

TALE 地表検出器アレイによる宇宙線エネルギーの決定
(Energy determination for the TALE surface detector array)

理学研究科

数物系専攻

田上裕太

目次

第1章	宇宙線	1
1.1	宇宙線の発見	1
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.3	宇宙線の加速機構	4
1.3.1	フェルミ加速	4
1.3.2	超新星残骸での衝撃波加速	5
1.4	空気シャワーと宇宙線観測	7
1.4.1	空気シャワー現象	7
1.4.2	空気シャワーの縦方向発達	9
1.4.3	空気シャワーの横方向分布	11
1.4.4	空気シャワー粒子の到来時間分布	12
1.4.5	空気シャワーの観測方法	12
1.5	“2nd knee”領域の宇宙線	14
1.5.1	銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移	15
1.5.2	“2nd knee”領域の観測結果の現状	15
1.5.3	“2nd knee”領域のエネルギースペクトル	21
1.5.4	“2nd knee”領域の異方性	21
1.5.5	“2nd knee”領域の質量組成	24
第2章	TA Low Energy extension(TALE) 実験	26
2.1	TALE 実験の目的：銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移の検出	26
2.2	TA 実験	26
2.2.1	TA 実験の大気蛍光望遠鏡	30
2.2.2	TA 実験の地表検出器	30
2.3	TALE 実験の検出器構成	30
2.4	TALE 実験の大気蛍光望遠鏡	30
2.5	TALE 実験の地表検出器	32
2.5.1	地表検出器の基本構成	32
2.5.2	地表検出器の電子学構成	35
2.5.3	通信塔基本構成	37
2.5.4	無線 LAN	37
2.5.5	DAQ サイクル	37
2.5.6	モニター情報とモニタリングシステム	40
2.5.7	バックグラウンドミュオンを用いた解析	44
2.5.8	バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失	44
2.5.9	PMT の線形性測定	46

第 3 章	モンテカルロシミュレーション	49
3.1	CORSIKA シミュレーション	49
3.1.1	シニング	49
3.1.2	デシニング	50
3.2	検出器の応答	50
3.2.1	エネルギー損失	51
3.2.2	エレクトロニクスの応答とトリガー条件、DAQ システム	53
3.3	TALE 実験用モンテカルロシミュレーションパッケージ	57
第 4 章	TALE-SD アレイのトリガー効率	58
4.1	イベントセット	58
4.2	トリガー効率と有効検出面積	63
4.3	1 年間で期待されるイベント数	64
第 5 章	宇宙線の一次エネルギーの決定	67
5.1	r_{opt} の決定	67
5.1.1	CORSIKA シミュレーション	67
5.1.2	イベントセット	67
5.1.3	r_{opt} の決定	68
5.2	$S600$ と $\sec\theta$ の決定	70
5.2.1	波形決定および粒子数の決定	70
5.2.2	TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出	72
5.2.3	バックグラウンドミューオンの除去	72
5.2.4	粒子到来時刻のシャワー面へのフィッティングによる到来方向の決定	73
5.2.5	粒子数密度のフィッティングによる横方向分布の決定	74
5.2.6	$S600$ と $\sec\theta$ の決定手法	77
5.3	エネルギー決定のためのエネルギーテーブルの作成	78
第 6 章	宇宙線エネルギーの決定精度	81
6.1	イベントセット	81
6.2	N_{SD} のしきい値	81
6.3	宇宙線のエネルギーの決定精度の評価	83
第 7 章	結論	87
第 8 章	謝辞	88
付 録 A	イベントセット	93
A.1	天頂角分布	93
付 録 B	宇宙線エネルギーの決定精度	98
B.1	N_{SD} のしきい値によるイベント選別前のパラメータの分布	98
B.2	N_{SD} のしきい値によるイベント選別後のパラメータの分布	102

概要

”2nd knee”と呼ばれる $10^{17.5}$ eV 付近のエネルギー領域（2nd knee 領域）で、宇宙線の起源は銀河系内から銀河系外へと遷移していると考えられている。しかし、これまでの観測では、2nd knee 領域のエネルギースペクトルに対して統一的な見解は得られていない。また、アルゼンチンで観測している Pierre Auger 実験が 2nd knee よりも半桁以上大きいエネルギー領域の宇宙線の異方性を発見したが、2nd knee 領域では異方性の詳細な研究がされていない。

宇宙線の起源を解明する上では、2nd knee 領域を観測し、詳細な宇宙線のエネルギースペクトルの調査や異方性解析が不可欠である。それを可能にするため、Telescope Array Low energy Extension (TALE) 実験は、 21 km^2 の面積に 80 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) を 400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 40 台配置した。この面積は、北半球で 2nd knee 領域の宇宙線を観測していた KASCADE-Grande 実験の SD アレイの面積の 40 倍以上である。また、TALE-SD は完全自立で長時間稼働して、多くの統計量を稼ぐことができるため、TALE-SD アレイで集めたデータを解析することで、2nd knee 領域を覆う $10^{16.5}$ eV $\sim 10^{18.5}$ eV のエネルギー領域の宇宙線のエネルギースペクトルや異方性を精密に測定できると期待される。したがって、TALE-SD アレイで集めたデータから宇宙線の到来方向やエネルギーを決定する手法を研究することは極めて重要である。

しかし、TALE-SD アレイで宇宙線の到来方向は決定できていたがエネルギーを決定する手法が確立されていなかった。SD アレイによるエネルギー決定手法を考えるためにはモンテカルロシミュレーション (MC) が必要だが、TALE-SD 80 台を再現した MC は無かったので TALE-SD アレイのための MC を用意した。そして、その MC を使って、TALE-SD アレイで集めたデータから宇宙線のエネルギーを決定する手法を確立し、新たにエネルギー決定のためのソフトウェアを開発した。また、MC で作成した空気シャワーイベントを解析して、ソフトウェアのエネルギー決定精度を評価した。その結果、TALE-SD アレイによるエネルギー決定精度は、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.0}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.1}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.2}$ eV で 30 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.3}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.4}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.5}$ eV で 28 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.6}$ eV で 26 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.7}$ eV で 27 %であることが分かった。

本論文では、TALE-SD アレイによる宇宙線のエネルギーの決定手法の詳細とその決定精度について述べる。さらに、MC で調べた TALE-SD アレイの検出効率や感度についても記す。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線の発見

宇宙線はおおよそ 100 年前、1912 年に V. F. Hess によって発見された。Hess らは気球に 3 台の検電器を搭載し、高度によって放射線強度がどのように変化するかを測定した。その結果、高度が高くなるにつれ、放射線強度が強くなることを発見し、地球外から何らかの放射線がやってきていることを示した [1]。

その後の 100 年間で、多くの宇宙線観測実験によって 10^8 eV から 10^{20} eV までの広いエネルギー範囲で観測され、そのエネルギーフラックスは図 1.1 に示すようにほぼ E^{-3} に比例して小さくなっていることが分かっている。

1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

高エネルギーの宇宙線のエネルギースペクトルには折れ曲がり構造が存在することが知られている。このことを最初に発表したのは G. V. Kulikov と G. B. Khristiansen であった。彼らはモスクワ州立大学にて GM 計数管による地表空気シャワーアレイと、ミューオン検出器を作成し観測を開始した。その観測結果から $E = 3 \times 10^{15}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることを発表した [3]。

その後、様々な実験により広いエネルギー範囲でスペクトルが観測した結果、この折れ曲がりの他にも複数の折れ曲がり構造があることが確認された。図 1.3 にエネルギースペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたものを示す。この図に見られる $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に位置する折れ曲がりそれぞれ、“knee”、“2nd knee”、“ankle”、“cut off”と呼ばれている。

これらの折れ曲がりの原因は未だに解明されていないが、いくつかの有力なモデルは存在している。knee については二つの有力なモデルが考えられている。一つは、knee より低いエネルギー領域の宇宙線は超新星残骸の衝撃波によって加速され、それ以上のエネルギー領域では他の天体で加速されていると考えられているので、この起源の違いによって折れ曲がりが生じているというモデルである。

もう一つは、knee 以上のエネルギーでは荷電粒子のラーモア半径 r_L が銀河円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、というモデルである。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、銀河風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弱くなり、エネルギースペクトルのベキが大きくなるとする考えである [7]。

ankle についても二つの有力なモデルがある。一つは knee と同様に宇宙線に対しての銀河系内への閉じ込め効果が弱くなり、銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へと遷移する、というモデルである。この場合、ankle 周辺のエネルギー領域で宇宙線の到来方向に銀河中心に対する異方性が検出され、銀河系内起源の宇宙線から、銀河系外起源の宇宙線への遷移に伴って、宇宙線の化学組成は重い原子核から軽い原子核へと変化することが期待される。

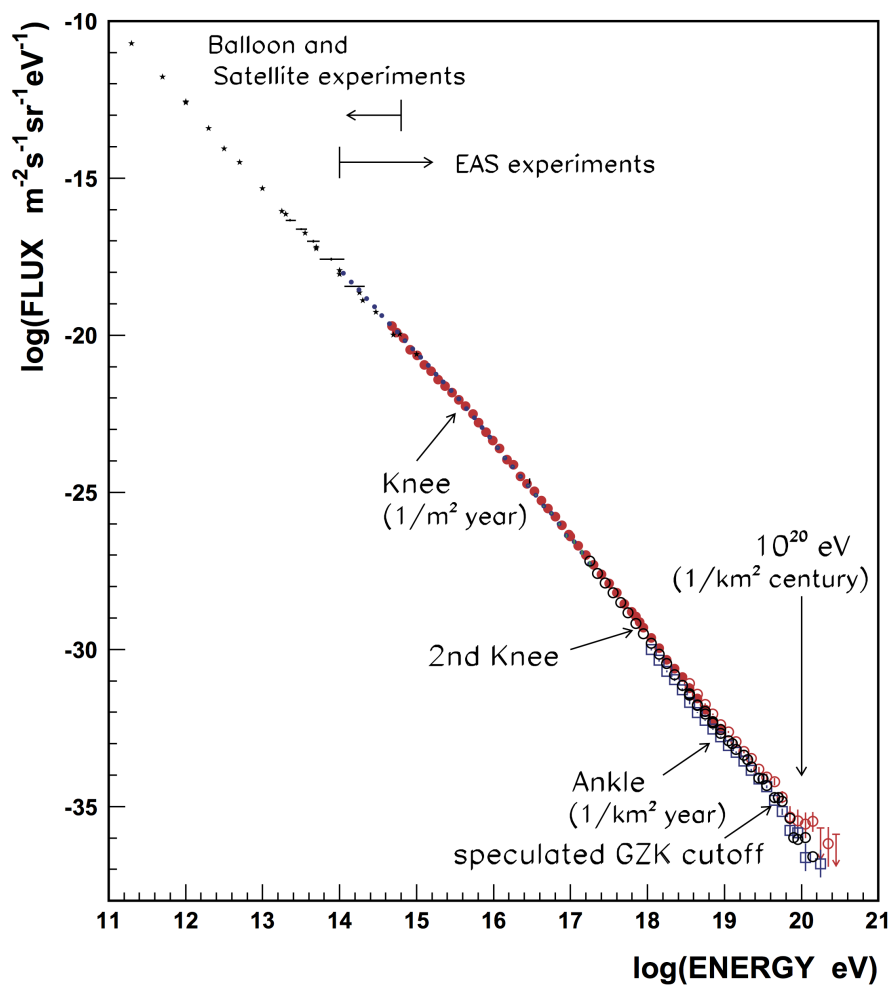


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [2]。

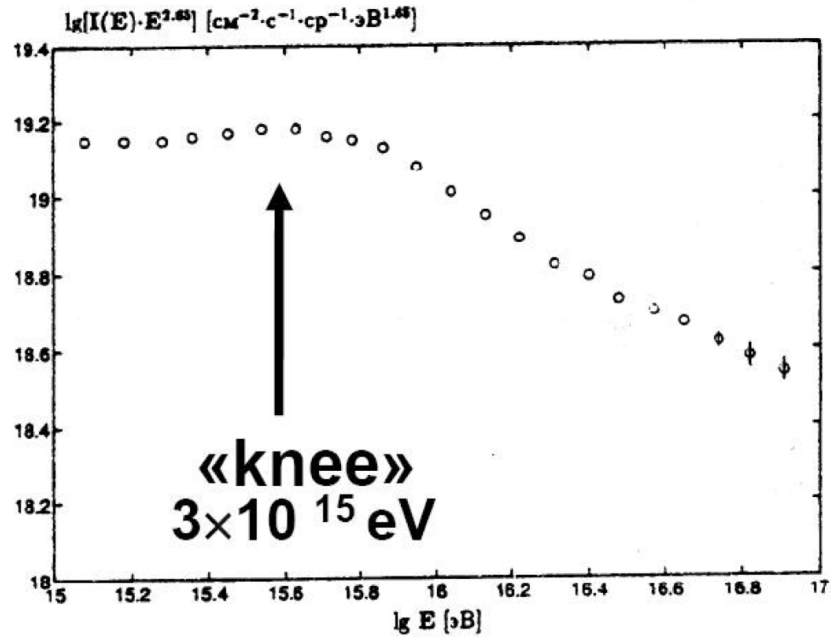


図 1.2: G. B. Khristiansen と G. V. Kulikov が発表したサイズスペクトル [3] をエネルギースペクトルに変換したもの [5]。 3×10^{15} eV 付近に折れ曲がりが見取れる。

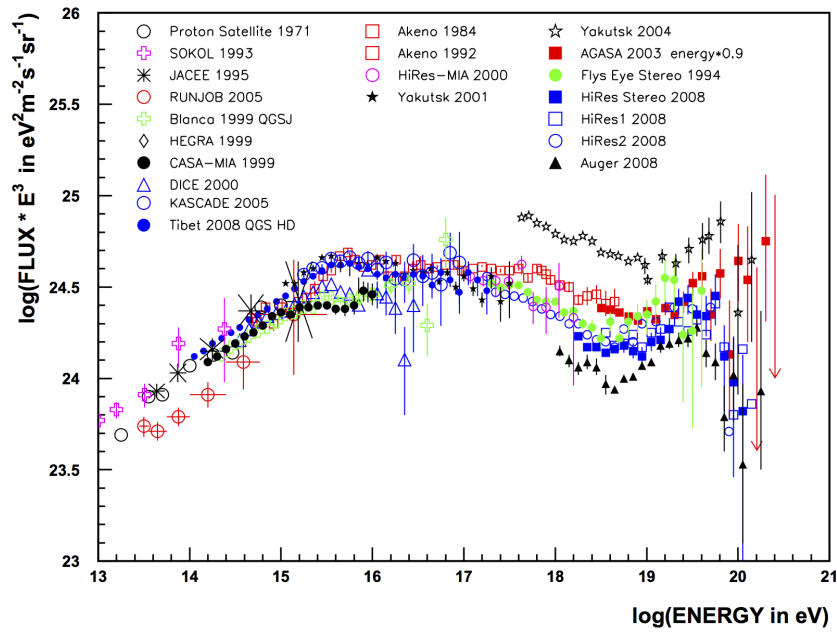


図 1.3: 一次宇宙線のエネルギースペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたもの。 $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に折れ曲がりが見取れる [4]。

もう一つのモデルは宇宙線のエネルギーが 10^{19} eV を超えた辺りから、宇宙背景放射との相互作用で電子対生成 (式 (1.1)) が起こるようになり、そのエネルギー損失によってベキが変化するというものである [8]。

$$p + \gamma(2.7\text{K}) \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

この場合、宇宙線の化学組成は ankle では陽子で、なおかつ ankle の前後で変化していないと予想され、そのかわり 2nd knee が銀河系内起源の宇宙線から、銀河系外起源の宇宙線への遷移に対応し、それに伴って 2nd knee 付近で化学組成が重い原子核から軽い原子核へと変化することが期待される。

cut off については“GZK カットオフ”と呼ばれるモデルが有力と考えられている。これは、K. Greisen[9] と、G. T. Zatsepin と V. A. Kuzmin[10] らが独立に予測した、「たとえ 10^{20} eV を超える銀河系外起源の宇宙線が存在しても、宇宙背景放射との光核反応 (式 (1.2)) によりエネルギー損失が起こるようになる。この光核反応のしきい値エネルギー ($4 \sim 6$) $\times 10^{19}$ eV の近傍で宇宙線の頻度は急激に減少するであろう」というモデルのことである。このモデルは提唱者の頭文字をとって“GZK 機構”と呼ばれる。

$$p + \gamma(2.7\text{K}) \rightarrow \Delta_{1232}^+ \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.2)$$

1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構も多くのモデルが考えられている。宇宙線の加速機構を考える上で重要なのは、ベキ乗のエネルギースペクトルが導出できることである。条件を満たす加速機構の一つとして“フェルミ加速機構”がある。

1.3.1 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の加速理論で、荷電粒子が磁場を持った星間雲との衝突でエネルギーを得るというものである。この理論では、星間雲と荷電粒子の衝突方向はランダムであるが、統計的に見ると 1 回の衝突でエネルギー ΔE を得て、その ΔE は荷電粒子が持っているエネルギーに比例する、つまり $\Delta E = \xi E$ ということを仮定する。すると n 回衝突した後に荷電粒子が得るエネルギー E_n は、

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (1.3)$$

となる。ここで E_0 は荷電粒子が最初に持っていたエネルギーである。これより、あるエネルギー E まで加速するのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.4)$$

となる。ここで、1 回の衝突で加速領域から荷電粒子が脱出する確率を P_{esc} とすると、 n 回の衝突後に加速領域に留まっている確率は、 $(1 - P_{\text{esc}})^n$ である。よって、ある加速領域で E 以上のエネルギーに加速される荷電粒子の数は、

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.5)$$

となる。式 (1.4) を式 (1.5) に代入すると、

$$N(\geq E) \propto \frac{(1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\xi)}}}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{-\ln\left(\frac{1}{1-P_{\text{esc}}}\right)}{\ln(1+\xi)}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (1.6)$$

となる。ここで、

$$\gamma = \frac{-\ln\left(\frac{1}{1-P_{\text{esc}}}\right)}{\ln(1+\xi)} \simeq \frac{P_{\text{esc}}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \frac{\tau_{\text{cycle}}}{\tau_{\text{esc}}} \quad (1.7)$$

である。ここで τ_{cycle} は加速 1 回にかかる時間、 τ_{esc} は加速領域に留まっている時間である。このように、フェルミ加速は、べき乗のスペクトルを持ち、高いエネルギーに加速させるためには加速時間に長い時間をかければよく、また、加速領域の寿命が τ_A ならば、そこで加速できる最高エネルギーは $E_{\text{max}} = E_0(1+\xi)^{\frac{\tau_A}{\tau_{\text{cycle}}}}$ となる。

1.3.2 超新星残骸での衝撃波加速

超新星残骸での衝撃波加速での最大加速エネルギーを計算する。衝撃波平面の速度を \mathbf{u} 、粒子の速度を v とする。このとき単位時間あたりのエネルギーの増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\xi E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.8)$$

となる。 T_{cycle} は 1 回の衝突にかかる時間、 ξE は衝突ごとに得るエネルギーである。ここで ξ を以下のように求める。加速する前のエネルギーを E_1 、加速後のエネルギーを E_2 とする。動いている衝撃波の静止系での粒子の全エネルギー E'_1 は (静止質量+運動エネルギー) であり、

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.9)$$

と表される。ここで、 γ はローレンツ因子、 $\beta = v/c$ 、 θ_1 は粒子の移動方向と衝撃波の移動方向のなす角である。散乱は全て弾性散乱であるので E'_2 を静止系での加速後のエネルギーとして、 $E'_1 = E'_2$ が成り立つ。よって、

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.10)$$

以上より、

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 = \xi \quad (1.11)$$

ここで、 $\cos \theta_1$ の平均 $\langle \cos \theta_1 \rangle$ を求める。衝撃波は平面と考えているので、静止系では $(-\pi \leq \theta_1 \leq 0)$ の間で等方的である。よって、

$$\frac{du}{d \cos \theta_1} = 2 \cos \theta_1 \quad (1.12)$$

$$\int_{-1}^0 \cos \theta_1 2 \cos \theta_1 d \cos \theta_1 = \langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad (1.13)$$

となる。同様にして $\cos \theta'_2 = 2/3$ となるので、式 1.11 は、

$$\xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.14)$$

となる。ここで、 u_1 は衝撃波の上流領域 (衝撃波の進行方向前方) での静止系での速度、 u_2 は衝撃波の下流領域 (衝撃波の進行方向後方) での静止系での速度である。

この式を積分することで、最大加速エネルギー E_{\max} を計算する。

$$E_{\max} = \int_0^{T_{\text{cycle}}} \frac{dE}{dt} \cdot dt \quad (1.15)$$

まず、 T_{cycle} を見積もる。衝撃波の上流での粒子の流れ \mathbf{J} は、

$$\mathbf{J} = -D\nabla N + \mathbf{u}N \quad (1.16)$$

ここで D は衝撃波の拡散計数、 N は粒子数密度を示す。 \mathbf{u}_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になり、定常状態では $\mathbf{J} = 0$ となり、簡単のために z 方向の1次元で考えると、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N \quad (1.17)$$

となる。よって上流領域では、

$$N(z) = \rho \exp\left(-\frac{u_1}{D_1} z\right) \quad (1.18)$$

となる。ここで、 D_1 は上流領域での衝撃波の拡散計数、 ρ は衝撃波での粒子の数密度である。上流領域の単位面積あたりの粒子数は $\rho D_1/u_1$ となる。また、衝撃波面と粒子の単位面積あたりの衝突回数は、

$$\int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c\rho}{4\pi} \cos \theta = \frac{c\rho}{4} \quad (1.19)$$

となる。そのため上流領域での滞在時間は、

$$T_{\text{上流}} = \rho \frac{D_1}{u_1} \div \frac{c\rho}{4} = \frac{4D_1}{cu_1} \quad (1.20)$$

となる。下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要があるので、上流領域ほど簡単には計算できない。ここでは、単純に上流領域と同じであるとして、滞在時間を $T_{\text{下流}} = 4D_2/cu_1$ とすると (D_2 は下流領域での衝撃波の拡散計数)、衝突にかかる時間 T_{cycle} は、

$$T_{\text{cycle}} = T_{\text{上流}} + T_{\text{下流}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.21)$$

となる。

次に拡散計数を見積もる。拡散における平均自由行程 λ_D と拡散計数 D の関係は以下の式で表される。

$$\lambda_D = \frac{3D}{v} \sim \frac{3D}{c} \quad (1.22)$$

ここで、 λ_D はラーモア半径よりは小さくならないと考える。ラーモア半径 r_L は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、

$$r_L = \frac{pc}{ZeB} \quad (1.23)$$

と表される。ここで、 e 、 Z 、 p 、 B はそれぞれ、電気素量、粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。よって、拡散計数の最小値 D_{\min} は、

$$D_{\min} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (1.24)$$

となる。ここで u_1 と u_2 の関係を求める。上流領域と下流領域の密度をそれぞれ ρ_1 、 ρ_2 とすると、連続の式より $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$ となる。よって、

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \approx \frac{\left(\frac{c_p}{c_v} + 1\right) M^2}{\left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) M^2 + 2} \quad (1.25)$$

となる。ここで c_p は定圧比熱、 c_v は定積比熱、 M はマッハ数であり、音速 c_1 を用いて、 $M = u_1/c_1$ と表され、 $M \gg 1$ ならば、 $u_1/u_2 \sim 4$ となる。よって、 $D_1 = D_2 = D_{\min}$ とすると T_{cycle} は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) = \frac{20E}{3ZeB} \quad (1.26)$$

となる。よって、最大加速エネルギー E_{\max} は、

$$E_{\max} = \int_0^{T_A} \frac{dE}{dt} dt = \int_0^{T_A} \frac{\xi E}{T_{\text{cycle}}} dt = \int_0^{T_A} \frac{u_1}{c} \frac{3u_1 ZeB}{20} dt = \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.27)$$

となる。ここで T_A は加速源の寿命である。質量が $10M_{\odot}$ の天体の超新星爆発の放出速度を 5×10^8 [cm/s]、 $T_A \sim 1000$ yr、 B を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\max} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} \text{ [eV]} \quad (1.28)$$

となる。

1.4 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} で減少するので、エネルギーが高くなるほどに到来頻度が急激に少なくなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の宇宙線は気球や人工衛星などに搭載された観測装置で直接観測することができる。しかし、 10^{14} eV 以上の宇宙線は到来頻度が少なく観測には大きな検出面積と観測時間が必要となるので、搭載できる観測装置の大きさが制限される気球や人工衛星などでは直接観測することが難しい。そこで、このエネルギー以上の宇宙線に対しては、一次宇宙線が大気と相互作用して生成される二次宇宙線シャワーを大きな検出面積を持つ検出器で間接的に測定されている。

1.4.1 空気シャワー現象

P. Auger は 1938 年に、GM 計数管を 150 m 離して設置して観測した結果から、ノイズ起因以外の同時計数が存在すること、すなわち、「拡大空気シャワー」(Extensive Air Shower, 以後 EAS と表記) が存在することを示し、それらの起源が宇宙線が大気上空でカスケードを起こして生成されたシャワーであることを示した [18]。宇宙線は大気上空で窒素や酸素などの大気中の原子核と相互作用し粒子の多重発生を起こす。この二次粒子がさらに粒子を生成し、カスケード現象を起こす。これを空気シャワー現象と呼ぶ。通常、空気シャワーは高エネルギーハドロンによる核カスケードと高エネルギーガンマ線による電磁カスケードからなる。

宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気中の窒素などの原子核と相互作用した場合、 π や K といったハドロンの多重生成 (核カスケードと呼ばれる) が起きる。生成された二次粒子の大部分は最終的に π となる。そのうち π^0 は寿命が短く (8.4×10^{-17} s)、2 個のガンマ線に崩壊し、そのガンマ線が電磁カスケードを生成する。 π^{\pm} の寿命は 2.60×10^{-8} s で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.29)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.30)$$

と崩壊する。 μ^\pm の寿命は 2.20×10^{-6} s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.31)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.32)$$

と崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍であるため、相互作用を繰り返すことで多数の粒子が生成される。これをカスケードと呼ぶ。図 1.4 はこの様子を模式的に示したものである。

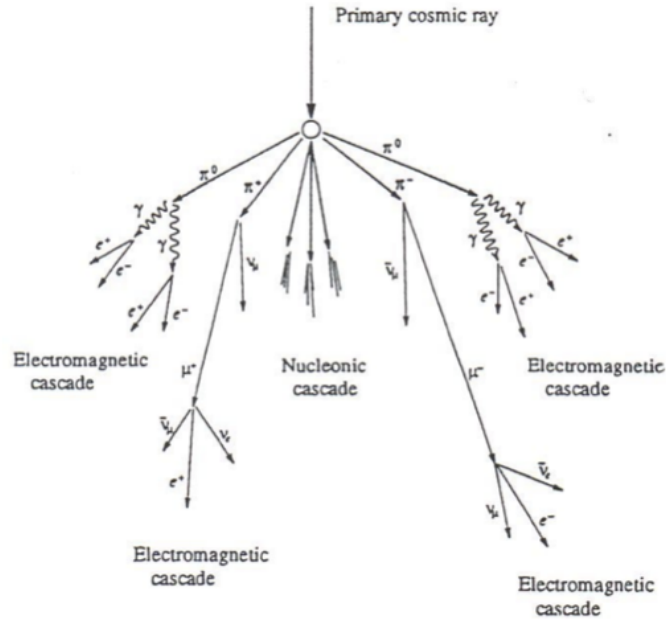


図 1.4: 空気シャワーが発達する様子を模式的に示したものの。

高エネルギーのガンマ線は電子対生成によって電子と陽電子を生成する。これらの電子と陽電子は制動放射によってガンマ線を生成する。エネルギー E の電子が制動放射した際の単位厚さあたりのエネルギー損失 $-(dE/dX)_{\text{brems}}$ は、Bethe-Heitler の式より次式で表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx E \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.33)$$

ここで、 Z 、 A はそれぞれターゲットの原子核の原子番号、質量数である。また、 r_e は古典電子半径、 N_A はアボガドロ定数である。ここで、放射長 X_0 を導入する。放射長は制動放射によってエネルギーが最初のエネルギーから $1/e$ になる厚さのことであり、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.34)$$

よって、制動放射による単位厚さあたりのエネルギー損失 $-(dE/dX)_{\text{brems}}$ は、放射長を用いて以下のように表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.35)$$

一方、電子対生成の相互作用長 X_{pair} は以下のように表される。

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} = \frac{7}{9} \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.36)$$

よって、

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.37)$$

となり、制動放射の放射長と電子対生成の相互作用長は同程度であることが分かる。制動放射と電子対生成を繰り返すことで、多数の電子、陽電子とガンマ線が生成される現象が電磁カスケードである。粒子数が増えるたびに一粒子あたりのエネルギーは少なくなり、大気中での電離損失が支配的になる。電離損失とは、荷電粒子が物質中を通過する際に原子を電離、または励起してエネルギーを失うことである。電離損失によるエネルギー損失 $-(dE/dX)_{\text{ion}}$ は以下の式で表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}} \approx \frac{2\pi Z(z e^2)^2 N_A}{AMv^2} \left[\ln \frac{2v^2 \gamma^2 W}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (1.38)$$

ここで I 、 ze 、 v 、 M はそれぞれ、イオン化エネルギー、粒子の電荷、速度、質量である。制動放射より電離損失が支配的になると、粒子が生成されなくなり、総粒子数が減少に転じる。この境目のエネルギーを臨界エネルギー E_c と呼び、空気中では $E_c \approx 85\text{MeV}$ である [19]。

1.4.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中の粒子の総数は最初は徐々に増大し、それとともに個々の粒子が持つエネルギーは減少する。そして、個々の粒子のエネルギーが臨界エネルギー E_c より小さくなると粒子は生成されなくなり、総粒子数は減少に転じる。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 E_0 のガンマ線が大気中に入射した際に生じる空気シャワーの縦方向発達については、以下の近似式が用いられる。

$$N_e \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.39)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.40)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.41)$$

ここで、 t は電子の大気中での放射長 $38[\text{g}/\text{cm}^2]$ を単位とする空気シャワーが通過した大気厚さである。 s は空気シャワーの発達を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このエイジ

パラメータはシャワーの発達とともに増大し、全電子・陽子数 N_e が最大となる時、 $s \sim 1$ となる [20]。

陽子が生成する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas が提案した以下の式がよく用いられる。

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.42)$$

ここで、 N_{\max} は最大発達時の総荷電粒子数、 X_{\max} は最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長で $70[\text{g}/\text{cm}^2]$ である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは N_{\max} の違いとなって現れ、一次宇宙線のエネルギーを $E_0[\text{eV}]$ として、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ の関係がある。また、同一の一次エネルギーの宇宙線で組成が異なる場合、その違いは X_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が小さくなる。これは重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいいため、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いため、エネルギーの細分化が早く進むことによる。

ここで、簡単なモデル計算で、最大発達深さ X_{\max} と一次宇宙線のエネルギー E_0 、一次宇宙線の質量数 A の関係を示す。一次宇宙線はガンマ線を仮定し、電磁カスケードのみで空気シャワーが発達すると考え、距離 λ 進んだところで二次粒子がガンマ線なら電子対生成を、電子または陽電子なら制動放射で自身の持つエネルギーの半分のガンマ線を 1 個放射するものとする。距離 X 進んだ時の総粒子数 $N(X)$ は、

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (1.43)$$

となり、一粒子あたりのエネルギー $E(X)$ は、

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = E_0 2^{-\frac{X}{\lambda}} \quad (1.44)$$

となる。 $E(X)$ が臨界エネルギー E_c を下回ると、電離損失が支配的となり、総粒子数は減少に転じるため、 $E = E_c$ のときに $N = N_{\max}$ 、 $X = X_{\max}$ となる。式 (1.44) より、

$$E_c = \frac{E_0}{N_{\max}} \quad (1.45)$$

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{\frac{X_{\max}}{\lambda}} \quad (1.46)$$

となる。ゆえに、

$$X_{\max} \propto \ln(E_0) \quad (1.47)$$

と表される。

次に、一次宇宙線のエネルギーは同じく E_0 で、質量数が A の原子核の場合を考える。ただし、簡単のために原子核をガンマ線で置き換える。作られる空気シャワーは、 E_0/A のエネルギーを持ったガンマ線 A 個が作る空気シャワーの重ね合わせとみなすことができるため、 X_{\max} は、式 (1.47) で $E_0 = E_0/A$ と置き換えて、

$$X_{\max} \propto \ln(E_0/A) \quad (1.48)$$

と表される。現実の空気シャワーはこれほど単純ではないが、 X_{\max} を測定することで質量数 A を推定することができる。

1.4.3 空気シャワーの横方向分布

電磁カスケードは大気中での電子の多重クーロン散乱によって横方向へ広がっていく。電磁カスケードの横方向分布は解析的に求められており [21]、西村、鎌田によって導かれ Greisen によって整理された NKG 関数が一般的に使われる [20]。

空気シャワー中心から距離 R の位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は以下の式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.49)$$

$$C = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.50)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 R_M はモリエールユニットである。モリエールユニットとは、電子が X_0 進む間にクーロン散乱による横方向へのズレを表すもので、 $R_M \sim 9.3\text{g/cm}^3$ である。また、 s はエイジパラメータであり、電磁カスケードの発達の数値を示すものであり、

$$s = \frac{3t}{t + 2\ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.51)$$

である。ここで、 N_e はカスケードの親粒子のエネルギー、 t は X_0 を単位とした大気の厚さである。

ハドロンによって引き起こされる空気シャワーは純粋な電磁カスケードとは様相が異なる。ハドロン由来の空気シャワーの電磁成分は、核相互作用によって生成された π_0 がガンマ線に崩壊することで生成された電磁カスケードの重ね合わせである。シャワーの中心部は核カスケードが発達する過程で徐々に生成される π_0 の崩壊による発展途上の電磁カスケードが主成分であるが、シャワー軸から離れたところでは核カスケードの初期段階で生成された π_0 の崩壊からの電磁カスケードが主成分になる。このため、シャワー中心から遠く離れた場所での横方向分布は、NKG 関数の外挿によって得られる分布よりフラットになることが予想されており、この影響を考慮した横方向分布の式が Linsley によって与えられている [23]。シャワー中心からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は以下の式で表される。

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.52)$$

AGASA グループの結果によると、電磁成分の横方向分布は 1 km 以遠で粒子数密度が減少しているため、上記の Linsley による式 (1.52) ではその構造を十分に表すことができないため、横方向分布に以下のように補正項を加えた。

$$\rho_e(R) = C \frac{N}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.53)$$

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)} \quad (1.54)$$

$$\alpha = -1.2, \eta = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1), \delta = 0.6 \pm 0.1 \quad (1.55)$$

次に、シャワー中のミューオン成分に注目すると、高エネルギーミューオンは上空でのハドロン相互作用の情報を持っているが、その多くはコア近傍 (\sim 数 10 m) に集中している。しかし、一般に有効面積を大きく取る必要のある大規模な地表検出器アレイによる観測では高エネルギーミューオンの観測は難しく、遠方まで広がる低エネルギーミューオン (~ 1 GeV) が主な観測対象となる。

ミューオン成分の横方向分布は Greisen らによる実験式で表される [24]。

$$\rho_{\mu}(\geq E_{\mu}, R) = g(E_{\mu}, R) \frac{N_{\mu} C_{\mu}}{R_0^2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left(a.0 + \frac{R}{R_0} \right)^{-\delta} \quad (1.56)$$

$$C_{\mu} = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.57)$$

$$g(E_{\mu}, R) = \left(\frac{51}{50 + E_{\mu}} \right) \left(\frac{3}{2 + E_{\mu}} \right)^{0.14R^{0.17}} \quad (1.58)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.59)$$

ここで E_{μ} はミューオンのエネルギーしきい値、 N_{μ} は総ミューオン数、 R_0 はミューオンの平均的な広がりを表す距離であり、地上では約 78 m となる。

1.4.4 空気シャワー粒子の到来時間分布

図 1.5 に空気シャワーの概略図を示す。地表への空気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シャワー平面 (シャワー軸に垂直でシャワー軸上のシャワー粒子を含む仮想平面) に対して時間差が生じる。また、シャワー平面は厚みを持っているため、その厚みも考慮する必要がある。シャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均 $\langle\sigma_t\rangle$ は Linsley により実験的に求められており、シャワー中心からの距離を R 、シャワーの天頂角を θ 、一次粒子のエネルギーを E として次式で表される [25]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t} \right)^b [\text{sec}] \quad (1.60)$$

ここで、 $\sigma_{t_0} = 1.6\text{ns}$ 、 $R_t = 30\text{m}$ 、 $b = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06) \sec \theta + (0 \pm 0.06) \log(E/10^{17}\text{eV})$ である。

この関数は AGASA グループによって改良されており、シャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均 T_D とその標準偏差 T_S はシャワー中心からの距離と R と粒子数密度 ρ の関数として、以下のように表される [26, 27]。

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]} \right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.61)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]} \right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.62)$$

1.4.5 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測方法は大きく分けて、地表検出器による観測方法と大気蛍光を観測する方法の 2 種類がある。

地表検出器による観測方法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出し、宇宙線を間接観測する装置は空気シャワーアレイと呼ばれ、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられている。

空気シャワー粒子は、約 90% の電磁成分 (電子、陽電子、光子) と約 10% のミューオン成分、少量のハドロン成分からなる。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として現在最

も一般的に用いられているのは、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、ミューオン成分のみを選択的に検出するために、コンクリートや鉛でシールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミューオン検出器を構成し、追加して配置する場合もある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に求めることができる。空気シャワーの粒子群が形成するシャワー平面は図 1.5 に示すように、平面ではなく、ある程度の厚みを持った曲面で地表に到来する。この厚みと曲面を考慮し、各検出器の到来時刻差から幾何学的に空気シャワーの到来方向を求めることができる。それに対して、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度から空気シャワー全体の横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかし、横方向分布からエネルギーを推定するためには、ハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロシミュレーションでエネルギーと横方向分布の関係を推定しなければならず、その際に使用するハドロン相互作用モデルの不確定性の影響を受ける。また、空気シャワー発達の影響も受ける。

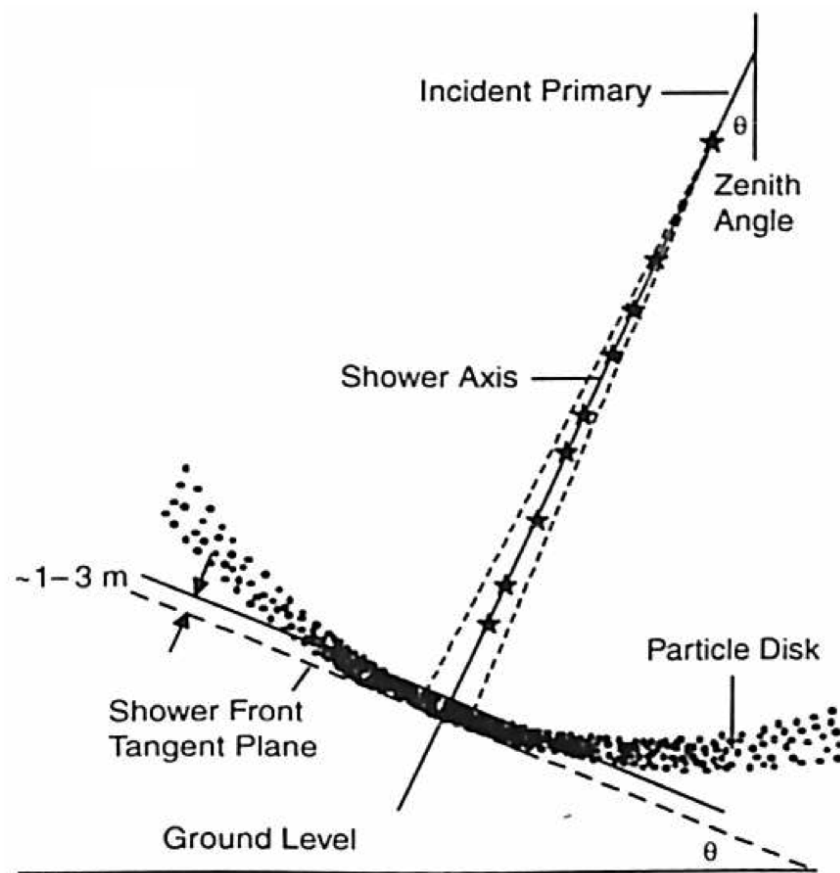


図 1.5: 空気シャワーの概略図 [22]。

大気蛍光法

大気蛍光法は高エネルギー荷電粒子が大気中を通過する際、その近傍にある窒素などの大気分子を励起し、これらの励起された大気分子が基底状態に戻る際に発する蛍光を観測する手法であ

