

2017 年度
修士学位論文

トロイド磁石を用いた
ミューオンラジオグラフィシステムの開発

首都大学東京 理工学研究科 物理学専攻
博士前期課程 2 年 16879305

市川 星磨

2018 年 1 月 10 日

概要

ミューオンが高い透過力を持つことを利用して、数十 m から数 km の大型構造物を透視する手法は、ミューオンラジオグラフィーと呼ばれている。これは X 線を用いたレントゲン検査のように、構造物を透過した宇宙線ミューオンの飛跡とフラックスを観測することで、対象の内部構造や密度長分布を推定する手法である。このための代表的な装置として、プラスチックシンチレーターと MPPC(Multi Pixel Photon Counter) を組み合わせた高位置分解能検出器がある。これにより、対象構造物のリアルタイム観測が可能であり、原発事故により熔融した原子炉内部の燃料探索や、火山の内部透視による噴火予測などに応用されている。

この手法の課題のうち、二つを次にあげる。

一つは、天頂角の非常に大きな、水平方向から飛来する宇宙線ミューオン（以下、水平ミューオンと呼ぶ。）の運動量分布が正しく理解されていないことである。ミューオンラジオグラフィーによる高精度の密度長測定には、飛来するミューオンの運動量依存性と天頂角依存性を正しく理解する必要がある。現在の研究では、ミューオンの飛来角度が水平に近づくと、運動量分布は高運動量側にシフトすると定性的に考えられているが、実証データは非常に少ない。このような水平ミューオンの運動量分布の高精度測定は、設置場所の制約などから検出器の仰角が水平付近に限られる環境でのミューオンラジオグラフィーに対する基礎データとして非常に有用である。

もう一つは、バックグラウンド識別に関する課題である。測定精度を低下させるバックグラウンドには電磁シャワーによるものや、構造体中を透過する際に散乱され、本来の天頂角より水平に近い天頂角で観測されるものなどがある。このうち電磁シャワーによるバックグラウンドは、様々な削減手法がこれまで開発されてきた。一方で、構造体での散乱によるバックグラウンド事象は、飛跡とフラックスのみを観測する従来の検出器では削減することができない。特に火山のような大きな密度長を持つ構造体においては、山体を直接透過する高運動量のミューオンが少ないために、このバックグラウンドの影響は顕著に現れる。このようなバックグラウンドを低減することは、大型構造物の高精度のイメージングを行うにあたり非常に大きな課題となっている。

本研究では、高エネルギー加速器研究機構（KEK）にて、トロイド磁石を組み合わせた位置検出器を用いて、筑波山の観測実験を行った。トロイド磁石の前後に、1cm の

分解能を持つ 1m 四方の位置検出器を 2 機ずつ配置し、磁場によって曲げられた荷電ミューオンを観測することで、飛跡、フラックス検出と同時に運動量観測を行うことができるよう、実験装置の配置の最適化を行った。

この実験装置を用いて、仰角 7.7° 程度から飛来する水平ミューオンの運動量分布の観測と、運動量情報を用いた高精度ラジオグラフィシステムの開発を行った。仰角 7.7° におけるミューオンフラックスおよびその運動量分布を μ^+ と μ^- についてそれぞれ測定し、先行研究の仰角 $15 \pm 7^\circ$ の測定結果から予測されるフラックスおよびその運動量分布との比較を行った。さらに、その運動量分布を用いて筑波山の透視を行い、山体の密度の見積りを行った。得られた密度の見積りや統計量などから、ミューオンラジオグラフィが適用できる火山の大きさ等について議論する。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	宇宙線ミュオン	1
1.2	ミュオンラジオグラフィー	8
1.3	岩手山透視実験	11
1.4	本研究の目的	15
第 2 章	ミュオンラジオグラフィーのための実験装置	17
2.1	検出器への要求	17
2.2	ミュオン検出器	18
第 3 章	トロイド磁石を用いた筑波山透視実験	26
3.1	筑波山	26
3.2	セットアップ概要	26
3.3	データ収集実績	34
第 4 章	水平ミュオンの運動量分布の測定	37
4.1	事象選別	37
4.2	アクセプタンス補正	40
4.3	アライメント補正	43
4.4	飛跡の再構成と運動量同定	44
4.5	データの解析	46
第 5 章	運動量情報を用いた筑波山のイメージング	51
5.1	地形構造情報による筑波山の密度長分布の見積もり	51
5.2	筑波山とその周囲に対する透過率	52
5.3	透過率から密度長への換算	62
5.4	筑波山の密度推定	65
5.5	密度に対する統計誤差の見積もり	68
5.6	地磁気による影響	69

第 6 章	考察と今後の展望	75
第 7 章	結論	78
	謝辞	79
	参考文献	80

目次

1.1	銅に対するミューオンの阻止能の入射粒子エネルギー分布。	3
1.2	特定の標的物質に対する阻止能の入射粒子エネルギー分布。	5
1.3	天頂角 45°における飛来するミューオンの方位角毎の最低エネルギー。 λ は観測値における緯度を示す。	7
1.4	同じ天頂角で飛来する μ^+ の東西による経路の違いの概念図。	8
1.5	同じ天頂角で飛来する μ^- の東西による経路の違いの概念図。	8
1.6	二組の検出器によるミューオンの軌跡同定の概念図。	9
1.7	1998 年における震源分布。左から 2,3 月、4,5 月、6,7 月のデータ。赤三角部が岩手山山頂部を示す。	12
1.8	検出器設置位置から見た岩手山。図中青線は密度の違いが期待される境界部。図右側の東岩手山は西岩手山が噴火し山体崩壊が起こったのちに、堆積物が積み重なり形成されているため、頂部は比較的密度が小さく観測されることが期待される。	13
1.9	岩手山と検出器設置位置の位置関係と、観測可能範囲。	14
1.10	岩手山観測実験による岩手山のイメージング図。測定期間は一ヶ月程度。岩手山の概形を正しく表現できていると同時に、密度の絶対値は実際の値 (2 ~ 3) よりもはるかに小さい値となっている。	15
2.1	検出器の概念図。シンチレータを横方向に並べた X-plane と縦方向に並べた Y-plane を組み合わせている。内部に波長変換ファイバーを通し、先端部に MPPC を接着して信号を読み出す。	18
2.2	プラスチックシンチレータと波長変換ファイバー。	19
2.3	プラスチックシンチレータの断面図。	19
2.4	MPPC 回路の概略図。	20
2.5	一つのピクセルの入射時の挙動。	20
2.6	MPPC の信号。上から、直接読み出した信号、それを反転増幅させた信号、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。	21

2.7	MPPC からの信号を ADC 値として読み込んだ値。ADC 値は MPPC における入射光子数に依存する。	22
2.8	増幅率の印加電圧依存性。	22
2.9	ノイズレートの印加電圧依存性。65mV 付近からガイガーモードの動作電圧となり、それ以降の印加電圧からノイズレートの増加が見られる。	22
2.10	増幅率の温度依存性。	23
2.11	ノイズレートの温度依存性。	23
2.12	検出器に接続された DAQ ボックス。X-Unit,Y-Unit にそれぞれ 100 本ずつの同軸ケーブルによって MPPC と接続されている。	24
3.1	検出器から覗く筑波山の厚さ。	27
3.2	設置場所の風景。手前から Unit4、中心部に Unit2,3 とトロイド磁石、最奥部に Unit1 が設置されている。	27
3.3	セットアップ概要。中心にトロイド磁石が位置している。前方に Unit1,Unit2 (合わせて前置検出器)、後方に Unit3,Unit4 (合わせて後置検出器) が設置され、磁場によって曲がる前後の飛跡を測定している。それぞれの検出器の中心部が 81.8mrad の仰角になるように設置されている。	28
3.4	検出器への時間同期と信号取得の模式図。	28
3.5	使用したトロイド磁石。	29
3.6	トロイド磁石の断面図。	29
3.7	検出器中心部の立面図。黒線を断面とし、磁場分布を確認する。	30
3.8	x 軸方向の磁場分布。	30
3.9	y 軸方向の磁場分布。	30
3.10	z 軸方向の磁場分布。	31
3.11	絶対値の磁場分布。	31
3.12	磁場によって曲がる信号の模式図。前置検出器、後置検出器間の距離をそれぞれ L_{fwd} 、 L_{bwd} 、前置検出器、後置検出器で測定される角度をそれぞれ θ_{fwd} 、 θ_{bwd} 、磁場領域の長さを L_{mag} とする。	31
3.13	宇宙線計数率計算の模式図。	33
3.14	各 Unit の X,Y それぞれのシングルヒットレート。左側は X-Unit、右側が Y-Unit 上から順に 1,2,3,4 となっている。	34
3.15	各検出器の温度推移。Unit4 のみコンテナ内に設置されており、温度が安定動作している。	35
3.16	各検出器の湿度推移。	35
3.17	4 組のコインシデンスレートの総計量 (上図) とレートの変化 (下図)。	36
4.1	山体中で散乱され観測される BG の概念図。	38

4.2	クラスターの概念図。	38
4.3	電磁シャワーによるバックグラウンドの模式図 (青)。実際のミュオン の信号 (赤) に比べて、上方から飛来するためクラスター数、 クラスター幅は大きくなる。また崩壊点から同程度の距離を 走るため、検出時間差も小さくなる。	39
4.4	Unit1 と Unit2 の検出時間差。左上、左下、右上、右下の順で選別条件を厳しく していく。	40
4.5	Unit3 と Unit4 の検出時間差。	41
4.6	Unit1 と Unit4 の検出時間差。	42
4.7	アクセプタンス補正のアルゴリズム。	42
4.8	Unit3,Unit4 の x,y 座標の偏差。	44
4.9	P 点にて、ある運動量 $m \vec{v}$ を持った粒子が磁場 \vec{B} で曲げられるときの計算を表 した概念図。粒子が描く曲線の曲率半径を ρ 、 $\angle POP'$ を θ 、 P' から \overline{PO} への推薦 の足を Q としたときの \overline{PQ} を h とする。次の点へのステップ (d で表す。) は、 \vec{v} に対して垂直に h 、平行に $\rho \sin \theta$ 進んだと表現できる。	45
4.10	χ^2 分布。	46
4.11	本実験の統計量の運動量分布。赤いヒストグラムが正電荷事象、青いヒストグラ ムが負電荷事象、黒いヒストグラムがその総和となる。	47
4.12	$\chi^2 < 30$ となる事象の運動量分布。	48
4.13	本実験の運動量分布。赤いプロットが正電荷事象、青いプロットが負電荷事象、 黒いプロットがその総和となる。	48
4.14	本実験の運動量分布と先行研究との比較。	49
4.15	本実験で得た天頂角 $80.3^\circ \sim 84.3^\circ$ における運動量分布に対してフィッティングを 行った結果。	50
5.1	筑波山と検出器の位置関係と標高データの採択範囲。地理院地図を利用して表示。	52
5.2	検出器と山頂通る断面図に対する尾根の形状。横軸は検出器からの距離、縦軸は 高度を示す。	53
5.3	2~100GeV の検出見積もり数。	54
5.4	2~100GeV の正電荷事象の検出見積もり数。	54
5.5	2~100GeV の負電荷事象の検出見積もり数。	55
5.6	2~100GeV の運動量でのビンごとの観測数。	56
5.7	2~100GeV 以上の運動量での透過率ヒットマップ全景図。	57
5.8	2GeV 以上の運動量での透過率ヒットマップ。ヒットマップの左の図は $\tan \theta$ へ の射影、下の図は $\tan \phi$ への射影を示しており、赤線は透過率 1 となる直線。	57
5.9	2~19GeV での天頂角依存性の測定結果。	58
5.10	20~100GeV での天頂角依存性の測定結果。	58
5.11	2~100GeV での天頂角依存性の測定結果。	58

5.12	2~19GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。 . . .	59
5.13	20~100GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。 .	60
5.14	2~100GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。 . .	60
5.15	本実験での積分強度で求めた 101GeV での透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。	61
5.16	透過率が中心付近で 1 となるような積分強度で計算した透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。	61
5.17	透過率と運動量の変換の概念図。黒い斜線部が N_0 、青い斜線部が N_{obs} を示す。 .	62
5.18	standard rock に対するミューオンの阻止能の入射粒子エネルギー分布。	63
5.19	本実験での計算手法における透過率と密度長の関係図。	64
5.20	2GeV 以上の事象を用いたときの密度長分布。	64
5.21	2GeV 以上を用いたときの密度分布。	65
5.22	11GeV 以上を用いたときの密度分布。	66
5.23	統計誤差計算の概念図。図は 5.19 の両軸を線形軸になおした図であり、傾きから 密度長の統計誤差を求めることができる。	69
5.24	2GeV 以上を用いた場合の各経路長での統計誤差の計算。	70
5.25	運動量情報を用いた場合の各経路長での統計誤差の計算。	71
5.26	2~100GeV の電荷比ヒットマップ。	72
5.27	2~20GeV の電荷比ヒットマップ。	72
5.28	26~100GeV の電荷比ヒットマップ。	73
5.29	磁北方向と観測方向の角度差。	73
5.30	同経路から飛来する事象の正負の軌跡の違い。	74
5.31	同飛来角度で検出された事象の山体付近での軌跡。	74

表目次

3.1	検出器間距離を変えた時の各測定量の見積もり。	33
5.1	各運動量領域でのフィッティング結果。	59
5.2	各運動量領域(2GeV 以上 ~31GeV 以上)における統計量 N[event] と密度 [g/cm ³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N ₀ は [event] である。	67
5.3	各運動量領域(41GeV 以上 ~61GeV 以上)における統計量 N[event] と密度 [g/cm ³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N ₀ は [event] である。	67
5.4	各運動量領域(71GeV 以上 ~100GeV 以上)における統計量 N[event] と密度 [g/cm ³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N ₀ は [event] である。	68
5.5	運動量情報導入前後の測定密度の変化。平均経路長の単位は [m]、N ₀ は [event] である。	68
6.1	統計誤差を含めた運動量情報導入前後の測定密度変化のまとめ。平均経路長の単位は [m] である。	75
6.2	各パラメータを変えた時の最大運動量と統計数への影響。*:検出器間距離と対象間距離はそれぞれ単一に小さくしても、統計数は増えない。統計数を増やすためには両者を近づけ、山体を覗く立体角を大きくする必要がある。	77

第 1 章

序論

宇宙から飛来する宇宙線の中でも、地表付近で多く観測されるミュオンは、検出器を用いた観測が比較的容易であることや、飛来数が非常に多いことから、素粒子物理学の研究をする上で非常に有用な素粒子である。さらに、数メートルから数キロメートル程度の透過力を持つため、大型構造物の透視・内部構造の推定に非常に適した素粒子でもある。この構造物透視の技法は、X 線を用いたレントゲン検査と同様の原理であり、ミュオンラジオグラフィー、もしくはミュオグラフィーとして知られている。この章ではミュオンの生成過程や物質との相互作用、飛来方向に対する依存性などについて説明する。

1.1 宇宙線ミュオン

1.1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙から飛来する高エネルギーの放射線粒子の総称であり、超新星爆発や太陽表面の爆発が起源であると知られている。宇宙線は地球大気中の原子核と反応を起こす前後で一次宇宙線と二次宇宙線に大別できる。一次宇宙線の主な粒子としては陽子（全体の 90% 程度）や α 粒子（8% 程度）が挙げられる。なお、数多くある二次粒子のうち、ほとんどが電子やガンマ線、ミュオン、ニュートリノなどである。

1.1.2 空気シャワー現象におけるミュオンの生成過程

宇宙から飛来した一次宇宙線は、まず大気圏内の原子核と衝突し、陽子や中性子などの核子を放出して中間子を生成する。これによって放出された核子は別の大気中原子核と衝突し、別の核子と中間子を放出する、このような過程を繰り返すことで、ねずみ算式に中間子の多重発生を起こす。これを核カスケードという。これによって生成された中間子のうち多くは π 中間子であり、このうち中性の π^0 中間子は、崩壊して二つのガンマ線を生成する。このガンマ線は崩壊して電子陽電子対生成を起こす。一方、このようにして生じた電子や陽電子もそれぞれが大気中原子核と制動放射を起こすことでガンマ線を放出する。そのため、このような過程を繰り返すことで、一つの粒子

から多くのガンマ線と電子陽電子対が多重発生する。これを電磁カスケードといい、核カスケードとあわせて空気シャワー現象という。これらの電子、陽電子、ガンマ線といった二次粒子群はシャワーが発達するにしたがって自身のエネルギーを落とし、最終的には多くの事象が大気中の原子核に吸収される。

上記のように多くの二次粒子が生成される中で、ミューオンは、以下の崩壊過程により荷電 π 中間子や K 中間子から生成される。

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

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

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

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

なお生成されるミューオンは主に荷電 π 中間子の崩壊によるものが多い。

中間子の崩壊から生成されたミューオンは特殊相対性理論により寿命が延び、上空 10km 付近で生成されたのち、多くが崩壊せずに地上に降り注ぐ。ミューオンはレプトンであり、大気や物質中の原子核と強い相互作用を起こさないこと、質量が電子の約 200 倍であり、電子ほど制動放射を起こさないことから、強い透過力を持ち、10km ほどの大気を透過して地上に到達する。以上のことからミューオンは地上で多く検出される粒子であり、透過力の高さからも本研究のような大型構造物の内部透視にも大変有用である。

1.1.3 物質中原子核との相互作用

ミューオンのような荷電粒子が物質を通過する際、物質中の原子核との電磁相互作用などにより、主に、エネルギー損失と多重散乱という形で粒子に影響を与える。ここではその 2 点について論じ、大気や構造物中でのミューオンの振る舞いの理解の助けとする。

エネルギー損失

ミューオンの標的物質に対するエネルギー損失は粒子の持つエネルギーのみによって決まり、電離損失 (Ionization loss) と輻射損失 (Radiative loss) に大別することができる。その式は

$$\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E) \times E \quad (1.5)$$

のように記述することができ [1]、 $a(E)$ は電離損失に、 $b(E) \times E$ は輻射損失に起因する。図 1.1 はミューオンのエネルギーに対する阻止能を示しており、 $0.01 \lesssim \beta \lesssim 1000$ (ミューオンの運動量では $10\text{MeV}/c \lesssim p_\mu \lesssim 100\text{GeV}/c$) では電離損失が支配的である。ミューオンの運動量が数 100GeV を超えたあたりから輻射損失の影響が現れ始め TeV 領域の高運動量ではほぼ全てが輻射損失によるものである。通常の建物などを透過するようなミューオンはほとんど $10\text{MeV}/c \lesssim p_\mu \lesssim 100\text{GeV}/c$ の範囲内であるので、電離損失の考慮のみで十分である。しかし山などの非常に大き

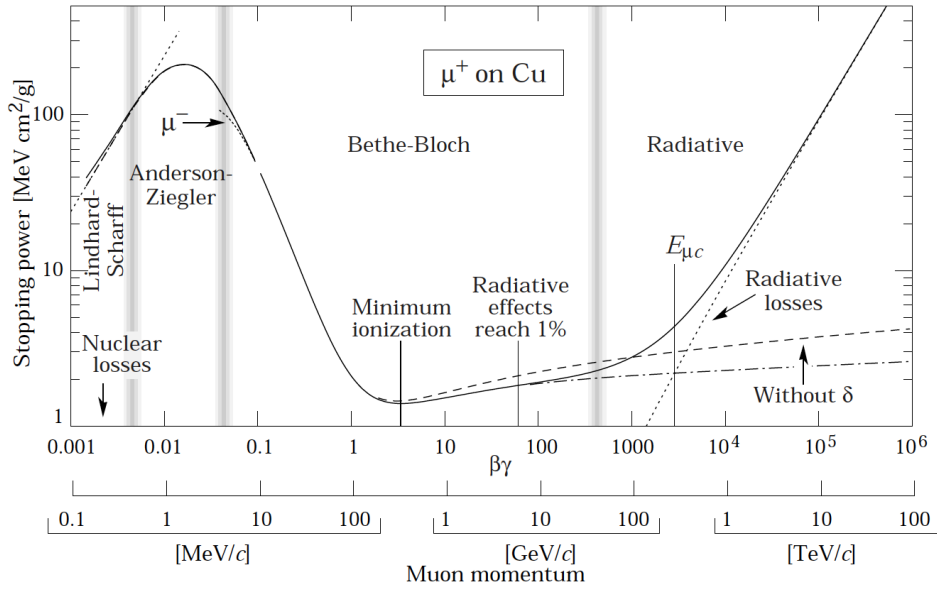


図 1.1: 銅に対するミューオンの阻止能の入射粒子エネルギー分布。

な構造物 (\sim km) を対象とする場合、より高い透過力を持つ高運動量事象が必要となり、輻射損失の影響も考慮しなければ正しい観測はできない。

このうちの電離損失は荷電粒子が物質中を通過する際、電子軌道上に束縛された電子にエネルギーを与え、自身のエネルギーを落とすことで起きる。このエネルギー損失の度合いは物質の荷電粒子に対する阻止能と呼ばれ、下のベテ・ブロッホの式 (Bethe-Bloch equation) で記述される。

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.6)$$

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

与えられる。各パラメータは以下に記す通りである。

通常阻止能で用いられる式 1.6 の x は単位面積当たりの質量として、 $x = l\rho$ [g/cm^2] (l : 通常我々が使用する長さ [cm]、 ρ : 標的の密度 [g/cm^3]) と表される。第三項は密度効果と呼ばれる現象の補正項である。これは物質の電気分極により電場が遮蔽され、エネルギー損失が小さくなる現象であり、特に高エネルギーにおいて数%程度の影響を与える。この補正項も標的物質と荷電粒子の運動量に依存する。式 1.7 は入射粒子が標的物質に与えられる最大エネルギーを相対論的に記述したものであり、ミューオンラジオグラフィにおける分母の M はミューオンの質量である

このベテ・ブロッホの式は $0.01 \lesssim \beta \lesssim 1000$ (ミューオンの運動量では $10\text{MeV}/c \lesssim p_\mu \lesssim 100\text{GeV}/c$) の領域の振る舞いを数%の精度で再現しており、高エネルギー実験分野では非常によく用いられる。

また、図 1.2 のようにベテ・ブロッホの式から求められる阻止能は、標的物質によって異なる。ミューオンラジオグラフィにおいては山体やコンクリートなど標的に応じた考慮が必要となる。

文字	定義	値
N_A	アボガドロ数	$6.0221415 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$
r_e	古典電子半径	2.817 940 325 fm
$m_e c^2$	電子質量 $\times c^2$	0.510 998 918 MeV
Z	標的物質の原子番号	
A	標的物質の原子量	g mol^{-1}
β	入射粒子の速度	v/c
γ	ローレンツ因子	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
z	入射粒子の電荷量	
I	平均イオン化ポテンシャル	eV
M	入射粒子の質量	eV/c^2

電離損失以外にも制動放射 (bremsstrahlung)、対生成 (e^+e^- pair production)、光核反応 (photonuclear interaction) などでもエネルギー損失が起こる。これは輻射損失 (Radiative loss) としてまとめて表現され、

$$b(E) \equiv b_{\text{brems}} + b_{\text{pair}} + b_{\text{nucl}} \quad (1.8)$$

のように記述できる。図 1.1 のように高エネルギー事象で支配的であり、両対数グラフにおいて一次関数の傾きとして理解されている。

多重散乱

荷電粒子が物質を通過する際、原子核中のクーロン場との相互作用によって偏向を起こすことを散乱という。これは単一原子核との散乱においてはラザフォードの式 (Rutherford equation)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(z_1 Z_2 e^2)^2}{[2\beta(p/m_e c)]^2} \times \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.9)$$

で記述されるが [2]、多数回の少角度散乱の場合、散乱角の角度分布は 0 を中心とするガウス分布としてみなすことができ、多重クーロン散乱と呼ばれる。この標準偏差は、

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (1.10)$$

と表され、ミューオンラジオグラフィーのような厚みのある構造物や大気を対象とする場合は平均的に式 (1.10) で表される角度だけ散乱されて検出される。

1.1.4 天頂角依存性

一般に宇宙線の強度は、透過する大気の厚さの差異により、天頂角分布を示すことが知られている。ここで、地表と大気上空が平面をなし、並行であると仮定すると、高度 X 、天頂角 θ から飛来

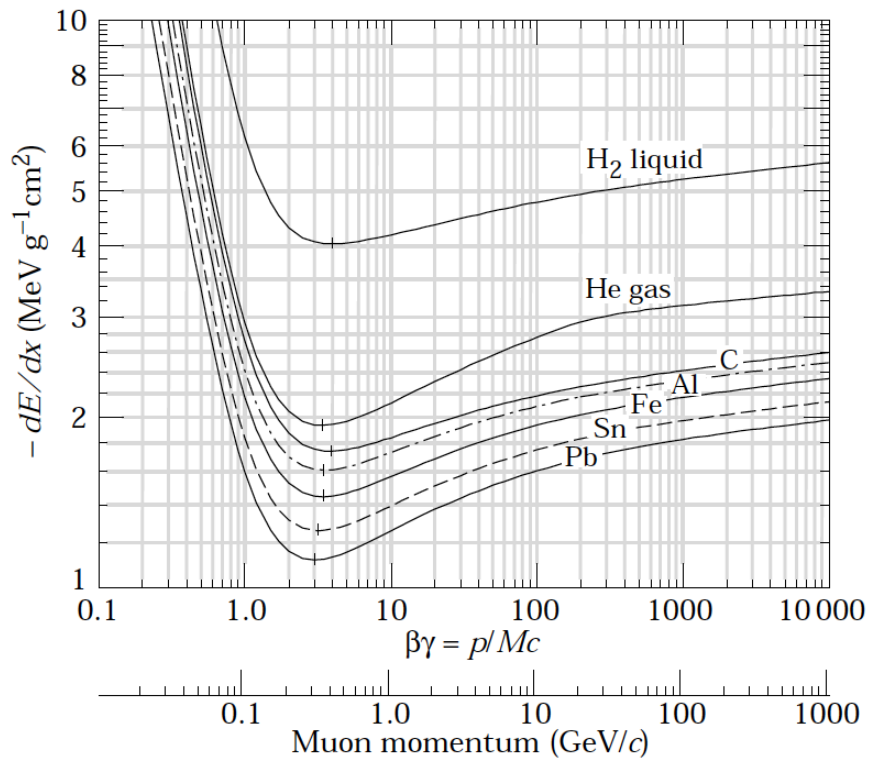


図 1.2: 特定の標的物質に対する阻止能の入射粒子エネルギー分布。

文字	定義	値・単位
z_1	入射粒子の電荷量	
Z_2	物質中原子核の電荷量	
e	電荷素量	$1.6021766208 \times 10^{19} \text{C}$
θ	散乱角	rad
p	入射粒子の運動量	GeV/c
x/X_0	物質の放射長に対する物質の厚さの比	

する宇宙線の強度 $J(X, \theta)$ は、 $\theta=0$ で $X/\cos\theta$ の大気を通じた時の強度と等しい。

$$\begin{aligned}
 J(X, \theta) &= J(X/\cos\theta, \theta = 0) \\
 &= J(X, \theta = 0) \frac{J(X/\cos\theta, \theta = 0)}{J(X, \theta = 0)}
 \end{aligned}$$

鉛直強度 $J(X, \theta = 0)$ は平均自由行程 λ で指数関数的に減衰するとして、

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

$\theta \ll 1$ とすると $1/\cos\theta - 1 \ll 1$ となるため、

$$\begin{aligned} \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\frac{X}{\lambda}\right] &\simeq 1 - \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\frac{X}{\lambda} \\ &\simeq \left[1 + \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\right]^{-X/\lambda} \\ &= (\cos\theta)^{X/\lambda} \end{aligned}$$

よって

$$J(X, \theta) \simeq J(X, \theta = 0)(\cos\theta)^{X/\lambda} \quad (1.11)$$

となり、 $n = X/\lambda$ とすると、宇宙線の強度が $\cos^n \theta$ に比例することがわかる。 n は粒子によって異なり、一般に n が小さいほど物質に対する透過力が大きい。また、ミューオンは $n \simeq 2$ であることが実験的にわかっている。

1.1.5 東西効果

ミュー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ーオンの方が、東から飛来するミューオンよりも多く検出される。ミュー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特に大きい東西効果について重点的に論じる。

ミュー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. μ^+, μ^- の存在比と軌道の長さの差

の二点が挙げられる。

前者は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極子と近似すると、入射した正電荷の陽子は地球の地磁気から受けるローレンツ力

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

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跡は運動量を電荷で割った値、 $\frac{1}{q} \frac{d\vec{p}}{dt}$ の初期条件によって決まり、これを rigidity (粒子の硬さ) と呼ぶ。ある程度より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 [3] で報告されている。

図 1.3 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、その分低エネルギー事象が東側の方が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

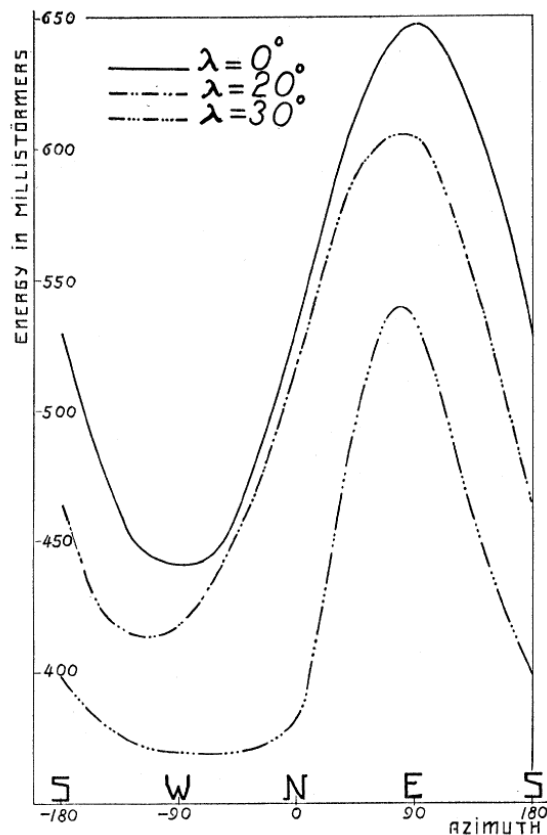


図 1.3: 天頂角 45° における飛来するミュオンの方位角毎の最低エネルギー。 λ は観測値における緯度を示す。

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起因しない。

続いて後者について述べる。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 1.4 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。これより東から来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 1.5)

しかし、ミュオンの電荷比は

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

と [4]、正電荷事象が 20% 以上多く存在するため、全体としては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。

