

修士論文
テレスコープアレイ実験における
地表粒子検出器の性能評価

東京理科大学大学院
理工学研究科 物理学専攻
宮田 孝司

指導教官
千葉 順成

概要

これまで 10^{20} eV 以上のエネルギーを持つ超高エネルギー宇宙線は宇宙空間で 2.7K の背景放射と相互作用を起こすので地球まで到来しないとされていた。しかし 1998 年、日本の AGASA グループによってその予言を覆す実験結果が発表された。一方アメリカの HiRes グループは超高エネルギー宇宙線の存在を確認したという結果を発表している。しかし両実験ともエネルギー決定精度が低い為、未だに 10^{20} eV 以上の超高エネルギー宇宙線の存在は確定されていない。また超高エネルギー宇宙線が存在する場合、その起源も良く分かっていない。この問題を解決する為にエネルギー、到来方向決定精度の良い実験を行う必要がある。

テレスコープアレイ (Telescope Array Project:TA) 実験ではシンチレーターを用いて宇宙線を直接観測する地表粒子検出器 (Surface Detector:SD) と、大気中で宇宙線が相互作用を起こすことにより生じる発光現象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、SD、FD の同時観測を開始している。

超高エネルギー宇宙線の起源を知る為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。SD 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。そこで SD 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と空気シャワーシミュレーションを用いることで、宇宙線に対する検出器の応答を詳細に調べる。また実際測定した検出器の較正データと比較することにより検出器の系統誤差を見積る。

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
2.2	加速機構	6
2.3	伝播過程	7
2.4	起源モデル	9
2.4.1	ボトムアップモデル	10
2.4.2	トップダウンモデル	12
2.5	超高エネルギー宇宙線観測実験の現状	12
第 3 章	空気シャワー現象	14
3.1	空気シャワー現象の概要	14
3.2	横方向発達	14
3.3	縦方向発達	16
3.4	空気シャワーの時間構造	18
3.5	大気蛍光現象	18
第 4 章	テレスコープアレイ実験	20
4.1	テレスコープアレイ実験の概要	20
4.2	地表粒子検出器	20
4.2.1	地表粒子検出器のデータ収集系	24
4.2.2	地表粒子検出器の較正	26
4.2.3	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	38
4.3	大気蛍光望遠鏡	40
4.3.1	大気蛍光望遠鏡のデータ収集系	41
4.3.2	大気蛍光望遠鏡の較正	42
第 5 章	宇宙線に対する地表粒子検出器の応答	46

5.1	シミュレーション概要	46
5.2	シミュレーションを用いた地表粒子検出器の性能評価	49
5.2.1	エネルギー損失	49
5.2.2	検出効率	62
第 6 章	地表粒子検出器単体の系統誤差の見積もり	70
6.1	1MIP によるエネルギー損失分布	70
6.2	地表粒子検出器単体の系統誤差の見積もり	73
第 7 章	超高エネルギー宇宙線に対する地表粒子検出器の応答	77
7.1	空気シャワーシミュレーション	77
7.2	入射粒子数の見積もり	79
第 8 章	結論	86
	参考文献	88

第 1 章

序論

宇宙線とは宇宙空間を飛び回る陽子や電子、原子核や光子等の総称である。1912年、オーストラリアの物理学者 Victor F. Hess らによってその存在が確かめられた。Hess らは気球を用いて高空での電離の様子を調べ、高度が上がるにつれて電離が増加したことから、放射線は鉛直上方向から到来すると解釈された。

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。宇宙線のエネルギースペクトルには $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ と 10^{19}eV に大きな折れ曲りがあり、それぞれ knee 領域、ankle 領域と呼ばれる。宇宙線強度は $f(E) = k \times E^\alpha$ と表すことが出来、knee 領域までは $\alpha \sim 2.7$ であり、knee 領域から ankle 領域では $\alpha \sim 3.0$ である。

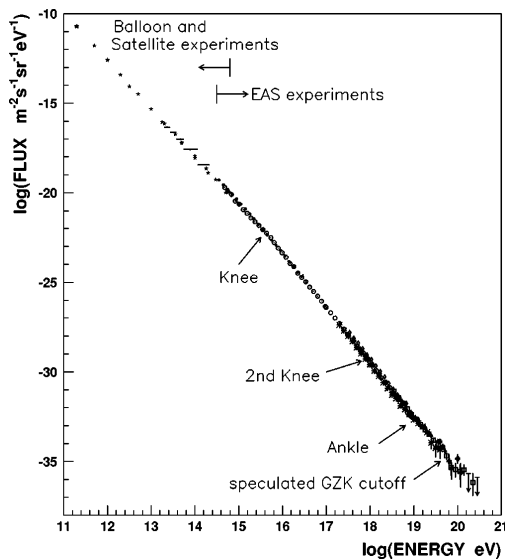


図 1.1 これまで観測されている 1 次宇宙線のエネルギースペクトル

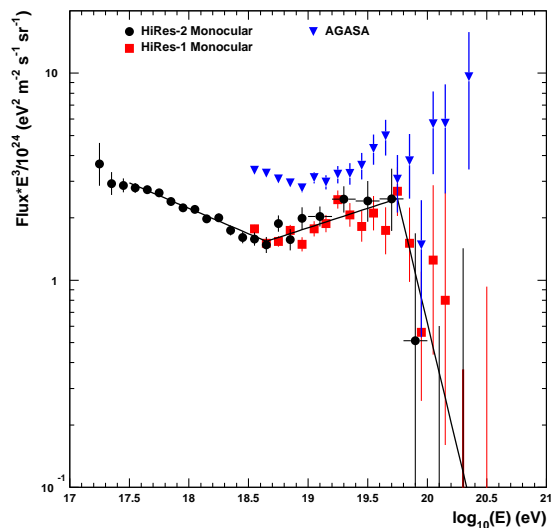


図 1.2 HiRes 実験, AGASA 実験より得られた宇宙線のエネルギースペクトルの比較 [4]

1960年代後半、Greisen、Zatsepin、Kuz'minら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予言した [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は約3.26光年)からは到達しないというものである。このカットオフは予言した3氏の頭文字からGZKカットオフと呼ばれている。

しかし1998年、AGASA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High Resolution Fly's Eye(HiRes)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ているのに対し、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。現在この超高エネルギー宇宙線の起源は判明していない。起源を決定する為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もしれないが、存在しないなら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着ける為に、日米韓共同でテレスコープアレイ (Telescope Array : 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ており、地上で空気シャワーを構成する荷電粒子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生され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の空気シャワーに対する応答と系統誤差について議論する。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。そこで空気シャワーに対する検出器の応答が重要となる。第2章では超高エネルギー宇宙線について述べ、第3章では空気シャワー現象について説明する。第4章ではテレスコープアレイ実験の概要と検出器の較正について述べる。第5章ではモンテカルロシミュレーションを用いてSDの性能評価を行い、第6章ではシミュレーションと実際の観測データを比較することでSD単体の系統誤差を見積もる。第7章では超高エネルギー宇宙線によるSD単体の応答を検証する。最後に第8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

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線であり、79% が陽子、15% が α 粒子、残りは重い原子核や電子、光子で構成されている。

銀河内に存在する宇宙線は銀河磁場によってローレンツ力を受けることで螺旋運動している。その軌道のラーモア半径 R_L 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は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、銀河円盤内への閉じ込めが困難なり銀河系からの漏れ出しが起こる。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は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。

2.2 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機構であり、荷電粒子が星間プラズマ雲との散乱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 [5]。プラズマ雲と荷電粒子との散乱方向はランダムであるが、正面衝突の頻度が多いので粒子の単位時間当たりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正となり、

$$\begin{aligned}\Delta E &= \alpha E \\ \alpha &= 2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cdot \frac{u}{l}\end{aligned}\tag{2.2}$$

と表すことが出来る。この式よりエネルギーは時間とともに増加することが分かる。ここで v は星間雲の速度、 l は散乱の平均自由行程、 u は加速される粒子の速度である。このような加速機構を加速効率 α が v^2 に比例することから、2 次のフェルミ加速と呼ぶ。しかしこの加速機構は加速効率が悪く加速時間がかかり過ぎる為、実際の宇宙線を説明できない。実際には衝撃波による加速が有力であると考えられている。

衝撃波とは密度、圧力などの急激な変化が伝播する現象である。粒子が衝撃波面を往復する時間 dt 当たりのエネルギー増加率は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{v}{c} \cdot E\tag{2.3}$$

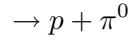
と表すことが出来る。ここで v は衝撃波の速度である。加速効率は散乱体の速度 v に比例しており、これを 1 次のフェルミ加速と呼ぶ。しかしこの加速機構では衝撃波の拡がりに制限がある為、 $E = 10^{15}$ eV 程度が限界であると考えられている。

2.3 伝播過程

宇宙空間は背景放射に満たされている。背景放射とは宇宙空間の全域から観測される電磁波の放射のことである。背景放射には様々な周波数の電磁波があり、周波数によってマイクロ波、赤外線、X 線等に分類される。高エネルギーの宇宙線はこの背景放射と相互作用を起こすことによりエネルギーを失う。また宇宙線はその種類によって異なる相互作用を起こす。

陽子

陽子と背景放射は高エネルギー領域で共鳴状態となり反応断面積が急激に大きくなる。この状態は短寿命であるので、以下のように崩壊を起こす。



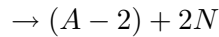
パイオン生成 [(2.4) 式] と電子陽電子対生成 [(2.5) 式] について表 2.1 で特徴を比較する。パイオン生成は相互作用を起こす閾値エネルギーは高いがエネルギー損失率が高い為、 $E > 10^{19.6} \text{eV}$ の領域では対生成より優勢となる。

表 2.1 陽子のパイオン生成と電子陽電子対生成の特徴

	パイオン生成	電子陽電子対生成
閾値エネルギー	$\sim 10^{19.6} \text{eV}$	$\sim 10^{18} \text{eV}$
平均自由行程	$\sim 6 \text{Mpc}$	$\sim 1 \text{Mpc}$
エネルギー損失率	20%	0.1%

原子核

陽子より重い原子核 (質量 A) の場合は主に背景放射による光分解反応 [(2.6) 式] と電子陽電子対生成 [(2.7) 式] を起こす。



ここで N は核子である。原子核と背景放射との相互作用については L.Epele らによって計算されている [6]。図 2.1 に鉄原子核に対する背景放射による光分解のエネルギー損失時間を示す。 $E < 10^{20} \text{eV}$ では赤外線背景放射、 $E > 10^{20} \text{eV}$ ではマイクロ波背景放射による光分解反応が優勢となる。

ガンマ線

ガンマ線の場合は背景放射との反応による電子陽電子対生成が重要である。



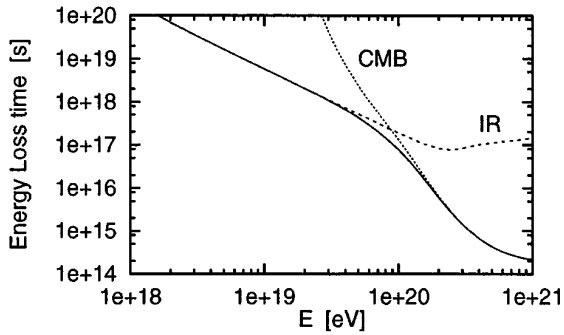


図 2.1 鉄原子核の光分解反応によるエネルギー損失時間。CMB、IR はそれぞれマイクロ波背景放射、赤外線背景放射による光分解反応であり、実線は合計である。

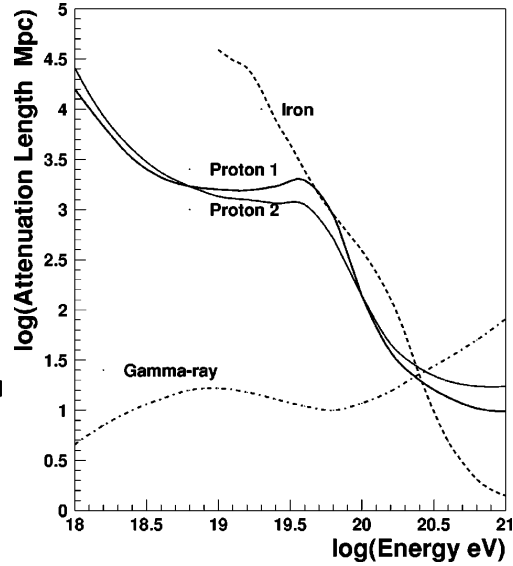


図 2.2 背景放射下における陽子、鉄、ガンマ線の減衰長。Proton1 は Yoshida ら [7]、Proton2 は Protheroe ら [8] によるものである。

相互作用の閾値エネルギーは $E = 4 \times 10^{14} \text{eV}$ と低い。

背景放射による陽子、鉄、ガンマ線の減衰長を図 2.2 に示す。陽子の減衰長が宇宙線のエネルギースペクトルにおける GZK カットオフを特徴付けていることが見られる。また $E < 10^{19.6} \text{eV}$ では電子陽電子対生成、それ以上の領域ではパイオン生成による影響が顕著であることも見られる。 $E = 10^{20} \text{eV}$ の陽子の減衰長が 100Mpc 程度であることから、地球で観測された場合これらの起源は地球から 100Mpc 以内に存在する必要がある。

以上のような伝播過程により宇宙線のエネルギースペクトルは GZK カットオフを持つ。図 2.3 に超高エネルギー宇宙線源が単一の場合、図 2.4 に等方的に分布している場合に予想されるエネルギースペクトルを示す [7]。前者はいくつかの赤方偏移の値について、後者はいくつかの宇宙線源の進化モデルについて比較している。

2.4 起源モデル

現在超高エネルギー宇宙線の起源は分かっていない。この宇宙線の生成モデルとして主に 2 種類が考えられている。天体の衝撃波による加速で超高エネルギーまで加速するボトムアップモデルと、未知の超重粒子の崩壊や対消滅によって超高エネルギー宇宙線を生成するトップダウンモデルである。

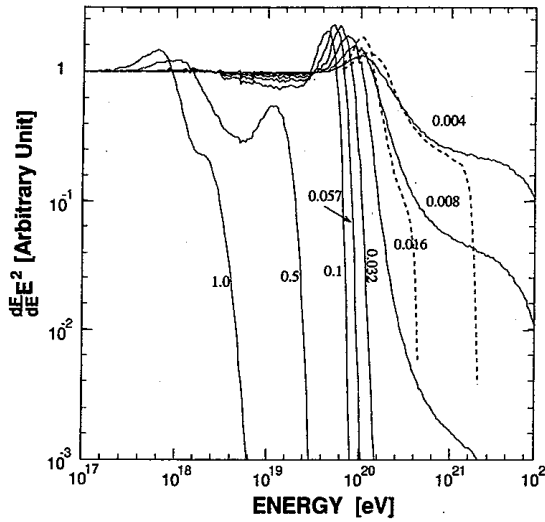


図 2.3 宇宙線源が単一の場合の超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル

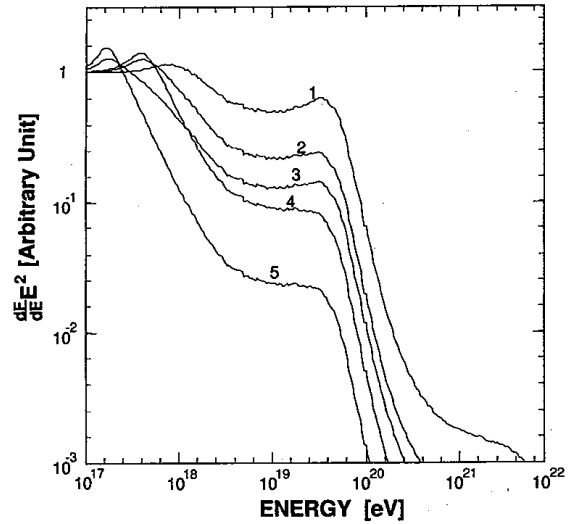


図 2.4 宇宙線源が等方的に分布している場合の超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル

2.4.1 ボトムアップモデル

2.2 節で述べたように宇宙線は宇宙空間に存在するプラズマ衝撃波により加速される。宇宙線を高エネルギーに加速する為には、そのラーモア半径が加速領域より小さい必要があり、ここで加速限界が決まる。宇宙線の最大加速エネルギーは

$$E_{max} \propto eZBL\beta c \quad (2.9)$$

となる [9]。ここで c は衝撃波の速度、 eZ は加速される粒子の電荷、 B は磁場強度、 L は加速領域の大きさである。図 2.5 に粒子の起源や加速の候補となる天体のサイズと磁場の強さ、最大加速エネルギーの関係を示す。宇宙線のエネルギーを 10^{20} eV 以上に加速可能な候補は限られる。GZK 効果を考慮するとこれらの天体が 100Mpc 以内に存在している必要がある。超高エネルギー加速源となり得る候補として中性子星、ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst: GRB)、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei: AGN) などがある。

中性子星は銀河系内に数多く分布しており、ここで加速された宇宙線は比較的減衰せずに地球に飛来する。しかし中性子星の強い磁場によるシンクロトロン放射によりエネルギー損失が大きくなる為、宇宙線を超高エネルギーまで加速することは難しい。

GRB は超大質量の恒星が一生を終える時に極超新星となって爆発し、これによってブラックホールが形成されバーストが起こるとされているが詳細には解明されていない。GRB によるエネルギー放射率は超高エネルギー宇宙線源が一様に分布している場合

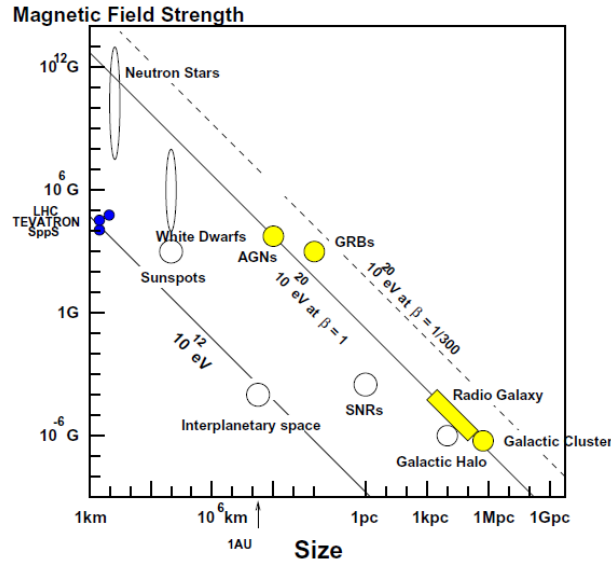


図 2.5 粒子の起源や加速の候補となる天体のサイズと磁場の強さ。A.M.Hillas によりまとめられた結果 [15] に GRB が加えられている。

10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放射率にほぼ等しい。しかし GZK 効果を考えると 100Mpc 以内に存在している必要がある。また観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中するはずであるが、そのような結果は得られていない。

AGN 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。粒子は回転する磁場から生じる電場により加速される。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あり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV と考えられている。

AGN にある電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放射されるジェットと銀河空間ガスの衝突により強い衝撃波が生じる。中でも特に強い電磁波が放射されている領域 (Hot Spot) では物質密度が低く、粒子を封じ込めるだけの磁場が存在していることから宇宙線を超高エネルギーまで加速出来ると考えられている。しかしホットスポットを持つ活動銀河核の数が少ないため、起源がホットスポットだけでは AGASA 実験によって得られた超高エネルギー宇宙線の到来頻度を満たすことが出来ないとされている。

他にも銀河中心にあるブラックホールによる加速等がモデルとして上がっているが、いずれも今までの実験結果を満たさない為、ボトムアップモデルの候補としては未だこれといった天体が存在しない。

2.4.2 トップダウンモデル

超高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、宇宙論で説明出来ないとして、新しい物理に基づくモデルやが考案されている。超高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な理論を超えた新しい物理が開拓される可能性がある。

例えばビッグバン初期に生成された宇宙ひもや超重粒子が銀河近傍で崩壊することにより、超高エネルギー宇宙線を生成するというモデルである。超重粒子は崩壊してヒッグス粒子や超重フェルミオンなどを生成する。これらの粒子が崩壊しジェットを介して超高エネルギー宇宙線となる。この場合粒子の分布に偏りが出来るので、超高エネルギー宇宙線の核種を判別することによりモデルの検証が出来る。

2.5 超高エネルギー宇宙線観測実験の現状

これまで超高エネルギー宇宙線を観測する為に AGASA 実験、HiRes 実験など様々な実験が行われてきた。しかし 10^{19} eV 以上の超高エネルギー宇宙線は到来頻度が年間 1 個/km² 程度と極めて低く統計量の高い観測が出来ていない為、エネルギースペクトル、到来方向ともに正確に決まっていない。その結果 GZK カットオフの有無の決定と超高エネルギー宇宙線の起源の解明するという課題が残っている。現在 TA 実験とピエールオージェ実験 (Pierre Auger Observatory : Auger 実験) がこの課題に取り組んでいる。

Auger 実験は TA 実験と同様に、地表粒子検出器と大気蛍光望遠鏡の同時観測を行っている。Auger 実験は 2007 年 7 月、観測した超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルを発表した [10](図 2.6)。ここでは 6σ の有意性で $10^{19.6}$ eV 以上のエネルギースペクトルにおいて GZK カットオフが存在すると主張している。しかしエネルギー決定を大気蛍光望遠鏡のみによる較正で行っている為、検出器の系統誤差の検討が必要である。

また Auger 実験は 2007 年 9 月、 10^{20} eV を超える超高エネルギー宇宙線の起源が 75Mpc 以内の AGN であるという結果を Science 誌で発表した [11]。2004 年に検出器が稼働し、4 年間で 5.7×10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線を 27 例観測している。その中で到来方向の解析を行った 6.0×10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ 15 例のうち、12 例については既知の 75Mpc 以内の AGN から 3.1 度以内の方向であると特定でき、残りの 12 例もほとんどが同様に AGN 由来のものと特定されるという。またこの結果より超高エネルギー宇宙線の到来方向分布の等方性は 99% の信頼度で否定されるという。

しかし宇宙線が超高エネルギーまで加速されるメカニズムは未だ解明されていない。Auger 実験が南半球に検出器を展開し宇宙の南天を観測しているのに対して TA 実験は北半球で観測を行うので、両実験による宇宙の全天観測から超高エネルギー宇宙線のより詳細な起源、加速メカニズムの探求が行われる。また TA 実験では地表粒子検出器、大気

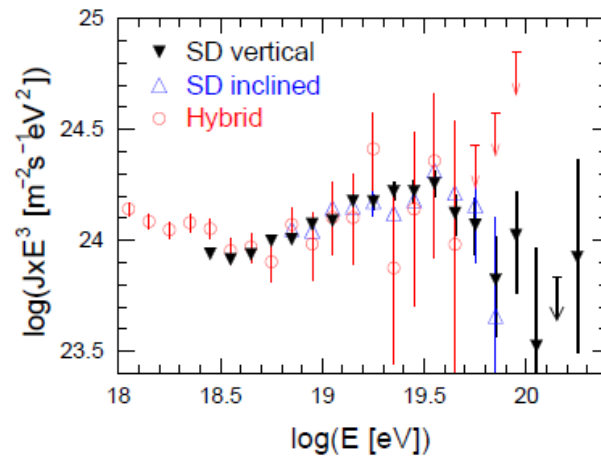


図 2.6 地表粒子検出器と同時観測によるエネルギースペクトル。vertical と inclined は空気シャワーの天頂角で 60° で分けている。

蛍光望遠鏡それぞれ独立にエネルギー決定が可能であるので、AGASA 実験と HiRes 実験を直接的に比較することも重要である。

第3章

空気シャワー現象

3.1 空気シャワー現象の概要

1 次宇宙線が大気中に入射すると大気中の原子核と相互作用を起し、陽子、中性子、 π 、K 等のハドロンを生成する。これらの 2 次粒子は大気中の原子核と次々と相互作用を起し、ハドロンを増殖する。この現象をハドロンシャワーと呼ぶ。

2 次粒子のうち π^0 は寿命が短い為、相互作用を起す前に 2γ に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\tau = 0.84 \times 10^{-16} \text{ sec}) \quad (3.1)$$

高エネルギー γ は電子陽電子対を生成し、また生成された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 の崩壊により生成された μ^\pm は以下のように崩壊を起す。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ sec}) \quad (3.2)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\tau = 2.2 \times 10^{-6} \text{ sec}) \quad (3.3)$$

ここで生成される電子、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。

以上のような現象を総称して空気シャワーと呼ぶ。図 3.1 に空気シャワーの模式図を示す。

3.2 横方向発達

多重クーロン散乱によってシャワー粒子はシャワー軸から離れ、広がっていく。多重クーロン散乱の散乱角 θ の 2 乗平均は

$$\langle \delta\theta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 \cdot \delta t \quad (3.4)$$

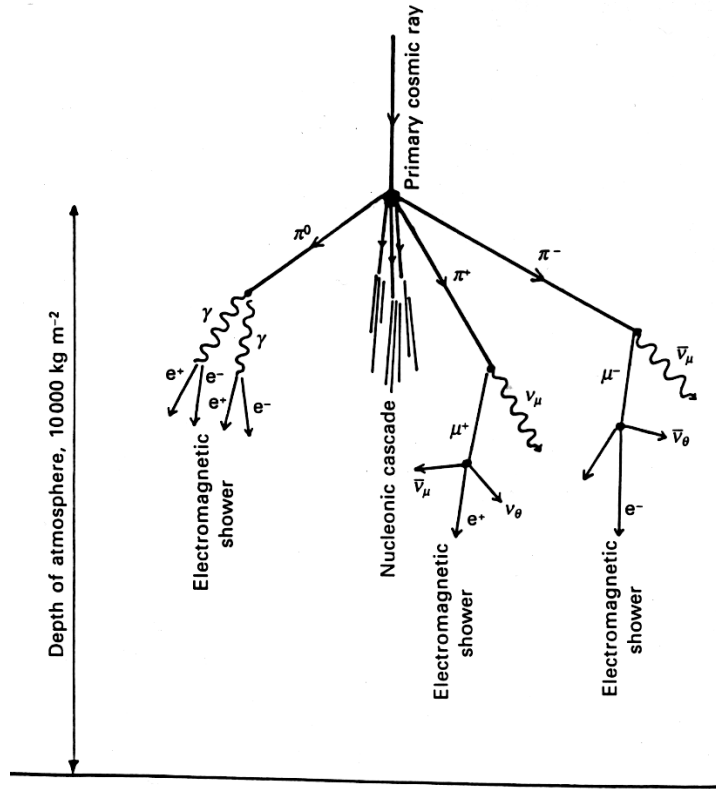


図 3.1 空気シャワー現象の模式図

$$E_s = m_e c^2 \left(\frac{4\pi}{\alpha} \right)^{1/2} \simeq 21 \text{ MeV} \tag{3.5}$$

で与えられる。ここで $t = X/X_0$ であり、大気の高さを表す。 X は入射した宇宙線が通過する物質質量、 X_0 は制動放射により電子陽電子のエネルギーが $1/e$ に減衰する距離 (放射長) であり、標準状態の空気では 36.7 g/cm^2 である。

またシャワーの横方向拡がりの特徴付ける単位としてモリエール単位 R_M が用いられる。モリエール単位とは臨界エネルギー*1 ϵ_0 の電子が物質中を 1 放射長通過する際の横方向への平均的ずれであり、