る。つまり、地球ををとりまく大気をシンチレータとして利用するということであり、この手法が最初に論じられたのは1958年の乗鞍シンポジウムである。図1.6のように巨大な放物鏡で蛍光を収集し、その焦点に光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) を並べて空気シャワーを観測する方法が議論された [29]。一次宇宙線のエネルギーが 10^{19} eV ならば、この手法によって 20 km 遠方の空気シャワーを観測することができる [30]。この大気蛍光の放射方向は等方的であるため、一次宇宙線の到来方向によらずに観測でき、また、空気シャワーをカロリメトリックに観測するのでエネルギーの決定精度が良いという利点がある。

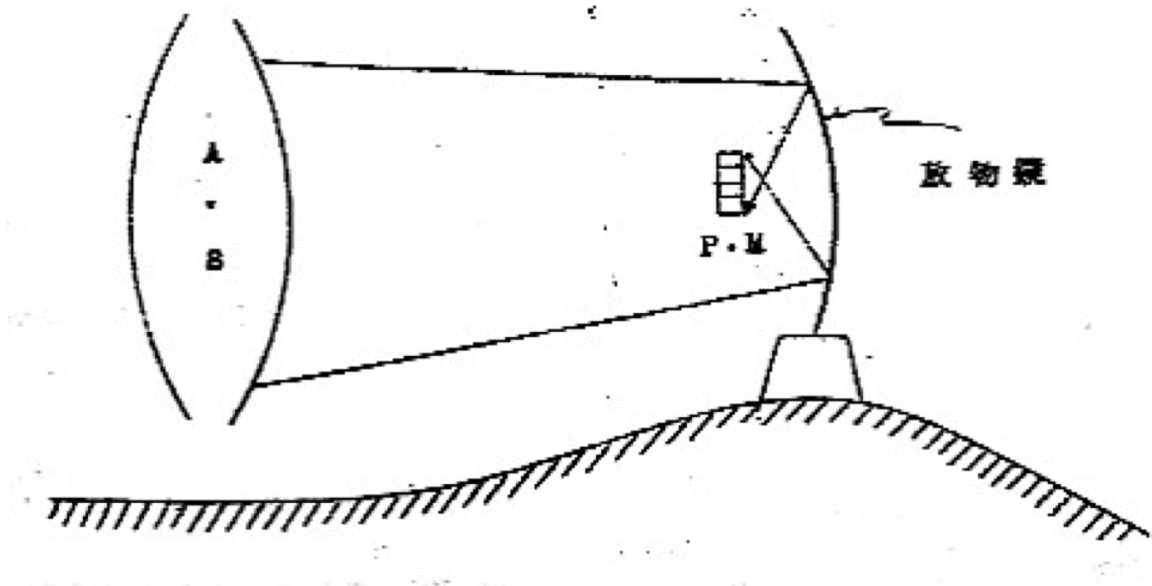


図 1.6: 乗鞍シンポジウムで描かれた大気蛍光法による空気シャワー観測方法 [29]。

大気蛍光による空気シャワー観測で得られた情報から、一次宇宙線の到来方向、組成、エネルギーなどの各情報を推定するには大きく分けて、空気シャワーの到来方向の決定、空気シャワーの縦方向発達決定の二段階を経て行なわれる。空気シャワーの到来方向は記録された空気シャワーの軌跡から求められる。特に、図1.7のように、遠く離れた2台の望遠鏡によって同じ空気シャワーを観測 (ステレオ観測) できる場合には、それぞれの望遠鏡とシャワー軸が張る平面が交差した線がシャワーの到来方向となり、これは非常に単純でかつ精度が良い。空気シャワーの到来方向を決定した後、観測された光量から大気深さごとのシャワー中の荷電粒子数を計算することで空気シャワーの縦方向発達が決められる。

1.5 “2nd knee” 領域の宇宙線

宇宙線物理学で、現在最も重要な課題の一つは、図1.1に示される宇宙線エネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる“2nd knee”と呼ばれる折れ曲がり構造の解明である。この節では“2nd knee”領域の宇宙線を観測することがなぜ重要なのか、また、現在の“2nd knee”のエネルギー領域における宇宙線の観測結果について述べる。

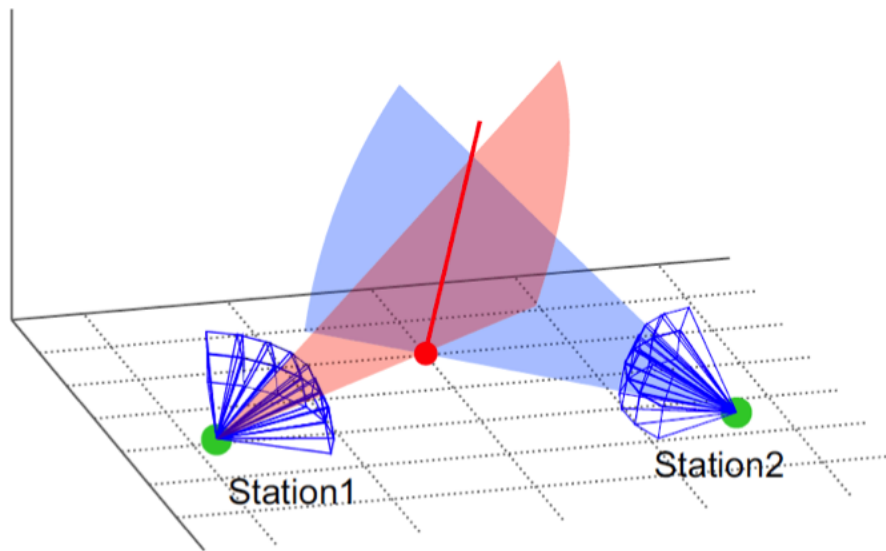


図 1.7: 望遠鏡による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

1.5.1 銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移

$10^{15.5}$ eV 付近の “knee” 領域とそれ以上のエネルギー領域の空気シャワー観測実験から、一次宇宙線の平均質量数は宇宙線のエネルギーの増加とともに徐々に大きくなり、主成分が重い原子核に遷移していることが分かっている。これは 1.2 節で示したように、加速領域や閉じ込め領域からのもれだしによるもので、電荷の小さな粒子ほど磁場による閉じ込め効果が効きにくくなり、銀河系外に逃げ出していくためにフラックスが減少していく。 $10^{15.5}$ eV での “knee” で組成が陽子であるとすれば、knee よりも 26 倍高いエネルギー、すなわち $\sim 10^{17}$ eV 付近では、電荷が小さいヘリウムや炭素などのフラックスは小さくなり、主成分が鉄原子核となる。

そのエネルギーを超えると、宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へ遷移しているエネルギー領域で、宇宙線の主成分が重い原子核から軽い原子核へ極端に変化する。そのため、この遷移領域では空気シャワーの最大発達深さがエネルギーとともに急激に変化し、さらに重い原子核成分と軽い原子核成分が混在しているために最大発達深さの分布は非常に広くなると期待される。このような変化が見つかれば、宇宙線の銀河系内から銀河系外への遷移の決定的な証拠になると考えられている。

1.5.2 “2nd knee” 領域の観測結果の現状

この “2nd knee” 領域付近の宇宙線を観測している代表的な実験として、IceCube、IceTop 実験、KASCADE 実験、KASCADE Grande 実験、Tunka 実験、Yakutsk 実験がある。これらの実験結果にはある程度の一致が見られるものの、統一的理解は得られていない。本節ではこれらの実験について簡単に紹介し、観測結果をまとめる。

IceCube 実験

IceCube 実験は南極点のアムゼン・スコット基地の近くに展開されている。検出器は球型のチェレンコフ検出器をストリング状に 17 m 間隔で 60 個並べたものを 1 本とし、これを南極の氷の中、地表から 1450~2450 m の深さまで沈める。これを 120 m 間隔で 86 本埋設し、やがて約 1 km^3 の有効検出体積を持つ。それに加えて IceCube の上部の地表に、水チェレンコフ検出器 2 台で構成されたステーションを 81 ステーション設置し、IceTop と呼ばれる約 1 km^2 の検出面積を持つ空気シャワーアレイを展開している [31]。これらによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18} \text{ eV}$ のエネルギー領域の宇宙線を観測している [32]。

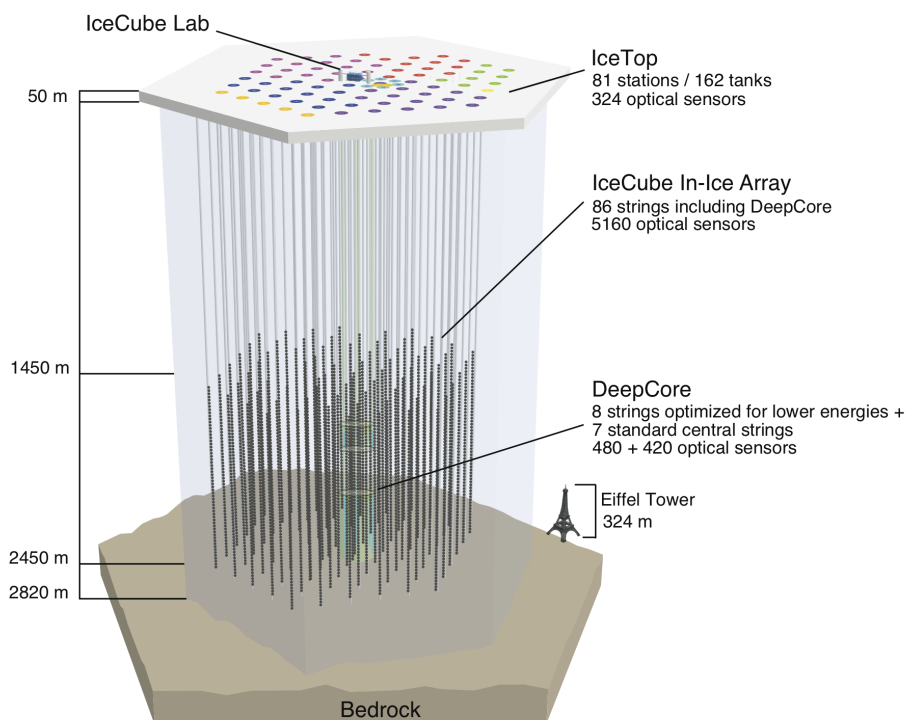


図 1.8: IceCube と IceTop の配置図 [31]。

KASCADE と KASCADE-Grande 実験

KASCADE は Karlsruhe Shower Core and Array DEtector の略であり、その名の通り、ドイツのカルスルーエ工科大学に展開されていた。その構成を図 1.9 に示す。KASCADE は 1980 年代末から建設が始まり、1996 年から観測が開始された [33]。地表検出器アレイは $200 \text{ m} \times 200 \text{ m}$ の面積内に 13m 間隔で 252 台の検出器が設置された [33]。シャワーの芯付近を観測するために、 $20 \text{ m} \times 16 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ のハドロンカロリメーター 1 台と 128 m^2 のミューオントラッキング検出器 1 台からなる巨大で精密な中心検出器を持つ観測実験であった。

その後、イタリアで 1989 年から稼働していた EAS-TOP の終了 (2000 年) にともない、使用されていた面積 10 m^2 のシンチレーション検出器 37 台が KASCADE を含む 0.5 km^2 の領域におよそ 137m 間隔で設置され、2003 年に KASCADE-Grande 実験として観測が開始された [34]。その

構成を図 1.10 に示す。KASCADE-Grande 実験は $10^{16} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を 2003 から 2012 年にかけて観測していた [35]。

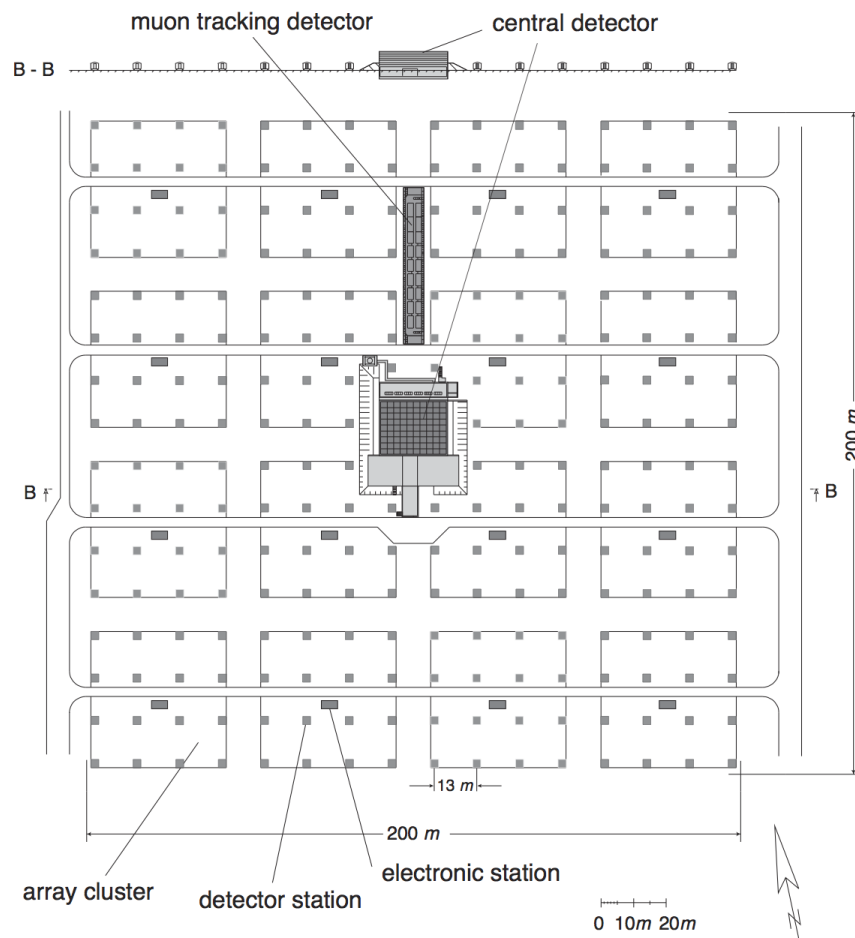


図 1.9: KASCADE アレイの検出器配置図 [33]。

Tunka 実験

Tunka 実験はロシアの南東部にあるバイガル湖から約 50km 離れた Tunka 渓谷に展開されている。1つのクラスターは鉛直上方に向けた 8 インチ PMT7 本で構成される空気チェレンコフ光検出器である。このクラスターを 85 m 間隔に 19 クラスターを円形に設置し、その中心から半径 1 km の地点にさらに 6 クラスターを設置し、図 1.11 に示すように全体でおよそ 3 km^2 の検出面積を持つ [38]。これによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [39]。

Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシアの北東部の Yakutsk の近くの Oktyomtsy に展開されている。地表に配置された 2 m^2 のシンチレータ検出器 58 台と、地下に配置された 20 m^2 のミュオン検出器 6 台と 48 台の空気チェレンコフ光検出器で構成され、 8.2 km^2 の有効検出面積を持つ [40]。これによって、およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [41]。

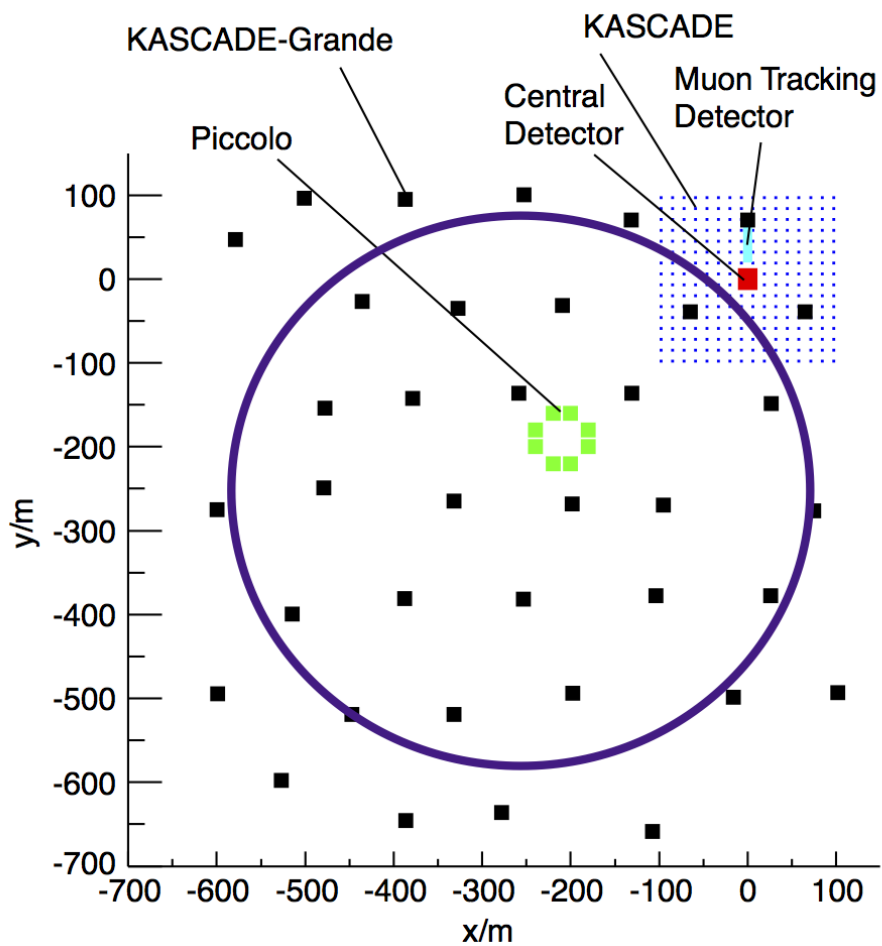


図 1.10: KASCADE-Grande アレイの検出器配置図 [34]。右上の細かいアレイが KASCADE アレイである。

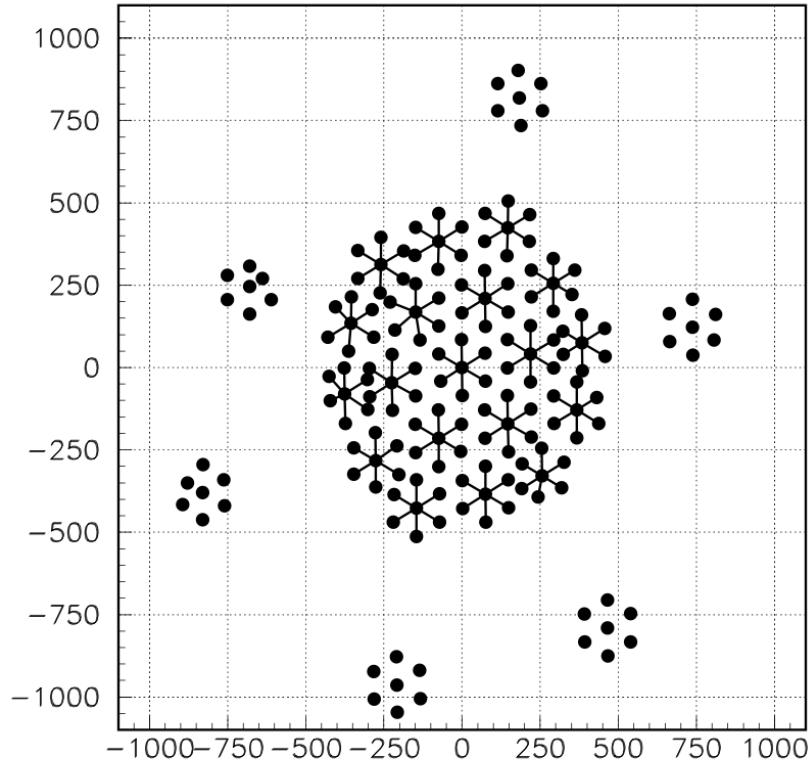


図 1.11: Tunka アレイの検出器配置図 [38]。

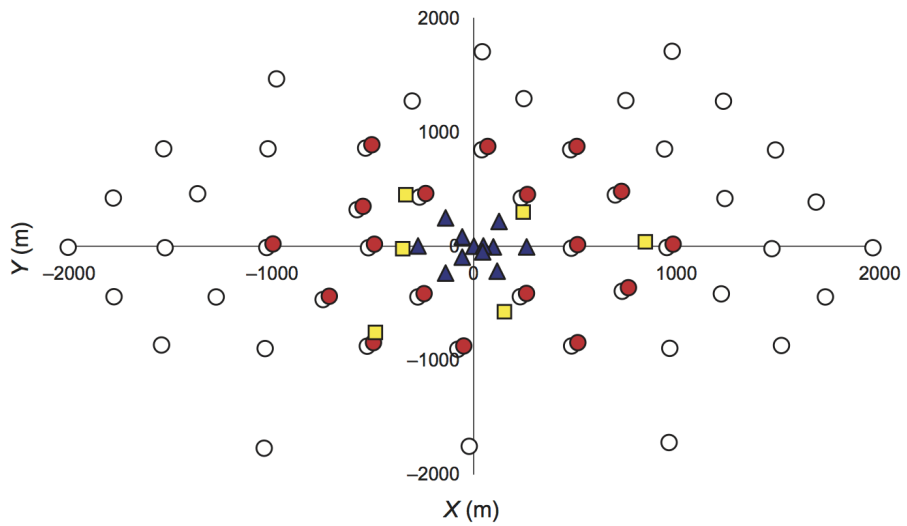


図 1.12: Yakutsk アレイの検出器配置図 [40]。

HiRes 実験

HiRes 実験は High Resolution Fly 's Eye Detector の略でアメリカのユタ州の Dugway に設置された、HiRes I、HiRes II と呼ばれる 2 サイトの大気蛍光望遠鏡で構成され、1997 年から 2006 年まで行なわれた宇宙線観測実験である。HiRes は 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けたものを 1 telescope として HiRes I には 22 telescope、HiRes II には 42 telescope で構成されている。HiRes I と HiRes II は方位角方向は 360° カバーし、仰角方向は HiRes I で $3^\circ \sim 16.5^\circ$ 、HiRes II で $3^\circ \sim 30^\circ$ をカバーしている。これによって、およそ $10^{17} \sim 10^{20}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測していた [42]。また、同じサイトで稼働していた、シカゴ大学の地表アレイ CASA、ミシガン大学の地下ミューオン検出器アレイ MIA との連動実験が 1992 年から 1996 年まで実施された [43]。

Auger 実験

Auger 実験はアルゼンチン中南部の Mendoza に設置された 1660 台の水チェレンコフ検出器と 4 サイトの大気蛍光望遠鏡を用いた極高エネルギー宇宙線観測実験で、およそ 3000 km^2 有効検出面積を持つ。水チェレンコフ検出器は直径 3.6 m、高さ 1.2 m で 12000 リットルの純水で満たされた水タンクに、9 インチの PMT3 本からなる。大気蛍光望遠鏡は、合成鏡で構成された telescope が 6 台で 1 つのサイトを構成しており、telescope 1 台で $30^\circ \times 30^\circ$ をカバーしている。これによって、およそ $10^{17.5} \sim 10^{20}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [44]。

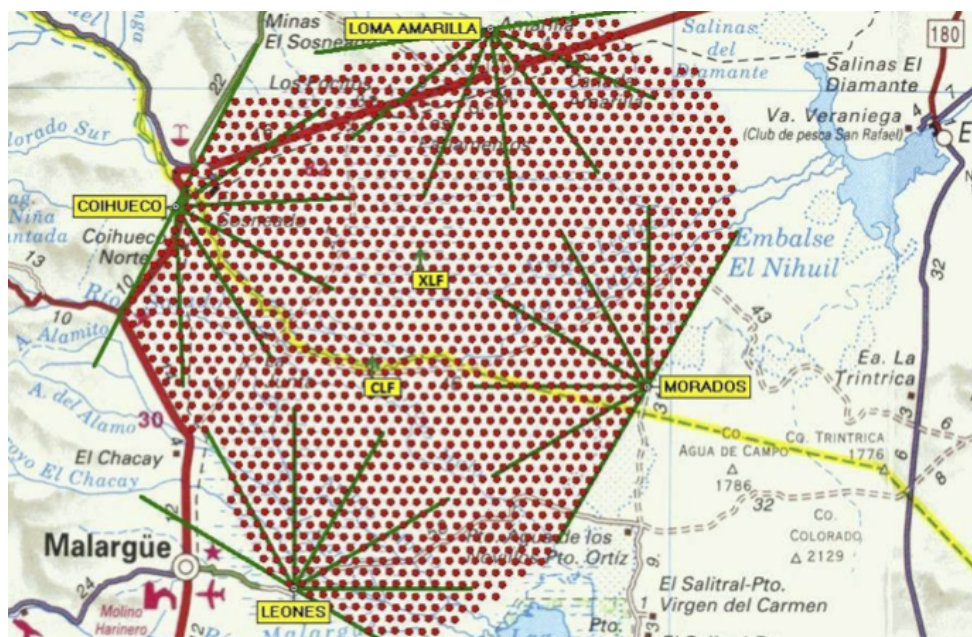


図 1.13: Auger 実験の検出器配置図 [44]。赤い点で示されているのが水チェレンコフ検出器で、緑の線で示されているのが大気蛍光望遠鏡の視野である。

1.5.3 “2nd knee” 領域のエネルギースペクトル

図 1.14、図 1.15、図 1.16、図 1.17 はそれぞれ IceTop、KASCADE-Grande、Tunka、Yakutsk によるエネルギースペクトルの観測結果である [32, 35, 39, 41]。ここで γ はスペクトルのベキの指数を表しており、それらを表 1.1 にまとめた。異なった 4 つの実験で γ の値を比べてみると似た構造が見られることがわかる。この結果からエネルギースペクトルにおける”2nd knee”の存在は、折れ曲がりのエネルギーは一致しないものの、実験的に確認されたといえる。

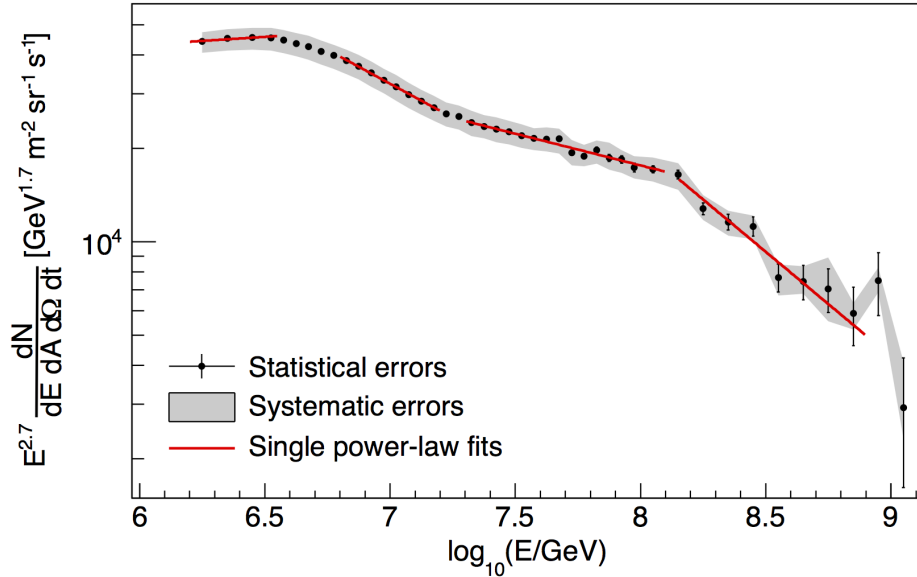


図 1.14: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [32]。赤線は power-law による Fit の結果でそれぞれ左から $\gamma_0 = -2.648 \pm 0.002 \pm 0.06$ 、 $\gamma_1 = -3.138 \pm 0.006 \pm 0.03$ 、 $\gamma_2 = -2.903 \pm 0.010 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -3.374 \pm 0.069 \pm 0.08$ である。

1.5.4 ”2nd knee” 領域の異方性

図 1.18 に Pierre Auger、KASCADE-Grande、IceTop、IceCube、EAS-TOP、Tibet-AS γ 、ARGO-YBJ で観測された宇宙線の異方性を示す [47]。横軸はエネルギーで、上側のパネルの縦軸が天の赤道近くの dipole の大きさを表し、下側のパネルは赤道で上側のパネルで dipole が見える場所を表している。この図から 10^{16} eV 以下のエネルギー領域では異方性について複数の観測結果が存在していることがわかる。対して、2nd knee 領域のエネルギー領域にはほとんど観測結果が存在しない。また、 $10^{17.5}$ eV 以上の異方性が Pierre Auger で観測されているが、Pierre Auger は南天を観測しているので 2nd knee 領域で北天を観測した結果はないことがわかる。以上のことから、南北両天の広エネルギー領域で観測するために今後 2nd knee 領域の宇宙線の異方性を調べるのが重要だと言える。

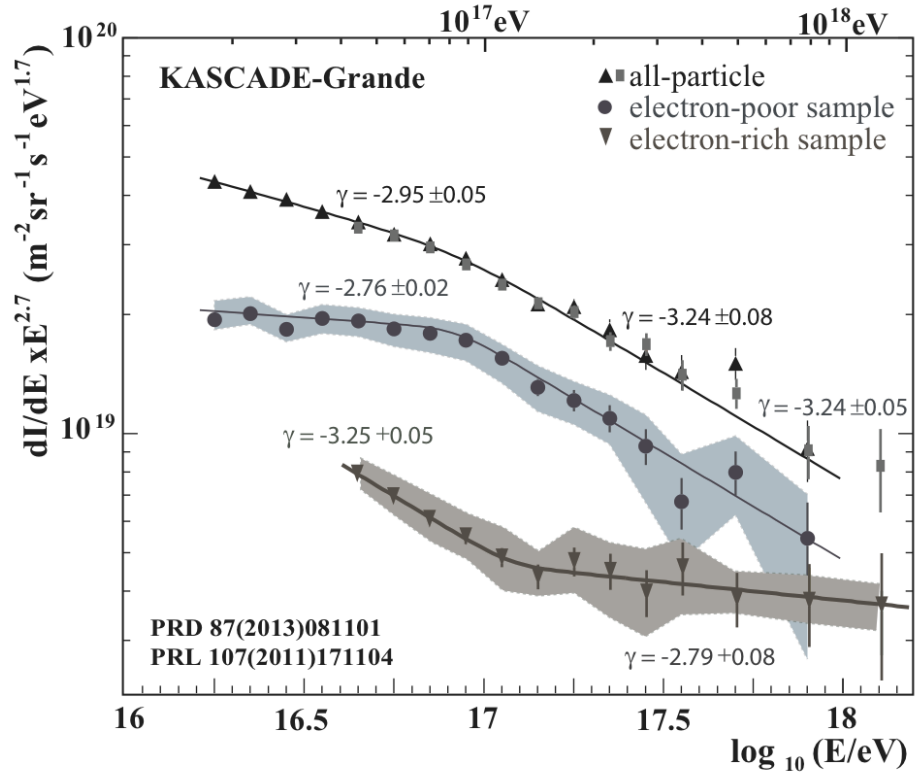


図 1.15: KASCADE-Grande 実験によって観測されたエネルギースペクトル [35]。上三角と四角は全粒子のスペクトルで、黒丸は electron-poor、つまり重い原子核成分のエネルギースペクトル、下三角は electron-rich、つまり軽い原子核成分のエネルギースペクトルである。四角と黒丸は [36] で発表されたスペクトル、上三角と下三角は [37] で発表されたスペクトルである。

実験名	γ_0	γ_1
IceToP	$\gamma_0 = -2.648 \pm 0.002 \pm 0.06$	$\gamma_1 = -3.138 \pm 0.006 \pm 0.03$
KASCADE – Grande	$\gamma_0 = -2.95 \pm 0.05$	$\gamma_1 = -3.24 \pm 0.08$
Tunka	$\gamma_0 = -2.65 \pm 0.01$	$\gamma_1 = -3.23 \pm 0.01$
Yakutsk	$\gamma_0 = -2.7 \pm 0.03$	$\gamma_1 = -3.12 \pm 0.03$
実験名	γ_2	γ_3
IceToP	$\gamma_2 = -2.903 \pm 0.010 \pm 0.03$	$\gamma_3 = -3.374 \pm 0.069 \pm 0.08$
KASCADE – Grande	$\gamma_2 = -3.24 \pm 0.05$	
Tunka	$\gamma_2 = -2.98 \pm 0.01$	$\gamma_3 = -3.35 \pm 0.11$
Yakutsk	$\gamma_2 = -2.92 \pm 0.03$	$\gamma_3 = -3.24 \pm 0.04$

表 1.1: IceTop、KASCADE-Grande、Tunka、Yakutsk によるエネルギースペクトルの観測によるスペクトルのベキの指数 γ を左から順にまとめたもの。

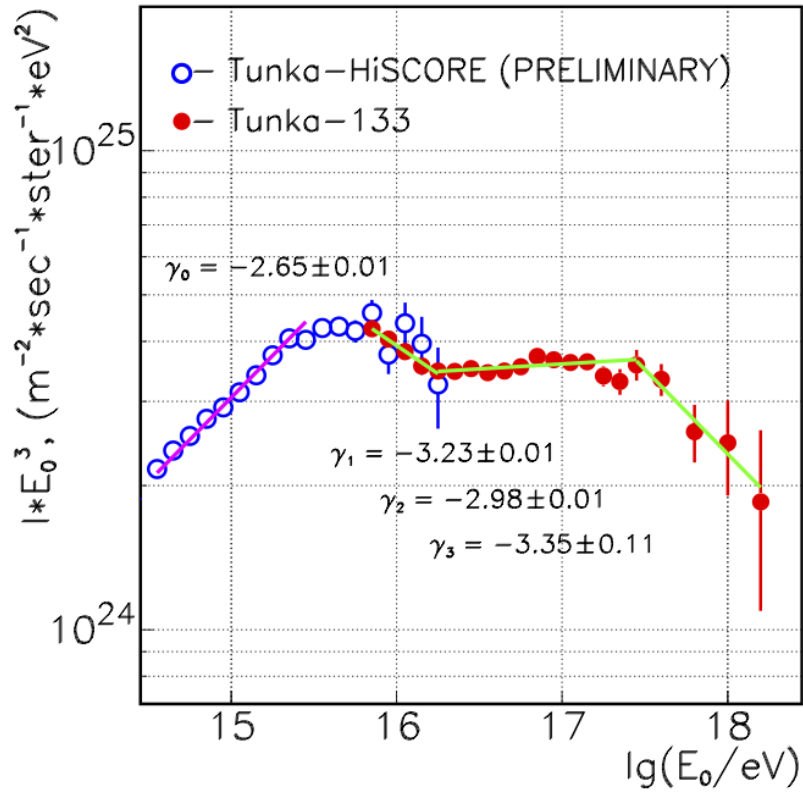


図 1.16: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [39]。

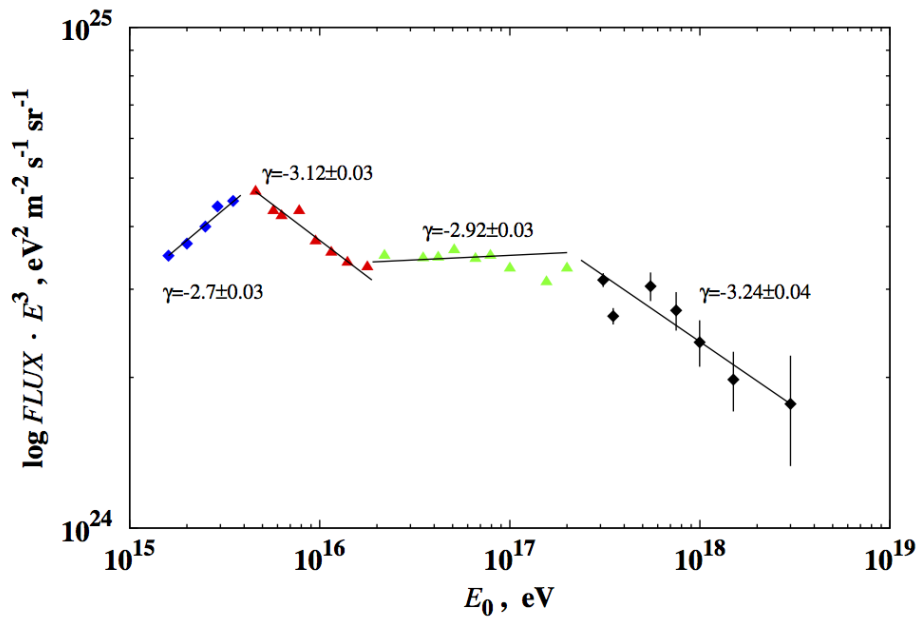


図 1.17: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [41]。

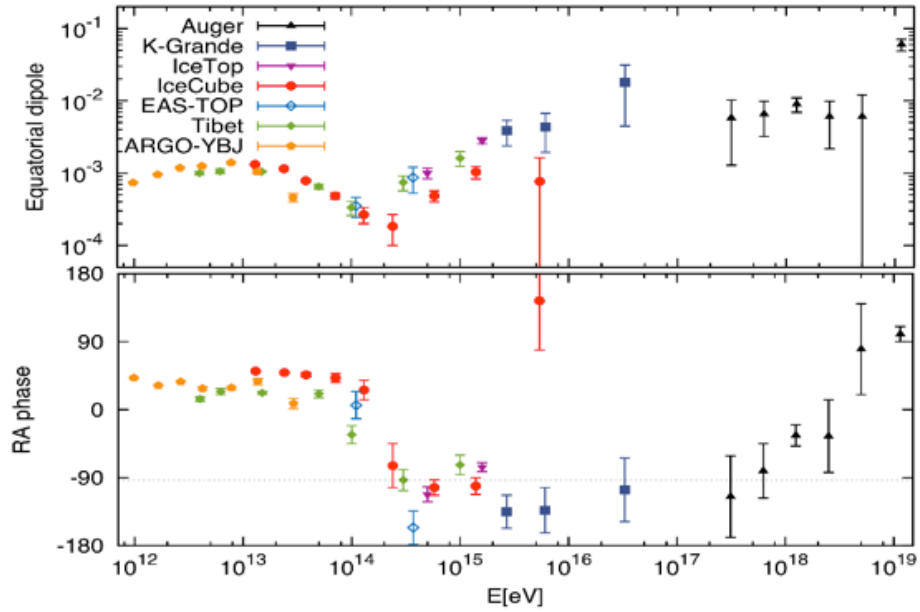


図 1.18: Pierre Auger、KASCADE-Grande、IceTop、IceCube、EAS-TOP、Tibet-AS γ 、ARGO-YBJ で観測された宇宙線の異方性 [47]。

1.5.5 ”2nd knee”領域の質量組成

図 1.19 に IceTop/IceCube、KASCADE、KASCADE-Grande、Tunka、HiResMIA、Auger で観測された質量組成を重ね書きしたものを示す [46]。横軸はエネルギーで縦軸は質量数の自然対数をとったものである。この図から、 $10^{17}\text{eV} \sim 10^{18}\text{eV}$ のエネルギー領域でエネルギーの増加とともに、質量組成の急激な変化が見てとれる。これは節 1.5.1 で述べた宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移の描像と一致する。しかし、各実験の誤差が大きく実験間の違いも大きいので、確たる証拠とはまだ言えない。そのため、今後このエネルギー領域において質量組成の小さい精密な観測を行うことが、宇宙線の銀河系内から銀河系外への遷移を解明するにあたって重要である。

