

NICHE 検出器アレイの設置と高エネルギー宇宙線初観測
(Deployment of NICHE Detector Array and First Observation of
High-Energy Cosmic Ray)

理学研究科

数物系専攻

尾村勇吾

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	2
1.1.2 宇宙線の加速機構	3
1.2 “2nd knee” 領域の宇宙線	4
1.2.1 宇宙線起源の銀河系内から銀河系外への遷移	4
1.2.2 宇宙線源分布の宇宙論的「進化」	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	7
1.3.1 空気シャワー現象	7
1.3.2 空気シャワーの縦方向発達	9
1.3.3 空気シャワーの横方向分布	11
1.3.4 空気チェレンコフ光	12
1.3.5 空気チェレンコフ光の到着時間分布	13
1.3.6 空気チェレンコフ光の横方向分布	14
1.4 “2nd knee” 領域の宇宙線の観測結果の現状	16
1.4.1 エネルギースペクトル	17
1.4.2 質量組成	20
第 2 章 Non-Imaging Cherenkov(NICHE) 実験	23
2.1 TA 実験	23
2.1.1 大気蛍光望遠鏡	27
2.1.2 地表検出器	27
2.2 NICHE 実験	29
2.2.1 NICHE 実験の目的	29
2.2.2 NICHE 実験方法と実験原理	29
2.2.3 検出器配置	29
2.2.4 NICHE 検出器	30
2.2.5 トリガー方法	31
第 3 章 NICHE 実験装置	32
3.1 測定ユニット	32
3.1.1 FADC	33
3.2 コントロール回路	35
3.3 PMT	38
3.3.1 HV-PMT ゲイン関係	39
3.3.2 CRAYS による PMT 絶対ゲイン測定	40

3.4	ネットワーク	41
3.5	発電システム	41
第 4 章	NICHE 実験検出器アレイ設置と観測手順	43
4.1	NICHE 実験検出器の設置	43
4.1.1	検出器架台及び検出器箱の設置と実験装置のインストール	43
4.1.2	アクセスポイントの設置とネットワークシステムの構成	45
4.1.3	GPS による検出器位置の測量	47
4.1.4	観測運用と DAQ システム	49
4.1.5	観測ログとイベントモニターシステム	50
第 5 章	宇宙線イベント再構成ソフトウェア	52
5.1	シグナルサーチ	52
5.2	コインシデンスイベントのサーチ	55
5.3	空気シャワー到来方向の決定	56
5.4	空気シャワーコアポジションの決定	56
5.4.1	信号の積分方法	56
5.4.2	コアポジション決定手順	57
第 6 章	宇宙線イベント再構成ソフトウェア決定精度の評価	58
6.1	NICHE 検出器アレイのためのシミュレーションプログラム	58
6.1.1	空気シャワーモンテカルロシミュレーション	58
6.1.2	チェレンコフ光シャワーに対する検出器応答	59
6.2	再構成ソフトウェア決定精度の評価	60
6.2.1	空気シャワー到来方向の決定精度	60
6.2.2	空気シャワーコアポジションの決定精度	62
第 7 章	観測状況と実データ解析	64
7.1	2017 年 9 月 21 日の初解析データ	64
7.2	これまでの観測状況	69
第 8 章	結論	72

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。

$10^{19.5}$ eV以上の超高エネルギーの宇宙線にとって宇宙は透明ではなく、伝播中に宇宙背景放射との相互作用によってエネルギーを失い、約50Mpc以遠の領域からは地球に到達できない(GZK限界)という予言がなされてきた。しかし、日本の宇宙線観測グループAGASAの観測結果ではこのGZK限界を超えるsuper-GZK宇宙線が11事象観測された。少し遅れて、AGASAに匹敵する検出面積を持った宇宙線観測グループHiResがアメリカで始まり、HiResグループでは $10^{19.5}$ eV付近にGZK限界の予言通りのエネルギーカットオフが見られるという結果を発表した。HiResの結果は理論予測に一致しているがAGASAがある以上、どちらが正しいかはさらに別の実験による検証を待たざるを得ない。

そこで始まったのが、日米韓露共同のTelescope Array(TA)実験である。TAではAGASA式の地表検出器による宇宙線観測とHiRes式の大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測を同時に行うハイブリッド観測を行っている。これによって 10^{18} eV以上の最高エネルギー宇宙線を観測し、その発生起源や宇宙空間での伝播機構を解明することを目的としている。

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”である。“2nd knee”とは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。

10^{17} eV付近のエネルギー領域では宇宙線の主成分は重い原子核であることが様々な観測から示唆されている。しかしその一方で、より高エネルギーの $10^{18.2}$ eV~ $10^{19.5}$ eV領域において、Telescope Array(TA)実験は宇宙線の主成分は陽子100%と矛盾がなく、そうでなくとも軽い原子核が主成分であると結論付けている。銀河系内の超新星残骸における粒子加速では、磁場の強さ、加速天体の大きさ及び加速が可能な爆発からの時間的制限から、銀河系内の天体で生成・加速が可能な宇宙線のエネルギーはたかだか 10^{17} eV程度であると考えられていること、“2nd knee”を境として宇宙線の組成が異なっているのではないかと考えられていることから、この“2nd knee”の折れ曲がり構造は、宇宙線の起源がエネルギーの増加とともに銀河系内から銀河系外へと移り変わっていることに対応しているのではないかと考えられている。

そこで、この興味深い“2nd knee”エネルギー領域の組成とエネルギースペクトルを測定するために、Non-Imaging Cherenkov(NICHE)実験が進んでいる。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としている。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)とのクロスキャリブレーションを図る。本研究では、NICHE実験の検出器の設置及び観測、観測データの解析及びモンテカルロシミュレーションを使った再構成の決定精度の評価をした。

NICHE実験検出器アレイはTA実験のMiddle Drum FD(MD-FD)の視野角内に、 $300 \times 300 \text{ km}^2$ の格子状に配置される。各検出器はMD-FDに設置されたアクセスポイントと無線通信で観測命令の受信や観測データの送信をする。NICHE実験の観測のために合計15台の検出器の配置とアクセスポイントの設置をする必要があったが、2018年9月時点でアクセスポイント及び14台の検出器の設置が完了した。2018年5月から定常観測を始め、現時点で14台の検出器が稼働している。

さらに新たな観測データ解析ソフトウェアの開発をした。今回解析で決定したのは空気シャワーの到来方向とコアポジションである。各検出器で得られた信号のタイミングから空気シャワーの到来方向の決定、検出器の位置関係を考慮に入れて信号の大きさを比べることにより地表における空気シャワーのコアポジションの決定が可能になった。このソフトウェアを使って観測データから決定された到来方向は、期待通りの分布を示し正常に動作していることを確認した。NICHE検出器アレイのためのモンテカルロシミュレーションを行い、解析ソフトウェアによる空気シャワーの到来方向とコアポジションの決定精度を調べた。

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年にオーストラリアの物理学者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 を超える広範囲のエネルギーで観測されている。宇宙線は大別して一次宇宙線と二次宇宙線とに分かれる。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)を引き起こす。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。

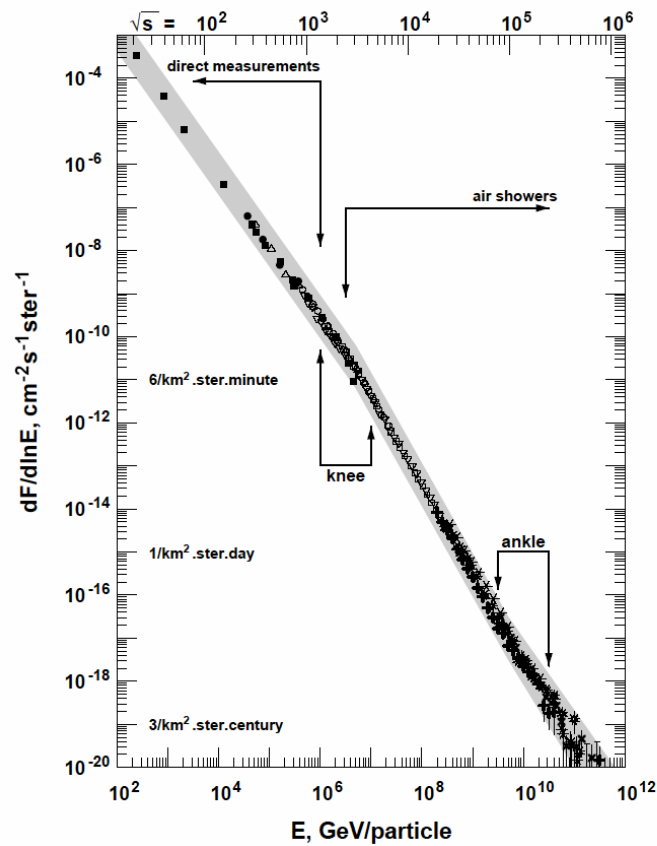


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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

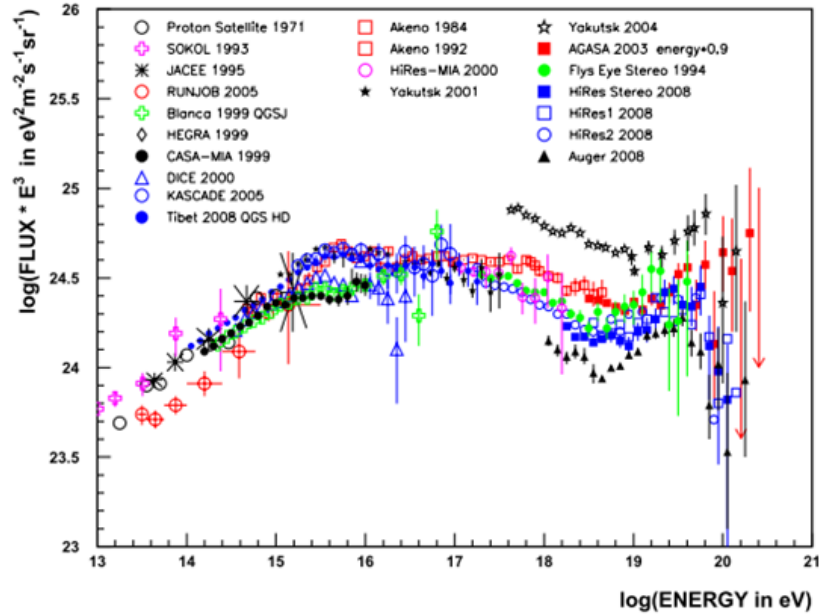


図 1.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV、 $10^{17.5}$ eV、 $10^{18.5}$ eV 付近に折れ曲がり構造があることが分かる。[1]

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機構、例えば、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。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \simeq 0.3 \text{ pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、銀河風の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ銀河系内起源の宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなるため、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、銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線へと遷移するという考え方である。この場合は ankle 周辺での宇宙線の到来方向に銀河円盤に対する異方性が検出され、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や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 をはさんだ高エネルギー側、低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” で銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線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” で変化していると予測される。

1.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構については、多くの議論がなされているが、未だ解明されていないことが多い。また先に述べたようなべき型のエネルギースペクトルを満たすことが必須の条件となる。現在加速機構として有力だと考えられているのが「フェルミ加速機構」である [4]。

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 は以下ようになる。

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

よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

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

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

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

である。式 (1.2) を式 (1.3) に代入すると、

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

となる。ここで、

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

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

宇宙線の加速モデル

宇宙線を高エネルギーにまで加速するメカニズムに関しては、未だ理論的にも観測的にも謎の部分が多い。粒子を高エネルギーに加速するためには、ある領域に閉じ込めたうえで少しずつエネルギーを与えていくことが必要である。しかし、銀河系内にはそれが可能な天体は見つかっていない。銀河系外の活動銀河核として知られる極めて活発な天体などが加速源として有力視されているが、未だ同定にはいたっていない。このように低いエネルギーの粒子を高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はなにか。現在のところ、陽子以外の原子核が銀河系外で加速されているとしても、地球へやってくる宇宙線は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、 X_{\max} (空気シャワーの最大発達深さ) がエネルギーとともに急激に変化し、さらにその分布が鉄成分と陽子成分の両方を含むため、非常に広くなるはずである。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」

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: CMBR) との相互作用によってエネルギーを損失する。これらのエネルギー損失の過程は、

宇宙線源から地球への伝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は、距離毎の宇宙線発生源の密度の違いを反映した各種の構造が見られると予想される (図 1.3)。

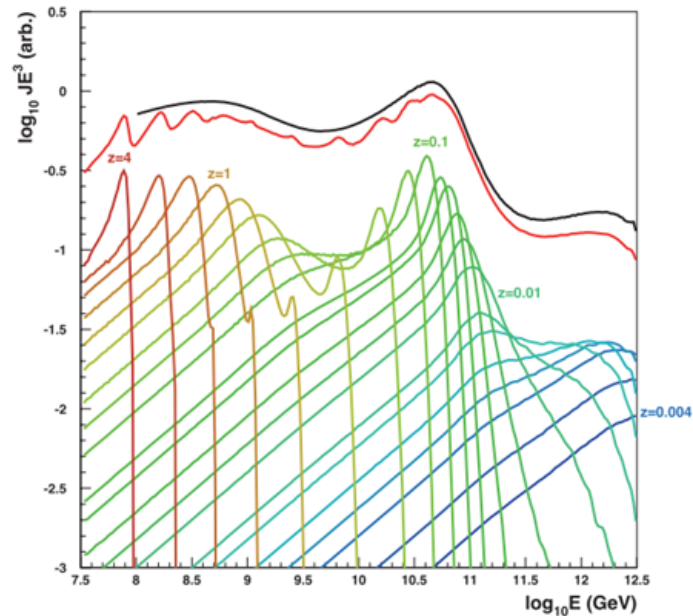


図 1.3: 各エネルギーで宇宙線フラックスに寄与する宇宙線源の赤方偏移量 z [5]

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 のすぐ下のエネルギー領域は m に強く依存することが予想されている [5]。このため、“2nd knee” 領域の宇宙線のエネルギースペクトルを詳しく調べることによって、これらの重要なパラメータを個別に制限することができる。これによって「エネルギースペクトル」「質量組成」「到来方向分布」という観測量に加えて、宇宙線源の研究のための新しい「進化」という座標軸を切り開くことができる。

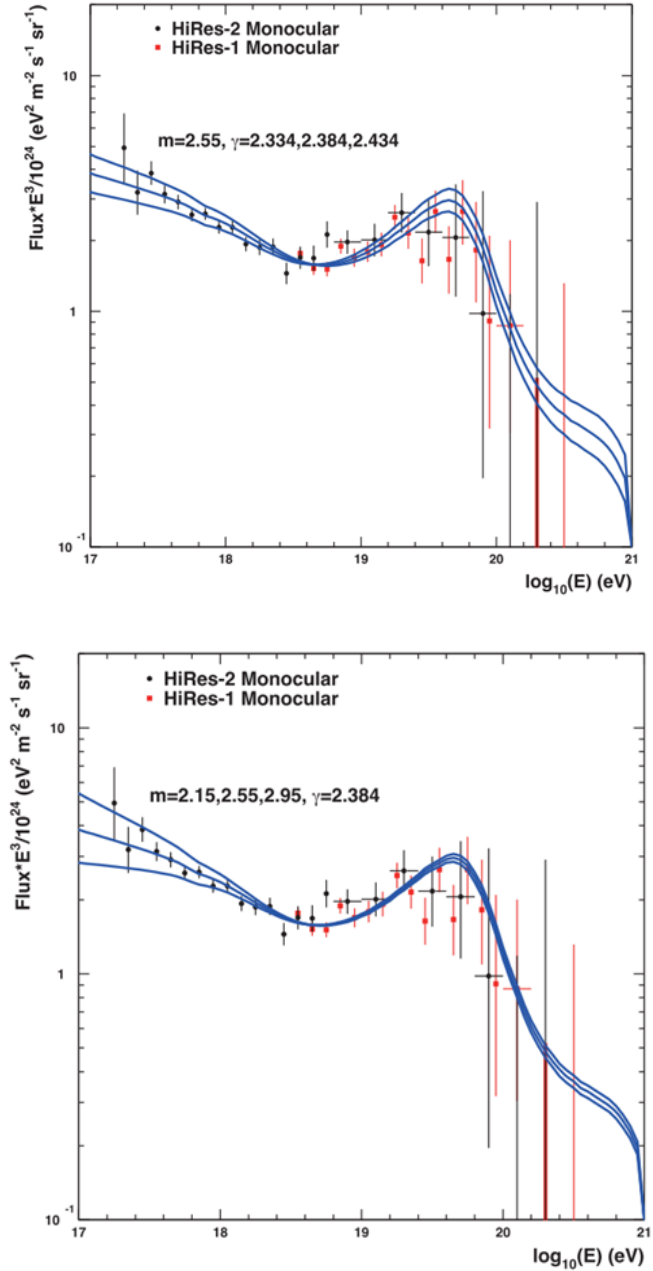


図 1.4: 極高エネルギー領域におけるエネルギースペクトルの構造へのスペクトルインデックスの変化の寄与(上)、evolution parameter(m)の寄与(下)。スペクトルインデックスの違いは、GZK 領域、“2ndknee” 領域の両方に現れるのに対して、 m の違いは“2nd knee” 領域で顕著であることがわかる [5]。

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まさに“2nd knee” 領域と重なる。したがって LHC 実験の結果と、“2nd knee” 領域の空気シャワー観測の結果は外挿なしに比較が可能である。LHC 実験による全

断面積などの新しい測定結果が空気シャワーの相互作用モデルに組み込まれれば、“2nd knee” 領域の空気シャワー観測は相互作用モデルのテストとして非常に有用になる。特に、 10^{17} eV での陽子・陽子あるいは陽子・原子核相互作用の全断面積や粒子生成の多重度の情報が加速器実験から得られれば、今よりさらに正確な X_{\max} のシミュレーションが可能になり、宇宙線の化学組成やエネルギーの決定精度が向上する。これは高エネルギーの宇宙線観測実験にとって極めて重要である。

1.3 宇宙線観測と空気シャワー現象

1.1 節で述べたように、宇宙線の到来頻度 (フラックス) はほぼ E^{-3} に比例して減少するので、 10^9 eV から 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスが 10^{30} 違う。低エネルギーの宇宙線は到来頻度が高く、大気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、 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。しかし、一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線群 (空気シャワー) が地表に到来するのでこれを利用した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する。さらに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。

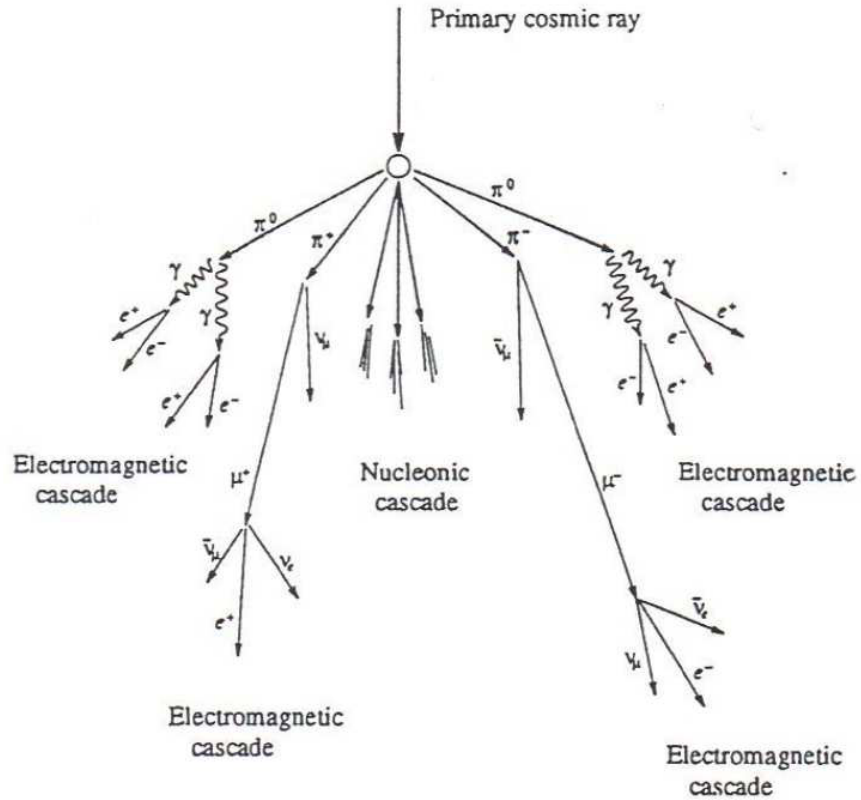


図 1.5: 空気シャワーの模式図

核カスケード

宇宙線の主成分である陽子などの原子核が大気原子核と衝突すると、陽子や中性子を叩き出し、また π 、 K などのハドロンの多重生成を起こす。この多重発生で生成されたハドロンが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が生成される。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 となる。これを π 中間子の多重発生と呼んでいる。

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

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

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

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、

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

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

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

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

のように崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の 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。

電磁カスケード

高エネルギーのガンマ線は電子対生成によって電子と陽電子を作る。そして生成されたこれらの電子と陽電子は制動放射によってガンマ線を放出する。制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表される。

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

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、ガンマ線がつけられる現象を電磁カスケードと呼ぶ。粒子数が増大し 1 粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この境目のエネルギーを臨界エネルギー E_c と呼び、空気中では $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$ である [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

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

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

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

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

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

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であり、 s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジは N_e (全電子・陽電子数) が最大になるときに $s = 1$ となるパラメータである [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 [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) で 70 g/cm^2 である。 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ため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、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。

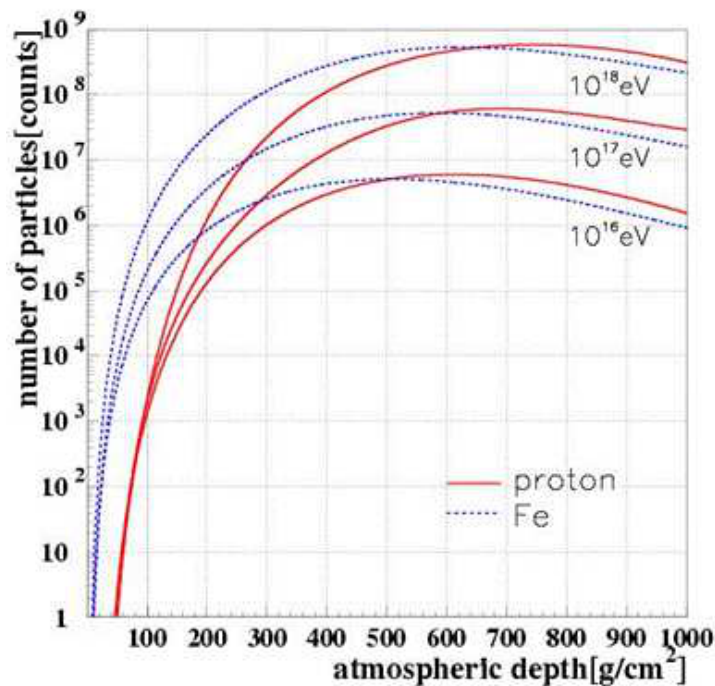


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達

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。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.19)$$

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、シャワー中心から遠く離れた場所での横方向分布は、NKG function の外挿により得られる分布よりフラットになることが予想される。このシャワー中心から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley により与えられている [9]。これによるとシャワー中心からの距離 R における電子数密度 $\rho_e(R)$ は

