

2025 年度 修士論文

TALE-infill SD アレイによる
宇宙線の月の影解析
(Analysis of cosmic ray moon shadow
with the TALE-infill 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

博士前期課程 2 年
学籍番号 BHB22050

敷田 淳

2026 年 2 月 28 日

概要

宇宙線は宇宙を飛び交う高エネルギーの粒子である。しかし、その起源や加速機構については未だ完全には解明されていない。高エネルギーの宇宙線が地球に到来すると、大気中の原子核と相互作用をして二次粒子を生成する。生成された二次粒子が相互作用を繰り返すことにより、大量の二次粒子群を生成する現象を空気シャワーと呼ぶ。宇宙線は今日まで様々な実験で観測され、エネルギースペクトルや質量組成、異方性解析等様々な解析が行われてきた。

Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験は Telescope Array (TA) 実験の低エネルギー拡張実験である。アメリカのユタ州で行われている実験であり、10基の 大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と 78 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) を用いて $10^{16.5}$ eV 以上の宇宙線を観測している。さらに観測可能な宇宙線のエネルギーを 1 PeV まで引き下げるため、新たに 50 台の SD (TALE-infill SD アレイ) が 100 m 間隔で格子状に設置され 2023 年 11 月より観測を開始した。TALE-infill 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や質量組成等の解析を行うことにより、 $10^{15.6}$ eV 付近および 10^{17} eV 付近に見られる急激な宇宙線強度の変化 (それぞれ knee、second knee と呼ぶ) の原因が解明されることが期待される。

宇宙線はあらゆる方向から到来するが、月によって吸収されるため、月の方向では影が生じ、到来する宇宙線イベント数が減少する。この現象を利用することで、月を較正源として用いることができ、方向決定や座標変換が正しく行われていることの証明となる。そのため本研究では、カット条件なしおよびスタンダードカット、ルーズカットと呼ばれる 2 種類のクオリティカットのもとモンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度の評価、および TALE-infill SD アレイで得られたイベントを用いた月の影解析を行った。

モンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度は、カット条件無しの場合は 1.9° 程度であった。一方で、スタンダードカットをかけた場合は $1.0^\circ \sim 1.5^\circ$ 程度であり、先行研究 [1] と同様の結果であった。また、ルーズカットをかけた場合は 1.5° 程度であった。

TALE-infill SD アレイで得られたイベントを用いた月の影解析については、統計的有意性の評価およびバックグラウンド推定の 2 種類の評価手法を用いた。統計的有意性の評価の結果、月の近傍でのイベント数の減少について統計的有意性は見られなかった。またバックグラウンド推定による評価の結果、バックグラウンドと比較して月の近傍でイベント数が減少傾向であることが分かった。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線の歴史	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	3
1.2.1	ハドロンカスケード	5
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	6
1.3	月および太陽を用いた宇宙線解析	7
1.3.1	Tibet AS γ 実験	7
1.3.2	Pierre Auger 実験	8
1.3.3	LHAASO 実験	11
1.3.4	ALPACA 実験	13
第 2 章	TALE-infill SD アレイ	17
2.1	Telescope array (TA) 実験	17
2.2	Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験	17
2.3	TALE-infill SD アレイ	17
2.4	地表粒子検出器 (Surface Detector, SD)	19
2.4.1	SD の部品構成	19
2.4.2	エレクトロニクスの構成	20
2.4.3	通信塔の基本構成	20
2.4.4	データ収集システム	21
	Minimum Ionizing Particle (MIP)	21
	レベル 0 トリガー	21
	レベル 1 トリガー	22
	レベル 2 トリガー	22
	Low energy trigger	22
2.4.5	SD のモニター情報	23
2.5	大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)	24

第 3 章	TALE-infill SD アレイによる空気シャワーイベント再構成	27
3.1	空気シャワーイベントの再構成手法	27
3.1.1	空気シャワー粒子到来時刻と粒子数の決定	27
3.1.2	解析に使用しない SD の除去	28
	不調な SD	29
	バックグラウンドミュオンでトリガーされた SD	29
3.1.3	空気シャワーイベントのジオメトリ決定	29
	空気シャワーイベントのジオメトリ初期値決定	29
	フィッティングに使用しない SD の除去	30
	空気シャワーの到来方向の決定	30
	空気シャワーイベントの粒子数密度横方向分布の決定	31
3.1.4	一次宇宙線のエネルギーの決定	32
第 4 章	モンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度の評価	35
4.1	CORSIKA シミュレーション	35
4.2	GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション	35
4.2.1	検出器内部での空気シャワー粒子のエネルギー損失	36
4.2.2	TALE-infill SD アレイの応答シミュレーション	37
4.3	本研究で使用した MC データセット	38
4.4	クオリティカット	39
4.4.1	スタンダードカット	39
	検出器台数カット	40
	天頂角カット	40
	ボーダーカット	40
	$ R_{LDF} - R_{COG} $ によるカット	40
	D_{SD} カット	40
	シャワーエイジカット	41
	カイスクエアカット	41
	Point Direction Uncertainty によるカット	41
4.4.2	ルーズカット	41
4.5	MC シミュレーションによる角度決定精度の評価	42
第 5 章	宇宙線の月の影解析	45
5.1	解析手法	45
5.1.1	天球座標	45
	地平座標系	45
	赤道座標系	45
5.1.2	宇宙線と月との開き角の計算方法	46
5.2	月の影の解析結果	47
5.2.1	統計的有意性の評価	47
	カイ二乗による評価	47
	有意度による評価	47

5.2.2	バックグラウンド推定による評価	50
	Time-shuffling method	50
	Equi-zenith method	50
	宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法	51
第 6 章	議論	57
6.1	Pierre Auger 実験との比較	57
6.2	月の影解析における改善点	57
6.2.1	解析に用いるイベントの追加	57
6.2.2	TALE-infill SD アレイの角度決定精度の向上	57
	Clean Cluster の導入	58
	シャワー平面の厚さも考慮したフィッティング	58
6.2.3	クオリティカットの改良	59
第 7 章	結論	61
付録		63
A	設置された検出器の座標	63
謝辞		65
引用文献		67

目次

1.1	様々な実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトル	2
1.2	様々な実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトルの折れ曲がり構造	2
1.3	様々な実験で観測された平均質量対数	4
1.4	空気シャワーの模式図	4
1.5	10^{19} eV の陽子と鉄における空気シャワーシミュレーションの縦方向発達	6
1.6	空気シャワー面の概略図	7
1.7	月または太陽の影の形成を示す模式図	8
1.8	2000 年時点での Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置	9
1.9	Tibet-III 空気シャワーアレイによって観測されたイベントを用いた月の影解析の結果	10
1.10	Pierre Auger 実験の地表検出器配置	10
1.11	Pierre Auger 実験における time shuffling method を用いた座標変換の例	11
1.12	Pierre Auger 実験における月の影解析および太陽の影解析結果	11
1.13	Pierre Auger 実験における月の影および太陽の影の Li&Ma significance	12
1.14	LHAASO の検出器配置	12
1.15	LHAASO 実験による月の影解析の結果	13
1.16	ALPAQUITA 実験の検出器の構造と配置	14
1.17	ALPAQUITA 実験における月の影解析の結果	14
1.18	ALPAQUITA 実験における太陽の影解析の結果	15
2.1	TA 実験の検出器配置	18
2.2	TALE 実験の検出器配置	18
2.3	TALE-infill SD の部品構成	19
2.4	TALE-infill SD のシンチレータ内部の概略図	20
2.5	SD に搭載されているエレクトロニクスブロック図	20
2.6	TALE-infill SD アレイ用のデータ通信塔	21
2.7	Low energy trigger を導入したアレイおよび Low energy trigger が発行されるトリガーパターン	23
2.8	TALE-infill SD のモニタープロットの一例	25
2.9	TA FD の MD ステーションと TALE-FD ステーションの外観	26
2.10	TALE FD の正面図	26
3.1	SD で記録された波形の一例	28
3.2	地表に到来した空気シャワーの模式図	30
3.3	空気シャワーの到来方向決定を行うフィッティングのパラメーター R_m	32
3.4	TALE-infill SD アレイのためのエネルギー推定テーブル	33

4.1	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	36
4.2	モンテカルロシミュレーションで使した SD	36
4.3	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場合	38
4.4	アレイの内側および外側にある SD	41
4.5	MC シミュレーションを用いて求めた、カット条件無しの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合の開き角 δ の分布	43
5.1	地平座標系の模式図	46
5.2	赤道座標系の模式図	46
5.3	月の影の解析結果	48
5.4	カイ二乗による評価の結果	49
5.5	有意度による評価の結果	51
5.6	Time-shuffling method によるバックグラウンド推定の結果	52
5.7	Equi-zenith method の概略図	53
5.8	Equi-zenith method によるバックグラウンド推定の結果	54
5.9	宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法によるバックグラウンド推定の結果	55
6.1	MC シミュレーションを用いて求めた、Clean Cluster を導入した場合、Clean Cluster を導入しなかった場合の開き角 δ の分布	58

表目次

4.1	ステンレスボックスの構成要素の色分け	37
4.2	シミュレーションを行う一次粒子とそのエネルギー	37
4.3	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	39
4.4	角度決定精度を求めるために使用した MC データセット	40
4.5	モンテカルロシミュレーションを用いて求めたエネルギーごとの角度決定精度	42
5.1	Reduced χ^2 の値	47
6.1	Clean Cluster の有無による角度決定精度の違い	59
A.1	TALE-infill SD アレイの各 SD の緯度、経度、標高	64

第 1 章

序論

1.1 宇宙線

宇宙線とは、陽子や原子核といった宇宙を飛び交う高エネルギーの荷電粒子である。しかし、その起源や加速メカニズムは未だ完全には解明されていない。

1.1.1 宇宙線の歴史

宇宙線は 1912 年にオーストリア生まれの物理学者である V.F. Hess によって発見された。Hess が放射線検出器を気球に載せて飛ばす実験を行ったところ、高度が上昇するにつれて放射線の検出頻度も上昇した。この結果は放射線が宇宙からも到来することを示しており、これが宇宙線の発見とされる [2]。これにより Hess は 1936 年にノーベル賞を受賞した。なお、発見当時は宇宙線と呼ばれていなかった。R.A. Millikan によって宇宙線 (cosmic rays) と名付けられた [3]。

1.1.2 エネルギースペクトル

宇宙線が発見されてから今日まで様々な実験が行われ、エネルギースペクトルが測定された。エネルギースペクトルとは、エネルギーごとに宇宙線の到来頻度分布を調べたもののことである。宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す [4]。

スペクトルはおよそ E^{-3} に従うことが知られているが、厳密には単一の冪乗関数では記述できず、いくつかの折れ曲がり構造が存在する。折れ曲がり構造が見えやすくなるように、エネルギースペクトルの縦軸に $E^{2.6}$ をかけたものが図 1.2 である [5]。折れ曲がり構造は $10^{15.5}$ eV 付近、 10^{17} eV 付近、 $10^{18.7}$ eV 付近、 $10^{19.7}$ eV 付近に存在し、それぞれ knee、second knee、ankle、cutoff と呼ばれる。

Knee と second knee に関しては、考えられる要因は 2 つある。1 つは、knee が存在する $10^{15.5}$ eV 付近が銀河系内における陽子の加速限界であり、second knee が存在する 10^{17} eV 付近が鉄原子核の加速限界というものである [6]。陽子は宇宙線として存在する粒子の中で最も多く存在している粒子であり、鉄原子核は宇宙線として存在する重い原子核の中では比較的多く存在している粒子である。また、宇宙線が銀河系内で加速できるエネルギーの上限は原子番号に比例するため、鉄原子核の加速限界は陽子の 26 倍である。そのため、 $10^{15.5}$ eV 付近に陽子の加速限界にあたる knee があり、その約 30 倍のエネルギーである 10^{17} eV 付近に鉄原子核の加速限界にあたる加速限界にあたる second knee があるという考えは合理的である。もう 1 つは、宇宙線が銀河系内から銀河系外に漏れ出しているというものである。銀河系内には μG オーダーの磁場が存在し、宇宙線はその磁場に巻き付くラーモア運動

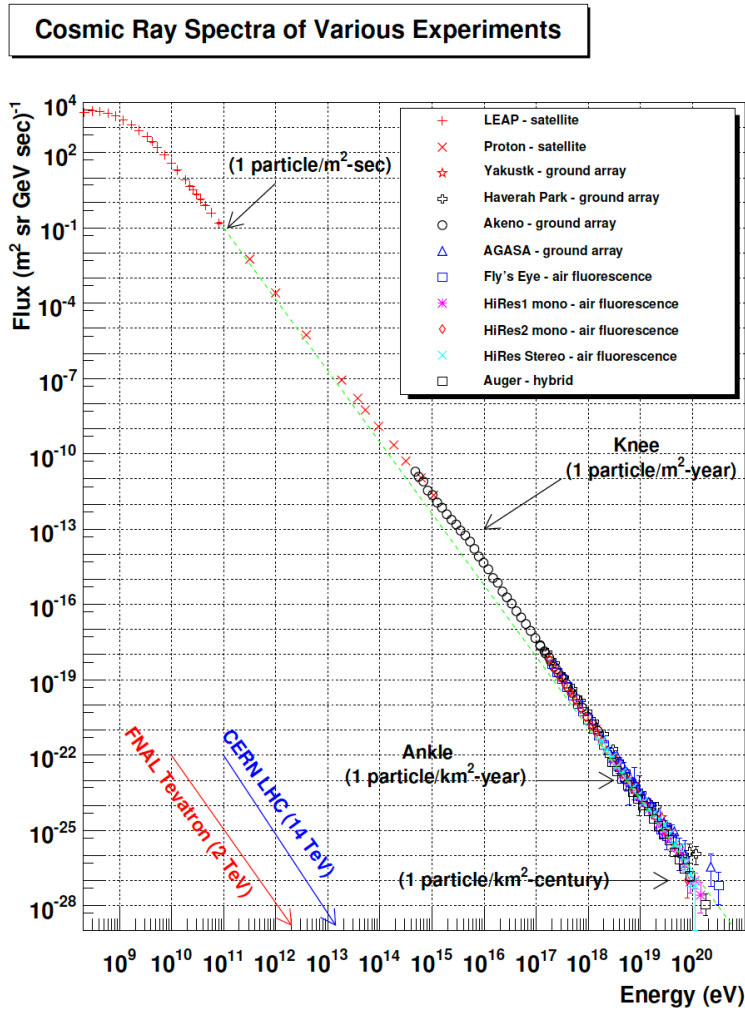


図 1.1: 様々な実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトル [4]。

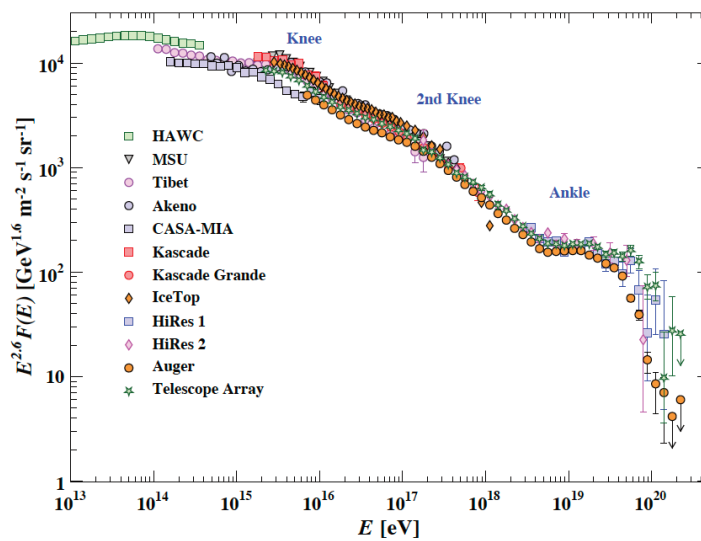


図 1.2: 様々な実験で測定された宇宙線のエネルギースペクトルの折れ曲がり構造 [5]。スペクトルの折れ曲がりが見えやすくなるように縦軸には $E^{2.6}$ がかけられている。

をしながら伝播している。この運動のラーモア半径 R は

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

で求められる。ここで、 B は磁場、 E は宇宙線のエネルギー、 Z は宇宙線の原子番号である。この式から分かる通り相対論的粒子ではエネルギーに比例してラーモア半径が大きくなるため、高エネルギーの宇宙線ほど銀河系外に漏れ出す可能性が高くなる。しかし、 $10^{15.5} \text{ eV}$ の宇宙線のラーモア半径が 1 pc であり、銀河系の銀河円盤の厚さが 100 pc であるため、knee の要因である可能性は低いと考えられる。一方で、 10^{17} eV のラーモア半径が銀河円盤の厚さと同程度であるため、second knee の要因である可能性はあると考えられる。

Ankle に関しても、考えられる要因は 2 つある。1 つは、ankle よりも低エネルギー側では銀河系内由来の宇宙線が多く、ankle よりも高エネルギー側では銀河系外由来の宇宙線が多いというものである [7]。もう 1 つは、 $10^{18.7} \text{ eV}$ 付近のエネルギーを持った宇宙線が宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background) と相互作用することによりエネルギーを失うため、ankle のようなへこみが存在するというものである。

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

Cutoff に関しては、 $10^{19.7} \text{ eV}$ 付近のエネルギーを持った宇宙線が、以下のように宇宙マイクロ波背景放射と相互作用することによりエネルギーを失うためであると考えられている。

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

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

この理論を提唱した物理学者 Greisen、Zatsepin、Kuz'min の頭文字をとって GZK カットオフと呼ばれている [8]。

1.1.3 質量組成

一例として、式 1.1 より宇宙線がラーモア運動をする際のラーモア半径の大きさは、宇宙線の原子番号 Z に依存することが分かる。このように核種によって宇宙線の伝播過程等が異なるため、エネルギースペクトルだけでなく質量組成も解析することは非常に重要である。図 1.3 は平均質量対数 $\langle \ln A \rangle$ を様々な実験で解析した結果である。この図より、主な傾向として second knee よりも低エネルギー側では $\langle \ln A \rangle$ は増加、second knee よりも高エネルギー側では減少、ankle よりも高エネルギー側では増加していることが分かる。これは、knee が銀河系内における陽子の加速限界、ankle が銀河系内における鉄原子核の加速限界であるというシナリオとよく一致している。

1.2 空気シャワー

低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高いが、地表に到来する前に大気中の原子核と相互作用をしてエネルギーを失ってしまうため地表で観測することは難しい。そのため、検出器を人工衛星等に搭載することにより観測が行われる。一方で、高エネルギーの宇宙線は低エネルギー宇宙線に比べて容易に地表に到来できるが、到来頻度が低いため検出面積が小さい人工衛星等で観測することは難しい。そのため、およそ 10^{14} eV 以上の宇宙線は十分な検出面積を持つ観測装置を地表に設置することにより観測が行われる。

地球に到来した宇宙線は大気中の原子核と相互作用をして二次粒子を生成する。生成された二次粒子が大気中の原子核と相互作用をすることにより新たな二次粒子が生成される。これを繰り返すことによって生成される二次粒子群を空気シャワーという。空気シャワーは 1.2.1 節のハドロンカスケードと 1.2.2 節の電磁カスケードにより形成される。空気シャワー現象は 1938 年にフランスの物理学者 P. Auger によって発見された [10]。

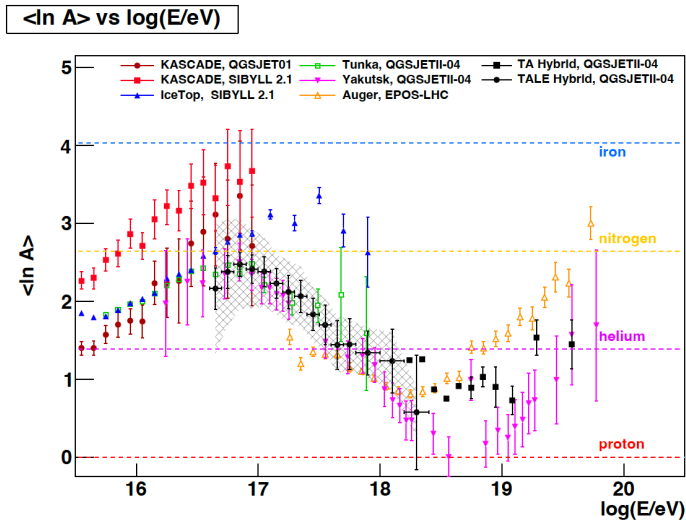


図 1.3: 様々な実験で観測された平均質量対数 [9]。

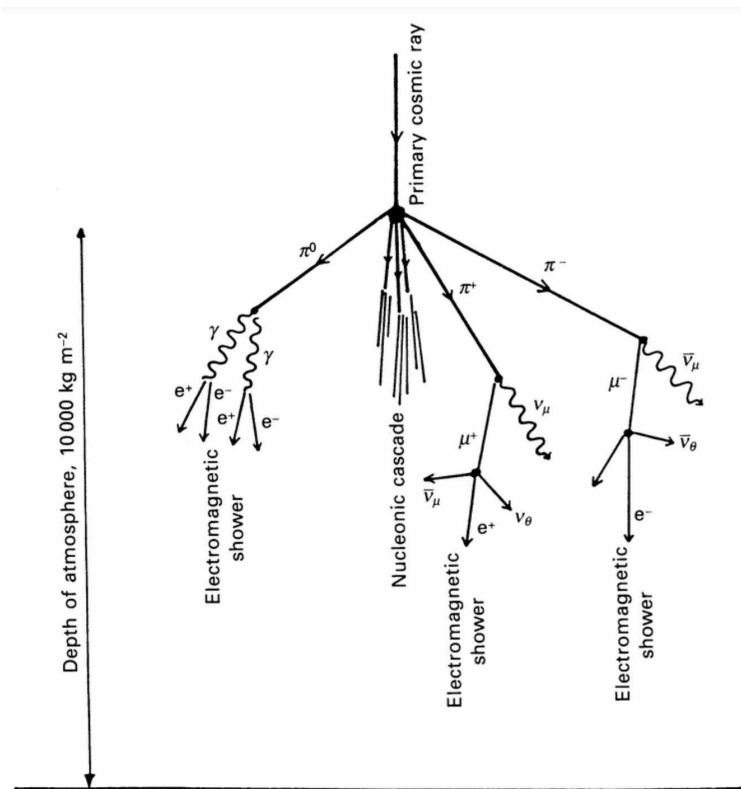


図 1.4: 空気シャワーの模式図 [11]。

1.2.1 ハドロンカスケード

高エネルギー宇宙線が地球に到来すると、大気中の原子核と相互作用してハドロンが生成される。生成されたハドロンが再度大気中の原子核と相互作用をする。このような相互作用を繰り返すことにより、大量の二次粒子を生成する現象をハドロンカスケードという。この現象で生成されるハドロンは主に π^0 中間子や π^\pm 中間子である。生成された π^0 中間子は 10^{-16} s で以下のように崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.5)$$

一方で、生成された π^\pm 中間子は高エネルギーの場合は大気中の原子核と相互作用をするが、低エネルギーの場合は 26 ns で以下のように崩壊する。

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

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.7)$$

1.2.2 電磁カスケード

ハドロンカスケードにより生成された空気シャワー由来の γ 線は電子対生成により、電子と陽電子が生成される。生成された電子と陽電子は制動放射により γ 線を生成する。

$$\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^- \quad (1.8)$$

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \gamma \quad (1.9)$$

これらの相互作用を繰り返すことにより、大量の γ 線や電子・陽電子を生成する現象を電磁カスケードという。

1.2.3 空気シャワーの縦方向発達

宇宙線が地球に到来すると空気シャワー現象により粒子数が次第に増加する。しかし、粒子数が増加すると 1 粒子が持つエネルギーが小さくなり、臨界エネルギー (74 MeV) よりも小さくなると新たな粒子が生成されなくなる。そのため、その後は一転して粒子数は減少する。このように、宇宙線が通過した大気深さに対する粒子数の分布を空気シャワーの縦方向発達という。

空気シャワーの縦方向発達は Gaisser と Hillas による以下の関数でよく表される [12]。

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.10)$$

ここで、 $N(X)$ は大気深さ X における粒子数、 N_{\max} は最大発達時の粒子数、 X_0 は宇宙線が 1 回目に相互作用をするときの大気深さ、 X_{\max} は N_{\max} となるときの大気深さ、 λ は大気中での空気シャワーの相互作用長 (~ 60 g/cm²) である。

