

修士論文
テレスコープアレイ実験による
極高エネルギー宇宙線観測のための
大規模地表粒子検出器の開発

東京大学理学系研究科物理学専攻 修士課程
木戸 英治

2007年1月

概要

テレスコープアレイ (Telescope Array, TA) 実験において極高エネルギー宇宙線の観測のために約 500 台の地表検出器の開発、試験を行った。設計、試験の詳細と性能を本論文にまとめる。

目次

1	極高エネルギー宇宙線の物理	4
1.1	導入	4
1.2	宇宙線の加速と伝播	5
1.2.1	粒子の加速機構	5
1.2.2	粒子の伝播機構と GZK Cutoff	6
1.2.3	GZK cutoff	9
1.3	最近の理論的な考察	9
1.3.1	非常に大きな天体による加速機構	10
1.3.2	GRBs による加速	10
1.3.3	エキゾチックな宇宙線源	10
1.3.4	宇宙線源のモデルについてのまとめ	10
1.4	テレスコープアレイ実験に必要とされる観測能力	11
1.4.1	化学組成に対する分解能	11
1.4.2	エネルギー分解能	11
1.4.3	粒子の到来方向の分解能	11
2	観測の状況	14
2.1	背景	14
2.2	エネルギー測定	14
2.2.1	エネルギースペクトル	15
2.3	到来方向の測定	15

3	空気シャワーの測定方法	18
3.1	空気シャワーの性質とその発達	18
3.1.1	電磁シャワー成分とミューオン及びニュートリノ成分	18
3.1.2	空気シャワーの空間構造	18
3.1.3	シャワーフロントと時間構造	21
3.1.4	空気シャワーの発達における不定性	23
3.2	シャワーパラメータの決定について	23
3.2.1	空気シャワーの方向と軸の再構成	23
3.2.2	エネルギーの測定	24
3.2.3	化学組成の測定	25
4	テレスコープアレイ実験	26
4.1	テレスコープアレイ実験の概要	26
4.2	地表粒子検出器アレイ	26
4.3	大気蛍光望遠鏡	27
5	地表粒子検出器アレイの性能	28
5.1	アレイの性能に関するシミュレーション	28
5.1.1	トリガー効率	29
5.1.2	方向とエネルギーの再構成	29
6	地表粒子検出器の設計と製作	33
6.1	地表粒子検出器の設計と製作	33
6.1.1	概観	33
6.1.2	シンチレータボックス内部	33
6.1.3	ステンレスボックス内部	46
6.2	エレクトロニクスとデータ収集	50
6.2.1	フロントエンドエレクトロニクス	50
6.2.2	タワーエレクトロニクス	53
6.2.3	データ収集について	54
6.3	タイミング	54
6.4	消費電力	54
7	地表粒子検出器の試験と較正	55
7.1	1MIPによる性能試験	55
7.1.1	量産した地表粒子検出器の試験	56
7.1.2	試験方法	56
7.1.3	1MIP ADC 分布の半値全幅	62
7.2	リニアリティ測定	69
7.2.1	設計	69
7.2.2	リニアリティ試験方法	71

7.2.3	リニアリティの試験結果	72
7.3	量産カウンターの取扱い	75
7.4	地表粒子検出器の宇宙線に対する応答について	77
7.4.1	1MIP について	77
7.4.2	シャワー粒子について	85
7.5	1MIP モニターデータ	85
8	まとめと結論	90
9	謝辞	91

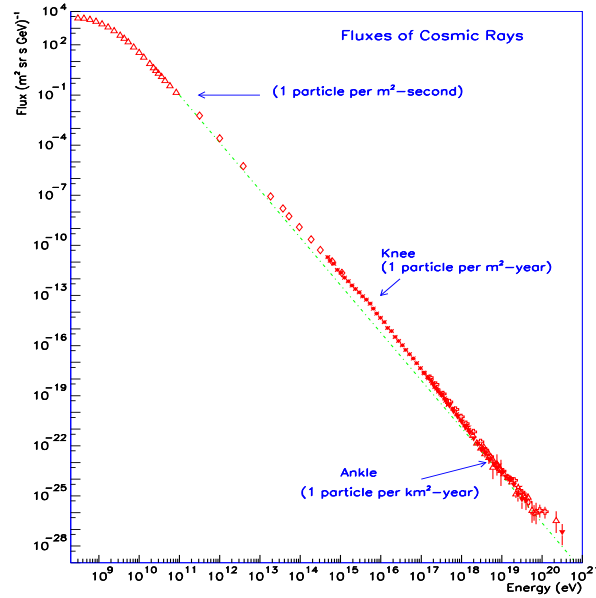


図 1: 宇宙線の微分エネルギースペクトルの測定結果 [1]

1 極高エネルギー宇宙線の物理

テレスコープアレイ実験は、 10^{19}eV 以上の宇宙線のエネルギースペクトルと到来方向の分布を調べることを目的としている。得られた情報から、宇宙線の起源、発生源の位置、発生源と地球との間の磁場の構造や強度の特定の手がかりが得られることを期待する。

この章では、極高エネルギーの宇宙線源についての現在の理解の根底にある宇宙物理について概観する。このエネルギーの粒子の性質を理解する障害となっているのは、測定データが少なく、精度も十分でないからである。次章で観測の現在の状況について述べる。この章では宇宙線源に制限をつけている極高エネルギーの粒子の加速と伝播についての一般的な理論および、その最近の成果を示す。

1.1 導入

図 1 に、最近の宇宙線の微分エネルギースペクトルの測定結果を示す。比較のために E^{-3} のスペクトルが点線で描かれている。

この図からも分かるように、我々が狙っている 10^{19}eV 以上の宇宙線は非常にフラックスが小さいので、この研究には非常に大きな検出器が必要になる。

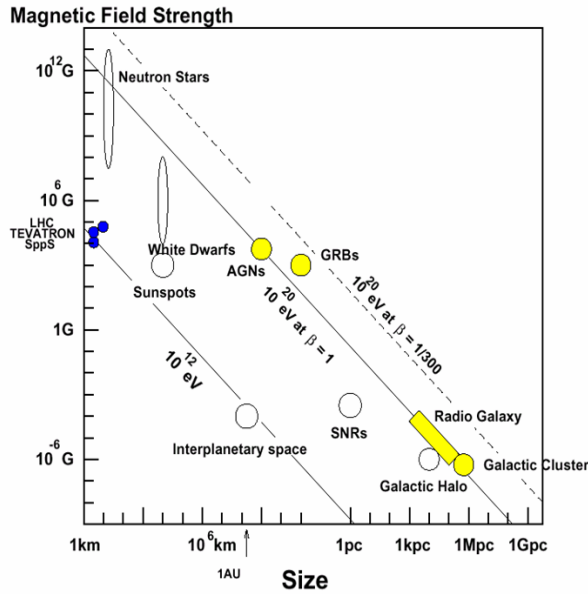


図 2: 粒子加速の可能な天体のサイズと磁場の強さ [3]

1.2 宇宙線の加速と伝播

我々が観測するような高エネルギーの宇宙線については、どこで、どのように加速されているのかというのが中心的な問題である。

1.2.1 粒子の加速機構

フェルミ加速

衝撃波によるフェルミ加速の最も簡単なモデル [2] の与える Ze の電荷を持った荷電粒子が到達できる最高のエネルギーは、

$$E_{max} \approx \beta c \cdot Ze \cdot B \cdot L \quad (1)$$

と表すことができる。 L は典型的な加速領域のサイズ、 βc は衝撃波の速さである。

図 2 [3] に粒子加速の可能な天体の磁場の強さと、サイズのプロットを示した。 $10^{20} eV$ at $\beta = 1$ と書いてある線の下側にある天体は、ショック加速で $10^{20} eV$ まで加速することができない。その上にある $10^{20} eV$ at $\beta = 1/300$ と書いてある点線は、天体の衝撃波について典型的な値である $\beta = 1/300$ による陽子の加速を想定したものである。

このプロットから UHECR(Ultra High Energy Cosmic Ray) の点源の候補を

考えると、電波銀河のような大きな天体、あるいは active galactic nuclei (AGN), gamma-ray burst (GRB) のような激しい活動をしている天体の可能性があることが分かる。

1.2.2 粒子の伝播機構と GZK Cutoff

ここでは粒子の伝播機構について述べる。

Z_e の電荷を持つ宇宙線核子が磁場 B 中にある時、その Larmor 半径は

$$\left(\frac{R}{1\text{kpc}}\right) \approx \left(\frac{E}{10^{18}\text{eV}}\right) \left(\frac{1}{Z}\right) \left(\frac{1}{\mu\text{G}}\right) \quad (2)$$

になる。銀河のディスクは 1kpc より薄く、そこでの磁場は数 μG 程度あるので、宇宙線源がディスクの領域にあるとすると、高エネルギーの宇宙線は銀河面に集中する傾向があるはずである。しかし現状では統計的に銀河面にあっては、来方向の分布が集中しているという結果は得られていないので、 $E > 10^{19}\text{eV}$ では銀河外の宇宙線源と考えるのが合理的である。

銀河外から宇宙線が到来しているとすると、伝播の間に粒子のエネルギーを減らすいくつかの過程が存在する。その1つは、陽子が、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と相互作用して、2次のハドロンを生成する機構である。また、背景放射と電子陽電子を対生成してエネルギーを失う機構も存在する。これらの機構で、陽子は GZK cutoff (Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff) よりも小さくなるまでエネルギーを減らされる。GZK cutoff の機構については、1.2.3 項に示す。

以上の過程での減衰長を図 3 に示す。図中には、様々な銀河系外起源の放射と相互作用して電子の対生成を行う高エネルギーの光子の相互作用長も示されている。

宇宙膨張によっても、粒子のエネルギーは失われる。この影響で粒子がエネルギーの損失を受ける時間スケールは、

$$\tau_H = \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}\right)^{-1} \approx H^{-1} \quad (3)$$

のオーダーをもっている。図中では $c\tau_H$ が描かれ、粒子が到達できる距離の上限を決めている。

以上のように、主に背景の放射場によって、極高エネルギーの宇宙線源と地球との距離に制限がついている。この制限の陽子についての計算結果を図 4 中の左図に示す。この図は主に CMB との photopion 相互作用で、陽子のエネルギーは小さくなる様子を示している。この図から、粒子のエネルギーが 10^{20}eV を超えると、 100Mpc より離れた場所に宇宙線源がある場合は、フラックスは鋭く落ちるはずである。

同様に重粒子についての計算結果を図 4 中の右図に示す。原子核は主に CMB 光子によって破砕される。この計算結果によると、 10^{20}eV を超えたエ

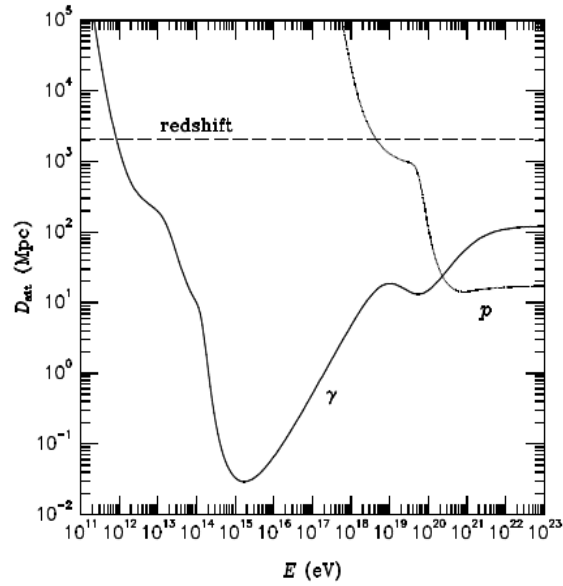


図 3: 光子と陽子の減衰長 [38]

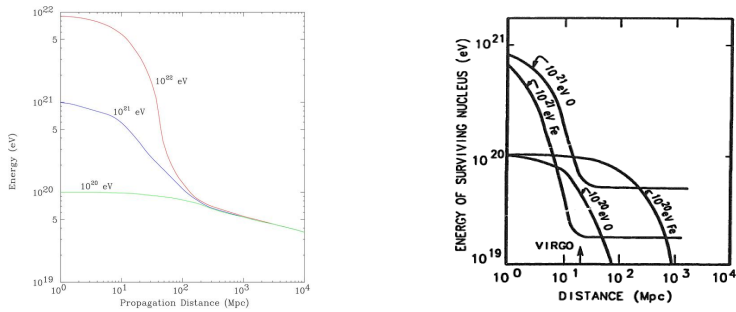


図 4: (左図) 10^{20} eV, 10^{21} eV, 10^{22} eV の初期値を持つ陽子が宇宙空間を伝播する時、CMB との相互作用による粒子のエネルギーの平均値の推移の計算結果。横軸はそれぞれのエネルギーの陽子の伝播距離 [39] (右図) 10^{20} eV, 10^{21} eV の初期値を持つ酸素と鉄の原子核の中の最も重い破片が宇宙空間を伝播する時、CMB との相互作用による破片のエネルギーの平均値の推移の計算結果。横軸はそれぞれの破片の伝播距離 [47]。

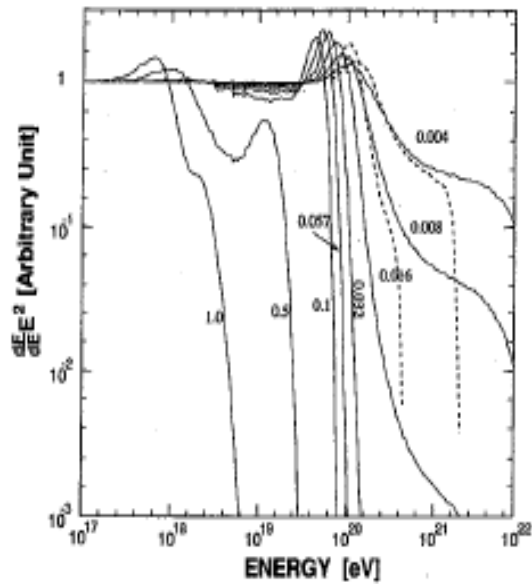


図 5: 陽子単一の宇宙線源を仮定した場合に観測されるエネルギースペクトル。図中の数字は仮定した宇宙線源の赤方偏移 [27]

エネルギーを持つ核子は、地球からの距離が 20Mpc 以上になると、ほぼ観測することができない。

陽子や他の原子核の背景放射中での減衰長は、photopion 生成の閾値のあたりで粒子のエネルギー依存性が大きい。そのため観測されるエネルギースペクトルは、宇宙線源での粒子のエネルギースペクトルだけでなく、宇宙線源の空間分布も大きく反映する。図 5,6 はその例である。

図 5 は、宇宙線源での陽子の differential なエネルギースペクトルが E^{-2} に依存すると仮定した場合に、地球で観測されるその陽子のエネルギースペクトルである。但し、宇宙線源は 1 つとして計算されている。観測されているスペクトルは宇宙線源の距離に非常に依存していて、宇宙線源の赤方偏移が 0.01 (距離にして 50Mpc) の距離を超えるあたりで鋭い GZK cutoff を示すようになる様子が見られる。図 6 は、宇宙線源が一様に分布するとして、描かれた地球で観測される宇宙線のエネルギースペクトルの図である。スペクトルは複雑で、宇宙線を生成する過程の詳細に依存することが分かる。

観測のデータを、図 5 のスペクトルの重ね合わせで説明するのは簡単ではない。観測のデータもまだ十分ではないので、 10^{20} eV のあたりのエネルギーのスペクトルの特徴を、十分にデータを蓄積した上ではっきりさせるというのは我々の大きな目標である。

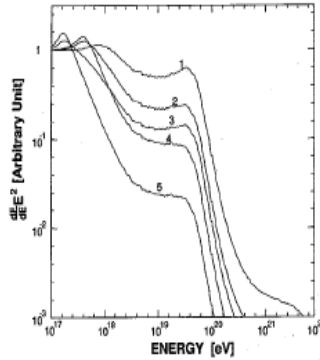


図 6: いくつかの宇宙論的な宇宙線源の分布を仮定した場合に観測されるエネルギースペクトル 5つのカーブでは異なる状況が仮定されている。1と書いてある曲線は、赤方偏移が2までで宇宙線源が一様に分布することを仮定しているが、進化の効果を入れていない。5と書いてある曲線は、赤方偏移は4まで考慮していて、昔よりも今の方が比較的活発であるという状況を仮定している。 [27]

1.2.3 GZK cutoff

陽子の伝播についての計算 [27] [28] によれば、陽子のエネルギーが $4 \cdot 10^{19}$ eV を超えると、CMB との相互作用で、一回の相互作用当たり photopion production によって約 20% ものエネルギーをパイ中間子として失う。 $4 \cdot 10^{19}$ eV を超えたあたりのエネルギーで、この相互作用は、 $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ と $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ の1つのパイ中間子を放出する相互作用が最も重要であり、この時共鳴の構造を持ち、 Δ_{1232} の大きな生成断面積を持っているのが特徴である。

このため、CMB の光子の場を通り抜ける時、陽子は 10^{20} eV のエネルギーの場合に平均自由行程が約 10Mpc 程に制限される。

このため地球で観測されるエネルギースペクトルは、エネルギーが $8 \cdot 10^{19}$ eV のあたりでカットオフを持っているはずで、このカットオフが GZK cutoff と呼ばれるものである。

1.3 最近の理論的な考察

以上では粒子加速の機構についての一般的な原理と制限について説明した。一方で、AGASA により GZK カットオフを超えるイベントが観測されたため、色々なモデルについて研究が為された。この節では、そのいくつかについて説明する。以下では、電波銀河のような大きな天体で行われる加速機構、GRBs などと関連する活動的な天体中での加速、位相欠陥などのエキゾチックな宇宙線源の三種類のモデルについて説明する。

1.3.1 非常に大きな天体による加速機構

これまで大規模な天体の構造による粒子加速に関して様々なシナリオが考えられてきた。例えば、宇宙の大規模構造が、非常に大きなスケールでの衝撃波と粒子加速を生み出す [30]、銀河団中の accretion flow 中の衝撃波で、磁場が十分強い場合に強い粒子加速が行われ得る [31]、銀河衝突で生まれる衝撃波による粒子加速 [32]、ある強い電波銀河中の高速のジェットにおける衝撃波による粒子加速 [33] などが挙げられる。

1.3.2 GRBs による加速

GRBs は、短期間の keV-GeV の強いバーストとして観測される。数多く観測されているが、その点源や性質はまだあまり知られていない。ミリ秒毎の変動や、GeV まで達するエネルギースペクトルから、ガンマ線を発生している領域には物理的に強い制限が加えられる。この領域で $10^{20} - 10^{21}$ eV までの陽子のフェルミ加速が示唆された [34] [35]。

1.3.3 エキゾチックな宇宙線源

AGN のほか天体における荷電粒子の加速機構、いわゆるボトムアップの加速機構では、極高エネルギーの粒子を生成するためのモデリングの困難があったが、この項では最初から極高エネルギーで生成された粒子による、いわゆるトップダウンの宇宙線生成機構について例を挙げる。

例としては、超重粒子の崩壊が挙げられる。

初期の宇宙で冷却が起こり、相転移が起こる時に形成される位相欠陥から放射されるのがこの超重粒子であり、これはいくつかの GUT [36] で示唆される自発的対称性の破れの生成物である。宇宙ひもや domain wall, magnetic monopole といった位相欠陥は比較的安定であるが、崩壊や対消滅の際に超重粒子の形でエネルギーを放出する。 10^{24} eV のオーダーのスケールの超重粒子は、レプトンやクォークに崩壊してジェットを生成し、 $10^4 - 10^5$ 個のメソンやバリオンになる。但し、この位相欠陥の存在密度はモデル依存性が大きい。

1.3.4 宇宙線源のモデルについてのまとめ

最近の理論的な仕事によって、極高エネルギーの宇宙線源の問題を解決するような宇宙線源のモデルが提案されている。しかし、いずれの提案も現在の観測状況では、宇宙線源を絞るにはまだ十分なものではない。実験的な理解を進めることが最も重要である。

1.4 テレスコープアレイ実験に必要とされる観測能力

以上で説明した加速及び伝播のモデルによって最高エネルギーの宇宙線の観測結果が十分に説明できていないわけではない。特に AGASA では GZK cutoff のないスペクトルが発表されている [4]。これらのモデルの妥当性の検証に関連する観測能力について以下で考察した。

1.4.1 化学組成に対する分解能

宇宙線の粒子の種類を特定をすれば、理論に大きな制限を加えることができる。

粒子の特定は、一次粒子による空気シャワーの発達の違いを利用して行われる。具体的には、大気蛍光望遠鏡による空気シャワー中の荷電粒子が最大に発達したときの大気の厚み X_{\max} の測定によって考察される。

現状では我々が観測するような非常に高いエネルギーでは、ハドロンの相互作用モデルの不定性により、 X_{\max} は最大 100 g/cm^2 程度ずれる可能性があるのだが、化学組成による X_{\max} の差は、モデル依存はあまりない [5]。 10^{20} eV あたりで一次粒子が鉄と陽子の X_{\max} の違いは平均で大体 70 g/cm^2 程度と考えられるので、 $\pm 20 \text{ g/cm}^2$ 程度の精度があればこの 2 種類の粒子のような重粒子が軽粒子かの違いは、はっきりと区別することができる。

1.4.2 エネルギー分解能

エネルギースペクトルは、AGASA の結果を検証するためにも、GZK カットオフ前後 $\sim 10^{19.5} \text{ eV}$ を十分正確に記述する必要がある。2.2 章で詳細に示すが、現在の状況では、異なる測定法で得られたエネルギースペクトルのエネルギースケールは、30% 程度の不一致 [29] がある。

観測方法がよく理解され、 $\delta E / E$ を 20 % 以下に抑えることができれば、 $\sim 10^{19.5} \text{ eV}$ 前後のエネルギースペクトルを精度よく示すことができる。

1.4.3 粒子の到来方向の分解能

どのエネルギーの範囲を測定するかで、検出器に必要な条件は変わる。たとえば 10^{20} eV を超えるエネルギーでは、銀河内の磁場や、銀河外の磁場で陽子が曲げられる角度は小さいので、検出器の角度分解能の方が問題となる。粒子のエネルギーが小さくなってくると、磁場による散乱が大きくなり、検出器の角度分解能は問題とならなくなる。到来粒子が中性子やガンマ線などの中性粒子の場合は、検出器の方の角度分解能が問題になる。以下少し定量的に議論にする。

宇宙線源までの距離を r とし、荷電粒子のエネルギーを E 、 Z を電子の電

荷 e を単位とする荷電粒子の電荷量として、一様磁場 B 中の荷電粒子の、到来方向と観測される方向のずれが十分小さい場合そのずれの角度は、

$$\theta \approx 0.3^\circ \left(\frac{r}{1kpc} \right) (Z) \left(\frac{B}{1\mu G} \right) \left(\frac{E}{10^{20}eV} \right)^{-1} \quad (4)$$

と近似できる。上は銀河内を想定していて、銀河外の場合は以下の式のように単位を調整すると分かりやすい。

$$\theta \approx 0.3^\circ \left(\frac{r}{1Mpc} \right) (Z) \left(\frac{B}{1nG} \right) \left(\frac{E}{10^{20}eV} \right)^{-1} \quad (5)$$

多重散乱した場合、 $1nG$ の磁場が $1Mpc$ の領域でランダムに分布していると仮定すると以下の式になる。

$$\theta \approx 0.3^\circ \left(\frac{r}{1Mpc} \right)^{1/2} (Z) \left(\frac{B}{1nG} \right) \left(\frac{E}{10^{20}eV} \right)^{-1} \quad (6)$$

磁場のモデル化は簡単ではないが、銀河内の磁場の強度としては典型的に $2\mu G$ (ディスク中の磁場) 程度の、銀河外の場合は、銀河団などは $0.1\mu G$ から数 μG の強度が観測されているが、今回は特に構造を考えず、 $1nG$ 程度の磁場を想定する [6]。以下陽子が到来粒子であることを仮定して、エネルギーの領域を 3 つに分けてあたりをつける。

粒子のエネルギー $E > 10^{20}eV$ の場合:

宇宙線源が銀河内にある場合:(4) 式から、 0.3° 程度の磁場による歪みが発生する。

宇宙線源が銀河外にある場合:(距離は pion photoproduction で制限を受けるため、距離は最大 $50Mpc$ 程度まで) $1nG$ の磁場が $1Mpc$ の領域でランダムに分布するという仮定を置くと、磁場による角度のずれは $0.3 \times \sqrt{50} \approx 2.1$ 度になる。

TA 及び Auger の検出器の角度分解能は 1 度程度なので、いずれの場合も磁場による影響が検出器の角度分解能と同程度か、少し小さいぐらいである。

テレスコープアレイ実験では、このエネルギーの領域は 1 年で 10 イベント程度観測することができる¹。

粒子のエネルギー $E > 4 \times 10^{19}eV$ の場合:

(6) 式と、宇宙線源の距離が典型的に地球から $200Mpc$ の距離にあると仮定すると、 $4 \times 10^{19}eV$ で 10° 程度の磁場による歪みが発生することが分かる。

¹ イベント数の計算は、AGASA で測定された $E > E_{th}$ のエネルギーを持つ UHECR の空気シャワーイベントの積分フラックス $1.1 \times 10^{20} E_{th}^{-1.78} [(m^2 \cdot s \cdot sr \cdot eV)^{-1}]$ を用いて計算した。

但し、このエネルギー領域では、観測できるイベント数がかなり増えているので、宇宙線源が、点源で、かなり少なければ、イベント数 N をためると $10^\circ / \sqrt{N}$ の精度で点源を特定できる可能性がある。

テレスコープアレイ実験では、このエネルギーの領域は1年で70イベント程度観測することができる。

粒子のエネルギー $E > 10^{19}\text{eV}$ の場合:

テレスコープアレイ実験では、このエネルギーの領域は1年で800イベント程度観測することができる。

このエネルギーの領域は GZK 効果による距離の制限がないので、磁場による歪みの効き具合が分からず宇宙線源までの距離が分からないために得られた分布がどれだけ本来の位置を反映しているのか分からない。何か宇宙線源の情報を引き出すためには束縛条件が必要である。

2 観測の状況

2.1 背景

1920年代及び30年代に行われた地球の磁場中での宇宙線粒子の経路についての研究から、放射線源からのエネルギーの高い粒子よりもはるかに高いエネルギーを持つ粒子の存在が確認された。1930年代に Auger とその研究グループは、空気シャワーの現象を発見し、宇宙線のエネルギースペクトルが 10^{15} eV 以上にまで延びていることを発見した。当時のエネルギーの推定は、電磁カスケードについての理解を基に行われた。現在では、 10^{15} eV のあたりのエネルギーの宇宙線を探索するのは、気球でエマルジョンチェンバーを高いところまで上昇させることができるので、飛跡から個々の粒子の電荷を測定することができる。また、鉛と交互に重ねられたエマルジョンを使うことで、カロリメトリックに粒子のエネルギーを測定することもできる。

