

TALE 地表検出器アレイによる
2nd knee 領域の宇宙線エネルギースペクトルの測定
(Measurement of cosmic ray energy spectrum
around the 2nd knee region with TALE surface detector array)

理学研究科

数物系専攻

佐藤光希

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	2
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	3
1.3.1	空気シャワー現象	3
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	5
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	5
1.3.4	空気シャワー粒子の到来時間の遅れ	6
1.3.5	空気シャワーの観測方法	6
1.4	“2nd knee”領域の宇宙線	8
1.4.1	銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移	8
1.4.2	“2nd knee”領域の観測結果の現状	10
1.4.3	“2nd knee”領域のエネルギースペクトル	13
第2章	TA Low Energy extension(TALE) 実験	16
2.1	TALE 実験の目的	16
2.2	TALE 実験の検出器構成	16
2.3	大気蛍光望遠鏡 (Air-Fluorescence Detector)	18
2.4	地表検出器 (Surface Detector)	20
2.4.1	部品構成	20
2.4.2	エレクトロニクス構成	21
2.4.3	通信塔基本構成	22
2.4.4	SD データ収集システム	22
2.4.5	SD のモニター情報	25
第3章	モンテカルロシミュレーションを用いた空気シャワーイベントの再現	28
3.1	CORSIKA シミュレーション	28
3.1.1	シニング (thinning)	28
3.1.2	デシニング (dethinning)	29
3.2	検出器の応答	30
3.2.1	エネルギー損失	30
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	33
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	33
3.3.1	エネルギースペクトルのためのモンテカルロシミュレーションイベントセット	35
3.3.2	実データイベントとモンテカルロシミュレーションイベントの比較	35

第 4 章	TALE-SD アレイのイベント再構成	39
4.1	シャワー粒子到来時刻波および粒子数の決定	39
4.1.1	粒子到来時刻の決定	39
4.1.2	粒子数の決定	40
4.1.3	TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出	41
4.1.4	バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD の除去	41
4.1.5	空気シャワーイベントのジオメトリ初期値の決定	41
4.1.6	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	43
4.1.7	粒子数密度のフィッティングによる横方向分布の決定	43
4.2	ジオメトリ、粒子数密度横方向分布再構成	44
4.3	1 次宇宙線のエネルギー決定	44
4.3.1	TALE-SD アレイのエネルギーテーブル	45
4.3.2	エネルギーテーブルのためのイベントセット	45
4.3.3	TALE FD (Hybrid) による TALE SD のエネルギースケール	46
4.4	TALE-SD アレイのイベントクオリティカットと性能評価	46
4.4.1	N_{SD} によるカット	46
4.4.2	天頂角 θ によるカット	47
4.4.3	ボーダーカット	47
4.4.4	$\chi^2/d.o.f.$ によるカット	47
4.4.5	Pointing Direction Uncertainty によるカット	48
4.4.6	Fractional S600 Uncertainty によるカット	48
4.4.7	イベントクオリティカットの効率	48
4.4.8	TALE-SD アレイの到来方向決定精度、エネルギー決定精度	48
第 5 章	TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトル	53
5.1	宇宙線エネルギースペクトルの測定方法	53
5.2	TALE-SD アレイの aperture と exposure	54
5.3	TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトル	55
5.4	他の実験結果との比較	56
第 6 章	結論	59
第 7 章	謝辞	60

概要

宇宙線は宇宙を飛び交う高エネルギーの陽子や原子核などであり、未だその起源は解明されていない。 $10^{17.5}$ eV 付近の宇宙線エネルギースペクトルの折れ曲がり構造は”2nd knee”と呼ばれ、宇宙線起源が銀河系内から系外へと遷移しているとする説が有力である。この 2nd knee 領域の宇宙線の精密観測のため、アメリカ・ユタ州にある 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、600m 間隔でそれぞれ 40 台配置し、2018 年 2 月から定常観測を続けている。一般に空気シャワーアレイは 24 時間自律稼働しつつ多くのイベントを収集し、1 日で天球が一周することから長期連続観測によって高い到来方向一様感度を実現できることから、高統計の必要な宇宙線のエネルギースペクトルや異方性の観測に適している。

本研究ではまず、TALE-SD アレイで得られたデータを解析し、宇宙線のエネルギースペクトルを求めるまでの一連のソフトウェアを完成させた。さらにこのソフトウェアを使用して、TALE-SD アレイの性能をシミュレーションで作成した空気シャワーイベントを用いて評価した。その結果、1 次宇宙線のエネルギーが (i) $10^{17.0}$ eV から $10^{17.5}$ eV、(ii) $10^{17.5}$ eV から $10^{18.0}$ eV、(iii) $10^{18.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV の場合で、エネルギー決定精度として (i)22 %、(ii)20 %、(iii)20 %、到来方向決定精度として (i) 2.2° 、(ii) 1.7° 、(iii) 1.5° と求まった。そして、TALE-SD アレイの Aperture は $10^{17.5}$ eV で $3.5 \text{ km}^2\text{sr}$ 、 $10^{18.25}$ eV で $20.2 \text{ km}^2\text{sr}$ を達成した。さらに、実際に得られた 105 日間のデータから宇宙線のエネルギースペクトルを決定した。宇宙線のエネルギーが $10^{17.25}$ eV から $10^{18.25}$ eV の範囲で強度のベキを一定と仮定してフィットすると、宇宙線の微分強度のベキは -3.32 ± 0.13 であると求まった。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線の発見

1912年、オーストリア出身のアメリカの物理学者 V. F. Hess らは、地球の高度と放射線の強さとの関係を調べるため気球に自ら乗り、高度が高くなるほど放射線強度が増すことを発見した。この発見により Hess らは放射線が宇宙から来ていること、つまり宇宙線の存在を初めて示した [1]。この1912年の宇宙線の発見以来、宇宙線を観測しようと多くの直接観測、間接観測実験が行われてきた。現在これら観測結果から、 10^9 eV から 10^{20} eV までの範囲での宇宙線のエネルギースペクトルが測定されている。図 1.1 に示すように、宇宙線の微分フラックスはエネルギーが増すにつれて、およそ E^{-3} に比例して急激に減少することが分かっている。

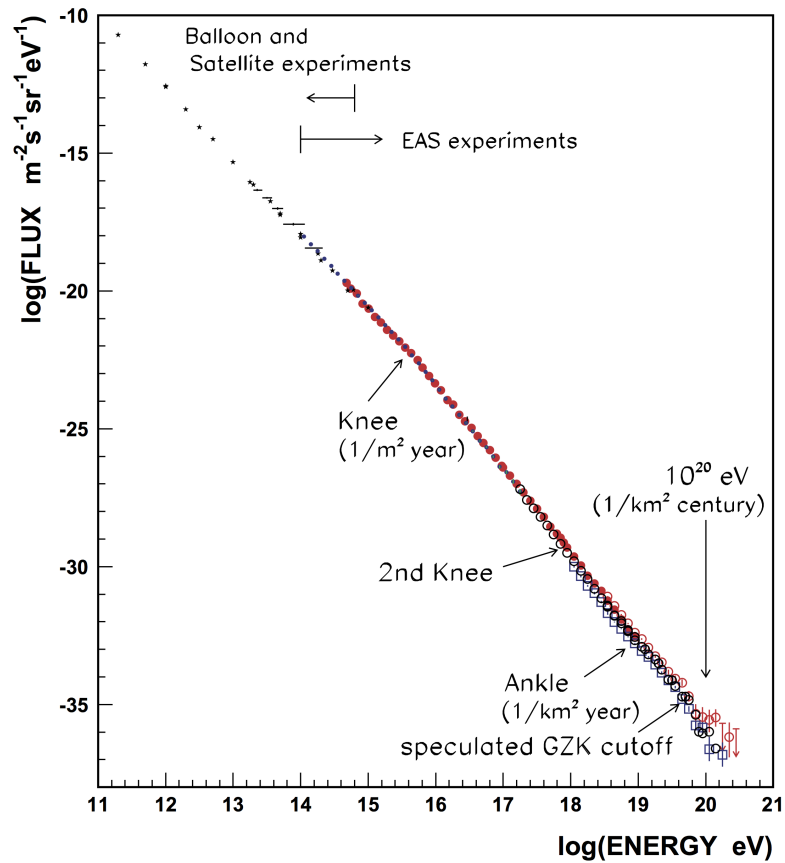


図 1.1: 1次宇宙線のエネルギースペクトル [2]。エネルギーが1桁上がると、宇宙線の微分フラックスはおよそ3桁減少する。

1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在、宇宙線のエネルギーが $10^{15.0}$ eV 以上のエネルギー領域ではエネルギースペクトルに複数の折れ曲り構造が存在していることが知られている。図 1.2 に様々な実験結果のエネルギースペクトルを示す。この図にあるように、 $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に折れ曲りが存在しそれぞれ、“knee”、“2nd knee”、“ankle”、“cut off” と呼ばれている。

これら 4 つの折れ曲り構造を説明するための有力なモデルがいくつか考えられている。knee 構造については 2 つの有力なモデルが存在する。1 つ目は、knee 領域よりも低いエネルギーの宇宙線は超新星残骸によって加速され、その超新星残骸が加速できるエネルギー領域の限界が knee 領域に対応し、より高エネルギーの宇宙線は他の天体によって加速されるという起源の違いによって折れ曲りが起こるモデルである。2 つ目は、宇宙線の伝播領域すなわち銀河、あるいは銀河ハローからのもれだし、あるいは宇宙線の加速領域からのもれだしによって説明するものである。

次に ankle については 2 つの有力なモデルが存在する。1 つ目は、knee と同様に銀河磁場による宇宙線の閉じ込めが困難になり、銀河系内起源の宇宙線が系外へと逃げ出していき、代わりに銀河系外起源の宇宙線が到来し支配的になっているというモデルである。この場合エネルギー $10^{18.5}$ eV を境に主要な宇宙線起源が系内から系外へと遷移するため、化学組成が銀河系内で作られた重い原子核から銀河系外で作られた軽い原子核へと変化することが期待される。2 つ目は、宇宙線の

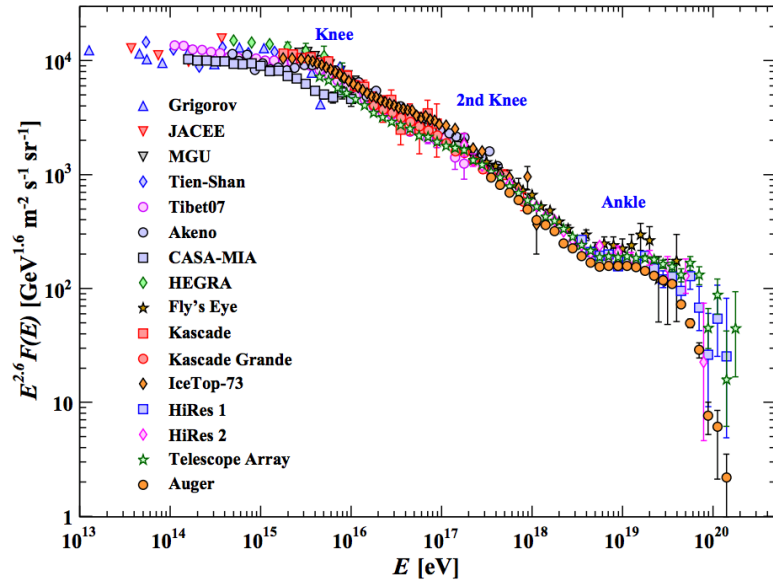


図 1.2: 1 次宇宙線のエネルギースペクトル。 $10^{15.5}$ eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV、 $10^{19.6}$ eV に折れ曲りが存在する [3]。

エネルギーが 10^{18} eV から 10^{19} eV 程度を超えると、宇宙線陽子と宇宙背景放射との相互作用で電子対生成が起こり、エネルギー損失するため宇宙線フラックスが減るというモデルである [4]。

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

このモデルならば、ankle 領域の宇宙線の化学組成は純粋に陽子で、 $10^{18.5}$ eV 前後で化学組成の変化は起こらない。

最後に cut off については“GZK カットオフ (Greisen Zatsepin Kuzmin cutoff)” と呼ばれるモデルがある。GZK カットオフのアルファベットにある通り、K. Greisen[5] と、G. T. Zatsepin と

V. A. Kuzmin[6] らが独立に予測したもので、エネルギーが 10^{20} eV を超える宇宙線陽子は、宇宙背景放射と相互作用 ((1.2)) しエネルギーを失う。この反応を起こすための宇宙線のエネルギーしきい値は $(4 \sim 6) \times 10^{19}$ eV 近傍であり、このエネルギーを境に宇宙線の頻度は急激に減少すると考えられている。

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

一方、この最高エネルギー端の cut off が宇宙線の加速エネルギー限界であるというアイデアもある。この場合、宇宙線の平均質量数は cut off に向かって低エネルギーから徐々に大きくなると予想される。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} 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、概ね 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、1次宇宙線が大気と相互作用して生成される2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。

1.3.1 空気シャワー現象

1938年にフランスの物理学者 P. Auger によって発見された空気シャワー現象 [7] は、以下のよう起こる。宇宙線が地球大気に突入すると、大気中の窒素や酸素の原子核と衝突して2次粒子が発生する。この粒子がさらに大気の原子核と相互作用し粒子を生成し、カスケード現象を起こす。カスケードは核カスケードと電磁カスケードから成る。

核カスケードとは、宇宙線の主成分である陽子やその他ハドロンが大気の原子核と相互作用しハドロンである π や K の2次粒子を生成し、さらにこれを繰り返すこと粒子数が増える現象のことである。核カスケード現象によって生成された2次粒子の大部分は最終的に π となり、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、電磁カスケードを生成する出発点となる。一方、 π^\pm の寿命は π_0 に比べて長く 2.60×10^{-8} s で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.4)$$

と崩壊する。 μ^\pm の寿命はさらに2桁長く 2.20×10^{-6} s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.6)$$

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最終的に多数の粒子が生成される。図1.3はこの様子を模式的に示したものである。

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。放射長 X_0 は制動放射によってエネルギーが最初のエ

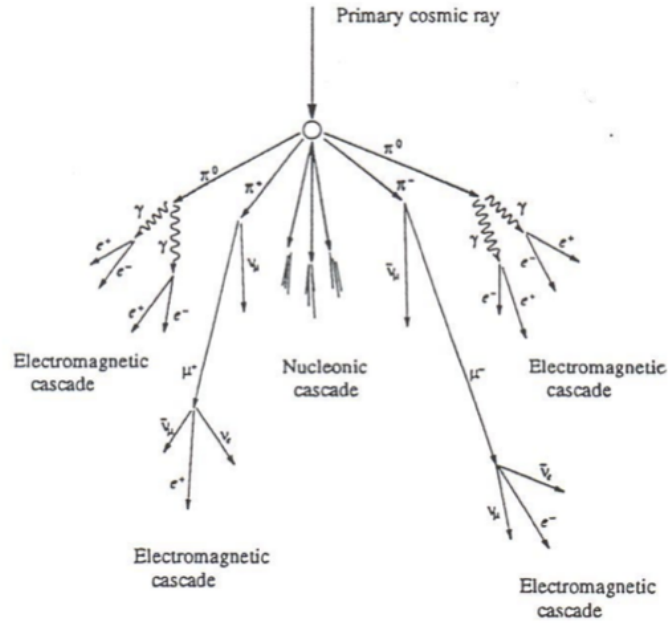


図 1.3: 空気シャワーが発達する様子を模式的に示したもの。

エネルギーから $1/e$ になる厚さのことであり、以下のように計算される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.7)$$

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。

$$-\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.8)$$

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。

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} = \frac{7}{9} \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.9)$$

よって、

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.10)$$

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、最終的に大量の γ 線、電子、陽電子からなる電磁カスケードが生じる。粒子数が増すごとに 1 粒子あたりのエネルギーは減少するので、電子成分については大気中での電離損失が支配的になる。制動放射よりも電離損失が支配的になると、それ以上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 [8]。

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

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。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。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、つまり電子・陽電子数 N_e の変化については以下の近似式が用いられる。

$$N_e \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.11)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.12)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.13)$$

t は空気シャワーが通過した大気厚さ (単位は大気中の放射長 38 g/cm^2)、 s は空気シャワーの発達を表すパラメータ (エイジパラメータと呼ばれる) で、 $s = 1$ の時、全電子・陽子数 N_e が最大となる [9]。

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

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.14)$$

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 (単位は g/cm^2)、 X_0 は1次宇宙線の最初の相互作用点の深さ (単位は g/cm^2)、 λ は縦方向発達の減衰長で 70 g/cm^2 である。 N_{\max} は1次宇宙線のエネルギー E_0 に依存しており、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 を eV 単位で数えた場合) の関係がある。また1次宇宙線の粒子種が異なる場合、その違いは X_{\max} 、 X_0 に現れ、1次宇宙線が重い原子核であるほど X_{\max} 、 X_0 の値は小さくなる。

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

空気シャワー軸と垂直な方向の粒子数密度分布を横方向分布 (lateral distribution) という。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なり、電磁カスケードは大気中での電子成分の多重クーロン散乱によってシャワー軸に垂直な横方向へ広がっていく。電磁カスケードの横方向分布については解析的に求められており [10]、西村純、鎌田甲一によって導かれ Greisen によって整理された NKG (Nishimura-Kamata-Greisen, NKG) 関数が一般的に使われる [9]。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。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.15)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 C は規格化定数、 s はエイジパラメーター、 R_M はモリエールユニット ($\sim 9.3 \text{ g/cm}^2$) である。しかし、電磁カスケードのみの単純な空気シャワーと、ハドロンカスケードも含む一般的な空気シャワーでは描像は異なる。後者のシャワー軸付近では核カスケードが発達する過程で次々に生成される π_0 の崩壊による電磁カスケードが主成分だが、シャワー軸から離れると核カスケードの初期段階で生成された π_0 の崩壊由来の電磁カスケードが主成分になる。

この影響を考慮した横方向分布の式が J. Linsley によって与えられている [11]。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。

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.16)$$

AGASA(Akeno Giant Air Shower Array) グループの研究結果から、電子成分の横方向分布が 1 km より遠いところで減衰していることが実験的にわかったため、彼らは式 (1.16) に以下のように補正を加え改良した [11]。

$$\rho_e(R) = C \frac{N}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1 \text{ km}}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (1.17)$$

1.3.4 空気シャワー粒子の到来時間の遅れ

図 1.4 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はシャワー前面がお椀型のように湾曲しているため、シャワー軸から離れるほど遅れて到来する。さらに、シャワー前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。シャワー軸と垂直をなす仮想的なシャワー平面を考える。この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 、1 次粒子のエネルギーを E として次式で表される [12]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t}\right)^b \quad (1.18)$$

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。上記の関数を AGASA グループが以下のように改良した [13, 14]。

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000 \text{ cm}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.19)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000 \text{ cm}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.20)$$

T_D はシャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均、 T_S はその標準偏差である。それぞれシャワー軸からの距離と R [cm] と粒子数密度 ρ / m^2 の関数としている。

1.3.5 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測によく使われる手法は大別して、地表検出器でシャワー粒子を捕らえる方法とシャワーが発する大気蛍光を望遠鏡を用いて観測する方法の 2 種類がある。

地表検出器を用いた観測方法

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することで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ている。地表検出器としてよく使われるものは、シンチレーション検出器、水チェレンコフ検出器であるが、特にミューオン成分のみを選択的に検出する場合は、コンクリート、鉛にシールドされたシンチレーション検出器を用いることもある。

空気シャワーアレイによる観測法では1次宇宙線の到来方向を以下のように求める。空気シャワーの粒子群が形成するシャワー平面は図1.4に示すように、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。また、1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粒子数横方向分布と空気シャワーの全粒子数を推定することで得られる。しかし、粒子数横方向分布からエネルギーを決定するためには、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あらかじめ推定する必要がある、その際に使用するハドロン相互作用モデルに依存する。また、シミュレーションで再現する個々の空気シャワー発達の違いによる揺らぎも影響する。

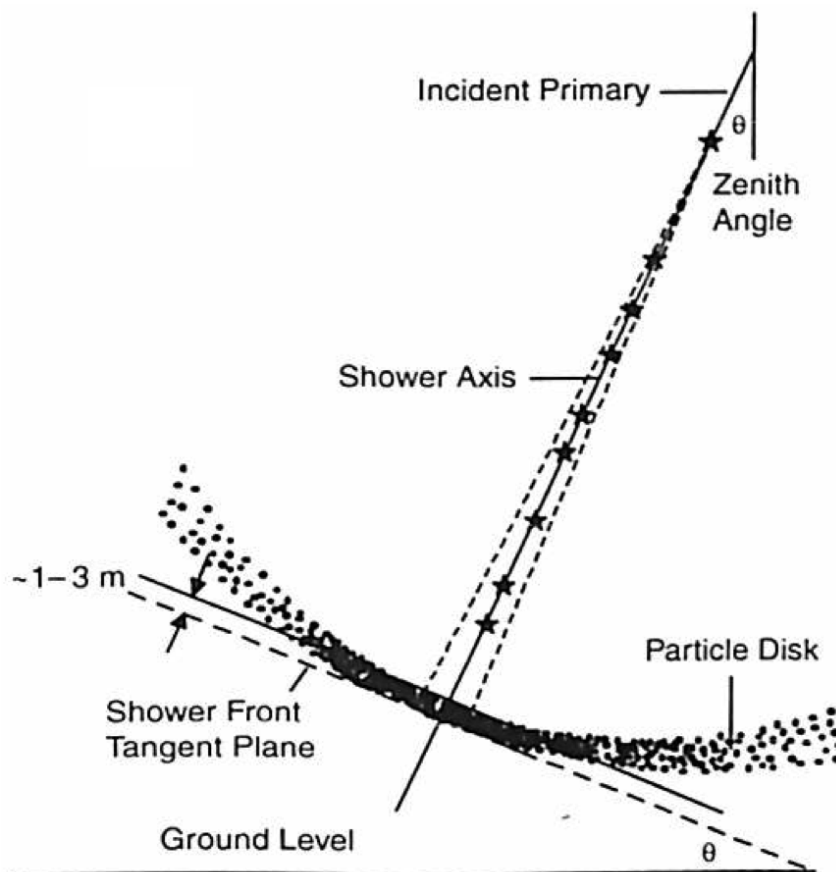


図 1.4: 空気シャワーの断面の概略図 [15]。空気シャワーのフロントは曲率を持って地上に到達する。

大気蛍光による観測方法

大気蛍光法と呼ばれるこの方法は、高エネルギー荷電粒子が大気を通過した際に、大気中の窒素などの大気分子を励起させ、それら分子が基底状態に戻ると同時に発光する蛍光を観測する手法である。図1.5のように巨大な集光鏡を用いて蛍光を集め、その焦点に光電子増倍管 (Photo-Multiplier Tube, PMT) のような光センサーを並べて空気シャワーを観測する [16]。大気蛍光の放射方向は等方的であるため、1次宇宙線の到来方向によらずシャワーの縦方向発達を観測でき、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など様々な利点がある。