図 1.5 より宇宙線のエネルギーが等しい場合、鉄は陽子より早い段階で最大発達を迎えることが分かる。これには 2 つの理由が考えられる。1 つは、宇宙線の原子核と大気中の原子核との相互作用は短距離力であるため断面積が質量数の 2/3 乗に比例し、鉄原子核が陽子に比べて相互作用しやすいためである。もう 1 つは、質量数 A の鉄原子核が A 個の陽子の集まりであると考えた場合、鉄原子核の縦方向発達はエネルギーが $1/A$ 倍の陽子と同等のふるまいをすることにより、 X_{\max} がエネルギーの等しい陽子に比べて小さくなるためである。

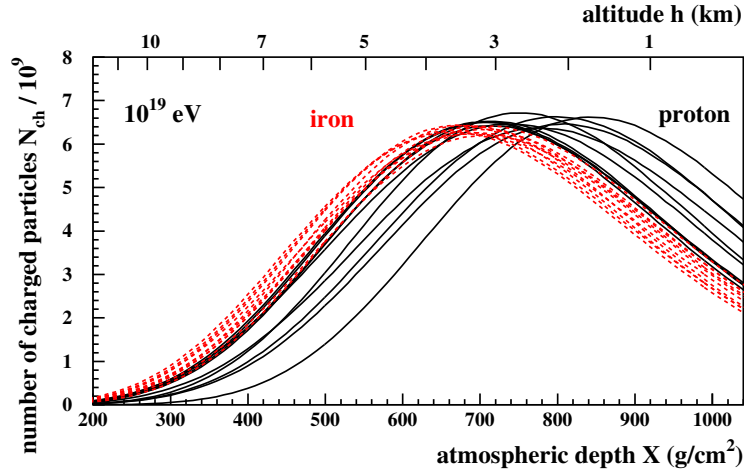


図 1.5: 10^{19} eV の陽子と鉄における空気シャワーシミュレーションの縦方向発達 [13]。黒実線は陽子、赤破線は鉄原子核を表す。

1.2.4 空気シャワーの横方向分布

宇宙線の到来方向を結ぶ直線をシャワー軸という。空気シャワーはシャワー軸に対して円盤状に広がり、シャワー軸から遠くなるほど粒子の数密度は小さくなる。このような空気シャワーの横方向の密度分布を、空気シャワーの横方向分布という。これは、シャワー軸からの距離 r の関数として Nishimura-Kamata-Greisen 関数 (NKG 関数) でよく表される [14, 15]。

$$f(r) = C(s) \left(\frac{r}{r_0} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^{s-4.5} \quad (1.11)$$

ここで、 $C(s)$ は $x = r/r_0$ としたとき、 $\int_0^\infty 2\pi x f(x) dx = 1$ となるように定めた規格化定数、 r_0 は、粒子がそれ以上新たな粒子を生成しなくなるエネルギー (臨界エネルギー) E_c を持つ電子が 1 放射長進んだときに多重クーロン散乱によって横方向にずれる平均的な距離でモリエール半径という。 s は、地球に到来した宇宙線が最初に相互作用したときを 0、最大発達を 1 としたときの発達度合いを示すパラメータでシャワーエイジという。シャワー軸からの距離 r における粒子の面積密度 $\rho(r)$ は NKG 関数を用いて、

$$\rho(r) = \frac{N_e}{r_0^2} f(r) \quad (1.12)$$

で表される。 N_e は空気シャワー中の全粒子数である。

1.2.5 空気シャワー面の構造

前節で空気シャワーはシャワー軸に対して円盤状に広がると述べたが、厳密にはシャワー軸から遠い粒子ほど長い距離を進む必要があるため図 1.6 のようにお椀状に広がり、中心から離れるほど遅れて到来する。またシャワー面は厚みがあり、シャワー軸から遠くなるほどシャワー面の厚さは大きくなる。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て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。

$$\langle \sigma_t \rangle = \left(1 + \frac{r}{r_0} \right)^\delta \quad (1.13)$$

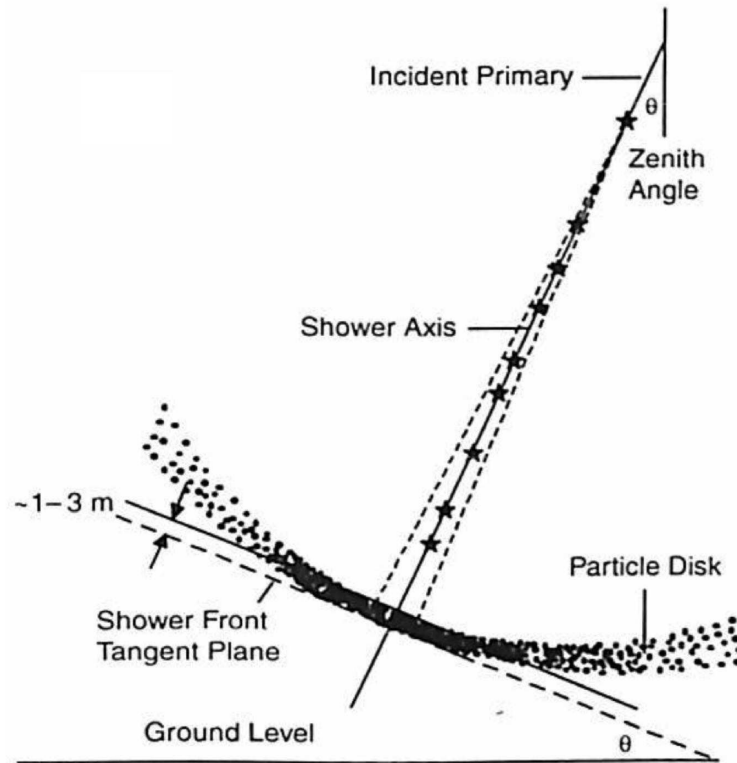


図 1.6: 空気シャワー面の概略図 [16]。

1.3 月および太陽を用いた宇宙線解析

宇宙線はあらゆる方向から到来するが、図 1.7 のように月および太陽によって遮られる宇宙線イベントが存在するため、それらの方向から到来する宇宙線の強度は減少する。これらの現象を月の影および太陽の影という。ハドロン相互作用モデル等のモデルに依存することなく到来方向の決定精度等を求めることができるため、近年これらの現象を利用して検出器の性能評価を行う実験が複数存在する。本節では、その中で Pierre Auger 実験、LHAASO 実験、ALPACA 実験について説明し、それぞれの実験で報告された月の影解析および太陽の影解析について紹介する。

1.3.1 Tibet AS γ 実験

Tibet AS γ 実験は中国チベット自治区のヤンパーチンで行われている実験である。ここでは、Tibet-III 空気シャワーアレイで観測されたイベントを用いた月の影解析について述べる。2000 年時点での Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置を図 1.8 に示す。各検出器は 71 cm \times 71 cm \times 3 cm のプラスチックシンチレータの上に厚さ 5 mm の鉛板が搭載されており、7.5 m 間隔で配置された fast-timing detector アレイの外側に density detector が配置されていた。検出面積は 36,900 m² であった。

Tibet-III 空気シャワーアレイによって観測されたイベントを用いた月の影解析の結果を図 1.9 に示す。最大 16σ の有意度で月とその付近の方向から到来するイベント数が減少している。

1.3.2 Pierre Auger 実験

Pierre Auger 実験はアルゼンチンのメンドーサ州で行われている実験である。図 1.10 に検出器配置を示す。地表検出器の構造は、水チェレンコフ検出器と、その上に設置されたシンチレーター地表検出器と電波検出器からなる。水チェレンコフ検出器は 12t の純水と 3 本の光電子増倍管で構成されている。4 m² のプラスチックシンチレーターをシンチレーター地表検出器として使用している。また、電波検出器ではミューオン成分と電磁成分を区別している。地表検出器アレイは、地表検出器が 1500 m 間隔で配置されており、検出面積 3000 km² の領域をカバーしている SD-1500 と、750 m 間隔で配置されており、検出面積 27 km² の領域をカバーしている SD-750、433 m 間

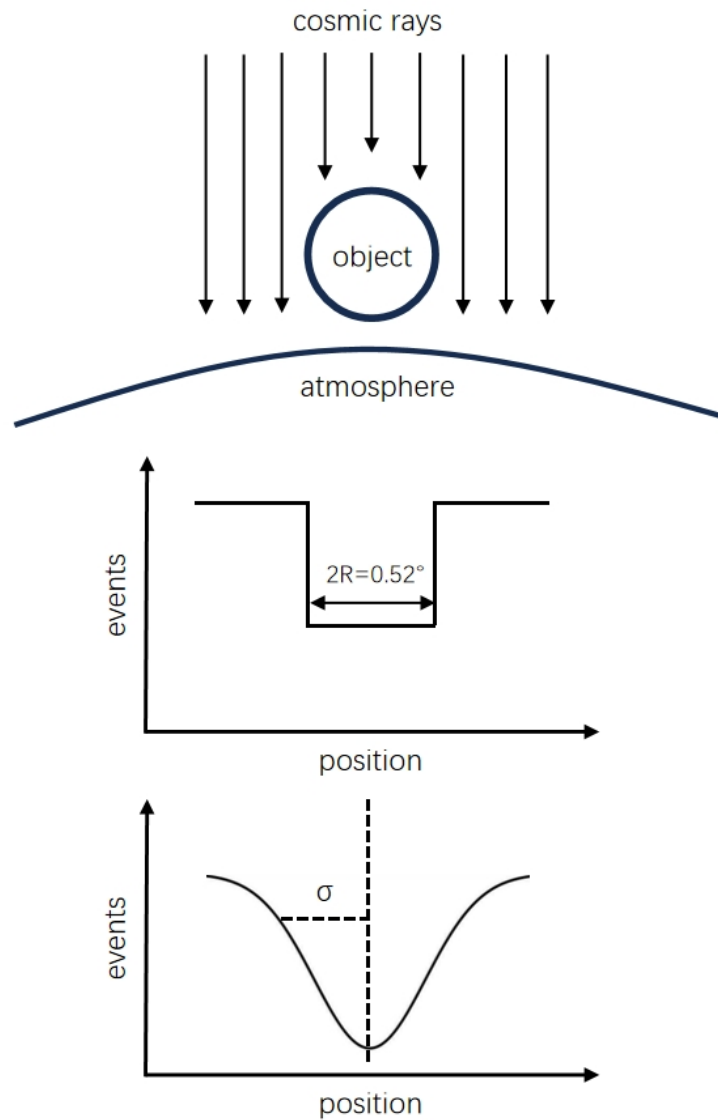


図 1.7: 月または太陽の影の形成を示す模式図 [17]。図中の object は月または太陽である。宇宙線が object によって遮られるため、地球で観測可能な object 方向からの宇宙線のイベント数が減少する。

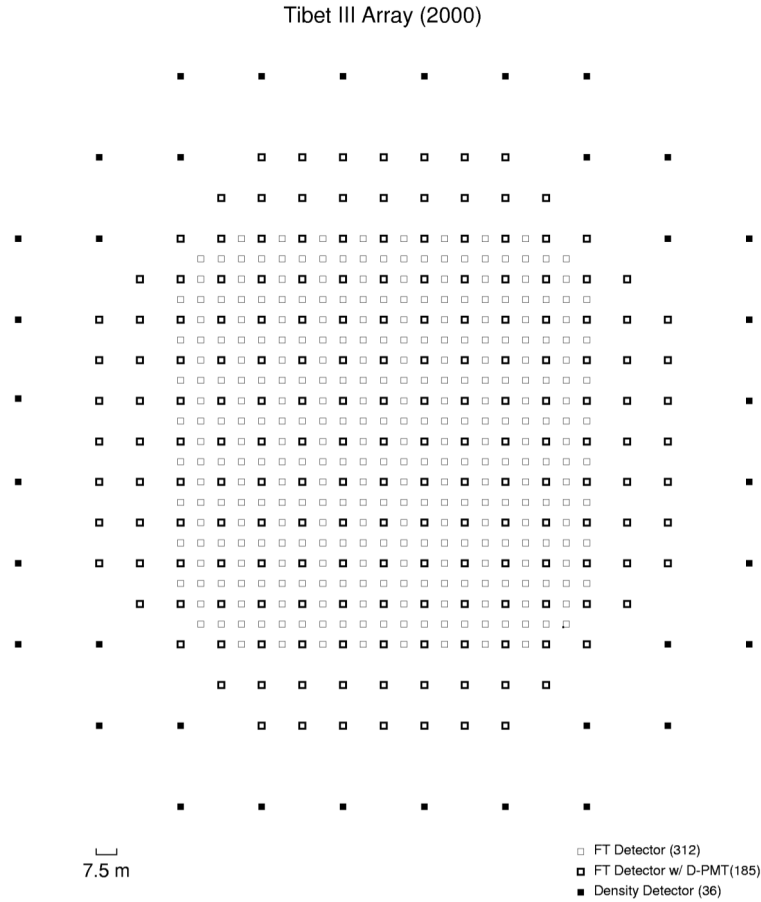


図 1.8: 2000 年時点での Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置 [18]。□ は fast-timing detector、■ は density detector である。

隔で配置されており、検出面積 2 km^2 の領域をカバーしている SD-433 で構成されている。さらに大気蛍光望遠鏡を 27 基設置することにより、大気蛍光も観測している。これにより、およそ $10^{16.5} \text{ eV}$ から 10^{20} eV のエネルギー領域の宇宙線を観測している。

Pierre Auger 実験において月の影解析および太陽の影解析をするにあたり、バックグラウンドを図 1.11 のような手法で推定した。実際に宇宙線イベントが到来した時刻における、宇宙線の到来方向および月または太陽の赤経赤緯を On-Region、バックグラウンドを作り出すために変更した宇宙線イベントの到来時刻における、宇宙線の到来方向および月または太陽の赤経赤緯を Off-Region とする。月の影解析の場合、Off-Region は実際に宇宙線イベントが到来した時刻の前後 1 時間の範囲内で、それぞれの Off-Region の時間間隔が均等になるように 200 回時刻を変更する。一方で太陽の影解析の場合、Off-Region は実際に宇宙線イベントが到来した時刻の前後 30 分の範囲内で、それぞれの Off-Region の時間間隔が均等になるように 100 回時刻を変更する。このようにすることによって、月の影解析では 200 個の、太陽の影解析では 100 個の Off-Region が形成されるため、Off-Region における $dN/d\Omega$ (N はイベント数、 Ω は立体角) の平均値を Off-Region-Events としている。

宇宙線の到来方向 \mathbf{n}_{CR} と観測者から見た月の方向 \mathbf{n}_{moon} の開き角を δ とする。 δ は次式で定義される。

$$\delta = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{\text{CR}} \cdot \mathbf{n}_{\text{moon}}) \quad (1.14)$$

Pierre Auger 実験における月の影および太陽の影解析の結果を図 1.12 に示す [19]。横軸は δ 、縦軸は $dN/d\Omega$ である。Off-Region では、月の影および太陽の影解析のどちらの場合においても $dN/d\Omega$ の値は δ によらずほぼ一

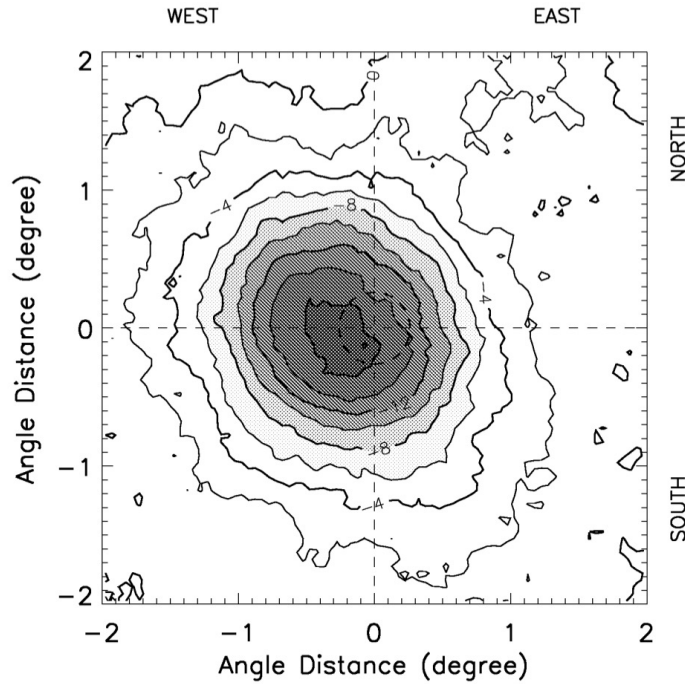


図 1.9: Tibet-III 空気シャワーアレイによって観測されたイベントを用いた月の影解析の結果 [18]。月の赤経赤緯をいずれも 0° としたときのイベント数の有意度マップ。

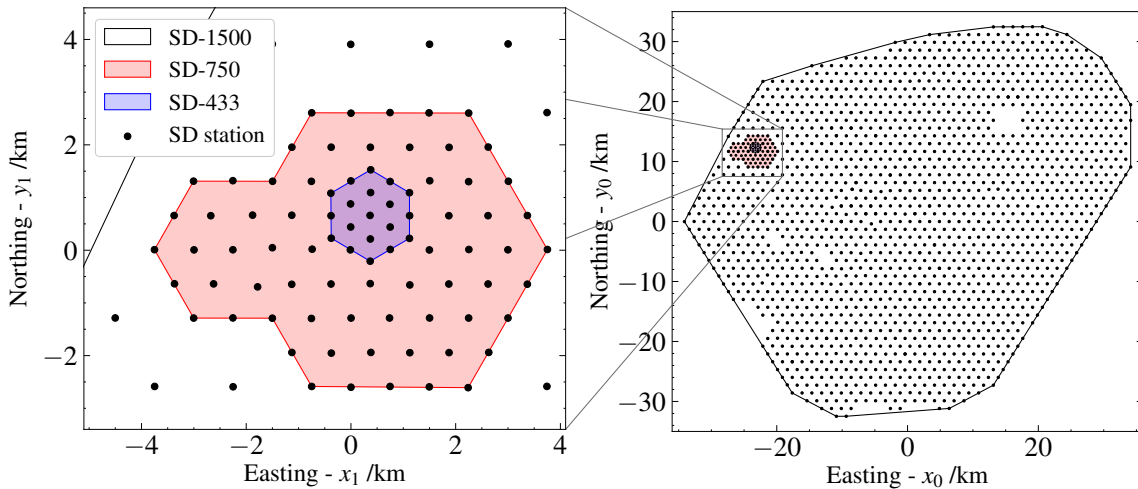


図 1.10: Pierre Auger 実験の地表検出器配置 [19]。黒点は地表検出器である。右図の黒線で囲われた領域が SD-1500 であり、SD-1500 の北西部に SD-750 と SD-433 がある。

定である。一方で On-Region では、月の影解析の場合は $\delta < 0.8^\circ$ において、太陽の影解析の場合は $\delta < 0.4^\circ$ と $0.6^\circ < \delta < 0.8^\circ$ において $dN/d\Omega$ の値が小さくなる。これらの結果より、月および太陽の近傍では立体角あたりのイベント数が小さくなるのが分かる。

また、Li&Ma significance は図 1.13 のようになる。月の影、および月の影と太陽の影を合わせた Li&Ma significance は $\delta = 0.85^\circ$ でそれぞれ最大 3.28σ 、 3.36σ となる。一方で、太陽の影における Li&Ma significance は $\delta = 0.23^\circ$ で最大 2.41σ となる。

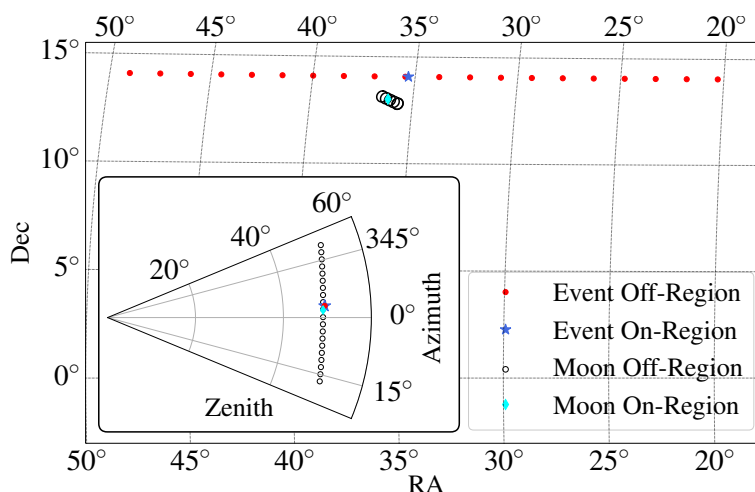
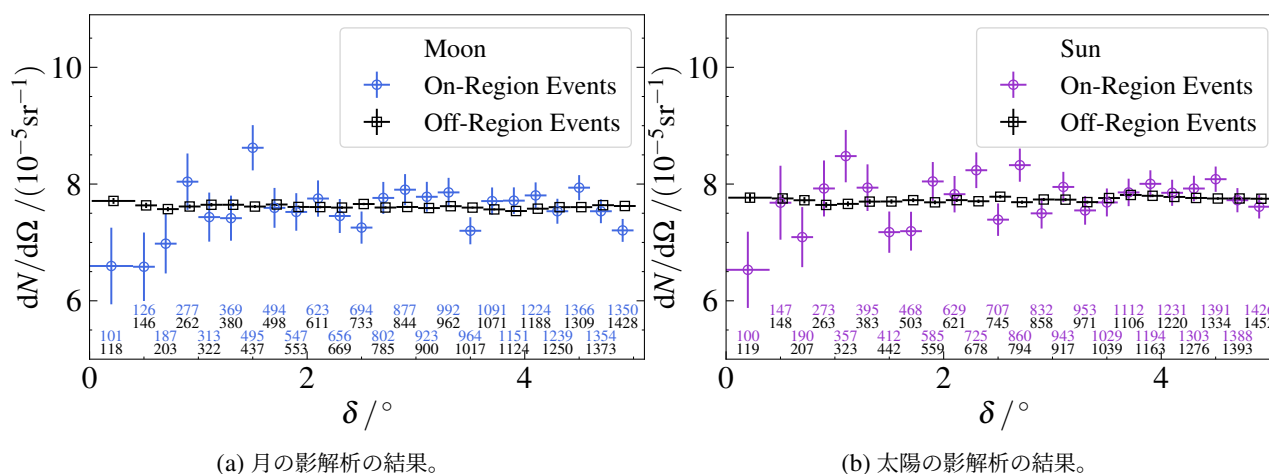


図 1.11: Pierre Auger 実験における time shuffling method を用いた座標変換の例 [19]。青点は実際に宇宙線が到来した方向を示し、水色の点は月の方向を示す。また、赤点は宇宙線の到来時刻を変更した際の宇宙線の到来方向を示し、黒円は変更した時刻における月の方向を示す。



(a) 月の影解析の結果。

(b) 太陽の影解析の結果。

図 1.12: Pierre Auger 実験における月の影解析および太陽の影解析結果 [19]。□ は On-Region における分布を示す。また、(a) における ○ は月の影における Off-Region の分布を示し、(b) における ○ は太陽の影における Off-Region の分布を示す。

1.3.3 LHAASO 実験

Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) 実験は中国の四川省で行われている実験であり、宇宙線および γ 線を観測している。図 1.14 に検出器の配置を示す。観測装置として、空気シャワーアレイ (KiloMeter Square Array, KM2A)、水チェレンコフ検出器アレイ (Water Cherenkov Detector Array, WCDA)、大気チェレンコフ検出器アレイ (Wide Field-of-view Cherenkov Telescope Array, WFCTA)、電子・中性子検出器アレイ (Electron Neutron Detector Array, ENDA) の 4 種類がある。このうち KM2A は電磁粒子検出器 (Electromagnetic Particle Detector, ED) と ミューオン検出器 (Muon Detector, MD) の 2 種類で構成されており、 1.3 km^2 をカバーしている。ED は 15 m 間隔で 5216 台、MD は 30 m 間隔で 1188 台設置されている。これにより、空気シャワー中の電

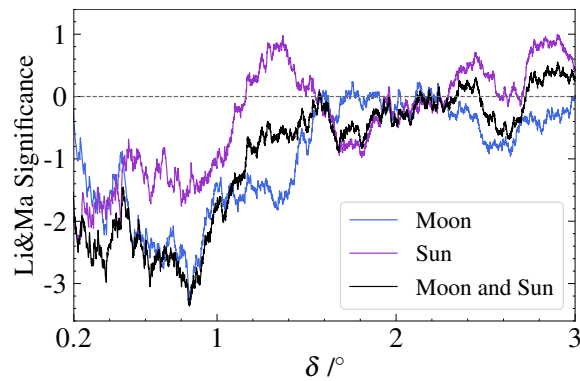


図 1.13: Pierre Auger 実験における月の影および太陽の影の Li&Ma significance [19]。青実線は月の影における Li&Ma significance、紫実線は太陽の影における Li&Ma significance、黒実線は月の影と太陽の影を合わせた Li&Ma significance。