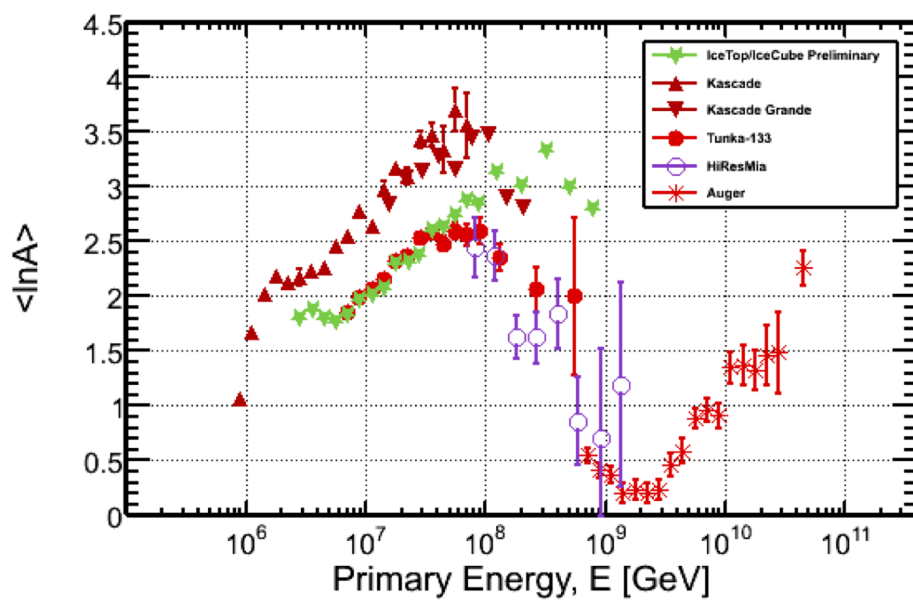


図 1.19: IceTop/IceCube、KASCADE、KASCADE-Grande、Tunka、HiResMIA、Auger で観測された質量組成 [46]。

第2章 TA Low Energy extension(TALE) 実験

Telescope Array(TA) 実験は日本、アメリカ、韓国、ロシア、ベルギーの研究者による国際共同研究で、アメリカ合衆国ユタ州の砂漠に約 700km^2 の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台からなる空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠鏡を設置し、異なる 2 種類の検出器によるハイブリッド観測を行なっている。TA 実験は 2008 年から定常観測を続けている。TA Low Energy extension(TALE) 実験は TA 実験の拡張実験であり、観測するエネルギー領域を低エネルギー側に拡張することで、 $10^{16.5} \sim 10^{20.5}\text{eV}$ までの 4 桁のエネルギー領域を、シャワー再構成の分解能が良いハイブリッド観測で空気シャワーを観測する。このエネルギー領域は、銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移、銀河系外宇宙線の GZK 機構によるエネルギースペクトルの終端までの全てを含む領域である。TALE 実験はこのエネルギー領域のエネルギースペクトルと質量組成の変化を小さい系統誤差で精度よく測定する。

2.1 TALE 実験の目的：銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移の検出

節 1.5.1 で述べたように、“2nd knee” のエネルギー領域で宇宙線が銀河系内起源から銀河系外起源へと遷移していると考えられている。この遷移領域では、銀河系内起源の重い原子核成分と、銀河系外起源の軽い原子核成分が混ざり合うため、空気シャワーの最大発達深さ X_{max} の分布が広くなり、 X_{max} を $\log_{10} E$ の関数としてプロットした時の傾きを表す elongation rate と呼ばれるパラメータも小さくなると期待される [45]。TALE 実験では地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡によるハイブリッド観測で X_{max} を高精度で測定することによって、 X_{max} の分布と elongation rate にエネルギーに依存した変化を見つけ、宇宙線の銀河系内起源から銀河系外起源への遷移の決定的な証拠を見つけることを目的としている。

2.2 TA 実験

TA 実験はエネルギー決定精度にシミュレーション依存性が少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector、FD) と、完全自立で長時間稼働し統計量を稼ぐことが可能な地表検出器 (Surface Detector、SD) による空気シャワーアレイという異なる 2 種類の検出器によるハイブリッド観測で、 $10^{18} \sim 10^{20.5} \text{eV}$ の極高エネルギー宇宙線による空気シャワーを観測する実験である。

SD アレイの設置場所は設置、運用、修理作業に適した地形や立地が望まれる。さらに、太陽光電池パネルの有効な稼働のために高い晴天率と、良好で安定した観測データ通信のための平坦な地形が望まれる。また、FD の建設場所は観測時間を長く取るための高い晴天率と観測のノイズ源となる人工光が無いことや大気の透明度が高いこと、また周囲に視界を遮るものが無いなどの条件を満たす地形が望まれる。これらの条件を考慮して、TA 実験の観測場所としてアメリカユタ州

のミラード郡西部の砂漠地帯 (平均標高 1400m、大気深さ $860\text{g}/\text{cm}^2$) が選ばれた。この地域は年間降雨量は 250mm、晴天率 60% と理想的な天候であり、周囲に町も少ないので人工光も極めて少ない。

SD アレイは 1.2km 間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器で構成され、有効検出面積はおよそ 700km^2 である。FD は地表検出器アレイを囲うように、約 35km 間隔で 3 ステーション設置されている。TA の検出器の配置図を図 2.1 に示す。SD アレイの上空を FD の視野で覆うことで、宇宙線を SD と FD という異なる 2 種類の検出器でハイブリッド観測している。

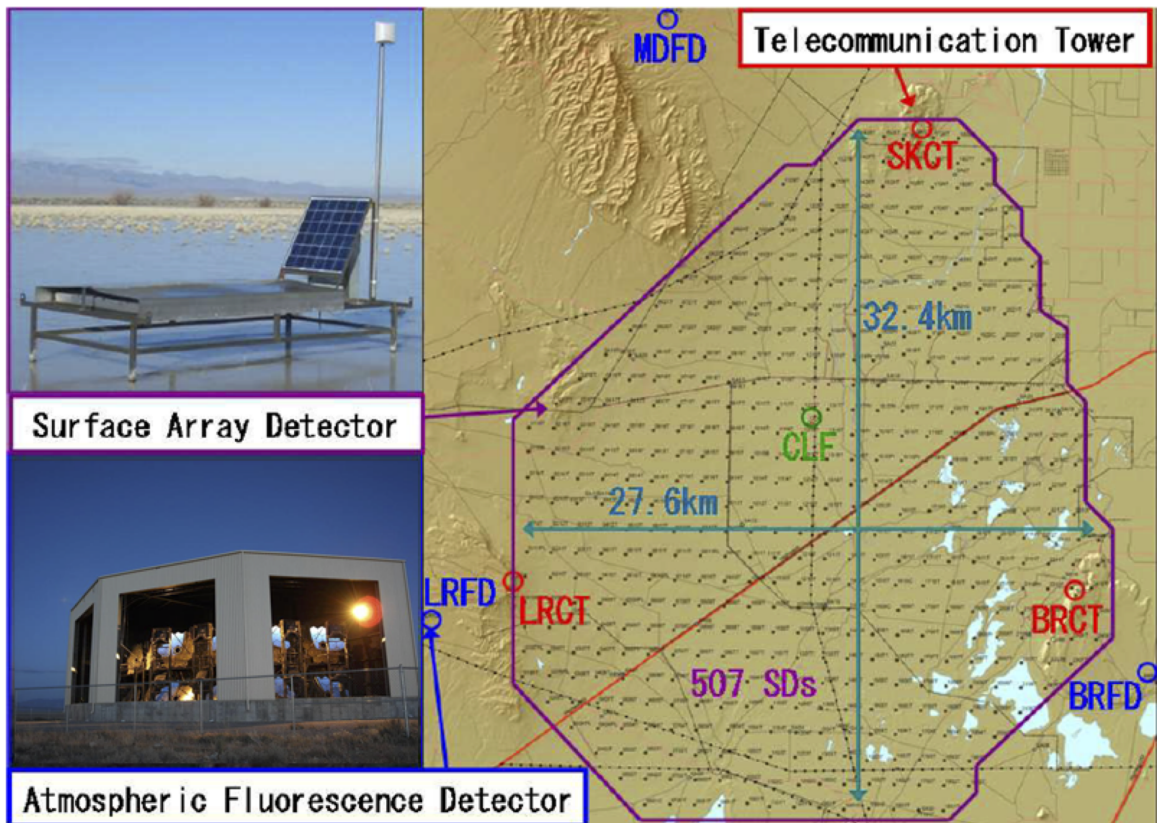


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図。黒点が各 SD を、青丸が FD の各サイトを、赤丸が SD のデータ通信に用いられる通信塔を表す。また、左上の写真が SD、左下は FD ステーションの写真。

これまでの観測では図 2.2 のように 10^{18}eV 以上のエネルギースペクトルにいくつかの折れ曲がり構造が確認されている [6]。これらの構造は、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) と一次宇宙線の衝突による π 中間子生成による GZK カットオフ ($10^{19.7}\text{eV}$) と、電子・陽電子対生成による dip ($10^{18.7}$) が見えていると解釈できる。また、図 2.3 のように平均 X_{max} の観測から、観測しているエネルギー領域全体で、 X_{max} の平均値は一次宇宙線の組成が純粋な陽子ということと矛盾しないことが分かった [6]。これも前述の結果を支持する。

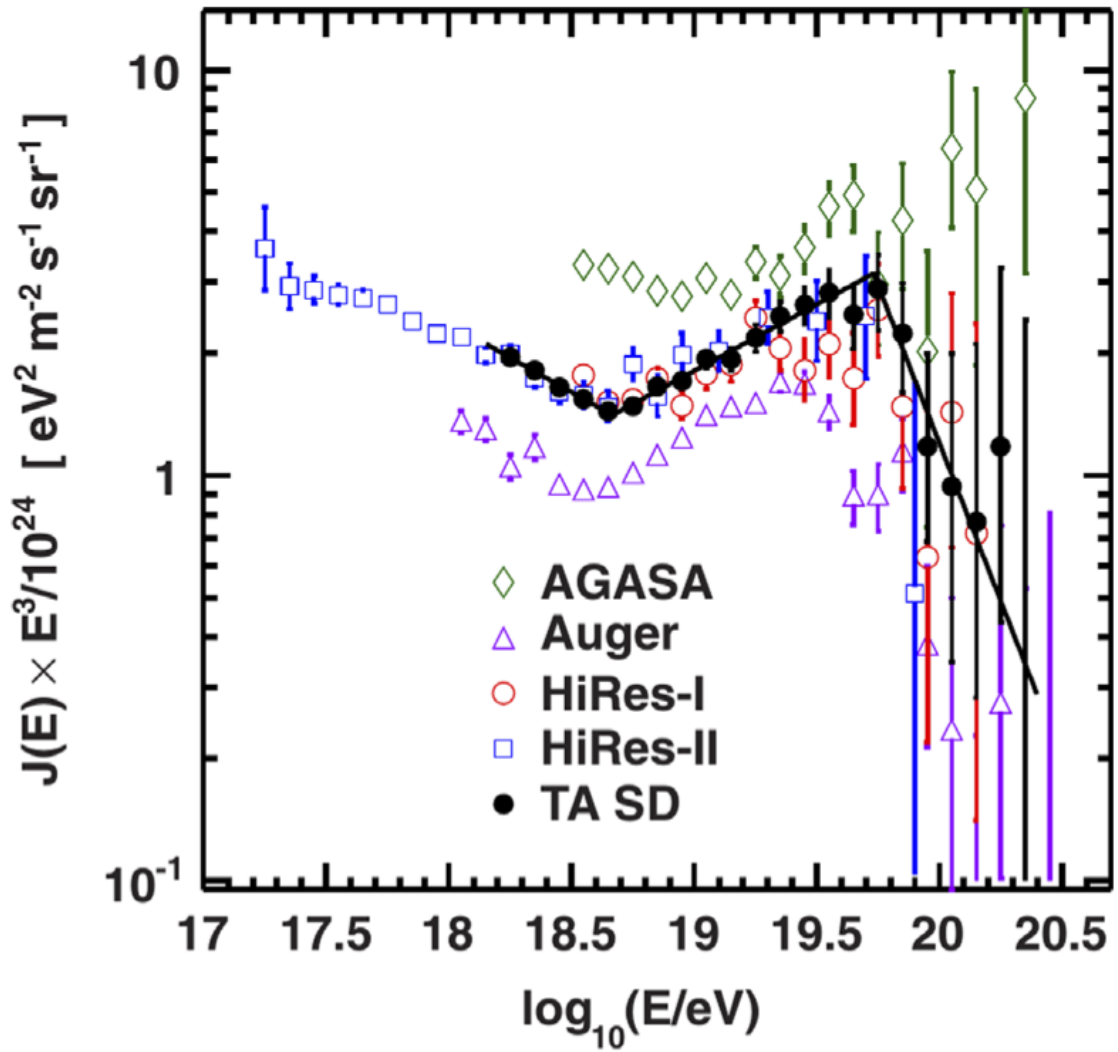


図 2.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [6]。折れ曲がり構造を見やすくするために実験的に求めた微分スペクトルに E^3 を掛けてある。

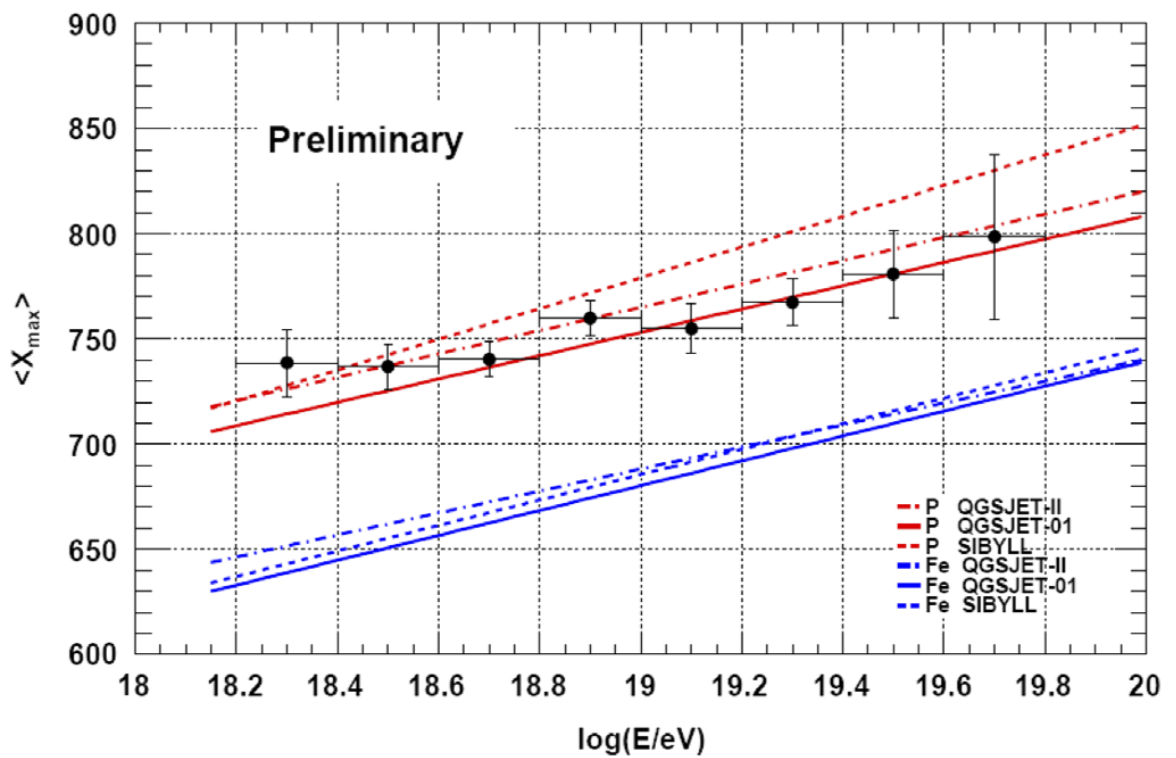


図 2.3: TA 実験による各エネルギーにおける平均 X_{\max} の観測結果 [6]。全てのエネルギー領域で組成が 100%陽子であることと矛盾しない。

2.2.1 TA 実験の大気蛍光望遠鏡

TA 実験では大気蛍光望遠鏡が3ステーションに設置されているが、そのうちの Middle Drum(MD)ステーションは前述した HiRes 実験の大気蛍光望遠鏡を移設したものである。MD には4枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けたものを1 telescope として14台の telescope が設置されている。一方、Black Rock Mesa(BRM)ステーションと Long Ridge(LR)ステーションの大気蛍光望遠鏡はTA 実験のために新たに設計されたものであり、六角形のセグメントミラーを18枚組み合わせたものを1 telescope として12台の telescope が各ステーションに設置されている。各ステーションは方位角 108° 、仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ の範囲を観測している。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から 100 ~ 200 m 高い場所に建設されている。

2.2.2 TA 実験の地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2 km で碁盤の目のように並べられた 507 台のプラスチックシンチレータ検出器から構成され、 700 km^2 の有効検出面積を持つ。この SD アレイは3分割された部分アレイで構成されており、各領域毎に1つのデータ通信塔と無線 LAN 通信によって観測データをやり取りしている。各通信塔はそれぞれ、Smelter Knoll(SK)通信塔、Black Rock Mesa(BRM)通信塔、Long Ridge(LR)通信塔と呼ばれる。TA 実験の SD と TALE 実験で現在稼働している SD は同型の SD である。

2.3 TALE 実験の検出器構成

TALE 実験は、TA 実験に隣接して、TA-FD よりも高い仰角方向を観測する大気蛍光望遠鏡と、より高密度に設置された地表検出器アレイによって、TA 実験の観測可能エネルギー範囲を $10^{16.5} \text{ eV}$ まで低エネルギー側へ拡張してエネルギースペクトルと質量組成を測定する実験である。その検出器配置図を図 2.4 に示す。

TALE 実験の FD ステーションは TA 実験の MD ステーションに隣接して建設され、TA 実験の望遠鏡よりも高い仰角 $30^\circ \sim 57^\circ$ を観測する。これによって、より高い高度で最大発達をむかえる空気シャワー、すなわち低いエネルギーの一次宇宙線によるシャワーを観測する。また、TALE-FD ステーションの前方視野内に 80 台の地表検出器からなる空気シャワーアレイを設置している。 10^{16} eV 台の宇宙線に対する TALE-FD の感度はステーションから半径 3 km 以内に限定されるので、ステーションから 3 km 以内の領域では TA-SD アレイの 1.2 km 間隔よりも密にアレイを配置している。具体的には、TALE-FD ステーションに一番近い部分の 1.5km から 3km は 400 m 間隔で 40 台、その外側の 5km までは 600 m 間隔で 40 台の SD が並んでいる。アレイの形状が碁盤の目状ではなく、扇形に配置されているのは FD とのハイブリッド観測に最適化するためである。試験観測を経て、FD では 2013 年 9 月から定常観測を開始していて、SD アレイでは 2013 年 4 月に 35 台で観測が開始され、2018 年 2 月から 80 台で定常観測を実施している。

2.4 TALE 実験の大気蛍光望遠鏡

図 2.5 に示すように TALE-FD ステーションは、TA 実験の MD ステーションに隣接して建設されている。TALE-FD で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは前述した HiRes II 実験で使用されたものを再調整して使用している。望遠鏡は図 2.6 に示すように半径 630 mm の 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けた面積 4.18 m^2 のものを 1 telescope として、TALE-FD ステ

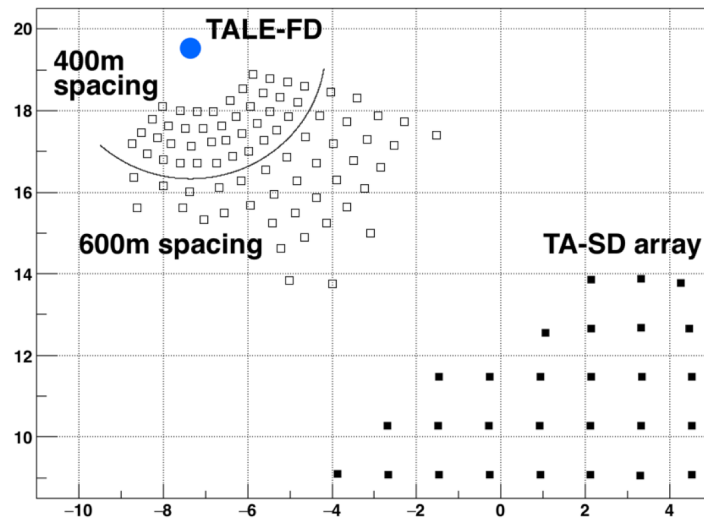
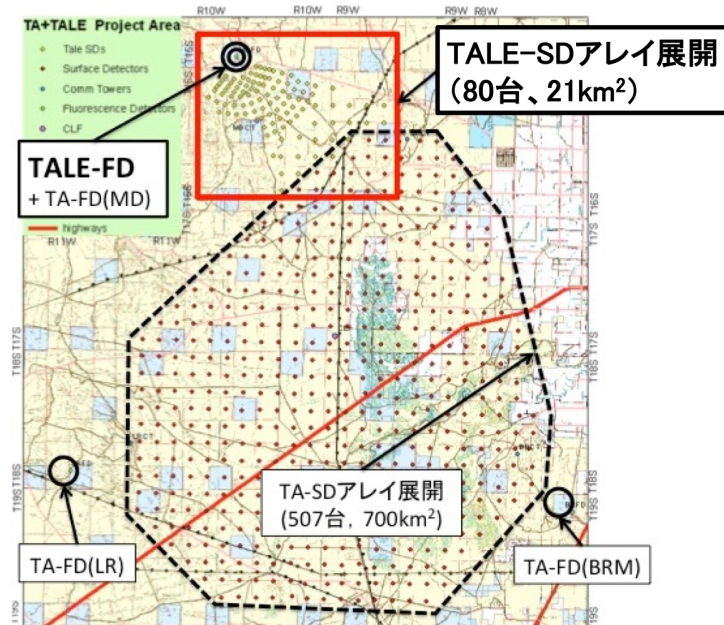


図 2.4: TALE 実験の検出器配置図。TALE 実験は TA 実験の北西部、上の図の赤い四角で囲まれた領域に展開している。下の図はその赤い四角の領域を拡大したもので、白い四角□が TALE-SD を、青い丸●が TALE-FD を示している。また、黒い四角■は TA-SD を示している。

ションには計 10 台の telescope が設置されている。telescope 1 台の視野は $14^\circ \times 14^\circ$ であり、仰角方向 $30^\circ \sim 44^\circ$ の視野を向いたものが 5 台、 $44^\circ \sim 57^\circ$ を向いたものが 5 台からなり、図 2.7 に示すように全体として方位角方向に 114° 、仰角方向に $30^\circ \sim 57^\circ$ の範囲をカバーしている。



図 2.5: TA 実験の MD ステーション (左) と、TALE-FD ステーション (右) の外観。

2.5 TALE 実験の地表検出器

2.5.1 地表検出器の基本構成

TALE 実験で現在稼働している SD は、図 2.8 に示すように、TA 実験で用いられている SD と同形である。SD は厚さ 1.2 cm、面積 $2.0 \text{ m} \times 1.5 \text{ m}$ のプラスチックシンチレータ (CI 工業社製、CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている。2 枚からのシンチレータからの信号のコインシデンスを取ることで、バックグラウンド信号と空気シャワー荷電粒子由来の信号を効果的に識別できる。図 2.9 に SD シンチレータの構成を示す。

シンチレータで発生した光は、各層毎に 104 本の波長変換ファイバー (Kuraray 社製、Y-11) を通して PMT (Electron tubes 社製、9124SA) で電気信号に変換される。これらはシートで遮光して外部の光が入らないようにした上で、厚さ 1.2 mm のステンレス製のボックスに収納されている。

PMT の出力は FADC (AD9235BRU-65) によって各層のチャンネル毎に 12 bit、50 MHz のサンプリング周波数でデジタル化して記録されている。各検出器の動作タイミングは GPS 受信機 (Motorola M12+) によって 1 秒毎に発行される信号 (1 Pulse Per Second、1 PPS) で同期されており、検出器間のタイミングのズレはおよそ 14 ns 以内である [59]。

電力源として、120 W の太陽光電池パネル (京セラ社製、KC120J) とバッテリー (DYNASTY 社製、DCS-100L) を用いており、外部からの電力供給を必要とせず、365 日 24 時間の完全自立稼働が可能となっている。

図 2.9 にソーラーパネルの裏側に設置されているエレクトロニクスボックスの外観を示す。この中にバッテリーとエレクトロニクスが格納されている。また、バッテリーは温度に依存して充



図 2.6: TALE-FD に用いられている大気蛍光望遠鏡。

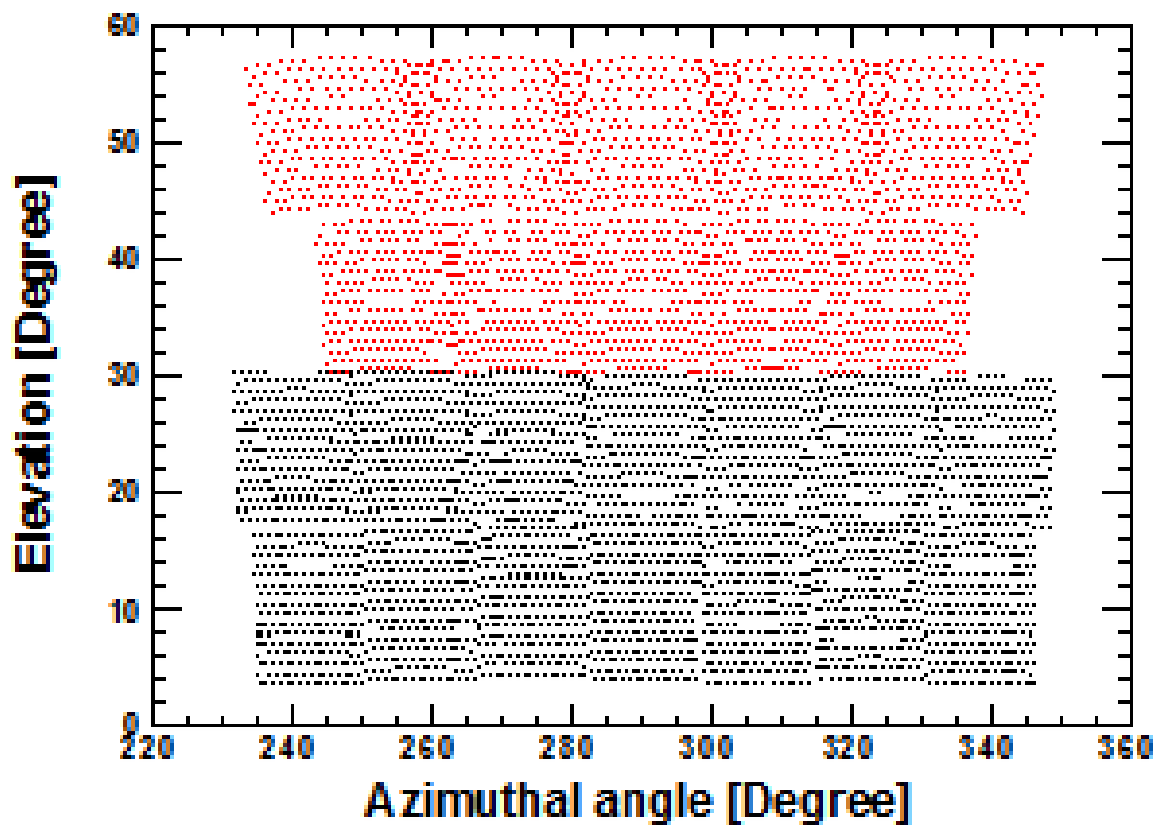


図 2.7: TALE-FD ステーション (赤色) と MD ステーション (黒色) の視野。各点はカメラを構成する各 PMT の中心の視野方向を表している。

放電性能が変化するので、クーラーボックス内に搭載されており、側面にフィルムヒーターを貼り付けることで温度変化をできるだけ抑えている。



図 2.8: 現地に設置されている TALE-SD。左奥に見えるのが MD/TALE-FD ステーションである。

2.5.2 地表検出器の電子構成

図 2.10 に示すように、SD の電子構成は主に以下の要素で構成されている。

- PMT で得られた波形をデジタル化するための FADC。12 bit、50 MHz のサンプリング周波数のものが上下層のように 2 チャンネル搭載されている。
- 高速信号処理用の FPGA(Xilinx 社製、XC3S1000) ゲート数は 100 万である。主に PMT の波形の処理と保存、PMT への印加電圧のコントロール、シリアルインターフェースのコントロールに用いられる。
- 電子構成全体を統括制御するための CPLD(Xilinx 社製、XC2C256)。主に CPU のブートコントロール、FPGA のブートコントロール、電源のコントロールに用いられる。
- 複雑な処理を行なうための CPU(ルネサステクノロジ社製、SH7750)。動作周波数は 150 MHz であり、大半の情報処理はこれを用いて行なわれる。

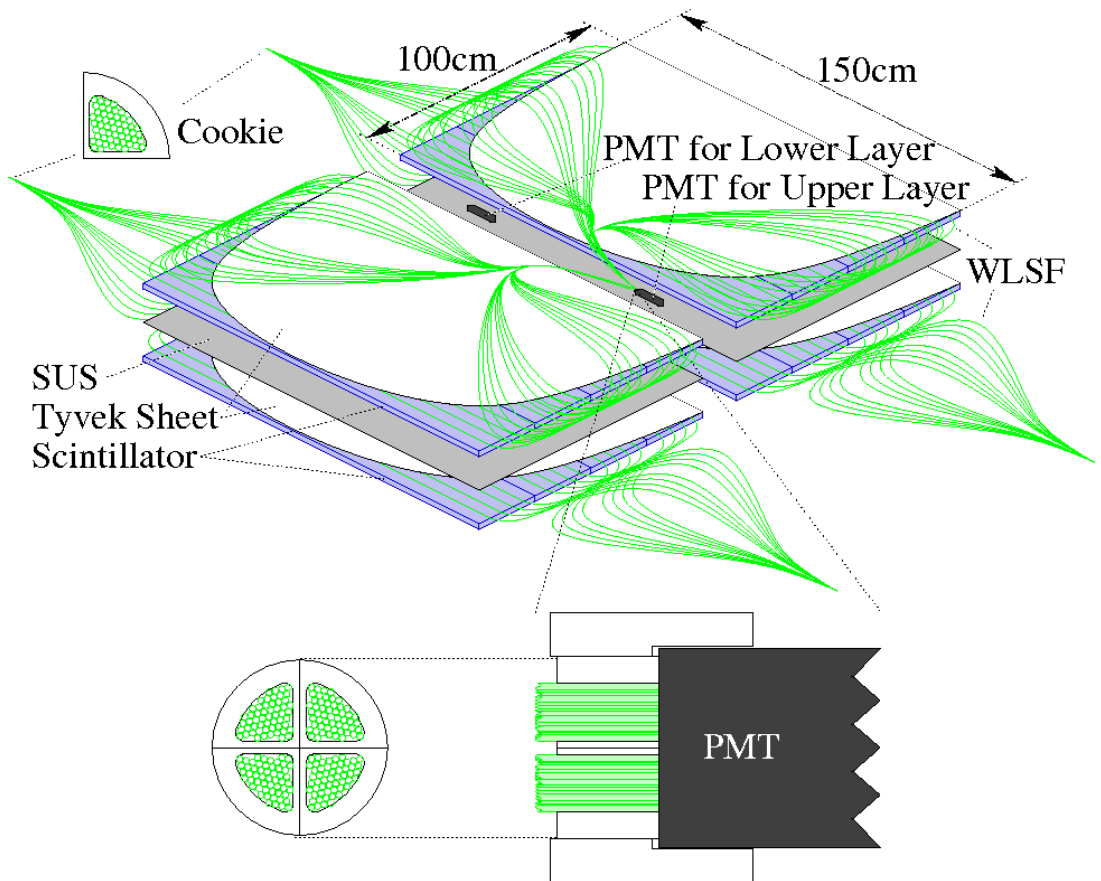


図 2.9: (左)TALE-SD のシンチレータボックスの内部構造、(右) ステンレスボックスの外観。

- 位置情報と絶対時刻取得のための GPS。
- 無線 LAN 通信モジュール。

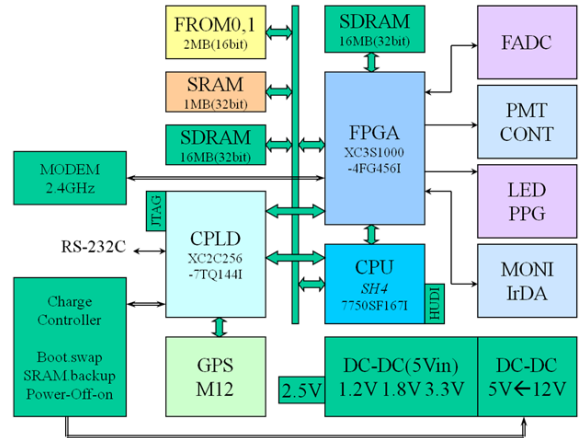
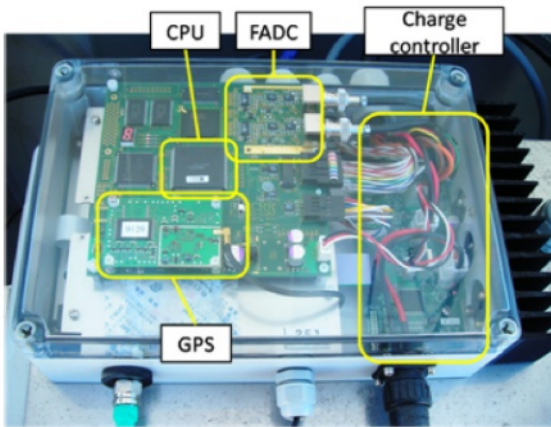


図 2.10: (左)TALE 実験で現在用いられているのと同型の TA 実験 SD 用エレクトロニクス。(右)SD 用エレクトロニクスのブロック図。

2.5.3 通信塔基本構成

図 2.11 に通信塔の外観を示す。通信塔は主に SD と通信するための無指向性アンテナとエレクトロニクス、トリガー用エレクトロニクス、データ収集 (Data Acquisition、DAQ) 用の産業用 PC、通信塔同士が通信するための指向性アンテナとエレクトロニクス、太陽光電池パネルとバッテリーで構成されている。

2.5.4 無線 LAN

通信塔と各 SD との通信には無線 LAN が用いられている。現在 TALE-SD に設置されているエレクトロニクスは TA 実験と同型のもので、2.4GHz 帯の電波を用いて、トリガー用の通信は 2.0 Mbps、DAQ は 1.0 Mbps で通信している。通信塔同士の通信には、上記の通信との干渉を避けるために 5.7 GHz 帯の電波が使われる。

2.5.5 DAQ サイクル

TALE 実験では、通信塔のエレクトロニクスと各 SD が通信を行なうことで DAQ を行なっている。トリガーは 3 種類あり、それぞれレベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーと呼ぶ。この節では DAQ の流れとトリガーについて示す。



図 2.11: TALE 実験用のデータ通信塔。太陽光パネルにより必要な電力を得ている。中央右奥に MD/TALE-FD ステーションが小さく写っている。

レベル0トリガー

物質中での荷電粒子の単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値が存在し、このときの粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle、MIP) と呼ぶ。シンチレータ中でのエネルギー損失が最小となるエネルギーは粒子毎に異なるが、地表まで到来する宇宙線は主に様々なエネルギーを持つミューオンであり、後述するバックグラウンドミューオンのヒストグラムという形でミューオンのMIPを測定することでSDを校正する。また、ミューオンの単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値は定数なので、全SDでMIPに対する応答をモニターすることで、全SDの応答を規格化することができる。

空気シャワー由来の荷電粒子の大半は、自然放射性物質起源の放射線に比べて非常にエネルギーが大きいので、シンチレータの上下層を貫通する。ゆえに、空気シャワー由来の荷電粒子を識別するためには上下層でコインシデンスをかければ良い。この空気シャワー粒子を判定するトリガーをレベル0トリガーと呼ぶ。レベル0トリガーの波形積分時間は8タイムスライス(1タイムスライス=20 ns)であり、しきい値はおよそ0.3 MIPに対応する15 FADCカウントである。トリガー条件を満たした波形の記録長は2.56 μ sで、継続時間の長い信号は単に連続した複数の波形として保存される。これは無線LANを用いたデータ通信の際の packetsize が大きくなりすぎるのを防ぐためである。

以下にデータバッファリングの手順を示す。なお、以下の手順は全てFPGAに実装された論理回路によって行なわれる。

1. 8タイムスライス(=160 ns)のFADC値の積算値(S_8)を8タイムスライス(=160 ns)ずつ移動しながら計算し、GPSの1PPS信号間の1秒間における S_8 の最頻値を計算する。この値を次の1秒のペDESTALの値とする。
2. S_8 を1タイムスライス(=20 ns)ずつ移動しながら計算し、 S_8 からペDESTALを引いた値が上下層ともにしきい値(15 FADCカウント、およそ0.3 MIP相当)よりも大きければ、レベル0トリガーを発行する。なお、トリガーから1280 ns以内に次のトリガーが発生した場合は無視する。
3. レベル0トリガーが発行されると、その波形を波形記録専用のSDRAMに転送する。波形はトリガーの640 ns以前から1920 ns以後まで保存される。トリガーの1280 ns以後から2560 ns以後の間に二つ目のトリガーが発行された場合、波形の重複を防ぐために二つ目のトリガータイミングは一つ目のトリガータイミングの2560 ns後に遅らされる。データのSDRAMへの転送と同時に、波形の積分値、波形の最大値、1PPS間のクロック数、波形番号を保存する。レベル0トリガータブルと呼ばれる、これらの情報は10 msごとにCPUと共有するSDRAMへDMA転送される。

レベル1トリガー

レベル1トリガーのしきい値はおよそ3 MIPに相当する150 FADCカウントで、積分幅は波形の記録幅とおなじ128タイムスライス(=2560 ns)である。レベル0トリガータブルを元に、通信塔のエレクトロニクスへと送信するレベル1トリガータブルを作成する手順について以下に示す。この手順は各SDのCPUで行なわれる。

1. GPSの1PPSの発行と同時にCPUに割り込みがかかり、割り込み処理と同時にレベル0トリガータブルをFPGAから読み込む。

2. DMA 転送中であれば、それが終了するまで待機した後、レベル0トリガーの処理を開始する。具体的には、クロック数から μs への変換、DMA 転送が成功したかどうかの確認、モニターデータの生成である。クロック数をそのまま使用せずに μs へと変換する理由は、データサイズを節約するためとクロック周波数が異なる SD 同士で同期を取るためである。それと同時に、波形の積分値からペDESTALを引いた値がしきい値である 150 FADC カウントよりも大きければレベル1トリガーを発行する。
3. レベル1トリガーが存在するとき、 μs (20 bit) と波形の積分値の上下層の平均 (4 bit) を組み合わせて 3 byte のデータとして記録する。これをレベル1トリガーテーブルと呼ぶ。

レベル2トリガー

通信塔のエレクトロニクスは各 SD からレベル1トリガーテーブルを収集し、レベル1トリガーが $8 \mu\text{s}$ の時間内に 4 台以上の SD で発行されていた場合、レベル2トリガーを発行する。レベル2トリガーが存在するとき、レベル2トリガーの判定に用いられた SD のうち、最も早くレベル0トリガーを発行した SD のトリガー時刻が DAQ リストに登録される。即座にトリガーを各 SD に発行しない理由は通信のオーバーヘッドを減らすためである。以下に通信塔エレクトロニクスでのレベル2トリガーのトリガー判定の手順を示す。

1. レベル1トリガーテーブルを SD から取得する。これと同時に後述するモニターデータも取得する。DAQ リストが空ではない場合は最も古い DAQ リストの送信も行なう。
2. GPS の 1 PPS の発行と同時に CPU に割り込みがかかり、レベル1トリガーテーブルの μs (20 bit) と SD 座標番号 (12 bit) を組み合わせ、さらに時系列順に並び替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。1 PPS と同期させて処理を行なう理由は、SD のトリガーサイクルと同期させることで無駄な待ち時間を発生させないためである。
3. このトリガーテーブルを $8 \mu\text{s}$ のゲート幅で走査し、4 台以上の SD でレベル1トリガーが見つかった場合、レベル2トリガーを発行し、DAQ リストへ登録する。
4. レベル2トリガーが発行されると、通信塔のエレクトロニクスは全ての SD に波形送信命令を発行し、SD はレベル2トリガーの時刻から $\pm 32 \mu\text{s}$ の範囲に波形が見つかったとき (=レベル0トリガーがあったとき)、それに対応する波形を通信塔のエレクトロニクスへと送信する。

