

2018 年度
修士学位論文

宇宙線ミュオンを用いた山体透視に向けた
新たなシミュレーション手法の開発と
透視データの評価

首都大学東京 理学研究科 物理学専攻
博士課程 2 年 17879317

小西 達也

2019 年 1 月 10 日

概要

一次宇宙線が大気と衝突する際、原子核反応を起こし π 中間子やK中間子を生成する。これらは直ぐに崩壊し、ミューオン等を生じる。このような現象を空気シャワー現象と呼ぶ。ミューオンは電荷を持ちかつ強い相互作用をしない素粒子であり、電子と比べて非常に重いことから高い透過力を持つ。このような性質を持つミューオンを用いた大規模構造物の透視手法としてミューオンラジオグラフィーがある。これはX線を用いたレントゲン写真と同様な原理で、透視対象を透過して来るミューオンの飛跡とフラックスを見ることで対象の密度長を推定することができる。既に実用化されており、ピラミッドの隠し部屋探索や炉心溶融を起こした原子炉内部の燃料位置の探索、火山の内部透視による噴火予測の研究等に用いられる。

現在我々の研究室では岩手山を対象に透視実験を行なっている。1cmの位置分解能を持つ1m四方の2枚の検出器を用いて飛跡とフラックスを検出し、透視を行っている。しかし、この測定において大きな課題が一つある。それはバックグラウンド事象に関することである。宇宙線の電磁シャワーによるものやミューオンが山体や大気中で散乱されることで流入流出するものがあり、特に山体等の大規模構造物に対しての測定では精度よく測定することが重要になるにも関わらず、これらにより著しく測定精度が悪くなっている現状がある。その為、精度良く測定を行うにはバックグラウンド事象に関する理解が必要不可欠となる。

我々の研究室では岩手山の他に、高精度のミューオンラジオグラフィーシステム開発の為に筑波山に対しても透過ミューオンの測定を行なってきた。岩手山での測定に用いた検出器と同様のものを4枚とトロイド磁石を組み合わせた検出器により測定を行っており、トロイド磁石の前後に2枚ずつ検出器を配置し、磁場により曲げられたミューオンを観測することで飛跡とフラックスに加え運動量情報も得られるようにした。

現在も行なっている岩手山での測定では検出器を2枚用いている。本研究では筑波山の測定で用いた4枚の検出器の内、トロイド磁石より前段2枚の検出器から得られる情報のみで、バックグラウンド事象をいかに精度良く排除できるかについて実験を行なった。事象のヒット位置及び時間差分布を用いた電磁シャワー由来のバックグラウンド事象の排除及びシミュレーションを用いた散乱による流入・流出による影響の定量的な評価について議論する。

目次

第 1 章 序論	9
1.1 宇宙線ミュオン	9
1.1.1 宇宙線	9
1.1.2 大気中でのミュオン生成過程	9
1.1.3 天頂角依存性	10
1.1.4 エネルギー損失	11
1.1.5 多重散乱	12
1.1.6 東西効果	13
1.2 ミュオンラジオグラフィー	15
1.2.1 基本原理	15
1.2.2 応用例	16
1.3 岩手山透視実験	17
1.3.1 岩手山	17
1.3.2 実験目的	17
1.3.3 実験概要	17
1.3.4 現在までの研究と課題	18
1.4 本研究の目的	19
1.4.1 バックグラウンド事象の定量的評価	19
第 2 章 透視実験の為の実験装置	21
2.1 検出器への要求	21
2.2 ミュオン検出器	21
2.2.1 プラスチックシンチレータ	22
2.2.2 波長変換ファイバー	23
2.2.3 半導体光検出器 (MPPC)	23
2.2.4 MPPC からの信号の読み出し	24
2.2.5 コインシデンス判定	24
2.2.6 時系数回路	25
第 3 章 筑波山を透視する予備実験	26
3.1 筑波山	26

3.2	検出器のセットアップ	27
3.2.1	トロイド磁石	29
3.2.2	測定物理量	29
3.3	事象選別手法	33
3.3.1	電磁シャワーによるバックグラウンド	34
3.3.2	山体とは逆方向からのバックグラウンド	34
3.3.3	山体や大気での散乱による事象の誤認識	35
3.3.4	バックグラウンド事象の排除	35
3.4	運動量と電荷の同定アルゴリズム	36
3.5	筑波山のイメージング	37
3.5.1	運動量分布を用いたイベント数の見積もり	37
3.5.2	透過率の算出	38
3.5.3	透過率から密度長への変換	39
3.5.4	筑波山のイメージング	41
第4章	筑波山透視における電磁シャワーバックグラウンド事象の見積もり	43
4.1	事象の選別	43
4.2	筑波山のイメージング	46
4.2.1	イベント数の見積もり	46
4.2.2	筑波山のイメージング	49
第5章	山体透視シミュレーション手法の開発	53
5.1	シミュレーション手法の概要	53
5.2	Geant4	54
5.3	エネルギー損失と散乱角のパラメータ化	54
5.3.1	シミュレーションの設定	55
5.3.2	運動量依存性と透過長依存性	55
5.3.3	パラメータ化	56
5.3.4	理論計算との比較	58
5.4	Geant4を用いた関数の評価	58
5.4.1	運動量- θ 分布の評価	59
5.4.2	($\tan \phi$ 、 $\tan \theta$)分布	61
第6章	シミュレーションを用いた筑波山透視実験の評価	64
6.1	散乱事象の推定	64

6.2 散乱事象を考慮した筑波山のイメージング	68
第 7 章 考察及び今後	74
第 8 章 結論	78

表目次

1	Bethe-Bloch の式におけるパラメータ	11
2	多重散乱における式のパラメータ	12
3	観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、透過率、密度	51
4	Geant4 におけるジオメトリー及び入射粒子の設定	55
5	Geant4 における対象物の構成成分比とその密度	55
6	シミュレーションにおけるジオメトリー及び入射粒子の設定	59
7	観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、散乱流入 率、散乱を考慮したイベント数 (N')、透過率、密度	70
8	用いた山体の厚さに関する情報が左から順に平均、ビン内の最小値、ビン内の最大値	72
9	観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、透過率、密度	74
10	観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、散乱流入 率、散乱を考慮したイベント数 (N')、透過率、密度	75
11	散乱角度のパラメータに関して左から順に -10% 、 -5% 、 $\pm 0\%$ 、 $+5\%$ 、 $+10\%$ 程 度変化させた場合の密度 g/cm^3	75
12	フラックスの不定性に関して左から順に -10% 、 -5% 、 $\pm 0\%$ 、 $+5\%$ 、 $+10\%$. . .	76

図目次

1	銅中におけるミューオンのエネルギー損失	12
2	ミューオンの方位角毎の最低入射エネルギー	14
3	正電荷ミューオンにおける東西効果の概念図	14
4	負電荷ミューオンにおける東西効果の概念図	15
5	ミューオンラジオグラフィー 及び測定の様子の概念図	16
6	岩手山と観測地 (国立岩手山青少年交流の家) との位置関係	18
7	実データから得られる岩手山の密度分布図	19
8	検出器の概念図	22
9	プラスチックシンチレータ	22
10	プラスチックシンチレータの断面図	22
11	MPPC の回路図	24
12	ピクセル内の挙動	24
13	検出器から見た筑波山の厚さ	27
14	検出器の概念図	28
15	検出器への時間同期とデータ取得の概念図	28
16	トロイド磁石の断面図	29
17	トロイド磁石によって曲げられるイメージ	31
18	立体角計算概念図	32
19	本測定における視野領域	33
20	クラスター幅及びクラスター数の概念図	34
21	大気や山体での散乱の概念図	35
22	Unit1,4 間の時間差分布。左上が全 Unit へのヒットしたもの。左下がクラスター に対する条件をかけたもの。右上が時間差 $dt > 0$ の条件をかけたもの。右下がガ ウス関数でフィットし 3σ 以内のみ残したもの。	36
23	運動量領域が $2\sim 100\text{GeV}/c$ における検出見積もり数	38
24	運動量領域が $2\text{GeV}/c\sim 100\text{GeV}/c$ における観測したイベント数	39
25	透過率と運動量の変換概念図	40
26	透過率と密度長 $((g/cm^3) * m)$ の関係	41
27	運動量が $2\text{GeV}/c$ 以上の事象を用いた場合の密度分布	42
28	イベントとバックグラウンドの分離の概念図	43
29	Unit3 における仮定した事象の観測点と観測した事象の観測点間距離の分布	44

30	Unit1,2間の検出時間差分布。RはUnit3上での観測したイベントと仮定したイベント間の距離。イベントは $8 < dt < 23$ 、バックグラウンド事象は $-42 < dt < 38$ の区間でそれぞれダブルガウシアンによりフィットした。	45
31	$-0.05 \leq \tan \phi \leq -0.03$ 、 $0.07 \leq \tan \theta \leq 0.09$ におけるイベントの時間差分布。前項で定めたパラメータを用いてイベントを抽出した。	45
32	$0.03 \leq \tan \phi < 0.04$ における $\tan \theta$ を0.01ずつ変化させた時の山体がある領域の時間差分布。	46
33	測定期間中に見込まれるイベント数	47
34	測定期間中に得られたイベント数	48
35	検出器方向から見た筑波山の密度分布	49
36	検出器方向から見た筑波山の厚さ	50
37	検出器方向から見た筑波山の密度分布	51
38	Geant4によるシミュレーションの様子	54
39	左側が空気、右側が岩石、上段が位置の広がり、下段がエネルギー損失。左上から順に $y = a/(x - b)$ 、 $y = a/(x - b) + c$ 、 $y = ax + 0.00032$ 、 $y = ax^2 + b$ でフィッティングしている。	56
40	左側が空気に対する位置の広がりをフィットした関数 $y = a/(x - b)$ のaの物質の厚さに対する依存性を $y = Ax^B + C$ でフィットしたもの。右側が岩石に対するエネルギー損失をフィットした関数 $y = ax^2 + b$ のaの物質の厚さに対する依存性を $y = Aexp(Bx)$ でフィットしたもの。これらを全パラメータに対して実施。	57
41	岩石、空気それぞれに対するエネルギー損失と散乱角を入射運動量と透過長の2つでパラメータ化	57
42	岩石、空気それぞれ厚さが125m、1000mの時の理論値との比較	58
43	天頂角75°におけるミューオンの運動量 θ 分布	59
44	独自のモンテカルロによるシミュレーションでのミューオンの運動量- θ 分布	60
45	Geant4によるシミュレーションでのミューオンの運動量- θ 分布	61
46	独自のモンテカルロによるシミュレーションでの $\tan \phi$ _ $\tan \theta$ 分布	62
47	Geant4によるシミュレーションでの $\tan \phi$ _ $\tan \theta$ 分布	63
48	散乱を考慮しない場合に期待される年間イベント数	65
49	散乱を考慮した場合の年間イベント数	66
50	散乱流入を考慮した場合のイベント数と考慮しない場合のイベント数の比	67
51	散乱流入を考慮した場合の透過率分布	68
52	検出器方向から見た筑波山の厚さ	69

53	散乱流入を考慮した場合の密度分布	70
54	散乱流入を考慮した場合の密度分布 (各ビンにおける山体の厚さが最小のものを 使用した場合)	71
55	散乱流入を考慮した場合の密度分布 (各ビンにおける山体の厚さが最大のものを 使用した場合)	72

第 1 章 序論

ミューオンは電荷を持ち、電子と比べて約 200 倍の質量を持つことから、高い透過力を持ち、数十メートルから数キロメートル程透過する。その為、宇宙線に含まれるミューオンは大規模構造物の透視にしばしば用いられてきた。ミューオンを用いた透視手法はミューオンラジオグラフィィーとして知られている。本章ではミューオンの起源やその性質について、そしてそれを用いた実験手法に関して及びその実験における本研究の目的について述べる。

1.1 宇宙線ミューオン

1.1.1 宇宙線

宇宙線とは超高エネルギーで飛来して来る素粒子のことであり、その起源は超新星爆発や太陽表面からであると考えられている。宇宙空間を飛んでいる間は一次宇宙線と呼ばれ、それが地球の大気と衝突し、二次的に生じる粒子のことを二次宇宙線と呼ぶ。大気中での相互作用によって様々な粒子を生成するが、その中には π や K 中間子そして、電子、 γ 線、ミューオン、ニュートリノが主たる粒子として生じる。このように一次宇宙線が大気中の粒子と反応し、次々と粒子を生成する過程を空気シャワー現象と呼ぶ。

1.1.2 大気中でのミューオン生成過程

超新星爆発や太陽表面を起源とする一次宇宙線が大気中の酸素分子や窒素分子と反応を起こし、原子核を破壊し、 π 中間子や K 中間子を多数生成する。さらに生成された中間子は他の粒子と反応を起こし、ねずみ算式に粒子数が増えていく。増えていった粒子は反応を繰り返す中でエネルギーを落としていき、最終的には比較的能量の低い粒子へとなり地表に降り注ぐ。その中でミューオンは π 中間子や K 中間子が崩壊することで生じる。以下にミューオンの生成過程を記す。

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

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

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

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

生じたミューオンは電荷を持ち強い相互作用を起こさずまた、電子と比べて非常に重い為、地表にある様々な物質を透過する性質を持つ。後述するが本研究においてこの性質が非常に重要になる。

1.1.3 天頂角依存性

大気中で中間子の崩壊により生成されたミュオンは天頂角に対する依存性を持つ。これは天頂角の大きさに比例して透過する大気の厚さが大きくなることに起因していることが知られている。この天頂角依存性に関しては実験的に測定され理解されており、天頂角を θ 、高度を X とした時の強度 $J(X, \theta)$ は以下のように表せる。

$$J(X, \theta) = J(X, \theta = 0) \cos^2 \theta \quad (1)$$

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

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

となる。垂直方向からの強度が平均自由行程 λ で指数関数的に減少するとすると、

$$J(X, \theta = 0) d\Omega = J(X, \theta = 0) \exp\left(-\left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right) \frac{X}{\lambda}\right) d\Omega \quad (2)$$

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

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

となり、

$$J(X, \theta) \simeq J(X, \theta = 0) (\cos \theta)^{\frac{X}{\lambda}} \quad (3)$$

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

1.1.4 エネルギー損失

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

$$\langle dE/dx \rangle \rho = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta \gamma)}{2} \right] \quad (4)$$

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \gamma m_e / M + (m_e + M)^2} \quad (5)$$

表 1 Bethe-Bloch の式におけるパラメータ

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

また、高い運動量領域 (数百 GeV 以上) ではこれに加え輻射損失 (Radiative losses) の効果も影響してくる。ミューオンにおいては運動量が $0.01 \text{ GeV}/c \leq p \leq 100 \text{ GeV}/c$ では電離損失による影響が支配的である。しかし、数百 GeV/c から輻射損失の効果が始め、 TeV/c を超えてくるとエネルギー損失の大半が輻射損失による影響となる。山体のような大規模構造物 (数 km 程度) を透過しようとするには数 TeV の運動量を持ったミューオンが必要になる。すなわち電離損失のみではなく輻射損失によるエネルギー損失の効果を考慮しなくてはならないことが分かる。

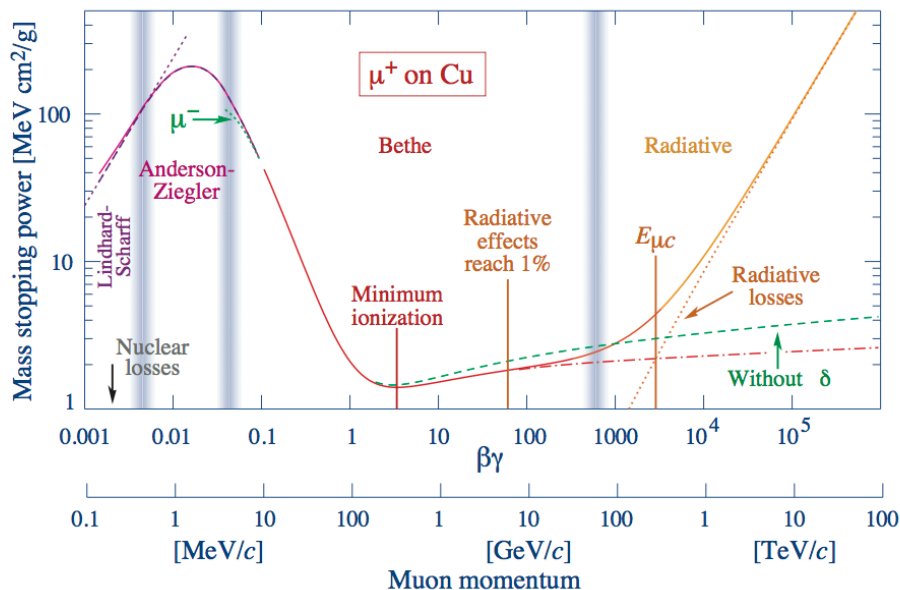


図1 銅中におけるミュオンのエネルギー損失

1.1.5 多重散乱

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

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta \text{ } cp} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.0038 \ln(x/X_0)] \quad (6)$$

表2 多重散乱における式のパラメータ

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

山体のような大規模構造物での透視ではイベント数が非常に少なくなる為、精度の良い測定が必要になるが、多重散乱による大気や山体の縁での散乱による流入・流出による影響があると考えられる為、この効果もエネルギー損失同様考慮しなくてはならない。

1.1.6 東西効果

ミューオンには天頂角依存性の他、方位角に対する依存性も持っている。これは東西効果として知られている。これは地球上では地磁気の影響の為、一次宇宙線は軌道を曲げられてしまうことによるもので、北半球においては東側から入射するより西側から入射する場合の方が最低エネルギーが小さくなる。その為、西側から入射してくるミューオンの方が多く検出されることになる。この他にも南北効果と呼ばれるものも存在するが東西効果と比べて方位角依存性が小さい為、以下では東西効果に限定する。

東西効果の要因には大きく分けて2つある。

1. 一次宇宙線が大気圏に突入する際のエネルギーに下限が存在すること
2. 正の電荷のミューオンの割合が20%程度多いこと

一次宇宙線は大気圏に突入する際に地磁気によるローレンツ力を受ける。

$$dp/dt = qv \times B \quad (7)$$

p は粒子の運動量、 q は粒子の電荷、 v は粒子の速度、 B は地磁気による磁束密度を表す。地磁気の分布が分かっている時、この微分方程式から軌跡は運動量を電荷で割った量に依存することが分かる。初期値が決まることで軌道は一意に決まる。無限遠方から来た粒子のエネルギーが低い場合、ローレンツ力により再度無限遠方に飛ばされてしまう。このことから入射粒子には下限が存在すると言える。また、一次宇宙線の大半が陽子である為、西側からくる粒子より東側から来る粒子の方がローレンツ力による影響を大きく受ける。結果的に地表へ到達するミューオンは西側からの方が多くなることが理解できる。図2は宇宙線ミューオンの方位角毎の最低入射エネルギーを表している。西側から飛来する方が東側から飛来するよりも最低エネルギーが低くなっていることが分かる。

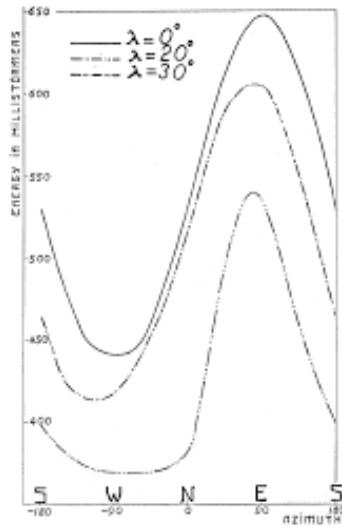


図2 ミューオンの方位角毎の最低入射エネルギー

1. により低エネルギー領域においては説明できる。ただ、高エネルギー領域ではローレンツ力による影響も小さくなる為この影響が少ないと考えられる。しかし、高エネルギー領域においても方位角依存性があることを考えるとこれだけでは東西効果の説明がつかない。ここで考えるのが一次宇宙線が大気と衝突し、 π やKといった中間子を生じ、その後これらが崩壊し生じたミューオンがローレンツ力の影響を受けることである。図3と図4から分かるように、東方向から飛来する場合、正電荷ミューオンの方が負電荷ミューオンより飛行する距離が長くなる。その為、正電荷ミューオンの方が負電荷ミューオンより地表に到達する可能性が小さくなる。西側から飛来する場合はその逆となる。

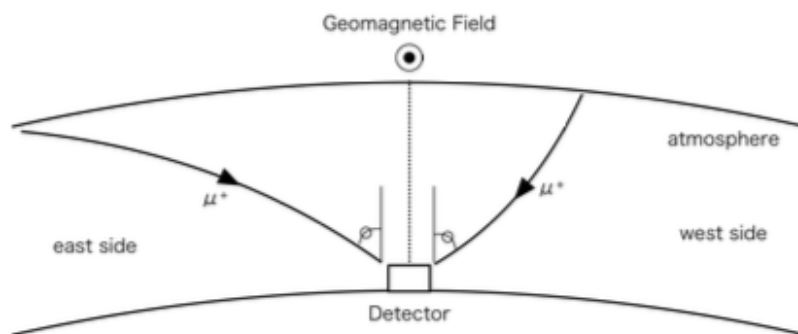


図3 正電荷ミューオンにおける東西効果の概念図

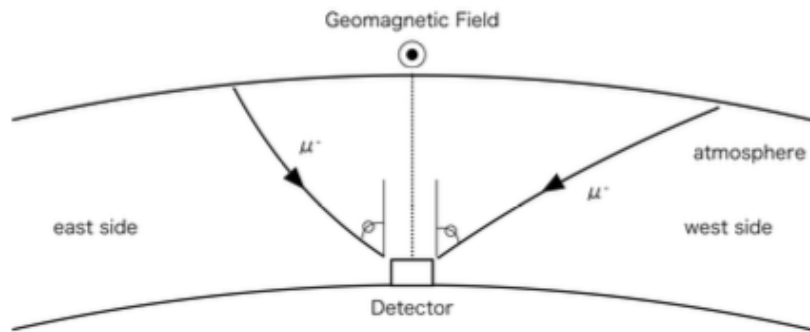


図4 負電荷ミューオンにおける東西効果の概念図

また、二次宇宙線として生成されるミューオンの電荷比は以下のようになることが知られている。

$$\mu^+ / \mu^- = 1.28 \quad (8)$$

従って、一次宇宙線の大気に突入する為の条件には地磁気によるローレンツ力の影響によりエネルギーの下限が存在すること。そして大気中で生成されたミューオンも同様にローレンツ力の影響を受ける為、飛来方向により飛行距離が変わりかつ生成されたミューオンは正電荷ミューオンの方が20%以上多くなっていることを踏まえることで東西効果に関しては理解することができる。水平方向からのイベントを用いる場合にはこの影響が大きくなることが予想される為、十分に考慮しなくてはならない。

1.2 ミューオンラジオグラフィー

1.2.1 基本原理

上述したように、ミューオンが持つ高い透過力を利用し対象物の密度長分布を推定する手法としてミューオンラジオグラフィーがある。これはX線を利用するレントゲン写真と同様の原理を用いている。レントゲン写真では照射されたX線が対象物を透過した後の強度の変化を白から黒の色の濃淡で表している。色の変化の度合いに応じて対象物の密度長を推定しており、密度長が大きいほどX線の透過率は低く色の変化が小さくなり、密度長が小さいほどX線の透過率は大きく色の変化が大きくなる。この色の度合いの違いから内部構造を推定している。

これに対してミューオンラジオグラフィーではミューオンのフラックス及び飛跡を用いて対象物の透視を行なっている。図5のようにミューオンの飛跡とフラックスを検出することで透視を可能とし、X線よりも透過率が高いという特徴からより大きな構造物に対して透視が可能となっている。

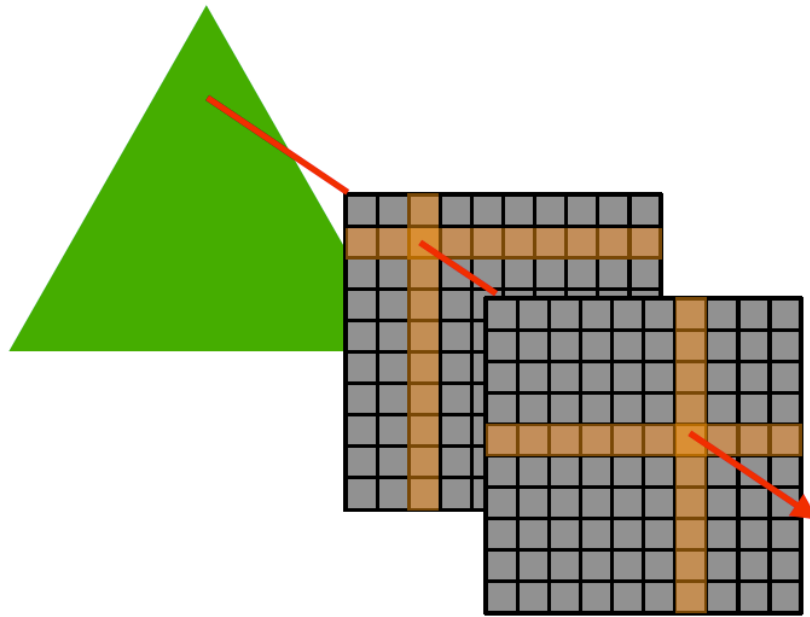


図5 ミューオンラジオグラフィー及び測定の様子のご概念図

1.2.2 応用例

ミューオンラジオグラフィーは様々な対象物に対して測定が行われており、種々の課題と解決策の検証を繰り返し様々な高精度の測定方法が開発されてきた。以下では現在ミューオンラジオグラフィーを用いて行われている応用例に関して簡単に紹介する。

