

修士論文

テレスコープアレイ実験における地表粒子検出器シ
ミュレーションとそれを用いたエネルギー較正

東京理科大学大学院
理工学研究科 物理学専攻
小林 健太郎

指導教員
千葉 順成

平成22年3月28日

概要

これまで 10^{20} eV を超えるエネルギーを持った超高エネルギー宇宙線は地球まで到達することが非常に難しいと考えられてきた。しかし 1990 年代後半、日本を中心とする AGASA グループは、その予想を超える超高エネルギー宇宙線を 11 例観測したと発表した。一方アメリカを中心とした HiRes グループは予想を肯定する結果を発表した。しかし両実験ともエネルギーの決定精度・検出頻度が低く、 10^{20} eV を超える宇宙線の存在は確定には至らなかった。また、超高エネルギー宇宙線の起源、発生メカニズム等も解明しておらず、これらの問題を解決するためにはエネルギー、到来方向、一次宇宙線の粒子などを精度良く、高頻度で観測出来る実験を行う必要があった。

テレスコープアレイ実験 (Telescope Array Project : TA) では、プラスチックシンチレータを用いて宇宙線を直接観測する地表粒子検出器 (Surface Detector : SD) アレイと、高エネルギー宇宙線が大気と相互作用することにより発生する大気蛍光を観測する大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector : FD) を用いて超高エネルギー宇宙線の同時観測を行う。現在、両検出器の製作・試験・設置は終了しており、2008 年 4 月から本格的に稼働を始めている。

超高エネルギー宇宙線の起源を特定するためには、到来する宇宙線のエネルギー、到来方向を高精度で決定する必要がある。地表粒子検出器では地表に到来する空気シャワーの粒子数から 1 次宇宙線のエネルギーを、到来時間差から到来方向を決定している。そのため地表粒子検出器による 1 次宇宙線のエネルギー決定では空気シャワーの生成モデル、検出器の系統誤差が重要となる。

本研究では地表粒子検出器に対するモンテカルロシミュレーションにより、空気シャワーを構成する主な粒子について検出器の応答を詳細に調べる。次に空気シャワーシミュレーションを用いて観測サイトにおける空気シャワーを再現し、評価した後、検出器シミュレーションで入射することで空気シャワー粒子のエネルギー損失分布を求める。この分布 [MeV] と観測サイトにおいて取得しているモニターデータ [FADC count] の分布を直接比較することは出来ないため、シミュレーションより得た分布の単位をいくつかの段階ごとに変換していくことで期待されるモニターデータを求める。これと実際のモニターデータと比較することでその換算係数 [FADC count / MeV] を求める。

目次

第 1 章 序論	4
第 2 章 超高エネルギー宇宙線	6
2.1 宇宙線	6
2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル	6
2.1.2 宇宙線の加速機構	6
2.2 超高エネルギー宇宙線	7
2.2.1 GZK カットオフ	7
2.2.2 起源モデル	9
2.2.3 超高エネルギー宇宙線実験の現状	12
2.3 空気シャワー	13
2.3.1 空気シャワー現象	14
2.3.2 横方向発達	14
2.3.3 縦方向発達	16
2.3.4 空気シャワーの観測方法	17
第 3 章 テレスコープアレイ実験	22
3.1 テレスコープアレイ実験の概要	22
3.2 地表粒子検出器	22
3.2.1 地表粒子検出器のデータ収集	26
3.2.2 地表粒子検出器の較正とモニター	27
3.2.3 地表粒子検出器による 1 次宇宙線のエネルギー、到来方向決定	31
3.3 大気蛍光望遠鏡	31
3.3.1 大気蛍光望遠鏡のデータ収集	31
3.3.2 大気蛍光望遠鏡の較正	34
第 4 章 地表粒子検出器シミュレーション	39
4.1 シミュレーション概要	39
4.1.1 エネルギー損失	40
4.2 シミュレーションによる地表粒子検出器の応答	41
第 5 章 空気シャワーシミュレーション	55
5.1 シミュレーション概要	55
5.2 ミューオンの天頂角分布	57

5.3 1MIPによるエネルギー損失	59
第6章 SDの較正	61
第7章 結論	69

第1章 序論

宇宙空間を飛び回る陽子や原子核、電子やニュートリノ、光子などの高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess により発見された。宇宙線はこれまでに 10^8eV から 10^{20}eV を超える広い範囲で観測されており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。このうち 10^{14}eV 以下の低エネルギー宇宙線については、気球や人工衛星などを用いて直接観測を行うことができる。しかし、 10^{14}eV 以上の宇宙線は到来頻度が少なく、観測には大きな検出面積が必要となる。そこで、宇宙線が大気に突入し空気と相互作用することにより生成される二次粒子を地上で観測する間接的な方法が行われる。これまでの宇宙線実験で観測された宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

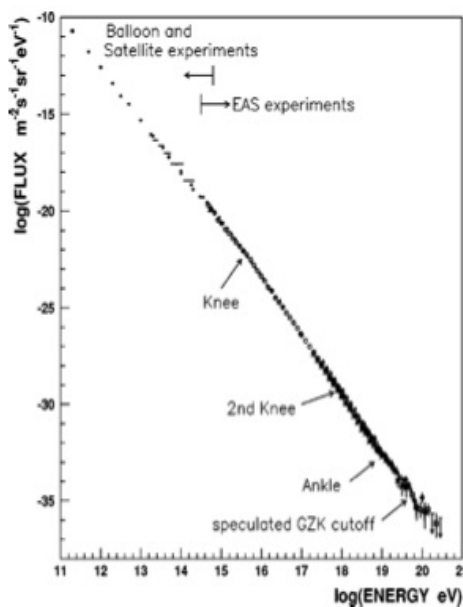


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

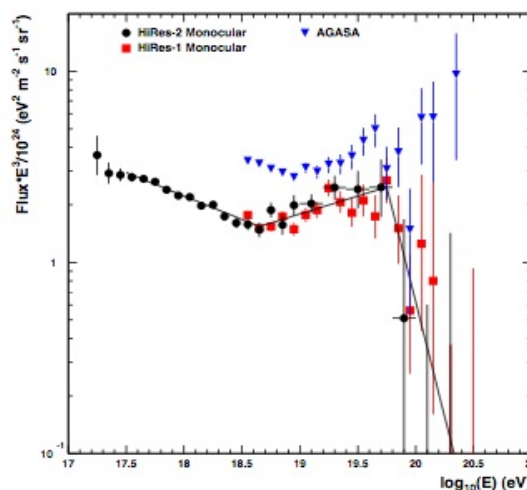


図 1.2: AGASA、HiRes 実験による 10^{20}eV 付近のエネルギースペクトル

一次宇宙線のエネルギースペクトルの特徴として、 $10^{15}\sim 10^{16}\text{eV}$ 、 10^{19}eV 付近に大きな折れ曲がりが見られ、それぞれ knee 領域、ankle 領域と呼ばれている。1960 年代後半、Greisen、Zatsepin、Kuzmi は宇宙線のエネルギースペクトルが 10^{20}eV 付

近でカットオフを持つことを示した [1][2]。 10^{20} eV 以上の超高エネルギー宇宙線は宇宙空間に存在する 2.7K の宇宙背景放射との相互作用によりエネルギーを失うので、ある距離より遠方 (100Mpc 程度：1pc=3.26 光年) からは地球に到達しないという予想である。このカットオフは予言した 3 氏の頭文字をとって GZK カットオフと呼ばれている。

しかし 1998 年、AGASA(明野広域空気シャワーアレイ) 実験は GZK カットオフを超えるエネルギーを持つ宇宙線を 11 例観測したという結果を発表した [3]。これは GZK カットオフを確認したという HiRes(High Resolution Fly's Eye) 実験の結果と食い違っていた (図 1.2)。両実験は 1 次宇宙線が大気分子との相互作用により生成される空気シャワー (2 次宇宙線) を観測することで間接的に 1 次宇宙線を観測している。ただし、AGASA 実験では空気シャワーを構成する荷電粒子をシンチレーターを用いて地表で直接捕らえるのに対し、HiRes 実験では大気中で空気シャワーから発生する大気蛍光を観測している。この観測方法の違いが結果の違いに関係しているのではないかという推測もある。現在超高エネルギー宇宙線の起源は判明していない。起源を決定するためには超高エネルギー宇宙線の到来方向と核種を知る必要がある。

宇宙線のエネルギースペクトルには GZK カットオフが存在するのか、存在しないのであれば超高エネルギー宇宙線の起源は何であるのかという問題に決着を付けるべく、日米韓共同のもとでテレスコープアレイ (Telescope Array Project : TA) 実験が行われている。TA 実験では AGASA 実験と HiRes 実験の観測方法を踏襲し、地表で空気シャワーを直接観測する地表粒子検出器 (Surface Detector : SD) と、空気シャワーにより発光する大気蛍光を観測する大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector : FD) による同時観測を行う。

本論文では、SD の空気シャワー粒子に対する応答および空気シャワー粒子によるエネルギー損失分布の較正に関して議論する。SD は高エネルギー 1 次宇宙線により生成された空気シャワーを地表で観測することで、そのシャワーサイズから 1 次宇宙線のエネルギーを推定するので、空気シャワーに対する検出の応答を調べることは重要である。第 2 章では超高エネルギー宇宙線および空気シャワー現象について述べ、第 3 章ではテレスコープアレイ実験と検出器の較正について説明する。第 4 章ではモンテカルロシミュレーションによる SD の性能評価を行う。第 5 章では空気シャワーシミュレーションを用いて実際を想定した空気シャワーを作り、シンチレータでのシャワー粒子のエネルギー損失分布を得る。第 6 章ではこの分布をいくつかの段階を踏んで変換することによりモンテカルロシミュレーションにより期待される観測データを求め、実際の観測データと比較することによりエネルギー損失分布から観測データへの変換係数を求める。最後に第 7 章で本研究のまとめを行う。

第2章 超高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線は宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線であり、その主成分は陽子、残りは He や鉄などの重たい原子核である。

銀河内に存在する宇宙線は銀河磁場によりローレンツ力を受け、螺旋運動をしている。その軌道のラーモア半径は

$$R_L \simeq \frac{E}{ZeB} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで、 E 、 Ze 、 B はそれぞれ宇宙線粒子のエネルギー、電荷量、銀河磁場の強さであり、 $B \sim 3\mu\text{G}$ である。図 1.1 に示した knee 領域以下のエネルギーを持つ宇宙線のラーモア半径が銀河円盤の厚さより十分小さいので、宇宙線は進行方向を曲げられることにより銀河内に閉じ込められる。例えば $E=10^{15}\text{eV}$ の陽子の場合 $R_L \sim 0.3\text{pc}$ であり、銀河円盤の厚さは 300pc 程度であることから銀河内に閉じ込められる。

しかし、knee 領域以上のエネルギーを持つ宇宙線はラーモア半径が大きくなり、銀河円盤への閉じ込めが困難になり銀河系からの漏れだしが起こる。その結果として、地球で観測出来る宇宙線の強度が急激に減少するという考えもある。例えば、 $E=10^{18}\text{eV}$ の陽子の場合 $R_L \sim 300\text{pc}$ と銀河円盤の厚さ程度となる。

10^{19}eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線が銀河中心方向のみでなくあらゆる方向から一様に観測されることから、超高エネルギー宇宙線は銀河系外からも到来すると考えられているが、詳しくは解明されていない。

2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

図 1.1 に現在までに観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。太陽活動の影響を受けない 10^{10}eV を超えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルが $f(E) = k \times E^\alpha$ で近似できる。knee 領域までは $\alpha \sim 2.7$ であり、knee 領域から ankle 領域までは $\alpha \sim 3.0$ である。 10^{20}eV を超えた領域では、宇宙線の到来頻度が 100km^2 あたり年間 1 事象と非常に少なく、観測量が少ないため、そのスペクトルはよく決まっていない。

2.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙では様々な高エネルギー現象が観測されており、単一の粒子加速ではなくいくつかの加速機構が働いていると考えられる。現在高エネルギー宇宙線の加速機構は、超新星爆

発に伴う衝撃波の乱流電磁場下でのフェルミ加速が有力である。

フェルミ加速

フェルミ加速とは 1949 年 E.Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間磁気雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である [4]。これによれば、星間磁気雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間磁気雲との衝突による加速は、この α が星間磁気雲の速度の 2 乗に比例することから、2 次フェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙加速モデルとしては、この 2 次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の速度に比例することが示され、1 次フェルミ加速と呼ばれる。加速効率は速度差に比例するので、2 次フェルミ加速と比較して加速効率は良いが、この加速機構には衝撃波の広がり制限があり $E=10^{15}\text{eV}$ 程度が加速限界であると考えられている。

2.2 超高エネルギー宇宙線

宇宙線研究の中でも興味深いトピックスの一つが超高エネルギー宇宙線である。超高エネルギー宇宙線とは 10^{20}eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、1963 年に初めて観測された。以後 AGASA や HiRes グループなどにより観測されて来たが、その存在や起源、伝播についてはまだ解明されていない。

2.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation: CMBR) の存在が発見された直後、Greisen, Zatsepin, Kuzmin らによって超高エネルギー宇宙線が伝播中に CMBR と相互作用し大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した。2.7K の CMBR ($\sim 10^{-3}\text{eV}$) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を超える高エネルギーガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するため、大きなエネルギー損失が起こる。

$$p + \gamma_{2.7K} \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.2)$$

$$\rightarrow p + \pi^0 \quad (2.3)$$

$$\rightarrow p + e^+ + e^- \quad (2.4)$$

図 2.1 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによると、一次宇宙線が陽子の場合だけでなく陽子より重い鉄の原子核でも 10^{20}eV 付近で減衰距離が急激に短くなる

ことがわかる。

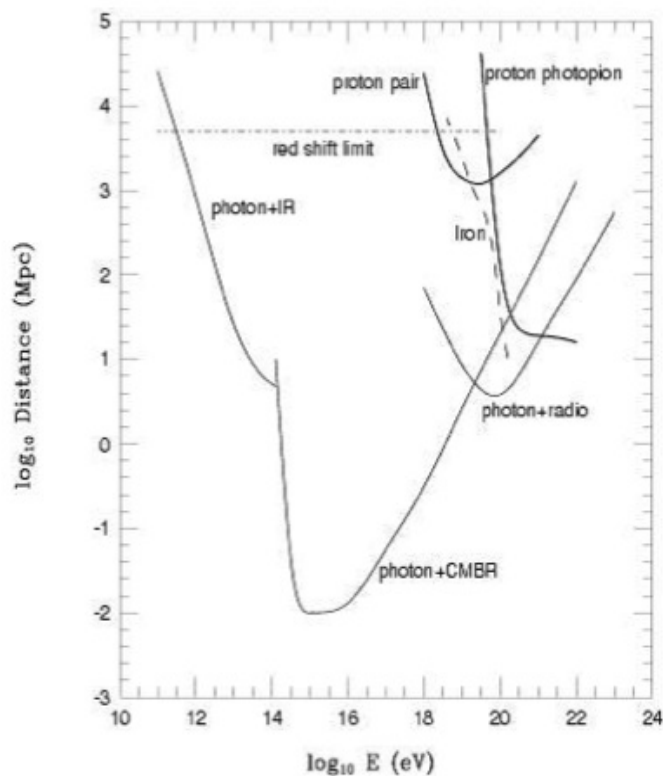


図 2.1: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離とエネルギーの関係。 10^{20} eV 付近で陽子、鉄ともに急激に減衰距離が短くなっている。

一次宇宙線が陽子であると仮定して 10^{20} eV 以上の陽子の減衰距離は 100Mpc 程度であることがわかる。つまり彼らの主張が正しいのであれば、地球から 100Mpc 以上離れた場所から 10^{20} eV を超えた宇宙線が発生したとしても伝播中に相互作用を起こしてエネルギーを失うため、地球に到達することはない。もし、 10^{20} eV 以上の一次宇宙線が地球に到来した場合、100Mpc 以内に超高エネルギー宇宙線の起源があること示している。

以上のような理由により地球で観測される宇宙線のエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に大きなカットオフがあると考えられており、これが GZK カットオフと呼ばれるものである。GZK カットオフによって予想される宇宙線のスペクトルを図 22.2 と図 2.3 に示す。観測される超高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが宇宙線の起源を研究する上で重要な鍵となっている。

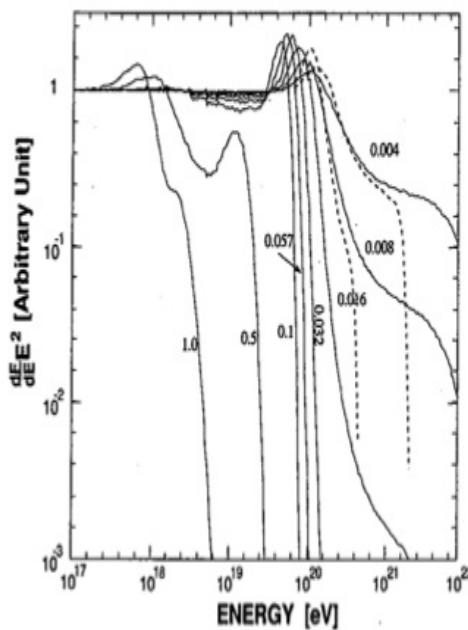


図 2.2: GZK カットオフによる宇宙線のスペクトル。起源が点源で赤方偏移 ($z = 0.004$ から 1.0) にあると仮定した場合。

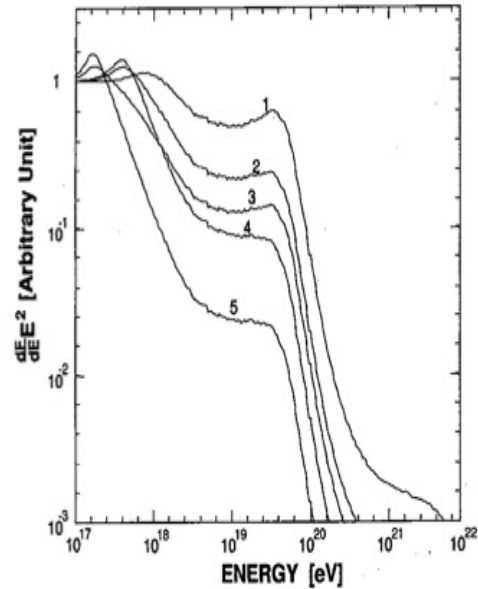


図 2.3: 起源が点源ではなく空間的に分布している時の GZK カットオフによる宇宙線スペクトル。グラフ中の数字は空間分布のモデルの違いであり、モデルによりスペクトルの形が変わる。

2.2.2 起源モデル

超高エネルギー宇宙線の起源はいくつかの候補が考えられており、それらは大きくボトムアップモデルとトップアップモデルの 2 種類に分けられる。

ボトムアップモデル

フェルミ加速あるいはその他のメカニズムによって低いエネルギーの宇宙線を超高エネルギーへと加速し、放射している放射源モデルをボトムアップモデルと呼ぶ。宇宙線を高エネルギーに加速するためには、そのラーモア半径が加速領域より小さい必要があるため、加速限界が決まり、最大加速エネルギーは

$$E_{max} \leq \gamma e Z B L \beta c \quad (2.5)$$

となる [5]。ここで βc は衝撃波の速度、 eZ は加速される粒子の電荷、 B は加速領域の磁場の強さ、 L は加速領域の大きさ、 γ は衝撃波のローレンツ因子で正の定数である。図 2.3 に

10^{20} eV 以上にまで加速可能な候補天体の大きさと電磁強度、最大加速エネルギーの関係を示した。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は超高エネルギー宇宙線の加速源の候補から除外されることがわかる。銀河系内の天体では唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補では、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について以下に述べる。

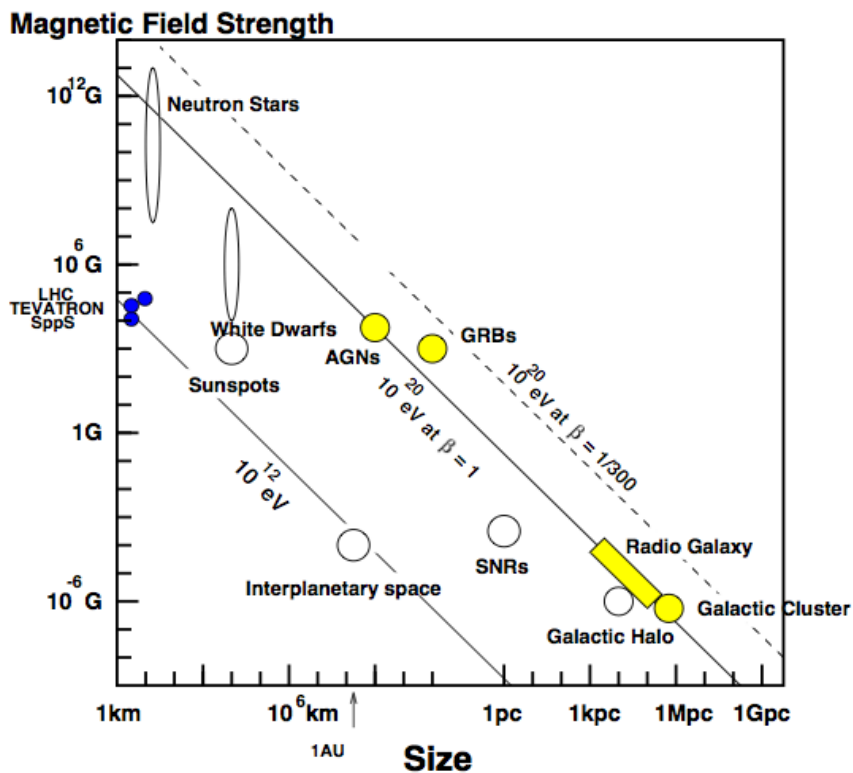


図 2.4: 高エネルギーまで加速できる天体候補のサイズと磁場の強さ。

中性子星 表面の磁場が 10^{13} G を超えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射されるという指摘もある。このモデルでは超高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されるので、超高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で重要である。

