

宇宙線ミュオンによる火山体内部探索

田中宏幸*・永嶺謙忠**

(2003年2月6日受付, 2003年6月24日受理)

Probing Internal Structure of a Volcano with Cosmic Ray Muons

Hiroyuki TANAKA* and Kanetada NAGAMINE**

It is well known that cosmic-ray muons are illuminating every substance on the earth. Muons arriving vertically from the sky have an intensity of one muon every square centimeter every minute with a mean energy of a few GeV. It is also well known that muons with a smaller average intensity, but with a higher intensity at energies higher than a few hundred GeV, are arriving horizontally along the earth. For the purpose of probing the internal structure of a volcano, these horizontally arriving muons can more easily be used, provided that the muon flux is reasonably high and that the size of the detection system is realistic. An improved cosmic-ray muon detection system comprising two detectors which are vertically segmented into 10 channels and horizontally segmented into 10 channels, with multiplicity cut of the soft-component background of cosmic ray was developed. The multiplicity cut method eliminates soft components by using cascade shower generation through an intermediate iron absorber. By applying to the measurement in internal structure of the volcano Mt. Asama, we clearly detected the hidden crater in the vicinity of the top. There, we proved that the volume occupancy in the region of a crater is less than 30% by comparing to the detailed Monte Carlo simulation. The future prospects of the present method is also discussed.

1. はじめに

日本列島に多数、散在する火山の噴火活動の科学的解明に対して、これまでに、地震波トモグラフィ、地磁気変動、地殻電気伝導度測定などによって、噴火活動に応じた、火山体内部状態の変化が確認されてきた。もし、これまでに試みられたことのない新しい方法で火山体内部の状態を直接捉えることができれば、火山噴火活動に対するより深い理解に貢献できると同時に、災害予防など社会的意義も大きい。本論文で、論じられる宇宙線ミュオンを用いる方法はこれまでに試みられた例がなく、火山体内部のスタティックな構造探索のみならず、

リアルタイム計測を行うことによる火山ダイナミクスの解明にも実用化される可能性がある。

過去に、高エネルギー宇宙線ミュオンを用いて巨大構造物の内部探索を行った例として、L. W. Alvarez (カリフォルニア大学バークレー校)らのグループがピラミッド内部に隠されている玄室の存在を探るために、天頂方向から飛来する宇宙線ミュオンを用いた研究 (Alvarez *et al.*, 1970) が挙げられる。われわれが用いた方法は Alvarez らの方法に比べて (a) 水平方向の \sim TeVの宇宙線を利用している、(b) 経時変化を捉えようとしている、(c) 進歩した検出器を使っている、などの点で新しい。この

* 〒351-0198 和光市広沢 2-1
理化学研究所ミュオン科学研究室
Muon Science Laboratory, RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Research), Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan.
現住所: 〒464-8602 名古屋市千種区不老町
名古屋大学環境学研究科地球環境科学専攻
Present Address: Graduate School of Environmental Studies, Division of Earth and Environmental Sciences, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8602, Japan.

** 〒305-0801 つくば市大穂 1-1
高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所中間子科学研究施設
Meson Science Laboratory, Institute of Material Structure Science, High Energy Accelerator Research Organization, Oho 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan.

Corresponding author: Hiroyuki Tanaka
e-mail: ht@riken.go.jp

研究は1992年に提案され、関連する論文がいくつか発表されている (Nagamine *et al.*, 1995; 永嶺, 1995)。その後現在まで改良を重ね、2000年に実用機に近い形にアップグレードされた。以下では、宇宙線ミュオンによる火山体内部探索の原理と浅間山におけるテスト実験の結果を述べ、今後の拡張と火山噴火メカニズムの解明への貢献の可能性について述べる。この論文は手法の原理から結果に到る総合的な学術的記述がなされたはじめてのものであるとともに、すでに発表されている論文 (Tanaka *et al.*, 2001) と比べても浅間山における観測の数々の新しい解析結果を含むものである。また、この実験における装置に関する詳細な技術的報告は本論文とは別に行われている (Tanaka *et al.*, 2003)。

2. なぜミュオンで火山内部探索ができるのか？

火山体内部探索で必要となる条件は

1. 山体を通りぬける程度にエネルギー損失が少ないこと、
2. 山体の密度の空間分布 (密度構造) が検出できるほど適度にエネルギーを失うこと、
3. 検出が容易で、100%に近い検出効率が達成できること、
4. 大気上部で多数生成され、地表に十分な数が到達すること、

である。これらの条件をすべて満たす粒子が宇宙線ミュオンである。ミュオンは不安定な素粒子の一種であって、正と負の電荷をもつ μ^+ と μ^- がある。それらの質量は、陽子の1/9あるいは電子の270倍であり、物質との相互作用は主として電磁相互作用のみであるので他の粒子に比べて透過性が良い。また荷電粒子であるというミュオンの性質より検出が容易である。

Fig. 1にはGeantモンテカルロコード (GEANT 3 manual, 1994) を用いて得られた様々な物質中 (鉄, グラファイト, 水) における荷電粒子の飛程が示されている。質量の小さい電子では、高エネルギーにおけるエネルギーロスが高い。加えて、入射電子と電磁カスケード過程により多重化した電子の区別が不可能である。一方で、陽子の電離によるエネルギーロスはミュオンのそれよりも低い。しかし、数 GeV を超える高エネルギー領域では非弾性散乱や輻射によるエネルギーロスの占める割合が大きくなり、一回の散乱で90%のエネルギーを失う。さらに、粒子の多重発生 (ハドロニックシャワー) により、入射陽子は別の粒子に変換される。数100 mオーダーの火山体を適度な減衰率で透過できるのは Fig. 1 からミュオンだけであるので、火山体内部探索にはミュオンを使用するのが適切である。また、Fig. 1より、ミュ

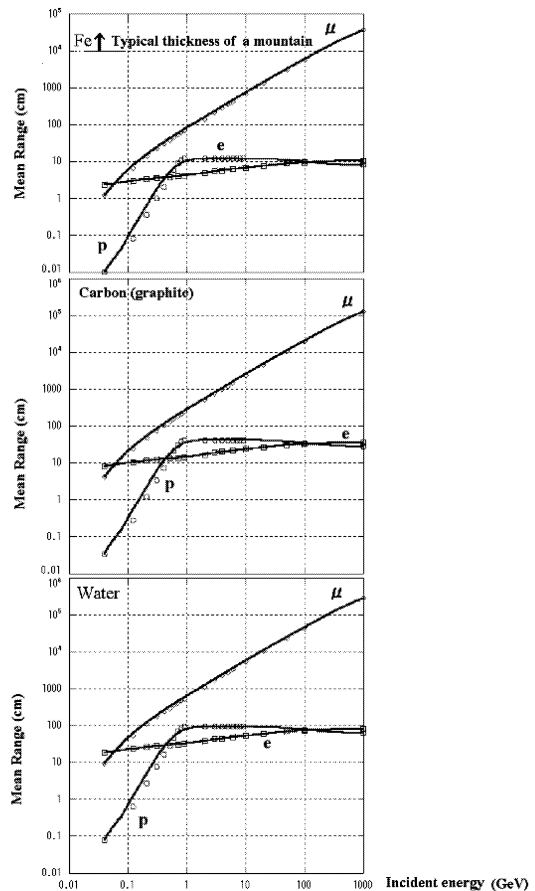


Fig. 1. Range of charged particles in iron (Fe), graphite (C; graphite), and water (H_2O). μ , e , and p in this figure indicate muons, electrons, and protons, respectively.

図1 鉄 (Fe)、炭素 (C; グラファイト)、水 (H_2O) 中での荷電粒子の飛程。図中における記号はそれぞれ、 μ がミュオン、 e が電子、 p が陽子を表す。

オンは山体中で山体内部の密度の空間分布 (密度構造) が検出できるほど適度にエネルギーを失うことがわかる。山体中におけるミュオンのエネルギーロスに関する詳細は後の節で述べられる。

一次宇宙線が大気原子核と相互作用してできる粒子は一般的にハドロン成分 (陽子, 反陽子, 中性子, 中間子など)、ミュオン成分、そして電磁成分 (電子, 陽電子, 光子) の三つのグループに分けられる。一次宇宙線は大気中で相互作用をするたびに粒子数を増やして、同時にエネルギーを落としていく。Fig. 2には鉛直方向からのそれぞれの宇宙線荷電粒子強度の高度分布が示されている (Kodaira *et al.*, 1999)。Fig. 2より地表ではミュオンが最も多く観測される荷電粒子であることがわかる。こ

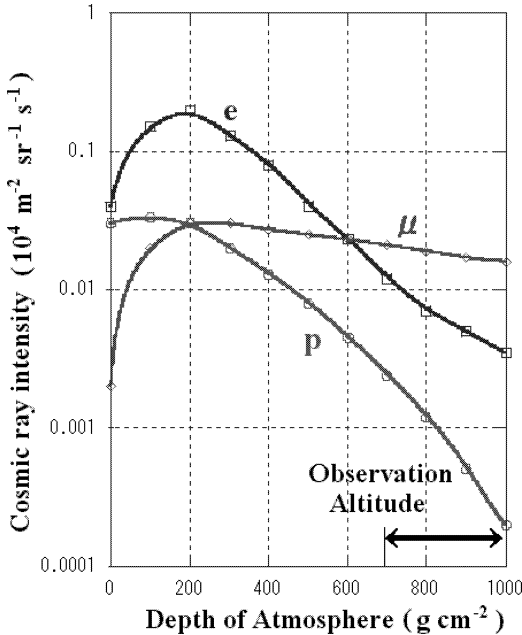


Fig. 2. The altitude dependent of the intensity of cosmic-ray charged particles (Kodaira *et al.*, 1999). There, we can perform ground-base observation at an altitude of “the observation altitude”.

図2 宇宙線荷電粒子の強度の高度分布 (Kodaira *et al.*, 1999)。ここで、「observation altitude」とは地表で観測可能な高度を表す。

れは、ほとんどのミュオンや電子は大気上空でつくられる(約 15 km) ことと、電子は地表に到達するまでに多くのエネルギーを落とすのに対してミュオンは~2 GeV 程度しかエネルギーを失わないことに起因する。

3. これまでの経緯

この研究が 1992 年に提案された当時、アナログシステムが採用された (Nagamine *et al.*, 1995)。そこでは、検出器系として 1.27 m 四方で厚さ 3 cm のプラスチックシンチレーター 3 枚によるホドスコープ検出器が組まれた。宇宙線ミュオンがプラスチックシンチレーターを通過する点は四隅に置かれた光電子増倍管にシンチレーション光が到達する時間差から決定された(伝播時間 5.3 ns/m)。これに対して今回は以下の理由によりセグメント方式の検出器系を組むことにした：

1. 検出器における宇宙線ミュオン入射角の定義を明確にすること、
2. それぞれの光電子増倍管をリアルタイムにモニタリングすることにより、運転中、検出器に問題が発生した場合、どの部位が原因となっているのかをそれぞれ独立に解明できること。また、このシステムの実現により光電子増倍管のゲインドリフトによる、カウンター内での位置決定精度の変動が軽減され、長期間運転が実現できるようになること。

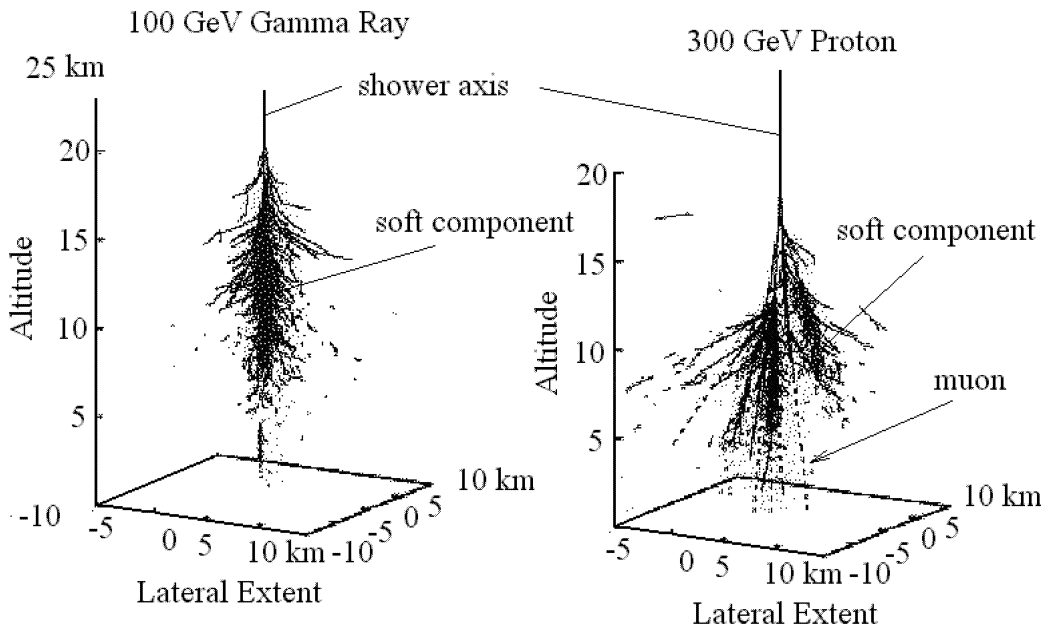


Fig. 3. Air shower initiated by primary cosmic-rays of a 100-GeV gamma ray and a 300-GeV proton. “Shower axis” and “lateral extent from the shower axis” are indicated in this figure.

