

2013 年度 修士論文
宇宙線地表検出器を用いた横方向分布確率
による一次宇宙線化学組成解析

東京理科大学大学院 理工学研究科 物理学専攻
修士課程 2 年 6212625

屋代 健太

指導教官 千葉順成

2014 年 3 月 4 日

目次

1	序論	4
2	極高エネルギー宇宙線	5
2.1	宇宙線	5
2.1.1	宇宙線の化学組成	5
2.1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	5
2.1.3	宇宙線の加速機構	6
2.1.4	宇宙線の銀河系内-系外遷移	8
2.2	極高エネルギー宇宙線	8
2.2.1	GZK カットオフ	8
2.2.2	起源モデル	10
2.3	空気シャワーと宇宙線観測	13
2.3.1	空気シャワー現象	13
2.3.2	横方向発達	13
2.3.3	縦方向発達	15
2.3.4	空気シャワーの観測方法	16
2.4	極高エネルギー宇宙線観測の現状	19
2.4.1	エネルギースペクトル	20
2.4.2	化学組成	22
2.4.3	到来方向分布	23
3	テレスコープアレイ実験	25
3.1	テレスコープアレイ実験の概要	25
3.2	地表粒子検出器	25
3.2.1	地表検出器のデータ収集	29
3.2.2	地表粒子検出器の校正とモニター	30
3.3	大気蛍光望遠鏡	32
3.3.1	大気蛍光望遠鏡のデータ収集	33
3.3.2	大気蛍光望遠鏡の校正	35
4	空気シャワーシミュレーション	41
4.1	CORSIKA シミュレーション	41
4.1.1	シニング	41
4.1.2	デシニング	41
4.2	GEANT4 シミュレーション	43
5	空気シャワーイベント	47
5.1	イベント再構成	47

5.2	地表検出器再構成の分解能	49
5.2.1	角度分解能	49
5.2.2	エネルギー分解能	50
5.2.3	地表検出器再構成エネルギーの系統誤差	51
5.3	トリガー効率	52
6	横方向分布確率を用いた一次宇宙線化学組成解析	53
6.1	Lateral Trigger Probability	53
6.1.1	LTP 集計例	54
6.1.2	LTP 一次宇宙線化学組成依存性	55
6.1.3	LTP 一次宇宙線エネルギー依存性	57
6.2	空気シャワーイベント	58
6.3	空気シャワーイベント分布	59
6.3.1	空気シャワーイベントコア位置	59
6.3.2	天頂角	61
6.4	一次宇宙線化学組成解析-再構成エネルギーによる集計	63
6.4.1	LTP - 鉄、陽子、実データ比較結果	63
6.4.2	一次宇宙線化学組成	65
6.4.3	一次宇宙線化学組成の推移	67
6.4.4	化学組成推移の評価	69
7	結論	71
	謝辞	72

1 序論

宇宙空間に存在する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によって発見された。これまでに 10^8 eVから 10^{20} eVを超える広い範囲のエネルギーの宇宙線が観測されており、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の飛翔体を用いた直接的な観測が行われている。しかし、宇宙線の到来頻度はエネルギーのおよそ -3 乗に比例し減少しているので、 10^{14} eV以上の宇宙線の観測には大きな検出面積と長い観測時間が必要となる。このような高エネルギー宇宙線の観測では、二次粒子によって形成される空気シャワーを地上で観測する間接的な方法がとられている。高エネルギー宇宙線の中でも、特に 10^{20} eVを超えるエネルギーを持つ宇宙線は、宇宙における単一粒子として最も高いエネルギーを有していることになる。そのため、このような最高エネルギー宇宙線は、宇宙における超高エネルギー天体現象や現在の宇宙に取り残されたピックバンの痕跡素粒子などを起源に持つと予想されている。

Telescope Array(TA)実験は、AGASAによって観測されたsuper-GZK宇宙線の存否を確定すると共に、最高エネルギー宇宙線の発生源、宇宙空間での伝播機構を解明することを目的とした日本、アメリカ、ロシア、韓国、ベルギー共同の実験である。TA実験は地表粒子検(SD)と大気蛍光望遠鏡(FD)の2種類の観測方法を組み合わせて行われている。SDおよびFDの同時観測(ハイブリッド観測)によって結果を相互に校正することで、エネルギー測定系の系統誤差を10%以下に抑え、super-GZK宇宙線の存否を確定することができる。

最高エネルギー宇宙線の発生源について様々な理論的予想がなされているが、各モデルごとに最高エネルギー領域まで加速される宇宙線組成は限定される。そのため、最高エネルギー宇宙線の組成を決定することができれば、その起源を解明する上で非常に有力な情報となる。しかし最高エネルギー宇宙線は到来頻度が非常に低いため、直接観測による組成決定は難しい。そのため空気シャワーの縦方向発達を大気蛍光望遠鏡を用いて測定することで核種を同定する方法がとられる。しかし、大気蛍光望遠鏡の稼働時間は地表粒子検出器の約10%ほどであり、統計数をためることが非常に困難であった。

そこで、本研究では一次宇宙線化学組成の差異から生じる横方向密度分布の違いを地表検出器によって観測し、一次宇宙線の化学組成の決定方法の検討、及びその方法の観測データへの適用を目標とする。本解析では、陽子および鉄原子核の2成分モデルを仮定し、それぞれを一次核種とした場合のシミュレーションイベントと実イベントのLateral Trigger Probability(LTP)を比較する手法を用いた。

2 極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放射線であり、1912年にオーストラリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された、その成分は約 90% が陽子で約 9% が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており、その到来頻度はエネルギーのほぼ 3 乗に比例して小さくなることが知られている。宇宙線の到来方向は等方的で 10^{18} eV 以下の領域では 0.1 % を超える異方性は確認されていない。

2.1.1 宇宙線の化学組成

宇宙線の化学組成は、宇宙の化学組成と比べると、水素、ヘリウム、リチウム、ベリリウム、ホウ素や、重い元素の比が大きい。しかし、大まかにみるとよく一致している。また、原子は星の中で核融合によって合成され、星風や爆発によって星間物質と星とを何代にもわたって経て宇宙の化学組成を形成している。つまり、宇宙線の化学組成が宇宙の化学組成から大きくずれていないのは、星の中で合成された原子核が何らかの形で加速されて宇宙線になっていることを示している。宇宙線の化学組成には、宇宙線の原子核がどこかで合成され、どこかで加速され、どのようにして伝搬してきたかが反映されているはずである。

2.1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。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では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから $\gamma \sim 3.0$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる、この 2ヶ所のスペクトルの折れ曲がりそれぞれ”knee”、”ankle”と呼んでいる。 10^{20} eV を超えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間 100 km^2 あたり 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

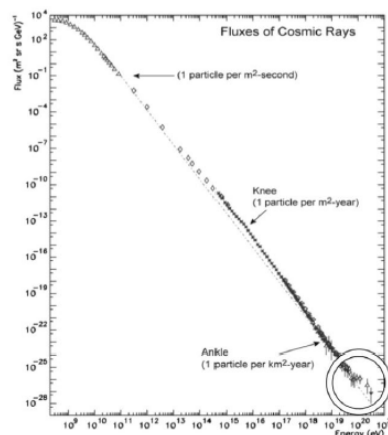


図 2.1 一次宇宙線のエネルギースペクトル。右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である。

2.1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構の理解には、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導きだせることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが”フェルミ加速機構”である。

フェルミ加速

フェルミ加速は1949年にFermiによって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得るという統計的な加速モデルである。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の一回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量は ΔE は正であり、

$$\Delta E = \alpha E \quad (2.1)$$

と表す事ができ、粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この α が星間雲の移動速度の2乗に比例することから、2次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線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 が衝撃波の移動速度の1乗に比例することが示され、1次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との1回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0(1 + \alpha)^n \quad (2.2)$$

ここでは E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.3)$$

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (2.4)$$

である。式(2.3)を式(2.4)に代入すると、

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.5)$$

となる、ここで

$$\gamma = \frac{\ln\left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})}\right]}{\ln(1 + \alpha)} \simeq \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (2.6)$$

である。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導きだされる。

超新星残骸の衝撃波加速

衝撃波の拡散係数を D 、速度を u とすると拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よりも十分小さく、平面と近似できる。そのため、衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることが出来る。例えば質量が太陽質量の 10 倍、放射速度が $5 \times 10^8 \text{cm/sec}$ 、放出する物質の平均密度が 1proton/cm^3 の場合、拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000$ 年となり、広がり大きさは 5 pc 程度となる。

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって、この加速機構による 1 粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される。単位時間あたりのエネルギー増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (2.7)$$

ここで T_{cycle} は 1 回の衝突にかかる時間、 α は衝撃ごとに得られるエネルギーの獲得率である。式 (2.7) を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積もることが出来る。衝撃波の上流での粒子の流れは、

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N \quad (2.8)$$

より与えられる。上流領域での流体の速度は \mathbf{u}_1 は衝撃波面に大して相対的に負の方向になるため、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N \quad (2.9)$$

それゆえ、上流領域では

$$N(z) = \rho_{cr} \exp(-zu_1/D_1) \quad (2.10)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度、 D_1 は衝撃波の拡散係数、 ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である。上流領域の単位面積あたりの総粒子数は $\rho_{cr} D_1/u_1$ となる。またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho c/4$ である。そのため上流領域での滞在期間は

$$(\rho_{cr} D_1/u_1)(\rho_{cr} c/4)^{-1} = 4D_1/(u_1 c) \quad (2.11)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子を脱出するかどうかを考慮に入れる必要があるので簡単ではない。ここでは単純に滞在時間を $4D_2/(cu_2)$ とすると衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (2.12)$$

となる。次に拡散係数の見積もりが必要である。拡散の平均自由行程 λ_D は、ラーモア半径よりは小さくできない。ラーモア半径は、荷電粒子の磁場中のらせん運動の半径であり、式 (2.13) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.13)$$

ここで e, Z, p, B はそれぞれ、電気素量, 宇宙線の原子番号, 磁場の垂直方向の運動量, 磁場の強さである。拡散係数の最小値は D_{min} は

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (2.14)$$

となる。ここで $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} (\leq E) \sim \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB(u_1 T_A) \quad (2.15)$$

となる。質量 $10M_{\odot}$ の天体が放出速度 $5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$, $T_A \sim 1000 \text{ yrs}$, 銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\text{max}} = Z \times 3 \times 10^{13} \text{ eV} \quad (2.16)$$

となる。

2.1.4 宇宙線の銀河系内-系外遷移

フェルミ加速、超新星残骸の衝撃波加速を用いて $\sim 10^{15}$ eV の宇宙線の加速を説明することができる。これ以上のエネルギーを持つ宇宙線は、宇宙線起源の系内系外遷移を用いて説明できる。 10^{15} eV 以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河鍵盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ pc となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなり、銀河系外起源の宇宙線であると考えである。 $10^{15.5}$ eV 以上の宇宙線が銀河系外起源であるとする、「knee」と呼ばれるスペクトルの折れ曲がり付近とそれより高いエネルギーでの観測では一次宇宙線の平均質量数が徐々に大きくなり、宇宙線の主成分が重い元素へ移行していく様子が示されている。これらは rigidity に依存した銀河系内宇宙線の減衰によるもので $10^{15.5}$ eV での陽子成分の減衰に始まり、このプロセスが順にヘリウム、炭素と、鉄まで続くと考えられる。knee よりも 26 倍高いエネルギー、すなわち 10^{17} eV では主成分が鉄となり、折れ曲がり「iron knee」が観測されるはずである。一方、銀河系外で生成され遥か遠方から宇宙線は陽子が主成分として見え始めると考えられている。これは同じエネルギーで考えると鉄の場合は遠くにある発生銀河から我々の銀河まで、磁場による散乱のために到達することができない。一方で、陽子の場合は同じエネルギーで磁場による偏向が鉄の 26 分の 1 と小さいため陽子の方が低いエネルギーから我々の銀河まで到達することができるからである。

一方、ankle 構造の原因が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失が原因だとする解釈もあり、これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源は銀河系外とならなければならない。そうすると化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままであると予想される。この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の”2nd knee”と呼ばれるところで化学組成が鉄から陽子へ変化していると予想される。

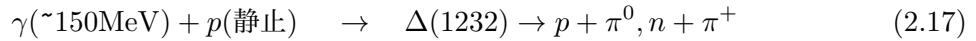
2.2 極高エネルギー宇宙線

極高エネルギー宇宙線とは、図 2.1 の円で示された 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である。この節では極高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる。

2.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic microwave Background Radiation, 以下 CMBR) の存在が発見された直後, Greisen, Zatsepin と Kuzumin は、極高エネルギー宇宙線は伝搬中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [1]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を超える高エネルギーの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に、大きなエネルギー損失が起こる。



また、この共鳴よりも低いエネルギーで、電子対生成 ($\gamma p \rightarrow pe^+e^-$) によるエネルギー損失も起こる。

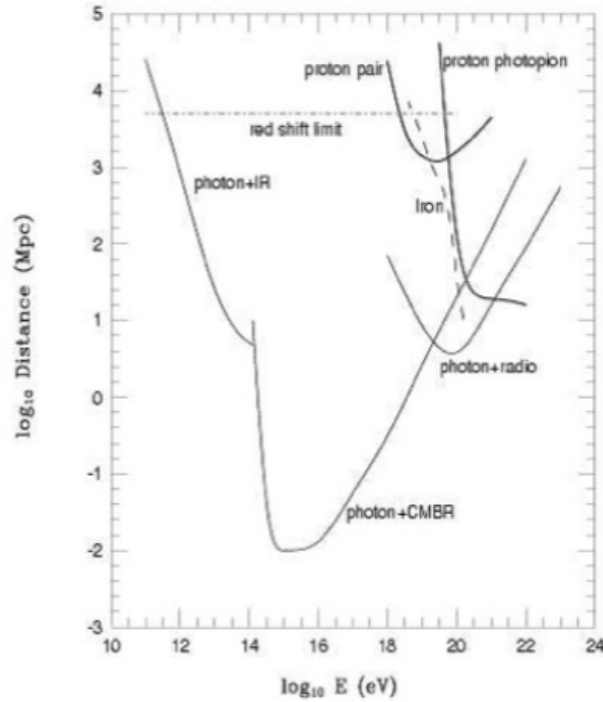


図 2.2 極高エネルギー宇宙線の減衰長、実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

図 2.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない。逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は、どんなに高い初期エネルギーを持っていても、伝搬中にエネルギーを失い、地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測されることになる。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたりに 3~4 個の核子を失う。従って、観測された極高エネルギー宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、その源は 20 Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により極高エネルギー宇宙線は宇宙に広く分布する光子によって遮蔽されるため、地球で観測されるエネルギースペクトルは 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフ (GZK カットオフ) が現れると考えられている。また、このカットオフが現れるエネルギーの限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合、 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されて

いる。したがって、観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが実際どのような構造を持つかを明らかにすることは、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる。

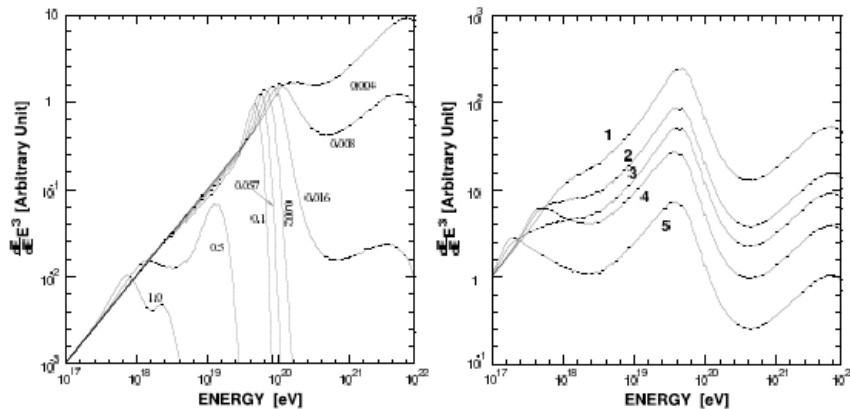


図 2.3 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ。左は 1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつか異なる evolution model に従うと仮定した場合。

2.2.2 起源モデル

極高エネルギー宇宙線の起源としてはいくつかの候補が考えられており、それらは大きく分けると、ボトムアップモデルとトップダウンモデルという 2 種類に分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

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より高いエネルギーへと加速し、極高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ。荷電粒子の衝撃波加速を考えると、荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} = \gamma e Z B R \quad (2.18)$$

となる。ここでは衝撃波のローレンツファクター、 Z は宇宙線原子核の原子番号、 B は加速領域の磁場の強さ、 R は加速領域の大きさである。図 2.4 に 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして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極高エネルギー宇宙線の加速源候補となりえない (ガンマ線バースト (GRB)、中性子星が例外)。銀河系外の候補天体は活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。以下、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簡単にまとめる。

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13} G を越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 [2]。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

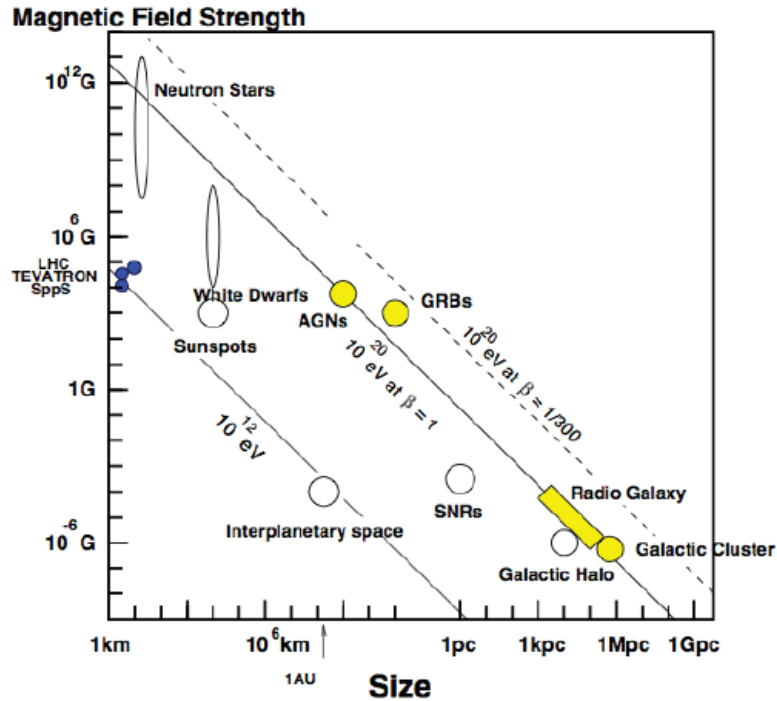


図 2.4 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット)[57]。

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外部へ脱出できる、という指摘もある [3]。

このモデルでは、極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ているので、極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN：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 [4]。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし AGN での加速では、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 までと考えられている [5]。
- 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の衝突によって強い衝撃波が生じており 100 kpc 以上にも広がっている [4]。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、かつ粒子を封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 [6]。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで地球からの距離も遠く。しかもこれまでに観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(地球からの距離:約 18 Mpc) 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

類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と GZK 限界を越えており遠すぎる。

- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts、GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、極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、極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 [7]。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50 Mpc 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。
- 銀河団：数 μG オーダーの磁場が 500 kpc 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 2.18) を満たしている [8]。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。

トップダウンモデル

前述のように、これまでに観測された極高エネルギー宇宙線を既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越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现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて極高エネルギーに達するというボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅：宇宙の初期、すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が、銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [9]。位相欠陥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、このシナリオでは、GZK カットオフより低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。超重粒子も崩壊によってハドロンジェットを作るが、超重粒子は 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想されている。
- Z バースト模型：極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、その崩壊生成物が極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 [10]。この反応で生成されるのはほとんど光子である。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：極高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されて Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない。とするモデルがある [11]。ローレンツ因子 γ が 10^{11} eV を越えるようなエネルギー領域では、これまで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が正しく、GZK 限界を超える極高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

2.3 空気シャワーと宇宙線観測

宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} に比例して減少するので、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。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.19)$$

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 が生成され、以下のような崩壊を起こす。

$$\pi^\pm = \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.20)$$

$$\mu^\pm = e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \mu_e(\bar{\mu}_e) \quad (2.21)$$

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 74 MeV 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 2.5 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

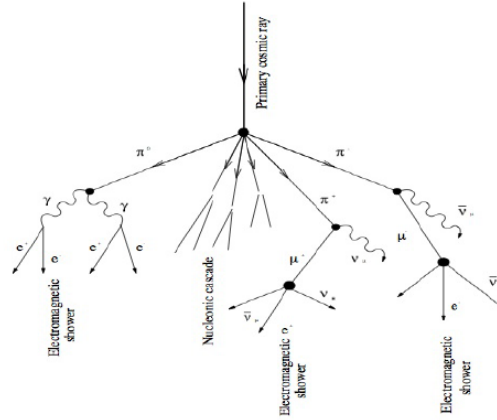


図 2.5 空気シャワーの模式図

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)[12] 関数がよく用いられている。

$$\rho(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (2.22)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right)} \quad (2.23)$$

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 (2.22) 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、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \quad (2.24)$$

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、

$$\rho(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left(\frac{R}{1000} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (2.25)$$

となる。AGASA 実験 [13] では、 $R_M = 91.6$ 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 $6 \times 10^{17} \sim 2 \times 10^{18}$ 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 2.6 に AGASA 実験で観測された横方向分布の例を示す。

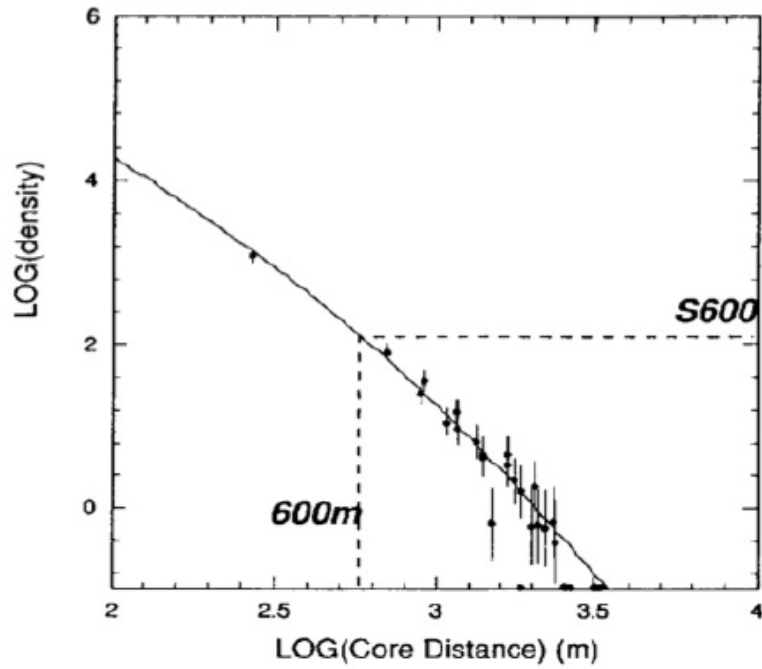


図 2.6 AGASA 実験で観測された荷電粒子の横方向分布の例。実践は (2.25) 式の関数である。

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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right] \quad (2.26)$$

$$y = \ln \frac{E_0}{\epsilon_0} \quad (2.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.28)$$

ここで t は電子の大気中での輻射長 (38 g/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 [14] に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp\left[\frac{X_{\max}}{\lambda}\right] \left(\frac{X - X_1}{X_{r\max} - \lambda}\right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp\left[-\frac{X - X_1}{\lambda}\right] \quad (2.29)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln\left(\frac{E}{100 \text{ TeV}}\right) \quad (2.30)$$

ここで ϵ は空気に対する臨界エネルギーで 74.0 MeV、 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 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (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 $X_{\max} \propto \ln(\frac{E_0}{A})$ (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 2.7 に示す。

