

2024 年度 卒業論文

水シンチレータを用いたミュオグラフィ

指導教員

西村 康宏 准教授

慶應義塾大学理工学部物理学科 西村研究室

館岡 佳蓮

2025 年 3 月 6 日

概要

ミュオグラフィは、宇宙線由来の素粒子であるミュオンを用いた透視技術であり、火山やピラミッドなどの大規模構造の内部探査に用いられてきた。

近年では、プラスチックシンチレータが主に使用されてきたが、さらなる感度向上には検出面積の拡大が求められ、そのためのコストや安全性が課題となっている。

本研究では、ミュオグラフィにおける新たな手法として、「水シンチレータ」を提案し、その性能と実用性を評価した。水を基盤とするシンチレータを採用することで、コスト削減や環境負荷の軽減を目指した。

岐阜県神岡鉱山の地下と慶應義塾大学矢上キャンパスで測定を行い、MUSIC を用いたシミュレーションと比較した。

実測では、神岡鉱山でのフラックスの上限値は $2.8 \times 10^{-5} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ に制限され、矢上キャンパスではフラックスが $10^{-7} \sim 10^{-3} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ と求められた。これは MUSIC での予測と比べてオーダーとして同程度または小さい値を得た。また、東西方向の密度分布の違いはミュオンが通過するコンクリートの厚さが原因であると推察されたが、南北方向の分布の違いの原因については推察できなかった。これらの結果から、検出器の個体差を取り除くための適切な補正が必要であると考えられる。

目次

第 1 章 序章	6
1.1 ミュオグラフィ	6
1.2 宇宙線	7
1.2.1 ミューオン	8
1.2.2 天頂角分布	9
1.2.3 東西効果	10
1.3 シンチレータ	11
1.3.1 チェレンコフ光	11
1.3.2 シンチレーション光	12
第 2 章 測定場所の検討	13
2.1 神岡鉱山地下	13
2.2 慶應義塾大学矢上キャンパス	13
2.3 日吉地下壕	14
2.4 野島掩体壕	14
2.5 千代ヶ崎砲台跡	14
2.6 浅川地下壕	15
2.7 芹沢公園地下壕	15
第 3 章 測定装置の検討と設計	16
3.1 検出器系	17
3.1.1 液体シンチレータ	18
3.1.2 光電子増倍管	22
3.1.3 蛍光剤	23
3.1.4 波長変換	23
3.1.5 タイベックシート	24
3.1.6 検出器本体	25
3.2 電源系	26
3.3 データ処理系	27
第 4 章 シミュレーション	28
4.1 MUSIC によるフラックスおよびエネルギーの評価	28
4.1.1 神岡地下におけるシミュレーション	28
4.1.2 慶應義塾大学矢上キャンパスにおけるシミュレーション	31
4.2 Geant4 による損失エネルギーの評価	34

第 5 章	予備実験	36
5.1	ミューオンの天頂角分布	36
5.2	波長変換 (WLS) による光量変化の評価	39
5.3	蛍光測定	40
5.4	蛍光剤量による光量変化の評価	41
第 6 章	測定方法	43
第 7 章	測定結果	44
7.1	神岡での測定結果	44
7.2	神岡での測定結果の評価	50
7.3	矢上キャンパスでの測定結果	51
7.3.1	セットアップ①での測定	52
7.3.2	セットアップ②での測定	55
7.3.3	セットアップ③での測定	58
7.3.4	セットアップ④での測定	61
7.4	矢上キャンパスでの測定結果の評価	64
第 8 章	考察	65
8.1	水の減衰率	65
8.2	ミューオンのエネルギー損失	66
8.2.1	Bethe-Bloch の式	66
8.2.2	光電子数とエネルギー損失の関係	69
8.3	検出器の改善	70
第 9 章	結論と今後の展望	71
	参考文献	73

図目次

1.1	ミュオグラフィの概略図	6
1.2	地球に到来する宇宙線とその反応過程	7
1.3	宇宙線のエネルギースペクトル	8
1.4	チェレンコフ光の発生原理	11
2.1	神岡鉱山地下の概略図	13
2.2	矢上キャンパスマップ	13
2.3	日吉地下壕内	14
2.4	浅川地下壕の配置図	15
3.1	測定装置全体のシステム図	16
3.2	検出器の概略図	17
3.3	AbLS における bis-MSB の発光スペクトル	20
3.4	PMT 内部の概略図	22
3.5	PMT の概略図	22
3.6	bis-MSB の光子吸収・発光スペクトル	23
3.7	高電圧電源の接続図	26
3.8	電源回路のセットアップ	26
3.9	データ処理系のセットアップ	27
3.10	Cosmo-Z の拡張ボード	27
4.1	測定地点 (神岡) の座標	28
4.2	測定場所を原点としたときの各方向における神岡鉱山の厚さ	29
4.3	神岡におけるミュオンのフラックスの θ および ϕ 依存性	29
4.4	神岡におけるミュオンのフラックスの角度分布	30
4.5	神岡におけるミュオンのエネルギースペクトル	30
4.6	測定地点 (矢上キャンパス) の座標	31
4.7	矢上キャンパスにおけるミュオンのフラックスの θ および ϕ 依存性	32
4.8	矢上キャンパスにおけるミュオンのフラックスの角度分布	32
4.9	矢上キャンパスにおけるミュオンのエネルギースペクトル	33
4.10	Geant4 によるシミュレーションの初期状態	34
4.11	検出器へ到来するミュオンの飛跡	34
4.12	塩化ビニルの損失エネルギースペクトル	35
4.13	水の損失エネルギースペクトル	35
5.1	天頂角の定義	36

5.2	北北東-南南西方向の天頂角分布	38
5.3	東南東-西北西方向の天頂角分布	38
5.4	WLS の有無による光電子数の変化	39
5.5	蛍光波長が 490 nm のときの EEM	40
5.6	励起波長が 454 nm のときの EEM	40
5.7	蛍光剤量 0、3.2、6、10 g における光電子数とそのイベント数の関係	41
5.8	各蛍光剤量における光電子数の Mean の値の変化	41
5.9	蛍光剤量 0、3.2、100、500 g における光電子数の Mean の値の変化	42
7.1	神岡で測定に用いた検出器の配置	44
7.2	各チャンネルの時間と電圧の波形	47
7.3	全チャンネルおよび各チャンネルの光電子数とそのイベント数	49
7.4	立体角における幾何学的関係図	51
7.5	矢上キャンパスにおける測定環境	51
7.6	セットアップ①	52
7.7	東西および南北方向の光電子数とそのイベント数の比較	52
7.8	東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布	53
7.9	セットアップ②	55
7.10	東西および南北方向の光電子数とそのイベント数の比較	55
7.11	東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布	57
7.12	東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布	57
7.13	セットアップ③	58
7.14	東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布	60
7.15	セットアップ④	61
7.16	東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布	63
8.1	ミューオンの飛跡	68

表目次

3.1	WbLS で使用される主な溶媒、第一溶質 (蛍光体)、第二溶質 (波長変換剤)	19
3.2	AbLS に使用された溶媒、第一溶質 (蛍光体)、第二溶質 (波長変換剤)	20
3.3	R7724-ASSY の仕様	22
3.4	タイベックシートの性質	24
5.1	天頂角分布の測定データ	37
7.1	神岡測定結果	45
7.2	セットアップ①における検出器のチャンネル番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数 . . .	53
7.3	セットアップ②における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数	56
7.4	セットアップ③における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数	59
7.5	セットアップ④における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数	62
8.1	Bethe-Bloch 式の記号と意味	66
8.2	各物質における Bethe-Bloch の式のパラメータの値	67

第1章 序章

1.1 ミュオグラフィ

素粒子の一種であり、電荷を持つミュオンを用いて、放射線の一種である X 線で物体を透視するレントゲンのように、物体を透視するのがミュオグラフィである。電子の 200 倍以上の質量を持ち、数 km の岩盤さえ通り抜けるほどの高い透過力を持つミュオンでも、高密度の物質を通過する際は、物質内の原子との相互作用により、通過するミュオン量が減少する。この性質を利用することで、シンチレータを用いて測定されたミュオンの到来方向および到来量、エネルギーから、物体内部の密度分布を調べることができる。

これまで、火山の内部構造の把握をはじめ、ピラミッドや遺跡の探査、津波予測、原子炉モニタリング、海洋観測には、X 線では測定できる物質の厚さが約 1 m と制限があるため、数 m から数 km の厚さまで透視できるミュオグラフィが利用されてきた。例えば、浅間山の火口近傍の密度構造解析では、原子核乾板が用いられ、ミュオン透視の実証された。また、火山ガスの動態観測にはガスシンチレータが使用されるなど、用途に応じた多様な検出技術が開発されてきた。図 1.1 は火山への応用例であり、密度の違いから左図の黄色い領域にはマグマ溜まりがあることがわかる。

本研究では、低コストで大型化可能であり、携帯性に優れた水シンチレータを開発・実証し、山や建物などの内部の情報を明らかにすることを目的とする。水シンチレータを用いて宇宙線ミュオンを捕らえ、光電子増倍管によりその信号を検出し、ミュオンのフラックスを角度ごとに計測することで、対象物内部の密度構造を 3 次元的にイメージングできる。

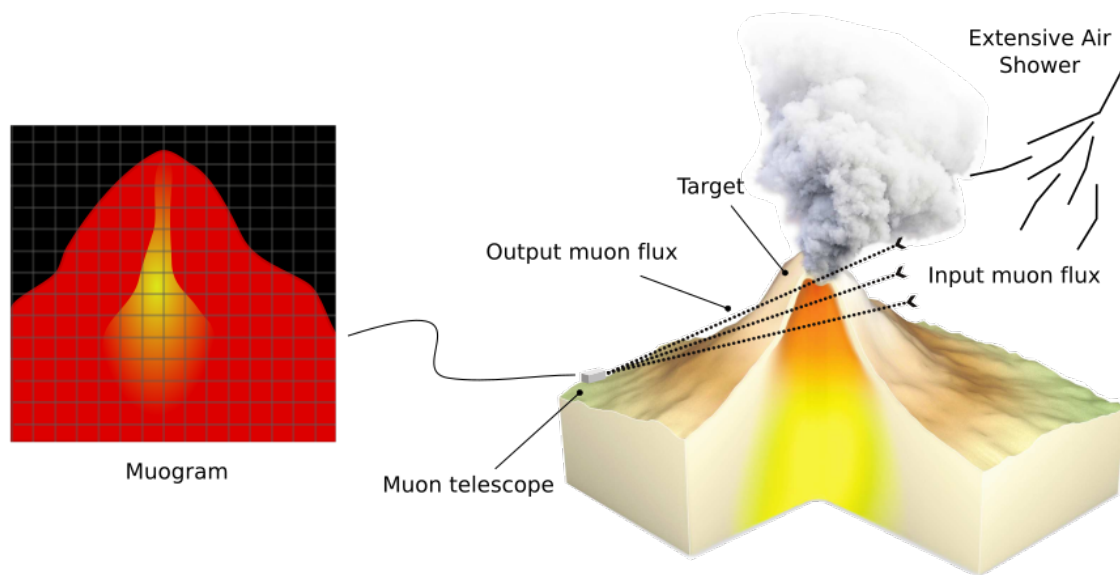


図 1.1 ミュオグラフィの概略図 [1]

1.2 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を光速に近い速度で飛び回る原子核や素粒子の総称であり、その起源は銀河内外と広範囲に及ぶ。1912年、オーストリアのHessは、気球を用いた実験において、地上から高度が上がるにつれて放射線量が増加したことを確認し、これが宇宙線であると発見した。図1.2に宇宙から地球大気に到来した宇宙線の反応過程を示す。宇宙空間から地球大気に入射する宇宙線を一次宇宙線、この宇宙線が地球大気に衝突して生成される粒子を二次宇宙線として区別される。一次宇宙線は主に陽子やヘリウムの原子核で構成されており、これが大気中の分子に衝突することで、パイ中間子（パイオン）やガンマ線などの二次粒子を生成する。パイオンは非常に寿命が短く（ 10^{-8} s程度）、以下のような反応でミューオンとニュートリノに崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

ただし、一次宇宙線の大半は陽子であるため、 π^- よりも π^+ の生成が優位である。一方、 π^- は原子核と作用し、崩壊する前に吸収されてしまうことから、 π^+ が支配的である。

また、生成されたガンマ線は、原子核近傍の電場に入射すると電子・陽電子を対生成する。さらに、この電子・陽電子が制動放射を起こし、複数のガンマ線を放出する。この過程を繰り返すことで粒子数が増加し、電磁カスケードを形成する。そのため、地球上にはさまざまな粒子が存在する。

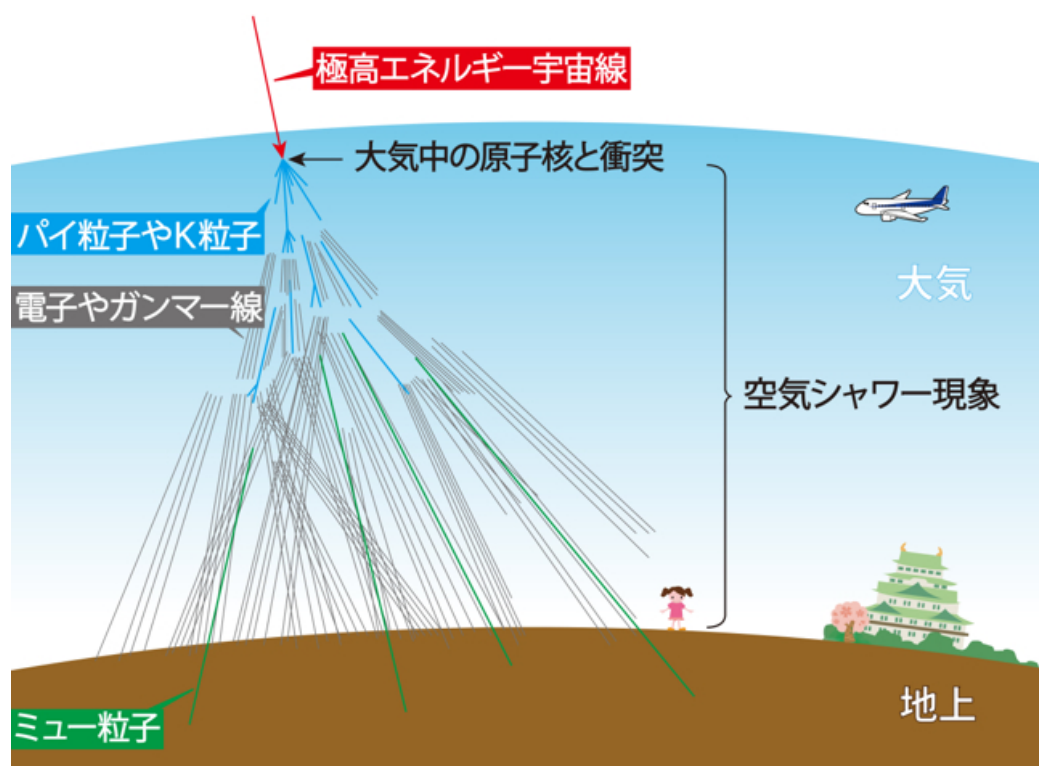


図 1.2 地球に到来する宇宙線とその反応過程 [2]

1 次宇宙線のエネルギースペクトルは、図 1.3 のように表され、フラックス F は、

$$F(\alpha) \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

で示されるべき型のスペクトルである。ただし、エネルギーを E とする。 3×10^{15} eV までは α が約 2.7 であり、スペクトルが折れ曲がったニーと呼ばれる領域では α が約 3.1 と変化する。 10^{19} eV で再びスペクトルが折れ、アングルと呼ばれる領域となり、 α は約 2.7 に戻る。このように、宇宙線のエネルギーによってフラックスが異なり、高エネルギーほど宇宙線が少ない。

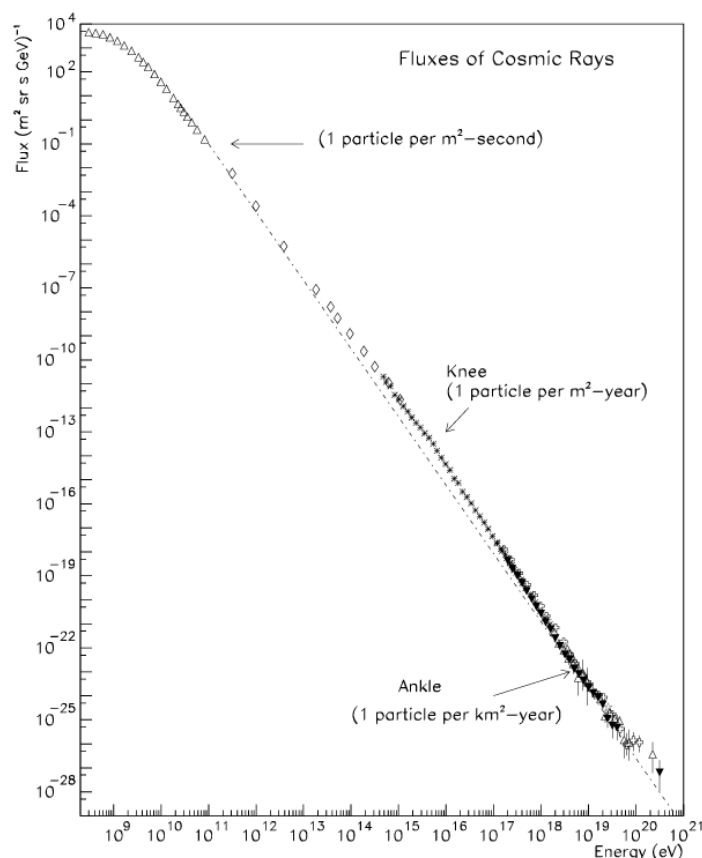


図 1.3 宇宙線のエネルギースペクトル [3]

1.2.1 ミューオン

ミューオンは、一次宇宙線が大気中で生成した二次宇宙線の主要な成分の一つである。電子の約 200 倍の質量を持ち、寿命は 2.197×10^{-6} s と比較的長い。この寿命は、特殊相対性理論による時間の遅れの効果を受けて長くなるため、高度約 10~20 km の大気上層で生成されたミューオンは、地表に到達することが可能となる。例えば、光速の 99.99% の速度で移動するミューオンの寿命は静止系の約 22.37 倍に延び、最大 14.37 km 進むことができる。

また、ミューオンは地球表面において、1 m² あたり約 1 分間に 1 個の割合で地球に降り注いでいる。二次宇宙線のほとんどは大気で吸収されてしまうが、ミューオンは透過力が高いため、地中深くまで到達することができる。物質を通過する際、ミューオンはエネルギーを失い、その損失量から通過した物質の密度を推測することが可能である。この特性を活用したのがミュオグラフィ技術であり、物体内部の密度分布を調べることができる。

1.2.2 天頂角分布

ミューオンのフラックスと到来方向の依存性を調べるために、天頂角分布を考える。観測方向により大気の厚みが異なるため、ミューオンのフラックスは天頂角に応じて変化する。

地上から高度 X の上空に、天頂角 θ で到来する単位時間・単位立体角・単位面積当たりの宇宙線の強度 $J(X, \theta)$ を考える。この宇宙線は大気中を $X/\cos\theta$ 進むため、

$$J(X, \theta) = J(X/\cos\theta, 0) \quad (1.2)$$

と書ける。大気中を通過すると、宇宙線の強度は平均自由行程 λ で指数関数的に減少するため、

$$J(X, \theta) \propto e^{-\frac{X}{\lambda}} \quad (1.3)$$

$$J(X, 0) = J_0 e^{-\frac{X}{\lambda}} (J_0 = \text{const.}) \quad (1.4)$$

と表され、

$$J(X, \theta) = J\left(\frac{X}{\cos\theta}, 0\right) \quad (1.5)$$

$$= J(X, 0) \frac{J\left(\frac{X}{\cos\theta}, 0\right)}{J(X, 0)} \quad (1.6)$$

$$= J(X, 0) \exp\left(-\frac{X}{\lambda} \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\right) \quad (1.7)$$

となる。 $\theta \ll 1$ とすると、

$$\exp\left(-\frac{X}{\lambda} \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\right) = \exp\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)^{-\frac{X}{\lambda}} \quad (1.8)$$

$$\simeq \left\{1 + \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\right\}^{-\frac{X}{\lambda}} \quad (1.9)$$

$$= (\cos\theta)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.10)$$

よって、

$$J(X, \theta) = (\cos\theta)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.11)$$

と近似できる。

ここで、 X/λ について議論する。地球の地表における宇宙線ミューオンのエネルギーは約 1 GeV であり、飛程は約 500 g/cm^2 である。また、地表の面積 1 cm^2 の上には地球大気が 1000 g 乗っている。したがって、 $X/\lambda = 1000/500 = 2$ と求められ、宇宙線フラックスは $\cos\theta$ の 2 乗に比例すると分かる。

1.2.3 東西効果

宇宙線のフラックスは天頂角だけでなく方位角にも依存し、特に、西側からの到来数が東側よりも多い。これを東西効果という。これは以下の 2 つの理由によって説明される。

1 つ目は、西側から到来する一次宇宙線の方が入射可能な軌道半径 r の最小値が小さいことである。一次宇宙線の主な構成要素である陽子の電荷を p 、速度を v 、質量を m 、地球の磁場を B とおくと、

$$evB = \frac{mv^2}{r} \quad (1.12)$$

$$r = \frac{mv}{eB} \quad (1.13)$$

となる。よって、軌道半径が小さいと宇宙線の速度も小さいことから、入射可能な最低エネルギーが小さくなる。

2 つ目は、西側から到来するミューオンの方がエネルギー損失が少ないからである。二次宇宙線により生成されるミューオンは、負電荷よりも正電荷の方が 20 % 多い。その上、正電荷の粒子は東側から到来する方が、飛程距離が短く、エネルギー損失が少なくなる。

1.3 シンチレータ

電荷を持つミューオンを捕えるために、シンチレータを用いた。シンチレータとは、荷電粒子が通過するとその粒子が物質中の原子や分子にエネルギーを与え、励起状態に移行させる物質の総称である。励起した原子や分子が基底状態に戻る際に、シンチレーション光が放出される。これらの光を光電子増倍管で検出し、解析することで、粒子のエネルギーや発生場所・時間などの情報を再構成することができる。

シンチレータは化学組成により有機と無機に分けられ、さらにそれぞれ液体と固体に主に分けられる。他にも希ガスや半導体など様々な形態があり、用途に応じて使い分ける。

1.3.1 チェレンコフ光

シンチレータでは、チェレンコフ光も観測できる。チェレンコフ光は、荷電粒子が通過している媒質における光速よりも速く進むと、その粒子の電磁場によって媒質中の原子・分子が分極して励起状態となった後、基底状態に戻る際に衝撃波として青白い可視光線として放出される。

真空中の光速を c としたとき、速度 v の荷電粒子は、屈折率 n の媒質中で速度 $c' = c/n$ となり、時間 t が経過したときの粒子の移動距離は vt 、電磁波の伝播速度は ct/n となる。ここで、 $\beta \equiv v/c$ とおくと、チェレンコフ光が発生する条件は、

$$v = c\beta > \frac{c}{n} \quad (1.14)$$

と書ける。また、図 1.4 のように粒子の進行方向と衝撃波面のなす角を θ とおくと、

$$\cos \theta = \frac{c}{n} \frac{1}{vt} = \frac{c}{n} \frac{1}{c\beta} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.15)$$

と書ける。これより、チェレンコフ光は頂角 2θ の円錐であると分かる。

媒質が水の場合を考える。チェレンコフ光の波長域に含まれる波長 303.4 nm の光に対する水の屈折率 n は 1.3581[4] である。チェレンコフ光を放射する条件は式 (1.14) より、 $\beta > 0.73632$ 、 $v > 2.2074 \times 10^8$ m/s と求められる。

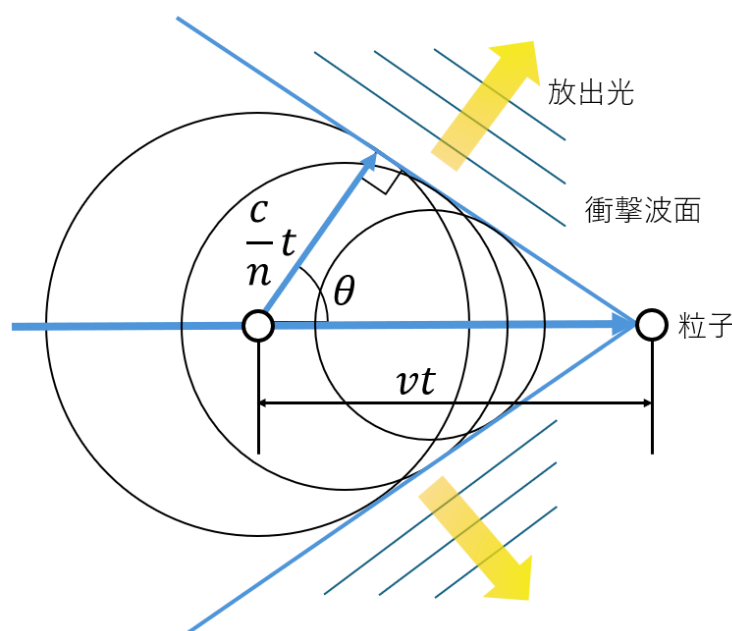


図 1.4 チェレンコフ光の発生原理

1.3.2 シンチレーション光

粒子が物質を通過すると、そのエネルギーが物質内の原子や分子に吸収され、物質内部の電子が一時的に基底状態から励起状態に移動する。電子が励起状態から再び安定な基底状態に戻るとき、光が放出される。この現象をシンチレーションといい、放出された光をシンチレーション光という。

