観測が可能であるという点で、非常に適した対象である。その中でも、Louis Alvarez [5] らによるピラミッド内部の隠し部屋探索はミュオンラジオグラフィーの先駆的な実験として有名である。これは存在が提唱されるも証明がされてこなかったクフ王の隠し部屋を、ピラミッド内部にスパークチェンバーを設置し、観測を目指した実験である。このように対象物の内部に検出器を設置することで、検出器を常にピラミッドそのものによる遮蔽環境下におけるため、電磁シャワーによる軟成分バックグラウンドの大幅な削減に成功した。彼らの実験では新たな内部構造の発見はできなかったが、2%の精度で密度の決定に成功した。この研究から、およそ半世紀後 2017 年には、名古屋大学と高エネルギー加速器研究機構（以下、KEK）がそれぞれ別の検出器を用いた独立の観測によって、これまで直接的観測がなされなかった、クフ王のピラミッドの内部に巨大な空間が存在することが判明した。[6]

#### 原子炉内部の燃料探査実験

東京都立大学高エネルギー物理実験研究室、KEK、東京電力が協力した 2011 年の東日本大震災で被災した福島第一原発、原子力発電所炉心部の物質量測定である。[7] 原発では停電などで冷却機能を失った影響により、燃料が炉心を誘拐したことが大きな問題になっている。事故後 6 年以上経過した現在でも、未だに焼け落ちた燃料がどこにどの程度存在するのかわかっておらず、廃炉の見通しは立っていない。ミュオンラジオグラフィーはこのような人間が立ち入ることができない環境下でも観測することができ、無人操縦機などによる探索とりも広範囲での観測が可能であるため、除染作業と併用することで、廃炉に向けた大きな貢献が期待される。

その中で

- 放射線量の高い環境下でも動作可能な検出器や電子回路の開発
- 放射線環境下でも容易に設置できるような小型化した検出器の開発
- 仰角の関係で観測が困難な格納容器底部の観測手法の開発

などが課題となっており、更なる改良・開発が望まれる。

#### 岩手山透視実験

数あるミュオンラジオグラフィーの応用例の中でも、火山は最も大型の実験対象構造物である。火山の観測は対象や観測箇所によってはミュオンが貫く岩盤の厚さが数キロに及び、そのような大きな密度長に対して比較的小さいマグマなどの密度異常を観測するのは容易ではない。しかし、活火山が多く存在する日本にとってこのような観測手法を確立す

ることは大きな意義があり、地球科学の観点からもミュオンラジオグラフィーへの期待は大きい。

火山内部探索実験として、現在、KEK・岩手県立大学・岩手大学と共同で岩手山透視実験を行っている。[8] 複合火山として知られる岩手山のリアルタイム観測を行うことで、火口部やマグマだまりといった箇所に密度異常などの観測や火山観測手法の確立に成功すれば、岩手山噴火における防災対策にも非常に有用であるとともに、今後の火山観測やミュオンラジオグラフィーの進歩にも大きく貢献することができる。

### 昭和新山透視実験

昭和新山は、1943年から1945年にかけての噴火活動により形成された溶岩ドームであり、その内部構造の解明を目指した研究である。ミュオンラジオグラフィーの透過法を用いることで、火山内部を非侵的に明らかにすることができる。田中宏幸ら（2007）は、昭和新山においてミュオグラフィを適用し、火山内部の三次元密度構造を解明した。この研究では、溶岩ドーム直下に直径約400mのデイサイト貫入岩体が存在することが示された。これは、昭和新山形成時のマグマ活動によって貫入したマグマが固結したものであると考えられている。さらに、西山竜一ら（2012）は、ミュオグラフィと重力測定を組み合わせた解析を行い、昭和新山の内部構造をより詳細に描き出した。この研究により、溶岩ドーム内部に存在する高密度領域や火道構造が明らかにされた。[9]

### 散乱法を用いたアメリカ・メキシコ間での検問による密輸品調査

アメリカのアリゾナ州ノガレス検問所にて、メキシコから入国しようとしたトレーラーから約2トンの密輸大麻が見つけた事例 [10] である。トラックの荷台には巨大な金属コイルがあり、内部に密輸品が隠されていた。大気ミュオンはその透過力から X 線では吸収されてしまうような金属塊を透過し内部に空洞があることを発見した。トラックを十分に覆うことができる検出器かつ、天頂角 0 付近の flux が最も多い大気ミュオンを使用しているため、検問での計測時間はたったの 90 秒であり、今までの X 線による検査では感知が難しい場合にも対応できるだけでなく、被曝の恐れもないため注目されている。検問での今後の利用方法としては、X 線では吸収されてしまう高密度の物体に覆われた人間や武器、核物質などの検知にも使用される予定であり、UAE やシンガポールでも導入されることが決定している。

## 1.4 本研究の目的

### 1.4.1 散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの評価

本研究の目的は、散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの評価である。先述した通り散乱法は透過法と異なり、観測対象物の種類特定が期待できる。シミュレーション・透過法・散乱法それぞれの結果を比較して議論することで散乱法の評価を目指す。

### 1.4.2 本研究で使用した検出器分解能を最適化した検出器配置

散乱法においては、ミュオンの角度変化を知ることが重要であるため、高い角度分解能が要求される。本研究で利用した検出器は、2枚のプラスチックシンチレーターユニットを重ねたものとなっている。この検出器でミュオンの飛跡を捉え、散乱角の算出に最適な位置分解能と角度分解能を持つ検出器配置の最適化を目指す。

## 1.5 本研究で使用した観測対象物

本研究で観測した対象物は鉛ブロック・コンクリートブロック・水の3種類である。それぞれの密度と大きさは以下の表と配置図で記す。本研究では、以下の大きさの鉛を2枚重ねて使用している。

本研究で使用した検出器は、福島第一原発の炉心部探索に使用したものである。後ほど検出器の詳細について記載するが、大きさ  $48\text{cm} \times 48\text{cm}$  となっているため、測定可能な範囲の物体を採用した。

表 1.4: 観測対象物の密度と大きさ

物質	密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	大きさ ( $\text{cm}^3$ )
鉛	11	$5 \times 10 \times 20$
コンクリート	2.4	半径 5 高さ 20
水	1	$5 \times 7.5 \times 12.5$

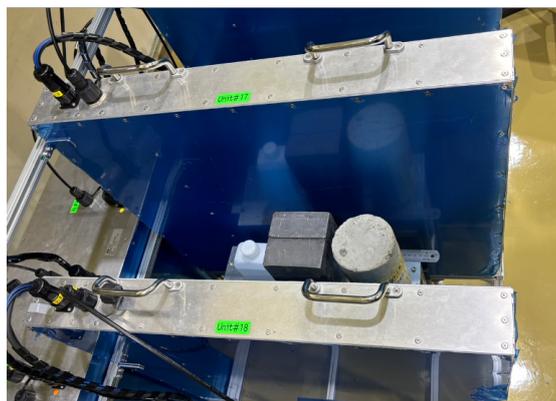


図 1.10: 観測対象物の配置図

## 第2章 ミュオンラジオグラフィーのための検出器概要

本章では、本研究において用いているシンチレーターと光検出器を用いたセグメント型検出器に関して述べる。透過法・散乱法共に同様の検出器を使用しているが、解析原理の違いがあるためそれは後程の章で述べる。

### 2.1 ミュオン検出器

本研究ではシンチレーターと光検出器を組み合わせたセグメント型検出器を用いている。構造としては図 2.1 のように長さ 48cm の 1cm 四方のプラスチックシンチレーターを鉛直方向、水平方向それぞれ 48 本並びにし、それぞれを Y-unit、X-unit としている。この 2 枚の unit の組み合わせをモジュールと呼び、一つのモジュールの位置分解能は 1cm となっている。ミュオン検出器は、4 つのモジュールを並べて使用している。このモジュールによって各 unit における通過位置より、検出器としての事象の通過位置を測定できるようになっている。このシンチレーターの内部には波長変換ファイバーが入っており、端には半導体光検出器 MPPC が取り付けられている。後の小節で説明するが、プラスチックシンチレーターは荷電粒子の通過で発光する。そして、荷電粒子やガンマ線の通過する際に発するシンチレーション光を波長変換ファイバーを通して電波させ、MPPC によって伝播されてきた光信号を受信する。図 2.3 で示す通り、プラスチックシンチレーターには 2mm 程度の穴が開いており、波長変換ファイバーを内側に通している。後述するが、それぞれの unit のプラスチックシンチレーターの片方の端面には MPPC が取り付けられており、信号読み出しを行う。具体的なミュオンの検出プロセスは以下の小節で示す。

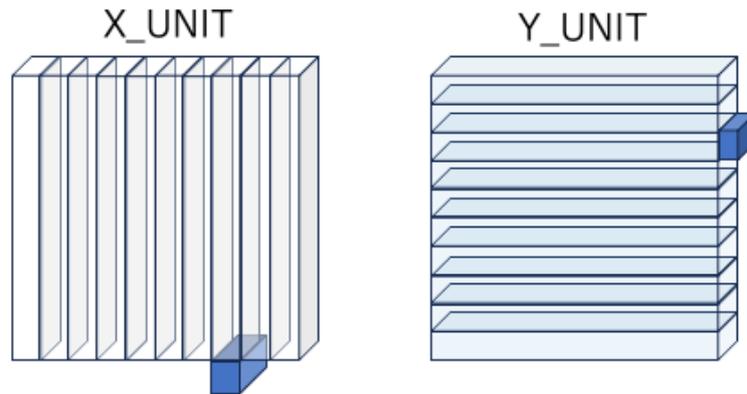


図 2.1: 検出器を構成するモジュールの構成、 $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 48$  本で  $48\text{cm}$  四方, 端面の青い箱 MPPCC

### 2.1.1 プラスチックシンチレーター

本研究で用いたプラスチックシンチレーターは、CI 工業 [11] で製作された押し出し型のものを利用している。比較的安価に製造でき、細長い形状に成形できるという 2 点が大きな特徴である。本測定器のようなセグメント型検出器の場合に適している。シンチレーターは下図のようになっており、内部には波長変換ファイバーを通すための直径  $2\sim 3\text{mm}$  の穴が空いている。外面には反射材である酸化チタンがコーティングされている。

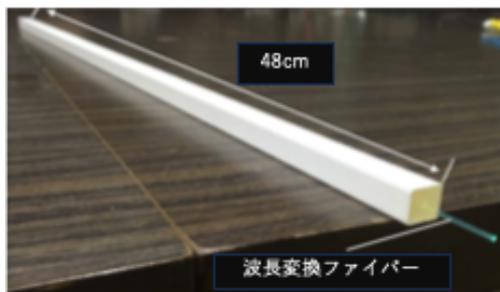


図 2.2: プラスチックシンチレーター

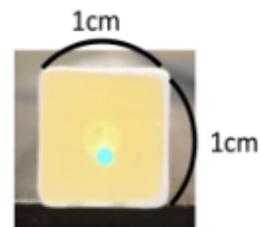


図 2.3: プラスチックシンチレーターの断面図

### 2.1.2 波長変換ファイバー

先ほど述べた押し出し型のプラスチックシンチレーターは安価だが減衰長などの光学的特性が悪いという性質がある。これを補うために波長変換 (Wave Length Shifter) ファイバーを用いる。波長変換ファイバーの役割は、外部からの光を吸収し、ファイバー内に溶かされた波長変換材によって、その光より長い波長の光を再発光するものである。再発光

された光のうち、内部の全反射条件を満たすものはファイバー内を伝播する。我々はクラレ社製 (Y-8 (100)) [12] の直径 1 mm の波長変換ファイバーを使用している。以下の図 2.4 にミュオンがプラスチックシンチレーターを通過して、波長変換ファイバーによって再発光された光が MPPC で検出されるまでの過程を示す。

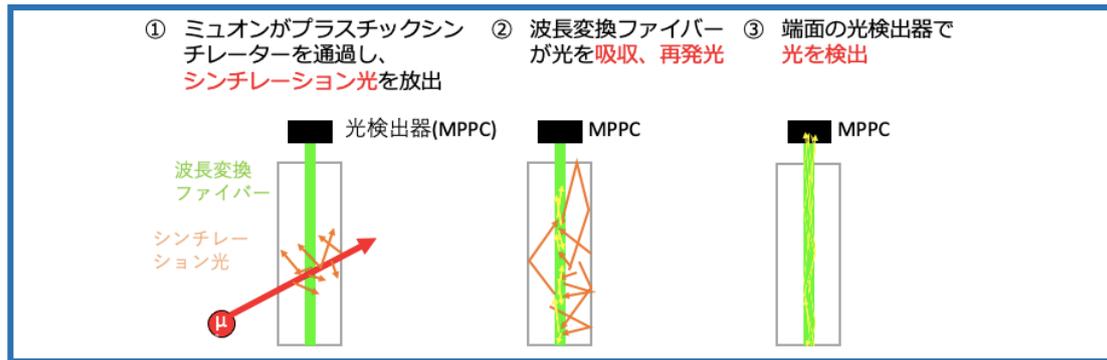


図 2.4: ミュオン通過から MPPC による光検出の過程

### 2.1.3 半導体光検出器 (MPPC)

波長変換ファイバーによって伝播した光はプラスチックシンチレーター先端部の半導体光検出機 MPPC (Multi Pixel Photon Counter) で信号として読み出される。MPPC は APD (Avalanche Photo Diode) ピクセルを集積化したもので、PMT などの代表的な光検出器と比べ、小型で製造が安価で済むため、量産・集積化がしやすく、低電圧で動作可能と扱いやすい側面を持ち、セグメント型検出器に適している。

ガイガーモードの APD とクエンチング抵抗を直列に接続したものを 1 ピクセルとしており、一つ一つのピクセルからの出力の総数が MPPC からの出力となる。一つのピクセルに対して入射してくる光子の数に関係なくピクセルからの出力信号は変化しないため、入射光子数がピクセルの総数に対して十分少ない時、出力信号の波高は入射光子数に比例する。そのため、MPPC は高い光子数識別能力を発揮する。

各ピクセルの動作を以下の図に記す。

ピクセルに入射してきた光子が図 2.6 のように内部で電子・ホール対生成を起こす。pn 接合に逆電圧を印加している為、内部に電界が生じ、電子とホールは電界によってそれぞれ  $n^{++}$  と  $p^{+}$  側へドリフトしていく。高い電圧を印加すると、キャリアのドリフト速度は大きくなっていき、電界の高さがある値になると速度が一定になる。さらに高くしていくと非常に大きな速度をもったキャリアが生じ、それが二次的に電子・ホール対生成を起こす。これが繰り返し起こる現象をアバランシェ増倍と呼ぶ。この時かけられている電圧

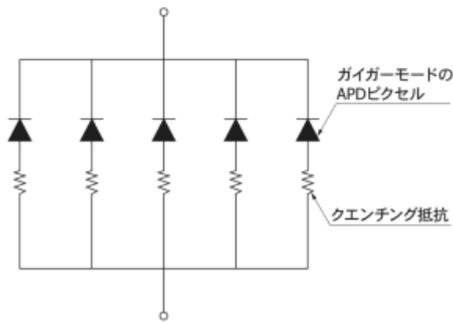


図 2.5: MPPC 回路の概略図

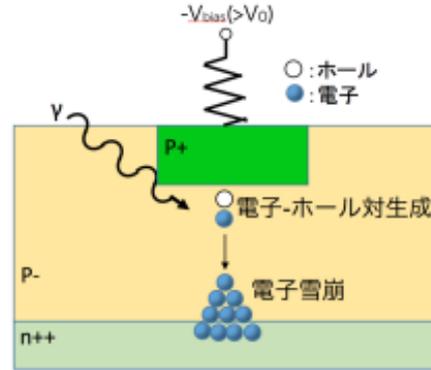


図 2.6: ピクセルの粒子入射時の挙動

をブレイクダウン電圧と呼び、この値以上の電圧をかけている状態をガイガーモードと呼ぶ。アバランシェ増倍によって生じる電子の数は約  $10^6$  程度まで増倍される。電圧がかけられている限り放電は続く為、次に来る光子を読み出す為には一度電圧を降下させる必要がある。その為に APD とクエンチング抵抗が直列に接続されている。原理としては出力電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、APD の動作電圧を下げるようになる。出力電圧は鋭い立ち上がりのパルス波形となっており、クエンチング抵抗による出力電流の立ち下がりには緩やかになっている。(図 2.7)

本実験で使用した浜松ホトニクス社 [13] の MPPC S12825-050C の仕様についてカタログ値を下表にまとめる。

表 2.1: デバイスの仕様

受光面サイズ	$1.3 \times 1.3$
1 ピクセルサイズ	$50 \times 50$
ピクセル総数	667
増幅率	$1.25 \times 10^6$
光子検出効率	35 %
ダークカウントレート (Typ)	170 kcps
ダークカウントレート (Max)	350 kcps
ブレイクダウン電圧	$65 \pm 10$
動作温度帯	$-20 \sim +40$
温度係数	60

MPPC はは低電圧での動作、高増幅率、高検出効率など多くの優位性を持つ一方で、高いノイズレート（ダークカレントレート）を持つ。これは熱励起によって生じる電子も同

様に電子雪崩を起こし、信号として検出されてしまうためである。また、高増幅率と高ノイズという特徴に対して、印加電圧依存性と温度依存性がある。これらの依存性の理解は様々な環境下での測定が想定されるミュオンラジオグラフィーでは重要である。

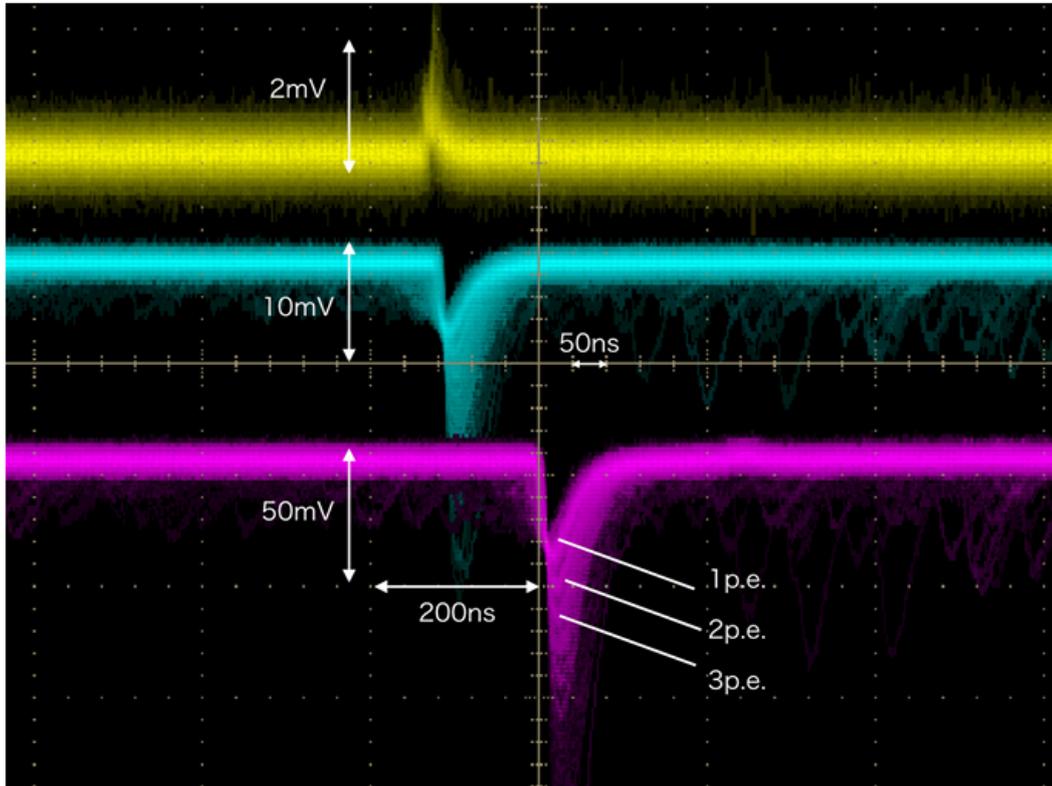


図 2.7: MPPC の信号。黄: 直接読み出した信号, 青: 黄を反転増幅させた信号, 紫: ADC 入力用にさらに増幅させた信号。出力信号の大きさは検出光子数に依存するため、図では複数の振幅の信号が確認されている。[1]