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon_0} X_0 \tag{3.6}$$

と表す。空気では $R_M \simeq 9.5 \text{ g/cm}^2$ であり、1 気圧の大気では $R_M \simeq 74 \text{ m}$ の長さに相当する。このようなシャワー軸と垂直な方向の粒子密度分布を横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。

*1 粒子 1 個が 1 放射長の物質質量を通過する際に電離損失により失うエネルギーを臨界エネルギーと呼び、空気中では約 85 MeV である。

西村、鎌田によって電磁シャワーのみ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) 関数がよく用いられる。

$$\rho(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (3.7)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right)} \quad (3.8)$$

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、 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ー、 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所では (3.7) 式による分布より緩やかになる。このような分布関数は Linsley らにより説明されており、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \quad (3.9)$$

である [12]。ここで C は規格化定数、 η は $R > R_M$ における横方向分布関数の強度を決定するパラメーターである。

また AGASA 実験ではシャワーコアから 1km 以上の領域における電子密度の測定より、吉田らによって横方向分布関数が拡張されており、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left(\frac{R}{1000} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (3.10)$$

となる [13]。AGASA 実験では $R_M=91.6\text{m}$ という値を用いている。また天頂角が浅いシャワー ($\sec\theta < 1.2$) 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 3.2 に AGASA 実験で観測された横方向分布の例を示す [14]。

3.3 縦方向発達

空気シャワー中の粒子数が増大すると、個々の粒子が持つエネルギーは減少する。臨界エネルギー ϵ_0 に近付くと大気分子による電離損失が大きくなり、急激にエネルギーを失って大気に吸収される。その為、空気シャワー中の粒子数はある発達段階から減少し始める。電磁シャワー中の電子陽電子数は一般に

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{\ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right)}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln(s) \right) \right] \quad (3.11)$$

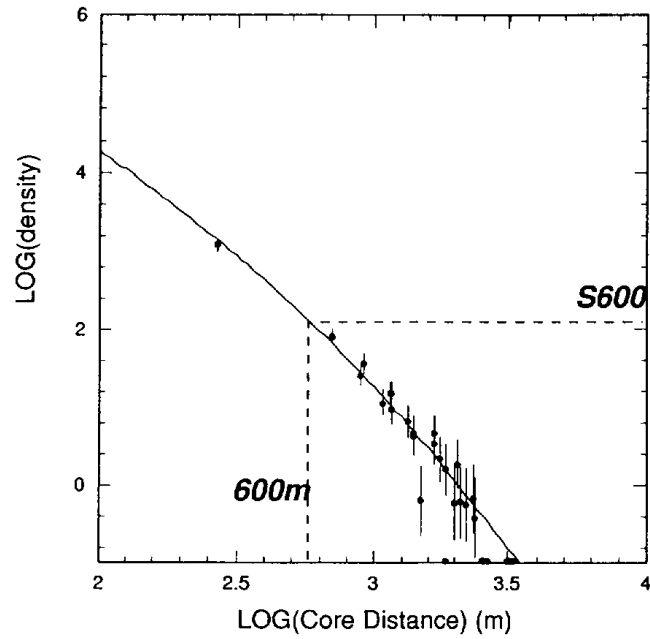


図 3.2 AGASA 実験で観測された荷電粒子の横方向分布の例。実線は (3.10) 式の関数である。

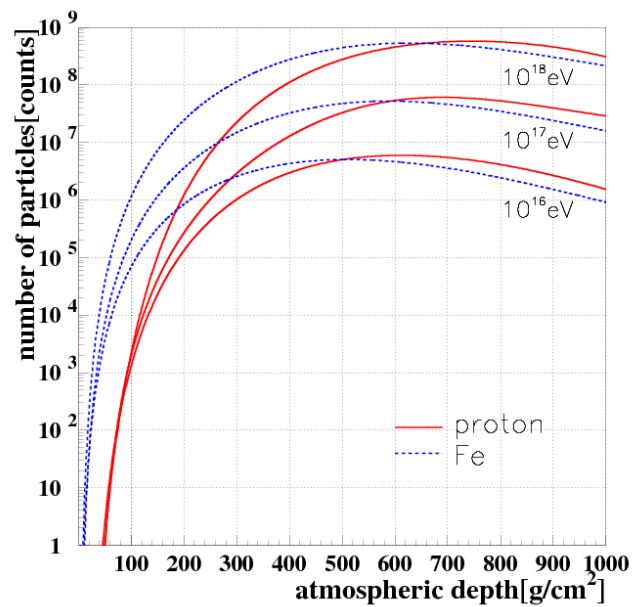


図 3.3 モンテカルロシミュレーションにより計算した縦方向発達分布。 $E = 10^{16}$ 、 10^{17} 、 10^{18} eV、陽子と鉄原子核について求めている。

と表される。

また陽子が1次粒子である場合の空気シャワー中の粒子数は Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられる。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (3.12)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{TeV}} \right) \quad (3.13)$$

ここで ϵ は空気に対する臨界エネルギーで 74MeV、 X_{max} はシャワー最大発達点の大気深さ [g/cm^2]、 X_1 は1次宇宙線の最初の相互作用点の大気深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長で $70\text{g}/\text{cm}^2$ である。同一の1次エネルギーの場合、1次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{max} に現れる。モンテカルロシミュレーションにより求めた、陽子、鉄原子核による空気シャワーの縦方向発達を図 3.3 に示す。

3.4 空気シャワーの時間構造

シャワー軸がある角度を持っている場合、地表へのシャワー粒子の到来時間にはシャワー軸からの距離に応じて時間差が生じる。またシャワーフロントは厚さを持っている為、その厚さも考慮する必要がある。図 3.4 に概略図を示す [16]。平均の遅延時間 T_d と分散 T_s は実験的に得られており、

$$T_d(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{30} \right)^{1.5} \rho^{-0.5} \text{nsec} \quad (3.14)$$

$$T_s(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{30} \right)^{1.5} \rho^{-0.3} \text{nsec} \quad (3.15)$$

である [17]。ここで ρ は観測した粒子数、 R はシャワー軸からの距離 [m] であり、遅延時間の分散 T_s はシャワーフロントの厚さに対応する。このように地表で空気シャワーを直接検出し、シャワーの到来方向を決定する場合、到来時間をシャワー軸からの距離で補正する必要がある。

3.5 大気蛍光現象

荷電粒子が物質中を通過する場合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。この光をシンチレーション光と呼び、減衰時間が比較的早いものを蛍光、遅いものを燐光と呼ぶ。

空気シャワー中の荷電粒子は縦方向の発達過程で大気分子中の電子を励起し、シンチレーション光を放出する。このような現象を大気蛍光現象と呼ぶ。大気蛍光の波長は主に

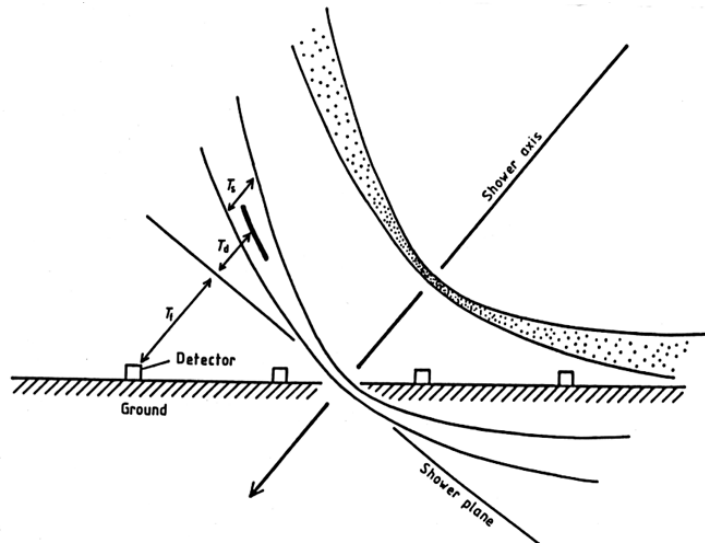


図 3.4 空気シャワーフロントの時間構造の概略図

300~400nm であり、発光機構は主に N_2^+ の first negative band system ($1N:B^2II_u^+ \rightarrow X^2II_g^+$) と N_2 の second positive band system ($2P:C^3II_u^+ \rightarrow B^3II_g^+$) である。

また大気蛍光以外に荷電粒子が大気中で光を放出する過程としてチェレンコフ放射がある。

チェレンコフ放射

荷電粒子が物質中を通過する際、その速度 v が物質中の光速 c/n (n は物質の屈折率) より速い場合光を放射する。この現象をチェレンコフ放射と呼ぶ。空気の屈折率は 1 より大きいので空気シャワー粒子は上空でチェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して角度 θ の方向に円錐状に放射される。

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}; \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (3.16)$$

荷電粒子が距離 l [cm] を通過する間に、波長 λ_1, λ_2 の帯域に放射する光子数は

$$N = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2\theta \quad (3.17)$$

となる。ここで $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ は微細構造定数、 ze は粒子の電荷である。

第4章

テレスコープアレイ実験

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 (Telescope Array:TA) 実験は 512 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。実験場所は米国ユタ州ミラード郡、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。この場所は人口光が少なく、晴天率 60% と大気蛍光の観測に適しており、また 512 台の SD を設置するのに十分な広さを有する。

実験サイトと実験装置の配置図を図 4.1 に示す。1.2km 間隔に SD を配置し、その SD アレイを取り囲む視野を持つように FD を設置する。また FD ステーションから 100m 離れた地点には Light Detection And Ranging(LIDAR) システム、3ヶ所の FD ステーションから等間隔の位置に Central Laser Facility(CLF) を設置し大気透明度を測定する。BlackRockMesa サイトの FD ステーション (図 4.1 右下) 付近には線形加速器 (LINAC) を設置し、大気蛍光望遠鏡の絶対エネルギー較正を行なう。実験サイトには 3 箇所に通信塔を設置し、各 SD や通信塔同士、FD ステーションとの無線通信を行う。

SD、FD 両検出器で同時観測を行なうことで SD、FD の系統誤差の見積もりを行なえるだけでなく、SD、FD 両方の情報を利用することでより高いエネルギー決定精度、到来方向決定精度で観測を行なうことが出来る。図 4.2 に TA 実験における空気シャワー観測の概略図を示す。

4.2 地表粒子検出器

TA 実験の SD はプラスチックシンチレーターを使用し、荷電粒子を直接観測する検出器である。図 4.3 に SD の外観を示す。SD は主に無線通信用アンテナ、ソーラーパネル、シンチレーターを収納したステンレスボックス、エレクトロニクスとバッテリーを収納す

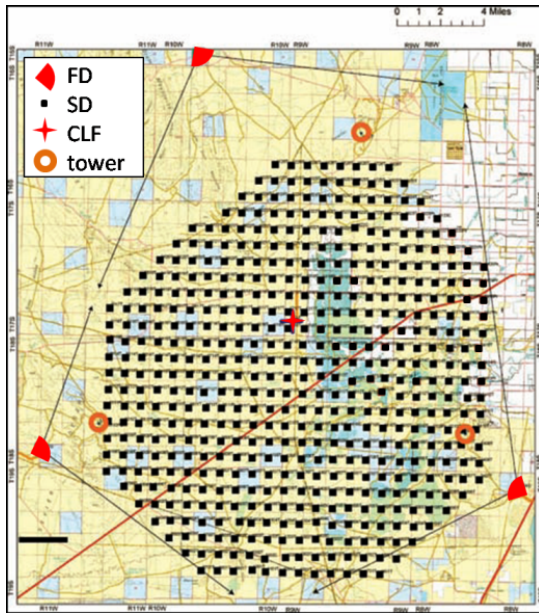


図 4.1 TA 実験検出器の配置図。矢印は大気蛍光望遠鏡の視野を表す。

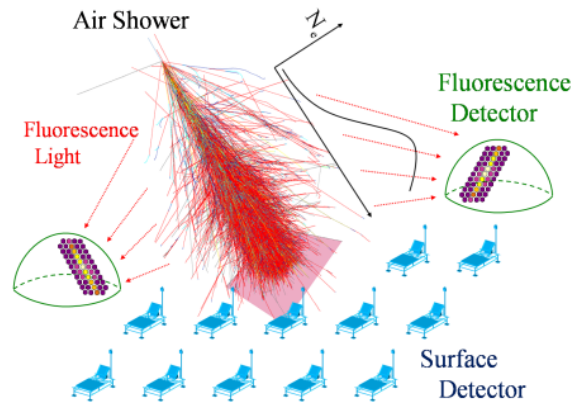


図 4.2 TA 実験における空気シャワー観測の概略図

表 4.1 プラスチックシンチレーターの仕様

Wavelength of Maximum Scintillation	420nm
Decay time	3.0~3.2ns
Scintillation Efficiency(% Anthracene)	60~50%
Light Attenuation Length	110~90 cm
Refractive Index	1.5~1.58
Density	1.04g/cm ³

るステンレスボックスから構成される。

シンチレーターを収納しているステンレスボックス内部の構造を図 4.4 に示す。シンチレーターは面積 $1.5 \times 0.25\text{m}^2$ 、厚さ 12mm のプラスチックシンチレーター (シーアイ工業社製) を 8 枚敷き詰めて 1 層 3m^2 のシンチレータとし、2 層重ねている。本実験で使用しているプラスチックシンチレーターの仕様を表 4.1 に示す。シンチレーション光の収集・伝達には直径 1mm の波長変換ファイバー (Wave length sifter fiber:WLSF、Kuraray 社製) を用いている。WLSF はシンチレーター上に 20mm 間隔に掘られた 1mm 四方の溝に通しており、シンチレーターの層毎に集束させ光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube : PMT、Electron Tubes 社製 9124B を使用) に導いている。WLSF の末端は上層下層でそれぞれ 4 分割して固定しており、PMT との接着面は研磨している。PMT と



図 4.3 実験サイトに設置した地表粒子検出器

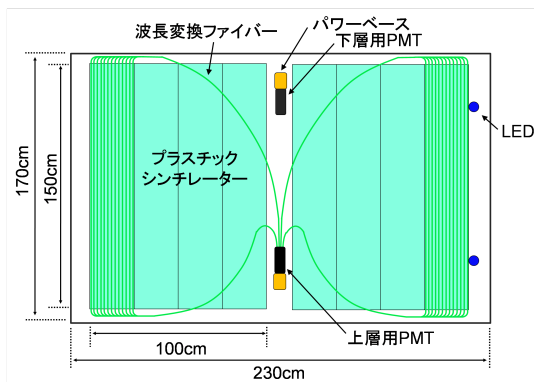


図 4.4 ステンレスボックス内部の構造。
簡単な為にファイバーは上層の一部のみ表示している。

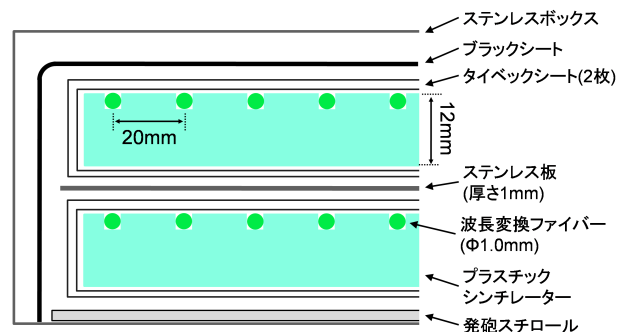


図 4.5 ステンレスボックス内部の断面図

WLSF の接合面は光学グリスで満たしている。PMT はパワーベース (Electron Tubes 社製 PS1806/12F を使用) に接続して高電圧を印加する。WLSF は 3 重構造になっており、集光効率は 5.4% である。仕様を表 4.2 に示す。

図 4.5 にステンレスボックス内の断面図を示す。シンチレーターは 4 枚毎、上下層毎にタイベックシート^{*1} (反射率約 90%) で包まれており、シンチレーション光を効率良く検出することが出来る。また光漏れを防ぐ為に上下層はステンレス板で仕切られており、プ

^{*1} 0.5 ~ 10 μ m のポリエチレンの極細長繊維をランダムに積層し、高熱と圧力だけで結合させたシート (不織布)

表 4.2 波長変換ファイバーの仕様

	Material	Refractive index	Density[g/cm ³]
Core	Polystyrene	1.59	1.05
Inner cladding	Polymethylmethacrylate	1.49	1.19
Outer cladding	Fluorinated polymer	1.42	1.43



図 4.6 通信塔。ソーラーパネルにより電源供給している。

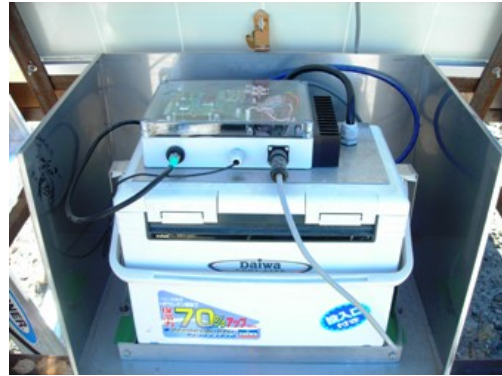


図 4.7 ソーラーパネルの裏側の様子。ステンレスボックス内にバッテリーを入れたクーラーボックスとエレクトロニクスが収納されている。

ラックシートでシンチレーター全体を覆っている。

層毎に 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で、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、SN 比の高いデータを取ることが出来る。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。

シンチレータの各層には LED が 2 個ずつ取り付けられており、リニアリティの測定を行なえるようになっている。またステンレスボックス内部の環境モニターとして温度計と湿度計がボックス中心の支柱に設置されている。

各 SD は最大出力 120W のソーラーパネルと 12V、100Ah のバッテリーを装備し、外部からの電源供給無しに独立で動作する。また指向性アンテナを備え、通信塔（図 4.6）と 2.4GHz 帯の無線 LAN 通信を行う。シンチレーターを収納したステンレスボックスの

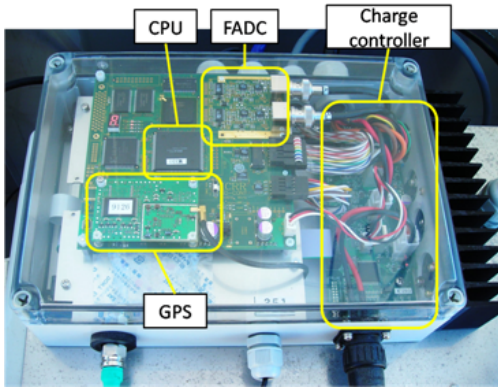


図 4.8 エレクトロニクスの構成。2 段になっており、下段には無線 LAN ユニットが収納されている。

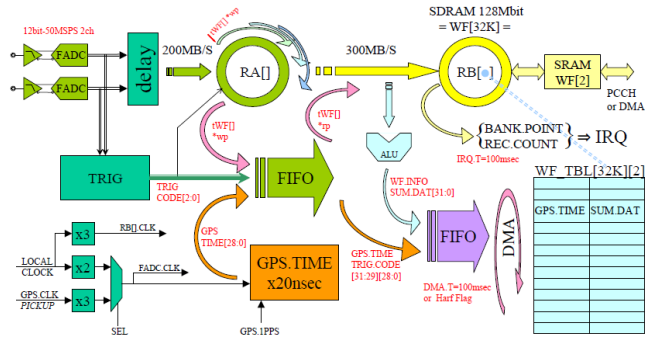


図 4.9 エレクトロニクスにおけるデータ収集の論理の概略

上には直射日光を遮る為に鉄製の屋根が備えられている。

図 4.7 にソーラーパネルの裏側を示す。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させており、必要に応じてバッテリーを温めることが可能である。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のステンレスボックス内に収納している。

図 4.8 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 が搭載されており、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為に 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為に無線 LAN ユニートを搭載しており、指向性アンテナと併用して無線 LAN 通信を行う。

4.2.1 地表粒子検出器のデータ収集系

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伸ばし、50MHz でも十分な精度で測定することが出来る。図 4.9 にデータ収集の論理の概略を示す [18]。

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定する。トリガー条件はシンチレーター上下 2 層が反応し、 0.3MIPs^{*2} 以上がシンチレーター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 光電面から入射する光電子 (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 程度遡った所から 128bin の時間 ($=2.56\mu\text{s}$) 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 程度である。

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ー上下 2 層が反応し、3MIPs 以上がシンチレーター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。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 秒毎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。しかしデータ収集出来るイベント頻度は無線による通信速度で制限される為、3 台以上という条件ではデータ収集出来ない検出器が出る場合がある。この条件については現在研究、開発中である。

*2 MIP(Minimum Ionizing Particle) とは物質中でのエネルギー損失が最小となる荷電粒子のことである。詳細は 4.2.2 節で説明する。

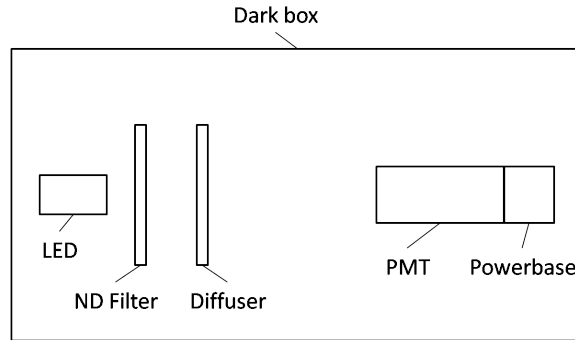


図 4.10 PMT の絶対較正のセットアップ模式図。簡単の為に PMT1 本のみ表示している。

4.2.2 地表粒子検出器の較正

LED を用いた PMT の絶対較正

SD はシンチレーターの発光量から入射粒子数を決定する為、光量を測定する PMT の性能を詳細に調べておく必要がある。TA 実験では測定したい超高エネルギー宇宙線による空気シャワー粒子を観測する為に 4×10^6 のゲインを用いるので、印加電圧に対する PMT のゲイン特性を求める必要がある。また入射光量が大きくなると入射光量に対する PMT 出力は非線形となるので、この線形性も測定する必要がある。これらの要求から SD で使用する PMT 全本数について LED を用いて較正している [19]。

図 4.10 に PMT 較正のセットアップ模式図を示す。LED と PMT、PMT のパワーベースを闇箱内に設置し、LED の発光量や発光時間、PMT の印加電圧を変化させて測定する。また LED からの光量を調整する為に、LED と PMT の間に減光 (Neutral Density : ND) フィルタを設置する。ND フィルタの透過率は 0.1、5、10、50、100%(公称) の 5 種類に設定可能である。図 4.11 にセットアップの拡大図を示す。SD512 台分の PMT1024 本を測定する必要がある為、ディフューザを用いて LED からの光を一様に振り分けることにより、一度に 7 本まで同時測定可能なシステムとしている。

ゲイン特性

各印加電圧について平均 30p.e. 程度の光量で相対ゲインを測定し、その中の 1 点において 1p.e. の測定を行い絶対ゲインを決定することで、各印加電圧における絶対ゲインを相対的に求める。ここで光電子とは光子が PMT の光電面に入射し、光電効果により生成される電子のことである。

1p.e. の測定は最も透過率の低い ND フィルタを用いて、PMT の光電面から 1p.e. しが出ない状態で測定する。得られた ADC 分布についてガウス分布でフィッティングし、

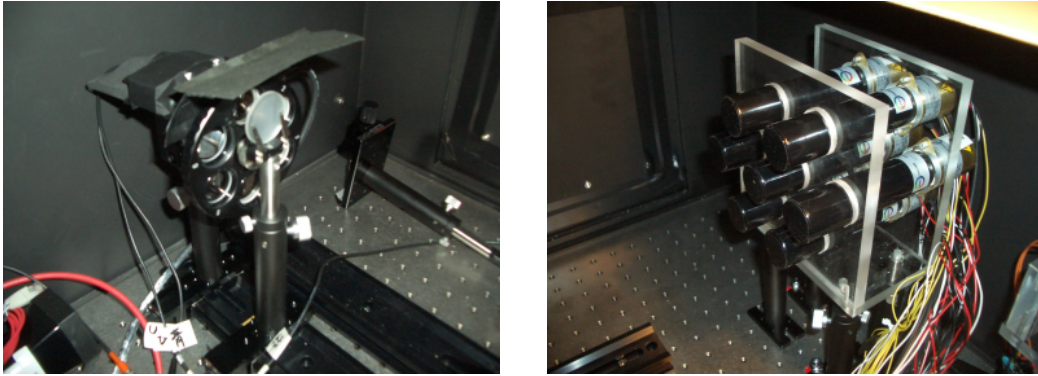


図 4.11 PMT の絶対較正のセットアップ。左が LED、ND フィルタ、ディフューザ、右が PMT、パワーベースである。

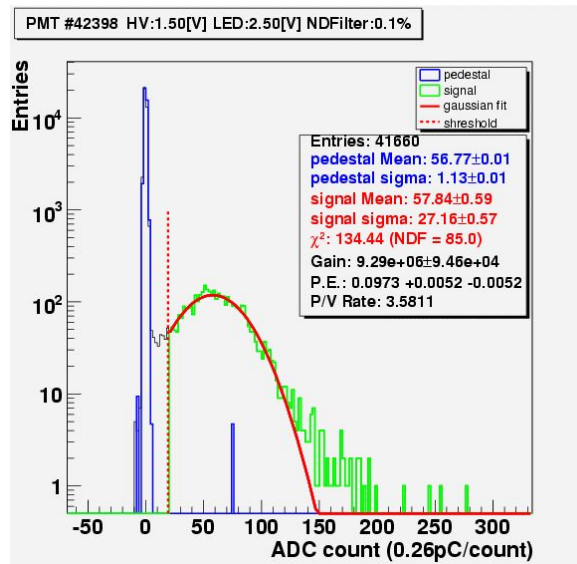


図 4.12 1p.e. 測定による PMT 出力の ADC 分布。左のヒストグラム (青色) がペダスタルの分布、右のヒストグラム (緑色) が信号部分、赤線がガウス分布による近似、赤色の点線が閾値である。

ピーク値からゲインを求める。この分布にはノイズ部分も含まれるので、ピーク値の $1/3$ を閾値とし、それ以上を信号とした。図 4.12 に 1p.e. の測定例を、図 4.13 に印加電圧に対するゲイン特性の例を示す。パワーベースに印加する電圧 (control voltage) の 1000 倍の電圧が PMT に印加される。パワーベースは適正電圧である $0.9\sim 1.5\text{V}$ の電圧で使用するので、この電圧で必要なゲインが得られない PMT は使用しない。

また測定したゲインがどの程度再現されるかを測定する為に、 4×10^6 のゲインを得る電圧を印加し 1p.e. の測定をする。図 4.14 に 1p.e. 測定で求めた実際のゲインを示す。設定した印加電圧に対して、実際のゲインは 6.5% の精度で決まっていることが分かる。