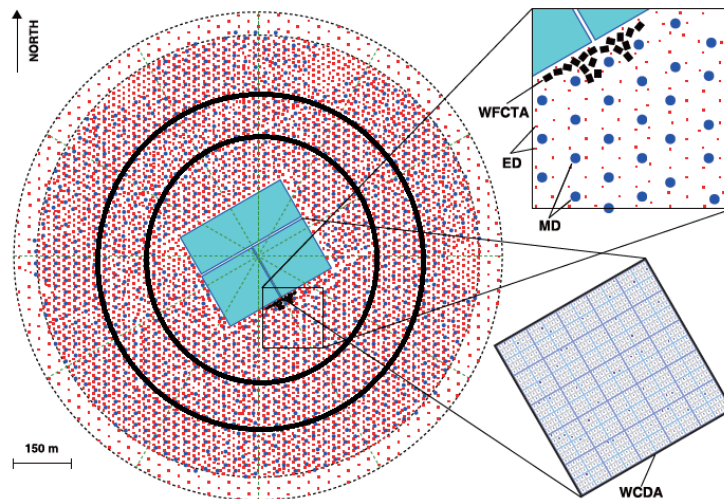


図 1.14: LHAASO の検出器配置 [20]。赤点は ED、青点は MD、水色の四角は WCDA、黒の長方形は WFCTA である。

磁成分とミューオン成分を識別することができる。

LHAASO 実験の月の影解析では、バックグラウンドの推定方法として Equi-zenith angle method [21] を用いた。月を含む領域を on-source として、領域の大きさ、天頂角、時間間隔が on-source と等しく、かつ、月を含まない領域を off-source とする。領域の大きさは天頂角 θ が 18° 以上では $5^\circ \times 5^\circ$ 、 18° 未満では θ の値によって変化する。この off-source を 10 個設定し、10 個の off-source から到来する宇宙線のイベント数の平均値を off-source から到来する宇宙線のイベント数とする。

LHAASO 実験による月の影解析の結果を図 ?? に示す [20]。最大 48σ の有意度で月とその付近の方向から到来するイベント数が減少している。また左図と中央図より、わずかに月の影が西方向にシフトしていることが分かる。これは、地磁気の影響によるものである。

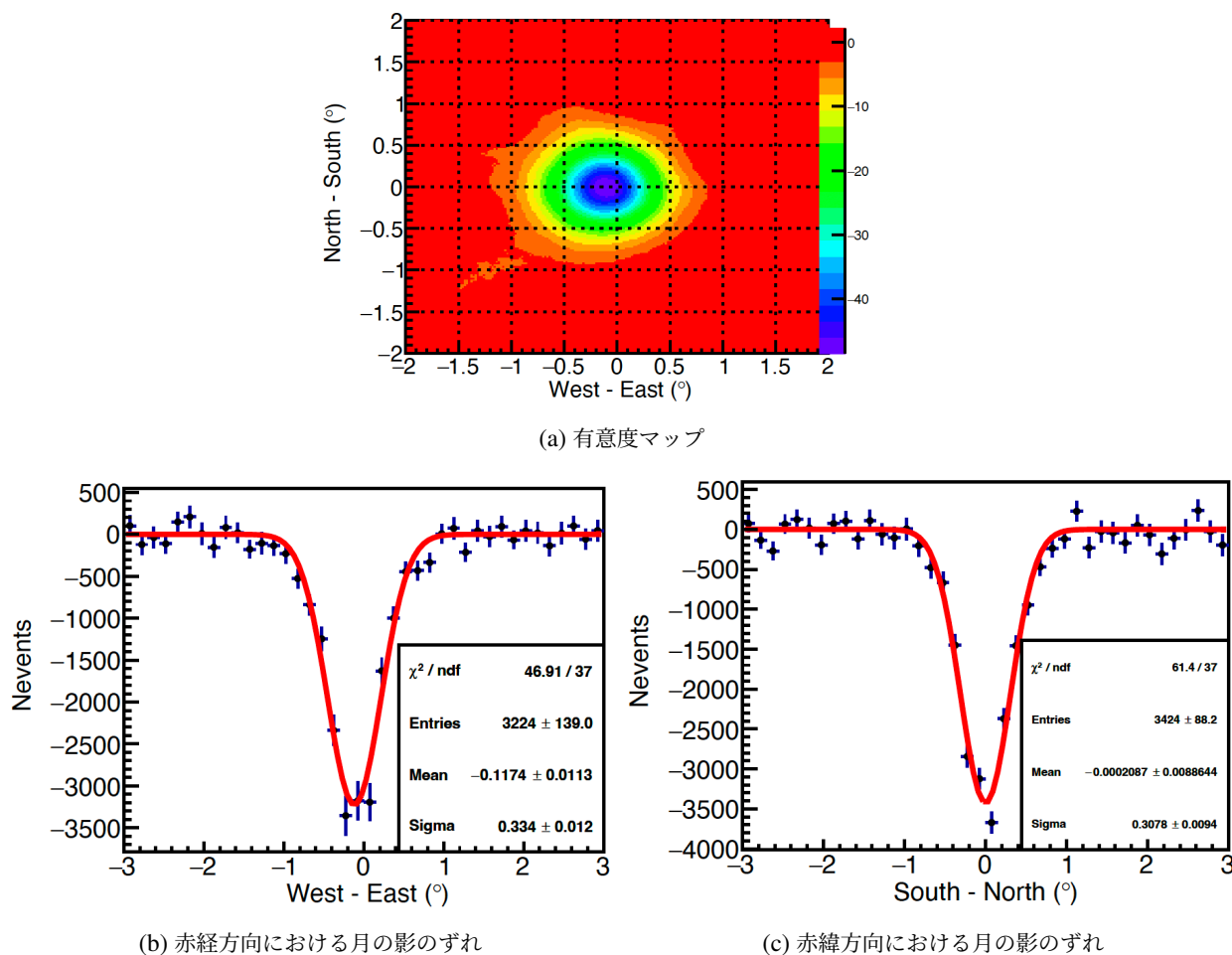


図 1.15: LHAASO 実験による月の影解析の結果 [20]。(a) は月の赤経赤緯をいずれも 0° としたときのイベント数の有意度マップ、(b) は月の赤経を 0° としたときの赤経方向における月の影のずれ、(c) は月の赤緯を 0° としたときの赤緯方向における月の影のずれを示す。

1.3.4 ALPACA 実験

ALPACA 実験はボリビアのチャカルタヤ山中腹（標高 4740 m）で行われる予定の γ 線を観測する実験である。ALPACA 実験に先立ち 2022 年から ALPAQUITA 実験が行われている。図 1.16 に検出器の構造と配置を示す。1 m × 1 m × 0.05 m のプラスチックシンチレーターのの上に厚さ 0.5 cm の鉛板を搭載した検出器が 15 m 間隔で 97 台配置されており、検出面積 18450 m² の領域をカバーしている。

ALPAQUITA 実験による月の影解析および太陽の影解析の結果を以下に示す。図 1.17 は月の影解析の結果であり、最大で -10σ の有意度で観測されている。また、バックグラウンドと比較しておよそ最大 2% イベント数が減少している。わずかに月の影が西にシフトしているのは、地磁気の影響によるものである。一方で、図 1.18 は太陽の影解析の結果であり、最大で -5σ の有意度でイベント数が減少している。また、およそ最大 1% イベント数が減少している。月の影に比べて影がはっきり見えていないのは、太陽の活動極大期における複雑な磁場の影響である。

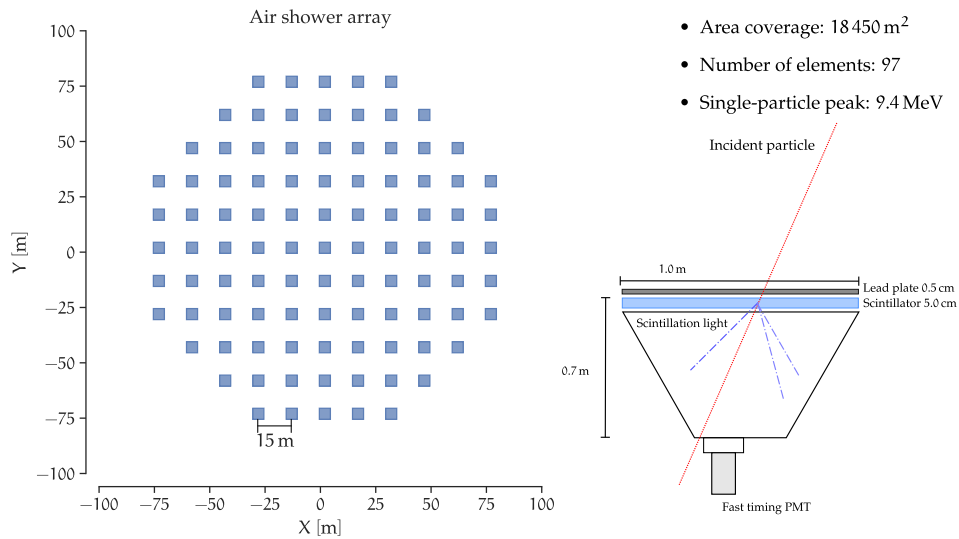


図 1.16: ALPAQUITA 実験の検出器の構造と配置 [22]。1 m × 1 m × 0.05 m のプラスチックシンチレーターの上に厚さ 0.5 cm の鉛板を搭載した検出器が 15 m 間隔で配置されている。

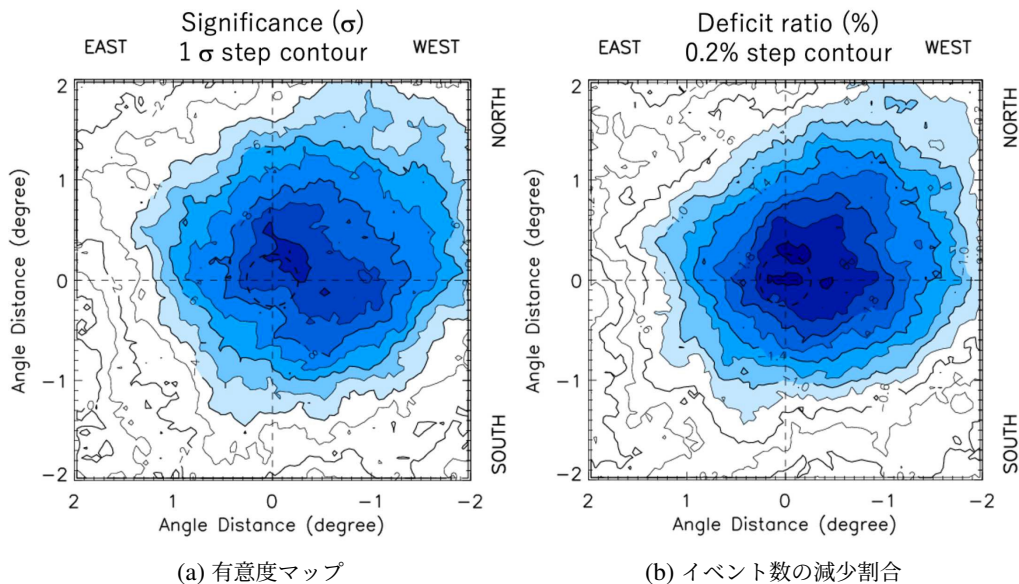


図 1.17: ALPAQUITA 実験における月の影解析の結果 [23]。(a) 有意度マップ。(b) バックグラウンドと比較したイベント数の減少割合。図の右側が西である。

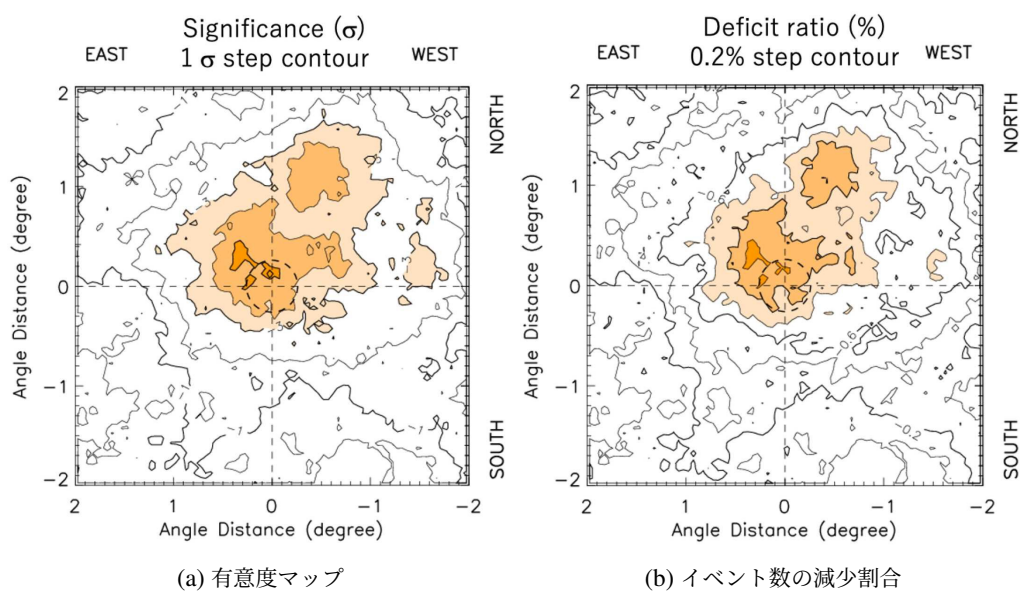


図 1.18: ALPAQUITA 実験における太陽の影解析の結果 [23]。(a) 有意度マップ。(b) バックグラウンドと比較したイベント数の減少割合。図の右側が西である。

第 2 章

TALE-infill SD アレイ

Telescope Array (TA) 実験 [24] は日本、米国、ロシア、韓国、ベルギー、チェコの国および地域が参加する国際共同研究である。TA 実験はおよそ 10^{18} eV 以上のエネルギーの宇宙線を観測することを目的とした実験であり、2008 年 5 月に定常観測が開始された。その後、Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験 [25] の定常観測が 2018 年 2 月に開始されたことによって、低エネルギー（およそ $10^{16.5}$ eV 以上）に拡張された。さらに、TALE-infill SD アレイが設置され 2023 年 11 月に本格的な観測を開始されたことによって、より低エネルギー（およそ 10^{15} eV 以上）に拡張された。これにより、TA 実験、TALE 実験、TALE-infill SD アレイでおよそ 10^{15} eV から 5 桁のエネルギー範囲のわたって宇宙線の観測や解析を行うことが可能となった。

2.1 Telescope array (TA) 実験

TA 実験は米国のユタ州で行われている実験であり、北半球最大の有効検出面積を持っている。図 2.1 に検出器の配置を示す。507 台の地表粒子検出器 (Surface Detector, SD) が 1.2 km 間隔で配置されており、SD アレイの面積は 700 km^2 である [26]。また、SD アレイの外側に大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) が北西部、南東部、南西部の 3 箇所に設置されており、それぞれ Middle Drum (MD) ステーション、Black Rock Mesa (BRM) ステーション、Long Ridge (LR) ステーションと呼ばれている [27]。

2.2 Telescope Array Low-energy Extension (TALE) 実験

TALE 実験は TA-SD アレイの北西部で行われている実験である。TALE 実験も TA 実験と同様に SD と FD によって観測が行われている。図 2.2a に検出器の配置を示す。SD は 400 m 間隔で 40 台、600 m 間隔で 38 台の合計 78 台設置されており、SD アレイの面積は 21 km^2 である。TALE FD は 1 箇所 (MD ステーションの隣) に設置されている。この実験では主に 1.1.2 節で述べた second knee 領域の宇宙線の解析を目的としている。

2.3 TALE-infill SD アレイ

TALE-infill SD アレイは TALE-SD アレイの北西部に配置されている。図 2.2b に検出器の配置を示す。南北方向に 5 台ずつ、東西方向に 10 台ずつの計 50 台の SD が 100 m 間隔で設置されている。本研究はこの SD のみを用いた解析であるが、TALE-infill SD アレイ と TALE FD の両方を用いたハイブリッド観測も可能である。TALE-infill SD アレイは主に knee 領域の宇宙線の解析を目的としている。

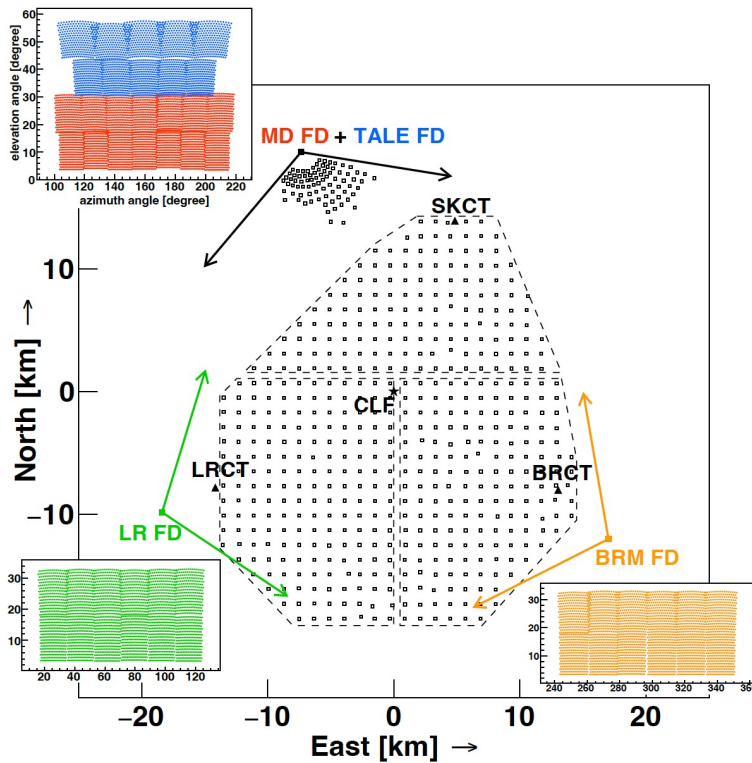
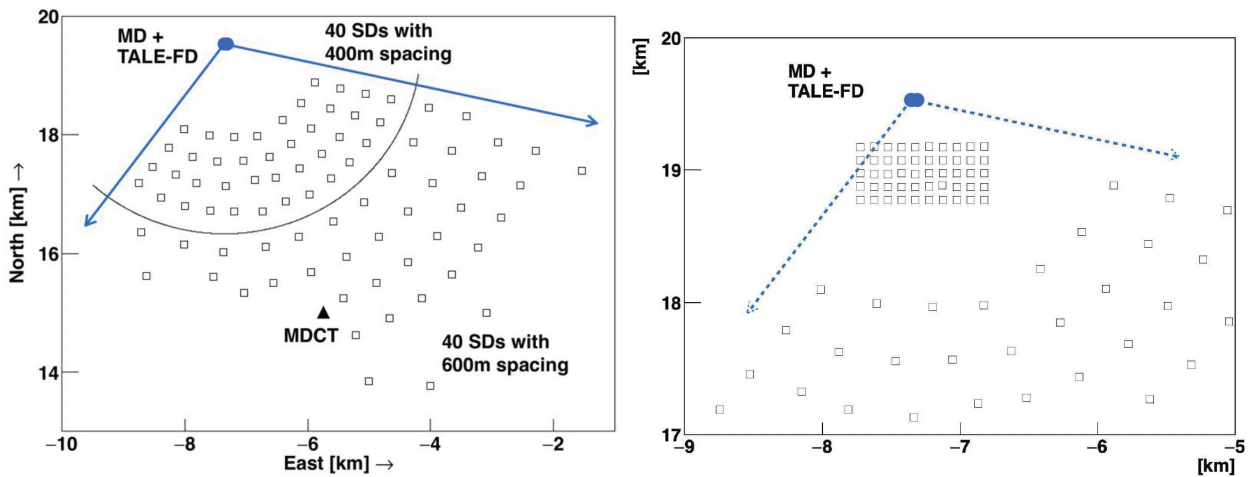


図 2.1: TA 実験の検出器配置 [9]。□ は SD [26] を示し、中央は TA SD アレイ、その北西にあるのが TALE SD である。■ は FD ステーションを示し、矢印は視野境界を示す。各 FD ステーションの近くのボックスは FD [27] の視野を示している。▲ は通信塔、★ は FD の較正に使用する CLF (Central Laser Facility) である。



(a) TALE SD の検出器配置 [9]。北側のアレイは 400 m 間隔 (b) TALE-infill SD の検出器配置 [1]。アレイは 100 m 間隔で、南側のアレイは 600 m 間隔で配置されている。配置されている。

図 2.2: TALE 実験の検出器配置。(a) は TALE SD、(b) は TALE-infill SD の検出器配置である。□ は SD、▲ は TALE SD 用の通信塔、● は TALE FD、矢印は TA MD および TALE FD の視野境界を示す。

2.4 地表粒子検出器 (Surface Detector, SD)

TALE-infill SD アレイは 50 台の SD で構成されている。本節では SD の部品構成、エレクトロニクスの構成、通信塔の基本構成について述べる。

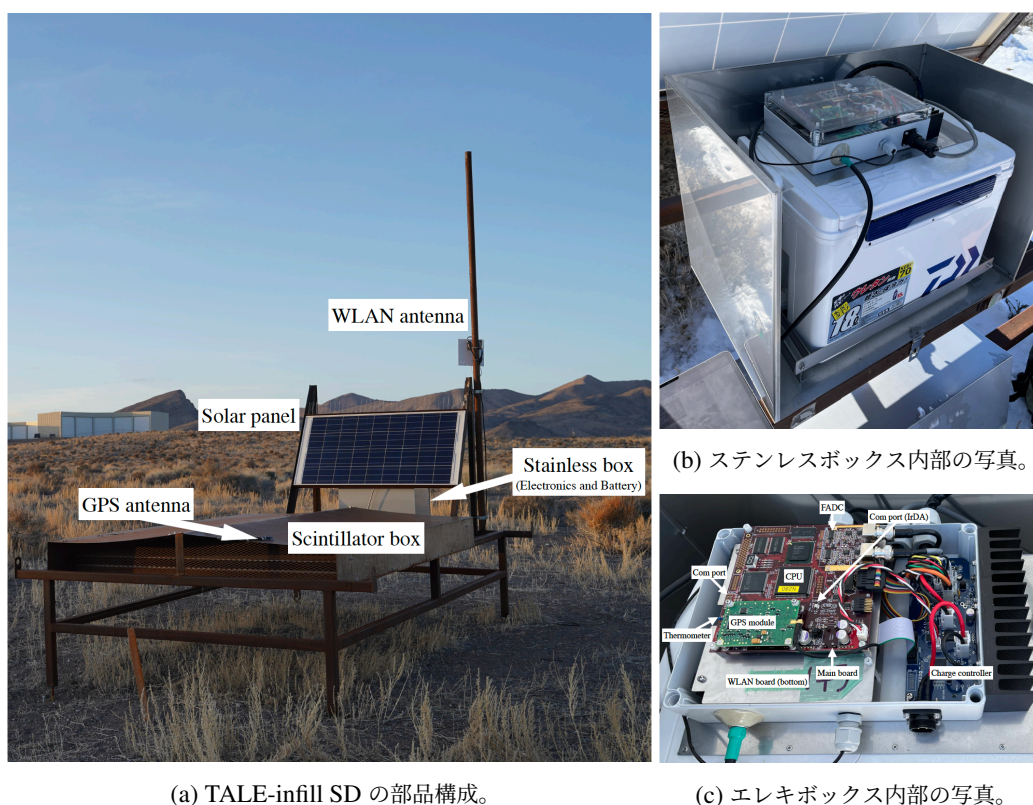


図 2.3: (a) TALE-infill SD の部品構成。(b) バッテリーボックス (下) とエレキボックス (上) が格納されたステンレスボックス内部の写真。(c) エレキボックス内部の写真 [1]。

2.4.1 SD の部品構成

図 2.3a のように、TALE-infill SD は主にシンチレーターボックス、ステンレスボックス、ソーラーパネル、通信アンテナ、GPS アンテナで構成されている。ステンレスボックスの内部には図 2.3b のようにエレクトロニクスやバッテリーが入っている。