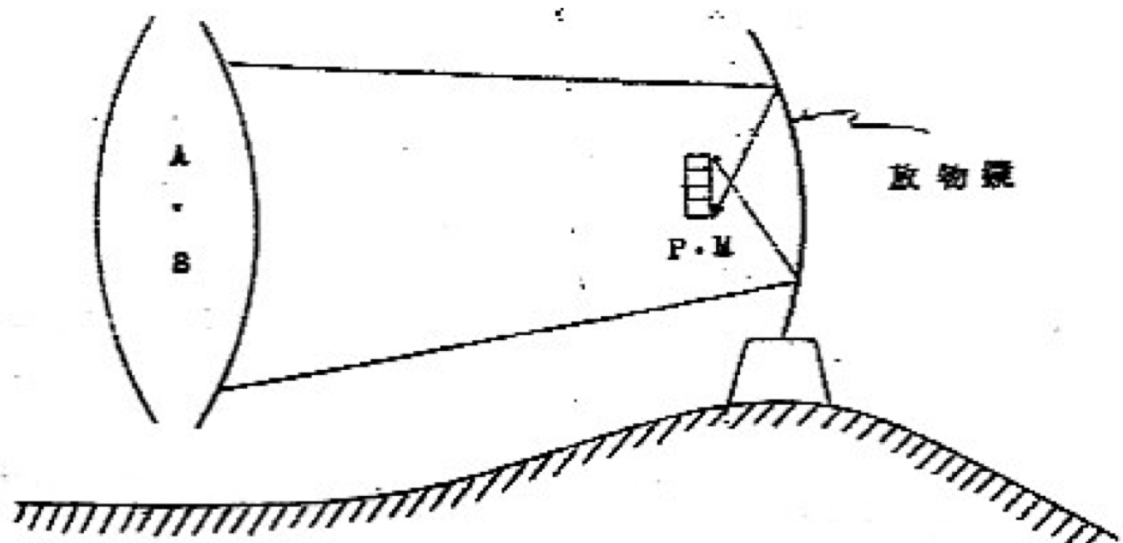


図 1.5: 1958 年の乗鞍シンポジウムにおいて、世界で初めて議論された大気蛍光法の概念を示した当時のスケッチ [16]。

1.4 “2nd knee” 領域の宇宙線

宇宙線物理学の研究分野の中で、現在最も興味深く重要な課題の一つは図 1.2 に示される宇宙線エネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる折れ曲がり構造の解明である。この折れ曲りは 2 番目の “knee” という意味でよく “2nd knee” と呼ばれる。この節では “2nd knee” 領域の宇宙線を観測する意義と現在の “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。

1.4.1 銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移

“knee” 領域以上のエネルギー領域の空気シャワー観測が数多く行われ、その結果から 1 次宇宙線の平均質量数はエネルギーが増すとともに徐々に大きくなる事がわかっている。つまり宇宙線の化学組成の主成分が重い原子核に遷移していることを示している。様々な実験から得られた宇宙線のエネルギーと質量数の自然対数の平均 $\langle \ln A \rangle$ の関係を図 1.6 に示す。図 1.6 を見ると、 $10^{15.5}$ eV 付近の “knee” 領域から、 2×10^{17} eV 付近の “2nd knee” 領域手前まで、宇宙線の質量数が大きくなっていることが分かる。これは 1.2 節で述べたように、電荷の小さな軽い原子核ほど磁場によって閉じ込められにくく、閉じ込め領域の外に逃げ出していくためにエネルギー増加とともに重い原子核が主になる、ということで説明できる。この場合 $10^{15.5}$ eV の “knee” で主成分が陽子であれば、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、主成分は鉄原子核となる。

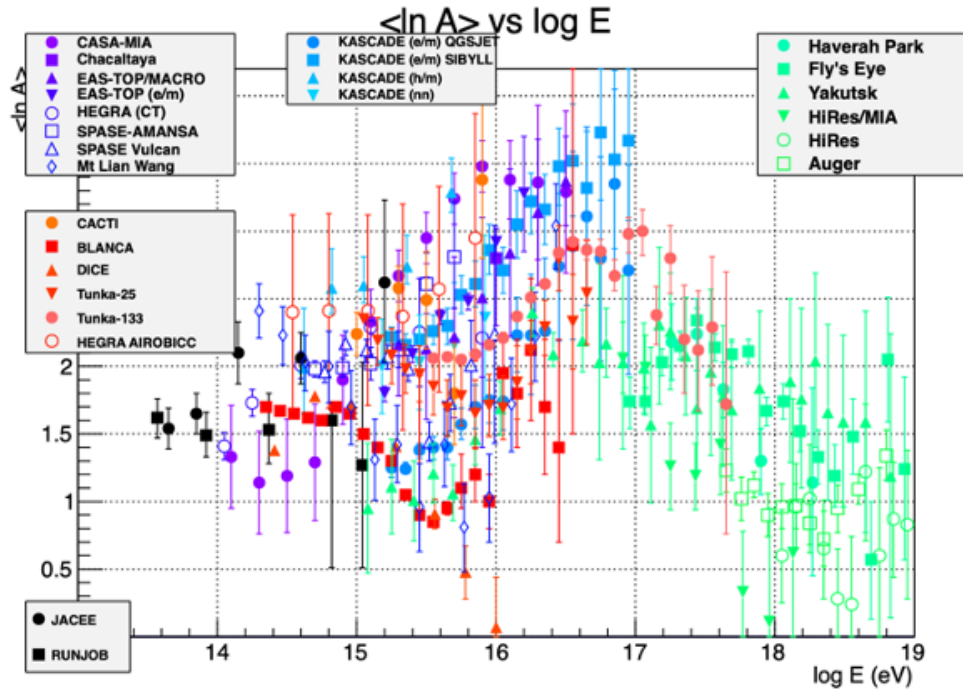


図 1.6: 紫の丸印は CASA-MIA[17]、紫の四角印は Chacaltaya[18]、紫の上三角印は EAS-TOP/MACRO[19]、紫の下三角印は EAS-TOP(e/m)[20]、紫の白抜き丸印は HEGRA(CT)[21]、紫の白抜き四角印は SPASE-AMANSA[22]、紫の白抜き上三角印は SPASE Vulcan[23]、紫の白抜き菱形印は MtLianWang[24]、オレンジの丸印は CACTI[25]、赤の四角印は BLANCA[26]、赤の上三角印は DICE[27]、赤の下三角印は Tunka-25[28]、赤の丸印は Tunka-133[29]、赤の白抜き丸印は HEGRA-AIROBICC[30]、黒の丸印は JACEE[31]、黒の四角印は RUNJOB[32]、青の丸印と四角印は KASCADE(e/m)[33]、青の上三角印は KASCADE(h/m)[34]、青の下三角印は KASCADE(nn)[35]、緑の丸印は HaverahPark[36]、緑の四角印は Fly's Eye[37]、緑の上三角印は Yakutsk[38]、緑の下三角印は HiRes/MIA[39]、緑の白抜き丸印は HiRes[40]、緑の白抜き四角印は Auger[41] で観測された 1 次宇宙線のエネルギーと宇宙線の平均の質量組成の関係。

さらに上のエネルギー領域では、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と期待される。図 1.6 を見ると、 $2 \times 10^{17.0}$ eV 付近の“2nd knee”領域以上のエネルギーでは、エネルギーが高くなるにつれ宇宙線の質量数が軽い原子核へと変化していく傾向があることが分かる。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を両方含むため最大発達深さの分布は非常に広くなると期待される。このような変化から、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を見つけることを目的として、現在盛んに“2nd knee”領域の宇宙線が観測されている。

1.4.2 “2nd knee”領域の観測結果の現状

ここでは“2nd knee”領域付近の宇宙線を観測している実験として、IceCube、IceTop 実験、KASCADE、KASCADE -Grande 実験、Auger 実験を挙げる。本節ではこれらの実験について紹介する。

IceCube と IceTop 実験

IceCube 実験は南極点のアムンゼン・スコット基地の近くに展開されている。検出器は球型の光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 m から 2450 m の深さまで沈める。これを 120 m 間隔で 86 本埋め、約 1 km^3 の有効検出体積を持つ 1 つの巨大な「氷チェレンコフ光検出器」を構成する。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 [42]。IceCube と IceTop の検出器配置をそれぞれ図 1.7、図 1.8 に示す。これらによって、およそ 10^{15} eV から 10^{18} eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [43]。

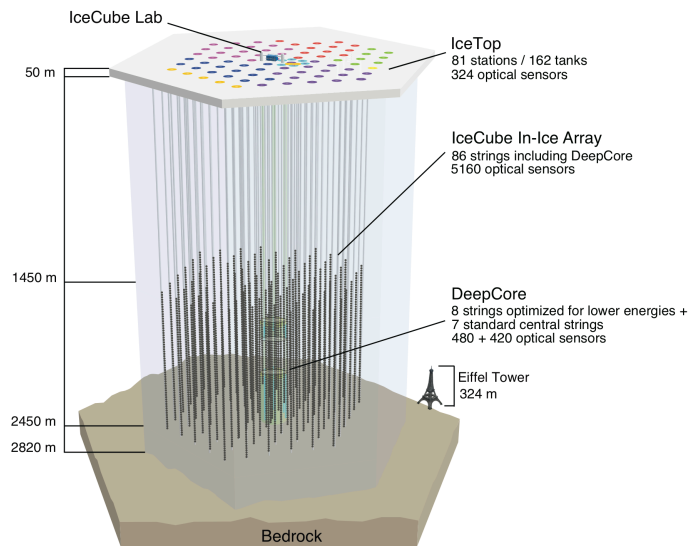


図 1.7: IceCube 全体配置図 [42]。1 km^2 の長さをもつ string 状の検出器を 86 本沈めている。地表に配置されているのは、IceTop と呼ばれる空気シャワーアレイである。

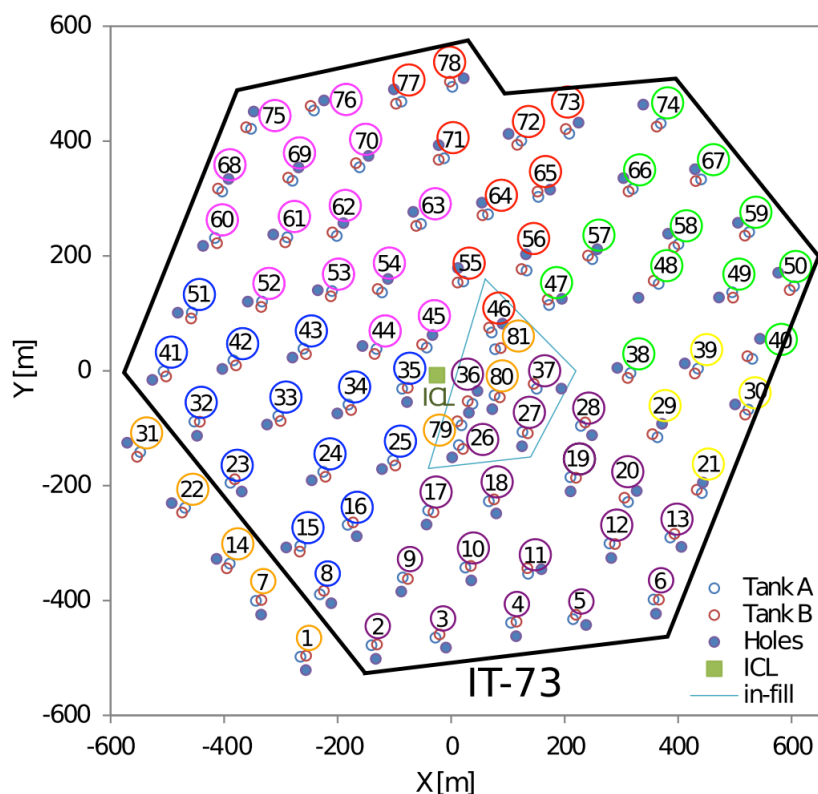


図 1.8: IceTop の配置図 [44]。Tank A, B はチェレンコフ光を検出する光センサー、Hole は IceCube の埋め込まれている string の位置、また ICL は IceCube Lab の位置を示す。また番号付けされた色丸は検出器の位置を示しており、さらに色を用いて検出器が建設された時期を分けている。

KASCADE と KASCADE-Grande 実験

KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array DEtector) 実験は、ドイツのカールスルーエ工科大学に展開されていた空気シャワーアレイ実験である。検出器の構成は、 $20\text{ m} \times 16\text{ m} \times 4\text{ m}$ の大きさを持つ 1 台のハドロンカロリメータ、 128 m^2 のミュオントラッキング検出器 1 台と、 13 m 間隔で設置された 3.2 m^2 のシンチレータ検出器 252 台からなる。KASCADE アレイの検出器配置を図 1.9 に示す。この KASCADE アレイの南西側に 10 m^2 のシンチレータ検出器を 137 m 間隔で 37 台配置し、検出面積を $700\text{ m} \times 700\text{ m}$ に拡張した実験が KASCADE-Grande 実験である [45]。KASCADE-Grande アレイの検出器配置を図 1.10 に示す。この拡張実験によって約 10^{16} eV から 10^{18} eV のエネルギーを持つ宇宙線を 2003 から 2012 年にかけて観測していた [46]。KASCADE、KASCADE-Grande 実験は 2013 年に運用を停止している。

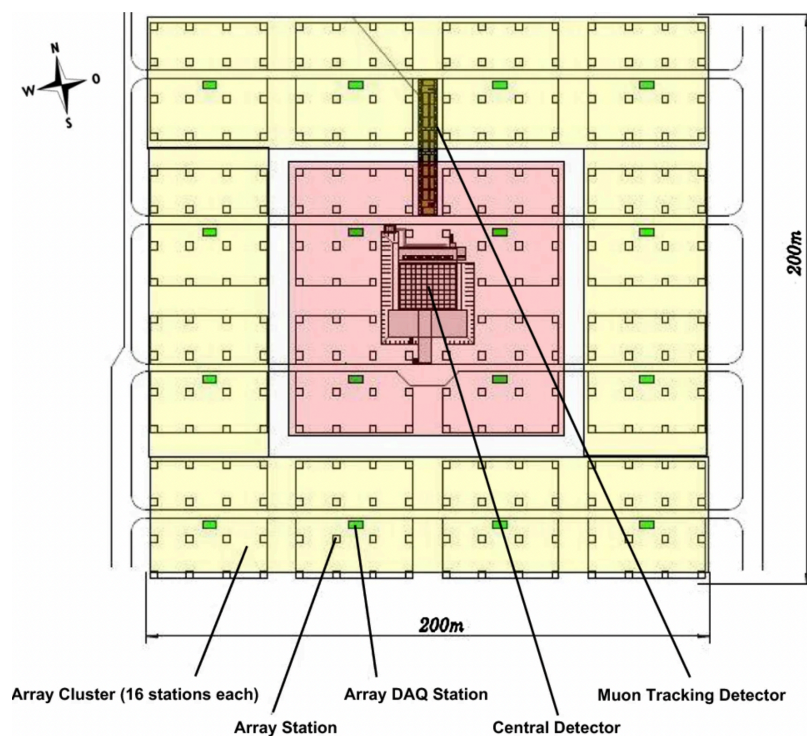


図 1.9: KASCADE アレイの検出器配置図 [47]。□はシンチレータ検出器、■はDAQ(Data Acquisition)ステーション、黒く細長いものは、ミュオントラッキング検出器、真ん中にあるものは、ハドロンカロリメータである。これらを 200 m × 200 m の面積に展開している。

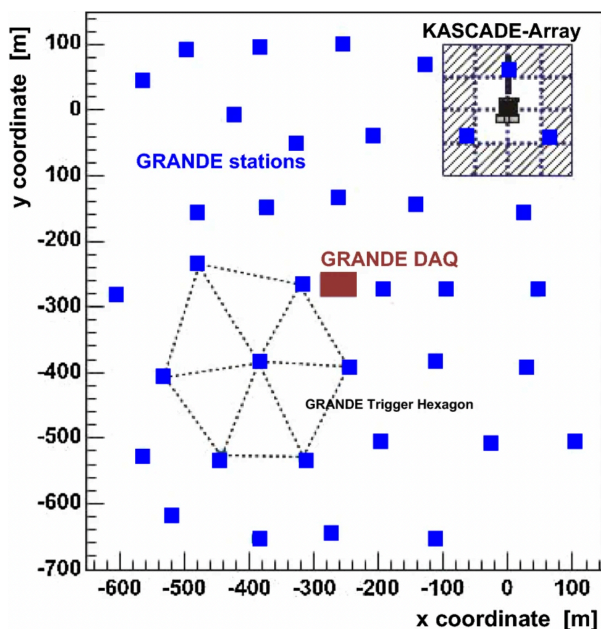


図 1.10: KASCADE-Grande アレイの検出器配置図 [47]。右上の細かいアレイが KASCADE アレイである。■は、シンチレータ検出器の位置、■は、DAQ ステーションの位置を示す。シンチレータ検出器は 137 m 間隔で配置されている。

Pierre Auger 実験

Pierre Auger 実験は、アルゼンチン西部の都市マラルグエの近くで行われている南半球で最大の規模を誇る宇宙線観測実験である。Auger 実験の検出器構成は、1500 m 間隔の水チェレンコフ検出器が 1599 台、750 m 間隔の水チェレンコフ検出器が 61 台で、それぞれ 3000 km²、23 km² の面積をカバーするように設置されている。また大気蛍光望遠鏡が 4 箇所にそれぞれ 6 基設置されており、1 基で 30° × 30° をカバーしている [48]。これによって、およそ 10^{16.5} eV から 10²⁰ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している [48]。

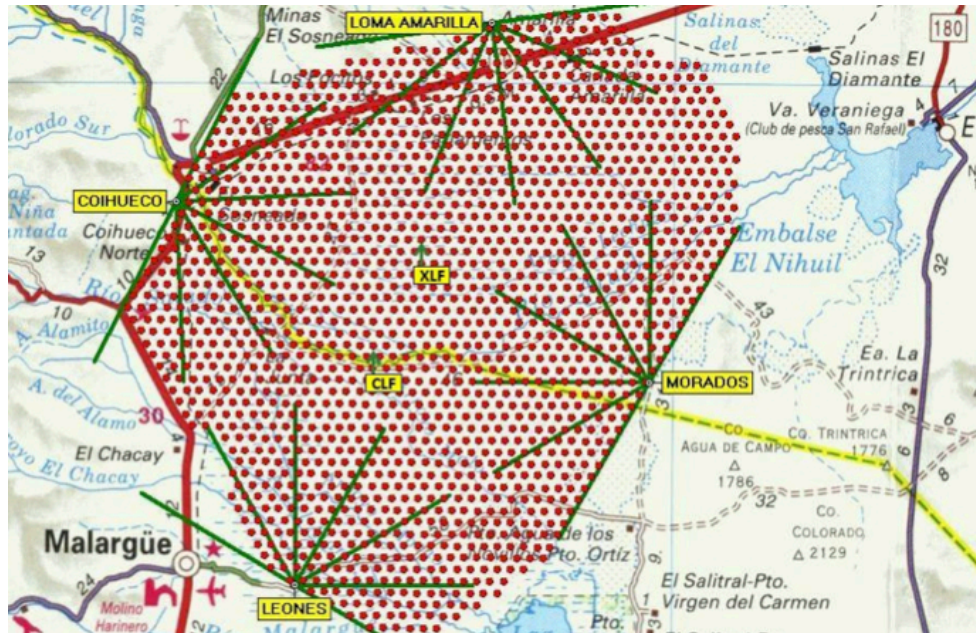


図 1.11: Auger 実験の検出器配置図 [48]。赤い点で示されているのが水チェレンコフ検出器で、緑の線で示されているのが大気蛍光望遠鏡の視野である。

1.4.3 “2nd knee” 領域のエネルギースペクトル

図 1.12、図 1.13、図 1.14 はそれぞれ IceTop、KASCADE-Grande、Pierre Auger によるエネルギースペクトルの観測結果である [44, 49, 50]。異なった 3 つの実験結果を比較すると 10^{17.0} eV 前後でスペクトルが折れ曲がる、もしくは 10^{17.0} eV 以上のエネルギーでスペクトルのベキが急になる傾向が見られることがわかる。これらの実験結果から、“2nd knee”の存在は実験的に示されたといって良いが、折れ曲がりが存在するエネルギーや宇宙線のフラックスの絶対量が一致していない。そのため実験結果から統一的な見解は得られていない。

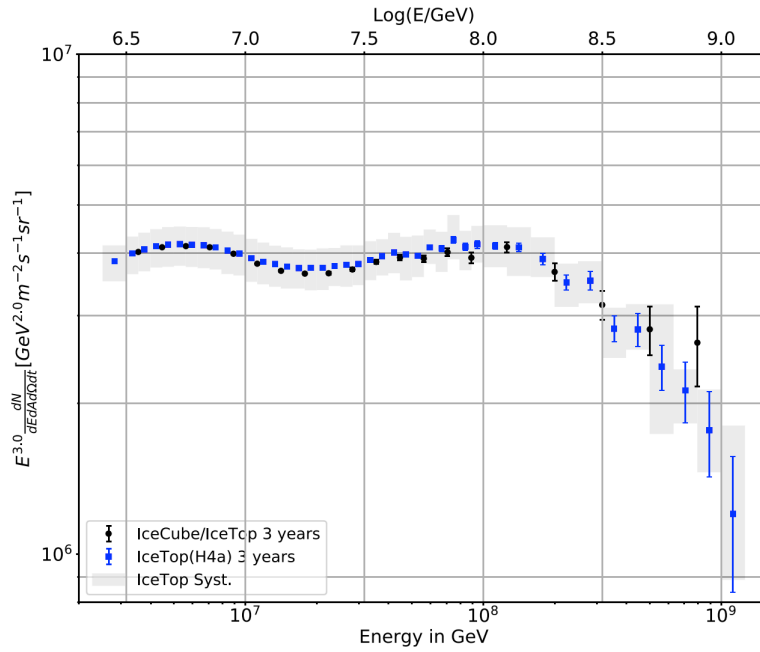


図 1.12: IceCube と IceTop のハイブリッド観測によって得られたエネルギースペクトルと、IceTop で観測されたエネルギースペクトル [44]。宇宙線の強度に $E^{3.0}$ を掛けて、スペクトルの構造を見やすくしている。灰色のバンドは IceTop 観測で得られたスペクトルの系統誤差を表す。