2.5.6 モニター情報とモニタリングシステム

レベル1トリガーテーブルの転送の際に各 SD はヘッダー情報とともに自らの動作情報と状態を表すモニターデータを分割して送信している。モニターデータは合計で 9 KB 程度であり、トリガー DAQ に負担をかけないために、600 分割して毎秒 16 byte ずつ送信されている。

以下にモニター情報として取得されている情報を示す。収集時間間隔がそれぞれ、1 秒のもの、1 分のもの、10 分のものがある。ただし、収集時間間隔が 1 秒の情報は毎秒取得されるため、送信時に分割されず、上記の 9 KB には含まれていない。

- 毎秒取得される情報
 - 1PPS 間のクロック数 (4 byte)。GPS とクロックの安定性の確認に用いる。

- GPS タイムスタンプ (4 byte)。各 SD 間で同期がとれているかどうかの確認に用いる。
 - レベル 1 トリガー数 (8 byte)。ホットチャンネル、デッドチャンネルの識別に用いる。
- 1 分毎に取得される情報
 - レベル 0 トリガーのトリガー数。トリガーサイクルの安定性、PMT のゲインが適切に設定されているかの確認に用いる。
 - バッテリー電圧。SD が安定に稼働しているかの確認に用いる。
 - 充電電流。太陽光電池による充電が正常に行なわれているかの確認に用いる。
 - 太陽光電池の出力電圧。太陽光電池による発電がきちんと出来ているかどうか確認に用いる。
 - 10 分毎に取得される情報
 - バックグラウンドミュオンのはistogram。SD のゲイン較正に用いられる。およそ 50FADC カウントが最頻値となるようにゲインが調整されている。
 - ペDESTAL の histogram。SD の較正に用いられる。
 - FADC ピーク値の histogram。これを用いてダイナミックレンジを決める。
 - GPS の状態を表すフラグ。
 - 通信できている GPS 衛星数。

これらのモニター情報を確認し、必要に応じて SD をメンテナンスする。モニター用アプリケーションの出力グラフの一部を図 2.12 に示す。

ペDESTAL の histogram

ペDESTAL レベルを得るため、FPGA 内部では 8 タイムスライス毎に FADC カウントの 8 タイムスライス分の積算値を計算し、それらを 1 秒分積算し histogram としている。CPU はこの histogram を 1 秒毎に読み取り、さらに 10 分間積算する。これがペDESTAL の histogram と呼ばれるモニターデータで、10 分毎に通信塔へ転送される。分解能は 1 FADC カウント、レンジは 0 から 256 FADC カウントまでである。

バックグラウンドミュオンのはistogram

レベル 0 トリガーごとに FPGA 内部で波形の積分値を求め、その値を 1 秒間積算したものを histogram としている。積分幅は波形の最大値の以前 80 ns から以後 160 ns までの 240 ns である。CPU はこの histogram を 1 秒毎に読み取り、さらに 10 分間積算する。これがバックグラウンドミュオンのはistogram と呼ばれるモニターデータで、10 分毎に通信塔へ転送される。分解能は 1FADC カウント、レンジは 0 から 512FADC カウントまでである。

図 2.13 にモニター情報から得たバックグラウンドミュオンのはistogram とペDESTAL の histogram を示す。

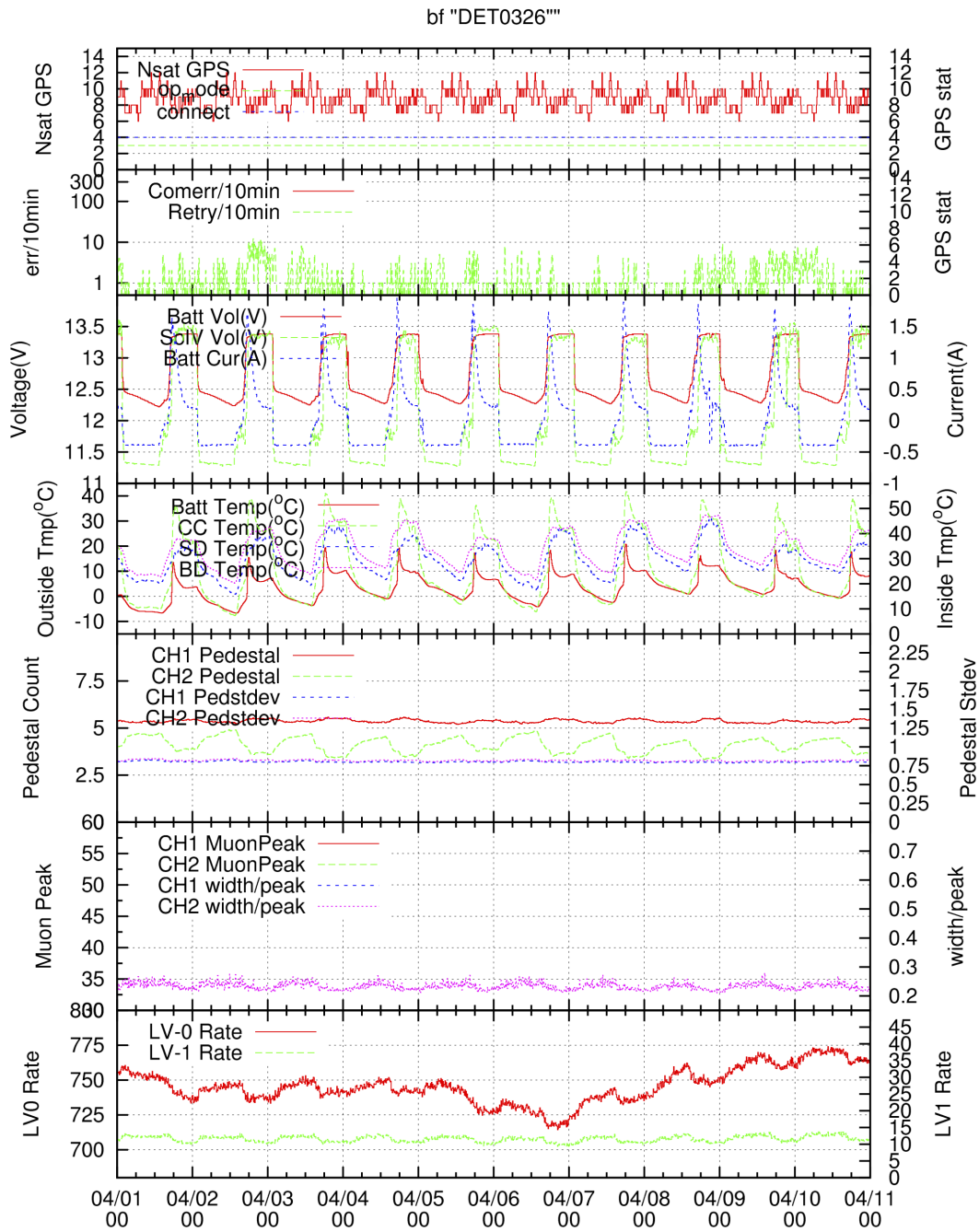


図 2.12: TALE 実験の SD のモニター例。上から順に、通信できている衛星数、通信状態、バッテリー電圧、気温、各チャンネルのペダスタルと標準偏差、各チャンネルのミュオンピーク、トリガーレートを示す。

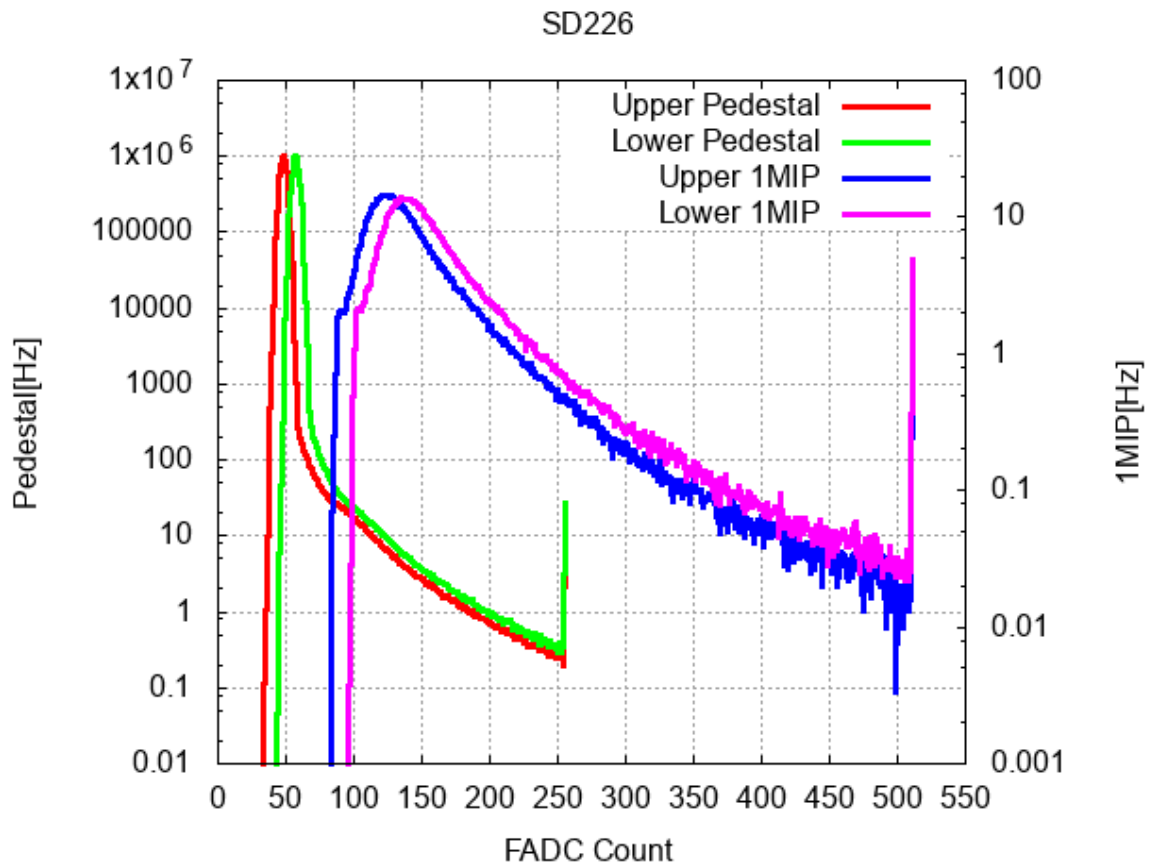


図 2.13: TALE 実験の SD のモニター情報から得たバックグラウンドミュオンのはistogramとペデスタルのistogram。赤色と緑色のistogramはそれぞれ、上層と下層のペデスタルのistogramを表し、青色と紫色のistogramはそれぞれ、上層と下層のバックグラウンドミュオンのはistogramを表している。istogramの一番右に存在する立ち上がりはオーバーフローした信号の頻度を表している。

FADC ピーク値のヒストグラム

レベル0トリガーごとにその前 640 ns から後 1920 ns までの波形の中でのピーク FADC 値をサンプルし集計して CPU でヒストグラム化する。分解能は 32 カウント、レンジは 0 から 4096 までである。

2.5.7 バックグラウンドミュオンを用いた解析

モニターされているバックグラウンドミュオンのヒストグラム (2.5.6 節) を、TA 実験用に用意されたバックグラウンド粒子のエネルギー損失スペクトルを用いてフィッティングすることで、エネルギーから光電子数への変換係数とエネルギー損失から FADC 値への変換係数を得る [59]。このフィットの一例を図 2.14 に示す。得られた変換係数は解析で使われるキャリブレーションデータに含まれる。

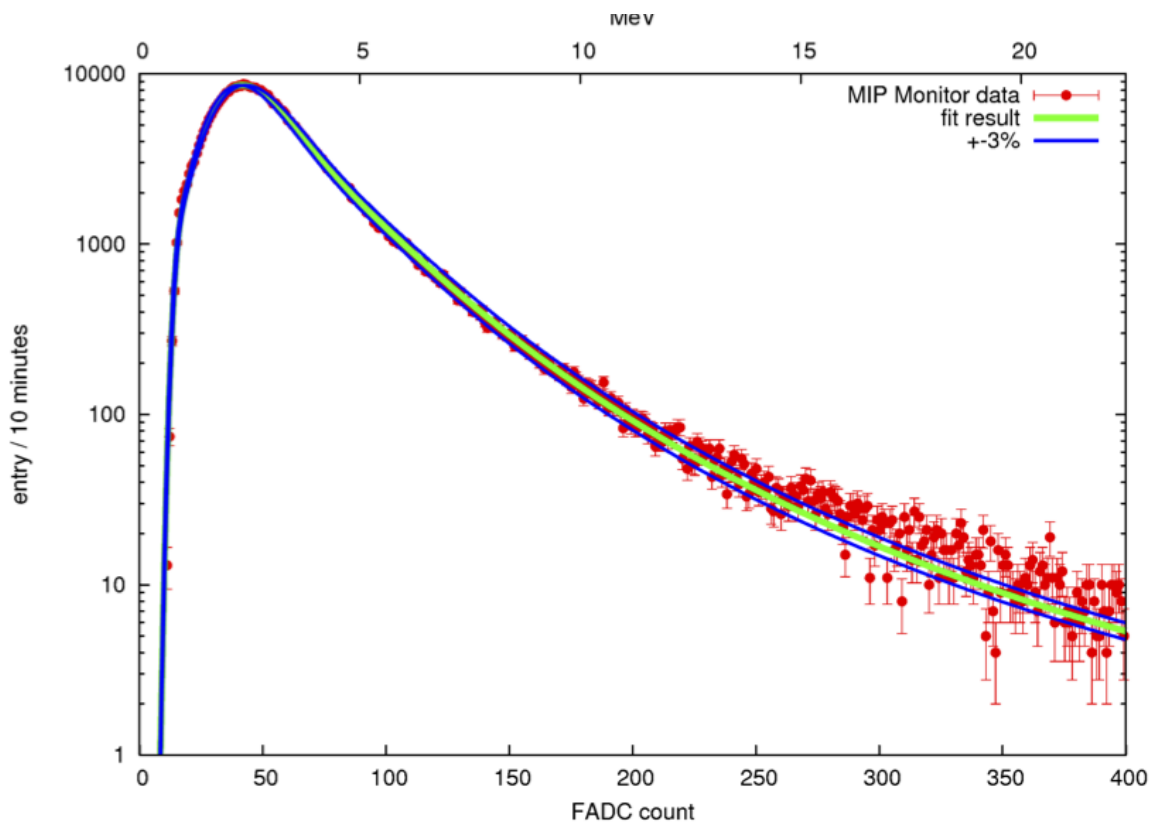


図 2.14: バックグラウンドミュオンのヒストグラムを、エネルギー損失スペクトルを用いてフィットした一例 [59]。赤点が実データ、緑の線がフィットで得られた関数、青線が関数の横軸を 3% スケールさせた結果を示す。

2.5.8 バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失

SD ではシンチレータの発光量から粒子数を決定する。シンチレータの発光量は入射粒子によるエネルギー損失量とシンチレータの発光効率で決まる。そこで、シミュレーションを用いて検出

器における入射粒子のエネルギー損失特性を調べる必要があり、SD にミューオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失が GEANT4 を用いて調べられている [50]。

物質中でのエネルギー損失は Bethe-Bloch の式で表される。

$$\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

ここで、 z_e は入射粒子の電荷量、 $K/A = 4\pi N_A r_e m_e$ 、 $c^2/A = 0.307[\text{Mev}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ 、 T_{\max} は 1 回の衝突で自由電子に与えることができる最大の運動エネルギー、 I は平均励起エネルギー、 δ は電離損失に対する密度効果の補正である。 $-dE/dx$ の単位は $[\text{Mev}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ であり、この式より、物質中でのエネルギー損失量は (粒子の通過する物質の密度) \times (通過距離) に比例することが分かる。

図 2.15 に SD にミューオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失を GEANT4 を用いて計算した結果を示す [50]。これをランダウ分布で近似した場合のピーク値と標準偏差はそれぞれ、上層で 2.00 MeV、 $\sigma = 0.10$ MeV、下層で 2.01 MeV、 $\sigma = 0.10$ MeV となった [50]。以降では 1 粒子=2.0 MeV という値を用いる。

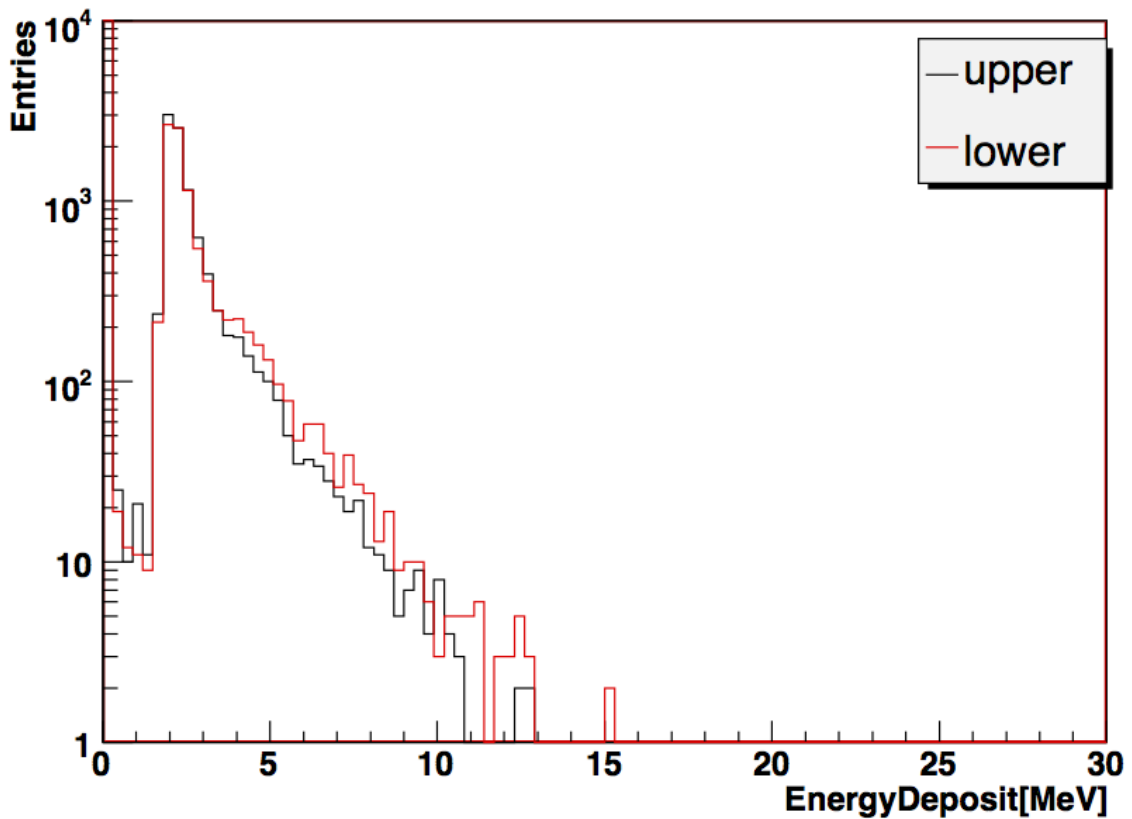


図 2.15: μ^- を垂直に SD に入射した場合のエネルギー損失分布。 $E = 1\text{GeV}$ 、黒色が上層、赤色が下層である [50]。

2.5.9 PMT の線形性測定

SD の PMT の線形性は以下の 2 種類の方法で測定されている。

LED による線形性測定

現在設置されている SD は、SD 内に内蔵されている 4 個の LED を用いて検出器のサイトへの設置前に PMT の線形性が測定されている [51]。

測定では各層のシンチレータに 2 個ずつ内蔵されている LED を 1 個ずつ発光させた場合と、同時に発光させた場合を比較した。LED1 と LED2 の発光量を x_1 、 x_2 、LED の発光に対する PMT 出力を $F(x)$ とすると、低い光量の場合、

$$F(x_1 + x_2) = F(x_1) + F(x_2) \quad (2.2)$$

となる。しかし、光量が大きいと PMT の線形性が崩れ、

$$F(x_1 + x_2) < F(x_1) + F(x_2) \quad (2.3)$$

となる。図 2.16 にこの関係をプロットしたものを示す [52]。

FADC ピーク値による線形性測定

SD の長期間の稼働における線形性を確認するために、FADC ピーク値のヒストグラムを使用して線形性をモニターしている。全ての SD の PMT のゲインは、1MIP ピークがほぼ同じ FADC カウントになるように調整されている。したがって、各検出器の FADC ピーク値のヒストグラムの違いは、各検出器の PMT の線形性の違いを表す。

図 2.17 に、LED から得られた PMT の線形性と、FADC ピーク値を用いて推定された PMT 線形性の比較の例を示す。両者は良好な一致を示し、FADC ピーク値のヒストグラムが線形性の時間変動を監視するために使用できることが確認された [53]。LED による測定と MIP による測定によって得られた各 SD の上下層の非線形性が 5% を超える FADC 値が記録されており、波形の中にこれらの FADC 値より大きい FADC 値のビンがある場合、その波形はサチュレーションしていると判定される。

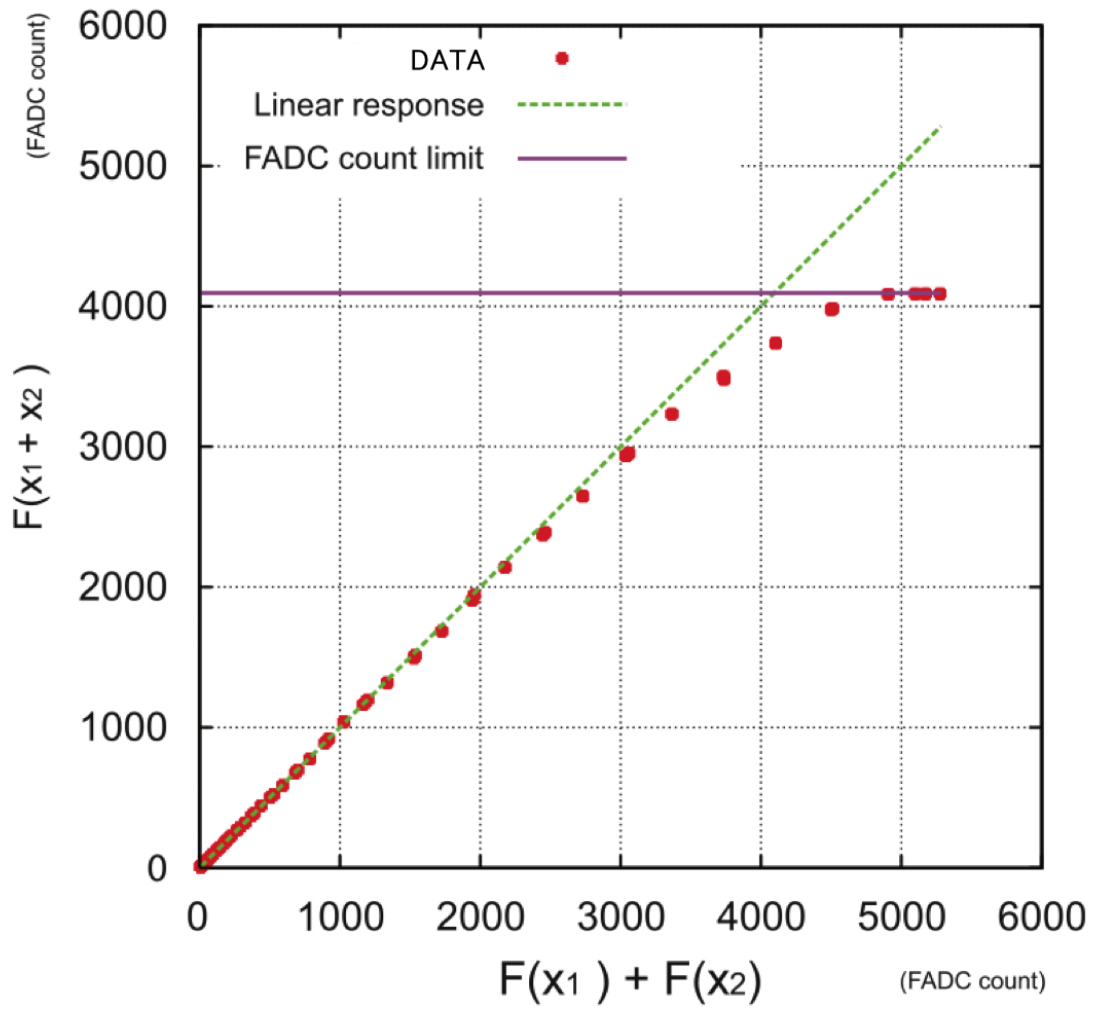


図 2.16: $F(x_1 + x_2)$ と $F(x_1) + F(x_2)$ の関係を示した図 [52]。

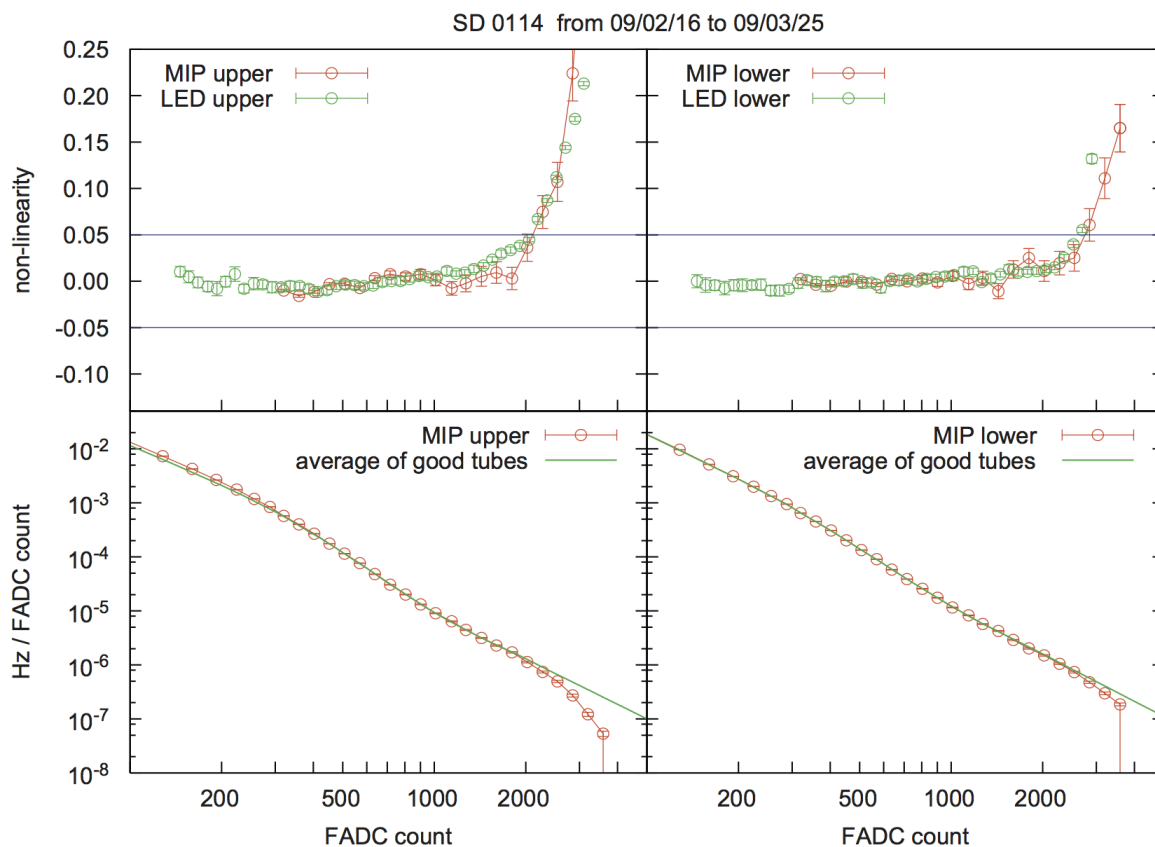


図 2.17: 上図は PMT 応答の非線形性を示す。赤は FADC ピーク値を用いて推定された PMT の非線形性、緑は LED によって得られた非線形性である。下図は FADC ピーク値のスペクトルである。赤はデータ、緑は解析で得られた値である。左が上層、右が下層のデータを示している [53]。

第3章 モンテカルロシミュレーション

SDによる宇宙線観測では、各SDで検出された空気シャワーの粒子数と時間差から、宇宙線の到来方向と空気シャワーのコア位置を決定する。それに対して、宇宙線のエネルギーは各SDの粒子数密度から推定した空気シャワーの横方向分布と、宇宙線の到来方向の天頂角を使って決定される。しかし、横方向分布と天頂角を使ってエネルギーを決定するには、ハドロン相互作用を考慮したモンテカルロシミュレーションで横方向分布と天頂角、エネルギーの関係を事前に求める必要がある。また、宇宙線のエネルギースペクトルと異方性の研究にはモンテカルロシミュレーションによるアレイの有効面積の推定や誤差の推定が必要不可欠である。

そこで、本研究では、空気シャワーイベントに対するTALE-SDの応答をシミュレートできるTALE-SD用のモンテカルロシミュレーションパッケージを用意した。

今回、空気シャワーシミュレーションにはCORSIKA(ver 7.3500)[54]を用いた。ハドロン相互作用のモデルは高エネルギー領域でQGSJETII-04[55]、低エネルギー側ではFLUKA2011.2b[56]を、電磁成分のシミュレーションについてはEGS4[57]を使用した。また、SDの検出器応答についてはGEANT4[58]を使用した。

3.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKAは様々な種類の宇宙線によって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[54]。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、光子の大気中での運動と散乱、エネルギー損失、相互作用、崩壊をシミュレートできる。

本研究では、観測点を海拔高度1430 mとして空気シャワーをCORSIKAシミュレーションで作成した。

3.1.1 シニング

TALE実験で対象としている宇宙線のエネルギーは $10^{16.5}$ eVを超え、エネルギーが増えるにつれて生成される二次粒子数も大きくなる。空気シャワーの二次粒子を全て計算すると非常に多くの時間がかかってしまう。そこで、一般的にこのエネルギー領域の空気シャワーのシミュレーションでは、図3.1右に示すように、シニングと呼ばれる手法が用いられる[60, 61]。この手法は、大量の二次粒子が生成されるときにその生成数を少なくする代わりに、生成された粒子に生成されなかった粒子数に相当する重みを持たせるというものである。

しかし、この手法は粒子数や粒子の到来時刻に大きな揺らぎを生み出し、シニングしていないシャワーとは異なる数密度を与えてしまう場合もある。この問題を図示したのが図3.1左である。実線はシニングで重みを持たされた粒子の軌道を、点線はシニングで破棄された粒子の軌道を表している。実線で表された軌道上の検出器のみが粒子を検出して粒子数が大きくなる一方で、点線で表された軌道上にある検出器からは粒子が検出されないという問題が生じる。

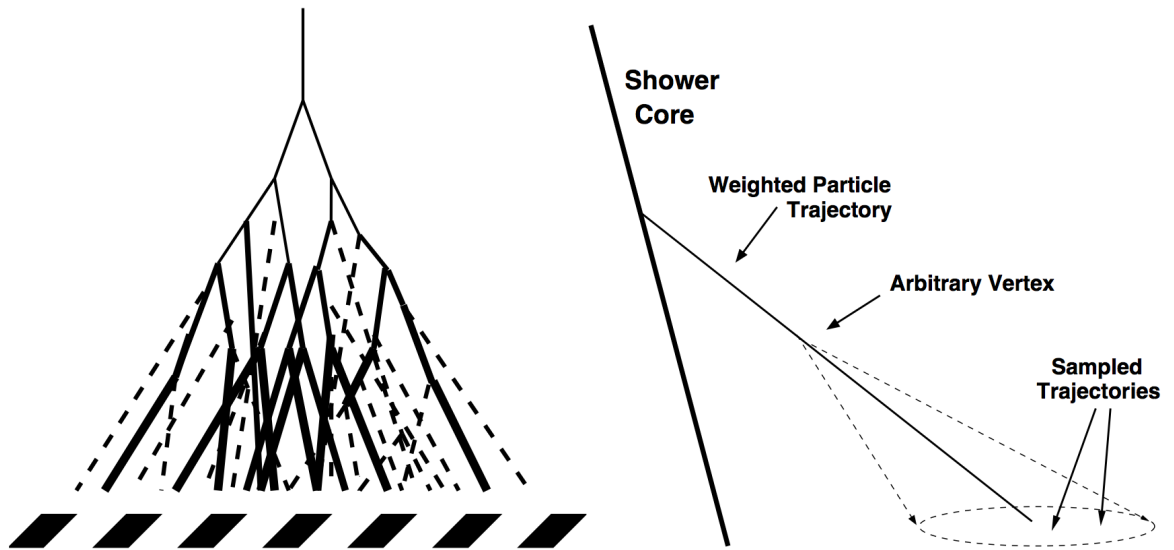


図 3.1: (左) シンキングによって発生する問題。点線は実際のシャワーでは存在するが、シンキングによって破棄された粒子を表す。(右) デシニングのアルゴリズム [62]。

3.1.2 デシニング

シンキ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。TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでも TA-SD 用に開発されたデシニング手法を用いた [62]。はじめに、デシニングによって復元可能な情報と、CPU の処理速度の兼ね合いから、二次粒子をどれだけシンキングするか(シンキングレベル)を決定する。本研究では、最適なシンキングレベルとして 10^{-6} に設定した。[62]。重み w を持つ粒子の軌道上の点を基準にして、復元する粒子の軌道に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って $w - 1$ の粒子を配置して射出する。ここで復元された粒子のエネルギーは、元の粒子のエネルギー周りのガウス関数に従うよう正規乱数を用いて計算して求める。また、それぞれの粒子の速度は真空中の光速とする。ここで、粒子の軌道に持たせるガウス分布の幅によって、復元された粒子の持つエネルギー分布や、粒子に広がりを持たせる点と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ンキングレベルに合わせてあらかじめ決定している [62]。

シンキングされたシャワーの粒子数横方向分布を図 3.2 左に、シンキング後にデシニングを施したシャワーの粒子数横方向分布を図 3.2 右に示す [49]。ここで、一次粒子は 10^{19} eV の陽子でシャワーの天頂角は 45° である。この図を見ると、デシニングによって粒子数の横方向分布が平均、二乗平均平方根 (Root Mean Square, RMS) とともに良く再現されていて、シンキングしないフルモンテカルロシミュレーションとよく合っていることが分かる。

3.2 検出器の応答

第二章で TALE-SD の基本構成やエレクトロニクス、DAQ システムについて記した。ここでは、空気シャワー粒子が入射した際に、SD で起こる相互作用とエネルギー損失をモンテカルロシミュレーションで計算するための GEANT4 シミュレーションについて述べる。また、エレクトロニクスの応答や DAQ システムのシミュレーションについても述べる。

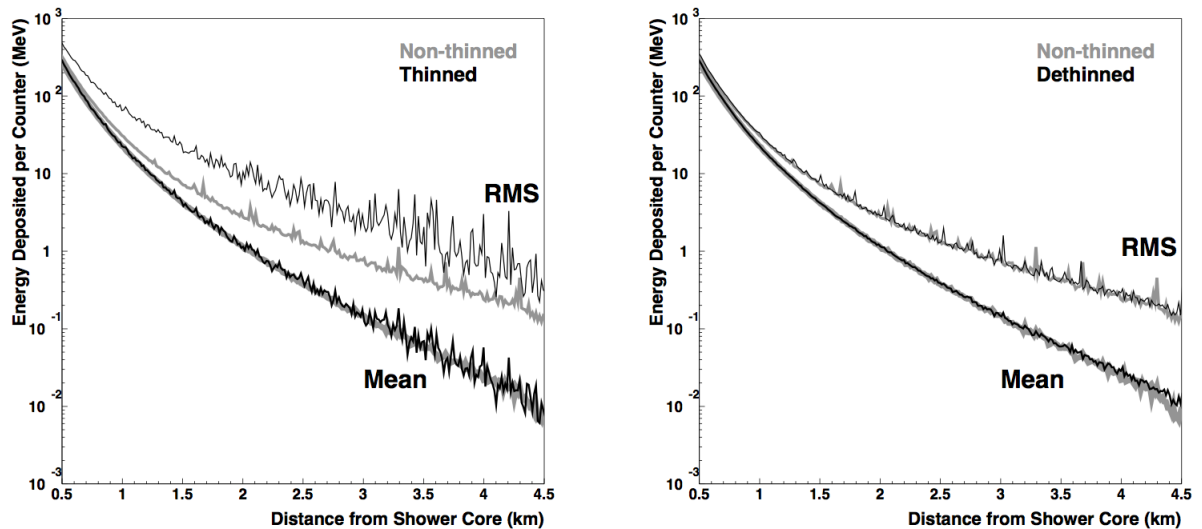


図 3.2: 10^{19} eV、天頂角 45° の陽子による空気シャワーの TA-SD 内での粒子数の横方向分布。左図はシニングレベル 10^{-6} でシニングされたシャワーの粒子数横方向分布を示す。右図はシニング後にデシニングを施したシャワーの粒子数横方向分布を示す [49]。両図共に比較のためにシニングしていないフルモンテカルロシミュレーションの結果を灰色で重ね書きしている。

3.2.1 エネルギー損失

GEANT4 は様々な素粒子・原子核の媒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 [58]。シミュレーションは C++ で記述し、物理プロセスや検出器のジオメトリ、データ生成やその保存、シミュレーションの視覚化などのための多くのライブラリとツールキットで構成される。そのため、検出器の素材や形状を自由に設定することができ、各ユーザーの目的に沿ったシミュレーションが可能である。

GEANT4 を使うことで、様々な粒子種・エネルギー・天頂角の入射粒子による SD 上下層シンチレータ内でのエネルギー損失を計算できる。しかし、空気シャワーごとに GEANT4 シミュレーションを全粒子について行なうと膨大な時間がかかる。そこで、TA 実験の SD 用に開発されたシミュレーションプログラムでは、計算に要する時間を短くするために、二次粒子 (γ , e^\pm , μ^\pm , p , n , π^\pm) 毎に粒子のエネルギー (MeV) と $\sec\theta$ (天頂角)、上下層のシンチレータ内でのエネルギー損失の関係をあらかじめ GEANT4 で計算したルックアップテーブルが用意されている。TALE 実験のモンテカルロシミュレーションもこのルックアップテーブルを利用して CORSIKA で生成された空気シャワー粒子によるシンチレータ中でのエネルギー損失を計算している。

ルックアップテーブルを作成する際に GEANT4 でシミュレートされた SD と粒子のセットアップの概略図を図 3.4 に示す [49]。ここで地面の密度は 2.0 g/cm^3 、厚みは 2.3 m である。図 3.3 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示す。ここで、ステンレスボックスの構成は見やすくするために各構成要素を上にならべて配置している [50]。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)、屋根の指示具 (鉄)
- 灰色:ステンレスボックスの上蓋 (1.5 mm) と下蓋 (1.2 mm)、上下層を分離するためのステンレス板 (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 2層 (各層は厚さ 12 mm、1500 mm × 2000 mm) で、1層は 8枚のシンチレータパネル (厚さ 12 mm、1500 mm × 250 mm を並べて構成されている)
- 水色:発泡スチロール (5.0 mm)

実際の SD では、ブラックシートは 0.2 mm のものを 4枚重ねたもの、タイベックシートは 0.2 mm のものを 2枚重ねたものを使用しているが、シミュレーションではこれらを 1層として扱った。

以下にシンチレータ中でのエネルギー損失の計算手順を示す。エネルギー損失は、粒子種と粒子のエネルギー E 、天頂角 θ をある値に固定して以下の手順で計算する。

1. SD を中心として $6\text{m} \times 6\text{m}$ の範囲にランダムに入射粒子の到来点 (X, Y) を決定する
2. ランダムに入射粒子の方位角 ϕ を決定する
3. 天頂角 θ と方位角 ϕ 、到来点 (X, Y) から入射粒子の軌道が決まる。その軌道から入射粒子と SD の各構成要素、周りの物質との間で起きる相互作用をシミュレートし、入射粒子、またはその二次粒子によって得られる上下層のシンチレータでのエネルギー損失を記録する
4. これらの作業を 1.2×10^6 回行なう

