

Second Knee領域における
宇宙線のエネルギースペクトル
及び化学組成の決定

(Determination of Cosmic-Ray Energy Spectrum
and Chemical Composition at 2nd Knee Region)

理学研究科
数物系専攻

令和3年度
尾村 勇吾
(Yugo Omura)

目次

第 1 章 “2nd knee” 領域の宇宙線	1
1.1 宇宙線	1
1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.1.2 宇宙線の加速機構	3
1.1.2.1 フェルミ加速	3
1.1.2.2 宇宙線の加速モデル	4
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」	4
1.2.3 LHC と空気シャワー現象	6
1.3 宇宙線観測と空気シャワー現象	6
1.3.1 空気シャワー現象	7
1.3.1.1 核カスケード	7
1.3.1.2 電磁カスケード	8
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	10
1.3.4 空気チェレンコフ光	12
1.3.5 空気チェレンコフ光の到着時間分布	12
1.3.6 空気チェレンコフ光の横方向分布	13
1.4 “2nd knee” 領域の宇宙線の観測結果の現状	15
1.4.1 “2nd knee” 領域付近の宇宙線を観測する実験	15
1.4.1.1 KASCADE-Grande 実験	15
1.4.1.2 Yakutsk 実験	15
1.4.1.3 Tunka 実験	16
1.4.1.4 IceCube ニュートリノ観測所の IceTop	16
1.4.2 エネルギースペクトル	16
1.4.3 化学組成	18
第 2 章 Non-Imaging Cherenkov (NICHE) 実験	21
2.1 TA 実験	21
2.1.1 大気蛍光望遠鏡	25
2.1.2 地表検出器	25
2.2 NICHE 実験	27
2.2.1 NICHE 実験の目的	27
2.2.2 NICHE 実験方法と実験原理	27
2.2.3 NICHE 検出器	27
2.2.4 アクセスポイントとネットワークシステムの構成	30

第 3 章	NICHE 実験装置と観測手順	31
3.1	NICHE 実験装置	31
3.1.1	測定ユニット	31
3.1.1.1	FADC	32
3.1.2	コントロール回路	35
3.1.3	PMT	37
3.1.3.1	HV-PMT ゲイン関係	37
3.1.3.2	CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定	39
3.1.4	ネットワーク	39
3.1.5	発電システム	39
3.2	観測手順	40
3.2.1	観測運用と DAQ システム	40
3.2.2	観測ログとイベントモニターシステム	41
第 4 章	宇宙線イベント再構成方法	43
4.1	モンテカルロシミュレーション	43
4.1.1	空気シャワーシミュレーション	43
4.1.1.1	検出範囲の設定とコアポジション移動によるシャワー 再利用方法	44
4.1.2	検出器応答シミュレーション	45
4.1.2.1	レイトレーシング	45
4.1.2.2	PMT とエレクトロニクス	46
4.2	再構成方法	53
4.2.1	コインシデンスイベントのサーチ	53
4.2.2	波形フィッティング	53
4.2.3	空気シャワー到来方向の決定	55
4.2.4	横方向分布関数	56
4.2.5	コアポジションの決定	58
4.2.6	エネルギーと大気最大発達深さの決定	59
4.2.7	イベントセレクション	61
4.3	決定精度	62
4.4	実データとモンテカルロシミュレーションデータの比較	67
第 5 章	NICHE-TALE FD ハイブリッド解析	68
5.1	コインシデンスイベント	68
5.2	モンテカルロシミュレーション	69
5.2.1	再構成方法	70
5.2.2	イベントセレクション	71
5.2.3	決定精度	71
5.3	モンテカルロシミュレーションデータ分布と実データ分布の比較	72
5.4	ハイブリッド解析結果を利用した NICHE 検出器ゲインの見積もり	75
5.5	NICHE 実験解析結果との比較	77

第 6 章 エネルギースペクトルと化学組成解析結果	78
6.1 系統的不確かさ	78
6.2 Aperture と Exposure	79
6.3 エネルギースペクトル決定	82
6.3.1 エネルギー分布	82
6.3.2 Bin-to-Bin Migration	82
6.3.3 エネルギースペクトル	84
6.4 化学組成解析	85
第 7 章 結論	88

要旨

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年に V. Hess によって発見された。宇宙線はこれまでに 10^8 – 10^{20} eV のエネルギー範囲を超える広い範囲で観測されており、発見から 100 年を経た今でもその起源には謎が多い。近年の宇宙線物理学の研究分野で、最も興味深いトピックスの一つは“2nd knee”と呼ばれる宇宙線の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る。この折れ曲がり構造では、銀河磁場による閉じ込め効果により、宇宙線の起源がエネルギー増加と共に銀河系内から銀河系外へと移り変わることに対応して、化学組成が重いものから軽いものへと変化すると考えられている。“2nd knee”領域における化学組成の測定が重要であるが、このエネルギー領域における解析結果は依然として少ない。そこで、この興味深い“2nd knee”エネルギー領域のエネルギースペクトルと化学組成を測定するために、Non-Imaging Cherenkov (NICHE) 実験が始まった。NICHE 実験は、空気シャワーに含まれる荷電粒子由来のチェレンコフ光を検出する検出器を TA 実験サイトに配置する。NICHE 実験単体での宇宙線のエネルギースペクトル及び化学組成を決定することを目的にしており、さらには立地を活かして、TA 実験の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector: FD) を利用したハイブリッド解析結果に基づいて NICHE 検出器をキャリブレーションした。NICHE 実験の検出器は、現時点で 14 台稼働しており、TA 実験の Middle Drum FD (MD-FD) の視野角内に $300 \times 300 \text{ m}^2$ の格子状に 100 m 間隔で配置されており、2018 年 5 月から定常観測を始めた。本研究では、NICHE 実験のために開発した検出器応答シミュレーションを含む空気シャワーモンテカルロシミュレーションに基づいた宇宙線イベント再構成方法を確立し、2019 年 3 月から 2019 年 10 月までの実データを使い、エネルギー範囲 $10^{15} \text{ eV} < E \lesssim 10^{16} \text{ eV}$ における NICHE 実験によるエネルギースペクトルとエネルギーに対する化学組成の変化を決定した。本解析手法では、エネルギー決定精度が 15.3%、大気最大発達深さ決定精度が 19 g/cm^2 であると分かり、NICHE 実験で決定したエネルギースペクトルは、同じエネルギー範囲で複数の他実験の結果を組み合わせると説明ができるような結果になった。また、エネルギーに対する化学組成の変化は、エネルギー増加に伴い重くなる傾向を示し、 $\log E = 16$ 付近では鉄と同程度の重さになった。この結果より、宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へと遷移するエネルギーは、 10^{16} eV よりも大きいと結論づけた。

Abstract

High energy radiation in the universe is the cosmic ray, which was discovered by V. Hess in 1912. Cosmic rays have been observed over a wide energy range 10^8 – 10^{20} eV, and their origin is still a mystery in modern astrophysics. One of the most interesting topics in the field of cosmic ray physics is the “2nd knee”. The “2nd knee” is a structure found in the energy spectrum of cosmic rays around $10^{17.5}$ eV. Due to the cosmic-ray confinement in the galactic magnetic field, It is thought that the chemical composition changes from heavy to light, corresponding to the shift of the origin of cosmic rays from intra- to extra-galactic increasing energies. It is important to measure the chemical composition in the “2nd knee” region of cosmic rays, but the analysis results in this energy region are still scarce. The Non-Imaging Cherenkov (NICHE) experiment has started to measure the composition and energy spectrum of this interesting “2nd knee” energy region. In the NICHE experiment, detectors were installed at the TA experimental site to detect Cherenkov light from charged particles in air showers. The objective is to determine the energy spectrum and chemical composition of cosmic rays in the NICHE experiment alone. In addition, we calibrate the NICHE detectors based on the hybrid analysis with the Fluorescence Detector (FD) of the TA experiment. The NICHE experimental detectors locate in a 300×300 m² grid with a 100 m spacing within the field of view of the Middle Drum FD (MD-FD) of the TA experiment. Regular observations began in May 2018, and 14 detectors are currently in operation. In this study, I established a cosmic-ray event reconstruction method based on the air-shower Monte-Carlo simulations, including detector-response simulations of the NICHE experiment, and determined the energy spectrum and the change of chemical composition against energy in the energies 10^{15} eV $< E \lesssim 10^{16}$ eV from the NICHE experiment using real data from March 2019 to October 2019. In this analysis method, the resolutions of energy and atmospheric shower maximum depth were 15.3% and 19 g/cm² respectively, and the NICHE energy spectrum is explained by combining the results of several other experiments in the same energy range. The chemical composition of cosmic rays determined by the NICHE experiment becomes heavier increasing energy, and at around $\log E = 16$, the average mass of cosmic rays is as large as iron. This indicates that the transition energy of cosmic rays from galactic to extra-galactic origins is higher than 10^{16} eV.

第1章 “2nd knee” 領域の宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギーの放射線であり、1912年に物理学者V.F.Hessによって発見された。宇宙線はこれまで 10^8 eVから 10^{20} eVを超える幅広いエネルギー範囲で観測されている。宇宙線は大別して一次宇宙線と二次宇宙線に分かれる。一次宇宙線とは宇宙空間から地球に降ってくる放射線の総称である。この一次宇宙線が地球の大気中の粒子と相互作用することによって大規模な二次現象（空気シャワー）を引き起こし、このときに発生する二次粒子のことを二次宇宙線と呼ぶ。宇宙線はエネルギーが大きくなるにつれ、観測数が少なくなることが知られており、その到来頻度はエネルギーのほぼ -3 乗に比例して小さくなることが知られている。図1.1に一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。

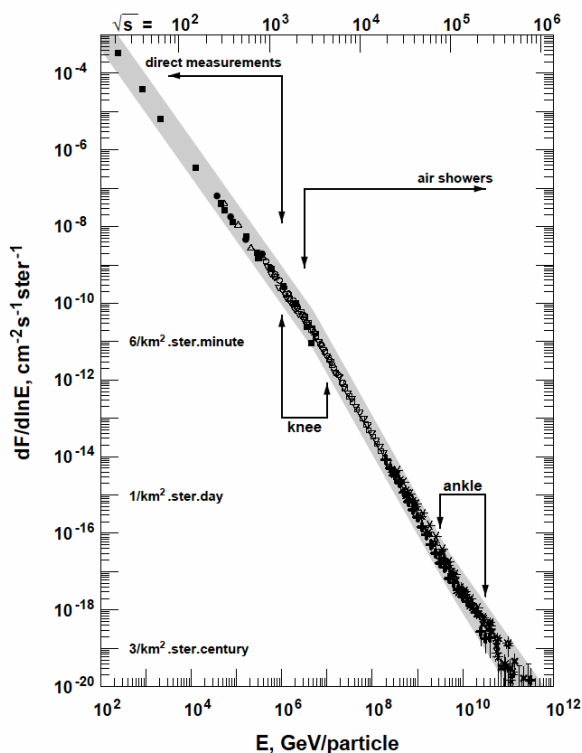


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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にくい 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冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似でき、 $\gamma \sim 3$ であるが、エネルギー領

域によってわずかに異なる。宇宙線のエネルギースペクトルに構造があることを確かめるために、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 付近で傾きがさらに急になり、 $10^{18.5}$ 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には、それぞれ “knee”、 “2nd knee”、 “ankle” と呼ばれている。これらの折れ曲が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。

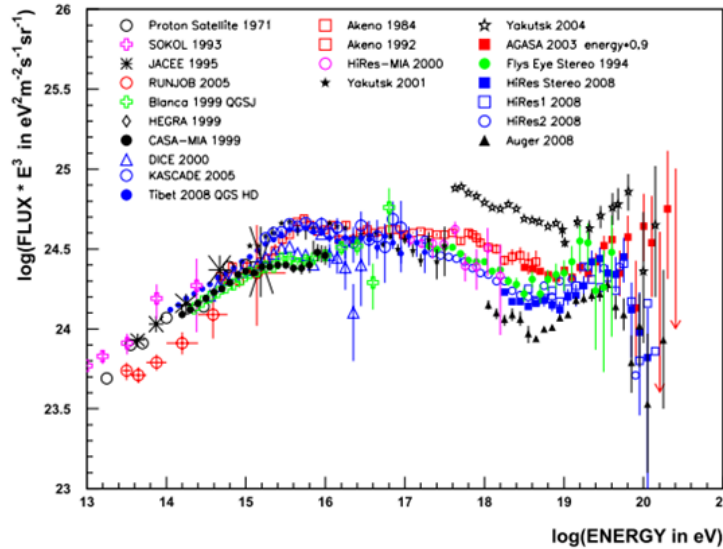


図 1.2: E^3 をかけた一次宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることが分かる。 [1]

“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。 [2] 10^{15} eV 以上のエネルギー領域では、別の加速機構である超新星爆発の磁場がもっと強い場合や、恒星とコンパクト星（中性子星やブラックホール）との連星などで宇宙線が生成、加速されているという可能性も指摘されている。“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 $\sim 3 \mu\text{G}$ 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、エネルギースペクトルの冪が大きくなるとする考えである [3]。

“ankle” 領域のエネルギー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、宇宙線起源が銀河系内から銀河系外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対する異方向性が検出され、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といった軽い原子核へと変化している

と期待される。他には、“ankle”構造が宇宙線と宇宙背景放射光子との相互作用、すなわち $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ で記述される電子対生成によるエネルギー損失によって生じているという解釈もある。このとき化学組成は“ankle”をはさんだ低エネルギー側、高エネルギー側どちらでも陽子のままで変化しないと予想される。この場合は、 $10^{17.5}$ eV 付近の“2nd knee”領域で、宇宙線起源が銀河系内から銀河系外に変化していると考えられ、それに伴って化学組成も“2nd knee”で変化していると考えられる。

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。先に述べたような冪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り、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 [4]。

1.1.2.1 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、

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

である。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導き出される。

1.1.2.2 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 [2]。

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一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銀河系内での閉じ込めが効かずに銀河系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 $\sim 10^{17}$ 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については、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銀河内空間で破碎され陽子が主成分となると考えられている。

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、空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} 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。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」

銀河系外から到来するような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 Radiation) 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影響が宇宙線源から地球への伝搬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、赤方偏移に依存したフラックスの違いによる構造が見られると予想される（図 1.3）。

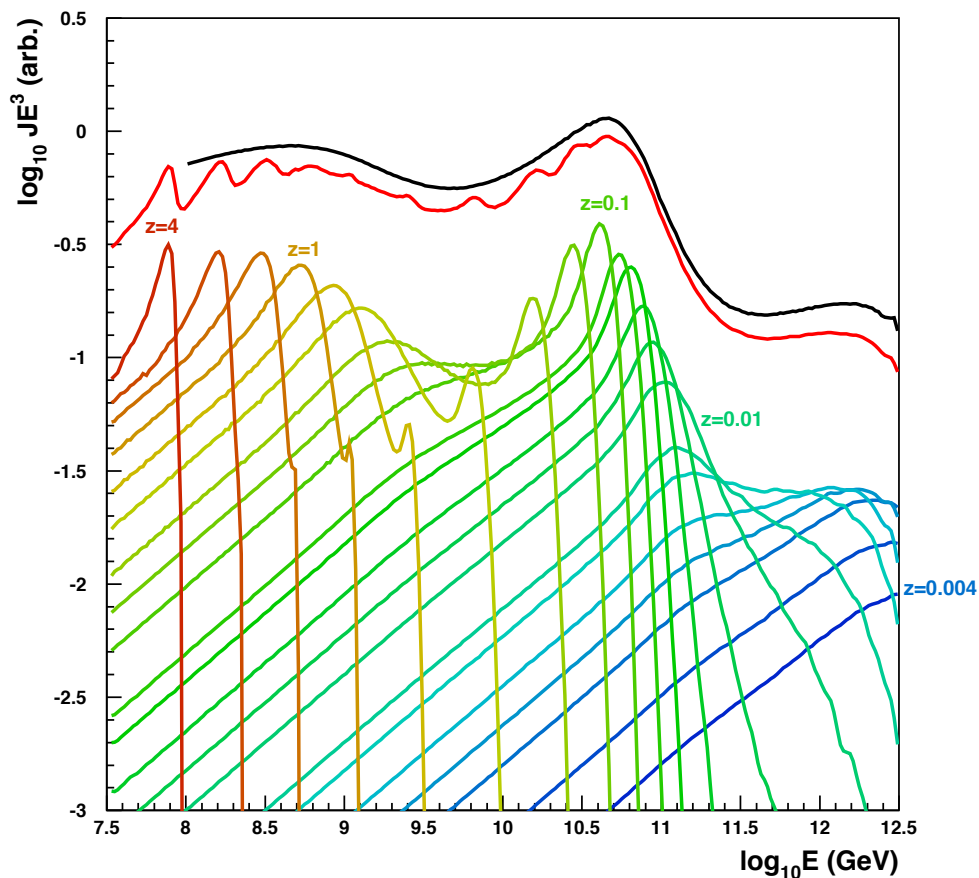


図 1.3: エネルギー損失モデルに従い計算した宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移 z [5]。宇宙線ソースの赤方偏移の違いによって色分けしており、赤線は各赤方偏移の宇宙線ソースによる宇宙線フラックスの総和である。

このスペクトルの構造を宇宙線伝搬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 以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 [5]。このことから、“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制限できる。これによってエネルギースペクトル、化学組成、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ける。

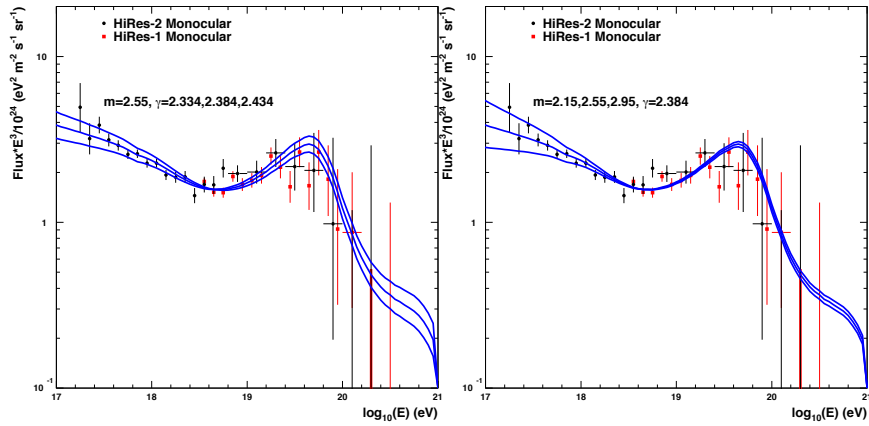


図 1.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与（左）と evolution parameter m の寄与（右）。スペクトルインデックスの違いは、GZK 領域、“2nd knee” 領域の両方に現れるのに対して、 m の違いは “2nd knee” 領域で顕著であることがわかる [5]。

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、実験室系に換算すると $\sim 10^{17}$ eV である。このエネルギー領域は “2nd knee” 領域と重なり、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である。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、今よりもさらに正確な 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、大気原子核との相互作用によるエネルギー損失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、到来頻度が高い 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一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線（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

大気中に一次宇宙線が入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次宇宙線を生成し、これらの二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、一次宇宙線が大量の二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。

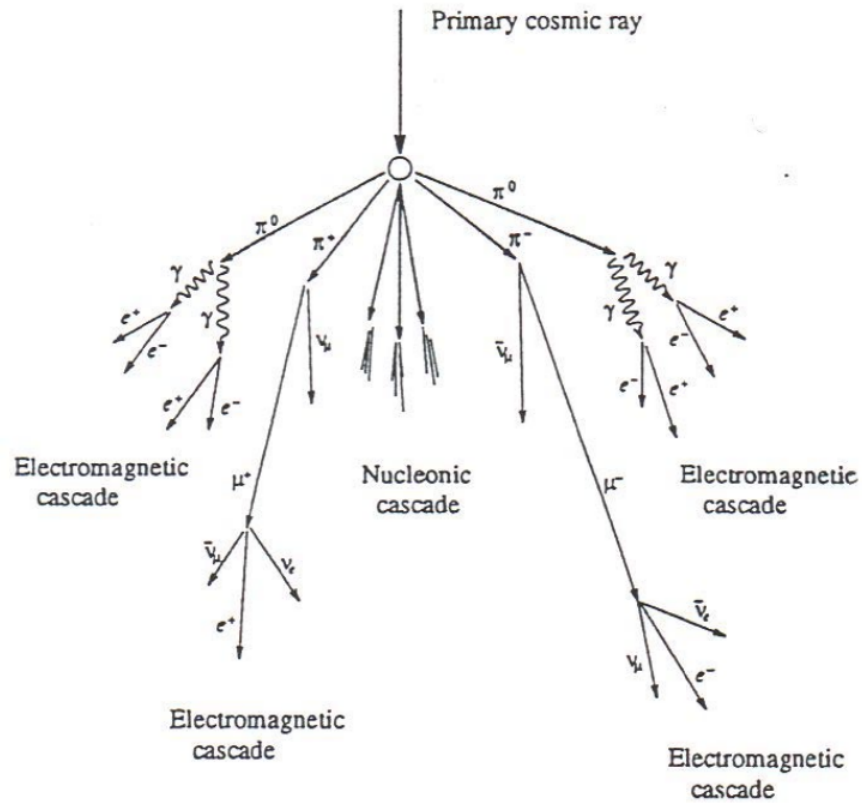


図 1.5: 空気シャワーの模式図

1.3.1.1 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、 π 、 K などのハドロンの多重生成を起こす。この多重発生で生成されたハドロンのさらに多重発生を起こすことで、結果的に大量のハドロンの生成され、これを核カスケードと呼ぶ。核カスケードで生成された二次粒子の大部分は結果的に π となり、これを π 中間子の多重発生と呼んでいる。

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

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

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

そのうち π^0 は短い寿命 (8.4×10^{-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 であり、

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

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 であり、

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

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

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10倍以上であるため、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。

1.3.1.2 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。生成された電子と陽電子は、制動放射によってガンマ線を放出する。制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.12)$$

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、以下のような量である。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.13)$$

ここで、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号、 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、電子対生成に対しては、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (1.14)$$

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、ガンマ線がつく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 [6]。一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、一次宇宙線がガンマ線であった場合の空気シャワーは、ほぼ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

空気シャワー発達に伴い、粒子数は増加していくが、個々の粒子の持つエネルギーが減少していくため粒子数はいずれ減少する。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 $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$) までエネルギーが下がると、急激にエネルギーを失い、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減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 を持つ1つ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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.15)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.16)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.17)$$

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に相当する無次元量であり、 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。このエイジパラメータは 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 [4]。

一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。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.18)$$

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 (単位 g/cm^2)、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ (単位 g/cm^2)、 λ は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) であり $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$ である。 N_{\max} は一次宇宙線のエネルギーに依存しており、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位 eV) の関係となる。また、一次宇宙線のエネルギーが同一である場合、一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 は一次宇宙線の質量数) の関係があることが示される。陽子と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。

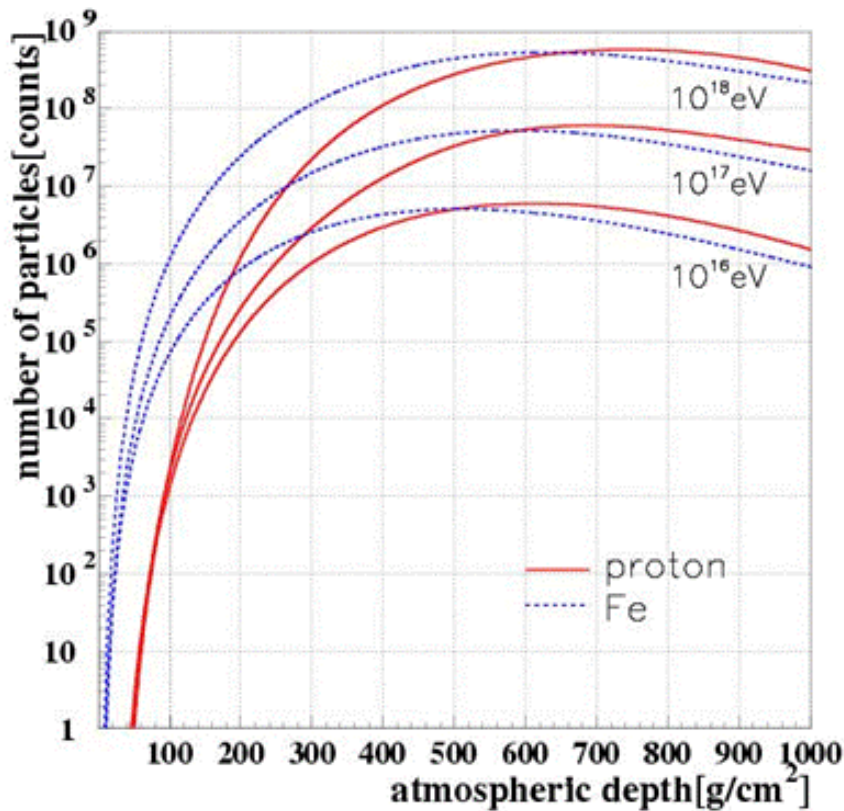


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達

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 [7]、Greisen により整理された NKG function が一般的によく使われる [8]。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。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.19)$$

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、シャワー軸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。このシャワー軸から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley により与えられている [9]。これによるとシャワー軸からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は

$$\rho_e(R) \propto \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.20)$$

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ので、式 1.20 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 [9]。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M}\right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M}\right)^{-(\eta-1.2)} \left(1.0 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]}\right)^2\right)^{-\delta} \quad (1.21)$$

いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.7 に示す。

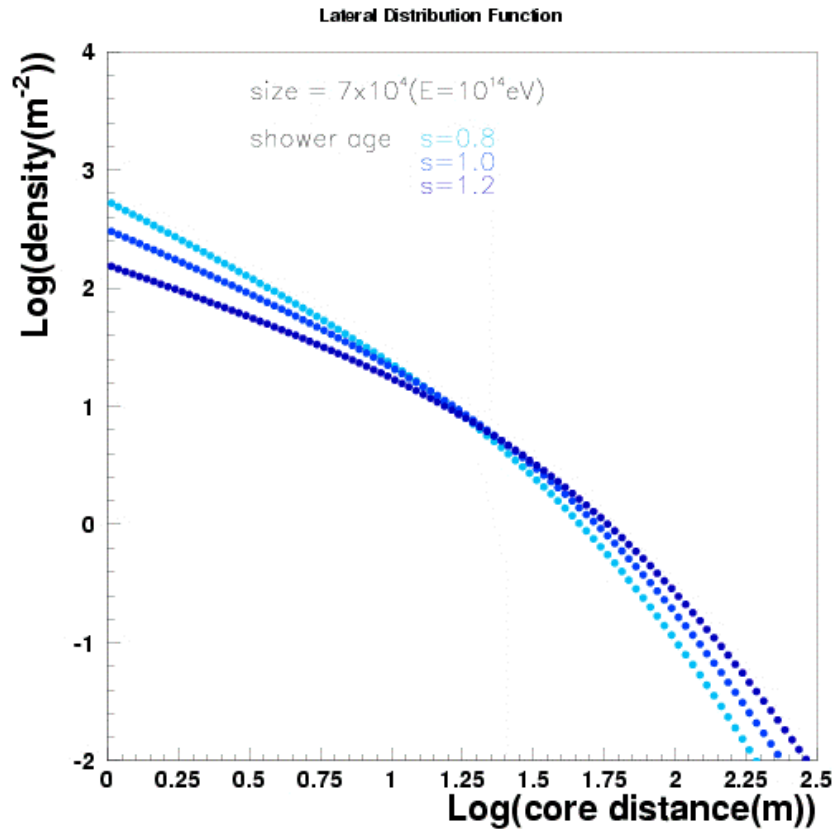


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布

1.3.4 空気チェレンコフ光

荷電粒子が誘電体の中を通過するとき、粒子の電場によって誘電体は分極を起こす。粒子が通過した後、分極が解消するときに電磁波を放出する。このとき粒子の速度 v が屈折率 n の媒質中の光の速度 c/n に満たなければ、位相が合うこともなく打ち消しあうが、粒子の速度が媒質中の光の速度よりも大きければ、放出した電磁波はコヒーレント光となり、粒子の進行方向に対して角度 θ_c 方向に放出される。 θ_c は、 $\beta = v/c$ を用いて、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} (\leq 1) \quad (1.22)$$

の関係を満たし、チェレンコフ光は粒子の軌道を軸とした円錐状に放射される (図 1.8)。媒質が大気の場合、相対論的な速度を持つ荷電粒子が放射するチェレンコフ光は、空気チェレンコフ光と呼ばれる。

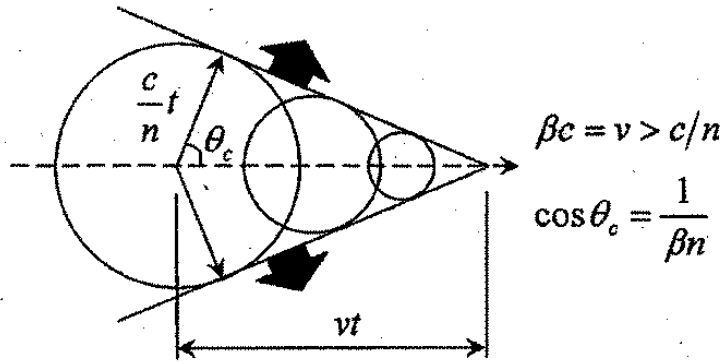


図 1.8: チェレンコフ放射の様子。

荷電粒子が距離 dL 進んだときチェレンコフ光放射で失うエネルギー dW は、

$$\frac{dW}{dL} = \frac{Z^2 c^2}{4\pi \epsilon_0 c^2} \int \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (1.23)$$

で表される。ここで、 ω はチェレンコフ光の角振動数、 Z は荷電粒子の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 n は媒質の屈折率を表す。

放射される波長 λ のチェレンコフ光の光子数は、

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi \alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (1.24)$$

で表される。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \sim 1/137$ は微細構造定数である。この式によって、チェレンコフ光は波長の短いものほど多く放射されることがわかる。

1.3.5 空気チェレンコフ光の到着時間分布

空気シャワーの発生点から観測地点までの空気チェレンコフ光の経路が異なることから発生点の高度によって空気チェレンコフ光の観測地点への到着時間が異なる。したがって、空気チェレンコフ光の到着時間分布は空気シャワーの縦方向発達に強く依存する (図 1.9)。空気シャワーは、同じエネルギーの一次宇宙線であれば、より質量の大

重い重原子核ほど大気との相互作用によってそのエネルギーが早く細分されてしまうために、大気上空で速やかに発達する。つまり、重原子核による空気チェレンコフ光パルスは、軽原子核によるチェレンコフ光パルスに比べて時間幅が狭くて立ち上がりの早いものになる。

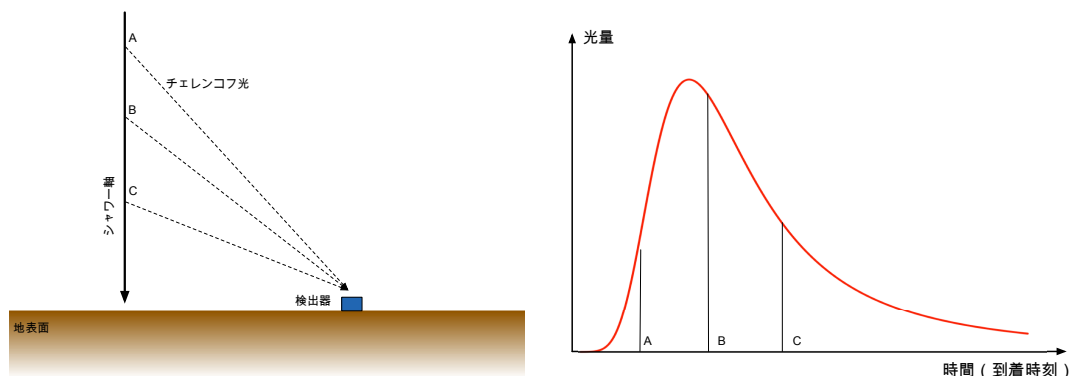


図 1.9: 左: 観測地点に到来する空気チェレンコフ光の発生点 (A,B,C)。右: 発生点の高度によって観測地点への到着時間が異なる。

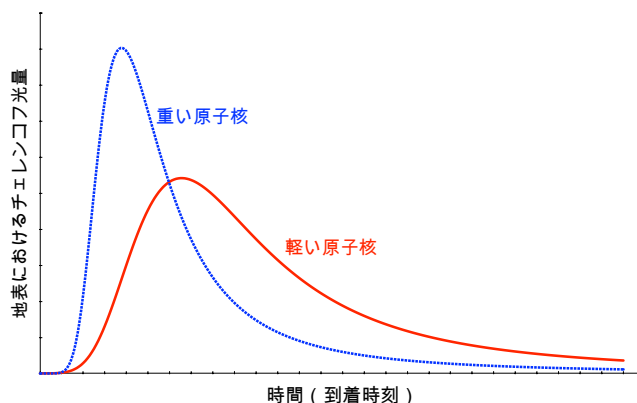


図 1.10: 一次宇宙線核種ごとの空気シャワー縦方向発達の違いが、空気チェレンコフ光の到着時間分布の違いになって現れる様子。

1.3.6 空気チェレンコフ光の横方向分布

Chicago Air Shower Array (CASA) 実験は、1000 台程度の荷電粒子検出器を配置して PeV 領域のガンマ線と宇宙線の源の研究のためにユタ州ダグウェー (1435 m) で 1992 年に始まった実験である [21]。CASA-Broad Lateral Non-imaging Cherenkov Array (CASA-BLANCA) 実験は、CASA 実験検出器アレイと同じ所に配置 (図 1.11) され、144 台のチェレンコフ光検出器から構成されている。

CASA 実験検出器アレイが空気シャワーイベントを検知したときに外部トリガーが発行され CASA-BLANCA 実験検出器アレイはチェレンコフ光シャワーイベントを取得する。

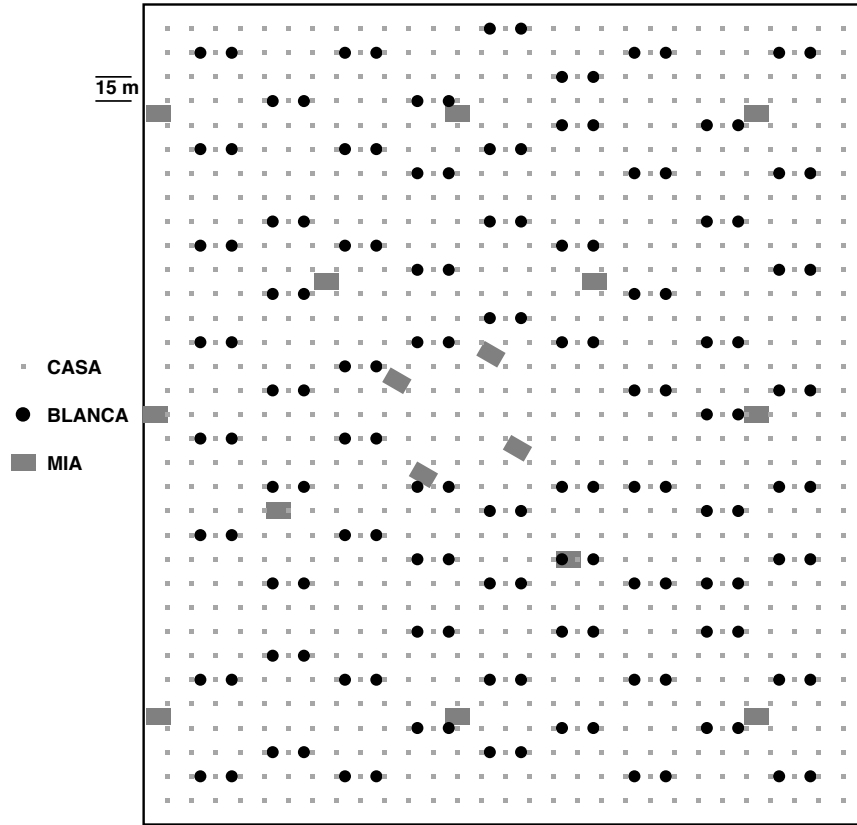


図 1.11: CASA 実験サイトの検出器配置図。CASA は荷電粒子検出器。BLANCA はチェレンコフ光検出器。MIA は地下に埋められたミューオン検出器。