宇宙線のフラックスは、宇宙線のエネルギーが高くなるに従ってこれ以上のエネルギーで急激に下がっていくので、気球や飛行機を用いた実験では検出が困難であった。そこで広い領域にシンチレーションカウンタを置いていく実験が考案され、この方法は主に MIT のグループによって研究され、空気シャワーの構造や、この方法の検出能力が理解されるようになった。そして1950年代後半に、一次粒子のエネルギーが 10^{18} eV を超えるエネルギーをもつと考えられるイベントが観測されるようになり、更に高いエネルギーを目指す動きになっていった。

その後 MIT Volcano Ranch Array, Yakutsk, Akeno, Narrabri, Haverah Park では地表アレイが行われ、その後 Fly's Eye の大気蛍光法によって観測手法の多様化も起こった。

2.2 エネルギー測定

大気蛍光法に関しては、3.2.2 で詳細に説明するが、検出した大気蛍光から荷電粒子の総量を調べることで空気シャワーのエネルギーを推定する。従ってこの推定には、大気中の光子の生成や伝播、光学システムの較正や空気シャワーの軌道についての正確な知識が必要とされる。

一方で、地表粒子検出器アレイ (以下地表検出器、Surface Detector, SD) による測定法では、一次宇宙線のエネルギーと検出される粒子数との関係をモンテカルロシミュレーションを用いて比較する。

大気蛍光法によるエネルギー測定の誤差は、現在は大気による光の散乱の推定に関する誤差が主であり、地表粒子検出器に関しては、空気シャワーが始まる大気の深さの違いが、地表レベルでのシャワーサイズの不定性の主な原因と考えられている。

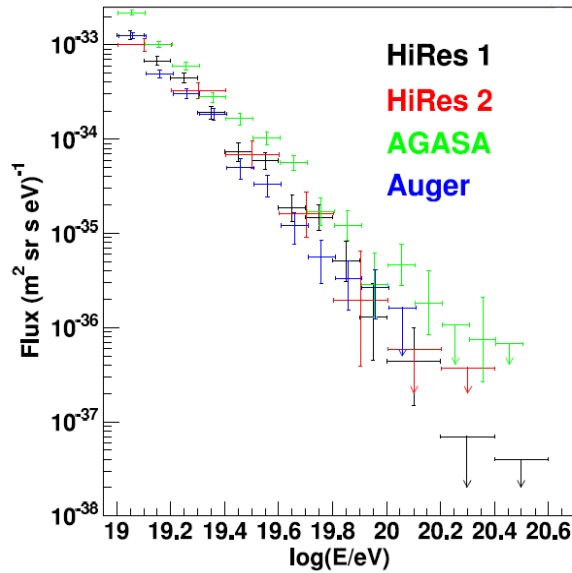


図 7: AGASA,HiRes1,HiRes2,Auger の微分エネルギースペクトル [10]

2.2.1 エネルギースペクトル

最近の極高エネルギーの宇宙線の種々の観測で得られたエネルギースペクトルを図7に示す。唯一地表粒子検出器によって測定されたAGASAによるエネルギースペクトルのフラックスが他の実験で測定されたスペクトルよりも大きくなっている。但し、これまでに指摘されているように[29]、このスペクトルの不一致はふたつの観測手法のまだ知られていない原因によるエネルギースケールのずれからきている可能性がある。このスケールのずれを考慮すると、AGASA(-15%)とHiRes(+15%)の結果は $2-3\sigma$ 以内で一致する。従って、実際はエネルギースペクトルは未知であり、確かな観測的な情報を得ることが求められている。

このためテレスコープアレイ実験における地表粒子検出器アレイと大気蛍光望遠鏡によるハイブリッド観測が重要になる。

2.3 到来方向の測定

1.4.3で説明したように、極高エネルギーの宇宙線はGZKの効果で、宇宙線源の距離が絞られる上に、磁場による経路の弯曲が小さいはずなので、到来方向と宇宙線源の方向をほぼ同一視することができる。

従って宇宙線源が銀河内に存在するならば、点源による強い非等方性が観測されるはずだが、AGASAの結果から $1 \cdot 10^{19} \text{eV}$ 以上の宇宙線源(図8)及

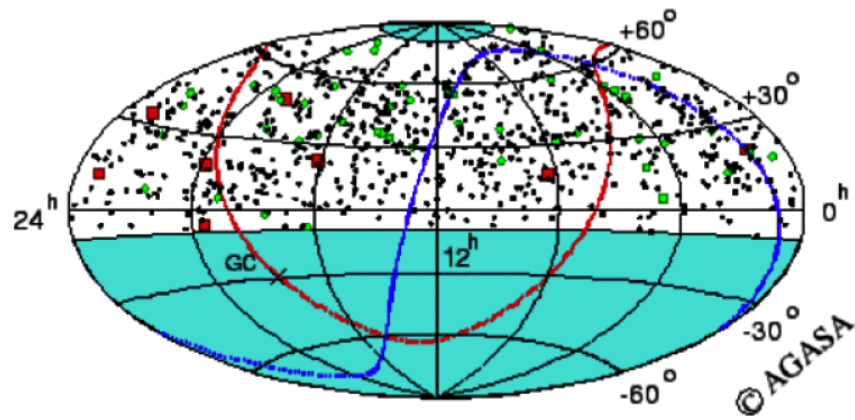


図 8: 10^{19}eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線の到来方向の分布 [40]

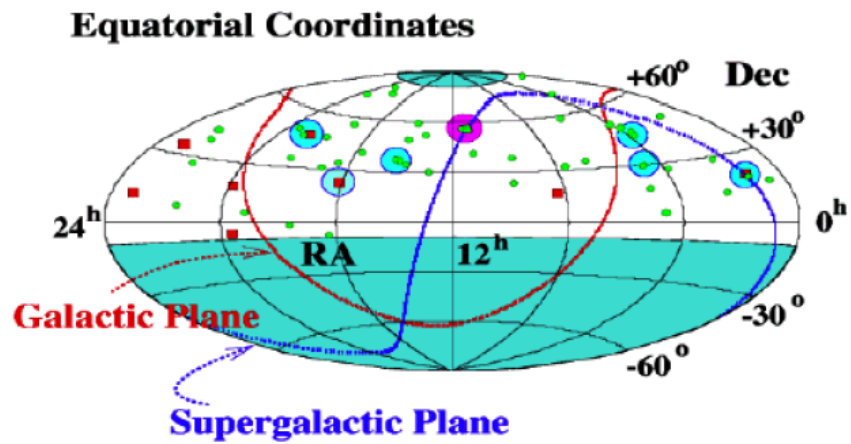


図 9: $4 \cdot 10^{19}\text{eV}$ 以上のエネルギーを持つ宇宙線の到来方向の分布 [40]

び $4 \cdot 10^{19}$ eV 以上 (図 2.3) の宇宙線源は大規模な等方分布を示し、銀河外の宇宙線源の存在を示唆した。更にエネルギーが $5 \cdot 10^{19}$ eV 以上の 58 イベントについては、AGASA の角度分解能以内の小さいスケールのクラスタリングが観測された。等方分布からこれらのクラスタリングが偶然現れる可能性は 0.04% 以下だと計算されている。 [37]

3 空気シャワーの測定方法

TA では過去の実験でも行われてきた観測方法を用いている。(TA 実験の具体的なセットアップについては4章を参照) 以下にこの方法の詳細を示す。

3.1 空気シャワーの性質とその発達

大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器アレイは空気シャワーについて相補的な情報を提供する。どちらも空気シャワーの構造を再構成するためにシグナルのタイミングと大きさを測定する方法である。大気蛍光望遠鏡はカロリメトリックにエネルギーを測定するのに対して地表粒子検出器アレイは地表レベルでの粒子密度をサンプルする測定方法である。大気蛍光望遠鏡は空気シャワーの最大発達点の大気深さと縦方向発達の断面から一次粒子の化学組成を推定することができるが、地表粒子検出器アレイだけから化学組成を推定するのは難しい。但し大気蛍光望遠鏡は晴れていて月のない夜にしか観測することができないので、検出効率は10%程度しか得ることはできない。一方地表粒子検出器は常時動かすことができるので、狙っているエネルギーで検出効率は100%近くまで持っていくことができる。以下ではまず空気シャワーの構造の詳細を説明し、その後目的のパラメータの決定法の説明をする。

3.1.1 電磁シャワー成分とミューオン及びニュートリノ成分

空気シャワーの発達の概要図を図10に示した。地球の大気に入射した高エネルギーの一次宇宙線は、大気と相互作用をくり返して空気シャワーに発達する。

大気とのハドロン相互作用で最も多く生じるのは、軽い π 中間子である。 π^+ と π^- と π^0 の生成比はほぼ同じで、 π^+ と π^- は崩壊時間が長いので、崩壊前にハドロン反応を起こして、カスケードを続けるが、 π^0 は崩壊時間が短く、電磁シャワーになる。

この過程をくり返して、最終的にエネルギーの約9割が e^\pm とガンマ線となり残り1割をミューオンとニュートリノが運ぶこととなる。

3.1.2 空気シャワーの空間構造

縦方向発達と大気蛍光望遠鏡法

シャワー粒子は大気中の主に窒素分子を励起およびイオン化して、紫外領域の波長の光子を放射させる。

空気シャワーによる大気の蛍光は、遠くからは空気シャワーの軸に沿って動く光のスポットとして観測される。従って大気の透明度や幾何学的な補正

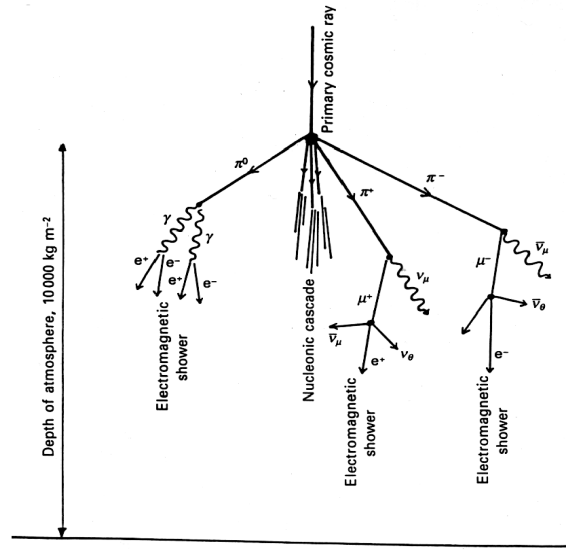


図 10: 空気シャワー概念図 [11]

を行えば、望遠鏡が観測する大気蛍光の強度変化が空気シャワーの縦方向発達を、その強度の時間積分が大気中に落としたエネルギーの総量を反映する。縦方向発達の形は、大気の厚み $X(\text{mg}/\text{cm}^2)$ のべきに修正を加えた以下のような Geisser-Hillas formula [48] と呼ばれる形で表される。

$$N_e(E, X) = S_0 \frac{E}{\varepsilon_0} \exp\left(\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1\right) \left(\frac{X}{X_{max} - \lambda_{at}}\right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1} \exp\left(-\frac{X}{\lambda_{at}}\right) \quad (7)$$

$$S_0 = 0.045 \left(1 + 0.0217 \ln\left(\frac{E}{100[\text{TeV}]}\right)\right) \quad (8)$$

$$X_{max} = 58 \log\left(\frac{E}{1[\text{eV}]}\right) - 297[\text{g}/\text{cm}^2] \quad (9)$$

ここで X は宇宙線が最初中の原子核と衝突した場所からの大気の厚み $[\text{g}/\text{cm}^2]$ λ_{at} は空気シャワーの減衰長である。

地表粒子検出器と横方向発達

空気シャワーが発達するに従って、多重クーロン散乱と相互作用の横方向の運動量成分及び粒子の崩壊によって粒子は空気シャワーの軸から広がった分布をするようになる。粒子分布はシャワー軸から離れるに従って急激に落

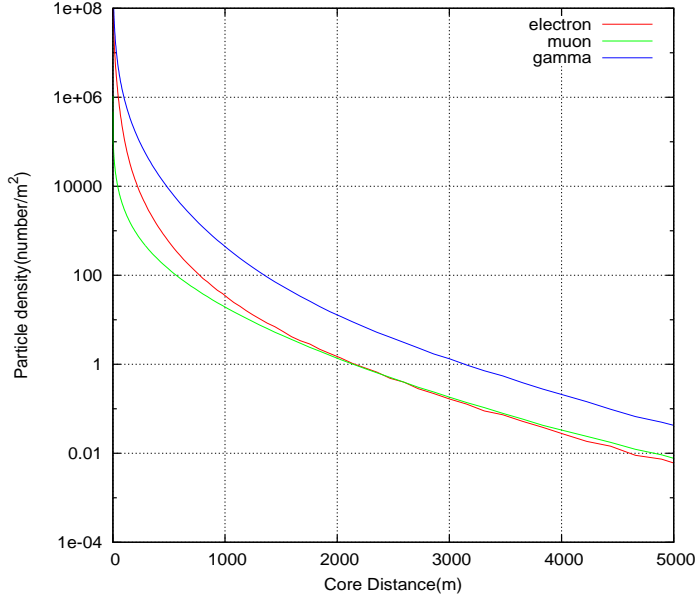


図 11: エネルギーが 10^{20} eV の陽子による地表に垂直な空気シャワーをシミュレーションで降らせた時の地表レベル (TA サイト) でのシャワー主成分の横方向分布 [24]

ちていき、落ち方はモリエール半径²で決まるスケールに依存している。粒子分布はシャワー軸に関してほぼ対称であるというのが実験的に知られており、シミュレーションでも確認されている。

地表で観測される空気シャワーの横方向の粒子分布は通常 lateral distribution function という関数で特徴付けられる。この関数は距離のべきに修正を加えた形をしており、観測が行われる高度と検出器の性質に依存する。

例えば AGASA では lateral distribution function に以下のような関数形を用いている [23]。 $\rho(r)$ は粒子密度、 R_M はモリエール半径、 η は天頂角に依存する係数である。

$$\rho(r) \propto \left(\frac{r}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left(\frac{r}{1000[m]}\right)^2\right)^{-0.6} \quad (10)$$

図 11 はシミュレーションから予想された、空気シャワーの lateral distribution である。コア付近では、低エネルギーの電子の数はミュオンの数よりも何桁も多いが、ミュオンはより平らな分布をしているために、コアから遠方ではミュオンが電子よりも多くなる様子が分かる。

²モリエール半径: $X_0 E_s / E_c$ ここで X_0 は電子の放射長、 E_c は電子の臨界エネルギー、 $E_s = m_e c^2 (4\pi/\alpha)^{1/2} \approx 21\text{MeV}$

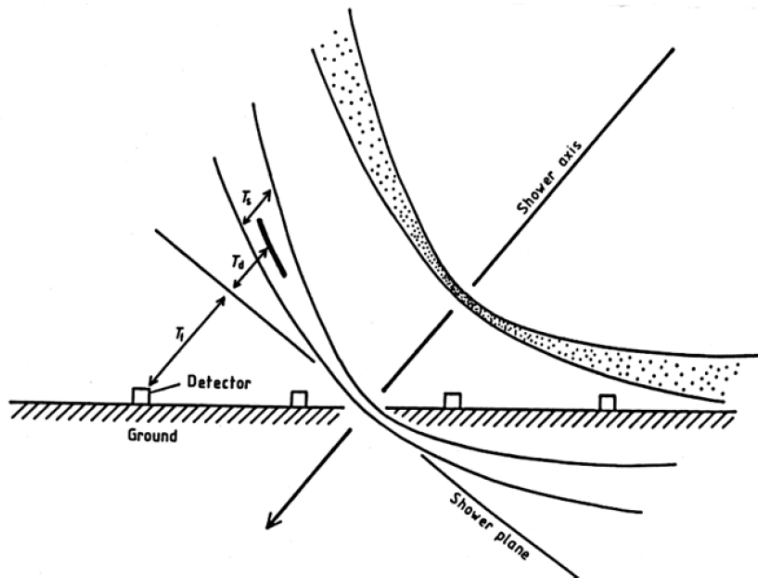


図 12: シャワーフロントの概念図 [12]

図 11 の結果に薄いプラスチックシンチレータのレスポンスをかけたものが、我々の測定する lateral distribution function となる。

図 11 の例からも分かるように、コアから 1000m 以内の領域においては入射する粒子の数は電磁成分が主であり、プラスチックシンチレータを用いた我々の検出器では、電磁成分の粒子をほぼ見ていることになる。

3.1.3 シャワーフロントと時間構造

図 12 にシャワーフロントの概念図を示す。シャワーフロントの、シャワー軸に鉛直な平面を shower plane と呼ぶ。シャワーフロントは、シャワー軸から生じた最速の粒子の作る平面なので、ほぼ球面で近似できる形をしている。

空気シャワーの成長に従い、電子や光子はシャワー軸から拡散して離れていくので、コアから離れている方が、粒子の到達時間の分布が広がる。例として AGASA で得られた粒子の到達時間分布を図 13 に示す。この性質を見て取ることができる。

この粒子の到達時間の広がりにはシャワー軸からの距離にほぼ比例していて、このため、遠くの大きな空気シャワーと近くの小さい空気シャワーは区別することができる。

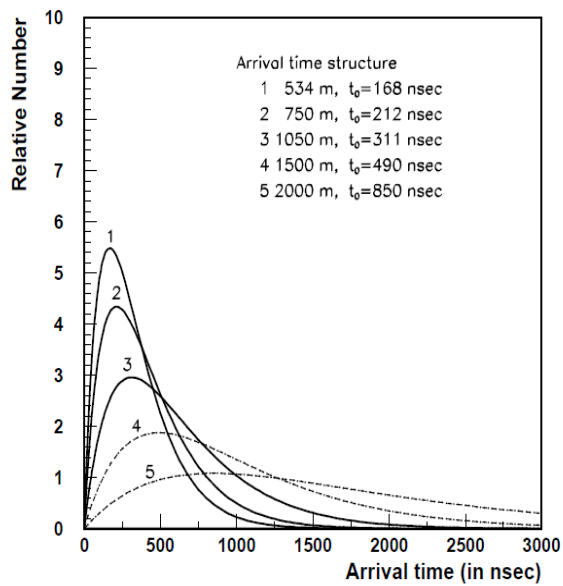


図 13: AGASA で得られたシャワー粒子の到達時間分布。粒子の到達時間分布の形は平均して $f(t, r) = (t/t_0(r)) \exp(-t/t_0(r))$ と表され、コアからの距離 $r = 534, 750, 1050\text{m}$ で、このスケーリングパラメータ t_0 は、それぞれ 168, 212, 311 と実験的に決定された。コア位置から 1500m、2000m での粒子の到達時間分布は、 $\log t_0 \propto r$ を仮定して推定した [4]。

3.1.4 空気シャワーの発達における不定性

空気シャワーの発達の不定性の原因の中で最も重要なのは、一次粒子が大気と相互作用する最初の 2、3 の相互作用の性質と、それが起こるときの大気の深さである。最初の相互作用が起こった時の大気の深さは空気シャワーが最大発達する深さに直接影響を及ぼす。さらに最初のいくつかのカスケードでできる中性パイオンと荷電パイオンの比も、その後の電磁カスケードとミュオン成分の発達の割合に影響を与える。

シミュレーションによると [13]、上記の不定性による地表レベルでのミュオン成分の粒子数のふらつきは 15%、電磁成分の粒子数のふらつきは 5% 程度である。我々はほぼ電磁成分しか検出しないので、この効果による不定性は Auger 等のミュオンを主に検出する水タンクのタイプの地表粒子検出器に比べて比較的小さい。

3.2 シャワーパラメータの決定について

以上で示した空気シャワーの構造を表すシャワーパラメータを決定する方法を以下に示す。シャワー軸の幾何学的な再構成、エネルギーの測定、化学組成の再構成について説明する。

3.2.1 空気シャワーの方向と軸の再構成

空気シャワーの幾何学的再構成 (シャワー軸の位置と角度の決定) について概説をする。

地表粒子検出器を用いた方法

空気シャワーはシャワー軸について対称であると仮定する。例えばコアの推定値としての Center of Gravity を初期値とする。そのあと推定されたコアからの距離をもとに lateral distribution function を逐次フィットしていき、主にカウンターの粒子の到達時間分布からシャワー軸の傾きを決定する。この過程をくり返して、最適なシャワーの構造を探る。この方法での角度分解能は、TA では $E = 10^{20}\text{eV}$ の宇宙線に対して約 2° と見積もられている。

大気蛍光望遠鏡を用いた方法

大気蛍光望遠鏡の場合、二つのステーションでの観測により、その二つのシャワー平面の交差がシャワー軸となる。

これらふたつの方法をあわせると、シャワー軸は大気蛍光望遠鏡を含む平面内に限定され、タイミング情報と、地表粒子検出器と蛍光のスポットの位

置のデータから幾何学的な制限をすることができる。

このような観測によって TA の大気蛍光望遠鏡の $E = 10^{20}\text{eV}$ の宇宙線に対する角度分解能 0.6° が 0.5° に向上すると考えられている。

3.2.2 エネルギーの測定

大気蛍光望遠鏡を用いた方法

イオン化された粒子のカスケードは、主に大気中の窒素の蛍光を通してモニターされる。ある大気の深さで発生する蛍光の総量は、その深さでのシャワーサイズ N_e に比例する。この性質を利用すれば、様々な深さでの蛍光を測定することで、大気蛍光望遠鏡を使って、空気シャワーの縦方向のプロファイル $N_e(X)$ を決定することができる。大気の深さ X は空気シャワーの軸に沿って、 g/cm^2 の単位で測定される。

空気シャワーのプロファイルは大体以下のように成長、減衰していく。

まず空気シャワーのサイズが大きくなるにつれて、もともと1つの粒子が持っていたエネルギーはたくさんの粒子に分けられるようになり、それらの粒子の平均のエネルギーは最終的に十分低くなって、イオン化によるエネルギー損失が、制動放射や電子対生成の起こる率より勝るようになるため、シャワーサイズがある大気の深さで最大値に到達し、それ以後はシャワーサイズは小さくなっていく。

このような縦方向のプロファイルを積分することで、カロリメトリックに電磁シャワーのエネルギーの総量を測定することができる。

大気 $1\text{ g}/\text{cm}^2$ を通過する荷電粒子は約 2.2 MeV のエネルギーの損失をする [14] ので、大体

$$E_{em} = 2.2\text{MeV}/\text{g}/\text{cm}^2 \cdot \int N_e(X)dX \quad (11)$$

と表すことができる。カスケードの途中で地面に到達しても、縦方向の $N_e(X)$ の関数を求めることができれば電磁シャワーのエネルギーの総量は計算することができる。

ただし、このように測定できるのは空気シャワーの荷電粒子成分のみなので、ニュートリノの成分は測定されない。またミューオンは大気中の分は発光するが、1ミューオン当たり約 10GeV で地中に突入するので、蛍光で測定されない成分として補正が必要である。

測定されない成分の大きさは空気シャワーの発達に依存しており、エネルギーの決定の不定性の原因になる。プロトンが一次粒子の場合は、このような測定されないエネルギーの量は平均約 5%、鉄の場合約 15% になる。例えば Fly's Eye はこのエネルギーを 10% と仮定して、ガンマ線以外どの粒子が来ていたとしても誤差が 5% を越えないようにしている。

この測定法は、ハドロニックなモデルにほぼ関係しない電磁相互作用のカロリメトリックな測定なので、ハドロンの相互作用モデルに依存せずに、エネルギーの測定を行うことができる。

地表粒子検出器を用いた方法

地表粒子検出器のアレイでは、一次粒子の全エネルギーとよく相関を持った1つの量を内挿あるいは外挿することで空気シャワーのエネルギーを決定する方法を用いて来た。Haverah Parkではシャワーコアから600mのところにある水タンクで検出される単位面積当たりの粒子の密度 $\rho(600)$ と空気シャワーのエネルギーとの相関を基礎にしているし、AGASAでは空気シャワーのコアからの距離が600mのところにあるプラスチックシンチレータで検出される粒子密度 $S(600)$ を同様に用いた。この解析方法はよく研究されていて、空気シャワーのモデリングで、空気シャワーの物理モデルや化学組成の変動は、このようなエネルギーの推定には、ほぼ影響しないことが示されている [15] [16]。Haverah ParkやAGASAについては、 $\rho(600), S(600)$ は比較的よく決定されており、不定性は20%以下になっている。(大雑把に10%が物理的な不定性、10%が大体シャワー再構成の不定性になっている)

また、エネルギーを決定する際にもTAの場合地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡とを用いてハイブリッド観測を行うことができるという利点がある。大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器がそれぞれ独立にシャワーサイズを測定することができるので、それぞれの測定したエネルギーの一貫性をチェックをすることができる。また、望遠鏡から遠くの位置に空気シャワーが観測された場合、大気の減衰の不定性によって空気シャワーの縦方向の発達を規格化する際に不定性を生じてしまう可能性があるが、地表粒子検出器アレイのシャワーサイズの測定によって、縦方向発達の規格化もできるようになると考えられる。

3.2.3 化学組成の測定

大気蛍光望遠鏡法による X_{max} の測定結果から決定することになる。方法は上記の解析の中の空気シャワーの幾何学的なパラメータの1つとして計算される。[5]により、相対的にはハドロンの相互作用モデルに依存しない結果が得られる。

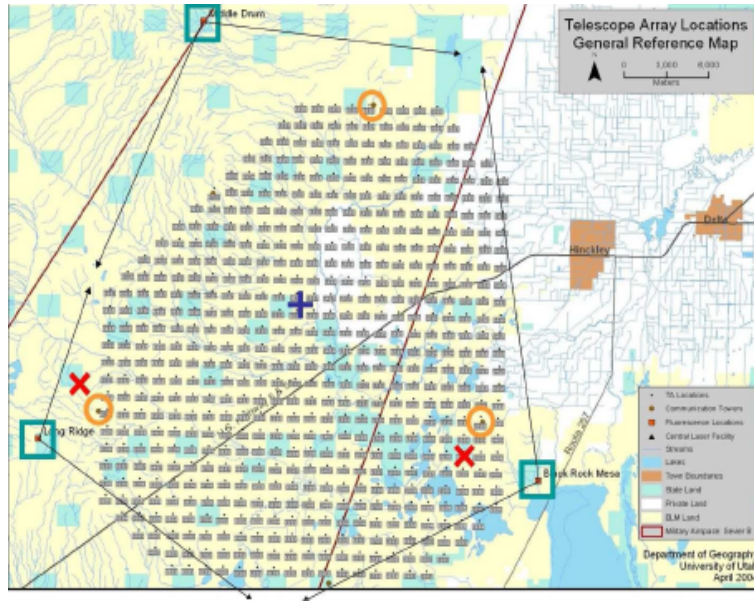


図 14: TA の検出器の配置 緑の四角が FD ステーションの位置を意味している。

4 テレスコープアレイ実験

テレスコープアレイ実験は地表粒子検出器アレイと大気蛍光望遠鏡で構成されていて、この2種類の検出器でハイブリッド観測を行う。2つの観測方法で相互に較正を行うことで、観測手法による系統誤差の理解を深め、極高エネルギー宇宙線の物理を解明することを目標とする。

