

2023 年度 修士論文

TALE 地表粒子検出器アレイで観測された 3 年間のデータによる
宇宙線のエネルギースペクトル解析
(Measurement of the energy spectrum of cosmic rays with 3 years
of data recorded by the TALE-SD array)

大阪公立大学大学院 理学研究科 物理学専攻
宇宙線物理学研究室

前期博士課程 2 年
学籍番号 BHB22054

古前 壱朗

2024 年 2 月 29 日

概要

宇宙空間には、宇宙線と呼ばれる高エネルギーの放射線が飛び交っている。宇宙線のエネルギーは 10^9 eV から 10^{20} eV を超えるエネルギーまで実に 10 桁以上に及んでおり、そのエネルギースペクトルは概ね E^{-3} に比例している。しかし、一つのべきで 10 桁以上のエネルギー範囲でのエネルギースペクトルを完全に記述できるわけではなく、実際にはいくつかの折れ曲がりがあることが知られている。これらの折れ曲がりのうち 10^{17} eV 付近に見られる折れ曲がりは 2nd knee とよばれている。2nd knee を説明する物理的解釈としては、銀河系内の宇宙線の起源天体で鉄原子核を加速する際の限界のエネルギーがみえているという考え方が有力である。

この仮説を検証するため、Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験 [1] はアメリカのユタ州で 2013 年 9 月から大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) を用いて宇宙線の観測を行っている。さらに、2018 年 2 月からは地表粒子検出器 (Surface Detector, SD) アレイによる定常観測も行っている。

本研究では、TALE-SD アレイで観測されたイベントを再構成するための解析プログラム [2] をアップデートし、エネルギーの決定精度およびバイアスを向上させた。さらに、2019 年 10 月から 2022 年 9 月までの約 3 年間に TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いてエネルギースペクトルを決定した。解析に使用するデータの期間は先行研究で使用されていた 105 日間のと比較してがおおよそ 10 倍であるため、イベント数も約 10 倍に増加している。アップデート後の解析プログラムによるエネルギー決定精度は $10^{16.7}$ eV で約 25%、 $10^{18.9}$ eV では約 10%、エネルギー決定バイアスは低エネルギー側では 0% ~ 5%、 $10^{18.5}$ eV 以上の高エネルギー領域では約 10% と求まった。エネルギー決定精度は $10^{18.5}$ eV までのエネルギー範囲では先行研究と同程度、 $10^{18.5}$ eV 以上では ~ 20% から ~ 10% になった。また、決定バイアスは $10^{18.0}$ eV 以下では同程度、 $10^{18.0}$ eV 以上では ~ 30% から ~ 10% に改善している。また、 $10^{17.0}$ eV から $10^{18.8}$ eV までの宇宙線のエネルギースペクトルを、エネルギー E_0 の前後で異なるべきを持つ関数でフィットした結果、エネルギースペクトルの折れ曲がりのエネルギーは $\log(E_0/\text{eV}) = 17.54 \pm 0.02$ 、 $E > E_0$ でのべき γ_2 は $\gamma = 3.34 \pm 0.02$ と求まった。

目次

第 1 章	イントロダクション	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線の発見	1
1.1.2	エネルギースペクトル	1
1.1.3	質量組成	3
1.2	空気シャワー	4
1.2.1	核カスケード	4
1.2.2	電磁カスケード	5
1.2.3	空気シャワーの縦方向発達	5
1.2.4	空気シャワーの横方向分布	6
1.2.5	空気シャワー面の構造	7
1.2.6	空気シャワーの観測方法	7
	地表粒子検出器を用いる方法	7
	大気蛍光望遠鏡を用いる方法	8
1.3	ミューオンパズル	8
第 2 章	Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験	11
2.1	TA 実験の概要	11
2.2	TALE 実験の概要	11
2.3	大気蛍光望遠鏡 (FD)	12
2.4	地表粒子検出器 (SD)	13
2.4.1	SD の部品構成	13
2.4.2	エレクトロニクスの構成	15
2.4.3	通信塔の基本構成	16
2.4.4	データ収集システム	18
	Minimum Ionizing Particle (MIP)	18
	レベル 0 トリガー	18
	レベル 1 トリガー	18
	レベル 2 トリガー	19
2.4.5	SD のモニター情報	19
第 3 章	モンテカルロシミュレーション	23
3.1	CORSIKA シミュレーション	23

3.1.1	シニング (Thinning)	23
3.1.2	デシニング (Dethinning)	24
3.2	GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション	24
3.2.1	検出器内でのエネルギー損失	25
3.2.2	TALE-SD アレイの応答のシミュレーション	28
第 4 章	空気シャワーイベントの再構成および性能評価	31
4.1	空気シャワーイベントの再構成手法	31
4.1.1	空気シャワーの粒子数および到来時刻の決定	31
4.1.2	解析に使用しない SD	32
	不調な SD	32
	バックグラウンドミューオンでトリガーされた SD	33
4.1.3	一次宇宙線のパラメーター決定のためのフィッティング	33
	空気シャワーイベントの初期値の決定	34
	空気シャワーの到来方向の決定	35
	空気シャワー粒子数密度の横方向分布の決定	35
4.1.4	一次宇宙線のエネルギーの決定	36
	エネルギー推定テーブル作成のための MC データセット	37
	エネルギー推定テーブル作成のためのクオリティカット	38
4.2	クオリティカット	39
	検出器台数によるカット	39
	天頂角 θ によるカット	40
	ボーダーカット	40
	$ R_{LDF} - R_{rough} $ によるカット	40
	$\chi_{geom}^2/d.o.f$ および $\chi_{LDF}^2/d.o.f$ によるカット	41
	Fractional s_{600} Uncertainty によるカット	41
	Pointing Direction Uncertainty によるカット	41
4.3	データ解析のための MC データセット	41
4.4	エネルギーおよび角度の決定精度	41
4.5	実データと MC データセットとの比較	42
第 5 章	エネルギースペクトル解析	47
5.1	TALE-SD アレイで観測された実データの解析	47
5.2	TALE-SD アレイの Aperture および Exposure	48
5.3	エネルギースペクトル解析	49
第 6 章	議論	53
6.1	エネルギースケール	53
第 7 章	結論	55
付録		57
A	エネルギーおよび角度の決定精度の詳細	57

B	エネルギースペクトルの詳細な値	59
謝辞		61
引用文献		63

目次

1.1	様々な実験で測定された宇宙線のスペクトル.	2
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル. 折れ曲がりの微細構造を見やすくするため, 縦軸に $E^{2.6}$ をかけている.	3
1.3	様々な実験で測定された $\langle \ln A \rangle$ の比較.	4
1.4	10^{19} eV の陽子および鉄による空気シャワーのシミュレーション結果.	6
1.5	複数の実験で得られたミュオン数密度を z に変換したもの.	9
1.6	Δz のエネルギー依存性.	9
2.1	TA および TALE 実験の検出器の配置図.	12
2.2	TALE-FD/MD ステーションの外観.	12
2.3	TALE-FD の望遠鏡の写真.	13
2.4	TALE-SD の外観. 右奥に見える白い建物は TA-MD/TALE-FD ステーションである.	14
2.5	TALE-SD の配置図. \diamond は TA 型の SD, \square は TA \times 4 型の SD である. また, \times はエレクトロニクスが入っていない SD, \star は TALE-FD である.	14
2.6	TALE-SD のシンチレーターボックスの内部構造.	15
2.7	SD 作成の様子. (撮影: 有働慈治)	15
2.8	ソーラーパネルの裏側に設置されたエレクトロニクス・バッテリーの写真.	16
2.9	TALE-SD エレクトロニクスのブロック図.	17
2.10	TALE 実験用のデータ通信塔. ソーラーパネルを用いて電力を供給している. 中央右奥の白い建物は TA-MD/TALE-FD ステーションである.	17
2.11	TALE-SD のモニタープロットの一例.	21
3.1	左: シニングの模式図. 細い実線は空気シャワー粒子, 破線は実際の空気シャワーでは存在するがシニングにより間引かれた粒子, 太い実線は重み付けされた粒子を示す. 右: デシニングのアルゴリズムの模式図.	24
3.2	エネルギー 10^{19} eV, 天頂角 45° の陽子による空気シャワー粒子の横方向分布.	25
3.3	GEANT4 を用いて検出器の応答をシミュレーションする際に用いた検出器およびその周囲の概略図.	25
3.4	左: シミュレーションで使用した SD の形状. 右: ステンレスボックスの構成.	26
3.5	シンチレーター内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例.	27
4.1	SD で記録された波形の一例. 赤線はペDESTAL を, 青線は立ち上がり時刻および立ち下がり時刻を表している.	32

4.2	空気シャワーのコアが地表に到来した時点での空気シャワーと TALE-SD アレイの模式図. 赤の四角は TALE-SD, 黒の破線は空気シャワー平面, 黒の曲線は空気シャワー粒子の位置 (空気シャワー曲面) を示す.	34
4.3	TALE-SD アレイのためのエネルギー推定テーブル. 本研究では一次宇宙線が全て陽子であると仮定してエネルギー推定テーブルを作成している.	36
4.4	TALE-SD アレイで観測されたイベントのイベントディスプレイ. 円の色は空気シャワー粒子の到来時刻, 円の大きさは検出された粒子数, ピンクの矢印は再構成された空気シャワーの到来方向を示す.	37
4.5	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のコア位置の分布	38
4.6	クオリティーカット後のコア位置の分布	39
4.7	再構成されたコア位置が実際のコア位置と大きく異なるイベントの例. 黒の矢印はシミュレーションで生成した空気シャワーの真のコア位置および到来方向, ピンクの矢印は再構成されたコア位置および到来方向である.	40
4.8	エネルギーの決定精度およびバイアス.	42
4.9	角度の決定精度.	43
4.10	実データと MC データセットとの比較. 黒の点は実データ, 青のヒストグラムは MC データセットである.	44
4.11	モンテカルロシミュレーションで作成した $10^{18.0}$ eV の陽子・鉄宇宙線による空気シャワーを再構成する際に使用した検出器の台数分布.	45
5.1	2019 年 10 月 2 日から 2022 年 9 月 28 日までの 1078 日間に TALE-SD アレイで観測された空気シャワーイベントのエネルギー分布.	47
5.2	TALE-SD アレイの Aperture. 破線は式 5.1 を用いて求めた幾何学的な Aperture である.	49
5.3	TALE-SD アレイの Exposure.	49
5.4	TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて決定した宇宙線のエネルギースペクトル.	50
5.5	本解析で求めたエネルギースペクトルと他実験で求められたエネルギースペクトルとの比較.	51
6.1	TALE-SD アレイで決定したエネルギーと, TALE-Hybrid 観測で得られたエネルギー E_{Hybrid} との相対誤差. (a): TALE-SD アレイで決定したエネルギー E_{SD} そのものと E_{Hybrid} との比較. (b): 相対誤差の平均値が 0 になるように E_{SD} を 1.12 倍した場合の相対誤差の分布.	53
6.2	TALE-SD アレイで決定したエネルギーを 1.12 倍したもの ($E_{\text{SD,scaled}}$) と, TALE-Hybrid 観測で得られたエネルギー E_{Hybrid} との比較. 黒の破線は $E_{\text{SD,scaled}} = E_{\text{Hybrid}}$, オレンジの破線は $E_{\text{SD,scaled}} = a \times E_{\text{Hybrid}} + b$ でフィットした結果である.	54

表目次

3.1	ステンレスボックスの構成要素の色分け	26
3.2	一次粒子ごとの, シミュレーションを行うエネルギー	27
3.3	モンテカルロシミュレーションに使用されるキャリブレーションデータ	29
4.1	検出器の状態を表すフラグの詳細	33
4.2	エネルギー推定テーブル作成のためのモンテカルロシミュレーションの条件	37
4.3	エネルギー推定テーブル作成のためのクオリティーカット	38
4.4	データ解析で使用するクオリティーカット	39
4.5	データ解析のためのモンテカルロシミュレーションの条件	41
5.1	各実験で決定された宇宙線のエネルギースペクトルのべき	50
A.1	エネルギーおよび角度の決定精度	57
A.2	従来の再構成プログラムでのエネルギーおよび角度の決定精度	58
B.3	TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて決定した宇宙線のエネルギースペクトル	59

第 1 章

イントロダクション

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙を飛び交う高エネルギーの荷電粒子のことである。宇宙線がどのように生成されエネルギーを獲得しているかについてはいくつかの理論が提唱されているが、決定的な理論はいまだ存在せず、現代物理学の重要な未解決問題の一つとなっている。

1.1.1 宇宙線の発見

宇宙線は 1912 年にオーストリアの物理学者 V.F. Hess によってその存在が発見された [3]。Hess により宇宙線が発見される以前から、放射線の存在や、地球にはウランやラジウムなどの放射線源が多く存在すること、また、それらの線源から離れれば離れるほど放射線の検出頻度は減少するということが知られていた。Hess が行った実験は、放射線検出器を気球に載せて放射線強度の高度分布を調べるというものである。放射線がすべて地球由来であるならば、上空へ行けば行くほど放射線の検出頻度は下がるはずである。しかし、実際には高度 1000 m 以上では上空へ行くにつれて放射線の検出頻度が増加した。この結果は宇宙から到来する放射線の存在を示唆しており、これが宇宙線の発見であるとされている。

当時はまだ、上空から到来する放射線の呼び方は定まっていなかった。宇宙線 (cosmic rays) という言葉を初めて用いたのは R.A. Millikan [4] である。

1.1.2 エネルギースペクトル

宇宙線の発見以来、現在まで多くの直接・間接観測実験が行われてきた。図 1.1 に様々な実験によって測定された宇宙線のエネルギースペクトルを示す [5]。宇宙線のエネルギースペクトルは、一次宇宙線のエネルギー E のおよそ -3 乗に比例して急激に減少している。しかし、一つのべきで 10 桁以上のエネルギー範囲でのエネルギースペクトルを完全に記述できるわけではなく、実際にはいくつかの折れ曲がり構造を持つことが知られている。図 1.2 は、宇宙線のエネルギースペクトルに $E^{2.6}$ をかけ、折れ曲がり構造を見やすくしたものである [6]。この図にあるように、エネルギースペクトルの冪は $10^{15.5}$ eV, $10^{17.0}$ eV, $10^{18.7}$ eV, $10^{19.7}$ eV 付近で変化している。これらの折れ曲がりにはそれぞれ knee, 2nd knee, ankle, cutoff とよばれている。エネルギースペクトルの折れ曲がりには宇宙線の起源や伝搬過程を知るための手がかりになると考えられており、折れ曲がり構造の成因を説明するための複数のモデルが存在する。

Knee および 2nd knee については、主に 2 つのモデルが考えられている。1 つめは、銀河系からの宇宙線の漏れ出しである。銀河系内には μG オーダーの銀河磁場が存在しており、宇宙線はその磁場に巻き付きながら伝播する。これにより宇宙線は銀河系内に閉じ込められているが、高エネルギーになるとラーモア半径が長くなり、銀河系か

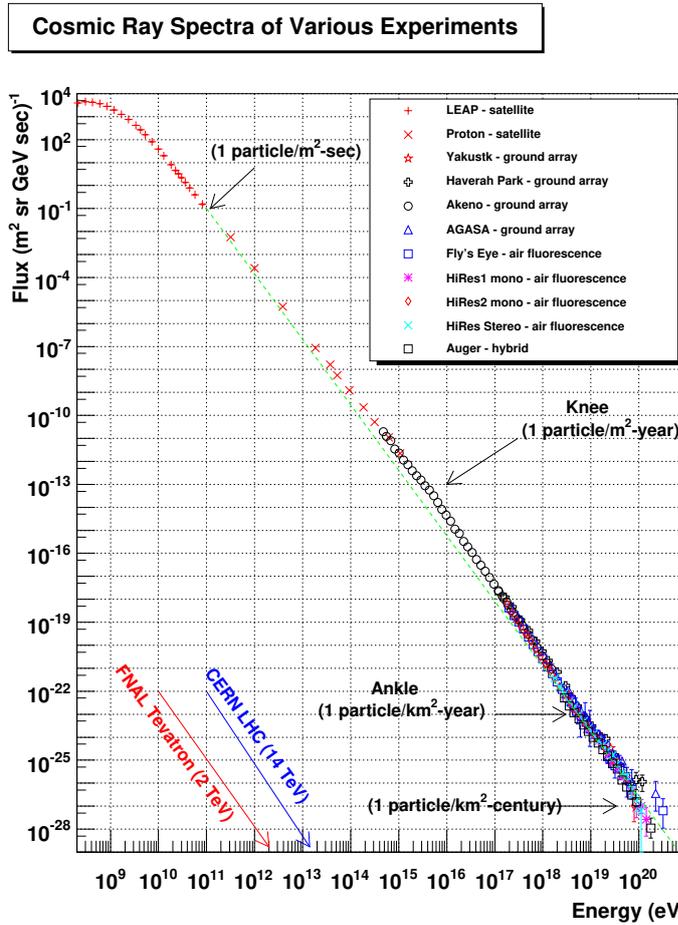


図 1.1: 様々な実験で測定された宇宙線のスペクトル. [5]

ら逃げ出しやすくなる。ラーモア半径 R のおおよその値は

$$R \sim 1 \left(\frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{E}{10^{15}\text{eV}} \right) \text{pc} \quad (1.1)$$

で求められる。この式を用いると knee 付近の宇宙線のラーモア半径はおよそ 1 pc となる。この長さは銀河円盤の厚みが 100 pc 程度であることを考えると十分に短く、まだ銀河系内に閉じ込められていると考えるほうが自然である。そのため、現在は銀河系からの宇宙線の漏れ出しが knee の成因である可能性は低いと考えられている。一方で、2nd knee について考えると、銀河円盤の厚みは 10¹⁷ eV の陽子のラーモア半径と同程度なので、銀河系からの宇宙線の漏れ出しが 2nd knee の成因となっている可能性はある。2つめは、銀河系内の起源天体での宇宙線加速の限界が見えているという説である。銀河系内の超新星残骸では、陽子をおよそ 10¹⁵ eV まで加速できると考えられている。よって、knee より低エネルギーでは多く存在した銀河系内起源の宇宙線が knee を超えたエネルギーでは急激に少なくなることで、宇宙線のエネルギースペクトルに折れ曲がりが生じると解釈できる。また、2nd knee のエネルギーは knee のエネルギーの約 30 倍である。ここで、天体での元素合成の終着点である鉄原子核 ($Z = 26$) を加速することを考える。起源天体で加速できるエネルギーの上限値は宇宙線の核種の電荷に比例するため、陽子の加速限界よりも 26 倍高いエネルギーまで加速できると考えられる。したがって、knee は陽子の加速限界、2nd knee は鉄原子核の加速限界により生じると考えると辻褃が合う。

ankle については、以下の 2 つのモデルが考えられている。1つめは、ankle を境に低エネルギー側では銀河系内

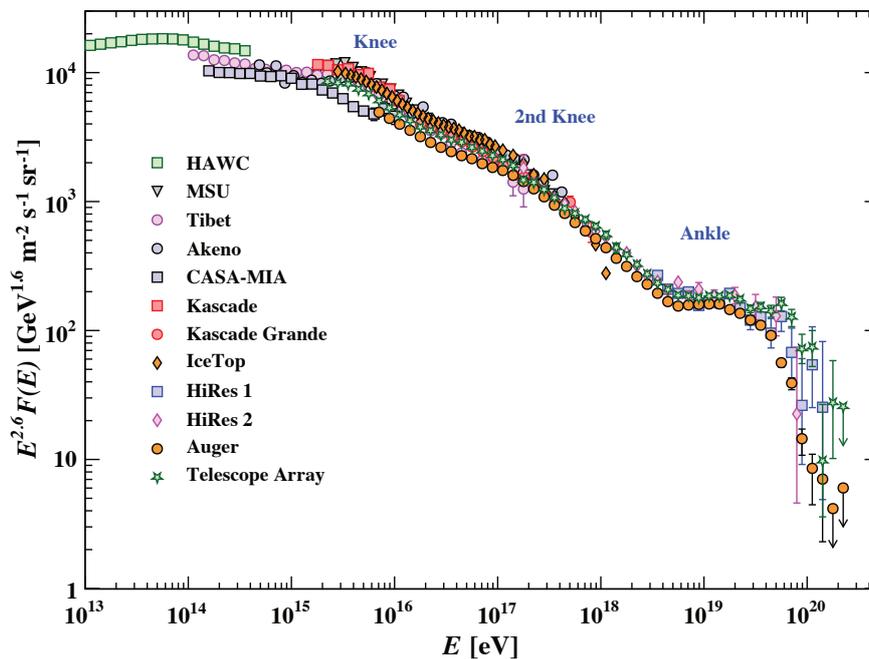


図 1.2: 宇宙線のエネルギースペクトル. 折れ曲がりの微細構造を見やすくするため, 縦軸に $E^{2.6}$ をかけている [6].

で加速された宇宙線が, 高エネルギー側では銀河系外で加速された宇宙線が優勢であるというモデルである. 銀河系内で加速された宇宙線のエネルギースペクトルと銀河系外で加速された宇宙線のエネルギースペクトルという, べきの異なる 2 つのスペクトルの重ね合わせを考えることで, ankle の折れ曲がり を説明できる. 2 つめは, 銀河系外で加速された宇宙線が宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) 光子と相互作用して電子陽電子対生成を起こすことでエネルギーを失い, その結果としてエネルギースペクトルにへこみが見えているというモデルである.

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + e^+ + e^-. \quad (1.2)$$

Cutoff の説明としては, 6×10^{19} eV を超えるエネルギーの陽子は CMB 光子と相互作用し, 次式で示される過程でエネルギーを失うというモデルがある.

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta_+ \rightarrow p + \pi^0, \quad (1.3)$$

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta_+ \rightarrow n + \pi^+. \quad (1.4)$$

これにより, 6×10^{19} eV を超える陽子は平均して 50 Mpc 程度しか伝播できないと考えられている. このモデルは K. Greisen [7] と, G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin [8] によって独立に予想された. そのため, 3 人の発見者の名前の頭文字を取り「GZK カットオフ」とよばれる.