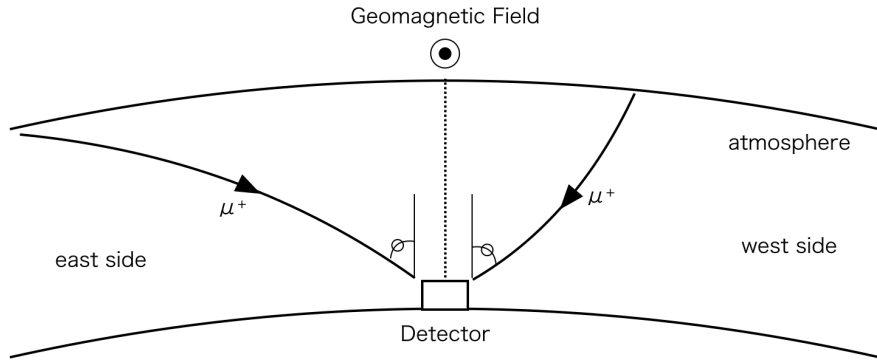


図 1.4: 同じ天頂角で飛来する μ^+ の東西による経路の違いの概念図。

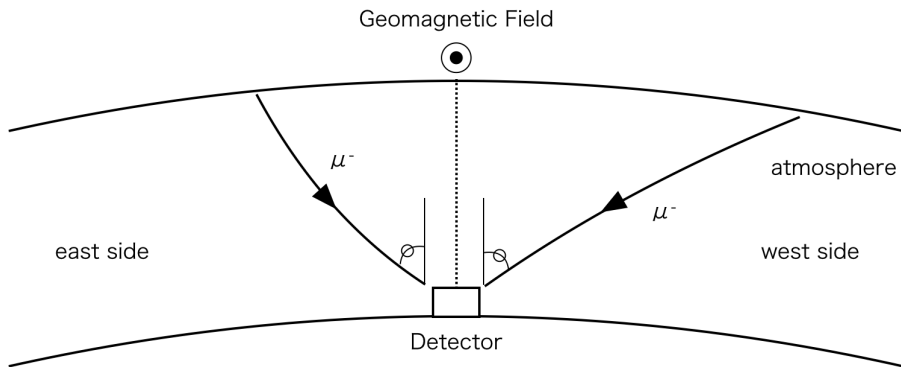


図 1.5: 同じ天頂角で飛来する μ^- の東西による経路の違いの概念図。

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、ミューオンラジオグラフィーを行う上で注意が必要である。

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、rigidity 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 1.3 で示すように東西効果と比較して非常にわずかである。

1.2 ミューオンラジオグラフィー

1.2.1 ミューオンラジオグラフィーの原理

先で述べたようにミューオンの物質に対する透過力の高さを利用して、対象物の内部構造や密度分布を推定する手法をミューオンラジオグラフィー、もしくはミュオグラフィーと呼ぶ。同じ原理の手法としては、人体に対するレントゲン検査などがあり、視覚的にも非常にわかりやすく、簡便な対象物内部の透視が可能な技法として注目されている。

レントゲン検査においては X 線を観測部に照射し、透過後の X 線を特殊なフィルムで検出する。

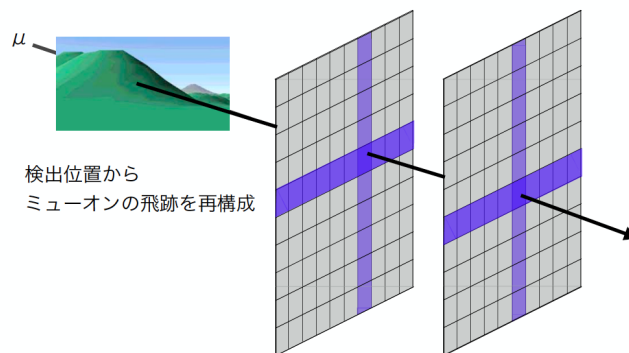


図 1.6: 二組の検出器によるミューオンの軌跡同定の概念図。

X 線はフィルムに塗布されたハロゲン化銀を黒く変色させるため、色の変化の度合いは検出された X 線量の程度に比例する。皮膚や筋肉などの密度長（密度と通過経路長の積）の小さい箇所では、多くの X 線が透過するためフィルムを黒く変色させ、骨などの密度長が大きい箇所では X 線は透過せず止まるため、フィルムは白いままである。この色の差異を見ることで人体の内部構造透視を可能にしている。

これに対してミューオンラジオグラフィーは、図 1.6 のように対象構造物を透過した宇宙線ミューオンのフラックスと飛来方向を検出し、透過したミューオンの軌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透過法と同様だが、ミューオンラジオグラフィーでは以下の点で他の手法と差異があり、留意する必要がある。

1. 上空より降り注ぐ宇宙線ミューオンを用いるため、検出器は対象物よりも下方に設置する必要がある
2. ミューオンの透過力は数十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. 電磁シャワーを始めとするバックグラウンドの識別能力を持ち、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。宇宙線ミューオンを用いる当手法では、地下方向から飛来するミューオンはほぼ全て地球内部にて吸収されるため、使用できる線源は地平線よりも上方から飛来するミューオンに制限され、観測対象物より上方に検出器を設置することはできない。また、先に述べた通り、天頂角が大きくなるほど宇宙線ミュー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、宇宙線ミュー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、ミューオンを用いて人体を透視しようとしても、ほぼ全てのミュー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

い。逆も同様に 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。このように放射線はほどよく透過し、ほどよく止まることで、密度長の差異を推定できるため、透過長の範囲でのみ放射線透過法は有効である。主な応用例は次の小節で説明する。

三点目は、大型構造物の検出のための検出器への要請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構造物を観測するために、より大型の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。

1.2.2 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様々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 らによるピラミッド内部の隠し部屋探索 [5] はミュオンラジオグラフィーの先駆け的な実験として有名である。これは存在が提唱されるも科学的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、およそ半世紀後の 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 [6] した。

浅間山での火山内部観測実験

数あるミュオンラジオグラフィーの探索実験の中でも、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は数キロメートルにも及び、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に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に対する期待は大きい。

火山内部探索実験の代表的な先行研究として、田中氏、永嶺氏らによる浅間山観測実験 [7] を挙げる。この実験はミュオンラジオグラフィーの歴史の中で、国内で初めて火山を対象に調査を行った、遮蔽物のない屋外に検出器を置き測定を試みた、水平ミュオンを用いた、継時測定を

行った、などといった点で新規性がある。

この実験ではプラスチックシンチレーターと光電子増倍管を組み合わせたシンチレーションカウンターを用いて実験を行い、比較的貫く岩盤が薄く、密度長が小さい火口部分の観測で、岩石占有率が 3σ 以上の精度で 30 vol.% 以下であることを示すことに成功した。また同氏らは複数組の検出器を使用して hit 点が直線上に並んだ時のみ、信号と同定する non-linearity cut 方式や、信号を検出したチャンネル数によってバックグラウンドと信号を識別する multihit 解析方式といった解析手法も確立し、その他のミュオンラジオグラフィ実験にも大きな影響を与えた。これらの解析手法については後の章で説明を行う。

福島原発での燃料探査実験

現在、ミュオンラジオグラフィの貢献が最も期待される観測対象が、原子力発電所炉心部の物質量同定である。2011 年の東日本大震災で被災した福島原発では、停電などで冷却機能を失った影響により、燃料が炉心を融解したことが大きな問題となっている。事故後 6 年以上経過した現在でも、未だに溶け落ちた燃料がどこにどの程度存在するのか分かっておらず、廃炉の見通しは立っていない。ミュオンラジオグラフィはこのような人間が立ち入ることのできない環境下でも観測ができ、なおかつロボット等による探索よりも広範囲での観測が可能であるため、他の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の検出器の開発
- 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、さらなる改良・開発が望まれる。

以上のように様々な構造物に対してミュオンラジオグラフィは実施されている。その上で、どれだけシグナル・ノイズ比を向上させられるかは非常に重要な点となっており、先の例における電磁シャワーによるバックグラウンド削減は、その中で最も重要な事項の一つである。

また、空間分解能、観測範囲、費用対効果、時間対効果、精度、可搬性などといった要請能力を取捨選択することで、より多岐にわたる構造物の観測が可能となり、今後の産業界や地学界などといった様々な分野との交流を通じて、さらなる応用が期待されている。

1.3 岩手山透視実験

現在、我々は高エネルギー加速器研究機構・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。この節ではその実験について簡単に紹介し、現状と課題、本研究との関わりについて述べる。

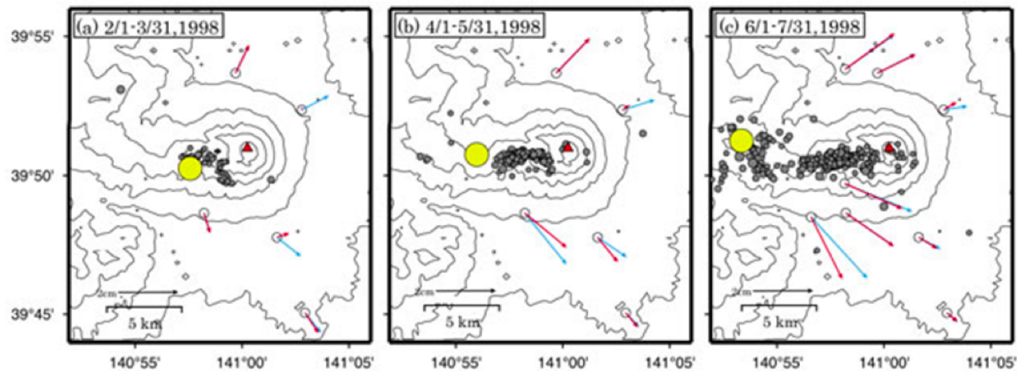


図 1.7: 1998 年における震源分布。左から 2,3 月、4,5 月、6,7 月のデータ。赤三角部が岩手山山頂部を示す。

1.3.1 背景

岩手山は東北地方に縦に連なっている第四紀火山フロントと呼ばれる火山列に属するの、標高 2038m の成層火山であり、28 個もの火山帯で構成された複合火山でもある。約 70 年ほど前に火山活動が開始されて以来、30 万年前以降からは 7 回もの大規模山体崩壊とその後の噴火による噴出物の体積という過程を繰り返して形成されている。岩手山は形成時期が相対的に古い西岩手山と、西岩手山が山体崩壊して崩れ落ちた東側側面に、噴火による大量の堆積物によって形成された相対的に新しい東岩手山によって構成されている。近年では、1998 から 2003 年にかけて火山性微動（火山活動によって起きる小規模地震）の頻発化（図 1.7）や、西岩手山側で噴気が東西 7km にわたり観測されたことなどから、火山活動の活発化が見られた。当時は、地震動観測・GPS などから調査が進められ、活動が沈静化したとみられている現在でも、継続的な観測は続けられている。一時観測が中断されていた湧水調査も 2015 年 5 月より岩手県立大学によって観測が再開され、引き続き総合的観測に基づく監視が求められている。

我々はこのような継続的な監視が要求される岩手山に対して既存の観測方法に加えて、直接透視が可能なミュオンラジオグラフィを導入することで、岩手山のリアルタイム観測を目指す。これによって火口部やマグマだまりといった箇所にも密度異常などの観測・火山観測手法の確立などに成功すれば、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の進歩にも大きく貢献することとなる。

また上述の通り、岩手山では西岩手山と東岩手山によって構成されており、この二つの頂部は形成過程の違いから異なる密度の物質で構成されている。それらの密度差が正しく観測されれば、図 1.8 の青線で示すような断面が観測されることが期待される。これは 6000 年ほど前の山体崩壊の跡である。このような東西の山の密度差の観測が当面の目標であり、成功すれば大きな実績の一つとなる。



図 1.8: 検出器設置位置から見た岩手山。図中青線は密度の違いが期待される境界部。図右側の東岩手山は西岩手山が噴火し山体崩壊が起こったのちに、堆積物が積み重なり形成されているため、頂部は比較的密度が小さく観測されることが期待される。

1.3.2 実験概要

この観測は岩手山山頂部から東に約 8km ほど離れた国立岩手山青少年交流の家に検出器を設置して行われた。位置関係と観測可能範囲を国土地理院 [8] による地理院地図をもとにした図 1.9 に示した。青少年交流の家は滝沢市の協力のもと、安定供給できる電源が保障され、アクセスが良くメンテナンスも比較的容易で、冬期の大量の降雪に対しても対処可能であるため、検出器の安定した長期運用可能という点で優れている。一方検出対象の岩手山との距離は 8km と遠く、仰角が 160mrad と非常に水平に近い。山体を貫く経路長（山体の厚さ）が非常に長くほとんどのミュオンが透過できない、ミュオンのフラックスが小さい、これは大気によるミュオンの多重散乱が大きい、といった点で不利である。また東から観測しているという観点でも、山体の厚い方角から観測している、西岩手山と東岩手山の密度差の観測が難しい、といった要因から望ましくない。

検出器はコンテナ内に格納されており、空調による温度管理を行うことで年間の観測を可能にした。また無停電電源装置、遠隔電源制御装置なども併用し、非常時にも安定的な観測が行うことができるように設計されている。

検出器はプラスチックシンチレータと半導体光検出器 MPPC から構成されたものを使用しており、2組の検出器によってミュオンの観測点をそれぞれ検出し、直線をつなげることでミュオンの飛来方向と軌跡を同定する。このように2組のみの検出器ではバックグラウンド削減の観点から不利である。本実験では国内初の実践的配備の足がかりとして比較的簡易な装置と立地で観測を行った。今後はその知見を活用し、検出器の拡充と設置環境の好条件化を計画している。

1.3.3 観測の現状と課題

この観測は 2016 年の 11 月から 2018 年 2 月時点まで継続的に観測を行っており、およそ一ヶ月ほどのデータでも十分に岩手山の概形をイメージングが可能である。(図 1.10) 一方で密度の絶対



図 1.9: 岩手山と検出器設置位置の位置関係と、観測可能範囲。

値が非常に小さく観測されており現実とは大きく異なる。これはバックグラウンドの削減が十分でなく、岩手山を透過するミュオンの信号よりもはるかに多くの信号が検出されているためである。

このようなバックグラウンド事象としては大きく二つが挙げられている。一つは天頂角の小さい上空から飛来する電磁シャワーなどによる軟成分バックグラウンドである。このような事象は上空から多くのシンチレータを貫き、二つの検出器をほぼ同時に通過するものが多い。そのため水平付近から飛来する実際の信号よりも、多くのチャンネル（我々はこの同時検出したチャンネルの塊をクラスターと呼んでおり、これについては後の章で説明する。）で信号が検出される、検出時間差が小さいという特徴がある。このような事象に対しては、検出したチャンネルの数が小さい事象のみを選別する、検出時間差が短い事象は棄却する、など、選別条件を厳しくすることで、ある程度までは削減することが可能であるが、実際に山を透過して検出される事象が非常に少ないため、取り除ききれないバックグラウンド事象が影響を与えている。そのため、検出器を増設して田中・永嶺氏らの non-linearity cut 方式の導入するなど、さらなるバックグラウンドを削減する機構を加えることが必要である。

もう一つは、低運動量事象が山体の縁や内部での多重散乱により軌跡が曲げられ、本来の経路から外れて観測されるバックグラウンド事象である。このような事象は、散乱の影響を受けやすい低運動量事象で多く見られると推察される。この効果はフラックスと軌跡のみ観測する従来の手法では、推定することは不可能である。そのため山体などの非常に大きい構造物を対象に精密測定をす

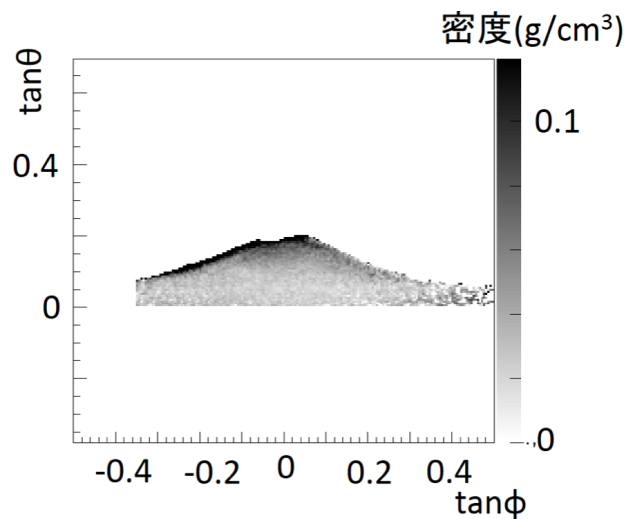


図 1.10: 岩手山観測実験による岩手山のイメージング図。測定期間は一ヶ月程度。岩手山の概形を正しく表現できていると同時に、密度の絶対値は実際の値 (2 ~ 3) よりもはるかに小さい値となっている。

る場合、これらの効果を正しく検証することが必要である。

また、バックグラウンドの削減以外にもミュオンラジオグラフィーの一般的な問題として、天頂角が大きくなり水平に近づくほど、観測精度が低くなるというものがある。これは水平から飛来するミュオンは高運動量のものが多く、多くの事象が構造物を透過してしまうことが要因である。そのため水平ミュオンの飛来数の運動量分布を正しく見積もることも、天頂角が大きい条件での測定の際には重要である。

1.4 本研究の目的

本研究では KEK に永久磁石を用いた検出器を設置し、筑波山方向から飛来する水平ミュオンの運動量分布測定実験を行った。本研究の目的を以下の二点について述べる。

1.4.1 水平ミュオンのフラックス・運動量分布の測定

上述のように、天頂角が大きく水平に近い観測条件で構造物を高精度で観測するには、正しい運動量分布を得ることが必要である。本研究では仰角 7.7° という水平付近から飛来するミュオンの運動量を 1GeV から 100GeV の領域で観測した。この仰角では本研究チームが取り組んでいる福島第一原発原子炉の透視において、近い仰角でもあるため、このような条件での運動量分布を測定することで、原子炉のイメージングの精度の向上にも寄与することが期待される。

1.4.2 運動量情報のミュオンラジオグラフィーへの応用

岩手山といった火山などの非常に大きな構造物の場合、ミュオンが通過する密度長が大きいいため構造物を通過して実際に観測される事象は非常に少ない。そのためバックグラウンドの削減は非常に重要な課題である。

従来のセットアップで改善できないバックグラウンド事象として、構造物によって散乱をおこし本来の経路から外れて観測されるものが考えられる。このような事象は特に低運動量のものが多いと考えられるため、運動量情報を解析に用いることでより高度なバックグラウンドの削減が期待される。本研究ではミュオンの運動量に制限を加えた解析により、筑波山の像の見え方がどのように変化するかを検証し、ミュオンラジオグラフィーへの適用を検討する。

第 2 章

ミュオンラジオグラフィーのための 実験装置

この章では様々なミュオン検出器のうち、我々が採用しているシンチレータと光検出器を用いたセグメント型検出器について述べる。なおこの章では、一般的なセグメント型検出器について論じ、本研究で用いた永久磁石を組み合わせた検出器についてはのちの章で述べる。

2.1 検出器への要求

ミュオンラジオグラフィーのための検出器への要求は、観測したい対象に応じて異なる。ここでは岩手山などの大型構造物を想定した要求性能をあげる。

1. 高いバックグラウンド識別能力
2. $O(10\text{m})$ 程度の位置分解能
3. 長期の安定的な運転が可能であること

前述のようにミュオンラジオグラフィーにおいて S/N の向上は非常に重要な要素である。山体数百メートルを透過するイベントは、山体がない場合に観測されるイベントの 0.001 程度の割合となるために、検出器のサイズに応じて異なるが、個数にして年間数十イベント程度となる。そのため検出信号数を増やすために、高い検出効率、大きな検出面積が、 S/N の向上のために、バックグラウンドを除去するための機構が、それぞれ必要となる。

また火山の測定にあたり、将来的には火山口や火道などの噴火に影響を与える領域の密度変化測定が目標であるため、火山内の $O(10\text{m})$ の領域を識別できることが要請される。

最後に現在ある程度の山体の像を得るためには、数週間、山体内部の密度を得るためにはさらに長期の測定が必要となり、長期の安定的な運転が要求される。そのため、安定的な電力の供給や、チャンネルの故障などに対応出来る仕様であることが求められる。さらに、将来的により実用的な防災システムとするためにはリアルタイム観測ができる機構であることが望ましい。

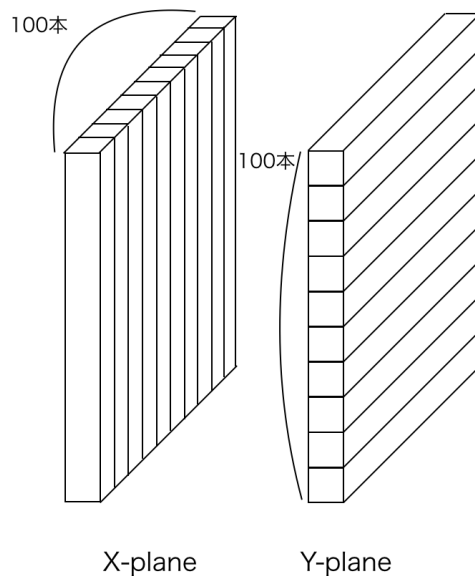


図 2.1: 検出器の概念図。シンチレータを横方向に並べた X-plane と縦方向に並べた Y-plane を組み合わせている。内部に波長変換ファイバーを通し、先端部に MPPC を接着して信号を読み出す。

2.2 ミューオン検出器

本実験ではシンチレータと光検出器を組み合わせたセグメント型の位置検出器を採用している。この構造は細長く形成したシンチレータの内部に波長変換ファイバーを通し、片側の先端部に光検出器を接着させている。このように組み合わせることで、シンチレータを通過した荷電粒子・ガンマ線によるシンチレーション光を、内部の波長変換ファイバーにより伝播させ、先端部の光検出器で信号として読み出している。また、それぞれの構成部品のサイズ・材質は実験対象・検出器設置環境・予算などによって様々であり、本実験で使用されているものは各構成要素ごとの項で後述する。

本実験では、この検出器を図 2.1 のように、100 本横方向に並べた X-plane と同じく 100 本縦方向に並べた Y-plane を組み合わせた。これにより検出器上で 1cm 四方の位置分解能を有している。以下では検出器の構成部について詳細に述べる。

2.2.1 プラスチックシンチレータ

我々の実験グループでは押し出し型のプラスチックシンチレータを採用している。このシンチレータは比較的安価に大量生産が可能で、本実験のようなセグメント型検出器に適している。各シンチレータは図 2.2 のような棒状構造をしており、サイズは $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 100\text{cm}$ である。外側は白色の酸化チタン (TiO_2) による反射材でコーティングされている。断面図は図 2.3 のようになっており、中心部に直径 3mm 程度の波長変換ファイバーを内挿するための穴があいている。中心部

の穴と外側の反射材の部分は不感領域となっている。我々の実験グループでは、フェルミ国立加速器研究所によって製作されたものと、CI工業によって製作されたものを使用している。

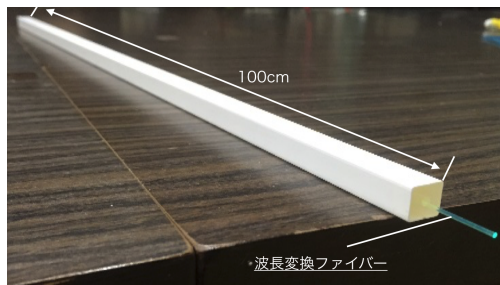


図 2.2: プラスチックシンチレータと波長変換ファイバー。

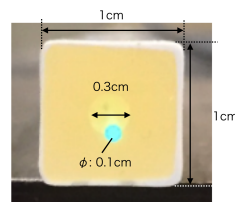


図 2.3: プラスチックシンチレータの断面図。

2.2.2 波長変換ファイバー

先に述べた押し出し型プラスチックシンチレータ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。その全反射条件は波長変換ファイバーの構造と屈折率によって決まる。我々はクラレ社 [9] 製の直径 1mm の波長変換ファイバーを使用している。

2.2.3 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先端部の光検出器で信号として読み出される。我々は光検出器として半導体光検出器 MPPC (Multi Pixel Photon Counter) を用いている。MPPC はマイクロサイズの 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、小型で安価なため量産・集積化がしやすく、低電圧で動作可能と扱いやすいため、セグメント型検出器に適している。

一つ一つのピクセルには、クエンチング抵抗が直列に接続されており、それらを並列接続した回路に逆電圧 (V_{bias}) を印加している。(図 2.4) この一つ一つのピクセルの出力の総和が、一つの MPPC の出力となる。そのため、入射光子数がピクセルの総数に対して十分少ないとき、MPPC は高い光子数識別能力を持ち、出力信号の波高は入射信号数に比例する。

各ピクセルの動作を以下に記す。まず半導体内部に光子が入射されると図 2.5 のように、電子-ホール対を生成する。pn 接合部は短距離の間に印加される V_{bias} によって電場が生じており、生成された電子は n 側へ、ホールは p 側へそれぞれドリフトを起す。ドリフト速度は電場の大きさによって決まり、ある電圧 V_0 よりも大きくなると加速した電子が、半導体内部の結晶と衝突し、二次的に電子-ホール対を生成する。この時の電圧 V_0 をブレイクダウン電圧と呼ぶ。このように

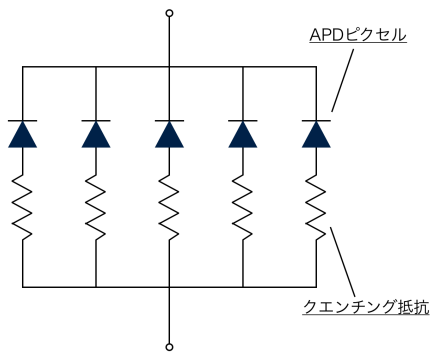


図 2.4: MPPC 回路の概略図。

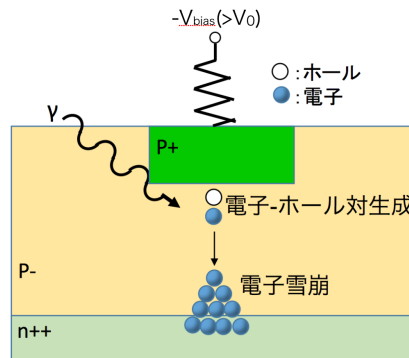


図 2.5: 一つのピクセルの入射時の挙動。

$V_{bias}(\geq V_0)$ を印加することでねずみ算的に電子雪崩を起こす。このときのブレイクダウン電圧以上での動作させる状態をガイガーモードといい、これによる放電をガイガー放電と呼ぶ。一つのピクセルで一つの光子は 10^6 個程度の電子相当に増幅され読み出される。ガイガーモードにおいては、電場が保たれる限りガイガー放電をし続ける。これを止め次の光子を読み出すためには電圧を降下させる外部回路が必要であるが、この役割を果たすのが直列接続されたクエンチング抵抗である。ガイガー放電が起きると、出力電流がクエンチング抵抗を流れる時に電圧降下を起こし、半導体内部の動作電圧が降下する。そのため MPPC で読み出される信号はガイガー放電による鋭い立ち上がりのおち、クエンチング抵抗での電圧降下によりなだらかな立ち下がりを示す (図 2.6)。

本実験で使用した浜松ホトニクス社 [10] の MPPC S12825-050C の仕様についてカタログ値を下表にまとめる。

受光面サイズ	1.3×1.3	mm ²
1 ピクセルサイズ	50×50	μm ²
ピクセル総数	667	
増幅率	1.25×10^6	
光子検出効率効率	35	%
ダークカレントレート (Typ)	170	kcps
ダークカレントレート (Max)	350	kcps
ブレイクダウン電圧	65±10	V
動作温度帯	-20~+40	°C
温度係数	60	mV/°C

MPPC 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

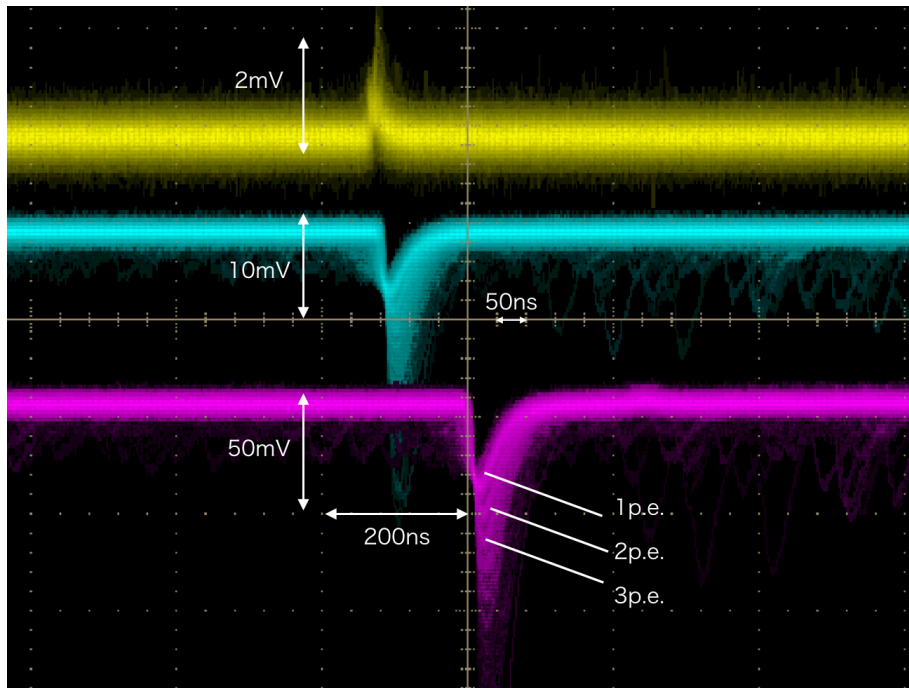


図 2.6: MPPC の信号。上から、直接読み出した信号、それを反転増幅させた信号、ADC 入力用にさらに増幅させた信号。出力信号の大きさは検出光子数に依存するため、図では複数の振幅の信号が確認されている。

ミュオンラジオグラフィーでは重要である。それぞれの依存性について以下でまとめる。

印加電圧依存性

増幅率とノイズレートについて印加電圧依存性を調べた結果を以下にまとめる。増幅率は一つの光電子から何個相当の電子に増幅させるかを意味し、一度の放電で取り出される電荷を素電荷 e で割ったものに相当する。

$$G = \frac{Q_{pixel}}{e} = \frac{C_{pixel} \times (V_{bias} - V_0)}{e} = \frac{C_{pixel} \times \Delta V}{e} \quad (2.1)$$

この式より増幅率は印加電圧に依存することがわかる。実際に信号を ADC でヒストグラム化して、ペDESTALの ADC 値から 1 光子信号の ADC 値 (図 2.7) を引いた値を電荷量に校正したグラフが図 2.8 である。

またノイズレートに関しては印加電圧が上昇するとガイガー放電を起こす確率が上昇し、ノイズレートが上昇すると考えられる。図 2.9 は実際にノイズレートを計測した結果である。

温度依存性

増幅率とノイズレートの温度依存性については実際に測定を行うことができなかったため、浜松ホトニクスのカatalogをもとにまとめる。増幅率は図 2.10 で示すように、温度上昇にしたがって