### 2.1.4 MPPC からの信号の読み出し

MPPC から読み出したアナログ信号は MPPC Read Out Unit (DAQ ボックス : Data Acquisition ボックス) へと送られる。DAQ ボックスでは、信号読み出し・検出時間の測定・各 Unit のコインシデンス判定などを行っている。また、ファームウェアによってプログラム可能な FPGA (Field Programmable Gate Array) によって設定を変更できるため、各 MPPC への印加電圧と読み出し信号の閾値電圧、さらにコインシデンスをとる時間の設定も可能である。

Xunit と Yunit それぞれに 48 チャンネルずつあり、その各チャンネルから同軸ケーブルにより DAQ へと繋がれている。また、読み出しシステムでは ch1 から ch8, ch9 から ch16 のように ASD が 8 チャンネルずつで一つの Box とし、その各組みに対して、約 56V の

電圧が印加できるようになっている。

ASD は 8ch に共通のスレッシュホールドを持つコンパレータを内蔵しており、アナログアウトとデジタルアウトが出力可能だが、本研究で利用した読み出し回路では MPPC 個別にスレッシュホールドを設けるために、ASD 内部のコンパレータは使用せず、アンプシェイパーのみで使用し、外部コンパレータにてデジタル信号を作成する。ASD については (図 2.9) に示す。

実際に MPPC からの信号読み出し回路について以下の図 (2.7) を基に説明する。図 2.8 の左上から MPPC より伝達されたアナログ信号が入力される。MPPC 基板からの信号は MPPC から同軸ケーブルを通して BOX の MCX コネクタから読み出し回路上のフロントエンド ASIC ASD に入力される。ASD で生成されたデジタル信号は、FPGA に送られ処理される。

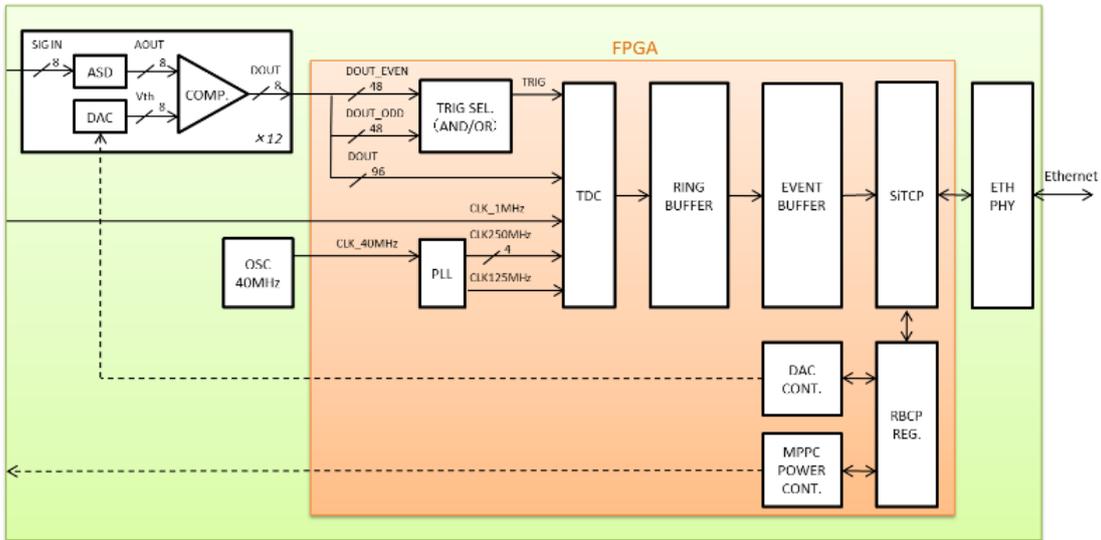
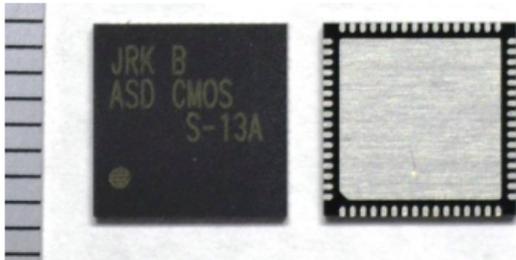


図 2.8: 読み出し回路全体図

QFN 64pin パッケージ 7.5mm × 7.5mm



Parameter	Value
# of Chs.	8
Analog gain	-1V/pC
Peaking time	8ns
Noise	4000e @ Cd = 20pF
Power	+5V, +3.3V
Power consumption	34mW/ch
Process	BiCOMS 0.8 μm

図 2.9: ASD 仕様概略図

### 2.1.5 コインシデンス判定

各モジュールにミュオンが通過したことを判定するために X Unit と Y Unit での同時 (コインシデンス) 判定を用いている。各チャンネルからの信号は、一定時間出力されるパルスに変換され、いずれかの X hit といずれかの Y hit が一定時間内に同期した時、信号として記録する。この時の一定時間を Timewindow と呼び、2.1.4 の外部コンパレータの出力によって 8ns~1024ns の範囲で設定可能であるが、本研究では 64ns としている。Timewindow 内に新たな検出があった場合、その時点からさらに一定時間は Timewindow は開き続ける。(信号を検出し、コインシデンスが取れる状態になることを Timewindow を開くと表現する。) 検出時間内に何も信号が入力されなかった時 Timewindow を閉じ、Timewindow は開いていた間に検出された信号が記録される。

### 2.1.6 時刻計数回路

DAQ ボックス (Data Acquisition ボックス) においては 1ns 単位で時刻の計測ができるシステムになっている。本実験のようにいくつかのセグメントで検出器を構成し、かつ同時測定を必要とする場合検出器の時刻をそれぞれ正確に合わせる必要がある。そのために DAQ ボックス外部の NIM-Distributor から  $1\mu\text{s}$  毎のクロックパルスを入力することで各検出器の時刻をリセットし、その後 1ns 毎の計測を開始して事象が来た時刻を記録することにより、データ収集後に他の PC を利用して各検出器の時刻の同期を取ることができる。ミュオンが別のモジュールを通過した際の信号処理の概念図については以下に示す。

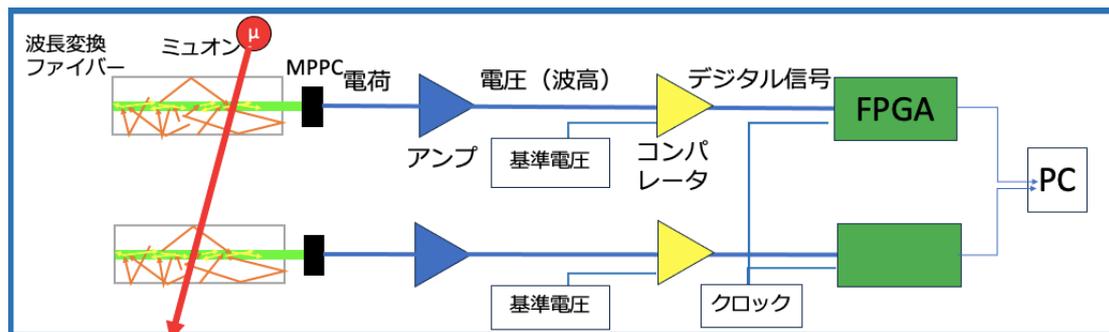


図 2.10: ミュオンが飛来し、別のモジュール通過時の信号処理概念図, 上下のアンプ・コンパレータ・FPGA はそれぞれ別の DAQ ボックスである

## 2.2 検出器への要求

検出器への要求については、観測対象物によって異なるが、本研究における要求は以下の 4 点である。

- 高いバックグラウンド識別能力

本研究のバックグラウンドは、大気中で起きた電磁シャワー由来の電子などがある。検出器ではある一定時間内に 4 枚を通過した荷電粒子を記録しているが、真上から飛来した電子やミュオンが下記の図のように 1 から 4 枚目のモジュールそれぞれをほぼ同時に通過するとき、それらは 4 枚を通過した一つのミュオンとして検出されてしまう。よって、それぞれのモジュールを通過した時間を計測することで、このようなバックグラウンドを排除し 4 枚を通過したミュオンのみを抽出する必要がある。

- 高い位置分解能

特に水平方向に近い角度のミュオンを検出する場合であるが、天頂角依存性から水平に近い角度から飛来するミュオンの粒子数自体が少ない。また、物体を貫く面が 1 辺 5cm から 20cm と山体などの大規模構造物と比較して明らかに小さく、より高い位置分解能を要する。

- 高い角度分解能

特に散乱法で透視を行う際に要求されるが、観測対象物を挟んで上流と下流のミュオンの角度変化を求める必要がある。物体による相互作用で散乱したミュオンの小さな角度も検出できるほどの精度が要求される。上述しているが、本研究では 1cm の幅を持つプラスチックシンチレーターを使用しているため、シミュレーションとの比較を通して、必要な角度分解能を求める。

# 第3章 Geant4を用いたモンテカルロシミュレーション

## 3.1 Geant4 (GEometry ANd Tracking)

Geant4とは粒子(電子やミュオン等)と物質との相互作用(弾性散乱やエネルギー損失等)をモンテカルロ法によりシミュレートするツールキットである。高エネルギー物理や原子物理、宇宙物理そして医療分野とその用途は様々な分野へと渡っている。粒子との反応過程や検出器等の幾何学情報の保存、シミュレーション結果の可視化等が可能となっている。Geant4は、用意されたパッケージを利用して自身の行いたいシミュレーション環境を構築するツールキットとして利用されるため、物質の形状や材質および考慮すべき物理過程をシミュレーションの設定に合わせて設定する。設定する要素は主に、以下の項目である。

- 空間内に存在させる物体の定義
- シミュレーションする相互作用の決定
- 粒子の発生場所
- 発生させる粒子の種類と運動量の大きさ及び方向
- どのような物理情報を得るか

## 3.2 シミュレーション手法の概要

Geant4において、いくつかのスクリプトファイルを用いることでシミュレーションを行った。それぞれのファイルと役割を記載する。

- Application \_\_ main.cc

Geant4のメインプログラムである。主に3点のことを行なっている。1点目は結果出力ビューワーの設定である。粒子の発射や飛跡を視覚的に追うために結果出力ビューワーの定義が可能であるが、1000を超える粒子の照射はPCに多大な負荷をかけてしまうため、結果出力ビューワーを定義せずに実行することも可能である。2点目は

シミュレーション環境の設定である。他のコンパイルを要するC++のソースコードで定義されたジオメトリや粒子の照射に関する環境を構築している。3点目は実行用マクロファイルの実行である。以上3点の役割をもつシミュレーションのエントリーポイントとして機能している。ここで、Geant4の実行画面と結果出力ビューワをそれぞれ以下の画像で定義する。

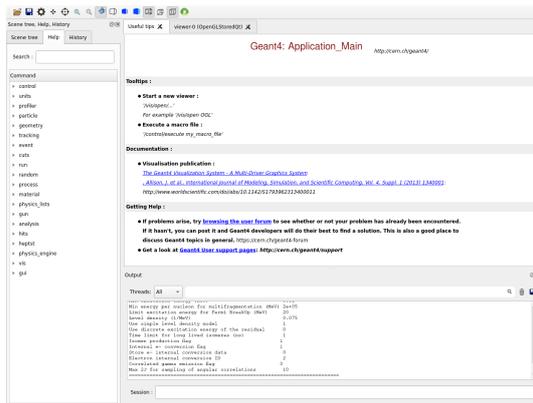


図 3.1: 実行画面

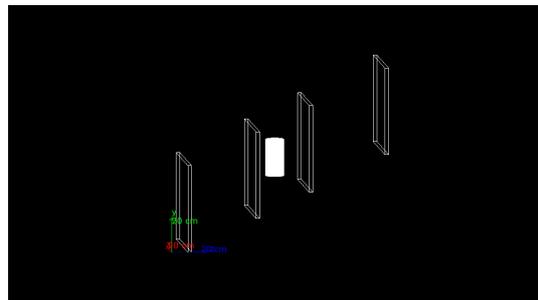


図 3.2: 結果出力ビューワ

- Geometry.cc

このソースコードファイルは主にシミュレーションの空間構造と検出器や観測対象物などのジオメトリの設定に使用されている。本研究では  $3\text{m} \times 3\text{m}$  のシミュレーション空間に実験で使用した検出器とターゲットがジオメトリとして設定されている。物体の材質や密度に関しては Geant4 がパッケージとして予め用意しているため、簡単に定義の変更が可能である。空間は3次元デカルト座標  $(x,y,z)$  で定義されており、観測対象物の大きさも自由に変更することができる。

- RunAction.cc

シミュレーションのランごとのデータ収集・ヒストグラム生成・ファイル保存を行っているファイルである。例として、対象物を通過したミュオンのエネルギー損失や対象物で散乱したミュオンの散乱角などのヒストグラムを作成する際に使用している。

- SensitiveVolume.cc

このソースコードでは、有感検出器の設定を行い物理現象の追跡に使用する。有感

検出器の設定とはジオメトリを検出器と見立てて、ミュオンの飛跡や相互作用を記録することである。本シミュレーションでは、モジュールだけでなく鉛などの観測対象物をも検出器と設定することで、対象物内で起きるミュオンの散乱やエネルギー損失、シンチレーターを通過したミュオンの座標から飛跡を検出し、ミュオン照射時のベクトルと照射位置などの情報から散乱角を求めるために使用できる。また、ここで記録されたデータを RunAction で設定したヒストグラムに蓄積するという役割もある。

- PrimaryGenerator.cc

シミュレーションにおける1次粒子の発生と初期位置と運動方向を設定するファイルである。初期位置範囲の設定とターゲット範囲の設定によって照射する粒子を乱数で生成することができるため、より実験環境に近いミュオンを利用してシミュレーションを行うことが可能である。

- 実行用のマクロファイル

このファイルは照射条件や設定するヒストグラムに応じてユーザーがそれぞれで作成するものである。シミュレーション実行時に実行画面(図3.1)のコマンド窓による粒子の詳細設定も可能だが、マクロファイルであればそれを一括で行うことができる。このマクロファイル自身も Application \_\_ main.cc 内で実行する場合と、コマンド窓に /control/execute hoge.mac のようにして実行する場合がある。本研究で使用したミュオンの照射条件を設定したマクロファイルを以下に記す。1行目: 照射する粒子としてミュオンを定義、2行目: ミュオンのエネルギーを定義、3行目: 照射する初期位置を定義、4行目: ミュオンの方向を定義。照射に関する詳細設定は、PrimaryGenerator.cc で行うことができ、分布関数に基づいた乱数の設定も可能である。

```
muon4GeV.mac
/gun/particle mu-
/gun/energy 4 GeV
/gun/position 0. 0. 15. cm
/gun/direction 0. 0. -1.
```

### 3.3 シミュレーションの設定

Geant4でシミュレーションを行うにあたり、実験室と同様の環境を設定する必要がある。ここで重要になるパラメーターは、ミュオンの数・方向・照射位置・エネルギー・検

出器配置である。本研究で行った設定と解析の方針を以下の小節で論じる。

### 3.3.1 シミュレーションにおける検出器の配置と影響

まずは、観測対象物やシンチレーター、ミュオンの照射などのシミュレーションが扱う全空間を作成することが必須である。それは Geometry.cc で行い、空間は  $3\text{m} \times 3\text{m} \times 3\text{m}$  とした。シミュレーション実行において、本研究で使用したシンチレーターはプラスチックシンチレーターで、実験同様、長さ  $48\text{cm}$ 、断面が  $1\text{cm}$  四方のものを 48 本並べたシンチレーターユニット (XY 方向) を 2 枚重ねているため、厚さ  $2\text{cm}$  で一つのモジュールを構成している。プラスチックシンチレーターの密度は、 $1.03 (\text{cm}^3)$  である。シンチレーターの配置は Geometry.cc で行う。

シンチレーター同士の距離は実験と同様の間隔で配置する。以下に配置 1 と配置 2 の各シンチレーターの距離と結果出力ビューワー画像を示す。特に、3,4 枚目のシンチレーターを有感検出器と設定し、それぞれを通過した際のミュオンの座標を特定することで 3 次元ベクトルを生成し、散乱角分布の算出に使用する。配置 1 は天頂角  $0$  度付近の真上から飛来するミュオンを用いて透視を行うセットアップ、配置 2 は天頂角  $60$  度付近のミュオンを用いて透視を行うセットアップである。

表 3.1: 配置 1 と配置 2 検出器の間隔

配置	検出器間	間隔 (mm)
1	1 枚目と 2 枚目	520
	2 枚目と 3 枚目	350
	3 枚目と 4 枚目	500
2	1 枚目と 2 枚目	417
	2 枚目と 3 枚目	292
	3 枚目と 4 枚目	375

表 3.2: 配置 2 における 4 枚目のモジュールを基準とした各モジュールの高さ (y 成分)

モジュール	高さ (mm)
1 枚目	520
2 枚目	320
3 枚目	180

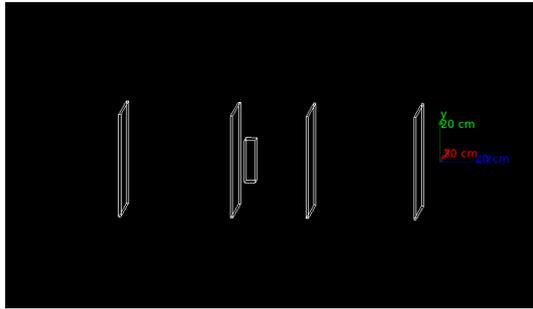


図 3.3: 配置 1

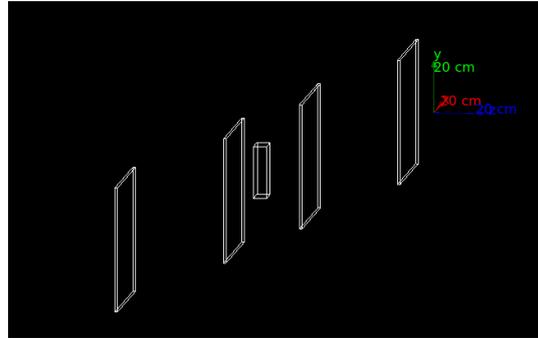


図 3.4: 配置 2

### 3.3.2 入射するミュオンの位置と方向

入射するミュオンの初期位置には一様乱数を設定している。乱数の範囲は1枚目のモジュールの片面としている。つまりz座標は固定とし、x,y座標はモジュールの範囲である。ミュオンの方向については天頂角分布に則って $P=\cos^2\theta$ を分布関数として乱数を設定している。以下の図3.5に配置1(天頂角0度から23度)、図3.6に配置2(天頂角48度から88度)における分布を示す。横軸を天頂角、縦軸を規格化したときのそれぞれの割合を示している。また、実際のシミュレーションで照射したミュオンの方向も同時に示す。結果的にミュオンの初期位置の分布も以下の結果通りになっている。

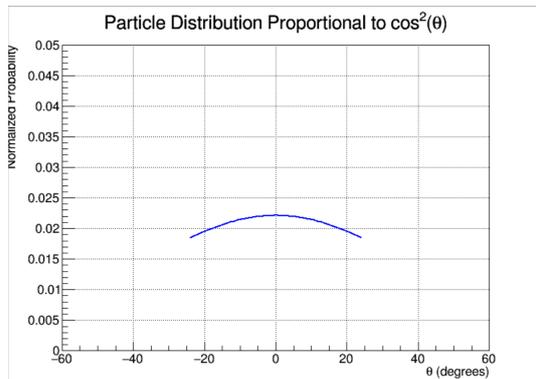


図 3.5: 配置 1 の  $P=\cos^2\theta$  に基づいた分布。

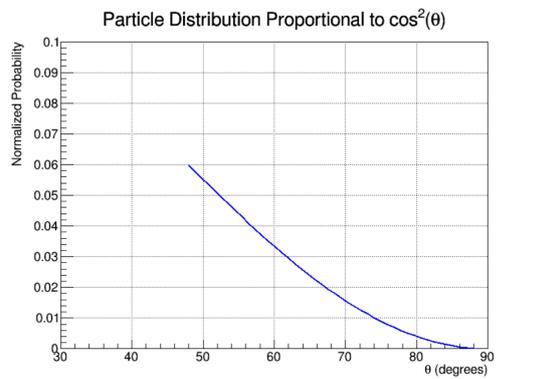


図 3.6: 配置 2 の  $P=\cos^2\theta$  に基づいた分布

### 3.3.3 観測対象物の配置

観測対象物の配置は Geometry.cc で行う。本実験では 2,3 枚目のモジュールの間に 3 つの対象物を配置してミュオンを検出している。シミュレーションでは、ターゲットとして対象物を一つだけ配置した環境を 3 種類作成し、別々にシミュレーションを行った。シンチレータと物体の配置を物体別に結果出力ビューワで示す。また、上述したが対象物も SensitiveVolume.cc で有感検出器として設定する。物体を通過したことによるミュオンのエネルギー損失や散乱を記録し、物体ごとのミュオンの吸収率や散乱角分布の測定に利用する。