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

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。

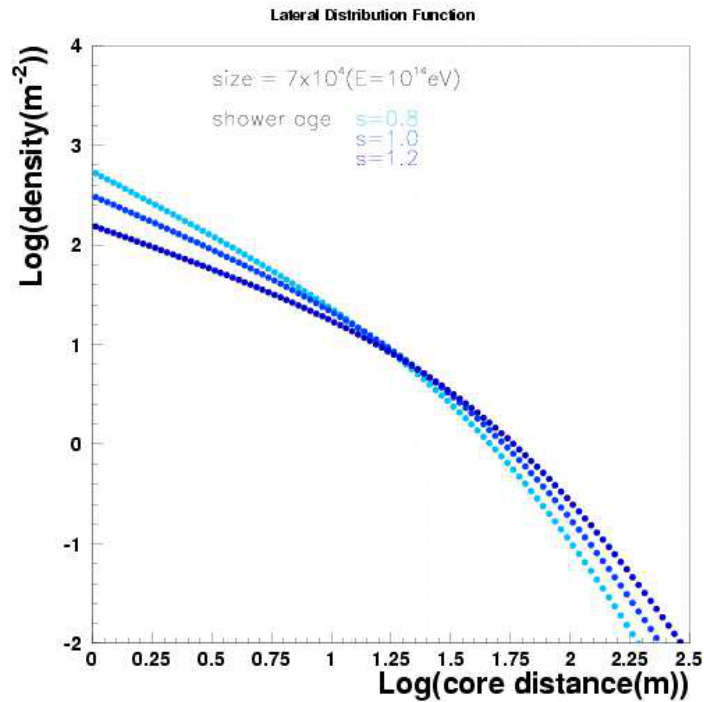


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布

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 が媒質中の (屈折率 n) 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。

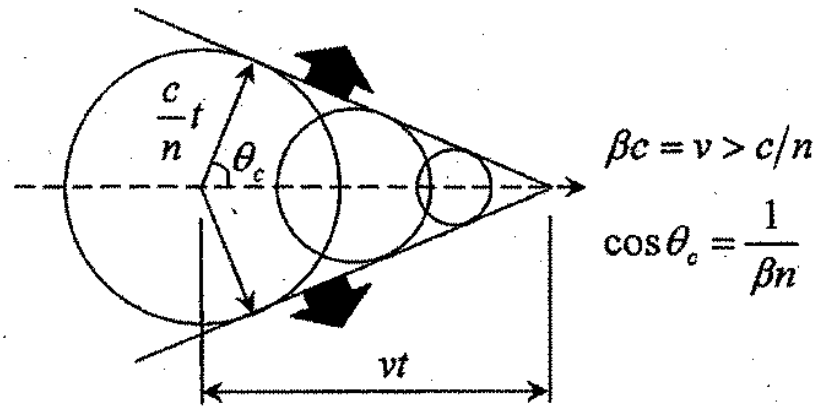


図 1.8: チェレンコフ放射の様子

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、

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

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、

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

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、より質量の大き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。

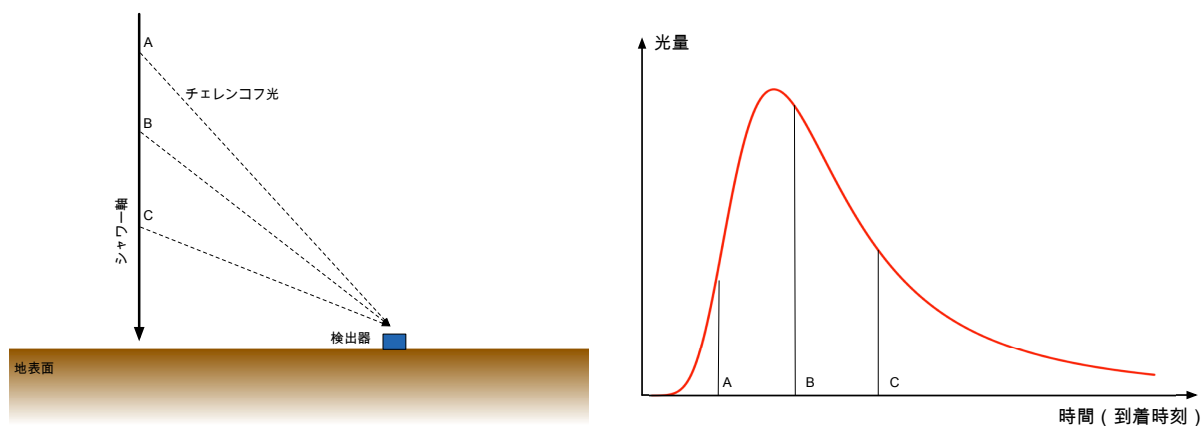


図 1.9: 左:観測地点に到来する空気チェレンコフ光の発生点 (A,B,C)。 右:発生点の高度によって観測地点への到着時間が異なる。

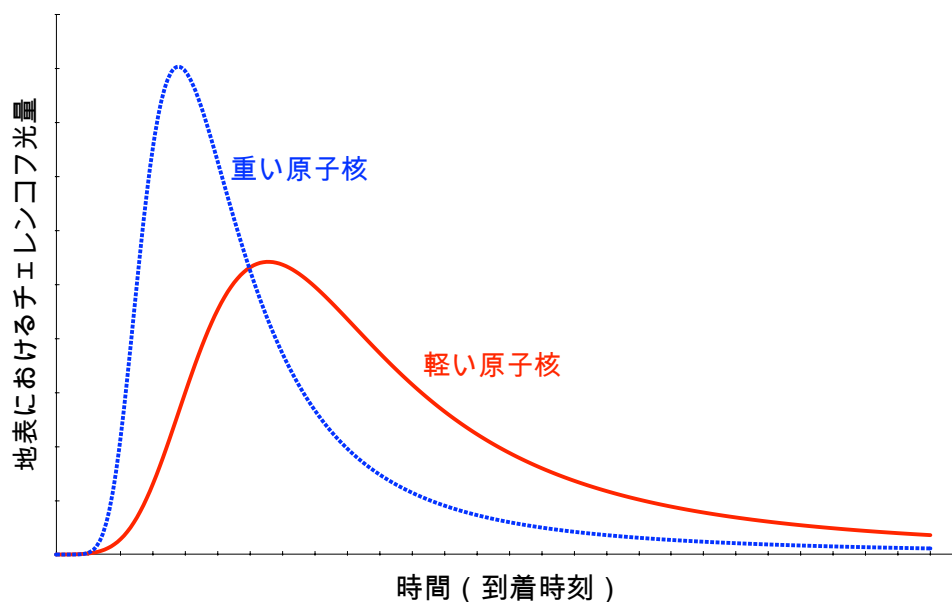


図 1.10: 一次宇宙線核種ごとの空気シャワー縦方向発達の違いが、空気チェレンコフ光の到着時間分布の違いになって現れる様子。

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 1992 年にユタ州ダグウェー (1435m,870g/cm²) で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。

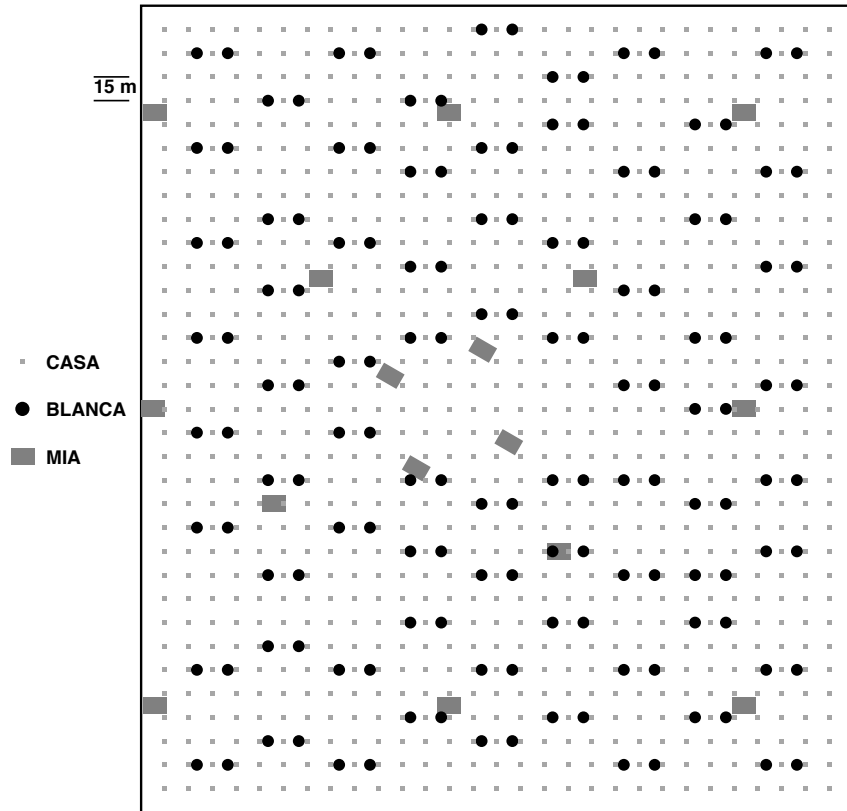


図 1.11: CASA 実験サイトの検出器配置図。CASA は荷電粒子検出器。BLANCA はチェレンコフ光検出器。MIA は地下に埋められたミューオン検出器。

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。

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

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120m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。

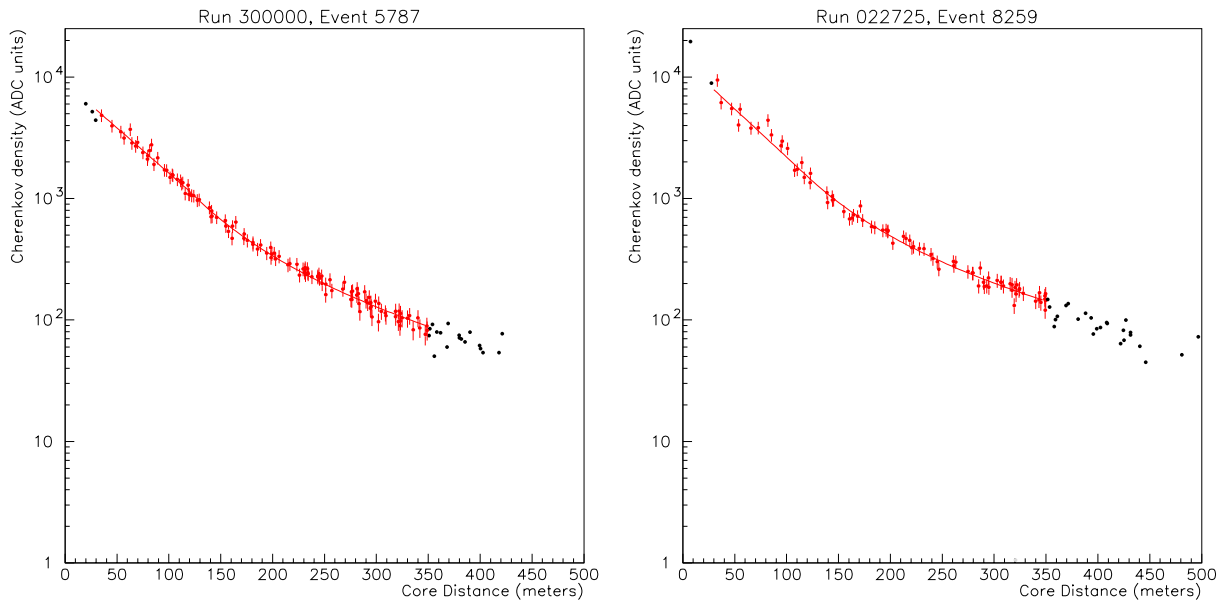


図 1.12: CASA-BLANCA 実験における横方向分布 [22] : シミュレーションによる 1PeV の陽子シャワーの横方向分布 (左) と実際に測定された横方向分布 (右)。赤線が (1.25) 式によるフィット結果。

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 (した) 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、統一的理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。

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]。

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。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測する [11]。

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 85 m 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 1 km の地点にさらに 6 クラスターを配置して、およそ 3 km^2 をカバーする。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [12]。

IceCube neutronino 観測所の IceTop

IceCube neutronino 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 120 m 間隔で 86 本、地表面から深く 1450~2450 m 範囲に配置され、全体で 1 km^3 の検出体積を持つ。さらに上記とは別に、地表付近に 2 つのチェレンコフ検出器タンクからなるステーションが 81 ステーション展開されており、IceTop と呼ばれる 1 km^2 をカバーする地表空気シャワーアレイを構成している。これによっておよそ $10^{15} \sim 10^{18}$ eV のエネルギーを持つ宇宙線を観測している [13]。

1.4.1 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 $10^{17.5} \text{ eV}$ 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。

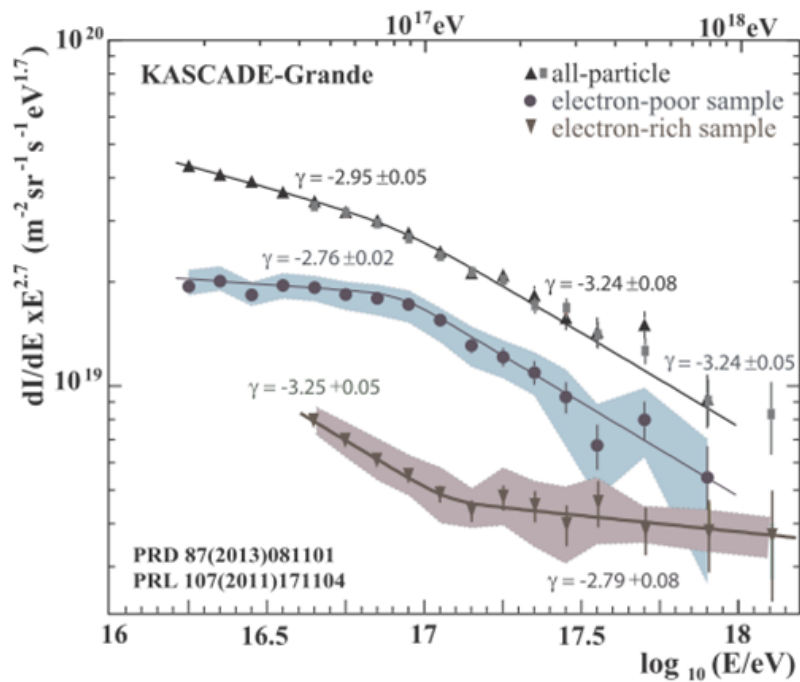


図 1.13: KASCADE-Grande 実験で観測されたエネルギースペクトル [14]。黒丸と青は muon rich、すなわち重一次原子核と思われるシャワーのエネルギースペクトル。下三角と茶色は muon poor、すなわち軽一次原子核によると思われるシャワー。上三角と四角は全粒子スペクトルで、灰色四角が 2011 年 [15]。上三角が 2013 年 [16] に発表した結果である。色付きの領域は系統誤差の範囲を表している。

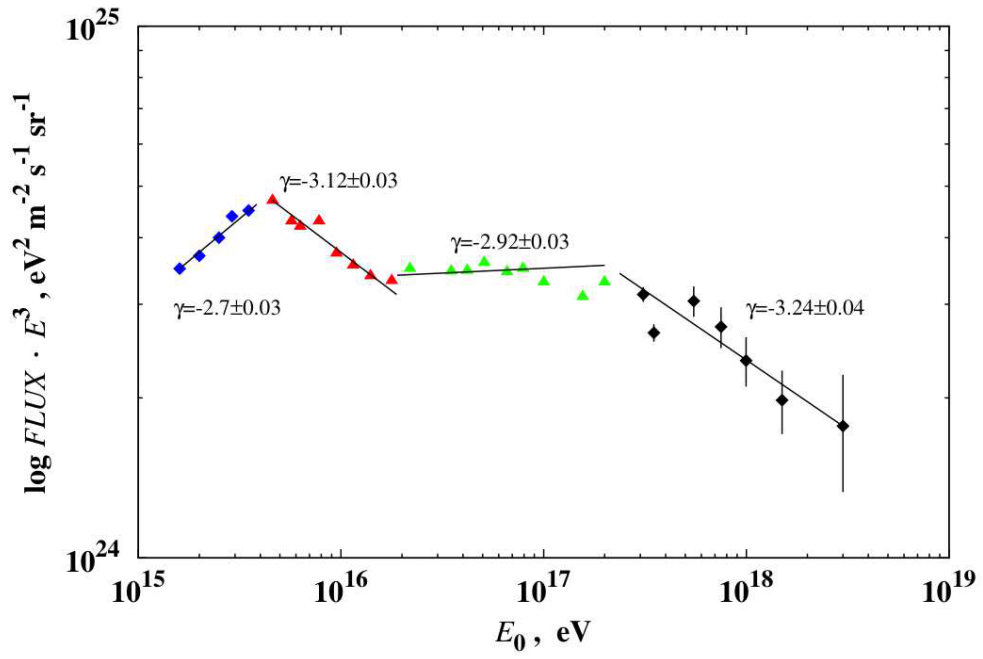


図 1.14: Yakutsk 実験で観測されたエネルギースペクトル [17]

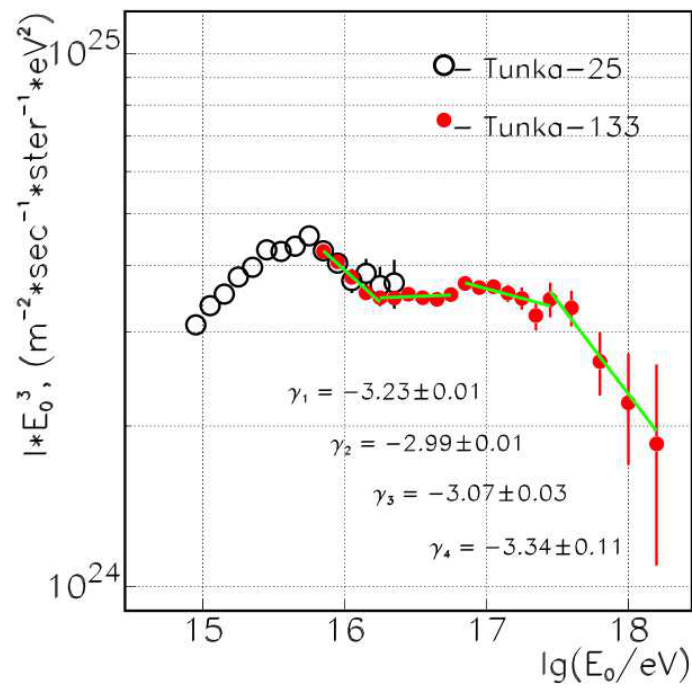


図 1.15: Tunka 実験で観測されたエネルギースペクトル [12]

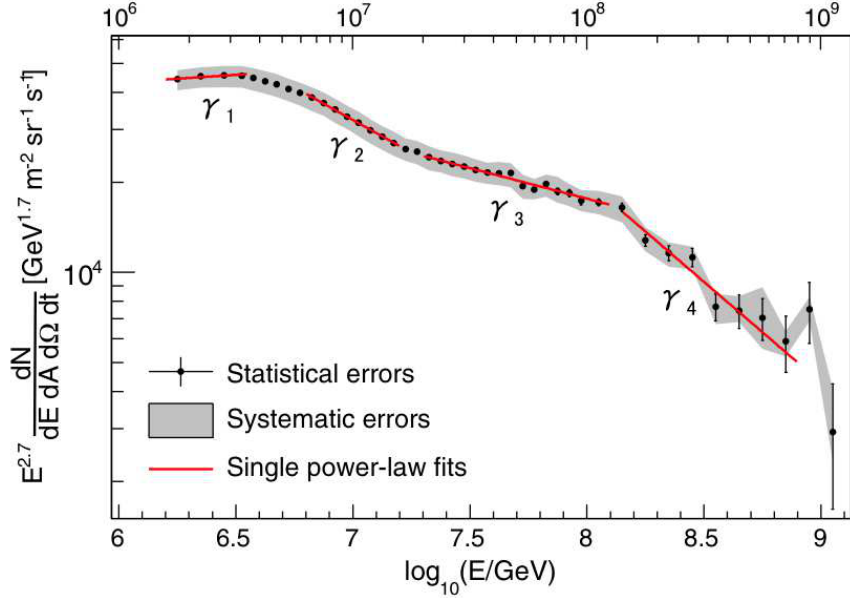


図 1.16: IceTop で観測されたエネルギースペクトル [13] $\gamma_1 = -2.63 \pm 0.06$ 、 $\gamma_2 = -3.13 \pm 0.03$ 、 $\gamma_3 = -2.91 \pm 0.03$ 、 $\gamma_4 = -3.37 \pm 0.08$

1.4.2 質量組成

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質量組成を示す。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、1.4.1 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（質量組成）の観測結果は各実験で異なる。Yakutsk、Tunka は $10^{16} \sim 10^{17}$ 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 $10^{16.2} \sim 10^{17.1}$ 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 $10^{16.2} \sim 10^{17}$ 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、 $10^{15.5} \sim 10^{17.5}$ 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、また 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質量組成は大変興味深いトピックとされている。

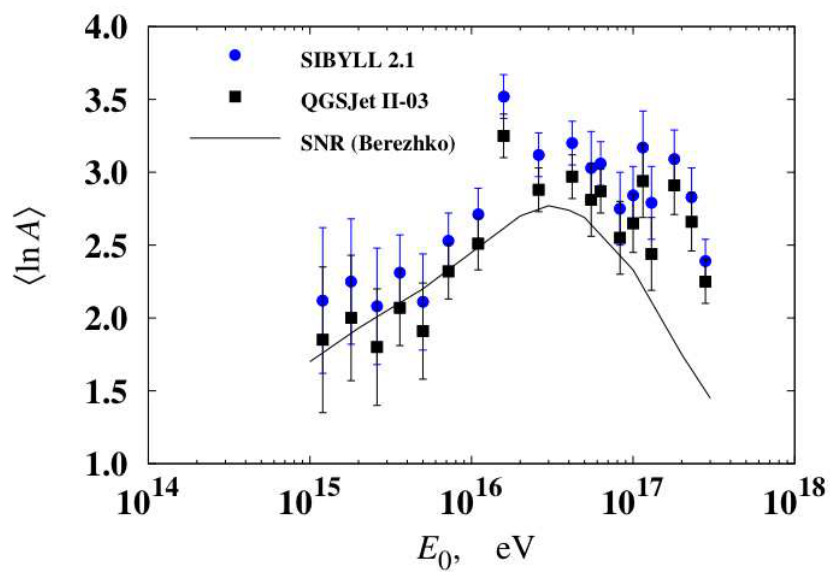


図 1.17: Yakutsk 実験で観測された質量組成 [11].