ピラミッドにおける隠し部屋探索

ミューオンラジオグラフィーを用いたピラミッドにおける隠し部屋探索とは、ピラミッドのように隠し部屋や通路、そしてそもそもどのように建造されたのかといった多くの謎を持ちかつ文化的に価値の非常に高いものに対して非破壊測定により内部探索を行ったものである。ピラミッドに対しては既に何度も実験が行われているが、近年では名古屋大学と高エネルギー加速器研究機構(KEK)がそれぞれ別々に検出器を用いてピラミッドの内部構造の測定を行っており、今まで直接的な観測がなされていなかったクフ王のピラミッドの内部に未知の巨大な空間の存在を検出している。

福島原発における燃料位置測定

2011年の東日本大震災において福島原子力発電所も被災し、津波による電力消失のための停電による冷却機能の低下により起こった炉心の融解が大きな問題となっている。この問題に対してもミューオンラジオグラフィーの技術は活かされており、燃料位置の探索を行うのに用いられてきた。ここでの大きな特徴としては、人間が立ち入ることが不可能な高濃度放射線下においても測定

が可能であり、かつその他の除染作業と並行して行えることから廃炉への貢献として大いに期待されている。

1.3 岩手山透視実験

我々の研究室で行なっているミューオンによる透視観測の対象の一つが岩手山である。これは高エネルギー加速器研究機構・岩手県立大学との共同実験である。ここでは対象となる岩手山についてと実験目的及び現状での課題に関して述べていく。

1.3.1 岩手山

岩手山は東北地方の奥羽山脈の北部にある、標高 2038m の成層火山である。薬師岳を山頂とする東岩手とその西部で山頂部に東西約 2.5km、南北約 1.5km に渡るカルデラを持つ西岩手の 2 つの成層火山から構成されている。また、過去に少なくとも 7 回は山体崩壊を伴う大規模な噴火が起こっており、山体崩壊回数では国内最多である。近年では 1997 年 12 月末から 2004 年頃まで火山性地震 (火山活動により発生する地震) を観測しており、1998 年 4 月にも多数の火山性地震を観測するなど、火山活動の活発化が見られた。地震計や観測カメラ、GPS などを用いて現在は観測が行われており、また一時中断されていた湧き水の調査も 2015 年 5 月より岩手県立大学により再開され、総合的な観測が現在も行われている。

1.3.2 実験目的

我々の研究室では既に行われている観測に加え、ミューオンラジオグラフィーを用いた山体内部の観測を行うことで、岩手山に対するリアルタイム観測を目標に測定を行なっている。さらに火口部やマグマだまりといった部分の観測、そしてミューオンラジオグラフィーによる測定手法が確立されれば、防災・減災に大きく貢献できるようになり、ミューオンラジオグラフィーの進歩にも大きく貢献できる。

前項で述べたように岩手山は東岩手と西岩手の 2 つの成層火山で構成されており、それらの山頂部は異なる密度を持った物質で構成されていることが知られている。これは約 6000 年前の山体崩壊に起因していると考えられる。この測定においてはこの密度差を測定することを一つの目標としており、これが実現できれば本測定において大きな進歩となる。

1.3.3 実験概要

本実験は岩手山山頂部よりおよそ東方向に 8km 離れた地点にある「国立岩手山青少年交流の家」に測定機を設置し行われている。測定地と岩手山の位置関係に関しては図 6 に示す。測定に関しては、電力の安定供給やアクセスが良く定期的なメンテナンスを行いやすい事また、冬の時期の

大量の降雪に対しても対処しやすいという長期的な安定測定という観点では良い立地である。しかし、山体まで約 8km と遠く視野方向における山体の厚さが数 km に渡りまた、仰角が 160mrad と水平に近い為、ミュオンフラックスが小さく、大気や山体による散乱の影響が大きく出る可能性があるという点において不利な状況である。検出器に関してはコンテナの中に格納されており、空調による温度管理も行われている。

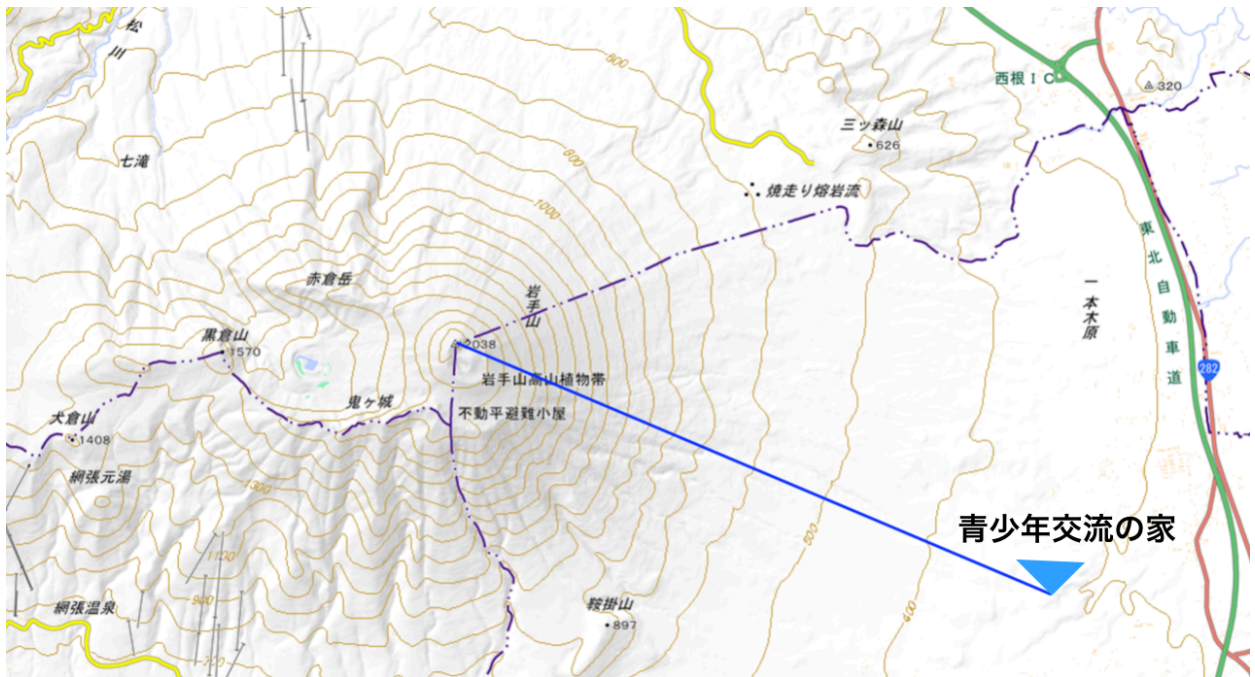


図 6 岩手山と観測地 (国立岩手山青少年交流の家) との位置関係

1.3.4 現在までの研究と課題

観測は 2016 年 11 月から行われており、現在もその測定は行われている。しかし図 7 から分かるように現状得られている密度分布が実際に予想される密度 (約 $2.7\text{g}/\text{cm}^3$) から大きくかけ離れてしまっている。これは山体を透過してきたミュオンに加えて様々なバックグラウンド事象が多く混入してしまっている為、本来考えられるイベント数よりもはるかに多くのイベントが観測されてしまっている。その為、密度もそれに応じて小さく出てしまっている。バックグラウンド事象としては以下に述べる 2 つが主な事象と考えられる。

1 つ目は天頂角が小さな方向からの電磁シャワー等によるバックグラウンドである。このような事象は検出器に対しほぼ垂直な方向に飛来する為多くのシンチレータを貫き、2 つの検出器をほぼ同時に透過する。その為、2 つの検出器を通過する時の時間差を見ると山体方向から来る事象と比べて小さくなる。このことから時間差に対する条件を厳しくすることでこのようなバックグラウンド事象のほとんど排除できる。しかし、山体方向からの事象は少ない為バックグラウンド事象の

影響が残ってしまう。

2つ目は山体や大気による散乱によって流入してきてしまう事象である。透過前と透過後で異なる飛跡となって観測されてしまい、特に低運動量領域では散乱の程度が大きくなる為その影響は顕著であると考えられる。このバックグラウンド事象はフラックスと飛跡を検出する検出器のみでは判別することは不可能である。その為運動量情報を用いた低運動量領域のミュオンの排除や、シミュレーションによる散乱事象の定量的な理解が非常に重要になってくる。

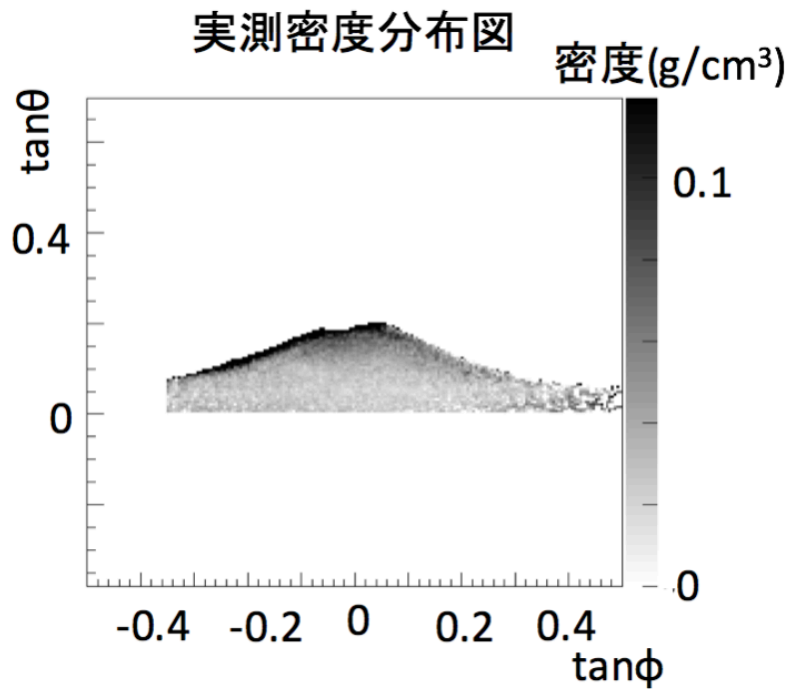


図7 実データから得られる岩手山の密度分布図

1.4 本研究の目的

本研究では KEK にて行われたトロイド磁石を用いた筑波山の観測データの解析を行なった。以下本研究の目的を述べる。

1.4.1 バックグラウンド事象の定量的評価

上述のように岩手山のような大規模構造物では透過してくるミュオンの数が非常に少ない為、精度良く測定するには電磁シャワー由来のバックグラウンド事象や大気や山体による散乱由来のバックグラウンド事象の理解は非常に重要である。

筑波山の観測では4枚の検出器とトロイド磁石を用いており、従来の飛来方向の測定に加え、運

動量情報も得られるようになっている点が特徴である。しかし、現在測定を行なっている岩手山の透視実験では2枚の検出器のみを用いている為、運動量情報を得ることはできない。本研究では、筑波山の観測で得られた検出器の通過位置及び検出時間差を用いて、電磁シャワー由来のバックグラウンド事象とイベントの時間差分布を導出し、それを元に前置検出器2枚から得られる情報のみを用いて電磁シャワー由来のバックグラウンド事象の排除を行う。加えて、モンテカルロシミュレーションを行い、山体や大気による散乱由来のバックグラウンド事象の定量的な評価も合わせ、検証していく。

第 2 章 透視実験の為の実験装置

本章では岩手山透視実験において用いているシンチレーターと光検出器を用いたセグメント型検出器に関して述べる。筑波山透視実験に用いた永久磁石を組み合わせた検出器に関しては次の章にて述べる。

2.1 検出器への要求

検出器への要求は測定する対象物により異なってくるが、山体のような大規模構造物の透視における要求は以下の 3 つになる。

- ・高いバックグラウンド識別能力
- ・高い位置分解能
- ・長期間安定した計測ができる

ミュオンラジオグラフィーにおいてはいかにバックグラウンドを効率良く排除できるかが重要な点となる。特に山体のような大規模構造物に対しての測定では山体自体を透過してくるイベント自体が少なく、大きさにもよるが年間のイベントが数十程度である。その為バックグラウンド事象と信号事象の高い識別能力は必要不可欠となり、高い検出効率及びバックグラウンド事象を取り除くシステムが必要となる。

また本研究では将来的に火口及び火道の検出を行い、火山活動の観測の為の密度変化測定を目標としている。火道の大きさが大きくても数 m 程度であることから数 m 以下の位置分解能を必要とする。

最後に上述したように年間イベント数が非常に少ない為、長期間の測定が必要となる。その為、長期間安定しての電力供給、測定器の故障時にも対応できるシステムを搭載し、装置を安定して稼働し続ける必要がある。また、防災・減災を目的として将来的に使用することを考えるとリアルタイム観測できるシステムも導入できると良い。

2.2 ミュオン検出器

本研究ではシンチレーターと光検出器を組み合わせたセグメント型検出器を用いている。構造としては図 8 のように長さ 1m の 1cm 四方のプラスチックシンチレータを縦方向、横方向それぞれ 100 本横並びにし、それぞれを Y_Plane、X_Plane としている。その為位置分解能は 1cm である。この 2 枚を 1 組とし、各 Plane における通過位置より、検出器としての事象の通過位置を測定で

きるようになっている。このシンチレータの内部には波長変換ファイバーが入っており、端には光検出器が付けられている。荷電粒子やガンマ線が通過する際に発するシンチレーション光を波長変換ファイバーを通して伝播させ、光検出器において伝播されてきた光信号を受信する。

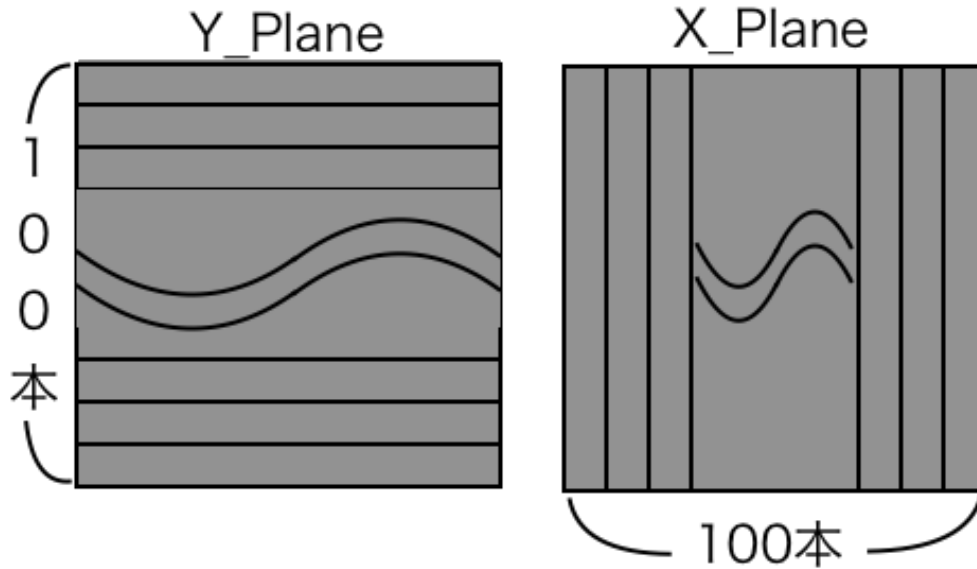


図8 検出器の概念図

2.2.1 プラスチックシンチレータ

本研究で用いたプラスチックシンチレータは押し出し型のものを利用している。比較的安価に製造でき、細長い形状に整形できるという2点が大きな特徴である。本測定器のようなセグメント型検出器の場合に適している。各シンチレータは図9のようになっており、内部には波長変換ファイバーを通す為の直径3mm程度の穴が空いており、外部には反射材である酸化チタン (TiO_2) がコーティングされている。

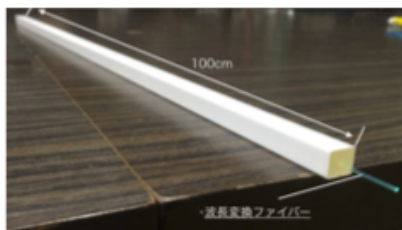


図9 プラスチックシンチレータ

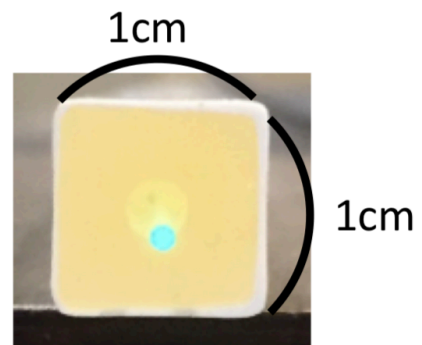


図10 プラスチックシンチレータの断面図

2.2.2 波長変換ファイバー

プラスチックシンチレータの減衰長は短く、今回のように長い距離を伝播させる場合、そのまま使用するの是不適当である。そこで内部に減衰長の長い波長変換 (Wave Length Shifter) ファイバーをシンチレーター内部に通し、そこを光が伝播するような仕組みとして光の減衰を抑える。

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達された信号を先端に取り付けられた半導体光検出器 MPPC (Multi Pixel Photon Counter) によって検出される。これは APD (Avalanche Photo Diode) をマルチピクセル化したものである。特徴としては小型で安価の為量産しやすく、集積化に向いておりまた、低電圧下での動作が可能であり一光子レベルでの検出が可能となっている。ガイガーモードの APD とクエンチング抵抗を直列に接続したものを 1 ピクセルとしており、一つ一つのピクセルからの出力の総数が MPPC からの出力となる。一つのピクセルに対して入射してくる光子の数に関係なくピクセルからの出力信号は変化しない為、入射してくる光子の数に対してピクセル数が十分ある場合、高い光子数識別能力を発揮する。

図 12 にピクセル内の挙動を示す。ピクセルに入射してきた光子が図 12 のように内部で電子・ホール対生成を起こす。pn 接合に逆電圧を印加している為、内部に電界が生じ、電子とホールは電界によってそれぞれ n^{++} と p^{+} 側へドリフトしていく。電界が高くなるとキャリアのドリフト速度は大きくなっていき、電界の高さがある値になると速度が一定になる。さらに高くしていくと非常に大きな速度をもったキャリアが生じ、それが二次的に電子・ホール対生成を起こす。これが繰り返し起こる現象をアバランシェ増倍と呼ぶ。この時かけられている電圧をブレイクダウン電圧と呼び、この値以上の電圧をかけている状態をガイガーモードと呼ぶ。アバランシェ増倍によって生じる電子の数は約 10^6 程度まで増倍される。電圧がかけられている限り放電は続く為、次に来る光子を読み出す為には一度電圧を降下させる必要がある。その為 APD とクエンチング抵抗が直列に接続されている。原理としては出力電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、APD の動作電圧を下げるようになる。出力電流は鋭い立ち上がりのパルス波形となっており、クエンチング抵抗による出力電流の立ち下がりはややかになっているのが特徴である。

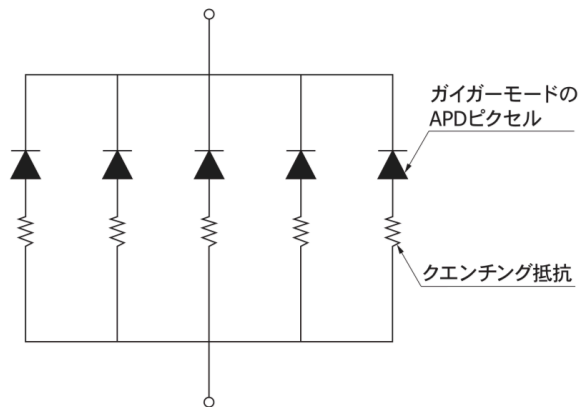


図 11 MPPC の回路図

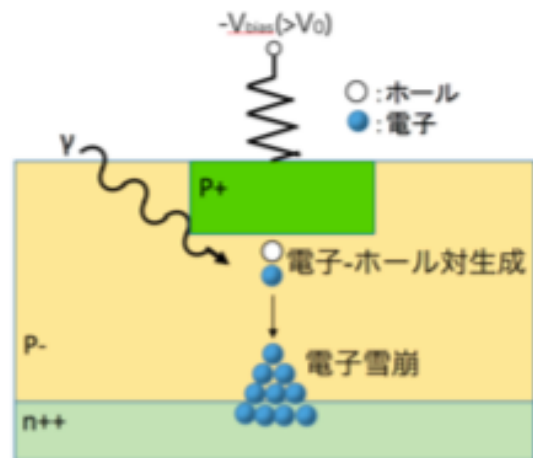


図 12 ピクセル内の挙動

2.2.4 MPPC からの信号の読み出し

MPPC から読み出した信号は MPPC Read Out Unit (DAQ ボックス: Data Acquisition ボックス) へと送られる。これは MPPC からの信号を読み出し、検出時間の測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) を搭載している為、各 MPPC への印加電圧と読み出し信号の閾値電圧、さらにコインシデンスをとる時間の設定も可能となっている。さらに、ここで収集されたデータは SiTCP (Silicon Transmission Control Protocol) によりコンピュータへ送られる。

X_Unit、Y_Unit それぞれに 100 チャンネルずつあり、その各チャンネル (計 100 本) から同軸ケーブルにより DAQ ボックスへと繋がれている。また、読み出しシステムでは ch1 と ch2、ch3 と ch4 というように隣り合う 2 つのチャンネルを一つの組みとし、その各組みに対して 61.99V ~ 77.69V の電圧を印加できるようになっている。

MPPC からの信号読み出し回路はゲイン約 40dB、帯域 70MHz のアンプで増幅されたのちに、コンパレータでデジタル信号へと変換される。この際の閾値電圧は個別に設定できるが 2 つのチャンネルを 1 組にしている為、2 つのチャンネルに対しては共通の設定がなされる。その為、制約が生じる。しかし、出力信号は 1ns 毎にサンプリングされる為、MPPC からの信号幅と比較しても十分短い為、見逃すことはない。

2.2.5 コインシデンス判定

信号の有無を判定するのに X_Unit と Y_Unit でのコインシデンス判定を用いている。チャンネルからの信号を一定時間出力されるパルスに変換され、各 Unit におけるヒット情報が一定時間内

に同期した時にのみ信号有りと判定し記録する。時間間隔は 8ns ～ 1024ns で設定可能であるが、本実験では信号の伝搬時間のばらつきやタイムウォーク、読み出し回路のジッタ等を考慮しまた、相関の無い事象の偶然同期してしまうことを避けるために 64ns として行なっている。このような時間間隔を Timewindow と呼んでいる。

2.2.6 時系数回路

DAQ ボックスにおいては 1ns 単位で時刻の計算ができるシステムになっている。本実験のようにいくつかのセグメントで検出器を構成し、かつ同時測定を必要とする場合検出器の時刻をそれぞれ正確に合わせる必要がある。その為に DAQ ボックスの外部に NIM-Distributor から $1\ \mu\text{s}$ 毎のクロックパルスを与え、その度に各検出器の時刻をリセットし、その後 1ns 毎の計測を開始し、事象が来た時刻を記録することにより、データ収集後にオフラインで各検出器の時刻の同時期を取れるようにしている。

第 3 章 筑波山を透視する予備実験

我々は予備実験として、筑波山に対してトロイド磁石を用いた透視実験を行なった。飛来してくる粒子がトロイド磁石による磁場の影響を受け、曲がる。その時の運動量は以下ようになる。

$$p = 0.3BR \quad (9)$$

この時の B は磁場 [T] で R は曲率半径 [m] を表している。この式より運動量 $p(\text{GeV}/c)$ を曲率半径より導出でき、この運動量情報を用いて事象の解析を行っている。

本測定は 2016 年の 8 月から 2017 年の 9 月まで行われていた。

3.1 筑波山

関東平野東部の茨城県つくば市にある、標高 877m の山である。男体山 (標高 871m) と女体山 (標高 877m) のふた山より形成されている。主な主成分を二酸化ケイ素 (SiO_2)、密度を一様に $2.65\text{g}/\text{cm}^3$ と仮定している。観測は KEK で行われ、筑波山までの距離が約 8.2km で、磁北方向から約 26 度東方向にある。