図3 一次宇宙線が大気原子核と反応して作るシャワーの様子。入射粒子は 100 GeV γ 線および 300 GeV 陽子である。図中に「シャワー軸」、「シャワーの広がり」が示されている。

4. 宇宙線ミュオンによる火山体内部探索の原理

この節ではまず、2次宇宙線としての宇宙線ミュオンの天頂角依存性について記述する。次に山体中における、ミュオンのエネルギー—レンジ関係式が述べられ、最後にこの二つの関係を用いて様々な天頂角に対して山体を通過する宇宙線ミュオンの強度分布について議論する。

4-1 1次宇宙線スペクトル

一次宇宙線は98%が原子核（そのうち87%が陽子、12%が α 粒子、そして残りの1%が重原子核）、2%が電子で構成され、観測されている一次宇宙線のエネルギーレンジは15桁にもものぼる。一次宇宙線の微分スペクトルは $E > 1$ GeV/nucleonのエネルギー領域では、以下の累乘法則であらわされる。

$$N(E)dE = AE^{-\gamma}dE \quad (1)$$

エネルギー E は1核子あたりの運動エネルギー、指数 γ は2.7である。

一次陽子が大気に入射すると、大気中で陽子—原子核反応が起こる。この多重散乱で主に π 中間子が生成されるが K 中間子や反核子もつくられる。一次宇宙線が大気原子核と反応して作るシャワーが水平方向に広がる様子はFig. 3に示されている。

4-2 宇宙線ミュオン強度の天頂角依存性

一次宇宙線が大気原子核と反応して生成された荷電 π 中間子は 2.55×10^{-8} 秒で崩壊して

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (3)$$

宇宙線ミュオンを生成する。ここで、 π は π 中間子、 μ はミュオン、 ν_μ はミュオンニュートリノをそれぞれ表す。一方で、中性 π 中間子は 1.7×10^{-16} 秒間で崩壊して、

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (4)$$

生成され、光子(γ)は電磁シャワーカスケードの元となる。同様な過程が K 中間子に対しても起こる。ミュオンの元となる荷電中間子のエネルギーが臨界エネルギー B を超えると、事実上すべてのミュオンが大気中で崩壊せずに地表に到達することができる。ここで、臨界エネルギーに達さない中間子から生成されたミュオンについては $\tau = 2.2 \times 10^{-6}$ sで

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \quad (5)$$

あるいは

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu, \quad (6)$$

と大気中で崩壊して、地表に到達しない。ここで、 ν_e は電子ニュートリノを表す。以上で述べた過程により生成された宇宙線ミュオンは最終的に地表では $\sim 1/(\text{cm}^2 \text{min})$ の強度をもち、その主要なエネルギー帯は $\sim \text{GeV} - \sim \text{TeV}$ である。われわれはこのような高エネルギー—宇

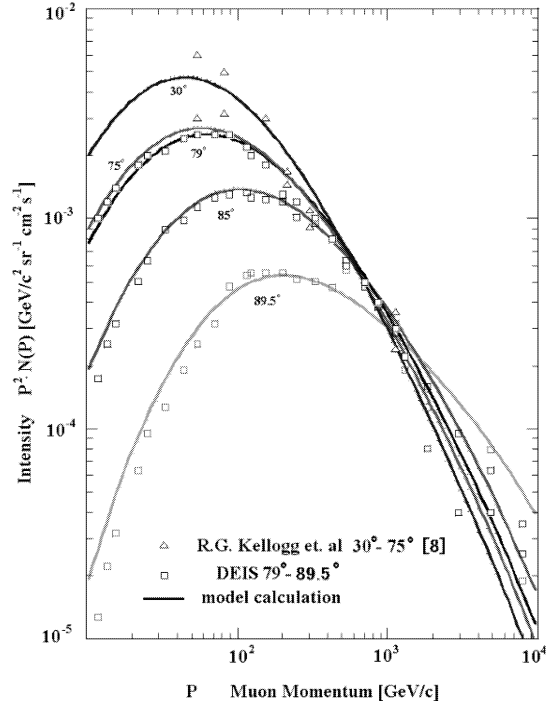


Fig. 4. Zenith-angle dependence of cosmic-ray muon differential energy spectrum.

図4 宇宙線ミュオンのエネルギー—微分スペクトルの天頂角依存性。

宙線ミュオンを巨大な構造物の探索に容易に用いることができる。

大気の厚さを考慮した宇宙線ミュオン強度はThompsonとWhalley (Matsuno *et al.*, 1984)によってまとめられている。地表における天頂角 θ^* 方向から飛来するミュオンスペクトル N_μ は:

$$N_\mu(E_\mu, \theta^*) dE_\mu = AW_\mu(E_\mu + \Delta E_\mu)^{-\gamma} \left[\frac{r_\pi^{-1} B_\pi \sec \theta^*}{E_\mu + \Delta E_\mu + B_\pi \sec \theta^*} + 0.36b_r \frac{r_K^{-1} B_K \sec \theta^*}{E_\mu + \Delta E_\mu + B_K \sec \theta^*} \right] dE_\mu, \quad (7)$$

鉛直方向の空気の厚さが $L_0 = 1.013 \text{ kg/cm}^2$ であるので、ミュオンはこれを通過する間に $\Delta E_{\text{air}} = 0.0026 \text{ TeV}$ のエネルギーを失う。天頂角 θ^* で飛来するミュオンは ΔE_μ のエネルギーを失う。ここで、

$$\Delta E_\mu = \Delta E_{\text{air}} \times L_{\text{path}} / L_0 \quad (8)$$

$$L_{\text{path}} / L_0 = [(R^2 \cos^2 \theta^* + 2Rr + r^2)^{1/2} - R \cos \theta^*] / r \quad (9)$$

である。ただし R は地球の半径、 r は大気の鉛直方向の厚さである。

飛行中のミュオン崩壊による強度減少も考慮に入れる必要がある。ミュオンが崩壊せずに地表まで残る確率

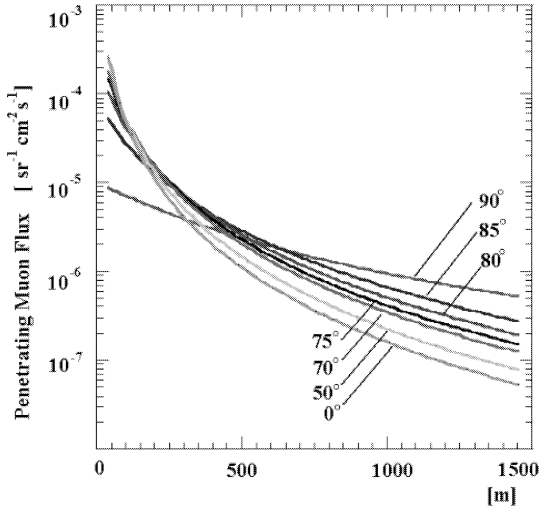


Fig. 5. Integrated flux of cosmic-ray muons at various zenith angles through a given thickness of rock with a density of 2.5 g/cm^3 . These results were deduced by Eqs. (7) and (12).

図5 式(7)および(12)より求められた、さまざまな厚さの岩石(密度 2.5 g/cm^3) 通過後の宇宙線ミュオンの積分フラックスの天頂角依存性。

W_μ は

$$W_\mu = \exp(-L_0/L_{\text{decay}}) \quad (10)$$

で与えられる。ここで L_{decay} は

$$L_{\text{decay}} = c\beta\gamma\tau = 3 \cdot 10^8 \text{ (m/s)} \cdot 1.0 \cdot E \text{ (GeV)} / m_\mu \cdot 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ (s)} = 6.2 \cdot E \text{ (GeV)} \text{ (km)} \quad (11)$$

で与えられるエネルギー E のミュオンの平均崩壊長である。

π 中間子の運動量のミュオンの運動量への寄与 r_π は 0.78, K 中間子の運動量のミュオンの運動量への寄与 r_K は 0.52 である。 π 中間子, K 中間子に対する臨界エネルギーはそれぞれ $B_\pi = 90 \text{ GeV}$; $B_K = 442 \text{ GeV}$ である。 $b_r = 0.635$ は $K_{\mu 2}$ 崩壊モードの分岐比である。このようにして Fig. 4 に示すように、天頂角 θ^* の関数として宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルが得られる。Fig. 4 中にプロットされている実験値は DEIS のデータ (Alkofer *et al.*, 1985) および, Kellogg らのデータ (Kellogg *et al.*, 1978) から得られた。Fig. 4 よりわかるように、水平近くから飛来するミュオンは平均的な強度は小さいが、数 100 GeV 以上の成分の相対比が大きいので、火山体内部を探索するという目的には、これらの水平近い方向から飛来する高エネルギーミュオンが容易につかえる。

4-3 岩石中でのミュオン飛行

物質中の高エネルギーミュオンのエネルギー損失過程は四つの独立なプロセス—電離損失, 制動輻射, 対生成,

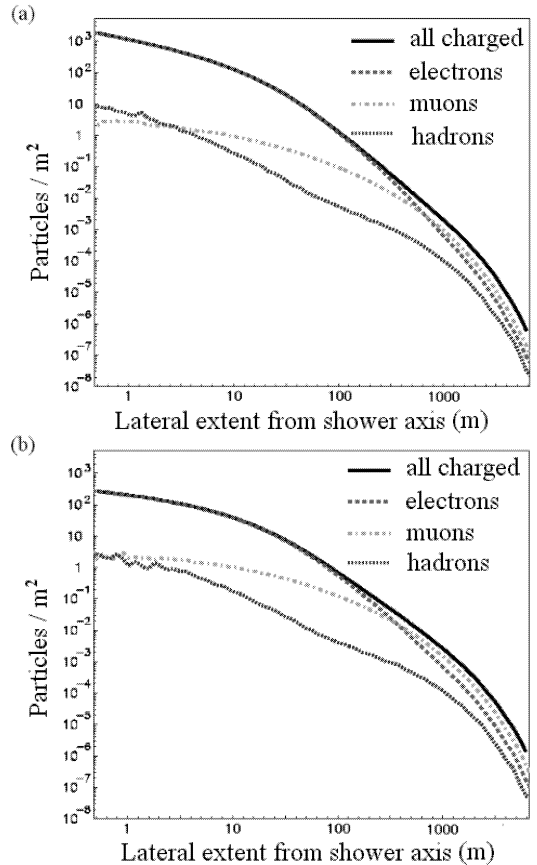


Fig. 6. Lateral distribution of charged particles in an air shower initiated by a primary cosmic ray of (a) a proton nucleus and (b) an iron nucleus in vertical. Incident energy is $3 \times 10^{15} \text{ eV}$.

図6 鉛直方向から入射した一次宇宙線 (a) 陽子および (b) 鉄原子核により生成される空気シャワー中の荷電粒子の水平分布, 入射エネルギーは $3 \times 10^{15} \text{ eV}$ 。

そして光核相互作用によるエネルギー損失—に分けられる。物質の無限小部分 dx を通ることによる平均的なエネルギーロスには以下のように表される:

$$-dE/dx = \kappa(E) + b_b(E)E + b_p(E)E + b_n(E)E. \quad (12)$$

ここで, $\kappa(E)$, $b_b(E)$, および $b_p(E)$ はミュオンのエネルギー E に対してゆっくりとした変化である。 $b_b(E)$, $b_p(E)$ および b_n はそれぞれ制動輻射, 対生成, そして光核相互作用に対するエネルギーロスを表す。電離損失を表す $\kappa(E)$ は連続的な過程である。標準岩石に対する、高エネルギー領域での $\kappa(E)$ は評価されている (Adair and Kasha, 1976)。 $\kappa(E)$ を評価するためによく用いられる式に現れる項 $\ln(E/M_\mu)$ を G とおくと:

$$\kappa(E) = 1.888 + 0.0768G \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad \text{for standard rock} \quad (13)$$