活動銀河核 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって起こる。ただし、AGN における加速ではその周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19}eV であると考えられている。

電波ローブ AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスとの衝突によって強い衝撃波が生じており、100kpc 以上にも広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を閉じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN は稀で、地球からの距離も遠く、さらにこれまでに観測された超高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また次に近い既知の類似天体は NGC315 だが、これは 100Mpc と遠すぎる。

ガンマ線バースト ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst:GRB) は、既知の現象の中で最も激烈なものの一つであり、超高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、超高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19}eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 限界のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できるが、これまでに観測された超高エネルギー宇宙線イベントと GRB の方向に相関は見つかっていない。

銀河団 数 μG オーダーの磁場が 50kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件式 (2.3) を満たしている。しかし 10^{20}eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。

衝突銀河 巨大な衝撃波と $20\mu\text{G}$ オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線のラーモア半径を超える。しかし、 10^{20}eV 以上まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさに大きな違いがあることが条件である。

トップダウンモデル

素粒子物理の標準的な理論を超えた新しい物理に基づくモデルや未知の超高エネルギー天体現象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルはトップダウンモデルと呼ばれる。以下にいくつかの例を挙げる。

TD,SHRの崩壊、対消滅 ビッグバン初期、すなわちインフレーションの最後またはその後生成された宇宙ひもなどの位相欠陥 (Topological Defect:TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles:SHR) が銀河近傍で崩壊して超高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、この過程では GZK カットオフより低エネルギーでは陽子が、高エネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予測されている。

Zバースト 超高エネルギーのニュートリノが重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が超高エネルギー宇宙線として観測されるとするモデルである。この反応で生成されるのはほとんどが光子である。また宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。

相対論の破れ 超高エネルギー領域では特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ の共鳴的生成が起こらないとするモデルである。これまで、ローレンツ因子 γ が 10^{11} を超えるようなエネルギー領域では特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このようにトップダウンモデルでは GZK カットオフを超える超高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、現在の標準的な素粒子と天体の理論を超える新たな物理への鍵となる可能性がある。

2.2.3 超高エネルギー宇宙線実験の現状

これまで超高エネルギー宇宙線を観測するために様々な実験が行われて来た。これに取り組んだ AGASA 実験と HiRes 実験はそれぞれエネルギースペクトルを調べたところ、両実験間で GZK カットオフについて異なる結果が得られた。

AGASA は地表粒子検出器を用いた観測で GZK カットオフが見られないという結果を示したのに対し、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、スペクトルが GZK カットオフと一致し、その存在を示唆する結果を発表した [6]。

このように AGASA と HiRes は食い違う結果となったが、超高エネルギー宇宙線は到来頻度が年間 1 個/ 100km^2 と極めて低く、統計量の多い観測が出来ないこと、AGASA と HiRes のエネルギー決定の系統誤差はそれぞれ 18 %、20 % であることもあって、GZK カットオフの存否についてはどちらも決定的な結果は出せていない。また、両者はそれぞれ異なっ

た方法で観測をしており、観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている。

現在では、こうした問題を解決するために、地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡の同時観測を行う、テレスコープアレイ実験 (Telescope Array Project : TA 実験) とピエール・オージェ実験 (Pierre Auger Observatory : Auger 実験) が建設され、実験が始まっている。

Auger 実験は 2007 年 11 月、地球に降り注ぐ超高エネルギー宇宙線の発生源が活動銀河核 (AGN) と相関があると発表した [7]。これによると今までに $4 \times 10^{19} \text{eV}$ 以上のエネルギーの宇宙線を 81 個観測している。このエネルギーでの到来方向決定精度は数度以下であり、これらの粒子が宇宙で発生する場所を特定するのに十分であるという。そして $57 \text{EeV} (10^{19.75} \text{eV})$ 以上のエネルギーの宇宙線を 27 個観測しているが、これらの到来方向分布が等方的でないことが確認された (図 2.5)。また、超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルは GZK カットオフと一致していると示唆している [8]。これに対し HiRes 実験は、超高エネルギー宇宙線の到来方向は AGN と相関はないと発表した [9]。しかし、HiRes 実験は北半球で観測しているのに対し Auger 実験は南半球で実験を行っているため一概には比較できない。HiRes 実験の結果を確認するには、同じく北半球で実験を行っているテレスコープアレイ実験の結果を待つ必要がある。

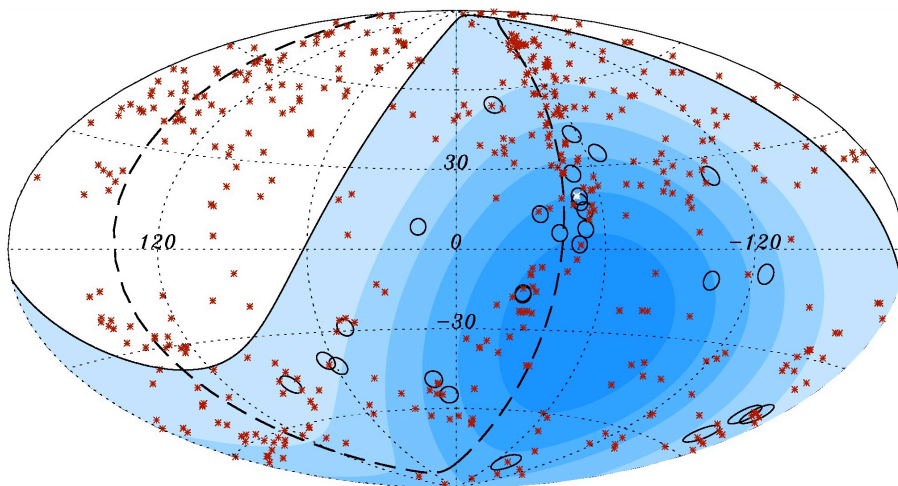


図 2.5: Auger 実験によって観測された $10^{19.75} \text{eV}$ 以上の宇宙線 27 個の到来方向を 3.1° の円で示している。赤い点は 75Mpc 以内の AGN を示す。青い領域は観測された領域で濃さが露出の多さを示す。

2.3 空気シャワー

宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、到来頻度の多い 10^{14}eV 以下の宇宙線は、気球や人工衛星などに観測装置を搭載することで直接観測することが可能であるのに

対し、それ以上の高エネルギーの宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、直接観測することは難しい。そこで1次宇宙線が大気と相互作用して生成される2次粒子(空気シャワー)を測定する間接的な方法が用いられる。

2.3.1 空気シャワー現象

1次宇宙線が大気に入射すると大気中の原子核と相互作用して、陽子、中性子、 π 、 K などのハドロンを生成する。これらの2次粒子も大気中の原子核と次々相互作用を起こしハドロンが生成されていく。この現象をハドロンシャワーと呼ぶ。ハドロンシャワーで生成される粒子のうち π^0 は寿命が短いため、大部分が大気中の原子核と相互作用を起こす前に 2γ に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\tau = 0.84 \times 10^{-16} \text{sec}) \quad (2.6)$$

高エネルギー γ は対生成を行い、電子と陽電子を生成する。これらの粒子は制動放射や電子陽電子対消滅により複数の γ を放出する。一方、 π^\pm は崩壊で μ^\pm が生成され、以下のような崩壊を起こす。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_\pi = 2.6 \times 10^{-8} \text{sec}) \quad (2.7)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6} \text{sec}) \quad (2.8)$$

これらの電子、陽電子も同様に γ を放出する。このように γ 線と荷電粒子が転換を繰り返すことで増幅される現象を電磁シャワーと呼ぶ。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり電子成分が大気に吸収され粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では74MeVであり、これよりエネルギーが小さくなるとシャワー発達が止まる。このように高エネルギーの宇宙線が地球に突入することで形成されるハドロンシャワーと電磁シャワーを合わせて空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーの模式図を図2.6に示す。

2.3.2 横方向発達

電磁シャワーは電荷を持った粒子が大量に発生するため、多重クーロン散乱によりシャワー粒子はシャワー軸から離れ広がっていく。シャワー軸と垂直な方向の粒子密度分布は横方向分布(lateral distribution)と呼ばれる。電磁シャワーの広がりにはハドロンシャワーによって形成される横広がりよりも大きいので、空気シャワーを電磁シャワーの横方向発達で近似することを考える。

西村、鎌田によって電磁シャワーについて荷電粒子の横方向分布が3次元で解析的に計算されており、それをGreisenが近似して得られたNishimura-Kamata-Greisen(NKG)関数[10]がよく用いられている。

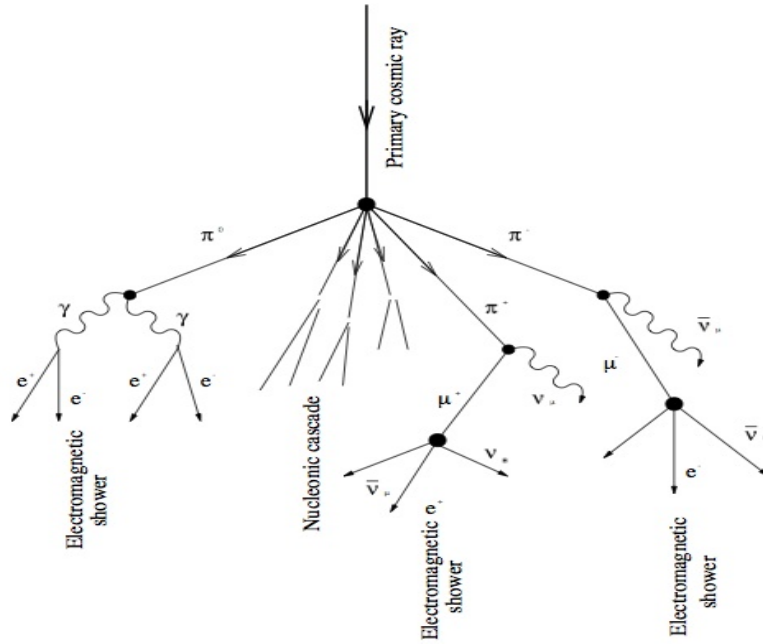


図 2.6: 空気シャワーの概念図

$$\rho(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (2.9)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right)} \quad (2.10)$$

ここで R はシャワー中心からの距離、 C は規格化定数、 N_e は全電子数、 R_M はモリエールユニット、 s は電磁シャワーの発達度合いを表すエイジパラメータ、 E_0 は1次宇宙線のエネルギーである。空気シャワーは $s = 1$ で最大発達となり、 $s < 1$ では発達、 $s > 1$ では減衰状態となる。

実際の空気シャワーは電磁シャワー成分だけでなくハドロン成分のコアを持ち、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の相互作用を介して電磁成分に組み込まれる。その結果シャワーコアから離れたところでは式 (2.9) による分布より緩やかになる。このような分布関数は Linsley らにより、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \quad (2.11)$$

と求められている。ここで η は $R > R_M$ における横方向分布関数の強度を決めるパラメータである。また AGASA 実験ではシャワーコアから 1 km 以上の領域における電子密度の測定により、吉田らによって横方向分布関数が拡張されており、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left(\frac{R}{1000} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (2.12)$$

となる。AGASA 実験では、 $R_M=91.6\text{m}$ という値を用いている。また、天頂角の浅いシャワー ($\sec\theta < 1.2$) の場合、 $6 \times 10^{17} \sim 2 \times 10^{18}\text{eV}$ のエネルギーについて $\eta = 3.972 - 1.792(\sec\theta - 1)$ 、 $\delta = 0.6 \pm 0.1$ という値を得ている。図 2.7 に AGASA 実験で観測された横方向分布の例を示す。

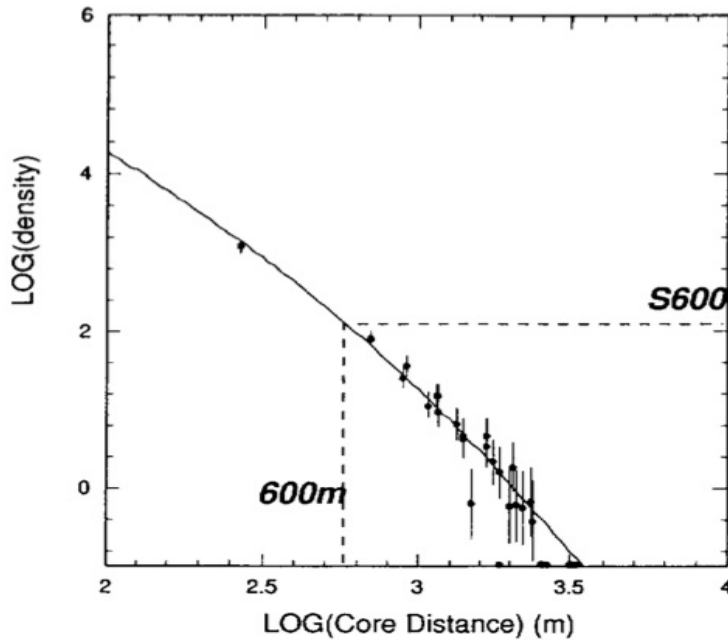


図 2.7: AGASA 実験で観測された荷電粒子の横方向分布の例。実線は (2.12) 式の関数である。

2.3.3 縦方向発達

空気シャワーに含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子が持つエネルギーは減少し、 ϵ_0 に近づくと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギーが E_0 の光子 1 個が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達には次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.13)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) \quad (2.14)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.15)$$

ここで t は電子の大気中での輻射長 ($38g/cm^2$) を単位とするシャワーが通過した大気の厚さである。1次宇宙線が陽子によって生じる空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案 [11] に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda} \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.16)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100T eV} \right) \quad (2.17)$$

ここで ϵ は空気に対する臨界エネルギーで $74.0MeV$ 、 X_{max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_1 は1次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) で $70g/cm^2$ である。

1次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{max} (最大発達時の粒子数)の違いとなって現れ、およそ $N_{max} \propto E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は1次宇宙線のエネルギー [eV]) の関係がある。また、同一の1次エネルギーである場合、1次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 X_{max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きく、より上空で発達が始まること、さらに核子あたりのエネルギーが小さく、エネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは $X_{max} \propto \ln \left(\frac{E_0}{A} \right)$ (A は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 2.8 に示す。

2.3.4 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法には大きく分けて、地表に到達する2次宇宙線を地表粒子検出器をアレイ状に多数並べて直接観測する方法と、光学望遠鏡による大気蛍光法の2種類がある。

地表粒子検出器 多数の粒子検出器を地表に配置して、到来する空気シャワー粒子を直接捕らえることで、宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイという。空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と5%のミューオン成分、少数のハドロン成分からなる。地表粒子検出器として用いる検出器は、実験や目的により様々であるが、プラスチックシンチレータ検出器、ミューオン成分のみを選択的に検出するためのミューオン

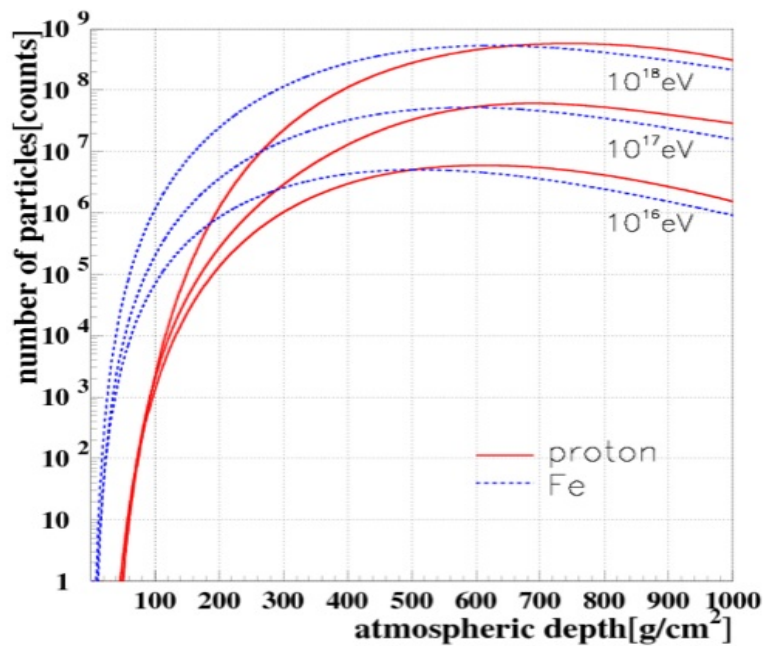


図 2.8: 一次宇宙線のエネルギー、核種による空気シャワー発達の違い

検出器やハドロン成分を観測するために特化したハドロンカロリメータを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、1次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることが出来る。空気シャワーは図 2.9 のようにシャワー面は粒子の厚みをもって地表に到達する。この厚みを考慮しつつ各検出器への到来時間差から空気シャワーの到来方向を求めることが出来る。一方エネルギーは各検出器で検出された時間差情報からシャワー軸、粒子数密度から、横方向分布、全粒子数を推定することで得られる。しかし、横方向分布はハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とする。その際ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることとなる。

大気蛍光法 大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用したものである。

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子中の電子を励起し、この電子が低い準位に落ちる時にエネルギーを光として放出する。光の減衰時間が比較的早い (10^{-3} sec 以下) のものを蛍光、そうでないものを燐光という。すなわち大気は宇宙線に対してシンチレータとして働く。80MeV の電子が1気圧の大気中を1 m 通過した場合の発光光子数はおおよそ4個であるが、1次宇宙線が 10^{20} eV の場合、膨大なシャワー粒子数のためシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個にもなり、その発光継続時間は $30 \mu\text{s}$ 程度になる。これを光学

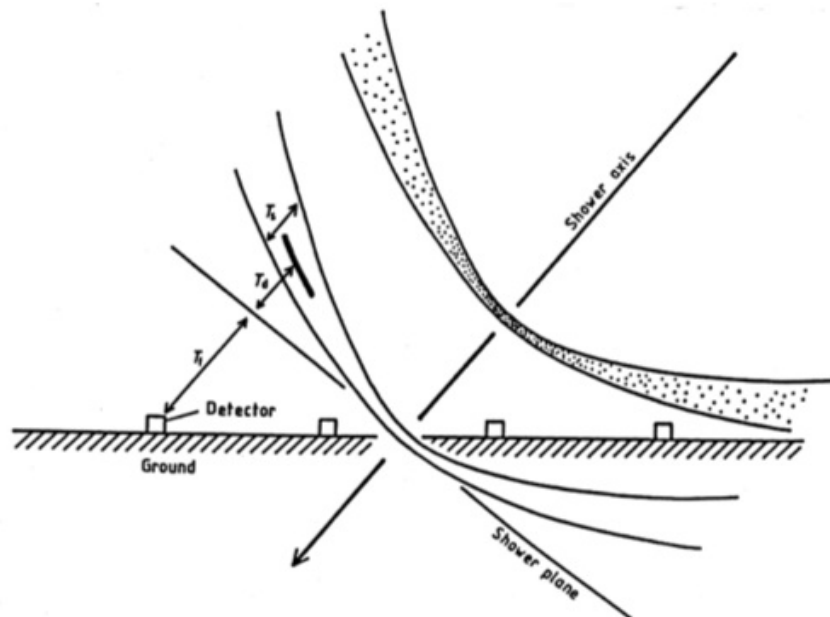


図 2.9: 地表付近の空気シャワー断面の概念図

望遠鏡で集光し、高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30km 遠方からでも観測することが出来る。また、この大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるので 1 次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことが出来る。

大気蛍光法での 1 次宇宙線の種類の推定は、空気シャワー軸の再構成、空気シャワーの縦方向発達の再構成を経て行われる。空気シャワー軸の再構成は蛍光の軌跡求めることが出来る。特に遠く離れた 2 台の望遠鏡で同じシャワーを観測した場合、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる。空気シャワー軸を決定した後、以下の手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

1. 空気シャワー中の電子 1 個から光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。
2. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と上で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (2.16) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの 90 % 以上は、シャワー中の電子成分の電離損失により、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から次のように 1 次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (2.18)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 74MeV である。またシャワーの縦方向発達の様子 (特に X_{max}) から、1次粒子の判別が可能である。

大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測と比べると得られる情報量が多く、1次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定できる。ただし、この方法でエネルギーを決定するには、大気中での発光効率、散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理する必要がある。大気蛍光法の概念図を図 2.10 に示す。