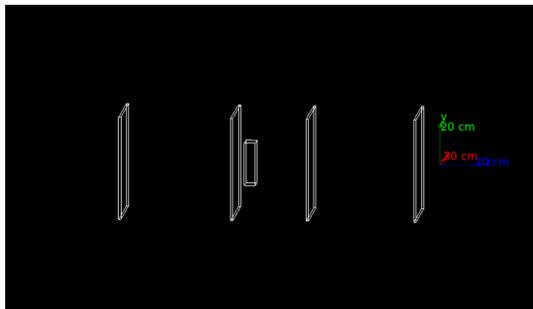


図 3.7: 鉛

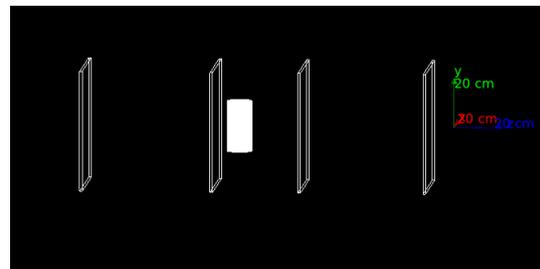


図 3.8: コンクリート

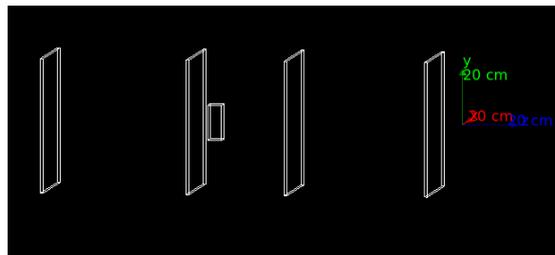


図 3.9: 水

### 3.3.4 入射するミュオンのエネルギー設定

本研究では2種類の検出器配置で解析を行っているが、ミュオンは天頂角分布より、角度によって飛来するミュオンの粒子数も運動量も異なる。シミュレーションでは、ある分布関数

$$D(p, \theta) = \frac{451p}{\sec \theta + 77.2} \times \frac{5p + 9.2 \sec \theta}{-2.7 \times (p + 19.8)} \times \frac{p + 19.8 \sec \theta}{p + 19.8} \quad (3.1)$$

(数式 (3.1) は文献 [14,15] より引用。)

を利用して乱数を振り、照射するミュオンのエネルギーを決定している。これは先行研究から導かれた天頂角  $\theta$  と運動量  $p$  をパラメータとした関数である。本シミュレーションでは、3.3.2 で述べたミュオンの入射角度が決まり次第、分布関数 (3.1) の  $\theta$  に代入される。それに基づいて運動量が決定するが、先行研究から配置1では  $0.2 \text{ GeV} < p < 100 \text{ GeV}$  で配置2では  $0.5 \text{ GeV} < p < 100 \text{ GeV}$  の範囲で乱数を振っている。例として、 $\theta = 0^\circ$  と  $\theta = 68^\circ$  における分布関数とグラフを以下に示す。

$$D(p, 0^\circ) = \frac{2255p^2 + 4149.2p}{-211.14p - 4178.572} \quad (3.2)$$

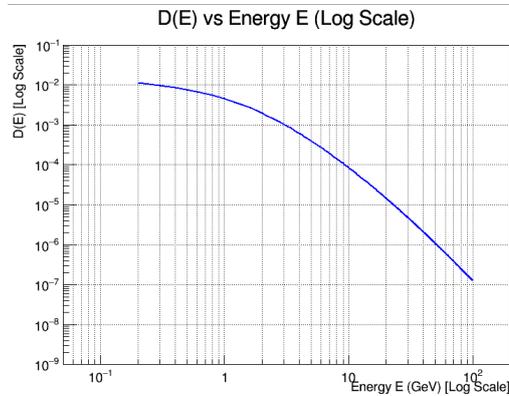
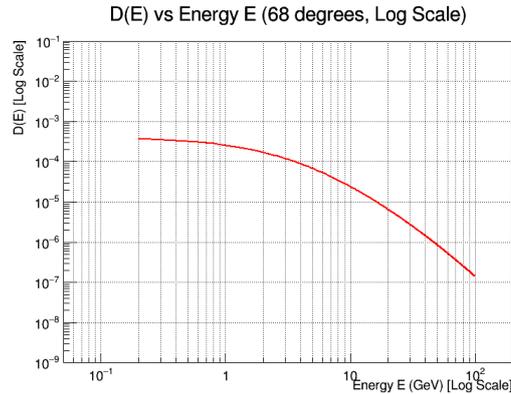


図 3.10:  $\theta = 0^\circ$  における分布関数 (3.1)

$$D(p, 68^\circ) = \frac{2255p^3 + 118726.74p^2 + 580707.332p}{-215.622p^2 - 8532.116p - 84678.39} \quad (3.3)$$

図 3.11:  $\theta = 68^\circ$  における分布関数 (3.1)

以上の分布関数とそのグラフから入射するミュオンのエネルギーを決定するがエネルギーの範囲は先行研究にならって配置 1 では 0.2GeV から 100GeV とし、配置 2 では 0.5GeV から 100GeV としている。特に天頂角の大きいミュオンは 100GeV をこえるエネルギーを持つとされている。しかし、観測対象物の密度長から一定以上のエネルギーを持つミュオンの挙動は同様である点と、分布関数から 0.5MeV 付近のミュオンとの存在比が約  $10^{-4}$  倍であることが分かる点から、本シミュレーションでは入射エネルギーの最大値を 100GeV としている。

### 3.3.5 透過法解析方針

透過法とは、飛来したミュオンが物体に吸収・散乱され、対象物周辺の空気を通過したミュオンとの粒子数の差から透視をする手法である。本研究のシミュレーションにおいては、物体でのミュオンの吸収を、物体を通過したミュオンのエネルギーが 28MeV 以下になることと定義する。ミュオンの入射時点でのエネルギーと物体通過直後のミュオンのエネルギーを求め、吸収されたミュオンの粒子数を求める。28MeV としているのは、電離損失 (Bethe-Bloch) の式 (1.6) より、鉛を通過した後に大気とシンチレーターの層を通過する間に減少するミュオンのエネルギーを表している。

### 3.3.6 散乱法解析方針

散乱法とは、物体を通過したミュオンの散乱角を利用して物体を透視する手法である。ミュオンの散乱は、物体の密度長に依存しており、ミュオンの散乱角分布を求めることで物体を特定できると予想している。シミュレーションでは、ミュオン入射ベクトルと、物体通過後に 3,4 枚目のシンチレーターを通過したミュオンのベクトルの内積から散乱角を求める。本研究で利用した検出器は、(x,y) の 2 枚のシンチレーターユニットを重ねたモ

ジュール 4 枚で構成されているため、3次元での散乱角ではなく、xz 平面、yz 平面に投影した散乱角分布を算出する。

### 3.4 結果

シミュレーションによる透過法と散乱法の結果を、飛来したミュオンの天頂角・ミュオンを照射した対象ごとに分けて示す。配置 1 の鉛・コンクリート・水、配置 2 の鉛・コンクリート・水の順で結果を示す。また、ここで入射したミュオンの天頂角とエネルギーの分布を示す。

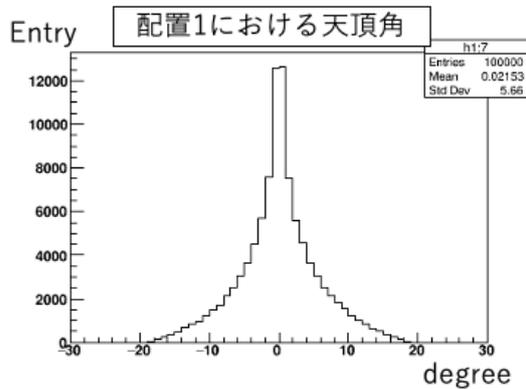


図 3.12: 配置 1 の天頂角分布

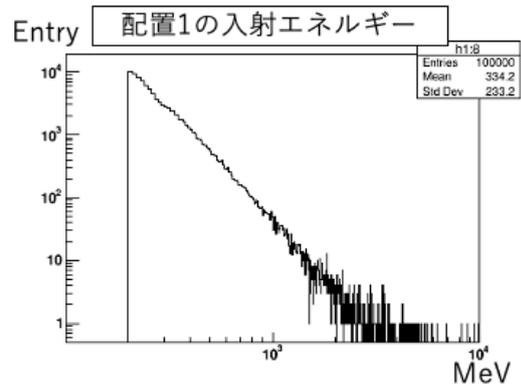


図 3.13: 配置 1 の入射エネルギー分布

配置 2 の天頂角 (図 3.14(a)) に関して、天頂角分布  $P = \cos^2 \theta$  に則って入射するはずが、最頻値が 64 度付近にあるのは検出器のアクセプタンスによる影響である。1 枚目のモジュールの最も上のシンチレーターから 4 枚目のモジュールの最も下のシンチレーターを通過するミュオンの天頂角が 48 度で、1 枚目の最も下にあるシンチレーターと 4 枚目の最も上にあるシンチレーターを通過するミュオンの天頂角が 88 度であり、アクセプタンスの最大になる角度は  $90^\circ - \tan^{-1}((\tan(90^\circ - 48^\circ) + \tan(90^\circ - 88^\circ))/2) = 64^\circ$  と計算される。また、それぞれの配置におけるミュオン入射のビューも以下の図に示す。ここでは鉛を対象物として設置しており、入射するミュオンはそれぞれ 30 個ずつである。上述した天頂角分布と運動量分布に従ってミュオンが入射していることが分かる。

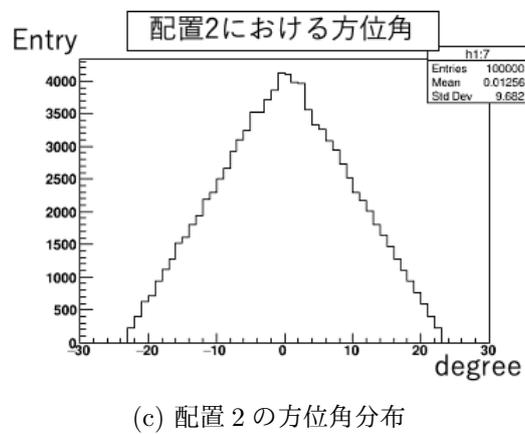
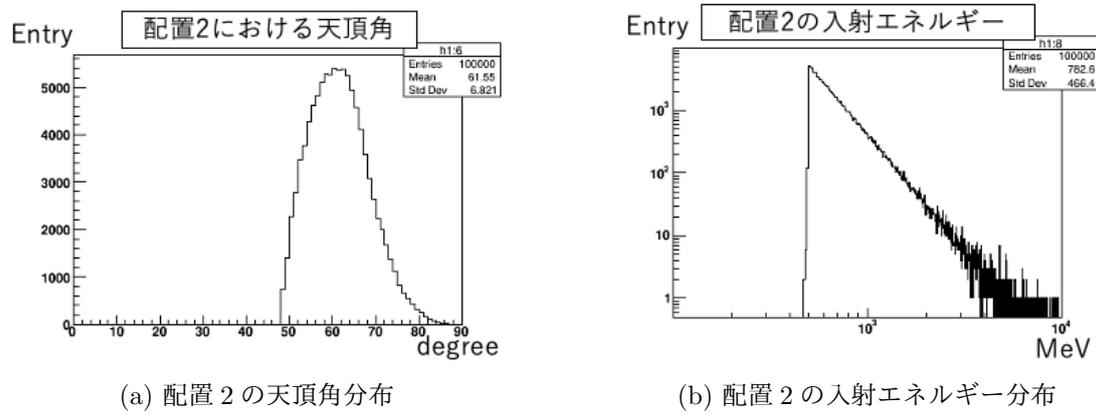


図 3.14: 配置 2 におけるミュオン入射条件

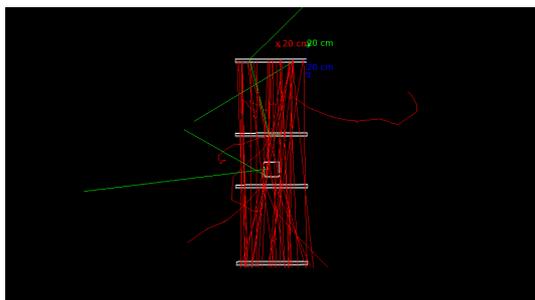


図 3.15: 配置 1 の xz 面

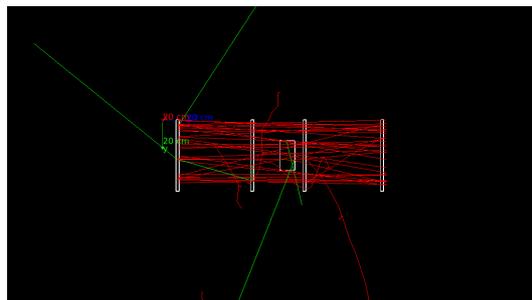


図 3.16: 配置 1 の yz 面

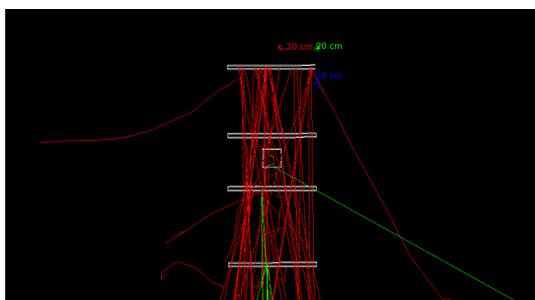


図 3.17: 配置 2 の xz 面

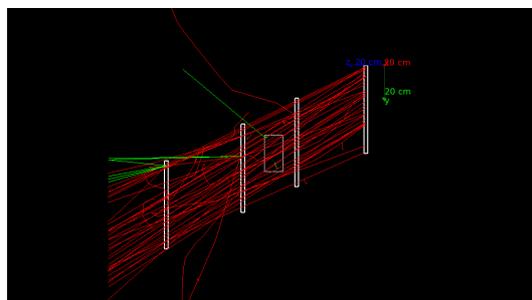


図 3.18: 配置 2 の yz 面

### 3.4.1 入射したミュオンのエネルギー損失

ミュオンのエネルギー損失は、透過法において重要な要素であり、物体を通過したミュオンのエネルギーが28MeV 以下の場合を吸収されたものとする。3.3.4 でも述べたが、それぞれの配置でのエネルギーの範囲は、先行研究より、以下の通りである。

表 3.3: 配置 1 と配置 2 の入射エネルギー範囲

配置	最小エネルギー (GeV)	最大エネルギー (GeV)
1	0.2	100
2	0.5	100

その上で、二つの配置と物体ごとに、物体通過直後のミュオンのエネルギー分布を対数スケールで以下に示す。

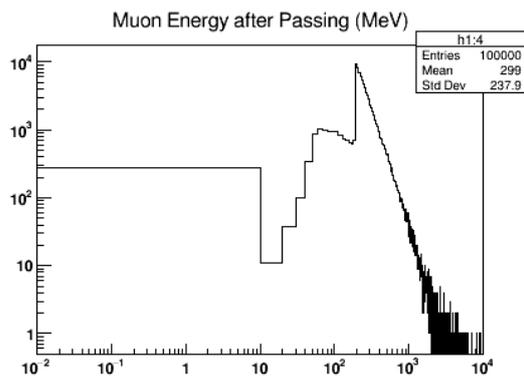


図 3.19: 配置 1: 鉛

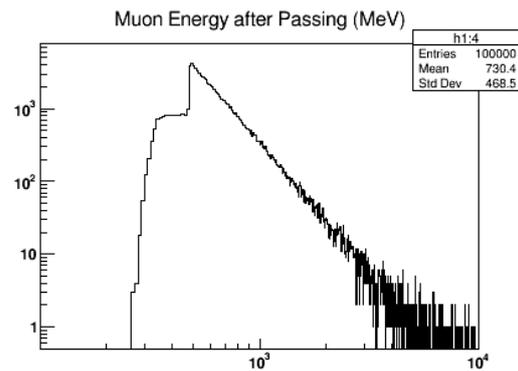


図 3.20: 配置 2: 鉛

図 3.19 は配置 1 で検出したミュオンを利用して鉛の吸収率を求めたもので、エネルギーが 0 になったミュオンの数は、273 個ある。他にも 50MeV から 100MeV 付近に見られるピークは 200MeV のミュオンが鉛によってエネルギーが減少したことでできたものであり、200MeV の最も大きいピークは鉛を通過せずに相互作用を終えたミュオンが含まれているためであり、4 枚目のモジュールや空気中での最後の相互作用のみが考慮されたと考えられる。図 3.20 は配置 2 でのミュオンのエネルギーを示したものであり、鉛との相互作用によってエネルギーが 0 になったミュオンは無いことが分かる。最小のエネルギーは 260 から 270MeV である。

以降他の物体で示すエネルギー分布でも同様のことが言えるが、入射時に 0.2GeV や 0.5GeV などの最小エネルギーでミュオンが照射され対象物を貫いた場合でも、天頂角によって貫く物体の厚さが異なる。故に、入射エネルギーが同じでも必ずしも物体通過時のエネルギーが同様になるとは限らない。

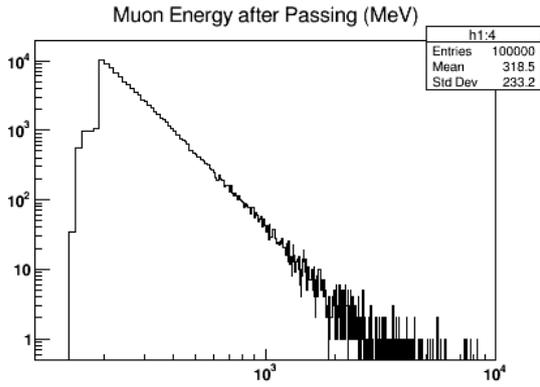


図 3.21: 配置 1: コンクリート

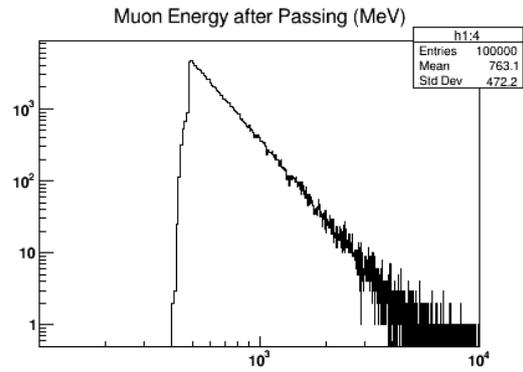


図 3.22: 配置 2: コンクリート

コンクリートにおいてエネルギーが 0 になったミュオンはゼロであることが分かる。配置 1 での最小のエネルギーが 100 から 110MeV で、配置 2 では 400 から 410MeV である。