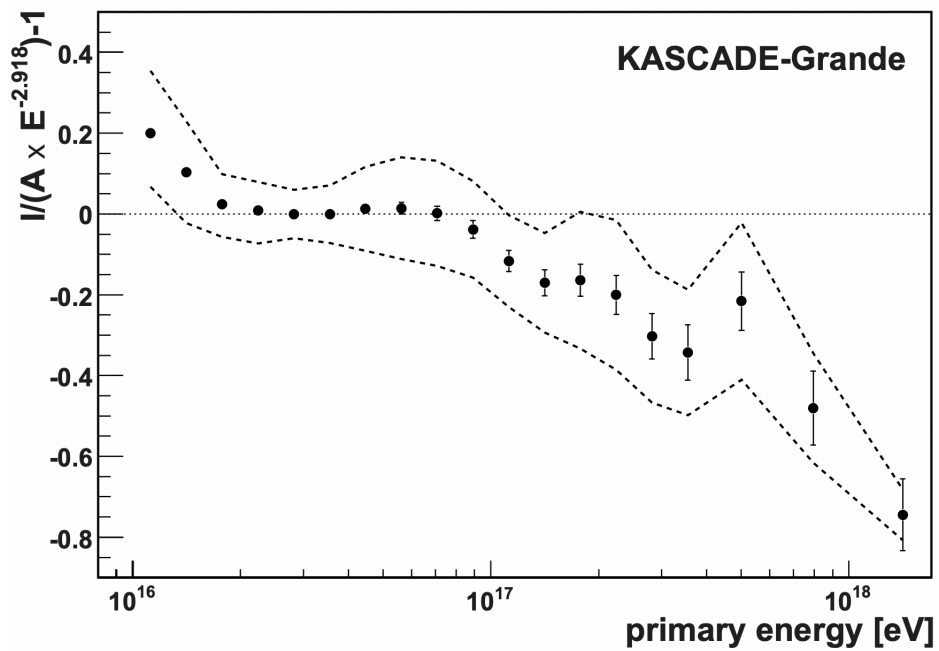


図 1.13: KASCADE-Grande 実験によって観測されたエネルギースペクトル [49]。縦軸は、スペクトルに $E^{-2.918}$ のファクターを掛け、 A で規格化した後の強度になっている。また点線のバンドは系統的な不確かさを表している。

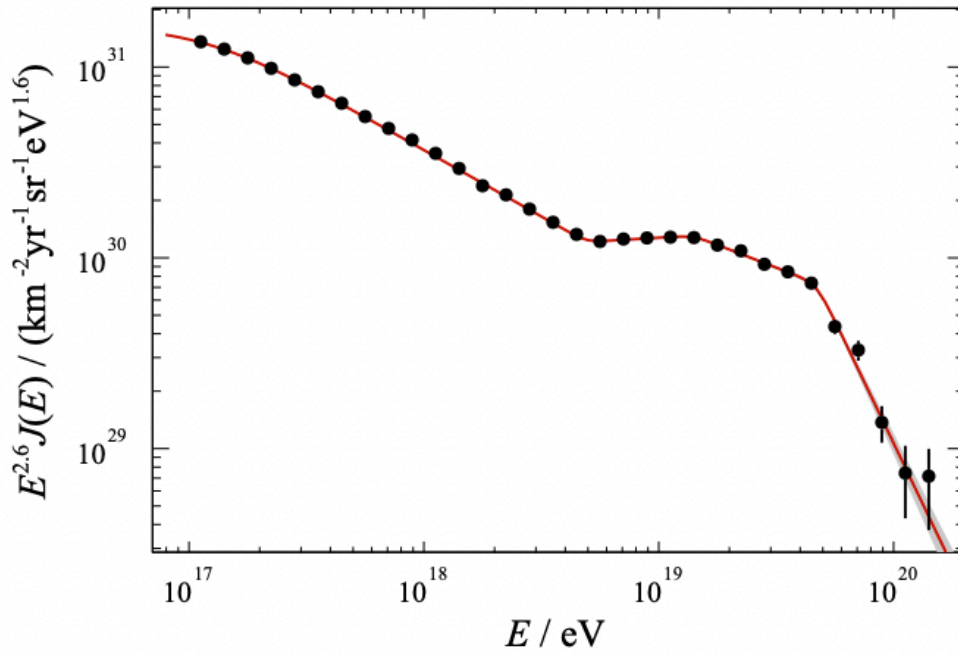


図 1.14: Auger SD で観測されたエネルギースペクトル [50]。宇宙線の強度に $E^{2.6}$ を掛けて、スペクトルの構造を見やすくしている。赤線は power-law による Fit の結果で宇宙線のエネルギー E が、 $E < (4.9 \pm 0.1 \pm 0.8) \times 10^{18}$ eV の範囲で、 $\gamma_1 = 3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$ 、 $(4.9 \pm 0.1 \pm 0.8) \times 10^{18}$ eV $< E < (1.4 \pm 0.1 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV の範囲で、 $\gamma_2 = 2.52 \pm 0.03 \pm 0.05$ 、 $(1.4 \pm 0.1 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV $< E < (4.7 \pm 0.3 \pm 0.6) \times 10^{19}$ eV の範囲で、 $\gamma_3 = 3.08 \pm 0.05 \pm 0.10$ 、 $(4.7 \pm 0.3 \pm 0.6) \times 10^{19}$ eV $< E$ の範囲で、 $\gamma_4 = 5.2 \pm 0.2 \pm 0.1$ である。また、灰色のバンドは 1σ のエラーバンドを示している。

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、チェコ、スロバキア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 700 km² 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、TA 実験と合わせて 10^{16.5} eV から 10²⁰ eV までの 4 桁のエネルギー領域を、大気蛍光望遠鏡と地表検出器による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。本研究では TALE の地表検出器に焦点を当てているため、TALE の大気蛍光望遠鏡については簡単な説明にとどめる。

2.1 TALE 実験の目的

TALE 実験の目的は“2nd knee”のエネルギー領域の宇宙線を観測し、宇宙線が銀河系内から系外へと遷移する決定的な証拠を見つけることを目的としている。この“2nd knee”領域で宇宙線起源が遷移している場合、銀河系内起源の重い原子核と銀河系外の軽い原子核成分が両方宇宙線の含まれるため、空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} の分布は広がりを持ち、 X_{\max} を $\log_{10} E$ の関数としてプロットした時の傾き (elongation rate と呼ばれる) が小さくなると考えられている [51]。TALE 実験では大気蛍光望遠鏡と地表検出器の 2 種類の検出器を用いたハイブリッド観測を行い、 X_{\max} を高精度で測定し 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る。さらに、“2nd knee”領域の 1 次宇宙線エネルギースペクトルの詳細な測定を行い、これらの結果から宇宙線起源の遷移の証拠を見つける。

2.2 TALE 実験の検出器構成

TALE 実験は、10 基の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と 80 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) で構成される。図 2.7 に TALE 実験の検出器配置図を示す。TALE 実験の FD は 1 つのステーションに設置された 10 台の望遠鏡である。TALE-FD ステーションは TA 実験の Middle Drum(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° ~ 57° 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構成される空気シャワーアレイを設置している。10¹⁶ 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 以内に限定されるため、TALE-FD ステーションに一番近い部分の 1.5 km から 3 km は 400 m 間隔で 40 台、その外側の 5 km までは 600 m 間隔で 40 台と密に設置されている。

またSDを扇形に配置することで、TALE-FDとのハイブリッド観測に最適化している。TALE-FDでは2013年9月から定常観測を開始していて、TALE-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台で定常観測を続けている。

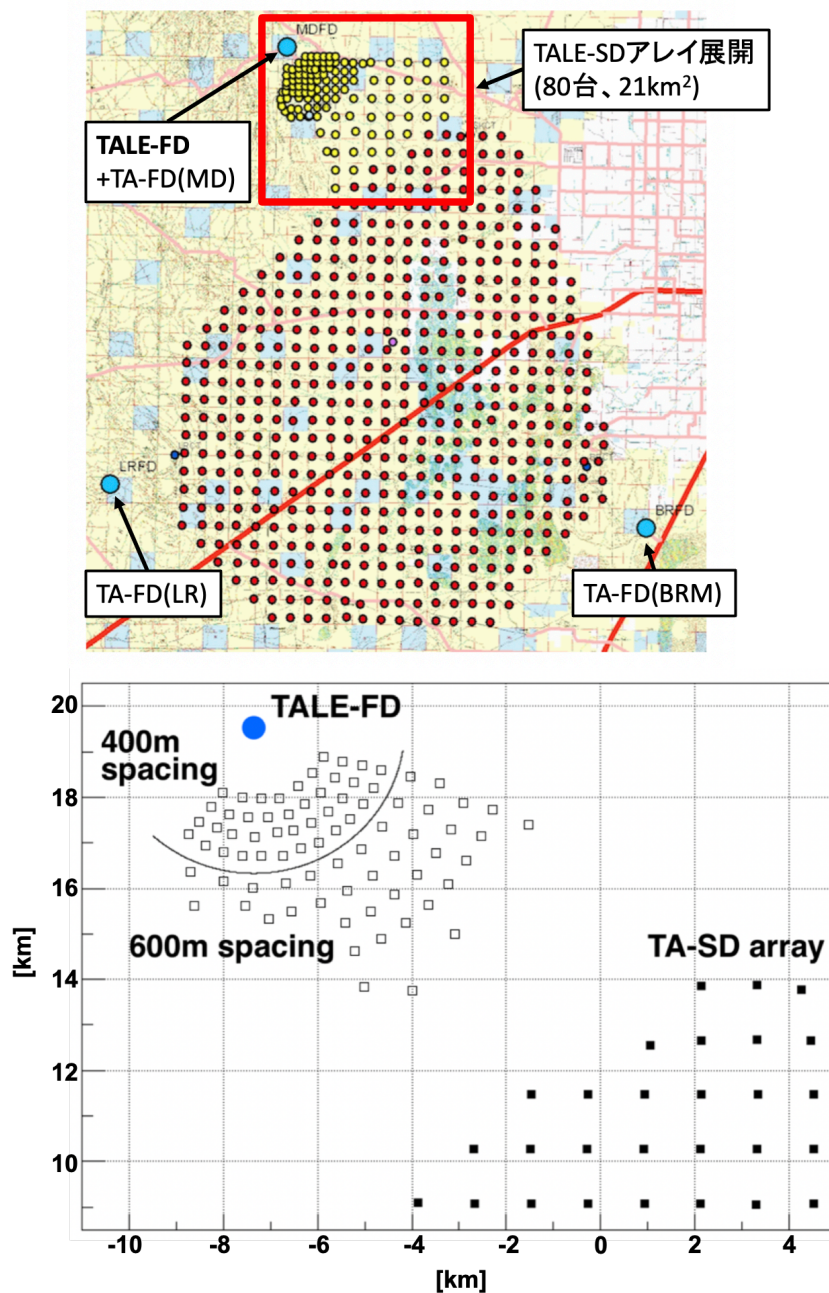


図 2.1: TALE 実験の検出器配置図。TALE 実験は TA 実験の北西部、上の図の赤い四角で囲まれた領域に 21 km² 内に 80 台で展開されている。下の図はその赤い四角の領域を拡大したもので、白い四角口が TALE-SD を、青い丸●が TALE-FD を示している。また、黒い四角■は TA-SD を示している。

2.3 大気蛍光望遠鏡 (Air-Fluorescence Detector)

節 2.2 で述べたように、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、TA-MD ステーションの外観を図 2.2 に示す。TALE-FD で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは 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 2.3 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 基の FD として、TALE-FD ステーションには計 10 台の FD が設置されている。1 基の FD 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 2.4 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。TA 実験の FD は全体で仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ の範囲を観測しているが、TALE-FD はより高い仰角を観測することによって、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 1 次宇宙線によるシャワーを観測できるように最適化されている。



図 2.2: TA 実験の MD ステーション (右) と、TALE-FD ステーション (左) の外観。



図 2.3: TALE 実験の FD の外観。左は上側視野を、右は下側視野を観測している。それぞれ搭載されている鏡は、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡である。

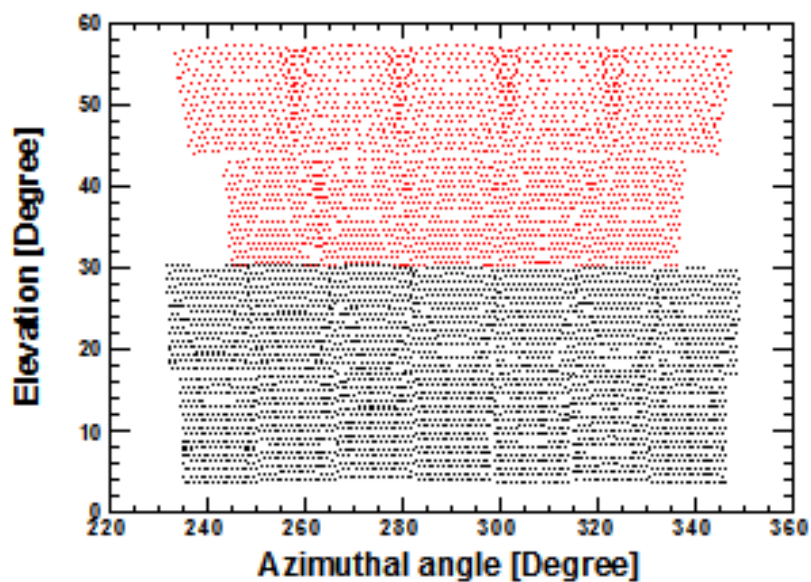


図 2.4: TALE-FD ステーション (赤色) と MD ステーション (黒色) の視野。各点はカメラを構成する各 PMT の中心の視野方向を表している。

2.4 地表検出器 (Surface Detector)

TALE 実験には、80 台の SD が設置されている。80 台の SD のうち 35 台は、TA 実験で用いられている SD と全く同じである。残り 45 台の SD は、シンチレーション検出器部分は新規に設計され、TA×4 実験 (TA-SD アレイの 4 倍の検出面積を目指す事が計画されている実験) のシンチレーション検出器部分と共通の仕様である [52]。TA 実験の SD は 1.2 km 間隔で配置されているが、TALE-SD はより密に配置することで、地上での広がり小さい空気シャワー、すなわち低いエネルギーの 1 次宇宙線によるシャワーを観測するように最適化されている。図 2.5 に TALE-SD の外観を示す。



図 2.5: 現地に設置された TALE-SD の外観。

2.4.1 部品構成

SD は厚さ 1.2 cm、面積 2.0 m × 1.5 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する。図 2.6 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 (TA×4-SD と同じ仕様の SD は 56 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、TA×4-SD と同じ仕様の SD は HAMAMATSU 社製 R8619) 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 のステンレス製の箱に収納されている。

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され記録される。各検出器の動作タイミングは GPS 受信機 (Motorola M12+、TA×4-SD と同じ仕様の SD は、i-Lotus 社製 ILGPS-0030-B) 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 [53]。

電力源として、120 W の太陽光電池パネル (京セラ社製 KC120J、TA×4-SD と同じ仕様の SD は、京セラ社製 KD145SX-UFU) とバッテリー (DYNASTY 社製 DCS-100L、TA×4-SD と同じ仕

様のSDは、CD Technologys 社製 DC100) を用いており、外部からの電力供給を必要とせず、365日24時間の完全自律稼働している。図 2.6 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。

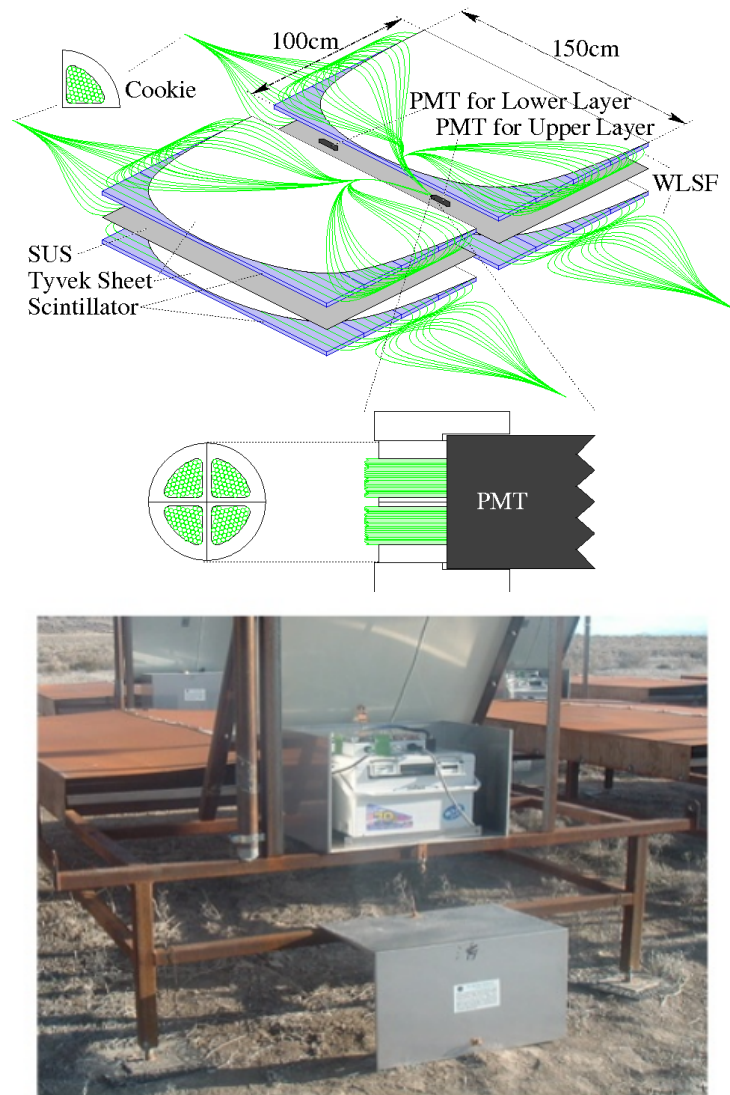


図 2.6: (上)TALE-SD のシンチレータボックスの内部構造（これは TA 実験の SD と同一の構造のもの）、(下) エレクトロニクスを収納しているステンレスボックスの内部。

2.4.2 エレクトロニクス構成

- PMT で得られた波形をデジタル化する FADC。12 bit、50 MHz のサンプリング周波数のものが上下層用に 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。
- エレクトロニクス全体を制御する CPLD(Xilinx 社製、XC2C256)。
- 複雑な処理を行なうための CPU(ルネサステクノロジー社製、SH7750)。

- 位置情報と絶対時刻取得のための GPS (Motorol 社製、M12+)。
- 無線 LAN 通信モジュール (Redpine Signals 社製、RS9110-N-11-02)。

図 2.7 に示すように、TALE-SD のエレクトロニクスは主に以下の要素で構成されている。

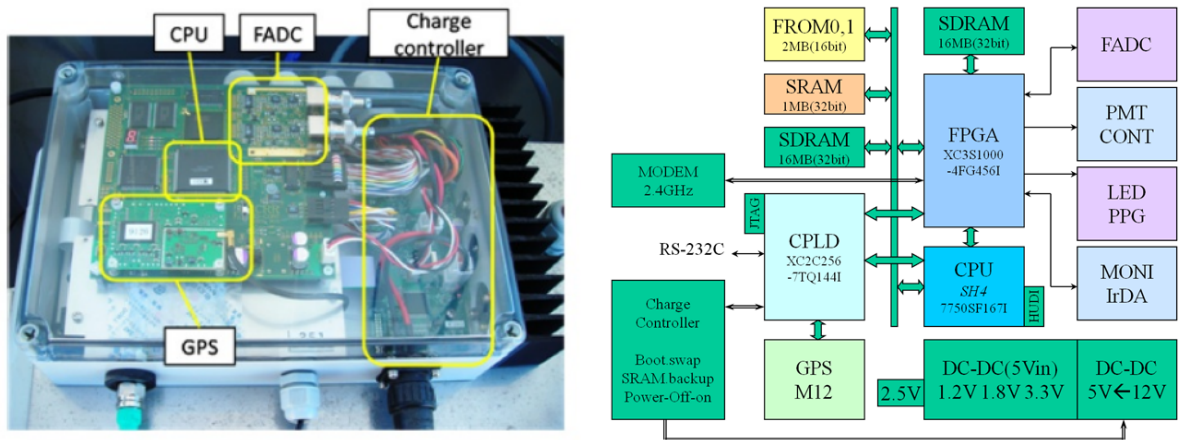


図 2.7: (左)TALE 実験で現在用いられているのと同型の TA 実験 SD 用エレクトロニクス。(右)SD 用エレクトロニクスのブロック図。

2.4.3 通信塔基本構成

図 2.8 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。

無線 LAN を用いた通信

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。

2.4.4 SD データ収集システム

TALE-SD 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データを収集している。このことを Data Acquisition(DAQ) と呼ぶ。またトリガーは 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 トリガーと呼ばれる。この節では、DAQ の流れとトリガーについて詳しく述べる。



図 2.8: TALE 実験用のデータ通信塔の外観。電力源は太陽光パネルによる発電である。中央の右奥に MD/TALE-FD ステーションが写っている。

Minimum Ionizing Particle (MIP)

物質中での荷電粒子のエネルギー損失には最小値があり、最小エネルギー損失の時の粒子は Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ばれている。MIP は後述するトリガー条件のしきい値の単位として用いられる。また、シンチレータを通過する粒子の大半はミューオンであり、ミューオンの単位長さあたりのエネルギー損失量の下限值は決まっていることから、このエネルギー量 (1MIP) を用いて、各 SD の応答を較正し規格化する。

レベル0トリガー

空気シャワー粒子かどうかを判定するトリガーをレベル0トリガーと呼ぶ。空気シャワー由来の荷電粒子の多くは、上下2層シンチレータを貫通する。よって、上下層でコインシデンスをかけ空気シャワー由来の荷電粒子を判別する。レベル0トリガーの波形積分時間は8bin(1bin=20 ns)であり、しきい値はおよそ0.3 MIP に対応する15FADC 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。レベル0トリガーは以下のような手順で判定される。

- ① 8bin(=160 ns) の FADC 値の積算値 (S_8) を8bin(=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1bin(=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(Synchronous Dynamic Random Access Memory) 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2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2つ目のトリガータイミングは1つ目のトリガータイミングの2560 ns 後に遅延させる。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、1 PPS 間のクロック数、波形番号を保存する。レベル0トリガーテー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(Direct Memory Access) 転送される。

レベル1トリガー

8bin の FADC 積分値からペDESTAL レベルを引いた値が150FADC(およそ3MIP 相当) より大きい場合はレベル1トリガーを発行する。レベル0トリガーテーブルを元に、通信塔の電子クスへと送信するレベル1トリガーテーブルを作成する手順について以下に示す。

- 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トリガーテーブルを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。それと同時に、上下層とも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トリガーに対して、トリガータイミングを表すクロック数を μs 単位の時間に変換したもの (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。このまとまりをレベル1トリガーテーブルと呼ぶ。

レベル2トリガー

最終的にレベル2トリガーによって空気シャワーが到来したと判定する。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。レベル2トリガーは以下のような手順で判定される。

- 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1PPS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 単位の時間 (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。
- 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、すなわちレベル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。

2.4.5 SDのモニター情報

全SDで個々に、以下のモニター情報が常時（特に明示されていない場合は10分ごとに計測される）記録されておりこれらのデータを集めてモニターグラフとしてプロットして、データの解析、運用管理に利用している。

- 通信できているGPS衛星数
- GPSのオペレーションモード（通常は位置固定モード、プロットでは3がこのモードに対応する。）
- GPSの状態を示すフラグ
- 通信エラー数/10分
- リトライ通信数/10分
- バッテリーとソーラーパネルの出力電圧、バッテリーの出力電流値（1分ごと）
- バッテリー、チャージコントローラー、SD、メインボードの温度（1分ごと）

