

TA および TALE の地表検出器アレイを使った宇宙線異方性の
研究

(Study of cosmic ray anisotropy using TA and TALE surface
detector arrays)

理学研究科
数物系専攻

木村 優介

目次

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 第 1 章 | 宇宙線 | 1 |
| 1.1 | 宇宙線 | 1 |
| 1.1.1 | 宇宙線のエネルギースペクトル | 2 |
| 1.1.2 | 宇宙線の加速機構 | 3 |
| 1.2 | “2nd knee” 領域の宇宙線 | 4 |
| 1.2.1 | 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移 | 4 |
| 1.2.2 | 宇宙線源分布の宇宙論的「進化」 | 5 |
| 1.2.3 | LHC と空気シャワー現象 | 7 |
| 1.3 | 宇宙線観測と空気シャワー現象 | 7 |
| 1.3.1 | 空気シャワー現象 | 7 |
| 1.3.2 | 空気シャワーの縦方向発達 | 9 |
| 1.3.3 | 空気シャワーの横方向分布 | 11 |
| 1.3.4 | 空気シャワーの観測方法 | 12 |
| 1.4 | 宇宙線の異方性観測結果の現状 | 13 |
| 1.4.1 | IceCube および IceTop の異方性解析結果 | 14 |
| 1.4.2 | KASCADE-Grande 実験の異方性解析結果 | 15 |
| 1.4.3 | Pierre Auger 実験の異方性解析結果 | 16 |
| 1.4.4 | Telescope Array 実験の異方性解析結果 | 18 |
| 第 2 章 | Telescope Array (TA) 実験と TA Low Energy extension(TALE) 実験 | 20 |
| 2.1 | TA 実験の検出器構成 | 20 |
| 2.1.1 | TA 実験の大気蛍光望遠鏡 | 20 |
| 2.1.2 | TA 実験の地表検出器 | 22 |
| 2.2 | TALE 実験の検出器構成 | 22 |
| 2.2.1 | TALE 実験の大気蛍光望遠鏡 | 22 |
| 2.2.2 | TALE 実験の地表検出器 | 24 |
| 2.3 | 地表検出器 | 24 |
| 2.3.1 | 地表検出器の基本構成 | 24 |
| 2.3.2 | 地表検出器の電子学構成 | 28 |
| 2.3.3 | 通信塔基本構成 | 28 |
| 2.3.4 | 無線 LAN | 28 |
| 2.3.5 | DAQ サイクル | 28 |
| 2.3.6 | 境界トリガー | 33 |
| 2.3.7 | モニター情報とモニタリングシステム | 34 |
| 2.3.8 | バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失 | 37 |
| 2.3.9 | PMT の線形性測定 | 37 |

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 第 3 章 | 空気シャワーシミュレーション | 41 |
| 3.1 | CORSIKA シミュレーション | 41 |
| 3.1.1 | シニング (thinning) | 41 |
| 3.1.2 | デシニング (dethinning) | 41 |
| 3.2 | GEANT4 シミュレーション | 42 |
| 第 4 章 | イベント再構成と決定精度 | 47 |
| 4.1 | イベント再構成 | 47 |
| 4.1.1 | TA-SD イベント再構成 | 47 |
| 4.1.2 | TALE-SD イベント再構成 | 49 |
| 4.2 | 角度分解能 | 50 |
| 4.2.1 | TA-SD の角度分解能 | 50 |
| 4.2.2 | TALE-SD の角度分解能 | 51 |
| 4.3 | エネルギー分解能 | 52 |
| 4.3.1 | TA-SD のエネルギー分解能 | 52 |
| 4.3.2 | TALE-SD のエネルギー分解能 | 52 |
| 4.4 | エネルギー補正 | 54 |
| 4.4.1 | TA-SD のエネルギー補正 | 54 |
| 4.4.2 | TALE-SD のエネルギー補正 | 54 |
| 4.5 | トリガー効率 | 54 |
| 4.5.1 | TA-SD のトリガー効率 | 54 |
| 4.5.2 | TALE-SD のトリガー効率 | 56 |
| 第 5 章 | 宇宙線の異方性解析 | 58 |
| 5.1 | 天球座標 | 58 |
| 5.1.1 | 地平座標 | 58 |
| 5.1.2 | 赤道座標 | 59 |
| 5.1.3 | 地平座標から赤道座標への変換 | 60 |
| 5.1.4 | 恒星時 | 60 |
| 5.2 | 赤経分布異方性 | 61 |
| 5.2.1 | dipole 構造 | 61 |
| 5.2.2 | モンテカルロシミュレーションを用いた N_{exp} | 62 |
| 5.2.3 | イベントセット | 63 |
| 5.3 | 宇宙線の季節依存性 | 65 |
| 5.3.1 | GDAS | 65 |
| 5.3.2 | 大気密度を使ったエネルギー補正 | 65 |
| 第 6 章 | 異方性解析結果 | 69 |
| 6.1 | TA-SD を使った 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の 異方性解析 | 69 |
| 6.1.1 | DATA と MC の比較 | 70 |
| 6.1.2 | 赤経分布の dipole 異方性 | 71 |
| 6.1.3 | 天球図 | 72 |
| 6.2 | TALE-SD を使った 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の 異方性解析 | 73 |

| | | |
|--------------|----------------------------|-----------|
| 6.2.1 | DATA と MC の比較 | 74 |
| 6.2.2 | 赤経分布の dipole 異方性 | 76 |
| 6.2.3 | 天球図 | 77 |
| 6.3 | 先行研究との比較 | 77 |
| 第 7 章 | 結論 | 79 |

概要

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う高エネルギーの陽子や原子核のことであり、その起源は特に 10^{15} eV 以上では明らかでない。特に 10^{17} eV 付近にある“2nd knee”と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりには、主要な宇宙線源がエネルギーとともに銀河系内から銀河系外へと遷移することによるものと考えられているが、それならば 2nd knee 領域で宇宙線到来方向異方性が大きく変化し、2nd knee よりも低エネルギー側では銀河面方向へ、高エネルギー側では異方性がなくなると期待される。そしてさらに高エネルギーでは到来方向異方性と宇宙大規模構造の相関も期待される。このように到来方向異方性の観測は宇宙線源の性質と宇宙空間の伝播を解明する重要な鍵である。

2nd knee 以上での異方性観測は巨大な検出面積が必要となるためとても難しい。その中でも史上最大の宇宙線観測装置である南半球の Pierre Auger 実験が $10^{16.5}$ eV 以上の解析結果を報告した [1]。しかし有意な異方性は 8×10^{18} eV 以上でしか見られていない。北半球の Telescope Array (TA) 実験でも 8.8×10^{18} eV 以上について報告したが、有意な結果は得られなかった [2]。したがって、特に北半球での 8×10^{18} eV 以下のエネルギーでの異方性観測を行うことが喫緊の課題となっていた。

そこで本研究では、北半球においてエネルギー 10^{18} eV 以上の宇宙線を観測する TA 実験と、 $10^{16.5}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー領域を観測する Telescope Array Low energy Extension (TALE) 実験のデータを利用した。TA 実験は 700 km^2 の面積に地表検出器 (Surface Detector, SD) を 1.2 km 間隔で 507 台、TALE 実験では 21 km^2 の面積に SD を 400 m 間隔で 40 台、 600 m 間隔で 40 台設置され、それぞれ定常観測が行われている。SD アレイは昼夜・天候に左右されることなく、24 時間 365 日長期連続稼働されており、多くの統計量を稼ぐことができ、かつ等方的な感度で観測できるため、異方性の精密測定に有利である。

本研究では、TA-SD アレイ と TALE-SD アレイのそれぞれ 2008 年 5 月 11 日から 2019 年 5 月 11 日の 11 年間、2019 年 10 月 2 日から 2021 年 9 月 28 日の 2 年間の観測データをもとに異方性解析、特に赤経分布の dipole 解析を行った。有意な解析結果は得られなかったが、TA-SD の解析結果は、 4×10^{18} から 8×10^{18} eV までのエネルギー領域において振幅 = 0.044 ± 0.016 、位相 = $225^\circ \pm 20^\circ$ となり、TALE-SD の解析結果は、 1×10^{18} から 3×10^{18} eV までのエネルギー領域において振幅 = 0.009 ± 0.043 、位相 = $327^\circ \pm 267^\circ$ となった。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う GeV 以上の陽子および原子核であり、1912 年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された [3]。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは、 10^8 eV から 10^{20} eV 以上までの広範囲にわたっている。宇宙線の到来頻度はエネルギーが大きくなるにつれ少なくなることが知られており、エネルギーのおよそ-3 乗に比例して小さくなることが知られている (図 1.1)。

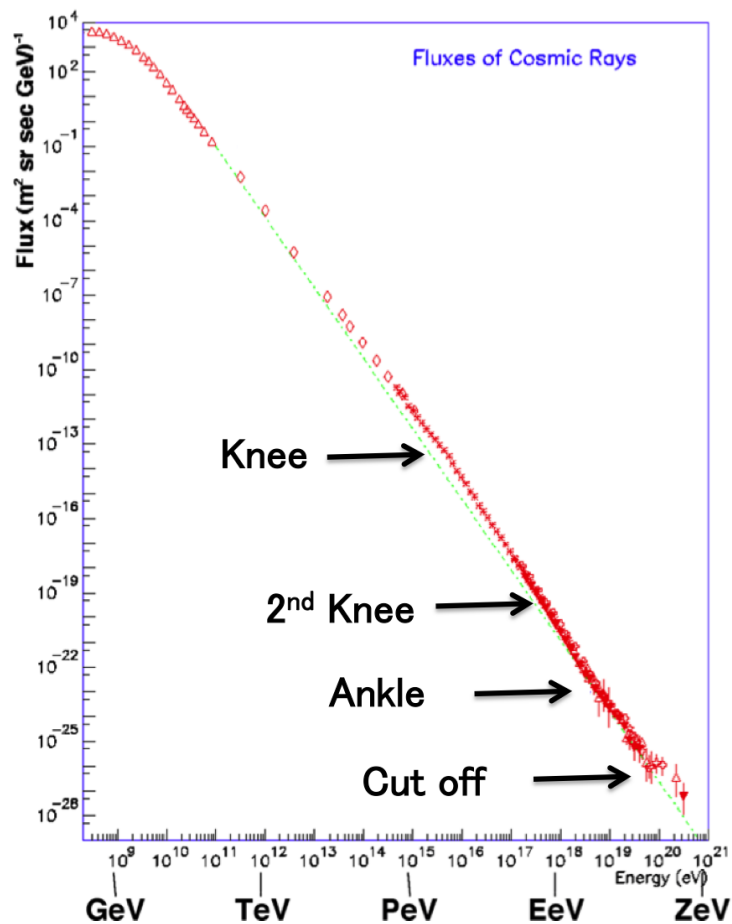


図 1.1: 1 次宇宙線のエネルギースペクトル。宇宙線の到来頻度がエネルギーのおよそ-3 乗に比例して小さくなることがわかる。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

太陽活動の影響を受けない 10^{10} eV を超えるエネルギー領域では、宇宙線の到来頻度はエネルギーのべき乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似できる。 γ はほぼ3であるが、エネルギー領域によってわずかに異なる。宇宙線のスペクトルに折れ曲がり構造があることを見るために、フラックスに E^3 を掛けたものを図 1.2 に示す。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから 3.0 へと変化する。そして $10^{17.5}$ eV 付近でさらに傾きが急になり、 $10^{18.5}$ eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。これら3つのスペクトルの折れ曲がり方をそれぞれ “knee”、“2nd knee”、“ankle” と呼んでいる。これらの折れ曲り構造にはいくつかの解釈があるが、そのうち有力だと考えられている解釈を以下で述べる。

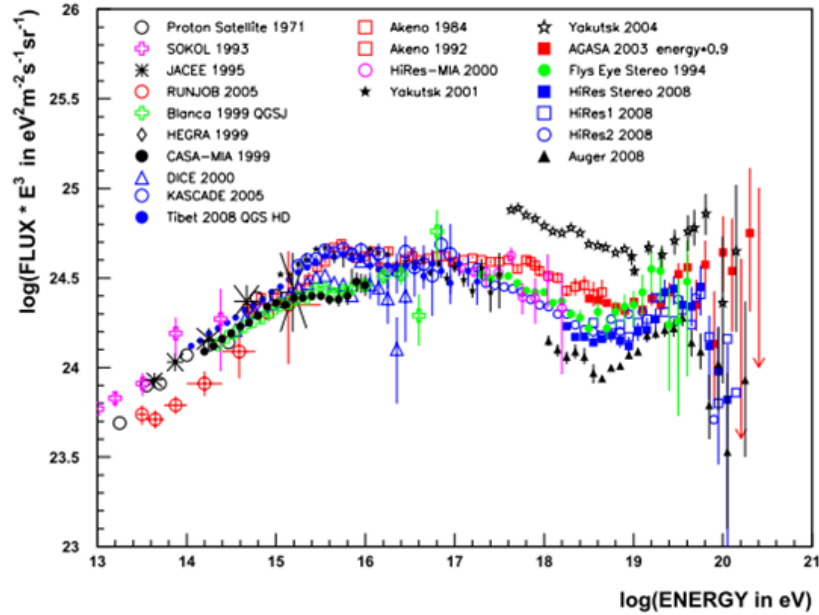


図 1.2: 1次宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることが分かる。[4]

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星残骸の衝撃波で加速されると考えられている。実際にいくつかの超新星残骸からは高エネルギーガンマ線放射が観測されており、これらは超新星残骸で加速された宇宙線とその周辺の物質、または宇宙電子と光子場との相互作用の結果生成されたと考えられており、この説を間接的に支持するものである [5]。

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある。それは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径 r_L が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \simeq 0.3 \text{ pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、銀河風の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ銀河系内起源の宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなるため、 γ が大きくなるとする考えである [6]。

$10^{15.5}$ eV 付近の knee とそれより高いエネルギーでの空気シャワー観測の結果によると、エネルギーの増加とともに1次宇宙線の平均質量数は徐々に大きくなり、主成分が重い元素へ移行していく様子が示されている。これは加速領域あるいは閉じ込め領域からの宇宙線のもれ出しによるもので、電荷の小さな原子核ほど加速領域あるいは閉じ込め領域への閉じ込めが効かずにその外に

出て行ってしまい、結果としてフラックスが減少していくことによると考えられている。陽子成分の knee 構造が $10^{15.5}$ eV で見られ、この構造が陽子成分の knee の Z (原子番号) 倍で各元素において見られ、この knee 構造が鉄まで続くと考えられている。 $Z=26$ の鉄成分の knee は 10^{17} eV 付近であり、このエネルギーでは宇宙線の主成分が鉄であるため、宇宙線が銀河系外へ漏れだしていくことによる折れ曲がり “iron knee” が観測されるはずである。これが 2nd knee と対応している、という解釈がある。

ankle 領域の宇宙線についても複数のモデルがある。1 つは knee と同様に銀河系内起源の宇宙線に対して銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなることで十分に加速できなくなり、銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へと遷移するという考え方である。この場合は ankle 周辺での宇宙線の到来方向に銀河円盤に集中する様な異方性の検出が期待され、化学組成は系内起源の宇宙線から系外起源の宇宙線への変化に伴って、1 次エネルギーの増加とともに重い原子核から陽子へと変化すると期待される。他には、このエネルギー領域の宇宙線は全て銀河系外起源であり ankle 構造は宇宙線と宇宙背景放射との衝突で、電子対生成によるエネルギー損失によって生じるという解釈もある。このとき化学組成は ankle をはさんだ高エネルギー側、低エネルギー側どちらでも銀河面集中の様な異方性は生じないと予想される。化学組成は変化していると予測される。

1.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構については、多くの議論がなされているが、未だ解明されていないことが多い。また先に述べたようなベキ型のエネルギースペクトルを満たすことが必須の条件となる。現在加速機構として有力だと考えられているのが「フェルミ加速機構」である [7]。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に E.Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間磁気雲との衝突を繰り返すことで運動エネルギーを獲得し、加速されるという統計的な加速モデルである。この理論では、星間雲と荷電粒子の衝突方向はランダムであるが、統計的に見ると 1 つの粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 (ΔE) は粒子のエネルギーに比例する、つまり $\Delta E = \alpha E$ と仮定する。

粒子の初期エネルギーを E_0 とし、荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下のようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

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

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である。式 (1.2) を式 (1.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで、

$$\gamma = \frac{\ln [(1 - P_{\text{esc}})^{-1}]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である。このようにして、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが自然に導き出される。

宇宙線の加速モデル

宇宙線を高エネルギーにまで加速するメカニズムに関しては、未だ理論的にも観測的にも謎の部分が多い。粒子を高エネルギーに加速するためには、ある領域に閉じ込めたうえで少しずつエネルギーを与えていくことが必要である。しかし、銀河系内にはそれが可能な天体は見つかっていない。銀河系外の活動銀河核として知られる極めて活発な天体などが加速源として有力視されているが、未だ同定にはいたっていない。このように低いエネルギーの粒子を高いエネルギーにまで加速させるという考え方は宇宙線起源のボトムアップモデルと呼ばれている。これとは逆に極めて大きな未知の素粒子や暗黒物質が崩壊して超高エネルギー宇宙線として観測されるという考え方はトップダウンモデルと呼ばれている。最近の研究ではトップダウンモデルは否定的になっている [5]。

1.2 “2nd knee” 領域の宇宙線

“2nd knee” とは図 1.2 に示されるエネルギースペクトルの $10^{17.5}$ eV 付近に見られる折れ曲がり構造であり、この構造を解明することは宇宙線物理学という研究分野の中で、現在最も興味深いトピックの一つと考えられている。この節では “2nd knee” 領域の宇宙線が持つ重要な項目についていくつか説明する。

1.2.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移

$10^{15.5}$ eV 付近の knee とそれより高いエネルギーでの空気シャワー観測の結果によると、エネルギーの増加とともに 1 次宇宙線の平均質量数は徐々に大きくなり、主成分が重い元素へ移行していく様子が示されている。これは 1.1 節で述べたように、加速領域あるいは閉じ込め領域からの宇宙線のもれ出しによるもので、電荷の小さな原子核ほど閉じ込めが効かず外に出て行ってしまい、結果としてフラックスが減少していくことによると考えられている。 $10^{15.5}$ eV での陽子成分の減少に始まり、このプロセスが順に鉄まで続くと考えられる。knee よりも 26 倍高いエネルギーである 10^{17} eV 付近では宇宙線の主成分が鉄となり、折れ曲がり “iron knee” が観測されるはずである。

それ以上に高いエネルギーの宇宙線の主成分はどのように遷移していくのであろうか。現在のところ、陽子以外の原子核が銀河系外で加速されているとしても、地球へやってくる宇宙線は陽子が主成分として見え始めると考えられている。同じエネルギーの鉄と陽子を考えると、鉄は遠くにある発生銀河から我々の銀河まで磁場による散乱のために非常に長い時間をかけなければ到達することができないが、陽子の方は同じエネルギーで磁場による偏向が鉄の 26 分の 1 と小さいため、陽子の方がより低いエネルギーから我々の銀河まで到達することができるからである。

よって、銀河系内から銀河系外への遷移が起きているエネルギー領域では、宇宙線の主成分が重い原子核から軽い原子核へ極端に変化することが期待される。したがってこの遷移領域では、 X_{\max} (空気シャワーの最大発達深さ)がエネルギーとともに急激に変化し、さらにその分布が鉄成分と陽子成分の両方を含むため、非常に広がるはずである。このような X_{\max} とその分布幅のエネルギーに依存した変化が見つかれば、宇宙線源の銀河系内から銀河系外への遷移の決定的な証拠になると考えられている。この遷移領域では、異方性が銀河中心の方向から銀河系外の方向へ移ると期待されている。そしてこの遷移領域として“2nd knee”領域が注目されている。

1.2.2 宇宙線源分布の宇宙論的「進化」

高エネルギー宇宙線は、主に宇宙の膨張と宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background : CMB) との相互作用によってエネルギーを損失する。これらのエネルギー損失の過程は、宇宙線源から地球への伝播距離に依存するため、観測されるエネルギースペクトルには、距離毎の宇宙線発生源の密度の違いを反映した各種の構造が見られると予想される (図 1.3)。

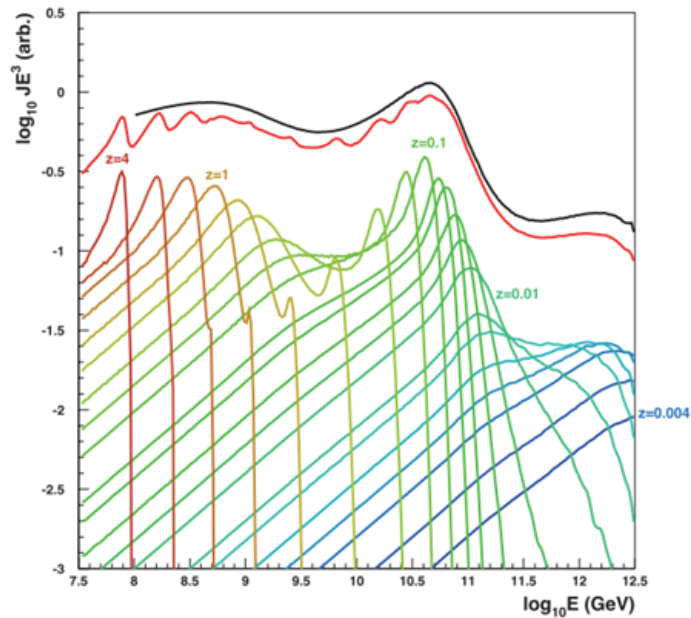


図 1.3: 各エネルギーで宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移量 z [8]。観測されるエネルギースペクトルには、距離毎の宇宙線発生源の密度の違いを反映した各種の構造が見られると予想される。

このスペクトルの構造を宇宙線伝播シミュレーションと比較することによって、宇宙線源の空間密度の赤方偏移依存性、 $\rho \propto (1+z)^m$ の evolution parameter m が求められる。

図 1.4 は宇宙線のエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与と、 m の変化の寄与を示したものである。 10^{19} eV 半ば付近の形状はスペクトルインデックスに強く依存し、 $10^{18.7}$ eV のすぐ下のエネルギー領域は m に強く依存することが予想されている [8]。このため、“2nd knee”領域の宇宙線のエネルギースペクトルを詳しく調べることによって、これらの重要なパラメータを個別に制限することが出来る。これによって「エネルギースペクトル」「質量組

成」「到来方向分布」という観測量に加えて、宇宙線源の研究のための新しい「進化」という座標軸を切り開くことが出来る。

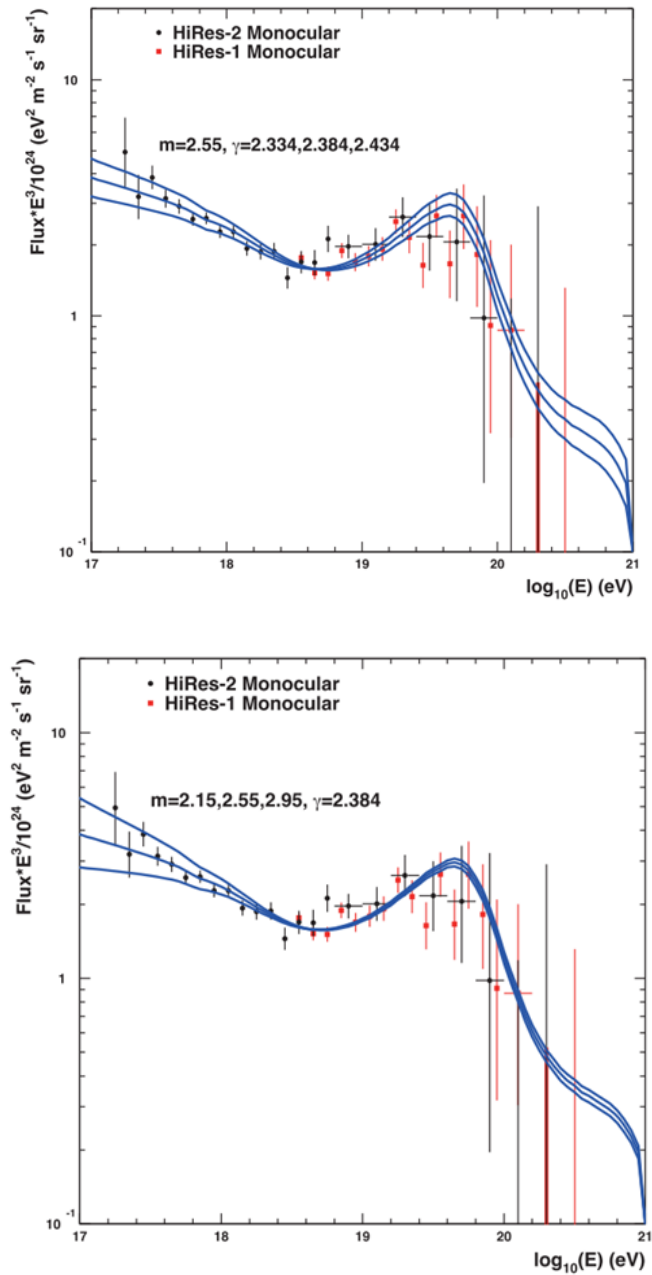


図 1.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与(上)、evolution parameter(m)の寄与(下)。スペクトルインデックスの違いは、GZK 領域、“2ndknee” 領域の両方に現れるのに対して、 m の違いは“2nd knee” 領域で顕著であることがわかる [8]。

1.2.3 LHC と空気シャワー現象

現在 LHC(Large Hadron Collider) による最大到達エネルギーは片方の粒子が静止している「実験室系」に換算するとおよそ 10^{17} eV である。このエネルギー領域はまさに“2nd knee”領域と重なる。したがって LHC 実験の結果と、“2nd knee”領域の空気シャワー観測の結果は外挿なしに比較が可能である。LHC 実験による全断面積などの新しい測定結果が空気シャワーの相互作用モデルに組み込まれれば、“2nd knee”領域の空気シャワー観測は相互作用モデルのテストとして非常に有用になる。特に 10^{17} eV での陽子・陽子あるいは陽子・原子核相互作用の全断面積や粒子生成の多重度の情報が加速器実験から得られれば、今よりさらに正確な X_{\max} のシミュレーションが可能になり、宇宙線の化学組成やエネルギーの決定精度が向上する。これは高エネルギーの宇宙線観測実験にとって極めて重要である。

1.3 宇宙線観測と空気シャワー現象

1.1 節で述べたように、宇宙線の到来頻度(フラックス)はほぼ E^{-3} に比例して減少するので、 10^9 eV から 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスが 10^{30} 違う。低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高く、大気中の粒子との相互作用によって地上まで到達できないという特徴がある。したがって 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、超高層大気または宇宙空間で飛翔体搭載検出器(気球、人工衛星、宇宙ステーション等)によって直接観測される。しかし 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないために、観測には大きな検出面積と長い時間が必要であり、飛翔体搭載検出器による直接観測は難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては 1 次宇宙線が大気と相互作用してできる 2 次宇宙線(空気シャワー)を地表で検出するという間接観測が行われている。

1.3.1 空気シャワー現象

大気中に 1 次宇宙線が入射すると、大気中の原子核と相互作用して 2 次宇宙線を生成する。さらにこれらの 2 次宇宙線も大気中の原子核と相互作用を起こし、粒子を生成していく。この過程を繰り返し、1 次宇宙線が大量の 2 次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。この様子を模式的に表したものが図 1.5 である。

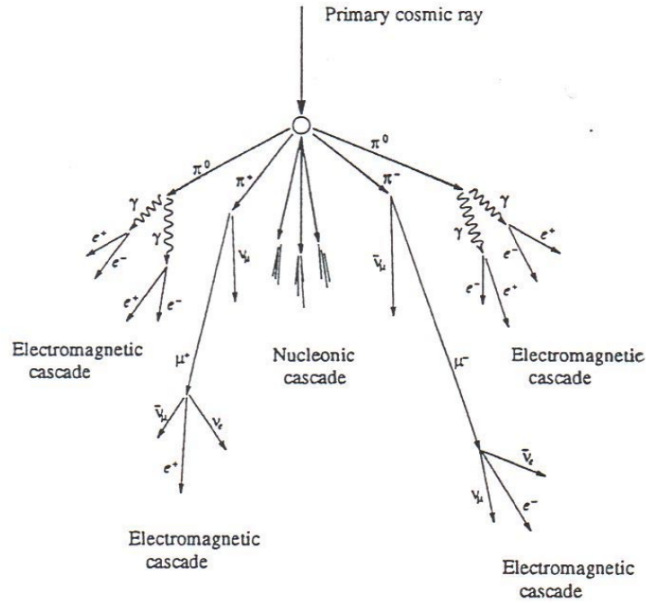


図 1.5: 空気シャワーの模式図。

核カスケード

宇宙線の主成分である陽子などの原子核が大気原子核と衝突すると、陽子や中性子を叩き出し、また π 、 K などのハドロンの多重生成 (核カスケード) を起こす。核カスケードで生成された 2 次粒子の大部分は結果的に π となる。これを π 中間子の多重発生と呼んでいる。

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \dots \quad (1.6)$$

$$n + p \rightarrow p + p + \pi^- + \dots \quad (1.7)$$

$$n + p \rightarrow p + n + \pi^0 + \dots \quad (1.8)$$

そのうち π^0 は短い寿命 (8.5×10^{-17} s) で 2 個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm の寿命は 2.60×10^{-8} s で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.9)$$

のように崩壊し、 μ^\pm を生成する。 μ^\pm の寿命は 2.20×10^{-6} s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.11)$$

のように崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍であるため、相互作用が繰り返されることで多数の粒子が生成される。

電磁カスケード

高エネルギーのガンマ線は電子対生成によって電子と陽電子を作る。そして生成されたこれらの電子と陽電子は制動放射によってガンマ線を放出する。エネルギー E の電子による制動放射の断面積 $\sigma_{\text{brems.}}$ は、次のように Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, \nu) d\nu = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{d\nu}{\nu} \left[\left(1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - \nu) \right] \quad (1.12)$$

ここで、 ν は $h\nu/E$ 、 ν は制動放射される光子の振動数、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号、 r_e は古典電子半径である。制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.13)$$

ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.14)$$

ここで、 N はアボガドロ数、 A はターゲット原子核の質量数である。 X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - u) \right] \quad (1.15)$$

となる。ここで、 $u = E/h\nu$ 、 E は生成される電子のエネルギーをあらわす。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として輻射長を使って、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.16)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この二つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつけられる現象を電磁カスケードと呼ぶ。粒子数が増大し 1 粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この境目のエネルギーを臨界エネルギー E_c と呼び、空気中では $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$ である [9]。1 次宇宙線が原子核の場合の空気シャワーは核カスケードと電磁カスケードから構成され、ハドロンシャワーと呼ばれる。一方、1 次宇宙線がガンマ線であった場合の空気シャワーは電磁カスケードのみで構成され、電磁シャワーと呼ばれる。

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワーによって粒子数は増大していくが、いつまでも粒子数が増えていくというわけではない。それは、空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーが減少していくからである。高エネルギーの電子は主に制動放射によってエネルギーを失っていくが、制動放射よりも電離損失が支配的になる臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$) にまでエネルギーが下がると、急激にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。したがって、シャワー中の粒子の総数はある段階で現象に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 の 1 個のガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達には、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.17)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.18)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.19)$$

ここで t は電子の大気中での輻射長 38 g/cm^2 を単位とするシャワーが通過した大気厚さであり、 s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジは N_e (全電子・陽電子数) が最大になるときに $s = 1$ となるパラメータである [7]。