CASA-BLANCA 実験では、チェレンコフ光の横方向分布を 1.25 式でフィットしていた。CASA-BLANCA 検出器に対するシミュレーション横方向分布と実際に測定された横方向分布を図 1.12 に示す。

$$C(r) = \begin{cases} C_{120}e^{s(120\text{ m}-r)} & 30\text{ m} < r \leq 120\text{ m} \\ C_{120}\left(\frac{r}{120\text{ m}}\right)^{-\beta} & 120\text{ m} < r \leq 350\text{ m} \end{cases} \quad (1.25)$$

フィット関数は 3 つのパラメーター C_{120} , s , β から成る。 C_{120} は 120 m 地点での強度、 s は内側の指数関数の傾き、 β は外側の冪関数の傾きを表す。この関数は実験とシミュレーションの結果に基づいて作られた。

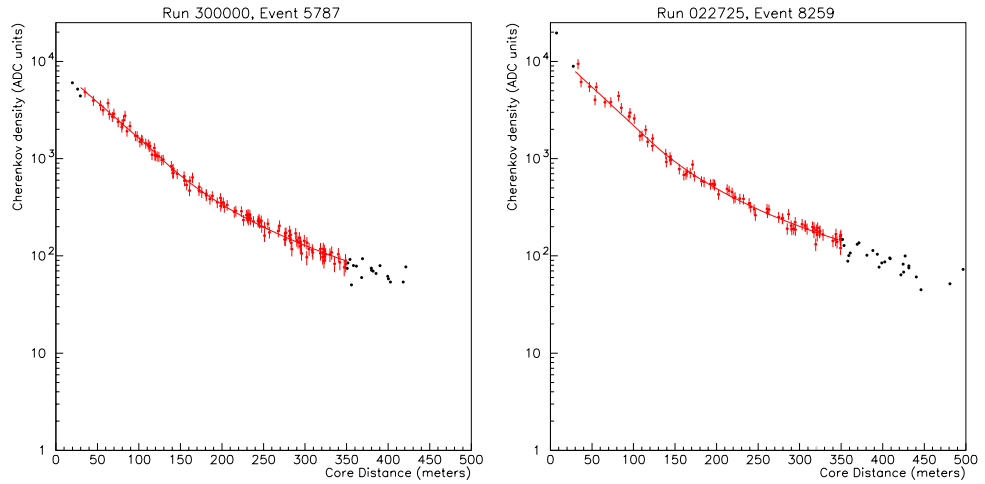


図 1.12: CASA-BLANCA 実験における横方向分布 [22]: シミュレーションによる 1PeV の陽子シャワーの横方向分布 (左) と実際に測定された横方向分布 (右)。赤線が、1.25 式によるフィット結果。

1.4 “2nd knee” 領域の宇宙線の観測結果の現状

“2nd knee” 領域の宇宙線は 1.2 節で述べたように、宇宙線起源についての重要な情報を持っていると考えられており、観測結果が注目されている。この “2nd knee” 領域付近の宇宙線を観測する実験として、KASCADE-Grande 実験、Yakutsk 実験、Tunka 実験、IceCube 実験がある。これらの実験の結果にはある程度の一致は見られるものの、統一の見解は得られていない。本節ではこれらの実験について簡単に紹介し、観測結果をまとめる。

1.4.1 “2nd knee” 領域付近の宇宙線を観測する実験

1.4.1.1 KASCADE-Grande 実験

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 $10^{16} \sim 10^{18}\text{ eV}$ 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 [10]。

1.4.1.2 Yakutsk 実験

Yakutsk 実験はロシアの北東部のヤクーツクに展開されている実験である。58 台の地表シンチレータ検出器 (2 m^2) と地下に配置された 6 台のミュオン検出器 (20 m^2) で 8.2 km^2 をカバーしている。さらに 48 台のチェレンコフ光検出器で空気シャワーが

発するチェレンコフ光を観測する。およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測する [11]。

1.4.1.3 Tunka 実験

Tunka 実験はロシアの南東部のバイカル湖の近くに展開されている実験である。7台のチェレンコフ光検出器（鉛直上方に向けた8インチ光電子増倍管1本からなる）で構成されるクラスターを85m間隔で19クラスター円形に配置し、その中心から周囲半径1kmの地点にさらに6クラスターを配置して、およそ 3km^2 をカバーする。およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [12]。

1.4.1.4 IceCube ニュートリノ観測所の IceTop

IceCube ニュートリノ観測所（以下 IceCube）は南極点のアムゼン・スコット基地の近くに展開されている実験である。検出器は球型のチェレンコフ検出器を60個ストリング状に氷中に並べたもので、これが120m間隔で86本、地表面から深く1450～2450m範囲に配置され、全体で 1km^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 1km^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。およそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [13]。

1.4.2 エネルギースペクトル

図1.13、図1.14、図1.15、図1.16にKASCADE-Grande実験、Yakutsk実験、Tunka実験、IceTop実験で報告されているエネルギースペクトルを示す。ここで各図における γ_i はスペクトルのべき指数である。エネルギースペクトルの γ_i の値とその変化である折れ曲がりの位置（エネルギー）が、異なった観測方法を持つ4つの実験において、エネルギーが 10^{17} eV から $10^{17.5}$ eV の間で γ_i が小さくなるという点で似た構造を持っていることがわかる。したがって、実験的にスペクトルにおける“2nd knee”の存在は確立されたと言える。

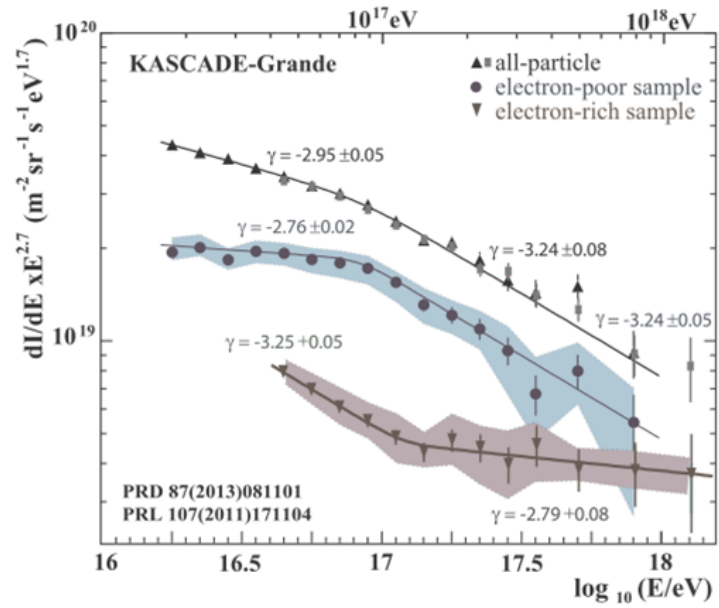


図 1.13: KASCADE-Grande 実験で観測されたエネルギースペクトル [14]。黒丸と青は muon rich、すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル。下三角と茶色は muon poor、すなわち軽一次原子核によるとと思われるシャワー。上三角と四角は全粒子スペクトルで、灰色四角が 2011 年 [15]。上三角が 2013 年 [16] に発表した結果である。色付きの領域は系統誤差の範囲を表している。

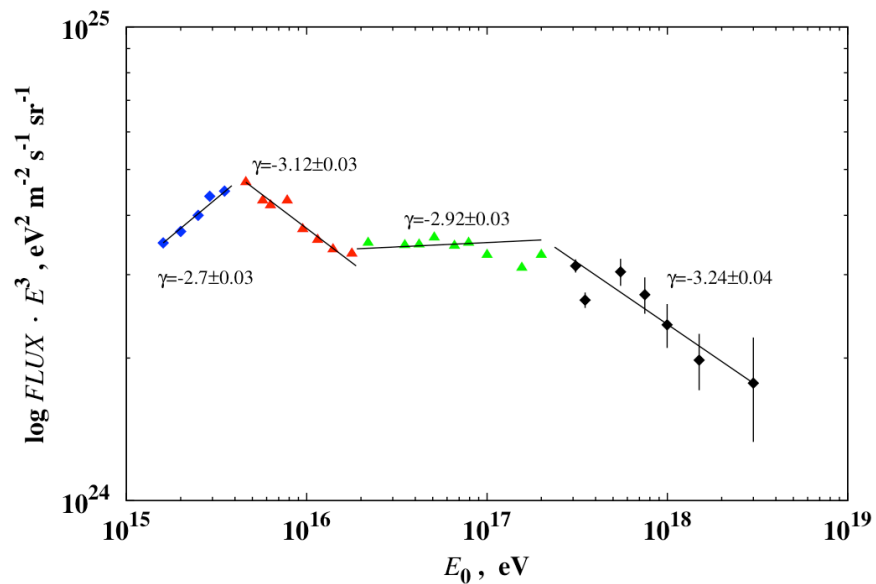


図 1.14: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [17]。

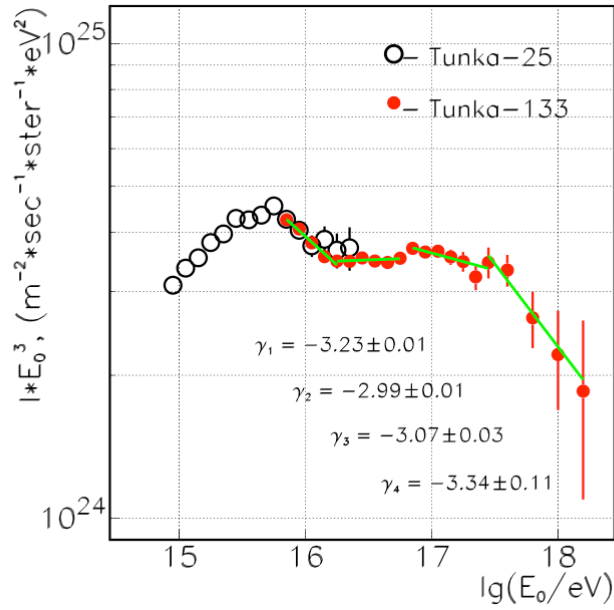


図 1.15: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [12]。

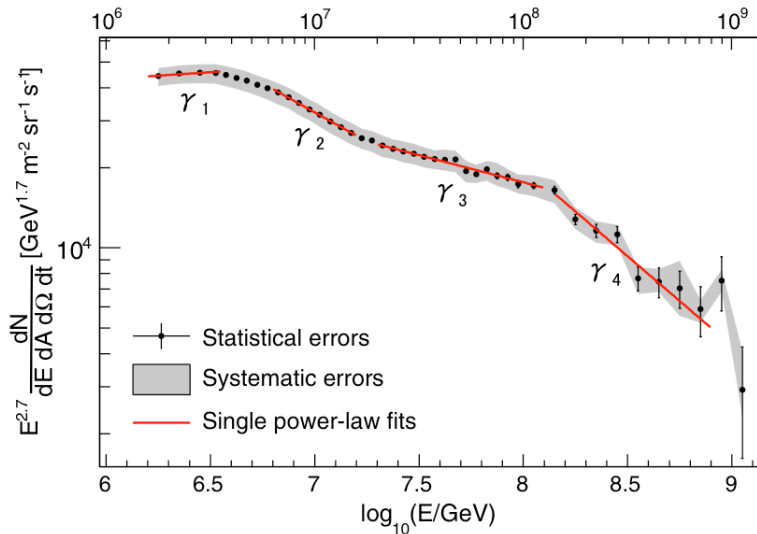


図 1.16: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [13]。図中の記号については、 $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$ 、 $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$ 、 $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$ である。

1.4.3 化学組成

図 1.17、図 1.18、図 1.19 に Yakutsk 実験、Tunka 実験、IceCube 実験で報告されている化学組成を示す。横軸はエネルギー、縦軸は原子核の質量数の自然対数を取ったものである。

スペクトルにおける“2nd knee”の存在は、1.4.2 節で述べたように実験的に確立されているが、“2nd knee”付近のエネルギー領域での一次粒子種（化学組成）の観測結果

は各実験で異なる。Yakutsk、Tunka は $10^{16}-10^{17}$ eV のエネルギー領域では一次エネルギーの増加とともに粒子種が重い原子核へと変化していき、それより上の領域では軽い原子核に変化していくという結果が出ている。また、図 1.13 の KASCADE-Grande では、全粒子のスペクトル（上三角）に対してエネルギーが $10^{16.2}-10^{17.1}$ eV あたりまで重一次原子核成分（黒丸と青）の γ が小さく逆に軽一次原子核成分（下三角と茶色）の γ が大きい。これはエネルギーが $10^{16.2}-10^{17}$ eV にかけては組成が重い原子核へと変化していることを意味している。それに対してエネルギーが $10^{17.1}$ eV あたり以降はそれぞれの全粒子のスペクトルからの γ の大小が逆転しており、これは一次宇宙線の組成が軽い原子核へと変化していることを意味している。よって KASCADE-Grande も Yakutsk、Tunka と似た一次宇宙線の組成の変化を示していることになる。しかし IceTop では、 $10^{15.5}-10^{17.5}$ eV の全てのエネルギー領域で粒子種が重い原子核へと変化していくという結果になっている。

“2nd knee” のエネルギー領域でエネルギーが上がるごとに一次粒子種が重い原子核から軽い原子核に変化していれば、“2nd knee” は銀河系内宇宙線から銀河系外宇宙線へ遷移することによるもので、“ankle” は宇宙背景放射と一次宇宙線との相互作用による電子対生成によるものだと考えることができる。“2nd knee” のエネルギー領域より上で一次粒子種が重い原子核のままだと、“ankle”こそ銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へ遷移しているところであるかも知れず、“2nd knee” に関しては別の原因を考える必要がある。

このように、“2nd knee” のエネルギー領域の化学組成は大変興味深いトピックとされている。

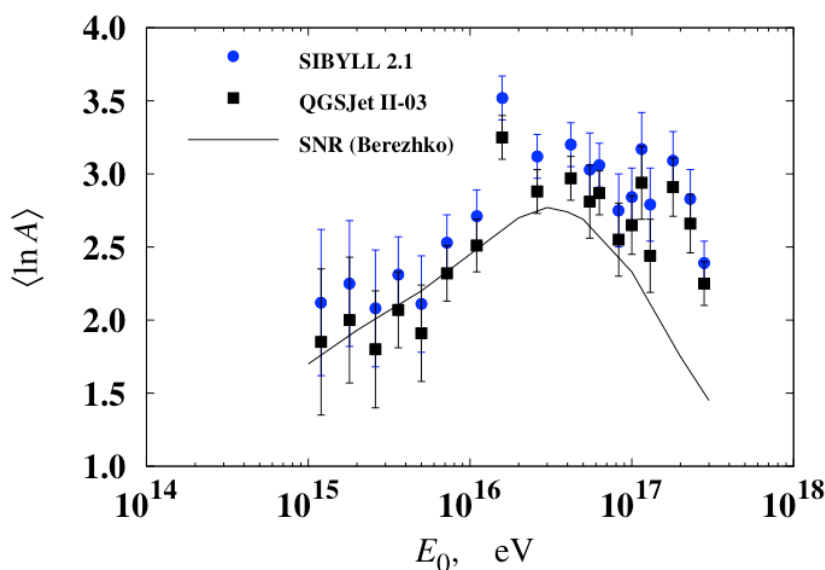


図 1.17: Yakutsk 実験で観測された化学組成 [11]。

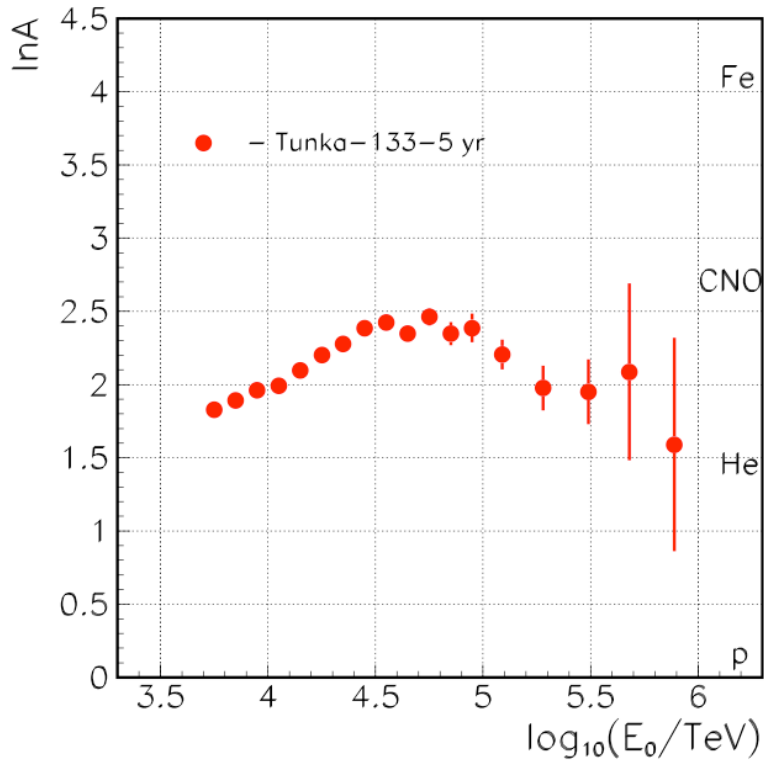


図 1.18: Tunka 実験で観測された化学組成 [12]。

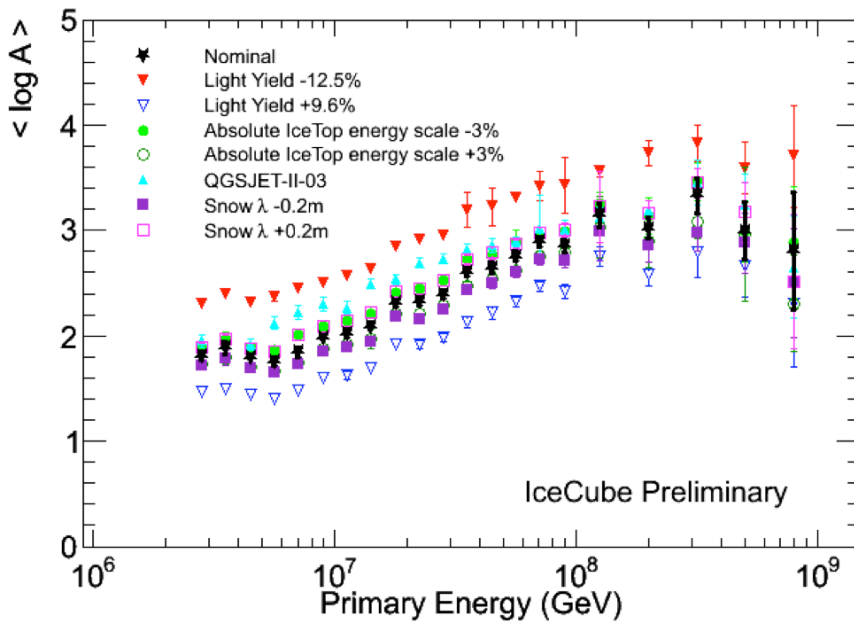


図 1.19: IceCube で観測された化学組成 [13]。

第2章 Non-Imaging Cherenkov (NICHE) 実験

NICHE 実験は Telescope Array (TA) 実験の枠組みの中で行われる。14 台のチェレンコフ光検出器からなる NICHE 実験検出器アレイは TA 実験サイトに配置され、TA 実験の大気蛍光望遠鏡との宇宙線の同時観測が可能である。同時検出された同一シャワーを、空気シャワーから異なる物理現象で放出されるチェレンコフ光と大気蛍光を観測することで系統誤差を減らし、エネルギー及び化学組成の決定精度を高める。

2.1 TA 実験

TA 実験はエネルギー決定精度にハドロン相互作用のモデル依存が少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector:FD) と、稼働時間が長く大きな統計量が見込める地表検出器 (Surface Detector:SD) による空気シャワーアレイのお互いの利点を生かし、 10^{18} eV 以上の極高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測する実験である。

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からなり、検出面積は約 700 km^2 である。FD ステーションは SD アレイ周辺の三ヶ所に約 35 km 間隔で設置され、方位角 108° 、仰角 3° – 33° でアレイ上空を観測している。一つのステーションに 12 台または 14 台の望遠鏡が設置され、全部で 38 台である。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から 100–200 m 高い場所に置かれている。TA の検出器配置を図 2.1 に示す。SD アレイ上空を FD の視野で覆い、到来する宇宙線を 2 つの異なる検出器でハイブリッド観測することが可能となっている。

これまでの観測では、図 2.2 のように $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギースペクトル上にいくつかの構造が確認されている。これらの構造はそれぞれ、電子・陽電子生成による dip ($10^{18.7}$ eV)、GZK pileup ($10^{19.4}$ eV)、GZK cutoff ($10^{19.7}$ eV) によるものと解釈できる。また図 2.3 に示すように、 X_{max} の測定結果から、このエネルギー領域全体で一次宇宙線が純粋に陽子のみからなると仮定した場合と矛盾しないことがわかった。これらの結果を統合して、最高エネルギー宇宙線は銀河系外起源の陽子であり、CMB 光子との相互作用による強い減衰が起きていると考えられる。また、TA 実験では 57 EeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線の到来方向分布について図 2.4 のように 5.1σ の有意度をもつ領域を観測しており、この領域をホットスポットと呼んでいる。この 5.1σ の有意度をもつような偶然確率は、宇宙線の到来方向について等方的な分布を仮定した場合に 3.4σ であると計算されている。

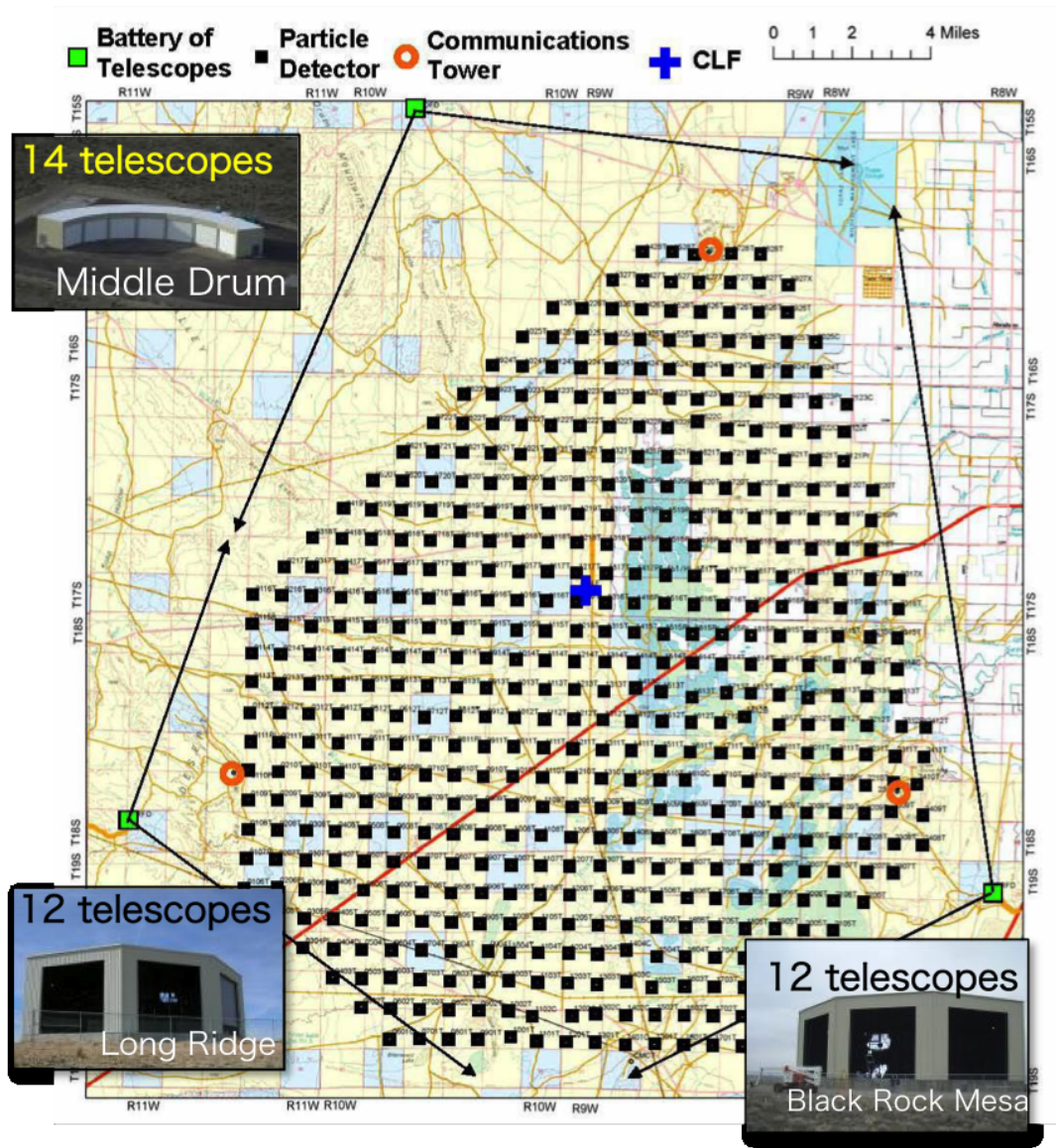


図 2.1: TA 実験における装置の配置図

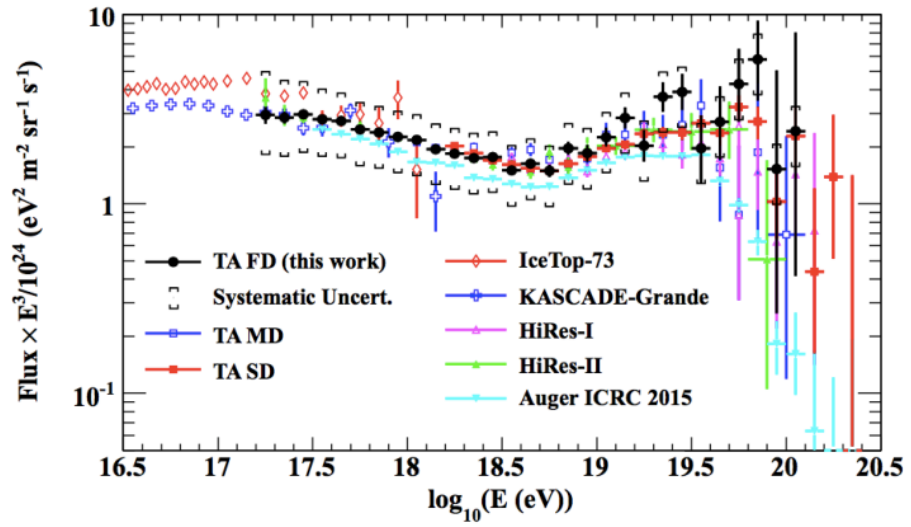


図 2.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [18]。スペクトルの微細構造を見やすくするためにスペクトルに E^3 を掛けている。

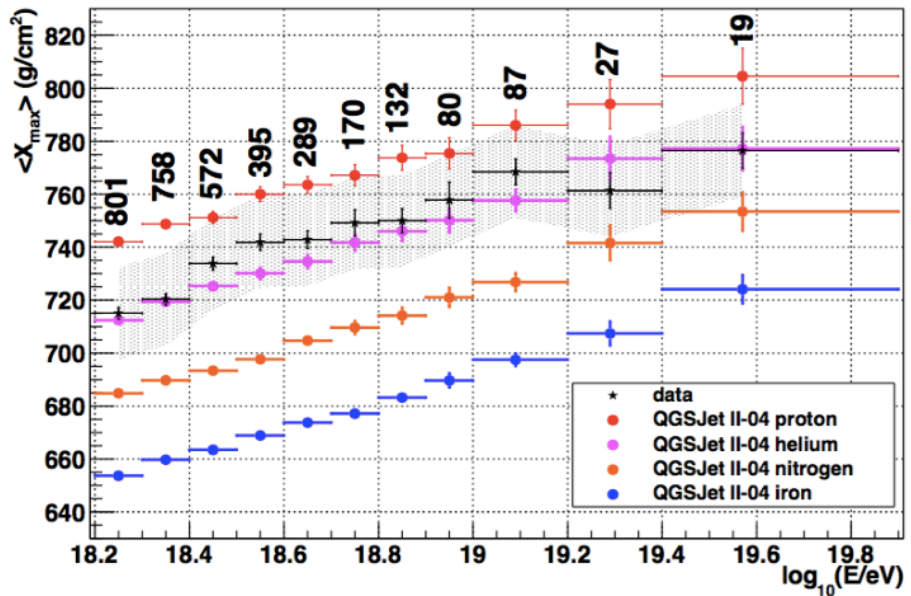


図 2.3: TA 実験による平均 X_{\max} [19]。黒が観測データ、青が陽子と仮定したとき、赤が鉄と仮定したときのシミュレーションの結果。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定した時の組成と矛盾しない。

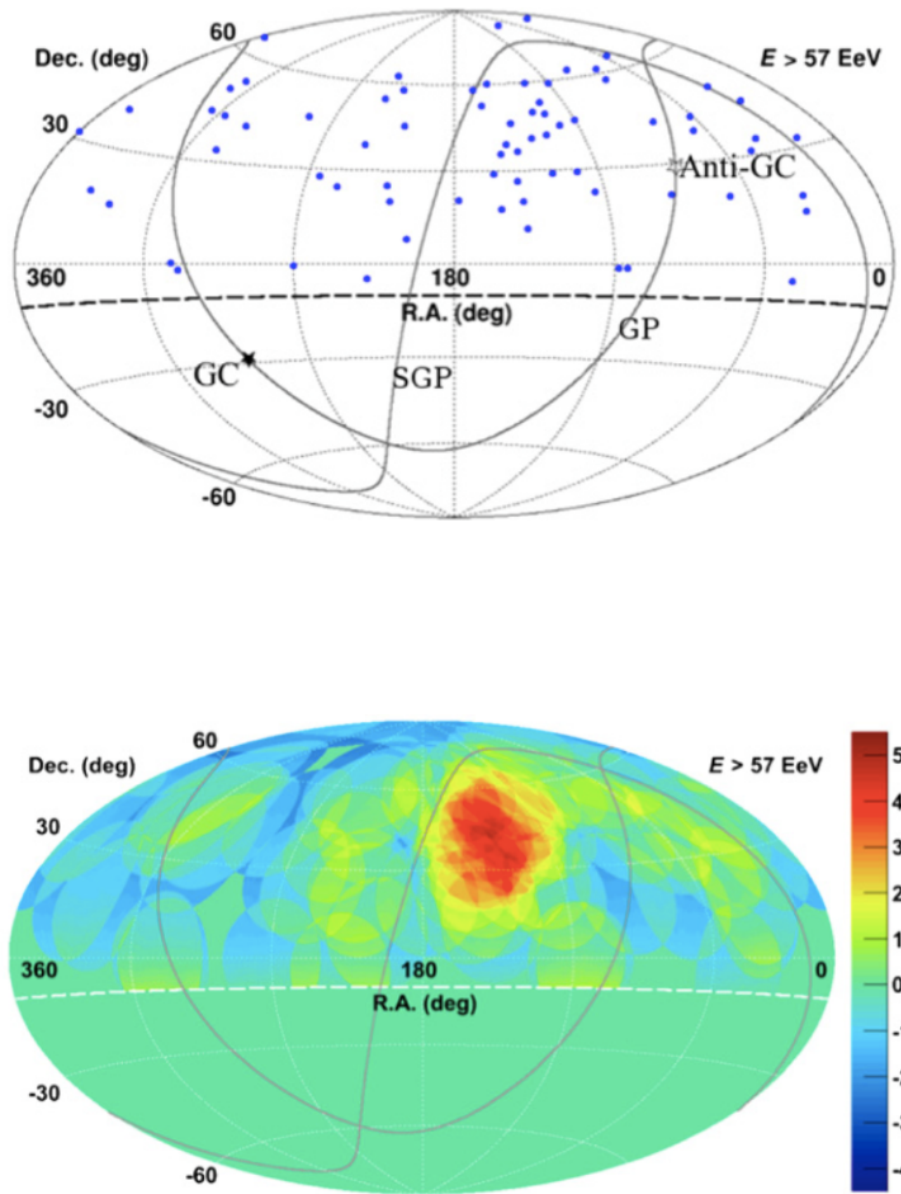


図 2.4: 上図:TA 実験で観測された 57EeV 以上のエネルギーをもつ宇宙線の到来方向。
 下図:上図の 1 点 1 点について 20 度の円を重ね書きして、その有意度を表したもの [20]。

2.1.1 大気蛍光望遠鏡

TA 実験の FD は空気シャワーによる大気蛍光を球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像して観測する装置である。TA 実験では、FD は 3ヶ所のステーションに設置されており、Long Ridge (LR) ステーション、Black Rock Mesa (BRM) ステーション、Middle Drum (MD) ステーションの 3つである。LR、BRM ステーションに設置されている FD は、TA 実験のために新たに設計されたもので、口径 3m の球面鏡を持つ望遠鏡が 12 台ずつ設置されており、ステーション全体で方位角 108° 、仰角 3° – 33° の範囲を見る。図 2.5 に Long Ridge (LR) と Black Rock Mesa (BRM) の FD の外観を示す。Middle Drum (MD) ステーションに設置されている 14 台は、HiRes 実験で使用されていた望遠鏡を移設したものである [36]。

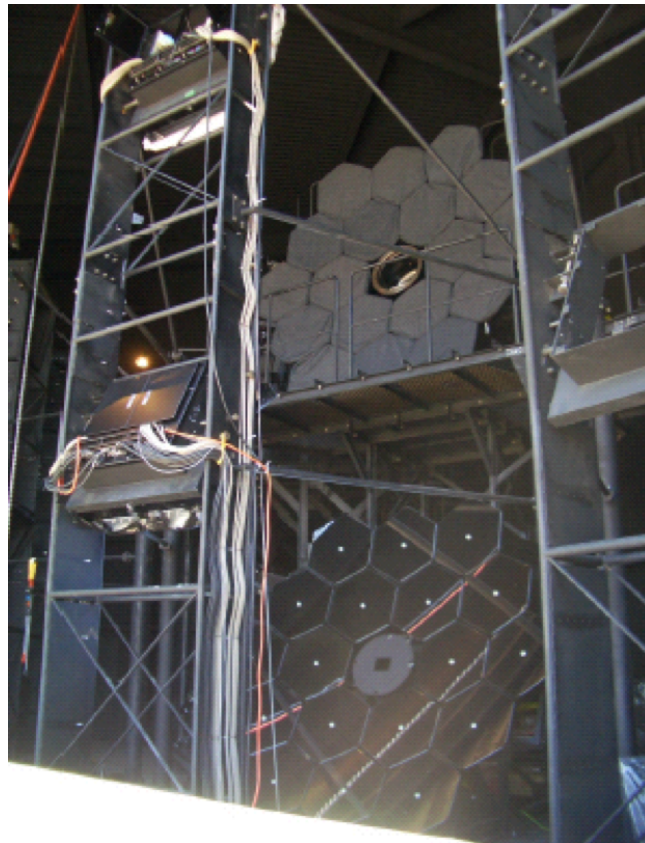


図 2.5: LR、BR ステーションの大気蛍光望遠鏡

2.1.2 地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2km の基盤目上に並べられた 507 台の SD からなり、 700 km^2 の検出面積を持つ。TA の SD アレイは 3 領域の部分アレイから構成されており、各中央データ収集塔はそれぞれ SKCT (Smelter Knoll Communication Tower)、BRCT (Black Rock Mesa Communication Tower)、LRCT (Long Ridge Communication Tower) と呼ばれる。各領域ごとに 1 つの中央データ収集塔と無線 LAN 通信で接続されている。

SD の粒子検出部分には、1.2cm 厚、 $2.0\text{ m} \times 1.5\text{ m}$ のプラスチックシンチレータ (CI 工業製 CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている。上下層のシンチレータからの

信号のコインシデンスをとることで、二次宇宙線荷電粒子からの信号を区別する。なお、1層のシンチレータは8枚のシンチレータパネルで構成されている。荷電粒子が入射するとシンチレータは発光する。発生した光は、各層ごとに104本の波長変換ファイバー（Kuraray製Y-11）を通じて光電子増倍管（Electron-tubes製9124SA、PhotoMultiplier Tube、以下PMT）に導かれる。上記のシンチレータ、ファイバー、PMTは、シートで遮光した上で、厚さ1.2mmのステンレス製の箱に収納されている。これをシンチレータボックスと呼んでいる。図2.7に、現在設置している35台のSDのシンチレータボックスの構成図を示す。