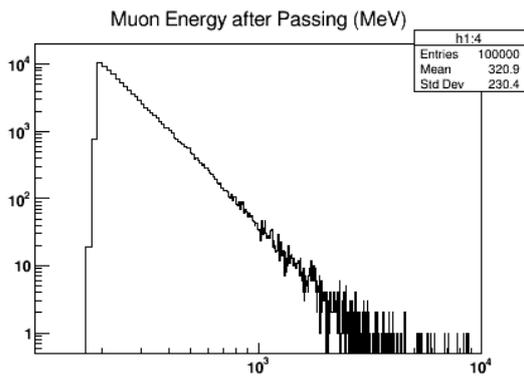


図 3.23: 配置 1: 水

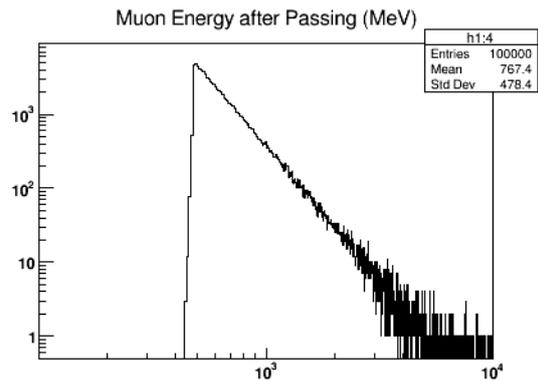


図 3.24: 配置 2: 水

水においてもエネルギーが 0 になったミュオンはゼロであることが分かる。配置 1 での最小のエネルギーが 170 から 180MeV で、配置 2 では 430 から 440MeV である。

## 物体ごとの吸収率評価

表 3.4: 配置と物体ごとの吸収率

配置と物体	吸収率 (%)
1: 鉛	8.17
2: 鉛	0
1: コンクリート	0
2: コンクリート	0
1: 水	0
2: 水	0

### 3.4.2 物体ごとの散乱角分布

散乱角分布を定量的に評価するためには、対象物を配置している時のミュオンの散乱角分布をガウスフィッティングし求められた  $\sigma$  (単位: ミリラジアン) と、対象物を配置していない時の同様の処理で得られた  $\sigma$  を利用する。具体的には対象物を置いている場合の  $\sigma$  を  $\sigma_1$  とし、対象物を配置していない場合を  $\sigma_0$  とする。散乱角分布を  $\sigma$  とすると、

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_0^2}$$

で求めることができる。

故に、ここでは検出器配置・対象物の種類・対象物の有無の3つに分けて示す。また、3.3.6と被るが、モジュールはx方向に並べたシンチレーターユニットとy方向に並べたシンチレーターユニットによって構成されているため、以下の図のようにミュオンの飛跡をxz平面とyz平面に射影し、ベクトルの内積から散乱角を求めている。

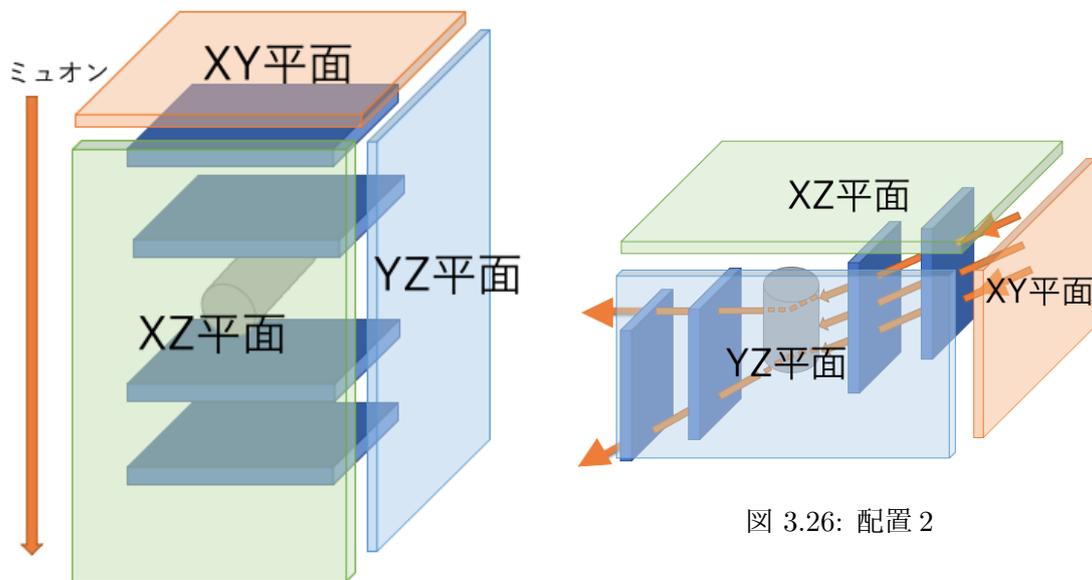


図 3.25: 配置 1

図 3.26: 配置 2

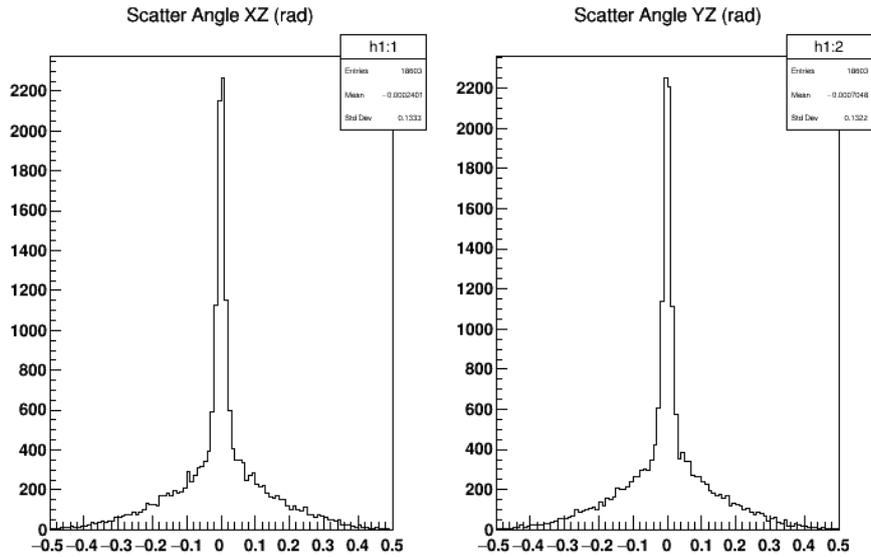


図 3.27: 配置 1: 鉛 左:xz 平面, 右:yz 平面に射影した飛跡の散乱角分布 (横軸単位:radian)

図 3.27 のような散乱角分布が見られる。これをダブルガウシアンでフィッティングする。

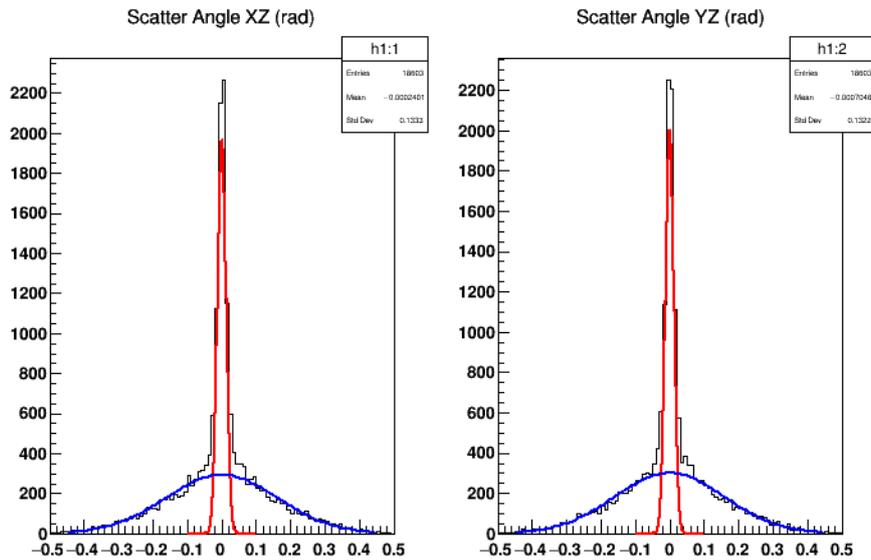


図 3.28: 図 3.27 をダブルガウシアンでフィッティング

図 3.28 でフィッティングしたものを合成し、その関数の  $\sigma$  を求める。また、物体を配置せずに空気を通過しているときの散乱角分布も示す。

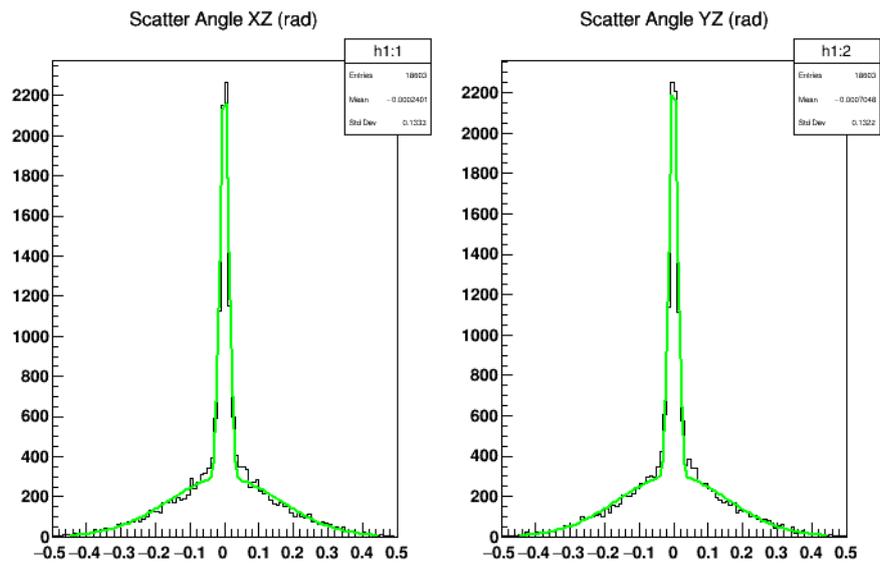


図 3.29: 図 3.28 のフィッティング結果を合成

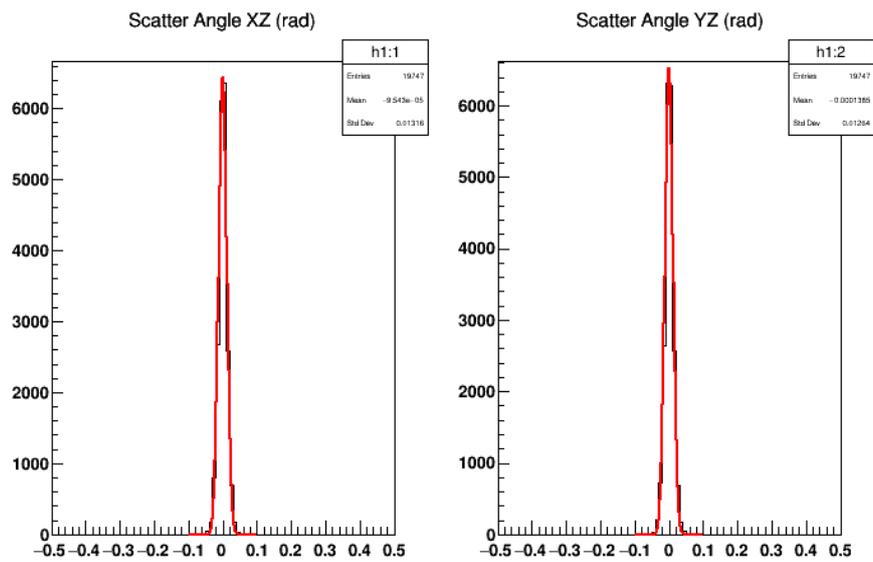


図 3.30: 配置 1: 鉛なしの散乱角分布

以降のヒストグラムに関しては、対象物を置いている場合とそうでない場合のヒストグラムを一つの図に重ねて示す。また、フィッティングも同時に行う。それぞれの図で左が xz 平面・右が yz 平面にプロジェクションした散乱角分布であり、青が対象物なし・赤が対象物ありを表している。

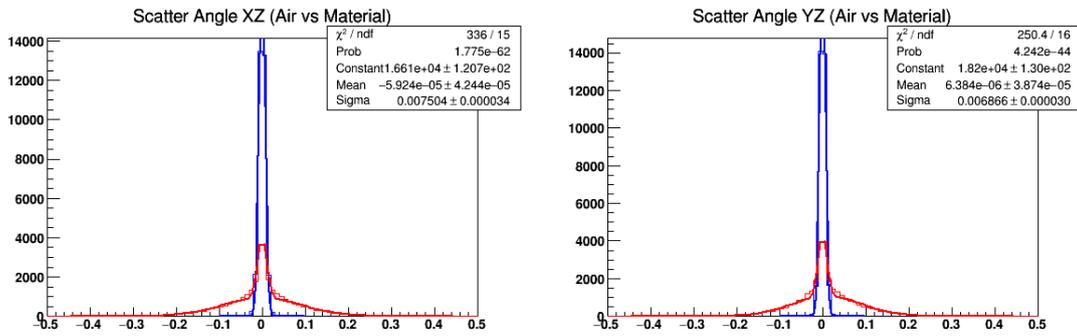


図 3.31: 配置 2: 鉛 左:xz 平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右 yz 平面

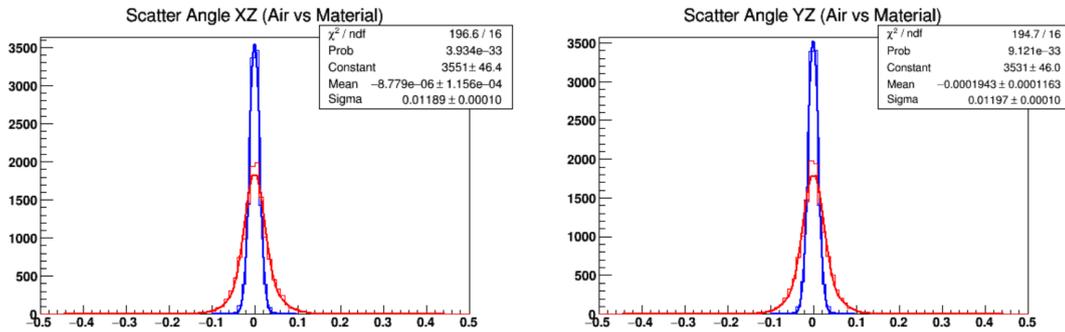


図 3.32: 配置 1: コンクリート

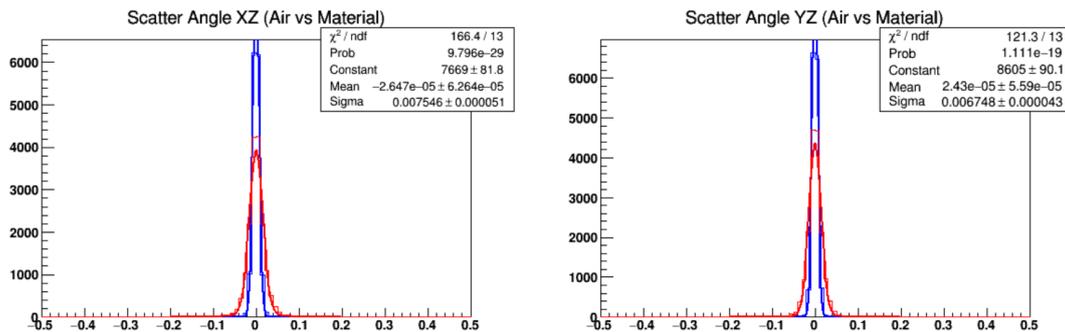


図 3.33: 配置 2: コンクリート

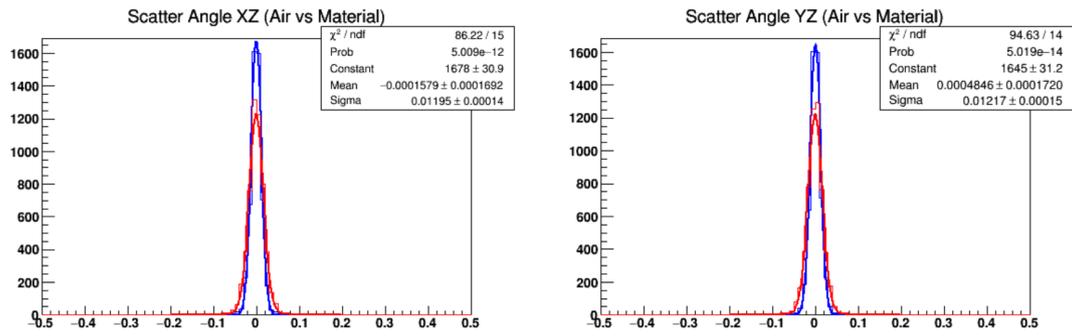


図 3.34: 配置 1: 水

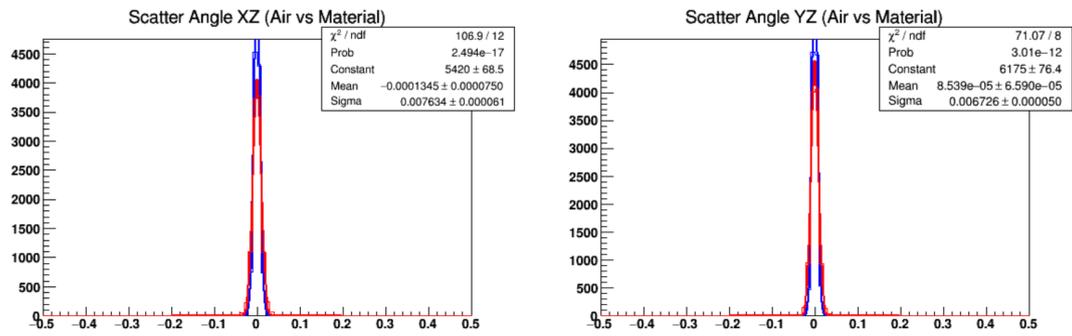


図 3.35: 配置 2: 水

物体	平面	$\sigma_1$	$\sigma_0$	$\sigma$
鉛	XZ	60.0	12.0	58.8
鉛	YZ	59.0	12.0	57.7
コンクリート	XZ	30.0	19.0	23.1
コンクリート	YZ	31.0	12.0	28.8
水	XZ	18.0	12.0	13.4
水	YZ	18.0	12.0	13.4

表 3.5: 配置 1: 物体ごとの散乱角分布 (単位:mrada)

物体	平面	$\sigma_1$	$\sigma_0$	$\sigma$
鉛	XZ	47.0	8.00	46.3
鉛	YZ	42.0	7.00	41.4
コンクリート	XZ	17.0	7.50	15.5
コンクリート	YZ	15.0	6.70	13.4
水	XZ	10.0	7.60	6.40
水	YZ	9.00	6.70	5.50

表 3.6: 配置 2: 物体ごとの散乱角分布 (単位:mrada)

一般的には、散乱角の大きさと密度長の平方根は比例するが、シミュレーションにおいては、物質による放射長の違いや物体の形や配置から透過長も変化するため、第 6 章の議論では、これらを規格化して実験データと比較・考察する。

$$\begin{aligned}
\theta_0 &= \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.088 \log_{10} \left( \frac{xz^2}{X_0 \beta^2} \right) \right] \\
&= \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{xz^2}{X_0 \beta^2} \right) \right]
\end{aligned} \tag{3.4}$$

数式 (3.4) は、文献 [16] から引用。

以上より、シミュレーション環境で散乱角分布を求めた場合、本研究で扱った観測対象物は配置 1 の方がより物体を区別できることが理解できる。

## 第4章 透過法によるミュオンラジオグラフィの解析

本研究では一つの検出器を利用して透過法と散乱法と呼ばれる二つの手法で対象物の透視を行った。この章では特に透過法による物体透視について論じる。また、飛来する数とエネルギーの異なるミュオンを検出するために配置1と配置2で解析を行い、それぞれを比較する。

### 4.1 検出器セットアップ

本研究で用いる検出器は、東京電力と共同で行った福島第一原発の炉心部透視のために開発されたものである。粒子の検出は東京都立大学南大沢キャンパス8号館1階と10号館1階の実験室で行った。それぞれについて前者は9階建ての建物であり、後者は1階建ての建物である。特に、8号館では鉄筋コンクリートでできた建物で、9枚の天井を通過するため、それぞれで検出する粒子の数が異なる。4枚のモジュールを利用した検出器は角度分解能と位置分解能の両方を考慮する必要があり、ミュオンの飛来方向から数えて1,2枚目のモジュールの間隔と3,4枚目のモジュールの間隔は広くし、物体を置く2,3枚目の間隔は狭く配置する必要がある。配置1と配置2のそれぞれのモジュールの間隔については表3.1に記した通りで、実際の実験室でのモジュール配置は以下の図に示す。