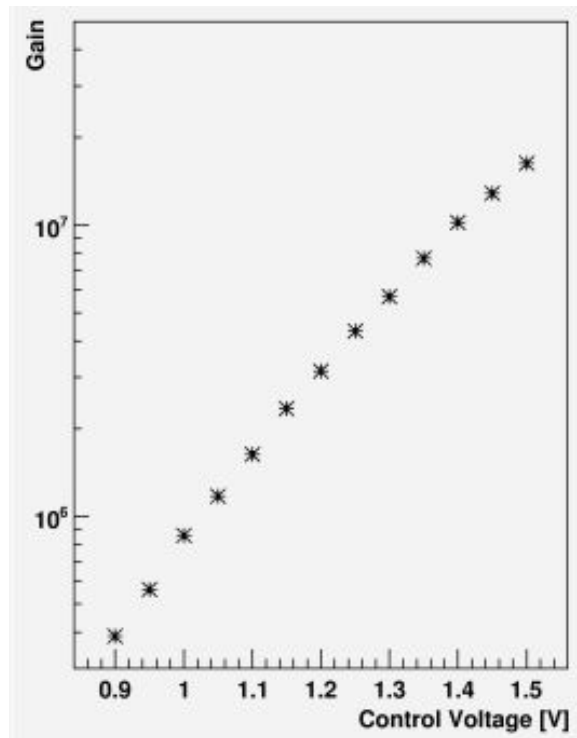


図 4.13 印加電圧に対するゲイン特性

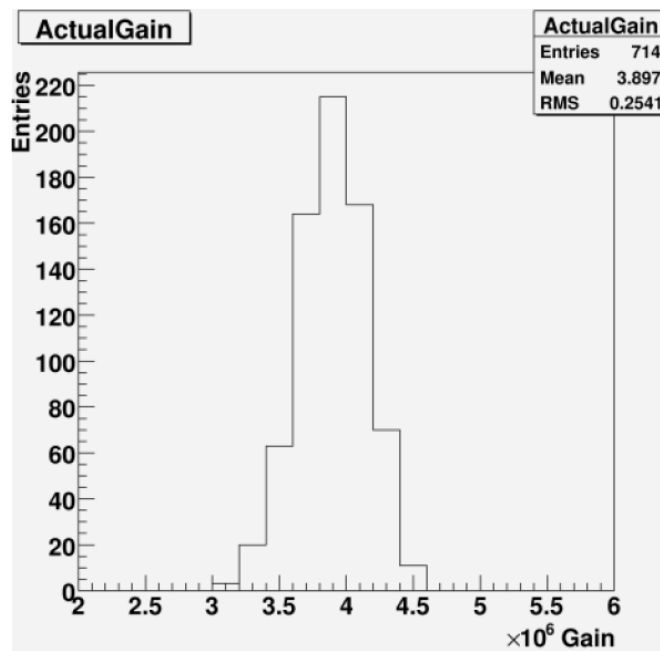


図 4.14 1p.e. の測定で求めた実際のゲイン。実際のゲインは RMS で 6.5% 程度の精度で決まっている。

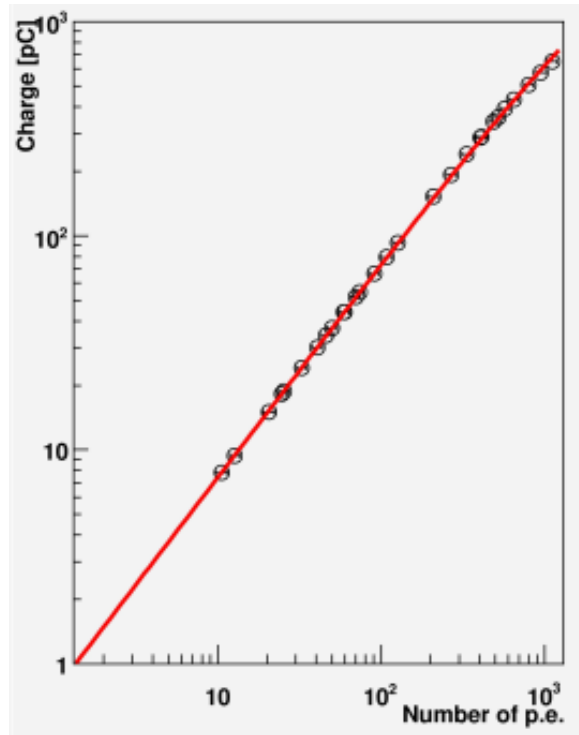


図 4.15 PMT の光電子数に対する出力電荷量の線形性。赤線は近似である。

入射光子数に対する出力電荷量の線形性

PMT は入射光子数が大きくなると飽和し、入射光子数に対する出力電荷量が非線形となる。原因として PMT 内部の電荷量が増えることによる空間電荷効果、ダイノード間に電流が流れることによる電圧降下等が考えられる。入射光子数に対する出力電荷量の線形性は、PMT のダイナミックレンジを決定する一因となるので詳細な測定が必要である。日本での測定以外に実験サイトでも SD に実装している LED を用いて測定している。

測定は LED の印加電圧と ND フィルタの透過率を変更することで PMT に入射する光量を変化させる。PMT の印加電圧はゲイン特性で測定した 4×10^6 のゲインを得られる電圧を用いる。これにより 1p.e. から 1000p.e. 程度まで測定することが出来る。図 4.15 に線形性の測定例を示す。近似には

$$f(x) = \frac{A \times x}{1 + B \times x} \quad (4.1)$$

という関数を用いている。

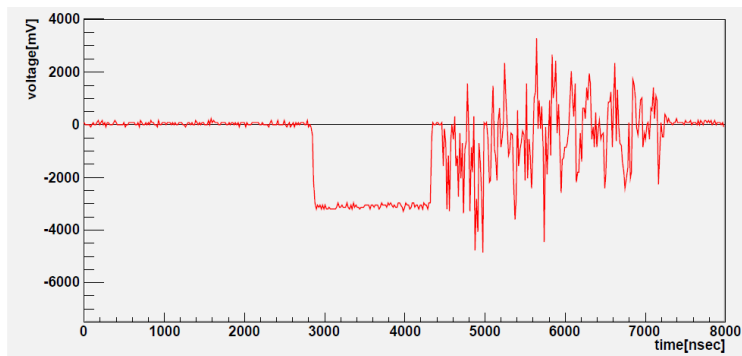


図 4.16 パワーベースが発振した場合の PMT 出力。横軸は時間、縦軸は PMT 出力の電圧値である。

パワーベースの発振

PMT に大光量を入射すると発振を起こす。発振が起こると PMT の入射光量と出力電荷量の線形性が崩れるので、PMT で測定可能な光量を決定する必要がある。

測定は図 4.10 のセットアップを用いて行っている。測定は LED の印加電圧、印加時間幅を変えることにより大光量を PMT に入射し、発振を起こす光量の閾値を求める。PMT のゲインは 4×10^6 を用いており、また LED はいくつかの発光頻度で測定している。図 4.16 に矩形パルスを用いて LED に印加して発光させ、パワーベースが発振した場合の PMT 出力例を示す。測定は 10 個程度のパワーベースについて行っており、PMT 出力電荷量で 70000pC 程度までは発振無く使用出来ると確認している。図 4.17 にパワーベースの発振により制限されるダイナミックレンジと AGASA の Lateral Distribution Function の比較を示す。1 次粒子は陽子、入射天頂角 $\theta = 0^\circ$ 、PMT のゲインは 4×10^6 、1MIP により PMT 光電面から 24p.e. が放出されるとして計算している。この計算ではパワーベースが発振する PMT 出力電荷量 70000pC は 4552MIPs が SD に入射することに相当する。 $E = 10^{20}$ eV の陽子による空気シャワーの場合、シャワーコアから 400m 程度以上の領域で観測可能であることが分かる。

LED を用いた PMT 光電面の応答不均一性の測定

SD ではシンチレーターでの発光を WLSF で集光、導光し、収束した WLSF を PMT で観測している。つまり PMT では様々な位置のシンチレーション光を観測することになるので、PMT 光電面の量子効率が一様で無いと SD の出力に対する入射位置依存性が現れる。そこで LED を用いて PMT 光電面の応答不均一性を測定している [20]。図 4.18 に測定のセットアップ図を示す。XY ステージを用いて LED を移動させながら、ピンホー

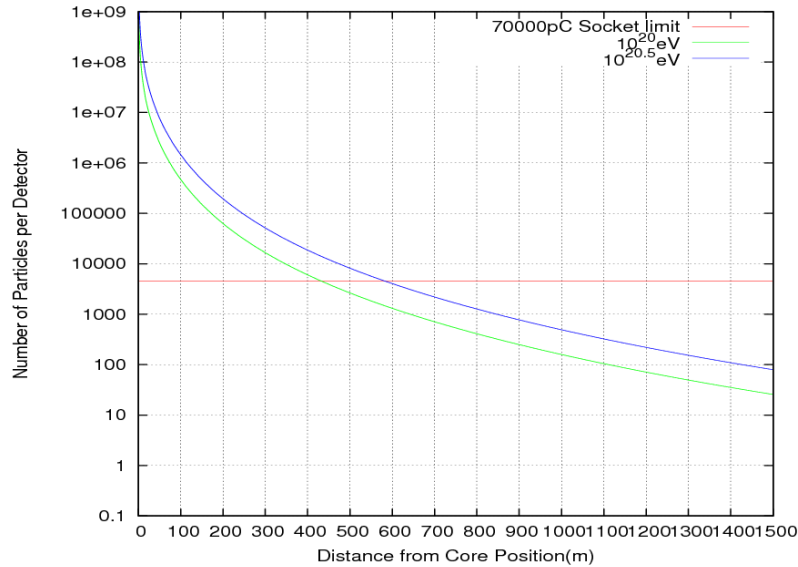


図 4.17 パワーベースの発振により制限されるダイナミックレンジと AGASA の Lateral Distribution Function の比較。 $E = 10^{20}$ eV の場合、シャワーコアから 400m 程度まで観測可能である。

ルからの光を PMT で測定する。

図 4.19 に測定結果の例を示す。この PMT では上側に感度が悪い領域がある。SD で使用する PMT 全本数について測定しており、感度が悪い領域が広い PMT は実験には使用しない。

FADC のサンプリングエラーの測定

SD では PMT 出力をローパスフィルタで引き伸ばし、FADC を用いて 50MHz サンプリングで AD 変換する。この際図 4.20 に示すように実際の波形と FADC で取得されるデータにはずれが出来る。そこでファンクションジェネレータから幅 30ns、パルス高 $-0.2 \sim -2.0$ V のパルスをエレクトロニクスに入力することで、様々な波高、幅のパルスについてサンプリングエラーを測定している。図 4.21 に入力パルスの概略図を示す。

FADC で取得したパルスの積分値について分布を取りガウス分布で近似すると、標準偏差で 2% 以下の拡がりを持つことが確認されている。

宇宙線を用いた地表粒子検出器の性能評価

図 4.22 に物質中での粒子のエネルギー損失の分布を示す [21]。物質中でのエネルギー損失量にはある下限が存在し、この時の粒子を最小電離粒子 (Minimum Ionizing

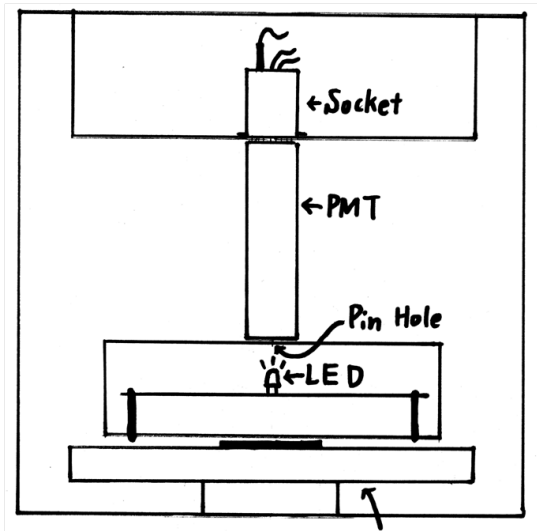


図 4.18 PMT 光電面の不均一性測定セットアップ。下の矢印部分が XY ステージである。

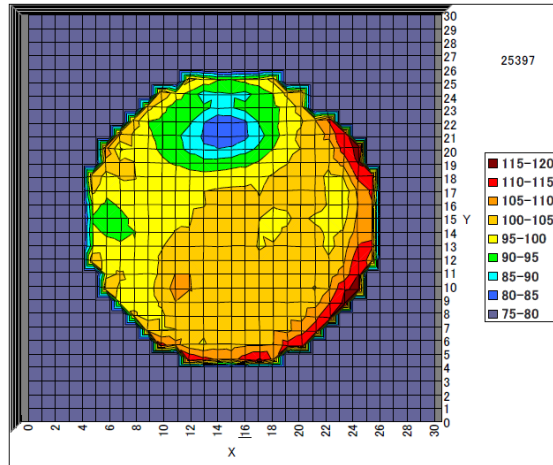


図 4.19 PMT 光電面の不均一性測定結果

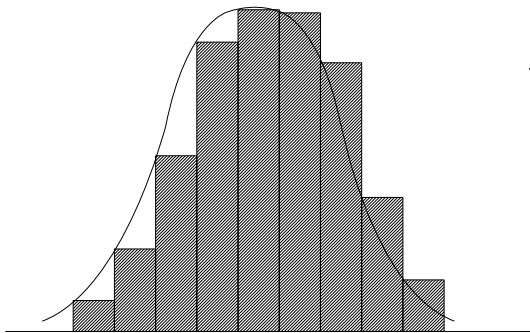


図 4.20 実際の波形と FADC により取得されるデータの概念図。斜線部分のピーク値が FADC で取得される。

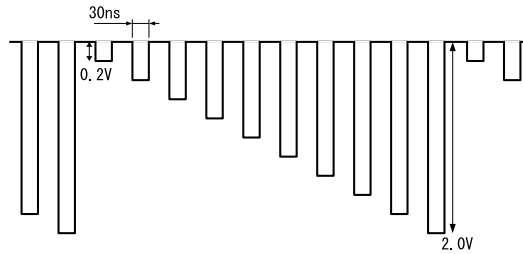


図 4.21 ファンクションジェネレータから入力するパルス。パルス間隔はパルスが混ざらないように十分に開ける。

Particle : MIP) と呼ぶ。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。地表に到来する宇宙線は主にミュオンであり様々なエネルギーを持つので、この 1MIP を測定することで SD を較正することが出来る。

図 4.23 に宇宙線を測定した ADC 分布の例を示す。下層のシンチレーターでトリガーした場合であり、上層の分布に 1MIP のピークが見られる。1MIP のミュオンによるエネルギー損失は一定であり、これ以下のエネルギー損失は無いので基準として用いることが出来る。この 1MIP によるシンチレーション光を基準光源として用いることで PMT

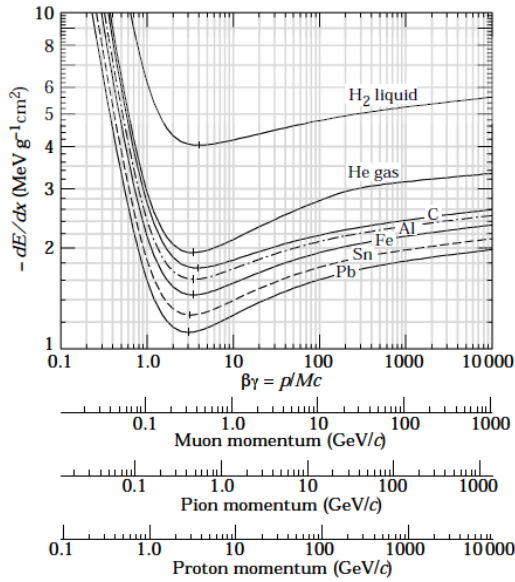


図 4.22 物質中における平均エネルギー損失分布

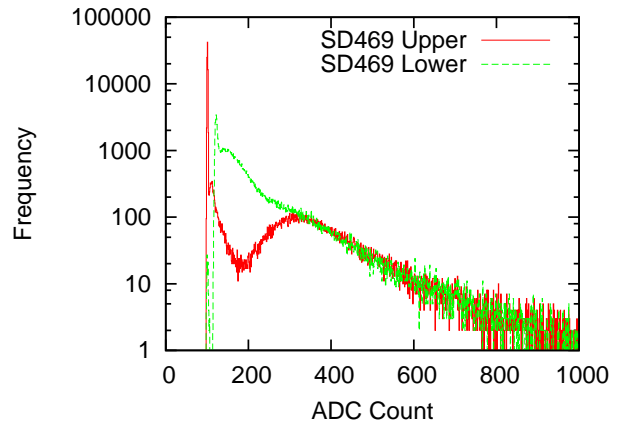


図 4.23 1MIP 測定 of ADC 分布。下層でトリガーした場合の上層 (赤) と下層の分布 (緑) である。

出力の較正が可能である。図 4.24 に観測サイトであるユタ州デルタで測定した 250 台について、1MIP による PMT 出力から推定した PMT の光電面から放出される光電子数の分布を示す。ピーク値は 24.6p.e.、標準偏差は 7.2p.e. である。

LED を用いた地表粒子検出器の線形性測定

SD のダイナミックレンジは SD が観測可能な粒子数の上限であり、粒子数は空気シャワーコアからの距離に依存する為、観測可能な空気シャワーコアからの距離を意味する。SD のダイナミックレンジは主に PMT の入射光子数に対する出力電荷量の線形性により制限を受ける。TA 実験では SD 内に設置されている 4 個の LED を用いて線形性を測定している [22]。

測定ではシンチレーター各層に 2 個ずつ設置している LED を 1 つずつ発光させた場合と、同時に発光させた場合の PMT 出力を比較している。低い光量の場合、LED1、2 の発光量を p_1 、 p_2 、LED の発光に対する PMT 出力を $f(p_1)$ 、 $f(p_2)$ とすると、

$$f(p_1 + p_2) = f(p_1) + f(p_2) \quad (4.2)$$

となる。しかし光量が多い場合、空間電荷効果等の効果により PMT の線形性が崩れ、

$$f(p_1 + p_2) < f(p_1) + f(p_2) \quad (4.3)$$

となる。測定では p_1 、 p_2 を変化させ、 $f(p_1) + f(p_2) - f(p_1 + p_2)$ の 0 からのずれを評

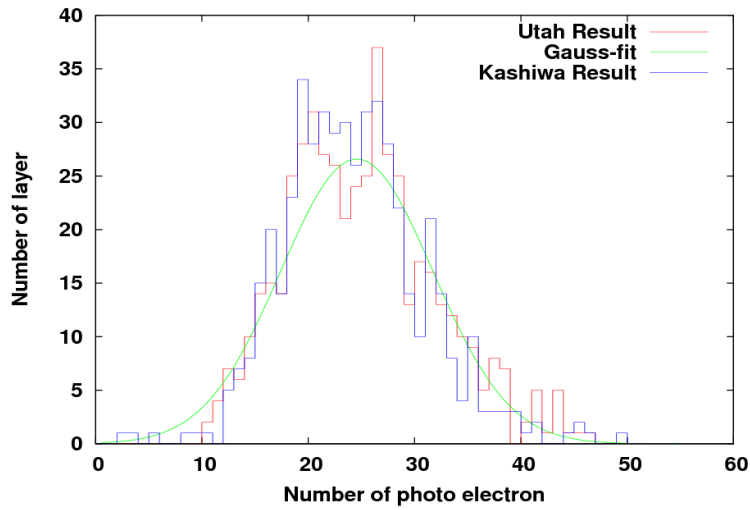


図 4.24 1MIP 測定から推定される光電子数の分布。観測サイト (Utah) における分布と日本 (Kashiwa) での結果を比較している。ピーク値は 24.6p.e.、標準偏差は 7.2p.e. である。

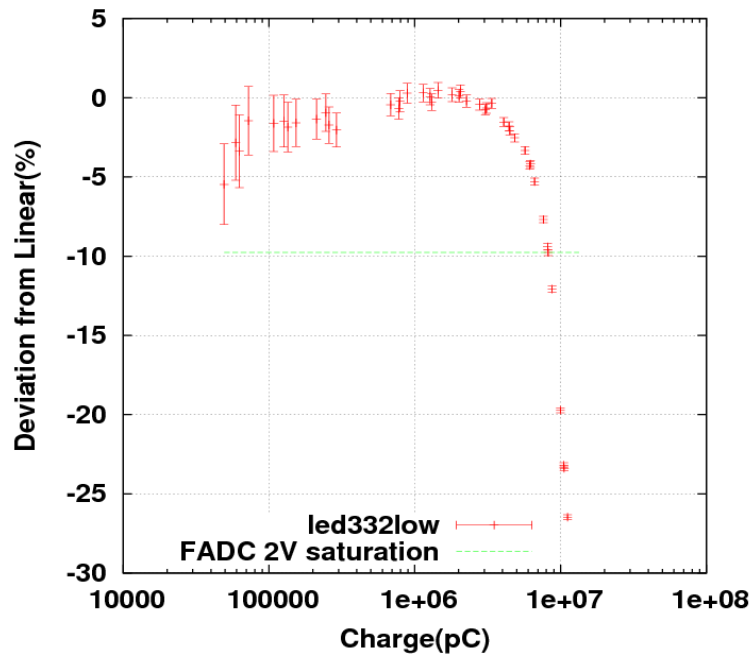


図 4.25 線形性の測定結果。横軸は ADC 値の時間積分値である。7 × 10⁶pC 程度以上の領域で線形性から 5% 以上ずれる。

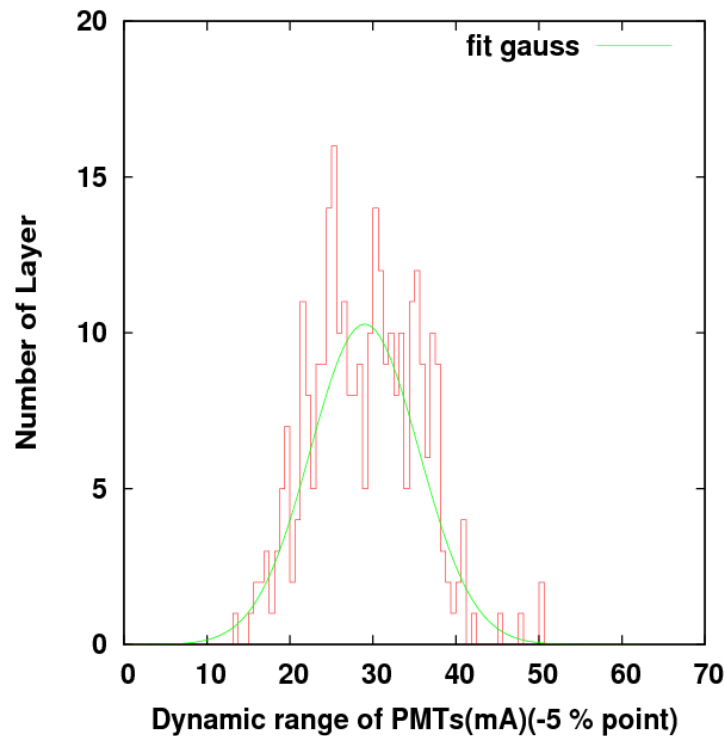


図 4.26 線形性のずれが-5% 以上となる時の波形の時間積分値の分布。パルス幅 400ns で割ることで電流値としている。平均は 29.0mA、分散は 6.5mA である。

価している。

図 4.25 に測定結果の例を示す。縦軸は線形性からのずれ $\frac{f(p_1+p_2)-(f(p_1)+f(p_2))}{f(p_1)+f(p_2)} \times 100$ である。図中の直線は FADC が飽和する点を意味し、誤差棒は統計誤差である。また図 4.26 に測定した全台数について線形性のずれが-5% 以下となる時の波形の時間積分値の分布を示す。ガウス分布で近似すると平均は 11600pC、分散が 2600pC であり、パルス幅 400ns で割ると平均は 29.0mA、分散は 6.5mA となる。

図 4.27 に測定結果から計算した SD のダイナミックレンジを示す。ここで 1 次粒子は陽子、入射天頂角 $\theta = 0^\circ$ 、PMT のゲインは 4×10^6 、PMT 出力電荷量の線形性は電流量で決まるので、FADC によるデータ収集の 1bin である 20ns の間に SD に到来する最大粒子数について比較している。 10^{20} eV の陽子による空気シャワーに対してシャワーコアから 650m 程度以上の領域で観測することが出来る。

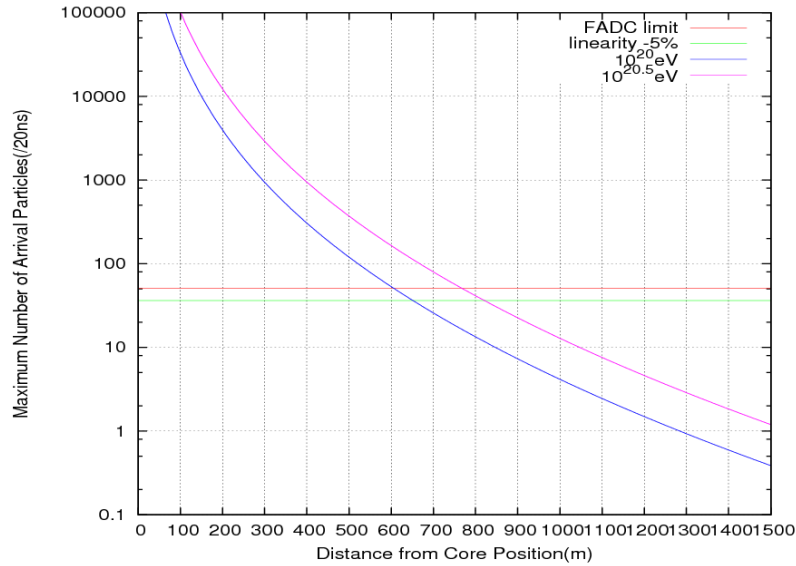


図 4.27 PMT と FADC により制限されるダイナミックレンジと AGASA の Lateral Distribution Function の比較。 $E = 10^{20}$ eV の場合、シャワーコアから 650m 程度まで観測可能である。

地表粒子検出器の応答不均一性の測定

PMT 出力はシンチレーターに対する宇宙線の入射位置によって異なる。原因としてシンチレーターの発光効率のばらつき、波長変換ファイバーの集光、導光効率のばらつき、PMT 光電面の応答不均一性がある。この応答不均一性は PMT 出力電荷量から入射粒子数を決定する際の系統誤差となる。

この不均一性を求める為にトリガー用シンチレーター検出器 ($15 \times 15 \times 3$ cm) を検出器上に等間隔に並べ、トリガー用検出器と SD のコインシデンスイベントの PMT 出力を ADC で測定する。PMT のゲインは 4×10^6 で用いる。図 4.28 に測定した ADC 分布のピーク値の位置分布の例を示す。この測定は 20 台程度について行っており、SD に対する入射位置によって標準偏差で 5 ~ 10% の応答不均一性があることを確認している。

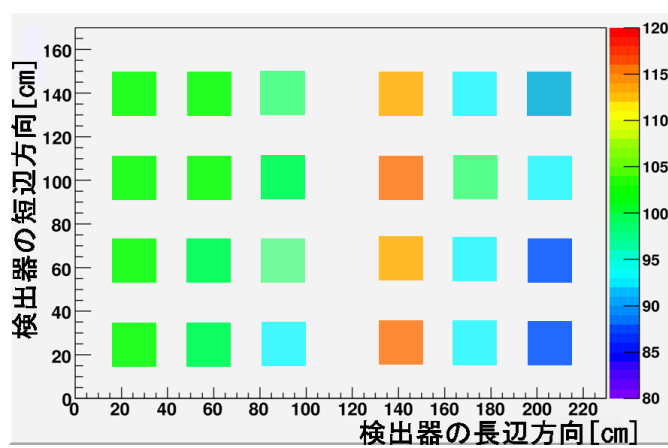


図 4.28 ADC 分布における 1MIP ピーク値の位置依存性。色はピーク値の平均を 100[%] とした場合の相対値 [%] を表す。

4.2.3 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発達分布から 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、バックグラウンド等が寄与する。

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。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となる。さらに検出器の間隔が 1.2km と広い為、地球の曲率を考慮する必要もある。

SD アレイの性能を評価する為に、現在詳細な SD アレイシミュレーションを開発中である。このシミュレーションを用いて SD アレイについてトリガー効率等アレイの性能を評価し、空気シャワーイベントの再構成を行う [23]。