図 2.6: 現在設置されている TA 実験 SD。茶色の屋根の下にシンチレータボックスが格納されている。

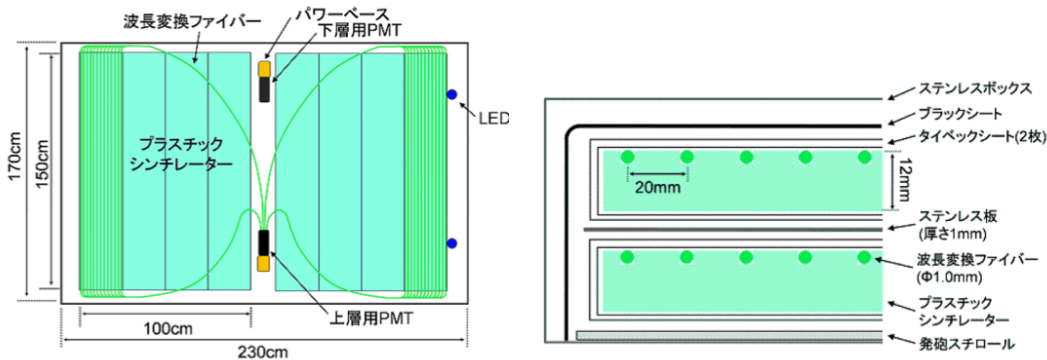


図 2.7: TA 実験 SD のシンチレータボックスの構成図。(左) シンチレータボックスの内部構造 (右) シンチレータボックスの断面図

2.2 NICHE 実験

2.2.1 NICHE 実験の目的

1.2 節で述べたように、エネルギー 10^{16} eV までと 10^{18} eV 以上の宇宙線の化学組成については研究が進んでおり、低・高エネルギー側では組成がはっきり異なっていることがわかっている。しかし、宇宙線の化学組成の変化が起こっているはずの中間エネルギー領域では信頼できるデータは殆どない。

本研究の目的は、この宇宙物理学にきわめて重要でありながら、これまでの研究において観測があまり行われなかったエネルギー領域である $10^{16.5}$ – $10^{18.5}$ eV の宇宙線を観測し、エネルギースペクトルを決定するとともに化学組成とその変化を精密に測定し、銀河系内及び銀河系外起源の宇宙線の起源天体、及び転換エネルギー境界を確定させることである。宇宙線の起源が銀河系内であると考えられている低エネルギー側では重い原子核が多く、一方で銀河系外だと考えられている高エネルギー側では陽子が主成分であるはずである。この領域で観測を行えばエネルギーとともに急激な重成分の減少と軽成分の増加が見られるはずで、その遷移がどのエネルギーで起こっているのかを決定することができる。

2.2.2 NICHE 実験方法と実験原理

NICHE 実験では、 $10^{16.5}$ – $10^{18.5}$ eV のエネルギー領域の宇宙線を観測し化学組成を測定するために、宇宙線が大気中で空気シャワーを発生した際に放射される空気チェレンコフ光を捕らえる。そして空気シャワーを起こした宇宙線の元の原子核が何であったかを決定するためには、空気シャワーの縦方向発達を観測することが重要である。つまり、PMT を夜空に向け空気チェレンコフ光を測定することで、空気シャワーの縦方向発達の様子を決定し、一次宇宙線原子核の質量数判別を行う。NICHE 実験では、各々の検出器が記録した空気チェレンコフ光の信号の大きさからエネルギーと空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} を決定する。

2.2.3 NICHE 検出器

NICHE 検出器アレイは、図 2.8 に示すように、TA 実験 Middle Drum FD (MD-FD) の視野角内に、 $300 \times 300 \text{ m}^2$ で 100 m 間隔で格子状に 14 台配置している。

NICHE は、大気蛍光望遠鏡は空気シャワー縦方向発達を直接観測しているのに対して横方向分布を観測しており、高度毎の荷電粒子数に相当する生成されたチェレンコフ光が時間差をもって地表に到達することから、縦方向発達情報もチェレンコフ光信号波形に含まれると考えられている。さらに、大気蛍光望遠鏡と比較すると、検出器に向かって降ってくる空気チェレンコフ光を検出するために少数の PMT で観測を行うことができ、実験にかかるコストも比較的安く抑えることができる。検出器は上に向けた 1 本の PMT を持つ簡単な構造になっており、効率よく空気チェレンコフ光を検出できるように、視野角 45 度の集光コーンを取り付けた。また、観測は夜のうちに行為れ、日の出ている時間帯は観測を行わないので、検出器には開閉のできるシャッターを取り付けて、観測を行わないときにはシャッターを閉めるようにする。

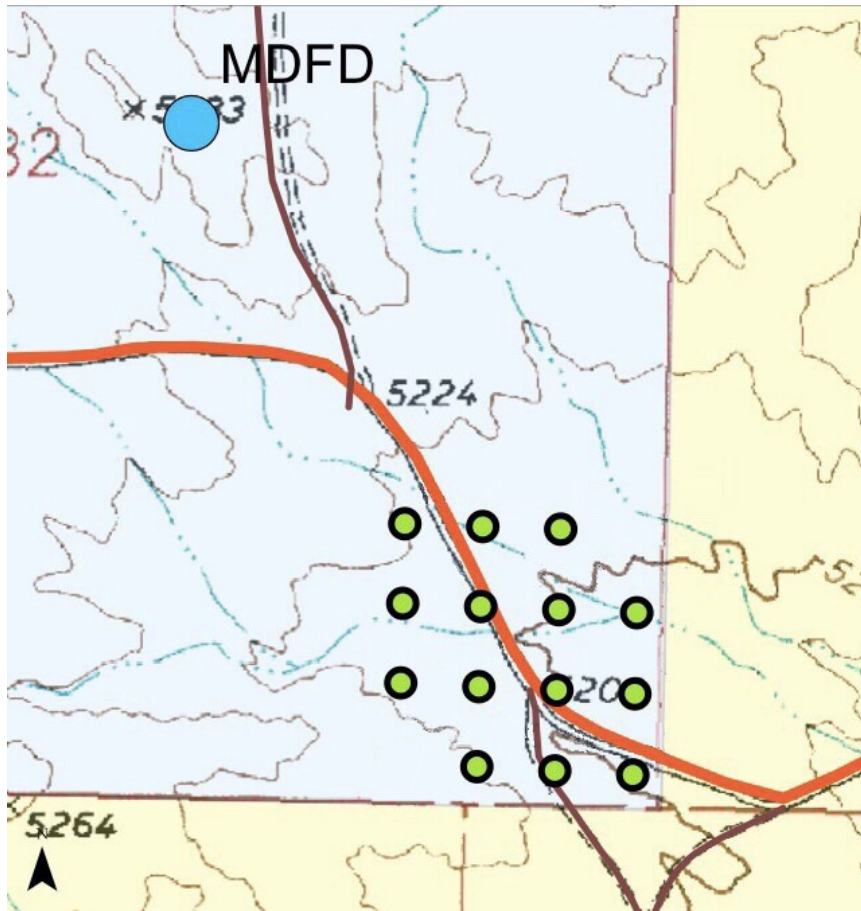


図 2.8: TA 実験の FD と NICHE 検出器の配置図。青色の□が TA の FD。緑色の○が NICHE の検出器。NICHE 検出器は、TA-FD から南東に 800 m ほど離れたところに位置しており、100 m 間隔で格子状に 14 台配置している。TA-FD は、NICHE 検出器の方向に向いていて、視野の境界線を点線で表している。

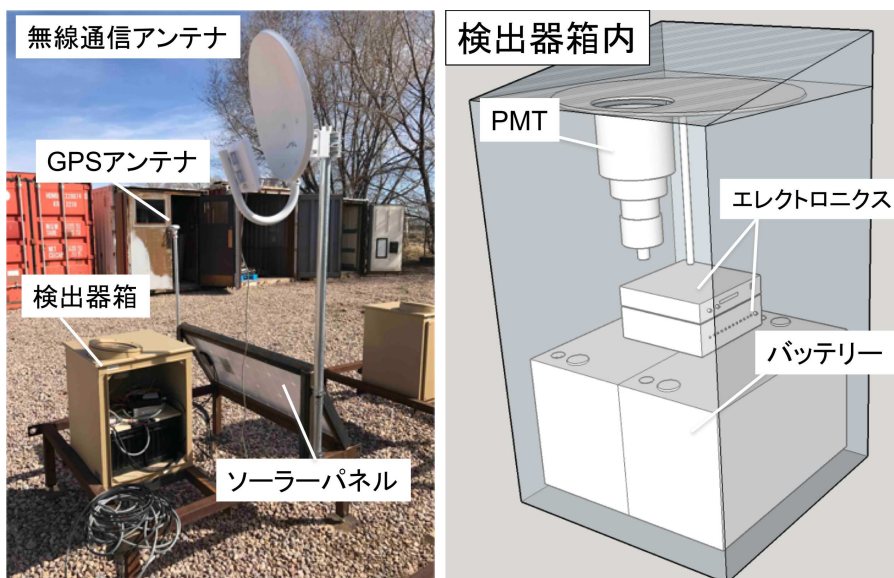


図 2.9: 検出器の外観（左）と検出器箱内の概略図（右）。

図 2.9 のように、検出器は主に無線通信アンテナ、GPS、PMT、エレクトロニクスである測定ユニット及びコントロール回路で構成されている。各実験装置の役割及び性能については 3 章で後述する。

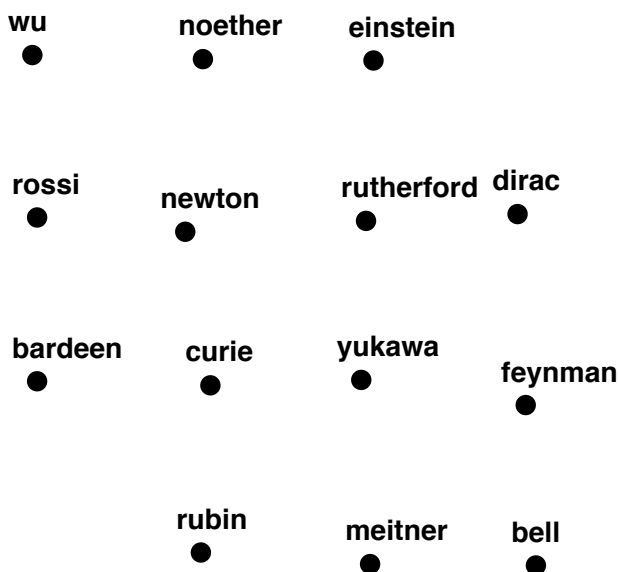


図 2.10: 設置済み NICHE 検出器の名前：全検出器に識別できる名前が割り当てられている。

表 2.1: GPS で測量された各検出器の緯度、経度、標高を示しており、本解析で使用した検出器アレイ中心を原点とする XY 座標 (X 軸方向が東、Y 軸方向が北を向く座標系) も示す。誤差は < 0.1 m。

検出器名	緯度	経度	標高 [m]	X [m]	Y [m]
wu	39.4683432	-112.9904673	1569.50	-147.061	155.481
noether	39.4683232	-112.9893122	1568.32	-47.638	153.167
einstein	39.4683195	-112.9881591	1567.33	51.614	152.666
rossi	39.4674375	-112.9904424	1569.44	-145.009	54.900
newton	39.4673702	-112.9894342	1568.14	-58.234	47.344
rutherford	39.4674284	-112.9881912	1566.22	48.765	53.707
dirac	39.4674674	-112.9871719	1564.90	136.506	57.957
bardeen	39.4665428	-112.9904710	1570.51	-147.562	-44.453
curie	39.4665285	-112.9892628	1567.89	-43.564	-46.142
yukawa	39.4665559	-112.9882568	1566.67	43.033	-43.179
feynman	39.4664205	-112.9870997	1564.83	142.620	-58.308
rubin	39.4656067	-112.9893238	1572.11	-48.910	-148.491
meitner	39.4655700	-112.9881929	1569.93	48.433	-152.660
bell	39.4655455	-112.9870413	1565.11	147.562	-155.481

2.2.4 アクセスポイントとネットワークシステムの構成

各検出器と無線通信でデータのやり取りをするためのアクセスポイントは、MD-FD にメインPCと共に設置されており、MD-FD ネットワーク (*. *.183.x) 内におけるプライベートIPアドレス (*. *.183.10) が与えられた。さらに、メインPCをアクセスポイントとブリッジモードで接続し、メインPCとアクセスポイントと全検出器から成るプライベートネットワーク (*. *.1.x) を構築している (図 2.2.4)。

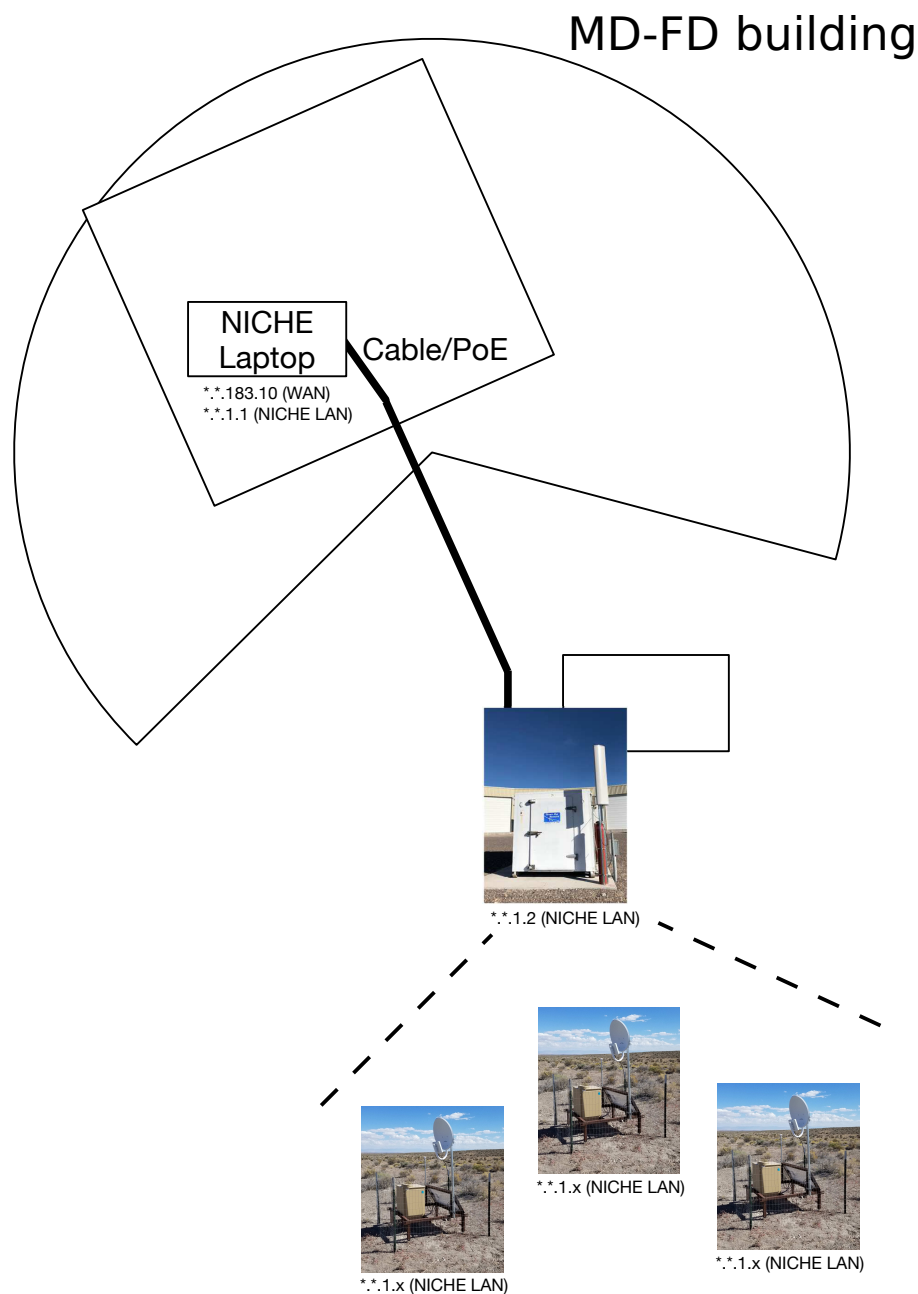


図 2.11: メインPCと検出器を含むネットワークの概略図

第3章 NICHE 実験装置と観測手順

この章では、NICHE 検出器の主なコンポーネントについて説明をし、2019年5月から始まった定常観測で運用されている観測手順やイベントモニター方法について説明する。

3.1 NICHE 実験装置

NICHE 実験装置は大きく分けて FADC を持つフロントエンドである測定ユニット、コントロール回路、PMT からなる。

3.1.1 測定ユニット

NICHE 検出器が持つ測定ユニットは、Linux を搭載しておりインターネットを經由してのログインができ、遠隔の操作により、観測開始/終了、検出器のステータスの取得及びデータ収集を行う。測定ユニットは、サンプリングレート 200 MHz、ADC 分解能 12 bits の FADC を搭載している。

一般的に空気チェレンコフ光信号のパルス波形幅は数百 ns なので 200 MHz のサンプリング周波数つまり 5 ns 間隔でサンプリングすれば、十分な波形幅を持つ信号データを取得することが可能である。また FADC のサンプリング周波数は 200 MHz であることから、ナイキスト周波数が 100 MHz に決まる。また、エイリアスを避けるため、カットオフ周波数 100 MHz の 2 次のバターワースフィルタを FADC の直前に組み込んだのである。

表 3.1: 測定ユニットエレクトロニクス。

Clock	200 MHz
FADC	12 bits
2nd-order butterworth filter	100 MHz
Linux	ARM CPU

検出された信号には、FADC を介して波形データとして取り込まれる際に時間情報として、GPS モジュールによる 1 PPS 信号によって較正された時間と 1 PPS 信号と同期したクロックカウント数が与えられる。

1 ps の精度を持つパルスジェネレータから同時に 2 つの検出器に信号を入射し各検出器に保存された同信号に対する時間情報の差を取り、時間情報の正確さを調べた。その結果を図 3.2 に示す。この検出器は、およそ 1 クロックカウント (5 ns) の時間差を持つことがわかった。



図 3.1: 測定ユニットの写真。表 3.1 のように仕様を決定し、ブレインズ社に作成を委託した。

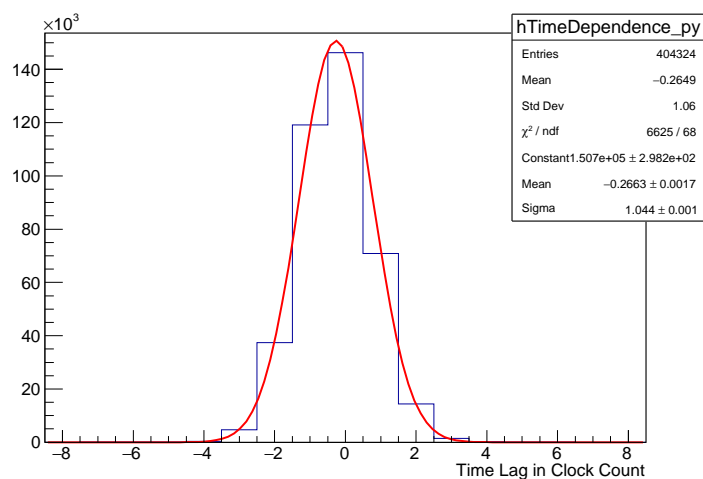


図 3.2: 時間情報の正確さ。

3.1.1.1 FADC

測定ユニットの持つ FADC の入力 は AC カップリングのバイポーラ入力となっており、最大 1.536 V のデータ記録が可能である。PMT からの信号は負電圧であるため、FADC に入力される信号は正極性に反転される。ADC は 12 bits、サンプリングレートは 200 MHz であり、ADC と時間の分解能はそれぞれ $1.536 \text{ V} / 2^{12} = 0.375 \text{ mV}$ 、5 ns である。

測定ユニットは FADC に入力された信号を検出器毎に独立なセルフトリガーで保存する。セルフトリガー条件のパラメータ (表 3.2) は測定ユニット上で設定することができて、観測対象に応じて移動平均ポイント数やトリガースレッシュホールド値を整数値で変更可能である。観測時にはチェレンコフ光の波形幅とベースラインのふらつきを考

慮して移動平均ポイント数を 8 (40 ns 相当)、トリガースレッシュヨルド値を 49 (7 σ 相当) にしている。セルフトリガーされると、トリガーされたポイントを含む合計 1024 ポイントが保存されるが、トリガ位置はこの区間内で任意の値に変更可能で、本研究では中心付近の 524 ポイント目を採用している。

式 3.1 に示すセルフトリガー条件を満たしたポイントは、測定ユニットで事前に設定されたトリガ位置 (524 ポイント目) にセットされる。測定ユニットで得られた波形例を図 3.3 に示す。

$$(\text{移動平均後の値} - \text{平均値})^2 > (\text{トリガ発生の無い 1023 ポイントの母分散}) \times (\text{スレッシュヨルド値}) \quad (3.1)$$

表 3.2: セルフトリガー条件のための設定可能パラメータ。

移動平均ポイント数	4, 8, 16, 32
トリガースレッシュヨルド値 σ^2	0-255

表 3.3: その他の測定ユニットで設定可能なパラメータ。

トリガ位置 (ポイント)	0-1023
レベルシフト (V)	0-0.8
ゲイン (dB)	0-24

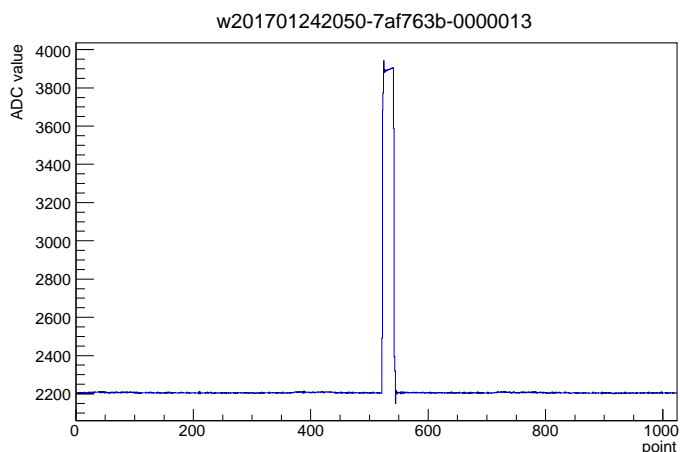


図 3.3: 測定ユニットに波高 0.8V の矩形波を入力した際の信号。横軸のポイント数は 0 から 1023 まで縦軸の ADC 値は 0 から 4095 まで取る。レベルシフトとゲインはともに 0 で、トリガ位置は 500 ポイントにセットされている。GPS の 1 PPS と同期したトリガ位置における時間情報がグラフ上部に表示されており、ハイフンを挟んで左から順に、年日時分秒、直前に 1 PPS 信号受信してから数えられたクロックカウンタ数 (16 進数)、波形取得開始してから得られた波形数に対応している。この波形は 2017 年 1 月 24 日 20 時 50 分、128939579(0x7af763b) \times 5 ns = 644697895 ns に取られたものであるとわかる。

PMT からの入力電圧は常に負のため、レベルシフトを 0.8 V に設定すれば波形保存可能な領域が増え測定できる信号の幅が広がるが、レベルシフトを増やすとベースラインのふらつきが大きくなることがわかった。ベースラインのふらつきは周期的なものになっており解析時に鋸歯状波によるフィットでノイズを除くことが可能である。しかし、ベースラインのふらつきが大きいため検出できる信号の最小波高が大きくなってしまふことを懸念して、観測時にはベースラインのふらつきが最も小さくなるようなレベルシフトを採用している。そのようなレベルシフトは検出器固有の値であるが図 3.4 より 0.05 V 程度であった。

後述する PMT に入力する HV を変えることで信号の大きさを変化させることができるため測定ユニットのゲインは使わない。本研究では常に 0 dB にしている。

表 3.4: 観測中に設定しているパラメータ。

移動平均ポイント数	8
トリガースレッショルド値 σ^2	49
トリガ位置 (ポイント)	500
レベルシフト (V)	~ 0.05 (検出器固有の値を使う)
ゲイン (dB)	0

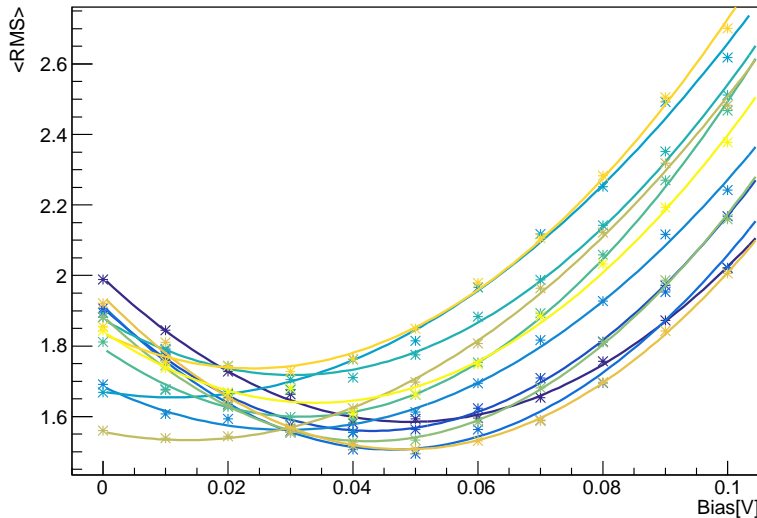


図 3.4: レベルシフト Bias とベースラインのふらつきの平均 $\langle \text{RMS} \rangle$ の関係。12 台の測定ユニットの結果が色分けされて描かれている。スターはデータ点を示し 1 点あたり 170 程度のデータが記録されている。実線はデータ点をフィットしたもので二次関数を使っている。観測時にはフィット関数上で最小になる所のレベルシフトを使い、今回測定していない残り 3 台の測定ユニットに対しては 12 台分の平均値を使う。

3.1.2 コントロール回路

チェレンコフ光検出器に用いる PMT の HV 電源の ON/OFF や検出器のシャッターの開閉などを測定ユニットを用いてコントロールするための回路を作成した。コントロール回路の電源はバッテリーからの 12V を用いるが、コントロール回路自体は内部で 3.3V で動作するので、スイッチングレギュレータを用いて 12V から 3.3V への変換を行っている。

- PMT への HV 電源の ON/OFF をリレーで行う。リレーに測定ユニットのデジタル出力のあるポートから High/Low が渡され、ON/OFF を行う仕組みである。HV 出力の設定は、測定ユニットの DAC 出力 (0–5V) を受け取って制御される。また、HV 電源からの高電圧出力は、1/1000 分圧器を介して測定ユニットの低速 ADC によるモニターが可能である。
- 検出器のシャッターの開閉を行う。測定ユニットからの Open/Close 命令を受け取り、東芝製モータードライバを介してモーターへの 12V 電源の制御を行っている。また、シャッターの Open 側、Close 側にはどちらもリミットスイッチを取り付けており、シャッターが開ききった状態、閉まりきった状態を検知し、モータードライバがハード的にモーターへの電源供給をストップさせることができる。この動作は測定ユニットからの Open/Close よりも優先されるため、もし何らかの理由によって Open/Close のコマンドが出続けてしまったとしても、モーターが回り続けて装置を破損してしまうことはない。
- バッテリー電圧と PTH センサーによるコントロール回路周辺の圧力、温度、湿度のモニターができる。

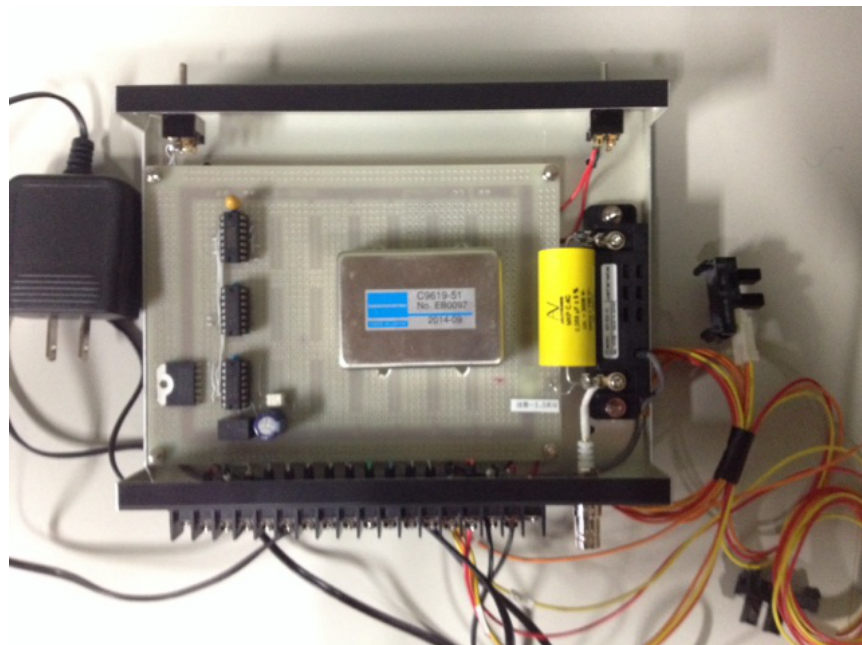


図 3.5: 自作コントロールボックスの回路写真。

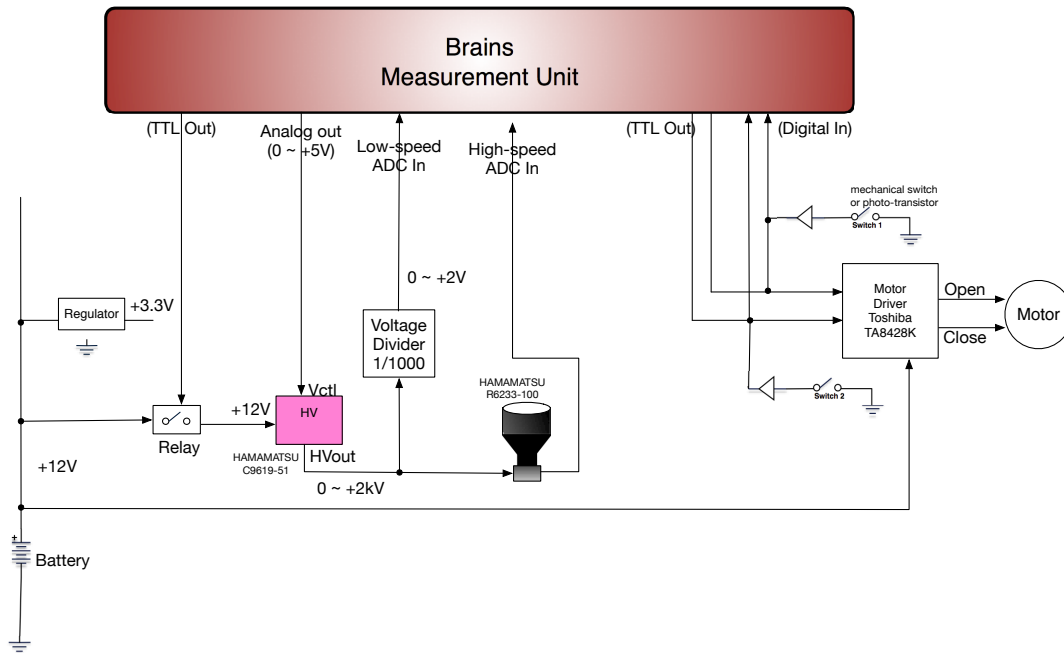


図 3.6: 測定ユニットによるコントロールダイアグラム。

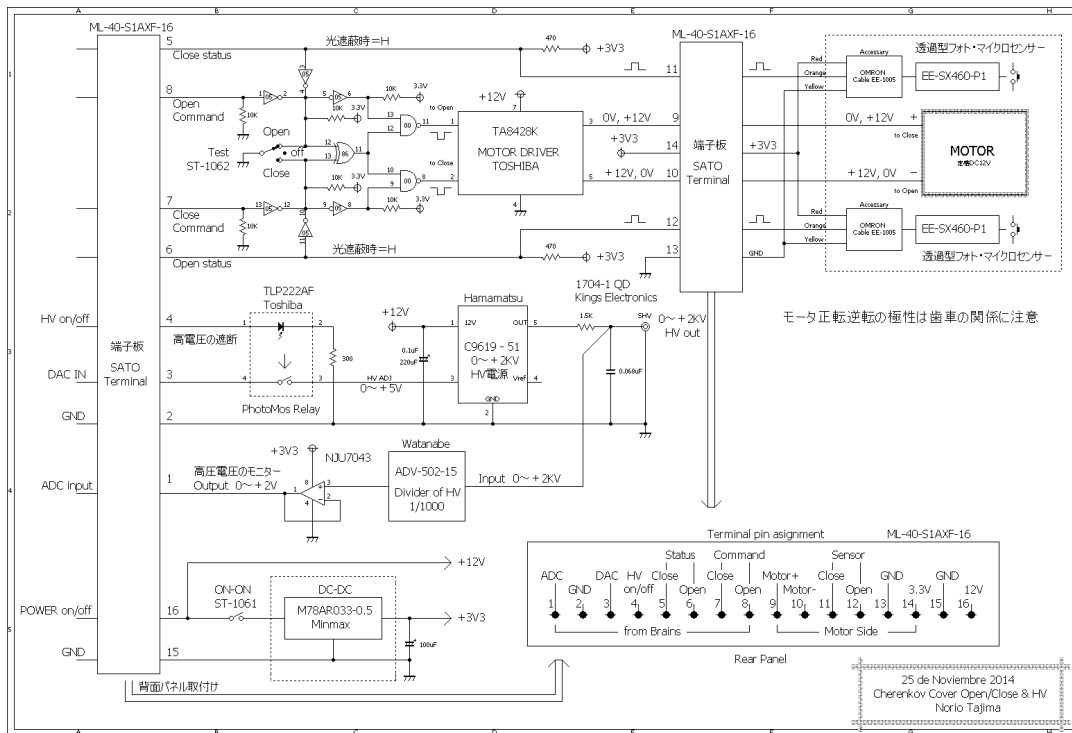


図 3.7: コントロールボックスの回路図。

3.1.3 PMT

NICHE 実験ではPMTを用いて空気チェレンコフ光の観測を行う。検出器に向かってくるチェレンコフ光を観測するので、受光面がバルブ頭部に取り付けられているヘッドオン型PMTを使用した。また空気チェレンコフ光は非常に微弱な光で、観測されるパルス幅も数百 ns であるため、PMT (R6233-100) の電子増倍部分は、電子収集効率の高いボックス型と時間応答性が極めて早く、時間分解能の良いラインフォーカス型を組み合わせた構造を採用している。



図 3.8: PMT 写真。受光面の直径は 3 インチ。

表 3.5: PMT (R6233-100:浜松ホトニクス) の特性

光電面直径	3 inch
感度波長範囲	300–650 nm
最高量子効率波長	350 nm
カソード	Bialkali
ダイノード構造/段数	BoxLinfocus/8
量子効率	35%
立ち上がり時間	9.5 ns

3.1.3.1 HV-PMT ゲイン関係

PMT ゲインは陽極からの出力電流と陰極からの光電子電流との比で、一般的に、 n 段のダイノードを持つ PMT の陽極–陰極間に電圧 V を印加した場合の PMT ゲイン μ は $\mu = KV^{\alpha n}$ で与えられる。ここで K は定数で、 α はダイノードの形によって決まり、0.7–0.8 の値を取る。PMT (R6233-100) のダイノードの段数は 8 段であるから、PMT ゲインは印加電圧の 5.6–6.4 乗に比例することになる。

PMT に印加する HV と PMT (R6233-100) のゲイン関係を測定した。安定光源である YAP (図 3.9) を光電面に貼り付け、PMT に印加する HV を変化させた際の PMT からの信号を FADC を介して得た ADC 値積分値の変化を調べた。