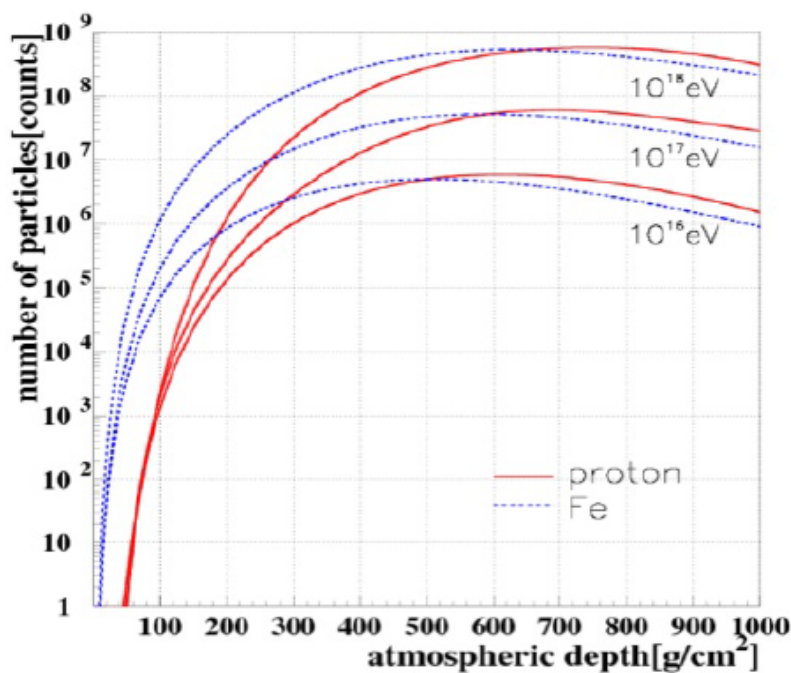


図 2.7 一次宇宙線のエネルギー、核種による空気シャワー発達の違い

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。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

ロリー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を知ることが出来る。空気シャワーは図 2.8 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。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。

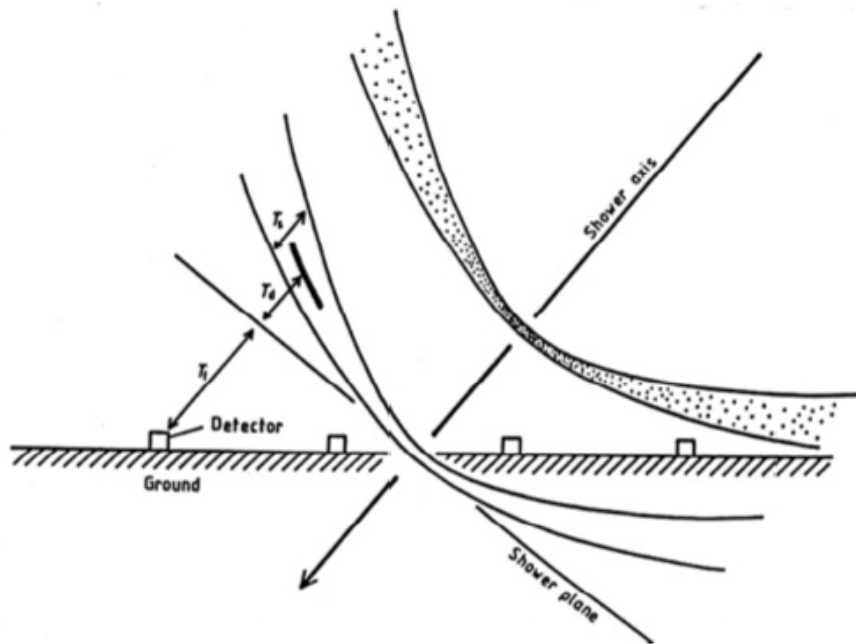


図 2.8 地表粒子検出器の概念図

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。80 MeV 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、おおよそ 30 km 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を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(2.29)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。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (2.31)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 74 MeV 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2.9に示す。

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。

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{c}{nv}\right) \quad (2.32)$$

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 21 MeV である。波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda} \sin^2\theta \quad (2.33)$$

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。

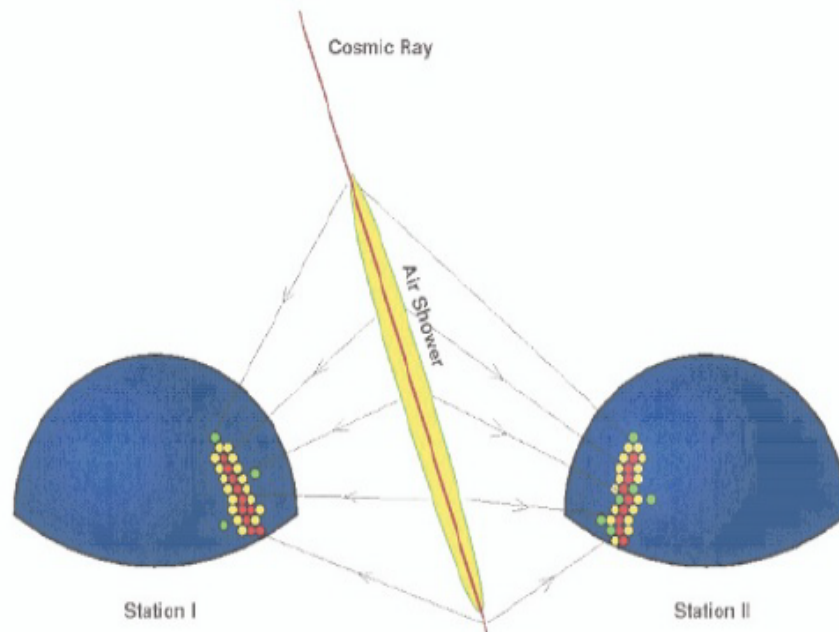


図 2.9 大気蛍光望遠鏡の概念図

2.4 極高エネルギー宇宙線観測の現状

極高エネルギー宇宙線を、広大な領域の地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡で同時観測する実験として、Pierre Auger 実験と Telescope Array 実験が現在稼働している。両者の実験結果にはある程度の一致が見られるものの、到来頻度の少なさと両者の系統的なずれから、極高エネルギーの起源についての統一の見解はまだ得られていない。

Pierre Auger 実験

Pierre Auger 実験は (以下 Auger) は南米のアルゼンチンのパンパに展開されている。大型水タンク ($10\text{m}^2 \times 1.2\text{m}$) を一辺 1.5 km の三角形の網目状に 1600 台並べ、 3000 km^2 をカバーし、その周り 4ヶ所に望遠鏡を設置し大気蛍光を観測する。大型水タンクでは粒子の通過距離が長いので、シャワー中の電磁成分よりもミューオンに対する感度が高い。1.2m の高さを持つためニュートリノから生じる水平方向からのシャワーに対する感度がプラスチックシンチレーターに比べ高い、大気蛍光望遠鏡は視野 29° を解像度 1.5° でカバーしている。

地表検出器でのエネルギー決定にはシャワー中心からの距離 1000 m での信号量を用い、これを大気蛍光望遠鏡と同時に観測した事象を使って構成している。エネルギーの決定精度に約 22% の系統誤差を持つ。[15]

Telescope Array 実験

Telescope Array 実験 (以下 TA) は米国ユタ州の砂漠に展開されている。3章にて TA 実験の詳

細を記述する。

2.4.1 エネルギースペクトル

図 2.10 に各実験で報告されているエネルギースペクトルを示す。また表 1 に各実験で観測されたエネルギースペクトルの指数と、その前後でのエネルギースペクトルの折れ曲がりのエネルギーを示す。

ここで E_A は ankle、 E_S はスペクトルの suppression が始まる点である。また γ_i はスペクトルの冪指数である。それぞれ γ_1 は ankle 以下、 γ_2 は ankle と suppression の間、 γ_3 は suppression より上のエネルギー領域での冪指数である。[15]

	γ_1	γ_2	γ_3	$\log_{10} E_A$	$\log_{10} E_S$
Yakutsk	3.29 ± 0.17	2.74 ± 0.20	-	19.01 ± 0.01	-
HiRes	3.25 ± 0.01	2.81 ± 0.03	5.1 ± 0.7	18.65 ± 0.05	19.75 ± 0.04
Auger	3.27 ± 0.02	2.68 ± 0.01	4.2 ± 0.1	18.61 ± 0.01	19.41 ± 0.02
TA	3.28 ± 0.03	2.69 ± 0.03	4.62 ± 0.7	18.70 ± 0.03	19.68 ± 0.09

表 1 各実験で観測されたエネルギースペクトルの指数と折れ曲がりのエネルギー。それぞれ YakutskSD[16]、hiRes I Hires II[17]、Auger(Hybrid/SD)[18]、TA SD[19] による報告。

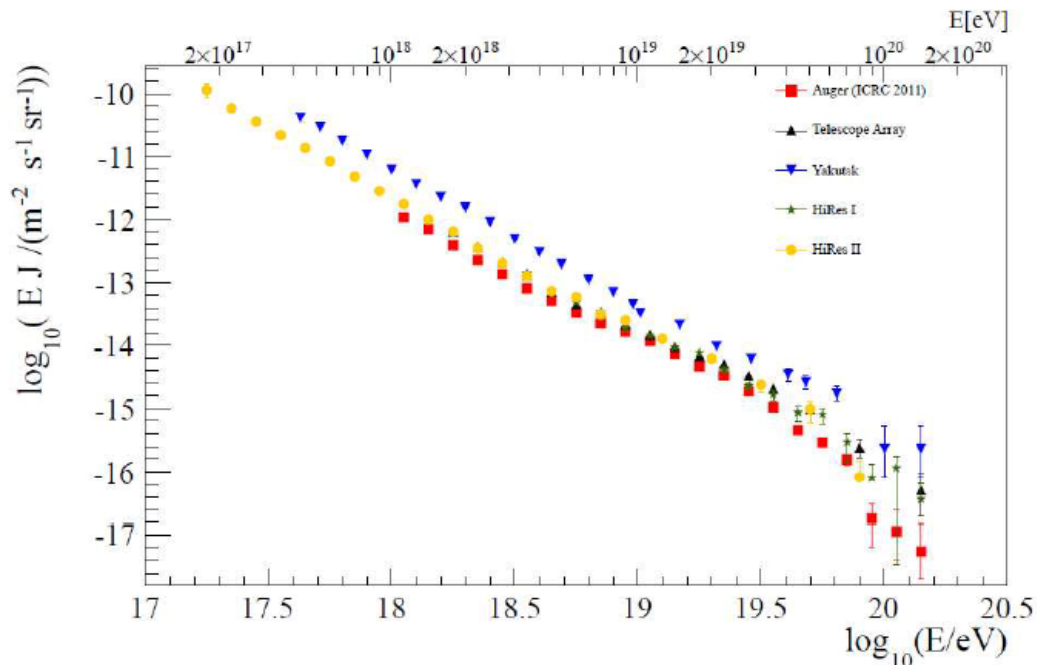


図 2.10 各実験で観測されたエネルギースペクトル。それぞれ Auger(Hybrid/SD)[18]、TA SD[19]、Yakutsk SD[19]、HiRes I[16]、Hires II[17]

図 2.11 に図 2.10 の各実験のエネルギースケールを調整してプロットした結果を示す。それぞ

れについては、Auger は +10.2%、TA は -9.4%、Yakutsk は -43.9%、HiRes-I は -8.9%、HiRes-II は -9.7% の調整が行われている。図 2.12 に図 2.11 の縦軸の頻度にエネルギーの 3 乗を掛けてスペクトルの構造をわかりやすくしたプロットを示す。

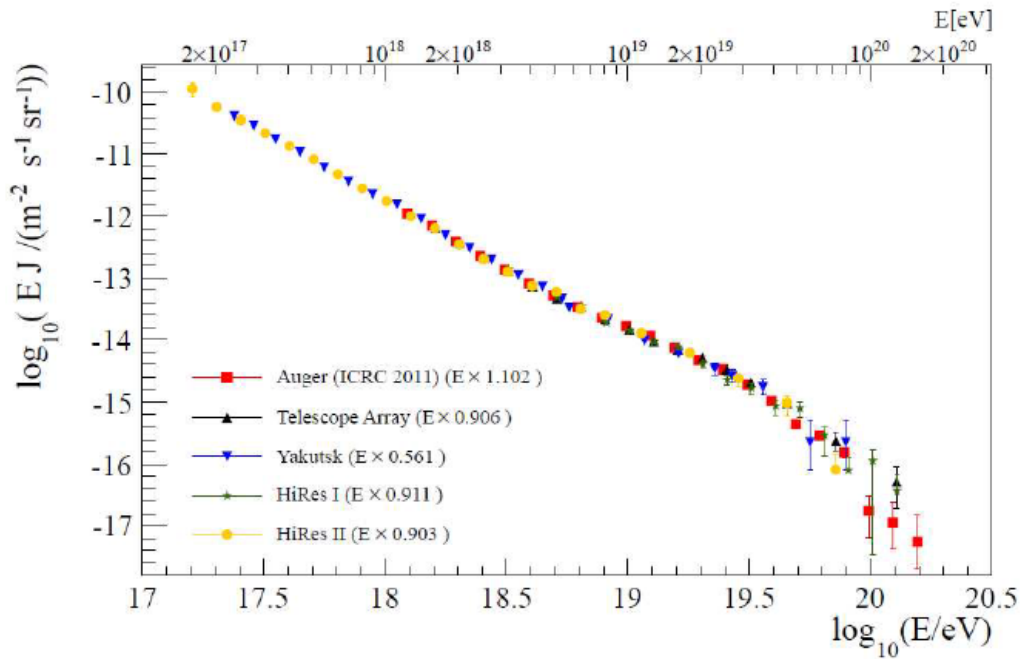


図 2.11 図 2.10 を各実験のエネルギースケールで調整したプロット

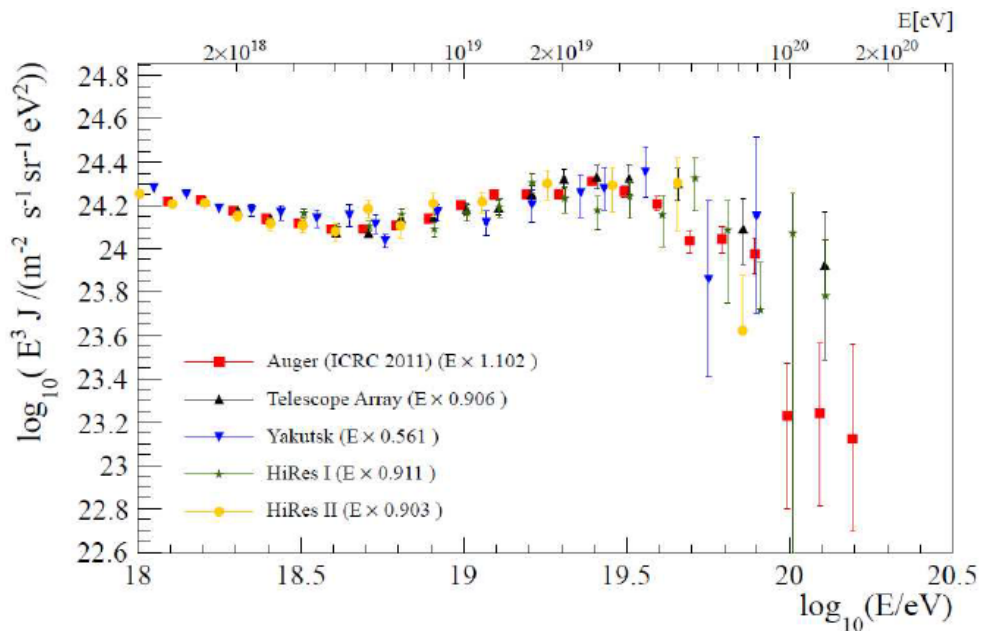


図 2.12 図 2.11 の縦軸の頻度にエネルギーの 3 乗を掛けたプロット

このようにエネルギースケールの調整を行うと、各実験のスペクトルはよく一致する。各実験

スペクトルは約 $10^{18.7}$ eV で冪指数が -3.3 から -2.7 に代わる曲がり (ankle) が、約 $10^{19.6}$ eV から上では宇宙線の到来が急激に減る suppression が見られる。このように異なった観測方法を持つ3つの実験 (大気蛍光望遠鏡 [HiRes]、水タンクアレイ [Auger]、シンチレーターアレイ [TA] で結果が一致することから ankle と suppression の存在は実験的に確立したとあって良い。しかし、ankle と suppression の原因に関わる一次宇宙線粒子種の統一的理解はまだ得られていない。これは一次粒子種の観測結果が各実験で異なるからである。後述するが Auger の測定では約 $10^{18.6}$ eV から上の領域で徐々に陽子から重い原子核へと変化しているのに対し、TA の測定では $10^{18.2} - 10^{19.6}$ eV の領域で陽子であり変化がない。一次宇宙線が陽子であれば、ankle は CMB との衝突による電子・陽電子対生成により起こり、suppression は GZK カットオフにより起こる。一次粒子種が原子核、例えば鉄の場合、suppression は CMB との衝突による原子核の光分解起こるが、ankle の発生に関しては別の原因を考える必要がある。

2.4.2 化学組成

knee 領域以上の超高エネルギーの宇宙線の場合、その到来頻度の少なさから、直接観測が難しいためその質量組成を調べることは大変困難である。そこで、空気シャワーの観測を通じて間接的にその組成を調べる幾つかの方法が試みられている。

ミューオン存在比

ミューオンは電子に比べ重く、ほぼ電離以外のエネルギー損失をしないため、空気シャワーの最大発達時の粒子数を保ちながら地上に到達する。その一方で電子成分は最大発達後の減衰が早い。また、原子番号 A の原子核はエネルギー E_0/A を持つ A 個の核子の組み合わせと考えられるため、一次宇宙線が重核のとき、空気シャワーの発達は早く減衰も早い。一方、重核のシャワーで総ミューオン数 N_μ は大きな値となるので、宇宙線質量が大きくなると、シャワー中の総ミューオン数 N_μ と総電子数 N_e の比は大きくなる。[20] さらに N_μ/N_e からハドロンによる空気シャワーと γ 線による空気シャワーを区別する事も出来る。 γ 線の場合、発生するミューオンは電磁カスケード中の γ 線と大気中の原子核との光パイオン生成によって生じる π を親粒子としている。しかし、光パイオン生成の断面積は原子核のパイオン生成断面積と比較して約 $1/1000$ であるため、生成されるミューオン数は少ない。

空気シャワーの最大発達

X_{\max} は一次粒子種に依存するパラメーターであり [20]、極高エネルギーの粒子種を判別するのに重要である。観測によって求められた平均 X_{\max} を核種ごとにシミュレーションと比較することで質量組成解析を行うことができる。Auger と TA がそれぞれ大気蛍光法で得られたデータを用いて行った質量組成解析の結果を図 2.13 に示す。[21][22] Auger の測定では約 $10^{18.6}$ eV から上の領域で徐々に陽子から重い原子核へと変化しているのに対し、TA の測定では $10^{18.2} - 10^{19.6}$ eV の領域で陽子であり変化が無い。

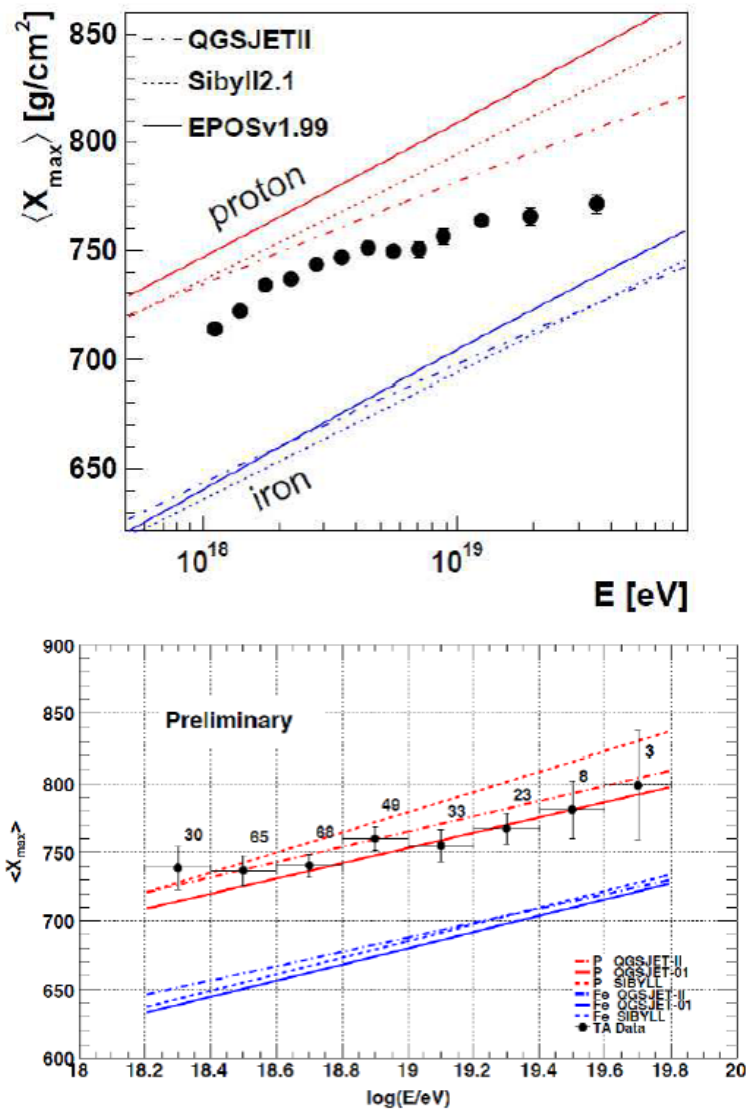


図 2.13 上図は Auger による平均 X_{max} 測定結果 [21]。下図は TA のステレオ解析による平均 X_{max} の測定結果 [22]

2.4.3 到来方向分布

Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は、VCV カタログに乗っている 75 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した。しかしその後統計量の増加により、AGN との相関は弱まっている。図 2.14 は Auger で観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を銀河座標で示したものである。青丸は 75 Mpc 以内の AGN の方向を表し、大きさは半径 3.1° の範囲を示す。この円の大きさは Auger の方向決定精度と銀河磁場の影響を考えた値である。TA は現在までの観測から得られる統計では、VCV カタログに乗っている AGN と到来方向の相関、および等方的に宇宙線が到来していると仮定したときの等来方向分布との相関の両方に対して矛盾しないと発表している [23]。図 2.15 は、TA の 5 年間で得られた 57×10^{18} eV 以上のエネルギーの宇宙線の到来方向を示している。青丸と赤丸は到来方向を表し、赤丸は到来方向に AGN が存在している

ことを示している。

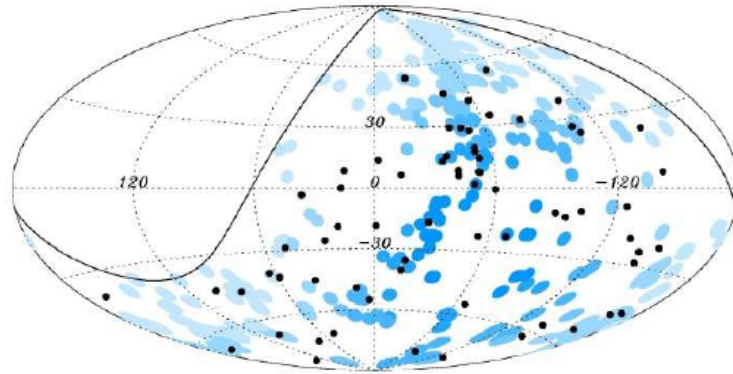


図 2.14 Auger で観測された 55×10^{18} eV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を銀河系座標で示している。図の中の黒い点が到来方向を表し、青丸は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を中心に 3.1 度に相当する大きさの丸で示されている。[24]

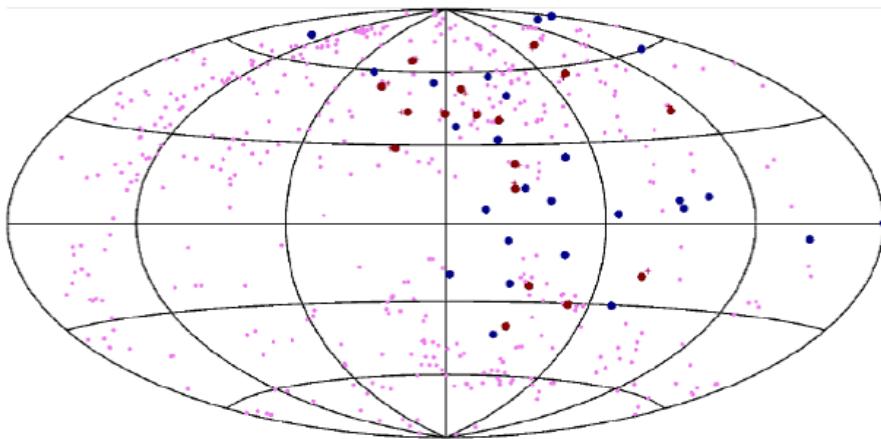


図 2.15 TA で観測された 57×10^{18} eV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を銀河系座標で示している。図の中の青丸と赤丸が到来方向を表し、その内赤丸は到来方向に AGN が存在している場合を示している。黒点は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を示す。[23]