地表粒子検出器アレイのトリガー効率

現状のシミュレーションでは空気シャワーの縦方向発達には Gaisser-Hillas 関数を、空気シャワー粒子の横方向分布には Linsley が修正した NGK 関数を用いている。またミュオン成分はまだ含まれていない。図 4.29 に SD アレイでトリガーされた空気シャワーのコアの位置を示す。1 次粒子のエネルギーは $E = 10^{19.5}\text{eV}$ 、入射天頂角は $\theta = 0 \sim 45^\circ$ であり、トリガー条件は 3MIPs 以上検出した SD が 3 台以上である。

図 4.30 に SD アレイのトリガー効率のエネルギー依存性を示す。トリガー効率は $E > 10^{18.7}\text{eV}$ の領域で 100% となる。また図 4.31 にトリガーした SD 数のエネルギー依存性を示す。

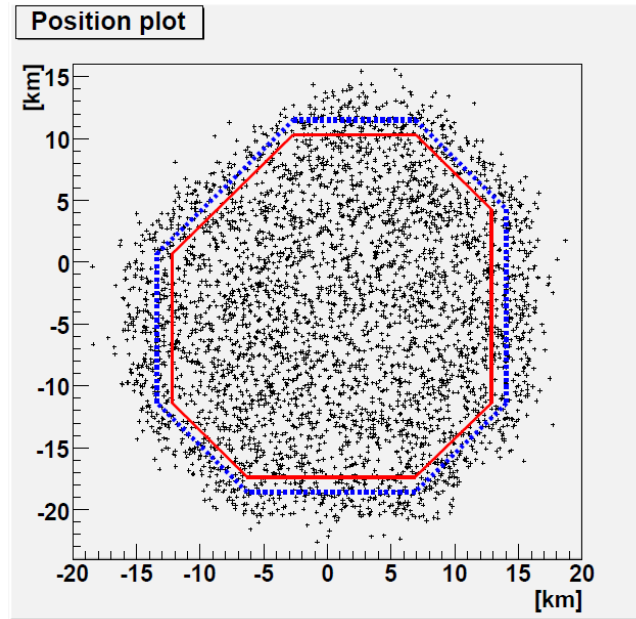


図 4.29 SD アレイでトリガーした空気シャワーのコアの位置。青線は SD アレイの領域、赤線は青線から SD1 台分内側の領域である。

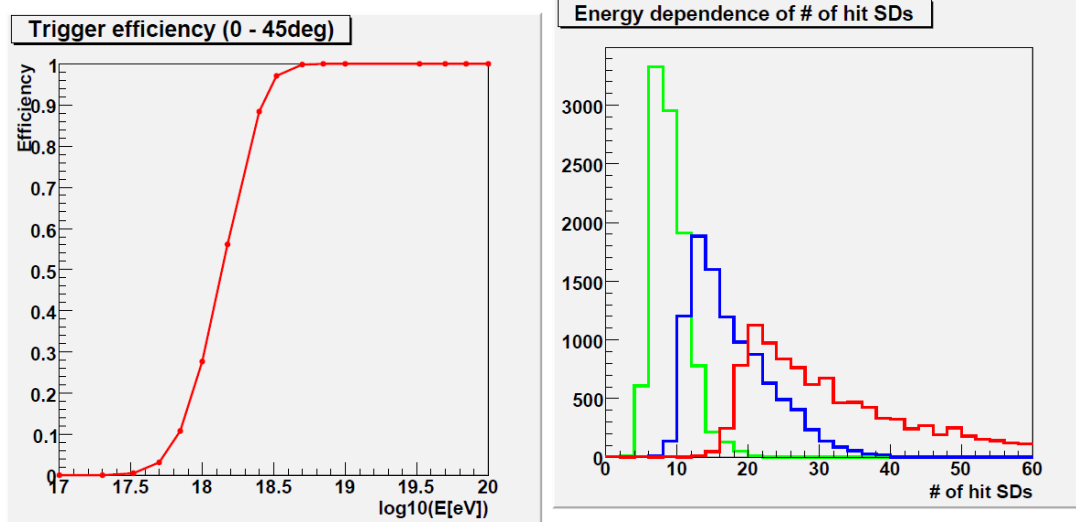


図 4.30 トリガー効率のエネルギー依存性。 $E > 10^{18.7}$ eV でトリガー効率 100% となる。

図 4.31 トリガーした SD 数。1 次粒子のエネルギー毎に、赤線は $E=10^{20.0}$ eV、青線は $E=10^{19.5}$ eV、緑線は $E=10^{19.0}$ eV である。



図 4.32 FD ステーションの外観。通常観測時間外では PMT 保護の為シャッターを閉めている。



図 4.33 FD ステーション内に設置されている FD。球面鏡 (右側)、PMT カメラ (左側) が上下 2 段で設置されている。

4.3 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り生じる大気蛍光を球面鏡で集光し、PMT カメラで撮像して観測する検出器である。図 4.32 に FD ステーションの外観を示す。TA 実験の FD は 1 ステーション当たり上下 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。(図 4.33)

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 6 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 のゲイン調節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。

FD の PMT カメラには浜松ホトニクス社製 R6234 を使用しており、16×16 に並べ

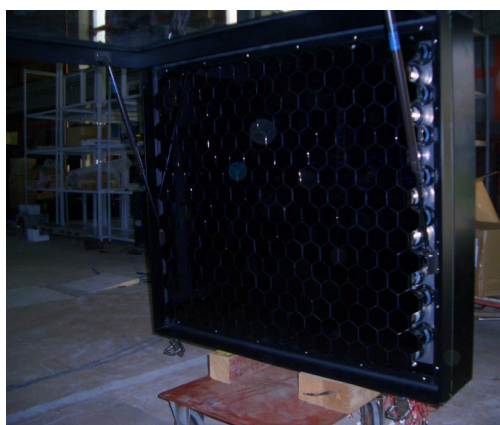


図 4.34 PMT を装着した PMT カメラ。
パラグラスを上げている状態である。

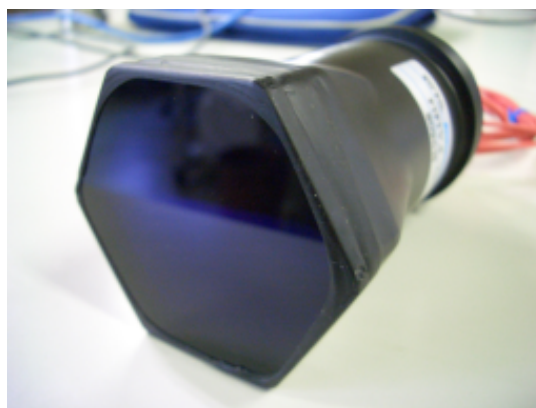


図 4.35 BG3 フィルタを装着した PMT

た計 256 本で構成されている (図 4.34)。図 4.35 に示すように各 PMT の光電面上には BG3 フィルタ (Scott 社製) が取り付けられており、大気蛍光の発光スペクトルである波長 300 ~ 400nm だけを通すようにしている。埃や砂に対する対策として、カメラは前面に紫外透過パラグラス (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している。

4.3.1 大気蛍光望遠鏡のデータ収集系

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る。図 4.36 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 毎に積分され、1 フレーム=12.8 μ s 毎に記録する。フレーム毎に SN 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、各カメラ毎に 16 枚用意されている。

TF

TF はカメラ毎に 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定する。判定条件として

1. 連続した PMT5 本以上から信号がある
2. カメラの端で連続した PMT3 本以上から信号がある

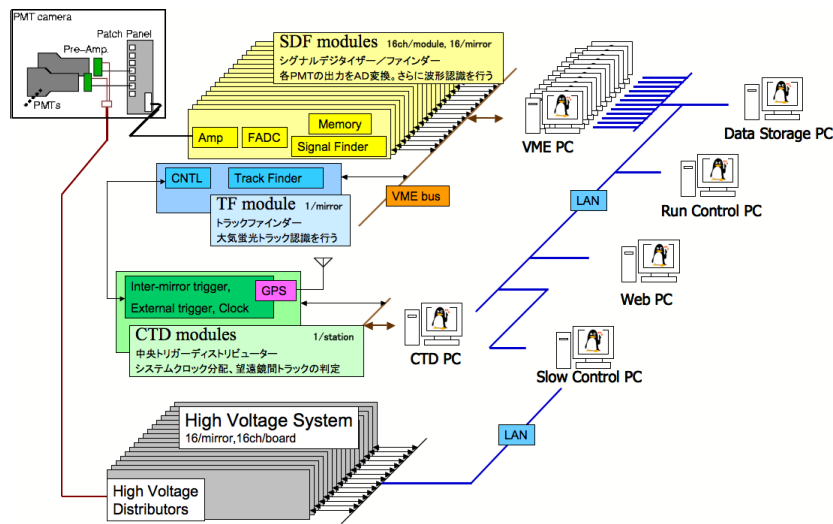


図 4.36 FD のデータ取得システムの概念図

3. 閾値を超えた信号を出力した PMT が 1 本以上ある

の 3 種類があり、そのトリガーコードを CTD に送る。

CTD

CTD はステーション毎に 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飛跡の判定を行い最終判定を行う。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。

4.3.2 大気蛍光望遠鏡の較正

FD では大気蛍光を用いて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為、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 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 のゲイン較正

FD 用 PMT のゲイン較正では CRAY で絶対較正した PMT を基準として、各 PMT を相対的に較正する方法を用いている。

CRAY

CRAY とは純粋ガスを充填したチェンバーに波長 337.1nm の窒素レーザーを入射し、レイリー散乱で得た光を光源として用いる較正法である [24]。レイリー散乱の散乱断面積

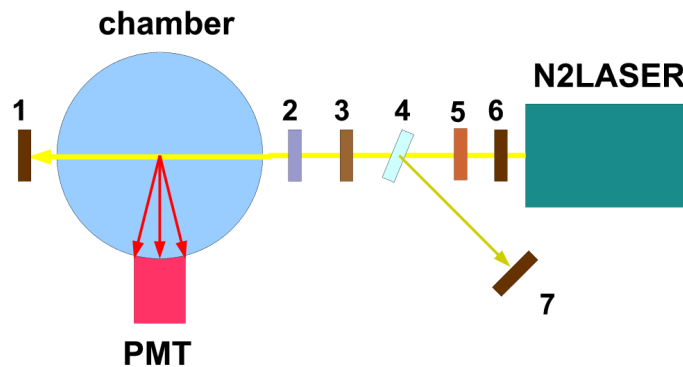


図 4.37 CRAY のセットアップ。ピームラインに 90° の位置に PMT が設置され側方散乱光で較正する。構成は 1:Si プロブ、2:波長板、3:偏光板、4:ND フィルター、5:シャッター、6:絞り、7:焦電型エナジープロブである。

は測定されており理論計算値ともよく一致しているので、レーザーの出力を測定することで散乱光量を正確に求めることが出来る。この方法で各 PMT カメラ 1 台につき 3 本の標準 PMT について量子効率 (Q.E.)× 収集効率 (C.E.)× ゲインの測定を行っている。図 4.37 にセットアップ概略図を示す。

YAP(Yttrium Aluminum Perovskite)

YAP とは $YAlO_3 : Ce$ シンチレーターのことであり、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 CRAY で測定した PMT に取り付けられ、CRAY による絶対較正以後のゲイン変動を追う。

Xe フラッシャー

Xe フラッシャーとは拡散 Xe 光源を FD の合成鏡中心に空けてある部分に設置し、PMT カメラ面に一様な光を照射する較正法である。各 PMT の出力が標準 PMT と等しくなるように調整することで相対的にゲインを揃えることが出来る。

XY スキャナ

XY スキャナとは紫外 LED のスポット光を用いて、PMT カメラ面を 4mm 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 [25]。



図 4.38 LIDAR ドームの外観。通常観測時間外はシャッターを閉めている。



図 4.39 LIDAR ドーム内部の様子。反射方望遠鏡 (中央) と YAG レーザー (右上) によって構成される。

大気透明度の較正

大気蛍光の観測では大気中のエアロゾルによるミー散乱が問題となる。そこで Central Laser Facility (CLF)、Light Detection And Ranging (LIDAR) システム、雲モニター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間隔の位置に設置され、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。エアロゾルが無い場合、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。

LIDAR

FD ステーションから 100m の位置に設置した LIDAR ドームから波長 355nm の YAG レーザーを打ち、反射方望遠鏡を用いて後方散乱を観測することにより大気の状態を見る較正法である [26]。図 4.38、4.39 にドームの外観とドーム内部の様子を示す。

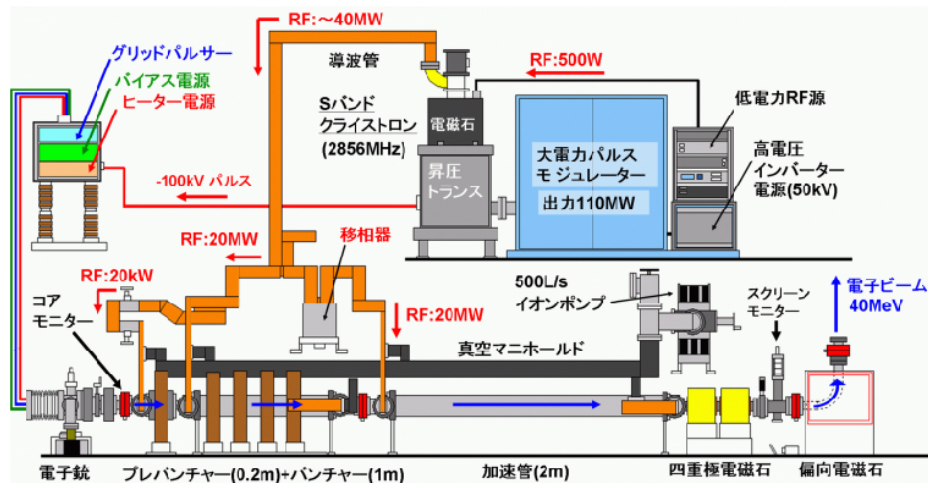


図 4.40 TA-LINAC の構造

雲モニター

雲がかかっている状態ではFDの観測は出来ない。そこで赤外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が高く見える。

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、PMT、大気の透明度が寄与する。これらを包括的に較正する為に、小型の電子線形加速器 (TA-LINAC) による電子ビームを用いる [27]。FDステーションから100mの位置に加速器を設置し、10~40MeVの電子ビームを垂直方向に打ち上げることで、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、電流量を持つ電子ビームにより生じる大気蛍光をFDで観測することで、大気、FDをまとめて較正することが出来る。図4.40にTA-LINACの概略図を示す。

現在設計、製作は終了しており、KEKの電子陽電子入射器棟でビームテストを行っている。最終調整が終わり次第観測サイトへ輸送し、FDの絶対較正を開始する予定である。

第 5 章

宇宙線に対する地表粒子検出器の 応答

SD による超高エネルギー宇宙線観測では各 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、1 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ておく必要がある。しかし入射粒子に対する SD の詳細な応答を実験的に調べることは困難なので、モンテカルロシミュレーションを用いて行う。

5.1 シミュレーション概要

本研究では SD の応答を見る為に Geant4 を使用する [28]。Geant4 は物質の形状、材質、入射する粒子、粒子が起こす相互作用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コードである。本研究で使用したバージョンは Geant4-09-00-patch-01 である。

図 5.1 に今回シミュレーションで設定した SD の形状を示す。SD のステンレスボックス内の構成を簡潔に説明する為に、各構成要素をずらして配置したものを図 5.2 に示す。色で種類分けしており、

- 紫色：屋根 (1.4mm)、屋根の支持具
- 灰色：ステンレスボックス上蓋 (1.5mm) と下蓋 (1.2mm)、上下層分離ステンレス板 (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ー 2 層 (16 枚、各 12mm)
- 水色：発砲スチロール

である。

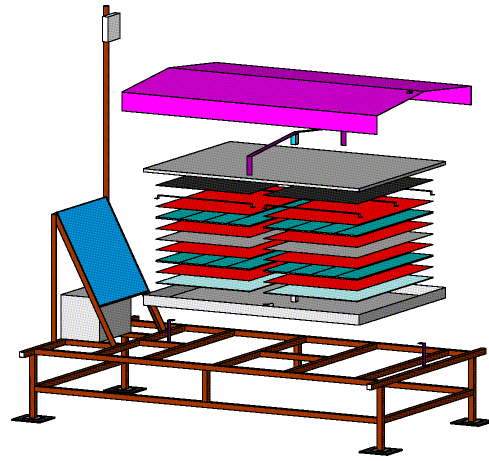
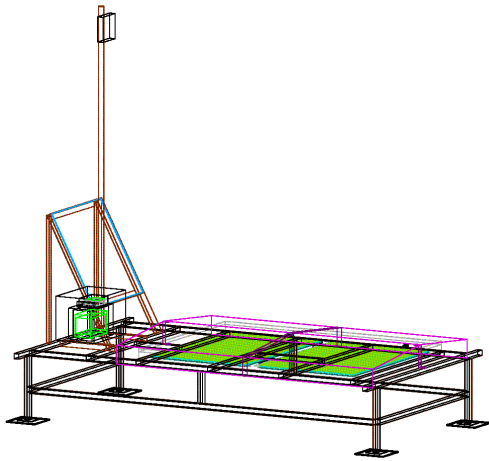


図 5.1 シミュレーションで用いた SD の形状 図 5.2 SD のステンレスボックス部分の構成

5.2 節ではいくつかの粒子について様々なエネルギー、方向で SD に入射することで SD の応答を検証する。粒子種は地表に多数到来し SD と相互作用を起こす主要な粒子として、電子、陽電子、ミュオン、ガンマ線を用いる。これらの粒子の入射条件は

- 入射エネルギー E : 1MeV~10GeV
- 入射天頂角 θ : 0、15、30、45、60°
- 入射方位角 φ : 0、45、90、135、180°

とし、2 次粒子によるエネルギー損失も含めた、シンチレーター上下層でのエネルギー損失量の積分値を出力する。またシンチレーター以外の影響も含める為に、粒子は SD のシンチレーターの中央を中心として一様に入射する。SD はソーラーパネルを設置している側が北であり、 $\varphi = 0^\circ$ は南方向からの入射とする。SD を上から見た概略図を図 5.3 に示す。また入射高度はステンレスボックスの底面から 3m の位置である。

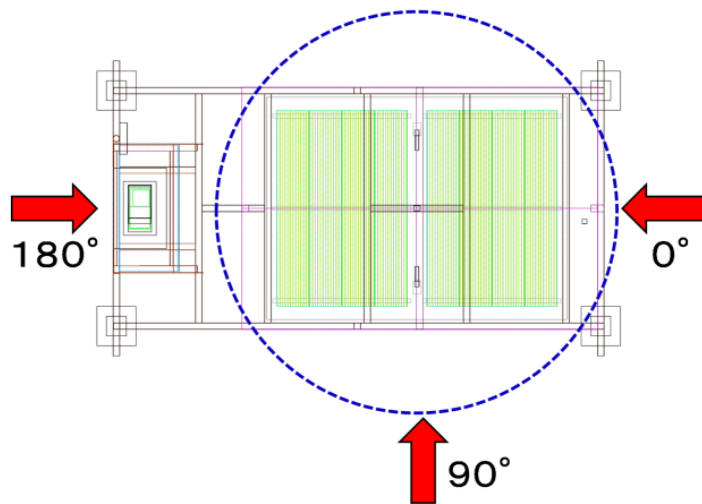


図 5.3 地表粒子検出器に対する粒子の入射範囲と入射方位角 φ 。青色の点線が粒子の入射範囲であり、半径 1.43m の円である。

5.2 シミュレーションを用いた地表粒子検出器の性能評価

5.2.1 エネルギー損失

SD ではシンチレーターの発光量から粒子数を決定する為、発光量を詳細に調べる必要がある。シンチレーター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ーの発光効率で決まる。そこでシミュレーションを用いて検出器における入射粒子のエネルギー損失特性を調べる。

物質中での粒子のエネルギー損失はベータ-ブロッホの式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (5.1)$$

ここで

- ze : 入射粒子の電荷量
- $K/A = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A = 0.307075 [\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$
- 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

であり、 $-dE/dx$ の単位は $[\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ 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。

電子陽電子

粒子が物質中を通過する距離は $\cos\theta$ に反比例し、エネルギー損失量が通過距離に比例する。従って物質中における粒子のエネルギー損失 dE について以下の式が成り立つと考えられる。

$$dE \propto \frac{1}{\cos\theta} \quad (5.2)$$

図 5.4 に $\theta = 0^\circ, 60^\circ$ で 100MeV の電子を入射した場合のシンチレーター上下層でのエネルギー損失分布を示す。ランダウ分布で近似した場合の 1MIP ピーク値、標準偏差はそれぞれ

- $\theta = 0^\circ$: 上層 2.04MeV $\sigma=0.11\text{MeV}$, 下層 2.07MeV $\sigma=0.13\text{MeV}$
- $\theta = 60^\circ$: 上層 4.24MeV $\sigma=0.56\text{MeV}$, 下層 4.20MeV $\sigma=0.68\text{MeV}$

であり、ピーク値を $\cos\theta$ で補正すると

- $\theta = 60^\circ$ (補正後) : 上層 2.12MeV, 下層 2.09MeV

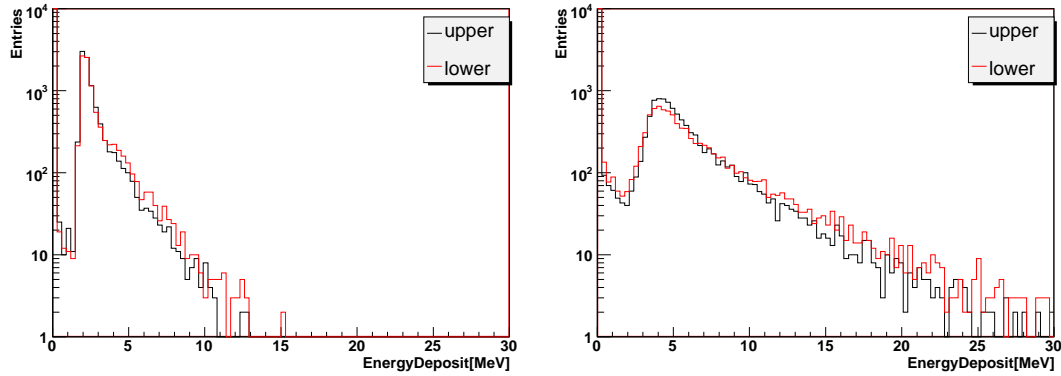


図 5.4 e^- を入射した場合のエネルギー損失分布。 $E=100\text{MeV}$ 、 $\varphi = 0^\circ$ であり、左が $\theta = 0^\circ$ 、右が $\theta = 60^\circ$ である。

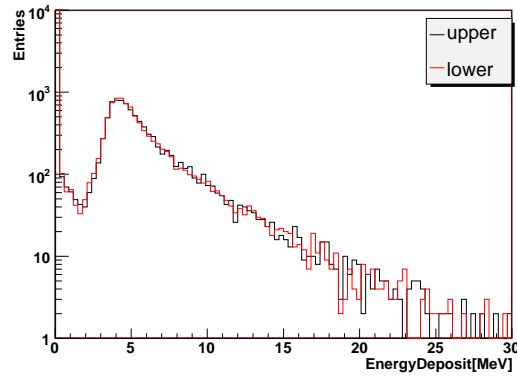


図 5.5 上層シンチレーターと上下層分離ステンレス板を除いた場合の下層シンチレーターにおけるエネルギー損失分布。 $E=100\text{MeV}$ 、 $\varphi = 0^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$ で e^- を入射した場合である。黒線は比較の為に表示している図 5.4 右図の上層の分布である。

となり、4% 程度 $\theta = 60^\circ$ の場合の方が大きい。ここで $\cos\theta$ で補正しているのは 1 次粒子についてのみであり、物質中で生成される 2 次粒子によるエネルギー損失が含まれていない。つまりこの差は θ に依存した 2 次粒子の増加によるものである。

また上層のシンチレーターの分布は下層の分布より 1MIP ピークのイベント数が多く、ピークが鋭い。これは上層のシンチレーターや上下層間のステンレス板で 2 次粒子が生成され、下層でのエネルギー損失量が増加する。ここで上層と同条件における下層を応答を検証する為に、上層シンチレーター、上下層間ステンレス板を除いて電子を入射する。図 5.5 に下層シンチレーターにおけるエネルギー損失分布を示す。下層シンチレーターの分布について近似するとピーク値と標準偏差は

- $\theta = 60^\circ$ (上層、分離板無し): 下層 4.26MeV $\sigma=0.51\text{MeV}$

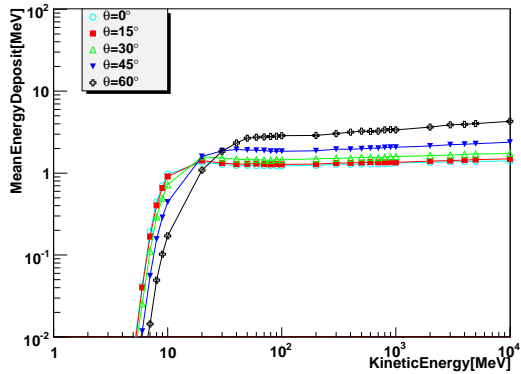


図 5.6 e^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布 ($\varphi = 0^\circ$)

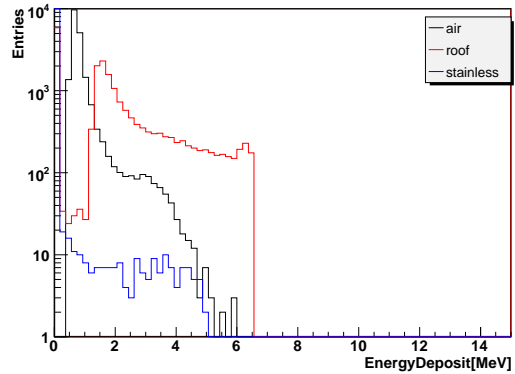


図 5.7 空気、屋根、ステンレスボックスの上蓋におけるエネルギー損失分布。 $E = 7\text{MeV}$ 、 $\varphi = 0^\circ$ 、 $\theta = 0^\circ$ である。

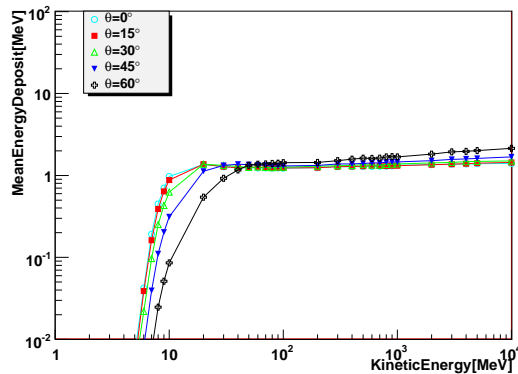


図 5.8 e^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布を $\cos\theta$ で補正した分布 ($\varphi = 0^\circ$)