荷電粒子を検出するため、シンチレーターが搭載されている。シンチレーターとは荷電粒子が通過すると発光する物質である。シンチレーターボックスにプラスチックシンチレーター (CI 工業社製、GIMS-G2) が 2 層設置されており、それぞれの厚さは 1.2 cm、面積は 3.0 m² である。各層のプラスチックシンチレーターは 25 cm × 150 cm のシンチレーターで構成されている。このシンチレーターが発光すると、56 本の波長変換ファイバー (Kuraray 社製、Y-11) を通じて光電子増倍管 (HAMAMATSU 社製、R8619) へ光が送られる。集光率を上げるためタイベックシートで覆われ、ブラックシートで遮光し、厚さ 1.2 mm のステンレスボックスに収納されている。TALE-infill SD のシンチレーターボックス内のシンチレーター、光電子増倍管および波長変換ファイバーの配置は図 2.4 の通りである。光電子増倍管から出力される信号は SD のエレクトロニクスに送られ、ビット数 12 bit、サンプリング

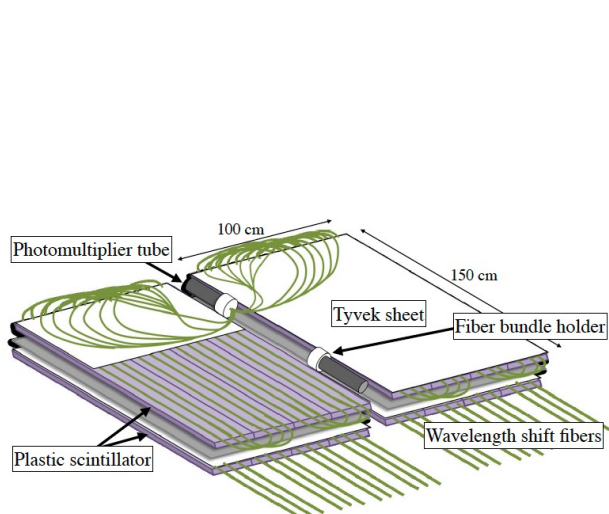


図 2.4: TALE-infill SD のシンチレーター内部の概略図。ク図 [28]。

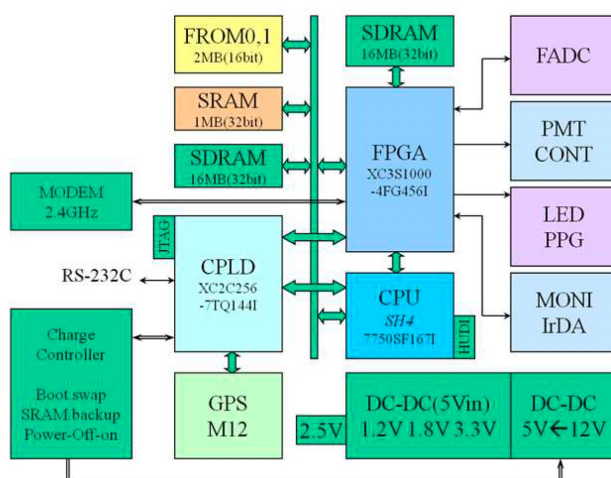


図 2.5: SD に搭載されているエレクトロニクスブロック

周波数 50 MHz の FADC (Analog Devices 社製、AD9235RU-65) で各層ごとにデジタル化されて記録される。各 SD の時刻は GPS アンテナ (SYNEGRY SYSTEMS 社製、ANT-15S) で受信された 1 PPS 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 (京セラ社製、KD145SX-UFU) および、電圧 12 V、容量 100 Ah バッテリー (C&D Technologies 社製、DC100) を用いている。これにより、24 時間 365 日の自立稼働が可能となる。

2.4.2 エレクトロニクスの構成

TALE-infill SD のエレクトロニクスおよびブロック図をそれぞれ図 2.3c、図 2.5 に示す。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 FADC。ビット数は 12 bit、サンプリング周波数は 50 MHz である。プラスチックシンチレーターの上下 2 層で得られた信号が FADC 内の 2 チャンネルでサンプリングされる。
- 高速信号処理用の FPGA (Xilinx 社製、XC3S1000)。ゲート数は 100 万であり、主に PMT の波形信号の処理や保存、PMT への印加電圧の制御に用いられる。
- エレクトロニクス全体を制御するための CPLD (Xilinx 社製、XC2C256)。
- 複雑な処理を行うための CPU (ルネサステクノロジ社製、SH7750)。動作周波数は 150 MHz であり、大半の処理はこの CPU で行われる。
- 位置情報、絶対時刻を取得するための GPS モジュール (i-Lotus 社製、ILGPS-0030-B)。
- 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

通信塔は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 (Cisco 社製、AIR-ANT2480V-N) およびアクセスポイント (Cisco 社製、AIR-AP1572E-Q-K9)。



図 2.6: TALE-infill SD アレイ用のデータ通信塔 [1]。中央に写る鉄塔の頂点に取り付けてあるのが無指向性アンテナ、中腹にある白い箱がアクセスポイントである。右手前の建物が TA MD、奥の建物が TALE FD である。

- GPS アンテナ (SYNEGRY SYSTEMS 社製、ANT-15S) および GPS モジュール (i-Lotus 社製、ILGPS-0030-B)。
- データを収集するための PC (Raspberry Pi 2 model B)。
- 電気供給用のソーラーパネルおよびバッテリー。充電の管理をするためのチャージコントローラー。

2.4.4 データ収集システム

TALE-infill SD アレイは各 SD で得られたデータを通信塔に送ることによりデータを収集している。これを Data Acquisition (DAQ) という。DAQ はレベル 0 トリガー、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガーの 3 種類ある。

Minimum Ionizing Particle (MIP)

荷電粒子が物質を通過する際、電離による単位長さあたりのエネルギー損失 dE/dX には最小値が存在する。このエネルギー損失が最小となる状態に進む高エネルギーの荷電粒子を Minimum Ionizing Particle (MIP) という。シンチレーターを通過する粒子のうちほとんどはミューオンであるため、1 MIP のミュー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プラスチックシンチレーターの上下層の両方を通過するため、上下層でコインシデンスをかけることによりトリガー判定が行われる。レベル 0 トリガーの判定を行う手順を以下に述べる。

1. 上下層で求めた信号に対して、直前の 1 秒間の波形から 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る。積分値の最頻値をペDESTAL の値とする。
2. S_8 を 1 bin ずつ移動しながら求め、これからペDESTAL 値を引いた値が 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。トリガー発行から 1280 ns 以内に次のトリガーが発行された場合、後者は無視する。
3. レベル 0 トリガーが発行されると、その波形は波形記録用の SDRAM (Synchronous Dynamic Random Access Memory) に転送され、トリガー時刻の 640 ns 前から 1920 ns 後まで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、波形が重複しないようにするために後者の波形のトリガー時刻を手順 2 で発行されたトリガー時刻の 2560 ns 後に遅延させる。波形の保存と同時に、積分値や最大値等の波形に関する情報（レベル 0 トリガーテーブル）を 10 ms ごとに CPU と共有する SDRAM に転送する。

1 回のトリガーで発行されるトリガーは、トリガー時刻の 640 ns 前から 1920 ns 後までの $2.56 \mu\text{s}$ である。これより長い信号は一度に送信するパッケージサイズが大きくなるようにするため、複数フレームの波形として記録される。

レベル 1 トリガー

レベル 0 トリガー発行後、8 bin の FADC 値の積分値 S_8 からペDESTAL 値を引いた値が 150 FADC (3 MIP) よりも大きい場合レベル 1 トリガーを発行する。以下にその手順を述べる。

1. S_8 からペDESTAL 値を引いた値が 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。
2. レベル 1 トリガーが発行された場合、トリガー時刻と上下層での波形の積分値の平均値（レベル 1 トリガーテーブル）を記録し、毎秒 DAQ の PC へ転送される。

これらの手順は全て各 SD の CPU で行われる。

レベル 2 トリガー

各 SD から収集したレベル 1 トリガーの時刻をスキャンし、 $3 \mu\text{s}$ 以内に 5 台以上の SD で到来した場合、通信塔にある DAQ PC によりレベル 2 トリガーが発行される。以下にその手順を述べる。

1. 60 ms の間に、DAQ PC が直前の 1 秒間にレベル 1 トリガーを発行した全ての SD から送信されるレベル 1 トリガーを取得する。
2. SD の座標情報とレベル 1 トリガー時刻の情報を組み合わせ、時系列順に並び替えることでアレイ全体のトリガーテーブルを作成する。
3. トリガーテーブルを $3 \mu\text{s}$ のゲート幅で走査し、ゲート幅内で 5 台以上の SD がレベル 1 トリガーを発行した場合、レベル 2 トリガーを発行する。レベル 1 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して記録する。
4. レベル 2 トリガーが発行されると、通信塔の DAQ PC は全ての SD に波形の送信を依頼する。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 から送信された波形情報を DAQ PC が記録装置に保存する。

以上の手順は 1 サイクルあたり 1 秒で行われている。

Low energy trigger

SD のみを用いる解析でのエネルギー閾値をおよそ 1 PeV まで下げるため、TALE-infill SD アレイでは Low energy trigger を実装した。レベル 0 トリガーおよびレベル 1 トリガーを満たし、かつ、レベル 2 トリガーを満たさない場合、アレイの中心部に位置する特定の SD 12 台（図 2.7a 参照）を用いて Low energy trigger のトリガー判定を行う。以下にその手順を述べる。

1. アレイの中心部に位置する特定の SD 12 台のうち $3 \mu\text{s}$ 以内に図 2.7b のように 3 台以上の隣接した SD がレ

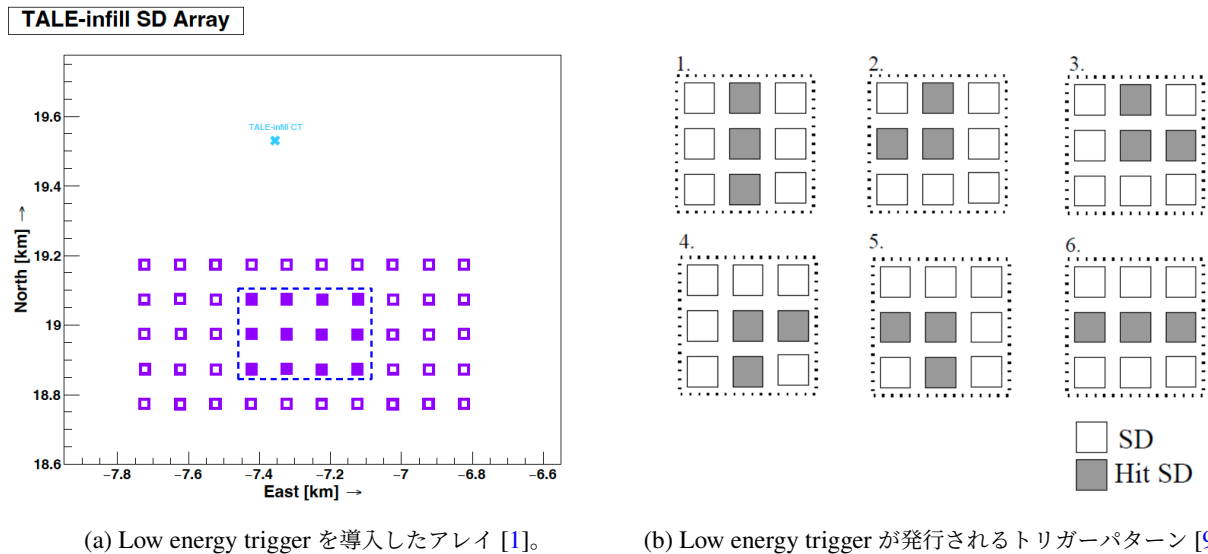


図 2.7: Low energy trigger を導入したアレイおよび Low energy trigger が発行されるトリガーパターン。(a) □ は Low energy trigger を導入していない SD、■ は Low energy trigger を導入した SD を示す。また、× は TALE-infill SD 用の通信塔を示す。(b) $3\mu\text{s}$ の時間幅で隣接する 3 台の SD でレベル 1 トリガーが発行されると、レベル 2 トリガーが発行される。上記の 6 パターンの形を移動させると全てのトリガーパターンに対応する。

レベル 1 トリガーを発行している場合、Low energy trigger を発行する。レベル 1 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。

- トリガー時刻の $\pm 32\mu\text{s}$ 以内にレベル 0 トリガーを発行した TALE-infill SD アレイ内のすべての SD について波形収集が行われ保存される。

2.4.5 SD のモニター情報

全ての SD で以下のモニター情報が記録されている [9]。記録された情報から図 2.8 のようなモニタープロットが作成され、遠隔作業・現地作業によって SD の運用保守が行われる。

- 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
 - バッテリーの電圧および電流
 - ソーラーパネルの電圧
 - エレキボックス内部の温度
 - エレクトロニクス本体
 - ステンレスボックス内の温度
- 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DESTアルのヒストグラム
- GPS モジュールのステータス
- GPS 衛星数

2.5 大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD)

TALE-FD ステーションの外観を図 2.9 に示す。TALE-FD の望遠鏡およびエレクトロニクスは HiRes 実験で使われたものを再調整して使用している [9]。望遠鏡は面積 5.2 m^2 のクローバー型の鏡と 256 (16×16) 本の PMT からなるカメラで構成されている。図 2.10 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° の範囲を観測しており、左側の望遠鏡は仰角 45° から 59° の範囲を観測している。それぞれの望遠鏡を 5 基ずつ、計 10 基の望遠鏡を用いて仰角 31° から 59° まで、方位角 115° の範囲を観測している。TA MD は仰角 3° から 31° までの範囲を観測しているため、TA MD と TALE-FD で仰角 3° から 59° の範囲を観測することができる。TALE-FD は TA MD に比べて低エネルギーの宇宙線、すなわち、高高度で最大発達を迎える宇宙線を観測しているため、視野が上方に設定されている。

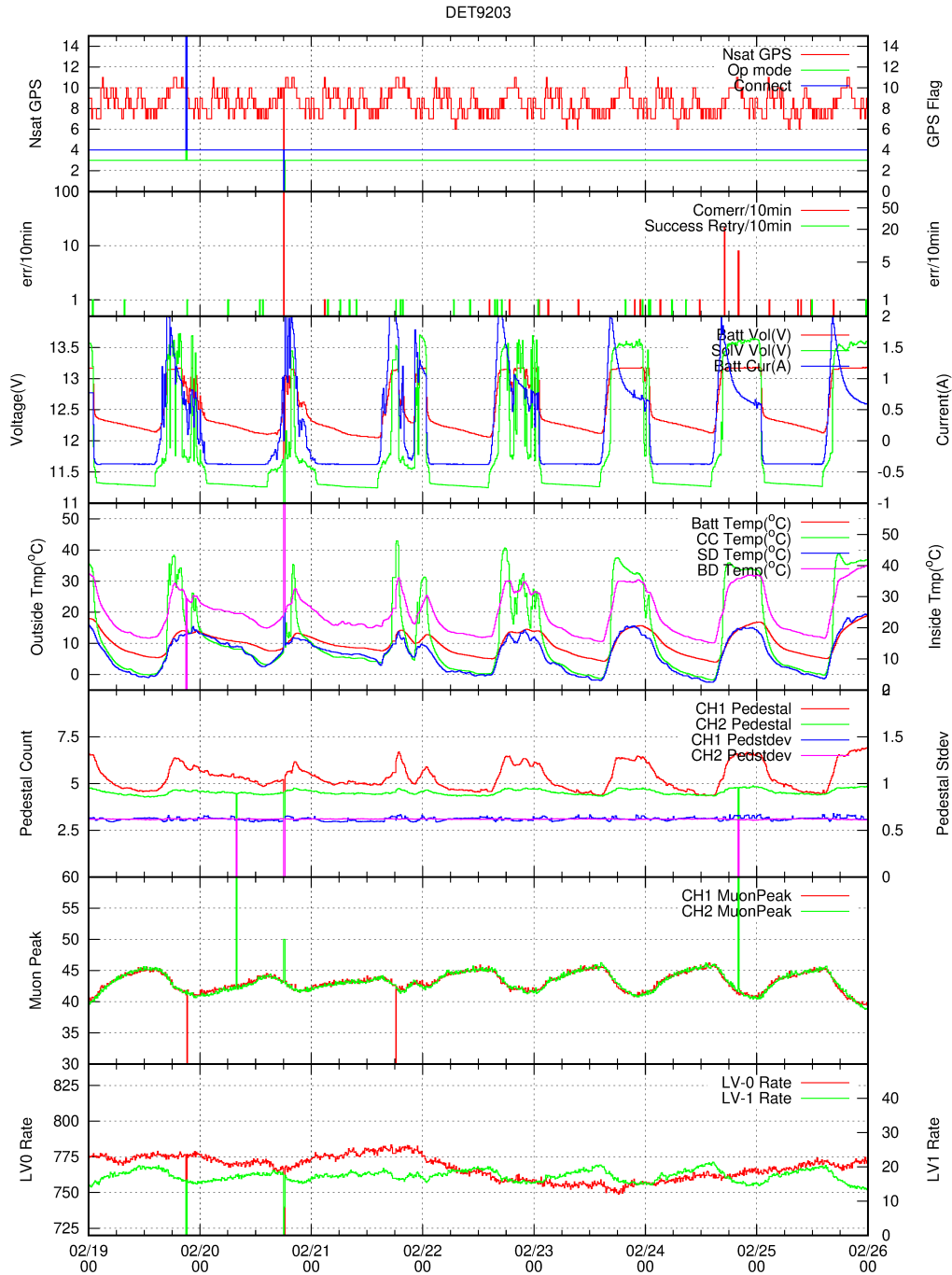


図 2.8: TALE-infill SD のモニタープロットの一例。上段から順に GPS ステータス・衛星数、SD-通信塔間の通信状況、バッテリー電圧・電流、SD 各部の温度、上下層のペDESTALとその標準偏差、上下層のミュオン信号のヒストグラムのパーク値、レベル 0・レベル 1 トリガーのトリガーレートを示す。



図 2.9: TA FD の MD ステーションと TALE-FD ステーションの外観 [9]。



図 2.10: TALE FD の正面図 [9]。左側の望遠鏡は仰角 45° から 59° までの領域を観測し、右側の望遠鏡は仰角 31° から 45° までの領域を観測する。

第3章

TALE-infill SD アレイによる空気シャワーイベント再構成

宇宙線に関する解析を行うには、TALE-infill SD で得られた波形信号や時刻の情報から一次宇宙線の到来方向やエネルギーを求めることが不可欠である。本研究では、これらの情報から空気シャワーのコア位置や到来方向、一次宇宙線のエネルギーを求めるソフトウェアを用いた [1]。本章では、その手法について述べる。

3.1 空気シャワーイベントの再構成手法

観測データをもとに一次宇宙線の到来方向等を求めることを再構成という。再構成は大まかに以下の手順で行われる。

1. 各 SD に到来した空気シャワー粒子の到来時刻と粒子数を決定する。
2. 解析に使用しない SD を除去する。
3. 手順 1 で求めた到来時刻と粒子数を用いて、空気シャワーの到来方向、コア位置の暫定値を決定する。
4. 手順 3 で求めた到来時刻と粒子数を初期値として、空気シャワー曲面のフィッティングを行い、シャワーコアの到来時刻、到来方向を決定する。
5. 手順 3 で求めたコア位置、手順 4 で求めた到来方向を初期値として粒子数密度のフィッティングを行い、シャワーコアのコア位置、地表における空気シャワーの粒子数密度の横方向分布を決定する。
6. 手順 5 の結果を初期値として、手順 3 のフィッティングを行う。
7. 手順 6 の結果を初期値として、手順 4 のフィッティングを行う。
8. 横方向分布と天頂角を用いて、TALE-infill SD アレイ用に開発されたルックアップテーブルから一次宇宙線のエネルギーを決定する。

以下では、空気シャワーイベントの再構成手法について詳しく述べる。

3.1.1 空気シャワー粒子到来時刻と粒子数の決定

各 SD で記録された波形から粒子の到来時刻と粒子数を決定する手法について述べる。各 SD に記録されている空気シャワー粒子の波形情報は、レベル 0 トリガーの 640 ns 前から 1920 ns 後までの $2.56 \mu\text{s}$ である。キャリブ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 (μ_{ped}) と標準偏差 (σ_{ped}) を用いて波形の立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を決定する。 $2.56 \mu\text{s}$ 間の信号の積分値を空気シャワーによる信号とする。以下の手順で立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を決定する。

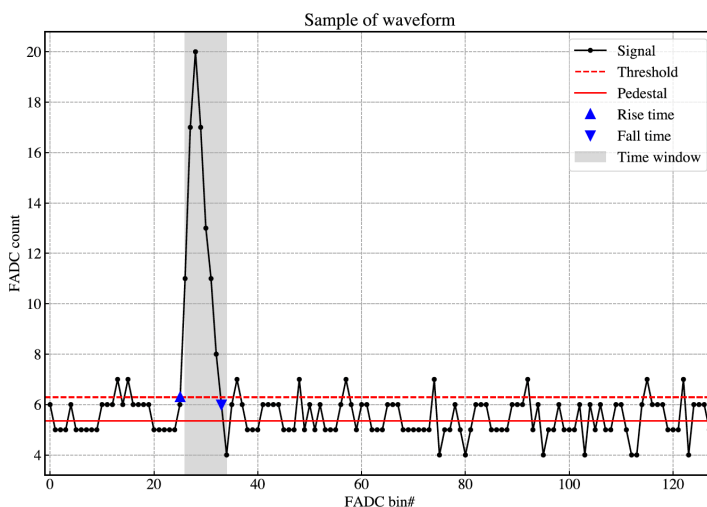


図 3.1: SD で記録された波形の一例 [1]。実線はペDESTAL、破線はペDESTAL + 1.5σ を示す。▲ は立ち上がり時刻、▼ は立ち下がり時刻を表す。■ は S_8 を走査するゲートである。

1. 記録された信号の先頭 bin から 8 bin (160 ns) 分の FADC カウントの合計からペDESTAL の平均値を差し引いた値 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、7.0 カウントを超えると後尾の bin を立ち上がり時刻の候補とする。
3. 立ち上がり時刻の候補となる bin よりも 1 bin 手前の FADC 値が $(\mu_{\text{ped}} + 1.5 \times \sigma_{\text{ped}})$ 以上である場合、その bin を新たな立ち上がり時刻の候補とする。
4. 手順 3 を、条件を満たさなくなるまで繰り返す。
5. 手順 4 で求められた立ち上がり候補の bin と 1 つ手前の bin を結ぶ直線の傾きを a とする。
 - (a) a が正のとき、その直線と $(\mu_{\text{ped}} + \sigma_{\text{ped}})$ の交点を立ち上がり時刻として決定する。
 - (b) a が正でないとき、手順 4 で求められた立ち上がり時刻の候補を立ち上がり時刻として決定する。
6. 求められ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。
7. 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全ての立ち上がり時刻と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。手順 5 により FADC のサンプリング周波数に基づく分解能 (20 ns) よりも高い精度で立ち上がり時刻を求められる。図 3.1 に波形の一例を示す。

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、4.2 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 以内かつ粒子数が上下層ともに 0.3 MIP 以上である場合、上下層の立ち上がり時刻の平均を到来時刻として用いた。また、到来時刻の 240 ns 前から 5000 ns 後までに上下層に記録された粒子数の総和を計算し、その平均を空気シャワーの粒子数とした。

3.1.2 解析に使用しない SD の除去

解析に悪影響を及ぼすため、不調な 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。本節では、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

本研究では、先行研究 [1] と同様に以下の 6 つの条件を不調な SD の判定基準として使用した。

- 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)
- 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 750 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 1 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。

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も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 $700 \text{ Hz} \times 64 \mu\text{s} \sim 4.5\%$ を占める。バックグラウンドミュオンによってトリガーされた SD を取り除く手法を以下に述べる。

まず、空間的に離れている SD を調べる。トリガーされた SD が隣接しているクラスターを探し、最大のクラスターを記録する。隣接する全ての SD がトリガーされていない場合、その SD は解析から除外する。同じ大きさのクラスターが複数ある場合、クラスター内全ての SD で検出した粒子数の合計が最も大きいクラスターを選ぶ。

次に、記録された最大のクラスターの SD について、次の式を用いて時間的に離れている SD を調べる。

$$|t_i^{\text{hit}} - t_j^{\text{hit}}| < \frac{R_{ij}}{c} \quad (3.1)$$

ここで、 t^{hit} は各 SD における粒子の到来時刻、 R_{ij} は i 番目と j 番目の SD の距離、 c は光速である。トリガーされた SD に対して式 3.1 を計算し、2 台以上の SD に対して満たさない場合、その SD は解析から除外する。