3 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 1400 m(大気深さ 875 g/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 100 m 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。SD は有効検出面積 3m^2 の 2 層構造であり、各層は $1.5\text{m} \times 0.25\text{m}^2$ のシンチレータ 8 枚と読み出しの WLSF から構成される。プラスチックシンチレータは、厚さ 12 mm である。それらを (シーアイ工業製) 8 枚敷き詰めることで 3m^2 となる。またシンチレータの発光を効率よく集めるために使用する波長変換ファイバーは (WLSF:Kuraray 社製)、直径 1 mm のものを使用し、シンチレータ上に 20 mm 間隔で張られ、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

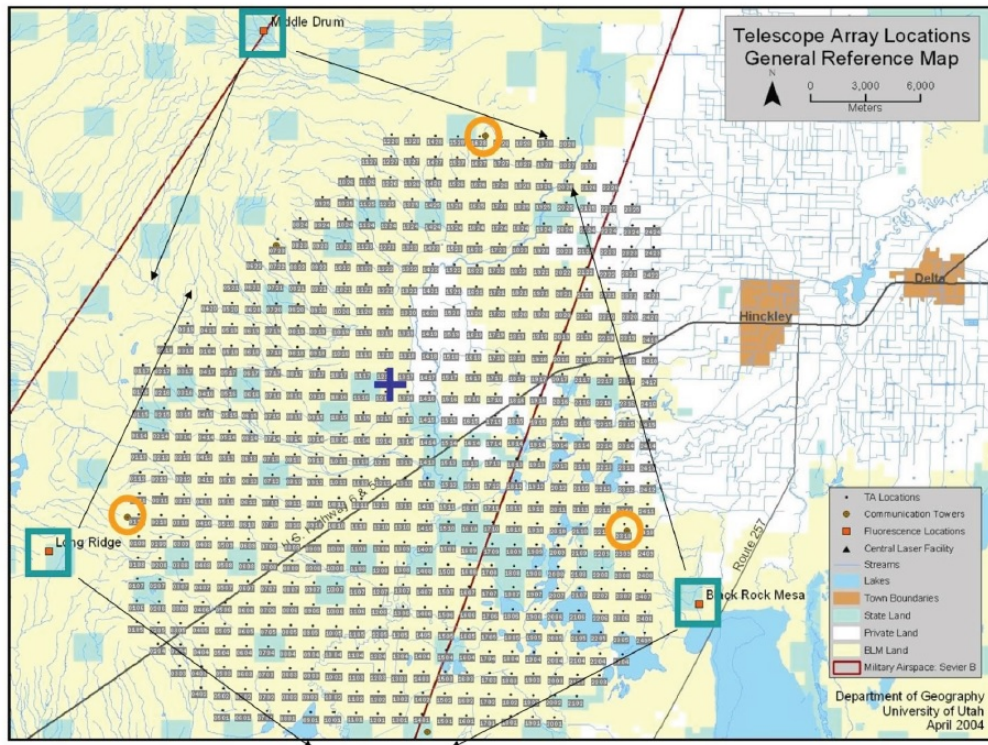


図 3.1 TA 実験における装置の配置図。基盤目状に地表粒子検出器が配置され、それを取り囲むように大気蛍光望遠鏡が設置されている。

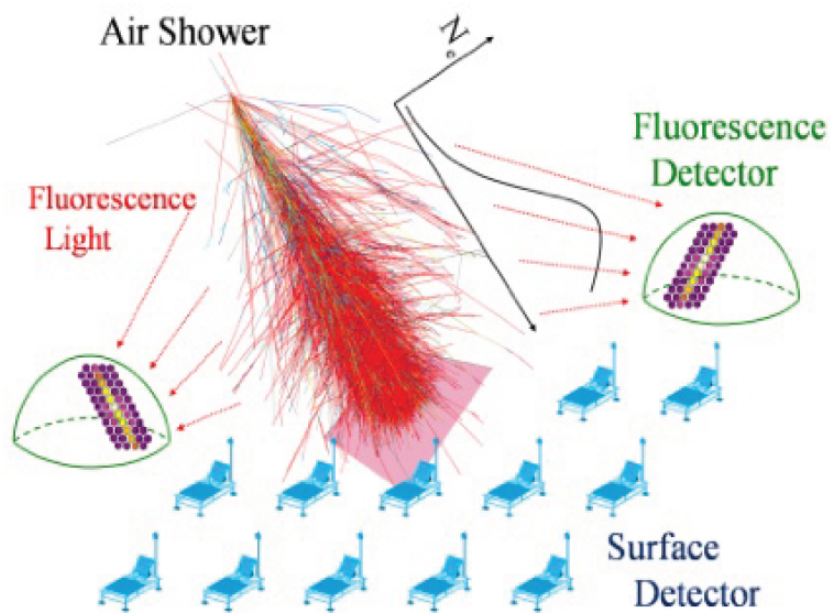


図 3.2 TA 実験における空気シャワー観測の概念図

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 1 mm 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。

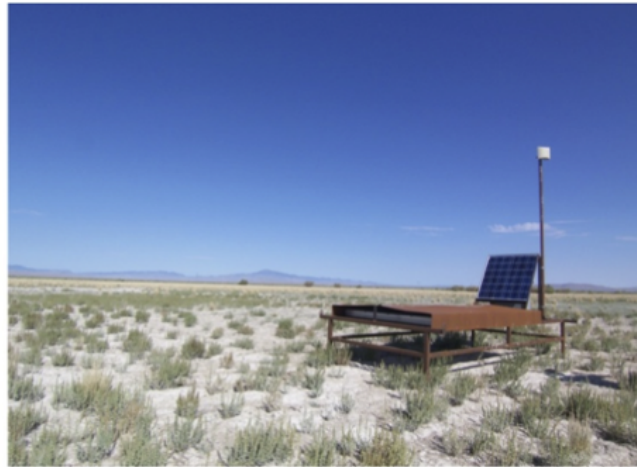


図 3.3 サイトに設置されている地表検出器の外観

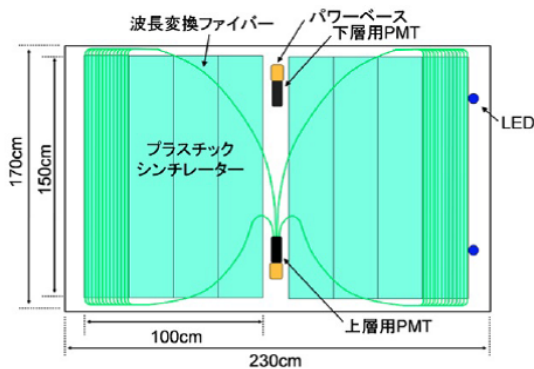


図 3.4 シンチレーターボックスの内部構造。簡略化のためファイバーは上層分の一部だけ表示している。

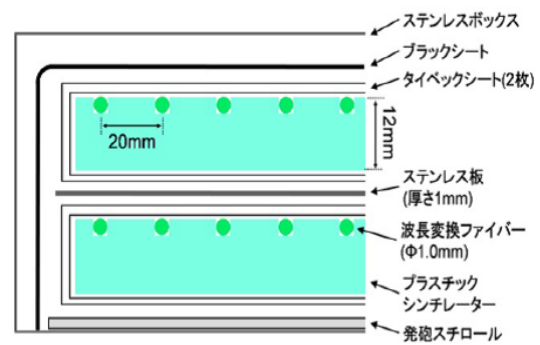


図 3.5 シンチレーターボックス断面図。発生した光を出来るだけ集められるようにシンチレーターはタイベックシートで覆われている。

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、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事も可能である。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 1.4 mm 厚の鉄製の屋根が取り付けられている。各 SD は最大出力 120 W のソーラーパネル (京セラ社製 KC120J, KC125TJ) と 12 V、100 Ah 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 2.4 GHz 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。

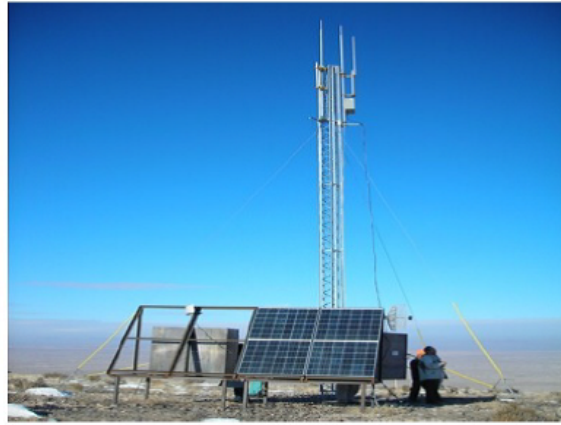


図 3.6 通信塔の外観。ソーラーパネルにより電源供給している。

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、20 ns 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字型の上蓋をあけた状態。

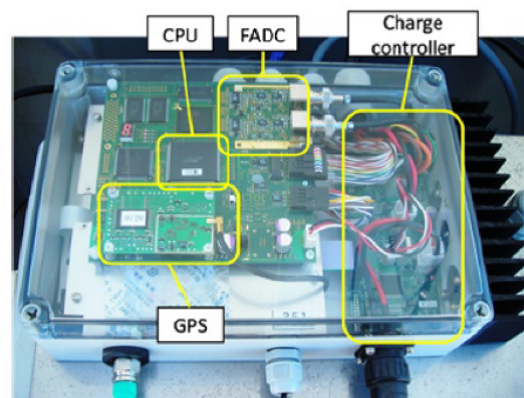


図 3.8 SD エレクトロニクス、各 SD とタワーにこのエレクトロニクスが設置されている。無線 LAN モジュールは、メインボードの下段に格納されている。

3.2.1 地表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 9.7 MHz(-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。

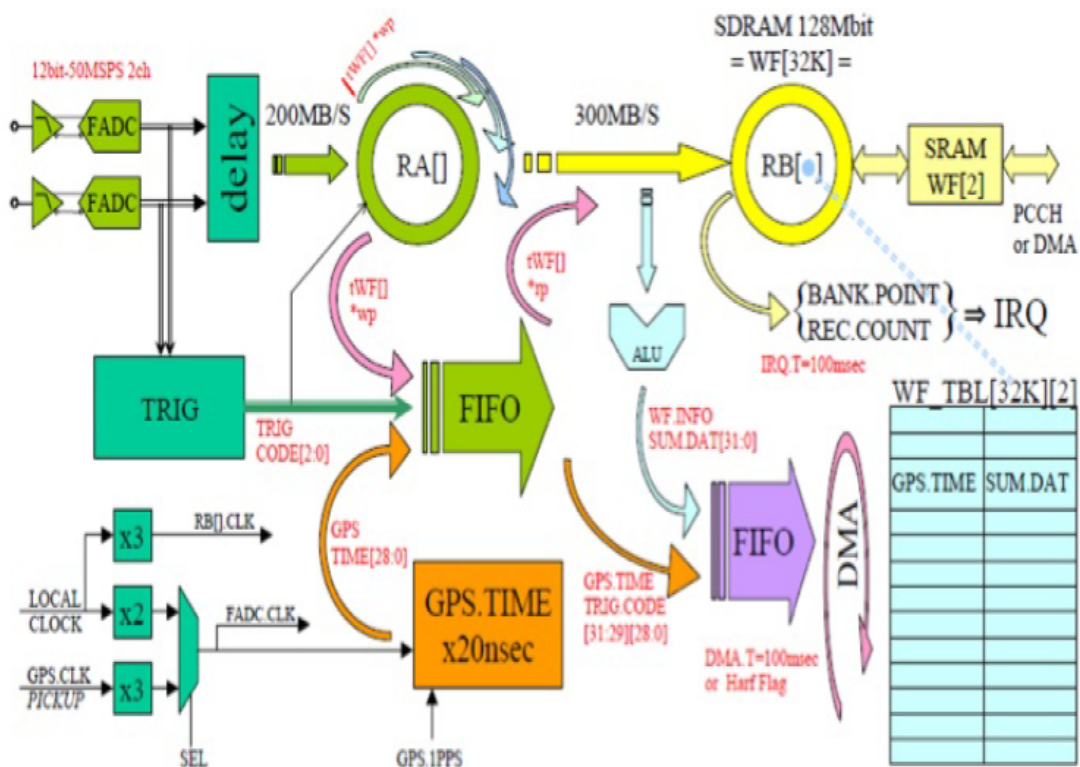


図 3.9 エレクトロニクスのデータ収集の理論図

- 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。8 bin 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、0.3 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。0.3 MIPs により PMT 光電面から放出する光電子 (photo electron:p.e.) は 8 p.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 35 bin 程度遡ったところから 128 bin 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 700 Hz 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。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 40 Hz 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 地表粒子検出器の校正とモニター

各 SD は、デルタ市にある Cosmis 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

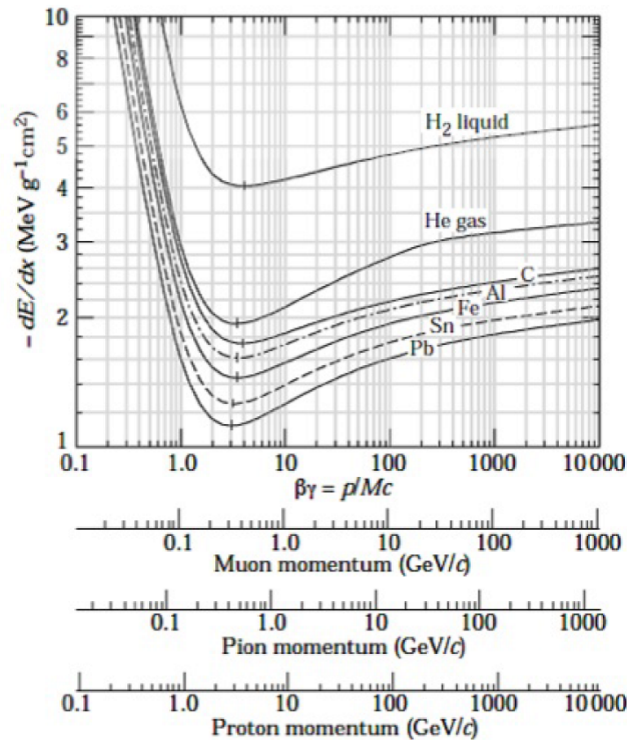


図 3.10 物質中でのエネルギー損失分布

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、1 MIP 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 1 MIP 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 1 MIP は一定であるため、1MIP を使うことで各検出器の応答を一樣に扱うことが出来る。SD では、1 MIP で FADC 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 $30 \text{ km} \times 30 \text{ km}$ の広大な土地に 1.2 km 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。現地では、これらの

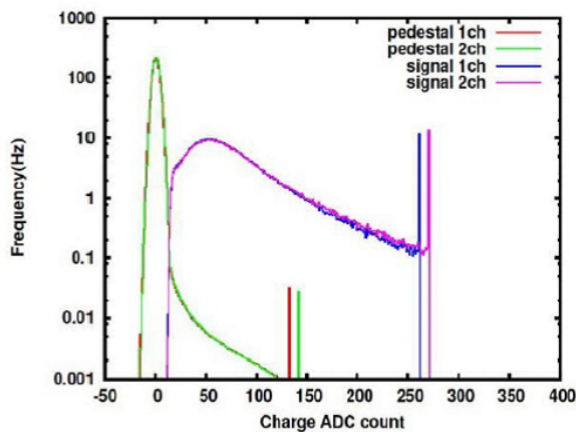


図 3.11 ある SD のモニター情報から得た、1MIP ヒストグラムとペDESTALヒストグラム。

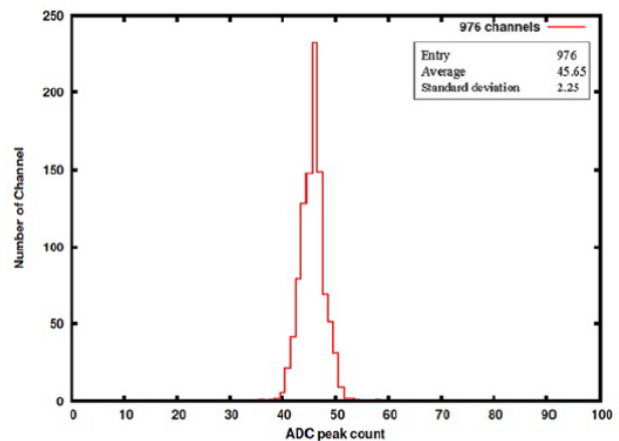


図 3.12 全ての SD のゲイン調整後の 1 MIP のピークカウントのヒストグラム。1 MIP が 45 カウントになるように調整されている。

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。

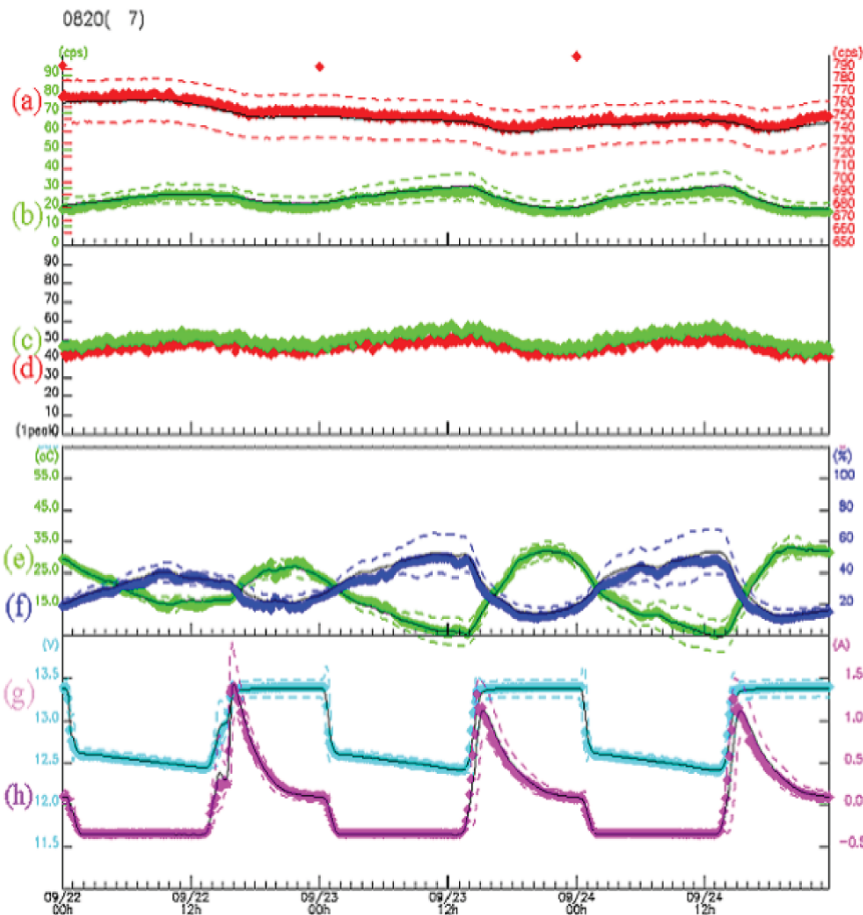


図 3.13 SD のモニターデータの一部。(a)level-0 トリガーレート (b)Level-1 トリガーレート (c)(d)1MIP カウント (e) 温度 (f) 湿度 (g) バッテリー電圧 (h) バッテリー充電電流を示す。

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 6.067 m、口径 3.3 m 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 660 mm の六角形であり、ミラー表面は Al₂O₃ 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 FD 1 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

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 $300 \sim 400 \text{ nm}$ 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。

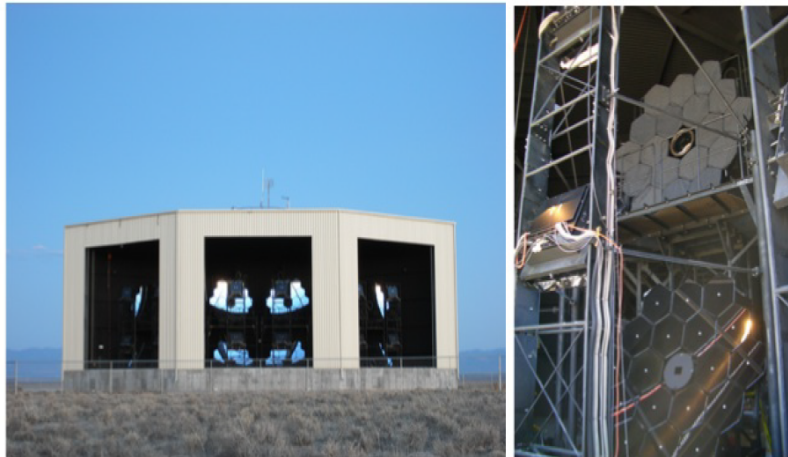


図 3.14 FD ステーションの外観と内部の望遠鏡。観測期間外ではPMTカメラ保護のためシャッターが閉められている。1ステーションに上下2段6セットの12台の望遠鏡システムが構築されている。

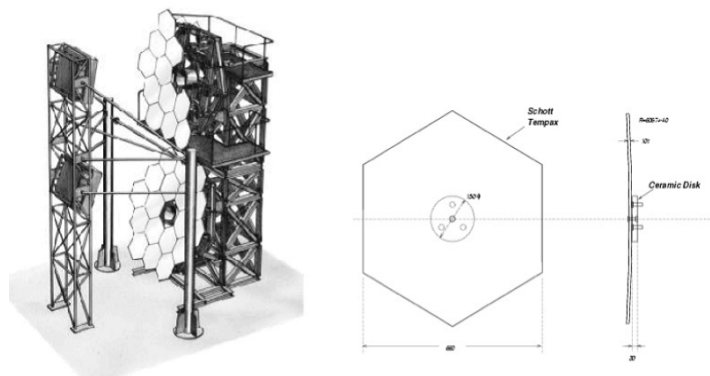


図 3.15 FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

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る。図3.18にデータ取得システムの概念図を示す。



図 3.16 256 本の PMT で構成されるカメラ

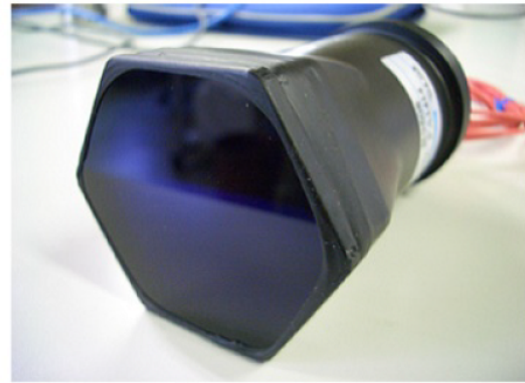


図 3.17 PMT の表面に取り付けられた BG3 フィルタ

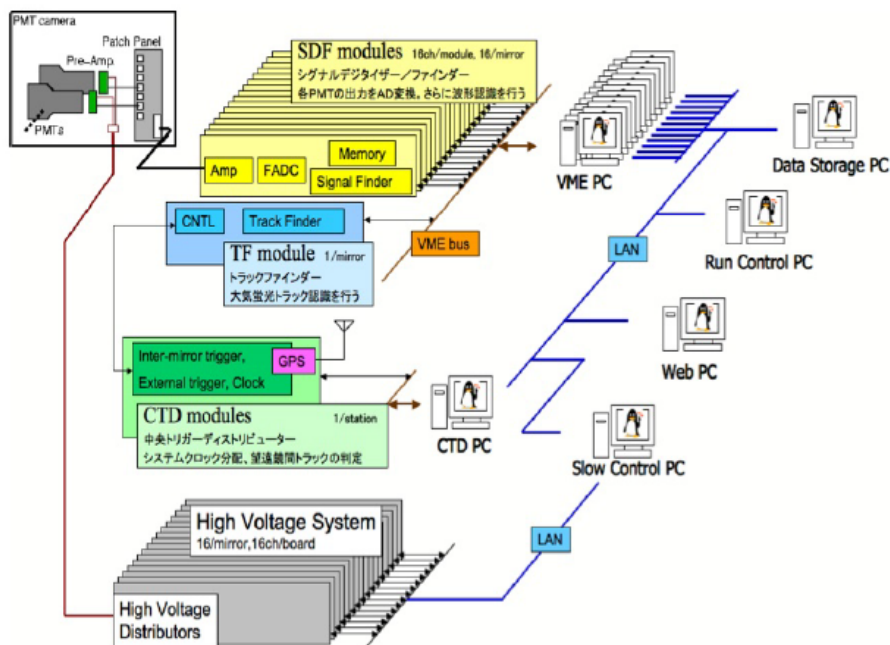


図 3.18 FD のデータ収集概略図。この LAN ネットワークは LIDAR や CLF などにも接続されている。

- SDF

SDF は PMT からのアナログ信号を 12 bit、40 MHz 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 4 bin ごとに積分され、1 フレーム = 12.8 μs 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 16 ch 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 PMT5 本以上から信号がある。