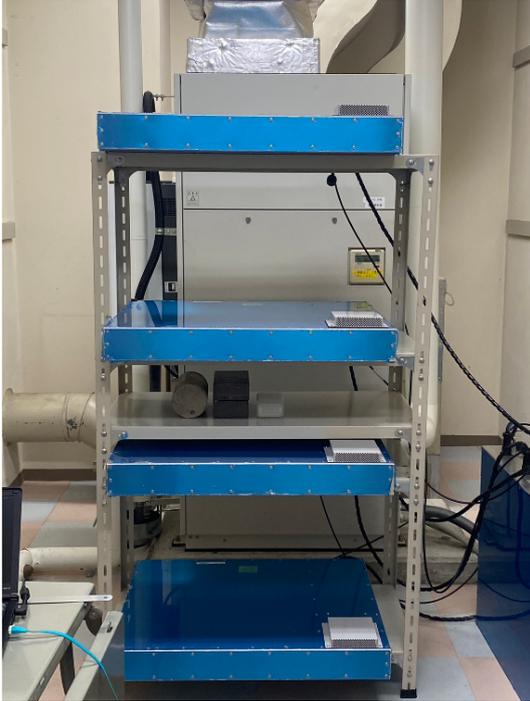


図 4.1: 配置 1

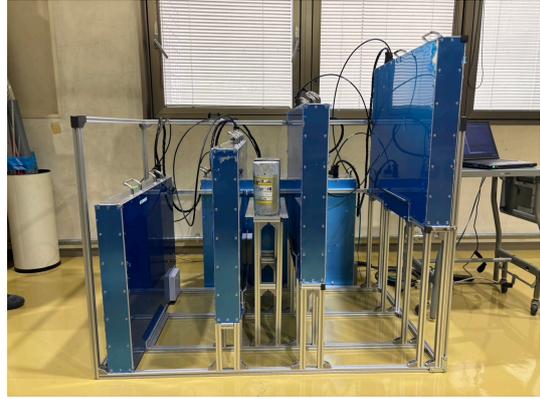


図 4.2: 配置 2

## 4.2 透過法解析方針

第 1 章でも記しているが、透過法は飛来した大気ミュオンが物体によって吸収・散乱を起こし、それぞれ1ヶ月の間に空気を通過したミュオンと物体を通過したミュオンの粒子数の差を求めて吸収率を算出する。透過法においては、3,4 枚目のモジュールで得られたミュオンのヒット情報からミュオンの飛来方向を求め、物体の中心を通る  $xy$  平面上でのミュオンの通過位置を再構成する。以下の図 4.3 に詳細を示す。

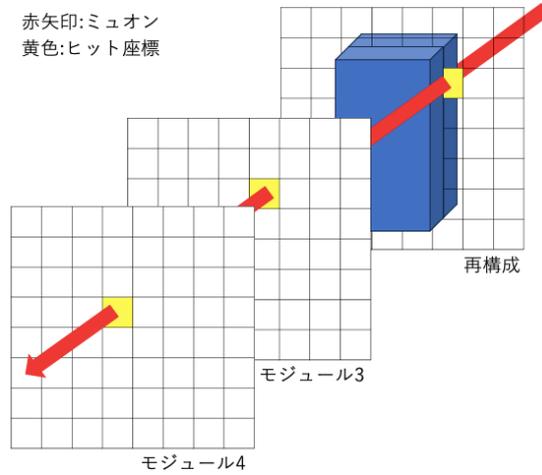


図 4.3: 3,4 枚目のモジュールで得られたヒット情報から物体地点で再構成する概念図

再構成した  $xy$  平面のプロットをそれぞれ物体のある  $y$  座標または  $x$  座標の範囲で  $y$  軸または  $x$  軸に投影 (プロジェクション) することでヒストグラムにする。物体を置いた場合と物体を置かずミュオンが空気を通過した場合で、それぞれのヒストグラムを積分して物体を置いた座標で通過したミュオンの粒子数を割り出し、吸収率を求める。 $x, y, z$  軸と物体・検出器の位置関係を以下の図 4.4 と 4.5 で示す。

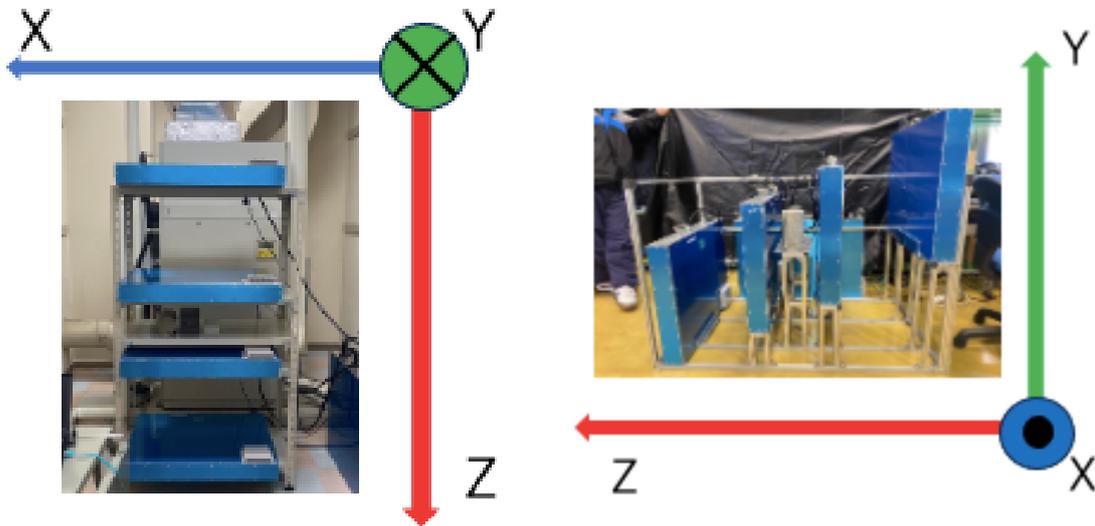


図 4.4: 配置 1 と座標系

図 4.5: 配置 2 と座標系

図から、 $x, y, z$  軸は右手系で表され、基本的にはミュオンは  $z$  軸正方向に飛来しているように座標系をとる。しかし、天頂角  $60^\circ$  付近で飛来するミュオンを観測する場合、 $z$  軸負の方向に飛来するミュオンも検出してしまうことを考慮する必要がある。後の解析結果

のヒストグラムで具体的に述べる。

### 4.3 結果

実験においては、いくつかのデータについて解析を行った。それぞれのデータの違いを表にまとめる。配置の違いでは、ミュオンの flux と飛来してくるエネルギーが異なり、場所の違いでは、飛来する粒子の数が異なる。

シミュレーションにおいては、吸収率を対象物によるエネルギー損失と定義していたが、実験においては物体内での物理過程を追跡することはできないため、解析方針で述べた通り、物体を置いている時と置いてない時の粒子数の差で吸収率としている。

解析項目	配置	物体	場所
1	配置 1	鉛 2 枚・コンクリート・水	10 号館
2	配置 1	鉛 2 枚・コンクリート・水	8 号館
3	配置 2	鉛 2 枚・コンクリート・水	10 号館

表 4.1: 解析したデータ一覧

#### 4.3.1 配置 1: ミュオン解析結果

解析項目 1 から結果を示す。初めに、モジュールによって再構成した物体の中心を通る  $xy$  平面上でのミュオンの通過位置を示し、それを物体のある  $y$  座標または  $x$  座標の範囲で  $y$  軸または  $x$  軸に投影（プロジェクション）したヒストグラムを示す。そのなかで対象物の  $x$  座標の範囲と  $y$  座標の範囲を積分し、同様の処理をおこなった物体がおかれていない場合でのヒストグラムと比較する。

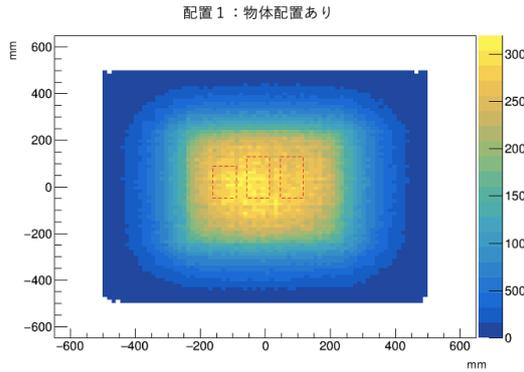


図 4.6: 解析項目 1: 物体配置あり (赤点線は左から水・鉛・コンクリート)

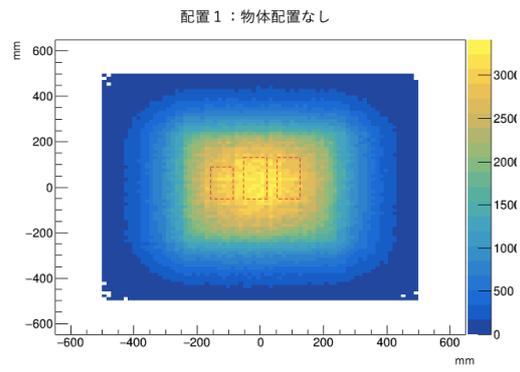


図 4.7: 解析項目 2: 物体配置なし (赤点線は仮想として左から水・鉛・コンクリート)

図 4.6,4.7 は下流のモジュールで得られたミュオンの飛跡を再構成した、物体の中心を通る  $xy$  平面上でのミュオンの座標である。プロットの中心部分 ( $x$ : -240 から 240,  $y$ : -240 から 240) にミュオンが集中しているのは、おおよそモジュールの大きさを表しており、天頂角 0 度付近のミュオンが多く飛来し、下流のモジュールを通過しているためと考えられる。このプロットを赤点線の枠で囲まれた物体ごとにプロジェクションし、凹凸を調べる。ここで、 $y$  座標のプロジェクション範囲は水は 12.5cm、鉛とコンクリートは 20cm とし、 $x$  座標のプロジェクション範囲はそれぞれの物体の座標ごとに行う。物体を配置した場合としてない場合でそれぞれプロジェクションしたものを一つの図に重ねたものを示す。

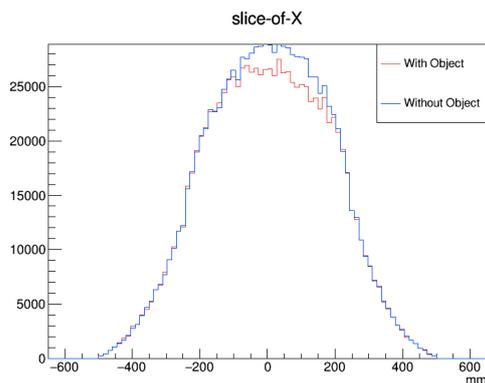


図 4.8: 解析項目 1: 鉛: 図 4.6,4.7 を X 座標でプロジェクション

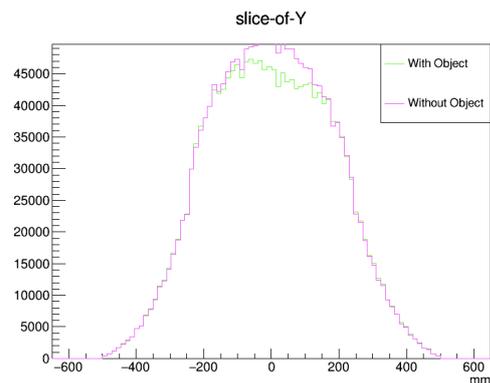


図 4.9: 解析項目 1: 鉛: 図 4.6,4.7 を Y 座標でプロジェクション

図 4.6,4.7 をそれぞれ鉛が配置された座標でプロジェクションしている。ヒストグラムの右上にも表示されているが、図 4.8 の赤色が物体有り、青線が物体なし。図 4.9 の黄緑色が物体有り、ピンクが物体無しである。特に図 4.8 は X 座標でプロジェクションしてい

るため、鉛による粒子数の減衰のみが示されている。このヒストグラムから吸収率を求める。

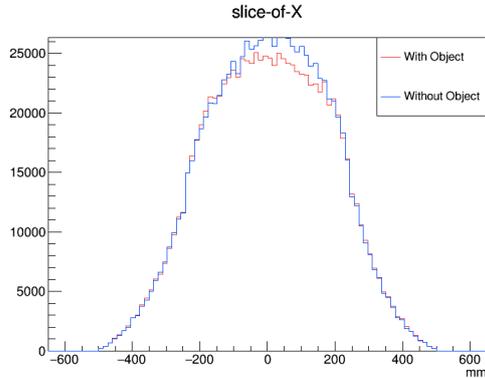


図 4.10: 解析項目 1: コンクリート: 図 4.6,4.7 を X 座標でプロジェクション

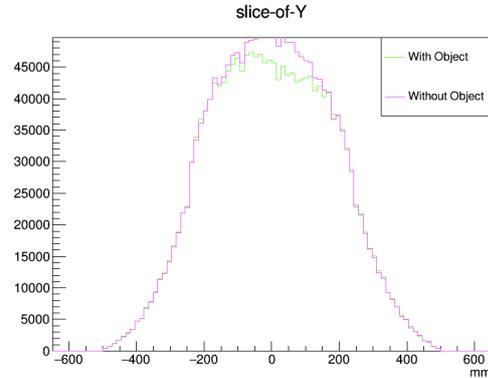


図 4.11: 解析項目 1: コンクリート: 図 4.6,4.7 を Y 座標でプロジェクション

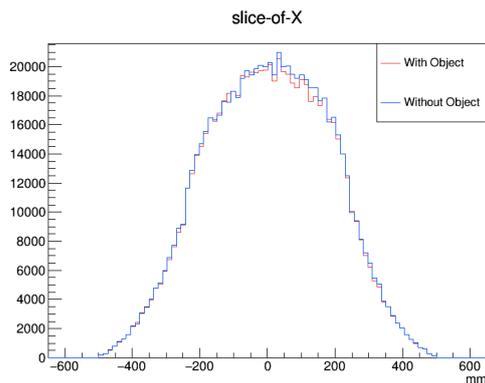


図 4.12: 解析項目 1: 水: 図 4.6,4.7 を X 座標でプロジェクション

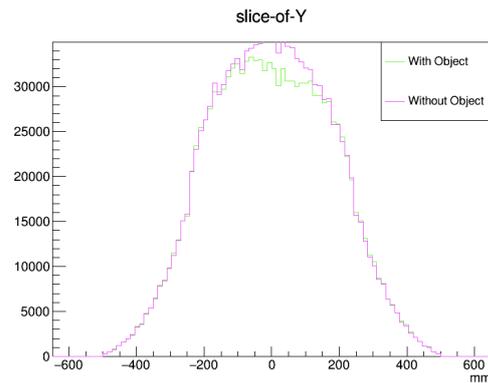


図 4.13: 解析項目 1: 水: 図 4.6,4.7 を Y 座標でプロジェクション

図 4.12 より、水ではほとんど粒子が減衰していないことがわかる。図 4.13 で減衰しているのは、水の Y 座標の範囲でプロジェクションしたため一部鉛やコンクリートによる粒子数の減衰が見られるためである。続いて、解析項目 2 のヒストグラムを以下に示す。

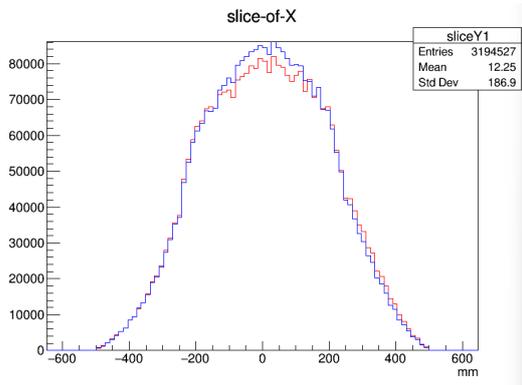


図 4.14: 解析項目 2: 鉛:X 座標でプロジェクション

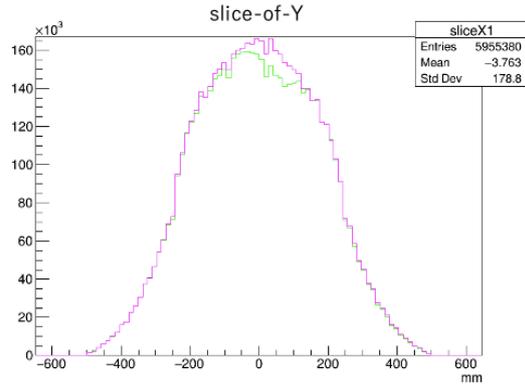


図 4.15: 解析項目 2: 鉛:y 座標でプロジェクション

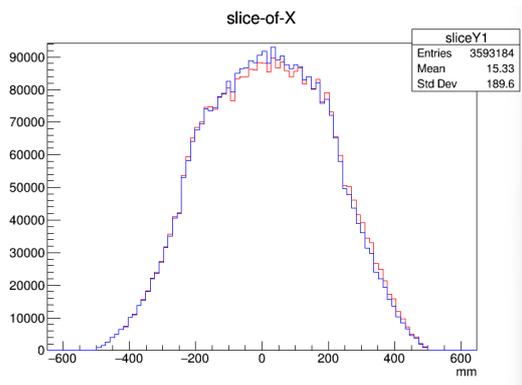


図 4.16: 解析項目 2: コンクリート:X 座標でプロジェクション

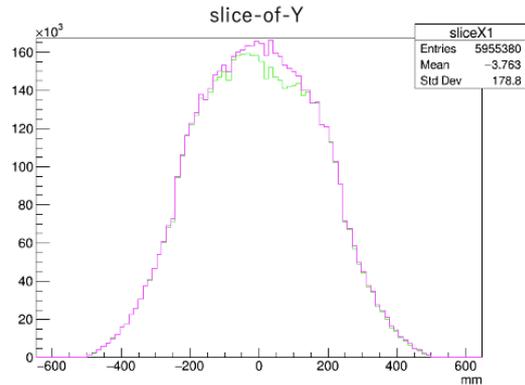


図 4.17: 解析項目 2: コンクリート:y 座標でプロジェクション

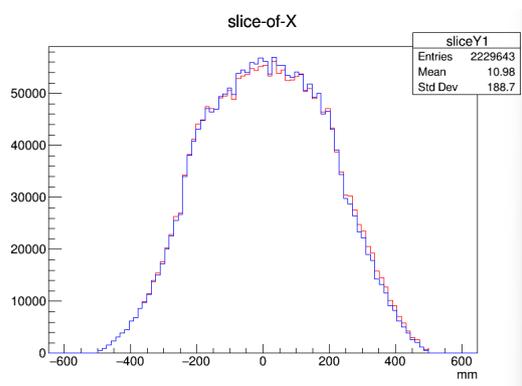


図 4.18: 解析項目 2: 水:X 座標でプロジェクション

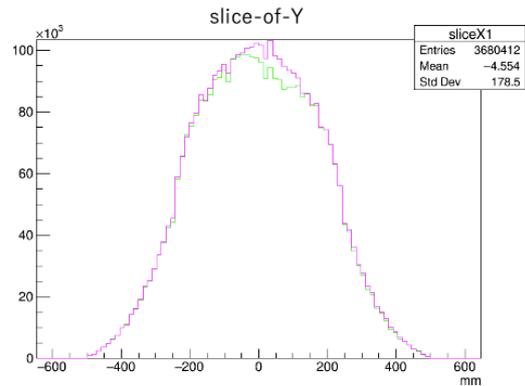


図 4.19: 解析項目 2: 水:y 座標でプロジェクション

解析項目 2 では 1 と比較して、ヒストグラムから減衰しているミュオンが少ないことが分かる。吸収率については 4.4 で示す。

### 4.3.2 配置 2: ミュオン解析結果

配置 2 も同様に結果を以下に示す。

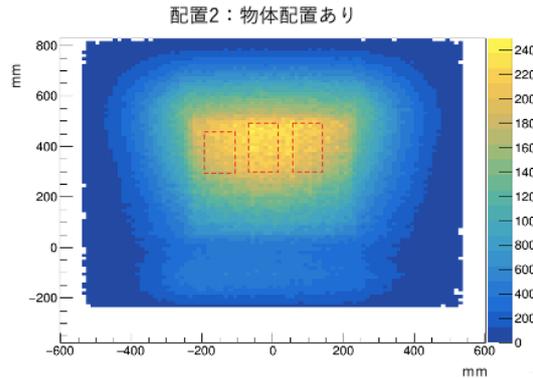


図 4.20: 解析項目 3: 物体配置あり (左から水・鉛・コンクリート)