1.1.3 質量組成

宇宙線の起源や伝搬過程を議論するためには, 宇宙線のエネルギースペクトルに加えて質量組成を知ることも重要である. 図 1.3 は, 様々な実験で測定された宇宙線の質量数 A の自然対数の平均値 $\langle \ln A \rangle$ を $10^{15.5}$ eV 以上のエネルギー領域で比較したものである. 各実験で結果にばらつきはあるものの, 2nd knee よりも低エネルギーでは

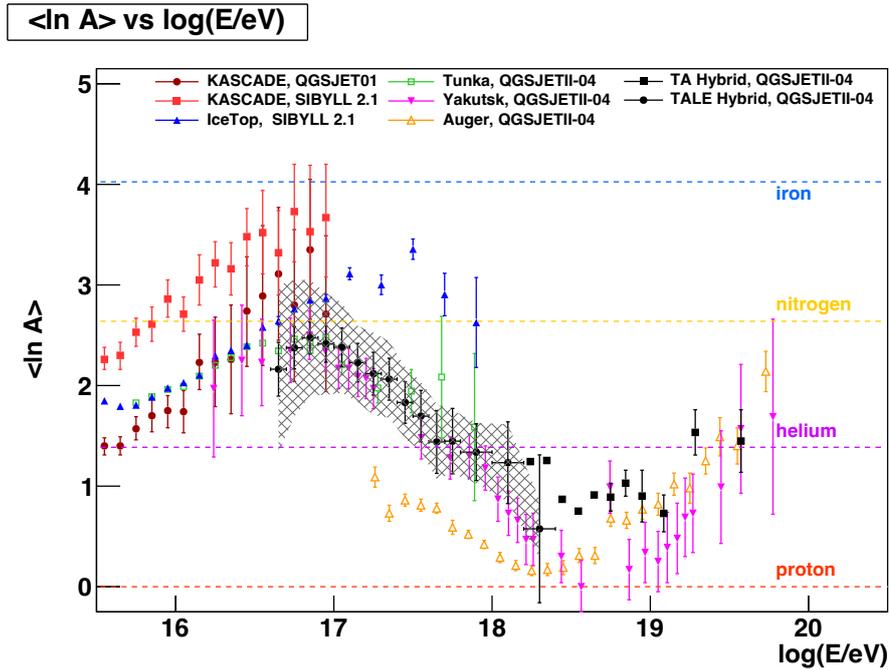


図 1.3: 様々な実験で測定された $\langle \ln A \rangle$ の比較 [9].

$\langle \ln A \rangle$ が増加，2nd knee から ankle までは減少し，ankle を超えると再び増加するという傾向が見られる．この結果は，前述した knee は陽子の加速限界，2nd knee は鉄原子核の加速限界により生じるというモデルで説明することができる．

1.2 空気シャワー

低エネルギーの宇宙線は気球や人工衛星に搭載された検出器で直接観測される．しかし，あるエネルギー E 以上の宇宙線の到来頻度はおよそ E^{-2} に比例して減少する．例えば，knee 以上の宇宙線は 1 m^2 の有効検出面積を持つ検出器では，1年間で1粒子程度しか観測できない．宇宙線の検出頻度を上げるためには検出器を大きくしなければならないが，そうすると今度は検出器を宇宙空間へ打ち上げることが難しくなる．そのため， 10^{14} eV を超えるような高エネルギーの宇宙線は地表に設置された大きな有効検出面積を持つ検出器で観測される．

地球に到来した宇宙線は，大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成する．生成された二次粒子もまた大気中の原子核と相互作用して粒子を生成する．この繰り返しにより生成された二次粒子群は空気シャワーとよばれる．空気シャワーは1938年にP. Augerによって発見された [10]．空気シャワーは横方向に広がりを持って到来するため，検出器を大型にせずとも，小型の検出器を広範囲に設置することで有効検出面積を広げることができる．

1.2.1 核カスケード

宇宙線の大気中での相互作用長はおよそ 60 g/cm^2 である．これは地球大気の平均的厚さ 1000 g/cm^2 と比べて十分小さいため，宇宙線は大気中の原子核と必ず相互作用し π 中間子などの二次粒子を生成する． π^\pm の寿命はおよそ 10^{-8} 秒であるが，最初の相互作用で作られた π^\pm はエネルギーが高く寿命が延びているため，次の相互作用を起こして粒子を生成することができる．このように，原子核との相互作用の繰り返しで二次粒子が増殖される現

象を核カスケードとよぶ。エネルギーを失った π^\pm は、最終的にはミューオンに崩壊する。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.5)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (1.6)$$

ミューオンの寿命は 10^{-6} 秒程度であり、さらにローレンツファクターの分だけ寿命が延びているため、そのほとんどは崩壊することなく地表に到達する。例えば 1 GeV のミューオンであれば寿命は $(E_\mu / m_\mu c^2) \times (2.2 \times 10^{-6} \text{ s}) = 2.2 \times 10^{-5} \text{ s}$ 秒になるため、 $c \times (2.2 \times 10^{-5} \text{ s}) \sim 10 \text{ km}$ ほど進むことができる。ミューオンが崩壊するときは電子とニュートリノになる。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad (1.7)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (1.8)$$

1.2.2 電磁カスケード

原子核との相互作用で生成された π^0 は寿命がおおよそ 10^{-16} 秒であり、すぐに崩壊して 2 個のガンマ線になる。生成されたガンマ線は電子対生成を起こし、さらに電子・陽電子は制動放射でガンマ線を生成する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (1.9)$$

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-, \quad (1.10)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma. \quad (1.11)$$

この相互作用を繰り返すことで、ガンマ線・電子・陽電子の大群が生成される。この現象を電磁カスケードとよぶ。空気シャワーは、この電磁カスケードと核カスケードとの重ね合わせである。

1.2.3 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワーの発達の初期段階では、粒子数が増加していく。最も粒子数が多くなることを空気シャワーの最大発達とよぶ。最大発達以降は個々の粒子のエネルギーが下がり、それ以上の粒子生成ができなくなるため空気シャワー粒子数は減少する。このような、大気上層から地表までの伝播における粒子数の増減のことを空気シャワーの縦方向発達とよぶ。

電子は電離と制動放射によってエネルギーを失う。電離はほぼ連続過程、制動放射は不連続過程である。空気中であれば平均して 37 g/cm^2 進むごとに 1 回制動放射が起こる。この長さは放射長とよばれる。一度制動放射が起こってから次に制動放射が起こるまでの間にも、電子は電離損失によって単位厚さあたり $2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)$ のエネルギーを失う。そのため、放射長を進む間にはおおよそ 80 MeV のエネルギーを失うことになる。これは、80 MeV 以下の電子は次の制動放射を起こす前に電離損失によりエネルギーを失ってしまい、次の粒子が生成できないことを意味する。このエネルギー E_c を臨界エネルギーとよぶ。空気シャワー中の電子の平均的なエネルギーが臨界エネルギーを下回ると、空気シャワー粒子数は減少に転ずると考えられる。

空気シャワーの縦方向発達は、T.K. Gaisser と A.M. Hillas による以下の関数でよく記述できる [11]。

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(- \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right). \quad (1.12)$$

ここで、 X_0 は宇宙線が最初に相互作用する地点の大気深さ、 X_{\max} は空気シャワーが最大発達を迎える大気深さ、 N_{\max} は最大発達での粒子数、 λ は大気中での空気シャワー粒子の相互作用長である。宇宙線のエネルギーの違いは N_{\max} に、核種の違いは X_{\max} および X_0 にあらわれる。最大発達での粒子数 N_{\max} は、宇宙線のエネルギーを

eV で測った値を 10^9 で割った程度になる。宇宙線のエネルギーが同じである場合は、重い原子核によるシャワーほど X_{\max} および X_0 が小さくなる。これは、質量数 A の原子核と大気との相互作用の断面積はおよそ A^2 に比例して大きくなるためである。また、質量数 A 、エネルギー E の原子核が作る空気シャワーはエネルギー E/A の陽子が作る空気シャワー A 個の重ね合わせであるという簡単な近似モデルを考えると、質量数 A 、エネルギー E の原子核が作る空気シャワーの X_{\max} はエネルギー E/A の陽子が作る空気シャワーの X_{\max} と同程度になる。図 1.4 は、 10^{19} eV の陽子および鉄による空気シャワーのシミュレーション結果である [12]。鉄（赤破線）による空気シャ

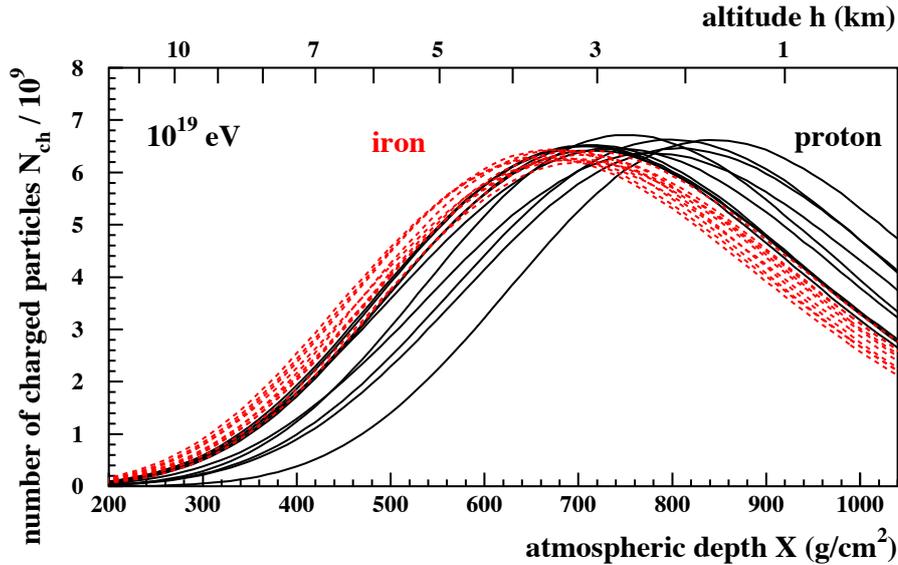


図 1.4: 10^{19} eV の陽子および鉄による空気シャワーのシミュレーション結果 [12]。黒線は陽子，赤の破線は鉄の結果である。

ワーの縦方向発達には陽子（黒線）による空気シャワーの縦方向発達よりもばらつきが小さいが、このこともエネルギー E/A の陽子が作る空気シャワー A 個の重ね合わせを考えることで理解できる。

1.2.4 空気シャワーの横方向分布

宇宙線の到来方向のベクトルを伸ばしたものを空気シャワー軸とよぶ。宇宙線と大気との最初の相互作用はこの空気シャワー軸に沿って起こるが、生成された二次粒子は空気シャワー軸と平行な方向の運動量だけでなく垂直な方向の運動量を持つ。その結果、空気シャワーはシャワー軸に対して垂直な円盤状に広がって到来する。空気シャワー粒子はシャワー軸に近いほど多く、シャワー軸から離れるほど少なくなる。この分布を、空気シャワーの横方向分布とよぶ。空気シャワーの横方向分布は、空気シャワー軸からの距離 r の関数として以下の Nishimura-Kamata-Greisen 関数 (NKG 関数) でよく表される [7, 13]。

$$f(r) = C(s) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-4.5}. \quad (1.13)$$

ここで $C(s)$ は $x = r/r_0$ としたときの $\int_0^\infty 2\pi r f(x) dx$ が 1 となるように定めた規格化定数である。 r_0 は臨界エネルギー E_c を持つ電子が 1 放射長進んだ際に多重クーロン散乱によって横方向へずれる平均的な距離であり、モリエール長とよばれる。また、 s はシャワーエイジとよばれるパラメーターで、発達のはじめが 0、最大発達では 1

となる。シャワー軸からの距離 r での粒子数の面積密度 $\rho(r)$ は、NKG 関数を用いて

$$\rho(r) = \frac{N_e}{r_0^2} f(r) \quad (1.14)$$

と表される。ここで、 N_e はシャワー中の全粒子数である。

NKG 関数は s という一つの横方向分布の形を表すパラメーターを持っているが、実際に観測された横方向分布は NKG 関数ではうまく表せないケースもあるため、慣習的にはパラメーターを 2 つに増やした Linsley による以下の式がよく用いられる [14].

$$f(r) = C(s) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-\beta+\alpha}. \quad (1.15)$$

加えて、AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) グループは、実際にはシャワー軸から 1000 m 以上離れたところで粒子数密度が減少しており、式 1.15 に補正項を加えた以下の式を用いることで観測結果が再現できることを示した [15].

$$f(r) = C(s) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-\beta+\alpha} \left(1 + \frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^{-\delta}. \quad (1.16)$$

1.2.5 空気シャワー面の構造

空気シャワーはシャワー軸に対して垂直な円盤状に広がって到来するが、実際には完全な平面ではなくお椀のような曲面状に広がっており、中心から離れるほど遅れて到来する。これはシャワー軸から離れた粒子ほど長い距離を進む必要があるからである。データ解析では、まず空気シャワーを平面で近似して到来方向を仮決定し、その後シャワー面の構造を考慮しながら到来方向をより正確に決定するという手法がよく用いられる。空気シャワーと垂直な平面に対する空気シャワー粒子の遅れの平均 $\langle\sigma_t\rangle$ を表す関数として、 $r = r_0$ まではほぼ平坦で、 $r > r_0$ では r^δ で変化する以下の式がよく用いられる。

$$\langle\sigma_t\rangle = \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^\delta \quad (1.17)$$

1.2.6 空気シャワーの観測方法

空気シャワーを観測する方法は大きく分けて 2 つある。1 つは地表粒子検出器を用いて地表での空気シャワー粒子の横方向分布を観測する方法、もう 1 つは大気蛍光望遠鏡を用いて空気シャワーの縦方向発達を観測する方法である。

地表粒子検出器を用いる方法

空気シャワーは横方向に広がって到来するため、1 つの巨大な検出器を用意せずとも、小さな複数の粒子検出器を地表に並べておくことでその横方向分布を観測することができる。このような複数の検出器を地表に並べて空気シャワーを観測する装置のことを空気シャワーアレイとよぶ。

空気シャワーが天頂角 θ の方向から到来した場合、空気シャワー粒子は平面状に広がって到来するため、距離 l だけ離れた 2 つの検出器で空気シャワー粒子が検出される時刻の差 Δt は光速を c として

$$\Delta t \sim \frac{l \sin \theta}{c} \quad (1.18)$$

と求められる。そのため、複数の検出器での空気シャワー粒子を検出した時刻の差を測定することで、空気シャワーの到来方向を知ることができる。実際には空気シャワーは平面ではないため、曲面構造を考慮に入れた解析を行う必要がある。

また、空気シャワーの最大発達での粒子数 N_{\max} は一次宇宙線のエネルギーに比例するため、空気シャワーの最大発達点で観測を行えば、各検出器で検出された粒子数を式 1.16 でフィットし積分して N_{\max} を求めることで宇宙線のエネルギーが決定できる。しかし、実際には常に最大発達点での空気シャワーが観測されるわけではない。そのため、地表で得られた粒子数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を用いて宇宙線のエネルギーと検出器が設置されている高度での粒子数との関係を調べる必要がある。地表粒子検出器を用いた到来方向およびエネルギーの決定手法の詳細は 4.1.3 節で説明する。

大気蛍光望遠鏡を用いる方法

空気シャワー中の家電粒子は大気中の分子を励起する。この分子が放出する蛍光を検出することで、空気シャワーの縦方向発達を観測することができる。

この手法では空気シャワーの縦方向発達を観測するため X_{\max} を決定することができる。また、地表粒子検出器を用いる方法では、エネルギーを決定するために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の性質を用いる必要があるが、大気蛍光望遠鏡を用いる方法では荷電粒子の大気中でのエネルギー損失量そのものを観測しているため、エネルギーの決定精度がよいなどの利点がある。

一方で、大気蛍光望遠鏡は地表粒子検出器と比べてコストがかかること、地表粒子検出器が昼夜問わず観測できるのに対し、大気蛍光望遠鏡は月のない晴れた日の夜しか観測できないため、稼働率がおよそ 10% になるという欠点もある。

1.3 ミューオンパズル

空気シャワーは多数の粒子の生成・消滅をとまなう複雑な現象であり、そのすべてを解析的に理解することは現実的ではない。そのため、空気シャワーの発達を理解するには、加速器実験の結果をもとに作られた EPOS-LHC [16] や QGSJETII-04 [17] などのハドロン相互作用モデルを用いたモンテカルロシミュレーションが有効である。しかし、高エネルギー宇宙線のエネルギーは地上の加速器で到達可能なエネルギーを遥かに上回っているため、これらの相互作用モデルは実際の相互作用を完璧には再現できていない。その結果、モンテカルロシミュレーションで予測されるミューオンの数が測定値よりも少なくなることが知られている。このことをミューオンパズルとよぶ。[18]

H.P. Dembinski らは、ミューオン数密度を比較するために次のパラメーターを用いた [19, 20].

$$z = \frac{\ln(N_{\mu}^{\text{det}}) - \ln(N_{\mu_p}^{\text{det}})}{\ln(N_{\mu_{\text{Fe}}}^{\text{det}}) - \ln(N_{\mu_p}^{\text{det}})} \quad (1.19)$$

ここで N_{μ}^{det} は検出器で測定されたミューオン数密度の推定値、 $N_{\mu_p}^{\text{det}}$ および $N_{\mu_{\text{Fe}}}^{\text{det}}$ はシミュレーションで得られた陽子・鉄由来の空気シャワーを観測した際のミューオン数密度の推定値である。このようなパラメーターを考慮することでミューオン数のエネルギー依存性を取り除くことができる。また、シミュレーションが正しい場合、 z の値は 0 (陽子由来の空気シャワー) から 1 (鉄由来の空気シャワー) の値を取ると予想される。

図 1.5 は変換後の測定結果をハドロン相互作用モデルごとにプロットしたものである。これを見ると、同じデータを使用しているのにも関わらず、使用した相互作用モデルによって異なる値が得られていることがわかる。

また、質量組成の依存性を取り除くため、 z から $z_{\text{mass}} = \langle \ln A \rangle / \ln 56$ を差し引いた値である Δz についても調べられている。図 1.6 は EPOS-LHC および QGSJETII-04 を用いて求めた Δz の値をプロットしたものである。 Δz は 0 にはならず、エネルギー依存性が残っていることが確認できる。この結果は、高エネルギー領域ではシミュ

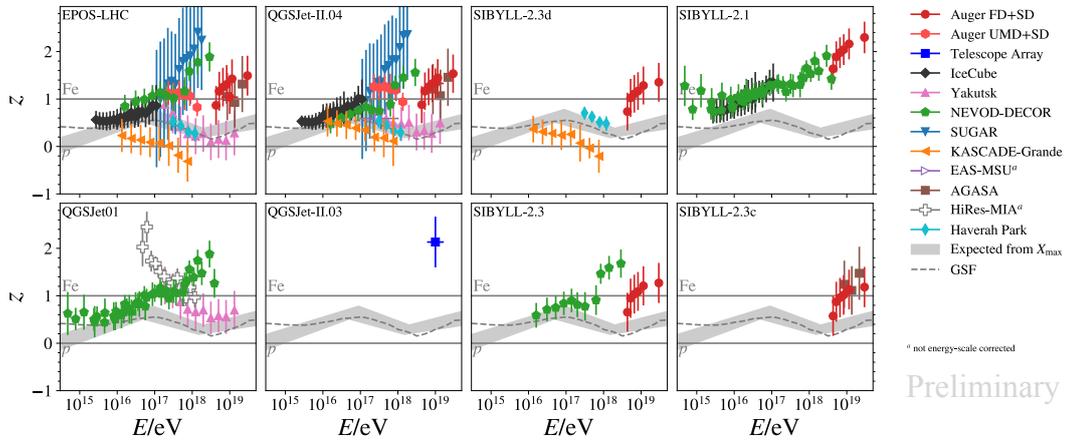


図 1.5: 複数の実験で得られたミューオン数密度を z に変換したものの [20].

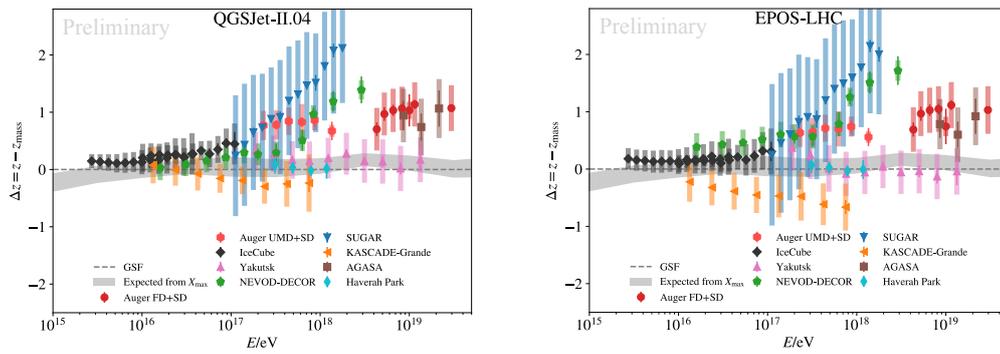


図 1.6: Δz のエネルギー依存性 [20].

レーションでのミューオン数密度が測定値よりも小さくなることを意味している。

この違いは、地表粒子検出器で決定したエネルギーと大気蛍光望遠鏡で決定したエネルギーとの違いの原因の一つであると考えられる。

第 2 章

Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験

Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験は Telescope Array (TA) 実験を低エネルギー側に拡張した実験である。TA 実験が 507 台の地表粒子検出器 (Surface Detector, SD) からなる TA-SD アレイとそれを囲むように 3 箇所に設置された大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) ステーションを用いて 10^{18} eV 以上の超高エネルギー宇宙線を観測しているのに対し、TALE 実験では 78 台の SD からなる TALE-SD アレイとその北西に設置された 1 箇所の FD ステーションを用いて $10^{15.3}$ eV 以上の宇宙線を観測している。本章では、TA 実験・TALE 実験の概要および TALE-SD アレイの詳細について述べる。

2.1 TA 実験の概要

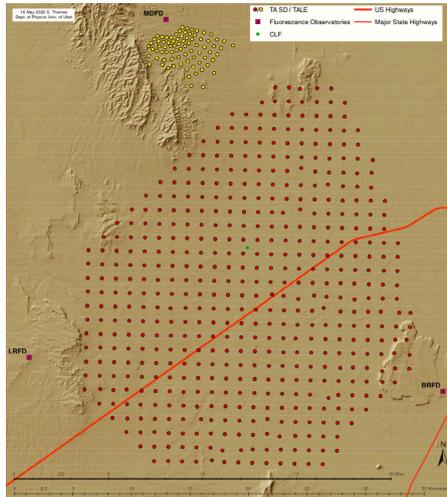
TA 実験は、アメリカ合衆国のユタ州で 2007 年 3 月から現在まで 10^{18} eV 以上の超高エネルギー宇宙線を観測している実験である [21]。TA 実験では、 700 km^2 の面積をカバーする TA-SD アレイと、それを囲むように 3 箇所に設置された FD ステーションで空気シャワーを観測している。TA-SD アレイは 1.2 km 間隔で設置された 507 台の SD で構成されている [22]。また、Black Rock Mesa (BRM) ステーションおよび Long Ridge (LR) ステーションには 12 基の FD が設置されており、仰角は 3° から 33° まで、方位角は 108° の範囲を観測している [23]。Middle Drum (MD) ステーションは 14 基の FD からなり、仰角は 3° から 31° まで、方位角は 112° の範囲を観測している [24]。図 2.1a に TA 実験サイトの地図を示す。

2.2 TALE 実験の概要

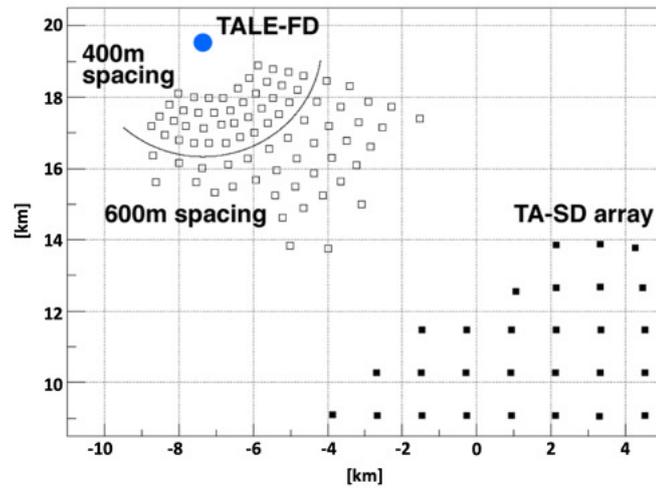
TALE 実験は、TA 実験を低エネルギー側に拡張した実験である。より低エネルギーの宇宙線による空気シャワーを観測するため、TALE-SD アレイは TA-SD アレイよりも密に 400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 38 台の計 78 台の SD が設置されており、 21 km^2 の範囲をカバーしている。TALE-SD アレイは 2018 年 2 月に定常観測を開始し、 $10^{16.0}$ eV 以上の宇宙線を観測している。

また、TALE-FD は MD ステーションの隣に設置されており、仰角は 31° から 59° まで、方位角は 115° の範囲を観測している [1, 9]。TALE-FD のエネルギーしきい値は $10^{15.3}$ eV であり、2013 年 9 月に観測を開始した。

TALE 実験の検出器の配置図を図 2.1b に示す。



(a) TA・TALE 実験サイトの地図



(b) TALE 実験検出器の配置図

図 2.1: (a): TA および TALE 実験サイトの地図. 赤丸は TA-SD, 黄色の丸は TALE-SD, ピンクの四角は FD ステーションの位置を示す. (b): TALE 実験検出器の配置図. 白抜き四角は TALE-SD, 黒の四角は TA-SD, 青丸は TALE-FD ステーションの位置を示す.