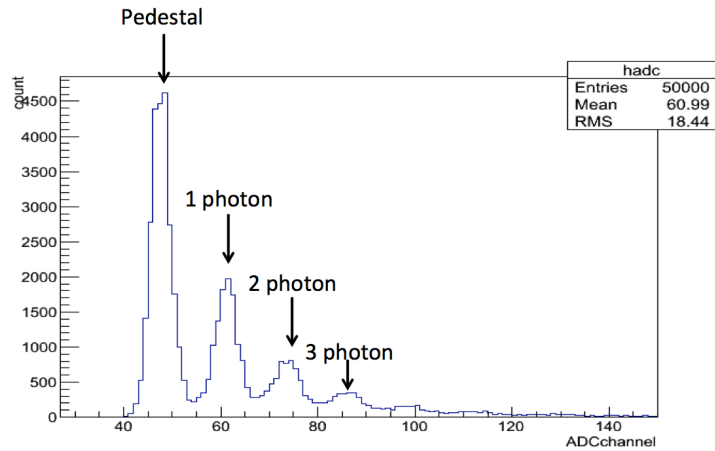


図 2.7: MPPC からの信号を ADC 値として読み込んだ値。ADC 値は MPPC における入射光子数に依存する。

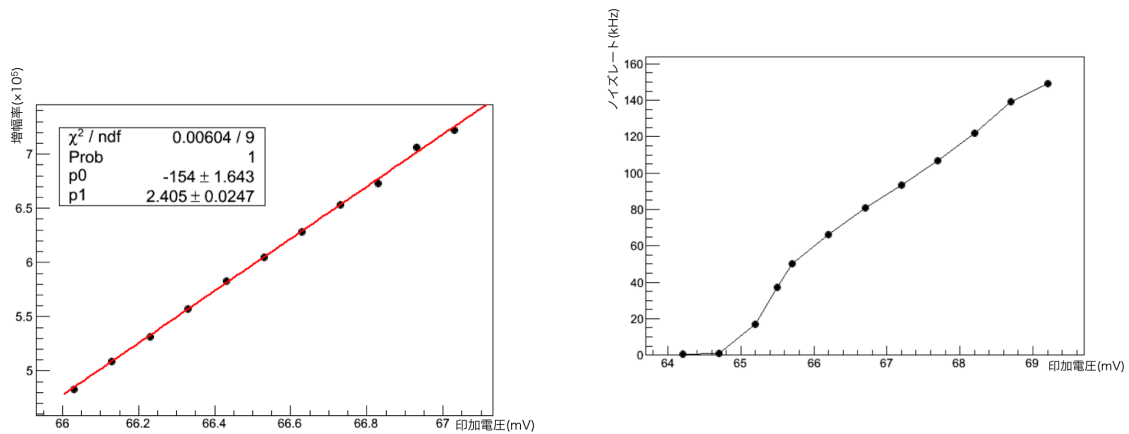


図 2.8: 増幅率の印加電圧依存性。

図 2.9: ノイズレートの印加電圧依存性。65mV 付近からガイガーモードの動作電圧となり、それ以降の印加電圧からノイズレートの増加が見られる。

低下することがわかっている。これは温度上昇による結晶の格子運動の活発化により、ドリフト電子の速度が上昇しにくくなり、電子雪崩を起こしづらくなるためである。

また熱電子によるノイズレートは周囲の温度が上昇するほど発生しやすくなり、(図 2.11) 次式で書くことができる。

$$N_{0.5p.e.}(T) \approx AT^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{E_g}{2kT}\right] \quad (2.2)$$

$N_{0.5p.e.}(T)$ はダークノイズの数に相当する。A は任意定数、T は絶対温度 [K]、 E_g はバンドギャップエネルギー [eV]、k はボルツマン定数である。

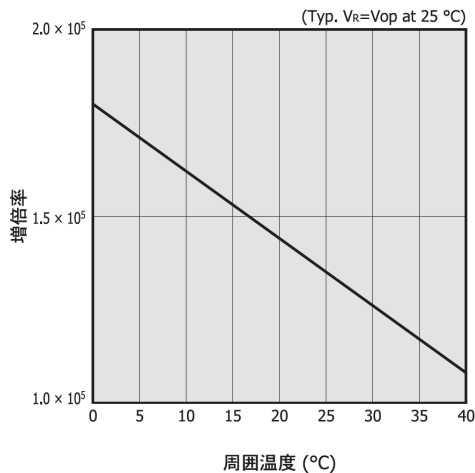


図 2.10: 増幅率の温度依存性。

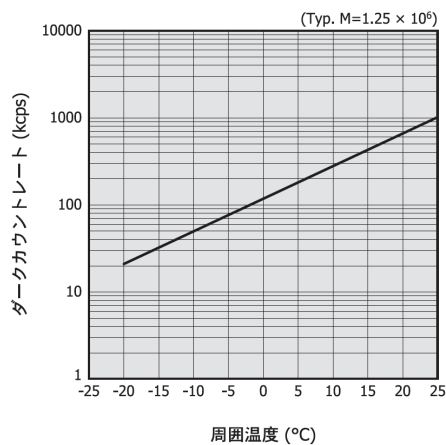


図 2.11: ノイズレートの温度依存性。

特にミュオンラジオグラフィーにおいてはノイズレートを極力抑える必要がある。そのため我々はコンテナ内に検出器を設置し、検出器の周囲温度を一定の値に保ったり、レートを一定に保つため温度依存性を相殺するように印加電圧を変化させることで、この問題を解決している。

2.2.4 MPPC Read Out Unit

MPPC から読み出した信号は、Bee Beans Technologies 株式会社と共同開発した、MPPC Read Out Unit(DAQ:data acquisition ボックス) へと送られる。これはそれぞれの MPPC から信号を読みだし、検出時間の同定やコインシデンス判定を行うことができる。また、FPGA(Field Programmable Gate Array) を搭載しているため、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取る時間の設定も可能である。ここで収集されるデータは SiTCP(Silicon Transmission Control Protocol) でコンピュータへ送信される。

MPPC の制御・信号の読み出し

DAQ ボックスは MPPC からの読み出し用の SMB 規格の入力コネクタを X-Unit 用に 100 チャンネル、Y-Unit 用に 100 チャンネル備えており、同軸ケーブルによって MPPC へと接続される。(図 2.12)

また、この読み出しシステムでは ch1 と ch2、ch3 と ch4、・・・ch99 と ch100 などの隣あう 2 つのシンチレータに接着した MPPC をペアとして、1 ペアに対して 61.99V~77.69V の範囲で印加電圧を設定することができる。ペアとなる二つの MPPC には同じ印加電圧が与えられる仕様なので、二つの MPPC には特製が近い個体を組み合わせる必要がある。

MPPC からの信号は読み出し回路内部のゲイン約 40dB、帯域約 70MHz のアンプで増幅された



図 2.12: 検出器に接続された DAQ ボックス。X-Unit,Y-Unit にそれぞれ 100 本ずつの同軸ケーブルによって MPPC と接続されている。

のち、コンパレータでデジタル信号へと変換される。この時の閾値電圧は個別に設定できるが、閾値電圧を制御するための基準電圧はペアとした二つのチャンネルで共通であり、わずかながら制約を受ける。これにより出力されるデジタル信号は 1ns でサンプリングされ、MPPC からの信号の時間幅に比べて十分短く、見逃すことはない。

コインシデンス判定

ハードウェア上での信号として認定するか否かの条件は、X-Unit と Y-Unit で同時発生したか、のみとしている。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、8ns~1024ns の範囲で設定可能であるが、本実験では 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。このような X-Unit と Y-Unit の同期のみを取っている事象を「シングルヒット」と我々は呼んでいる。

時刻計数回路

DAQ ボックスでは 1ns 単位で時刻を計測することができる。複数のセグメント検出器で飛跡の同定を行うミュオンラジオグラフィーでは、それぞれの検出時刻を正しく合わせるために、それぞれの DAQ ボックスに外部の 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複数検出器での時刻の同期がとれる。各検出器の内部クロックカウンタ数は外部からの $1\mu\text{s}$ 信号

のたびリセットし、1ns 単位でのカウントを再開する。

第 3 章

トロイド磁石を用いた筑波山透視実験

我々はトロイド磁石を用いた筑波山透視実験を行った。飛来する荷電粒子は磁場によって曲げられ、その時の運動量 [GeV/c] は以下のように表される。

$$p = 0.3BR \quad (3.1)$$

この時の B は磁場 [T]、 R は曲率半径 [m] である。これにより既知の磁場によって曲げられた宇宙線ミューオンの飛跡から運動量を算出することができ、この運動量情報を用いた新解析手法の開発が私の研究内容である。

3.1 筑波山

筑波山は北緯 $36^{\circ}13'31''$ 、東経 $140^{\circ}06'24''$ に位置する標高 877m の山で、男体山と女体山のふた山が連なっている構造をとる。構成物質は二酸化ケイ素を中心としており、この章以降では密度を 2.65 と仮定している。我々は KEK に検出器を設置し、筑波山方向から飛来するミューオンに対し観測を行った。対象となる筑波山山頂部は、検出器設置位置との標高差が約 850m、距離が約 8.2km となっており、検出器からの仰角にして約 4.7° となっている。また方角としては緯北から 18° 程度、磁北から考えると、 25.5° 程度、東側を観測している。

実際に検出器からの見え方を図 3.1 に示す。この図は国土地理院が提供する標高データから計算した、設置検出器からの方向に応じた山体の厚さを示している。仰角が小さくなるにつれ山の厚さは大きくなり、観測は困難になる。このデータから山体の縁から深さ 100m ほどでは山体を貫く厚さは 1000m 程度であることがわかり、精度よくバックグラウンドを取り除くことができれば、この領域では高精度の密度推定が期待される。

3.2 セットアップ概要

我々の検出器は KEK の東カウンターホールに設置されている。実際の設置場所の風景を図 3.2 に示す。この立面図は図 3.3 のようになり、中心にトロイド磁石を据え、その前後に検出器を二組

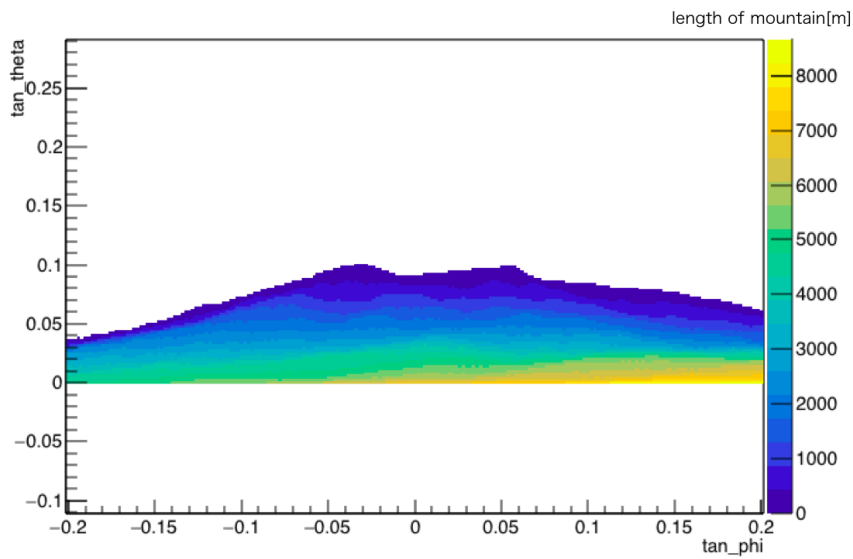


図 3.1: 検出器から覗く筑波山の厚さ。



図 3.2: 設置場所の風景。手前から Unit4、中心部に Unit2,3 とトロイド磁石、最奥部に Unit1 が設置されている。

ずつ Unit1 から Unit4 を配置している。このうち Unit1,2 を前置検出器、Unit3,4 を後置検出器と総称して呼んでいる。上流側に筑波山が位置している。なお今後、図 3.3 に示すように、画面奥から手前に向かって x 軸、鉛直上向きに y 軸、Unit1 から Unit4 の方向に z 軸、を測定系のとる座標系とする。

本検出器には前章で述べた通り、各 XY-Unit に DAQ ボックスが取り付けられている。信号の

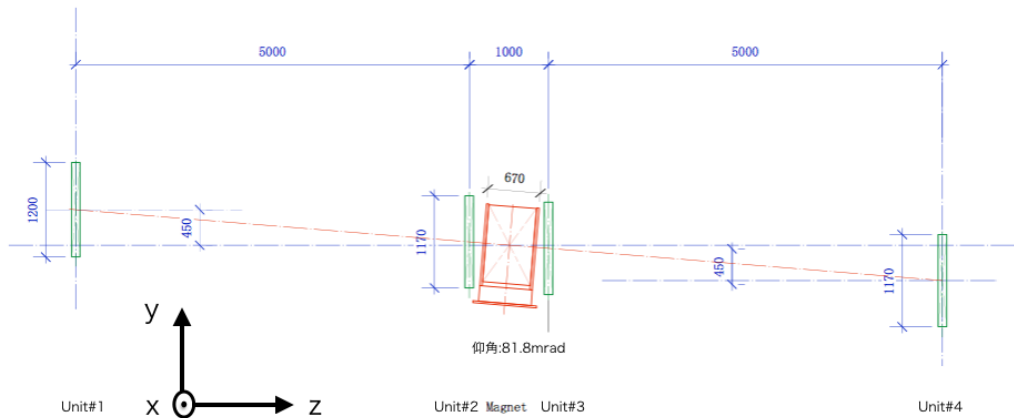


図 3.3: セットアップ概要。中心にトロイド磁石が位置している。前方に Unit1,Unit2（合わせて前置検出器）、後方に Unit3,Unit4（合わせて後置検出器）が設置され、磁場によって曲がる前後の飛跡を測定している。それぞれの検出器の中心部が 81.8mrad の仰角になるように設置されている。

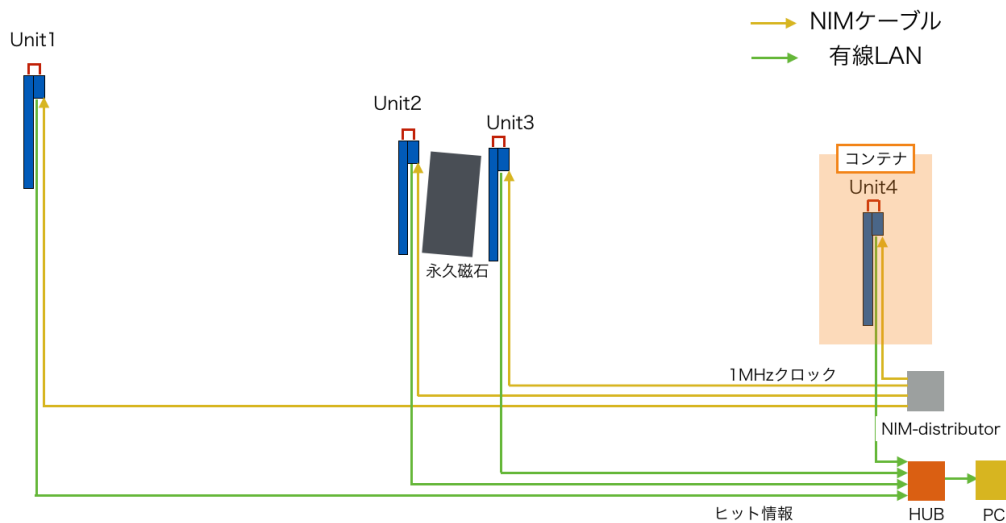


図 3.4: 検出器への時間同期と信号取得の模式図。

概念図 3.4 を示す。全ての各 XY-Unit には 15m の同軸ケーブルで 1MHz クロックが配給され、検出器の各時刻が同期されている。本実験では各検出器間での信号時刻の調整が不十分なため、Unit4 のみ信号が 2~3ns 程度ズレていることがわかっている。このズレは検出時間幅の 64ns に対して十分短いため、結果への影響はほとんどないと考えられている。

3.2.1 トロイド磁石

本実験では NEOMAX エンジニアリング社 [11] 製のトロイド磁石 (図 3.5) を用いて実験を行った。この磁石の断面図は図 3.6 のようになっており、灰色の鉄部に対角線上にネオジム磁石が埋め込まれ、それにより矢印の方向に磁場が与えられる。磁場の数値は図 3.6 の黄色部 (全体の 1/8 領域) に NEOMAX エンジニアリングによる計算値が 5cm 刻みに与えられている。このセル状に与えられた磁場データにおいて隣り合うセルと距離で加重平均をとることで磁場データの平滑化を行った。また、対称性から他の領域にも黄色部の値を用いて、全体の磁場分布を知ることができる。



図 3.5: 使用したトロイド磁石。

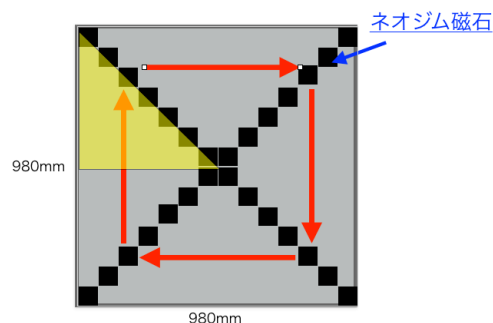


図 3.6: トロイド磁石の断面図。

図 3.7 で示す断面上におけるネオジム磁石の磁場分布を図 3.8 から図 3.11 で示す。それぞれ成分ごとに分けて分布化しており、これらから、トロイド状に磁場の向きが決まっており、平均的に 1.5T 程度の磁場を有していることがわかる。一方ネオジム磁石が配置されている対角線上の領域では計算値が与えられておらず、図の値と実際の値では異なっていることが予想される。

このような本実験セットアップのトロイダルな磁場においては正電荷をもつミューオンは中心方向に収束するように、負電荷をもつミューオンは検出器の外側に向けて発散するように曲げられる。

3.2.2 測定物理量の考察

検出器の Unit1 と Unit2、Unit3 と Unit4 の距離はともに 5m、検出器の中心を貫く仰角は $81.8\text{mrad}(4.7^\circ)$ になるように設計されている。この検出器間距離は以下の測定量を考慮して決定した。

1. 測定可能最大運動量
2. 統計量

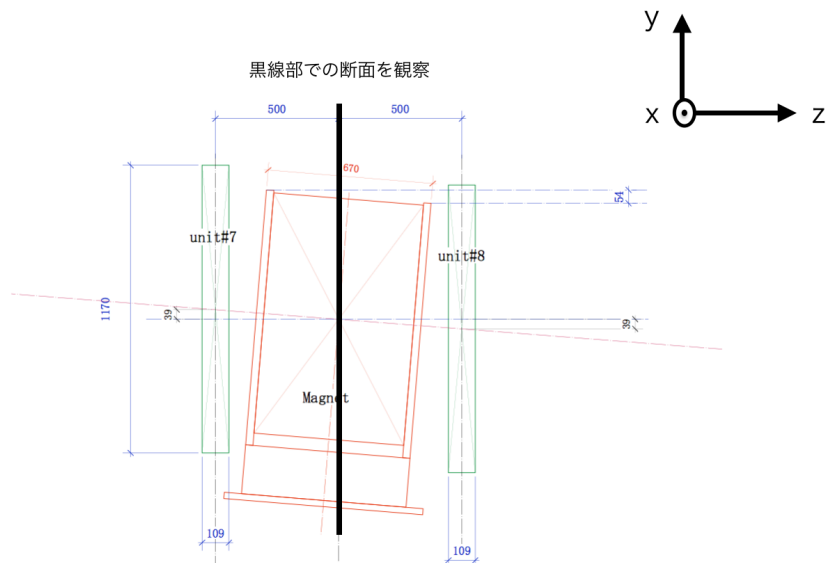


図 3.7: 検出器中心部の立面図。黒線を断面とし、磁場分布を確認する。

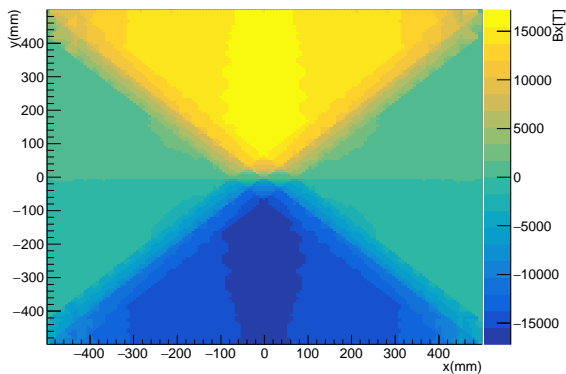


図 3.8: x 軸方向の磁場分布。

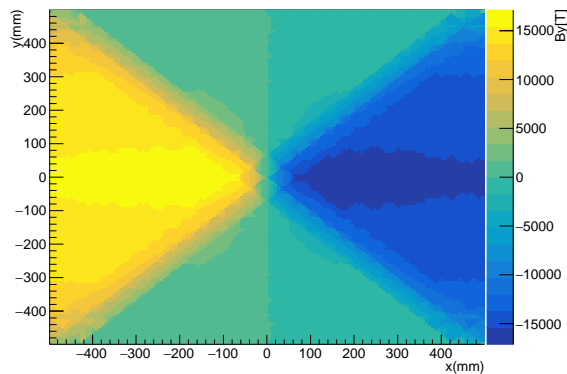


図 3.9: y 軸方向の磁場分布。

3. 視野領域（測定可能範囲）

最大運動量

このセットアップにより測定される運動量は制限されており、非常に大きな運動量の場合は磁場によって曲げられる角が極めて微小なため測定できず、ある閾値以上の運動量を持つ信号はすべて直線として観測される。磁場による検出角の変化を $\theta = \theta_{bwd} - \theta_{fwd}$ (図 (3.12))、この検出システムが持つ角度分解能を $\Delta\theta$ とした時、

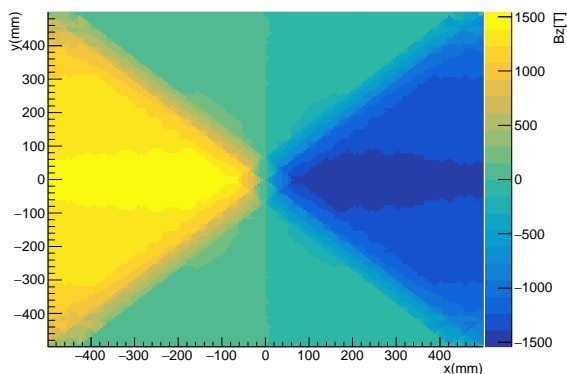


図 3.10: z 軸方向の磁場分布。

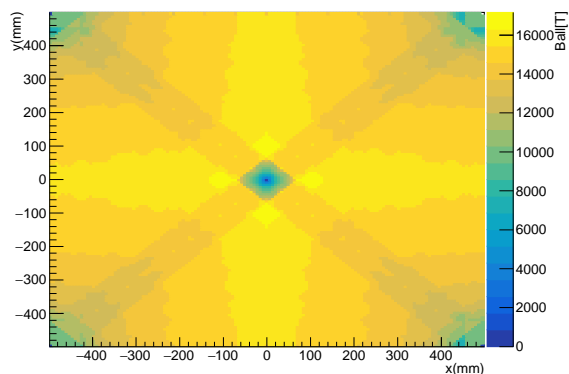


図 3.11: 絶対値の磁場分布。

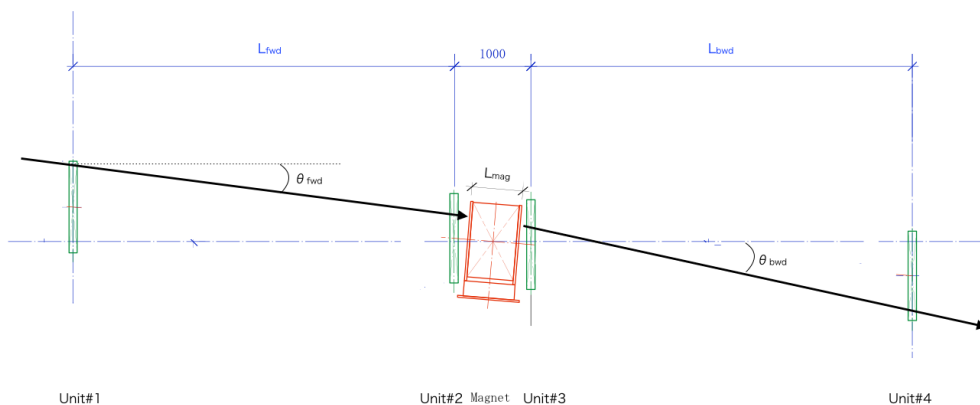


図 3.12: 磁場によって曲がる信号の模式図。前置検出器、後置検出器間の距離をそれぞれ L_{fwd} 、 L_{bwd} 、前置検出器、後置検出器で測定される角度をそれぞれ θ_{fwd} 、 θ_{bwd} 、磁場領域の長さを L_{mag} とする。

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \ll 1 \quad (3.2)$$

となる時、十分観測が可能となり、それに対して運動量の測定限界は分離が不可能となる $\theta = \Delta\theta$ の時である。

角度分解能 $\Delta\theta$ は図 3.12 で定義した前置検出器と後置検出器の角度において、その分解能 $\Delta\theta_{fwd}$ 、 $\Delta\theta_{bwd}$ から、

$$\Delta\theta = \sqrt{(\Delta\theta_{fwd})^2 + (\Delta\theta_{bwd})^2} \quad (3.3)$$

で表され、その角度分解能は、

$$\Delta\theta_{fwd} \approx \Delta \tan \theta_{fwd} = \frac{\Delta y_{fwd}}{\sqrt{L_{fwd}^2 + \Delta x_{fwd}^2}} \approx \frac{\Delta y_{fwd}}{L_{fwd}} \quad (3.4)$$

となる。 Δy_{fwd} は Unit1 と Unit2 の Y-plane による誤差の和であり、1channel は 1cm 刻みであ

るので、 $\Delta y_{fwd} = 0.005 \times \sqrt{2}[m]$ となる。またほとんど曲がらないイベントに対して曲率半径は、

$$R = \frac{L_{mag}}{\Delta\theta} \quad (3.5)$$

となり、前後置の検出器間距離は同等に扱うため、これらから運動量の最大値は

$$p_{max} = \frac{0.3BL_{mag}L_{fxd}}{2 \times 0.005} \quad (3.6)$$

となり、検出器間距離に依存し、検出器間距離を大きくするほど、測定可能な運動量の最大値が大きくなる。

統計量

このセットアップで検出器間距離に応じた全ての検出器に貫く統計量を、磁石の影響を無視して、最上流 Unit1 と最下流 Unit4 の検出器を通過する直線イベントから見積もった。式 (1.11) より、天頂角を θ とすると、宇宙線ミュオンは $\cos^2 \theta$ に依存するため、宇宙線の計数率 [Hz] は、

$$Rate = J(\theta = 0) \iint \cos^2 \theta d\Lambda d\Omega \quad (3.7)$$

となる。 $d\Lambda$ は図 3.13 上の Unit4 上の点 P 周りのフラックスに垂直な微小面積、 $d\Omega$ は Unit1 上の点 P' 周りの微小面積を dS' とした時の点 P から dS' に見込む微小立体角である。

この時、微小立体角 $d\Omega$ は、

$$d\Omega = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} - \theta)}{r^2} dS' \quad (3.8)$$

$d\Lambda$ は、

$$d\Lambda = dS \cos(\frac{\pi}{2} - \theta) \quad (3.9)$$

と表せる。ここで、図の r は、Unit4 上の点を xy 座標、Unit1 上の点を $x'y'$ 座標、検出器間距離を L とすると、

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + L^2} \quad (3.10)$$

となるので、宇宙線の計数率は、式 (3.8) から (3.10) を (3.7) に代入すると、

$$\begin{aligned} Rate &= J(\theta = 0) \iint \cos \theta \cos(\frac{\pi}{2} - \theta) dS \frac{\cos(\frac{\pi}{2} - \theta)}{r^2} dS' \\ &= J(\theta = 0) \iint \frac{L^2((x - x')^2 + (y - y')^2)}{(L^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2)^3} dS dS' \end{aligned} \quad (3.11)$$

となる。ここで、分母の項については 10m 程度のオーダーが想定される L に対し、1cm 10cm 程度のオーダーである x 座標 y 座標の差は比較的小さいため、(分母) $\approx L^6$ となり、分子の項とあわせても統計量は検出器間距離の影響を大きく受ける。つまり、統計量は検出器間距離が長くなると大きく影響を受け、統計数が小さくなることがわかる。

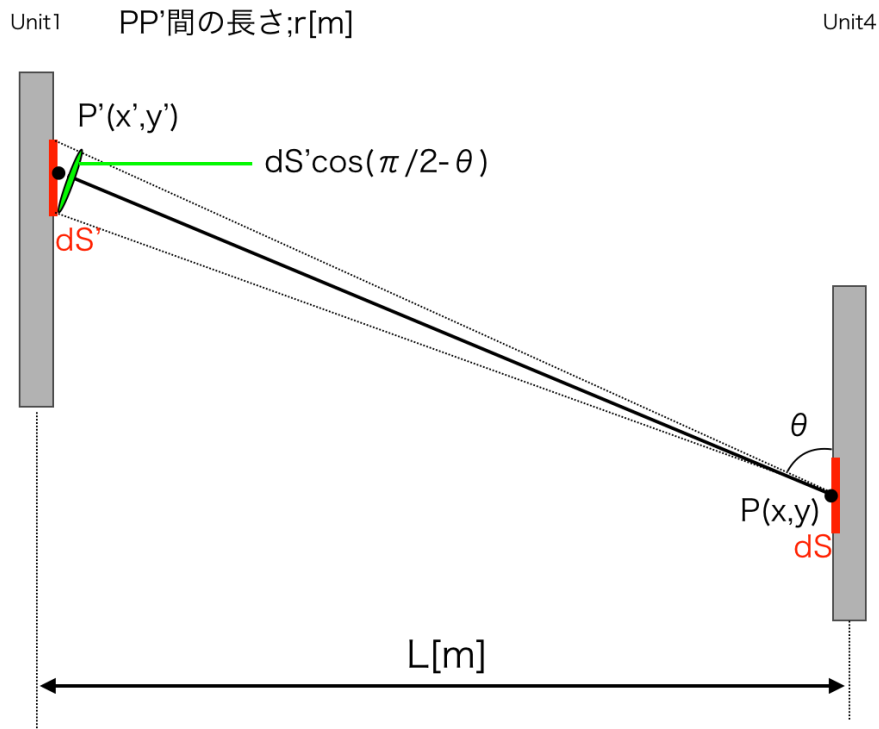


図 3.13: 宇宙線計数率計算の模式図。

視野領域

セグメント型検出器の測定視野は、単に二つの検出器間距離と検出器と構造物との距離との比によって決まる。検出器間距離を $L[m]$ に対して、左右上下にそれぞれ $1m$ の測定範囲を持つため、筑波山と検出器との距離 $8200m$ に対しては、検出器の中心部を結ぶ直線が筑波山上に作る点を中心として、左右上下に $8200/L$ の測定範囲を持つ。

これらの点から様々な検出器間距離に応じた諸測定量を表 3.1 にまとめる。なお年間統計量は各検出器の検出効率を 85% と仮定して算出した。この検出効率は先行研究 [12] で用いられた同様のセグメント型位置検出器の検出効率による値を参考に決定した。

両端検出器間距離 [m]	最大運動量 [GeV]	年間統計量 [count]	中心点からの視野 [m]
6	75	2.1×10^6	1400
11	150	2.4×10^5	750
21	300	1.9×10^4	390