- カメラの端で連続した PMT3 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。

3.3.2 大気蛍光望遠鏡の校正

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 のゲイン校正、大気透明度の校正、線形加速器を用いたエネルギーの絶対校正を行う。

PMT のゲイン校正

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

- CRAYS

FD 用の基準 PMT は CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering) を用いて絶対校正を行う。 N_2 レーザー (337.1 nm) 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(量子効率) \times CE(収集効率) を求めることが出来る。

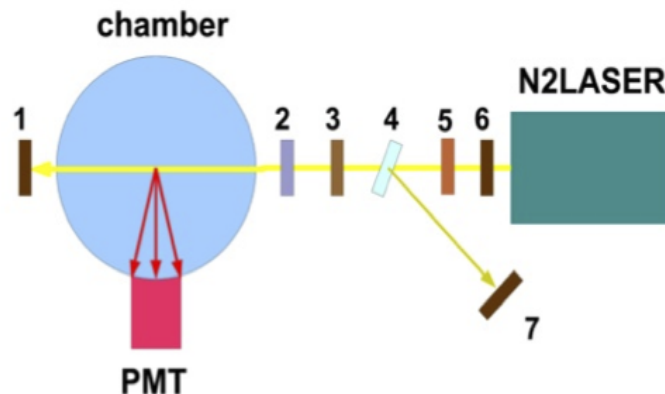


図 3.19 CRAYS のセットアップ。N2 で満たされた空間で Rayleigh 散乱が起き、入射光に対し 90 度の位置に設置した PMT で受光し、構成を行う。構成は、1:Si プロブ、2:波長板、3:偏光板、4:ND フィルター、5:シャッター、6:絞り、7:焦電型エネルギープロブである。

- 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校正法である。YAP は

CRAYS で測定した PMT に取り付けられ、CRAYS による絶対較正後のゲイン変動を追う。

- X_e flasher

X_e flasher は X_e 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 カメラ面に一様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。

- XY scanner

XY scanner XY scanner とは紫外 LED のスポット光を用いて、PM 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。

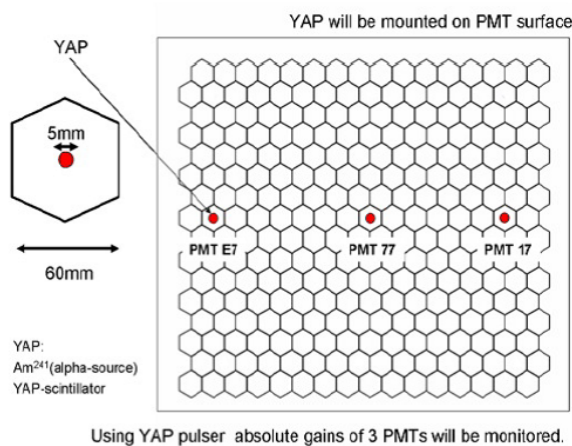


図 3.20 YAP



図 3.21 Xe-flasher の照射イメージ

大気状態モニター

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の原子、微粒子によって散乱・吸収される。この散乱・吸収量を知るために、我々はいくつかの装置を大気望遠鏡の視野内に設置し、運用している。以下ではそれらの装置の概要を紹介する。

- 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 355 nm 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。

- 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 355 nm 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 にドームの内部の様子とドーム外観を示す。

- IR カメラ



図 3.22 CLF の外観

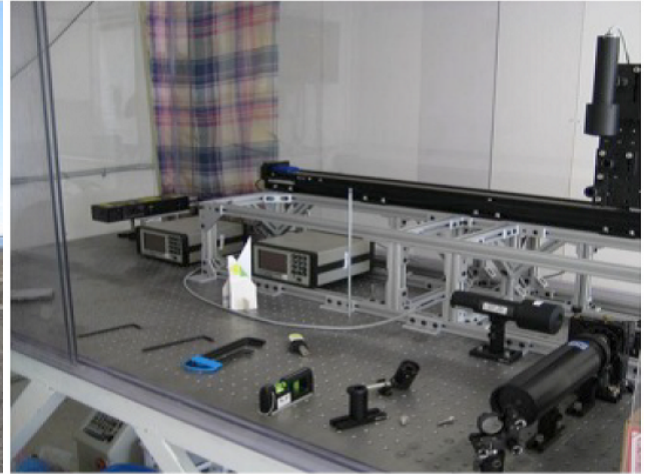


図 3.23 CLF 内部の光学系



図 3.24 LIDAR システム。中央の反射型望遠鏡が広報散乱を中央に設置してある PMT に集光する。



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

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。

エネルギーの絶対校正

FD のエネルギースケールの構成には Electron Light Source(以下 ELS) と呼ばれる電子線形加速器を用いる。ELS は高エネルギー加速器研究機構との共同開発で生成され、2009 年夏に TA 実験サイトの BRM ステーション前方 100 m の位置に設置された。この ELS は、1% 以下の誤差で

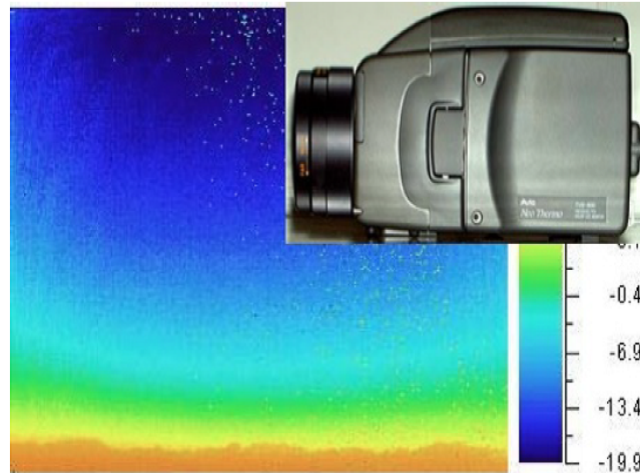


図 3.26 IR カメラと撮影した画像

既知のエネルギービームの電子ビームを射出できるように設計されている。

TA 実験以前の大気蛍光観測実験では、実験室などの環境で測定された大気蛍光発光効率に始まり、鏡の反射率、フィルター透過率、量子効率、増幅率など様々な係数をそれぞれ個別の測定によって求め、それらを掛け合わせて一つの係数とせざるを得なかった。しかし、我々は世界で初めて空中射出型電子線形加速器 (ELS) を空気シャワー観測装置に隣接して設置し、これによる電子ビーム、すなわちエネルギーと粒子数が実験者の指定した値にあらかじめ調整されている「疑似空気シャワー」を使って望遠鏡の各要素の係数の掛け算をひとまとめの係数として知ることを可能にし、結果としてエネルギー決定の系統誤差を小さくすることを可能にした。

ELS は BRM ステーションの正面から 100 m 以上離れた場所に設置されている。FD からの距離が近いため、ELS の仕様を表 2 に示す。ELS から鉛直上方に射出された電子ビームは、大気分子によって散乱されながら進み、ほとんどの電子が望遠鏡の視野内で電離損失によりエネルギーを失って止まる、パルス中の全電子のエネルギー損失は 4×10^{16} eV のエネルギー損失に相当し、このとき FD で観測される大気蛍光量は 10 km 先での 4×10^{20} eV のエネルギー損失と等価である。空気シャワーの電磁成分はハドロン成分に比べてシミュレーションでよく再現できるため、実際に観測された光量とシミュレーションによって得られた光量とを比較することで、大気蛍光発光効率と FD の装置定数を一括して校正できる。

ビーム中の電子のエネルギー	40 MeV
電荷量	$10^9 e^-$ /pulse
ビーム強度	6.4 mJ/pulse
繰り返しレート	≤ 1 Hz
パルス幅	$\leq 2 \mu s$ (typical $1 \mu s$)

表 2 Electron Light Source の仕様

ELS の外見とシステムの概略図を図 3.27 と図 3.28 に示す。ELS によって生成され BRM が観測したイベントディスプレイを図 3.29 に示す。

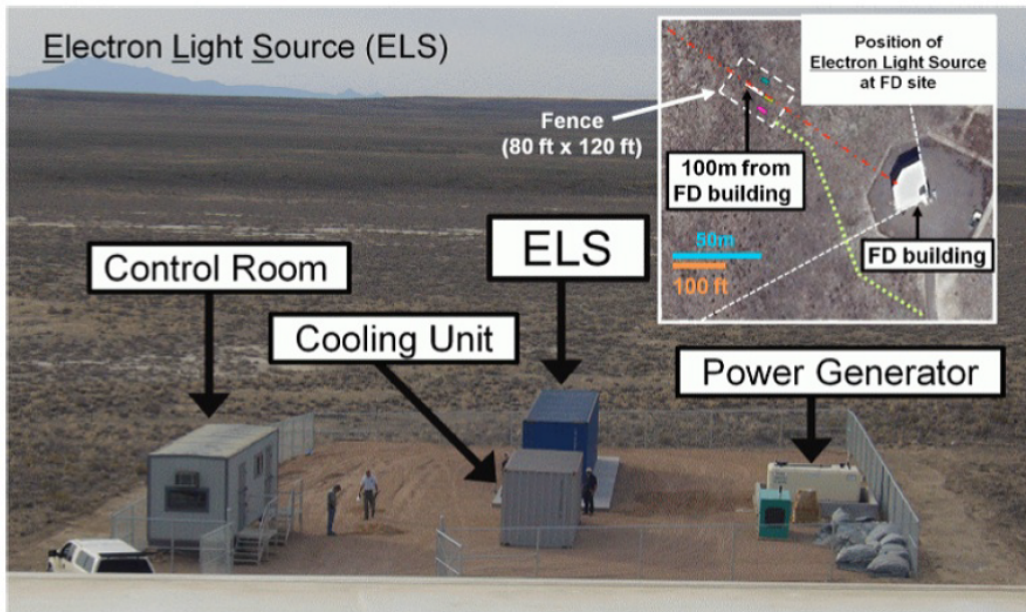


図 3.27 TA サイトに設置された ELS

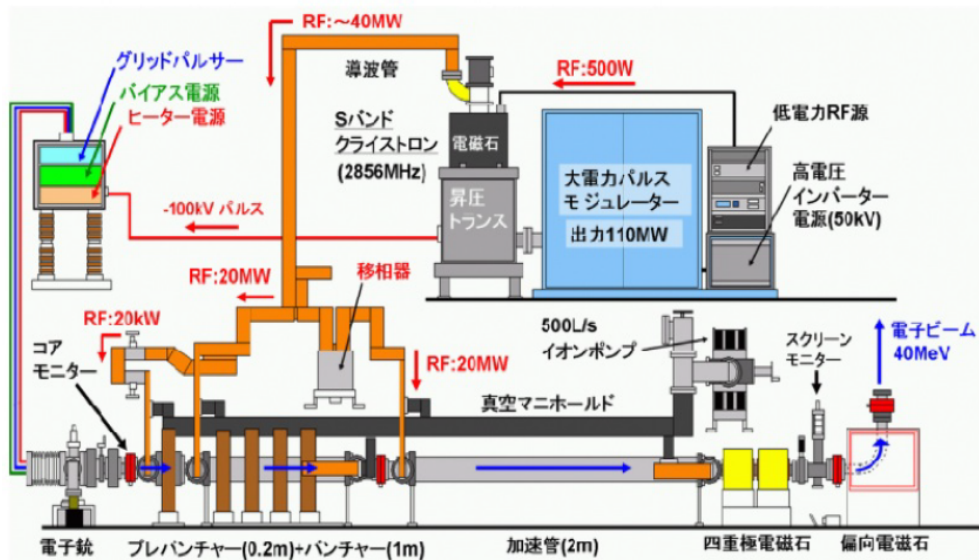


図 3.28 ELS のシステム概略図

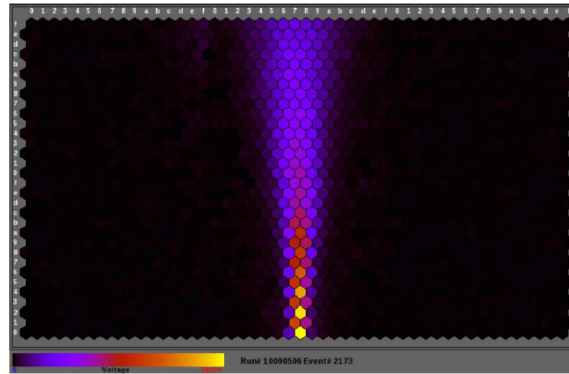


図 3.29 ELS によって生成され BRM が観測したイベントディスプレイ

4 空気シャワーシミュレーション

SD による極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、及び時間差から、空気シャワーのジオメトリや一次宇宙線のエネルギーを決定するので、SD の応答について詳しく調べ、理解しておく必要がある。しかし、入射粒子に対する SD の詳細な応答を完全に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。

空気シャワーシミュレーションには CORSIKA(ver.9.960)[25] を使用し、原子核相互作用については高エネルギー領域では QGSJET-II-03[26]、低エネルギー領域では FLUKA2008.3C[27] を使用し、電磁成分のシミュレーションについては EGS4[28] を使用した。また SD 応答については GEANT4[29] を用いた。

4.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKA は様々な種類の宇宙線により発生する二次粒子の振る舞いを計算できる空気シャワーシミュレーションプログラムである [25]。プログラムは FORTRAN で書かれ、原子核、ハドロン、ミューオン、電子、及び光子の大気中での相互作用と崩壊をシミュレーションできる。

4.1.1 シニング

TA 実験で対象としている宇宙線のエネルギーは 10^{18} eV を超えるものであり、単一の 10^{18} eV の陽子による空気シャワーの二次粒子を全てトラッキングするとなると、3Gflops の CPU を用いて 80 日程度必要である [30]。そこで一般に空気シャワー現象のシミュレーションではシニングと呼ばれる手法が使われる [31][32]。この手法は多量の二次粒子が生成されるとき、その生成数を制御するかわりに、生成されなかった粒子数に相当する重みをもたせるというものである。

しかし、この近似は粒子数や粒子の到来時刻に大きな変動を生み出し、シニングしていないシャワーとは異なる数密度を与える [33]。この問題を図示したのが図 4.1(a) である。ここでは、実線で表された粒子が入射した検出器のみが粒子を検出し、点線で表された粒子（抑制されている）の射線上にある検出器からでは、粒子は観測されない。

4.1.2 デシニング

シニング情報を持った粒子から地表での粒子情報を復元する方法をデシニングと呼ぶ。今節では T ASD 用に開発されたデシニング手法について述べる [33]。はじめに、デシニングにより復元可能な情報と、CPU の処理速度との兼ね合いで、二次粒子をどれだけシニングするか（シニングレベル）を決定する。ここでは、最適なシニングレベルとして、 10^{-6} に設定されている [33]。重み w を持つ粒子の軌道上の、任意の点を基準にしたガウス分布に従う広がりを持たせる。このガウス分布に従い $w-1$ の粒子を復元させ射出する。ここで復元された粒子のエネルギーは、重みを持った基の粒子のエネルギー周りのガウス分布に従う。また、それぞれの粒子の速度は光速で近似する。ここで、粒子の軌道に持たせるガウス分布の幅によって、復元された粒子のもつエネルギー分布や粒子の軌道の広がりを持たせる点の地上からの距離の最大値が決まるが、このガウス分布の幅はシニングレベルに合わせて決定される [33]。

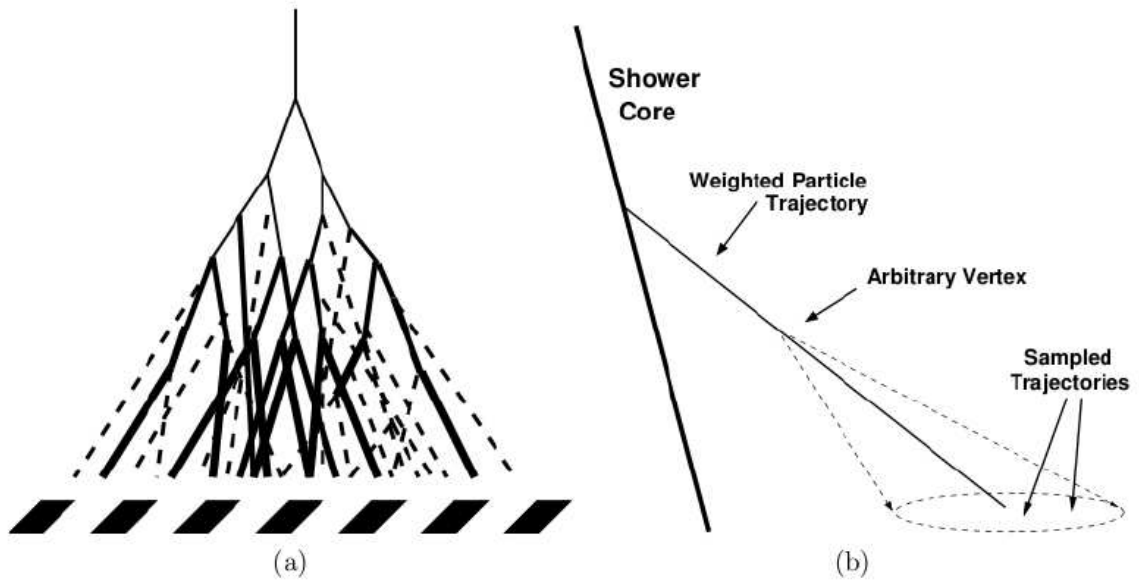


図 4.1 (a) シニングにより発生する問題。点線はシニングにより破棄された粒子（実際のシャワーでは存在する）、実線は重みを持たせた粒子であり、線が太いものほど重みが大きい。黒四角は SD を表す。(b) デシニングのアルゴリズム

図 4.2(a) にシニングされたシャワーと、ノンシニングシャワーの粒子数の横方向分布の比較を、図 4.2(b) デシニングされたシャワーと、ノンシニングシャワーの粒子数の横方向分布の比較を示す。ここで一次粒子は 10^{19} eV の陽子、シャワーの天頂角は 45° である。この図より、デシニングによって粒子数の横方向分布は、平均 RMS とともによく再現されている事がわかる。

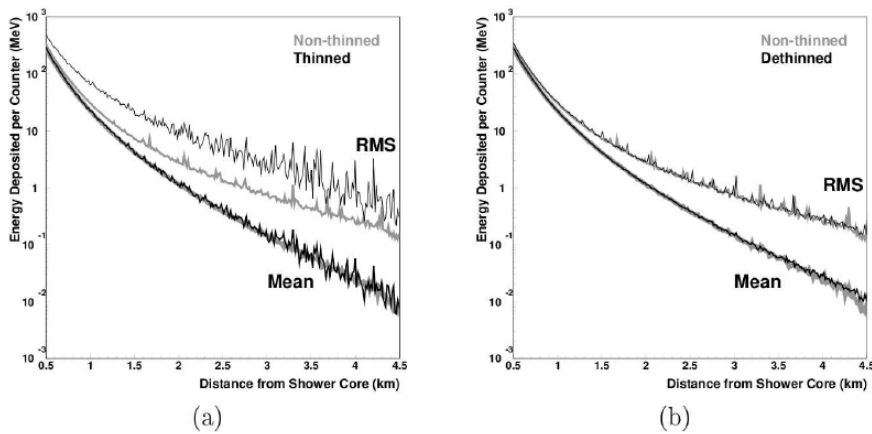


図 4.2 10^{19} eV、天頂角 45° の陽子による空気シャワーの粒子数の横方向分布。(a) シニングレベル 10^{-6} のシニングシャワーとノンシニングシャワーとの比較 (b) デシニングシャワーとノンシニングシャワーとの比較

4.2 GEANT4 シミュレーション

GEANT4[29] は様々な素粒子の物質中での反応や振る舞いをシミュレートすることのできるソフトウェアである。シミュレーションを C++ で記述し、物理プロセスや検出器のジオメトリ、データの生成やその保存、視覚化等の多くのツールキットからなる。そのため、検出器の素材や形状を設定する事ができ、各ユーザーの目的にそったシミュレーションが可能である。CORSIKA により生成された空気シャワー粒子の検出器中でのエネルギー損失の計算はこの GEANT4 によってシミュレートされる。今節では T ASD 用に開発された GEANT4 シミュレーションについて述べる [29]。

図 4.3 にシミュレーションで設定した SD の形状と、SD のステンレスボックス内の構成を簡潔に説明するために、各構成要素をずらして、見やすく配置したものを示す。各構成要素は以下のように色で種類分けされている。

- 紫色：屋根 (鉄)(1.4 mm)、屋根の支持具 (鉄)
- 灰色：ステンレスボックス上蓋 (1.5 mm) と下蓋 (1.2 mm)、上下層分離ステンレス板 (1.0 mm)
- 黒色：ブラックシート (0.8 mm)
- 赤色：タイベックシート 4 層 (各層 0.4 mm)
- 青色：プラスチックシンチレーター 2 層 (各層 12 mm 厚、1500 mm × 2000 mm)(1 層 8 枚 (各 12 mm、1500 mm × 250 mm))
- 水色：発砲スチロール (5.0 mm)

実際の SD では、ブラックシートは 0.2 mm を 4 枚重ねたもの、タイベックシートは 0.2 mm を 2 枚重ねたものだが、シミュレーションではこれらを一層として扱っている。

さまざまな粒子種、エネルギー、天頂角の粒子を SD で入射する事で、シンチレーター上下層でのエネルギー損失を計算する。図 4.4 は SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内の SD を記述するセットアップの概略図である。ここで地面の密度は 2.0 g/cm^3 、厚みは 2.3 m である。以下に入射粒子、及びその二次粒子のエネルギー損失を計算する手順を示す。

1. SD を中心とする $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ の範囲にランダムに粒子の到来点を決定する。
2. 粒子の到来方向にランダムな方位角を与える。
3. 粒子を入射し、SD の各層でのエネルギー損失を求め記録する。
4. これらの作業を 1.2×10^6 回行う。

ここで粒子の到来点を SD の面積 ($1.5 \text{ m} \times 2 \text{ m}$) よりも 12 倍大きい $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ としたのは、検出器の縁での粒子の相互作用や、SD 付近の地表に落ちた粒子により再生される二次粒子の影響を考慮するためである。

このシミュレーションによって得られたエネルギー損失の二次元ヒストグラムの例を図 4.5 示す [34]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失である。このヒストグラ

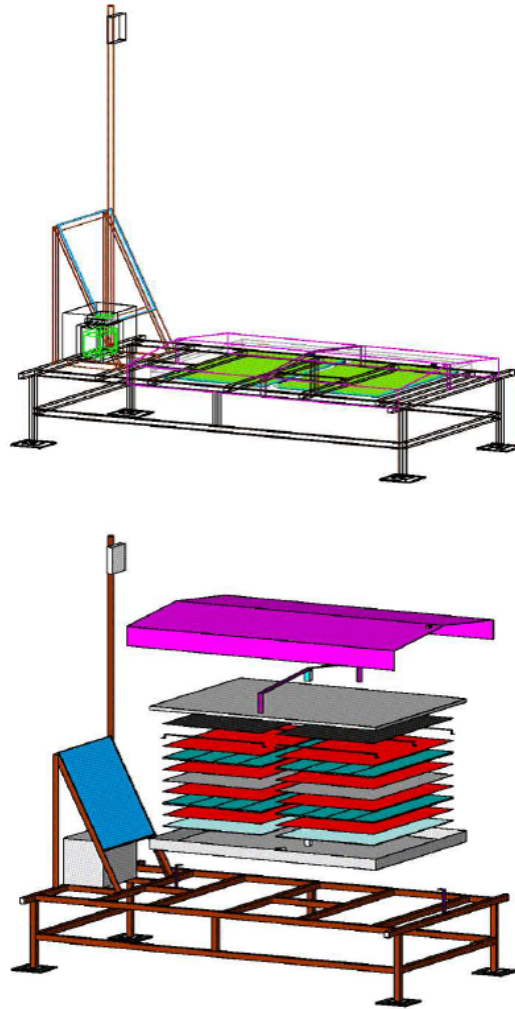


図 4.3 シミュレーションプログラム内に記述した SD の形状 (上)。SD のステンレスボックス部分の構成 (下)[35]