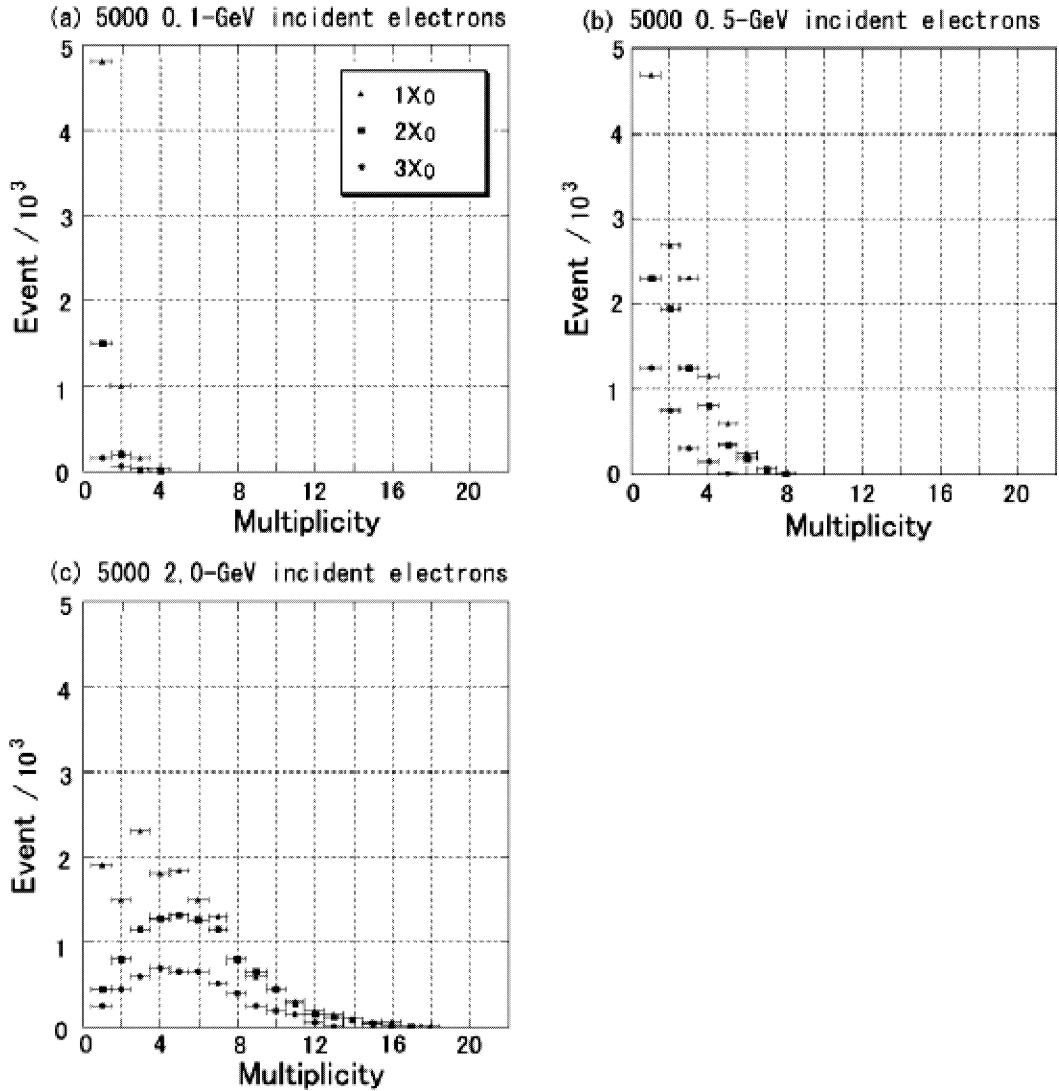


Fig. 7. A Monte Carlo simulation of an electron induced cascade in iron with a thickness of one (triangle), two (square), and three (circle) radiation lengths. The incident energies are (a) 0.1 GeV, (b) 0.5 GeV, and (c) 2.0 GeV.

図7 電磁カスケードによるマルチプリシティのモンテカルロ計算による評価. それぞれ, (a) (入射エネルギー) = 0.1-GeV, (b) 0.5 GeV, (c) 2.0 GeV. 図中において三角, 四角, 丸がそれぞれ鉄板の厚さが1, 2, 3放射長の場合の多重度を示している.

一方, 断続的な過程である制動輻射, 対生成, そして光核相互作用による平均的なエネルギーロスは標準岩石 $Z=11, A=22$ に対して, それぞれ

$$b_b(E) = 1.96 [G - 0.257] \times 10^{-7} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad E < 2.5 \text{ TeV}, \\ 1.92 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad E > 2.5 \text{ TeV}, \quad (14)$$

$$b_p(E) = 2.40 [1 - \exp(-G^2/40)] \times 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \\ \text{for standard rock}, \quad (15)$$

$$b_n = 0.43 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \quad (16)$$

である.

高エネルギー $E > 2 \text{ TeV}$ では, 制動輻射, 対生成, そして光核相互作用にたいする dE/dx は近似的に $3.9 E \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ に比例する (Adair and Kasha, 1976). よって最終的に得られるエネルギーロス関係式 (13) から式 (16) は変化の少ない G を定数によって置きかえることによって以下のように近似できる:

$$dE/dx = [2.05 + 3.9E] \times 10^{-6} (\text{TeV g}^{-1} \text{ cm}^2) \quad (17)$$

ここで最初の項は電離損失による連続的なエネルギーロ

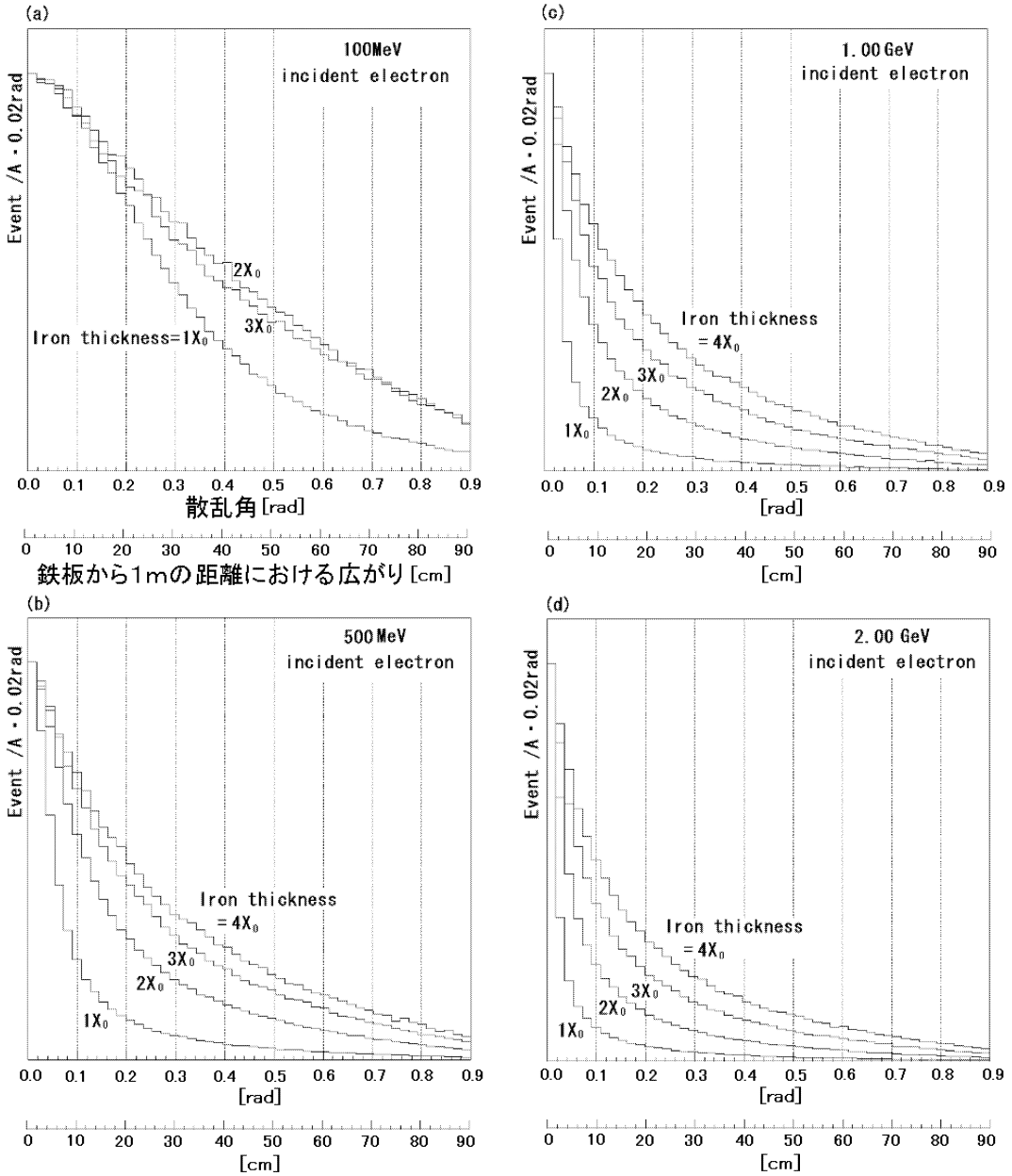


Fig. 8. A result of Monte Carlo simulation of a high energy electron induced cascade in iron with a thickness of one, two, and three radiation lengths. Spatial extent of cascade showers initiated by 0.1 GeV, 0.5 GeV, 1.0 GeV, and 2.0 GeV electrons is indicated in this figure.

図8 高エネルギー電子のさまざまな厚さの鉄板中での電磁カスケードの計算結果。(入射粒子のエネルギー)= 0.1 GeV, 0.5 GeV, 1.0 GeV, および 2.0 GeV, それぞれに対する電子/陽電子シャワーの空間的広がりが示されている。

ス、2項目は断続的な過程によるエネルギーロスを意味している。よって、式(7)および(12)から山体の厚さ x とミュオン強度、 $N_{\mu}(E_c, \theta^*)$ の間に唯一の関係が決定される。

4-4 厚さ X の岩石を透過する宇宙線ミュオンの強度
 山体中の宇宙線ミュオンの飛行と宇宙線ミュオンエネルギースペクトルの天頂角依存性をあわせることによって、 X と $N_{\mu}(E_c, \theta^*)$ の関係が決定される。 X が与えられ

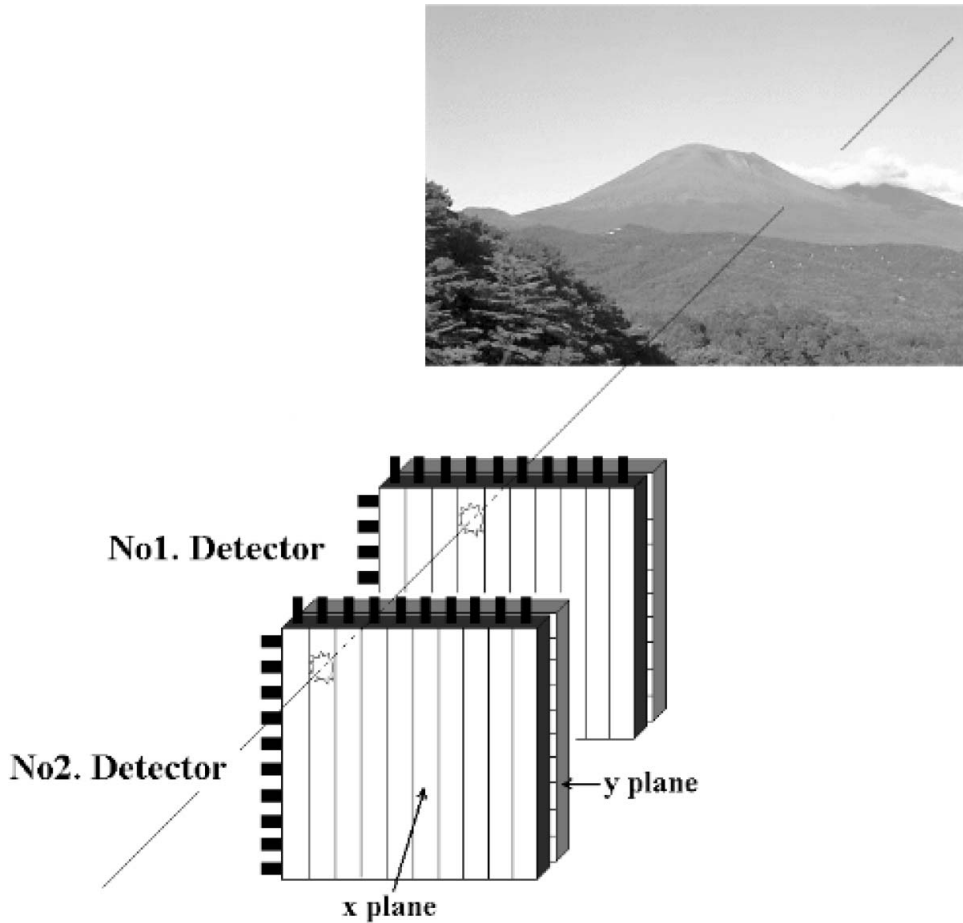


Fig. 9. A segmented detection system comprised of an array of scintillation counters. Angular resolution of ± 66 mrad is achieved by placing 1.5 m distance between two segmented detectors.