観測時には、測定したゲインの式を使い全検出器のゲインを揃える。

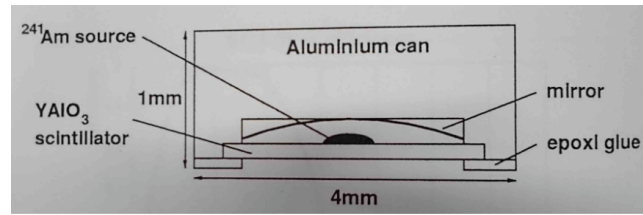


図 3.9: YAP の構造。放射性同位体である ^{241}Am から放出されるアルファ線によるシンチレーション光を利用する [23]。

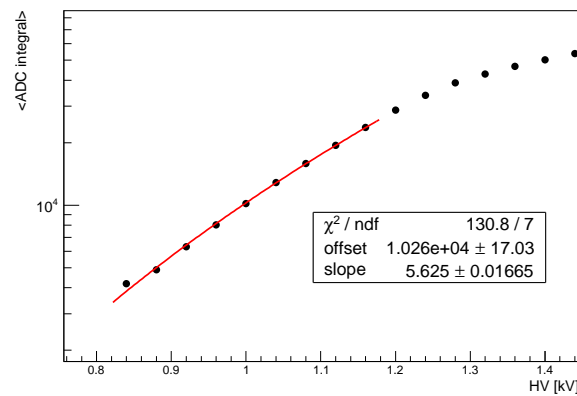


図 3.10: HV-PMT ゲイン関係。横軸が HV 値で縦軸が測定ユニットで読み取った信号の積分値の片対数グラフ。赤線は冪関数によるフィット関数であるが、サチュレートした信号を含むデータ点はフィットしていない。

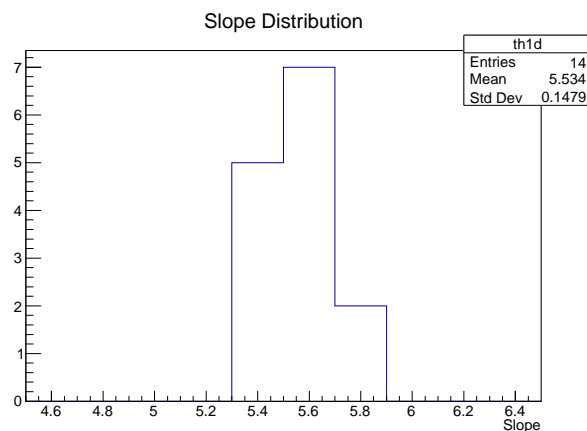


図 3.11: 14 台のゲインの傾き分布。傾きはおおよそ 5.6 で期待される値になった。

3.1.3.2 CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定

観測時にはエネルギー決定のために、得られた ADC 値から PMT に入射した光子数を求める必要がある。TA 実験の PMT ゲインの絶対較正にも使われた CRAYS (Calibration using RAYleigh Scattering) [25] を使い 1 光子相当の ADC 値を調べた。

CRAYS では、窒素レーザー (337.1 ns) を純気体 (> 99.9999%; N₂, Ar) が詰められたチャンバーに入射させる。入射したレーザーは気体分子によりレイリー散乱され、一部の光子が PMT に入射する。その過程はシミュレーションによるレイトレースで計算することができ、実際に測定された ADC 値とシミュレーションによる PMT に入射した光子数を対応付けることで 1 光子に相当する ADC 値を求めることができた。結果を図 3.12 に示す。

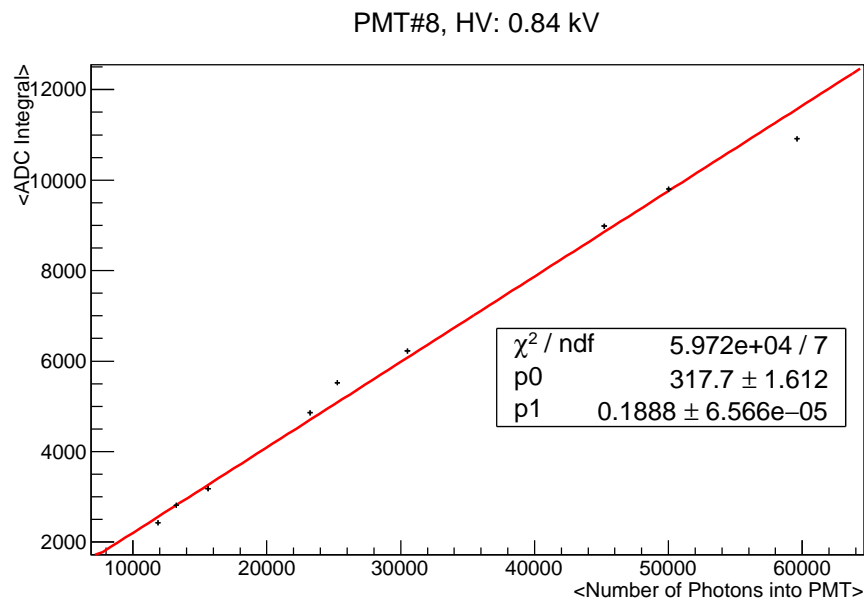


図 3.12: ADC 値と光子数の関係。

3.1.4 ネットワーク

検出器間隔はそれぞれ 100 m であり、屋外においてデータのやり取りにケーブルを使うことは困難なので、無線 LAN による長距離通信を使う。アクセスポイントとして、長距離通信が可能である Rocket M 900 Base Station を使う。アクセスポイントの設置の説明及びネットワークシステムの構成は、図 2.2.4 で示しており、日本から MD-FD ネットワークに接続された各検出器を制御し DAQ を行うメイン PC にアクセスすることができる。

3.1.5 発電システム

実験に用いる検出器はアメリカのユタ州にある砂漠地帯に設置するので、各検出器への電力の供給は太陽光発電で行う。測定ユニットの消費電力は 10 W であり、検出器の稼働時間は一日中であるから、合計 240 Wh の電力量が最低でも必要となる。また、一

日の平均発電時間を 5 時間とするとソーラーパネルの最大出力電力は最低でも 48 W、バッテリーの容量は $240 \div 12 = 20 \text{ Ah}$ が必要である。

- ソーラーパネル：最大出力電力 100 W
- チャージコントローラ：12 V, 10 A
- バッテリー：鉛蓄電池 ×2、DC12 V, 100 Ah

現在、バッテリーにはリチウムイオン電池のほうがよく用いられているが、本実験には、TA 地表検出器での使用実績をふまえて鉛蓄電池を使用している。また、実験場所は砂漠地帯で夜になるとかなり冷えるためにバッテリーの性能はかなり落ちる。そのため予備電源を含めバッテリーを 2 つ用いることにしている。また、繰り返し充放電を行う際によく用いられるディープサイクルバッテリーを採用している。チャージコントローラ容量 10 A はソーラーパネルの最大出力電圧の最大値 ($12 \text{ V} \times 10 \text{ A} = 120 \text{ W}$) を決定するものであり、今回用いるソーラーパネルが 100 W であるためこのような仕様になっている。

3.2 観測手順

3.2.1 観測運用と DAQ システム

NICHE 実験の観測は FD 同様月の出ていない夜に行われる。NICHE 実験の観測運用は MD-FD の観測をする人に委託している。そのため簡単に観測開始できるパッケージ化された観測実行プログラムの作成をした。観測手順を図 3.13 に示す。

FD の宇宙線再構成に使えるデータは晴天のものに限られるため、FD の観測は天気が悪くなると観測終了時刻になっていなくても取り止められることがある。NICHE の観測プログラム実行者には、できるだけ負担を減らすために、観測プログラムの実行のみを要求している。そのため観測終了命令（波形取得終了、シャッター閉、HV off）がメイン PC から出されない可能性がある。それを防ぐため、「各検出器の初期化」の時点で各検出器に、観測終了時刻に一連の観測終了命令を実行するように、Linux に組み込まれたタスクスケジューラである cron を使い予約している。なお、その際に各検出器から収集できなかった波形データは次の観測開始時に集められる。

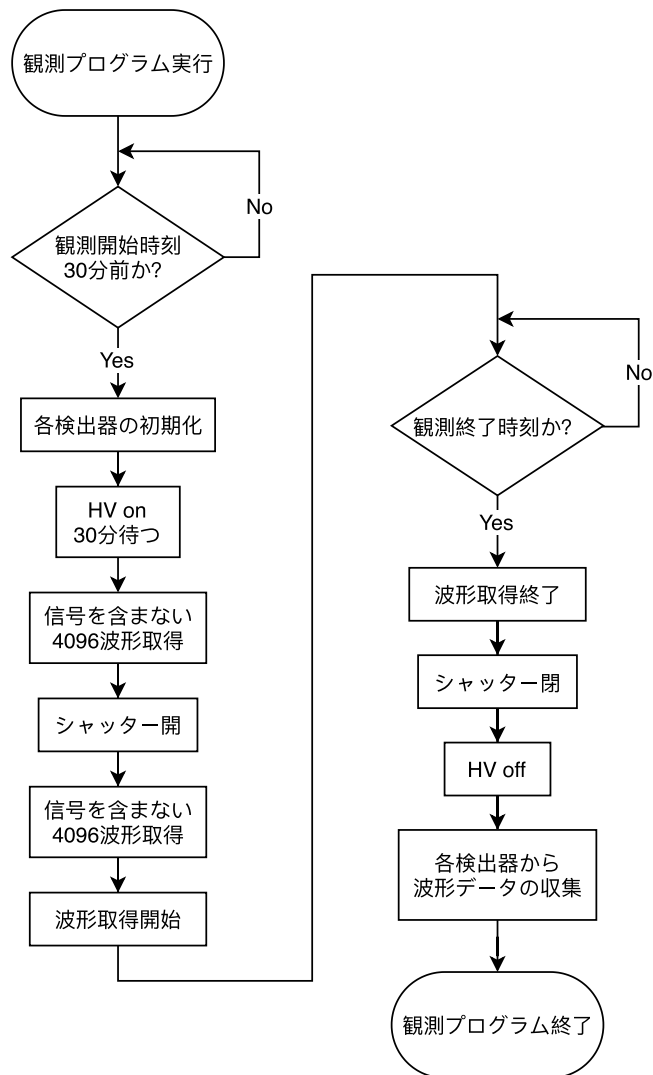


図 3.13: 観測フローチャート。観測開始時刻は太陽高度が地平線下 18 度かつ月高度が地平線下 0 度を下回った時、観測開始時刻は太陽高度が地平線下 18 度または月高度が地平線下 0 度を上回った時とする。

3.2.2 観測ログとイベントモニターシステム

観測時の検出器の稼働状況やステータスの確認をすることは不測の事態が起こった際に有用であり、システム改善に活かすことができる。そのために検出器に与えた命令とその結果を検出器レベルでロギングし、前項の観測手順フローチャートで示したような観測の進捗状況をログファイルに記録するシステムを開発した。さらにそれら観測ログとイベントモニターを観測中にウェブ上でどこからでも確認できるシステムを構築した。ウェブサーバーとして大阪市立大学で稼働しているグローバル IP アドレスをもつサーバー (airshowermc.sci.osaka-cu.ac.jp) を使う。

作成したシステムでは、現在観測中の観測ログ (図 3.2.2) と、一分間あたりの各検出器のトリガーレート及びトリガーされた検出器の名前 (図 3.14) をリアルタイムで確認することが可能である。

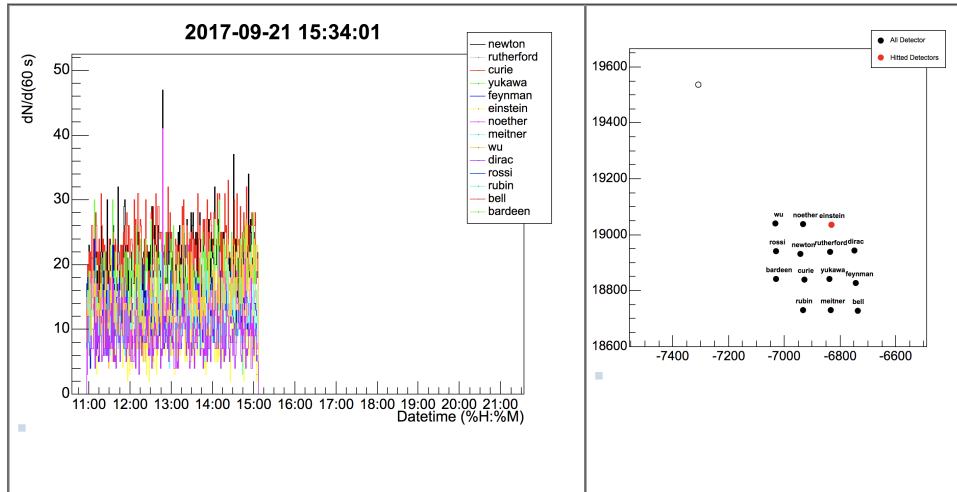


図 3.14: 2017年9月21日のイベントモニター。左図は各検出器のトリガーレートであり、横軸がUTCの時刻、縦軸が1分間あたりのトリガー数。右図はトリガーされた検出器の位置を赤丸で示している。イベントモニターは5秒おきに更新される。

<pre>[MSG] checking all the status... ----- [[RESULT]] ----- noether : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 0.047 Din: 0010 Dout: 00100000 Date: Sun Sep 16 04:29:37 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Closed newton : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 0.043 Din: 0010 Dout: 00100000 Date: Sun Sep 16 04:29:37 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Closed yukawa : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 0.047 Din: 0010 Dout: 00100000 Date: Sun Sep 16 04:29:36 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Closed meitner : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8</pre>	<pre>[MSG] checking all the status... ----- [[RESULT]] ----- noether : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 1.441 Din: 0001 Dout: 10010000 Date: Sun Sep 16 05:43:18 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Open newton : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 1.338 Din: 0001 Dout: 10010000 Date: Sun Sep 16 05:43:18 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Open yukawa : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8 Threshold: 49 trigger position: 500 ADC: 1.327 Din: 0001 Dout: 10010000 Date: Sun Sep 16 05:43:18 UTC 2018 hasSDCard: True Window Status: Open meitner : current gain=-0.002670 Bias: 0.049973 moving average: 8</pre>
--	--

図 3.15: 2018年9月16日の観測ログ中の各検出器のステータス。開始直後（左）と波形収集開始直後（右）。ADCはHVモニター電圧値（1/1000）。

第4章 宇宙線イベント再構成方法

モンテカルロシミュレーションに基づき、NICHE 実験による宇宙線再構成方法を確立した。

4.1 モンテカルロシミュレーション

モンテカルロシミュレーションは、空気シャワーシミュレーションと検出器応答シミュレーションの2つに大別される。

4.1.1 空気シャワーシミュレーション

空気シャワーとチェレンコフ光シャワーを生成する部分では、KASCADE 実験で開発された CORSIKA(version: 7.5700)[26] を使う。CORSIKA を使い、一次宇宙線が大気中に入射してから起こる 1.3.1 項で説明した諸反応を粒子レベルで計算し、観測高度 1580 m までの空気シャワー発達と減衰を計算する。チェレンコフ光を生成するオプションを加え、空気シャワー中の荷電粒子成分によるチェレンコフ光シャワーも生成する。

CORSIKA は、観測高度に達した粒子及び光子の位置情報、時間情報及び運動量ベクトルをバイナリデータとして出力する。出力データ量を減らすため、また粒子成分は必要がないため保存せず、空気シャワー由来のチェレンコフ光光子のみを保存する。

CORSIKA でシャワー生成する際に使用したオプションは、表 4.1 に示しており、9,671 シャワー生成した。

シャワー生成するときには、次のように各シャワーパラメータがそれぞれのデータ分布に従うようにし、限られた範囲内のデータのみを本解析で使用する。天頂角 θ は $\theta \in \sin \cos \theta$ ($0^\circ < \theta < 40^\circ$)。方位角 ϕ は $\phi \in U(0^\circ, 360^\circ)$ 。観測高度上のコアポジション (X, Y) は $X \in U(-500 \text{ m}, 500 \text{ m})$, $Y \in U(-500 \text{ m}, 500 \text{ m})$ 。エネルギー範囲は、 $5 \times 10^{14} \text{ eV} < E < 1 \times 10^{17} \text{ eV}$ である。

ターゲット	設定値
原子核種類	陽子/鉄
高エネルギーハドロン相互作用モデル	QGSJET-II-04[27]
低エネルギーハドロン相互作用モデル	GHEISHA[28]
Thinning (THIN キーワード)	No
チェレンコフ光光子 Photon Bunch 最大数 (CERSIZ キーワード)	1
コアポジション再利用回数	980/1,280/2,000 回

表 4.1: 本解析で設定した CORSIKA のシャワー生成条件。

4.1.1.1 検出範囲の設定とコアポジション移動によるシャワー再利用方法

出力データサイズを減らすために、現時点の CORSIKA バージョンでは、IACT オプションを使用することで、指定した任意の空間座標にある一定半径の球をかすめるようなチェレンコフ光光子だけの位置情報、到来時刻、到来方向を保存できる。本解析では IACT オプション [31] を利用し、実際の NICHE 検出器の空間座標を使い、検出器の検出可能範囲（半径 6.2 cm の円、検出器箱上部の穴の大きさに相当）相当の検出範囲を設定した。

CORSIKA では、1つの生成したシャワーに対しコアポジションをランダムに最大 20 回動かす機能 (CSCAT キーワード) が標準で提供されているが、図 4.1 に示すように、観測高度上で NICHE 検出器アレイ配置を様々な方向に 64 回平行移動した状態を含めて、IACT オプションに $64 \times 14 = 896$ 台の検出器として与えることで、コアポジション移動によるシャワー再利用回数を擬似的に増やしている。さらに、CSCAT キーワードと組み合わせることで、 $20 \times 64 = 1,280$ 回のシャワーの再利用が可能である。

本解析では、このような手法に基づき、1つの生成したシャワーに対して 3 通りの 980/1,280/2,000 回コアポジションを移動することでシャワーの再利用をしている。

なお、後述する検出器応答シミュレーションにおけるレイトレーシングにより、光子が検出器窓に入射し PMT で検出されるような光子の最大天頂角が 45° であると分かったので、さらには出力データサイズを減らすために、IACT オプションのソースコード (bernlshr/iact.c) に改変を加え、十分な大きさである天頂角 $\theta < 50^\circ$ を満たす光子のみを保存するようにしている。

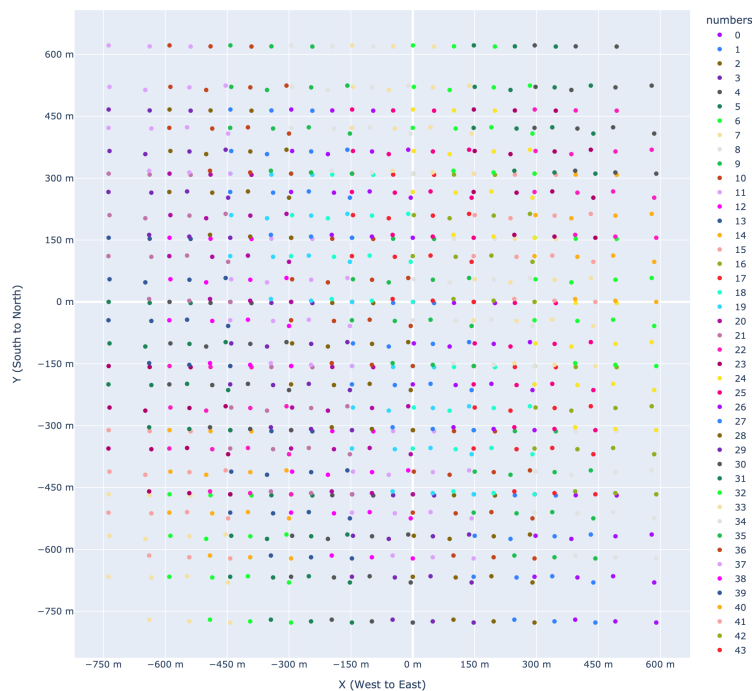


図 4.1: IACT に与えた全検出器の観測高度上における座標。平行移動した NICHE 検出器アレイの状態によって色分けしている。NICHE 検出器アレイは、 8×8 のグリッド上に平行移動しており、X/Y 方向共に -600 m から 450 m に 150 m 間隔で配置している。

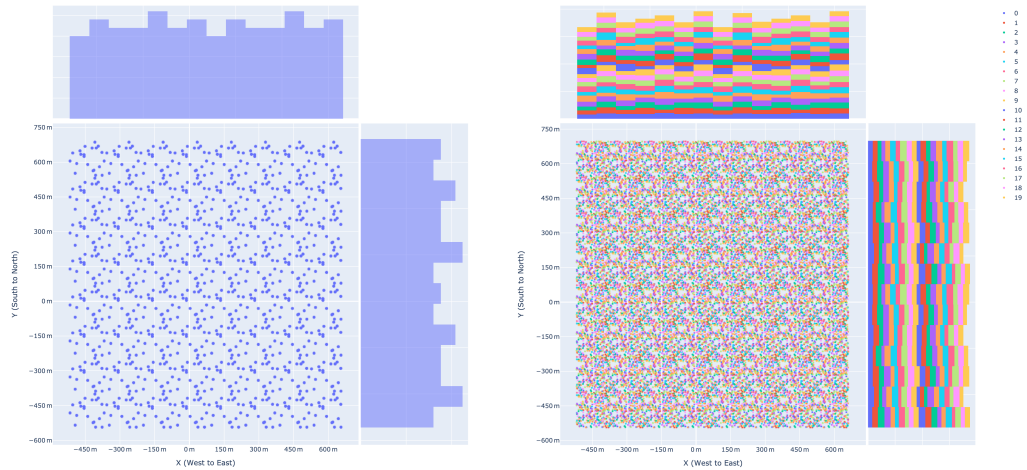


図 4.2: 4.1.1.1 節の方法に則り生成したコアポジション分布の典型例。左図は、1つの生成したシャワーを1,280回コアポジションを動かすことで再利用したときのコアポジション分布の例。右図は、20の生成したシャワーを左図のように重ね描きしたコアポジション分布の例。なお、X/Y軸に投影した分布はスタックヒストグラムとして示している。また、コアポジション分布は、X/Y方向に対して図4.1とは逆の方向に偏る。

4.1.2 検出器応答シミュレーション

4.1.2.1 レイトレーシング

空気シャワーシミュレーションで検出範囲に入射した光子は、検出器箱上部の穴に入射する可能性のある光子として記録されている。記録されている光子情報を使って、検出器箱内でPMT光電面に入射するような光子を識別するために、ROBAST[24]を利用したレイトレーシングシミュレーションをした。

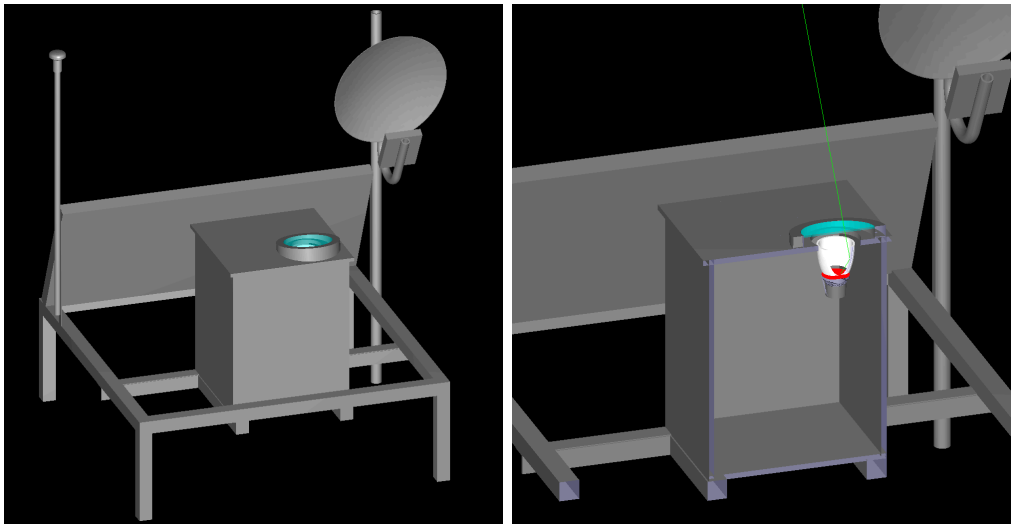


図 4.3: 左図は、シミュレーションでレイトレーシングのために使用しているNICHE検出器。右図では、軌跡を緑色で表している光子が、検出器窓(水色)を通りウィンストンコーン(白色)で鏡面反射してPMT光電面(赤色)に入射する様子を表す。

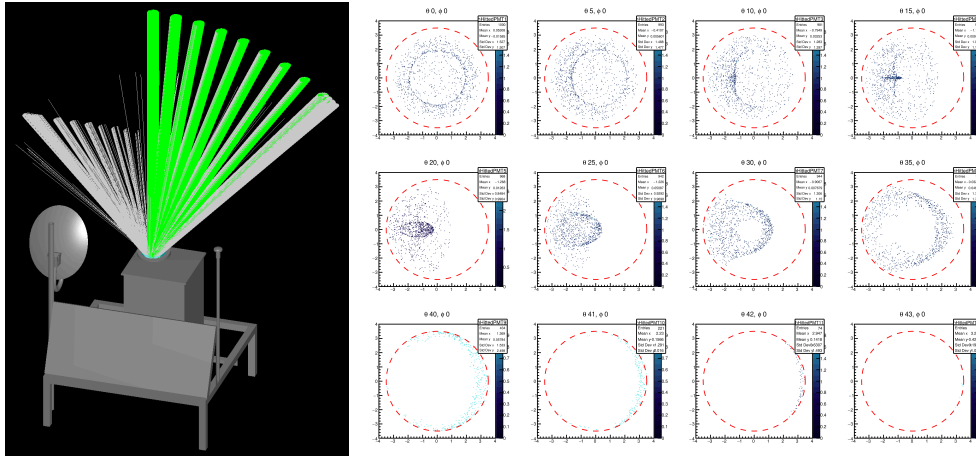


図 4.4: 0° から 43° までの 12 通りの各天頂角について、検出器箱上部の穴 (半径 6.2 cm) に、それを中心とする半径 4.2 cm の範囲内でランダムな位置を選んだ 1,000 の光子が含まれる光子の束を入射させた様子を左図に示しており、PMT 光電面にヒットした光子を緑色、ヒットしなかったものを灰色の線で表している。右図では、各天頂角について PMT 光電面上でヒットした光子の位置を示している。

4.1.2.2 PMT とエレクトロニクス

本研究で考慮した PMT 応答は、量子効率、PMT Transit Time、ゲインであり、光子が入射した PMT から出力される信号がエレクトロニクス内 FADC を介してデジタル信号として記録されるが、その一連の PMT 応答とエレクトロニクス応答を含むインパルスレスポンス、ベースラインのふらつき、セルフトリガーも再現する。

量子効率 量子効率は、図 4.5 に示すように、メーカーから提供のあった離散的なデータ点を内挿のための三次スプライン補完と外挿のための三次関数フィッティングを組み合わせることで、連続的なデータ点を求めることができるので、この図に基づいて任意の波長に対する量子効率を計算している。

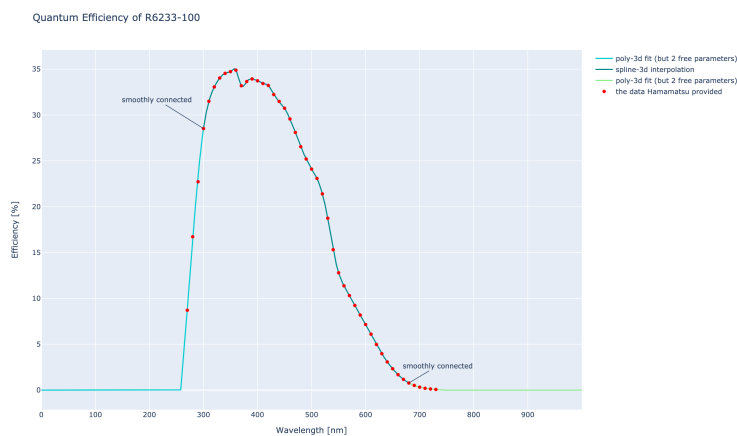


図 4.5: シミュレーションで考慮した PMT 量子効率。量子効率が 0 以上になるように、負の値になるものは全て 0 で置き換えている。

PMT ゲイン ゲインは、図 4.6 に示すように、検出器を配置する前に各検出器について予め測定しておいたゲインカーブを使って計算する。

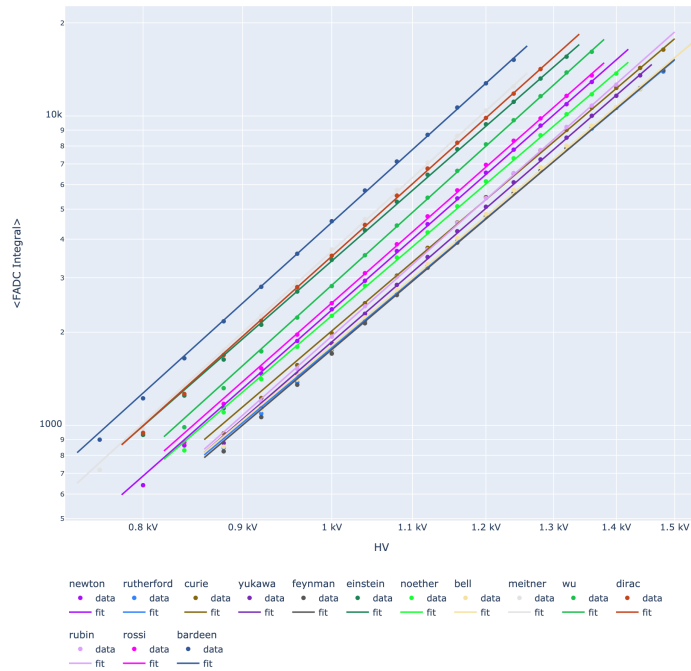


図 4.6: 各検出器のゲインカーブ。なお、表 4.2 に示すように、実際に観測に使用している PMT HV は、0.98 - 1.17 の範囲であり、どの検出器についても測定されたデータ点内側を使っている。

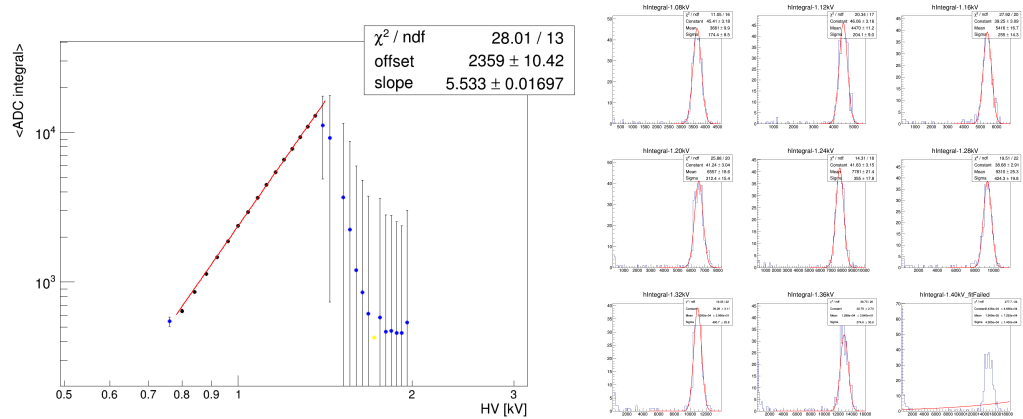


図 4.7: 検出器 newton について、ゲインカーブを計算した結果。左図はゲインカーブ、右図はゲインカーブのデータ点を計算する際に使用した信号積分値分布の一部分を例として見せている。青点はヒストグラムフィッティングに失敗したもの、黄色は一つでもサチュレーションした信号が含まれるようなデータ点を表し、黒色の点はヒストグラムフィッティング成功したもの。黒点だけを冪関数フィッティングに使用して、結果は赤線で示している。

表 4.2: 観測時に実際に使っている各検出器の PMT 印加電圧。

検出器名	newton	rutherford	curie	yukawa	feynman	einstein	noether
HV [kV]	1.10	1.17	1.14	1.15	1.16	1.03	1.11
検出器名	bell	meitner	wu	dirac	rubin	rossi	bardeen
HV [kV]	1.16	1.02	1.06	1.02	1.14	1.09	0.98

インパルスレスポンス FADC のサンプリング周波数 200 MHz により、記録される信号の時間的な最小単位は 5 ns であるが、図 4.8 に示すような実験セットアップでこれよりも短い時間幅で光が PMT に入射した場合に、5 ns よりも広がった時間幅を持つ信号として記録されることを確かめた。十分に短い時間幅の光を検出したときに FADC を介して記録される信号を式 4.2 の波形関数でフィッティングすることで、立ち上がり時間と立ち下がり時間を決定した ($t_{\text{rise}} = 7.5 \text{ ns}$, $t_{\text{fall}} = 9.5 \text{ ns}$)。

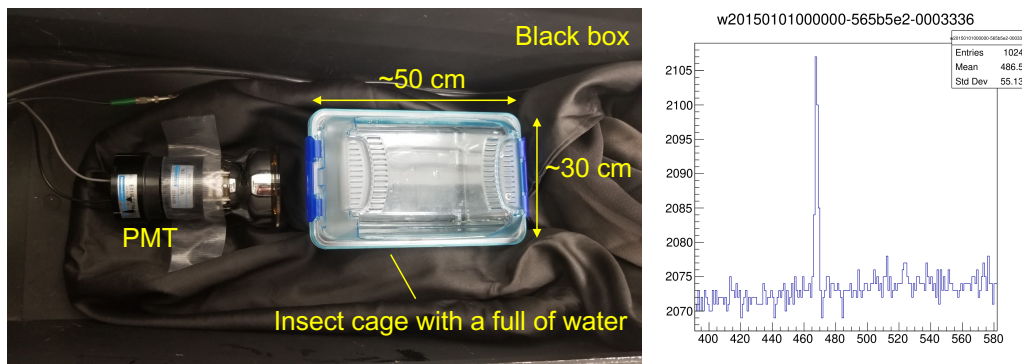


図 4.8: インパルスレスポンスを調べるための実験セットアップ (左図) と実際に記録された信号例 (右図)。虫かご中を満たす水中をミュオンが上からかすめることで放出されるチェレンコフ光を PMT で検出する。なお、PMT をかすめるミュオンを信号として検知しないように、虫かごの下に配置したシンチレータによるシンチレーション光を検知した別の PMT による外部トリガーによって、信号を記録するようにした。実際には PMT を虫かごから 7 cm ほど離して実験した。

シャワーシミュレーションにより観測高度上に記録された最小単位である各光子データについて、上で決定した t_{rise} , t_{fall} を使った波形関数により間延びした信号として出力する。インパルスレスポンスによって間延びした信号の一例を図 4.9 に示す。

PMT Transit Time PMT Transit Time は、メーカー公表値である平均値 52 ns、標準偏差 3.61 ns である正規分布に従って、信号毎にランダムに決められる。

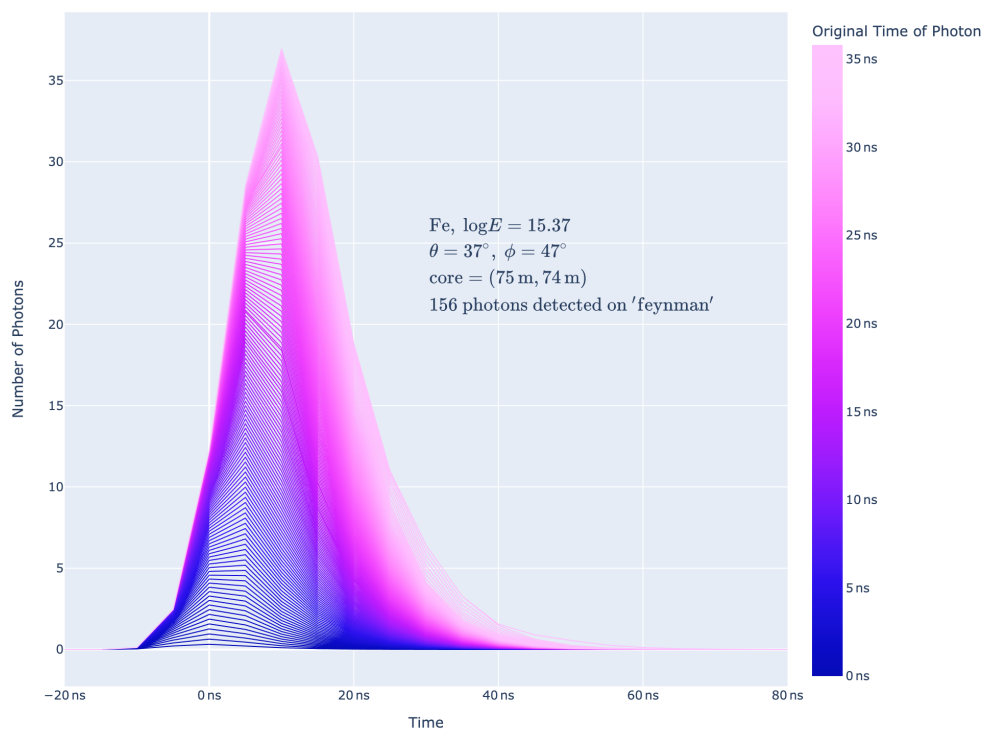


図 4.9: 空気シャワーシミュレーションで記録された各光子情報に対するインパルスレスポンスにより間延びした信号の積算値の例。1つのシャワーイベントに対して1つの検出器で記録された全ての光子情報を使っており、光子の到来時刻によって色分けした光子毎に線で結んだスタックヒストグラムとして示している。そのため、この検出器で記録された光子情報については、インパルスレスポンスの影響を受けた信号波形として一番外側のピンク色の線が出力される。