これらの操作の後に残った SD が 4 台以下である場合、そのイベントは再構成を行わない。

3.1.3 空気シャワーイベントのジオメトリ決定

図 3.2 に空気シャワーが地表に到来した際の空気シャワーの模式図を示す。図中 \mathbf{R} で示される空気シャワーのコア位置と \mathbf{n} で示される到来方向を決定する方法を以下に述べる。

空気シャワーイベントのジオメトリ初期値決定

空気シャワーイベントのジオメトリを求める際のフィッティング初期値を決定する。空気シャワーのコア位置の初期値 \mathbf{R}_{COG} は以下の式のように、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。

$$R_{\text{COG}}^i = \frac{\sum_{k=1}^n \sqrt{\rho_k} r_k^i}{\sum_{k=1}^n \sqrt{\rho_k}} \quad (3.2)$$

ここで、 R_{COG}^i 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。 \mathbf{R}_{COG} と空気シャワー粒子の到来時刻の時間差を用いて、空気シャワーの到来方向の初期値を決定する。このとき、空気シャワーフロントが平面であると仮定してフィッティングを行う。空気シャワー軸を地上に投影した単位ベクトル $\hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi)$ 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、

$$\Delta t_k = \frac{l_k}{c} = \frac{(\mathbf{R}_k - \mathbf{R}) \cdot \hat{\mathbf{n}}(\theta, \phi) \sin \theta}{c} \quad (3.3)$$

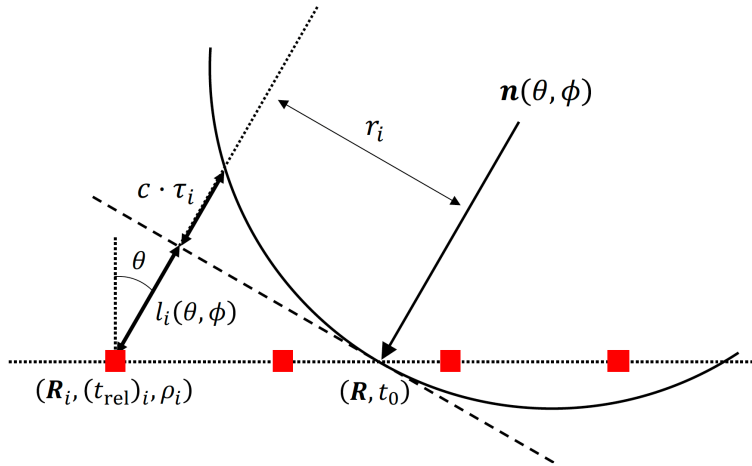


図 3.2: 地表に到来した空気シャワーの模式図 [1]。■ は SD、破線は空気シャワー平面、曲線は空気シャワー曲面を示す。 \mathbf{n} は空気シャワー軸、 \mathbf{R} はコア位置の座標を表し、 t_0 は空気シャワーコアの到来時刻である。 θ, ϕ はそれぞれ空気シャワー到来方向の天頂角、方位角を示し、 c は光速である。 $\mathbf{R}_i, t_{\text{rel}}, \rho_i, \tau_i, r_i$ はそれぞれ i 番目の SD の座標、空気シャワー到来時刻からの時間差、粒子数密度、シャワー平面からの到来時刻の遅れ、シャワー軸からの距離を示す。

となる。ここで、 l_k はシャワー平面から 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 は光速である。式 3.3 の \mathbf{R} に \mathbf{R}_{COG} を代入することで、 ϕ と θ の暫定値を得る。

フィッティングに使用しない SD の除去

以上で求められた初期値を用いて、空気シャワーのコア位置や到来方向をより正確に求めるフィッティングを行う。その際、信号の大きさや相対到来時刻差のふらつきが大きな SD の情報は、フィッティングの χ^2 を著しく大きくするため悪影響である。そのため、このような SD を解析から除くために以下のような条件でフィッティングに必要な SD を選定した。

- FADC カウントが 4095 のピンを含んでいない。
- SD に記録された粒子数密度が 0.3 MIP 以上である。
- SD と空気シャワー軸との距離が 30 m 以上である。

これらの条件を満たさない SD はフィッティングに使用しない。

空気シャワーの到来方向の決定

空気シャワー粒子のシャワー平面からの到来方向の遅れ τ を表す以下の式を用いてフィッティングを行うことにより、空気シャワーの到来方向をより精度良く決定する。これらの式は Linsley による空気シャワー粒子の到来方向の遅れの関数 [29, 30] 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 [31]。

$$\tau = (8 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} [\text{s}] \quad (3.4)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10}) a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} [\text{s}] \quad (3.5)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & (\theta < 25^\circ) \\ c_0 + c_1\theta + c_2\theta^2 + c_3\theta^3 & (25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ) \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & (35^\circ < \theta) \end{cases} \quad (3.6)$$

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

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。

$$\chi_{\text{geom}}^2(t_0, \theta, \phi, \mathbf{R}_m; t_k) = \sum_{k=1}^n \frac{(t_k - t_k^{\text{fit}})^2}{\sigma_{t_k}^2} + \frac{(\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_{\text{init}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{init}}}^2} \quad (m = 1, 2, \dots, 100) \quad (3.7)$$

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

$$\sigma_{t_k} = \frac{2}{3} \sigma_\tau \times 10^{-9} \text{ s}$$

ここで、 t_k は k 番目の SD で記録された空気シャワーの到来時刻、 t_0 は空気シャワーのコアが地表に到来した時刻、 l_k はシャワー平面から k 番目の 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。実際の σ_{t_k} はエレクトロニクスの影響も考慮すべきであるため、今後の解析では以下の式により求める予定である。

$$\sigma_{t_k} = \sqrt{\sigma_\tau^2 + \sigma_e^2} \quad (3.8)$$

$$\sigma_e = 20 \text{ ns}$$

\mathbf{R}_{init} は初期値で与えられるコア位置であり、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{init}}}$ は暫定的に $2\sqrt{2} \times 10^2$ m としている。 \mathbf{R}_m はコア位置の座標で、図 3.3 に示す 10×10 のグリッド点の中から選ばれる。

空気シャワーイベントの粒子数密度横方向分布の決定

各 SD 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粒子数密度の横方向分布を決定した。 f_{LDF} は NKG 関数を用いて以下のように記述できる。

$$f_{\text{LDF}} = N \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (3.9)$$

$$N = A \times \frac{1}{R_M^2}$$

$$R_M \sim 9.4 \text{ g/cm}^2$$

ここで、 r は各 SD のシャワー軸からの距離、 R_M はモリエール半径、 s はシャワーエイジ、 A はスケールファクターである。

これらの式から、以下の χ_{LDF}^2 を最小にするパラメーターの値を求める。

$$\chi_{\text{LDF}}^2(R_x, R_y, s, N; \rho_i) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\rho_i - f_{\text{LDF}}(r_i)}{\sigma_{\rho_i}} \right)^2 \quad (3.10)$$

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

ここで、 R_x, R_y はそれぞれコア位置の x 座標と y 座標、 ρ_i [m⁻²] 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。

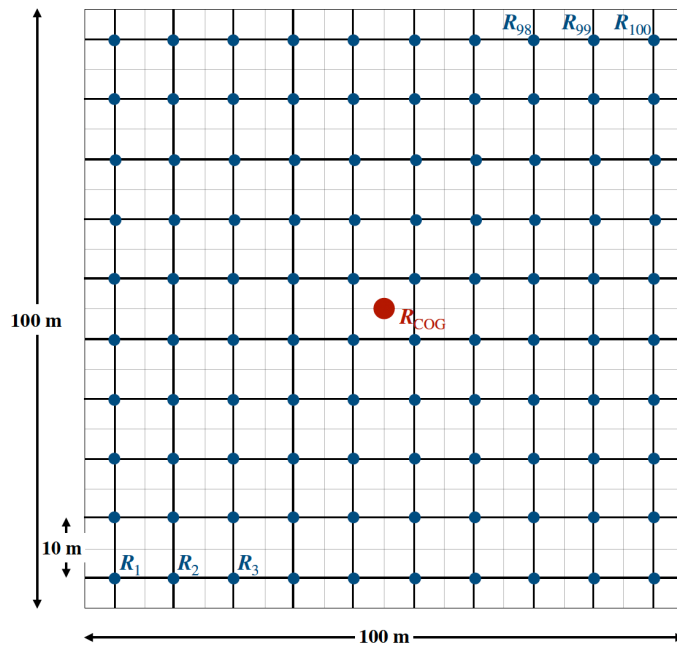


図 3.3: 空気シャワーの到来方向決定を行うフィッティングのパラメーター R_m [1]。粒子を検出した SD の加重平均で求められたコア位置の初期値（赤丸）を中心とする 10×10 の 100 点の中から、式 3.7 の χ_{geom}^2 を最小にする点を選ばれる。

3.1.4 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 を求めるため、天頂角 θ とシャワー軸からの距離が 50 m の地点での粒子数密度 s_{50} を用いる。図 3.4 に θ および s_{50} と、一次宇宙線のエネルギーとの関係を示す。横軸は θ および $\sec \theta$ 、縦軸は s_{50} 、カラーバーは $\log(E/\text{eV})$ である。

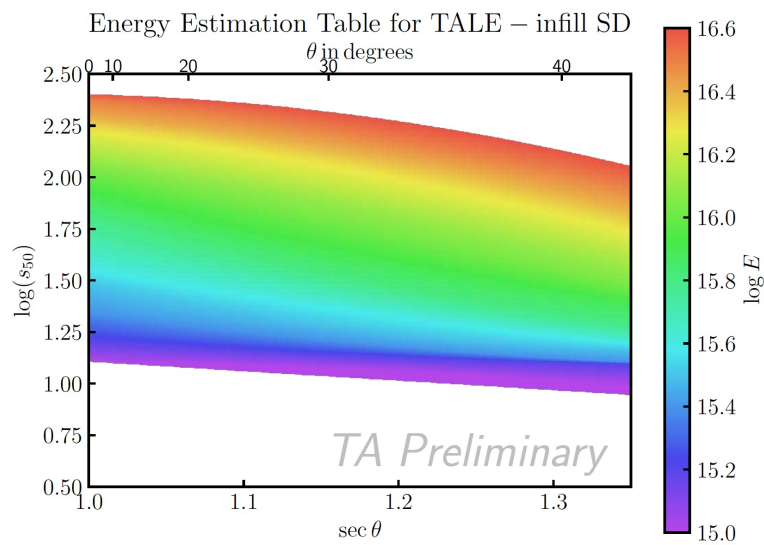


図 3.4: TALE-infill SD アレイのためのエネルギー推定テーブル [1]。一次宇宙線が全て陽子であるという仮定のもとで作成されている。

第 4 章

モンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度の評価

月の影を用いた解析を行うには、1 次宇宙線の再構成の精度を知る必要がある。特に到来方向の決定精度は本研究の解析結果に直結するため、シミュレーションを用いて評価することは不可欠である。本章では、本研究で用いたモンテカルロシミュレーションの詳細や、TALE-infill SD アレイの角度決定精度を求めるために使用した MC データセットおよびクオリティカットについて述べる。

空気シャワーシミュレーションは CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) [32] (ver. 7.35000) を使用した。ハドロン相互作用モデルは 80 GeV 以上のエネルギー領域では QGSJETII-04 [33] を、それ以下のエネルギー領域では FLUKA [34] を使用した。また、電磁成分のシミュレーションは EGS4 [35] を使用した。TALE-infill SD アレイの検出器応答は GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [36] を使用した。

4.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKA は高エネルギー宇宙線が地球に到来した際に発生す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。陽子や鉄などの原子核や光子といった様々な粒子を一次粒子として、原子核やハドロン、ミューオン、電子、光子など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ことができる。本研究では、TALE-infill SD アレイの観測サイトの高度（海拔 1580 m）までの発達をシミュレーションした。

4.2 GEANT4 を用いた検出器応答シミュレーション

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、ハドロン相互作用などの物理過程を 250 eV から TeV までの幅広いエネルギー範囲をシミュレーションできる。

CORSIKA によってシミュレーションされた空気シャワーを TALE-infill SD で検出した際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や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シミュレーション、エレクトロニクスの応答、DAQ システムについて述べる。

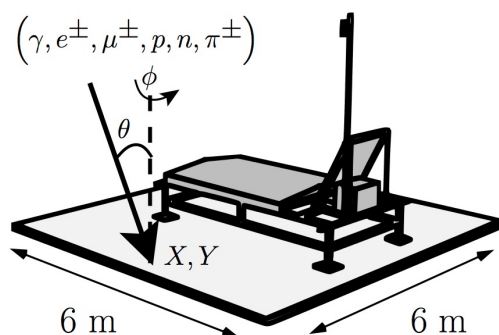


図 4.1: GEANT4 を用いて検出器の応答をシミュレーションする際に用いた検出器およびその周囲の概略図 [31]。矢印は入射粒子の到来方向を示している。 X, Y は $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の範囲内で一様ランダムに与えられた座標、 θ は事前に与えられた天頂角、 ϕ は一様ランダムに選ばれた方位角である。

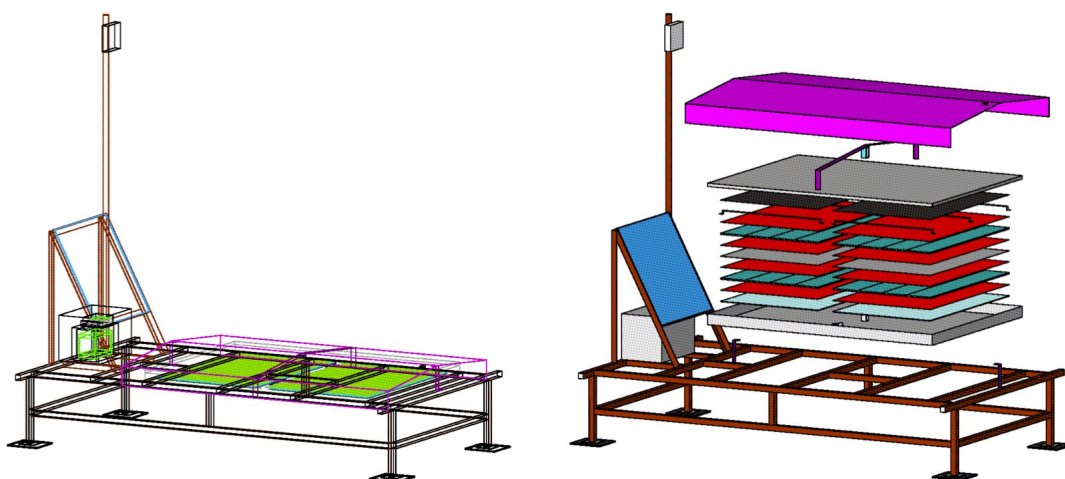


図 4.2: モンテカルロシミュレーションで使用した SD [9]。左: シミュレーション内での SD の形状。右: シンチレーターボックスの構成 [37]。

4.2.1 検出器内部での空気シャワー粒子のエネルギー損失

CORSIKA で生成された空気シャワー粒子すべてについて、各 SD 内でのエネルギー損失をその都度計算すると膨大な時間がかかってしまうため、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 4.1 に示す [31]。

SD の形状は図 4.2 左のようになっており、図 4.2 右はステンレスボックスの構成要素をずらして描いたものである。各構成要素は表 4.1 に示すように色分けされている。

ルックアップテーブル作成のためのシミュレーション手順を以下に述べる。

1. 図のように、 $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の地面上の位置 (X, Y) を一様ランダムに選択する。

表 4.1: ステンレスボックスの構成要素の色分け [37]。

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）および下蓋（厚さ 1.2 mm）
黒色	ブラックシート（厚さ 0.8 mm）
赤色	タイバックシート（厚さ 0.4 mm）4 層
青緑色	1500 mm × 250 mm × 12 mm のシンチレーター 8 枚で構成されるプラスチックシンチレーター 2 層
水色	発泡スチロール（厚さ 5.0 mm）

表 4.2: シミュレーションを行う一次粒子とそのエネルギー

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

- 方位角 ϕ を一様ランダムに選択する。
- 手順 1 で選択した (X, Y) 、手順 2 で選択した ϕ および、与えられた天頂角 θ 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。
- 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。
- この手順を 1.2×10^6 回繰り返す。

これらの手順を $\sec \theta = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$ および表 4.2 で与えられる一次粒子とその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に入射する後方散乱効果を含めるため、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 ($6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$) 範囲でシミュレーションを行っている。

これにより得られた結果の一部を図 4.3 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。図の (a) と (b) は 1 GeV の μ^+ がそれぞれ天頂角 0° および 60° で入射した場合の結果である。(a) では上下層ともに $\log_{10}(E_{\text{DEP}}/\text{MeV}) \sim 0.3$ ($E_{\text{DEP}} \sim 2 \text{ MeV}$) にピークが見られる。一方 (b) では、 $E_{\text{DEP}} \sim 4 \text{ MeV}$ にピークが見られる。これは、天頂角 0° で入射する粒子に比べて 60° で入射する粒子が 2 倍の厚さのシンチレーター内を通過するためである。また 4 MeV 付近の 2 つの帯状の分布があるが、これは一方の層を通過してもう一方の層をかすめた粒子に対応する。図の (c) (d) は 1 GeV の γ 線がそれぞれ天頂角 0° および 60° で入射した場合の結果である。ピークはそれぞれ 4 MeV および 8 MeV にあり、ミュオンのピークの値より 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電子対生成を引き起こし、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。また下層に見られる帯状の分布は、上層で生成された電子対が下層でエネルギーを失うためである。そして 0.3 MeV に見られる分布は、 γ 線が検出器のフレームや地面で相互作用して生成された二次粒子によるものである。

4.2.2 TALE-infill SD アレイの応答シミュレーション

ルックアップテーブルを用いて、CORSIKA で生成した空気シャワー粒子が SD で失ったエネルギーを計算する。このステップでは地表面を $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ のタイル (図) で分割し、空気シャワーのコア位置から 8.4 km までの

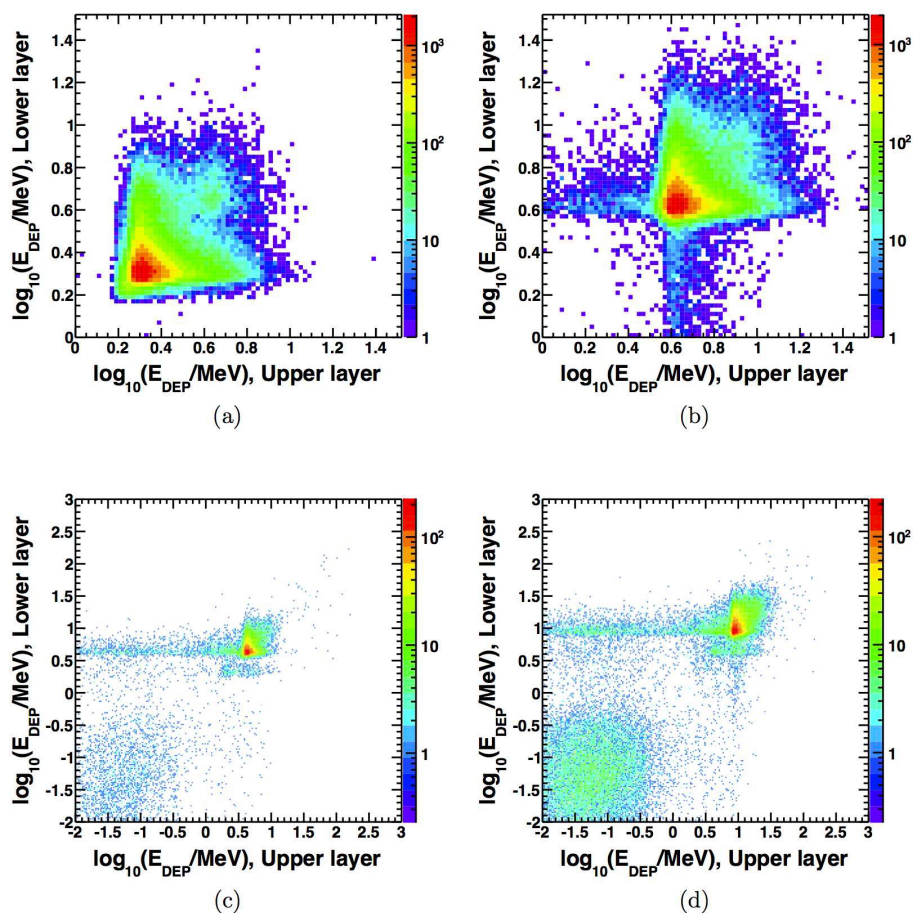


図 4.3: シンチレーター内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 [31]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表す。(a) : $\theta = 0^\circ$ で入射した 1 GeV の μ^+ 、(b) : $\theta = 60^\circ$ で入射した 1 GeV の μ^+ 、(c) : $\theta = 0^\circ$ で入射した 1 GeV の γ 、(d) : $\theta = 60^\circ$ で入射した 1 GeV の γ である。

2800 × 2800 タイルについて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-infill SD との位置関係をランダムに決定し、2800 × 2800 タイルから TALE-infill 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-infill SD アレイの位置関係を変え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 1 つの空気シャワーに対してコア位置などの様々な位置関係を仮定した際の TALE-infill SD アレイの応答を調べることができる。各 SD で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 4.3 に示す 26 項目で構成される。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。

4.3 本研究で使した MC データセット

以上で述べたモンテカルロシミュレーションを用いて到来方向の決定精度を評価した。本研究で使した MC データセットの条件を表 4.4 に示す。

表 4.3: 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 [37, 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の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の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

4.4 クオリティカット

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パラメーターが精度良く求められているイベントのみを使用するため、クオリティカットを導入した解析も行った。本節では、本研究で使用した 2 種類のクオリティカット条件について述べる。

4.4.1 スタンダードカット

スタンダードカットは先行研究 [1] で用いられたカット条件である。本研究で使用するスタンダードカットを以下に述べる。

- 再構成に使用した SD の台数 $N_{SD} \geq 10$
- 天頂角 $\theta \leq 40^\circ$

表 4.4: 角度決定精度を求めるために使用した MC データセット

宇宙線核種	陽子
エネルギー	$10^{15.5}$ eV, $10^{16.0}$ eV, $10^{16.5}$ eV
天頂角	$0^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$
方位角	$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$
コア位置	TALE-infill SD アレイの中心から半径 1 km の円内
期間	2023/11/1 ~ 2024/6/28

- 再構成で求められたコア位置がアレイの内側にある
- 信号を検出したすべての SD のうち、最大の信号を検出した SD がアレイの外側でない
- $|\mathbf{R}_{\text{LDF}} - \mathbf{R}_{\text{COG}}| \leq 200$ m
- シャワー軸と、シャワー軸に最も近い SD との距離が 70 m 以内
- $0.2 \leq s \leq 1.9$
- $\chi_{\text{geom1st}}^2/\text{d.o.f} \leq 15$
- $\chi_{\text{LDF}}^2/\text{d.o.f} \leq 1$
- $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} \leq 0.5^\circ$

以下では、このカット条件の詳細について述べる。

検出器台数カット

再構成に使用する SD が少ない場合、本来使うべきでない、かつ、3.1.2 節の手順で取り除かれなかった SD が存在した際に影響が大きくなる。また、再構成に使用する SD の数が多いほどフィッティングの精度が高くなる。そのため、再構成に使用した SD の台数 N_{SD} が 10 台以上のイベントのみ使用する。

天頂角カット

天頂角の大きなイベントは地表に到達するまでの距離が長く、多くの大気中の原子核と相互作用する。そのため、SD で記録される信号が小さくなる。このようなイベントを除くため、再構成された天頂角 θ が 40° 以下のイベントのみを使用する。

ボーダーカット

コア位置が検出器アレイの端付近や外側にあるイベントは、アレイの外側にある粒子の情報を用いないため、一次宇宙線パラメータの決定精度が悪くなる。そのため、以下の 2 つの条件を満たすイベントのみ使用する。

- 再構成で求められたコア位置がアレイの内側にある
- 信号を検出したすべての SD のうち、最大の信号を検出した SD がアレイの外側でない (図 4.4 参照)

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

再構成に成功したイベントの中には、フィッティングの初期値となるコア位置 \mathbf{R}_{COG} 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} の距離が大きいいイベントがある。この場合フィッティングの精度が良くないと考えられるため、 $|\mathbf{R}_{\text{LDF}} - \mathbf{R}_{\text{COG}}|$ が 200 m 以下のイベントのみを使用する。