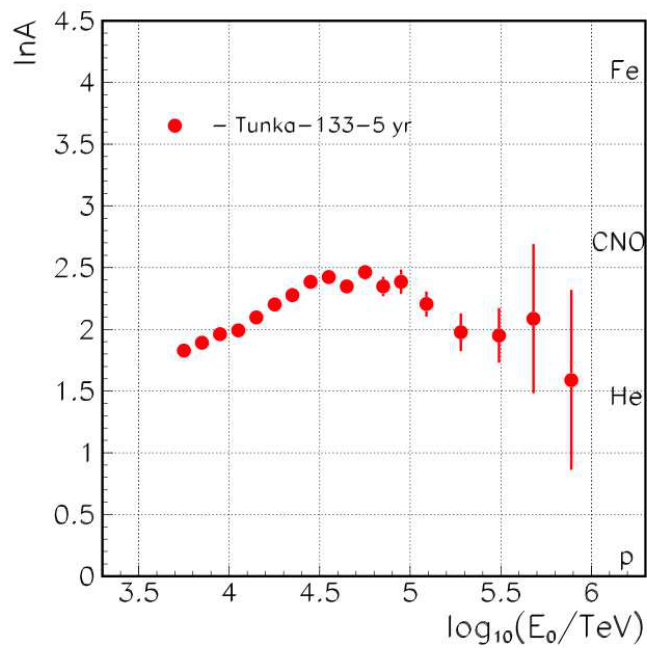


図 1.18: Tunka 実験で観測された質量組成 [12].

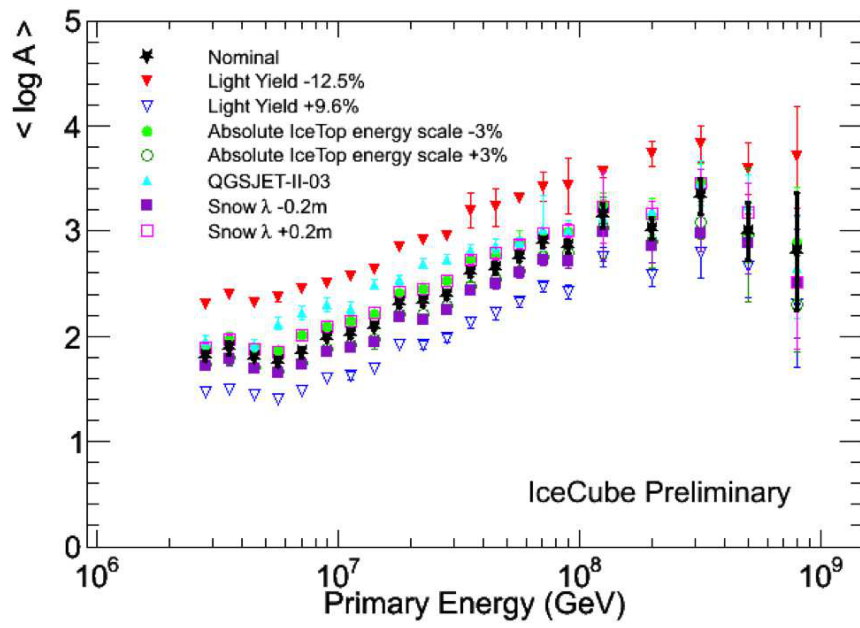


図 1.19: IceCube で観測された質量組成 [13].

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。15 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、エネルギー及び質量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 のように、 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、この領域をホットスポットと呼んでいる。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この 5.1σ の有意度をもつような偶然確率は 3.4σ であると計算されている。

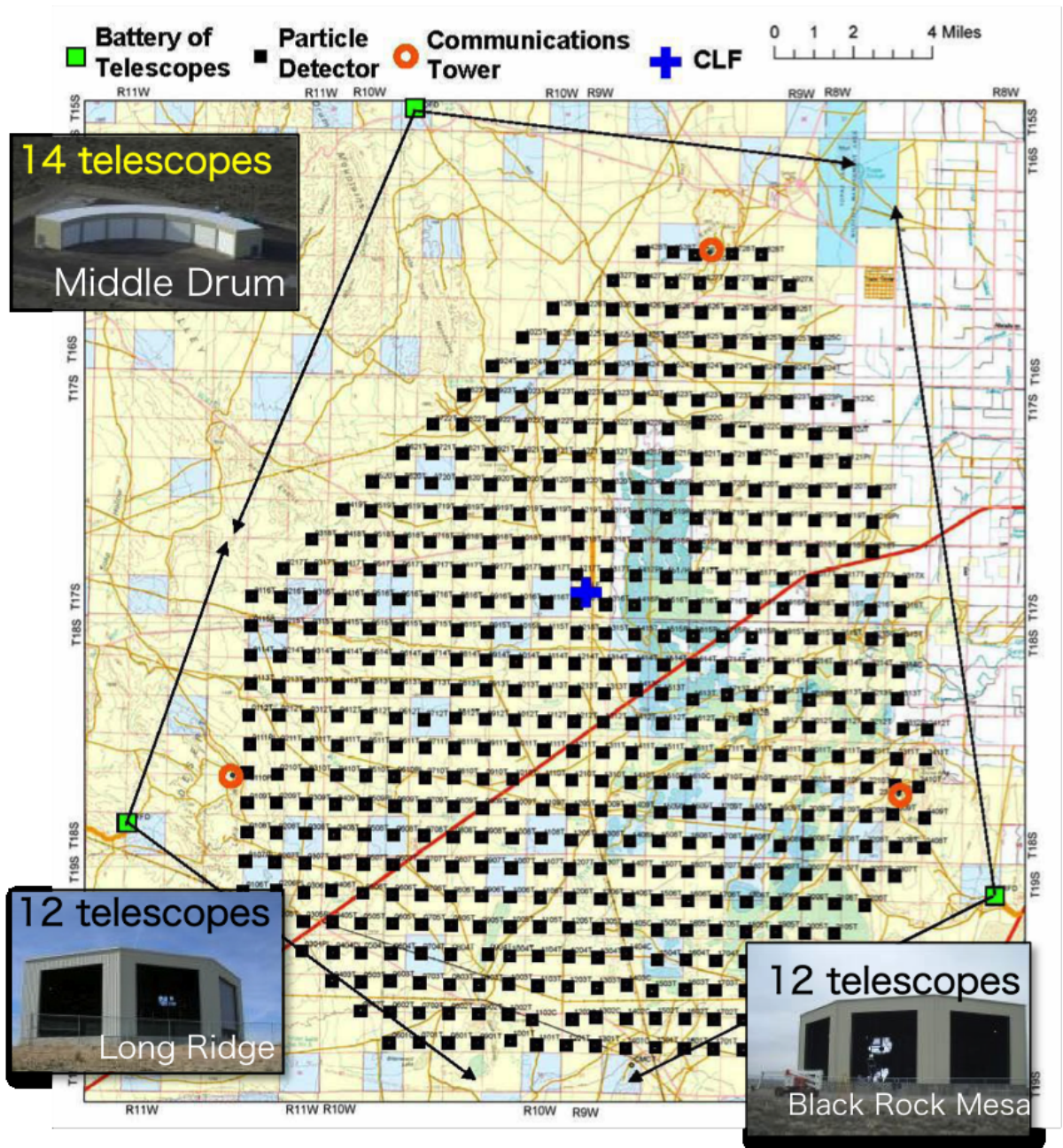


図 2.1: TA 実験における装置の配置図

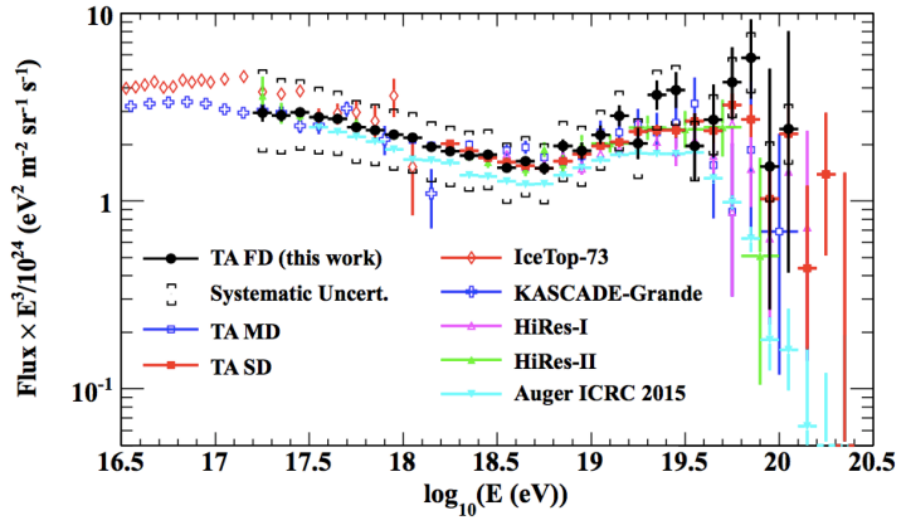


図 2.2: TA 実験といくつかの実験によるエネルギースペクトル [18]。スペクトルの微細構造を見やすくするためにスペクトルに E^3 を掛けている。

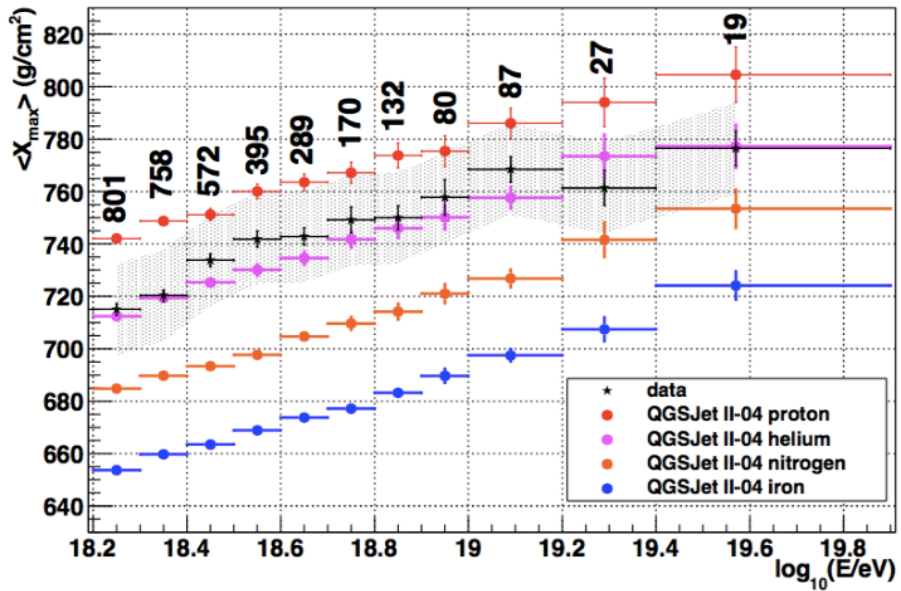


図 2.3: TA 実験による平均 X_{\max} [19]。黒が観測データ、青が陽子と仮定したとき、赤が鉄と仮定したときのシミュレーションの結果。 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギー領域での観測データは、100%陽子であると仮定した時の組成と矛盾しない。

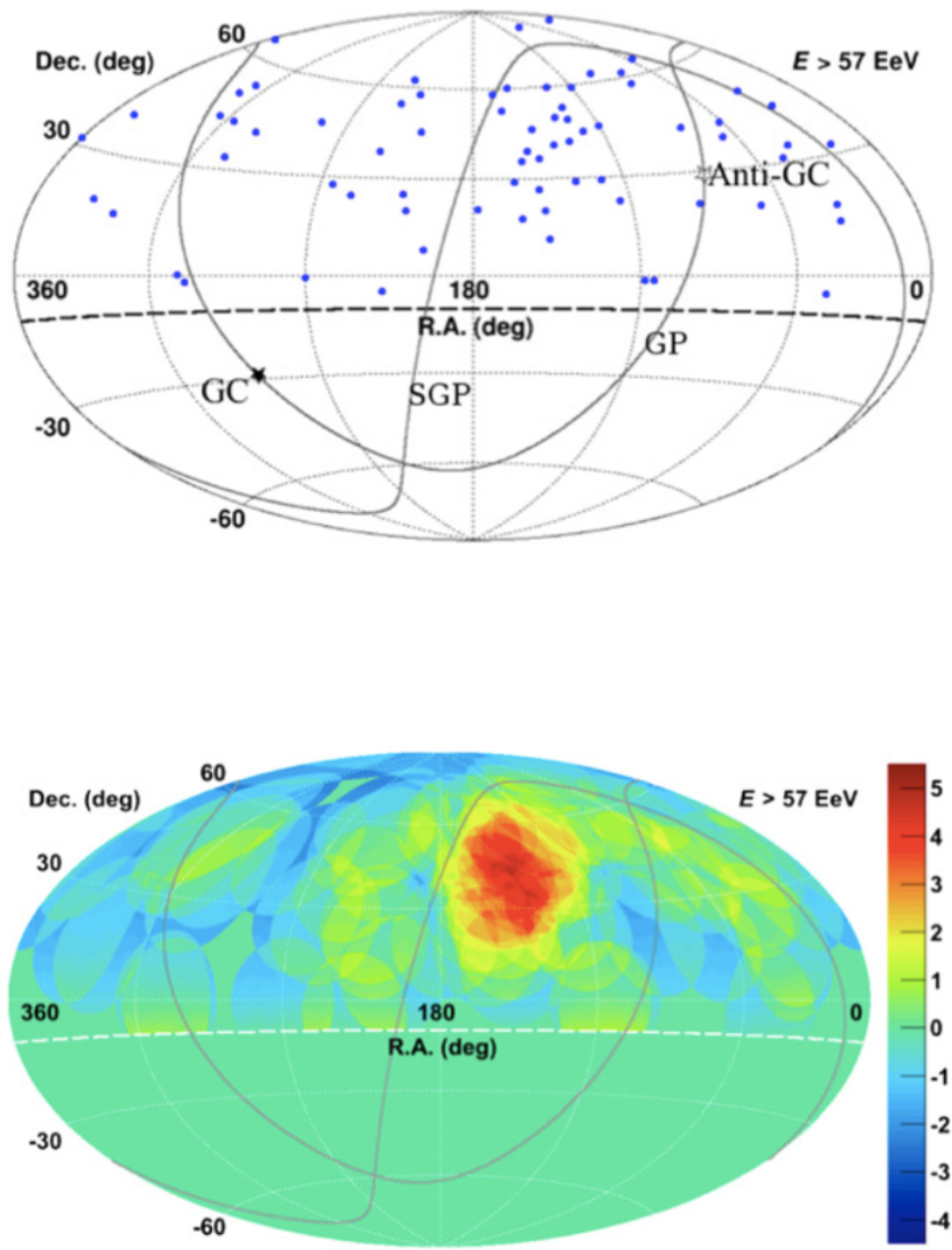


図 2.4: 上図:TA 実験で観測された 57EeV 以上のエネルギーをもつ宇宙線の到来方向。下図:上図の 1 点 1 点について 20 度の円を重ね書きして、その有意度を表したもの [20]。

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いる。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 3 m 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 [30]。

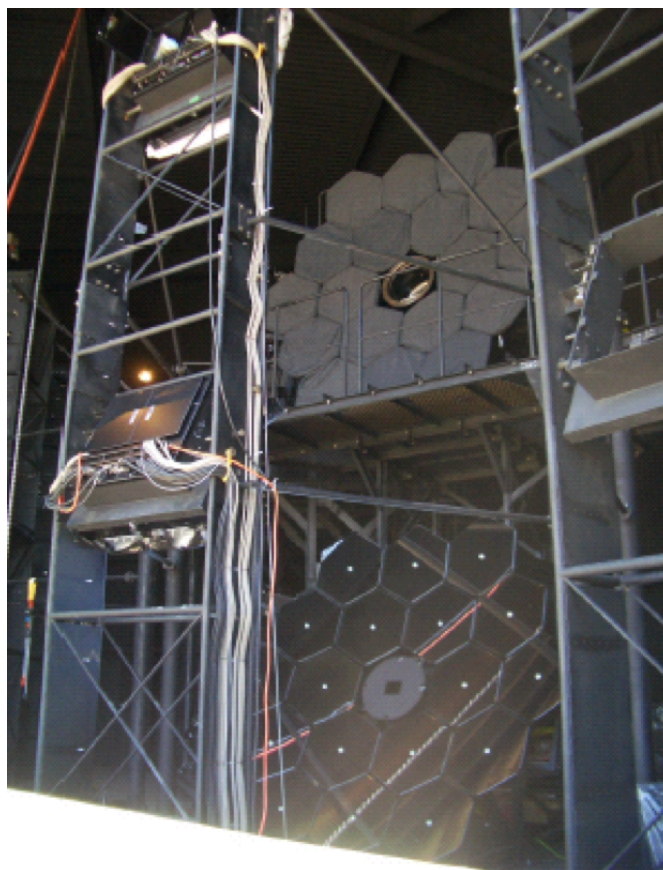


図 2.5: LR、BR ステーションの大気蛍光望遠鏡

2.1.2 地表検出器

TA 実験の SD アレイは間隔 1.2 km の碁盤目上に並べられた 507 台の SD からなり、700 km² 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、2.0m×1.5m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、環境ガンマ線によるノイズを取り除き、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。

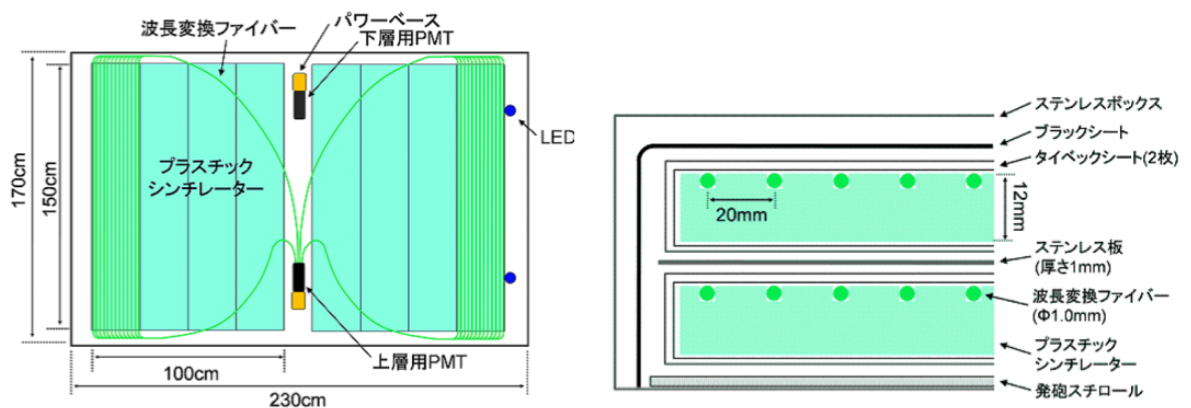


図 2.7: TA 実験 SD のシンチレータボックスの構成図。(左) シンチレータボックスの内部構造 (右) シンチレータボックスの断面図

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 以上の宇宙線の質量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、宇宙線の質量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 $10^{16.5} - 10^{18.5}\text{eV}$ 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質量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、 $10^{16.5}-10^{18.5}\text{eV}$ のエネルギー領域の宇宙線を観測し質量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。1.3.5 項で説明したように空気チェレンコフ光の到着時間分布の特徴によって空気シャワーの縦方向発達の様子を調べ、一次宇宙線の原子核種を決定する。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パルス高からエネルギーを決定し、パルス幅からそのチェレンコフ光を発生させた空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} を決定する。そして 15 台の検出器それぞれが記録した X_{\max} 、エネルギーの平均値として元の空気シャワーの X_{\max} 、エネルギーを決定し一次宇宙線原子核種の決定を行っている。

2.2.3 検出器配置

15 台の NICHE 実験検出器は TA 実験 Middle Drum FD(MD-FD) の視野角内に、 $300 \times 300\text{m}^2$ の格子状に配置される (図 2.8)。

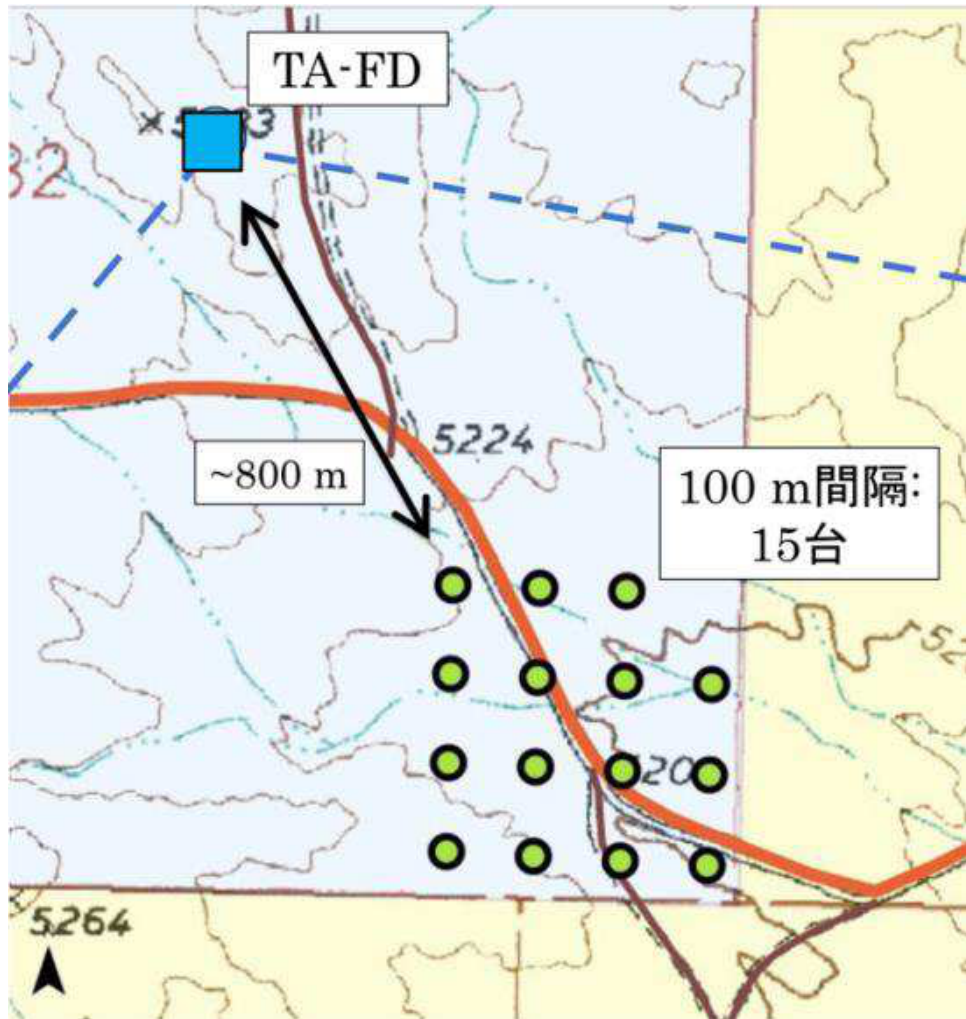


図 2.8: TA 実験の FD と NICHE 検出器の配置図。□が TA の FD。○が NICHE の検出器。FD は、NICHE 検出器の方向に向いていて、視野の境界線を点線で表している。

2.2.4 NICHE 検出器

NICHE は TA の大気蛍光望遠鏡とは違い、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、観測は夜のうちにいわれ、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。