4.1 テレスコープアレイ実験の概要

テレスコープアレイ実験の検出器の配置が図 14 である。実験は、大規模な地表粒子検出器のアレイと、3つの大気蛍光望遠鏡のステーションで構成されている。

4.2 地表粒子検出器アレイ

地表粒子検出器のアレイは $3m^2$ のプラスチックシンチレータの入った検出器 576 台で構成され、それぞれは 1.2km 間隔で格子状に配置されている。地表粒子検出器で覆われる地表の面積は AGASA の約 8.5 倍で、約 $760km^2$ に相当する。AGASA のアクセプタンスは $162km^2sr$ であり、TA ではおよそ $1200km^2sr$ を実現している。

4.3 大気蛍光望遠鏡

3ステーションある大気蛍光望遠鏡は、地表粒子検出器で覆われている領域を囲んでいる。アクセプタンスは、 10^{20} eV のエネルギーの空気シャワーに対して、ステレオ観測でおよそ $290\text{km}^2\text{sr}$ になる。

それぞれのステーションには12台の反射望遠鏡があり、望遠鏡の鏡は、六角形のセグメント鏡18枚で構成されている。空気シャワーの像は、それぞれの望遠鏡の焦点面にモザイク状に配置されたPMTカメラで検出される。PMTは六角形の感光面を持っていて、カメラに 16×16 個配置されている。

5 地表粒子検出器アレイの性能

テレスコープアレイ実験では、空気シャワーのシミュレーションはデータベースを基本としたものがあり、現在ほぼ完成しているが、検出器のシミュレーションの製作が現在進行中である。従って、ここでは準備段階のものではあるが、主に AGASA で使用された実験式を用いて見積もったアレイの性能を紹介する。

5.1 アレイの性能に関するシミュレーション

シミュレーションは2種類行った。一つは、主にトリガー効率の考察のために行ったもの [41] で、もう一つは主にイベント再構成の精度に関する見積もりを行ったものがある [42]。

それぞれのシミュレーションは独立に別々の条件で行った。トリガー効率を求めるためのシミュレーションの条件を以下に示す。

- 一次粒子は陽子
- 4fold コインシデンストリガー
- 各地表粒子検出器について > 1 particle でトリガー
- AGASA lateral distribution function を仮定 (但し、Moliere unit 等はサイトの高度に調整)
- バックグラウンド粒子の強度 ($350/\text{sec}/\text{m}^2$) の仮定

イベント再構成を見積もるためのシミュレーションの条件を以下に示す。

- 一次粒子が陽子
- S(600) を用いたエネルギー再構成に、AGASA の実験式を使用。
- AGASA で用いられた Lateral Distribution Function を使用。
- AGASA で用いられたシャワーフロントの構造と不定性、解析プログラムを使用。
- ヒットした検出器の数が6台以上で、イベント再構築のよいイベントのみ使用。

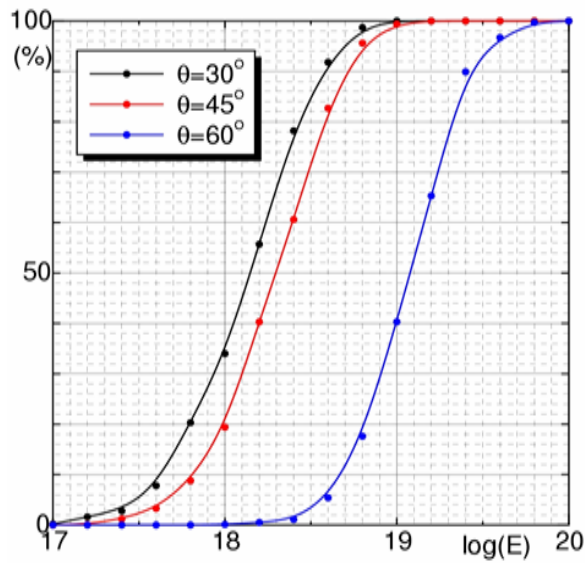


図 15: トリガー効率

5.1.1 トリガー効率

上記のシミュレーションにより得られたトリガー効率は図 15 である。 $2m^2$ の 111 のプラスチックシンチレータで大体 1km の不規則な間隔で配置されている AGASA に近いトリガー効率を実現できているので、地表粒子検出器のアレイの間隔は 1.2km の現在の状況になっている。

トリガー効率は、天頂角 60 度以下について、 $E > 10^{19}eV$ で 98% 以上になっている。

エネルギー毎にヒットしたカウンターの数を表示すると、図 16 となる。100EeV 程度のエネルギーなら 20 カウンター程度はヒットするので、十分なイベント再構成ができると考えられる。

5.1.2 方向とエネルギーの再構成

イベント再構成の精度を見積もるために行われたシミュレーションでは、空気シャワーの天頂角を $\theta \leq 45^\circ$ 、方位角を一様にふり、コア位置をアレイの中心部分のみに設定した。そして空気シャワーの到来方向、横方向分布を AGASA の実験式について χ^2 を最小化して、パラメータ $S(600)$ の値を求めた。ここから AGASA の実験式 $E = 2.03 \times 10^{17} \cdot S_0(600)^{1.02}$ を用いてエネルギーの再構成を行うと、

図 17 のようなエネルギーの決定精度が得られた。この精度は、1 章および

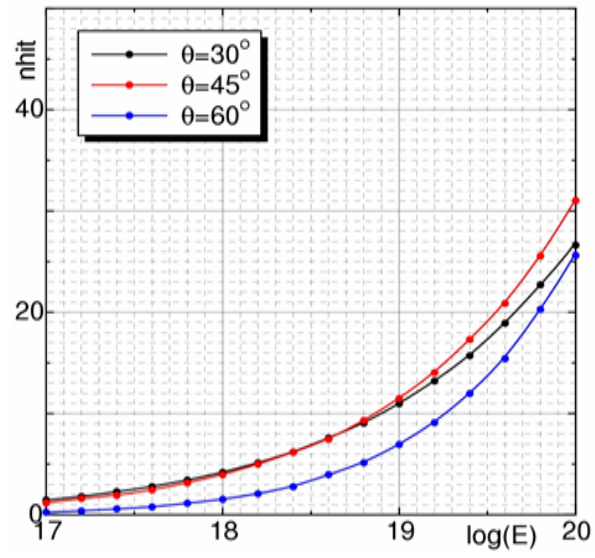


図 16: ヒットしたカウンターの数

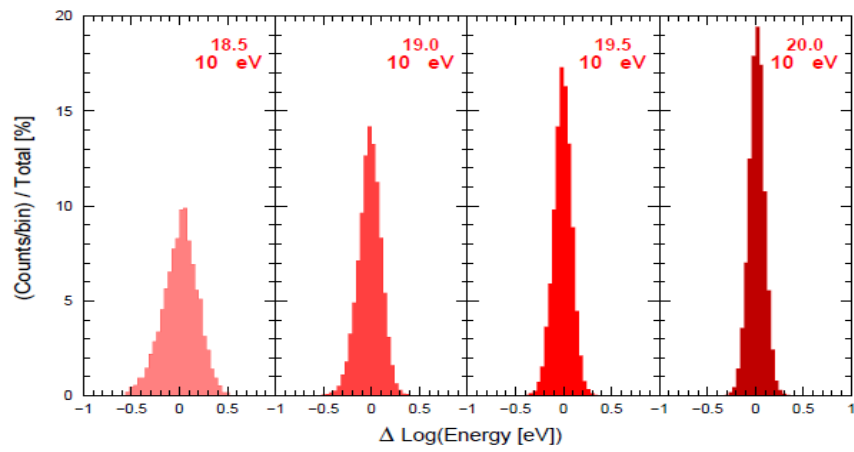


図 17: エネルギーの分解能

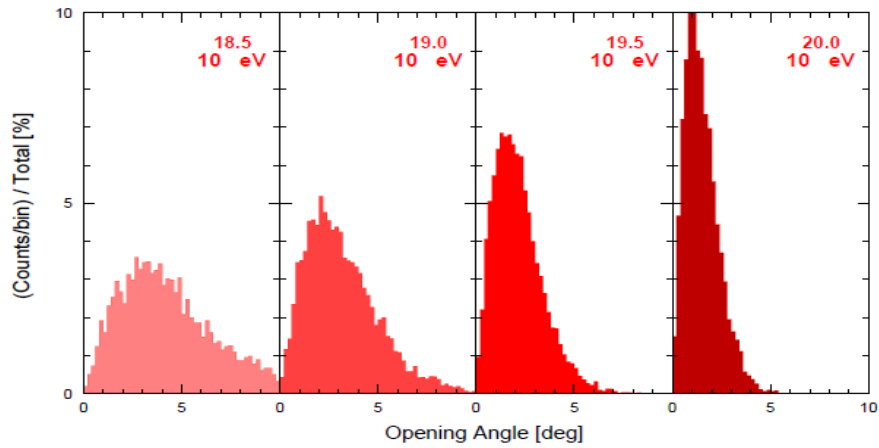


図 18: 角度分解能

2章で目標とされたエネルギー決定精度を達成している。

このイベント再構成で、到来方向の決定精度及びヒットしたカウンターの数は、それぞれ図 18, 図 19 のようになる。図 19 は一つめのシミュレーションとほぼ一貫した結果を示している。粒子の到来方向の決定精度は、エネルギーが 10^{20} eV で約 2 度である。但し、この精度は AGASA のシミュレーション結果であり、我々は、今後 GPS を用いた検出器のタイミングの精度から角度分解能を再評価する。

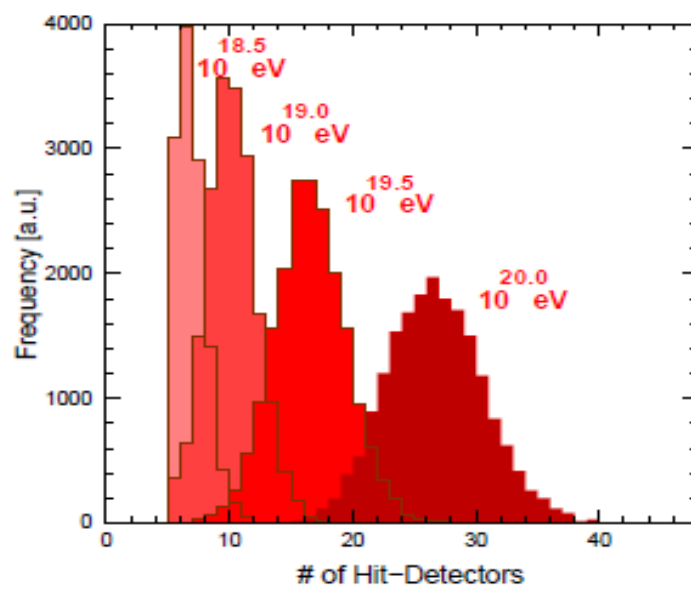


図 19: トリガーしたカウンターの数



図 20: サイトに設置した TA 地表粒子検出器

6 地表粒子検出器の設計と製作

6.1 地表粒子検出器の設計と製作

地表粒子検出器の詳細な設計を以下に示す。

6.1.1 概観

サイトに設置した地表粒子検出器を図 20 に示す。架台の上にプラスチックシンチレータを納めているシンチレータボックスを載せて、直射日光を浴びないように屋根の下に配置して、過度にシンチレータボックスが温度変化をしないようになっている。地表粒子検出器はできるだけ平坦な場所に設置するようにしているが、設置場所の平坦さに問題があったりする場合に対処できるように架台の足は長さを調節できる。ソーラーパネルの後ろにはエレクトロニクスとバッテリーボックスの入っているステンレススチール製の箱を配置している。約 3m の長さのポールにアンテナを取り付けるが、これは設置の際に通信塔の方向に向くように調節する。

6.1.2 シンチレータボックス内部

検出器の主要部分となるシンチレータボックスの内部について詳細を示す。

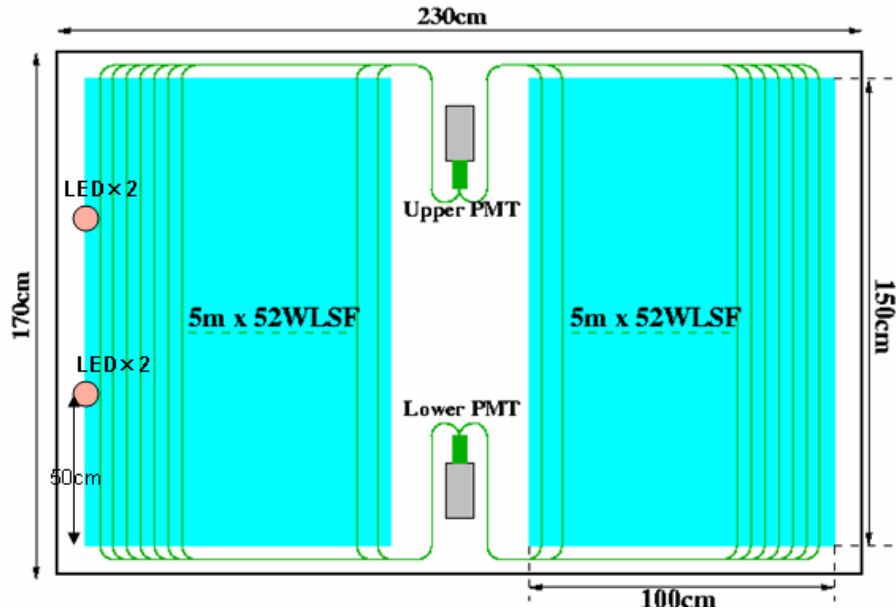


図 21: シンチレータボックスの内部構造

内部の概要を示した図 21 を示す。シンチレータボックスの寸法は230cm×170cm×10cm であり、厚みが1.2、1.5mm のステンレス鋼製で、ボックス自体の重量は約 95kg ある。ボックス内部の装置を含めたボックスの総重量は約 190kg になる。

AGASA と同等の十分なトリガー効率、イベント再構成の精度を維持するために、検出器の設置間隔を広げた分シンチレータのサイズは AGASA の $2.2m^2$ よりも増やして $3m^2$ とした。一層のシンチレータは8枚のシンチレータ板で構成されていて、4枚ずつで左右に分かれている。各シンチレータ板のサイズは150cm×25cm×1.2cm である。ファイバーはそれぞれのシンチレータの上に13本ずつアルミテープで両端をとめている(図 22)。最終的に8枚のシンチレータからくる104本のファイバーを両端で束ねてシグナルの読み出しを行う。

この薄いシンチレータとファイバーの組合せはカウンターの生産と設置を簡単に扱うために選んだ。

ファイバーの取り付けに使用したアルミテープは、適当な接着力がある一方で、薄く軟らかいので、ファイバーを傷つけることはない。

4枚のシンチレータは、まとめて2枚のタイベックシートで覆う。間に1mm厚のステンレスを介してこれを2層重ねた構成になっている(図 23)。

シンチレータはタイベックシートでおおった後抑え金具でボックスに固定する(図 24)。その上から黒シートを2枚被せ、遮光するとともにファイバーを傷つけないようになっている。



図 22: シンチレーターにファイバーを取り付けている図

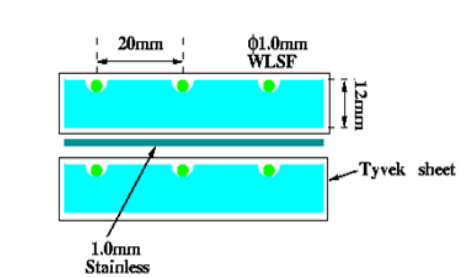


図 23: シンチレーターの縦方向断面図



図 24: シンチレーターと固定金具

4枚のシンチレーターに取り付けたファイバーは、シンチレータの両端でそれぞれ1つのクッキーにまとめる。但しここでまとめる際にクッキーにはまだ空間的に余裕があるので、一層の半分(4枚)のシンチレータごとに、シンチレータには接していないファイバーを余分に3本クッキーに入れる。これはファイバーが折れた時の処理(代わりにこの余分なファイバーと交換する)に使う。クッキーで両端をまとめたファイバーは、接着剤(エポクリヤー)でクッキーに接着し、研磨を経てクッキーホルダーに固定する。上層と下層のファイバーは、畳む際に2枚の黒シートで隔てられている。クッキーは半径13.4mmの扇形をしていて、同じ層(上層か下層)のシンチレータ4つで1つのクッキーホルダーにまとめる。

写真(図25)はまとめられたところを正面から撮影したものである。

クッキーホルダーにまとめられたファイバーは光学グリスを介して光電子増倍管(PMT)と接する。PMTからは同軸ケーブルが出ていて、このケーブルはシンチレータボックスのシグナル用の端子の部分に半田付けする。内部のケーブルの配線の図が図26である。

ケーブルは、シグナル用の同軸ケーブル2本以外には10芯のLED用のケーブルと、14芯の電源及びモニター用のケーブルがある。

10芯のLED用のケーブルはシールドグラウンドとグラウンド線、ツイストペアケーブル4本で構成されている。LEDはlinearityを測定するために、上層に二つ、下層に二つずつ配置されている。それぞれのLEDのアノード

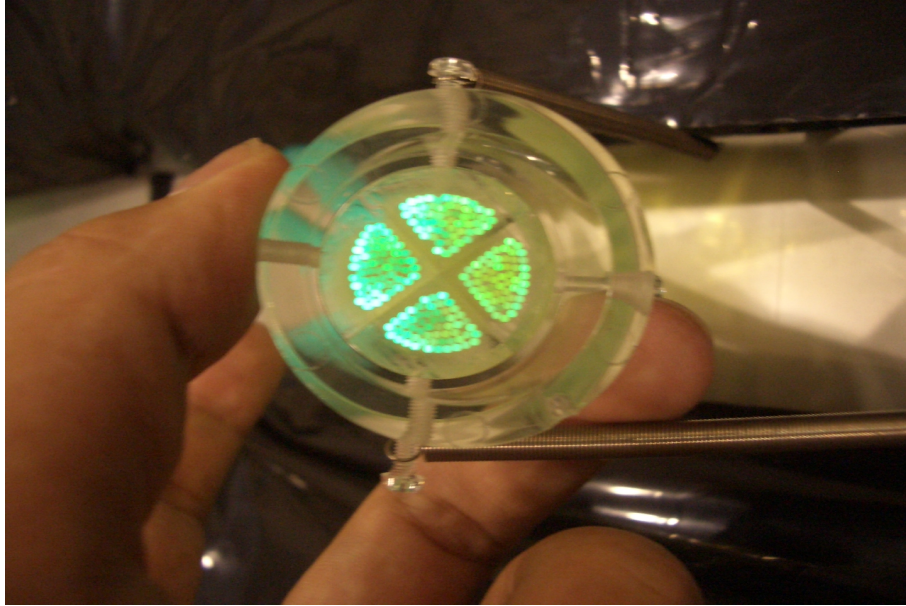


図 25: 4つのクッキーとクッキーホルダー

側、カソード側にツイストペアケーブルの両端を接続する。シールドグラウンドとグラウンド線は外部の LED ケーブルに接続されていないので、現在は浮いた状態になっている。

14 芯の電源及びモニター用ケーブルは、そのうち 2 本が温度計、3 本が湿度計、ソケットの 12V 電源と参照電圧用にグラウンド線とあわせて 8 本、シールドグラウンド 1 本で構成されている。これらのグラウンド線はソケットを通して、あるいは直接シンチレータボックスと一致している。温度計及び湿度計は、図 26 中では単に黒シートの上に置かれているが、最終的にはボックスの中心の支柱の部分に固定される。

次に上で出てきたシンチレータボックス内部の構成要素の説明に移る。

プラスチックシンチレーター

プラスチックシンチレータ板のスペックは以下のようにになっている。

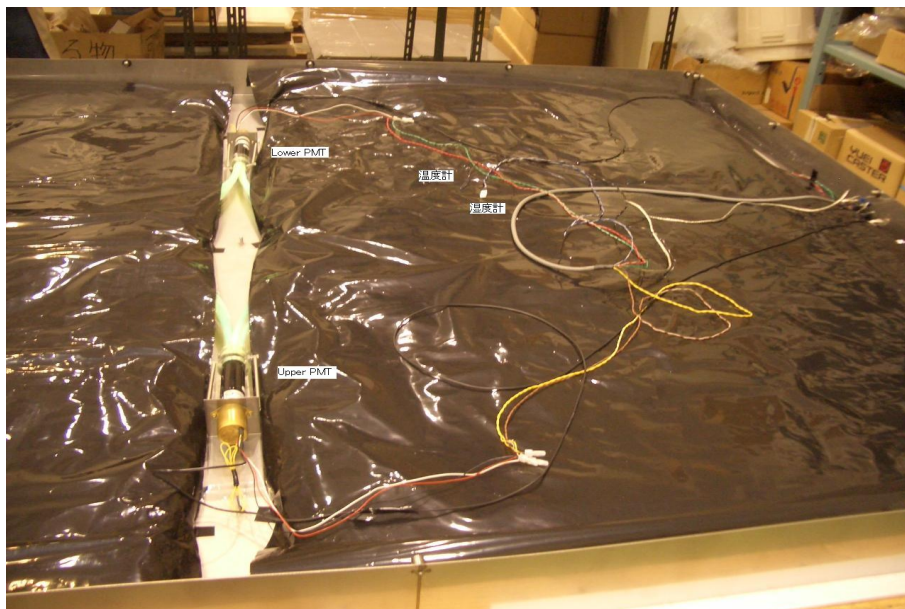


図 26: シンチレータボックス内部の配線

寸法	150cm×25cm×1.2cm
製品名	CIMS-G2 [43]
原料樹脂	MS-IM-62-01
Wavelength of Maximum Scintillation	420nm
Scintillation Efficiency	60 % Anthracene
Decay time	3.0-3.2 ns
Light Attenuation Length	90 - 110 cm
Refractive Index	1.5-1.58
Density	1.04 g/cm ³

波長変換ファイバー (WLS ファイバー)

WLS ファイバーは Kuraray 製の multi-claddings の構造を持った、S-type で 1mmφ の Y-11 を使用している。

吸収、発光の波長依存性はタイバックシート、PMT の量子効率とあわせて図 37 に示した。

ファイバーは光の伝送による損失を減らすために 3 重の構造になっていて、外側から Fluorinated Polymer(屈折率 $n=1.42$)、Polymethylmethacrylate(屈折率 $n=1.49$)、Polystyrene(屈折率 $n=1.59$) となっている。図 27 の左図はこの構造の概要になっていて、右の図はファイバーの bending loss の図になっ

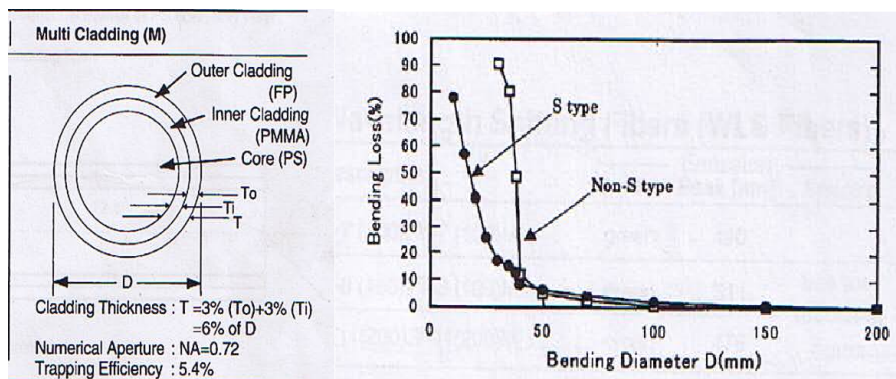


図 27: WLS Fiber の構造と特性 [44]

ている。我々は S-type というコアの分子に指向性があるタイプのファイバーを採用した。これは Non-S type に比べて減衰長を 10% 程犠牲にしてしまうが、機構的に強くなっている。

減衰長は下限が 3.5m である。もし実際に減衰長が 3.5m だとすると、これは比較的短いですが、両端を PMT で読み出すため、ファイバーのみが原因の非一様性は、2-3% 程度で、この効果は検出器の応答の非一様性には効いていない。

PMT

PMT は Electrontubes 社製 9124SA を採用した。

光電面はバイアルカリ。有効な直径は 25mm。ダイノードは 11 段あり、カソードから最初のダイノードとの間に他のダイノード間の倍の電圧がかかる構造になっている。マイナス HV, アノードからはマイナスの電流が出力される。ミューメタルが巻かれていて、磁場に左右されないような処理をしている。

量子効率 QE は、我々の使用する波長領域では大体 10% である。QE の測定は 8 本について行った。

我々が使用する波長領域で、± 30% 程度のばらつきを確認した。

PMT 感面上の $QE \times CE$ 込みのトータルのゲインの位置依存性の測定を全ての PMT について行った。セットアップと測定結果の例が図 図 30。セットアップは LED を XY ステージで移動させながら、ピンホールからもれた光を PMT が検出するというものである。この測定の際は、基準となる PMT を用意していて、LED の発光量が変化したときは分かるようになっている。

測定結果の図はカラーが取得した ADC の値となっている。PMT のゲインは、single photo electron の測定から $4 \cdot 10^6$ に較正しているため、量子効率込みのゲインが調整されている訳ではないので、2 本の PMT に対して ADC