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って生成される二次粒子の影響を考慮に入れるためである。

そして、粒子の E と θ を変えて上の手順を繰り返し、粒子種ごとに粒子の E と θ からシンチレータ中でのエネルギー損失を求めるルックアップテーブルを作成した。

このシミュレーションで得られたあるエネルギーと天頂角の粒子が入射したときのエネルギー損失の二次元ヒストグラムを図 3.5 に示す [49]。図 3.5(a) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のミュオンが入射した場合のヒストグラムで、図 3.5(b) はエネルギー 1 GeV で天頂角 60° のミュオンが入射した場合のヒストグラムである。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表す。図 3.5 のヒストグラムは、両層ともにエネルギー損失がゼロである場合はプロットされていない。図 3.5(a) は上下層ともにおよそ 2 MeV ($\log_{10} E \sim 0.3$) のところに鋭いピークがあることが分かる。図 3.5(b) は上下層ともにおよそ 4 MeV のところに鋭いピークがあることが分かる。これは天頂角が 60° で入射した荷電粒子は天頂角 0° で入射した荷電粒子に比べて、検出器内で 2倍の物質質量を通過するからであろう。また、片方の層のエネルギー損失が 4 MeV の部分に帯状の分布が見える。これは粒子が片方の層を通過し、もう片方の層をかすめる、または全く通過しない場合によるものであろう。図 3.5(c) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のガンマ線が入射した場合のヒストグラムである。上下層ともにおよそ 4 MeV のところに鋭いピークがあることが分かる。エネルギー損失がミュオンの 2倍となるのは、ガンマ線は SD の屋根や内部で電子陽電子対生成を起こすためであろう。上層のエネルギー損失に帯状の分布が見える。これは上層のシンチレーション内で対生成された電子や陽電子が下層を通過するケースを示していると思われる。図 3.5(d) はエネルギー 1 GeV で天頂角 60° のガンマ線が入射した場合のヒストグラムである。図 3.5(c) と図 3.5(d) の上下層ともに 0.3 MeV 以下の領域に見える分布は、検出器の縁での相互作用や、SD 付近の地表に落ちたガンマ線によって生成された二次粒子の影響によるもので、

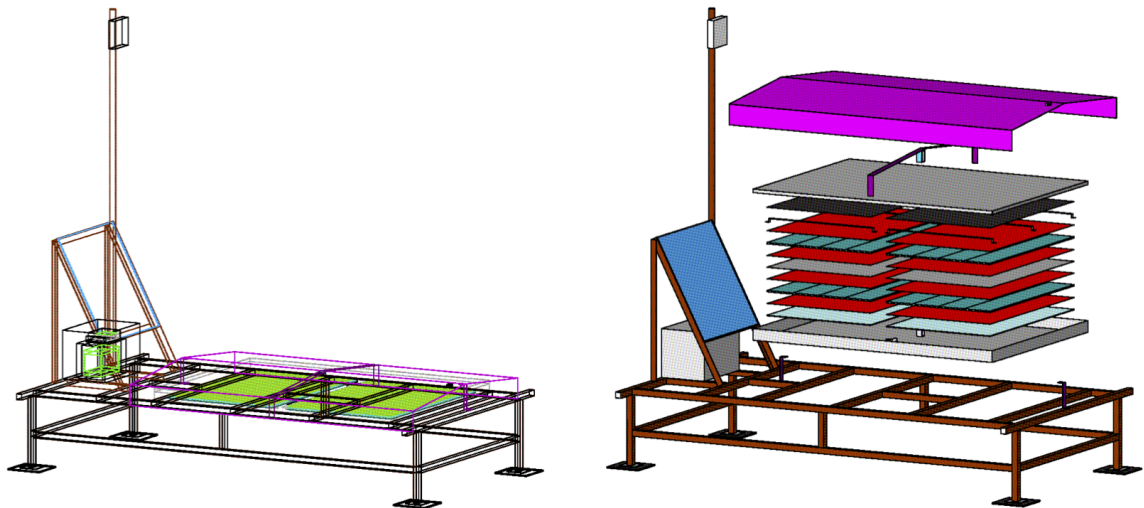


図 3.3: (左) シミュレーションプログラム内に定義されている SD の形状、(右)SD のステンレスボックス内部の構成 [50]。

SD 付近の地表に落ちたガンマ線によって生成される二次粒子の影響は天頂角 0° の場合と比べて天頂角 60° の方が大きくなる。

TALE 実験のためのモンテカルロシミュレーションでは、こうして得られたルックアップテーブルを利用して、デシニングを施された空気シャワー粒子によるシンチレータ中でのエネルギー損失を計算する。シミュレーションでは、 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ のタイルで仕切られた地表面を用意し、空気シャワーのコア位置から 8.4 km までの各タイルのエネルギー損失を計算している (このやり方は TA 実験のためのモンテカルロシミュレーションと同様である。)

3.2.2 エレクトロニクスの応答とトリガー条件、DAQ システム

TALE-SD では分解能 12 bit, サンプル周波数 50 MHz の FADC が使われていて、上下層シンチレータでのエネルギー損失はそれぞれ FADC カウント値として記録される。また、各 SD で記録された信号は第 2 章で述べたようにレベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーと呼ばれる 3 種類のトリガー条件で判定され、収集される。

TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでは、SD アレイの配置や実際に SD で記録されているキャリブレーションデータを考慮に入れて各 SD のエレクトロニクスの応答がシミュレートされている。また、実際と同じトリガー条件を課し、DAQ システムのアルゴリズムを使い、実データと同じフォーマットで信号波形データを記録している。

用いられたキャリブレーションデータは実データのモニターデータから生成されたもので、じつデータ解析に使われるものと全く同じものである。キャリブレーションデータは表 3.1 に示されている 26 種類のデータからなる。

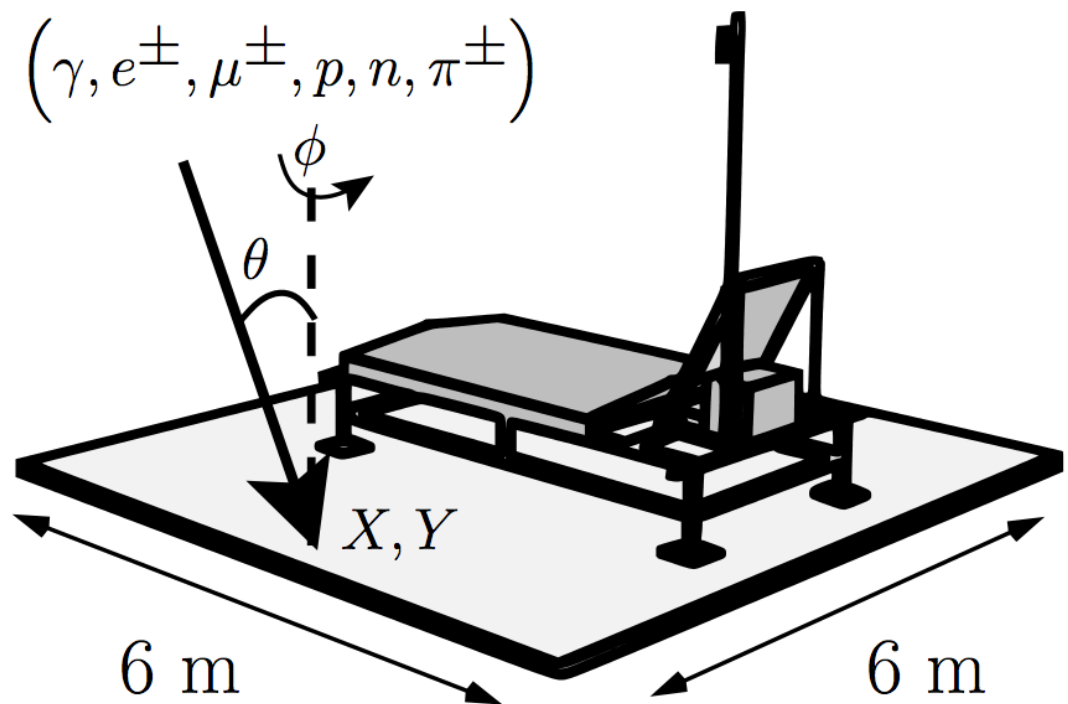


図 3.4: ルックアップテーブルを作成する GEANT4 シミュレーションにおける SD と入射粒子の位置関係の概略図。ある粒子種、ある天頂角 θ 、あるエネルギー E を与えた粒子を $6\text{m} \times 6\text{m}$ の範囲でランダムに降らせて、方位角 ϕ もランダムに与える。矢印は入射粒子の初期運動方向を表す [49]。

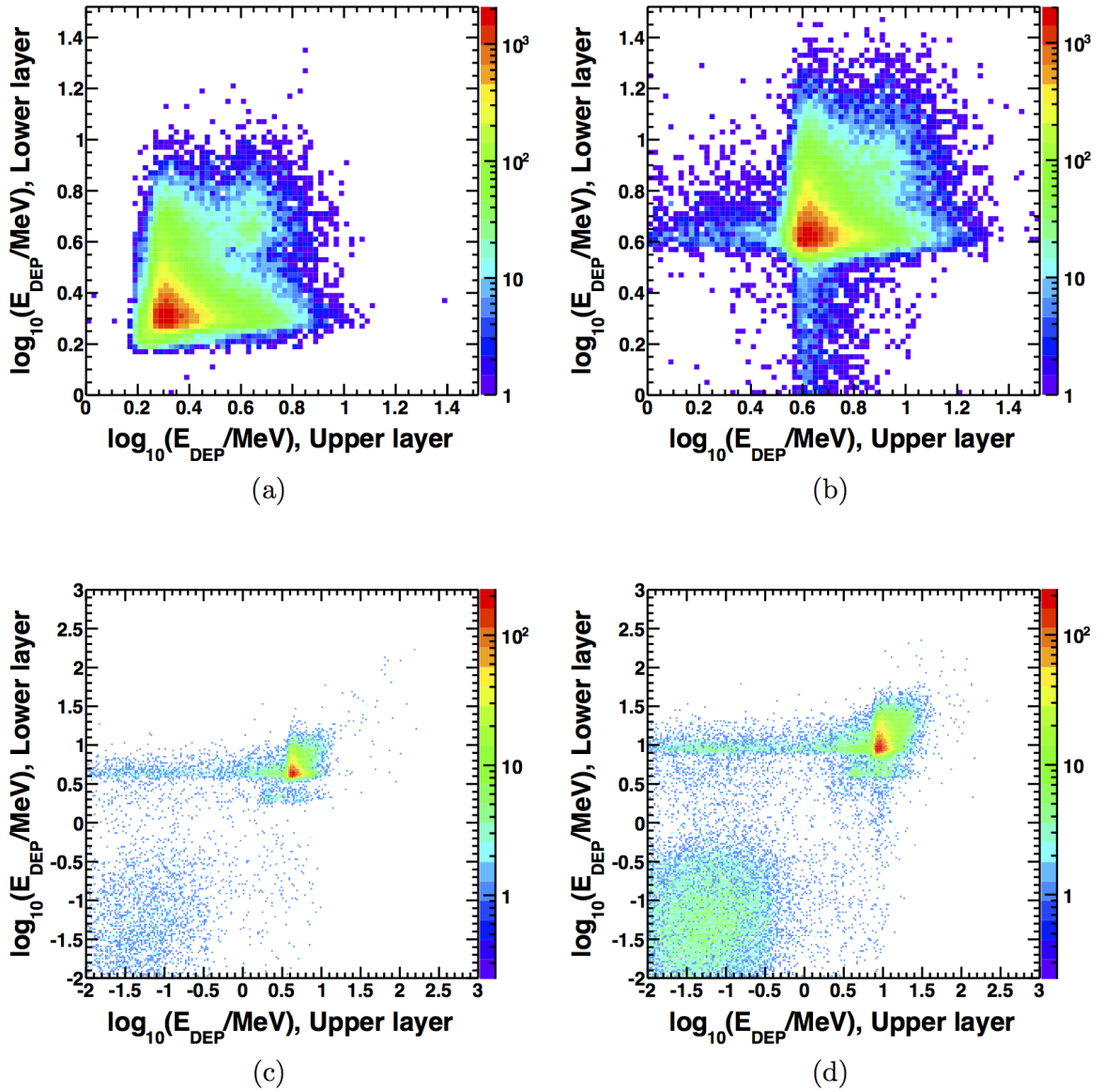


図 3.5: SD 内でのエネルギー損失の二次元ヒストグラムの例 [49]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表し、色は頻度を表す。(a) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° の μ^+ が入射した場合を、(b) エネルギー 1GeV、天頂角 60° の μ^+ が入射した場合を、(c) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° のガンマ線が入射した場合を、(d) はエネルギー 1GeV、天頂角 60° のガンマ線が入射した場合を示す。

1	時間
2	検出器番号
3	検出器の状態を示すフラグ
4	上層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数
5	下層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数
6	上層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数
7	下層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数
8	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果のピークの値
9	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果のピークの値
10	上層のペDESTALの平均
11	下層のペDESTALの平均
12	上層のペDESTALの標準偏差
13	下層のペDESTALの標準偏差
14	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果のピークの値
15	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果のピークの値
16	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の左側半値
17	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の左側半値
18	上層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の右側半値
19	下層のペDESTALヒストグラムをフィットした結果の右側半値
20	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の自由度
21	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の自由度
22	上層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の χ^2
23	下層のバックグラウンドミューオンヒストグラムをフィットした結果の χ^2
24	衛星数
25	上層の線形性
26	下層の線形性

表 3.1: TA 実験用のモンテカルロシミュレーションパッケージで用いられるキャリブレーションデータの一覧。本研究でも TALE 実験の実データを用いてこれらのキャリブレーションデータを作成している。

3.3 TALE 実験用モンテカルロシミュレーションパッケージ

TALE 実験用のモンテカルロシミュレーションパッケージは以下の手順でイベントデータを生成する。

1. CORSIKA シミュレーションでシニングされた空気シャワーを生成する
2. CORSIKA で生成した空気シャワーをデシニングする
3. 6 m × 6 m のタイルで仕切られた地表面を用意し、事前に GEANT4 シミュレーションで計算して求めておいたルックアップテーブルを用いて、デシニングされたシャワーのコア位置から 8.4 km までの各タイルでの SD 内各シンチレータ層でのエネルギー損失を計算する
4. ランダムにイベントの時間とシャワーのコア位置、方位角を決定する
5. 手順 3 の結果と手順 4 でランダムに決定された値から TALE-SD アレイの配置を考慮して各 SD でのエネルギー損失を求める。次に、各 SD でキャリブレーションデータを使ってエネルギー損失を FADC の信号波形に変換する。このとき、バックグラウンド（シングルミュオンなどのアクシデンタル信号やノイズなど）による波形もシミュレーションに混ぜ込む
6. 実際と同じトリガー条件と DAQ のアルゴリズムを使って各 SD の波形を実データと同じフォーマットで記録する
7. 手順 4, 5, 6 をシミュレートされるイベントの数だけ繰り返す

第4章 TALE-SD アレイのトリガー効率

TALE-SD アレイは試験観測を経て、2018年2月から定常観測を実施している。しかし、TALE-SD アレイの実際のSD配置やトリガー条件によるトリガー効率、エネルギーしきい値について調べられていなかった。また、観測データから現実のキャリブレーションデータに基づいた宇宙線のエネルギーを再構成するソフトウェアも未完成だった。本研究によって宇宙線エネルギー再構成ソフトウェアが完成したので、まずこの章ではモンテカルロシミュレーションを使ってTALE-SDアレイのトリガー効率を調べた結果について詳しく述べる。ここでは、レベル1トリガーが $8\ \mu\text{s}$ の時間内に、5台以上のSDで発行された場合にレベル2トリガーを発行するトリガー条件を any5、4台以上のSDで発行された場合にレベル2トリガーを発行する条件を any4、3台以上のSDで発行された場合にレベル2トリガーを発行する条件を any3 と呼ぶ。

4.1 イベントセット

トリガー効率を求めるために用いたシミュレーションのイベントセットについて述べる。宇宙線粒子種は陽子とした。エネルギーは $10^{16.7}\ \text{eV}$ から $10^{19.0}\ \text{eV}$ の範囲で、 $d\log_{10}(E/\text{eV}) = 0.1$ 間隔で変えた。到来方向の天頂角は $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲でランダムとし、各エネルギーで約150個のシャワーをモンテカルロシミュレーションコード CORSIKA で生成した。例として $10^{18}\ \text{eV}$ のシャワーの天頂角分布を図4.1に、その他のエネルギーのシャワーの天頂角分布を付録A.1に示す。また、CORSIKAで生成されたシャワーに対し1個あたり300回方位角とコア位置をランダムに与え、再利用した。方位角は東を 0° として、 $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ の範囲で一様ランダムに分布させた。例として $10^{18}\ \text{eV}$ のシャワーの方位角分布を図4.2に示す。コア位置は図4.3に示すようにCLFを原点とする座標系で(5.0, 16.0) kmの点を中心とする半径5.5 kmの円内に一様ランダムに分布させた。

これらのシャワーを使ったSD観測データのシミュレーションには2018年11月に稼働していたSDの実際のキャリブレーションデータを使用しているが、信号のペDESTAL値と1MIP粒子による信号のFADC値への変換係数には典型値を使用した。この時、稼働していたSDをサイトの地図上に示したものが図4.4である。

これらのイベントのエネルギー毎に生成した総イベント数と、レベル2トリガーが成立して波形収集されたイベント数を表4.1に示す。また、アレイ内に落ちた総イベント数とその内レベル2トリガーが成立して波形収集されたイベント数を表4.2に示す。表4.1と表4.2を比べたとき、同じエネルギー、同じトリガー条件でもトリガーされたイベント数が異なる。これは、表4.1のトリガーされたイベント数には、TALE-SDアレイの外側に落ちたシャワー粒子によってトリガーされたイベント数が含まれるからである。

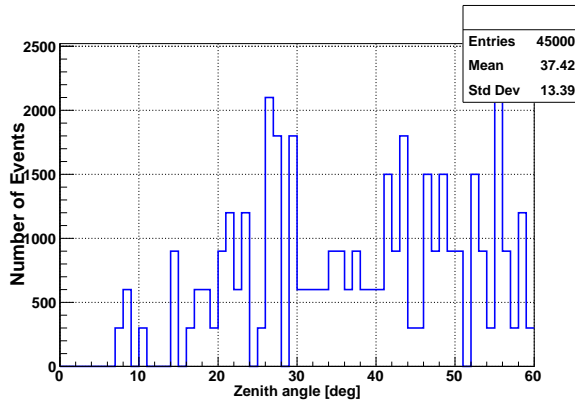


図 4.1: 10^{18} eV のシャワーの天頂角分布

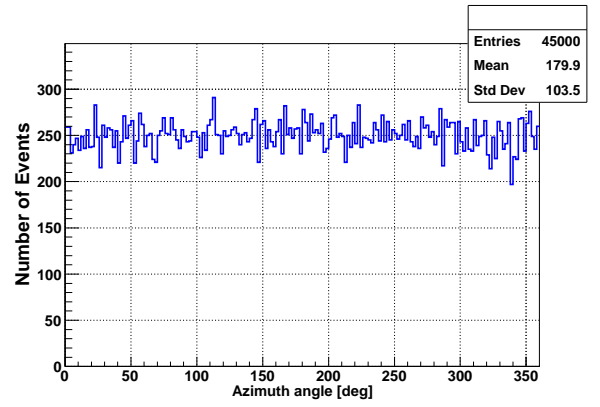


図 4.2: 10^{18} eV のシャワーの方位角分布

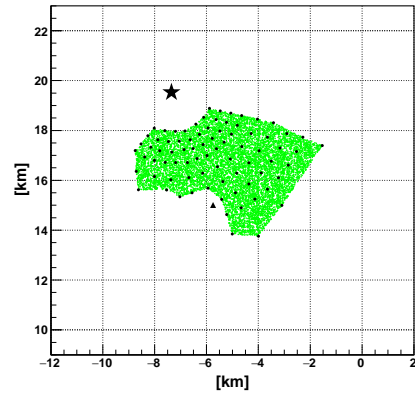
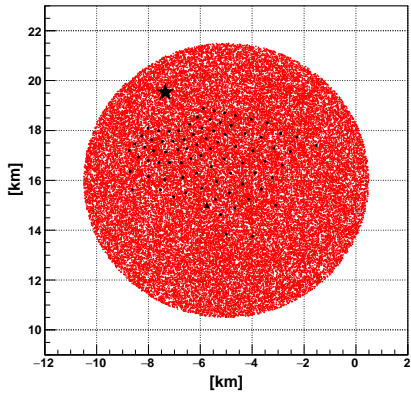


図 4.3: エネルギーが 10^{18} eV、シャワーのコア位置分布で、左図が全イベント、右図がその中でもコア位置がアレイ内に存在するイベントである。

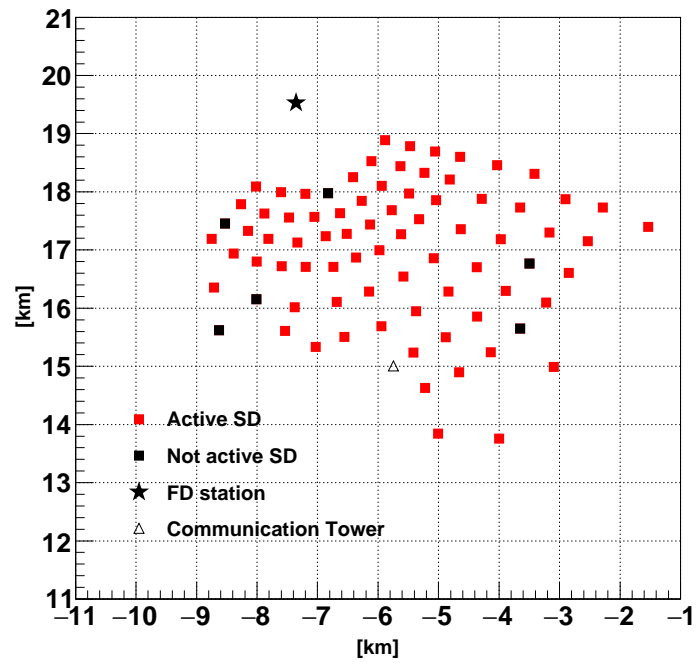


図 4.4: TALE-SD サイトの地図（座標原点は TA 実験 CLF である）上に、2018 年 11 月に稼働していた SD を赤色■、稼働していなかった SD を黒色■で示した。

トリガー条件：any5								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45000	45000	45300
トリガーされたイベント数	5	19	51	150	440	685	1041	1839
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
総イベント数	45000	44700	45300	45000	45000	45000	45300	45300
トリガーされたイベント数	2062	2696	3566	4838	5461	6340	7236	8242
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45300	45300	45300
トリガーされたイベント数	9462	10031	11128	12184	12736	14286	15092	16343
トリガー条件：any4								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45000	45000	45300
トリガーされたイベント数	68	167	363	672	1270	1577	2028	3101
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
総イベント数	45000	44700	45300	45000	45000	45000	45300	45300
トリガーされたイベント数	3493	4321	5395	6744	7265	8129	8913	10048
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45300	45300	45300
トリガーされたイベント数	10905	11636	12797	13806	14584	15909	16666	17771
トリガー条件：any3								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45000	45000	45300
トリガーされたイベント数	478	755	1258	1764	2491	3086	3829	5288
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
総イベント数	45000	44700	45300	45000	45000	45000	45300	45300
トリガーされたイベント数	5545	6609	7602	9008	9503	9960	11028	12073
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
総イベント数	45300	45300	45300	45300	45000	45300	45300	45300
トリガーされたイベント数	13066	13622	14726	15960	16540	17990	18741	20063

表 4.1: 各エネルギー、各トリガー条件の総イベント数とトリガーされたイベント数。

トリガー条件：any5								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
アレイ内に落ちたイベント数	10005	10005	9982	10100	10027	9942	9892	9933
トリガーされたイベント数	5	19	51	148	434	678	1016	1775
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
アレイ内に落ちたイベント数	10022	9910	10057	10089	10013	10072	9983	10011
トリガーされたイベント数	1952	2507	3266	4348	4839	5535	6056	6817
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
アレイ内に落ちたイベント数	10009	10016	9952	10038	9983	10038	10104	10181
トリガーされたイベント数	7507	7747	8262	8799	8943	9408	9661	9898
トリガー条件：any4								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
アレイ内に落ちたイベント数	10124	10016	9874	10124	10011	10006	9920	9988
トリガーされたイベント数	68	164	357	668	1237	1515	1912	2883
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
アレイ内に落ちたイベント数	9918	9950	10136	9984	9900	10225	10018	10037
トリガーされたイベント数	3219	3906	4798	5879	6190	6710	7077	7820
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
アレイ内に落ちたイベント数	9934	9983	10066	10000	10164	10031	9992	9994
トリガーされたイベント数	8191	8459	9018	9336	9564	9782	9842	9895
トリガー条件：any3								
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{16.7}$	$10^{16.8}$	$10^{16.9}$	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$
アレイ内に落ちたイベント数	10081	9858	10202	10137	9892	9945	9922	9936
トリガーされたイベント数	470	730	1221	1675	2326	2852	3447	4675
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$	$10^{17.8}$	$10^{17.9}$	$10^{18.0}$	$10^{18.1}$	$10^{18.2}$
アレイ内に落ちたイベント数	10033	9977	10073	10132	9972	9985	10122	9945
トリガーされたイベント数	4871	5639	6347	7284	7469	7669	8298	8671
宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{18.3}$	$10^{18.4}$	$10^{18.5}$	$10^{18.6}$	$10^{18.7}$	$10^{18.8}$	$10^{18.9}$	$10^{19.0}$
アレイ内に落ちたイベント数	10089	9979	9924	10102	10014	10100	9974	10232
トリガーされたイベント数	9128	9208	9479	9855	9815	10033	9933	10199

表 4.2: 各エネルギー、各トリガー条件のアレイ内に落ちたイベント数とトリガーされたイベント数。

4.2 トリガー効率と有効検出面積

トリガー効率と有効検出面積を以下の式で定義した。ここで、トリガー効率を ϵ 、アレイ内に落ちたイベント数を $N_{\text{thrown}}^{\text{inarray}}$ 、アレイ内に落ちてトリガーされたイベント数を $N_{\text{trigger}}^{\text{inarray}}$ 、有効検出面積を S 、空気シャワーを生成した半径 5.5 km の円の面積を S_{thrown} 、総イベント数を N_{thrown} 、トリガーされたイベントの数を N_{trigger} とする。

表 4.1, 4.2 のデータから得られたトリガー効率と有効検出面積のモンテカルロシミュレーションによる計算結果を図 4.5、図 4.6 に示す。

$$\epsilon = \frac{N_{\text{trigger}}^{\text{inarray}}}{N_{\text{thrown}}^{\text{inarray}}} \quad (4.1)$$

$$S = S_{\text{thrown}} \times \frac{N_{\text{trigger}}}{N_{\text{thrown}}} \quad (4.2)$$

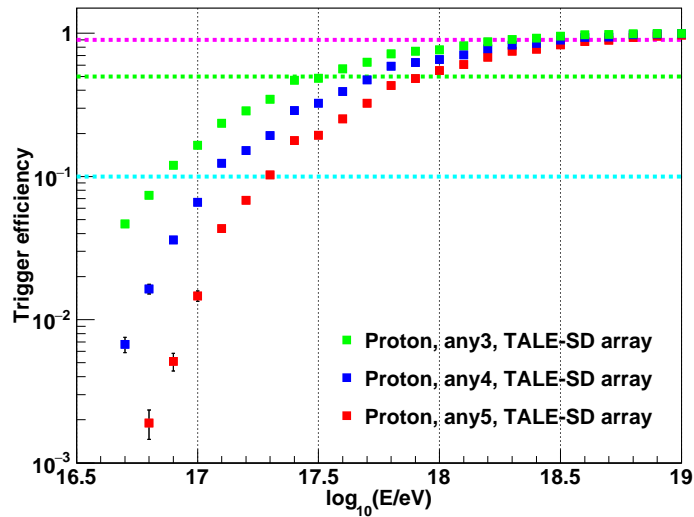


図 4.5: TALE-SD アレイのトリガー効率。水色の線はトリガー効率 10%を、黄緑の線はトリガー効率 50%を、ピンクの線はトリガー効率 90 %を示している。

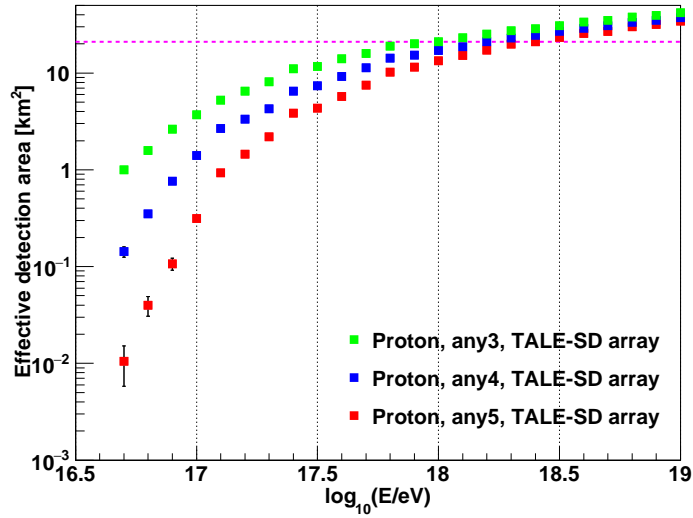


図 4.6: TALE-SD アレイの有効検出面積。ピンクの線は TALE-SD アレイの面積 (21 km²) を示している。

トリガー効率の計算結果から、トリガー効率が 10% を超えるエネルギーは、any5 で $10^{17.3}$ eV、any4 で $10^{17.1}$ eV、any3 で $10^{16.9}$ eV であることが分かった。また、トリガー効率が 50% を超えるエネルギーは、any5 で 10^{18} eV、any4 で $10^{17.8}$ eV、any3 で $10^{17.6}$ eV であることが分かった。そして、トリガー効率が 90% を超えるエネルギーは、any5 で $10^{18.7}$ eV、any4 で $10^{18.5}$ eV、any3 で $10^{18.3}$ eV であることが分かった。

有効検出面積の計算結果から、有効検出面積が TALE-SD アレイの面積 (21 km²) を超えるエネルギーは、any5 で $10^{18.4}$ eV、any4 で $10^{18.2}$ eV、any3 で 10^{18} eV であることが分かった。

4.3 1 年間で期待されるイベント数

4.2 節で計算したトリガー効率から、TALE-SD アレイで 1 年間観測したときに期待されるイベント数をエネルギー毎に計算した。1 年間で期待されるイベント数は以下の式で定義した。ここで、宇宙線のエネルギーを E [eV]、宇宙線の微分フラックスを $J(E)$ [$\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$]、1 年間で期待されるイベント数を N_{expect} 、TALE-SD アレイの面積を $S_{\text{array}} = 21[\text{km}^2]$ 、立体角を $\Omega = \pi$ [sr]、1 年間の秒数を T_{year} [s]、トリガー効率を ϵ とした。立体角は、宇宙線到来方向の天頂角を θ として $\theta < 60^\circ$ の空気シャワーを TALE-SD アレイで観測していると仮定して計算した。また、宇宙線の微分フラックス $J(E)$ は、図 4.7 に示した微分フラックスが 1 つの冪関数に従うと仮定して求めたものを使った [49]。図 4.7 には Akeno や AGASA、Tibet、Fly's Eye、HiRes、Yakutsk、KASCADE-Grande、Pierre Auger で観測された $E > 100$ TeV の微分フラックスを示した。

$$J(E) \simeq (2.56 \times 10^{24} \text{ eV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}) \left[\frac{E}{\text{eV}} \right]^{-3} \quad (4.3)$$

$$N_{\text{expect}} = J(E) E S_{\text{array}} \Omega T_{\text{year}} \epsilon \quad (4.4)$$

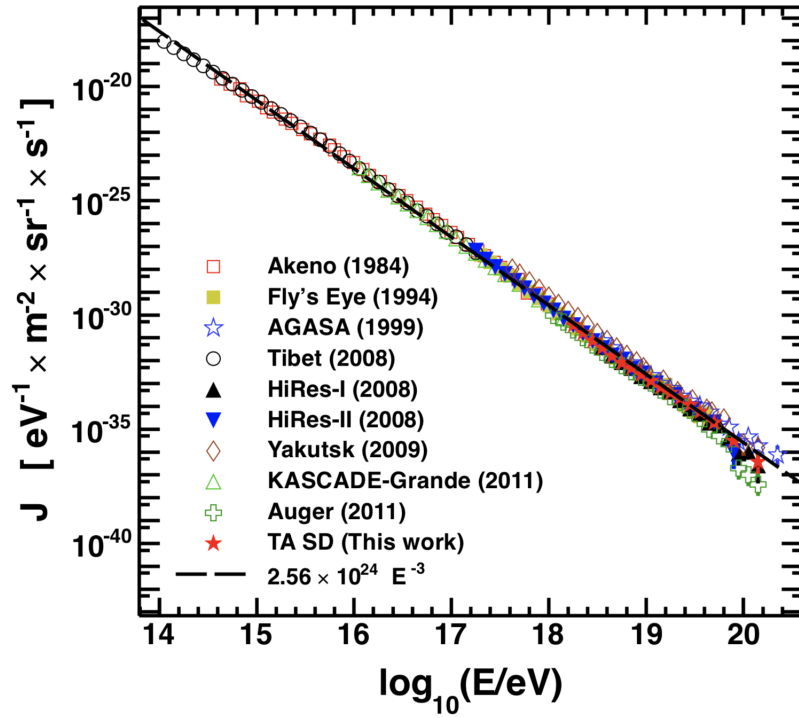


図 4.7: Akeno や AGASA、Tibet、Fly's Eye、HiRes、Yakutsk、KASCADE-Grande、Pierre Auger で観測された $E > 100$ TeV の微分フラックス [49]。横軸は対数変換したエネルギーを表している。また、点線はこの微分フラックスが1つの冪関数に従うと仮定してフィットした結果 $J(E)$ を表している。

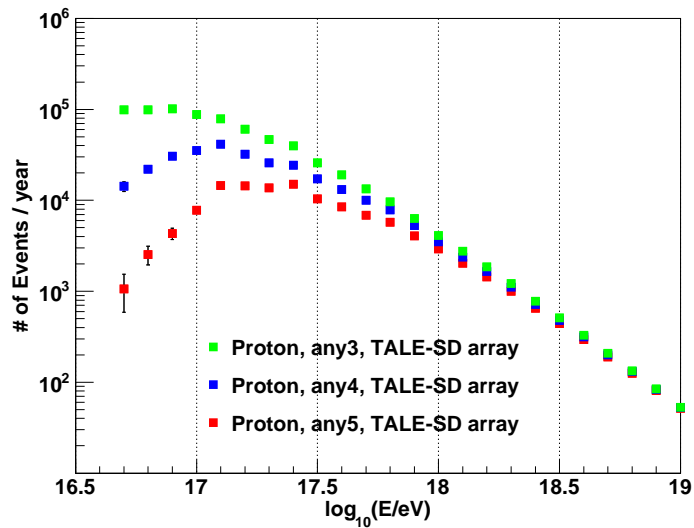


図 4.8: TALE-SD アレイで1年間観測したとき、エネルギー毎に期待されるイベント数。縦軸は1年間観測したときに期待されるイベント数、横軸は対数変換したエネルギーを表している。

エネルギー毎に計算した1年間で期待されるイベント数をプロットしたものが図4.8である。その計算結果から、1年間で期待されるイベント数が最も多いのは、any5で $10^{17.4}$ eV、any4で $10^{17.1}$ eV、any3で $10^{16.9}$ eVであることが分かった。

4.2節と本節の結果から、低エネルギーでトリガーされるイベント数を増やすために、2019年10月にトリガー条件をany5からany4に変更した。この変更によってTALE-SDアレイで検出できる宇宙線のイベント数が増えることが期待される。

第5章 宇宙線の一次エネルギーの決定

SD アレイは長時間稼働して統計量を稼ぐことが可能なため、SD アレイのみで宇宙線のエネルギーを決定することはエネルギースペクトルを決定する上で非常に重要である。TALE-SD アレイによって宇宙線の到来方向と空気シャワーのコア位置（以下、宇宙線の到来方向と空気シャワーのコア位置をまとめて「ジオメトリ」と呼ぶことにする。）、シャワー粒子数密度横方向分布を決定するソフトウェアは既に存在していたが [48]、宇宙線のエネルギーを決定する手法は確立されておらず、その為のソフトウェアも完成していなかった。そこで、TALE-SD アレイによって求めたジオメトリと横方向分布から宇宙線のエネルギーを決定する手法を考案し、ソフトウェアを新たに開発した。この章では、その手法とソフトウェアについて述べる。

5.1 r_{opt} の決定

天頂角 θ が等しいとき、宇宙線のエネルギーは、シャワー軸からある一定距離 r の信号の大きさ $S(r)$ に依存する。（ $S(r) \equiv \rho(r)$, $\rho(r)$ はシャワー軸から距離 r の粒子数密度とする。）また、宇宙線のエネルギーが等しい場合、 $\sec \theta$ が増加するにつれて $S(r)$ は減衰する。これらの性質より、ジオメトリと横方向分布から宇宙線のエネルギーを決定することができる。[49]

そこで、本研究では、始めに TALE-SD アレイによる宇宙線のエネルギー決定に適したシャワー軸からの距離 r_{opt} を決定し、その後 $S(r_{\text{opt}})$ と $\sec \theta$ 、エネルギーの関係を求めることにした。TALE 実験で観測しているエネルギー領域 $10^{16.5}$ eV \sim $10^{18.5}$ eV では、1.5 節で述べたように銀河系内起源の重い原子核成分と銀河系外起源の軽い原子核成分が混ざり合っていると考えられているため、ここでは $S(r)$ が核種に依存しない距離 r_{opt} を求める。

5.1.1 CORSIKA シミュレーション

ここでは r_{opt} を決定するために、宇宙線の一次粒子を陽子と鉄とする 2 つの場合について、3.1 節で説明した CORSIKA シミュレーションプログラムを用いてシミュレートした。（このシミュレーションには検出器の応答は含めていない。これはその必要性が無いためである。）このシミュレーションで生成されるシャワーの横方向分布から、空気シャワーの平均的な描像を得て、いずれの一次核種による空気シャワーでも同じ粒子数密度になる距離を探し、これを r_{opt} とした。

同じエネルギーの宇宙線から作られる空気シャワーでも r_{opt} は天頂角に依存すると考えられる。そこで以下では、最も到来頻度が高い、傾いたシャワー ($\theta = 30^\circ, 40^\circ$) について調べた。

5.1.2 イベントセット

宇宙線粒子種を陽子と鉄としたそれぞれの場合で、表 5.1 のイベントセットをシミュレーションで作成した。

エネルギー	10 ^{17.0} eV		10 ^{17.5} eV		10 ^{18.0} eV	
天頂角	30°	40°	30°	40°	30°	40°
空気シャワー数	100	100	100	100	100	100

表 5.1: 各エネルギー、各天頂角でシミュレートした空気シャワーの数。

5.1.3 r_{opt} の決定

表 5.1 の条件で得られた CORSIKA で作成したシャワーから 100 m 間隔で粒子数密度の平均値を計算し、各エネルギー、各天頂角の宇宙線が作る空気シャワーの平均的な横方向分布を描いた。その例として、10^{17.0} eV、天頂角 30° の陽子と鉄が作った空気シャワーの平均的な横方向分布を図 5.1 に示す。また、各エネルギー、各天頂角の陽子と鉄が作る空気シャワーのエラーバンドを付けた横方向分布を図 5.2 に示す。