D_{SD} カット

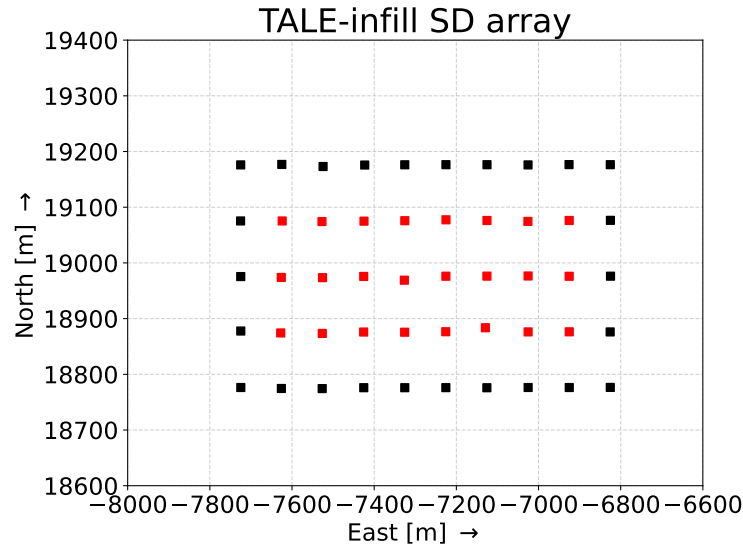


図 4.4: アレイの内側および外側にある SD。■で示された SD はアレイの外側に位置しているため、これらの SD で最大の信号を検出した場合イベントとして使用しない。一方で、■で示された SD はアレイの内側に位置しているため、これらの SD で最大の信号を検出した場合イベントとして使用する。

3.1.3 節で述べたように、SD と空気シャワー軸との距離が 30 m 以下である SD はフィッティングに使用しない。この場合フィッティングに使われる最もシャワー軸に近い SD がコア位置から大きく離れてしまい、粒子が密なコア位置周辺の情報を再構成に用いられないため、粒子の横方向分布や到来方向の決定精度が悪くなってしまう。このようなイベントを減らすため、空気シャワー軸と最も近い SD との距離が 70 m 以内であるイベントのみを使用する。

シャワーエイジカット

3.1.3 節で行う横方向分布のフィッティングにおいて、傾きを決定するパラメーターであるシャワーエイジ s の範囲は 0 以上 2 以下であると想定されている。しかし、フィッティングに失敗すると 0 や 2 付近の値をとる。そのため、シャワーエイジは 0.2 以上 1.9 以下のイベントのみを使用する。

カイスクエアカット

再構成の際に行うフィッティングの精度が悪いイベントを除くため、式 3.7 の χ_{geom}^2 および式 3.10 の χ_{LDF}^2 について、 $\chi_{\text{geom1st}}^2/\text{d.o.f} \leq 15$ および $\chi_{\text{LDF}}^2/\text{d.o.f} \leq 1$ を満たすイベントのみを使用する。

Point 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なイベントを取り除くため、Point Direction Uncertainty ($\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2}$) が 0.5° 以下のイベントのみを使用する。

4.4.2 ルーズカット

ルーズカットは先行研究 [39] で用いられたカット条件である。本研究で用いるルーズカットは統計量を増やすため、スタンダードカットから角度変化への影響が少ないパラメーターを除外し、天頂角の条件のみ緩くすることによって先行研究同様のカット条件にしたものである。カット条件を以下に述べる。

- 再構成に使用した SD の台数 $N_{\text{SD}} \geq 10$

- 天頂角 $\theta \leq 55^\circ$
- $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} \leq 0.5^\circ$

4.5 MC シミュレーションによる角度決定精度の評価

4.3 で説明した MC データセットを用いて角度決定精度を評価した。シミュレーションした空気シャワーの真の到来方向を \mathbf{n}_{sim} 、それを再構成することで求められた到来方向を \mathbf{n}_{rec} とすると、開き角 δ は次式で定義される。

$$\delta = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{\text{sim}} \cdot \mathbf{n}_{\text{rec}}) \quad (4.1)$$

全エネルギーの 68% が含まれる開き角 δ を角度決定精度と定義した。 $10^{15.5}$ eV、 $10^{16.0}$ eV、 $10^{16.5}$ eV の 3 つのエネルギー bin について、カット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合に分けて評価を行った。

カット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合の開き角の分布は図 4.5 のようになる。また、エネルギーごとの角度決定精度は表 4.5 のようになる。カット条件なしの場合はいずれのエネルギーにおいても角度決定精度は 1.9° 程度である。また、スタンダードカットをかけた場合については先行研究 [1] と同様の結果であった。カット条件ありの場合、どちらもカット条件なしの場合よりも角度決定精度が良くなり、高エネルギーの一次宇宙線ほどその傾向が強く見られることが分かる。 $10^{15.5}$ eV ではどちらも 1.7° 程度であるが、エネルギーが高くなるほどスタンダードカットをかけた場合の方が角度決定精度が良くなり、 $10^{16.5}$ eV ではルーズカットをかけた場合と比べてスタンダードカットをかけた場合の角度決定精度は 0.3° 程度良くなる。ただし、スタンダードカットはルーズカットよりも厳しい条件であるため、統計量が少なくなるという欠点も存在する。

表 4.5: モンテカルロシミュレーションを用いて求めたエネルギーごとの角度決定精度。

	$10^{15.5}$ eV	$10^{16.0}$ eV	$10^{16.5}$ eV
カット条件無し	1.90°	1.84°	1.82°
スタンダードカット	1.68°	1.43°	1.17°
ルーズカット	1.67°	1.51°	1.46°

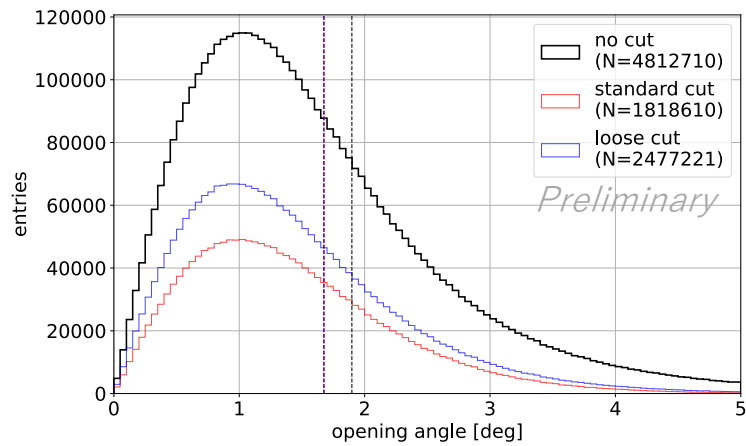
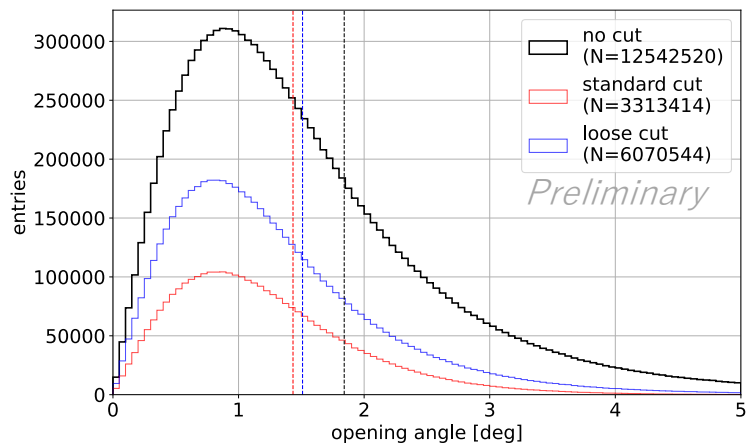
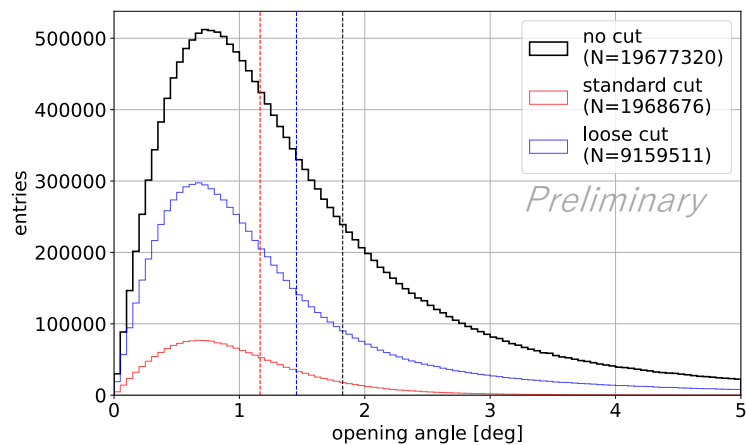
(a) $10^{15.5}$ eV における分布(b) $10^{16.0}$ eV における分布(c) $10^{16.5}$ eV における分布

図 4.5: MC シミュレーションを用いて求めた、カット条件無しの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合の開き角 δ の分布。黒のヒストグラムはカット条件無しの場合、赤のヒストグラムはスタンダードカットをかけた場合のヒストグラム、青のヒストグラムはルーズカットをかけた場合のヒストグラムである。黒破線はカット条件なしの場合の角度決定精度、赤破線はスタンダードカットをかけた場合の角度決定精度、青破線はルーズカットをかけた場合の角度決定精度を表す。

第 5 章

宇宙線の月の影解析

月の影解析は、宇宙線の到来方向の確認手法として幅広く使われている。シミュレーションに依存せず、データのみで独立に検証できるため、宇宙線の観測実験の基本性能を評価する手法として重要である。そのため本研究では TALE-infill SD アレイで観測されたイベントを用いて、月の影解析を行った。本章では、月の影解析の解析手法、TALE-infill SD アレイで観測されたイベントを用いた月の影解析について述べる。

5.1 解析手法

イベント再構成の結果を用いて宇宙線の到来方向と月の方向との開き角を求める手法は、大まかに以下の手順で構成される。

1. 宇宙線の観測時刻、到来方向（天頂角、方位角）、観測地点の情報（緯度、経度、標高）をもとに、宇宙線の到来方向を地平座標から赤道座標に変換する。
2. 宇宙線の観測時刻、観測地点の情報（緯度、経度、標高）をもとに、python の astropy ライブラリ [40] を用いて宇宙線の観測時刻における月の赤経および赤緯を求める。
3. 手順 1 で求めた宇宙線の到来方向を示す赤経赤緯と手順 2 で求めた月の赤経赤緯を用いて、宇宙線の到来方向と月の開き角を求める。

以下では、これらの手順の詳細について述べる。

5.1.1 天球座標

本節では地平座標および赤道座標について説明し、地平座標から赤道座標に変換する手法について述べる。

地平座標系

図 5.1 に地平座標系の模式図を示す。観測者のいる地点を O として、 O から水平面に対して鉛直上向きにある点を Z とする。 Z を天頂と呼ぶ。地平座標系は天頂からの傾き角 z と、水平面の基準方向からの角度 A を用いて方向を指定する座標系である。 z と A はそれぞれ天頂角、方位角と呼ばれる。また、 h は高度と呼ばれ、 $h = 90^\circ - z$ の関係がある。

赤道座標系

図 5.2 に赤道座標系の模式図を示す。地球を取り巻く大きな球面（天球）を考える。地球の自転軸を通る直線と天球との北側、南側との交点をそれぞれ天の北極、天の南極と呼ぶ。地球の赤道を通り、自転軸に対して垂直である平面と天球が交わる曲線を天の赤道と呼ぶ。赤緯は天球上の天の赤道を 0° として、北側に $+90^\circ$ まで、南側に

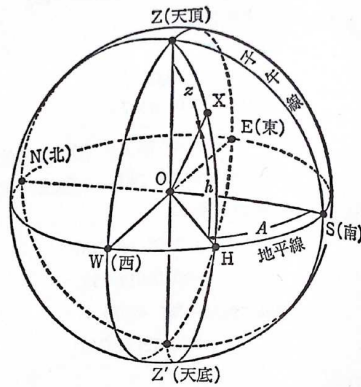
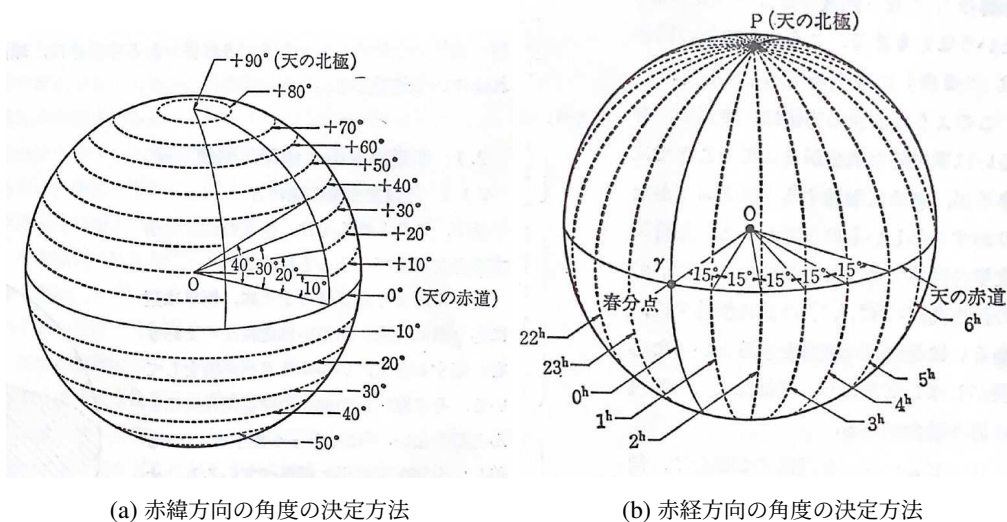


図 5.1: 地平座標系の模式図 [41]。 z は天頂角、 A は方位角である。 h は高度であり、 $h = 90^\circ - z$ の関係が成り立つ。



(a) 赤緯方向の角度の決定方法

(b) 赤経方向の角度の決定方法

図 5.2: 赤道座標系の模式図 [41]。(a) 赤緯は天の赤道を 0° として北側に $+90^\circ$ まで、南側に -90° までの値をとる。(b) 赤経は春分点を 0° として東向きに 360° までの値をとる。

-90° までの値をとる。また、地球の公転面を黄道面と呼ぶ。地軸は黄道に対して 23.4° 傾いているため、黄道と天の赤道は 2 点で交わる。交点のうち北側を春分点、南側を秋分点と呼ぶ。赤経は春分点を 0° として東向きに 360° までの値をとる。

本研究では、各イベントの地平座標 (方位角・天頂角) を、宇宙線が観測された時刻および観測地点の緯度・経度・標高に基づき、`astropy` ライブラリ (バージョン 6.0.1) を用いて ICRS 準拠の赤道座標へと変換した。また、観測地点は CLF (Central Laser Facility) (北緯 $39^\circ 17' 48.90457''$ 、西経 $112^\circ 54' 31.43708''$ 、標高 1370.046 m) とした。

5.1.2 宇宙線と月との開き角の計算方法

開き角を求めるにあたり、各宇宙線イベントの到来時刻における月の赤経赤緯を知る必要がある。そのため、宇宙線の観測時刻、観測地点の情報 (緯度、経度、標高) をもとに、`astropy` の `get_body` 関数を用いて月の赤経および赤緯を求めた。

表 5.1: Reduced χ^2 の値。

$\chi^2/\text{d.o.f}$	カット条件なし	スタンダードカット	ルーズカット
$0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$	0.88	0.64	0.82
$2^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$	0.97	0.66	0.73
$175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$	1.40	1.55	0.89
$175^\circ \leq \delta \leq 178^\circ$	1.13	1.07	0.76

宇宙線の到来方向を \mathbf{n}_{CR} 、観測者から見た月の方向を \mathbf{n}_{moon} として、5.1.1 節で求めた宇宙線の到来方向の赤経、赤緯をそれぞれ α_{CR} 、 δ_{CR} 、月の赤経、赤緯をそれぞれ α_{moon} 、 δ_{moon} とすると、宇宙線の到来方向と月との開き角 δ は以下のように記述できる。

$$\begin{aligned} \delta &= \arccos(\mathbf{n}_{\text{CR}} \cdot \mathbf{n}_{\text{moon}}) \\ &= \arccos(\sin \delta_{\text{CR}} \sin \delta_{\text{moon}} + \cos \delta_{\text{CR}} \cos \delta_{\text{moon}} \cos(\alpha_{\text{CR}} - \alpha_{\text{moon}})) \end{aligned} \quad (5.1)$$

5.2 月の影の解析結果

本研究では、2023 年 11 月 1 日から 2025 年 3 月 29 日までに TALE-infill SD アレイで観測されたイベントについて、カット条件なしおよび 4.4 で述べた 2 種類のカット条件を用いて解析を行った。この観測期間において再構成されたイベント数は 8,318,768 イベントであり、そのうちスタンダードカットの条件に適合するイベント数は 2,173,263 イベント、スタンダードカットの条件に適合するイベント数は 3,736,897 イベントであった。図 5.3 に解析結果を示す。横軸は宇宙線の到来方向と月との開き角、縦軸は単位立体角あたりのイベント数である。統計的有意性の評価およびバックグラウンド推定を用いてこれらの結果を評価する。

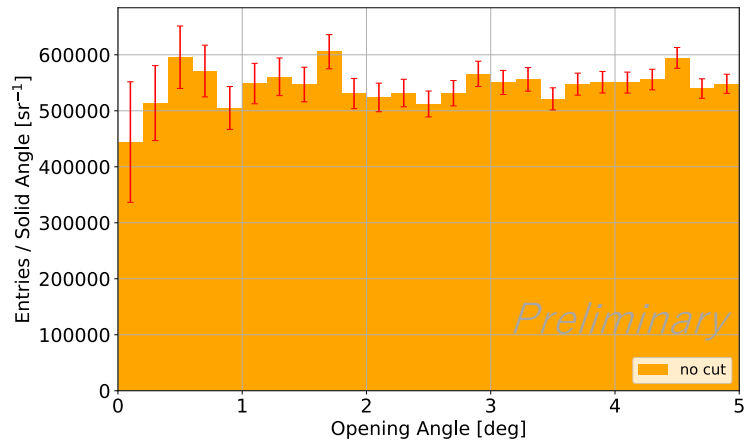
5.2.1 統計的有意性の評価

本研究では統計的有意性の評価手法として、カイ二乗および有意度を用いた。本節では、それぞれの評価手法および結果について述べる。

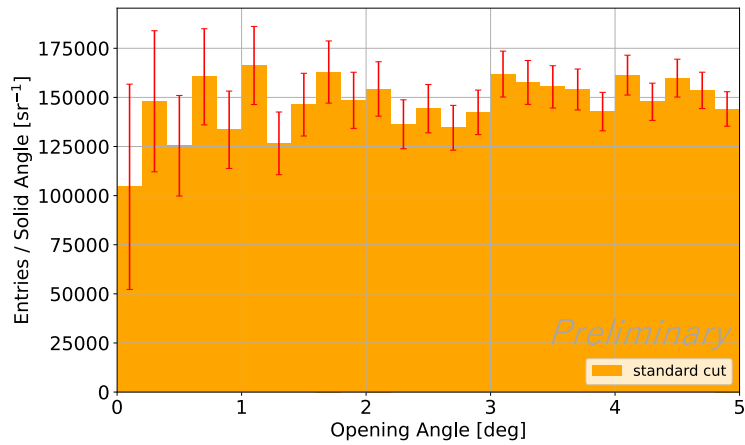
カイ二乗による評価

月の影について、カイ二乗を用いて評価する。月の影の影響が小さいと考えられる $2^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ において、図 5.3 のオレンジ色のヒストグラムを $y = y_0$ の直線でフィットを行った。ここで、 y_0 は定数である。その後、 $y = y_0$ の直線に対して $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ および $2^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の範囲で reduced χ^2 を求めた。また月がない場合、どの程度の統計的有意性があるかを評価するため、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ についても横軸を $180^\circ - \delta$ として同様に reduced χ^2 を求めた。図 5.4 および表 5.1 にその結果を示す。カット条件なしの場合、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ における $\chi^2/\text{d.o.f}$ は 1.4 程度である一方、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ における $\chi^2/\text{d.o.f}$ の値は 1 を下回っているため、月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性は見られない。またスタンダードカットをかけた場合、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ における $\chi^2/\text{d.o.f}$ は 1.5 程度である一方、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ における $\chi^2/\text{d.o.f}$ の値は 1 を下回っているため、カット条件なしの場合と同様に月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性は見られない。ルーズカットをかけた場合、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ および $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ における $\chi^2/\text{d.o.f}$ は同程度であり 1 を下回っているため、こちらについても月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性は見られない。

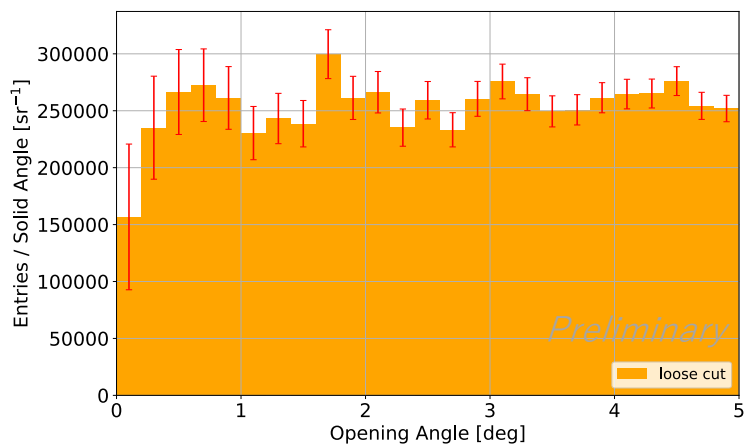
有意度による評価



(a) カット条件なし



(b) スタダードカット



(c) ルーズカット

図 5.3: 月の影の解析結果。(a) はカット条件なしの場合の結果、(b) はスタンダードカットをかけた場合の結果、(c) はルーズカットをかけた場合の結果を示す。

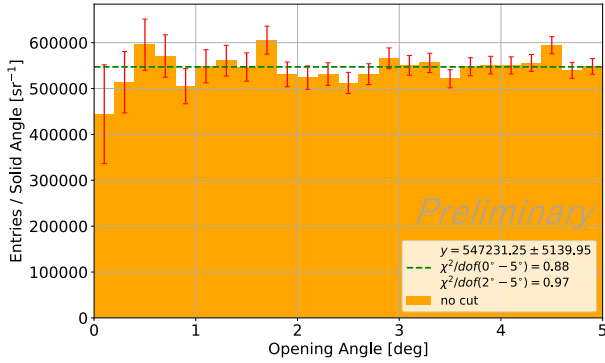
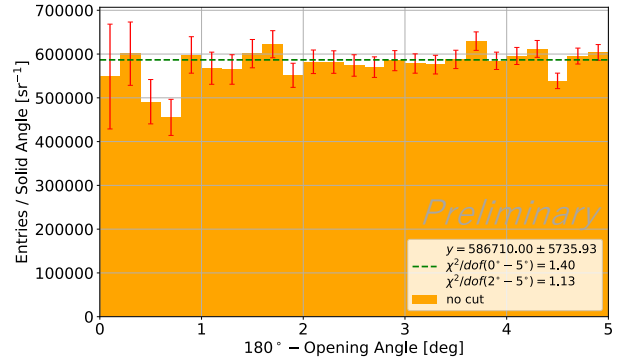
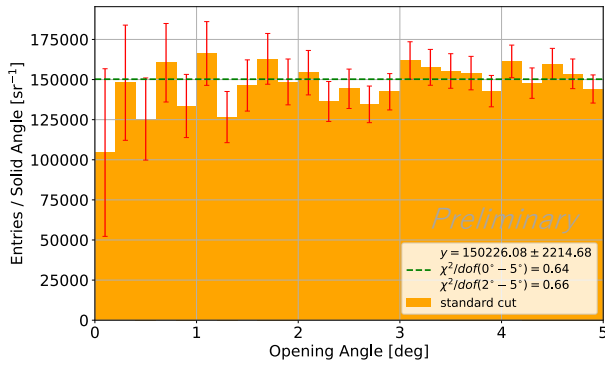
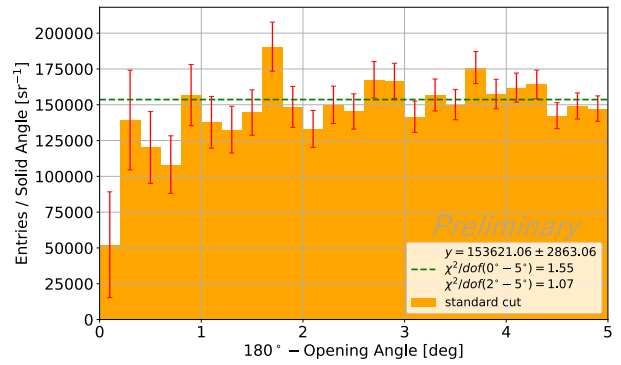
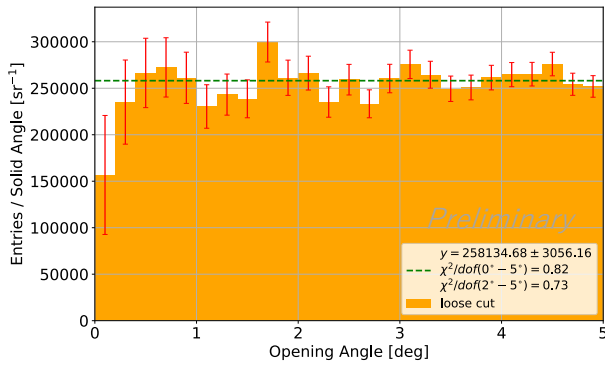
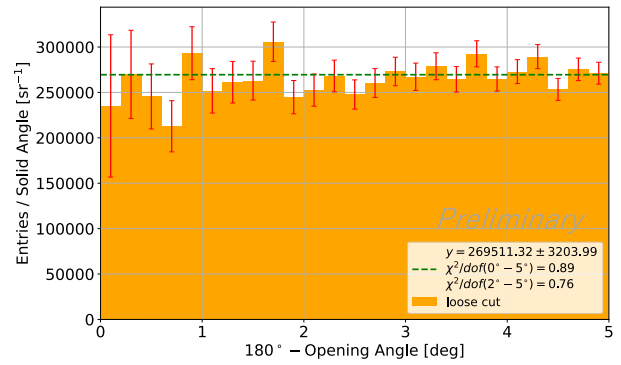
(a) カット条件なし、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ (b) カット条件なし、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ (c) スタANDARDカット、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ (d) スタANDARDカット、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ (e) ルーズカット、 $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ (f) ルーズカット、 $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$