ムは、両層ともにエネルギー損失がゼロである場合は含んでいないことに注意する。図 4.5(a) は 1 GeV のミュオンを天頂角 0° で入射した時のヒストグラムである。上下層ともに約 2 MeV に強いピークを持つ。図 4.5(b) は 1 GeV のミュオンを天頂角 60° で入射した時のヒストグラムである。上下層ともに 4 MeV にピークをもつ。片方の層のエネルギー損失が約 4 MeV であり、もう一方の層のエネルギー損失が幅をもっているのは、粒子が片方の層を通過し、もう一方の層をかすめる、もしくは全く通過しないケースが存在するためである。図 4.5(c) は 1 GeV の γ 線を天頂角 0° で入射した時のヒストグラムである。上下層ともに約 4 MeV にピークをもつ。エネルギー損失がミュオンに比べて 2 倍となるのは、 γ 線は屋根や内部で対生成を起こすためである。上層のエネルギー損失が幅をもっているのは、上層で対生成された e^+ や e^- が下層を通過するケースによるものである。図 4.5(d) は 1 GeV の γ 線を天頂角 60° で入射した時のヒストグラムである。この時、SD 付近の地表に落ちた γ 線により生成される二次粒子の影響は 0° の場合に比べ大きい。また、図 4.5(c) と 4.5(d) の上下層ともに 0.3 MeV 以下の領域で頻度上昇 (左下) は、検出器の縁での相互作用や、SD 付近の地表に落ちた γ 線により生成された二次粒子の影響である。

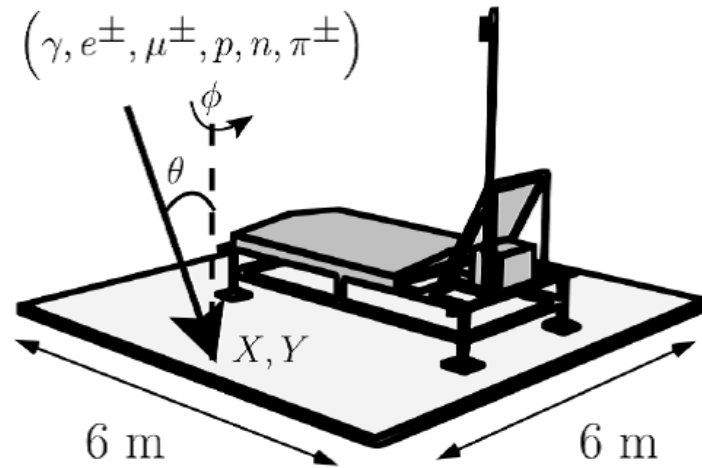


図 4.4 SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内に SD を記述するセットアップの概略図。ある粒子種、天頂角、エネルギーを与えた粒子を 6 m × 6 m の範囲にランダムに降らし、方位角をランダムに与える。矢印は入射粒子のジオメトリ例を表す。[34]

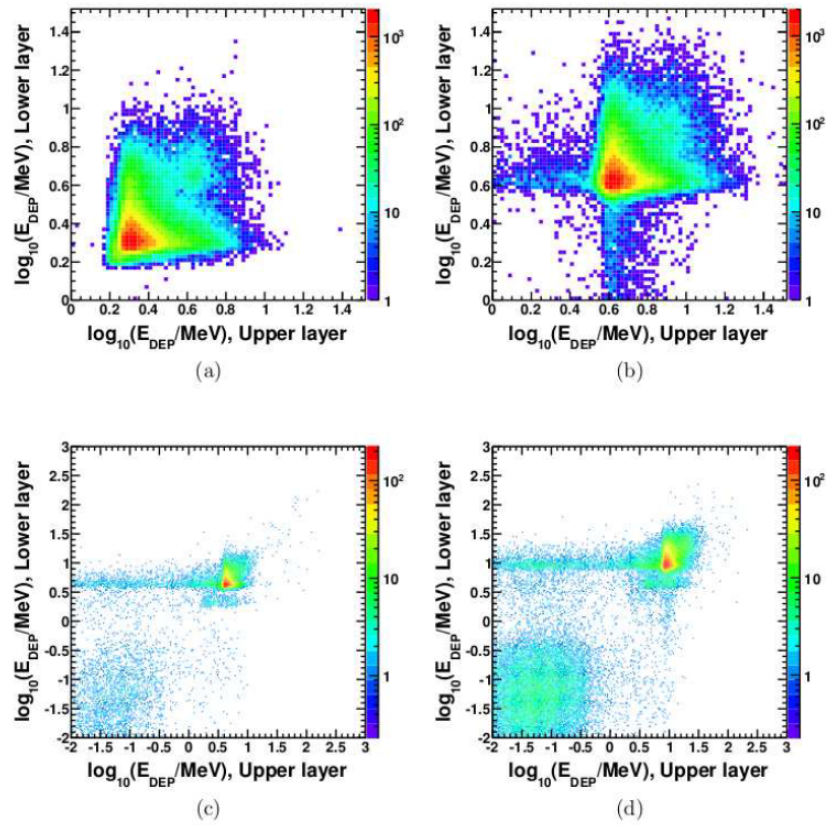


図 4.5 SD 内でのエネルギー損失の二次元ヒストグラム の例。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を、色は頻度を示す。(a) エネルギー 1 GeV、天頂角 0° の μ^+ (b) エネルギー 1 GeV、天頂角 60° の μ^+ (c) エネルギー 1 GeV、天頂角 0° の γ 線 (d) エネルギー 1 GeV、天頂角 60° の γ 線 [34]。

5 空気シャワーイベント

5.1 イベント再構成

キャリブレーションによってエネルギーデポジットが決定されたあとに、信号のタイミング情報とエネルギーデポジットを利用して以下のようにイベントを再構成する。SD のイベント再構成 [34] には、ジオメトリを決定する方法と横方向密度分散を決定する 2 つの種類がある。シャワーのジオメトリを式 5.1 を用いて決定する。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nSD_2} \frac{(t_i - T_0 T_{Plane} - T_D)^2}{T_s^2} + \frac{(\vec{R} - \vec{R}_{COG})^2}{(180m)^2} \quad (5.1)$$

ここで t_i は SD_i における波形の立ち上がり時間、 T_0 はシャワーコアが地表に衝突した時間、 T_{Plane} はシャワー前面が地表に衝突した時間、 T_D と T_s は遅延時間と時間のばらつき、 \vec{R} はシャワーコアの座標、 \vec{R}_{COG} はチャージの重心位置を表す。

横方向密度分布は AGASA [13] で使用された Lateral Distribution Function (LDF) を使用することで求めることができ以下のように表される。(式 5.2)

$$\rho(r) \propto \left(\frac{r}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1 + \left(\frac{r}{1000[m]}\right)\right)^{-0.6} \quad (5.2)$$

$$\eta = 3.97 - 1.79(\sec\theta - 1) \quad (5.3)$$

ここで $\rho(r)$ は距離 r でのチャージ密度、 R_M はモリエールユニット（電子が 1 輻射長あたりに進行方向からずれる距離） θ は天頂角である。AGASA 実験と同様にモリエールユニットは 91.6 m として扱う。

この横分布関数は、実際にはプラスチックシンチレーターのエネルギーデポジットに対応する検出器応答が適用される。この検出器応答は、プラスチックシンチレーターで 2.05 MeV のエネルギーデポジットと一致する Vertical Equivalent Muon (VEM) を用いてカウントされ、ここではチャージ密度 (VEM/m²) として扱われる。

シャワーコアから距離 800 m でのチャージ密度である S_{800} はエネルギーの推定に使用される。一次宇宙線の初期エネルギーは S_{800}, θ を用いて表される。したがって、モンテカルロシミュレーション、各初期エネルギーに対して S_{800} および天頂角から構成されるテーブルを用意する。そのテーブルを用いて一次宇宙線のエネルギーを再構成を行う。

CORSIKA QGSjet-II を用いて作成されたテーブルを図 5.1 に示す。

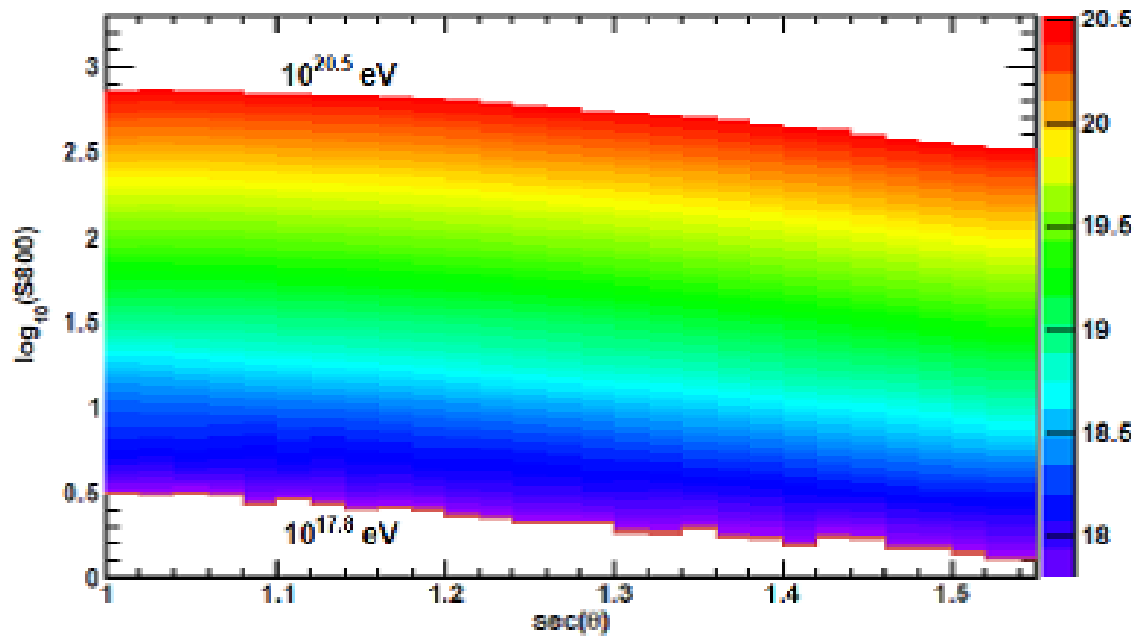


図 5.1 モンテカルロシミュレーションから得た天頂角と S_{800} の関係を表したテーブル。横軸は天頂角、縦軸は S_{800} 。色の違いは一次宇宙線の初期エネルギーの違いを表している。[34]

5.2 地表検出器再構成の分解能

TelescopeArray 実験における地表検出器の分解能 [34] はモンテカルロシミュレーションを用いて決定される。本節では、角度分解能並びにエネルギー分解能について記述する。

5.2.1 角度分解能

再構成された角度の方向とシミュレーションでの入射方向の開き角のヒストグラムを用いて、角度分解能を決定する。(式 5.4, 式 5.5)

$$\delta = \cos^{-1}(\hat{n}_{REC} \cdot \hat{n}_{GEN}) \quad (5.4)$$

$$\hat{n}(\theta, \phi) = \langle -\sin(\theta)\cos(\phi), -\sin(\theta)\sin(\phi), -\cos(\theta) \rangle \quad (5.5)$$

図 5.2 にモンテカルロシミュレーションから得られた、3つのエネルギー領域の TelescopeArray 実験の地表検出器の角度分解能を示す。

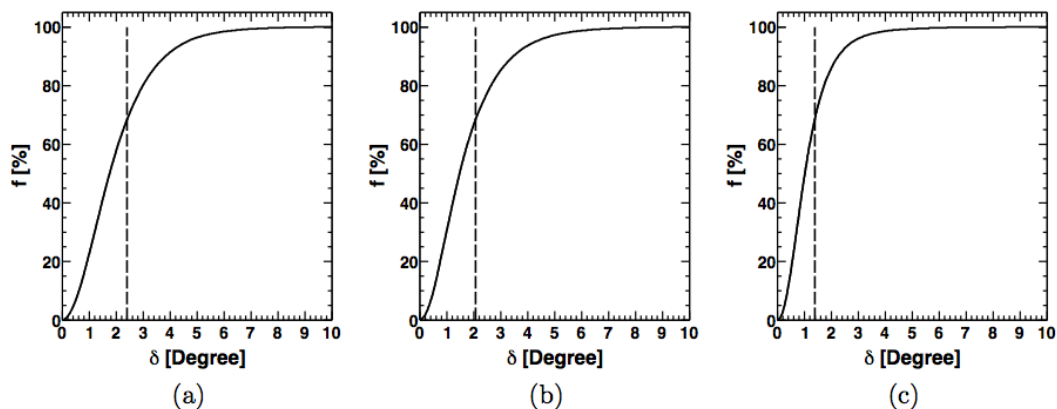


図 5.2 TA 実験の地表検出器の角度分解能。エネルギー領域を 3 つにわけている。((a) $10^{18.00}$ eV - $10^{18.50}$ eV, (b) $10^{18.50}$ eV - $10^{19.00}$ eV, (c) $10^{19.00}$ eV -)。横軸は開き角 δ 、縦軸はイベントの再構成割合である。[34]

また、68 % の信頼区間を用いた時の角度分解能を表 3 に示す。

表 3 エネルギー領域ごとの角度分解能

エネルギー領域 [eV]	角度分解能 [°]
$10^{18.00} - 10^{18.50}$	2.4
$10^{18.50} - 10^{19.00}$	2.1
$10^{19.00} -$	1.4

5.2.2 エネルギー分解能

エネルギー分解能は、入射エネルギーと再構成エネルギーの比分布の root-mean-square(RMS) で決定する [36]。エネルギー比の自然対数を使用して、RMS の見積もり、ヒストグラムの生成を行う。その理由は、対数は再構成の過多、過小を対称的に取り扱ってくれる点で優れているからである。しかし、エネルギー比のヒストグラムは過小再構成イベントの適切な説明になっていないが、より小さな RMS 値とよりよい分解能を得ることが出来る。

E_{REC}/E_{GEN} 分布の自然対数の RMS($\sigma_{\ln E}$) は、エネルギーの分散 σ_E を用いて式 (5.6) として表される。

$$\sigma_E = \exp(\sigma_{\ln E} - 1) \quad (5.6)$$

図 5.3 に 3つのエネルギー領域の TelescopeArray 実験地表検出器のエネルギー分解能を示す。このヒストグラムはモンテカルロのスペクトルセットの統計量を調節し同等のイベント数で集計を行った結果である (実データイベント数の 10 - 40 倍)。 E_{REC}/E_{GEN} 分布の RMS 値と式 5.6 を用いて算出したエネルギー分解能を表 4 に示す。

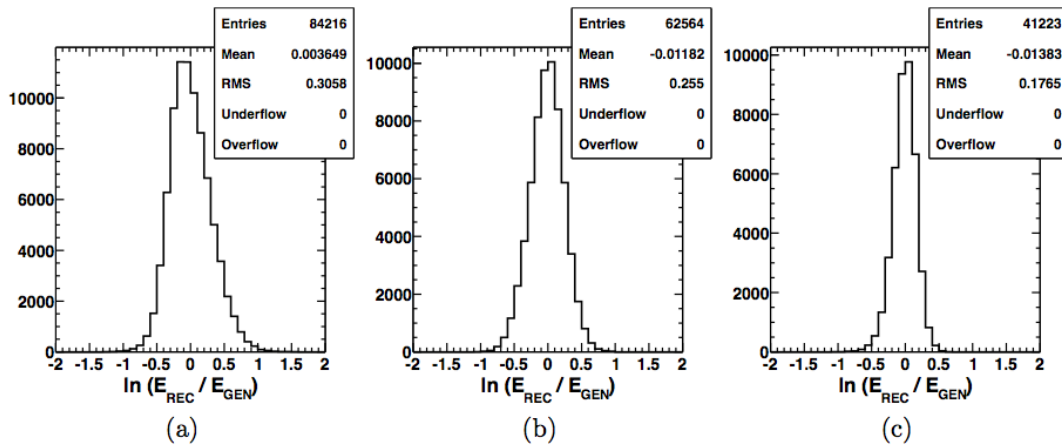


図 5.3 TA 実験の地表検出器のエネルギー分解能。エネルギー領域を 3つにわけている。 ((a) $10^{18.00}$ eV - $10^{18.50}$ eV,(b) $10^{18.50}$ eV - $10^{19.00}$ eV,(c) $10^{19.00}$ eV -)。このヒストグラムは、モンテカルロ生成時のエネルギーで再構成エネルギーを割ったものの自然対数を用いて生成されている。 [34]

表 4 エネルギー領域ごとのエネルギー分解能 [36]

エネルギー領域 [eV]	エネルギー分解能 [%]
$10^{18.00} - 10^{18.50}$	36
$10^{18.50} - 10^{19.00}$	29
$10^{19.00} -$	19

5.2.3 地表検出器再構成エネルギーの系統誤差

地表検出器のモデル依存性を軽減するために図 5.1 から得られたエネルギーを大気蛍光望遠鏡を用いてキャリブレーションされる [36]。キャリブレーションの際には地表検出器、大気蛍光望遠鏡で両方で精度良く再構成されたイベントを使用する。大気蛍光望遠鏡が算出したエネルギーと一致するためには、図 5.1 で算出されたエネルギーに 0.787 を掛ける必要がある。言い換えれば、エネルギー推定のために CORSIKA を用いた地表検出器シミュレーションを実データに適応すると、平均で 27 % 大気蛍光望遠鏡が算出したエネルギーより大きくなると予測される。

$$E_{\text{CORSIKA,SD}} = 1.27 \times E_{\text{FD}} \quad (5.7)$$

図 5.4(a) に同一イベントを大気蛍光望遠鏡 (FD) 及び地表検出器 (SD) で再構成した結果 (エネルギースケールを 1.27 で割り調整後のデータ) を示す。この両対数のプロットから、 $Y = X$ の比例直線の周りの対称性は、イベントのエネルギーが平均的に一致していることを示す。また、図 5.4(b) はエネルギー比のヒストグラムであり、平均的なエネルギーの一致を示している。このヒストグラムの広がり (RMS) は 35 % である。

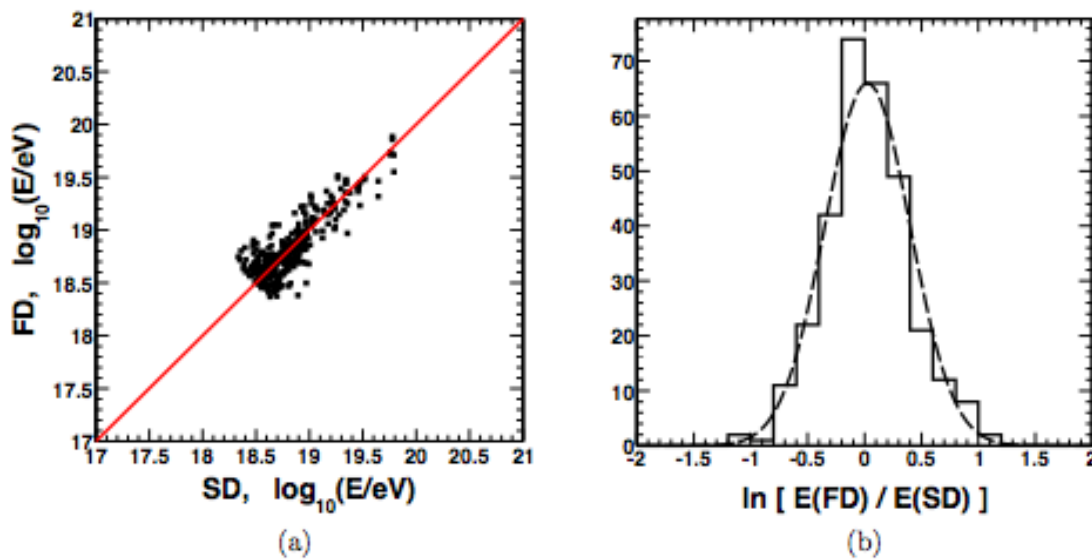


図 5.4 TelescopeArray 実験における地表検出器と大気蛍光検出器の比較プロット。地表検出器と大気蛍光検出器共通で精度良く再構成されたイベントを比較している。比較を行う前に地表検出器のエネルギーは 1.27 で割ることで調整されている。(a) $E_{\text{FD}}-E_{\text{SD}}$ の散布図。赤の実線は $E_{\text{FD}} = E_{\text{SD}}$ の場合を示している。(b) E_{FD} と E_{SD} の比に自然対数をとった時の一次元ヒストグラム。破線はガウス分布でフィットした時の結果である。[34]

5.3 トリガー効率

3.2.1 [地表検出器のデータ収集]にて地表検出器のトリガーについて記述したが、イベントの再構成への影響を以下に記述する [36]。

エネルギーの異なると空気シャワーをトリガーする確率が変化する。その割合を表すパラメータをトリガー効率と呼ぶ。図 5.5 に TelescopeArray 実験の地表検出器のトリガー効率 (横軸:シミュレーション入射粒子のエネルギー) を示す。トリガー効率の集計には CORSIKA による空気シャワーモンテカルロシミュレーションと GEANT4 の検出器応答シミュレーションを用いている。 10^{19} eV 以上の時にトリガー効率は 97 % に達する。不調検出器の影響が 3 % 存在する。

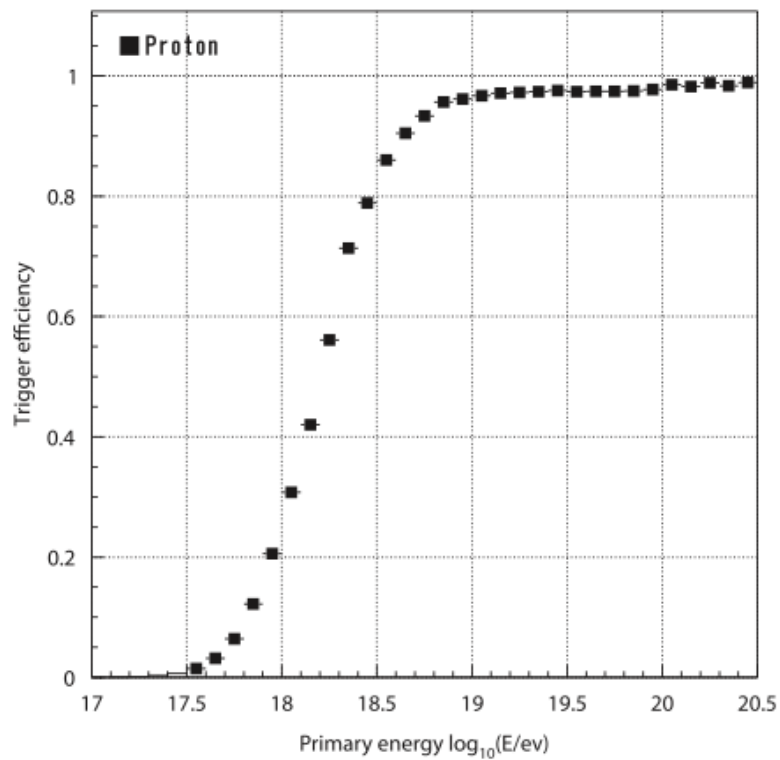


図 5.5 シミュレーション入射粒子エネルギーの関数で表したトリガー効率。集計には CORSIKA と GEANT4 を用いている。[36]

6 横方向分布確率を用いた一次宇宙線化学組成解析

一次宇宙線化学組成解析には大気蛍光望遠鏡を用いて、縦方向発達を観測する方法が現在まで用いられてきた。しかし、大気蛍光望遠鏡の稼働時間は地表粒子検出器の約 10% ほどであり、多くの統計数を得るためには非常に長い時間の測定が必要になる。そこで、本解析では地表検出器を用いて横方向分布確率を Lateral Trigger Probability(以下 LTP) を比較する手法を用いた。本章では LTP の概念及び、LTP の様々なパラメーター依存性、LTP を用いた一次宇宙線化学組成解析の結果について述べる。

6.1 Lateral Trigger Probability

検出器が粒子をトリガーする時にはいくつかの物理的パラメーターが関係するが、それらの例を以下にあげる。

1. 一次宇宙線の質量及びエネルギー
2. 空気シャワーを観測した際に使用された検出器のジオメトリー及び種類
3. 空気シャワーを観測した検出器のトリガー状態
4. 空気シャワーのジオメトリーの検出器に対する天頂角及びポジション

上記のパラメーター依存性を統一化するために Lateral Trigger Probability Function $LTP_{A,E,\theta,T_r}(r,\phi)$ を空気シャワーに対するトリガー率として定義した (式 6.1)。

$$LTP_{A,E,\theta,T_r}(r,\phi) = \frac{N_{Trigger}}{N_{Trigger} + N_{noTrigger}} \quad (6.1)$$