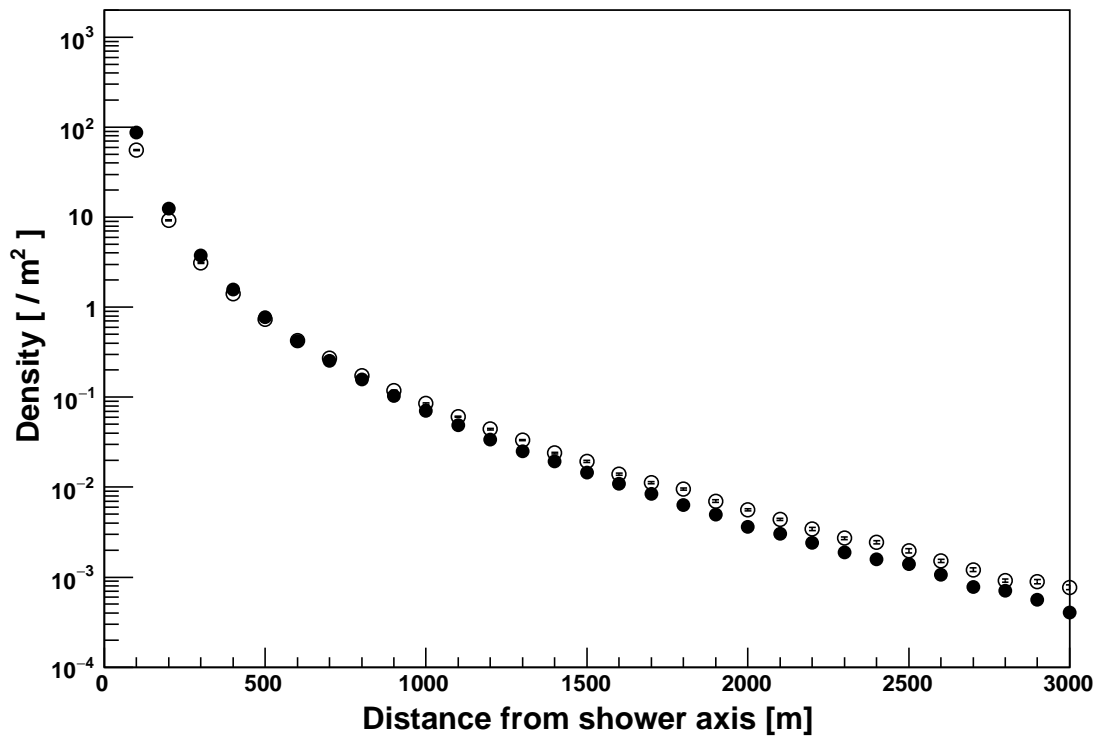


図 5.1: 10^{17.0} eV、天頂角 30° の陽子（黒丸●）と鉄（白丸○）が作った空気シャワーの平均的な横方向分布。

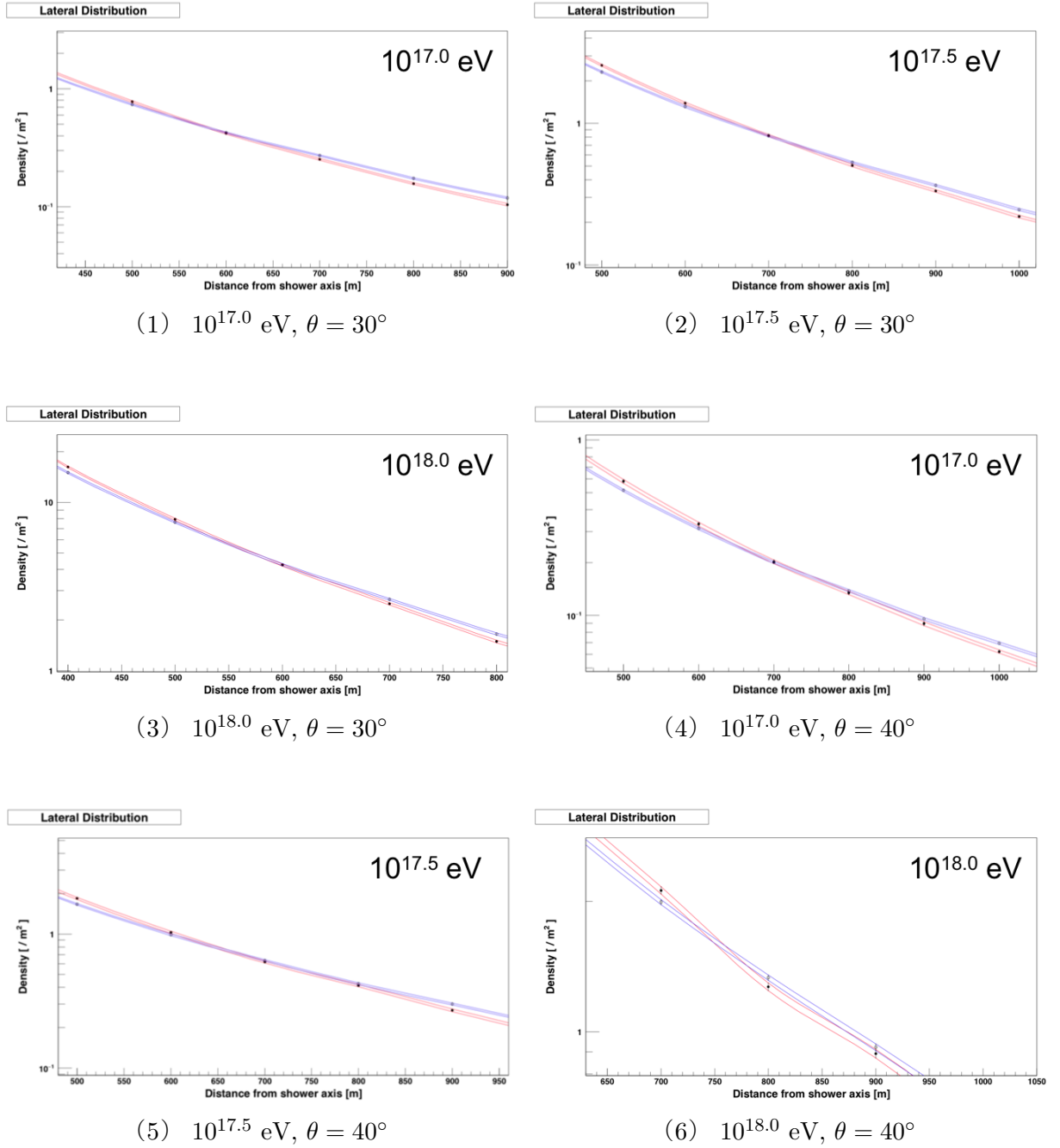


図 5.2: 様々なエネルギー、天頂角での陽子と鉄による空気シャワーの平均的な横方向分布。黒点は陽子、白点は鉄を示す。また、赤色のエラーバンドが陽子、青色のエラーバンドが鉄を示す。

図 5.2 から、一次陽子による横方向分布 ρ_{proton} と一次鉄による横方向分布 ρ_{iron} が等しくなるような距離はおよそ 600 m で、天頂角が同じとき、ほぼ宇宙線のエネルギーに依らないことが分かった。また、その距離は宇宙線のエネルギーが同じとき、天頂角に依存することが分かった。

そこで、本研究では、TALE-SD アレイによってエネルギーを決定するパラメーターを一意に決めるため、 $r_{\text{opt}} = 600$ m とした。(こう決定したことによる系統誤差はエネルギー決定の系統誤差に含めることにする。) 以下では、 $S(r_{\text{opt}}) = S(600\text{m}) \equiv S600 \equiv \rho(600\text{m})$ と表記する。

5.2 S600 と $\sec \theta$ の決定

各 SD から得られる宇宙線に関する情報は主に、空気シャワー粒子（以下、粒子と呼ぶ。）の到来時刻とシンチレータ内部でのエネルギー損失である。これらの情報を用いてジオメトリを決定する（ジオメトリの再構成には横方向分布関数のフィッティングも使われる）。そして、横方向分布関数（Lateral Distribution Function, LDF）のフィットの結果から得られる S600 と、ジオメトリの再構成で得られる天頂角の $\sec \theta$ を使って宇宙線のエネルギーを決定する。この節では、TALE-SD アレイによる観測データから S600 と天頂角の $\sec \theta$ を決定する手法について述べる。

5.2.1 波形決定および粒子数の決定

まず、SD で記録された波形から SD への粒子の到来時刻と粒子数を決定する。ここではその手順について述べる。

粒子の到来時刻の決定

まず、SD で記録された波形から粒子の到来時刻を決定する手順について述べる。各 SD はレベル 0 トリガーが発行される以前 640 ns から以後 1920 ns までの範囲の FADC 値を記録しており、このデータの先頭時間は粒子の到来時刻よりも早いため、データの先頭時刻をそのまま粒子の到来時刻として用いてはいけない。そのため、波形の FADC 値から信号の立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を求め、その立ち上がり時刻を粒子の到来時刻として用いる。以下に両時刻を求める手順を示す。

1. 各タイムスライスの FADC 値からペDESTAL を差し引く。波形の先頭から 8 タイムスライス (=160 ns) 分の和 (= S_8) を計算する
2. 1 タイムスライス (=20 ns) ずつ移動しながら S_8 を計算することをくりかえし、 S_8 がペDESTAL の 8 タイムスライス分の積分値の 1.5σ 以上になったとき粒子による信号とみなし、このときの 8 タイムスライスの先頭のビンを波形の立ち上がり時刻とする
3. 前の手順で決めた立ち上がり時刻の 1 ビン前の FADC 値がペDESTAL の 1.5σ 以上であったならば、先の手順による立ち上がり時刻決定を取り消し、あらためてそのビンを波形の立ち上がり時刻とする
4. 手順 3. を条件を満たす限り繰り返し、最終的な立ち上がり時刻を決定する
5. 決定した立ち上がり時刻から以後で最初に FADC 値がペDESTAL の 1.5σ 以下になるビンを波形の立ち下がり時刻とする
6. これらの作業を波形の記録されている波形全体 (2560 ns) について行い、上記の条件を満たす波形が複数存在する場合はそれぞれの波形の立ち上がり時刻と、立ち下がり時刻を求める

上下層で記録されたそれぞれの波形に対して、上記の手順で立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を別々に決定する。図 5.3 に波形の一例を示す。

sample of waveform

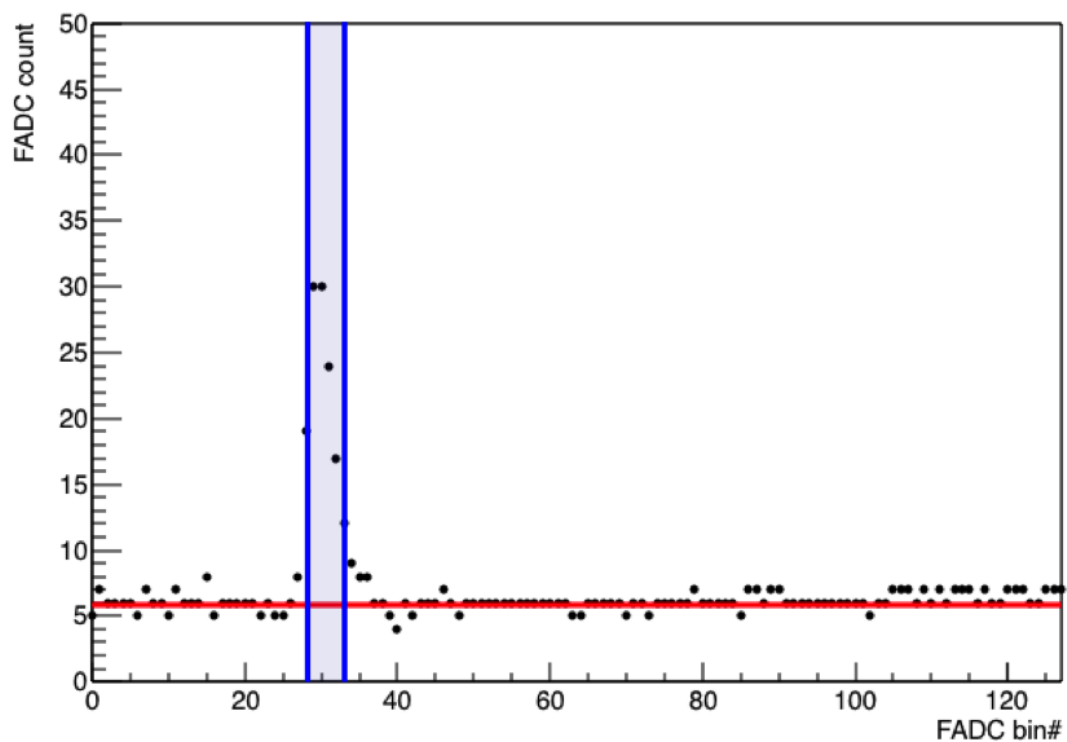


図 5.3: SD で記録された波形の一例。赤線はペDESTALを示し、青線が立ち上がり時間と立ち下がり時間を示している。また、その間の青く塗りつぶされた部分が粒子による信号と判定された部分である。

粒子数の決定

1. 上記の方法で判定された立ち上がり時間と立ち下がり時間の間を、粒子による信号の範囲とし、ペDESTALを差し引いた FADC 積分値を計算する
2. 2.5.7 節で求めた「エネルギー損失から FADC 値への変換係数」を用いて、FADC 値からエネルギー損失へと変換する
3. 2.5.8 節で求めた「エネルギー損失から粒子数への変換係数」を用いて、エネルギー損失から粒子数へと変換する
4. 複数の波形が存在する場合はそれぞれの波形についてこの手順を行なう

本研究では、立ち上がり時刻が一番最初に上下層ともに ± 240 ns 以内に存在する波形の上下層の立ち上がり時刻の平均を、空気シャワー粒子がその SD へ到来した時刻 (以下、到来時刻と呼ぶ。) としている。また、到来時刻から以前 240 ns ~ 以後 5000 ns までの間にその SD に入射した粒子数の総和を空気シャワー粒子数 (以下、粒子数と呼ぶ。) としている。

5.2.2 TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出

本研究では、各 SD について以下の項目を 1 つでも満たさなかった SD を「不調な検出器」であると判断して以降の解析にデータを用いないよう除去した。

- SD のエネルギー損失から FADC 値への変換係数が 6 以上 54 以下 (典型値 17)
- SD のエネルギー損失から粒子数への変換係数が 1 以上 (典型値 10)
- FADC のペDESTAL値が 1 以上 20 以下 (典型値 5)
- レベル 0 トリガーレートが 500 Hz 以上 1000 Hz 以下 (典型値 740 Hz)
- 1PPS 間のクロック数のばらつきによる時刻の不定性が 100 ns 以下
- 通信エラーが発生していない

5.2.3 バックグラウンドミューオンの除去

SD には観測対象の空気シャワーによる粒子以外にも、バックグラウンドミューオンもランダムに入射している。これらのミューオンの頻度はおよそ 700 Hz で、レベル 2 トリガーで収集されたデータのうち、 $700 \text{ Hz} \times 64 \mu\text{s} \sim 4.5\%$ がこのバックグラウンドミューオンのものである。このバックグラウンドミューオンによる信号を以下の手順で除去した。

1. 各 SD について、隣接している SD との粒子到来時間の差が、SD 間の距離を R 、真空中の光速を c として、 R/c 以下であるか確認する。もし到来時間の差が R/c 以上の SD があればその台数を記録する
2. 手順 1. で記録された台数が 2 台以上の SD はバックグラウンドミューオンによるものとみなして、解析から除去する

- 各SDについて、隣接するSDがトリガーされているかを確認する。もし隣接している全SDがトリガーされていない「孤立したSD」があれば、その「孤立したSD」のヒットはバックグラウンドミューオンによるものとみなして、解析から除去する

この手順によってバックグラウンドミューオンによる信号を除いた後のイベントの例を図5.5に示す。

5.2.4 粒子到来時刻のシャワー面へのフィッティングによる到来方向の決定

図5.4にシャワーコアが地表へ時間 T_0 に到来した時点の空気シャワーの模式図を示す。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸の方向ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル、 τ はシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れ、 l は T_0 時点でのシャワー平面と i 番目のSDとの間の距離、 $s(\mathbf{R}_i)$ はSDのシャワー軸からの距離、 ρ_i 、 t_i 、 \mathbf{R}_i はそれぞれ i 番目のSDの粒子数密度 [粒子数/m²]、空気シャワーの到来時刻、位置ベクトルである。また、ここで幾何学的に $t_i = T_0 + l/c + \tau$ (c は真空中の光速) が成り立つ。

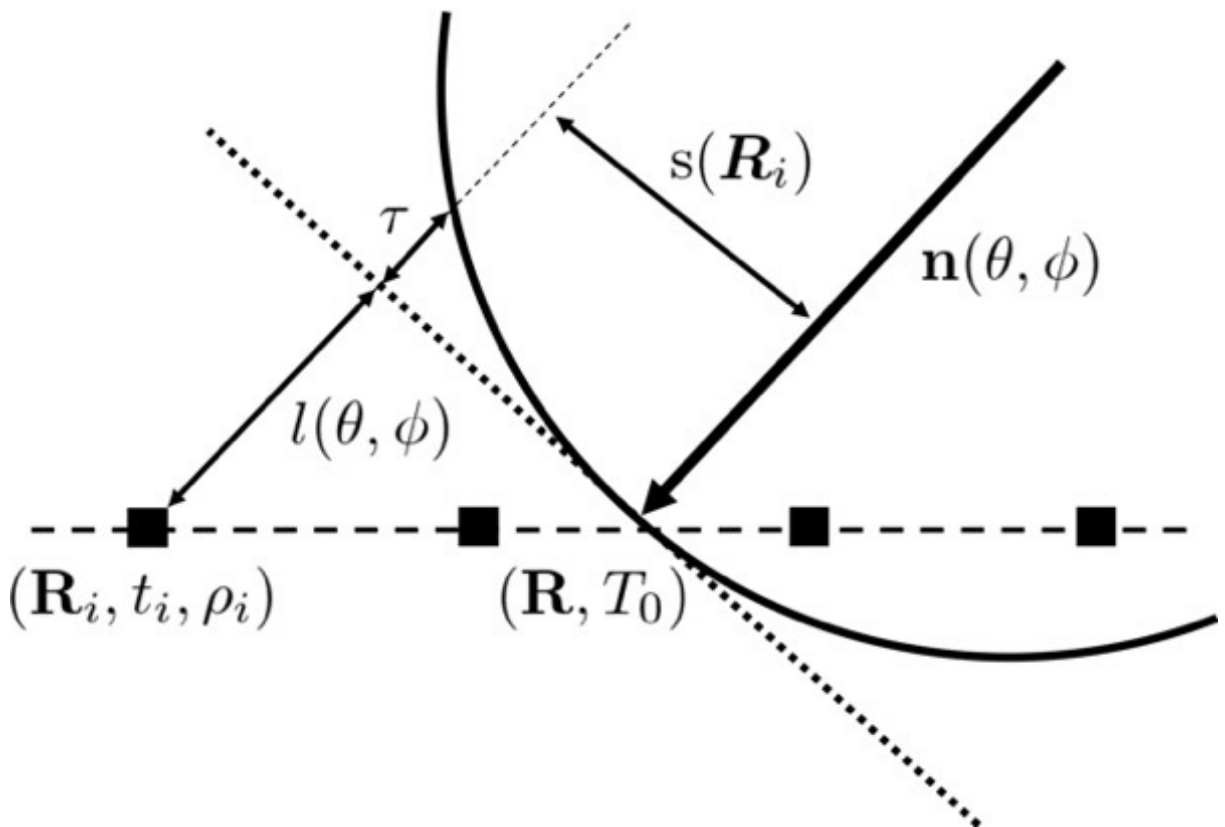


図5.4: シャワーコアが地表へ時間 T_0 に到来した時点の空気シャワーの模式図。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸の方向ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル、 τ はシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れ、 l は T_0 時点でのシャワー平面と i 番目のSDとの間の距離、 $s(\mathbf{R}_i)$ はSDのシャワー軸からの距離、 ρ_i 、 t_i 、 \mathbf{R}_i はそれぞれ i 番目のSDの粒子数密度 [粒子数/m²]、空気シャワーの到来時刻、位置ベクトルである。

本研究では、シャワー面の曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れの関数 τ 、およびその標準偏差 σ_τ には以下の式を用いた。 τ と σ_τ は、Linsley が求めたシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れの関数 [66, 27] を TA 実験用に天頂角 θ の関数としてパラメータ化したものである [49]。

$$\tau = (8 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30[\text{m}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.5}[\text{s}] \quad (5.1)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30[\text{m}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.3}[\text{s}] \quad (5.2)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_3\theta^3 + c_2\theta^2 + c_1\theta + c_0 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (\theta > 35^\circ) \end{cases}$$

$$c_0 = -7.76168 \times 10^{-2}, c_1 = 2.99113 \times 10^{-1},$$

$$c_2 = -8.79358 \times 10^{-3}, c_3 = 6.51127 \times 10^{-5}$$

これらを用いて、以下の χ_G^2 を最小にするパラメータを求める。ここで、パラメータはシャワーコアの地表への到来時間 T_0 、天頂角 θ 、東を 0° として反時計回りを正とした方位角 ϕ 、コア位置 R_x 、 R_y の5つで、 \mathbf{R}_{COG} は全 SD で検出されたシャワー粒子数分布の重心である。なお R_z は CLF の標高 (1370m) に固定して計算した。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (5.3)$$

$$t^{\text{FIT}} = T_0 + \frac{l}{c} + \tau \quad (5.4)$$

$$\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2} \quad (5.5)$$

$$(\mathbf{R}_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=0}^n (\mathbf{R}_i)_k \sqrt{\rho_i}}{\sum_{i=0}^n \sqrt{\rho_i}} (k = x, y) \quad (5.6)$$

ここで、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}$ は 170 m [49]、 σ_e は SD の時間分解能で 20 ns である [67]。

5.2.5 粒子数密度のフィッティングによる横方向分布の決定

各検出器から得られた粒子数密度 [粒子数/m²] を、横方向分布関数 (LDF) でフィットする。このとき、2.5.9 節で述べた線形性測定によって得られた非線形性が 5% を超える点以上の FADC 値を記録した SD は LDF フィットには用いられない (これらの SD は 5.2.4 節のシャワー面フィットには用いられる)。

本研究では、LDF の関数として AGASA 実験で得られた経験式 [68] を用いた。

$$\rho^{\text{FIT}}(s) = A \left(\frac{s}{91.6[\text{m}]}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6[\text{m}]}\right)^{-(\eta(\theta)-1.2)} \left(1 + \left(\frac{s}{1000[\text{m}]}\right)^2\right)^{-0.6} \quad [/\text{m}^2] \quad (5.7)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1) \quad (5.8)$$

また、ここで s はシャワー軸までの距離、 θ は天頂角、 A は規格化定数である。標準偏差については TA SD 用に最適化された以下の式を用いた [49]。

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho + 6.3 \times 10^{-3}(\rho)^2} \quad (5.9)$$

このLDFを用いて以下の χ_L^2 を最小にするパラメータを求める[49]。ここで、パラメータはコア位置 R_x 、 R_y と規格化定数 C である。

$$\chi_L^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(s_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (5.10)$$

図 5.6 に粒子数密度の横方向分布フィットの一例を示す。

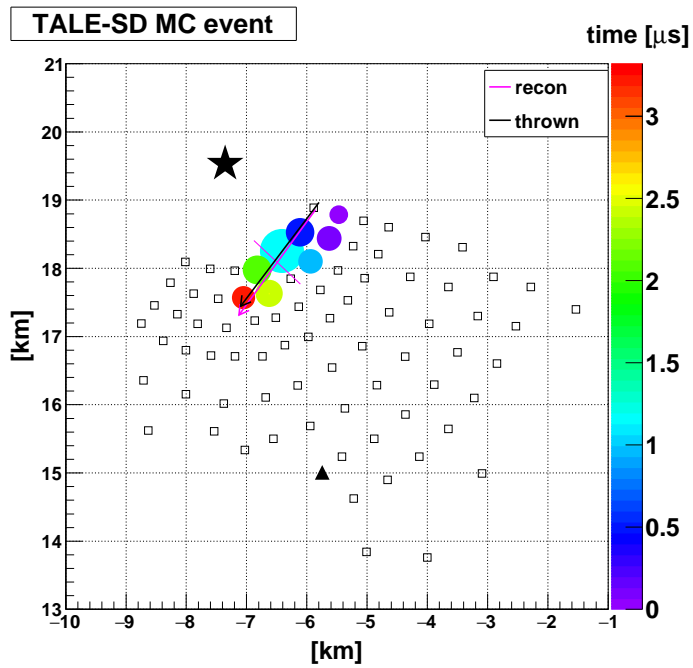


図 5.5: 再構成されたモンテカルロシミュレーションイベントの例。円の中心はSDの位置と一致している、信号の大きさに比例している。また、円の色は信号を検出した相対的な時刻を表している。ピンクの矢印は到来方向を、黒い矢印は到来方向を表している。さらに、ピンクの交点は再構成されたコア位置を表している。なお、★はMD-FDステーションで、▲は通信塔である。座標原点はCLFである。

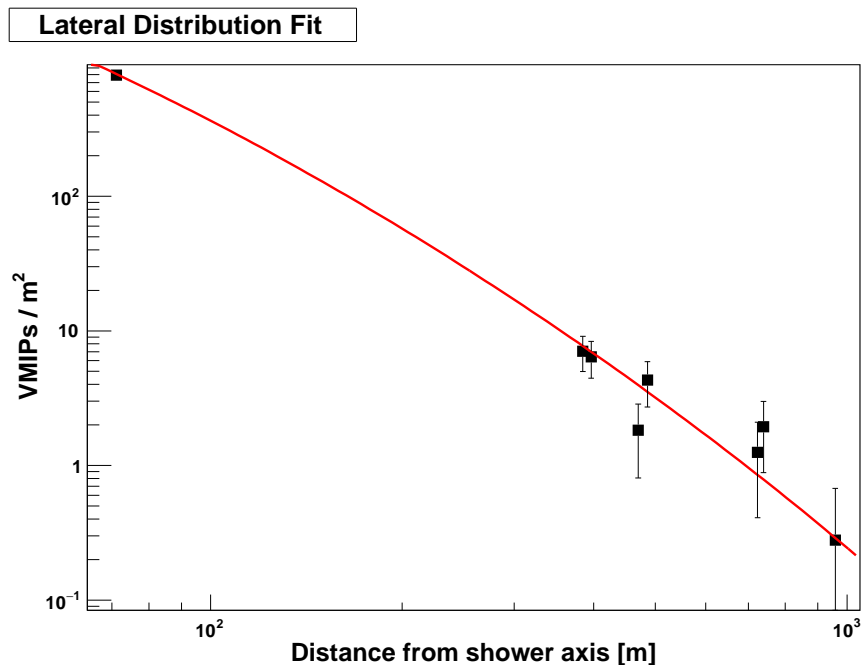


図 5.6: 粒子数密度の横方向分布フィットの例。図 5.5 と同一のイベントの横方向分布フィットである。■は各SDで検出された粒子数密度で、赤線は横方向分布フィットで得られたLDFを表している。

5.2.6 S600 と $\sec \theta$ の決定手法

χ_G^2 と χ_L^2 が最小になるパラメータを求め、そのときの天頂角 θ 、規格化定数 A を式 (5.7), (5.8) に代入して、 $\rho^{\text{FIT}}(600\text{m}) = S600$ を計算する。また、天頂角から $\sec \theta$ を計算する。

この節では、5.2.1 節～5.2.5 節の手法でジオメトリを再構成するソフトウェア [48] を使って S600 と $\sec \theta$ の値を決定する手順を示す。

1. 各 SD に対する空気シャワーの到来時刻と粒子数を求める
2. バックグラウンドミューオンによってトリガーされた SD を除去する
3. 全 SD で検出されたシャワー粒子数分布の重心を求める。これをコア位置の初期値として使用する。また、重心に一番近い SD の到来時間を T_0 の初期値として使用する
4. SD への到来時刻のシャワー面へのフィットを行い、 χ_G^2 が最小となるパラメータを求める。ここで各パラメータを変化させる範囲と刻み幅は初期値に対して、 T_0 は $-5 \mu\text{s} \sim +5 \mu\text{s}$ 、500 ns 刻み、 θ は $0^\circ \sim 90^\circ$ 、 5° 刻み、 ϕ は $0^\circ \sim 360^\circ$ 、 5° 刻み、 R_x と R_y は $-2000 \text{ m} \sim +2000 \text{ m}$ 、200 m 刻みである。
5. 各パラメータを変化させる範囲と刻み幅を細かく小さくして再度シャワー面へのフィットを実行する。ここで各パラメータを変化させる範囲と刻み幅は手順 4 で決めた値に対して、 T_0 は $-500 \text{ ns} \sim +500 \text{ ns}$ 、50 ns 刻み、 θ と ϕ は $-5^\circ \sim +5^\circ$ 、 0.5° 刻み、 R_x と R_y は $-500 \text{ m} \sim +500 \text{ m}$ 、50 m 刻みである。
6. 粒子数密度の横方向分布関数へのフィッティングを行う。ここで各パラメータを変化させる範囲と刻み幅は、 R_x と R_y は $-1000 \text{ m} \sim +1000 \text{ m}$ 、100 m 刻み、 A は 10^a として a は $1 \sim 20$ 、 $a=0.1$ 刻みである。
7. もう 1 度シャワー面へのフィットを行う。ここで各パラメータを変化させる範囲と刻み幅は、 T_0 は $-50 \text{ ns} \sim +50 \text{ ns}$ 、5 ns 刻み、 θ と ϕ は $-0.5^\circ \sim +0.5^\circ$ 、 0.05° 刻み、 R_x と R_y は $-500 \text{ m} \sim +500 \text{ m}$ 、50 m 刻みである。
8. 再度横方向分布関数へのフィッティングを行う。ここで各パラメータを変化させる範囲と刻み幅は、 R_x と R_y は $-50 \text{ m} \sim +50 \text{ m}$ 、10 m 刻み、 A は 10^a として a は $-2 \sim +2$ 、 $a = 0.1$ 刻みである。
9. 手順 7., 8. で得られた θ と A を式 (5.7), (5.8) に代入して、S600 の値を計算する。また、 $\sec \theta$ も計算する。

5.3 エネルギー決定のためのエネルギーテーブルの作成

5.1 節の冒頭で述べたように、天頂角 θ が等しいとき、宇宙線のエネルギーは $S600$ に依存する。また、宇宙線のエネルギーが等しいとき、 $\sec\theta$ が増加するにつれて $S600$ は減衰する。そこで、TALE-SD アレイで再構成した $S600$ と $\sec\theta$ 、宇宙線のエネルギーの関係をモンテカルロシミュレーションで決定し、シャワー観測から一次エネルギーを決定するため「エネルギーテーブル」を作成した。エネルギーテーブル作成のためのフィット関数には式 (5.11) を使った。ここで、 A ($A < 0$), B ($B < 0$), C をパラメータとした。 $10^{17.5}$ eV の点をフィットした時に得られたパラメータの値は、 $A = -0.29$, $B = -2.8 \times 10^{-14}$, $C = 0.85$ だった。

$$\log_{10}(S600) = A \sec^2 \theta + B \sec \theta + C \quad (A < 0, B < 0) \quad (5.11)$$

シミュレーションイベントを再構成して求まる $S600$ と $\sec\theta$ とシミュレーションで指定した一次エネルギーの関係を表したテーブル、すなわちエネルギーテーブルを図 5.7 に示す。実際のイベント再構成ではこのテーブルを使って、再構成された $S600$ と $\sec\theta$ から一次エネルギーを決定する。

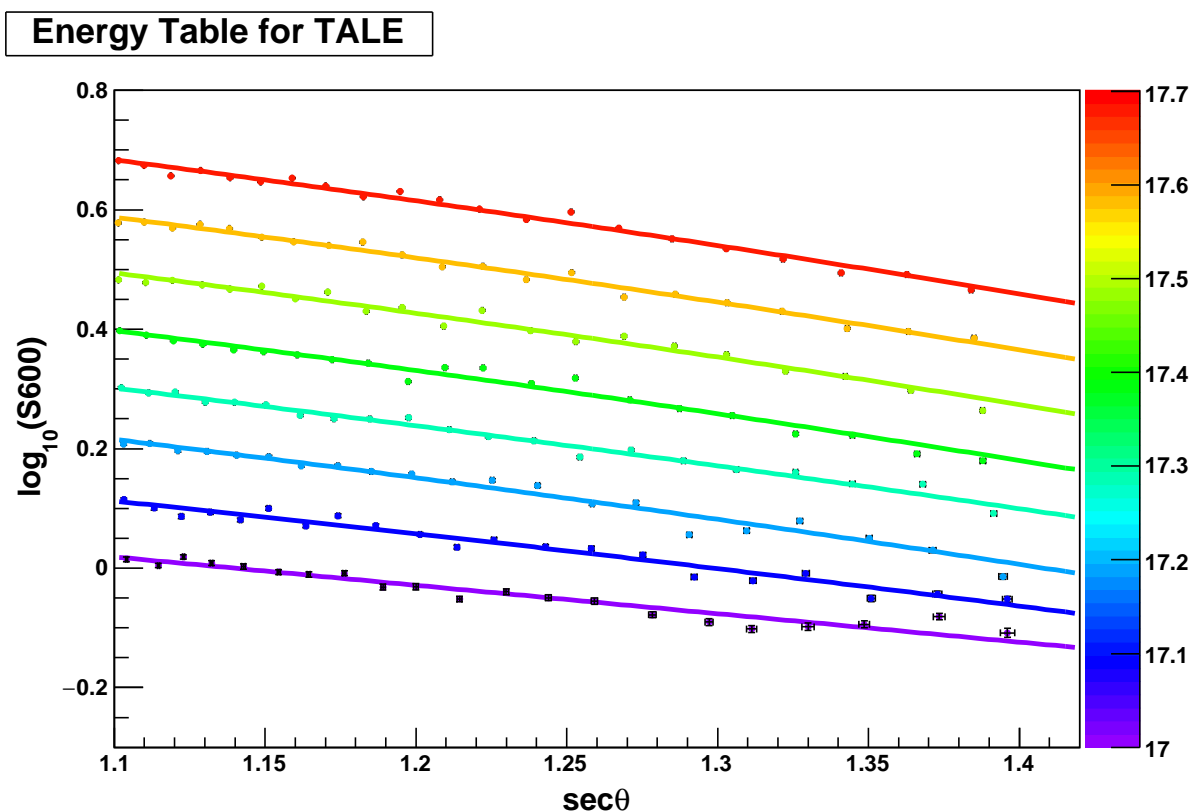


図 5.7: TALE-SD アレイのためのエネルギーテーブル。各点は再構成された $S600$ と $\sec\theta$ の値を、点の色は一次エネルギーを表す。紫は $10^{17.0}$ eV を、赤は $10^{17.7}$ eV を表す。また、曲線はエネルギー毎に $S600$ と $\sec\theta$ の点をフィットして得られた関数を示す。

ここからは、5.2.6 節で述べた手順で再構成した $S600$ と $\sec \theta$ の値からエネルギーテーブルを使って実際の宇宙線のエネルギーを決定する手順を述べる。例として、再構成した値が $S600_{\text{REC}}$ と $\sec \theta_{\text{REC}}$ だった場合を考える。これらの値をエネルギーテーブル上にプロットしたとき、図 5.8 に示したように $10^{17.4}$ eV の曲線上に乗っていた場合は、宇宙線のエネルギー E_{REC} を $E_{\text{REC}} = 10^{17.4}$ eV と決定する。また、プロットした点が図 5.9 のようにエネルギーテーブルの曲線上に乗っていない場合は、線形補間して宇宙線のエネルギー E_{REC} を決定する。このとき、エネルギーテーブルの曲線を表す関数を $S(\theta)$ 、エネルギーテーブルの曲線が表すエネルギーを $E_{\text{up}}, E_{\text{low}}$ とすると、宇宙線のエネルギー E_{REC} は式 (5.12) を使って線形補間される。

$$\log_{10} E_{\text{REC}} = \log_{10} E_{\text{low}} + \frac{\log_{10}(S600_{\text{REC}}) - \log_{10} S_{\text{low}}(\theta_{\text{REC}})}{\log_{10} S_{\text{up}}(\theta_{\text{REC}}) - \log_{10} S_{\text{low}}(\theta_{\text{REC}})} (\log_{10} E_{\text{up}} - \log_{10} E_{\text{low}}) \quad (5.12)$$

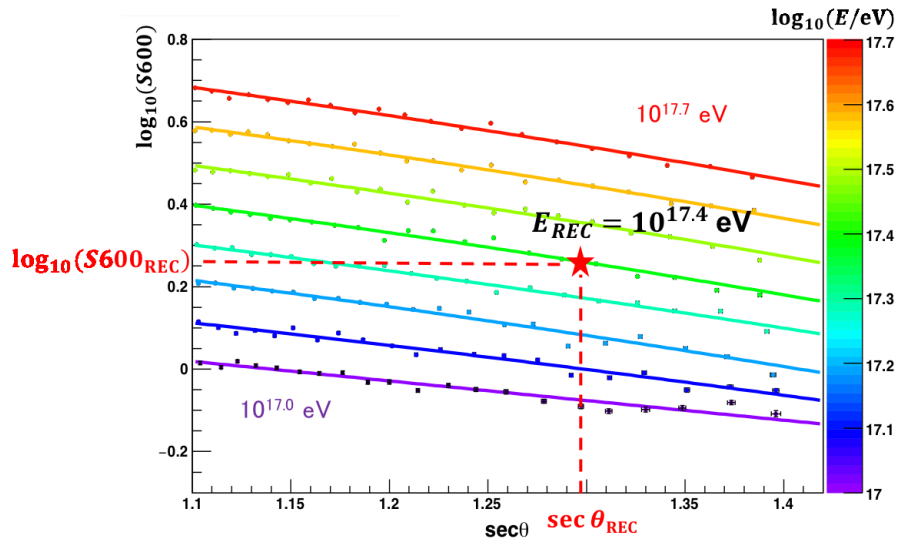


図 5.8: エネルギーテーブルを使って宇宙線のエネルギーを決定する例。イベント再構成から得られた値を $S600_{\text{REC}}$ と $\sec \theta_{\text{REC}}$ とし、それらの値を組み合わせ得られる点をエネルギーテーブルにプロットした時 $10^{17.4}$ eV の曲線上に乗っているのであれば、 $E_{\text{REC}} = 10^{17.4}$ eV と定められる。

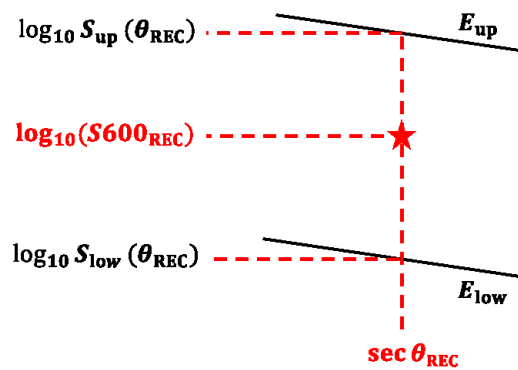


図 5.9: エネルギーテーブルを使って宇宙線のエネルギーを決定する別の例。イベント再構成から得られた値を $S600_{\text{REC}}$ と $\sec \theta_{\text{REC}}$ とし、それらの値を組み合わせ得られた点がこの図のようにエネルギーテーブルの曲線上に乗っていない場合は、式 (5.12) を使って線形補間して一次エネルギーを決定する。

第6章 宇宙線エネルギーの決定精度

5.3節で述べた手法を用いて宇宙線のエネルギーを再構成するソフトウェアを開発した。そのソフトウェアを用いて、3章で述べたモンテカルロシミュレーションによって作成したイベントの宇宙線のエネルギーを再構成し、その精度を評価した。