- 上下各層のペDESTALヒストグラム
- 上下各層のミューオン信号ヒストグラム
- レベル0、レベル1のトリガーレート（1分ごと）

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。ある1台のSDの8日間のモニターグラフを図2.9に示す。

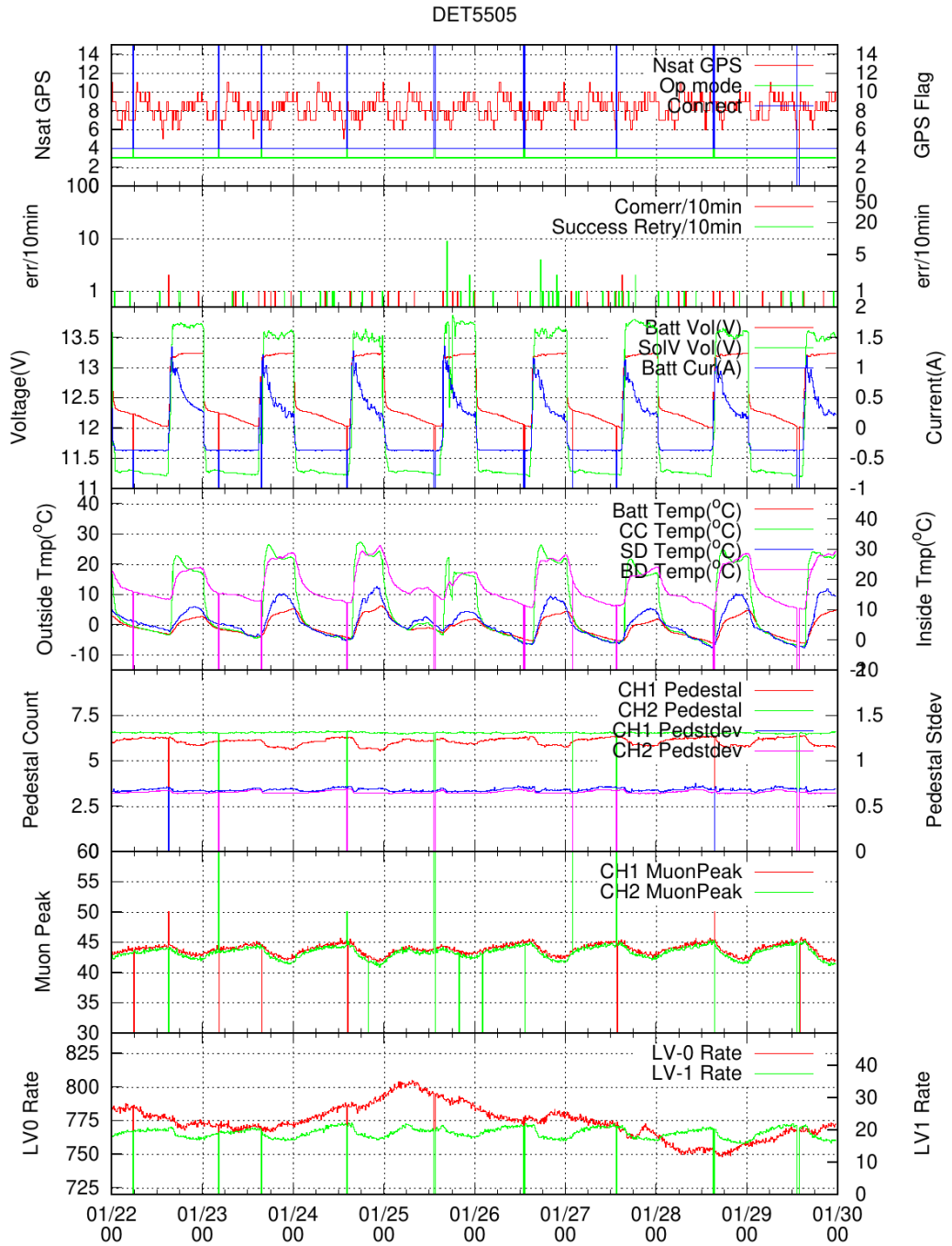


図 2.9: TALE 実験のある SD のある 8 日間のモニタープロット例。上から順に、通信できている GPS 衛星数、通信状態、バッテリー電圧、気温、各チャンネルのペDESTALと標準偏差、各チャンネルのミュオンピーク、トリガーレートを示す。横軸は協定世界時 (Coordinated Universal Time, UTC) を用いた時刻であり、日本標準時 ((Japan Standard Time, JST) より 9 時間遅れている。

第3章 モンテカルロシミュレーションを用いた空気シャワーイベントの再現

SD アレイ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。また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から決定される。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、誤差の評価が必要である。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。

その中で、空気シャワーシミュレーションには CORSIKA(ver 7.35000)[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 2 次粒子をフルシミュレート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、海拔高度を 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 (thinning)

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従って生成される 2 次粒子数も大きくなる。空気シャワーの 2 次粒子をフルシミュレートすると非常に多くの時間が掛かってしまう。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 (thinning) と呼ばれる簡素化手法が用いられる [59, 60]。この手法では、大量の 2 次粒子が生成されるときに粒子を「間引いて」生成数を減らす。そして生成されなかった粒子数に相当する重みを生成された粒子に持たせることで情報の損失をある程度防ぐ。

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。実線で表された粒子が入射した検出器のみが粒子を検出しこの検出器では粒子数が大きくなる一方で、点線で表されるシニングによって破棄された粒子の射線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。そこで以下に述べるデシニングが必要になる。

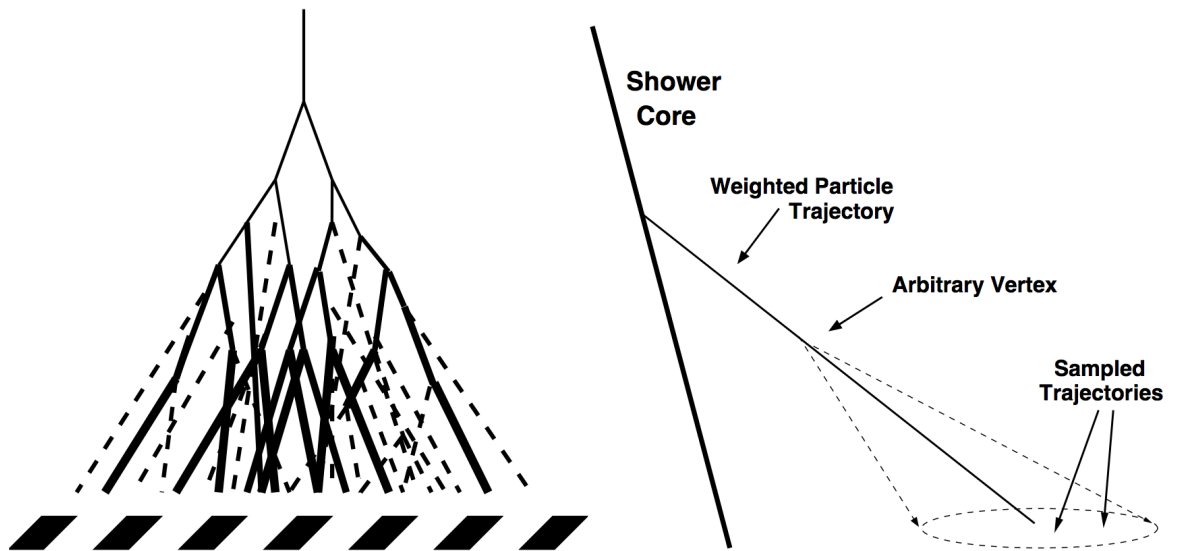


図 3.1: (左) シニングによって発生する問題。点線は実際のシャワーでは存在するが、シニングによって破棄された粒子を表す。(右) シニングのアルゴリズム [61]。

3.1.2 デシニング (dethinning)

シニング情報を持った粒子から地表での粒子情報を復元する方法をデシニング (dethinning) 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る [61]。はじめに、最終的に得られる情報の正確さと CPU の処理速度の兼ね合いから、シニングレベルを決定する。本研究では、シニングレベルを 10^{-6} に設定している。シニングレベルが 10^{-6} の意味は、2 次粒子のエネルギーが 1 次粒子のエネルギーの 10^{-6} を下回ったときシニングするということである (例えば、1 次粒子のエネルギーが 10^{19} eV の場合では、2 次粒子のエネルギーが 10^{13} eV ($= 10^{-6} \times 10^{19}$ eV) 以下になったとき初めてシニングされる)。そのエネルギーを下回ると、いくつかの粒子をまとめた 1 粒子が新たに生成される。この粒子は、まとめた粒子分の重み ω を持つ。このようにしてシニングする。次にデシニングを行う。シニングによってまとめられた重み ω を持つ 1 粒子から、ガウス分布を用いて確率的に軌道方向とエネルギーを決める。この時のガウス分布の中心はそれぞれシニングによってまとめられた重み ω を持つ 1 粒子の軌道方向とエネルギーであり、またガウス分布の幅については、デシニングされた空気シャワーがフルモンテカルロシミュレーションで生成された空気シャワーをよく再現できるように最適化された幅 [61] を用いる。

図 3.2 にシニングされた (Thinned) シャワーとフルモンテカルロで作られた (Non-thinned) シャワーの粒子数の横方向分布の比較と、シニングされた後デシニングによって復元された (Dethinned) シャワーとフルモンテカルロで作られた (Non-thinned) シャワーの粒子数の横方向分布の比較を示す [62]。ここで、1 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ることが分かる。

3.2 検出器の応答

第2章でSDの基本構成やエレクトロニクス、DAQシステムについて述べた。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も述べる。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。

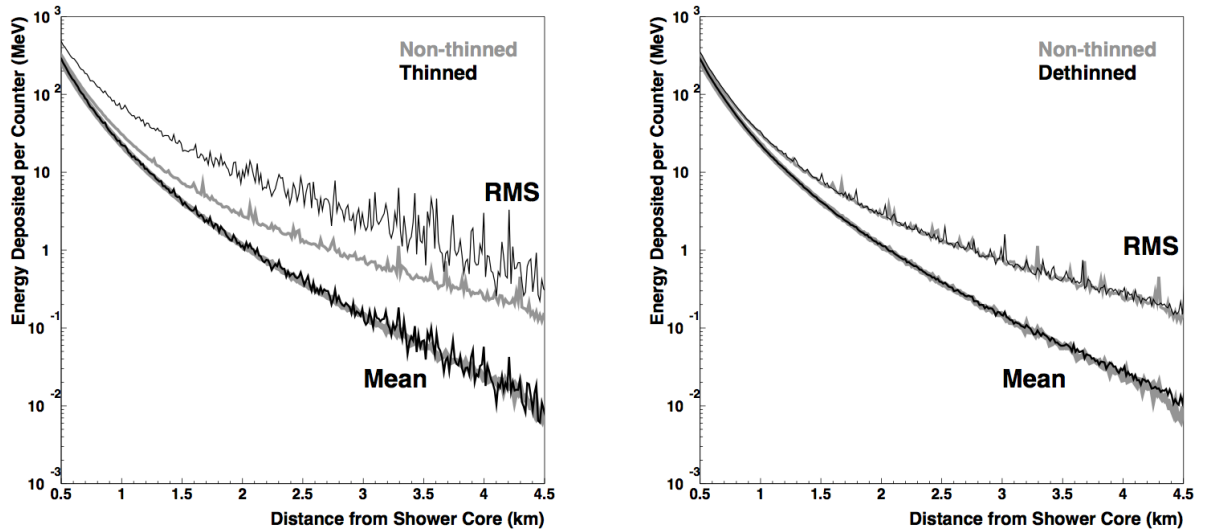


図 3.2: 10^{19} eV、天頂角 45° の陽子による空気シャワーの TA-SD 内での粒子数の横方向分布。左図はシニングレベル 10^{-6} でシニングされた (Thinned) シャワーの粒子数横方向分布を示す。右図はシニングされた後デシニングによって復元された (Dethinned) シャワーの粒子数横方向分布を示す [62]。両図共に比較のためにフルモンテカルロで作られた (Non-thinned) シャワーの結果を灰色で重ね書きしている。

3.2.1 エネルギー損失

GEANT4は様々な(素)粒子の物質中での相互作用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++で記述でき、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多くの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、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。

CORSIKAによって生成された空気シャワー粒子の検出器中でのエネルギー損失の計算をその都度GEANT4でシミュレートすることは計算時間が大幅にかかってしまうため、代わりにここではGEANT4シミュレーションで事前に作成されたルックアップテーブルを用いることで計算を簡略化した。

図3.3にルックアップテーブルを作るためのGEANT4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造は見やすくするために各構成要素を上にならして配置している [63]。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 枚の部分シンチレータ (厚さ 12 mm、1500 mm × 250 mm を組み合わせて構成されている)。
- 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 層として扱っている。

様々な粒子種、エネルギー、天頂角の粒子を SD に入射することで、シンチレータの上下層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毎回行なうと膨大な時間がかかる。そこで、荷電粒子と SD でのエネルギー損失の関係をルックアップテーブルとして事前に計算することにした。ルックアップテーブル作成の際に GEANT4 シミュレーションプログラム内に記述する SD 周囲の状況の概略図を図 3.4 に示す [62]。ここで地面の密度は 2.0 g/cm^3 、厚みは 2.3 m としている。以下にルックアップテーブル作成のための 1 次粒子とその 2 次粒子のエネルギー損失を計算する手順を示す。

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

ここで 1 次粒子の到来点を 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 1 次粒子の相互作用や、SD 付近の地表に落ちた 1 次粒子によって生成される 2 次粒子の影響を考慮に入れるためである。そして、1 次粒子の 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エネルギー損失の 2 次元ヒストグラムを図 3.5 に示す [62]。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。このヒストグラムは、両層ともにエネルギー損失がゼロである場合は含んでいない。図 3.5(a) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のミューオン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 2 MeV ($\log_{10} E \sim 0.3$) に強いピークを持つことが分かる。図 3.5(b) はエネルギー 1 GeV で天頂角 60° のミューオン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 に強いピークを持つことが分かる。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 倍の物質量を通過するからである。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ると考えられる。図 3.5(b) はエネルギー 1 GeV で天頂角 0° のガンマ線が入射

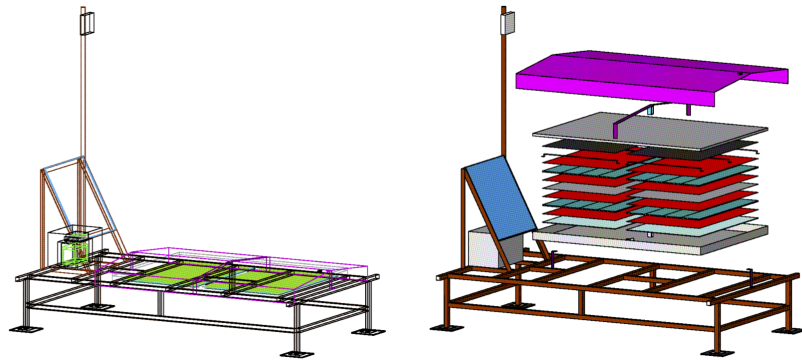


図 3.3: (左) シミュレーションプログラム内に記述した SD の形状、(右)SD のステンレスボックス部分の構成 [63]。

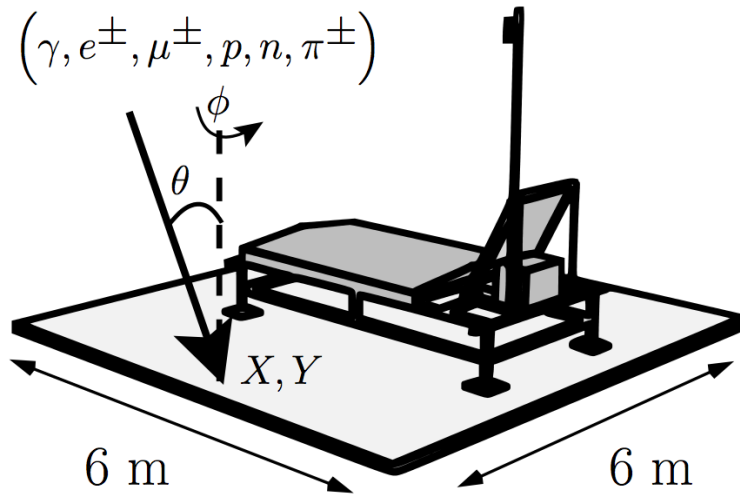


図 3.4: SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内に記述する SD 周囲の状況の概念図。ある核種、ある天頂角 θ 、あるエネルギーを与えた粒子を 6 m \times 6 m の範囲でランダムに降らせて、方位角 ϕ もランダムに与える。矢印は入射粒子のジオメトリ例を表す [62]。

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 に強いピークを持つことが分かる。エネルギー損失がミューオンの 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る。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。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 2 次粒子の影響によるもので、SD 付近の地表に落ちたガンマ線によって生成される 2 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 m × 6 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（この方法は 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 12bit、サンプリング周波数 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、同じ 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。

用いられる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、実データ解析に対しても同様のものを使う。キャリブレーションデータの詳細は付録 A の表に示す。

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した (Thinned) 空気シャワーを生成する。
- ② 6 m × 6 m のタイルで仕切られた 16.8 km × 16.8 km の面積を持つ地表面を用意し、そこにシニングされた空気シャワーを地表面の中心に入射させる。この時、シニングされた空気シャワー粒子をデシニングによって復元する。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、シャワーのコア位置を中心とした 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。
- ③ 手順 3 のタイル状の地表面上で TALE-SD アレイをランダムに移動させて空気シャワーのコア位置をランダムに決める。またアレイをランダムに方位角方向に回転させ、空気シャワーの方位角をランダムに決める。さらに何年何月何日の TALE-SD アレイを使うかをランダムに決定することでイベントの時間もランダムに決定している。なお空気シャワーの天頂角については、1 つのシャワーに 1 つの天頂角を決めており固定されている。

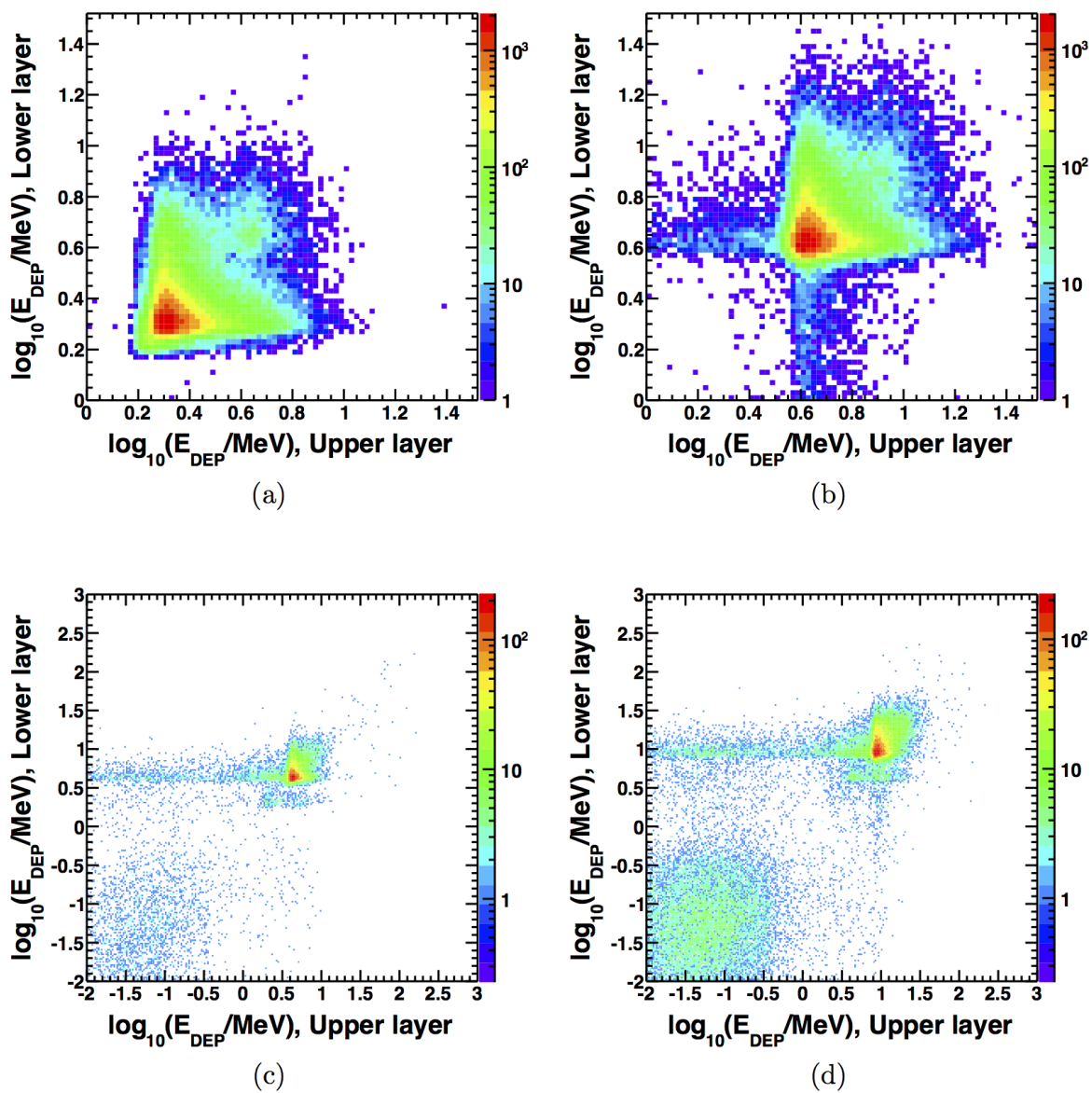


図 3.5: SD 内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 [62]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表し、色は頻度を表す。(a) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° の μ^+ が入射した場合を、(b) エネルギー 1GeV、天頂角 60° の μ^+ が入射した場合を、(c) はエネルギー 1GeV、天頂角 0° のガンマ線が入射した場合を、(d) はエネルギー 1GeV、天頂角 60° のガンマ線が入射した場合を示す

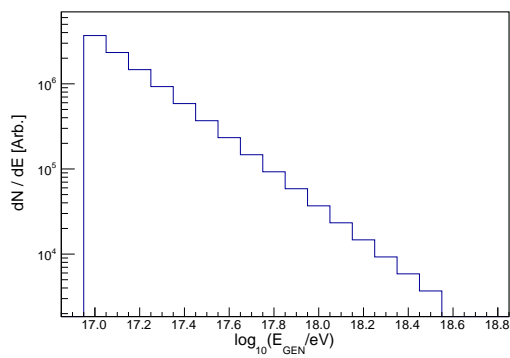
- ④ 手順2の結果と手順3でランダムに決定された値から実際の TALE-SD アレイの配置に最も近いタイルを選び出し、そのSDでのエネルギー損失を求める。次に、各SDでキャリブレーションデータを使ってエネルギー損失をFADCの信号波形に変換する。この時、バックグラウンド（シングルミュオンなどのアクシデンタル信号やノイズなど）による波形もシミュレーションに混ぜ込む。
- ⑤ 実際と同じトリガー条件とDAQのアルゴリズムを使って各SDの波形を実データと同じフォーマットで記録する
- ⑥ 手順4, 5, 6をシミュレートしたいイベント数に相当する回数繰り返す。