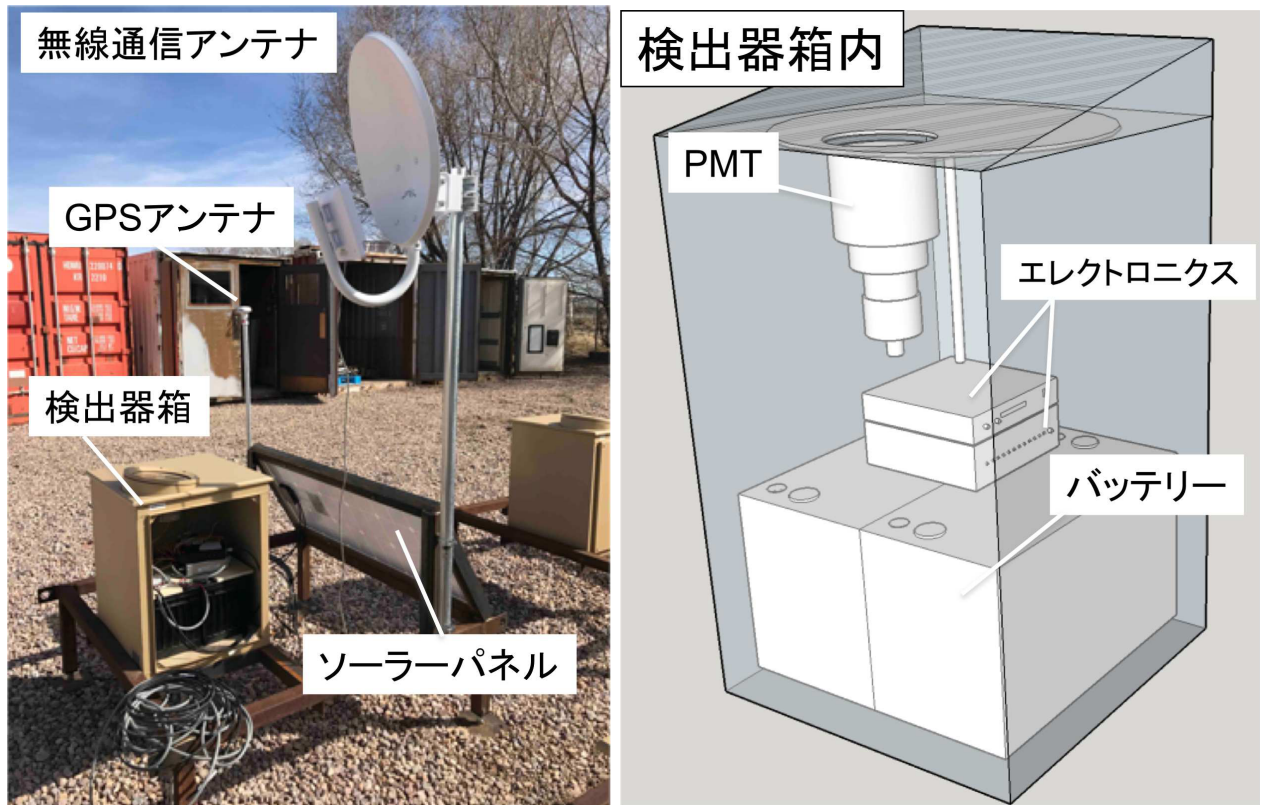


図 2.9: 検出器の外観（左）と検出器箱内の概略図（右）。

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から成る。各実験装置の役割及び性能については 3 節で後述する。

2.2.5 トリガー方法

観測中には、検出器レベルでのセルフトリガーを採用している。検出器は PMT による観測から、FADC を介し横軸が時間、縦軸が ADC 値のパルス波形を記録する。FADC は 200MHz のサンプリングであるから、その時間分解能は 5ns である。FADC は信号がないときに 1023 ポイント (1 ポイント = 5ns) のノイズの振れ幅 σ を常に計算しており、次の 1023 ポイントでの信号判定のためのスレッシュホールドとして設定する。また、事前に設定しておいた 2, 4, 8, 16, 32 いずれかの場合の移動平均を常に計算しており、 $(\text{移動平均後の値} - \text{平均値})^2 > (\text{トリガ発生のない 1023 ポイントの母分散} \sigma) \times (\text{スレッシュホールド値})$ を満たしたときにトリガーが発行される。

なお、観測データ解析時には、各検出器で得られた観測データからコインシデンスイベントを見つける。

第3章 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 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経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 200MHz、ADC 分解能 12bit 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 200MHz のサンプリング周波数つまり 5ns 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 200MHz であることから、ナイキスト周波数が 100MHz 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 100MHz の 2 次のバターワースフィルタを FADC の直前に組み込んである。

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

表 3.1: 測定ユニットエレクトロニクス



図 3.1: 測定ユニット：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。

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 1PPS 信号によって較正された時間と 1PPS 信号と同期したクロックカウンタ数が与えられる。

1ps の分解能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。およそ 1 クロックカウンタ (5ns) 分の時間差を持つことがわかった。

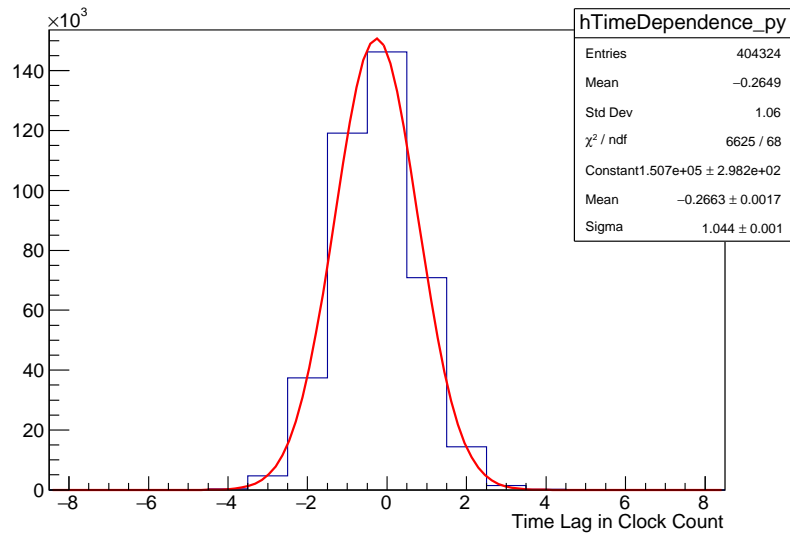


図 3.2: 時間情報の正確さ。

3.1.1 FADC

測定ユニットの持つ FADC の入力には AC カップリングのバイポーラ入力となっており、最大 1.536V 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 12bits、サンプリングレートは 200MHz であり、ADC と時間の分解能はそれぞれ $1.536\text{V}/2^{12} = 0.375\text{mV}$ 、5ns である。

2.2.5 項で述べたように測定ユニットは FADC に入力された信号を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ョルド値が変更可能である。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 (40ns 相当)、トリガースレッショルド値を 49 (7σ 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 500 ポイント目を採用している。

セルフトリガー条件を満たしたポジションは測定ユニットで事前に設定されたトリガ位置 (500 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。

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

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

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

表 3.3: その他の測定ユニットで設定可能なパラメータ :

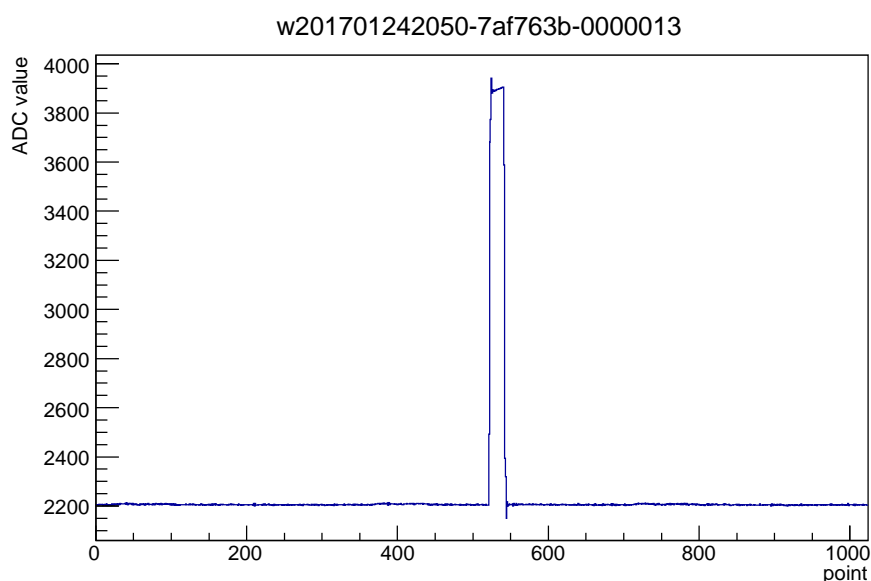


図 3.3: 測定ユニットに波高 0.8V の矩形波を入力した際の信号。横軸のポイント数は 0 から 1023 まで縦軸の ADC 値は 0 から 4095 まで取る。レベルシフトとゲインはともに 0 で、トリガ位置は 500 ポイントにセットされている。GPS の 1PPS と同期したトリガ位置における時間情報がグラフ上部に表示されておりハイフンを挟んで左から順に、年日時分秒、直前に 1PPS 信号受信してから数えられたクロックカウンタ数 (16 進数)、波形取得開始してから得られた波形数に対応している。この波形は 2017 年 1 月 24 日 20 時 50 分、 $128939579(0x7af763b) \times 5ns = 644697895ns$ 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 0.8V 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 0.05V 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す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 0dB にしている。

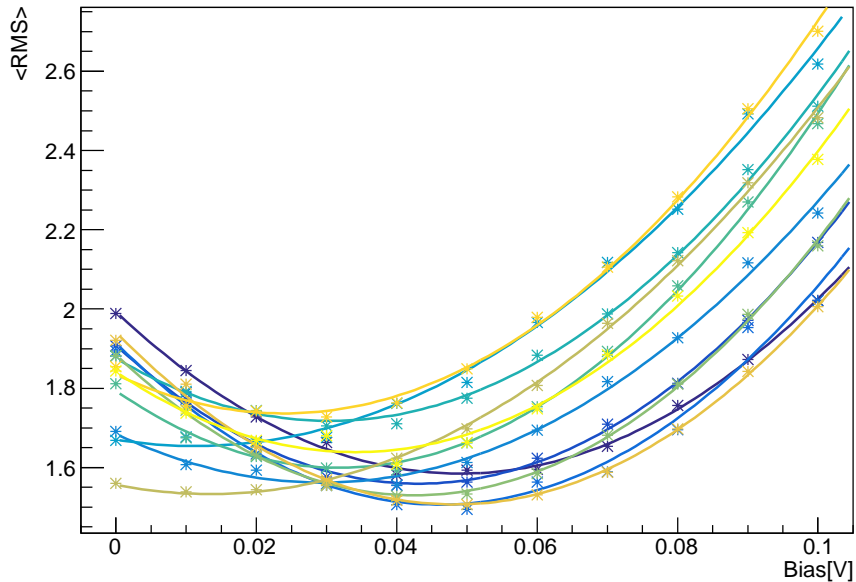


図 3.4: レベルシフト Bias とベースラインのふらつきの平均値 $\langle \text{RMS} \rangle$ の関係。12 台の測定ユニットの結果が色分けされて描かれている。スターはデータ点を示し 1 点あたり 170 程度のデータが記録されている。実線はデータ点をフィットしたもので二次関数を使っている。観測時にはフィット関数上で最小になる所のレベルシフトを使い、今回測定していない残り 3 台の測定ユニットに対しては 12 台分の平均値を使う。

移動平均ポイント数	8
トリガースレッシュヨルド値 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

表 3.4: 観測中に設定しているパラメータ

3.2 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 Relay で行う。Relay 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。

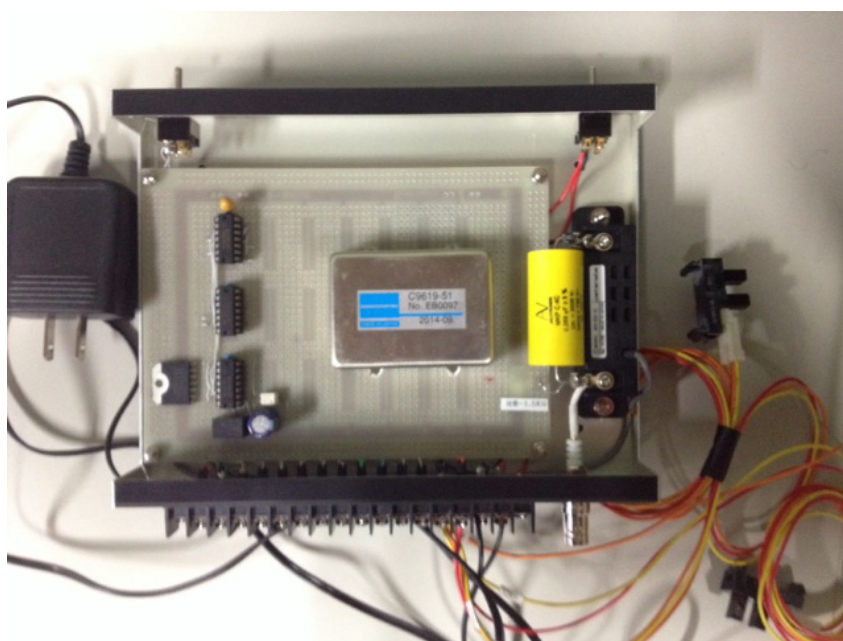


図 3.5: 自作コントロールボックスの回路写真:HV(真ん中にある銀色の物体)用のコンデンサーは右側の黄色い物体。HV 用コンデンサーのすぐ右隣りに取り付けられているのは 1/1000 分圧器。基板の左端に取り付けてあるのがモータードライバ。2つのリミットスイッチ(右側にある赤線につながっている黒いブロック状の物体)は突起間に何か遮蔽物が挿入されると、センサーが遮断され、電圧が落ちる仕組みである。

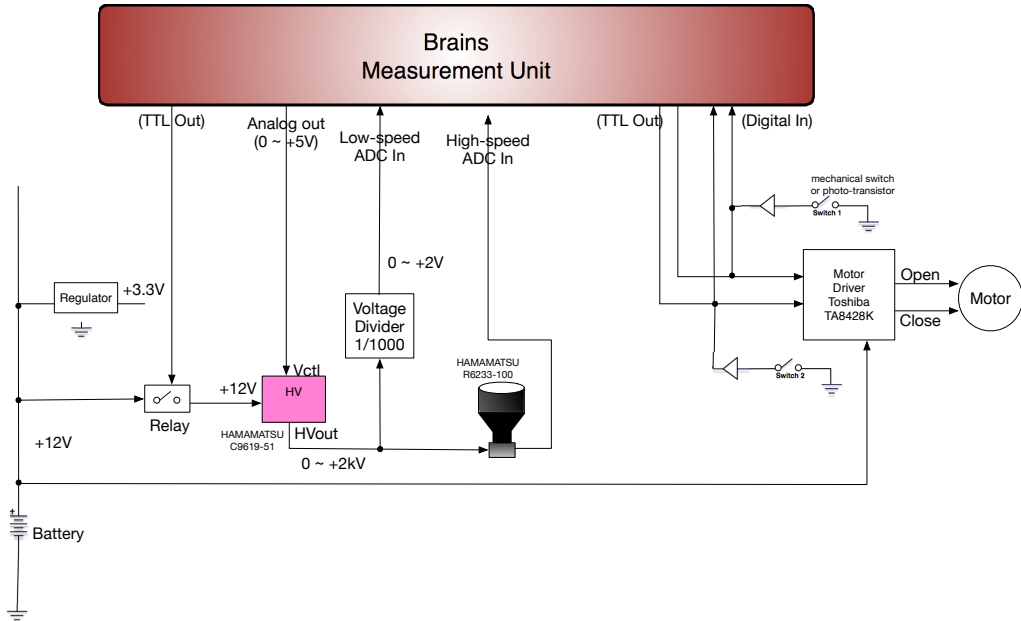


図 3.6: 測定ユニットによるコントロールダイアグラム

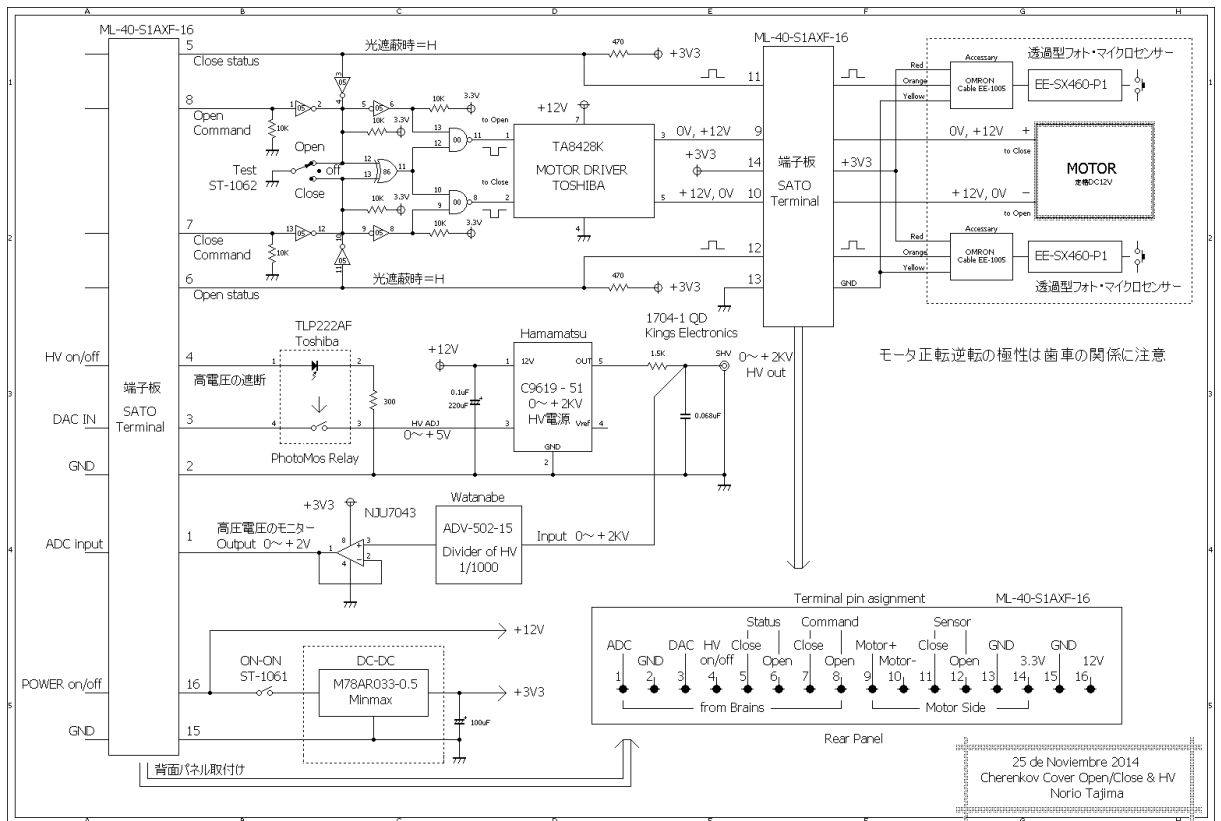


図 3.7: コントロールボックスの回路図

3.3 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、PMT は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のもを使用した。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さ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。

光電面直径	3 inch
感度波長範囲	300 ~ 650nm
最高量子効率波長	350nm
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	9.5ns

表 3.5: PMT(R6233-100:浜松ホトニクス) の特性

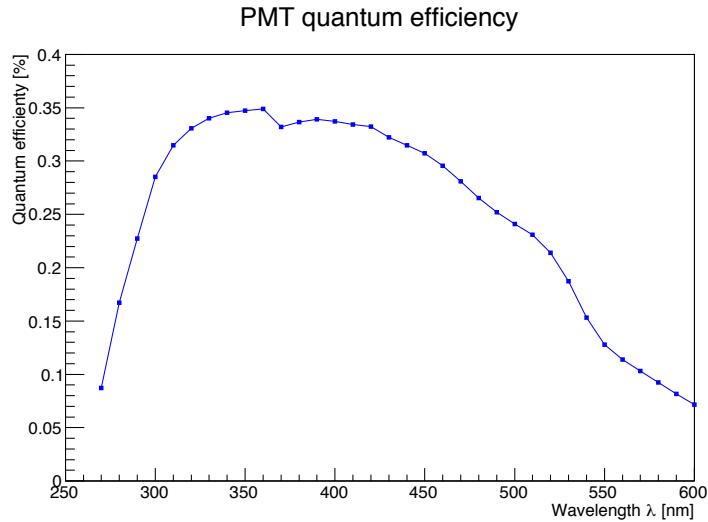


図 3.9: 浜松ホトニクス社提供データによる PMT の量子効率 : 300-450nm 付近に最大量子効率を持つ。

3.3.1 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 V の電圧を印加した場合の 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 3.10) 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。なお信号の積分方法は、5.1 節で説明するシグナルサーチで信号の立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を求め、5.4.1 項で説明する積分方法により求める。測定結果を図 3.11 に示す。さらに同等の測定を他 13 台に対しても行った。傾きの分布を図 3.12 に示す。

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。

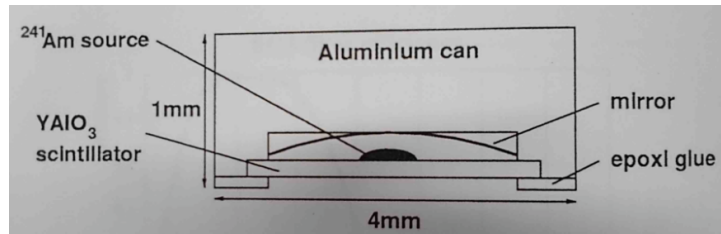


図 3.10: YAP の構造。放射性同位体である ^{241}Am から放出されるアルファ線によるシンチレーション光を利用する [23]。

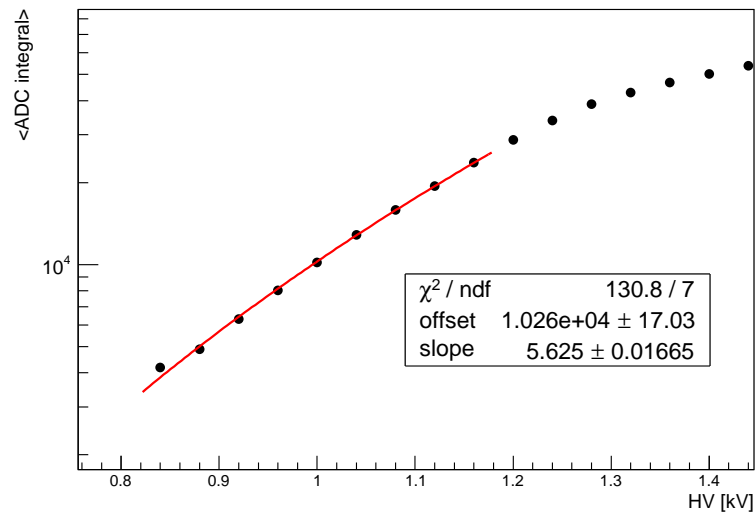


図 3.11: HV-PMT ゲイン関係。横軸が HV 値で縦軸が測定ユニットで読み取った信号の積分値の片対数グラフ。赤線は冪関数によるフィット関数であるが、サチュレートした信号を含むデータ点はフィットしていない。