シンチレーション光は、電子が励起して基底状態に戻るまで時間を要するため、発光継続時間は、チェレンコフ光がピコ (10^{-12}) 秒～ナノ (10^{-9}) 秒に対し、シンチレーション光はナノ (10^{-9}) 秒～マイクロ (10^{-6}) 秒と長くなっている。

チェレンコフ光よりもシンチレーション光の方が発光量が大きく発光時間が長いいため観測しやすいが、方向性を利用する用途には適さない。

宇宙線が液体シンチレータを通過すると、宇宙線が運動エネルギーを損失し、溶媒分子が励起する。そして、この励起エネルギーが未励起の溶媒分子や溶質に伝達される。溶質に伝達された場合、溶質分子が励起し、基底状態に戻るときにシンチレーション光を放出する。

第2章 測定場所の検討

実際に測定を行った神岡鉱山坑内と慶應義塾大学矢上キャンパス、測定場所として検討した日吉地下壕、野島掩体壕、千代ヶ崎砲台跡、芹沢公園地下壕について述べる。

2.1 神岡鉱山地下

神岡鉱山（以下、神岡）は日本の岐阜県に位置し、同地の地下 1000 m には、図 2.1 に示すようにスーパーカミオカンデが設置されている。この深部環境は、地表での振動や大気条件、自然放射線の影響を抑制するのに適している。本研究では、山の厚さがフラックスに及ぼす影響を調べ、さらに山の形状を特定することを目的として、神岡鉱山の地下 1000 m に位置する推定標高 365 m の地点で測定を行った。

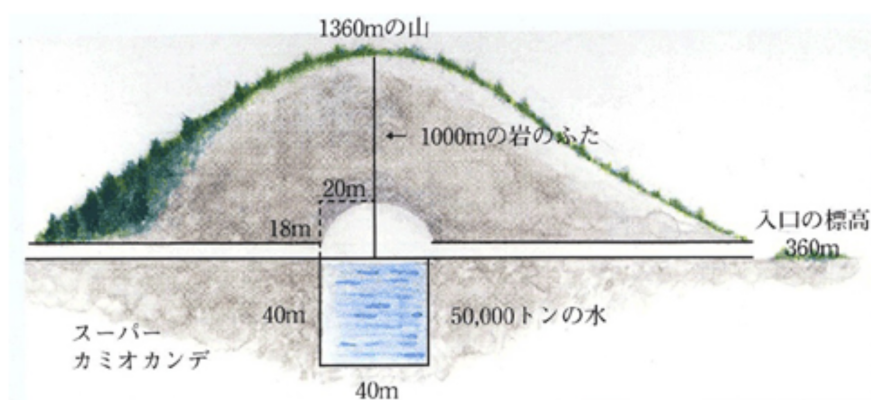


図 2.1 神岡鉱山地下の概略図 [5]

2.2 慶應義塾大学矢上キャンパス

神奈川県横浜市港北区に位置する。本研究では、コンクリートや窓ガラスの密度の違いおよび建物の構造を調べることを目的として、図 2.2 の⑨で示された 22 棟の 2 階 (赤い四角で示した場所) で測定を行った。

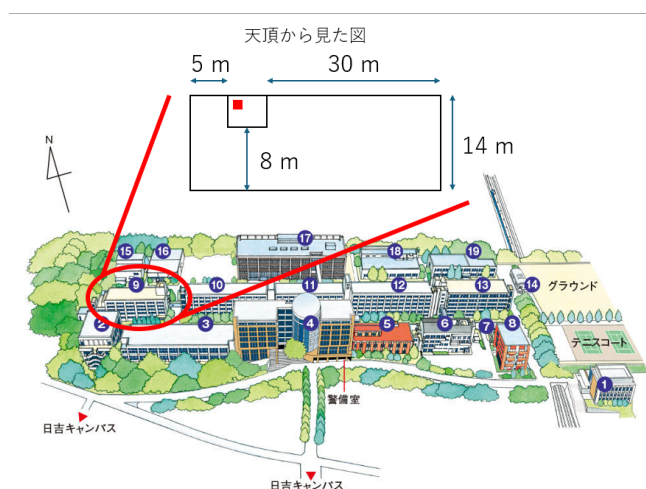


図 2.2 矢上キャンパスマップ ([6] をもとに作成)

2.3 日吉地下壕

日吉台地下壕航空本部等地下壕の東側付近に壕の入口が 4 カ所あることが分かっているが、そのうち 2 カ所は入口の上部のみが地表に露出し所在不明となっている [7]。他の 2 カ所は埋もれたままで正確な位置は特定できていない。このことから、ミュオグラフィを利用することで、位置を特定したり新たに空間を発見したりすることが可能であると考え、日吉地下壕での測定を検討した。図 2.3 のように、コンクリートで囲まれ安全性も担保されている部屋空間があり、測定に適している。しかし、日吉台地下壕保存の会との調整の結果、測定が可能となる時期が 2 月以降となり、実施を見送った。



図 2.3 日吉地下壕内

2.4 野島掩体壕

野島掩体壕は横浜市金沢区に位置する、日本最大級の掩体壕である。掩体壕とは、戦闘機を空爆から守るためのシェルターで、野島山をかまぼこ型に東西方向に 260 m くり抜き、コンクリートで補強している。その構造が比較的単純であることから、ミュオグラフィによるイメージングが容易であると考え、ここでの測定を検討した。

2.5 千代ヶ崎砲台跡

神奈川県横須賀市に位置する、東京湾要塞として建設された砲台群である。地下には天井がコンクリートやレンガの部屋構造が複数あり、ミュオグラフィで構造の違いを捉えることができるのではないかと考えた。しかし、2024 年 11 月から 2025 年 2 月まで発掘調査が行われるため、今年度はここでの測定は不可能であった。

2.6 浅川地下壕

浅川地下壕は東京都八王子市に位置する。総延長は 10 km 以上あるとされている。図 2.4 に地下壕の配置図を示す [8]。現在はイ地区のみ公開されている。この地区の地下壕は 3D マップ化されているので、ミュオグラフィによる結果と比較できると考えた。しかし、東大地震研が地震計を設置していることから、月に 1 日のみの利用に限られてしまうため、使用できなかった。



図 2.4 浅川地下壕の配置図

2.7 芹沢公園地下壕

神奈川県座間市に位置する芹沢公園内にある。地下壕内部の一部が VR 映像化されているため、ミュオグラフィによる測定結果を検証できる [9]。しかし、安全上の理由から、一般の立ち入りが禁止されているため、利用できなかった。

第3章 測定装置の検討と設計

本研究では、日吉地下壕での測定を視野に入れ、測定装置を設計した。ミューオンを測定するにあたり、

1. 高い検出度
2. 安全性の確保
3. 低コスト

を満たすために、光電子増倍管と水シンチレータを用いたシステムを採用した。

図 3.1 に本実験システムの図を示す。主に、検出器系、電源系、データ処理系から成る。

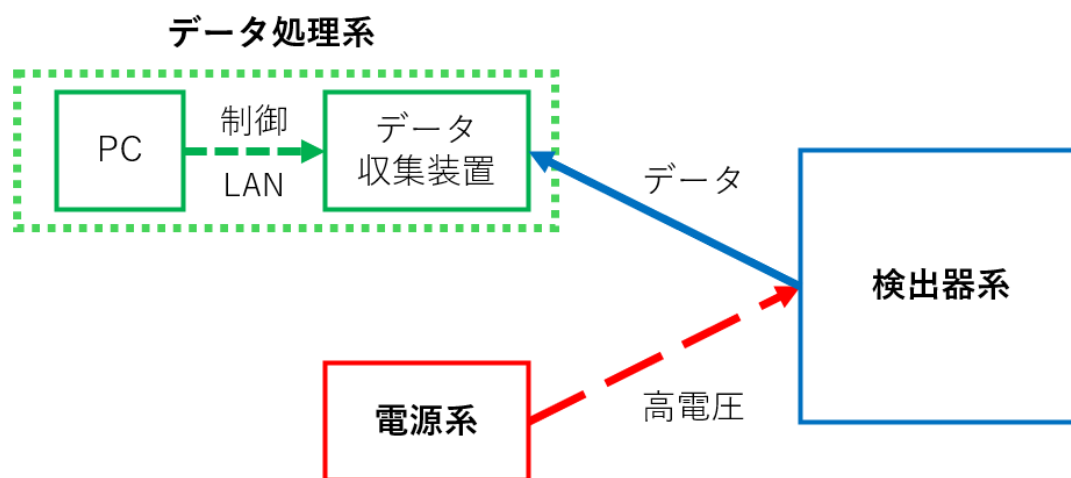


図 3.1 測定装置全体のシステム図

3.1 検出器系

本研究では塩化ビニル (以下、塩ビ) パイプを用いた検出器を作成した。図 3.2 に作製した検出器の概略図を示す。内部には水が収容されており、ここでチェレンコフ光およびシンチレーション光を捕える。これらの光は光量が少ないため、光量上げる必要がある。そこで、水に蛍光剤を添加し、タイベックシートを反射による導光のためパイプ内部に沿って配置し、さらに波長変換プレート (Wavelength Shifter: WLS) を取り付けけた。

この検出器の構成は、他に検討したプラスチックシンチレータ、水ベースシンチレータ、およびアルコールベースシンチレータと比較して、コスト、安全性、携帯性の面で総合的に優れていることから採用した。

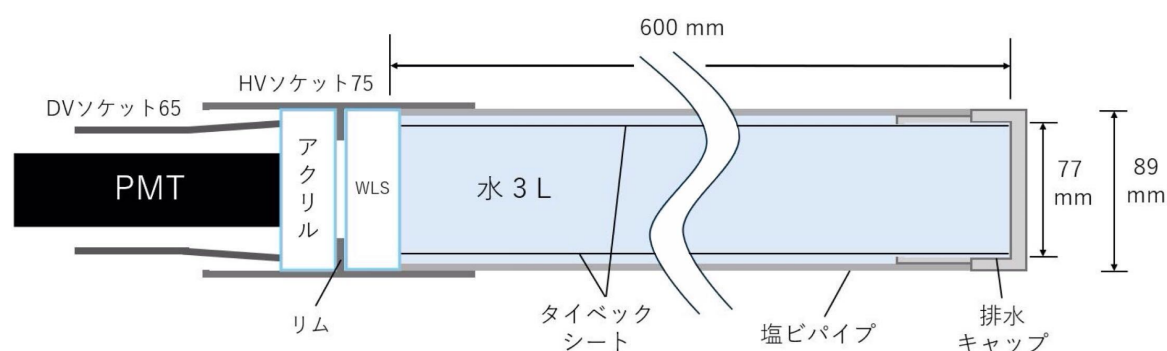


図 3.2 検出器の概略図

3.1.1 液体シンチレータ

従来のミュオグラフィではプラスチックシンチレータが広く用いられてきたが、ミュオンの検出効率を上げるにはいくつかの制約が生じる。プラスチックシンチレータは、軽量で加工が容易であり、適度な性能を持っているため、一定の条件下では十分に有用である。検出効率向上には、検出器の検出面積を大きくする必要があるが、コストが高い上に、機械的な強度や加工の制約により、非常に大きな体積を持つ検出器を構築することが難しい。また、一度構築すると形状を変形させることができないため、複雑な配置を取ることができず、設置場所にも制約がかかる。

一方、液体シンチレータは低コストであり、特定の形状に加工する必要性がないことから、広い面積や複雑な形状の検出器の設計が可能である。そこで、液体シンチレータ (Liquid Scintillator: LS) として、水ベースシンチレータ (Water based LS: WbLS) およびアルコールベースシンチレータ (Alcohol based LS: AbLS) を検討した。

WbLS は、水チェレンコフ検出器と比べて、特に低エネルギー粒子に対して優れた感度を示す。また、無機シンチレータと比べて、放射線との相互作用が少なく、その結果として背景雑音が減少し、微弱な信号をより明確に捉えることが可能となる。

AbLS に関しては、アルコールの生分解性が高く毒性が低いというメリットがある。WbLS で広く使用されている有機蛍光物質である PPO (2,5-ジフェニルオキサゾール) や bis-MSB (p-ビス [メチルスチリル] ベンゼン) などを、界面活性剤を用いることなく溶解できるアルコールが存在する [10]。

水ベースシンチレータ

WbLS は、一般的に有機溶媒と第一溶質（蛍光体）、第二溶質（波長変換剤）、界面活性剤を水に溶かしたものである。表 3.1 に、WbLS で一般的に使われている物質の一覧を示す。

表 3.1 WbLS で使用される主な溶媒、第一溶質（蛍光体）、第二溶質（波長変換剤）

	物質名	化学式
溶媒	プソイドクメン (PC)	$C_6H_3(CH_3)_3$
	直鎖アルキルベンゼン	$C_6H_5(CH_2)_nCH_3$
	トルエン	$C_6H_5CH_3$
	キシレン	$C_6H_4(CH_3)_2$
第一溶質 (蛍光体)	2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO)	$C_{15}H_{11}NO$
	Butyl PBD	$C_{24}H_{22}N_2O$
	p-テルフェニル	$C_6H_4(C_6H_5)_2$
第二溶質 (波長変換剤)	1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (bis-MSB)	$C_{24}H_{22}$
	POPOP	$C_{24}H_{16}N_2O$

ここに示した溶質は、いずれも芳香族化合物であり疎水性が高く、水に溶解しにくい。そのため、有機溶媒が必要となる。しかし、表中に示した溶媒はいずれも危険物であり、急性毒性、可燃性・引火性、健康有害性を有している。さらに、プソイドクメン、ベンゼン、キシレンは水性環境有害性を持つ。

アルコールベースシンチレータ

AbLS はアルコールに溶質を混合した液体シンチレータである。WbLS では取り扱いに厳重な注意を要するため、代替となる液体シンチレータとして検討した。Ji Won Choi.et al.(2021) で使用されていた物質を表 3.2 に示す。2-エトキシエタノールと純水の比率を 9:1 とし、第一溶質である 2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO) の濃度を 15 g/L、第二溶質である 1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (bis-MSB) の濃度を 60 mg/L となるように調製している。

表 3.2 AbLS に使用された溶媒、第一溶質 (蛍光体)、第二溶質 (波長変換剤) [11]

	物質名	化学式
溶媒	2-エトキシエタノール	$C_2H_5O(C_2H_4)OH$
第一溶質 (蛍光体)	2,5-ジフェニルオキサゾール (PPO)	$C_{15}H_{11}NO$
第二溶質 (波長変換剤)	1,4-ビス (2-メチルスチリル) ベンゼン (bis-MSB)	$C_{24}H_{22}$

bis-MSB の発光スペクトルを図 3.3 に示す。ピーク波長は～420 nm であり、本研究で使用した PMT の最大感度波長 (表 3.3) と一致する。

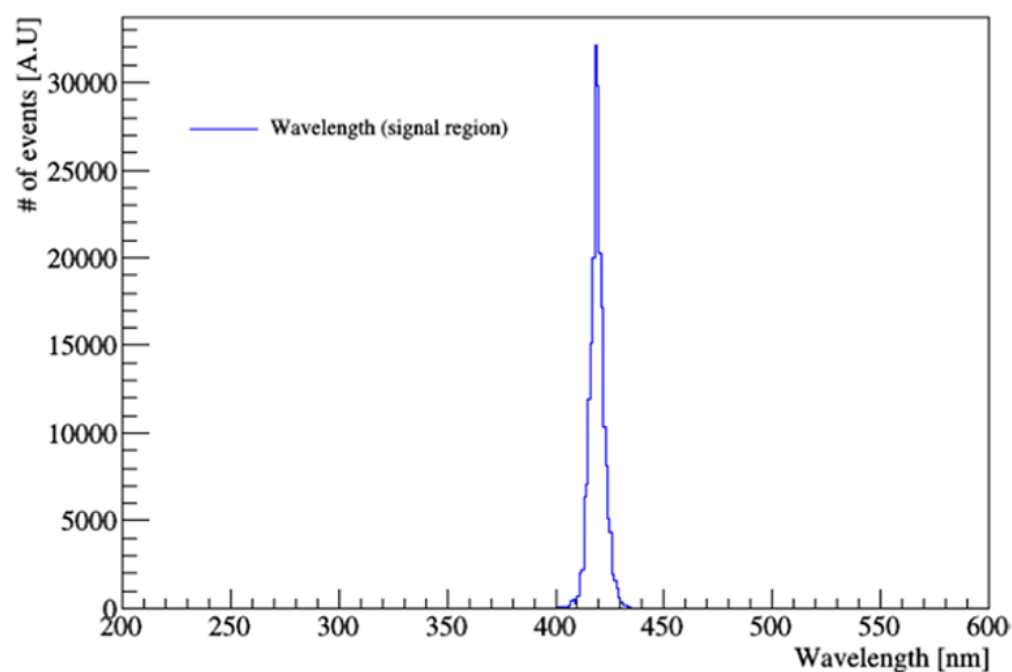


図 3.3 AbLS における bis-MSB の発光スペクトル [11]

シンチレータ物質の検討

液体を収容する容器として、LS によく使われているガラスよりも安価な塩ビパイプまたはアクリルを検討していたが、表 3.1 に示した WbLS で使用される有機溶媒は、両素材を溶解させる特性があることが確認された。さらに、有機溶媒は環境に対して有害であり、特に日吉地下壕のような屋外環境での使用においては、液体の漏洩による環境汚染のリスクが懸念される。また、AbLS はシンチレータとして十分な性能を有するものの、その引火性による火災等が懸念される。これらの理由から、本研究では両者の LS の使用を見送った。

そこで、溶媒は水を用い、第一溶質 (蛍光剤) として蛍光漏洩検査剤 (3.1.3 参照) および波長変換剤を添加したアクリルプレート (3.1.4 参照) を用いてシンチレータを作製した。本研究では、これを「水シンチレータ」として検出器に用いた。

水シンチレータの短所として、水分子は有機溶媒と比較して蛍光物質の溶解度が低く、発光効率を引き出すことが難しいことと、長期的な計測においては、水の蒸発や汚染による性能劣化が考えられる。一方、長所として、有機溶媒や危険物を使用しないため、安全性が確保されている。その上、低コストで容易に入手可能であり、検出効率の向上に不可欠な検出面積の拡大が可能である。

液体シンチレータを用いたミュオグラフィは、Bin Zhang et al. (2021) で報告されているが、有機溶媒を使用したものであった。一方で、有機溶媒を用いない水シンチレータによるミュオグラフィは、これまで報告されていない。この新しい試みは、環境負荷の軽減や安全性の向上だけでなく、ミュオグラフィの応用範囲をさらに拡大する可能性を有している。本研究では、水シンチレータの基本性能を評価し、その実用性を検証することを目的とする。

3.1.2 光電子増倍管

シンチレータで捕えたミューオンにより生成されるチェレンコフ光およびシンチレータ光を検出するために、光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube: PMT) を用いた。これは、微弱な光を検出し、電気信号として増幅する光検出器である。

ガラスなどで密封された真空管内は、図 3.4 のように「入射窓」、「光電面」、「集束電極」、電子を増幅する「ダイノード」、「陽極」から構成されている。入射窓へ入射した光が、金属でできた光電面へ入射すると、光電効果により光電子が生じる。光電面と陽極間には高電圧が印加されているため、生じた光電子は、電場により陽極の方向へ加速され、第 1 ダイノードに衝突して二次電子が生じ、電子が増殖する。ダイノードへの衝突による二次電子の放出が繰り返され、光電子の数はカスケード式に増加する。最終ダイノードから生じた二次電子群は、最終的に $10^6 \sim 10^7$ 倍されており、陽極より信号として取り出される。

本研究では、 $\phi 51$ mm ヘッドオン型 PMT R7724-ASSY を 16 本使用した。図 3.5 に概略図を示し、表 3.3 にその仕様を示す。

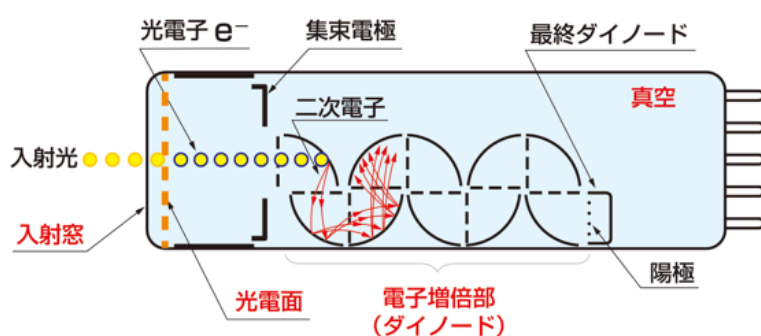


図 3.4 PMT 内部の概略図 [12]

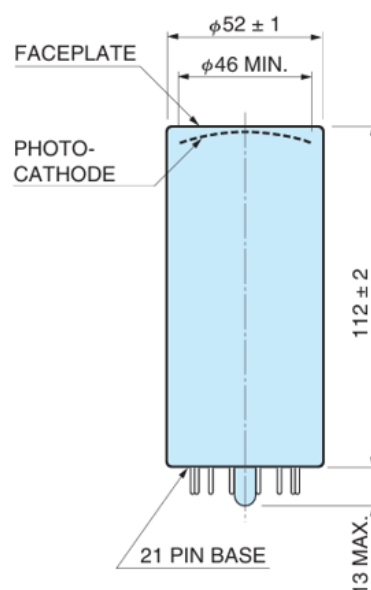


図 3.5 PMT の概略図 [13]

表 3.3 R7724-ASSY の仕様 [13]

パラメータ		
感度波長 (nm)		300~650
最大感度波長 (nm)		420
入射窓材質		硼硅酸ガラス
光電面	材質	バイアルカリ
有効領域 (mm)		460
時間応答	上昇時間 (ns)	6.0
時間分解能 (ns)		2.4

3.1.3 蛍光剤

チェレンコフ光やシンチレーション光は光量が少ないため、検出効率が下がる。この問題を改善するための方法の1つとして、蛍光剤を用いた。WbLS で使用されるような第一溶質 (蛍光剤) は皮膚接触や吸入による毒性、難分解性を有し、環境中での蓄積や水生生物への害が懸念される。また、疎水性があり水に溶解しない。そこで、引火性を有さず危険物にも該当せず、水に溶解しやすいマークテック社製のスーパーグロー蛍光漏洩検査剤 DF-300 Liquid を用いた。

3.1.4 波長変換

チェレンコフ光やシンチレーション光の波長を、PMT の感度が高い波長に変換し、より光量を増やすために波長変換を用いた。3.1.1 で用いた波長変換剤は第一溶質 (蛍光剤) と同様に毒性や環境中での蓄積性、水生生物への影響といった有害性が懸念される。そこで、50 mg/L の濃度で Bis-MSB を添加したアクリルプレートで波長変換 (WaveLength Shifter: WLS) として用いた。アクリルプレートのメリットは2つある。

1つ目は、Bis-MSB が再放射する光の波長が、本研究で用いた PMT の感度波長域内であり最大感度波長 420 nm(表 3.3) を含むからである。図 3.6 の右側の曲線は、再放射された光の波長に対する再放射確率を示している。この図から、PMT の最大感度波長 420 nm で蛍光波長の強度が最も強くなっていることが分かる。短波長であるチェレンコフ光およびシンチレーション光はアクリルプレートを透過できないが、WSL によって長波長に変換することで、透過できるようになる。

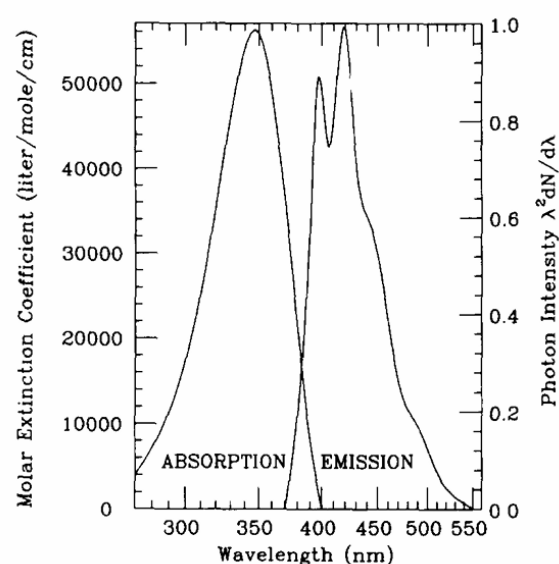


図 3.6 bis-MSB の光子吸収・発光スペクトル [14]