となり、上層と近い値となる。

次に θ による平均エネルギー損失の違いを比較する為に、図 5.6 に $\varphi = 0^\circ$ から入射した場合の上層シンチレーターでの平均エネルギー損失分布を示す。10MeV 以下では急激にエネルギー損失量が下がっている。このエネルギーの電子は検出器上部の大気や屋根などによってエネルギーを失い、シンチレーターまで到達出来ない。図 5.7 に例として 7MeV の電子を入射した場合の空気、屋根、ステンレスボックスの上蓋におけるエネルギー損失分布を示す。7MeV の場合屋根でエネルギーを失うので、ほとんどステンレスボックスの上蓋まで到達していないことが分かる。7MeV の電子の物質中での平均エネルギー損失量は空気で $2.02\text{MeV}/\text{g}\cdot\text{cm}^2$ 、鉄で $1.79\text{MeV}/\text{g}\cdot\text{cm}^2$ である。

図 5.8 にエネルギー損失を $\cos\theta$ で補正した分布を示す。下層のシンチレーターまで貫通する 30MeV 以上では同程度のエネルギー損失量となる。一方 30MeV 以下では θ に

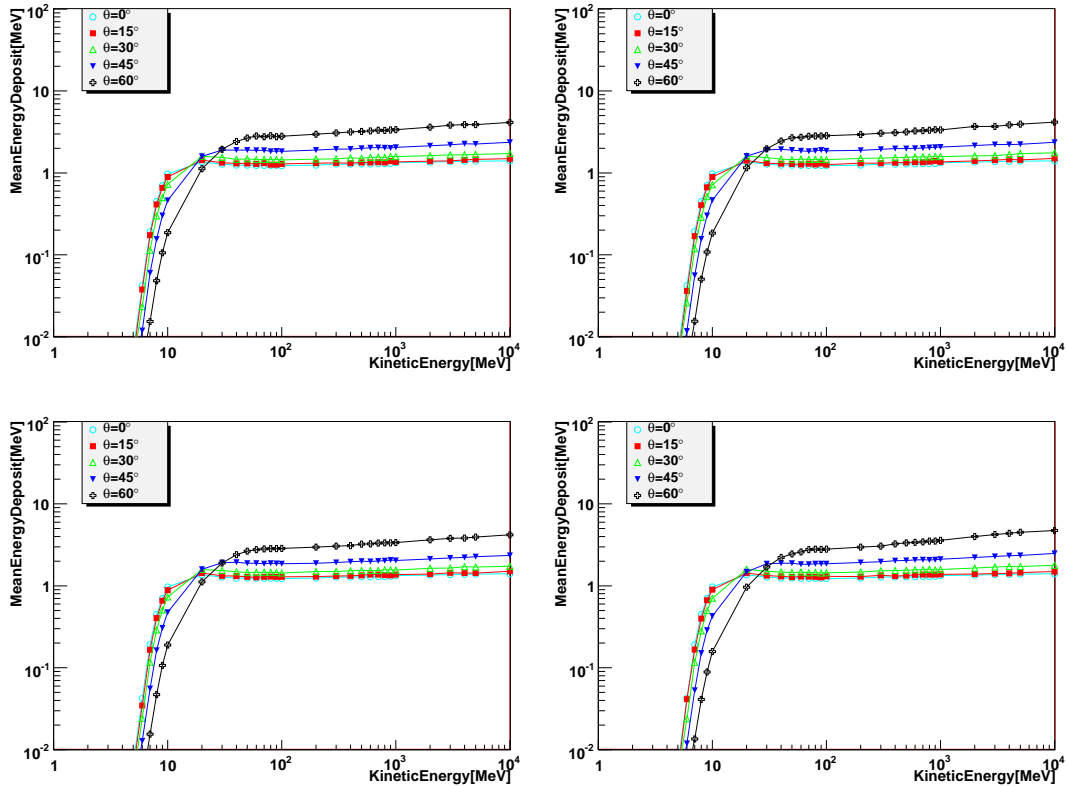
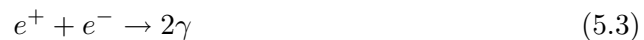


図 5.9 e^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布。左上が $\varphi = 45^\circ$ 、右上が $\varphi = 90^\circ$ 、左下が $\varphi = 135^\circ$ 、右下が $\varphi = 180^\circ$ である。

よってエネルギー損失が大きくなりシンチレーターまで到達出来ない粒子数が増えるので、 $\cos\theta$ で補正してもエネルギー損失量は一致しない。

次に φ による平均エネルギー損失の分布の違いを比較する為に、図 5.9 に $\varphi = 45 \sim 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失分布を示す。 $\varphi = 0 \sim 135^\circ$ では SD の構造に大きな違いが無い為同様の振る舞いを示す。一方 $\varphi = 180^\circ$ から入射した場合、 $\theta > 45^\circ$ ではソーラーパネルやフレームを通ることでシンチレーターに到達する前にエネルギーを失い、2次粒子を生成する。図 5.10 で $\varphi = 0, 180^\circ$ について比較する。低エネルギー領域ではシンチレーターまで到達しない粒子数が増えることにより平均エネルギー損失量は低くなる。一方高エネルギー領域では2次粒子による影響でシンチレーターにおけるエネルギー損失量は高くなる。

陽電子は (5.3) 式のように電子と対消滅反応を起こすので、電子とは異なるエネルギー損失分布を示す。



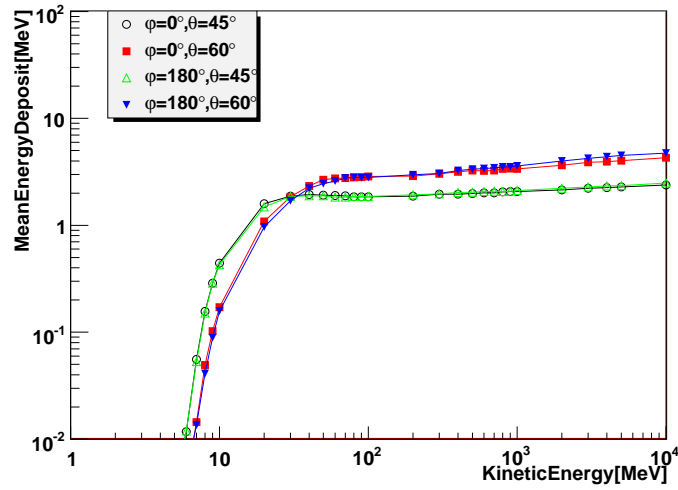


図 5.10 e^- を $\varphi = 0, 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失分布の比較

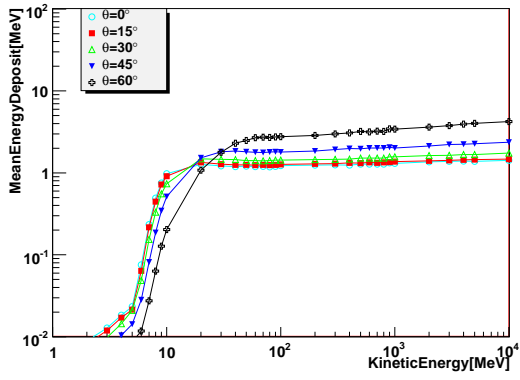


図 5.11 e^+ を入射した場合の平均エネルギー損失の分布 ($\varphi = 0^\circ$)

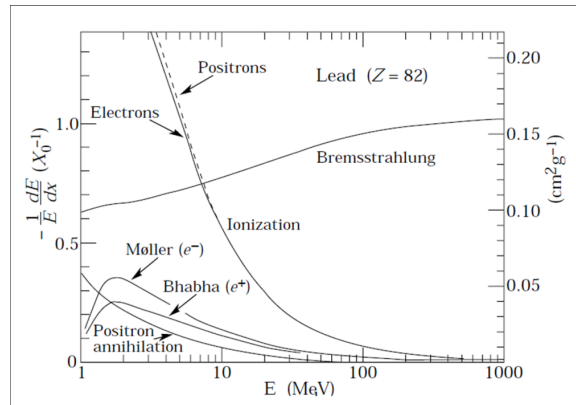


図 5.12 e^+ の相互作用別のエネルギー損失

電子と陽電子の分布の違いを比較する為に、図 5.11 に $\varphi = 0^\circ$ から陽電子を入射した場合の平均エネルギー損失分布を示す。陽電子は 10MeV 以下の低エネルギー領域でのエネルギー損失が大きい。図 5.12 に示すように 100MeV 以下では陽電子の対消滅を起こし、生成したガンマ線がシンチレーターまで到達しエネルギー損失を起こす。

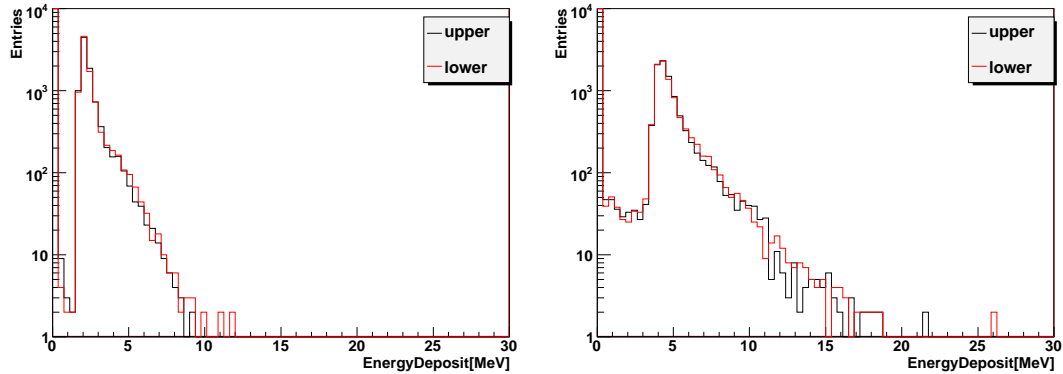


図 5.13 μ^- を入射した場合のエネルギー損失分布。 $E=1\text{GeV}$ 、 $\varphi = 0^\circ$ であり、左が $\theta = 0^\circ$ 、右が $\theta = 60^\circ$ である。

ミューオン

ミューオンについても電子と同様に θ 、 φ で比較する。図 5.13 に $\theta = 0^\circ, 60^\circ$ で 1GeV ミューオンを入射した場合のエネルギー損失分布を示す。1MIP ピーク値、標準偏差はそれぞれ

- $\theta = 0^\circ$: 上層 2.00MeV $\sigma=0.10\text{MeV}$, 下層 2.01MeV $\sigma=0.10\text{MeV}$
- $\theta = 60^\circ$: 上層 4.15MeV $\sigma=0.22\text{MeV}$, 下層 4.15MeV $\sigma=0.20\text{MeV}$

である。ピーク値を $\cos\theta$ で補正すると

- $\theta = 60^\circ$ (補正後) : 上層 2.08MeV , 下層 2.08MeV

となり、4% 程度 $\theta = 60^\circ$ の場合の方が大きい。

また 1GeV の高エネルギーのミュー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 (5.4) 式に示すように粒子の質量に反比例するので、ミューオン ($m = 105.7\text{MeV}$) の反応断面積は電子 ($m = 0.511\text{MeV}$) の約 $1/40000$ である [29]。

$$\sigma \propto \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (5.4)$$

断面積が小さく物質中での相互作用が少ないので、電子陽電子の場合のような 2 次粒子によるシンチレーター上下層の違いは見られない。

次に θ による平均エネルギー損失の分布の違いを比較する為に、図 5.14 に $\varphi = 0^\circ$ から入射した場合の上層シンチレーターでの平均エネルギー損失分布を示す。30MeV 付近のピークより低いエネルギー領域ではミューオンがシンチレーターを貫通出来ないのでエネルギー損失分布に特徴を持つ。

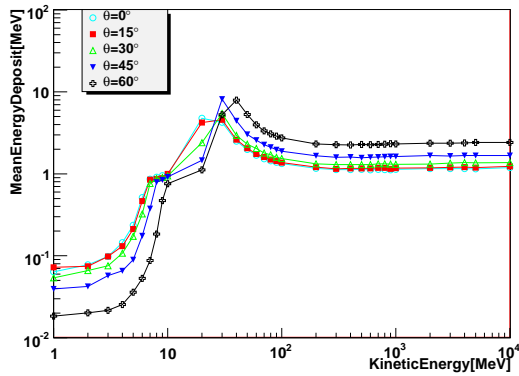


図 5.14 μ^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布 ($\varphi = 0^\circ$)

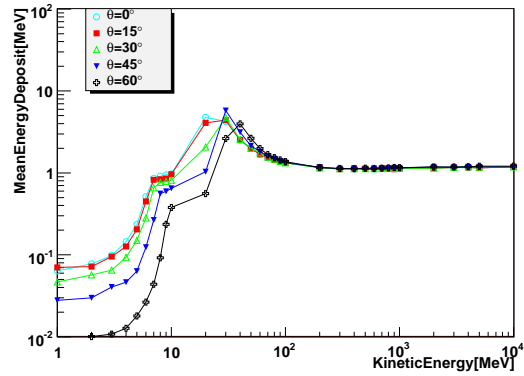


図 5.15 μ^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布を $\cos\theta$ で補正した分布 ($\varphi = 0^\circ$)

7MeV 以下では大気中でエネルギーを失うので SD の屋根まで到達しないので、シンチレーターにおけるエネルギー損失はミュオンの崩壊により生成される電子によるものである。



生成される電子はミュオンの質量エネルギー (=105.6MeV) 以下のエネルギーを持つので、シンチレーターに到達するに十分なエネルギーを持つ。しかし崩壊により生成される電子はミュオンの入射方向と異なる向きに運動量を持つので、必ずしも SD 内に入るとは限らない。ミュオンはエネルギーが高いほど崩壊せずに SD 近くまで到達するので、崩壊により生成される粒子はシンチレーターで検出され易くなり平均エネルギー損失量は増加する。

7~10MeV では主にミュオンが崩壊せず SD の屋根に到達し、屋根を貫通する過程である。エネルギーが増加してもシンチレーターとの距離は大気中と比較してほとんど変化しないので、平均エネルギー損失量の増加もほぼ横ばいである。20MeV 程度でほとんどのミュオンが屋根を貫通し、ステンレスボックスの上蓋と上層シンチレーターを貫通するのが 30MeV 程度である。つまり 30MeV 付近のピークはシンチレーターの貫通を意味する。30MeV 以上では上層のシンチレーターでミュオンが直接検出されるので、単純にミュオンのシンチレーター中におけるエネルギー損失による分布となり、(5.1) 式に従う。

図 5.15 にエネルギー損失分布を $\cos\theta$ で補正した分布を示す。30MeV 以上ではエネルギー損失量が単純にシンチレーターの通過距離に比例するので一致する。30MeV 以下の領域では θ によってエネルギー損失が大きくなりシンチレーターまで到達出来ない粒子が増えるので、 $\cos\theta$ で補正しても一致しない。

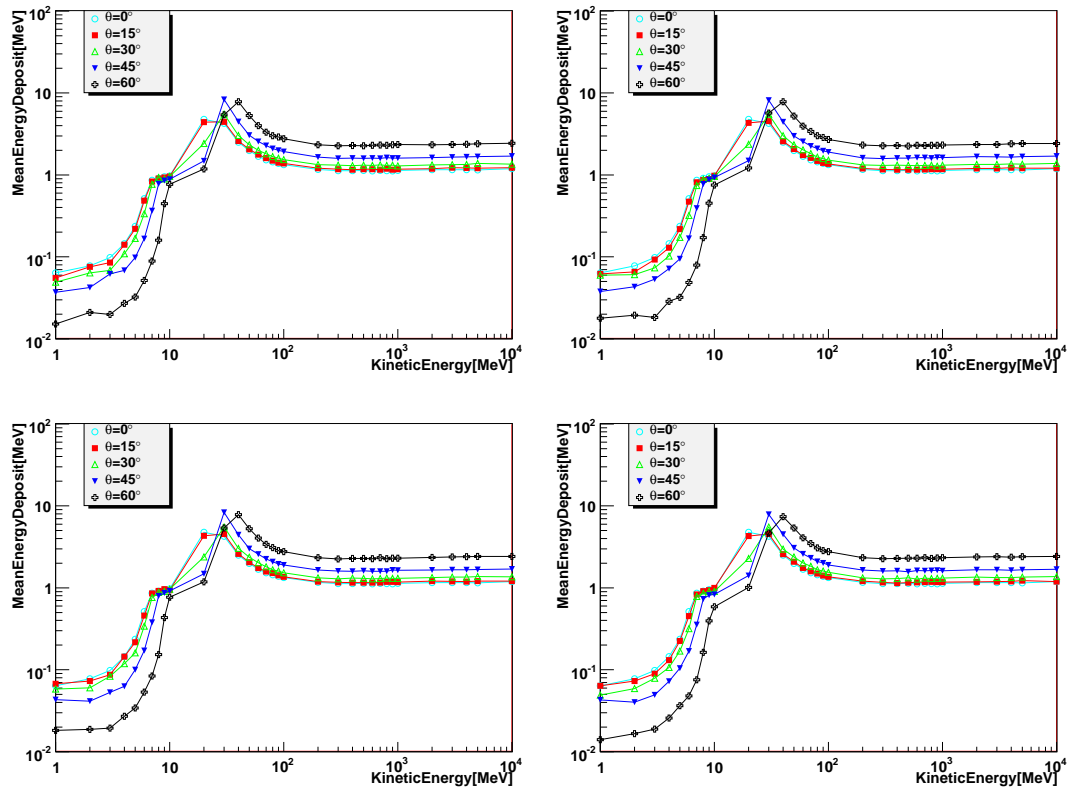


図 5.16 μ^- を入射した場合の平均エネルギー損失の分布。左上が $\varphi = 45^\circ$ 、右上が $\varphi = 90^\circ$ 、左下が $\varphi = 135^\circ$ 、右下が $\varphi = 180^\circ$ である。

次に φ による平均エネルギー損失の分布の違いを比較する為に、図 5.16 に $\varphi = 45 \sim 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失分布を示す。電子の場合と同じく、 $\varphi = 0 \sim 135^\circ$ では同様の振る舞いを示し、 $\varphi = 180^\circ$ 、 $\theta > 45^\circ$ から入射すると、SD のソーラーパネルやフレームでエネルギーを失う。図 5.17 で $\varphi = 0, 180^\circ$ について比較する。低エネルギー領域ではシンチレーターまで到達しない粒子が増え、平均エネルギー損失量は低くなる。30MeV 以上の領域ではシンチレーターを貫通するので影響を受けない。

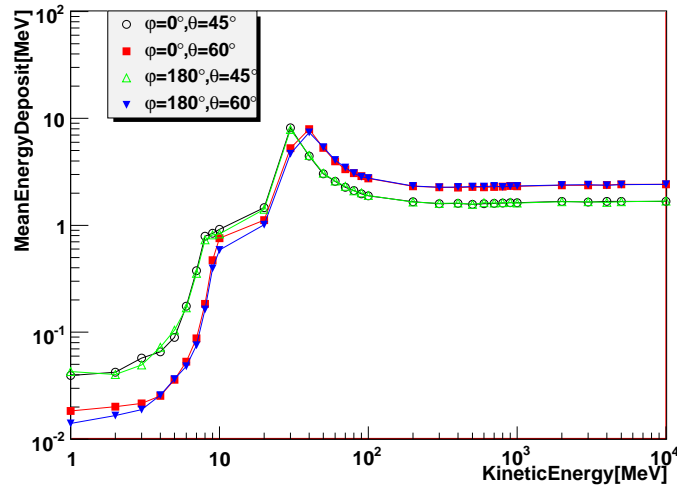


図 5.17 μ^- を $\varphi = 0, 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失分布の比較

ガンマ線

ガンマ線は直接相互作用せず、以下のような相互作用で荷電粒子を生成することによりシンチレーターでエネルギー損失を起こす。

- 光電効果
- コンプトン効果
- 電子陽電子対生成

図 5.18 に炭素、鉛における各相互作用の反応断面積を示す [21]。10MeV 以上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特性は電子陽電子に依存する。この為エネルギー損失分布では電子の 1MIP ピークだけでなく 2MIPs ピークも現れる。図 5.19 に $\theta = 0^\circ, 60^\circ$ で 100MeV ガンマ線を入射した場合のエネルギー損失分布を示す。1MIP、2MIPs のピーク値はそれぞれ

- $\theta = 0^\circ$ (1MIP) : 上層 2.07MeV $\sigma=0.15$ MeV, 下層 2.06MeV $\sigma=0.15$ MeV
- $\theta = 0^\circ$ (2MIPs) : 上層 4.36MeV $\sigma=0.36$ MeV, 下層 4.40MeV $\sigma=0.32$ MeV

である。 $\theta = 60^\circ$ ではピークの幅が広がるので、1MIP、2 MIPs のピークが正確に決定出来ない。

電子陽電子と違い、分布全体的に上層より下層の方がイベント数が多い。ガンマ線のエネルギー損失は反応断面積に依存する為、下層に到達する前に 2 次粒子を生成することで平均エネルギー損失が大きくなる。検出効率 100MeV、 $\varphi = 0^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$ の場合上層が

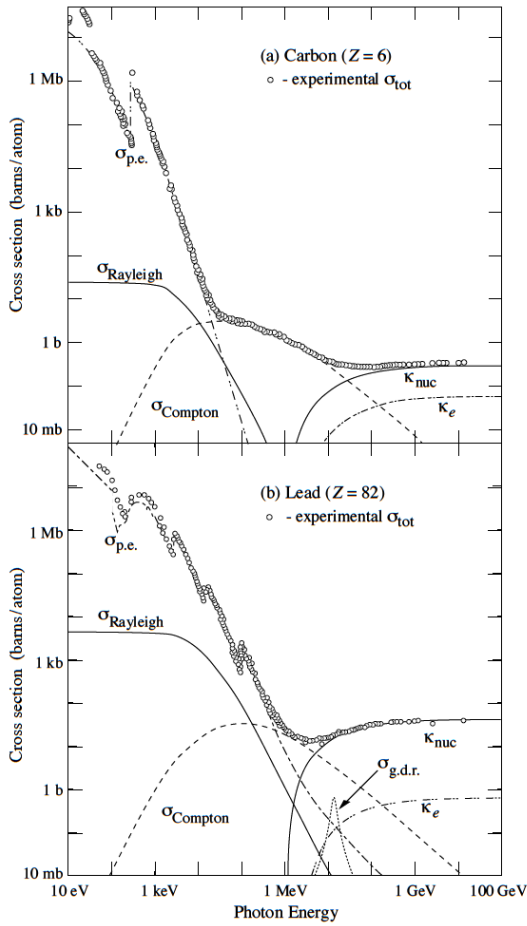


図 5.18 光子の全反応断面積。σ_{p.e.}:光電効果、σ_{Rayleigh}:レイリー散乱、σ_{Compton}:非干渉性散乱、κ_{nuc}:対生成(原子核場)、κ_e:対生成(電子場)

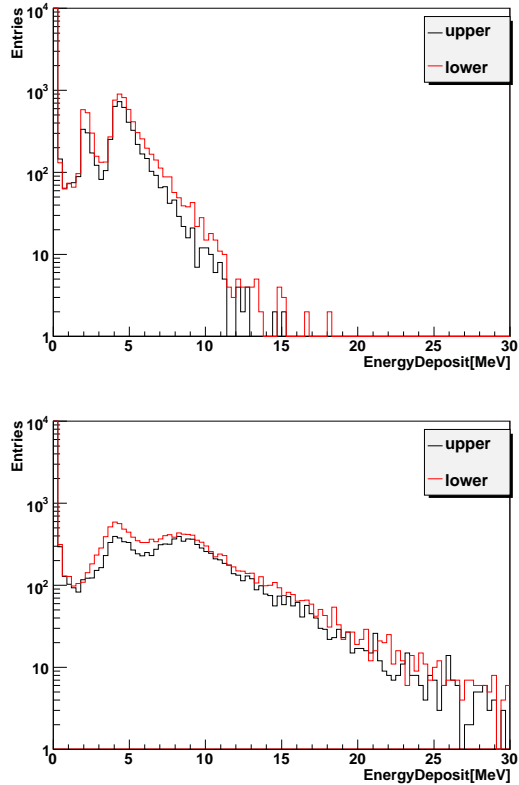


図 5.19 γを入射した場合のエネルギー損失分布。E=100MeV、φ = 0°であり、上がθ = 0°、下がθ = 60°である。

15.8%、下層が 19.5% である。ここで上層と同条件における下層を応答を検証する為に、上層シンチレーター、上下層間ステンレス板を除いてガンマ線を入射する。図 5.20 に下層シンチレーターにおけるエネルギー損失分布を示す。θ = 60°で入射しており、下層の検出効率は 16.3% と上層と近い値となる。

次にθによる平均エネルギー損失の分布の違いを比較する為に、図 5.21 にφ = 0°から入射した場合の上層シンチレーターでの平均エネルギー損失分布を示す。20 ~ 100MeVにおける分布の傾きの変化について、低エネルギー領域は反応断面積は高いが生成される電子陽電子のエネルギーも低い為、シンチレーターで検出され難い。高エネルギー領域ではガンマ線の反応断面積の増加に伴いエネルギー損失も増加する。また高エネ

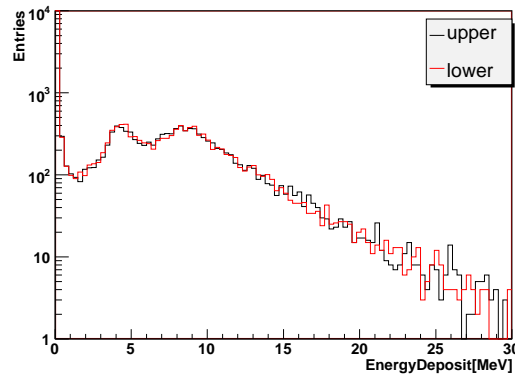


図 5.20 上層シンチレーターと上下層分離ステンレス板を除いた場合の下層シンチレーターにおけるエネルギー損失分布。 $E = 100\text{MeV}$ 、 $\varphi = 0^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$ で γ を入射した場合である。黒線は比較の為に表示している図 5.19 上図の上層の分布である。

ルギー領域での平均エネルギー損失量は電子陽電子の分布と比較すると小さい。電子陽電子対生成によるエネルギー損失なので図 5.19 に示すようにイベント毎のエネルギー損失量は大きいですが、例えばシンチレーターにおける 100MeV ガンマ線の反応断面積は $2.91 \times 10^{-1}\text{barn/atom}$ であり、反応率は 20% 程度となるので、分布の値は電子の分布に対して 20% 程度となる。

ガンマ線のエネルギー損失分布はガンマ線の反応断面積に依存し、反応率は物質の通過距離に比例するので θ が大きいほど平均エネルギー損失量も大きい。図 5.22 にエネルギー損失分布を $\cos\theta$ で補正した分布を示す。低エネルギー領域ではシンチレーター外で生成された電子陽電子がシンチレーターまで到達出来ないで、エネルギー損失が一致する。10MeV 以上の領域ではシンチレーター外で生成された電子陽電子もシンチレーターで検出され、これらのエネルギー損失量は θ に依存するので平均エネルギー損失量も大きくなる。

図 5.23 に $\varphi = 0 \sim 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失を示す。 $\varphi = 0 \sim 135^\circ$ では同様の振る舞いを示す。 $\varphi = 180^\circ$ 、 $\theta > 45^\circ$ の場合、ソーラーパネルやフレームを通過することで 2 次粒子が生成され平均エネルギー損失量は高くなる。図 5.24 で $\varphi = 0$ 、 180° について比較する。

以上電子陽電子、ミューオン、ガンマ線についてシンチレーターにおけるエネルギー損失特性を見てきた。 $E < 30\text{MeV}$ 程度の低エネルギー電子陽電子、ミューオンはシンチレーター上部の屋根やステンレスボックスがエネルギー損失に大きく影響する。ミューオンは崩壊により電子陽電子を生成するので、低エネルギー領域でもシンチレーターでエネルギー損失を起こす。ガンマ線については相互作用の反応断面積と相互作用により生成す