表 3.1: 検出器間距離を変えた時の各測定量の見積もり。

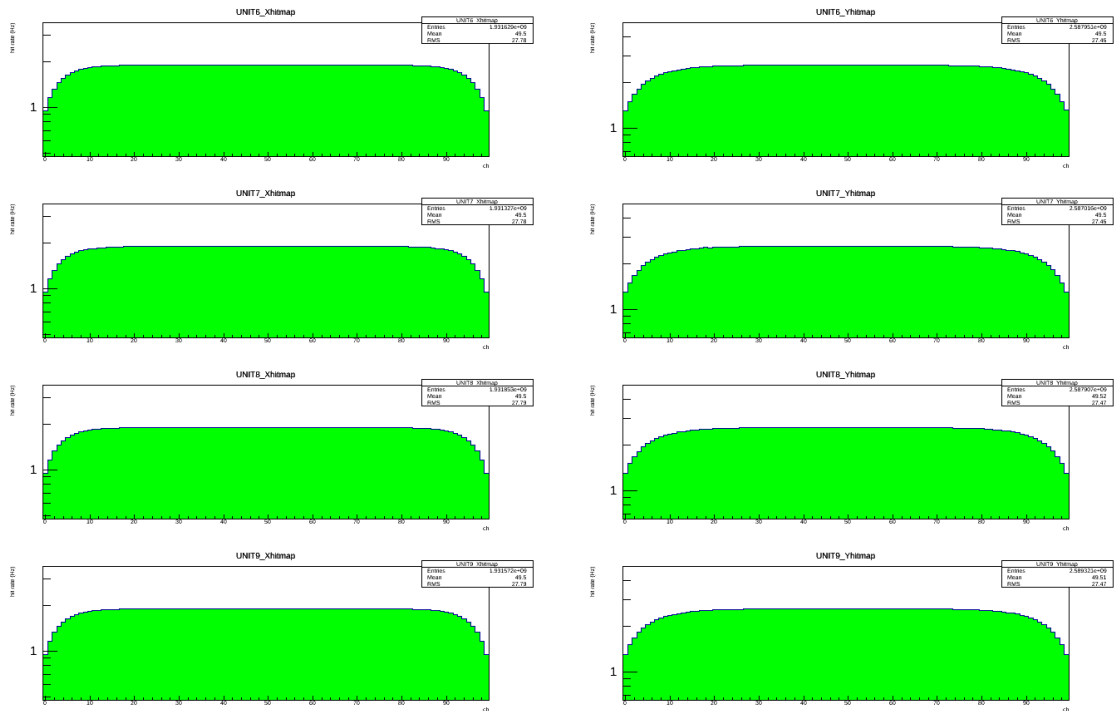


図 3.14: 各 Unit の X,Y それぞれのシングルヒットレート。左側は X-Unit、右側が Y-Unit 上から順に 1,2,3,4 となっている。

これらを比較して、およそ 100GeV までの計測が可能であり、統計数も各ビンごとに数十イベント程度が期待出来るという点から、両端の検出器間距離を 11m 各前後置検出器間距離を 5m とし て設計を行った。なおこの設計における筑波山に対する見え方は図 3.1 のようになる。

3.3 データ収集実績

我々は 2016 年 8 月より観測を開始した。

本システムでは 30 分毎にデータ取得をしており、この区切りを 1run としている。1run 毎に各チャンネルの諸設定を行い、解析時には run を単位としてデータ期間を取得して解析を行う。

各検出器には温度センサーが設置されており、これによって取得した温度に応じて、MPPC の温度依存性を打ち消すように、信号の判定に用いる閾値電圧を DAQ ボックス内で自動調節できるようになっている。1run 毎に各検出器での温度を取得し、次の run での最適な閾値電圧を選択する。この際の閾値電圧の指標としては、各チャンネルのシングルヒットレートが X-Unit のチャンネルにおいて 1.9Hz、Y-Unit において 2.6Hz で一定となるように設定している。この機構により各チャンネルの個体差や run ごとの温度等の影響を補正できる。各 Unit でのデータ取得した全期間でのシングルヒットレートを図 3.14 に示す。端の検出器でヒットレートが下がっており、これは端の検出器ではアクセプタンスの影響を補正しきれないということが言える。

また、ここで取得した温度と湿度はシステムに異常があった際の原因究明の情報源としても活用

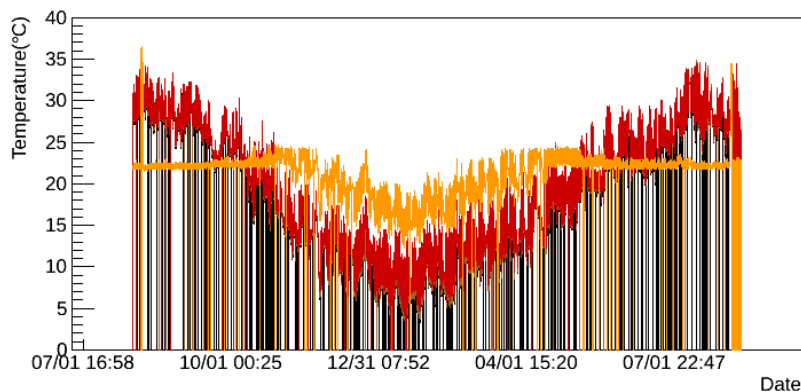


図 3.15: 各検出器の温度推移。Unit4 のみコンテナ内に設置されており、温度が安定動作している。

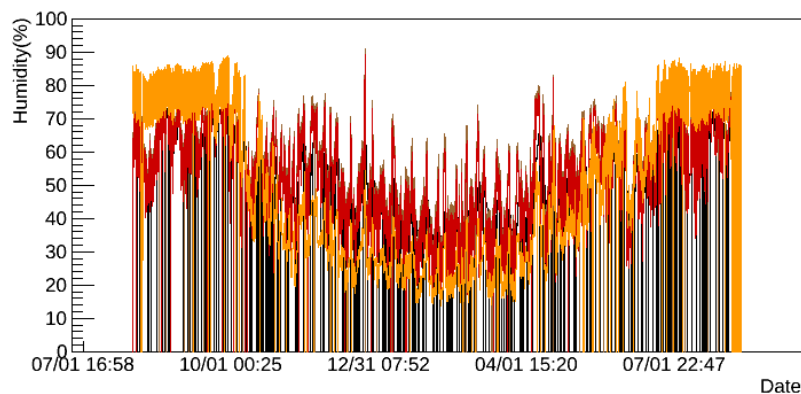


図 3.16: 各検出器の湿度推移。

する。各検出器の年間温度推移、湿度推移を図 3.15、図 3.16 に示す。温度推移、湿度推移ともに、Unit1:黒、Unit2:赤、Unit3:茶、Unit4:橙がそれぞれの推移を示すグラフである。Unit4 は空調機能のついたコンテナ内に設置しているため、温度・湿度ともに他の Unit に比べて、安定している。Unit1 Unit3 は設置位置の関係で、コンクリート上に設置しており、コンテナ内に格納が難しいため、検出器をそのまま設置している。

この検出器で 4 組の検出器でのコインシデンスが取れた時のデータ収集履歴を図 3.17 に示す。2017 年の 8 月頃よりデータ収集が不安定になっているが、これはあるチャンネルで信号取得ができなかったことが原因であることがわかっており、ソフトウェアによる調整によって解決し、同年 9 月下旬よりデータ収集が復旧している。他のデータ収集が止まっている箇所では停電などによる影響であることがわかっている。気温等による影響は見られず、安定したデータ収集が行えている。

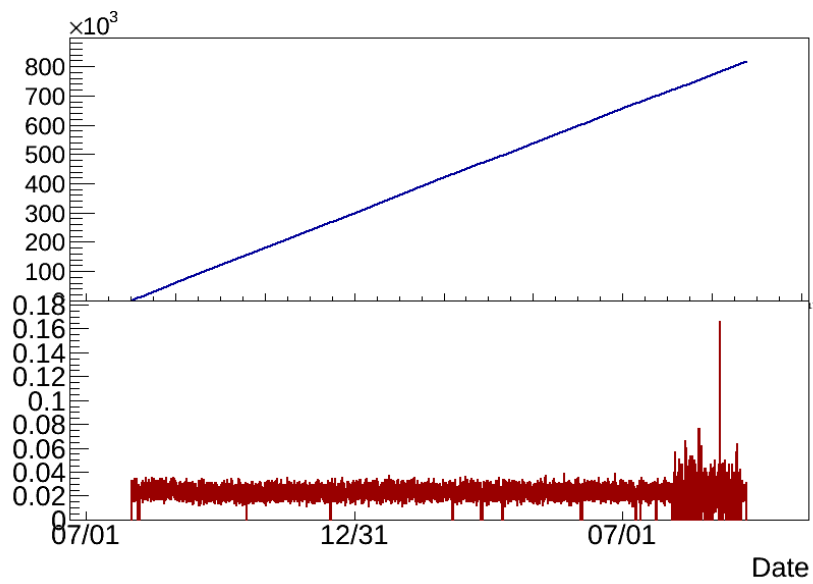


図 3.17: 4組のコインシデンスレータの総計量（上図）とレートの変化（下図）。

第 4 章

水平ミュオンの運動量分布の測定

この章では水平付近から飛来するミュオンの運動量分布測定について述べる。

4.1 事象選別

データ取得を行うにあたり、運動量が計測可能な信号を取り出すための選別条件は、Unit1~Unit4 までの全ての検出器で、同時計測が出来ていることである。それは図 3.17 のデータ履歴で示すものに相当する。しかし、この中には多くのバックグラウンドが混在している。前述のように火山などのような大きな構造物に対しては、透過する事象が非常に少ないため、バックグラウンドを正しく選別することが重要である。主なバックグラウンドとしては、

1. 山体などで散乱され、あたかも山を透過したかのように観測されるバックグラウンド
2. 電磁シャワーによるバックグラウンド
3. 筑波山とは逆方向から飛来するバックグラウンド

が挙げられる。以下でこれらの事象について述べ、段階的に選別条件をかけバックグラウンドの削減を行った結果を記す。

4.1.1 山体中を透過したように観測されたバックグラウンド

前述のように山体中で散乱され流入して観測される事象が一定数存在することが予想される。(図 4.1) これまで述べてきたように、山の密度の精密測定にあたり、通常の設定アップでこのバックグラウンドを識別することは難しく、このようなバックグラウンドの識別手法の確立が本実験の最大の目的である。しかし、運動量分布の測定という観点では、空から飛来する事象のみ観測すれば十分であるため、飛来するミュオンの仰角に制限を与えることで容易に削減できる。本解析では図 3.1 より、 $\tan \theta > 0.1$ となる事象のみを選別した。

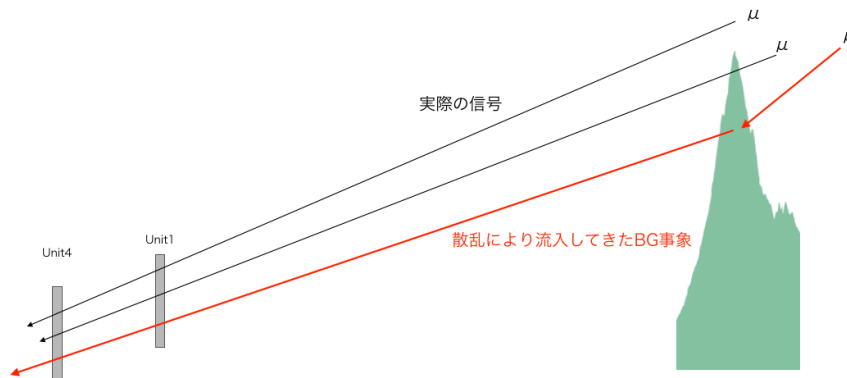


図 4.1: 山体中で散乱され観測される BG の概念図。

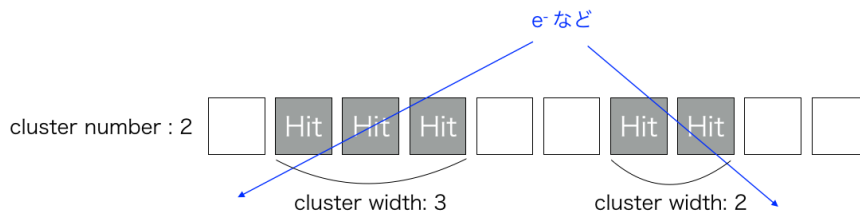


図 4.2: クラスターの概念図。

4.1.2 電磁シャワーによるバックグラウンド

本観測において電磁シャワーによるバックグラウンドは非常に多く、4組の検出器を通過する大部分が電磁シャワーによるバックグラウンドである。これは山とは無関係に様々な方向から飛来し、特に天頂角の小さい上方からの事象が多い。このような事象を削減するために、1.2.2節で述べた multihit 解析方式を採用する。本システムでは信号を検出したチャンネルをまとめたものをクラスターと呼び、その数をクラスター数 (cluster number)、連なったチャンネルの数をクラスター幅 (cluster width) という。図 4.2 はクラスターに関する概念図である。

電磁シャワーとなるようなイベントは多数のシンチレータを通過するようにシャワー状に降り注ぐため、クラスター数、クラスター幅は大きくなり、非常に短い検出時間差となる。そのような事象の模式図を図 4.3 に示す。multihit 解析方式ではこの内、クラスター条件に制限をかけることでこのバックグラウンドを削減する。この方法の他に 1.2.2 節で紹介した non-lineary cut 方式などがある。これは 3 組以上の検出器により、検出位置が直線とならない時はバックグラウンドと同定する方法であるが、本システムでの 4 組の検出器は永久磁石の前後の 2 組は独立に飛跡を測定しているため、同方式を用いるためには上流側にさらにもう一機の検出器の設置が必要となる。

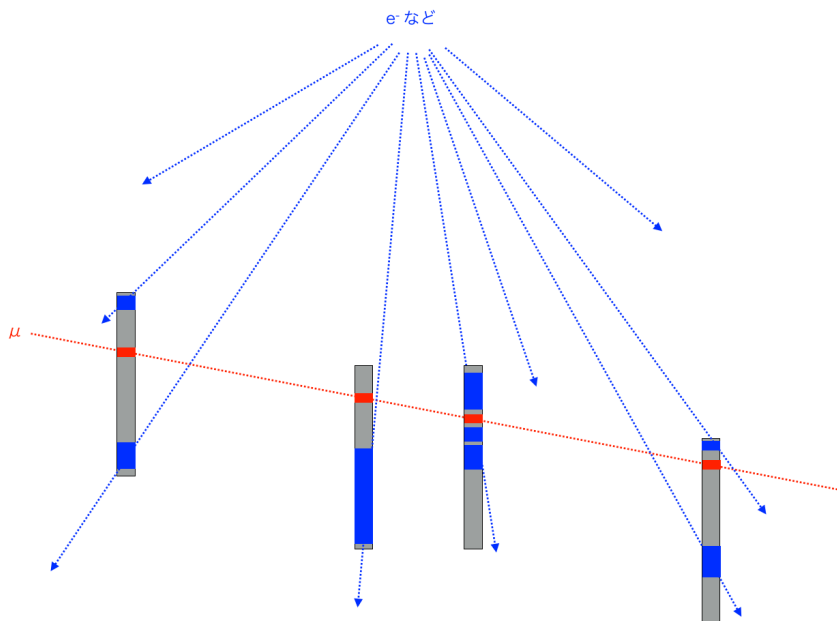


図 4.3: 電磁シャワーによるバックグラウンドの模式図 (青)。実際のミュオン信号 (赤) に比べて、上方から飛来するためクラスター数、クラスター幅は大きくなる。また崩壊点から同程度の距離を走るため、検出時間差も小さくなる。

4.1.3 筑波山と逆方向から飛来するバックグラウンド

主に横方向からの飛来信号を検出するため、筑波山方向とは逆側からの飛来粒子にも感度を持つ。本システムでは 81.8mrad の仰角で設置されており、逆側からの有感領域角は $\theta: 0 \sim 0.009$ と非常に小さいものの、わずかながらそのような信号が混入する。しかし、このような事象は下流側で先に検出されるため、検出時間差を Δt としたとき、

$$\Delta t = (\text{下流での検出時間}) - (\text{上流での検出時間})$$

とした時に負の時間差となって現れ、TOF カットにより容易に取り除くことができる。

4.1.4 事象選別によるバックグラウンドの削減

上記の事象に対して、バックグラウンド削減による信号数の変化を図 4.4~4.6 に示す。それぞれの図 Unit1 と Unit2 (上流の 2 組)、Unit3 と Unit4 (下流の 2 組)、Unit1 と Unit4 (両端の 2 組) における、検出時間差に対する事象数をヒストグラム化したものである。左上の図の選別条件を、Unit1 hit \cap Unit2 hit \cap Unit3 hit \cap Unit4 hit とし、そこから、cluster number = 1 \cap cluster width ≤ 2 (左下)、 $\Delta t > 0$ (右上)、 $\Delta t < 3\sigma$ (σ : Gauss fit による半値幅) (右下) と順次選別条件を厳しく設定していく。左上の図において、 $\Delta t = 0$ を中心としたピークは真上から降り注ぐ電

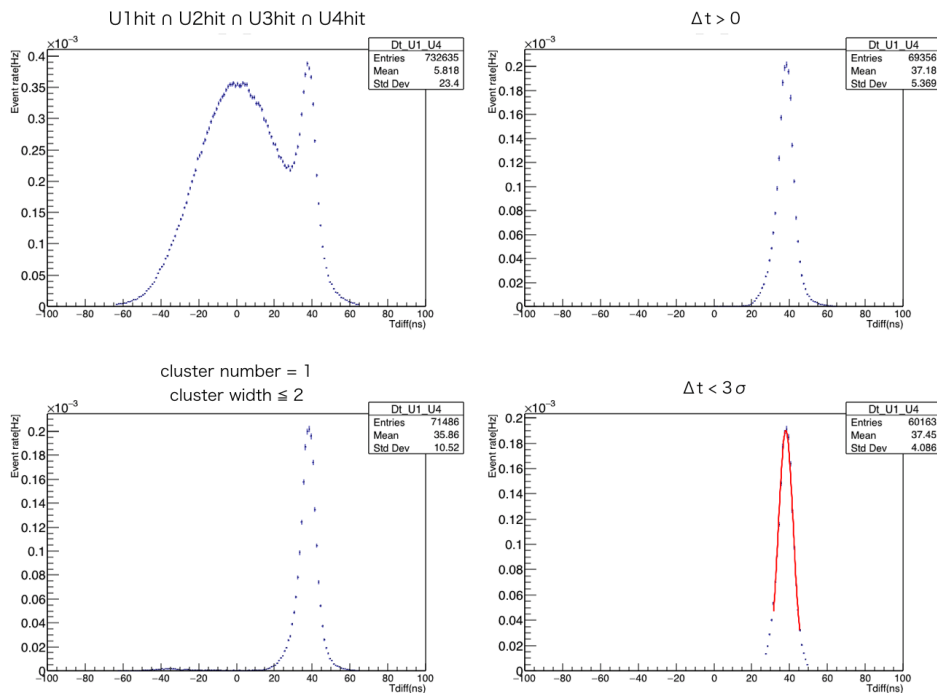


図 4.4: Unit1 と Unit2 の検出時間差。左上、左下、右上、右下の順で選別条件を厳しくしていく。

磁シャワーによる信号を意味しており、クラスターに関する制限で大きく削減されていることがわかる。

最終的に得られる各右下での時間差のヒストグラムは、各検出器間距離をミュオンの飛来速度でわった時間を平均値としたガウス分布が得られる。しかし、図 4.5 において Unit3 と Unit4 の検出時間差の平均値が 18.4ns となっており、ミュオンが光速で走るとした時に推定される時間差 16.7ns に比べて 2ns 弱程度大きい。これは DAQ-box の Unit3 と Unit4 のドーターボード間でクロック信号が調整されていないために、2~3ns 程度のズレが生じることがわかっている。前述のように本システムでは Timewindow を 64ns としており、このズレによるデータ取得への影響はないものとしている。この事象選別の結果として、一年間でのイベント数にして 60163 個の事象が得られた。さらに前述の通り、 $\tan \theta > 0.1$ となるものを採用し、最終的に得られた 50749 個の事象で運動量分布を測定した。

4.2 アクセプタンス補正

この検出システムでは検出される運動量、電荷、通過するチャンネルの組み合わせによってアクセプタンスが異なるため、運動量分布や透過率ヒットマップを正しく測定するために、以下の手順でアクセプタンス補正を行った。また、

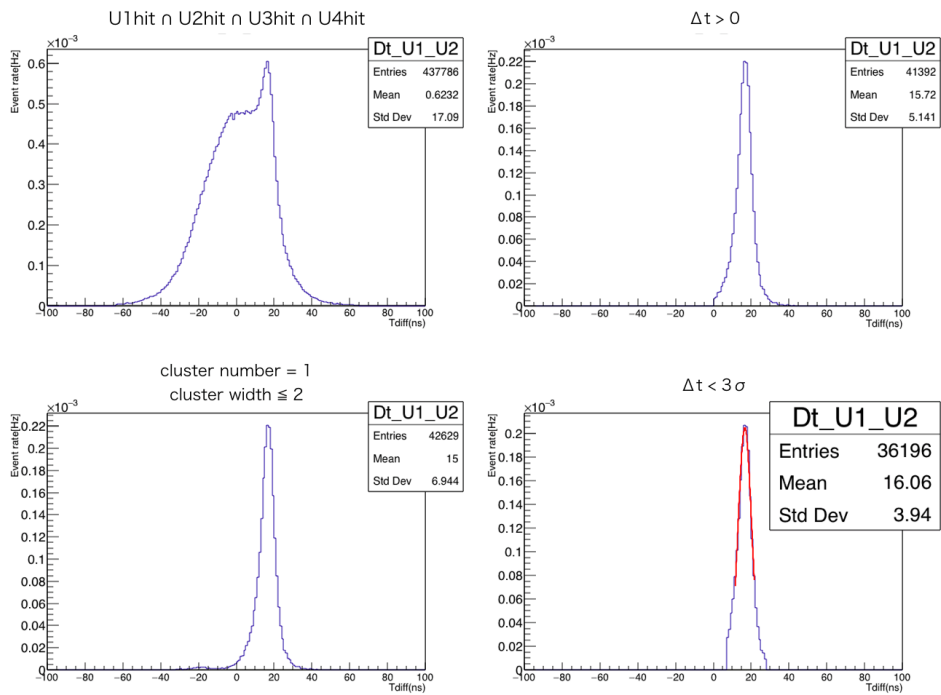


図 4.5: Unit3 と Unit4 の検出時間差。

1. ある電荷、ある運動量、ある前置検出器で検出されるチャンネルを仮定する。
2. 仮定における磁場中の軌跡を計算し、後置検出器の領域内を通過するか否かを確認する。
3. 後置検出器を通過する場合のみ、仮定した前置検出器での通過チャンネルの組み合わせにおける、アクセプタンス（立体角 × 面積）を計算する。
4. 1~3 までを許される全ての組み合わせで行い、後置検出器を通過する場合についてのみ、アクセプタンスを足しあげる。

アクセプタンスのパラメータ設定

アクセプタンスを決めるパラメータとなる電荷、運動量、入射位置は以下の制限の元組み合わせを決めた。それぞれのアクセプタンスを charge acceptance、p acceptance、bin acceptance と呼んでいる。

電荷 (charge acceptance)

正負

運動量 (p acceptance)

1~100GeV で 1GeV 刻み

入射位置 (bin acceptance)

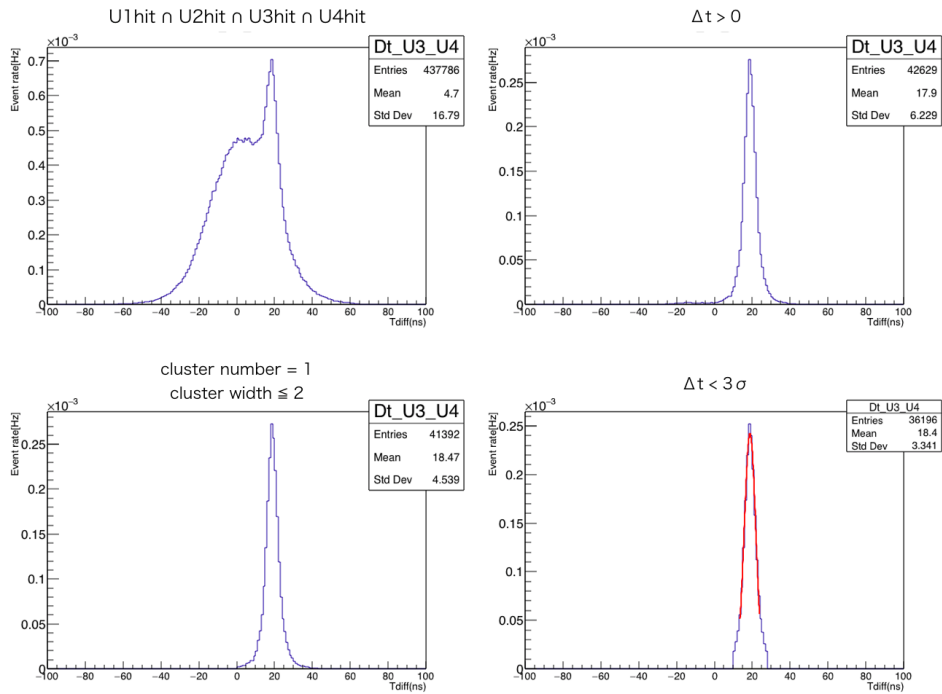


図 4.6: Unit1 と Unit4 の検出時間差。

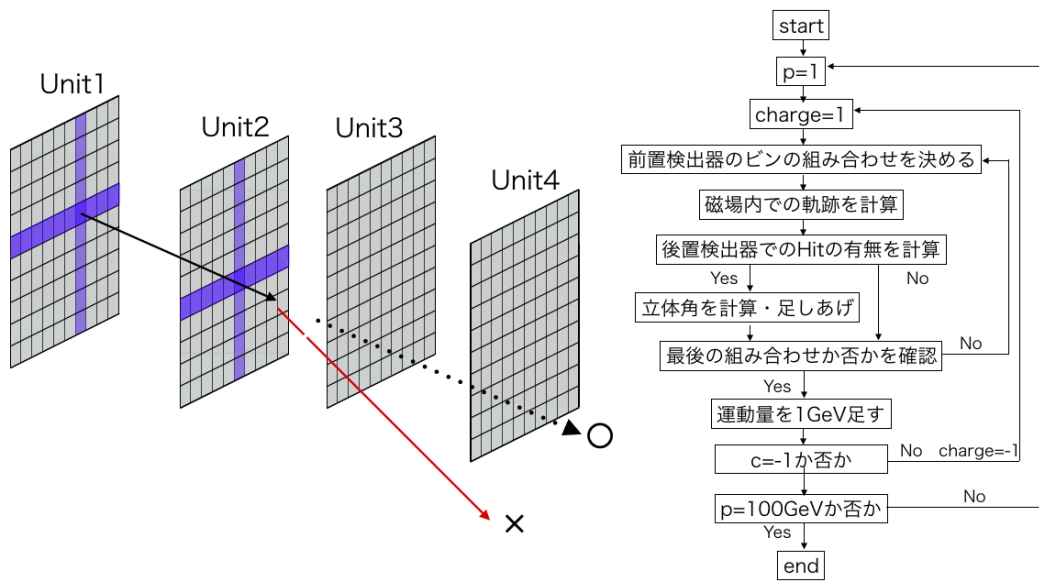


図 4.7: アクセプタンス補正のアルゴリズム。

Unit1,2 の x,y それぞれ 100 チャンネルずつから全ての組み合わせを行うことが理想的だが、全ての組み合わせで実行するのに膨大な時間がかかってしまう。そのため、今回は 5 つのチャンネルをまとめて、その領域での中心を代表点として計算を行った。これにより、通常の全チャンネルでのアクセプタンス計算に比べ、およそ 5^4 倍の時間短縮となる。

アクセプタンス計算手法

それぞれのパラメータにおいて後置検出器でヒットした際のアクセプタンスを計算する手法を以下に示す。

1. 決定した組み合わせのビンの塊に対して、中央の 1cm 四方同士でのアクセプタンス（立体角 $\Omega \times$ 面積 S ）を計算する。
2. 同角度での組み合わせは $5^4 = 625$ 倍だけ存在するので、1 の数値を 625 倍する。
3. 5 チャンネルでまとめた場合、5bin 以上の解像度ではアクセプタンスを計算できないため、解像度を持たせるために周囲のビンの距離に応じて加重平均し、全てのビンに対するアクセプタンスの計算を行う。

これらを計算することで任意の電荷、運動量、飛来角度におけるアクセプタンスを求めることができる。

4.3 アライメント補正

本システムの検出器の正確な位置について、ソフトウェア上でアライメント補正を行った。アライメント補正には、解析において 100GeV 以上と同定された事象を用いている。本システムでは検出器と磁石の位置関係の問題で、すべての入射事象は永久磁石を通過する。そのため、全事象で磁場による影響を受けており、それを完全に排除したアライメント補正は不可能である。そのため、ほとんど直線と近似される高運動量事象を用いた。以下の手順でアライメント補正を行った。

1. 前置検出器のアライメントは正しいと仮定し、検出位置から磁場への入射位置と角度を計算する。
2. 磁場データから後置検出器の検出位置・角度を求め、最適な運動量を同定する。（後述）
3. 100GeV 以上と同定された事象に対して、Unit3,4 の実際の検出位置を $(x_3, y_3), (x_4, y_4)$ 、仮定した運動量で曲げられた事象が Unit3,4 上での座標の計算値を $(x_3', y_3'), (x_4', y_4')$ として、それぞれの偏差をヒストグラム化する。
4. このヒストグラムの mean 値を Unit3,4 での平均的なズレとみなし、アライメント補正值として採用する。