1 次宇宙線が陽子の場合に生成される空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.20)$$

ここで、 N_{\max} はシャワーの最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は 1 次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) で 70 g/cm^2 である。1 次宇宙線のエネルギーは N_{\max} に依存しており、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は 1 次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係となる。また、1 次宇宙線のエネルギーが同一である場合、1 次宇宙線の粒子種の違いは X_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいことにより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さいため、エネルギーの細分化が早く進むことが原因である。単純なモデル計算から、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は 1 次宇宙線の質量数) の関係があることが示されている。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.6 に示す。

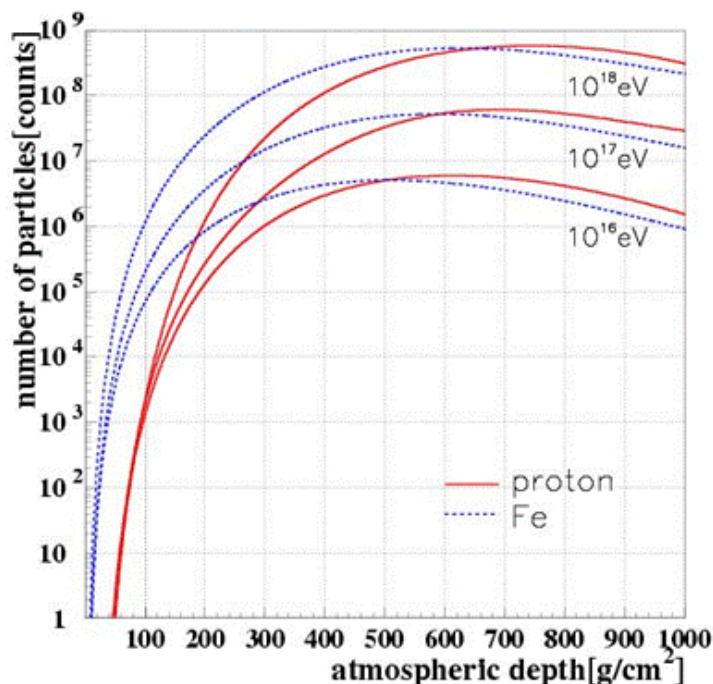


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達。

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーのシャワー軸と垂直な方向の粒子密度分布を横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なる。

電磁カスケードは電荷を持った粒子が大量に発生するために、多重クーロン散乱によりシャワー粒子は横方向に広がっていく。電磁カスケードの横方向分布は西村と鎌田によって解析的に求められ [10]、Greisen により整理された NKG function が一般的によく使われる [11]。これによると電磁カスケードの中心からの距離 R の位置での電子数密度 $\rho_e(R)$ は次式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.21)$$

ここで、 N_e は総荷電粒子数、 C は規格化定数、 s はエイジパラメータ、 R_M はモリエールユニットである。モリエールユニットは、電子が X_0 進む間にクーロン散乱により最初の進行方向とは垂直の方向にずれた距離 (厚さ) であり、 $R_M \sim 9.3 \text{ g/cm}^2$ である。電磁シャワーは電磁カスケードのみで構成されるのでこれで良いが、ハドロンシャワーは純粋な電磁シャワーとは少し様相が異なる。

ハドロンにより引き起こされる空気シャワーの電磁成分は、核相互作用によって生成された多世代の π^0 の崩壊からの電磁カスケードの重ね合わせであり、電磁シャワーとは異なる。シャワーの中心部は核カスケードが発達する過程で次々に生成される π^0 の崩壊による発達途上の電磁カスケードが主成分であるが、シャワー軸から離れたところでは核カスケードの初期段階で生成された π^0 の崩壊による粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる。これにより、シャワー中心から遠く離れた場所での横方向分布は、NKG function の外挿により得られる分布よりフラットになることが予想される。このシャワー中心から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley は

シャワー中心と遠方で異なるべき乗の形で書かれる横方向分布の式を与えた [12]。これによるとシャワー中心からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.22)$$

と表される。AGASA グループは、電子成分の横方向分布は 1 km より遠いところで粒子数密度が減少しているため、式 (1.22) ではその構造を十分に表すことができず、横方向分布に以下のように補正項を加えるべきであることを示した [12]。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (1.23)$$

いくつかのエッジにおける横方向分布を図 1.7 に示す。

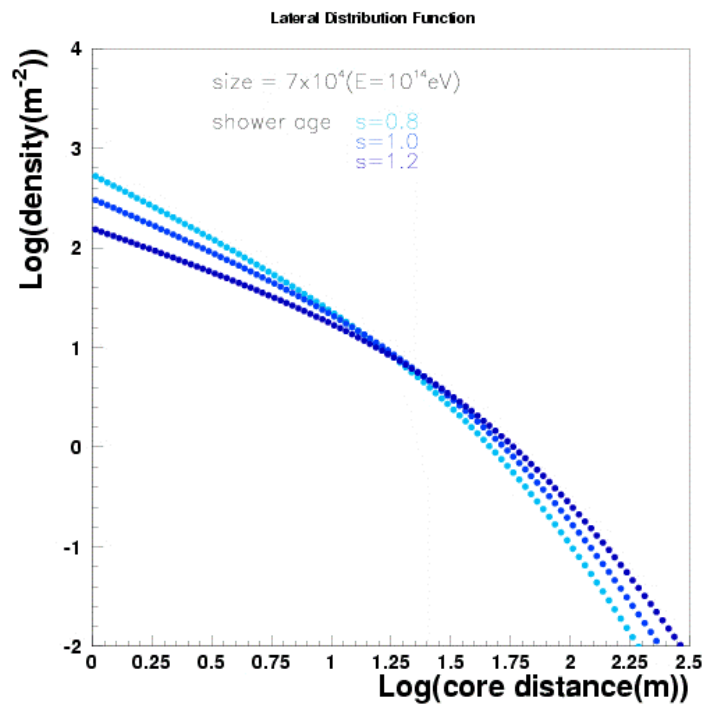


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布。

1.3.4 空気シャワーの観測方法

現在空気シャワーの観測方法には大きく分けて、空気シャワー粒子が大気中で発する紫外光(大気蛍光)を光学望遠鏡でとらえる方法、地表に到達する空気シャワー粒子を地表粒子検出器により検出する方法の2種類がある。ここでは本研究で用いられた地表検出器を用いた観測について述べる。

地表粒子検出器による観測

粒子検出器を地表に多数配置し、到来する空気シャワー粒子を検出する装置を空気シャワーアレと呼ぶ。空気シャワーアレは高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられてきた。空気シャワー粒子は、電磁成分(電子、陽電子、光子)とミュオン成分、さらに少量のハドロン成分からなる。

地表に設置する粒子検出器として、水タンクを用いたチェレンコフ光検出器やプラスチックシンチレータなどを用いたシンチレーション検出器などがある。水タンクを用いたチェレンコフ検出器は、ミュオンが電子に比べて媒質中を通過できるという特徴を利用することでミュオンに感度を持たすことができる。プラスチックシンチレータなどを用いたシンチレーション検出器は全ての荷電粒子に感度を持つが、特にミュオン成分のみを選択的に検出するために、鉛等でシールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミュオン検出器を構成し、別に配置する場合もある。プラスチックシンチレータの特徴としては、応答が ns のオーダーでありシグナルの立ち上がり立ち下がりともに非常に良いので時間情報を分解能良く測定できる点、形状加工が簡単な点があげられる。

空気シャワーの粒子群は図 1.8 のようにシャワー面を形成して地表に到来する。この厚みを考慮しつつ各検出器への到来時刻差から空気シャワーの到来方向を求める。また、1 次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数から空気シャワー全体の全粒子数と横方向分布を推定することで得られる。

しかし、全粒子数と横方向分布から 1 次宇宙線のエネルギーを推定するためには、ハドロン相互作用を考慮したモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。また、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。

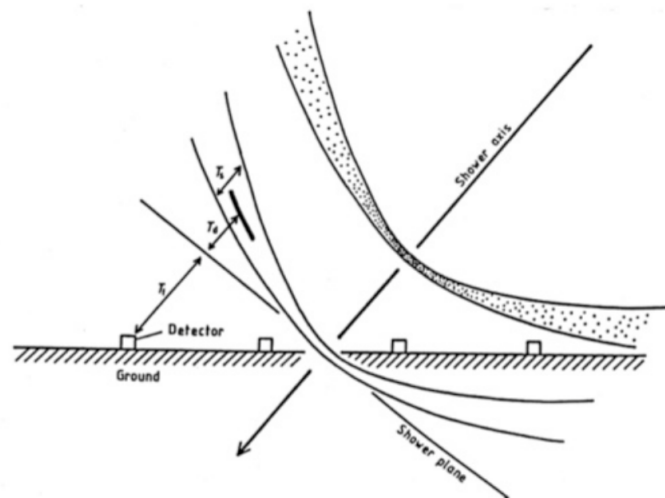


図 1.8: 地表付近の空気シャワー断面の概念図。

1.4 宇宙線の異方性観測結果の現状

ここでは高エネルギーの宇宙線の異方性の解析結果として、IceTop、IceCube、KASCADE-Grande、Pierre Auger、Telescope Array 実験の解析結果を紹介する。異方性の解析結果は、全て

dipole 異方性の解析結果について説明する。dipole 構造については、後で記述する。

1.4.1 IceCube および IceTop の異方性解析結果

IceCube neutrino 観測所 (以下 IceCube) は南極点のアムンゼン・スコット基地の近くに展開されている実験である。検出器は球型の光センサーを 60 個ストリング状に氷中に並べたもので、これが 120 m 間隔で 86 本、地表面から深く 1450 m から 2450 m の範囲に配置され、全体で 1 km^3 の検出体積を持つ。さらに上記とは別に、地表付近に 2 つのチェレンコフ検出器タンクからなるステーションが 81 ステーション展開されており、IceTop と呼ばれる 1 km^2 をカバーする地表空気シャワーアレイを構成している [13]。

IceCube および IceTop の異方性解析結果として、エネルギーの中央値が 13TeV、24TeV、38TeV、71TeV、130TeV、240TeV、580TeV、1.4PeV、5.4PeV の IceCube の異方性解析結果と 1.6PeV の IceTop の異方性解析結果について紹介する。図 1.9 に IceCube と IceTop の dipole 構造の振幅と位相の結果を示す。左の図が横軸がエネルギー、縦軸が振幅を示している。右の図が横軸がエネルギー、縦軸が位相を示している。青いプロットが IceCube の結果、赤いプロットが IceTop の結果を示している。図 1.10 に IceCube と IceTop の解析結果の天球図を示す。色の違いが相対強度を示していて、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。

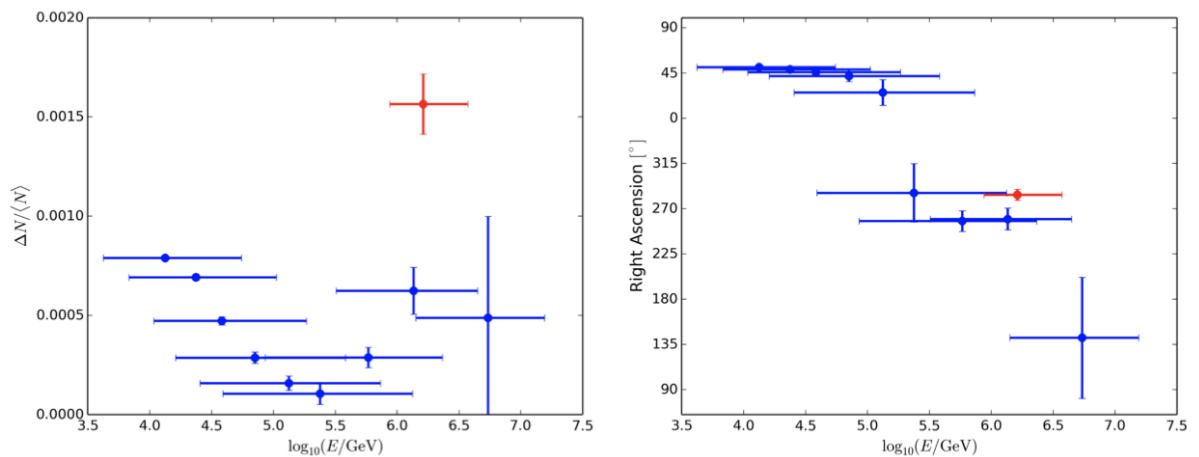


図 1.9: IceCube と IceTop の振幅と位相の結果。(左) 横軸がエネルギー、縦軸が振幅を示す。(右) 横軸がエネルギー、縦軸が位相を示す。エネルギーの中央値が 13TeV、24TeV、38TeV、71TeV、130TeV、240TeV、580TeV、1.4PeV、5.4PeV の IceCube の異方性解析結果を青いプロットで 1.6PeV の IceTop の異方性解析結果を赤いプロットで示している [14]。

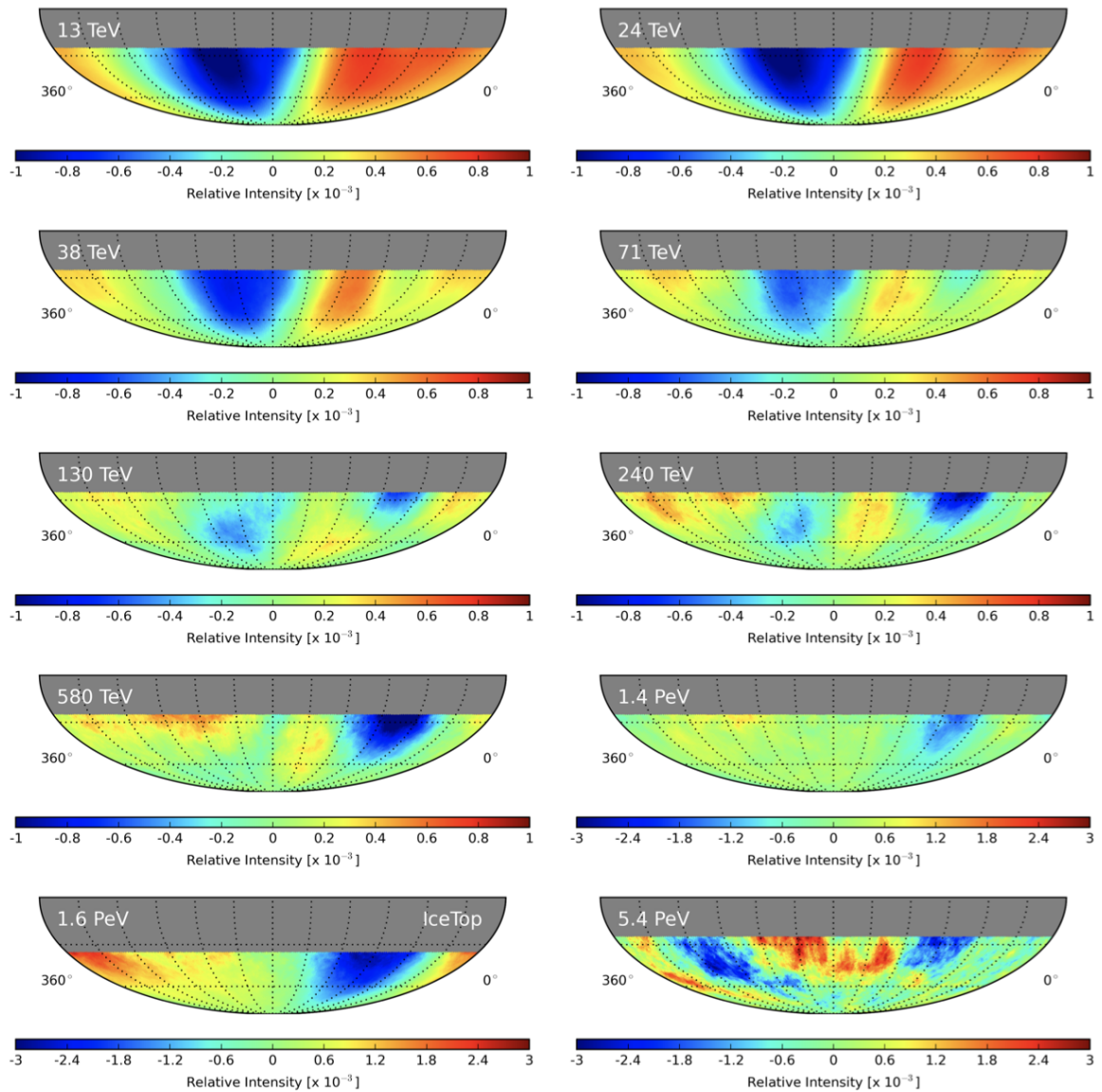


図 1.10: IceCube と IceTop の天球図。エネルギーの中央値が 13TeV、24TeV、38TeV、71TeV、130TeV、240TeV、580TeV、1.4PeV、5.4PeV の IceCube の異方性解析結果と 1.6PeV の IceTop の異方性解析結果の天球図を示している。色の違いが相対強度を示していて、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。[14]。

1.4.2 KASCADE-Grande 実験の異方性解析結果

KASCADE-Grande 実験はドイツのカールスルーエ工科大学で展開されていた実験である。KASCADE-Grande 実験は KASCADE アレイの南西側に 10 m^2 のシンチレータ検出器を 137 m 間隔で 37 台配置し、検出面積を $700\text{ m} \times 700\text{ m}$ に拡張したものである。KASCADE アレイは 3.2 m^2 のシンチレータ検出器 252 台を $200\text{ m} \times 200\text{ m}$ の範囲に展開した検出器群に加え、 $20\text{ m} \times 16\text{ m} \times 4\text{ m}$ のハドロンカロリメータ 1 台と 128 m^2 のミュオントラッキング検出器 1 台から構成される。KASCADE-Grande 実験はおよそ 10^{16} eV から 10^{18} eV までのエネルギーを持つ宇宙線を 1996 年

から 2009 年にかけて観測していた [15]。

KASCADE-Grande 実験の異方性解析結果として、図 1.11 にエネルギーの中央値が 2.7×10^{15} eV、 6.1×10^{15} eV、 3.3×10^{16} eV の異方性解析結果を示す。この図は、左の図が横軸エネルギーの中央値、縦軸が振幅を示して、KASCADE-Grande 実験の結果を黒の四角で 99% の位置での upper limit で示している。右の図が横軸エネルギーの中央値、縦軸が位相を示して、KASCADE-Grande 実験の結果を黒でプロットしている。

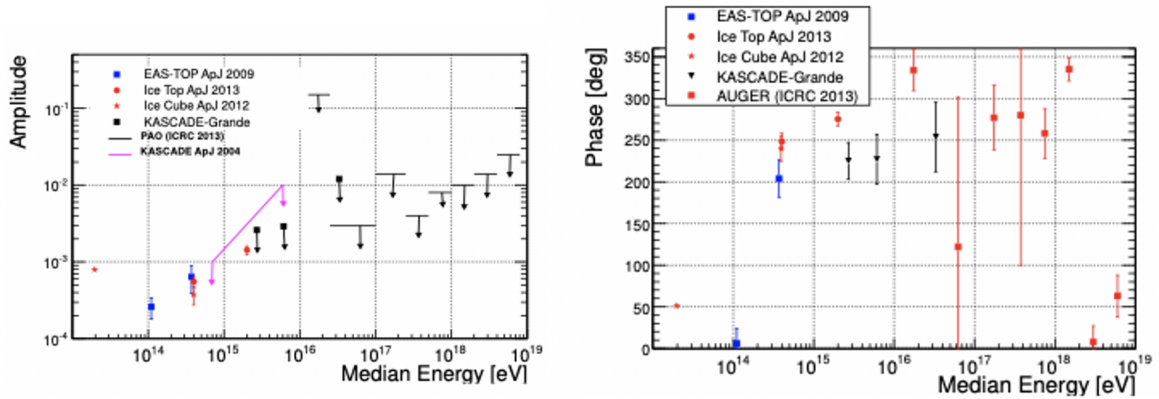


図 1.11: KASCADE-Grande 実験の振幅と位相の結果。エネルギーの中央値が 2.7×10^{15} eV、 6.1×10^{15} eV、 3.3×10^{16} eV の異方性解析結果を示す。(左) 横軸がエネルギーの中央値、縦軸が振幅を示し、KASCADE-Grande 実験の結果は黒の四角で 99% の位置での upper limit で示されている。(右) 横軸がエネルギーの中央値、縦軸が位相を示し、KASCADE-Grande 実験の結果を黒でプロットしている [16]。

1.4.3 Pierre Auger 実験の異方性解析結果

Pierre Auger 実験は、南半球で行われている実験でアルゼンチンのメンドーサ州で観測をしている。地表検出器として水チェレンコフ検出器を 1500 m 間隔で配置されていて、検出面積が 3000 km^2 の領域をカバーしている SD1500 と、水チェレンコフ検出器を 750 m 間隔で配置されていて、検出面積が 23 km^2 の領域をカバーしている SD750 がある。各地表検出器は、 10 m^2 の表面積で水深は 1.2 m、光電子増倍管は 3 つ設置されている。さらに 27 台の大気蛍光望遠鏡で空気シャワーが発する蛍光とチェレンコフ光を観測している。これによって、およそ $10^{16.5}$ eV から 10^{20} eV までの宇宙線を観測している。

Pierre Auger 実験の異方性解析結果として、図 1.12 にエネルギーが、 $1/32$ EeV から $1/16$ EeV まで、 $1/16$ EeV から $1/8$ EeV まで、 $1/8$ EeV から $1/4$ EeV まで、 $1/4$ EeV から $1/2$ EeV まで、 $1/2$ EeV から 1 EeV まで、 1 EeV から 2 EeV まで、 2 EeV から 4 EeV まで、 4 EeV から 8 EeV まで、 8 EeV から 16 EeV まで、 16 EeV から 32 EeV まで、 32 EeV 以上、 8 EeV 以上の領域対しての dipole 異方性の振幅と位相を示す。 $1/32$ EeV から $1/16$ EeV まで、 $1/16$ EeV から $1/8$ EeV まで、 $1/8$ EeV から $1/4$ EeV までのエネルギー領域の解析は SD750、 $1/4$ EeV 以上の解析は SD1500 を使って行われた。左の図が横軸エネルギー、縦軸が振幅を示して、緑の丸が SD750、紫の丸が SD1500、グレーのバンドが 8 EeV 以上の結果を示している。下向きの矢印が、99% の位置での upper limit を示している。右の図が横軸エネルギー、縦軸が位相を示して、緑の丸が SD750、紫の丸が SD1500、グレーのバンドが 8 EeV 以上の結果を示している。また、図 1.13 に

5 σ 以上の有意度で異方性が報告された8 EeV以上の結果を示す。上の図に赤経分布を示す。横軸に赤経、縦軸に相対強度を示す。赤い点が分布を示していて、黒線が dipole 構造のフィット結果を示している。下の図が天球図を示す。点線が銀河面、米印が銀河中心を示す。色の違いがフラックスを示していて、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。銀河面とは違う方向に宇宙線の過剰が見える。

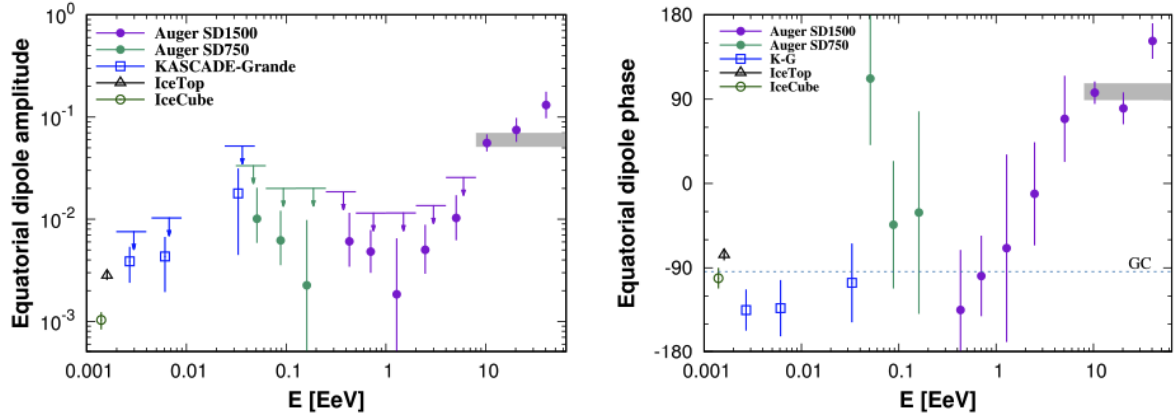


図 1.12: Pierre Auger 実験の振幅と位相の結果。SD750 を使った 1/32 EeV から 1/16 EeV まで、1/16 EeV から 1/8 EeV まで、1/8 EeV から 1/4 EeV までのエネルギー領域の異方性解析結果と SD1500 を使った 1/4 EeV から 1/2 EeV まで、1/2 EeV から 1 EeV まで、1 EeV から 2 EeV まで、2 EeV から 4 EeV まで、4 EeV から 8 EeV まで、8 EeV から 16 EeV まで、16 EeV から 32 EeV まで、32 EeV 以上、8 EeV 以上のエネルギー領域の異方性解析結果を示している。どちらの図も緑の丸が SD750、紫の丸が SD1500、グレーのバンドが 8 EeV 以上の結果を示している。(左) 横軸がエネルギー、縦軸が振幅を示す。下向きの矢印が、99%の位置での upper limit を示している。(右) 横軸がエネルギー、縦軸が位相を示す。青い点線が銀河中心の方向を示す [1]。

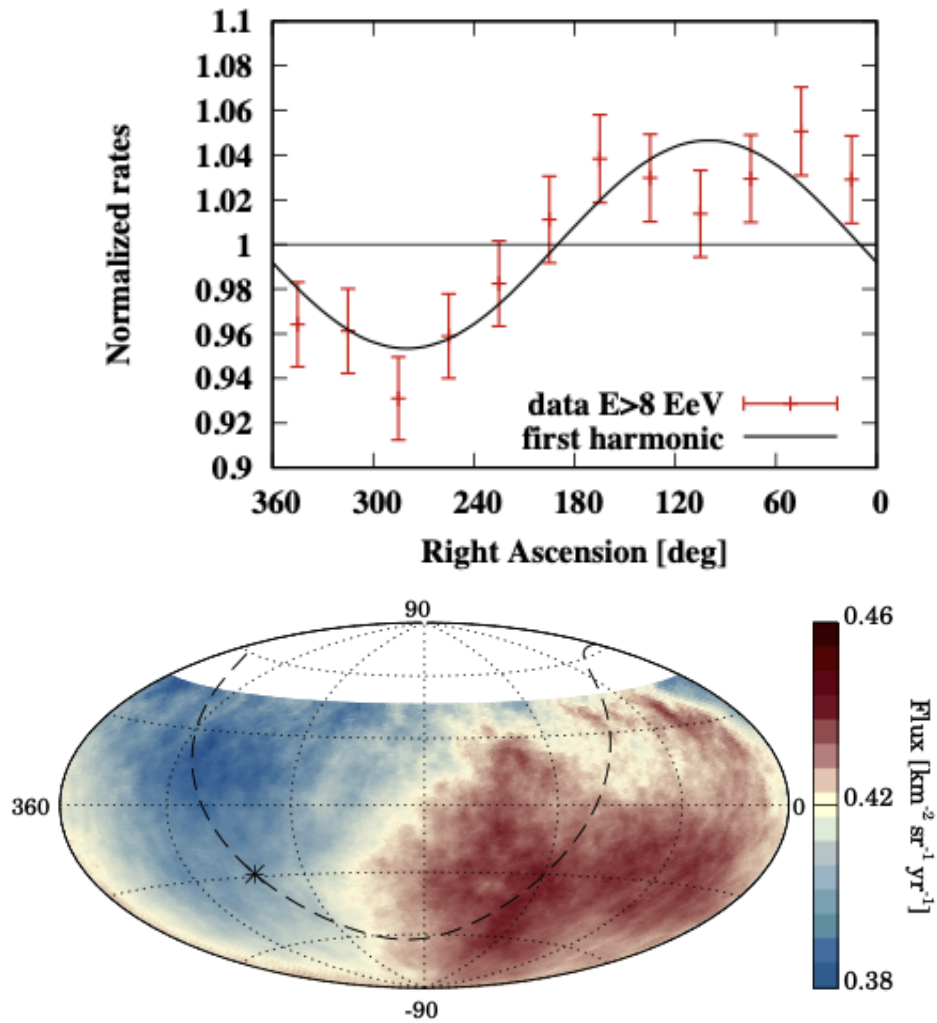


図 1.13: (上)Pierre Auger 実験の 8 EeV 以上の結果の赤経分布。横軸に赤経、縦軸に相対強度を示す。赤い点が分布を示していて、黒線が dipole 構造のフィット結果を示している [17]。(下)Pierre Auger 実験の 8 EeV 以上の結果の天球図。点線が銀河面、米印が銀河中心を示す。色の違いがフラックスを示していて、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。銀河面とは違う方向に宇宙線の過剰が見える [18]。

1.4.4 Telescope Array 実験の異方性解析結果

Telescope Array 実験は、北半球で行われている実験でアメリカ合衆国ユタ州の砂漠に約 700km² の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台からなる空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠鏡を設置し、10¹⁸ eV 以上のエネルギーの宇宙線を観測を行っている。(詳しくは次の章で説明する。)

図 1.14 に Telescope Array 実験の 8.8 EeV 以上の異方性解析結果を示す。上の図に赤経分布を示す。横軸に赤経、縦軸に残留強度を示す。残留強度の説明は後述する。黒い点が分布を示していて、黒線が dipole 構造のフィット結果を示している。また、比較として図 1.13 の上図 dipole 構造を赤い点線で示している。下の図に天球図を示す。点線が銀河面、四角が銀河中心を示す。色の違いが残留強度を示していて、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。銀河面とは違う方向に宇宙線の過剰が見えるが有意性のある結果は得られていない。

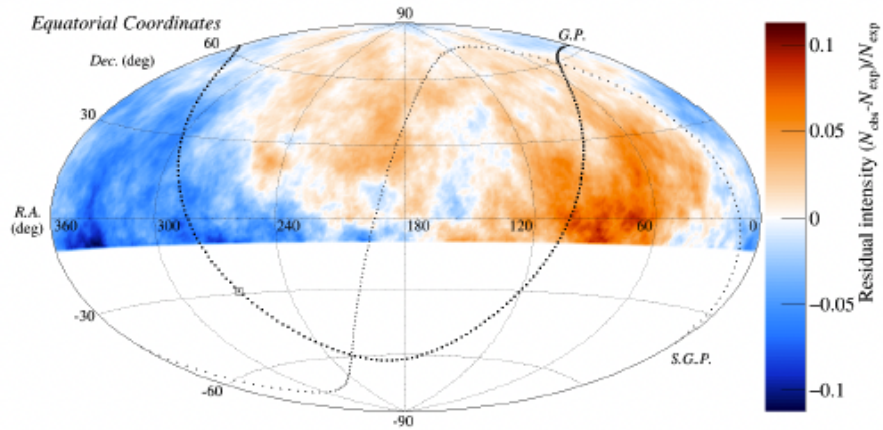
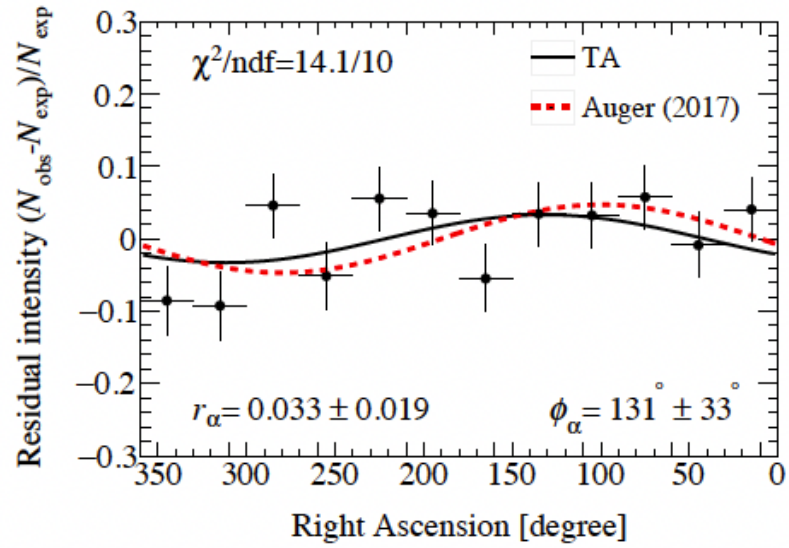