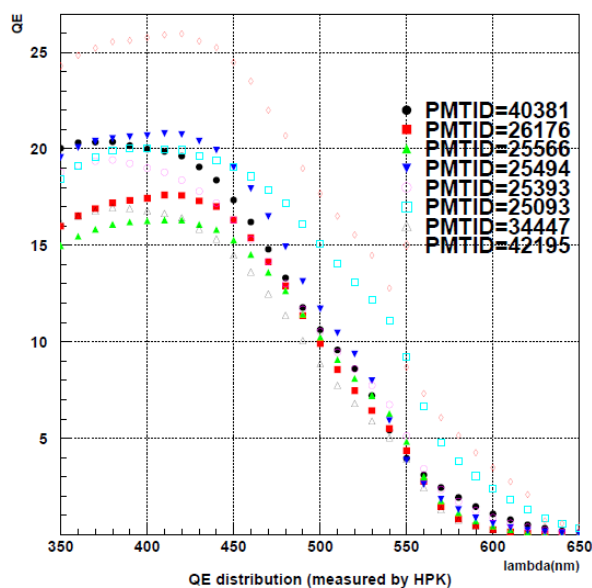


図 28: PMT 毎の量子効率の個性

の値の平均値は、ずれている。

PMT によっては感度の悪いところが1つ、あるいは2つとクラスター的に存在する。場所ごとの感度のばらつきが大き過ぎる、あるいは感度が悪い領域が大き過ぎると判断した PMT は実験には使用していない。測定結果の図の例は、右側の PMT に大きな感度の悪い領域があることが分かる。

暗電流は、暗室において、PMT が 4×10^6 のゲインの時に波高が大体 7.8mV (3 p.e. 相当) を越えるパルスが検出されるレートとして測定され、これが 10Hz 以上になるものは現在使用していない。PMT 毎のレートの分布が図 31 である。赤い線よりレートが大きいものは使用されていない。大気ミューオンは 0.3MIP³ (8p.e. 相当) 程度の閾値で大体 700Hz ぐらいでトリガーされるので、比較すると十分小さいレートに抑えられている。

また、パルスリニアリティが-5% ずれるところは、スペックシートによれば 25mA の電流がアノードから流れる時、温度係数は-0.5 %/°C、single photo electron がカソードから出てきたときの立ち上がり時間は 3ns, FWHM が 5ns, transit time は 33ns である。

³MIP; minimum ionizing particle

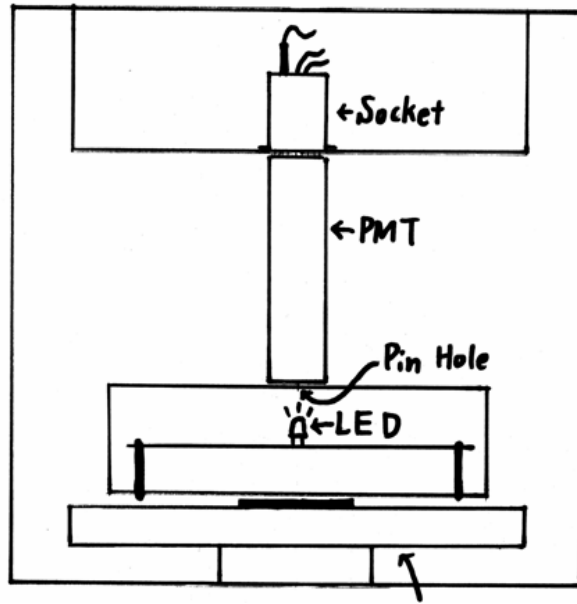


図 29: PMT 光電面 2 次元不均一性測定 セットアップ [45]

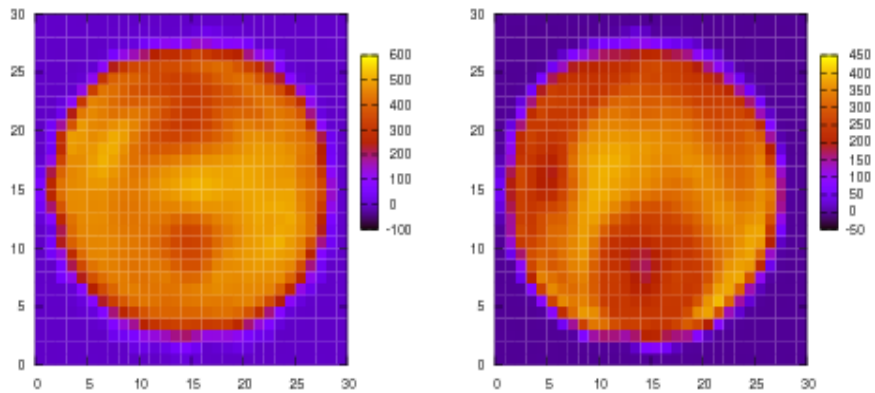


図 30: PMT 光電面 2 次元不均一性測定結果例

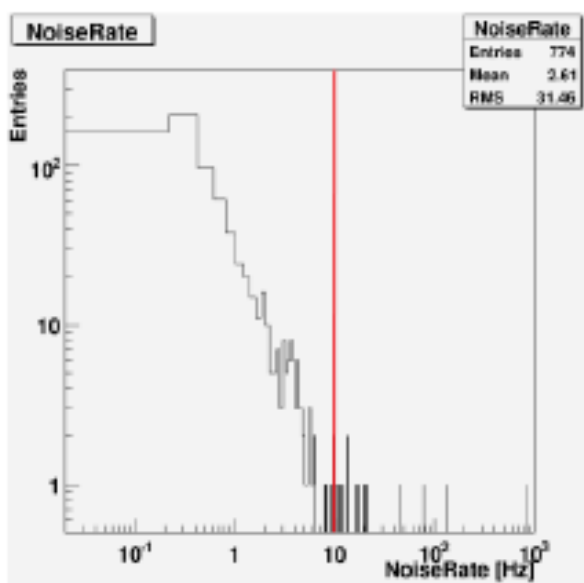


図 31: 暗電流でトリガーする頻度の分布

ソケット

ソケットでは、供給されたコントロール電圧を 1000 倍に増幅して PMT のダイノード間に電圧を供給するデバイスである。Electrontubes 社製の PS1806/12F を採用した。この素子を用いて PMT に、典型的には-1200V の電圧を供給している。

回路図の概要を図 32 に示す。アンプで増幅された電圧は active divider という、active な素子 FET を用いた divider を通してダイノード間の電圧を分割する。

この装置により、高圧をかけるのに必要な電力は 0.5W 程度に抑えられていて、パルスハイトのリニアリティは 20mA までの保証となっている。

但し、このソケットは電荷でも制限が付いていて、改造を加えないと時間積分して、大体 2000-3000pC 以上になる波形を出力すると、出力信号に問題が出る。我々は十分なリニアリティを確保するために、9 番目のダイノードとグラウンドの間に 22nF, 10 番目のダイノードとグラウンドの間に 66nF, 11 番目のダイノードとグラウンドの間に 66nF のコンデンサをはさんで電荷による制限を緩和した。

改造後 (PS1806/12F-02) の現在は時間で積分して、大体 70000pC 以上の出力波形になるまで問題は出ない。PMT からの出力電圧波形が幅 1-3 μ sec の矩形波の時の測定結果によると、矩形波の幅にほぼ依存せず PMT から 71000-74000pC の電荷が矩形波として出力されるまで波形に問題は出なかった。

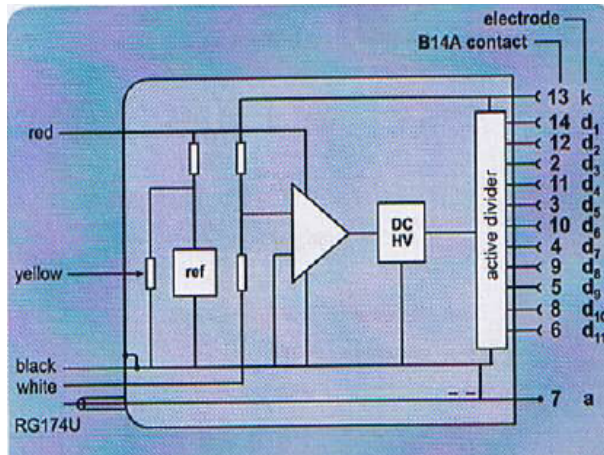


図 32: PS1806 回路図の概要 [49]

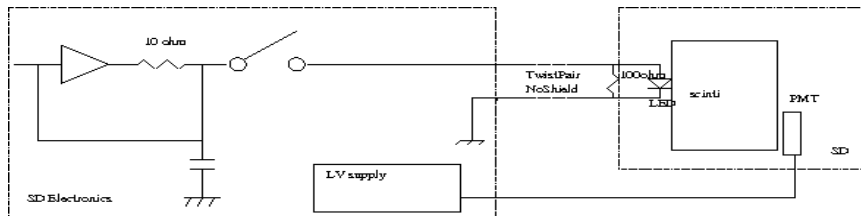


図 33: LED 周囲の検出器の構成

LED モジュール

地表粒子検出器の中の LED には日亜工業製の NSPB320BS を使用している。地表粒子検出器エレクトロニクスから LED に電圧を供給する回路は図 33 のようになっている。

また、LED の基本的な特性を図 34 に載せる。図の左側が電圧電流特性、右側が電流光量特性である。

図 35 は、使用している LED の発光波長のスペクトルを示している。

多芯のツイストペアケーブルを使用していて、地表粒子検出器の外側では耐熱耐水耐寒耐油で厚めのケーブルを使用している。LED 接続部は抵抗をはさむ必要があったので、図のような module を製作した。図 36 の左側が熱収縮チューブを巻く前で、右側が完成品である。右側の module の青い圧接コネクタ部にケーブルを押し込んで接続する。

LED にはカソードとアノードの間に 100 あるいは 110Ω の抵抗が入ってい

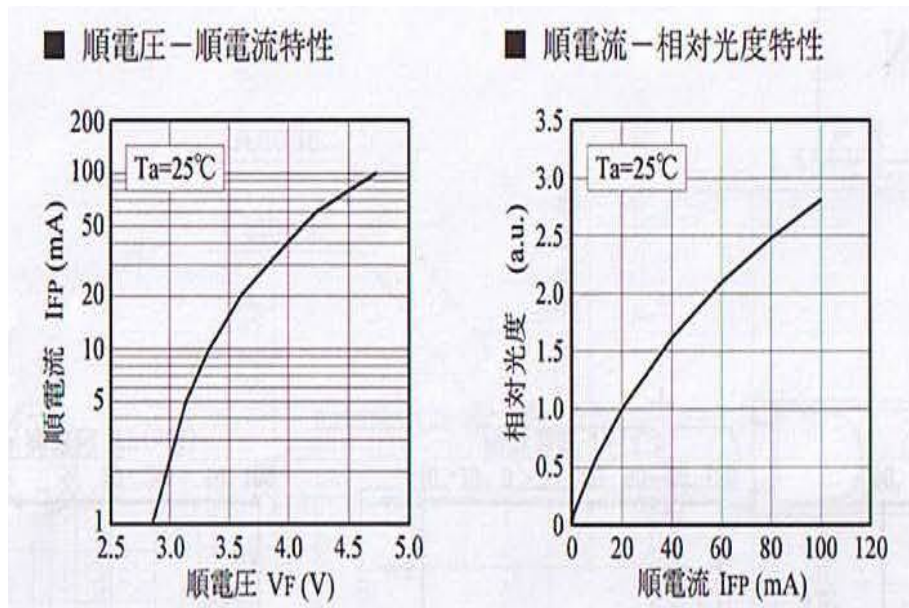


図 34: 左:LED 電流電圧特性 右:LED 電流光量特性 [50]

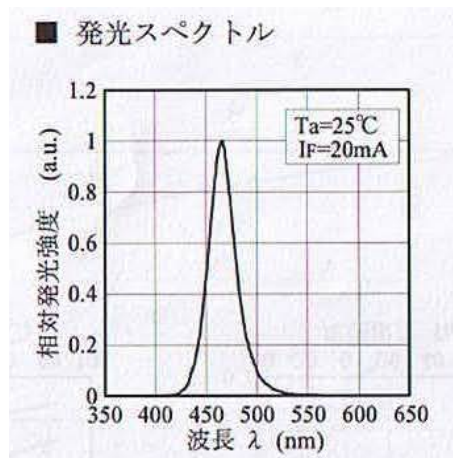


図 35: LED 発光スペクトラム [50]

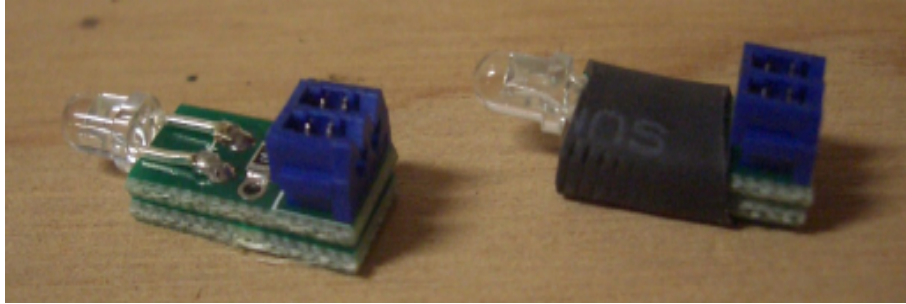


図 36: LED module

て(LED の特性にあわせてどちらかの抵抗が入っている。詳細は後述。)、基板を 2 枚重ね、熱収縮チューブで包むことで剥き出しになっている金属部分がないようにした。

LED の module は地表粒子検出器内概要図の位置のタイベックシートの外側に防蝕テープで取り付け、外れないように外側から大きめの発泡スチロールを、LED と壁との間に押し込んで固定している。

温度計

102-AT:1k Ω の抵抗値を持つサーミスタ。-20 °C から 50 °C 程度まででは ± 0.7 °C 以内の精度で測定できる仕様である。

湿度計

CHS-SS 5% から 90% まで $\pm 5\%$ の精度で測定することができる仕様である。

波長依存性

ここで、宇宙線のシグナルについて波長依存性が重要なものについてまとめた。それぞれのコンポーネントの波長依存性を図 37 に示した。

プラスチックシンチレータのスペックによると、Wavelength of Maximum Scintillation:420nm。プラスチックシンチレータの周りはタイベックシートによって二重にくるまれていて、適当な波長を反射するようになっている。図に示されているものは一枚の反射率。

シンチレータから PMT に光子を運ぶ WLS ファイバー (Y11) の吸収波長は約 420nm で最大になり、発光波長は約 480nm で最大になる。

普通のファイバーではなく波長を変換するようにしているのは、ファイバー内部で再発光して光子の収集効率を上げるためと、光子の自己吸収を防ぐ効

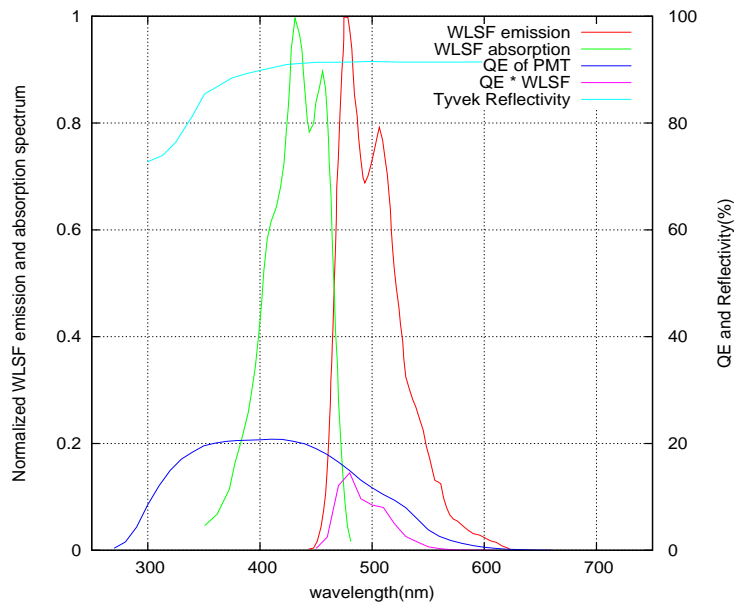


図 37: 構成要素の波長依存性

果もある。

PMT の量子効率、典型的と思われるものをプロットした。450nm から 550nm が重要になることが分かる。

6.1.3 ステンレスボックス内部

以下ではソーラーパネルの背後のステンレスボックスの内部の構造を説明する。ソーラーパネルの背後のボックスを開けると図 38 のようになっている。バッテリーが収納されているクーラーボックスの上にエレキボックスが乗っている。エレキボックスには Wireless Lan 用のケーブル、シグナルケーブルが 2 本、LED ケーブル、電源用ケーブル、クーラボックスにつながるケーブル、GPS ケーブル、ソーラーパネルにつながるケーブルの計 8 本が防水コネクタを用いて接続されるようになっている。クーラーボックスに接続されるケーブル以外はスチールのボックスの下部にある穴からゴムのパッキンを通してボックスの外に出る。

クーラーボックスの中は図 39 のようになっている。エレキボックスからスイッチボードと呼ばれているボードに接続される。このボード上にあるスイッチの on-off でバッテリーからの電圧の供給の on-off が可能である。

このボード上には温度計が載っており、内部の温度をモニターすることが可能である。またバッテリーの傍には 2 枚の 20Ω のフィルムヒーターが搭載

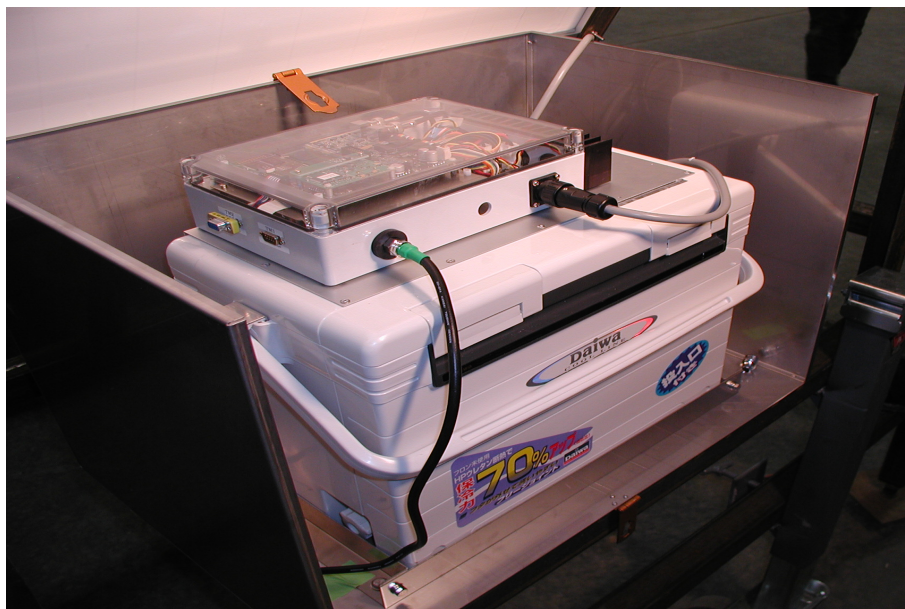


図 38: ステンレスボックスの内部構造

されており、エレクトロニクスからこれに流れる電流をコントロールしてボックス内の温度をある程度調節することが可能になっている。

バッテリーは DYNASTY 製の 12V で 100Ah 蓄電することのできる DCS-100L が採用されている。バッテリーの温度が下ると、最大電力容量が減少する。この容量の減少を考慮してバッテリーはクーラーボックスに入れ、フィルムヒーターを搭載している。山梨大学で行われた実験によると、バッテリー温度を 0℃ 以上に保つことができれば、満充電ならば 5 日間全く太陽電池からの発電量がなくても電力を賄うことができる。

エレキボックス内部

エレキボックス内部の写真を図 40 に示した。エレキボックス内は地表粒子検出器のためのメインの control board と Charge Controller board, Wireless LAN Modem の三枚のボードで構成されている。

地表粒子検出器 control board は地表粒子検出器から来たシグナルをデジタル化して処理をする役割を担っていると同時に、LED の電圧、PMT にかける高圧、温湿度モニターなど slow control の役割も担っている。フロントエンドについては、6.2 節で述べる。

メインの control board の上に GPS のデータを取得する子基板が載っており、Motorolla 製のものを採用した。この基板で取得する 1pps(pulse per

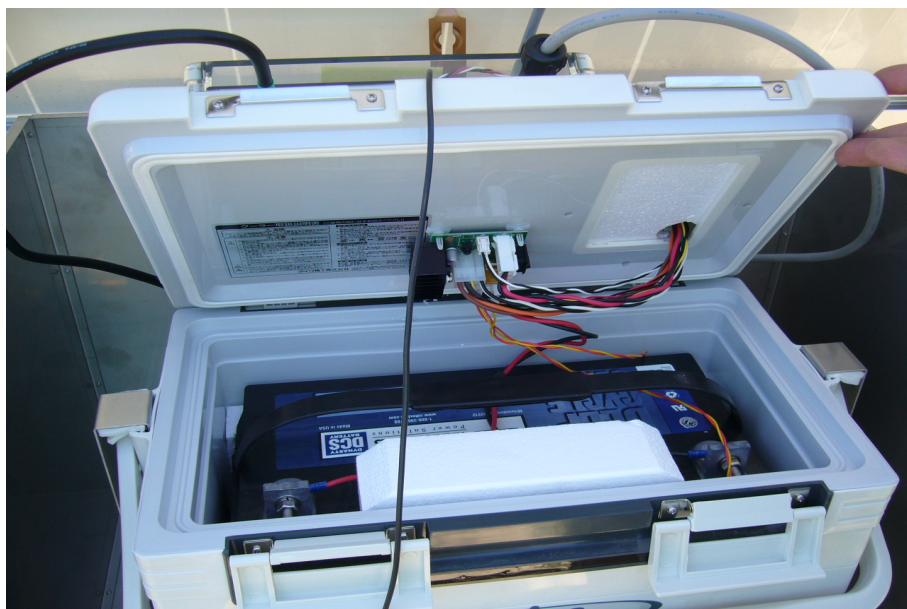


図 39: クーラーボックスの内部構造

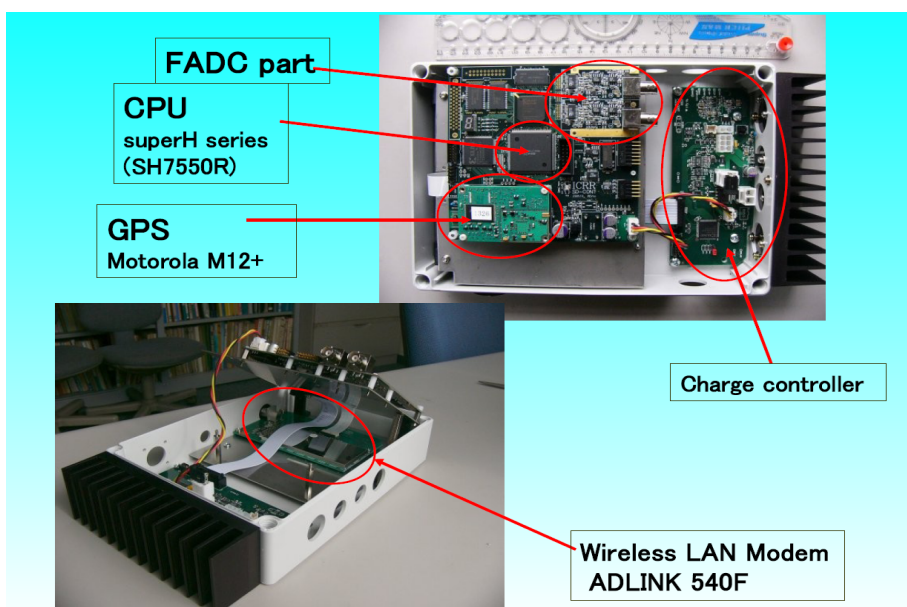


図 40: 地表粒子検出器用エレクトロニクスの構成

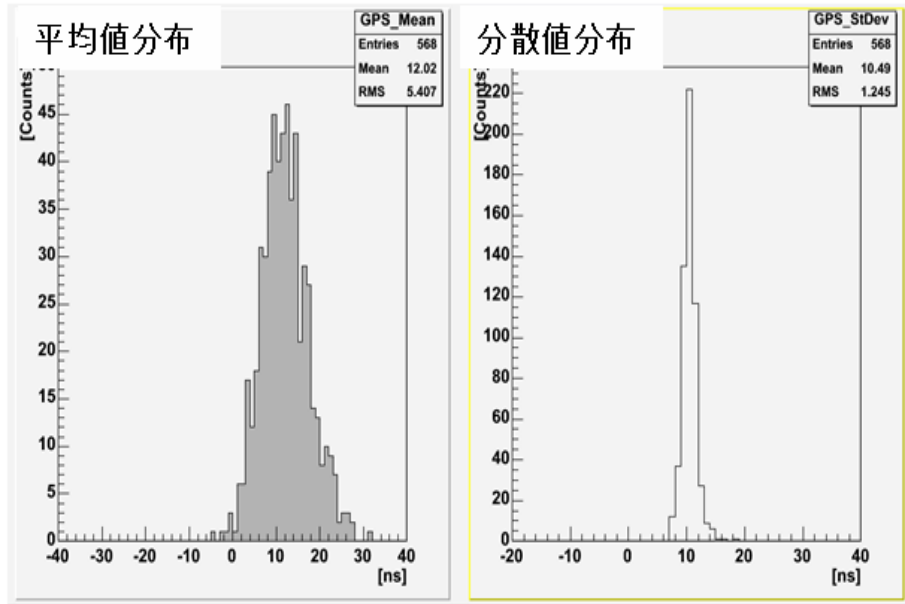


図 41: シミュレータの基準 1pps と GPS の 1pps のタイミングのずれ。左図がオフセット的なずれの大きさ、右図がパルス毎のばらつきの大きさの頻度分布になっている。

second) の精度で、検出器が取得する時間の精度が決まっている。取得する 1pps のタイミングは基板ごとに、(1) オフセット的なずれ、(2) パルスごとのばらつきに個性があり、これは試験して性質を把握しておく必要がある。

この性質については、GPS 用シミュレータを用いた試験を行い、個体差を特定した。結果図 41 を示す。

(1) で試験した値を換算して、実際にはタイミングの計算を行う。(2) はパルス毎のばらつきで、これはタイミングの誤差となる。この標準偏差は、10ns を中心にしている、最大でも 20ns 以下になっている。

またこのボードには温度計と湿度計が 1 つずつついていて、これをモニターすることができ、結露などのトラブルが発生したときには原因を特定しやすい。

また Charge controller board にも温度計がついていて、温度をモニターすることができる。

Wireless LAN のモデムは ADTEC 社製の ADLINK 540F を使用している。この wLAN の帯域は 2.4GHz でパラボラアンテナ (14dBi)、平面アンテナ (12dBi) を受信側に使用する。通信距離はおよそ 20km である。現在は、通信塔にあるホスト用エレクトロニクスにコリニアアンテナ、アンテナポールの上にパラボラ、平面アンテナの両方を使用して、通信しにくい場所には