Unit3,4 の x,y の偏差をそれぞれ図 4.8 に示す。

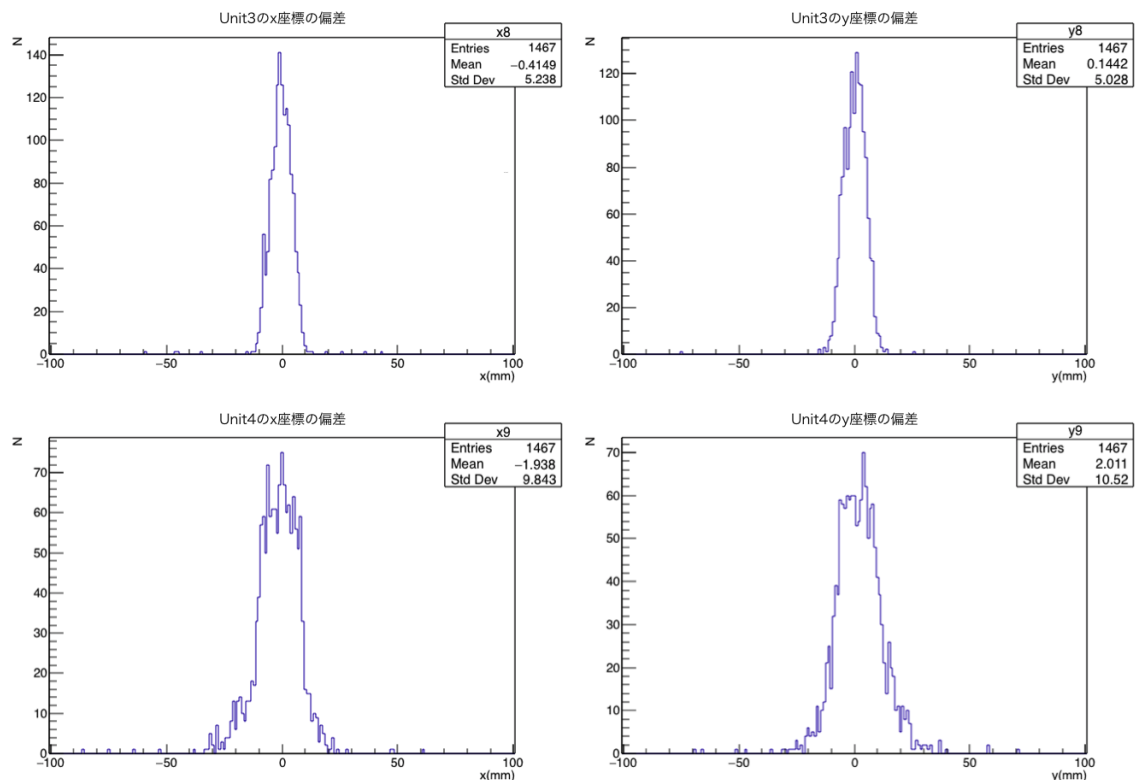


図 4.8: Unit3,Unit4 の x,y 座標の偏差。

これにより後置検出器のアライメント補正値は Unit3 において $(-0.4149, 0.1442)$ [mm]、Unit4 において $(-1.938, 2.011)$ [mm] となり、ソフトウェア上では後置検出器の位置をずらして計算を行っている。なおこの値は前置検出器の位置を正しいと仮定しているため、前置検出器に対する後置検出器の相対的な、位置と角度のズレに関する情報を含んでいる。

4.4 飛跡の再構成と運動量同定

4.4.1 運動量算出のアルゴリズム

運動量を算出するアルゴリズムを以下に記す。

1. 電荷、運動量を仮定する。
2. 前置検出器の実際の検出位置よりトロイド磁石への粒子の入射位置を求め、点 P とする。
3. 点 P の磁場で粒子がどれだけ曲げられるかを、ステップごとに図 4.9 の方法で計算し、次の点 P となる座標を求める。
4. この操作を磁場領域を脱出するまで繰り返し、Unit3,Unit4 での検出位置 (x_3', y_3') , (x_4', y_4') を決める。

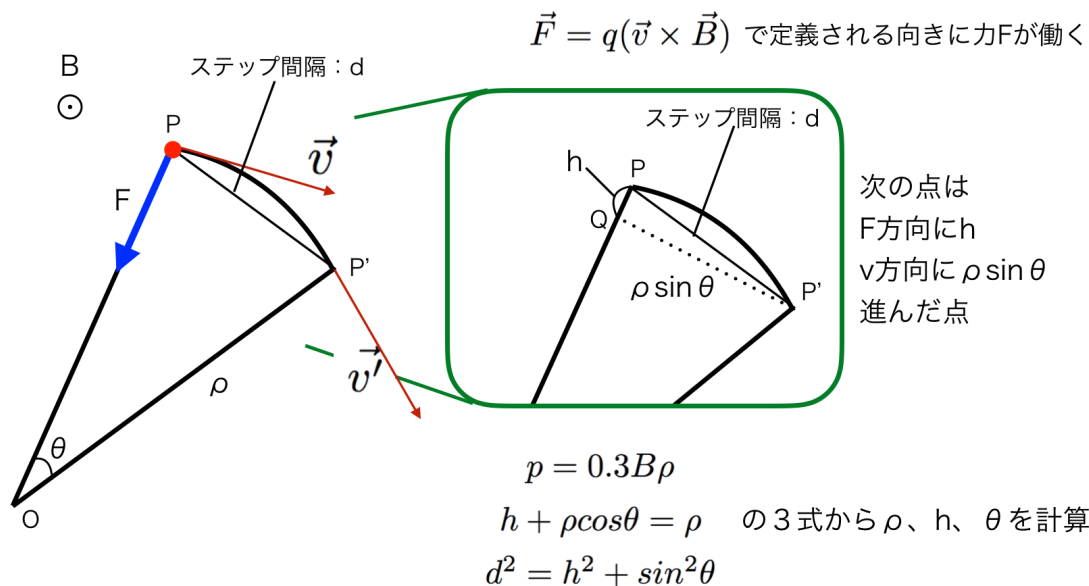


図 4.9: P 点にて、ある運動量 $m \vec{v}$ を持った粒子が磁場 \vec{B} で曲げられるときの計算を表した概念図。粒子が描く曲線の曲率半径を ρ 、 $\angle POP'$ を θ 、 P' から \vec{PO} への垂線の足を Q としたときの \overline{PQ} を h とする。次の点へのステップ (d で表す。) は、 \vec{v} に対して垂直に h 、平行に $\rho \sin\theta$ 進んだと表現できる。

5. Unit3,4 の実際の検出位置を $(x_3, y_3), (x_4, y_4)$ 、としたとき、 $\chi^2 = \sum_{i=3}^4 \left(\frac{|x_i - x'_i|^2}{\Delta x_i^2} + \frac{|y_i - y'_i|^2}{\Delta y_i^2} \right)$ を計算する。
6. 以上の操作を、電荷、運動量を変えて、 χ^2 が最小になるときの電荷、運動量を採用する。

本解析ではステップを 10mm とし、運動量を 1~100GeV まで 1GeV 刻みで計算を行った。そのため、本解析での運動量測定は GeV 単位精度のものである。5 の $\Delta x_i, \Delta y_i$ はそれぞれ図 4.8 の分布において、ガウス関数でフィッティングした結果の σ を用いた。

4.4.2 トロイド磁石内部の Bethe-Bloch の式によるエネルギーロスの影響

実際の入射粒子はトロイド磁石内部の鉄により、エネルギーを落としながら進んでいくため、前置検出器での検出時より、後置検出器での検出時の方が運動量が小さくなっている。本解析ではステップごとに式 1.7 より、その効果も考慮して計算を行った。

この結果、1~100GeV で入射したミューオンは厚さ 70cm 程度の鉄を貫いて、後置検出器で検出されるまでに、およそ 0.9~1.1GeV 程度減衰することがわかった。よって入射時に 1GeV 程度の運動量を持っていたミューオンはほぼ全てのエネルギーがトロイド磁石内部の鉄で失われる。もしくは、あまりに低い運動量のために磁場で大きく曲げられるなどが起こる。そのためこの観測システムでは 1GeV 以下のミューオンに対してはほとんどアクセプタンスを持たない。

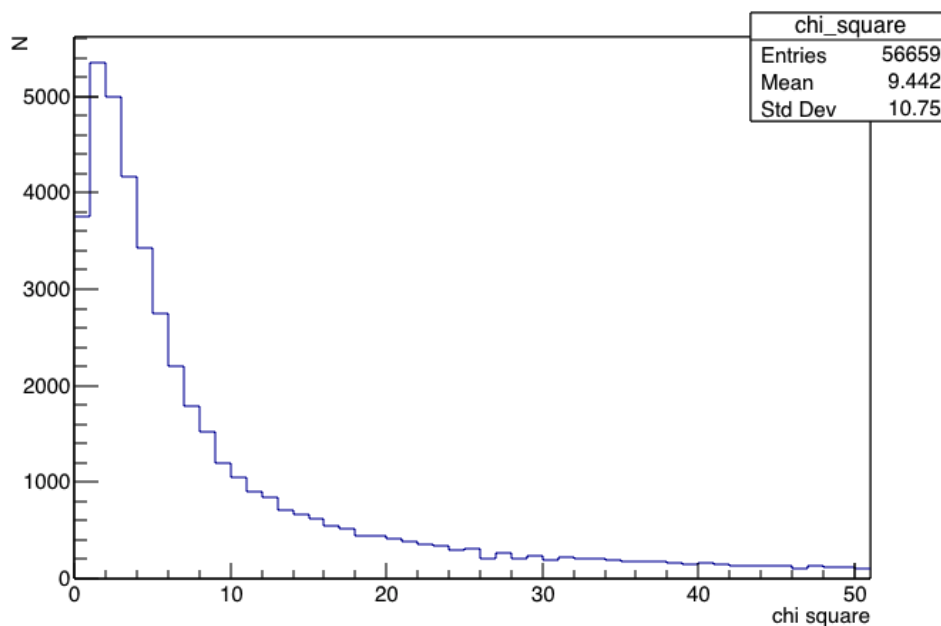


図 4.10: χ^2 分布。

4.5 データの解析

本実験で得られたデータを用いて、天頂角 $82^\circ \pm 2^\circ$ から飛来するミューオンの運動量分布を新たに測定し、本実験よりも小さい天頂角で（より上方の）観測を行った Jokisch らの先行研究 [13] との比較を行った。一般にミューオンは天頂角が大きくなるにつれ、飛来する事象が少なくなる、高運動量事象の割合が多くなる、といった観点から、観測は困難になる。また、ミューオンの運動量分布は地磁気に依存することから、場所や方位により、先行研究との有意な値の違いが予測される。そのため、今回の比較では、あくまで傾向に矛盾がないかを確認するにとどめた。

4.5.1 χ^2 分布の評価

運動量同定に用いた指標の χ^2 分布を図 4.10 に示す。 χ^2 分布は 2 でピークを迎えた後下がっていき、尾を引いたように χ^2 が高い領域でもイベントが一定数残っている。このような事象のほとんどが低い運動量であることが図 4.12 わかっており、磁場でよく曲がる事象は軌道の再現性が悪いことを示している。これは永久磁石内での多重散乱や磁場の数値の誤差（ネオジウム磁石が埋め込まれている部分は計算においては、磁束密度が 0 で与えられているが実際にはそうになっていないはずである、などの）影響であると考察される。

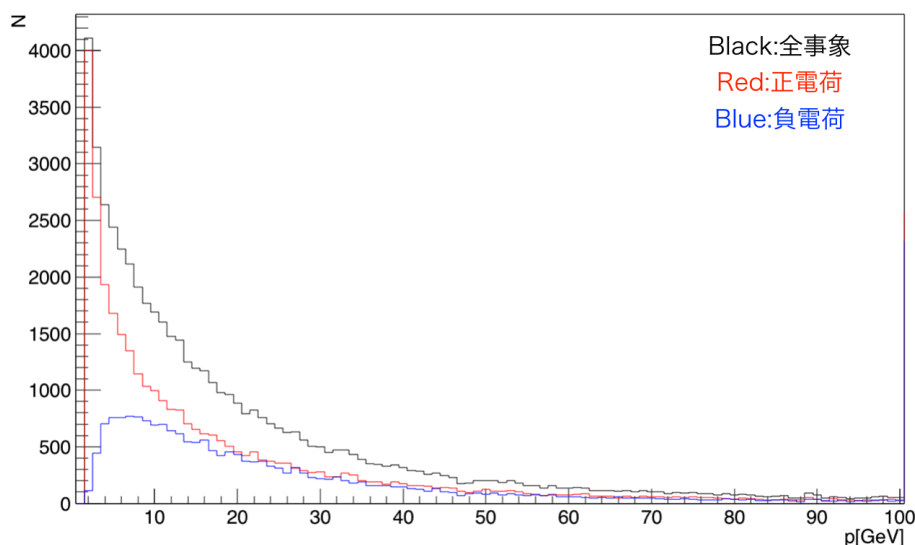


図 4.11: 本実験の統計量の運動量分布。赤いヒストグラムが正電荷事象、青いヒストグラムが負電荷事象、黒いヒストグラムがその総和となる。

4.5.2 電荷比の評価

4.5.3 運動量分布の評価

本解析で得た統計量の運動量分布を図 4.11 に示す。負電荷事象は検出器に対して遠ざかる方向に曲げられるため、低運動量領域において特にアクセプタンスが小さく、図 4.11 はそれを反映した形をしている。ここでアクセプタンスの違いの影響が小さい（ほとんどで磁場で曲げられない）40GeV 以上の事象でミューオンの電荷比を測定したところ、

$$\mu^+/\mu^- = \frac{3444}{2617} = 1.32 \pm 0.03 \quad (4.1)$$

という結果を得た。これは文献値 [4] の 1.28(at 1GeV/c)~1.36(at 5000GeV/c) と比べて矛盾のない結果である。さらに、 $\chi^2 > 30$ となる事象を取り除くと、低運動量事象が大きく削減される結果（図 4.12）となり、前述のように低運動量事象の再現性が悪いことが挙げられる。

これを式 4.2 を用いて、微分強度 (differential intensity) になおすことで、一般的な運動量分布として検証することができる。

$$\text{differential Intensity} = \frac{N}{\text{time} \times \Omega \times S \times \text{efficiency}} [(\text{sec} * \text{sr} * \text{cm}^2 * (\text{GeV}/c))^{-1}] \quad (4.2)$$

$\Omega \times S$ はアクセプタンスを示しており、4.2 節で述べた手法により計算ができる。efficiency は各検出器で先で述べたように、先行研究 [12] から 85% に決定した。図 4.13 に結果を示す。

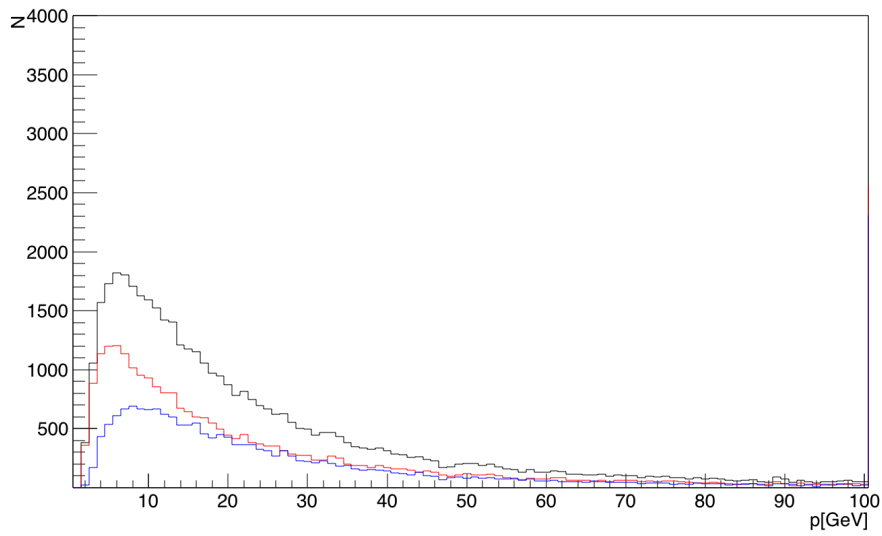


図 4.12: $\chi^2 < 30$ となる事象の運動量分布。

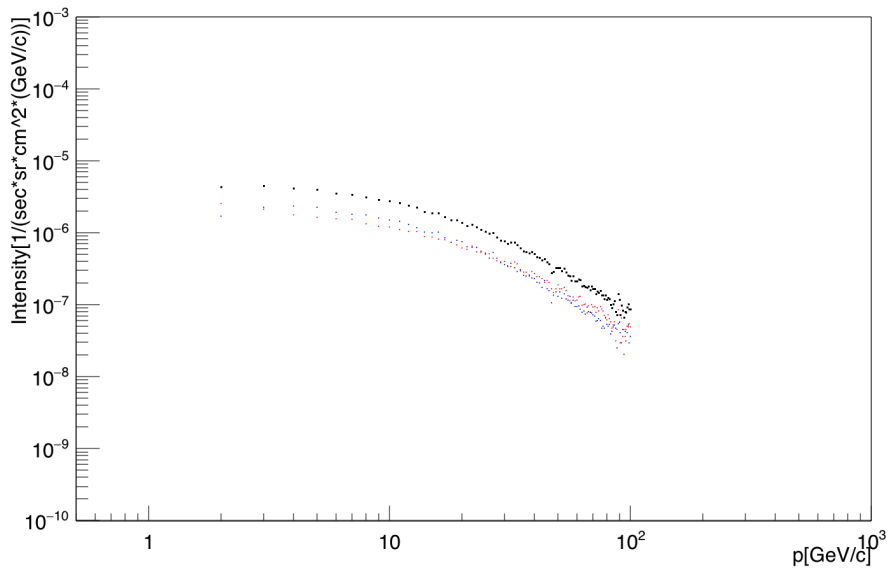


図 4.13: 本実験の運動量分布。赤いプロットが正電荷事象、青いプロットが負電荷事象、黒いプロットがその総和となる。

これによると、30GeV 以下の低運動量では μ^- の割合が、 μ^+ よりも大きいという結果となり、これに対する解釈はまだされていない。また、この結果に対して、Jokisch らの実験データと比較を行った。この実験は $75^\circ \pm 7^\circ$ の天頂角にてミューオンの運動量分布を測定するとともに、微分

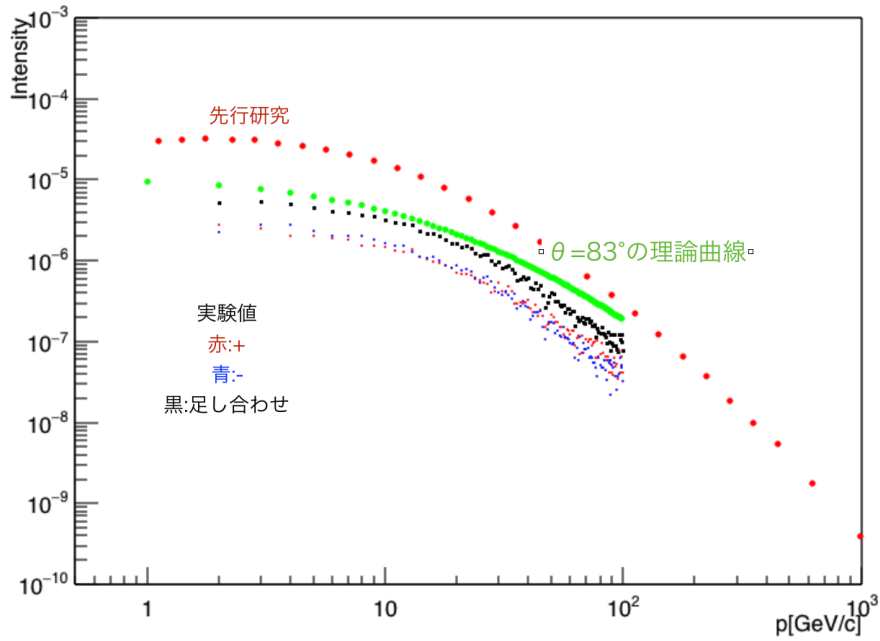


図 4.14: 本実験の運動量分布と先行研究との比較。

強度を運動量と天頂角の関数 $D(p, \theta)$ として、以下の式で与えている。

$$D(p, \theta) = \frac{451}{p/\sec \theta + 77.2} (5p + 9.2 \sec \theta)^{-2.7} \times \frac{p + 19.8}{p + 19.8 \sec \theta} \quad (4.3)$$

図 4.13 に先行研究の実験データのプロットと、式 4.3 による本実験の天頂角 $\theta = 82^\circ$ における理論曲線 $D(p, \theta)$ を重ねたものを図 4.14 に示す。ここから双方の実験結果に矛盾はなく、水平ミューオンの運動量分布を正しく再現できていると考えられる。

4.5.4 運動量のパラメータ化

得られた運動量分布を用いて、運動量分布を導出した結果を図 4.15 に示した。これから $80.3^\circ \sim 84.3^\circ$ における本実験で得られた微分強度は、

$$D(p) = \frac{541.5}{p/\sec \theta_0 + 122.3} (5p + 13.1 \sec \theta_0)^{-2.47} \times \frac{p + 6.19}{p + 6.19 \sec \theta} \quad (4.4)$$

$$\theta_0 = \frac{82.3}{180} \pi = 1.43637$$

これは Jokisch らによる先行研究で使用した関数を利用してフィッティングしたものである。これから仰角 7.7° 程度から飛来する任意の運動量のミューオンの飛来数を求めることができる。

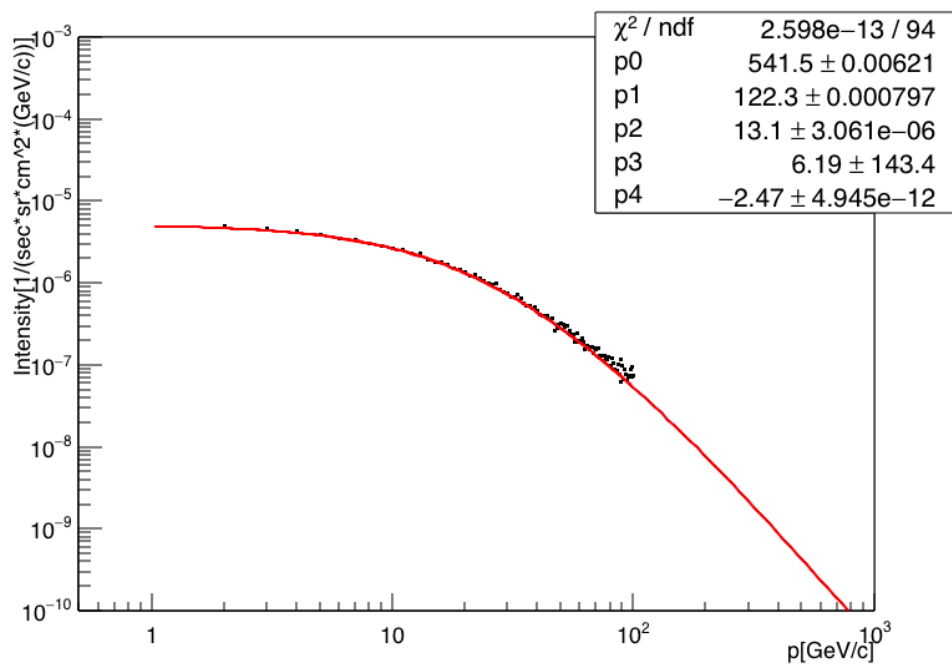


図 4.15: 本実験で得た天頂角 $80.3^\circ \sim 84.3^\circ$ における運動量分布に対してフィッティングを行った結果。

第 5 章

運動量情報を用いた筑波山のイメージング

本実験の二つ目の目的である筑波山の密度長分布推定および、運動量情報を用いた解析についてこの章で述べる。

5.1 地形構造情報による筑波山の密度長分布の見積もり

第 3 章で述べたように国土地理院の標高データを用いて、検出器から見た筑波山の山体の厚さの計算を行った。(図 3.1)

この標高データは国土地理院の地理院地図で公開されている標高データの二次元メッシュであり、全国の標高データが同 WEB サイトから提供されている。実際に使用したファイルは格子点間隔にして $0.4'' \times 0.4''$ (約 10m 四方) おきに経度方向に 1125 個、緯度方向に 725 個の標高データが格納されたものを二つ使用している。これによって網羅されるデータ領域は経度方向に 22.5km、緯度方向に 9.25km に相当する。(図 5.1) なおこの標高データは標準偏差 5m 以内の精度がある。図 5.1 における検出器の位置から示す破線は観測範囲を示している。検出器と筑波山山頂のそれぞれの座標を結ぶ線をに対して仰角を θ 、方位角を ϕ とする。また図 5.1 の矢印の向きを $+\phi$ 方向とする。この θ 、 ϕ は、3.2 節で定義した測定系 (図 3.3) での座標軸で表すと、

$$\tan \theta = \frac{y}{-z} \quad (5.1)$$

$$\tan \phi = \frac{-x}{-z} \quad (5.2)$$

$$(5.3)$$

となる θ 、 ϕ を定義する。以後使用する二次元ヒストグラムは、縦軸を $\tan \theta$ 、横軸を $\tan \phi$ として表示する。

このデータを使用して、検出器と筑波山の山頂間の断面を見たときの筑波山の尾根の形状のプロットを示す。横軸は検出器からの距離、縦軸は高度を示す。これにより、筑波山の尾根は山頂よ

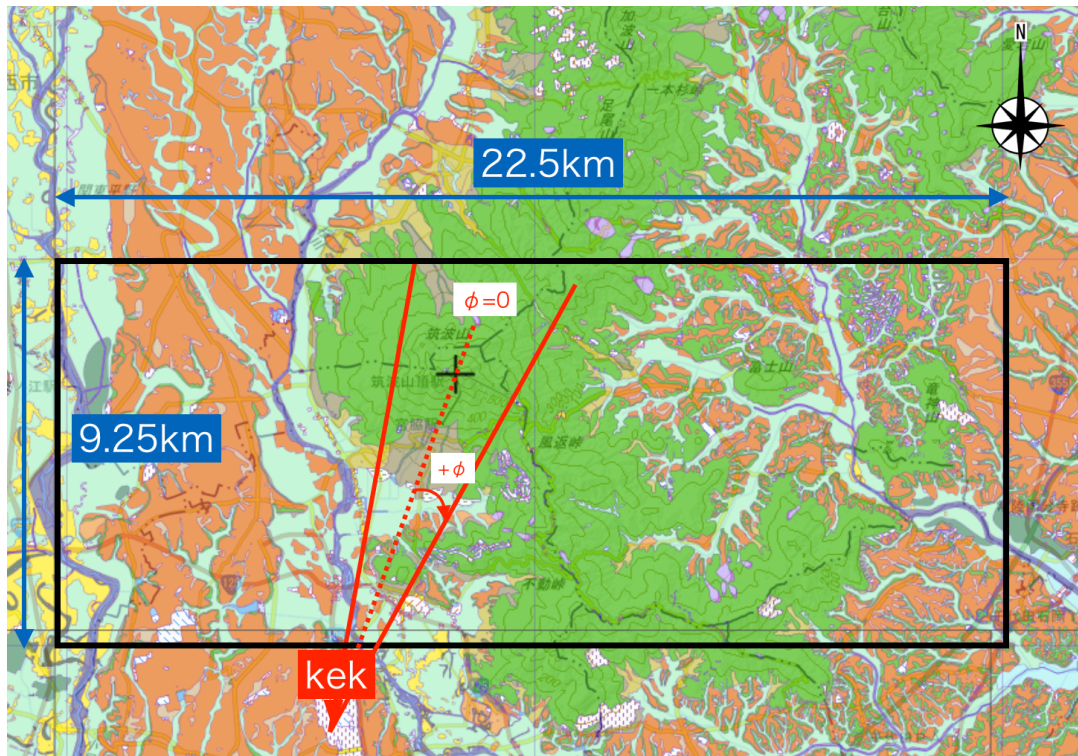


図 5.1: 筑波山と検出器の位置関係と標高データの採択範囲。地理院地図を利用して表示。

り北側の標高の高さ山頂から離れるにつれて低くなっていき、山頂より北側に高い山はないことがわかる。これにより、図 5.1 の黒実線で示した範囲より北側の範囲の標高データを用いる必要はなく、採択した黒実線の採択データ範囲が充分であることが示された。

5.2 筑波山とその周囲に対する透過率

この節以降では、実際に筑波山方向から飛来する事象の飛来角度から、山体の密度分布推定を行う。ここでいう飛来角度は Unit1,2 の前置検出器で観測される角度を意味しており、後置検出器での位置情報は、運動量と電荷の同定以外には用いられない。前節で定義した座標系において、Unit1,2 のチャンネル番号の差を取り、仰角と方位角の正接成分を飛来角度として解析を行う。

5.2.1 運動量分布から見積もられるミュオンの統計数

第 4 章で測定した水平ミュオンの運動量分布を用いて、山体が存在しない場合の空から飛来するミュオンの飛来数の見積もりができる。これはイメージングを行う際に必要な透過率 N/N_0 における N_0 にあたる物理量となる。この N_0 は、

$$N_0 = \text{Intensity} \times \Omega \times S \times t \times \text{efficiency} \quad (5.4)$$

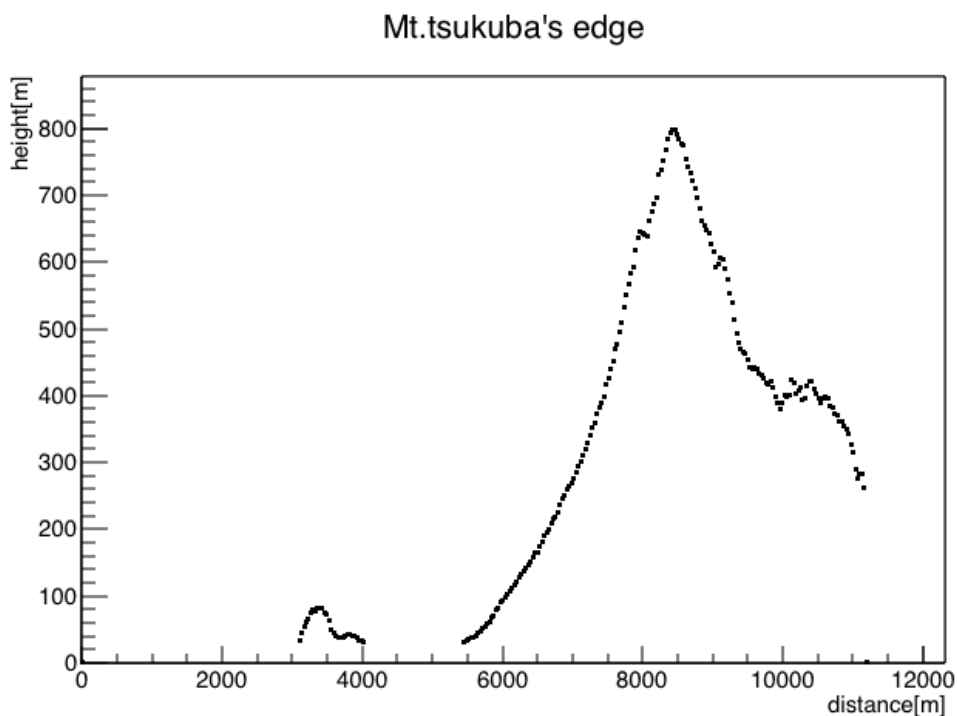


図 5.2: 検出器と山頂通る断面図に対する尾根の形状。横軸は検出器からの距離、縦軸は高度を示す。

から求められる。本実験による、ビンごとに見積もられる N_0 の二次元ヒストグラムを図 5.3~5.5 に示す。1GeV と同定されているイベントは第 4 章で述べたようにカットしているため、これらの図は運動量の測定が可能な 2GeV から 100GeV での事象数見積りとなる。