図 1.14: (上)Telescope Array 実験の 8.8 EeV 以上の結果の赤経分布。横軸に赤経、縦軸に残留強度を示す。黒い点が分布を示している、黒線が dipole 構造のフィット結果を示している。また、比較として図 1.13 の上図 dipole 構造を赤い点線で示している [2]。(下)Telescope Array 実験の 8.8 EeV 以上の結果の天球図。点線が銀河面、四角が銀河中心を示す。色の違いが残留強度を示している、赤い分布が宇宙線の過剰を示している。銀河面とは違う方向に宇宙線の過剰が見えるが有意性のある結果は得られていない [2]。

第2章 Telescope Array (TA) 実験と TA Low Energy extension(TALE) 実験

Telescope Array(TA) 実験は日本、アメリカ、韓国、ロシア、ベルギー、チェコ、スロベニアの研究者による国際共同研究で、アメリカ合衆国ユタ州の砂漠に約 700km² の有効検出面積を持つ地表検出器 507 台からなる空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠鏡を設置し、10¹⁸ eV 以上のエネルギーの宇宙線を観測を行っている。

TA Low Energy extension(TALE) 実験は TA 実験の拡張実験であり、観測するエネルギー領域を TA 実験よりも低エネルギー側に拡張して、10^{16.5} から 10^{18.5} eV までの宇宙線の観測を行っている。このエネルギー領域は、10¹⁷ eV 付近にあると考えられている銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線への遷移領域を含んでおり、TALE 実験によるこの遷移領域の異方性解析、エネルギースペクトル、質量組成の研究がされている。

2.1 TA 実験の検出器構成

TA 実験はエネルギー決定精度にシミュレーション依存性が少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector、FD) と、完全自立で長時間稼働し統計量を稼ぐことが可能な地表検出器 (Surface Detector、SD) による空気シャワーアレイという異なる 2 種類の検出器によるハイブリッド観測で、10¹⁸ eV 以上の極高エネルギー宇宙線による空気シャワーを観測する実験である。

SD アレイの設置場所は設置、運用、修理作業に適した地形や立地が望まれる。さらに、太陽光電池パネルの有効な稼働のために高い晴天率と、良好で安定した観測データ通信のための平坦な地形が望まれる。また、FD の建設場所は観測時間を長く取るための高い晴天率と観測のノイズ源となる人工光が無いことや大気の透明度が高いこと、また周囲に視界を遮るものが無いなどの条件を満たす地形が望まれる。これらの条件を考慮して、TA 実験の観測場所としてアメリカユタ州のミラード郡西部の砂漠地帯 (平均標高 1400 m、大気深さ 860 g/cm²) が選ばれた。この地域は年間降雨量は 250 mm、晴天率 60 % と理想的な天候であり、周囲に町も少ないので人工光も極めて少ない。

SD アレイは 1.2 km 間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器で構成され、有効検出面積はおよそ 700 km² である。FD は地表検出器アレイを囲うように、約 35 km 間隔で 3 ステーション設置されている。TA の検出器の配置図を図 2.1 に示す。SD アレイの上空を FD の視野で覆うことで、宇宙線を SD と FD という異なる 2 種類の検出器でハイブリッド観測している。

2.1.1 TA 実験の大気蛍光望遠鏡

TA 実験では大気蛍光望遠鏡が 3 ステーションに設置されており、それぞれ Black Rock Mesa(BRM) ステーション、Long Ridge(LR) ステーション、Middle Drum(MD) と呼ばれている。そのうちの MD ステーションは前述した HiRes 実験の大気蛍光望遠鏡を移設したものである。MD には 4 枚

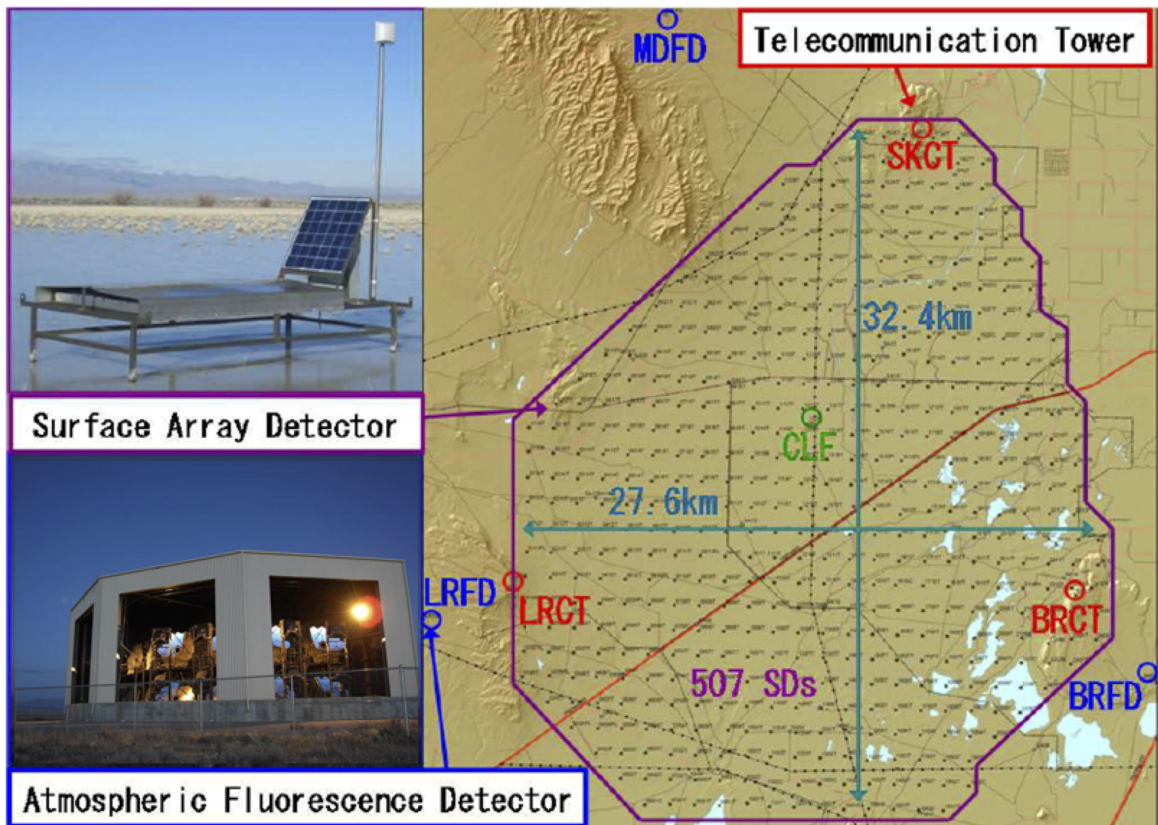


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図。黒点が各 SD を、青丸が FD の各サイトを、赤丸が SD のデータ通信に用いられる通信塔を表す。また、左上の写真が SD、左下は FD ステーションの写真。

の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けたものを 1 telescope として 14 台の telescope が設置されている。一方、BRM ステーションと LR ステーションの大気蛍光望遠鏡は TA 実験のために新たに設計されたものであり、六角形のセグメントミラーを 18 枚組み合わせたものを 1 telescope として 12 台の telescope が各ステーションに設置されている。各ステーションは方位角 108° 、仰角 3° から 33° の範囲を観測している。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から 100 から 200 m の高い場所に建設されている。

2.1.2 TA 実験の地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2 km で碁盤の目のように並べられた 507 台のプラスチックシンチレータ検出器から構成され、 700 km^2 の有効検出面積を持つ。この SD アレイは 3 分割された部分アレイで構成されており、各領域毎に 1 つのデータ通信塔と無線 LAN 通信によって観測データをやり取りしている。各通信塔はそれぞれ、Smelter Knoll(SK) 通信塔、Black Rock Mesa(BRM) 通信塔、Long Ridge(LR) 通信塔と呼ばれる。TA 実験の SD アレイは、2008 年 5 月から定常観測を行なっている。観測を行うにあたり、SD では SD 内部のエレクトロニクスの故障であったり、各通信塔とのコミュニケーションの問題など日々問題が起こっている。そのため、毎日モニター情報(詳しくは後述する。)を確認にしてリモートで対処できるものはリモートで対処し、それでは対処できないものは現地の作業員が修理を行なっている。この様に、TA 実験の SD アレイでは、稼働中の SD の台数を確保できる様な対策がなされている。

2.2 TALE 実験の検出器構成

TALE 実験は、TA 実験に隣接して、TA-FD よりも高い仰角方向を観測する大気蛍光望遠鏡と、より高密度に設置された地表検出器アレイによって、TA 実験の観測可能エネルギー範囲を $10^{16.5} \text{ eV}$ まで低エネルギー側へ拡張してエネルギースペクトルと質量組成を測定する実験である。その検出器配置図を図 2.2 に示す。

TALE 実験の FD ステーションは TA 実験の MD ステーションに隣接して建設され、TA 実験の望遠鏡よりも高い仰角 30° から 57° を観測する。これによって、より高い高度で最大発達をむかえる空気シャワー、すなわち低いエネルギーの 1 次宇宙線によるシャワーを観測する。また、TALE-FD ステーションの前方視野内に 80 台の地表検出器からなる空気シャワーアレイを設置している。試験観測を経て、FD では 2013 年 9 月から定常観測を開始して、SD アレイでは 2013 年 4 月に 35 台で観測が開始され、2018 年 2 月から 80 台で定常観測を実施している。

2.2.1 TALE 実験の大気蛍光望遠鏡

図 2.3 に示すように TALE-FD ステーションは、TA 実験の MD ステーションに隣接して建設されている。TALE-FD で用いられる望遠鏡とエレクトロニクスは前述した HiRes II 実験で使用されたものを再調整して使用している。望遠鏡は図 2.4 に示すように半径 630 mm の 4 枚の鏡を四つ葉のクローバー型に取り付けた面積 4.18 m^2 のものを 1 望遠鏡として、TALE-FD ステーションには計 10 台の telescope が設置されている。telescope1 台の視野は $14^\circ \times 14^\circ$ であり、仰角方向 30° から 44° の視野を向いたものが 5 台、 44° から 57° を向いたものが 5 台からなり、図 2.5 に示すように全体として方位角方向に 114° 、仰角方向に 30° から 57° の範囲をカバーしている。

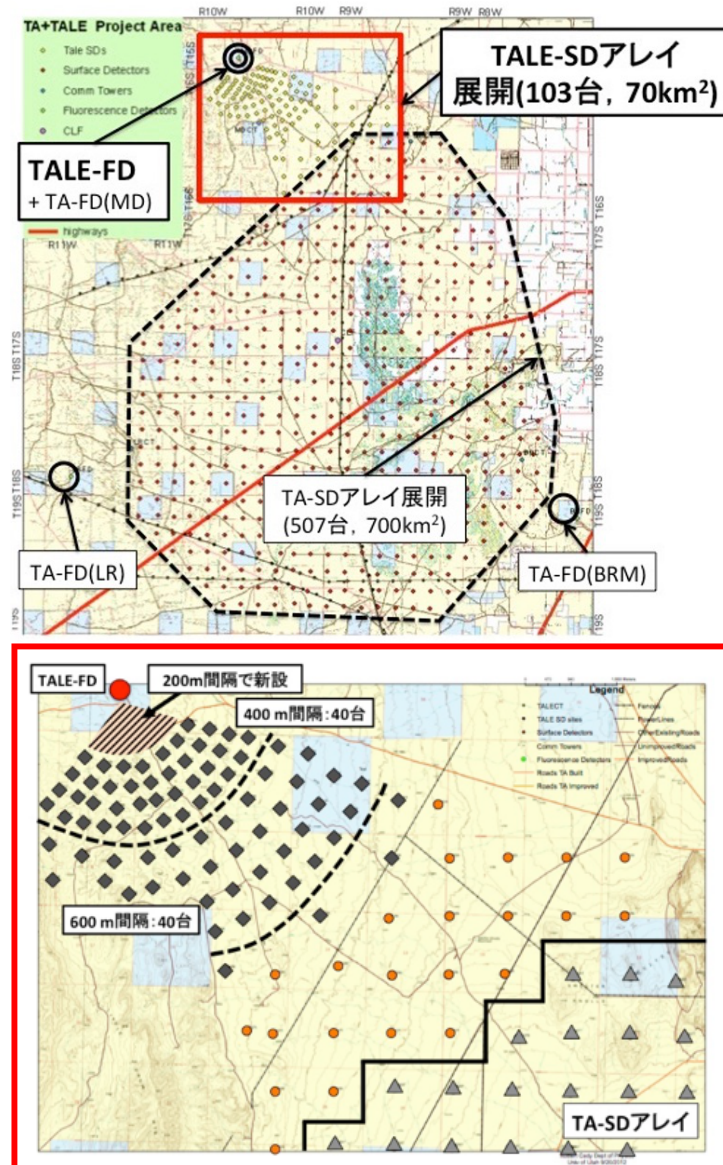


図 2.2: TALE 実験の検出器配置図。TALE 実験は TA 実験の北西部、上の図の赤い四角で囲まれた領域に展開している。下の図はその赤い四角の領域を拡大したもので、黒いひし形が TALE-SD を、赤い丸が TALE-FD を示している。



図 2.3: TA 実験の MD ステーション (左) と、TALE-FD ステーション (右) の外観。

2.2.2 TALE 実験の地表検出器

10^{16} eV 台の宇宙線に対する TALE-FD の感度はステーションから半径 3 km 以内に限定されるので、ステーションから 3 km 以内の領域では TA-SD アレイの 1.2 km 間隔よりも密にアレイを配置してある。具体的には、TALE-FD ステーションに一番近い部分の 1.5 km から 3 km は 400 m 間隔で 40 台、その外側の 5 km までは 600 m 間隔で 40 台の SD を並べており、 21 km^2 の有効検出面積を持つ。アレイの配置の形状が基盤の目状ではなく、扇形に配置されているのは FD とのハイブリッド観測に最適化するためである。TALE 実験の SD アレイでも、稼働中の SD の台数を確保する様に対処がなされている。TALE 実験では、モニター情報の確認を週 1 回行なっていて、そこで問題のある SD のリスト化を行なっている。また日々の作業として、コミュニケーションの問題により DAQ サイクル (詳しくは後述する。) から外れた SD を復帰させる作業と、主に気温の影響によりモニター情報のトリガーレートが大きくなり、それを下げるために SD の電圧を調整する作業を行なっている。

2.3 地表検出器

2.3.1 地表検出器の基本構成

TALE 実験で現在稼働している SD うち 2013 年に設置された 35 台は、TA 実験で使用しているものと同形の SD である。しかし 2018 年 2 月に TALE 実験用に追加で設置された SD は、光電子増倍管 (PMT) および波長変換ファイバーの張り方が TA 実験用と異なる (その他は全く同じ)。SD は厚さ 1.2 cm、面積 $2.0 \text{ m} \times 1.5 \text{ m}$ のプラスチックシンチレータ (CI 工業社製、CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている。2 枚からのシンチレータからの信号のコインシデンスを取ることによって、バックグラウンド信号と空気シャワー荷電粒子由来の信号を効果的に識別できる。図 2.7 の上図に TA の SD シンチレータの構成、図 2.7 の下図に TALE のシンチレータの構成を示す。



図 2.4: TALE-FD に用いられている大気蛍光望遠鏡。

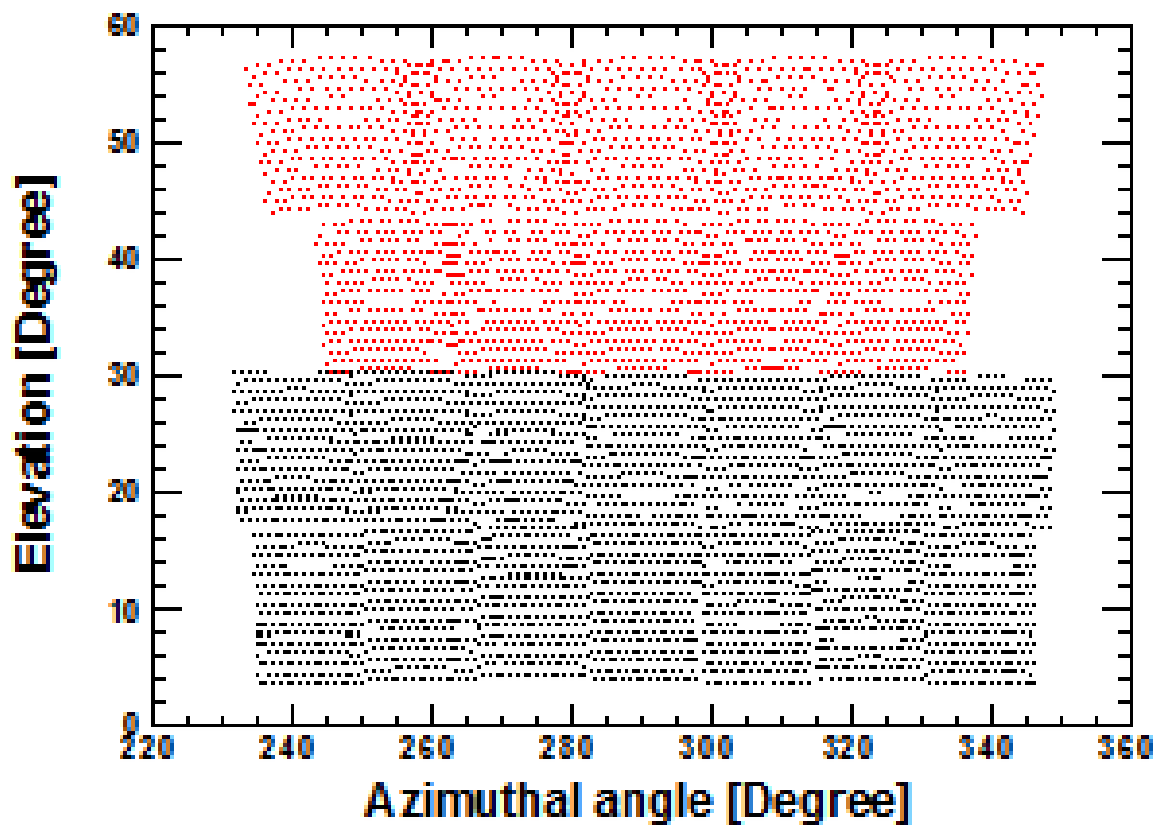


図 2.5: TALE-FD ステーション (赤色) と MD ステーション (黒色) の視野。各点はカメラを構成する各 PMT の中心の視野方向を表している。

シンチレータで発生した光は、TA 実験と TALE 実験に使われている 2013 年に設置された SD では各層毎に 104 本、TALE 実験用に新たに設置された SD では各層毎に 28 本の波長変換ファイバー (Kuraray 製 Y-11) を通して PMT (Electron tubes 製 9124SA、TALE 実験用に新たに作られた PMT には浜松ホトニクス製 R8619 が使われている。) で電気信号に変換される。これらはシートで遮光して外部の光が入らないようにした上で、厚さ 1.2 mm のステンレス製のボックスに収納されている。

PMT の出力は FADC (AD9235BRU-65) によって各層のチャンネル毎に 12 bit、50 MHz のサンプリング周波数でデジタル化して記録されている。各検出器の動作タイミングは GPS 受信機 (Motorola M12+) によって 1 秒毎に発行される信号 (1 Pulse Per Second、1 PPS) で同期されており、検出器間のタイミングのズレはおよそ 14 ns 以内である [20]。

電力源として、120 W の太陽光電池パネル (京セラ社製 KC120J、TALE 実験用に新たに作られたものには京セラ社製 KD145SX-UFU が使われている) とバッテリー (DYNASTY 社製、DCS-100L) を用いており、外部からの電力供給を必要とせず、365 日 24 時間の完全自立稼働が可能となっている。

図 2.8 にソーラーパネルの裏側に設置されているエレクトロニクスボックスの外観を示す。この中にバッテリーとエレクトロニクスが格納されている。また、バッテリーは温度に依存して充放電性能が変化するので、クーラーボックス内に搭載されており、側面にフィルムヒーターを貼り付けることで温度変化をできるだけ抑えている。



図 2.6: 現地に設置された TALE-SD。左奥に見えるのが MD/TALE-FD ステーションである。

2.3.2 地表検出器のエレクトロニクス構成

図 2.9 に示すように、SD のエレクトロニクスは主に以下の要素で構成されている。

- PMT で得られた波形をデジタル化するための FADC。12 bit、50 MHz のサンプリング周波数のものが上下層用に 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)。主に PMT の波形の処理と保存、PMT への印加電圧のコントロール、シリアルインターフェイスのコントロールに用いられる。
- エレクトロニクス全体を統括制御するための CPLD(Xilinx 社製、XC2C256)。主に CPU のブートコントロール、FPGA のブートコントロール、電源のコントロールに用いられる。
- 複雑な処理を行なうための CPU(ルネサステクノロジ社製、SH7750)。動作周波数は 150 MHz であり、大半の情報処理はこれを用いて行なわれる。
- 位置情報と絶対時刻取得のための GPS。
- 無線 LAN 通信モジュール。

2.3.3 通信塔基本構成

図 2.10 に通信塔の外観を示す。通信塔は主に SD と通信するための無指向性アンテナとエレクトロニクス、トリガー用エレクトロニクス、データ収集 (Data Acquisition、DAQ) 用の産業用 PC、通信塔同士が通信するための指向性アンテナとエレクトロニクス、太陽光電池パネルとバッテリーで構成されている。

2.3.4 無線 LAN

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

2.3.5 DAQ サイクル

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

レベル 0 トリガー

物質中での荷電粒子の単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値が存在し、このときの粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle、MIP) と呼ぶ。シンチレータ中でのエネルギー損失が最小となるエネルギーは粒子毎に異なるが、地表まで到来する宇宙線は主に様々なエネルギーを持つミュオンであり、後述するバックグラウンドミュオンのヒストグラムという

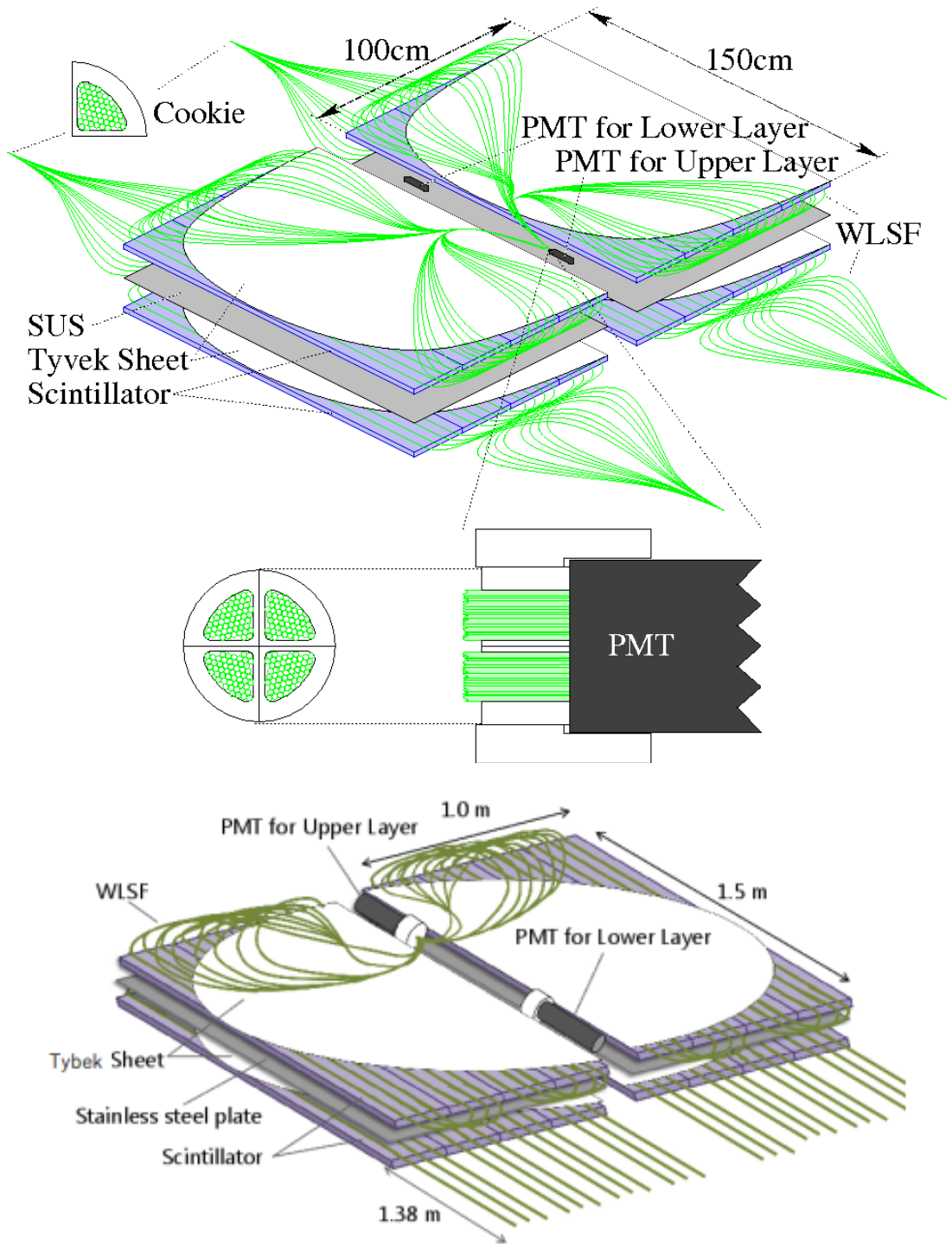


図 2.7: (上)2013 年に設置された TALE 実験で現在用いられているのと同型の TA-SD のシンチレータボックスの内部構造、(下)TALE 実験用のシンチレータボックスの内部構造 [22]。



図 2.8: ステンレスボックスの外観。

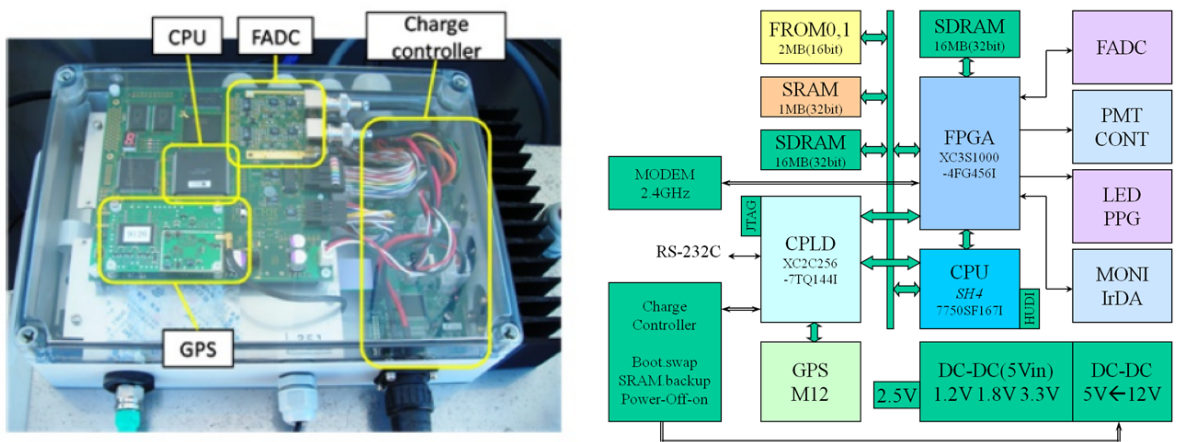


図 2.9: (左)2013年に設置された TALE 実験で現在用いられているのと同型の TA 実験 SD 用エレクトロニクス。(右)SD 用エレクトロニクスのブロック図。



図 2.10: TALE 実験用のデータ通信塔。太陽光パネルにより必要な電力を得ている。中央右奥に MD/TALE-FD ステーションが小さく写っている。

形でミューオンの MIP を測定することで SD を較正する。また、ミューオンの単位長さあたりのエネルギー損失量には下限値は定数なので、全 SD で MIP に対する応答をモニターすることで、全 SD の応答を規格化することができる。

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

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

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

レベル 1 トリガー

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

1. GPS の 1PPS の発行と同時に CPU に割り込みがかかり、割り込み処理と同時にレベル 0 トリガーテーブルを FPGA から読み込む。
2. DMA 転送中であれば、それが終了するまで待機した後、レベル 0 トリガーの処理を開始する。具体的には、クロック数から μ s への変換、DMA 転送が成功したかどうかの確認、モニターデータの生成である。クロック数をそのまま使用せずに μ s へと変換する理由は、データサイズを節約するためとクロック周波数が異なる SD 同士で同期を取るためである。それと同時に、波形の積分値からペDESTAL を引いた値がしきい値である 150 FADC カウントよりも大きければレベル 1 トリガーを発行する。

3. レベル1トリガーが存在するとき、 μs (20 bit) と波形の積分値の上下層の平均 (4 bit) を組み合わせて 3 byte のデータとして記録する。これをレベル1トリガーテーブルと呼ぶ。

レベル2トリガー

通信塔のエレクトロニクスは各 SD からレベル1トリガーテーブルを収集し、TA-SD では、レベル1トリガーが $8 \mu\text{s}$ の時間内に隣接する 3 台以上の SD で発行されていた場合、TALE-SD では、レベル1トリガーが $8 \mu\text{s}$ の時間内に 4 台以上の SD で発行されていた場合、レベル2トリガーを発行する。レベル2トリガーが存在するとき、レベル2トリガーの判定に用いられた SDのうち、最も早くレベル0トリガーを発行した SD のトリガー時刻が DAQ リストに登録される。即座にトリガーを各 SD に発行しない理由は通信のオーバーヘッドを減らすためである。以下に通信塔エレクトロニクスでのレベル2トリガーのトリガー判定の手順を示す。

1. レベル1トリガーテーブルを SD から取得する。これと同時に後述するモニターデータも取得する。DAQ リストが空ではない場合は最も古い DAQ リストの送信も行なう。
2. GPS の 1 PPS の発行と同時に CPU に割り込みがかかり、レベル1トリガーテーブルの μs (20 bit) と SD 座標番号 (12 bit) を組み合わせ、さらに時系列順に並び替えてアレイ全体のトリガーテーブルを生成する。1 PPS と同期させて処理を行なう理由は、SD のトリガーサイクルと同期させることで無駄な待ち時間を発生させないためである。
3. このトリガーテーブルを $8 \mu\text{s}$ のゲート幅で走査し、TA-SD では、レベル1トリガーが 3 台以上で見つかった場合は隣接条件を満たすかどうか確認する。TALE-SD では、4 台以上の SD でレベル1トリガーが見つかったか確認する。それぞれの SD の台数の条件でレベル1トリガーが見つかった場合、レベル2トリガーを発行し、DAQ リストへ登録する。
4. レベル2トリガーが発行されると、通信塔のエレクトロニクスは全ての SD に波形送信命令を発行し、SD はレベル2トリガーの時刻から $\pm 64 \mu\text{s}$ の範囲に波形が見つかったとき (=レベル0トリガーがあったとき)、それに対応する波形を通信塔のエレクトロニクスへと送信する。