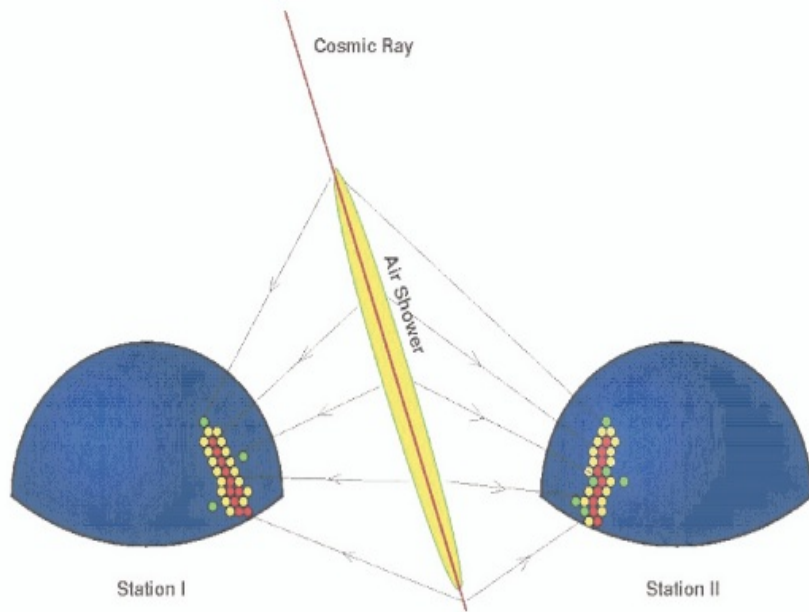


図 2.10: 大気蛍光法の概念図

チェレンコフ光 シンチレーション光とは別に、物質中を通過する荷電粒子は、速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速、 n は物質の屈折率) より大きいとき、粒子の奇跡に沿って光を放射する。この光をチェレンコフ光という。チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して θ の角度をなす波面として観測される。

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.19)$$

1 気圧の大気において $n \sim 1.00029$ であるので、その放射角 θ は約 1.4° であり、チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は電子の場合約 21MeV である。波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda} \sin^2 \theta \quad (2.20)$$

となる。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数であり、 z は媒質の原子番号である。実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりを持ち、さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受けている。このため、シャワー軸から約 20° 以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量が無視できない。

第3章 テレスコープアレイ実験

3.1 テレスコープアレイ実験の概要

テレスコープアレイ (Telescope Array:TA) 実験は、507 台の地表粒子検出器 (Surface Detector:SD) と 3 ステーションの大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) を用いて超高エネルギー宇宙線の観測を行う実験である。以前行われていた超高エネルギー宇宙線実験 AGASA 型の地表粒子検出器と HiRes 型の大気蛍光望遠鏡を使って同一のイベントを観測できるのが特徴である。設置場所は米国ユタ州のソルトレイクシティから南西の北緯 39 度、西経 113 度、平均標高 1400m(大気深さ $875\text{g}/\text{cm}^2$) の砂漠地帯である。この場所は人工光が少なく、晴天率も高めで湿度も低いため、大気蛍光望遠鏡の観測に適している。また、500 台以上の地表粒子検出器を設置することが出来る広大な盆地状になっており、検出器や施設を結ぶ長距離無線にも都合が良い場所となっている。

実験サイトと実験施設の配置図を 3.1 に示す。地表粒子検出器は 1.2km 間隔に碁盤の目状に 507 台設置されている。それを囲むように大気蛍光望遠鏡が 3 ステーション、視野をサイト中央に向けて設置されている。各望遠鏡ステーションから等距離の位置には Central Laser Facility(CLF)、Black Rock Mesa(BRM) FD ステーションでは Light Detection And Ranging(LIDAR) を設置し、大気透明度を測定している。Black Rock Mesa FD ステーションから 100m 離れた場所に小型加速器 Electron Light Source(ELS) を設置されており、大気蛍光望遠鏡の絶対エネルギー較正を行う。実験サイトの 3ヶ所に通信塔を設置し、地表粒子検出器と通信塔、通信塔間、通信塔とステーション間で無線通信を実現している。

テレスコープアレイ実験では地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡で同時観測を行うことで SD、FD の系統誤差の見積もりを行えるだけでなく、両検出器の情報を利用することでより高い精度でエネルギーや到来方向を決定することが出来る。図 3.2 に TA 実験における空気シャワー観測の概念図を示す。

3.2 地表粒子検出器

TA 実験の地表粒子検出器はプラスチックシンチレータを使用し、荷電粒子を直接観測する検出器である。図 3.3 に SD の外観図を示す。1 台の SD は無線通信用アンテナ、ソーラーパネル、シンチレータボックス、エレクトロニクスとバッテリーを収納するステンレスボックスで構成されている。

シンチレータボックスの内部の構造を図 3.4 に示す。シンチレータは、面積 $1.5 \times 0.25\text{m}^2$ 、

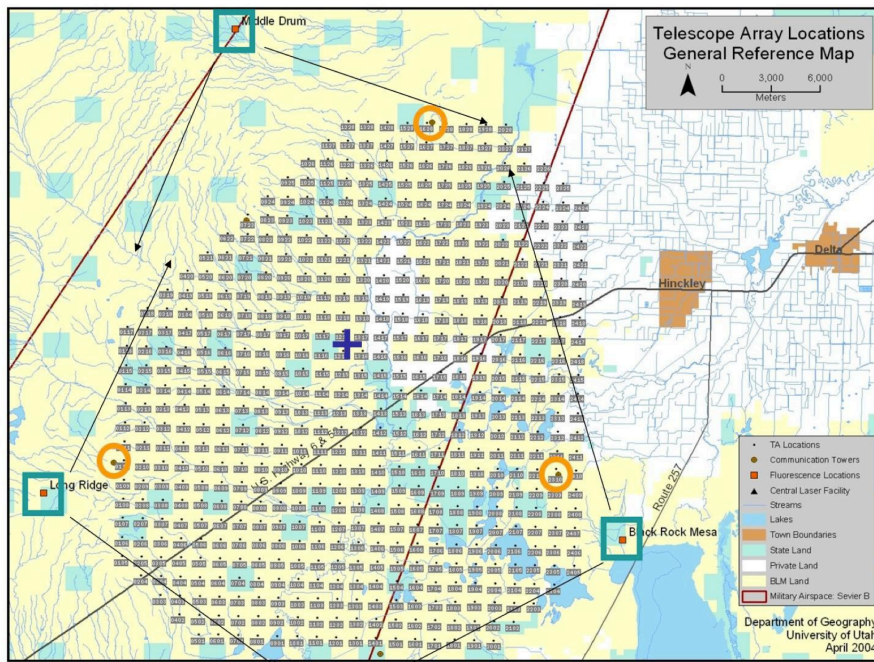


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。碁盤目状に地表粒子検出器が配置され、それを取り囲むように大気蛍光望遠鏡が設置されている。

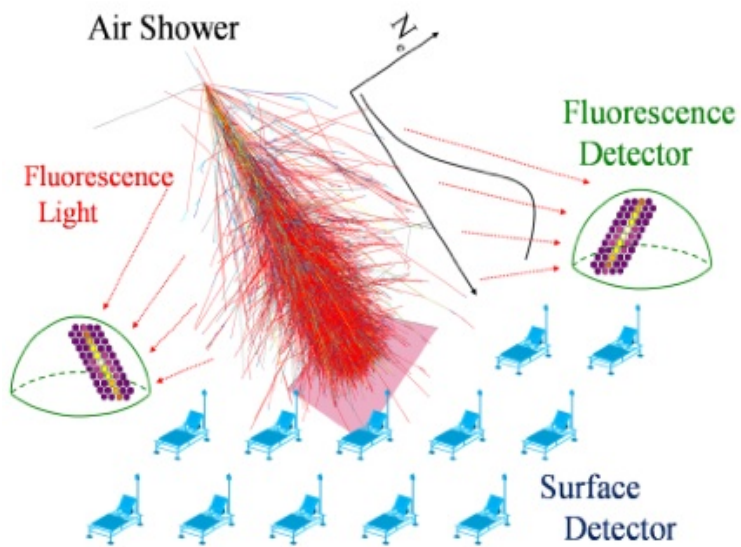


図 3.2: TA 実験における空気シャワー観測の概念図

厚さ 12mm のプラスチックシンチレータ (シーアイ工業製) を 8 枚敷き詰めて、1 層あたり 3 m^2 が 2 層重なっている。プラスチックシンチレータが発する光を効率よく集めるため、シンチレータ上に 20mm 間隔で掘られた溝に直径 1 mm の波長変換ファイバー (WLSF:Kuraray 社製) が張られ、シンチレータの各層ごとに集光させ光電子増倍管 (PMT:Electron Tubes 社製 9124B) へと繋がっている。PMT と WLSF との間は光学グリスで接合されている。PMT はパワーベース (Electron Tubes 社製 PS1806/12F) に接続して高電圧を印加する。図 3.5 にシンチレータボックスの断面図を示す。シンチレータは 4 枚ごと、上下層ごとに反射率が 90 % ほどのタイベックシートで覆われていて、シンチレーション光を効率よく検出することが出来る。また光漏れを防ぐために上下層は 1mm 厚のステンレス板で仕切られており、ブラックシートでシンチレータ全体を覆っている。



図 3.3: サイトに設置されている地表粒子検出器の外観

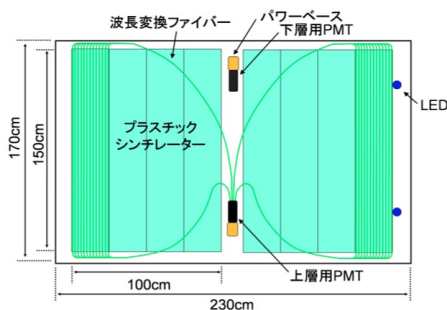


図 3.4: シンチレーターボックスの内部構造。簡略化のためファイバーは上層分の一部だけ表示している。

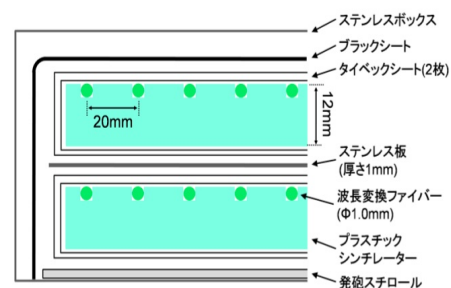


図 3.5: シンチレーターボックスの断面図。発生した光を出来るだけ集められるようシンチレーターはタイベックシートで覆われている。

層ごとに PMT で読み出すことでそれぞれの層を通過した粒子を独立に検出することが出来る。それぞれのシンチレータ層からの信号のコインシデンスを取ることにより、環境ガンマ線や PMT のダークカレント等のノイズと信号を判別し、S/N 比の高いデータを取得することが出来る。また各 PMT を異なるゲインで用いることにより、広いダイナミックレンジを持った検出器とすることも可能である。リニアリティ測定用の LED が各層 2 つずつシンチレータに取り付けられ、ボックス内の状態をモニターするための温度計・湿度計がボックスの真ん中の支柱に設置されている。またシンチレータボックスに直接日光が当たらぬように 1.4mm 厚の鉄製の屋根が取り付けられている。

各 SD は最大出力 120W のソーラーパネル(京セラ社製 KC120J, KC125TJ)と 12V、100Ah のバッテリー (C & D Technologies DCS-100L) を備え、外部からの電源供給無しに独立で稼働する。また指向性アンテナが装備され、通信塔(図 3.6)と 2.4GHz 帯の無線 LAN 通信を行う。

図 3.7 にソーラーパネルの裏側を示す。ここにはバッテリー、クーラーボックス、エレクトロニクスを防塵防滴から守るため収納したステンレスボックスがある。バッテリーは温度に依存して充放電性能が変化するので、クーラーボックス内に収納し温度変化を抑えている。またバッテリー側面にはフィルムヒーターを付着しており、必要に応じてバッテリーを温めることが出来る。

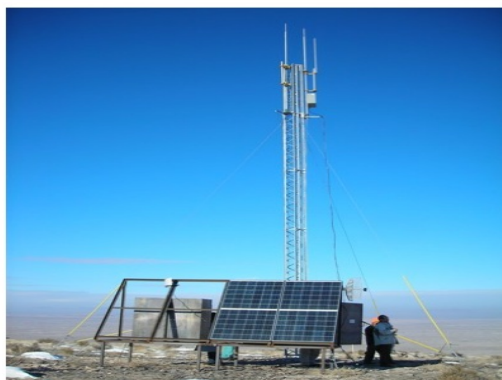


図 3.6: 通信塔の外観。ソーラーパネルにより電源供給している。

図 3.8 に SD のエレクトロニクスを示す。メインボードにはフラッシュ ADC(Flash ADC:FADC)、CPU が搭載され、チャージコントローラー、GPS、無線 LAN ユニットが接続されている。SD はチャージコントローラーを用いてエレクトロニクスの電力管理をしており、主にバッテリーの充放電管理、電圧低下時の自動シャットダウン、電圧回復時の自動復帰を行う。検出器同士の時間同期のために GPS(Motorola 社製 M12+) を使用しており、20ns 以下の精度で同期されている。またメインボードの下段には検出器のリモート操作のために無線 LAN ユニートを搭載しており、指向性アンテナと併用して通信を行う。



図 3.7: ソーラーパネルの下の箱にはエレクトロニクスとバッテリーが格納されている。L 字型の上蓋を開けた状態。

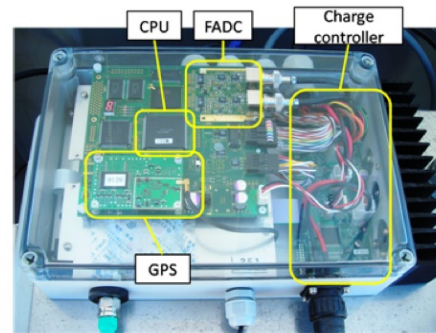


図 3.8: SD エレクトロニクス。各 SD とタワーにこのエレクトロニクスが設置されている。無線 LAN モジュールは、メインボードの下段に収納されている。

3.2.1 地表粒子検出器のデータ収集

SD におけるデータ収集では各 SD でデータを取得してトリガーを生成し、通信塔にデータやトリガー情報を送信する。各 SD のエレクトロニクスは PMT からの波形データを 50MHz の FADC によってデジタル化する。FADC の前に 9.7MHz(-3dB) のローパスフィルターを通すことにより波形を引き延ばし、50MHz でも十分な精度で測定することが出来る。図 3.9 にデータ収集の理論図を示す。

トリガーには level-0,1,2 の 3 種類が存在する。各 SD 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 トリガーの情報を受信すると、level-2 トリガーの判定を行う。level-2 トリガーが成立すると、level-1 トリガーを送った各 SD について level-0 トリガーでバッファされているデータを取得する。

level-0 トリガー level-0 トリガーとは、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する。FADC でデジタル化した波形データについて FPGA を通してトリガー判定を行う。8bin 分の FADC 値の和と前の 8bin の和とを比較し、閾値を超えているかを判断する。トリガー条件はシンチレータ上下 2 層が反応し、0.3MIPs 以上がシンチレータでエネルギー損失した場合の PMT 出力電荷量を持つ場合である。0.3MIPs により PMT 光電面から放出する光電子 (photo electron:p.e.) は 8p.e. 程度である。トリガーを生成した場合、閾値を超えた部分から 35bin 程度遡ったところから 128bin の時間 (=2.56 μ s) 分のデータが記録される。このトリガー条件でのイベント頻度は 700Hz である。

level-1 トリガー level-1 トリガーのトリガー条件はシンチレータ上下 2 層が反応し、3 MIPs 以上がシンチレータでエネルギー損失した場合の PMT 出力電荷量を持つ場合である。

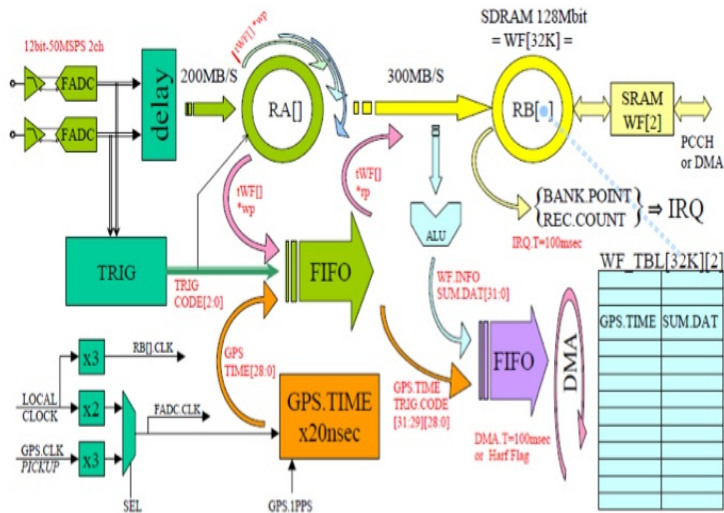


図 3.9: エレクトロニクスでのデータ収集の理論図

トリガーを生成した場合のデータ記録方法は level-0 トリガーと同様である。このトリガー条件でのイベント頻度は 40Hz 程度である。

level-2 トリガー level-2 トリガーは通信塔に設置したエレクトロニクスで判定する。エレクトロニクスは各 SD のエレクトロニクスと同等である。各 SD における level-0,1 トリガーの情報は 1 秒ごとに通信塔に送信される。トリガー条件は 3 台以上の検出器から level-1 トリガー情報が送信された場合である。

3.2.2 地表粒子検出器の較正とモニター

各 SD は、デルタ市にある Cosmic Ray Center で組み立てられた際、サイトに設置される直前・直後に宇宙線を用いて性能評価が行われた。

物質中での粒子のエネルギー損失量にはある下限が存在し、このときの粒子を最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle:MIP) と呼ぶ。図 3.10 に物質中での粒子のエネルギー損失分布を示す。シンチレータ中での粒子のエネルギー損失が最小となるエネルギーは粒子によって異なるが、地表に到来する宇宙線は主にミューオンであり様々なエネルギーを持つので、これを平均した形での 1MIP を測定することで SD を較正することが出来る。Cosmic Ray Center で測定された SD250 台の試験によると、1MIP で PMT から放出される光電子数は 24.6 ± 0.4 である。

図 3.11 にサイト設置後のモニター情報から得た 1MIP ヒストグラムとペDESTALヒストグラムを示す。ミューオンによるエネルギー損失、すなわち 1MIP は一定であるため、1MIP を使うことで各検出器の応答を一様に扱うことが出来る。SD では、1MIP で FADC

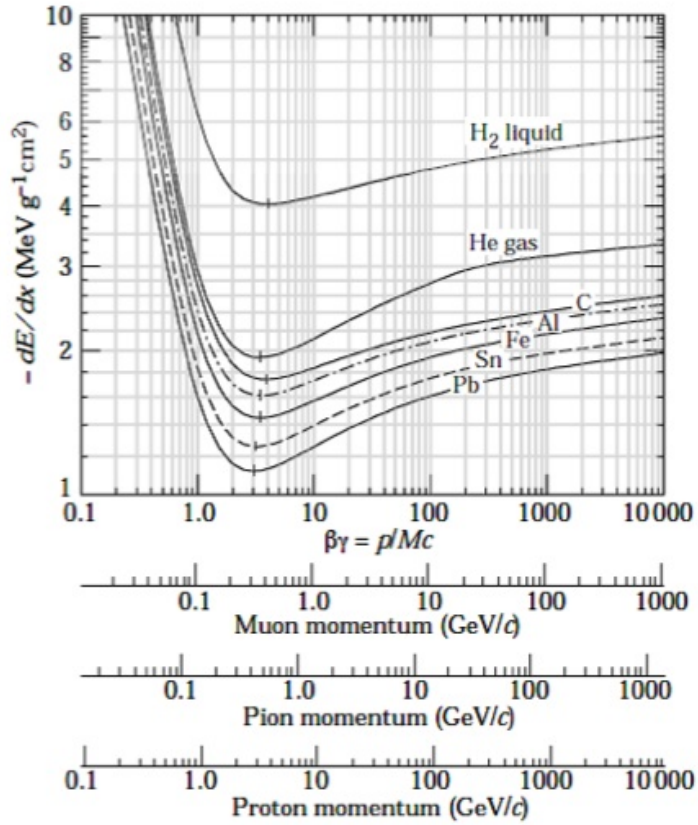


図 3.10: 物質中でのエネルギー損失分布

の積分値が45カウントになるようにPMTのゲインが調整されている。サイトに設置されたSDのうち488台のゲイン調整の結果を図3.12に示す。

SDはおよそ30km×30kmの広大な土地に1.2km間隔に設置されており、個々にアクセスし状態を知ることは現実的ではない。そのため稼働に必要なバッテリーやソーラーパネル、適切なデータ収集のために必要なシグナルやGPSの状態を常にモニターデータとして取得することが重要である。SDのモニターデータは、毎秒トリガー情報とともにタワーPCに送信されている。SDから取得するモニターデータには毎秒取得する情報と1分ごとの環境データ、ヒストグラムなど10分間取得したデータを10分間かけて受信するものに大きく分けられる。毎秒取得するデータは、クロック数、トリガーレート、GPS時間情報である。これらはSDが安定に動いているかを示す一番簡単なモニターのため秒ごとに取得するようにしている。また10分ごとに10分かけてデータを取得するモニター情報は主に以下である。

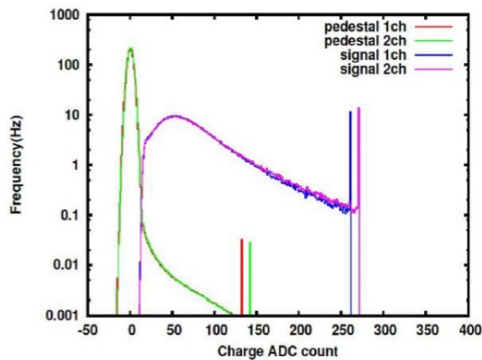


図 3.11: ある SD のモニター情報から得た 1MIP ヒストグラムとペDESTAL ヒストグラム。緑色と赤色のヒストグラムがそれぞれ上層と下層のペDESTAL ヒストグラムである。また、青色と紫色のヒストグラムがそれぞれ上層と下層の 1MIP ヒストグラムである。それぞれのヒストグラムの最も右側のエントリーは over flow を示す。積分幅は 240ns。1MIP ヒストグラムではペDESTAL 分はすでに引いてあり、1MIP のピークが 45 カウント程度になるようゲインが調整される。