6.1 イベントセット

ここでは、再構成の精度評価のために用いたシミュレーションのイベントセットについて述べる。宇宙線粒子種は陽子とした。そのエネルギーは、 $\log_{10} E = 17.0 \sim 17.7$ (0.1刻みの一定値)とした。各エネルギーに対して、天頂角 θ は $25^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ の範囲で $d\theta = 1^\circ$ 間隔で変え、それぞれ50個のシャワーを3.1節で述べた CORSIKA シミュレーションを使って生成した。また、CORSIKAで生成したシャワーは1個あたり4500回方位角とコア位置をランダムに与えて再利用した。方位角 ϕ は東を 0° として $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ の範囲で一様ランダムに分布させた。コア位置は4章の図4.3に示すように CLF を原点とする座標系で(5.0 km, 16.0 km)の点を中心とする半径5.5 kmの円内に一様ランダムに分布させた。このシミュレーションには2019年10月、11月の実際のキャリブレーションデータを使用した。

6.2 N_{SD} のしきい値

次に、解析に使えるSDの台数 N_{SD} でイベントを選別する。本研究では $N_{SD} = 6$ をしきい値とした。6.1節でシミュレートしたイベントの内、再構成できたイベント数と、その内 $N_{SD} \geq 6$ だったイベント数を表6.1に示す。また、 $N_{SD} = 6$ のしきい値によるイベント選別前後の N_{SD} と χ_G^2/ndf 、 χ_L^2/ndf の分布の例としてシミュレーションで設定したエネルギー $E_{GEN} = 10^{17.5}$ eVの分布を図6.1と図6.2に示す。他のエネルギーの分布は付録B.1、B.2に示す。

宇宙線のエネルギー [eV]	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$
再構成できたイベント数	79047	118360	169849	227498	292205	363071	428595	486962
$N_{SD} \geq 6$ のイベント数	53437	85908	129792	182136	242333	312801	380031	440509

表 6.1: 各エネルギーの再構成できたイベント数と、その内 $N_{SD} \geq 6$ だったイベント数。

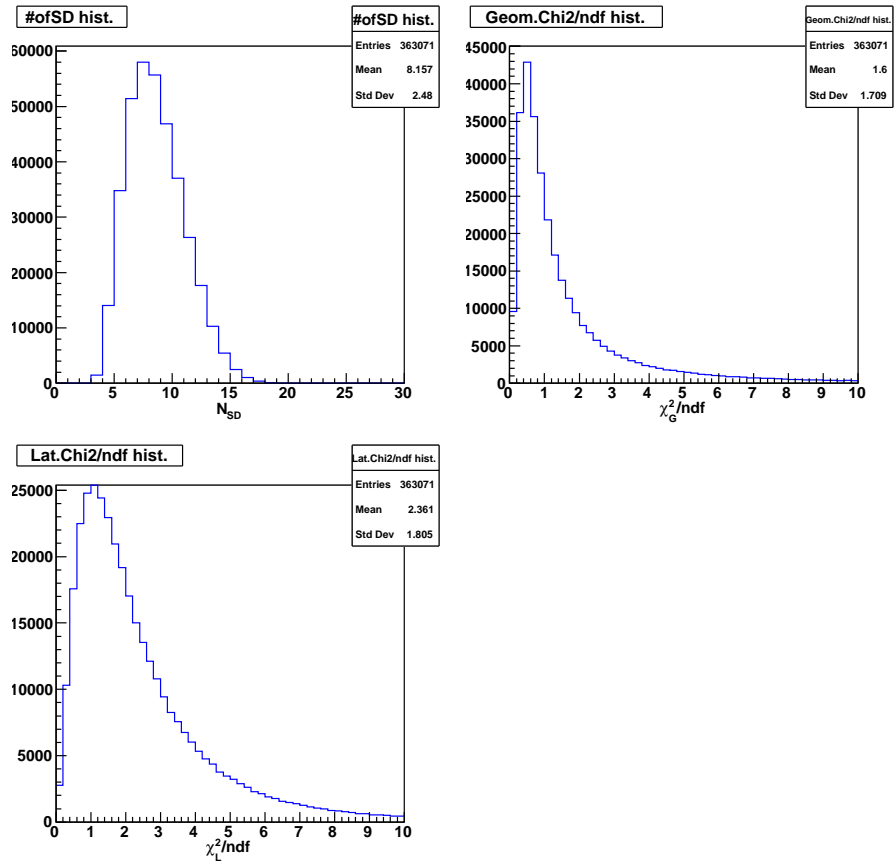


図 6.1: $E_{GEN} = 10^{17.5}$ eV のときの N_{SD} (左上)、 χ_G^2/ndf (右上)、 χ_L^2/ndf (左下) の分布 ($N_{SD} = 6$ のしきい値によるイベント選別前)。

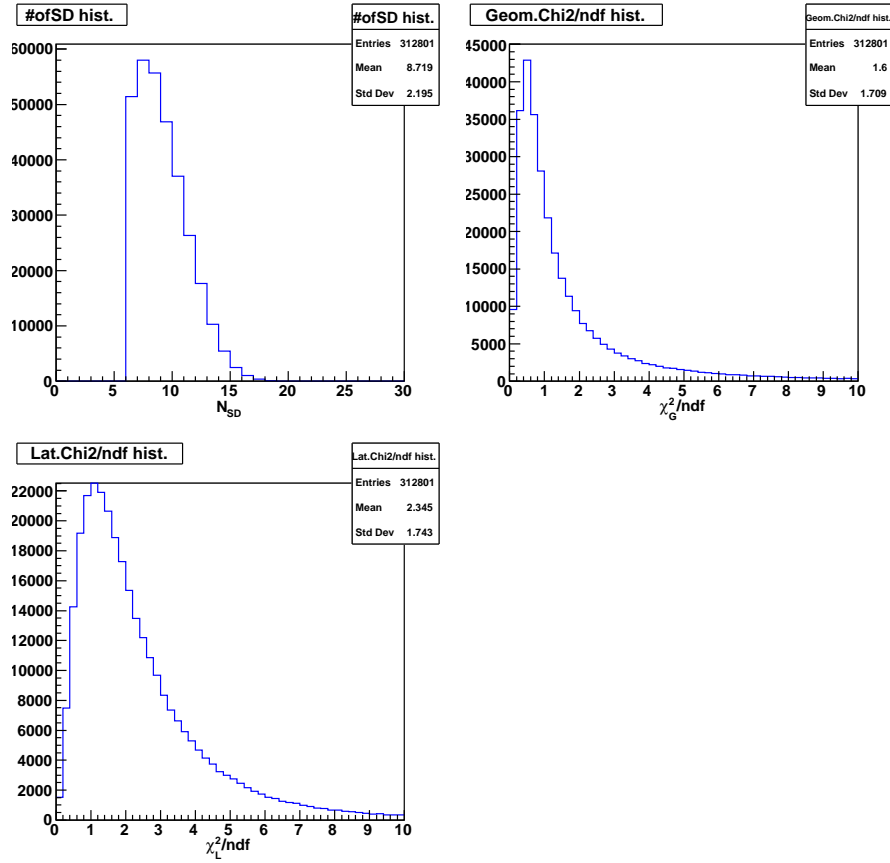


図 6.2: $E_{GEN} = 10^{17.5}$ eV のときの N_{SD} (左上)、 χ_G^2/ndf (右上)、 χ_L^2/ndf (左下) の分布 ($N_{SD} = 6$ のしきい値によるイベント選別後)。

6.3 宇宙線のエネルギーの決定精度の評価

ここでは、シミュレーションで設定したエネルギーを E_{GEN} 、再構成によって求められたエネルギーを E_{REC} として、 $\frac{E_{REC} - E_{GEN}}{E_{GEN}}$ のヒストグラムをガウス関数でフィットした結果得られる σ_E を決定精度とした。各エネルギーの $\frac{E_{REC} - E_{GEN}}{E_{GEN}}$ のヒストグラムを図 6.3 から 6.10 に示す。このとき求めた各エネルギーの決定精度をまとめると表 6.2 と図 6.11 のようになった。

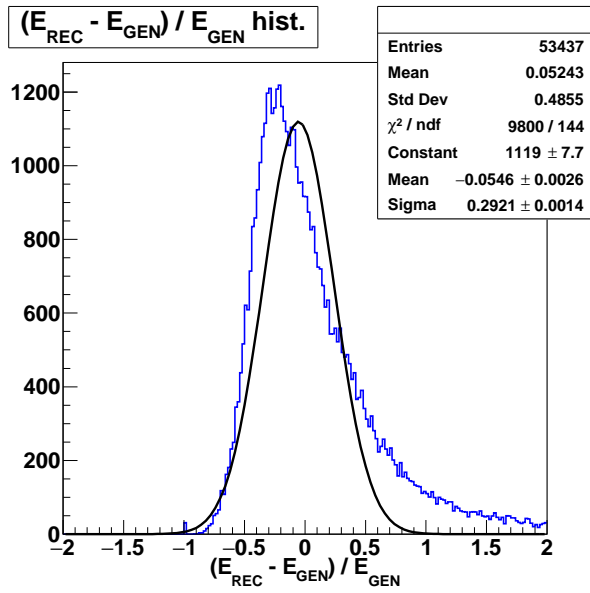


図 6.3: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.0}$ eV のときのエネルギー決定精度

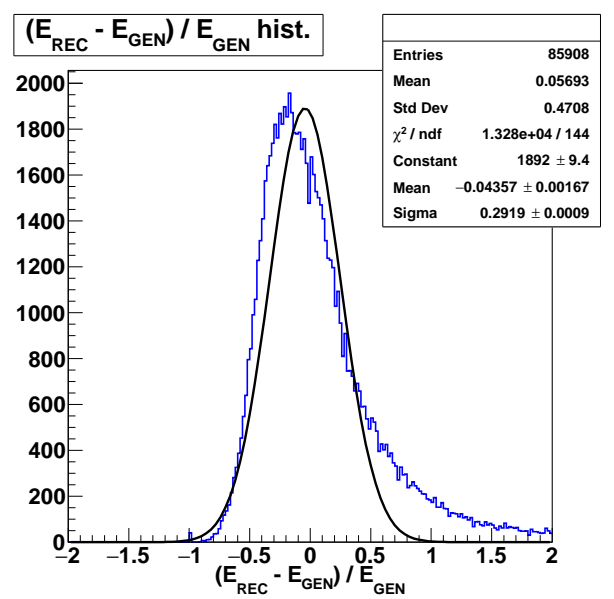


図 6.4: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.1}$ eV のときのエネルギー決定精度

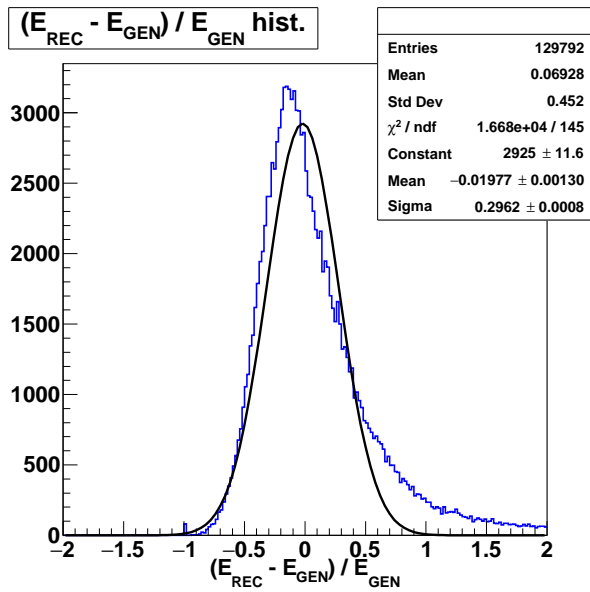


図 6.5: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.2}$ eV のときのエネルギー決定精度

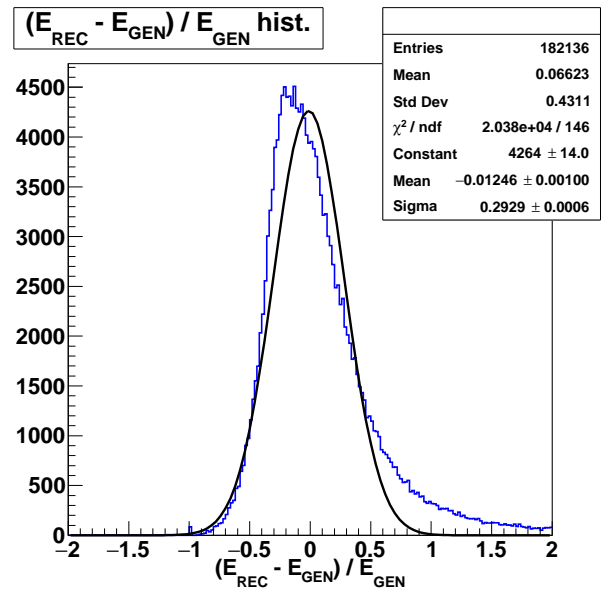


図 6.6: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.3}$ eV のときのエネルギー決定精度

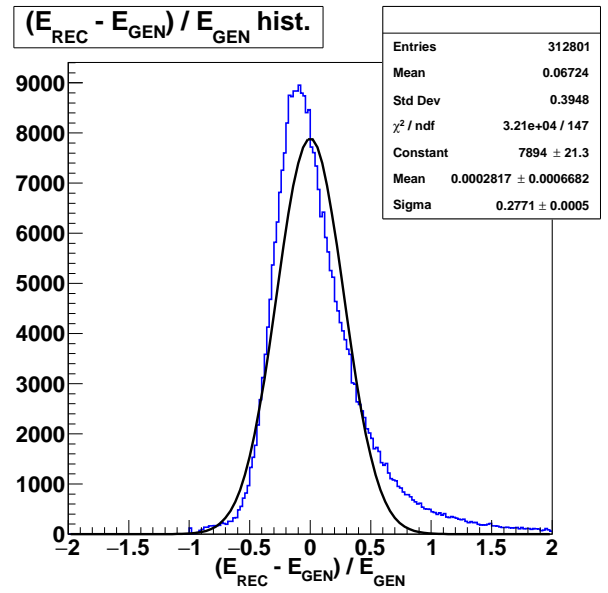
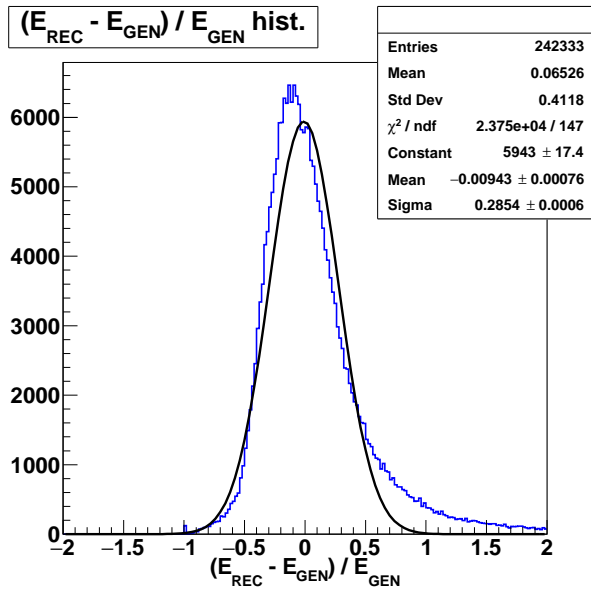


図 6.7: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.4}$ eV のときのエネルギー決定精度

図 6.8: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.5}$ eV のときのエネルギー決定精度

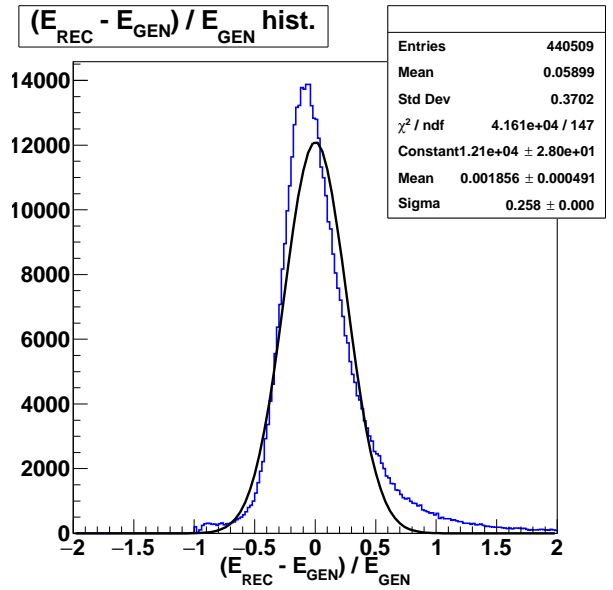
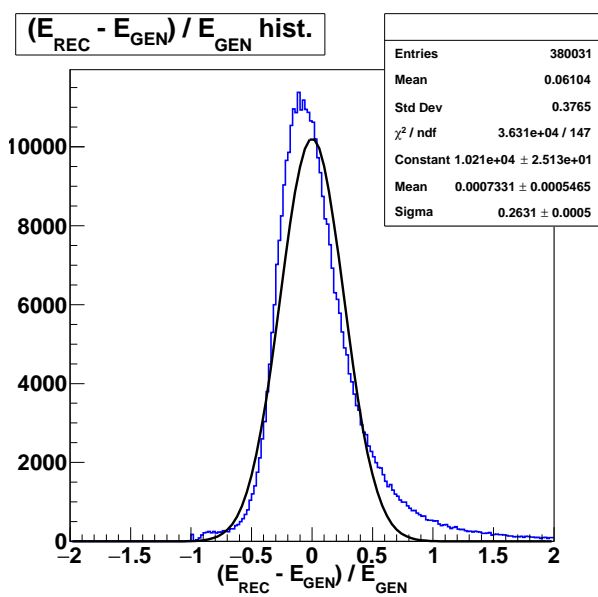


図 6.9: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.6}$ eV のときのエネルギー決定精度

図 6.10: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.7}$ eV のときのエネルギー決定精度

E_{GEN} [eV]	$10^{17.0}$	$10^{17.1}$	$10^{17.2}$	$10^{17.3}$	$10^{17.4}$	$10^{17.5}$	$10^{17.6}$	$10^{17.7}$
σ_E [%]	29	29	30	29	29	28	26	26

表 6.2: 各エネルギーの決定精度。

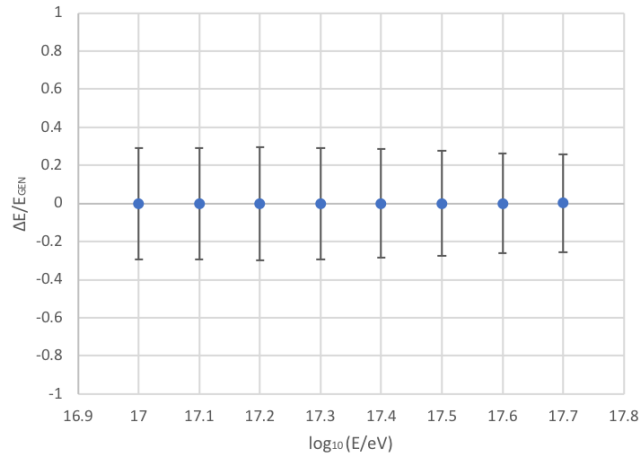


図 6.11: 誤差棒の長さが決定精度を、点が $\frac{E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}}}{E_{\text{GEN}}}$ のヒストグラムをガウス関数でフィットした結果得られる平均値を表している。

図 6.3 から 6.10 の結果から、ヒストグラムのピークの値はどのエネルギーでも 0 からずれることが分かった。このずれは系統誤差であることが予想されるのでこのずれが生じている原因を見つけ、エネルギー決定精度を上げることが今後必要である。また、どのエネルギーでもヒストグラムの右側に尾を引くような形になっていることから E_{REC} の値を大きく見積もってしまうイベントが存在することが分かった。今後 E_{REC} の値を大きく見積もってしまうイベントの条件を特定し、その条件でイベントを選別することも必要である。

第7章 結論

TA 実験用に作成されたモンテカルロシミュレーションを TALE-SD アレイのために改良した。そのモンテカルロシミュレーションを使って、TALE-SD アレイの性能を調べた。その結果、トリガー条件が any4 のとき、 $10^{17.1}$ eV で 10 %、 $10^{17.8}$ eV で 50 %、 $10^{18.6}$ eV で 90 %、を超えることがわかった。また、TALE-SD アレイによる観測では $10^{17.1}$ eV の宇宙線がもっとも多く検出されると期待されることが分かった。

また、モンテカルロシミュレーションを使って TALE-SD アレイで得られたデータから宇宙線のエネルギーを決定する手法を考案した。そして、その手法を使って宇宙線のエネルギーを決定するソフトウェアを開発した。シミュレーションデータを解析して開発したソフトウェアによる宇宙線のエネルギー決定精度を評価したところ、決定精度は $E_{\text{GEN}} = 10^{17.0}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.1}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.2}$ eV で 30 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.3}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.4}$ eV で 29 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.5}$ eV で 28 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.6}$ eV で 26 %、 $E_{\text{GEN}} = 10^{17.7}$ eV で 27 % だった。

今後はシミュレーションデータの解析を進め、宇宙線のエネルギー決定精度を向上させる予定である。また、TALE-SD アレイで観測されているデータが貯まってきているので実データ解析の結果とシミュレーションデータ解析の結果を比較するつもりである。

第8章 謝辞

本研究に携わる機会を与えていただき、研究を進めるにあたっては多くの丁寧な助言と熱心なご指導を頂きました大阪市立大学の荻尾彰一教授と常定芳基准教授に深く感謝いたします。

理化学研究所の木戸英治研究員には、本研究の TALE-SD のキャリブレーションデータを作成する上で多くの助言とご指導を頂き、またアメリカ、ユタ州での研究生活や観測作業で大変お世話になりましたことを深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所のさこ隆志准教授と中部大学の山崎勝也助教には、本研究のモンテカルロシミュレーションについて多くの助言とご指導を頂きましたことを深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の川田和正助教、京都大学白眉センターの藤井俊博特定助教には、毎週の研究グループ会議や国内研究グループ会議で本研究の進め方についてご助言いただきましたことを感謝いたします。

立命館大学の奥田剛司助教、東京大学宇宙線研究所の野中敏幸助教にはアメリカ、ユタ州での研究生活や観測作業で大変お世話になりましたことを感謝いたします。

研究室の Jihyun Kim 博士には私が知らない天文知識についてご指導いただいたことを感謝いたします。

研究室の先輩である藤田慧太郎氏、尾村勇吾氏、Rosa Mayta Palacios さんには研究に関する数多くの助言と指導を頂き、また常日頃から相談に乗っていただいたことを感謝いたします。

研究室の同期として議論を交わして切磋琢磨し、相談にも乗っていただいた藤原亮太氏、中井慧氏に感謝いたします。

毎日の研究生活の中で支えになっていただいた松宮弘幸氏、佐藤光希氏、荒井優斗氏、福島涼氏に感謝いたします。

信州大学の冨田孝幸助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師には、研究グループ会議後にプレゼンテーションや研究方針について助言を頂きましたことを感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、神奈川大学の有働慈治助教には数多くの助言を頂きましたことを感謝いたします。

研究室の秘書である勝村美枝子さん、東京大学宇宙線研究所の木次敦子さんには数多くの事務処理をやっていただいたことを感謝いたします。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験コラボレーター、関係研究機関の皆様に深く感謝いたします。

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(S) 2015~2019)「広エネルギー領域の精密測定で探る超高エネルギー宇宙線源の進化」、日本学術振興会科学研究費補助金(特別推進研究 2015~2019)「拡張テレスコープアレイ実験 - 最高エネルギー宇宙線で解明する近傍極限宇宙」、日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(S) 2019~2023)「広エネルギー領域の精密測定による超高エネルギー宇宙線の源と伝播の統一的解釈」、東京大学宇宙線研究所共同利用研究費の支援を受けて行いました。これらの関係機関の皆様に感謝いたします。

参考文献

- [1] V.F. Hess: “ Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten ”, Phys. Z., 13 1084(1912).
- [2] M. Nagano: “ Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays ”, New J. Phys., 11 065012(2009) .
- [3] G.V. Kulikov and G.B. Khristiansen: “ On the size spectrum of extensive air showers ”, J. Exp. Theor. Phys., 35 (1959) 635.
- [4] M. Nagano: “ Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays ”, New J. Phys., 11, 065012(2009).
- [5] M.I. Panasyuk: “ Cosmic ray physics in space: the role of Sergey Vernov ’ s scientific school ”, Astrophys. Space Sci. Trans., 7 151(2011).
- [6] Peter Tinyakov, for the Telescope Array Collaboration: “ Latest results from the telescope array ”, Nucl. Instrum. Meth. A, 742, 1, 29(2014).
- [7] S. Ogio, F. Kakimoto, Proc. 28th Int. Conf. Cosmic Rays., 1, 315(2003).
- [8] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva: “ Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB ”, Phys. Lett., B612, 147(2005).
- [9] K. Greisen: “ End to the cosmic ray spectrum? ”, Phys. Rev. Lett., 16 (1966) 148.
- [10] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin: “ Upper limit of the spectrum of cosmic rays ”, JETP Lett., 4 78(1966).
- [11] A. M. Hillas: “ The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays ”, Astron. Astrophys., 22, 425(1984).
- [12] M. Kachelriess: “ Lecture notes on high energy cosmic rays ”, prepared for the 17th Jyvaskyla Summer School (2008).
- [13] C. Thompson, R. Duncan: “ The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts ”, Monthly Notices of the Royal Astron. Society, 275, 255(1995).
- [14] P. Blasi, R. Epstein, et al: “ Ultra-High-Energy Cosmic Rays from Young Neutron Star Winds ”, Astrophys. J. Lett., 533, L123(2000).
- [15] E. Boldt and P. Ghosh: “ Cosmic rays from remnants of quasars? ”, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 307, 491(1999).

- [16] Jordi Miralda-Escude and Eli Waxman: “Signatures of the Origin of High-Energy Cosmic Rays in Cosmological Gamma-Ray Bursts”, *The Astrophys. J. Lett.*, 472, L89(1996).
- [17] H. Kang, D. Ryu and T.W. Jones: “Cluster accretion shocks as possible acceleration sites for ultra-high-energy protons below the greisen cutoff”, *Astrophys. J.*, 456, 422(1996).
- [18] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Meyer: “Granes gerbes cosmique atmospheriques contenant des corpuscules ultrapenetrant”, *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 206 1721(1938).
- [19] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [20] T.K. Gaisser: “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge University Press (1990).
- [21] K. Kamata, J. Nishimura: “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers”, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, 6,93(1958).
- [22] Peter K.F. Grieder: “Extensive Air Showers”, Volume I, (2010).
- [23] J. Linsley et al: “Energy Spectrum and Structure of Large Air Showers”, *J. Phys. Soc. Japan.*, 17 Suppl A-III, 91(1962).
- [24] K. Greisen: “Cosmic Ray Showers”, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 10, 63(1960).
- [25] J. Linsley: “Thickness of the particle swarm in cosmic-ray air showers”, *Phys. G: Nucl. Phys.*, 12, 51(1986).
- [26] T. Hara, et al: “Characteristics of Large Air Shower at core distance between 1km and 2km”, *Proc. of 18th ICRC.*, 11, 276(1983).
- [27] Teshima, M. et al: “Properties of $10^9\text{GeV} - 10^{10}\text{GeV}$ Extensive Air Showers at Core Distances Between 100-m and 3000-m”, *J.Phys.*, G12, 1097(1986).
- [28] F. Kakimoto et al: “A measurement of the air fluorescence yield”, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 372, 527(1996).
- [29] 村山喬: “乗鞍シンポジウム報告”, 宇宙線研究 3, No.5 449(1958)
- [30] James W. Cronin: “The highest-energy cosmic rays”, Talk presented at TAUP 2003, Seattle, USA, arXiv:astro-ph/0402487v1, (2004).
- [31] M. G. Aartsen, et al: “The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems”, Prepared for submission to JINST, arXiv:1612.05093, (2016).
- [32] M. G. Aartsen et al: “Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73”, *Phys. Rev. D* 88, 042004(2013).
- [33] T. Antoni, et al: “The cosmic-ray experiment KASCADE”, *Nucl. Instrum. Methods, A* 513, 490(2003).
- [34] G. Navarra, et al: “KASCADE-Grande: a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to 10^{18} eV”, *Nucl. Instrum. Methods, A*, 518 207(2004).

- [35] A. Haungs, et al: “ High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande ”, Proc. of 33rd ICRC, 0300(2013)
- [36] W. Apel et al: “ Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande ”, Phys. Rev. Lett. 107, 171104 (2011).
- [37] W. Apel et al: “ Ankle-like feature in the energy spectrum of light elements of cosmic rays observed with KASCADE-Grande ”, Phys. Rev. D 87, 081101(R)(2013).
- [38] S.F. Berezhnev, et al: “ The Primary CR Spectrum by the Data of the Tunka-133 Array ”, Proc. of UHECR2014(2014).
- [39] V.V. Prosin, et al: “ Results from Tunka-133 (5 years observation) and from the Tunka-HiSCORE prototype ”, EPJ Web of Conferences 121, 03004 (2016)
- [40] A A Ivanov, S P Knurenko and I Ye Sleptsov: “ Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays ”, New Journal of Physics, 11, 065008(2009).
- [41] S.P. Knurenko, et al: “ Cosmic ray spectrum in the energy range $10^{15} - 10^{18}$ eV and the second knee according to the small Cherenkov setup at the Yakutsk EAS array ”, Proc. of 33rd ICRC, 0053(2013).
- [42] P. Sokolsky for the HiRes Collaboration: “ Final Results from the High Resolution Fly’s Eye (HiRes) Experiment ”, Invited paper presented at the XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions ISVHECRI 2010, (2010).
- [43] D.J. Bird et al: “ Coincident Observation of Air Showers by the HiRes Prototype and CASA/MIA Experiments ”, Proc. 23rd ICRC, Calgary, 4, 283(1993).
- [44] The Pierre Auger Collaboration: “ The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory ”, Nucl. Instrum. Meth. A, 798, 21, 172(2015).
- [45] G.B. Thomson, and the TA and TALE collaborations: “ Physics of the TALE Experiment ”, Proc. 30th ICRC, 5, 1593(2007).
- [46] Serap Tilav: “ Global View of Cosmic Ray Data ”, Presentation of UHECR2014(2014).
- [47] S. Mollerach and E. Roulet: ”Progress in high-energy cosmic ray physics”, Centro Atomico Bariloche, CONICET, Argentina November 1, 2017 (2017).
- [48] 岸上翔一: ”TALE 地表検出器のためのジオメトリ決定手法の研究およびモンテカルロシミュレーションによる精度評価”, M-thesis of Osaka City University of Science(2017).
- [49] Dmitri Ivanov: “ Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector ”, D-thesis of New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
- [50] 宮田 孝司: “ 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 ”, M-thesis of Tokyo University of Science (2008).

- [51] 木戸 英治: “ テレスコープアレイ実験による極高エネルギー宇宙線観測のための大規模地表粒子検出器の開発 ”, M-thesis of Tokyo University of Science (2007).
- [52] T. Abu-zayyad et al: “ The surface detector array of the Telescope Array experiment ”, Nucl. Instrum. Methods., A689, 87(2012).
- [53] A. Taketa, et al, Proc. of the 31th ICRR, 2009, 924.
- [54] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: “ CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers ”, Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [55] S. Ostapchenko, “ QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions ”, Nucl. Phys. Proc. Suppl, 151, 143(2006).
- [56] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, J. Ranft: “ FLUKA: A multi-particle transport code ”, Technical Report 2005-010, CERN (2005).
- [57] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers: “ The EGS4 code system ”, Technical Report 0265, SLAC (1985).
- [58] S. Agostinelli, et al: “ GEANT4: A simulation toolkit ”, Nucl. Instrum. Meth., A506,250(2003).
- [59] 武多 昭道: “ The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector ”, D-thesis of Tokyo university (2011).
- [60] A.M. Hillas: “ Shower simulation: Lessons from MOCCA ”, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 52B, 29(1997).
- [61] M. Kobal: “ A thinning method using weight limitation for air-shower simulations ”, Astropart. Phys., 15, 259(2001).
- [62] B.T. Stokes, et al: “ Dethinning extensive air shower simulations ”, Astropart. Phys., 35 759(2012).
- [63] AMS Collaboration: “ Cosmic Protons ”, Phys. Lett. B490, 27(2000).
- [64] AMS Collaboration: “ Helium in Near Earth Orbit ”, Phys. Lett. B494, 193(2000).
- [65] K. Kasahara and F. Cohen: “ A New Parallel Processing Scheme Enabling Full Monte Carlo EAS Simulation in the GZK Energy Region ”, Proc. of 30th ICRC, 4, 584(2008).
- [66] J. Linsley, L. Scarsi: “ Arrival times of air shower particles at large distances from the axis ”, Phys. Rev., 128 2384(1962).
- [67] T. Nonaka, T. Okuda, H. Sagawa: “ Performance of TA Surface Array ”, Proc. of 31st ICRC, 2, 170(2009).
- [68] S Yoshida, N Hayashida, et al: “ Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA ”, J. Phys. G. Nucl. Partic., 20, 4, 651(1994).
- [69] K. Shinozaki, AGASA Collaboration: “ AGASA results ”, Nucl. Phys. B. Proc. Suppl, 151, 1, 3(2006).

付録A イベントセット

ここでは、4.1節に記したシミュレーションイベントの天頂角分布とを示す。

A.1 天頂角分布

エネルギーは $10^{16.7}$ eV から $10^{19.0}$ eV の範囲で、 $d\log_{10}(E/eV) = 0.1$ 間隔で変えた。 10^{18} eV を除く各エネルギーで生成したイベントの天頂角分布を図 A.1~A.23 に示す。