ベースラインのふらつき ベースラインのふらつきを再現するために、2019年5月2日に測定されたベースラインを式4.1によるフィッティングで得たフィッティングパラメータ分布より無作為抽出して再現する。その際に、フィッティングパラメータの位相 ϕ_k については、三角関数毎の位相差を再現できるように、 ϕ_1 分布から無作為抽出する値に $\phi_k - \phi_1$ 分布から無作為抽出した値を足すことで、 ϕ_k を求めている。

$$y(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{20} a_k \cos(kt + \phi_k) \quad (4.1)$$

2019年5月2日のベースラインデータについて、実測データと再現したシミュレーションデータを比較した結果を図4.10, 4.11, 4.12に示す。

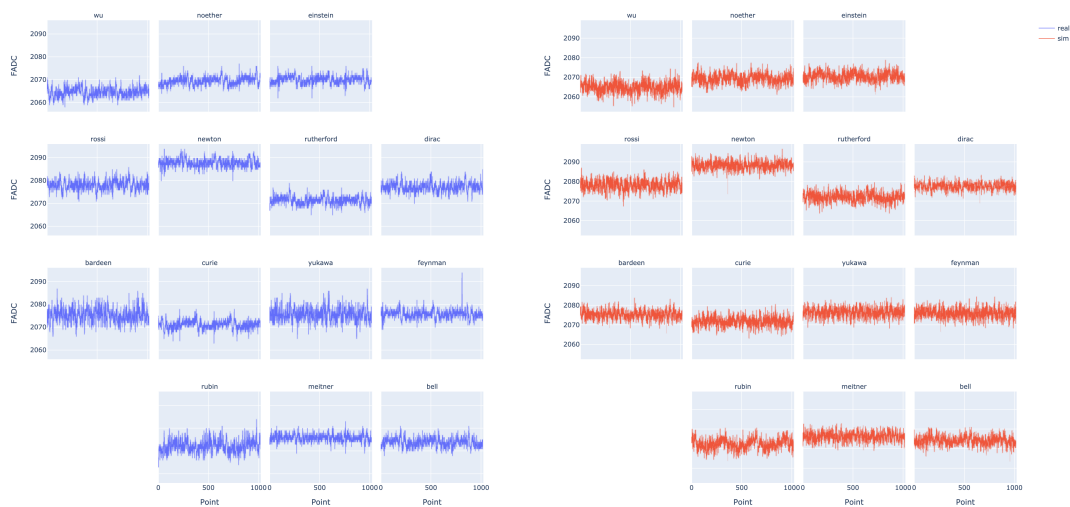


図 4.10: 2019年5月2日に測定されたベースラインとシミュレーションにより再現されたベースラインの比較。

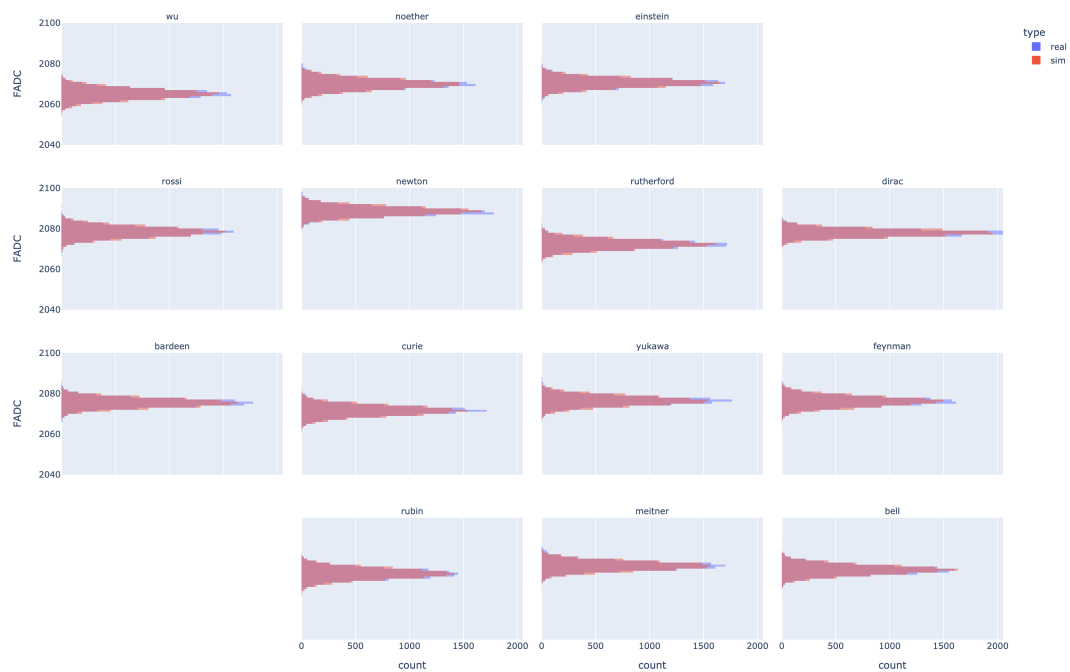


図 4.11: 2019年5月2日に測定されたベースラインとシミュレーションにより再現されたベースラインのふらつきの大きさの分布の比較。横軸が度数。

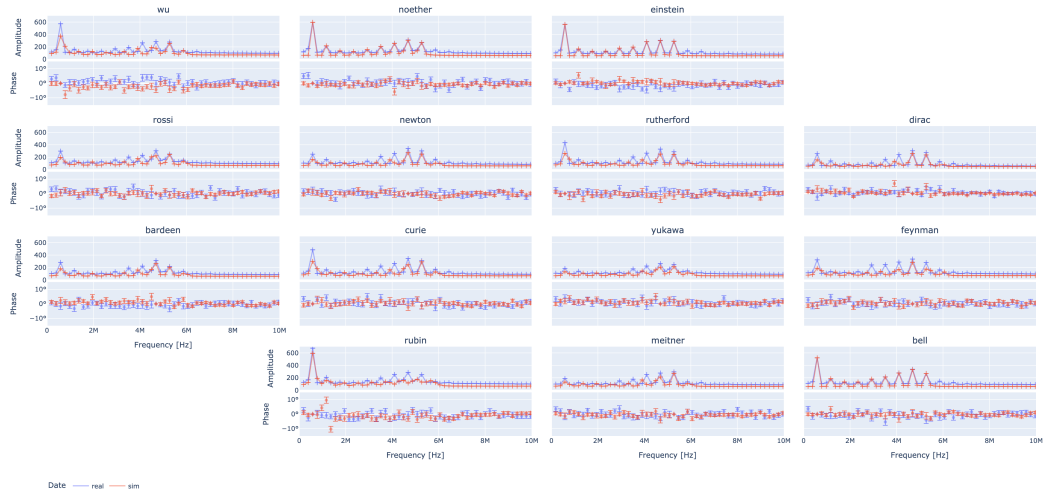


図 4.12: 2019 年 5 月 2 日に測定されたベースラインとシミュレーションにより再現されたベースラインの FFT 解析結果の比較。

図 4.13 に示すように観測期間中のベースラインふらつきの標準偏差を日毎で調べると、2019 年 5 月 2 日に測定されたベースラインふらつきの標準偏差が他の日と比べて大きく違うことが分かったので、本解析では、ふらつきだけが最頻値に近づくようにスケールしたものを使用する。

なお、2019 年 5 月 2 日のデータを再現するシミュレーションによるベースラインと本研究で使用するベースラインの違いは、系統的不確かさとして考慮する (6.1 節)。



図 4.13: 観測期間中の日毎のベースラインふらつきの標準偏差と、シミュレーション結果の重ね描き。赤線が 2019 年 5 月 2 日のデータに基づき決定したシミュレーション結果であり、それを最頻値に近づくようにスケールしたものが緑線である。

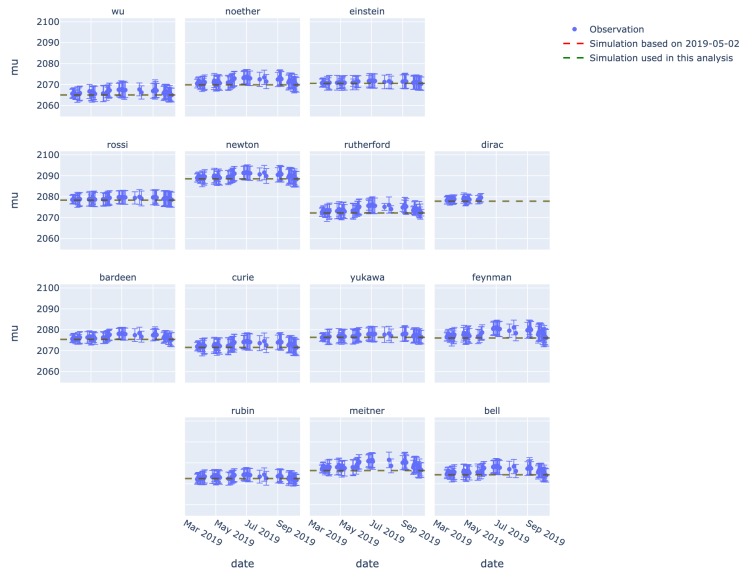


図 4.14: 観測期間中の日毎のベースラインふらつきの平均値と、シミュレーション結果の重ね描き。

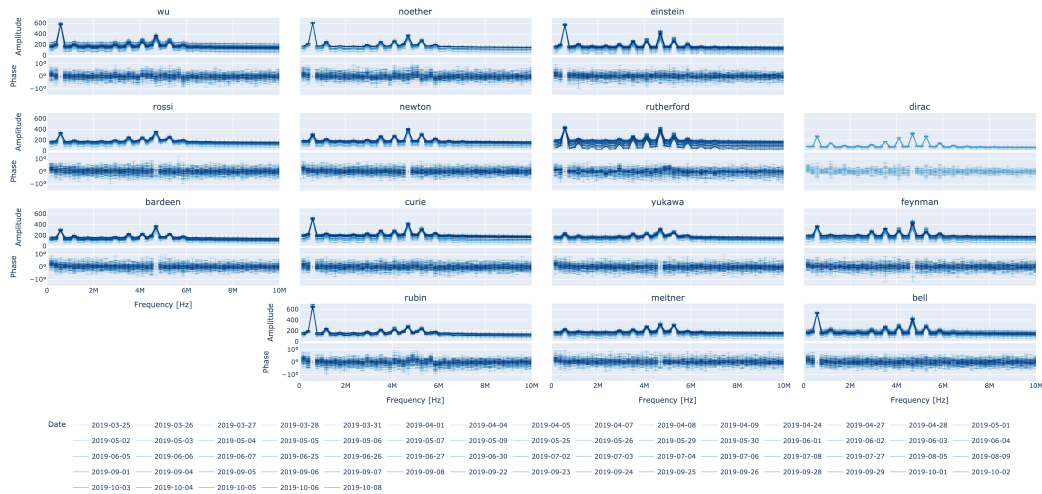


図 4.15: 観測期間中の日毎のベースライン FFT 解析結果。

セルフトリガー 以上の処理で再現された信号は、図 4.16 の上部に示すように、実際に観測データとして得られる 1024 ポイント幅よりも十分に長い時間幅である 3×1024 ポイント幅を持つ波形として出力され、式 3.1 の条件を満たすポイントを探す。見つかった場合はトリガ位置を基準とする 1024 ポイント幅の波形を出力し、見つからなかった場合には記録しない。

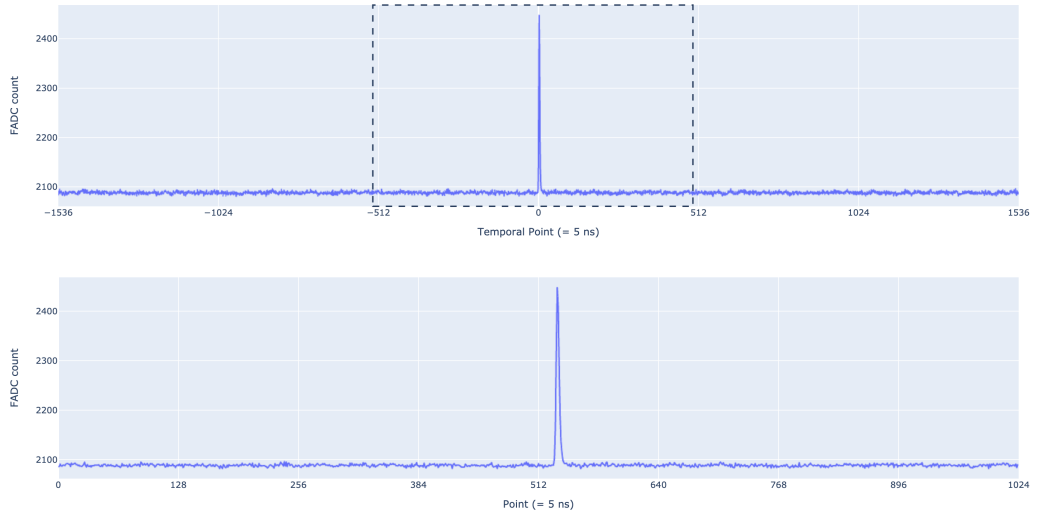


図 4.16: シミュレーションで再現したセルフトリガーの例。上部に示す十分に長い時間幅を持つ波形に対して、を満たすポイントが合った場合には、それを基準として 1024 ポイント幅の波形を下部のように出力する。

4.2 再構成方法

NICHE 検出器で検出した信号データを使った、宇宙線到来方向、コアポジション、エネルギー E 、大気最大発達深さ X_{\max} の決定方法をモンテカルロシミュレーションに基づいて確立した。

4.2.1 コインシデンスイベントのサーチ

チェレンコフ光シャワーイベントに対して解析を実行する前にシャワーイベント候補となるデータセットを見つける必要がある。

チェレンコフ光シャワーが検出器アレイに降ってきた時、各検出器は検出器間隔とシャワー角度に依る時間差をもって信号を記録する。NICHE 実験の検出器間隔は 100 m であり、最も遠い検出器間距離で $300 \text{ m} \times \sqrt{2} \sim 424 \text{ m}$ である (2.2.3 項)。チェレンコフ光シャワー前面を平面と仮定して、シャワーが降ってくる角度のうち、検出器同士で最も時間差があらわれるものは地表面に対して平行に来るものだから、検出器間距離を十分大きく見積もって $10 \mu\text{s}$ ($\sim 3000 \text{ m} / (3 \times 10^8 \text{ m/s})$) の時間差が生じる。

各検出器で取得した全信号の時間情報をそれぞれ比較し、 $10 \mu\text{s}$ 以下で検出された信号の組を探すプログラムの開発をした。

4.2.2 波形フィッティング

コインシデンスイベントに含まれる信号について、信号積分値を求めるために、式 4.2 に示す Tunka 実験で使われている波形フィッティング関数 [34] を使う。

波形フィッティングのために、本解析では最適化アルゴリズムである CERN の物理学者 Fred James が開発した MINUIT [33] を利用する。アルゴリズムとして準ニュートン法である Davidon-Fletcher-Powell (DFP) 法に基づく MIGRAD を使う。

$$y(t) = \begin{cases} bl + pk \cdot \exp(-f^{2+0.5 \cdot f}) & x \leq 0 \\ bl + pk \cdot \exp(-g^h) & x > 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

$$x = t - t_0$$

$$f = |x|/t_{\text{rise}}$$

$$g = x/t_{\text{fall}}$$

$$h = \begin{cases} 1.7 - 0.5 \cdot g & g \leq 0.8 \\ 1.3 & g > 0.8 \end{cases}$$

観測された実波形データをフィッティングした例を図 4.17 に示す。信号積分値は、フィッティングした式 4.2 を QUADPACK ライブラリを利用して積分することで求めている。

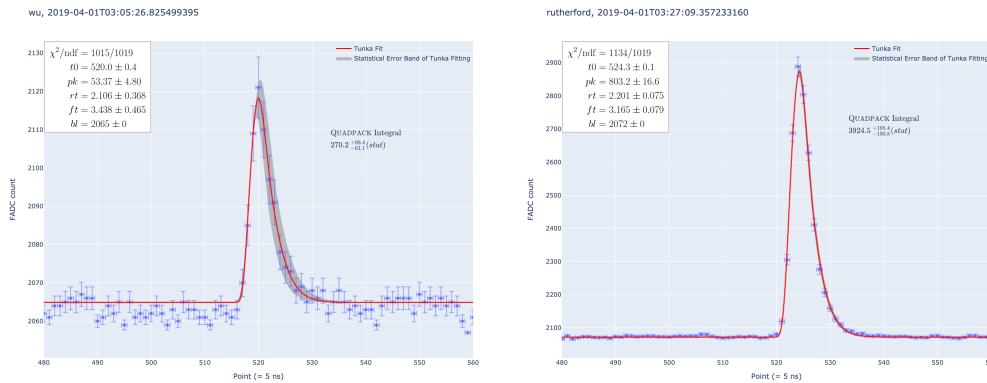


図 4.17: 波形フィッティング例。青点がデータ点、赤線がフィッティングで求められた関数を表し、QUADPACK による積分値も記載している。データ点の誤差は、 $[0, 500]$ で計算したベースラインのふらつきと、同じ範囲で計算したベースライン平均値を差引いた FADC 値がポアソン分布に従うとしたふらつきの二乗和平方根で与えている。波形フィッティングしたときに求められた誤差分だけ動かしたときに、フィッティング関数の変わりうる範囲を統計的な誤差として灰色で表しており、積分値についても統計的に変わりうる誤差を表記している。

波形フィッティングする直前に、サチュレーションする信号と飛行機といった信号幅が広いバックグラウンドノイズを除去するために、表 4.3 に示す条件を満たすものが本解析に使用可能なチェレンコフ光信号であると判定している。

なお、表 4.3 に示す条件ではカットしきれない信号幅が極端に広いバックグラウンドノイズが含まれる可能性があるが、再構成に成功しイベントセレクション条件 (表 4.4) を満たすようなイベントに含まれる 35,575 の信号を確認したところ、そのようなバックグラウンドノイズが含まれていないことを確認している。

表 4.3: 波形フィッティング直前のセレクション条件。

条件	除去された数
サチュレーションしているポイント (= 4095) が一つも含まれない。	74 (0.01%)
前半 [0, 500) ベースラインの平均値 μ_1 と標準偏差 σ_1 と 後半 [650, 1024) ベースラインの平均値 μ_2 が次の式を満たさない。 $\mu_1 - \sigma_1 \leq \mu_2 \leq \mu_1 + \sigma_1$ (信号幅が極端に広いバックグラウンドノイズを除去するため)	1,662 (0.23%)
合計	1,736 (0.24%)

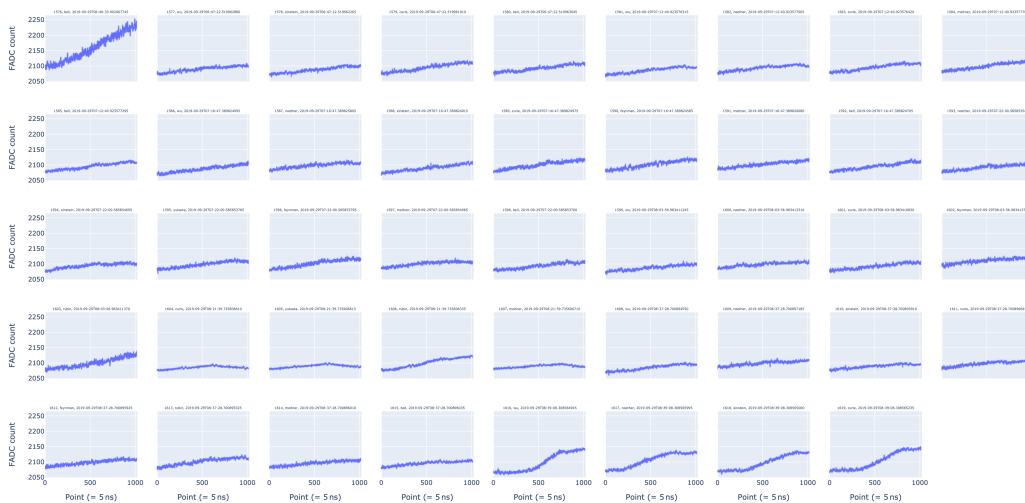


図 4.18: 信号幅が広いバックグラウンドノイズの例。

4.2.3 空気シャワー到来方向の決定

チェレンコフ光シャワー前面を平面と仮定して、コインシデンスイベントに含まれる各信号の時間情報を使い空気シャワー到来方向を最小二乗法により決定する。ここでは、その決定方法について説明する。

平面の式は以下で与えられる。

$$ux + vy + wz = c(t - t_0) \quad (4.3)$$

ここで c は光速、平面の方向ベクトル (u, v, w) は規格化されているものとする。本解析では x, y, z が検出器アレイ中心からの相対座標であるため、 t_0 はシャワーが検出器アレイ中心に達したときの時刻である。

i 番目の検出器の座標を (x_i, y_i, z_i) 、信号の時間を t_i とすれば二乗和誤差 SSE は、

$$\text{SSE} = \sum_i (ux_i + vy_i + wz_i - c(t_i - t_0))^2 \quad (4.4)$$

である。

SSE を最小にするような 3 つの未知の変数 u, v, t_0 は、次の連立方程式を解けば一意に求めることができる。

$$\begin{cases} \sum_i x_i^2 u + \sum_i x_i y_i v + \sum_i z_i x_i w + \sum_i x_i c t_0 - \sum_i c t_i x_i = 0 \\ \sum_i x_i y_i u + \sum_i y_i^2 v + \sum_i y_i z_i w + \sum_i y_i c t_0 - \sum_i c t_i y_i = 0 \\ \sum_i x_i u + \sum_i y_i v + \sum_i z_i w + \sum_i c t_0 - \sum_i c t_i = 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

式 4.5 の連立方程式を解くために、MINPACK サブルーチン hybrd[35] を利用した。

4.2.4 横方向分布関数

コアポジション、エネルギー、 X_{\max} 決定のために横方向分布関数（Lateral Distribution Function; LDF）を定義する。

チェレンコフ光シャワーの横方向分布は、1.3.3 項で説明したようにコアポジション近くでもっとも光子数が多く、離れると減少していく様子を示す。Tunka 実験で使われている横方向分布関数を参考に、NICHE 実験のモンテカルロシミュレーション結果に基づき横方向分布関数を以下のように定義した。

$$Q(R; Q_{200}, R_{kn}, R_0, b_2, b_Q) = \begin{cases} Q_{200} \cdot \left(\frac{200 \text{ m}}{R_{kn}}\right)^{b_2} \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{R}{R_0}} + \sqrt{\frac{R_{kn}}{R_0}}\right) & R \leq R_{kn} \\ Q_{200} \cdot \left(\frac{200 \text{ m}}{R}\right)^{b_2} & R_{kn} \leq R \leq 300 \text{ m} \\ Q_{200} \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^{b_2} \cdot \left(\left(\frac{R}{300 \text{ m}} + 1\right)/2\right)^{-b_Q} & R > 300 \text{ m} \end{cases} \quad (4.6)$$

式 4.6 に示す横方向分布関数は、5 つの LDF パラメータ $Q_{200}, R_{kn}, R_0, b_2, b_Q$ を持つが、現在 NICHE 実験では 14 台の検出器のみが稼働しているため、横方向分布関数フィッティングがうまく決まりにくいと考え、モンテカルロシミュレーションデータに基づいて、式 4.7 に示すように 3 通りの LDF パラメータの関係について定式化することで、2 つの LDF パラメータ Q_{200}, b_2 に減らしている。 Q_{200} は、シャワー軸からの距離 $R = 200 \text{ m}$ 地点の信号の大きさを表し、 b_2 は、横方向分布関数の傾きを決める無次元量である。また、定式化のために利用した散布図行列を図 4.19 に示し、式 4.6 とデータ点の重ね描きについて図 4.20 に示している。

CORSIKA で生成したシャワー毎に、コアポジションを観測高度上で複数回平行移動して再利用されたシャワー（4.1.1.1 目を参照）を区別せずに使った横方向分布を LDF フィッティングして LDF パラメータを決定しており、LDF フィッティング例を図 4.21 に示す。

$$\begin{aligned} b_Q &= 6.8 \cdot b_2 - 10.2 \\ R_0 &= \begin{cases} 25.7 \text{ m} \cdot e^{-4.00 \cdot (b_2 - 1.914)} & \text{if } b_2 > 1.914 \\ 25.7 \text{ m} & \text{otherwise} \end{cases} \\ R_{kn} &= \begin{cases} 122.0 \text{ m} \cdot e^{-0.98 \cdot (b_2 - 1.877)} & \text{if } b_2 > 1.877 \\ 122.0 \text{ m} & \text{otherwise} \end{cases} \end{aligned} \quad (4.7)$$

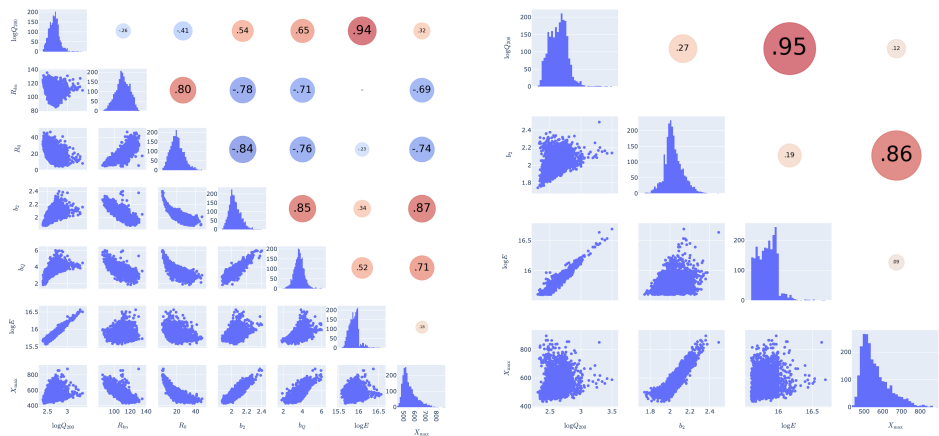


図 4.19: 左図は、LDF パラメータとエネルギー、 X_{\max} を含めた散布図行列であり、縦軸は上から（横軸は左から）順に、 $\log Q_{200}$, R_{kn} , R_0 , b_2 , b_Q , $\log E$, X_{\max} を表す。右図は、式 4.7 によって減らした 2 つの LDF パラメータとエネルギー、 X_{\max} を含めた散布図行列であり、縦軸は上から（横軸は左から）順に、 $\log Q_{200}$, b_2 , $\log E$, X_{\max} を表す。

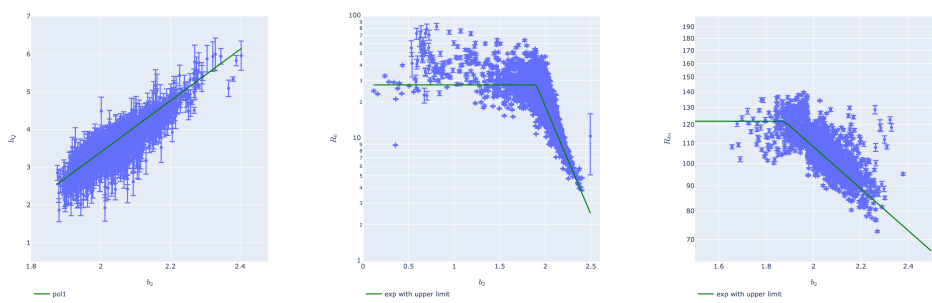


図 4.20: 左から右に向けて順に、 b_Q 対 b_2 / R_0 対 b_2/R_{kn} 対 b_2 の LDF パラメータの散布図とフィッティングで決定した式 4.6 を重ね描きしたもの。データ点は、全モンテカルロシミュレーションデータを使い LDF フィッティングの MINUIT MIGRAD による最適化が成功したもののみを使用している。

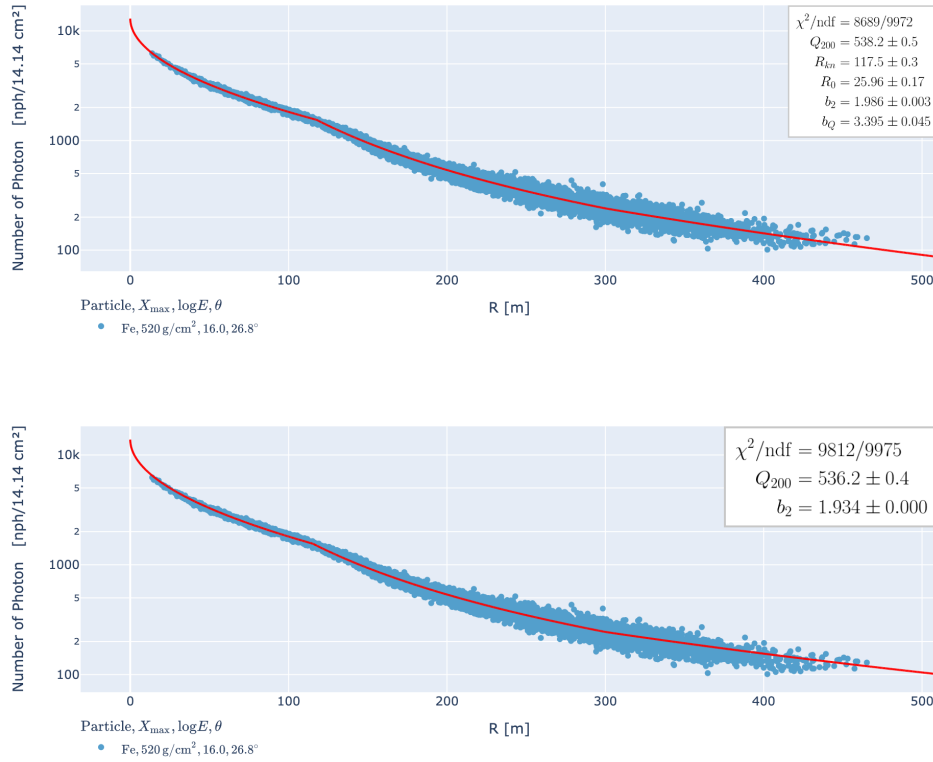


図 4.21: 上図は、LDF パラメータの相関を調べるために使用した LDF フィッティング例。下図は、式 4.7 によって 2 つの LDF パラメータを持つ LDF によるフィッティング例。

4.2.5 コアポジションの決定

二次元のシャワー平面の座標系 (u, v) における横方向分布について、次の $\chi^2(u, v, Q_{200}, b_2)$ を最小にするような $\hat{u}, \hat{v}, \hat{Q}_{200}, \hat{b}_2$ を求める。

$$\chi^2(u, v, Q_{200}, b_2) = \sum_i \left(\frac{Q_i - \hat{Q}(r(i, u, v), Q_{200}, b_2)}{\sigma(r(i, u, v), Q_{200})} \right)^2 \quad (4.8)$$

ここで、 Q_i は検出器番号 i で測定された信号の大きさ、 $\hat{Q}(r, Q_{200}, b_2)$ は横方向分布関数、 $r(i, u, v)$ はシャワー軸から検出器までの距離、 $\sigma(r, Q_{200})$ は信号のふらつきである。 $\sigma(r, Q_{200})$ は、横方向分布を決定するときに使用したモンテカルロシミュレーションデータに基づいて事前に調べており、本解析では式 4.9 を使用する。

このような最適化問題を解くために、MINUIT MIGRAD を使ったプログラムの開発をした。

$$\sigma(r, Q_{200}) = \exp \left(-\sqrt{\frac{r}{60 \text{ m}}} + \sqrt{\frac{567 \cdot \log Q_{200} - 809}{60}} + 2.05 \right) \quad (4.9)$$

4.2.6 エネルギーと大気最大発達深さの決定

エネルギー E と X_{\max} は、コアポジション決定と同時に求められる LDF パラメータである Q_{200} と b_2 を使って推定する。推定するための関数を求めるために宇宙線原子核種類の混ざり具合を仮定する必要があるが、本解析では陽子と鉄が 1 対 1 で混ざり合う状態で推定関数を決定した。また、陽子と鉄が 1 対 9 や 9 対 1 に混ざり合う場合でも関数を決定しており、それぞれの違いを系統的な不確かさとして考慮する (6.1 節)。

エネルギー E と X_{\max} 推定関数は、コアポジション平行移動による再利用をした全イベントを使い、LDF フィットtingで得られる Q_{200} と b_2 に対する真値である E と ΔX_{\max} (観測高度から X_{\max} までのシャワー軸に沿った大気深さ) の散布図をフィッティングすることで決定する。フィッティング結果を図 4.22, 4.23 に示し、本解析で使用する $E/\Delta X_{\max}$ 推定関数は、図 4.24 に示す。

ΔX_{\max} は、式 4.10 より計算し、 θ は天頂角、 X_{total} は観測高度から垂直方向への全大気深さ (モンテカルロシミュレーションでは $X_{\text{total}} = 859 \text{ g/cm}^2$ で定数) である。

$$\Delta X_{\max} = X_{\text{total}} / \cos \theta - \Delta X_{\max} \quad (4.10)$$

X_{\max} は、式 4.10 の逆関数を使い、推定された ΔX_{\max} より計算するが、観測時刻に依存した気象情報によって X_{total} は変動する。本解析では、観測データに基づき地球全体の緯度経度に対して 1° 間隔のグリッド上で気象情報の数値予測をしている Global Data Assimilation System (GDAS) を利用し、シャワー観測時刻毎に TA サイト付近 (緯度 39° 、経度 -113°) で予測されていた観測高度における気圧 P を使い、 $X_{\text{total}} = P \text{ g/cm}^2$ としている。なお、GDAS の気象予測データは予測時刻間隔が 3 時間であり気圧に対する高度が 23 点のみ記録されているため、観測高度の P を求めるときには 1 次スプライン補完で内装されたデータ点を使い、シャワー観測時刻の P を求める際には 3 次スプライン補完で内挿されたものを使う。観測時間中の気圧の変動については、図 4.25 に示す。

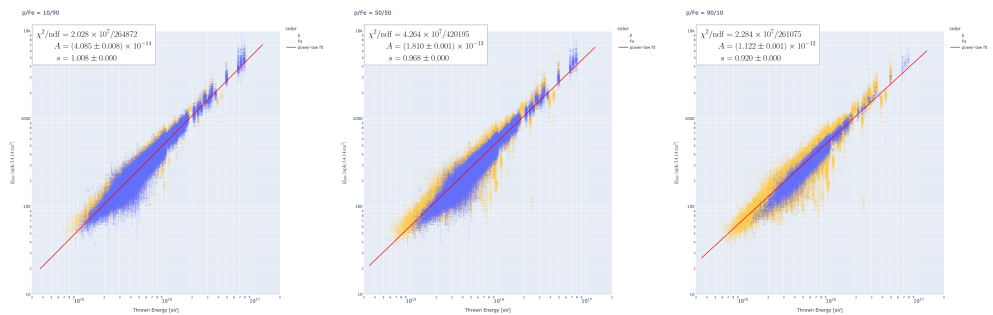


図 4.22: エネルギー推定関数の決定のための冪関数によるフィッティング。左図から順に陽子と鉄の比率が 1 対 9、5 対 5、9 対 1。横軸が ΔX_{\max} であり、縦軸が LDF パラメータ Q_{200} 。