2つ目は、より多くの光を集めることができるからである。波長 303.4 nm の光に対する水の屈折率が 1.3581 であることに対し (蛍光剤の発光波長に合わせて変更)、アクリルの屈折率は 1.4933 であるため、アクリルと水の境界面で全反射が起こりうる。その結果、光をアクリルプレート内に閉じ込めることができ、より多くの光が光電陰極に達し、検出効率を向上させることができる。

3.1.5 タイベックシート

塩ビパイプの内部の黒色は、通常、光の吸収率が高く、特に可視光をよく吸収する。そのため、可視光域にあるチェレンコフ光やシンチレーション光が、塩ビパイプ内部で吸収されてしまい、PMT に届く光量が減少し、信号が弱くなる可能性がある。そこで、白色であり耐水性のあるタイベックシートを導入した。

タイベックシートとは、アメリカのデュポン社が開発した透湿水切りシートである。表 3.4 にその性質を示す。主な特徴として、高密度のポリエチレン不織布を使用しており、耐久性が高く、軽量である。さらに、塩ビパイプ内に挿入すると、水を充填した際に水圧によってシートが自然と外側の円周に沿う形で張り付く。また、塩ビパイプの内部は黒色であるが、このシートは高い反射率を有する白色の素材であり、チェレンコフ光やシンチレーション光の検出器への到達効率を向上させることができるため採用した。

表 3.4 タイベックシートの性質 [15]

性質項目	詳細
単一製品・混合物の区分	単一製品
化学名	高密度ポリエチレン
含有量	99 %以上
色	白
臭気	無臭
比重	0.955g/cm ³
溶解度	水に対し溶解せず

3.1.6 検出器本体

本研究では、容器にアクリルではなく塩ビを採用した。その理由は以下の通りである。

1. 黒色であるため外光を吸収し、外乱光の影響を低減できる。
2. 屋外での使用が可能である。
3. 耐久性が高い。
4. 安価で加工が容易であり、入手性が高い。
5. 円柱形状であるため、全天頂角から等方的に光を受ける構造が実現できる。

塩ビパイプの長さは 600 mm とした。この長さにした理由は、実験場所として想定していた日吉地下壕の入口の幅に合わせたということと、外径 89 mm のパイプ 16 本を組み合わせで正方形の構造を形成できるようにしたためである。

塩ビパイプを用いて、図 3.2 に示す検出器を製作した。塩ビパイプの一端には、液体の出し入れを可能とするためにシリコンを用いて排水キャップを取り付けた。もう一端には、波長変換プレートとアクリル板を円形に加工したものを取り付けた。これらを塩ビパイプの一端に固定するために、まず HV ソケットのリムにシリコンで接着し、さらに HV ソケットと塩ビパイプをシリコンで接着した。そこに DV ソケットを差し込むことで、光電子増倍管 (PMT) を固定する構造とした。ただし、DV ソケットの内部はテーパ構造となっており、そのままでは PMT が挿入できないため、PMT の外径に合わせてソケット内部を削り出して調整した。

3.2 電源系

PMT を動作させるには高電圧の供給が必要である。本研究では、松定プレシジョン製の高電圧電源 (型番: HGR60-3N) を使用した。この電源は低リップル特性を持ち、安定した高電圧供給が可能である。図 3.7 に接続図を、図 3.8 に本研究で用いた電源回路と各部品の型番を示す。

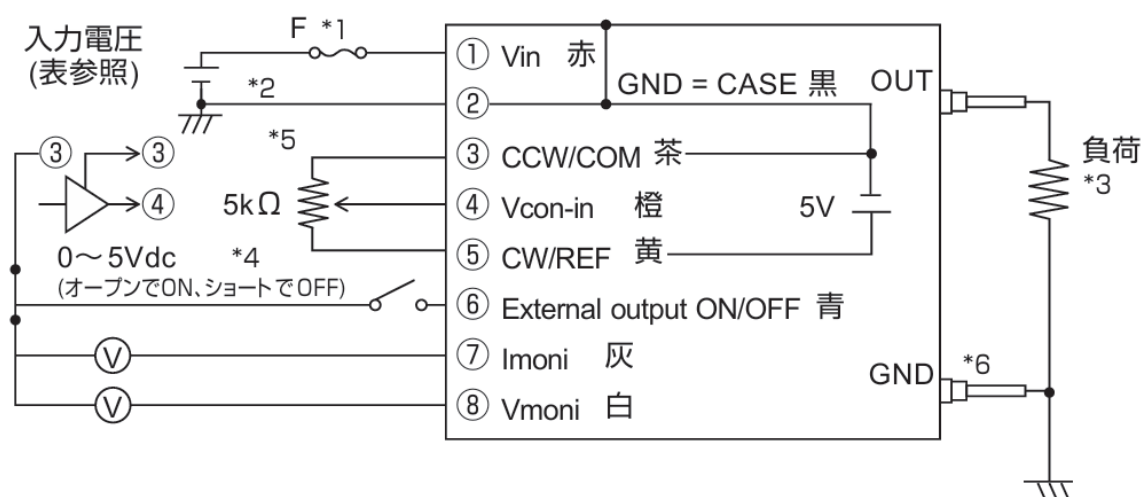


図 3.7 高電圧電源の接続図 [16]

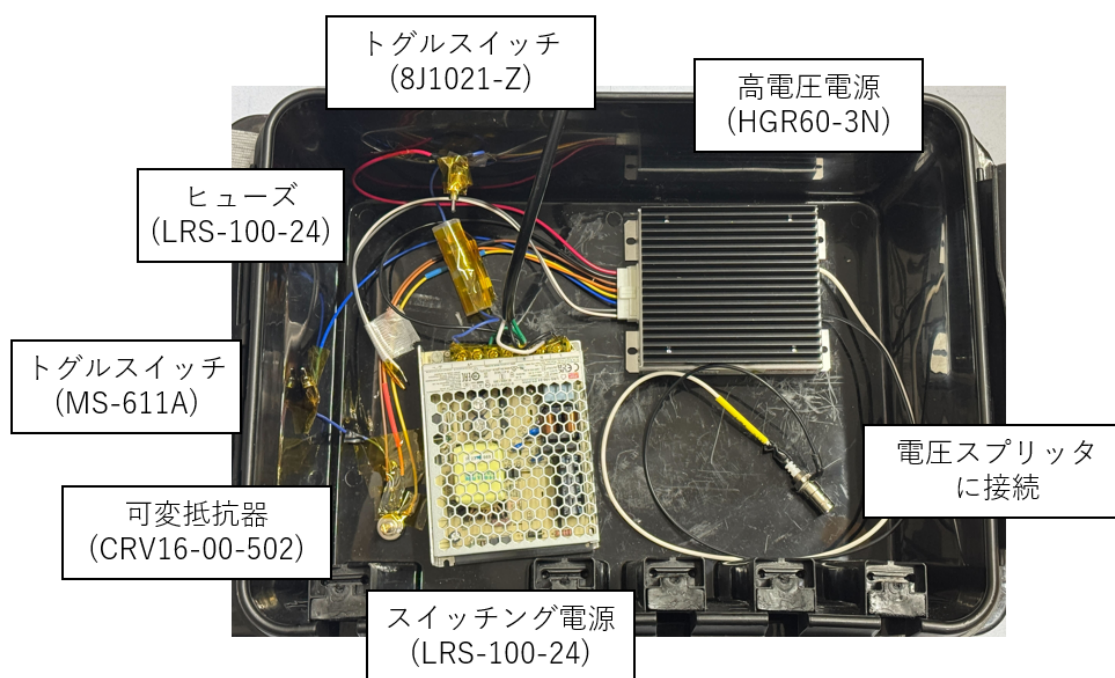


図 3.8 電源回路のセットアップ

3.3 データ処理系

PMT で検出した信号の計測収集には、図 3.9 に示した Cosmo-Z Type-C 基板を用いた。Cosmo-Z とは、FPGA を用いたデータ計測収集装置 (Data Acquisition: DAQ) である。X 線や γ 線などの放射線、パルスレーザを収集し、高速にデータ収集・解析することができる。

本研究では、図 3.10 に示した 12bit 8ch 105MHz の ADC を搭載した拡張 ADC ボード (型番: NP1069) を用いて、8ch から 16ch に拡張した。制御には Raspberry Pi 3 Model B を使い、Cosmo-Z と LAN 接続して使用した。

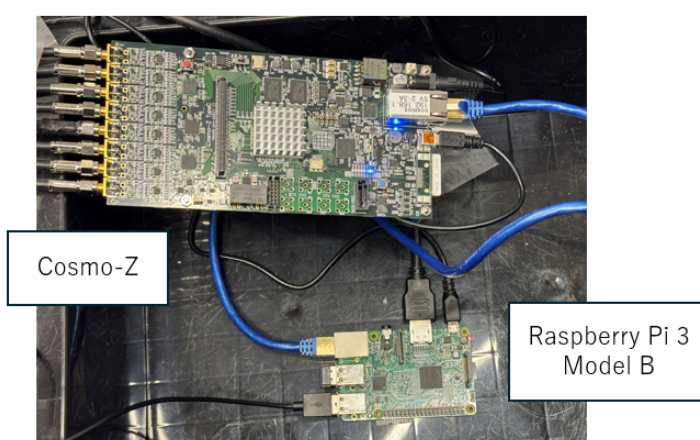


図 3.9 データ処理系のセットアップ

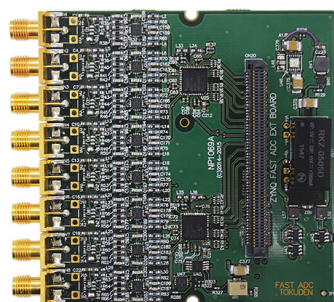


図 3.10 Cosmo-Z の拡張ボード

第4章 シミュレーション

4.1 MUSIC によるフラックスおよびエネルギーの評価

MUSIC は Muon Simulation Code の略称であり、ミューオンが岩や水などの物質を通過する際の挙動をモデル化することができる [17]。地下へ進むミューオンが岩盤で失うエネルギーは地表でのミューオンフラックスをもとにシミュレーションした。これを用いて、測定場所におけるミューオンのフラックスおよびエネルギーをシミュレーションで求めた。初期エネルギーの範囲は 1 GeV から 1 TeV、岩石の密度は 2.7 g/cm^3 とした。

4.1.1 神岡地下におけるシミュレーション

測定地点は、図 4.1 の赤丸で示した位置である。本研究では、緯度 36.426 度、経度 137.308 度、標高 365 m を測定地点とし、国土地理院の地理院地図データコード 543742 および 543752 のデータを用いて解析を行った。この地点を原点とし、図のようにミューオンのフラックスの方位角 ϕ および天頂角 θ を定義して各方向における山の厚さを評価した。

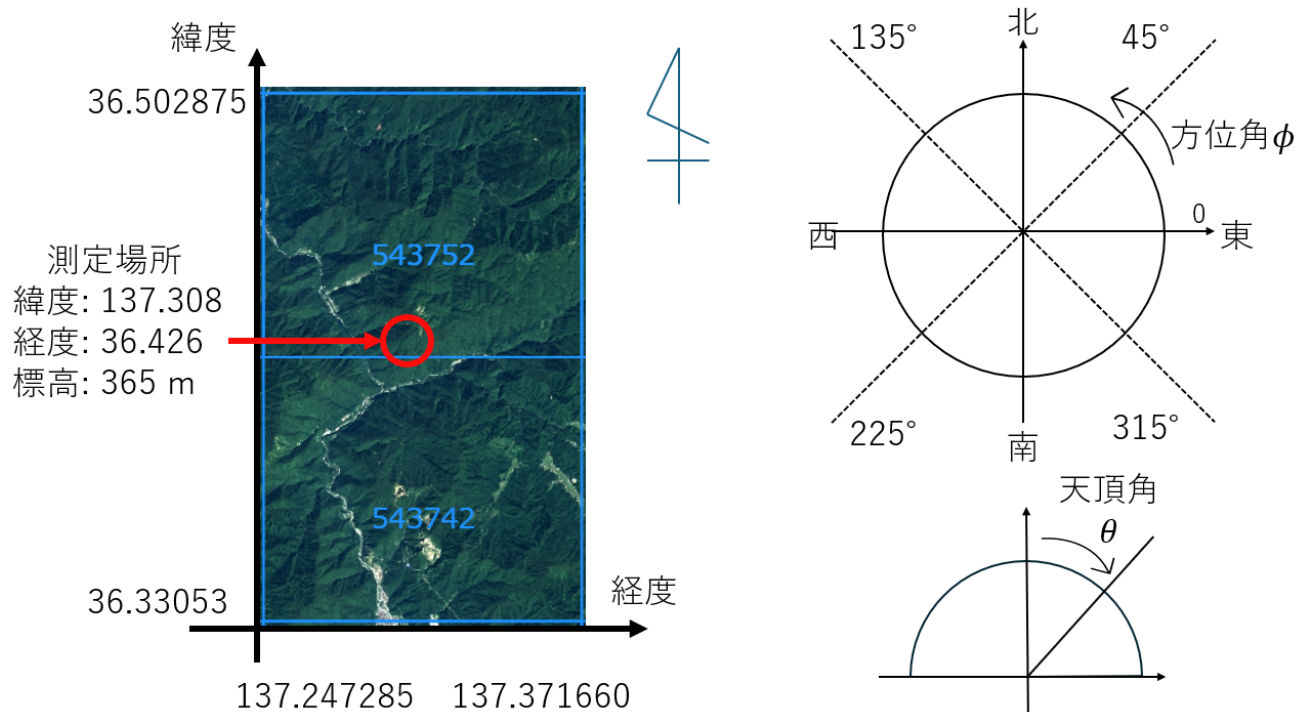


図 4.1 測定地点 (神岡) の座標

図 4.2 にその結果を示す。横軸は方位角 ϕ 、縦軸は $\cos \theta$ 、各方向における山の厚さはカラーバーで示した。南北方向では地形に厚みがあり、東西方向では山の厚みが比較的薄い傾向にあると分かる。

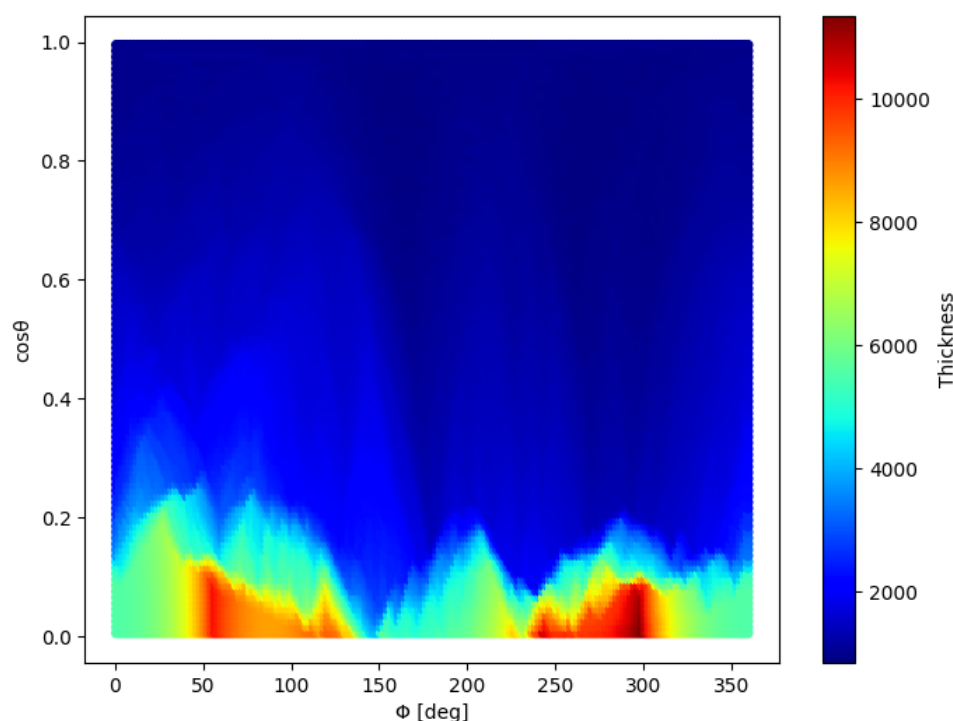


図 4.2 測定場所を原点としたときの各方向における神岡鉱山の厚さ

次に、図 4.2 を用いて、ミューオンのフラックスの方位角 ϕ および天頂角 θ 依存性を求めた。これを図 4.3 に示す。横軸が方位角 ϕ または $\cos \theta$ であり、縦軸がミューオンのフラックスである。 ϕ が 180 度および 280 度付近でフラックスが大きいことから、西および南からのフラックスが大きいことが分かる。この方向は図 4.2 で山の厚みが薄い方向と一致している。一方、山が厚い方向はフラックスが小さい。また、 θ に関してはフラックスが単調増加していると言える。

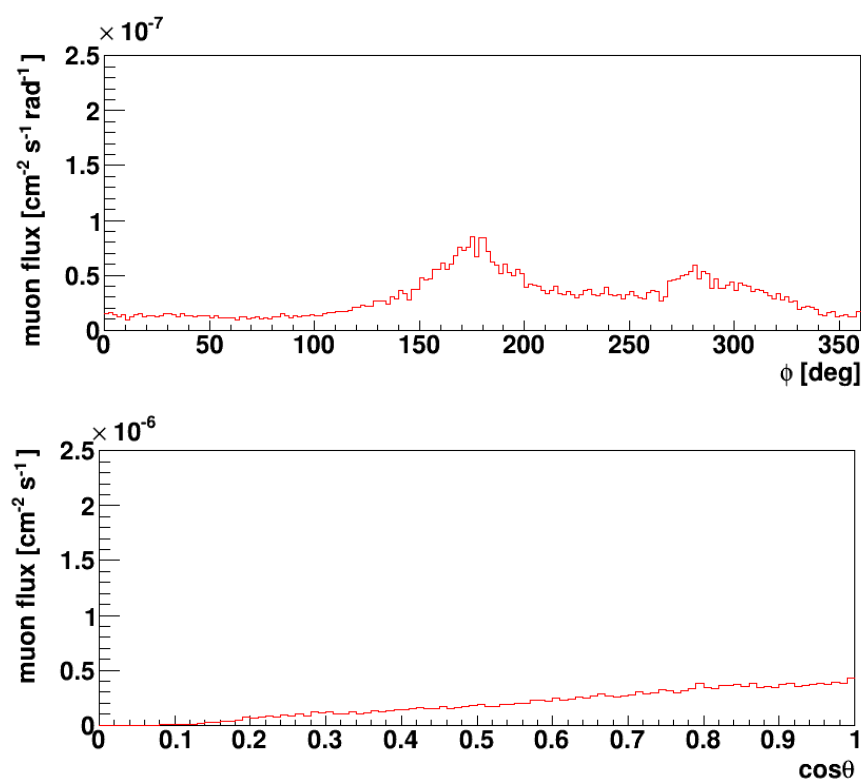


図 4.3 神岡におけるミューオンのフラックスの θ および ϕ 依存性

図 4.2 および図 4.3 の結果を反映させたものが、図 4.4 である。横軸が ϕ 、縦軸が $\cos \theta$ であり、ミューオンのフラックスの強度をカラーバーで示した。

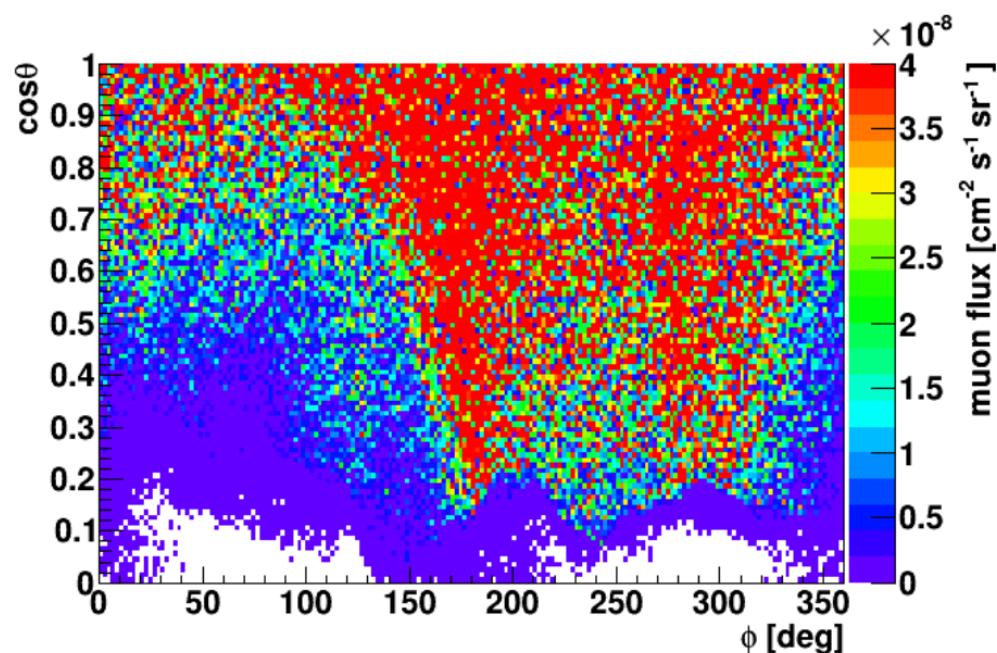


図 4.4 神岡におけるミューオンのフラックスの角度分布

図 4.5 にエネルギースペクトルを示す。横軸がミューオンのエネルギー、縦軸がミューオンのフラックスである。ミューオンのエネルギーが 10^2 GeV を超えると、フラックスは急減することから、測定場所に到来する主なミューオンのエネルギーは 10^2 GeV 以下と考えられる。

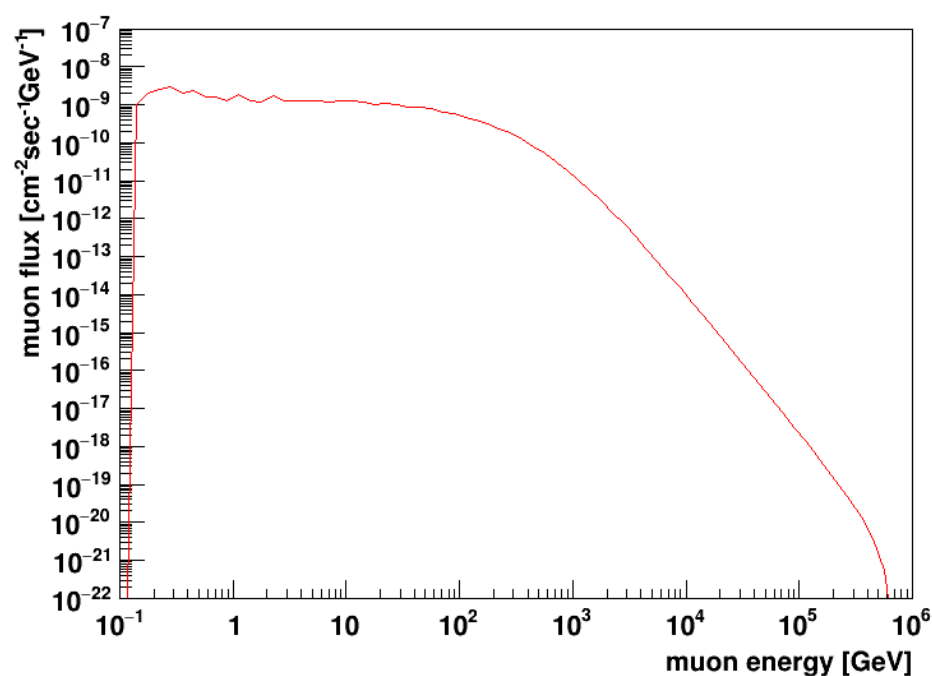


図 4.5 神岡におけるミューオンのエネルギースペクトル

4.1.2 慶應義塾大学矢上キャンパスにおけるシミュレーション

測定地点は、図 4.6 の赤丸で示した位置である。本研究では、緯度 35.5562452 度、経度 139.6524605 度、標高 25 m に地上から 2 階までの高さ 6 m を加えた 31 m を測定地点とし、図 4.6 の国土地理院の地理院地図の青線で囲まれた範囲内にあるデータを用いて解析を行った。ただし、神岡とは異なり、キャンパスは丘の上にあるため、周囲には岩や建物がないと仮定した。方位角および天頂角の定義は図 4.1 と同様である。