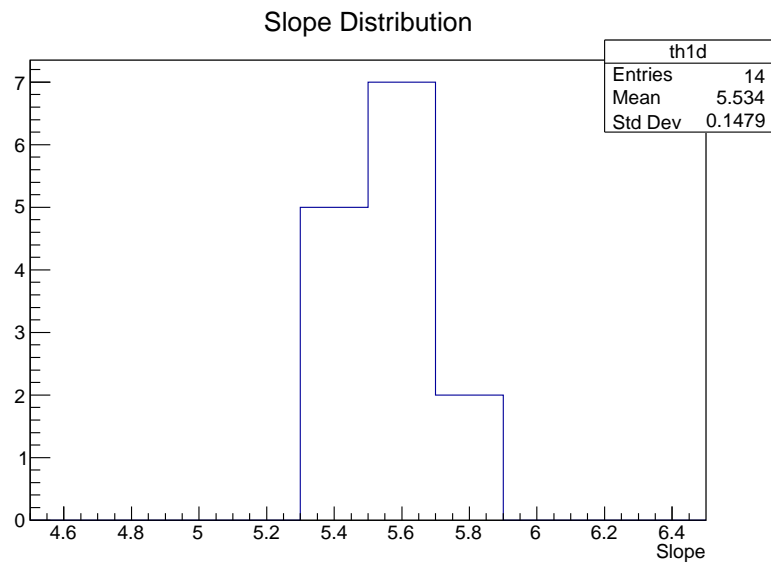


図 3.12: 14 台のゲインの傾き分布。傾きはおおよそ 5.6 で期待される値になった。

3.3.2 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)[24] を使い 1 光子相当の ADC 値を調べた。

CRAYSでは、窒素レーザー（337.1ns）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3.13に示す。

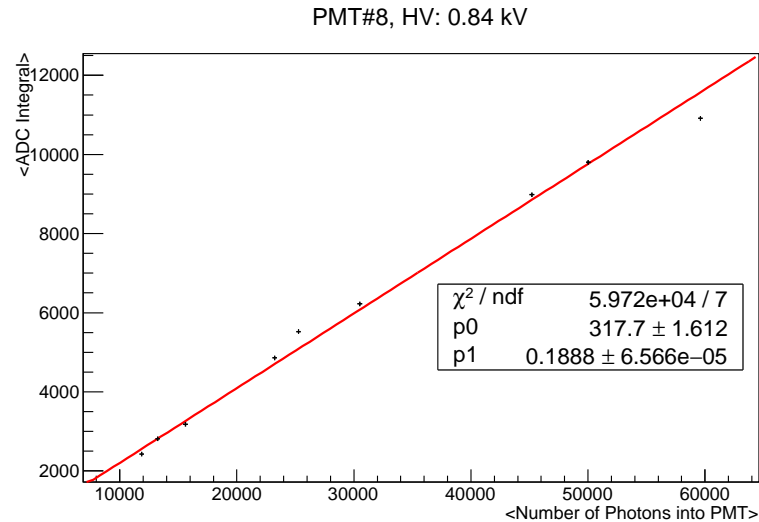


図 3.13: ADC 値と光子数の関係。

3.4 ネットワーク

検出器間隔はそれぞれ 100m 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。ネットワーク環境を整えることで日本から 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可能になる。なお、現時点でメイン PC へのアクセスが可能であり、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については 4.1.2 節にて後述する。

3.5 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によって行う。本実験の検出器のメインである測定ユニットの消費電力は 10W であり、検出器の稼働時間は一日中であるから、合計 240Wh 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 48W、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 100W
- チャージコントローラ：12V, 10A
- バッテリー：鉛蓄電池 ×2、DC12V, 100Ah

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。そのための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ー容量 10A はソーラーパネルの最大出力電圧の最大値 ($12V \times 10A = 120W$) を決定するものであり、今回用いるソーラーパネルが 100W であるためこのような仕様になっている。

第4章 NICHE 実験検出器アレイ設置と観測手順

4.1 NICHE 実験検出器の設置

これまで3回に分けて検出器の設置及び実験装置のインストールが行われた。検出器の構成は簡単であり、設置のためにそれほど人手を必要としないので、少人数による作業を行った。2017年3月に4台、2017年9月に6台、2018年9月に4台の検出器が完成。計14台の検出器が完成した。

4.1.1 検出器架台及び検出器箱の設置と実験装置のインストール

検出器の設置は大きく分けて2つの工程から成る。検出器架台及び検出器箱の設置と実験装置のインストールである。検出器の設置は2017年3月に4台、2017年9月に11台完了した。また、実験サイトには野生動物がおり、大きいものでは検出器に損害を与えるほどのものである。それを防ぐために検出器周りにフェンスの取り付けをした。この作業も同期間中に行い、14台全ての検出器に取り付けた。



図 4.1: 検出器架台及び検出器箱が並べられている外観

検出器架台及び検出器箱の設置

作業を行う前に、検出器架台と検出器箱はユタ大学で制作してもらい実験サイト近くの Cosmic Ray Center (CRC) に既に搬送されていた。CRC から実験サイトまでトレーラーを使い計 15 台の運搬をして、検出器架台と検出器箱さらにはバッテリーを所定の位置まで運んだ。実験サイトでは車で道路以外を走ることは禁じられているため、トレーラーを道路上で一番近い所に停車し、手作業で運び設置した。



図 4.2: トレーラーに載せられた検出器架台が運び出される様子

実験装置のインストール

3章で述べた実験装置は大阪市立大学で較正した後、2017年1月にCRCへ輸送した。エレクトロニクスを含む各実験装置は既に設置されている検出器箱内で完成させる。そのためドライバーと六角レンチがあれば簡単に取り付け/取り外しができる設計になっている。

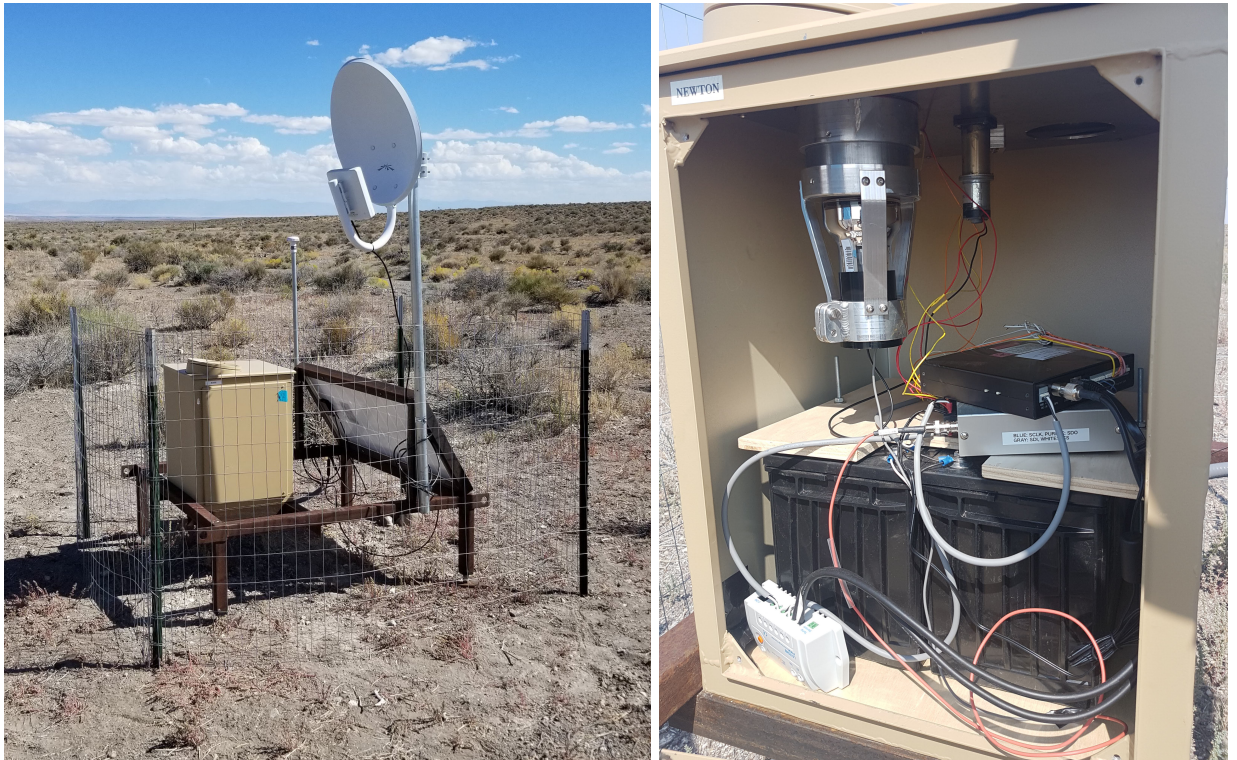


図 4.3: 実験サイトに設置された検出器の外観（左）と完成した検出器箱内の写真（右）。

4.1.2 アクセスポイントの設置とネットワークシステムの構成

3.4 節で述べたように、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が必要である。アクセスポイント及びアンテナの設置は 2018 年 4 月に完了した。アクセスポイント同様 MD-FD にメイン PC が置かれ、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) を構築した (図 4.1.2)。

MD-FD building

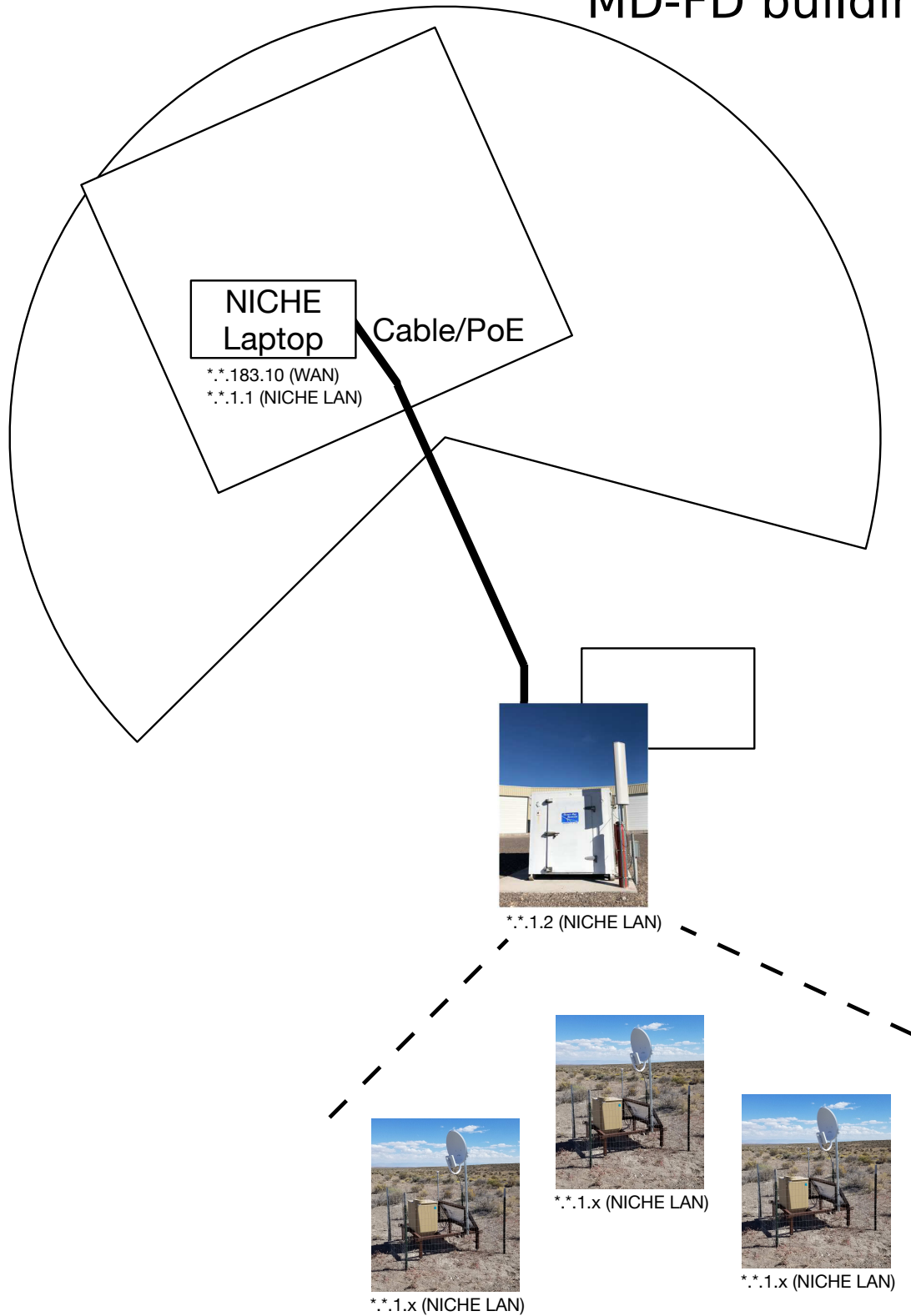


図 4.4: メイン PC と検出器を含むネットワークの概略図

4.1.3 GPS による検出器位置の測量

GPS モジュールである Oregon 600) を使い各検出器位置を測量した。GPS モジュールは検出器箱上の良く開けた場所に設置して数分間の測定をした。GPS モジュールが見ることのできる時間的な衛星の数及び位置関係を変えるため、十分な時間を空けて複数回の測量を同手順で行い、それら GPS 座標の平均値を検出器の位置座標としている。

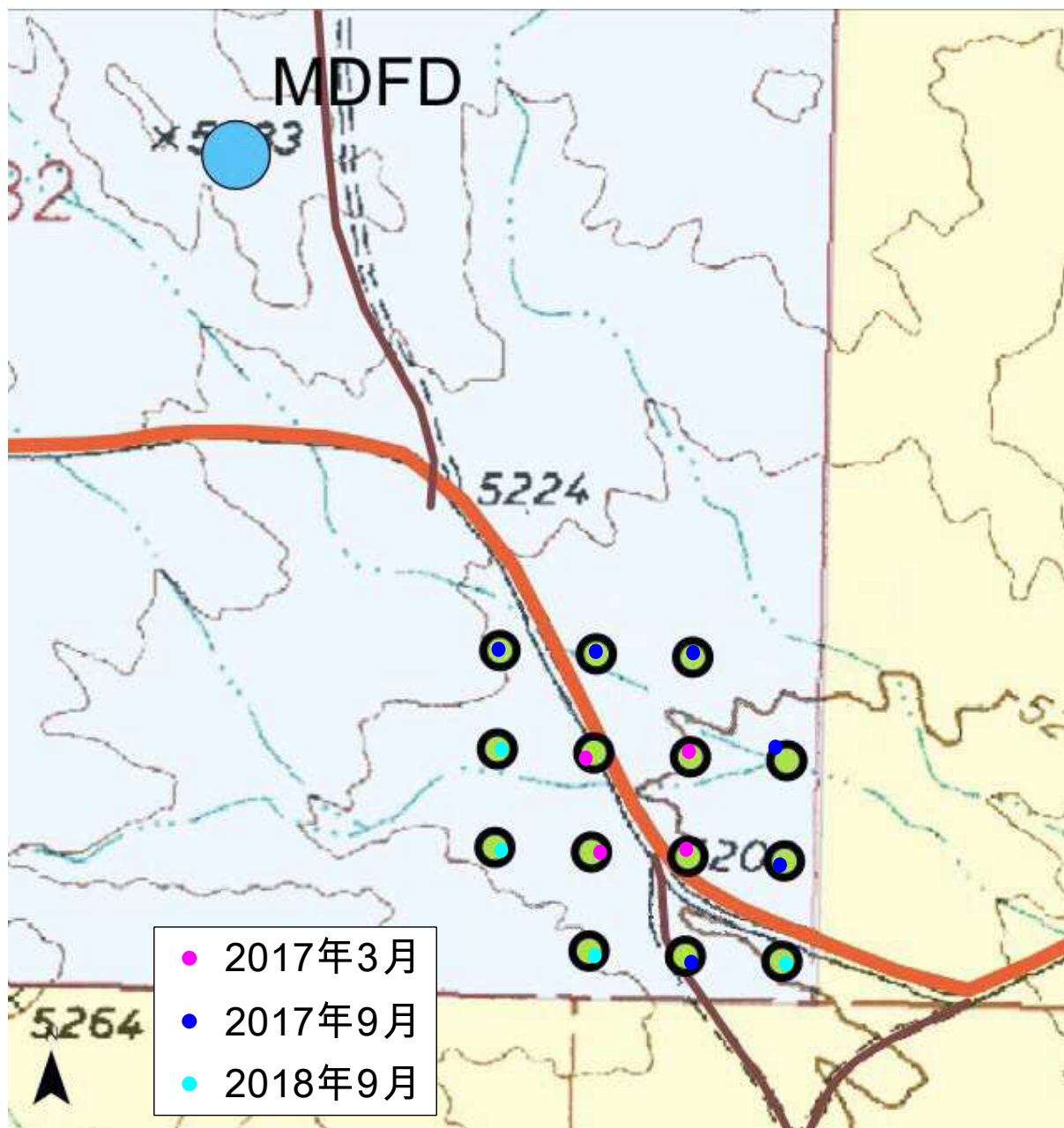


図 4.5: NICHE 検出器の設置した時期と測量した GPS 座標

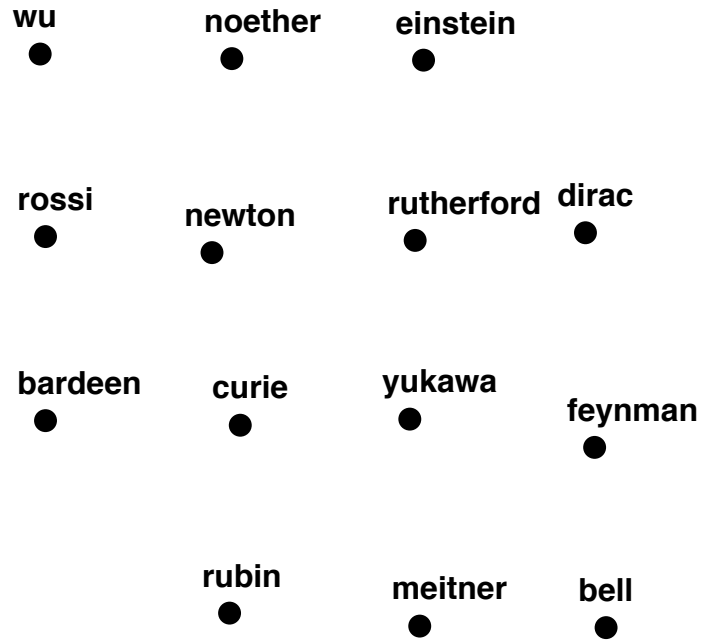


図 4.6: 設置済み NICHE 検出器の名前：全検出器に識別できる名前が割り当てられている

bell	1581m
feynman	1582m
dirac	1583m
meitner	1582m
yukawa	1584m
rutherford	1580m
curie	1585m
newton	1583m
noether	1584m
rossi	1582m
wu	1583m
einstein	1586m
rubin	1585m
bardeen	1582m

表 4.1: 各検出器の高度

4.1.4 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 の観測をする人達に委託している。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 4.7 に示す。

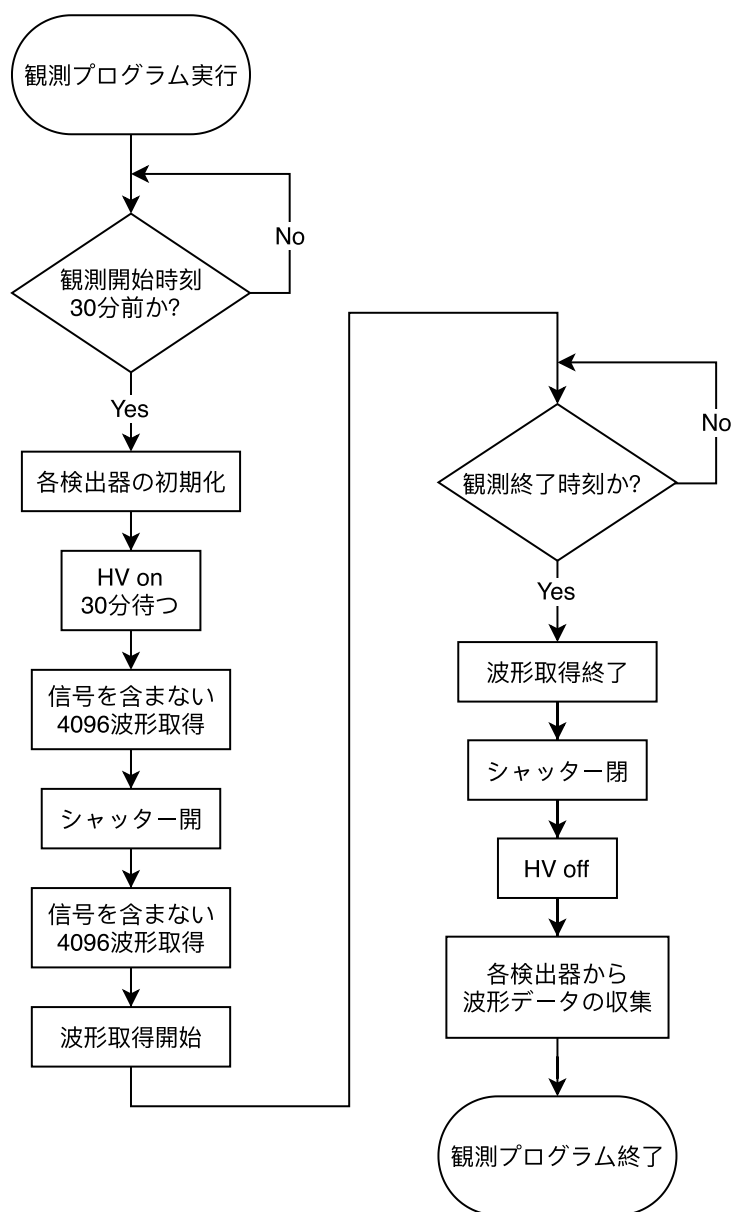


図 4.7: 観測フローチャート：観測開始時刻は太陽高度が地平線下 18 度かつ月高度が地平線下 0 度を下回った時、観測開始時刻は太陽高度が地平線下 18 度または月高度が地平線下 0 度を上回った時とする。

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cron（タスクスケジューラ）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。

4.1.5 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4.1.5）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4.8）をリアルタイムで確認することが可能である。