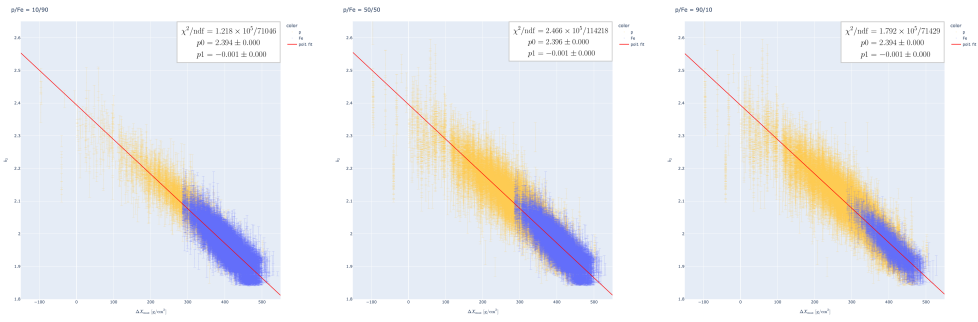


図 4.23: X_{\max} 推定関数の決定のための一次関数によるフィッティング。左図から順に陽子と鉄の比率が1対9、5対5、9対1。横軸が ΔX_{\max} であり、縦軸が LDF パラメータ b_2 。

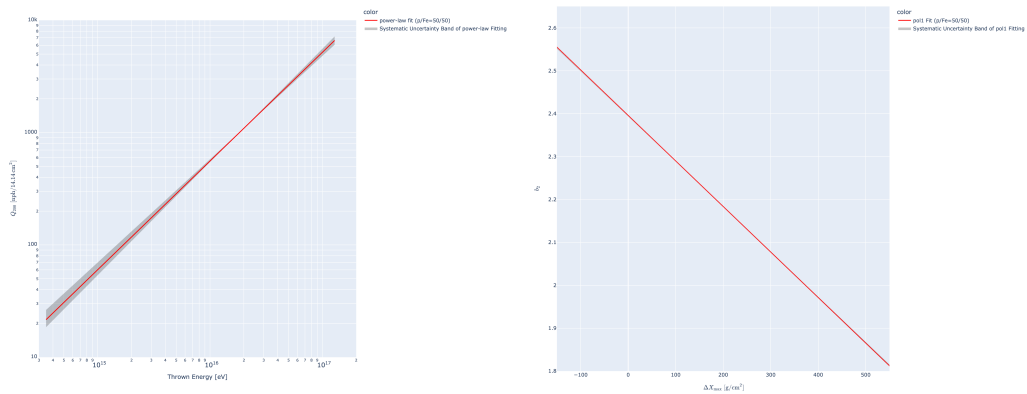


図 4.24: 本解析で使用するエネルギー E 、 X_{\max} 推定関数。左図の横軸がエネルギーであり縦軸が LDF パラメータ Q_{200} 。右図の横軸が ΔX_{\max} であり縦軸が LDF パラメータ b_2 。

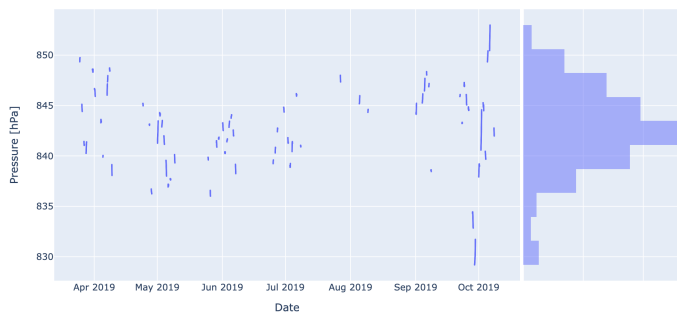


図 4.25: 検出器稼働時刻に対する GDAS による TA サイト付近の観測高度における気圧。

4.2.7 イベントセレクション

モンテカルロシミュレーションデータに基づき、エネルギーと X_{\max} 決定精度を良くするように、表 4.4, 4.5 に示すイベントセレクション条件を決定した。

表 4.4: 到来方向、コアポジション、エネルギー決定に使用するイベントセレクション条件

第一条件	第二条件
天頂角 $< 30^\circ$	LDF フィットの χ^2 分布の各自由度について、 小さい 95% のデータのみ使用
式 4.8 で最適解を見つけられた	
検出器台数 ≥ 5	
$R_p < 200$ m	

表 4.5: X_{\max} 決定に使用するイベントセレクション条件。表 4.4 に示したエネルギー決定に使用したイベントセレクションよりも厳しい条件になっている。

第一条件	第二条件
天頂角 $< 30^\circ$	LDF フィットの χ^2 分布の各自由度について、 小さい 95% のデータのみ使用
式 4.8 で最適解を見つけられた	
検出器台数 ≥ 6	
$R_p < 100$ m	
$0.002 < \sigma(b_2)/b_2 < 0.02$	

LDF の定義と式 4.8 のパラメータ数を考慮すると、天頂角 $< 30^\circ$ 、検出器台数 ≥ 5 、式 4.8 で最適解を見つけられた条件が必要である。

エネルギー決定のためのイベントセレクションに関しては、図 4.26 に示すようにエネルギー決定精度が $R_p \sim 200$ m を境に R_p が大きくなると悪くなることが分かったため、コアポジションについての条件 $R_p < 200$ m を課している。

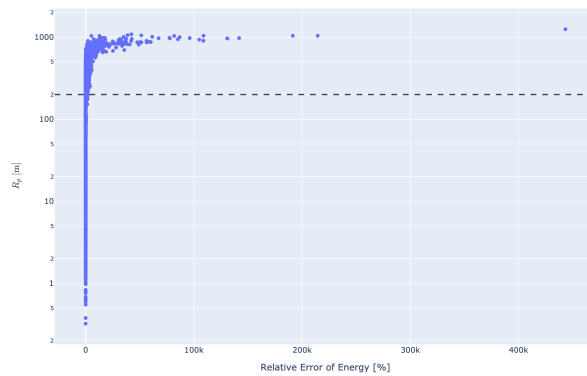


図 4.26: R_p vs エネルギー決定精度。 $R_p = 200$ m を点線で表している。表 4.4 の第一条件のうち、 R_p に関する条件だけを除いた条件を満たすイベントのみを使っている。

X_{\max} 決定のためのイベントセレクションについては、図 4.27 に示すように、 X_{\max} 決定精度が良くなるようにエネルギー決定のためのイベントセレクションよりも厳しい条件で決定した。

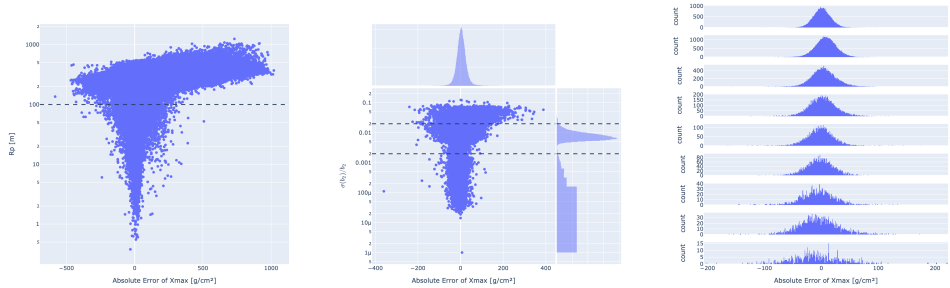


図 4.27: 左から順に X_{\max} 決定精度に対する $R_p, \sigma(b_2)/b_2$, 検出器台数の変化を表す。それぞれの図で、表 4.5 の第一条件のうち、変化を見たいパラメータに関する条件を除いた場合の条件を満たすイベントのみを使っている。左図では点線が $R_p = 100$ m を表す。中央の図では点線が $\sigma(b_2)/b_2 = 0.002, 0.02$ を表す。右図は検出器台数毎に分けたヒストグラムを表し、上に向かって検出器台数が増えるように並べている。

4.3 決定精度

モンテカルロシミュレーションデータを使い、イベントセレクション条件を満たすシャワーイベントについての決定精度を示す。宇宙線一次エネルギーによって決定精度は変わるため、再構成されたエネルギーに応じて到来方向、コアポジション、エネルギー、 X_{\max} の決定精度を、図 4.28, 4.29, 4.30, 4.31 に示す。なお、実データ解析では検出器 dirac を除く 13 台の検出器のみを使っているため (6 節で後述)、本解析では検出器 dirac を除いた場合の決定精度を示している。さらに、再構成されたエネルギーに対する各決定精度の分布は、生成した真のエネルギー分布について、イベント数が均等に分かれるような 9 つのエネルギービンを設定し、各エネルギービン内で計算する。生成した宇宙線原子核種類については、各エネルギービン内で陽子と鉄の比率が 1 対 1 になるようにしている。さらに、陽子と鉄の比率が 1 対 9 または 9 対 1 の場合の再構成されたエネルギーに対するエネルギー決定精度についても、図 4.33, 4.34 に示す。

また、図 4.30 に示したエネルギーに対する σ, μ のフィッティング関数は、エネルギースペクトルを計算する際に考慮した Bin-to-Bin Migration の計算に利用する (6.3.2 項)。

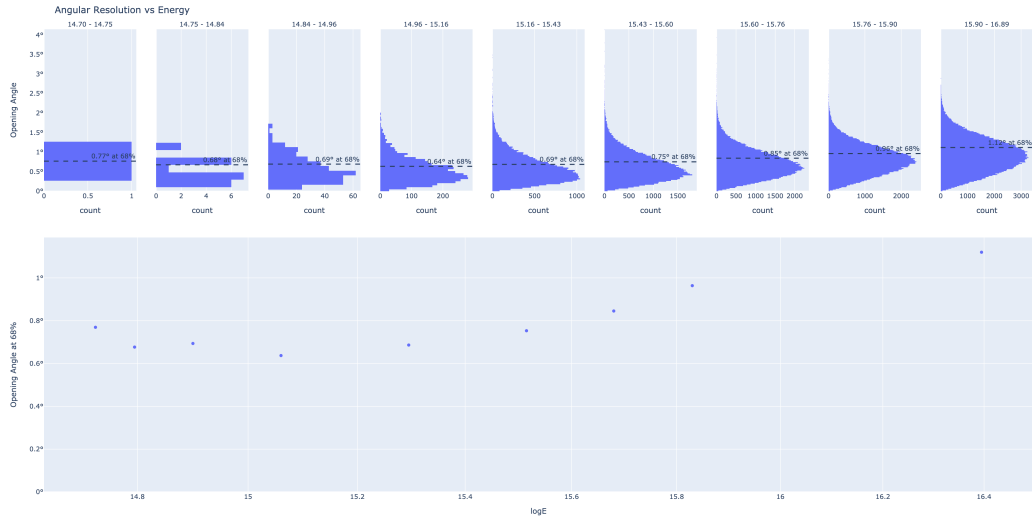


図 4.28: 再構成されたエネルギーに対する到来方向決定精度。上部は再構成された到来方向と真値の開き角の分布であり、横軸が度数、縦軸が開き角を表し、0.68 分位点を到来方向決定精度とする。下部では、再構成されたエネルギーに対する到来方向決定精度の変化を表しており、横軸が常用対数をとったエネルギー $\log E$ 、縦軸が到来方向決定精度。エネルギーが大きくなると到来方向決定精度が悪くなるのは、図 4.35 に示すように、到来方向決定精度が悪くなる傾向がある、検出器中心から離れたところに落ちたシャワーが観測されやすくなるためであり、シャワー軸から離れたところでは、到来方向決定の際に利用しているチェレンコフ光シャワーフロントが平面である近似が成立しないことで決定精度が悪くなると考えられる。なお、検出器台数に応じた到来方向決定精度についても図 4.32 に示している。

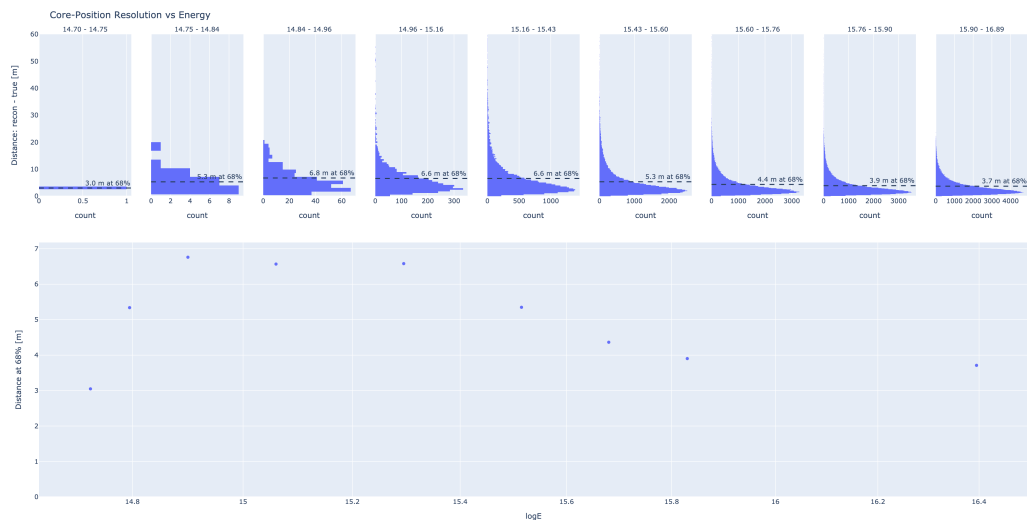


図 4.29: 再構成されたエネルギーに対するコアポジション決定精度。上部は再構成されたコアポジションと真値の距離の分布であり、横軸が度数、縦軸が距離を表し、0.68 分位点をコアポジション決定精度とする。下部では、再構成されたエネルギーに対するコアポジション決定精度の変化を表しており、横軸が常用対数をとったエネルギー $\log E$ 、縦軸がコアポジション決定精度。

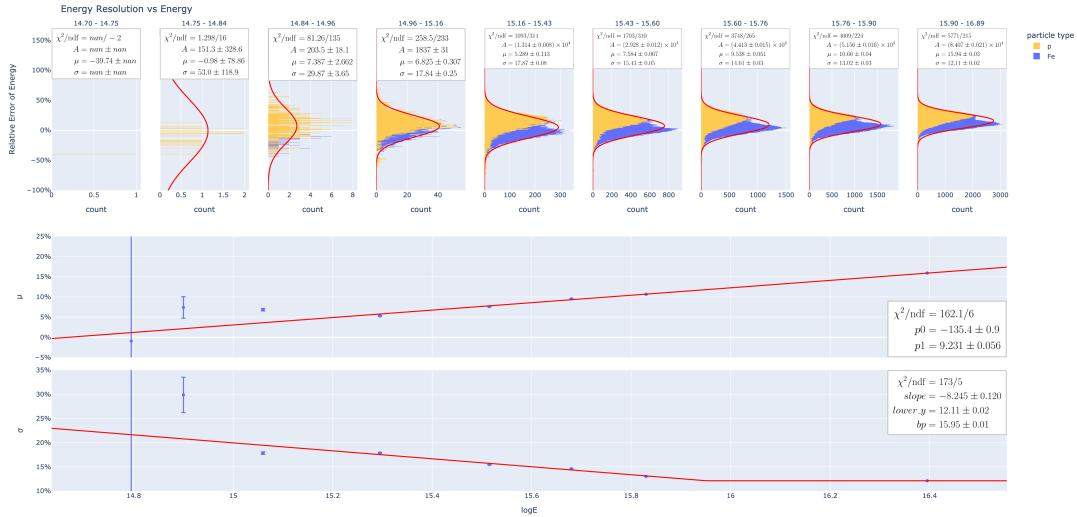


図 4.30: 再構成されたエネルギーに対するエネルギー決定精度。上部はエネルギー相対誤差の分布であり、横軸が度数、縦軸がエネルギー相対誤差を表し、宇宙線原子核種毎に色分けしており、陽子を黄色、鉄を青色で表したスタックヒストグラムである。さらに、陽子と鉄を混ぜ合わせた分布に対して正規分布でフィッティングした結果を赤線で示している。上部の正規分布フィッティングで得られた平均値 μ と標準偏差 σ のエネルギーに対する変化を、それぞれ中部と下部に示している。中部は、横軸が常用対数をとったエネルギー $\log E$ 、縦軸が μ を表し、一次関数でフィッティングした結果を赤線で示している。下部は、横軸が常用対数をとったエネルギー $\log E$ 、縦軸が σ を表し、 $\sigma(\log E; \text{slope}, \text{lower_y}, \text{bp}) = \min(\text{slope} \cdot (\log E - \text{bp}) + \text{lower_y}, \text{lower_y})$ で表される下限を持つ一次関数でフィッティングした結果を赤線で示している。

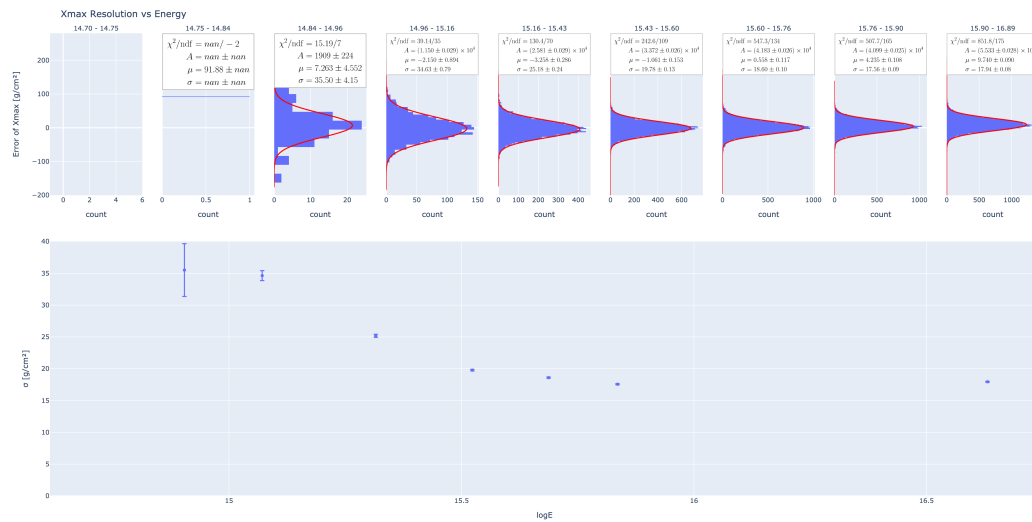


図 4.31: 再構成されたエネルギーに対する X_{max} 決定精度。上部は X_{max} 絶対誤差の分布で、横軸が度数、縦軸が X_{max} 絶対誤差を表し、正規分布でフィッティングした結果を赤線で示している。上部の正規分布フィッティングで得られた標準偏差 σ のエネルギーに対する変化を下部に示しており、横軸が常用対数をとったエネルギー $\log E$ 、縦軸が σ を表す。

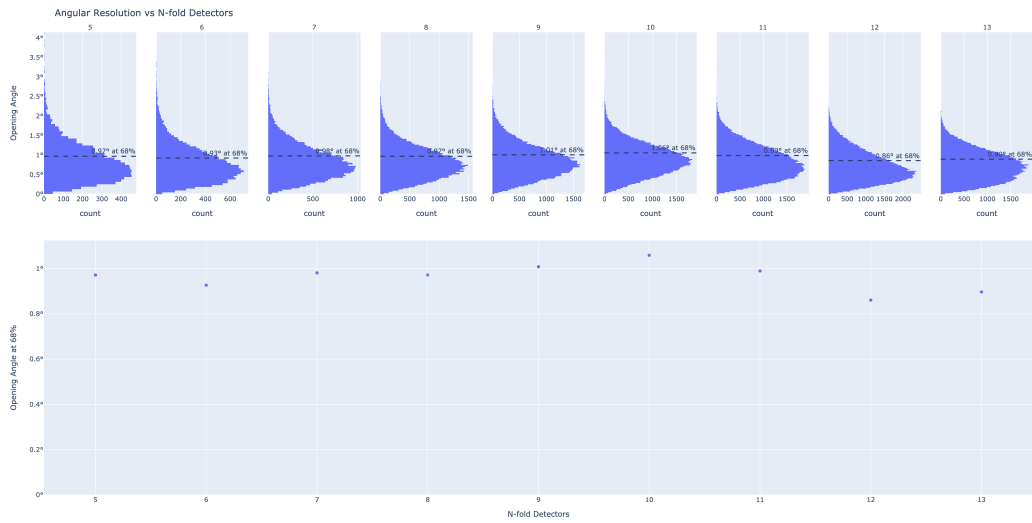


図 4.32: 再構成に使用した検出器台数に対する到来方向決定精度。上部は再構成された到来方向と真値の開き角の分布であり、横軸が度数、縦軸が開き角を表し、0.68 分位点を到来方向決定精度とする。下部では、再構成に使用した検出器台数に対する到来方向決定精度の変化を表しており、横軸が再構成に使用した検出器台数、縦軸が到来方向決定精度。

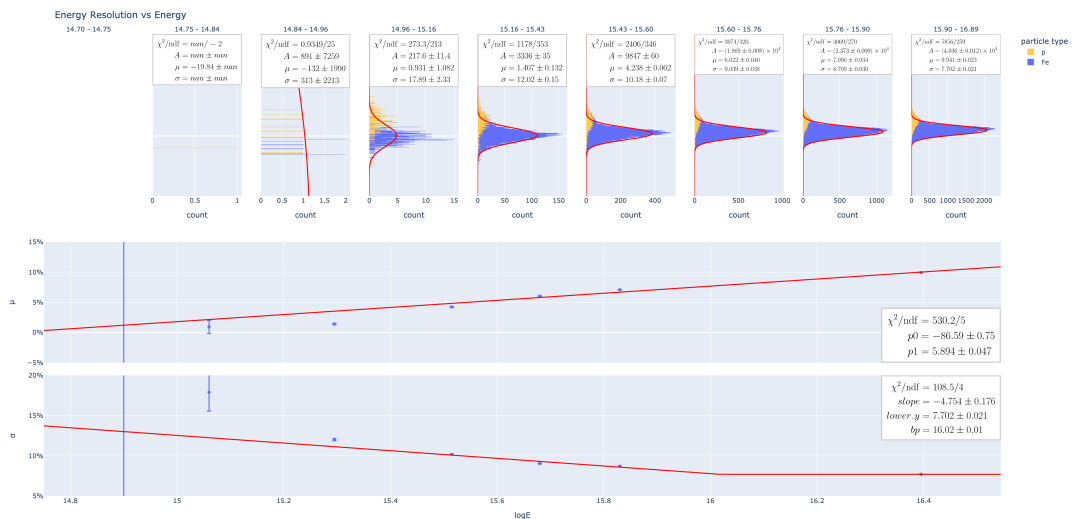


図 4.33: 生成した宇宙線原子核種について陽子と鉄が 1 対 9 であるときの、再構成されたエネルギーに対するエネルギー決定精度。

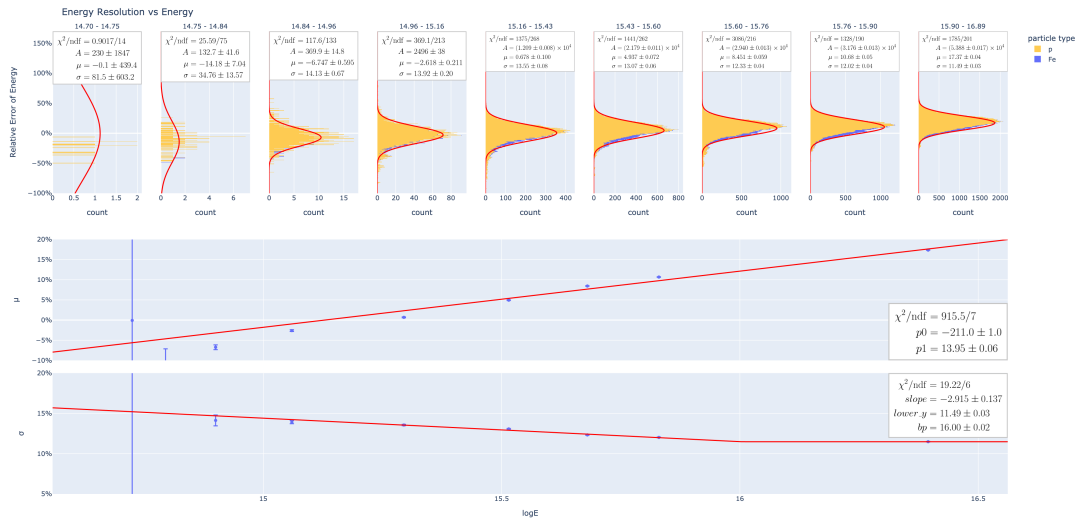


図 4.34: 生成した宇宙線原子核種について陽子と鉄が9対1であるときの、再構成されたエネルギーに対するエネルギー決定精度。

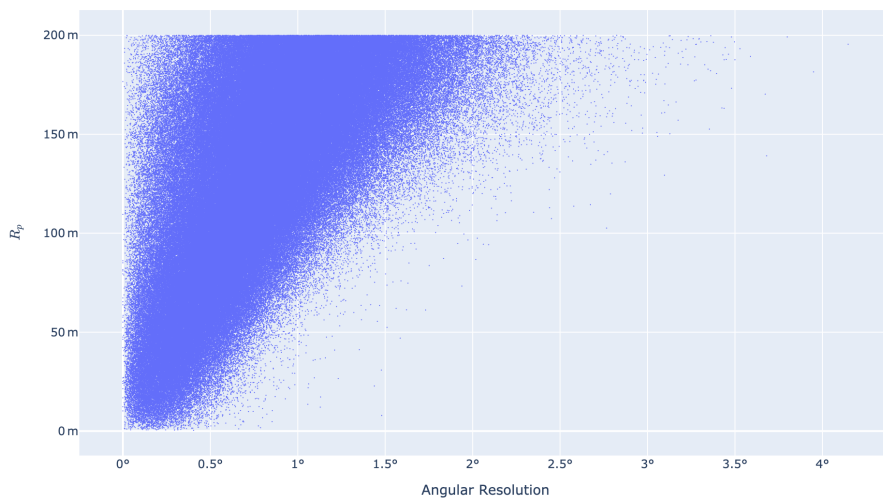


図 4.35: 検出器中心とコアポジションの距離 R_p と到来方向決定精度の散布図。イベントセレクション条件を満たすイベントのみを使った。

4.4 実データとモンテカルロシミュレーションデータの比較

実データとモンテカルロシミュレーションデータの解析結果を比較するために、モンテカルロシミュレーションデータのシャワーパラメータ分布を現実のものに従うようにリサンプリングする必要があるため、表 4.6 に示す条件を満たすように、陽子と鉄それぞれのモンテカルロイベントに対して、500,000 シャワーをランダムに重複ありで抽出した。また、各シャワーパラメータの範囲については、イベントセレクションを満たす実シャワーイベントのパラメータ分布の範囲を、決定精度を考慮して十分に広くなるように決定した。

実データとリサンプリングしたモンテカルロシミュレーションデータの比較は、図 4.36 に示している。コアポジションの Y 軸の分布については、鉄と陽子が混ざるような分布でも説明ができない結果になった。

表 4.6: モンテカルロシミュレーションデータが現実のデータ分布に従うように考慮した点。この条件に加え、観測データを使って調べた観測期間中の検出器の稼働状況と GDAS で予測された気圧分布 (図 4.25) も考慮している。また、実データ解析では検出器 dirac を除く 13 台の検出器のみを使っているため、モンテカルロシミュレーションデータ解析でも同じ検出器構成を使用している。

パラメータ	宇宙線強度 I が従う分布	範囲
天頂角 θ	$\sin \theta \cos \theta$	$0^\circ < \theta < 40^\circ$
方位角 ϕ	一様分布	$-180^\circ < \phi < 180^\circ$
コアポジション分布 (X, Y)	一様分布	$-300 \text{ m} < X/Y < 300 \text{ m}$
エネルギー E	E^{-3}	$5 \times 10^{14} \text{ eV} < E < 10^{17} \text{ eV}$

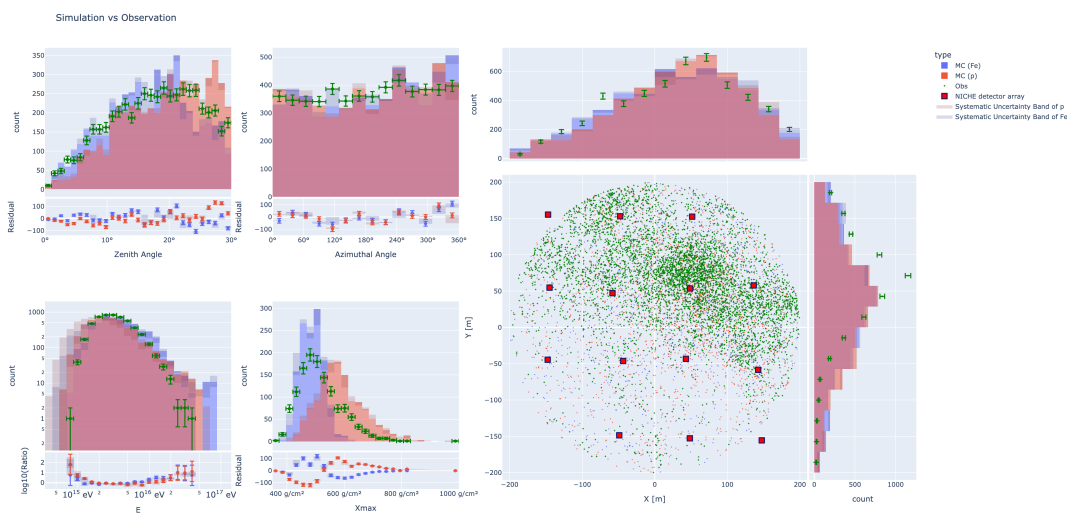


図 4.36: 実データとモンテカルロシミュレーションデータの解析結果の比較。右側の図はコアポジション分布と X/Y 軸に投影したヒストグラムを表す。

第5章 NICHE-TALE FDハイブリッド 解析

全 NICHE 検出器は稼働する前に PMT とエレクトロニクスをまとめてゲイン測定していたが、検出器窓が砂塵によって汚れるといった経年変化によりゲインが変わっている可能性があるため、NICHE と TALE-FD によるハイブリッド解析を利用した NICHE 検出器キャリブレーション方法を確立し適用した。

5.1 コインシデンスイベント

各 NICHE 検出器と TALE FD はそれぞれがセルフトリガーにより独立でシャワー観測できるため、NICHE 実験と TALE FD それぞれでトリガーされたイベントの中から、時間的に同時に観測されたイベントを見つける。

TALE FD から NICHE 検出器アレイまでの距離は ~ 800 m であるため、空気シャワーが光速で進むと仮定することで十分に大きい時間幅を考えて、 $0 \mu\text{s} < t_{\text{NICHE}} - t_{\text{FD}} < 40 \mu\text{s}$ を満たすイベントをコインシデンスイベントと呼ぶ。ここで、 t_{FD} は、FD でトリガーされた 1 個以上のカメラのうち最も早い時刻を表し、 t_{NICHE} は、4.2.3 節で説明した NICHE 実験で到来方向を決定するときに同時に得られるコアポジションの時刻 t_0 を表す。

上記で設定した条件を含む広い時間幅 $0 \mu\text{s} < t_{\text{NICHE}} - t_{\text{FD}} < 100 \mu\text{s}$ を満たすイベントは、2019 年 3 月から 2020 年 3 月までの観測データにおいて、10,464 イベント見つかった。図 5.1 に、NICHE 実験で決定した時刻と TALE FD で決定した時刻の時間差分布を示す。なお、FD で決定したコアポジション分布が、図 5.2 に示すように NICHE 検出器アレイあたりに分布しており、NICHE 実験で実際に観測されたコアポジション分布の特徴と矛盾がないことも確かめた。

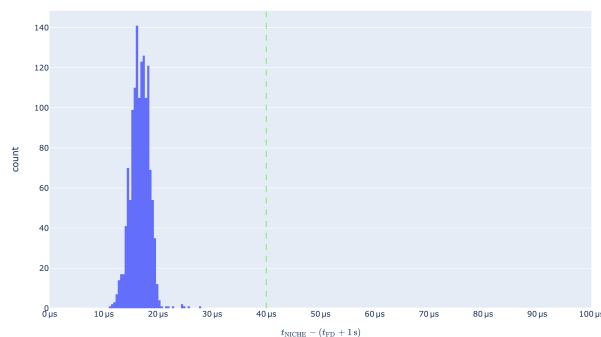


図 5.1: NICHE 検出器アレイと TALE FD の時間差分布。

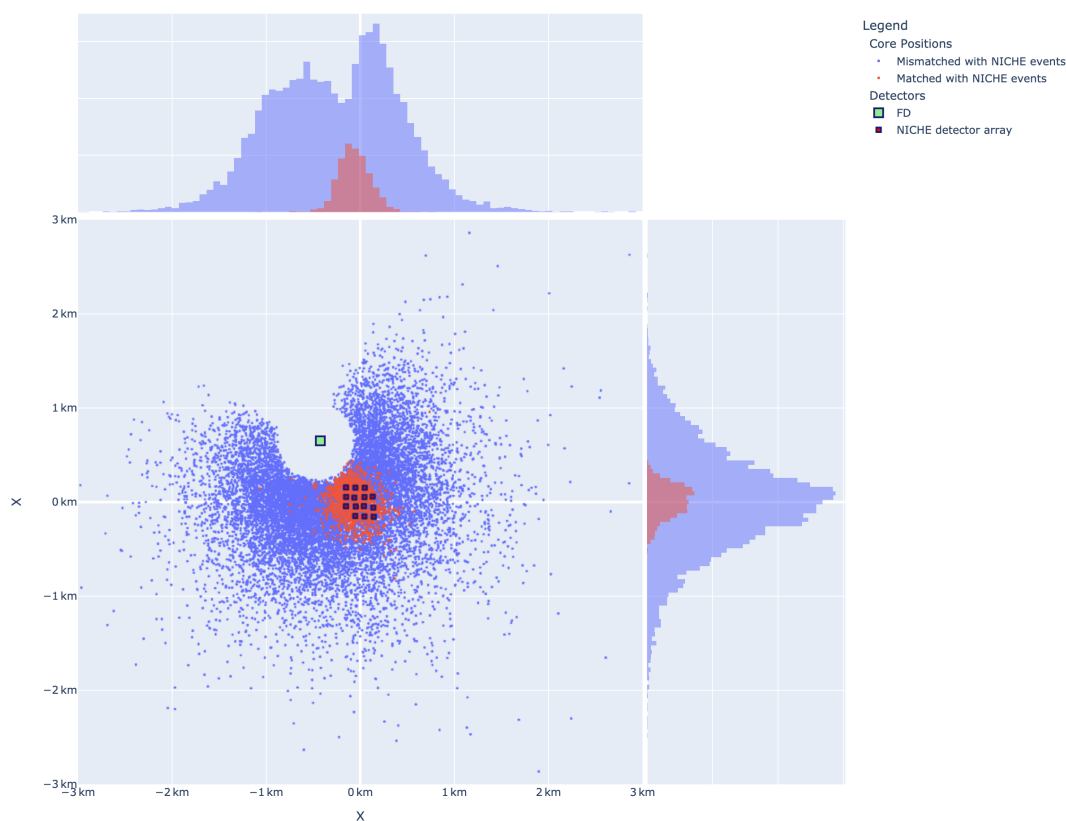


図 5.2: TALE FD 単体で決定したコアポジション分布。NICHE 検出器アレイ中心が原点になるような座標系になっており、コアポジションは青色と赤色の丸で、TALE-FD と NICHE 検出器は緑色と赤色の四角で示している。コアポジション分布のうち、NICHE で観測したイベントと時間的なコインシデンスが取れたイベントを赤色で表現している。

5.2 モンテカルロシミュレーション

ハイブリッド解析に使用できるシャワーシミュレーションをするために、NICHE 検出器で観測された疑似データと TALE FD で観測された疑似データが必要である。NICHE 検出器の疑似データは、4.1 節と同じ方法で生成する。TALE FD の疑似データは、藤田修論 4.2 節 [39] と同じ手順で生成する。TALE FD のシミュレーションのために、空気シャワー軸に沿った 1 g/cm^2 毎の荷電粒子によるエネルギー損失量が必要であり、それを基に望遠鏡に伝播する大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光それぞれの光子数が計算される。NICHE 検出器で観測したのと同じシャワーを再現するために、NICHE 疑似データを生成するときを使用した CORSIKA の出力データのうち、一次宇宙線の first interaction から観測高度までの 1 g/cm^2 刻みの荷電粒子エネルギー損失量を利用する。なお、計算時間短縮のために、NICHE 実験によるモンテカルロシミュレーションでコインシデンスイベントとして認められたイベントのみをシミュレーションする。

ハイブリッド解析のために CORSIKA で 1,455 のシャワーを生成した。一つのシャワーにつき、観測高度上でコアポジションを二次元的に平行移動することで 1,280 回再