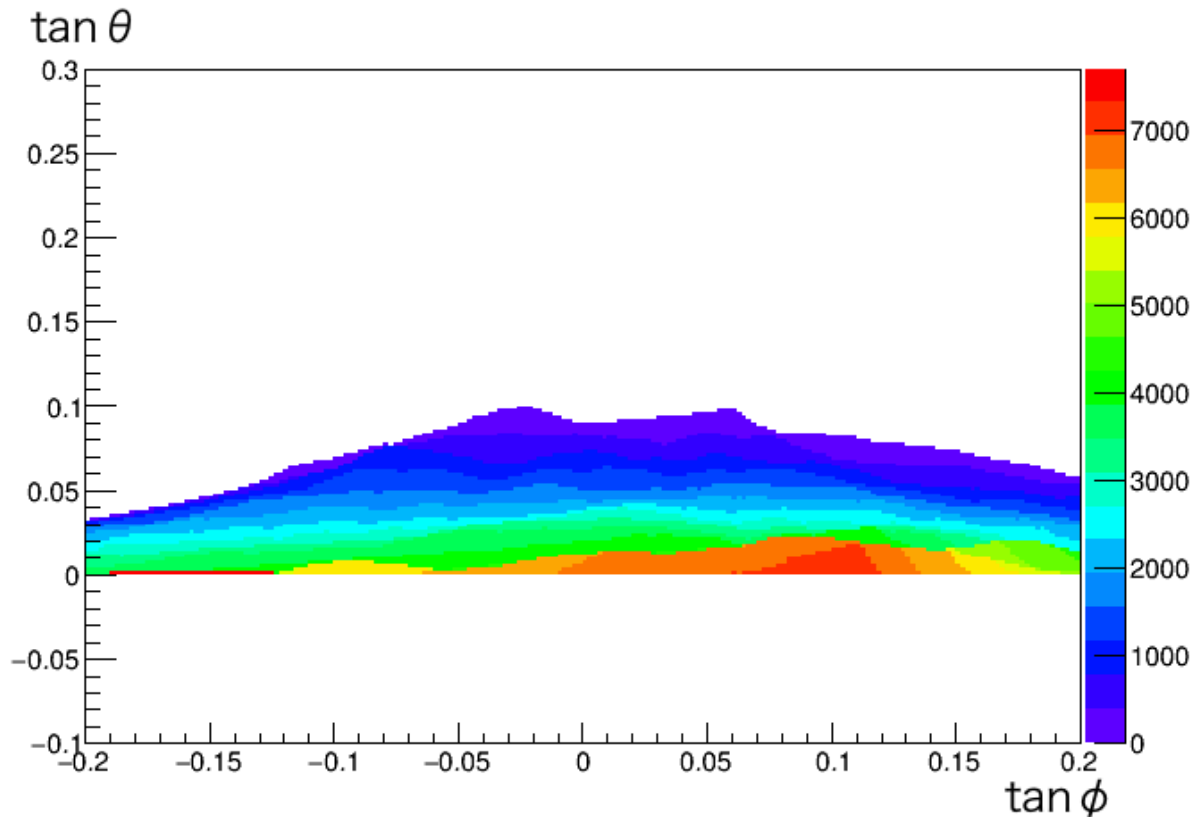


図 13 検出器から見た筑波山の厚さ

図 13 は検出器から見た際の筑波山を表しており、国土地理院が提供している標高データを用いて検出器から見た方向ごとの山体の厚さを計算したものである。この図より仰角が小さくなるにつれ山体の厚さが非常に大きくなり、測定が非常に困難になることが分かる。しかし、山の縁より $\tan \theta$ の値が約 0.01 程度 (約 100m) の深さまでであれば、山体の厚さが 1000m 未満となっておりバックグラウンド事象の排除を正確に行うことができれば密度分布の観測が精度よく行えることが期待される。

3.2 検出器のセットアップ

本研究では岩手山における測定に用いた 2 枚 1 組のセグメント型検出器を計 4 組用いており、中間にトロイド磁石を設置したものとなっている。図 14 は検出器の概念図である。前段 (筑波山方向) から順に Unit1~Unit4 と呼んでおり、Unit1,2 を前段検出器、Unit3,4 を後段検出器と定義した。

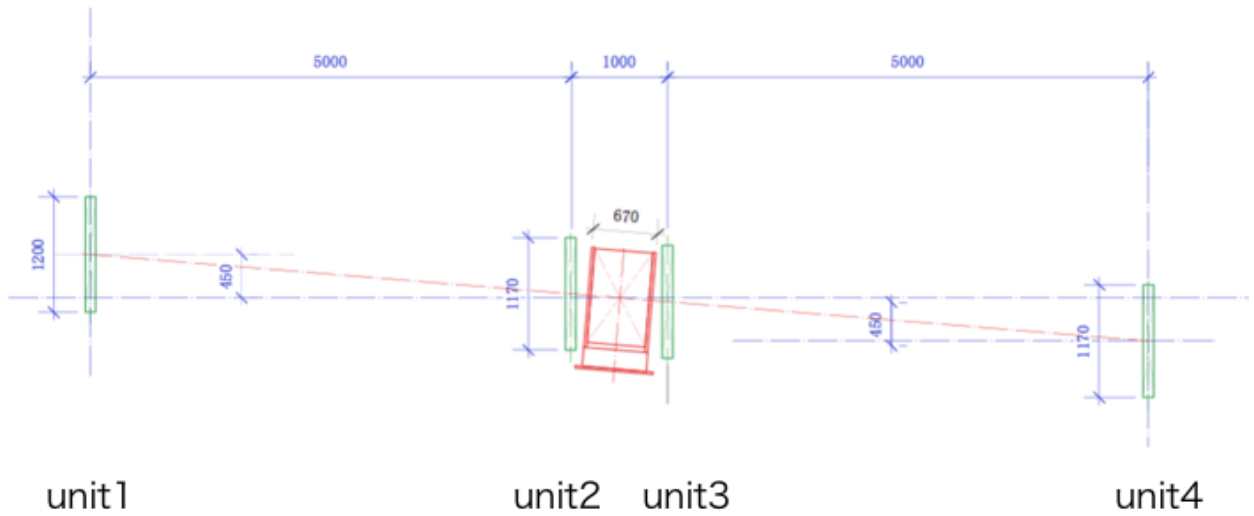


図 14 検出器の概念図

図 15 では時間同期及びデータ取得の概念図を記す。Unit1~4 全ての XY-Unit に対して 1MHz のクロックが配給されており、検出器の時間同期が行われている。しかし、本実験では Unit4 のみ同期が不十分の為 2~3ns 程度ズレてしまっているが、上述したように検出時間幅を 64ns としている為、このズレによる影響は非常に小さいと考えられる。

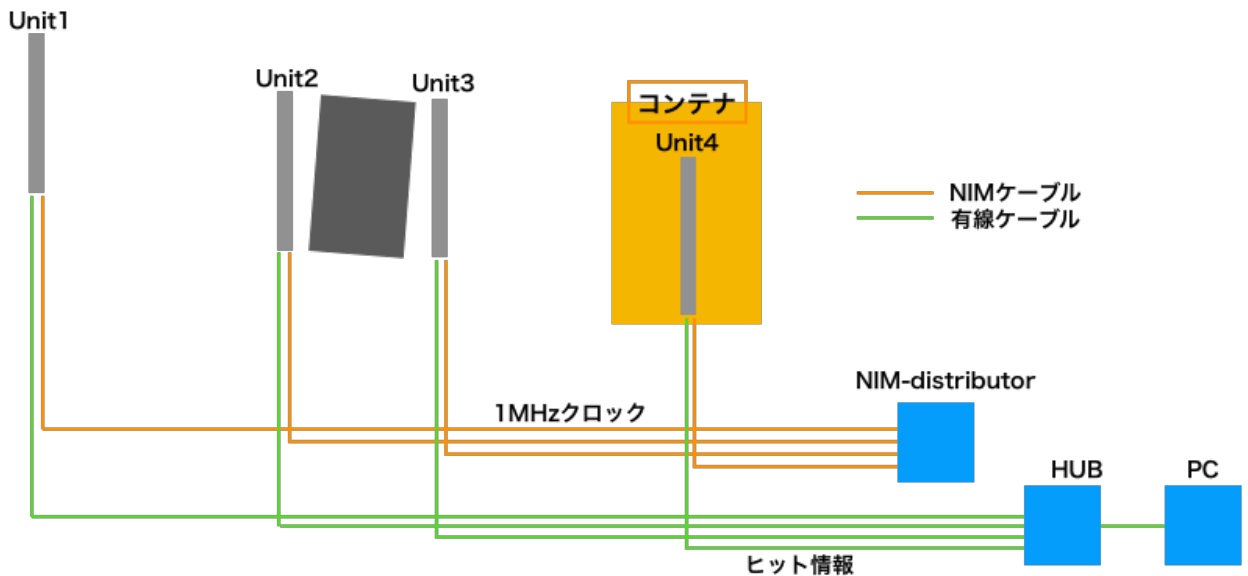


図 15 検出器への時間同期とデータ取得の概念図

3.2.1 トロイド磁石

トロイド磁石の断面図が図 16 のように対頂角線上にネオジウム永久磁石が埋め込まれており、それにより磁場が与えられている。磁場の数値計算値は開発した NEOMAX エンジニアリングにより 5cm 間隔のセル状で与えられており、隣り合うセルの加重平均を取ることにより磁場全体の平均値を導出している。磁場方向は図 16 のようになっている為、前段から後段にかけて飛来してくるミュオンは正電荷の場合中心方向に、負電荷の場合に外側に発散するように曲げられることが分かる。

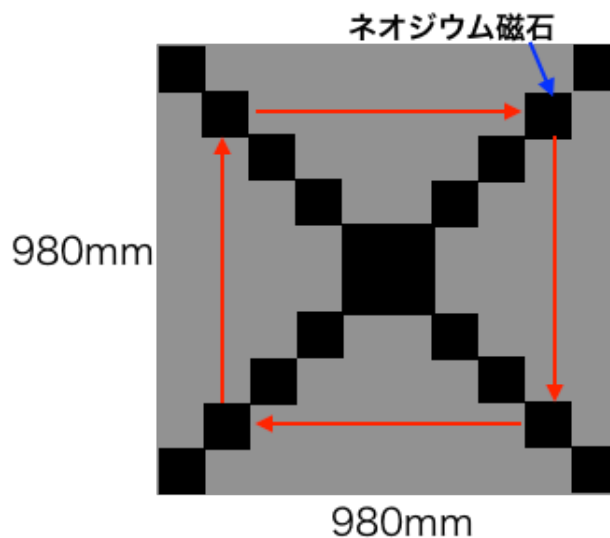


図 16 トロイド磁石の断面図

3.2.2 測定物理量

本測定における検出器の設定は Unit1 と 2、Unit3 と 4 の間隔を 5m にし Unit2、3 の間隔を 1m とし筑波山方向に仰角 81.8mrad 傾けている。この検出器の設定に関しては、以下の測定量を考慮して決められた。

1. 測定可能運動量
2. 統計量
3. 視野領域

測定可能運動量

測定可能な運動量に関しては制限があり、高い運動量ではトロイド磁石による曲がり非常に小さくなる為測定が困難である。ある値以上の運動量に関しては曲げられずに直線で各検出器を入射しているものと見なす。磁場による前段 (unit1,2) と後段 (unit3,4) の入射角の変化 θ を

$\theta = \theta_{bwd} - \theta_{fwd}$ とし、この検出器が持つ角度分解能を $\Delta\theta$ とすると、以下の条件を満たす時に測定が可能となる。

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \ll 1 \quad (10)$$

すなわち、 $\Delta\theta \approx \theta$ の時観測不可能となる。 $\Delta\theta$ は図 17 にて定義した $\Delta\theta_{bwd}$ と $\Delta\theta_{fwd}$ を用いて以下のように表される。

$$\Delta\theta = \sqrt{\Delta\theta_{fwd}^2 + \Delta\theta_{bwd}^2} \quad (11)$$

その角度分解能は、前置検出器間 (unit1,2 間) 距離 L_{fwd} と後置検出器間 (unit3,4 間) 距離 L_{bwd} を用いると以下のように表される。

$$\Delta\theta \approx \Delta \tan \theta_{fwd} = \frac{\Delta y_{fwd}}{\sqrt{L_{fwd}^2 + L_{fwd}^2}} \approx \frac{\Delta y_{fwd}}{L_{fwd}} \quad (12)$$

本測定におけるセットアップでは測定可能運動量の最大値は 150GeV となる。ここで、 Δy_{fwd} は Unit1 と Unit2 における Y_Plane による誤差であり、1channel が 1cm 間隔であるので $\Delta y_{fwd} = 0.005 \times \sqrt{2}[\text{m}]$ となる。また、曲がり小さい事象に対しては曲率半径を以下のように表現できる。

$$R = \frac{L_{mag}}{\Delta\theta} \quad (13)$$

後置検出器に関しても上述のように扱うことが可能である為、測定可能運動量の最大値を以下のように導出できる。

$$P_{max} = \frac{0.3BL_{mag}L_{fwd}}{2 \times 0.005} \quad (14)$$

ここで、 L_{mag} を磁場領域を通過する長さとしている。

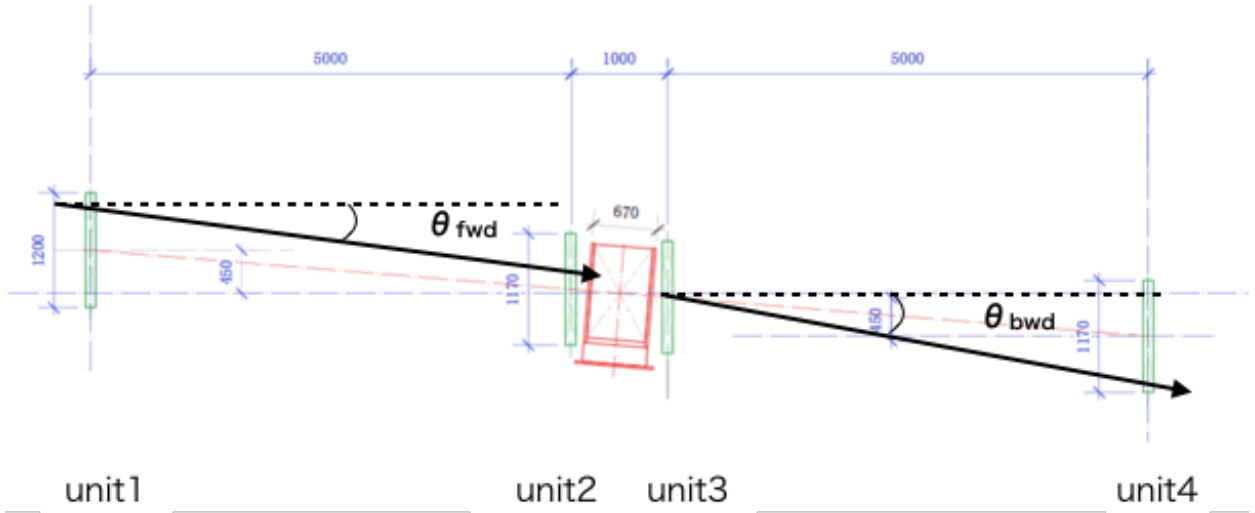


図 17 トロイド磁石によって曲げられるイメージ

統計量

本測定における統計量を Unit1(最上流) と Unit4(最下流) の 2 つの検出器を通過するイベントより見積もった。ただし、簡単の為トロイド磁石による影響は無視している。宇宙線ミュオンの計数率 Rate[Hz] は以下のように表せる。

$$Rate = J(\theta = 0) \iint \cos^2 \theta \, d\Lambda \, d\Omega \quad (15)$$

ここで $d\Lambda$ は Unit4 におけるミュオン通過点 P 周りの微小面積を表し、 $d\Omega$ は Unit1 上におけるミュオン通過点 P' 周りの微小面積から見込む立体角である。 $d\Omega$ と $d\Lambda$ はそれぞれ以下のように表せる。

$$d\Omega = \frac{\cos(\pi/2 - \theta)}{r^2} dS' \quad (16)$$

$$d\Lambda = dS \cos(\pi/2 - \theta) \quad (17)$$

ここで、 dS' は点 P' 周りの微小面積、 dS は点 P 周りの微小面積をそれぞれ表している。ここで図 18 の r は、Unit1 と Unit4 とのヒット点間距離であり、以下のように表すことができる。

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + L^2} \quad (18)$$

x, y や x', y' は点 P や点 P' の位置座標であり、 L は検出器間距離である。

よって宇宙線ミュオンの計数率は以下のように表せる。

$$\begin{aligned}
 \text{Rate} &= J(\theta = 0) \iint \cos \theta \cos(\pi/2 - \theta) \frac{\cos(\pi/2 - \theta)}{r^2} dS' \\
 &= J(\theta = 0) \iint \frac{L^2((x - x')^2 + (y - y')^2)}{((x - x')^2 + (y - y')^2 + L^2)^3} dS dS'
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

この式より、検出器間距離によって統計量は大きく変化し、距離が大きいくほど統計量が小さくなる事が分かる。

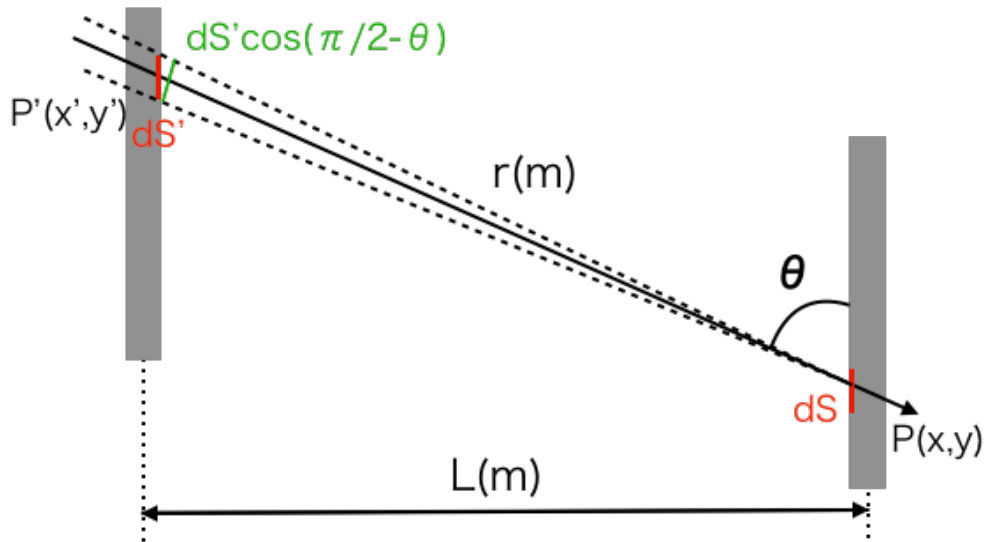


図 18 立体角計算概念図

視野領域

最上流の検出器と最下流の検出器との距離と検出器と測定対象物との距離の比から視野領域は決まる。本測定においては最上流検出器と最下流検出器との距離 L は 11[m] であり、検出器と筑波山の山頂までの水平距離が約 8200[m] となっている。各検出器 (unit1~unit4) の中心間を結ぶ直線が筑波山上に作る点を視野中心とした時、左右上下に $8200/L[\text{rad}]$ が視野領域となる。図 19 の赤枠内側が本測定における視野領域となっている。

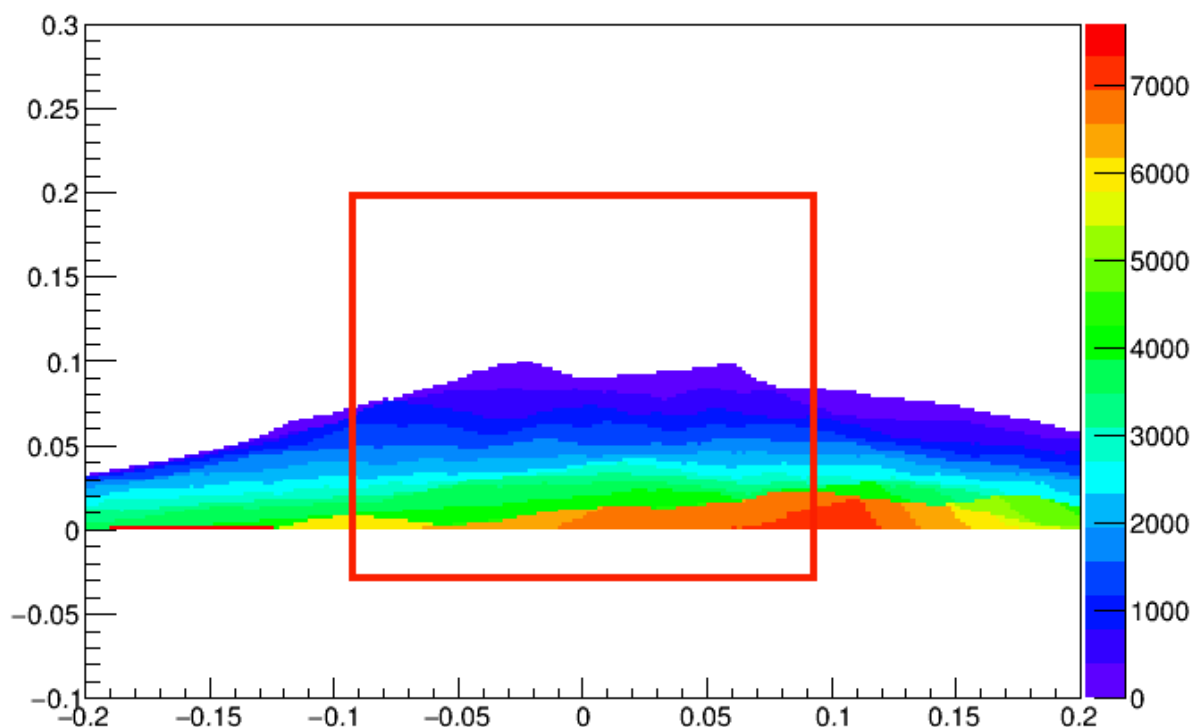


図 19 本測定における視野領域

3.3 事象選別手法

事象選別に関する条件がいくつかある。その内の一つが全 Unit をヒットし、同時計測を正確にできていることである。しかし、これだけでは多くのバックグラウンド事象が残ってしまう。特に本測定のように少ないイベント数で解析を行う場合に大きく影響を及ぼしてしまう。その為、いくつか段階を踏み、バックグラウンド事象を排除していく。バックグラウンド事象はいくつかタイプがあり、以下にそれを記す。

1. 電磁シャワーによるバックグラウンド
2. 山体とは逆方向からのバックグラウンド
3. 山体や大気での散乱による事象の誤認識

が挙げられる。以下それぞれの特徴と選別方法を記す。

3.3.1 電磁シャワーによるバックグラウンド

本測定において観測される多くの事象が電磁シャワーによるバックグラウンドと考えられる。この事象は様々な方向から飛来してきており、特に天頂角の小さな方向より多く飛来してきている。その為、このような事象の削減方法として、multihit 解析方式を用いる。図 20 のように、1つの事象が通過する連なったシンチレータの数のことをクラスター幅 (cluster width) と呼び、同時に計測するその数をクラスター数 (cluster number) と呼ぶ。

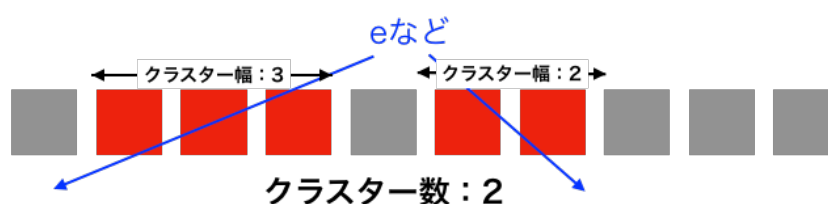


図 20 クラスター幅及びクラスター数の概念図

天頂角の小さな事象は多くのシンチレータを透過していく為、各 Unit の Y_Unit のクラスター幅に対して制限をかけることで電磁シャワーによるバックグラウンドを削減できると考える。本測定において、山体方向からのミュオンはクラスター幅が 2 以下のものが多い為、これ以上の場合はバックグラウンドと判断し選別した。

また、電磁シャワーによるバックグラウンド事象の特徴として、各検出器における検出時間差が非常に小さいと考えられる。これはある粒子の崩壊により、電子が生じたと仮定しその崩壊によって生じた電子が検出器に同時にヒットしたと考える。その場合、生じた電子の崩壊点からの飛行距離はほぼ同じと考えられる為、時間差が非常に小さくなる。それにより、各検出器における検出時間差分布を用いてさらなるバックグラウンド事象の削減が可能となる。

3.3.2 山体とは逆方向からのバックグラウンド

各 Unit における検出時間を $t_i (i=1,2,3,4)$ とし、検出時間差を dt とした場合以下の関係が成り立つ。

$$dt = t_n - t_m > 0 (n > m) \quad (20)$$

これは山体方向からの事象は前段から順にヒットしていく為、必ず後段の検出時間の方が大きくなるからである。すなわち、この条件を満たさない事象は、山体とは逆方向から飛来してくるミュオン (バックグラウンド) であると考えられる。

3.3.3 山体や大気での散乱による事象の誤認識

ミューオンは飛行中大気や山体によって散乱される。特に運動量の小さなイベントが受ける影響は顕著である。その為、図 21 に示すように本来山体方向とは異なる方向から飛来してきたイベントが散乱されることであたかも山体方向から飛来してきたかのようにになる。特に本測定のように、少ないイベント数で密度分布を推定する場合には影響があると予想される。しかし、このようなバックグラウンドがどの程度測定に影響を与えているかは不明である。その為後の章にて本バックグラウンド事象に関しては別途取り上げる。