2.3 大気蛍光望遠鏡 (FD)

TALE-FD ステーションの外観を図 2.2 に示す. 左奥に見えているのが TA-FD の MD ステーション, 手前が TALE-FD ステーションである. TALE-FD は TA-FD が観測している宇宙線よりもエネルギーの低い宇宙線によ



図 2.2: TALE-FD/MD ステーションの外観.

る空気シャワー, すなわち, より高高度で最大発達を迎える空気シャワーを観測するため, TA-FD の MD ステーションが観測している範囲よりも上空を観測している.

TALE-FD の望遠鏡およびエレクトロニクスは HiRes 実験で使用されたものを再調整して使用している [9].

図 2.3 は TALE-FD の望遠鏡の写真である。右側の望遠鏡は仰角 31° から 45° 、左側の望遠鏡は仰角 45° から 59° の範囲を観測している。どちらの望遠鏡も、面積 5.2m^2 のクローバー型の鏡と 16×16 本の PMT からなるカメラとで構成されている。これらの望遠鏡を TALE-FD ステーション内に 5 基ずつ設置し、計 10 基の望遠鏡で仰角 31° から 59° 、方位角 115° の範囲を観測している。



図 2.3: TALE-FD の望遠鏡の写真 [9].

2.4 地表粒子検出器 (SD)

TALE 実験では 78 台の SD を 400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 38 台設置している。1.2 km 間隔で設置している TA-SD アレイよりも密に SD を設置することで、よりエネルギーの低い、横方向の広がりが小さい空気シャワーを検出することができる。これにより、エネルギーしきい値を TA-SD アレイの 10^{18} eV から 10^{16} eV へと下げている。図 2.4 に TALE-SD の外観を示す。

2.4.1 SD の部品構成

TALE 実験で使用する 78 台の SD のうち 35 台は TA 実験で使用されているものと同じ SD [25] を、残りの 43 台は TA 実験の 4 倍の検出面積を目指す TAx4 実験で使用する SD と同じ SD [26] を使用している [1, 27]。それぞれの配置は図 2.5 のとおりである。

荷電粒子を検出するため、SD 内部に厚さ 1.2 cm、面積 3.0m^2 のシンチレーター (CI 工業社製, CIMS-G2) が 2 層設置されている。各層のシンチレーターは、 $0.5\text{m} \times 1.5\text{m}$ のシンチレーター 8 枚からなる。2 層のシンチレーターからの信号のコインシデンスを取ることで、環境放射線によるバックグラウンド信号を低減している。図 2.6 にシンチレーターの構成を示す。シンチレーターでの発光は、各層ごとに TA-SD と同じ仕様の SD では 104 本、TAx4-SD と同じ仕様の SD では 56 本の波長変換ファイバー (Kuraray 社製, Y-11) を通じて PMT (TA-SD: Electron-tube 社製, 9124SA, TAx4-SD: HAMAMATSU 社製, R8619) へと導かれる。これらは集光率を上げるためのタイベックシートで覆われており、ブラックシートで遮光して厚さ 1.2 mm のステンレスボックスに収納さ



図 2.4: TALE-SD の外観. 右奥に見える白い建物は TA-MD/TALE-FD ステーションである.

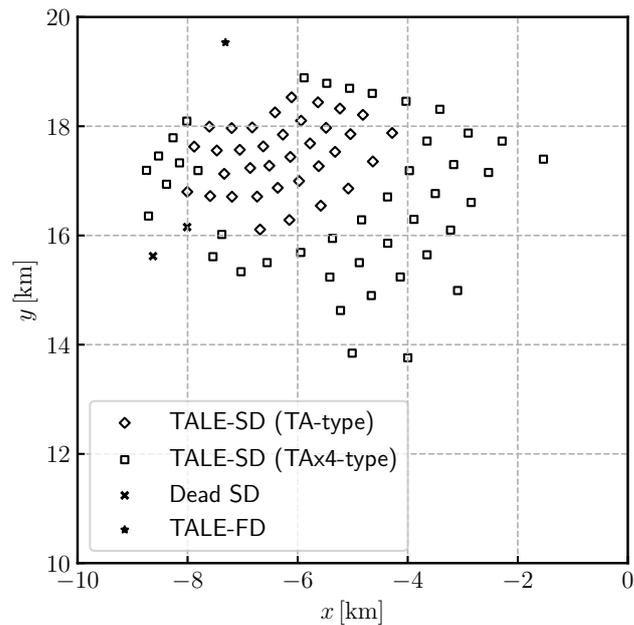


図 2.5: TALE-SD の配置図. ◇は TA 型の SD, □は TAx4 型の SD である. また, ×はエレクトロニクスが入っていない SD, ★は TALE-FD である.

れている. 図 2.7 はこれらを実際に組み立てている様子である. この写真では TALE 実験よりも低エネルギーの宇宙線を観測する TALE-infill 実験のために, TAx4 実験と同じ構成の SD を組み立てている.

PMT の出力は, FADC (Analog Devices 社製, AD9235BRU-65) で各層ごとにビット数 12 bit, サンプリング周波数 50 MHz でデジタル化され記録される. 各 SD は, 搭載された GPS 受信機 (i-Lotus 社製, ILGPS-0030-B) によって受信された 1PPS 信号を用いて同期される. 生成されるタイムスタンプの精度は 9.4 ns である.

エレクトロニクスを駆動するための電力源として 120 W のソーラーパネル (TA-SD: 京セラ社製, KC120J,

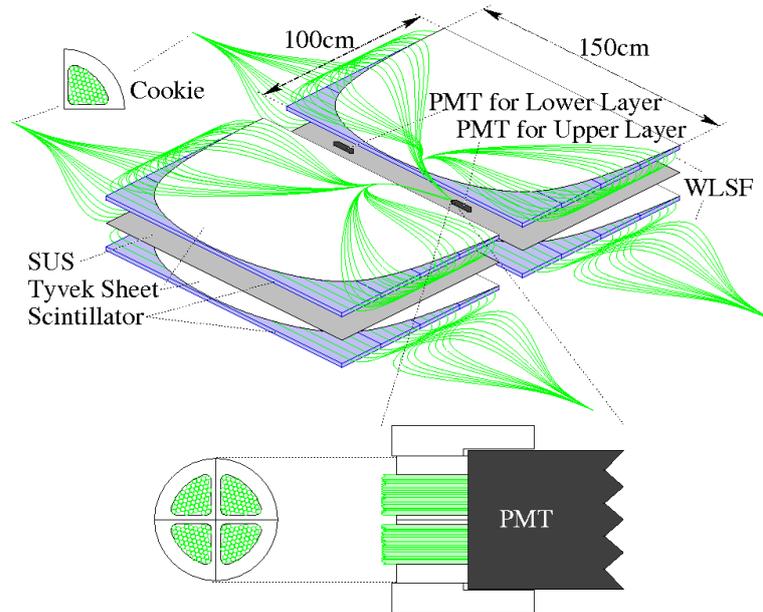


図 2.6: TALE-SD のシンチレーターボックスの内部構造 [25].



(a) シンチレーターとファイバーの設置

(b) タイベックシートで覆う様子

(c) ブラックシートで遮光した状態

図 2.7: SD 作成の様子. (a): ステンレスボックス内にシンチレーター・波長変換ファイバーの設置作業. (b): シンチレーター・波長変換ファイバーをタイベックシートで覆っている様子. (c): ブラックシートで遮光された状態. (撮影: 有働慈治)

TAx4: 京セラ社製, KD145SX-UFU) およびバッテリー (C&D Technologies 社製, DC100) を用いており, 24 時間 365 日の自立稼働が可能となっている. バッテリーとエレクトロニクスは, 図 2.8a のようにソーラーパネルの裏側に設置されている.

2.4.2 エレクトロニクスの構成

図 2.8c および図 2.9 に示すように, TALE-SD のエレクトロニクスは以下の要素で構成されている.

- PMT で得られた信号をデジタル化するための FADC. ビット数 12 bit, サンプル周波数 50 MHz 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. 主に PMT の波形信号の処理や保存, PMT への印加電圧のコントロールに用いられる.
- エレクトロニクス全体を制御するための CPLD (Xilinx 社製, XC2C256).

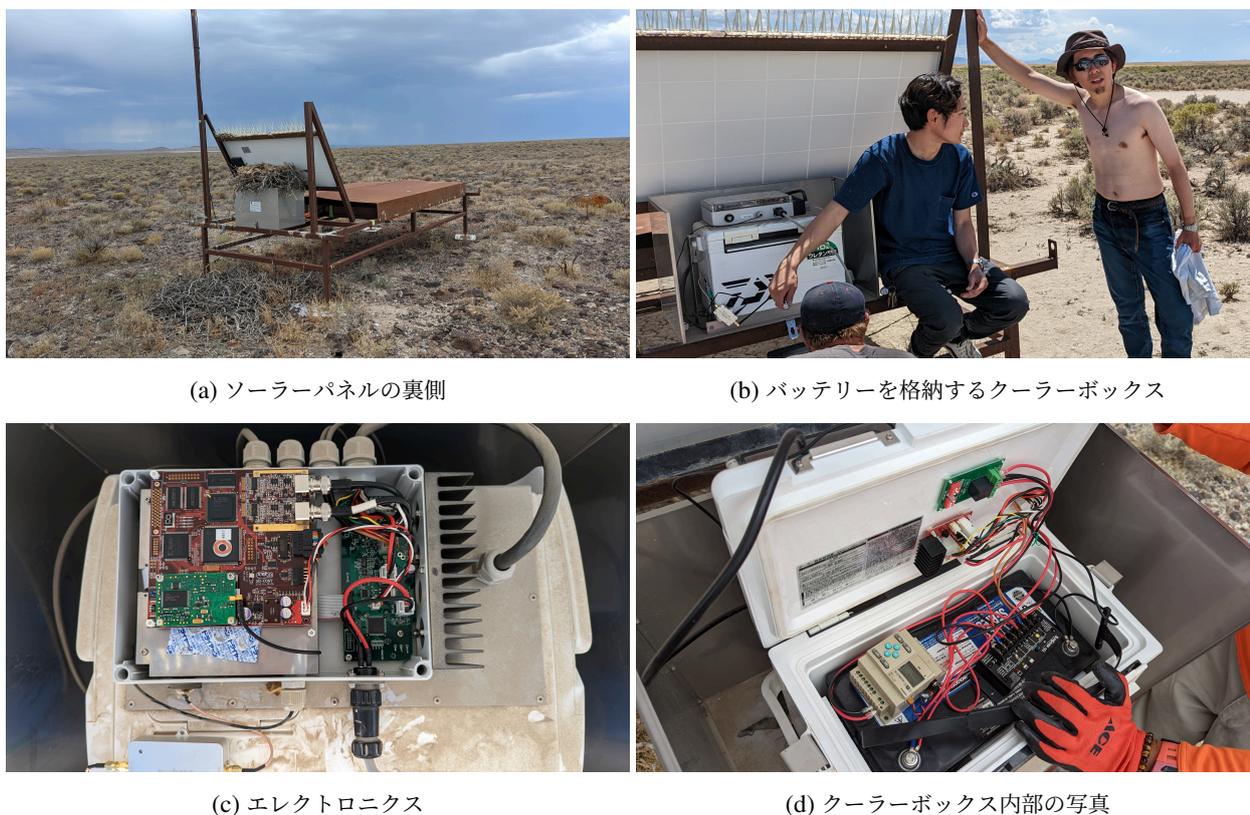


図 2.8: ソーラーパネルの裏側に設置されたエレクトロニクス・バッテリーの写真. (a): ソーラーパネルの裏側の写真. クーラーボックスおよびエレキボックスがステンレス製の箱で保護されている. 箱の上に鳥の巣が作られていたが, 中身は空っぽだった. (b): バッテリーを格納するクーラーボックスと, その上に取り付けられたエレキボックス. SD の右側に写っている友人はなぜか半裸で作業しているが, このような格好で砂漠を歩くとひどい日焼けに悩まされることになるので服は着たほうがよい. (c): エレキボックスの内部. TALE-SD のエレクトロニクスは, TA-SD と同型のものを使用している. (d): クーラーボックス内部の写真. クーラーボックスの蓋に開けられた穴を通してエレクトロニクスに電力を供給している.

- 複雑な処理を行うための CPU (ルネサステクノロジー社製, SH7750). 動作周波数は 150 MHz であり, 大半の処理はこれを用いて行っている.
- 位置情報および絶対時刻を取得するための GPS モジュール.
- 無線 LAN 通信モジュール (Redpine Signals 社製, RS9110-N-11-02).

2.4.3 通信塔の基本構成

図 2.10 に通信塔の外観を示す. 通信塔は主に以下の要素で構成されている.

- SD と通信するための無指向性アンテナおよびアクセスポイント (Cisco 社製, AIR-AP1572E-Q-K9).
- タワー PC (Raspberry Pi 2 model B).
- 通信塔同士が通信するための指向性アンテナおよびエレクトロニクス.
- 電力供給用のソーラーパネルとバッテリー.

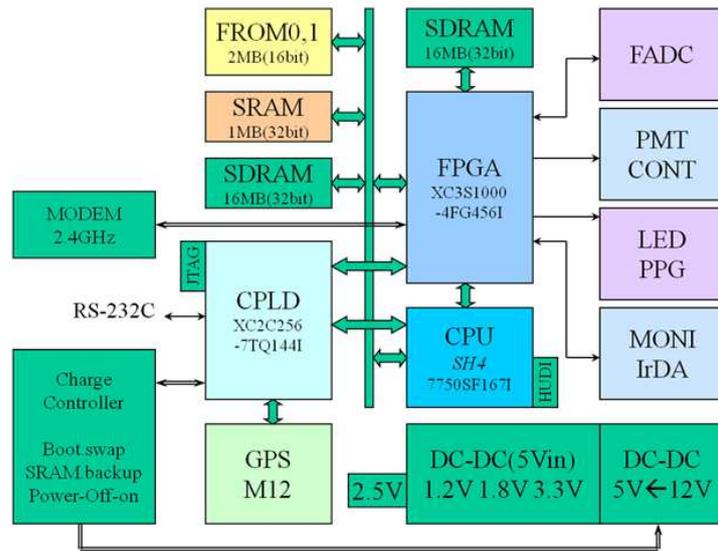


図 2.9: TALE-SD エレクトロニクスブロック図 [28].



図 2.10: TALE 実験用のデータ通信塔。ソーラーパネルを用いて電力を供給している。中央右奥の白い建物は TA-MD/TALE-FD ステーションである [27].

通信塔と各 SD との通信には 2.4 GHz 帯の電波を用いており、トリガー用の通信では 2.0 Mbps、データ収集では 1.0 Mbps で通信している。通信塔同士の通信では、これらの通信との干渉を避けるため 5.7 GHz 帯の電波が用いられている。

2.4.4 データ収集システム

TALE-SD アレイでは、通信塔と各 SD とが通信を行うことでデータを収集している。これを Data Acquisition (DAQ) とよぶ。DAQ は、レベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーとよばれる 3 種類のトリガーを用いて行う。本節では、DAQ の流れおよび各トリガーの詳細について述べる。

Minimum Ionizing Particle (MIP)

物質中での荷電粒子の電離によるエネルギー損失量には最小値がある。電離によるエネルギー損失が最小となる粒子のことを、Minimum Ionization Particle (MIP) とよぶ。シンチレーターを通過する粒子のほとんどはミュオンであるため、1 MIP のミュオンによる信号を測定することで各 SD の応答を較正することができる。

レベル 0 トリガー

空気シャワー粒子の多くはシンチレーターの上下層を通過する。そのため、バックグラウンドとなる自然放射線由来の信号を取り除くためには上下層でコインシデンスをかければよい。このようにして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 トリガーとよぶ。レベル 0 トリガーは以下の手順で判定される。

1. 8 bin (160 ns) の FADC 値の積分値 S_8 を 8 bin ずつ移動しながら求め、1PPS 信号間の 1 秒間での最頻値をこの 1 秒間でのペDESTAL の値とする。この計算を上下層で記録された信号に対して行う。
2. S_8 を 1 bin ずつ移動しながら求め、 S_8 からペDESTAL を引いた値が上下層ともに 15 FADC (およそ 0.3 MIP) よりも大きければレベル 0 トリガーを発行する。もしトリガー発行から 1280 ns 以内に次のトリガーが発生した場合は、後者のトリガーは無視される。
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。トリガー時刻の 640 ns 前から 1920 ns 後までの $2.56 \mu\text{s}$ 間の波形が保存される。トリガー時刻の 1280 ns 後から 2560 ns 後までの間に次のトリガーが発行された場合は、波形の重複を防ぐためにトリガー時刻をその 1 つ前のトリガー時刻の 2560 ns 後に遅延させる。波形の保存と同時に、波形の積分値、波形の最大値、1PPS 間のクロック数、波形番号も記録する。これらの情報はレベル 0 トリガータブルとよばれており、10 ms ごとに CPU と共有する SDRAM へ DMA (Direct Memory Access) 転送される。

1 回のトリガーで記録される波形の長さは $2.65 \mu\text{s}$ であり、これよりも長い信号は連続した複数の波形として記録される。これは、データ通信の際のケットサイズが大きくなりすぎることを防ぐためである。

レベル 1 トリガー

8 bin での FADC 値の積分値からペDESTAL を引いた値が 3 MIP に相当する 150 FADC カウントを超えた場合にはレベル 1 トリガーを発行する。通信塔のエレクトロニクスへ送信するレベル 1 トリガータブルを作成する手順を示す。以下の手順はすべて各 SD の CPU で行われる。

1. GPS の 1PPS の発行と同時に CPU へ割り込みがかり、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、転送が終了するまで待機する。転送終了後、レベル 0 トリガータブルの処理 (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、モニター情報の生成) を行う。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いかどうか

を確認し、大きければレベル 1 トリガーを発行する。

- レベル 1 トリガーが発行された場合は、トリガー時刻 (20 bit) と波形の積分値の上下層での平均値 (4 bit) をあわせて 3 byte のデータとして記録する。このデータのまとまりをレベル 1 トリガーテーブルとよぶ。

レベル 2 トリガー

通信塔に転送されたレベル 1 トリガーテーブルを用いて、空気シャワーが到来したかどうかを判定する。レベル 1 トリガーが $32 \mu\text{s}$ 以内に 4 台以上の SD で発行されていた場合は空気シャワーが到来したとしてレベル 2 トリガーを発行する。このとき、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。以下にレベル 2 トリガーの判定手順を示す。

- レベル 1 トリガーテーブルを各 SD から取得する。これと同時にモニター情報も取得する。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。
- GPS の 1PPS の発行と同時に CPU へ割り込みがかかり、レベル 1 トリガーテーブルの時刻情報と SD 座標番号とを組み合わせ、さらに時系列に並べ替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。
- 手順 2 で作成したトリガーテーブルを $32 \mu\text{s}$ のゲート幅で走査し、4 台以上の SD でレベル 1 トリガーが発行されていた場合はレベル 2 トリガーを発行し DAQ リストに登録する。レベル 2 トリガーの判定に使用したレベル 1 トリガーのトリガー時刻のうち、最も早いものと最も遅いものとの平均をレベル 2 トリガーのトリガー時刻とする。
- 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レベル 2 トリガー時刻から $\pm 32 \mu\text{s}$ 以内にレベル 0 トリガーを発行した SD からレベル 0 トリガーテーブルを収集する。

手順 1 のレベル 1 トリガーテーブルおよびモニター情報の取得が 1 秒以内に終わらなかった場合は、手順 4 のレベル 0 トリガーテーブルの収集が行われない。このような時間を **time-over** とよぶ。Time-over が発生した 1 秒間はレベル 2 トリガーが発行されていても波形収集が行われない。本研究では TALE-SD アレイの観測時間として **time-over** を含めた時間を使用しているが、本来 **time-over** は観測時間から差し引かれるべき時間であるため、今後の解析では **time-over** を引いた観測時間に修正する予定である。

2.4.5 SD のモニター情報

すべての SD は、それぞれが以下に示すモニター情報を記録している [9].