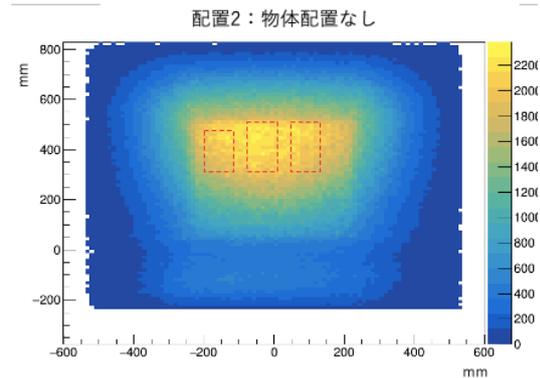


図 4.21: 解析項目 3: 物体配置なし (仮想として左から水・鉛・コンクリート)

X 座標でプロジェクションしている図 4.23,25,27 について、ピークが二つ見られるのは、下流のモジュール 2 枚で飛跡を捉えていることが原因である。右手のピークはミュオンが最も通過している座標を示し、物体がある位置に相当している。左手のピークは z 軸負の方向から飛来したミュオンの飛跡を再構成したものである。図を以下に示す。オレンジの矢印が z 軸正の方向に飛来するミュオンで、緑の矢印が z 軸負の方向に飛来するミュオンである。緑色のミュオンが通過する再構成面下部が、ヒストグラムの左手のピークにあたる。左手のピークに関しては、物体の位置に相当しないため、解析には関与しない。ヒストグラムの縦軸はエントリーで横軸は再構成面上の x または y 座標 (mm) である。

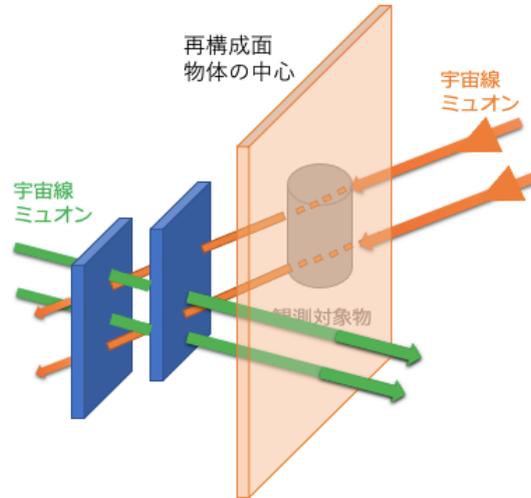


図 4.22: z 軸正方向と負方向からのミュオンについて

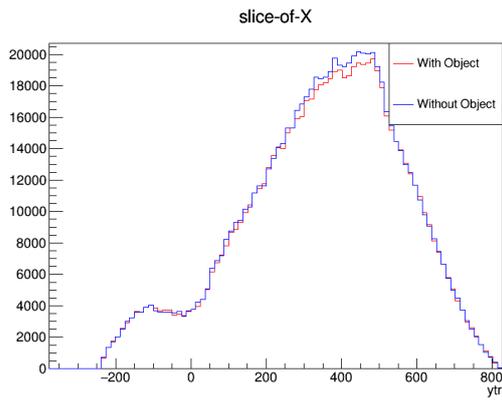


図 4.23: 解析項目 3: 鉛: 図 4.20,4.21 を X 座標でプロジェクション

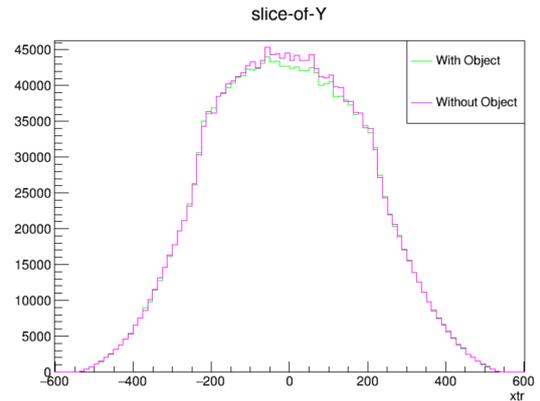


図 4.24: 解析項目 3: 鉛: 図 4.20,4.21 を Y 座標でプロジェクション

#### 4.4. 天頂角の異なるミュオンの吸収率比較

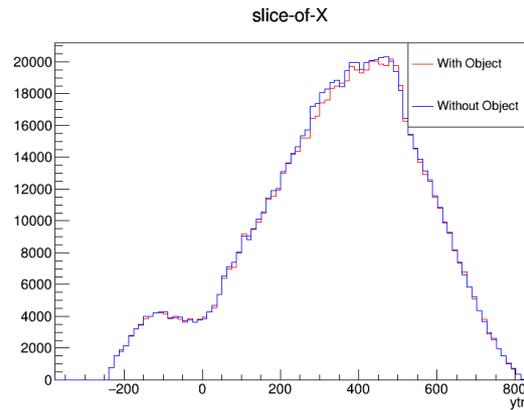


図 4.25: 解析項目 3: コンクリート: 図 4.20,4.21 を X 座標でプロジェクション

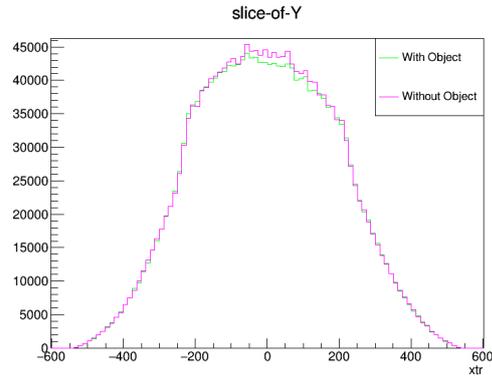


図 4.26: 解析項目 3: コンクリート: 図 4.20,4.21 を Y 座標でプロジェクション

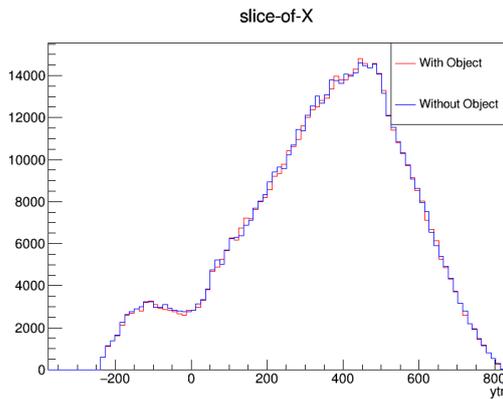


図 4.27: 解析項目 3: 水: 図 4.20,4.21 を X 座標でプロジェクション

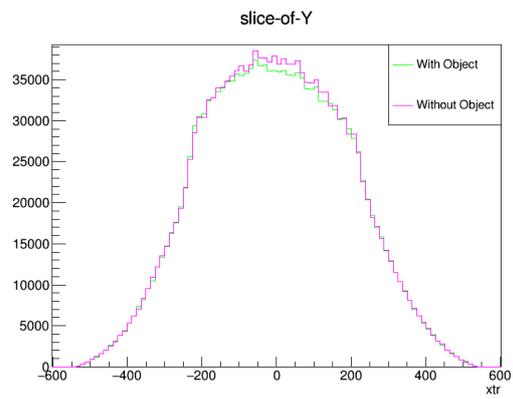


図 4.28: 解析項目 3: 水: 図 4.20,4.21 を Y 座標でプロジェクション

#### 4.4 天頂角の異なるミュオンの吸収率比較

表 4.2: 物体ごとの吸収率 (%)

材料	解析項目 1	解析項目 2	解析項目 3
鉛	6.77	5.20	2.84
コンクリート	5.82	2.66	1.79
水	1.68	0.71	0.20

解析項目 1 と解析項目 2 について、配置した物体とその大きさは変わらないのにも関わらず、吸収率に差がでるのは以下の 2 点が理由として考えられる。

#### 4.4. 天頂角の異なるミュオンの吸収率比較法によるミュオンラジオグラフィーの解析

---

- 大気シャワーによる電子の検出
- 飛来するミュオンのエネルギー

1.2 共に、ミュオンを検出した建物が起因している。解析項目 1 は、1 階建ての建物に対し、解析項目 2 は 8 階建ての建物の 1 階で検出している。両方の建物は鉄筋コンクリートでできているため、天井の厚さが約 30cm と見積もっても、後者で検出するミュオンは約 2.5m の厚さをもつコンクリートを透過していることになる。そのため、8 号館での検出において、約 700MeV 未満の電子は建物によって吸収されているため、ほとんど関与することがない（理由 1）。また、建物を通過する際に、低運動量帯のミュオンも建物で吸収されるため、吸収率に違いが出ると考えられる（理由 2）。特に、配置 1 は天頂角の小さいミュオンを検出することから建物の影響を強く受けるため、対象物の条件が同じであっても吸収率に差がある。

# 第5章 散乱法によるミュオンラジオグラフィの解析

第4章においては特に透過法について論じたが、本章では散乱法について示す。ただし、検出器のセットアップは同様であるため、解析方針を述べ、透過法と比較する。また、散乱法においても配置1と配置2でミュオンを検出し、第4章の解析方針13を行う。

## 5.1 散乱法解析方針

散乱法はミュオンが物体で散乱したときの散乱角分布を求め、ミュオンの散乱角分布の拡がりから物体の特定を目指す。そこで、検出器の1,2枚目のモジュールで検出した座標から上流ベクトルを、3,4枚目のモジュールで検出した座標から下流ベクトルを求め、二つのベクトルの内積から散乱角を求める。ここで求める散乱角はxz平面とyz平面におけるベクトルから求める角度である。散乱法解析において考慮すべきなのは、上流と下流で検出したミュオンが同一粒子なのかという点である。大気シャワー由来の粒子（ミュオンまたは電子）がほぼ同時に1~4枚目の検出器に飛来して、コインシデンスをとると同一粒子と判断される場合がある。また、シンチレーターのもつ1cm程度の位置分解能から、検出したミュオンは上流2枚と下流2枚それぞれで成り立つベクトルが1点で交わることはなく、ねじれの位置となる（図5.1）。

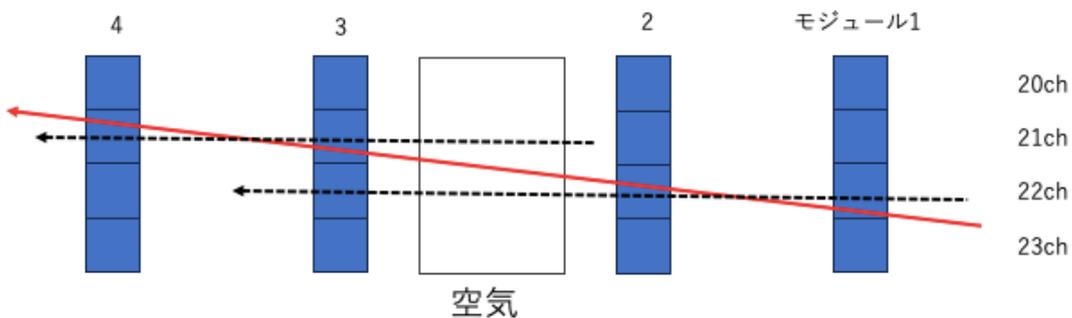


図 5.1: ねじれの位置の概念図

実際は、赤矢印の飛跡でミュオンが全てのモジュールを通過しても、上流と下流のそれぞれのベクトルは黒点線のように成り立つため、ねじれの位置になる。ここで考慮すべき

は、対象物を配置した際に、物体内で散乱している事象があっても物体外で上流ベクトルと下流ベクトルが交わってしまうことである。その場合、物体内で散乱した事象にもかかわらず解析上では物体外での散乱事象とみなされる。この見かけ上物体外で散乱した事象とねじれの位置になることを考慮するために、物体の中心部分でそれぞれのベクトルからミュオンの通過位置を再構成し、それぞれの距離が 20mm 以内の場合、同一ミュオンが物体内で散乱している事象であるとする。具体的には図 5.2 のように緑の上流ベクトルと、赤の下流ベクトルを再構成してミュオンを追跡している。再構成面における緑と赤のミュオンの通過位置の距離によって、散乱事象を限定する。

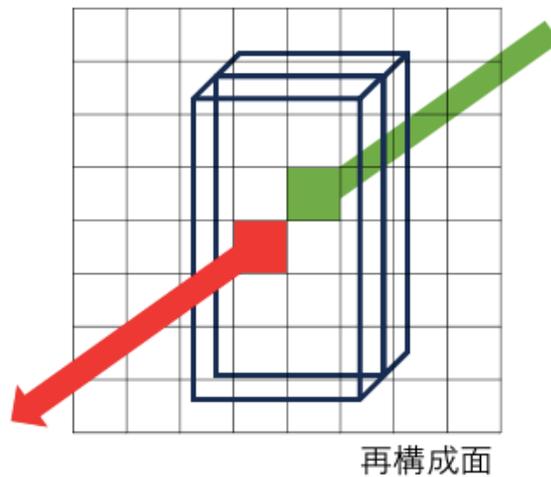


図 5.2: 各ベクトルを再構成した概念図

## 5.2 結果

散乱法による各データの散乱角分布を以下に示す。解析項目は透過法同様表 4.1 であり、配置 1, 配置 2 の順番で結果を示す。シミュレーション同様、上流 2 枚と下流 2 枚のモジュールで得られたそれぞれのベクトルの内積から散乱角を求め、プロジェクションしたヒストグラムを示す。シミュレーション同様、XZ 平面と YZ 平面でそれぞれ物体ありとなしを一つの図に重ねる。青が物体なしの散乱各分布で赤が物体を置いたものである。フィッティングもシミュレーションと同様、それぞれをダブルガウシアンフィッティングをし、その関数も図に重ねる。

## 5.2.1 配置 1: ミュオン解析結果

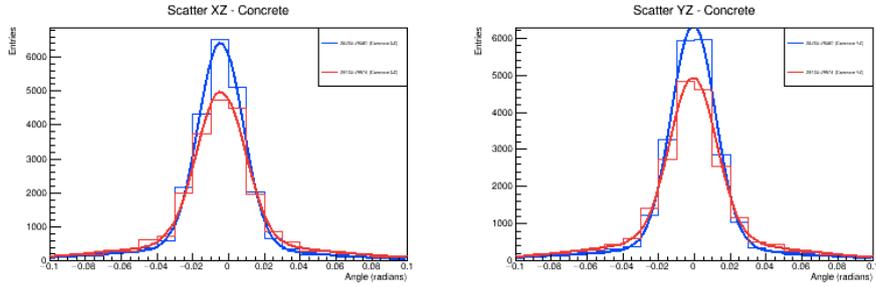


図 5.3: 解析項目 1: 鉛: 左 xz 平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右: yz 平面

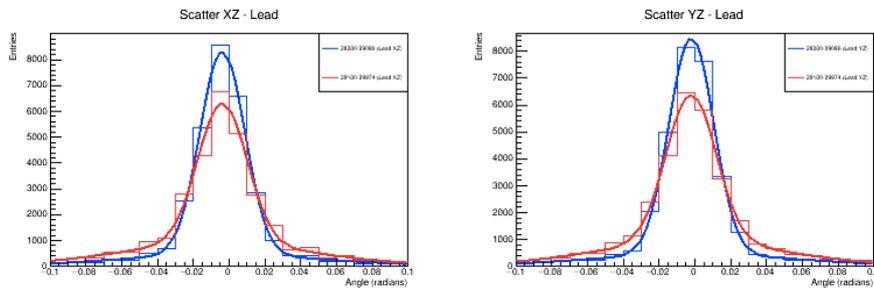


図 5.4: 解析項目 1: コンクリート

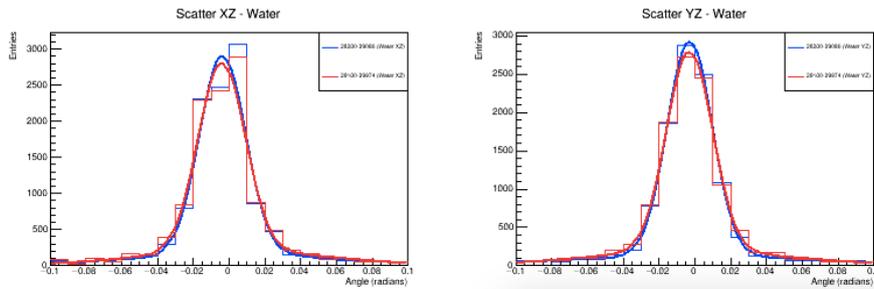


図 5.5: 解析項目 1: 水

以下に解析項目 2 の結果を示す。

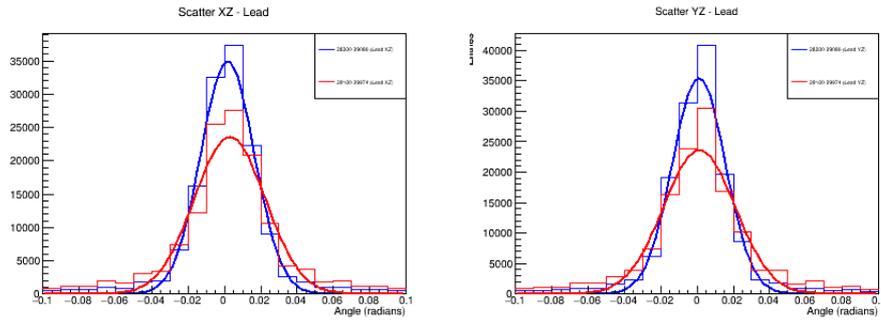


図 5.6: 解析項目 2: 鉛: 左 xz 平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右: yz 平面