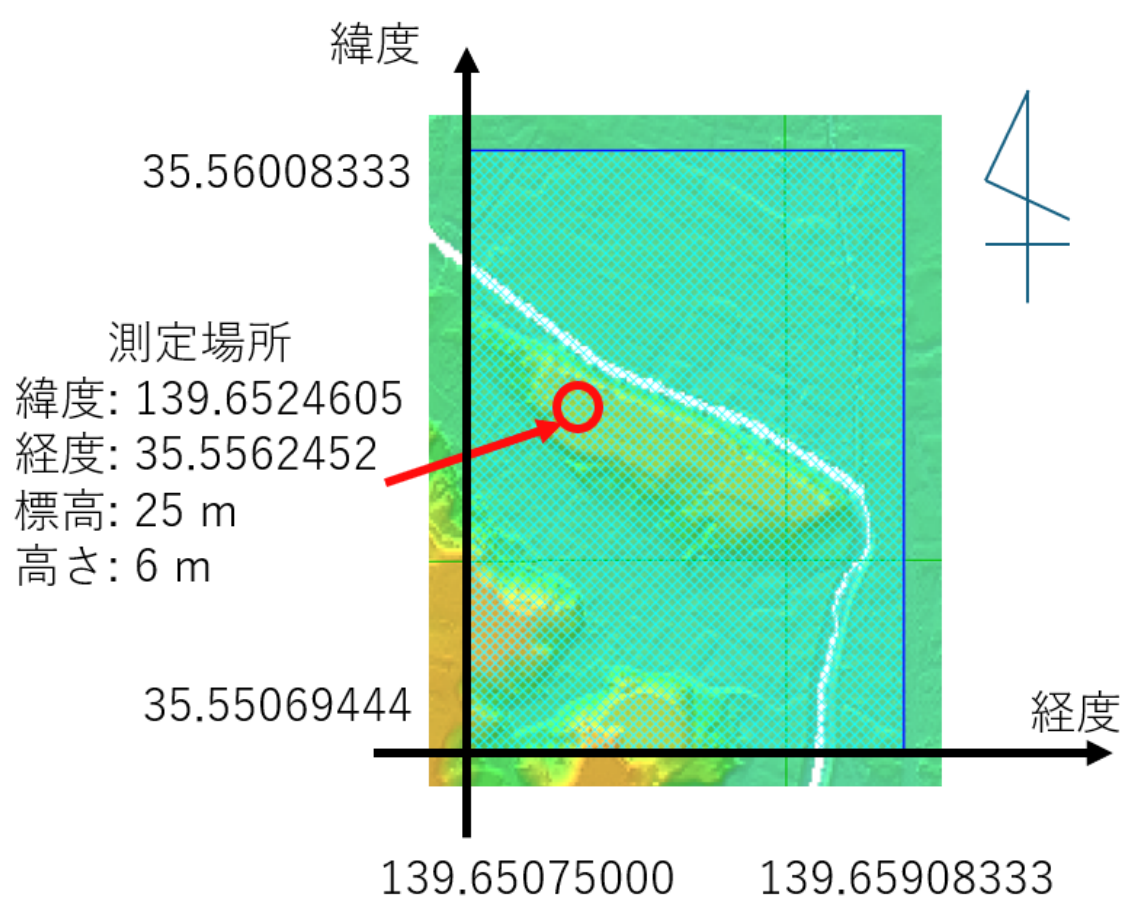


図 4.6 測定地点 (矢上キャンパス) の座標

測定地点を原点とし、ミューオンのフラックスの方位角 ϕ および天頂角 θ 依存性を評価した結果を図 4.7 に示す。横軸は方位角 ϕ または $\cos\theta$ であり、縦軸はミューオンのフラックスである。フラックスは方位角に関わらずほぼ一様であることが分かった。 θ に関してはフラックスが単調増加していると言える。また、神岡の図 4.3 で示したシミュレーション結果と比較すると、矢上ではフラックスのオーダーが神岡よりも 6 桁大きくなっていた。

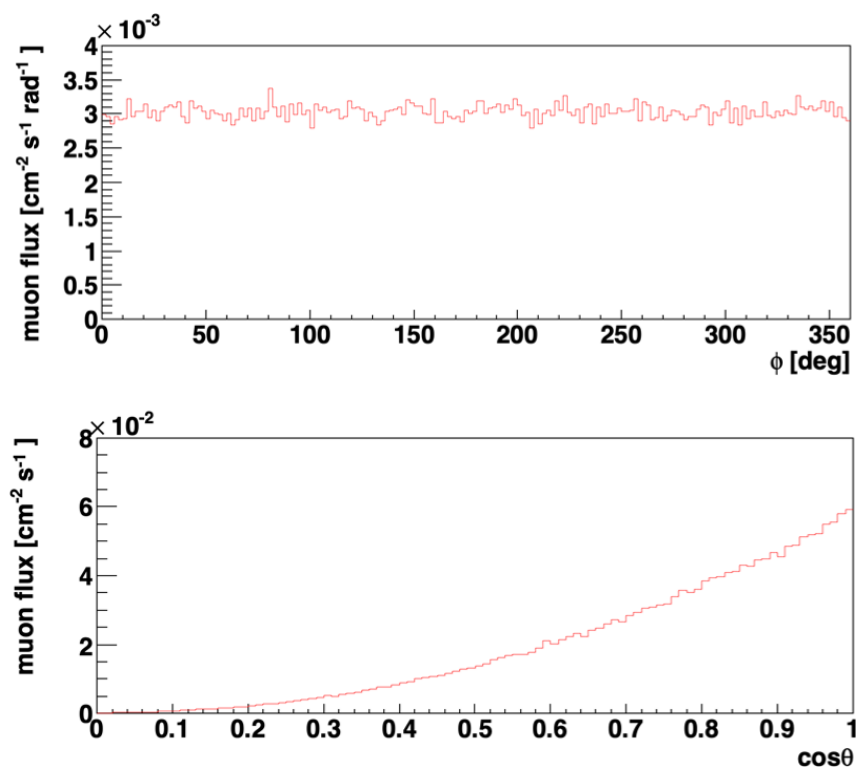


図 4.7 矢上キャンパスにおけるミューオンのフラックスの θ および ϕ 依存性

図 4.3 の結果を 4.8 である。横軸が ϕ 、縦軸が $\cos\theta$ であり、ミューオンのフラックスの強度をカラーバーで示した。

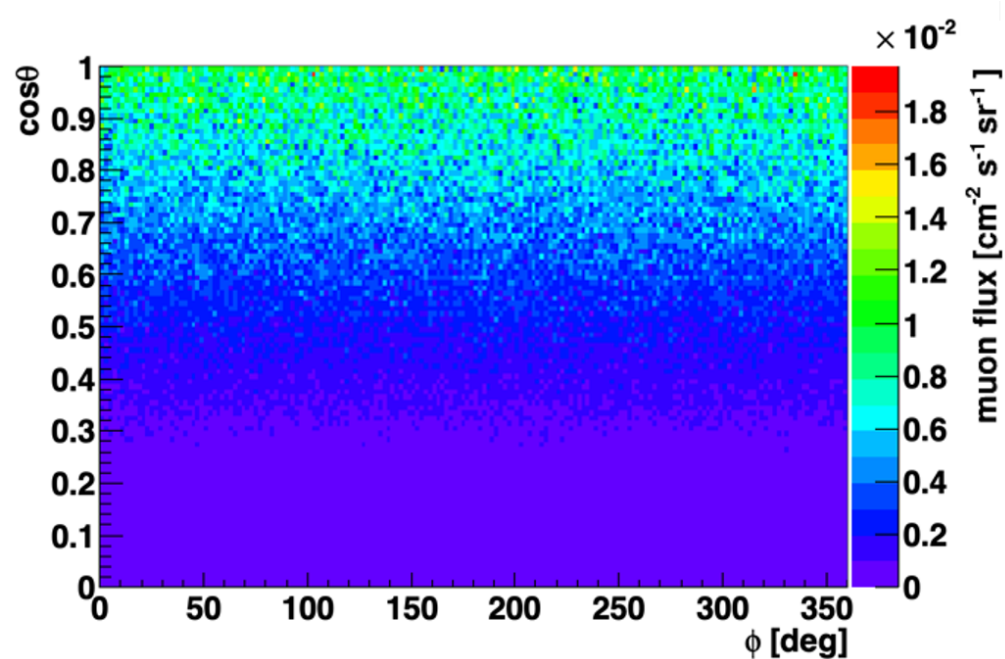


図 4.8 矢上キャンパスにおけるミューオンのフラックスの角度分布

次に、図 4.9 にエネルギースペクトルを示す。横軸がミュオンのエネルギー、縦軸がミュオンのフラックスである。ミュオンのエネルギーが 1 GeV を超えると、フラックスは急減することから、測定場所に到来する主なミュオンのエネルギーは 1 GeV 以下と考えられる。

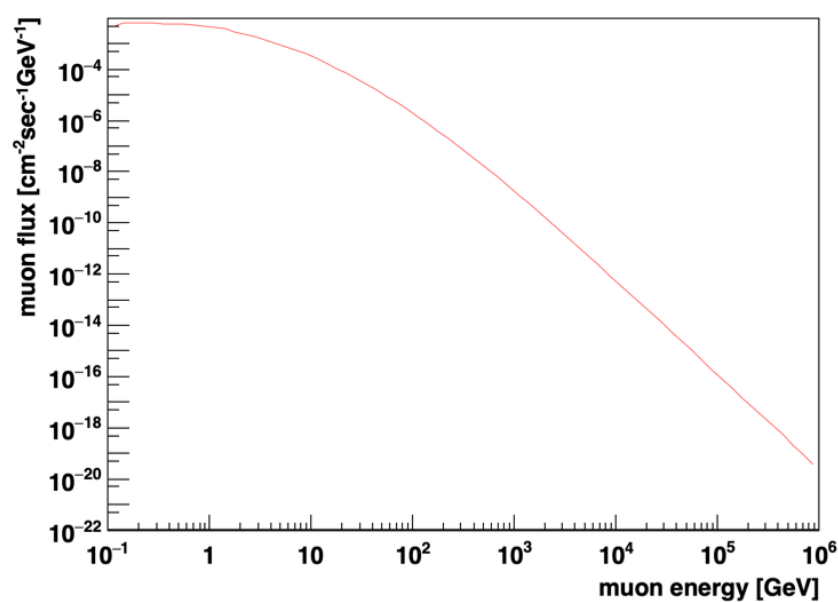


図 4.9 矢上キャンパスにおけるミュオンのエネルギースペクトル

4.2 Geant4 による損失エネルギーの評価

Geant4 とは、欧州原子核研究機構 (CERN) で開発されている、粒子の飛跡や物質との相互作用をシミュレーションするツールキットである [18]。検出器を通過する際のミュオンの損失エネルギーと到来方向について考察するために用いた。

実験環境は、炭素 C (0.00124 %)、窒素 N (75.5268 %)、酸素 O (23.1781 %)、アルゴン Ar (0.12827 %) から成る空気中とした。図 4.10 に示すように、塩ビパイプ 1 本を用意し、その内部に水を満たした構造とした。

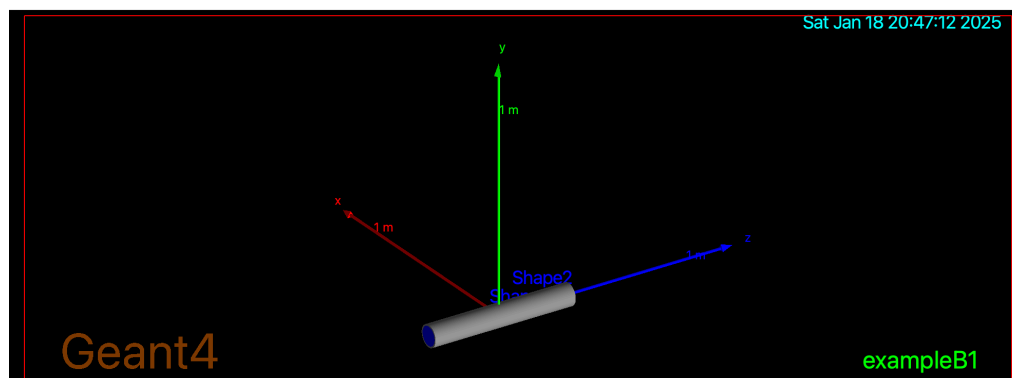


図 4.10 Geant4 によるシミュレーションの初期状態

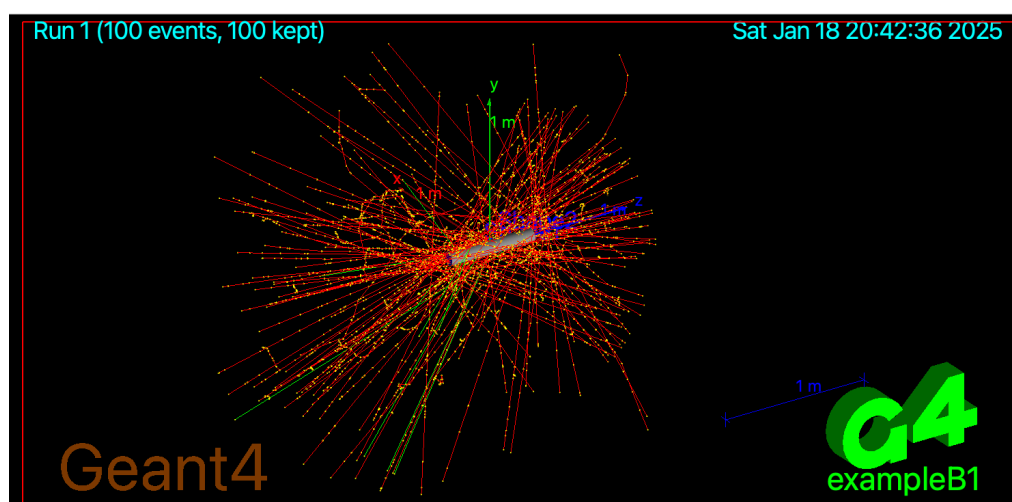


図 4.11 検出器へ到来するミュオンの飛跡

陽ミュオンを 1000 MeV ($= 1 \text{ GeV}$) のエネルギーでランダムな方向から原点へ 10000 個到来すると仮定し、塩ビパイプおよび水を通じたときに損失したエネルギーとそのイベント数の関係をシミュレーションした。その結果を図 4.12 および図 4.13 に示す。横軸は損失エネルギー、縦軸はイベント数である。塩ビでの平均損失エネルギーは 659.80 keV、水での平均損失エネルギーは 1316.32 keV と求められた。

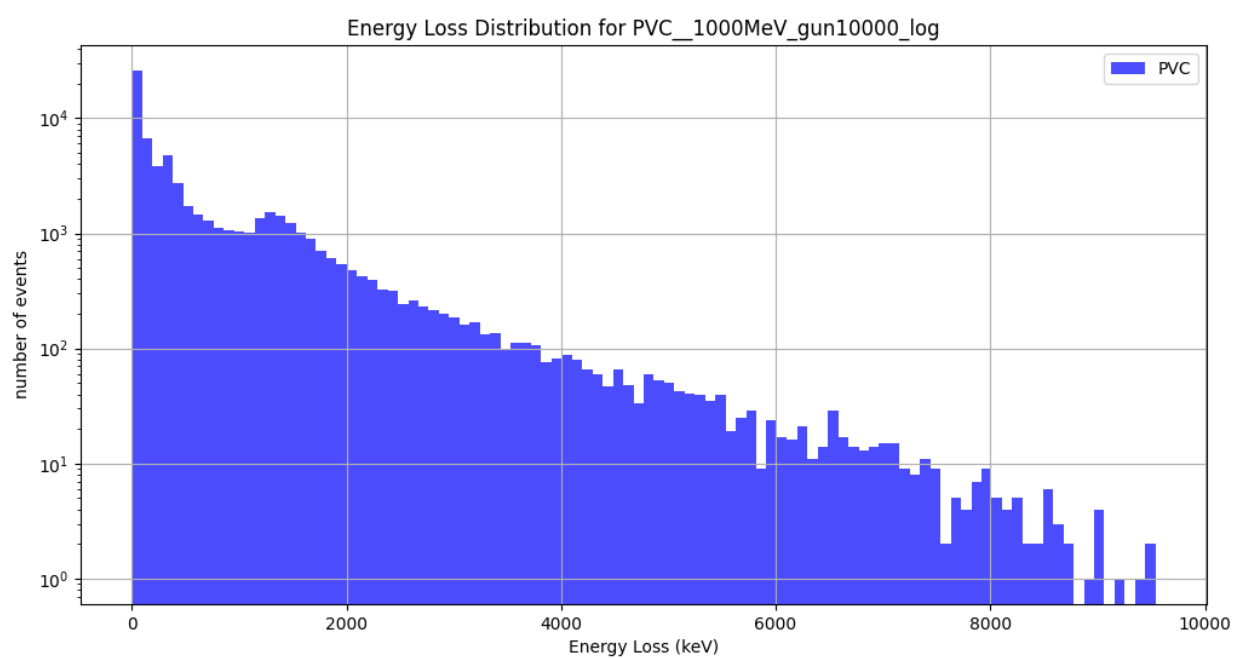


図 4.12 塩化ビニルの損失エネルギースペクトル

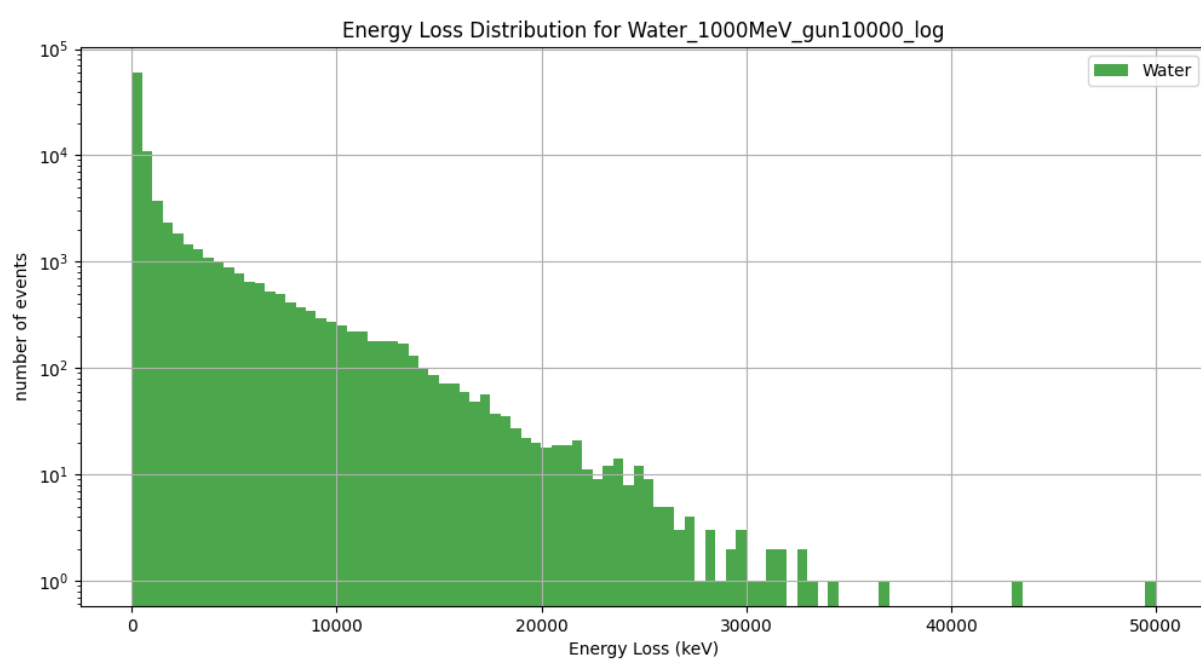


図 4.13 水の損失エネルギースペクトル

第5章 予備実験

3で検討・設計した検出器で本章では、検出器および採用した各種要素の性能確認を目的として、実施した予備実験の詳細を記述する。得られたデータの解析を通じて、それらの性能評価を行い、これらの装置が設計通りに機能し、研究の目的を達成するための十分な性能を有しているかを確認する。

5.1 ミューオンの天頂角分布

検討したシンチレータでミューオンの天頂角分布を求めることで、検出器の有用性を確かめる。ただし、図 3.2 の検出器とは異なり、蛍光剤や WLS は使用しておらず、データの計測にはオシロスコープを用いた。2本の塩ビパイプを用い、図 2.2 における上下方向および左右方向のミューオンのフラックスの天頂角分布を求めるために測定をした。ただし、測定地点を原点、真東を方位角 0 度としたとき、上方向は方位角 67.7 度であり、右方向は方位角 337.7 度である。なお、本測定ではミューオンの到来方向を 3 次元ではなく、上下方向および左右方向の 2 次元に限定し、図 5.1 のように円の中心を用いて天頂角 θ を定義した。

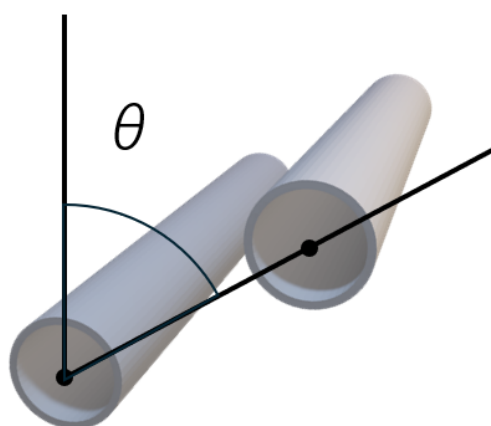


図 5.1 天頂角の定義

矢上キャンパスの 22 棟で、ミューオンの信号を測定した結果を表 5.1 に示す。表中の天頂角は図 2.2 の右方向および上方向を正とした。上方向は北北東、右方向は東南東におおよそ対応する。イベント数は、2 本の塩ビパイプそれぞれが取得したイベント数であり、コインシデンスは 2 本同時にイベントを取得した回数である。PMT には-1750 V を印加し、トリガ条件は信号電圧が-45 mV 以下の場合とした。

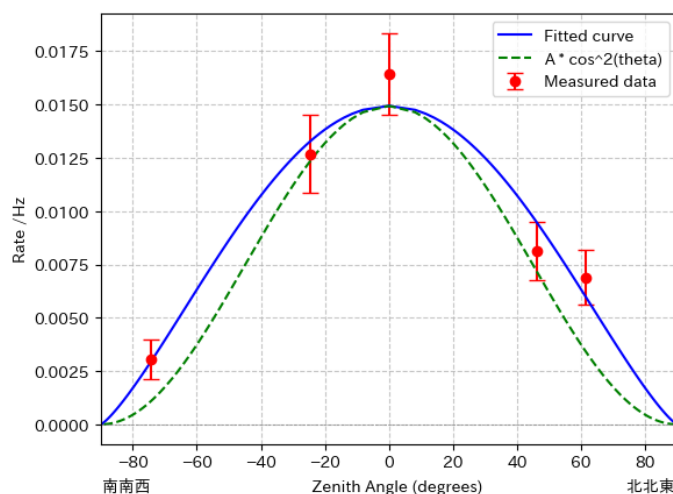
表 5.1 天頂角分布の測定データ

方向	天頂角 /deg	イベント数 /回	コインシデンス /回	時間 /s	レート /Hz	統計誤差 / $\sqrt{\text{Hz}}$
上下	-74.3	6897	11	3600.165	0.00306	0.00092
		6027				
	-24.5	6523	49	3860.194	0.01269	0.00181
		8224				
	0.0	9213	73	4441.781	0.01643	0.00192
		7456				
	46.0	7313	36	4429.949	0.00813	0.00135
		6112				
	61.3	8767	29	4207.168	0.00689	0.00128
		9374				
左右	-56.7	8121	40	4000.175	0.01000	0.00158
		9084				
	-46.0	6948	46	3730.155	0.01233	0.00182
		8476				
	0.0	7442	65	3599.956	0.01806	0.00224
		7003				
	24.5	7619	50	3600.055	0.01389	0.00196
		7845				
	56.7	9089	23	3960.004	0.00581	0.00121
		8978				

このデータをもとに、横軸が天頂角 θ 、縦軸がレートのグラフを作成した。上下方向の天頂角分布は図 5.2 に、左右方向の天頂角分布は図 5.3 に示す。図中の赤い点と線は、各角度におけるレートと測定誤差を示している。一方、青の曲線は、観測データに対して $A \cos^n \theta$ の式で最適フィッティングした結果である。この曲線は、最小二乗法を用いて得られたものである。緑の曲線は、1.2.2 で求めた $A \cos^2 \theta$ でフィッティングしている。