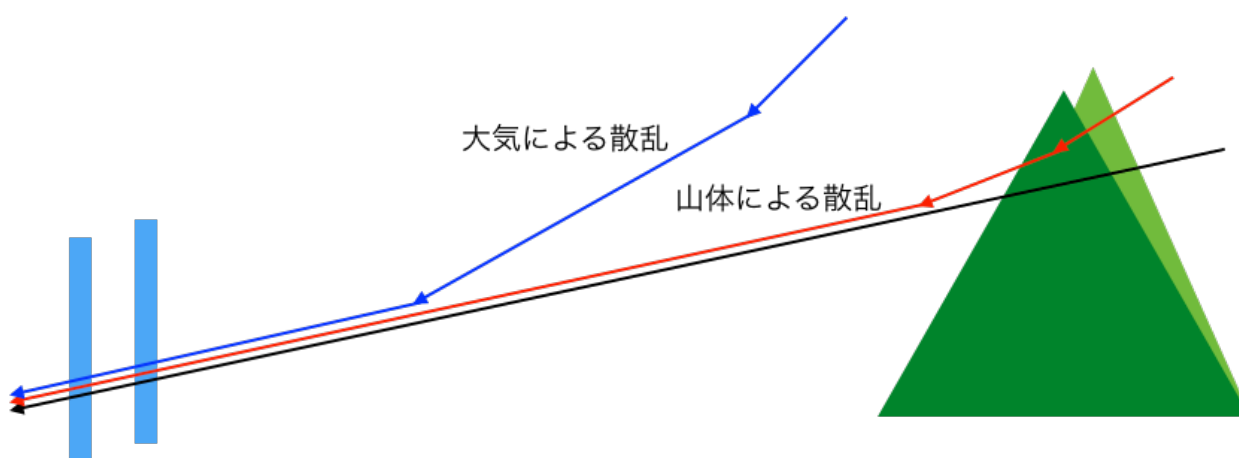


図 21 大気や山体での散乱の概念図

3.3.4 バックグラウンド事象の排除

以上のことより、バックグラウンド事象は以下の選別条件をにかけていくことで排除が可能である。

1. 全 Unit へヒット
2. クラスター幅 ≥ 2 \cap クラスター数 = 1
3. 検出時間差 $dt > 0$

図 22 は上記の 1.2.3 を順に実施したものの時間差分布ヒストグラムである。その後、Unit1,2、Unit1,4、Unit3,4 それぞれの組み合わせにおける時間差分布全てをガウス関数でフィットし、そして時間差 dt が 3σ 以内の事象をミューオンと判断し、以降の解析に用いる。

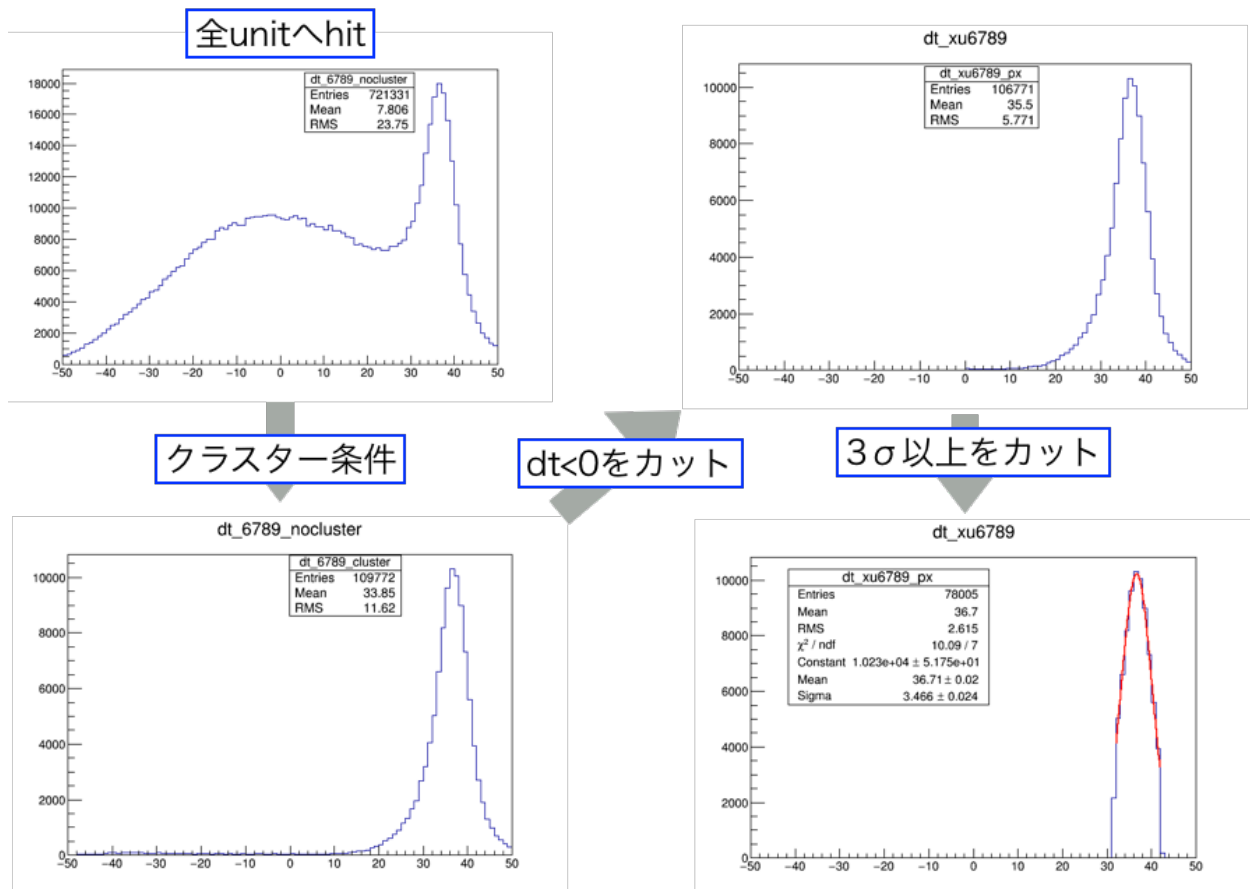


図 22 Unit1,4 間の時間差分布。左上が全 Unit へのヒットしたもの。左下がクラスターに対する条件をかけたもの。右上が時間差 $dt > 0$ の条件をかけたもの。右下がガウス関数でフィットし 3σ 以内のみ残したもの。

3.4 運動量と電荷の同定アルゴリズム

運動量と電荷を同定する為のアルゴリズムを以下に記す。

1. 前段 (Unit1.2) のヒット位置より磁石への入射位置を計算
 2. ある運動量、電荷を仮定する
 - 3.1,2 での情報より、磁場中での運動をステップごとに計算
 4. 後段 (Unit3.4) における位置と角度を計算
 5. 測定により得られた検出位置との残差を計算
 - 6.2~6 を繰り返し残差が最小の運動量と電荷の組み合わせを観測した事象の運動量と電荷とする
- 残差は以下の式を用いて計算した。

$$\text{残差} = \sum_{i=3}^4 \left(\frac{(x_i - x'_i)^2}{\Delta x_i^2} + \frac{(y_i - y'_i)^2}{\Delta y_i^2} \right) \quad (21)$$

この時、 (x_i, y_i) を測定により得られたヒット位置、 (x'_i, y'_i) を 4 の計算により得られた仮定のヒット位置としている。

3.5 筑波山のイメージング

上述したアルゴリズムにより得られた情報を基に、運動量に制限をかけ密度分布の推定を行った。以下、密度分布推定の手順を記す。

1. 運動量分布よりミューオンのイベント数を見積もる

2.1 より見積もったイベント数と測定により観測したイベント数より透過率を算出

3.2 より計算した透過率を密度長へ換算

以上より密度長及び密度分布の推定を行った。

3.5.1 運動量分布を用いたイベント数の見積もり

先行研究によりミューオンのフラックスに関する運動量分布は分かっている。それにより、山体が無いと仮定した場合におけるミューオンのイベント数が分かる。以下の式によりイベント数を見積もる。

$$N_0 = \text{Intensity} \times \text{time} \times \Omega \times S \times \text{efficiency} \quad (22)$$

式 22 において time は測定時間 [sec]、 Ω は立体角 [sr]、 S は面積 [cm^2]、 efficiency は検出効率を表している。図 23 において測定期間 (2016 年 8 月～2017 年 9 月) 中に検出が見込まれるイベント数に関して示す。本解析では $2\text{GeV}/c \sim 100\text{GeV}/c$ までと運動量に制限を設けて解析を行なっている。見積もっているイベント数に関しても運動量に上記制限をかけて算出している。測定器の大きさ及び測定器間の距離により観測可能な領域は決まってくる。検出器は 1m 四方の正方形であり、検出器間距離は前置検出器間及び後置検出器間距離がそれぞれ 5m、最上流検出器から最下流検出器間距離が 11m となっている。以上を用いて検出可能領域を計算した。

$$\tan \phi = \pm \frac{\text{検出器全体の横幅} - 1 \text{チャンネルの大きさ}}{\text{検出器間距離}} = \pm 0.198 \quad (23)$$

$$\tan \theta = \pm \frac{\text{検出器全体の縦幅} - 1 \text{チャンネルの大きさ}}{\text{検出器間距離}} = \pm 0.198 \quad (24)$$

これは検出器の中心 ($\tan \phi_0, \tan \theta_0$) からの測定可能範囲である。本研究では山体方向に対し

て仰角 81.8mrad 程度傾いている為、中心が (0, 0.082) となっている。

3.5.2 透過率の算出

前項で計算したイベント数 N_0 と測定により得られたイベント数 N より透過率 N/N_0 を算出する。図 24 は運動量が $2\text{GeV}/c \sim 100\text{GeV}/c$ におけるイベント数を表している。本研究では Jokisch らの先行研究により得られている以下の関係式を用いて算出している。

$$D(p, \theta) = \frac{451}{p/\text{sec } \theta + 77.2} (5p + 9.2\text{sec } \theta)^{-2.57} \times \frac{p + 19.8}{p + 19.8\text{sec } \theta} \quad (25)$$

中心部から遠ざかるほど検出するイベント数が少なくなっているが、これは中心から遠ざかるほどアクセプタンスが小さくなり、統計量が少なくなっていることに起因する。ただ、本研究においては中心部における密度分布が精度よく測定することが目的である為、中心部の測定の精度が良ければ十分である。

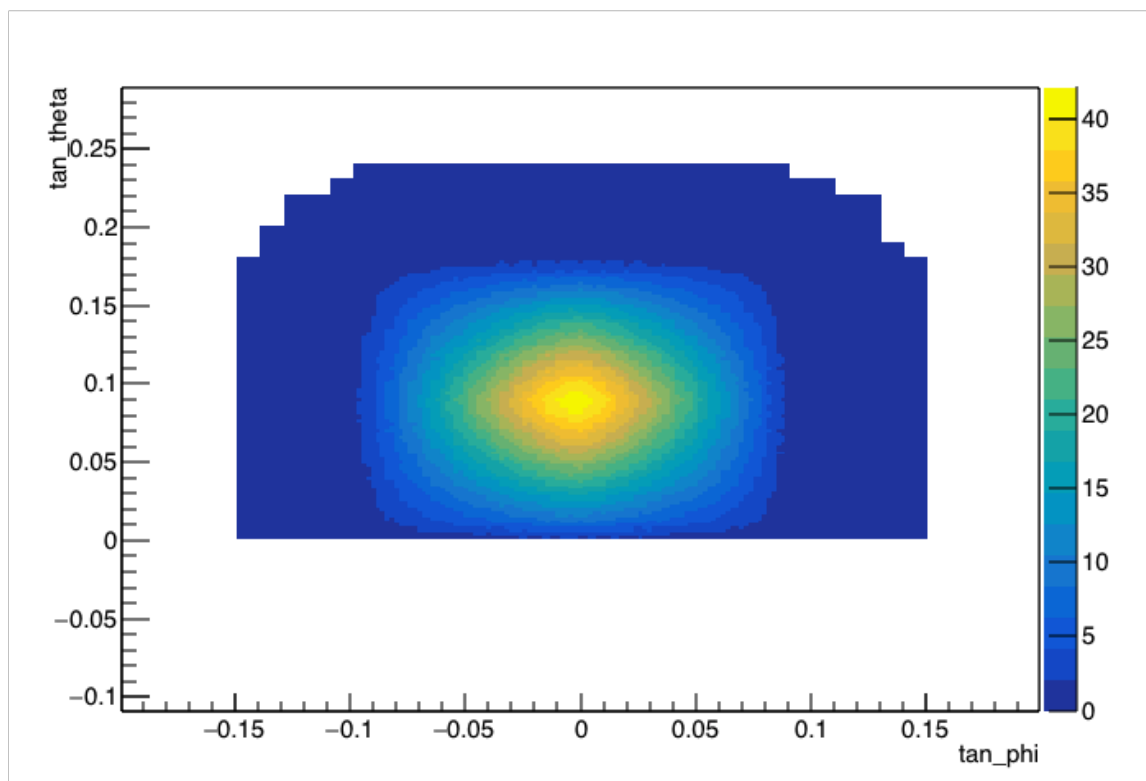


図 23 運動量領域が $2 \sim 100\text{GeV}/c$ における検出見積もり数

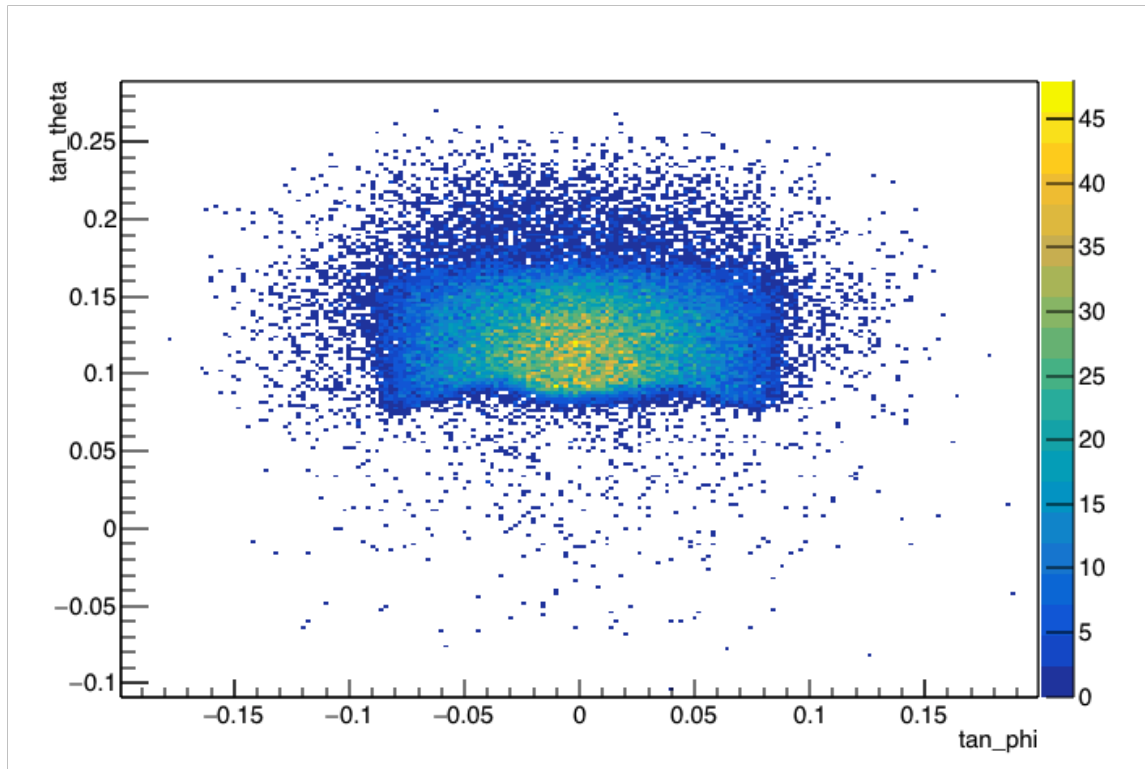


図 24 運動量領域が 2GeV/c~100GeV/c における観測したイベント数

3.5.3 透過率から密度長への変換

前項より算出した透過率分布を密度長へと変換する必要がある。その為に以下の手順を踏み密度長へ変換し、測定より得られた筑波山の密度分布を示す。

1. 図 25 における N_0 を山体が無い場合のイベント数、ある閾値以上の運動量を持ったイベントのみが透過してくると仮定した時のイベント数を N とし、透過率 N/N_0 を計算する。

2. 透過率と運動量の関係より運動量と飛程を関連づける

3.1、2 より密度長と透過率を関連づける

2 における透過率と運動量の関係に関しては第 5 章にて述べるシミュレーション手法の開発に際し Geant4 を用いて求めたものを使用している。

図 26 は透過率と飛程の関係を表しており、密度長が $3000[g/cm^3]$ すなわち山体の厚さが約 1000[m] 程度の場合で透過率が約 10^{-3} となっている。これは飛来してくるミューオンが 1000 個の時に 1 個程度しか透過してないことを表しており、バックグラウンドの排除を精度よく行う必要があると言える。

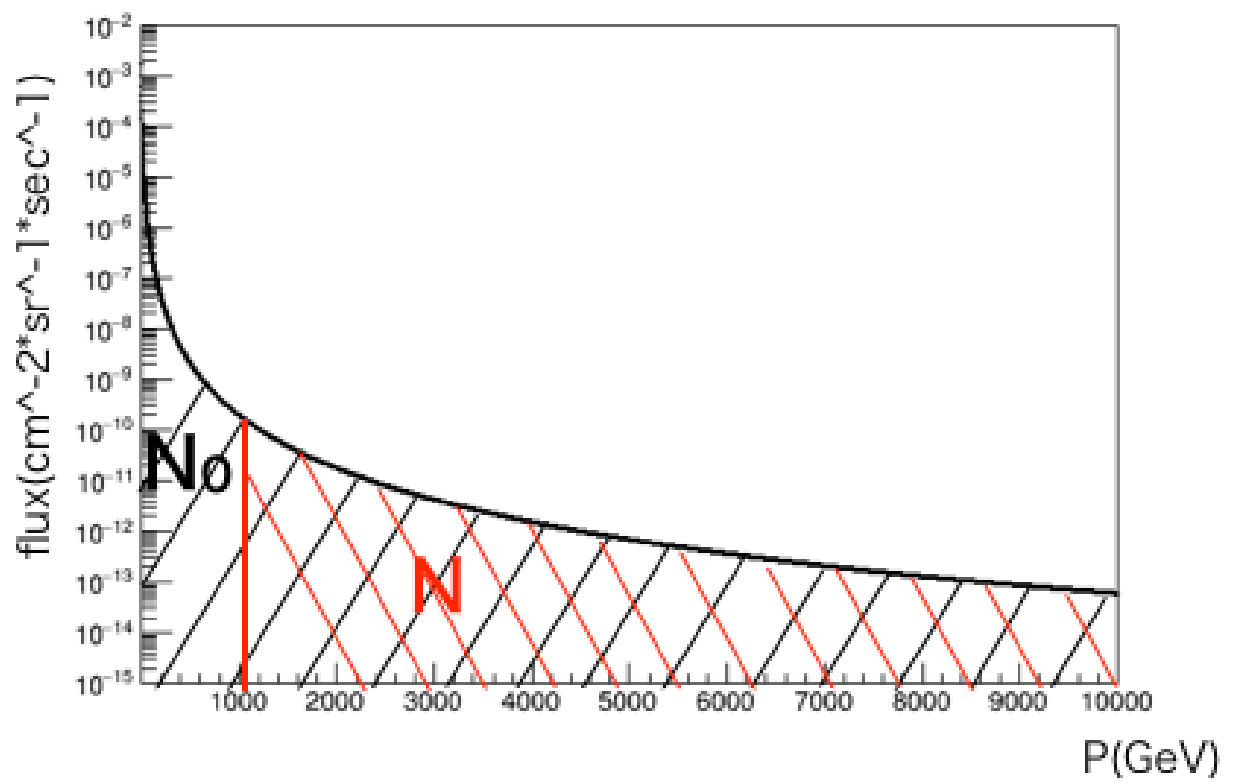


図 25 透過率と運動量の変換概念図

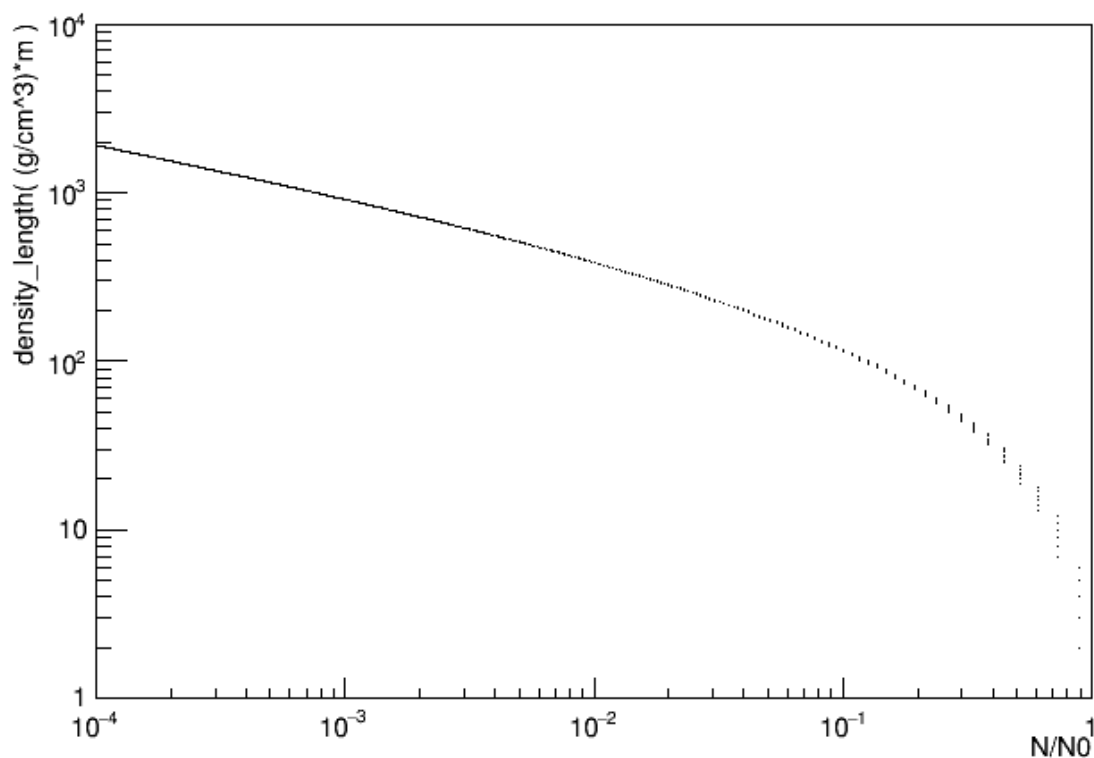


図 26 透過率と密度長 ($(g/cm^3) * m$) の関係

3.5.4 筑波山のイメージング

前項で求めた密度長と透過率の関係を用いてビンごとの密度長をビンごとの山体内の経路の長さで割ることで密度を推定することが可能となる。図 27 において、 $\tan \theta$ の値が小さくなるにつれ、観測するイベント数が少なくなってしまう。その為、山体の厚さに応じていくつかのビンをまとめて密度分布の算出を行なっている。図 27 より山体の厚さが大きくなるにつれて仮定した密度 $2.65(g/cm^3)$ と比べて異なっていることがわかる。上述したように山体の厚さが大きくなるにつれ、観測するイベント数が少なくなってしまう為、正確な密度の算出ができなくなってしまうことと散乱によるバックグラウンド事象の流入が原因と考えられる。

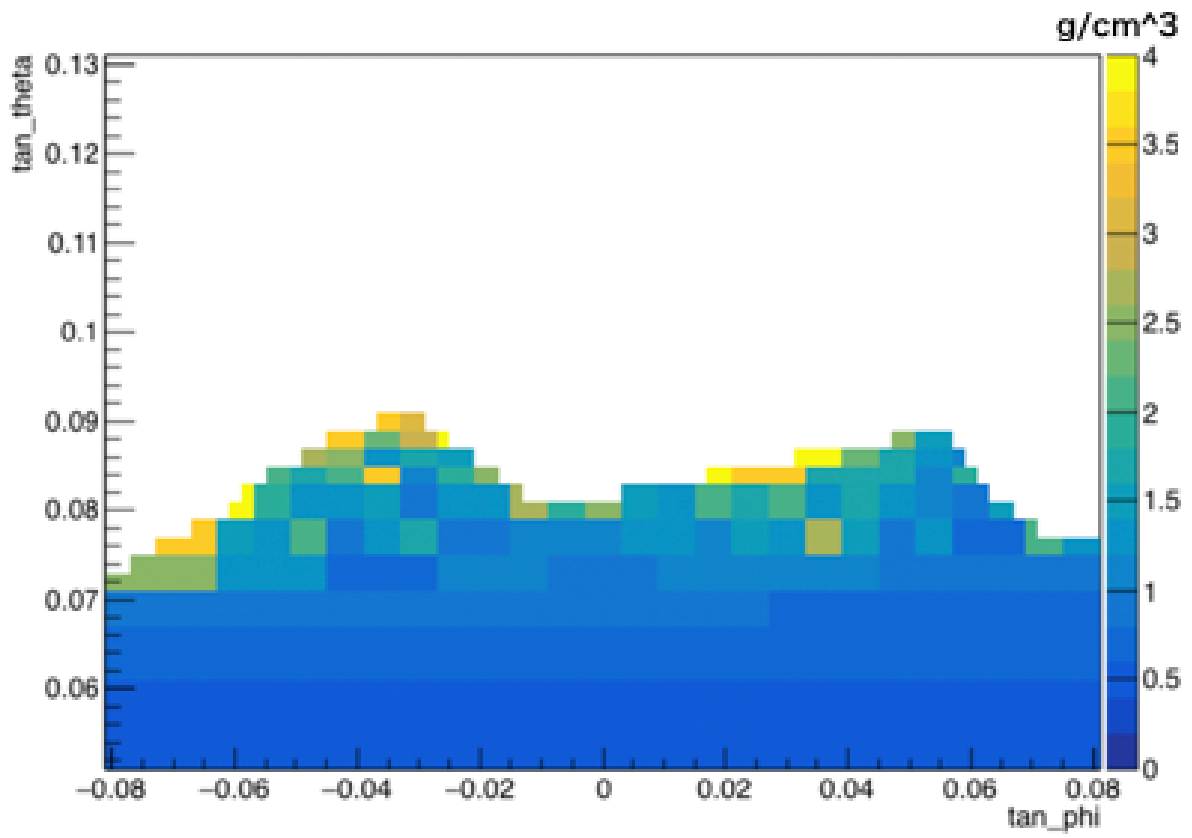


図 27 運動量が $2\text{GeV}/c$ 以上の事象を用いた場合の密度分布

第4章 筑波山透視における電磁シャワーバックグラウンド事象の見積もり

山体透視のバックグラウンド事象としては、検出器上部からの電磁シャワーによるバックグラウンドと、山体および大気による散乱により大天頂角側に流入するミュオンによるバックグラウンドがある。この章では前章で述べた筑波山での測定結果を用いて、電磁シャワーによるバックグラウンド事象とイベントを検出器へのヒット位置及び前置検出器でのヒット時間差の情報を用いて分離する。