パラボラを使用するというように使い分けを行う。

ソーラーパネル

ソーラーパネルによって地表粒子検出器は全ての電力を賄う。ソーラーパネルは KYOCERA の KC120J を使用している。これは最大で 120W の電力を供給することができる。ソーラーパネルの仰角は、60 度で固定されている。この角度は、デルタの緯度で日照量の総量がほぼ最大になるように最適化した角度である。

6.2 エレクトロニクスとデータ収集

この節では実験で使用するエレクトロニクスのシステムと、データ収集について説明する。我々の構築するシステムは、検出器からのデータを収集して、処理を行い、トリガーを生成して、データを通信塔へ送信し、蓄積して共同研究者がアクセスできるようにするものである。

生成するトリガーにはいくつかのレベル (level-0,1,2 トリガー) がある。各検出器のフロントエンドエレクトロニクスでは level-0,1 トリガーを生成し、level-1 トリガーの情報を通信塔に送信する。通信塔では level-1 トリガーのテーブルを受信して level-2 トリガー判定を行い、トリガーした検出器の level-0 トリガーでバッファされている検出器のデータを取得する設計である。

6.2.1 フロントエンドエレクトロニクス

フロントエンドのエレクトロニクスは、イベントを含んだ生のデータを用意するとともに、level-1 トリガーを生成する役割を担っている。図 42 にボードのフロントエンドのブロックダイアグラムを示す。

level-0 トリガー

level-0 トリガーは、個々の地表粒子検出器のエレクトロニクスによる、波形データのバッファリングを意味している。PMT からの波形データは、2V12bit の FADC によって 50MHz でデジタル化される。従って、時間の bin は 20ns である。

デジタル化して収集した波形の例を図 43 に示す。

これはテスト時に $4 \cdot 10^6$ のゲインで収集された典型的な 1MIP の波形で、この時、時間積分した ADC 分布のピークは約 80 カウントになる。20ns に一点しかデータを取ることができないので、フロントに 9.7MHz(-3dB) のローパスフィルターを使って、PMT からのシグナルの幅を広げている様子が分

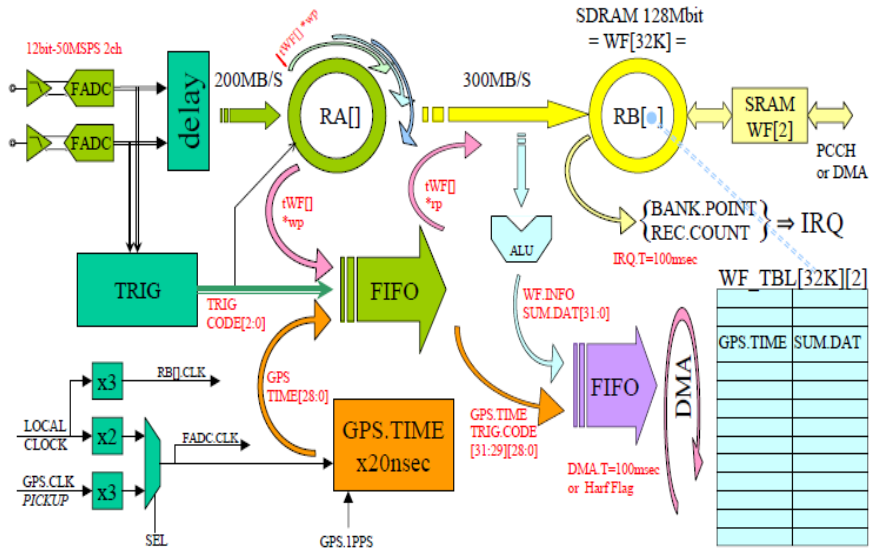


図 42: フロントエンドボードのブロックダイアグラム

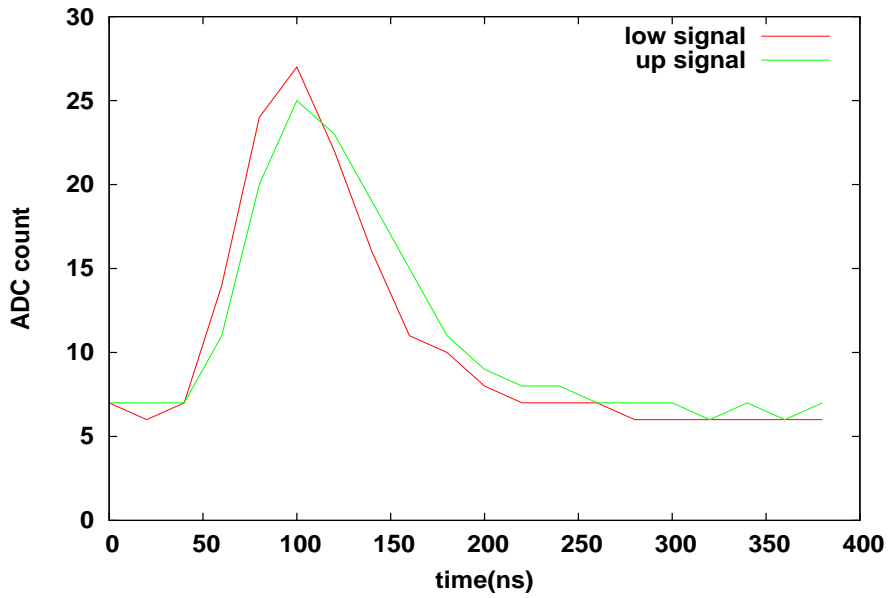


図 43: 典型的な 1MIP の波形 (Gain: $4 \cdot 10^6$, upper trigger)

かる。1MIPの較正のためには、精度を確保するために、このような波形の整形を行っている。

このようにしてデジタル化したデータから、FPGAを通してlevel-0,1のトリガー判定を行うことになる。トリガーについては、我々は現在sum8トリガーのモードを使用している。このトリガーモードで行っていることを以下で説明する。まず、FPGAで8binの時間分のFlash ADCで取得した値の和を取り、それをその前の8binの和と比較する。新しく和を取った8binの和が、あらかじめ決めていたthresholdを超えた場合にトリガーを生成する。この時間binでトリガー判定を終えると、時間で4binずらして、同様にトリガー判定を進めていく。

これが我々が用いているsum8トリガーモードである。level-0トリガーでは、シンチレーターの上下層を突き抜けるミューオンのシグナルで、大きさの最も頻度が多い電荷量の1/3に閾値を設定する。ADC countで、1MIPの電荷量を50countに合わせる場合は、level-0トリガーの閾値は17countに設定する。この時レートは、700Hz程度である。

トリガーすると、そのトリガーした時間の回り128time bin($\pm 1.28\mu\text{s}$)が、50MHzのGPS clockによるタイムスタンプと、ALU(演算装置)により計算されたSUMのデータとともにリングバッファに記録される。(但し、正確にはGPS clockは50MHzとは異なり、16.366MHzを3分割して生成しているので、正しくは49.098MHzになっている。)この時間は、GPSのppsのシグナルごとにリセットされる。この波形のデータは2bytes \times 128wordsで256bytesのサイズがあり、また波形データは、16MBのサイズを持つSDRAMに記録されるので、現状では約45秒間のデータをバッファしておくことができる。

level-1 トリガー

level-1トリガーのトリガー判定は、level-0トリガーの判定と並行して行われ、シンチレーターの上下層を突き抜けるミューオンのシグナルで、大きさの最も頻度が多い電荷量の3倍に閾値を設定する。この閾値を超えた時、GPSクロックのタイミング情報(4bytes)、バッファのポインタ(4bytes)、128time binの和を取ったADC値(8bytes)をlevel-1トリガーテーブルに記録しておく。level-1トリガーのレートはおおよそ40Hzである。ソフトで決めているのだが、現在は100event以上データが貯まると前のデータは失われる。

Other tasks

フロントエンドと同じボード上で、このエレクトロニクスは更にたくさんのタスクをこなす。PMTのHV及びLEDにかける電圧のコントロール、HVとソーラーパネルやバッテリー、温湿度計の状態のモニター、タイミングの

情報の取得や無線でのデータの送受信の役割がある。Operating system はこれらのタスクを管理する Task Switcher なるものであり、たくさんのタスクの処理を可能にしている。

更に、設置した後も、電源が落ちたりすれば、自動的に reset できるように、Watch Dog が働くようになっている。またメモリの BOOT 領域には Flash ROM がふたつ用意されていて、リモートで書き換える事ができるようになっていて、片方が起動しない場合も、Watch Dog が働いて BOOT 領域をもう1つの FlashRom に変更して起動するようになっている。この用に自分で自身をモニターできるようになっているし、簡単には使えなくならない、堅固な設計になっている。

6.2.2 タワーエレクトロニクス

通信塔ではコリニアアンテナに接続された地表粒子検出器エレクトロニクスが設置されており、これが level-2 トリガー判定を担当する。これより後のタワー間通信及びデータのストレージについては今後方式が確立される。

level-2 トリガー

トリガーテーブルの内容はタワーエレクトロニクスに1秒毎に送信され、タワーエレクトロニクスは level-2 トリガー判定を行う。

1秒ごとにタワーエレクトロニクスから送信されるデータに返事をする形でそれぞれの検出器に設置された地表粒子検出器用エレクトロニクスは level-1 トリガーテーブルをタワーエレクトロニクスに送信する。それぞれの地表粒子検出器はトリガーテーブルを時間の順番で、あらかじめ決められたタイムスロット内に送信する。この通信で生じるエラーについては、現在はタワーエレクトロニクスは通信エラーは単純に無視してリトライの要求は行っていない。

地表粒子検出器エレクトロニクスの無線通信は、スペック上 11Mbps の通信が可能であるが、速い通信では通信が失敗する可能性が増えることを考慮して、現在は 1Mbps のレートで通信を行っている。但し、このレートでは GPS のクロックでリセットされるまでに 200 台のデータ収集が間に合わないため、直接トリガーに必要だと思われる、clock のタイミングと積算された ADC の値だけ、タワーには送信する。更にタイミングは level-0,1 の時から 2 バイトずらした $41\mu\text{s}$ を使うことにする。こうすることで、一台の地表粒子検出器がトリガーテーブルを全て送信するのに必要になる時間は 1.6ms になり、余裕を持って 2.5ms 使ったとしても 500ms はトリガー判定と波形収集に使用することができる算段になっている。

このトリガー判定は現在構築中であるが、この設計では、2Hz 以上のレー

トでトリガーするような条件でトリガー判定をすると、トリガーは間に合わなくなる。

6.2.3 データ収集について

level-2トリガーのレートを既知のトリガーレートを代入して計算する。まずトリガー判定をするカウンターの数を N_{ctrl} , コインシデンスするカウンターの数を M_{coin} (但し、幾何学的なクラスタリングを条件に判定しないとする。), コインシデンスのゲート幅を ΔT とする。このゲート幅がすなわち level-1 の時間分解能となる。また level-1 のトリガーレートを $L1(\text{Hz})$ とする。

これらの変数に対して、 $N_{ctrl} = 10, 50, 200$, $M_{coin} = 3, 4$, $\Delta T = 41\mu\text{s}$, $L1 = 40\text{Hz}$ として今まで示したロジックで、ランダムなコインシデンスのレートを計算すると、

	$N_{ctrl} = 10$	$N_{ctrl} = 50$	$N_{ctrl} = 200$
$M_{coin} = 3$	$1.3 \cdot 10^{-2}(\text{Hz})$	$2.1(\text{Hz})$	$1.4 \cdot 10^2(\text{Hz})$
$M_{coin} = 4$	$3.7 \cdot 10^{-5}(\text{Hz})$	$5.9 \cdot 10^{-3}(\text{Hz})$	$0.41(\text{Hz})$

となる。従って、Any-3 のコインシデンスでは、200 台のトリガー判定を是做せない事が分かる。Any-4 のコインシデンスならレートが 2Hz 以下に抑えられているので、トリガー判定にかかる時間を十分小さくできれば、データ収集を行うことは可能になる設計になっている。

6.3 タイミング

許されるタイミングと GPS receiver の精度

無線の on-line でのシャワー判定と、off-line で行うシャワー到来方向の決定でうまく宇宙線のイベントの時間とあわせることができるということは非常に重要である。

図 41 によれば GPS の同期の誤差は最大で 20ns 程度である。タイミングに関する詳細なシミュレーションは今後行われる。

6.4 消費電力

地表粒子検出器は、太陽電池のみで電力を賄うが、その内訳は、地表粒子検出器 electronics が 3.4W 程度、GPS に 0.5W 程度 HV 供給に約 0.5W その他で合計 5-6W の電力を消費すると見積もられている。

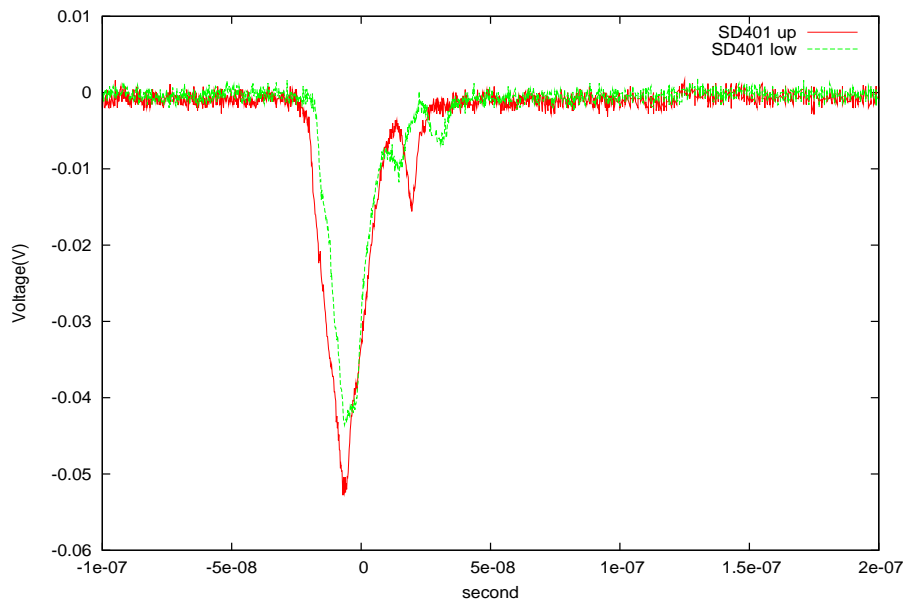


図 44: 1MIP 典型的な波形データ

7 地表粒子検出器の試験と較正

我々は地表粒子検出器の設計、製作と、主に検出器の調整と較正、および修正を行ってきた。ここではそれらの過程で得られた結果から地表粒子検出器の性能について考察する。

7.1 1MIP による性能試験

大気宇宙線による 1MIP の calibration は柏の宇宙線研究所大実験室、米国ユタ州デルタの Cosmic Ray Center, 実験サイトの Staging Area⁴, 設置された実験サイトの 4 箇所において主に行った。以下にそれぞれの結果について比較、考察を行う。

1MIP のシグナルを波形データとしてオシロスコープで見た図 44 を示す。PMT のゲインを $4 \cdot 10^6$ に設定した時、地表粒子検出器の信号線で直接見たシグナルは、典型的にはピークが -50mV, 半値全幅が 20ns 程度である。シンチレータが薄いので、エネルギーの高い粒子が通過した時に出る光量は小さく、単一光電子のタイミングをよく反映して、このようなぎざぎざした波形が見えていると推察される。

⁴デルタの Cosmic Ray Center で組み立てた地表粒子検出器は、最終的な設置場所に近い所にトレーラーで運搬して 20-30 台程度ずつ仮置きにする。そこからヘリコプターで 1 台ずつ設置する。TA サイトに仮に設置した集積所を Staging Area と呼んでいる

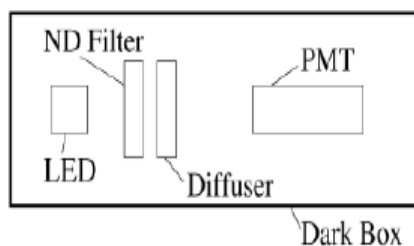


図 45: PMT 較正の実験のセットアップ

地表に降って来る粒子の頻度とエネルギーから、このイベントが宇宙線であり、ミューオンが主であると考えることができる。我々は常時降り注ぐこのような宇宙線の信号をモニターすることで、検出器をキャリブレーションする。

このような 1MIP の波形のデータを ADC を用いて収集して、その積分値の頻度分布 (以下 ADC 分布) を以下で考察する。

まず量産された地表粒子検出器の ADC 分布と、その性質について考察し、検出器の、宇宙線のシグナルに対する応答について詳細に検討する。

7.1.1 量産した地表粒子検出器の試験

柏の宇宙線研究所およびユタ州デルタにおいて量産された地表粒子検出器に行った試験方法と測定結果について以下に詳細を示す。

7.1.2 試験方法

まずは柏の宇宙線研究所での試験について説明する。

LED による PMT 単体の試験

まず PMT のゲインをそろえる HV の値を決定するために、LED と PMT を暗箱の中に入れて、LED にかける電圧を変えながら PMT の応答を測定する。セットアップの模式図を図 45 に示す。

このセットアップで、典型的に約 30p.e. 程度の光電子が PMT から出るような透過率の ND フィルターを使用して、PMT にかける電圧を変えながら PMT からのシグナルを CAMAC モジュールの ADC で測定した。この測定中 LED は十分一定な光量を出していると確認されているので、それぞれの電圧で測定した時の相対的なゲインは分かる。

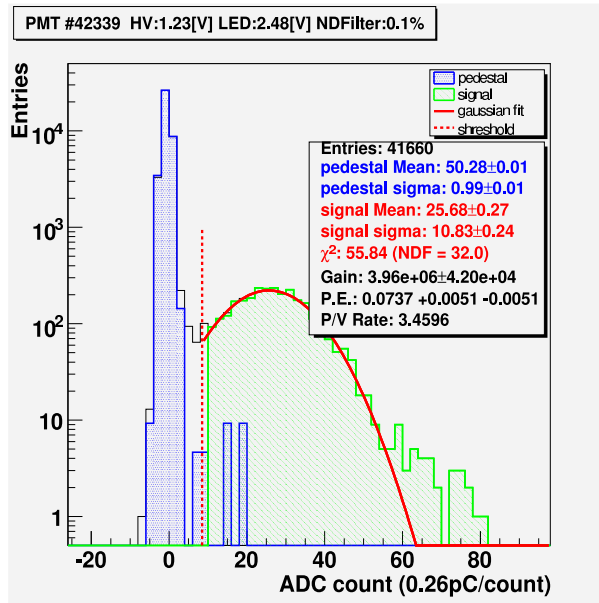


図 46: LED による single photo electron の測定で得られた ADC 分布

但し、このままでは個々の PMT に対して量子効率を測定していないため正しい光電子数が分からないので、ある HV において、最も透過率の小さい ND フィルターを用いて、非常に LED の光量を落とした状態で測定をすることで、PMT から single photo electron が出る状態の測定をする。この測定での測定から得られた ADC 分布の例が、図 46 である。

解析では、ここで得られたピークの電荷量から、PMT のゲインを計算する。こうして測定した PMT のゲインから、先ほど求めた相対的なゲインを考慮して、PMT にかける高電圧に対するゲイン曲線を描いた。こうして描いたゲイン曲線を用いて、目標のゲイン 4×10^6 となる HV 値を得る。

この測定によって決められた HV 値を設定して、再び single photo electron となるような低い光量の測定を行った時、目標のゲインからのずれは、標準偏差で約 6.5% 程度であった。

宇宙線を用いた地表粒子検出器の試験

次に 1MIP の試験用に NIM,CAMAC でセットアップを組み、500 台について試験を行った。

最初の 350 台については個々の検出器に固有の 700 本の PMT を対応させて、最後の 150 台は固定の 6 本の PMT を使用して測定を行った。

試験内容は ADC による 1MIP の ADC 分布の測定、トリガーレートの測定、後種々の装置 (LED, 温度計等) 等の確認である。以下 1MIP の ADC 分布

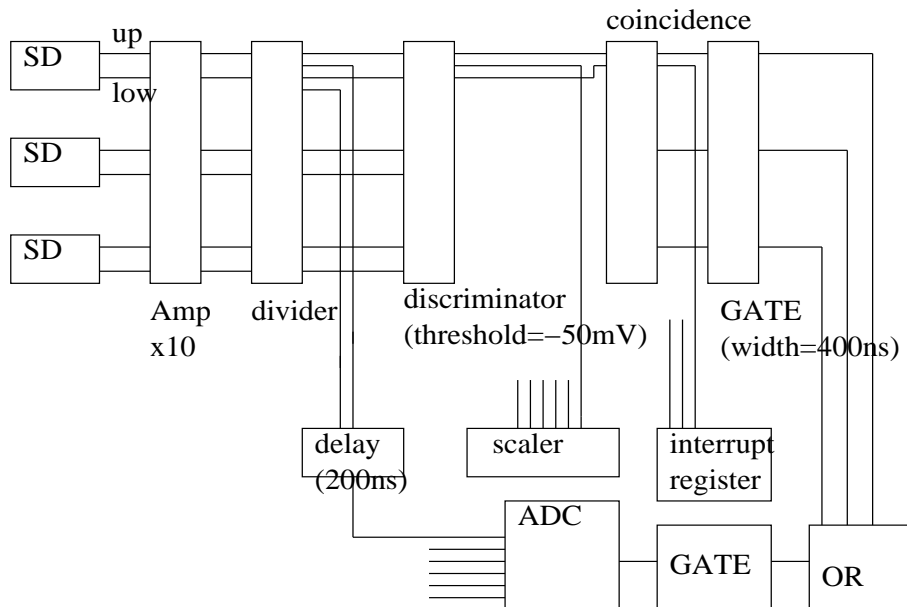


図 47: NIM,CAMAC モジュールを使った 1MIP による較正のセットアップ

の測定、トリガーレートの測定について説明する。

セットアップは図 47 に示す。ADC 分布が 3 台同時にとれるようなセットアップを実現した。三台同時に測定している様子を図 48 に示す。

まず PMT からのシグナルを 10 倍の DC Amp で増幅し、4 端子 divider で 3 分割し、その一つに delay をかけて ADC に、別の一つを discriminator(-50mV) でトリガーを生成し、gate generator で gate(幅= 400ns) を作り、データを収集する。この閾値は、PMT からの生のシグナルに対して-15mV である。典型的なゲイン 4×10^6 と、約 10 % の QE を持つ PMT の 1MIP signal は約 50mV であるので、上述の閾値は約 0.3MIP に相当する。delay はおよそ 200ns である。ADC には積分型の CAMAC モジュール⁵を用いた。

また、interrupt register で trigger flag を記録し、データ収集後にトリガーした地表粒子検出器の分別を行った。Gate generator が 2 個あるのは LED トリガーの時の delay 調整のためである。

ここで用いた ADC,Amp は、DC 電圧をいくつか入力することで、測定値がどの程度の電荷に相当するかを測定し、後で ADC 値から電荷量を換算するのにこの測定値を用いた。この測定の精度は,ADC と Amp の分をあわせても 1% より小さく、電荷量から PMT のゲインで割って光電子数を見積もる際には、ゲインの測定誤差が主になる。使用した ADC は 1 カウントが約

⁵林栄社製 RPC-022



図 48: 1MIP による検出器の較正風景

0.26pC に相当する。

また、ユタ州デルタでも同じセットアップを作成して同じ測定を、最初の 250 台の検出器について行った。

但し、柏で行われた最初の 250 台の測定には DC Amp が用いられず、typical な波形に対して 0.6MIP 程度という高めの閾値を設定していたため、柏での最初の 250 台の結果については、やや高めの信号が得られているが、デルタにおいて閾値の小さい状態で、再び測定されている。

1MIP ピーク解析方法

それぞれ逆の層でトリガーして取得した ADC 分布を使用する。得られた ADC 分布の例を、図 49 に示す。

図はトリガーした層が上層のシンチレーターの時のものである。ここで説明のために、トリガーした上層のシンチレーターをトリガー層、解析する下層のシンチレーターを測定層と呼んで区別する。

トリガー層の ADC 分布には、ピークとショルダーを見ることができる。ピークはノイズとディスクリミネーターによって生成された閾値との重ね合わせ、ショルダーは宇宙線の信号である。

ノイズのピークは ADC 値の小さい方のピークである。トリガー側の PMT

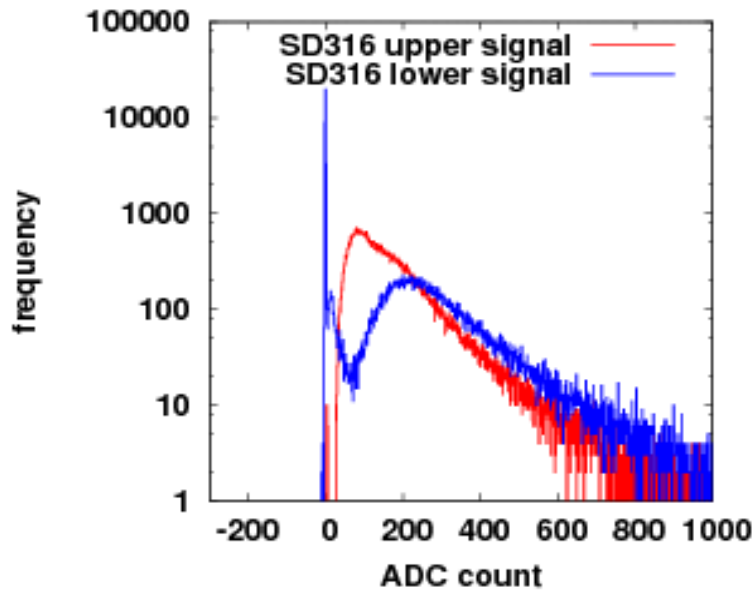


図 49: 1MIP ADC 分布の例

に十分ゲインがあれば、このようなピークとショルダーを見ることができる。一方で測定層(下層)のADC分布からは、宇宙線のピークが一つあって、あとはほぼADC値が0あたりに分布している様子が分かる。ADC値が0付近の分布は、ペDESTALあるいは、PMTや環境ガンマ線からのノイズと考えられ、2層のシンチレータを突き抜ける宇宙線ミューオンとは分離されている。

宇宙線ミューオンに相当する信号のADC分布をある関数でフィットして、ピークを探した。フィッティング関数には、ガウス関数でランダウ分布を畳み込んだ関数を用いた。フィッティングによる誤差の程度は、0.5-1%程度である。

PMT光電面からの光電子数 x と、得られたADC値 y は、

$$x(p.e.) \cdot G(\text{PMT gain}) \cdot e(\text{電子電荷}) = \alpha(\text{Charge/Count}) \cdot y(\text{Count}) \quad (12)$$