これらは bin acceptance 補正を行ったものを正電荷、負電荷、総計に分けた掲載した。

一般にセグメント型の位置分解能は検出器間距離と検出器のチャンネル（シンチレータ）のサイズによって、測定範囲は検出器間距離と検出器のサイズ（チャンネルサイズ × チャンネル数）によって決まる。位置分解能は図での一つ一つのビンサイズに対応しており、

$$\Delta \tan \phi = \frac{x \text{ チャンネルのサイズ}}{\text{検出器間距離}} = \frac{0.01[m]}{5[m]} \quad (5.5)$$

$$\Delta \tan \theta = \frac{y \text{ チャンネルのサイズ}}{\text{検出器間距離}} = \frac{0.01[m]}{5[m]} \quad (5.6)$$

として、測定範囲は中心点 $(\tan \phi_0, \tan \theta_0)$ から、

$$\pm \tan \phi = \pm \frac{x \text{ チャンネルのサイズ} \times (\text{チャンネル数} - 1)}{\text{検出器間距離}} = \pm \frac{0.99[m]}{5[m]} \quad (5.7)$$

$$\pm \tan \theta = \pm \frac{y \text{ チャンネルのサイズ} \times (\text{チャンネル数} - 1)}{\text{検出器間距離}} = \pm \frac{0.99[m]}{5[m]} \quad (5.8)$$

の測定範囲を持つ。図での二次元ヒストグラムは、前置検出器間距離である 5m を上の式に適用した測定範囲を x 軸と y 軸の幅となっている。このヒットマップでは測定範囲内にもう一つの窓が出

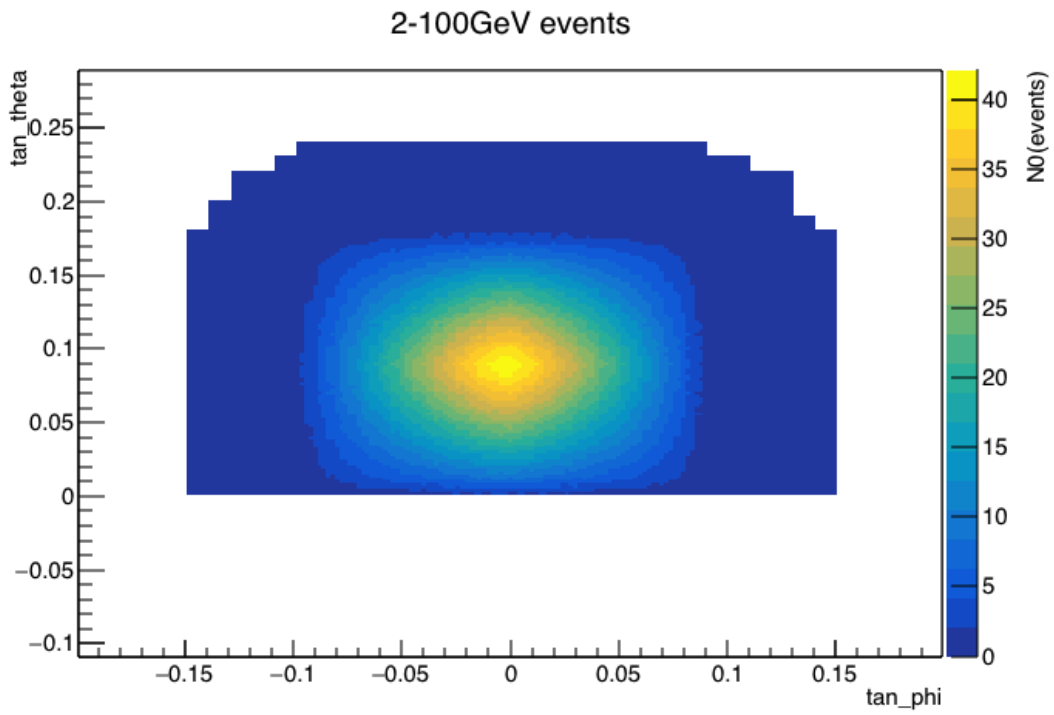


図 5.3: 2~100GeV の検出見積もり数。

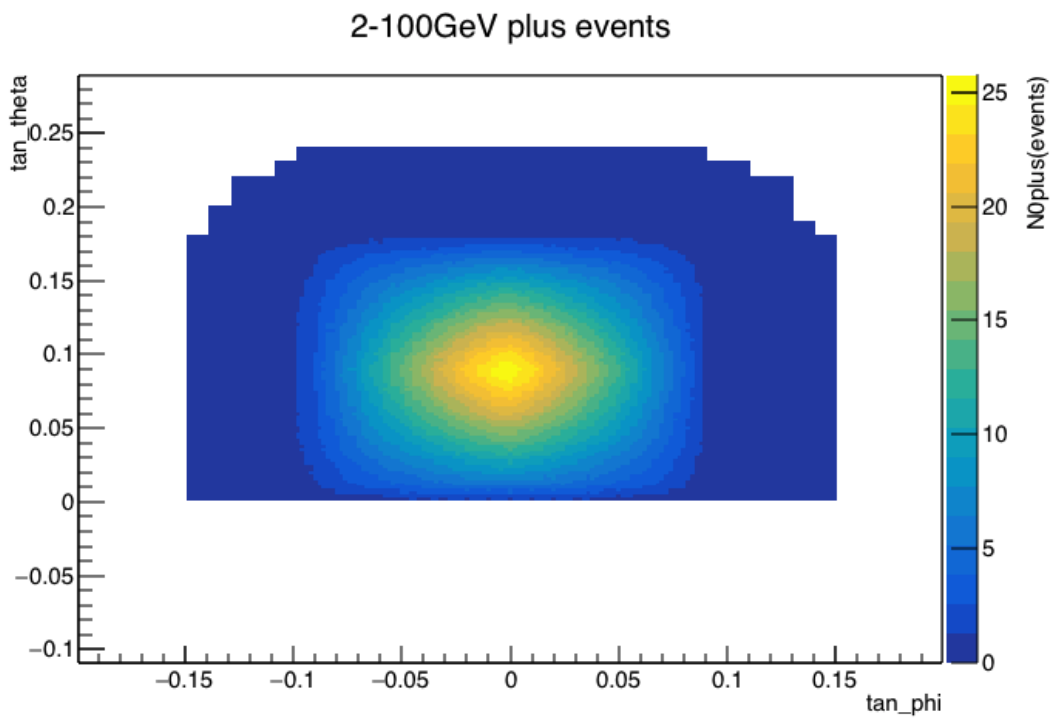


図 5.4: 2~100GeV の正電荷事象の検出見積もり数。

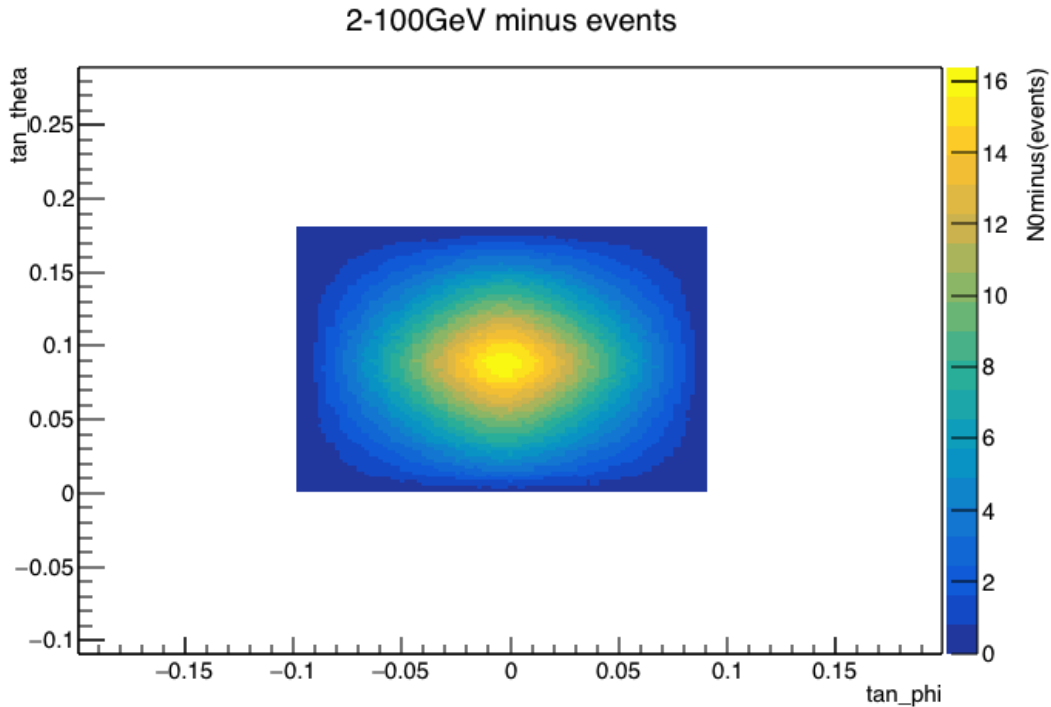


図 5.5: 2~100GeV の負電荷事象の検出見積もり数。

来たような形になっている。これは Unit1,2 の中心のビンから実際には運動量の測定を同時に行っているため、後置検出器も含めた4面全てを貫く事象でなければ選別条件をクリアすることができないことが影響している。そのため、磁場による曲率の小さい直線的に4面を通過するような事象が格段に多く、中心の $(\tan \phi_0, \tan \theta_0) = (0, 0.09)$ から $\tan \phi, \tan \theta$ がそれぞれ $\pm \frac{99[cm]}{1100[cm]} = \pm 0.09$ の範囲内に事象が集中した図になる。またこの際に電荷によるアクセプタンスの違いは大きく影響し、正電荷事象は中心方向に収束するように曲げられるため、4面を通る窓の外側から入射してもある程度のアクセプタンスを持つのに対し、負電荷事象は中心から遠ざかり発散するような軌道で曲げられるため、中心を通る事象以外のアクセプタンスが悪い。また中心付近においても正負の検出見積もり数が異なるのは、ミューオンの積分強度が正負で異なるためである。

より正しい透過率の見積もりのためには、さらに天頂角分布の補正が必要である。それについては次節で述べる。

5.2.2 透過率の測定

前節で述べた N_0 と実際に観測されたビンごとの統計数 N_{obs} (図 5.6) を用いて、透過率 $\frac{N_{obs}}{N_0}$ が計算できる。図 5.7 は本実験で観測された 2GeV 以上の透過率ヒットマップの全景図、図 5.8 は同透過率ヒットマップの拡大図と $\tan \theta$ への射影 (左図)、 $\tan \phi$ への射影 (下図) である。

このセットアップでは飛来角度が中心から遠ざかるほど透過率の正しい推定が難化することがわかっている。これはアクセプタンスが小さくなるにつれ、ビンごとの統計数が小さくなることに起

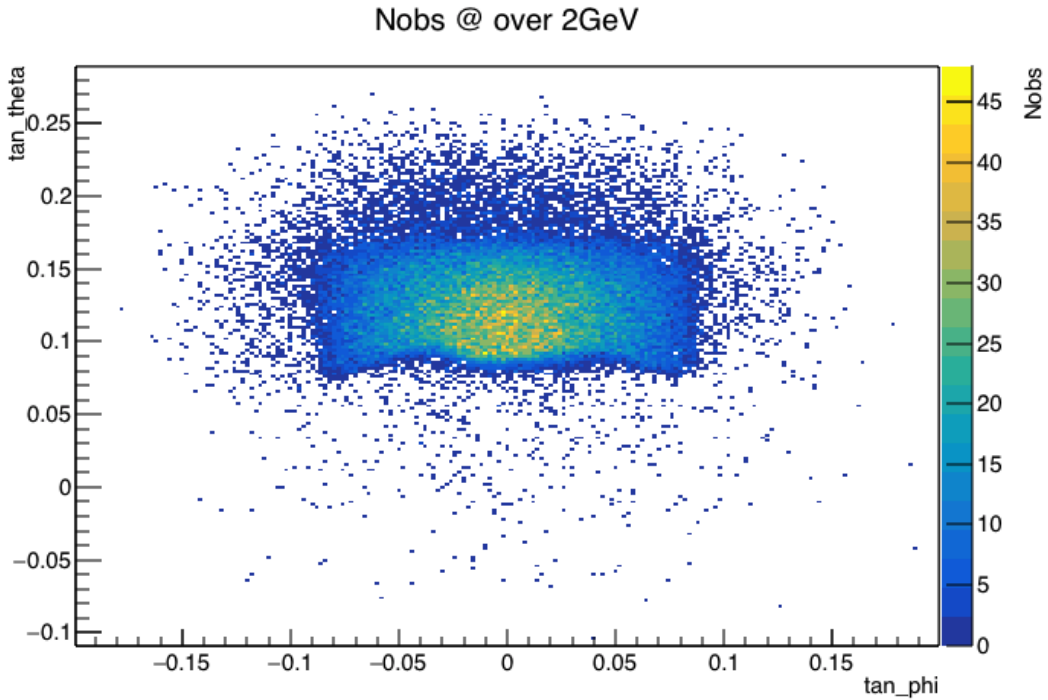


図 5.6: 2~100GeV の運動量でのビンごとの観測数。

因する。このような中心から遠ざかったビンでは周囲のビンをまとめてアクセプタンスを大きくすることである程度改善できる。しかし、本観測では中心領域での密度の推定精度の向上が目的であるため、中心付近で透過率の正しく測定されていれば十分である。

それぞれの射影は特定の仰角、方位角における、統計数 N_{obs} の総和と N_0 の総和の比である。 $\tan \phi$ 方向には依存性がなく、図の統計数のヒットマップと比べても、アクセプタンスの違いが補正されていることがわかる。一方 $\tan \theta$ 方向には、依存性が見られる。これは本実験の運動量分布測定で得た微分強度関数は、観測できる天頂角である $84.3 \sim 80.3$ の範囲において一定であると仮定して測定しており、天頂角依存性は考慮されていないことが原因である。図はより上方から飛来するミュオンが多く、天頂角依存性を示している。前小節で述べたように、この N_0 を計算する際に天頂角分布の補正を行った。

図 5.9~5.11 は、2~19GeV、20~100GeV、2~100GeV の運動量領域について、それぞれ透過率の天頂角依存性を示したもので、横軸は天頂角 [rad]、縦軸は透過率となっている。これらの3通りについて、天頂角依存性測定とフィッティングを行った。

低運動量事象では天頂角が大きくなると、高運動量事象に比べて透過率の減少幅が大きくなることがわかる。これは飛来する角度が水平に近づくとき低運動量事象は少なくなり、運動量分布が高運動量側にシフトすることを表していると考えられる。

このような天頂角依存性の補正のため、各運動量領域での透過率の $\tan \theta$ への射影に対して、 $A \times \cos^2 \theta + \text{const}$ でフィッティングを行った。その結果を表 5.1 に示す。

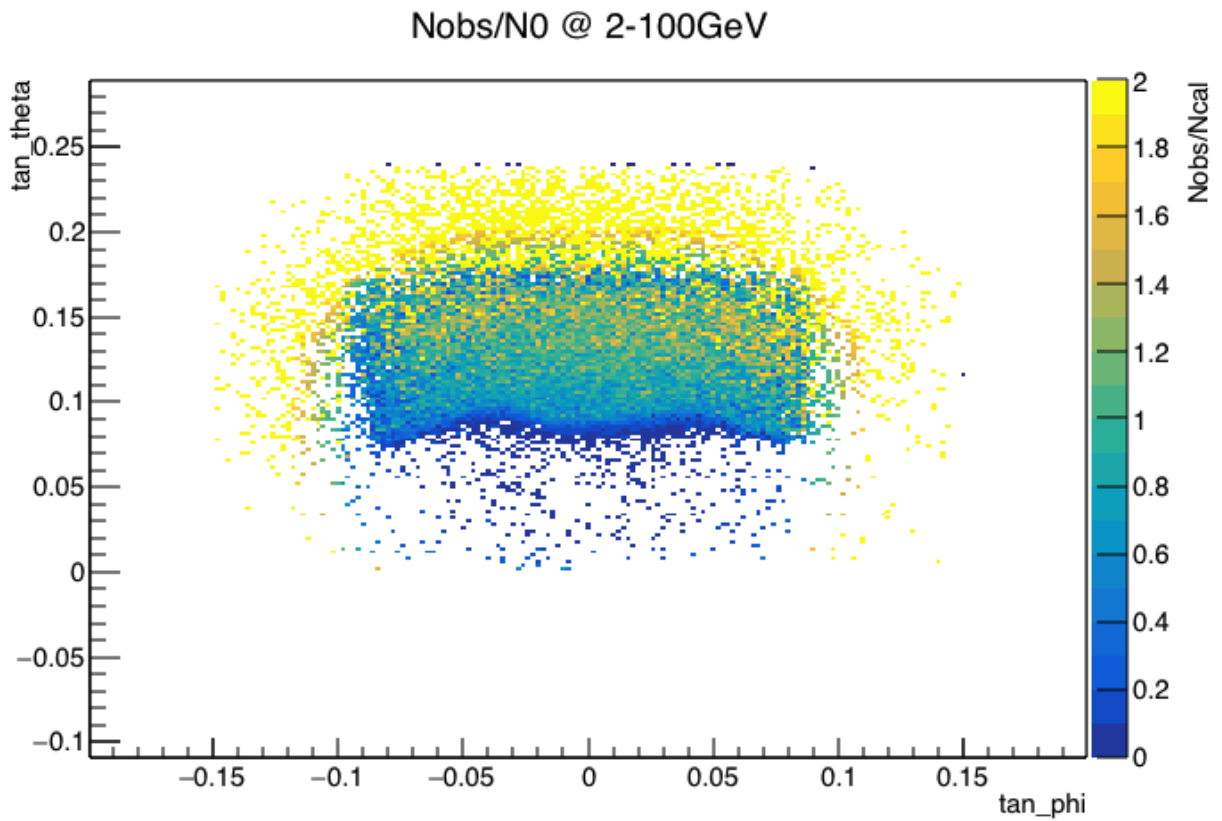


図 5.7: 2~100GeV 以上の運動量での透過率ヒットマップ全景図。

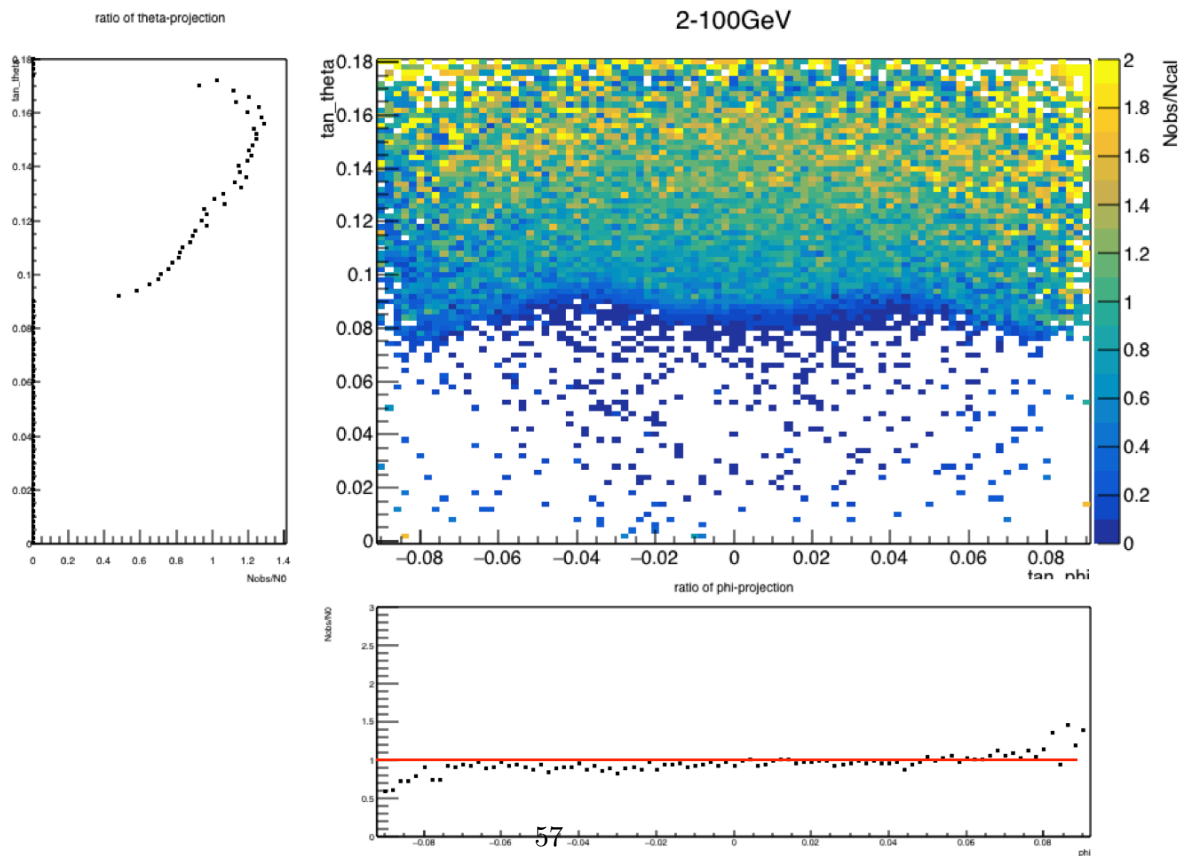


図 5.8: 2GeV 以上の運動量での透過率ヒットマップ。ヒットマップの左の図は $\tan\theta$ への射影、下の図は $\tan\phi$ への射影を示しており、赤線は透過率 1 となる直線。

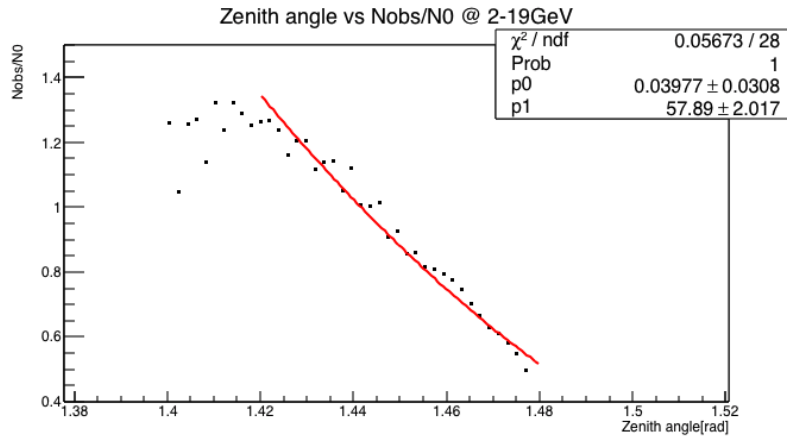


図 5.9: 2~19GeV での天頂角依存性の測定結果。

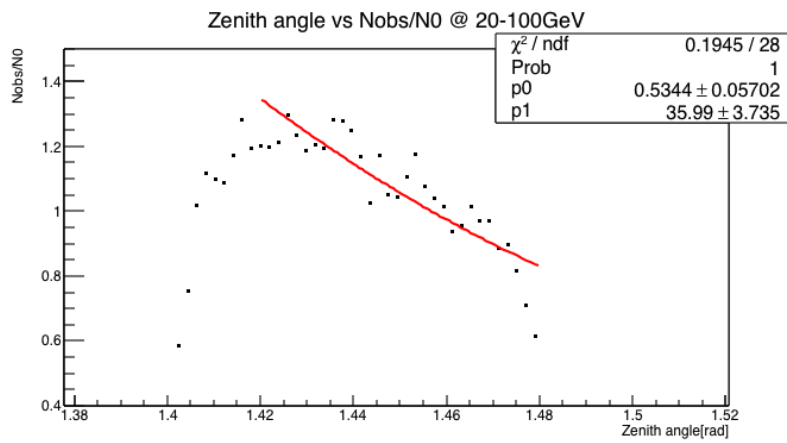


図 5.10: 20~100GeV での天頂角依存性の測定結果。

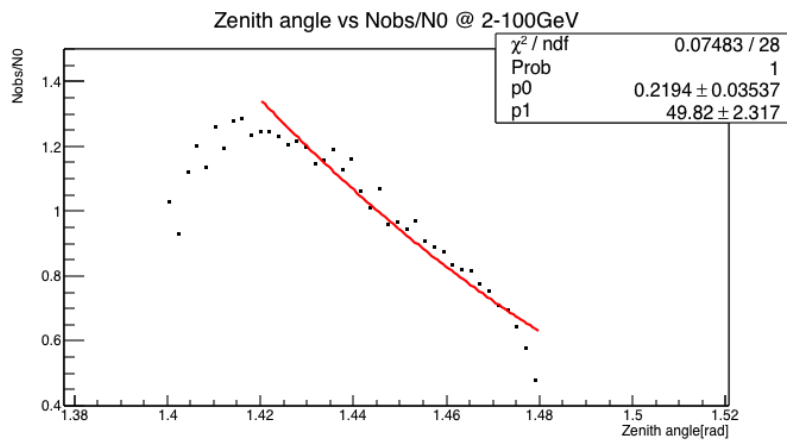


図 5.11: 2~100GeV での天頂角依存性の測定結果。

2 ~ 19GeV	A=0.5344	const=35.99
20 ~ 100GeV	A=0.03977	const=57.89
2 ~ 100GeV	A=0.2194	const=49.82

表 5.1: 各運動量領域でのフィッティング結果。

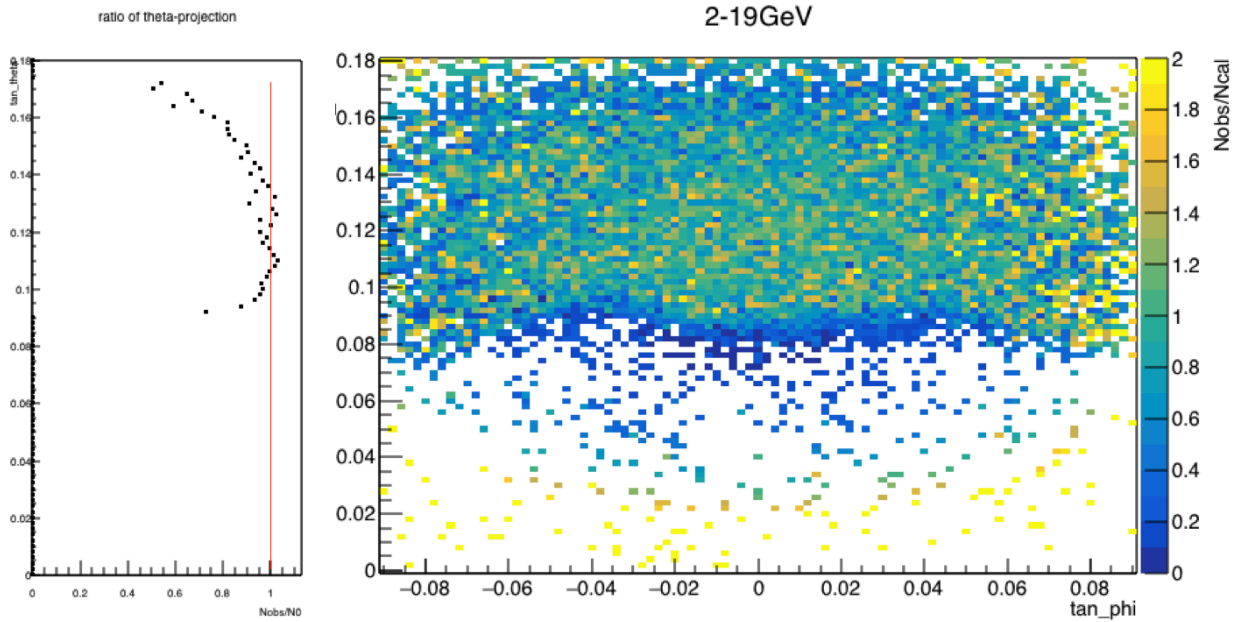


図 5.12: 2~19GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。

その結果として導出された透過率と $\tan \theta$ への射影はそれぞれの運動量領域で図 5.12~5.14 のようになった。

補正前と比較して、全体として透過率は 1 となる領域が大きくなり、天頂角への射影も中心付近ではほぼ 1 となる。

また、100GeV 以上の運動量は同定できないため、101GeV 以上の運動量は一括して同等に扱う。このような事象の強度は式 4.4 を 101GeV から 10TeV まで積分した結果を用いて、Integrated intensity = 2.9×10^{-6} と導出した。図 5.15 はこの値を用いて算出した透過率であるが、大きく 1 を上回ってしまい、正しく透過率が測定できていない。

そのため、透過率がおおよそ 1 になるようにミューオンの積分強度を 1.0×10^{-5} として透過率ヒットマップを測定した。(図 5.16)

この結果は天頂角と方位角に依存性が見られ、アクセプタンス補正が正しく行われていないこと推定される。そのため天頂角分布が $\tan \theta < 0.1$ 以下でも同様に分布すると仮定した時、 $\tan \theta = 0.08$ で透過率が 1 になるように積分強度を設定した。