4.1 事象の選別

前章でも述べたが、バックグラウンド事象の多くが電磁シャワーによるものであると考えられる。天頂角の大きなイベントが特に多く、それらは検出器に対して一様に降り注いでいる。その為、山体方向から飛来してくるミュオンは観測した事象と仮定した事象間の距離が小さくなるのに対し、電磁シャワーによるバックグラウンドでは観測した事象と仮定した事象間の距離が広がりを持った分布になる。ここではこの特徴を利用し、以下の要領でバックグラウンド事象とイベントの分離を行った。

1. 運動量計算アルゴリズムにおいて、残差 (式 21) が最小になる事象を選択
2. Unit3 上での観測された飛跡と仮定した飛跡の距離を計算
- 3.2 で計算した距離の分布よりバックグラウンド事象とイベントの閾値を決める

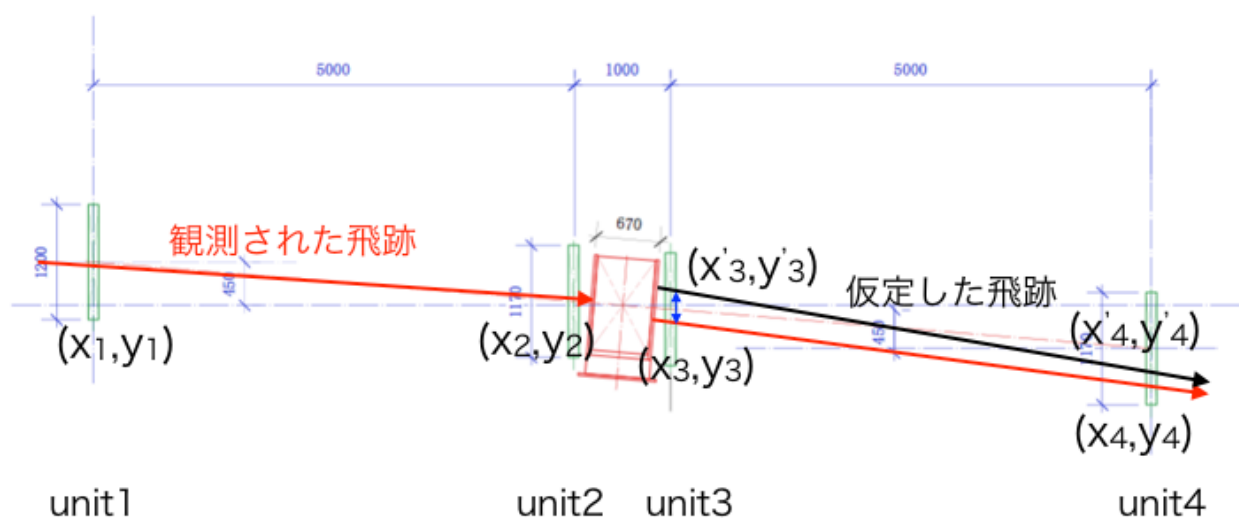


図 28 イベントとバックグラウンドの分離の概念図

図 29 は Unit3 上における仮定した事象と観測した事象間の距離の分布である。イベントとバックグラウンド事象の分離を確実にを行う為、イベントの閾値を 20mm、バックグラウンド事象の閾値を 200mm と定め、その値以上または以下の事象を選択し、2 枚の検出器 (Unit1、2) における検出時間差分布を導出した。

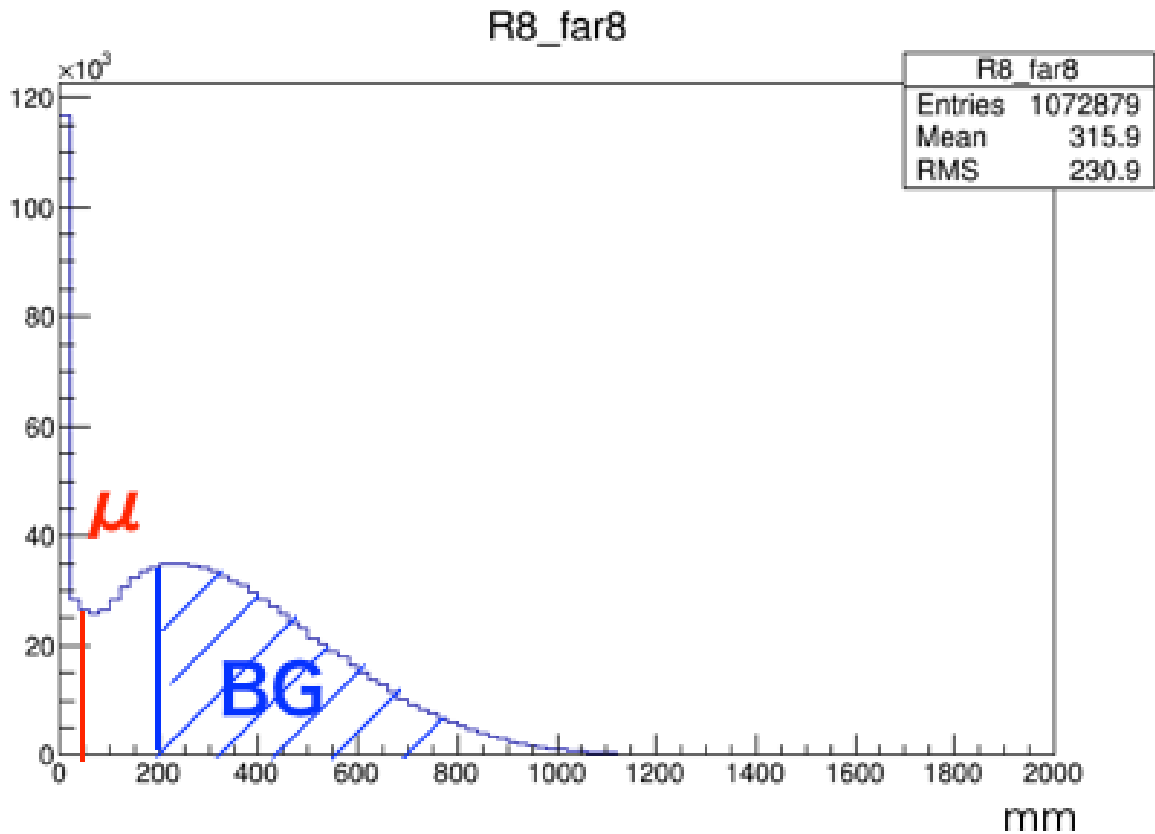


図 29 Unit3 における仮定した事象の観測点と観測した事象の観測点間距離の分布

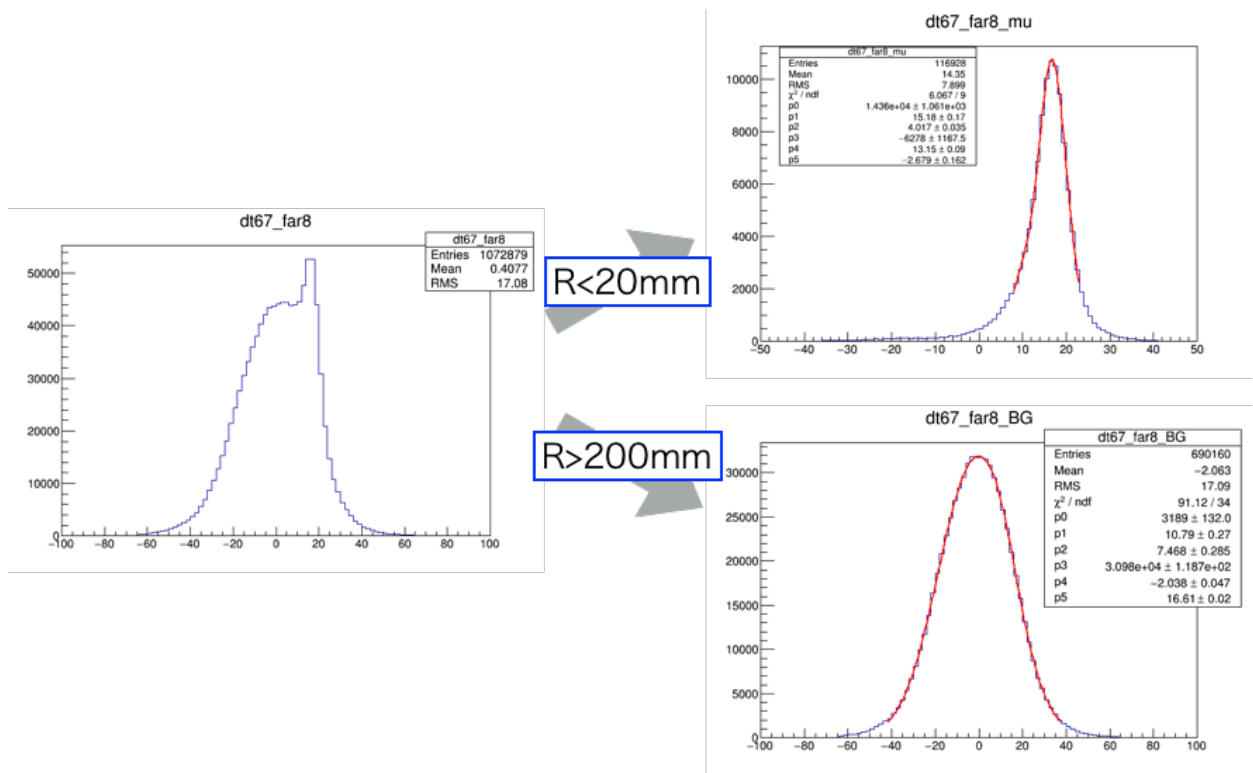


図 30 Unit1,2 間の検出時間差分布。R は Unit3 上での観測したイベントと仮定したイベント間の距離。イベントは $8 < dt < 23$ 、バックグラウンド事象は $-42 < dt < 38$ の区間でそれぞれダブルガウシアンによりフィットした。

前項で行ったイベントとバックグラウンド事象のフィットにおいて、フィットに用いた関数 (ダブルガウシアン) のパラメータの内、 μ と σ を固定し高さを変数とし、Unit1,2 を通過した事象の時間差分布に対してダブルガウシアンによるフィットを行い、イベントとバックグラウンド事象の分離を行う。

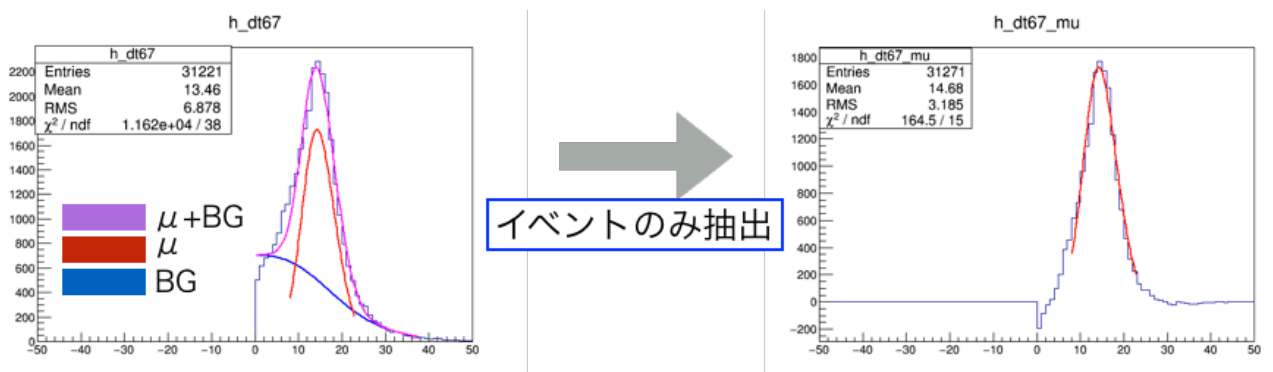


図 31 $-0.05 \leq \tan \phi \leq -0.03$, $0.07 \leq \tan \theta \leq 0.09$ におけるイベントの時間差分布。前項で定めたパラメータを用いてイベントを抽出した。

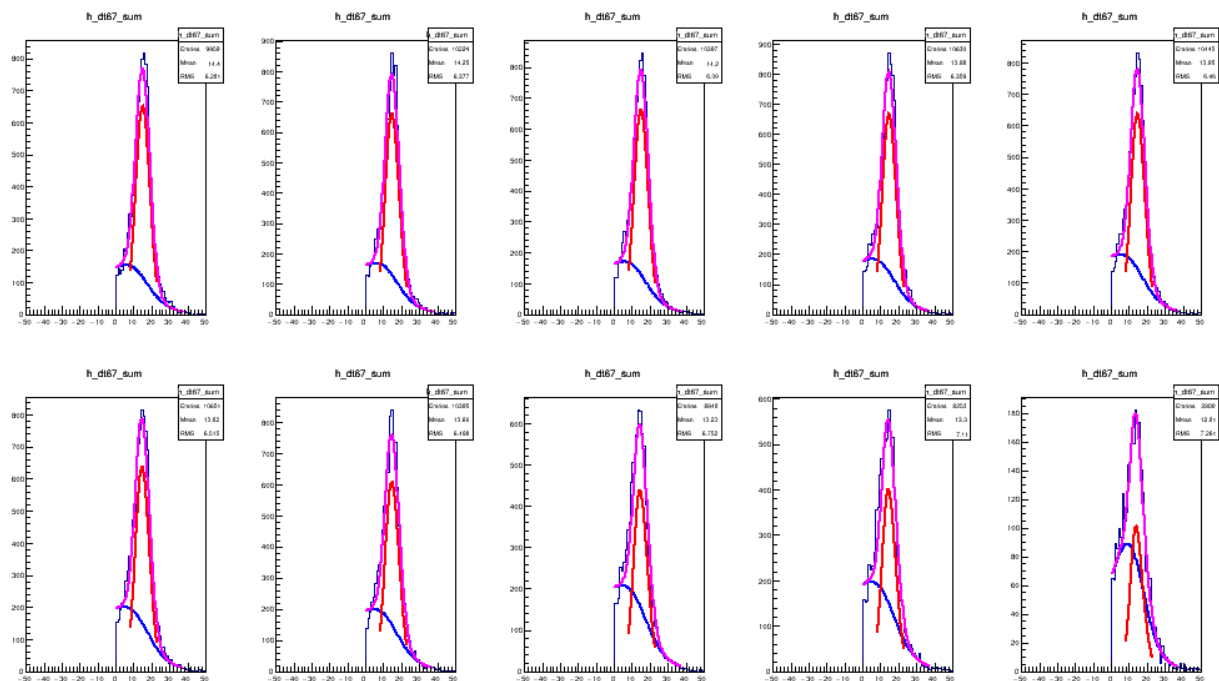


図 32 $0.03 \leq \tan \phi < 0.04$ における $\tan \theta$ を 0.01 ずつ変化させた時の山体がある領域の時間差分布。

4.2 筑波山のイメージング

前項で行った、イベントの抽出を山体のある領域全てにおいて行いました、前章で行ったイメージングと同様に筑波山の密度分布の導出を行った。

4.2.1 イベント数の見積もり

前章とは異なり、本解析では前置検出器 2 枚のみを使用している為検出可能範囲が異なる。式 23 と式 24 を用いて測定可能範囲を計算すると、 $-0.198 \leq \tan \phi \leq 0.198$ 、 $-0.116 \leq \tan \theta \leq 0.280$ となる。

また、トロイド磁石による運動量の同定も行わない為運動量の制限は設けていない。図 33 において検出が見込まれるイベント数、図 34 において測定により得られたイベント数を示す。中心部分にイベントが集中しているが、これは 2 枚の検出器を通過したイベントのみを選別する為、中心部のアクセプタンスが大きくなってしまっているからである。

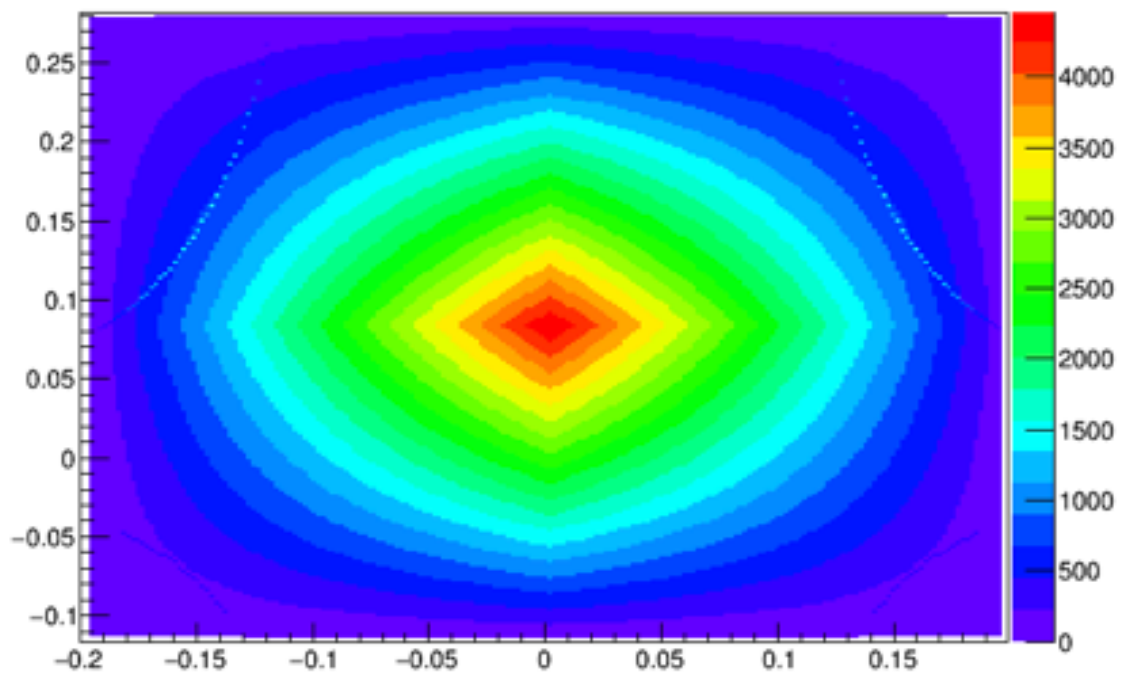


図 33 測定期間中に見込まれるイベント数

dir67

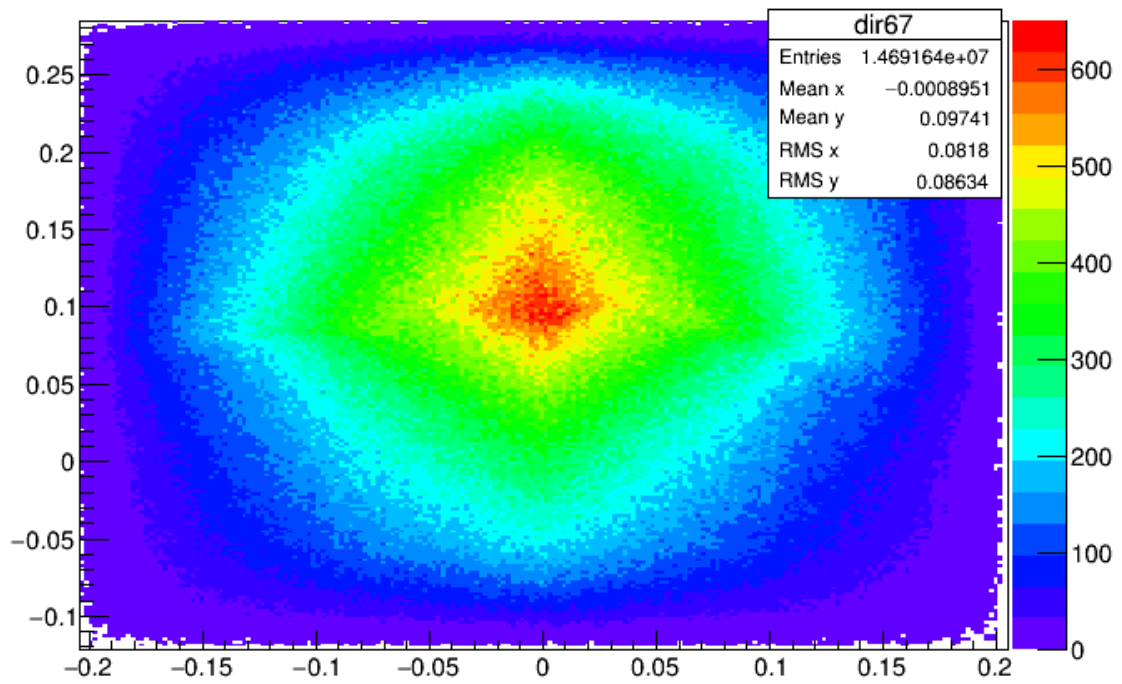


図 34 測定期間中に得られたイベント数

4.2.2 筑波山のイメージング

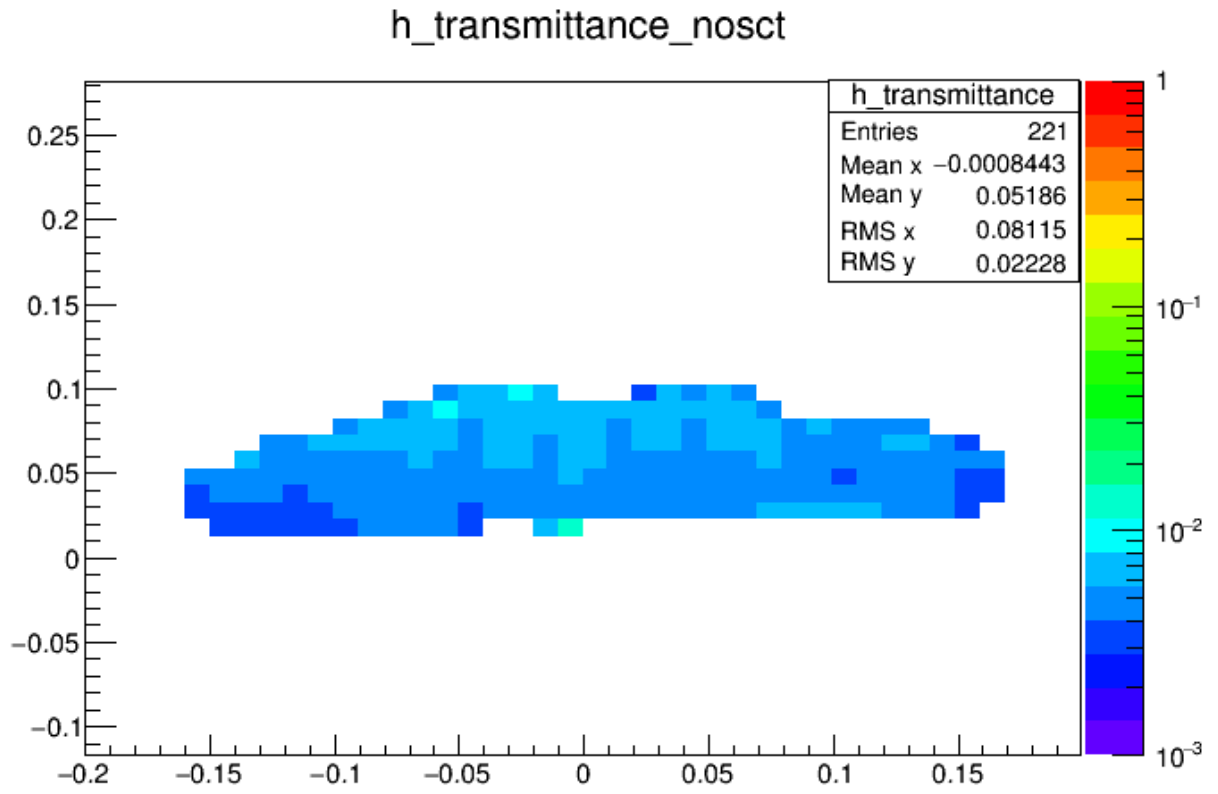


図 35 検出器方向から見た筑波山の密度分布

h_tsukuba_length_rebin

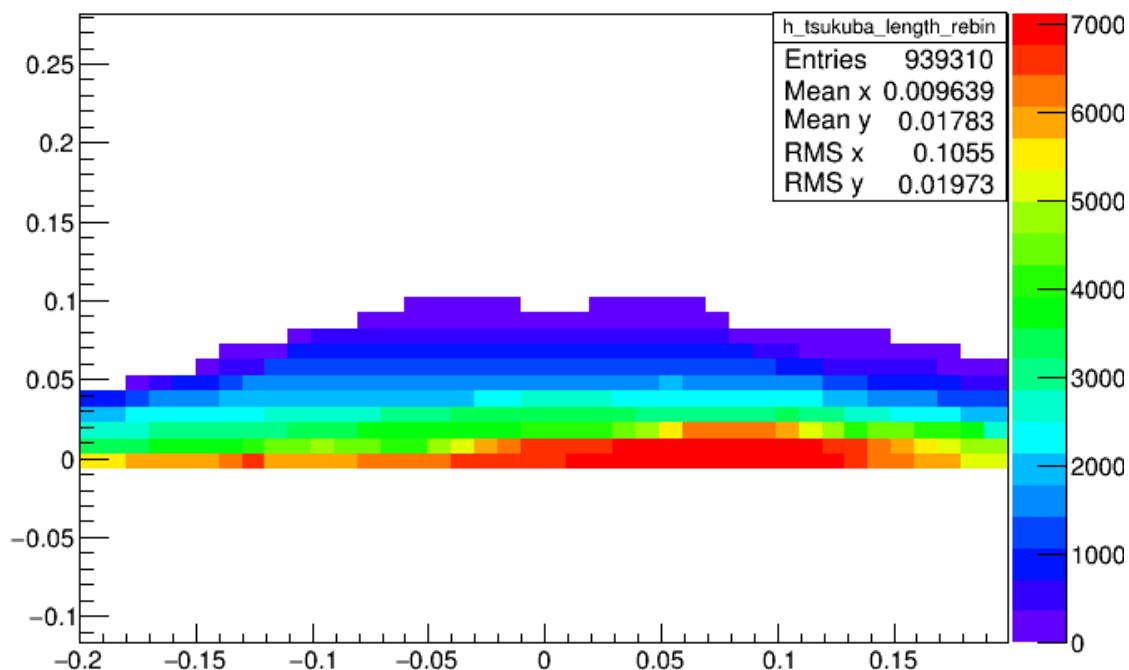


図 36 検出器方向から見た筑波山の厚さ

図 35 において透過率、図 37 において密度分布を示す。山の縁付近では予想される密度よりも大きな値となっている領域がある。これは時間差分布を用いたイベントとバックグラウンド事象の分離の精度が良くないことが影響していると考えられる。図 32 の一番右下が山の縁付近における時間差分布だが、山体内部の時間差分布と比較した時に本来イベントと思われる事象もバックグラウンドとして分離されてしまっていることが分かる。これは山の縁付近ではイベント数が少ない為精度が悪くなってしまっていることが原因と考えられる。また、山体内部では密度の大きさが予想される値と比較すると大きく下回っていることが分かる。これは大気や山体により散乱され、流入してきたバックグラウンドの影響が大きく出てしまっていると考えられる。