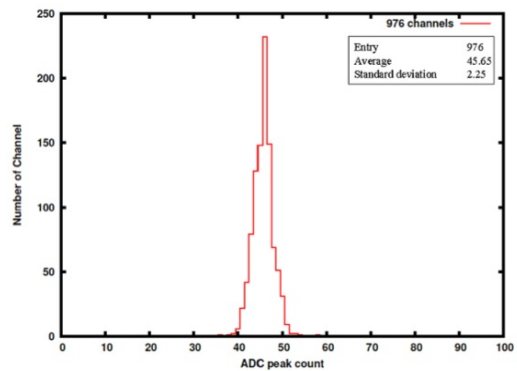


図 3.12: 488 台の SD のゲイン調整後の 1MIP のピークのカウンターのヒストグラム。1MIP が 45 カウントになるよう調整されている。

- 10 分統計の 1MIP ヒストグラム
- 10 分統計のペDESTAL ヒストグラム
- 10 分統計のシグナル電圧のリニアリティーヒストグラム
- 10 分統計のシグナル電荷量のリニアリティーヒストグラム
- 1 分ごとのバッテリーの充電電圧・電流
- 1 分ごとのソーラーパネルの充電電圧・電流
- 1 分ごとの各種温度・湿度
- GPS の状態
- level-1 トリガーレート

現地では、これらのモニター情報を確認し、不具合があればアクセスしメンテナンスを行っている。このときに参考にするモニターデータの一部を図 3.13 に示す。

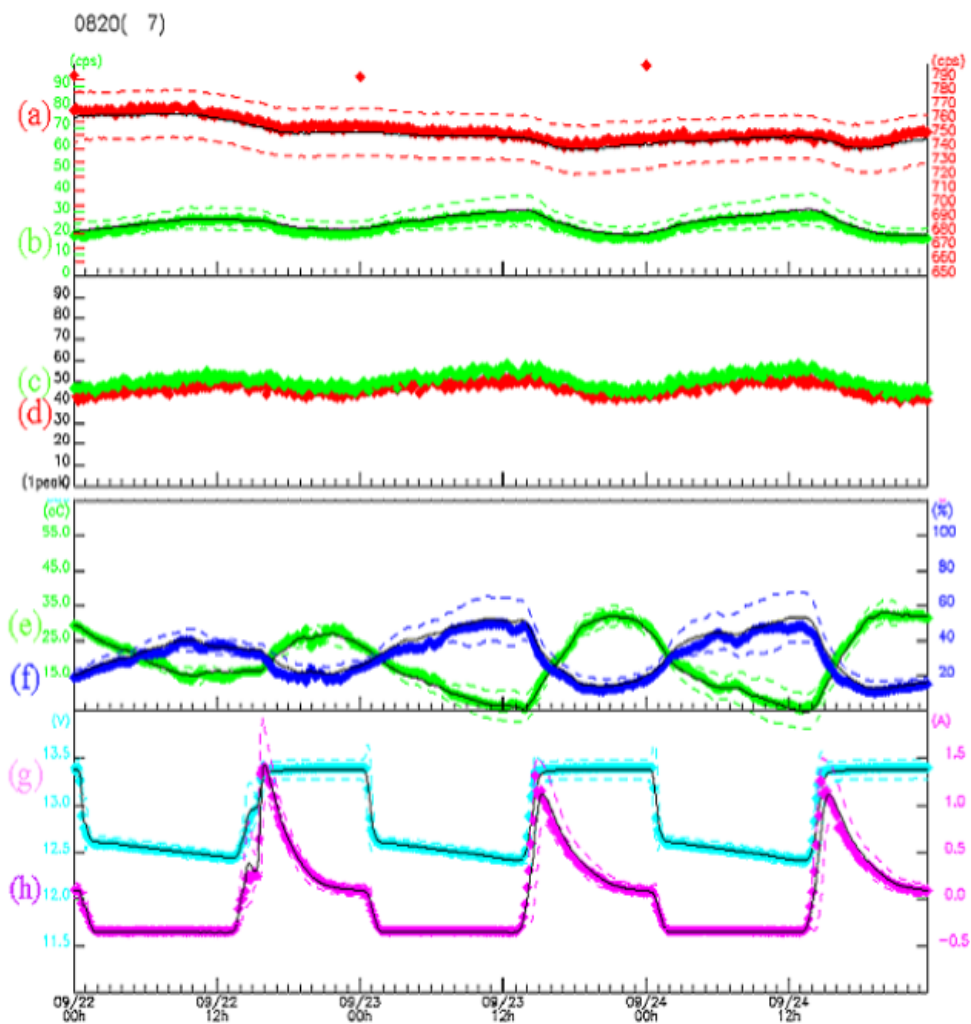


図 3.13: 2008/9/22 から 2008/9/25 までの SD # 0820 のモニターデータの一部。(a)Level-0 トリガーレート、(b)Level-1 トリガーレート、(c)(d)1MIP カウント、(e) 温度、(f)湿度、(g) バッテリー電圧、(h) バッテリー充電電流を示す。破線は 95 の SD が入る範囲を示している。

3.2.3 地表粒子検出器による1次宇宙線のエネルギー、到来方向決定

SDによる超高エネルギー宇宙線観測ではSDアレイで観測した粒子密度から空気シャワーの粒子数を求め、空気シャワーの横方向分布から1次粒子のエネルギーを決定する。粒子数の決定精度には各検出器の検出効率、検出器間隔、バックグラウンドなどが寄与する。

1次粒子の到来方向はSDアレイが空気シャワーを検出する時間差から幾何学的にシャワー軸の傾きを求めることで決定する。2.3.4節で述べたように、空気シャワーフロントの構造からシャワー粒子の到来時間はシャワー軸からの距離に応じて生じる時間差を補正する必要がある。またGPSによる検出器の空気シャワーに対する時間決定精度、検出器の位置決定精度も重要になる。さらに検出器の間隔が1.2kmと広いため、地球の曲率を考慮する必要がある。

3.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector:FD)は空気シャワーによる大気蛍光を球面鏡で集光し、PMTを用いたカメラで撮像して観測する検出器である。Black Rock Mesa(BRM)サイト、Long Ridge(LR)サイトにFDステーションを新たに建設し、Middle Drum(MD)サイトにはHiRes実験で使用されていたものを移築している。これらのステーションがSDアレイを取り囲むように設置されている。図3.14にFDステーションの外観を示す。TA実験のFDは1ステーションあたり上下2段6セット設置され、各ステーションの視野は方位角108度、仰角3~33度である。1台のFDは球面鏡とPMTカメラで構成されている。

FDで用いる球面鏡は曲率半径6.067m、口径3.3mとなるように18枚のセグメントミラーで構成された合成鏡である。ミラーは対辺の距離が660mmの六角形であり、ミラー表面は Al_2O_3 でコーティングされている。ミラーは焦点距離でのスポットサイズが20mm以下のミラーだけを使用する。また各ミラーの方向調節やPMTゲインの調整など較正用装置を設置出来るように、球面鏡の中心にはミラーを設置していない。この球面鏡を使用することでFD1台の視野は方位角18.0度、仰角15.5度となる。(図3.15)

FDのカメラはPMT(浜松ホトニクス社製R6234)を16×16に並べた計256本で構成され(図3.16)、球面鏡の焦点部分に設置されている。大気蛍光の波長域が300~400nmであるので、これ以外の波長域の光を通さないために各PMTの光電面上にはBG3フィルタ(Scott社製)が取り付けられている(図3.17)。埃や砂に対する対策として、カメラは前面に紫外線透過パラグラス(クラレ社製)が取り付けられた箱に収納されている。カメラ視野の境界部分は上下左右のカメラに対してPMT1本分重なるように設置されている。

3.3.1 大気蛍光望遠鏡のデータ収集

データ取得用エレクトロニクスにはVMEボードを採用しており、Signal Digitizer and Finder(SDF)、Track Finder(TF)、Central Trigger Distributor(CTD)の3種類で構成されてい

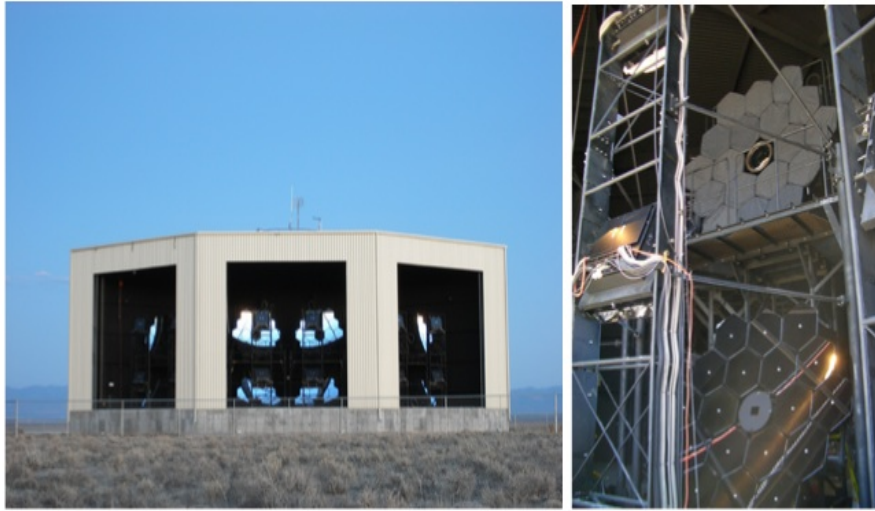


図 3.14: FD ステーションの外観と内部の望遠鏡。観測期間外では PMT カメラ保護のためシャッターが閉められている。1 ステーションに上下 2 段 6 セットの 12 台の望遠鏡システムが構築されている。

る。図 3.18 にデータ取得システムの概念図を示す。

SDF SDF は PMT からのアナログ信号を 12bit、40MHz サンプリングの FADC でデジタル変換する。サンプリングされたデータは 4bin ごとに積分され、1 フレーム=12.8 μ s ごとに記録する。フレームごとに S/N 比が計算され、大気蛍光による信号かを判断し、その結果を TF に送る。SDF1 枚には 16ch あるので、各カメラごとに 16 枚用意されている。

TF TF はカメラごとに 1 枚用意されており、SDF16 枚 (カメラ 1 台分) からヒットパターンを取得して、飛跡が大気蛍光によるものかを判断する。以下が判断条件である。

- 連続した PMT 5 本以上から信号がある。
- カメラの端で連続した PMT 3 本以上から信号がある
- 閾値を超えた信号を超えた信号を出力した PMT が 1 本以上ある。

CTD CTD はステーションごとに 1 枚用意されており、12 枚の TF からのトリガーコードを集め、カメラ間にまたがるシャワーイベントの判定を行い最終判断をする。またエレクトロニクス共通のクロックや初期信号の生成も行う。

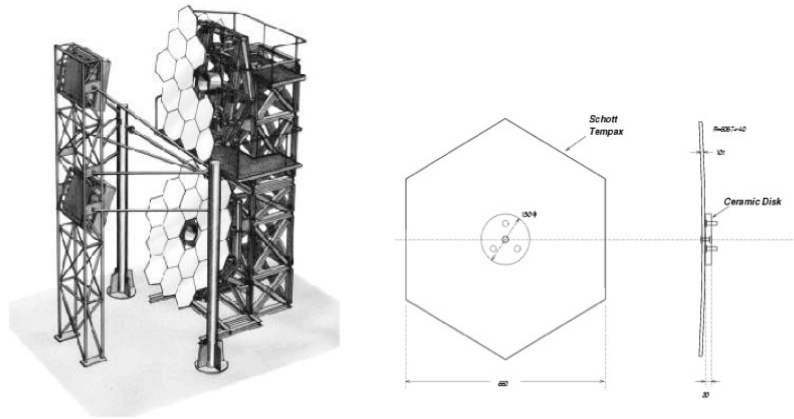


図 3.15: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)



図 3.16: 256 本の PMT で構成されているカメラ。

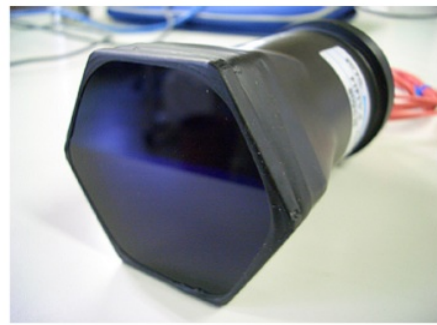


図 3.17: PMT の表面に取り付けられた BG3 フィルタ

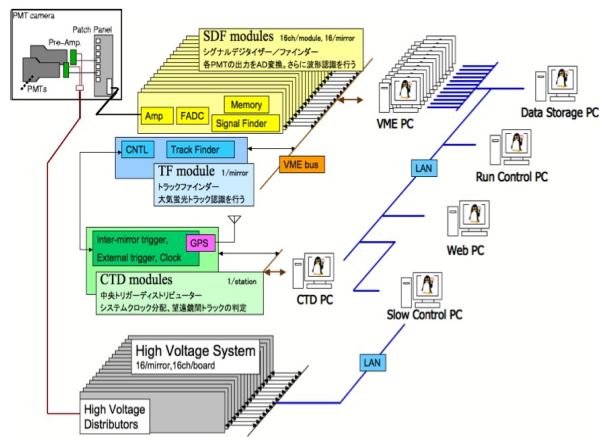


図 3.18: FD のデータ収集系概略図。この LAN ネットワークは LIDAR や CLF などにも接続されている。

3.3.2 大気蛍光望遠鏡の較正

大気蛍光法を用いての空気シャワー観測では、空気シャワーの縦方向発達を観測することで 1 次粒子の情報を得るため、光子数の高精度な測定、大気の状態の把握が重要となる。そこで以下のような PMT のゲイン較正、大気透明度の較正、線形加速器を用いたエネルギーの絶対較正を行う。

PMT ゲインの較正

FD 用の PMT ゲインの較正では、1 カメラあたり 3 本の PMT を CRAYS で絶対較正し、その時間変動を YAP で追い、Xe フラッシュャーで各 PMT を相対的に較正する方法を用いている。

CRAYS FD 用の基準 PMT は CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering) を用いて絶対較正を行う。 N_2 レーザー (337.1nm) の Rayleigh 散乱光を光源に使用している。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT への入射光子数を計算し、基準 PMT の $QE(\text{量子効率}) \times CE(\text{収集効率})$ を求めることが出来る。

YAP(Yttrium Aluminium Perovskite) YAP とは $Y_2AlO_3:Ce$ シンチレータのことであり、YAP を標準 PMT に取り付け、この上に α 線源として ^{241}Am を付けることにより標準光源として用いる較正法である。YAP は CRAYS で測定した PMT に取り付けられ、CRAYS による絶対較正以後のゲイン変動を追う。

Xe flasher Xe flasher は Xe 光源を FD の合成鏡中心部に空けてある部分に取り付け、PMT カメラ面に一樣な光を照射する較正法である。これにより各 PMT の出力が標準 PMT と等しくなるように調整をすることで相対的にゲインを揃えることが出来る。

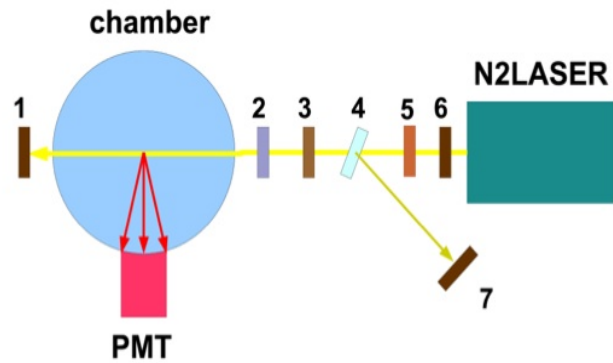


図 3.19: CRAYS のセットアップ。N2 で満たされた空間で Rayleigh 散乱が起き 入射光に対し 90 度の位置に設置した PMT で受光し、較正を行う。構成は、1:Si プローブ、2:波長板、3:偏光板、4:ND フィルター、5:シャッター、6:絞り、7:焦電型エナジープローブである。

XY scanner XY scanner とは紫外 LED のスポット光を用いて、PMT カメラ面を 4 mm 間隔で走査することにより PMT 光電面の 2 次元不均一性を測定する較正法である。

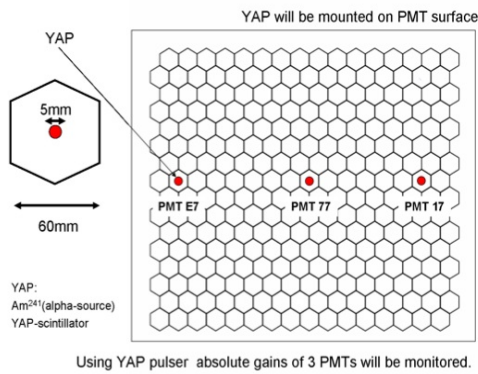


図 3.20: YAP



図 3.21: Xe-flasher の照射イメージ

大気透明度の較正

大気蛍光の観測では、大気蛍光を起こしてからFDで観測するまでの蛍光の大気中での伝わり方を理解することは非常に重要である。そこで望遠鏡アレイ実験ではCLF(Central Laser Facility)、LIDAR(Light Detection And Ranging)システム、IRカメラ(Infrared Rays camera)を用いて大気透明度の較正を行う。

CLF CLFは各FDステーションから等距離に設置され、垂直に打ち上げた波長355nmのYAGレーザーの側方散乱をFDで観測する。エアロゾルがない場合、側方散乱される光子数はレイリー散乱で決まるので、射出した光子数から大気中エアロゾルの垂直方向の厚さを計算することが出来る。



図 3.22: CLF の外観



図 3.23: CLF 内部の光学系

LIDAR BRM FDステーションから100m離れた位置に設置されたドームから波長355nmのYAGレーザーを大気中に打ち、その後方散乱をLIDAR観測専用の反射型望遠鏡で観測することにより大気の状態を見る較正法である。図3.24、図3.25にドームの外観とドーム内部の様子を示す。

IRカメラ 空に雲がかかっている場合はFDの観測に大きな影響を及ぼす。そのためBRM FDステーションでは赤外線カメラを用いて大気中の温度を測定することにより、雲の有無を観測する。雲がある部分では温度は高く見える。

エネルギーの絶対較正

FDのエネルギー決定の系統誤差には主に大気蛍光の発光量、大気透明度、PMTが寄与する。望遠鏡アレイ実験ではそれぞれの要素のキャリブレーションを行いそれらを積算方法だけでなく、望遠鏡全体を一括して絶対較正するために小型電子線形加速器



図 3.24: LIDAR システム。中央の反射型望遠鏡が後方散乱光を中央に設置してある PMT に集光する



図 3.25: LIDAR ドームの概観。観測時にドームが開き 1Hz でレーザーを打ち大気の状態を測定する

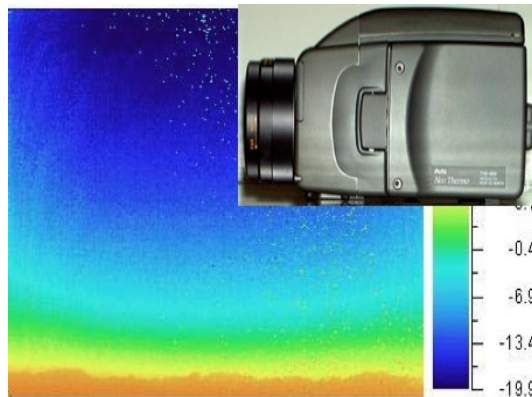


図 3.26: IR カメラと撮影した画像

ELS(Electron Light Source) を使用する。ELS はFD ステーションから 100m 離れたところ
 ざれて、そこから 10 40MeV の電子ビームを垂直に打ち、超高エネルギー宇宙線の空気
 シャワーを擬似的に再現する。既知のエネルギー・電流量の電子ビームにより生じる大気
 蛍光をFDで観測することにより、大気、FDをまとめて較正することが出来る。図 3.27 に
 ELS の概略図を示す。

現在設置作業は終了し、運用へ向けて調整が行われ、準備が整い次第運用開始。

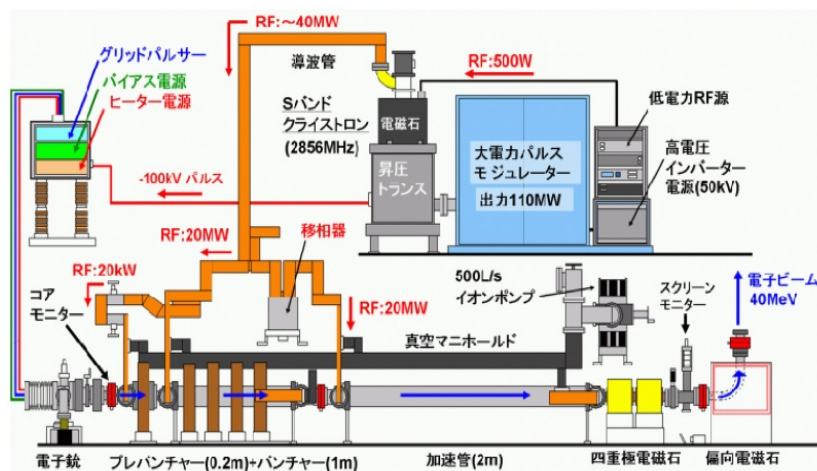


図 3.27: ELS の構造

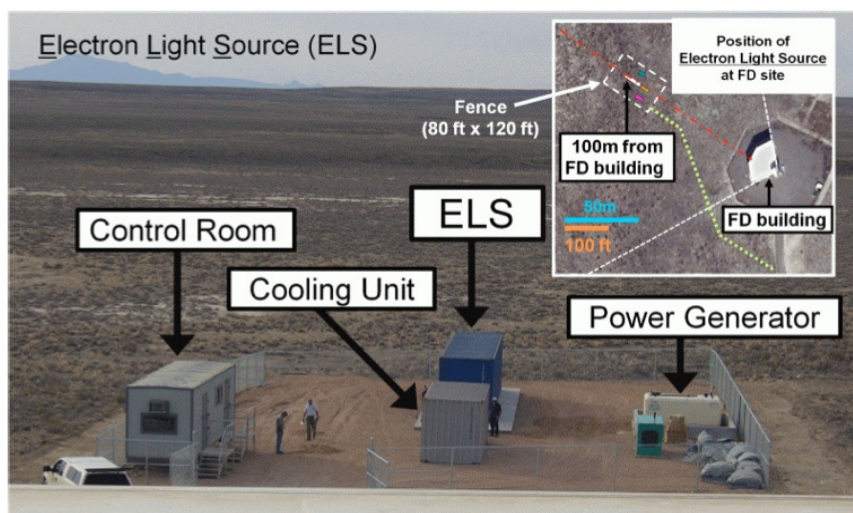


図 3.28: ELS の設置図

第4章 地表粒子検出器シミュレーション

SDによる観測では各SDで検出された空気シャワーの粒子数から横方向発達を求め、一次宇宙線の核種やエネルギーを決めるので、SDの応答について詳しく調べることは非常に重要である。しかし、実験的に粒子ごとのSDの応答を見ることは難しいので、モンテカルロシミュレーションを用いてこれを行う。