3.3.1 エネルギースペクトルのためのモンテカルロシミュレーションイベントセット

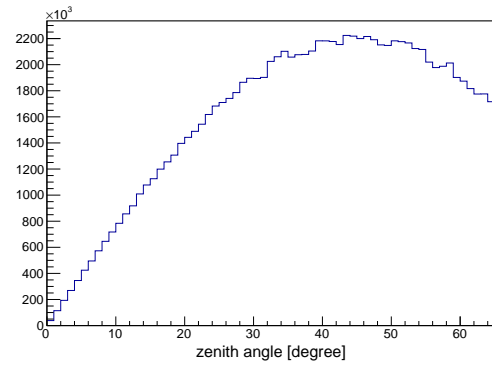
本研究でエネルギースペクトルを決定するために用いたモンテカルロのシミュレーションイベントセットについて述べる。1次宇宙線粒子種は陽子とした。エネルギーについては、一般的に宇宙線の微分フラックスはpower law型で表され、エネルギーが高くなるほど $dN/dE \propto E^{-3}$ で急激に頻度が落ちていくことが分かっている。そのためシミュレーションで用意するエネルギーは $10^{17.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV の範囲とし、生成するエネルギー分布は $dN/dE \propto E^{-3}$ に従う。到来方向の天頂角 θ は、 $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲で、一様ランダム（天頂角 θ 分布が $\sin\theta \cos\theta$ に比例）にしている。方位角 ϕ は南を 0° として時計回りに、 $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$ の範囲で一様ランダムに分布させた。コア位置は、図3.6(d)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。本研究では独立な空気シャワーイベントを $10^{17.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV の範囲のエネルギーで均一なイベント数になるように6400個用意し、それらシャワーのコア位置と方位角を上記で述べた条件下でランダムに分布させ再利用することで、合計で1410410個の空気シャワーを生成した。さらにシャワーの再利用の過程で、2019年10月2日から2020年1月29日の期間に稼働していたSDの実際のキャリブレーションデータの中からランダムに日時を取り出し、イベントの日時を再現している。シミュレートされたイベントのエネルギー、天頂角 θ 、方位角 ϕ 、コア位置分布を図3.6に示す。

3.3.2 実データイベントとモンテカルロシミュレーションイベントの比較

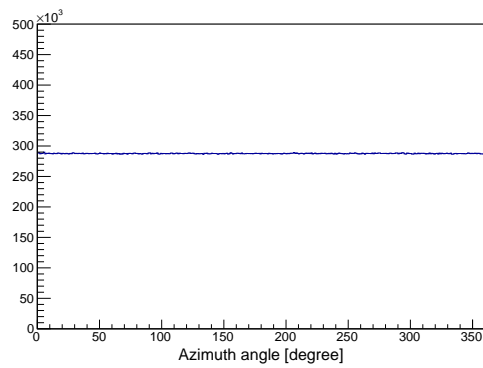
ここでは、TALE-SDアレイのモンテカルロシミュレーションの妥当性を検証するため、モンテカルロシミュレーションで生成された空気シャワーイベントと実データそれぞれの再構成結果を比較する。シミュレーションで生成されたイベントと実データイベントは全く同じ方法で解析される。また、モンテカルロシミュレーションイベントは上記の節3.3.1のイベントセットを用いた。図3.8と図3.7に実データとモンテカルロイベントの再構成結果の比較を示す。これらパラメータの意味と再構成手法の詳細は次章で説明する。結果として全てのパラメータで実データとモンテカルロイベントの再構成結果に大きな差は見られなかった。今回用いたモンテカルロイベントセットでは粒子種は陽子のみで、現実の宇宙線の化学組成を考慮していないので厳密な比較には宇宙線化学組成を用いたシミュレーションが必要である。



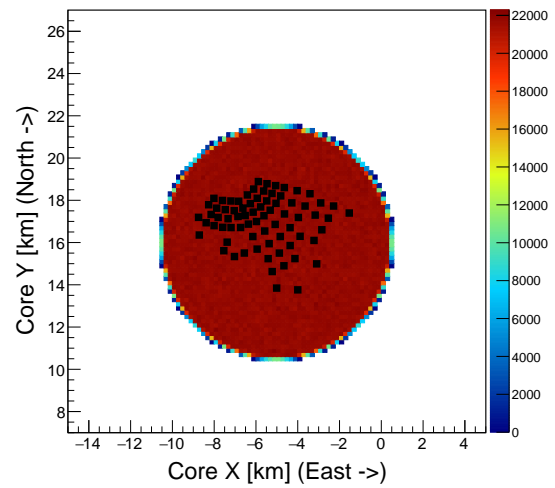
(a) エネルギー分布



(b) 天頂角分布

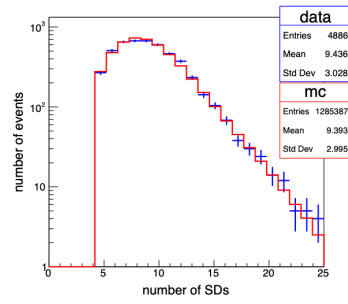


(c) 方位角分布

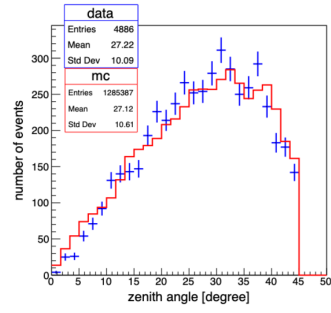
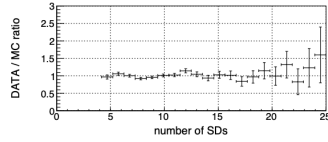


(d) コア位置分布

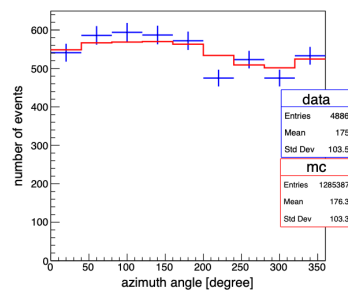
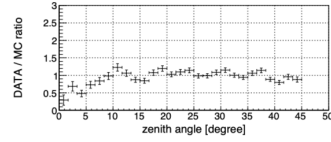
図 3.6: モンテカルロシミュレーションで生成した空気シャワーイベントのパラメータ分布。(a) シミュレーションで生成したエネルギー分布。分布は $dN/dE \propto E^{-3}$ に従う。(b) シミュレーションで生成した天頂角分布。天頂角 θ 分布は $\sin \theta \cos \theta$ に比例している。(c) シミュレーションで生成した方位角分布。(d) シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置分布。■はSDの位置を表している。



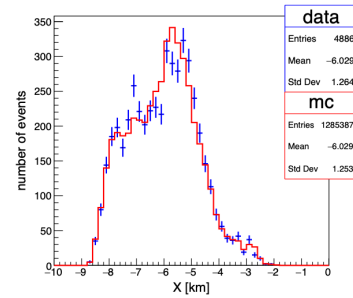
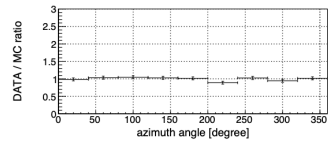
(a) 検出器台数



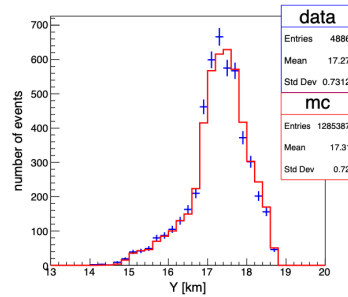
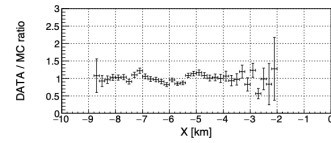
(b) 天頂角分布



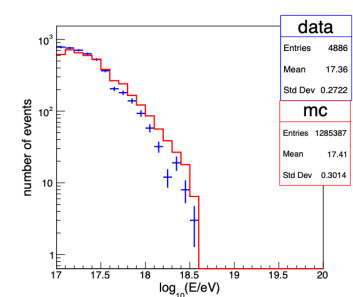
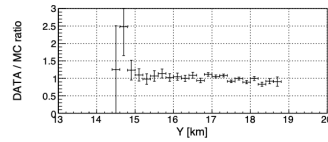
(c) 方位角分布



(d) コア位置の X 分布



(e) コア位置の Y 分布



(f) エネルギー分布

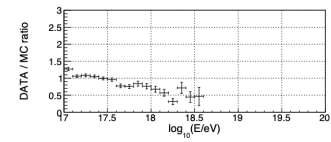


図 3.7: 実イベントとモンテカルロイベントの再構成パラメータのヒストグラム (上段) と各ビンごとの DATA/MC 比率 (下段)。(a) 空気シャワーの再構成のために使用した検出器台数分布。(b) 再構成された空気シャワーの天頂角分布。(c) 再構成された空気シャワーの方位角分布。(d) 再構成された空気シャワーのコア位置の X 成分の分布。(e) 再構成された空気シャワーのコア位置の Y 成分の分布。(f) 再構成された宇宙線のエネルギー分布。エラーバー付きの青色の十字マーカーが実データ、赤色のヒストグラムが MC を示す。モンテカルロイベントのヒストグラムは、実データのヒストグラムの体積と等しくなるよう規格化されている。

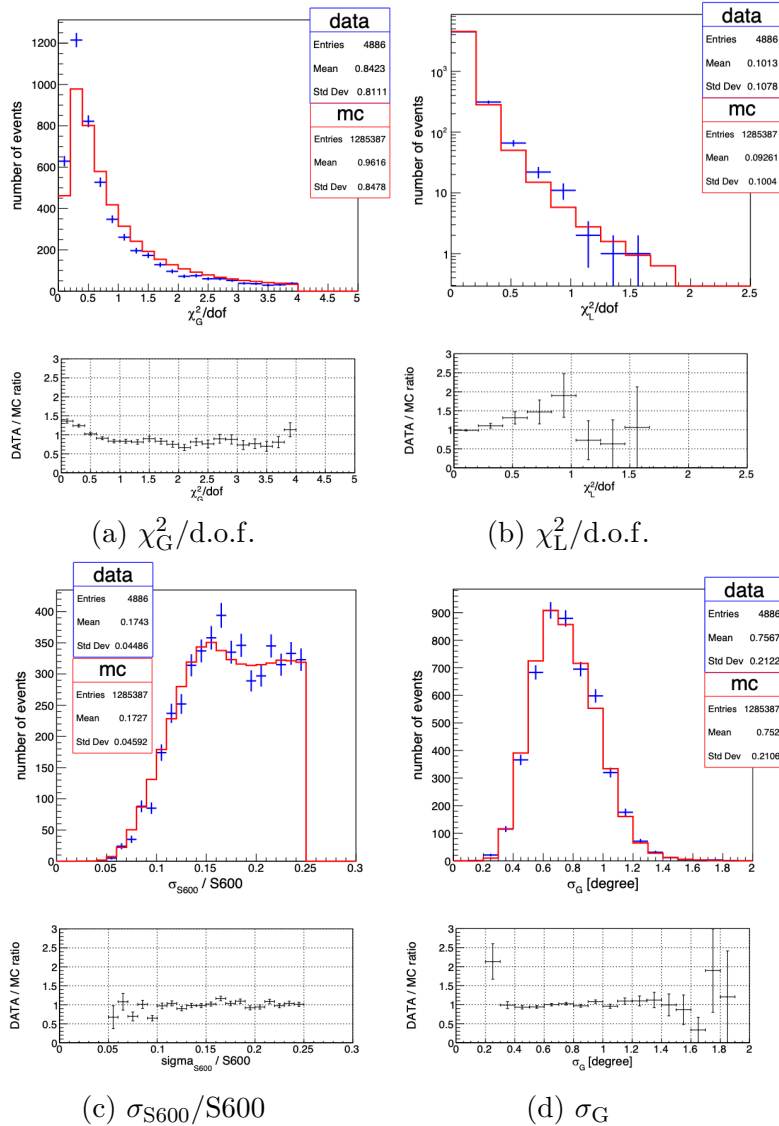


図 3.8: 実イベントとモンテカルロイベントの再構成パラメータのヒストグラム（上段）と各ビンごとの DATA/MC 比率（下段）。(a) 空気シャワージオメトリへのフィットのクオリティ。(b) 空気シャワーの粒子数横方向分布へのフィットのクオリティ。(c) 粒子数横方向分布フィットから得られる 600 m 地点での粒子数密度のフィットのエラーを 600 m 地点での粒子数密度で割った値。(d) 宇宙線の到来方向のフィットエラー。エラーバー付きの青色の十字マーカーが実データ、赤色のヒストグラムが MC を示す。モンテカルロイベントのヒストグラムは実データのヒストグラムの面積と等しくなるよう規格化されている。これらパラメータの詳細は 4 章で述べられている。

第4章 TALE-SD アレイのイベント再構成

SD アレイは長時間稼働により統計量を稼ぐことが可能なため、SD アレイ観測データは1次宇宙線のエネルギースペクトルの決定に有利である。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。）、シャワー粒子数密度横方向分布、さらに1次宇宙線のエネルギーを決定するソフトウェアはすでに存在していたが、エネルギーの決定にバイアスが存在し精度は30%と悪かった。そこで今回 TALE-SD アレイによるジオメトリと粒子数密度横方向分布を決定する手法を改良し、エネルギー決定精度を向上させたソフトウェアを新たに開発し、TALE-SD アレイでの再構成ソフトウェアを完成させた。この章ではその手法とソフトウェアについて述べる。

4.1 シャワー粒子到来時刻波および粒子数の決定

まず、SD で記録された波形から、空気シャワー粒子の SD へ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。

4.1.1 粒子到来時刻の決定

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空気シャワー粒子の到来時刻として用いる。以下にその手順を示す。

- ① 波形の先頭から 8bin(=160 ns) 分のペDESTALを差し引いた FADC 値の積算値(= S_8)を計算する。(ペDESTALとその標準偏差はキャリブレーションデータに記録されている。)
- ② 1bin(=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 8bin 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、8bin の先頭のビンを波形の立ち上がり時刻とする。
- ③ 決定された到来時刻の 1 ビンの以前のビンの FADC 値がペDESTALの 1.5σ 以上ならばそのビンを波形の立ち上がり時刻候補とする。
- ④ 手順 3. をこの条件を満たさなくなるまで繰り返し、立ち上がり時刻を決定する。
- ⑤ 決定され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幅 (2560 ns) 全体について行い、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。

この作業は上下層に対してそれぞれ行なう。図 4.1 に波形の一例を示す。

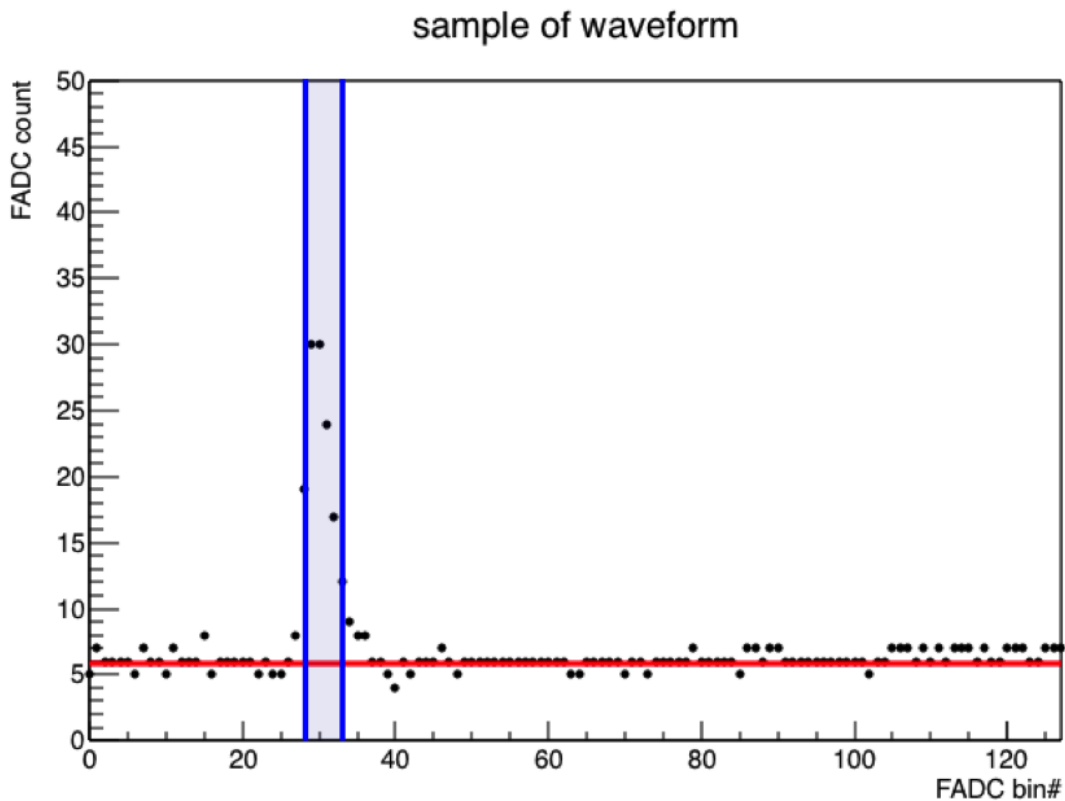


図 4.1: SD で記録された波形の一例。赤線はペDESTALを示し、青線が立ち上がり時間と立ち下がり時間を示している。また、その間の青く塗りつぶされた部分が粒子による信号と判定された部分である。

4.1.2 粒子数の決定

次に波形を粒子数に変換する計算手順は以下の通りである。

- ① 4.1.1 節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 積算値を計算する。
- ② FADC カウントからエネルギー損失への変換係数 (およそ 17 FADC が 1 MeV に対応する) [53] を用いて、FADC 値からエネルギー損失へと変換する。
- ③ エネルギー損失から粒子数への変換係数 (2 MeV = 1 粒子) [63] 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全ての波形についてこの手順を行なう。

今回の解析では、上下層の粒子数の立ち上がり時刻が ± 240 ns以内で一致した時、それらの平均を空気シャワー粒子のそのSDへの到来時刻(以後到来時刻と呼ぶ)とした。また、到来時刻の以前240 ns、以後5000 nsまでの間の粒子数の総和をそのSDに入射したを空気シャワー粒子数(以後粒子数と呼ぶ)とした。

また、非常に大きなFADC値(5%以上の非線形性が表れると予測)を記録したSDは、以下で述べる、平面を仮定したシャワー面の場合の粒子到来時間分布へのフィッティングには用いられるが、曲率を考慮したシャワー面での粒子到来時間分布へのフィッティング、粒子数密度の横方向分布へのフィッティングには用いられないようにした。

4.1.3 TALE SD アレイの通信状態と不調検出器の検出

各SDについて以下の項目を満たさないSDを不調な検出器として解析から除去した。

- SDのエネルギー損失からFADCカウントへの変換係数が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

4.1.4 バックグラウンドミュオンでトリガーされたSD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オンもランダムに入射している。これらのミュ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オンのものである。

このバックグラウンドミュオンによる信号の除去する方法について述べる。まず、各SDについて隣接しているSDとの到来時間の差が、SD間の距離を R 、光速度を 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 以上の隣接SDがあればその台数を記録する。その時記録された台数が2台以上のSDはバックグラウンドミュオンによるものとみなして、解析から除去する。次に、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。もし全ての隣接するSDがトリガーされていない孤立したSDがあれば、そのSDもバックグラウンドミュオンによるものとみなして、解析から除去する。

4.1.5 空気シャワーイベントのジオメトリ初期値の決定

ここでは空気シャワーイベントのジオメトリとその初期値決定の方法について述べる。空気シャワーイベントの到来時間や到来方向、コア位置をジオメトリフィッティングによるカイ2乗を最小にするようにフィットする段階よりも前に大雑把な方法で推定することは再構成に掛かる時間を減らす点で有用である。そこで以下の方法で簡易的に仮決定した。

図4.2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、後述する $\mathbf{u}(\phi)$ は $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ を地表に射影した単位ベクトル、 \mathbf{R} はコ

ア位置の位置ベクトル、 τ_i 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_i 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 (単位、[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 は光速) が成り立つ。

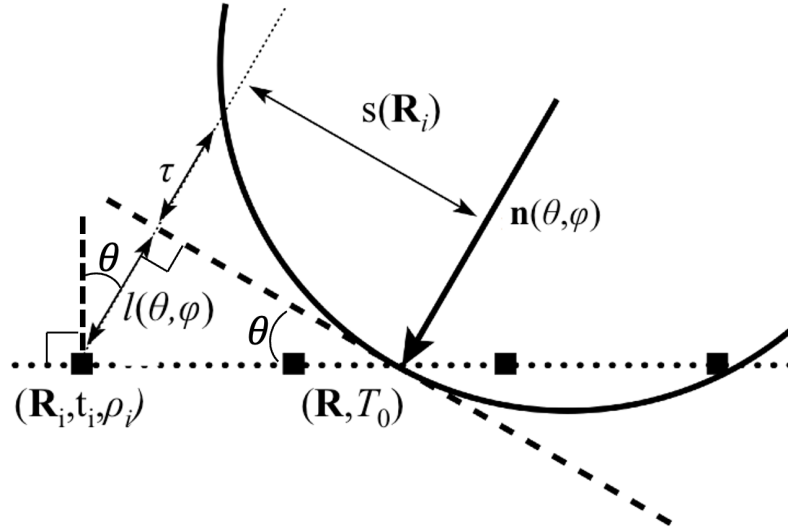


図 4.2: シャワーコアが地表へ時間 T_0 に到来した時点の空気シャワーの模式図。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸の方向ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル、 τ_i はシャワーの曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れ、 l_i は T_0 時点でのシャワー平面と i 番目の SD との間の距離、 $s(\mathbf{R}_i)$ は SD のシャワー軸からの距離、 ρ_i 、 t_i 、 \mathbf{R}_i はそれぞれ i 番目の SD の粒子数密度 (単位は、粒子数/m²)、空気シャワーの到来時刻、位置ベクトルである。

以下 \mathbf{R}_{COG} をコア位置として仮決定する。この値は、 N 台それぞれの地表検出器で測定された粒子数密度から計算した空気シャワーのコアの重心位置であり、以下の式で表される。

$$(R_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=1}^N \rho_i (r_i)_{x_k}}{\sum_{i=1}^N \rho_i} \quad (4.1)$$

x_k (ただし、 $k = 1, 2, 3$) はそれぞれ \mathbf{R}_{COG} の x 、 y 、 z 軸成分を表している。

空気シャワーのコア位置とシャワー軸の方向ベクトル $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ を地表に射影した単位ベクトルを $\mathbf{u}(\phi)$ とすると、シャワー面をフラットと仮定 (図 4.2 の T を $T = 0$ と仮定) した時のある地表検出器 (i 番目) の粒子到来時刻は以下の式で表される。

$$t_i = T_0 + \frac{l_i}{c} = T_0 + [\sin \theta] \frac{(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}) \cdot \mathbf{u}}{c} \quad (4.2)$$