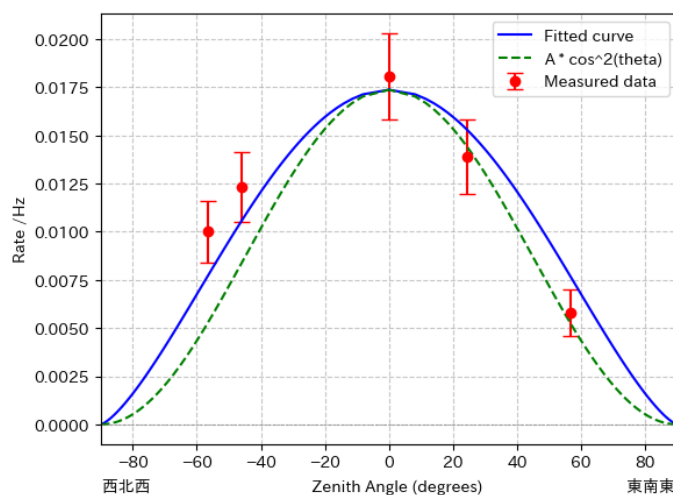
図 5.3 から、西側はフィッティングの曲線よりもレートが高く、東側はレートが低くなっていることが分かる。ミュオンはコンクリートが厚いほうが透過する距離が短くなるが、22 棟の西側はコンクリートが薄く、東側はコンクリートが厚いことから、西側からのミュオンの方が多いと考えられる。このことと、西側からのミュオンが多い傾向にあるという東西効果は、本結果と一致していることが分かる。よって、観測差されたデータはミュオンによるものであると言える。統計量を増やすことで、天頂角依存性をより明確にできると考えられる。

本測定で用いた検出器により、おおよその天頂角分布を取得することができた。この結果から、本測定における検出器はミュオグラフィを行う上で十分な性能を有していることが示唆される。



$$A = 0.01494, n = 1.24$$

図 5.2 北北東-南南西方向の天頂角分布



$$A = 0.01736, n = 1.36$$

図 5.3 東南東-西北西方向の天頂角分布

5.2 波長変換 (WLS) による光量変化の評価

WLS の有無によって光量がどのくらい変化するか調べる。塩ビパイプに水と蛍光剤 3.0 g を添加し、PMT には -1750 V を印加し、10000 イベント取得するまで測定を行った。測定により得られた光電子数とイベント数の関係を図 5.4 に示す。ただし、光電子数は

$$N = \frac{|Q|}{GeR} \quad (5.1)$$

N : 光電子数

$|Q|$: 電荷

G : ゲイン

e : 電気素量

R : 抵抗

で求めることができる。本研究では、

$$G = 3.2 \times 10^{-6}$$

$$e = 1.6 \times 10^{-9} \text{ C}$$

$$R = 50 \text{ } \Omega$$

を用いた。また、 $|Q|$ は波形データからペDESTALを差し引いた電圧を時間で積分して求めた。

$$|Q| = \int |V| dt \quad (5.2)$$

WLS を取り付けることで光電子数の平均値 (Mean) は 1.16 倍に増加した。この結果から、WLS が短波長の光を長波長の光に変換し、PMT の感度域に含まれる波長の光が増加したことが分かる。よって、検出器の光収集効率が向上し、検出感度が改善されたと考えられる。

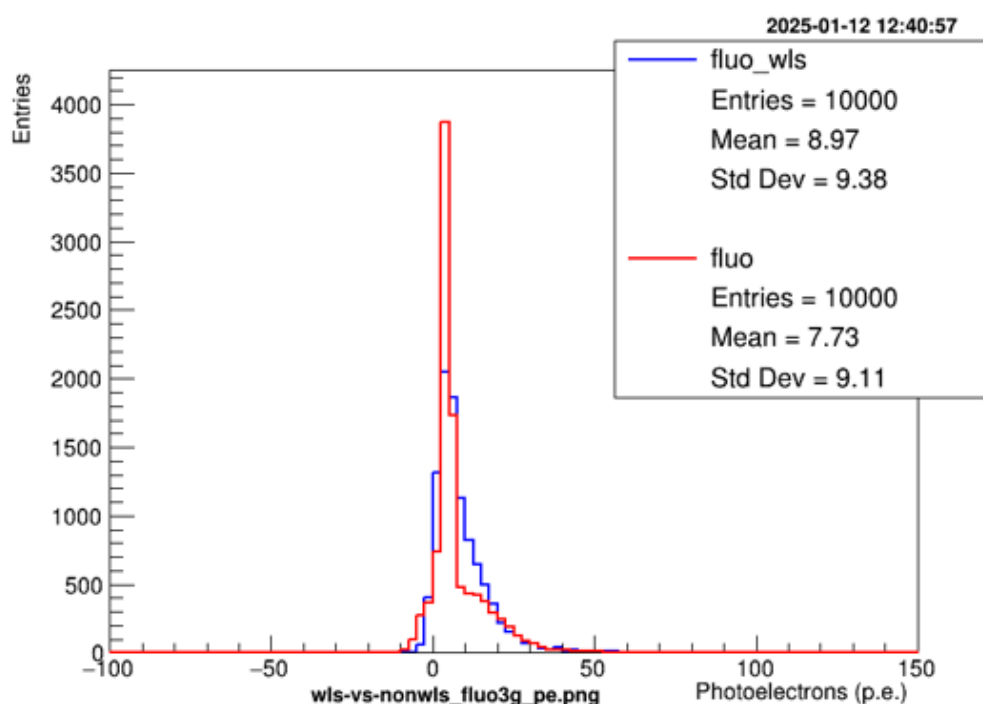


図 5.4 WLS の有無による光電子数の変化

5.3 蛍光測定

蛍光剤がどの波長域の光を吸収し、発光するかを調べることで、本研究で用いた PMT の感度波長域と一致するか確かめた。

図 5.5、5.6 に励起・蛍光マトリクス (Excitation-Emission Matrix: EEM) を示す。Ex は励起波長、Em は発光波長であり、各波長に対応する蛍光強度の大きさをカラーバーで表している。

1. 蛍光波長が 490 nm の場合

励起波長が約 490 nm のときに最も強い蛍光強度を示した。

2. 励起波長が 454 nm の場合

光波長が約 490 nm のときに最も強い蛍光強度を示した。

本研究で使用した光電子増倍管 (PMT) の感度波長は表 3.3 より 350 ~ 650nm であり、蛍光波長の範囲が PMT の感度範囲内に収まることが確認された。光源であるチェレンコフ光の波長域は 300 ~ 500 nm にあり、励起波長帯として適切であることも確認された。

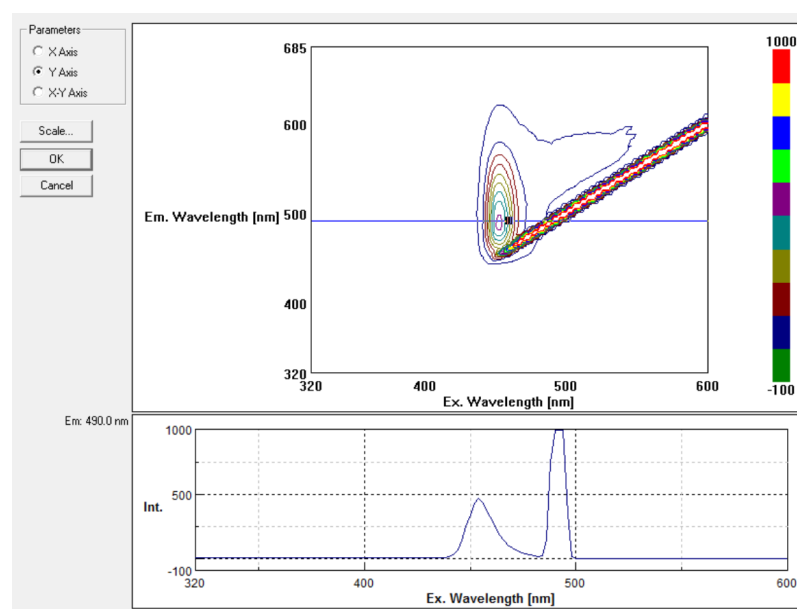


図 5.5 蛍光波長が 490 nm のときの EEM

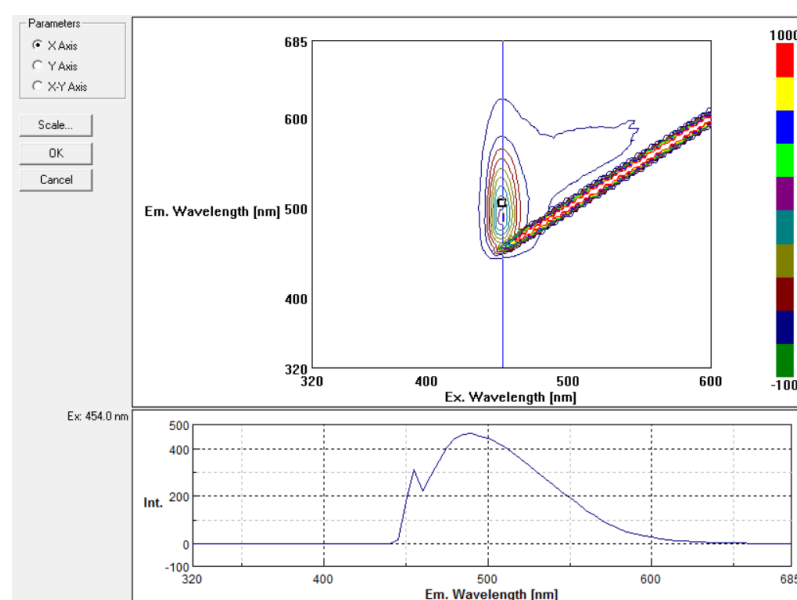


図 5.6 励起波長が 454 nm のときの EEM

5.4 蛍光剤量による光量変化の評価

蛍光剤の量により、光量がどの程度増減するかを調べた。蛍光剤の量が異なる検出器それぞれに -45 mV のしきい値をかけて、10,000 イベント測定した。測定結果を図 5.7 に示す。横軸は光電子数、縦軸がイベント数であり、青は蛍光剤を添加しておらず、赤は蛍光剤を 3.2 g、黄緑は 6 g、マゼンタは 10 g 添加したときの測定結果である。この図から、蛍光剤の量が増加するにつれて、光電子数の大きいイベントが増加することが確認できる。さらに、図 5.8 に、蛍光剤の量と光電子数の Mean の関係を示す。この結果は、蛍光剤の量と光電子数の Mean に線形性があることを示唆する。

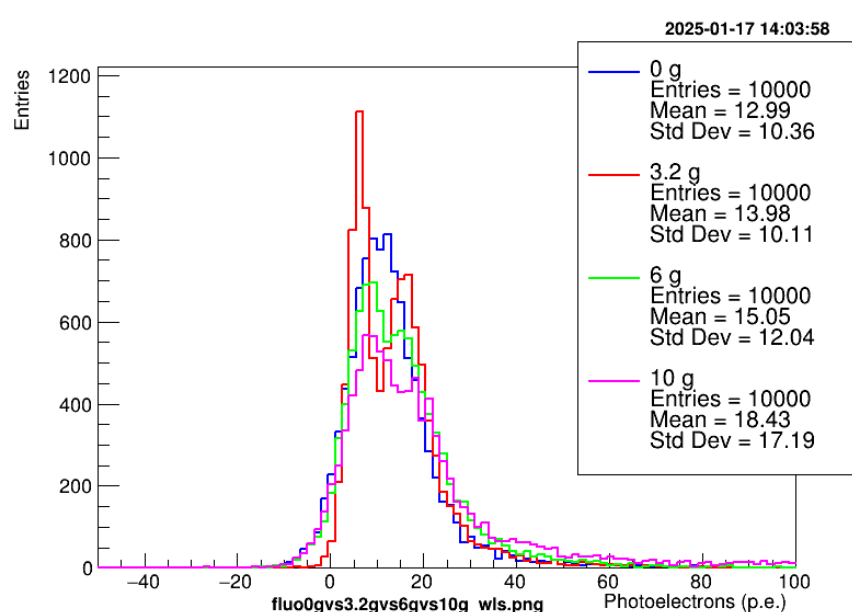


図 5.7 蛍光剤量 0、3.2、6、10 g における光電子数とそのイベント数の関係

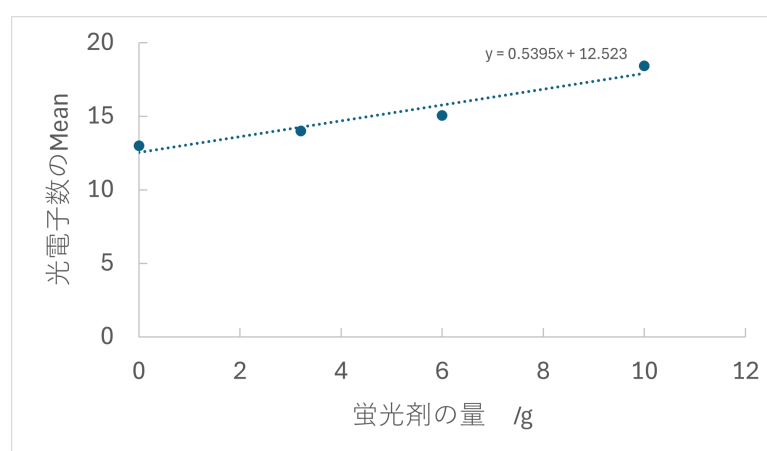


図 5.8 各蛍光剤量における光電子数の Mean の値の変化

クエンチングが起きるか確かめた。クエンチングとは蛍光強度が低下する過程のことである。検出器や PMT のエネルギースケールを変えずに、蛍光剤のみを変えて測定した。図 5.9 に示すように、蛍光剤 3.2 g と 100 g の Mean を比較すると、後者の方が小さい値を示した。このことから、クエンチングが起きていることが分かる。また、肉眼による観察においても、蛍光剤の濃度が増加するにつれて溶液の色が濃くなることを確認した。この視覚的な変化も、蛍光剤の高濃度化によるクエンチングの発生を裏付ける結果である。

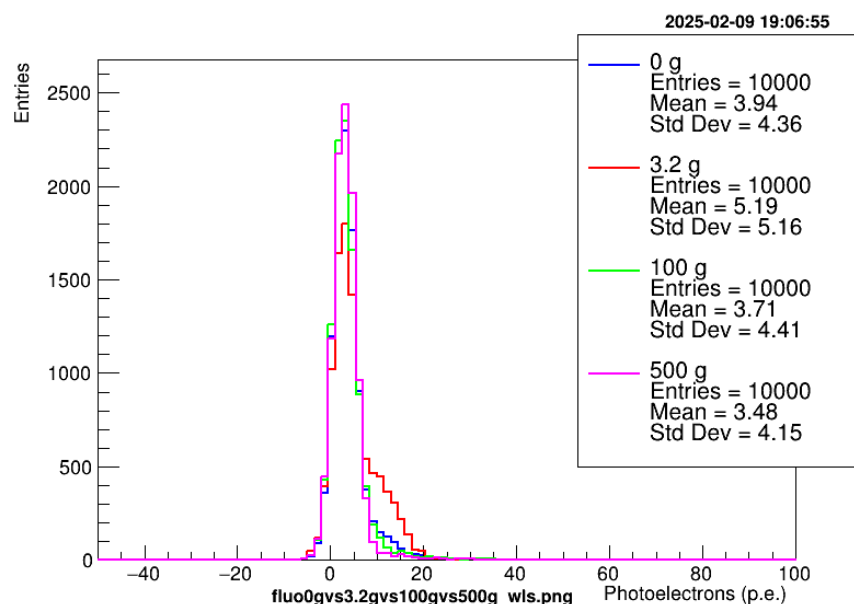


図 5.9 蛍光剤量 0、3.2、100、500 g における光電子数の Mean の値の変化

これらの結果を踏まえ、実測において光電子数を増加させる目的で、各検出器に蛍光剤を 10 g ずつ添加して測定を行うことにした。

第6章 測定方法

1. 図 3.2 の検出器を複数用いて、各測定目的に応じて配置した。
2. PMT の信号線および HV 線の接続部付近を含むように暗幕で覆い、遮光した。
3. 高電圧電源を ON にして、各 PMT に -1750 V の電圧を印加した。
4. 任意のチャンネルで ADC 値が設定した値以下となった場合をトリガー条件とし、全チャンネルの ADC 値を記録した。トリガー条件が満たされると、ADC 値を 80 MHz または 125 MHz で 100 ステップ取得し、これを 1 イベントと定義した。

第7章 測定結果

7.1 神岡での測定結果

神岡では、図 7.1 のように 4 本を同じ向きに 2 段、それに垂直になるよう 2 段重ね、それぞれに 1 から 16 のチャンネル番号を割り当てて区別した。

2024 年 12 月 30 日 13 時 56 分 32 秒から 2024 年 12 月 31 日 7 時 51 分 20 秒までの 64,488 秒間測定を行った。

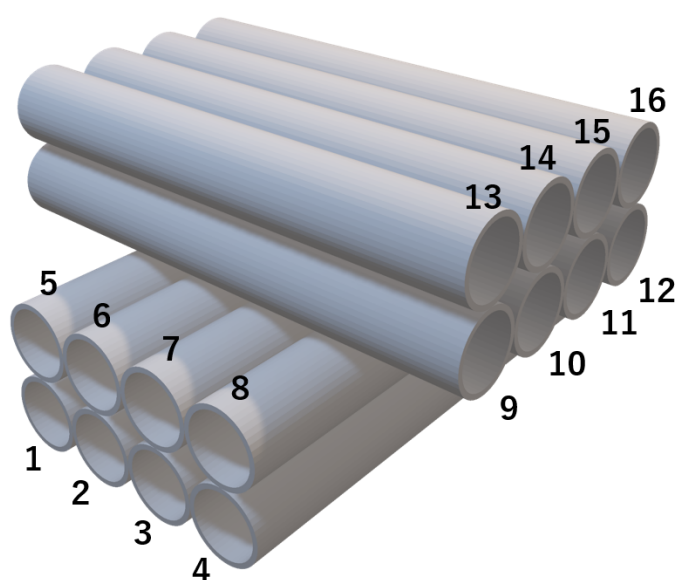


図 7.1 神岡で測定に用いた検出器の配置

表 7.1 に各チャンネルで ADC 値が 1925 以下の値を取得した回数を示す。1 イベントに含まれる 100 ステップのうち、複数ステップで 1925 以下の ADC 値が取得された場合、その総ステップ数を回数と定義し、1 イベント内の複数ステップで 1925 以下の ADC 値が取得された場合でも 1 回として数えたものをイベント数と定義した。また、1 イベント内に複数のチャンネルでデータが取得された場合をコインシデンスと定義するが、今回の測定ではコインシデンスは観測されなかった。

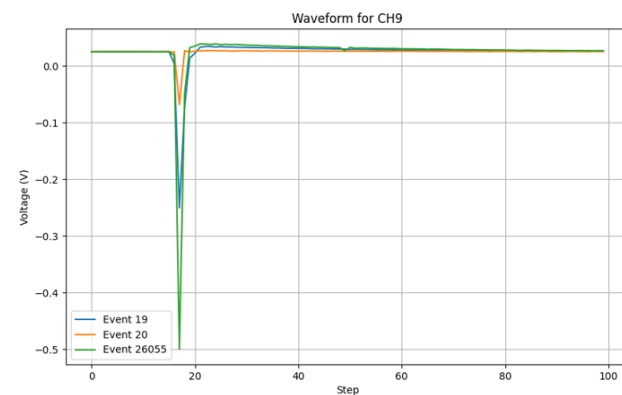
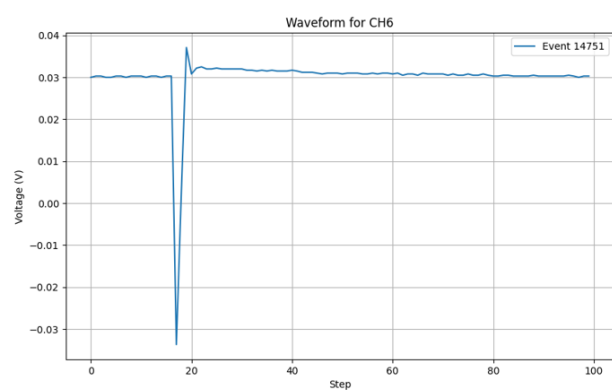
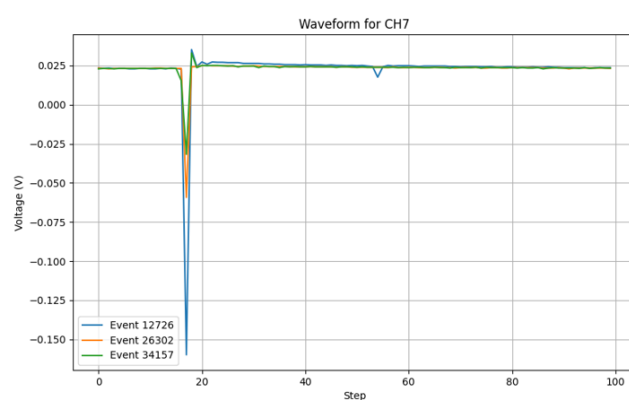
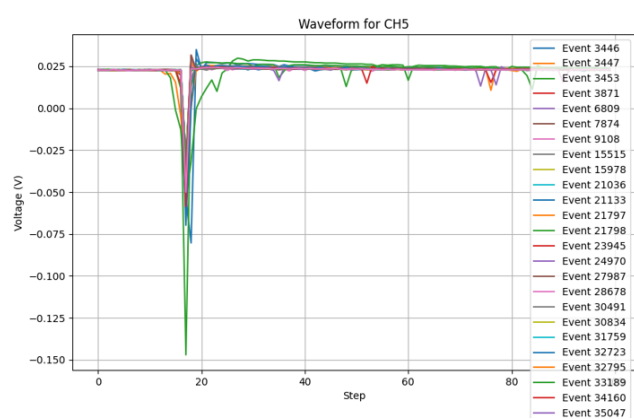
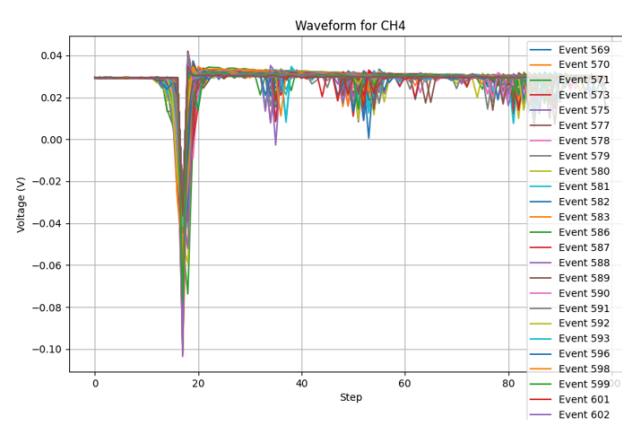
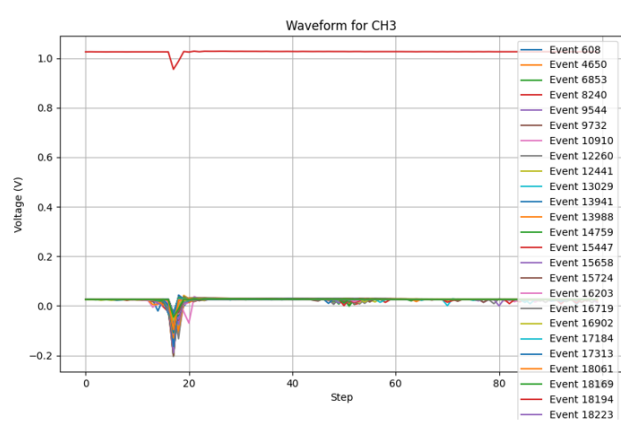
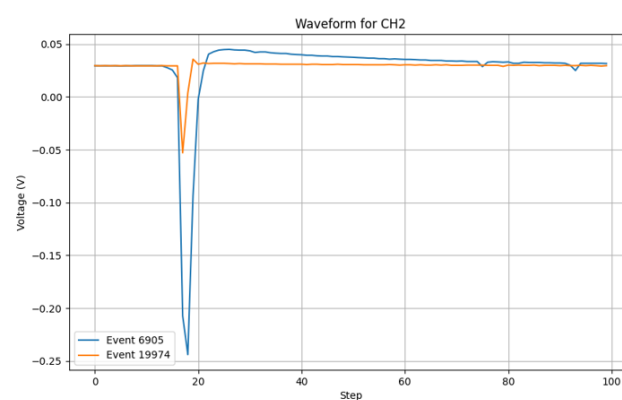
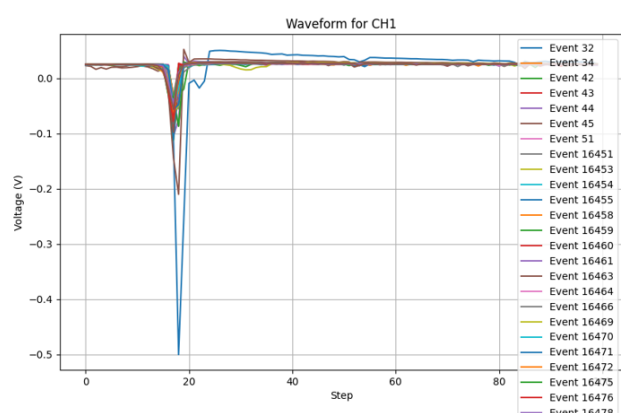
表 7.1 神岡測定結果