図9 シンチレーションカウンターの平面アレイを組み合わせることによって構成される、セグメント方式検出器系。二つのセグメント検出器を1.5m空間的に離して設置することにより ± 66 mradの角度分解能を達成している。

ると厚さ X の山体を透過することができる宇宙線の最小エネルギー E_c が式 (12) より決定される。よって、積分フラックス

$$\int_{E_c}^{\infty} N_{\mu}(E_c, \theta^*) dE \quad (18)$$

が決定される。逆に、天頂角 θ^* から飛来する山体を透過したミュオン強度 $N_{\mu}(\theta^*)$ を計測すれば未知の物質に対する密度長 g/cm^2 が決定される。式 (7) および (12) より求められた関係 $X-N_{\mu}$ は Fig. 5 に要約されている。Fig. 5 からわかるように、低密度ないしは高密度による密度長の小さな変化は $N_{\mu}(\theta^*)$ に変化をもたらす。逆に、 $N_{\mu}(\theta^*)$ の変化は密度長の変化をわれわれに教えてくれる。

4-5 ソフトコンポーネントバックグラウンド対策

前節で述べたように中性 π 中間子は短い時間で崩壊して光子を放出する。光子はさらに新しい粒子、電子/陽電子対をつくる。電子/陽電子対は輻射によりさらに多くの光子を放出する。このように大気層中で数を増やした電磁シャワーは一般的に宇宙線ソフトコンポーネントと呼ばれる。宇宙線ソフトコンポーネントのエネルギーは $0.1 \sim 2.0$ GeV 程度のエネルギー領域を中心に累乘法則に従って分布している (Golden *et al.*, 1995)。Fig. 6 には 3×10^{15} eV の陽子および、鉄原子核が鉛直方向 ($\theta_z = 0$) から大気中に入射することにより発生する空気シャワー中の荷電粒子の平均的な水平分布が示されている (Heck *et al.*, 1998)。1次宇宙線のエネルギーが高くなると、2次宇宙線粒子中のソフトコンポーネントの占める

割合も高い。高エネルギーミュオンの崩壊プロセスや物質中（大気中や岩石中）でのノックオン過程により生成される電磁コンポーネントも含めて、これらのソフトコンポーネントは宇宙線ミュオン観測のバックグラウンドノイズとなる。

このようなソフトコンポーネントバックグラウンドを取り除くために、われわれは鉄板中での電磁カスケードシャワーを利用した。高エネルギーの電子（陽電子）や光子は物質中を通るとき、多重散乱し、電子（陽電子）の総数および空間的広がり両方が増加（多重化）する。多重化したソフトコンポーネントはすべて一つの粒子に起因しているので同一平面内で複数の離れた場所を同時に通過する（多重イベント）。ここでは、ソフトコンポーネントバックグラウンドを多重イベントとして取り除く手法を開発した。検出器の前方に適切な厚さの鉄板を設置し、そこで生成された多重イベントは検出器の異なる点を同時に通過する。本実験では検出器平面内のこのような異なる点のヒットに対して、20 ns 以内に同時にヒットしたものについては多重イベントとして取り除かれた。

ソフトコンポーネントの電磁カスケードによる多重度を評価するためにヨーロッパ合同素粒子原子核研究機構（CERN）により開発された Geant 粒子輸送計算コード（GEANT3 manual, 1994）を用いてモンテカルロ計算を行った。結果は Fig. 7 にプロットされている。鉄板の厚さが 1 放射長（1.7 cm）だと、吸収体としての役割をほとんど果たさない。鉄の厚さが 3 放射長（5.1 cm）では、100 MeV 程度のエネルギーをもつ電子はほとんどが吸収される。一方で、高エネルギー（2 GeV）電子では多重度が高い。これより、鉄板が厚くなるにつれて、多重度を増やしていく様子がわかる。Fig. 8 には高エネルギー電子のさまざまな厚さの鉄板中での電磁カスケードの計算結果として、電子/陽電子シャワーの空間的広がりが見られている。ここでは、鉄板を厚くするにつれてシャワーの空間的広がりが大きくなっていく様子がわかる。

4-6 密度長の 2 次元マップの作成

宇宙線ミュオンの観測において、天頂角および、水平角の関数としてさまざまなミュオン経路 $X(\theta^*, \phi)$ が記録される。ほとんどの場合、検出器の大きさは対称物に対して十分小さいので Fig. 9 に見られるように宇宙線ミュオンの経路は仰角（コンパスの方向）および水平角 (θ, ϕ) ($\theta = 90^\circ - \theta^*$) によってのみから決定されると近似できる。よって (θ, ϕ) を変数とした宇宙線ミュオンイベント (N_{ij}) のヒストグラムが山体観測には十分である。

各点の密度長を得るために次のような方法が有効である。「山側」と反対側障害物なしにやってくる「空側」の

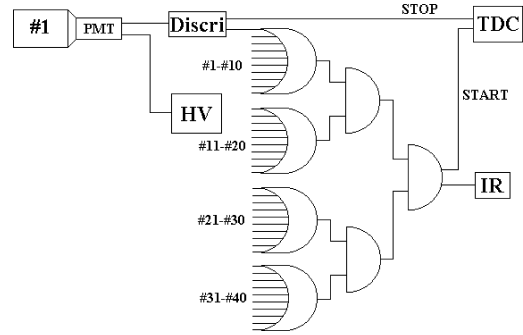


Fig. 10. Block diagram of electronics.

図 10 データテキングのブロックダイアグラム。

宇宙線ミュオン強度分布との比を取り、それで規格化する。この結果、宇宙線ミュオンの絶対強度、立体角、検出器効率などへの依存性が消去される。比は宇宙線ミュオンの強度のエネルギースペクトルから、宇宙線ミュオンの経路での山体の密度長の単調減少関数として一義的に関係付けられる。

この方法は、いわば宇宙線ミュオンによるレントゲン透過写真というべきものである。レントゲン写真が観測したいものの直後にフィルムを置き、平行光線によって感光されるのに対して、この方法では、光に対応する宇宙線ミュオン経路を測定できる検出器を用意することによって、検出器を山体の遥か遠方に置き、広い角度からの「光」をとらえる点が違っている。また、固定した観測点から、一定の時間間隔の測定で密度長分布のデータが十分な統計で得られれば、内部密度の時間的変動が観測できるはずである。

5. 実験セットアップ

5-1 一般

測定系として Fig. 9 に示されているような $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ のピクセル構造をもったセグメント検出器 2 枚によるホドスコープ検出器システムを組むことにした。セグメント検出器システムをつくるためには、先ず $1 \text{ m} \times 10 \text{ cm}$ 、厚さ 3 cm のプラスチックシンチレータ（マイクロン、BC-408）と 2.5 インチ光電子増倍管（浜松ホトニクス、H7195）がアクリルライトガイドで接続されたカウンター 10 枚をそれぞれ x 方向、 y 方向に配列して、 x 平面、 y 平面を構成する。次に、 x 平面および y 平面を組み合わせることで、 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ のピクセル構造をもったセグメント検出器をつくる。宇宙線ミュオンがセグメント検出器を通過する点は、荷電粒子がそれぞれのカウンターを通過したときに出すシンチレーション光を捕らえた光電子増倍管の組み合わせで決定される。こ

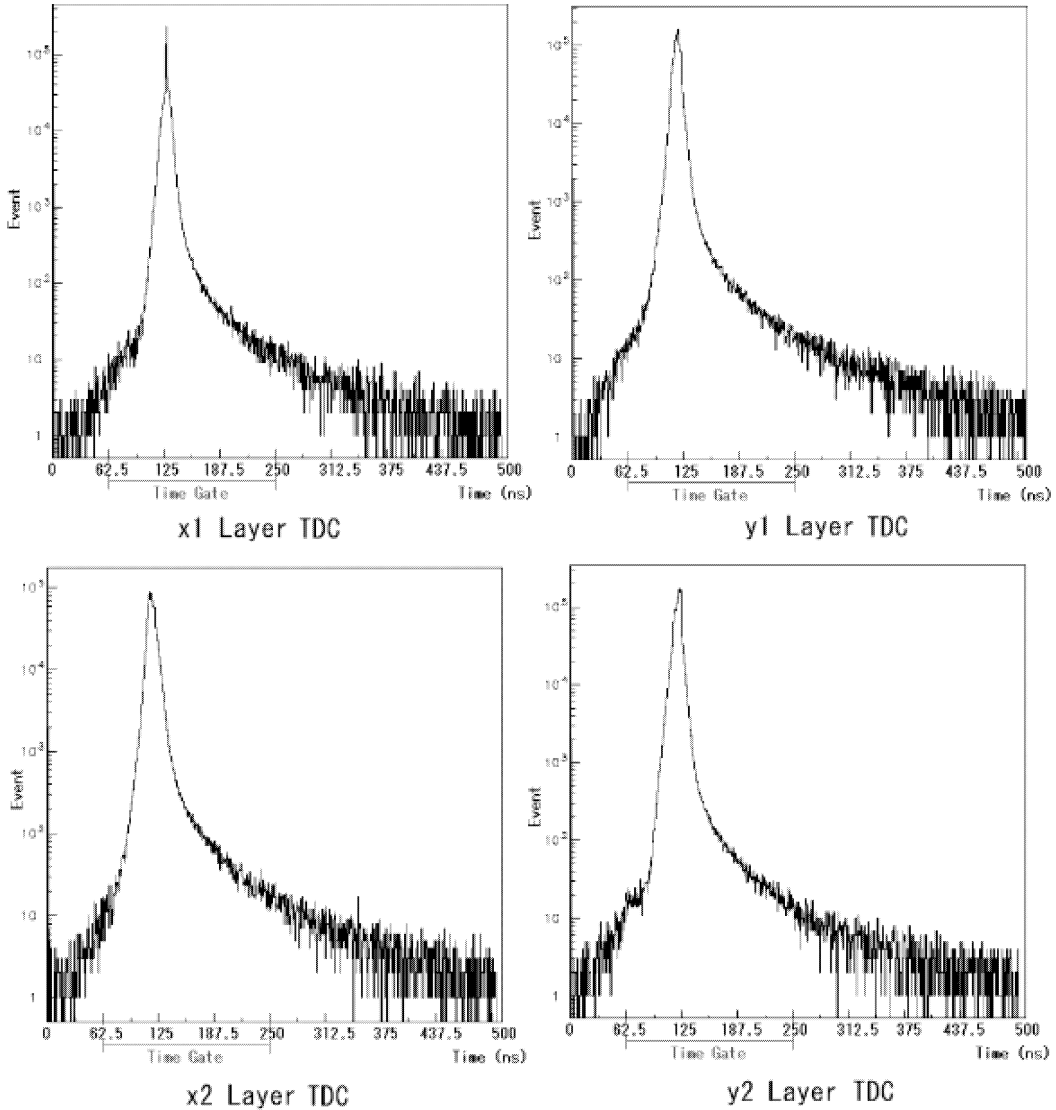


Fig. 11. Typical TDC time spectra as obtained with each layer of the detection system.
 図 11 それぞれのレイヤーから得られた典型的な TDC のタイムスペクトル。

これらの二つのセグメント検出器を 1.5 m 空間的に離して設置することによりセグメント検出器系が完成した。これにより $\pm 66\text{-mrad}$ の角度分解能, および広い空間的視野 (仰角に対しては $0 < \theta < 540\text{ mrad}$ ($\theta = 90 - \theta^*$), 水平角に対しては $0 < \phi < 540\text{ mrad}$) が達成され, 高い統計精度が期待された。この角度分解能は, 3000 m 遠方から $\pm 200\text{-m}$ の空間分解能で観測が行えることを意味する。

1- m^2 のセグメント検出器のトリガー条件はソフトコンポーネントに対しては同じ検出器平面内の 10 個のカウンターのうち, 少なくとも二つ以上が同時にシグナルを出した場合 (多重イベント解析手法), また, ミュオン

に対しては一つのみがシグナルを出した場合としている。多重イベント解析手法を実現させるため, 6 放射長 (10 cm) の厚さをもつ鉄シールドがそれぞれの検出器平面間に設置された。この厚さの鉄板により, 100 MeV 以下の電子は直接吸収される。また, それ以上のエネルギーをもつ電子は多重イベントをつくり上述の方法により除去される。それぞれの光電子増倍管にかける高電圧は, ディスクリミネーションレベル (弁別レベル) を一定にしてそれぞれのカウンターにおける全立体角から飛来する宇宙線ミュオンのシングルカウンティングレートの違いが $\pm 10\%$ 以内になるように調整した。

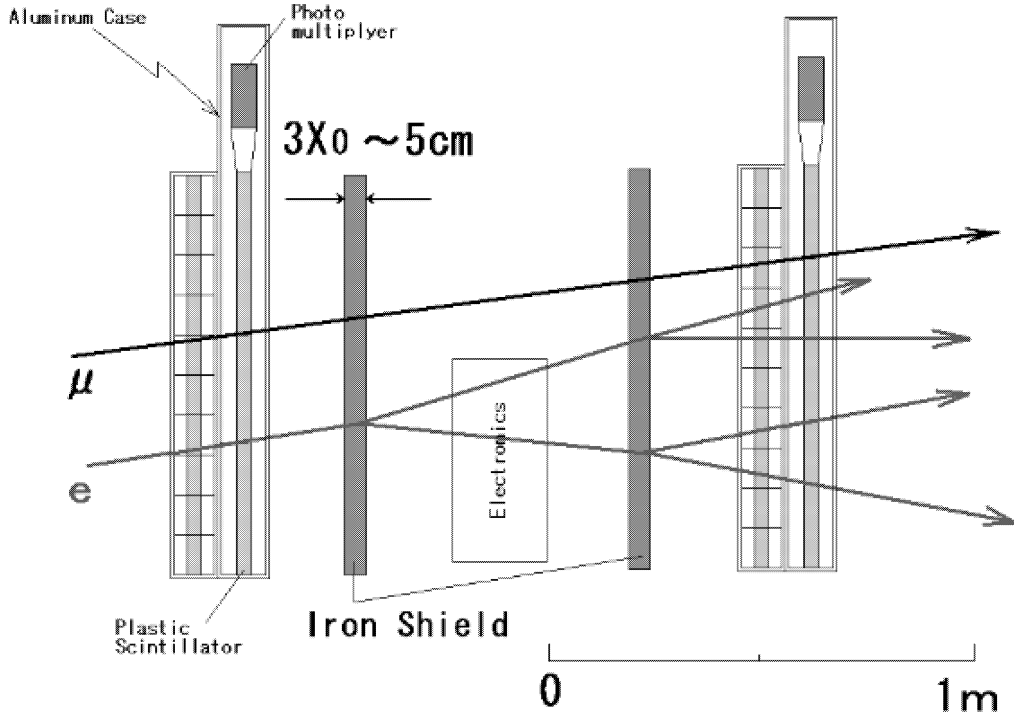


Fig. 12. Trigger for multiplicity event was designed by placing an iron plate with thickness of 10 cm ($6X_0$) between two detectors in order to eliminate soft component background using by electromagnetic cascade generation. δ rays initiated by muons are not energetic enough to be ejected from the iron plate.