ここで E は一次宇宙線のエネルギー、A は一次宇宙線の質量、 θ は天頂角、 T_r は使用した検出器のトリガー状態、 r と ϕ は空気シャワーのコアを中心とした時の動径座標のパラメーター、 $N_{Trigger}$ は r 内に含まれる粒子をトリガーした地表検出器の台数、 $N_{noTrigger}$ は粒子をトリガーしなかった検出器の台数である。本解析では検出器のトリガー状態 T_r は地表検出器の Level-0 トリガーを使用している。また、方位角 ϕ は天頂角 $\sim 0^\circ$ 付近のイベントを解析に用いることで ϕ 依存性を考慮せずに解析を進めていく。

6.1.1 LTP 集計例

この例では、格子状に並べられた地表検出器の中央に空気シャワーのコアが存在した場合を表している。表5に距離1 km、2 km、3 kmそれぞれの $N_{Trigger}$ 、 $N_{noTrigger}$ 、LTP の値をまとめた。

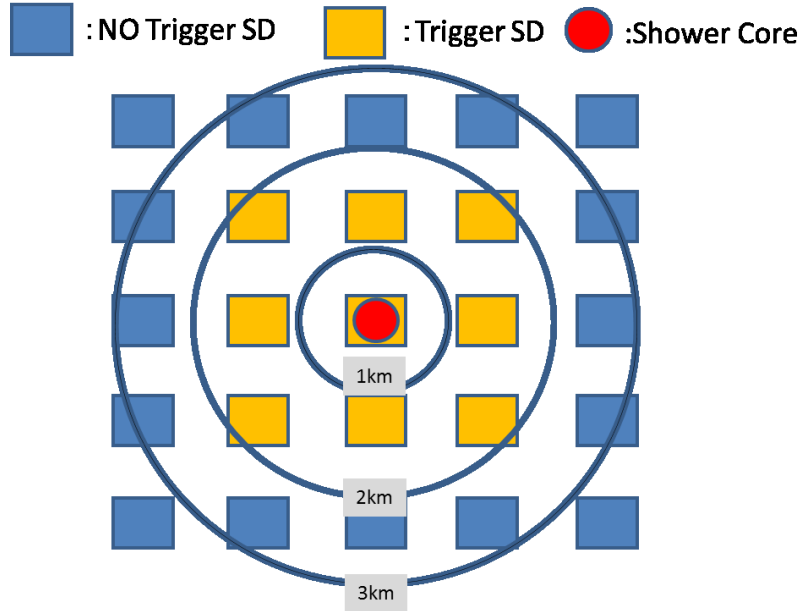


図 6.1 LTP 計算例の図。本例ではシャワーコアが中央の SD にある場合である。

距離 r [km]	$N_{Trigger}$	$N_{noTrigger}$	LTP
1	1	1	1
2	9	9	1
3	9	12	0.47

表5 6.1 の場合での、半径 1km,2km,3km 内に含まれる $N_{Trigger}$ 、 $N_{noTrigger}$ 、LTP の値

表5の値を式6.1に代入すると、LTPを計算することができる。以下の式6.2、式6.3、式6.4は代入例である。

$$LTP(1km) = \frac{1}{1+0} = 1 \tag{6.2}$$

$$LTP(2km) = \frac{9}{9+0} = 1 \tag{6.3}$$

$$LTP(3km) = \frac{9}{9+12} = 0.47 \tag{6.4}$$

6.1.2 LTP 一次宇宙線化学組成依存性

一次宇宙線の化学組成が異なるときは最大発達深さ (X_{max}) に違いが生じる。例えば、一次宇宙線の核種が鉄と陽子では約 100 g/cm^2 の最大発達深さの違いが観測される。その結果として地表での粒子到達面積に差が生じる。その面積差を地表検出器による LTP を用いて測定し、解析を行う。図 6.2 に本解析において一次宇宙線化学組成解析の概念図を示す。

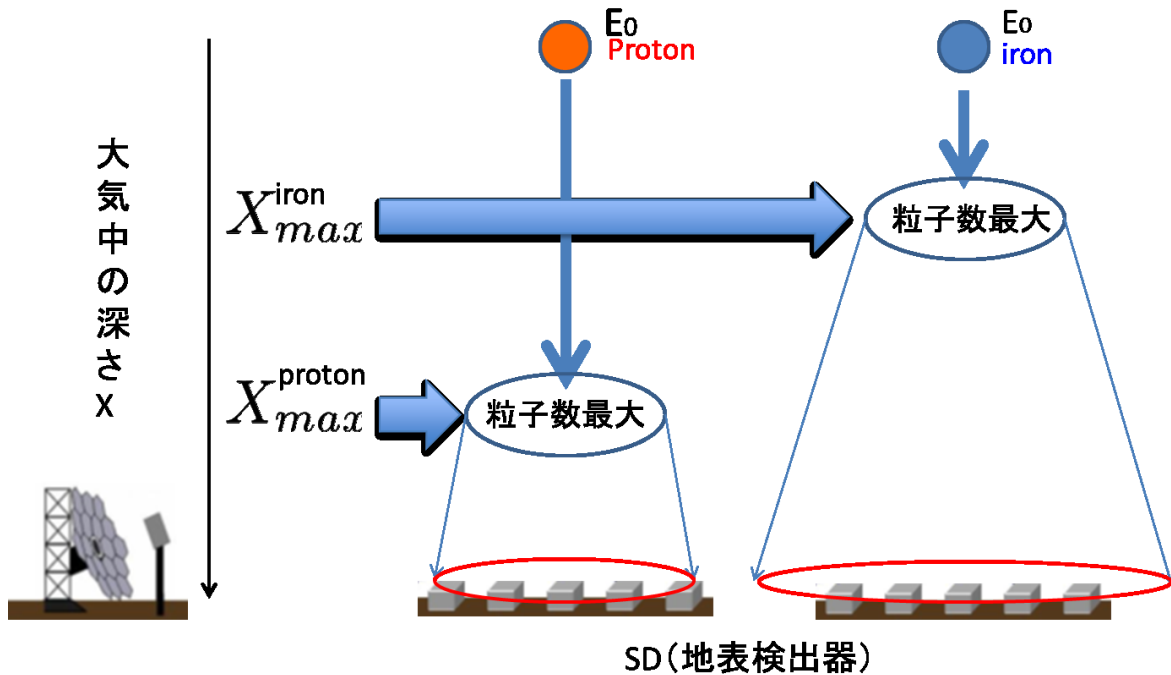


図 6.2 Lateral Trigger Probability の概念図。図の赤丸は粒子の到来面積を表しており、一次宇宙線核種が鉄、陽子で粒子到来面積が異なる。

異なる一次宇宙線核種での LTP の差異を確認するために、空気シャワーシミュレーションを用いて LTP の集計を行った。その結果を図 6.3 に示す。図 6.3 の空気シャワーシミュレーション生成の際には、一次宇宙線核種に陽子及び鉄を用い、初期のエネルギーを 10^{19} eV に固定、天頂角 $0^\circ - 30^\circ$ で一様な入射方向分布で変化させた。LTP 値はイベントの平均である。図 6.3 の結果から一次宇宙線核種を鉄、陽子で比較した場合、各エネルギー領域の全ての距離において、式 6.5 が成り立つことが確認でき、 LTP_{Iron} と LTP_{Proton} の差は最大で約 0.03 であることが示された。

$$LTP_{Iron} \geq LTP_{Proton} \quad (6.5)$$

また上記の例ではシャワーコアからの距離が 1500 m 近辺から LTP の値が減少し始める。それと同時に鉄と陽子での LTP に違いが現れ始める。しかし一次宇宙線のエネルギーが大きければ、LTP の値も変化するので 1500 m という値にエネルギー依存性があるかを確認する必要がある。

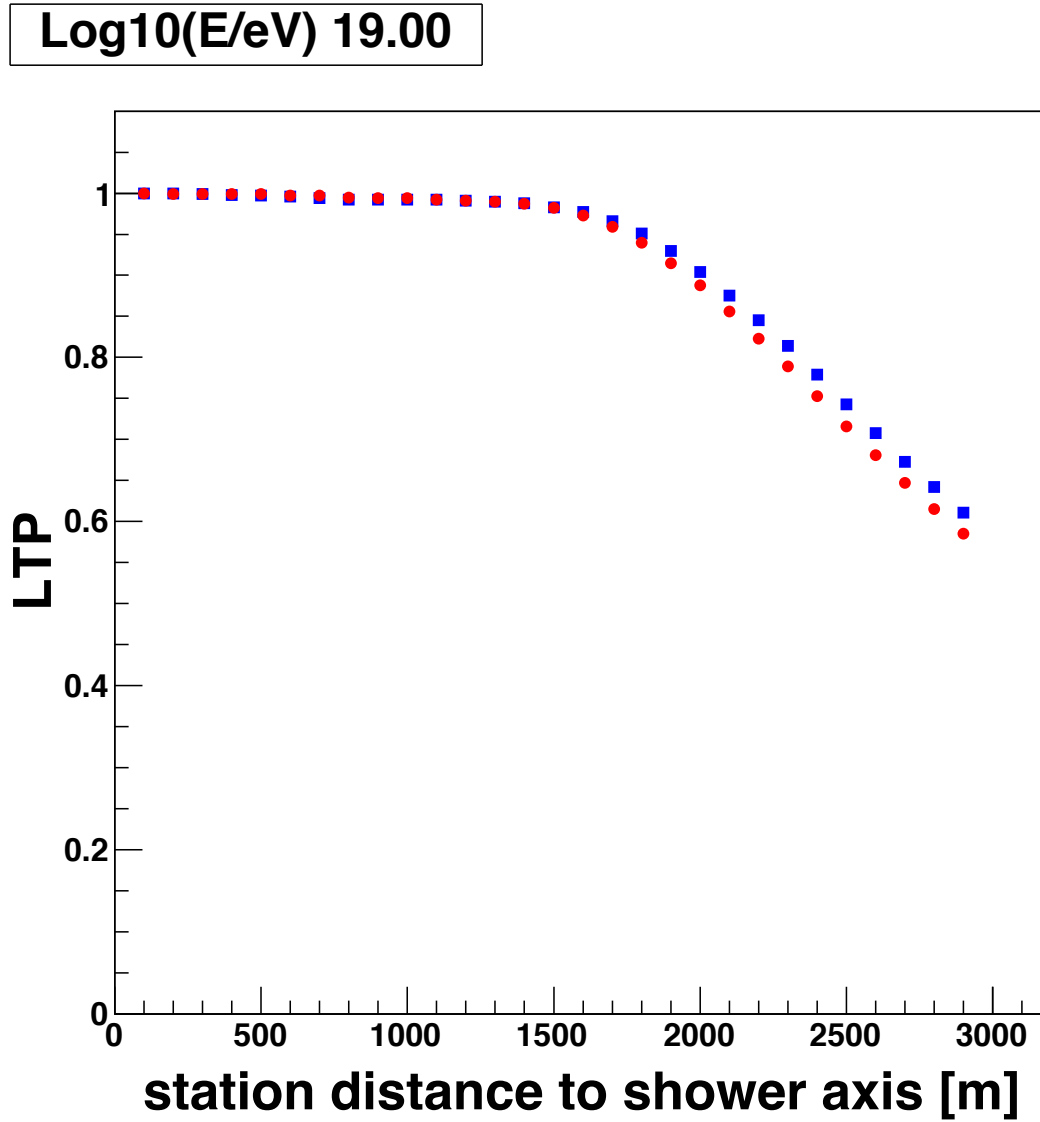


図 6.3 空気シャワーシミュレーションを陽子、鉄で生成した LTP の集計し、横軸を距離 (m)、縦軸は LTP でプロットした結果である。青いプロットは鉄、赤いプロットは陽子を示している。LTP の集計は 100 m ごとに行った。

6.1.3 LTP 一次宇宙線エネルギー依存性

LTP のエネルギー依存性を確認するために、一次宇宙線初期エネルギーを 10^{18} eV - 10^{20} eV の領域で 8 分割し LTP の集計を行った結果を図 6.4 に示す。集計の際には再構成後のエネルギーを用いた。

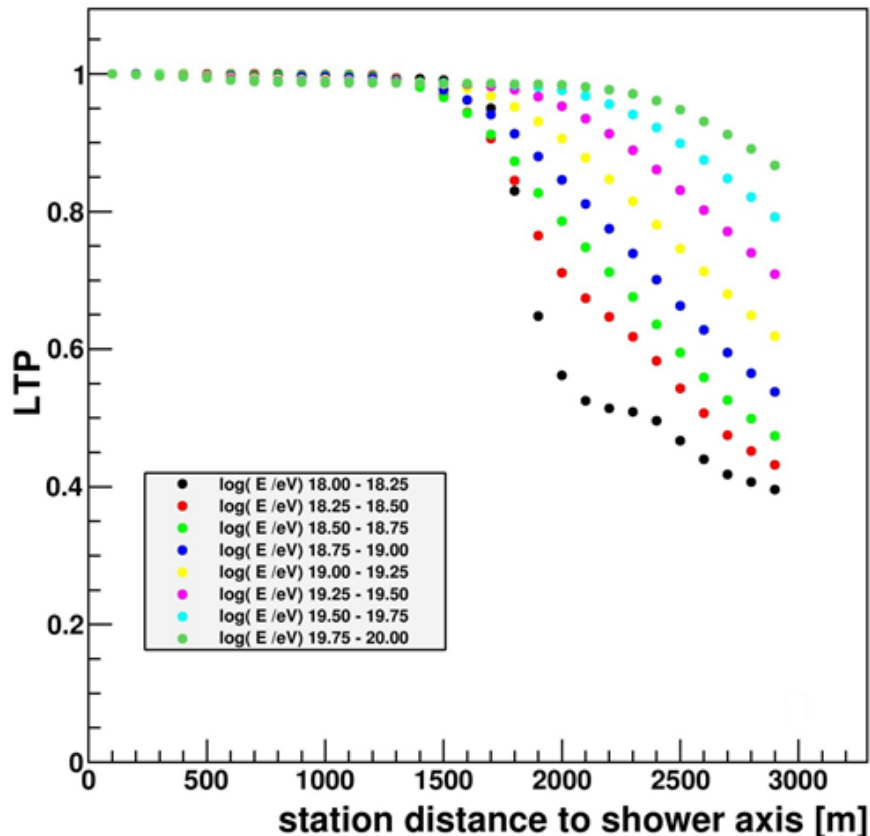


図 6.4 宇宙線一次粒子は陽子としてシミュレーションした時の LTP のエネルギー依存性。一次宇宙線初期エネルギーが大きい程 LTP の値は常に高い値を保つ事がわかる。また、全てのエネルギー領域において LTP の値に違い現れ始めるのはコアからの距離が 1500 m より遠方であることがわかる。

図 6.4 は、コアからの距離が同じ場合の LTP 値は一次宇宙線エネルギー増加に伴い大きくなることを示している。その原因は、一次宇宙線初期エネルギーが大きい程二次宇宙線として生成される粒子数は大きくなり地表で粒子が検出される数が多くなるためである。また全てのエネルギー領域において LTP の値に違いが現れはじめるのは、コアからの距離が 1500 m より遠方である。

6.2 空気シャワーイベント

本解析には 2008 年 5 月 11 日- 2013 年 7 月 11 日までの 5 年間のデータを使用している。上記の期間中に 10^{18} eV - 10^{20} eV のエネルギー領域、天頂角 $0 - 30^\circ$ で、2820 の空気シャワーイベントを再構成することができた。表 6 にエネルギー領域ごとのイベント数を示す。また、全体の到来分布を図 6.5 に表す。また観測サイト内のコアの分布を図 6.6 に示す。本解析では LTP(~ 3000 m) までを使用する。そのため、コアから 3000 m 以内に地表検出器が最大数含まれるように、端の検出器から 3km 以上離れているイベントのみを弁別した。

表 6 エネルギー領域ごとの空気シャワーイベント数 (天頂角 $0 - 30^\circ$)

エネルギー領域 [eV]	イベント数
$10^{18.00} - 10^{18.25}$	364
$10^{18.25} - 10^{18.50}$	530
$10^{18.50} - 10^{18.75}$	742
$10^{18.75} - 10^{19.00}$	588
$10^{19.00} - 10^{19.25}$	374
$10^{19.25} - 10^{19.50}$	147
$10^{19.50} - 10^{19.75}$	54
$10^{19.75} - 10^{20.00}$	21
$10^{18.00} - 10^{20.00}$	2820

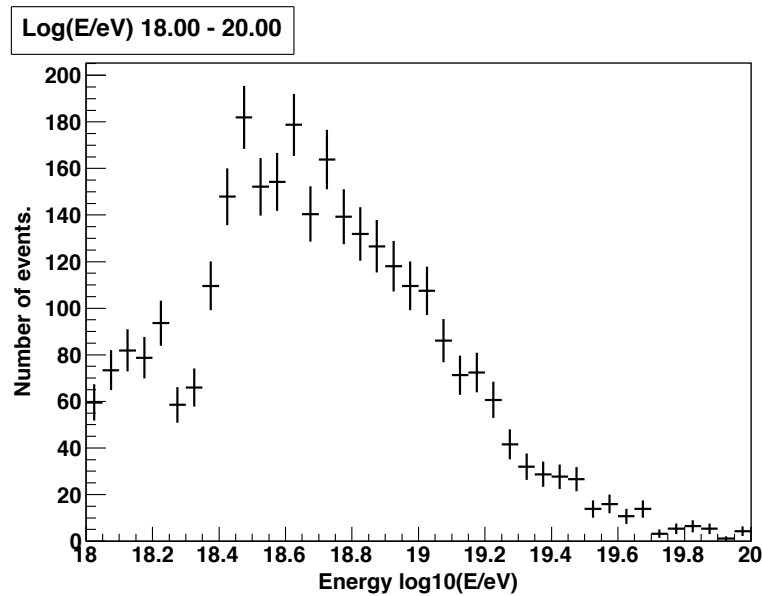


図 6.5 表 (6) のエネルギー到来分布。 $10^{18.00}$ eV- $10^{20.00}$ eV のエネルギー領域。

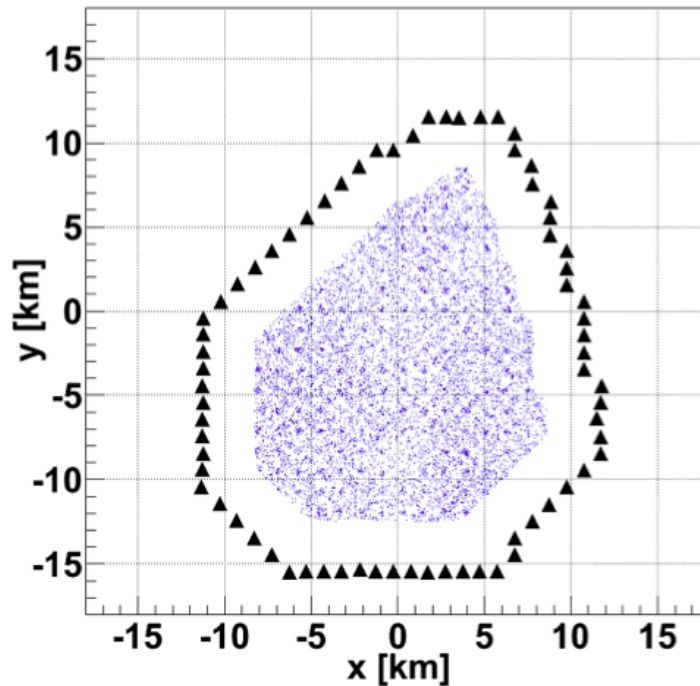


図 6.6 TelescopeArray のサイト内イベントの分布。▲はサイト内の端の地表検出器、青い点はイベントのコア位置を表す。

表 (6) の空気シャワーイベントとシミュレーションを比較する前にコア位置の分布及び、天頂角の分布を評価する。

6.3 空気シャワーイベント分布

TA 実験で観測された空気シャワーイベント再構成結果とシミュレーションの再構成結果の様々なパラメーターの分布を比較することは、シミュレーションの再現性を確認するために重要である。例えば、コアから再起隣接地表検出器までの距離の分布を比較することは、特に重要である。その理由は TelescopeArray 実験では地表検出器は 1.2km という広い間隔の格子状に配置されているため、シャワーコアの分布が LTP 値に影響してしまうからである。ここではイベント分布、特にコア位置、天頂角に注目し、その結果を記述する。

6.3.1 空気シャワーイベントコア位置

空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布を実データとシミュレーションの比較を図 6.7 - 図 6.14 に示す。図 6.7 - 図 6.14 の縦軸は実データ数で規格化されたイベント数、横軸はシャワーコアから最隣接地表検出器までの距離である。プロットの青は鉄、赤は陽子、黒は実データを表している。

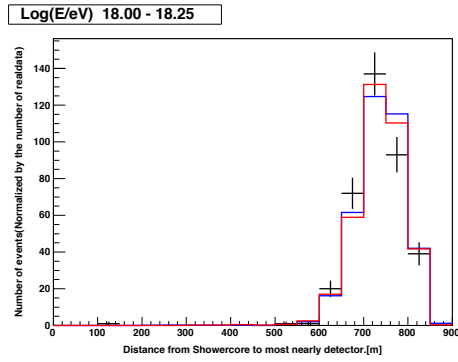


図 6.7 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{18.00}$ eV - $10^{18.25}$ eV のエネルギー領域。

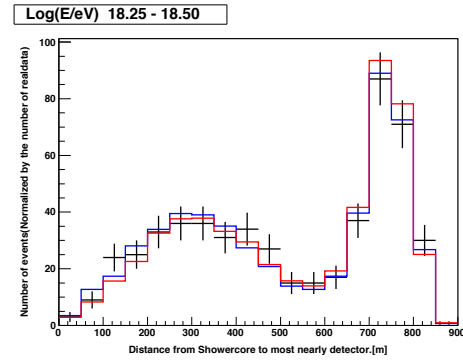


図 6.8 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{18.25}$ eV - $10^{18.50}$ eV のエネルギー領域。

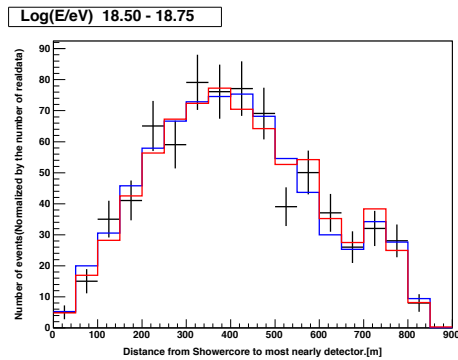


図 6.9 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{18.50}$ eV - $10^{18.75}$ eV のエネルギー領域。

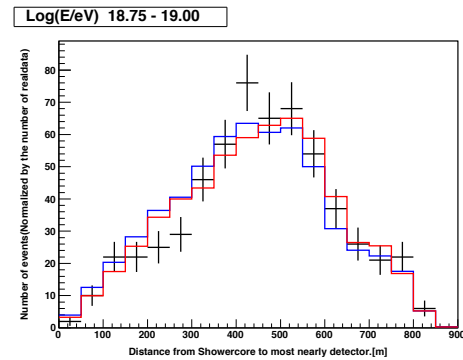


図 6.10 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{18.75}$ eV - $10^{19.00}$ eV のエネルギー領域。

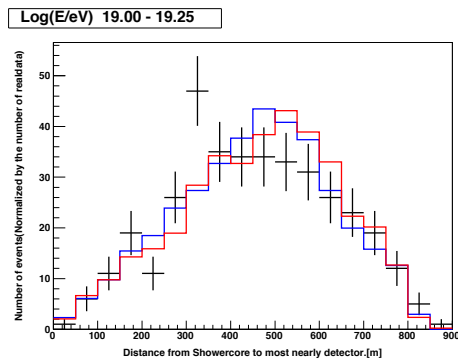


図 6.11 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{19.00}$ eV - $10^{19.25}$ eV のエネルギー領域。

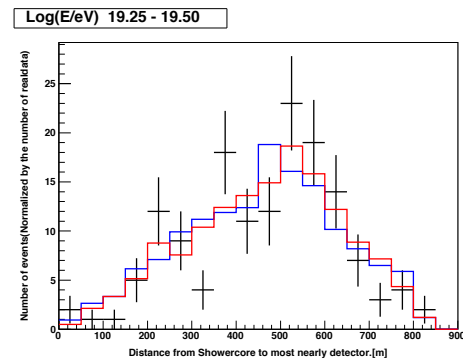


図 6.12 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。

$10^{19.25}$ eV - $10^{19.50}$ eV のエネルギー領域。

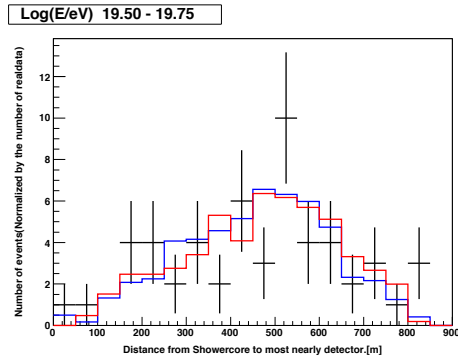


図 6.13 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.50}$ eV - $10^{19.75}$ eV のエネルギー領域。