4.1 シミュレーション概要

本研究ではSDの応答を調べるために、Geant4を使用する。Geant4は物質の形状、材質、入射粒子種、粒子による相互作用等を定義することで物質中での粒子の振る舞いをシミュレーションすることが出来るコードである。

今回シミュレーションに用いるために定義したSDの形状を図4.1に示す。またシンチレータボックスの内部の構成を図4.2に示す。各構成要素は以下である。

- 紫色：屋根(1.4mm)、屋根の支持具
- 灰色：シンチレータボックス上蓋(1.5mm)、下蓋(1.2mm)、上下層間のステンレス板(1.0mm)
- 黒色：ブラックシート
- 赤色：タイベックシート4層
- 青色：プラスチックシンチレータ2層(16枚、各12mm)
- 水色：発砲スチロール

次の節ではいくつかの粒子種ごとにSDの応答を見てみる。地表に到達しSDと相互作用を起こす主な粒子である電子陽電子、ミューオン、ガンマ線を用いてこれを行う。結果は2次粒子によるエネルギー損失も含めた、シンチレータ上下層でのエネルギー損失量の積分値を出力する。またシンチレータ以外の影響も含めるために、粒子はSDのシンチレータ中央を中心に一様に入射する。方位角の定義を図4.3に示す。入射位置はシンチレータボックスの底面から3mで行っている。

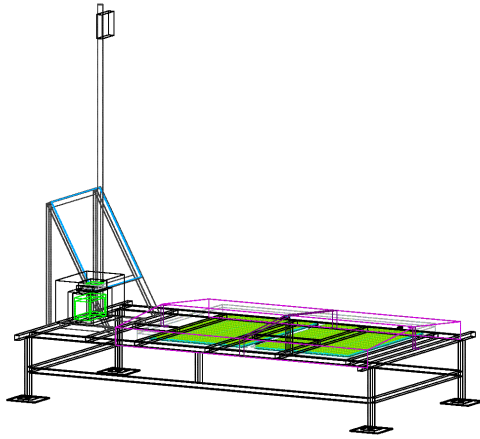


図 4.1: シミュレーションで定義した SD。入射天頂角 θ は、シンチレータボックスに対して鉛直な線となす角と定義している。

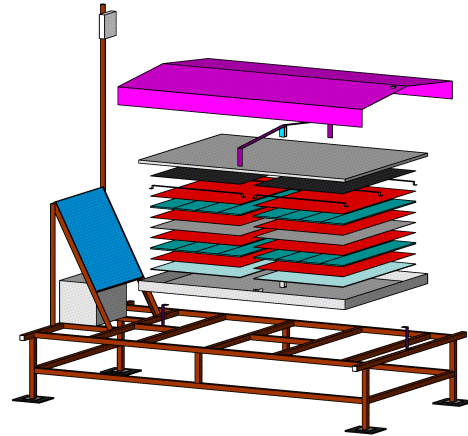


図 4.2: SD のシンチレータボックスの内部構造

4.1.1 エネルギー損失

シンチレータでの発光量は入射粒子によるエネルギー損失量とシンチレータの発光効率で決まる。そこでシミュレーションにより粒子ごとのエネルギー損失を調べる。物質中での粒子のエネルギー損失はベーテ・ブロッホの式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = Kze^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e e^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.1)$$

ここで、

- ze : 入射粒子の電荷量
- $K/A = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A = 0.307075 [MeV/(g/cm^2)]$
- T_{max} : 1回の衝突で自由電子を与えることが出来る最大の運動エネルギー
- I : 平均励起エネルギー
- δ : 電離損失に対する密度効果の補正

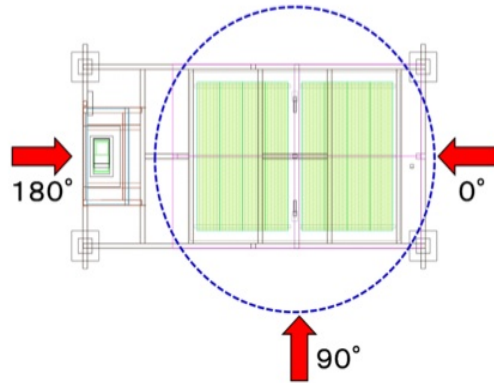


図 4.3: SD を上から見た様子。粒子の入射範囲と方位角の定義。

であり、 $-dE/dx$ の単位は $[MeV/(g/cm^2)]$ である。この式より物質中でのエネルギー損失量は (粒子が通過する物質の密度) \times (通過距離) に比例する。

4.2 シミュレーションによる地表粒子検出器の応答

各粒子ごとの SD の応答は次のようになった。

電子陽電子 図 4.4、4.5 は $\theta = 0^\circ$ 、 60° で $100MeV$ の電子を入射した場合の上層・下層シンチレータでのエネルギー損失分布である。この図から上層のシンチレータの分布の方が下層より 1MIP ピークのイベント数が多く、鋭い。これは上層シンチレータやシンチレータ上下層間のステンレス板で 2 次粒子が生成され、それらが下層のシンチレータでエネルギーを落とすためである。

e⁻ energy deposition

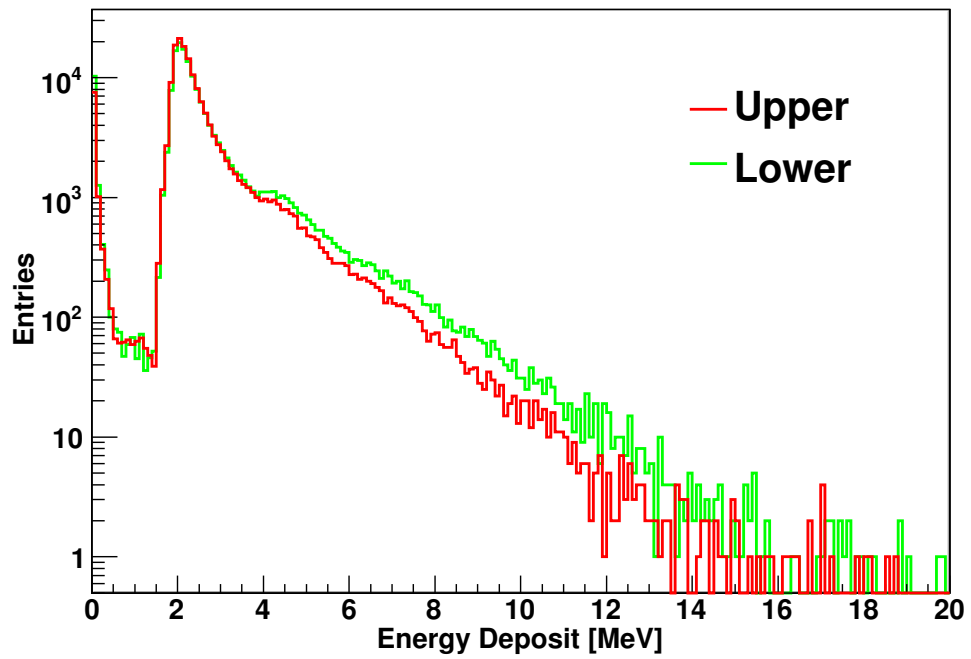


図 4.4: e⁻ を $\theta = 0^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

e⁻ energy deposition

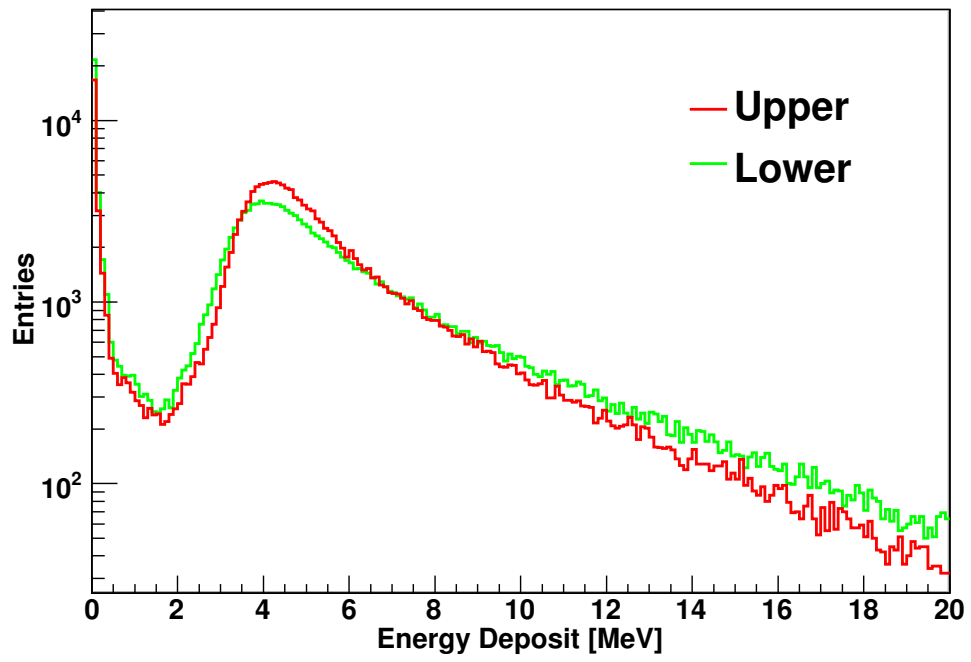


図 4.5: e⁻ を $\theta = 60^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

ガンマ線 図 4.6、4.7 に 100MeV のガンマ線を $\theta = 0^\circ$ 、 60° で入射させた場合のエネルギー損失分布を示す。

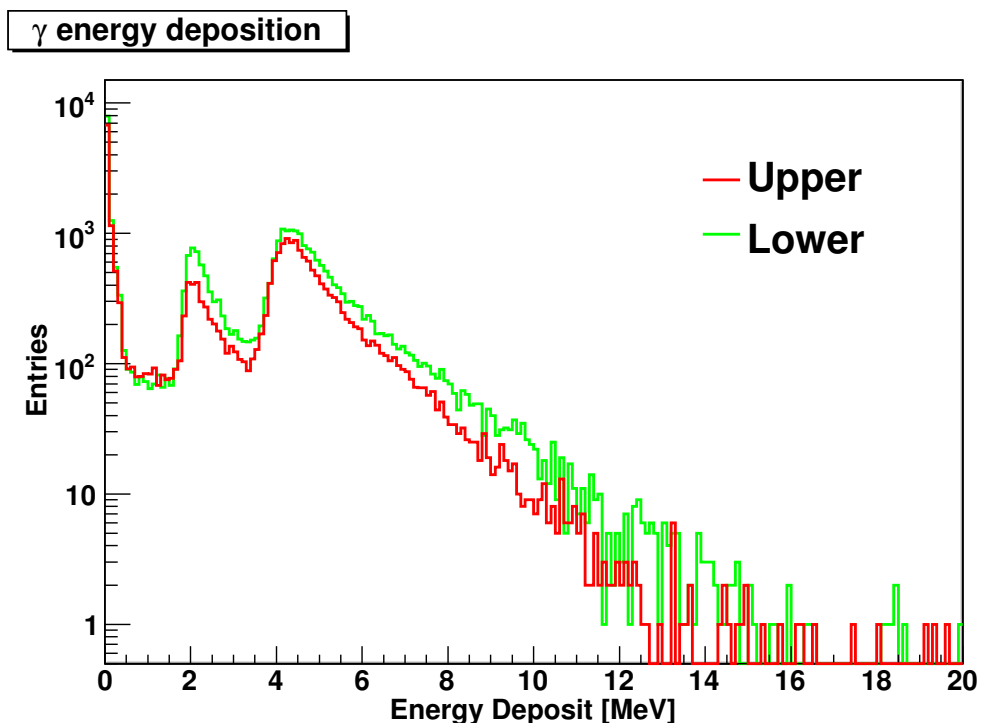


図 4.6: γ^- を $\theta = 0^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

ガンマ線のエネルギー損失分布は電子陽電子の場合とは違い、上層より下層の方が全体的にイベント数が多い。これはガンマ線のエネルギー損失は反応断面積に依存するためであり、下層のシンチレータに到達する前に2次粒子を生成するので平均エネルギー損失が大きくなる。図 4.8 に示した炭素、鉛におけるガンマ線の反応断面積によると、10MeV 以下のエネルギーでは電子陽電子対生成反応の断面積が最も大きいので、ガンマ線のエネルギー損失は電子陽電子に依存する。

ガンマ線はシンチレータと直接相互作用せず、次に挙げる相互作用により荷電粒子を生成することでエネルギー損失を与える。

- 光電効果
- コンプトン効果

γ energy deposition

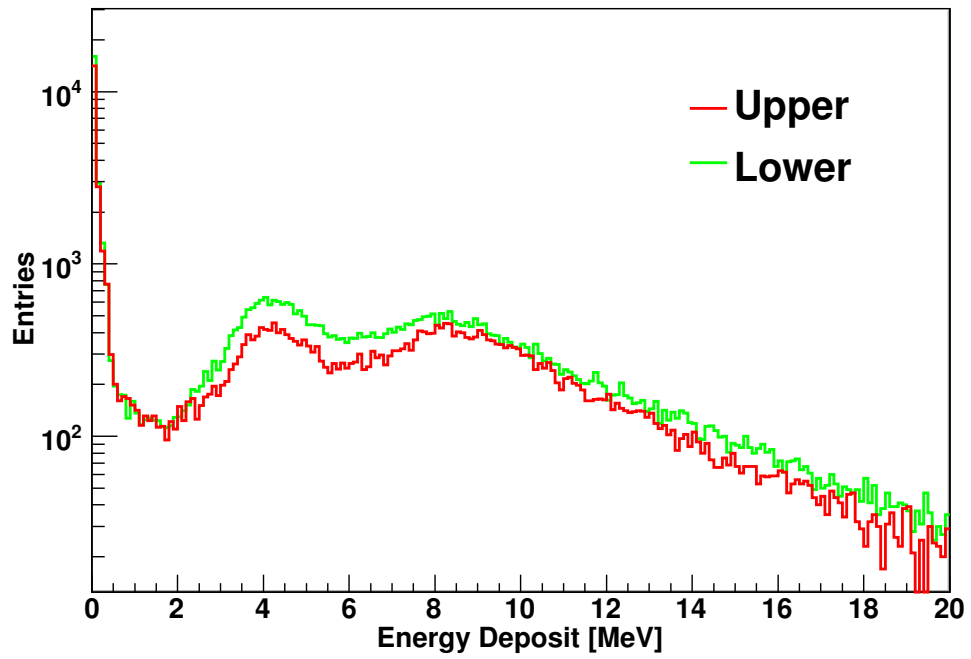


図 4.7: γ^- を $\theta = 60^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

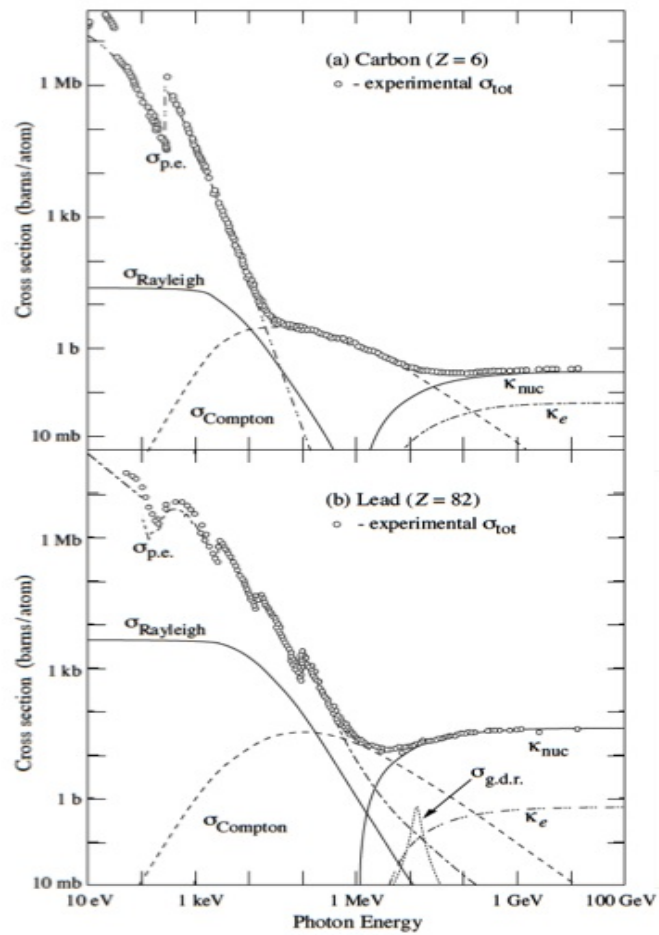


図 4.8: 光子の全反応断面積。 $\sigma_{p.e.}$: 光電効果、 $\sigma_{Rayleigh}$: レイリー散乱、 $\sigma_{Compton}$: 非干渉性散乱、 κ_{nuc} : 対生成 (原子核場)、 κ_e : 対生成 (電子場)

- 電子陽電子対生成

このためエネルギー損失分布には電子の 1MIP ピークだけでなく 2MIPs ピークも現れる。
 図 4.6、4.7 からも見て取れる。

ミュオン ミュオンについても同様に図 4.9、4.10 にエネルギー損失分布を示す。 $\theta = 0^\circ$ 、 60° で 3GeV のミュオンを入射させた。電子陽電子の場合のような二次粒子によるシンチレータ上下層での違いは見られない。これはミュオンの反応断面積が小さく物質中での相互作用が少ないためである。数 GeV の高エネルギーミュオンは物質中で主に制動放射を起こす。制動放射の反応断面積 σ は式に示すように粒子の質量に反比例するので、ミュオン ($m = 105.7\text{MeV}$) の反応断面積は電子 ($m = 0.511\text{MeV}$) の約 1/40000 である。

$$\sigma \propto \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \quad (4.2)$$