h_density_No_Sct

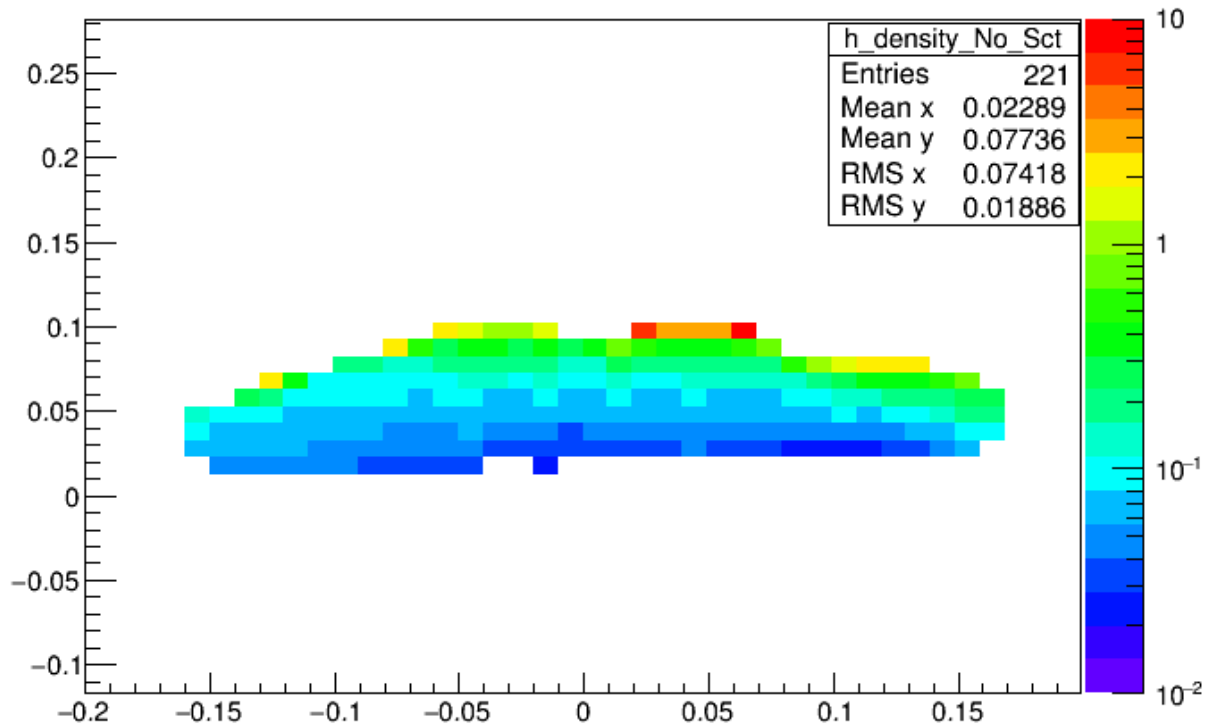


図 37 検出器方向から見た筑波山の密度分布

表 3 は密度長毎の見込まれるイベント数、観測イベント数、透過率、密度を記したものである。

表 3 観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、透過率、密度

経路長 (m)	N	N_0	透過率	密度 (g/cm^3)
0~500	146030	8576220	0.017	0.39
500~1000	108022	7053890	0.015	0.05
1000~1500	66595	4762690	0.014	0.03
1500~2000	64109	4844910	0.013	0.03
2000~2500	40491	3274380	0.012	0.02
2500~3000	22755	1832490	0.012	0.02

表 3 からは山の縁付近の一部では予想される値よりも大きく出てしまっている領域もあるが、山体の厚さ毎で見ると予想される値よりも低くなってしまっていることが分かる。このことから大気や山体により散乱されあたかも山体を透過してきたかのように見えるバックグラウンドが、実際に山体を透過してきたイベントに混在していることが分かる。このことから大気や山体で散乱

し、あたかも山体を透過してきたかのように誤認識してしまうイベントに関して、定量的な理解が必要であることが分かる。

第5章 山体透視シミュレーション手法の開発

前述した山体および大気による散乱により大天頂角側に流入するミュオンバックグラウンド事象に関して、実データの解析だけではなくシミュレーションによる定量的な理解も必要不可欠である。しかし、既存の Geant4(詳細は後述) というツールキットを用いてシミュレーションを行うと無限に近い多大な時間を要してしまう。そこで、本研究では大幅な時間短縮の為に新たなシミュレーション手法の開発を行った。本章では開発にあたり使用した、ツールキット (Geant4) 及びシミュレーション手法に関して述べる。

5.1 シミュレーション手法の概要

ミュオンラジオグラフィーは上空より降り注ぐ宇宙線ミュオンを用いて透視を行う。しかし、本シミュレーションにおいて運動量及び天頂角依存性を再現した事象を用いては山体のように大型構造物では高運動量ミュオンを必要としそして、高運動量ミュオンは飛来する確率が非常に小さくまた、山体のような大規模構造物の密度分布を得るには非常に多くのイベントを生成しシミュレートしていく必要がある為、多大な時間を要してしまう。そこで、以下の手順に沿ってシミュレートすることで時間短縮を図った。

1. 乱数により検出器上の通過位置及びエネルギーを決める
2. 通過位置より飛来方向を求める
3. 2で求めた飛来方向より物質の透過長(散乱を考慮しない)を求める
4. 3で求めた透過長より透過後のエネルギーを計算
5. 3で求めた透過長及び4で求めたエネルギーより散乱角度を導出し、透過長を再計算
6. 5で再計算した透過長より透過後のエネルギー及び散乱角度を再計算
7. 6を複数回繰り返し、正確な透過長及び透過後のエネルギーを求める
8. 透過前の位置である領域の端に到達したらそこでの運動量の大きさ及び方向を求める
9. 領域の端の位置でのミュオンフラックスの運動量の大きさと方向(天頂角分布)依存性が合うようにイベントに重み付けをする。

上記において透過長などを計算する際に散乱角度が必要になるが、それをSTEP毎に計算しては非常に時間がかかる。その為 Geant4 を用いて、対象物に対する透過長と入射時の運動量を変数とした関数を作成した。また、簡易的な状況を Geant4 と作成したシミュレーションにおいて再現して、シミュレーション手法の検証を行った。

5.2 Geant4

Geant4 とは粒子 (電子やミューオン等) と物質との相互作用 (弾性散乱やエネルギー損失等) をモンテカルロ法によりシミュレートするツールキットである。高エネルギー物理や原子物理、宇宙物理そして医療分野とその用途は様々な分野へと渡っている。粒子との反応過程や検出器等の幾何学情報の保存、シミュレーション結果の可視化等が可能となっている。Geant4 は全てのプログラムを一から構築する必要はなく、既に組み上げられているプログラムを自分が行いたいシミュレーションの設定に合わせて修正し使用する。修正を加える点は主に、

- ・シミュレーションを行う空間 (World)
- ・空間内に存在させる物体の定義
- ・相互作用させる粒子の種類
- ・粒子の発生場所
- ・発生させる粒子の運動量の大きさ及び方向
- ・どのような物理情報を得るか

等である。その他にも物質と相互作用させる粒子とのシミュレート間隔 (STEP 間隔) も必要に応じて変更可能である。

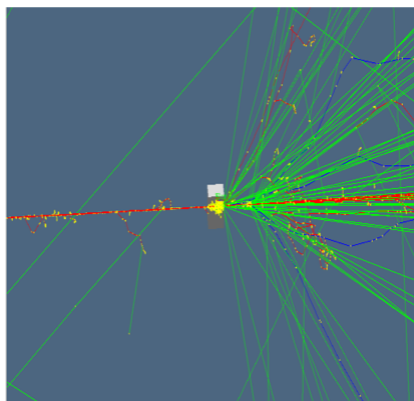


図 38 Geant4 によるシミュレーションの様子

5.3 エネルギー損失と散乱角のパラメータ化

本シミュレーションではエネルギー損失及び散乱角が初期運動量及び物質の透過長に依存しどのように変化するかを利用する為、初めにこれらのパラメータ化を行った。パラメータ化の手順としてはある運動量及び物質の厚さに対するエネルギー損失、入射位置からの広がり (これは後に散乱角などを求める際に利用) を求め、運動量と物質の厚さを変化させこれらがどのように変化してい

くかを検証。これよりエネルギー損失、散乱角を物質通過前の運動量と通過する物質の厚さを変数とした関数を導出。その為、後述する設定に基づき Geant4 を用いてシミュレーションを行った。

5.3.1 シミュレーションの設定

ジオメトリー及び対象物の構成成分は表 4 及び表 5 のように設定した。また、入射粒子に関しては初期運動量を $0.004\text{TeV}/c \sim 20\text{TeV}/c$ と変化させ、入射位置に関しては一点から入射するように設定した。

表 4 Geant4 におけるジオメトリー及び入射粒子の設定

	空気	岩石
World の大きさ	20000m	20000m
運動量の大きさ	0.004TeV \sim 20TeV	0.125TeV \sim 20TeV
Event 数	10000	10000
物質の厚さ	125m \sim 8000m	250 \sim 3000m

表 5 Geant4 における対象物の構成成分比とその密度

物体	構成成分比	密度
空気	N_2 80% , O_2 20%	0.0013g/cm ³
岩石	SiO_2 55% , Al_2O_3 18.5% , CaO 9.5% , FeO 9% , MgO 5% , Na_2O 3%	2.7g/cm ³

5.3.2 運動量依存性と透過長依存性

空気と岩石それぞれの厚さを固定し、運動量を変化させた時のエネルギー損失と位置の広がりをシミュレートした。空気に対しては入射運動量の大きさに反比例する形で位置の広がりが小さくなり、エネルギー損失は入射運動量に比例して大きくなっていることが確認できる。また、岩石に対しても概ね空気に対してと大きな違いはないが、運動量が大きいくほど変化の仕方に違いが出ている。これは高運動量では物質中での運動量変化の影響を大きく受けていることから理解できる。これを入射運動量を固定し、空気と岩石の厚さを変化させた場合も同様にシミュレートした。

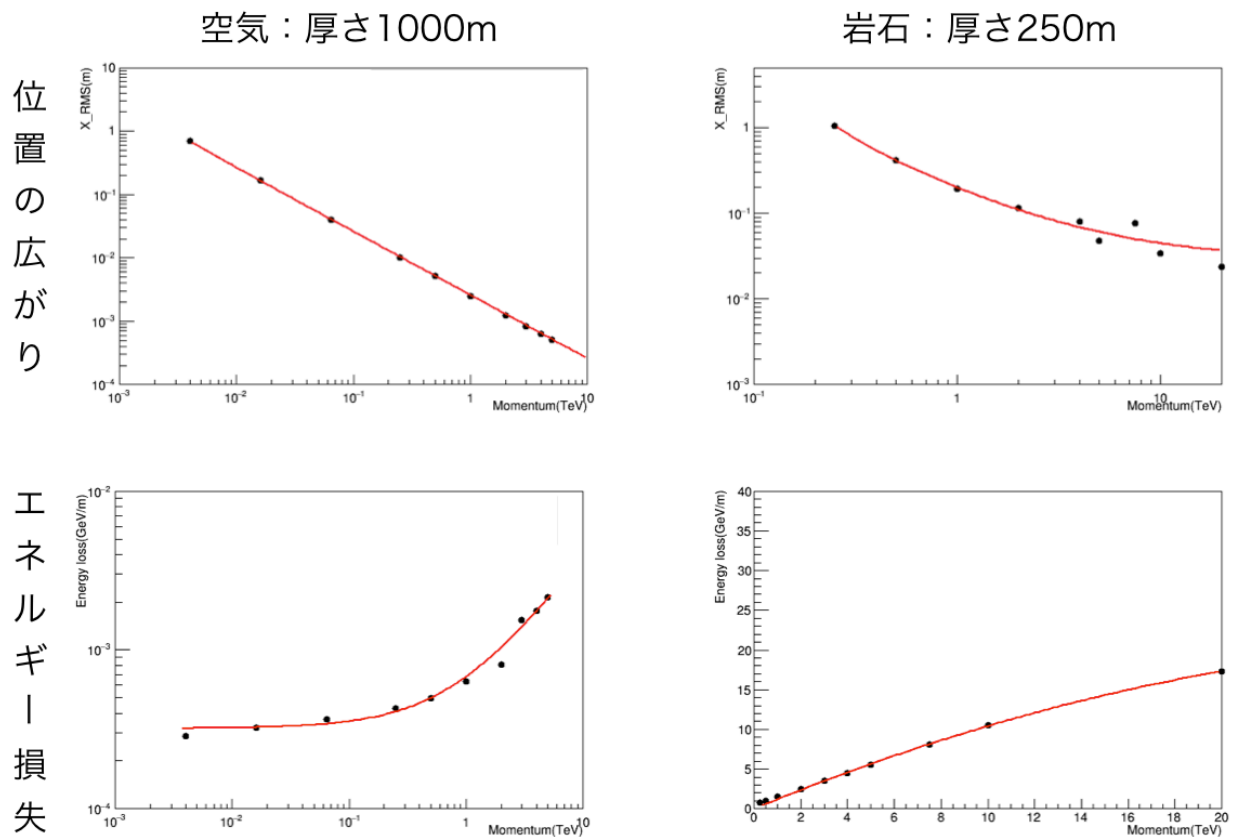


図 39 左側が空気、右側が岩石、上段が位置の広がり、下段がエネルギー損失。左上から順に $y = a/(x - b)$ 、 $y = a/(x - b) + c$ 、 $y = ax + 0.00032$ 、 $y = ax^2 + b$ でフィッティングしている。

5.3.3 パラメータ化

次に前項でフィットに利用した関数が透過する物質の厚さに対してどのように変化していくかを確認。これを基に任意の入射運動量と透過長に対する 2 次元プロットでパラメータ化。

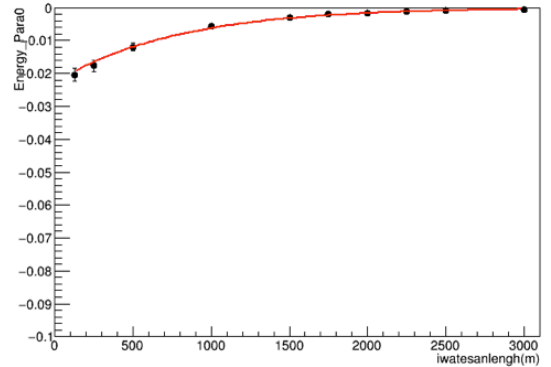
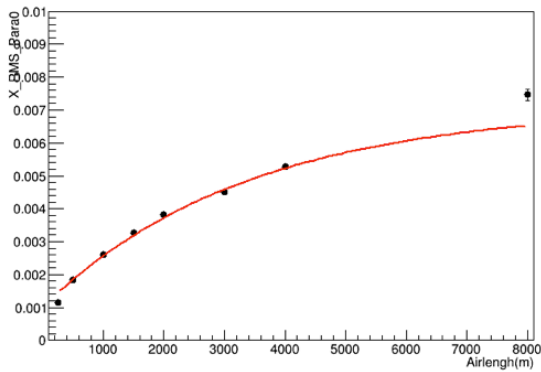


図 40 左側が空気に対する位置の広がりをもとに $y = a/(x - b)$ の a の物質の厚さに対する依存性を $y = Ax^B + C$ でフィットしたもの。右側が岩石に対するエネルギー損失をフィットした関数 $y = ax^2 + b$ の a の物質の厚さに対する依存性を $y = Aexp(Bx)$ でフィットしたもの。これらを全パラメータに対して実施。

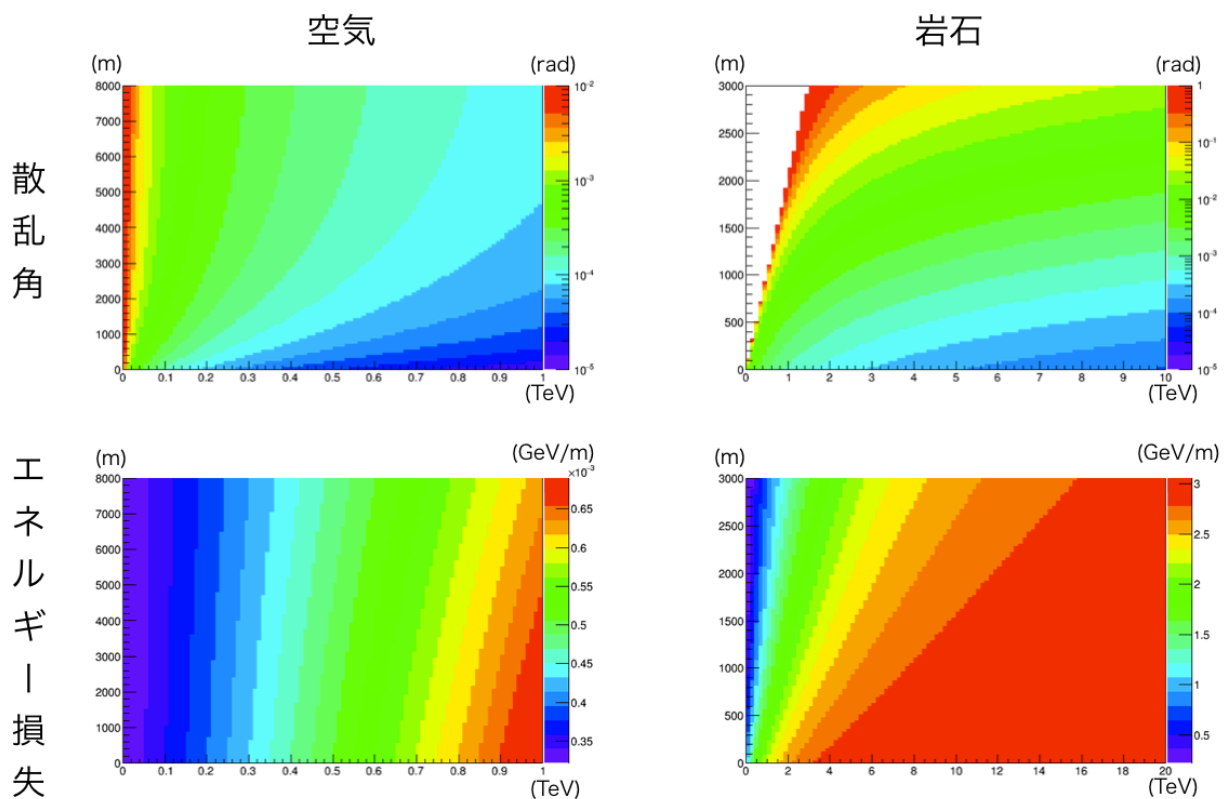


図 41 岩石、空気それぞれに対するエネルギー損失と散乱角を入射運動量と透過長の 2 つでパラメータ化

5.3.4 理論計算との比較

次にパラメータ化したエネルギー損失と散乱角の再現性を検証する為、それぞれ式 4 及び式 6 との値と比較した。運動量が大きくなるにつれて値の違いが顕著になっているがこれは制動放射の影響を受けている為である。このことは図 1 からも確認できる。

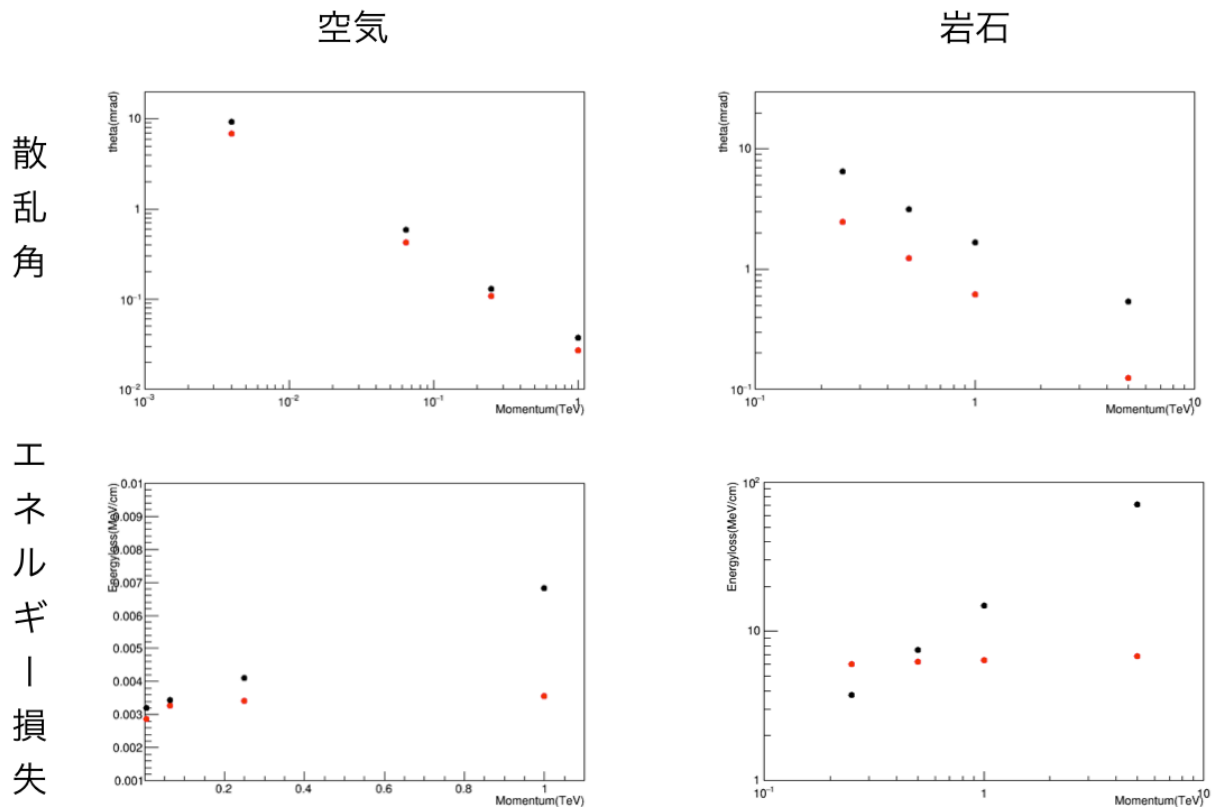


図 42 岩石、空気それぞれ厚さが 125m、1000m の時の理論値との比較

5.4 Geant4 を用いた関数の評価

作成した関数を組み込んだモンテカルロが正常に動作しているかを検証する為、表の設定を Geant4 及び作成したモンテカルロそれぞれにおいて再現し、物質透過前の運動量- θ 分布及び物質透過後の検出器におけるミュオンのヒット情報を比較した。物質や空気の構成成分に関しては表 6 を用いた。