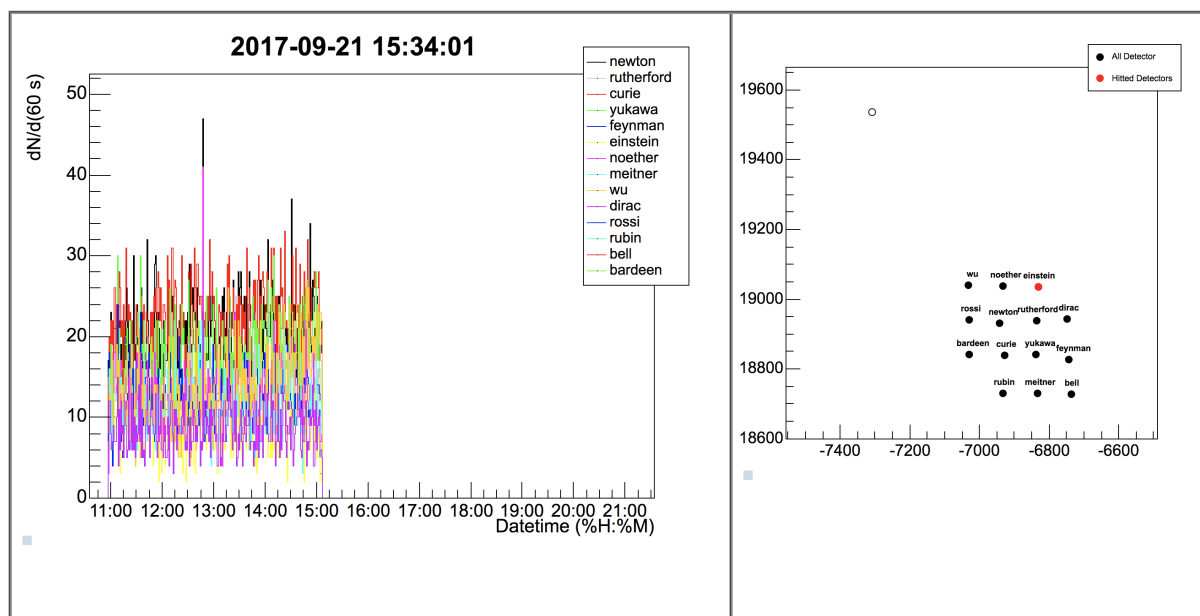


図 4.8: 2017 年 9 月 21 日のイベントモニター：左図は各検出器のトリガーレート。横軸が UTC の時刻、縦軸が 1 分間あたりのトリガー数。右図はトリガーされた検出器。イベントモニターは 5 秒おきに更新される。

<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 4.9: 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5章 宇宙線イベント再構成ソフトウェア

4.1.4 節で述べたように、各検出器で取得された信号データはメイン PC に集められる。本研究では、集められた全信号データを使い、宇宙線の到来方向及びコアポジションの決定を行う宇宙線イベント再構成ソフトウェアを開発した。

再構成ソフトウェアは以下の手順で空気シャワー到来方向及びコアポジションを決定する。

5.1 シグナルサーチ

エレクトロニクスのノイズや飛行機等の光によるバックグラウンド除去のために、信号探査を行うプログラムを作成した。信号探査の手順を図 5.1 に示す。

シグナルサーチでは信号の立ち上がり時刻 x_r と立ち下がり時刻 x_f の決定を行い、決まらなかったものや x_r と x_f の距離が極端に小さいもの (1bin, 5ns 相当) は波形でないと判断する。

チェレンコフ光による信号 (図 5.2) の幅は数 10~100ns 程度であるが、バックグラウンドであるエレクトロニクスのノイズや飛行機等の光による信号 (図 5.3) の幅は極端に小さかったり大きすぎるものである。このシグナルサーチによって、エレクトロニクスのノイズと飛行機等の光による信号はそれぞれ、“ $x_f - x_r = 1$ ”と“ x_f が決まらなかった”条件によりカットされる。さらに、ベースラインのふらつきにより偶発的にセルフトリガーされてしまったチェレンコフ光信号を含まない波形に対しても、セルフトリガー条件よりもきつい条件を持つシグナルサーチによるカットが有効である。

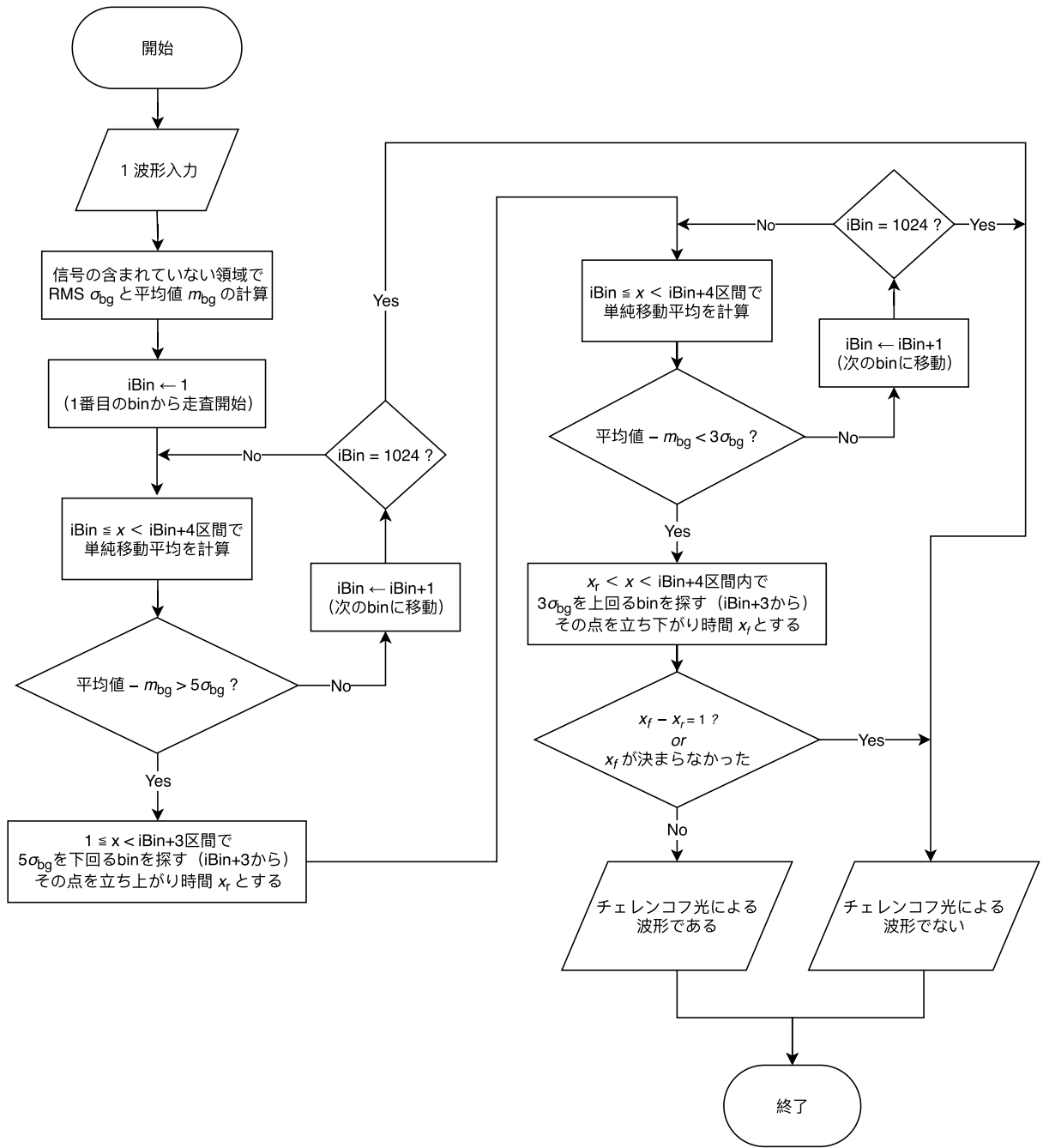


図 5.1: シグナルサーチのフローチャート : 1bin が 5ns に対応する

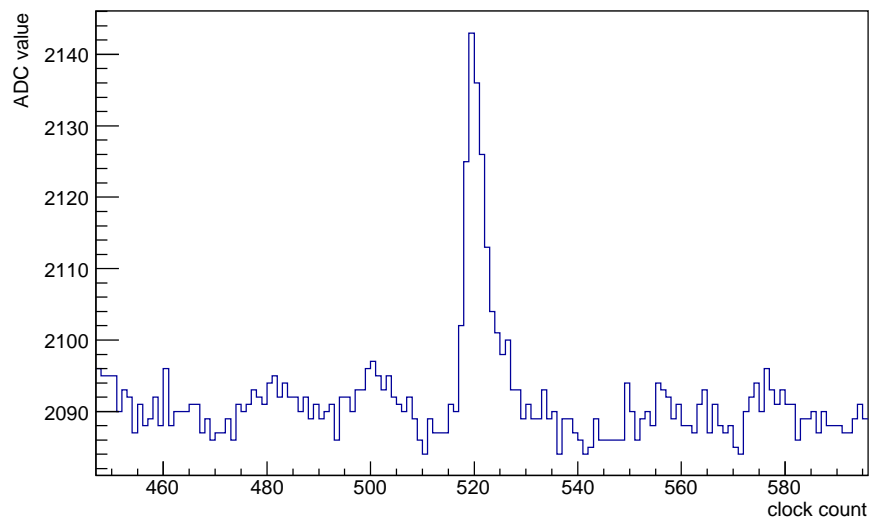


図 5.2: 検出器 newton で取得したチェレンコフ光信号

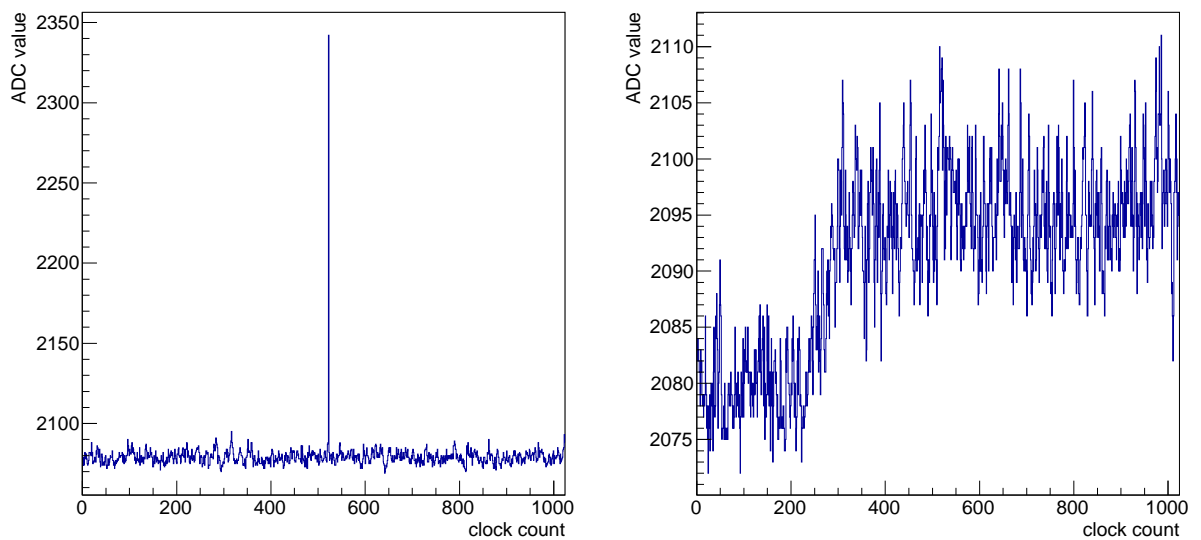


図 5.3: バックグラウンドノイズの例：左図がエレクトロニクスのノイズによるもので、1bin だけ鋭いピークが立っている。右図が飛行機等の光によるもので、チェレンコフ光と比べると発光時間が長い。

実際に一晩のデータ（2018/9/17）に対してシグナルサーチを実行し、波形であると判断された信号とそうでない信号それぞれを目視で確認し、シグナルサーチの性能を評価した。各検出器で取得された全信号に対するシグナルサーチにより除かれたノイズの数及び除くことができなかったノイズの数を表 5.1 に示す。

検出器名	全波形数	除かれた波形数	除かれなかったノイズ数	誤って除かれた信号数
newton	2980	627	1	0
noether	1306	0	0	-
meitner	1485	0	0	-
dirac	1433	28	1	0
feynman	2454	0	0	-
bell	1911	13	0	0
curie	2331	0	0	-
rubin	915	4	0	0
einstein	3114	0	0	-
yukawa	2890	0	0	-
rutherford	2206	0	0	-
rossi	1567	0	0	-
合計	24742	680	2	0

表 5.1: シグナルサーチの性能評価：除くことのできなかったノイズは合計ノイズ数 682 のうちの 2 つであり、割合は 0.3%程度。

5.2 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 100m 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 節)。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。その手順を次に示す。

1. ある検出器で取得したある信号を基準とし、その信号の時間情報と他の検出器それぞれで取得した信号の時間情報の差をとり、時間差 0 以上 $10\mu\text{s}$ 以下を満たす信号を探す。見つければ随時リストに追加する。他の検出器の信号との比較が全て終われば、リストに集められた信号の組をコインシデンスイベントとして集める。
2. 基準とする信号を順々に変え、全検出器の全信号それぞれを基準として 1. の手順を行う。
3. 集めたコインシデンスイベントをそれぞれ比較してあらゆる部分集合を除去する。残ったイベントセットをコインシデンスイベントリストとする。

なお無駄な探索時間を減らすために予め各検出器内の信号セットを時間で昇順ソートしておき、時間差 (被比較信号 - 基準にした信号) が $10\mu\text{s}$ を超えた時にその検出器の探索を取り止め、次の検出器での探索/探索の終了をするようにしている。

上の手順だけでは、1つのコインシデンスイベント中に同一の検出器による信号が複数含まれる可能性があるため、コインシデンスイベントとして集めた時点でそうした信号が含まれているか確認している。現時点（観測時間 395 時間、イベント数 36065）でそのようなアクシデンタルな信号を含むイベントは1つも見つかっていない。

5.3 空気シャワー到来方向の決定

5.2 節同様に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。

$$ux + vy + wz = c(t - t_0) \quad (5.1)$$

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。 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 χ^2 は、

$$\chi^2 = \sum_i (ux_i + vy_i + wz_i - c(t_i - t_0))^2 \quad (5.2)$$

である。 χ^2 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。

$$\begin{cases} \sum_i x_i^2 u + \sum_i x_i y_i v + \sum_i z_i x_i w + \sum_i x_i c t_0 - \sum_i c t_i x_i = 0 \\ \sum_i x_i y_i u + \sum_i y_i^2 v + \sum_i y_i z_i w + \sum_i y_i c t_0 - \sum_i c t_i y_i = 0 \\ \sum_i x_i u + \sum_i y_i v + \sum_i z_i w + \sum_i c t_0 - \sum_i c t_i = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

以上の手順で到来方向の決定を行う解析プログラムを開発した。

5.4 空気シャワーコアポジションの決定

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付近でもっとも光子数が多く、離れると減少していくようなものになっている。今解析では横方向分布のフィット関数として指数関数を使い、コアポジションの決定をする。

5.4.1 信号の積分方法

5.1 節で決定した信号の立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を使う。立ち上がり時刻より早い方と立ち下がり時刻より遅い方の領域をバックグラウンド領域として、その平均値を計算する。立ち上がり時刻、立ち下がり時刻と波形で囲まれる信号領域の積分値からバックグラウンドの平均値 \times (立ち下がり時刻 - 立ち上がり時刻) だけ差引いた値を信号の積分値とする。

w20170921025816-a9d9bef-0000020

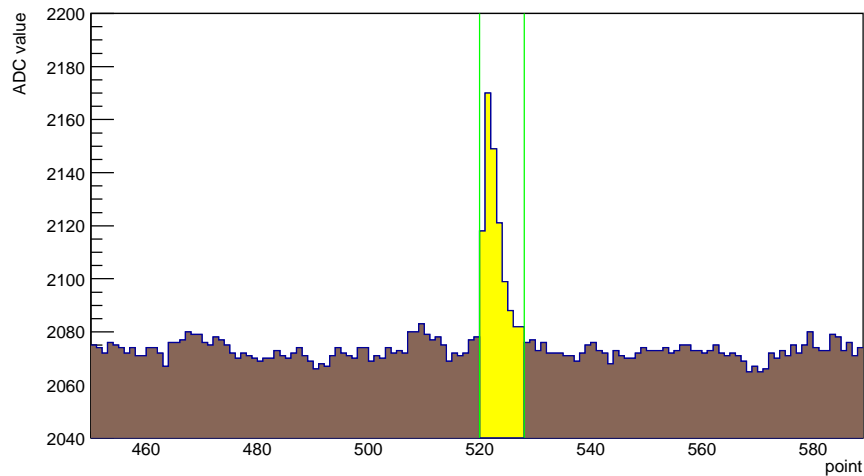


図 5.4: 2017 年 9 月 21 日に検出器 curie で得られたチェレンコフ光信号の波形であり、緑の線は左から順にシグナルサーチで決定した立ち上がり時刻、立ち下がり時刻。黄色の領域を信号領域、茶色の領域をバックグラウンド領域としている。

5.4.2 コアポジション決定手順

コアポジションの初期位置として信号積分値で重み付けした検出器位置の平均値を与える。検出器位置、初期コアポジションをシャワー平面に投影して、その初期位置から二次元のシャワー平面上を動かし、横方向分布に対してフィットのずれが最も小さくなるような点を探す。その点をコアポジションとして求めた。

最小化プログラムとして CERN の物理学者 Fred James が開発した MINUIT[29] 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。

MINUIT を使い横方向分布に対して最善のフィットを与えられるコアポジションを探すプログラムの開発をした。

第6章 宇宙線イベント再構成ソフトウェア決定精度の評価

6.1 NICHE 検出器アレイのためのシミュレーションプログラム

5章で説明した宇宙線イベント再構成ソフトウェアの決定精度を調べるために NICHE 検出器アレイのジオメトリを考慮したシミュレーションプログラムを開発した。空気シャワーとチェレンコフ光の生成部分では TA 実験を含め宇宙線解析分野で広く使われている CORSIKA を利用した。CORSIKA の出力データから光子のレイトレースを行い、実際の NICHE 検出器の位置と観測可能有効範囲、さらに FADC の時間分解能 5ns を考慮した疑似波形データを生成した。

なお、本解析における決定精度は、2017年9月時点で配置された10台の検出器に対しての評価である。

6.1.1 空気シャワーモンテカルロシミュレーション

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)[25] 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 1580m まで空気シャワーの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による光子のみを保存する。

ハドロン相互作用モデルとして高エネルギー領域では QGSJET[26]、低エネルギー領域では GHEISHA[27] を、電磁相互作用については EGS4[28] を使う。

観測高度の設定

NICHE 検出器はそれぞれ異なる高度 (1580 ~ 1586m, 4.1.3 項より) にあるが、最も低い 1580m を CORSIKA における観測高度とする。

検出範囲の設定

出力データ量を減らすために CORSIKA では観測高度上に光子数を計数する検出範囲を設けることができ、検出範囲に落ちた光子のみが位置情報、到来時間、運動量ベクトルと共に保存される。

現時点の CORSIKA のバージョンでは格子状に一定間隔離れた、全て均一の大きさを持った長方形の検出範囲を配置することのみが可能のため、実際の NICHE 検出器アレイ配置と検出器の検出可能有効範囲 (円、半径 25cm) をカバーできるような十分な大きさの検出範囲を図 6.1 のよ

うに 4×4 で設定する。なお、6.1.1 項で説明したように観測高度と実際の検出器高度は異なるため、傾いて来たようなシャワーに対しても検出できる幅を考慮している。シャワーの傾き度合いには十分大きな上限を設ける必要があり、天頂角 80 度とした。

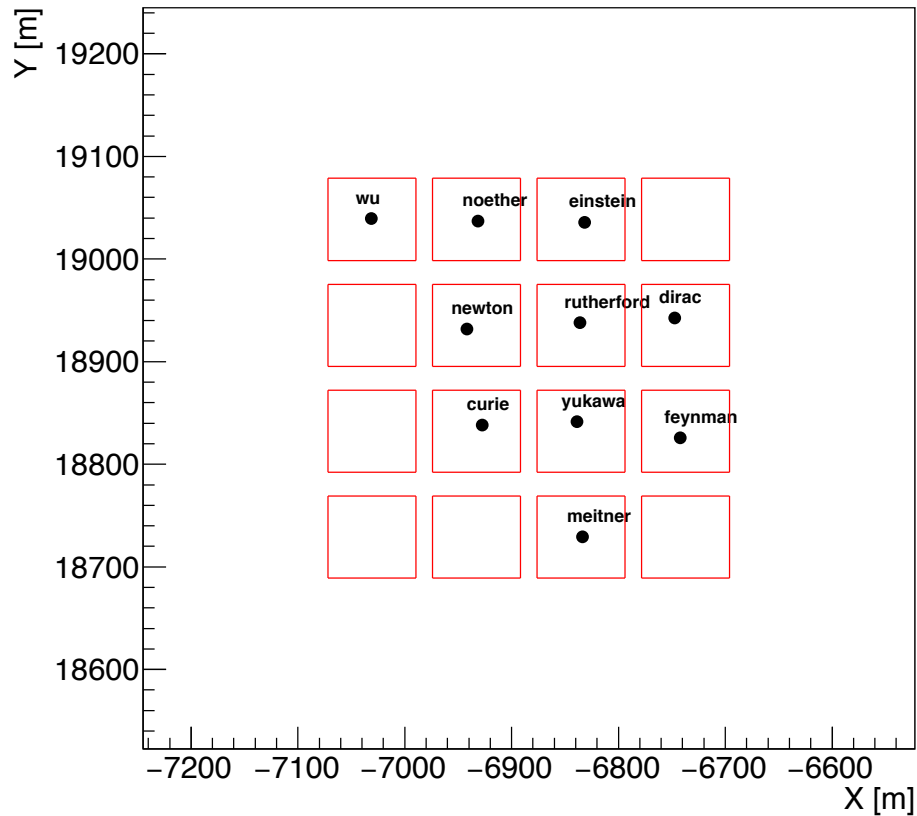


図 6.1: 黒丸が検出器位置を、赤四角が CORSIKA で設定した検出範囲を示す。

コアポジションの散乱

空気シャワー現象は、観測面上のコアポジションの平行移動に対して不変である。本研究では計算にかかる必要時間を減らすために 1 つのシャワーに対して、20 回検出範囲をずらして空気シャワーの描像は完全に同一であるがコアポジションのみが異なる 20 個のシャワーを生成している。

6.1.2 チェレンコフ光シャワーに対する検出器応答

6.1.1 節で説明したように CORSIKA の出力データには観測高度 1580m に達した光子の位置、到来時間、運動量ベクトルが保存されているが、実際には NICHE 検出器はそれぞれ異なる高度にあるため、高度 1580m における光子の位置と運動量ベクトルを使ってレイトレースして、各 PMT の受光面に入射した光子数を計数するプログラムを開発した。なお、今解析では PMT の受光面は観測面と平行な円（半径 25cm）としている。

配置された検出器のうち最も低い位置に観測高度を取っているため、その地点で CORSIKA の出力データに保存されている光子の位置から運動量ベクトル方向と逆向きに動かし、PMT の受光面に当たるような光子を見つける。その際、受光面まで逆向きに動かしただけ光子の到来時間を早める。検出器毎に時間に対する光子数分布を作成し、実データと同等に宇宙線再構成ソフトウェアが読み取ることのできる擬似データとして扱う。

また、コインシデンスイベントを再構成ソフトウェアが区別できるようにシャワー毎に十分長い時間（1 秒）置きの時間情報を擬似データに与えている。

6.2 再構成ソフトウェア決定精度の評価

前節で述べたシミュレーションプログラムを使い宇宙線再構成ソフトウェアにより決定された空気シャワー到来方向とコアポジションの決定精度を調べる。

CORSIKA で 50 の空気シャワーを生成しコアポジションを 20 回ずつ動かして合計 1000 の空気シャワーに対して評価をする。表 6.1 に設定した空気シャワーパラメータを示す。