の関係にあり、 G は $4 \cdot 10^6$ になるようにPMTにかかる電圧を設定して、 α もおよそ0.26(pC)と測定されているので、ADC値から光電子数を換算することができる。ここではADC値のピークを基準にして、光電子数を推定していった。

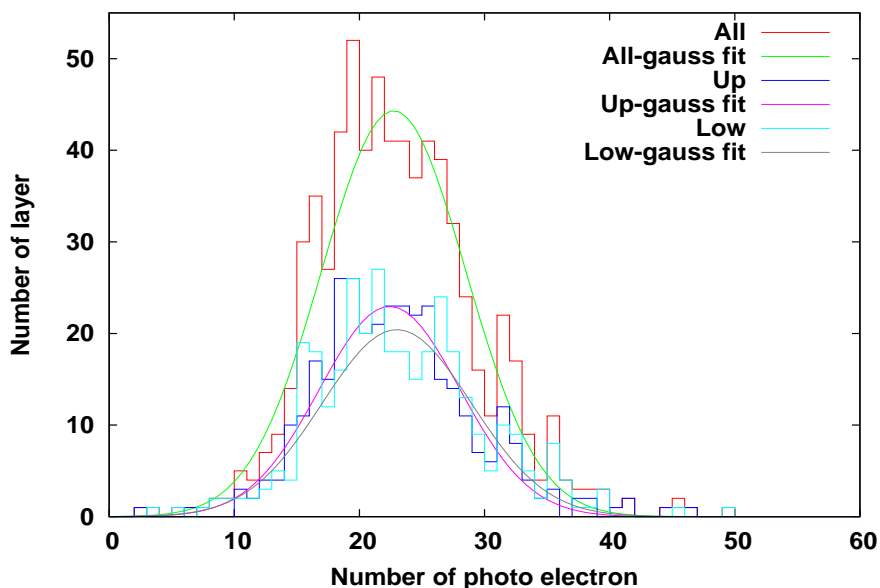


図 50: 宇宙線研究所での測定から推定される光電子数の分布

1MIP ピーク解析結果

以上の方法で、柏で測定した 350 台について推定した PMT 光電面からの光電子数の分布が図 50 である。また、上下層でデータを収集した結果も同時に示した。また、それぞれの結果についてガウスフィットをすると、ピークの値は全体と、上層、下層でそれぞれ 22.7 ± 0.3 , 22.4 ± 0.3 , 23.0 ± 0.3 p.e. であり、sigma は 5.8 ± 0.3 , 5.6 ± 0.3 , 6.0 ± 0.3 p.e. となり、上下層の違いで極端に異なる分布は示していない事が分かる。図の分布では、10p.e. 以下と推定される有効でない検出器のデータも記載されているが、このような検出器は、デルタで何らかの対処がなされ (例えば PMT の組み付け直しや、ソケット不良の修正)、正常な検出器として修正されている。⁶

ユタ州デルタの結果:デルタで測定した 250 台について推定した PMT 光電面からの光電子数の分布を図 51 に示した。柏で取得したデータも同時に記載した。分布は柏で記録したものと同じような傾向を示しているが、先にも述べた通り、10p.e. 以下の検出器については修正が行われ、改善されている様子が分かる。デルタで測定した結果をガウシアンでフィットすると、ピークとシグマはそれぞれ、 24.6 ± 0.4 , 7.2 ± 0.3 p.e. であった。

6.1.2 項でセットアップについて紹介したが、この実験では基準の PMT を用いて、一定のゲインに設定した PMT に、ほぼ同じ量の光を当てて、その

⁶ 但しデルタでの測定結果ともその後の結果ともあまりに食い違うものは人為的なミスとして削除した。

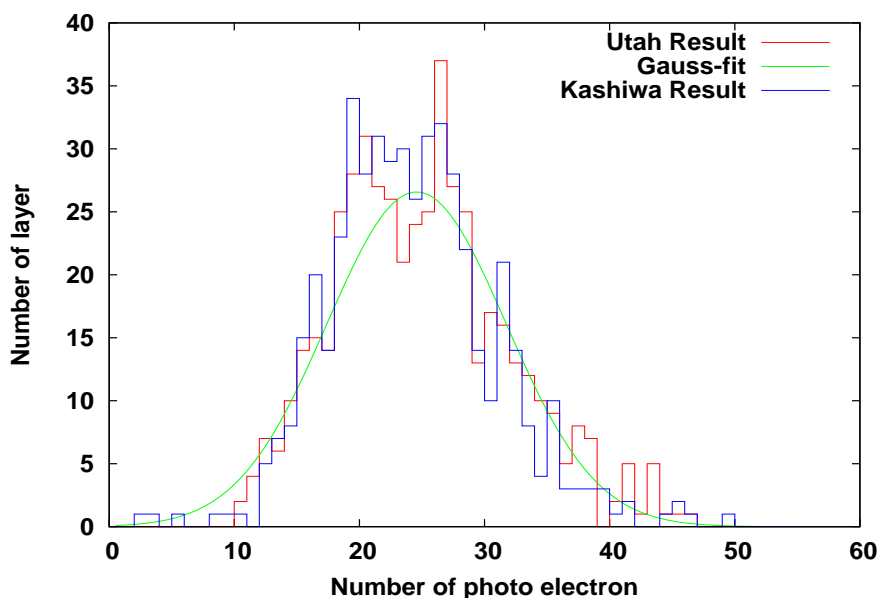


図 51: デルタでの測定から推定される光電子数の分布

応答を見ることで、PMT 感面の相対的な Quantum Efficiency×Collection Efficiency を測定している。この結果とピークの測定結果との相関を描いたのが図 52 である。誤差棒はゲインの測定誤差である。測定された PMT 感面の相対的な Quantum Efficiency×Collection Efficiency のばらつきは± 30% であった。

PMT に関して、このパラメータが唯一 1MIP のピークと、よい相関を持つものであり、ばらつきの程度も同程度であった。従って図 52 の光電子数のばらつきの原因の主なもの PMT の Quantum Efficiency×Collection Efficiency のばらつきに起因している。但し、図 52 を見ても分かるように、相関はかなりばらつきを持っている。このばらつきは、その他の製作に関する要因によるものと考えられる⁷。

7.1.3 1MIP ADC 分布の半値全幅

ADC 分布のピークはシグナルの大きさを特徴づける値である一方で分布の幅は、同じ 1 粒子の入射に対する検出器の応答のばらつきを特徴づける値となる。

デルタで測定した ADC 分布の結果から、FWHM/peak の分布を出したものが図 53 である。

⁷例えば、ファイバーと PMT の間の光学グリスを塗らない状態と塗る状態とで最大で約 20 パーセント程度のピークの違いを確認している。

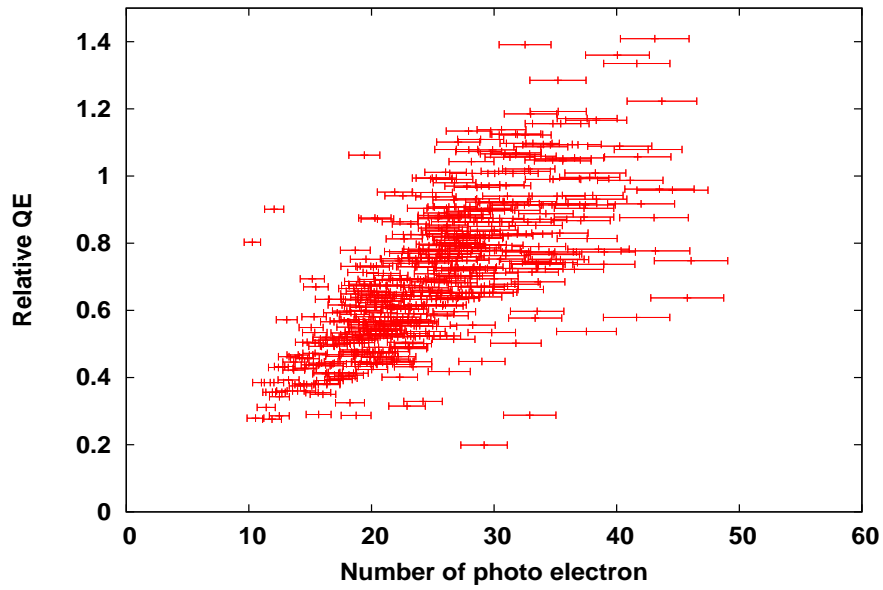


図 52: 相対量子効率 と 1MIP の ADC 分布のピークとの相関図

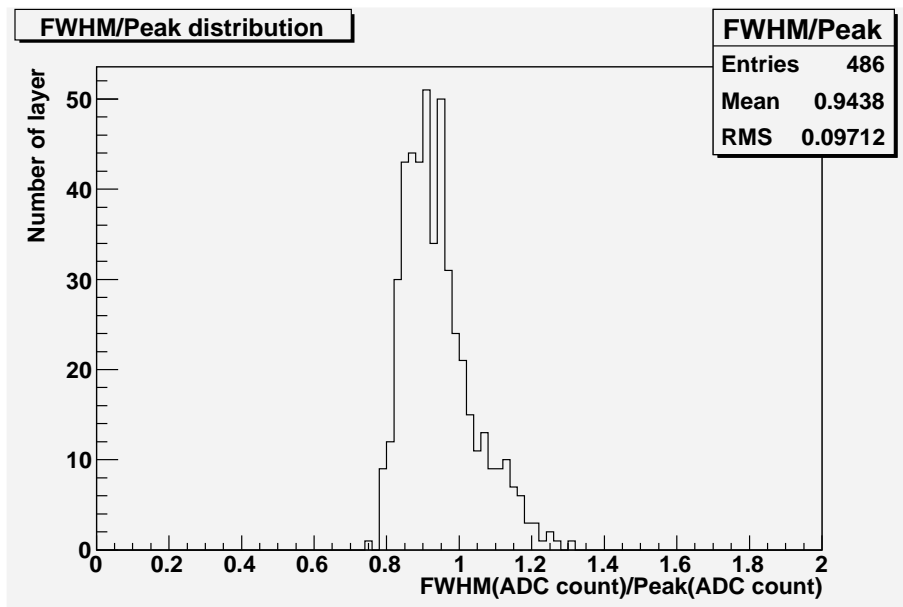


図 53: ユタのデータから計算された ADC 分布の FWHM/Peak

分布は ADC 分布のピークの値とその半値全幅が大体ピークの値と同じぐらいであることを意味している。全般的な性質として、分布の幅が 1σ でピークの 38% 程度ということになる。但し、この比率は $\pm 4\%$ 程度検出器によってばらついている。

ADC 分布の形状に関する詳細な考察は後で行うように、その幅の広がりに関しては色々要因があると考えられるが、光電子数のポワソン分布が主要な要因であり、検出器ごとのばらつきも、主にこの光電子数のばらつきによるものである。

トリガーレート測定

～0.3MIP の閾値の時の宇宙線のシグナルのレートについて考察する。

まず～0.3MIP の閾値の時について考察する。トリガーレートは、生のデータのままであると突き抜けミューオン以外のデータと混じっているため使えないので、トリガーした層とは逆の層の ADC 分布を用いてノイズレートとシグナルレートに比例配分するという解析を行った。

図 49 の状況、地表粒子検出器ボックス番号 316 の上層がトリガー層の時を例にすると、下層の ADC 分布の ADC 値が 0 と頻度のピーク (極大値) の間の valley 位置、極小頻度の所の ADC 値以上をシグナルと定義する。そして valley 以下のものをノイズとして頻度を累積し、又同様に valley 以上のものをシグナルとして頻度の累積をして、その比でトリガーレートを分割して、シグナル成分を比較していく。

この方法でトリガー層の ADC 分布を分割した図が図 54 である。

但し、図 47 のロジックからも分かるように、3 台同時測定の時、3 台のうちのどれかがトリガーした際に ADC などがデータを処理したりしている間も、トリガーした検出器があった場合は、トリガー信号がディスクリミネータを通して、インタラプトレジスターに到達する可能性がある。このインタラプトレジスターにトリガーシグナルが入ったか入らなかったかを、データ収集後の解析で判断している。

従って、ADC のゲートが開いていない時にシグナルが入ると、ノイズと誤認してしまう可能性がある。

これを避けるために、3 台のうちのどれか一台だけに信号が入ったデータから S:N 比を計算した。そうすることで、トリガーした地表粒子検出器と、ゲートの開いている間にシグナルの入った地表粒子検出器を一致させることができ、ゲートの開いている間における宇宙線シグナルとノイズの頻度の比を正しく評価することができる。この方法で全てのトリガーレートをシグナルとノイズに比例配分した。

宇宙線研究所 1F 大実験室のデータから解析した、シグナルのレートの分

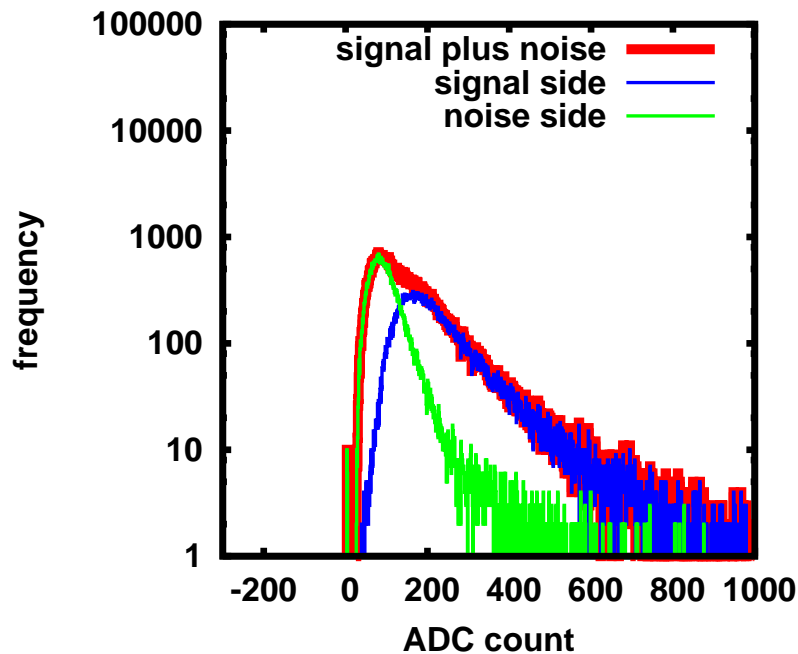


図 54: 分割された ADC 分布

桁が図 55 であり、平均として $310 \pm 10\text{Hz}$ であった。

同じ方法で観測サイト付近の Cosmic Ray Center という施設でトリガーレートの解析を行った。シグナルのレートは、ガウシアンでフィットしたところ、 $730 \pm 20\text{Hz}$ の分布を持った。このレートの分布を図 56 に示す。

7.4.1 項で予想されるミューオンのレートは、地表レベルで 440Hz 、観測サイトで 530Hz であった。柏の実験室は 6 階まである建物の一階ということもあり、この計算値よりも 100Hz 程少ないレートで宇宙線を検出していると考えられる。一方で観測サイトでの測定値は予想より 3 割近く多くなっている。但し、ミューオンのフラックスの計算には、緯度の依存性や、様々な効果を考慮する必要があり、不定性が大きい。ここで観測したレートを用いて、データ収集が構成できることを 6.2 節で確認することができた。

Uniformity 測定

測定方法:宇宙線研 1F、3F 及びデルタにおいて地表粒子検出器テストベンチによる uniformity の測定を行った。縦横 10cm 、厚さ 3cm のシンチに PMT を直づけした trigger counter を用いた。PMT の gain を $4 \cdot 10^6$ にあわせて PMT で ADC 分布の測定を行った。セットアップを図 57 に示す。

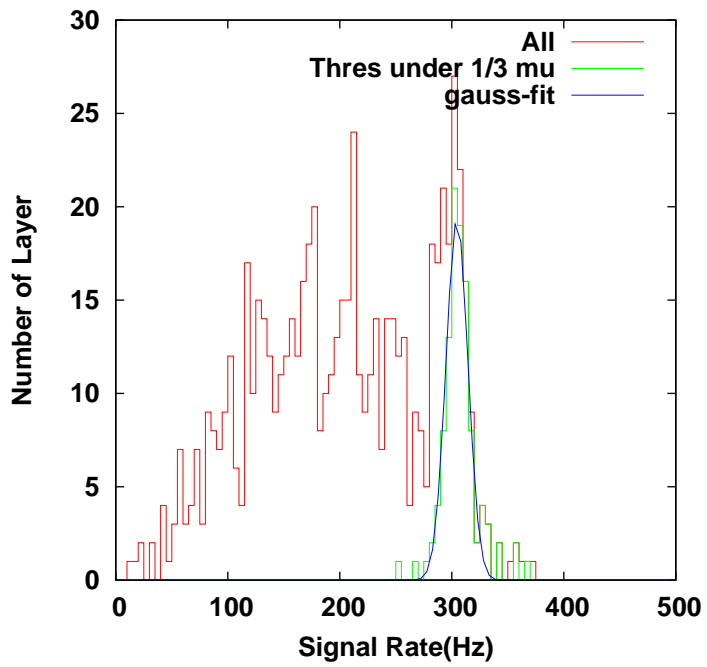


図 55: 柏で収集されたシグナルのレート

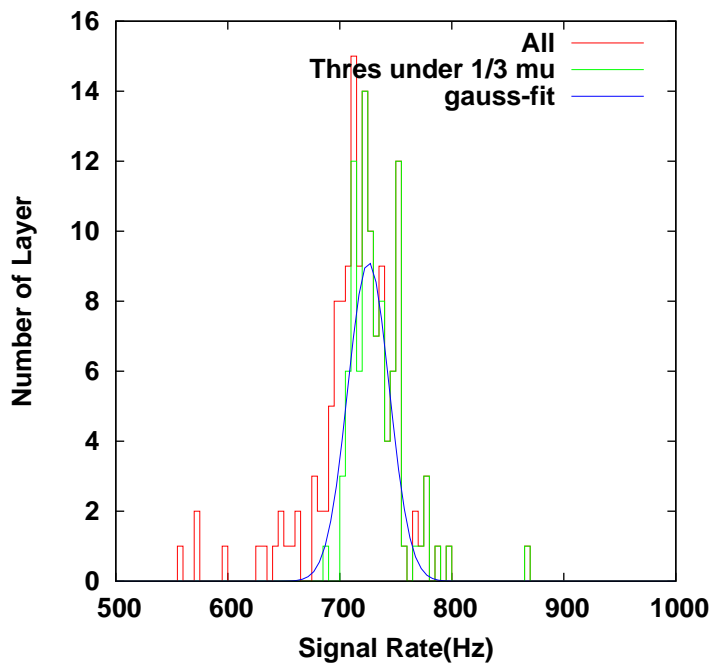


図 56: デルタで測定されたシグナルのレートの分布

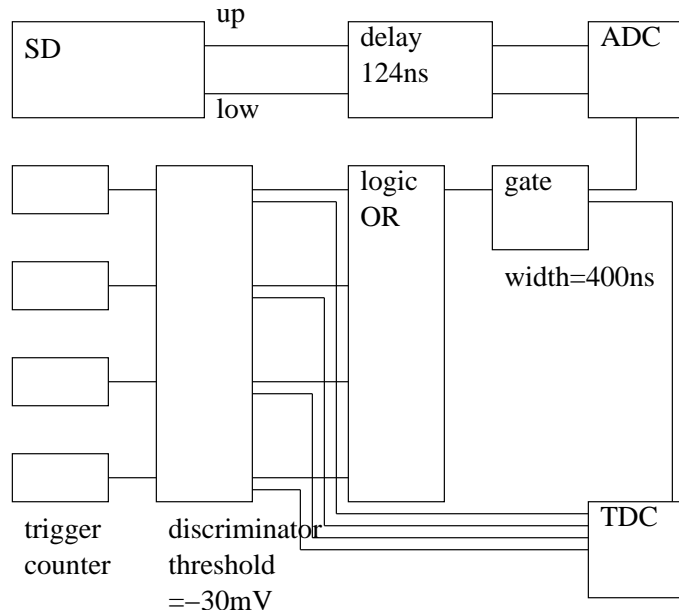


図 57: uniformity 測定に使用した NIM-CAMAC モジュールのブロックダイアグラム

このセットアップで 4 箇所同時測定を実現している。ADC には、CAMAC モジュールを用いた⁸。

解析方法は、1MIP calibration と同じく、適当な関数フィットで、ADC 分布のピークを探して、場所毎にプロットしていった。

解析結果: 全く同じセットアップで 1F 大実験室でも地表粒子検出器 7 台について pick-up で uniformity の測定を行った。

得られた ADC 分布のピークの平均と標準偏差は下の表に示した。

最もばらつきの大きいものは 142-low, であったが、この層については左右のシンチレーターの応答が大きく違った。

ここまでで、地表粒子検出器には粒子の入ってきた場所によって、標準偏差で 5-10% 程度の不均一性があるという結果を見た。また、デルタにおいて同じ測定を行ったが、再現性 ± 7% の範囲内で、ほぼ一致していることを確認した。

但し、142-low の特性の原因についてはまだ解明できていない。これについては原因を特定中である。これらの測定の後、同様の測定が更に 20 台について行われたが、142-low のような性質は確認されていない。

⁸ADC には積分型の LeCroy2249W を用いた。

SD シンチレータボックス番号	ADC ピーク平均値 (p.e.)	標準偏差/平均値 (%)
ICRR 3F SD	21 ± 1	5
ICRR 3F SD	23 ± 2	9
SD 142 up	19 ± 2	10
SD 142 low	18 ± 3	20
SD 145 up	20 ± 2	10
SD 145 low	21 ± 2	10
SD 147 up	22 ± 1	5
SD 147 low	23 ± 2	9
SD 148 up	35 ± 4	10
SD 148 low	31 ± 2	6
SD 159 up	50 ± 4	8
SD 159 low	43 ± 5	10
SD 168 up	41 ± 2	5
SD 168 low	36 ± 2	6
SD 170 up	34 ± 3	9
SD 170 low	21 ± 3	10

表 1: Uniformity 測定で検出器毎に得られた全 24 箇所の ADC 分布のピーク値の、平均値と標準偏差を求めた結果。2 列目は、ピーク値の全測定箇所の平均値、3 列目は (ピーク値の標準偏差)/(ピーク値の平均値) である。

7.2 リニアリティ測定

ダイナミックレンジは、検出器がどの程度の大きさのシグナルまで見ることができるかということの意味し、それはすなわち空気シャワーのコアにどの程度近くまで観測することができるかということの意味する。PMT の光量に対する応答のリニアリティ(以下リニアリティ)を測定しておくことは非常に重要である。

PMT 毎にリニアリティは個性があるため、それぞれの PMT について gain 変更などの状況に応じてどこまでリニアリティが確保できているかを確認しなければならない。我々は、地表粒子検出器に仕込まれた 4 つの LED(上層、下層のシンチレータに二ずつ取り付けられている)を利用して、1 つずつ発光させたときの応答と、2 個の LED を同時に発光させたときの応答を比較することで、検出器のリニアリティを確認する方法を採用した。

7.2.1 設計

回路図を図 33 に示した。LED にかける電圧はアナログスイッチによって制御している。但し、ここで使用されているアナログスイッチは、全てのチャンネルが同じチップに載っているため LED を発光させる時間幅が短いと(数 10ns)、このスイッチングノイズによってリニアリティの測定は乱されてしまう。またケーブル間にもクロストークがあるため、400ns 以上の幅の矩形波を用い、クロストークの少ないケーブルを選択することで、この影響をできるだけ緩和した設計になっている。

LED の特性

採用した日亜の LED は、性能仕様によると、図 34,35 の応答をしている。但し、我々はこの図の表示よりも低い電圧から使用するため、DC 電圧をかけてその時流れる電流値を調べることで、図 58 のような特性を持っている事が分かった。実際に測定すると、幾らか個性がある事が分かる。

この特性に性能仕様にある光量と電流の特性(図 34 右側)をかけると、図 59 のような光量と電圧の特性を持っていることが分かる。LED は電圧で制御するようになっているので、図 59 の特性を PMT で検出することになる。

ダイオードに対して抵抗を並列につないでいるので、この組合せで完全に終端することはできない。また、ダイオードに流れる電流の大きさによって、ダイオードの入力インピーダンスは大きく変化する。これを考慮して抵抗値を適当な値に調整して LED のカソードアノード間に取り付けた。

図 60 に LED の発光波形による PMT からの出力電圧波形と、その電圧依存性の例を示す。PMT のゲインが 4×10^6 の時で、LED に電圧をかける DAC の設定をそれぞれ 142(約 2.8V),150(約 3.0V) で、幅を 400ns にした時

順電圧-順電流特性 Ta=22.6°C

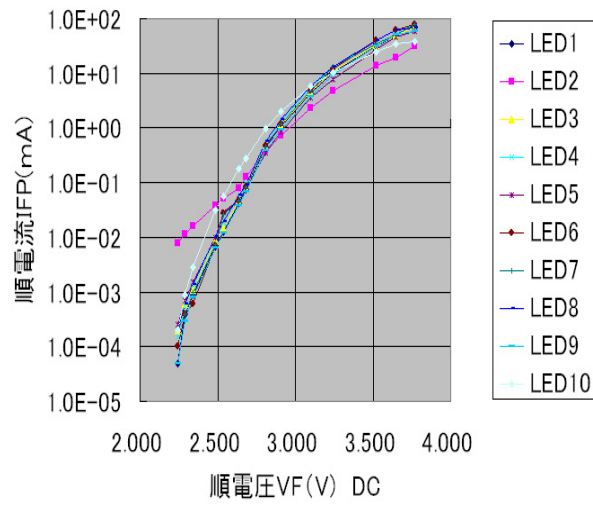


図 58: LED の電流電圧測定 (実測)