利用している。

図 5.3 は、主要シャワーパラメータに関する真のデータ分布を、生成した全シャワーイベント、NICHE で観測されたイベント、NICHE に加え FD でも観測されたハイブリッドイベント、再構成に成功したハイブリッドイベントについて重ね描きしたものを示している。

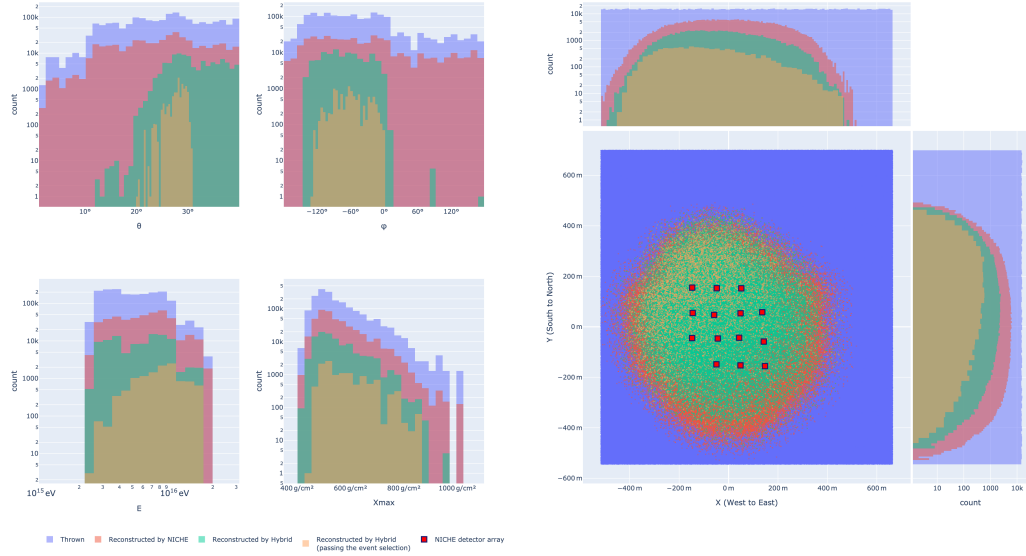


図 5.3: 本ハイブリッド解析に使用した CORSIKA で生成した真のデータ分布。エネルギー E は、 $2.5 \text{ PeV} < E < 20 \text{ PeV}$ の範囲内であり、原子核種類は陽子と鉄の二種類のみで数はそれぞれ 656, 799 である。

5.2.1 再構成方法

TALE-SD と TALE-FD によるハイブリッド解析の手法 [40] を、NICHE と TALE FD のハイブリッド解析に応用する。シャワー軸に最も近い NICHE 検出器 1 台の位置と時刻情報を使い、式 5.1 に従いシャワー軸を決定するために必要なパラメータへ制限を加える。

$$t_{\text{core}} = t_{\text{NICHE}} + \frac{1}{c}(r_{\text{core}} - r_{\text{NICHE}})\cos\psi \quad (5.1)$$

r_{core} は、FD と同じ標高のコアポジションから FD までの距離。 ψ は、コアポジションと FD を結ぶ直線とシャワー軸の成す角。 t_{NICHE} は、選ばれた NICHE 検出器で取得した信号の時刻。 r_{NICHE} は、選ばれた NICHE 検出器から FD までの距離。

FD 単眼解析においてシャワー軸は、信号の時刻と PMT が幾何学的に向いている方向に対する 5.2 式のフィッティングで決定する。FD 単眼解析と比べハイブリッド解析では、式 5.1 を使うことでフィッティングパラメータを減らすことができ、FD 単眼解析では決定が難しいとされるシャワー軸の奥行方向に対する決定精度の改善が期待される。

$$t_{\text{exp},i} = t_{\text{core}} + \frac{1}{c} \frac{\sin\psi - \sin\chi_i}{\sin(\psi + \chi_i)} r_{\text{core}} \quad (5.2)$$

5.2.2 イベントセレクション

精度が高い解析結果を得るために、イベントセレクション条件の決定が必要である。厳しいイベントセレクション条件を適用すると高い決定精度でシャワー情報を決定できるが、条件の厳しさに応じてイベント数が減る。本解析では、観測期間が1年間で再構成に成功した実イベント数は11,045でありイベント数が多くないため、イベント数が残るように決定精度もある程度担保できるように、表5.1に示すように、イベントセレクション条件を決定した。

表 5.1: ハイブリッド解析イベントセレクション条件

第一条件	第二条件
天頂角 < 30°	Timing+Profile フィッティングの χ^2 分布の各自由度について、
解析に使用した PMT 本数 ≥ 20	小さい 95% のデータのみ使用

5.2.3 決定精度

イベントセレクション条件を満たすイベントの ψ 、 R_p 、到来方向、コアポジション、エネルギー E 、 X_{\max} についての決定精度を図5.4に示す。ここで、 ψ は TALE FD の高度 1589.2 m におけるコアポジションと FD を結ぶ直線とシャワー軸の成す角度であり、 R_p は TALE FD とシャワー軸の距離を表す。

R_p の決定精度については、56 m の奥行方向への系統的なずれがあることがわかったので、NICHE 検出器のキャリブレーションをする際に必要となるハイブリッド解析で決定したコアポジションは、系統的なずれを補正した R_p から計算されるものを使用する。

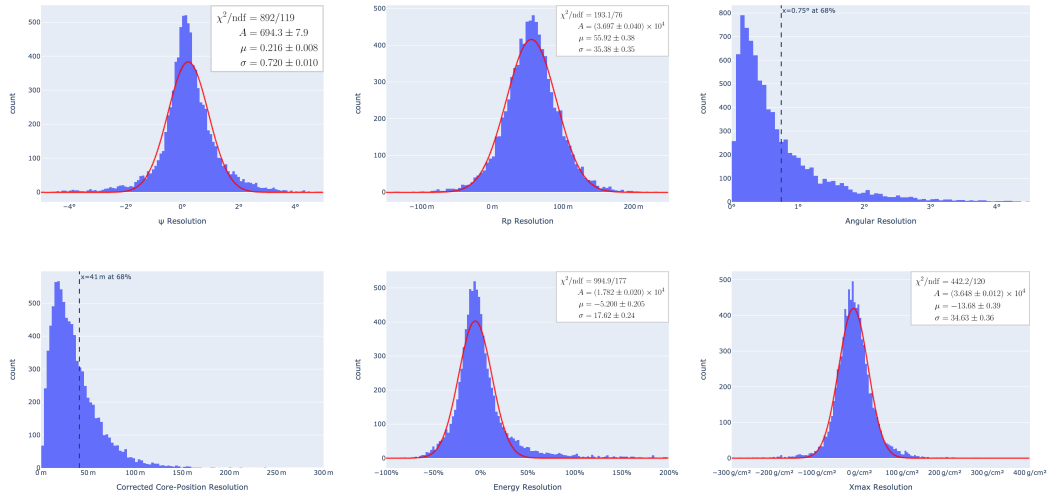


図 5.4: ハイブリッド解析による各種シャワーパラメータの決定精度。左下に示す Corrected Core-Position Resolution は、図 5.5 から読み取れるような R_p の系統的なずれを補正した場合のコアポジション決定精度を表す。補正しなかった場合にはコアポジション決定精度が、0.68 分位点で ~ 80 m となった。

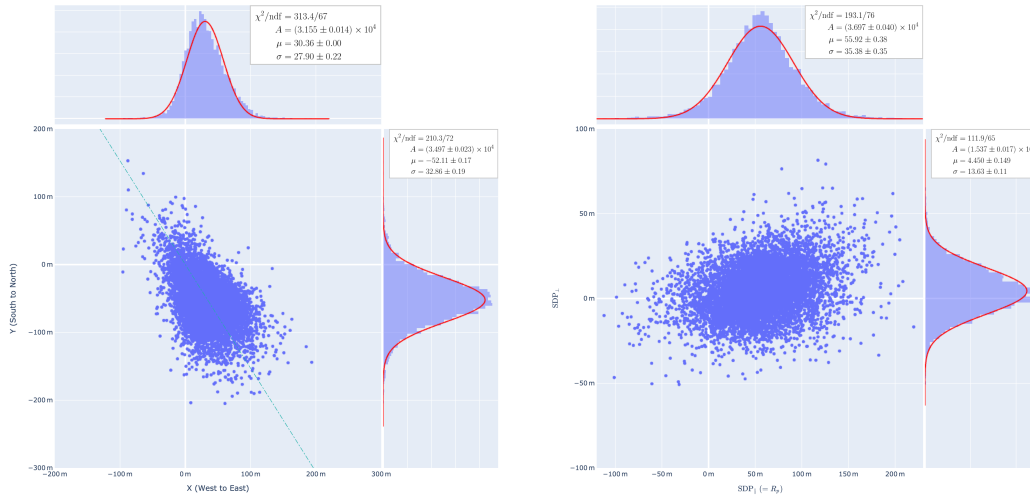


図 5.5: コアポジション分布に関する決定精度。左図は東西南北にとった座標系におけるコアポジション決定精度。右図は R_p 方向と垂直方向に分解したときのコアポジション決定精度。左図から、コアポジション分布は右下方向（FD から遠い方向）に間違える傾向にあり、右図から 56m だけ FD から遠い方向に間違える傾向にあることが分かった。

5.3 モンテカルロシミュレーションデータ分布と実データ分布の比較

CORSIKA で生成したシャワーの条件は表 4.1 と同じであり、エネルギー範囲は 2.5–20 PeV、方位角は -170° から 30° の範囲とし、FD に向かってくるようなシャワーのみを使った。この範囲外で降ってくるようなシャワーイベントはイベントセレクション条件を満たさないことを事前にシミュレーションで確かめている（図 5.6）。

実データ分布と比較するために使用したモンテカルロシミュレーションデータは、現実の空気シャワーが従うと考えられる各種シャワーパラメータ分布に従う必要がある。本解析で使用したモンテカルロシミュレーションデータは、図 5.7 に示す分布に従うように、生成したシャワー群の中から重複ありでランダムにリサンプリングした。エネルギー決定精度を考慮して、シミュレーションで生成した宇宙線エネルギー範囲より十分に狭い範囲で比較する必要があるため、再構成されたエネルギー E について $4 \text{ PeV} < E < 10 \text{ PeV}$ を満たすイベントを使って比較する。

観測期間は 2019 年 3 月から 2020 年 3 月までの 1 年間であり、再構成に成功したイベント数は 10,464 である。そのうち、イベントセレクション条件を満たす実イベント数が 1,349 である。観測期間中の再構成に成功した日毎のイベント数を図 5.10 に示す。

モンテカルロシミュレーションデータと実データを、主要シャワーパラメータについて比較した結果を、図 5.8, 5.9 に示す。

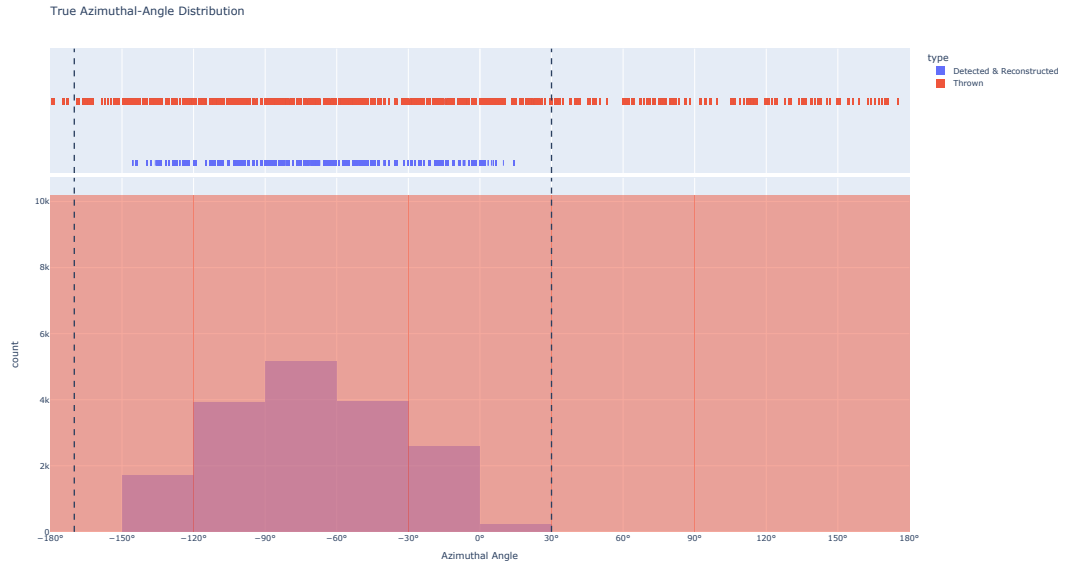


図 5.6: 方位角一様で生成したシャワーに対して再構成に成功した方位角分布のヒストグラム（下部）とラグプロット（上部）。生成したシャワー（赤色）と再構成に成功した（青色）シャワーイベントの方位角分布を重ね描きしており、共にビン幅が 30° である。生成したシャワーの方位角分布がこのときのビン幅に対して一様になるように、ランダムに重複なしでリサンプリングしている。

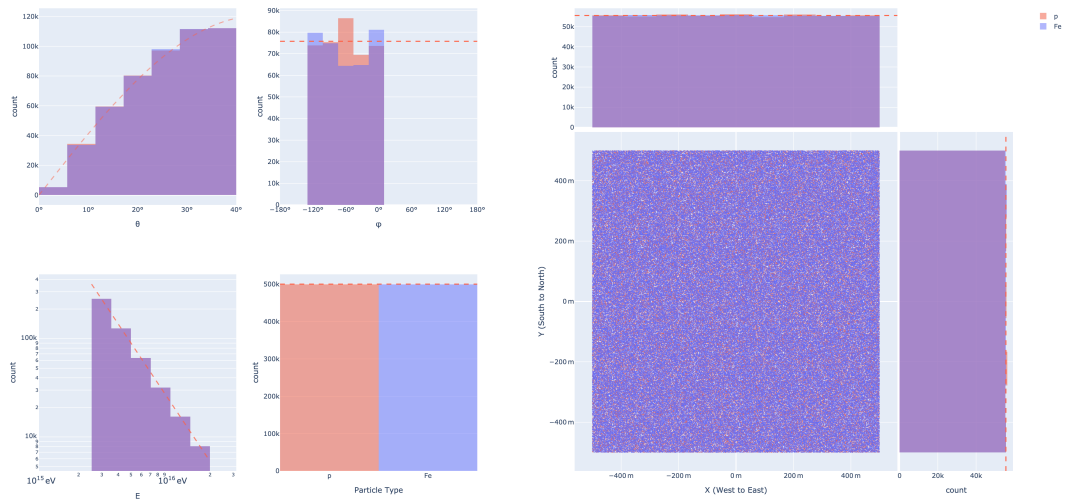


図 5.7: 実データ分布と比較するために使用したモンテカルロシミュレーションのデータ分布。各ヒストグラムにおいて色分けした核種毎に、赤色点線に従うように重複ありでランダムにリサンプリングしている。

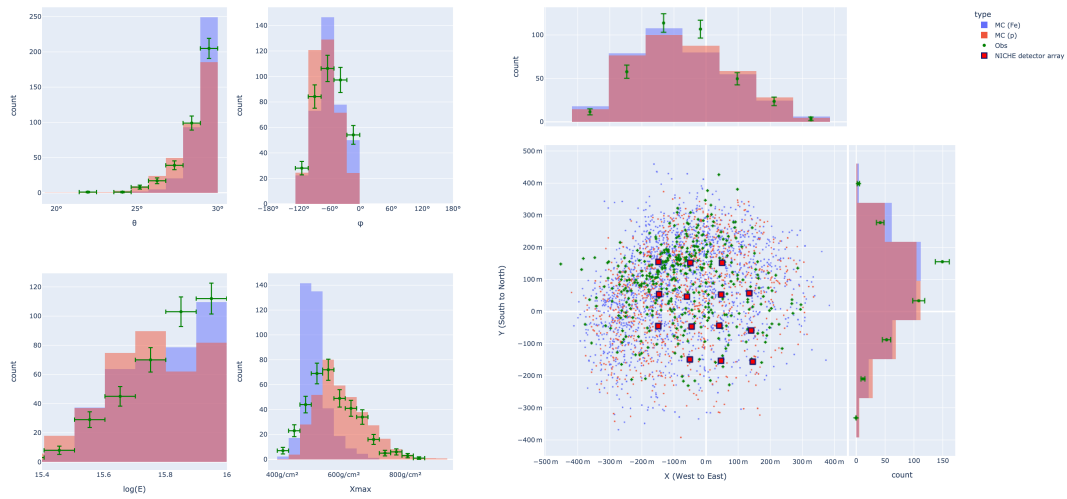


図 5.8: ハイブリッド解析で決定した MC シミュレーション解析結果と観測データ解析結果の比較その 1。

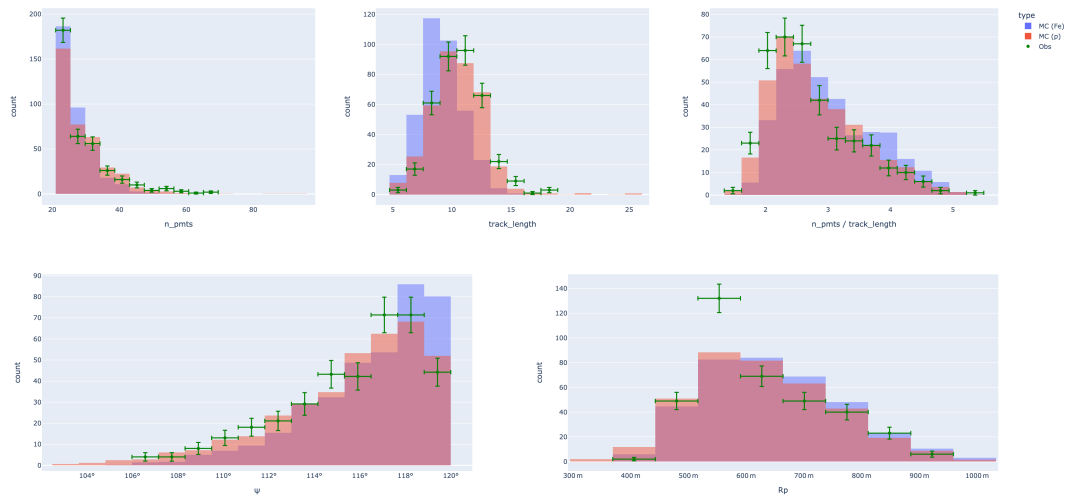


図 5.9: ハイブリッド解析で決定した MC シミュレーション解析結果と観測データ解析結果の比較その 2。

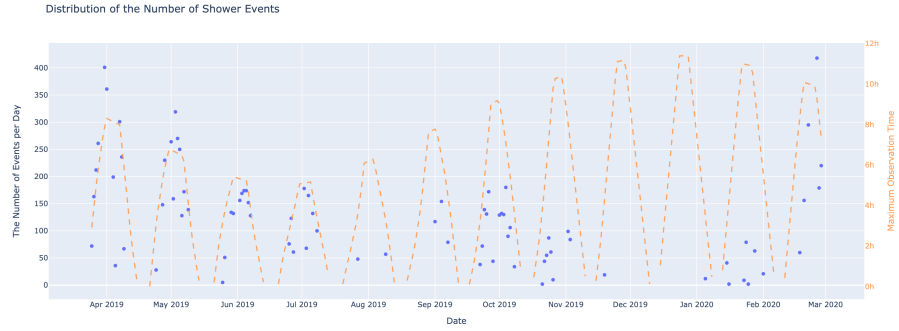


図 5.10: 日毎の再構成に成功したハイブリッドイベント数。

5.4 ハイブリッド解析結果を利用した NICHE 検出器ゲインの見積もり

ハイブリッド解析により決まったエネルギーと X_{\max} から式 4.6 によって NICHE 検出器 (番号 i) で観測されると期待される信号の大きさ \hat{Q}_i と NICHE 検出器で観測された信号の大きさ Q_i の比を計算する。各検出器について、比の分布を表したものを図 5.11 に示しており、正規分布でフィッティングしている。

予測値からの系統的なずれである正規分布フィッティングパラメータ μ を検出器毎に分けて示したものを、図 5.12 に示す。事前にゲイン測定をしていたが、経年劣化による影響でゲインが変わっていると考えているので、 $\hat{Q}_i/Q_i = 1$ のときにはゲインが変わっていないことを意味し、 $\hat{Q}_i/Q_i > 1$ のときにはゲインが小さくなっていることを意味する。今回の結果では、どの検出器についても $\hat{Q}_i/Q_i \geq 1$ であり、有意にゲインが大きくなっている検出器は無いと言えるため、粉塵等による検出器窓の汚れといった経年的な変化によるゲインの変わり方と矛盾がない。

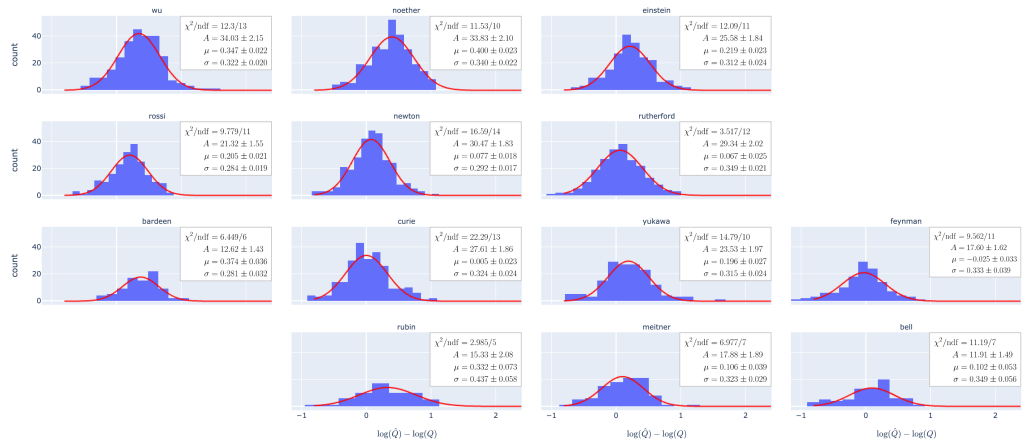


図 5.11: NICHE 検出器で観測された信号の大きさ Q とハイブリッド解析結果から予測される信号の大きさ \hat{Q} の比の分布。正規分布でフィットした結果を赤線で重ね描きしており、フィットパラメータについても各プロットの右上ボックス内に示している。

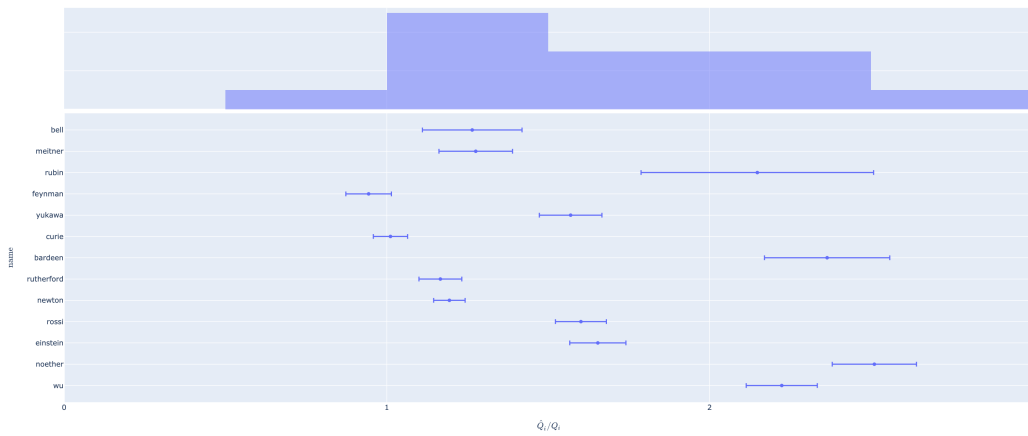


図 5.12: ハイブリッド解析に基づき決定した各 NICHE 検出機の補正係数。図 5.11 に示す正規分布フィッティングで得られた μ とその誤差を示している。

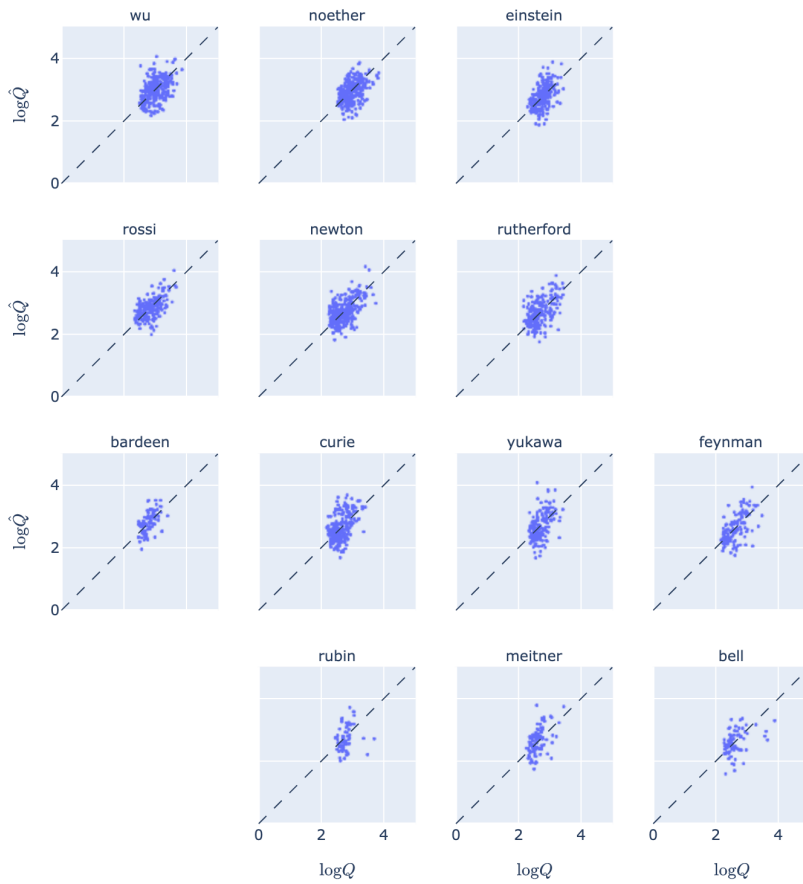


図 5.13: 推定値 \hat{Q} と補正した Q の散布図。

5.5 NICHE 実験解析結果との比較

ハイブリッド解析によるキャリブレーションした NICHE 検出器で解析したエネルギーと X_{\max} 結果の比較について、図 5.14 に示す。ハイブリッド解析と NICHE 実験解析によって決定したエネルギーの散布図より、NICHE で再構成したものが過小評価される傾向が読み取れる。

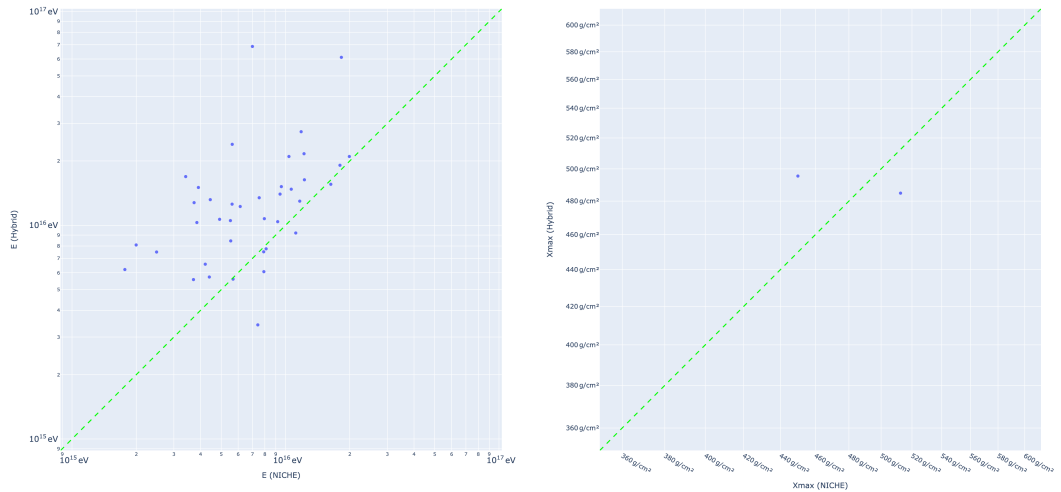


図 5.14: ハイブリッド解析と NICHE 単体解析で決定したエネルギー（左）と X_{\max} （右）の散布図。表 5.1 と表 4.5 に示すイベントセレクションを満たすイベントのみを示しており、本解析で利用した観測データに関しては、エネルギーについては 39 イベント、 X_{\max} については 2 イベント残った。

第6章 エネルギースペクトルと化学組成解析結果

NICHE 実験の観測は 2017 年 9 月 21 日に開始し、2018 年 5 月より定常観測が始まった。

本解析で使用した観測データは、2019 年 3 月 25 日から 2019 年 10 月 8 日までの 7 ヶ月分のデータであり、観測日数が 65 日、観測時間が 334.4 時間、コインシデンスイベント数は 132,472 であった。ここで、観測時間は分毎に同時に 5 台以上の検出器が稼働していた数を計上して求める。検出器が稼働していたとする条件は、1 分あたりの平均的なトリガーレートが 30 であることから、1 分あたりに一度でも信号を検出していることとした。なお、NICHE 実験の合計検出器台数は 14 台であるが、実データ解析では観測期間が極端に短い検出器 dirac を除いた検出器台数 13 台を使用する。

得られたイベント情報は、図 6.1 に示す。10 月に近づくと検出器台数が減少しているが、冬季に近づくと日照時間が減りソーラーパネルによる給電が十分でなくなることから参加検出器台数が減ることと、図 4.13 に示した信号ベースラインのふらつきが大きさが観測期間後半になるにつれ増加していることが原因であると考えられる。



図 6.1: 上図では、橙色破線が予定されていた観測時間で、青丸が NICHE 実験で観測された日毎のコインシデンスイベント数。下図は、シーズン毎に分けてプロットした分毎に同時に稼働していた検出器台数のヒストグラムであり 5 台以上の検出器台数のみを示している。

6.1 系統的不確かさ

本解析で、エネルギーと X_{\max} 決定に関係する系統的不確かさとして考慮するものは以下の 4 つである。

- ハドロン相互作用モデルの影響
- NICHE 検出器キャリブレーションに利用したハイブリッド解析の影響 (5.4 節)
- ベースラインのふらつきの大きさの影響 (4.1.2.2 段落)
- シミュレーションに使用した陽子と鉄の比率 (4.2.6 項)

ハドロン相互作用モデルの影響について、モンテカルロシミュレーションのシャワー生成部分で利用しているハドロン相互作用モデルは QGSJET-II-04/GHEISHA であったが、

EPOS-LHC[29]/UrQMD[30] に変更したときのエネルギー、 X_{\max} 決定への影響について調べた。

4.1 節と同様の手順により、ハドロン相互作用モデルが EPOS-LHC/UrQMD の場合についてもシャワー生成した。生成したシャワー数は 1,089、コアポジション再利用回数が 1,280 回、エネルギー範囲は $10^{15} \text{ eV} < E < 10^{16} \text{ eV}$ であり、 $\frac{dN}{dE} \propto E^0$ に従うように生成している。

QGSJET-II-04/GHEISHA で生成したシャワーを使って確立した再構成方法に基づき、異なるハドロン相互作用モデルで生成したシャワーに対するエネルギーと X_{\max} の決定精度の分布を図 6.2 に示すように比較した。さらに、このハドロン相互作用モデルの変更による Aperture の見積もりについても評価する (6.2 節)。

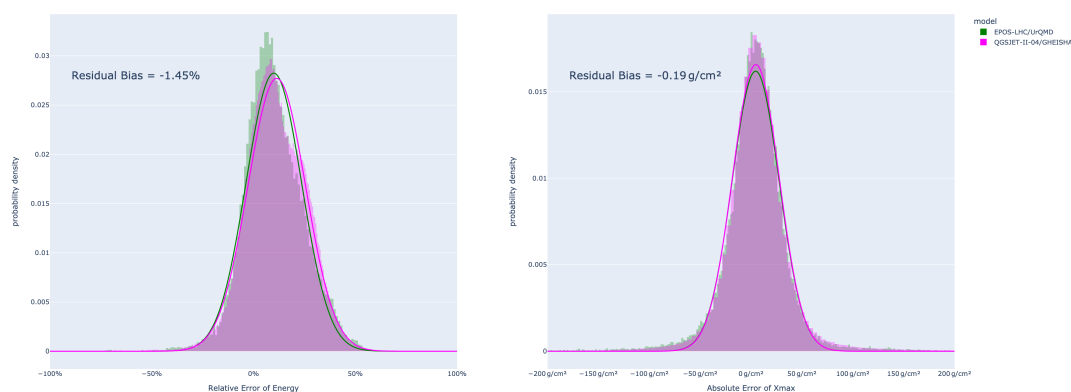


図 6.2: 異なるハドロン相互作用モデルのシミュレーションデータに基づく、エネルギー決定精度 (左図) と X_{\max} 決定精度 (右図) の分布。どちらのハドロン相互作用モデルについても、エネルギー範囲は $10^{15} \text{ eV} < E < 10^{16} \text{ eV}$ で評価している。

NICHE 検出器キャリブレーションに利用したハイブリッド解析の影響とベースラインのふらつきの大きさの影響により、トリガー閾値に影響するため、トリガー効率が十分に大きくない低エネルギーのシャワーに対する感度が悪くなり、Aperture の決定に大きく影響する。

6.2 Aperture と Exposure

エネルギースペクトルの計算のために、NICHE 検出器アレイが検出可能な観測高度上における面積と立体角の積で求められる検出器 Aperture は、次の式で計算する。

$$A(E, t) = \int \epsilon(E, t, \theta, \phi, x, y) \cos\theta dS d\Omega \quad (6.1)$$

ϵ は、再構成に成功しイベントセレクション条件を満たすイベントの検出効率を表し、 t は、検出器が観測できる状況にあった観測時間、 dS は、観測高度上 (XY 座標系) の観測可能な面積を表す。

ϵ が t, θ, ϕ, X, Y に依存しないと考えると、式 6.1 は次の式に近似できる。

$$A(E) \approx \frac{N_{\text{sel}}(E)}{N_{\text{thrown}}(E)} \cdot S_{\text{max}} \cdot \pi \sin^2 \theta_{\text{max}} \quad (6.2)$$

$N_{\text{sel}}(E, t)$ は、表 4.4 に示すイベントセレクション条件を満たす、再構成されたイベント数を示し、 S_{max} は、観測高度上でランダムな一様分布のコアポジション分布範囲の面積、 θ_{max} は、 $\sin \cos \theta \propto I$ に従う天頂角分布の最大値、 N_{thrown} は、計算に使用した全イベント数。

モンテカルロシミュレーションのデータ分布が現実のものと同じになるように、表 4.6 に示す方法と同様に、20,000 回復元抽出したイベントを使い、各エネルギービンについて、式 6.2 により Aperture を計算する。この操作を 100 回繰り返し求められた Aperture の平均値をデータ点、標準偏差を誤差とする。結果を図 6.3 に示す。

$$\hat{A}(E; C, a, E_0) = C * \left(\tanh\left(\sinh\left(a \cdot (\log E - \log E_0)\right) + 0.5\right) + 1 \right) \quad (6.3)$$

なお、Aperture を計算するときを利用したモンテカルロデータを使って計算したトリガー効率についても図 6.5 に示している。

Exposure は Aperture の時間積分で与えられるが、本解析で計算された時間的な平均値である Aperture は時間に依存しないと考えて、図 6.3 に示したエネルギーに対する Aperture と観測時間の積を Exposure とする。