エネルギー	10^{15}eV
核種	陽子
天頂角	0 ~ 60 度
方位角	0 ~ 360 度

表 6.1: 本研究で CORSIKA で生成した空気シャワーに関するパラメータ

シミュレーションで生成された全ての疑似データは、5 章で述べたように再構成ソフトウェアにより、シグナルサーチで立ち上がり時刻と立ち下がり時刻を決定、コインシデンスイベントとしてまとめられた後、到来方向とコアポジションの決定が行われる。

6.2.1 空気シャワー到来方向の決定精度

シミュレーションで設定した到来方向ベクトルと再構成ソフトウェアで決定した到来方向ベクトルの開き角を計算し、全シャワーに対する分布を図 6.2 に示す。さらに検出器アレイ内を図 6.3 のように長方形で定義してやり、シミュレーションで設定したコアポジションが検出器アレイ内にある場合と検出器アレイ外にある場合それぞれの開き角分布を図 6.4 に示す。

Opening Angle Dist

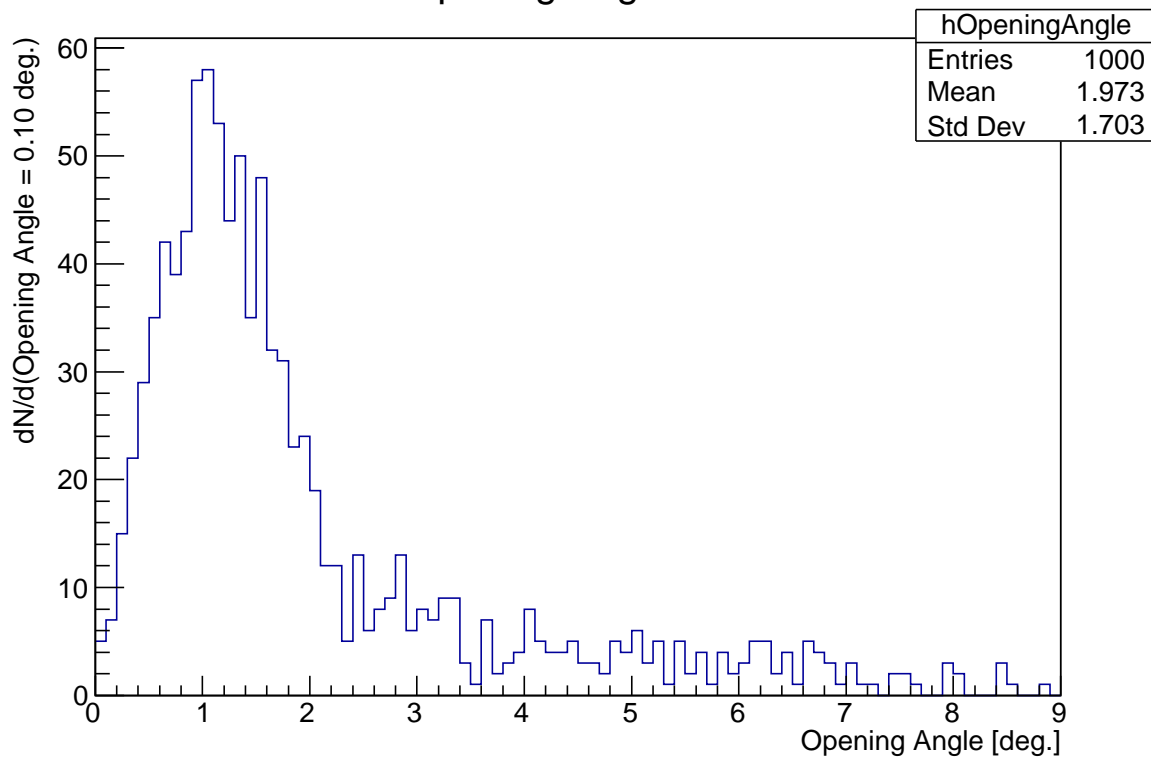


図 6.2: 全 1000 イベントに対する開き角分布。

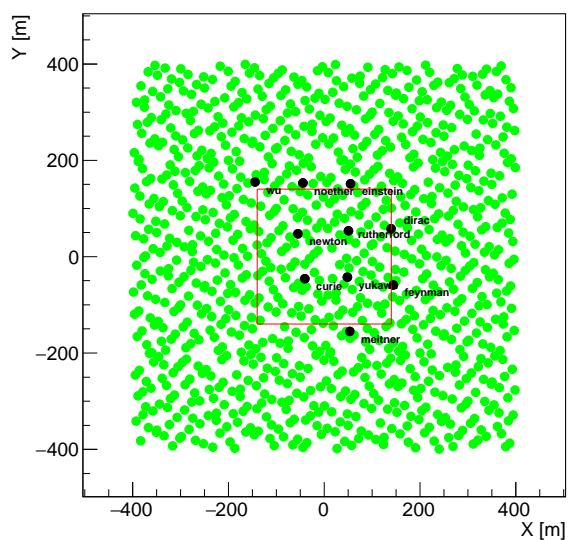


図 6.3: 赤線で囲った正方形（検出器アレイ中心から $\pm 120\text{m}$ ）を検出器アレイ内と定義する。緑丸は CORSIKA で降らせた空気シャワーのコアポジション分布。

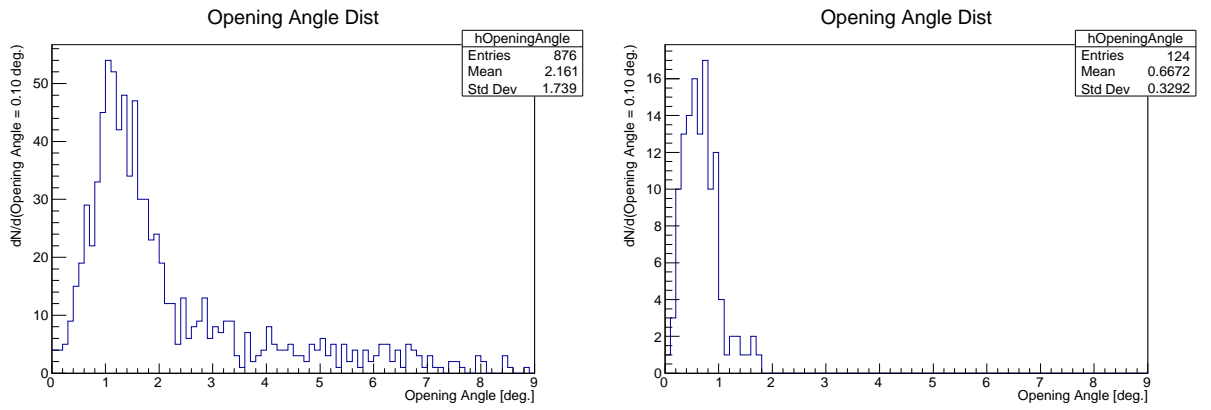


図 6.4: 検出器アレイ外 (左)、検出器アレイ内 (右) のイベントを使った開き角分布。コアポジションが検出器アレイ外にあるときよりもアレイ内にあるときのほうが良い結果になる。

6.2.2 空気シャワーコアポジションの決定精度

シミュレーションで設定したコアポジションと再構成して決定したコアポジションの距離の分布を図 6.5、図 6.6 に示す。

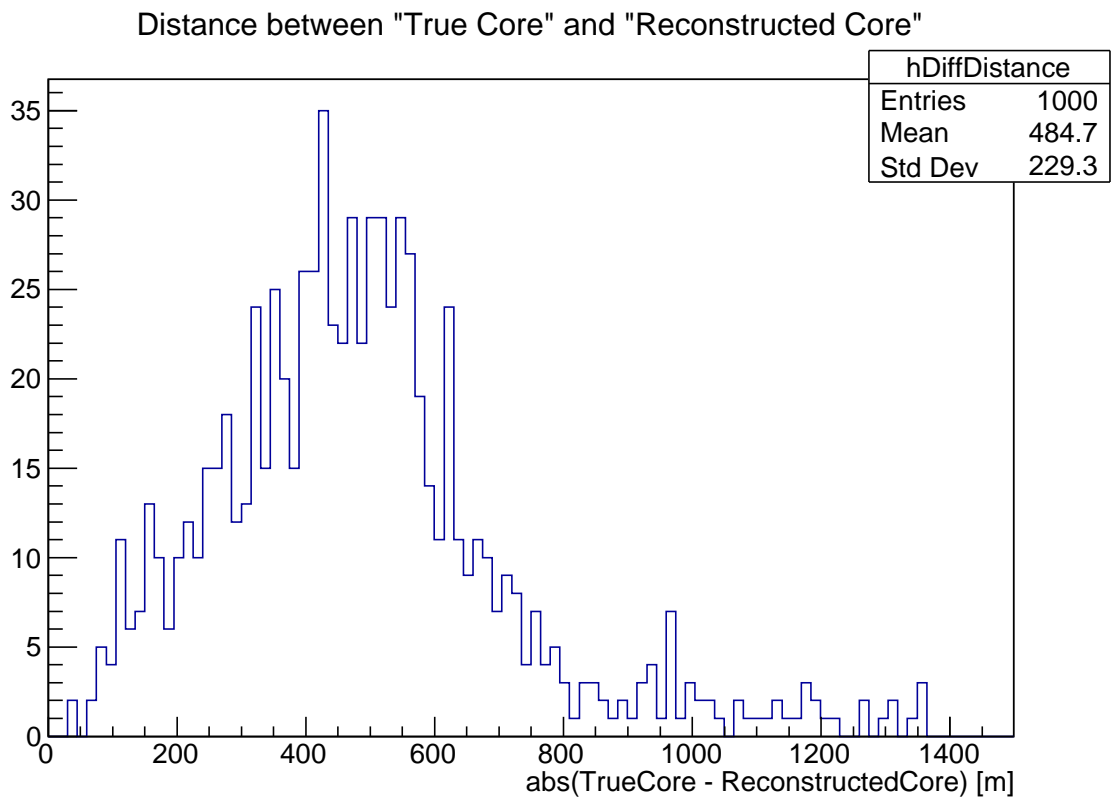


図 6.5: 距離の分布。

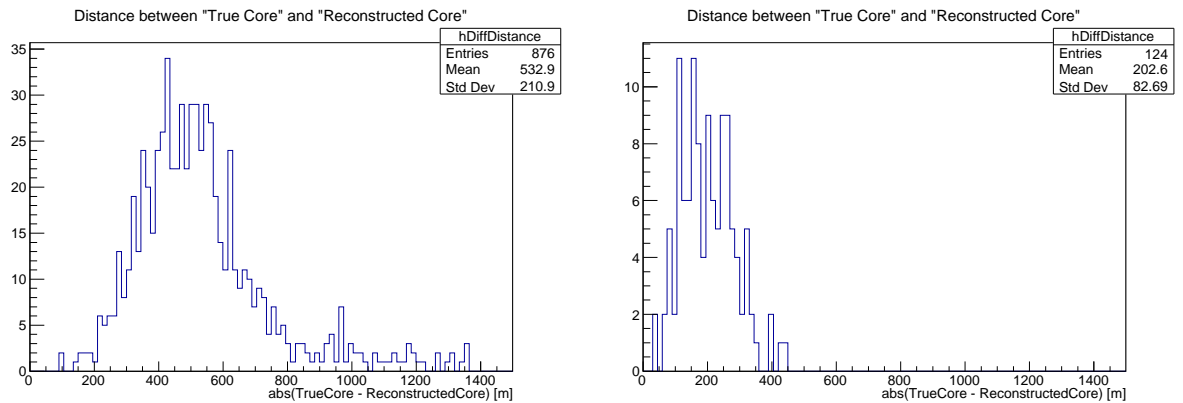


図 6.6: 検出器アレイ外 (左)、検出器アレイ内 (右) のイベントを使った距離分布。コアポジションが検出器アレイ外にあるときよりもアレイ内にあるときのほうが良い結果になる。

コアポジションの決定精度は 200m で、検出器間隔 100m と比べると 2 倍ほど長い。

チェレンコフ光シャワーの横方向分布は 1.3.3 項で述べたように、複数の関数で記述できるような複雑な描像を表している。NICHE 実験サイトの経度、緯度、高度を加味したシミュレーションによる横方向分布の結果は図 6.7 のようになっており、1.3.3 項の (1.25) 式を使った方が指数関数よりも良いフィットができる。今解析では横方向分布フィットに指数関数を使っているが、実際の分布とは異なっており、少なくとも横方向分布フィットに関して改善できる余地がある。今後、より良い解析方法を確立する。

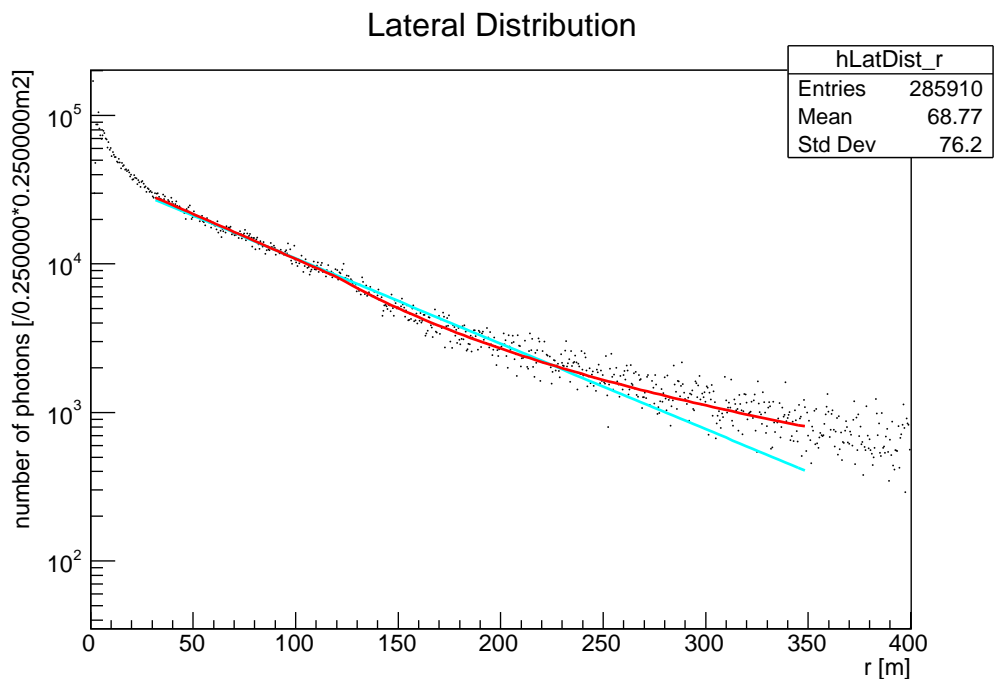


図 6.7: シミュレーションによるチェレンコフ光横方向分布。赤色が (1.25) 式によるフィット結果。水色が指数関数によるフィット結果。

第7章 観測状況と実データ解析

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。この章では、初めに2017年9月21日に得られた初観測データの解析結果を示し、観測を始めてからこれまでの観測状況について説明する。

7.1 2017年9月21日の初解析データ

2017年9月21日の観測は試験観測としてUTCで3:01から11:48のおよそ9時間行われた。このとき稼働していた検出器は10台で、各検出器のトリガーレートを図7.1に示す。この時点で各PMTのゲインは揃えられていなくて、解析時にゲインを揃えるための補正を信号積分値に加えている。

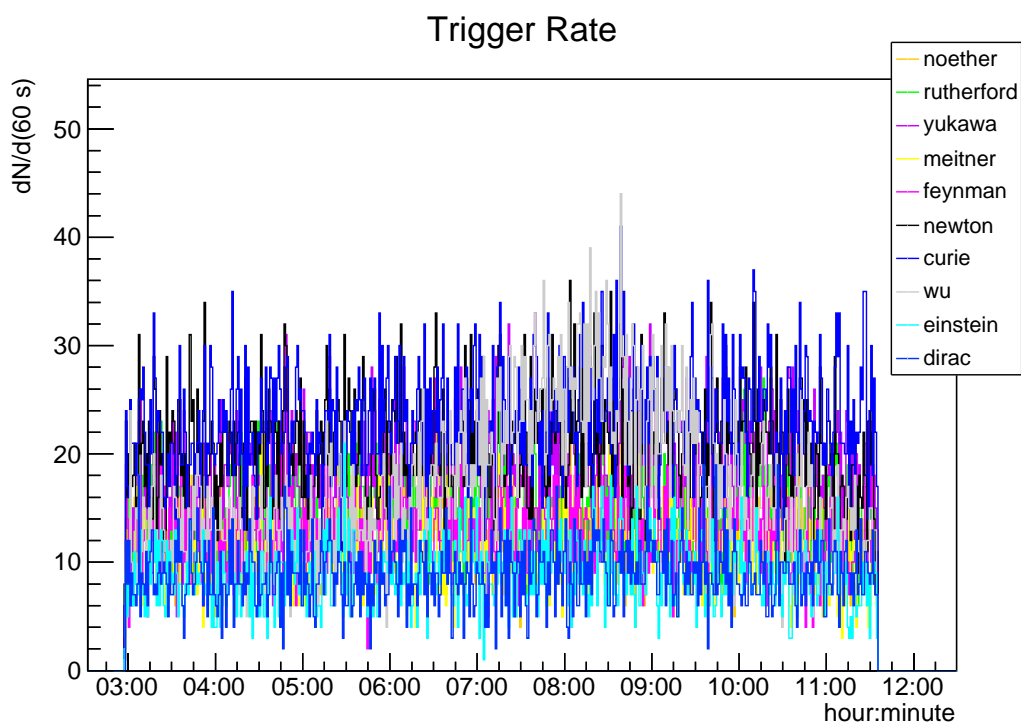


図 7.1: 各検出器のトリガーレートを重ね書きしたもの。

5章で述べた宇宙線再構成ソフトウェアを使い解析し、その結果について説明する。

全コインシデンスイベント数は4149であり、全イベント中コインシデンスの取れた台数の分布は図7.2に示す。図7.3に示した1分あたりのコインシデンスイベントの時間変化から、1分あたり7程度のコインシデンスイベントが検出されていることが分かる。

このコインシデンスイベントの頻度 $1/7 \sim 0.14\text{Hz}$ から見ている宇宙線のエネルギー範囲の妥当性を調べる。宇宙線の積分フラックスは (7.1) 式で表される [4]。検出器アレイの大きさを $300 \times 300 = 9 \times 10^4\text{m}^2$ 、検出可能範囲は本節で後述する方位角分布より $0 \sim 360$ 度また天頂角の分布より $0 \sim 50$ 度程度、すなわち 2.24sr である。コインシデンスイベント頻度は 0.14Hz であるから、(7.1) 式より見ているエネルギー下限は $1.86 \times 10^{15}\text{eV}$ でありターゲットとするエネルギー範囲 ($10^{16.5} - 10^{18.5}\text{eV}$) を含んでいる。

また、偶発的に間違えて取られたコインシデンスの割合であるアクシデンタルコインシデンスレートの評価をする。各検出器のトリガーレートを 1 秒あたり多めに見積もって $N_{tr} = 20\text{min}^{-1} = 1/3$ とし、コインシデンスの時間幅は $10\mu\text{s}$ だから 1 秒あたりに含まれる時間幅の数は $N_w = 10^6$ である。簡単のためトリガーが一様ランダムで起こるとすると、ある時間幅内に任意のトリガーが含まれる確率は $P_{tr} = N_{tr}/N_w = 1/3 \times 10^{-6}$ である。よって、4 台以上のコインシデンスイベントに対するアクシデンタルコインシデンスレートは $R_{accidental} = \sum_{n=4}^{10} P_{tr}^{n-1} \sim 3.7 \times 10^{-20}\text{Hz}$ となる。本観測時間中にアクシデンタルコインシデンスが現れる確率は、 $R_{accidental} \times 9\text{h} \times 60\text{min} \times 60\text{sec} \sim 3.2 \times 10^{-18} (\ll 1)$ であり、十分小さいので、アクシデンタルコインシデンスは考慮しない。

$$F(> E) \sim 2 \times 10^{-10} \frac{\text{particles}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \times \left(\frac{E}{1000\text{TeV}} \right)^{-\gamma} \quad (7.1)$$

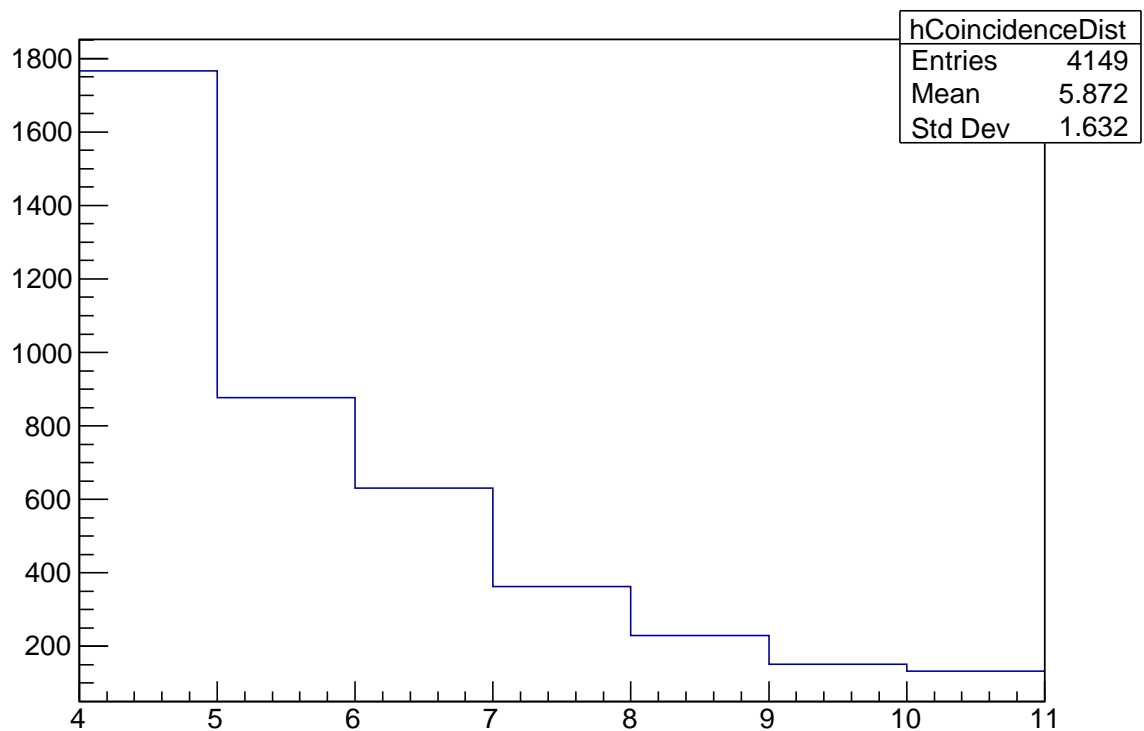


図 7.2: 全コインシデンスイベントを検出器台数毎に表した分布。

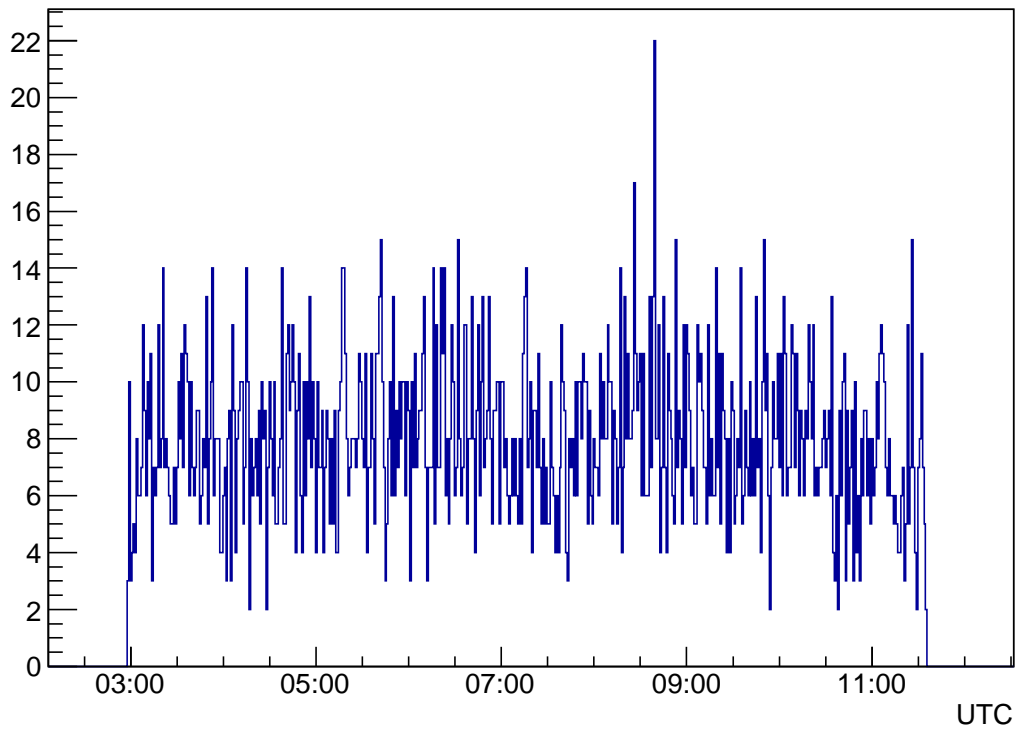


図 7.3: コインシデンスイベント数の時間変化。

これらコインシデンスイベントに対する空気シャワー到来方向の決定をし、その天頂角分布と方位角分布をそれぞれ図 7.4、図 7.5 に示す。方位角分布における 270 度付近（南方向）にイベント数の減少が見られるが、PMT から見える範囲は方位角に関して一様ではない為だと考えられる。今後検出窓に入射した光子をレイトレースして PMT に入射する光子数を計数するシミュレーションを実施し調査する。