2.3.6 境界トリガー

TA-SD では三つの部分アレイを独立に運用すると、主に次の二つの問題があった。

- 部分アレイの境界部分ではトリガー効率が低下する。
- 境界付近に落ちた空気シャワーイベントで一つの部分アレイでのみトリガーが発行された際に情報が欠落する。

以上のことからアレイ全域でトリガー効率が均一になるように部分アレイの境界に特化したトリガーの構築が必要とされ、また、他の部分アレイにトリガーを配信する機能が必要とされた。現在では TA 実験 SD アレイの三つの部分アレイから境界トリガー情報とレベル2トリガーを収集し、境界トリガーの発行、トリガー配信は SK 通信塔が行なっている。

2.3.7 モニター情報とモニタリングシステム

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

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

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

これらのモニター情報を確認し、必要に応じてSDをメンテナンスする。モニター用アプリケーションの出力グラフの一部を図2.11に示す。

ペDESTアルのヒストグラム

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

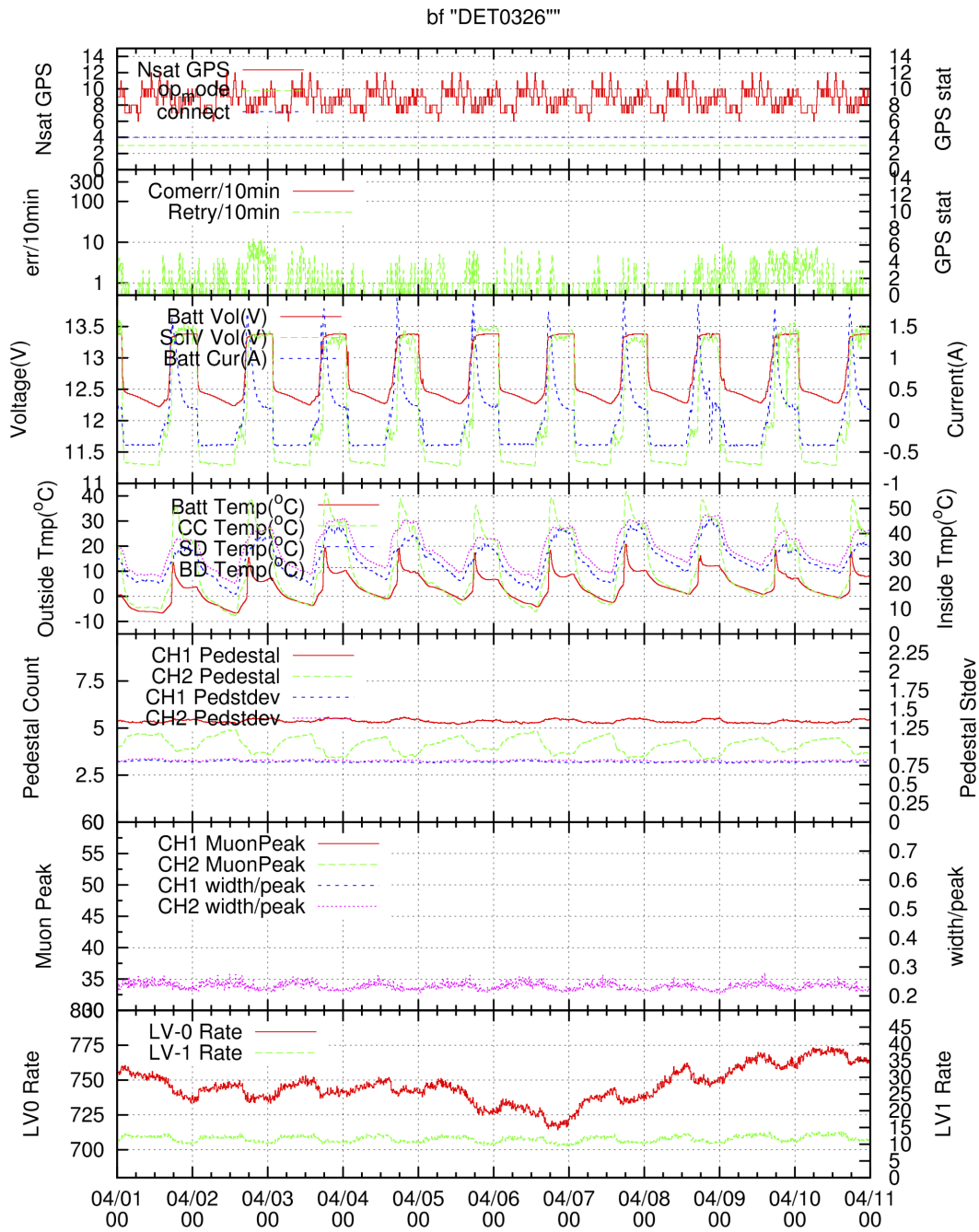


図 2.11: SD のモニター例。上から順に、通信できている衛星数、通信状態、バッテリー電圧、気温、各チャンネルのペダスタルと標準偏差、各チャンネルのミュオンピーク、トリガーレートを示す。

バックグラウンドミュオンのヒストグラム

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

図2.12にモニター情報から得たバックグラウンドミュオンのヒストグラムとペDESTALのヒストグラムを示す。

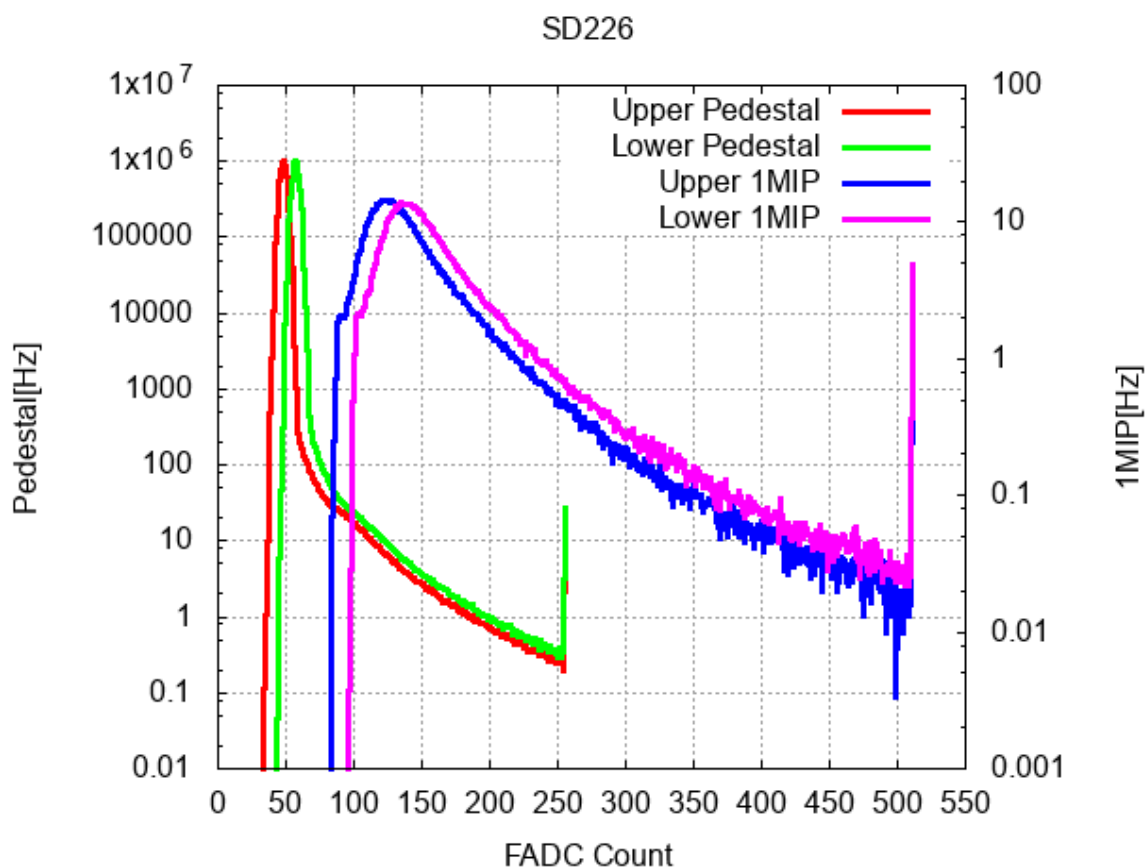


図 2.12: SD のモニター情報から得たバックグラウンドミュオンのヒストグラムとペDESTALのヒストグラム。赤色と緑色のヒストグラムはそれぞれ、上層と下層のペDESTALのヒストグラムを表し、青色と紫色のヒストグラムはそれぞれ、上層と下層のバックグラウンドミュオンのヒストグラムを表している。ヒストグラムの一番右に存在する立ち上がりはオーバーフローした信号の頻度を表している。

FADC ピーク値のヒストグラム

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

である。

2.3.8 バックグラウンドミュオンに対応するエネルギー損失

SDではシンチレータの発光量から粒子数を決定する。シンチレータの発光量は入射粒子によるエネルギー損失量とシンチレータの発光効率で決まる。そこで、シミュレーションを用いて検出器における入射粒子のエネルギー損失特性を調べる必要があり、SDにミュオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失をGEANT4を用いて調べられている [21]。

物質中でのエネルギー損失はBethe-Blochの式で表される。

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

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

図 2.13 にSDにミュオンが垂直に入射した場合のエネルギー損失をGEANT4を用いて計算した結果を示す [21]。これをランダウ分布で近似した場合のピーク値と標準偏差はそれぞれ、上層で2.00 MeV、 $\sigma = 0.10$ MeV、下層で2.01 MeV、 $\sigma = 0.10$ MeVとなった [21]。以降では1粒子=2.0 MeVという値を用いる。

2.3.9 PMTの線形性測定

SDのPMTの線形性は以下の2種類の方法で測定されている。

LEDによる線形性測定

現在設置されているSDは、SD内に内蔵されている4個のLEDを用いて検出器のサイトへの設置前にPMTの線形性が測定されている [23]。

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

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

となる。しかし、光量が大きいとPMTの線形性が崩れ、

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

となる。図 2.14 にこの関係をプロットしたものを示す [24]。

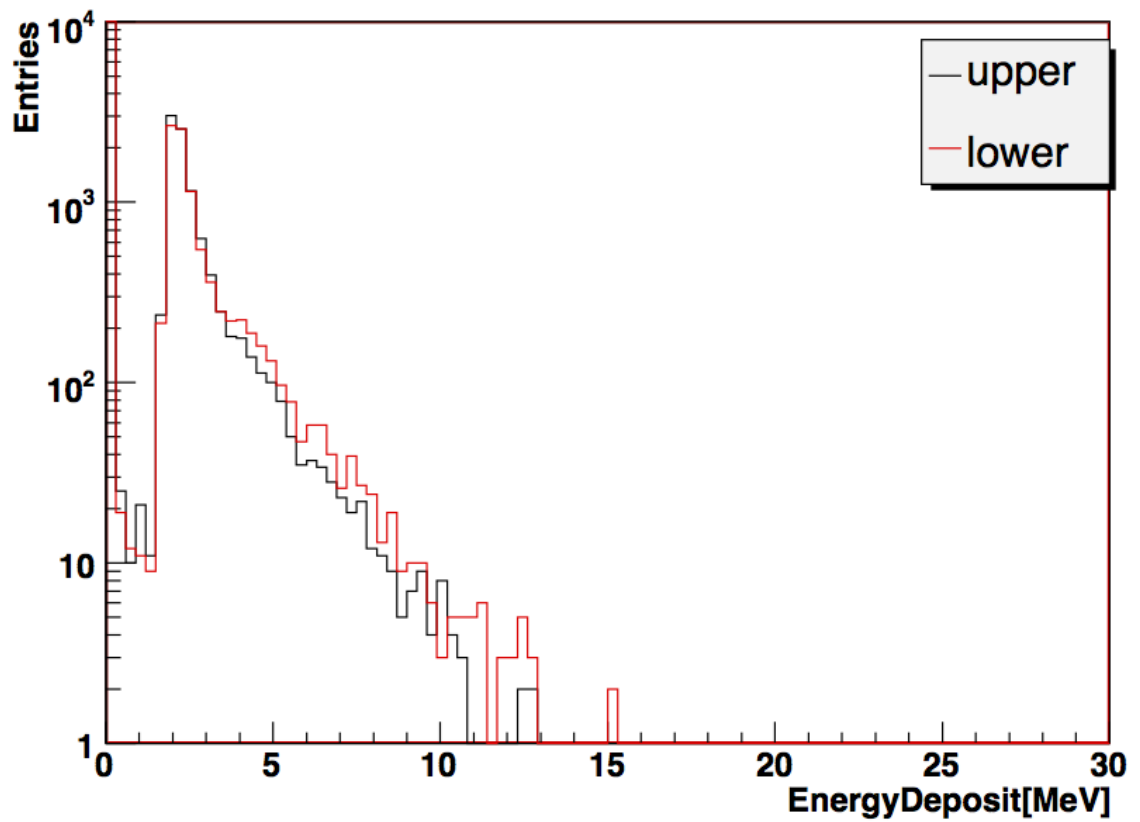


図 2.13: μ^- を垂直に SD に入射した場合のエネルギー損失分布。 $E = 1$ GeV、黒色が上層、赤色が下層である [21]。

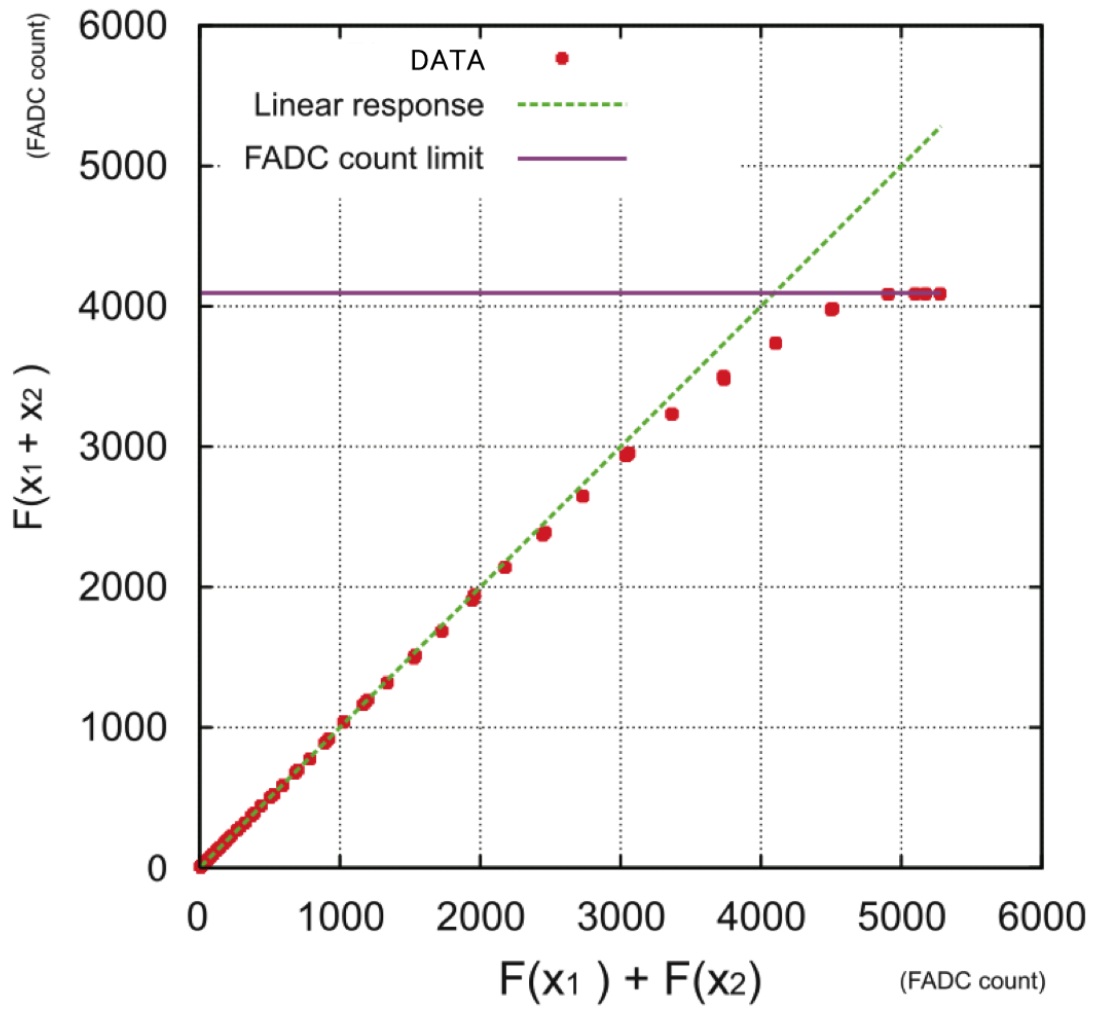


図 2.14: $F(x_1 + x_2)$ と $F(x_1) + F(x_2)$ の関係を示した図 [24]。

FADC ピーク値による線形性測定

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

図 2.15 に、LED から得られた PMT の線形性と、FADC ピーク値を用いて推定された PMT 線形性の比較の例を示す。両者は良好な一致を示し、FADC ピーク値のヒストグラムが線形性の時間変動を監視するために使用できることが確認された [25]。LED による測定と MIP による測定によって得られた各 SD の上下層の非線形性が 5% を超える FADC 値が記録されており、波形の中にこれらの FADC 値より大きい FADC 値のビンがある場合、その波形はサチュレーションしていると判定される。

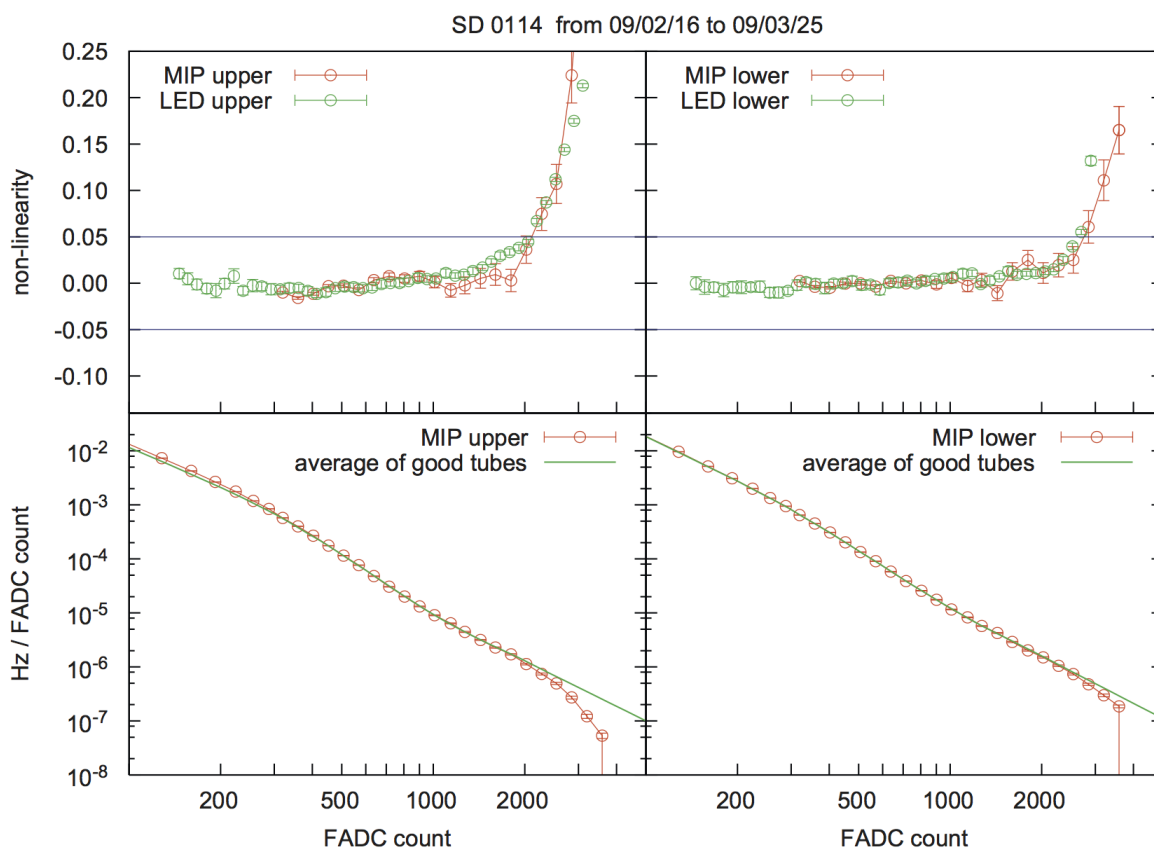


図 2.15: 上図は PMT 応答の非線形性を示す。赤は FADC ピーク値を用いて推定された PMT の非線形性、緑は LED によって得られた非線形性である。下図は FADC ピーク値のスペクトルである。赤はデータ、緑は解析で得られた値である。左が上層、右が下層のデータを示している [25]。

第3章 空気シャワーシミュレーション

SDによる宇宙線観測では、各SDで検出された空気シャワーの粒子数および時間差から、空気シャワーのジオメトリ(空気シャワーの中心と到来方向)と1次宇宙線のエネルギーを決定する。よって、入射シャワー粒子に対するSDの応答を常にモニターし詳しく調べ、理解しておく必要がある。しかし、入射シャワー粒子に対するSDの詳細な応答を完全に実験的に知ることは困難なので、モンテカルロシミュレーションを用いて、空気シャワーをシミュレーションする。

今回、空気シャワーシミュレーションには CORSIKA(ver 7.3500)[26] を使用した。ハドロン相互作用のモデルは TA 実験においては高エネルギー領域で QGSJETII-03[27]、低エネルギー側では FLUKA2011.2b[28] を、TALE 実験においては高エネルギー領域で QGSJETII-04[27]、低エネルギー側では FLUKA2011.2b[28] を使用した。電磁成分のシミュレーションについては EGS4[29] を使用した。また、SDの検出器応答については GEANT4[30] を使用した。

3.1 CORSIKA シミュレーション

CORSIKA は様々な種類の宇宙線により発生する2次粒子の振る舞いを計算できる空気シャワーシミュレーションプログラムである [26]。プログラムは FORTRAN で書かれ、原子核、ハドロン、ミューオン、電子、光子の大気中での相互作用と崩壊をシミュレーションできる。

3.1.1 シニング (thinning)

TA 実験よりも低いエネルギーを対象としている TALE 実験でも宇宙線のエネルギーは $10^{16.5}$ eV を超えていて、エネルギーが増えるに従って生成される2次粒子数も大きくなる。1つの 10^{18} eV の1次陽子によって生じる空気シャワーの2次粒子を全て計算すると、3GFLOPS の CPU を用いて80日程度かかってしまう [31]。そこで、一般的にこのエネルギー領域の空気シャワーのシミュレーションでは、図 3.1 右に示すように、シニングと呼ばれる手法が使われる [32, 33]。この手法は、大量の2次粒子が生成されるときにその生成数を少なくする代わりに、生成された粒子に生成されなかった粒子数に相当する重みを持たせるというものである。

しかし、この手法は粒子数や粒子の到来時刻に大きな揺らぎを生み出し、シニングしていないシャワーとは異なる数密度を与える。この問題を図示したのが図 3.1 左である。実線で表された粒子が入射した検出器のみが粒子を検出しこの検出器では粒子数が大きくなる一方で、点線で表されるシニングによって破棄された粒子の射線上にある検出器からは粒子が検出されないという問題が生じる。

3.1.2 デシニング (dethinning)

シニング情報を持った粒子から地表での粒子情報を復元する方法をデシニングと呼ぶ。この節では TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでも使われている TA-SD 用に開発されたデシ

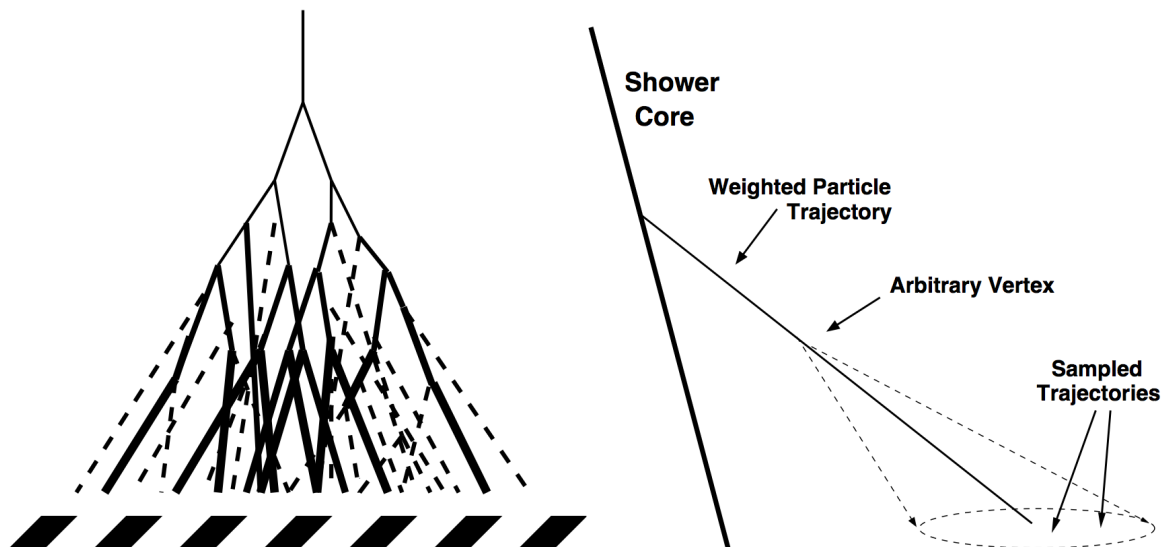


図 3.1: (左) シニングによって発生する問題。点線は実際のシャワーでは存在するが、シニングによって破棄されてしまう粒子。(右) デシニングのアルゴリズム [34]。

ニング手法について述べる [34]。はじめに、デシニングによって復元可能な情報と、CPU の処理速度の兼ね合いから、2次粒子をどれだけシニングするか (シニングレベル) を決定する。本研究では、シニングレベルとして 10^{-6} に設定されている [34]。重み w を持つ粒子の軌道上に、任意の点を基準にしたガウス分布に従う広がりを持たせる。このガウス分布に従って $w - 1$ の粒子を復元させて射出する。ここで復元された粒子のエネルギーは、元の粒子のエネルギー周りのガウス関数に従う様に正規乱数を使って計算する。また、それぞれの粒子の速度は真空中の光速とする。ここで、粒子の軌道に持たせるガウス分布の幅によって、復元された粒子の持つエネルギー分布、粒子に広がりを持たせる点と地上からの距離の最大値、が決まるが、このガウス分布の幅はシニングレベルに合わせて決定されている [34]。

図 3.2 左にシニングされたシャワーとシニングされていないシャワーの粒子数の横方向分布の比較を、図 3.2 右にデシニングシャワーとシニングしていないシャワーの粒子数の横方向分布の比較を示す。ここで、1次粒子は 10^{19} eV の陽子でシャワーの天頂角は 45° である。この図より、デシニングによって粒子数の横方向分布が平均、二乗平均平方根 (Root Mean Square、RMS) とともに良く再現されていることが分かる。

3.2 GEANT4シミュレーション

GEANT4 は様々な素粒子の物質中での反応や振る舞いをシミュレートすることのできるソフトウェアである [30]。シミュレーションは C++ で記述されており、物理プロセスや検出器のジオメトリ、データ生成やその保存、シミュレーションの視覚化などの多くのツールキットで構成される。そのため、本研究では検出器の素材や形状を自由に設定することができ、各ユーザーの目的に沿ったシミュレーションが可能である。CORSIKA によって生成された空気シャワー粒子の検出器中でのエネルギー損失の計算は GEANT4 によってシミュレーションされている。この節では TALE 実験のモンテカルロシミュレーションでも使われている TA-SD 用に開発された GEANT4

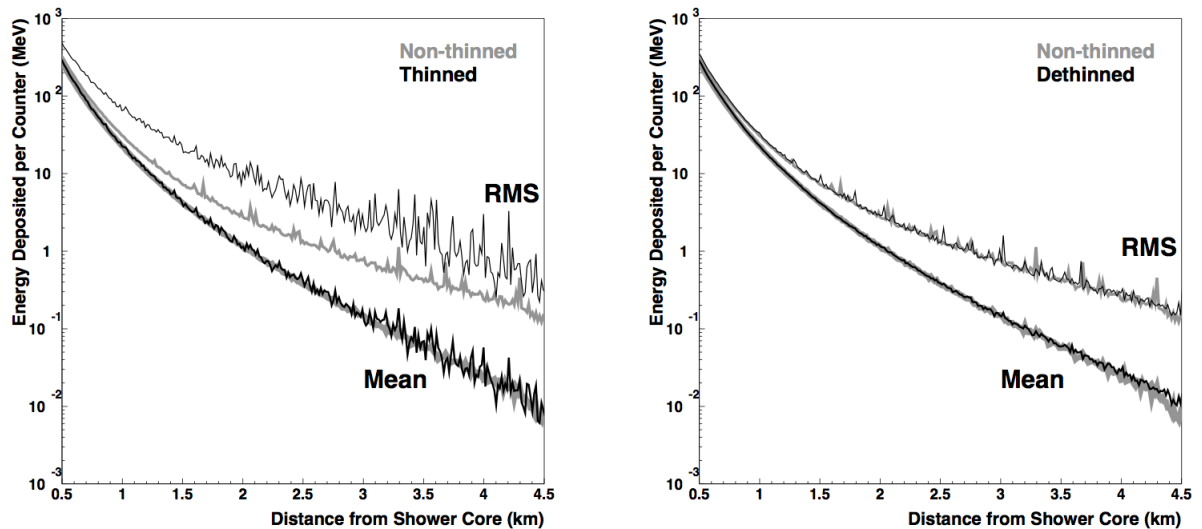


図 3.2: 10^{19} eV、天頂角 45° の陽子による空気シャワーの TA-SD 内での粒子数の横方向分布。(左) シンングレベル 10^{-6} のシャワーとシンングしていないシャワーの比較、(右) デシンングシャワーとシンングしていないシャワーの比較。[35]。

シミュレーションについて述べる。

図 3.3 にシミュレーションで設定した SD の形状と、SD のステンレスボックス内の構成要素を見やすく配置したものを示す [21]。各構成要素は以下のように色で種類分けしている。

- 紫色:屋根 (鉄、1.4 mm)、屋根の指示具 (鉄)。
- 灰色:ステンレスボックスの上蓋 (1.5 mm) と下蓋 (1.2 mm)、上下層を分離する用のステンレス板 (1.0 mm)。
- 黒色:ブラックシート (0.8 mm)。
- 赤色:タイベックシート 4 層 (各層 0.4 mm)。
- 青色:プラスチックシンチレータ 2 層 (各層は厚さ 12 mm、1500 mm × 2000 mm) で、1 層は 8 枚の部分シンチレータ (厚さ 12 mm、1500 mm × 250 mm を組み合わせて構成されている)。
- 水色:発泡スチロール (5.0 mm)。