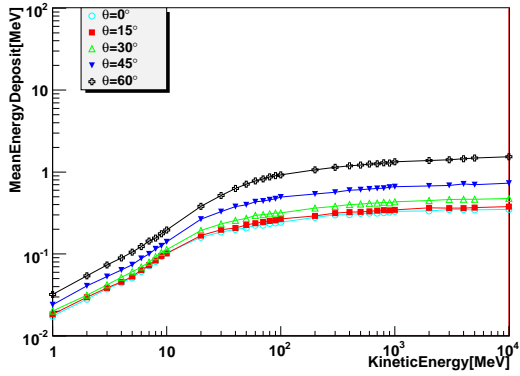


図 5.21 γ を入射した場合の平均エネルギー損失の分布 ($\varphi = 0^\circ$)

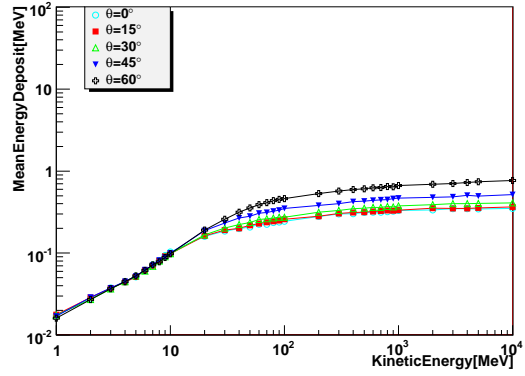


図 5.22 γ を入射した場合の平均エネルギー損失の分布を $\cos\theta$ で補正した分布 ($\varphi = 0^\circ$)

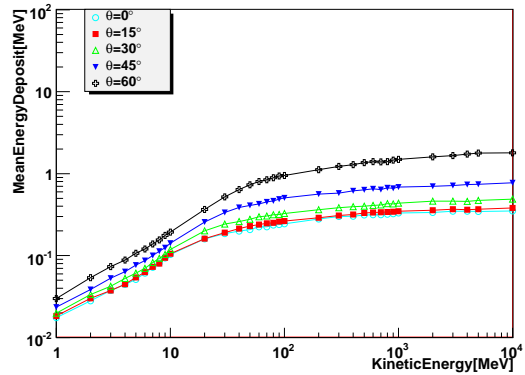
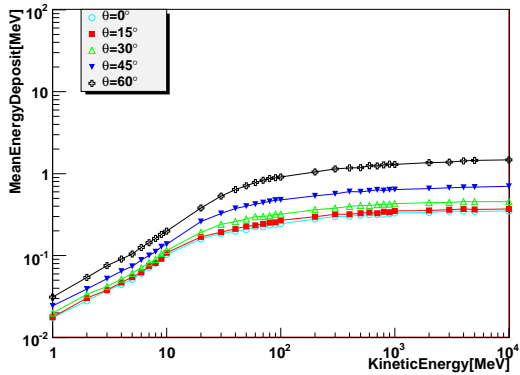
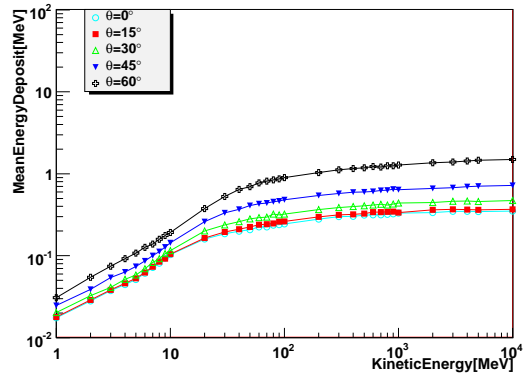
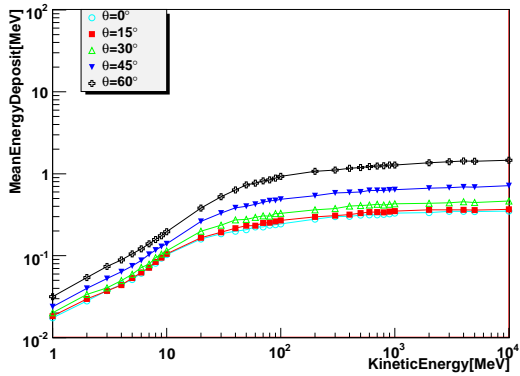


図 5.23 γ を入射した場合の平均エネルギー損失の分布。左上が $\varphi = 45^\circ$ 、右上が $\varphi = 90^\circ$ 、左下が $\varphi = 135^\circ$ 、右下が $\varphi = 180^\circ$ である。

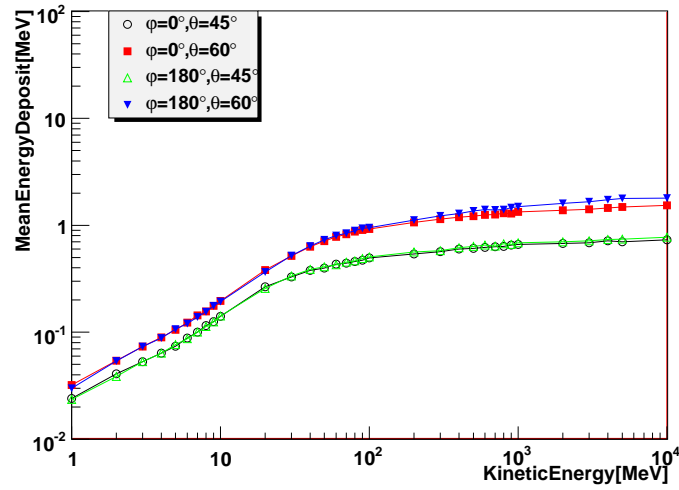


図 5.24 γ を $\varphi = 0, 180^\circ$ から入射した場合の平均エネルギー損失分布の比較

る電子陽電子のエネルギーに依存する。また $\varphi = 180^\circ$ 、 $\theta > 45^\circ$ から入射した場合ソーラーパネル等でエネルギーを失うので、シンチレーターまでの到達頻度が減少する。また生成される 2 次粒子がシンチレーターに到達することによる影響を考慮する必要がある。

5.2.2 検出効率

SDに入射する粒子は100%検出されるわけではない。また空気シャワー粒子が直接シンチレーターに入射していない場合でも、地表や屋根、フレーム等における相互作用により生成される2次粒子がシンチレーターで検出されるので、検出された粒子数だけで元の空気シャワー粒子数を決定することは出来ない。従って実際に検出された粒子数から入射粒子数を求める為に、入射粒子に対するSDの検出効率を求める必要がある。

シミュレーションにおける粒子の入射条件は5.2.1節の場合と同様である。SDのトリガー条件は実際の観測と同様に上下層コインシデンス、エネルギー損失の閾値は0.3MIPsとする。基準とする1MIPによるエネルギー損失量を得る為に、空気シャワーシミュレーションにより観測サイトでの粒子分布を再現しSDに入射している。これより得られたエネルギー損失量の閾値0.3MIPsは

- 上層 0.72[MeV]
- 下層 0.73[MeV]

となる。1MIPによるエネルギー損失について詳細は6.1節で述べる。

図5.3で示すように粒子の入射範囲は検出器外も含むので、ここでの検出効率は100%とはならない。粒子の入射範囲に対するシンチレーターの占有面積は約47%であるので、高エネルギー領域ではこの値に収束すると推測出来る。

電子陽電子

図5.25に $\theta = 0 \sim 60^\circ$ 、 $\varphi = 0 \sim 180^\circ$ で電子を入射した場合の検出効率を示す。10MeV以下の低エネルギー電子は大気や屋根、シンチレーター等でエネルギーを失い、下層のシンチレーターまで到達出来ない。10～200MeVでは θ に依存して検出効率が低くなる。これは $\cos\theta$ に比例して検出器内の通過距離が増えエネルギー損失量が増加するので、下層のシンチレーターまで到達出来ないことが要因である。高エネルギー領域では天頂角に関係無く2層のシンチレーターを貫通出来るので、検出効率は収束する。

また図5.26でソーラーパネル等の影響を受ける $\theta = 45, 60^\circ$ について、 $\varphi = 0, 180^\circ$ の場合で比較する。10～200MeVではソーラーパネル等でエネルギーを失うので検出効率は低くなる。

電子と陽電子の比較をする為に、図5.27に電子と陽電子の検出効率について $\varphi = 0^\circ$ 、 $\theta = 0, 60^\circ$ から入射した場合の検出効率を示す。200MeV以下の領域ではシンチレーターを貫通出来ないので、対消滅により生成されるガンマ線が寄与する。20MeV以下の低エネルギー領域ではシンチレーターまで到達出来ないが、陽電子の対消滅により生成されたガンマ線が相互作用を経てシンチレーターで検出されるので、検出効率は電子より高

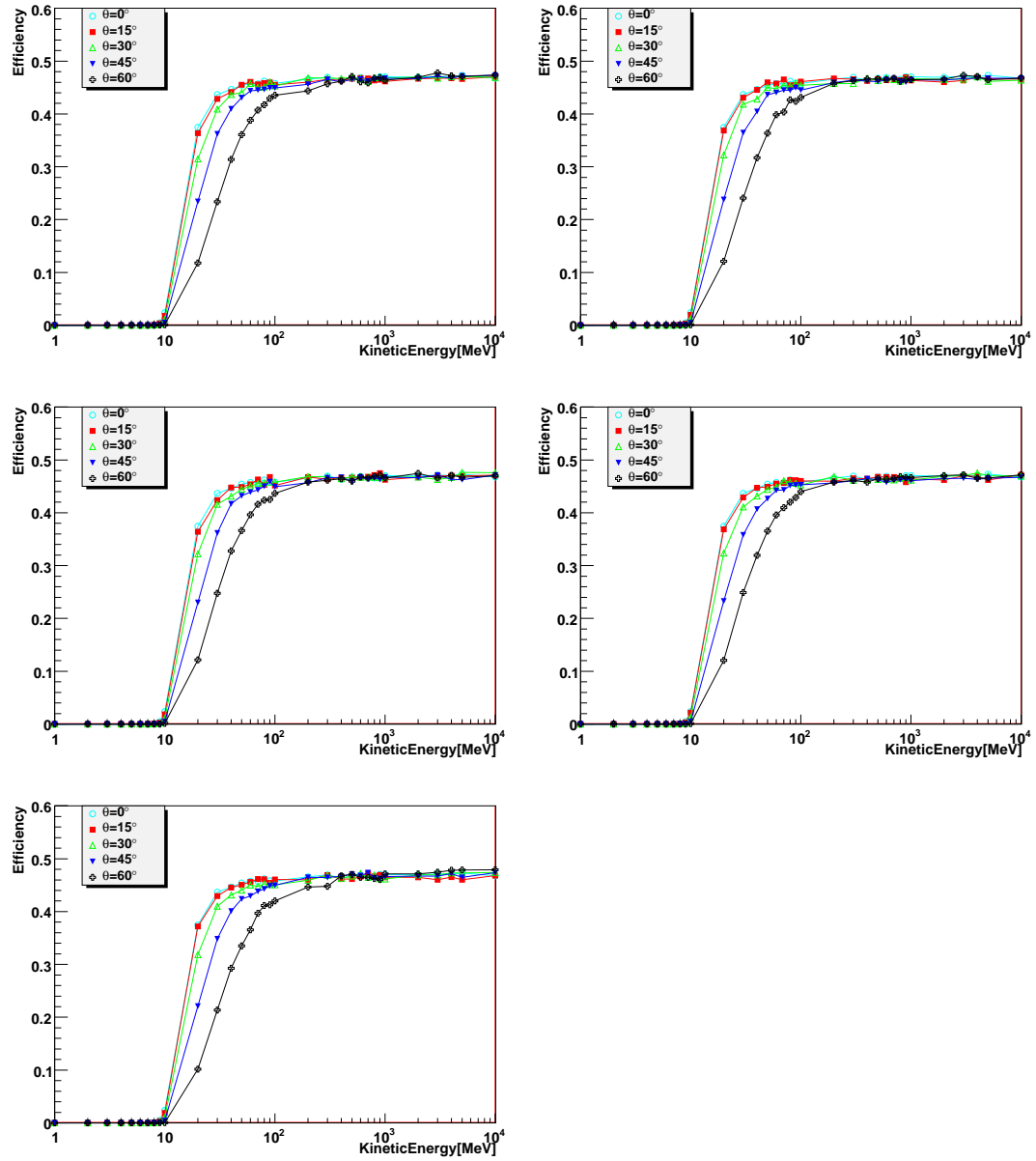


図 5.25 e^- を入射した場合の検出効率。左上が $\varphi = 0^\circ$ 、右上が $\varphi = 45^\circ$ 、左中が $\varphi = 90^\circ$ 、右中が $\varphi = 135^\circ$ 、左下が $\varphi = 180^\circ$

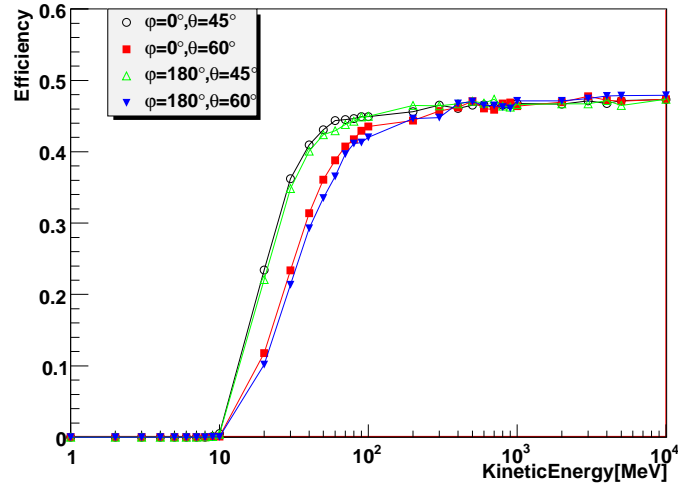


図 5.26 e^- を $\varphi = 0, 180^\circ$ から入射した場合の検出効率の比較

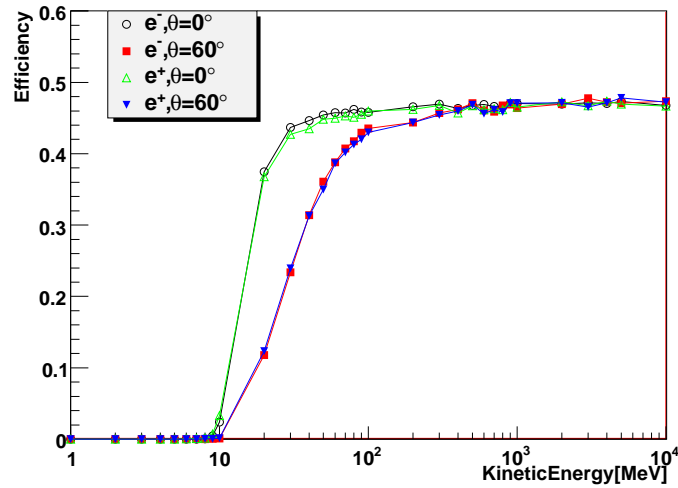


図 5.27 e^- 、 e^+ の検出効率の比較 ($\varphi = 0^\circ$)

い。逆に 20MeV 以上の領域では対消滅によって生成されたガンマ線が検出されない場合があるので、電子が直接検出される場合より検出効率が低い。いずれの場合も検出効率の差は 0.1% 程度である。高エネルギー領域ではシンチレーターを貫通するので、陽電子の検出効率は電子と同様に収束する。

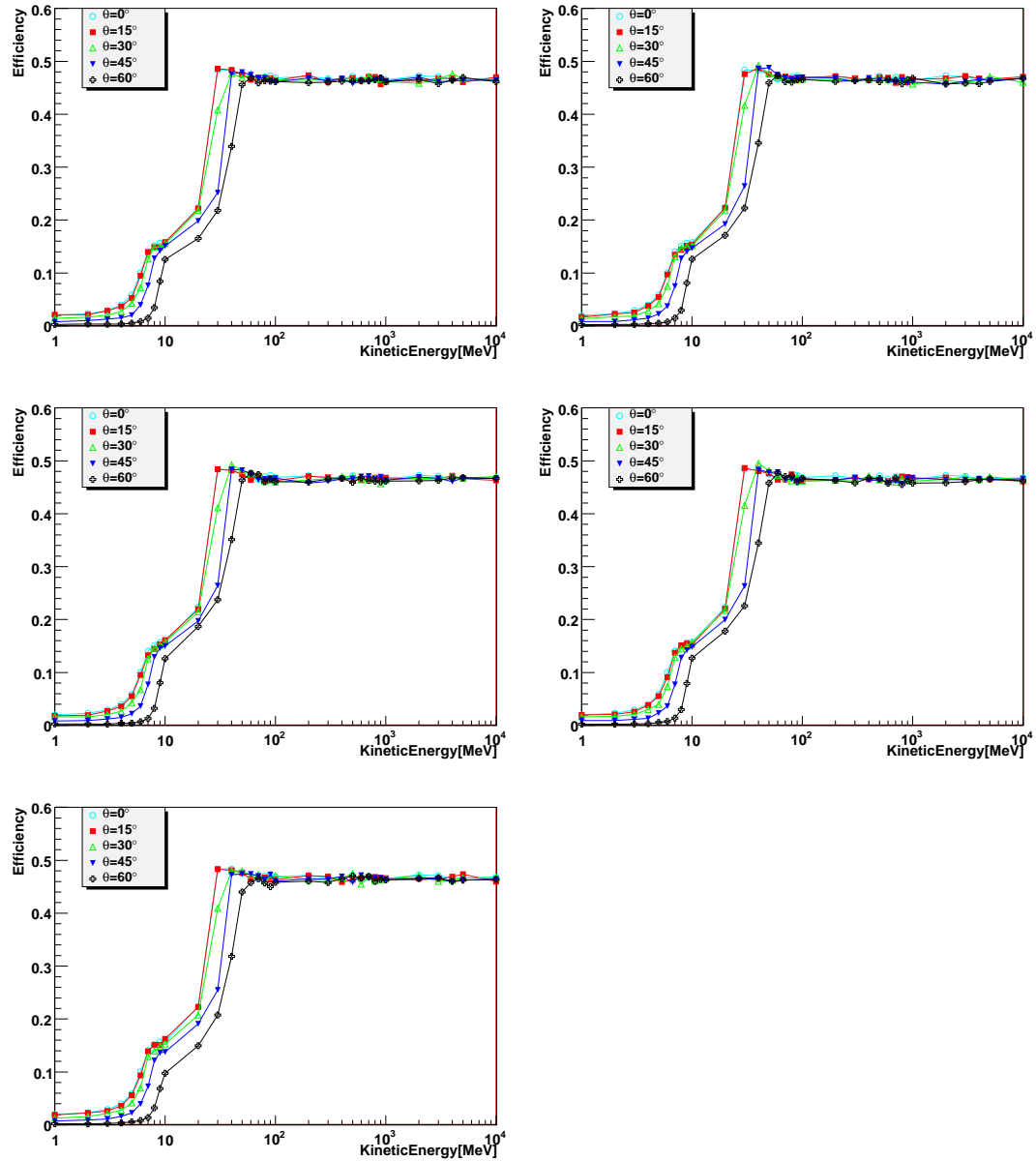


図 5.28 μ^- を入射した場合の検出効率。左上が $\varphi = 0^\circ$ 、右上が $\varphi = 45^\circ$ 、左中が $\varphi = 90^\circ$ 、右中が $\varphi = 135^\circ$ 、左下が $\varphi = 180^\circ$

ミューオン

図 5.28 に $\theta = 0 \sim 60^\circ$ 、 $\varphi = 0 \sim 180^\circ$ でミューオンを入射した場合の検出効率を示す。30MeV 以下の低エネルギー領域では $\cos\theta$ に依存してエネルギーを失い、シンチレーターに到達出来ないので検出効率も高エネルギー側にずれる。

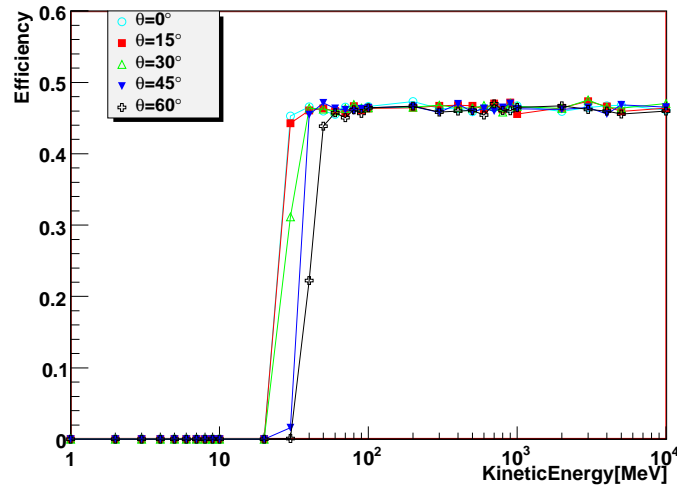


図 5.29 μ^- を入射した場合の検出効率 ($\varphi = 0^\circ$ 、 μ^- のみ検出)

5.2.1 節の場合と同様に、7MeV 以下では検出器の屋根まで到達せず崩壊する。しかし崩壊により生成される電子が検出される為、検出効率は 0 では無い。この電子は様々な方向に運動量を持つので、シンチレーターにおける検出率はミューオンの崩壊位置に依存する。

7MeV~10MeV ではミューオンが屋根を貫通する過程である。屋根の貫通過程では大気中と比較すると崩壊位置が大きく変化しないので、検出効率の増加幅も小さい。20MeV 程度で屋根を貫通し、ステンレスボックスの上蓋と上層のシンチレーターも貫通するのが 30MeV 程度である。

30MeV 付近における検出効率のオーバーシュートの原因は、シンチレーター外に入射したミューオンの地表における反射や崩壊である。シンチレーターを通らないミューオンについて、30MeV 程度のエネルギーでは地中に入り込むことが出来ないため、地表面で反射、崩壊して生成された 2 次粒子がシンチレーターで検出される場合がある。エネルギーが高くなると地表に入り込むので、1 次入射による検出のみとなり検出効率は収束する。図 5.29 にミューオンを直接検出した場合のみの検出効率を示す。30MeV 以下では効率が 0 であり、30MeV 付近のオーバーシュートも見られないことから、ミューオンの崩壊により生成される電子が寄与していることが分かる。

また図 5.30 でソーラーパネル等の影響を受ける $\theta = 45^\circ, 60^\circ$ について、 $\varphi = 0, 180^\circ$ の場合で比較する。40MeV 以下ではソーラーパネル等でエネルギーを失い、シンチレーターまで到達出来ないため検出効率は低い。シンチレーターを貫通する高エネルギー領域では影響を受けない。

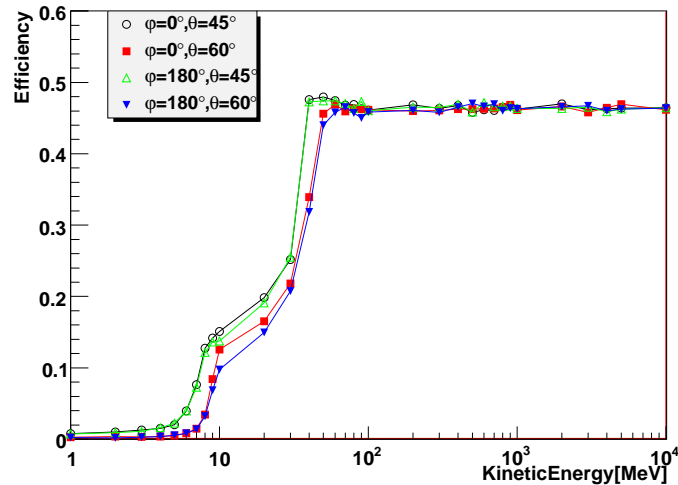


図 5.30 μ^- を $\varphi = 0, 180^\circ$ から入射した場合の検出効率の比較

ガンマ線

図 5.31 に $\theta = 0 \sim 60^\circ$ 、 $\varphi = 0 \sim 180^\circ$ でガンマ線を入射した場合の検出効率を示す。ガンマ線は電子陽電子対を生成せずに検出器を通過するケースが多い為、電子陽電子の検出効率が収束する高エネルギー領域でも検出効率は 8% と低い ($\theta = 0^\circ$ の場合)。また反応断面積が通過する物質質量に比例し、通過する物質質量が $\cos\theta$ に比例する為、検出効率は入射天頂角の依存性が大きい。電子陽電子の検出効率が収束する 100MeV 以上の領域でも検出効率は若干増加している。これは図 5.18 に示すように、ガンマ線のエネルギー増加に伴い反応断面積が増加する為である。

また図 5.32 でソーラーパネル等の影響を受ける $\theta = 45, 60^\circ$ について、 $\varphi = 0, 180^\circ$ の場合で比較する。100MeV 以上ではソーラーパネル等においてガンマ線から生成される電子陽電子対が、シンチレーターで検出されるに十分なエネルギーを持つので、検出効率は $\cos\theta$ に依存して高くなる。

以上電子陽電子、ミュオン、ガンマ線について閾値 0.3MIPs、上下層コインシデンス条件での検出効率を見てきた。電子陽電子についてはエネルギー損失によるシンチレーターまでの到達頻度に依存する。ミュオンについては崩壊して生成する電子陽電子も検出されるので、検出効率はエネルギー損失によるシンチレーターまでの到達頻度と崩壊位置に依存する。ガンマ線については相互作用の反応断面積と、相互作用により生成する電子陽電子のエネルギーに依存する。また $\varphi = 180^\circ$ 、 $\theta > 45^\circ$ から入射した場合ソーラーパネル等によりエネルギーを失うので、シンチレーターまでの到達頻度が減少する。また