これの \mathbf{R} に \mathbf{R}_{COG} を用い逆に解くことで θ 、 ϕ を仮決めし、結果として $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ の簡易決定値を得る。

4.1.6 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

到来方向をより精度良く決定するため本研究では、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を表す関数 τ に以下の式を用いた。 τ とその標準偏差 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 [64, 14] を TA 実験用に天頂角 θ (単位は度) の関数としてパラメータ化したものである [62]。

$$\tau = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \text{ [s]} \quad (4.3)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \text{ [s]} \quad (4.4)$$

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

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

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

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 、南を 0° として時計回りを正とした方位角 ϕ の 2 つである。

$$\chi_G^2(T_0, \theta, \phi; t_i) = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (4.5)$$

$$t_i^{\text{FIT}} = T_0 + \frac{l_i}{c} + \tau_i \quad (4.6)$$

$$\sigma_{t_i} = \frac{2}{3} \cdot \sigma_\tau + 10^{-18} \quad (4.7)$$

ここでは、CERN で開発された MINUIT プログラムを用いて χ_G^2 の最小値を求めた。こうして求めた χ_G^2 を最小にする各パラメータを、空気シャワーのシャワーコアの地表への到来時間 T_0 、天頂角 θ 、方位角 ϕ とする。

4.1.7 粒子数密度のフィッティングによる横方向分布の決定

次に、各検出器から得られた粒子数密度 (単位は、粒子数/m²) を、横方向分布関数 (Lateral Distribution Function、LDF) でフィットする。今回 LDF として、AGASA 実験で得られた以下の経験式 [65] を用いた。

$$\rho^{\text{FIT}}(s) = A \left(\frac{s}{91.6 \text{ m}}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6 \text{ m}}\right)^{-(\eta(\theta)) - 1.2} \left(1 + \left[\frac{s}{1000 \text{ m}}\right]^2\right)^{-0.6} \text{ [/m}^2\text{]} \quad (4.8)$$

$$\eta(\theta) = 3.97 - 1.79 (\sec \theta - 1) \quad (4.9)$$

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。

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 [62]。ここで、パラメータはコア位置 R_x 、 R_y と規格化定数 A である。ジオメトリ決定時と同様に CERN で開発された MINUIT プログラムを用いた。

$$\chi_L^2(R_x, R_y, A; \rho_i) = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(s_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\rho_i} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}_i}^2 + \rho_i \cdot (1 + 0.0049 + 0.01)} \quad (4.11)$$

4.2 ジオメトリ、粒子数密度横方向分布再構成

以上で述べた手法を用いてジオメトリとシャワー粒子数密度横方向分布を再構成する。この節では新たに作成した再構成プログラムを用いて、ジオメトリとシャワー粒子数密度横方向分布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（4.1.4節で説明されている）。
- 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。コア位置の z 成分 R_z は、TALEの地表検出器が置かれている実際のそれぞれの座標から z 成分で重心の計算を行い、そこで計算された値で固定され以後変化しえない。（以後、 R_z fixed とする。 R_z fixed は平均して120 mから160 mの値をとる。）またSDへの到来時刻をシャワーフロントを平面と仮定しフィットを行い、 χ^2 が最小となる到来時間 T_0 、天頂角 θ 、方位角 ϕ を求め、これらを初期値として使用する（4.1.5節で説明されている）。
- ④ 手順3.で得られたコア位置、天頂角、方位角の初期値を用いてシャワー軸を仮決めする。このシャワー軸とSDへの到来時刻を用いてシャワーフロントの曲率を考慮したシャワー面でフィットを行い、 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は、 T_0 は $-10 \mu\text{s}$ 以上、 $+10 \mu\text{s}$ 以下、 θ は 0° 以上、 60° 以下、 ϕ は 0° 以上 360° 以下である。
- ⑤ 手順3.で得られた空気シャワーのコア位置(R_x, R_y, R_z fixed)と手順4.で得られた到来方向(θ, ϕ)を用いて粒子数密度の横方向分布関数へのフィットを行う。ここでも χ_L^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は、 R_x と R_y は、 -30 km 以上、 $+30 \text{ km}$ 以下、 A は、 1×10^{-5} 以上、 2×10^4 以下である。
- ⑥ 手順5.で得られた空気シャワーのコア位置(R_x, R_y, R_z fixed)を用いて、もう一度シャワーフロントの曲率を考慮したシャワー面でフィットを行う。ここで各パラメータを変化させる範囲は、手順4.のフィット範囲と同じである。
- ⑦ 手順6.で得られた空気シャワーの到来方向(θ, ϕ)を用いて、もう一度粒子数密度の横方向分布関数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は、手順5.のフィット範囲と同じである。
- ⑧ 手順6.で得られた空気シャワー到来方向(θ, ϕ)、到来時刻 T_0 、手順7.で得られた空気シャワーのコア位置(R_x, R_y, R_z fixed)、 A を用いて、空気シャワーのジオメトリと粒子数密度横方向分布を決定する。

4.3 1次宇宙線のエネルギー決定

空気シャワーのジオメトリと粒子数密度横方向分布フィッティングが成功した後の1次宇宙線のエネルギー決定方法について述べる。

4.3.1 TALE-SD アレイのエネルギーテーブル

空気シャワーのジオメトリと粒子数密度横方向分布フィッティングが成功した後、シャワー軸から 600 m 離れた地点での粒子数密度 $S_{600} \equiv \rho(600 \text{ m})$ と再構成された天頂角 θ を用いて、1 次宇宙線のエネルギーを決定する。 $\rho(600 \text{ m})$ は以前の研究で 1 次原子核種依存性の小さい良いエネルギーエスティメーターであることが分かっている [66]。シミュレーションイベントを再構成して求める S_{600} と $\sec \theta$ とシミュレーションで指定した 1 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 4.3 に示す。実際のイベントに対してはこのテーブルを使って、再構成された S_{600} と $\sec \theta$ から 1 次エネルギーを決定する。このエネルギー決定は CORSIKA によるモンテカルロシミュレーションによって行われるため、以下で記述する大気蛍光望遠鏡で測定されるエネルギーを用いてスケールする必要がある（シミュレーション依存性を小さくするため）。

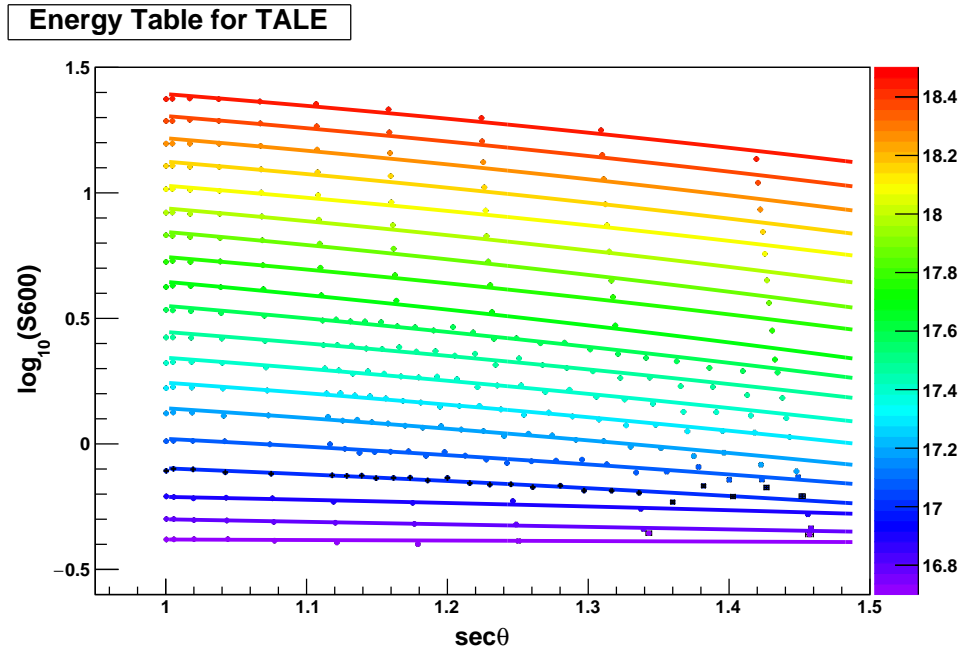


図 4.3: TALE-SD アレイのためのエネルギーテーブル。各点は再構成された S_{600} と $\sec \theta$ の値を、点の色は 1 次エネルギーを表す。紫は $10^{16.7} \text{ eV}$ を、赤は $10^{18.5} \text{ eV}$ を表す。また、曲線はエネルギー毎に S_{600} と $\sec \theta$ の点をフィッティングして得られた関数を表す。

4.3.2 エネルギーテーブルのためのイベントセット

TALE-SD アレイのエネルギーテーブルを作成するために用いたシミュレーションイベントセットについて述べる。今回、宇宙線粒子種は全て陽子とした。エネルギーは、 $16.7 \leq \log_{10} E_{\text{GEN}} \leq 18.5$ の範囲（0.1 刻みで一定値）とした。各エネルギーに対して、天頂角 θ は $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ の範囲で 5° 刻みで一定値とした。方位角 ϕ は南を 0° として時計回りに、 $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$ の範囲で一様ランダムに分布させた。コア位置は、3 章の図 3.6(d) に示すように CLF を原点とする座標系で $(5.0, 16.0) \text{ km}$ 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では $10^{16.7} \text{ eV}$ から $10^{18.5} \text{ eV}$ の範囲のエネルギーで独立な空気シャワーイベントを 29501 個生成し、それらシャワーのコア位置と方位角を上記で述べた条件下でランダムに分布させ再利

用することで、合計で 241659000 個の空気シャワーを生成した。さらにシャワーの再利用の過程で、2019 年 10 月 2 日から 2020 年 1 月 29 日の期間に稼働していた SD の実際のキャリブレーションデータの中からランダムに日時を取り出し、イベントの日時を再現している。これらのイベントを再構成し、さらに天頂角によるカット ($\theta \leq 45^\circ$) を除く他の全てのクオリティカットを課して残った 7915573 個イベントからある固定された天頂角での S600 の平均値を計算する。こうして天頂角と S600 から 1 次宇宙線のエネルギーを推定するテーブルを作成した。

4.3.3 TALE FD (Hybrid) による TALE SD のエネルギースケール

TALE-SD アレイで求めた 1 次宇宙線のエネルギーは、TALE-FD(Hybrid) を用いてスケールする必要がある。スケールする理由は主に 2 つある。1 つ目は、SD アレイでは空気シャワーの粒子数横方向分布からエネルギーを推定するために、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求め、上記のようなエネルギー決定テーブルを作る必要があり、結果として使用したハドロン相互作用モデルに依存してしまう。そのためエネルギーを別の適切なものでスケールし、TALE-SD アレイのエネルギー決定のモンテカルロシミュレーション依存をなくす必要がある。2 つ目は、TALE-FD(Hybrid) は 1 次宇宙線のエネルギー決定精度が良いということである。これは到来方向決定精度が良いこと、大気蛍光の放射方向は等方的であるため 1 次宇宙線の到来方向によらず観測できること、エネルギーをカロリメトリックに測定することができるためである。

図 4.3 のエネルギーテーブルを用いて求めたエネルギー E_{SD} を TALE の FD によって測定されたエネルギー E_{FD} にスケールする。具体的には TALE-SD と TALE-FD (Hybrid) の両方で観測された同じイベントの宇宙線のエネルギーを比較し、TALE-SD のエネルギー決定を較正する。2017 年 11 月 17 日から 2021 年 2 月 23 日の期間に得られた TALE-SD と TALE-FD で測定された共通のイベントを比較した結果、式 (4.12) の関係があり、図 4.3 のエネルギーテーブルを用いて得られたエネルギーに対して 0.923 倍のスケールが必要だと分かった。つまり TALE-SD で決定された 1 次宇宙線のエネルギーは、TALE-FD(Hybrid) で決定されたエネルギーよりもおよそ 8% 高いことを示している。

$$E_{SD} = 1.08 \times E_{FD} \quad (4.12)$$

4.4 TALE-SD アレイのイベントクオリティカットと性能評価

再構成を経てイベントのジオメトリとエネルギーが決定された後、1 次宇宙線のエネルギーが精度良く決まっているイベントのみを残す (以後、イベントクオリティカットと呼ぶ)。以下、6 つのイベントクオリティカットの説明をし、それぞれのカットがエネルギー決定精度にどう影響するかについて述べる。また最終的に全てのカットをした後のエネルギー、角度決定精度についても示す。

4.4.1 N_{SD} によるカット

シャワー粒子が来た (3 MIP 以上のヒット) と判断された SD が 5 台以上存在する ($N_{SD} \geq 5$) イベントを残す。図 4.5(b) は、このカットによるエネルギー決定精度への影響を示している。

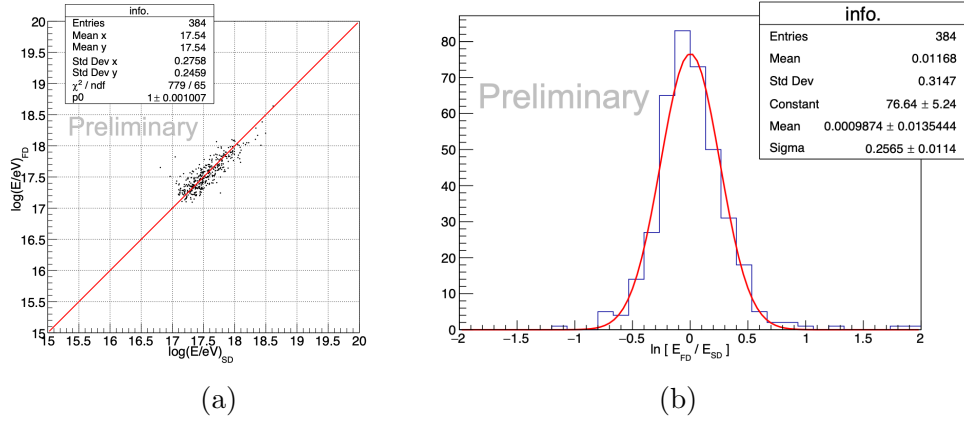


図 4.4: TALE-SD と TALE-FD のエネルギーを比較した図。TALE-SD アレイと TALE-FD で、再構成された共通のイベントを比較している。ここで TALE-SD のエネルギー E_{SD} は、既に $1/1.08$ 倍でスケールされている。図 (a) は、 E_{SD} と E_{FD} の散布図である。赤色の直線は、 $E_{SD} = E_{FD}$ を表している。図 (b) は、 E_{SD} と E_{FD} の比の自然対数をとったヒストグラムである。赤色の曲線は、ヒストグラムをガウス分布でフィットした結果を表している。

4.4.2 天頂角 θ によるカット

再構成の結果、天頂角が 45° 以下 ($\theta \leq 45^\circ$) であったイベントのみを残す。図 4.5(c) はこのカットによるエネルギー決定への影響を示している。このカットを行う理由は 2 つある。1 つ目は、天頂角が 60° 以上で飛来してくる宇宙線はより多くの大気中の物質と相互作用し、地上に到達する時には SD に入る信号が小さくなり再構成すること自体が難しいからである。2 つ目は、TALE-SD アレイのエネルギーテーブルを作るための MC シミュレーションデータセットの最大の天頂角が 45° であるということである。天頂角が 45° 以上の空気シャワーイベントを再構成するときは、 0° から 45° までのプロットを関数でフィットし外挿しているものを用いるため、エネルギー決定精度が悪くなる。

4.4.3 ボーダーカット

TALE-SD アレイの端付近あるいはアレイの外にコアが落ちたイベントは S600 (シャワー軸から 600 m 地点での粒子数密度) を再構成精度が悪く、結果としてエネルギーを低く見積られる傾向がある。このことから、TALE-SD アレイの端を定義し、その端から少なくとも 100 m 内側 ($D_{\text{Border}} \geq 100$ m) で再構成されたイベントのみを残す。図 4.5(d) にこのカットを行ったことによるエネルギー決定への影響を示す。

4.4.4 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ によるカット

イベント再構成過程でのジオメトリと粒子数密度横方向分布フィットでそれぞれ得られる $\chi_G^2/\text{d.o.f.}$ と $\chi_L^2/\text{d.o.f.}$ が、 $\chi_G^2/\text{d.o.f.} \leq 4$ 、 $\chi_L^2/\text{d.o.f.} \leq 2$ を満たすイベントのみを残す。図 4.5(e) は、このカットによるエネルギー決定精度への影響を示している。

4.4.5 Pointing Direction Uncertainty によるカット

イベント再構成過程でのジオメトリフィットでは、CERNのMINUITを使用しており、このソフトウェアは、フィットで求めたパラメータの不確かさを与えてくれる。天頂角 θ と方位角 ϕ の不確かさをそれぞれ σ_θ 、 σ_ϕ とすると、Pointing Direction Uncertainty σ_G は以下で与えられる。

$$\sigma_G = \sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} \quad (4.13)$$

$\sigma_G \leq 2.5^\circ$ を満たすイベントのみを残す。図4.5(f)は、このカットによるエネルギー決定精度への影響を示している。

4.4.6 Fractional S600 Uncertainty によるカット

イベント再構成過程で粒子数密度横方向分布フィットの結果得られるS600（シャワー軸から600 m地点での粒子数密度）と、その不確かさ σ_{S600} がMINUITから得られる。Fractional S600 Uncertaintyは、これらの比を取った $\sigma_{S600}/S600$ であらわされる。Fractional S600 Uncertaintyが0.25以下（ $\sigma_{S600}/S600 \leq 0.25$ ）を満たすイベントのみを残す。図4.5(g)は、このカットによるエネルギー決定精度への影響を示している。

4.4.7 イベントクオリティカットの効率

ここではそれぞれ6つのイベントクオリティカット効率について述べる。クオリティカット効率は4.2節の手順を経て再構成されたイベント数と、それらイベントに対しクオリティカットを適応した後に残るイベント数の比で評価した。表4.1は6つの個々のクオリティカット効率と6つ全てのクオリティカット効率をまとめたものである。これらは全てMCシミュレーションによって生成した空気シャワーを用いて計算している。表4.1にあるように高エネルギーで効率が低いカットは、天頂角、ボーダーカット、Fractional S600 Uncertaintyによるカットであった。一方で N_{SD} と $\chi^2/d.o.f.$ のカットの影響は比較的小さいことがわかる。しかし低エネルギーイベントでは状況が異なり、天頂角、ボーダーカットの効率は比較的高い。この理由として天頂角については、天頂角が大きいような低エネルギーの宇宙線は、大気に十分減衰されてそもそもアレイに到達しない、もしくは到達するが空気シャワーとしてトリガーされないため、そもそも天頂角45度以上の再構成イベントが少ないということが考えられる。またボーダーカットについては、低エネルギーの空気シャワーは高エネルギーの空気シャワーよりも横方向の広がりが小さいため、もしアレイの端あたりにコア位置があった場合、高エネルギーイベントに比べヒットしたSDの台数が少なく再構成されにくいために、そもそもアレイの端付近の領域では再構成イベントが少ないことが考えられる。

4.4.8 TALE-SD アレイの到来方向決定精度、エネルギー決定精度

ここでは、TALE-SDアレイの精度を評価した。精度評価のための空気シャワーイベントは全てMCシミュレーションで生成したイベントである。到来方向の精度評価には、Opening angleとい

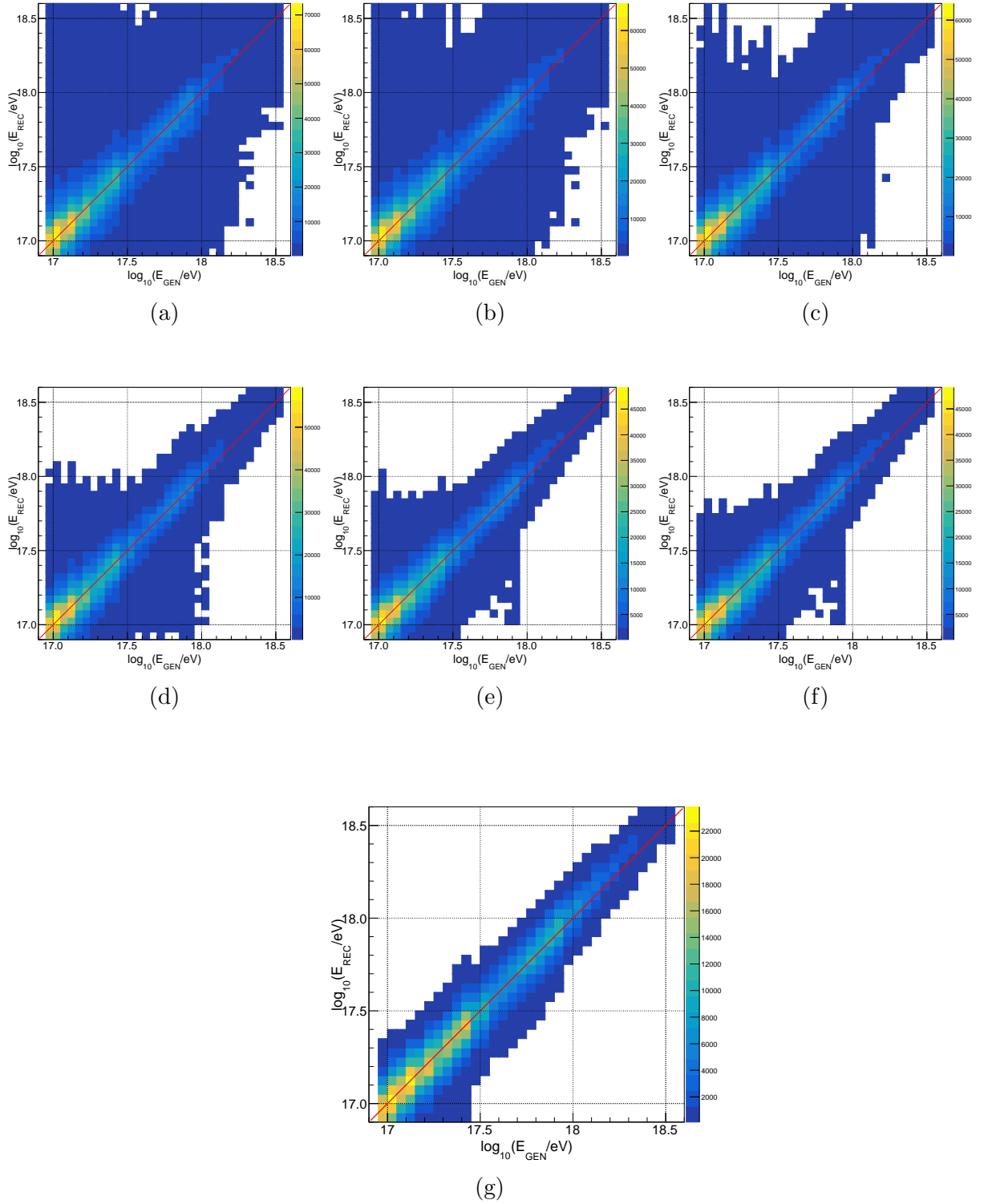


図 4.5: クオリティカットのエネルギー決定精度への影響。再構成されたエネルギー E_{REC} を縦軸、モンテカルロシミュレーションで生成したエネルギー E_{GEN} を横軸とする散布図を示している。(a) から (f) に行くまでに順々にカットを追加している。赤色の直線は $E_{\text{REC}} = E_{\text{GEN}}$ を表す。(a) 全くカットしていない時の散布図。(b) $N_{\text{SD}} \geq 5$ でカットした時の散布図。(c) $\theta \leq 45^\circ$ を加えてカットした時の散布図。(d) $D_{\text{Border}} \geq 100 \text{ m}$ を加えてカットした時の散布図。(e) $\chi_G^2/\text{d.o.f.} \leq 4$, $\chi_L^2/\text{d.o.f.} \leq 2$ を加えてカットした時の散布図。(f) $\sigma_G \leq 2.5^\circ$ を加えてカットした時の散布図。(g) $\sigma_{\text{S600}}/S_{600} \leq 0.25$ を加えてカットした時の散布図。