- 1 秒ごとに記録される情報
 - レベル 1 トリガーのトリガーレート
 - GPS 信号によるタイムスタンプ
 - 1 秒間でのクロックカウント
- 1 分ごとに記録される情報
 - レベル 0 トリガーのトリガーレート
 - バッテリーの電流・電圧
 - ソーラーパネルの電流・電圧
 - エレキボックス内部, エレクトロニクス本体, ステンレスボックス内部の温度
- 10 分ごとに記録される情報
 - ミューオン信号のヒストグラム
 - ペDESTAL のヒストグラム

- GPS モジュールのステータス
- GPS 衛星数

これらの情報を用いて、1 日に 2 回図 2.11 に示すモニタープロットが作成される。

SD メンテナンスの担当者は、これらの情報を用いて DAQ や SD が正常に動作しているかどうかを確認し、必要に応じてメンテナンス作業を行う。

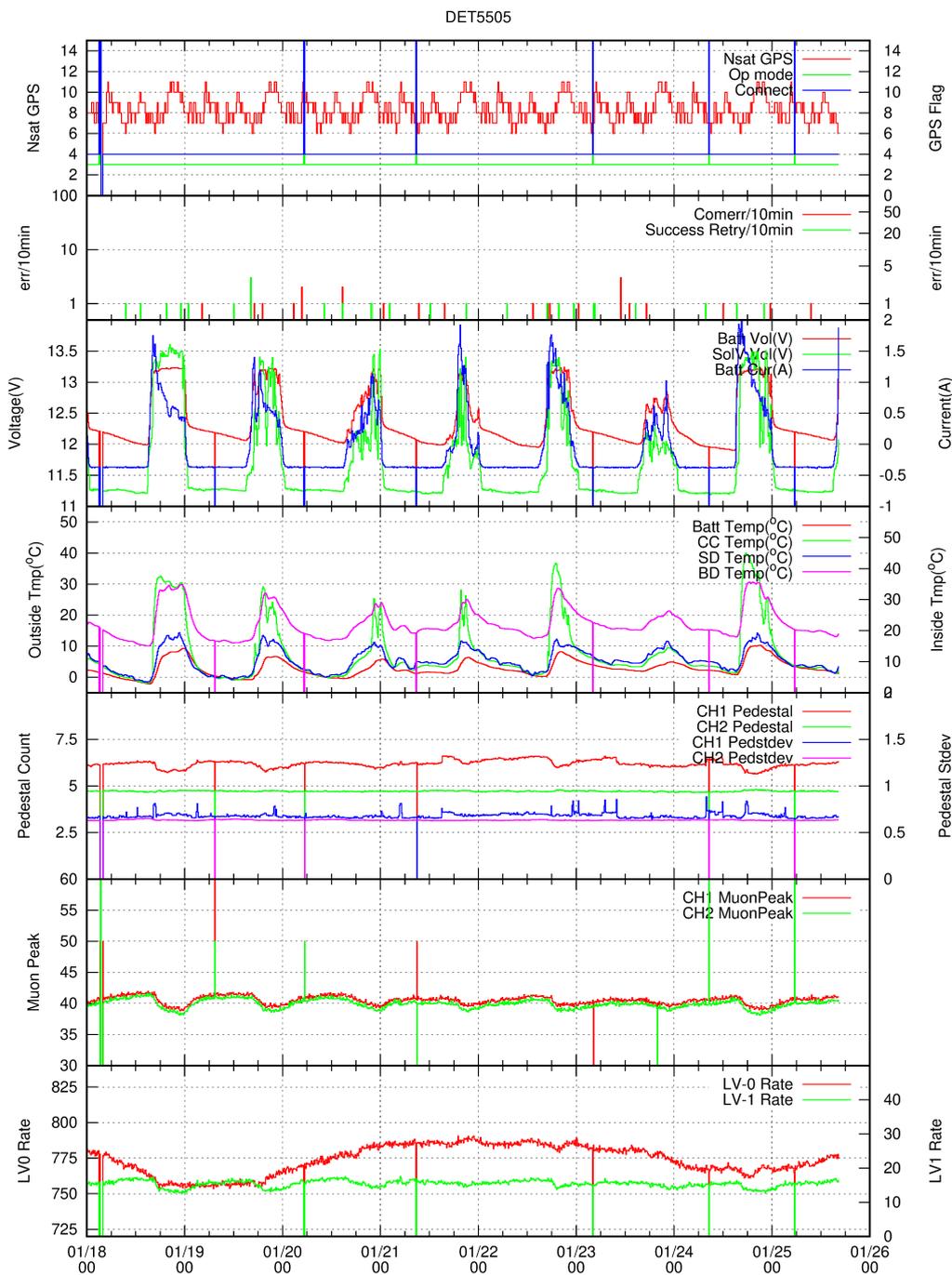


図 2.11: TALE-SD のモニタープロットの一例. 上から順に GPS のステータス・衛星数, SD-通信塔間の通信状態, バッテリーおよびソーラーパネルの電流・電圧, 温度, 上下層のペDESTALおよび標準偏差, 上下層のミュオン信号のヒストグラムのピーク値, レベル 0・レベル 1 トリガーのトリガーレートを示す.

第 3 章

モンテカルロシミュレーション

地表に到達した空気シャワー粒子の分布は、一次宇宙線のエネルギーや天頂角、核種などのパラメーターに依存する。そのため、TALE-SD アレイで記録されたデータから一次宇宙線のパラメーターを決定するためには、各 SD で記録される粒子数および SD 間での時間差と、一次宇宙線のパラメーターとの関係を知る必要がある。また、実際に検出されたデータから宇宙線のエネルギースペクトルを決定するには TALE-SD アレイの有効検出面積を求めなければならない。しかし、有効検出面積は一次宇宙線の核種やエネルギー、SD の稼働率などに依存するため、解析的に決定することは困難である。本研究では、モンテカルロシミュレーションを用いてこれらを決定した。

この章では、本研究で用いたモンテカルロシミュレーションパッケージの詳細について述べる。空気シャワーシミュレーションには CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [29] を使用した。また、ハドロン相互作用モデルは 80 GeV 以上の高エネルギー領域では QGSJETII-04 [17] を、80 GeV 以下の低エネルギー領域では FLUKA [30] を、電磁成分のシミュレーションには EGS4 [31] を用いた。検出器応答のシミュレーションには GEANT4 [32] を使用した。

3.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKA は高エネルギーの宇宙線により生成される空気シャワーをシミュレーションするプログラムである。質量数 1 の陽子から質量数 56 の原子核までや光子などの様々な粒子を一次粒子として扱うことができる。このプログラムでは原子核やハドロン、ミューオン、電子、光子などの粒子の大気中での運動を追跡し、各粒子のエネルギー損失、散乱、崩壊、二次粒子の生成をシミュレートする。本研究では、CORSIKA を用いて TA サイトの高度である海拔 1430 m までの空気シャワーの発達をシミュレーションした。

3.1.1 シニング (Thinning)

空気シャワーを構成する粒子数は一次宇宙線のエネルギーが高いほど多くなる。空気シャワーが最大発達を迎えた時点での粒子数は、eV で測った一次宇宙線のエネルギーを 10^9 で割った程度の値になる。たとえば 10^{17} eV の一次宇宙線による空気シャワーには、およそ 10^8 個もの粒子が含まれていることになる。これらの粒子をすべて追いかけてシミュレーションすると、非常に長い時間が掛かってしまう。そのため、このような高エネルギーの宇宙線による空気シャワーをシミュレーションする際には、シニング (Thinning) とよばれる、二次粒子を間引いてシミュレーションする手法が用いられる [33, 34]。

図 3.1 左はシニングの模式図である。粒子数が多くなり個々の粒子のエネルギーが決められた値よりも小さくなると、それらをまとめて粒子数に相当する重み w を持った 1 粒子として扱う。本研究では、二次粒子のエネルギーが一次粒子のエネルギーの 10^{-6} 倍を下回ったときにシニングを行うよう設定した。

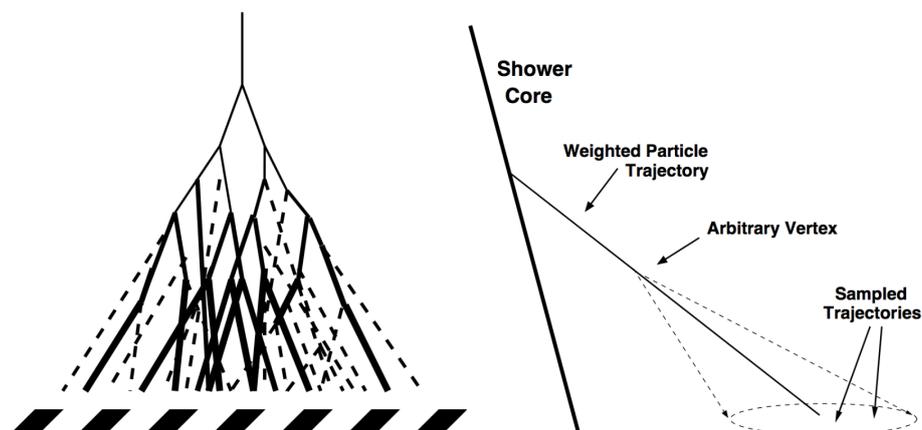


図 3.1: 左：シニングの模式図。細い実線は空気シャワー粒子，破線は実際の空気シャワーでは存在するがシニングにより間引かれた粒子，太い実線は重み付けされた粒子を示す。右：デシニングのアルゴリズムの模式図 [35]。

この手法では二次粒子を間引くことで計算コストが大幅に抑えられる。しかし，図 3.1 左の模式図からもわかるように，実際の空気シャワーを観測した際に検出器で検出される粒子数と，シニング後のシャワーを観測した際に検出される粒子数とで大きな差が生じてしまうことがある。このような，シニングが粒子数密度の分布や各検出器への到来時刻に影響を与えてしまう問題を解決するため，デシニングとよばれる手法が用いられる。

3.1.2 デシニング (Dethinning)

シニングされた空気シャワーから，地表での実際の粒子分布を復元する手法をデシニングとよぶ。TALE 実験では，TA-SD 用に開発されたデシニング手法を用いている [35]。

シニングによりまとめられた粒子は，まとめた粒子数分の重み w を持つ。デシニングのアルゴリズムでは，まず重み付けされた粒子の飛跡上の 1 点（図 3.1 右の Arbitrary Vertex）を選択する。この点から，重み付けされた粒子の進行方向を中心とした数度の範囲内で，2 次元ガウス分布に従うように間引かれていた $w - 1$ 粒子の飛跡が決定される。各粒子のエネルギーは，重み付けされた粒子のエネルギーを中心として $\pm 10\%$ の範囲内でガウス分布に従うように計算される。

図 3.2 左にシニングされたシャワーとシニングを行っていないシャワーとの横方向粒子数密度分布の比較を，図 3.2 右にシニング後にデシニングを行った空気シャワーとシニングを行っていないシャワーとの横方向粒子数密度分布の比較を示す。どちらもエネルギー 10^{19} eV，天頂角 45° の陽子による空気シャワーをシミュレーションしている。この図から，デシニングによって粒子数の横方向分布が平均値・RMS (Root Mean Square) ともによく再現されていることがわかる [36]。

3.2 GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション

CORSIKA によってシミュレーションされた空気シャワーを TALE-SD アレイで検出した際の各検出器の応答を調べるため，GEANT4 を用いて SD 内部で起こる相互作用およびエネルギー損失をシミュレーションした。本節では，GEANT4 を用いた検出器応答のシミュレーションに加え，エレクトロニクス の応答，DAQ システムについても述べる。

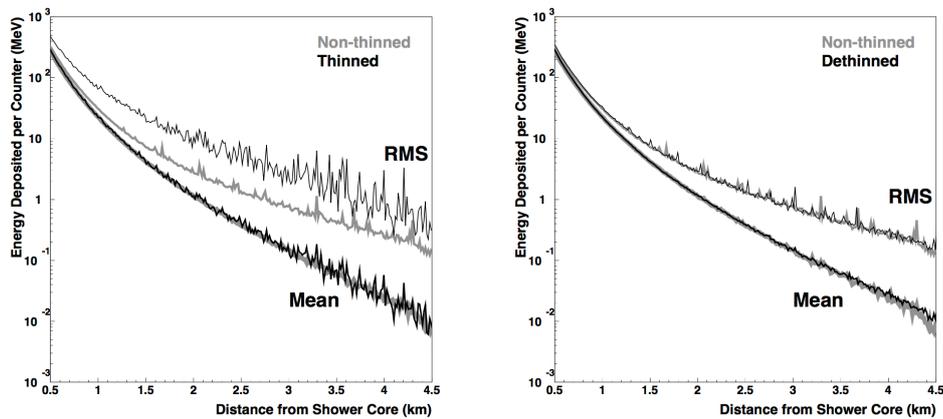


図 3.2: エネルギー 10^{19} eV, 天頂角 45° の陽子による空気シャワー粒子の横方向分布 [36]. 左: シニングされたシャワー (黒) とシニングを行っていないシャワー (灰) との横方向粒子数密度分布の比較. 右: シニング後にデシニングを行った空気シャワー (黒) とシニングを行っていないシャワー (灰) との横方向粒子数密度分布の比較.

3.2.1 検出器内でのエネルギー損失

GEANT4 は粒子が物質を通過する際の相互作用をシミュレーションするためのツールキットである. 電磁相互作用やハドロン相互作用をはじめとする様々な物理過程を, 250 eV から TeV までの広いエネルギー範囲でシミュレーションできる.

CORSIKA で生成された空気シャワー粒子の検出器内でのエネルギー損失をすべての検出器で都度計算すると膨大な時間が掛かってしまう. そのため, 事前に GEANT4 を用いてルックアップテーブルを作成し, 短時間で計算できるようにしている. ルックアップテーブルを作成するためにシミュレーションプログラム内に記述した SD およびその周囲の概略図を図 3.3 に示す [37].

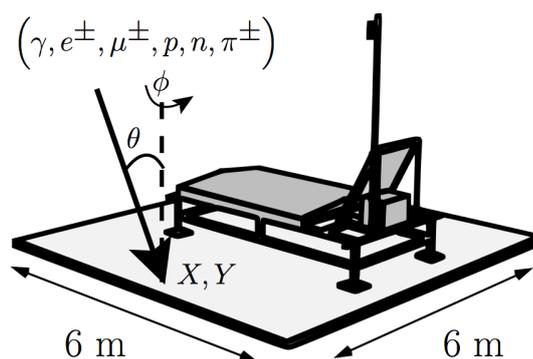


図 3.3: GEANT4 を用いて検出器の応答をシミュレーションする際に用いた検出器およびその周囲の概略図 [37]. 矢印は入射粒子の到来方向を示している. X, Y は $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の範囲内で一様ランダムに与えられた座標, θ は事前に与えられた天頂角, ϕ は一様ランダムに選ばれた方位角である.

SD の形状は図 3.4 左のようになっている. 図 3.4 右は, ステンレスボックスの各構成要素をずらして描いたものである. 各構成要素は, 表 3.1 に示すように色分けされている [38].

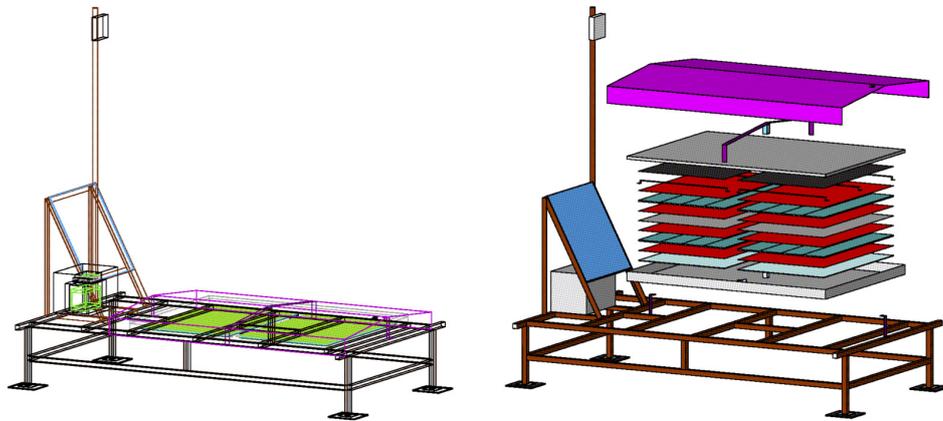


図 3.4: 左：シミュレーションで使用した SD の形状. 右：ステンレスボックスの構成 [38].

ルックアップテーブル作成のためのシミュレーションの手順は次のとおりである。

1. 図 3.3 のように、 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の地面上の位置 (X, Y) を一様ランダムに選択する。
2. 方位角 ϕ を一様ランダムに選択する。
3. 点 (X, Y) へ、与えられた天頂角 θ およびランダムに選択された方位角 ϕ で一次粒子を入射し、検出器内部や周囲の物質との相互作用をシミュレーションする。
4. 一次粒子および生成された二次粒子の、上下のシンチレーター内でのエネルギー損失を記録する。
5. この手順を 1.2×10^6 回繰り返す。

これらの手順を $\sec \theta = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$ および一次粒子ごとに表 3.2 で与えられるエネルギーに対して行う。SD 付近の地面で相互作用した粒子により生成された二次粒子がシンチレーター内でエネルギー損失する効果を含めるため、シンチレーターの大きさ ($1.5\text{ m} \times 2\text{ m}$) よりも 12 倍広い ($6\text{ m} \times 6\text{ m}$) の範囲でシミュレーションを行っている。

得られた結果の一例を図 3.5 に示す。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。

表 3.1: ステンレスボックスの構成要素の色分け

色	ステンレスボックスの構成要素
紫色	鉄製の屋根（厚さ 1.4 mm）および屋根の支持具
灰色	ステンレスボックスの上蓋（厚さ 1.5 mm）と下蓋（厚さ 1.2 mm）および上下層を分離するステンレス板（厚さ 1.0 mm）
黒色	ブラックシート（厚さ 0.8 mm）
赤色	タイベックシート（厚さ 0.4 mm） $\times 4$ 層
青緑	プラスチックシンチレーター（厚さ 12 mm） $\times 2$ 層。各層は $1500\text{ mm} \times 250\text{ mm} \times 12\text{ mm}$ のシンチレーター 8 枚で構成されている
水色	発泡スチロール（厚さ 5.0 mm）

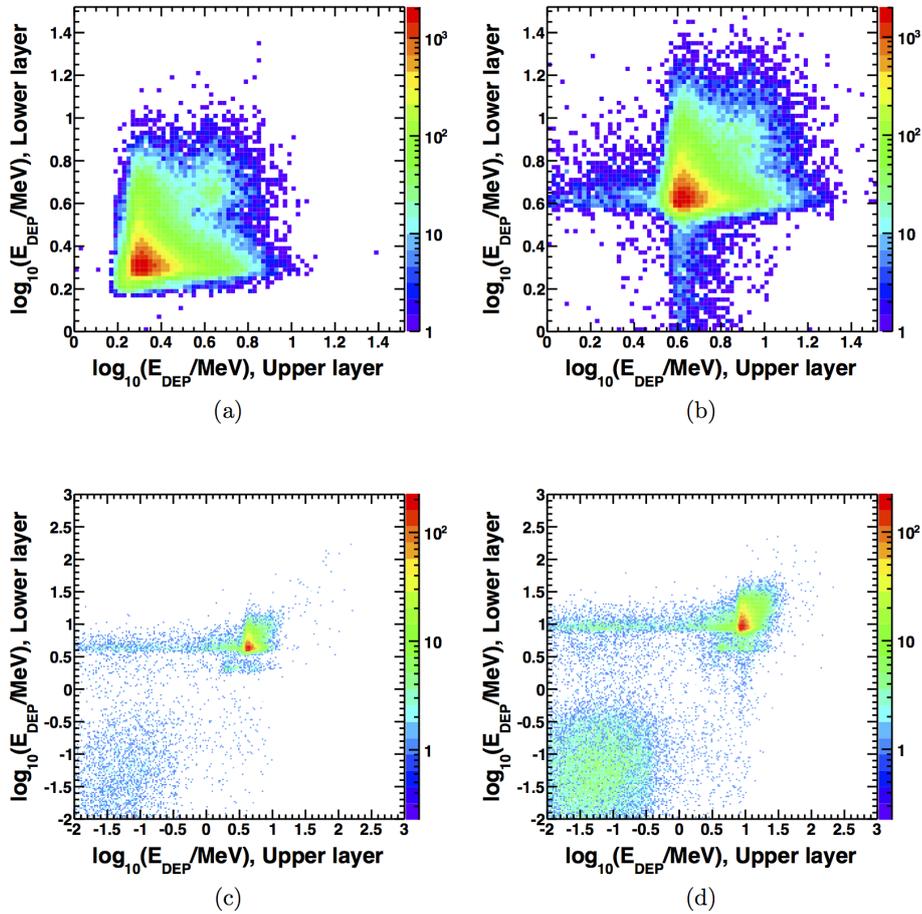


図 3.5: シンチレーター内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 [37]. 横軸は上層でのエネルギー損失, 縦軸は下層でのエネルギー損失を表す. この例では 1 GeV の μ^+ および 1 GeV の γ を入射している. (a) : $\theta = 0^\circ$ の μ^+ , (b) : $\theta = 60^\circ$ の μ^+ , (c) : $\theta = 0^\circ$ の γ , (d) : $\theta = 60^\circ$ の γ .

図 3.5 の (a), (b) はそれぞれ天頂角 0° および 60° , 1 GeV のミュオンが入射した場合の結果である. 図 3.5 (a) では上下層ともに $\log(E_{\text{DEP}}/\text{MeV}) \sim 0.3$ すなわち $E_{\text{DEP}} \sim 2 \text{ MeV}$ にピークが見られる. 一方, 図 3.5 (b) では $E_{\text{DEP}} \sim 4 \text{ MeV}$ にピークが見られるが, これは天頂角 60° で入射した粒子が 0° で入射した粒子に比べて 2 倍の厚さのシンチレーターを通過するためである. また, 4 MeV 付近に 2 つの帯状の分布が見られるが, これは片方の層を通過し, もう一方の層をかすめた粒子に対応する. 図 3.5 の (c), (d) はそれぞれ天頂角 0° および 60° , 1 GeV のガンマ線が入射した場合の結果である. ピークはそれぞれ 4 MeV と 8 MeV にあり, これらはミュオンの場合

表 3.2: 一次粒子ごとの, シミュレーションを行うエネルギー

一次粒子	エネルギー
γ	$10^{4.7} \text{ eV}$ から $10^{11.0} \text{ eV}$ まで $10^{0.1} \text{ eV}$ 刻み
e^\pm, μ^\pm, p, n	$10^{6.0} \text{ eV}$ から $10^{11.0} \text{ eV}$ まで $10^{0.1} \text{ eV}$ 刻み
π^\pm	$10^{6.0} \text{ eV}$ から $10^{10.9} \text{ eV}$ まで $10^{0.1} \text{ eV}$ 刻み

よりも2倍大きい。これは、ガンマ線がステンレスボックスの屋根や内部で相互作用し、生成された電子対がシンチレーターを通過するためである。また、上層に見られる帯状の分布は上層のシンチレーター内での対生成に、0.3 MeV 付近に見られる分布は検出器の縁や地面で相互作用したガンマ線による二次粒子に対応する。

3.2.2 TALE-SD アレイの応答のシミュレーション

3.2.1 節で作成したルックアップテーブルを用いて、CORSIKA でシミュレーションした空気シャワー粒子による SD へのエネルギー損失量を計算する。このステップでは地表面を $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ のタイル (図 3.3) に分割し、空気シャワーのコア位置から 8.4 km までの 2800×2800 タイルについて空気シャワー粒子のエネルギー損失を計算する。

その後、空気シャワーのコア位置と TALE-SD アレイとの位置関係をランダムに決定し、 2800×2800 のタイルから TALE-SD に対応するタイルをピックアップする。空気シャワーのコア位置と TALE-SD アレイとの位置関係を変更しながらこの手順を繰り返すことで、CORSIKA シミュレーションで生成した一つの空気シャワーに対して、様々な位置関係を仮定した際の TALE-SD アレイの応答を調べることができる。各 SD での空気シャワー粒子のエネルギー損失は、分解能 12 bit、サンプリング周波数 50 MHz の FADC カウントとして記録される。

本シミュレーションでは、実際のモニター情報 (2.4.5 節) から生成されたキャリブレーションデータを使用している。このキャリブレーションデータは、表 3.3 に示す 26 項目で構成される [25, 38]。各 SD で記録された信号は実データと同じトリガー条件で判定され、実データと同じフォーマットで空気シャワーイベントごとに波形情報が記録される。

表 3.3: モンテカルロシミュレーションに使用されるキャリブレーションデータ [25, 38]. 10 分ごとに更新される.