図 5.4: カイ二乗による評価の結果。(a) はカット条件なしの場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(b) はカット条件なしの場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(c) はスタンダードカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(d) はスタンダードカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(e) はルーズカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(f) はルーズカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果を示す。また緑破線は、(a)、(c) および (e) については $2^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ 、(b)、(d) および (f) については $175^\circ \leq \delta \leq 178^\circ$ におけるオレンジ色のヒストグラムを $y = y_0$ でフィットした直線である。

月の影について、有意度を用いて評価する。図 5.4 の緑破線で示された $y = y_0 \pm \sigma_{y_0}$ の直線に対する i 番目のピンの単位立体角あたりのイベント数 $y_i \pm \sigma_{y_i}$ の有意度は以下の式で示される。

$$\text{Significance} = \frac{y_i - y_0}{\sqrt{\sigma_{y_i}^2 + \sigma_{y_0}^2}} \quad (5.2)$$

本研究ではカット条件なしおよび 2 種類のカット条件をかけた場合について、 $0^\circ \leq \delta \leq 2^\circ$ および $178^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の範囲で 1 ピン (0.2°) ごとに有意度を求めた。図 5.5 にその結果を示す。カット条件なしの場合、(b) より $\delta = 180^\circ$ 近傍で有意度が 0 程度である一方で、(a) より月の近傍では有意度が -1 程度であった。これよりカット条件なしの場合、月の近傍でのイベント数の減少について統計的有意性は見られない。またスタンダードカットをかけた場合、(d) より $\delta = 180^\circ$ 近傍で -3 程度の有意度がある一方で、(c) より月の近傍では有意度が -1 程度であった。これよりスタンダードカットをかけた場合、カット条件なしの場合と同様に月の近傍でのイベント数の減少について統計的有意性は見られない。ルーズカットをかけた場合、(f) より $\delta = 180^\circ$ 近傍で有意度が 0 程度である一方で、(e) より月の近傍では有意度が -2 程度であった。これよりルーズカットをかけた場合、月の近傍での有意度の絶対値が 3 未満であるため、こちらについても月の近傍でのイベント数の減少について統計的有意性は見られない。

5.2.2 バックグラウンド推定による評価

5.2.1 節より、単純なフィットをかけた場合月の近傍でのイベント数の減少について統計的有意性が見られないことが分かった。そのため、バックグラウンドの推定手法を工夫して評価を行った。本研究では、以下の 3 種類の手法を用いた。

- Time-shuffling method
- Equi-zenith method
- 宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法

以下では、それらの詳細と結果について述べる。

Time-shuffling method

Time-shuffling method とは、実際に観測された宇宙線の時刻をランダムにシャッフルすることによりバックグラウンドを推定する手法である。シャッフルは無作為に行われており、シャッフルの前後でイベント数や各宇宙線イベントが観測された時刻、天頂角および方位角の分布が不変であるためこの手法によりバックグラウンドが形成される。この手法では、観測されるイベント数の方位角依存性を考慮することができる、時刻と到来方向との組み合わせが多数存在するため統計量を増やすことができるといったメリットが存在する一方で、気温などの環境変化および検出器の状態に関する時間変化を考慮することができないといったデメリットも存在する。本研究ではマシンのメモリ負荷を考慮し、到来時刻のシャッフルを 10 万イベントごとに行った。バックグラウンドの誤差棒の長さを小さくするため、到来時刻のシャッフル操作を 10 回繰り返し、単位立体角あたりのイベント数の値を 10 で割ることによって平均値を求めた。図 5.6 はその結果である。カット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合のいずれの場合でもバックグラウンドと比較して、月の近傍でイベント数が減少傾向であることが分かった。

Equi-zenith method

Equi-zenith method とは、月 (on-source) の方向のうち図 5.7 のように天頂角 θ を固定した上で方位角方向のみ移動させて複数の仮想の月 (off-source) を設定し、観測されたすべてのイベントについて設定された複数の仮想の月との開き角をそれぞれ計算して仮想の月の個数で割ることによりバックグラウンドを推定する手法である。この

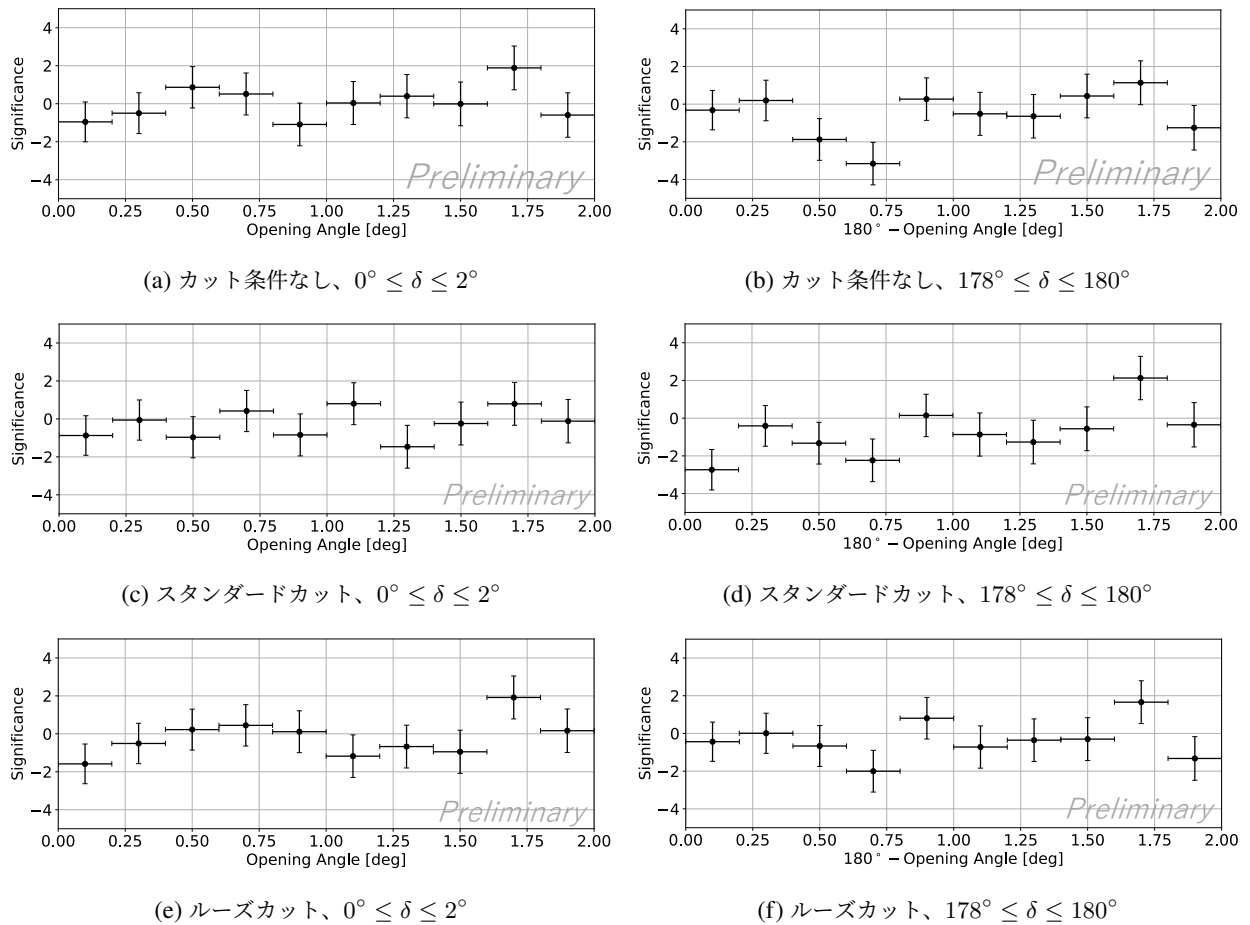


図 5.5: 有意度による評価の結果。横軸は開き角 δ 、縦軸は有意度である。(a) はカット条件なしの場合における $0^\circ \leq \delta \leq 2^\circ$ での有意度を、(b) はカット条件なしの場合における $178^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ での有意度を、(c) はスタンダードカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 2^\circ$ での有意度を、(d) はスタンダードカットをかけた場合における $178^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ での有意度を、(e) はルーズカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 2^\circ$ での有意度を、(f) はルーズカットをかけた場合における $178^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ での有意度を 0.2° ごとに求めた結果である。

手法では、宇宙線の到来頻度の天頂角依存性や、気温などの環境変化および検出器の状態に関する時間変化を考慮することができるというメリットが存在する一方で、バックグラウンドの統計量に上限がある、観測されるイベント数の天頂角依存性を考慮することができないといったデメリットも存在する。本研究では、方位角方向に 10° から 350° まで 10° ずつ移動させて 35 個の仮想の月を作ることによりバックグラウンドを推定した。図 5.8 はその結果である。Time-shuffling method と同様にカット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合のいずれの場合でもバックグラウンドと比較して、月の近傍でイベント数が減少傾向であることが分かった。

宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法

この手法は実際に観測された宇宙線の時刻と到来方向（方位角、天頂角）をそれぞれシャッフルする手法である。Time-shuffling method 同様シャッフルは無作為に行われており、シャッフルの前後でイベント数や各宇宙線イベントが観測された時刻、天頂角および方位角の分布が不変であるためこの手法によりバックグラウンドが形成される。この手法では、時刻、天頂角、方位角の組み合わせが多数存在するため統計量を増やすことができるというメリッ

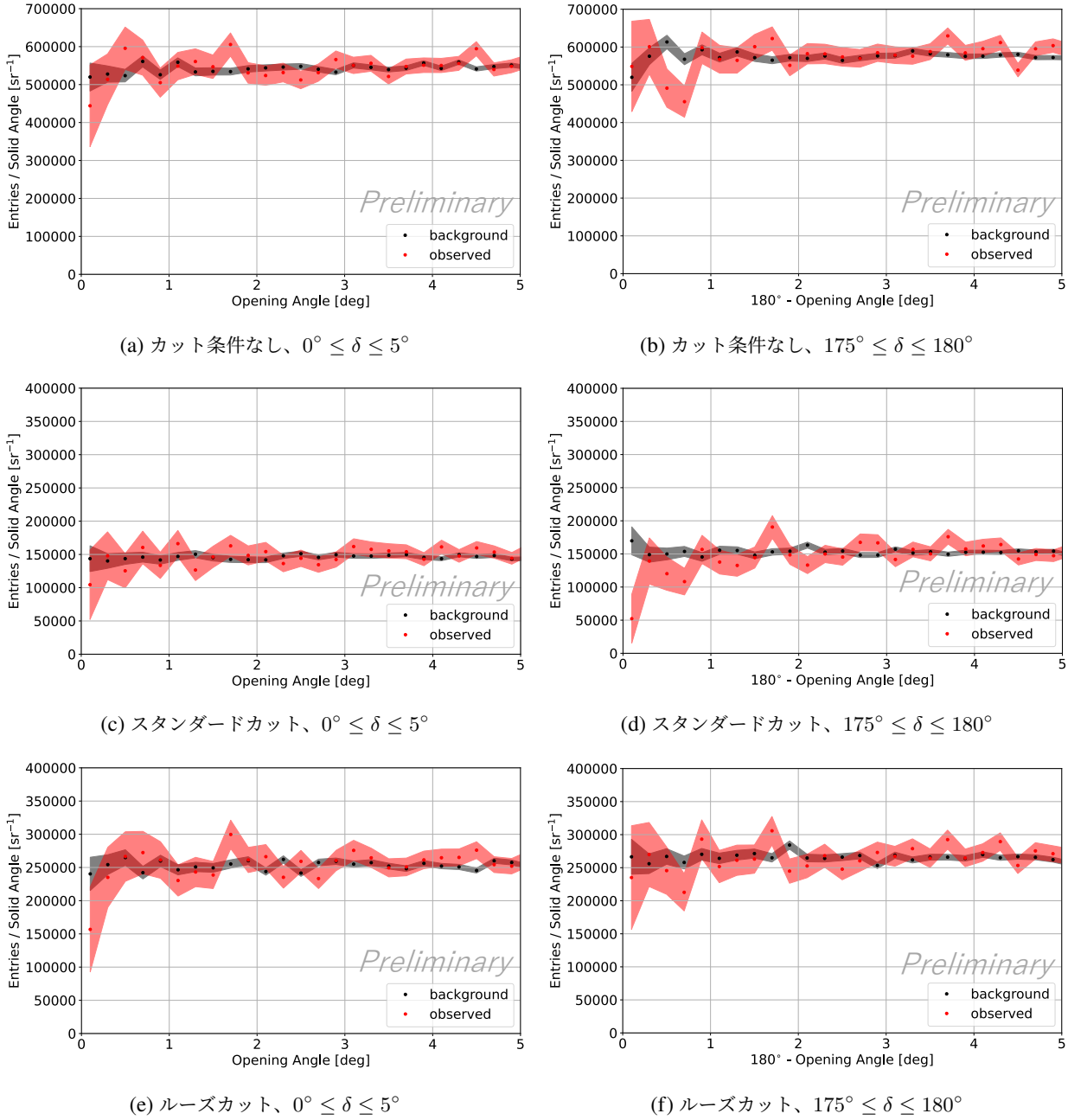


図 5.6: Time-shuffling method によるバックグラウンド推定の結果。(a) はカット条件なしの場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(b) はカット条件なしの場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(c) はスタンダードカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(d) はスタンダードカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(e) はルーズカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(f) はルーズカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果である。赤点は実際に観測されたイベントの開き角分布、黒点は Time-shuffling method によって求められたバックグラウンドイベントの開き角分布である。

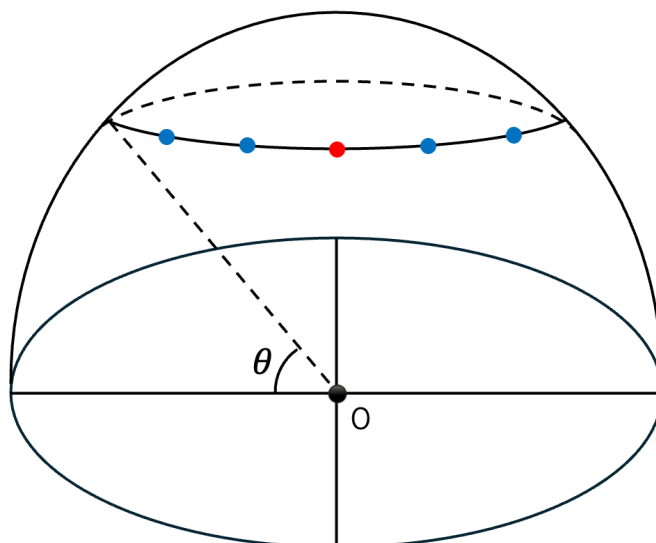


図 5.7: Equi-zenith method の概略図。点 O は観測地点、● および ● はそれぞれ月 (on-source)、仮想の月 (off-source) を示す。月および仮想の月の天頂角は等しい。

トが存在する一方で、宇宙線の到来頻度の天頂角および方位角依存性や、気温変化などの環境変化および検出器の状態に関する時間変化を考慮することができないといったデメリットが存在する。本研究ではマシンのメモリ負荷を考慮し、time-shuffling method と同様にシャッフルを 10 万イベントごとに行った。バックグラウンドの誤差棒の長さを小さくするため、到来時刻および到来方向のシャッフル操作を 10 回繰り返し、単位立体角あたりのイベント数の値を 10 で割ることによって平均値を求めた。図 5.9 はその結果である。この手法でも同様にカット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合のいずれの場合でもバックグラウンドと比較して、月の近傍でイベント数が減少傾向であることが分かった。

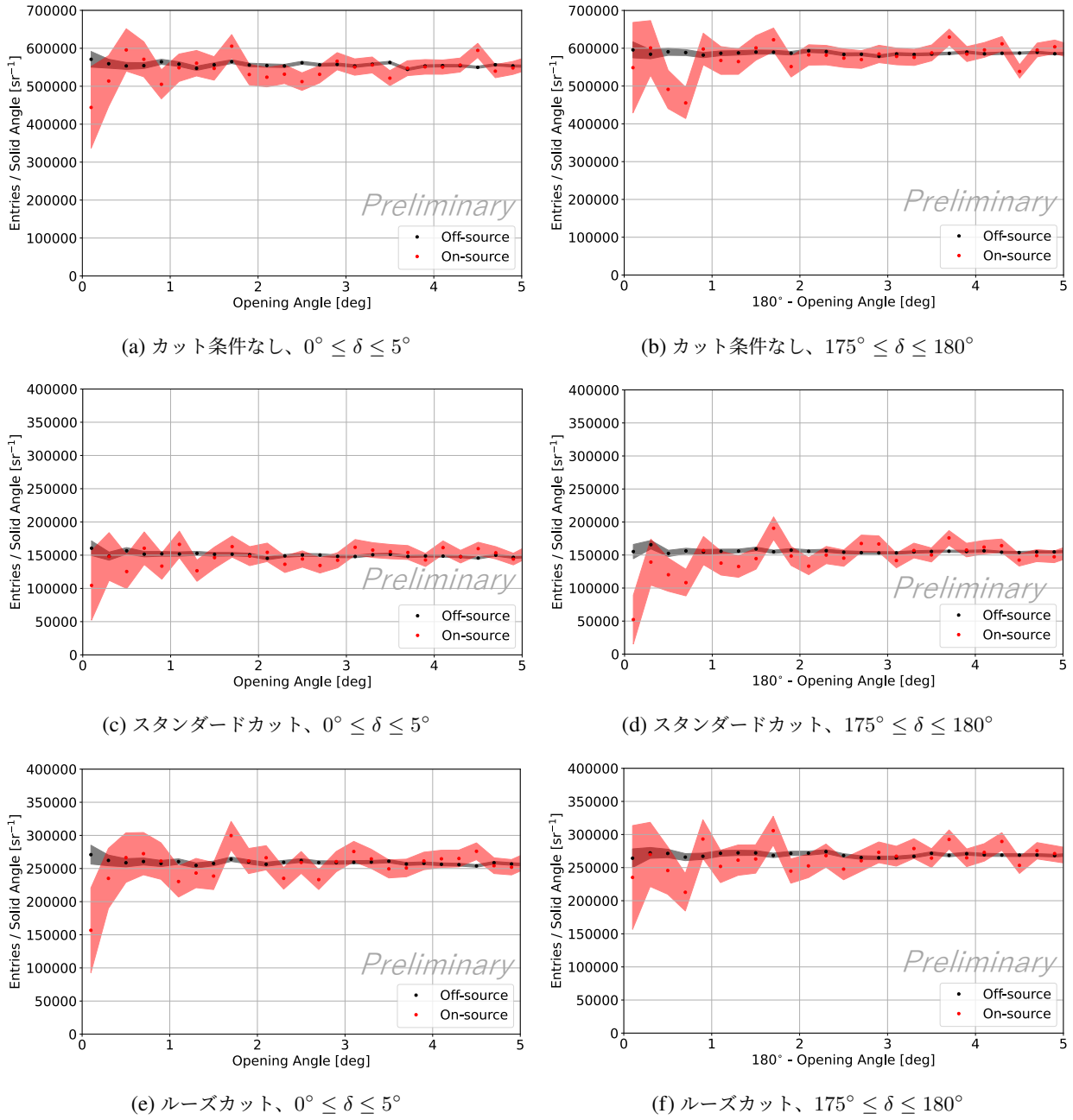


図 5.8: Equi-zenith method によるバックグラウンド推定の結果。(a) はカット条件なしの場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(b) はカット条件なしの場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(c) はスタンダードカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(d) はスタンダードカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(e) はルーズカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(f) はルーズカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果である。赤点は実際に観測されたイベントの開き角分布、黒点は Equi-zenith method によって求められたバックグラウンドイベントの開き角分布である。

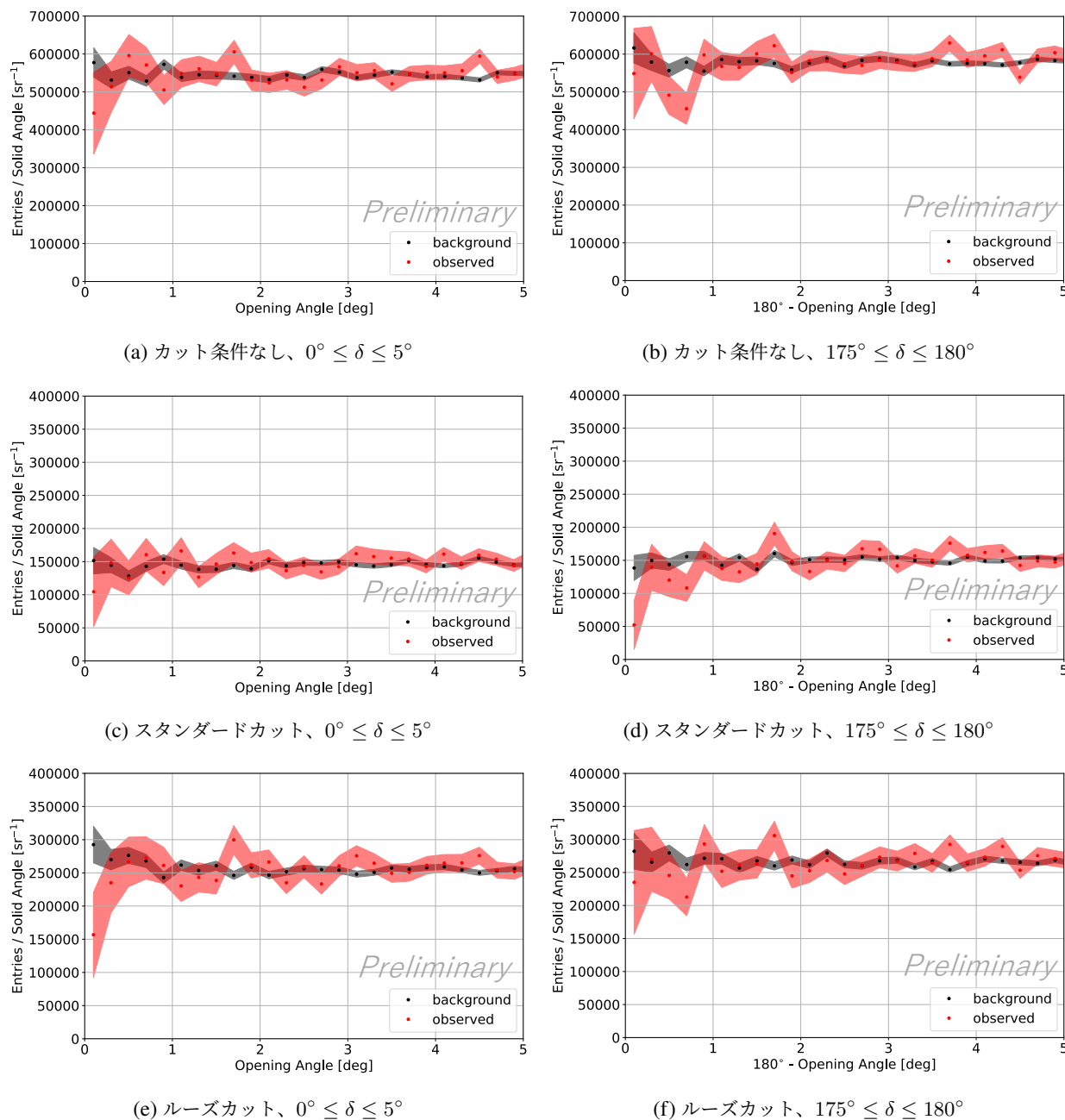


図 5.9: 宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法によるバックグラウンド推定の結果。(a) はカット条件なしの場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(b) はカット条件なしの場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(c) はスタンダードカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(d) はスタンダードカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果、(e) はルーズカットをかけた場合における $0^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ の結果、(f) はルーズカットをかけた場合における $175^\circ \leq \delta \leq 180^\circ$ の結果である。赤点は実際に観測されたイベントの開き角分布、黒点はこの手法によって求められたバックグラウンドイベントの開き各分布である。