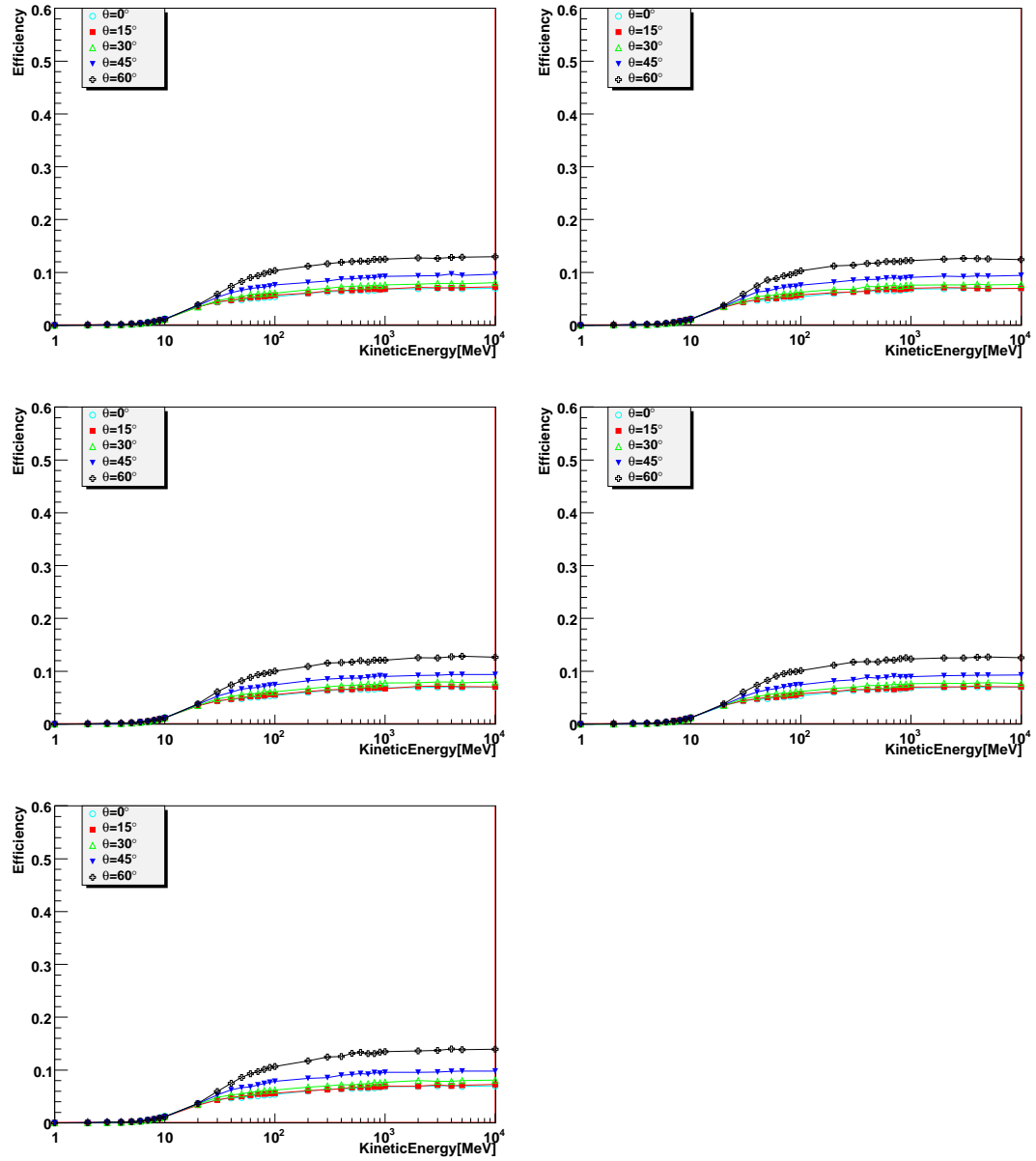


図 5.31 γ を入射した場合の検出効率。左上が $\varphi = 0^\circ$ 、右上が $\varphi = 45^\circ$ 、左中が $\varphi = 90^\circ$ 、右中が $\varphi = 135^\circ$ 、左下が $\varphi = 180^\circ$

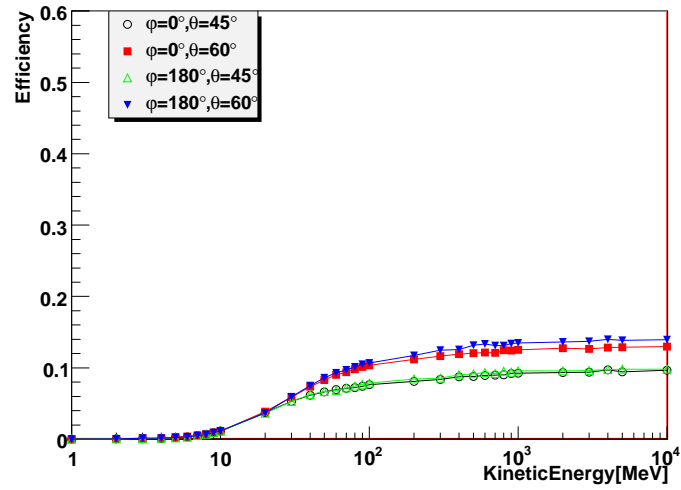


図 5.32 γ を $\varphi = 0^\circ, 180^\circ$ から入射した場合の検出効率の比較

生成される 2 次粒子による影響も考慮する必要がある。

第 6 章

地表粒子検出器単体の系統誤差の見積もり

SD 単体の系統誤差は

- (1) 入射粒子のエネルギー損失分布
- (2) シンチレーターの発光量の不定性
- (3) 波長変換ファイバーの集光量の不定性
- (4) SD の応答不均一性
- (5) PMT ゲインの不定性
- (6) FADC のサンプリングエラー
- (7) PMT 光電面から放出される光電子数の分布
- (8) PMT の印加電圧によるゲインの決定精度

に起因する。(4)、(5)、(6)、(8)については4.2.2節で述べた。(1)については6.1節でシミュレーションを用いて1MIPによるエネルギー損失分布を求める。また(2)、(3)、(6)については6.2節で議論する。観測より得られた1MIP分布とこれらの系統誤差を比較することで、SD単体の系統誤差を見積もる。

6.1 1MIPによるエネルギー損失分布

観測サイトにおける空気シャワーを再現し、SDに入射することで1MIPによるエネルギー損失分布を得る。空気シャワー粒子はCOSMOSコードを用いて生成する[30]。図1.1における1次粒子のエネルギーによる強度を考慮し、観測サイトにおける空気シャワー粒子を再現する。空気シャワーシミュレーションにおける条件は

- 1次粒子種：陽子

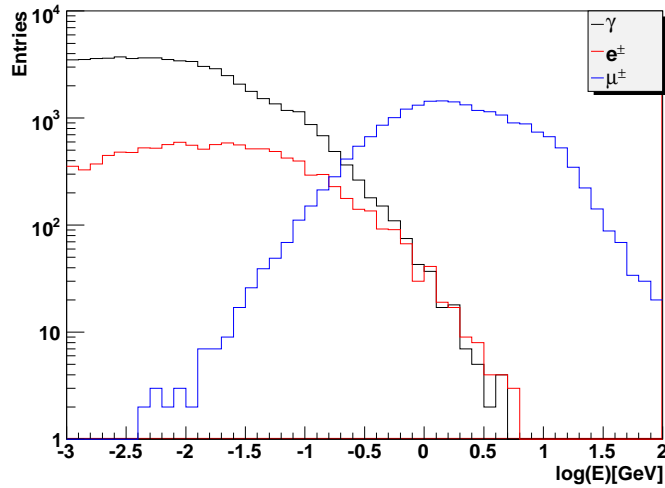


図 6.1 シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子のエネルギー分布。左上からガンマ線 (黒)、電子陽電子 (赤)、ミューオン (青) である。横軸はシャワー粒子の運動エネルギーの対数である。

- 1 次粒子のエネルギー : 10^{10} 、 10^{11} 、 10^{12} 、 10^{13} eV
- 入射天頂角 : $0 \sim 90^\circ$ の範囲で一様
- 入射方位角 : $0 \sim 360^\circ$ の範囲で一様
- 空気シャワーの生成閾値エネルギー : 1MeV

である。 $E < 10^{10}$ eV の粒子は地球磁場により螺旋運動し、ほとんど大気内に進入出来ないのを考慮しない。曲率半径は

$$R = \frac{E}{10\text{GeV}} \cdot \frac{1}{z} \cdot \frac{10^{-6}\text{G}}{B} \cdot 3 \times 10^{13}[\text{cm}] \quad (6.1)$$

であり、 ze は荷電粒子の電荷量である。地球磁場が $B \sim 0.1\text{G}$ 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突入することが出来る。また $E > 10^{13}\text{eV}$ の粒子については強度が小さいので寄与しないとす。

図 6.1 に生成した空気シャワー粒子のエネルギー分布を示す。粒子種成分はガンマ線が 65%、電子陽電子が 12%、ミューオンが 23% である。この空気シャワー粒子を検出器シミュレーションで入射する。検出器シミュレーションにおける入射範囲は 5.1 節と同様の範囲である。

図 6.2 にシンチレーターにおけるエネルギー損失分布を示す。トリガー条件は実際の観測と同様に上下層コインシデンス、閾値は 0.3MIPs である。また図 6.3 に入射粒子種別のエネルギー損失分布を示す。入射粒子の成分比で 23% のミューオンが最も寄与してい

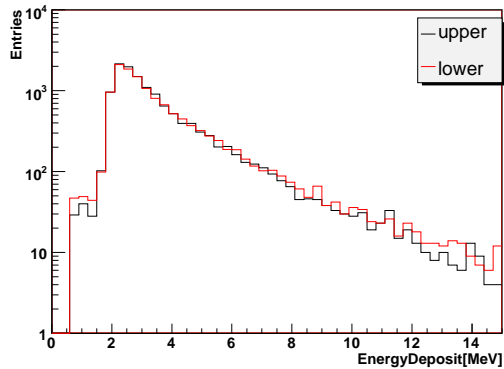


図 6.2 シミュレーションにより生成した空気シャワー粒子のエネルギー損失分布

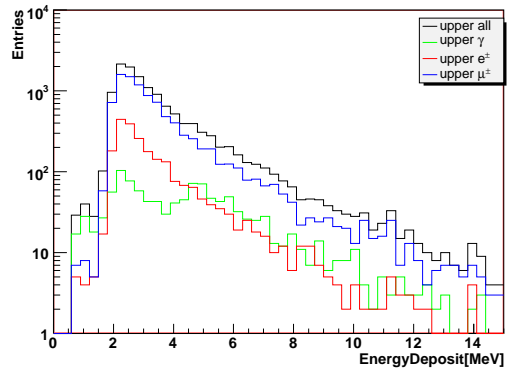


図 6.3 上層シンチレーターにおける空気シャワー粒子種別のエネルギー損失分布。上から全粒子(黒)、 μ^\pm (青)、 e^\pm (赤)、 γ (緑)である。

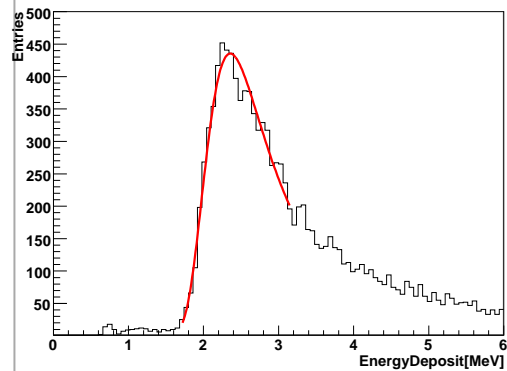
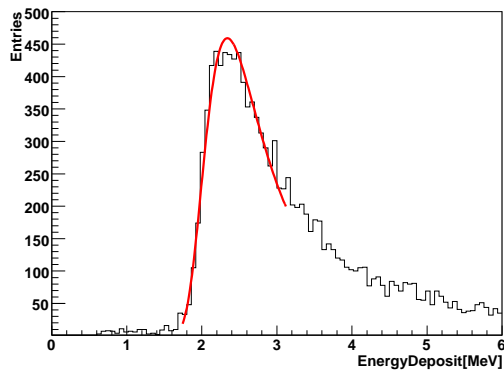


図 6.4 シミュレーションより得た 1MIP エネルギー損失分布。左が上層のシンチレーター、右が下層のシンチレーターについての分布である。赤線はランダウ分布による近似である。

ることが分かる。

得られた分布についてランダウ分布で近似すると

- 上層 ピーク値： (2.40 ± 0.01) MeV、標準偏差： (0.26 ± 0.01) MeV
- 下層 ピーク値： (2.42 ± 0.01) MeV、標準偏差： (0.28 ± 0.01) MeV

となり、上下層での違いはほとんど無い。(図 6.4)

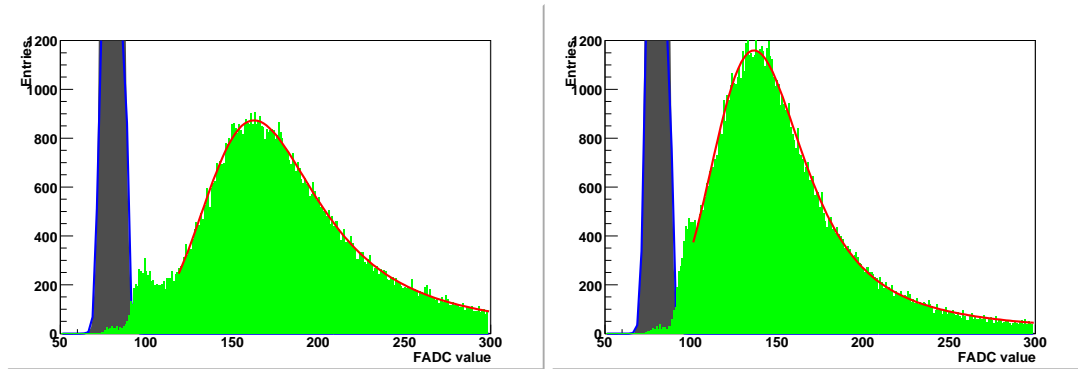


図 6.5 実験サイトで測定した 1MIP 分布。横軸は FADC により取得した PMT 出力の 128bin の積分値である。左が上層、右が下層のシンチレータについての分布である。赤線はランダウ分布にガウス分布を畳み込んだ関数による近似である。左のヒストグラムはペDESTAL測定、青線はガウス分布による近似である。

6.2 地表粒子検出器単体の系統誤差の見積もり

宇宙線による 1MIP 分布は観測サイトで SD の較正を目的として測定している。トリガー条件は上下層コインシデンスであり、閾値は 0.3MIPs である。またエレクトロニクス上でランダムにトリガーを生成することでペDESTAL分布も測定している。図 6.5 に観測サイトで実際に測定した 1MIP 分布を示す。ペDESTALを差し引いた 1MIP 分布は

- 上層 ピーク値：82.1、標準偏差：24.1(29.4%)
- 下層 ピーク値：56.0、標準偏差：20.5(36.7%)

となる。また PMT 光電面から放出される光電子数 $N_{p.e.}$ は、FADC が分解能 12bit、入力レンジ 2V、50MHz サンプリングであり、終端抵抗が 66.5Ω であることから、

$$N_{p.e.} = \text{FADC 値} \times \frac{2}{4096} \times \frac{1}{66.5} \times (20 \times 10^{-9}) \times \frac{1}{\text{素電荷}} \times \frac{1}{\text{PMT ゲイン}} \quad (6.2)$$

で求めることが出来る。素電荷 $1.602 \times 10^{-19}[\text{C}]$ 、PMT ゲイン 4×10^6 を用いると $N_{p.e.}$ は、

- 上層 $N_{p.e.} = 18.8[\text{p.e.}]$
- 下層 $N_{p.e.} = 12.8[\text{p.e.}]$

となる。ここで $N_{p.e.}$ は PMT ゲインを用いて求めているので、(8)PMT の印加電圧に対するゲインの決定精度 6.5% が影響する。

この実際観測した 1MIP 分布の拡がりとは SD の各系統誤差を比較する。次に各系統誤差について議論していく。

まず (1) 入射粒子のエネルギー損失分布については 6.1 節で求めたように、

- 上層 $\sigma_{E_d} = 10.4\%$
- 下層 $\sigma_{E_d} = 11.5\%$

である。

(2)、(3)、(6) について、これらは発光効率や量子効率によって光子、光電子の放出量が決まるので、ポアソン分布に従う。またこの不定性を標準偏差で表すと

$$\sigma_{\text{poisson}} = \sqrt{\text{平均値}} \quad (6.3)$$

で決まる。まず (2) について、厚さが 1.2cm のプラスチックシンチレーターは 1MIP によるエネルギー損失で約 24000 光子を放出する。この不定性は $\sigma_{\text{sci.}} = (\sqrt{24000}/24000) \times 100 < 1\%$ と小さいので無視出来る。

次に (3) について、シンチレーターから放出された光が全て波長変換ファイバーに到達するわけではない。波長変換ファイバーの集光効率は 5.4% と小さい。例えば下層シンチレーターで実際得られた光電子数が $N_{\text{p.e.}} = 12.8\text{p.e.}$ であり、PMT の量子効率が 10% 程度であることから、波長変換ファイバーで導かれる光量は 128 光子程度であると推測出来る。波長変換ファイバーの集光率の不定性は $\sigma_{\text{WLSF}} = (\sqrt{128}/128) \times 100 \sim 9\%$ となる。

(7) について光電子数分布の平均は $N_{\text{p.e.}}$ であり、標準偏差は $\sigma_{\text{p.e.}} = (\sqrt{N_{\text{p.e.}}}/N_{\text{p.e.}}) \times 100$ で求まるので、

- 上層 $\sigma_{\text{p.e.}} = 23.0\%$
- 下層 $\sigma_{\text{p.e.}} = 27.9\%$

となる。

また 4.2.2 節で述べたように、(4) について SD の応答不均一性 $\sigma_{\text{uni.}} = 5 \sim 10\%$ 、(6) について FADC のサンプリングエラー $\sigma_{\text{FADC}} = 2\%$ である。

(5) PMT ゲインの不定性について、図 6.6 に 1MIP 測定を行った SD に搭載されている PMT の 1p.e. 測定結果を示す。1p.e. の ADC 分布のピーク値 $P_{1\text{p.e.}}$ と標準偏差 $\sigma_{1\text{p.e.}}$ は

- 上層 PMT $P_{1\text{p.e.}} = 77.1, \sigma_{1\text{p.e.}} = 44.2$
- 下層 PMT $P_{1\text{p.e.}} = 69.6, \sigma_{1\text{p.e.}} = 42.9$

である。光電子数 $N_{\text{p.e.}}$ に対する PMT ゲインの不定性は

$$\sigma_{\text{gain}} = \left(\sigma_{1\text{p.e.}} \times \frac{1}{\sqrt{N_{\text{p.e.}}}} \right) \times \frac{1}{P_{1\text{p.e.}}} \times 100 \quad (6.4)$$

で求めることが出来るので、

- 上層 $\sigma_{\text{gain}} = 13.2\%$

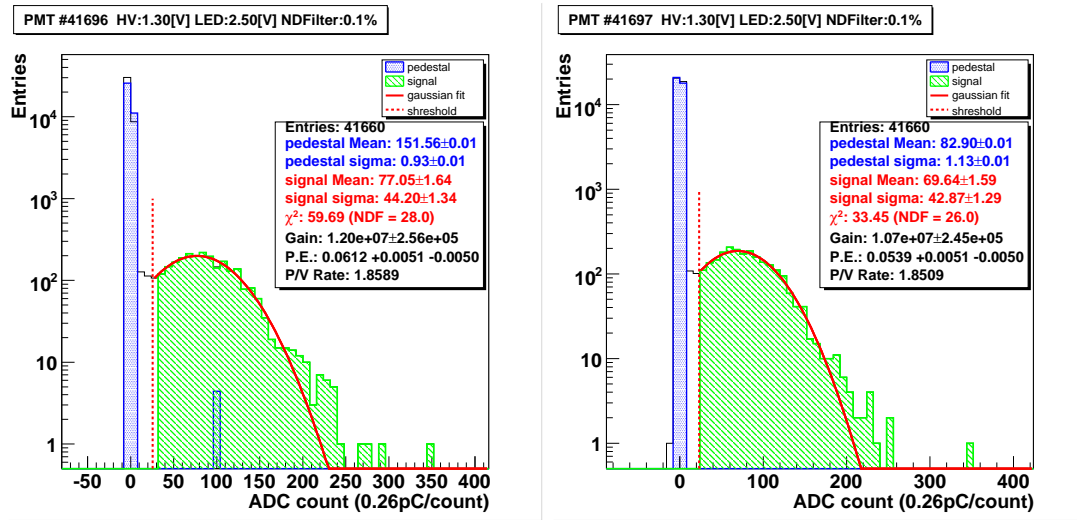


図 6.6 1MIP 測定で用いた SD に搭載している PMT の 1p.e. 測定。左が上層の PMT、右が下層の PMT についての分布である。左のヒストグラム (青色) はペダスタルの分布、右のヒストグラム (緑色) は信号部分、赤線はガウス分布による近似、赤の点線が閾値である。ヒストグラムはペダスタルの平均値分を差し引いて表示している。

表 6.1 上下層における系統誤差の構成

	上層 [%]	下層 [%]
入射粒子のエネルギー損失分布	10.4	11.5
波長変換ファイバーの集光量の不定性	7	9
SD の応答不均一性	<10	<10
PMT ゲインの不定性	13.2	17.2
FADC のサンプリングエラー	2	2
PMT 光電面から放出される光電子数の分布	23.0	27.9
SD 単体の系統誤差	31.2	37.3
観測した 1MIP 分布	29.4	36.7

- 下層 $\sigma_{\text{gain}} = 17.2\%$

となる。

以上をまとめると SD 単体の系統誤差は

$$\sigma_{\text{sys.}} = \sqrt{\sigma_{\text{dE}}^2 + \sigma_{\text{WLSF}}^2 + \sigma_{\text{p.e.}}^2 + \sigma_{\text{uni.}}^2 + \sigma_{\text{FADC}}^2 + \sigma_{\text{gain}}^2} \quad (6.5)$$

で求めることが出来る。表 6.1 に系統誤差をまとめる。光電子数の分布が最も大きく寄与する。SD 単体の系統誤差 $\sigma_{\text{sys.}}$ より観測した 1MIP 分布の標準偏差の方が小さく、系統誤差を過剰に見積もっていることが分かる。

原因として

- 波長変換ファイバーの集光率の不定性 σ_{WLSF} を求める際に用いる PMT の量子効率の不定性：上層 $\sigma_{\text{WLSF}} = 5 \sim 7\%$ 、下層 $\sigma_{\text{WLSF}} = 6 \sim 9\%$
(量子効率 = 10 ~ 20% の場合)
- SD の応答不均一性 $\sigma_{\text{uni.}}$ の取り得る範囲： $\sigma_{\text{uni.}} = 5 \sim 10\%$
- PMT の印加電圧に対するゲインの決定精度による $N_{\text{p.e.}}$ の不定性：
上層 $N_{\text{p.e.}} = 17.7 \sim 20.1\text{p.e.}$ 、下層 $N_{\text{p.e.}} = 12.1 \sim 13.7\text{p.e.}$
(PMT ゲインの不定性 σ_{gain} 、光電子数の分布 $\sigma_{\text{p.e.}}$ は $1/\sqrt{N_{\text{p.e.}}}$ に比例する。)

がある。これらを考慮すると計算値は観測値と同程度の値となり得る。

第7章

超高エネルギー宇宙線に対する地表 粒子検出器の応答

4.2.3 節で述べたように SD による超高エネルギー宇宙線の観測では、PMT で測定した電荷量から空気シャワーを再構成することで 1 次宇宙線のエネルギーや到来方向を決定する。その為超高エネルギー宇宙線によって生成される空気シャワー粒子に対して、SD がどのような応答をするか検証する必要がある。そこで空気シャワーシミュレーションを用いて超高エネルギー宇宙線による空気シャワーを再現することで SD の応答を検証する。

7.1 空気シャワーシミュレーション

TA 実験では超高エネルギー宇宙線により生成される空気シャワーについてモンテカルロシミュレーションが行われており、空気シャワー粒子の情報がデータベース化されている [31][32]。この空気シャワーシミュレーションには COSMOS を使用している。COSMOS は大気中や地球近傍における宇宙線の伝播についてのシミュレーションコードである [30]。

10^{20} eV の超高エネルギー宇宙線により生成される空気シャワーについてフルモンテカルロシミュレーションを 1CPU で行うと 20 年程度かかる。その為多くの場合は “thin sampling” 法 [33] や並列計算法を用いる。しかし “thin sampling” 法は 1 粒子に重みをかけるので、重みが多い場合は同じ性質 (エネルギーや位置、到来時間等) の粒子を大量に見ることになる。また並列計算を行うにはソフトウェアを並列計算に合うように開発する必要があり、かつコンピュータ間で複雑な通信が必要となる。

そこで COSMOS には “skeleton-flesh” 法が実装されている。この手法はまず粒子生成の閾値エネルギーを高く (例えば 1TeV に) 設定して空気シャワーを生成する。こうして生成したものを “skeleton” と呼ぶ。次に “skeleton” 部分を維持したまま、粒子生成の閾値エネルギーを低く (例えば 100keV に) 設定して空気シャワーを再生成する。この際

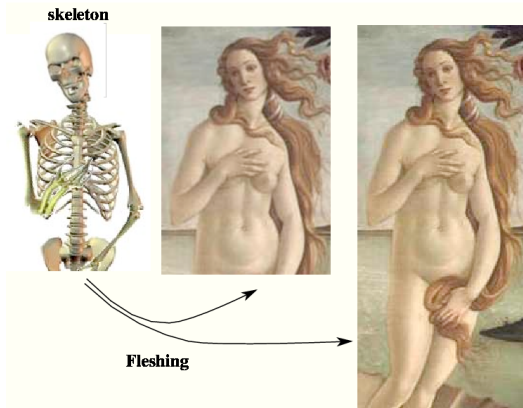


図 7.1 “Skeleton-flesh” 法の概念図

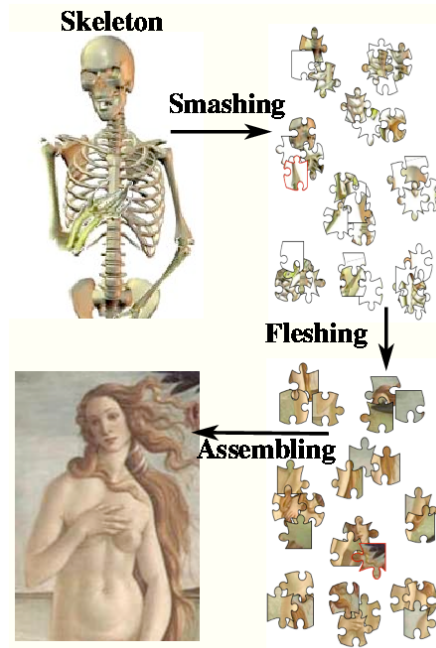


図 7.2 “Skeleton-smash-flesh-assemble” 法の概念図

“skeleton” は “skeleton” が生成されていない大気深くの領域まで肉付けされる。図 7.1 に概念図を示す。

また TA 実験では “skeleton-flesh” 法を拡張した “skeleton-smash-flesh-assemble” 法が用いられている。この手法は生成した “skeleton” を n 個の “sub-skeleton” に分解し、 n 個の CPU に分配して肉付けする。全 “sub-skeleton” の肉付け終了後、完全な空気シャワーを組み立てる。図 7.2 に概念図を示す。この手法では複数のコンピュータで負荷を分散することが出来、コンピュータ間で通信が必要となるのはイベントの最初と最後のみとなる。この手法により短期間でフルモンテカルロシミュレーションに極めて近い結果を得ることが出来る。シミュレーションは

- 1 次粒子種：陽子
- 1 次粒子のエネルギー： 10^{18} 、 10^{19} 、 10^{20} eV
- 入射天頂角： $\cos\theta=1.0\sim 0.5$
- 空気シャワー (“sub-skeleton”) の生成閾値エネルギー：500keV