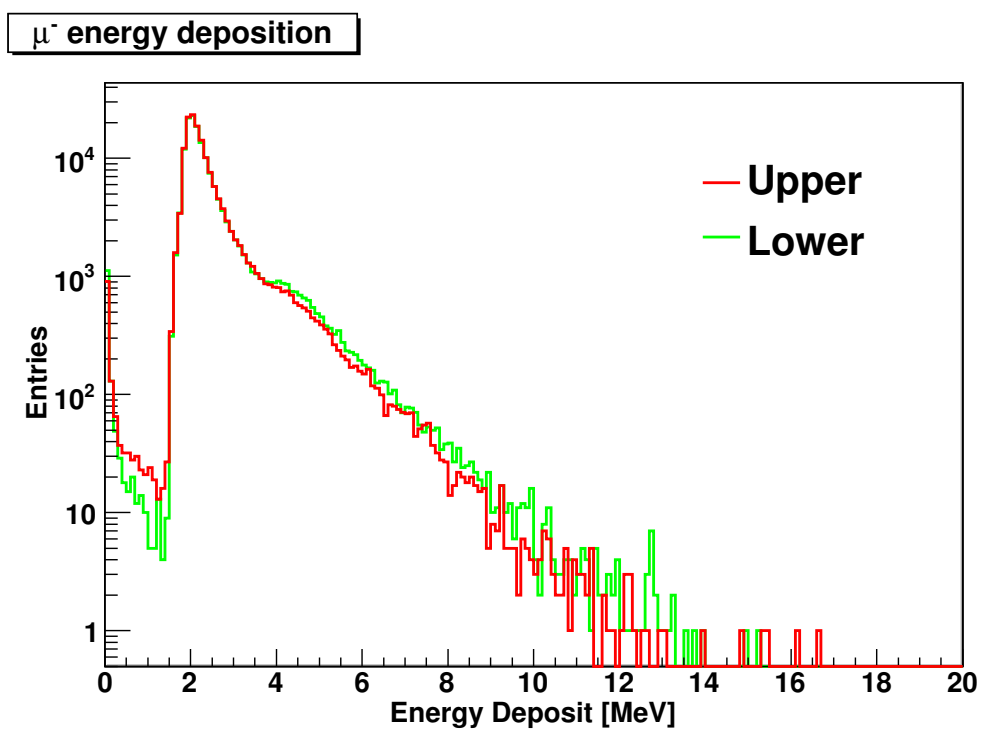


図 4.9: μ^- を $\theta = 0^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

μ^- energy deposition

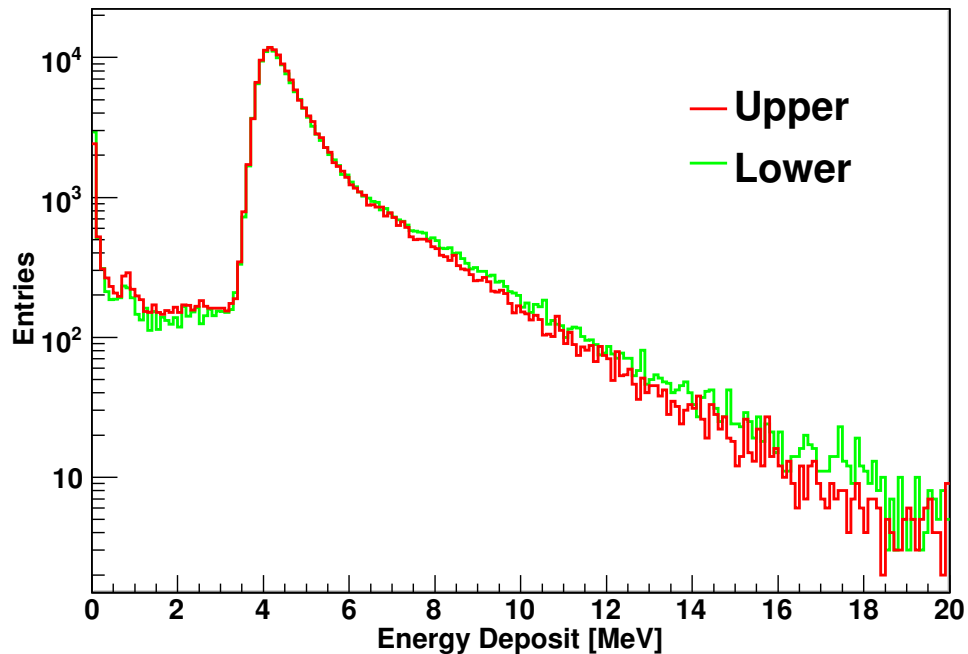


図 4.10: μ^- を $\theta = 60^\circ$ で入射したときのエネルギー損失分布

ミューオンの 1MIP

SD による宇宙線観測では、各 SD で測定した電荷量から粒子数を求め空気シャワーを再構成している。そのため電荷量を粒子数に換算する際に基準となるエネルギーが必要となる。そこで TA 実験ではこの”基準となるエネルギー”として、ミューオンによるエネルギー損失、すなわち 1MIP を用いている。これはミューオンの 1MIP が一定であるためである。ここでこの 1MIP の定義として、3GeV のミューオンが厚さ 1.2cm のプラスチックシンチレータを垂直に通過したときのエネルギー損失分布の平均としている。3GeV のエネルギーは、ミューオンの地表での平均的なエネルギーである。ここではこの 1MIP の値をシミュレーションにより決定する。

まず、ミューオンのエネルギーを 1~5GeV の範囲で 1GeV ずつ変化させ、SD に垂直に入射させたときのエネルギー損失分布の平均の変化を見てみる。 μ^- について図 4.11 に上層での、図 4.12 に下層でのエネルギー損失分布を示す。また図 4.13 に入射エネルギーごとのエネルギー損失分布の平均の変化を示す。入射エネルギーによる違いは分布には大きく影

響していないことがわかる。エネルギー損失分布の平均の変化については、上下層とも最大で3%くらいである。一方 μ^+ についても同様に図4.14、4.15、4.16にそれぞれ示す。こちらでも入射エネルギーによる分布の大きな違いは見られない。エネルギー損失分布の平均は、最大で上層3%、下層2%くらいである。 μ^+/μ^- による違いはほとんどないといえる。

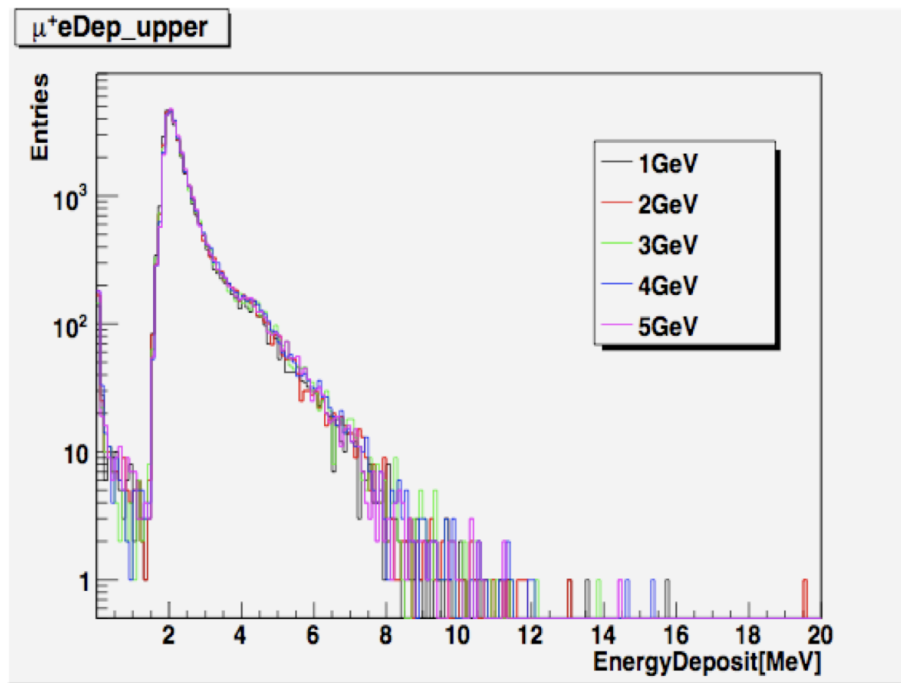


図 4.11: μ^- を 1、2、3、4、5 GeV で SD に垂直に入射した場合の上層シンチレータでのエネルギー損失分布

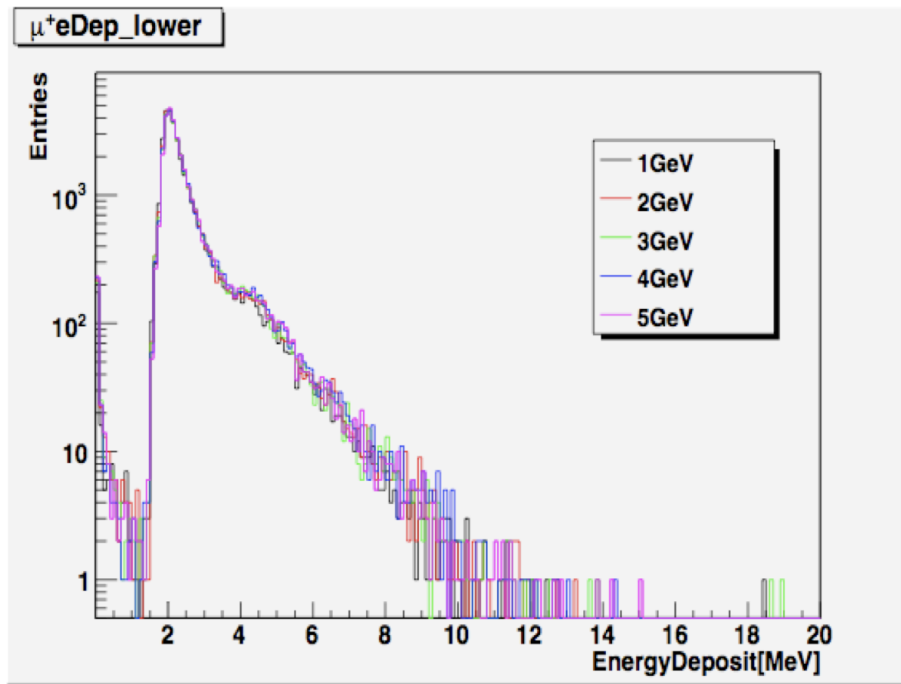


図 4.12: μ^- を 1、2、3、4、5 GeV で SD に垂直に入射した場合の下層シンチレータでのエネルギー損失分布

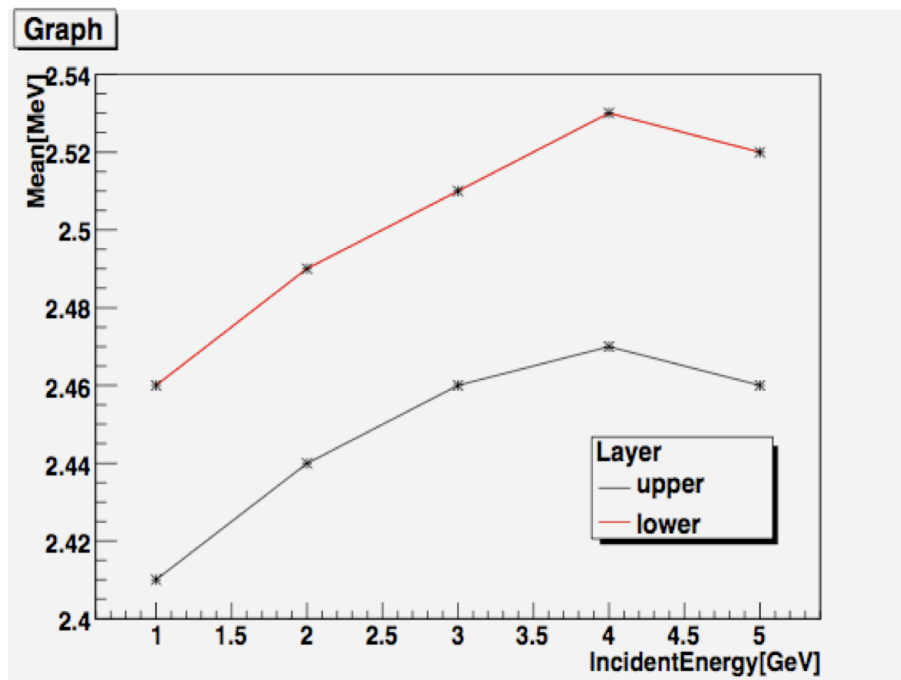


図 4.13: μ^- による入射エネルギーごとのエネルギー損失分布の平均

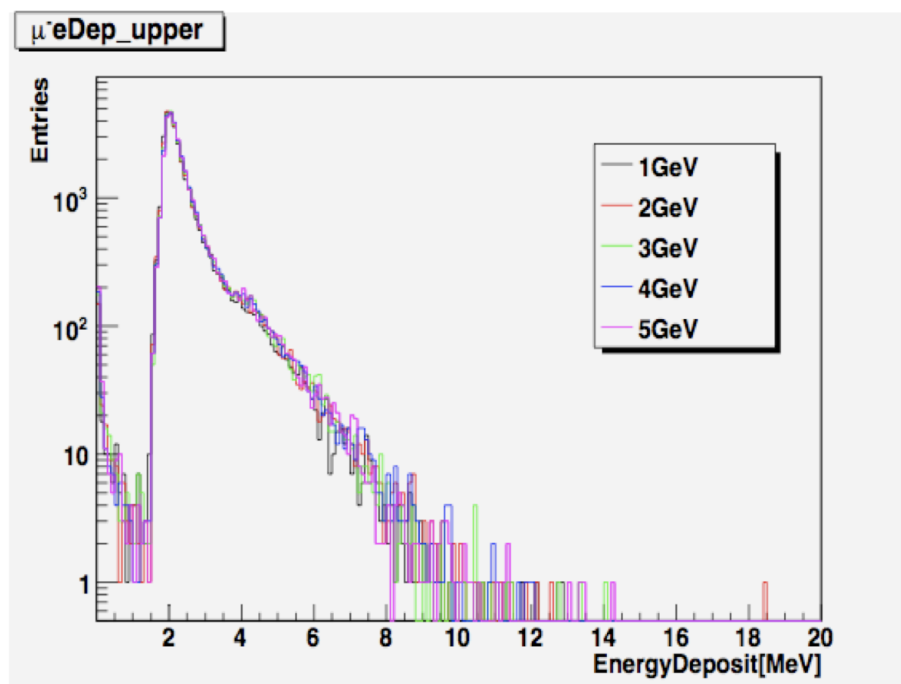


図 4.14: μ^+ を 1、2、3、4、5GeV で SD に垂直に入射した場合の上層シンチレータでのエネルギー損失分布

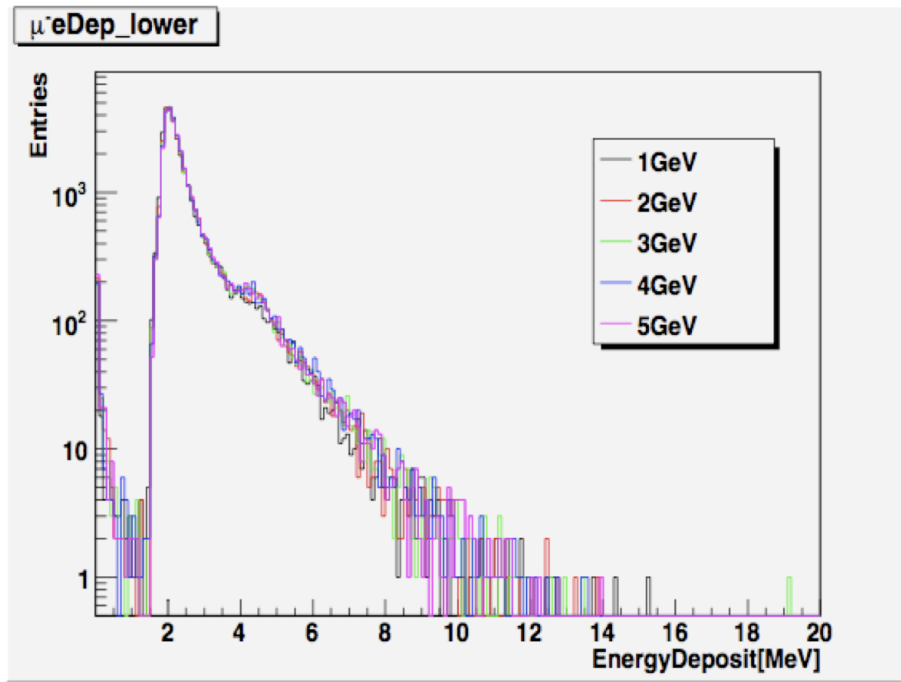


図 4.15: μ^+ を 1、2、3、4、5 GeV で SD に垂直に入射した場合の下層シンチレータでのエネルギー損失分布

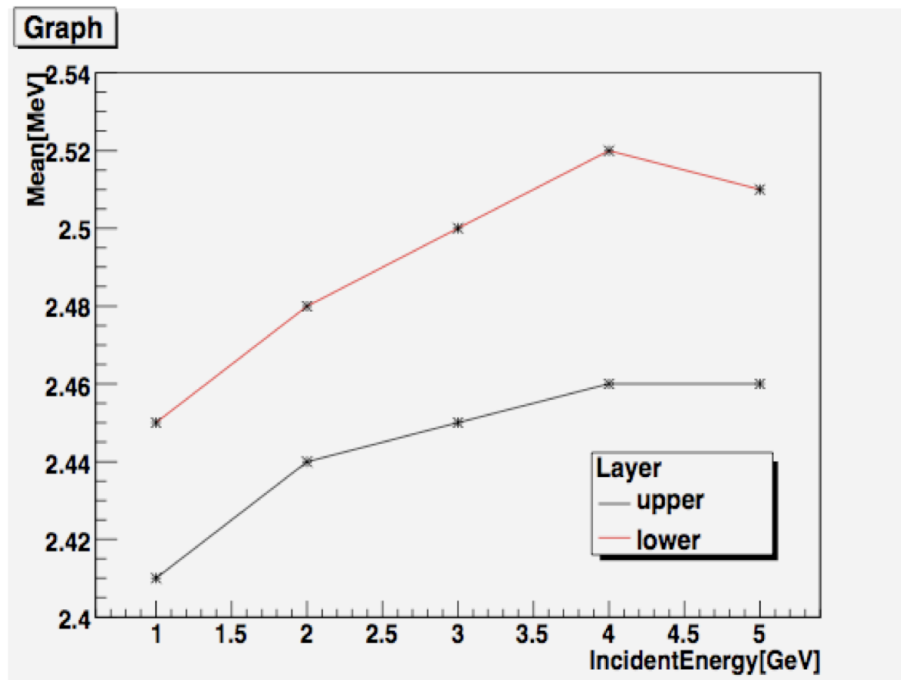


図 4.16: μ^+ による入射エネルギーごとのエネルギー損失分布の平均

次に、1.2cm のプラスチックシンチレータに 3GeV のミューオンを入射してテレスコープアレイ実験で用いる 1MIP の値を求める。また、1.2cm 厚のプラスチックシンチレータは SD の各層のプラスチックシンチレータと同じ厚さである (4.17)。この厚さを用いる理由を SD に同じ条件でミューオンを入射した場合の 1MIP 値と比較することで説明する。図 4.18 に厚さ 1.2cm のシンチレータに垂直に 3GeV の μ を入射させたときのエネルギー損失分布を示す。図 4.19 には SD に垂直に 3GeV の μ を入射させた場合の上層のシンチレータにおけるエネルギー損失分布を示す。これより 1.2cm 厚のシンチレータでのエネルギー損失分布の平均は 2.378MeV となった。この 2 つの図を見比べると図 4.19 の方が図 4.18 より高いエネルギーまで分布が広がっている。これはミューオンがプラスチックシンチレータを通過する前にシンチレータの周りの物質にあたり、それにより発生した 2 次粒子がシンチレータでエネルギーを落とすことで損失量が増えるためである。これだとエネルギー損失分布の平均は 2.467MeV であり、4 % 過大評価してしまうことになる。以上から 1MIP の値を 2.378MeV と定義し、以降の章で行うシミュレーションにこの値を用いることにする。

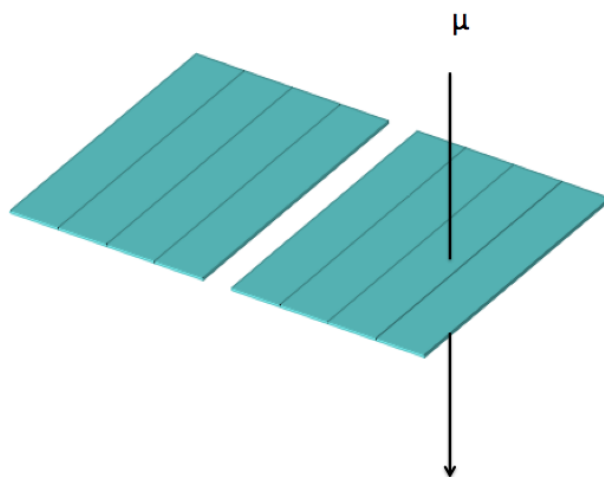


図 4.17: SD の厚さ 1.2cm のプラスチックシンチレータ

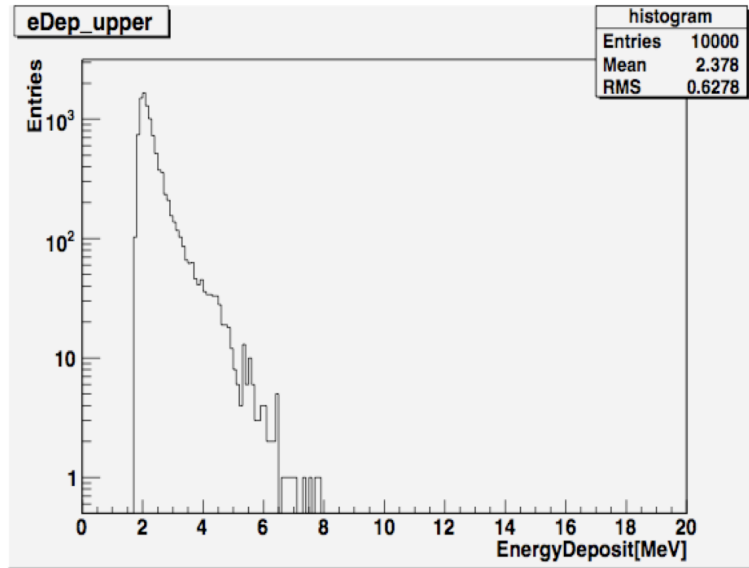


図 4.18: 厚さ 1.2cm のプラスチックシンチレータに垂直に 3GeV の μ を入射させた場合のエネルギー損失分布

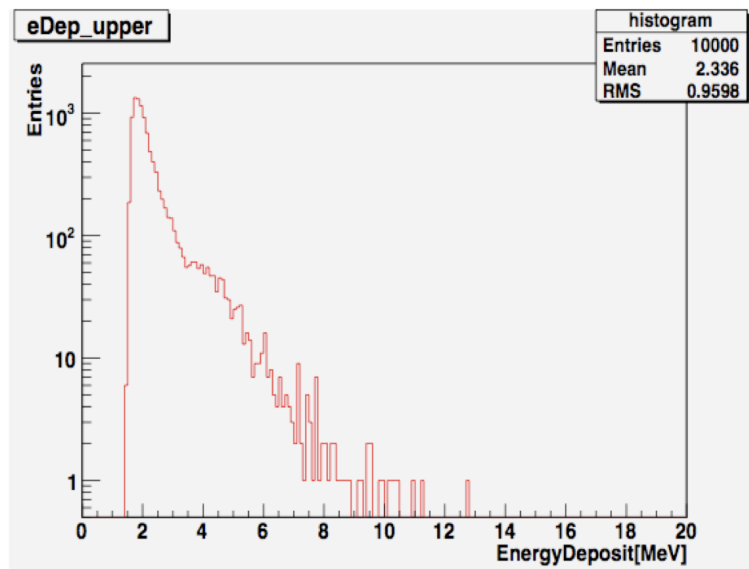


図 4.19: SD に垂直に 3GeV の μ を入射させた場合の上層シンチレータにおけるエネルギー損失分布

第5章 空気シャワーシミュレーション

観測サイトにおける粒子の分布を見るために空気シャワーシミュレーションを用いて空気シャワーを再現し、検証する。

5.1 シミュレーション概要

3.2.2 節で述べたように SD は宇宙線による 1MIP 分布をモニターデータとして取得している。この章では観測サイトにおける空気シャワーを再現し、SD に入射させることで空気シャワー粒子の 1MIP によるエネルギー損失分布を得る。今回空気シャワーを生成するための空気シャワーシミュレータとして COSMOS を用いる。COSMOS は大気中や地球近傍における宇宙線の伝播をシミュレーションするコードである。