図 12 ソフトコンポーネントを取り除くようにデザインされた多重イベント用のトリガーは検出器の間に設置された 10 cm ($6X_0$) の厚さの鉄板によって引き起こされるカスケードジェネレーションを利用している。ミュオンによって鉄中で作られる δ 線は外に出るだけの十分なエネルギーを持たない。

この実験に用いられたデータテイクング（データ収集）システムのブロックダイアグラムが Fig. 10 に示されている。また、Fig. 11 にこのシステムで得られた典型的な TDC のタイムスペクトルを示す。この TDC (Time to Digital Converter; Kaizu, KC3781A 12bit/25ps) は 40 個の光電子増倍管のタイミングを決定する。TDC に対するスタートシグナルは No. 1, No. 2 検出器の x, y 平面からの信号がある時間ゲートでコインシデンス（同時発生）したときに与えられる。ゲートの幅 20 ns はミュオンが検出器平面間を飛ぶのにかかる時間（5 ns）に比べて十分広く、宇宙線ミュオンのシングルカウンティングレート（ < 100 Hz）に比べて十分狭い。ダークカレントなどの光電子増倍管起因のランダムノイズによるアクシデンタルコインシデンス（偶発的の同時計数）はそれぞれの検出器平面でのコインシデンス（同時計数）シグナルを要求することによりほぼ 100% 取り除かれる。このようにしてえられたほぼ 100% 宇宙線ミュオンイベントと期待される TDC のタイムスペクトルデータは PC-LINUX ベースの DAQ システム「EXP95」(Nakamura

and Iwasaki, 1997) を用いてコンピュータ内に蓄積される。

それぞれが 1 m^2 の大きな検出エリアをもつ 2 台の宇宙線ミュオン検出器系の運転が 2001 年 2 月より開始された。全く同じ検出器系を 2 台用意することにより、それぞれの検出器で得られたデータを単純に加えることができ、統計量を増やすことができる。2 台の検出器システムは世界標準となっている海上輸送用の 6 m コンテナに格納され、必要に応じてどこへでも移動できるように機動性を確保している。Fig. 12, Fig. 13 にはそれぞれ今回の実験に用いたセットアップの 2 次元および 3 次元概念図が示されている。プラスチックシンチレーターを遮光しているテーブが長い観測期間の間に破損消耗することを防ぐ目的で 40 本それぞれのカウンターはアルミニウムケースによって保護されている。それぞれのアルミニウムケースには光電子増倍管が発する熱を外へ逃がすために温度調節用の孔が付いている。長期間安定した運転を行えるよう室温は温度調節器によって季節によらず約 25°C に保たれている。

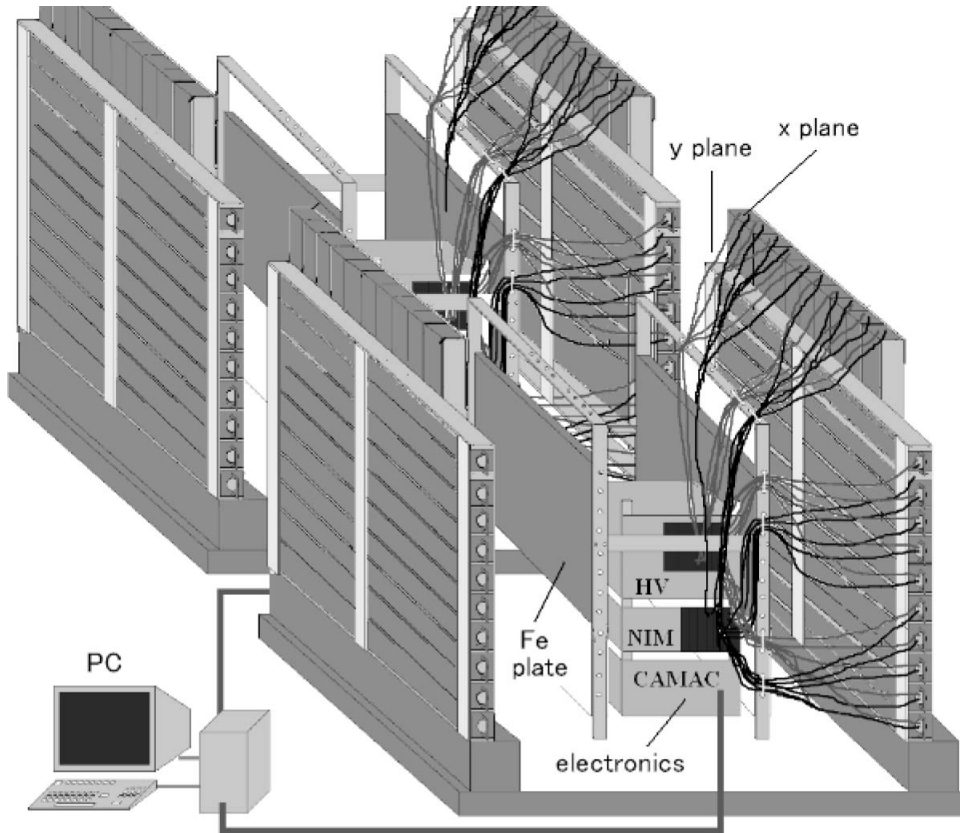


Fig. 13. Conceptual three dimensional view of segmented detection systems placed in a container used for the Mt. Asama experiment. The detector is comprised of scintillation counters protected by aluminum housings as shown in this figure.

図 13 浅間山麓の浅間圏に設置されたコンテナ内の実験装置の 3 次元概念図。アルミケースに保護されたカウンターは図に示されているようにセグメント検出器を構成している。

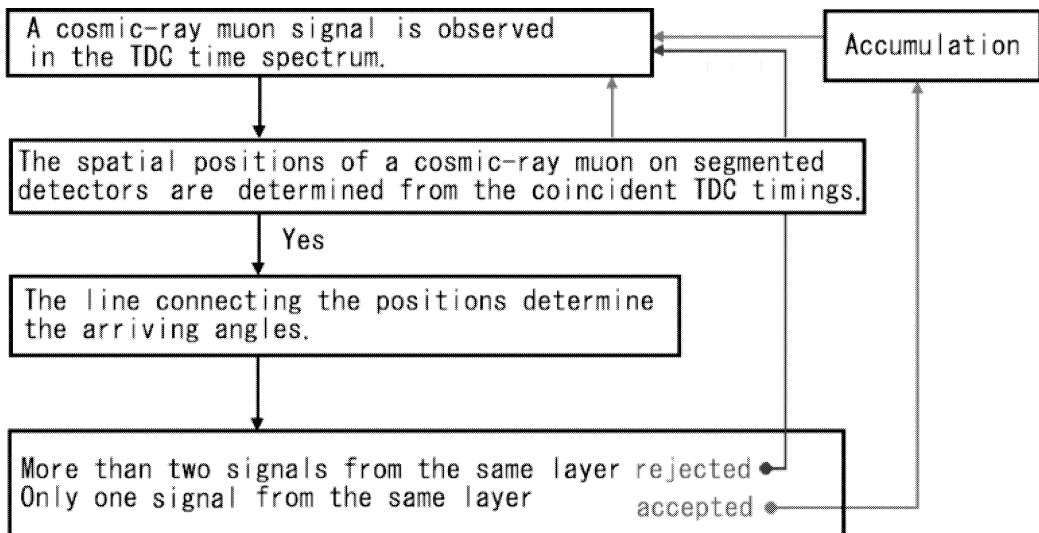


Fig. 14. Analysis Flow.

図 14 解析の流れ。

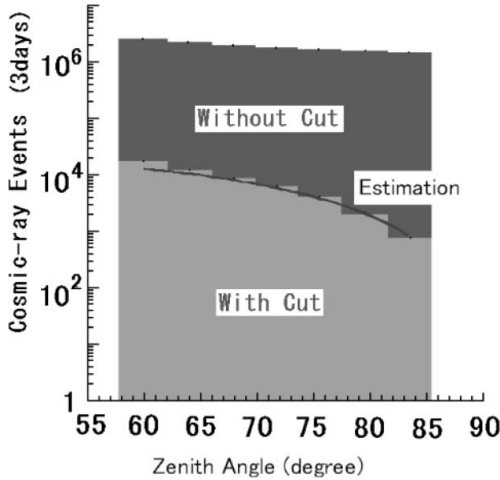


Fig. 15. The effect of multiplicity cut analysis. The data without multiplicity event is consistent with Fig. 5 of zero thickness.

図 15 イベントのマルチプリシティーカットの効果。マルチプリシティーイベントを取り除いたデータは図 5 の岩石の厚さを 0 とした場合と矛盾しない。

5-2 解析

40 個の TDC のタイムスペクトルデータはオンラインモニター上でソフトウェア的に処理され、宇宙線ミュオンの飛来方向を表す 2 次元ヒストグラム (θ , ϕ) に変換される。マルチプリシティー解析は以下の手順で行われた:

- (A) 4 つの検出器平面を同時に通過した宇宙線ミュオンはイベントトリガーを生成する。よって光電子増倍管起因のダークカレントなどの検出器内ノイズ以外の宇宙線信号のみが TDC タイムスペクトルに記録される。
- (B) 検出器平面内の宇宙線ミュオンの位置は平面内の TDC タイミングのコインシデンス (同時発生) によって決定される。
- (C) 二つの検出器平面内で決定された位置を直線で結ぶことによって宇宙線ミュオンの飛来方向が決定される。
- (D) (C) に基づき、前方から飛来する宇宙線ミュオンと後方から飛来するミュオンを区別する。
- (E) 同じ検出器平面内で二つ以上のイベントが同時に観測された場合はこれを、ソフトコンポーネント由来のものであるとして取り除く (多重イベント解析)。

上記の手順に対するフローチャートは Fig. 14 に示されている。この手順に従って宇宙線イベントの天頂角依

存性を多重イベントカットを行ったもので行わなかったものに対してプロットしたのが Fig. 15 である。多重イベント成分を取り除いたデータは Fig. 5 において岩石の厚さを 0 にしたときに予想される宇宙線ミュオン強度の天頂角依存性を良く再現する。

6. 浅間山を対象とする観測

宇宙線ミュオン検出器系の応用の最初のステップとして、浅間山山体内部にあるすでに知られている構造を外から透過像として観測する実験が考えられた。もっともやさしい実験として最大口径 350m、深さ 228m の火口を山の外から観測することを試みた。火口を麓から直接観測することはできない。

測定器は山頂北側の浅間園の駐車場に設置した。以下の観測結果は浅間園におけるものである。浅間園の観測場所は浅間山頂からほぼ真北、3900 m、標高 1400 m の位置にある。浅間山の標高が 2568 m あるので、観測位置から山頂までの相対的な高度差は 1168 m となり、山体を望む最大仰角は 291 mrad となる。対象となる火口は直径 350 m、最大深さ 228 m であるので、観測地点から望む際は、水平約 90 mrad、上下に 58 mrad の逆円錐状の形状を持った空洞を見ることになる。これらの状況を記すと、Fig. 16 のようになる。

6-1 浅間山を透過する宇宙線ミュオンイベントのモンテカルロシミュレーション

浅間山を透過してくる $N_{\mu}(\theta)$ を定量的に確認するために以下のモンテカルロシミュレーションが行われた。ここでは、計算時間を節約するために、宇宙線は検出器付近で発生され、山体方向へバックトラッキングされた。

1. 式 (7) を用いて天頂角 θ^* 、水平角 ϕ 、およびエネルギー E の宇宙線ミュオン $N_{\mu}(E, \theta_z)$ を生成する。
2. 検出器をヒットしたかどうかを確認する。ヒットしたら次のステップへ、しなかったら最初のステップへ戻る。
3. 天頂角 θ^* 、水平角 ϕ 方向の浅間山の経路長を地形図より決定する。
4. 山体の密度に対する、ミュオン経路に沿った密度長 $L(\theta, \phi)_\rho$ を決定する。
5. 入射宇宙線ミュオンエネルギーと式 (12) (あるいは (17)) より求められたエネルギーロス E_{loss} を比較する。 $E < E_{\text{loss}}$ の場合ステップ 1 へ戻り、 $E > E_{\text{loss}}$ の場合ステップ 6 へ進む。
6. 検出器の位置を返す。