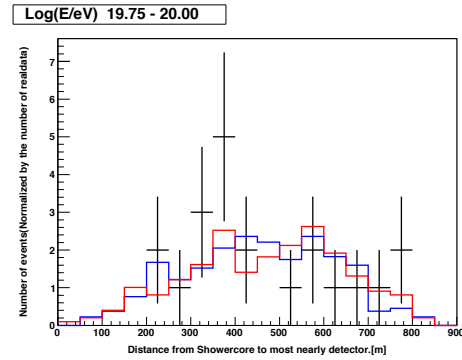


図 6.14 空気シャワーイベントのコアから最隣接地表検出器までの距離分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.75}$ eV - $10^{20.00}$ eV のエネルギー領域。

最隣接地表検出器距離の分布の各エネルギー領域での χ^2 を表 7 に示す。比較は陽子と実データで行った。

表 7 最隣接地表検出器距離分布のエネルギー領域ごとの χ^2

エネルギー領域 [eV]	$10^{18.00} - 10^{18.25}$	$10^{18.25} - 10^{18.50}$	$10^{18.50} - 10^{18.75}$	$10^{18.75} - 10^{19.00}$
χ^2 (自由度)	12.46(19)	14.99(19)	29.34(19)	23.99(19)
エネルギー領域 [eV]	$10^{19.00} - 10^{19.25}$	$10^{19.25} - 10^{19.50}$	$10^{19.50} - 10^{19.75}$	$10^{19.75} - 10^{20.00}$
χ^2 (自由度)	38.53(19)	22.24(19)	25.77(19)	14.86(19)

6.3.2 天頂角

同様に空気シャワーイベント天頂角の分布を実データとシミュレーションで比較した結果を図 6.15-図 6.22 に示す。

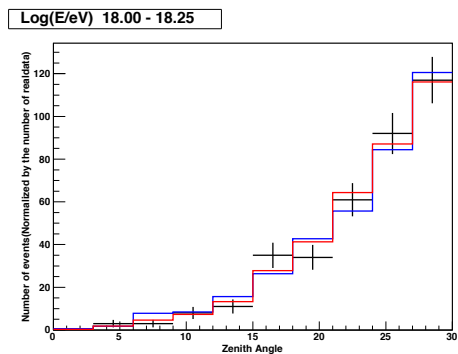


図 6.15 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{18.00}$ eV - $10^{18.25}$ eV のエネルギー領域。

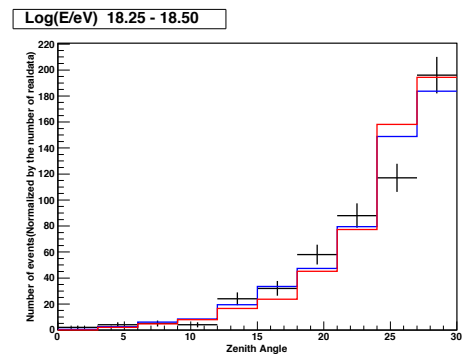


図 6.16 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{18.25}$ eV - $10^{18.50}$ eV のエネルギー領域。

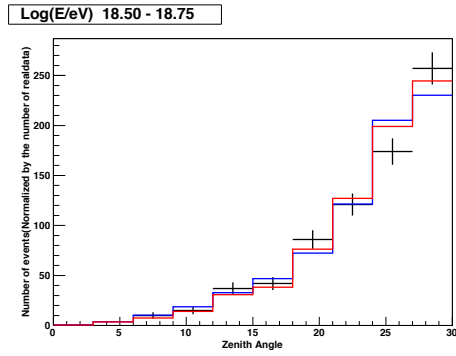


図 6.17 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{18.50}$ eV - $10^{18.75}$ eV のエネルギー領域。

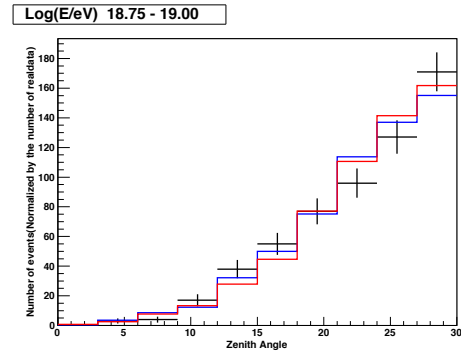


図 6.18 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{18.75}$ eV - $10^{19.00}$ eV のエネルギー領域。

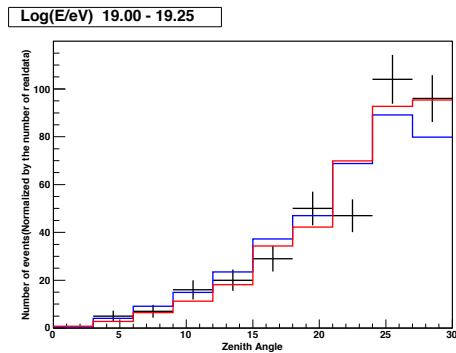


図 6.19 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.00}$ eV - $10^{19.25}$ eV のエネルギー領域。

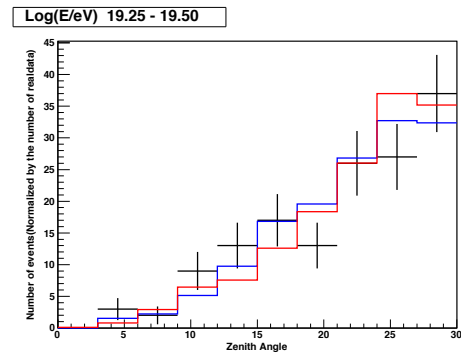


図 6.20 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.25}$ eV - $10^{19.50}$ eV のエネルギー領域。

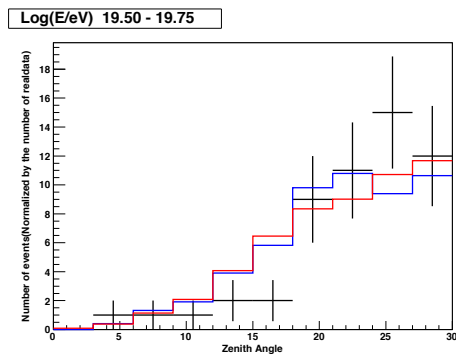


図 6.21 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.50}$ eV - $10^{19.75}$ eV のエネルギー領域。

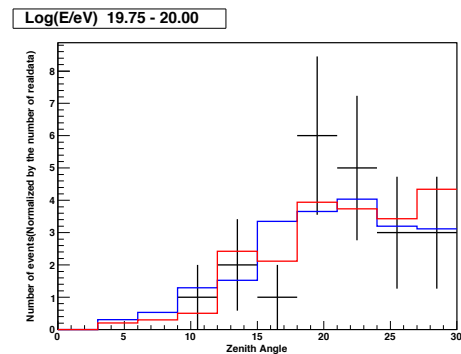


図 6.22 空気シャワーイベント天頂角分布の実データとシミュレーションの比較図。
 $10^{19.75}$ eV - $10^{20.00}$ eV のエネルギー領域。

天頂角分布の各エネルギー領域での χ^2 を表 8 に示す。比較は陽子と実データで行った。

表 8 天頂角分布のエネルギー領域ごとの χ^2

エネルギー領域 [eV]	$10^{18.00} - 10^{18.25}$	$10^{18.25} - 10^{18.50}$	$10^{18.50} - 10^{18.75}$	$10^{18.75} - 10^{19.00}$
χ^2 (自由度)	5.69(9)	25.87(9)	11.53(9)	13.59(9)
エネルギー領域 [eV]	$10^{19.00} - 10^{19.25}$	$10^{19.25} - 10^{19.50}$	$10^{19.50} - 10^{19.75}$	$10^{19.75} - 10^{20.00}$
χ^2 (自由度)	15.86(9)	17.16(9)	8.02(9)	3.64(9)

6.4 一次宇宙線化学組成解析-再構成エネルギーによる集計

6.4.1 LTP - 鉄、陽子、実データ比較結果

LTP(r) を鉄、陽子、実データそれぞれで集計した結果を図 6.23 - 図 6.30 に示す。集計範囲は天頂角 $0^\circ - 30^\circ$ 、エネルギー $10^{18.00} \text{ eV} - 10^{20.00} \text{ eV}$ 。シミュレーションの再構成エネルギー (E_{REC}) を基にした結果である。天頂角を $0^\circ - 30^\circ$ に限定した理由は LTP の天頂角依存性をできるだけ含まないようにするためである。

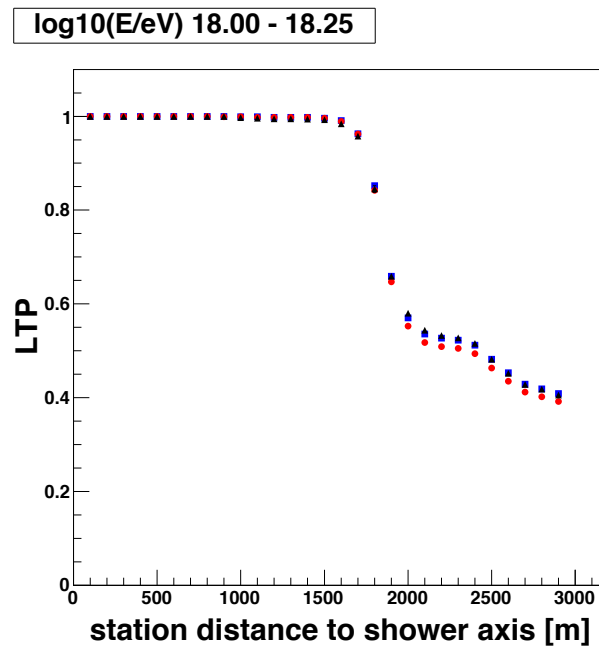


図 6.23 $10^{18.00} \text{ eV} - 10^{18.25} \text{ eV}$ 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データ。

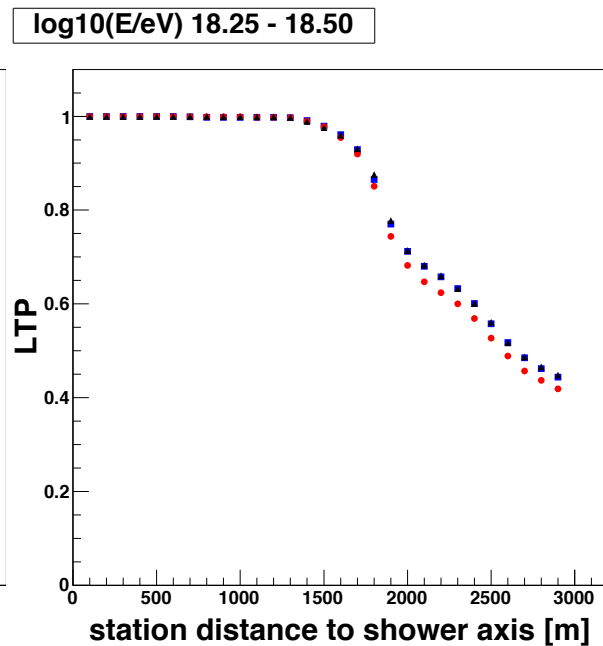


図 6.24 $10^{18.25} \text{ eV} - 10^{18.50} \text{ eV}$ 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データである。

log10(E/eV) 18.50 - 18.75

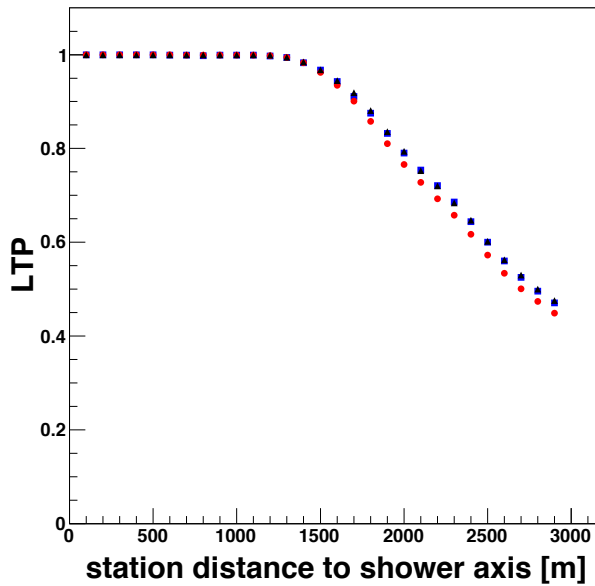


図 6.25 $10^{18.50}$ eV - $10^{18.75}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データ。

log10(E/eV) 18.75 - 19.00

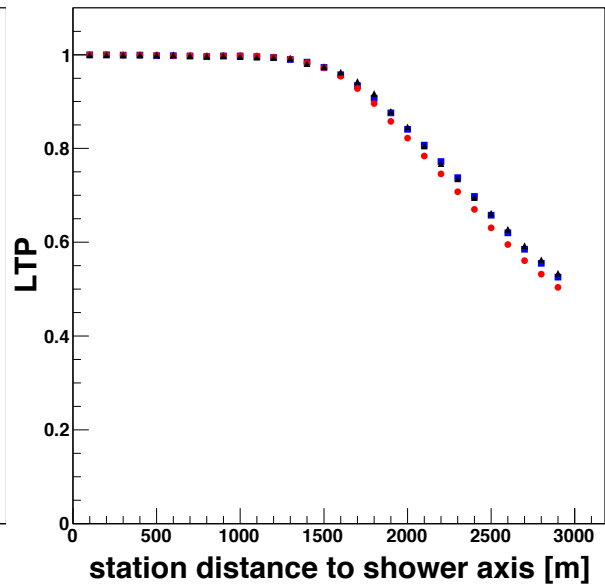


図 6.26 $10^{18.75}$ eV - $10^{19.00}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データである。

log10(E/eV) 19.00 - 19.25

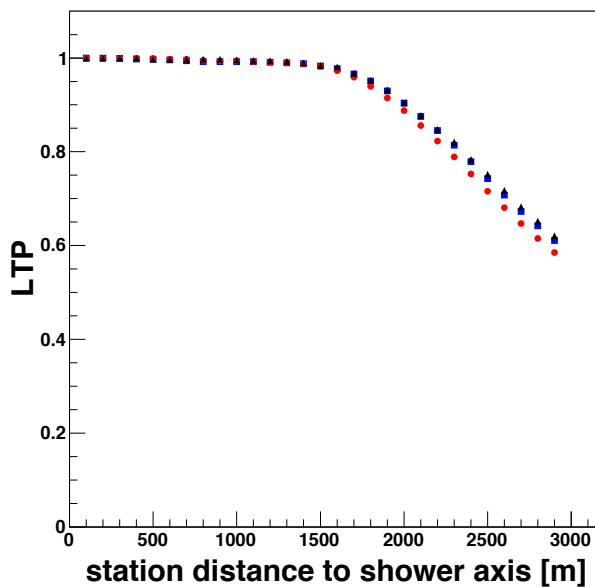


図 6.27 $10^{19.00}$ eV - $10^{19.25}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データ。

log10(E/eV) 19.25 - 19.50

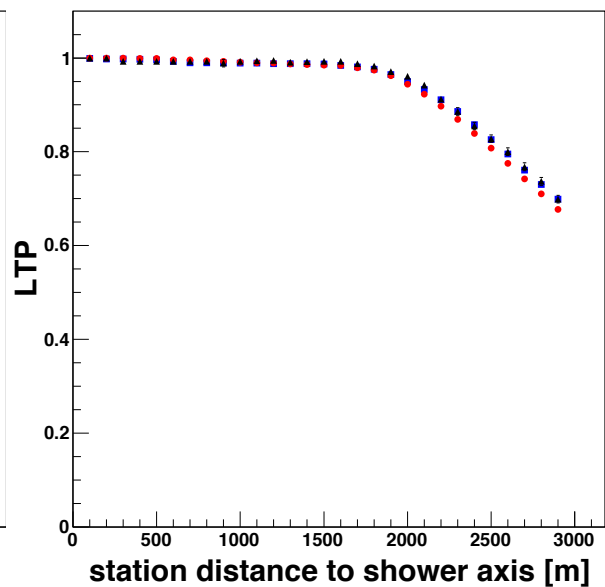


図 6.28 $10^{19.25}$ eV - $10^{19.50}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データである。

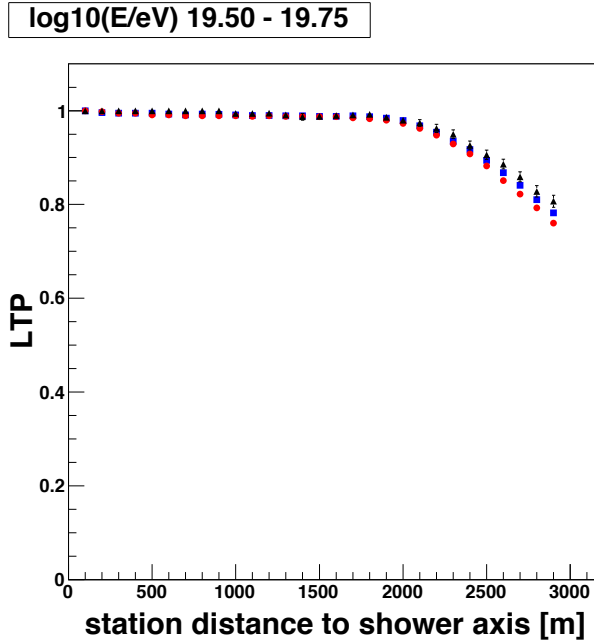


図 6.29 $10^{19.50}$ eV - $10^{19.75}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データ。

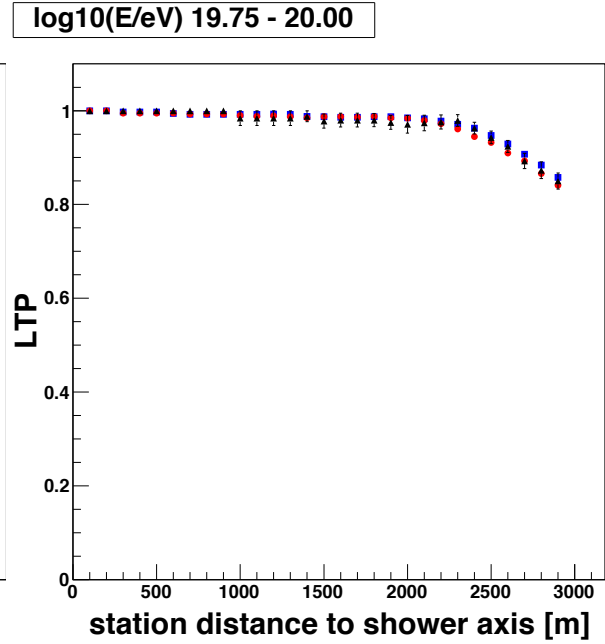


図 6.30 $10^{19.75}$ eV - $10^{20.00}$ eV 領域の実データ LTP とシミュレーション LTP 集計結果。横軸はコアからの距離、縦軸は LTP である。青色は鉄、赤色は陽子、黒は実データである。

6.4.2 一次宇宙線化学組成

一次宇宙線化学組成を評価するパラメーターとして、 S_{LTP} (式 6.31) を導入する。

$$S_{LTP} = \sum_{r=1500m}^{3000m} LTP(r) \quad (6.6)$$

ここで足し始めの距離を 1500 m としている理由は、1500 m 近傍から LTP の値が減少し始め、化学組成による LTP の差が現れ始めるからである。図 6.31 に S_{LTP} の集計結果を示す。図 6.31 は縦軸が S_{LTP} 、横軸がエネルギーである。

図 6.31 の結果から、 $10^{18.00}$ eV - $10^{19.75}$ eV の領域で実データ S_{LTP} は、鉄 S_{LTP} よりも大きな値を取ることが解る。従って、 $10^{18.00}$ eV - $10^{19.75}$ eV 領域において S_{LTP} を用いて化学組成を判別した場合、鉄より重い化学組成を示す。鉄より重い化学組成を示した理由として考えられるのは、第 5 章で示した空気シャワーシミュレーション再現性の低さ、再構成プログラムが影響していると考えられる。

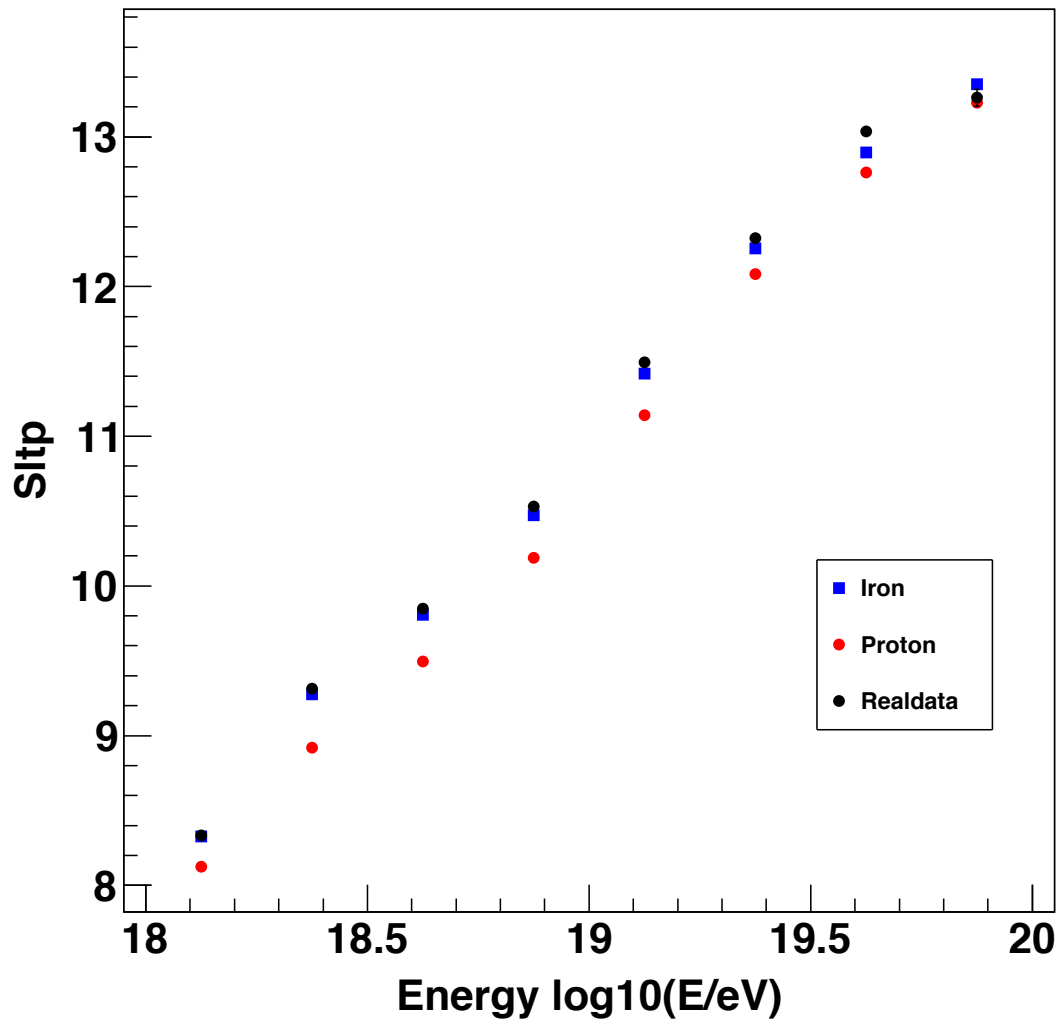


図 6.31 陽子、鉄、実データの S_{LTP} 集計結果。縦軸は S_{LTP} 、横軸エネルギーである。実データ S_{LTP} は鉄よりも大きな値である。

6.4.3 一次宇宙線化学組成の推移

S_{LTP} を用いて化学組成の解析を行うことは、エネルギースケールの問題で出来なかった。そこで本節では、化学組成推移の解析を行う。化学組成推移を評価するために $R_{S_{LTP}}$ (式 6.7) を導入する。

$$R_{S_{LTP}} = \frac{S_{LTP_{real}} - S_{LTP_{proton}}}{S_{LTP_{iron}} - S_{LTP_{proton}}} \quad (6.7)$$

式 6.7 は陽子 LTP を基準、鉄 LTP を最大と考えた時に、実データがどの程度鉄に近い組成を持つかを表している。各エネルギー領域での $R_{S_{LTP}}$ を表 9 に示す。