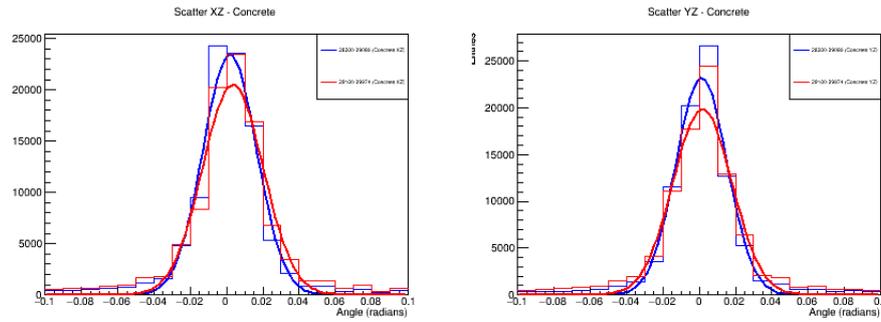


図 5.7: 解析項目 2: コンクリート

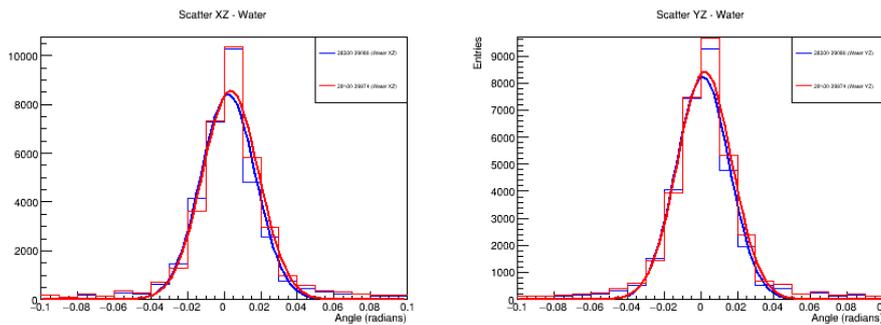


図 5.8: 解析項目 2: 水

## 5.2.2 配置 2: ミュオン解析結果

以下に解析方針 3 の散乱角分布を示す。

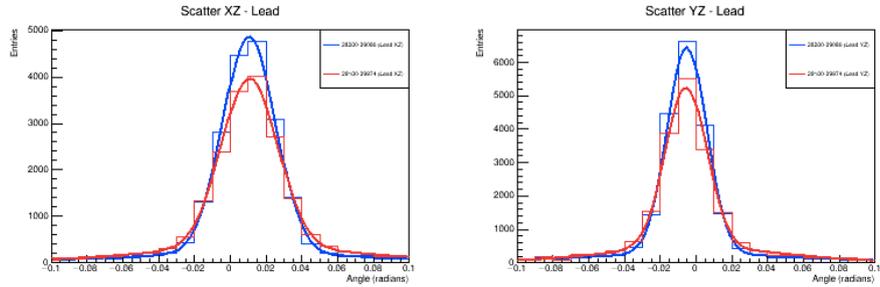


図 5.9: 解析項目 3: 鉛: 左 xz 平面 (青: 物体なし、赤: 物体あり) 右: yz 平面

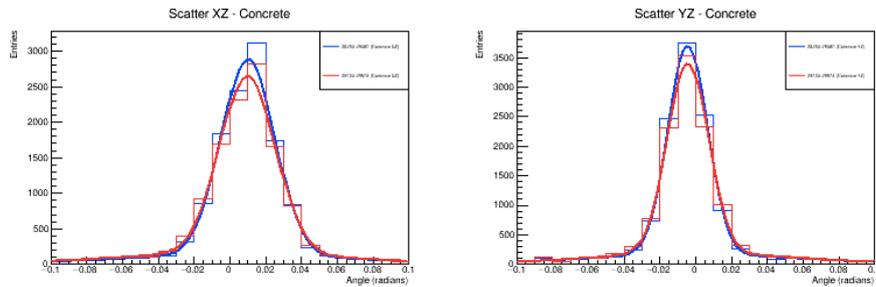


図 5.10: 解析項目 3: コンクリート

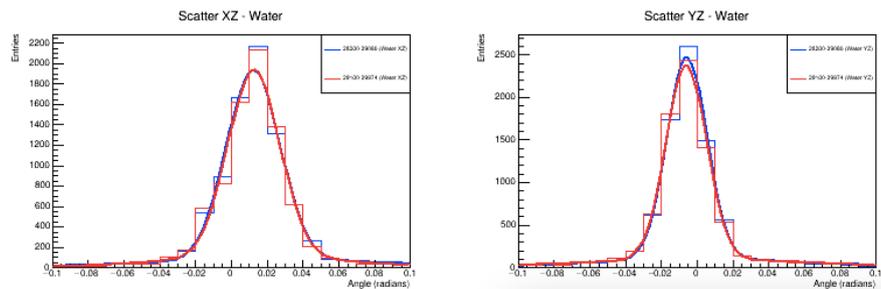


図 5.11: 解析項目 3: 水

### 5.3 散乱角分布の比較

本節では、3つの解析の散乱角分布を比較する。

物体	平面	$\sigma$
鉛	XZ	17.6
鉛	YZ	15.9
コンクリート	XZ	13.1
コンクリート	YZ	12.5
水	XZ	4.49
水	YZ	3.37

表 5.1: 解析項目 1: 物体ごとの散乱角 (単位:mrاد)

物体	平面	$\sigma$
鉛	XZ	13.1
鉛	YZ	12.8
コンクリート	XZ	10.1
コンクリート	YZ	9.4
水	XZ	4.22
水	YZ	4.01

表 5.2: 解析項目 2: 物体ごとの散乱角 (単位:mrاد)

物体	平面	$\sigma$
鉛	XZ	11.1
鉛	YZ	8.47
コンクリート	XZ	6.30
コンクリート	YZ	5.83
水	XZ	4.23
水	YZ	5.34

表 5.3: 解析項目 3: 物体ごとの散乱角 (単位:mrاد)

ここで、検出器のレゾリューション (位置分解能・角度分解能) について述べる。プラスチックシンチレーターの厚さが 1.0cm であることから、位置分解能は約 1.0cm である。

ここで約と書いているのは、2点の不感領域が起因している。1点目は、プラスチックシンチレーター内部に波長変換ファイバーを通すための穴（直径 2,3mm）である。2点目は、プラスチックシンチレーターの表面上を加工した酸化チタンのコーティングである。以上2点から位置分解能は約 1.0cm としている。

続いて、角度分解能に関して、位置分解能を 1.0cm と仮定すると、配置における物体の中心の z 座標から 4 枚目のシンチレーターまでの距離を  $d$  とすると、 $\Delta\theta \approx \frac{\Delta x}{d}$  の式から求める。配置 1 では  $d=626\text{mm}$  で角度分解能が 16.0mrad である。配置 2 では、 $d=505\text{mm}$  で角度分解能は 19.8mrad である。この値が小さいほど小さい角度の散乱を検出できる。この値から、本研究で算出した散乱角は角度分解能よりも小さいため、物体における正しい散乱角を測定できていないことが分かる。この結果とシミュレーションから、6 章では本研究で使用した検出器を利用した際の位置分解能と角度分解能を最適化するための配置について議論する。

## 第6章 議論

### 6.1 シミュレーション結果と透過法によるミュオンの吸収率比較

シミュレーションの吸収率と透過法で算出したミュオンの吸収率を示す。本章においては、建物の影響をほとんど受けない10号館における解析結果とシミュレーション結果で議論を行う。以後、配置1の結果は5,6章の解析項目1とし、配置2の結果は解析項目3を指す。

表 6.1: 配置1のシミュレーションと実験の吸収率 (%)

物体	シミュレーション	実験
鉛	1.47	6.77
コンクリート	0	5.82
水	0	1.68

表 6.2: 配置2のシミュレーションと実験の吸収率 (%)

物体	シミュレーション	実験
鉛	0	2.84
コンクリート	0	1.79
水	0	0.20

表からも読み取れる通り、どの対象物においても実験の方がシミュレーションよりも吸収率が高い。こうなる理由として考えられるのは以下の3点である。

- 電磁シャワーによる電子の検出
- 飛来するミュオンのエネルギー範囲
- 散乱による粒子数の変化

これらの可能性を以下の小節で議論する。

### 6.1.1 電磁シャワーによる電子の検出

大気中の電磁シャワーによって、ミュオンと比較して透過力の低い低エネルギーの電子が飛来して物体に吸収されることで、見かけ上ミュオンの粒子数が減衰しているように振る舞う。特に配置 1,2 共に 1 階建ての建物でミュオンを検出しており、屋根や天井の厚さからも電磁シャワー由来の電子が検出されることは十分にあり得る。シミュレーションにおいては、ミュオンのみの入射で吸収率を算出しているため、電子の影響が 0 である。

### 6.1.2 入射してくるミュオンのエネルギー範囲

3 章の結果部分でも触れたが、シミュレーションではエネルギー範囲を限定してミュオンを入射させている。配置 1 では 0.2GeV, 配置 2 では 0.5GeV を最低入射エネルギーとしているため、より低いミュオンの飛来を考慮することができない。実験においては、これらのエネルギーよりも低エネルギーなミュオンの飛来も考えられるため、MeV 領域のミュオンが飛来して物体に吸収されることも考えられる。

以下にミュオンの運動量と鉛を通過する距離について示す。(図 6.1)

この図から、運動量 0.1 (GeV/c) の時、鉛が約 5cm で吸収され、運動量 0.2 (GeV/c) の時、鉛が約 10cm で吸収され、運動量 0.3 (GeV/c) の時、鉛が約 15cm で吸収されることがわかる。本研究で鉛の通過長は 15cm をこえることもあるため、0.3 (GeV/c) 以下のミュオンが飛来した場合、吸収されることがあるということが分かる。

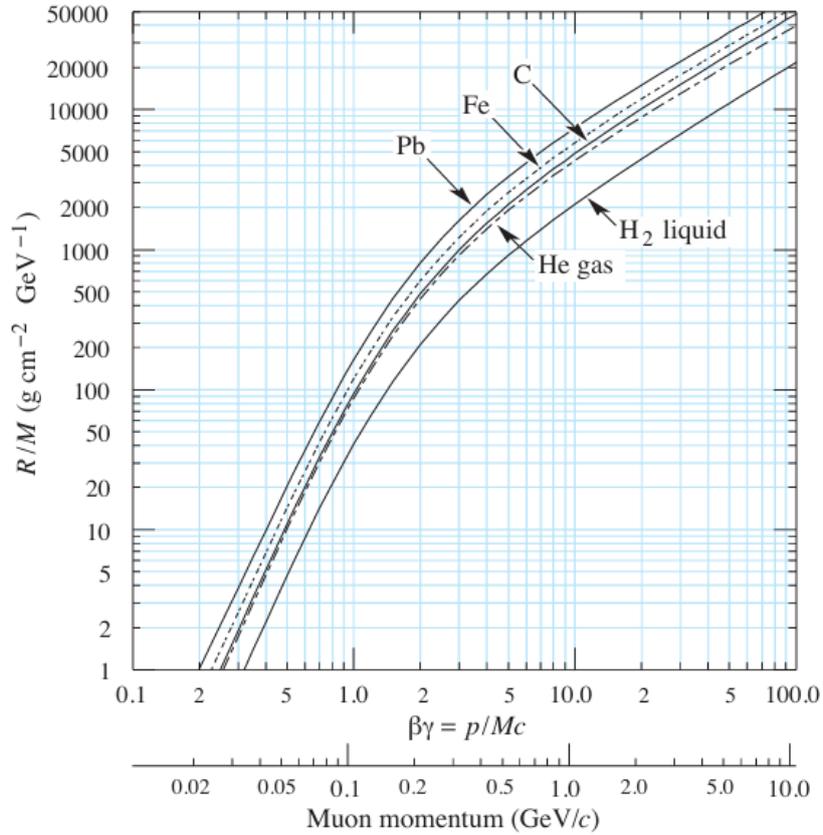


図 6.1: ミュオンの運動量と物体別透過長の関係性 [2]

### 6.1.3 散乱による粒子数の減衰

物体による散乱流入 (scatter-in) と散乱流出 (scatter-out) の影響で、見かけ上ミュオンが吸収され、粒子数が減衰しているように見えることも考慮しなければならない。緑の矢印が物体によって散乱し、流入 or 流出をしていることを表す。点線に関しては、散乱体が存在しない場合のミュオンの飛跡である。つまり、散乱流入は本来物体がなければ検出されていないミュオンが物体による散乱で検出されることを指し、散乱流出は検出されるはずだったミュオンが物体で散乱し検出器の測定範囲外に出ていくことを指す。

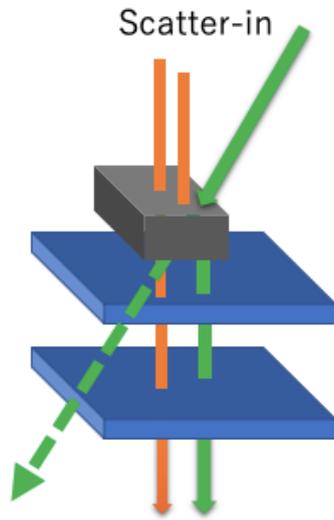


図 6.2: 配置 1 における scatter-in

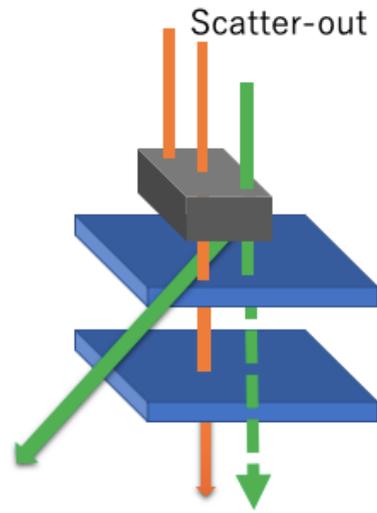


図 6.3: 配置 1 における scatter-out

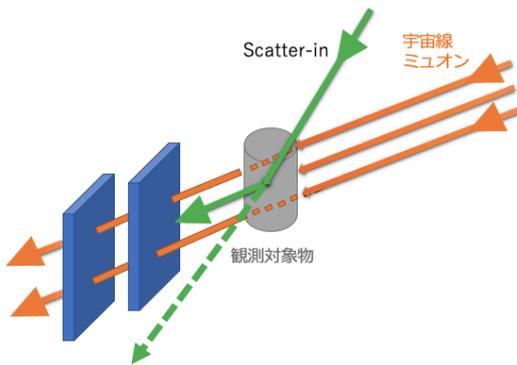


図 6.4: 配置 2 における scatter-in

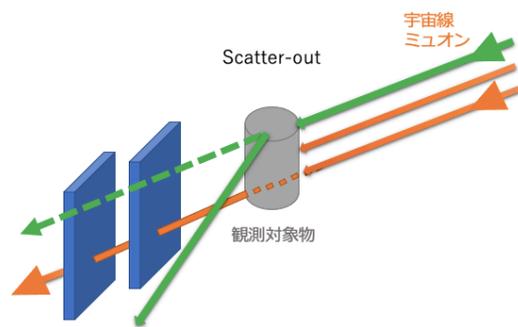


図 6.5: 配置 2 における scatter-out

ここでは、モンテカルロシミュレーションを使用し、配置 1,2 における散乱による影響を定性的に評価する。

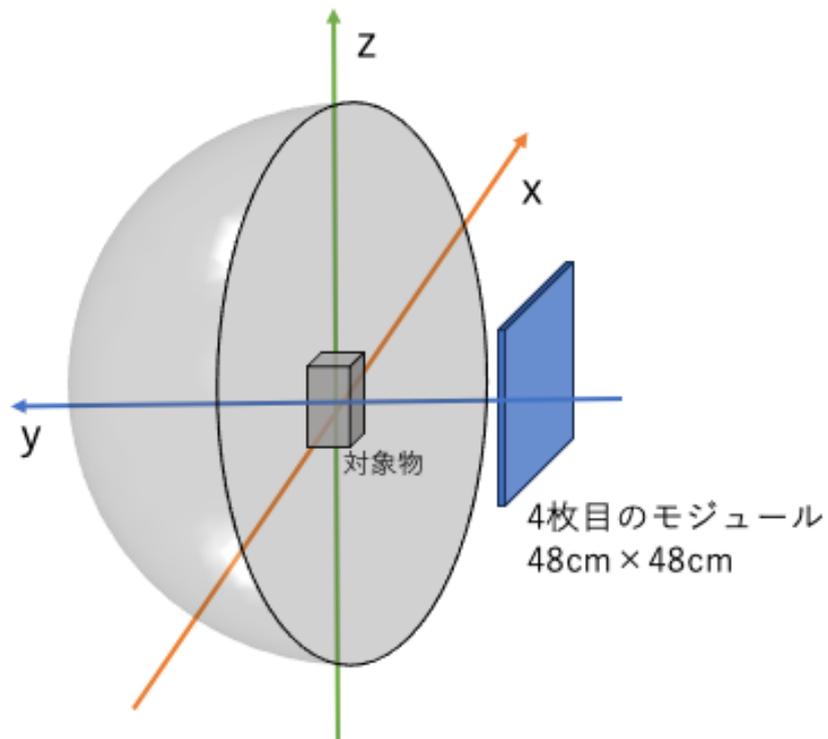


図 6.6: 配置 1 の散乱流出と流入のシミュレーション

配置 1 について、図 6.6 のようなシミュレーション環境を作成する。対象物は鉛として原点に、検出器は 4 枚目のモジュールを想定した距離で配置する。y 軸を天頂方向とし、ミュオンを原点中心半径 1m の半球面から y 軸負の方向に向けて一様に乱数を振る。また、ここで照射するミュオンは一律 3GeV としている。この環境下でシミュレーションを行った結果を以下に示す。

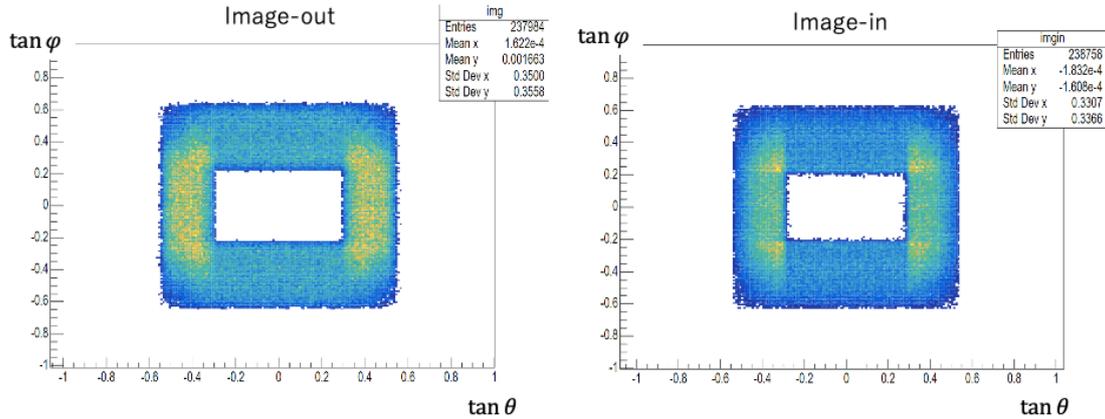


図 6.7: 左: 散乱流出、右: 散乱流入 (対象物に衝突後の方向)

図 6.7 について、物体にミュオンが当たった後のベクトルを表しており、横軸が X/Y、縦軸 Z/Y である。

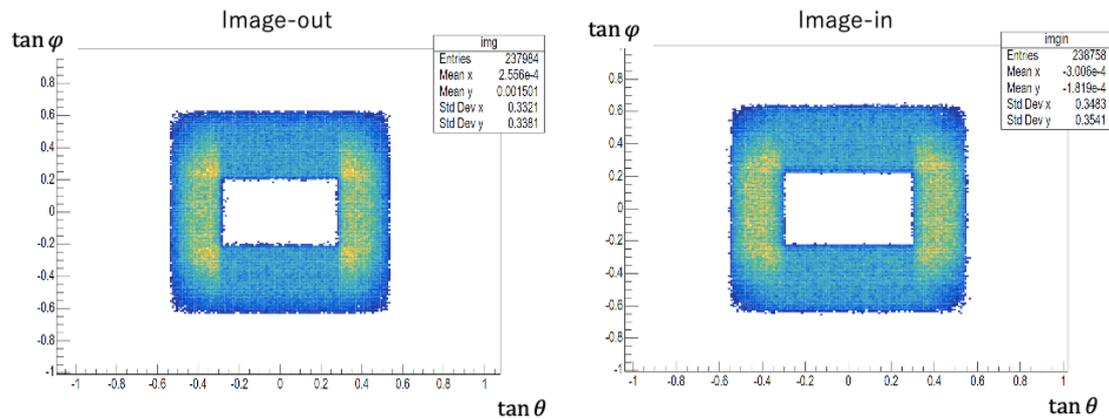


図 6.8: 左: 散乱流出、右: 散乱流入 (初期ベクトルの方向)

図 6.8 について、物体に当たったミュオンの初期ベクトルを表しており、横軸が X/Y、縦軸 Z/Y である。

左手のプロット image-out が散乱流出を表し、右手のプロット image-in が散乱流入を表している。全てのヒストグラムにおいて、青枠は物体を表しており、中央の白抜き部分は、物体を通りスクリーンの中央部分を通過したミュオンを示している。image-out に関して、図 6.8 に比べて図 6.7 の方プロットの広がりが見えていることから、物体を通過し検出されない方向に散乱したことが分かる。逆に image-in は図 6.8 に比べて図 6.7 でプロットが縮小していることから、物体を通過して検出器を通過する方向に散乱したことが分かる。

image-in と image-out を比較し、現シミュレーション環境においては散乱流入と流出の

イベント数にほとんど差がないため、お互い相殺されて透過法の吸収率に影響を与えないことが分かる。

配置 2 についてもシミュレーションを行う。配置 2 については、天頂角  $0^\circ$  から  $90^\circ$  の範囲で、 $\cos^2 \theta$  に比例するように粒子を照射する。本シミュレーションでもミュオンのエネルギーは  $3\text{GeV}$  とする。シミュレーション概要図は以下の通りである。