上記のプロセスに対するフローチャートは Fig. 17 に示されている。エネルギー—イベントに累乘法則の依存

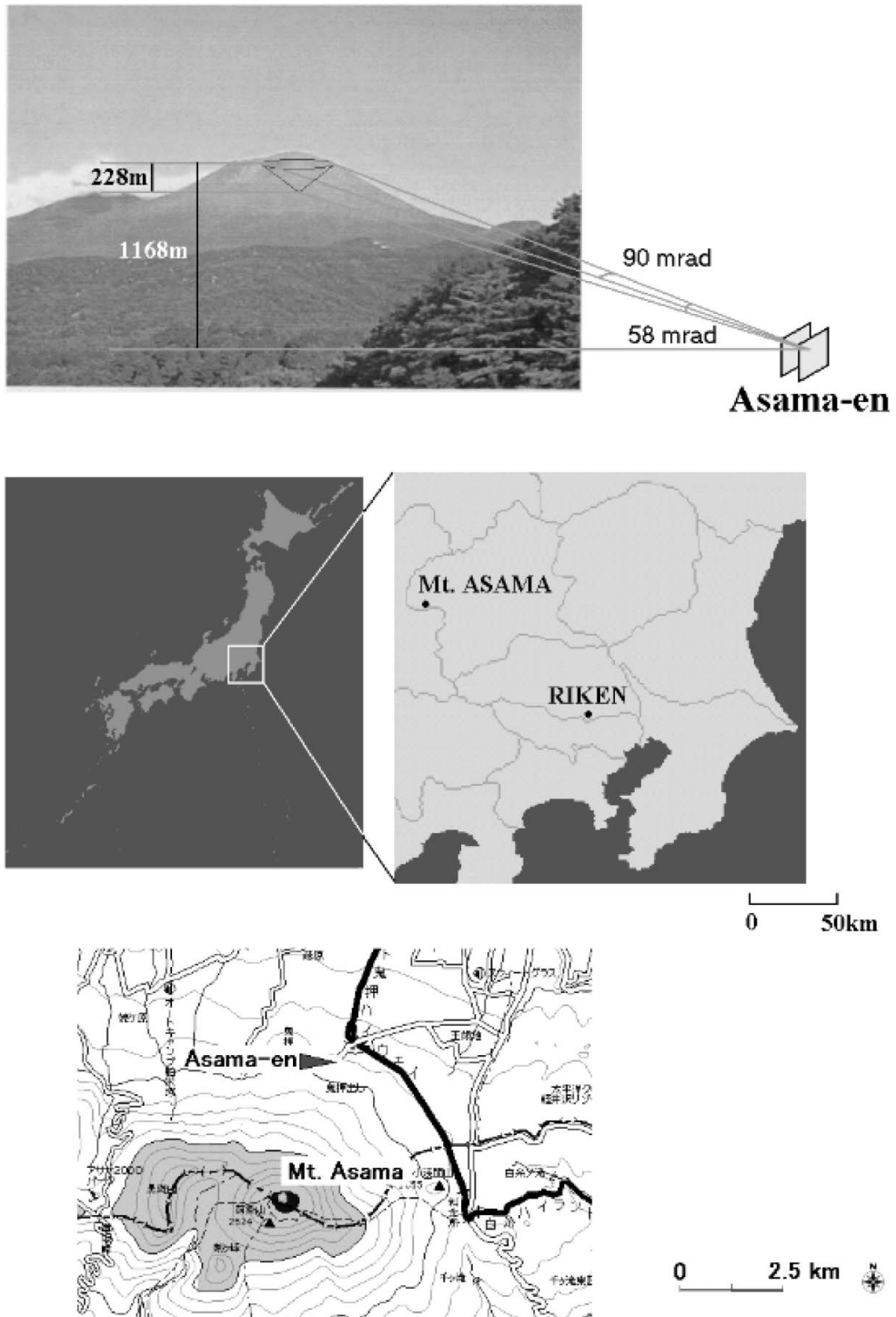


Fig. 16. Geometrical arrangement for the counter versus Mt. Asama taken in the present measurement: (upper) conceptual three-dimensional view; (lower) horizontal view.

図 16 浅間山におけるテスト実験の装置配置図: (上) 立体概念図; (下) 浅間山の位置.

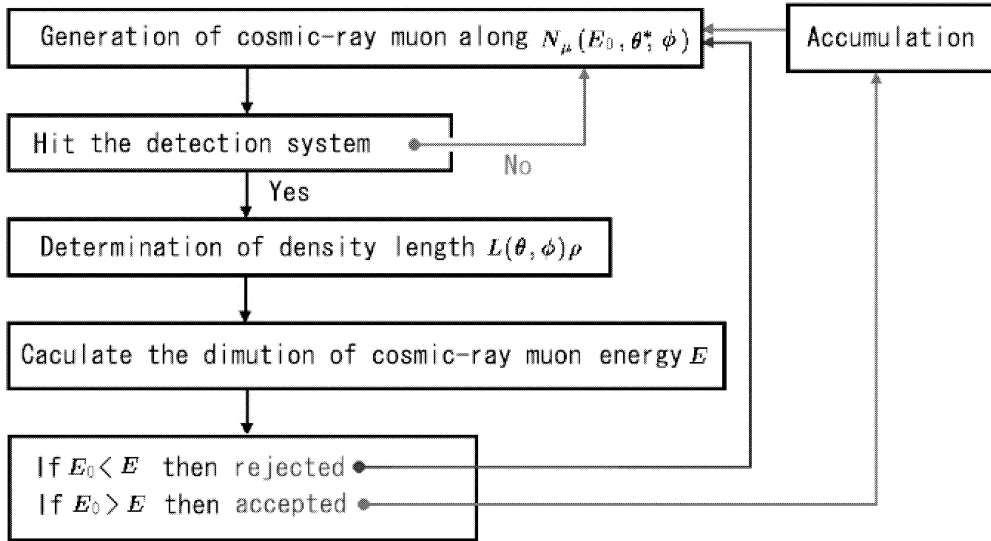


Fig. 17. Flow of Monte Carlo simulation.
 図 17 モンテカルロシミュレーションの流れ.

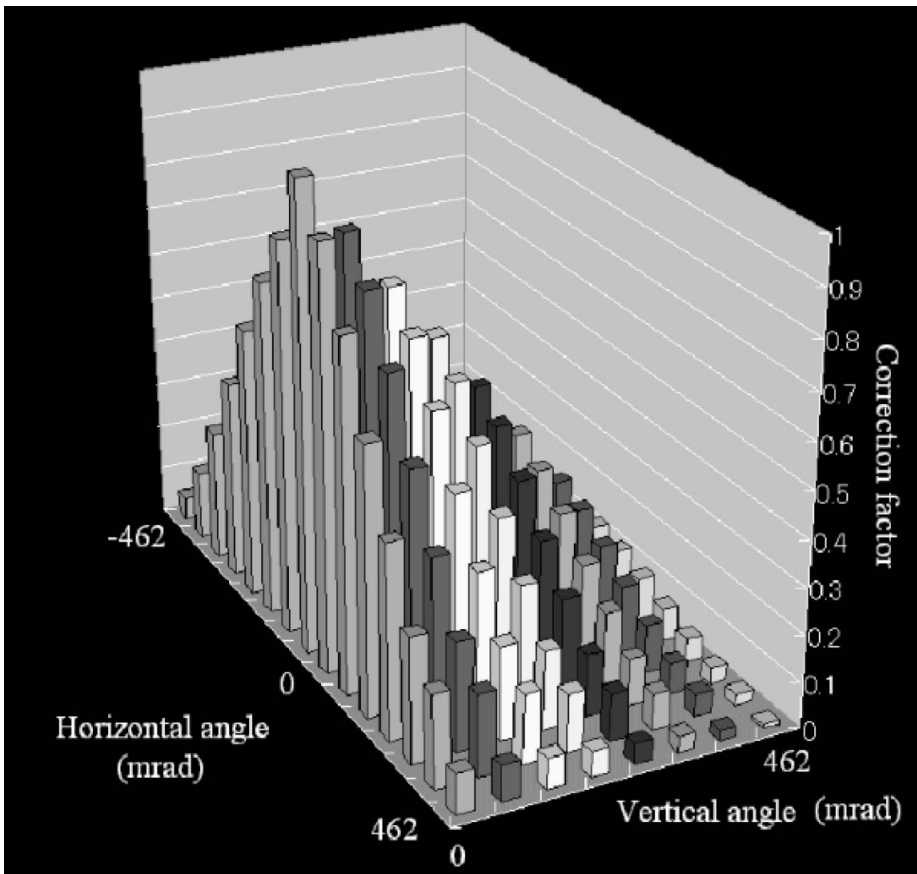


Fig. 18. Correction of efficiency ((detector area) × (solid angle)) of the detection system for the present measurement.

図 18 今回用いたセグメント検出器におけるそれぞれの宇宙線入射方向に対するエフィシエンシー (検出面積×立体角) 補正図.

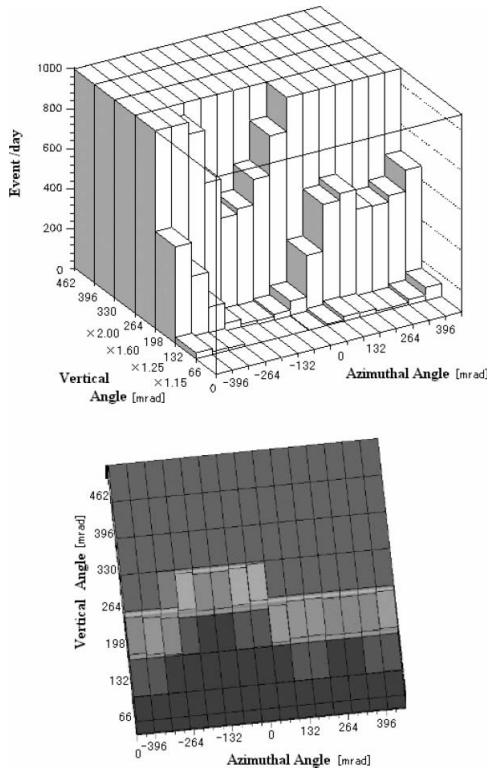


Fig. 19. Two dimensional map of the cosmic-ray muon intensity represented by azimuthal and vertical angles.

図 19 水平、仰角の座標で表した通過経路ごとの宇宙線ミュオン強度の 2 次元表示。

性をもつ宇宙線ミュオンにシミュレーションの際にエネルギーの下限切断を決定することは重要である。10 GeV/c 以下の運動量をもつミュオンに対してその振る舞いを確認するためにその岩石中における透過力をモンテカルロ計算によって評価したが、数十 m 以上の厚さの岩石を一つも透過することができなかった。よって計算の下限切断を 10 GeV に設定した。この設定によりコンピュータ計算時間を格段に少なくすることができた。上述の流れに従って、さまざまな浅間山火口中のマグマの体積占有率に対してモンテカルロシミュレーションが行われた。このようなシミュレーションは実験値を定量的に評価するうえで、実験上、非常に重要である。

6-2 浅間山を透過した宇宙線ミュオンイベントの水平方向および、垂直方向の分布

われわれの検出器系が実現できる角度分解能は ± 66 mrad であるので 3900 m 先の山体の通過路が通過路に直角な平面上で ± 260 m の精度で決定される。すなわち検出器の面と平行な面内で、 ± 260 m のユニットで山体を区切って、山体の密度長を求めることができる。山体

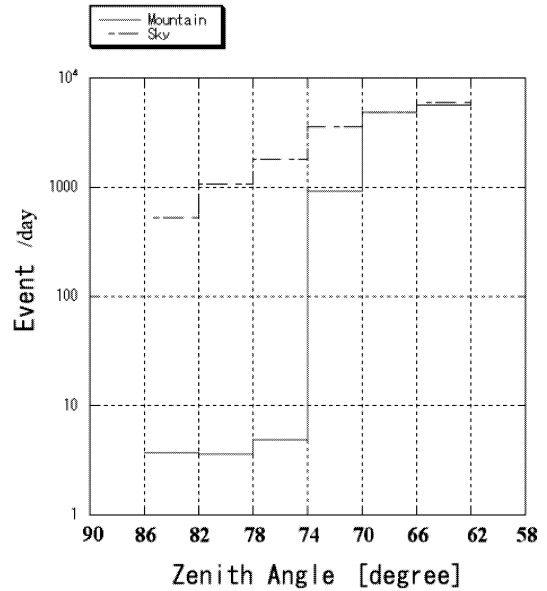


Fig. 20. The histogram for the top region of azimuthal angle (solid line). The data indicated by sky is also shown (broken line).