表 4.1: イベントクオリティカットの効率

クオリティカット	効率	効率	効率
	$E > 10^{17.0}$ eV	$E > 10^{17.5}$ eV	$E > 10^{18.0}$ eV
$N_{SD} \geq 5$	0.907	0.954	0.972
$\theta \leq 45^\circ$	0.842	0.731	0.642
$D_{Border} \geq 100$ m	0.853	0.774	0.705
$\chi_G^2/\text{d.o.f.} \leq 4$	0.779	0.822	0.839
$\chi_L^2/\text{d.o.f.} \leq 2$	0.994	0.996	0.996
$\sigma_G \leq 2.5^\circ$	0.967	0.962	0.955
$\sigma_{S600}/S600 \leq 0.25$	0.424	0.561	0.618
全てのカット	0.293	0.351	0.330

う値を用いた。これは、シミュレーションで与えられた真の到来方向 \mathbf{n}_{sim} と再構成で求めた到来方向 \mathbf{n}_{rec} のなす角で、以下の式で求まる。

$$\delta_{opening} = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{sim} \cdot \mathbf{n}_{rec}) \quad (4.14)$$

図 4.6 は、モンテカルロシミュレーションで生成したイベントを用いた 3 つのエネルギー範囲での到来決定精度を表している。全イベントの 68 % が含まれる Opening angle の値を到来方向決定精度とした。TALE-SD アレイによる宇宙線の到来方向決定精度は、 $10^{17.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{17.5}$ eV で 2.2° 、 $10^{17.5}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.0}$ eV で 1.7° 、 $10^{18.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.5}$ eV で 1.5° であった。同様のエネルギー範囲を観測している空気シャワーアレイ実験の決定精度と比較すると、KASCADE-Grande 実験では $10^{17.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.0}$ eV のエネルギー範囲でおよそ 0.7° となっており [67]、TALE-SD アレイよりも決定精度が良い。これは KASCADE-Grande の各地表検出器の間隔が 137 m と、TALE-SD の各地表検出器の間隔 (400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 40 台) よりも密であることから、空気シャワーの到来時間分布、粒子数横方向分布をより詳細に測定できるからだと考えられる。

次に 1 次宇宙線のエネルギー精度評価について述べる。シミュレーションで与えられた真のエネルギーを E_{GEN} 、再構成で求めたエネルギーを E_{REC} として、 $(E_{REC} - E_{GEN})/E_{GEN}$ 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 を決定精度として評価した。図 4.7 は、到来方向と同様に 3 つのエネルギー範囲に分けた $(E_{REC} - E_{GEN})/E_{GEN}$ のヒストグラムである。TALE-SD アレイによる宇宙線のエネルギー決定精度 σ_E とガウスフィットの結果得られた Mean はそれぞれ、 $10^{17.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{17.5}$ eV で 22 %、 -0.023 、 $10^{17.5}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.0}$ eV で 20 %、 0.020 、 $10^{18.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.5}$ eV で 20 %、 0.102 であった。同様のエネルギー範囲を観測している空気シャワーアレイ実験と比較すると、KASCADE-Grande 実験では $10^{17.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.0}$ eV のエネルギー範囲でおよそ 15 % ~ 20 % [68]、また、Auger SD-750 のエネルギー決定精度は、 $10^{17.0}$ eV $< E_{GEN} < 10^{18.0}$ eV のエネルギー範囲で 10 % ~ 24 % と [50]、TALE-SD アレイのエネルギー決定精度はこれらとほぼ同じで同等の性能を持っていることがわかった、

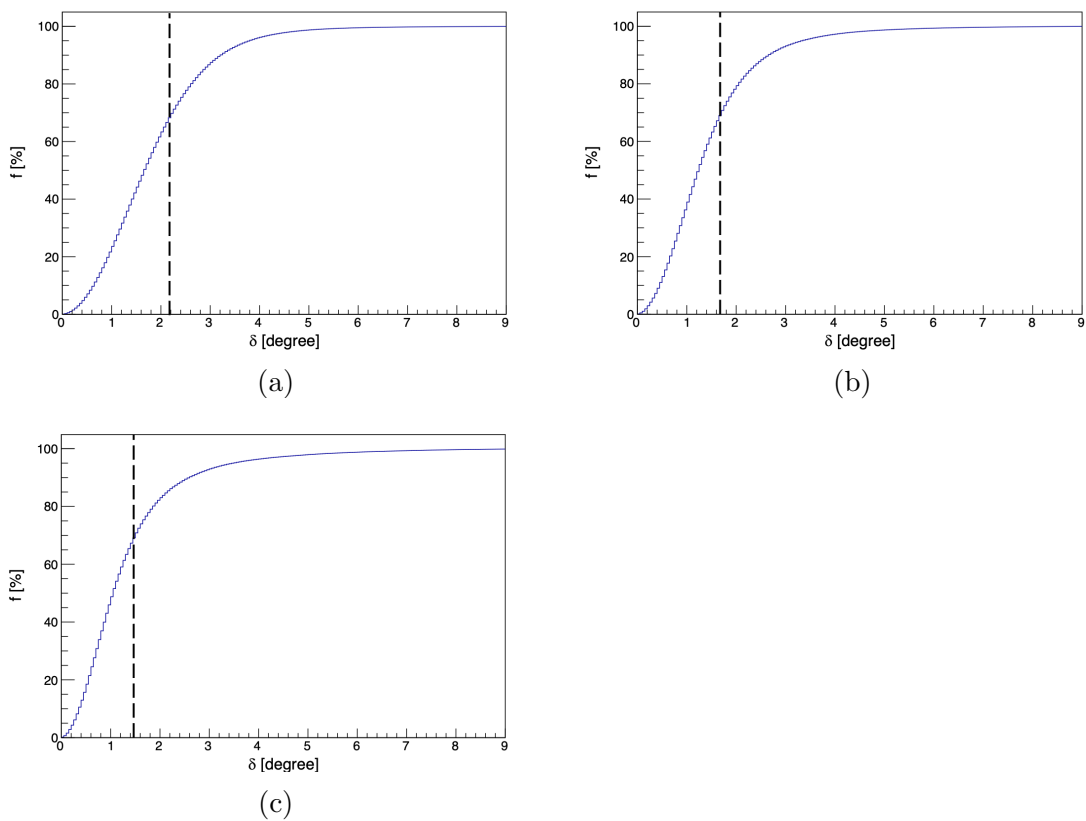


図 4.6: モンテカルロシミュレーションを用いた TALE-SD アレイによる宇宙線の到来方向決定精度。3つのエネルギー範囲に分けた再構成とモンテカルロシミュレーション結果の開き角の累積ヒストグラムである。(a)は $10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{17.5} \text{ eV}$ 、(b)は $10^{17.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.0} \text{ eV}$ 、(c)は $10^{18.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$ のエネルギー範囲である。横軸は開き角 δ 、縦軸はイベントの割合を表しており、点線はそれぞれのエネルギー範囲での全イベント数を0から数えて68%のイベント割合となる時の開き角を表している。

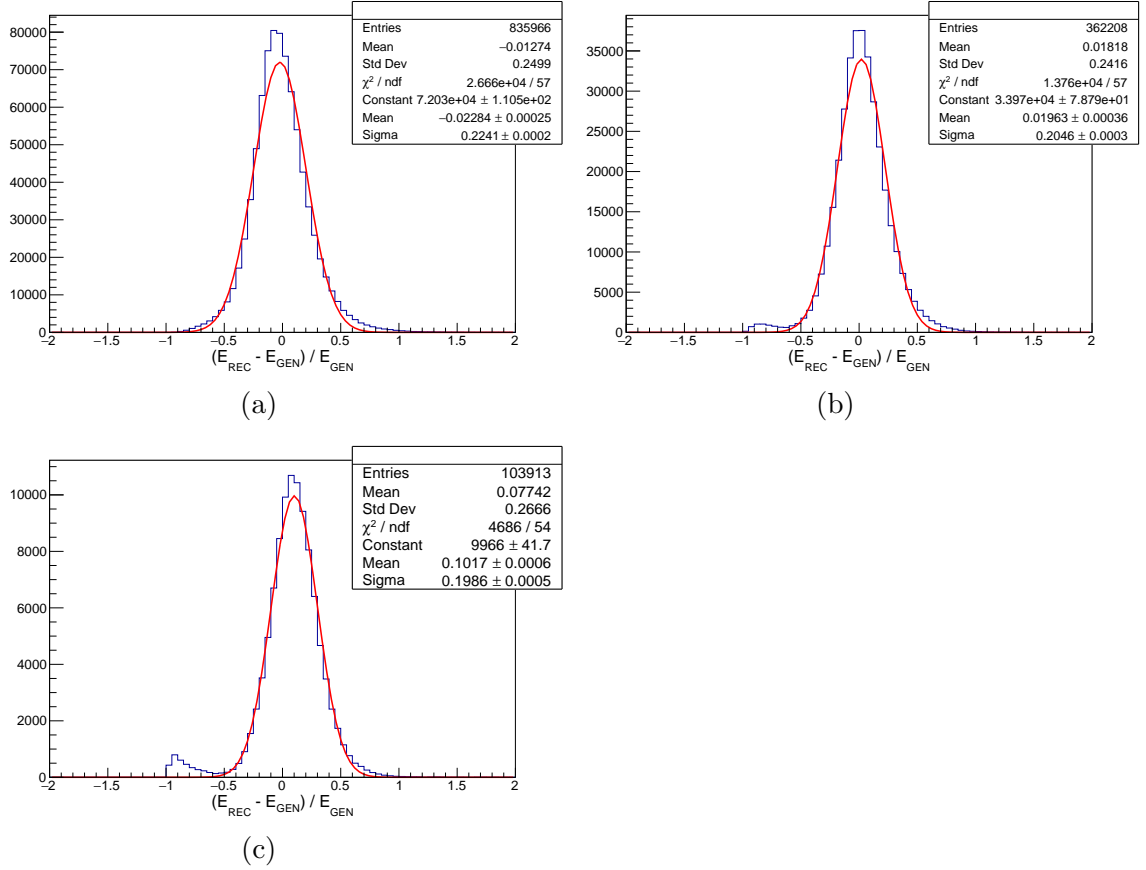


図 4.7: モンテカルロシミュレーションを用いた TALE-SD アレイによる宇宙線のエネルギー決定精度。(a) $10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{17.5} \text{ eV}$ の範囲における $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}}) / E_{\text{GEN}}$ のヒストグラム。(b) $10^{17.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.0} \text{ eV}$ の範囲における $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}}) / E_{\text{GEN}}$ のヒストグラム。(c) $10^{18.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$ の範囲における $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}}) / E_{\text{GEN}}$ のヒストグラム。赤線はヒストグラムをガウス関数でフィットした結果を表している。

第5章 TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトル

この章では TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトルについて述べる。初めにエネルギースペクトルの決定方法について説明する。次にモンテカルロシミュレーションを用いて求められた TALE-SD アレイの aperture、exposure について説明する。最後に TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトルについて述べ、それを他実験の結果と比較する。得られたエネルギースペクトルのエネルギー範囲は、 $17.25 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$ である。測定のために使用したモンテカルロシミュレーションイベントはエネルギーが $17.25 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$ の範囲のイベントであるため、真のエネルギーが $10^{16.95}$ eV 以下のイベントが、誤って $10^{16.95}$ eV 以上のエネルギーで再構成される、もしくは真のエネルギーが $10^{18.55}$ eV 以上のイベントが、誤って $10^{18.85}$ 以下のエネルギーで再構成される (bin to bin migration と呼ばれる) という事が考慮されていないため、以降の解析では全て $17.25 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$ のエネルギー範囲のみで解析を進める。

以下の議論では、宇宙線の微分フラックス J を次のように表す。

$$J = \frac{d^4N}{dE dA d\Omega dt} \quad (5.1)$$

ここで dN は、あるエネルギー範囲 dE でのエネルギーを持ち、ある面積 dA 、立体角 $d\Omega$ をある時間幅 dt の内に通過した宇宙線を表している。

また、エネルギースペクトルの計算のために使用するモンテカルロのシミュレーションイベントセットは全て 3 章 3.3.1 節のイベントセットと同じである。

5.1 宇宙線エネルギースペクトルの測定方法

一般的にある天体からの粒子の到来頻度は、エネルギー、到来方向、時間に依存する。しかし宇宙線の場合、銀河磁場によって進行方向を曲げられ地球に到達する時にはほぼ等方的に到来する。したがって宇宙線の到来頻度つまりフラックスは、宇宙線が持つエネルギーと組成にのみ依存すると考えてよい。

初めに空気シャワーイベントを検出効率 100% で検出しそのイベントの宇宙線エネルギーが完全に正確に決定することができる理想的な状況を考える。このような理想的な場合、空気シャワーイベントの検出頻度から宇宙線のフラックスを簡潔に計算することができる。検出面積を A 、立体角を Ω (A と Ω は、よく掛け算された形 $A\Omega$ で書かれ、これを geometric aperture と呼ぶ)、観測期間を T 、あるエネルギーで測定されたイベント数を N_i とする。ここで i は $\log_{10} E$ のヒストグラムの i 番目のビンを表し、そのビン幅 b_i に存在するイベント数が N_i である。また E_i をビン中央のエネルギー値とする。そうした場合 i 番目のビンでのフラックスは次のように表される。

$$J_i^{\text{IDEAL}} = \frac{N_i / \Delta E_i}{A \Omega T} \quad (5.2)$$

ここで、 ΔE_i は i 番目のビンに対応するエネルギー幅で以下のように表される。

$$\begin{aligned} \Delta E_i &= \left(10^{\log E_i + b_i/2}\right) - \left(10^{\log E_i - b_i/2}\right) \\ &= E_i \cdot 10^{b_i/2} - E_i \cdot 10^{-b_i/2} \\ &= E_i \left(10^{b_i/2} - 10^{-b_i/2}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

実際の検出器では、分解能が 0% でなく検出効率も 100% ではない。しかもそれらはエネルギーと到来方向に依存する。つまり観測されたあるパラメータ分布から正しいパラメータ分布に直す必要がある（一般的に、この手続きを unfolding と呼ぶ）。これを行うために式 (5.2) の理想的な微分フラックスを、宇宙線のエネルギー、天頂角、検出器の分解能を考慮して変更した式は次のようになる。

$$J_i = \frac{(N_{\text{REC}}^{\text{DATA}})_i / \Delta E_i}{\frac{(N_{\text{REC}}^{\text{MC}})_i}{(N_{\text{GEN}}^{\text{MC}})_i} A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}} T} \quad (5.4)$$

ここで、 $(N_{\text{REC}}^{\text{DATA}})_i$ と $(N_{\text{REC}}^{\text{MC}})_i$ は、それぞれ $\log_{10} E$ のヒストグラムの i 番目のビンの再構成されたデータとモンテカルロシミュレーションのイベント数を表す。また $(N_{\text{GEN}}^{\text{MC}})_i$ はモンテカルロシミュレーションで生成したイベント数、 $A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}}$ は、モンテカルロシミュレーションで生成した geometric aperture、 T はアレイによる空気シャワーの観測期間である。geometric aperture $A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}}$ はモンテカルロシミュレーションで生成されており、現実の $A \Omega$ よりも大きい。この理由は、 $A \Omega$ は、空気シャワーのコア位置、天頂角のクオリティカットによってイベントがカットされているためである。

5.2 TALE-SD アレイの aperture と exposure

式 (5.4) にある $A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}}$ 、 $A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}} T$ はそれぞれモンテカルロシミュレーションで生成した aperture と exposure である。TALE-SD アレイのモンテカルロシミュレーションでは空気シャワーのコア位置が TALE-SD アレイ全体が収まる半径 5.5 km の円内に一様ランダムに入射するようにしている。また空気シャワーの天頂角は 0° から 60° の範囲を $\sin \theta \cos \theta$ 分布になるように生成している。方位角については 0° から 360° の範囲で一様ランダムになるように生成している。従って、モンテカルロシミュレーションによって生成される geometric aperture は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} A_{\text{GEN}} &= \pi (5.5)^2 \text{ km}^2 \\ \Omega_{\text{GEN}} &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/3} d\theta \sin \theta \cos \theta = \pi \sin^2 \theta \Big|_0^{\pi/3} = \frac{3\pi}{4} \text{ sr} \\ A_{\text{GEN}} \Omega_{\text{GEN}} &\approx 224 \text{ km}^2 \text{ sr} \end{aligned} \quad (5.5)$$

また、アレイによる空気シャワーの観測期間 T は 2019 年 10 月 1 日から 2020 年の 1 月 29 日まで、つまり $T = 105$ 日となる。この期間中検出器が何らかの理由（現地でのメンテナンス作業等）で稼

働いていない時間は、モンテカルロシミュレーションで再現されフラックスの計算式 (5.4) にある $(N_{\text{REC}}^{\text{MC}})_i / (N_{\text{GEN}}^{\text{MC}})_i$ で考慮される。例えば、あるいくつかの検出器が何らかの理由で動いていない場合、再構成効率 $(N_{\text{REC}}^{\text{MC}})_i / (N_{\text{GEN}}^{\text{MC}})_i$ が正常な場合に比べて少し小さくなる。このようにして個々の検出器の状態を考慮する。図 5.1 は、宇宙線のエネルギーの常用対数を横軸にとった TALE-SD アレイの aperture と exposure である。

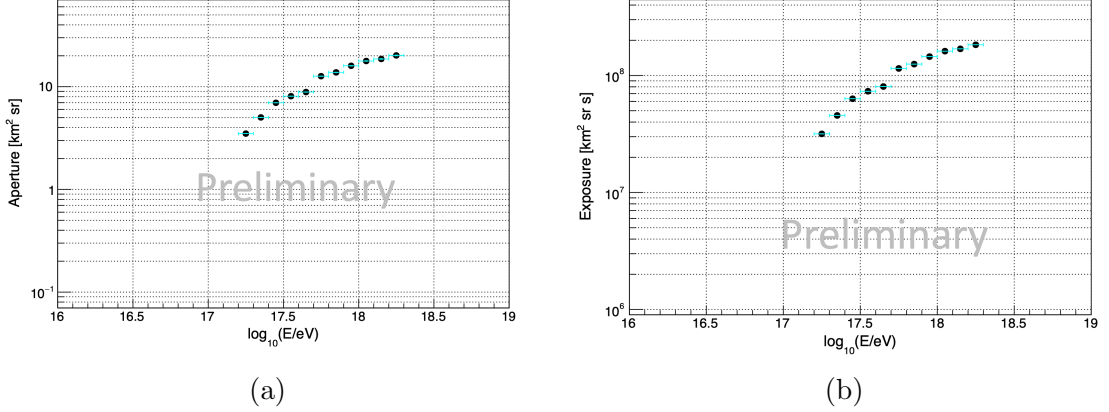


図 5.1: モンテカルロシミュレーション式 (5.5) によって生成された TALE-SD アレイの aperture と exposure。どちらも、検出器の検出効率、エネルギー、到来方向分解能を考慮している。図 (a) は、モンテカルロシミュレーションで生成された TALE-SD アレイの aperture である。宇宙線のエネルギー $E > 10^{18.3}$ eV で、aperture ~ 20 km²sr となる。図 (b) は、モンテカルロシミュレーションで生成された TALE-SD アレイの 105 日の観測期間での exposure である。宇宙線のエネルギー $E > 10^{18.3}$ eV で、exposure $\sim 10^9$ km²sr となる。

5.3 TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギースペクトル

TALE-SD アレイで測定された宇宙線のエネルギーヒストグラムと、このエネルギーヒストグラムと式 (5.4) を使って得られた宇宙線のフラックスを図 5.2 に示す。得られた宇宙線のエネルギースペクトルの構造をより見やすくするために、それぞれのビン事のフラックスに対してあるエネルギービンの中央の値 E^3 を掛ける。この結果を図 5.3 に示す。さらに、得られたエネルギースペクトルを power law 型の式 (5.6) でフィットした。

$$J(E) = K \times E^\gamma \quad (5.6)$$

ここで、 $J(E)[\text{eV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ は、1 次宇宙線のエネルギーが E [eV] の時の宇宙線フラックス、 K は規格化定数、 γ はベキ指数である。また、今回の解析で得られた TALE-SD アレイによるエネルギースペクトルのデータ点は表 5.1 にまとめた。

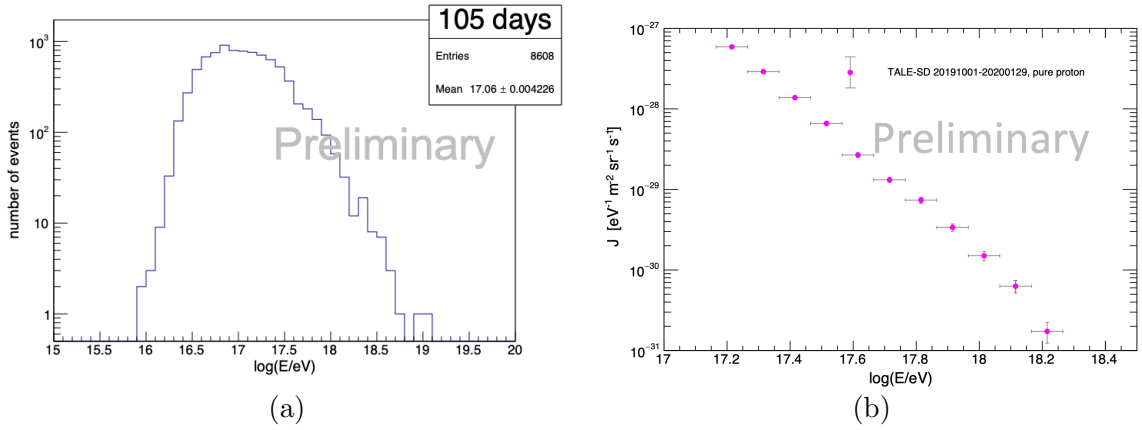


図 5.2: 図 (a) は、2019 年 10 月 2 日から 2020 年 1 月 29 日の観測期間で、TALE-SD アレイで再構成されたイベントのエネルギーヒストグラムである。横軸のビン幅は、 $\log_{10} E$ の 0.1 としている。図 (b) は、図 (a) のエネルギーヒストグラムと式 (5.4) を用いて計算した宇宙線の微分フラックスを再構成されたエネルギーごとにあわらしたものである。