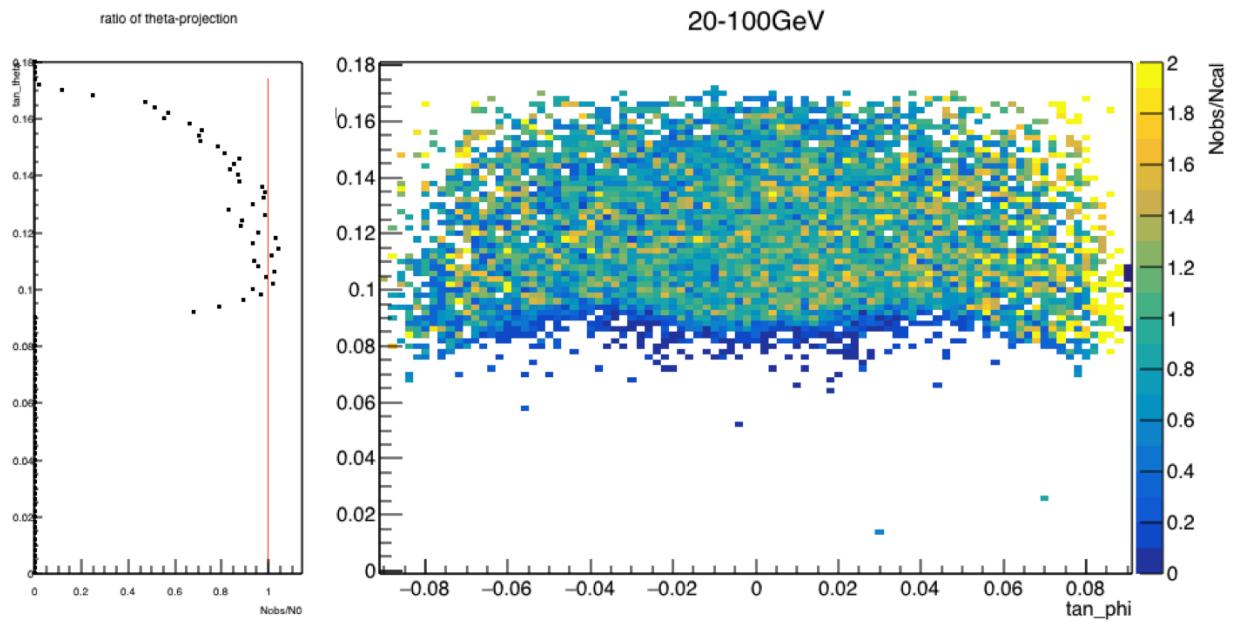


図 5.13: 20~100GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。

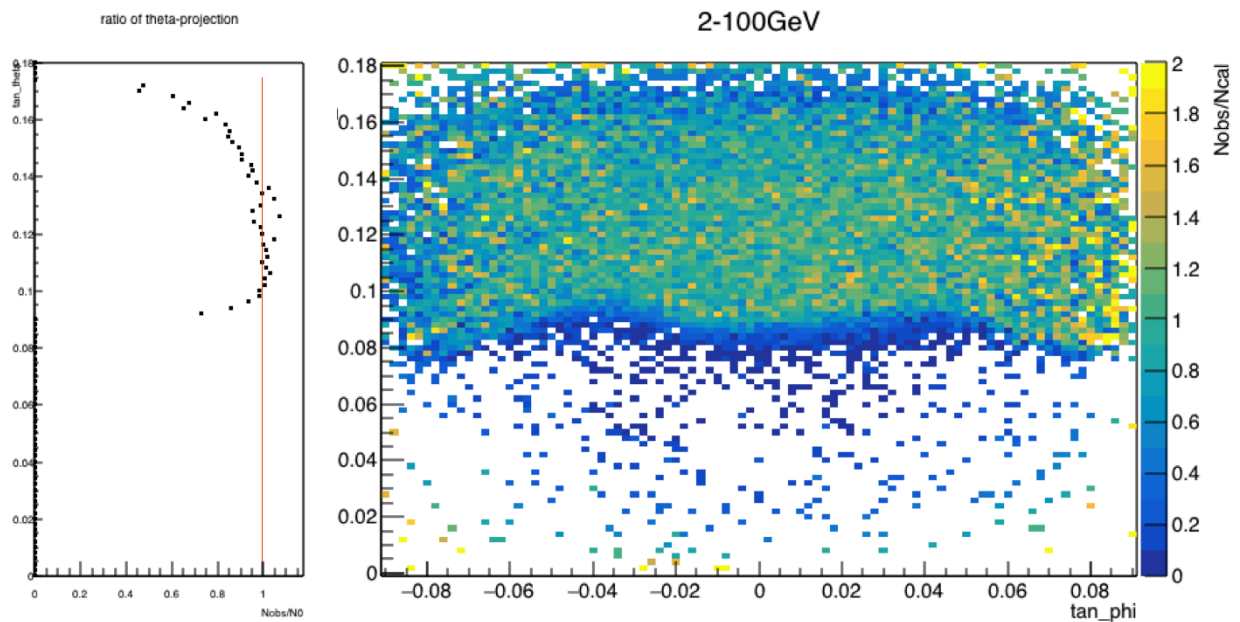


図 5.14: 2~100GeV での天頂角依存性補正後の透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。

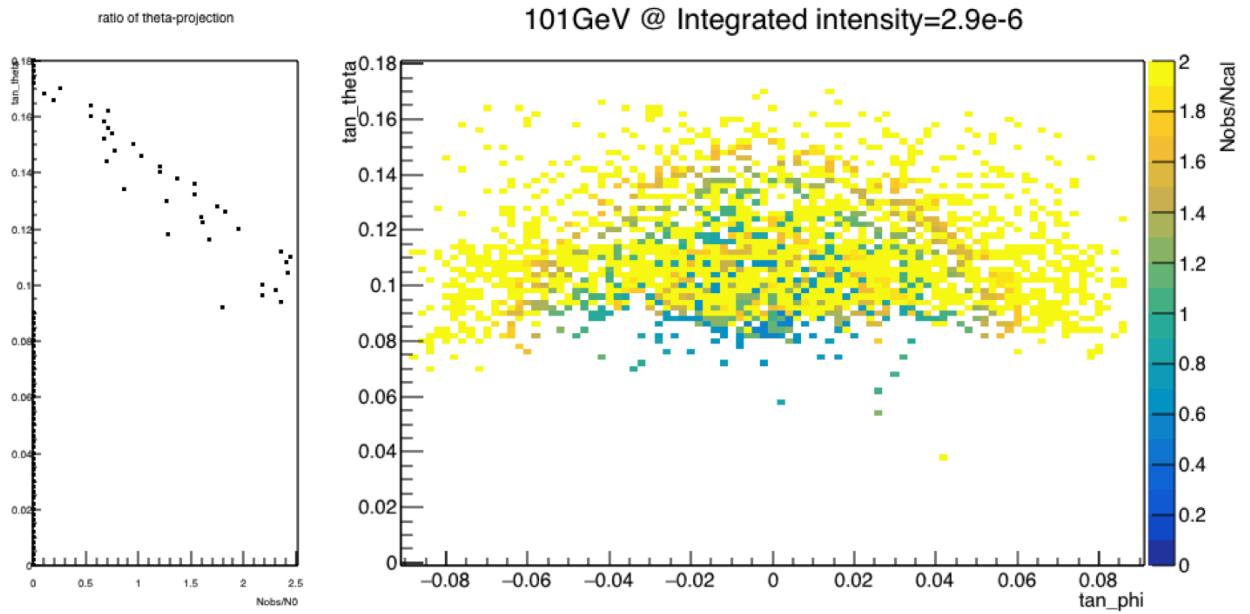


図 5.15: 本実験での積分強度で求めた 101GeV での透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。

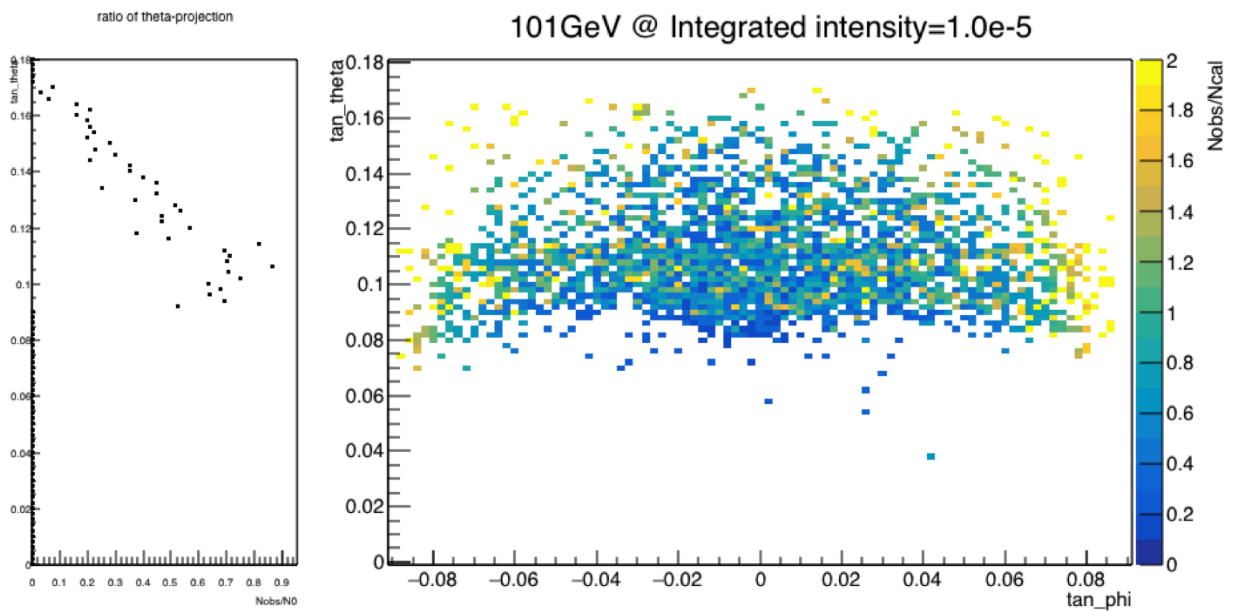


図 5.16: 透過率が中心付近で 1 となるような積分強度で計算した透過率ヒットマップと $\tan \theta$ への射影。

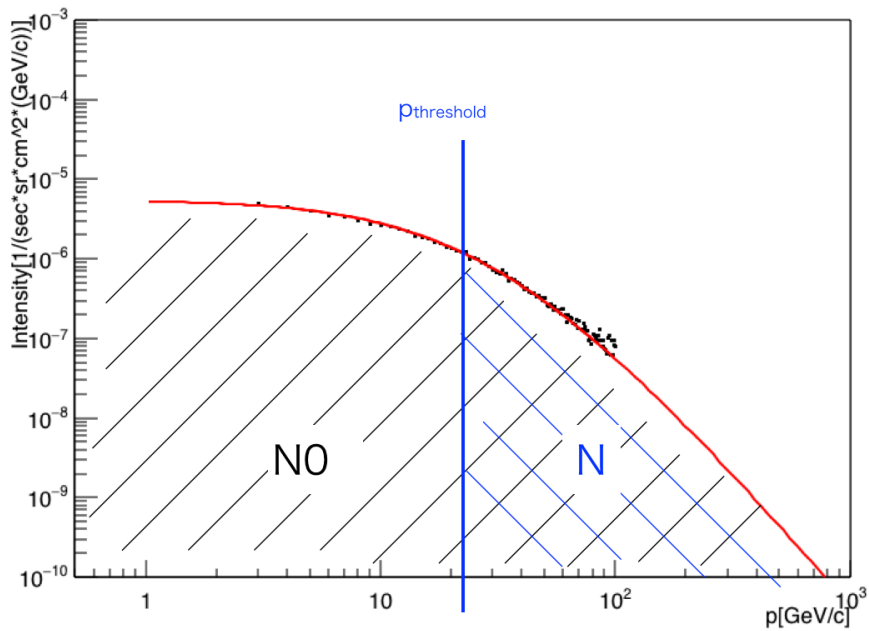


図 5.17: 透過率と運動量の変換の概念図。黒い斜線部が N_0 、青い斜線部が N_{obs} を示す。

5.3 透過率から密度長への換算

ミュオンラジオグラフィーでは一般に以下の手順で、透過率から密度推定を行う。

1. 図 5.17 のように、透過率 N/N_0 は全運動量領域の積分強度 N_0 のうち、ある閾値以上の運動量 ($p_{threshold}$) を持つ事象 N のみが構造物を透過して観測されると仮定し、透過率から閾値運動量を求める
2. ある運動量に対して、式 1.5 を積分することでその運動量に対するミュオンの密度長 $[g/cm^2]$ を計算する
3. 1 と 2 から、透過率と密度長を関係づける

このときの運動量分布は式 4.4 を用いた。

エネルギー損失は 1.1 節で述べたように、非常に高エネルギーのミュオンを考える場合、電離損失に加えて、輻射損失も考慮する必要がある。この換算においては、ミュオンの山体中でのエネルギー損失を考えるため、Particle Data Group が提供する、standard rock での輻射損失の値と各パラメータの値を用いて、電離損失と輻射損失はそれぞれ、

mu on standard rock

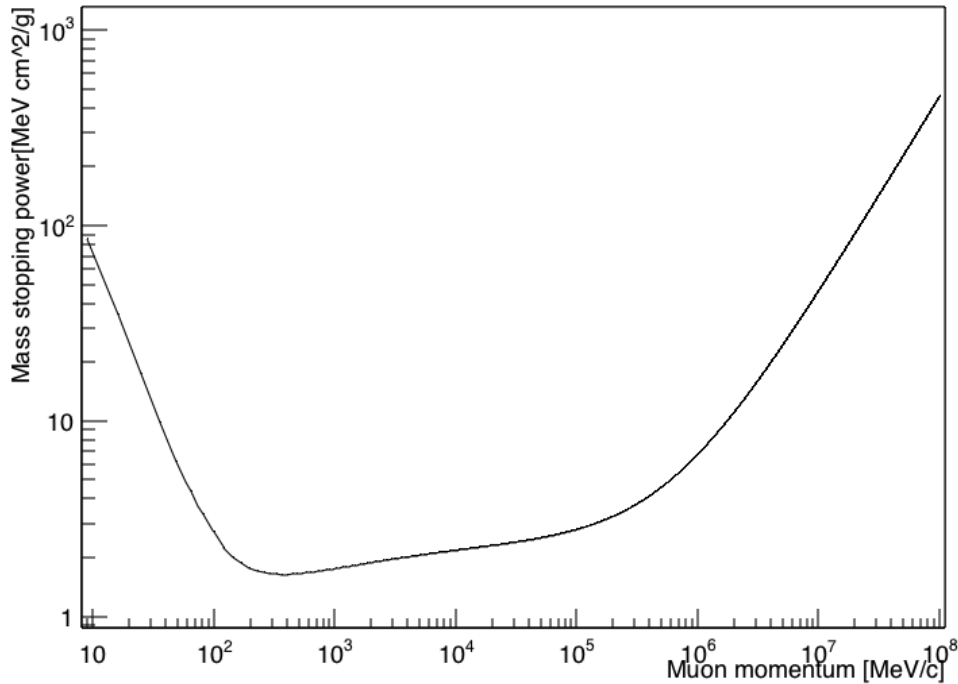


図 5.18: standard rock に対するミューオンの阻止能の入射粒子エネルギー分布。

$$a(E) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (5.9)$$

$$b(E) \times E = 0.003697 \times e^{1.018} \quad (5.10)$$

となった。ここで各パラメータは、 $\langle Z/A \rangle = 0.5$ 、 $\rho = 2.650$ 、 $I = 136.4$ である。実際にプログラム上である運動量でのエネルギー損失 dE/dx を計算し、再構成した結果が図 5.18 である。図 1.1 と比較しても絶対値以外はほぼ同様の振る舞いを示した。このエネルギー損失の式を用いて、閾値運動量から密度長への変換を行った。

以上のような手法で透過率から密度長への換算を行った時の、透過率と密度長の関係図を図 5.19 に示す。

この図 5.19 から密度長が $3000 [m \cdot (g/cm^3)]$ 程度、つまり、1000m 強の経路長の山体では、対応する透過率は 0.0001 程度となる。これは事象数にして、10 万個の飛来するミュー粒子のうち、およそ 10 事象のみが透過することとなる。そのためには非常に大きなアクセプタンスを持ち、十分なバックグラウンドを削減する必要がある。

この手法で密度長分布に換算を行った分布図を図 5.20 に示す。この分布はこれまでと同様、2GeV 以上の事象を用いて算出した。ただし、統計量を増やすため、運動量分布測定の際には一年間での測定データを用いたのに対して、さらに五ヶ月分のデータを増やして観測を行った。

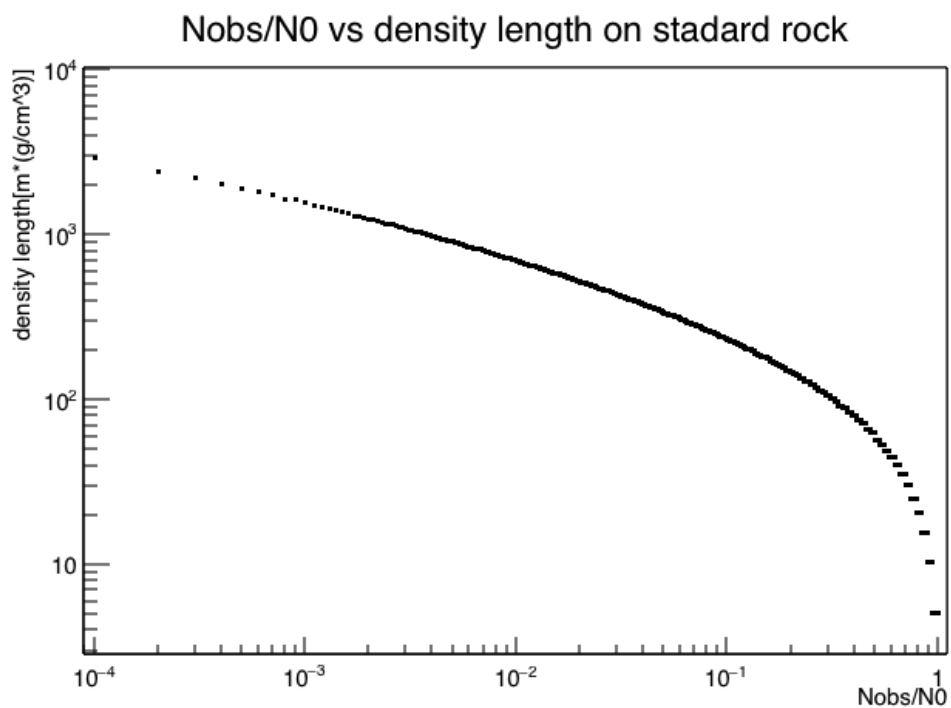


図 5.19: 本実験での計算手法における透過率と密度長の関係図。

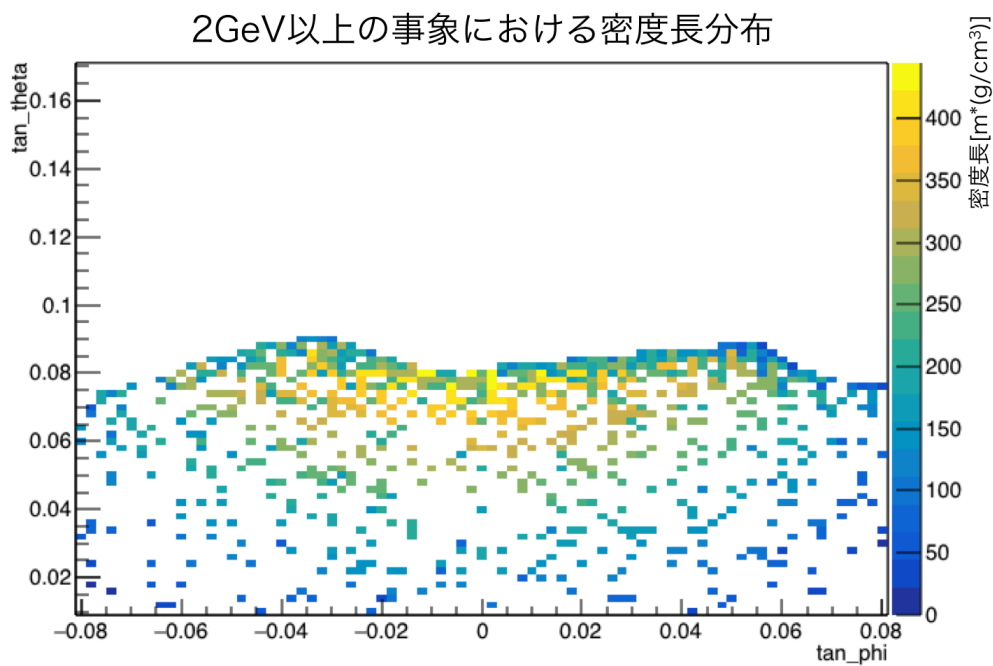


図 5.20: 2GeV 以上の事象を用いたときの密度長分布。

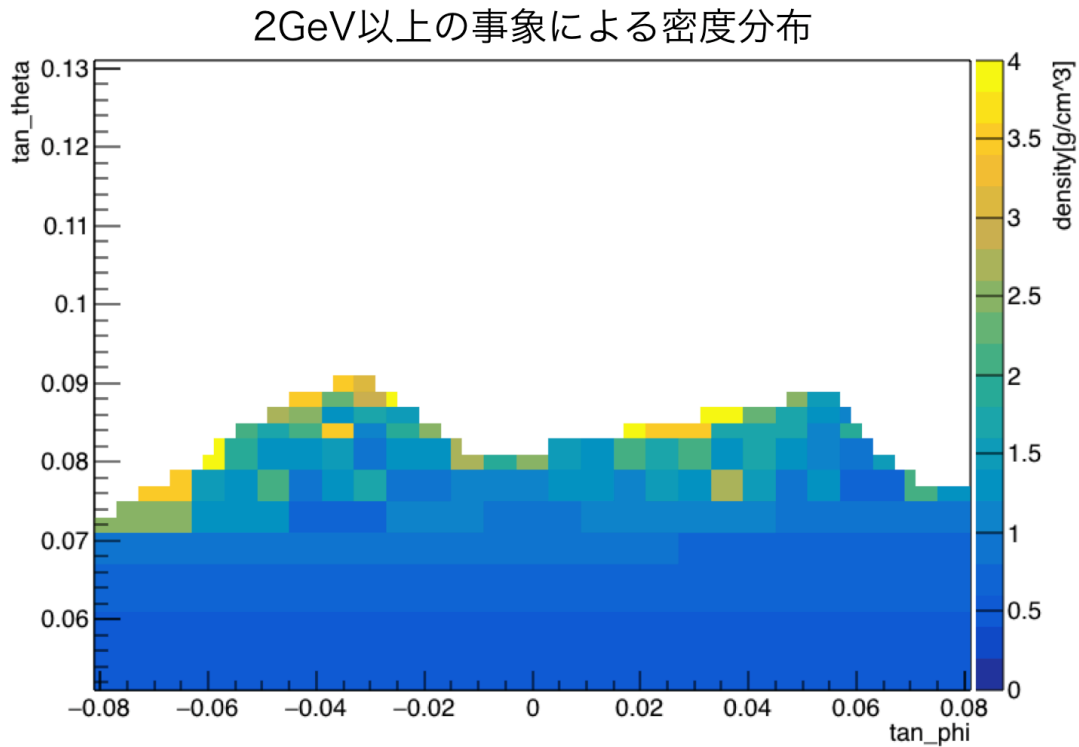


図 5.21: 2GeV 以上を用いたときの密度分布。

5.4 筑波山の密度推定

前節までの手法で測定した密度長に対して、図 3.1 で示したビンごとの山体内の経路長で割ることによって密度を推定することができる。

図 5.21 は運動量 2GeV 以上の運動量での密度分布である。これまでと同様に横軸は $\tan\phi$ 、縦軸は $\tan\theta$ を示している。

本観測システムでは、ビンの切り方によって位置分解能と bin acceptance を調整することができる。最も位置分解能を上げた時には、筑波山山頂部を焦点として、10m 程度の位置分解能を持つが、そのようなビンサイズではアクセプタンスが非常に小さい。また、山体のような非常に厚い構造物では 1 ビンに飛来する事象は非常に小さい。そのため見積もられる統計数は図 5.3 で示されるように、もっとも検出数の多いビンでも数十イベント程度となり、透過率は最も小さくても 10^{-2} 程度となる。厚さが数 100m から数 km のオーダーとなる火山の測定では、図 5.19 から、透過率が $10^{-2} \sim 10^{-5}$ 程度まで測定する必要があるため、1 ビンの持つアクセプタンスでは全く不十分である。本研究では山体の経路長が大きい山体の内部においても、密度測定精度を向上させるために、山体の経路長に応じてビンの切り方を変えている。山体の内部深くを覗く飛来角度ではビンをまとめ、位置分解能と引き換えにアクセプタンスを向上させた。逆に、ある程度経路長が小さい山

11GeV以上の事象による密度分布

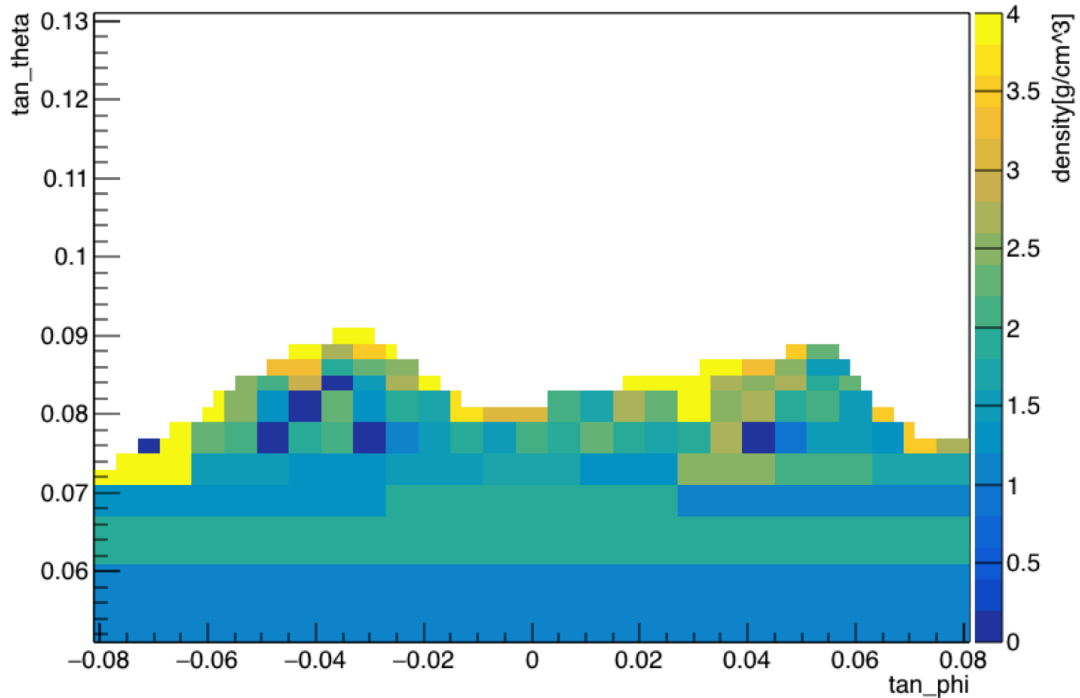


図 5.22: 11GeV 以上を用いたときの密度分布。

の縁などはビンを細かく切ることによって位置分解能を向上させ山の形状を精度よく観測できるように表示している。

図 5.21 では、山体深くなるほど、密度が真の値として 2.65 から離れていることがわかる。これは一定の割合でバックグラウンド事象が流入しているためである。

これに対して、10GeV 以下の運動量事象は全てバックグラウンドとみなし棄却した結果を、図 5.22 に示す。低運動量事象を削減した結果、山体深くでも密度の測定精度が比較的真的値に近づくことが確認された。透過率から換算した密度を評価するにあたり、250m おきに山体の経路長を区切り、それぞれの経路長での密度推定を行った。これによりどの程度の経路長まで正しく測定が行えるかを評価することができる。

表 5.2~5.4 に、削減する運動量領域を 10GeV ずつ大きくしたとき (1GeV、1~10GeV、1~20GeV、・・・、1~100GeV) の、経路長 (path length[m])、見積もり統計量 (N_0 [event])、観測統計量 (N [event])、透過率 (N/N_0)、密度 (ρ [g/cm³]) 等をまとめた。

観測統計量が 0 の場合は密度は不定となる。ほぼ全ての運動量の事象での密度推移は密度長が大きくなるにつれ、観測される密度が小さくなる。これは当初予測された通り、本来の経路から外れたバックグラウンドが全体のビンに混入していることにより、見積もられる統計量に対して実際に観測される事象が多くなり、密度が小さく推定されている。

一方、高運動量の事象選別を行うと、経路長が大きくなっても、密度は真的値と比べて矛盾のな

		p ≥ 2GeV		p ≥ 11GeV		p ≥ 21GeV		p ≥ 31GeV	
path length	N ₀	N	ρ	N	ρ	N	ρ	N	ρ
0~250	5565.67	652	1.58	336	2.30	257	2.63	207	2.93
251~500	5315.46	207	1.04	81	1.6	71	1.7	52	1.9
501~750	4237.27	107	0.764	24	1.4	22	1.5	20	1.5
751~1000	3117.73	64	0.60	3	2	2	2	2	2
1001~1250	2486.03	61	0.43	4	1	3	1	3	1
1251~1500	1940.07	40	0.38	3	1	2	1	1	1

表 5.2: 各運動量領域 (2GeV 以上 ~31GeV 以上) における統計量 N[event] と密度 [g/cm³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N₀ は [event] である。

		p ≥ 41GeV		p ≥ 51GeV		p ≥ 61GeV	
path length	N ₀	N	ρ	N	ρ	N	ρ
0~250	5565.67	164	3.27	135	3.58	109	3.93
251~500	5315.46	40	2.1	32	2.3	29	2.4
501~750	4237.27	17	1.6	15	1.7	14	1.7
751~1000	3117.73	2	2	2	2	2	2
1001~1250	2486.03	3	1	3	1	3	1
1251~1500	1940.07	0		0		0	

表 5.3: 各運動量領域 (41GeV 以上 ~61GeV 以上) における統計量 N[event] と密度 [g/cm³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N₀ は [event] である。

い結果を得られることがわかる。しかし、薄い山体部では、実際に山体を透過して検出された信号もバックグラウンドとみなして削減してしまう可能性があり、かえって密度は大きく測定されてしまう。そのため、採用する運動量情報は山体の厚さに応じて決定する必要がある。また、高い運動量領域では分解能のない 100GeV 以上のミュオンへの割合が相対的に大きくなるため、100GeV 以上のミュオンのフラックスの不定性が影響を与えることが考えられる。

さらに、低運動量事象削減の効果を評価するために、表 5.5 に運動量情報導入前後の密度推移を示す。最右端のテーブルは運動量領域を変えた時、最も密度が 2.65 (筑波山の密度) に近い値での統計数 N[event]、透過率 N/N₀、密度 ρ[g/cm³] を示している。これによると、500m までは運動量カットによって真の値に非常に近い値を得られた。750m までの経路長でも密度の値としては常識的な数値として観測することができた。また、カットする運動量を上げていけば、さらに真の値に近づくことが予測される。これらから、運動量情報を厚さに応じて利用することで、大幅に密度推定値が真の値に近づき、推定精度の向上が確認された。一方、1000m 程度の厚さでは、統計量の観点から今回のセットアップでは頭打ちになることがわかった。これから、どのように統計量を確保するかが、1000m 以上の厚さを測定する上での課題であることが確認された。

path length	N ₀	p ≥ 71GeV		p ≥ 81GeV		p ≥ 91GeV		p ≥ 100GeV	
		N	ρ	N	ρ	N	ρ	N	ρ
0~250	5565.67	96	4.2	83	4.4	74	4.6	66	4.9
251~500	5315.46	24	2.6	22	2.6	18	2.9	17	2.9
501~750	4237.27	14	1.7	13	1.8	12	1.8	10	1.9
751~1000	3117.73	2	2	2	2	2	2	2	2
1001~1250	2486.03	2	2	2	2	2	2	2	2
1251~1500	1940.07	0		0		0		0	

表 5.4: 各運動量領域 (71GeV 以上 ~100GeV 以上) における統計量 N[event] と密度 [g/cm³] のまとめ。平均経路長の単位は [m]、N₀ は [event] である。

path length	p ≥ 2GeV			best plot			
	N	N/N ₀	ρ	N	N/N ₀	ρ	Pcut
0~250	652	0.117147	1.58	257	0.0461759	2.63	p ≥ 21GeV
251~500	207	0.038943	1.04	24	0.00451513	2.6	p ≥ 71GeV
501~750	107	0.0252521	0.764	10	0.00236001	1.9	p ≥ 100GeV
751~1000	64	0.0205278	0.60	2	0.000641492	2	p ≥ 100GeV
1001~1250	61	0.0245372	0.43	2	0.000804497	2	p ≥ 100GeV
1251~1500	40	0.0206178	0.38	0			