図 20 宇宙線ミュオンの天頂角依存性の「山側」と「空側」の比較。水平角は山頂方向と一致している。「山側」のデータは実線で、「空側」のデータは点線で示されている。

を通過する宇宙線ミュオンの強度を検出器から山体を見て、宇宙線ミュオンの通過点を水平角 ϕ と仰角 θ ($90 - \theta_z$) とで示された 2 次元ヒストグラムで表現する。前述した測定器系を用いて 3 カ月間 (2002 年 2 月～2002 年 4 月) にわたる観測を行った。検出器系に入る宇宙線ミュオンの強度を通過経路ごとに表示することにより、浅間山の各点を通過した宇宙線ミュオンの強度減衰がわかり、各通過点における山体の密度長 (密度 \times 経路長) がわかる。検出器は宇宙線入射方向に対して異なるエフィシエンシー (検出面積 \times 立体角) (Fig. 18) をもつので、そのコレクションを行った。Fig. 19 はエフィシエンシーコレクションを行った、水平、仰角の座標で表した通過経路ごとの宇宙線ミュオン強度の 2 次元ヒストグラム表示の一例である。水平角、仰角表示は山体位置の (水平距離、高さ) と考えてよい。山体の外形に即したミュオン強度の減少が見られる。次にわれわれは宇宙線ミュオンの天頂角依存性の「山側」と「空側」の比較を行った。Fig. 20 にはミュオンイベント $N_\mu(\theta)$ の仰角依存性がプロットされている。水平角は頂上方向に一致するよう選ばれた。山体付近で期待される宇宙線ミュオン強度の大きな変化がはっきりと見られる。Fig. 21 には宇宙線ミュオン強度の水平角方向の強度変化が「山側」と

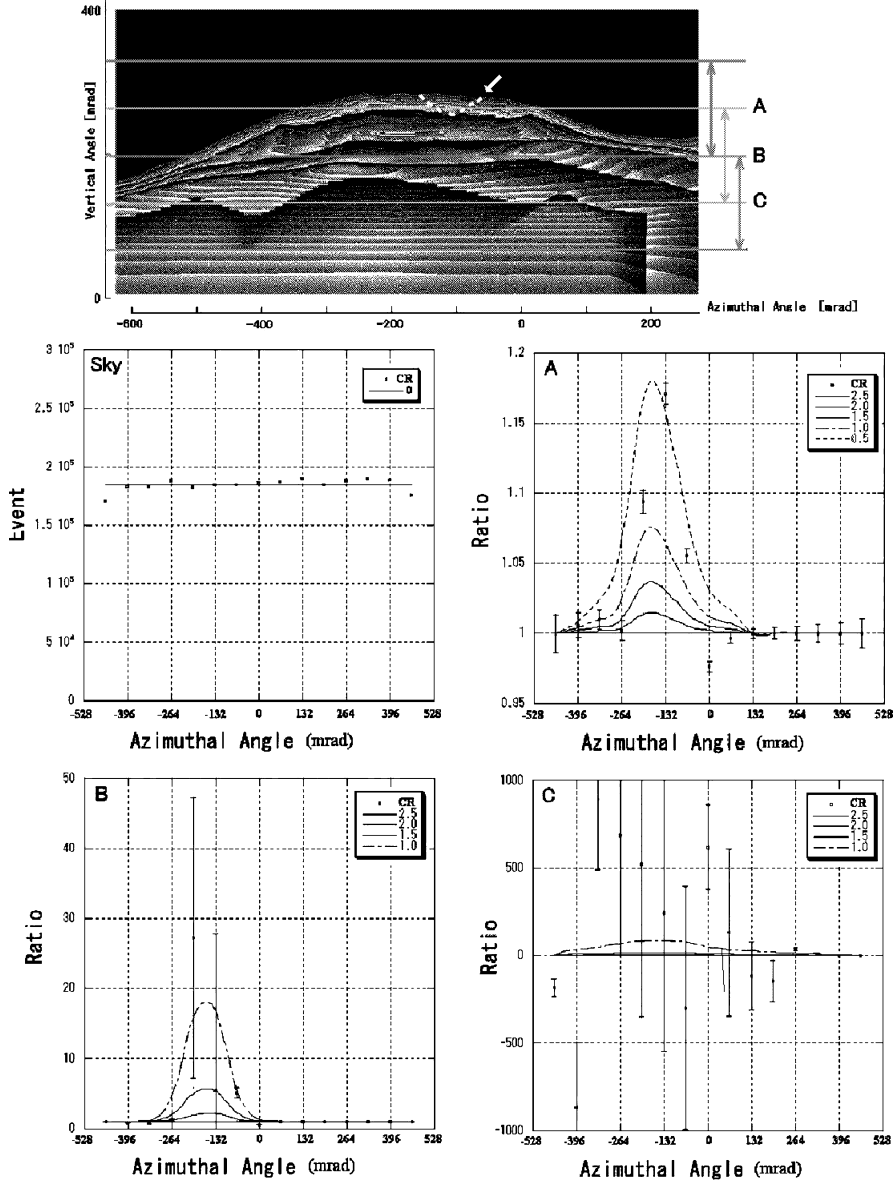


Fig. 21. (Top). Observation region. A crater is indicated with a red line. The results of the measurement (with a zenith angle of 330 ± 66 mrad) of the variation of the cosmic ray intensity with the azimuthal angle from the backward (Middle, left; cosmic-ray muons passing through nothing) and forward (A, B, and C) directions are plotted with error bars. Normalized Monte-Carlo simulation results for 0.5 g/cm^3 , 1.0 g/cm^3 , 1.5 g/cm^3 , 2.0 g/cm^3 , and 2.5 g/cm^3 are also plotted.

図 21 宇宙線ミュオン強度の水平角方向の強度変化とその浅間山における位置関係。(上段)観測領域、火口が赤線で表示されている。(A)空(仰角= 330 ± 66 mrad) (B)および(C)頂上付近における火口の検出が平均密度 2.5 g/cm^3 を仮定したモンテカルロシミュレーションとデータとの比較により行われた。 $(0.5 \text{ g/cm}^3, 1.0 \text{ g/cm}^3, 1.5 \text{ g/cm}^3, \text{ および } 2.0 \text{ g/cm}^3)$ に対する他の計算値も示されている。

反対側障害物なしにやってくる「空側」の宇宙線ミュオン強度分布との比によって、表されている。火口が存在しない場合を仮定したときの山体の平均密度 2.5 g/cm^3 ,

2.0 g/cm^3 , 1.5 g/cm^3 , および 1.0 g/cm^3 に対するモンテカルロ計算の結果もあわせて掲載されている。

「山側」と「空側」から飛来する宇宙線ミュオン強度分

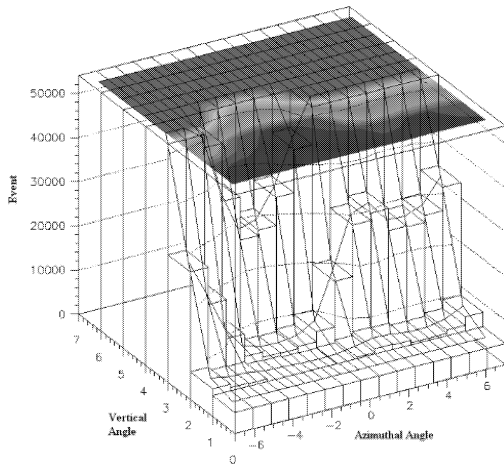


Fig. 22. Visualization of the data by 2-D cubic spline interpolation method.

図 22 2次元スプライン補間法を用いたデータの視覚化。

布の比を定量的に評価するために、頂上に火口がない、平均密度 2.5 g/cm^3 の山体を仮定したモンテカルロ計算との比較を行った。火口位置でモンテカルロ計算から予測される値より多くのミュオンが観測されていることがわかる。この宇宙線ミュオン強度の増加から、火口が完全に岩石で占められている場合を仮定したとき、火口付近の密度は約 $1.0 \text{ g/cm}^3 \sim 0.5 \text{ g/cm}^3$ と求められる。これは、浅間山の火口付近を透過したミュオン強度が山体の内部構造を反映することによって、火口の存在を明確に示していることを表しており、宇宙線ミュオンが火山体の内部構造探索に使える可能性があることを主張したい。われわれはこの4カ月間に及ぶ宇宙線ミュオン観測によって数百メートルからキロメートルオーダーに及ぶ岩石内部に隠れる火口の透かし撮りに成功した。

6-3 火口のイメージング

Fig. 19の浅間山の外形に即した変化を明確に示す、宇

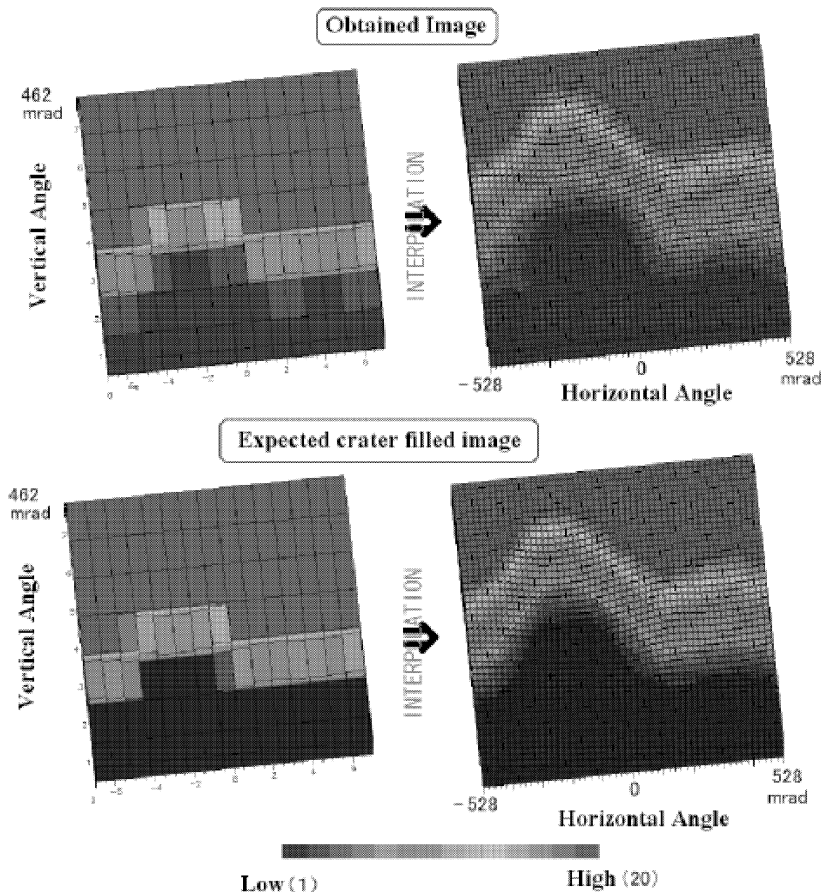


Fig. 23. Reproduced cosmic-ray muon radiographic image of Mt. Asama from 15×7 discrete two dimensional data as obtained with 2-D cubic spline interpolation method. Event decrease in cosmic-ray muon intensity corresponding to the shape of the mountain is indicated.

図 23 15×7 の離散2次元データポイントを用いて2次元スプライン補間法により再生成された浅間山の透過像。実際の山体の形状に応じたイベントの減少が見られる。

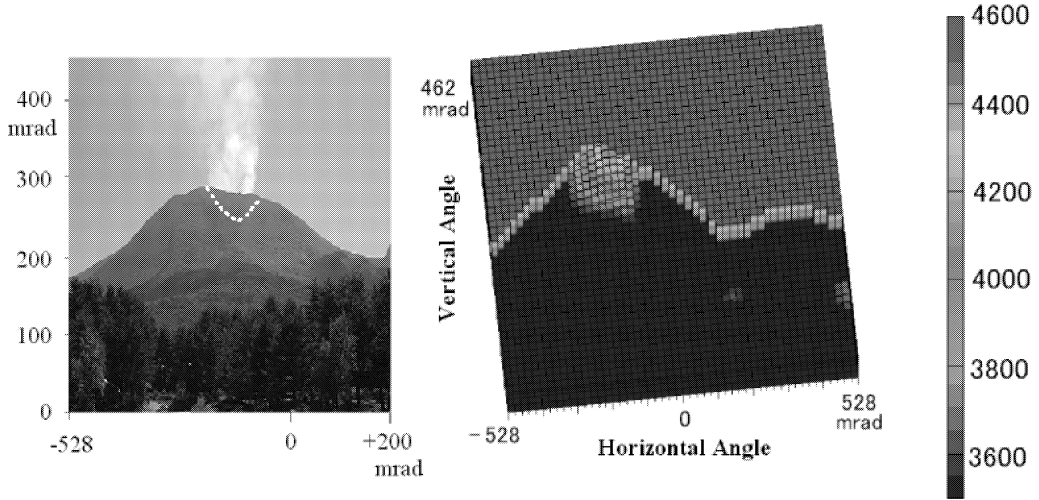


Fig. 24. (Left) Photograph of Mt. Asama taken from the detection system. Hidden crater is indicated in this figure. (Right) The difference between simulation data and experimental data.

図 24 (左) 検出器から見た浅間山の写真。図中に山体に隠れた火口が示されている。(右) シミュレーションデータと実験データの差。

Table 1. Values of typical data points (three months). Monte Carlo simulation was performed by assuming the completely filled crater.