表 6 シミュレーションにおけるジオメトリー及び入射粒子の設定

	Geant4	トイモンテカルロ
World の大きさ		半径 500m の球体
物質の中心位置		(0, 0 , 40m)
物質の大きさ		80m*160m*80m の直方体
検出器の中心位置		(0 , 160m , 0.50m)
検出器の大きさ		1m*1m の正方形
入射位置	$0.167 \pi < \theta < 0.5 \pi$ 、 $1.166 \pi < \phi < 1.834 \pi$ の球面上	検出器上
運動量	天頂角分布に従う	$\ln_{10} P = A(1 < A < 4$ の範囲で一様乱数生成)

5.4.1 運動量- θ 分布の評価

図 44 で表した独自のモンテカルロシミュレーションにおける球面上での運動量- θ 分布はオーダーレベルで、図 45 で表した Geant4 でのシミュレーションにおける球面上での運動量- θ 分布を再現できている。Geant4 に関してはイベント数を稼ぐことができていない為再現率は低くなってしまっている。

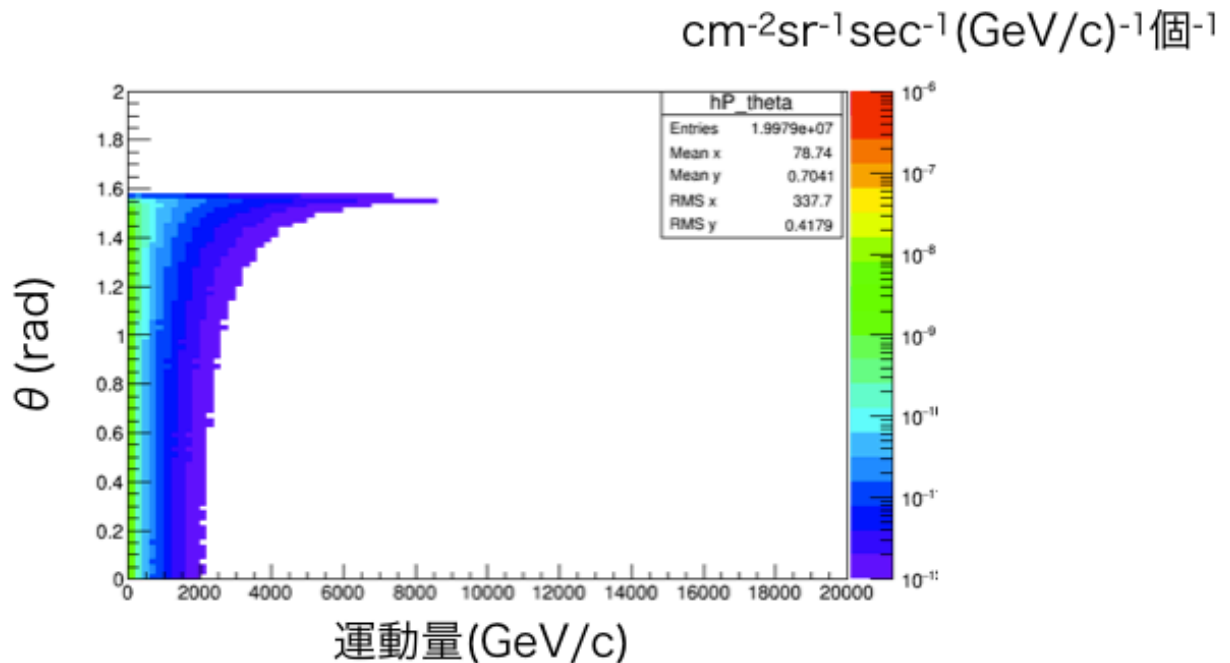


図 43 天頂角 75°におけるミューオンの運動量_ θ 分布

独自のモンテカルロ

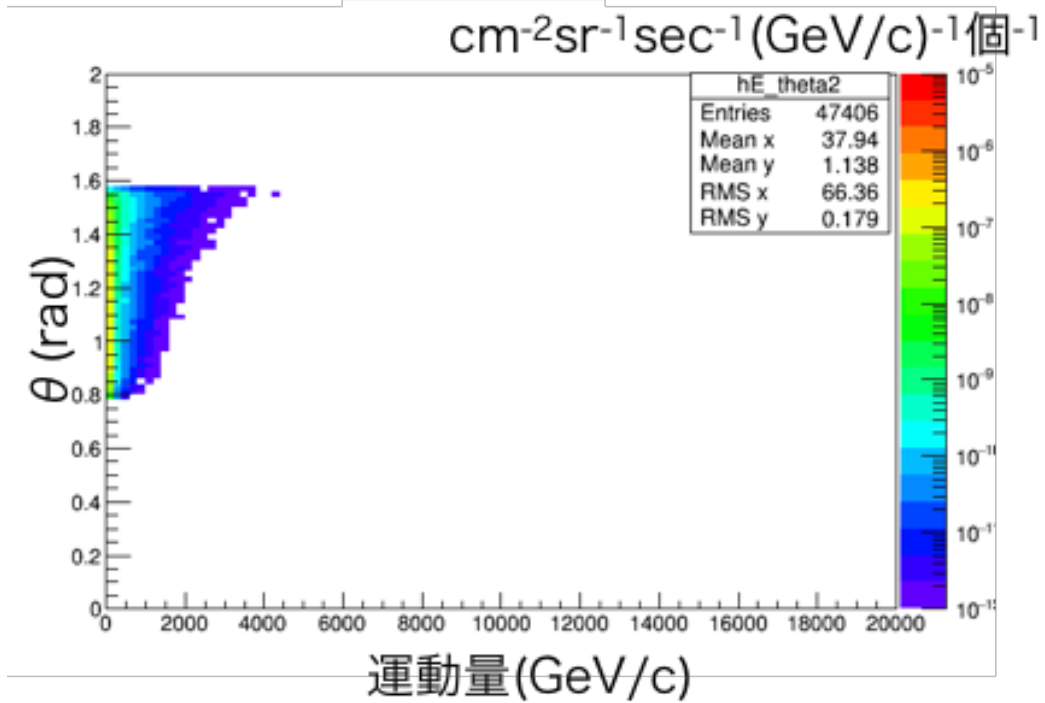


図 44 独自のモンテカルロによるシミュレーションでのミューオンの運動量- θ 分布

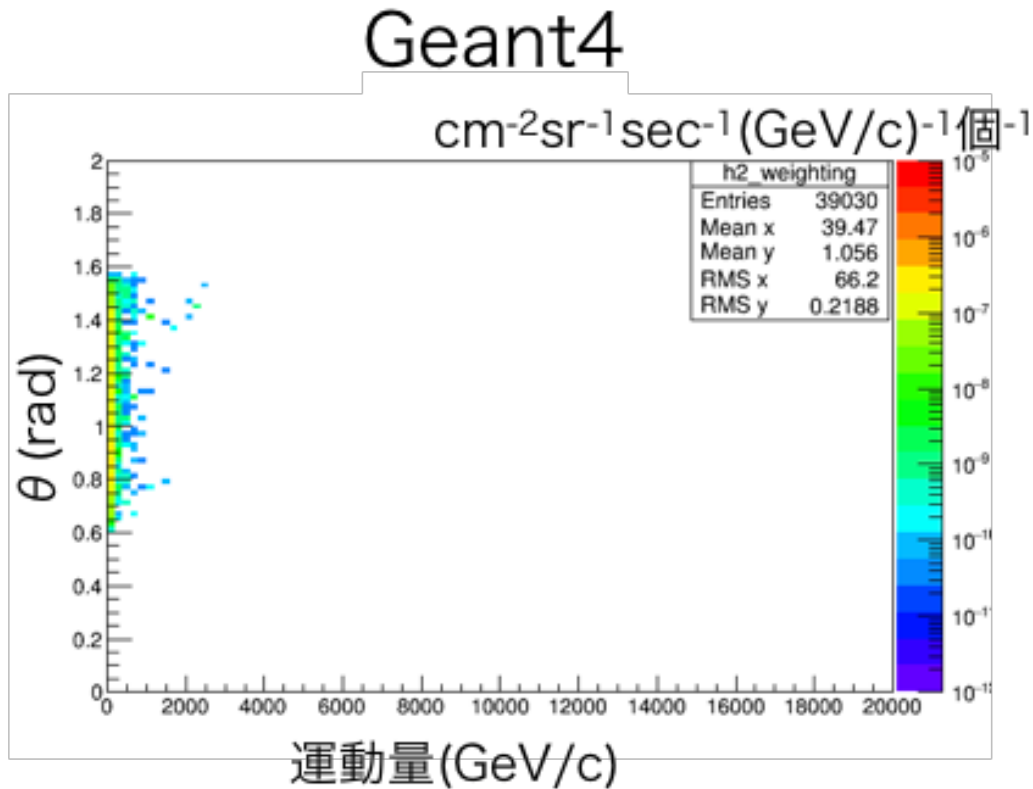


図 45 Geant4 によるシミュレーションでのミューオンの運動量- θ 分布

5.4.2 ($\tan \phi$ 、 $\tan \theta$) 分布

独自のモンテカルロシミュレーションと Geant4 の分布それぞれにおいて、物質による影 (ミューオンの飛来数の減少) が確認できる。また、物質を確認できる範囲 ($-0.25 \leq \tan \phi \leq 0.25$ 、 $0 \leq \tan \theta \leq 0.5$) では物質中心部に対して外側では検出頻度が大きくなっている。これは外側の方が密度長が小さくなる為透過してくるミューオンの数が増える為である。独自のモンテカルロシミュレーションと Geant4 を比較すると、傾向は概ね一致しており独自のシミュレーションにおいて、概ね正しく見積もられていることを確認した。

独自のモンテカルロ

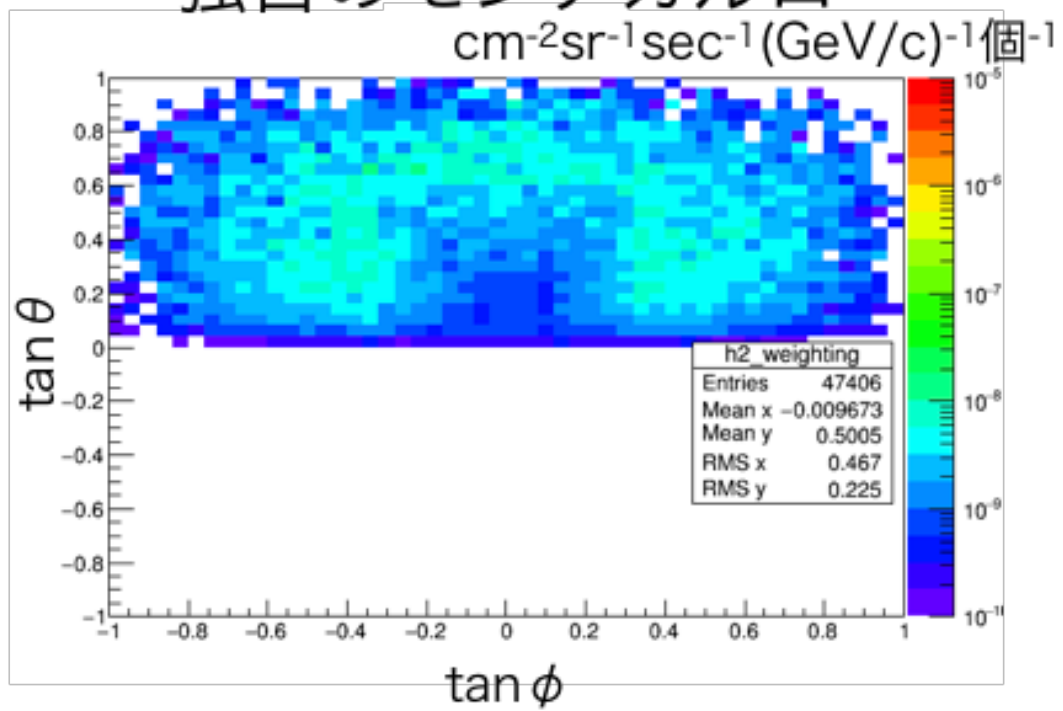


図 46 独自のモンテカルロによるシミュレーションでの $\tan \phi$ $\tan \theta$ 分布

Geant4

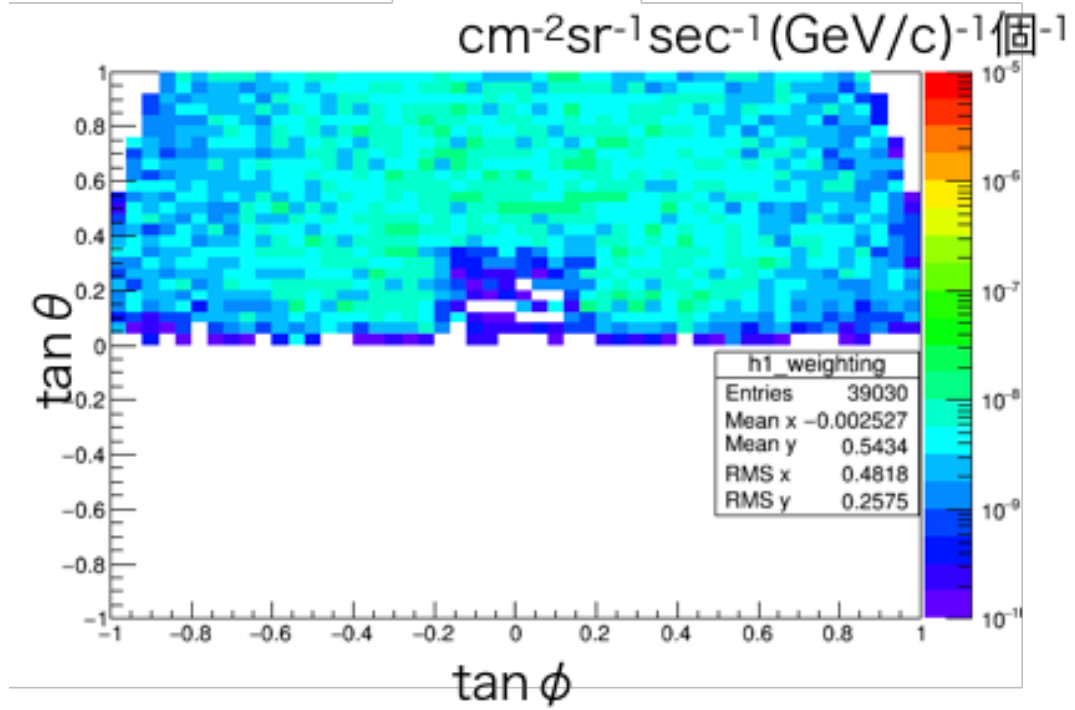


図 47 Geant4 によるシミュレーションでの $\tan \phi$ - $\tan \theta$ 分布

第 6 章 シミュレーションを用いた筑波山透視実験の評価

4 章で述べたように電磁シャワーによるバックグラウンド事象だけでなく、大気や山体により散乱されたミュオンがあたかも山体を透過してきているかのようなバックグラウンド事象が大きく影響していると考えられる。この章では前章で述べたシミュレーション手法に則り、筑波山に対して散乱事象の定量的な理解の為、シミュレーションを行った。

6.1 散乱事象の推定

図 48 は大気や山体での散乱を考慮しない場合、図 49 は大気や山体での散乱を考慮した場合の年間イベント数を表している。図 48 は山の密度を 2.7g/cm^3 と仮定した場合の密度長とミュオンフラックスの運動量および天頂角分布から予測される年間イベント数であり、散乱の効果は含まれていない。この場合では、山体の有無でイベント数が大きく異なることが分かる。また、図 49 からは散乱を考慮した場合、山体の有無関係なく視野領域の中心でイベント数が多く、外側に行くほど段々と少なくなっていることが分かる。これは大気によって散乱され、本来山体のない方向から飛来してきたイベントがあたかも山体を透過して来たかのように見えてしまっていることを表している。図 50 は散乱流入を考慮した場合と考慮しない場合の年間イベント数の比を表したものである。山体の厚さが厚くなればなるほど散乱流入による影響が非常に大きく、本来計測するイベント数に比べて非常に大きな値となってしまっていることが分かる。