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

さまざまな粒子種、エネルギー、天頂角の粒子を SD に入射することで、シンチレータの上下層でのエネルギー損失を計算できる。しかし、空気シャワーごとに GEANT4 シミュレーションを毎回行なうと膨大な時間がかかるので、荷電粒子と SD でのエネルギー損失の関係をルックアップテーブルとして事前に計算しておき、このテーブルを個々の入射粒子について使用した。GEANT4 シミュレーションプログラム内に SD を記述するセットアップの概略図を図 3.4 に示す [35]。ここ

で地面の密度は 2.0 g/cm^3 、厚みは 2.3 m としている。以下に天頂角を固定した入射粒子とその2次粒子のエネルギー損失を計算する手順を示す。

1. SD を中心とする $6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ の範囲にランダムに粒子の到来点を決定する。
2. 入射した粒子に対しランダムな方位角を与える。
3. 入射粒子とSDの各構成要素、周りの物質との間で起こる相互作用をシミュレートし、上下層のシンチレータでのエネルギー損失を記録する。
4. これらの作業を 1.2×10^6 回おこなう。

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

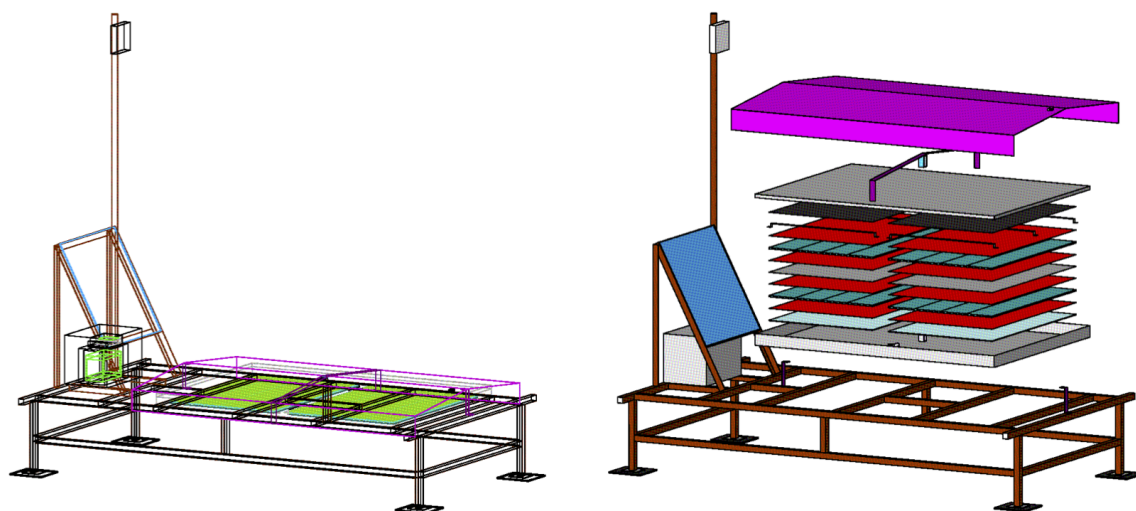


図 3.3: (左) シミュレーションプログラム内に記述したSDの形状、(右)SDのステンレスボックス部分の構成 [21]。

このシミュレーションによって得られたエネルギー損失の2次元ヒストグラムの例を図3.5に示す [35]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表す。図3.5(a)は1 GeVのミュオンが天頂角 0° で入射したときのヒストグラムで、上下層ともおよそ 2 MeV ($\log_{10} E \sim 0.3$) のところにピークがある。図3.5(b)は1 GeVのミュオンが天頂角 60° で入射したときのヒストグラムで、およそ 4 MeV のところにピークがある。これは天頂角 60° で入射した荷電粒子は、天頂角 0° で入射した荷電粒子に比べて、2倍の物質量を通過するためである。また、片方の層のエネルギー損失が 4 MeV であり、もう一方の層のエネルギー損失が幅をもっているのは、粒子が片方の層を通過し、もう一方の層をかすめる、あるいは全く通過しないケースが存在するためである。図3.5(c)は1 GeVのガンマ線が天頂角 0° で入射したときのヒストグラムで、上下層でおよそ 4 MeV のところにピークがある。エネルギー損失がミュオンに比べて2倍になるのは、SDの屋根や内部で対生成を起こすためである。上層のエネルギー損失が幅を持っているのは、上層で対生成された電子および陽電子が下層を通過するケースによるものである。図3.5(d)は1 GeV

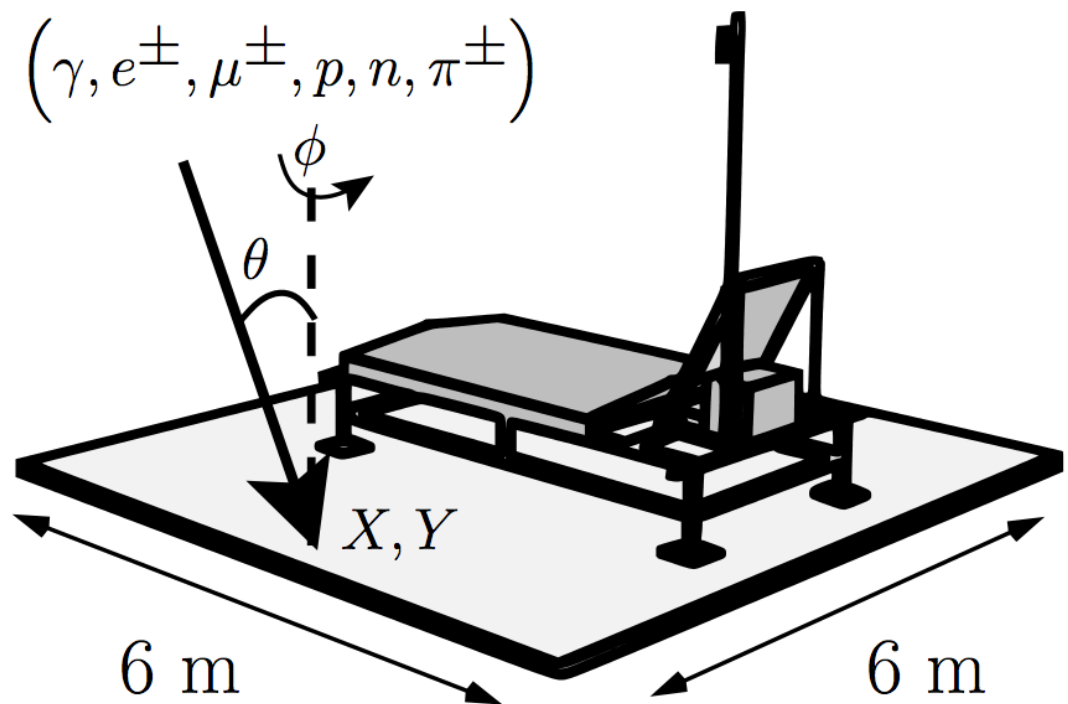


図 3.4: SD の応答を GEANT4 を用いて計算する際に、シミュレーションプログラム内に SD を記述するセットアップの概念図。ある種類、ある天頂角 θ 、あるエネルギーを与えた粒子を $6\text{m} \times 6\text{m}$ の範囲でランダムに降らせて、方位角 ϕ もランダムに与える。矢印は入射粒子のジオメトリ例を表す [35]。

のガンマ線が天頂角 60° で入射したときのヒストグラムである。図 3.5(c) と図 3.5(d) の上下層ともに 0.3 MeV 以下の領域 (左下) で頻度が上昇しているのは、検出器の縁での相互作用や、SD 付近の地表に落ちたガンマ線により生成された 2 次粒子の影響である。

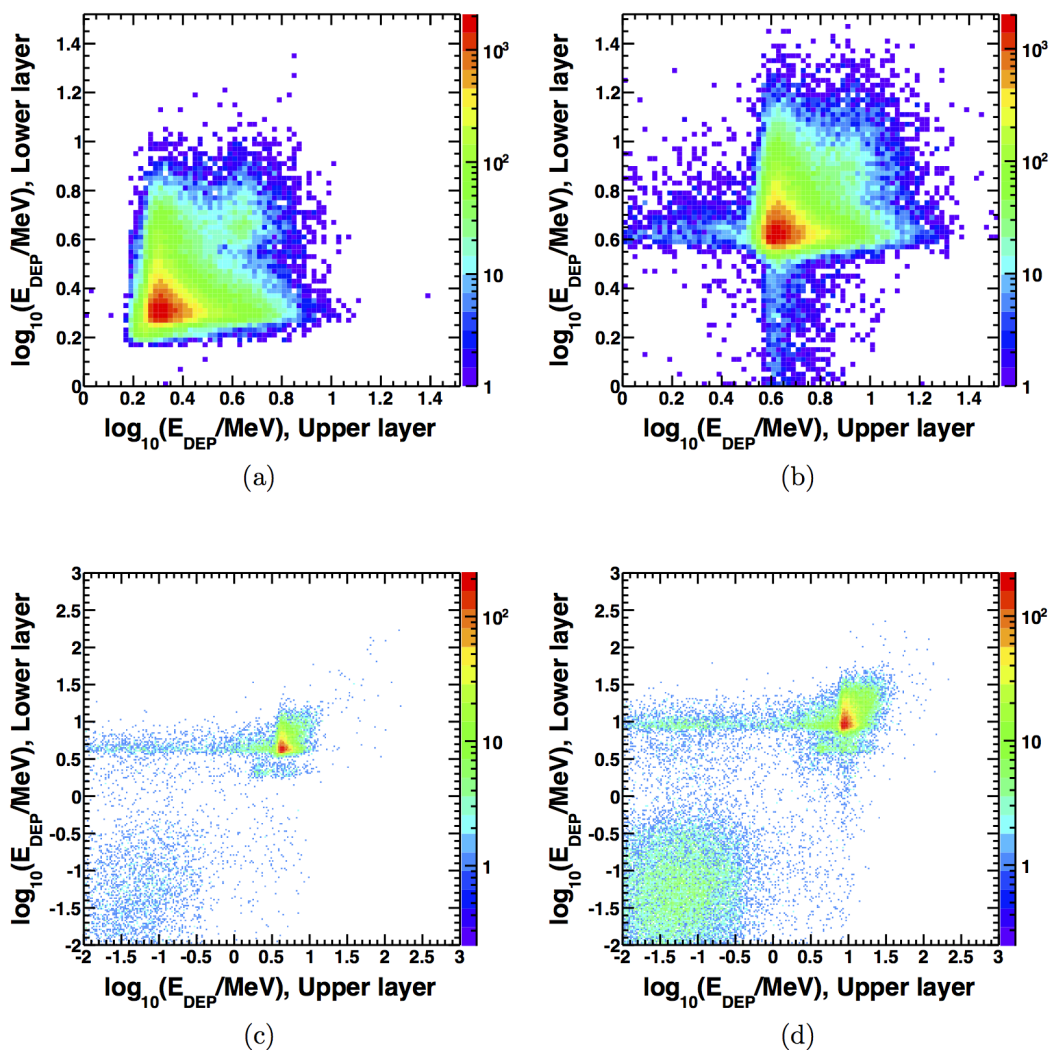


図 3.5: SD 内でのエネルギー損失の 2 次元ヒストグラムの例 [35]。横軸は上層でのエネルギー損失、縦軸は下層でのエネルギー損失を表し、色は頻度を示す。(a) エネルギー 1 GeV 、天頂角 0° の μ^+ が入射した場合、(b) エネルギー 1 GeV 、天頂角 60° の μ^+ が入射した場合、(c) はエネルギー 1 GeV 、天頂角 0° の γ 線が入射した場合、(d) はエネルギー 1 GeV 、天頂角 60° の γ 線が入射した場合を示す

の標準偏差 σ_τ には以下の式を用いた [35]。

$$\tau = (8 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30[\text{m}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.5}[\text{s}] \quad (4.1)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-10})a(\theta) \left(1.0 + \frac{s}{30[\text{m}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.3}[\text{s}] \quad (4.2)$$

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

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

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

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

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.3)$$

$$t^{\text{FIT}} = T_0 + \frac{l}{c} + \tau \quad (4.4)$$

$$\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2} \quad (4.5)$$

$$(\mathbf{R}_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=0}^n (\mathbf{R}_i)_k \sqrt{\rho_i}}{\sum_{i=0}^n \sqrt{\rho_i}} \quad (k = x, y) \quad (4.6)$$

ここで、 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}} = 170 \text{ m}$ [35]、 σ_e は SD の時間分解能で 20 ns である [36]。こうして求めた χ_G^2 を最小にする各パラメータを、空気シャワーのシャワーコアの地表への到来時間 T_0 、天頂角 θ 、方位角 ϕ 、コア位置 (R_x , R_y) とする。

次に、各検出器から得られた粒子数密度を、横方向分布関数 (Lateral Distribution Function、LDF) でフィットすることでコア位置を求める。LDF の関数として AGASA 実験で得られた経験式 [37] を用いる。

$$\rho^{\text{FIT}}(s) = A \left(\frac{s}{91.6[\text{m}]}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{s}{91.6[\text{m}]}\right)^{-(\eta(\theta)) - 1.2} \left(1 + \left[\frac{s}{1000[\text{m}]}\right]^2\right)^{-0.6} \quad [/\text{m}^2] \quad (4.7)$$

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

ここで s はシャワー軸までの距離、 θ は天頂角、 A は規格化定数である。その粒子数密度の不確かさは、TA-SD 用に最適化 [35] されていて、

$$\sigma_\rho = \sqrt{0.56\rho^{\text{FIT}} + 6.3 \times 10^{-3}(\rho^{\text{FIT}})^2} \quad (4.8)$$

この LDF を用いて以下の χ_{LDF}^2 を最小にするパラメータを求める [35]。ここで、パラメータはコア位置 R_x 、 R_y と規格化定数 A である。

$$\chi_{\text{LDF}}^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(s_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (4.9)$$

χ_G^2 と χ_{LDF}^2 が最小になるパラメータを求め、そのときの天頂角 θ 、規格化定数 A から (4.7) 式を使って、シャワーコアから距離 800m での粒子数密度である S_{800} を求める。 S_{800} は、1 次宇宙線のエネルギー推定に使われる。今回消したデータ解析プログラムには、 S_{800} と天頂角 θ の $\sec \theta$ から 1 次エネルギーを求めるためのテーブル (図 4.2) が用意されている (モンテカルロシミュレーションのよって作られた [35])。そのテーブルを用いて、1 次宇宙線のエネルギーを求めた。

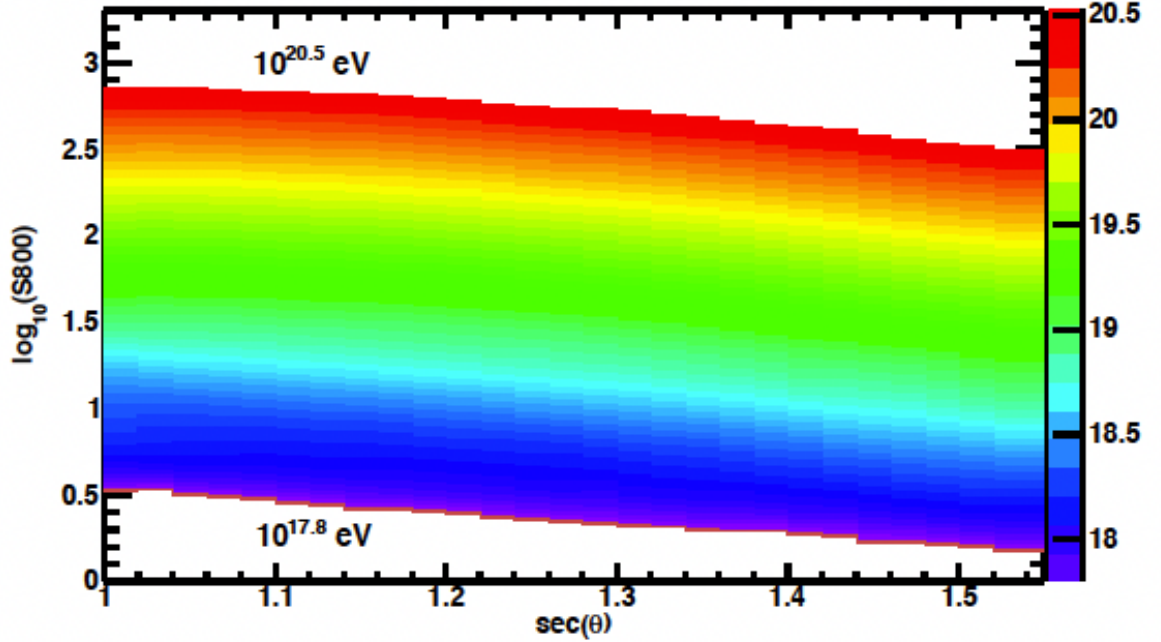


図 4.2: モンテカルロシミュレーションから得た $\sec \theta$ と S_{800} の関係を表したテーブル [35]。それぞれの図の色の違いは、1 次宇宙線のエネルギーの違いを表している。

4.1.2 TALE-SD イベント再構成

TALE-SD の再構成も TA-SD と再構成までの流れは同じで、ほぼ同じ式を使っているが、 χ_G^2 と χ_{LDF}^2 の式が一部違っている。TALE-SD の再構成で使った式は以下のとおり。

$$\chi_G^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{t_i} = \frac{2}{3}\sigma_\tau + 10^{-18} \quad (4.11)$$

$$\chi_{LDF}^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(s_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{\rho_i} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}}^2 + \rho_i(1 + 0.0049 + 0.01)} \quad (4.13)$$

(4.11) 式の σ_τ には、(4.2) 式を用いた。また、(4.12) 式の $\rho^{\text{FIT}}(s_i)$ は、(4.7) 式を用いた。TALE-SD でも TA-SD と同様に χ_G^2 と χ_{LDF}^2 が最小になるパラメータを求め、そのときの天頂角 θ 、規格化定数 A から (4.7) 式を使って、シャワーコアから距離 600m での粒子密度である S_{600} を求める。

TA-SD では $S800$ が、1 次宇宙線のエネルギー推定に使われる様に、TALE-SD では、 $S600$ が 1 次宇宙線のエネルギー推定に使われる。モンテカルロシミュレーションを使って、各 1 次宇宙線のエネルギーに対して粒子数密度および天頂角からの $\sec\theta$ を使って構成されるテーブルを用意する。そのテーブルを用いて、1 次宇宙線のエネルギーの再構成を行う。TA-SD 用に作成されたテーブルを図 4.3 に示す。

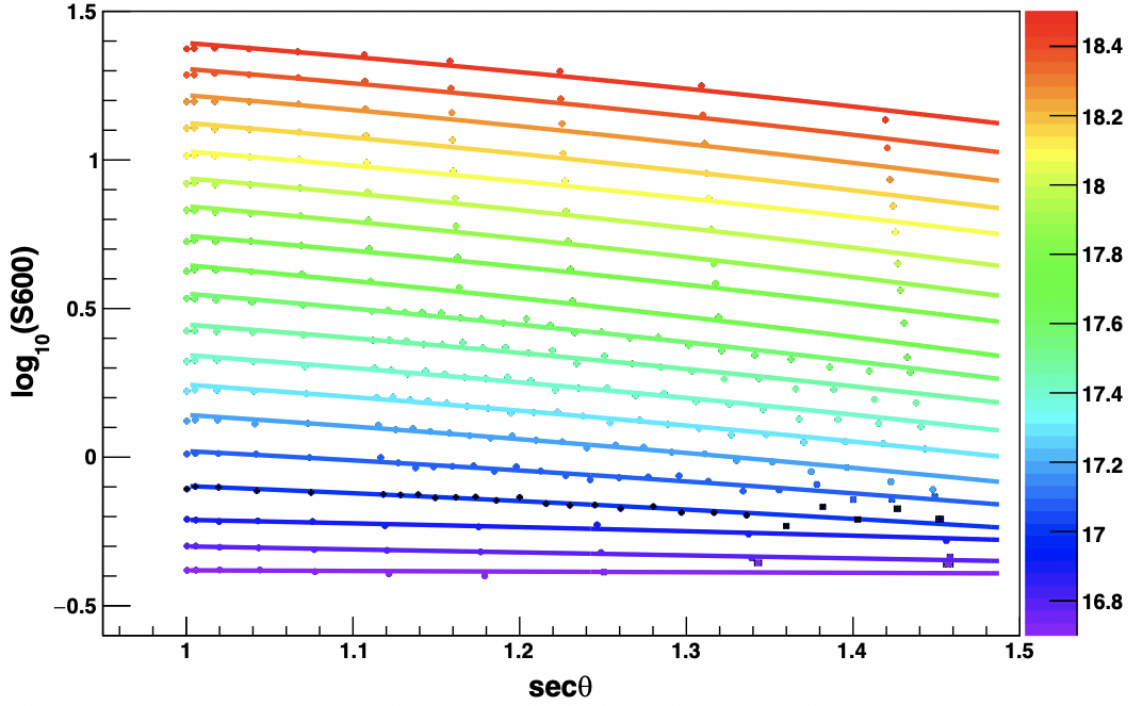


図 4.3: モンテカルロシミュレーションから得た $\sec\theta$ と $S600$ の関係を表したテーブル [39]。それぞれの図の色の違いは、1 次宇宙線のエネルギーの違いを表している。

4.2 角度分解能

4.2.1 TA-SD の角度分解能

角度分解能は、再構成された到来方向とシミュレーションで設定した真の到来方向の開き角 (Opening Angle) を使って評価していて、開き角は以下の式で計算される。

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

$$\hat{n}(\theta, \phi) = \langle -\sin(\theta) \cos(\phi), -\sin(\theta) \sin(\phi), -\cos(\theta) \rangle \quad (4.15)$$

図 4.4 にモンテカルロシミュレーションから得られた、3つのエネルギー領域の TA-SD の分解能を示す。横軸に開き角 δ をとった累積度数図 (cumulative histogram) で、縦軸の 100% が再構成した全イベントにあたる。68% の信頼区間での角度分解能を表 4.1 に示す。

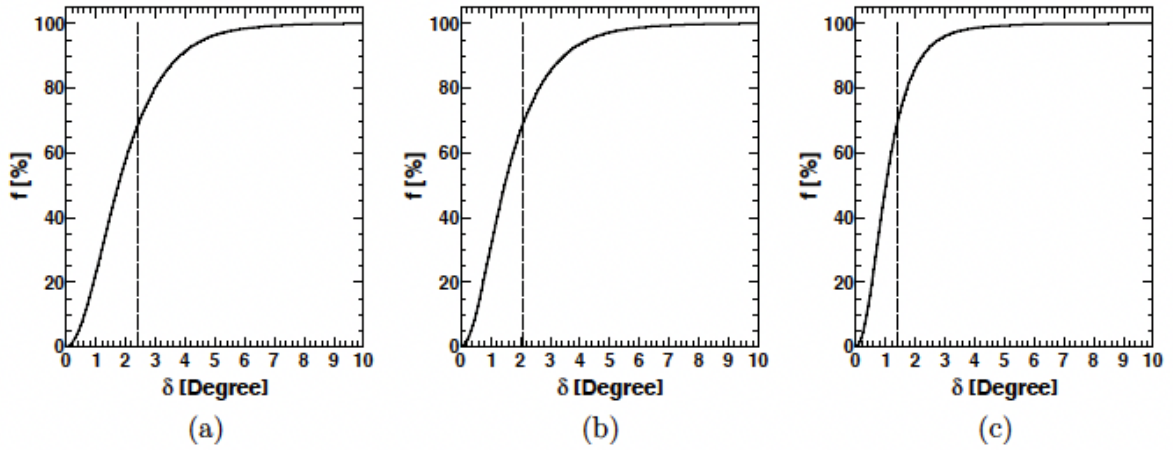


図 4.4: TA-SD の角度分解能。エネルギー領域を 3 つに分けていて、(a) $10^{18.00}$ eV から $10^{18.50}$ eV まで、(b) $10^{18.50}$ eV から $10^{19.00}$ eV まで、(c) $10^{19.00}$ eV 以上のエネルギー領域を示す。横軸に開き角 δ をとった累積度数図 (cumulative histogram) で、縦軸の 100% が再構成した全イベントにあたる。点線が縦軸 68% のときの開き角を表す [35]。

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

表 4.1: TA-SD におけるエネルギー領域ごとの角度分解能を示す。

4.2.2 TALE-SD の角度分解能

TALE-SD の角度分解能も TA-SD と同様に開き角を使って評価している。図 4.5 にモンテカルロシミュレーションから得られた、3 つのエネルギー領域の TALE-SD の分解能を示す。横軸に開き角 δ をとった累積度数図 (cumulative histogram) で、縦軸の 100% が再構成した全イベントにあたる。点線が縦軸 68% のときの開き角を表す。68% の信頼区間での角度分解能を表 4.2 に示す。

| エネルギー領域 [eV] | 角度分解能 [$^{\circ}$] |
|--|----------------------|
| $10^{17.00}$ eV \sim $10^{17.50}$ eV | 2.2 |
| $10^{17.50}$ eV \sim $10^{18.00}$ eV | 1.7 |
| $10^{18.00}$ eV \sim $10^{18.50}$ eV | 1.5 |

表 4.2: TALE-SD におけるエネルギー領域ごとの角度分解能を示す。

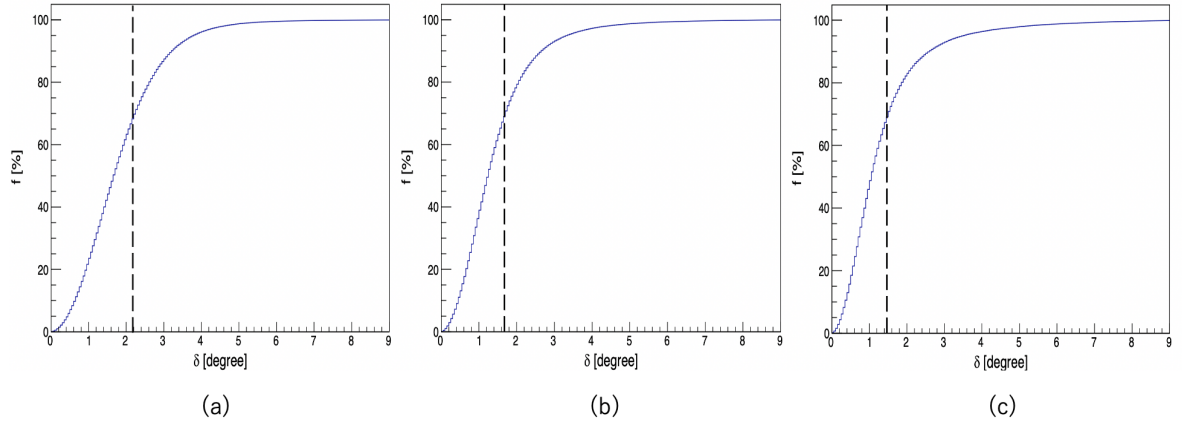


図 4.5: TALE-SD の角度分解能。エネルギー領域を 3 つに分けていて、(a) $10^{17.00}$ eV から $10^{17.50}$ eV まで、(b) $10^{17.50}$ eV から $10^{18.00}$ eV まで、(c) $10^{18.00}$ eV から $10^{18.50}$ eV までのエネルギー領域を示す。横軸に開き角 δ をとった累積度数図 (cumulative histogram) で、縦軸の 100% が再構成した全イベントにあたる。点線が縦軸 68% のときの開き角を表す [39]。

4.3 エネルギー分解能

4.3.1 TA-SD のエネルギー分解能

再構成によって求められたエネルギーを E_{REC} 、シミュレーションで設定した真のエネルギーを E_{GEN} と定義して、 $\ln(E_{\text{REC}}/E_{\text{GEN}})$ のヒストグラムを書く。そのときの RMS (root mean square) を $\sigma_{\ln E}$ とする。エネルギー分解能 σ_E は $\sigma_{\ln E}$ を使って下記の式で表す。

$$\sigma_E = \exp(\sigma_{\ln E}) - 1 \quad (4.16)$$

図 4.6 に 3 つのエネルギー領域の TA-SD でのエネルギー分解能を示す。横軸に $\ln(E_{\text{REC}}/E_{\text{GEN}})$ をとったヒストグラムで、そのときの RMS である $\sigma_{\ln E}$ を使って、式 4.16 から求めたエネルギー分解能 σ_E を表 4.3 に示す。

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

表 4.3: TA-SD におけるエネルギー領域ごとのエネルギー分解能を示す。

4.3.2 TALE-SD のエネルギー分解能

TALE-SD エネルギー分解能は、TA-SD とは違い $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}})/E_{\text{GEN}}$ のヒストグラムをガウス関数でフィットした結果得られる σ_E をエネルギー分解能とした。図 4.7 に 3 つのエネルギー領域の TA SD でのエネルギー分解能を示す。横軸に $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}})/E_{\text{GEN}}$ をとったヒストグラムである。この分布のガウス関数でフィットした結果得られたエネルギー分解能 σ_E を表 4.4 に示す。

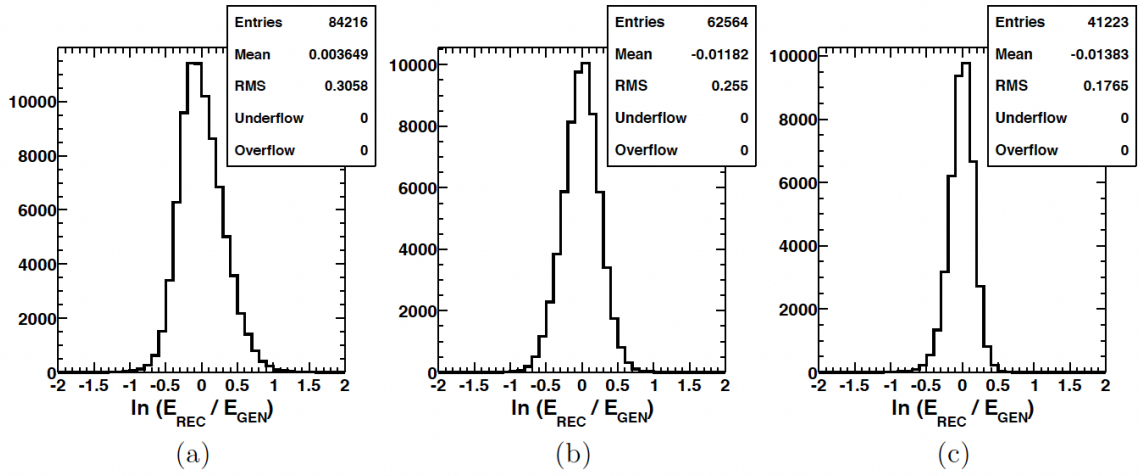


図 4.6: TA-SD のエネルギー分解能。エネルギー領域を 3 つに分けていて、(a) $10^{18.00}$ eV から $10^{18.50}$ eV まで、(b) $10^{18.50}$ eV から $10^{19.00}$ eV まで、(c) $10^{19.00}$ eV 以上のエネルギー領域を示す。各分布は横軸が $\ln(E_{\text{REC}}/E_{\text{GEN}})$ のヒストグラムを示す [35]。