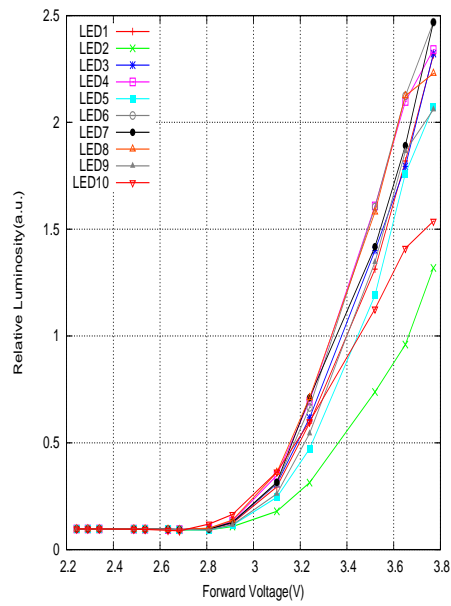


図 59: LED の光量電圧特性

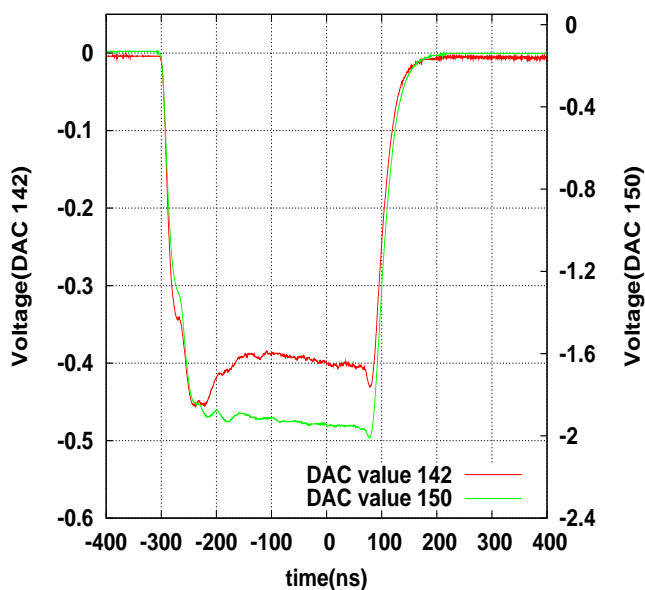


図 60: LED の発光による PMT からの出力電圧波形の例

の波形である。ある程度反射があるので、overshoot などがあるが、矩形に近い波形に調整されている。

また LED はロットの違いによって、発光波形がかなり違うことが確認されている。使用する LED は、個性があまりないように、取り付ける前に選定を行った。

7.2.2 リニアリティ試験方法

シンチレーター層に二つの LED をつけることで、可能になったリニアリティの試験方法を説明する。使用するふたつの LED を、LED1, LED2 とする。

- LED1、2 の発光で PMT に入射する光量をそれぞれ x_1, x_2 とする。
- LED の入射光量に対する PMT の応答を $f(x_1), f(x_2)$ とする。

PMT の線型性が保たれている場合、

$$f(x_1 + x_2) = f(x_1) + f(x_2) \quad (13)$$

がなりたっている。低い光量でこれは成立していると仮定する。

しかし大光量を PMT に入射させると、この関係は、PMT の内部を通る電荷量が増加する事による空間電荷効果や、ダイノード間に流れる電流がブ

リーダー電流と同程度になりダイノード間にかかる電圧が減少するなどの効果が原因で、PMT は線形な応答ができなくなってくる。

この時

$$f(x_1 + x_2) < f(x_1) + f(x_2) \quad (14)$$

となる。ここでは、最も単純に、 $f(x_1) + f(x_2) - f(x_1 + x_2)$ の 0 からのずれを評価した。PMT の応答 f については、出力された波形の積分値と、ピークの波高を用いた。

試験では、400ns の幅、約 2.6-3.0V のピーク電圧の電圧パルスを入力した。PMT のゲインは 4×10^6 にあわせて試験した。データ収集には、6 章で取り上げた地表粒子検出器用エレクトロニクスを用い、内蔵の LED のパルスジェネレータのタイミングでトリガーして、ADC 値の約 400event の平均値と、分散値を時間の bin ごとに出力するプログラムを用いた。

解析では LED の波形が十分に入っていると思われる時間 bin 40bin(800ns 相当) を積分したものを積分値に用いた。ピークの波高については、二つの LED を同時発光させた時のピーク波高 $f(x_1 + x_2)$ と、同じ時間 bin の波高を $f(x_1), f(x_2)$ として比較した。

試験はユタ州デルタの Cosmic Ray Center において、設置前の最終試験で行った。

7.2.3 リニアリティの試験結果

図 61 に、出力電圧パルスのピーク波高について、上で説明した方法で、リニアリティの測定結果を示す。縦軸では $f(x_1 + x_2)/(f(x_1) + f(x_2)) - 1$ を 100 分率で表示したものの典型的な例である。横軸は $f(x_1) + f(x_2)$ である。

図に引いている直線は、最初に $f(x_1 + x_2) > 4095$ となる時の $f(x_1 + x_2)/(f(x_1) + f(x_2)) - 1$ の値に設定している。この直線は、FADC 値が飽和する点を意味する。

同じ方法で ADC 値の時間積分量からリニアリティの測定結果を図 62 に示す。これは先にピークのリニアリティを示したのと同じ検出器の結果で、典型的なもの例である。

時間積分した値にはそれぞれ統計誤差をつけた。時間積分値に対する誤差は測定されていないので、誤差棒は誤差の下限に相当する。

同様にして一台ずつリニアリティの測定を行い、時間積分の値について直線からのずれが-5% になる時の時間積分量 (pC) を試験した全台数に対して測定した。その分布を図 63 に示す。結果は、ガウスフィットすると、平均が 11600(pC) 分散が 2600(pC) であり、これをパルス幅 400ns で割って、電流に直すと 29.0mA \pm 6.5mA に相当する。PMT の性能仕様によると pulse リニアリティが-5% になる電流量は 25mA なので、中心値は近い値に来ているが、ばらつきは 1σ で 22% と、かなり大きい事が分かる。

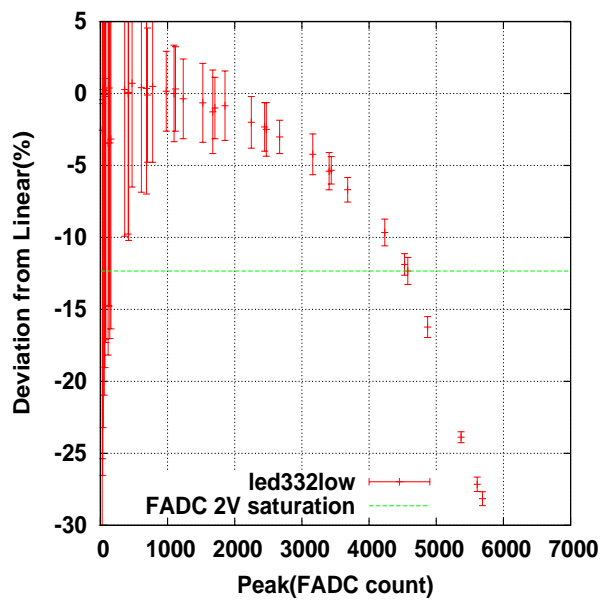


図 61: リニアリティの測定結果 (電圧波形のピークによる解析)

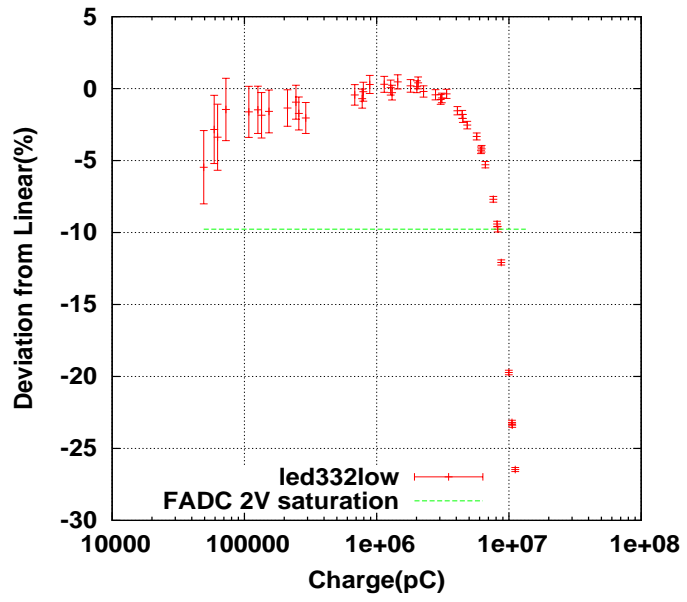


図 62: リニアリティ測定結果 (電荷による解析結果)

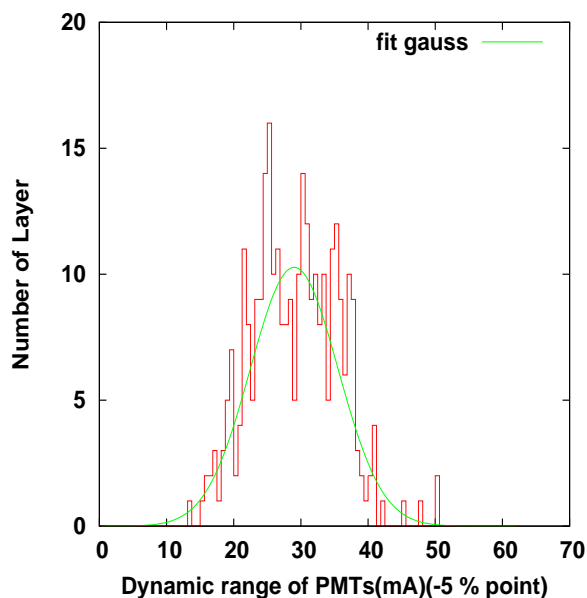


図 63: -5 パーセント 線形からずれる時の波形の時間積分値の分布

観測サイトに設置後にゲインは ADC 分布のピークをあわせるように再設定して、リニアリティのチェックを行うが、ここで全数においてリニアリティ測定が確認されているので、そこでも同様にして LED によるリニアリティの測定を行うことができる。

この結果から、測定時に使用されてきた $4 \cdot 10^6$ の PMT のゲインでは、ダイナミックレンジがどの程度得られるのか計算した結果を図 65 に示した。一方で図 64 はダイナミックレンジに関するソケットによる制限 (6.1.2 項参照) を示した図である。

図 64,65 では lateral distribution function、及び arrival distribution function は AGASA の実験式 (但し、一次宇宙線は陽子、天頂角は 0° 、標高は 900m の明野の設定のまま) を用いた。

図 65 では、1MIP のピークは 24p.e. であり、リニアリティが線形から 5% ずれるのが PMT に 29mA の電流が流れた時と考えて、これを linearity -5% の例として示した⁹。この時のダイナミックレンジの計算では、フィルターの影響は無視し、20ns の時間幅における FADC と PMT のリニアリティの制限の電荷量を 1MIP 相当の電荷量で割り算して、これを観測限界の粒子数とした。理由は、空気シャワーのコアから数百メートルの位置では粒子の到達時間の分布の半値全幅が数百 ns にもなることと、1MIP の幅は 20ns 程度であるからである。

⁹但し、1MIP ピークと PMT によるダイナミックレンジの両者の分布は 1sigma で 2 割から 3 割の広い分布を持つことに注意。

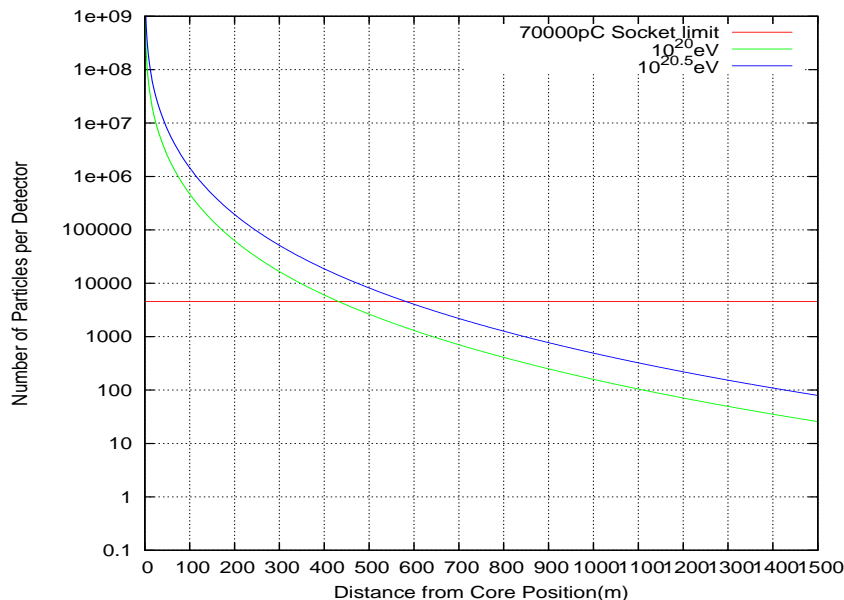


図 64: ソケットによる電荷の制限と AGASA の lateral distribution function の比較。PMT のゲインが $4 \cdot 10^6$ で、1 粒子の入射で PMT から 24p.e. の光電子が出るとして制限となる粒子数を計算した。

図 64 で、ソケットによる制限によると、PMT が現状のゲインの場合でも、エネルギーが 10^{20} eV の空気シャワーが到来しても、コアから 400m 程度まで検出器は飽和しないことが分かる。

一方で、図 65 からは、現状の PMT のゲインでは、 10^{20} eV の空気シャワーが垂直に到来した場合にコアから 650m 程度までしか観測することはできない事が分かる。

従ってダイナミックレンジは PMT のリニアリティによって制限されることが分かる。

この事から、現在はゲインを下げて観測する方法 (PMT のゲインを下げる、1 粒子が入射した時の応答も下がるのでレンジは延びる。) や、リニアリティの解析法の工夫などを現在検討中である。

7.3 量産カウンターの取扱い

量産カウンターに関しては、カウンターの移動が行われた前後で 1MIP の ADC 分布を毎回チェックすることで性能を確認している。確認は、気温が 20 °C 前後の室温下において行われている。図 66 は宇宙線研究所とユタ州デルタで収集したデータの比較である。

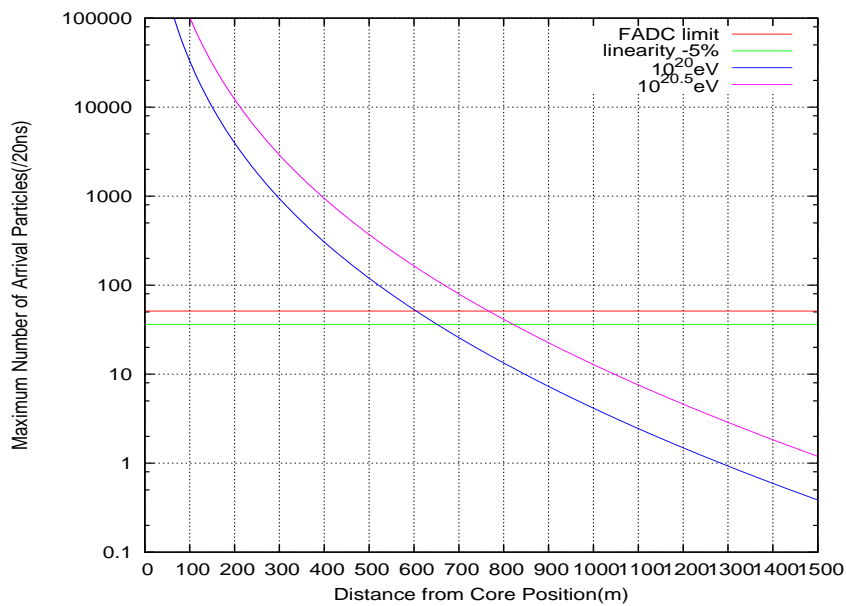


図 65: PMT と、FADC によって制限されるダイナミックレンジと AGASA の lateral distribution function の比較。PMT のゲインが $4 \cdot 10^6$ で、1 粒子の入射で PMT から 24p.e. の光電子が出るとして制限となる粒子数を計算した。電流による制限になるので、FADC によるデータ収集の 1 time bin である 20ns の間に検出器に到来する最大の粒子数について比較を行った。

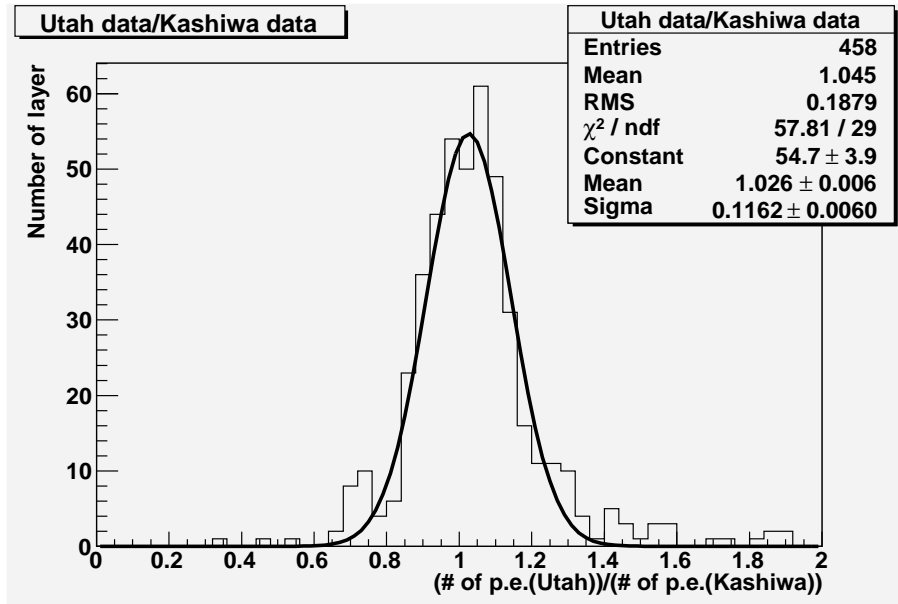


図 66: Utah(推定光電子数)/宇宙線研究所(推定光電子数) 分布

データは分布を持っていて、この分布よりも明らかに外れてデータが出なくなっているものについては、原因を特定して、修正を行っている。異常はソケット、ケーブル、およびそれらのコネクタ部の接続などによって起こり、随時不良コンポーネントの交換、修正を行っている。この分布の広がり、主に PMT とファイバーの接続部によって起こると考えられ、光学グリスの塗り具合で最大 20% 程度の ADC 分布のピークのずれを確認している。分布のピークが若干大きくなっているのも、より多くのグリスを塗るようになったからだと考えられる。

図 67 はソケットの修正前後で地表粒子検出器の ADC 分布のピークの比をとったものである。グリスの量は変えていないが、改めて行った組み付けの具合で標準偏差 5% 程度を確認している。図では 7% になっている。大きな移動があった場合の ADC 分布のピークの再現性はこの程度になっている。

7.4 地表粒子検出器の宇宙線に対する応答について

7.4.1 1MIP について

地表粒子検出器についてその ADC 分布を理解するために簡単なシミュレーションを行った。ここではカウンターに入射する粒子は、あるエネルギーと入射角の分布を持った μ 粒子一個であるとして、シミュレーションを行う。

地表粒子検出器シンチレータボックス番号 168 の上層と下層を例に取り、

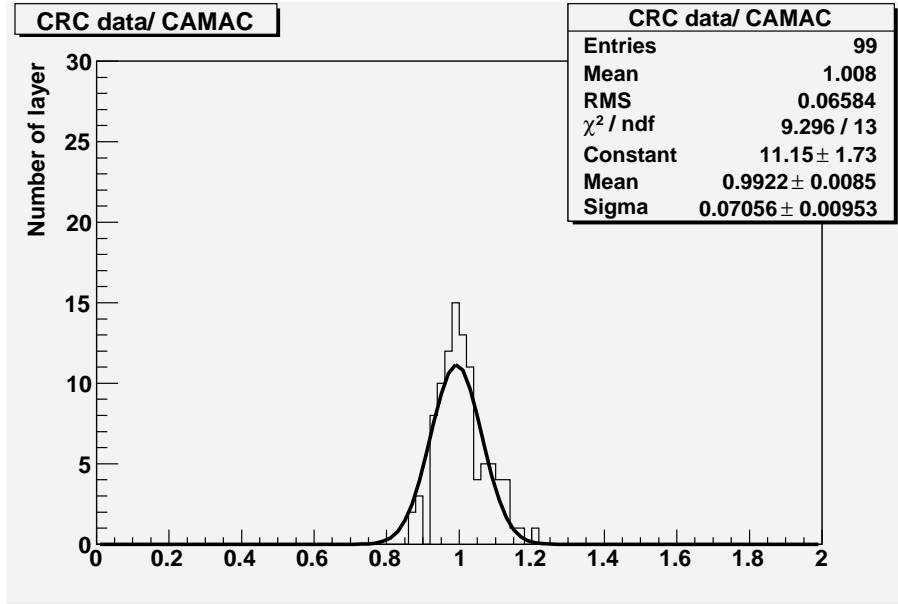


図 67: ソケット修正前後の ADC 分布のピークを比較した分布

説明する。

宇宙線のシグナルから PMT の波形になるまでの過程は、まず宇宙線が検出器の中を通過してエネルギーの損失を起こし、そのエネルギーがシンチレーション光に変換され、その光がファイバー中で波長変換されて、ファイバー内を通過して PMT の光電面を叩き、光子が電子に変換されて増幅され、観察できるシグナルとなる。

この過程を追っていく。まずプラスチックシンチレーター内部に置く宇宙線のエネルギー損失について説明する。

大気宇宙線の頻度

数 GeV から 100TeV 程度までの範囲のエネルギーの一次粒子の differential intensity I [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{E}^{-1}$] は、近似的に

$$I_N(E) \approx 1.8E^{-2.7} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \quad (15)$$

と表せ [18]、これを元に推定した $E > 1\text{GeV}$ の大気中の宇宙線の垂直のフラックスを、図 68 に示す。図中の点は negative muon の測定点 [19], [20], [21], [22] を示す。地表レベルでは、ミューオンが多く観測される。

特徴的な E_μ が大体 3GeV の時のミューオンのフラックスは天頂角に依存し、その依存性は大体 $\cos^2 \theta$ である。但し、より低いエネルギーの時にはこれ

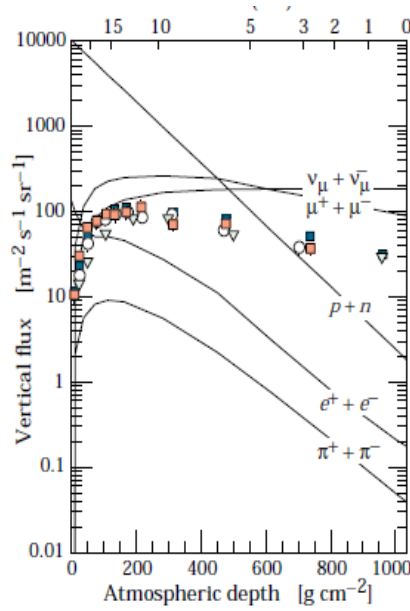


図 68: Eq.(10) のフラックスから推定される大気宇宙線の垂直フラックス $E_\mu > 1\text{GeV}$ [18]

より急な分布になり、高いエネルギーのときにはこれより平らな分布 ($\sec \theta$ に近づく) になっている。この分布を構成する differential なフラックスは以下のように表される。

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0.14E_\mu^{-2.7}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos \theta}{850\text{GeV}}} \right) \quad (16)$$

天頂角に関する 2つの項は、パイオンの寄与と荷電ケイオンの寄与に相当する。但し非常に高いエネルギーを除いて無視できる charm と heavier flavor の寄与は無視してある。

図 68 を利用し、天頂角分布を考慮すると (ここでは簡単のため $\cos^2 \theta$)、 $E_\mu > 1\text{GeV}$ のミューオンのレートを概算することができる。図 68 から、地表及び観測サイトに置けるフラックスは、それぞれ $97 \text{ (m}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{ at about } 1000 \text{ g/cm}^2)$, $120 \text{ (m}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{ at about } 880 \text{ g/cm}^2)$ これに天頂角分布を入れて、 $0 - 90^\circ$ までの積分を行うと、地表に水平に置かれた 3m^2 の検出器には、それぞれ $440 \text{ (sec}^{-1} \text{ at about } 1000 \text{ g/cm}^2)$, $530 \text{ (sec}^{-1} \text{ at about } 880 \text{ g/cm}^2)$ 程度の頻度であることが分かる。

大気ミュオンシンチレータ中のエネルギー損失

先に示したようなフラックスで、大気宇宙線は地表に降り注いでいる。以下では、その主成分であるミュオンの成分について考察する。

相対論的な速度を持つ荷電粒子は、物質中で最初に物質のイオン化および、原子の励起を行う。そのようなエネルギー損失の平均的な大きさは Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (17)$$

で表される。ここで、 $m_e c^2 (MeV)$ は電子の質量、 $r_e (fm)$ は古典電子半径、 N_A はアボガドロ数、 z は物質に入射する荷電粒子の電荷、 Z は吸収体の質量数、 $I (MeV)$ は平均励起エネルギー、 δ はイオン化によるエネルギー損失の密度効果による補正項、 $T_{max} (MeV)$ は、一回の衝突で自由電子に移動し得る最大の運動エネルギーである。

ミュオン、パイオン、プロトンにおいて計算したエネルギー損失を図 69 に示す。

水素を除けば入射粒子が同じ速さを持っている時は、 Z の増加に伴ってゆっくりエネルギーの損失も減少しているが、速さに対する依存性はほぼ同様であることが分かる。我々は有機シンチレータを通して観測するが、有機シンチレータ中の炭素に付随する π 軌道を形成する電子との相互作用とほぼ考えられるので、エネルギー損失は、大体図 69 の炭素の関数を見ればよく、 $\approx 2MeV/g/cm^2$ の minimum ionization particles を検出することになることが分かる。

以上で見たのは平均的なエネルギー損失だが、特にエネルギー損失は吸収する物質が薄い場合は特徴的にエネルギーの損失の大きい方に尾を引く分布をする。

この分布は、Landau, Vavilov, Bichsel によって徐々に改善する形で求められてきたものである。この分布はピークを

$$\Delta_p = \xi \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta \right) \quad (18)$$

に持つ。ここで、

$$\xi \equiv \left(\frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{2} \frac{Z}{A} \frac{x}{\beta^2} \right) \quad (19)$$

と定義し、 x を厚み (g/cm^2) とした。

但し、我々の検出器に関しては、 $1GeV/c$ の運動量を持つミュオンに対しても、Landau 分布で記述できる条件を

$$\frac{\xi}{T_{max}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \ll 1 \quad (20)$$