1	時刻情報
2	検出器番号
3	検出器の状態を表すフラグ
4	上層におけるエネルギー損失から光電子数への変換係数
5	下層におけるエネルギー損失から光電子数への変換係数
6	上層におけるエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数
7	下層におけるエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数
8	上層の 10 分間で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値
9	下層の 10 分間で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値
10	上層の 10 分間でのペDESTALの平均値
11	下層の 10 分間でのペDESTALの平均値
12	上層の 10 分間でのペDESTALの標準偏差
13	下層の 10 分間でのペDESTALの標準偏差
14	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果のピーク値
15	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果のピーク値
16	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の左半値幅
17	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の左半値幅
18	上層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の右半値幅
19	下層の 10 分間でのペDESTALのヒストグラムをフィットした結果の右半値幅
20	上層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムのフィッティングの自由度
21	下層の 10 分間でのバックグラウンドミュオンヒストグラムのフィッティングの自由度
22	上層の 10 分間で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 分間で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	GPS 衛星数
25	上層の PMT の線形性
26	下層の PMT の線形性

第 4 章

空気シャワーイベントの再構成および性能評価

地表粒子検出器を用いて宇宙線のエネルギースペクトルを解析するためには、各検出器で記録された波形情報から得られる空気シャワーの粒子数および時刻情報を用いて一次宇宙線のエネルギーを決定する必要がある。先行研究 [2, 39] により、TALE-SD アレイで記録された空気シャワーイベントの再構成プログラムが開発されている。本研究ではこのプログラムを改良し、特に $10^{18.5}$ eV を超えるエネルギー領域でのエネルギー決定精度を向上させた。

4.1 空気シャワーイベントの再構成手法

この節では、TALE-SD アレイで検出された空気シャワーイベントの再構成手法および従来の再構成プログラムからの変更点について述べる。

4.1.1 空気シャワーの粒子数および到来時刻の決定

各 SD で記録された波形から粒子数および到来時刻を決定する手法について述べる。記録されている波形情報は、レベル 0 トリガーの 640 ns 前から 1920 ns 後までのものである。キャリアレーションデータとして 10 分ごとに記録されている上下層のペDESTALの平均値および標準偏差 (σ_{ped}) を用いて波形の立ち上がり・立ち下がり時刻を求め、その間の信号を空気シャワー粒子による信号とする。立ち上がり・立ち下がり時刻はそれぞれ次の手順で決定される [27]。

1. 記録された信号の先頭の bin から 8 bin (160 ns) 分の FADC カウントの合計からペDESTALを差し引いた値 S_8 を計算する。
2. 1 bin (20 ns) ずつ移動しながら S_8 を計算し、 S_8 が 8 bin 分のペDESTALの平均値の $1.5 \times \sigma_{\text{ped}}$ 以上であれば先頭の bin を立ち上がり時刻の候補とする。
3. 立ち上がり時刻候補の bin よりも 1 bin 手前の FADC 値がペDESTALの 1.5σ 以上であればその bin を新たな立ち上がり時刻候補とする。
4. 手順 3 を、条件を満たさなくなるまで繰り返す。
5. 決定した立ち上がり時刻以降で、最初に FADC カウントがペDESTALの 1.5σ 以下になる bin を波形の立ち下がり時刻とする。
6. これらの手順を繰り返し、ペDESTALの 1.5σ 以上を記録した信号すべての立ち上がり・立ち下がり時刻を求める。

この手順を、上下層それぞれに対して行う。図 4.1 に波形の一例を示す。

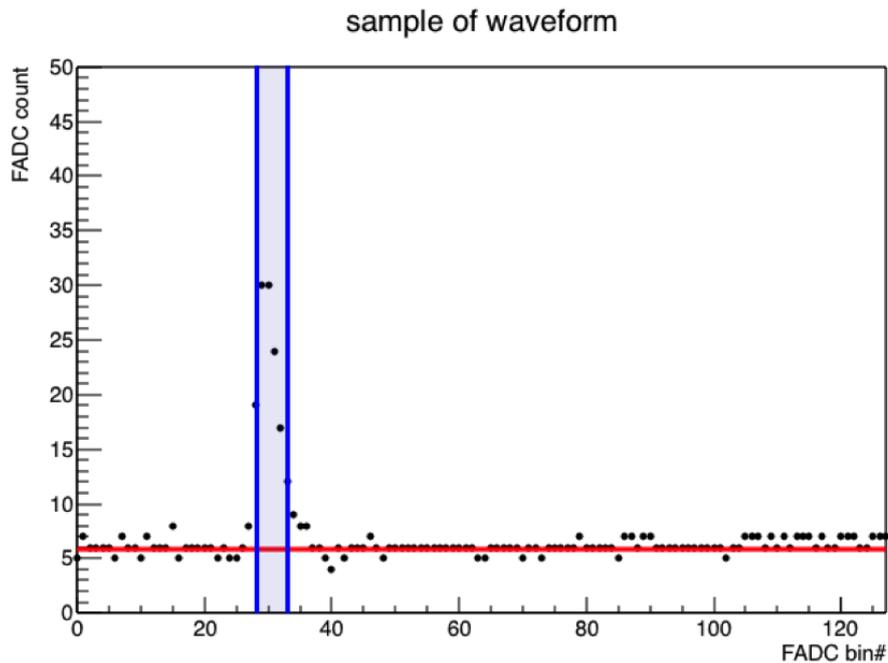


図 4.1: SD で記録された波形の一例。赤線はペDESTALを、青線は立ち上がり時刻および立ち下がり時刻を表している [27].

FADC カウントからペDESTALを引いた値を立ち上がり時刻から立ち下がり時刻まで積分した値が粒子数に対応する。積分値から粒子数への変換係数は、3.2.2 節で述べたキャリブレーションデータに含まれている。

本解析では、上下層の立ち上がり時刻の差が ± 240 ns 以内である場合に、それらの平均を空気シャワー粒子の到来時刻として用いた。また、到来時刻の 240 ns 前から 5000 ns 後までに記録された粒子数の総和を空気シャワー粒子数とした。

4.1.2 解析に使用しない SD

不調を抱えた SD やバックグラウンドミュオンでトリガーされた SD は、解析前に判定し取り除く必要がある。この節では解析に使用しない SD の判定方法について述べる。

不調な SD

先行研究 [2] で使用されている再構成プログラムでは、不調な SD の条件として上記の 6 条件を使用している。

- SD のエネルギー損失から FADC カウントへの変換係数が 6 未満もしくは 57 より大きい (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 未満 (典型値 10)
- FADC のペDESTALが 1 未満もしくは 20 より大きい (典型値 5)
- レベル 0 トリガーレートが 500 Hz 未満もしくは 1000 Hz より大きい (典型値 740 Hz)
- 1 PPS 間のクロック数のばらつきによる時刻の不定性が 100 ns より大きい
- 通信エラーが発生している

これらの条件を一つでも満たす SD は、典型値から大きく外れている SD として解析から除外される。

しかし、解析に使用すべきでないが、これらの条件では取り除くことのできない SD が存在することがわかった。キャリブレーションデータには、検出器の状態を表すフラグが含まれている (表 3.3)。このフラグは 8 bit で構成されており、各 bit について表 4.1 で与えられる条件を満たしていれば 0、満たしていなければ 1 が記録される。モンテカルロシミュレーションでは、このフラグが 0 でない SD は故障した SD として扱われるため、波形が記録されない。一方で、実際の空気シャワーイベントの観測ではこれらの SD の波形も記録されている。本解析では、このギャップを取り除くため、フラグがすべて 0 である SD 以外は解析から除外した。

バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD

SD には空気シャワー粒子以外に、バックグラウンドミュオンが常時ランダムに入射している。TA サイトの高度ではおよそ 700 Hz で入射しており、レベル 2 トリガーで収集されるデータのうち $700 \text{ Hz} \times 64 \mu\text{s} \sim 4.5\%$ を占めている。

バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD を取り除くため、次の式を用いて時間的に離れている SD をサーチした。

$$|t_i^{\text{hit}} - t_j^{\text{hit}}| < \frac{R_{ij}}{c}. \quad (4.1)$$

ここで、 t^{hit} は各 SD での粒子の到来時刻、 R_{ij} は i 番目の SD と j 番目の SD との距離、 c は光速である。トリガーされた各 SD 同士について式 4.1 を計算し、2 台以上の SD に対して式 4.1 を満たさない SD はバックグラウンドミュオンでトリガーされた SD とみなして解析から除外した。

また、空間的に離れている SD を取り除くため、隣接する SD がトリガーされているかを調べた。隣接するすべての SD がトリガーされていない場合、その SD も解析から除外する。

4.1.3 一次宇宙線のパラメーター決定のためのフィッティング

4.1.1 節で決定された空気シャワーの粒子数および到来時刻を用いて、一次宇宙線のパラメーターを決定する。フィッティングの手順は以下の通りである。

表 4.1: 検出器の状態を表すフラグの詳細

bit	正常である条件
LSB	GPS の状態が正常
bit-1	1 PPS 間のクロック数のばらつきによる時刻の不定性が 1 ns 以上 100 ns 以下
bit-2	上層の FADC のペDESTAL が 1 以上 20 以下
bit-3	下層の FADC のペDESTAL が 1 以上 20 以下
bit-4	上層のエネルギー損失から光電子数への変換係数が 1 以上かつ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
bit-5	下層のエネルギー損失から光電子数への変換係数が 1 以上かつ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
bit-6	レベル 0 トリガーレートが 500 Hz 以上 1000 Hz 以下
bit-7	温度計が正常

1. 空気シャワーの粒子数および到来時刻から，空気シャワーの到来方向とコア位置の暫定値を決定する．
2. 手順 1 で求めた到来方向・コア位置を初期値として空気シャワー曲面のフィッティングを行い，空気シャワーのコアの到来時刻および到来方向を決定する．
3. 手順 2 で求めた到来方向・コア位置を初期値として粒子数密度の横方向分布のフィッティングを行い，空気シャワーの粒子数密度の横方向分布および空気シャワーのコア位置を決定する．
4. 手順 3 の結果を初期値として，手順 2 のフィッティングを行う．
5. 手順 4 の結果を初期値として，手順 3 のフィッティングを行う．

空気シャワーイベントの初期値の決定

空気シャワー曲面のフィッティングおよび空気シャワー粒子数密度の横方向分布のフィッティングで用いる初期値を決定する．図 4.2 に空気シャワーが地表に到来した際の模式図を示す．初期値の決定では，

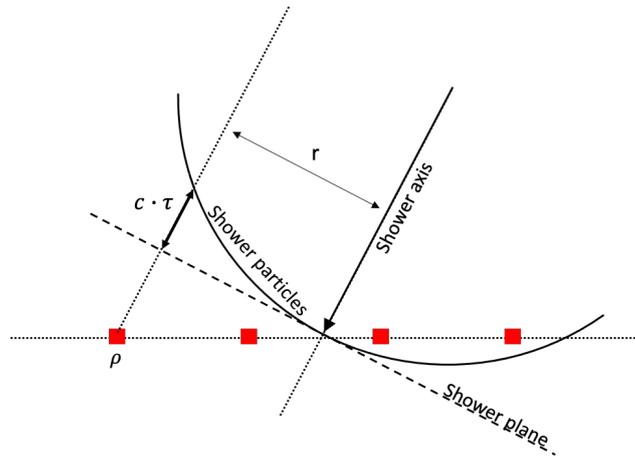


図 4.2: 空気シャワーのコアが地表に到来した時点での空気シャワーと TALE-SD アレイの模式図．赤の四角は TALE-SD，黒の破線は空気シャワー平面，黒の曲線は空気シャワー粒子の位置（空気シャワー曲面）を示す．

図 4.2 の破線のように空気シャワー曲面がフラットであると仮定し，次のフィッティングを行う．

空気シャワーのコア位置の初期値は，空気シャワー粒子を検出した SD の座標の加重平均を用いて決定する．コア位置の初期値 \mathbf{R}_{cog} は次の式で決定される．

$$\mathbf{R}_{\text{cog}}^i = \frac{\sum_{k=1}^n \rho_k r_k^i}{\sum_{k=1}^n \rho_k}. \quad (4.2)$$

ここで， R_{cog}^i ($i = 1, 2, 3$) は \mathbf{R}_{cog} の i 成分， n は空気シャワー粒子を検出した SD の台数， ρ_k は k 番目の SD で記録された空気シャワー粒子の粒子数密度， r_k^i は k 番目の SD の位置ベクトルの i 成分である．

式 4.2 で求めた空気シャワーのコア位置および空気シャワー粒子の到来時刻の時間差を用いて，初期値空気シャワーの到来方向の初期値を決定する．空気シャワー軸を地面に射影したベクトルの単位ベクトル $\mathbf{u}(\theta, \phi)$ を用いると，空気シャワー粒子がコア位置に到来した時刻と k 番目の SD に到来した時刻との時間差 Δt_k は

$$\Delta t_k = \frac{l_k}{c} = \frac{(\mathbf{R}_k - \mathbf{R}) \cdot \mathbf{u}(\theta, \phi) \sin \theta}{c} \quad (4.3)$$

となる．ここで l_k は空気シャワー平面から k 番目の SD までの距離， \mathbf{R} はコア位置の座標， \mathbf{R}_k は k 番目の SD の位置ベクトル， θ は天頂角， ϕ は方位角， c は光速度である．式 4.3 の \mathbf{R} に \mathbf{R}_{cog} を代入して解くことで， θ, ϕ の暫定値を得る．

空気シャワーの到来方向の決定

空気シャワーの到来方向をより精度良く決定するため、空気シャワー粒子の到来時刻のシャワー平面からの遅れの式として以下の式を用いた。これらの式は、Linsley による空気シャワー粒子の到来時刻の遅れの関数 [40, 41] を、TA 実験用に天頂角 θ [°] の関数としてパラメーター化したものである [37].

$$\tau = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.5} [\text{s}], \quad (4.4)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \left(\frac{\rho}{\text{m}^{-2}}\right)^{-0.3} [\text{s}], \quad (4.5)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_0 + c_1\theta + c_2\theta^2 + c_3\theta^3 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ), \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (35^\circ < \theta) \end{cases}, \quad (4.6)$$

$$c_0 = -7.76168 \times 10^{-2}, \quad c_1 = 2.99113 \times 10^{-1}, \\ c_2 = -8.79358 \times 10^{-3}, \quad c_3 = 6.51127 \times 10^{-5}.$$

ここで、 r [m] はシャワー軸から SD までの距離、 ρ [m⁻²] は空気シャワー粒子数の面密度、 σ_τ は τ の標準偏差、 $a(\theta)$ は空気シャワーの曲率を示すパラメーターである。

これらを用いて、 χ_{geom}^2 を最小にするパラメーターを求める。 χ_{geom}^2 は次式で与えられる。

$$\chi_{\text{geom}}^2(t_0, \theta, \phi; t_k) = \sum_{k=1}^n \frac{(t_k - t_k^{\text{fit}})^2}{\sigma_{t_k}^2}, \quad (4.7)$$

$$t_k^{\text{fit}} = t_0 + \frac{l_k}{c} + \tau_k,$$

$$\sigma_{t_k} = \frac{2}{3}\sigma_\tau + 10^{-18} \text{ s}.$$

ここで t_k は各 SD で記録された空気シャワー粒子の到来時刻、 t_0 は空気シャワーのコアが地表に到来した時刻、 l_k は空気シャワー平面から SD までの距離、 θ は天頂角、 ϕ は東を 0° とし反時計回りを正とした方位角である。また、 σ_{t_k} の式は、現在使用している再構成プログラムでは上の式が使用されているが、正しくは

$$\sigma_{t_k} = \sqrt{\sigma_\tau + \sigma_e}, \quad (4.8)$$

$$\sigma_e = 20 \text{ ns} \quad (4.9)$$

であると考えられる。ここで、 σ_e はエレクトロニクスによる到来時刻の不定性である。そのため、今後の解析では σ_{t_k} を求める式として式 4.8 を用いる予定である。

空気シャワー粒子数密度の横方向分布の決定

各検出器で記録された粒子数密度を横方向分布関数 f_{LDF} でフィットすることで、空気シャワーのコア位置および空気シャワー粒子の横方向分布を決定した。 f_{LDF} として、AGASA 実験で得られた以下の経験式を用いた [15, 41].

$$f_{\text{LDF}}(r) = A \left(\frac{r}{91.6 \text{ m}}\right)^{-1.2} \left(1.0 + \frac{r}{91.6 \text{ m}}\right)^{-\eta(\theta)+1.2} \left(1 + \left(\frac{r}{1000 \text{ m}}\right)^2\right)^{-0.6} [\text{m}^{-2}] \quad (4.10) \\ \eta(\theta) = 3.97 - 1.79(\sec \theta - 1)$$

ここで, r は各 SD のシャワー軸からの距離, θ は天頂角, A はスケールファクターである. これらの式を用いて, 次の χ_{LDF}^2 を最小にするパラメーターを求める [37].

$$\chi_{\text{LDF}}^2(R_x, R_y, A; \rho_k) = \sum_{k=1}^n \frac{(\rho_k - f_{\text{LDF}}(r_k))^2}{\sigma_{\rho_k}^2}, \quad (4.11)$$

$$\sigma_{\rho} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}}^2 + \rho(1 + 0.0049 + 0.01)}.$$

ここで, R_x, R_y はコア位置の x, y 座標, ρ_k は各 SD で記録された粒子数密度, σ_{MIP} は補正前の粒子数密度の標準偏差である.

4.1.4 一次宇宙線のエネルギーの決定

一次宇宙線のエネルギー E を決定するため, 天頂角 θ およびシャワー軸からの距離が 600 m の位置での粒子数密度 s_{600} を用いる. ここでシャワー軸からの距離が 600 m の位置での粒子数密度をエネルギー決定に使用しているのは, この距離での粒子数密度が最も一次宇宙線の核種に依存しないためである [39]. 図 4.3 に θ および s_{600} と, 一次宇宙線のエネルギーとの関係を示す. 横軸は $\sec \theta$, 縦軸は $\log(s_{600})$, カラーバーは $\log(E/\text{eV})$ である.

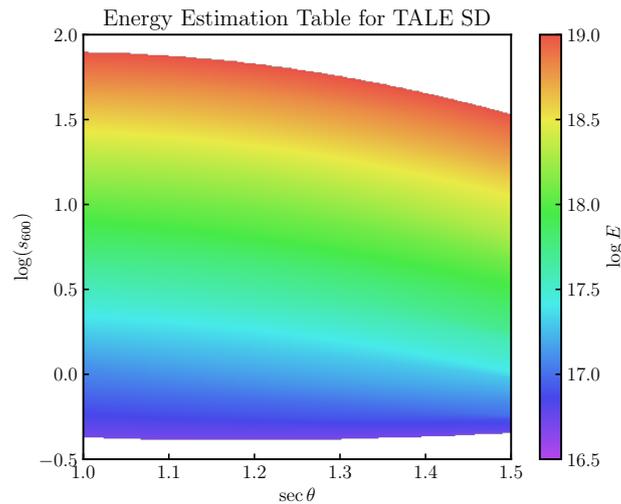


図 4.3: TALE-SD アレイのためのエネルギー推定テーブル. 本研究では一次宇宙線が全て陽子であると仮定してエネルギー推定テーブルを作成している.

このエネルギー推定テーブルを用いて, 4.1.3 節で求めた天頂角 θ および粒子数密度 s_{600} から一次宇宙線のエネルギーを決定する. 図 4.4 に, TALE-SD アレイで観測されたイベントのイベントディスプレイの一例を示す. このイベントのエネルギーは $10^{19.14}$ eV と求められた.

このようにして求められたエネルギーは, モンテカルロシミュレーションに用いたハドロン相互作用モデルに依存する. 一方で, 大気蛍光望遠鏡を用いて決定したエネルギーは空気シャワー粒子の大気中でのエネルギー損失を測定できるため, 地表粒子検出器よりも精度良くエネルギーを決定できる. そのため, 先行研究 [2] では TALE-SD と TALE-FD との両方で観測されたイベントを用いて, TALE-SD で決定したエネルギーから TALE-FD で決定されたエネルギーへの変換係数を求めている.

しかし, 本研究で扱うイベントの観測期間は先行研究とは異なるので, エネルギーの較正方法を見直す必要がある. 新たなエネルギー較正の方法は現在検討中であるため, 本解析ではこのような較正は行わず, エネルギー推定テーブルを用いて求めたエネルギーをそのまま利用している. エネルギー較正の詳細は 6.1 節で議論する.