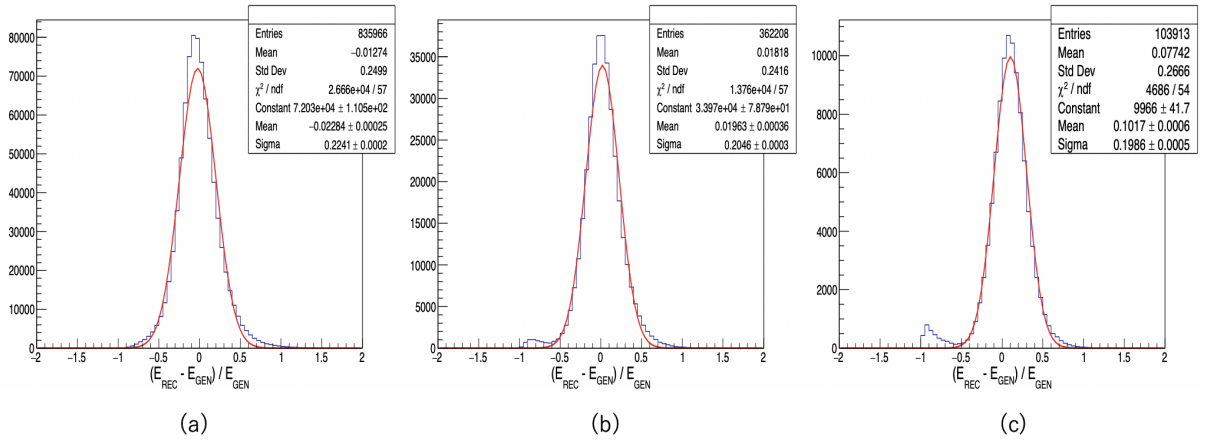


図 4.7: TALE-SD のエネルギー分解能。エネルギー領域を 3 つに分けていて、(a) $10^{17.00}$ eV から $10^{17.50}$ eV まで、(b) $10^{17.50}$ eV から $10^{18.00}$ eV まで、(c) $10^{18.00}$ eV から $10^{18.50}$ eV までのエネルギー領域を示す。各分布は横軸が $(E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}})/E_{\text{GEN}}$ のヒストグラムを示す [39]。

| エネルギー領域 [eV] | エネルギー分解能 [%] |
|--|--------------|
| $10^{17.00}$ eV \sim $10^{17.50}$ eV | 22 |
| $10^{17.50}$ eV \sim $10^{18.00}$ eV | 20 |
| $10^{18.00}$ eV \sim $10^{18.50}$ eV | 20 |

表 4.4: TALE-SD におけるエネルギー領域ごとのエネルギー分解能を示す。

4.4 エネルギー補正

4.4.1 TA-SD のエネルギー補正

TA-SD で得られたエネルギー値は、TA-FD から得られたエネルギー値とは、ずれている。そのため SD のエネルギーを FD のエネルギーに合わせるために補正する必要がある。FD が算出するエネルギーと一致させるには SD のエネルギーに 0.787 をかける必要がある。これは、図 4.2 より得られるエネルギーを実データに適用すると、平均で 27%FD で算出したエネルギーよりも大きくなると予想される。

$$E_{\text{TA-SD}} = 1.27 \times E_{\text{TA-FD}} \quad (4.17)$$

図 4.8(a) は、同一のイベントの TA-FD と 1.27 で割った後の TA-SD のエネルギーをプロットしたものである。このプロットから、 $Y=X$ の線を中心にした対称性から両イベントのエネルギーが平均的によく一致していることがわかる。また、図 4.8(b) にエネルギー比のヒストグラムを示す。これが平均的なエネルギーの一致を示している。このヒストグラムの広がり (RMS) は 35% である。

4.4.2 TALE-SD のエネルギー補正

TA-SD と同様に、TALE-SD でも TALE-SD で得られたエネルギー値と TALE-FD から得られたエネルギーは、ずれている。TALE では、FD が算出するエネルギーと一致させるには SD のエネルギーに 0.93 をかける必要がある。これは、図 4.3 より得られるエネルギーを実データに適用すると、平均で 8%FD で算出したエネルギーよりも大きくなると予想される。

$$E_{\text{TALE-SD}} = 1.08 \times E_{\text{TALE-FD}} \quad (4.18)$$

図 4.9(a) は、同一のイベントの TALE-FD と 1.08 で割った後の TALE-SD のエネルギーをプロットしたものである。このプロットから、 $Y=X$ の線を中心にした対称性から両イベントのエネルギーが平均的によく一致していることがわかる。また、図 4.9(b) にエネルギー比のヒストグラムを示す。これが平均的なエネルギーの一致を示している。このヒストグラムの広がり (RMS) は 26% である。

4.5 トリガー効率

4.5.1 TA-SD のトリガー効率

エネルギーが異なると空気シャワーをトリガーする確率が変化する。その割合を表すパラメーターをトリガー効率と呼ぶ。具体的には、 $N_{\text{trigger}}/N_{\text{thrown}}$ で効率を計算する。 N_{trigger} は、SD の

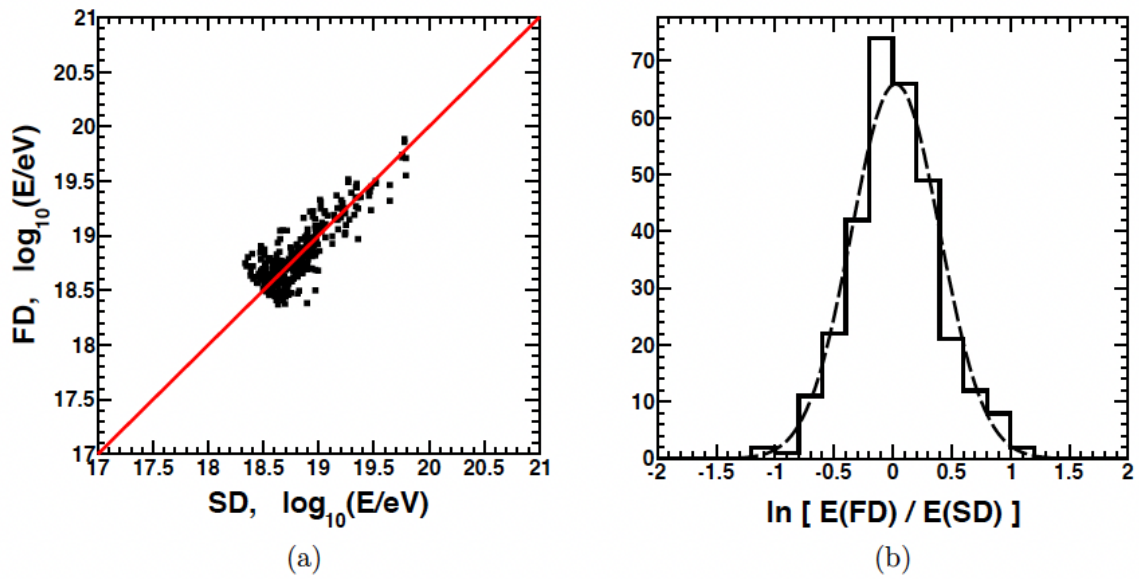


図 4.8: TA-SD と TA-FD のエネルギーの比較プロット。TA-SD のエネルギーは 1.27 で割った後のエネルギーがプロットされている。(a) E_{SD} - E_{FD} の散布図。赤の線は、 $E_{SD}=E_{FD}$ の場合を示している。(b) E_{SD} と E_{FD} の比に自然対数をとった時のヒストグラム。破線はガウス分布でフィットした時の結果を示す [35]。

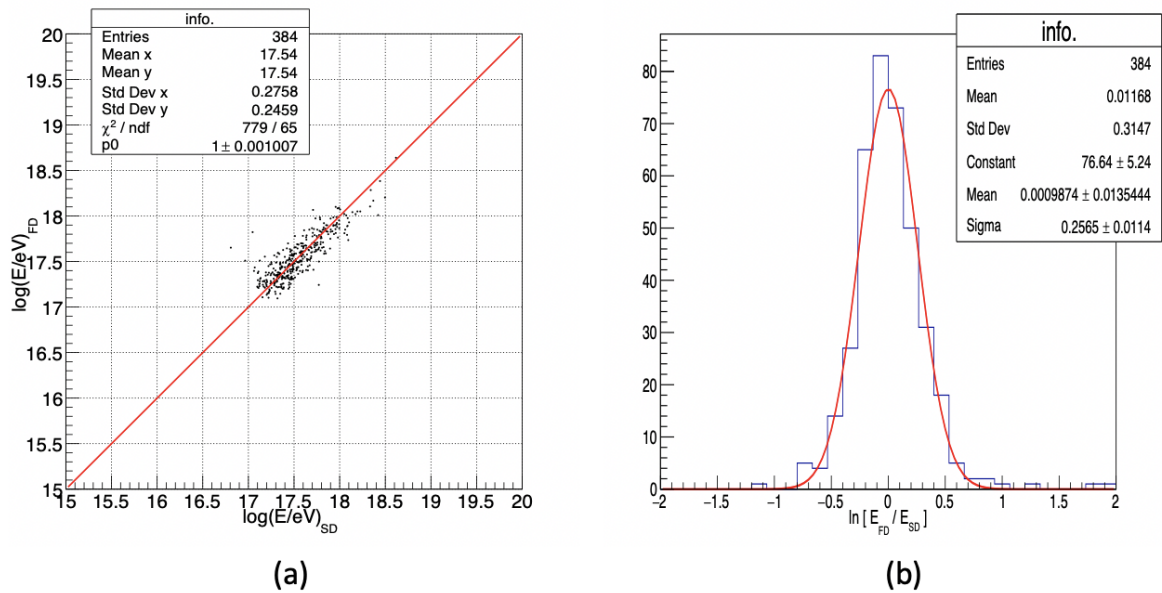


図 4.9: TALE-SD と TALE-FD のエネルギーの比較プロット。TALE-SD のエネルギーは 1.08 で割った後のエネルギーがプロットされている。(a) E_{SD} - E_{FD} の散布図。赤の線は、 $E_{SD}=E_{FD}$ の場合を示している。(b) E_{SD} と E_{FD} の比に自然対数をとった時のヒストグラム。破線はガウス分布でフィットした時の結果を示す [39]。

面積内に降らせたイベントのうちトリガーされたイベント数、 N_{thrown} は、SD の面積内に降らせたイベント数を示している。図 4.10 に 1 次宇宙線を陽子としたときの TA-SD のトリガー効率を示す。トリガー効率の集計には CORSIKA による空気シャワーシミュレーションと GEANT4 の検出器応答シミュレーションを用いている。 10^{19} eV 以上のときにトリガー効率は 97% に達しているが、 $10^{18.5}$ eV 以下から急激にトリガー効率が低くなっている。

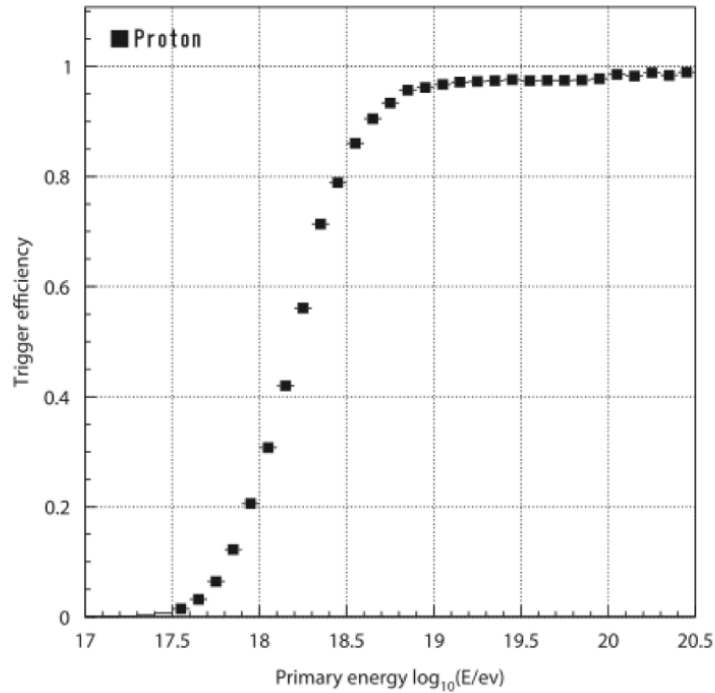


図 4.10: 1 次宇宙線を陽子としたときの TA-SD のトリガー効率。 10^{19} eV 以上のときにトリガー効率は 97% に達しているが、 $10^{18.5}$ eV 以下から急激にトリガー効率が低くなっている [24]。

4.5.2 TALE-SD のトリガー効率

TA-SD と同様に、TALE-SD でもトリガー効率の集計には CORSIKA による空気シャワーシミュレーションと GEANT4 の検出器応答シミュレーションを用いている。図 4.11 に 1 次宇宙線を陽子としたときの TALE-SD のトリガー効率を示す。現在の TALE-SD のトリガー条件は、any4 であるため、青点がトリガー効率の分布になる。 10^{18} eV 以上のところではトリガー効率は高い。

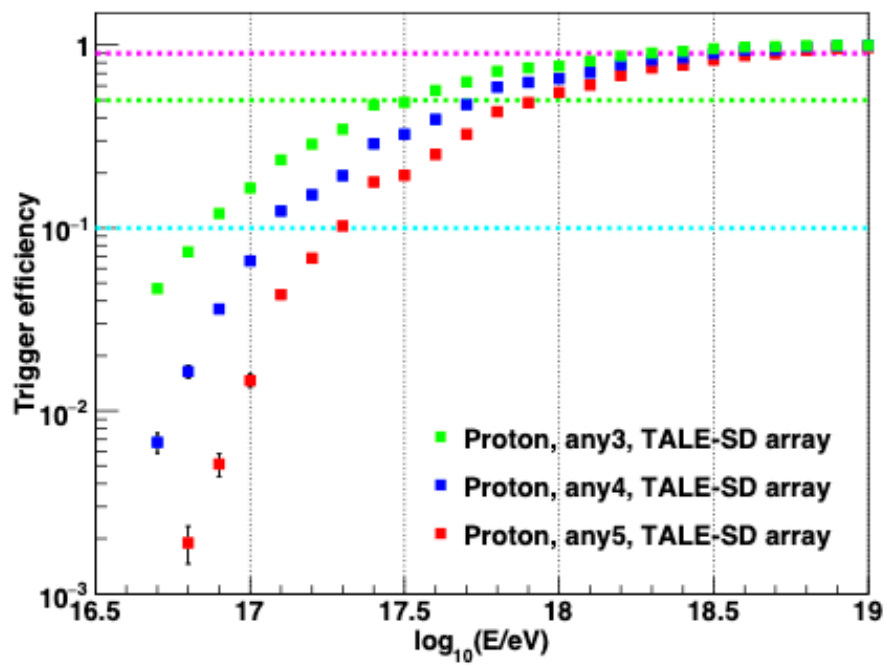


図 4.11: 1 次宇宙線を陽子としたときの TALE-SD のトリガー効率。水色の線はトリガー効率 10% を、黄緑の線はトリガー効率 50% を、ピンクの線はトリガー効率 90% を示している。[40]。

第5章 宇宙線の異方性解析

5.1 天球座標

天球の座標を表すには、あらかじめ適当な座標系を決め、それに従って位置を示している。天体は空間に位置しているため、例えば3次元の直交座標 (x,y,z) を使って位置を示すことも原理的には可能である。しかし、天空が球面を内側から見たように感じられることも考えると、天体の位置が近くても遠くても球面上に投影した形で示す球面座標をとるのが都合が良い。実際、天文学でもっとも使われる座標系は、球面座標である。ここでは天文学でよく使われる座標系を紹介する。

5.1.1 地平座標

図 5.1 に示すように観測者のいる地点を O とし、 O を中心とした天球を考える。 O の鉛直真上の点を Z とする。 Z は天頂と呼ばれる点である。その天頂方向からの傾き角 z と、鉛直線 OZ と直交している水平面でのある基準方向からの角度 A という2つの角度を使って方向を指定するのが地平座標である。 z を天頂角、 A を方位角と呼ぶ。また h は高度と呼ばれる角度で、天頂角 z と $z=90^\circ - h$ の関係がある。

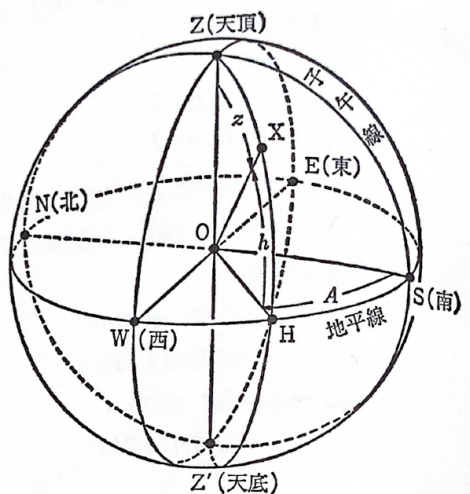


図 5.1: 地平座標。図の z を天頂角、 A を方位角と呼ぶ。また h は高度と呼ばれる角度で、天頂角 z と $z=90^\circ - h$ の関係がある [41]。

5.1.2 赤道座標

地平座標は直感的に分かりやすい座標であるが、ある恒星の方向を表そうとすると地球の自転の影響で時刻ごとにある恒星の位置は変わってしまう。恒星の位置がいつでも同じ方向であるように表す座標としてよく使われるのが赤道座標系である。赤道座標では、基準として観測者ではなく地球の地軸と赤道面を採用している。地球をとりまく非常に大きな球面として天球を考える。地球の中心は、天球の中心と一致しているものとする。地球の自転軸の北側の延長が天球と交わったところを天の北極、南への延長が天球と交わったところを天の南極という。この自転軸と直交する地球の赤道を通る平面と天球との交線を天の赤道と呼ぶ。この天の赤道をもとにして図5.2の上図のように天球上の赤緯を決めることができる。天の赤道が赤緯 0° であり、そこから北に向けて $+90^\circ$ まで、南に向けて -90° まで目盛りが刻める。次に赤道面内の経度に相当する角度のことを赤経と呼ぶ。赤経は春分点を基準として赤道面を西から東の向きに測る。この春分点というのは、地球の公転面が黄道と呼ばれていて、黄道に対して地軸は 23.4° 傾いているため、天の赤道と黄道は2点で交わる。そのうち天の赤道の南側から北側へと通過する方の交点を春分点、もう一方を秋分点と呼ぶ。これより、図5.2の下図のように春分点での赤経を 0° として 360° までの角度で表すことができる。また赤経は $360^\circ=24^h$ として時分秒で表されることも多い。慣習的に赤緯は δ で赤経は α で表される。

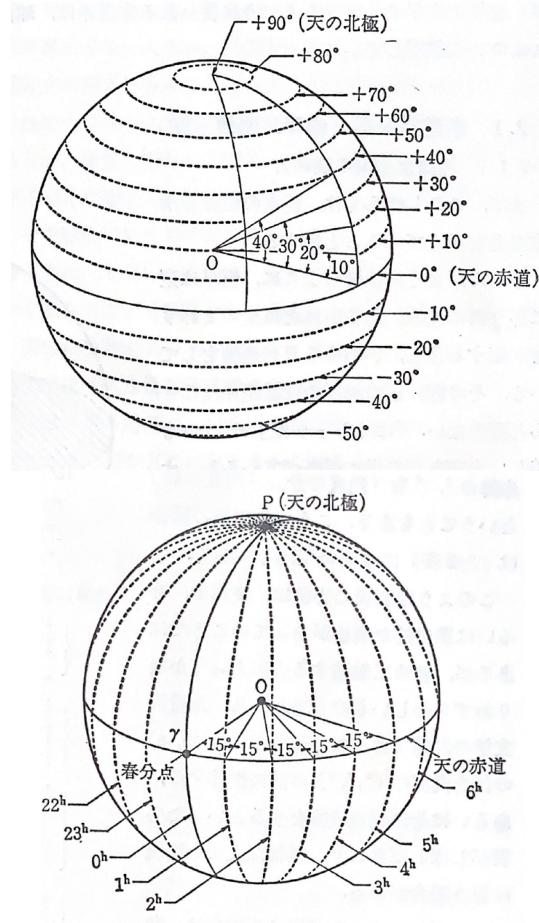


図 5.2: 赤道座標の決め方。(上) 赤緯を表す図で天の赤道を基準として北側に $+90^\circ$ まで、南側に -90° まで目盛りを刻む。(下) 赤経を表す図で春分点を基準として 360° までの角度を表す。

5.1.3 地平座標から赤道座標への変換

観測者のいる地点の緯度を φ とし、天球上に地平座標と赤道座標の両方を重ねて書くと図 5.3 に示したようになる。ここである天体についての地平座標での方向から赤道座標への変換は以下の式で変換できる。

$$\cos \delta \sin H = \sin h \sin A \quad (5.1)$$

$$\cos \delta \cos H = \sin h \cos \varphi + \cos h \sin \varphi \cos A \quad (5.2)$$

$$\sin \delta = \sin h \sin \varphi - \cos h \cos \varphi \cos A \quad (5.3)$$

$$\alpha = \Theta + \lambda - H \quad (5.4)$$

ここで、 α は赤経、 δ は赤緯、 H は時角、 Θ はグリニッジ恒星時、 h は高度、 A は方位角、 λ は経度、 φ は緯度を表している。時角というのは、ある経度にいる観測者から見て、天体が赤道面内で西向きに何度離れているかを表す角度である。グリニッジ恒星時は時刻と関係のある値である。恒星時については後の節で記述する。変換式からわかるように、観測した天体の地平座標、観測地点の経緯度、観測時刻が分かれば地平座標から赤道座標への変換ができる。

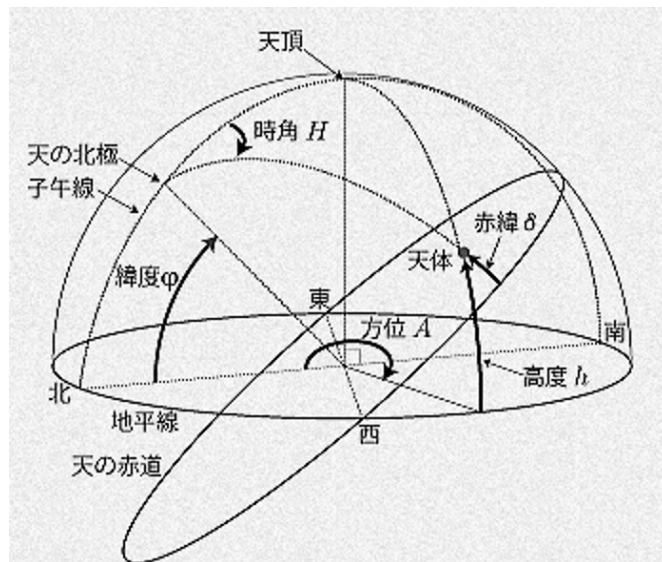


図 5.3: 地平座標と赤道座標の関係 [41]。

5.1.4 恒星時

恒星時は春分点の時角として定義されるものである。本初子午線から見た春分点までの時角のことをグリニッジ恒星時という。また、観測者の子午線から春分点までの時角のことを地方恒星時という。この様に恒星時は、天体の方向とは関係なく時刻で決まる量であり、観測時間が一樣なとき、この分布は一樣な分布になる。恒星時は世界時を使って次の式を使って変換できる。(世界時での年を Y 、月を M 、日を D 、時間を h 、分を m 、秒を s で表す。ただし、1月と2月はそれぞれ前年の13月、14月として代入する。また、 $[]$ は整数部分を取り出す。)

$$JD = [365.25Y] + \left[\frac{Y}{400} \right] - \left[\frac{Y}{100} \right] + [30.59(M-2)] + D + 1721088.5 + \frac{h}{24} + \frac{m}{1440} + \frac{s}{86400} \quad (5.5)$$

$$MJD = JD - 2400000.5 \quad (5.6)$$

$$\theta_G = 24^h \times \left(0.67239 + \frac{T}{365.2422} \times (MJD - 40000.0) \right) \quad (5.7)$$

$$\left(\left(0.67239 + \frac{T}{365.2422} \times (MJD - 40000.0) \right) \right) \text{の値から小数点以下のみを使う} \quad (5.8)$$

$$\theta = \theta_G - \lambda$$

ここで、JD はユリウス日と呼ばれ、世界時で西暦-4713 年 11 月 24 日の正午を 0 日目とし、日の単位で数えた日数である。MJD は修正ユリウス日と呼ばれ、世界時で西暦 1858 年 11 月 17 日の 0 時を 0 日目とし、日の単位で数えた日数である。(5.7) 式で、 $T=366.2422$ のとき、 θ_G はグリニッジ恒星時、 θ は地方恒星時である。 $T=364.2422$ のとき、 θ は反恒星時である。恒星時分布に異方性があった場合、それは太陽時恒星時 (1 日の間の気温の変化などに起因) と、季節による年変化の組み合わせによる偽の恒星時異方性の可能性がある。そのときに、もしそれが偽の恒星時異方性であるならば、同じ振幅で反恒星時にも異方性が出る。この様に反恒星時は、恒星時分布の異方性が偽の恒星時異方性かどうか調べるために用いる。

5.2 赤経分布異方性

5.2.1 dipole 構造

dipole 構造とは、 \cos または \sin 型で表せる構造のことである。図 5.4 の上図に宇宙線が等方的に到来したときと dipole 構造で到来したときのイメージを示す。矢印が宇宙線を示していて、矢印が太いほど宇宙線の量が多いことを示している。この構造は、ある方向が最大強度のとき、そこから反対方向に向かって強度は減少していき、ちょうど最大強度と逆方向で最小強度となるような構造である。この構造を使って図 5.4 の下図のように宇宙線の赤経分布に対してフィットを行う。その時のフィット関数は以下である。

$$I = 1 + r_\alpha \cos(\alpha - \phi_\alpha) \quad (5.9)$$

この式の α は赤経を表していて、 r_α と ϕ_α はそれぞれ振幅と位相という。ここでの位相は分布の最大値の赤経方向を示していて、振幅は位相の方向にどれくらいの異方性があるかを示す値である。

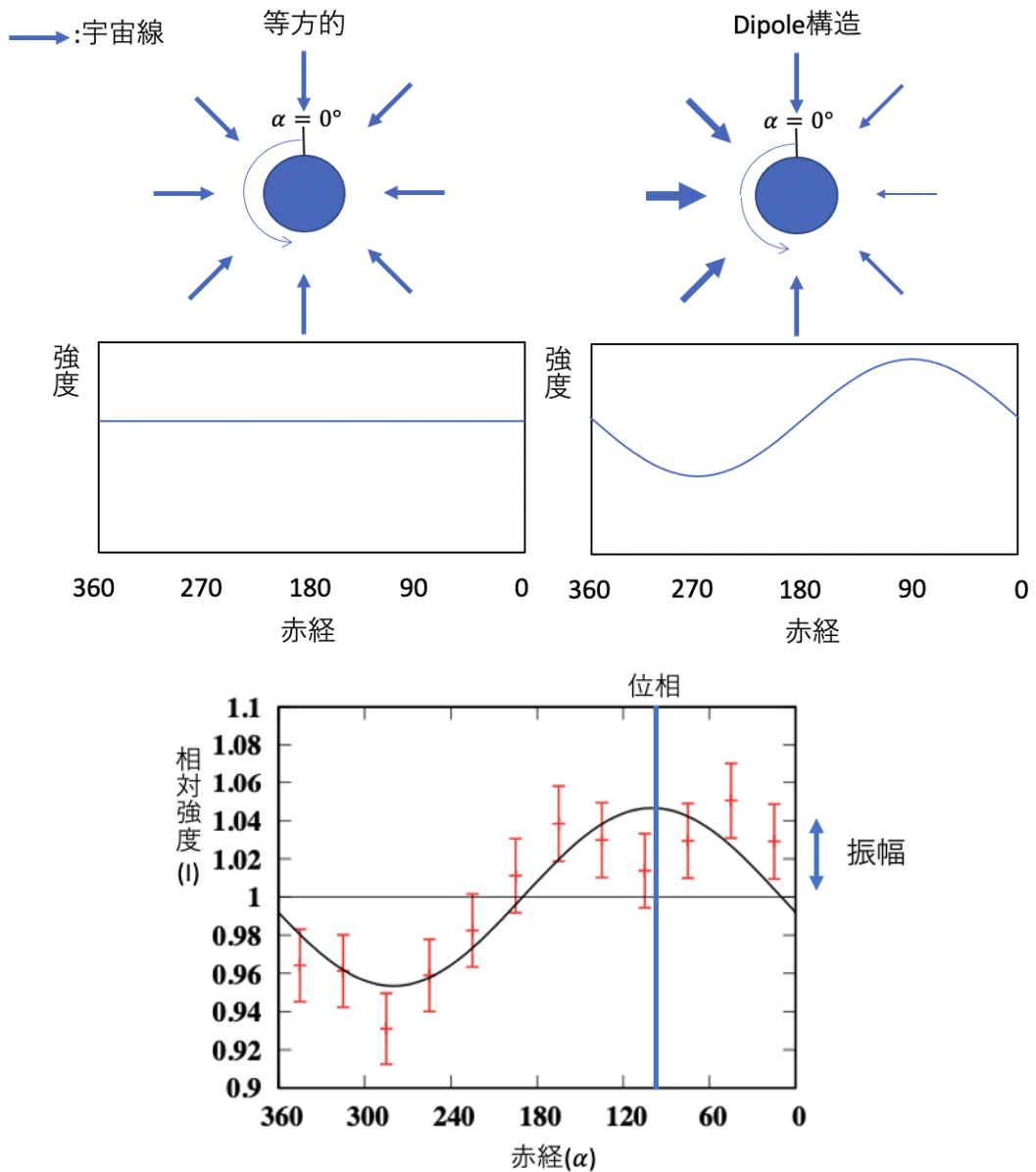


図 5.4: (上) 宇宙線が等方的に到来したときと dipole 構造で到来したときのイメージ。青いのが地球で自転軸が紙面に垂直方向に通っている。矢印が宇宙線を示していて、矢印が太いほど宇宙線の量が多いことを示している。等方的な場合は、どの方向からも同じ量の宇宙線が来ていて赤経分布は一定になる。dipole 構造の場合は、ある方向からの宇宙線の量が多く、それが逆方向に向かうにつれ量が少なくなっていく、真逆の方で量が最小になる。そのとき赤経分布は、 \cos 型になる。(下) 赤経分布の dipole 構造の例 [17]。図の青い両矢印が振幅、青い線が位相を示している。

5.2.2 モンテカルロシミュレーションを用いた N_{exp}

一般に宇宙線の異方性解析では、モンテカルロシミュレーションを使うことは少なく、赤経分布の縦軸は図 5.4 の様に相対強度、すなわち $N_{\text{obs}}/\text{定数}$ 、で表されることが多い。本研究ではモン

モンテカルロシミュレーションを用いて赤経分布の強度を残留強度と定義した下記の式で表す。

$$\text{残留強度} = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}}}{N_{\text{exp}}} \quad (5.10)$$

ここでの N_{obs} はデータのイベント数、 N_{exp} は宇宙線が等方的に到来すると仮定したモンテカルロシミュレーションで求めたイベント数の期待値を表す。この様に残留強度で表す理由は、一部の地表検出器が故障などで停止していた期間は、検出効率が下がり、結果としてある方向での宇宙線の検出数が少なくなり、図 5.5 の上図のように実データで本来であればあるはずのない異方性が見えてしまう可能性がある。そのため、ひとつひとつの検出器の状態を考慮して等方的に宇宙線を降らせてモンテカルロシミュレーションを行う。それにより、図 5.5 の上図で見えていた異方性が検出器の状態によるものであれば、下図のようにモンテカルロシミュレーションでも同じところに異方性が見えるはずである。実データの赤経分布からモンテカルロの赤経分布を差し引くことで検出効率の変化による見かけの異方性を取り除いた赤経分布にできる。