また、到来方向を決定した際の reduced χ^2 を計算した結果を図 7.6 に示す。ここで時間精度として多めに見積もった $\sigma_t = 10\text{ns}$ を使っている。

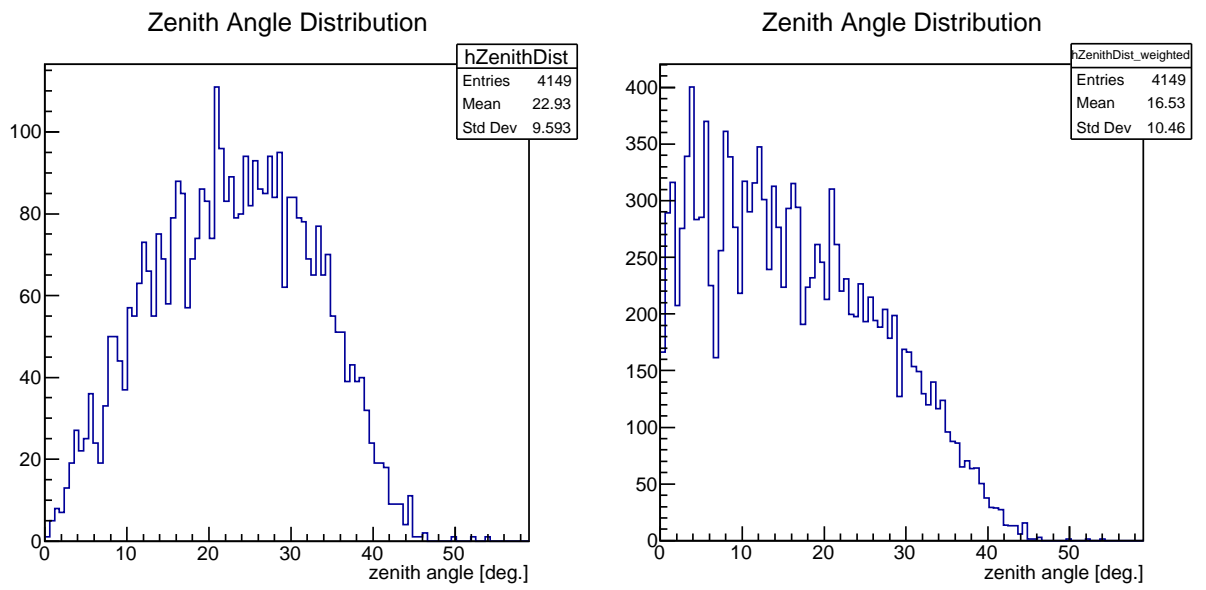


図 7.4: 天頂角分布。左が解析によって得られた天頂角を使って描いた天頂角分布。右が全天頂角に対する立体角の大きさを均一になるよう重み付けして描いた天頂角分布。

Azimuthal Angle Distribution

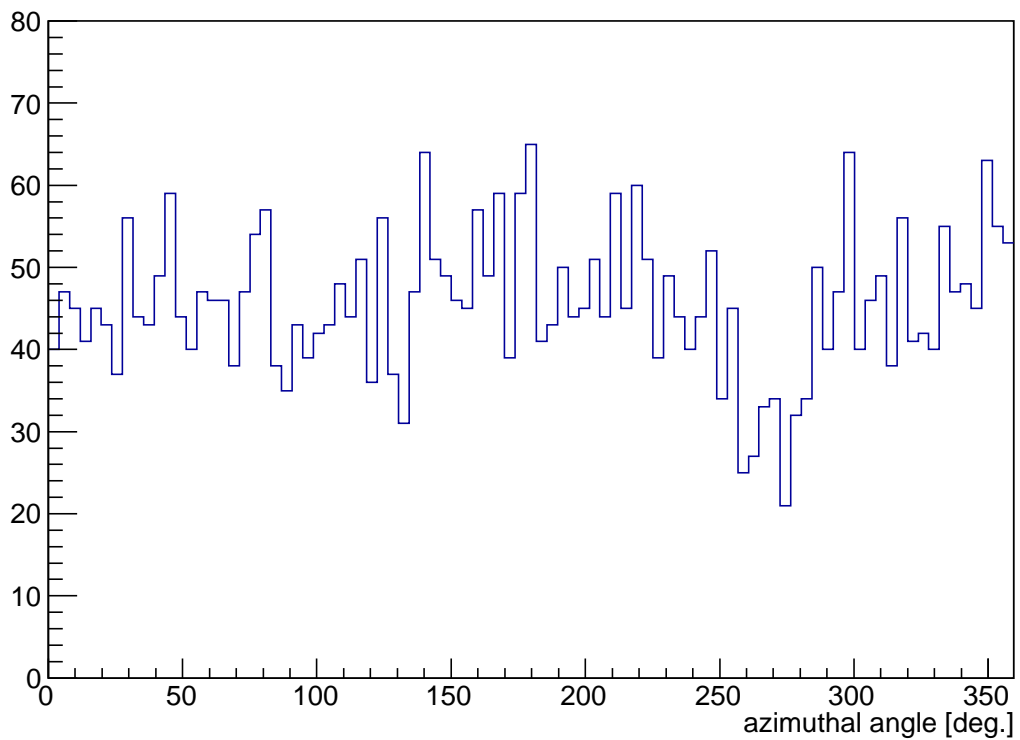


図 7.5: 方位角分布。

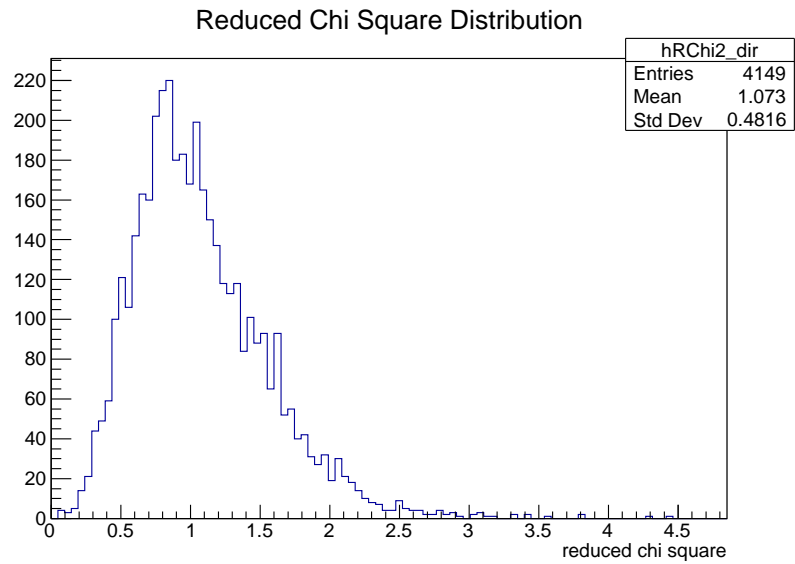


図 7.6: Reduced χ^2 分布。 $\sigma_t = 10\text{ns}$ 。

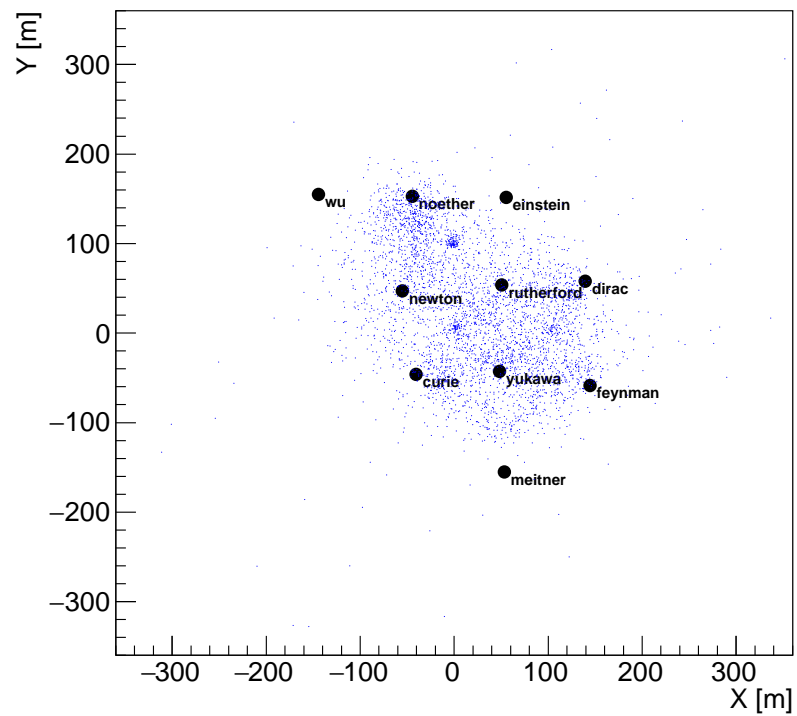


図 7.7: コアポジションの分布。黒丸が検出器位置、青丸が解析で決定されたコアポジションを表す。

7.2 これまでの観測状況

再構成ソフトウェアで2017年9月からこれまでの観測データを解析し、得られたイベント情報を図7.8に示す。観測した日数は59日で観測時間は369時間、見つかったコインシデンスイベント数は20574であった。

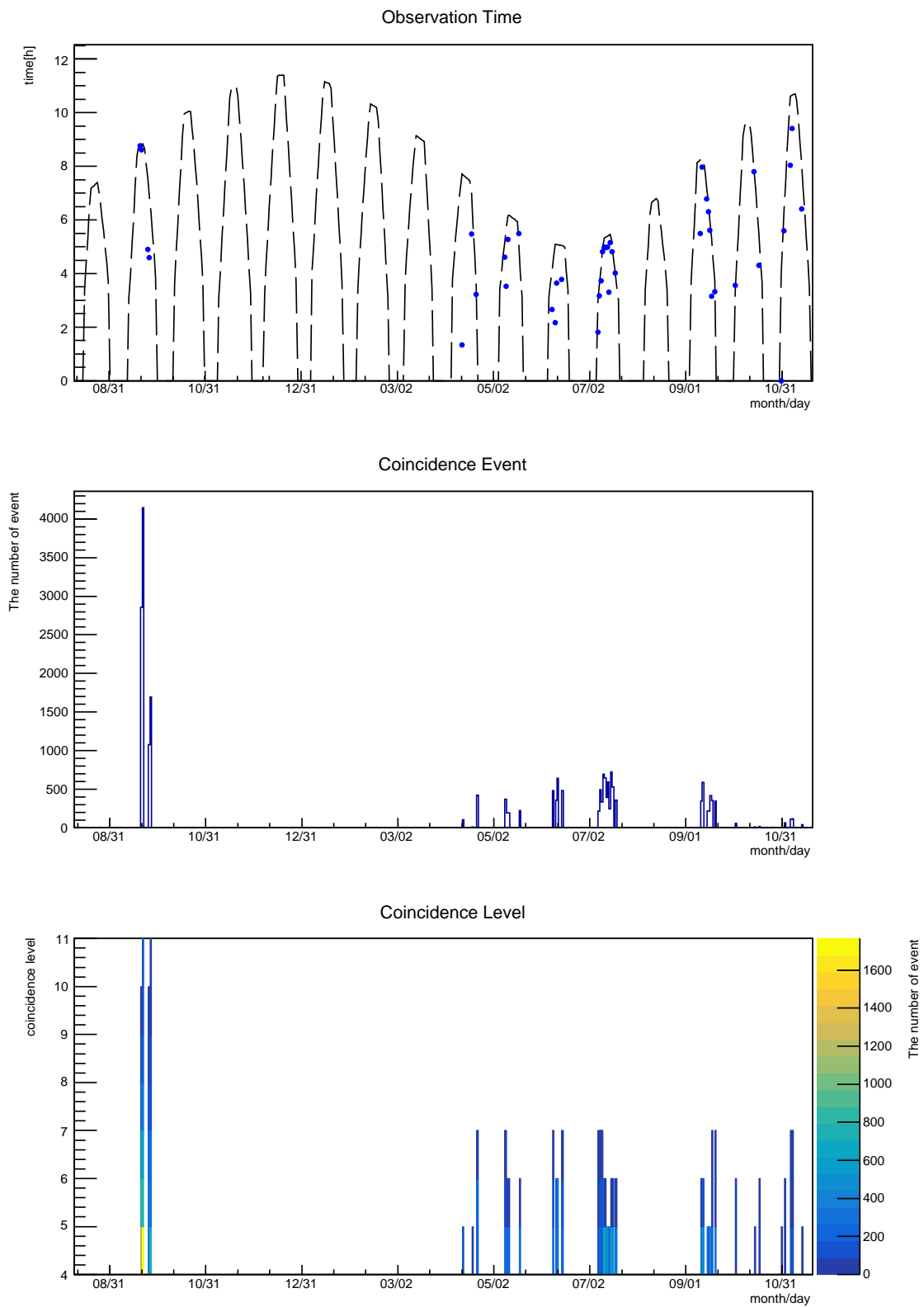


図 7.8: 上図では黒破線が予定されていた観測時間で青丸が実際に行われた観測時間を示している。中央の図はコインシデンスイベント数を日毎に表したもの。下図ではその日のコインシデンスイベントのうち同時に鳴った検出器の数毎にイベント数を示している。なお上図に関して、観測時間が3時間を下回る時は観測が行われないため観測時間が0になっている所がある。

2018年5月以降コインシデンスイベントの最大台数が激減しているが、5台のPMT (bell, wu, rubin, dirac, rossi) がHV印加された状態で日光に曝されたためである。図7.9のように5台全てのPMTのゲインが激減しており、10時10分以降HVの最大値(2kV)を与えても他の正常なPMTのゲインまで達しなかった。当日のログデータと問題の検出器のステータスを確認した結果、測定ユニットに設定していた終了プロセスコマンドが観測終了時刻に発動しなかったためであると分かった。発動しなかった原因を特定し、修正を加えた。

問題の5台のPMTは2019年2月に新しいPMTと取り替える予定である。

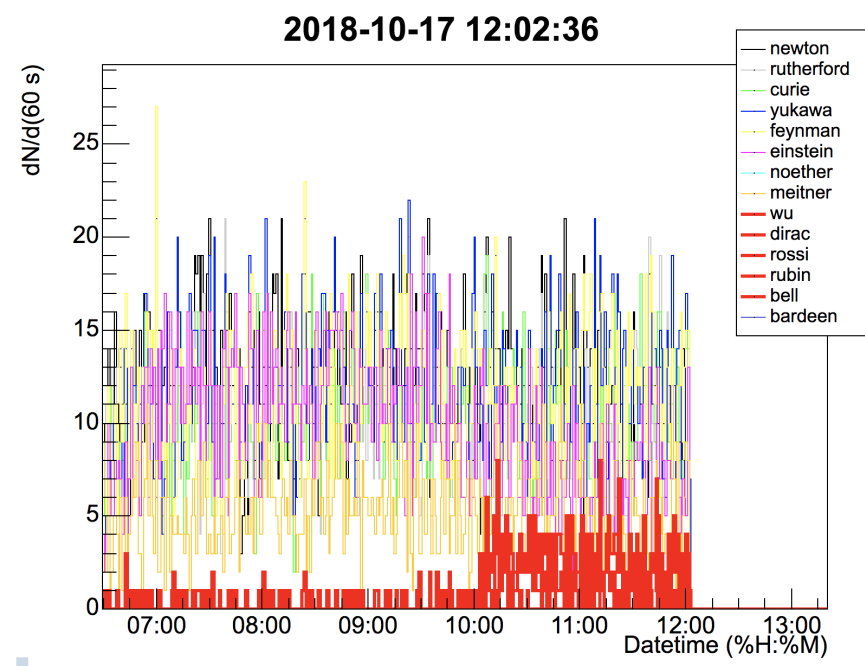


図 7.9: 2018年10月17日の各検出器のトリガーレート。

第8章 結論

合計 14 台の NICHE 実験検出器アレイの配置が 2018 年 9 月に完了した。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。定常観測のための観測手順を確立し、一度起動すれば自動で観測開始から観測終了までを担う観測ソフトウェアの開発をした。定常観測は観測ソフトウェアを介して行われ、NICHE 実験観測実施者に負担をかけない設計になっている。さらに、観測ログデータ及び検出器のステータスを記録する機能を加え、システム改善に活かし保守管理も行う。

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の決定をする宇宙線再構成ソフトウェアの開発をした。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り、コインシデンスイベントリストを作る。コインシデンスイベントに含まれる各信号の到来時刻を平面フィットして到来方向決定をする。さらに同イベントに対する各信号の FADC 積分値を使い、指数関数で横方向分布に対して最も良くフィットのできる位置をシャワー平面上で探し、その位置をコアポジションとする。NICHE 検出器アレイのためのシミュレーションを使い決定した到来方向とコアポジションの決定精度を評価した。モンテカルロシミュレーションである CORSIKA を使い 1000 個の空気シャワーを生成し、CORSIKA が出力する観測高度における空気シャワー由来のチェレンコフ光光子データからレイトレースし、各 NICHE 検出器のヒット判定を行う。ヒットした場合、再構成ソフトウェアが実データと同等に読み取ることのできる疑似データを生成する。尚、CORSIKA で生成したシャワー毎に再構成ソフトウェアがコインシデンスを取れるように時間オフセットを加えている。再構成ソフトウェアはシミュレーションで生成された疑似データセットを読み込み、コインシデンスイベントを見つけ、空気シャワー到来方向及びコアポジションを決定する。検出器アレイ内に落としたイベントに対して空気シャワー到来方向は 0.7 度の精度で決定でき、空気シャワーコアポジションは 200m の精度で決定できることが分かった。どちらの決定精度も検出器アレイ内に落とした方がより良い結果を示した。しかし、空気シャワーコアポジションの決定精度は検出器間隔 100m と比べても倍大きい。コアポジション決定のために横方向分布に対して指数関数を使っているが、実際の横方向分布は指数関数を含む複数の関数で記述できる複雑な形状を表している。まだ改善の余地があるので今後より良い決定方法を探し、コアポジション決定精度を高める。

宇宙線再構成ソフトウェアを使い 2017 年 9 月 21 日の初観測データを解析した。各検出器のトリガーレートからアクシデンタルコインシデンスの起こる確率を計算し、観測時間に対してアクシデンタルコインシデンスレートは十分小さいことを示した。さらに、コインシデンスイベント頻度から宇宙線積分フラックスを使って NICHE 検出器アレイが実際に観測している宇宙線のエネルギー範囲を概算し、期待している “2nd Knee” 領域のエネルギー範囲を十分に含む、 $1.86 \times 10^{15}\text{eV}$ 以上のエネルギーを持つ宇宙線を観測できていることを確かめた。また、解析で決定した天頂角分布と方位角分布はほとんど期待される分布を示した。決定した方位角分布によれば南方向から来る空気シャワー到来頻度が低くなっているが、PMT から見える範囲は方位角に関して一様ではないためだと考えられる。今後検出窓に入射した光子をレイトレースするプログラムを使い方位角分布の偏りを調べる。

これまでの合計観測日数は59日、観測時間は369時間、見つかったコインシデンスイベント数は20574であった。2018年5月以降、問題のある5本のPMTは正常なPMTと比ベトリガーレートが大きく下がっており、最大ゲインを与えても元のレートに達しないことを確かめた。2019年2月に問題のPMT全てを新しいものに取り替える予定である。

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。

本研究の、特に進歩報告の場において様々なご助言を頂きました国立台湾大学の Bokkyun Shin 博士、信州大学の富田孝幸助教に深く感謝いたします。

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 氏に深く感謝いたします。

大阪市立大学の Jihyun Kim 博士、Rosa Mayta Palacios さん、佐原涼介氏、高木芳紀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。

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織田浩行氏、藤田慧太郎氏、田上裕太氏、中井慧氏、藤原亮太氏、古賀臯さん、松宮弘幸氏に感謝致します。

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、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正助教、木戸英治博士、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、山崎勝也特別助教、大阪電気通信大学の多米田裕一郎講師、成均館大学校の武石隆治博士には数多くのご助言を頂きましたことを感謝いたします。

ユタ大学の John N. Matthews 教授、Gordon Thomson 教授、Cosmic Ray Center の Dave Barr 氏、Austin Barr 氏にはユタでの作業や生活でお世話になり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勝村美枝子さん、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。

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。関係機関の皆様感謝いたします。

日本学生支援機構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。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* (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> (2018/02 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. A* 337, 355 (1994).
- [24] T. Tokuno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) 601 364.

- [25] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al., *Report FZKA 6019, Forschungszentrum, Karlsruhe* (1998)
- [26] 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)
- [27] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02 (1985), RWTH Aachen
- [28] W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, Report SLAC 265 (1985)
- [29] F.James and M.Roos, *Comput.Phys.Commun.*, 10 (1975) 343-367
- [30] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [31] 佐原涼介, 修士論文 大阪市立大学 (2018)
- [32] 光家貴斗, 修士論文 東京工業大学 (2015)