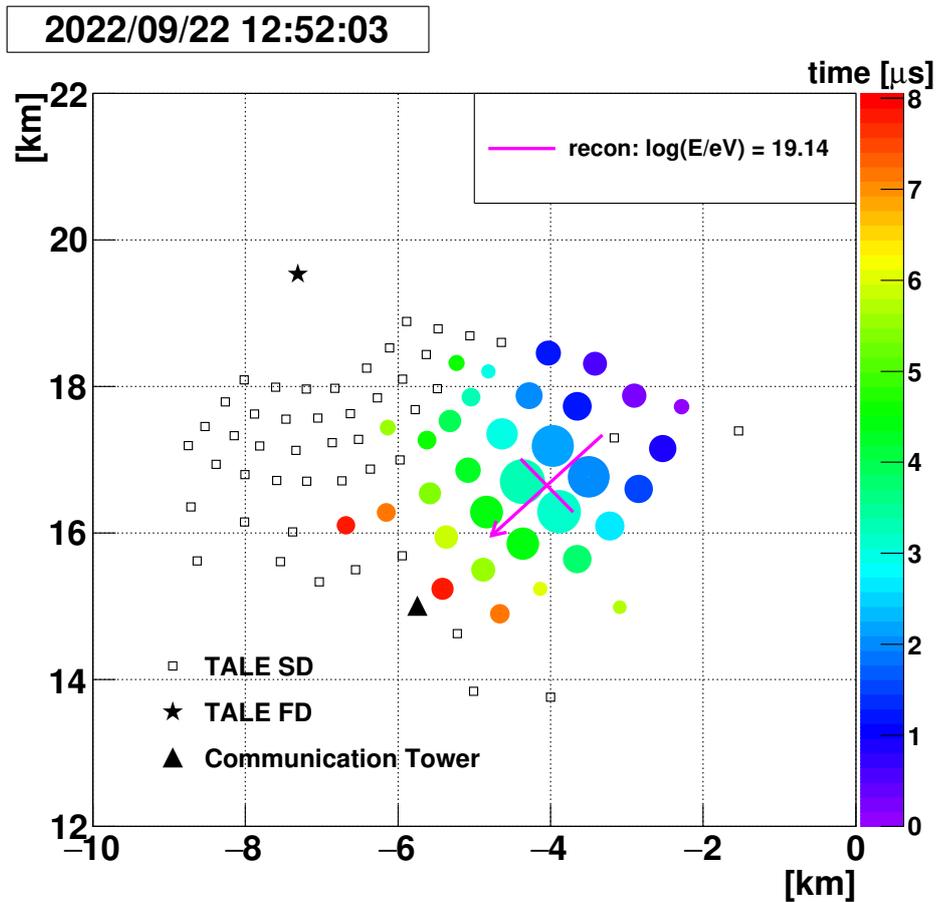


図 4.4: TALE-SD アレイで観測されたイベントのイベントディスプレイ. 円の色は空気シャワー粒子の到来時刻, 円の大きさは検出された粒子数, ピンクの矢印は再構成された空気シャワーの到来方向を示す.

エネルギー推定テーブル作成のための MC データセット

エネルギー推定テーブルを作成するため, 3章で述べたモンテカルロシミュレーションパッケージを使用して MC データセットを作成した. シミュレーションの条件は表 4.2 のとおりである. 本研究では, $10^{16.7}$ eV から $10^{17.4}$ eV までおよび $10^{18.5}$ eV から $10^{19.0}$ eV までのエネルギー範囲で新たに MC データセットを作成した. $10^{17.5}$ eV から

表 4.2: エネルギー推定テーブル作成のためのモンテカルロシミュレーションの条件

一次粒子	陽子
エネルギー E	$10^{16.7}$ eV から $10^{17.4}$ eV までおよび $10^{18.5}$ eV から $10^{19.0}$ eV まで $10^{0.1}$ eV 刻み.
天頂角 θ	$\sec \theta = 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5$
方位角 ϕ	$0^\circ \sim 360^\circ$ で一様ランダム
コア位置	半径 5.5 km の円内で一様ランダム (図 4.5)
期間	2019/10/02 ~ 2022/09/28

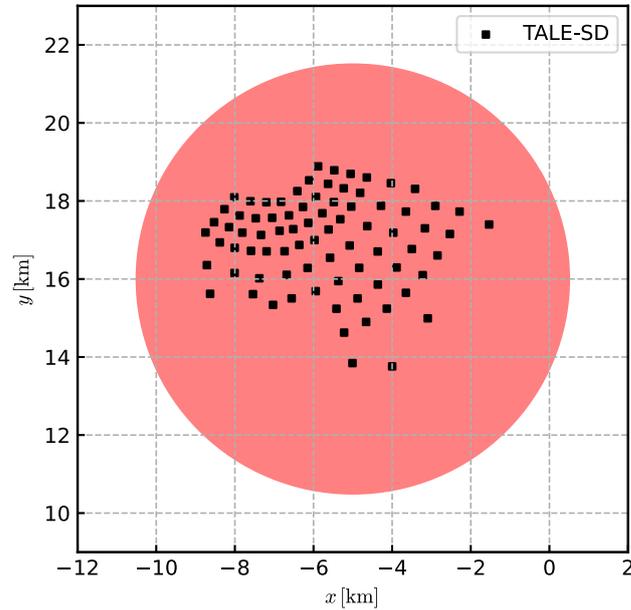


図 4.5: モンテカルロシミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置の分布

$10^{18.5}$ eV までのエネルギー範囲では、先行研究 [2] で作成された MC データセットを使用している。しかし、先行研究で作成されたデータセットは 2019 年 10 月 2 日から 2020 年 1 月 29 日までのキャリブレーションデータを用いてシミュレーションしているため、2020 年 1 月 29 日以降の TALE-SD アレイの状態が反映されていない。より正確にエネルギーを決定するため、 $10^{17.5}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー範囲でも解析する実データの観測期間に合わせた MC データセットを現在作成中である。

エネルギー推定テーブル作成のためのクオリティーカット

作成した MC データセットを再構成した後、表 4.3 のクオリティーカットを課した。このカット条件は 4.2 節で後述するデータ解析のためのクオリティーカットのうち、天頂角によるカットの条件を $\theta \leq 45^\circ$ から $\theta \leq 55^\circ$ に変更したものである。

表 4.3: エネルギー推定テーブル作成のためのクオリティーカット

検出器台数	≥ 5	$\chi_{\text{geom}}^2 / \text{d.o.f}$	≤ 4
天頂角 θ [°]	$\leq 55^\circ$	$\chi_{\text{LDF}}^2 / \text{d.o.f}$	≤ 2
D_{border} [m]	~ 100 m (図 4.6)	σ_{S600} / s_{600}	≤ 0.25
$ \mathbf{R}_{\text{LDF}} - \mathbf{R}_{\text{rough}} $	≤ 1000 m	$(\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2)^{1/2}$ [°]	$\leq 2.5^\circ$

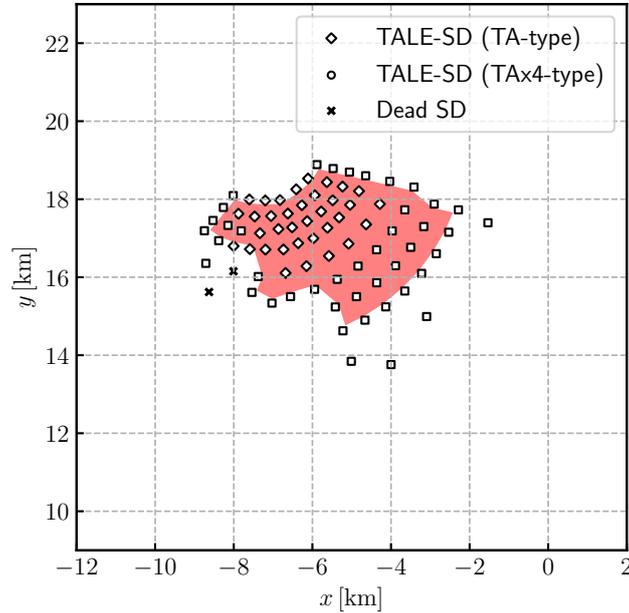


図 4.6: クオリティーカット後のコア位置の分布

4.2 クオリティーカット

再構成された空気シャワーイベントのうち、一次宇宙線のエネルギーが精度良く求まっているもののみを解析に使用する。データ解析に使用するクオリティーカットを表 4.4 に示す。

この節では、これらのカット条件の詳細について述べる。

検出器台数によるカット

再構成に使用する SD が多いほどフィッティングの精度は向上する。また、再構成に使用する SD が少ないと、本来再構成に使用するべきではないが 4.1.2 節の手順で取り除かれなかった SD が存在した場合に、その影響が大きくなる。そのため、再構成に使用した SD の台数 N_{SD} が 5 台以上であるイベントのみを使用する。

表 4.4: データ解析で使用するクオリティーカット

検出器台数	≥ 5	$\chi_{\text{geom}}^2 / \text{d.o.f}$	≤ 4
天頂角 θ [°]	$\leq 45^\circ$	$\chi_{\text{LDF}}^2 / \text{d.o.f}$	≤ 2
D_{border} [m]	$\sim 100 \text{ m}$ (図 4.6)	σ_{S600} / s_{600}	≤ 0.25
$ \mathbf{R}_{\text{LDF}} - \mathbf{R}_{\text{rough}} $	$\leq 1000 \text{ m}$	$(\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2)^{1/2}$ [°]	$\leq 2.5^\circ$

天頂角 θ によるカット

天頂角が大きいイベントは、地表に到達するまでにより多くの物質と相互作用するため、SD で記録される信号が小さくなり再構成が難しくなる。本解析では、再構成された天頂角 θ が $\theta \leq 45^\circ$ であるイベントのみを使用する。

ボーダーカット

TALE-SD アレイの外側もしくは端付近にコアが位置するイベントは、TALE-SD アレイの外側に到来した空気シャワー粒子の情報を用いずに再構成するので、到来方向および s_{600} の決定精度が悪くなる。そのため、コア位置が TALE-SD アレイの端から 100 m 以上内側 (図 4.6) で再構成されたイベントのみを使用する。

先行研究では図 4.6 の右下・左下の SD も含む領域でカットしていた。しかし、右下の領域は検出器間隔が広いので再構成の精度が悪く、また、左下の領域も \times で表された 2 台の SD にはエレクトロニクスが入っておらず実際に稼働している SD 同士の間隔は広いので再構成精度が悪い。そのため、本研究ではこれらの領域も除くように上述のカット条件を定めた。

$|\mathbf{R}_{\text{LDF}} - \mathbf{R}_{\text{rough}}|$ によるカット

初期値を求めるフィッティングで得られた空気シャワーのコア位置の初期値 $\mathbf{R}_{\text{rough}}$ と、横方向分布のフィッティングで得られたコア位置 \mathbf{R}_{LDF} とが大きく異なる場合がある。

特にこれらのコア位置が 1000 m よりも離れているイベントは、コア位置付近に正常な SD が存在しない、もしくは空気シャワー粒子数密度の横方向分布のフィッティングに失敗したイベントに対応する。このようなイベントの一例を図 4.7 に示す。この例では、アレイの西端 (左端、黒の矢印) で観測されたイベントを再構成した結果、再構

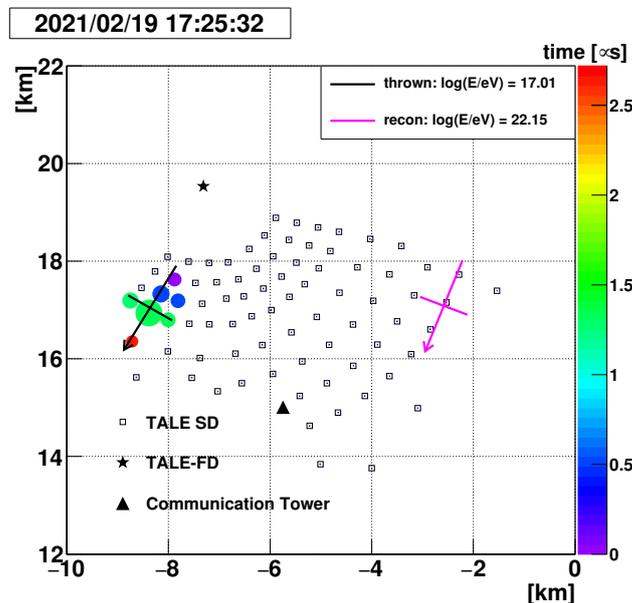


図 4.7: 再構成されたコア位置が実際のコア位置と大きく異なるイベントの例。黒の矢印はシミュレーションで生成した空気シャワーの真のコア位置および到来方向、ピンクの矢印は再構成されたコア位置および到来方向である。

成されたコア位置がアレイの東端 (右側、ピンクの矢印) になっている。このようなイベントを取り除くため、これらのコア位置の差が 1000 m 以内であるイベントのみを使用する。

現在はクオリティカットをかけることによってこれらのイベントを取り除いているが、今後は横方向分布の

フィッティングの際に信号を検出しなかった SD の情報も使用することで横方向分布のフィッティングの精度を向上させることを計画している。

$\chi_{\text{geom}}^2/\text{d.o.f}$ および $\chi_{\text{LDF}}^2/\text{d.o.f}$ によるカット

フィッティングの精度が悪いイベントを取り除くため、 $\chi^2/\text{d.o.f}$ によるカットを課す。本解析では空気シャワー曲面および粒子数密度の横方向分布のフィッティングで得られる $\chi_{\text{geom}}^2/\text{d.o.f}$ (式 4.7) と $\chi_{\text{LDF}}^2/\text{d.o.f}$ (式 4.11) とが、それぞれ $\chi_{\text{geom}}^2/\text{d.o.f} \leq 4$, $\chi_{\text{LDF}}^2/\text{d.o.f} \leq 2$ を満たすイベントのみを使用する。

Fractional s_{600} Uncertainty によるカット

空気シャワー粒子数密度の横方向分布のフィッティングにより得られる s_{600} とその不確かさ σ_{s600} との比 σ_{s600}/s_{600} が 0.25 以下であるイベントのみを使用する。

Pointing Direction Uncertainty によるカット

方位角の再構成結果の不確かさが大きいイベントを取り除くため、Pointing Direction Uncertainty $(\sigma_{\theta}^2 + \sin^2\theta\sigma_{\phi}^2)^{1/2}$ によるカットを課す。

本解析では、 $(\sigma_{\theta}^2 + \sin^2\theta\sigma_{\phi}^2)^{1/2} \leq 2.5^\circ$ であるイベントのみを使用する。

4.3 データ解析のための MC データセット

再構成の精度の評価およびエネルギースペクトル解析のため、4.1.4 節で作成したデータセットとは別にデータ解析用の MC データセットを作成した。シミュレーションの条件は表 4.5 のとおりである。

作成したデータセットは、再構成した後に表 4.4 のクオリティカットを課している。

4.4 エネルギーおよび角度の決定精度

4.3 節で作成したデータセットを用いて、エネルギーおよび角度の決定精度を求めた。また、エネルギー決定精度・バイアスおよび角度決定精度を従来の再構成プログラムと比較するため、従来の再構成プログラムを使用して 4.3 節で作成したデータセットを再構成し、同様の解析を行った。図 4.8 にエネルギー bin ごとのエネルギーの決定精度およびバイアスを示す。

本解析では、生成した空気シャワーの真のエネルギー E_{GEN} と再構成されたエネルギー E_{REC} との相対誤差 $x = (E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}})/E_{\text{GEN}}$ のヒストグラムをガウス関数 $\exp\left(-\frac{(x - \mu_E)^2}{2\sigma_E^2}\right)$ でフィットし、 μ_E をエネ

表 4.5: データ解析のためのモンテカルロシミュレーションの条件

一次粒子	陽子
エネルギー E	$10^{16.65}$ eV から $10^{18.95}$ eV まで ($dN/dE \propto E^{-3}$)
天頂角 θ	$0^\circ \sim 65^\circ$ ($\propto \sin\theta \cos\theta$)
方位角 ϕ	$0^\circ \sim 360^\circ$ で一様ランダム
コア位置	半径 5.5 km の円内で一様ランダム (図 4.5)
期間	2019/10/02 ~ 2022/09/28

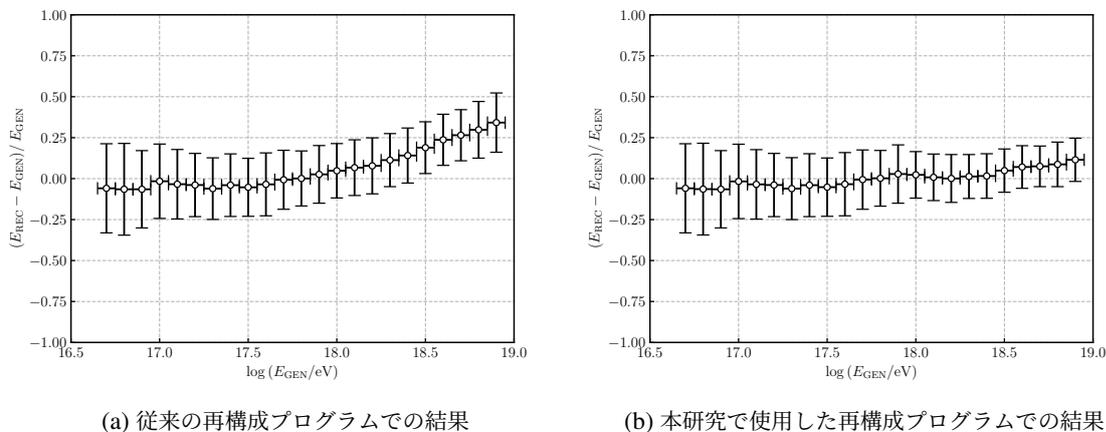


図 4.8: エネルギーの決定精度およびバイアス. 各エネルギー bin ごとに, 一次宇宙線のエネルギーと再構成されたエネルギーとのずれのヒストグラムをガウシアンでフィットした. 白抜き丸はずれの平均値, エラーバーはガウシアンフィットで得られた 1σ である. 各点の詳細な値は表 A.2 および表 A.1 のとおりである.

エネルギー決定バイアス, σ_E をエネルギー決定精度とした. 図 4.8a は従来の再構成プログラムでの結果, 図 4.8b は本研究で使⽤した再構成プログラムでの結果である. $10^{17.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー範囲では, エネルギー決定精度は約 20%, エネルギー決定バイアスは数% であり, これらの結果は先行研究と同程度である. エネルギー推定テーブルを拡張した $10^{18.5}$ eV 以上のエネルギー領域では, 従来の再構成プログラムによる結果と比較して, エネルギー決定精度は約 20% から約 10% に, エネルギー決定バイアスは約 30% から約 10% へと改善した. これは, エネルギーを決定する際に従来の再構成プログラムではエネルギー推定テーブルを外挿して解析していたが, 本解析では外挿せずにエネルギーを決定できるようになったためである.

角度決定精度の評価には, 次式で定義される開き角 δ を用いた.

$$\delta = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{\text{sim}} \cdot \mathbf{n}_{\text{rec}}). \quad (4.12)$$

各エネルギー bin ごとに全データの 68% が含まれる開き角 δ を求め, その値を各エネルギー bin での角度決定精度とした. 図 4.9 にエネルギー bin ごとの角度決定精度を示す. 図 4.9a は従来の再構成プログラムでの結果, 図 4.9b は本研究で使⽤した再構成プログラムでの結果である. 本研究で使⽤した再構成プログラムで得られた角度決定精度は $10^{16.7}$ eV で約 3° , $10^{18.9}$ eV では約 1° である. この結果は従来の再構成プログラムでの結果と同程度である.

4.5 実データと MC データセットとの比較

作成した MC データセットが TALE-SD アレイで実際に観測されるイベントを再現していることを確認するため, 実データと MC データセットとの再構成結果を比較した. 再構成手法およびクオリティーカットは, 実データ・MC データセットで同じものを使用している. 図 4.10 に再構成結果の比較を示す. 黒の点は実データの再構成結果, 青のヒストグラムは MC データセットの再構成結果を表している. また, MC のヒストグラムの面積は実データに合わせて規格化されている.

各グラフで比較されている値は, それぞれ再構成に使⽤した検出器の台数 (図 4.10a), 天頂角 (図 4.10b), 方位角 (図 4.10c), コア位置の x 座標 (図 4.10d), コア位置の y 座標 (図 4.10e), s_{600} (図 4.10f), 一次宇宙線のエネルギー (図 4.10g) である.

これらの値は, 図 4.10a の検出器台数の分布およびコア位置の分布を除いてよく一致している. 検出器台数の分

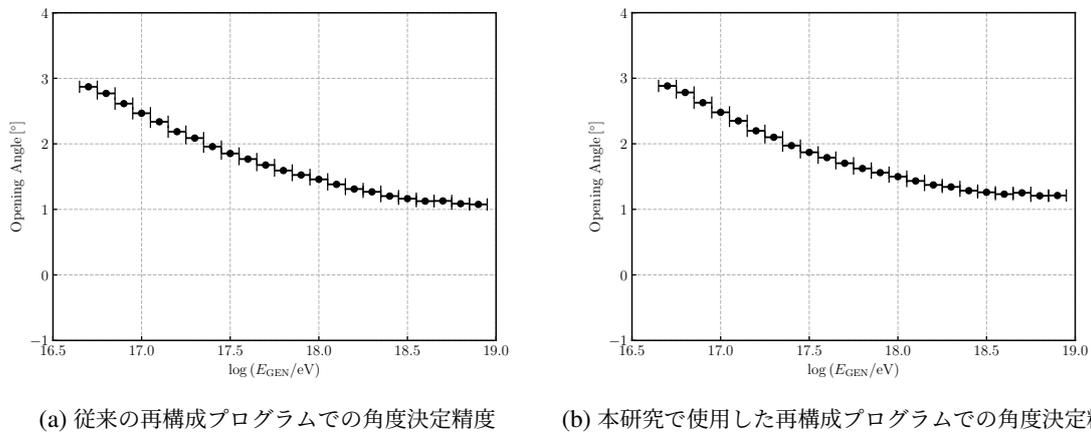


図 4.9: 角度の決定精度. 開き角の累積ヒストグラムで全イベントの 68% が含まれる角度を求め、エネルギーごとにプロットしている. 各点の詳細な値は表 A.2 および表 A.1 のとおりである.

布が実データと MC データセットで異なる主な理由は、一次宇宙線の組成が陽子のみであると仮定してデータセットを作成したためである. 鉄宇宙線による空気シャワーは陽子によるものと比較してより上空で発達が始まるため、空気シャワー粒子がより横方向に広がって地表に到来する. そのため、図 4.11 に示す通り、鉄による空気シャワーの再構成に使用できる検出器の台数は陽子と比較して多くなる [42].

コア位置の分布の不一致の理由は現在確認中だが、考えられる理由の一つとして、検出器間隔の広い領域ではより広がった空気シャワーのみがトリガーされるため、鉄宇宙線による空気シャワーを含む実データのほうがこれらの領域でのイベント数が増えているということが挙げられる.

本研究では陽子のみ MC データセットを用いてデータ解析しているが、より正確な解析を行うため、鉄宇宙線を用いた MC データセットを現在作成中である. 鉄による MC データセットを作成後、TALE-Hybrid 観測で決定された宇宙線の質量組成 [9] を考慮して陽子・鉄を混ぜ合わせた MC データセットを作成し、宇宙線の組成を考慮したデータ解析を行う必要がある. このようなデータセットを用いることで、検出器台数やコア位置の分布が実データと MC データセットとで一致することが期待される.