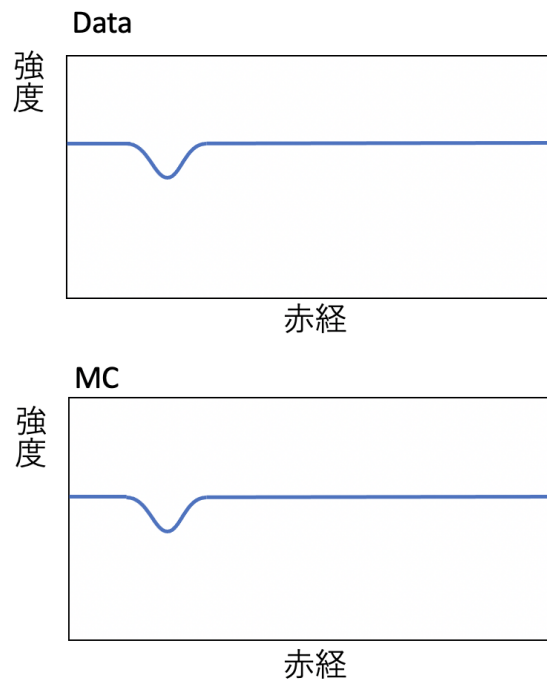


図 5.5: (上) 実データの赤経分布、(下) 個々の検出器の状態を考慮してモンテカルロシミュレーションの赤経分布。実データの分布で個々の検出器の状態により、上図の様な本来あるはずのない異方性が見えてしまった場合、モンテカルロシミュレーションでも下図の様に同じところに異方性が見えるはずである。

5.2.3 イベントセット

ここでは、宇宙線の赤経分布異方性の解析に使った TA-SD と TALE-SD のイベントセットについて記述する。

TA-SD イベントセット

TA-SD では、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域で 2008 年 5 月 11 日から 2019 年 5 月 11 日までの 11 年間のイベントを用意した。その TA-SD イベントに対するカット条件を下記に示す。

- レベル 1 トリガーを出した検出器の台数 ≥ 5
- 天頂角 $< 45^\circ$
- $\chi_G^2/\text{ndf}, \chi_{\text{LDF}}^2/\text{ndf} < 4$
- $(\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2)^{1/2} < 5^\circ$
- $\sigma_{S800}/S800 < 0.25$
- 最も明るい検出器の上下左右の検出器が稼働していること

上記の条件の θ と ϕ は、それぞれ天頂角と方位角を表していて、 σ_θ と σ_ϕ はそれぞれの不定性を表す。また、 σ_{S800} は S800 の不定性を表す。この条件は、TA-SD の 8.8 EeV 以上の異方性解析 [2] でのイベントカット条件と同じカット条件を用いている。このイベントに合わせて、モンテカルロシミュレーションは、1 次宇宙線を陽子として、10 分ごとの個々の検出器の稼働状況を考慮した上で、データの期間に対して空気シャワーの到来時刻が一様になる様にして降らせた。降らせ方としては、天頂角を 0° から 60° まで、方位角を 0° から 360° までの範囲で等方的に、コア位置は TA-SD の検出器を覆う半径 25 km の円でランダムに降らせた。このシミュレーションのイベントに対しても、上記と同じイベントカット条件を適用した。

TALE-SD イベントセット

TALE-SD では、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域で 2019 年 10 月 2 日から 2021 年 9 月 28 日までの 2 年間のイベントを用意した。その TALE-SD イベントに対するカット条件を下記に示す。

- レベル 1 トリガーを出した検出器の台数 ≥ 5
- 天頂角 $< 45^\circ$
- $\chi_G^2/\text{ndf} \leq 4, \chi_{\text{LDF}}^2/\text{ndf} \leq 2$
- $(\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2)^{1/2} < 2.5^\circ$
- $\sigma_{S600}/S600 < 0.25$

上記の条件の σ_{S600} は S600 の不定性を表す。この条件は、エネルギーの決定精度が良くなる様に決められている。このイベントに合わせて、モンテカルロシミュレーションは、1 次宇宙線を陽子として、10 分ごとの個々の検出器の稼働状況を考慮した上で、データの期間に対して空気シャワーの到来時刻が一様になる様にして降らせた。降らせ方としては、天頂角を 0° から 65° まで、方位角を 0° から 360° までの範囲で等方的に、コア位置は TALE-SD の検出器を覆う半径 5.5 km の円でランダムに降らせた。このシミュレーションのイベントに対しても、上記と同じイベントカット条件を適用した。

5.3 宇宙線の季節依存性

5.2.3 節の TA-SD と TALE-SD のイベントセットに対して横軸が月 (1 ビンが 1 ヶ月) のヒストグラムをかくと、図 5.6 の様になる。図 5.6(左) がエネルギー領域が 4 EeV から 8 EeV までの TA-SD のイベントセット、図 5.6(右) がエネルギー領域が 1 EeV から 3 EeV までの TALE-SD のイベントセットを表していて、黒点がデータイベント (以降では DATA と記述する。)、赤線がモンテカルロシミュレーションのイベント (以降では MC と記述する。)を表している。これらの分布から、夏 (7~9 月頃) にイベントが多く、冬 (12~2 月頃) にイベントが少ない傾向が見られる。夏は、大気が膨張するため大気密度が小さくなり、空気シャワー粒子が地上に届きやすくなる。この影響により、SD では粒子密度からエネルギーを決めているため、夏ではエネルギーを本来のエネルギーよりも過大評価される。冬では、夏の逆で大気密度が大きくなり、空気シャワー粒子が地上に届きにくくなることより、過小評価される。この影響を補正するため、GDAS(Global Data Assimilation System) を使って大気密度を求め、その大気密度を使って 1 次宇宙線のエネルギーの補正を行い、DATA と MC が合う様に補正する。

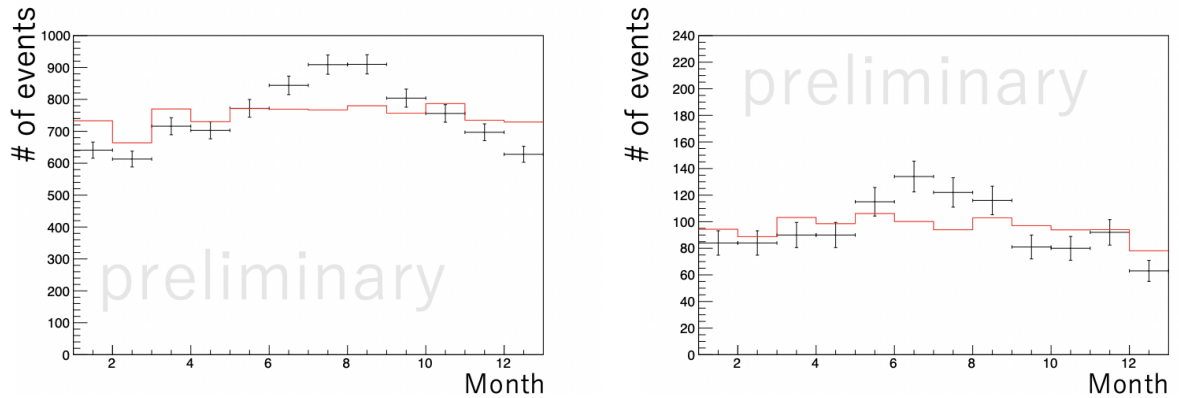


図 5.6: エネルギー補正を行う前の TA-SD を使ったエネルギー領域が 4 EeV から 8 EeV までのイベント (左) と TALE-SD を使ったエネルギー領域が 1 EeV から 3 EeV までのイベント (右) の月ごとの分布。どちらも黒が DATA、赤が MC を示していて、1 ビンが 1 ヶ月である。

5.3.1 GDAS

GDAS は気球、航空機、船、人工衛星、地上観測所などの観測データの解析と数値予報モデルを組み合わせたデータ同化予報システムで、主に他の予報システムに対して初期条件を提供することを目的とする [42][43]。このプロダクトは 1° 間隔の全経緯度に対して、世界標準時の 0 時、6 時、12 時、18 時の 1 日 4 時刻提供されている。出力パラメータは、指定気圧面や地表における高度、気圧、温度、湿度である。

5.3.2 大気密度を使ったエネルギー補正

大気密度による補正を行うために、図 5.7 の左上図の様な大気密度の分布を描く。この図は TA-SD の 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域での分布を示す。この図の横軸は、密度/平均密度で、縦軸がイベント数である。密度は、各イベント時刻での TA の観測高度 (平均標高 1400 m)

における大気密度である。これは、GDAS から導いていて GDAS は 1 日 4 時刻提供されているため、時間分解能は 3 時間である。また、MC は、データの観測期間に合わせて一様に降らせているため、時刻情報を持っている。そのため、その時刻の大気密度を MC も持っている。平均密度は、TA の標高での平均の密度であり、値は $1.042 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ とした。この分布の DATA と MC の比をとった図を図 5.7 の左下図に示す。横軸は、図 5.7 の左上図と同じで、縦軸が DATA/MC で示していて、黒点はその分布を示す。図 5.7 の右の上下の図は、TALE-SD の 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域での分布を示している。分布の見方は、左側の TA-SD と同様である。

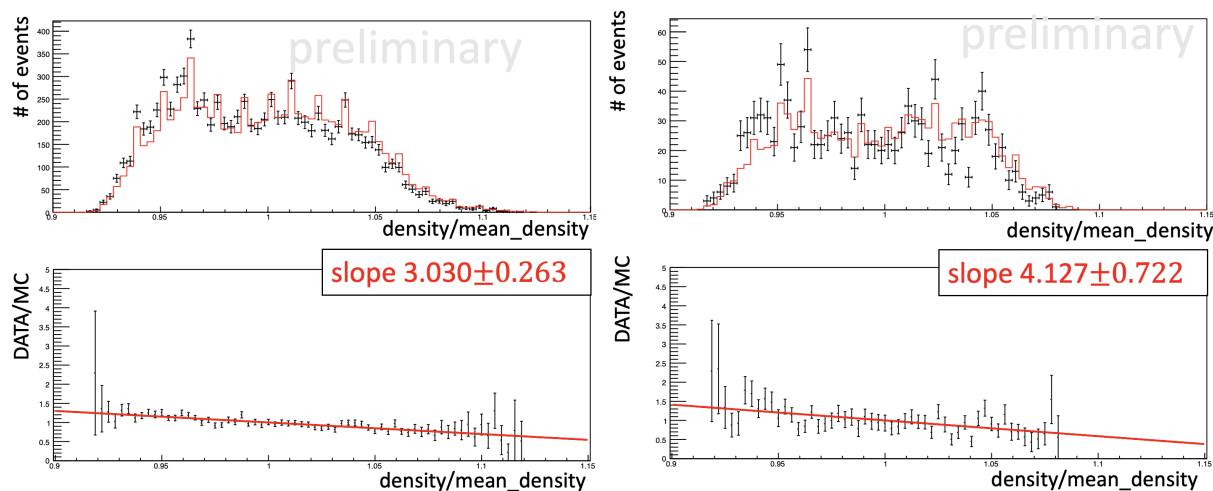


図 5.7: 左の図が TA-SD での 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域での分布、右の図が TALE-SD での 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域での分布。左右の図の上図は、横軸が、密度/平均密度で、縦軸がイベント数である。黒点が DATA、赤線が MC である。左右の図の下図は、DATA と MC の比を黒点で示し、フィットした直線が赤線である。TA-SD においても TALE-SD においても下の分布が傾きを持っている。

図 5.7 の左下と右下の図は、宇宙線が、大気密度によって影響を受けないのであれば、図 5.7 の下図は比が 1 になるはずであるがこの分布は、傾きを持っている。この傾きを調べるために下記の式でフィットする。

$$\text{DATA/MC} = 1 - \text{slope} \times (\text{density/mean_density} - 1) \quad (5.11)$$

(5.11) 式のフィットパラメータは、slope である。TA-SD の分布でフィットした結果は、 $\text{slope}=3.030 \pm 0.263$ となった。TALE-SD の分布でフィットした結果は、 $\text{slope}=4.127 \pm 0.722$ となった。これらの slope の値を使って、エネルギーの補正を下記の式で行う。

$$C.F. = 1/[1 - \text{slope} \times (\text{density/mean_density} - 1)]^{1/\gamma} \quad (5.12)$$

$$E_{\text{correction}} = E \times C.F. \quad (5.13)$$

C.F. が補正のファクターである。 γ は、積分スペクトルを使って表されたもので、本研究で解析したエネルギー領域では、積分スペクトルは 1.7 になり、トリガー効率がほぼ 100% のときは $\gamma=1.7$ が使える。4.5 節から、TALE-SD では 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域でトリガー効率は高いが、TA-SD では 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域でトリガー効率は急激に下がる。また、 γ はイベントカット後のエネルギー分布の傾き具合を表すものであるため、イベントカット

条件の影響も含まれる。そこでこれらを考慮するため、各エネルギーに対し、 $N_{\text{REC}}/N_{\text{GEN}}$ で表される再構成効率を使う。 N_{REC} は、イベント再構成後イベントカット条件をクリアしたイベント数、 N_{GEN} は、SD の面積内に降らせたイベント数を表す。図 5.8 の上図に再構成効率を示す。この再構成効率に $E^{-1.7}$ を掛けて、そのときの 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域を $E^{-\alpha}$ でフィットする。そのときの α を (5.12) 式の γ とした。図 5.8 の下図にトリガー効率に $E^{-1.7}$ を掛けた分布を示す。4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域で $\gamma=1.0$ となった。これより、補正ファクターのパラメータとして、TA-SD では、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域で slope=3.0、 $\gamma=1.0$ を使い、TALE-SD では、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域で slope=4.1、 $\gamma=1.7$ を使った。これを、FD のエネルギーに合う様に補正された後のエネルギー E に掛けることにより、補正後のエネルギー $E_{\text{correction}}$ を算出する。

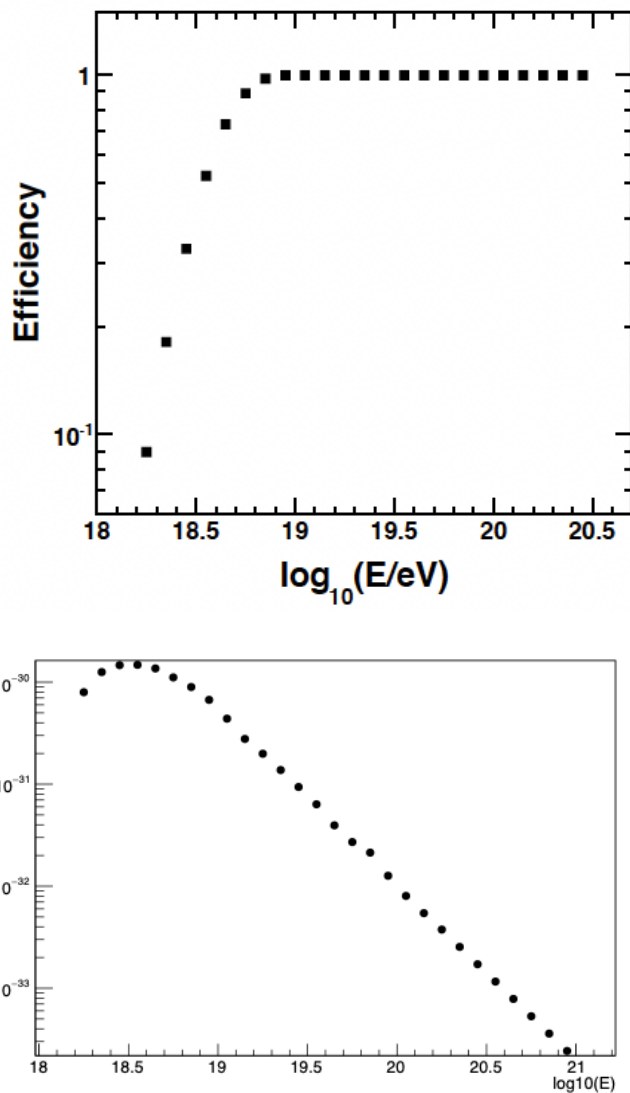


図 5.8: (上) 再構成効率。再構成効率は、 $N_{\text{REC}}/N_{\text{GEN}}$ で計算される。 N_{REC} は、イベント再構成後イベントカット条件をクリアしたイベント数、 N_{GEN} は、SD の面積内に降らせたイベント数を表す [35]。(下) 再構成効率に $E^{-1.7}$ を掛けた分布。4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域を $E^{-\alpha}$ でフィットすると $\alpha=1.0$ であった。

補正後のエネルギーを用いて、TA-SD では 4 EeV から 8 EeV まで、TALE-SD では 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域を選び直し、図 5.7 と同じ分布を描き直す。補正したエネルギーを選び直した後の大気密度の分布を図 5.9 に示す。TA-SD でも TALE-SD でも DATA と MC の比が 1 に近くなった。フィット結果である slope も、TA-SD で $\text{slope}=0.211\pm 0.271$ 、TALE-SD で $\text{slope}=-0.138\pm 0.740$ となり、どちらも誤差の範囲で 0 になる結果となった。また、月ごとの分布も図 5.10 の様に TA-SD(左図) でも TALE-SD(右図) でも DATA と MC で合う様になった。

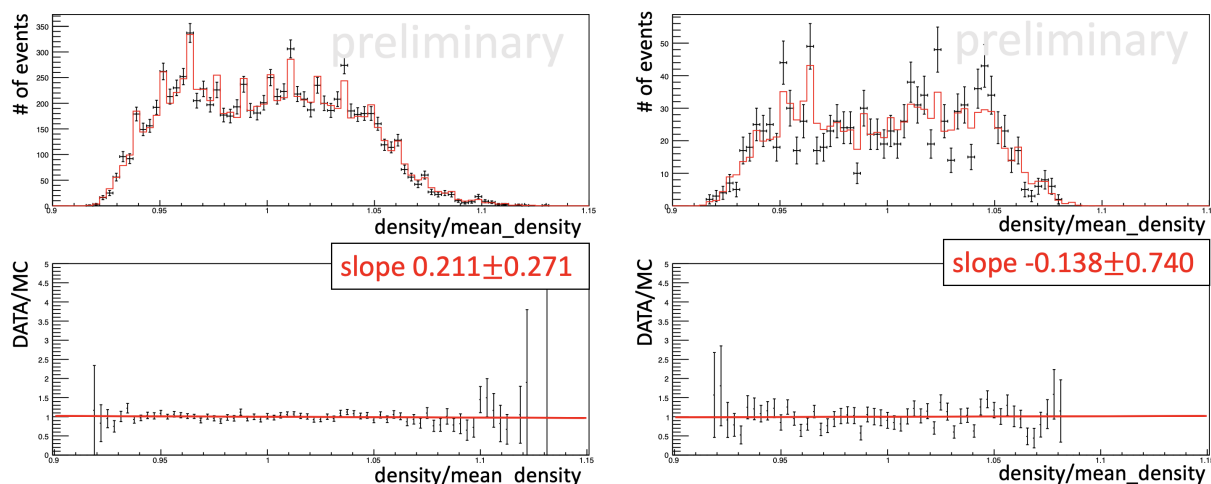


図 5.9: 左の図が TA-SD でエネルギーを補正した後の 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域での分布、右の図が TALE-SD でエネルギーを補正した後の 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域での分布。左右の図の上図は、横軸が、密度/平均密度で、縦軸がイベント数である。黒点が DATA、赤線が MC である。左右の図の下図は、DATA と MC の比を黒点で示し、フィットした直線が赤線である。フィット結果は、どちらも誤差の範囲で 0 になることが分かった。

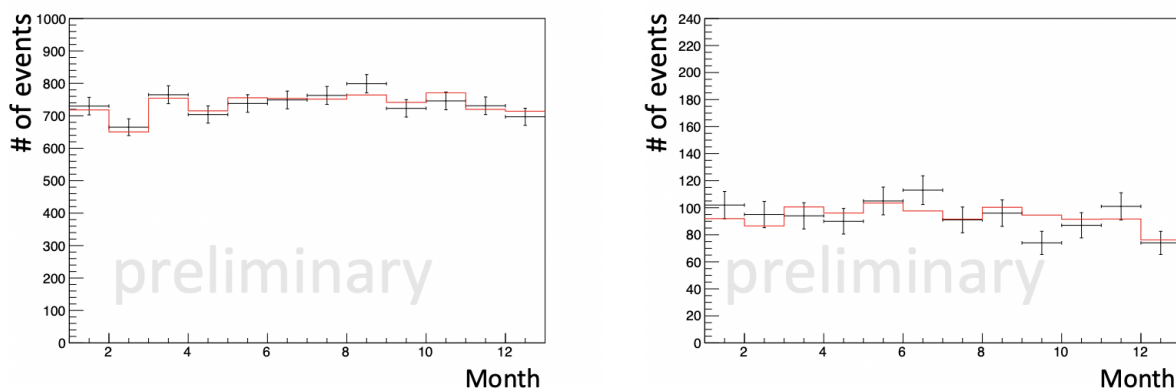


図 5.10: エネルギー補正を行った後に TA-SD を使って 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域を選び直した後のイベント (左) と TALE-SD を使って 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域を選び直した後のイベント (右) の月ごとの分布。どちらも黒が DATA、赤が MC を示していて、1 ビンが 1 ヶ月である。DATA と MC が合う様になっているのがわかる。

第6章 異方性解析結果

6.1 TA-SD を使った 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の異方性解析

TA-SD を用いた異方性解析は、8.8 EeV 以上のエネルギーでは解析されている [2] が、それ以下のエネルギーで解析が報告されている論文はまだない。そこで 8.8 EeV 以下のエネルギーの異方性解析として、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域での解析を行う。ここで、4 EeV から 8 EeV までというのは、Pierre Auger 実験の解析結果 [1] とエネルギー領域を合わせている。

5.2.3 節のイベントカット条件を適用した後の DATA と MC のエネルギー分布を図 6.1 に示す。この分布は、 $10^{18.5}$ eV から $10^{19.0}$ eV までのエネルギー領域でプロットしている。黒点が DATA、赤線が MC を示している。また、MC は DATA のスケールに合う様に、MC の各ビンに DATA の全イベント数/MC の全イベント数を掛けている。この分布のうち、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域のイベント数は、DATA が 8993 イベント、MC が 1154163 イベント (DATA の約 130 倍) であった。また、5.3 節の宇宙線の季節依存性の補正を行い、再度 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域を選び直すと、DATA は 8810 イベントであった。後述の結果は、この補正を行った後のイベントを用いた。

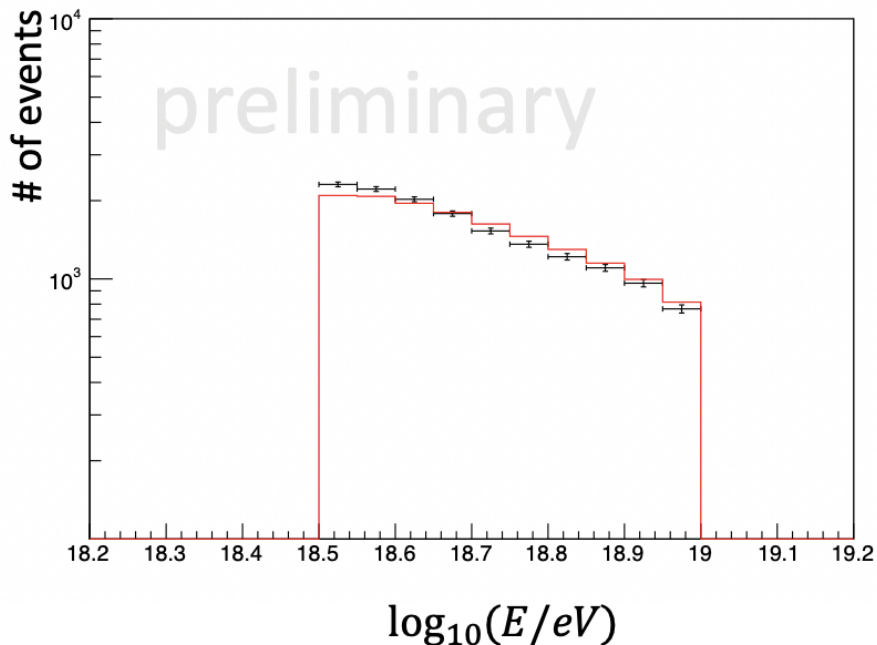


図 6.1: イベントカット後の TA-SD のエネルギー分布。 $10^{18.5}$ eV から $10^{19.0}$ eV までのエネルギー領域でプロットしている。黒点が DATA、赤線が MC を示す。

6.1.1 DATA と MC の比較

様々なパラメータについて DATA と MC がよく合っているか確認を行った。図 6.2 に 8 つのパラメータに対して DATA と MC を比較した図を示す。左上が天頂角分布、右上が方位角分布、左真ん中が赤経分布、右真ん中が赤緯分布、左下が月ごと (1 ビンが 1 ヶ月) の分布、右下が時間ごと (1 ビンが 1 時間) の分布を示している。これらの分布は、黒点が DATA、赤線が MC を示す。各分布の上にならされているものは、Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示している。8 つの分布より、DATA と MC がよく合っていることが分かった。また、図 6.3 の左の図に恒星時、右の図に反恒星時の分布を示す。これらの分布が一様であることから時間的に一様に観測を行っていることが分かった。

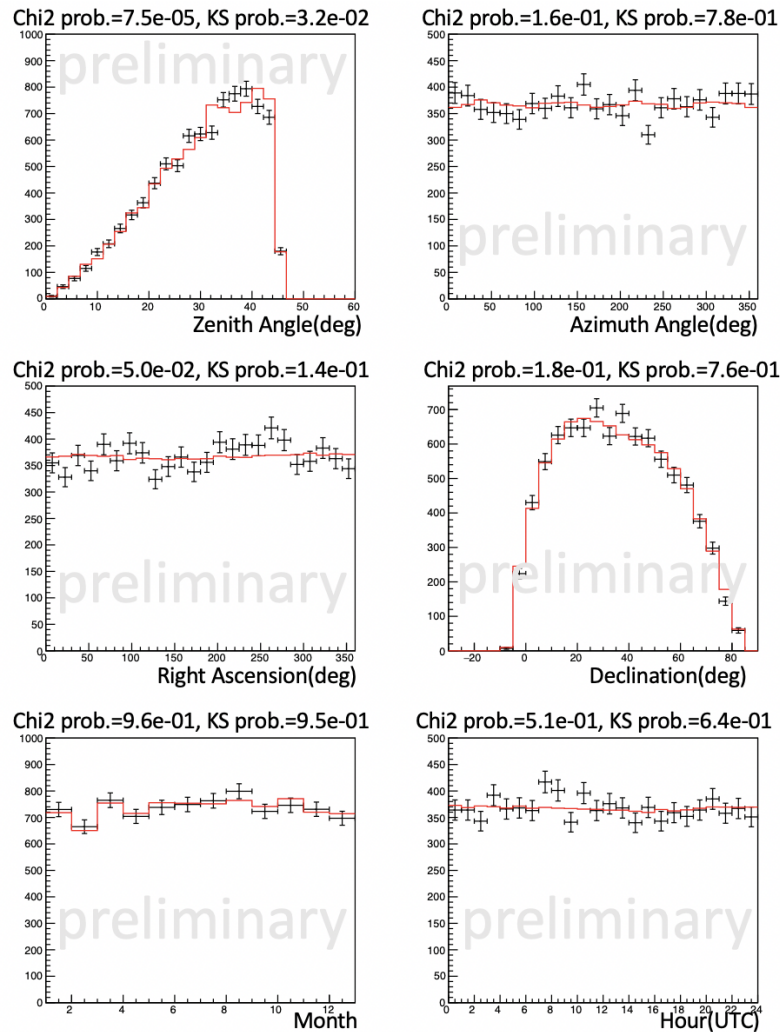


図 6.2: TA-SD を使った 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の DATA と MC の比較の分布。(左上) 天頂角分布、(右上) 方位角分布、(左真ん中) 赤経分布、(右真ん中) 赤緯分布、(左下) 月ごと (1 ビンが 1 ヶ月) の分布、(右下) 時間ごと (1 ビンが 1 時間) の分布。黒点が DATA、赤線が MC を示す。Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示すものである。

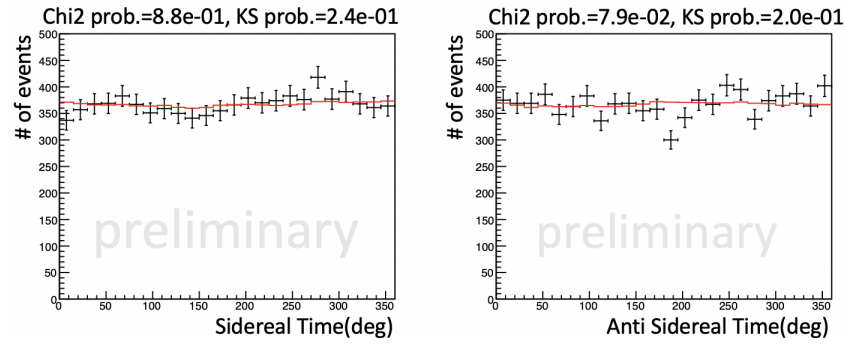


図 6.3: (左) 恒星時分布。(右) 反恒星時分布。黒点が DATA、赤線が MC を示す。Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示すものである。これらの分布が一樣であることから時間的に一樣に観測を行えていることが分かった。

6.1.2 赤経分布の dipole 異方性

赤経分布について dipole 構造を探るために、横軸を赤経、縦軸を残留強度 $(N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}})/N_{\text{exp}}$ でプロットした分布に対して dipole 異方性を探るため、下記の関数でフィットした。

$$r_{\alpha} \cos(\alpha - \phi_{\alpha}) \quad (6.1)$$

ここで、 r_{α} が振幅、 ϕ_{α} が位相を示す。図 6.4 に赤経分布に対して、(6.1) の関数でフィットした結果を示す。黒が分布のプロット、赤がフィット結果を示す。フィット結果は、振幅 = 0.044 ± 0.016 、位相 = $225^{\circ} \pm 20^{\circ}$ となった。また、フィットの合い具合を示す reduced chi square は、 $\chi^2/\text{ndf} = 15.0/10$ となった。この振幅の結果は、値に対して誤差が大きく有意度は 2.7σ ほどであり、有意性のある結果は得られなかった。

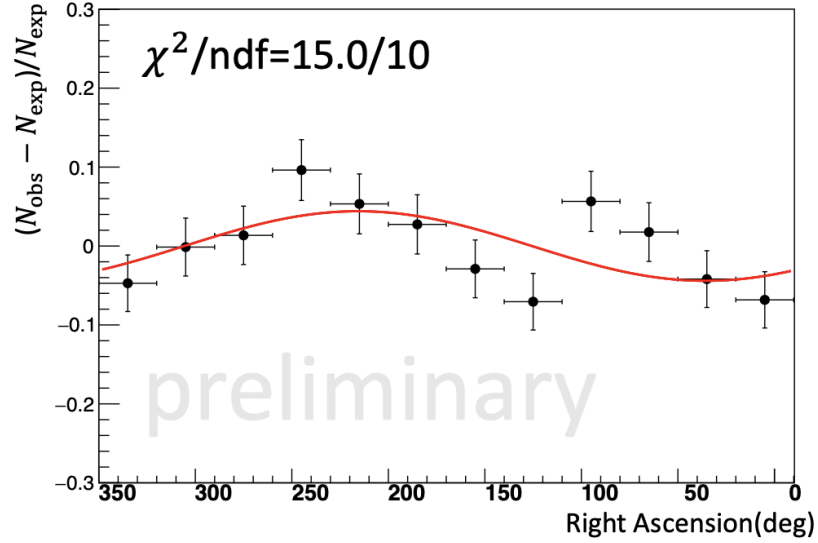


図 6.4: TA-SD を使った 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の赤経分布を dipole の関数でフィットした結果。横軸を赤経、縦軸を残留強度 $(N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}})/N_{\text{exp}}$ でプロットした分布である。黒が分布のプロット、赤がフィット結果を示す。フィット結果は、振幅 = 0.044 ± 0.016 、位相 = $225^\circ \pm 20^\circ$ 、reduced chi square は、 $\chi^2/\text{ndf}=15.0/10$ となった。