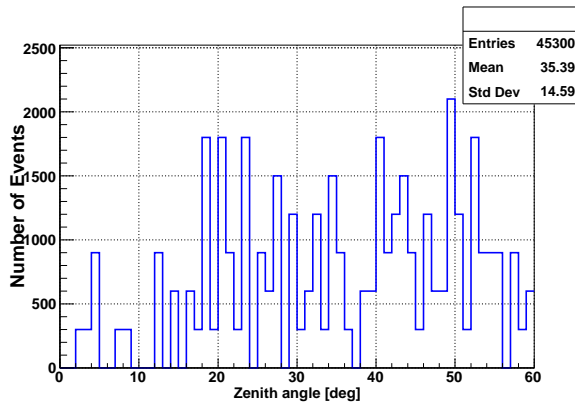


図 A.1: $10^{16.7}$ eV のイベントの天頂角分布

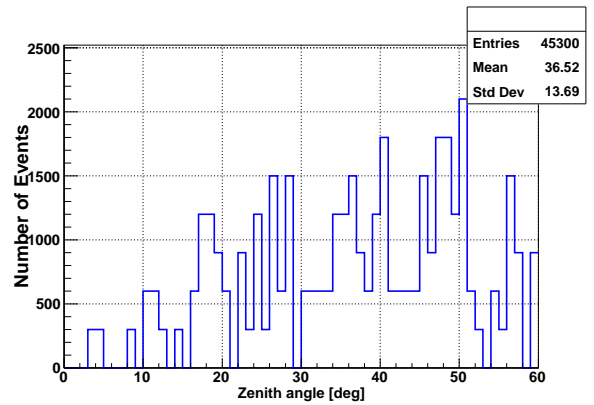


図 A.2: $10^{16.8}$ eV のイベントの天頂角分布

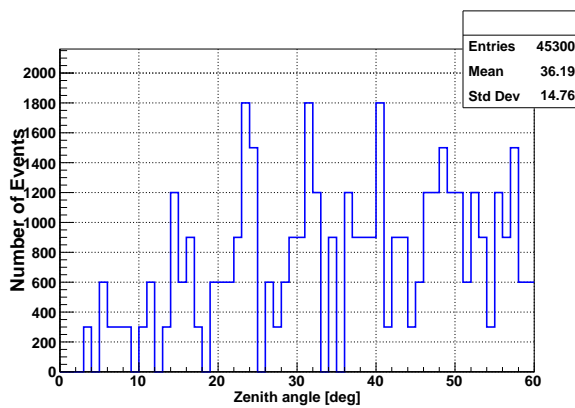


図 A.3: $10^{16.9}$ eV のイベントの天頂角分布

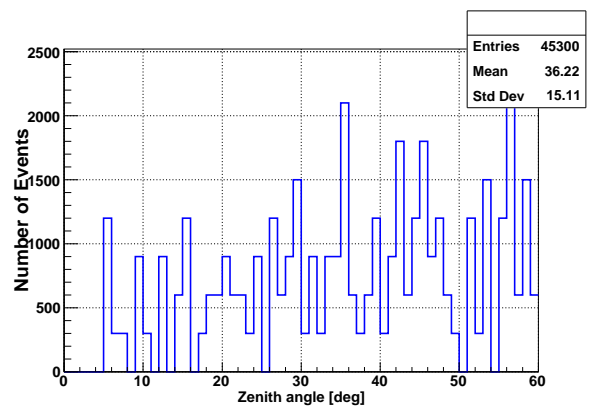


図 A.4: 10^{17} eV のイベントの天頂角分布

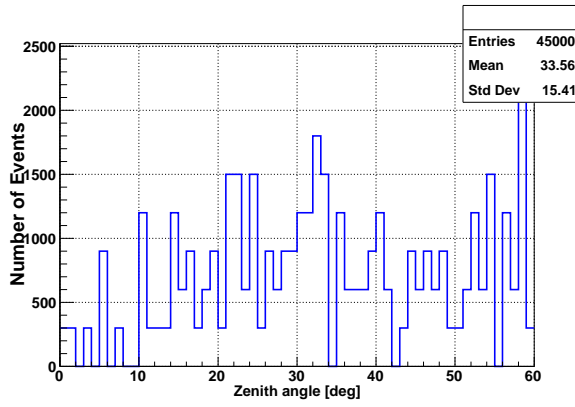


図 A.5: $10^{17.1}$ eV のイベントの天頂角分布

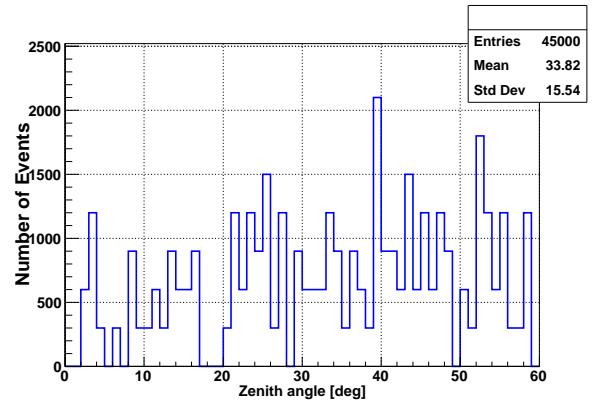


図 A.6: $10^{17.2}$ eV のイベントの天頂角分布

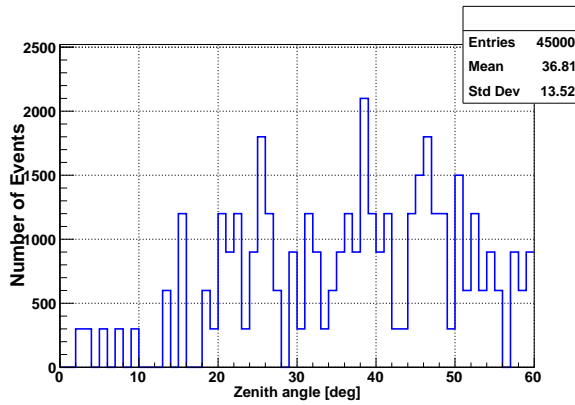


図 A.7: $10^{17.3}$ eV のイベントの天頂角分布

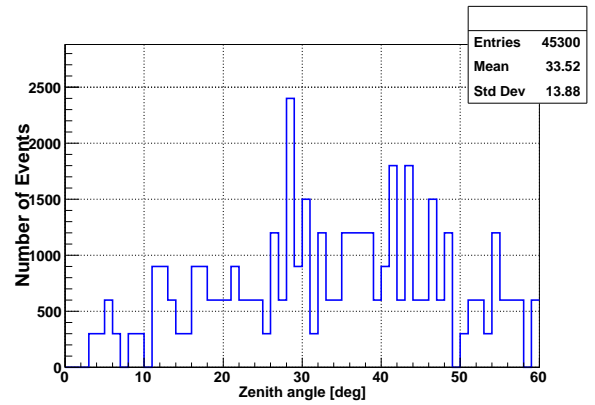


図 A.8: $10^{17.4}$ eV のイベントの天頂角分布

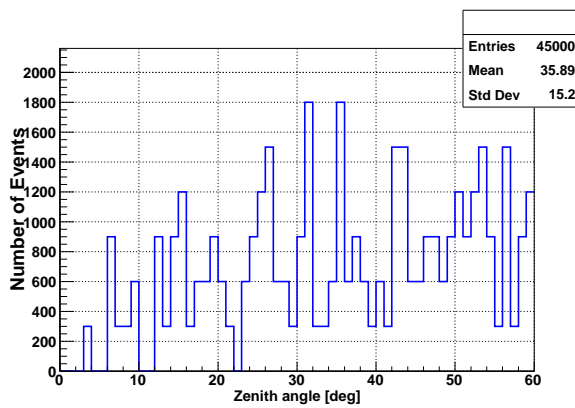


図 A.9: $10^{17.5}$ eV のイベントの天頂角分布

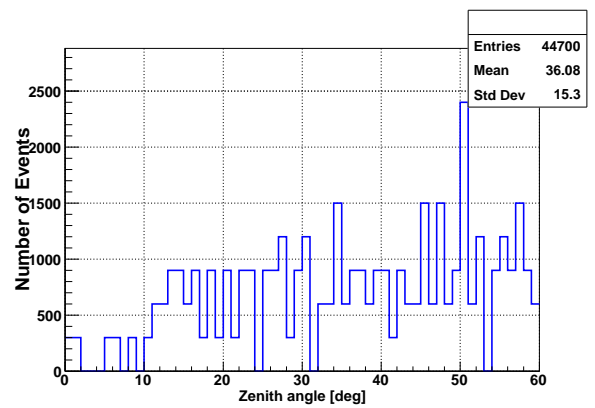


図 A.10: $10^{17.6}$ eV のイベントの天頂角分布

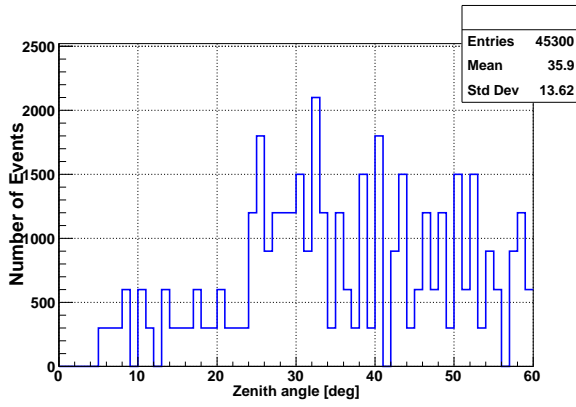


図 A.11: $10^{17.7}$ eV のイベントの天頂角分布

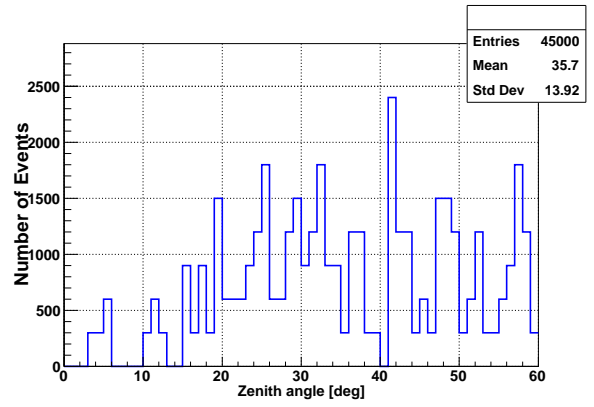


図 A.12: $10^{17.8}$ eV のイベントの天頂角分布

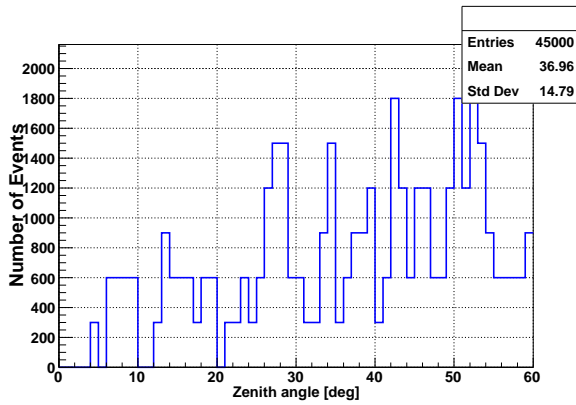


図 A.13: $10^{17.9}$ eV のイベントの天頂角分布

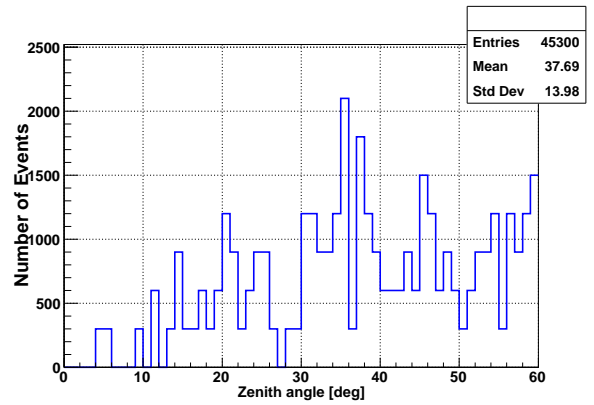


図 A.14: $10^{18.1}$ eV のイベントの天頂角分布

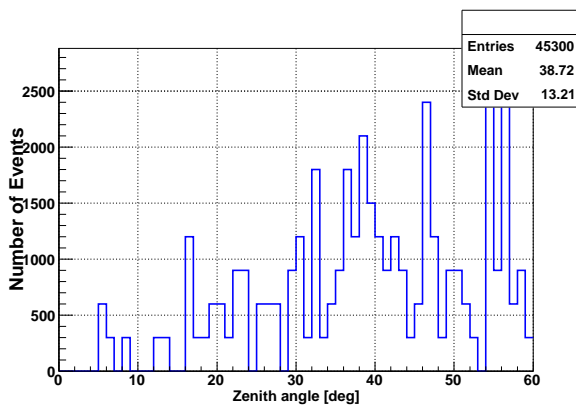


図 A.15: $10^{18.2}$ eV のイベントの天頂角分布

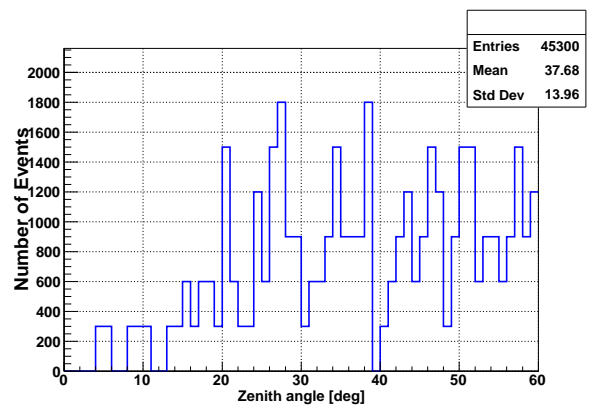


図 A.16: $10^{18.3}$ eV のイベントの天頂角分布

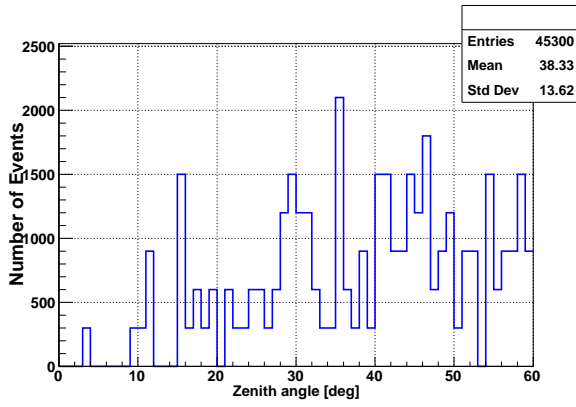


図 A.17: $10^{18.4}$ eV のイベントの天頂角分布

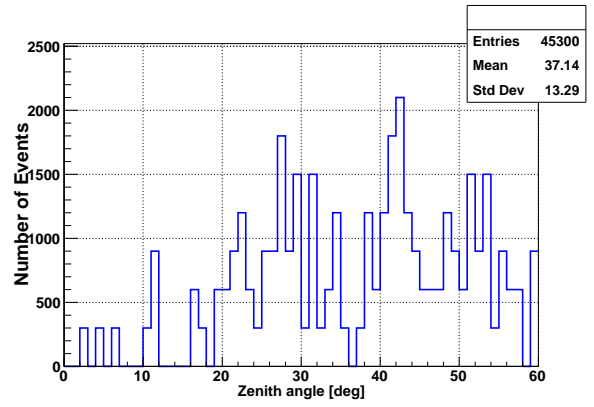


図 A.18: $10^{18.5}$ eV のイベントの天頂角分布

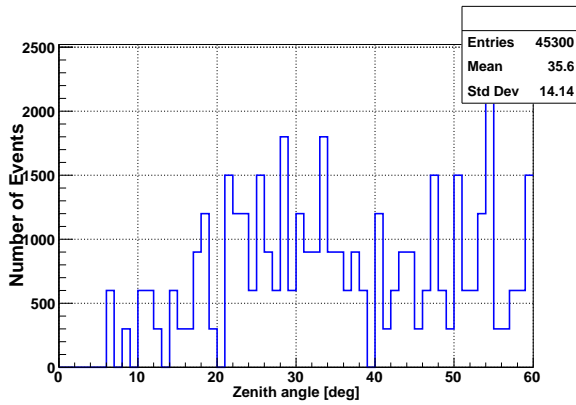


図 A.19: $10^{18.6}$ eV のイベントの天頂角分布

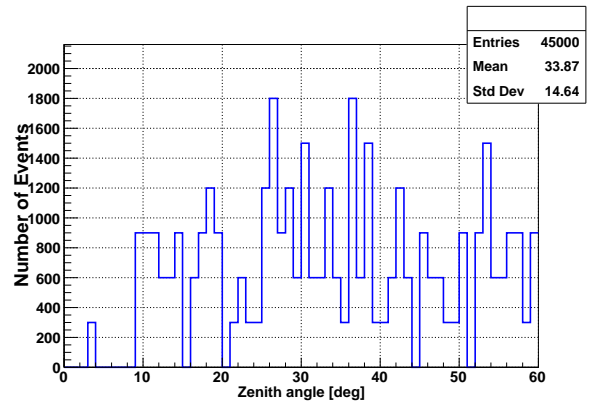


図 A.20: $10^{18.7}$ eV のイベントの天頂角分布

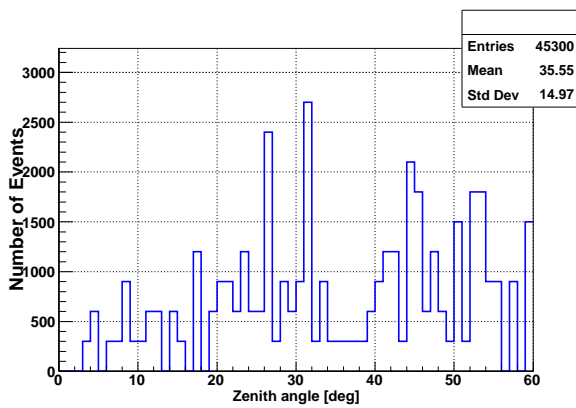


図 A.21: $10^{18.8}$ eV のイベントの天頂角分布

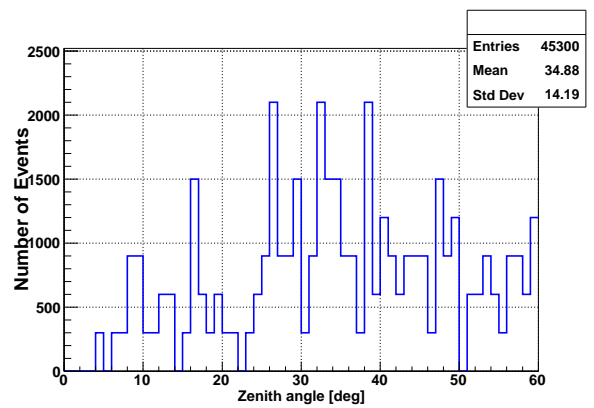


図 A.22: $10^{18.9}$ eV のイベントの天頂角分布

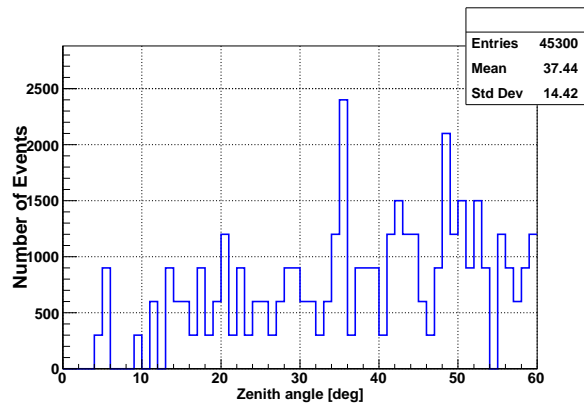


図 A.23: 10^{19} eV のイベントの天頂角分布

付 録 B 宇宙線エネルギーの決定精度

B.1 N_{SD} のしきい値によるイベント選別前のパラメータの分布

エネルギーは $10^{17.0}$ eV から $10^{17.7}$ eV の範囲で、 $d\log_{10}(E/eV) = 0.1$ 間隔で変えた。 $10^{17.5}$ eV を除く各エネルギーの N_{SD} のしきい値によるイベント選別前のパラメータの分布を図 B.1~B.7 に示す (各エネルギーで左上が N_{SD} 、右上が χ_G^2/ndf 、左下が χ_L^2/ndf の分布を示している)。

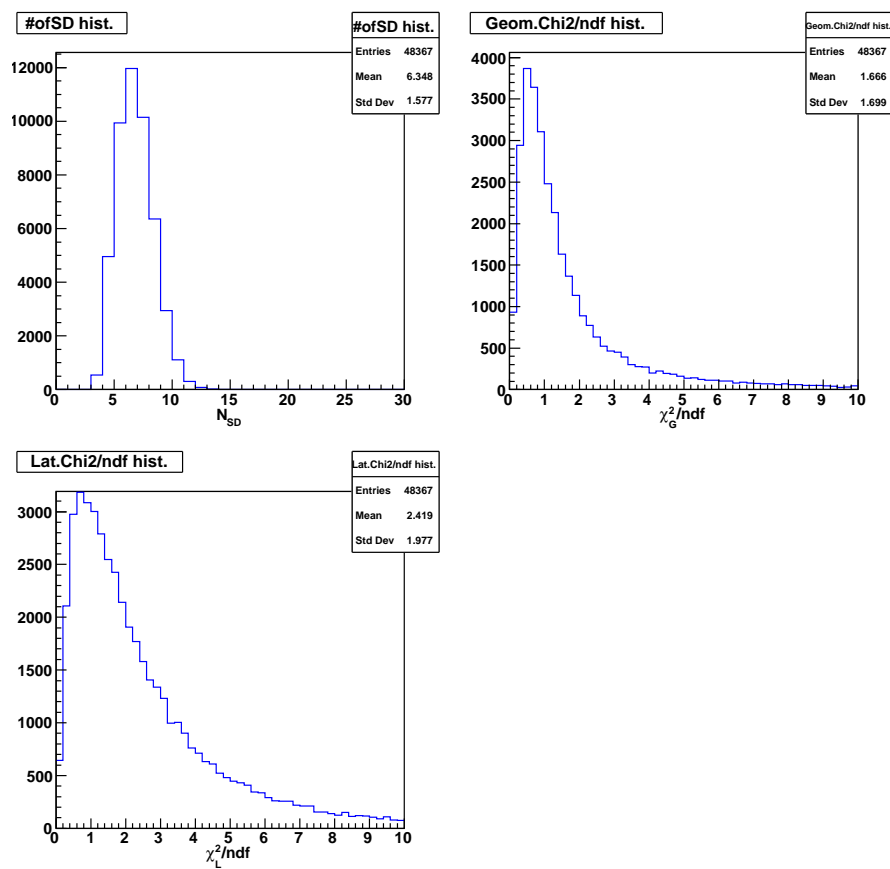


図 B.1: $E_{GEN} = 10^{17.0}$ eV のときの分布。

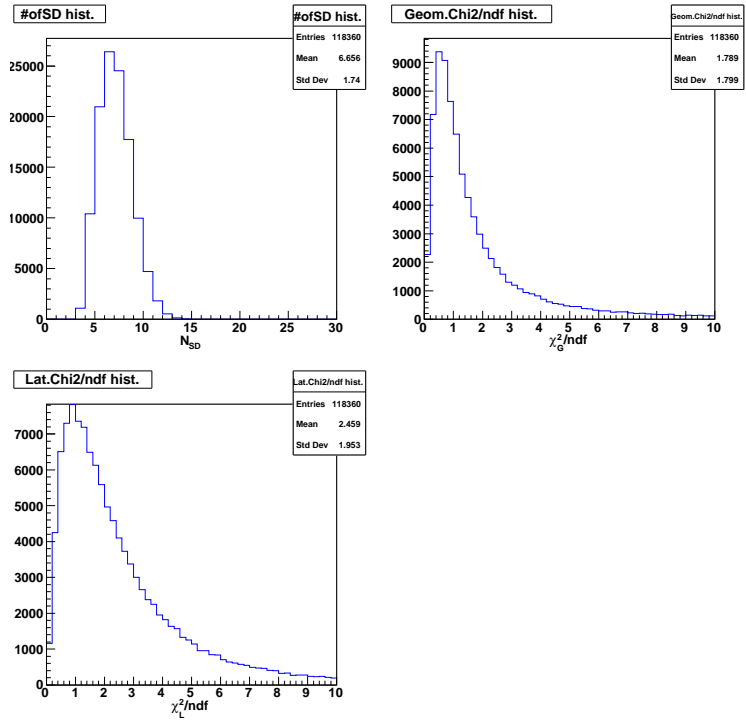


図 B.2: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.1}$ eV のときの分布。

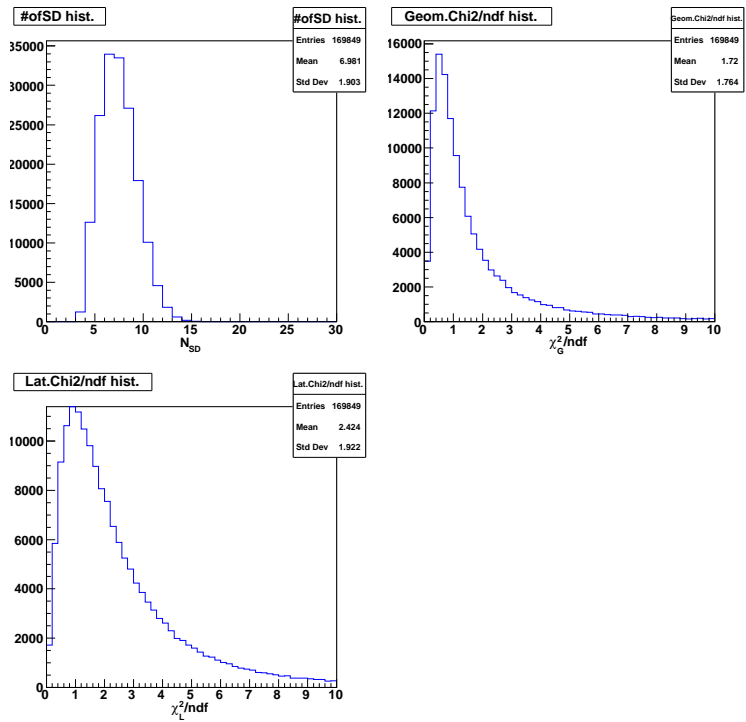


図 B.3: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.2}$ eV のときの分布。

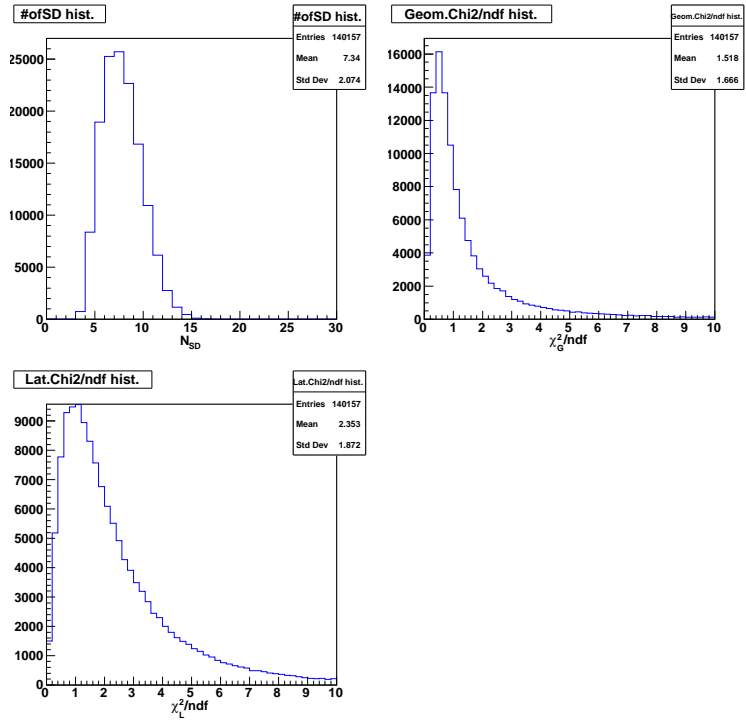


図 B.4: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.3}$ eV のときの分布。

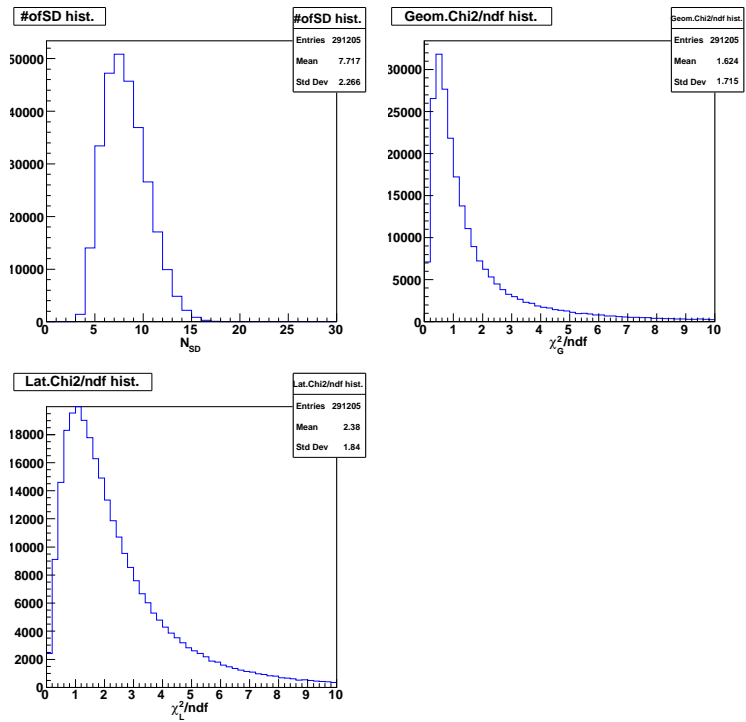


図 B.5: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.4}$ eV のときの分布。

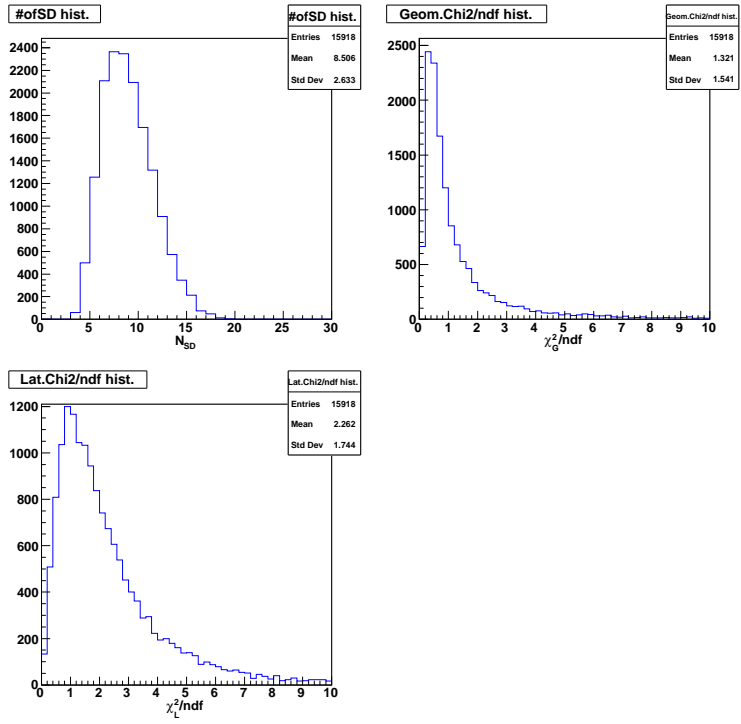


図 B.6: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.6}$ eV のときの分布。

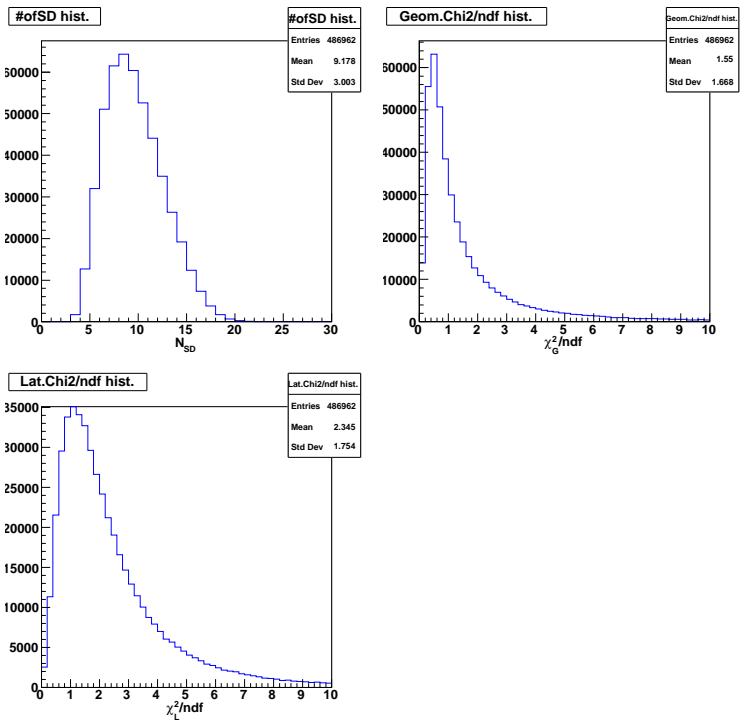


図 B.7: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.7}$ eV のときの分布。

B.2 N_{SD} のしきい値によるイベント選別後のパラメータの分布

エネルギーは $10^{17.0}$ eV から $10^{17.7}$ eV の範囲で、 $d\log_{10}(E/eV) = 0.1$ 間隔で変えた。 $10^{17.5}$ eV を除く各エネルギーの N_{SD} のしきい値によるイベント選別後のパラメータの分布を図 B.8~B.14 に示す（各エネルギーで左上が N_{SD} 、右上が χ_G^2/ndf 、左下が χ_L^2/ndf の分布を示している）。

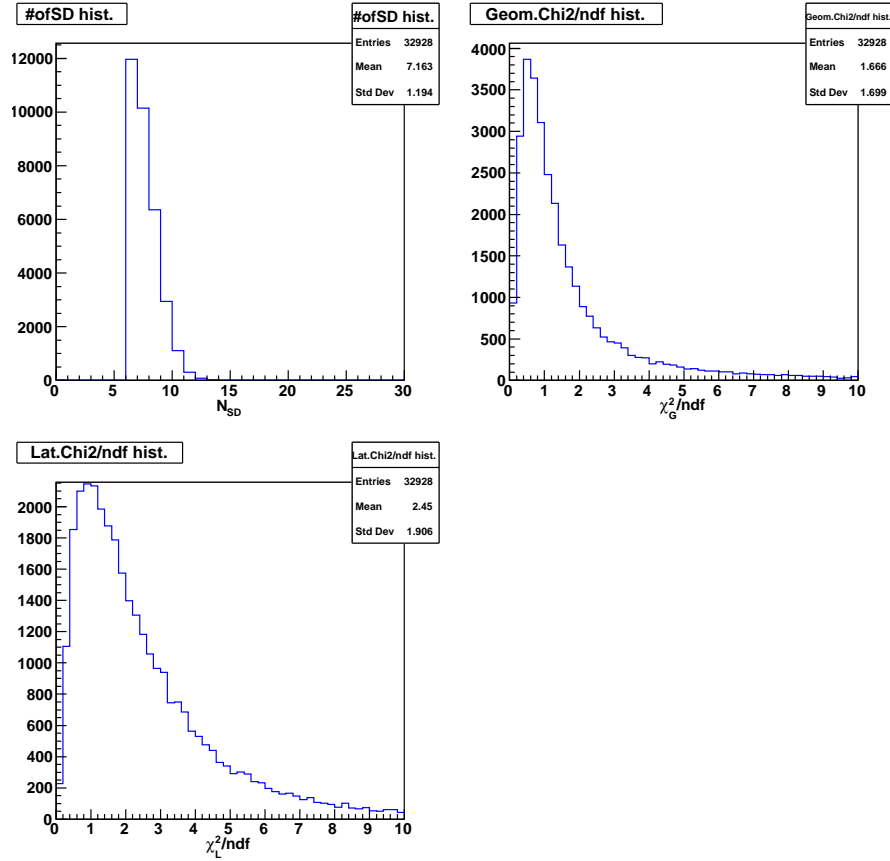


図 B.8: $E_{GEN} = 10^{17.0}$ eV のときの分布。

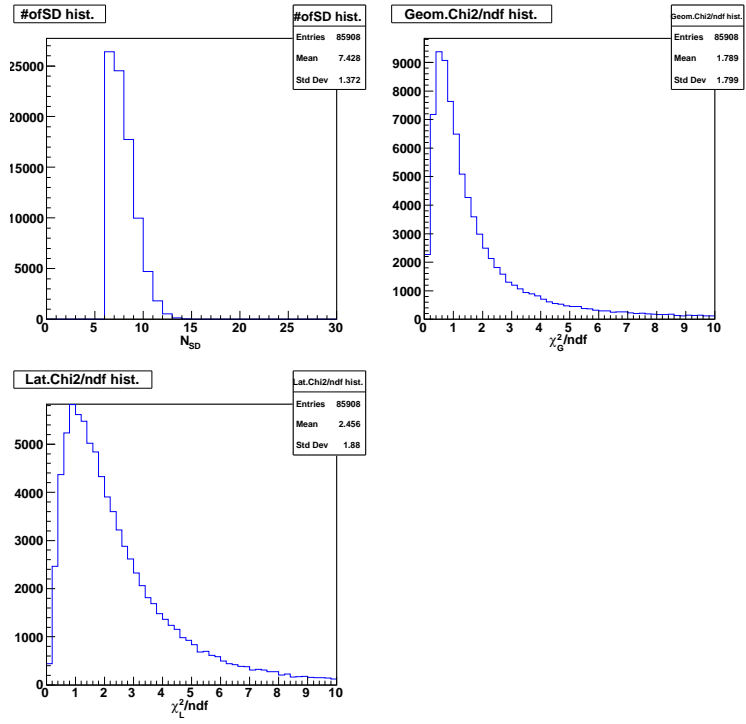


図 B.9: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.1}$ eV のときの分布。

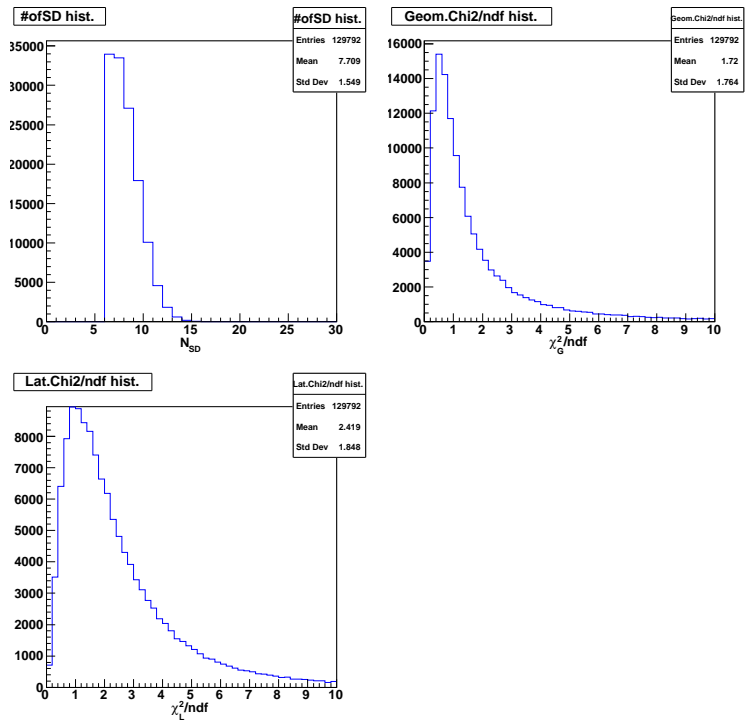


図 B.10: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.2}$ eV のときの分布。

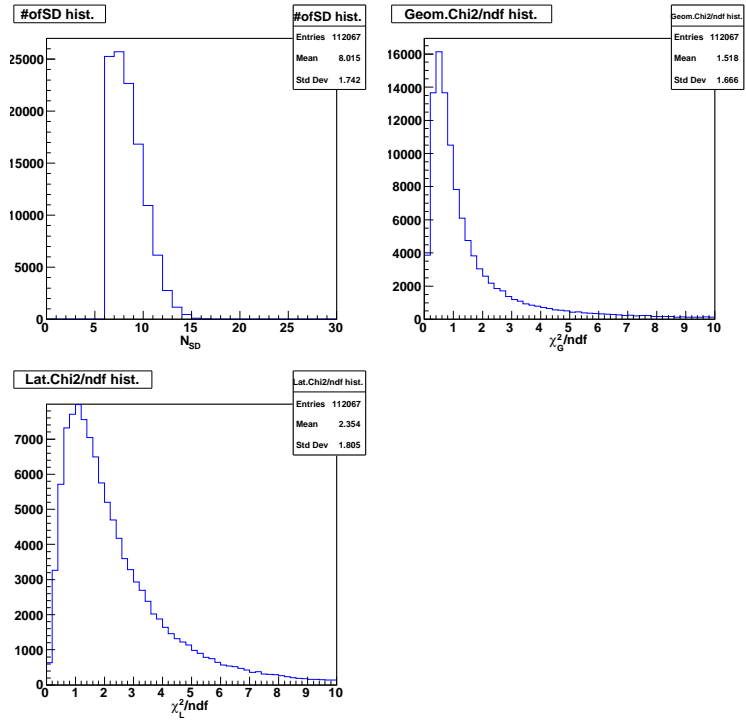


図 B.11: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.3}$ eV のときの分布。

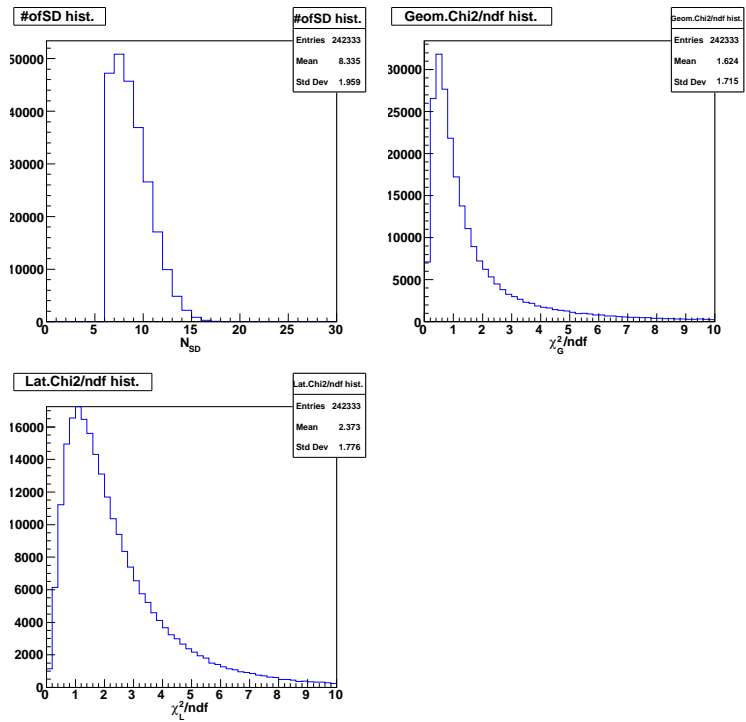


図 B.12: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.4}$ eV のときの分布。

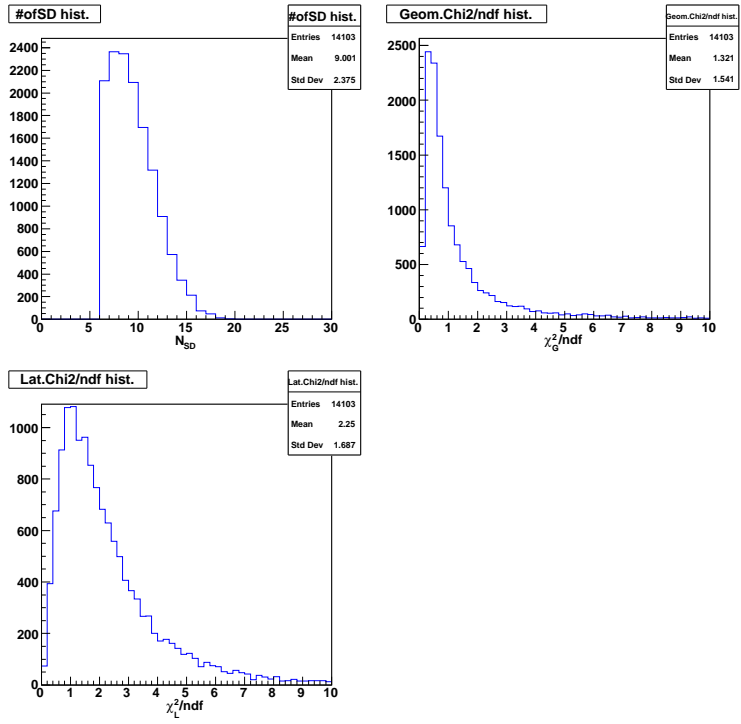


図 B.13: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.6}$ eV のときの分布。

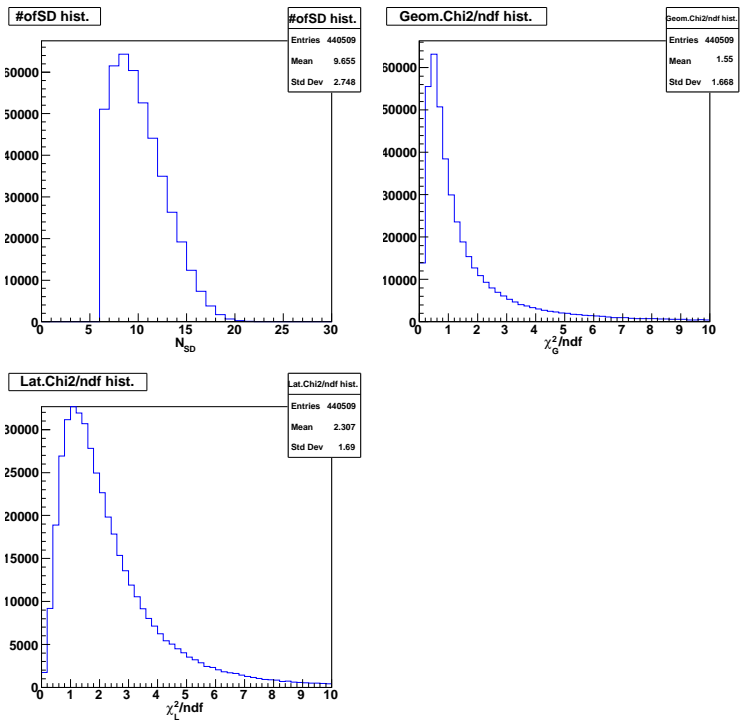


図 B.14: $E_{\text{GEN}} = 10^{17.7}$ eV のときの分布。