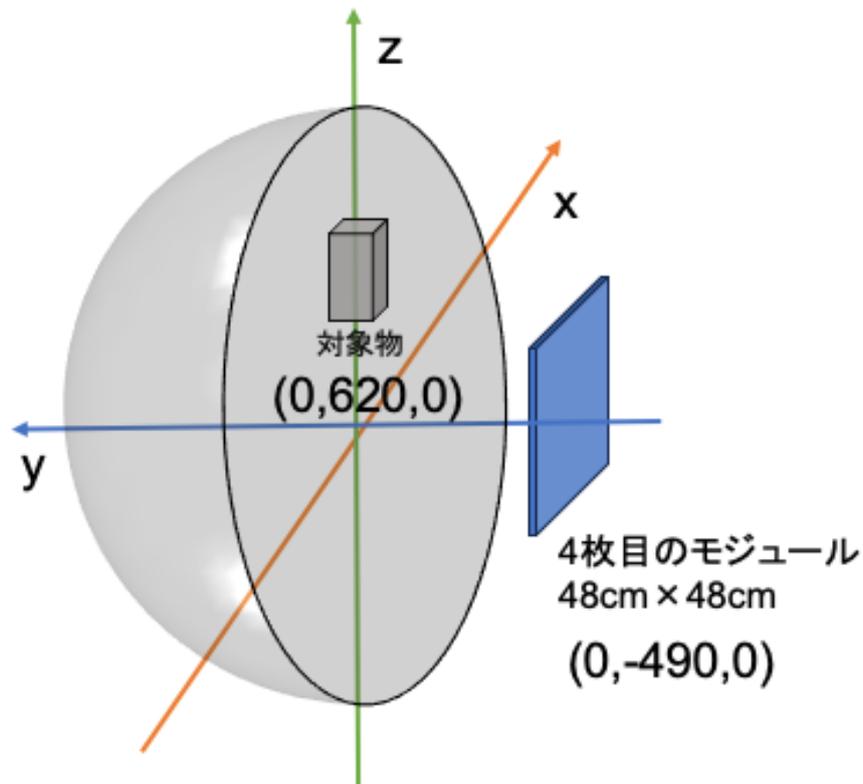


図 6.9: 配置 2 の散乱流出と流入のシミュレーション

上の図より、半球の上部半分から粒子を  $z$  軸負の方向と垂直な方向にミュオンを入射させる。

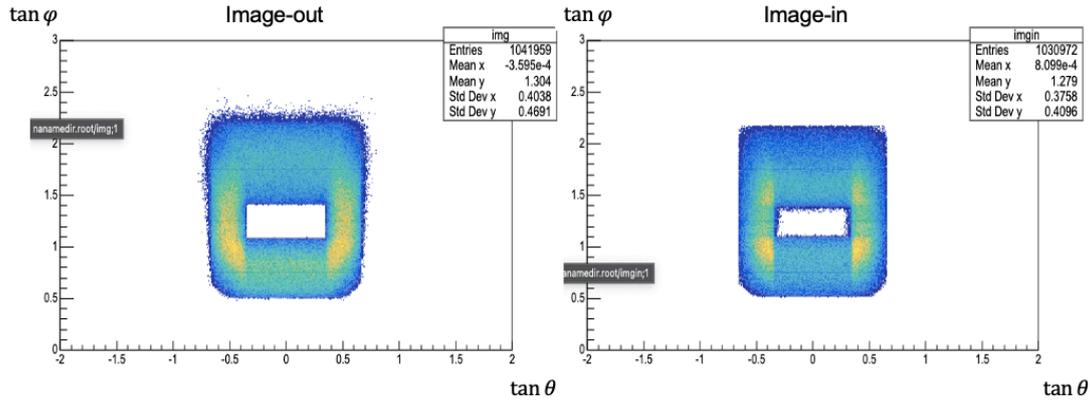


図 6.10: 左: 散乱流出、右: 散乱流入 (対象に衝突後の方向)

結果、配置 2 のシミュレーションにおいても、散乱流入と流出のイベント数にほとんど差がないため、お互い相殺されて透過法の吸収率に影響を与えないことが分かる。この結果からも、小規模物体の透視には低運動量帯のミュオンへの理解が必要不可欠である。

## 6.2 シミュレーションにおける入射エネルギーの変更と結果の比較

第 3 章でシミュレーションを行ったが、配置 1 では最低エネルギーが 200MeV、配置 2 では 500MeV と設定していた。そのためか、物体を通過して吸収される (28MeV 以下) ミュオンが配置 1 の鉛以外で存在しないことから、最低エネルギーを変更して吸収率を算出する。エネルギーの決定方法としては、実験でミュオンを観測した建物が 1 階建てで鉄筋コンクリートできていることから、約 30cm の厚さをもつコンクリートを通過すると仮定した場合、約 70MeV 以下のミュオンは既に存在しないと考え、空気中での相互作用も考慮し 100MeV 以上でシミュレーションを行う。ここでは、配置 1 の各対象物に関してエネルギーを変えた時の吸収率を表す。

表 6.3: 配置 1 における物体ごとの吸収率

最低エネルギー (MeV)	鉛	コンクリート	水
100	8.88	0	0
110	8.90	0	0
120	7.33	0	0
130	5.19	0	0
140	5.21	0	0
150	4.44	0	0
160	3.91	0	0
170	3.57	0	0
180	3.25	0	0
190	2.07	0	0
200	1.47	0	0

結果、最低エネルギーを 100MeV に変更しても鉛のみでミュオンが吸収されるため、透過法における小規模構造物においては、低運動量帯のミュオンの理解以上に電子などのバックグラウンドへの理解の方が不可欠である。

### 6.3 シミュレーション結果と散乱法によるミュオンの散乱角分布比較

シミュレーションと実験で値が異なるのは、シミュレーションと実験で散乱角分布が異なる理由は、検出器の角度分解能が理由である。特に、見かけ上の散乱と、多重散乱などで起きた小角度散乱の見落としが実験での散乱角分布に大きな影響を与えていると考えられる。

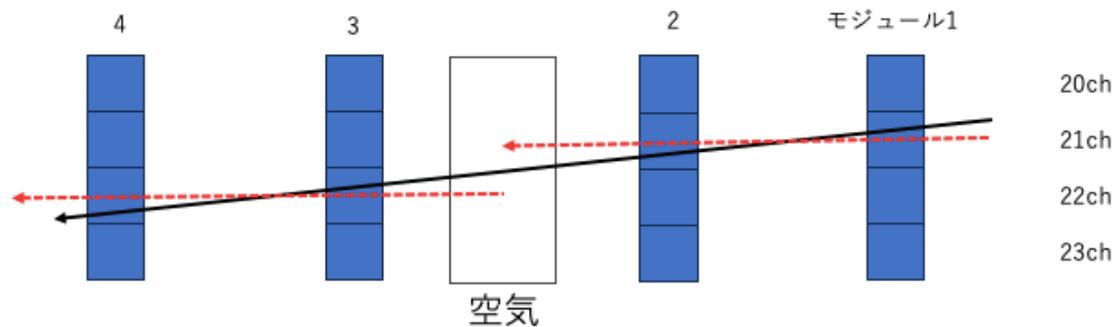


図 6.11: 見かけ上の散乱 part1

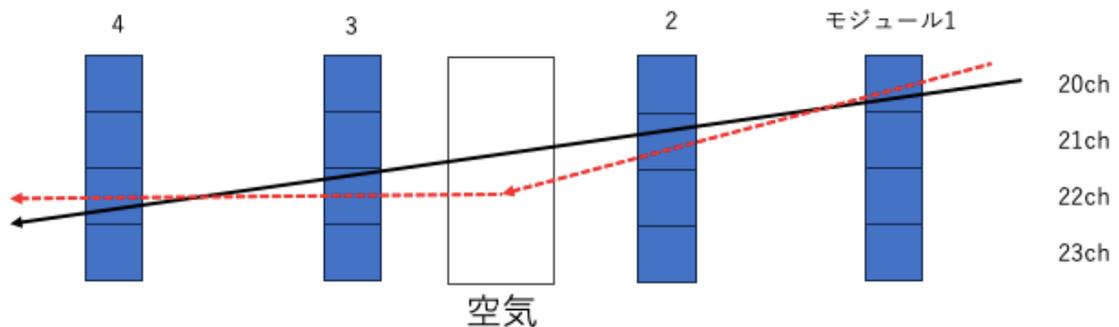


図 6.12: 見かけ上の散乱 part2

図 6.9, 6.10 は、物体を配置せずに空気を通過したミュオンの振る舞いについて示している。黒矢印のように物理的には散乱していない場合でも、各モジュールの通過位置によって上流と下流でベクトルを生成した際に、赤の点線のようにあたかも散乱したかのように振る舞うことがある。こういった見かけの散乱が起きることで、シミュレーションと比較して実験では物体を配置していない散乱角分布にも散らばりが見られる。

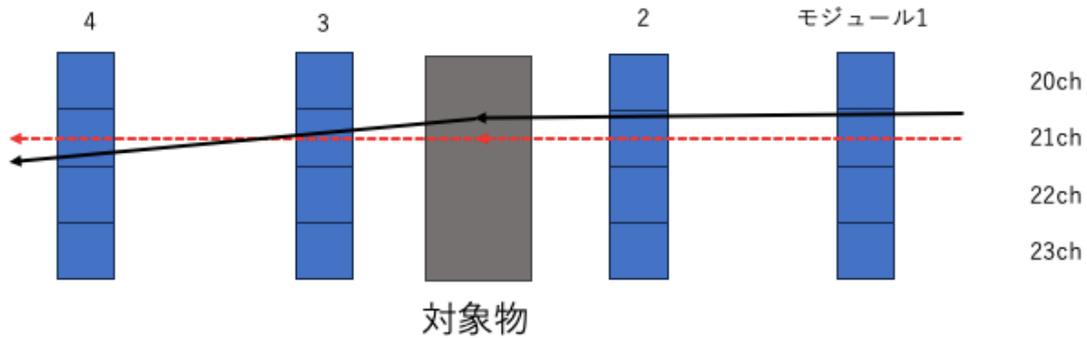


図 6.13: 小角度散乱の見落とし

図 6.11 は、対象物を通過して物体内で多重散乱を起こし、物理的には散乱していてもその散乱角が小さ過ぎる場合、解析において散乱角とみなされない場合を示している。このような小角度散乱の見落としは密度長が小さいほど影響を受けやすく、物体内での多重散乱がまるでなかったかのように振る舞うことで、対象物を配置したときの散乱角分布の散らばりが小さく見えてしまう。

## 6.4 透過法と散乱法による観測対象物特定精度の比較

実験とシミュレーションの結果から透過法と散乱法の観測対象物の種類特定精度を評価・比較する。本研究では、物体のサイズや置く位置が異なるため、得た吸収率と散乱角を透過長の平均値で規格化し、比較する必要がある。ここで、配置 1 と配置 2 におけるそれぞれの物体の透過長の平均値は以下の通りである。この透過長は、Geant4 における対象物内でのトラックから得られたステップ長を平均化したものである。

表 6.4: 配置と物体ごとの透過長の平均値

配置: 物質	透過長 (cm)
1: 鉛	60
1: コンクリート	71.83
1: 水	43.86
2: 鉛	73.3
2: コンクリート	73.4
2: 水	42.52

この透過長に基づいて値を規格化する。

表 6.5: 配置と物質ごとの吸収率と散乱角 (XZ 平面) の関係

配置: 物質	吸収率%/cm	散乱角 $\sigma(\text{mrad}\sqrt{\text{cm}})$
1: 鉛	0.122	2.27
1: コンクリート	0.0813	1.55
1: 水	0.0160	0.678
2: 鉛	0.332	1.30
2: コンクリート	0.209	0.735
2: 水	0.0306	0.649

表 6.6: 配置と物質ごとの吸収率と散乱角 (XZ 平面) の比 (水を 1 としている)

配置: 物質	吸収率%/cm	散乱角 $\sigma(\text{mrad}\sqrt{\text{cm}})$
1: 鉛	7.63	3.34
1: コンクリート	5.08	2.38
1: 水	1.00	1.00
2: 鉛	3.34	2.00
2: コンクリート	2.27	1.13
2: 水	1.00	1.00

この結果から、透過法と散乱法は共に物体の種類を特定することが可能である。結果だけでは、透過法の方が観測対象物の種類を特定できると考えられるが、透過法では 100MeV 未満の低運動量帯のミュオンや大気シャワー由来の電子への理解が必要不可欠であること、散乱法の詳細な解析とレゾリューションによるミュオンの検出に余地があるため、現時点で手法の優位性を議論することは困難である。

## 6.5 検出器の解像度を最適化するためのモジュール配置

第 5 章でも論じたが、実験における検出器の位置分解能と角度分解能はそれぞれ以下の通りである。

表 6.7: 本研究で使用した検出器と配置の解像度

配置	位置分解能 (mm)	角度分解能 (mrad)
配置 1	10	14.1
配置 2	10	17.2

本研究で使用した 2 種類の検出器配置の物体の中心を通る  $z$  座標と 4 枚目のシンチレーターの距離では、コンクリートや水の散乱角を観測することができない。シミュレーションにおける散乱角  $\sigma$  の最小値は、配置 1 では 13.4mrad で、配置 2 では 5.51mrad である。この結果から、検出器の位置分解能を変更せずにミュオンの散乱を検出するためには、物体の中心と 4 枚目のモジュールの距離  $d$  は配置 1:746.0mm で、配置 2:1844mm 必要である。この結果から、各モジュールの間隔を変更すると以下の結果になる。

表 6.8: 配置 1 と配置 2 検出器の間隔

配置	検出器間	間隔 (mm)
1	1 枚目と 2 枚目	620
	2 枚目と 3 枚目	417
	3 枚目と 4 枚目	596
2	1 枚目と 2 枚目	1523
	2 枚目と 3 枚目	1066
	3 枚目と 4 枚目	1369

表 6.9: 配置 2 における 4 枚目のモジュールを基準とした各モジュールの高さ (y 成分)

モジュール	高さ (mm)
1 枚目	1898
2 枚目	1168
3 枚目	657

ただし、この間隔で配置を設定しミュオンを検出すると、検出可能な天頂角の範囲が狭くなることや 4 枚のモジュールを貫くミュオンの検出数が減少するため、数ヶ月から数年検出に時間がかかる場合がある。故に、シンチレーターの位置分解能の向上が要求される。

## 第7章 結論

ミュオンラジオグラフィーは、ミュオンの透過力を利用した大型構造物の内部構造推定に用いられる非破壊観測手法である。既に、ピラミッドの隠し部屋探索や福島第一原発炉心部の燃料位置推定などに用いられている。本研究は、2021年から始まった散乱法を用いたミュオンラジオグラフィーの開発に関わる研究で、過去に使用されている透過法とは異なり、物体を透過したミュオンの角度変化を使用するため、物体の内部構造や cm 領域の物体の特定が期待できる。本研究では、2種類の検出器配置を使用し、実験・シミュレーションにおいて透過法・散乱法の物体特定精度を評価した。

結果、シミュレーションにおいては、指定した領域のエネルギー (配置 1:  $0.2 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$ , 配置 2:  $0.5 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$ ) では、物体によるミュオンの吸収はほとんど観測されず、配置 1 で検出したミュオンが鉛で総フラックスの 1.47% 吸収されただけであった。対して、観測対象物の密度長と散乱角分布が比例していることから、配置 1・配置 2 共に物体の特定が可能であることが分かった。

また、実験においては、電磁シャワー由来の電子やシミュレーションで入射したエネルギー範囲外の低エネルギーミュオンや電磁シャワー由来の電子が物体に吸収されることで、密度長・実験における物体の透過長に比例してミュオンが吸収された。散乱角分布も同様に比例する結果となった。よって両方の解析手法で物体の特定が可能であることが分かった。ただし、透過法では低運動量帯のミュオンや電子の理解、散乱法ではレゾリューションの最適化や解析手法の見直しなど精度向上にむけて余地があるため、両手法の優劣を現段階で議論することは困難である。また、数 cm 領域の物体を見る場合は低エネルギーのミュオンを使用することが望ましく、天頂角の低い配置 1 による粒子の検出が適切である。

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方々からご指導ご協力をいただきました。東京都立大学の高エネルギー物理実験研究室でお世話になりました先生方には、研究に関しまして多くのことをご教授頂きました。指導教員である角野秀一先生、汲田哲郎先生には日頃から研究に関して多大なるご指導、本論文の添削に加え、研究室での生活面でのサポートなど多大なるご支援を頂きました。不自由なく研究に打ち込むことができ、充実した研究生生活を送ることができたのは角野先生、汲田先生のおかげです。深く感謝申し上げます。

一昨年卒業された研究室の先輩である古藤さん、本橋さん、岩城さん、昨年卒業された在原さん、古井さん、鮫島さん、北村さんにも大変お世話になりました。中でも特に在原さんには、私の先行研究をされていた先輩が不在ということもあり、顔を合わせるたびに気にかけてくださり、今となっては恥ずかしい質問にも真摯にご対応いただきました。深く感謝いたします。特任研究員の Thomas さんと潮田さんにも大変お世話になりました。お二方のこれからの益々のご活躍をお祈り申し上げます。

後輩の鎌田君、菊田君、田口君、村澤君、学部で卒業された荒井君、宮崎君、村田君にも大変お世話になりました。ともに過ごした時間は短いですが、楽しい日々を送らせて頂きました。そして同期の黒川君、初芝君、関矢君、学部で卒業された岩野君、加藤君にも感謝申し上げます。何歳になってもつくづく同期や周りの方々に恵まれるなど感じながら、3年間の研究室生活を過ごしました。それぞれ住む場所や進路が違えど今後のご活躍をお祈り申し上げます。

最後に、計6年間大学に通わせてくれ、常に私の体調をきにかけて応援してくれた家族に感謝を申し上げ、謝辞とさせていただきます。

## 参考文献

- [1] 市川星磨. 理工学研究科 修士論文. 首都大学東京大学院, 2017.
- [2] Particle Data Group. Passage of particles through matter. *Review of Particle Physics*, 2024, 2024. Fig. 34.4 を参照.
- [3] Particle Data Group. Passage of particles through matter. *Review of Particle Physics*, 2024, 2024. 式 34.16 を参照.
- [4] G. Lemaitre and M. S. Vallarta. On the allowed cone of cosmic radiation. *The Physical Review*, Vol. 50, No. 6, pp. 493–504, 1936.
- [5] E. P. George. Commonwealth engineer. *Commonwealth Engineer*, Vol. 1, pp. 455–457, July 1955.
- [6] K. Morishima, et al. Discovery of a big void in khufu’s pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*, Vol. 552, pp. 386–390, 2017.
- [7] IRID (International Research Institute for Nuclear Decommissioning). 平成 28 年 7 月 28 日報告書, 2016.
- [8] 小西達也. 理工学研究科 修士論文. 首都大学東京大学院, 2018.
- [9] JSTAGE. 火山第 59 巻, 2023.
- [10] Japan Today. Japan today - breaking news, japan news and analysis. <https://japantoday.jp/>, 2024.
- [11] CI 工業. Ci 工業ホームページ. <http://www.cikogyo.co.jp/>.
- [12] クラレ株式会社. クラレ株式会社ホームページ. <http://www.kuraray.co.jp/en/>.
- [13] 浜松ホトニクス株式会社. 浜松ホトニクス株式会社ホームページ. <http://www.hamamatsu.com/>.
- [14] S. Miyake. Proceedings of 13th international cosmic ray conference. *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 5, p. 3638, 1973.

- 
- [15] H. Jokisch, et al. Cosmic ray muon flux at sea level, zenith angles  $0^\circ - 90^\circ$ . Physical Review D, Vol. 19, p. 1368, 1979.
- [16] R.L. Workman and Particle Data Group. Review of Particle Physics, Vol. 2022. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2022.
- [17] 防衛大学校放射線センター. 卒業研究アブストラクト, 2023.
- [18] 東京大学宇宙線研究所. ミュオンのフラックス.
- [19] ScienceDirect. Muon intensity measurements.
- [20] ResearchGate. 天頂角  $60^\circ$  から  $90^\circ$  におけるミュオン強度 .

本研究では、以上の参考文献 [1-20] を用いた。