表 5.5: 運動量情報導入前後の測定密度の変化。平均経路長の単位は [m]、N₀ は [event] である。

5.5 密度に対する統計誤差の見積もり

この節では前節で得られた密度に対して、統計誤差を見積もる。密度長 (density length) の統計誤差を $\Delta(dl)$ とすると、5.3 節の手法で計算した密度長の統計誤差は、

$$\Delta(dl) \cong \left| \frac{d(dl)}{d(N/N_0)} \right| \frac{\sqrt{N}}{N_0} \quad (5.11)$$

と表すことができる。この時の $\left| \frac{d(dl)}{d(N/N_0)} \right|$ は透過率 N/N_0 の微小変化量に対する密度長 dl の微小変化量を示しており、図??のようにある透過率 N/N_0 における傾きを求めることで得られる。ある経路長を path length[m] とし、path length[m] での密度を ρ とすると、その統計誤差 $\Delta\rho_{stas.}$ は

$$\Delta\rho_{stas.} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(dl)}{\text{path length}} \right)^2 + \left(\frac{dl}{(\text{path length})^2} \Delta(\text{path length}) \right)^2} \quad (5.12)$$

第 2 項の $\Delta(\text{path length})$ は、国土地理院の二次元標高データの誤差を用いると平均的に 6m 程度となり、これは山体の 100~1000m 程度のオーダーの path length に比べて小さい。そのため、第

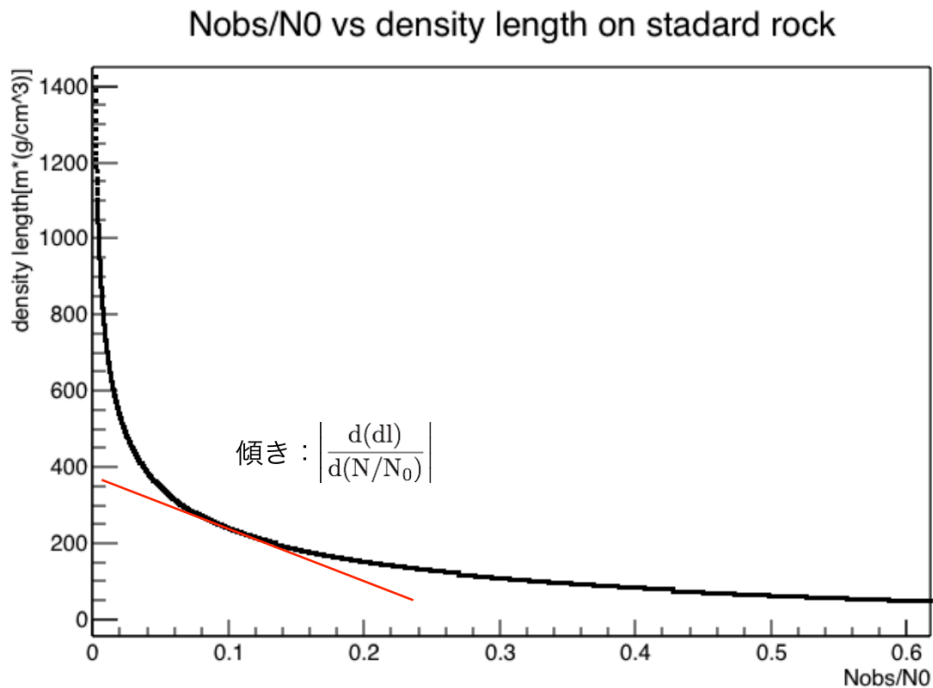


図 5.23: 統計誤差計算の概念図。図は 5.19 の両軸を線形軸になおした図であり、傾きから密度長の統計誤差を求めることができる。

2 項の誤差は第 1 項の誤差と比べ非常に小さいので、密度の統計誤差は、

$$\Delta\rho_{\text{stas.}} \cong \frac{\Delta dl}{\text{path length}} \quad (5.13)$$

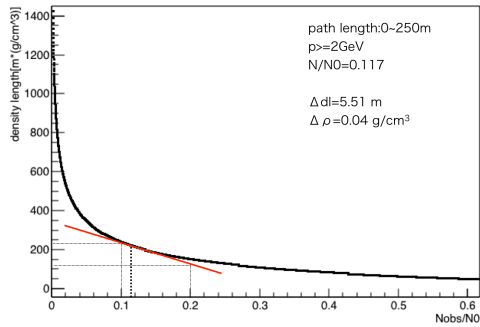
と書ける。

表 5.5 でのそれぞれの中央値に対する統計誤差を見積もるため、図 5.24~5.25 ではそれぞれの透過率の値から傾きを計算し、実際に密度の統計誤差を算出した。次章以降でこの節で計算した統計誤差を含めた評価を行う。

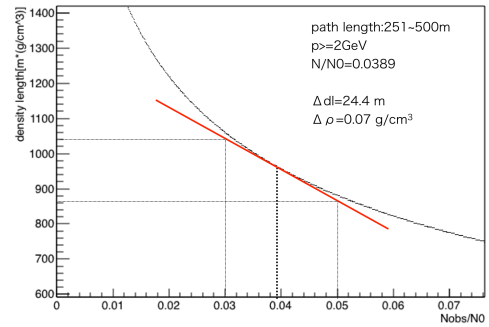
5.6 地磁気による影響

密度分布の測定をしていく中で、電荷比 (μ^+/μ^-) のヒットマップを測定した際、山の縁付近において電荷比が逆転するような現象が観測された。(図 5.26) 通常 charge acceptance が正しく補正されていれば、ミューオンの電荷比 N_+/N_- は 1.25 程度で一定の値をとることが予想される。しかし図では山の縁付近で負電荷事象の方が多く観測されているビンが帯状に分布している。また低運動量でのヒットマップ (図 5.27) と高運動量でのヒットマップ (図 5.28) を比較すると低運動量でより顕著になり運動量の依存性があるように振舞っている。

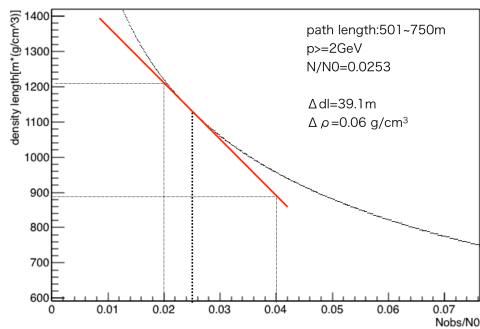
これはミューオンが約 8.5km 大気中を走る間に地磁気によって曲げられた影響であることが予



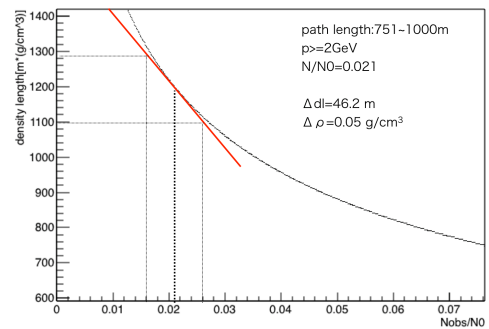
(a) 2GeV 以上、0~250m の場合



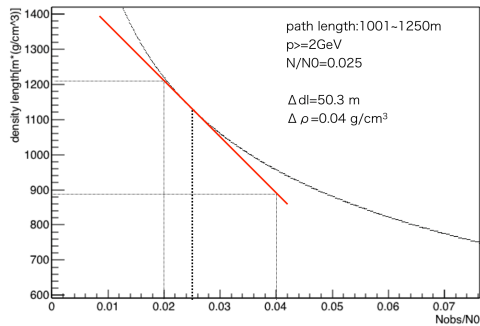
(b) 2GeV 以上、251~500m の場合



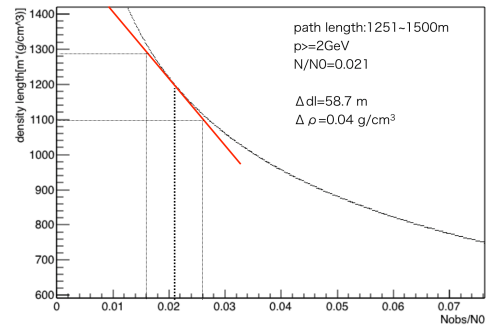
(c) 2GeV 以上、501~750m の場合



(d) 2GeV 以上、751~1000m の場合



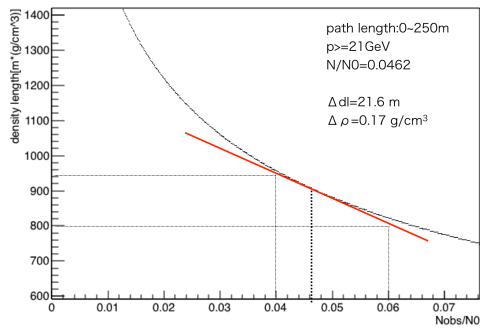
(e) 2GeV 以上、1001~1250m の場合



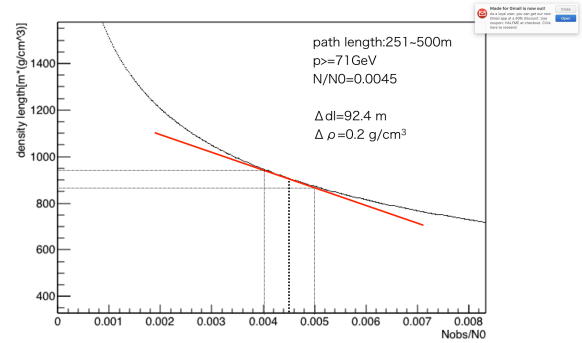
(f) 2GeV 以上、1251~1500m の場合

図 5.24: 2GeV 以上を用いた場合の各経路長での統計誤差の計算。

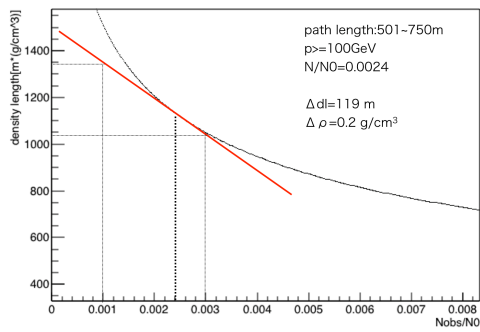
測されている。筑波山近辺で $47\mu\text{T}$ 程度の地磁気が約 7.5° 西に傾いており、検出器から筑波山への角度は緯北に対して 18° 程度東に傾いている。(図 5.29) 4 面で検出される飛来方位角の違いを考慮すると、ミューオンは磁北に対して $25.5^\circ \pm 5.2^\circ$ ずれて飛来する。そのためミューオンは山体を透過した後、地磁気の飛来角度に対する垂直成分の磁場を受けることによって正電荷は本来の飛来角度より仰角が大きく、負電荷は仰角が小さくなるように曲げられる。(図 5.30) この時の正負での飛来天頂角の差 $\Delta\theta_{\pm}$ はミューオンの運動量に依存し、低運動量事象の方が $\Delta\theta_{\pm}$ は大きくなり、結果と一致している。例えば 10GeV のミューオンでは正負の飛来角度は $\Delta\theta_{\pm} \sim 0.01$ となり、5 ビン程度の差となって観測される。その分正電荷事象と負電荷事象がつくる筑波山の像はわ



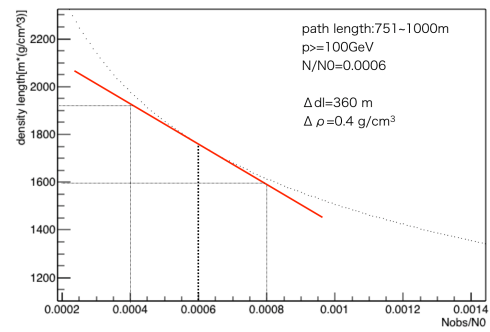
(a) 21GeV 以上、0~250m の場合



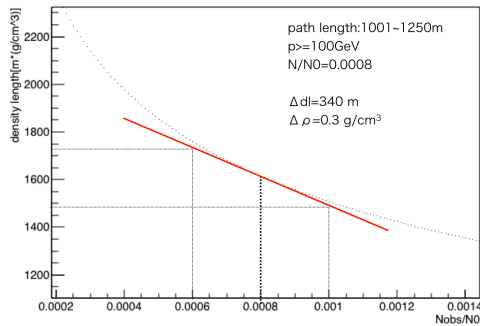
(b) 51GeV 以上、251~500m の場合



(c) 100GeV 以上、501~750m の場合



(d) 100GeV 以上、751~1000m の場合



(e) 100GeV 以上、1001~1250m の場合

図 5.25: 運動量情報を用いた場合の各経路長での統計誤差の計算。

ずかにずれるように観測されるはずである。これによる影響は透過率が急激に減少する山の縁で大きく影響を受け、図 5.31 のように負電荷事象のみが多く観測され、電荷比が 1 以下になることを説明できる。

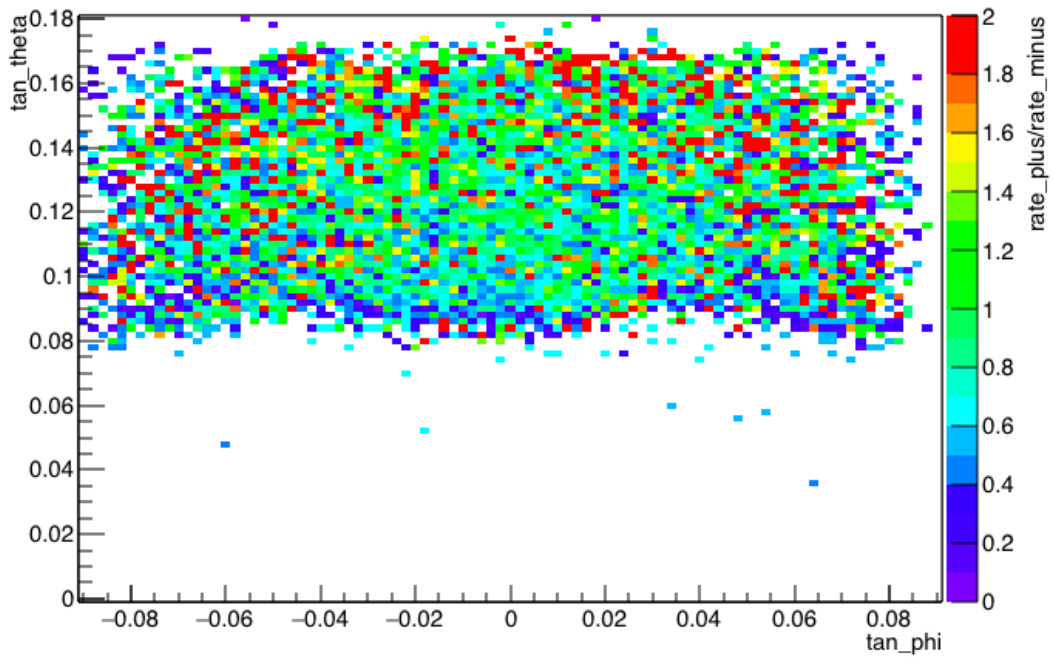


図 5.26: 2~100GeV の電荷比ヒットマップ。

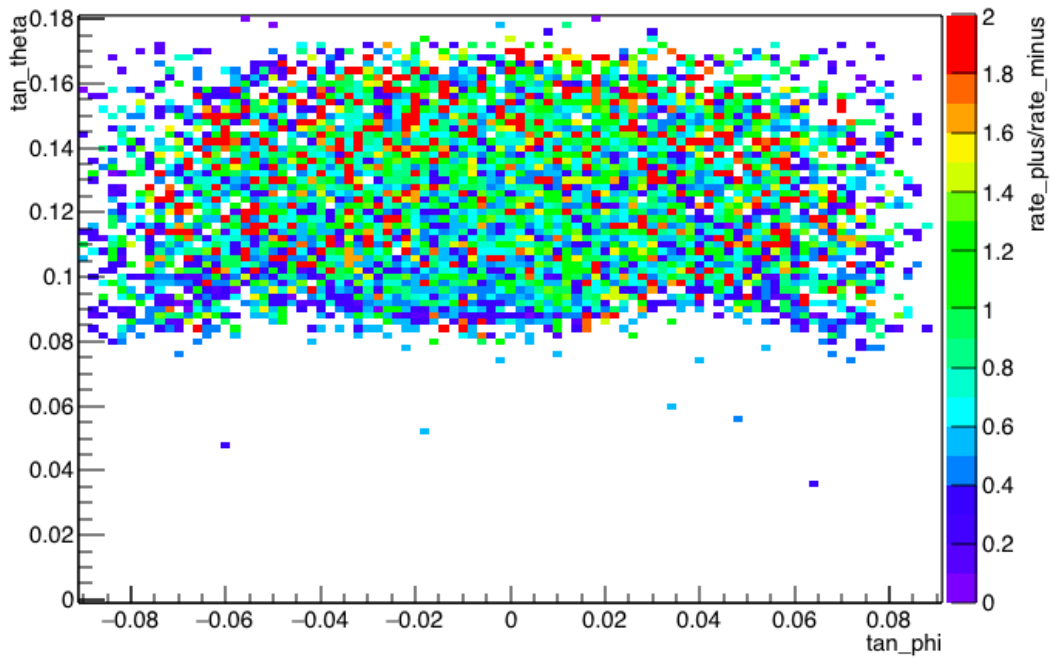


図 5.27: 2~20GeV の電荷比ヒットマップ。

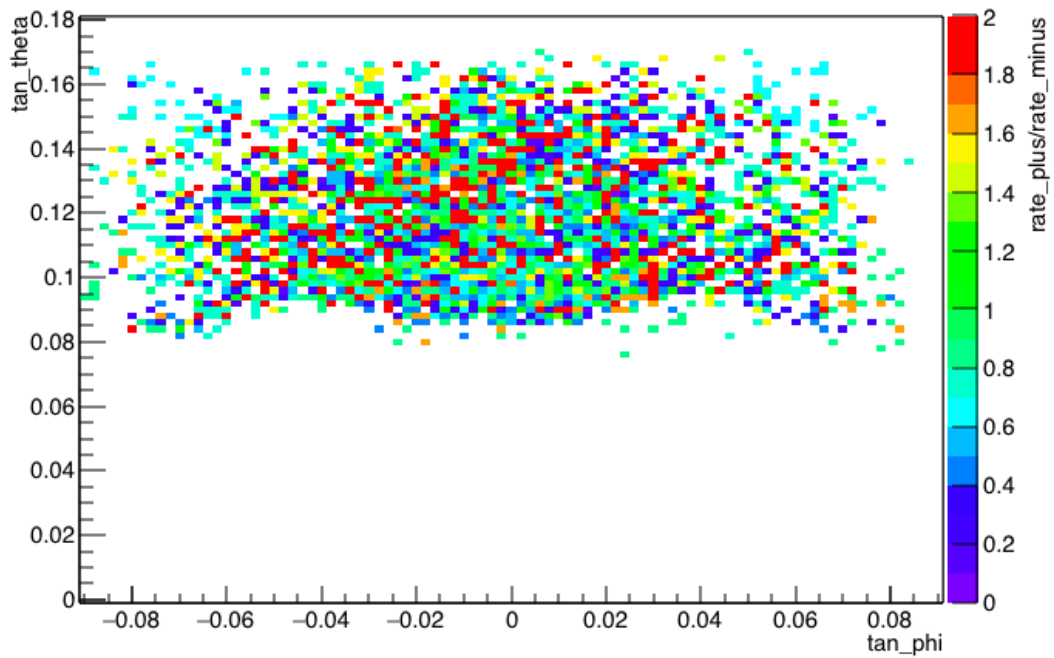


図 5.28: 26~100GeV の電荷比ヒットマップ。



図 5.29: 磁北方向と観測方向の角度差。

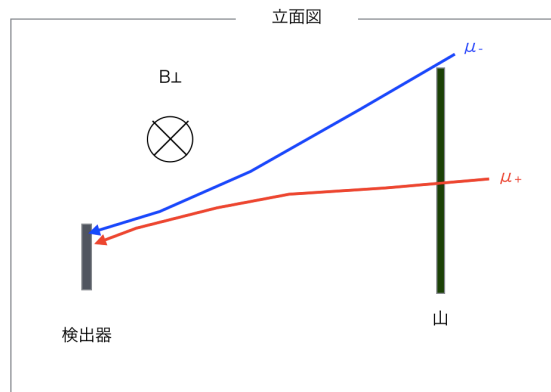
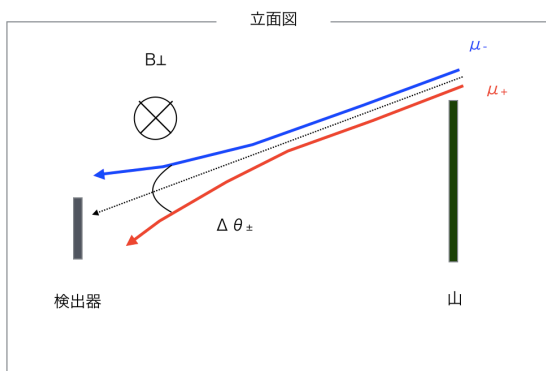


図 5.30: 同経路から飛来する事象の正負の軌跡の違い。

図 5.31: 同飛来角度で検出された事象の山体付近での軌跡。

第 6 章

考察と今後の展望

測定された運動量分布の評価と先行研究との比較

本実験では先行研究よりも水平に近い $82.3^\circ \pm 2^\circ$ という天頂角で、1~100GeV の範囲内での運動量分布（式 4.4）を新たに測定した。100GeV 以上の運動量では測定が行われていないため、フィッティングから外挿を行ったが、100GeV 以上での透過率の計算では良い一致を示さなかったため 100GeV 以上での測定点を増やすことが望ましい。しかしながら、1~100GeV の範囲では、測定点の先行研究と比較を行い、傾向の一致を確認することができた。この先行研究との違いは、設置位置や方位の違いによって地磁気が異なること、また測定角が水平になるほど統計量の関係から測定が困難になるため、先行研究では水平に近い角度（天頂角 $\theta \sim 82^\circ$ ）で誤差が大きいと考えられること、以上の二点によるものであると考えられる。

運動量情報導入による推定密度の変化とその評価

前節での、統計誤差を含めた運動量情報導入前後の推定密度の変化を表 6.1 にまとめる。なお、各密度の誤差には系統誤差が含まれていない。

path length	$p \geq 2\text{GeV}$		best plot		
	N	ρ	N	ρ	P_{cut}
0~250	652	1.58 ± 0.04	257	2.63 ± 0.17	$p \geq 21\text{GeV}$
251~500	207	1.04 ± 0.07	24	2.6 ± 0.2	$p \geq 71\text{GeV}$
501~750	107	0.764 ± 0.06	10	1.9 ± 0.2	$p \geq 100\text{GeV}$
751~1000	64	0.60 ± 0.05	2	2 ± 1	$p \geq 100\text{GeV}$
1001~1250	61	0.43 ± 0.04	2	2 ± 1	$p \geq 100\text{GeV}$
1251~1500	40	0.38 ± 0.04			

表 6.1: 統計誤差を含めた運動量情報導入前後の測定密度変化のまとめ。平均経路長の単位は [m] である。

この結果から以下のことが考察される。

- 2～300m以上の山体は運動量情報を用いなければ正しい密度測定は難しい
- 運動量測定によって山体が厚くなっても測定が可能であり、500m程度まで正しい密度推定ができる
- 1000m程度以上では統計数が少なく、このような経路長での観測には運動量測定に加え、検出器のさらなる大型化・設置位置の接近などが必要

500mまでは運動量情報導入によってバックグラウンドの削減ができ、筑波山の密度 $2.65[\text{g}/\text{cm}^3]$ に大きく近づき、値の差にして10%以下のという結果を得た。また、501～750mでも、2.65から30%程度離れはしたが、運動量情報を用いない際には70%以上の差があることを考慮すると、非常に大きな測定精度の向上となったと言える。また、さらに閾値とする運動量を大きくしていけば、より正しく観測できる兆候も見られた。

三点目で述べたより厚い山体の透視への課題は以下で述べる。

今後の大型火山透視の展望

先で述べたように、1000m以上の経路長を測定するためには、統計量の増加と観測可能な最大運動量を増加させる必要である。このうち、本セットアップにおける統計量の増加のために考慮するパラメータは、

1. 検出器間距離
2. 対象物体と検出器の距離（以下、対象間距離）
3. 検出面積
4. 検出仰角

がある。中でも1,2の検出器間距離と対象物体と検出器の距離をともに近づければ、立体角が大きくなるため、大きな統計数の向上が期待される。

一方、観測可能な最大運動量をあげるためには、

- a. 磁場の強さ
- b. 検出器間距離
- c. 検出器の位置分解能

のパラメータを変更することができる。これらより検出器間距離を遠くに配置すると統計的に、近くに配置すると観測可能な最大運動量という観点から、密度推定に不利に働くことがわかる。

表6.2にパラメータを変えた時の、測定可能な最大運動量と統計数への影響をまとめた。ただし、検出器間距離と対象間距離は、それぞれを単一に近づけても、統計数へ寄与することはない。（検出器間距離だけ近づけた場合、山体を通過せずに空を覗く立体角のみが大きくなる。一方、対象間距離だけを近づけた場合は、立体角が大きくなるため、統計数を大きくすることはない。）観測したい経路長に応じて、必要な統計数や最大運動量を選択し、これらの様々なパラメータを最適化する必要がある。

		最大運動量 p_{\max}	統計数 N
検出器	(位置分解能) $\times 2$	$\times 2$	
	(検出面積) $\times 2$		$\times 2$
設置環境	(検出器間距離) $\div 2$	$\div 2$	*
	対象間距離		*
	天頂角		天頂角依存性の影響
トロイド磁石	(磁場の強さ) $\times 2$	$\times 2$	

表 6.2: 各パラメータを変えた時の最大運動量と統計数への影響。*:検出器間距離と対象間距離はそれぞれ単一に小さくしても、統計数は増えない。統計数を増やすためには両者を近づけ、山体を覗く立体角を大きくする必要がある。

第 7 章

結論

ミュオンラジオグラフィーはミュオンの強い透過力を利用した、大型構造物の構造や密度分布の非破壊観測手法であり、ピラミッドや原子力発電所、火山の内部透視に応用されている。しかし、これまで観測されていない山体の大きな火山では、従来の観測手法では取り除くことができない散乱などによるバックグラウンドが信号に対して非常に多いため、密度が真の値に対して非常に小さく推定されるという課題がある。

本研究ではこの散乱バックグラウンドの削減のために、セグメント型位置検出器とトロイド磁石を組み合わせ、運動量情報を用いた観測手法を開発した。これによって、非常に水平に近い角度で飛来するミュオンの運動量分布の測定に成功し、このセットアップで測定された筑波山の密度の評価もあわせて行った。

水平ミュオンの運動量分布観測では、仰角 $7.7^\circ \pm 2^\circ$ から飛来する水平ミュオンを観測し、運動量分布を新規に観測した。さらに仰角 $15^\circ \pm 7^\circ$ での運動量分布を測定した先行研究の結果と比較を行い、矛盾のない結果を得た。

また、運動量情報を用いた筑波山の密度測定において、運動量情報を使わない場合には 0~250m という厚さでも 40% 以上真の値から離れてしまうのに対して、低い運動量をカットすることで、500m までの山体の厚さで真の値と矛盾なく一致するという結果を得た。それ以上の厚さにおいても、501~750m にて運動量情報を用いない場合、70% 以上真の値から離れてしまうのに対して、100GeV 以上の運動量事象を用いることで、真の値と測定値の差を 30% 以下にとどめることに成功した。また、さらにカットできる運動量を大きくしていくことで、この値はさらに真の値に近づくという傾向も確認することができた。

一方 1000m 以上の山体を透視するには、本実験では統計量が非常に小さく、アクセプタンスの向上が必要であることが確認された。そのため、1000m 以上の厚さを持つ大型火山を透視するためには、観測可能な最大運動量とアクセプタンスを向上させる必要があり、さらなる検出器の大型化や、検出器間距離・設置場所と対象物との距離、といったパラメータの最適化が必要であることが本実験で示された。

謝辞

本論文の執筆にあたり、様々なご指導及びご鞭撻を下さった全ての方々にこの場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

指導教官である角野秀一准教授には学部生時代から大変お世話になりました。本研究の方針や解析の手法、発表や論文の執筆など研究で多大なご指導をいただき、行き詰まった時も何度も助けていただきました。角野准教授がいなければ、本論文を書き上げることができませんでした。心より感謝申し上げます。住吉孝行教授には本研究の動向を常に気にかけていただき、現状を打開する助言を何度もいただきました。また、研究外でも海外インターンシップの参加の際には有意義なアドバイスをいただきました。本当にありがとうございました。指導に当たって下さった汲田哲郎助教、松原綱之特任准教授、今野智之客員研究員、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教、岩田修一客員研究員には、他の実験グループ視点で研究についてアドバイスを頂きました。感謝申し上げます。

ミュオン透視実験グループの皆様には本研究にたくさんのご助言ご指導をいただきました。高崎史彦先生をはじめ、藤井啓文先生、林浩平先生、佐藤康太郎先生、原和彦先生には KEK での研究や、出張の機会を与えていただくとともに、毎週のミーティング等で貴重なご意見をいただきました。岩手県立大学の伊藤英之先生には岩手山透視透視実験の機会をいただきました。この場をお借りして感謝申し上げます。

研究室の同期である佐々木氏、野口氏、吉岡氏とは共に助け合い、研究生活における心の拠り所として大変お世話になりました。1年半という短い時間でしたが、学部時代の同期である小田木氏にもお世話になったと同時に、大変楽しませていただきました。また後輩の柿本氏、小西氏、為近氏、吉川氏、粟田口氏、西氏、柳田氏には、研究室を盛り上げて頂きました。感謝いたします。

最後に、研究を進める上で経済的な援助や日々の生活のサポートをしてくれた両親と家族に感謝申し上げます、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] C. Patrignani, et al.(Particle Data Group), Chin. Phys. C 40 100001 (2016) and 2017 update pp. 441-455.
- [2] K. Hagiwara, et al., Particle data group, review of particle physics, Physical Review D 66 (1) (2002) 198.
- [3] G. Lemaitre and M. S. Vallarta, University of Louvain and Massachusetts Institute of Technology, "On the Allowed Cone of Cosmic Radiation", The Physical Review Vol. 50 No.6 pp. 493-504.
- [4] G.D.Badhwar,et al.,"Analytic representation of the proton-proton and proton-nucleus cross-sections and its application to the sea-level spectrum and charge ratio of muons", Physical Review D Vol.15 No.3 .
- [5] E. P. George, (1955) Commonwealth Engineer, 1, July, pp. 455-457.
- [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.
- [7] H. Tanaka, K. Nagamine, et al., "Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 507 (2003) pp. 657-669 .
- [8] 国土地理院のホームページ <http://www.gsi.go.jp/> .
- [9] クラレ社のホームページ <http://www.kuraray.co.jp/en/>.
- [10] 浜松ホトニクス社ホームページ <http://www.hamamatsu.com/> .
- [11] NEOMAX エンジニアリング社のホームページ <http://www.nxe.co.jp/>.
- [12] H.Fuji, et al., Prog.Theor.Exp.Phys.2017, 123C01(2017).
- [13] H. Jokisch et al., Phys. Rev. D 19, 1368 (1979).