と十分満たしているので、大気ミュオンに対しては、Landau 分布と近似しても記述することができる。

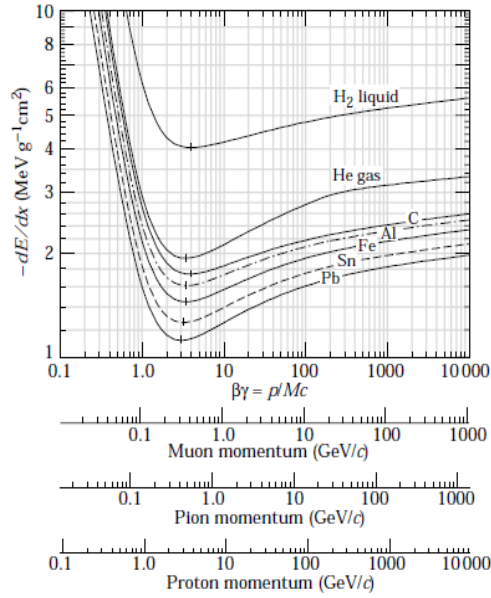


図 69: ミューオンのエネルギー損失 [17]

フラックスとシンチレータ内でのエネルギー損失の分布をかけたものが、検出器内の大気ミューオンによるエネルギー損失の分布となる。但し、実際には2次電子の影響もあるので、検出器の応答を計算するには、GEANTによってシミュレーションを行った。シミュレーションの条件として、粒子は μ^\pm 、運動エネルギー $E_k = 1\text{GeV}$ 、シンチは厚さ 12mm、縦横 10cm に設定し、シンチレータの中心に入射する粒子のみ扱い、縦横の大きさは Vertex を見て、シンチレータの中心に入射した粒子がシンチレータの横から十分出ていかない大きさにし、境界の影響は入れなかった。(図 70)

天頂角分布 $\cos^2 \theta$ に従う大気ミューオンのエネルギーは、1GeV のオーダーが典型的なエネルギーなので、このエネルギーを固定で入力することにした。

このエネルギー損失が、検出されるシンチレーション光の光量に比例することを利用して、その光量を PMT で検出する。従って、以上までの過程で得られた天頂角分布の入った Landau 分布は、最終的に測定される ADC 分布に直接影響している。

Landau 分布は、ピーク位置の約 10% の広がりを持っている。一方 $\cos^2 \theta$ に比例する天頂角分布による ADC 分布の広がりに対する寄与は、ピーク位置の 14% 程度の広がりを持っている。天頂角分布の条件を入れる場合と、垂直入射の場合で、分布のピークのエネルギーは、2.05 \rightarrow 2.25 (MeV) となった。

シンチレーターのスペックによると、蛍光効率は 50-60% Anthracene なので、絶対蛍光効率がおおよそ 0.03 で、20000 個程の photon が出ると考えられ、

これがある確率でファイバーのコアに入り、PMTの光電面に伝送される。

シンチレーション光として発生する光子数は十分に多いので、この影響は今回考慮に入れなかったが、ファイバーによる光子の捕獲の効率は5.4%と非常に小さい。一方でPMTに入射する光子の数は、量子効率を考慮すると、およそ240個である。伝送による損失を考えないとすると、この光子の発生の際に、最大でおよそ $\sqrt{240}/(240)$ で6%程度の誤差を持つ可能性がある。

前述のuniformity測定では、シンチレータの発光、ファイバーの応答、及びPMT感面の感度の2次元不均一性の効果を全て含んだ非一様性が測定され、上層が 1σ で±4%、下層が±7%の誤差があることが分かった。

光電面に入射した光子は、およそ10%の量子効率で電子に変換される。変換された電子はPMT中で増幅されて、シグナルとして認識される。分布としては、PMTの光電面から出る光電子数のポワソン分布および、PMTの増幅率の分布を経て観測されるADC分布になる。増幅率の分布は、暗室内のLEDによるsingle photo electronの測定結果から推定することができる。この分布には、1つの電子から第1ダイノードで増幅されるとき光電子数のポワソン分布が最も大きな寄与をすると考えられる。

ここで増幅率は $4 \cdot 10^6$ とした。従って、ADC分布の再構成に関して不定なパラメータは、(エネルギー損失)/(PMTの光電面から出る光電子数)の比例係数と、頻度の2つである。

この2つのパラメータを、測定されたADC分布にあわせて規格化した。頻度は、測定されたADC分布のピーク前後10カウントの平均とシミュレーション結果が一致するように規格化した。ピーク前後の平均をとったのは、もとのbin幅のままでは、統計誤差が10%程もあったので、より正しいピーク位置を比較するためである。

一方ADCカウント値はADC分布のピーク位置が一致するように(エネルギー損失)/(PMTの光電面から出る光電子数)の比例係数を調節した。

その結果得られたシミュレーションの結果と、測定データを比較したものが図71である。図は重ね書きしたものである。但し、2MIPなどの構造をはっきりと確認することはできなかった。

この結果から、光電子数のポワソン分布は、SD168のupは±21%,lowは±20%のADC分布の広がりに対する寄与がある事が分かった。一方増幅率の分布は、single photo electronの分布をランダムにふるることによって求められ、SD168のupは±10%,lowは±8%のADC分布の広がりに対する寄与があった。

あと、ADC分布に変換するための、エレクトロニクス自身のノイズによる誤差が上下層ともに±1%程度ある。

それぞれの分布の、ADC分布の広がりに対する寄与については表2に示した。表中には、それぞれの分布とその標準偏差/平均値、あるいはガウス分布

分布	168 up 標準偏差/平均値 (%)	168 low 標準偏差/平均値 (%)
<i>E Loss</i> 分布	10	10
天頂角分布	14	14
<i>Position Dependence</i>	4	7
ファイバーの光子捕獲効率	< 6	< 6
光電子数 <i>Poisson</i> 分布	21	20
<i>1 p.e.</i> 分布	10	8

表 2: ADC 分布の幅の構成要素



図 70: 粒子の飛跡 (μ^- 1GeV 10000 イベント入射時)

でフィットしたときのガウス分布の標準偏差/平均値を示した。どの分布が効いているのかおよそ比較のためである。ほぼ光電子数の分布のポワソン分布が最終的な PMT 出力の分布の広がりを決めているということが分かる。この比較から、測定された ADC 分布は一個の宇宙線ミューオンによるものとして説明できることが分かった。

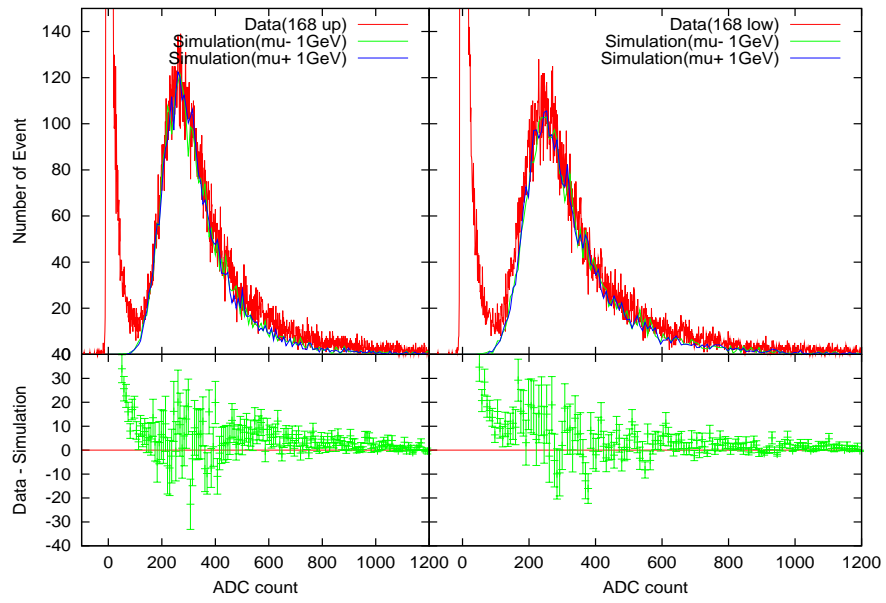


図 71: ADC 分布のデータとシミュレーションの比較

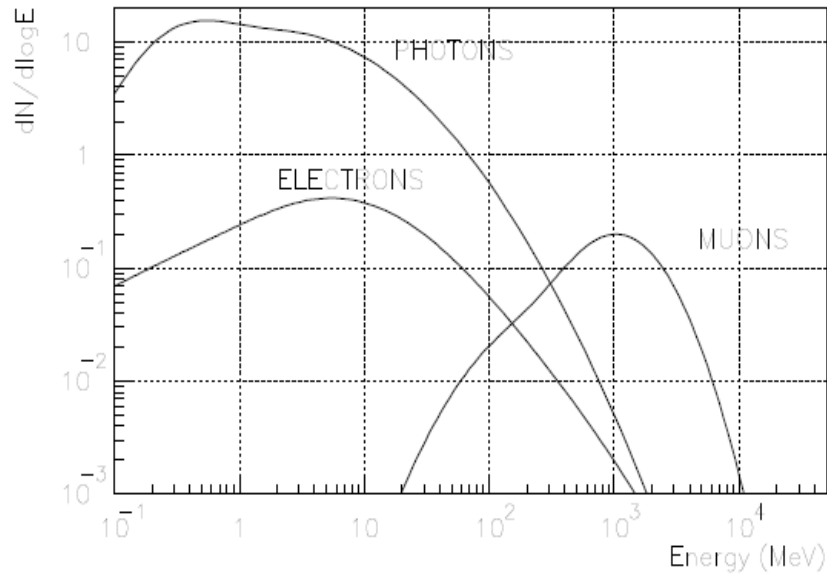


図 72: コア位置から 900m のシャワー粒子のエネルギー分布。線は光子、電子、ミュオン数の分布。

7.4.2 シャワー粒子について

1MIP に対する検出器の応答を理解することができれば、シャワー粒子に対する応答も見積もることができる。シミュレートされた検出器に入射して来る粒子のエネルギーと数の分布を図 72 に示す。

この分布に検出器の応答をかけたものが、検出されるシグナルに相当する。そうすると我々の検出器の場合、例えば図 72 にあるコアから 900m あたりでは、ミュオンも電子も十分エネルギーを持っているので、落ちて来る粒子数がシグナルの大きさに効いてくることになる。そうすると電子が主なので、コアからの距離が大体エネルギーの決定に使うパラメータを出すあたりでは電磁成分がほとんどだと言うことができる。最終的にこのようなデータ解析はシャワーシミュレーション及び検出器シミュレーションを用いて行う。

7.5 1MIP モニターデータ

最後に、検出器を観測サイトに設置後、無線を使って取得したデータについて考察する。

通信塔にある HOST の地表粒子検出器用エレクトロニクスで無線を用いて、設置後に 3 台の地表粒子検出器に対して 2006 年 11 月 20 日から 25 日までの毎日の波形データと、30 日の波形データを取得した。PMT にかける電

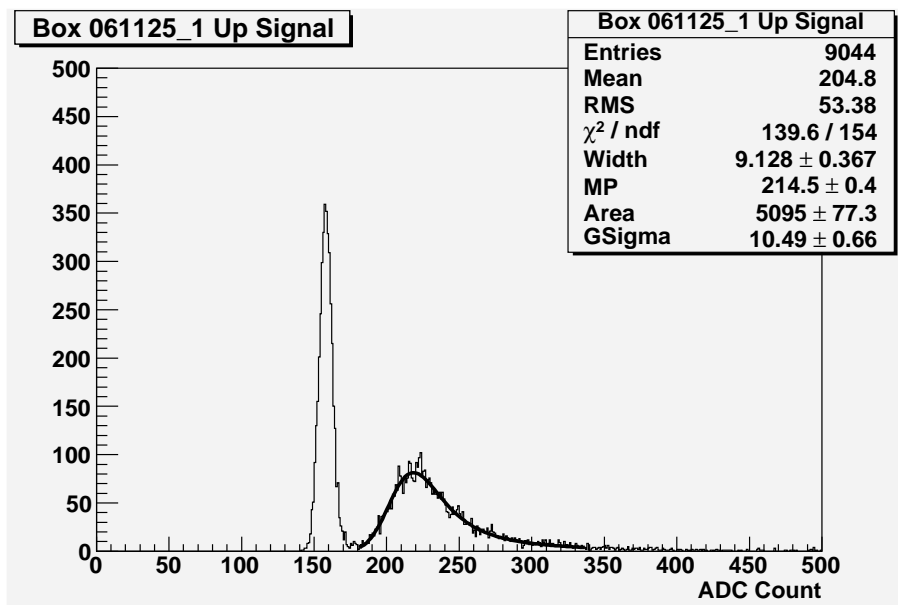


図 73: 1MIP ADC 分布の例 (地表粒子検出器 1506 up)

圧は、ADC 分布のピークがほぼ 50 カウントに揃うように設定した。PMT のゲインは約 $2.5 \cdot 10^6$ に相当する。

設置された地表粒子検出器は、ダイナミックレンジをより大きく確保すること、検出器の調節を簡便にすることのために、ピークを低めにした上で全ての検出器で大体ピークをそろえる。

LED からの光量 (変化は十分小さいと確認済) を用いて、PMT にかける電圧を変化させることで測定したゲインカーブと、それまでにデルタで測定した ADC 分布のピークの値を用いて、設定電圧を決定した。

トリガー条件は、sum8 トリガー (6.2 節参照) で 20 ADC count、上層、下層のシンチレータでそれぞれトリガーする。時間積分はトリガーポイントあたりの 20word(400ns) を用いて行った。

求めた ADC 分布の例を図 73 に示す。図の例は、11 月 25 日に取得した ADC 分布である。シグナルのピークがはっきりと見えているのが分かる。

しかし、毎日取得している ADC 分布は、日によって 20% 近く 50 カウントからずれてしまう事が分かった。このデータを取得した時間の温度を、デルタ市内の公園の weather station のデータから確認すると、よく相関していた。

温度を横軸に、調べた ADC 分布のピークの値を縦軸にして、相関を調べた図が図 74 である。

こうして確認した温度依存性は、検出器毎に直線でフィットすると、

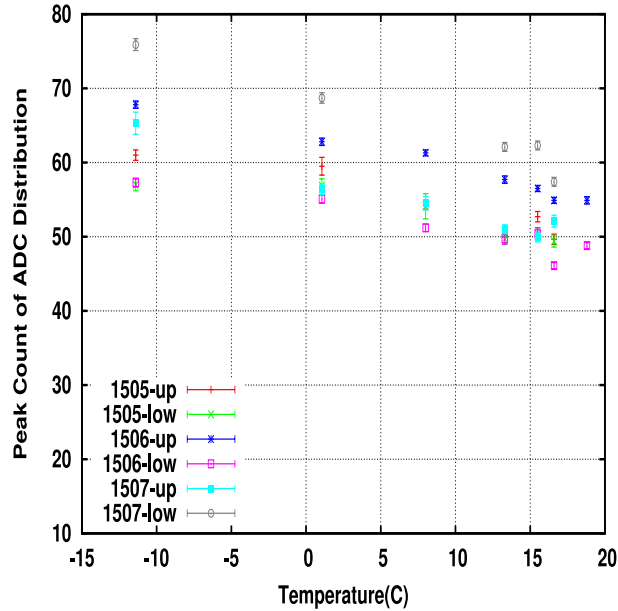


図 74: ADC 分布と気温との関係

検出器	温度依存性 %/°C at 0 °C
1505 up	-0.7 ± 0.1
1505 low	-0.6 ± 0.1
1506 up	-0.7 ± 0.1
1506 low	-0.7 ± 0.1
1507 up	-0.8 ± 0.1
1507 low	-0.9 ± 0.1

となる。この温度依存性は、恒温槽の中で行った地表粒子検出器の温度試験の結果、図 75 と一致した結果になっている。

ピンクの CI と書かれた結果が我々が使用しているシンチレーターの結果である。ここでは約-0.8%/°Cの温度依存性を示している。

この温度成分は、主に PMT の光電面の QE の温度依存性と、シンチレーターの発光効率の温度依存性によるものと考えられ、スペックシートによれば前者が-0.5%/°C、程度となっている。この温度依存性を除くと、± 3% の誤差で安定性を確認することはできた。

上記の結果のように、一日空いてしまうと、温度変化がかなりあるので、安定性の確認には誤差がある程度になってしまう。そこで、連続して 3 時間程度の波形の取得を行うことで、安定性の確認を試みた。トリガー条件は sum8 トリガーで 12 カウントと低めのトリガー条件で、上下層のシンチレーターのコインシデンスで 10000event ほどのデータを収集した。また、測定の間は温

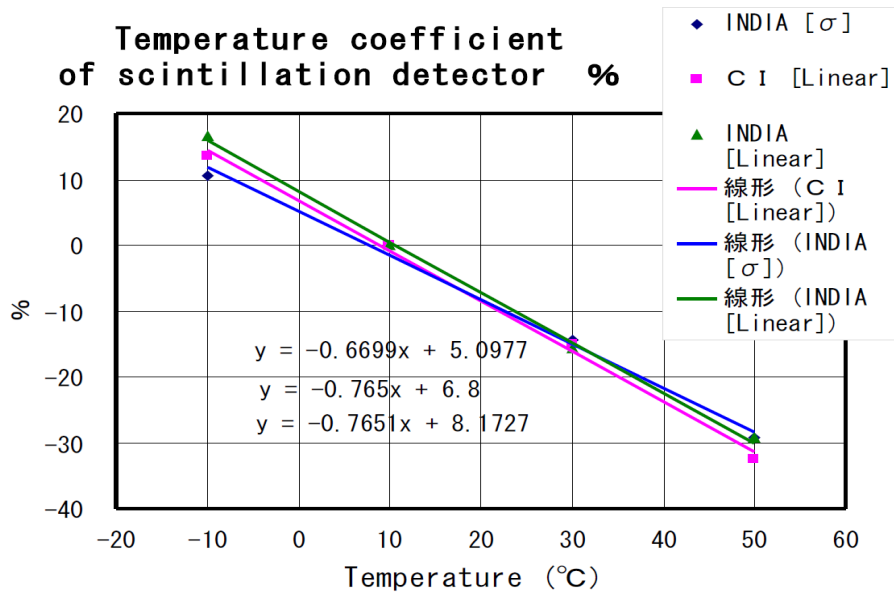


図 75: 恒温槽試験結果 [45]

度変化は小さく、3 時間の間での変動した温度は、約 1°C であった。

ADC 分布の解析法は同じで、このトリガー条件での ADC 分布の例を図 76、ピークの時間変動を図 77 に示した。但し、横軸を時間に換算するために、データ収集のレートを、およそ 15Hz とした。ピークの変動は上下層ともに ±0.6% であった。一方でフィッティングエラーが ±0.8-0.9% 程度なので、変動は誤差の範囲内であった。無線の通信を通したデータの通信及び、地表粒子検出器の安定性において、約 1% 以内で正常な動作が確認することができた。

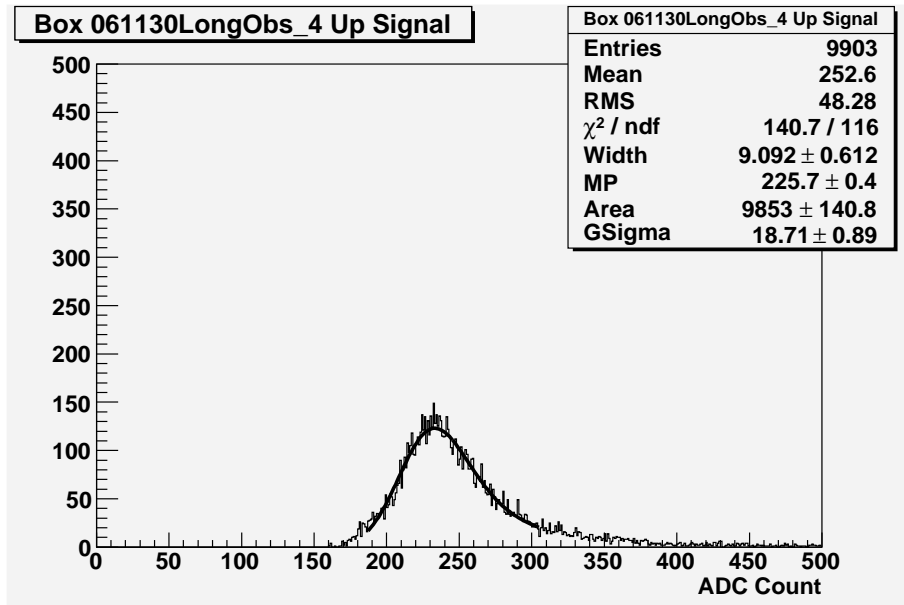


図 76: 長時間測定した 1MIP ADC 分布 (地表粒子検出器 1505 上層)

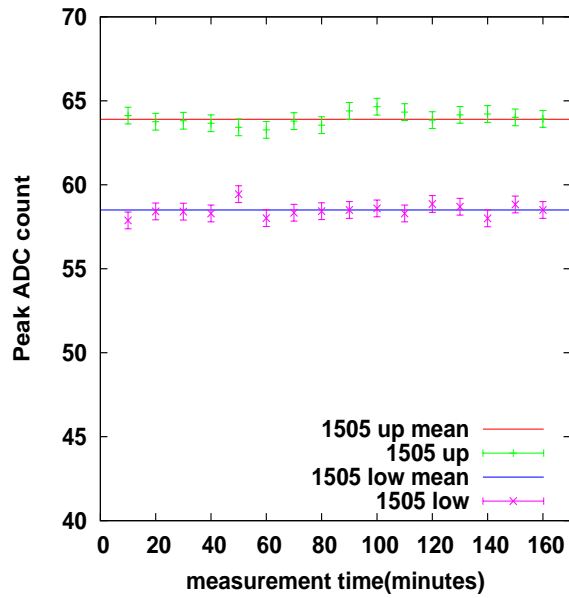


図 77: 長時間測定におけるピーク変動

8 まとめと結論

我々は、地表粒子検出器の製作、較正を通して、1MIP 対する検出器の応答について考察し、ADC 分布の形状を理解することができた。

また、1MIP のレートが730Hz であるという測定結果から、level-0,level-1 トリガーのレートは730Hz と40Hz で、データ収集に関して問題を生じないことを確認した。

また、LED によるリニアリティの測定方法を確立し、それによってダイナミックレンジがPMT によってほぼ決まっていて、典型的には-29mA の電流出力が限界であることを確認した。更に、設置後の検出器の1MIP 較正についても約1% 以内の安定な動作を確認し、地表粒子検出器のハードウェア部分の完成を確認した。地表粒子検出器は2007年2月に設置が終了し、その後定常的な観測が始まる。今後は実際の運用中に、ここで確立した方法で、1MIP の較正、リニアリティの較正や、レートなどモニターを進めていく。

9 謝辞

本論文を執筆する際に、的確な助言を数多くしてくださった福島先生に深く感謝致します。また、本研究を進めるに当たり、サポートしてくださったTA-SDグループの皆様にご心より御礼申し上げます。特に佐川先生、櫻井先生、野中先生、小澤先生には数多くのご指導を頂きました。皆様にご深く感謝致します。

参考文献

- [1] J.W.Cronin,private communication
- [2] R.J.Protheroe astro-ph/9612212
- [3] A.M.Hillas,Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22,425(1983)
- [4] M.Takeda et al., Astropart.Phys. 19 (2003) 447-462
- [5] L.K.Ding et al.,Astrophys.J.474,490(1997)
- [6] Vallee J.P. 2004,New A Rev.,48,763
- [7] T.Stanev et al.,Phys.Rev.Lett. 75,3056(1995)
- [8] N.Hayashida et al.,Phys.Rev.Lett. 77,1000(1996)
- [9] Antoine et al. astro-ph/0610160
- [10] B.M.Connolly et al., Phys.Rev.D 74(2006)043001
- [11] M.S.Longair,High energy astrophysics(Cambridge Univ.Press,1981)
- [12] M.Teshima et al., J.Phys.G: Nucl.Phys 12 (1986) 1097-1113
- [13] The Telescope Array Project: Design Report, July, 2000
- [14] High Energy Astrophysics,2nd Edition,Cambridge Univ.Press 1992.
- [15] A.M.Hillas,Proc. 12th ICRC,Hobart, 3,1001(1971)
- [16] H.Y.Dai et al.,J.Phys.G14,793(1988)
- [17] W.M.Yao et al.,J.Phys.G 33 1,(2006)
- [18] Eidelman et al.,Physics Letters B592,1(2004)
- [19] R.Bellotti et al.,Phys.Rev.D60,052002(1999)
- [20] R.Bellotti et al.,Phys.Rev.D53,35(1996)
- [21] M.Boezio et al.,Phys.Rev.D62,032007(2000)
- [22] S.Coutu et al.,Phys.Rev.D62,032001(2000)
- [23] S.Yoshida et al.,J.Phys.G:Nucl.Part.Phys.20(1994)651-664
- [24] F.Cohen Private Communication
- [25] Greisen K. 1966,Phys.Rev.Lett., 16, 748

- [26] Zatsepin G.T., & Kuz'min V.A. 1966, JETP Lett., 4, 78
- [27] Yoshida S. & Teshima M. 1993, Prog. Theor. Phys., 89, 833
- [28] Berezhinsky V., & Grigorieva S.I. 1988, A&A, 199, 1
- [29] De Marco et al., Astropart. Phys 20 (2003) 53-65
- [30] C.A. Norman, D.B. Melrose, & A. Achterberg, Astrophys. J. 454, 60 (1995).
- [31] H. Kang, D. Ryu and T.W. Jones, Astrophys. J. 456, 422 (1996)
- [32] C.J. Cesarsky and V. Ptuskin, Proc. 23rd ICRC 2, 341 (1993).
- [33] P.L. Biermann and P.A. Strittmatter, Ap. J. 322, 643 (1987)
- [34] E. Waxman, Phys. Rev. Lett. 75, 386 (1995)
- [35] M. Vietri, Astrophys. J. 453, 883 (1995).
- [36] P. Bhattacharjee, C. T. Hill, & D. N. Schramm, Phys. Rev. Lett. 69, 567 (1992).
- [37] M. Takeda et al, Proc. ICRC 341 (2001)
- [38] S. Lee, astro-ph/9604098 (1996)
- [39] F.A. Aharonian and J.W. Cronin, Phys. Rev. D 50, 1892 (1994)
- [40] M. Takeda et al., Astrophys. J. 522 (1999) 225-237
- [41] Y. Wada & N. Inoue Internal Report.
- [42] M. Takeda Internal Report.
- [43] CI Industries Private Communication.
- [44] Kuraray Technical Information, Scintillation Materials, Kuraray Co., Ltd.
- [45] S. Kawakami Presentation at JPS Sep. 2004.
- [46] D. Ikeda Internal Report.
- [47] J.W. Cronin, Nucl. Phys. 28B (Proc. Supp.), 213 (1992).
- [48] T.K. Gaisser and A.M. Hillas, Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference. 8. 353 (1977).
- [49] PS1806 Spec Sheet, Electron Tubes Co., Ltd.
- [50] NSPB320BS Spec Sheet, Nichia Chemical Industries Co., Ltd.