6.1.3 天球図

赤道座標で表した天球図を図 6.5 に示す。この天球図は、右側が赤経 0° 、左側が赤経 360° である。赤緯は、真ん中を 0° にして上側に $+90^\circ$ 、下側に -90° をとっている。これらの図は、ある 1 つのイベントに対してそのイベントの周り 45° 以内を $1^\circ \times 1^\circ$ 間隔でサンプリングして全イベントを重ね書きしている。上図は、それを残留強度で示している。下図は、Li&Ma significance で示された天球図で下記の式で算出される。

$$S_{LM} = \sqrt{2} \left[N_{\text{obs}} \ln \left(\frac{(1 + \eta)N_{\text{obs}}}{\eta(N_{\text{obs}} + N_{\text{exp}})} \right) + N_{\text{exp}} \ln \left(\frac{(1 + \eta)N_{\text{exp}}}{N_{\text{obs}} + N_{\text{exp}}} \right) \right]^{1/2} \quad (6.2)$$

ここで、 η は DATA の全イベント数/MC の全イベント数を表す。赤い分布の領域があると宇宙線の過剰を示していて、赤経が 250° 付近で赤い領域が見られた。Li&Ma significance で見ると、その領域の有意度は 2.5σ 程度であった。

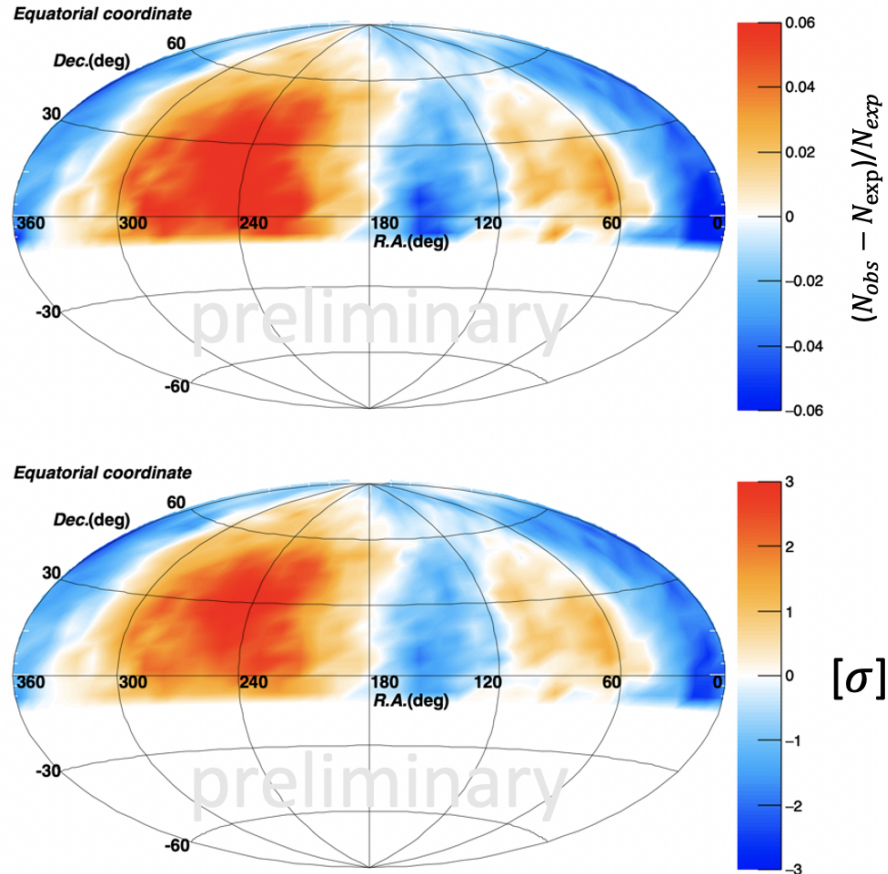


図 6.5: 赤道座標で表した TA-SD を使った 4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の天球図。(上) 残留強度 $((N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}})/N_{\text{exp}})$ で表した天球図。(下) Li&Ma significance で表した天球図。赤い分布の領域があると宇宙線の過剰を示していて、赤経が 250° 付近で赤い領域が見られた。Li&Ma significance で見ると、その領域の有意度は 2.5σ 程度であった。

6.2 TALE-SD を使った 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の異方性解析

4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域より低いエネルギーの異方性解析として、TA-SD ではトリガー効率が著しく低いため、TALE-SD のデータを使用した。Pierre Auger 実験では、2 EeV から 4 EeV までのエネルギー領域で解析が行われている [1] が、TALE-SD では検出面積と観測期間から 2 EeV 以上のイベント数は少ないため、下限を 1 EeV にした。また、4.1.2 節の図 4.3 から TALE のエネルギーテーブルの上限は、 $10^{18.5}$ eV であるため、それに合わせて上限を 3 EeV とした。

5.2.3 節のイベントカット条件を適用した後の DATA と MC のエネルギー分布を図 6.6 に示す。この分布は、 $10^{18.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー領域でプロットしている。黒点が DATA、赤線が MC を示している。また、MC は DATA のスケールに合う様に、MC の各ビンに DATA の全イベント数/MC の全イベント数を掛けている。この分布のうち、1 EeV から 3 EeV までのエ

エネルギー領域のイベント数は、DATA が 1151 イベント、MC が 857761 イベント (DATA の約 760 倍) であった。また、5.3 節の宇宙線の季節依存性の補正を行い、再度 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域を選び直すと、DATA は 1122 イベントであった。後述の結果は、この補正を行った後のイベントを用いた。

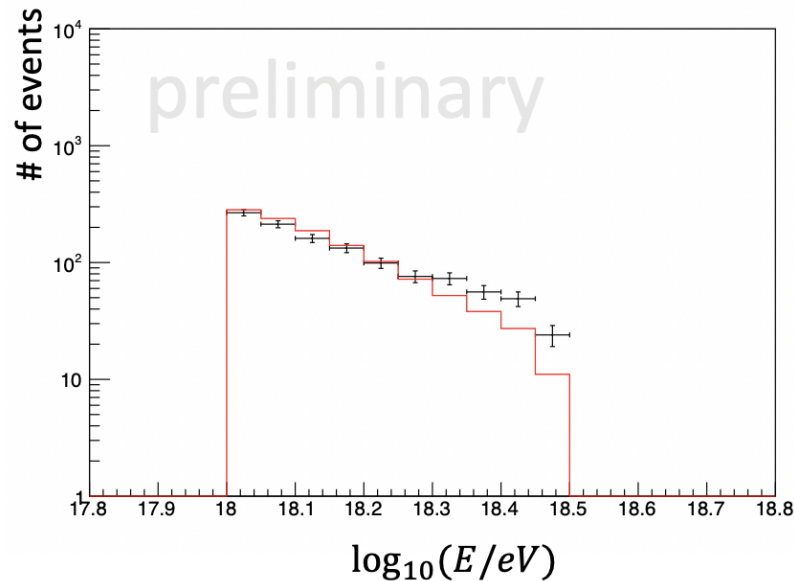


図 6.6: イベントカット後の TALE-SD のエネルギー分布。 $10^{18.0}$ eV から $10^{18.5}$ eV までのエネルギー領域でプロットしている。黒点が DATA、赤線が MC を示す。

6.2.1 DATA と MC の比較

様々なパラメータについて DATA と MC がよく合っているか確認を行った。図 6.7 に 8 つのパラメータに対して DATA と MC を比較した図を示す。左上が天頂角分布、右上が方位角分布、左真ん中が赤経分布、右真ん中が赤緯分布、左下が月ごと (1 ビンが 1 ヶ月) の分布、右下が時間ごと (1 ビンが 1 時間) の分布を示している。これらの分布は、黒点が DATA、赤線が MC を示す。各分布の上にならされているものは、Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示している。8 つの分布より、DATA と MC がよく合っていることが分かった。また、図 6.8 の左の図に恒星時、右の図に反恒星時の分布を示す。これらの分布が一様であることから時間的に一様に観測を行えていることが分かった。

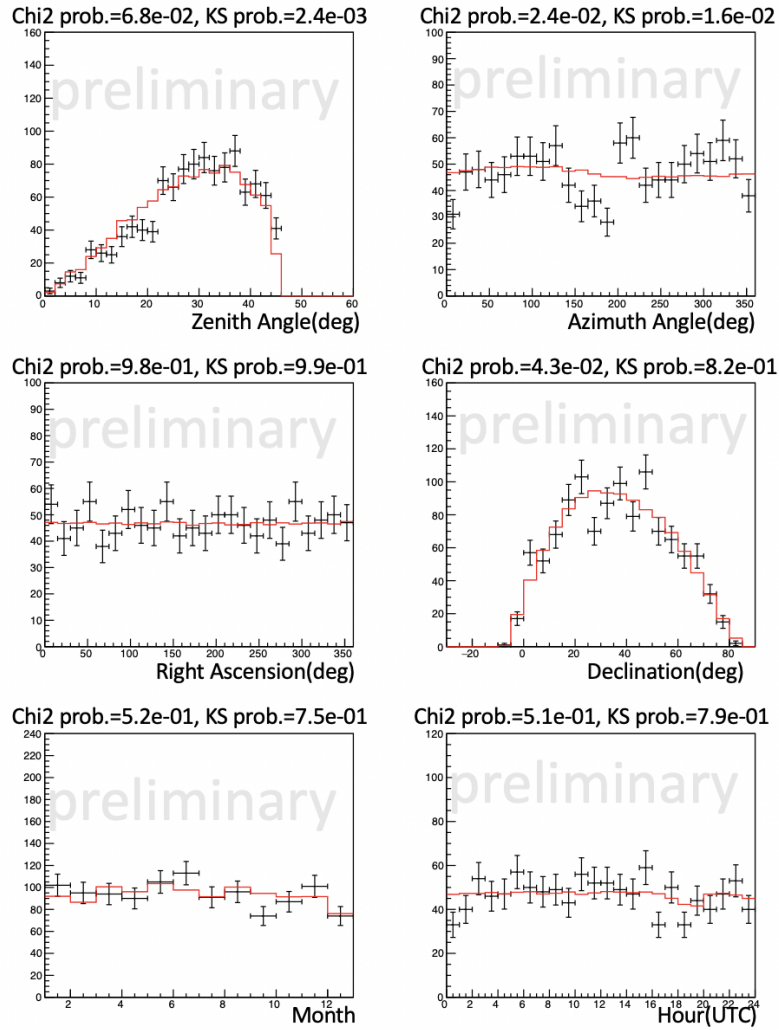


図 6.7: TALE-SD を使った 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の DATA と MC の比較の分布。(左上) 天頂角分布、(右上) 方位角分布、(左真ん中) 赤経分布、(右真ん中) 赤緯分布、(左下) 月ごと (1 ビンが 1 ヶ月) の分布、(右下) 時間ごと (1 ビンが 1 時間) の分布。黒点が DATA、赤線が MC を示す。Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示すものである。

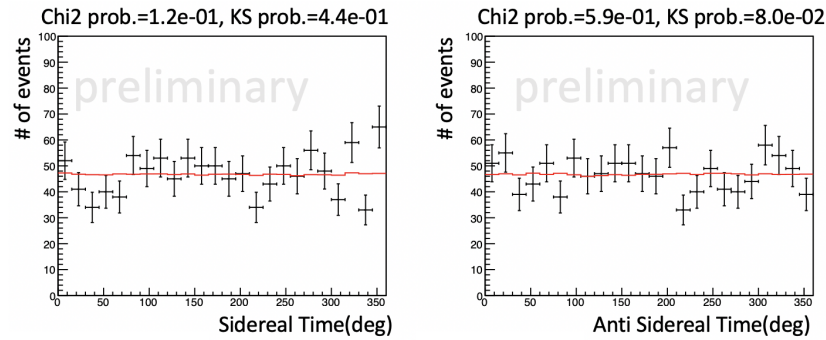


図 6.8: (左) 恒星時分布。(右) 反恒星時分布。黒点が DATA、赤線が MC を示す。Chi2 prob. がカイ 2 乗検定、KS prob. がコルモゴロフ-スミルノフ検定による DATA と MC の合い具合を示し、これらは確率が高いほどよく合っていることを示すものである。これらの分布が一様であることから時間的に一様に観測を行えていることが分かった。

6.2.2 赤経分布の dipole 異方性

TA-SD での解析と同様に、図 6.9 の赤経分布に対して、(6.1) の関数でフィットした結果を示す。黒が分布のプロット、赤がフィット結果を示す。フィット結果は、振幅 = 0.009 ± 0.043 、位相 = $327^\circ \pm 267^\circ$ となった。また、フィットの合い具合を示す reduced chi square は、 $\chi^2/\text{ndf} = 3.8/10$ となった。この振幅の結果は、誤差を含めると 0 と consistent であり、有意性のある結果は得られなかった。

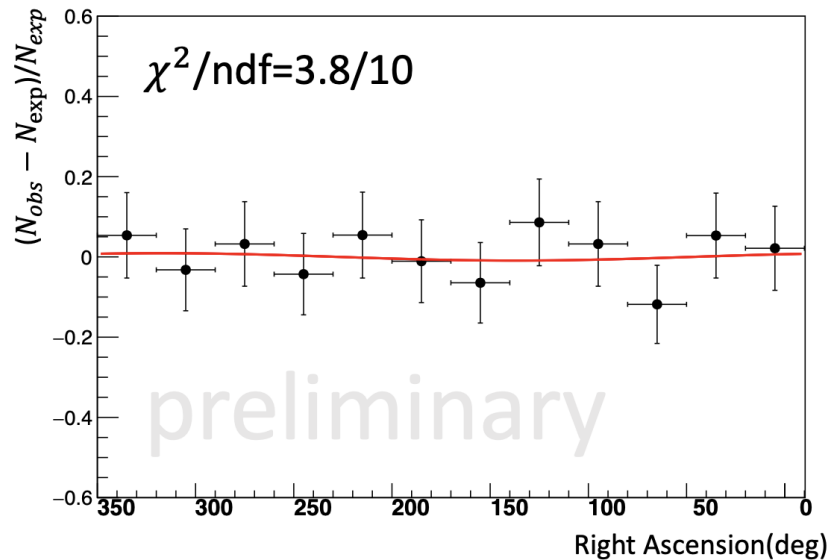


図 6.9: TALE-SD を使った 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の赤経分布を dipole の関数でフィットした結果。黒が分布のプロット、赤がフィット結果を示す。フィット結果は、振幅 = 0.009 ± 0.043 、位相 = $327^\circ \pm 267^\circ$ 、reduced chi square は、 $\chi^2/\text{ndf} = 3.8/10$ となった。

6.2.3 天球図

赤道座標で表した天球図を図 6.10 に示す。この天球図は、右側が赤経 0° 、左側が赤経 360° である。赤緯は、真ん中を 0° にして上側に $+90^\circ$ 、下側に -90° をとっている。これらの図は、ある 1 つのイベントに対してそのイベントの周り 45° 以内を $1^\circ \times 1^\circ$ 間隔でサンプリングして全イベントを重ね書きしている。上図は、それを残留強度で示している。下図は、(6.2) 式で算出される Li&Ma significance を示している。赤い分布の領域があると宇宙線の過剰を示しているが、その様な領域は見られなかった。

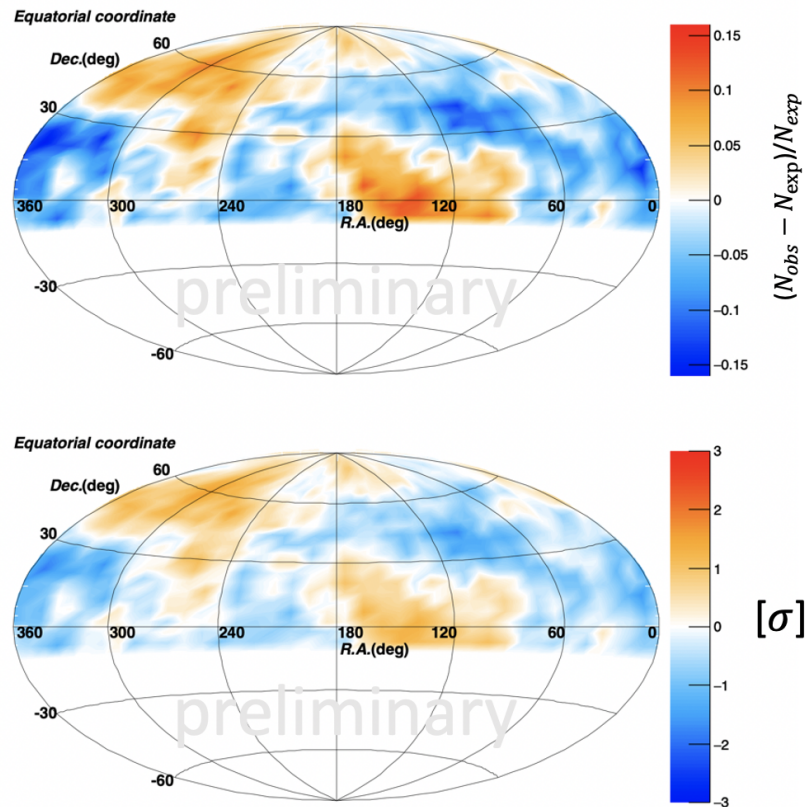


図 6.10: 赤道座標で表した TALE-SD を使った 1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の天球図。(上) 残留強度 $((N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}})/N_{\text{exp}})$ で表した天球図。(下) Li&Ma significance で表した天球図。赤い分布の領域があると宇宙線の過剰を示しているが、その様な領域は見られなかった。

6.3 先行研究との比較

図 6.11 に本解析での結果と先行研究での結果のプロットを示す。上図が振幅のプロット、下図が位相のプロットを表している。それぞれの図で赤が本解析の結果、青が Pierre Auger 実験で報告された解析結果 [1]、ピンクが TA 実験で報告された 8.8 EeV 以上の解析結果 [2] を示している。振幅の図の赤の下矢印は、本研究の 99% の位置での upper limit を示していて、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域では、 $\text{upper limit}(99\%) = 0.082$ 、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域では、 $\text{upper limit}(99\%) = 0.112$ となった。位相の図の黒い点線は、銀河中心を示している。

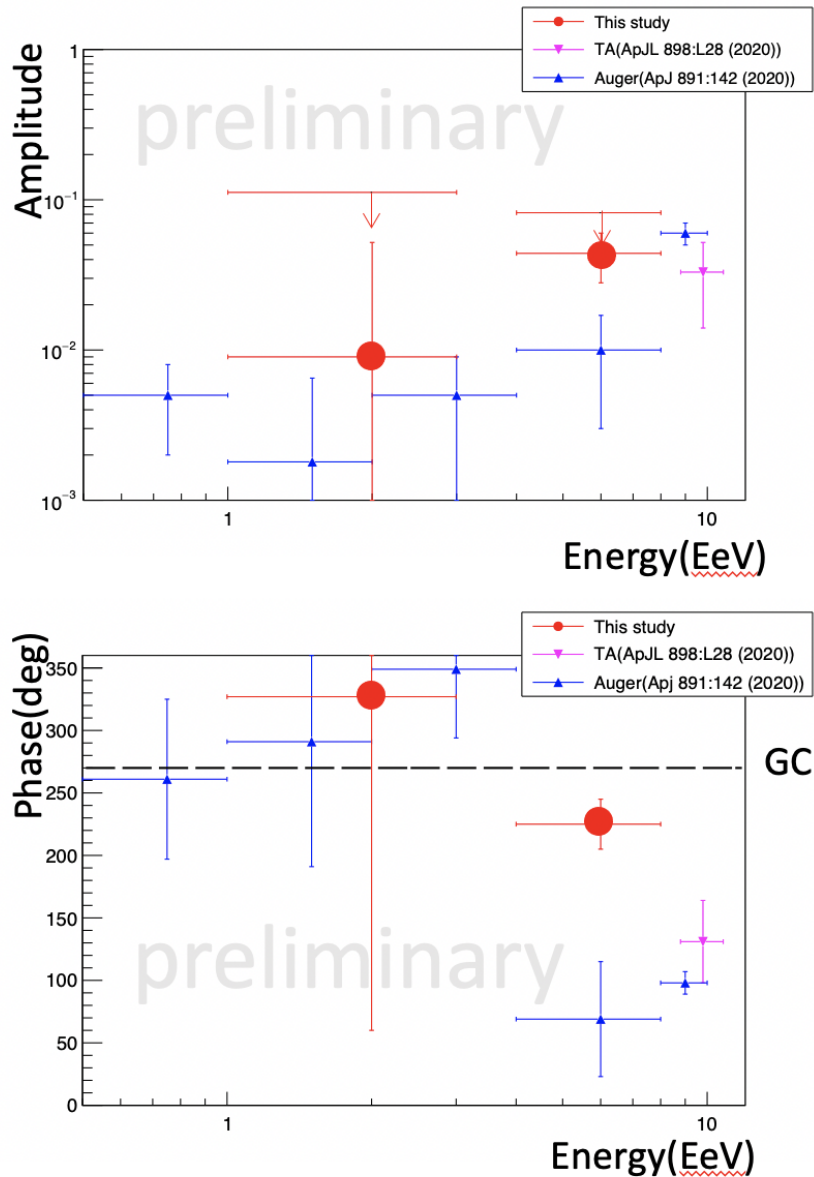


図 6.11: 本解析での結果と先行研究での結果のプロット。(上) 振幅のプロット、(下) 位相のプロット。上下の図で赤が本解析の結果、青が Pierre Auger 実験で報告された解析結果 [1]、ピンクが TA 実験で報告された 8.8EeV 以上の解析結果 [2] を示している。振幅の図の赤の下矢印は、本研究の upper limit(99%) を示していて、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域では、upper limit(99%) = 0.082、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域では、upper limit(99%) = 0.112 となった。位相の図の黒い点線は、銀河中心を示している。

第7章 結論

北半球での 8.8 EeV 以下の異方性の研究として、TA-SD の 2008 年 5 月 11 日から 2019 年 5 月 11 日の 11 年間の観測データを用いて、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域の異方性解析と、TALE-SD の 2019 年 10 月 2 日から 2021 年 9 月 28 日の 2 年間の観測データを用いて、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域の異方性解析を行った。解析手法としては、横軸を赤経、縦軸に残留強度 $((N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}})/N_{\text{exp}})$ をとった分布に対し、dipole 異方性の解析を行い、振幅と位相を求めた。

その結果は、有意な解析結果は得られなかったが、TA-SD では、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域において振幅 = 0.044 ± 0.016 、位相 = $225^\circ \pm 20^\circ$ となり、TALE-SD では、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域において振幅 = 0.009 ± 0.043 、位相 = $327^\circ \pm 267^\circ$ となった。また、それぞれの解析結果の振幅の値とその誤差を使って 99% の位置での upper limit を求めると、4 EeV から 8 EeV までのエネルギー領域では、upper limit(99%) = 0.082、1 EeV から 3 EeV までのエネルギー領域では、upper limit(99%) = 0.112 となった。最後に、本研究の結果を (1.4.3) 節の図 1.12 と比較した。比較した結果を図 7.1 に示す。赤いプロットが本研究の結果を示す。

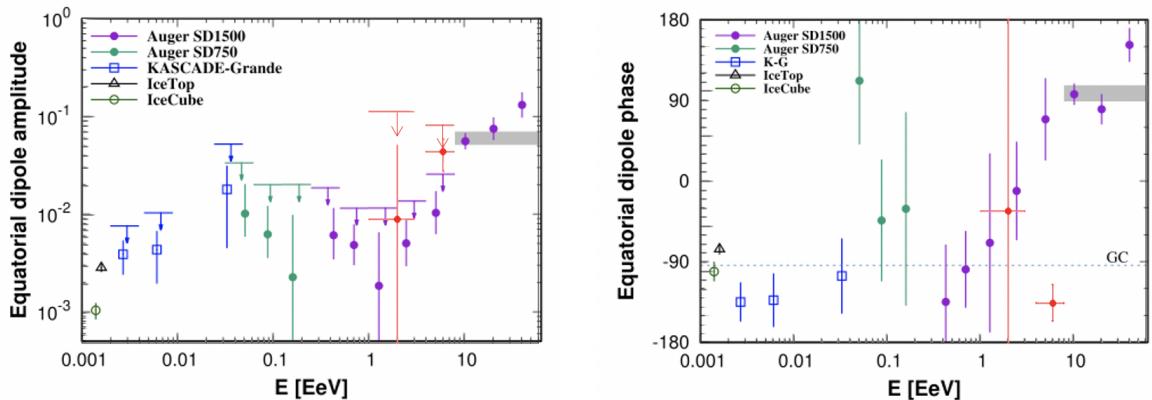


図 7.1: Pierre Auger 実験と本研究の振幅と位相のプロット [1]。赤いプロットが本研究の結果を示す。

謝辞

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

私が本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては研究の細部まで指導をしてくださいました大阪市立大学の荻尾彰一教授、常定芳基准教授に深く感謝いたします。

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

ユタ大学の Charles Jui 教授、Gordon Thomson 教授、John N. Matthews 教授、Dmitri Ivanov 博士、Kim Jihyun 氏には国際研究グループ会議で本研究の進め方についてご助言を頂きましたことを感謝いたします。

毎日の研究生活の中で支えとなっていただいた大阪市立大学の Rosa Mayta Palacios 氏、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏、荒井優斗氏、佐藤光希氏、津田涼輔氏、福島涼氏、有村龍平氏、岩崎葵氏、古前壱朗氏、敷田淳氏、藤本紘史氏に感謝いたします。特に藤田慧太郎氏には本研究について、数多くの相談に応じて頂き、的確な助言を頂いたことを深く感謝致します。

大阪市立大学の理学部支援室、大学経理課、研究支援課の皆様、宇宙線物理学研究室秘書の横田時香氏、東京大学宇宙線研究所の木次敦子氏には事務処理などでお世話になりましたことを感謝いたします。

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

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] The Pierre Auger Collaboration, "Cosmic-Ray Anisotropies in Right Ascension Measured by the Pierre Auger Observatory", *Astrophys. J* 891:142 (2020)
- [2] R. U. Abbasi et al, "Search for a large-scale anisotropy on arrival directions of ultrahigh-energy cosmic rays observed with the Telescope Array Experiment", *ApJL* 898 L28 (2020)
- [3] V.F. Hess: "Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten", *Phys. Z.*, 13 1084(1912).
- [4] M. Nagano, "Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays", *New J. Phys.*, 11, 065012(2009).
- [5] 日本物理学会誌 Vol.71, No 41, 2016 (2016).
- [6] S. Ogio, F. Kakimoto, *Proc. 28th Int. Conf. Cosmic Rays.*, 1, 315(2003).
- [7] T.K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press (1990).
- [8] D. R. Bergman, et. al., *astro-ph/0603797*(2006).
- [9] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [10] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [11] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics* III.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [12] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [13] The IceCube Collaboration, *Proc. of 34rd ICRC*, 0334(2015)
- [14] M.G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), "ANISOTROPY IN COSMIC-RAY ARRIVAL DIRECTIONS IN THE SOUTHERN HEMISPHERE BASED ON SIX YEARS OF DATA FROM THE ICECUBE DETECTOR", *Astrophys. J.* 826 220(2016).
- [15] KASCADE-Grande Home Page, http://www-ik.fzk.de/KASCADE_home.html
- [16] A. Chiavassa et al. (KASCADE Collaboration), "KASCADE-Grande experiment measurements of the cosmic ray spectrum and large scale anisotropy", *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 279 56(2016).
- [17] The Pierre Auger Collaboration, "Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV", *Science*, 357, 1266(2017)

- [18] The Pierre Auger Collaboration, "LARGE-SCALE COSMIC-RAY ANISOTROPIES ABOVE 4 EeV MEASURED BY THE PIERRE AUGER OBSERVATORY", *ApJ*, 868, 4(2018).
- [19] Peter Tinyakov, for the Telescope Array Collaboration: "Latest results from the telescope array", *Nucl. Instrum. Meth. A*, 742, 1, 29(2014).
- [20] 武多 昭道, "The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector", D-thesis of Tokyo university (2011).
- [21] 宮田 孝司, "テレスコープアレイ実験における地表粒子検出器の性能評価", M-thesis of Tokyo University of Science (2008).
- [22] Shoichi Ogio et al, "Telescope Array Low-energy Extension (TALE) hybrid", *Proc. of 36st ICRC*, 375(2019).
- [23] 木戸 英治, "テレスコープアレイ実験による極高エネルギー宇宙線観測のための大規模地表粒子検出器の開発", M-thesis of Tokyo University of Science (2007).
- [24] T. Abu-zayyad et al, "The surface detector array of the Telescope Array experiment", *Nucl. Instrum. Methods.*, A689, 87(2012).
- [25] A. Taketa, et al, *Proc. of the 31th ICRR*, 2009, 924.
- [26] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: "CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers", Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [27] S. Ostapchenko, "QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions", *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 151, 143(2006).
- [28] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, J. Ranft: "FLUKA: A multi-particle transport code", Technical Report 2005-010, CERN (2005).
- [29] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers: "The EGS4 code system", Technical Report 0265, SLAC (1985).
- [30] S. Agostinelli, et al: "GEANT4: A simulation toolkit", *Nucl. Instrum. Meth.*, A506,250(2003).
- [31] 武多 昭道: "The measurement of extremely high energy cosmic ray energy spectrum by Telescope Array surface detector", D-thesis of Tokyo university (2011).
- [32] A.M. Hillas: "Shower simulation: Lessons from MOCCA", *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 52B, 29(1997).
- [33] M. Kobal: "A thinning method using weight limitation for air-shower simulations", *Astropart. Phys.*, 15, 259(2001).
- [34] B.T. Stokes, et al: "Dethinning extensive air shower simulations", *Astropart. Phys.*, 35 759(2012).

- [35] Dmitri Ivanov: “ Energy Spectrum Measured By The Telescope Array Surface Detector ”, D-thesis of New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
- [36] T. Nonaka, T. Okuda, H. Sagawa: “ Performance of TA Surface Array ”, Proc. of 31st ICRC, 2, 170(2009).
- [37] S Yoshida, N Hayashida, et al, “ Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA ”, J. Phys. G. Nucl. Partic., 20, 4, 651(1994).
- [38] Teshima, M. et al, ”Properties of 109GeV - 1010GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100-m and 3000-m ”, J.Phys., G12, 1097(1986).
- [39] 佐藤光希, ”TALE 地表検出器アレイによる 2nd knee 領域の宇宙線エネルギースペクトルの測定”, M-thesis of Osaka city University of Science(2021).
- [40] 田上裕太, ”TALE 地表検出器アレイによる宇宙線エネルギーの決定”, M-thesis of Osaka city University of Science(2019).
- [41] 長沢 工, 天体の位置計算 (1985).
- [42] Kalnay, et al, ”Global Numerical Weather Prediction at the National Meteorological Center”, Amer. Meteor. Soc., Vol.71,No.10,pp 1410 - 1428(1990).
- [43] 外岡秀行, ”NCEP/GDAS プロダクトに基づく熱赤外域における透過率, 光路輝度, 天空輝度の全球分布特性”, 日本リモートセンシング学会誌, Vol.19,No.3,pp 6-18(1999).