表 9 エネルギー領域ごとの $R_{S_{LTP}}$ (式 6.7)

エネルギー領域 [eV]	$R_{S_{LTP}}$
$10^{18.00} - 10^{18.25}$	1.04 ± 0.09
$10^{18.25} - 10^{18.50}$	1.11 ± 0.05
$10^{18.50} - 10^{18.75}$	1.13 ± 0.05
$10^{18.75} - 10^{19.00}$	1.20 ± 0.06
$10^{19.00} - 10^{19.25}$	1.27 ± 0.07
$10^{19.25} - 10^{19.50}$	1.39 ± 0.14
$10^{19.50} - 10^{19.75}$	2.06 ± 0.24
$10^{19.75} - 10^{20.00}$	0.26 ± 0.46

表9のプロットした結果を図6.32に示す。横軸はエネルギー、縦軸は R_{SLTP} である。また直線($Y = p_0X + p_1$)にてフィットした結果も同一の図に記載した。

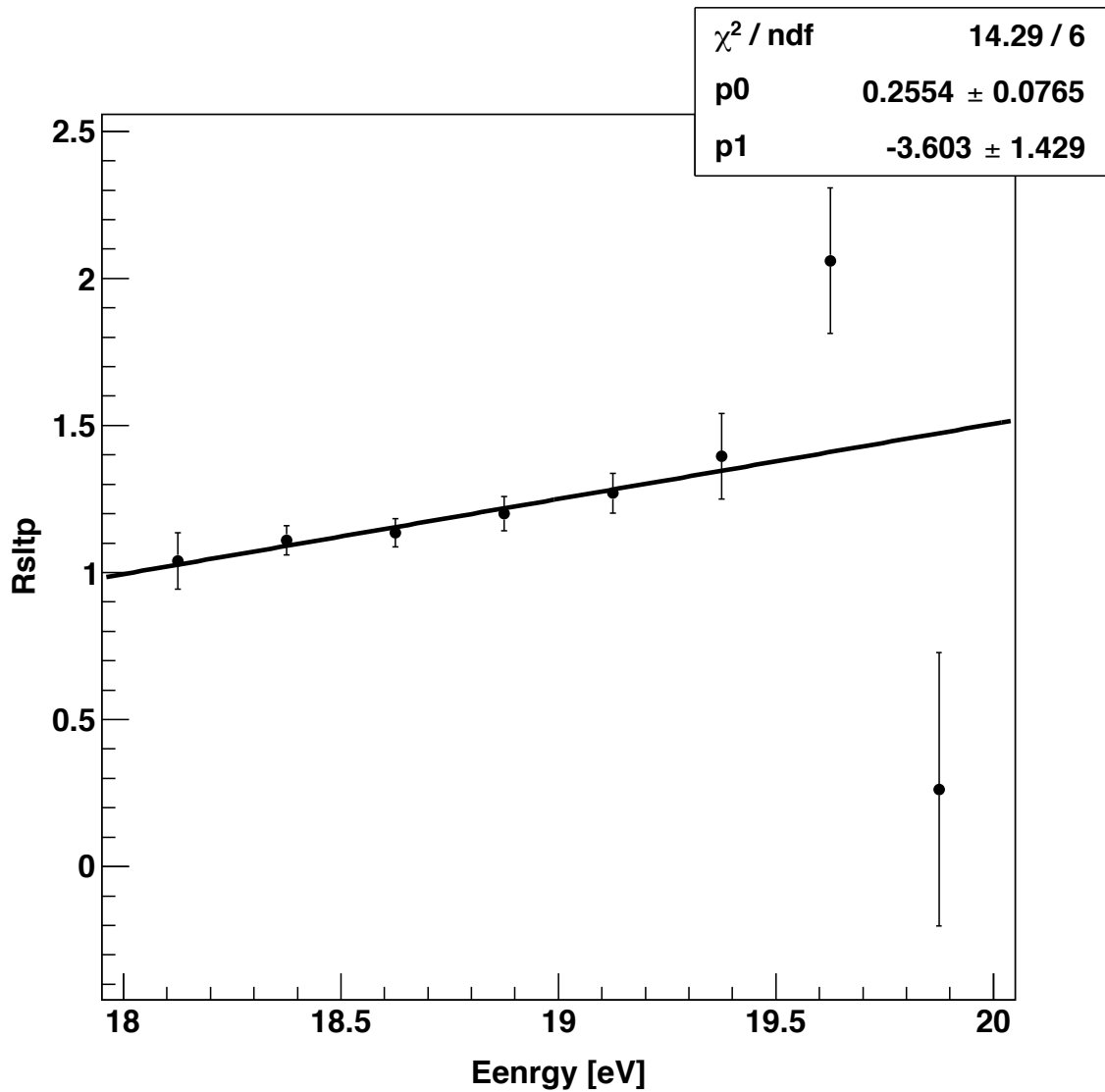


図6.32 R_{SLTP} をエネルギー領域 (10^{18} eV - 10^{20} eV を8分割) ごとにプロットした結果。近似曲線は $Y=p_0X+p_1$ としてエラーバーを考慮して近似している。

エラーバーを考慮した $Y=p_0X+p_1$ 近似直線の傾き及び切片は、 $p_0=0.255 \pm 0.007$ 、 $p_1= -3.6 \pm 1.4$ となった。つまり、化学組成変遷はエネルギー増加に伴って、重い組成に推移していることがわかる。

6.4.4 化学組成推移の評価

化学組成の推移の評価にあたり、モンテカルロと実観測の違いを考える。実データでは 6.33 に示すように LTP 値は季節によって違いがあることがわかる。その結果、 S_{LTP} にも季節依存性が存在する。その値は 0.36 ± 0.02 である。季節による LTP 値の差異が生じる原因は大気の影響がモンテカルロシミュレーションに含まれていないことである。(シミュレーションの単純化のために一定の大気状態を使用している) 上記の S_{LTP} 値の変動幅を単純化されたモンテカルロによる系統誤差として考慮する。

Season plot

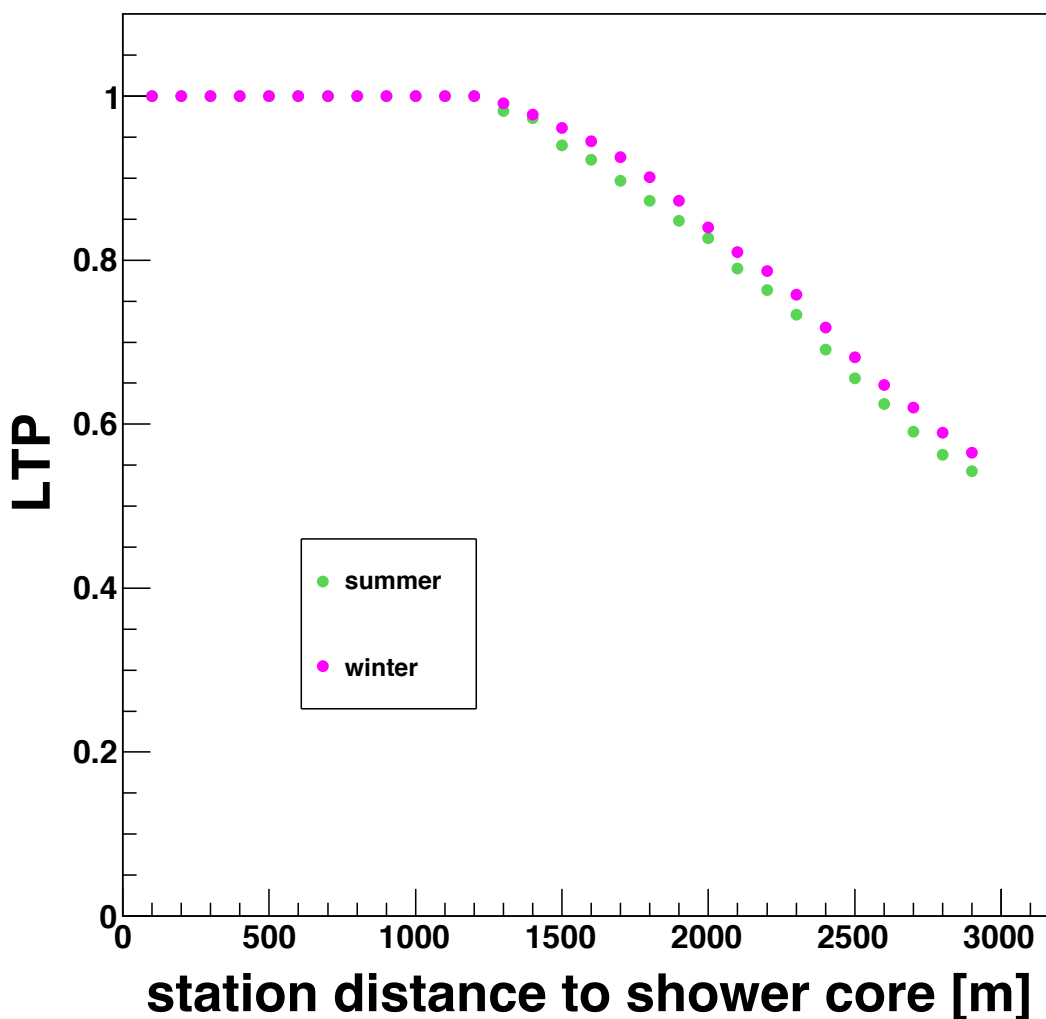


図 6.33 LTP 値の季節依存性。

ここで陽子の S_{LTP} 値一律に系統後差分上下に動かした場合の $R_{S_{LTP}}$ を計算し、推移が無い場合の傾きの最大値と、最小値を求めた。更に観測から得られた $R_{S_{LTP}}$ も同様にプロットした結果が 6.34 である。

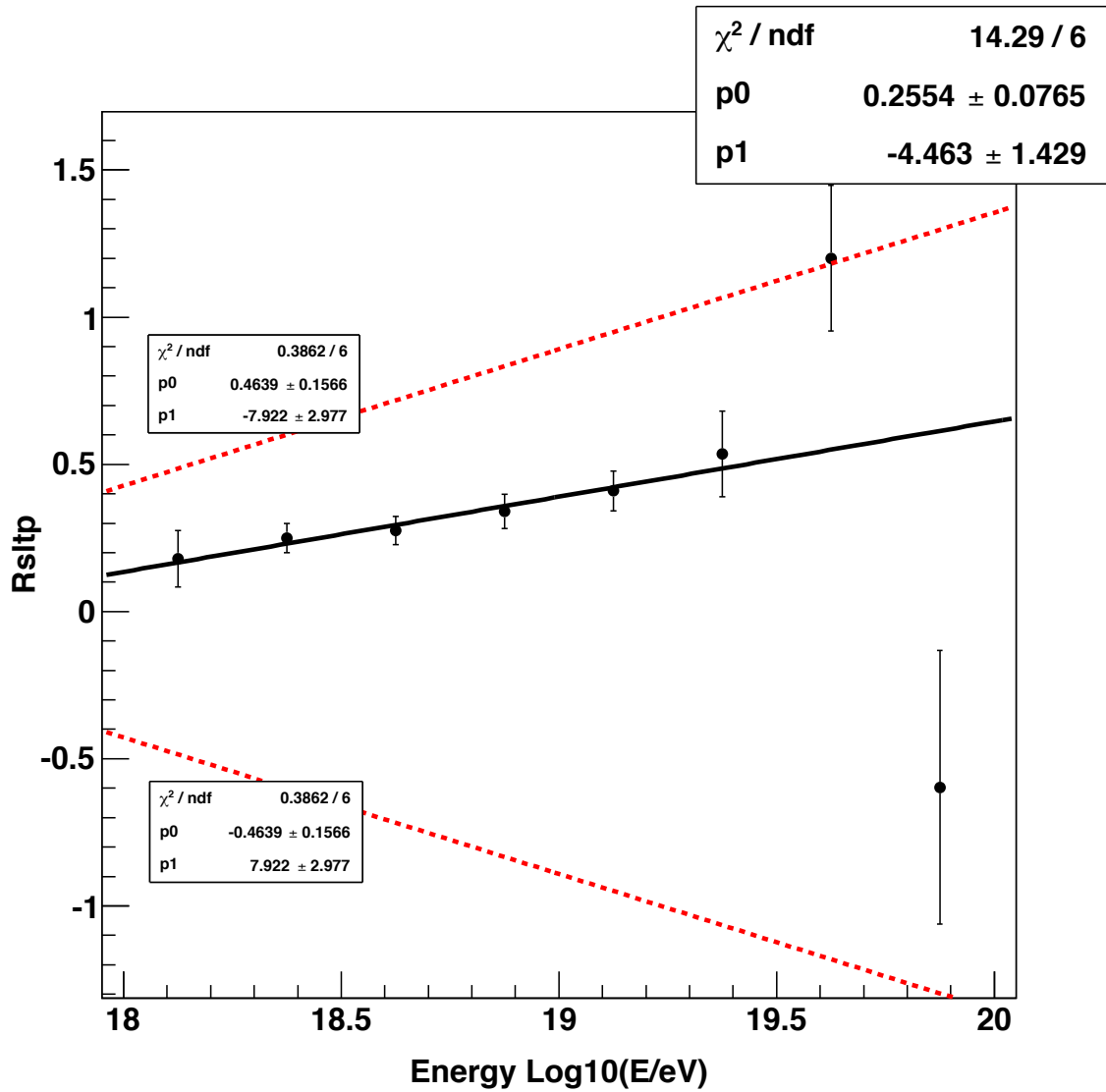


図 6.34 季節による LTP 値変化をモンテカルロの系統誤差と考え、その系統誤差によって生じる傾きの最大値、最小値を求めた。観測データと比較を行った結果。

6.34 の結果から、実データでの傾き 0.26 は、系統誤差の範囲内であるため、優位な推移とは言えないことがわかった。

7 結論

地表検出器を用いて一次宇宙線の化学組成を解析するためのパラメーター Lateral Trigger Probability(LTP) を導入し (式 6.1) 空気シャワーシミュレーション及び地表検出器応答シミュレーションを用いて、LTP の化学組成依存性、エネルギー依存性を調べた。

LTP のエネルギー依存性は図 6.4 から 1500m 以降から LTP 値が減少することが確認できた。また LTP 値が 0.9 を下回る距離をエネルギー領域ごとにまとめた。(表 10)

表 10 LTP エネルギー依存性

エネルギー領域 [eV]	LTP \leq 0.9 となる距離 [m]
$10^{18.00} - 10^{18.25}$	1800
$10^{18.25} - 10^{18.50}$	1800
$10^{18.50} - 10^{18.75}$	1800
$10^{18.75} - 10^{19.00}$	1900
$10^{19.00} - 10^{19.25}$	2000
$10^{19.25} - 10^{19.50}$	2300
$10^{19.50} - 10^{19.75}$	2500
$10^{19.75} - 10^{20.00}$	2700

エネルギーの増加に伴い、LTP \leq 0.9 となる距離が増加することが確認できた。

LTP 化学組成依存性は、図 6.3 の結果から核種が異なるときに LTP(r) に違いが生じることを確認した。これはシャワーの最大発達高度の差によるものとして定性的に理解できる。また、 10^{19} eV、天頂角 0-30° のとき、核種による違いが現れるのは 1500 m 近傍であった。

一次宇宙線化学組成の解析を行った。再構成エネルギー (E_{REC}) を用いて S_{ltp} (式 6.31) の集計を行い、一次宇宙線の化学組成を評価した。その結果、 $10^{18.00}$ eV - $10^{19.75}$ eV の領域で ($S_{LTP_{iron}} \leq S_{LTP_{real}}$) となり、鉄より重い場合の S_{ltp} 値を示した。

一次宇宙線化学組成の遷移を $R_{S_{LTP}}$ を用いて調べた。その結果、図 6.34 となった。現段階では、エネルギー再構成に不定性並びにモンテカルロシミュレーションに不確かさが存在するが、 $R_{S_{LTP}}$ を用いて化学組成遷移を調べた場合、エネルギー増加に伴い一次宇宙線の化学組成は重くなる傾向にあることが確認できた。その遷移を重み付き最小二乗法で直線近似 ($Y=p_0X+p_1$) すると、 $p_0 = 0.255 \pm 0.007$, $p_1 = -3.6 \pm 1.4$ となった。更に化学組成推移を大気影響による系統誤差を考慮して評価を行った。化学組成の変遷は、系統誤差の範囲に収まる。優位な化学組成の変遷は見出されなかった。

謝辞

本研究を行った二年間、本当に多くの方々にご支援を頂きました。この場を借りて御礼をさせていただきます。

私が本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては研究の細部まで気を使い指導をしてくださいました東京理科大学の千葉順成教授に深く感謝致します。また、的確なご助言、ご指導をいただきました西村太樹助教授に深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の福島正己教授、佐川宏行准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、芝田竜伸助教、川田和正助教、池田大輔助教、木戸英二博士、申興秀氏、東京工業大学理工学研究科の常定芳基助教、得能久生特任助教、北村雄基氏、大阪市立大学の荻尾彰一准教授、櫻井伸之助教(現名古屋大学)、藤井俊博博士(現シカゴ大学)、山崎勝也氏、神奈川大学の有働慈治特別助手、多米田裕一郎助教、理化学研究所の富田孝幸博士、立命館大学の奥田剛司特任助手、には数多くのご助言・ご指導を頂きましたことを深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の技術職員の大木薫氏、下平英明氏にはデルタでの生活、並びに明野での地表検出器組み立ての際にご指導頂きましたことを感謝致します。

大阪市立大学の米田泰久氏、後藤昂司氏、山梨大学の芝田文哉氏、町田和広氏、向井啓児郎氏、近畿大学の千川道幸教授、峪中良介氏、野里明香氏、ユタに住む Dave Barr 氏、Cindy Barr 氏にはユタ現地での生活、現地での検出器組み立て作業でお世話になりましたことを感謝致します。

千葉研究室の先輩である、吉永健太先輩、矢野龍先輩、樋口雅広先輩、平澤昭太先輩には研究の指導のみならず、就職活動でもたくさんのアドバイスを頂きました。先輩方の的確なアドバイスのおかげで、私が予てから希望をしていた自動車業界に入ることができました。心より深く感謝致します。

千葉研究室の同期、後輩である、櫻井大君、朱易帆君、高村茉衣さん、保高寿也君、金野峻平君、小島和佳さん、小島拓実君、辻本まいさん、田口義真君、田中謙伍君、安齋久美子さん、生沼良樹君、菅家悠生君、倉持智成君、下村梨沙さん、南雲淳也君、吉延俊輝君、皆様には大変お世話になりました。研究、並びに私生活まで楽しく過ごせたのは皆様のおかげです。千葉研究室の中でも、高村さん、辻本さんには TelescopeArray 実験において大変お世話になりました。高村さんの熱心に研究に向かう姿勢、本当に尊敬しています。また、辻本さんの明るい人柄には何度も救われました。千葉研究室の皆様、本当にありがとうございました。

最後に私が本研究に携われるように経済面に加え精神面でも支えて頂いた両親、親族の皆様には感謝の意を述べさせていただきます、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] K.Greisen,Phys.Rev. Lett 16(1966) 748
T.Zatsepin,V.A Kuzmin, JETP Lett 4(1966) 178.
- [2] Thompson C, Duncan R.,Mothly Notices of Royal Astro.Society, 275,(1955)255.
- [3] Blasi P, Epstein R et al., Astrophys. J. Lett.,533(2000)L123.
- [4] Hillas A. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 22,(1984)425.
- [5] Blodt E, Ghosh P. Mothly Notices of the Royal Astronomical Society, 307,(1999)491.
- [6] Rachen J and Biermann P, Astron. Astrophys272(1993)161.
- [7] Ress M.J.R, Meszaros R., Astrophys. J J.,93, 430 (1994).
- [8] Kang H, ryu D adn Jones TW, Astrophys. J. 456(1996)422.
- [9] Kuzmin V. and Tkachev I, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.68(1998)271.
- [10] Weller T.J., Astropart. phys., 3, 303,(1999)
- [11] Asto H. and Tati T., Progr. Theor. Phys., 47, 1788(197).
- [12] M.Nagano,Journal of Physics G:Nuclear Physics,10,1295-1310(1984).
- [13] K.Shinozaki and M.Teshima. AGASA resuls. Nucl. Phys. Proc. Suppl.,136:18-27,2004.
- [14] Thomas K. Gaisser,Cambridge University Press.(1990).
- [15] 一般社団法人日本物理学会, 日本物理学会誌, 第 67 卷 (2011).
- [16] A.A. Ivanov, et al., Moscow university Physics bulletin.,(2010).
- [17] R. Abbasi, et al., Phys. rev.Lett.,100,101(2008)
- [18] F.Salamida, et al., Proc. 32nd Int. Conf. Cosmic rays., 2,145(2011).
- [19] D.Ivanov, B.T. Stokes, G.B. Thomson, et al, Proc. 32nd int. conf. Cosmic rays.2,258(2011).
- [20] Antoine Letessier-Selvon, Todor Stanev, rev. Mod. Phys.,83,907(2011).
- [21] U.Micheal, et al.,UHECR2012(2012).
- [22] Y.Tameda, et al., proc. 32nd Int.Conf. Cosmic rays.,HE1.3,1268(2011).
- [23] T.Abu-Zayyad, et al., arXiv: 1205.5984v1(2012).
- [24] The Pierre Auger Collaboration, Science,9,938(2007).
- [25] D.Heck,G.Schatz,T.Thouw,J.Knapp,and J.N.Capdevielle," CORSIKA:A Monte Carlo code to simulate extensive air shower," Tech.Rep6019,FZKA,1998.
- [26] S. Ostapchenko, QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interaction. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 151,143(2006).
- [27] A.Ferrari.P.R.Sala,A.Fasso,J.Ranft,FULKA:A multi-particle transport code(Program version 2005).Technical Report 2005-010(2005).
- [28] W.R. Nelson, H.Hirayama, D.W.O. Rogers, the EGS4 code system. Technical Report 0265,Slac(1985).
- [29] J.allison, et al, Geant4 developments and applications,IEEE Trans.Nucl.Sci.53(2006)270.
- [30] M.Taketa D.Thesis The University of Tokyo(2011).

-
- [31] A.M. Hillas, Shower simulation: Lesson from MOCCA. Nucl. Phys. Instrum. Meth., A506, 250 (2003).
- [32] M.Kobal, A thinning method using weight limitation for air-shower simulations. Astropart. Phys., 15, 259 (2001).
- [33] B.T. Stokes, D. Ivanov, et al., Dethinning extensive air shower simulation in CORSIKA. 2011. submitted to Astroparticle Physics.
- [34] Dmitri Ivanov D. Thesis • The university of Utah.
- [35] K. Miyata M. Thesis, Tokyo University of science (2008).
- [36] The surface detector array of the Telescope Array experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics A 689 (2012) 87-97.
- [37] Astroparticle Physics 35 (2011) 266-276 • The Pierre Auger Collaboration.
- [38] Letessier-Selvon and Todor Stanev et al., "Review of modern Physics, Volume 83.907 • Antoine"
- [39] High Energy Astrophysics • MALCOLM A. LONGAIR.
- [40] Cosmic rays and Particle physics • Thomas K. Gaisser.
- [41] D. Ivanov et al., "CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector"
- [42] Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. • W.R. Leo.
- [43] Y. Tunesada et al., "Study on Mass Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays by Telescope Array" (2013).
- [44] P. Tinyakov et al., "TA anisotropy summary" (2013).
- [45] D. Bergman et al., "Telescope Array measurements of the UHECR Energy Spectrum" (2013).
- [46] E. Kido D. Thesis, The University of Tokyo (2011).
- [47] Y. Tameda D. Thesis, Tokyo Institute of Technology (2009).
- [48] T. Fujii D. Thesis (2012), Osaka City University (2012).
- [49] S. Ogio and T. Nonaka, "TA low Energy Extension in ICRR News 85"
- [50] K. Kobayashi M. Thesis, Tokyo University of Science (2009).
- [51] L. Hayashi M. Thesis, Tokyo Institute of Technology (2012).
- [52] R. Yamane M. Thesis, Osaka City University (2013).
- [53] Y. Yoneda M. Thesis, Osaka City University (2013).
- [54] M. Takeda et al., Phys. Rev. Lett., 81(6):1163 (1998).
- [55] M. Takeda et al., Astrophys. J, 522 225 (1999).
- [56] Y. Uchida et al., Astropart Phys., 13.151. (2000).
- [57] A.M. Hillas, Ph.D Thesis, Cornell University (1967).