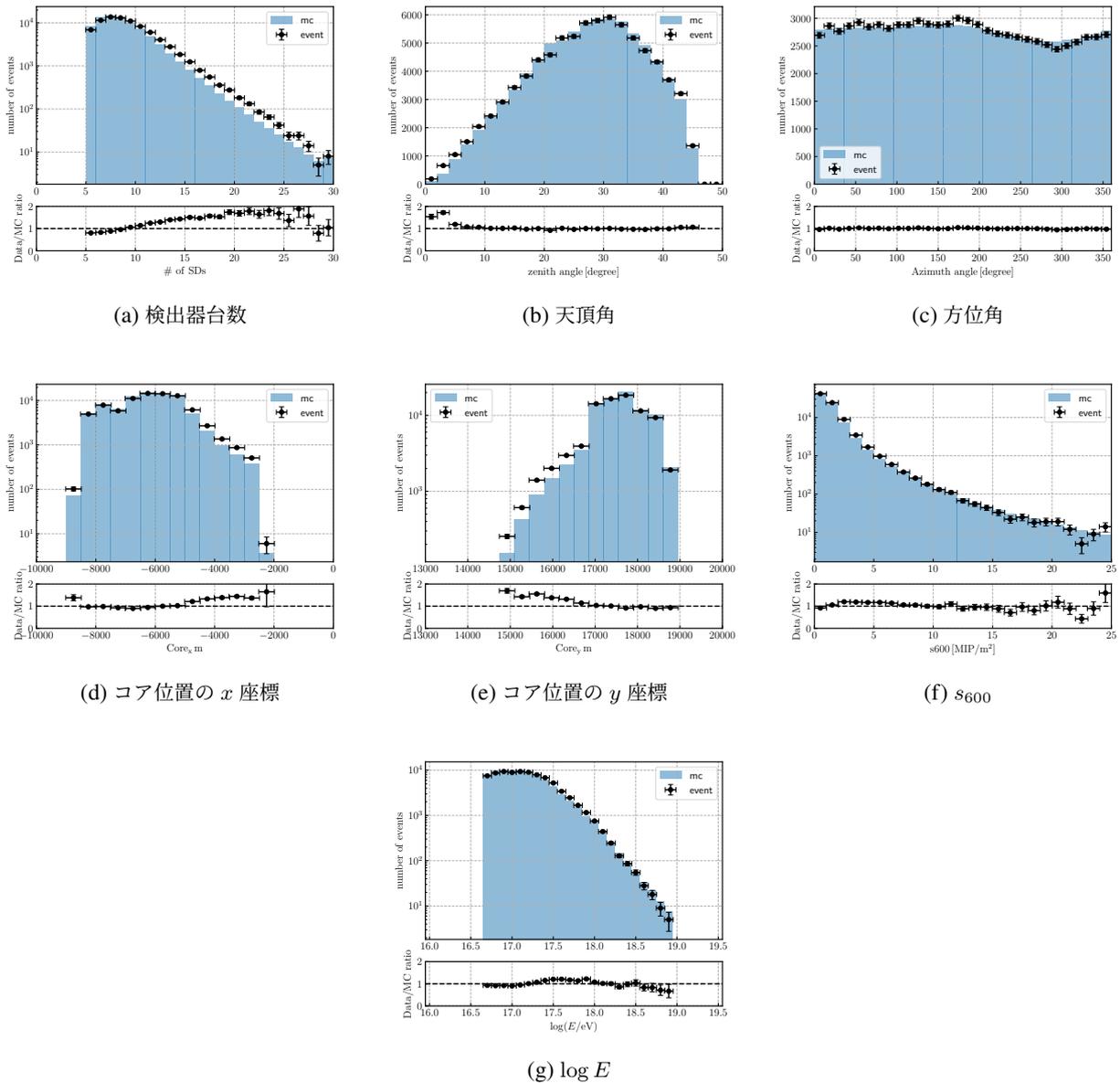


図 4.10: 実データと MC データセットとの比較. 黒の点は実データ, 青のヒストグラムは MC データセットである.

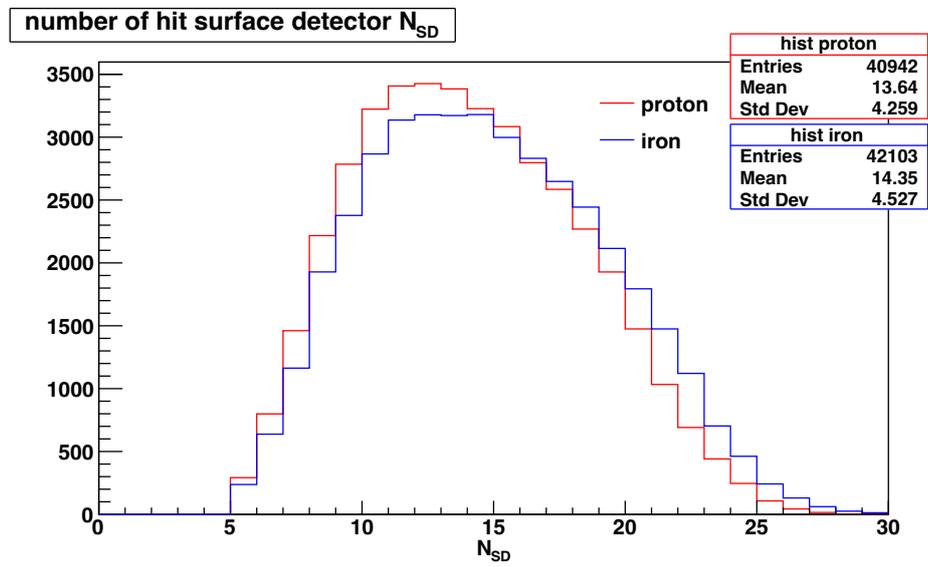


図 4.11: モンテカルロシミュレーションで作成した $10^{18.0}$ eV の陽子・鉄宇宙線による空気シャワーを再構成する際に使用した検出器の台数分布 [42]. 赤は陽子, 青は鉄による空気シャワーを再構成した結果である.

第 5 章

エネルギースペクトル解析

2019 年 10 月 2 日から 2022 年 9 月 28 日までの約 3 年間に TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて、宇宙線のエネルギースペクトルを計算した。本章では、TALE-SD アレイで観測されたイベントの再構成結果およびエネルギースペクトルの決定方法、他実験で測定されたエネルギースペクトルとの比較について述べる。

5.1 TALE-SD アレイで観測された実データの解析

2019 年 10 月 2 日から 2022 年 9 月 28 日までの 1093 日間に観測された空気シャワーイベントのエネルギー分布を図 5.1 に示す。再構成手法およびクオリティカットの条件は 4 章のとおりである。再構成されたイベント数

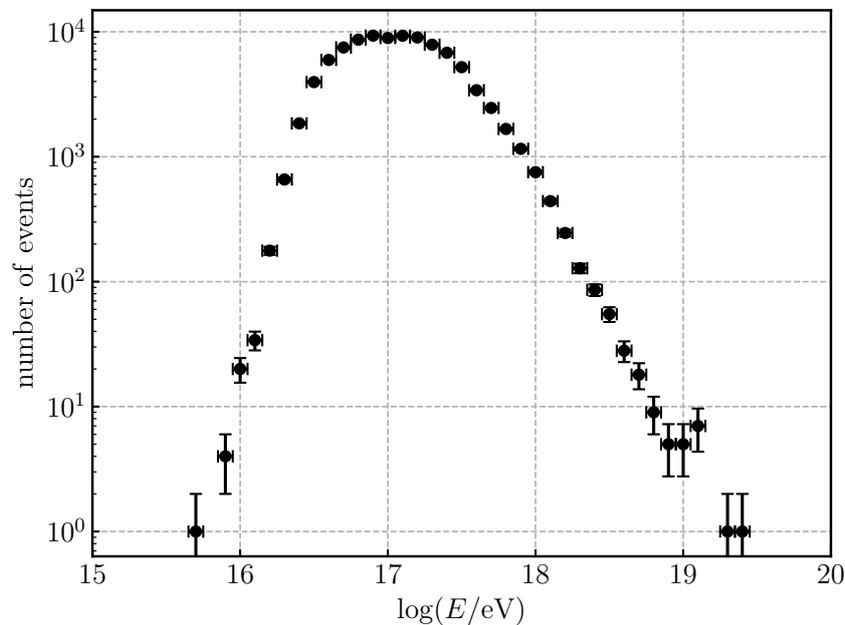


図 5.1: 2019 年 10 月 2 日から 2022 年 9 月 28 日までの 1078 日間に TALE-SD アレイで観測された空気シャワーイベントのエネルギー分布。

は 95673 イベントであり、先行研究 [2] で解析に使用された 8608 イベントの約 10 倍である。これは、解析に使用するデータの期間を 105 日から 1093 日へと約 10 倍に増やしたためである。

再構成されたエネルギーは真のエネルギーに対して図 4.8b で与えられる決定精度程度のばらつきを持つため、ある bin に対応するエネルギーを持つイベントを再構成した結果、異なる bin に対応するエネルギーとして再構成されることがある。この効果は MC データセットでも概ね再現されるが、エネルギー範囲の下（上）端の bin ではより低（高）エネルギーの bin からの染み込みが考慮されない。そのため、 $10^{16.9}$ eV 以下および $10^{18.9}$ eV 以上の bin は最終的な結果からは除外する。

5.2 TALE-SD アレイの Aperture および Exposure

単位時間で単位面積・単位立体角に到来する宇宙線の個数を調べるため、TALE-SD アレイの Aperture および Exposure を決定する必要がある。幾何学的には、Aperture および Exposure はそれぞれ次の式で求められる。

$$\text{Aperture} = A \times \Omega, \quad (5.1)$$

$$\text{Exposure} = \text{Aperture} \times T. \quad (5.2)$$

ここで、 A は TALE-SD アレイの検出面積、 Ω は TALE-SD アレイが観測する立体角、 T は観測時間である。

しかし、空気シャワーのトリガー効率は一次宇宙線のエネルギーに大きく依存する。そのため、低エネルギー領域での有効検出面積は実際の TALE-SD アレイの幾何学的な面積よりも小さくなる。また、TALE-SD アレイの有効検出面積は検出器の稼働状況によっても変化する。これらの影響を考慮するため、4.3 節で作成した MC データセットを用いて Aperture および Exposure を求めた。

$10^{16.65}$ eV から $10^{18.95}$ eV までを $10^{0.1}$ eV 刻みの bin に分割し、各エネルギー bin での Aperture を次式で求めた。

$$\text{Aperture}(E_i) = A_{\text{GEN}} \times \Omega_{\text{GEN}} \times \frac{N_{\text{REC}}^{\text{all cut}}(E_i)}{N_{\text{GEN}}(E_i)}, \quad (5.3)$$

$$A_{\text{GEN}} = \pi \times 5.5^2 [\text{km}^2],$$

$$\Omega_{\text{GEN}} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{0^\circ}^{65^\circ} d\theta \sin \theta \cos \theta.$$

ここで、 A_{GEN} および Ω_{GEN} はそれぞれシミュレーションで空気シャワーを生成した面積（図 4.5）および立体角である。また、 $N(E_i)$ は、エネルギーヒストグラムの i 番目の bin に含まれるイベント数を示す。 $N_{\text{GEN}}(E_i)$ は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の真のエネルギーのヒストグラム、 $N_{\text{REC}}^{\text{all cut}}(E_i)$ は再構成されすべてのクオリティーカットを通過したイベントの再構成されたエネルギーのヒストグラムの i 番目の bin に含まれるイベント数である。求められた Aperture のグラフを図 5.2 に示す。図中の破線は、検出面積を TALE-SD アレイの端から 100 m 以上内側（図 4.6）の面積、天頂角を 0° から 45° までとして式 5.1 を用いて求めた幾何学的な Aperture である。

Exposure は Aperture に観測時間を掛け合わせたものであるため、次式で求められる。

$$\text{Exposure}(E_i) = \text{Aperture}(E_i) \times T, \quad (5.4)$$

$$T = 1093 \text{ days}.$$

図 5.3 に得られた Exposure のグラフを示す。

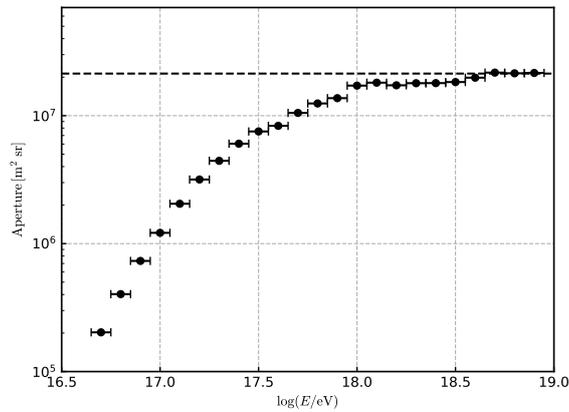


図 5.2: TALE-SD アレイの Aperture. 破線は式 5.1 を用いて求めた幾何学的な Aperture である.

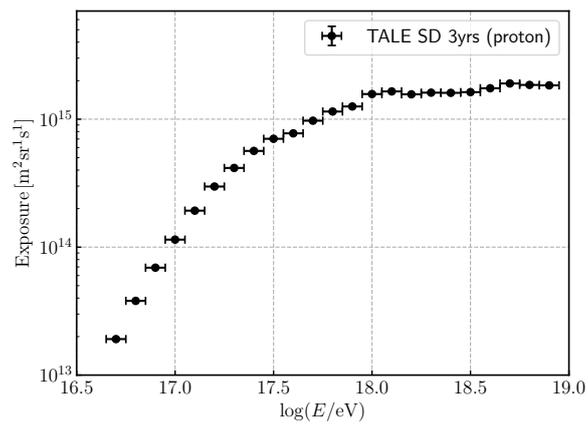


図 5.3: TALE-SD アレイの Exposure.

5.3 エネルギースペクトル解析

TALE-SD アレイで観測された実データのエネルギー分布 (図 5.1) および TALE-SD アレイの Exposure (図 5.3) を用いて宇宙線のエネルギースペクトルを決定する. エネルギースペクトル $J(E_i)$ は次式で求められる.

$$J(E_i) = \frac{N(E_i)}{\text{Exposure}(E_i) \cdot dE_i}. \quad (5.5)$$

ここで, $N(E_i)$ は TALE-SD アレイで観測されたイベントのうち i 番目の bin に対応するエネルギーで再構成されたイベントの個数, $\text{Exposure}(E_i)$ は式 5.4 で求めた Exposure, dE_i は i 番目の bin の bin 幅である. 求められたエネルギースペクトルは図 5.4 のとおりである. 得られたエネルギースペクトルを, 以下の 2 種類の関数でフィットした.

$$J(E) \sim E^{-\gamma} \quad (5.6)$$

$$J(E) \sim \begin{cases} E^{-\gamma_1} & (E < E_0) \\ E^{-\gamma_2} & (E > E_0) \end{cases} \quad (5.7)$$

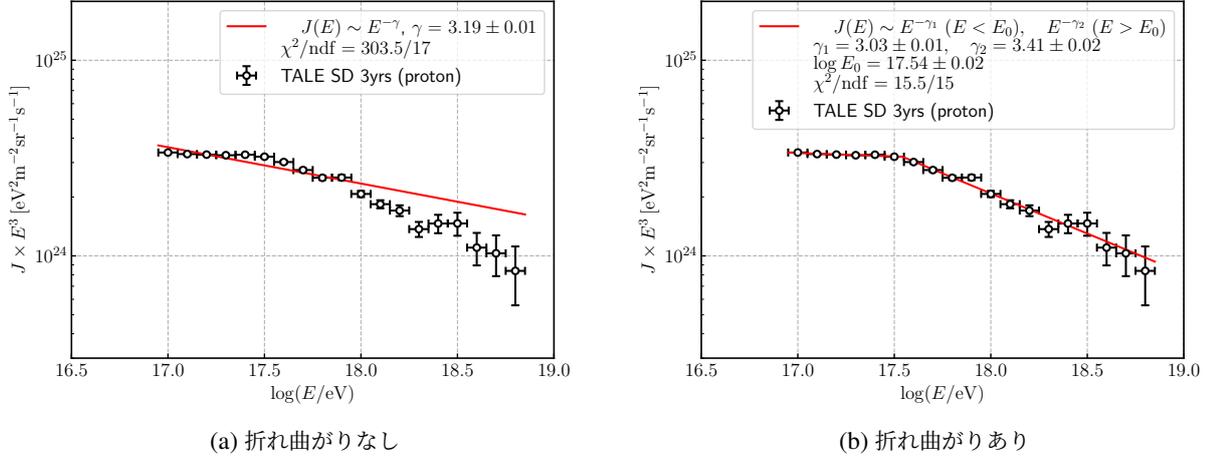


図 5.4: TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて決定した宇宙線のエネルギースペクトル。縦軸に E^3 を掛けている。各点の詳細な値は表 B.3 のとおりである。(a): エネルギースペクトルを式 5.6 でフィットした結果。(b): エネルギースペクトルを式 5.7 でフィットした結果。

表 5.1: 各実験で決定された宇宙線のエネルギースペクトルのべき [43, 44].

実験名	$\log(E_0/\text{eV})$	γ_1	γ_2
TALE-SD	17.54 ± 0.02	3.03 ± 0.01	3.41 ± 0.02
TALE-FD	$17.04 \pm 0.035 \pm 0.09$	$2.92 \pm 0.008 \pm 0.012$	$3.19 \pm 0.017 \pm 0.026$
Auger-SD 750 m アレイ	17.09 (fixed)	2.64 (fixed)	$3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$

式 5.6 は単一のべきを持つ関数、式 5.7 はエネルギー $E = E_0$ を境に、傾きが $-\gamma_1$ から $-\gamma_2$ へと変化する関数である。式 5.6 でフィットした結果を図 5.4a に、式 5.7 でフィットした結果を図 5.4b に示す。式 5.6 によるフィット結果では $\chi^2/\text{ndf} = 303.5/17$ (p-value = 2.13×10^{-54}) であるのに対して式 5.7 によるフィット結果では $\chi^2/\text{ndf} = 15.5/15$ (p-value = 0.42) であるため、折れ曲がりを持たない関数 (式 5.6) は棄却される。

図 5.5 に他実験で求められたエネルギースペクトルとの比較を示す。また、同じエネルギー範囲を観測している TALE-FD [43] および Auger-SD 750 m アレイ [44] で決定されたエネルギースペクトルのべきと、本解析で決定されたエネルギースペクトルのべきとの比較を表 5.1 に示す。Auger-SD では折れ曲がりのエネルギー E_0 および $E < E_0$ でのべき γ_1 を固定してフィッティングを行っている。TALE-SD で求めた E_0 は、TALE-FD で得られた結果と比較して 0.5 乗ほど高い値になっている。また、 $E > E_0$ でのべき γ_2 は他実験と比較しておよそ 0.2 大きな値になっている。これらの違いの主な原因は、6.1 節で議論するエネルギースケールにあると考えられる。

4.1.4 節で述べた通り、本解析では SD で決定したエネルギーから FD で決定したエネルギーへの較正を行っていないためエネルギーの絶対値を単純に比較することはできないが、今後適切なエネルギー較正を行い、折れ曲がりのエネルギーが他実験で求められたエネルギーと比較してどの程度ずれているのかを正確に評価する予定である。

また、TALE 実験をより低エネルギー側に拡張した TALE-infill 実験が 2023 年 11 月に定常観測を開始したため、TALE-infill 実験で得られたデータを用いて同様の解析を行い knee 付近の折れ曲がりのエネルギーを求めることで、knee と 2nd knee のエネルギーの比から 1.1.2 節で述べた knee および 2nd knee の成因についてのモデルを検証することができる。銀河系内で陽子および鉄を加速できる限界のエネルギーが knee および 2nd knee の折れ曲

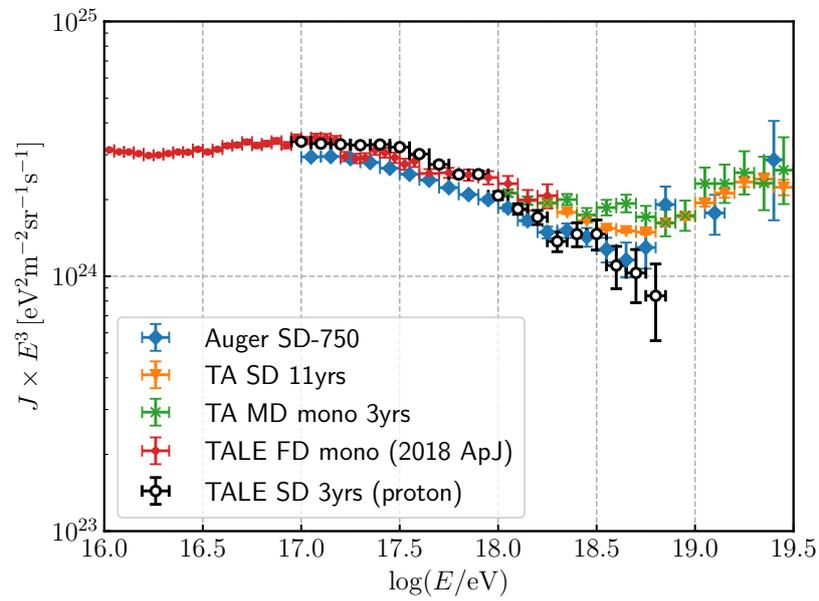


図 5.5: 本解析で求めたエネルギースペクトルと他実験で求められたエネルギースペクトルとの比較. 黒丸: TALE-SD アレイ, 赤点: TALE-FD [43], 青四角: Auger-SD 750 m アレイ [44], 緑 x: TA-MD [45], 橙三角: TA-SD アレイ [46].

がりのエネルギーであるなら, TALE-SD で観測された折れ曲がりのおよそ $1/26$ である $10^{16.1}$ eV 付近に折れ曲がり構造が見られるはずである.