CH	回数	レート /Hz	イベント数	レート /Hz
1	128	0.001985	106	0.001643
2	4	0.000062	2	0.000031
3	1175	0.018221	1094	0.016967
4	1265	0.019618	1256	0.019477
5	29	0.000450	27	0.000419
6	1	0.000016	1	0.000016
7	3	0.000047	3	0.000047
8	0	0.000000	0	0.000000
9	5	0.000078	5	0.000078
10	28	0.000434	27	0.000419
11	206	0.003195	204	0.003164
12	8	0.000124	6	0.000093
13	0	0.000000	0	0.000000
14	2	0.000031	2	0.000031
15	57929	0.898488	32431	0.502964
16	0	0.000000	0	0.000000
全 CH の合計	60783	0.942586	35162	0.545233

測定の経過時間における電圧の関係を図 7.2 に示す。横軸はステップ数、縦軸は電圧である。ただし、イベントを取得できなかったチャンネルについては除外した。電圧は、以下の式を用いて ADC 値から変換できる。

$$\text{電圧 [V]} = \frac{\text{ADC 値}}{4096} - 0.5 \quad (7.1)$$

このグラフから、波形に異常がないか確認し、該当するイベントがあれば取り除く。CH3 では、グラフから 0.03V を下回っていないイベントがあることが確認できた。解析の際にはこのイベントを除外した。



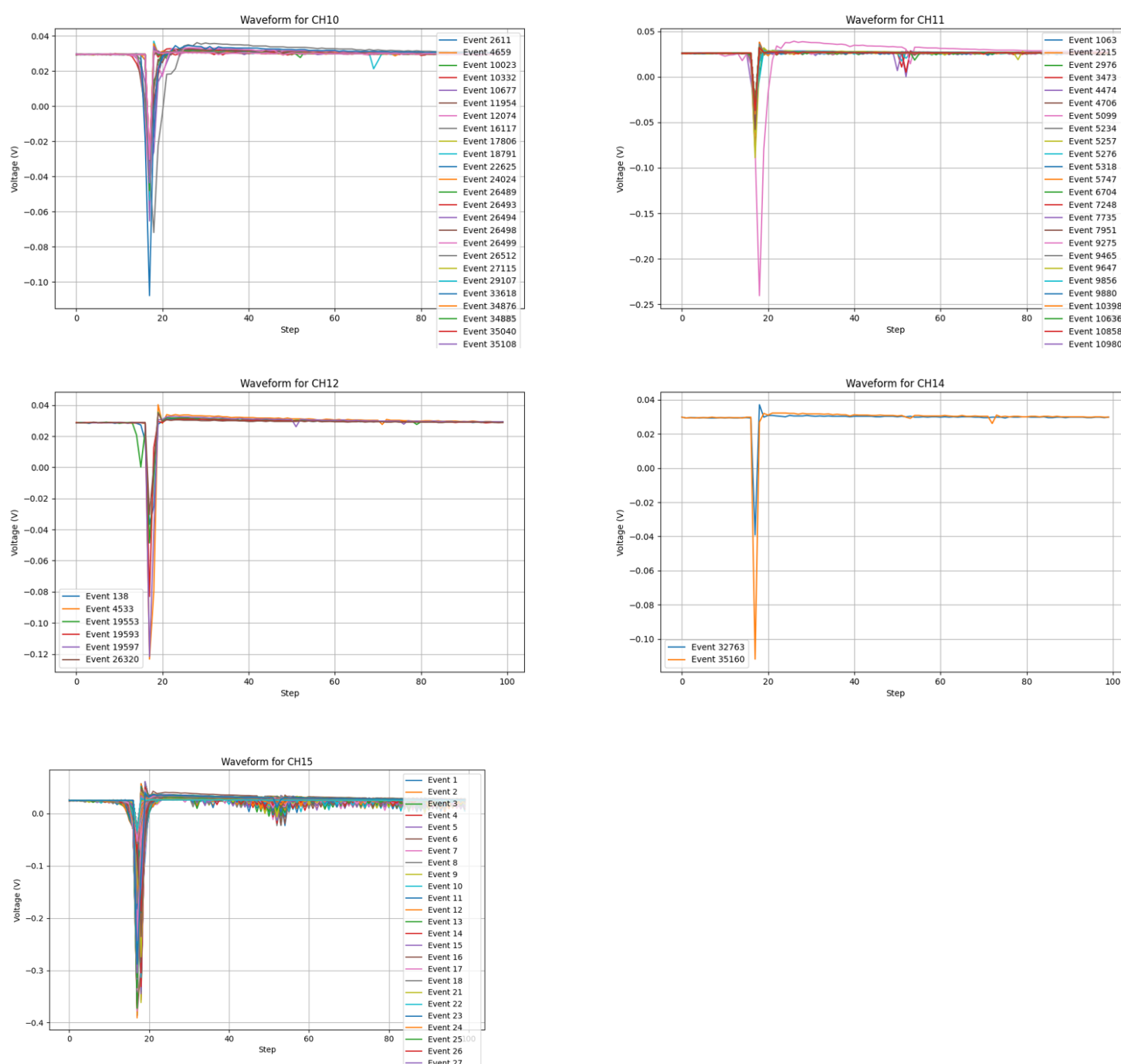
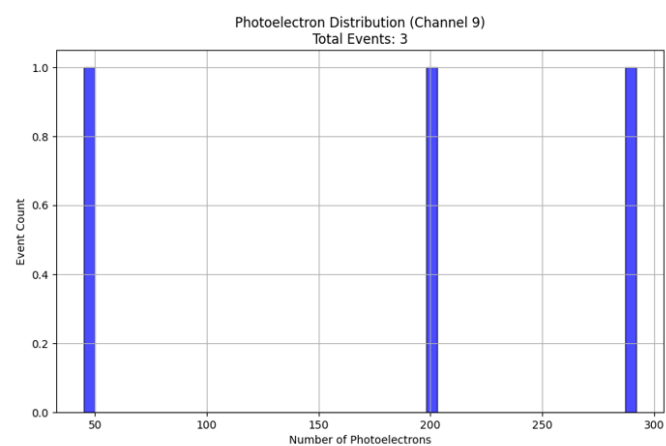
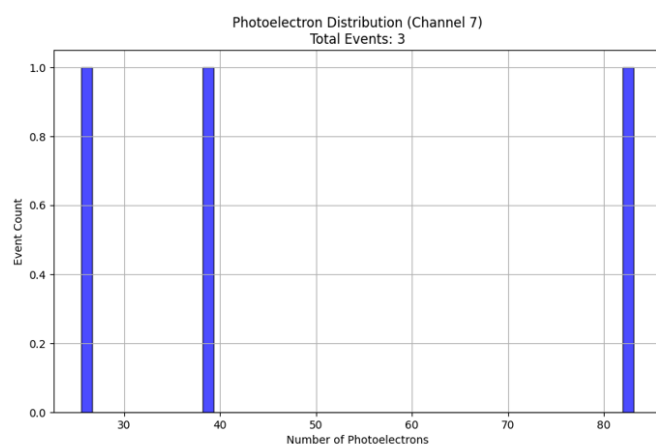
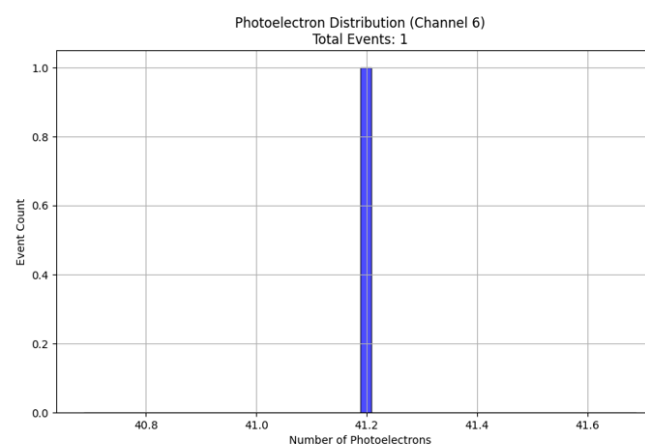
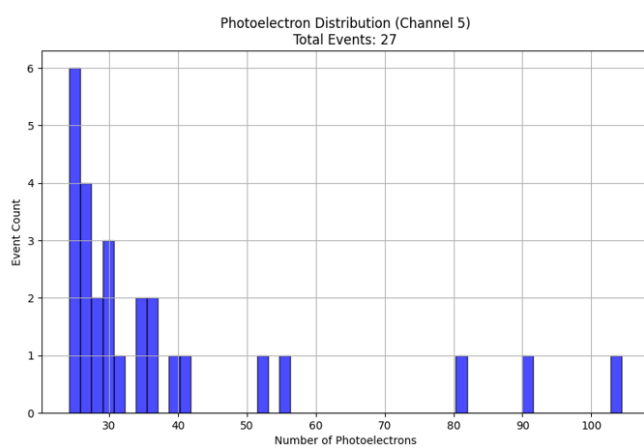
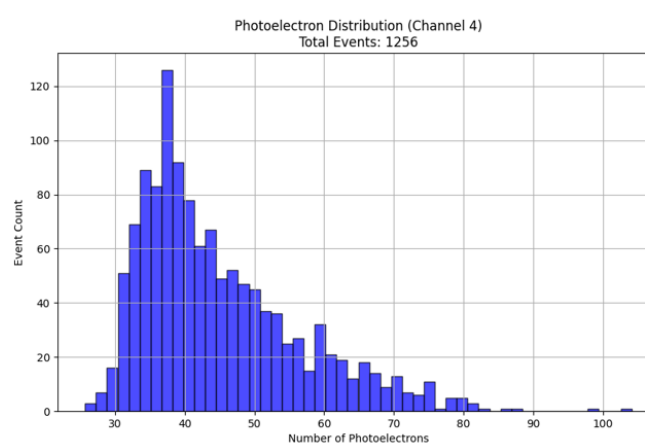
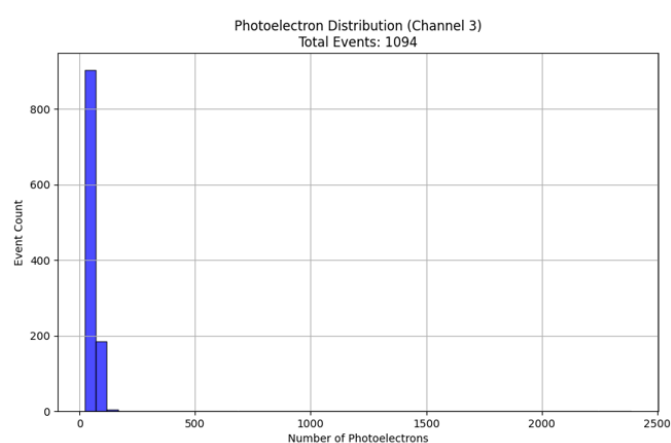
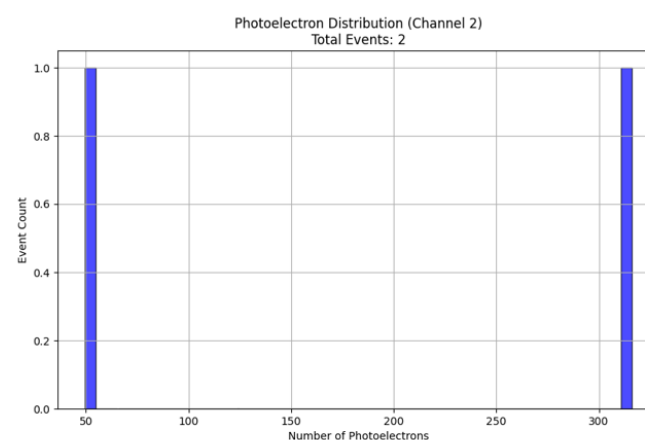
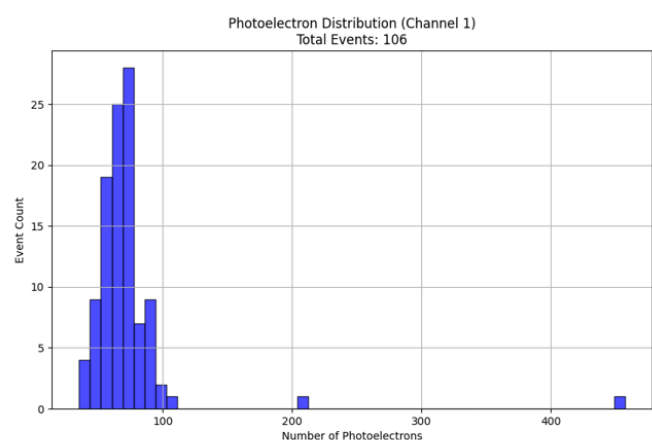


図 7.2 各チャンネルの時間と電圧の波形

波形だけでは全ての宇宙線以外のイベントを完全に除去することは困難である。そのため、全チャンネルおよび各チャンネルの光電子数分布と対応するイベント数を求め、その分布から考察する。これを図 7.3 に示す。横軸は光電子数、縦軸はイベント数である。ただし、イベントを取得できなかったチャンネルについては除外した。また、全チャンネルの光電子数を合計したグラフに関しては、光電子数が 2385.98 のものを除いて作成した。



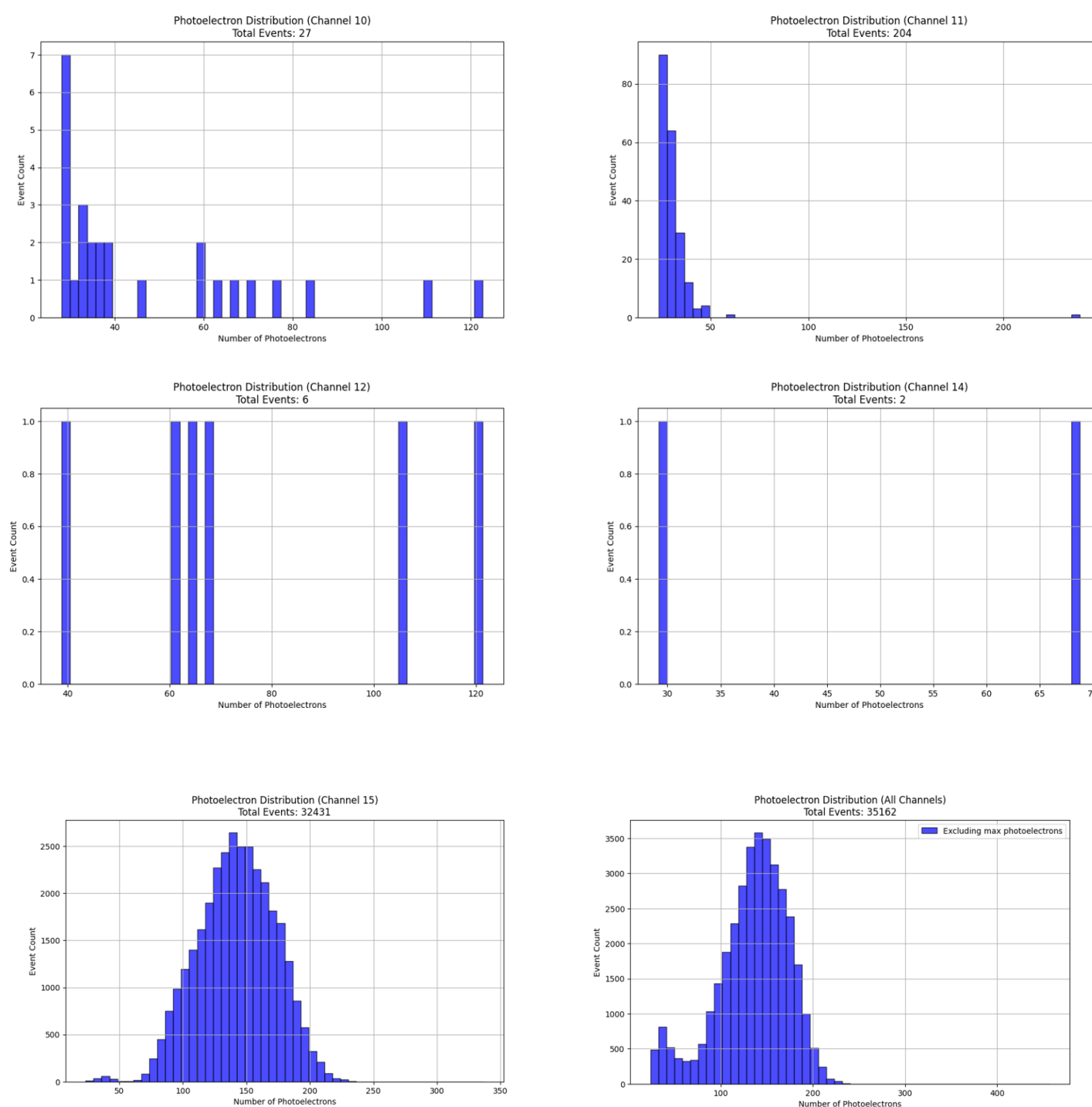


図 7.3 全チャンネルおよび各チャンネルの光電子数とそのイベント数

7.2 神岡での測定結果の評価

コインシデンスが検出されなかったため、ミューオンの到来方向を推測することはできないが、フラックスに制限をかけることは可能である。ミューオンは地球を通過する際に大幅に減衰するため、天頂角が 90 度を超える方向からの入射は無視し、情報からのミューオンは全て検出できると近似すると、検出器の立体角はおよそ 2π となる。フラックスは、

$$J = \frac{n}{2\pi \cdot A \cdot t} \quad (7.2)$$

J : 単位立体積・単位面積・単位時間あたりのイベント数

n : イベント数

A : 検出器の検出面積

t : 測定時間

で求めることができる。観測されたイベント数が 1 未満だったため、

$$\begin{aligned} n &< 1 \quad \text{個} \\ A &= 3.004 \times 10^3 \quad \text{cm}^2 \\ t &= 64,488 \quad \text{秒} \end{aligned}$$

である。よって、測定地点におけるミューオンのフラックスの上限は

$$J = 8.2 \times 10^{-10} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

となる。

この結果を図 4.4 の MUSIC で求めたミューオンフラックスと比較すると、測定値から求めたフラックスの方がオーダーが 2 桁小さいと分かる。これは、設定したしきい値が高く、低エネルギーミューオンを捕えられていなかったことが原因だと考えられる。

ここで、検出した全イベントがミューオンであると仮定すると、フラックスは、

$$J = 2.8 \times 10^{-5} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

となる。これは、MUSIC の結果よりもオーダーが 3 桁大きい結果となった。図 7.3 のチャンネル 15 のグラフを、他のチャンネルのグラフや予備実験の結果と比較すると、光電子数の分布が右にずれていることが分かる。このことから、チャンネル 15 には、外部の光などのノイズが含まれていると推測され、これが MUSIC の結果よりもフラックスが大きくなった原因だと考えられる。

7.3 矢上キャンパスでの測定結果

ミューオンフラックスの天頂角分布を求めるにあたり、同じ球面上でのフラックスに統一するための補正を施す必要がある。図 7.4 で示すように立体角を Ω 、基準となるチャンネル間の距離を r と置き、その他のチャンネル間の距離を r' 、半径 r 球面上の領域の面積を A 、半径 r' 球面上の領域の面積を A' とおくと、

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{A'}{r'^2} \quad (7.3)$$

となる。同じ球面上でのフラックスに統一するため、補正係数

$$C = \frac{r^2}{r'^2} \quad (7.4)$$

を導入した。求めたフラックスにこの C をかけることで補正できる。

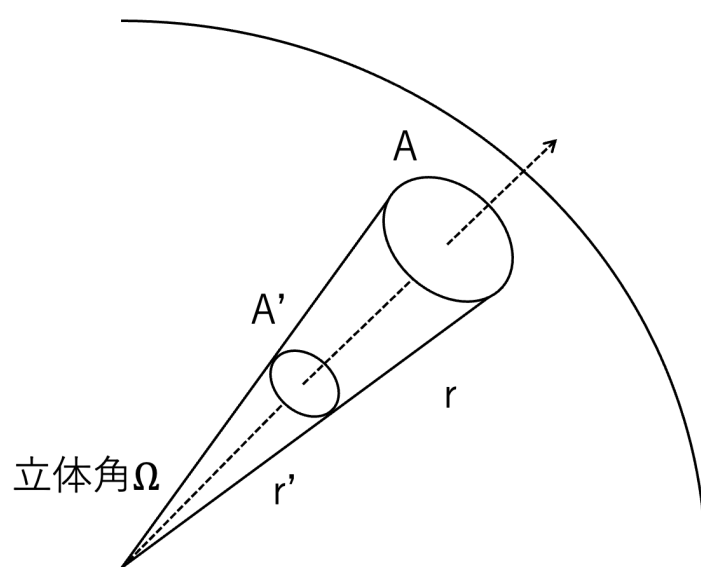


図 7.4 立体角における幾何学的関係図

矢上では、測定装置を図 7.5 で示した環境で測定した。北北東側に窓ガラスが設置されており、それ以外の部分はコンクリートで囲まれている。

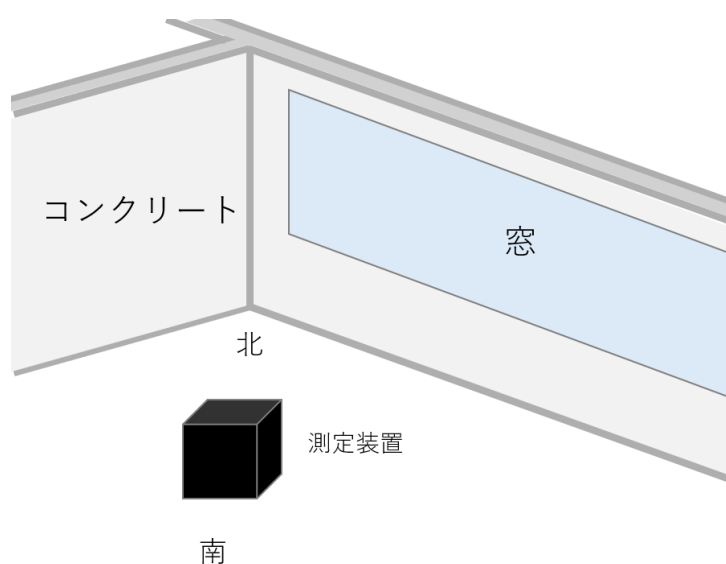


図 7.5 矢上キャンパスにおける測定環境

7.3.1 セットアップ①での測定

解析を容易にするため、まずは単純な配置で測定する。図 7.6 に示すセットアップを用いた。塩ビパイプの長軸を南北方向および東西方向と平行に配置し、それぞれの方向について測定を行った。東西方向の測定は 2025 年 1 月 23 日 18 時 55 分 58 秒から 2025 年 1 月 24 日 18 時 56 分 02 秒までの 86,404 秒間実施し、39,217 イベントを取得した。同様に、南北方向の測定は 2025 年 1 月 25 日 8 時 27 分 17 秒から 2025 年 1 月 26 日 8 時 29 分 0 秒までの 86,803 秒間行い、35,070 イベントを取得した。トリガー条件は、いずれかのチャンネルで ADC 値が 1925 以下となる場合とし、全チャンネルの ADC 値を記録した。