表 1 いくつかの典型的なデータ点の値 (3 カ月)。シミュレーションは火口が完全に埋まっている場合を仮定して行われた。

| Azimuthal Angle | Vertical Angle | Data | Simulation | Difference |
|-----------------|----------------|-------|------------|------------|
| -169 mrad | 185 mrad | 2143 | 0 | 2143 |
| -169 mrad | 323 mrad | 29840 | 25470 | 4370 |
| -169 mrad | 453 mrad | 54531 | 54048 | 303 |

宇宙線ミュオンイベントの2次元ヒストグラムの視覚化を行うためにデータの補間を行った。離散データの多次元補間は視覚化に適した表現を与える。補間の妥当性は山体の空間的平滑性、それゆえに、ミュオンイベント変化の平滑性に基づいている。データ点における1次微分および2次微分が接続点で等しくなるように決定する3次元スプライン法による補間平面作成のイメージはFig. 22に示されている。補間を行う目的はそれぞれのデータ間の変化量という、いわば2次の情報を用いて、離散データ間の値(補間値)を決定することである。スプライン補間により生成される関数はデータを直接トラッキングするのでスムーズ関数に比べて変動は大きくなるが、スムージングによる補間では補間関数と実際のデータポイントの値との差が大きくなり補間値の信頼性に乏しい。よって補間関数としてスプライン関数が選ばれた。関数のデータセットへの適用を回帰的に何度も行ふことによって、適切なパラメータが決定され、15×7の離散2次元データポイントを用いてセルサイズ=±20

mradでスプライン平面が生成された。Fig. 23から補間を行うことによってFig. 19の離散的な山体の形状が格段に滑らかになり、実際の山体の形状に近づいたことがわかる。

6-4 火口の形状の検出

Fig. 21に示されている山体頂上付近におけるミュオンイベントの優位性は火口が存在を示す低密度領域が存在することを示している。しかし、その効果を直接Fig. 23に見ることが困難であることから、われわれはモンテカルロ計算の結果を基準として実験データを評価することにした。Fig. 24は実際得られた宇宙線ミュオンイベント数と火口が密度2.5 g/cm³の様な岩石で満たされた場合のシミュレーション結果の差を表している。山体における火口の位置を明確にするために、差は山体に対応する部分のみでとられた。ここで、火口が隠れていると予想される山体の位置に火口の存在を視覚的に表示できたことが重要なポイントである。Fig. 24における典型的なデータポイントに対する値がTable1に示されている。

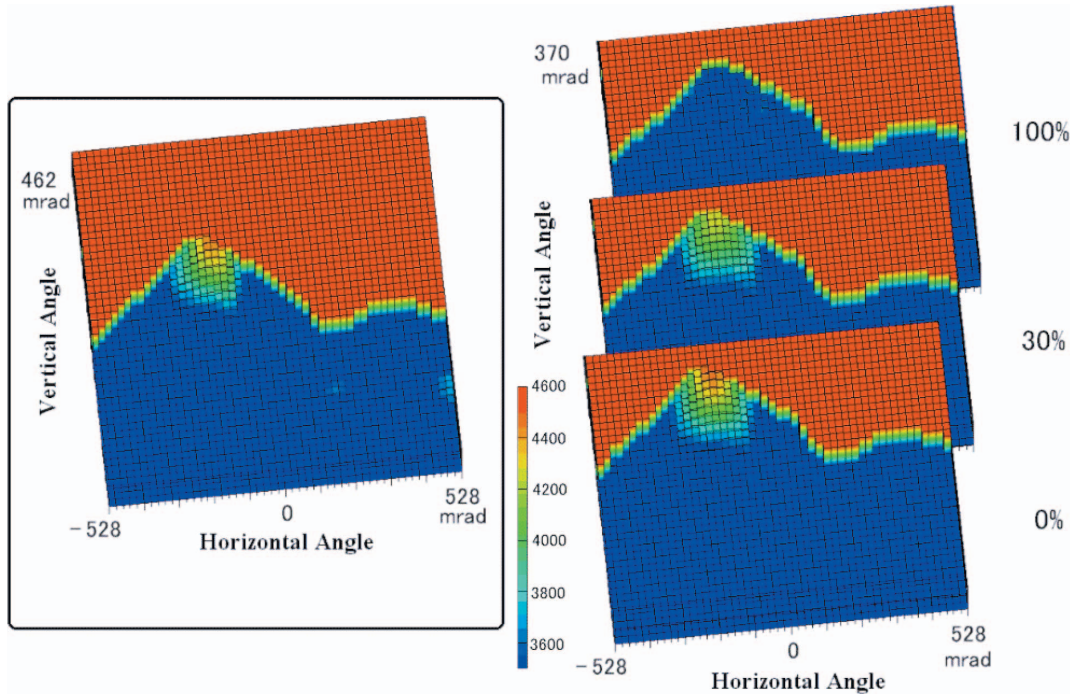


Fig. 25. The experimental data as obtained with present experiment in Mt. Asama were compared to the simulation data for various magma occupancies in a crater.

図 25 今回得られた実験データと、さまざまな火口の岩石による占有状態に対する、シミュレーション結果との比較。

7. 結 論

われわれは浅間山における今回の実験から山頂付近に隠れる火口の検出が宇宙線ミュオンを用いて十分可能であることを確認した。火口という山体中の低密度領域にミュオンイベント数の増加が期待されるので、シミュレーションから得られるさまざまな火口内のマグマ占有率の違いによる値の変化は、火口内部の状態の定量的な評価を可能にする。実験により得られたデータはシミュレーションと詳細に比較され、火口内部の状態の定量的な評価が行われた。Fig. 25 は 3 カ月間にわたる今回の実験で得られた宇宙線ミュオンイベント総数を 2 次元ヒストグラムに示したものである。Fig. 25 の左には Fig. 24 と同じ図を右には Fig. 24 と同様の解析手順には従っているが、実際のデータのかわりにさまざまな火口内における岩石の体積占有率 (0 vol.%, 30 vol.% および 100 vol.%) に対するシミュレーションに置き換えて作られた図が示されている。Fig. 26 には Fig. 25 の火口付近のミュオンイベントの総和がシミュレーションと比較されている。図より 3σ 以上の精度で火口内の岩石占有率が 30 vol.% 以下であることがわかる。

今回の実験で山体に隠れた火口を明確に捉えることが

できた。山体中における未知の構造、例えば火道や空洞などの存在がこの装置によって検出し得ることを確認した。また、今回の実験より以下の重要なことを確認した。

- 4 カ月にわたる観測期間中の光電子増倍管のゲインドリフトによる個々のカウンターのカウンティングレートの変動は 2% 以内であった。
- 火口の存在を示す宇宙線ミュオンのイベント数増加を確認した。
- 実験データとシミュレーションとの比較により浅間山の火口の体積占有率が 30 vol.% 以下であることを確認した。

7-1 将来への展望

現在の観測システムの電源供給は発電所から供給される電力でまかなわれている。それゆえ、システムの設置場所は必然的に発電所からの電源供給が可能な場所に限定される。一方で、データの収集能率の向上には空間的解像度を保持しつつ、カウンターのミュオン収集立体角を向上させる必要がある。これを実現させる最も容易な方法は観測システムを山体に近づけることである。ところが、これは発電所からの電力供給方法とは矛盾する。現在、われわれは自己完結型の電力供給システムを開発

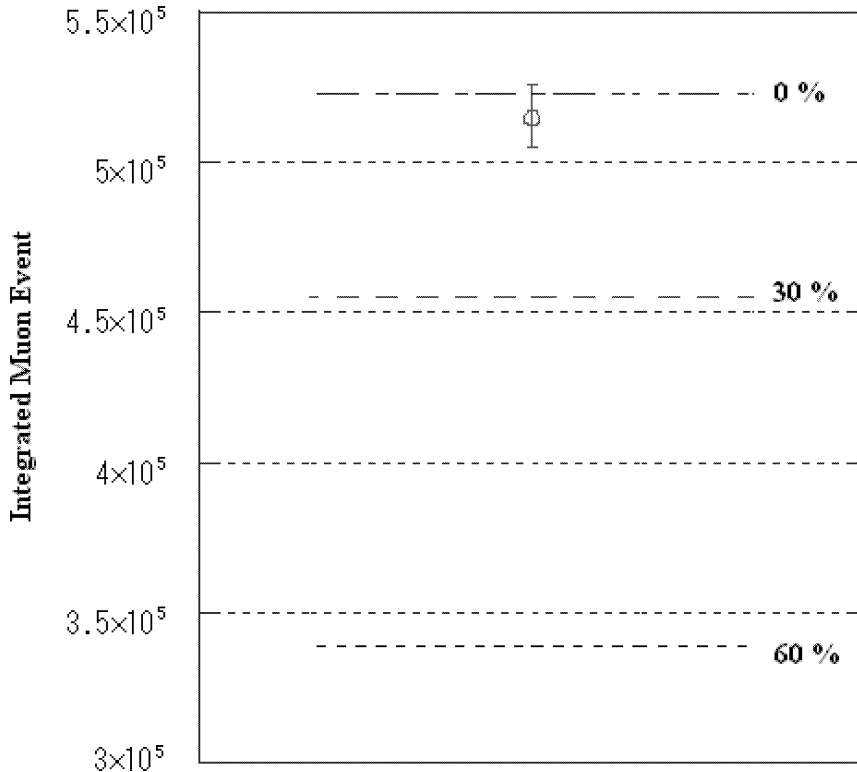


Fig. 26. Comparison between simulation and muon event in the vicinity of a crater. The error bars plotted in this figure are in order that Poisson statistical uncertainties (the square root of the number of events $\equiv 1\sigma$) permit the rock occupancy in the crater to be less than 30 vol.% at a confidence level of 3σ .

図 26 図 25 の火口付近のミュオンイベントの総和とシミュレーションとの比較。図中のエラーバーはポアソン確率過程に基づく統計的不確定性（イベント数の 2 乗根 $\equiv 1\sigma$ ）を表しており、これより火口内の岩石占有率は 30 vol.% 以下であることがわかる。

中である。このシステムでは、電力供給は太陽光発電に依存する。現在の電力消費量を新しい回路系の導入により、低く抑えることによって、コンテナ屋根部分にとりつけた太陽光発電器および、予備バッテリーの組み合わせで、外部電力供給に頼らず宇宙線ミュオン観測を行うことが可能になる。このシステムの実現により、原理的には観測システムを山体の任意の場所に設置することができるようになり、宇宙線ミュオンデータテータキング（データ収集）の効率の向上も期待できる。Fig. 5 で示した山体の厚さと宇宙線ミュオンの透過強度との関係、およびテスト実験の結果から、 2 m^2 の検出器系内での荷電粒子の位置検出精度が無限に良く、観測対象物から 1000 m に近づくことができたと仮定して変化の割合を計算することができる。対象物に対して $\pm 130\text{ m}$ の空間分解能で 800 m の山体中の密度決定を水平方向から飛来するミュオンを用いて 50 日間で $\pm 3.2\%$ の精度で決定することができる。これは厚さ 800 m の山体中に 25 m 程度以上の厚みの変化に対応する異常が存在するとき、約

1 カ月半の測定で検知できることを示している。もとより、検出器系を増強すれば単純に測定時間が減少する。例えば、観測システムを対象から 1000 m の位置に 7 台設置すれば、厚さ 800 m 程度の山頂における数 % の密度異常が 1 週間程度の測定時間で検知できる。このような測定をトモグラフィ的に行えば、山体中における密度異常を 3 次的に決定することができる。

これまでの観測結果のアナロジーより、単純に宇宙線ミュオン検出器系の面積を増やすことで、火山体の内部構造に対するより詳細な知見を短期間に得られる。面積を拡大した検出器系を用いて、週単位、月単位の観測を従来の地震波による内部探索方法、および重力による密度測定法と相補的に行うことにより、火山の新しい、あるいは今までに見られない活動の兆しを観測できるようになることを期待できる。

8. ま と め

火山体内部観測に有効な宇宙線ミュオン観測システム

がセグメント検出器の開発, およびマルチプリシティーカット解析手法の確立により実現された. 500 m 以上の岩石を透過してくる宇宙線ミュオンを用いて, 浅間山山体に隠れる火口の検出に成功した. この結果より将来, より一層の検出器系の拡大を図ることで, 火山体内部の詳細な構造および, その時間変化を宇宙線ミュオンによりの確に捕らえることができる可能性が示された.

謝 辞

ここに述べられている実験は, 中村 哲(東北大学理学系研究科), 河村成肇(高エネルギー加速器研究機構), 下村浩一郎(高エネルギー加速器研究機構), 石田勝彦(理化学研究所)各氏との共同実験で, 装置についての技術的な詳細に関する報告は別途英文にてなされる. 資金的な面でご協力頂いた三菱財団, および小林俊一理事長をはじめとする理化学研究所の関係各位の皆様深く感謝する. また, 計画当初より, 有益な助言と激励を頂いた^故小田 稔, 西村 純, 脇田 宏, 戸塚洋二の諸先生に深く感謝する. さらに, 浅間山での実験に関してご支援頂いた市村雄平鬼押し浅間園園長をはじめとする浅間園のスタッフの方々, 井田喜明東京大学地震研究所浅間火山観測所所長に感謝する. 実験初期において共同実験者であった岩崎雅彦氏(理化学研究所)に感謝する. また, 中島善人氏と一名の匿名の査読者からは, 本稿の改善に有益なご指摘および助言を頂いた. この場を借りて感謝の意を表したい.

引用文献

- Adair, R. K. and Kasha, H. (1976) Muon Physics. *Academic Press*, **1**, 323.
 Alkofer, O. C., *et al.* (1985) Cosmic ray muon spectra at sea level up to 10 TeV. *Nuclear Physics*, **B259**, 1-18.

- Alvarez, L. W., *et al.* (1970) Search for Hidden Chambers in the Pyramids. *Science*, **167**, 832.
 GEANT3 manual (1994) *CERN Program Library Long Writeup*, **W**, 5013.
 Golden, R. L., *et al.* (1995) Measurement of the energy spectra of cosmic ray electron component and protons at ground level. *J. Geophys. Res.*, **92**, 23515-23522.
 Heck, D., *et al.* (1998) CORSIKA. *FZKA Forschungszentrum Karlsruhe*, 6019.
 Kellogg, R. G., Kasha, H. and Larsen, R. C. (1978) Momentum spectra charge ratio, and zenith-angle dependence of cosmic-ray muons. *Phys. Rev.*, **D17**(1), 98-113.
 Kodaira, K., *et al.* (1999) *Chronological Scientific Tables*, 154.
 Matsuno, S., *et al.* (1984) Cosmic-ray muon spectrum up to 20 TeV at 89° zenith angle. *Phys. Rev.*, **D29**(1), 1-23.
 Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K. and Ishida, K. (1995) Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A356**, 585.
 永嶺謙忠 (1995) 宇宙線ミュオンを用いた火山体トモグラフィ. *地学雑*, **104**, 998-1007.
 Nakamura, S. N. and Iwasaki, M. (1997) A new data acquisition system for RIKEN-RAL μ CF experiment. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A388**, 220-225.
 Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S. N., Ishida, K. and Shimomura, K. (2001) Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal structure of a volcano. *HYPERFINE INTERACTIONS*, **138**(1-4), 521-526.
 Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S. N., Ishida, K. and Shimomura, K. (2003) Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, in press.
 (編集担当 小川康雄)