今回シミュレーションに用いる条件は

- 1 次宇宙線粒子種：陽子、He、CNO による化学組成 (図 5.1 にスペクトルを示す。)
- 1 次宇宙線のエネルギー： $10^{10} \sim 10^{13} \text{eV}$
- 入射天頂角： $0^\circ \sim 90^\circ$ に一様
- 入射方位角： $0^\circ \sim 360^\circ$ に一様
- 相互作用モデル：DPMJET3

である。 $E < 10^{10} \text{eV}$ の 1 次宇宙線は地球磁場によって曲げられ、ほとんど大気内に入出入出来ないため考えないこととする。曲率半径は

$$R = \frac{E}{10 \text{GeV}} \times \frac{1}{ze} \times \frac{10^{-6} G}{B} \times 3 \times 10^{13} [\text{cm}] \quad (5.1)$$

と求められ、ここで ze は荷電粒子の電荷量である。地球磁場が $B \sim 0.1 G$ であることから、 $E \approx 30 \text{GeV} = 3 \times 10^{10} \text{eV}$ 以上の場合、 R が地球半径 $\sim 10^9 \text{cm}$ より大きくなるので地球に進入することが出来る。また、 $E > 10^{13} \text{eV}$ の一次宇宙線については到来頻度が少ないのでここでは考慮しない。

図 5.2 にシミュレーションで生成した空気シャワー粒子のエネルギー分布を示す。生成した空気シャワーの粒子成分はガンマ線が 69.2 %、電子陽電子が 12.2 %、ミューオンが 18.5 % であり、ごくわずかであるが π 中間子、 K 中間子が含まれる。

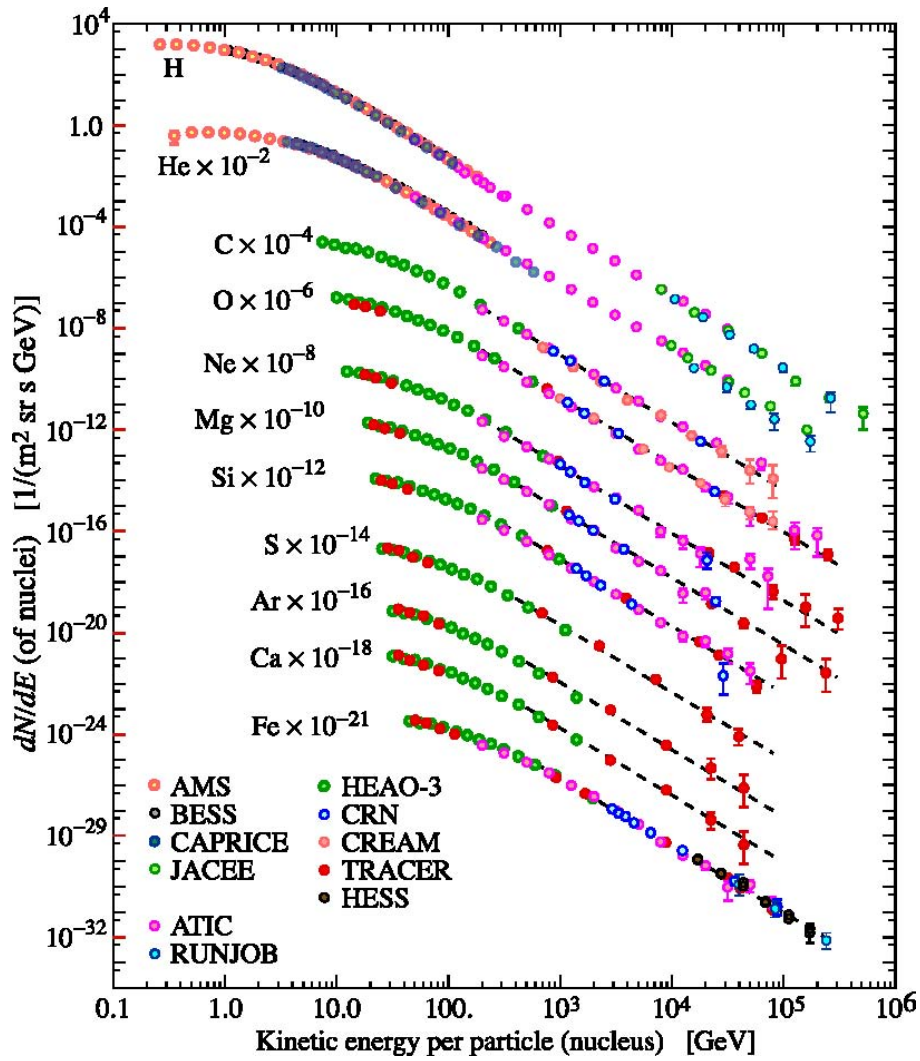


図 5.1: AMS(Alpha Magnetic Spectrometer experiment) による一次宇宙線のスペクトル

Energy Distribution

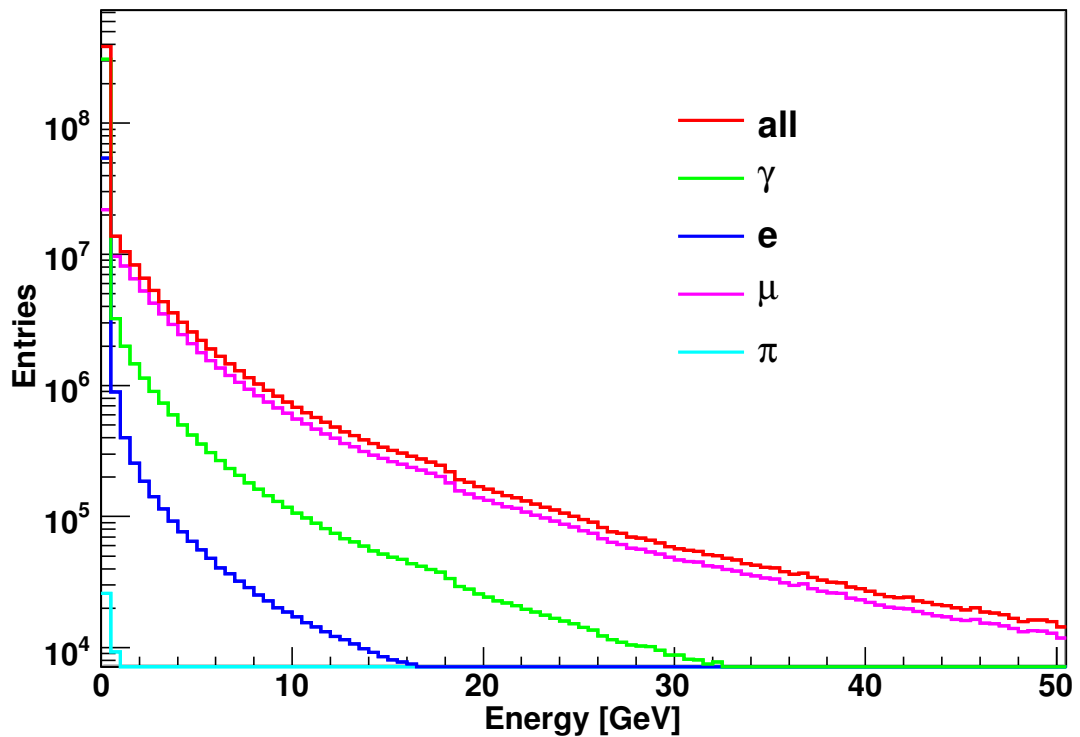


図 5.2: シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子種別のエネルギー分布

5.2 ミューオンの天頂角分布

地表にある方向から飛来する粒子の強度はその方向を含む単位立体角から入射して、単位面積を単位時間に通過する粒子数で定義される。天頂角 θ に対する強度を j_θ とすると、単位面積を単位時間内にあらゆる方向からくる粒子の数 J は

$$J = \int j_\theta d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} j_\theta \sin \theta d\theta \quad (5.2)$$

となる。宇宙線粒子の天頂角 θ に対する強度は、鉛直強度 $j_{\theta=0}$ に対して次のように近似される。

$$j_{\theta} \approx j_{\theta=0} \cos^n \theta \quad (5.3)$$

n の値は、粒子の種類によっても高度によっても異なる。地上での μ 成分については $n \approx 2$ となる。

そこで、地表に飛来する粒子は主にミュオンであることから、今回生成した空気シャワー成分中のミュオンの強度の天頂角依存性をみる。天頂角分布を図 5.3 に示す。

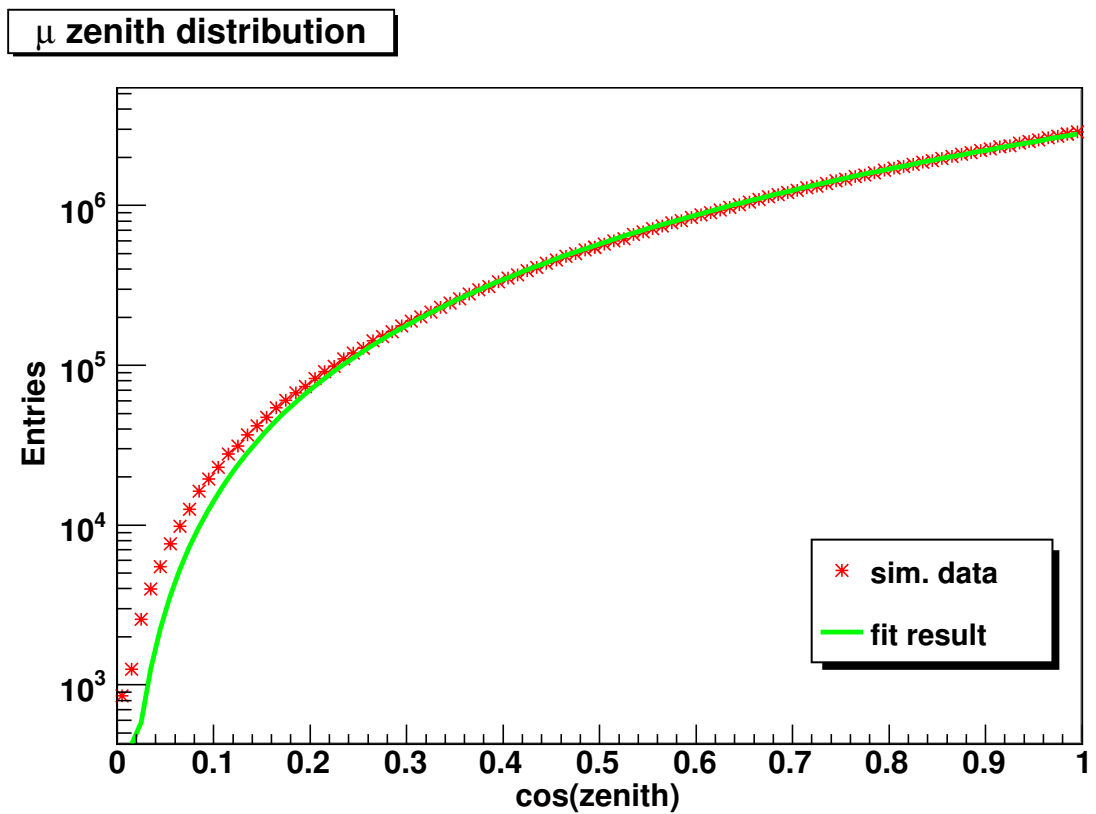


図 5.3: シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子中のミュオンの天頂角分布。強度は $\cos^{2.3} \theta$ に比例する結果となった。

この分布を $\cos^n \theta$ でフィットしたところ $n = 2.3$ と求めることができた。

5.3 1MIP によるエネルギー損失

次に生成した空気シャワーを検出器シミュレーションで入射する。入射範囲は前章と同様である。図 5.4 に空気シャワー粒子の 1MIP によるエネルギー損失分布を示す。トリガー条件は上下層コインシデンスである。また図 5.5 にシンチレータ上層における入射粒子種別のエネルギー損失分布を示す。この分布を形作る粒子はミュオン (~90 %)、電子陽電子 (~10 %) が寄与している。

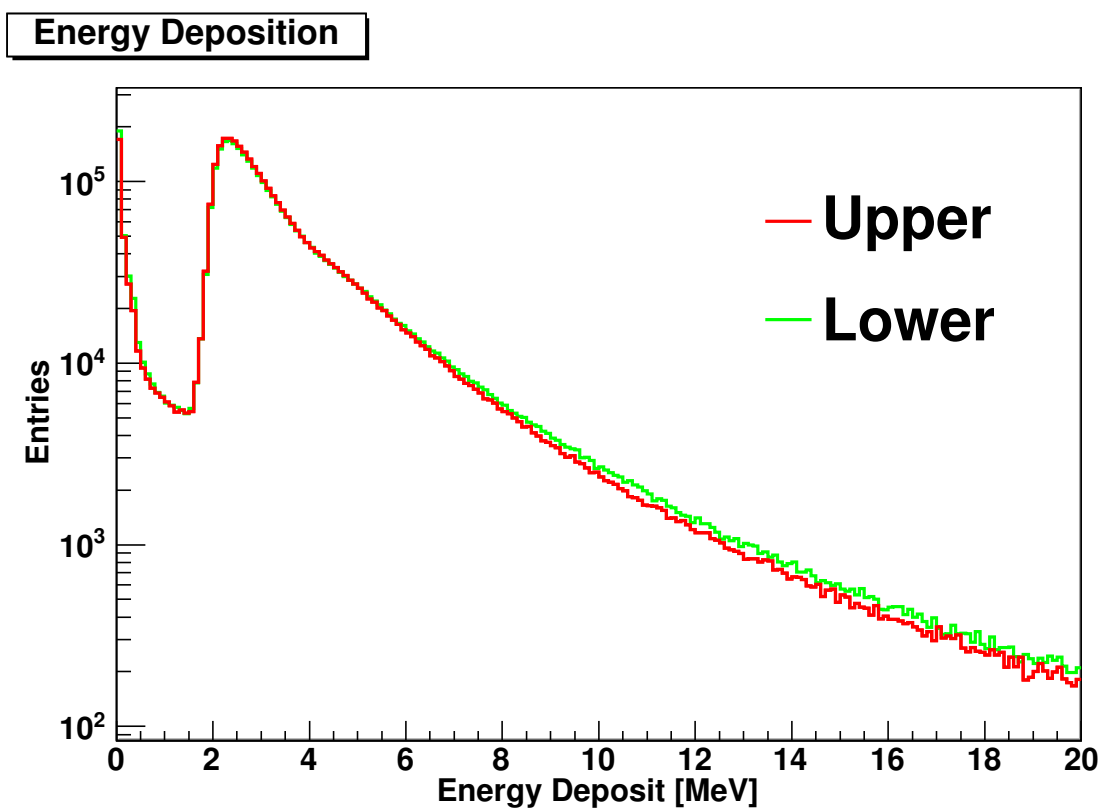


図 5.4: シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子のエネルギー損失分布

Energy Deposition

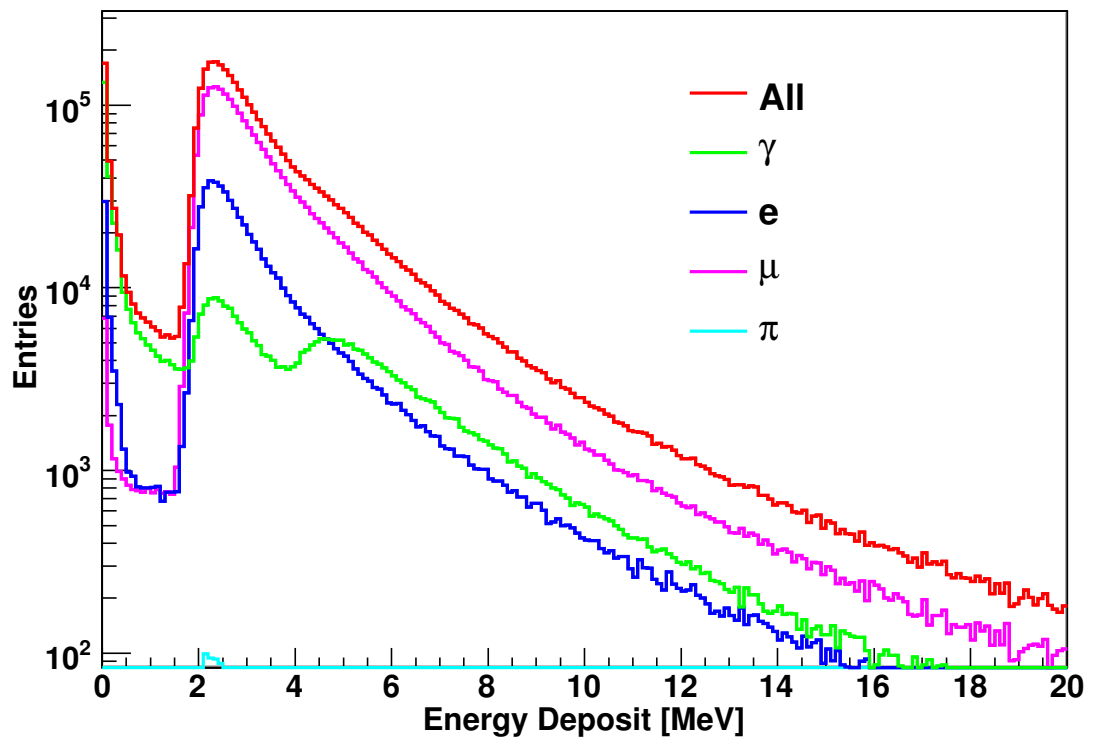


図 5.5: シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子の上層でのエネルギー損失分布。入射粒子種ごとに色分けしてある。ミュオンによる寄与が最も大きい。

第6章 SDの較正

3.2.2節で述べたようにSDは宇宙線の1MIP分布をモニターデータとして取得している。

COSMOSより得られる情報は、生成された粒子の粒子種、エネルギー、位置、入射角などであり、検出器シミュレーションにより得られるのは入射粒子の検出器でのエネルギー損失 [MeV]のみである。一方、実際の観測データはPMTからの波形をflash ADC (FADC)により取得しているのでFADCカウント値として記録されている。そのためシミュレーションより得た1MIPによるエネルギー損失分布と実データの1MIP分布を直接比較することは出来ない。そこで変換係数が必要となってくる。

この章では、前章より得られた空気シャワー粒子の1MIPによるエネルギー損失分布をいくつかの段階を踏んで変換させることにより、シミュレーションから期待されるFADCカウント分布を求める。そして実際のモニターデータと比較することでエネルギー損失量からFADCカウントへ較正するための換算係数 [FADC count / MeV] を求める。

まず、図5.4の分布に実際の観測と同様に上下層コインシデンス、閾値0.3MIPsの条件を加えると、図6.1のようになる。閾値は4章で定義した1MIP値から計算している。

Energy Deposition

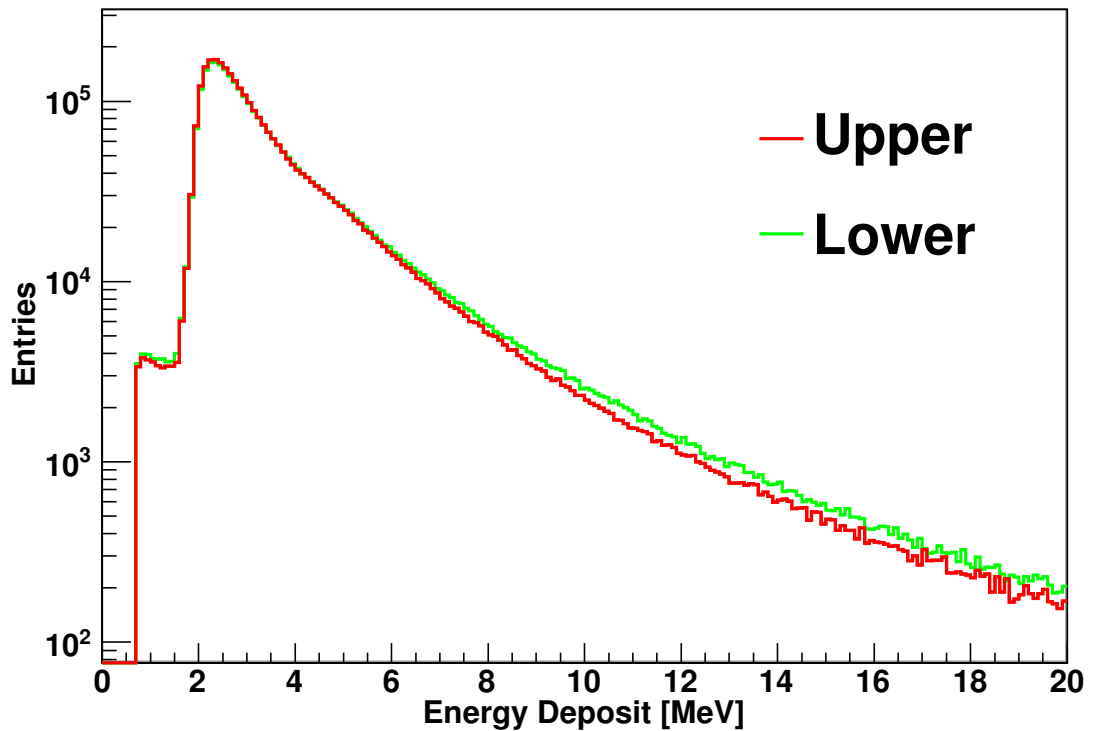


図 6.1: 図 5.4 に上下層コインシデンス、閾値 0.3MIPs の条件を加えたエネルギー損失分布

この分布を次に挙げる要因で畳み込みを行うことにより FADC カウントの分布に換算する。これを行うにあたり p.e. / MeV、FADC count / MeV をパラメータとして用いる。