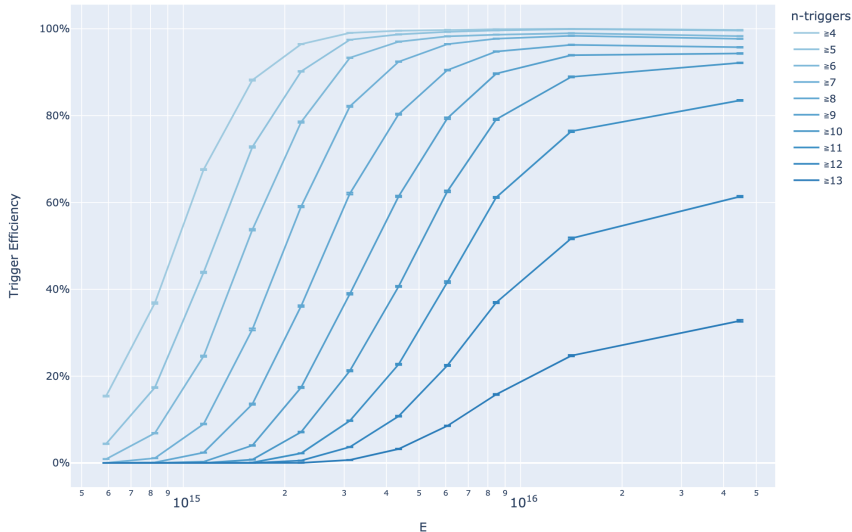


図 6.5: トリガー効率。エネルギーを決定するときに必要なとしている最小検出器台数が 5 台であるが、このときには $E = 6 \times 10^{15}$ eV で $\sim 100\%$ であることがわかる。

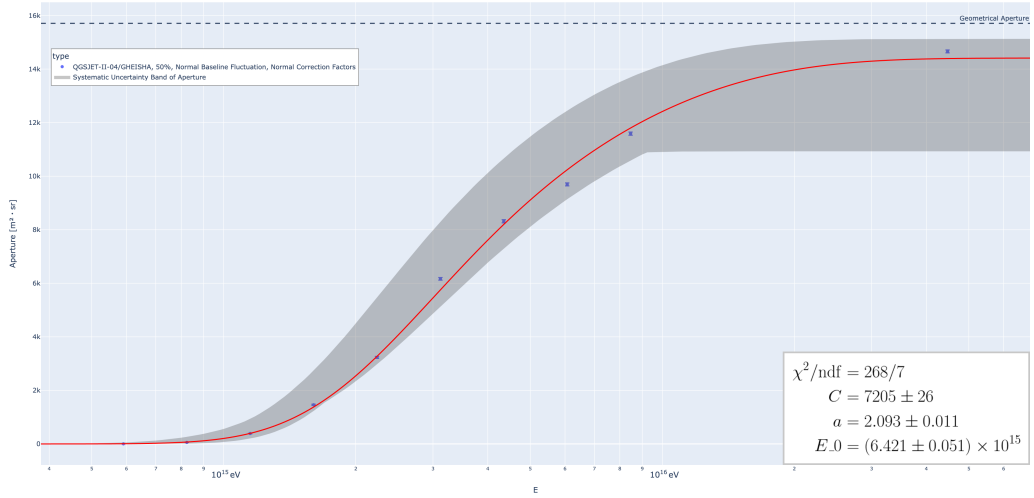


図 6.3: NICHE 検出器アレイの Aperture。データ点を式 6.3 でフィットした結果を赤線で示す。灰色の領域で表している系統的な不確かさは、図 6.4 に示している 24 通りの条件を変えた場合で計算した全 Aperture の各エネルギービンで計算した最大値と最小値より決定している。

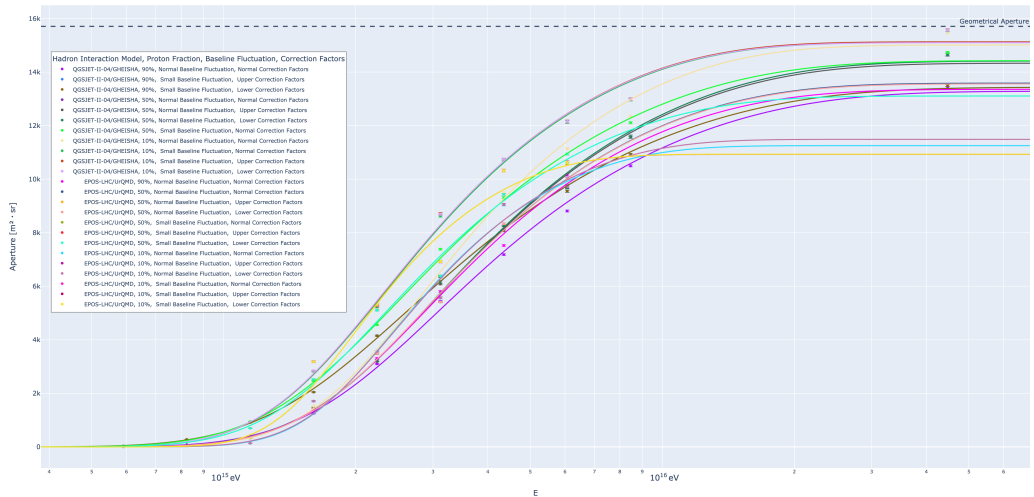


図 6.4: Aperture の系統的な不確かさを求めるために使用した、節 6.1 で示した 4 つの考慮すべき影響の組み合わせから、最も影響の大きいと考えられる 24 通りの組み合わせに対して計算した全ての Aperture を重ね描きしたもの。

6.3 エネルギースペクトル決定

6.3.1 エネルギー分布

エネルギー分布のビン幅を、エネルギー決定精度に対して十分に大きい $\log E = 0.1$ になるように決定し、本解析で決定したエネルギー分布を図 6.6 に示す。ここで、表 4.4 に示すイベントセレクション条件を満たすイベントのみを使用した。

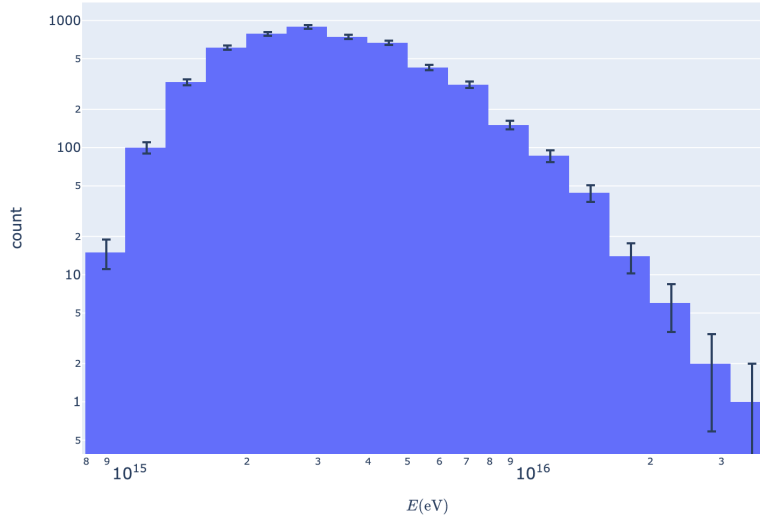


図 6.6: エネルギー分布。

エネルギースペクトル I は、各エネルギービンに対応するイベント数を N 、ビン幅を ΔE 、Exposure を η と表わすと、次の関係式で求められる。

$$I_i = N_i / \Delta E_i / \eta_i \quad (6.4)$$

6.3.2 Bin-to-Bin Migration

エネルギー決定精度 (図 4.30) の影響によって、エネルギービン同士で起こりうるイベントの漏れ出しとしみ込みの効果 (Bin-to-Bin Migration) を考慮したエネルギースペクトルフィッティングを考える。

各エネルギービンに含まれるイベント数の変動がポアソン分布に従うと考え、エネルギーに依存するエネルギー決定精度から決定した Bin-to-Bin Migration 行列 $P \in \mathbb{R}^{m \times n}$ ($m < n$) を使い、最尤法に基づいた次の式を解くことでエネルギースペクトルフィッティングパラメータ \hat{p} を決定できる。

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{p}} &= \arg \max_{\mathbf{p}} \mathcal{L}(\mathbf{p}) \\
\mathcal{L}(\mathbf{p}) &= \prod_i^m \frac{\hat{N}_i(\mathbf{p})^{N_i} e^{-\hat{N}_i(\mathbf{p})}}{N_i!} \\
\hat{\mathbf{N}}(\mathbf{p}) &= P \hat{\mathbf{N}}^{\text{unfolded}}(\mathbf{p}) \\
\hat{N}_j^{\text{unfolded}}(\mathbf{p}) &= \hat{I}_j^{\text{unfolded}}(\mathbf{p}) \cdot \Delta E_j \cdot \eta_j \quad j = 1, \dots, n \\
\hat{\mathbf{I}}^{\text{unfolded}}(\mathbf{p}) &= f(\mathbf{E}|\mathbf{p})
\end{aligned} \tag{6.5}$$

ここで、 $\mathbf{N} \in \mathbb{R}^m$ は観測されたイベント数、 $\mathbf{E} \in \mathbb{R}^n$ は各エネルギービンに対応するエネルギー（ビンの下限と上限の相乗平均で求める）、 $\hat{\mathbf{N}} \in \mathbb{R}^m$ は推定された Bin-to-Bin Migration の影響を受けたイベント数、 $\hat{\mathbf{N}}^{\text{unfolded}} \in \mathbb{R}^n$ は推定された Bin-to-Bin Migration の影響を受けていないイベント数、 $\hat{\mathbf{I}}^{\text{unfolded}}$ は推定された Bin-to-Bin Migration の影響を受けていないエネルギースペクトル、 $f(\mathbf{E}|\mathbf{p})$ はエネルギースペクトルフィッティング関数である。

本解析で使用した Bin-to-Bin Migration 行列 P は、図 6.7 に示しており、Bin-to-Bin Migration の影響を受けていない unfolded なイベント数 $\hat{\mathbf{N}}^{\text{unfolded}}$ を、Bin-to-Bin Migration の影響を受けているイベント数 $\hat{\mathbf{N}}$ に変換する線形写像の役割を持つ。 P の大きさ (m, n) は、観測された全エネルギービンの数 $n = 17$ に対してエネルギーに依存するエネルギー決定精度の広がり十分に収まるように m を調整することで $m = 13$ になった。

Bin-to-Bin Migration の影響を受けていないイベント数 $\mathbf{N}^{\text{unfolded}} \in \mathbb{R}^m$ は、 P の逆行列を使った $P^{-1}\mathbf{N}$ で求めるのではなく、次の式で求める。

$$N_i^{\text{unfolded}} = \frac{f(E_i|\mathbf{p})}{\hat{N}_i(\mathbf{p})} \cdot N_i \quad i = 1, \dots, m \tag{6.6}$$

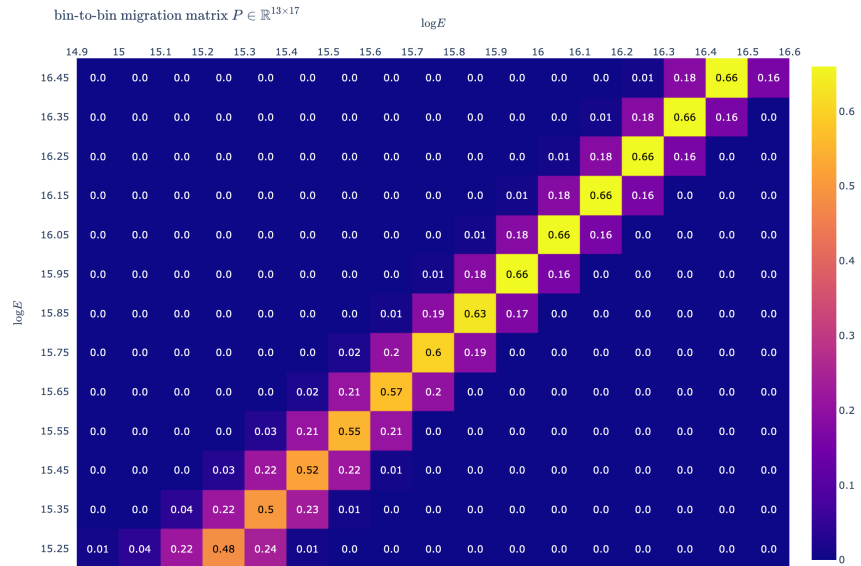


図 6.7: 図 4.30 のフィッティング関数より計算した Bin-to-Bin Migration 行列。

6.3.3 エネルギースペクトル

本解析では、エネルギースペクトルフィッティング関数として、式 6.7 に示す冪関数を使用した。また、式 6.8 に示す折れ曲がった冪関数を使用した場合の違いについては系統的な不確かさとして考える。

$$f(E|A, s) = A \cdot E^s \quad (6.7)$$

$$f(E|A, s1, s2, bp) = \begin{cases} A \cdot E^{s1} & E < bp \\ A \cdot bp^{s1-s2} \cdot E^{s2} & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6.8)$$

NICHE 実験で決定したエネルギースペクトルを図 6.8 に示す。また、折れ曲がった冪関数を使用して決定した場合のエネルギースペクトルについても図 6.10 に示している。

また、他実験のエネルギースペクトル結果と重ね描きしたものを図 6.9 に示す。赤丸で示す 30 を超えるようなイベント数を含むエネルギービンについては、他の複数の実験の組み合わせで説明ができるような結果になった。

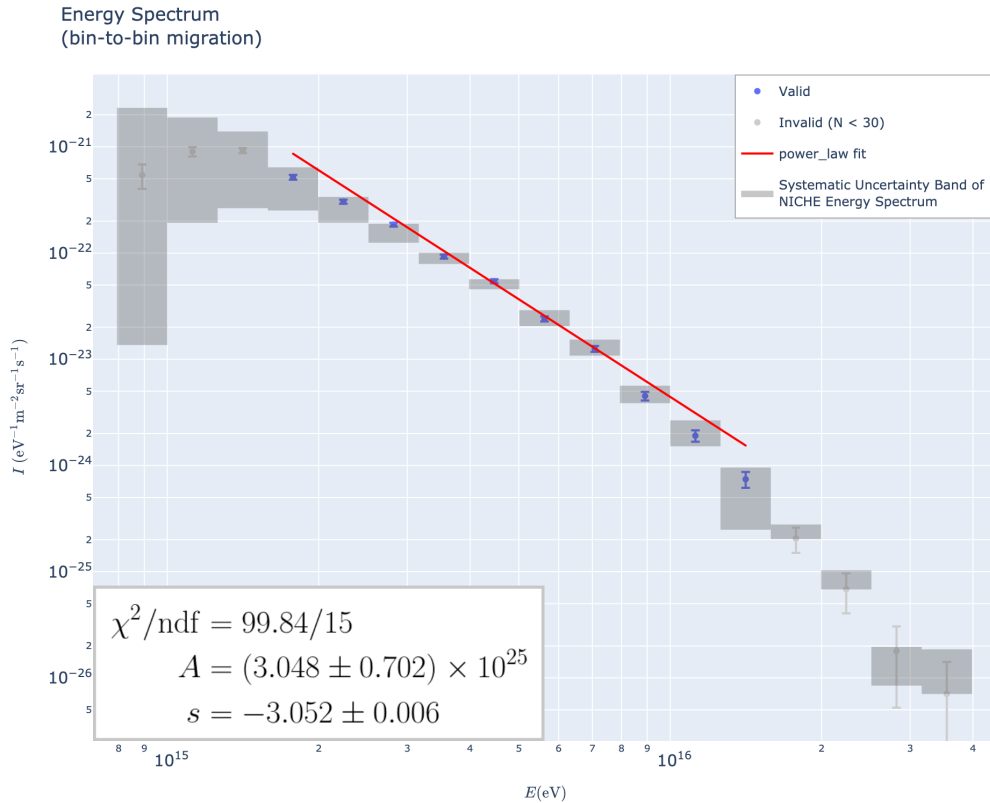


図 6.8: NICHE 実験で決定したエネルギースペクトル。式 6.5 に基づき Bin-to-Bin Migration による影響を除去しており、冪関数によるフィッティング結果を赤線で表している。Bin-to-Bin Migration 行列 P の線形写像で得られたエネルギービンのみフィッティングに使っており、統計量が少ないエネルギービン (イベント数 $N < 30$) はフィッティングに使っていない。

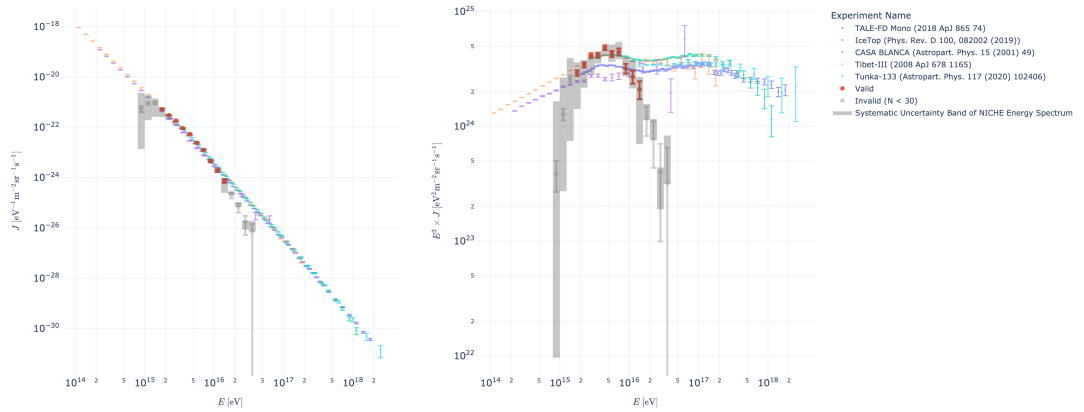


図 6.9: NICHE 実験で決定したエネルギースペクトルと重ね描きしている他実験の結果 (左図)。右図は、左図の縦軸に E^3 をかけることで折れ曲がり構造を見やすくしたもの。

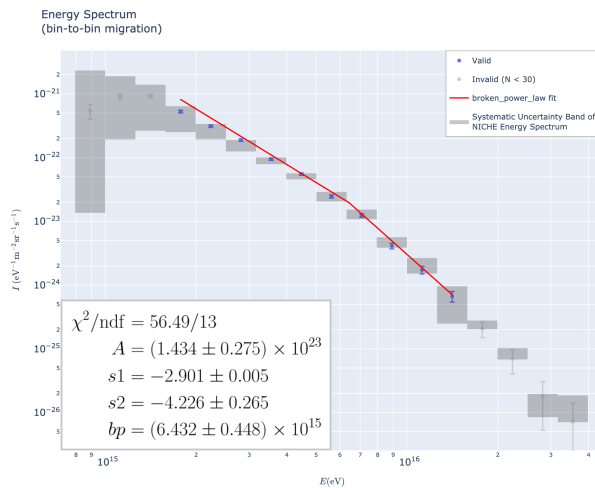


図 6.10: 式 6.8 に示す折れ曲がった冪関数を使い、NICHE 実験で決定したエネルギースペクトル。

6.4 化学組成解析

再構成で決定したエネルギー E について $10^{15} \text{ eV} < E < 10^{16} \text{ eV}$ を満たすイベントのみを使い、このエネルギー範囲を対数スケールで 6 等分にしたエネルギービン毎に作成した X_{max} 分布とエネルギーに対する平均 X_{max} の変化を図 6.11 に示す。ここで、表 4.5 に示すイベントセレクション条件を満たすイベントのみを使用した。

図 6.11 の下図で示したエネルギーに対する平均 X_{max} の変化を使い、各エネルギービンについて、モンテカルロデータの陽子と鉄の平均 X_{max} に対する観測データの平均 X_{max} の比率から、自然対数をとった陽子の質量数 ($\ln 1 = 0.0$) と鉄の質量数 ($\ln 56 = 4.0$) に対する観測データの平均的な質量数 $\ln A$ を計算する。

この手順で計算した NICHE 実験で決定したエネルギーに対する化学組成の変化を、

他実験の結果と重ね描きしたものを図 6.12 に示す。 $\log E = 15$ 付近の低エネルギーでは proton-like であるが高エネルギーになるにつれて重くなり、 $\log E = 15.75$ では統計誤差の範囲内で iron-like になり、 $\log E = 16$ 付近では本解析で使用したモンテカルロシミュレーションデータでは説明ができない結果になった。

なお、 $\log E = 16$ 付近で鉄よりも浅い発達をしているように見える 65 の全イベントについて、図 6.13 に示すように、波形フィッティング結果や LDF フィッティング結果に問題がないことを確認している。

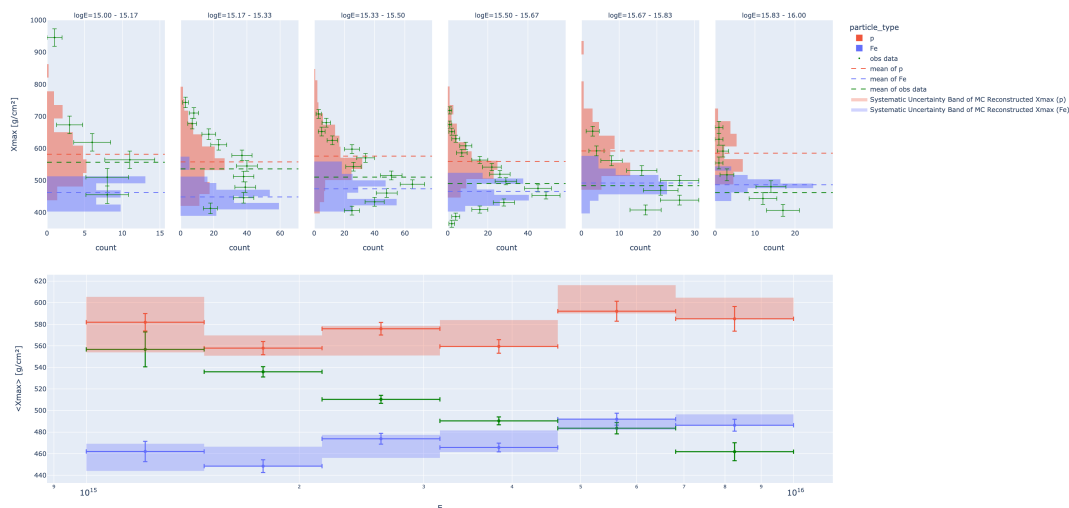


図 6.11: 上図はエネルギービン毎の X_{\max} 分布を表し、観測データと陽子/鉄のみを含むモンテカルロシミュレーションデータを使い再構成した X_{\max} 分布をマーカーとして示したものを重ね描きしており、それぞれの分布の平均値を点線で表している。また、比較のために全てのヒストグラムの面積が観測データのものになるようにスケールしている。下図はエネルギーに対する平均 X_{\max} の変化を表し、上図の X_{\max} 分布を使い計算した。



図 6.12: 化学組成解析結果。

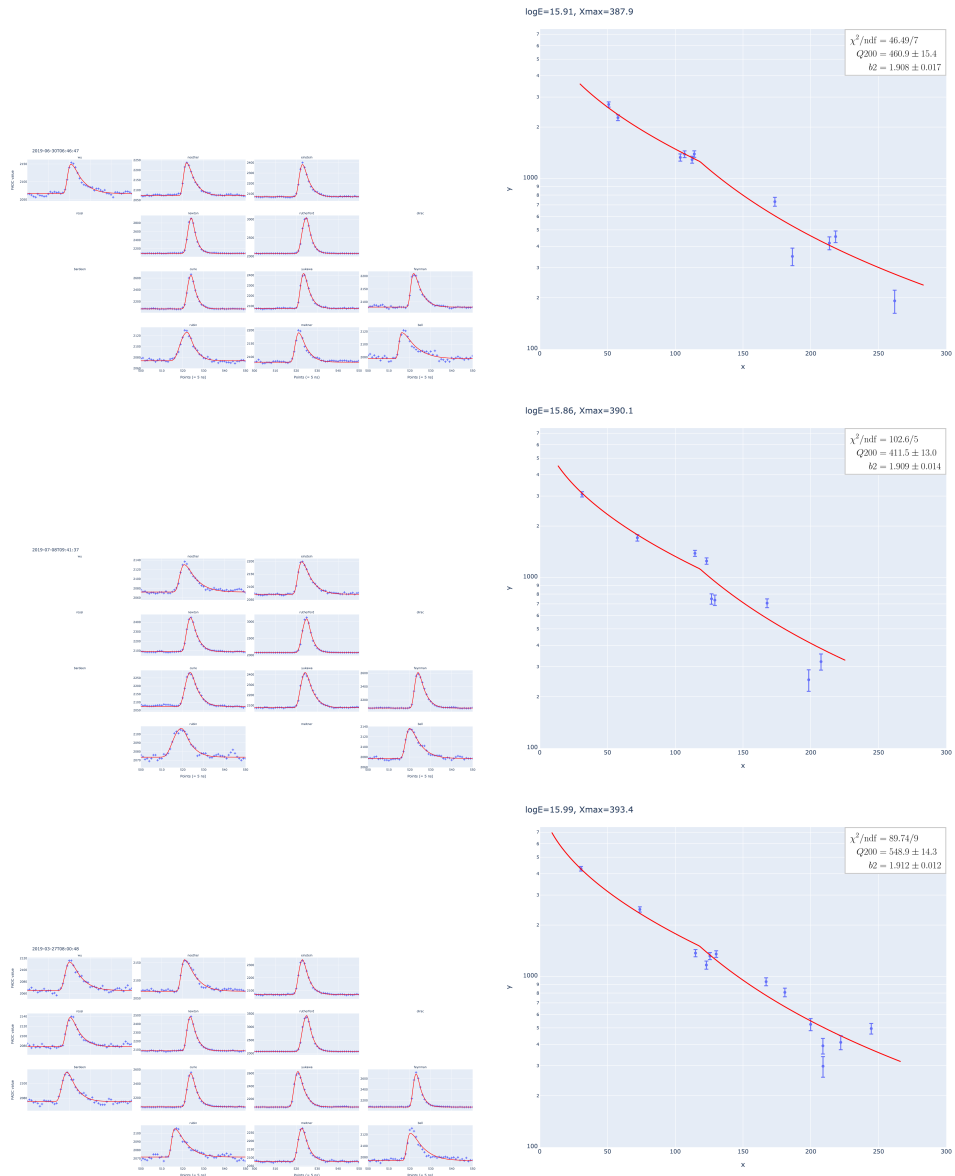


図 6.13: “浅く発達しているシャワー”の波形フィッティング結果（左部）と LDF フィッティング結果（右部）。再構成された X_{\max} について浅いものを 3 つ選び出しており、上から $X_{\max} = 388, 380, 393 \text{ g/cm}^2$ のイベントである。なお、左部の波形フィッティング結果については、ハイブリッド解析によるキャリブレーションをしていない。

第7章 結論

合計 14 台の NICHE 実験検出器アレイの配置が 2018 年 9 月に完了しており、NICHE 実験の観測は 2017 年 9 月に始まり、2018 年 5 月から定常観測を続けている。

各検出器で取得した信号データセットから空気シャワーの到来方向及びコアポジション、一次エネルギー E と大気最大発達深さ X_{\max} を決定する宇宙線再構成方法を検出器応答を再現した空気シャワーモンテカルロシミュレーションに基づき確立した。空気シャワー候補となるイベントを探すために検出器アレイの大きさを考慮した十分長い時間幅 $10 \mu\text{s}$ でコインシデンスをとったコインシデンスイベントについて、各信号の到来時刻を平面フィッティングして到来方向を決定する。さらに、コアポジション、一次エネルギーと大気最大発達深さを決定するために決定した 2 つのパラメータ Q_{200}, b_2 を持つ横方向分布関数を使い、コインシデンスイベントに対する各信号の大きさを使った横方向分布を最もよくフィッティングできる位置をシャワー平面上で探して、その位置をコアポジションとする。コアポジション決定と同時に決まる Q_{200}, b_2 と E, X_{\max} の関係を定式化することで、 Q_{200}, b_2 より E, X_{\max} を推定する方法について確立した。各種シャワーパラメータの決定精度についても調べ、陽子と鉄が 1 対 1 の比率で混ざりあった宇宙線が到来する場合に、宇宙線エネルギー 5 PeV に対して、到来方向決定精度が 0.84° 、コアポジション決定精度が 4.4 m、エネルギー決定精度は標準偏差で 15.3%、 X_{\max} 決定精度が 19 g/cm^2 であると分かった。本解析で開発した NICHE 実験のための空気シャワーモンテカルロシミュレーションが、実際に観測されたシャワーパラメータ分布を再現できているのかを確かめ、実データ分布を陽子と鉄が混じったようなモンテカルロシミュレーションデータ分布で概ね再現できることが分かった。

NICHE 検出器をキャリブレーションするための NICHE-TALE FD ハイブリッド解析に基づいた手法を確立した。既に確立されていた TALE SD-TALE FD ハイブリッド解析方法を NICHE-TALE FD ハイブリッド解析に応用し、シャワーイベント毎に NICHE 検出器 1 台の検出器座標と信号時刻を使うことで、TALE FD 解析におけるシャワー軸決定に関連するパラメータに制限を加える。この手法により、TALE FD 単体で決定したシャワー軸が奥行き方法に幾何学的に決まりにくいとされていた従来の問題の解決を図った。それにより、ハイブリッド解析による決定精度がコアポジションに対して 41 m、エネルギーに対して 18%、 X_{\max} に対して 35 g/cm^2 であると分かった。NICHE-TALE FD ハイブリッド解析で決定したシャワーパラメータに基づいて、NICHE 実験のための横方向分布より推定される各 NICHE 検出器地点における信号の大きさと実際に各 NICHE 検出機で観測された信号の大きさを比較して、各 NICHE 検出機について補正係数を決定した。さらに、NICHE-TALE FD ハイブリッド解析で決定したエネルギーと X_{\max} を、キャリブレーションした NICHE 実験で決定したものを比較した。エネルギーについては 39 イベント、 X_{\max} については 2 イベントのみ残り、統計量が十分に多くはないが、エネルギーについては NICHE 実験で決定したものが過小評価される傾向が読み取れた。

2019 年 3 月から 2019 年 10 月までの実データを使い、エネルギー範囲 $10^{15} \text{ eV} < E \leq 10^{16} \text{ eV}$ におけるエネルギースペクトルとエネルギーに対する化学組成の変化を決定し

た。NICHE 実験で決定したエネルギースペクトルは、同じエネルギー範囲で複数の他実験の結果を組み合わせると説明ができるような結果になった。エネルギーに対する化学組成の変化については、エネルギー増加に伴い重くなる傾向を示し、 $\log E = 15$ では proton-like であり $\log E = 15.75$ では統計誤差の範囲内で iron-like になり、 $\log E = 16$ 付近では本解析で使用したモンテカルロシミュレーションデータでは説明ができない結果になった。 $\log E = 16$ 付近の鉄よりも浅い発達をしているように見える 65 の全イベントについて、波形フィッティング結果や LDF フィッティング結果を確かめたが、問題がないことも確認している。

本解析の結果より、エネルギー範囲 $10^{15} \text{ eV} < E < 10^{16} \text{ eV}$ において、宇宙線原子核種が陽子のような軽い原子核から鉄のような重い原子核に変わっていく様子を確かめた。 10^{15} eV のエネルギーを持つ宇宙線陽子は、銀河系内で作られ、ラーモア半径が銀河の厚みと比べて小さいことから、銀河磁場によって銀河系内に閉じ込められると考えられている。本解析の観測結果によると、エネルギーが大きくなると宇宙線原子核が重くなり、すなわち電荷量が増えることから、 10^{16} eV のエネルギーを持つ鉄のような重い原子核の宇宙線であっても、同様の議論により、銀河系内に閉じ込められる。以上のことから、宇宙線起源が銀河系内から銀河系外へと遷移するエネルギーは、 10^{16} eV よりも大きいと結論づけた。

謝辞

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数多くの丁寧かつ熱心なご助言、御指導頂きました大阪市立大学の荻尾彰一教授並びに常定芳基准教授に深く感謝いたします。

NICHE 実験共同研究者会議において、特に進捗報告の場において様々なご助言を頂きましたユタ大学の Douglas Bergman 准教授、NASA の John Krizmanic 博士に深く感謝いたします。

大阪市立大学の Rosa Mayta Palacios 博士、藤田慧太郎氏には毎日の研究生生活の中で研究に関することのみならず多くの相談に応じていただき、ご助言をいただきましたことを深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、福島正己名誉教授、さこ隆志准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正助教、木戸英治博士、信州大学の富田孝幸助教、東京大学地震研究所の池田大輔特任研究員、京都大学の藤井俊博助教、立命館大学の奥田剛司特任助教、神奈川大学の有働慈治准教授、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、ユタ大学の Charles Jui 教授、Gordon Thomson 教授、John Matthews 教授には数多くのご助言を頂きましたことを感謝いたします。

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晴香さん、東京大学宇宙線研究所の木次敦子さん、井戸村貴子さん、大阪市立大学生協の田中琴美さん、甲斐笹弥香さん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。

毎日の研究生生活の中で支えとなって頂きました 大阪市立大学の宇宙線物理学研究室の学生の皆様に感謝いたします。

本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(若手研究(A)) H26 ~ H29「銀河系内-系外宇宙線のエネルギー境界の確定と宇宙線起源論」、日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(S)) H27 ~ H31「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) H27 ~ H31「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」、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。関係機関の皆様に感謝いたします。

日本学生支援機構と大阪市立大学研究奨励金と大阪市立大学大学院理学研究科研究奨励金の支援を受け不自由のない研究生生活を続けられたことに深く感謝いたします。

本研究は、JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2139 の支援を受けたものです。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Nagano, *New J. Phys.* **11** 065012(2009).
- [2] 日本物理学会誌 Vol. **71**, No 4, 2016.
- [3] S. Ogio, F. Kakimoto, *Proc. 28th Int. Conf. Cosmic Rays.* **1** 315(2003).
- [4] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).
- [5] D. R. Bergman, et. al., astro-ph/0603797 (2006).
- [6] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [7] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **6** 93 (1958).
- [8] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III.* (ed.by J.G. Wilson) **27** (1956).
- [9] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91** (1962).
- [10] KASCADE-Grande Home Page, <https://web.ikp.kit.edu/KASCADE> (2022/02 現在)
- [11] A.A. Ivanov, et al., *EPJ Web of Conference* **53**, 04003 (2013)
- [12] V.V. Prosin, et al., *EPJ Web of Conference* **99**, 04002 (2015)
- [13] The IceCube Collaboration, *Proc. of 34rd ICRC* 0334 (2015)
- [14] A. Haungs, et al., *Proc. of 33rd ICRC* 0300 (2013)
- [15] W. Apel, et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** 171104 (2011).
- [16] W. Apel, et al., *Phys. Rev. D.* **87** 081101(R) (2013).
- [17] S.P. Knurenko, et al., *Proc. of 33rd ICRC* 0053 (2013)
- [18] R. Abbasi et al., *Astroparticle Physics* **80** pp.131-140 (2016).
- [19] R. Abbasi et al., *ArXiv*, 1801.09784 (2018).
- [20] R. Abbasi et al., *The Astrophysical Journal* **790** L21 (2014).
- [21] L. J. Rosenberg et al., *AIP Conference Proceedings* **220** 111 (1991)
- [22] L.F. Fortson et al., In Salt Lake City 1999, Cosmic ray, vol.5 332-335
- [23] Kobayashi M, Shinkawa T, Sato T et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A337** 355 (1994).

- [24] Akira Okumura, Koji Noda, Cameron Rulten, *Astropart. Phys.* **76** (2016) 38
- [25] S. Kawana, N. Sakurai, T. Fujii, M. Fukushima, N. Inoue, et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A681** (2012) 6877
- [26] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al., Report *FZKA 6019, Forschungszentrum, Karlsruhe* (1998)
- [27] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* **56** (1993) 105; *Phys. At. Nucl.* **56** N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* **58** (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* **58** (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 17; S.S. Ostapchenko, private communications (2001); S.S. Ostapchenko, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 014018; S. Ostapchenko, *Phys. Rev.* **D89** (2014) 074009
- [28] H. Fesefeldt, Report **PITHA-85/02** (1985), RWTH Aachen
- [29] T. Pierog et al., *Phys. Rev.* **C92** (2015) 034906
- [30] S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 225; M. Bleicher et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25** (1999) 1859;
- [31] Konrad Bernlhr, *Astroparticle Physics* **30** (2008) 149-158
- [32] W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, Report **SLAC 265** (1985)
- [33] F.James and M.Roos, *Comput.Phys.Commun.* **10** (1975) 343-367
- [34] N.M.Budnev et al., *Astroparticle Physics* **117** 102406 (2020).
- [35] More, Jorge J., Burton S. Garbow, and Kenneth E. Hillstrom. 1980. User Guide for MINPACK-1.
- [36] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [37] 佐原涼介, 修士論文 大阪市立大学 (2018)
- [38] 光家貴斗, 修士論文 東京工業大学 (2015)
- [39] 藤田慧太郎, 修士論文 大阪市立大学 (2019)
- [40] R. Abbasi et al., *PoS*, (2021) 10.22323/1.395.0353