第 6 章

議論

6.1 Pierre Auger 実験との比較

5.2 節より、本研究において月の近傍でのイベント数の減少に統計的有意性は見られなかった。一方で、1.3.2 節より Pierre Auger 実験では Li&Ma significance において 3σ 以上の有意度で月の影が見られた。この要因として主に次の 2 点が考えられる。1 点目は、統計量の大きさである。本研究ではいずれの場合においても数百万イベント程度である一方、Pierre Auger 実験では 1 千万イベント以上である。2 点目は、角度決定精度の良さである。本研究での角度決定精度は 1° から 2° 程度である一方、Pierre Auger 実験の角度分解能はイベント選択条件次第ではあるものの 1.5° 以下であるイベントが相当数存在し、その一部は 1° 以下であると考えられる [42]。このように Pierre Auger 実験と比べて本研究は統計量が小さく角度決定精度も良くないと考えられるため、Pierre Auger 実験において 3σ 以上の有意度で月の影が見られた一方で本研究では統計的有意性が見られなかったと考えられる。

6.2 月の影解析における改善点

5.2 節より、統計的有意性は見られないものの、月の近傍でイベント数が減少傾向であることが分かった。そのため、解析手法を改善することによって統計的有意性が見られる可能性がある。本節では、本研究の月の影解析における改善点を提案する。

6.2.1 解析に用いるイベントの追加

本研究において月の影解析に用いた宇宙線のイベント数は、カット条件なしの場合は 8,318,768 イベント、スタンダードカットをかけた場合は 2,173,263 イベント、ルーズカットをかけた場合は 3,736,897 イベントであった。一方で他の実験の月の影解析に用いた宇宙線のイベント数は、一例として 1.3.2 節の Pierre Auger 実験では 1 千万イベント以上であった。本研究で用いた宇宙線の観測期間は 2023 年 11 月 1 日から 2025 年 3 月 29 日までのおおよそ 15 ヶ月間であるため、おおよそ 2 年以上のイベント、つまり、少なくとも 2027 年までのイベントを追加することによってイベント数が 1 千万イベント以上となり、月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性が見られる可能性がある。

6.2.2 TALE-infill SD アレイの角度決定精度の向上

TALE-infill SD アレイの角度決定精度は、カット条件なしの場合 1.9° 程度、スタンダードカットをかけた場合 $1.0^\circ \sim 1.5^\circ$ 程度、ルーズカットをかけた場合 1.5° 程度であった。角度決定精度を向上させるための改善点が先行研究 [1] で述べられている。本節では、その先行研究で紹介されている改善点の中で現在研究されていることや、

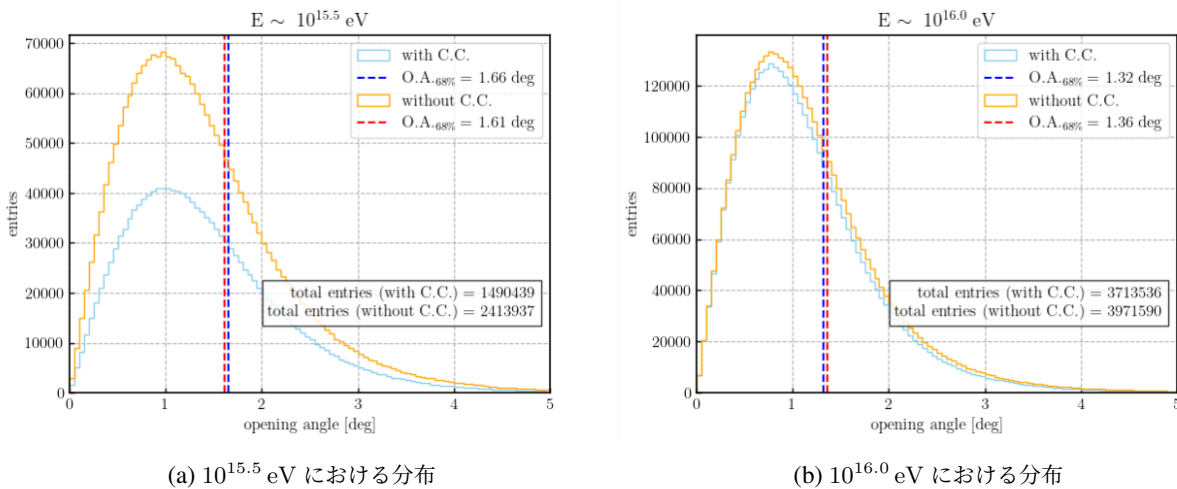
(a) $10^{15.5}$ eV における分布(b) $10^{16.0}$ eV における分布

図 6.1: MC シミュレーションを用いて求めた、Clean Cluster を導入した場合、Clean Cluster を導入しなかった場合の開き角 δ の分布。青のヒストグラムは Clean Cluster を導入した場合のヒストグラム、オレンジのヒストグラムは Clean Cluster を導入しなかった場合のヒストグラムである。青破線は Clean Cluster を導入した場合の角度決定精度、赤破線は Clean Cluster を導入しなかった場合の角度決定精度を表す。

最新の見解について述べる。

Clean Cluster の導入

TALE-infill SD アレイの再構成プログラムは TALE SD アレイの再構成プログラムに比べてエネルギーの決定精度が悪いという課題が存在する。3.1.4 節で述べられているように、エネルギー E は天頂角 θ とシャワー軸からの距離が 50 m の地点での粒子数密度 s_{50} を用いて求められるため、角度決定精度を向上させることによりエネルギーの決定精度も良くなると考えられる。そこで現在、Clean Cluster を導入して χ^2 を著しく悪くする SD を除去する研究が行われている。以下に手順を示す。

1. 通常通り到来方向を決定するフィッティングを行う。このフィッティングにより最小になった χ^2 の値を χ_{original}^2 とする。
2. フィッティングに使用した全ての SD のうち 1 台を抜いて、到来方向を決定するフィッティングを行う。このフィッティング結果の χ^2 を χ_{new}^2 とする。
3. 手順 2 の SD を抜く操作を全ての SD について行い、 $\chi_{\text{original}}^2 - \chi_{\text{new}}^2$ が最も大きい SD が χ^2 を最も悪くする SD とタグ付けされ、その SD を抜いた際の χ_{new}^2 を $\chi_{\text{new, min}}^2$ とする。
4. $\chi_{\text{original}}^2 - \chi_{\text{new, min}}^2 \geq 10$ の場合、タグ付けされた SD を到来方向を決定するフィッティングから取り除く。
5. 手順 2、手順 3、および手順 4 を繰り返し、残った SD が $\chi_{\text{original}}^2 - \chi_{\text{new, min}}^2 < 10$ を満たす SD のみになるまで繰り返す。

モンテカルロシミュレーションを用いて求めた、Clean Cluster を導入した場合、導入しなかった場合の開き角の分布を図 6.1 に示す。また、エネルギーごとの角度決定精度は表 6.1 のようになる。以上より、Clean Cluster の有無は角度決定精度にあまり寄与しないことが分かった。

シャワー平面の厚さも考慮したフィッティング

空気シャワー面の粒子はシャワー軸から遠くなるほどシャワー平面から遅れ、シャワー面の厚みも大きくなる。

表 6.1: Clean Cluster の有無による角度決定精度の違い。

	$10^{15.5}$ eV	$10^{16.0}$ eV
Clean Cluster なし	1.61°	1.36°
Clean Cluster あり	1.66°	1.32°

また分布も疎になるため、検出器に入射する粒子がシャワー前面にある粒子でない確率が高くなる。そのため空気シャワー面の粒子について、以下のようにデータ点の誤差 σ_τ に加えてシャワー平面の厚さに関する誤差 $\sigma_\tau^{\text{thickness}}$ を加えた誤差 σ_τ^{new} を適用した上でフィッティングを行うことによって、より正確に到来方向を決定できる可能性がある。

$$\sigma_\tau^{\text{new}} = \sqrt{\sigma_\tau^2 + (\sigma_\tau^{\text{thickness}})^2} \quad (6.1)$$

6.2.3 クオリティカットの改良

本研究では、先行研究 [1, 39] を参考にしてスタンダードカットおよびブルーズカットをクオリティカットとして導入した。しかし、角度決定精度を向上させるためのよりよいクオリティカットが存在する可能性があるため、今後の解析によってそのようなクオリティカットが導入されることが期待される。

第 7 章

結論

本研究では、クオリティカットとしてスタンダードカットおよびルーズカットを導入し、カット条件なしおよび 2 種類のクオリティカットをかけた場合についてモンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度の評価および TALE-infill SD アレイで得られたイベントを用いた月の影解析を行った。

モンテカルロシミュレーションを用いた角度決定精度は、 $10^{15.5}$ eV、 $10^{16.0}$ eV、 $10^{16.5}$ eV のイベントを用いて評価した。カット条件なしの場合はそれぞれ 1.90° 、 1.84° 、 1.82° であった。また、スタンダードカットをかけた場合はそれぞれ 1.68° 、 1.43° 、 1.17° であり、先行研究 [1] と同様の結果であった。ルーズカットをかけた場合はそれぞれ 1.67° 、 1.51° 、 1.46° であった。

TALE-infill SD アレイで得られたイベントを用いた月の影解析については統計的有意性の評価およびバックグラウンド推定を用いて解析を行った。統計的有意性の評価はカイ二乗による評価および有意度による評価を用いた。カイ二乗による評価の結果、月の近傍における reduced χ^2 の値はカット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合のいずれの場合も 1 未満であり、月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性は見られなかった。有意度による評価の結果、月の近傍でのイベント数の減少に関する有意度の絶対値はカット条件なしの場合、スタンダードカットをかけた場合、ルーズカットをかけた場合のいずれの場合も 3 未満であり、同様に月の近傍におけるイベント数の減少について統計的有意性は見られなかった。また、バックグラウンド推定は Time-shuffling method、Equi-zenith method、宇宙線の到来時刻と到来方向をシャッフルする手法を用いて行った。結果はいずれの手法においてもバックグラウンドと比較して月の近傍でイベント数が減少傾向であった。

今後は、クオリティカットを改良するなど解析手法を改良したり、統計量を少なくとも 2 年以上追加したりした上で月の影解析を行うこと、および月の影を用いて TALE-infill SD アレイの角度決定精度の評価することによって、モデルに依存することなく方向決定について評価できるようになることが期待される。

付録

A 設置された検出器の座標

GPS で測定された TALE-infill SD アレイの各 SD の緯度、経度、標高を表 [A.1](#) に示す。

表 A.1: TALE-infill SD アレイの各 SD の緯度、経度、標高。

LID	緯度 [°]	経度 [°]	標高 [m]
9001	39.4695617874	-112.9984813437	1591.26
9002	39.4695700633	-112.9973189334	1587.86
9003	39.4695376393	-112.9961519257	1586.64
9004	39.4695624544	-112.9949739486	1584.15
9005	39.4695670094	-112.9938416707	1584.71
9006	39.4695697069	-112.9926776449	1579.07
9007	39.4695701954	-112.9915165184	1578.00
9008	39.4695679174	-112.9903557348	1577.62
9009	39.4695735495	-112.9891968347	1577.10
9010	39.4695729274	-112.9880300213	1577.10
9101	39.4686556073	-112.9984836755	1590.79
9102	39.4686562197	-112.9973069769	1589.20
9103	39.4686475648	-112.9961818195	1585.30
9104	39.4686549812	-112.9949935613	1583.60
9105	39.4686632686	-112.9938396229	1583.72
9106	39.4686783834	-112.9926749692	1582.15
9107	39.4686683611	-112.9915161633	1578.09
9108	39.4686547894	-112.9903580457	1576.37
9109	39.4686704743	-112.9891910262	1575.17
9110	39.468673503	-112.9880252482	1574.82
9201	39.4677563744	-112.9984774789	1592.37
9202	39.4677430581	-112.9973314805	1588.85
9203	39.4677404501	-112.9961651206	1585.57
9204	39.4677613561	-112.9950000887	1581.67
9205	39.4677015984	-112.9938513334	1581.53
9206	39.4677668629	-112.9926764301	1578.76
9207	39.4677688463	-112.9915166464	1577.04
9208	39.4677722862	-112.9903520992	1576.10
9209	39.4677684784	-112.9891904278	1574.54
9210	39.4677706592	-112.9880215608	1573.63
9301	39.466875878	-112.9984750293	1594.48
9302	39.4668459712	-112.9973463658	1591.45
9303	39.4668391839	-112.9961706237	1589.57
9304	39.4668622593	-112.9950005306	1587.66
9305	39.466860576	-112.993841358	1581.97
9306	39.4668693716	-112.9926789072	1577.93
9307	39.4669344078	-112.9915586704	1577.78
9308	39.4668683177	-112.9903504565	1575.39
9309	39.4668703917	-112.989187282	1574.43
9310	39.4668695361	-112.9880302756	1572.78
9401	39.4659628752	-112.9984733998	1592.36
9402	39.4659478842	-112.9973265413	1589.49
9403	39.4659470653	-112.9961722855	1589.14
9404	39.4659624148	-112.9949970342	1587.92
9405	39.4659631629	-112.9938371535	1587.55
9406	39.4659649217	-112.9926756247	1584.25
9407	39.4659643979	-112.9915157612	1583.24
9408	39.465969314	-112.9903489896	1581.17
9409	39.4659697854	-112.9891862532	1577.52
9410	39.4659723733	-112.9880263032	1573.34

謝辞

本研究を進めるにあたりお世話になったすべての方々に心から感謝申し上げます。

大阪公立大学の常定芳基教授には、研究を進めるにあたり熱心かつ丁寧なご指導やご助言をしていただきました。物理、とりわけ宇宙線について難しい内容であっても誰にでも分かりやすいように説明していただいたおかげで、理解を深めることができました。ゼミやミーティングでは、説明不足であった際や、間違った発言をした際にご指導をしていただいたおかげで、自身の課題の1つである説明力が幾分改善されたと感じています。また小話により周囲が盛り上がる場面もあり、楽しませていただくこともありました。研究以外の場面でも相談に耳を傾けていただいたこともあり、おかげさまで快適な学生生活を過ごすことができました。

大阪公立大学の藤井俊博准教授には本研究のテーマである月の影解析の提案や、研究について数多くのご助言、ご指導をいただきました。研究の進め方に困った際、解析手法を提案していただいたり研究の道筋を示していただいたりしたため、スムーズに研究を進めることができました。またユーモア溢れるお話をされる場面が多々あったため常に周囲の雰囲気が良く、楽しい研究生生活を送ることができました。私もその話術を見習いたいと感じました。

大阪公立大学の金智賢准教授にも研究についてご助言やご指導をいただきました。また、韓国などの海外の文化や言語について教えていただいたため、とても勉強になりました。

東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一所長には主に B4 の時に研究について数多くのご助言やご指導をいただきました。B3 の終わりにどの研究室に所属するかについて迷っていましたが、研究室説明会で荻尾さんの説明を聞いて宇宙線に魅力を感じ、本研究室を希望しました。Paper review のための読み合わせの際、宇宙線に関する知識がほとんどなかった私に対して丁寧に説明していただいたことが今でも印象に残っています。

東京大学宇宙線研究所の藤田慧太郎特任研究員には研究について話し合う機会を週に1回設けていただきました。研究内容だけでなくスライドの構成について指摘していただいたこともありました。また、質問などのメッセージを送った際には迅速に対応していただきました。おかげさまで、滞りなく研究を進めることができ、スライドの見せ方についても勉強することができました。

Telescope Array 実験グループの共同研究者の皆様の中には直接お目にかかる機会があまりなかった方もいらっしゃいました。しかしながら、研究の進捗を報告した際には数多くのフィードバックをいただいたため、研究室内に留まらずより多くの視点から研究内容について考えることができました。

研究室の方々についても大変お世話になりました。申興秀特任助教、櫻井駿介特任助教には様々な場面でお世話になりました。研究に関しては、こまめに声をかけていただいたり、困った際に数多くのアドバイスをいただいたりしたため、必要以上に考え込むことなく進めることができました。また、研究以外の場面でも気軽にお話ししたりご飯や旅行に行ったりと楽しい時間を過ごすことができました。Fraser William Bradfield 氏には研究について数多くのご助言をいただきました。また、英語やオーストラリアの文化について数多くのことを教えていただきました。特に、進捗報告の際に紹介される新しい言葉は特に勉強になりました。佐藤光希氏には B4 の時に TALE-infill SD アレイの再構成プログラムを作成した際、TALE SD アレイの再構成プログラムについて教えていただいたため参考にすることができました。有村龍平氏にはプログラミングなど研究の基礎となる部分について教えていただきました。タイピング速度向上のため寿司打を紹介していただきましたが、練習をサボったため本論文執筆当時でも

ほとんど向上していません。岩崎葵氏、河内祐輔氏、松下治斗氏には TALE-infill SD アレイについて議論を深める機会を数多くいただきました。再構成手法など本研究に必要不可欠であることについて数多く教えていただいたため、3名のうち誰か1名でもいなかった場合私は卒業できなかったのではないかとさえ感じています。古前壱朗氏には研究について数多くのアドバイスをいただきました。本研究室に入ったのは同じ2021年でしたが、気づいた時にはあらゆる点で比べ物にならないくらいの差がついていました。しかし度々の確な説明や指摘をしていただき、とても心強い存在でした。横田晴香氏には出張の際の手続きなどをしていただきました。おかげさまで、手続きに関して心配することなく出張に行くことができました。小林拓郎氏、古坊龍一氏、中原美紅氏、石井達稀氏、遠藤康平氏、太田新一郎氏、橘春花氏、中川心媛氏、中本寛輝氏、板谷皐生氏、田中花歩氏、湯浅圭太氏にも大変お世話になりました。皆様との交流により研究に対するモチベーションを維持することができ、楽しい研究生生活を送ることができました。

最後に、研究生生活を支えてくださった家族や友人に深く感謝いたします。

引用文献

- [1] 河内 祐輔, “TALE-infill SD による knee 領域以上の宇宙線エネルギースペクトルの測定,” 修士論文, 大阪公立大学, (2024).
- [2] V.F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten,” *Phys. Z.*, vol. 13, p. 1084, (1912).
- [3] R.A. Millikan, “High frequency rays of cosmic origin,” *Science*, vol. 62, p. 445, (1925).
- [4] W.F. Hanlon, “Updated cosmic ray spectrum.” <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>, Accessed Nov. 22, (2025).
- [5] Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” *PTEP*, vol. 2022, p. 083C01, (2022).
- [6] Mollerach, Silvia and Roulet, Esteban, “A scenario for the Galactic cosmic rays between the knee and the second-knee,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2019, pp. 017–017, Mar. (2019).
- [7] R. Aloisio, V. Berezhinsky, and A. Gazizov, “Transition from galactic to extragalactic cosmic rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 39-40, p. 129, Dec. (2012).
- [8] F.W. Stecker, “Effect of photomeson production by the universal radiation field on high-energy cosmic rays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 21, p. 1016, (1968).
- [9] K. Fujita, *Cosmic Ray Energy Spectrum and Mass Composition Measurement with the Telescope Array Low energy Extension Detector in Hybrid Mode*. PhD thesis, Osaka City University, (2021).
- [10] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Mayer, “Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants,” *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.*, vol. 206, no. 23, p. 1721, (1938).
- [11] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*. (2011).
- [12] T. Gaisser and A. Hillas, “Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers,” in *15th International Cosmic Ray Conference*, vol. 8, p. 353, (1977).
- [13] Markus Risse, “Properties of Extensive Air Showers,” (2004).
- [14] K. Kamata and J. Nishimura, “The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers,” *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, vol. 6, p. 93, (1958).
- [15] K. Greisen, “End to the cosmic ray spectrum?,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, p. 748, (1966).
- [16] P. Grieder, “Extensive Air Showers,”
- [17] Xuan’ang Ye, Yi Zhang, Jiayin He, and Shiping Zhao, “The influence of Sun’s and Moon’s shadows on cosmic-ray anisotropy,” *Astroparticle Physics*, vol. 168, p. 103088, June (2025).
- [18] Tibet AS γ Collabolation, “Performance of the Tibet-III Air-Shower Array,” in *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC2001)*, (2001).
- [19] Katarína Šimková, “Observation of the Shadows of the Moon and Sun Using the Pierre Auger Observatory at an Average Energy of 7×10^{17} eV,” (2025).
- [20] The LHAASO Collaboration, “Energy calibration of LHAASO-KM2A using the cosmic ray Moon shadow,”

- (2025).
- [21] Tibet AS γ Collaboration, “A Northern Sky Survey for Steady Tera-Electron Volt Gamma-Ray Point Sources Using the Tibet Air Shower Array,” *Astrophys J*, vol. 633, p. 1005, (2005).
- [22] ALPACA Collaboration, “A new air shower array in the Southern Hemisphere looking for the origins of Cosmic rays: the ALPACA experiment,” (2025).
- [23] K. Kawata, “Observation of the Moon and Sun Shadows with the ALPAQUITA Air Shower Array in Bolivia,” in *PoS*, vol. ICRC2025, p. 1308, (2025).
- [24] Telescope Array Collaboration, “Telescope array experiment,” in *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, vol. 175-176, p. 221, (2008).
- [25] Telescope Array Collaboration, “Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid,” in *PoS*, vol. ICRC2019, p. 375, (2020).
- [26] Telescope Array Collaboration, “The surface detector array of the Telescope Array experiment,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 689, p. 87, (2013).
- [27] H. Tokuno et al., “New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 676, p. 54, (2012).
- [28] Y. Takahashi, “Development of a new data acquisition system for the tale surface detector array,” Master’s thesis, Osaka City University, (2016).
- [29] J. Linsley and L. Scarsi, “Arrival times of air shower particles at large distances from the axis,” *Phys. Rev.*, vol. 128, p. 2384, (1962).
- [30] 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).
- [31] D. Ivanov, *Energy spectrum measured by the telescope array surface detector*. PhD thesis, Rutgers University, (2012).
- [32] 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).
- [33] S. Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model,” *Phys. Rev. D*, vol. 83, p. 014018, (2011).
- [34] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, “FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005),” tech. rep., (2005).
- [35] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W. Rogers, “EGS4 code system,”
- [36] GEANT4 Collaboration, “GEANT4-a simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 506, p. 250, (2003).
- [37] 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,” 修士論文, 東京理科大学, (2007).
- [38] A. Taketa, *The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector*. PhD thesis, Tokyo University, (2012).
- [39] 難波 宏樹, “TA 実験および TALE 実験による高エネルギー宇宙線の到来方向大角度異方性探査,” 修士論文, 京都大学, (2023).
- [40] Astropy Collaboration, “The Astropy Project: Sustaining and Growing a Community-oriented Open-source Project and the Latest Major Release (v5.0) of the Core Package,” *Astrophys J*, vol. 935, p. 167, Aug. (2022).
- [41] 長沢 工, 天体の位置計算. (1985).
- [42] C. Bonifazi, “The angular resolution of the Pierre Auger Observatory,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 190, p. 20, May (2009).