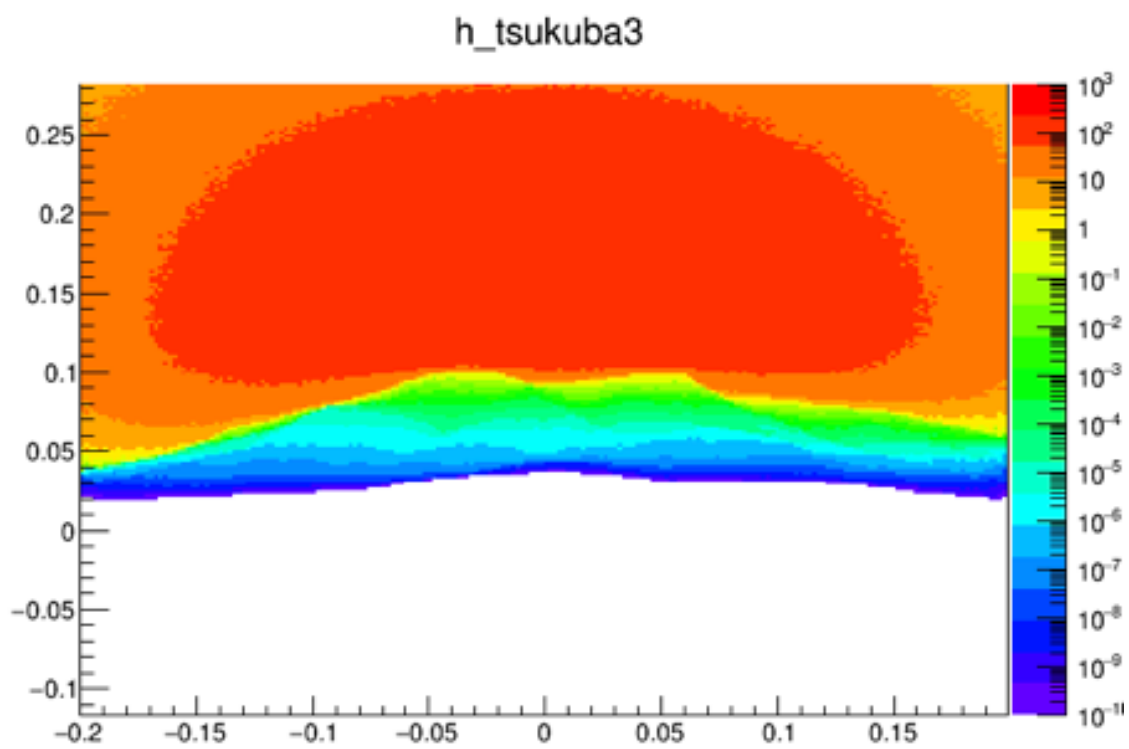


図 48 散乱を考慮しない場合に期待される年間イベント数

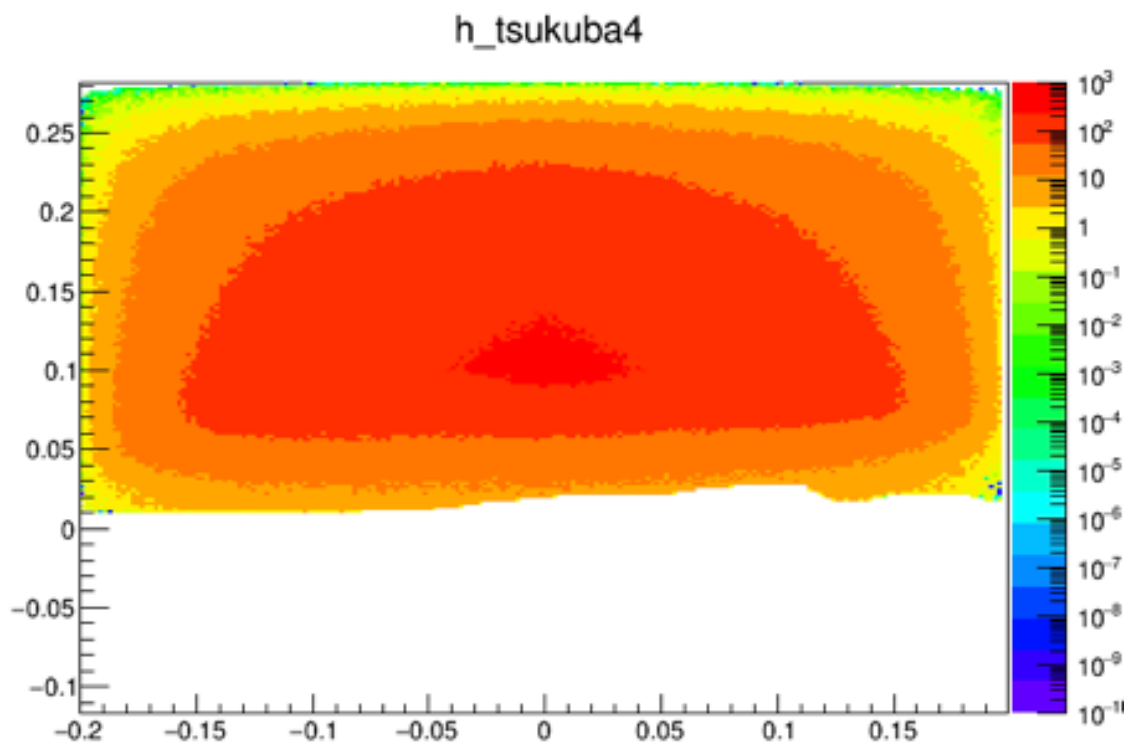


図 49 散乱を考慮した場合の年間イベント数

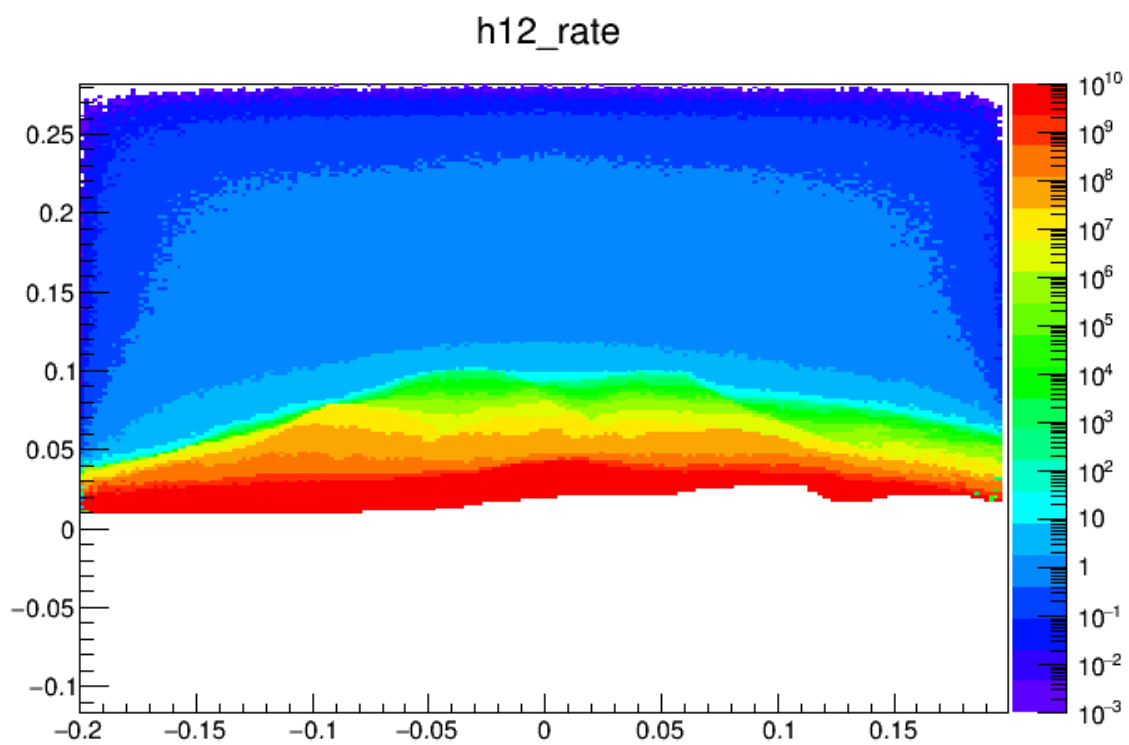


図 50 散乱流入を考慮した場合のイベント数と考慮しない場合のイベント数の比

6.2 散乱事象を考慮した筑波山のイメージング

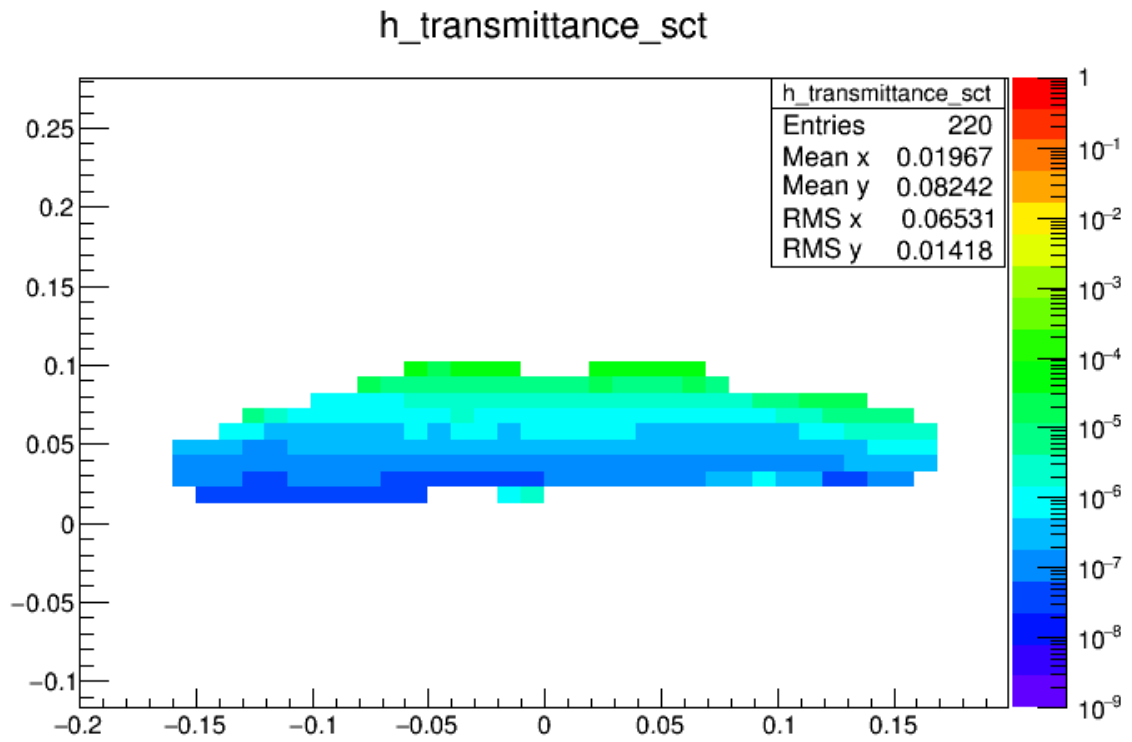


図 51 散乱流入を考慮した場合の透過率分布

h_tsukuba_length_rebin

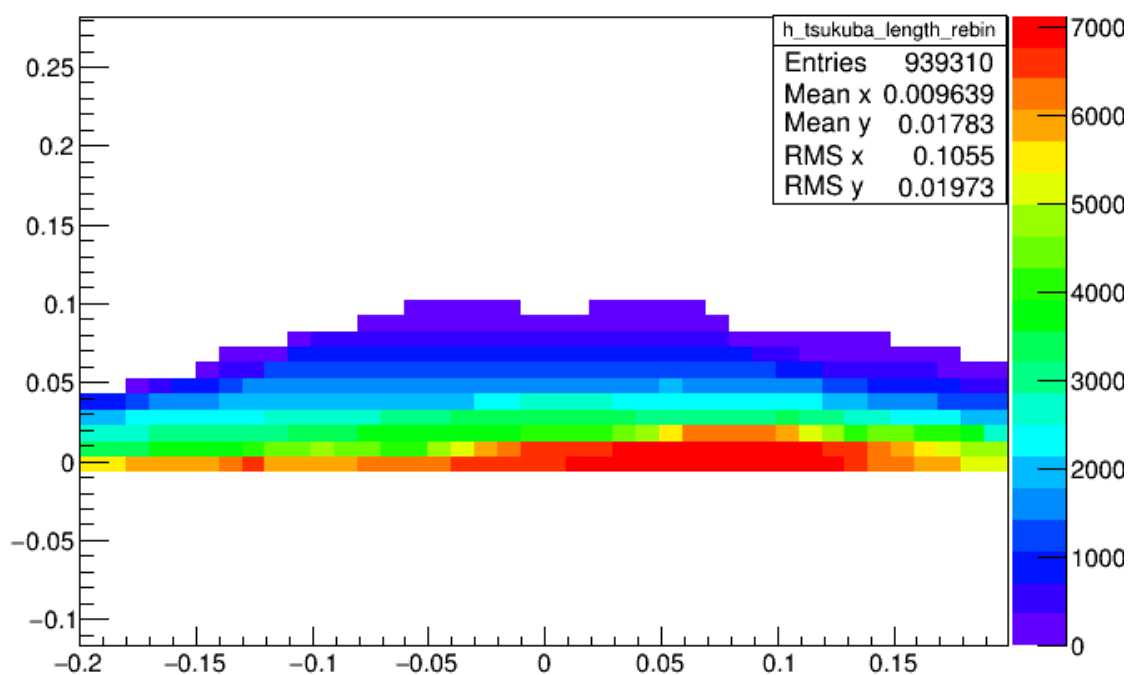


図 52 検出器方向から見た筑波山の厚さ

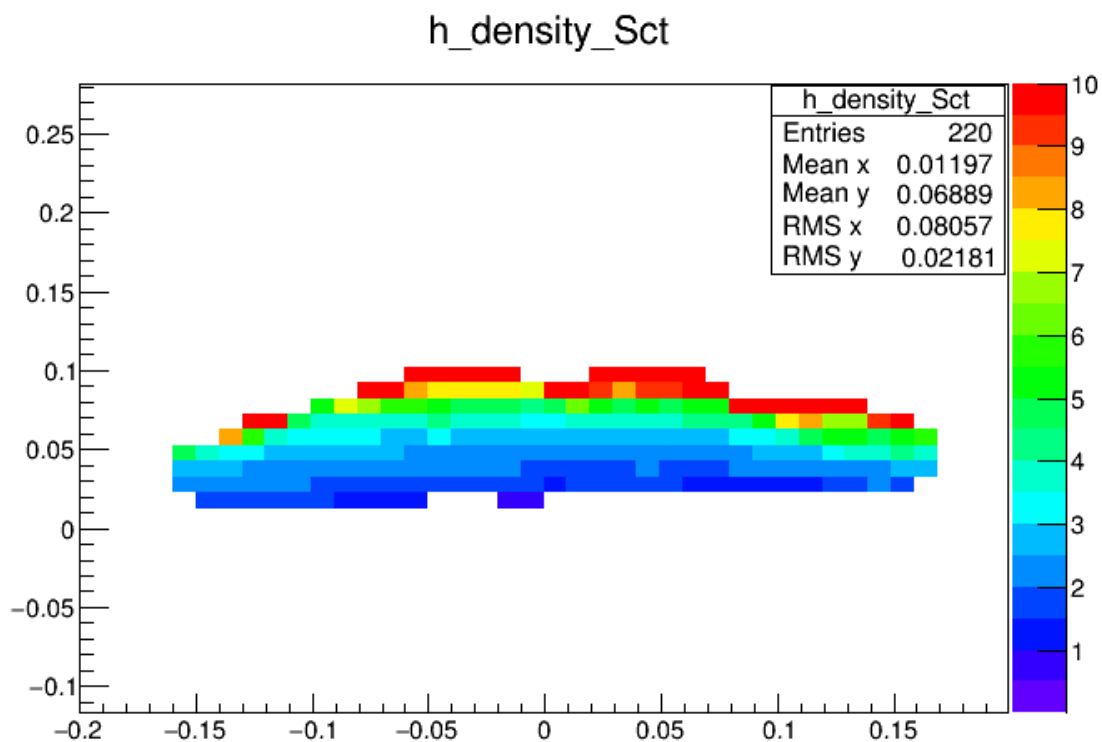


図 53 散乱流入を考慮した場合の密度分布

表 7 観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、散乱流入率、散乱を考慮したイベント数 (N')、透過率、密度

経路長 (m)	N	N_0	散乱流入率	N'	透過率	密度 (g/cm^3)
0~500	146030	8576220	0.999748	38.21	0.000000446	16.15
500~1000	108022	7053890	0.999949	5.53	0.000000078	4.61
1000~1500	66595	4762690	0.999977	1.50	0.000000032	3.29
1500~2000	64109	4844910	0.999987	0.82	0.000000017	2.71
2000~2500	40491	3274380	0.999993	0.28	0.000000008	2.32
2500~3000	22755	1832490	0.999996	0.09	0.000000005	2.10

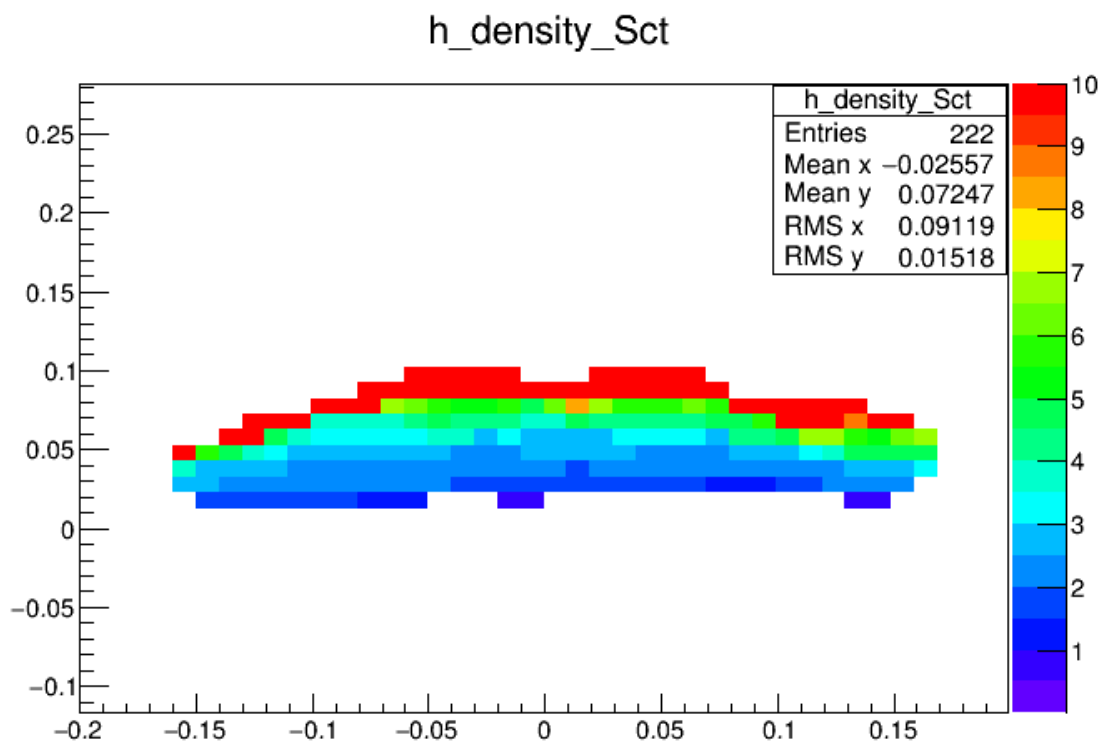


図 54 散乱流入を考慮した場合の密度分布 (各ビンにおける山体の厚さが最小のものを使用した場合)

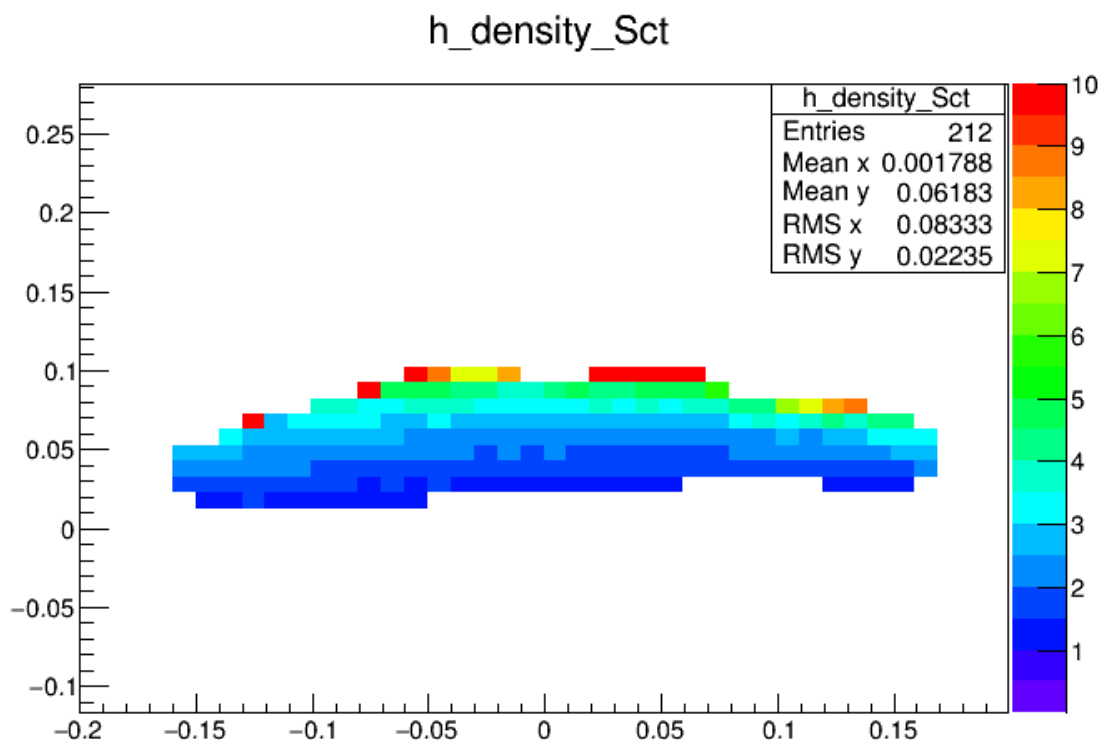


図 55 散乱流入を考慮した場合の密度分布 (各ビンにおける山体の厚さが最大のものを使用した場合)

表 8 用いた山体の厚さに関する情報が左から順に平均、ビン内の最小値、ビン内の最大値

経路長 (m)	ρ_{mean}	ρ_{min}	ρ_{max}
0~500	16.15	75.91	7.37
500~1000	4.61	4.85	3.77
1000~1500	3.29	3.38	2.96
1500~2000	2.71	2.76	2.46
2000~2500	2.32	2.39	2.17
2500~3000	2.10	1.89	1.92

散乱流入を考慮した場合、山の縁付近 (山体の厚さが 500m 未満) における密度が予想される値を上回ってしまっている領域が多い。これは第 4 章においても述べたが、イベント数が少ない為に時間差分布を用いたイベントとバックグラウンド事象の分離の精度が悪くなっていることが原因であると考えられる。さらに、大気や山体による散乱によって流入してくる割合を考慮している為、値が大きくなってしまっていると考えられる。加えて山の淵付近では山体の厚さの変化による影響を大きく受ける。これは各ビンにおける平均の値を山体の厚さとして密度長及び密度の

導出を行っているが、山体の厚さと透過率が単純な比例関係になっているわけではない。図 54 は各ビン内における山体の厚さの最小値を用いた場合であり、図 55 は逆に最大値を用いた場合である。表 8 は山体の厚さ毎に上記内容をまとめたものである。山体が薄い (山の縁付近) 領域では厚さの変化が大きい為密度の上限と下限の幅が広がってしまっている。また山体内部 (山体の厚さが 1000m 以上) では予想される値と近い値となっている。これは、大気や山体によって散乱され、流入し実際に山体を透過してきたイベントに混在してしまっている比率を精度良く考慮できていることを表している。しかし、より水平に近い (山体の厚さが 2000m 以上) 領域では予想される密度よりも小さくなっている。これは、本研究で用いた運動量分布は天頂角 75° における分布を利用しており、実際に測定が行われた視野中心の天頂角 88.9° より小さい場合における分布を利用している。この領域においては水平線の曲率の影響が無視できず、曲率を考慮した理論的な運動量分布の予測がなくまた、実験的にも運動量が非常に高い為分布の測定データがない。その為、実際の運動量分布と異なる為予想される密度からずれてしまったと考えられる。

第 7 章 考察及び今後

大気や山体による散乱流入による影響の評価

本研究では大きく分けて以下の 2 つを行なった。

1. 検出器へのヒット位置及び時間差の情報を用いた、イベントとバックグラウンド事象の分離
2. シミュレーションを用いた大気や山体による散乱流入による影響の評価

1 では表 9 から分かるように山の淵付近 (山体の厚さが 500m 未満) では比較的山体や大気による散乱の影響が大きい為、オーダーレベルでは一致した。しかし、イベント数が少ない為分離の精度が低くなってしまふ為、一部予想される値よりも大きな値を示してしまう領域も出てしまった。精度を上げる為には統計量を増やす必要がある。また、山体内部 (山体の厚さが 500m 以上) では大気や山体による散乱による誤認識の影響が大きい為、予想される値よりも低く出てしまった。

2 では表 10 から分かるように山の縁付近では 1 同様統計量の問題から値が大きく出てしまった。山体内部においては散乱の影響を考慮することで予想される値と近い値を導くことができた。しかし、山体の厚さが数千メートルといったより水平に近い領域では予想される値よりも低く出てしまっている。本研究で用いたミューオンの運動量分布は先行研究で行われている 75° におけるものであり、これは本研究で行なった観測時の天頂角よりも小さいものである為、予想される値と異なる値になったと考えられる。また、観測する方角が異なる為地磁気による影響も変わってくることを考慮すると、より水平に近い領域における誤差が大きくなることが予想される。精度良く散乱の影響を考慮する為にはより水平に近い領域における運動量分布の導出や地磁気による影響を考慮する必要があることが分かる。

表 9 観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、透過率、密度

経路長 (m)	N	N_0	透過率	密度 (g/cm^3)
0~500	146030	8576220	0.017	0.39
500~1000	108022	7053890	0.015	0.05
1000~1500	66595	4762690	0.014	0.03
1500~2000	64109	4844910	0.013	0.03
2000~2500	40491	3274380	0.012	0.02
2500~3000	22755	1832490	0.012	0.02

表 10 観測されたイベント数 (N)、密度長毎の見込まれるイベント数 (N_0)、散乱流入率、散乱を考慮したイベント数 (N')、透過率、密度

経路長 (m)	N	N_0	散乱流入率	N'	透過率	密度 (g/cm^3)
0~500	146030	8576220	0.999748	38.21	0.000000446	16.15
500~1000	108022	7053890	0.999949	5.53	0.000000078	4.61
1000~1500	66595	4762690	0.999977	1.50	0.000000032	3.29
1500~2000	64109	4844910	0.999987	0.82	0.000000017	2.71
2000~2500	40491	3274380	0.999993	0.28	0.000000008	2.32
2500~3000	22755	1832490	0.999996	0.09	0.000000005	2.10

シミュレーションのパラメータによる不定性

本研究で作成したシミュレーションにおいて、散乱角は Geant4 シミュレーションの結果をパラメータ化したものを用いているが、パラメータ化及び Geant4 シミュレーションに伴う誤差が考慮されていない。そこで誤差の範囲内でパラメータを変化させた場合に密度分布がどのように変化していくかの検証を行った。表 11 は誤差の範囲を考慮し散乱角度の大きさをミューオンの運動量や物質の種類によらず一律に $\pm 10\%$ 程度変化させた場合の密度をまとめたものである。

表 11 散乱角度のパラメータに関して左から順に -10% 、 -5% 、 $\pm 0\%$ 、 $+5\%$ 、 $+10\%$ 程度変化させた場合の密度 g/cm^3

経路長 (m)	$\theta_{-10\%}$	$\theta_{-5\%}$	$\theta_{\pm 0\%}$	$\theta_{+5\%}$	$\theta_{+10\%}$
0~500	16.00	16.08	16.15	16.24	16.28
500~1000	4.50	4.56	4.61	4.65	4.69
1000~1500	3.20	3.25	3.29	3.33	3.36
1500~2000	2.62	2.67	2.71	2.75	2.78
2000~2500	2.23	2.27	2.32	2.35	2.38
2500~3000	2.03	2.06	2.10	2.14	2.17

散乱角度を小さくし、散乱の影響を小さくするとすると全体的に密度が小さく見積もられる。これは大気や山体によって別方向からきた流入してきたミューオンの事象数が少なく見積もられることによると考えられる。散乱角度を 10% 程度変化させた時の密度の変化は $1\sim 4\%$ 程度であり、散乱角度の不定性が密度に与える影響はあまり大きくないことが分かった。

フラックスの不定性

本研究で用いた見積もりイベント数は式 25 を基に導出している。しかし、式 25 は Jokisch らの先行研究によって得られたものであり、天頂角 75° で実施されているのに対し、本研究では天頂

角約 85° における測定データを用いている。その為仮定したフラックスにも不定性が存在する。そこで、ミューオンの運動量によらずフラックスを ±10% 程度変化させた時に密度がどのように変化するかを確認を行った。表 12 は用いたフラックス情報に対して ±10% 以内で変化させた場合の山体の厚さ毎の密度をまとめたものである。

表 12 フラックスの不定性に関して左から順に -10%、-5%、±0%、+5%、+10%

経路長 (m)	$N_{0-10\%}$	$N_{0-5\%}$	$N_{0\pm 0\%}$	$N_{0+5\%}$	$N_{0+10\%}$
0~500	15.69	15.92	16.15	16.40	16.62
500~1000	4.51	4.59	4.61	4.66	4.70
1000~1500	3.23	3.26	3.29	3.32	3.35
1500~2000	2.66	2.68	2.71	2.73	2.75
2000~2500	2.28	2.30	2.32	2.33	2.35
2500~3000	2.07	2.09	2.10	2.11	2.13

フラックスすなわち山体が無いときの見積もりイベント数が減少することで密度が小さくなっていることが分かる。これは見積もりイベント数が減少することで透過率が大きくなり、それに伴って密度が小さくなる為と考えられる。フラックスを一様に 10% 程度変化させた時の密度の変化は 1~3% 程度であり、フラックスの不定性が密度に与える影響もあまり大きく無いことが分かった。また、フラックスの 100GeV/c 未満の割合を 10% 減らし、100GeV/c 以上の割合を倍にしたりと変化を持たせてみたが数 % 程度の変化と大きな変化は見られなかった。

今後の山体透視実験の展望

上述したように、山体の厚さ関係なく大気や山体を散乱し、あたかも山体を透過してきたかのように誤認識してしまう影響が大きく出ることが分かる。特に厚さが 500m 以上になるとその影響は顕著である為、運動量情報を用いた誤認識してしまうイベントの排除は必要不可欠である。

先行研究より運動量情報を用いる場合に統計量の増加と測定可能な最大運動量の増加が必要になることが分かっている。統計量の増加には以下のパラメータの変更が必要になる。

1. 検出器間距離
2. 検出器の設置位置
3. 検出器の面積
4. 検出器の仰角

また、測定可能な最大運動量を大きくするには以下のパラメータの変更が必要になる。

1. 磁場の強さ
2. 検出器間距離
3. 検出器の位置分解能

検出器間距離と検出器と対象間の距離を短くすることで統計量を稼ぐことができる。しかし、検出器間距離を短くすると測定可能な最大運動量に対しては不利に働くことが分かっている。それ故測定対象及び測定目的に応じて上記パラメータの最適値を決める必要がある。

第 8 章 結論

ミューオンラジオグラフィーとは宇宙線ミューオンの透過力を利用した、大規模建造物の内部構造推定に用いる透視技術である。既にピラミッドの隠し部屋探索や福島原発における燃料位置推定に用いられている。本研究で行なった山体のような規模に対しても既に測定は行われている。しかし、バックグラウンド事象による影響が大きくなってしまふ為、密度分布の測定が精度良く出来ず予想される値よりも小さく出てしまふ課題がある。

本研究ではバックグラウンド事象として考えられる電磁シャワーによるものと大気や山体を散乱してくる事象の内、後者に焦点を当てている。大気や山体によって散乱されあたかも山体を透過してきたかのように誤認識してしまふイベントがどの程度流入してきているかをシミュレーションを用いて定量的に評価を行なった。

その結果、山体の厚さが十分に厚い(経路長 $> 1000m$) 領域においては、観測された事象数を山体や大気による散乱で矛盾なく説明できることが分かった。大気や山体によって散乱され、あたかも山体を透過してきたかのように誤認識してしまふイベントは実際に山体を透過してくるイベントの $10^3 \sim 10^5$ 倍程度あることが分かった。このことから、運動量情報を用いなくて、2枚の検出器間の時間差のみを用いた場合、山体がある領域では観測するイベントの大半が大気や山体によって散乱されあたかも山体を透過してきたかのように誤認識してしまふイベントであることが分かる。運動量情報など新たな情報を用いてそれらの背景事象を効率的に排除する必要があることが分かった。

謝辞

本論文を執筆するにあたり様々な方にご指導ご鞭撻を賜りましたので、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教授には学部生時代からの3年間、大変お世話になりました。研究方針、課題解決方法、発表及び論文の執筆と様々な面で指導をいただきました。何度行き詰ってもお忙しい中時間を割いて私が理解できるまで説明等して頂き、助けていただきました。心より感謝申し上げます。

汲田哲郎助教、住吉孝行客員教授、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教にも様々な観点でご指導いただきました。感謝申し上げます。

また、共に3年間研究生活を送ってきた柿本さん、為近さん、吉川くんには様々な面で互いに切磋琢磨しあいながらこれだからこそこまでやってこれたと思います。感謝申し上げます。また、後輩の栗田口くん、久世くん、小林くん、堀くん、在原くん、滝上さん、鶴藤くん、三宅くんには研究室を盛り上げて頂きました。そのおかげで楽しく研究室での生活を送ることができました。

最後に、この3年間経済面や日々の生活において様々な面において支えてくれた家族に感謝の念を表し、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] 市川 星磨 首都大学東京大学院 理工学研究科 修士論文 (2017)
- [2] 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
- [3] H. Jokisch et al. Phys. Rev. D 19, 1368 (1979)
- [4] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update pp.441-445
- [5] 浜松ホトニクス社ホームページ <https://www.hamamatsu.com/>
- [6] 国土地理院ホームページ <http://www.gsi.go.jp/>
- [7] クラレ社ホームページ <http://www.kuraray.co.jp/>