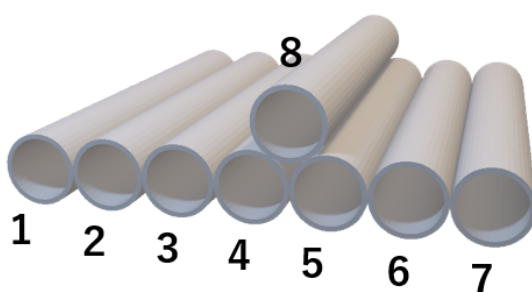


図 7.6 セットアップ①

取得した電圧から、各方向における光電子数とそのイベント数の関係を求め、図 7.7 に示す。横軸が光電子数、縦軸がイベント数を表す。

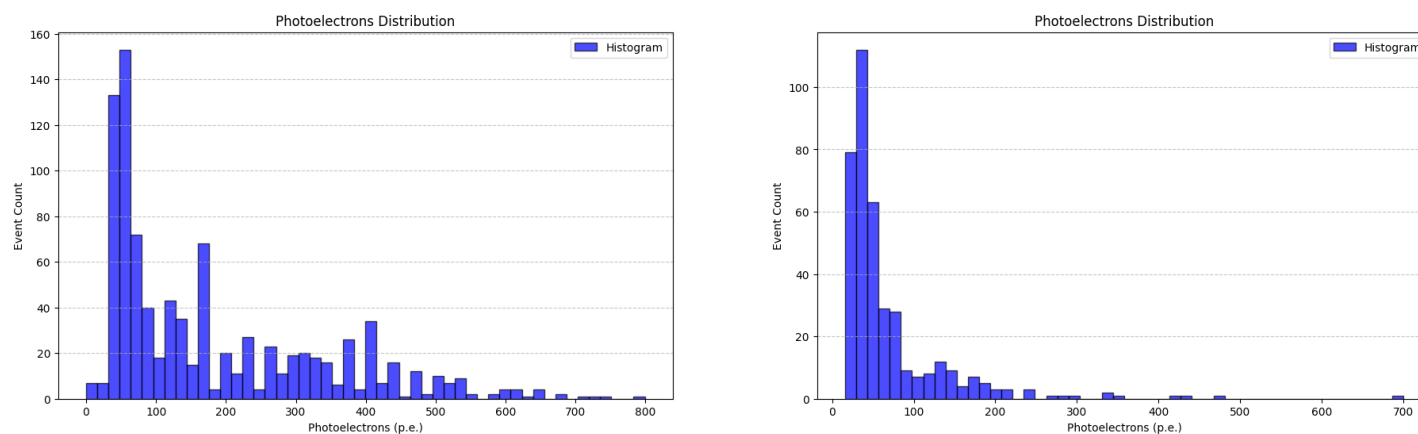


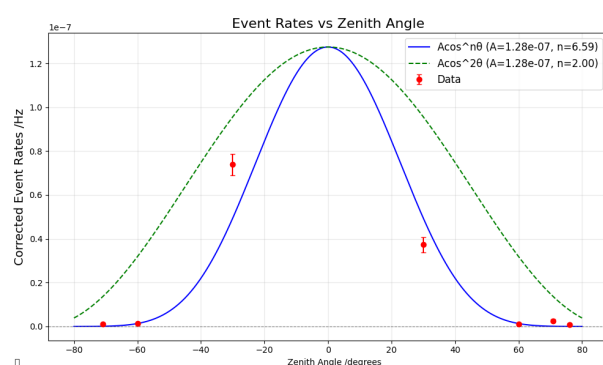
図 7.7 東西および南北方向の光電子数とそのイベント数の比較

天頂角分布を求めるにあたり、CH8 の検出器とのコインシデンスがあるイベントのみを対象に解析した。ただし、検出器によって CH8 との距離が異なるため、CH8 と CH4 および CH5 との距離を r と置いて、CH8 と CH1~3 および 6、7 との距離を r' とした。天頂角とそれに対応する信号を取得した検出器の組み合わせ、補正係数 C を表 7.2 に示す。なお、天頂角は北および東方向を正、南および西方向を負として区別した。この表をもとに、東西および南北の 2 次元平面における天頂角分布を求めた。その分布を図 7.8 に示す。ただし、天頂角が 90 度を超える方向からのミュオンは存在しないと仮定した。フラックスは表 7.2 の補正係数をかけ、測定時間および立体角、検出器の表面積、検出器の組み合わせのパターン数で割った値を用いた。さらに、5.1 同様に $A \cos^n \theta$ および $A \cos^2 \theta$ でフィッティングをした。いずれも、横軸は天頂角、縦軸は補正したイベントレートである。

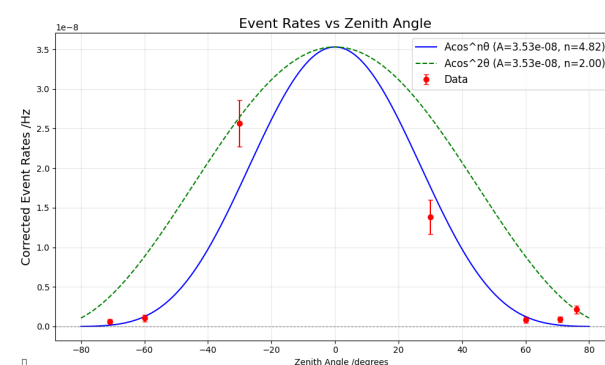
天頂角の絶対値が小さいほど、レートが高くなる傾向は確認できたものの、 n の値が非常に大きいため、天頂角分布を求めることができたとは言えない。この結果から、検出器の段数を増やし、より多くの天頂角での測定を行う必要があることが明らかとなった。

表 7.2 セットアップ①における検出器のチャンネル番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数

天頂角 /度	組み合わせ	補正係数 C
70.91	(7, 8)	0.14267546
60.02	(6, 8)	0.33300353
30.02	(5, 8)	1
-30.02	(4, 8)	1
-60.02	(3, 8)	0.33300353
-70.91	(2, 8)	0.14267546
-76.91	(1, 8)	0.07681773



$$A = 1.28 \times 10^{-7}, n = 6.59$$



$$A = 3.53 \times 10^{-8}, n = 4.82$$

図 7.8 東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布

セットアップ①を用いたときのミュオンフラックスを求める。

CH8 とのコインシデンスが認められたイベント数は、東西方向では 339 個、南北方向では 132 個であった。よって、それぞれのフラックスは、

$$J_{\text{東西}} = 3.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_{\text{南北}} = 8.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

と求められた。

次に、全チャンネルの組み合わせを考慮し、1 つのイベント内で、複数のチャンネルが同時に選択基準を満たしているイベントの数を求めた。東西方向では 440 個、南北方向では 181 個であった。よって、それぞれのフラックスは、

$$J_{\text{東西}} = 4.4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_{\text{南北}} = 1.1 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

と求められた。

図 4.8 では、ミューオンのフラックスが $10^{-3} \sim 10^{-2}$ のオーダーと求められていたが、測定と 3 桁から 5 桁異なる結果となった。

7.3.2 セットアップ②での測定

7.3.1 の結果を踏まえ、検出器の段数を増やし、より多くの天頂角でデータを取得するために、図 7.9 のセットアップを用いた。塩ビパイプの長軸を南北方向および東西方向と平行になるように配置した。東西方向の測定を 2025 年 1 月 16 日 7 時 46 分 6 秒から 2025 年 1 月 18 日 7 時 46 分 06 秒までの 172,800 秒間、南北方向の測定を 2025 年 1 月 18 日 7 時 58 分 37 秒から 2025 年 1 月 20 日 7 時 58 分 37 秒までの 172,800 秒間で行った。それぞれ、96,530 イベント、99,415 イベント取得した。トリガー条件は、いずれかのチャンネルで ADC 値が 1925 以下となる場合とし、全チャンネルの ADC 値を記録した。

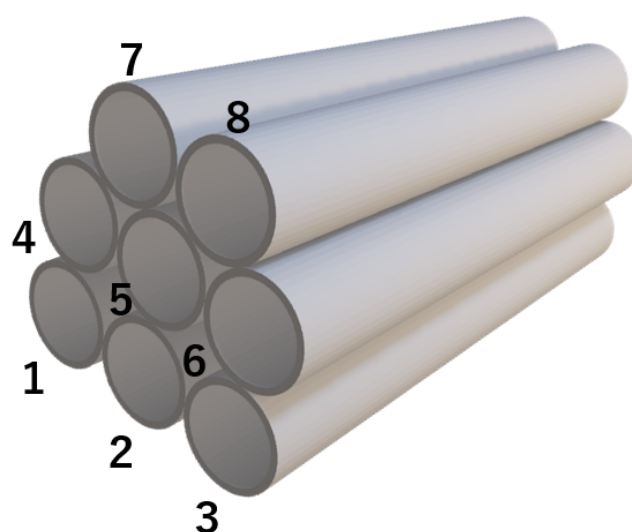


図 7.9 セットアップ②

各方向における光電子数とそのイベント数の関係を図 7.10 に示す。横軸が光電子数、縦軸がイベント数を表す。赤線はデータに最適フィッティングしたランダウ分布を表している。おおよそフィットしていることから、取得したイベントはしきい値で切れているが、ミューオンと言える。

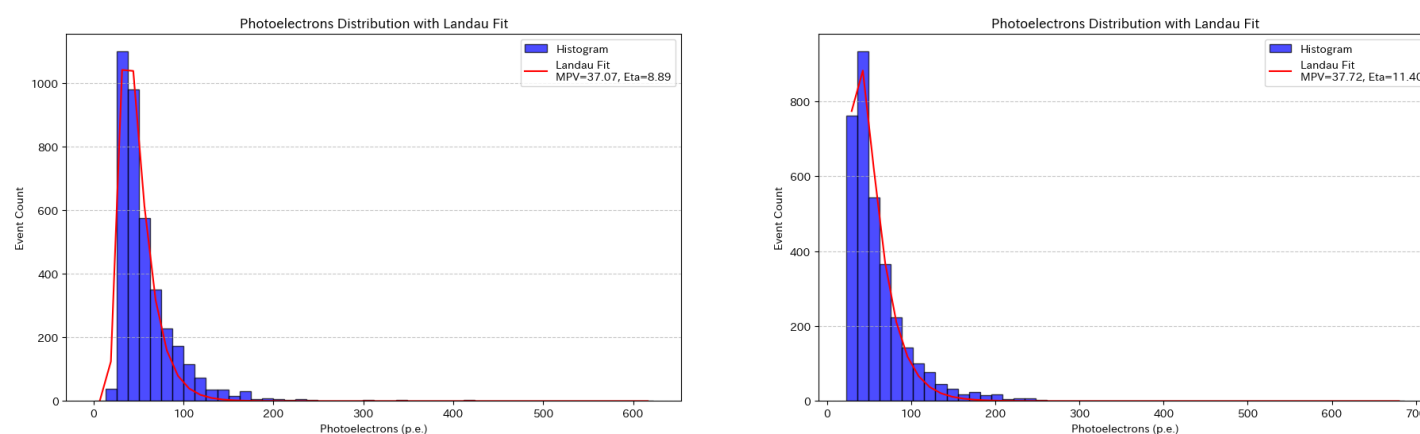


図 7.10 東西および南北方向の光電子数とそのイベント数の比較

天頂角分布を求めるために、コインシデンスが認められたときの検出器の番号の組み合わせと天頂角を表 7.3 のように定義する。補正係数 C を求める際、CH2 と CH5 の中心距離と天頂角 0 度を基準とした。3 つ以上のチャンネルで同時に検出が認められた場合、各検出器において、円の中心付近を通過する軌跡であると仮定し、解析した。ただし、表 7.3 で示していない検出器の番号の組み合わせは、ミューオンの到来方向を推測できないため、解析の際には用いなかった。

表 7.3 セットアップ②における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数

天頂角 /度	組み合わせ	補正係数 C
± 71.6	(1, 3, 4), (1, 3, 6), (1, 4, 6) (3, 4, 6), (1, 2, 3, 4)	0.2041
± 63.4349	(1, 6), (3, 4)	0.2
± 63.43	(1, 2, 6), (2, 3, 4)	0.4082
± 61.7	(1, 5, 6), (3, 4, 5)	0.2031
± 60	(4, 8), (6, 7), (4, 5, 8), (4, 7, 8), (5, 6, 7) (6, 7, 8), (4, 5, 7, 8), (5, 6, 7, 8)	0.3335
± 47.7	(1, 4, 8), (1, 5, 8), (3, 5, 7), (3, 6, 7) (1, 4, 5, 8), (3, 5, 6, 7)	0.1788
± 45	(1, 5), (2, 4), (2, 6), (3, 5), (1, 2, 4), (1, 2, 5) (1, 4, 5), (2, 3, 5), (2, 3, 6), (2, 4, 5), (2, 5, 6) (3, 5, 6), (1, 5, 6, 7), (3, 5, 6, 7)	0.5000
± 39	(1, 8), (3, 7), (1, 5, 8), (3, 5, 7) (1, 5, 7, 8), (3, 5, 7, 8)	0.1746
± 30	(4, 7), (5, 7), (5, 8), (6, 8)	1.001
± 28.5	(1, 2, 8), (2, 3, 7)	0.1492
± 28.2	(1, 7, 8), (3, 7, 8), (1, 2, 5, 8) (1, 4, 7, 8), (2, 3, 5, 7), (3, 6, 7, 8)	0.1807
± 26.6	(2, 4, 7), (2, 6, 8), (1, 4, 5, 7), (3, 5, 6, 8)	0.2794
± 18.6	(2, 4, 5, 7), (2, 5, 6, 8)	0.2693
± 16	(1, 5, 7), (3, 5, 8)	0.2683
± 14.04	(1, 7), (2, 7), (2, 8), (3, 8), (1, 4, 7) (2, 5, 7), (2, 5, 8), (3, 6, 8)	0.2682
± 0	(1, 4), (2, 5), (2, 6), (1, 2, 7) (2, 3, 8), (2, 7, 8)	1.000

表 7.3 をもとに、東西および南北の 2 次元平面におけるフラックスの天頂角分布を求めた。ただし、ミュオンの到来方向は測定場所よりも高度が高い地点と仮定した。また、フラックスは表 7.3 の補正係数をかけ、測定時間および立体角、検出器の表面積、検出器の組み合わせのパターン数で割った値を用いた。

立体角に関しては、二つの検出器を通る場合、塩ビパイプの断面が直径 77 mm の円であることから、直径 77 mm の円の共通内接線を考え、円を挟む内接線が作る角度を用いた。3 つ以上の検出器を通る場合、ミュオンの到来方向に制限をかけられるので、立体角にも制限をかけた。

まず、2 つの検出器によるコインシデンスのみで天頂角分布を求め、その結果を図 7.11 に示す。いずれも、横軸は天頂角、縦軸は補正したフラックスである。5.1 と同様に $A \cos^n \theta$ および $A \cos^2 \theta$ でフィッティングをした。

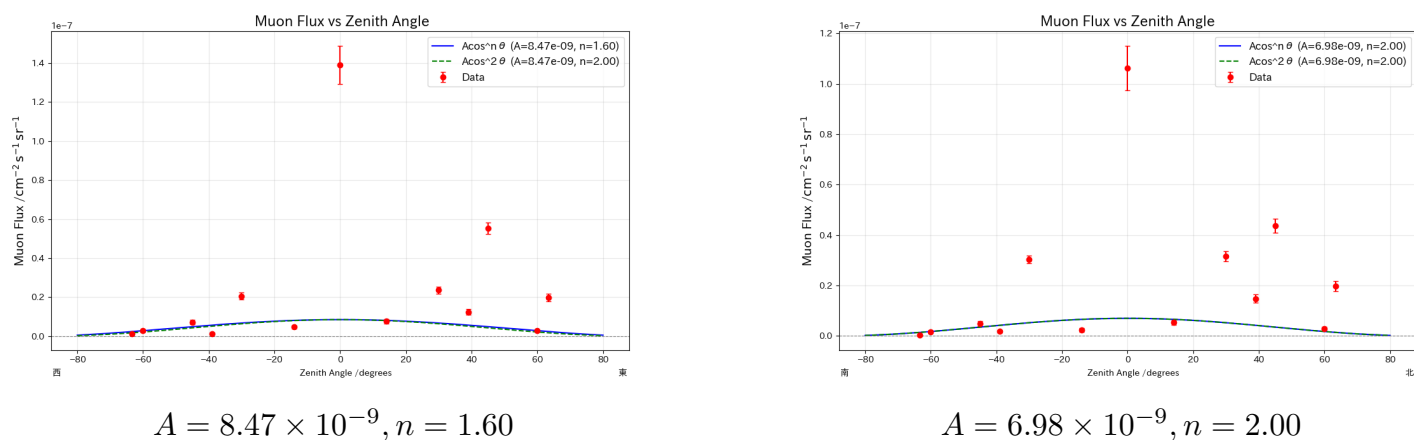


図 7.11 東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布

次に、全ての検出器の組み合わせで、各方向の天頂角分布を求めた。その結果を図 7.12 に示す。いずれも、横軸は天頂角、縦軸は補正したフラックスであり、 $A \cos^n \theta$ および $A \cos^2 \theta$ でフィッティングをした。

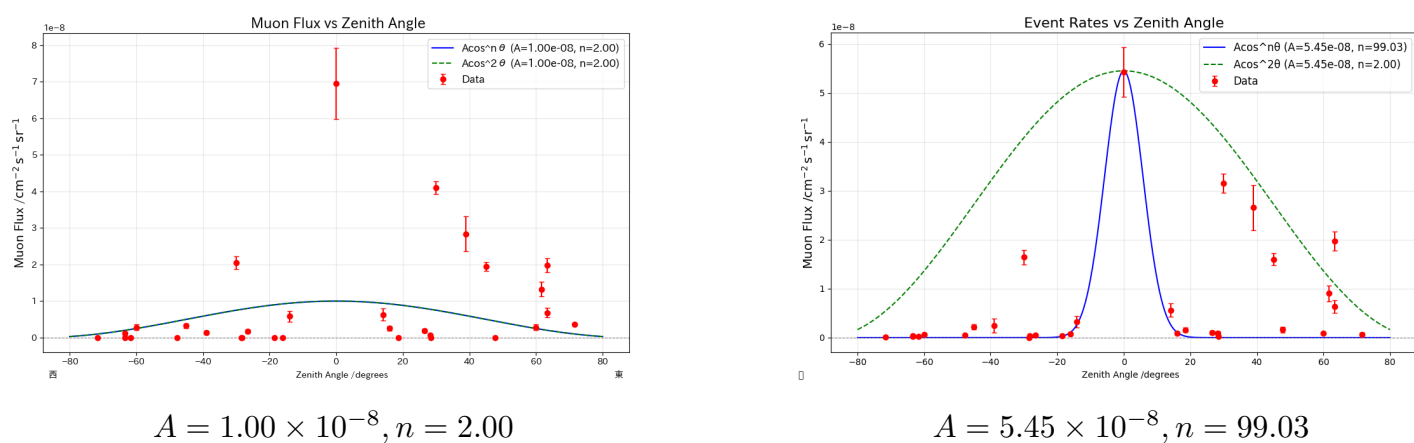


図 7.12 東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布

セットアップ②を用いたときのミュオンフラックスを求める。コインシデンスのイベント数は、東西方向では 3930 個、南北方向では 3985 個であった。よって、それぞれのフラックスは

$$J_{\text{東西}} = 5.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_{\text{南北}} = 4.8 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

と求められた。図 4.8 では、ミュオンのフラックスが $10^{-3} \sim 10^{-2}$ のオーダーと求められていたが、測定と 4 桁から 5 桁異なる結果となった。

7.3.3 セットアップ③での測定

セットアップ③以降では、検出器の本数を 8 本から 12 本に増やし、各 PMT が同じエネルギー領域を見るように、しきい値をスケールした。

まず、単純な配置で測定する。図 7.13 に示すセットアップを用いた。塩ビパイプの長軸を南北方向および東西方向と平行に配置し、それぞれの方向について測定を行った。東西方向の測定は 2025 年 2 月 2 日 16 時 26 分 12 秒から 2025 年 2 月 3 日 21 時 54 分 35 秒までの 19,643 秒間実施し、98,573 イベントを取得した。同様に、南北方向の測定は 2025 年 2 月 1 日 8 時 32 分 15 秒から 2025 年 2 月 1 日 20 時 32 分 15 秒までの 43,200 秒間行い、322,965 イベントを取得した。トリガー条件は、いずれかのチャンネルで ADC 値が 1925 以下となる場合とし、全チャンネルの ADC 値を記録した。

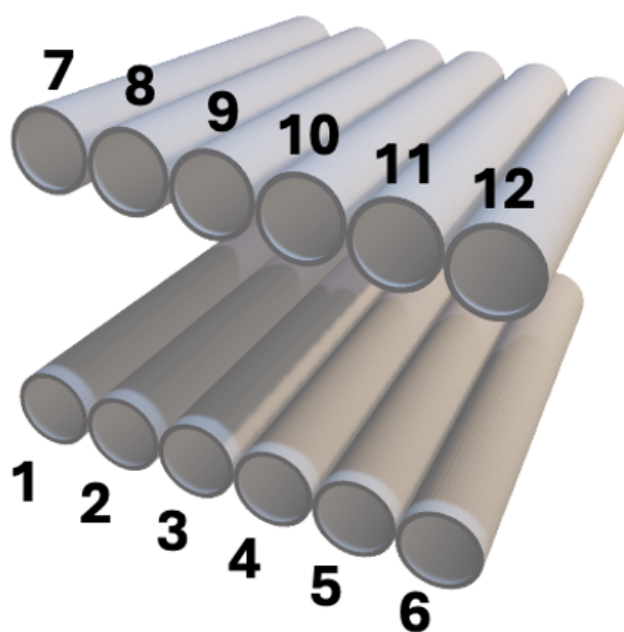


図 7.13 セットアップ③

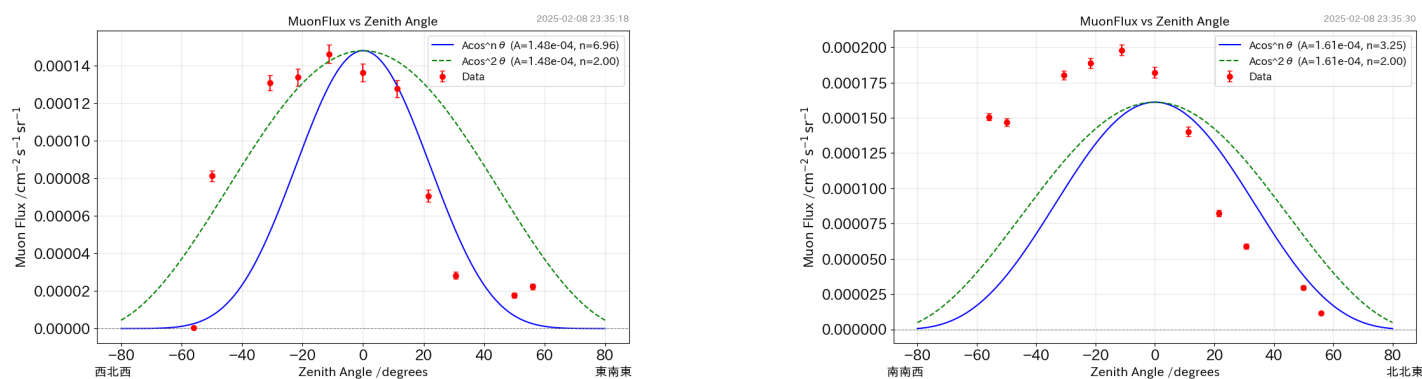
天頂角分布を求めるために、コインシデンスが認められたときの検出器の番号の組み合わせと天頂角を表 7.4 のように定義する。補正係数 C を求める際、天頂角が 0 度となる 2 つの検出器の組み合わせとその中心間距離を基準とした。3 つ以上のチャンネルで同時に検出が認められた場合、各検出器において、円の中心付近を通過する軌跡であると仮定し、解析した。ただし、表 7.4 で示していない検出器の番号の組み合わせは、ミューオンの到来方向を推測できないため、解析の際には用いなかった。

表 7.4 セットアップ③における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数

天頂角 /度	組み合わせ	補正係数 C
± 56	(5, 7), (6, 8)	0.3125
± 49.9	(1, 11), (2, 12)	0.4153
	(6, 7), (1, 12)	
± 30.7	(1, 10), (2, 11), (3, 12)	0.5580
	(4, 7), (5, 8), (6, 9)	
± 21.6	(1, 9), (2, 10), (3, 11), (4, 12)	0.7396
	(3, 7), (4, 8), (5, 9), (6, 10)	
± 11.2	(1, 8), (2, 9), (3, 10), (4, 11)	0.9191
	(2, 7), (3, 8), (4, 9), (5, 10)	
0	(1, 7), (2, 8), (3, 9)	1
	(4, 10), (5, 11), (6, 12)	

2つの検出器によるコインシデンスのみで天頂角分布を求め、その結果を図 7.14 に示す。いずれも、横軸は天頂角、縦軸は補正したフラックスである。5.1 と同様に $A \cos^n \theta$ および $A \cos^2 \theta$ でフィッティングをした。フラックスおよび立体角は、前述の方法に従って求めた。

西北西および南南西からのフラックスは、フィッティング曲線よりも大きいことがわかった。



$$A = 1.48 \times 10^{-4}, n = 6.96$$

$$A = 1.61 \times 10^{-4}, n = 3.25$$

図 7.14 東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布

セットアップ③を用いたときの検出器全体のフラックスを求める。コインシデンスのイベント数は、東西方向では 85,184 個、南北方向では 146,738 個であった。よって、それぞれのフラックスは

$$J_{\text{東西}} = 1.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_{\text{南北}} = 8.3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

と求められた。東西の結果は、図 4.8 で求めたミュオンフラックスのオーダー $10^{-3} \sim 10^{-2}$ の範囲内に収まっているが、南北の結果はそれよりも 1 桁から 2 桁小さい値となった。

7.3.4 セットアップ④での測定

検出器の段数を増やし、より多くの天頂角でデータを取得するために、図 7.15 に示すセットアップを用いた。塩ビパイプの長軸を南北方向および東西方向と平行に配置し、それぞれの方向について測定を行った。東西方向の測定は 2025 年 1 月 30 日 19 時 45 分 32 秒から 2025 年 1 月 31 日 9 時 16 分 32 秒までの 48,660 秒間実施し、255,822 イベントを取得した。同様に、南北方向の測定は 2025 年 1 月 31 日 9 時 20 分 05 秒から 2025 年 1 月 31 日 23 時 50 分 0 秒までの 52,195 秒間行い、277,365 イベントを取得した。トリガー条件は、いずれかのチャンネルで ADC 値が 1925 以下となる場合とし、全チャンネルの ADC 値を記録した。