第 6 章

議論

6.1 エネルギースケール

4.1.4 節の手法で求められたエネルギーは、モンテカルロシミュレーションに用いたハドロン相互作用モデルに依存する。一方で、大気蛍光望遠鏡を用いて決定したエネルギーは空気シャワー粒子の大気中でのエネルギー損失を測定できるため、地表粒子検出器よりも精度良くエネルギーを決定できる。そのため、先行研究 [2] では TALE-SD と TALE-FD との両方で観測されたイベントを用いて、TALE-SD で決定したエネルギーから TALE-FD で決定されたエネルギーへの変換係数を求めている。

2019 年 10 月 2 日から 2022 年 9 月 28 日までの期間に TALE-SD と TALE-FD との両方で観測されたイベントのうち、TALE-SD アレイで決定したエネルギー E_{SD} と TALE-Hybrid 観測で得られたエネルギー E_{Hybrid} との平均が $10^{17.0}$ eV 以上であるイベントを用いて同様の解析を行った。

図 6.1a は、 E_{SD} と E_{Hybrid} との相対誤差 $x = (E_{SD} - E_{Hybrid}) / E_{Hybrid}$ のヒストグラムである。同様のヒストグラムを $E_{SD, scaled} = \varepsilon \times E_{SD}$ について ε を変更しながら作成し、このヒストグラムをガウス関数 $\exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$ でフィットした際の μ が 0 となる ε の値をエネルギー変換係数とした。その結果、 $\varepsilon = 1.12$ とすれば $\mu = 0$ になることがわかった。図 6.1b は $\varepsilon = 1.12$ とした場合のヒストグラムである。エネル

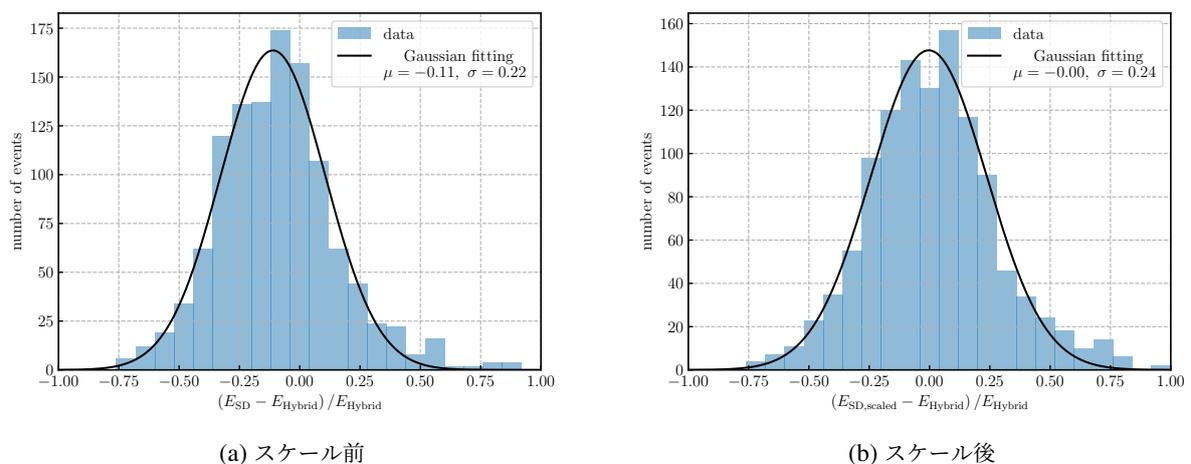


図 6.1: TALE-SD アレイで決定したエネルギーと、TALE-Hybrid 観測で得られたエネルギー E_{Hybrid} との相対誤差。(a): TALE-SD アレイで決定したエネルギー E_{SD} そのものと E_{Hybrid} との比較。(b): 相対誤差の平均値が 0 になるように E_{SD} を 1.12 倍した場合の相対誤差の分布。

ギーを 1.12 倍すると、図 5.5 のエネルギースペクトルは現在よりも右上にシフトする。

図 6.2 は、このようにして求めた $E_{SD,scaled}$ と E_{Hybrid} との散布図である。データ点は、理想的には $E_{SD,scaled} =$

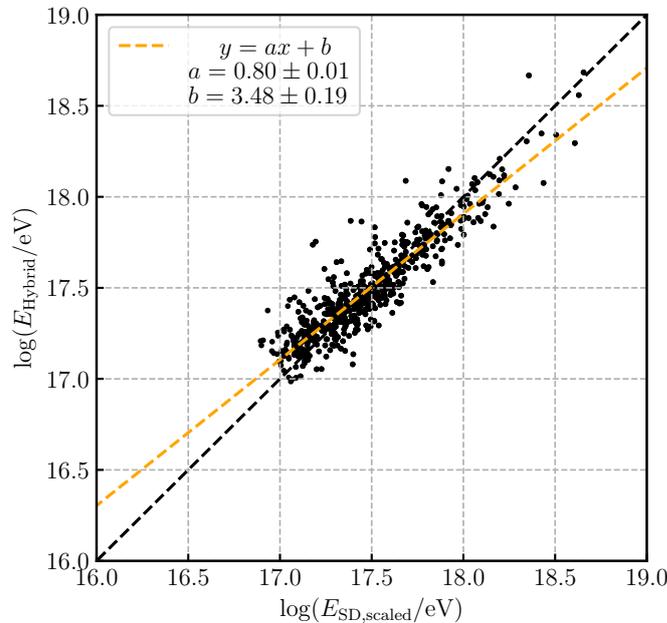


図 6.2: TALE-SD アレイで決定したエネルギーを 1.12 倍したもの ($E_{SD,scaled}$) と、TALE-Hybrid 観測で得られたエネルギー E_{Hybrid} との比較。黒の破線は $E_{SD,scaled} = E_{Hybrid}$ ，オレンジの破線は $E_{SD,scaled} = a \times E_{Hybrid} + b$ でフィットした結果である。

E_{Hybrid} の直線上に乗ることが期待される。しかし、実際には図中のオレンジの破線で示されているように、データ点は 0.80 ± 0.01 の傾きを持つ直線の周りに分布している。そのため、本解析で求めたエネルギー E_{SD} に対して $E_{SD,scaled} = \varepsilon \times E_{SD}$ という較正を行うことは適切ではなく、 $E_{SD,scaled} = \varepsilon \times E_{SD}^a$ などのような変換式を用いる必要がある。このような変換を行うと、エネルギースペクトルのべきの大きさは現在よりも小さくなることが予想される。

現在は TALE, TA, TA_{x4} でそれぞれ異なるエネルギー較正方法が適用 / 検討されているため、エネルギースケールについてのワークショップを行い、TALE だけでなく TALE-infill, TA, TA_{x4} のデータも合わせたエネルギースケールの議論を行うことが計画されている。

第7章

結論

TALE-SD アレイで観測されたイベントを再構成するための解析プログラム [2] で使用されていたエネルギー推定テーブルを高エネルギー側へ拡張し、エネルギーの決定精度およびバイアスを向上させた。再構成に用いる検出器の判定基準の最適化およびエネルギー推定テーブルの高エネルギー側への拡張を行った結果、アップデート後の解析プログラムによるエネルギー決定精度は $10^{16.7}$ eV で約 25%、 $10^{18.9}$ eV では約 10%、エネルギー決定バイアスは低エネルギー側では 0% ~ 5%、 $10^{18.5}$ eV 以上の高エネルギー領域では約 10% となった。先行研究 [2] で作成された従来の解析プログラムと比較すると、エネルギー決定精度は $10^{18.5}$ eV までのエネルギー範囲では先行研究と同程度、 $10^{18.5}$ eV 以上では ~ 20% から ~ 10% へ、また、決定バイアスは $10^{18.0}$ eV 以下では同程度、 $10^{18.0}$ eV 以上では ~ 30% から ~ 10% へと改善している。角度決定精度は $10^{16.7}$ eV で約 3%、 $10^{18.9}$ eV では約 1% となった。この結果は先行研究の結果と同程度である。

加えて、2019 年 10 月から 2022 年 9 月までの約 3 年間に TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いてエネルギースペクトルを決定した。 $10^{17.0}$ eV から $10^{18.8}$ eV までの宇宙線のエネルギースペクトルを、エネルギー E_0 の前後で異なるべきを持つ関数でフィットした結果、エネルギースペクトルの折れ曲がりのエネルギーは $\log(E_0/\text{eV}) = 17.54 \pm 0.02$ 、 $E > E_0$ でのべき γ_2 は $\gamma = 3.34 \pm 0.02$ と求められた。 E_0 は、TALE-FD で得られた結果 $\log(E_0/\text{eV}) = 17.04 \pm 0.035 \pm 0.09$ と比較して 0.5 乗ほど高い値になっている [43]。また、 $E > E_0$ でのべき γ_2 は TALE-FD で求められた $\gamma_2 = 3.19 \pm 0.017 \pm 0.026$ および Auger-SD750 m アレイで求められた $\gamma_2 = 3.298 \pm 0.005 \pm 0.10$ と比較しておよそ 0.2 大きな値になっている [43, 44]。本解析では SD で決定したエネルギーから FD で決定したエネルギーへの較正を行っていないが、適切な較正を行うことで E_0 はより大きく、 γ_2 はより小さくなることが予想される。

今後は、宇宙線の質量組成を考慮したモンテカルロシミュレーションを行い、TALE-Hybrid 観測で決定された宇宙線の質量組成 [9] を考慮したエネルギースペクトル解析を行う予定である。加えて、TALE-infill 実験で得られたデータを用いて同様の解析を行い knee 付近の折れ曲がりのエネルギーを求めることで、knee と 2nd knee のエネルギーの比から knee および 2nd knee の成因についてのモデルを検証する予定である。銀河系内で陽子および鉄を加速できる限界のエネルギーが knee および 2nd knee の折れ曲がりのエネルギーであるというモデルが正しいなら、TALE-SD で観測された折れ曲がりのおよそ 1/26 である $10^{16.1}$ eV 付近に折れ曲がり構造が見られるはずである。また、TALE-infill や TA, TAx4 で得られた結果も合わせたより広いエネルギー領域で SD で求めたエネルギーと FD で求めたエネルギーとの差を比較することで、より妥当なエネルギー較正方法を求めることを計画している。

付録

A エネルギーおよび角度の決定精度の詳細

図 4.8 で示したエネルギーおよび角度の決定精度の詳細な値を表 A.1 に示す。また、表 A.2 は同様の解析を先行研究で使用されていた再構成プログラム [2] を用いて行った結果 (図 4.9) の詳細な値である。

表 A.1: エネルギーおよび角度の決定精度

$\log(E/\text{eV})$	エネルギー決定バイアス	エネルギー決定精度	角度決定精度 [°]
16.7	-0.059	0.272	2.883
16.8	-0.064	0.280	2.783
16.9	-0.065	0.236	2.627
17.0	-0.017	0.227	2.480
17.1	-0.035	0.212	2.350
17.2	-0.039	0.193	2.198
17.3	-0.061	0.189	2.100
17.4	-0.040	0.192	1.972
17.5	-0.052	0.178	1.870
17.6	-0.034	0.193	1.789
17.7	-0.006	0.181	1.703
17.8	0.002	0.170	1.623
17.9	0.028	0.178	1.560
18.0	0.023	0.142	1.499
18.1	0.008	0.142	1.433
18.2	0.001	0.146	1.372
18.3	0.013	0.134	1.342
18.4	0.016	0.136	1.285
18.5	0.049	0.132	1.260
18.6	0.071	0.130	1.232
18.7	0.075	0.124	1.252
18.8	0.087	0.136	1.207
18.9	0.115	0.132	1.211

表 A.2: 従来の再構成プログラム [2] でのエネルギーおよび角度の決定精度

$\log(E/\text{eV})$	エネルギー決定バイアス	エネルギー決定精度	角度決定精度 [°]
16.7	-0.059	0.272	2.871
16.8	-0.065	0.280	2.770
16.9	-0.065	0.236	2.614
17.0	-0.016	0.227	2.467
17.1	-0.034	0.212	2.337
17.2	-0.039	0.193	2.186
17.3	-0.061	0.188	2.088
17.4	-0.040	0.191	1.958
17.5	-0.053	0.177	1.853
17.6	-0.035	0.192	1.768
17.7	-0.007	0.180	1.677
17.8	0.001	0.168	1.593
17.9	0.026	0.176	1.525
18.0	0.048	0.166	1.458
18.1	0.067	0.170	1.382
18.2	0.078	0.171	1.311
18.3	0.113	0.162	1.268
18.4	0.141	0.168	1.203
18.5	0.189	0.158	1.164
18.6	0.237	0.156	1.126
18.7	0.265	0.156	1.129
18.8	0.298	0.173	1.087
18.9	0.342	0.181	1.076

B エネルギースペクトルの詳細な値

TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて決定した宇宙線のエネルギースペクトルの詳細な値を表 B.3 に示す.

表 B.3: TALE-SD アレイで観測されたイベントを用いて決定した宇宙線のエネルギースペクトル

$\log(E/\text{eV})$	イベント数	$J(E) \times E^3 [\text{eV}^2 \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}]$	bin 幅	$\sigma_{\text{stat.}} \times E^3 [\text{eV}^2 \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}]$
17.0	8916	3.376117e+24	0.1	3.575465e+22
17.1	9302	3.314147e+24	0.1	3.436241e+22
17.2	9005	3.293564e+24	0.1	3.470757e+22
17.3	7879	3.269636e+24	0.1	3.683527e+22
17.4	6794	3.288479e+24	0.1	3.989627e+22
17.5	5210	3.212800e+24	0.1	4.451074e+22
17.6	3406	3.017717e+24	0.1	5.170781e+22
17.7	2455	2.746327e+24	0.1	5.542766e+22
17.8	1668	2.507472e+24	0.1	6.139572e+22
17.9	1156	2.514227e+24	0.1	7.394785e+22
18.0	752	2.073129e+24	0.1	7.559924e+22
18.1	441	1.838045e+24	0.1	8.752596e+22
18.2	245	1.704871e+24	0.1	1.089202e+23
18.3	128	1.370180e+24	0.1	1.211080e+23
18.4	86	1.463758e+24	0.1	1.578410e+23
18.5	55	1.464907e+24	0.1	1.975281e+23
18.6	28	1.102191e+24	0.1	2.082945e+23
18.7	18	1.030641e+24	0.1	2.429243e+23
18.8	9	8.381965e+23	0.1	2.793988e+23

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り数多くのご助言・ご指導をいただきました大阪公立大学の常定芳基教授に深く感謝いたします。私が宇宙線物理学研究室への配属を希望した一番の理由は常定先生の人柄でした。専門実験などをご指導いただいた際に感じた「この先生のもとで研究したい」という気持ちを今も変わらず持ち続けています。

大阪公立大学の藤井俊博准教授には、研究の進め方や資料の作り方、発表での笑いの取り方など、様々な場面で適切なアドバイスを頂きました。様々な場面でのご指導・ご鞭撻に感謝いたします。としさんのフレンドリーな人柄に影響され、研究室の学生同士の仲もより一層深まったような気がします。これからも記者会見で一句ひねるとしさんを見習い、そのセンスを盗めるよう日々精進してまいります。

東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一教授には、進捗報告の場で数多くのご指導をいただきました。また、飲み会やSDメンテナンス作業での片道50マイルのドライブでは、様々なお話をお聞きすることができました。大きな発表が終わるたびに笑顔で褒めてくださるおぎおさんに感謝申し上げます。

宇宙線研究所の藤田慧太郎特任研究員には、研究室の先輩だった頃から様々な場面でお世話になっています。多数の学生からの質問を捌きながら私にも適切な助言をくださるふじた先生には感謝してもしきれません。また、私が博士後期課程への進学を決断することができたのは、B4の頃にD3の先輩である尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏が楽しそうに研究する姿を見ていたからだと思います。博士後期課程への憧れを抱かせてくださったお二人に感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、塔隆志准教授、野中敏幸助教、川田和正助教、信州大学の富田孝幸助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授、神奈川大学の有働慈治准教授、理化学研究所の木戸英治研究員および東京大学地震研究所の武多昭道助教には研究会で数多くのご指導・ご助言をいただきました。また、明野観測所でのSD作成やユタでのSDメンテナンス作業などへ右も左もわからない状態でやってきた私に対してご指導やお力添えをいただいたこと、心より感謝いたします。

東京大学の藤末紘三博士、大阪電気通信大学の村上実哉斗氏、信州大学の水野航太氏、宮下航平氏にはユタでの生活で大変お世話になりました。また、東京大学宇宙線研究所の大島仁特任研究員、京都大学の難波宏樹氏、大阪電気通信大学の加藤晴香氏には、TALEについて議論し、研究を進めるきっかけを得る多くの機会をいただきました。皆様のお力添えに感謝いたします。

日々の研究生生活を支えてくださった研究室の皆さんにも感謝いたします。佐藤光希氏にはTALE-SDの再構成プログラムについて非常に多くのことを教わりました。有村龍平氏、岩崎葵氏からは、研究や宇宙線物理学の基礎についてだけでなく、研究生生活を楽しむ方法についても学びました。またお二人の漫才のような天才的な会話のキャッチボールが聞きたいです。櫻井駿介特任研究員、申興秀特任助教には、日々の研究生生活で多くのご指導をいただきました。Fraser William Bradfield氏には読みやすい論文の書き方や英語に関する指摘だけでなく、日本語の単語や慣用句などについても多くのことを教わりました。敷田淳氏、河内祐輔氏には、再構成プログラムについて議論する多くの機会をいただきました。小林拓郎氏、古坊龍一氏、中原美紅氏、石井達希氏、遠藤康平氏、能勢幸弘氏にも大変お世話になりました。個性豊かな皆様との交流により、とても楽しい研究生生活を送ることができてい

ます。また、秘書の横田晴香氏には出張時などの事務手続きの際に大変お世話になりました。事務手続きだけでなく、日本語の使い方に関する相談などにも耳を傾けてくださりありがとうございました。

本研究は Telescope Array 実験なしには成り立ちませんでした。様々な場面で支えていただいた Telescope Array 実験の共同研究者の皆様に、心より感謝申し上げます。

最後に、研究生生活を支えてくださった家族、友人に深く感謝いたします。



TAx4-SD メンテナンス作業時の集合写真。右から3番目後列で白いシャツを着ているのが著者である。

引用文献

- [1] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid*, *PoS ICRC2019* (2020) 375.
- [2] K. Sato, *Measurement of cosmic ray energy spectrum around the 2nd knee region with tale surface detector array*, Master's thesis, Osaka City University (2021).
- [3] V.F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084.
- [4] R.A. MILLIKAN, *High frequency rays of cosmic origin*, *Science* **62** (1925) 445.
- [5] W.F. Hanlon, *Updated cosmic ray spectrum*, Accessed Jan. 28, 2024,
URL: <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [6] PARTICLE DATA GROUP, *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [7] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum?*, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748.
- [8] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, *JETP Lett.* **4** (1966) 78.
- [9] K. Fujita, *Cosmic Ray Energy Spectrum and Mass Composition Measurement with the Telescope Array Low energy Extension Detector in Hybrid Mode*, Ph.D. thesis, Osaka City University (2021).
DOI: [10.24544/ocu.20220603-006](https://doi.org/10.24544/ocu.20220603-006).
- [10] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Mayer, *Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants*, *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.* **206** (1938) 1721.
- [11] T. Gaisser and A. Hillas, *Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers*, *15th International Cosmic Ray Conference* **8** (1977) 353.
- [12] M. Risse, *Properties of extensive air showers*, *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 1787
[arXiv:astro-ph/0402300].
- [13] K. Kamata and J. Nishimura, *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6** (1958) 93.
- [14] J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi, *Energy spectrum and structure of large air showers*, in *7th International Cosmic Ray Conference* (1962).
- [15] S. Yoshida et al., *Lateral distribution of charged particles in giant air showers above EeV observed by AGASA*, *J. Phys. G* **20** (1994) 651.
- [16] T. Pierog, I. Karpenko, J.M. Katzy, E. Yatsenko and K. Werner, *EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider*, *Phys. Rev. C* **92** (2015) 034906
[arXiv:1306.0121].
- [17] S. Ostapchenko, *Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018 [arXiv:1010.1869].
- [18] J. Albrecht et al., *The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large*

- Hadron Collider, Astrophys. Space Sci.* **367** (2022) 27 [[arXiv:2105.06148](#)].
- [19] EAS-MSU, IceCube, KASCADE-GRANDE, NEVOD-DECOR, PIERRE AUGER, SUGAR, TELESCOPE ARRAY, YAKUTSK EAS ARRAY collaboration, *Report on Tests and Measurements of Hadronic Interaction Properties with Air Showers*, *EPJ Web Conf.* **210** (2019) 02004 [[arXiv:1902.08124](#)].
- [20] J.C. Arteaga Velazquez, *A report by the WHISP working group on the combined analysis of muon data at cosmic-ray energies above 1 PeV*, *PoS ICRC2023* (2023) 466.
- [21] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Telescope array experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175-176** (2008) 221.
- [22] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **689** (2013) 87 [[arXiv:1201.4964](#)].
- [23] H. Tokuno et al., *New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **676** (2012) 54 [[arXiv:1201.0002](#)].
- [24] R.U. Abbasi et al., *The hybrid energy spectrum of Telescope Array's Middle Drum Detector and surface array*, *Astropart. Phys.* **68** (2015) 27.
- [25] A. Taketa, *The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector*, Ph.D. thesis, Tokyo University (2012).
- [26] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The TA \times 4 Experiment*, *JPS Conf. Proc.* **19** (2018) 011025.
- [27] S. Kishigami, *Study of the method of geometry reconstruction for the tale surface detector array and evaluation of its accuracy with monte carlo simulations*, Master's thesis, Osaka City University (2016).
- [28] Y. Takahashi, *Development of a new data acquisition system for the tale surface detector array*, Master's thesis, Osaka City University (2016).
- [29] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz and T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, Tech. Rep. [FZKA-6019](#) (1998).
- [30] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, *FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)*, Tech. Rep. (2005), [DOI: 10.2172/877507](#).
- [31] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W. Rogers, *EGS4 code system*, (1985).
- [32] GEANT4 collaboration, *GEANT4—a simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250.
- [33] PIERRE AUGER collaboration, *A thinning method using weight limitation for air-shower simulations*, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 259.
- [34] D.S. Gorbunov, G.I. Rubtsov and S.V. Troitsky, *Air-shower simulations with and without thinning: Artificial fluctuations and their suppression*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 043004 [[arXiv:astro-ph/0703546](#)].
- [35] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J.N. Matthews and G.B. Thomson, *Dethinning Extensive Air Shower Simulations*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 759 [[arXiv:1104.3182](#)].
- [36] TELESCOPE ARRAY collaboration, *CORSIKA Simulation of the Telescope Array Surface Detector*, [[arXiv:1403.0644](#)] (2014).
- [37] D. Ivanov, *Energy spectrum measured by the telescope array surface detector*, Ph.D. thesis, Rutgers University (2012). [DOI: 10.7282/T3K35SG3](#).
- [38] K. Miyata, *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*, Master's thesis, Tokyo University of Science (2007).
- [39] Y. Tanoue, *Energy determination for the tale surface detector array*, Master's thesis, Osaka City University (2019).
- [40] J. Linsley and L. Scarsi, *Arrival times of air shower particles at large distances from the axis*, *Phys. Rev.* **128**

- (1962) 2384.
- [41] 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* **12** (1986) 1097.
- [42] R. Arimura, *Measurement of cosmic ray mass-composition at the 2nd knee region with the tale surface detectors*, Master's thesis, Osaka City University (2022).
- [43] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Cosmic-Ray Energy Spectrum between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE detector in monocular mode*, *Astrophys. J.* **865** (2018) 74 [[arXiv:1803.01288](#)].
- [44] PIERRE AUGER collaboration, *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*, *Eur. Phys. J. C* **81** (2021) 966 [[arXiv:2109.13400](#)].
- [45] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Energy Spectrum of Telescope Array's Middle Drum Detector and the Direct Comparison to the High Resolution Fly's Eye Experiment*, *Astropart. Phys.* **39-40** (2012) 109 [[arXiv:1202.5141](#)].
- [46] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Energy Spectrum Measured by the Telescope Array*, *PoS ICRC2019* (2020) 298.