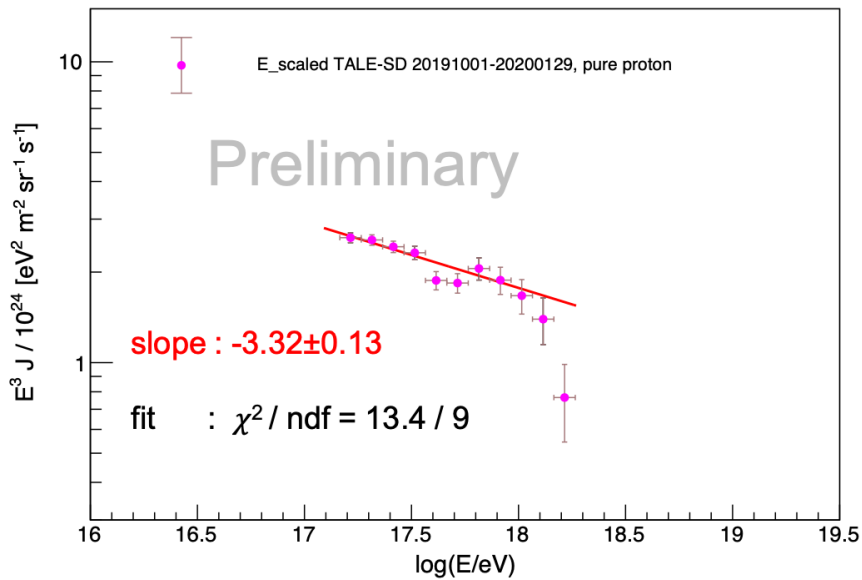


図 5.3: TALE-SD アレイで測定された宇宙線のフラックスを、宇宙線のエネルギーごとにプロットした図。フラックスに対して、 E^3 を掛けている。赤色の直線は、測定された宇宙線エネルギースペクトルを power law 関数でフィットした結果を示す。

5.4 他の実験結果との比較

図 5.4 に本研究で得られたエネルギースペクトルと TALE-FD Monocular、TA-SD アレイと Auger 実験の結果をプロットしたエネルギースペクトルを示す。TALE-SD アレイで決定されたエネルギースペクトルの形に注目すると、 $10^{17.6}$ eV 付近で窪みがみられる。TALE-SD アレイの

aperture は、400 m 間隔で配置された SD アレイと 600 m 間隔で配置された SD アレイの aperture の足し合わせであり、宇宙線のエネルギーが $10^{17.6}$ eV 以下では 400 m 間隔の検出器をメインとして宇宙線のスペクトルを測定し、 $10^{17.6}$ eV かそれ以上のエネルギーでは 600 m 間隔の検出器をメインとして測定している。そのため $10^{17.6}$ eV 付近の aperture の切り替わりのエネルギーでエネルギースペクトルに窪みがみられると考えられる。また、TALE-SD アレイで決定されたエネルギースペクトルのフラックス量に注目すると、TA-SD と TALE-FD Monocular の 2 つの結果に比べて、フラックスの絶対量が少ない。この原因は、本来であればモンテカルロシミュレーションで宇宙線の質量組成をエネルギーごとに変化させ、現実の宇宙線の質量組成を考慮しなければいけないが、本研究は宇宙線の質量組成を全て陽子と仮定した場合で解析しているためだと考えられる。

表 5.1 に TALE-SD、TALE-FD monocular、Auger SD-750 のエネルギースペクトルのフィットの結果得られたベキ指数を示す。他の実験結果のベキ指数と比較すると、同じエネルギー範囲 ($10^{17.0}$ eV $< E_{\text{REC}} < 10^{18.5}$ eV) でのフラックスのベキが、TALE-SD では、 -3.32 ± 0.13 、TALE-FD 単眼解析では、 $-3.19 \pm 0.017 \pm 0.026$ 、Auger SD-750 では、 $-3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$ と誤差の範囲内で一致した。

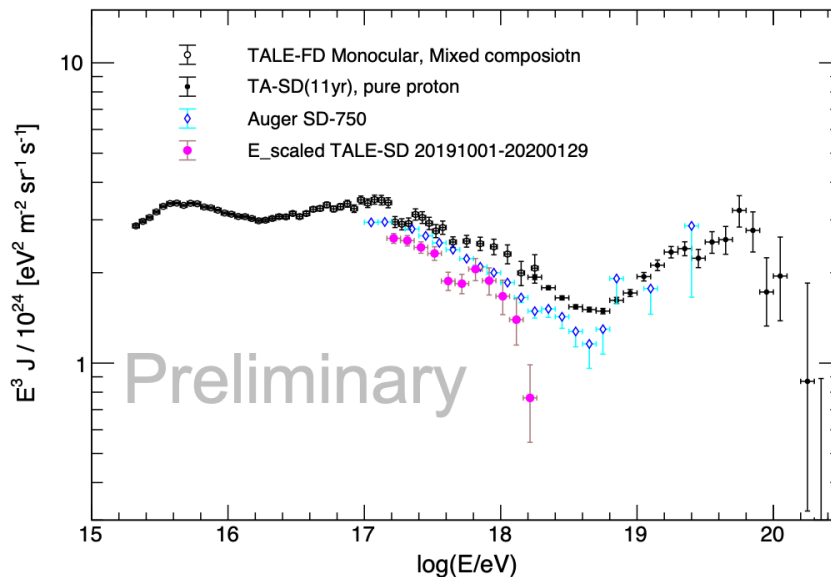


図 5.4: TALE-SD アレイ、TA-SD アレイ [69]、TALE-FD Monocular[70]、Auger SD-750[50] で測定された宇宙線のエネルギースペクトル。フラックスに対して E^3 を掛けている。

表 5.1: 今回の TALE-SD アレイの結果と、TALE-FD Monocular[70]、Auger SD-750[50] によるエネルギースペクトルの観測における同じエネルギー帯 ($10^{17.0}$ eV $< E_{\text{REC}} < 10^{18.5}$ eV) でのスペクトルのベキ指数 γ をまとめたもの。

実験名	γ
TALE-SD	-3.32 ± 0.13
TALE-FD Monocular	$-3.19 \pm 0.017 \pm 0.026$
Auger SD-750	$-3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$

表 5.2: TALE-SD アレイによって測定された宇宙線フラックス。 $\log_{10} E$ の各ビンについて、以下の量をまとめた。 $\log_{10}(E/\text{eV})$ はビン中心のエネルギー、Energy bin はビンサイズ、Number of Events はイベント数、J はフラックス (単位は、 $\text{eV}^{-1}\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}$)、 $\sigma_{\text{stat.}}$ はフラックスの統計誤差である。

$\log_{10}(E/\text{eV})$	Energy bin	Number of Events	$E^3 j(E) \pm \sigma_{\text{stat.}}$ ($\text{eV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \cdot 10^{-24}$)
17.215	0.1	707	2.603 ± 0.098
17.315	0.1	630	2.558 ± 0.102
17.415	0.1	524	2.428 ± 0.106
17.515	0.1	366	2.319 ± 0.121
17.615	0.1	205	1.876 ± 0.131
17.715	0.1	181	1.839 ± 0.137
17.815	0.1	139	2.056 ± 0.174
17.915	0.1	139	1.881 ± 0.195
18.015	0.1	139	1.669 ± 0.219
18.115	0.1	139	1.395 ± 0.247
18.215	0.1	139	0.766 ± 0.221

第6章 結論

TALE-SD アレイの宇宙線のエネルギー決定精度を向上させるため、宇宙線再構成ソフトウェアを新たに開発した。またモンテカルロシミュレーションを用いて新たに作成した再構成ソフトウェアの性能を評価した。その結果、TALE-SD アレイによる宇宙線のエネルギー決定精度は、 $10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{17.5} \text{ eV}$ で 22 %、 $10^{17.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.0} \text{ eV}$ で 20 %、 $10^{18.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$ で 20 % となり、以前のエネルギー決定精度 ($\sim 30\%$ 、 $10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{17.7} \text{ eV}$) から向上が見られた。また TALE-SD アレイによる宇宙線の到来方向決定精度は、 $10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{17.5} \text{ eV}$ で 2.2° 、 $10^{17.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.0} \text{ eV}$ で 1.7° 、 $10^{18.0} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$ で 1.5° と以前の到来方向決定精度と顕著な変化は見られなかった。

また、TALE-SD アレイで観測された実際のデータ解析結果と、宇宙線粒子種を陽子と仮定したモンテカルロシミュレーション解析結果を比較したところ、完全には一致しなかったが大きな違いは見られなかった。さらに TALE-SD アレイでエネルギースペクトルを測定するために、宇宙線粒子種を陽子と仮定したモンテカルロシミュレーションを用いて実際の宇宙線イベントを再現することで、2019年10月2日から2020年1月29日の観測期間における TALE-SD の aperture を推定した。結果、宇宙線のエネルギーが $E > 10^{18.3} \text{ eV}$ で、aperture $\sim 20 \text{ km}^2 \text{ sr}$ に達した。さらにこの aperture を用いて2019年10月2日から2020年1月29日の観測期間での宇宙線のエネルギースペクトルを測定した。他の実験結果と比べたところ、同じエネルギー範囲 ($10^{17.0} \text{ eV} < E_{\text{REC}} < 10^{18.5} \text{ eV}$) でのフラックスのベキが、TALE-SD では、 -3.32 ± 0.13 、TALE-FD 単眼解析では、 $-3.19 \pm 0.017 \pm 0.026$ 、Auger SD-750 では、 $-3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$ と誤差の範囲内で一致した。今後は宇宙線の化学組成モデルを考慮したモンテカルロシミュレーションを行い、TALE-SD アレイの実データとの比較、化学組成を考慮した aperture の見積もりを行う予定である。また、TALE-SD アレイで観測されているデータが2年以上以上収集されているので、このデータを用いて宇宙線のエネルギースペクトルを測定するつもりである。

第7章 謝辞

本研究に携わる機会を与えていただき、また研究を進めるにあたっては数多くの丁寧な助言、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に深く感謝いたします。

また、幾度となくご助言、ご指導を頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授に深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、さこ隆志准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正助教、木戸英治博士、信州大学の富田孝幸助教、京都大学白眉センターの藤井俊博特定助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、ユタ大学の Charles Jui 教授、Gordon Thomson 教授、John N. Matthews 教授、John Belz 教授、Dmitri Ivanov 博士には数多くのご助言を頂きましたことを感謝いたします。

また Adrian Baum 技術職員には、アメリカ、ユタ州の現地で多くの検出器メンテナンスをしていただいたことを感謝いたします。

研究室の先輩である尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏、Rosa Mayta Palacios 氏には研究を進めるにあたり多くの助言とご指導、また日頃の相談に乗って頂いたことを感謝いたします。

研究室の同期として切磋琢磨し、時には相談に乗って頂いた荒井優斗氏、木村優介氏、津田涼輔氏、福島涼氏に感謝いたします。

毎日の研究生生活の中で支えになって頂いた有村龍平氏、岩崎葵氏、古前壱朗氏、敷田淳氏、藤本紘史氏に感謝いたします。

大阪市立大学の理学部支援室、大学経理課、研究支援課の皆様、宇宙線物理学研究室秘書の横田時香氏、東京大学宇宙線研究所の木次敦子氏には多くの事務処理をやって頂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、JSPS 特別推進研究 JP15H05693、JSPS 基盤研究 (S) JP15H05741、JSPS 基盤研究 (S) JP19H05607 の助成を受けたものです。また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] Victor F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. Z.*, Vol. 13, pp. 1084–1091, 1912.
- [2] M. Nagano. Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays. *New J. Phys.*, Vol. 11, p. 065012, 2009.
- [3] C. Patrignani, et al. Review of particle physics. *Chin. Phys. C*, Vol. 40, No. 10, p. 100001, 2016.
- [4] Veniamin Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. *Phys. Lett. B*, Vol. 612, pp. 147–153, 2005.
- [5] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 16, pp. 748–750, Apr 1966.
- [6] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, Vol. 4, pp. 78–80, 1966.
- [7] Pierre Auger, Raymond Maze, and Thérèse Grivet-Mayer. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants. *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.*, Vol. 206, No. 23, pp. 1721–1723, 1938.
- [8] 木舟正. 宇宙高エネルギー粒子の物理学. 培風館.
- [9] Thomas K. Gaisser, Ralph Engel, and Elisa Resconi. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2016.
- [10] Koichi Kamata and Jun Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, Vol. 6, pp. 93–155, 02 1958.
- [11] J Linsley, L Scarsi, and B Rossi. Energy spectrum and structure of large air showers. *J. Phys. Soc. Japan*.
- [12] John Linsley. Thickness of the particle swarm in cosmic ray air showers. *J. Phys. G*, Vol. 12, pp. 51–57, 1986.
- [13] T. Hara, et al. Characteristics of Large Air Shower at core distance between 1 km and 2 km. In *18th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 6, p. 95, 1983.
- [14] M. Teshima, et al. Properties of 10^9 GeV- 10^{10} GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100 m and 3000 m. *J. Phys. G*, Vol. 12, p. 1097, 1986.
- [15] Peter K.F. Grieder. *Extensive Air Showers*. Springer.

- [16] 村山喬. 乗鞍シンポジウム報告. 1958.
- [17] M. A. K. Glasmacher, et al. The cosmic ray energy spectrum from 10^{14} eV to 10^{16} eV. In *26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [18] C. Aguirre, et al. Simultaneous observation of families and accompanied air showers at Mt. Chacaltaya. 2. Study of hadronic component in air showers. *Phys. Rev. D*, Vol. 62, p. 032003, 2000.
- [19] M. Aglietta, et al. The Primary cosmic ray composition between 10^{15} and 10^{16} eV from extensive air showers electromagnetic and TeV muon data. *Astropart. Phys.*, Vol. 20, pp. 641–652, 2004.
- [20] M. Aglietta, et al. The cosmic ray primary composition in the 'knee' region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP. *Astropart. Phys.*, Vol. 21, pp. 583–596, 2004.
- [21] K. Bernlohr, W. Hofmann, G. Leffers, V. Matheis, M. Panter, and R. Zink. Changes of the cosmic ray mass composition in the 10^{14} eV to 10^{16} eV energy range. *Astropart. Phys.*, Vol. 8, pp. 253–264, 1998.
- [22] K. Rawlins. Measurement of the cosmic ray composition at the knee with the SPASE-2/AMANDA-B10 detectors. In *28th International Cosmic Ray Conference*, pp. 173–176, 7 2003.
- [23] J. E. Dickinson, et al. Studies of the mass composition of cosmic rays with the SPASE-2/VULCAN instrument at the South Pole. In *26th International Cosmic Ray Conference*, 1999.
- [24] M. Cha, et al. . In *27th International Cosmic Ray Conference*, p. 132, 2001.
- [25] S. Paling, et al. . In *25th International Cosmic Ray Conference*, p. 253, 1997.
- [26] J. W. Fowler, L. F. Fortson, C. C. H. Jui, D. B. Kieda, R. A. Ong, C. L. Pryke, and P. Sommers. A Measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. *Astropart. Phys.*, Vol. 15, pp. 49–64, 2001.
- [27] S. P. Swordy and D. B. Kieda. Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers. *Astropart. Phys.*, Vol. 13, pp. 137–150, 2000.
- [28] D. Chernov, et al. Primary energy spectrum and mass composition determined with the Tunka EAS Cerenkov Array. *Int. J. Mod. Phys. A*, Vol. 20, pp. 6799–6801, 2006.
- [29] S. F. Berezhnev, et al. Tunka-133: Primary Cosmic Ray Mass Composition in the Energy Range $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$ eV. In *32nd International Cosmic Ray Conference*, Vol. 1, pp. 197–200, 2011.
- [30] F. Arqueros, et al. Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3-PeV and 10-PeV determined from the Cherenkov light and charged particle distributions in air showers. *Astron. Astrophys.*, Vol. 359, pp. 682–694, 2000.

- [31] Y. Takahashi. Elemental abundance of high energy cosmic rays. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 60, pp. 83–92, 1998.
- [32] V. A. Derbina, et al. Cosmic-ray spectra and composition in the energy range of 10-TeV - 1000-TeV per particle obtained by the RUNJOB experiment. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 628, pp. L41–L44, 2005.
- [33] T. Antoni, et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astropart. Phys.*, Vol. 24, pp. 1–25, 2005.
- [34] J. Horandel, et al. . In *16th European Cosmic Ray Symposium*, p. 579, 1998.
- [35] T. Antoni, et al. A Nonparametric approach to infer the energy spectrum and the mass composition of cosmic rays. *Astropart. Phys.*, Vol. 16, pp. 245–263, 2002.
- [36] M. Ave, Lorenzo Cazon, J. A. Hinton, J. Knapp, J. LLoyd-Evans, and A. A. Watson. Mass composition of cosmic rays in the range 2×10^{17} eV - 3×10^{18} eV measured with Haverah Park array. *Astropart. Phys.*, Vol. 19, pp. 61–75, 2003.
- [37] D. J. Bird, et al. The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye. *Astrophys. J.*, Vol. 424, pp. 491–502, 1994.
- [38] S. P. Knurenko, A. A. Ivanov, A. V. Sabourov, and I. Ye. Sleptsov. Average Mass Composition of Primary Cosmic Rays in the Superhigh Energy Region by the Yakutsk Complex EAS Array Data. In *30th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 4, pp. 167–170, 7 2007.
- [39] T. Abu-Zayyad, et al. Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from 10^{17} eV to $10^{18.3}$ eV using a hybrid fluorescence technique. *Astrophys. J.*, Vol. 557, pp. 686–699, 2001.
- [40] R. U. Abbasi, et al. A Study of the composition of ultrahigh energy cosmic rays using the High Resolution Fly’s Eye. *Astrophys. J.*, Vol. 622, pp. 910–926, 2005.
- [41] Michael Unger. Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory. *Astron. Nachr.*, Vol. 328, p. 614, 2007.
- [42] M. G. Aartsen, et al. The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems. *JINST*, Vol. 12, No. 03, p. P03012, 2017.
- [43] M. G. Aartsen, et al. Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73. *Phys. Rev. D*, Vol. 88, No. 4, p. 042004, 2013.
- [44] M. G. Aartsen, et al. Cosmic ray spectrum and composition from peV to eev using 3 years of data from icetop and icecube. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, p. 082002, Oct 2019.
- [45] G. Navarra, et al. KASCADE-Grande: A large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to 10^{18} eV. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 518, pp. 207–209, 2004.

- [46] A. Haungs, et al. High-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. *PoS*, Vol. EPS-HEP2013, p. 398, 2013.
- [47] A. Haungs, et al. The KASCADE Cosmic-ray Data Centre KCDC: Granting Open Access to Astroparticle Physics Research Data. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 78, No. 9, p. 741, 2018.
- [48] Alexander Aab, et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 798, pp. 172–213, 2015.
- [49] W. D. Apel, et al. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. *Astropart. Phys.*, Vol. 36, pp. 183–194, 2012.
- [50] P. Abreu, et al. The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around 10^{17} eV as measured with the surface detector of the pierre auger observatory. *European Physical Journal. C, Particles and Fields*, Vol. 81, No. 11, 11 2021.
- [51] Gordon Thomson. Physics of the TALE Experiment. In *30th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 5, pp. 1593–1596, 7 2007.
- [52] Shoichi Ogio. Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 375, 2020.
- [53] 武多昭道. *The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector*. PhD thesis, Tokyo University, 2011.
- [54] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. 2 1998.
- [55] S. Ostapchenko. QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 151, pp. 143–146, 2006.
- [56] Alfredo Ferrari, Paola R. Sala, Alberto Fasso, and Johannes Ranft. FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005). 10 2005.
- [57] W R Nelson, H Hirayama, and D W.O. Rogers. Egs4 code system.
- [58] S. Agostinelli, et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 506, pp. 250–303, 2003.
- [59] A. M. Hillas. Shower simulation: Lessons from MOCCA. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 52, pp. 29–42, 1997.
- [60] M. Kobal. A thinning method using weight limitation for air-shower simulations. *Astropart. Phys.*, Vol. 15, pp. 259–273, 2001.
- [61] B. T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J. N. Matthews, and G. B. Thomson. Dethinning Extensive Air Shower Simulations. *Astropart. Phys.*, Vol. 35, pp. 759–766, 2012.
- [62] Dmitri Ivanov. *Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector*. PhD thesis, The State University of New Jersey.

- [63] 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. PhD thesis, Tokyo University.
- [64] John Linsley and Livio Scarsi. Arrival times of air shower particles at large distances from the axis. *Phys. Rev.*, Vol. 128, pp. 2384–2392, 1962.
- [65] S. Yoshida, et al. Lateral distribution of charged particles in giant air showers above EeV observed by AGASA. *J. Phys. G*, Vol. 20, pp. 651–664, 1994.
- [66] 田上裕太. TALE 地表検出器アレイによる宇宙線エネルギーの決定. Master's thesis, Osaka City University.
- [67] A. Chiavassa, et al. Performances of the KASCADE-Grande experiment. In *44th Rencontres de Moriond on Very High Energy Phenomena in the Universe*, pp. 243–250, 2009.
- [68] M. Bertina, et al. The cosmic ray energy spectrum in the range 10^{16} - 10^{18} eV measured by KASCADE-Grande. *Astrophys. Space Sci. Trans.*, Vol. 7, No. 2, pp. 229–234, 2011.
- [69] Dmitri Ivanov. Energy Spectrum Measured by the Telescope Array. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 298, 2020.
- [70] R. U. Abbasi, et al. The Cosmic-Ray Composition between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode. *Astrophys. J.*, Vol. 909, No. 2, p. 178, 2021.

付録 A キャリブレーションデータの一覧

1	時刻情報
2	検出器番号
3	検出器状態を示すフラグ
4	上層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数 [53]
5	下層 PMT のエネルギー損失から光電子数への変換係数 [53]
6	上層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数 [63]
7	下層 PMT のエネルギー損失から FADC 値への変換係数 [63]
8	上層の 10 分間のバックグラウンドミュ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 10 分間のバックグラウンドミュ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 10 分間のペDESTAL の平均
11	下層の 10 分間のペDESTAL の平均
12	上層の 10 分間のペDESTAL の標準偏差
13	下層の 10 分間のペDESTAL の標準偏差
14	上層の 10 分間のペ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 10 分間のペ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 10 分間のペ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 10 分間のペ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 10 分間のペ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 10 分間のペ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 10 分間のバックグラウンドミュ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 10 分間のバックグラウンドミュ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 10 分間のバックグラウンドミュオンヒストグラムをフィットした結果の χ^2
23	下層の 10 分間のバックグラウンドミュ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 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。全て 10 分間に一度更新される。TALE 実験でも実データから同様のキャリブレーションデータを作成した。