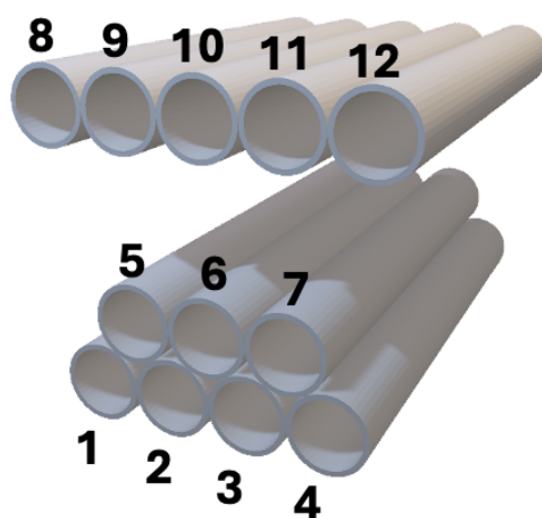


図 7.15 セットアップ④

天頂角分布を求めるために、コインシデンスが認められたときの検出器の番号の組み合わせと天頂角を表 7.5 のように定義する。補正係数 C を求める際、天頂角が 30.03 度となる 2 つの検出器の組み合わせとその中心間距離を基準とした。3 つ以上のチャンネルで同時に検出が認められた場合、各検出器において、円の中心付近を通過する軌跡であると仮定し、解析した。ただし、表 7.5 で示していない検出器の番号の組み合わせは、ミューオンの到来方向を推測できないため、解析の際には用いなかった。

表 7.5 セットアップ④における検出器の番号の組み合わせに対する天頂角と補正係数

天頂角 /度	組み合わせ	補正係数 C
± 70.91	(1, 7), (4, 5)	0.1786
± 60.03	(1, 6), (2, 7), (3, 5), (4, 6)	0.4169
± 49.88	(5, 12), (7, 8)	0.08122
± 45.89	(1, 12), (4, 8)	0.0526
± 38.35	(6, 8), (7, 9)	0.1203
± 36.38	(1, 11), (2, 12), (3, 8), (4, 9)	0.07037
± 30.03	(1, 5), (2, 6), (3, 7)	1
	(2, 5), (3, 6), (4, 7)	
± 23.85	(1, 10), (2, 8), (2, 11)	0.09082
	(3, 9), (3, 12), (4, 10)	
± 21.58	(5, 8), (6, 9), (7, 10)	0.1691
	(5, 10), (6, 11), (7, 12)	
± 8.382	(1, 8), (1, 9), (2, 9), (2, 10)	0.1063
	(3, 10), (3, 11), (4, 11), (4, 12)	
± 0	(5, 9), (6, 10), (7, 11)	0.1956

2つの検出器によるコインシデンスのみで天頂角分布を求め、その結果を図7.16に示す。いずれも、横軸は天頂角、縦軸は補正したフラックスである。5.1と同様に $A \cos^n \theta$ および $A \cos^2 \theta$ でフィッティングをした。フラックスおよび立体角は、前述の方法に従って求めた。

西北西および南南西からのフラックスは、フィッティング曲線よりも大きいことがわかった。

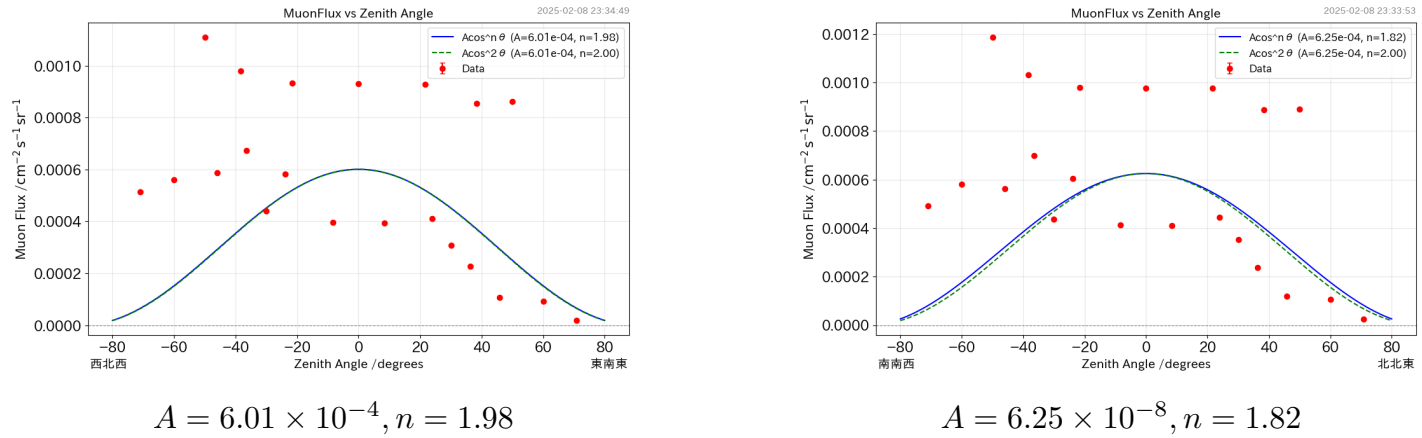


図 7.16 東西方向 (左) および南北方向 (右) の天頂角分布

セットアップ④を用いたときの検出器全体のフラックスを求める。コインシデンスのイベント数は、東西方向では 1692 個、南北方向では 196851 個であった。よって、それぞれのフラックスは

$$J_{\text{東西}} = 1.0 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_{\text{南北}} = 1.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

と求められた。南北の結果は、図 4.8 で求めたミュオンフラックスのオーダー $10^{-3} \sim 10^{-2}$ の範囲内に収まっているが、東西の結果はそれよりも 2 桁から 3 桁小さい値となった。

7.4 矢上キャンパスでの測定結果の評価

天頂角分布の解析から、東西および南北いずれの方向においても、天頂角の絶対値が小さい領域でフラックスが大きく、絶対値が大きい領域でフラックスが小さくなる傾向が確認された。

セットアップ①では、西方向および南方向の方がフラックスが大きい結果となった。一方、セットアップ②では、東方向および北方向の方がフラックスが大きく、セットアップ①とは逆の結果となった。どちらも検出器によってエネルギースケールが異なるので、エネルギースケールをそろえた結果をもとに評価する。

エネルギースケールをそろえたセットアップ③およびセットアップ④では、西方向および南方向の方がフラックスが大きい結果となった。

東西方向に関しては、東側には複数の棟があるため、西側の方がコンクリート層が薄いことから、西側からのミュオンフラックスが大きいと考えられる。南北方向に関しては、特に天頂角が 30 度から 65 度の範囲においてコンクリートよりも薄い窓ガラスがあることに加え、南方向はコンクリート層が多いため、この範囲におけるフラックスは-30 度から-65 度の範囲におけるフラックスより大きいと推測した。しかし、実際には予測とは異なり、南方向からのフラックスの方が大きい結果となった。検出器のエネルギースケールを正確にそろえられていないことなど、検出器の個体差を取り除けていない可能性がある。検出器を東西および南北方向対称に入れ替えて測定し、結果に差異がないか確認する必要がある。

どちらのセットアップにおいても、ミュオンのフラックスは、MUSIC で求めたフラックスと同じオーダーまたはそれ以下の値を示した。この結果について、いくつかの要因が考えられる。まず、設定したしきい値が高く、全てのエネルギー帯のミュオンを捕えられていないという可能性が挙げられる。次に、Cosmom-z のサンプリング周波数 (80 MHz または 125 MHz) が、オシロスコープに比べて遅いということが挙げられる。この遅延が、データ取得効率や計測精度に影響を及ぼし、結果としてフラックスの過小評価に繋がった可能性が考えられる。

一方、予備実験では 2 本の検出器を用いた際に、フラックスがシミュレーションと近い値を示していたことから、検出器の個体差が主要な要因であると考えられる。

第8章 考察

8.1 水の減衰率

検出器において PMT から 600 mm 先でシンチレーション光が発生した場合でも、PMT まで光が届くことができるか考察する。

水道水中において、波長 400 ~ 500 nm の光の減衰係数は $\mu = 0.1 \text{ m}^{-1}$ である。この減衰係数を用いると、減衰長（光強度が $1/e$ に減少する距離）は、

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = 10 \text{ m}$$

と表すことができる。また、光強度の減衰は、

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (8.1)$$

$I(x)$: 伝播距離 x における光強度

I_0 : 初期光強度

μ : 減衰係数（単位 : m^{-1} ）

で示される。このとき、 $x = 23 \text{ m}$ であり、光は塩ビパイプの片端から検出器がある 600 mm 先の反対側の端まで伝播することができる。

式 8.1 において、 $x = 600 \text{ mm}$ のとき、

$$I(x) = I_0 \exp(-0.1 \times 0.6) = I_0 \times 0.94.$$

つまり、光強度が初期値の 94% で反対側の検出器に到達することがわかる。これにより、塩ビパイプ内部の水道水中における光の減衰は十分に小さいことが示され、600 mm 先の検出器において光が観測可能である。純水の場合、水道水と比べて減衰係数のオーダーが 1 桁小さいことから、純水の方がより光強度を落とすことなく、検出器まで光を伝播させることができる。

全ての測定において、基本的には水道水を使用した。ただし、神岡での測定では 3 ppb の純水、矢上での測定では一部の検出モノタロウ社製の純水を使用した。いずれの場合も、一晩放置すると水が赤く変色することがあり、これは微生物や菌類の繁殖によるものと考えられる。この変色により、純水の高い透明度や不純物の少なさといった特性が損なわれ、水の透明度が低下して結果として光量の減少を引き起こす可能性がある。微生物および菌類による発光により、ノイズとして検出されている可能性も考えられる。

8.2 ミューオンのエネルギー損失

ミューオンのエネルギー損失を Bethe-Bloch の式および光電子数との関係から求める。

8.2.1 Bethe-Bloch の式

ミューオンが物質中を通過する際のエネルギー損失は、以下の Bethe-Bloch 式を用いて記述される。

$$-\frac{dE}{dx} = K\rho\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2}\right) - \beta^2\right] \quad (8.2)$$

ただし、

表 8.1 Bethe-Bloch 式の記号と意味

記号	意味
$K = 0.307 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$	定数
$\rho [\text{g cm}^{-3}]$	物質の密度
$z = 1$	ミューオンの電荷
Z, A	物質の有効原子番号および平均質量数
$\beta = v/c$	ミューオンの相対速度
$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$	ローレンツ因子
$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m_\mu}$	最大エネルギー移動量
I	平均電離ポテンシャル
$m_\mu = 105.66 \text{ MeV}/c^2$	ミューオンの質量
$E = 1 \text{ GeV}$	ミューオンのエネルギー

とする。ICRC(1989)[19] より、水 (H_2O) 塩ビ ($\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$)、コンクリートの $\frac{Z}{A}$ と平均電離ポテンシャル I は求められているが、窓ガラスについては記載がない。そこで、窓ガラスにおける Z/A と平均電離ポテンシャル I について考察する。

ガラスは主にソーダ石灰ガラス (SiO_2 70%、 Na_2O 15%、 CaO 10%) で構成されると仮定する。これらの割合を用いて、加重平均の Z/A を次のように計算する：

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{SiO}_2} = \frac{14}{28} = 0.5 \quad (8.3)$$

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{Na}_2\text{O}} = \frac{2 \times 11}{2 \times 23 + 16} \approx 0.48 \quad (8.4)$$

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{CaO}} = \frac{24}{40 + 16} \approx 0.357 \quad (8.5)$$

$$(8.6)$$

加重平均を求めると、

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{glass}} = 0.7 \cdot 0.5 + 0.15 \cdot 0.48 + 0.1 \cdot 0.357 \quad (8.7)$$

$$\approx 0.48. \quad (8.8)$$

となる。平均電離ポテンシャル I は主成分である SiO_2 に基づいて、139 eV とする。

よって、各物質のパラメータは、

表 8.2 各物質における Bethe-Bloch の式のパラメータの値

物質	Z/A	I	ρ
水	0.55508	75.0	1.0
塩ビ	0.51201	108.2	1.4
コンクリート	0.50932	124.5	2.4
窓ガラス	0.48	139	2.5

したがって、エネルギー損失 dE/dx は、

$$\begin{aligned}
 \text{水: } dE/dx &= 2.3 \text{ MeV/cm} \\
 \text{塩ビ: } dE/dx &= 2.9 \text{ MeV/cm} \\
 \text{コンクリート: } dE/dx &= 4.8 \text{ MeV/cm} \\
 \text{窓ガラス: } dE/dx &= 4.7 \text{ MeV/cm}
 \end{aligned}$$

と求められた。

図 8.1 のように、ミューオンが検出器 1 本を通過する場合を考える。塩ビパイプは厚さ 6 mm、内径 77 mm、長さ 600 mm、天頂角を θ とすると、ミューオンが図 8.1 における塩ビパイプの上下の両方を通過する際の損失エネルギーは、Bethe-Bloch の式で求めた損失エネルギーを用いると、

$$4.47 \times \frac{7.7}{\cos \theta} + 4.01 \times \frac{1.2}{\cos \theta} \text{ MeV/cm} \quad (8.9)$$

となる。また、 $\frac{8.9}{\sqrt{8.9^2 + 60^2}} \leq \cos \theta \leq 1$ であるから、損失エネルギーの取りうる値の範囲は、

$$39.2 \text{ MeV/cm} \leq \frac{dE}{dx} \leq 267.3 \text{ MeV/cm} \quad (8.10)$$

と求められた。

塩ビパイプの中心を通り、長軸と平行に進む場合も考えられる。このときの損失エネルギーは、

$$4.47 \times 60 = 268.2 \text{ MeV/cm} \quad (8.11)$$

であるから、

$$39.2 \text{ MeV/cm} \leq \frac{dE}{dx} \leq 268.2 \text{ MeV/cm} \quad (8.12)$$

と見積もった。

この結果は、Geant4 のシミュレーションで求めた図 4.12 および図 4.13 のピークと一致することが分かった。

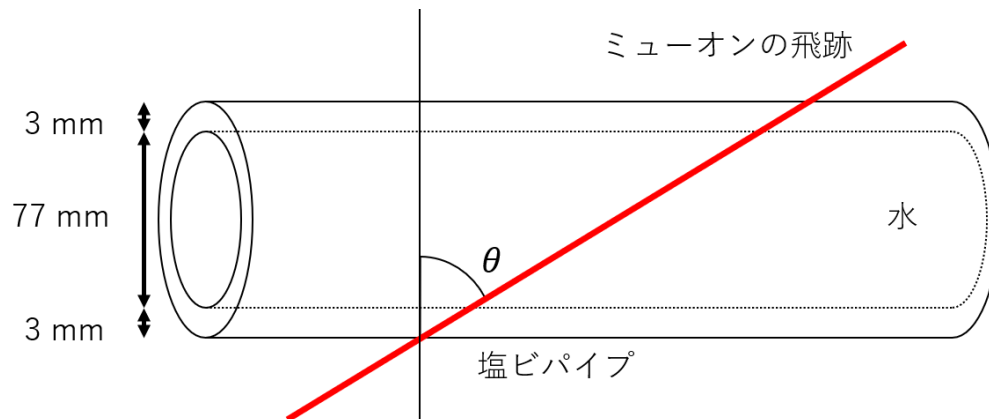


図 8.1 ミューオンの飛跡

8.2.2 光電子数とエネルギー損失の関係

光電子数からエネルギー損失を求める。シンチレータ内で生じた光電子数 N_{pe} とエネルギー損失 ΔE の関係は以下の式で記述される。

$$N_{\text{pe}} = C\Delta E \quad (8.13)$$

ただし、 C はスケール係数 (光電子数/エネルギー) である。8.2.1 で求めた ΔE の上限値から光電子数の取りうる値を考えたい。これにより、神岡や矢上での測定で求めた光電子数から、取得したイベントがミューオンかどうか確かめられる。

しかし、スケール係数 C は、既知のエネルギー損失をもつ β 線源や γ 線源から較正する必要がある。例えば ^{90}Sr の線源を用いて、得られる光電子数 N_{water} および N_{PVC} と Bethe-Bloch の式から求めた ΔE_{known} を用いて、 $C = N/\Delta E_{\text{known}}$ を決定できる。このスケール係数 C を用いて、神岡や矢上での測定で得た光電子数からエネルギー損失を求めることができ、特に矢上の測定に関しては、ミューオンがコンクリートを通過したのか窓ガラスを通過したのか推察できる。

8.3 検出器の改善

本研究で用いたシンチレータの形状および配置では、ミューオンの到来方向を決定することが困難であった。その要因として、検出器の間隔や形状が到来方向の解析に適していなかったこと、また本研究におけるコインシデンス解析では、ステップ番号が同一である信号が取得されたことが挙げられる。

まず、ミューオンが光速で進むと仮定した場合、サンプリング周波数 80 MHz において検出器間の距離を十分に確保する必要がある。具体的には、最低でも 3.75 cm 以上の間隔を確保することで異なるステップ番号での信号取得が可能となり、到来方向を特定する精度が向上すると考えられる。

次に、検出器の形状に関して、本研究では検出器の表面積を増加させる目的で塩ビパイプを長くした。しかし、この形状では、広い範囲からの放射に対応可能である一方で、3 次元的な天頂角分布の測定には適していないことが分かった。特に、2 本の長い検出器を使用した場合、入射する放射角の範囲が広がってしまい、方向決定の精度が低下する。

そのため、検出器を小型化し、間隔を空けて複数台配置する設計が適切であると考えられる。このような設計は、南極にある IceCube ニュートリノ望遠鏡のような検出器アレイの配置を参考にすることができる。さらに、MDPI の論文 [20] で示されているように、球面上に検出器を配置することで、全方位から到来するミューオンの検出が可能となる。この配置により、到来方向の決定が容易になると期待される。一方、検出器を構造物の外側に設置する場合、観測対象が特定の方向に限定される。そのため、検出器の配置を半球や四分の一極とすることで十分に到来方向を決定することが可能となり、装置構成を簡素化することによって、コストの削減が期待される。

今後の課題として、

- 検出器の最適な形状および配置の設計
- サンプリング周波数に応じた検出器間隔の調整

が挙げられる。これらの検討を進めることで、より高精度なミュオグラフィー解析が可能になると考えられる。

第9章 結論と今後の展望

本研究では、水と水溶性の蛍光剤を用いることで、コスト、安全性、携帯性、広い検出面積の確保といった面で総合的に優れた水シンチレータを作製し、その性能を実証した。蛍光剤と WLS を用いることで、水のみでの観測よりも光量を 1.6 倍にすることができた。蛍光剤量を増やすとクエンチングが生じることも確認された。

まず、シンチレータを 2 本用いた測定により、ミューオンの天頂角分布を取得した。得られた分布は、おおむね理論値と一致する傾向を示し、本手法の基本的な有効性を確認することができた。

さらにシンチレータを増やし、岐阜県神岡鉱山の地下および慶應義塾大学矢上キャンパスで測定を行った。神岡での測定ではコインシデンスが確認されず、フラックスの上限値は $2.8 \times 10^{-5} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ と制限された。矢上キャンパスではコインシデンスが確認され、エネルギースケールをそろえていない場合はフラックスが $10^{-7} \sim 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ 、そろえた場合はフラックスが $10^{-5} \sim 10^{-3} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ という結果を得た。これらの結果を、MUSIC によるシミュレーションと比較すると、いずれもオーダーとして同程度またはそれ以下の値を得た。これは、エネルギースケールやその他の要因による検出器の個体差が解消されていないことが原因であると考えられる。また、解析の際に用いた補正係数や立体角が一意に定まらない点が課題として残り、方向に応じたフラックス量の重みづけが必要である。加えて、検出器の個体差や補正の影響をより正確に評価するためには、周囲に遮蔽物のない環境において天頂角分布を測定し、比較することが必要である。

ミューオンが通過した物質の密度を推定するために、Geant4 を用いたエネルギー損失のシミュレーションを行った。ミューオンが検出器の塩ビ部分を通過する際の平均損失エネルギーは 659.80 keV、水を通過する際の平均損失エネルギーは 1316.32 keV と求められた。実際に物質の密度を求めるには、既知のエネルギー損失をもつ β 線源や γ 線源から較正する必要がある。しかし、本研究では実施できなかったため、今後の課題として残る。

また、3 次元でのミュオグラフィイメージングの実現には、検出器の形状や配置のさらなる工夫による角度分解能の向上が必要である。これらの技術的改善を通じて、低コストかつ安全性を有する水シンチレータを用いたミュオグラフィが実現できる。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々のご指導とご支援を賜りました。この場をお借りして、心より感謝申し上げます。

指導教員の西村康宏先生には、測定や解析の方法について多くのご指導をいただきました。神岡への出張にご同行いただき、測定作業にもご支援を賜りましたことに、深く感謝申し上げます。

東京大学地震研究所の武多昭道先生には、光電子増倍管や HV 線をお貸しいただき、研究を円滑に進めることができました。深く感謝申し上げます。

佐世保工業高等専門学校の眞部広紀先生には、測定場所の候補地について多くのご意見を賜りました。いただいたご助言は、検討過程において大変有意義なものでした。深く感謝申し上げます。

研究室のみなさんにも大変お世話になりました。

前川雄音さんには、装置の使用方法をご指導いただき、解析についても貴重なご助言を賜りました。

Yu-Ming Liu さんには、大変興味深い研究をご紹介いただき、幅広い分野に触れる機会を得ることができました。

堀内昇悟さんには、装置の使用方法および解析手法に関する質問に、いつも丁寧にご対応いただきました。

小林美咲さんには、研究に関するご相談に乗っていただき、またポスターの添削についても丁寧なご指導を賜りました。

川端篤史さんには、柏での実験に同行させていただき、研究テーマの選定についてご助言を賜りました。

岡明香里さんと深澤雅光さんとは、測定やシミュレーションについて議論を重ねる中で、多くの知見を得ることができました。

最後に、これまで支えてくれた家族に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] MuTe. Volcano muography. <https://halley.uis.edu.co/fuego/en/el-proyecto/conceptos-y-tecnicas-basicas/muongrafia-de-volcanes/> (accessed December 2024).
- [2] KEK. 宇宙線を見る. <https://www2.kek.jp/ja/newskek/2003/sepoct/sparkchamber.html> (accessed December 2024).
- [3] S. P. Swordy. Space science reviews. *Phys. Scr.*, 99:85–94, 2001.
- [4] 光学的性質. 理科年表. 丸善出版, 2024.
- [5] 東京大学宇宙線研究所. <https://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/news/261/> (accessed January 2025).
- [6] 慶應義塾大学. <https://www.keio.ac.jp/ja/maps/yagami.html> (accessed January 2025).
- [7] 日吉第地下壕保存の会. <http://www.hiyoshidai-chikagou.net/> (accessed January 2025).
- [8] 浅川地下壕の保存をすすめる会. <http://asakawatikagou.web.fc2.com/> (accessed January 2025).
- [9] 座間市. <https://www.city.zama.kanagawa.jp/bunkasports/bunkazai/juyou/1003315.html> (accessed January 2025).
- [10] J Y Choi et al. Photoimageprocessinganalysisofelectron beamirradiation ona newliquid scintillator based on alcohol. *Phys. Scr.*, 96:045305, 2021.
- [11] Ji Won Choi et al. Feasibility study of a portable and fast spatial dosimeter using an alcohol-based liquid scintillator and a digital camera. *Journal of the Korean Physical Society*, 79:810–817, 2021.
- [12] 浜松フォトニクス. PMT について — 光電子増倍管 (PMT). https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/about_pmts.html (accessed January 2025).
- [13] 浜松フォトニクス. 光電子増倍管 R7724. https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/head-on-type/R7724.html (accessed January 2025).
- [14] Claus R. et al. A waveshifter light collector fora water cherenkov detector. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, A261:540–542, 1987.
- [15] 旭・デュポン フラッシュスパン プロダクツ株式会社. デュポン™ タイベック® フラッシングシートについて. https://www.tyvek.co.jp/construction/product/flushing/flushing_msds.pdf (accessed December 2024).
- [16] 松定プレシジョン. 高圧電源 (モジュールタイプ)HFR/HGR シリーズ. <https://www.matsusada.co.jp/product/power-supplies/high-voltage-modules/hfr/> (accessed January 2025).
- [17] P Antonioli et al. A three-dimensional code for muon propagation through the rock: Music. *Astroparticle Physics*, 7:357–368, 1997.
- [18] CERN. <https://geant4.web.cern.ch/> (accessed January 2025).
- [19] ICRU. Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement. *International Commission on Radiation Units and Measurements (Bethesda, MD)*, 44, 1989.
- [20] Bin Zhang et al. Mountain muon tomography using a liquid scintillator detector. *Appl. Sci.*, 12(21):10975, 2022.