の条件で行われており、観測サイト高度における空気シャワー粒子の情報がデータベース化されている。このデータベースは現在も拡張中である。

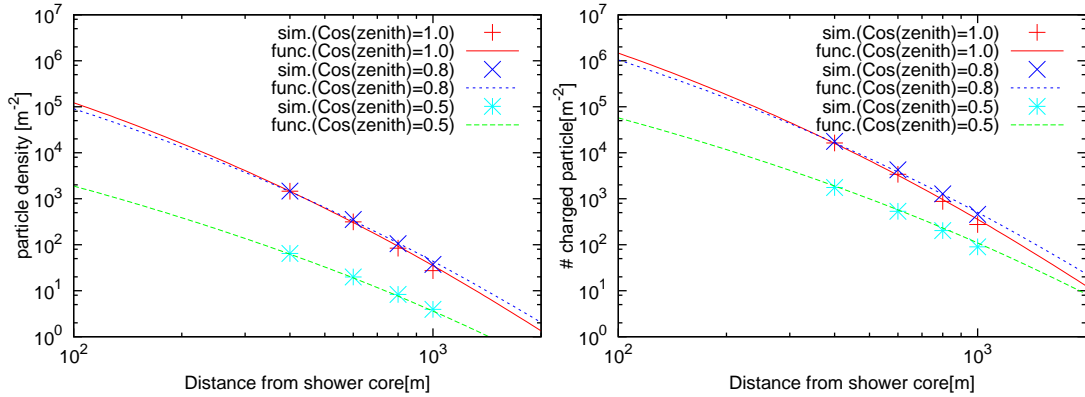


図 7.3 陽子による空気シャワーの横方向分布。1 次粒子は $E = 10^{19}$ eV(左)、 $E = 10^{20}$ eV(右) の陽子である。プロットは空気シャワーシミュレーションのデータ、曲線は分布関数による近似である。

7.2 入射粒子数の見積もり

7.1 節で生成された空気シャワー粒子のデータベースを用いて、観測サイト高度における空気シャワー粒子を SD に入射する。空気シャワーを生成する 1 次粒子の条件は

- 1 次粒子：陽子
- エネルギー： $E = 10^{19}$ 、 10^{20} eV
- 入射天頂角： $\cos\theta = 0.5$ 、 0.8 、 1.0
- 各 1000 イベント

である。空気シャワー粒子数は空気シャワーコア近傍では極端に多い。SD が観測可能な粒子数には制限があるので、図 4.27 より SD が観測可能なシャワーコアからの距離は 650m 程度以上と計算されている。しかし PMT の印加電圧を変更し、ゲインを下げることでダイナミックレンジを広げることが可能であるので、空気シャワーコアからの距離 $R = 400 \sim 1000$ m における SD の応答を検証する。図 7.3 に $E = 10^{19}$ 、 10^{20} eV の陽子によって生成した空気シャワーの横方向分布を示す。分布について (3.10) 式の関数を用いて近似している。ここでモリエール単位 R_M は TA 実験の観測サイトを考慮し、 $R_M = 97$ m を用いている。また空気シャワー粒子の天頂角分布は図 7.4 に例を示すように 1 次粒子の天頂角に依存する。

次にデータベースから得た空気シャワー粒子を SD に入射する。図 7.5、図 7.6 に $E = 10^{19}$ 、 10^{20} eV の陽子を入射した場合の、SD に対する入射粒子数と上下層シンチレータにおけるエネルギー損失の積分値を示す。1 データ点は空気シャワー 1 イベントに相当する。 $E = 10^{20}$ eV、 $\cos\theta = 1.0$ 、 0.8 の場合については $R = 400$ 、 600 m でのデータベー

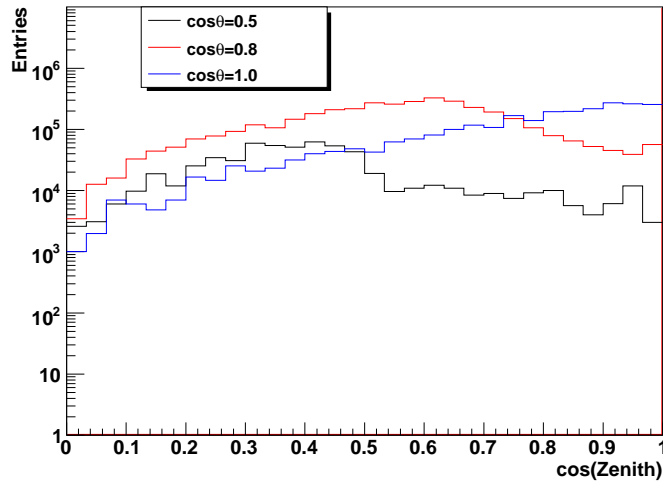


図 7.4 陽子による空気シャワーの天頂角分布。1 次粒子のエネルギーは $E = 10^{20}$ eV、 $R=800$ m、 $\cos\theta=1.0$ 、 0.8 、 0.5 である。

スが開発中なので除いている。入射粒子数分布の拡がりは空気シャワーの横方向発達の不
 定性であり、図 7.3 に示すように 1 次粒子のエネルギー、シャワーコアからの距離、1 次
 粒子の入射天頂角に依存する。またシンチレーターにおけるエネルギー損失分布の拡がり
 は SD への入射粒子数分布に加え、入射粒子の粒子種、天頂角、エネルギーに依存する。

シンチレーターにおけるエネルギー損失量から入射粒子数を推定する精度を見積もる。
 1000 イベントについてのエネルギー損失の積分値の平均値 dE における、平均入射粒子
 数 $N_{1\text{shot}}$ と標準偏差 $\sigma_{1\text{shot}}$ を表 7.1 に示す。この $\sigma_{1\text{shot}}$ が平均値 dE における入射粒子
 数の推定精度となる。

- $E = 10^{19}$ eV : $\cos\theta = 0.8$ 、 1.0 : $R = 400 \sim 1000$ m
- $E = 10^{20}$ eV : $\cos\theta = 0.8$ 、 1.0 : $R = 800 \sim 1000$ m
 $\cos\theta=0.5$: $R = 400 \sim 1000$ m

の条件において $\sigma_{1\text{shot}} = 6\%$ 以下の精度で入射粒子数を決定することが出来る。また
 $E = 10^{19}$ eV、 $\cos\theta=0.5$ 、 $R > 800$ m の条件において、エネルギー損失量が 0MeV も取り
 得ることから、推定出来る粒子数の下限は 0 となる。

バックグラウンドとなる大気ミュオンによるエネルギー損失分布は 6.1 節で示したよ
 うに最大 15MeV 程度まで存在する。従って 1 イベントにおけるエネルギー損失の積分値
 がこの程度である場合、超高エネルギー宇宙線による空気シャワーと断定出来ない場合が
 ある。しかし図 4.31 で示したように、 10^{19} eV 以上の高エネルギー宇宙線による空気シャ
 ワーは 5 台程度以上の SD により検出されるので問題無い。また実際の観測ではトリガー

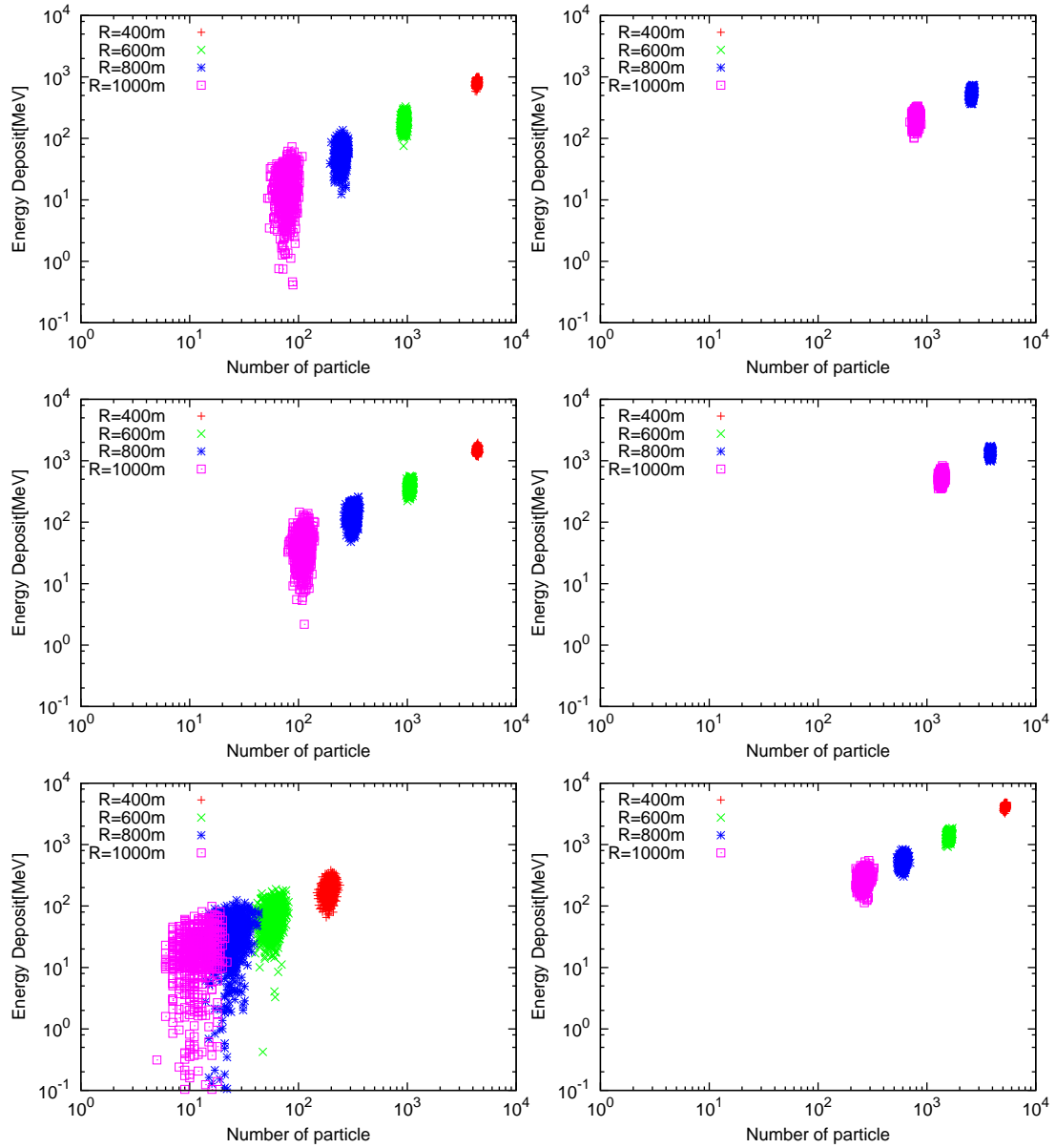


図 7.5 入射粒子数に対する上層シンチレーターにおけるエネルギー損失の積分値。1次粒子のエネルギーは $E = 10^{19}$ eV(左)、 10^{20} eV(右) であり、上から $\cos\theta=1.0$ 、 0.8 、 0.5 である。

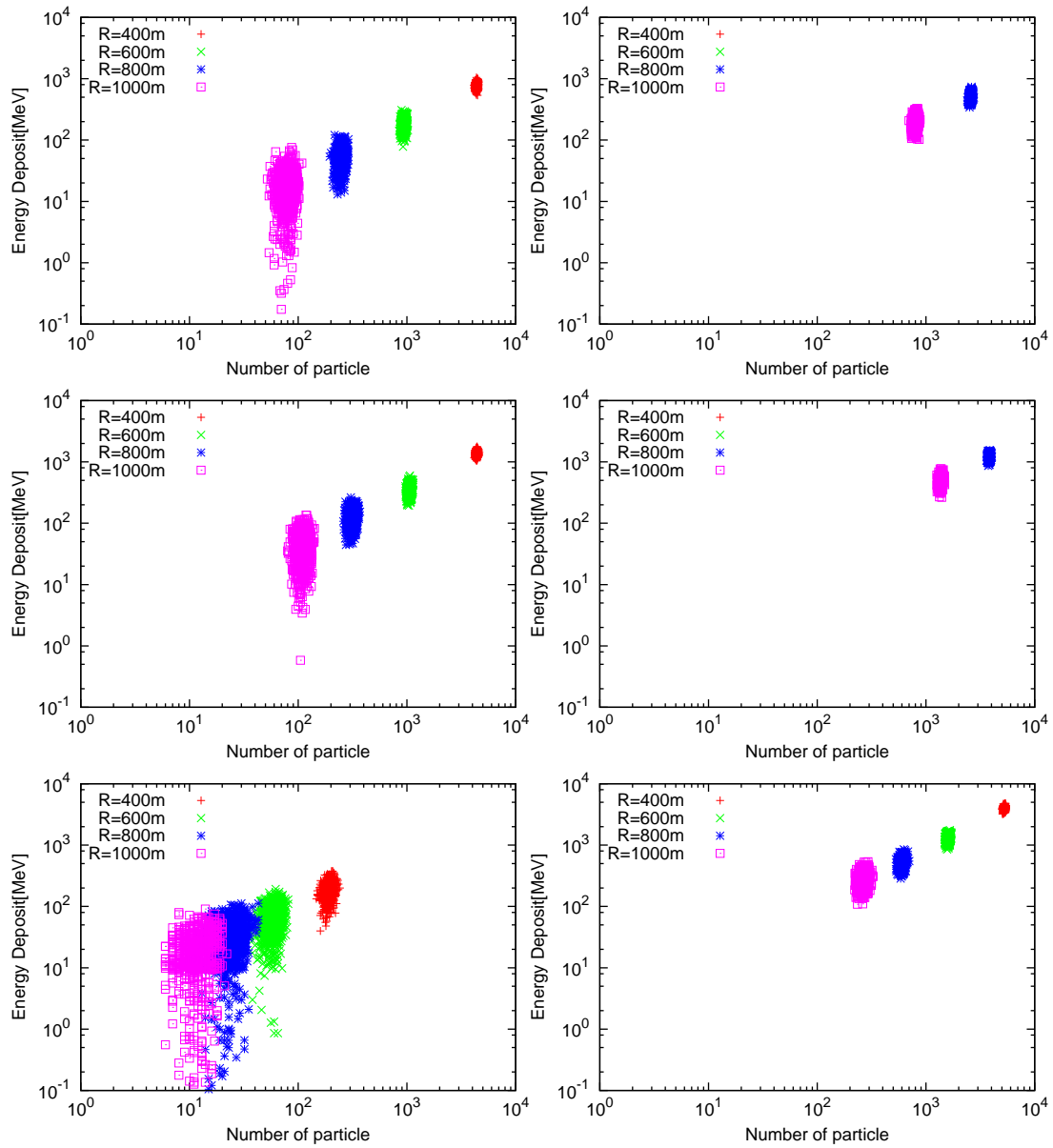


図 7.6 入射粒子数に対する下層シンチレーターにおけるエネルギー損失の積分値。1次粒子のエネルギーは $E = 10^{19}$ eV(左)、 10^{20} eV(右) であり、上から $\cos\theta=1.0$ 、0.8、0.5 である。

表 7.1 エネルギー損失の平均値 dE における平均入射粒子数 $N_{1\text{shot}}$ と標準偏差 $\sigma_{1\text{shot}}$ 。カッコ内の数値は $(\sigma_{1\text{shot}}/N_{1\text{shot}}) \times 100$ [%] である。

入射条件			上層			下層		
$\log E[\text{eV}]$	$\cos\theta$	$R[\text{m}]$	$dE[\text{MeV}]$	$N_{1\text{shot}}$	$\sigma_{1\text{shot}}$	$dE[\text{MeV}]$	$N_{1\text{shot}}$	$\sigma_{1\text{shot}}$
19	1	400	811.4	4373	68 (2)	784.4	4371	67 (2)
		600	192.9	934	29 (3)	183.0	934	29 (3)
		800	59.3	249	15 (6)	55.2	249	16 (6)
		1000	18.6	79	9 (11)	18.7	79	9 (11)
	0.8	400	1472.1	4390	68 (2)	1395.3	4391	67 (2)
		600	379.7	1054	31 (3)	352.9	1053	31 (3)
		800	133.5	313	18 (6)	126.2	314	18 (6)
		1000	45.2	110	10 (9)	44.0	111	10 (9)
	0.5	400	192.4	192	14 (7)	185.7	193	14 (8)
		600	69.4	58	8 (13)	64.4	58	7 (13)
		800	36.1	24	5 (20)	35.2	24	5 (19)
		1000	22.2	12	3 (26)	22.0	12	3 (26)
20	1	800	549.4	2581	51 (2)	518.4	2579	50 (2)
		1000	210.6	796	26 (3)	194.5	796	27 (3)
	0.8	800	1337.0	3818	65 (2)	1228.8	3821	61 (2)
		1000	532.5	1364	37 (3)	494.7	1364	36 (3)
	0.5	400	4088.0	5259	70 (1)	3954.9	5256	73 (1)
		600	1376.6	1601	40 (3)	1317.2	1600	40 (2)
		800	540.0	604	25 (4)	521.6	605	25 (4)
		1000	289.5	267	16 (6)	278.9	267	16 (6)

した SD の台数も空気シャワー検出のトリガー条件として用いている。5 台以上の SD で大気ミュオンが同時に観測される頻度は限りなく少ない。

6.2 節で求めたように、シンチレーターにおけるエネルギー損失量を FADC で観測した場合の不定性は以下のように表すことができる。

$$\sigma_{\text{SD}} = \sqrt{\sigma_{\text{WLSF}}^2 + \sigma_{\text{p.e.}}^2 + \sigma_{\text{uni.}}^2 + \sigma_{\text{FADC}}^2 + \sigma_{\text{gain}}^2} \quad (7.1)$$

ここで σ_{WLSF} 、 $\sigma_{\text{p.e.}}$ 、 σ_{gain} は PMT の光電面から放出される光電子数 $N_{\text{p.e.}}$ に依存する。超高エネルギー宇宙線を観測した場合、図 7.5、図 7.6 よりほとんどの場合 10MIPs 以上観測するので、1MIP により PMT の光電面から放出される光電子数を 24.6p.e. とする

と、 $N_{p.e.} > 246 p.e.$ となる。 σ_{WLSF} 、 $\sigma_{p.e.}$ 、 σ_{gain} は

$$\begin{aligned}\sigma_{WLSF} &= \frac{\sqrt{N_{p.e.} \times (PMT \text{ の量子効率})}}{N_{p.e.} \times (PMT \text{ の量子効率})} \times 100 \\ \sigma_{p.e.} &= \frac{\sqrt{N_{p.e.}}}{N_{p.e.}} \times 100 \\ \sigma_{gain} &= \sigma_{1p.e.} \times \frac{1}{\sqrt{N_{p.e.}}} \times \frac{1}{P_{1p.e.}} \times 100\end{aligned}\tag{7.2}$$

と表されることから光電子数が多い場合小さくなるので、 σ_{SD} は $\sigma_{uni.}$ による影響が主要となる。例として 6.2 節で用いた SD の場合、10MIPs、100MIPs における σ_{SD} は

- 10MIPs : 上層 $\sigma_{SD} = 13.4\%$ 、下層 $\sigma_{SD} = 14.8\%$
- 100MIPs : 上層 $\sigma_{SD} = 10.6\%$ 、下層 $\sigma_{SD} = 10.7\%$

となる。SD の系統誤差を含めた超高エネルギー宇宙線により生成された空気シャワー粒子数の決定精度は $\sigma_{all} = \sqrt{\sigma_{1shot}^2 + \sigma_{SD}^2}$ と表すことができる。表 7.2 にシャワー粒子数の決定精度をまとめる。ここで 6.2 節で用いた SD について計算しており、1MIP により PMT の光電面から放出される光電子数を 24.6p.e.、 $\sigma_{uni.} = 10\%$ 、1MIP によるエネルギー損失を上層 2.40MeV、下層 2.42MeV として求めた光電子数を用いている。 σ_{1shot} が小さい場合、ほぼ $\sigma_{uni.}$ によって決まることが分かる。

以上 SD 単体による空気シャワー粒子数の決定精度について述べた。図 7.5、図 7.6 に示すように $E = 10^{19} eV$ 、 $\cos\theta = 0.5$ 、 $R = 800, 1000m$ の入射条件の場合、粒子数 = 10 ~ 22 の領域が重なる為、エネルギー損失量から $R = 800, 1000m$ を決定することが出来ない。この領域に含まれる確率は $R = 800m$ の場合 30%、 $R = 1000m$ の場合 58% である。従って超高エネルギー宇宙線により生成される空気シャワーに対する SD アレイとしての応答を検証し、空気シャワーの粒子数、シャワーコアからの距離を推定することが必要である。

表 7.2 SD の系統誤差を含めた場合の入射粒子数の決定精度 σ_{all}

入射条件			上層	下層
$\log E[\text{eV}]$	$\cos\theta$	$R[\text{m}]$	$\sigma_{\text{all}}[\%]$	$\sigma_{\text{all}}[\%]$
19	1	400	10	10
		600	11	11
		800	13	13
		1000	17	18
	0.8	400	10	10
		600	11	11
		800	12	12
		1000	15	15
	0.5	400	13	13
		600	17	17
		800	23	23
		1000	29	29
20	1	800	11	11
		1000	11	11
	0.8	800	10	10
		1000	11	11
	0.5	400	10	10
		600	11	11
		800	11	11
		1000	12	12

第 8 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て評価した。電子陽電子、ミュオンについて 30MeV 以下の低エネルギー領域では屋根等の影響により、シンチレーターまで到達しない場合がある。ガンマ線の検出効率は反応断面積が小さい為、シンチレーターまで到達するが平均のエネルギー損失量は低い。

また観測サイトにおける 1MIP 分布測定結果と地表粒子検出器の各較正結果を比較することで地表粒子検出器単体についての系統誤差を見積もった。ここで空気シャワーシミュレーションにより観測サイトにおける宇宙線の 1MIP 分布を再現し SD に入射することで、シンチレーターにおけるエネルギー損失分布を得た。計算結果は観測結果より過剰に見積もっているが、PMT の光電面から放出される光電子数の不定性、波長変換ファイバーの集光量の不定性等をを考慮することで同等の値を得ることが出来た。

最後に空気シャワーシミュレーションを用いて超高エネルギー宇宙線による空気シャワーを再現し、地表粒子検出器におけるエネルギー損失量から入射粒子数の決定精度を見積もった。陽子により生成される空気シャワーについて、

- $\log(E) = 19[\text{eV}] : \cos\theta = 1.0, 0.8 : R = 400 \sim 800\text{m}$
- $\log(E) = 20[\text{eV}] : \cos\theta = 1.0, 0.8 : R = 800 \sim 1000\text{m}$
 $\cos\theta = 0.5 : R = 400 \sim 1000\text{m}$

の条件において、標準偏差で 6% 以下の精度でシンチレーターにおけるエネルギー損失量から入射粒子数を決定出来ることを確認した。一方 SD におけるエネルギー損失が同程度である為、地表粒子検出器単体では大気ミュオンによる信号との区別が難しい場合がある。また 1 次粒子のエネルギー、入射天頂角、シャワーコアからの距離は異なるが同じエネルギー損失量となる場合がある。従って 1 次宇宙線のエネルギー、粒子種を決定する為には空気シャワーに対する SD アレイとしての応答を検証する必要がある。

謝辞

本研究に携わる機会を与えて頂き、御指導して頂きました千葉順成先生に御礼申し上げます。

東京大学宇宙線研究所の櫻井信之先生には本研究における全てについて御指導、御助言して頂きましたことを大変感謝致します。

佐川宏行先生には研究において多くの御指導を頂きました。

小澤俊介先生には研究から人生のことまで様々な御助言を頂きました。

野中敏幸先生には検出器の製作、実験において大変お世話になりました。

竹田成宏先生、有働慈治先生、得能久生先生にはアメリカにおける研究生生活でお世話になりました。

鳥居禮子様、山川敏枝様には宇宙線研究所における研究生生活で大変お世話になりました。

大阪市立大学の荻尾彰一先生には検出器シミュレーションや検出器の製作、明野観測所での生活でお世話になりました。

早稲田大学の笠原克昌先生には空気シャワーシミュレーションについて御指導を頂きました。

東京大学宇宙線研究所で同室の武多昭道氏、池田大輔氏、木戸英治氏、川名進吾氏、山川雄一氏には日頃からお世話になりました。

大阪市立大学の奥田剛司氏には検出器の製作やアメリカにおける研究生生活で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楽しい話題を提供して頂きました。

山梨大学の富田孝幸氏とは極寒の砂漠で苦楽を共にしました。お互いお疲れ様でした。

Mr.Dave Barr、Mrs.Cindy Barr にはアメリカにおける研究生生活で大変お世話になりました。

他の望遠鏡アレイ実験コラボレーターの方々にもお世話になりました。

同じ研究室の炭竈聡之先生、学生の皆様のお陰で楽しく充実した研究生生活を送ることが出来ました。

皆様本当にありがとうございました。

最後に私の研究生生活を支えてくれた友人と家族、そして愛車に感謝致します。

参考文献

- [1] K.Greisen, *Phys.Rev.Lett.* **16** (1966) 748-750.
- [2] G.T.Zatsepin and V.A.Kuzmin, *JETP.Lett.* **81** (1998) 1163.
- [3] M.Takeda et al., *Phys.Rev.Lett.* **81** (1998) 1163-1166.
- [4] G.B.Thomson, *astro-ph/0609403* (2006).
- [5] E.Fermi, *Phys.Rev* **75** (1949) 1169-74.
- [6] L.Epele and E.Roulet, *Phys.Rev.Lett.* **81** (1998) 3295.
- [7] S.Yoshida and M.Teshima, *Prog.Theor.Phys.* **89** (1993) 833-845.
- [8] R.J.Protheroe and P.Johnson, *Astropart.Phys.* **4** (1996) 253.
- [9] L.O'C.Drury, *Contemp. Phys.* **35** (1994) 232.
- [10] T.Yamamoto et al., *astro-ph* 0707.2638 (2007).
- [11] The Pierre Auger Collaboration, et al., *Science* **318** (2007) 938-943.
- [12] J.Linsley et al., *J.Phys.Soc.Japan* **17** (1962) Suppl.A-III 91.
- [13] S.Yoshida et al., *J.Phys.G:Nucl.Part.Phys.* **20** (1994) 651-664.
- [14] S.Yoshida et al., *Astropart.Phys.* **3** (1995) 105-123.
- [15] A.M.Hillas, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.* **22**(1984) 425-444.
- [16] M.Teshima et al., *J.Phys.G: Nucl.Phys.* **12** (1986) 1097-1113.
- [17] T.Hara et al., *Proc.18th ICRC(Bangalore)* **11** (1983) 276-279.
- [18] H.Ohoka, *Internal Report*.
- [19] D.Ikeda, *Internal Report*.
- [20] S.Kawakami et al., *Proc. 29th ICRC(India)* (2005).
- [21] W.M.Yao et al., *J.Phys.G: Nucl.Phys.* **33** (2006).
- [22] 木戸英治, 修士論文, 東京大学 (2007).
- [23] N.Sakurai et al., *Proc. 30th ICRC(Mexico)* (2007).
- [24] 川名進吾, 修士論文, 埼玉大学 (2007).
- [25] 村野暢子, 修士論文, 東京工業大学 (2007).
- [26] 部山和愛, 修士論文, 東京大学 (2007).
- [27] 池田大輔, 修士論文, 東京大学 (2007).

- [28] <http://cern.ch/geant4>
- [29] H.W.Koch and J.W.Motz, *Rev. Mod. Phys.* **4** (1959)920.
- [30] <http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/cosmosHome/index.html>
- [31] K.Kasahara and F.Cohen, *Proc. 30th ICRC(Mexico)* (2007).
- [32] K.Kasahara and F.Cohen, *Proc. 20th ECRS(Portugal)* (2006).
- [33] A.M.Hillas, IX-th ISVHECI, *Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)* **52B**(1997).
M.Nagano and A.A.Watson, *Rev.Mod.Phys.* **72** (2000).
T.K.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge Univ. Press, 1990).
小田稔, 宇宙線 (裳華房, 1972).
木舟正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学 (培風館, 2004).
武多昭道, 修士論文, 東京大学 (2006).
多米田裕一郎, 修士論文, 東京工業大学 (2006).
町田智子, 修士論文, 東京工業大学 (2007).