1. 光量のゆらぎ：これは宇宙線の入射位置が不均一であるためで、シンチレータの発光、波長変換ファイバーの応答、PMT 感面感度の応答にばらつきがある。過去の測定から見積もられている値、7%を固定値としてガウス分布に従ってふらせる。
2. PMT の光電面から放出される光電子数のゆらぎ：このゆらぎはポアソン分布に従う。また、1MeV あたりに放出される光電子数を変えてヒストグラムの p.e. / MeV に対する依存性を見てみた。その図を図 6.2 に示す。
3. 1p.e. の分解能：PMT ゲインの不定性によるばらつき。

4. FADC ノイズ : FADC 値に変換する際のサンプリングエラー。

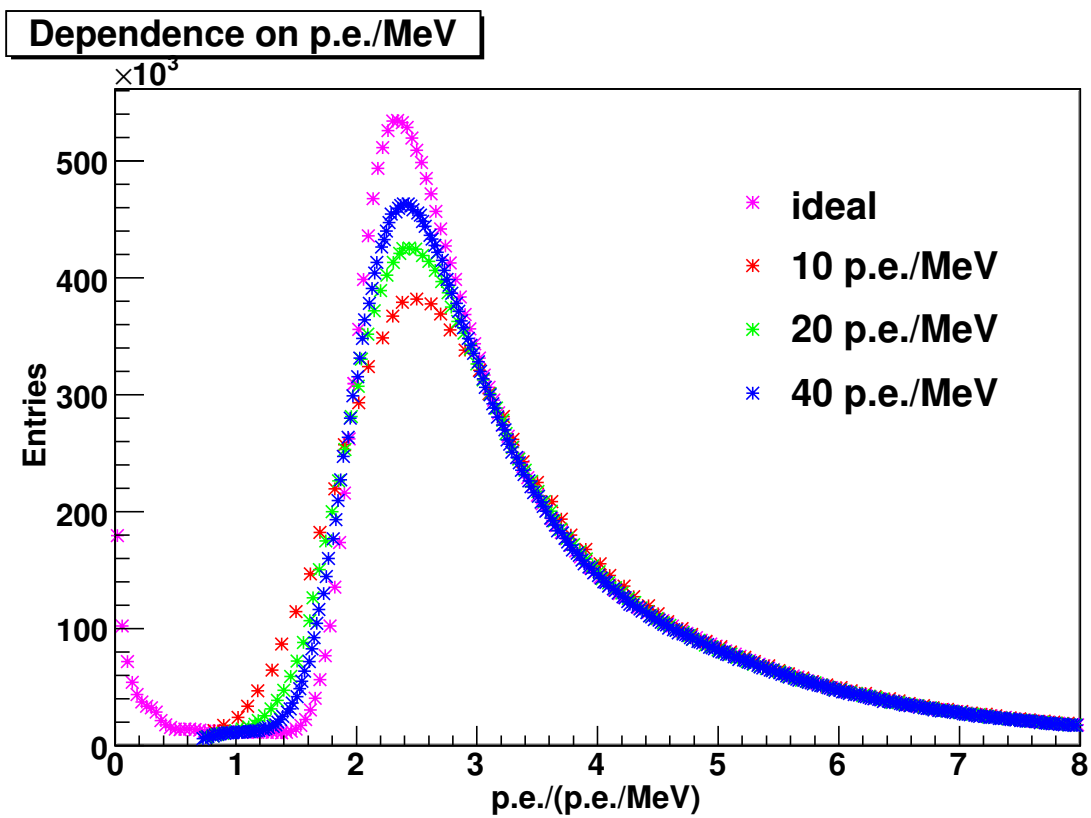


図 6.2: p.e. / MeV に対する依存性。ここで ideal とは分解能が無限と仮定したときのシンチレータである。

これにより得られたヒストグラムで実データの 1MIP ヒストグラムをフィットする。上層シンチレータにおいては図 6.3 のような結果となり、よく一致しているのがわかる。縦軸を対数換算したものを図 6.4 に示す。

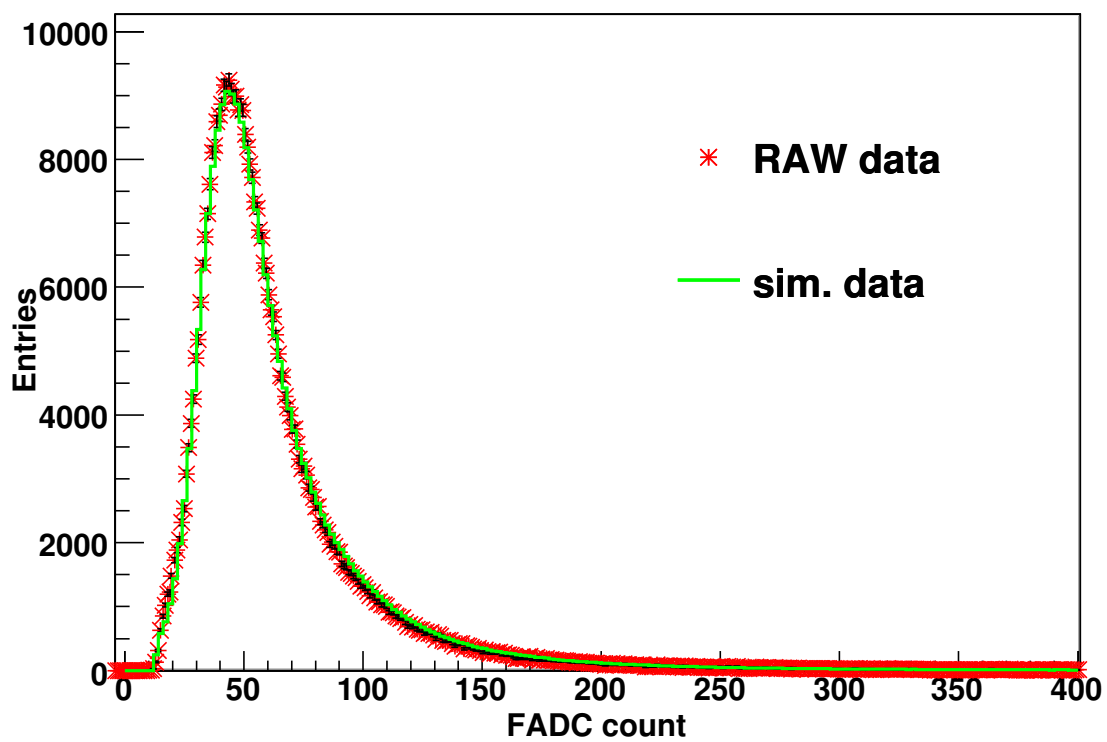


図 6.3: 上層シンチレータにおけるシミュレーションから求めた FADC カウントの 1MIP ヒストグラムと実データの 1MIP ヒストグラムの比較

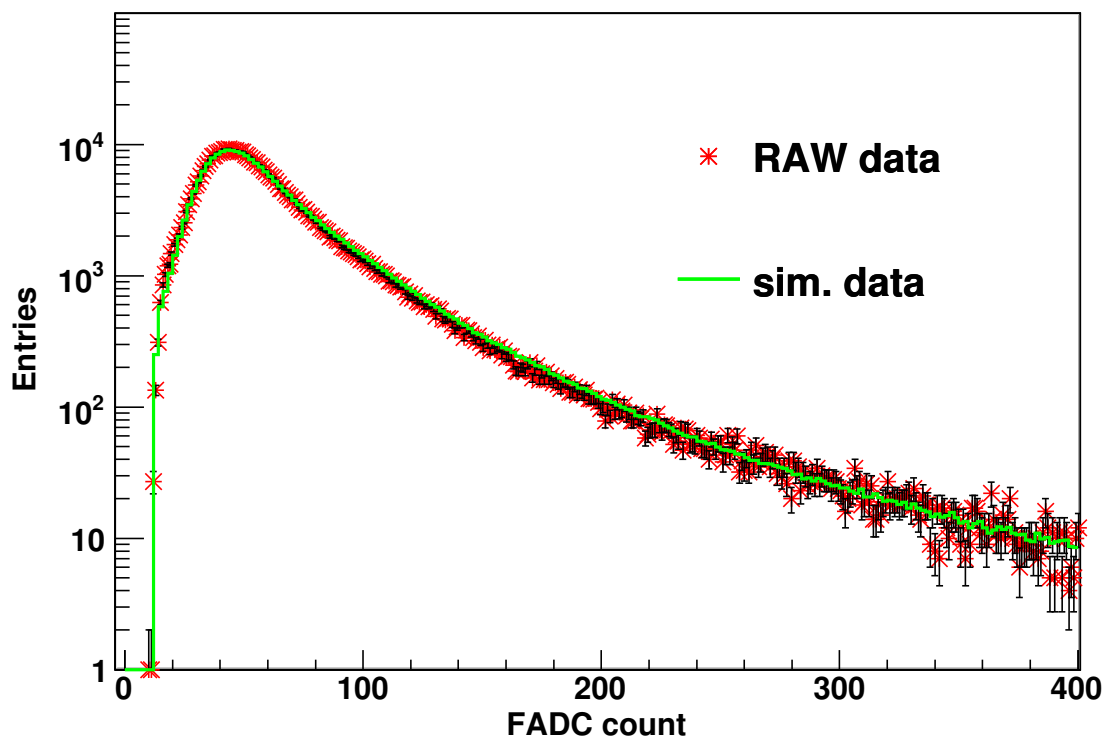


図 6.4: 図 6.3 の縦軸を log スケールにしたもの。よく一致しているのがわかる。

下層シンチレータについてフィットした結果も同様に、図 6.5 と図 6.6 に示す。

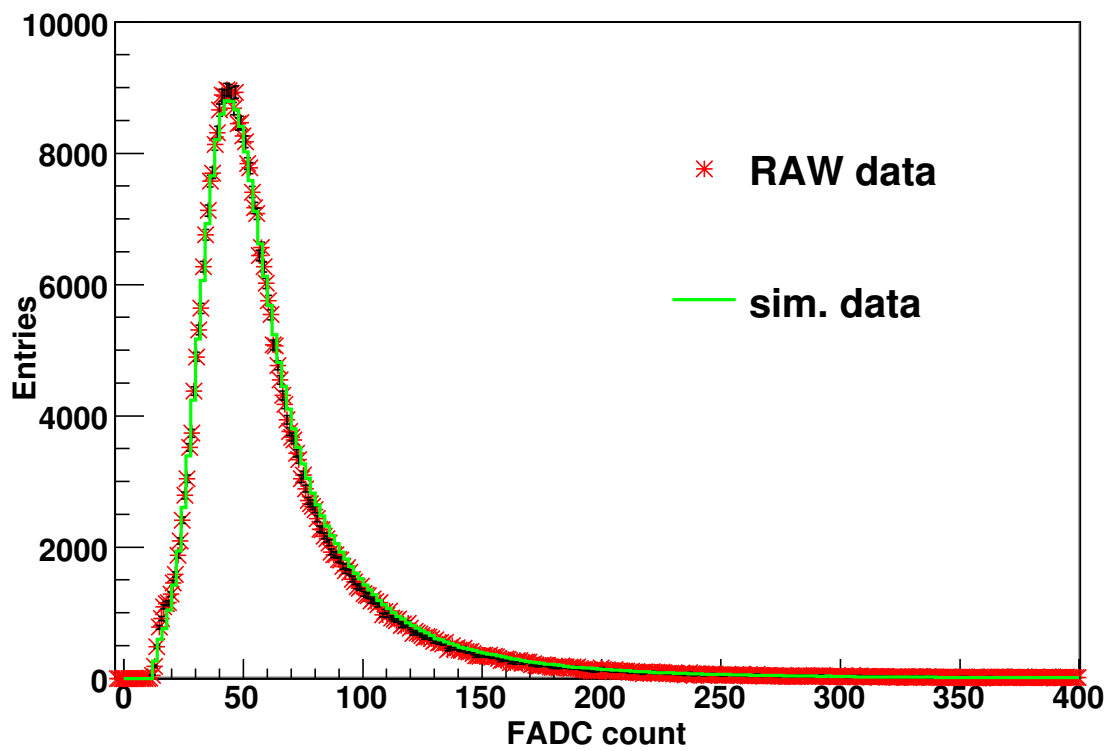


図 6.5: 下層シンチレータにおけるシミュレーションから求めた FADC カウントの 1MIP ヒストグラムと実データの 1MIP ヒストグラムの比較

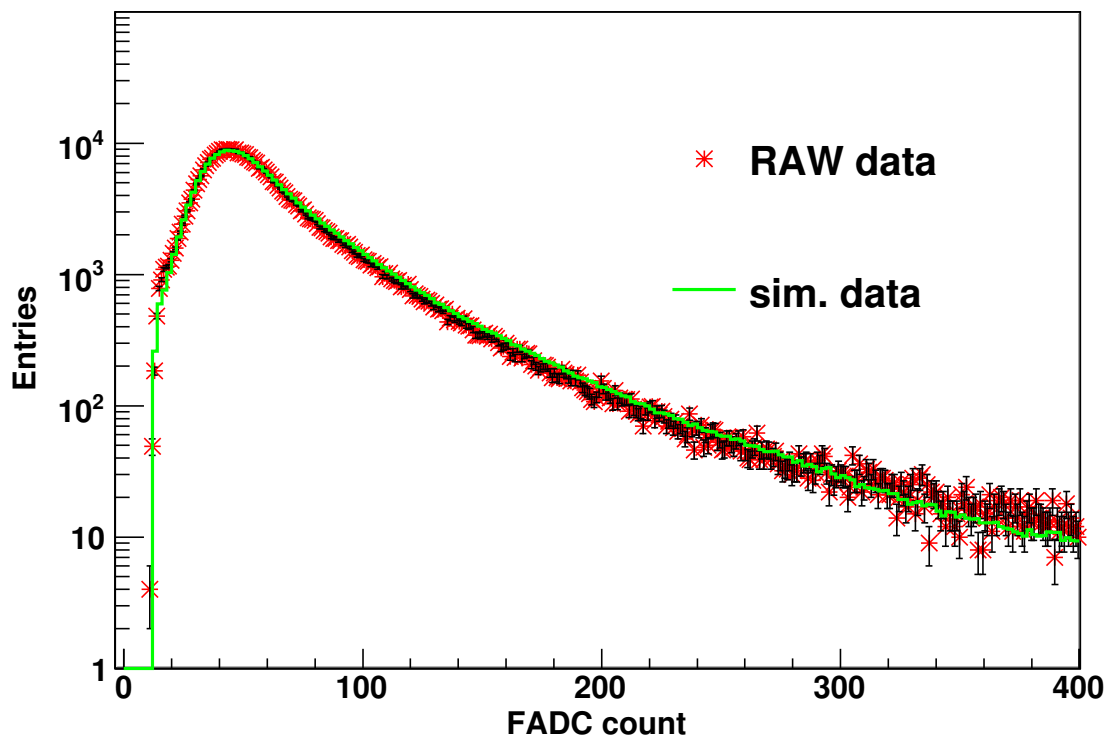


図 6.6: 図 6.5 の縦軸を log スケールにしたもの。こちらもよく一致している。

この結果から 1MeV あたりの光電子数は 9 [p.e. / MeV] と見積もられ、変換係数は 17.3 [FADC count / MeV] と求まった。また、これにより SD のシミュレータが非常に優れていることがわかる。

今回はある実データについての結果を示したが、SD には個体差があるため光電子数や変換係数にばらつきがある。そこで、p.e. / MeV と FADC count / MeV を変えてフィットしていくことにより他の SD についても変換係数を求めることが出来る。

今回は SD 単体についてのシミュレーションを行ったが SD アレイとしての応答も検証する必要がある。また空気シャワーの相互作用モデル依存性、空気シャワーシミュレータの依存性についても調べる必要がある。

第7章 結論

テレスコープアレイ実験における地表粒子検出器について、空気シャワー粒子に対する応答をモンテカルロシミュレーションを用いることにより評価した。宇宙線による 1MIP 分布は主にミューオンによるものである。

また本実験で用いている、各 SD の粒子数を見積もる上での 1 つの基準である 1MIP の値を検出器シミュレーションを用いることにより定義した。

またシミュレーションより得た空気シャワー粒子のエネルギー損失分布から、期待されるモニターデータを求めた。これと実験サイトで取得されたモニターデータを比較することにより、エネルギー損失量から FADC カウントへ較正するための変換係数を求めた。ここでシミュレーションより得た空気シャワー粒子のエネルギー損失分布に光量のゆらぎ、ポアソン分布に従う光電子数のゆらぎ、1p.e. の分解能、FADC ノイズを考慮することにより実データとよく合う結果を得ることが出来た。

今回は SD 単体についての応答をシミュレーションにより行ったが、SD アレイとしての応答も検証する必要がある。また、空気シャワーシミュレーションにおける、空気シャワーの相互作用モデル依存性、空気シャワーシミュレータの依存性についても検証する必要がある。

謝辞

本研究に携わる機会を与えていただき、研究、学生生活においてもご指導していただきました千葉順成先生に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の櫻井信之先生、武多昭道氏には本研究において大変多くのご指導、ご助言をいただきましたことを深く感謝致します。

佐川宏行先生には研究において多くのご指導をいただきました。

野中敏幸先生にはデルタでの研究生活、SD シフト etc... と大変お世話になりました。

竹田成宏先生には初めてのアメリカでの研究生活で大変お世話になりました。

林田直明先生には真夏の SD シフトでお世話になりました。

木次敦子様、辰巳房子様には宇宙線研究所における研究生活で大変お世話になりました。

東京大学宇宙線研究所で同室の池田大輔氏、木戸英治氏、高橋良彰氏には日頃から大変お世話になりました。

神奈川大学の有働慈治先生にはアメリカでの研究生活 etc... と大変お世話になりました。

大阪市立大学の奥田剛司氏には極寒の中での FD シフト・SD シフトで大変お世話になりました。

東京工業大学の得能久生先生にはアメリカでの研究生活で大変お世話になりました。

東京工業大学の多米田裕一郎氏にはいつもウィットに富んだ話題を提供していただきました。

山梨大学の富田孝幸氏にはいつも楽しい話題を提供していただき、アメリカでの生活では大変お世話になりました。お疲れのところ何度も SK タワーにご同行していただきましたことを感謝致します。

Barr 一家にはアメリカでの研究生活で大変お世話になりました。

他のテレスコープアレイ実験コラボレーターの皆様にもお世話になりました。皆様ありがとうございました。

また、千葉研究室の炭竈聡之先生、菅沼丈寛氏、住田貴之氏、吉永健太氏をはじめとした皆様のおかげで楽しく充実した学生生活を送ることが出来ました。

参考文献

- [1] K.Greisen, *Rhys.Rev.Lett.*, 16, 748-750 (1966).
- [2] G.T.Zatsepin and V.A.Kuzmin, *JETP.Lett.*, 81, 1163 (1998).
- [3] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1163 (1998).
- [4] ENRICO Fermi, *Phys. Rev.*, 75, 1169-1174 (1949).
- [5] L.O'C Drury, *Contemporary Physics.*, 35, 231-242 (1994).
- [6] R. U. Abbashi et al., *astro-ph/0208301*.
- [7] The Pierre Auger Collaboration., *Science.*, 318, 938-943 (2007).
- [8] J. Abraham, *Phys. Rev. Lett.*, 101 (2008).
- [9] The High Resolution Fly'S Eye Collaboration., *Astropart. Phys.*, 30, 175-179 (2008).
- [10] M. Nagano, *Journal of Physics G:Nuclear Physics*, 10, 1295-1310 (1984).
- [11] Thomas K. Gaisser, *Cambridge University Press*. (1990).
- [12] A. Taketa, *Proc. 31th ICRC(Lodz)* (2009).
- [13] 山川雄一、修士論文、東京大学 (2008).
- [14] 福田崇徳、修士論文、東京工業大学 (2008).
- [15] 木戸英治、修士論文、東京大学 (2007).
- [16] 池田大輔、修士論文、東京大学 (2007).
- [17] 武多昭道、修士論文、東京大学 (2006).
- [18] 多米田裕一郎、修士論文、東京工業大学 (2006).
- [19] 小田稔、宇宙線 (裳華房、1972).
- [20] 木舟正、宇宙高エネルギーの物理学 (培風館、2004).